



Fisica delle alte energie agli acceleratori: il Modello Standard e oltre



Lezione #3

Ricerca dell'Higgs e di nuova fisica al LEP





Ricerca dell'Higgs a LEP

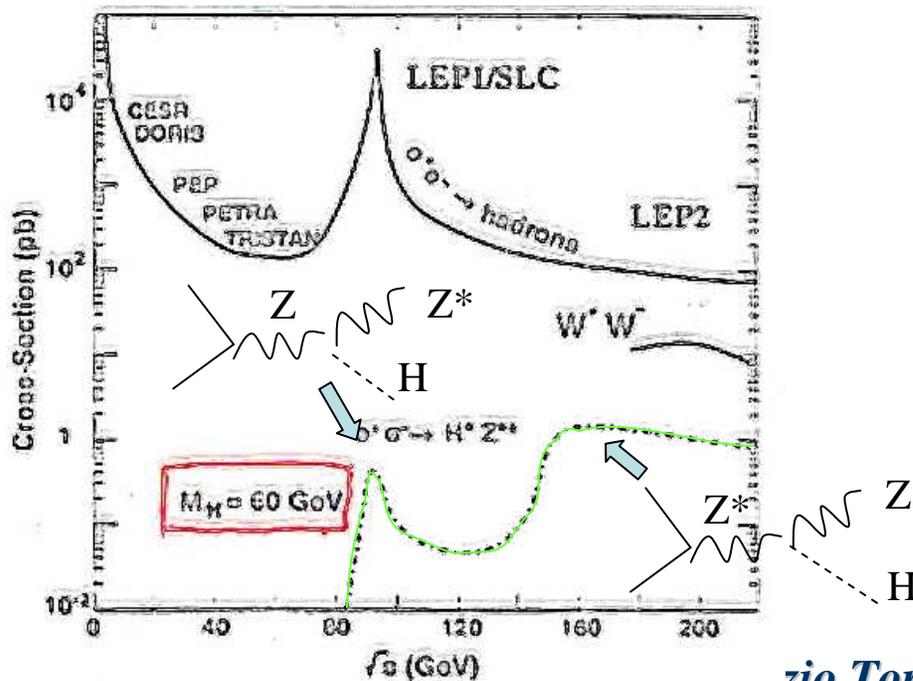


L' accoppiamento del campo di Higgs ai bosoni vettori ed ai fermioni è totalmente determinato dal Modello Standard

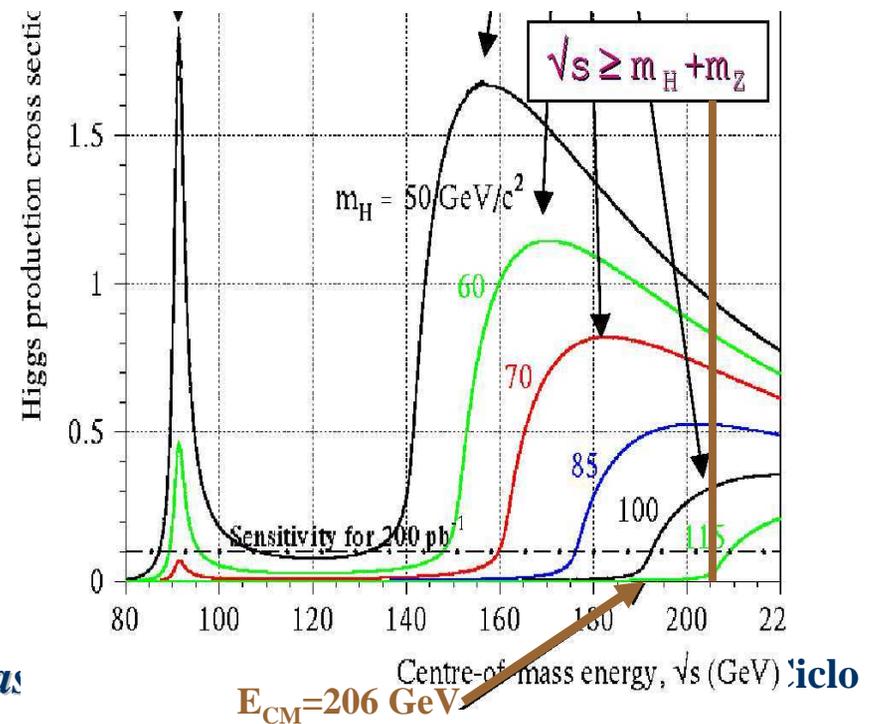


la sezione d' urto di produzione dell' Higgs e i suoi modi di decadimento in funzione della sua massa sono predetti dalla teoria

Il meccanismo di produzione più importante a LEP1 e LEP2 è quello di "Higgs-strahlung"



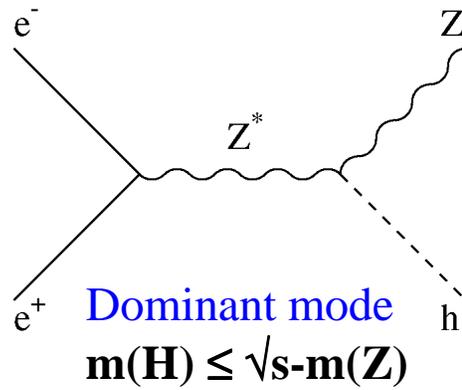
zio Toras



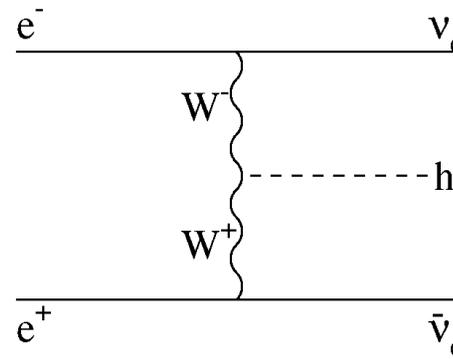
$E_{CM} = 206 \text{ GeV}$



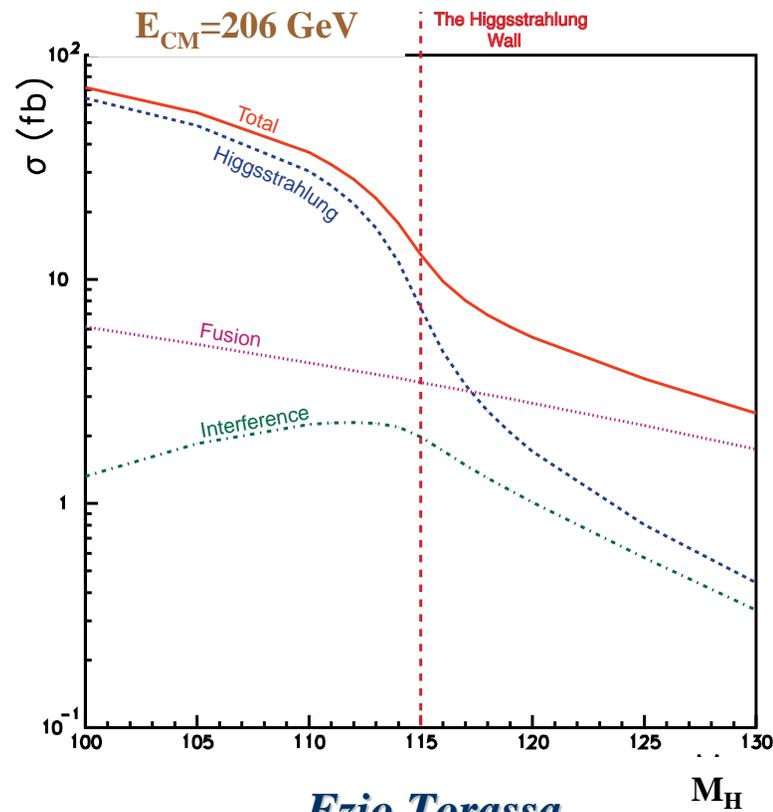
Higgsstrahlung



WW fusion



+
interference





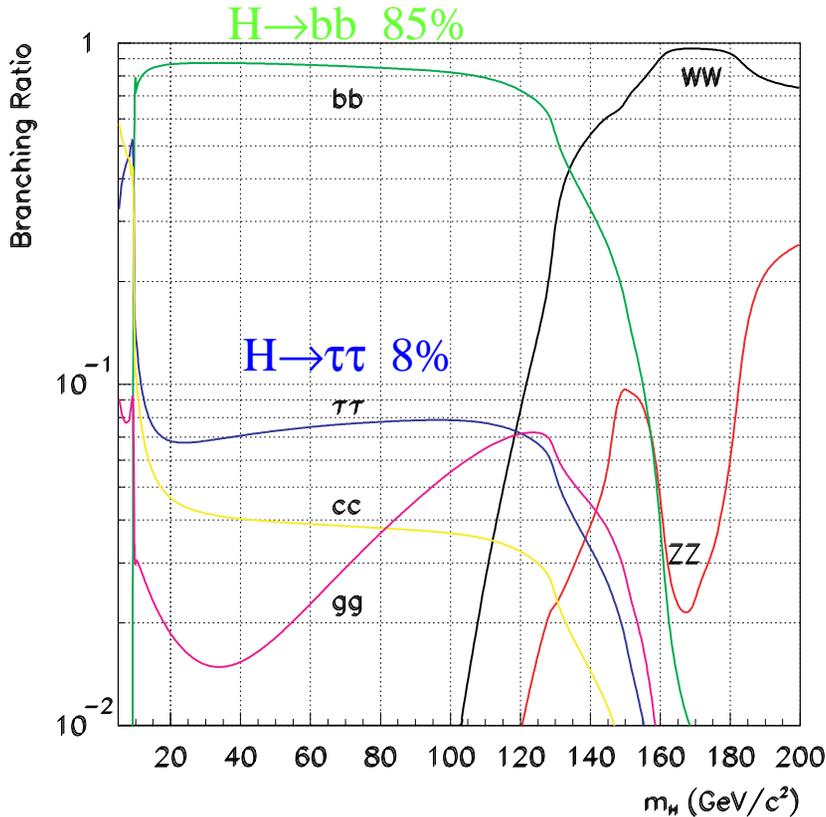
Decadimenti dell'Higgs



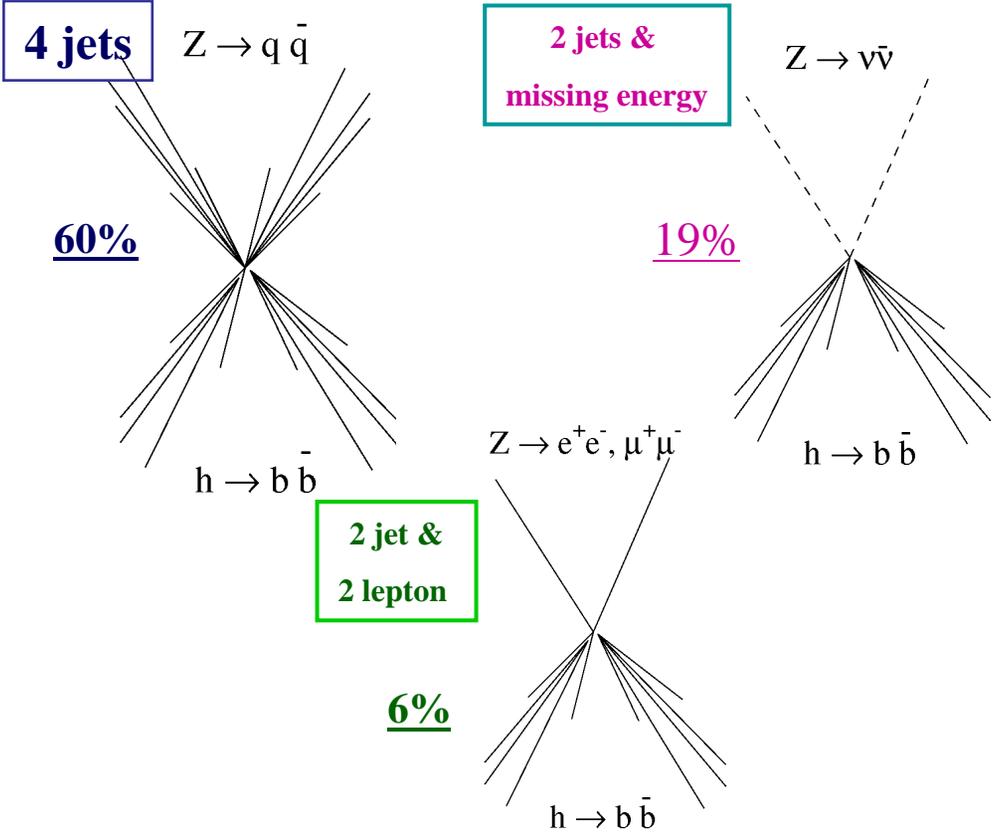
Per $m_H \leq 120$ GeV, il decadimento di gran lunga più importante è $H \rightarrow b\bar{b}$



importanza del "b-tagging" !



Topologie di ricerca:



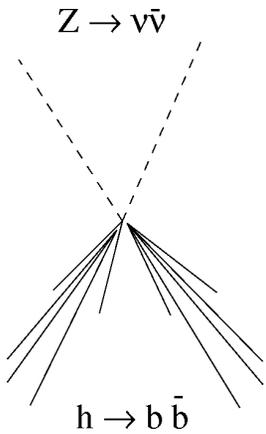


Ricerca dell'Higgs a LEP1



Canale di decadimento in neutrini

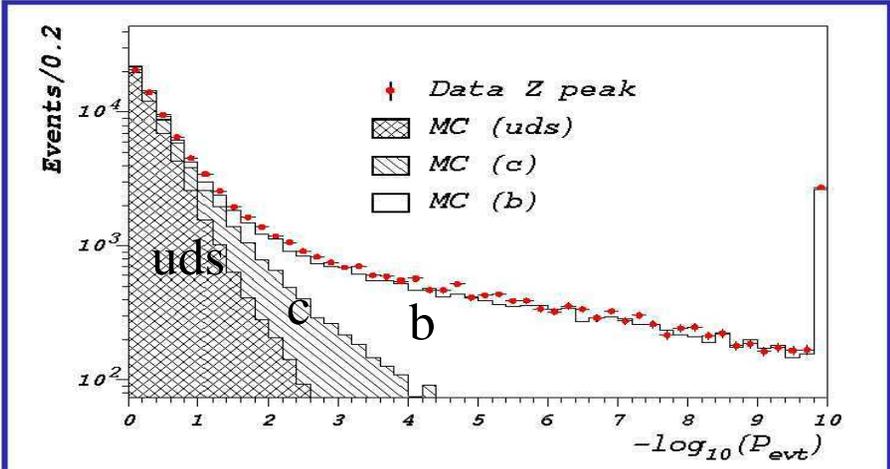
2 jets & missing energy



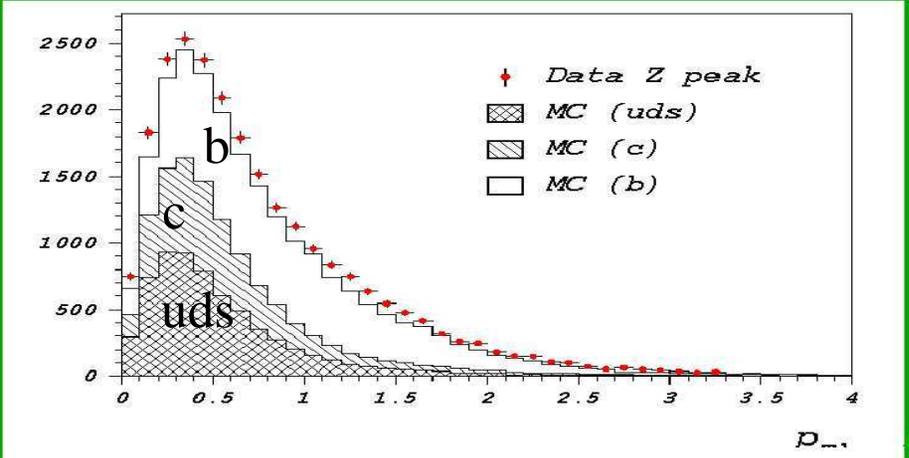
La segnatura è un evento adronico fortemente sbilanciato.

Il fondo è costituito dai decadimenti dalla Z in quark b.

- Massa invariante dei due jet $\neq M_Z$
- Jet su rette non collineari



Parametri d'impatto delle tracce



Momento trasverso dei leptoni



Analisi dati 1991-1992

(1) Preselezione:

Acollinearità $> 8^{\circ}$



Eff. ($Z H \rightarrow \nu\nu X$) = 81.2%

{ 41.6% (barrel)
39.6% (endcap)

Eff. ($Z \rightarrow qq$) = 1.5 %

$20 \text{ GeV} < M_{\text{invariante}} < 70 \text{ GeV}$



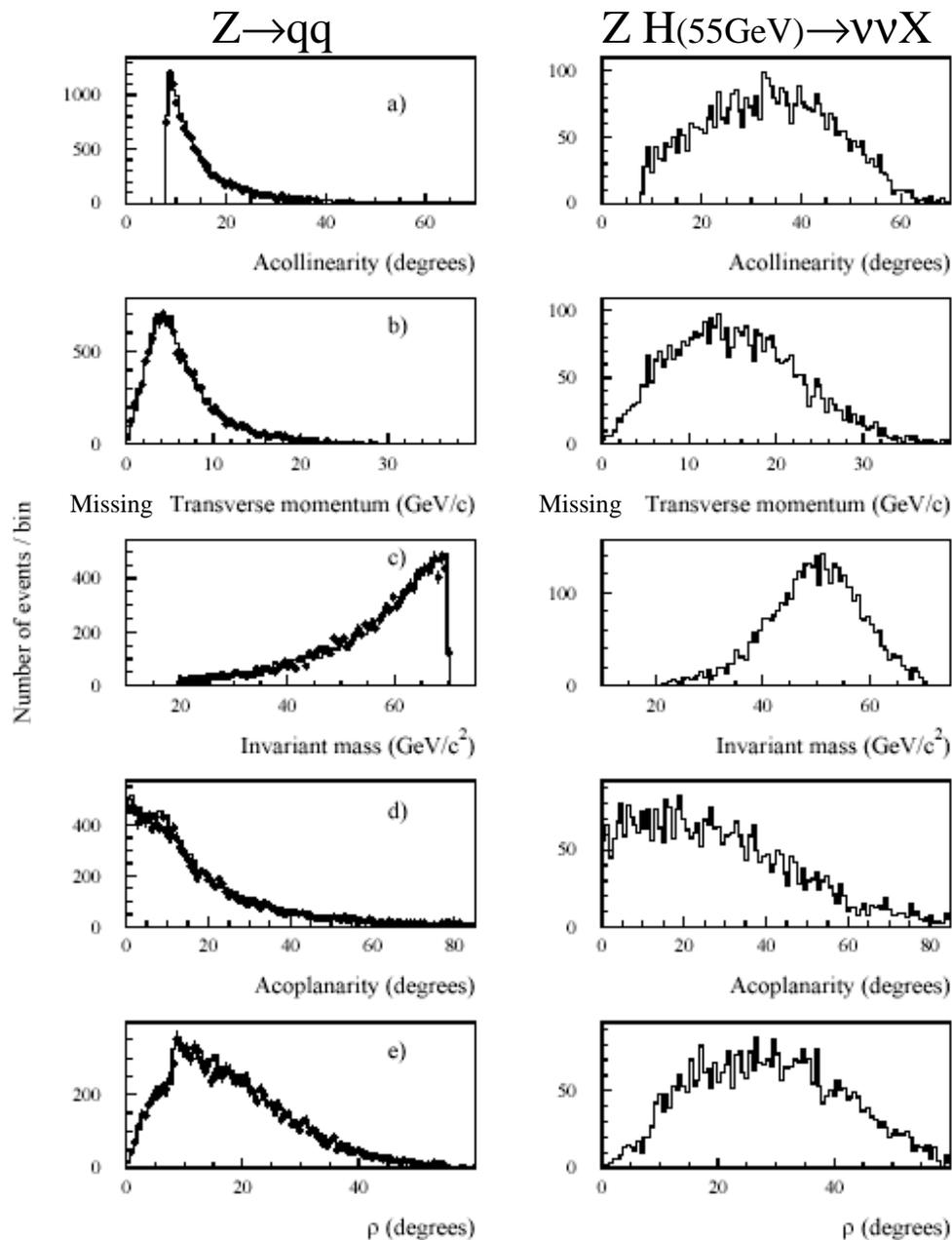
(2) Rete neurale:

Si inseriscono 15 variabili in una rete neurale
(le principali sono mostrate nei grafici)

L'uscita della rete e' una singola variabile
di qualità **Q** compresa tra 0 ed 1

Padova 9 Giugno 2009

DELPHI





DELPHI

$$Q > 0.95$$

$$\text{Eff. (} Z H \rightarrow \nu\nu X \text{)} = 65.8\%$$

$$\text{Eff. (} Z \rightarrow qq \text{)} = 0.23 \%$$

(da moltiplicare per le precedenti Eff.)

Per la frazione di eventi di cui si dispone delle informazioni del rivelatore di vertice (barrel) si applica il “b tagging”

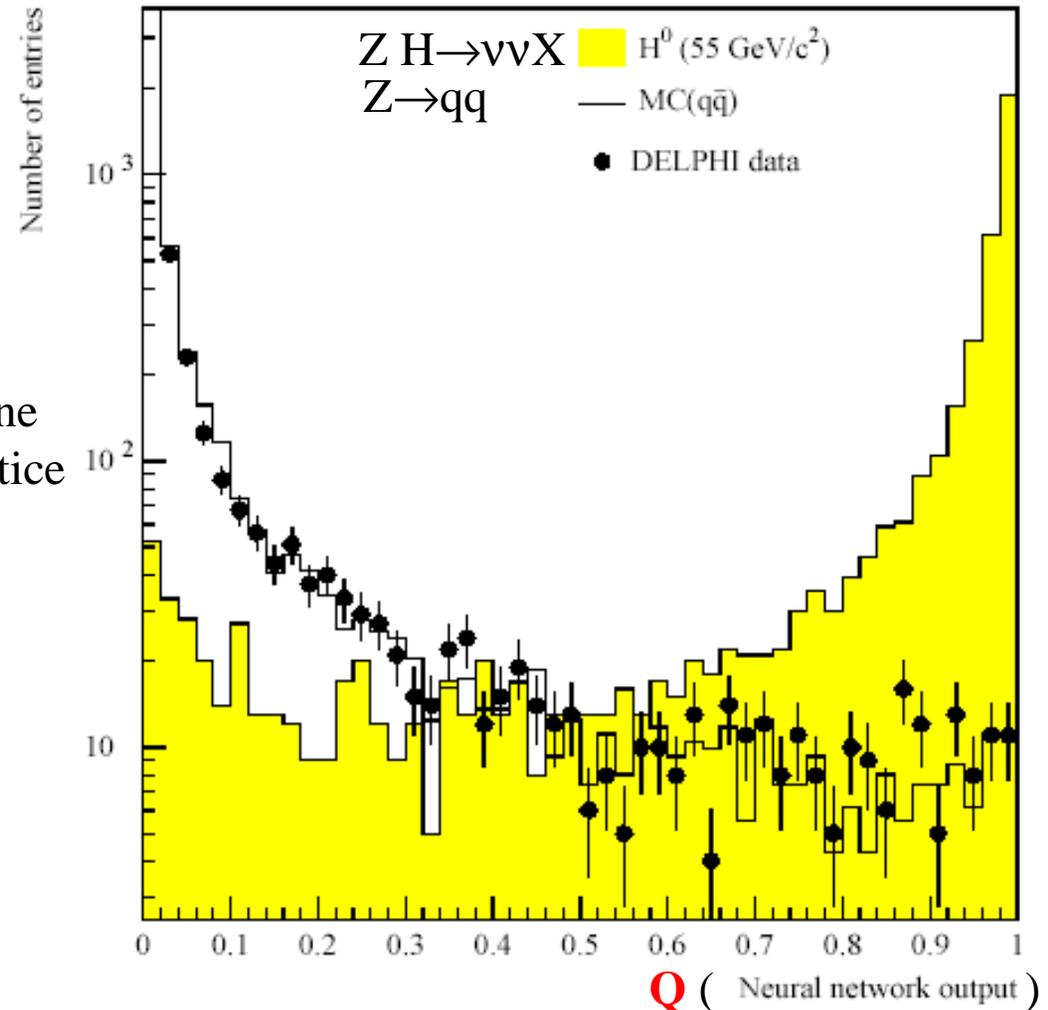
(3) b tagging:

$$\sum \frac{i.p.}{\sigma(i.p.)} > 4$$

$$\text{Eff. (} Z H \rightarrow \nu\nu X \text{)} = 94.7 \%$$

$$\text{Eff. (} Z \rightarrow qq \text{)} = 71.6 \%$$

(50 % bb per il fondo)





Risultati



somma dei contributi di tre canali di decadimento

$Z \rightarrow \nu\nu$ $Z \rightarrow ee$ $Z \rightarrow \mu\mu$

Eventi osservati: 0

Eventi attesi fondo: 0

Eventi attesi segnale:

M_H (GeV)	50	55	60	65
Eventi (simulati HZ)	7.9 ± 0.4	3.6 ± 0.2	1.4 ± 0.1	0.41 ± 0.05

Per $M_H = 55.7$ GeV sono attesi 3 eventi. La probabilità di osservare 0 eventi da un distribuzione di Poisson con valore medio 3 è del 5%.

In conclusione $M_H > 55.7$ GeV al 95 % di C.L.

DELPHI 1991-1992:
 1 M eventi adronici
 ~380 k eventi $\nu\nu$ ee $\mu\mu$

A LEP1 : 1989-1995
all channels
 $m(\text{Higgs}) > 65 \text{ GeV} / c^2$ at 95%CL

LEP1 1989-1995
 17 M eventi adronici



Esclusione e scoperta



Nel caso in cui l'approssimazione “n grande” (cioè distribuzione di Gauss) non possa essere utilizzata la distribuzione degli eventi segue la funzione di probabilità di Poisson

$$\mathcal{P}(n | m) = \frac{e^{-m} m^n}{n!}; \quad \langle n \rangle = m; \quad \sigma_n = \sqrt{m};$$

n = numero di eventi osservati

m = numero di eventi medi

ex. n=0 \rightarrow m \leq 3 @ 95% CL

n=2 \rightarrow m \leq 6.3 @ 95% CL

Distinguendo fondo (b) da segnale (s) :

$$\mathcal{P}(n | b + s) = \frac{e^{-(b+s)} (b+s)^n}{n!}; \quad \langle n \rangle = b + s; \quad \sigma_n = \sqrt{b + s};$$

si misura n;

- **Esclusione** (almeno al 95% CL): la probabilità di osservare n eventi è \leq 5% in riferimento ad una distribuzione con m=b+s
- **Scoperta** (si richiede 5 σ): segnale 5 volte superiore l'errore



SCOPERTA

C.L. di “5 σ ” cioè Probabilità che gli eventi osservati derivino dalla fluttuazione statistica del fondo $\leq 5.7 \times 10^{-5}$

ESCLUSIONE

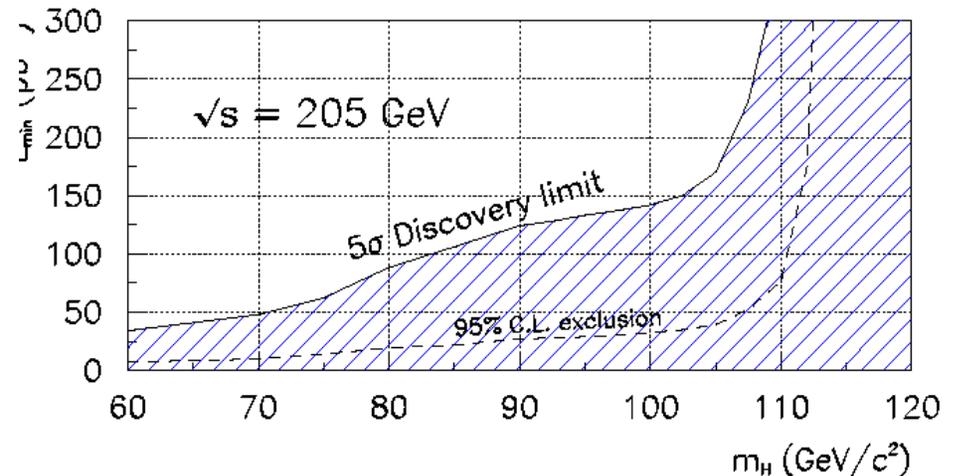
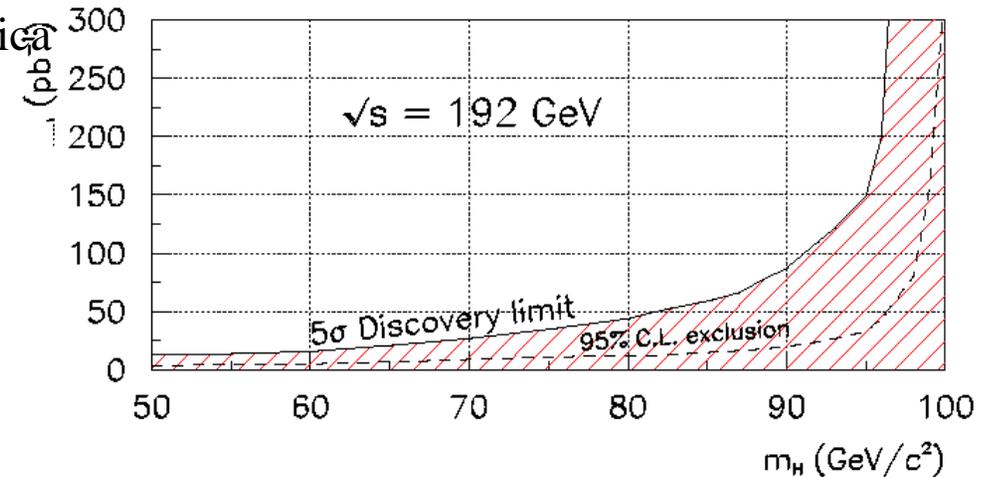
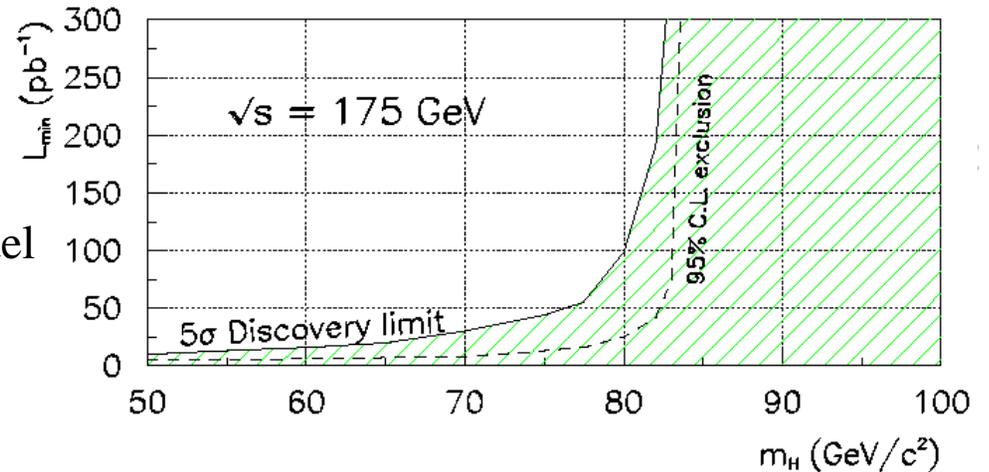
C.L. di “2 σ ” cioè Probabilità che gli eventi (non)osservati derivino dalla fluttuazione statistica di segnale + fondo $\leq 5 \times 10^{-2}$

$L_{scoperta}$

Luminosità integrata (dei 4 esperimenti LEP) affinché il valore medio del segnale atteso superi di 5 σ il fondo atteso. Cio’ non garantisce di ottenere la scoperta ma equivale ad avere il 50% di probabilità.

$L_{esclusione}$

Luminosità integrata (dei 4 esperimenti LEP) affinché il fondo atteso in assenza di segnale sia inferiore di 2 σ rispetto al valore atteso di segnale+fondo. La probabilità di ottenere l’esclusione anche in questo caso è del 50%.





Significatività



$$\mathcal{P}(n | b + s) = \frac{e^{-(b+s)} (b+s)^n}{n!}; \quad \langle n \rangle = b + s; \quad \sigma_n = \sqrt{b + s};$$

$$S_{cP} = \frac{s}{\sqrt{b + s}}$$

Nell'ipotesi in cui il fondo b
si possa stimare con precisione

$$S_{cP} = \frac{s}{\sqrt{b}}$$

Nell'ipotesi di elevata statistica domina il fondo
pensando a significatività di alcune unità

L'inclusione di un errore del fondo b con distribuzione Gaussiana di Δb si può ottenere con un programma che nel caso di statistica sufficientemente alta (limite Gaussiano della distribuzione di n) si può esprimere con la formula:

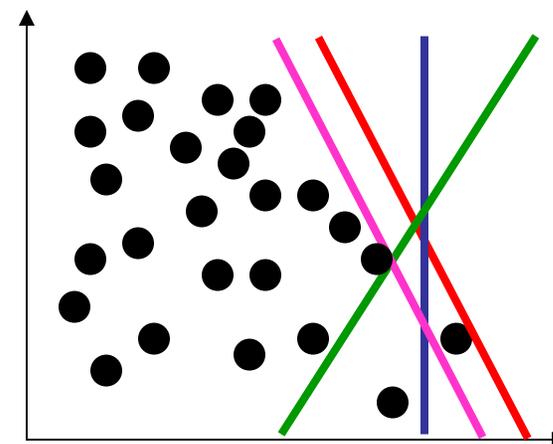
$$S_{cl} = \frac{s}{\sqrt{b + \Delta b^2}}$$



La “blind analysis”



- quando il numero di eventi osservato è “grande” ($n \gg \sqrt{n}$), le fluttuazioni statistiche modificano poco il risultato; viceversa, in caso di piccoli numeri, la distribuzione di eventi trovati è discreta e fluttua;
- piccole variazioni della selezione (che corrispondono a piccole differenze di eventi di fondo / segnale aspettati) producono grandi differenze di eventi trovati (ex., con fondo aspettato trascurabile, passare da 0 \rightarrow 1 evento trovato, come nella figura, fa grande differenza);
- nessun analista è “neutrale” : a posteriori, si possono sempre trovare argomenti formalmente corretti per modificare di poco un taglio e cambiare di molto i risultati;
- occorre fissare i criteri di analisi a priori sui mc, ottimizzando la visibilità del segnale aspettato, e poi applicare questi criteri “alla cieca” sugli eventi reali (\rightarrow “blind analysis”).



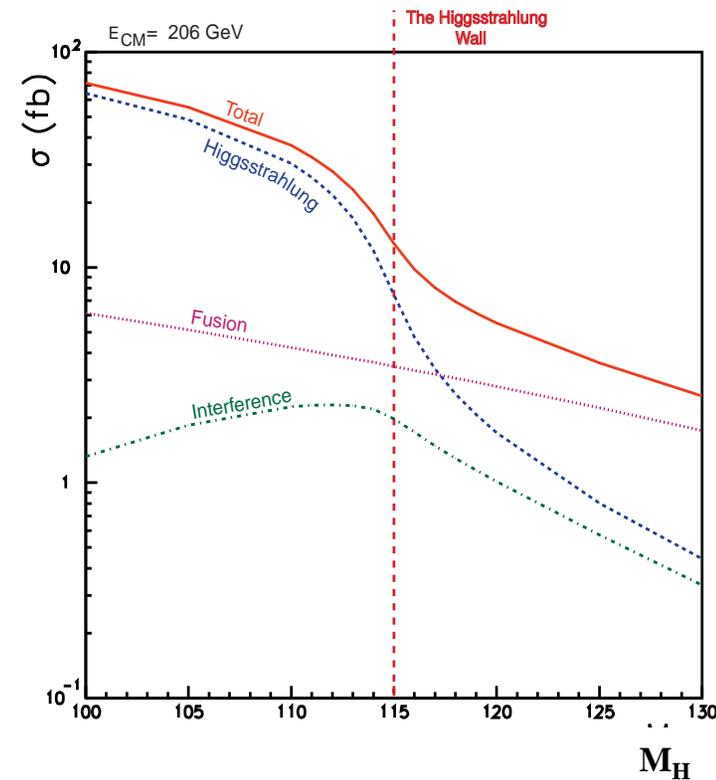
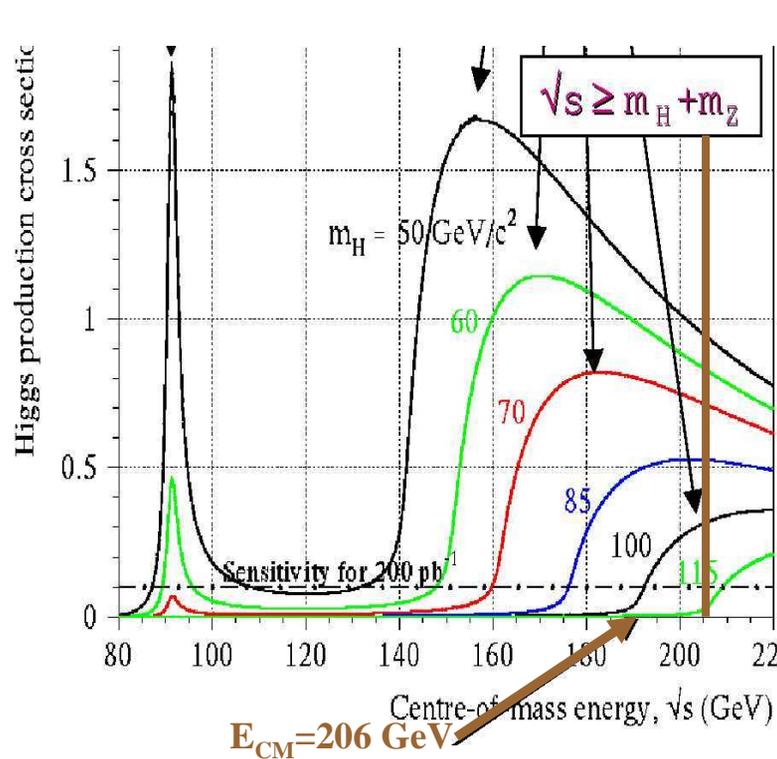
quale è il taglio “giusto” ?



Ricerca dell'Higgs a LEP II



Al crescere di \sqrt{s} diventano accessibili produzioni di Higgs per “Higgs-strahlung” (processo di produzione dominante anche a LEP II) con masse sempre maggiori ($m_H \cong \sqrt{s} - M_Z$) ma la sezione di produzione diminuisce

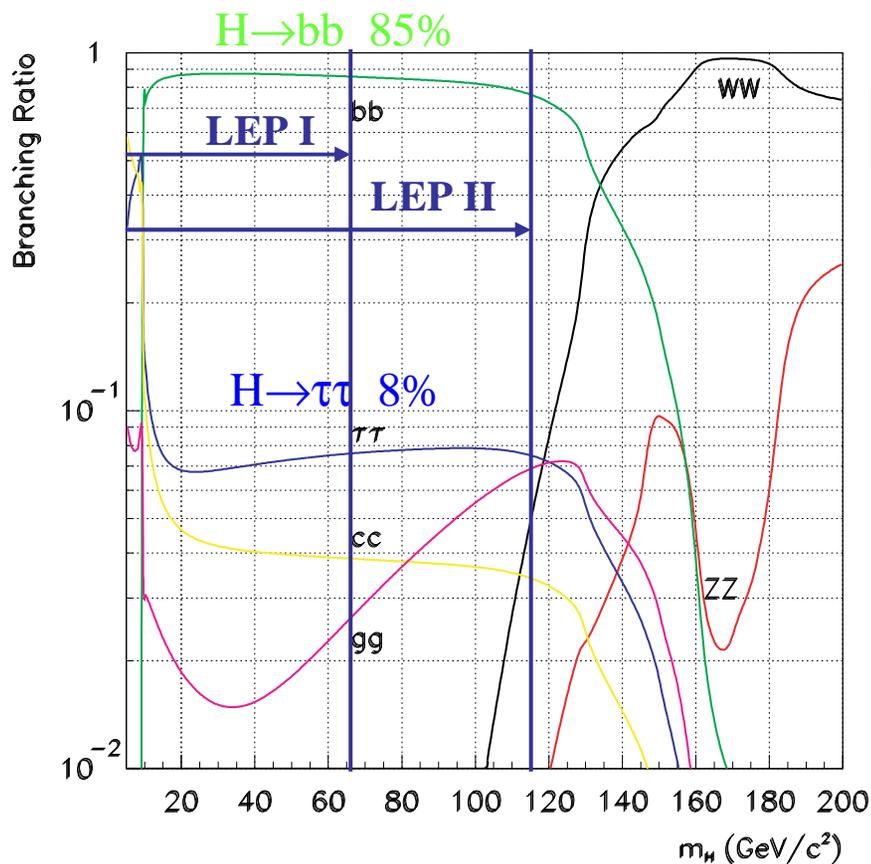




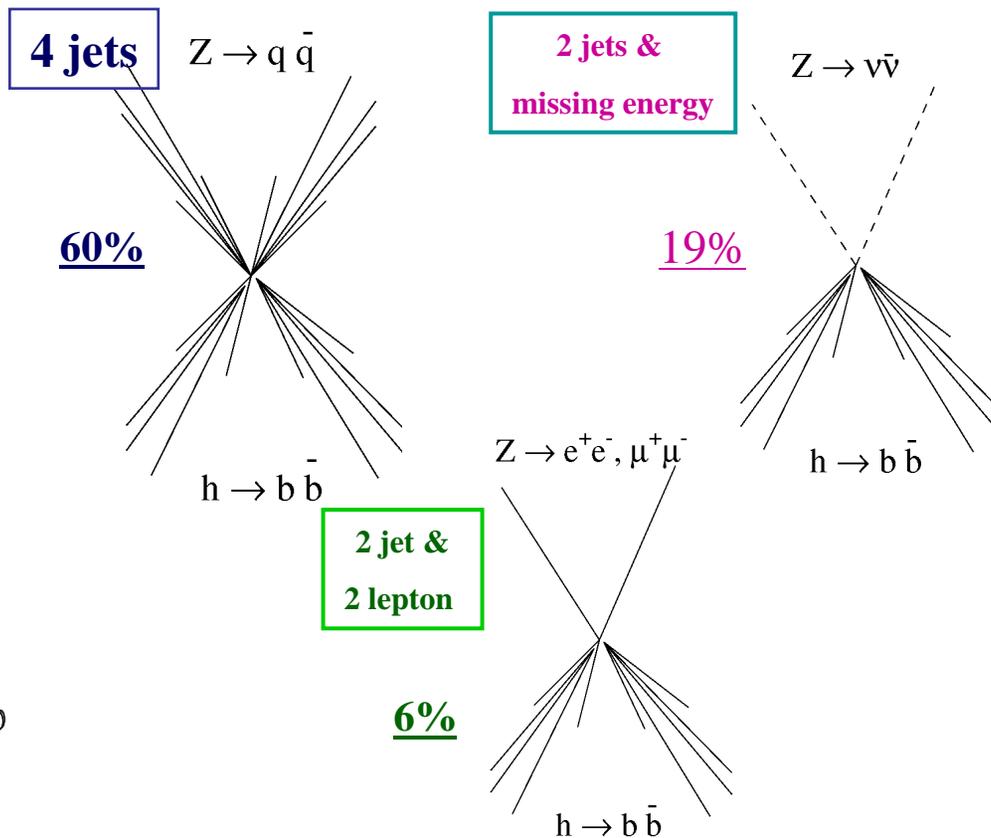
Decadimenti dell'Higgs a LEP II



Come a LEP I il decadimento più importante è $H \rightarrow bb$
Da notare che oltre 115 GeV (regione di test per LHC) altri canali di decadimento diventano importanti (WW e ZZ)

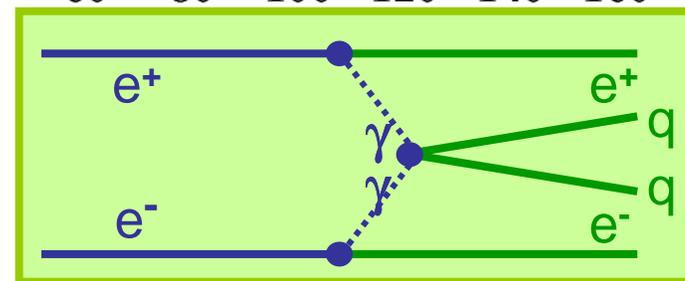
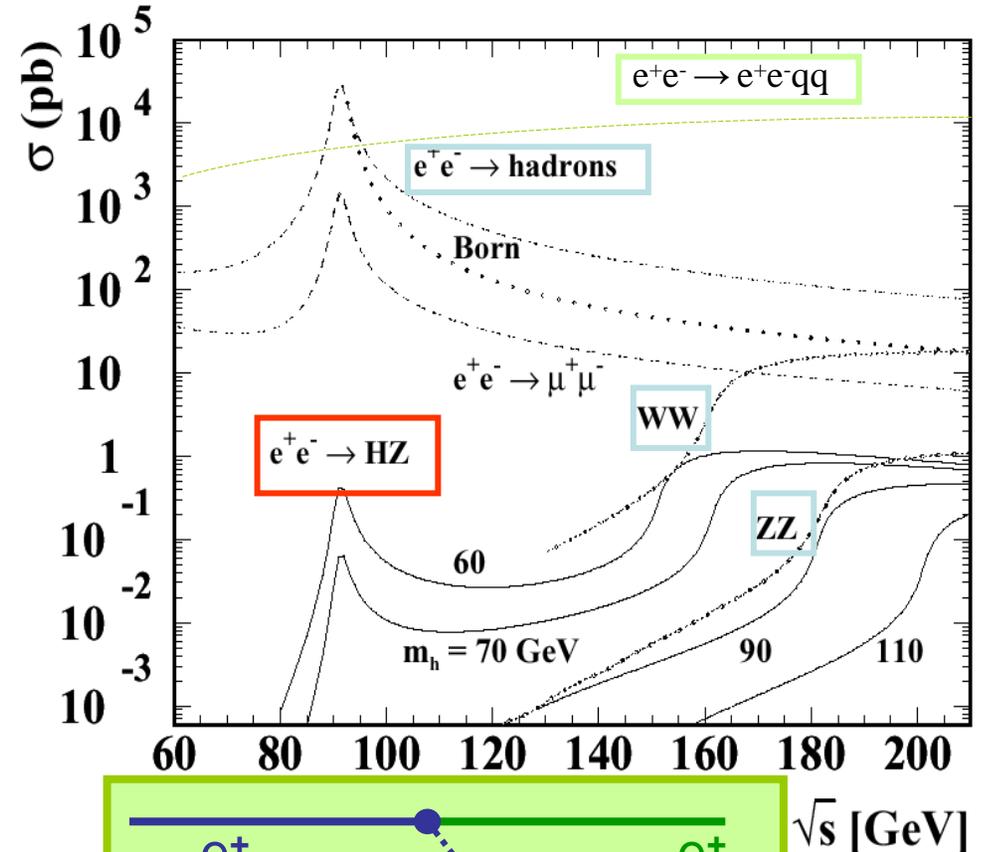
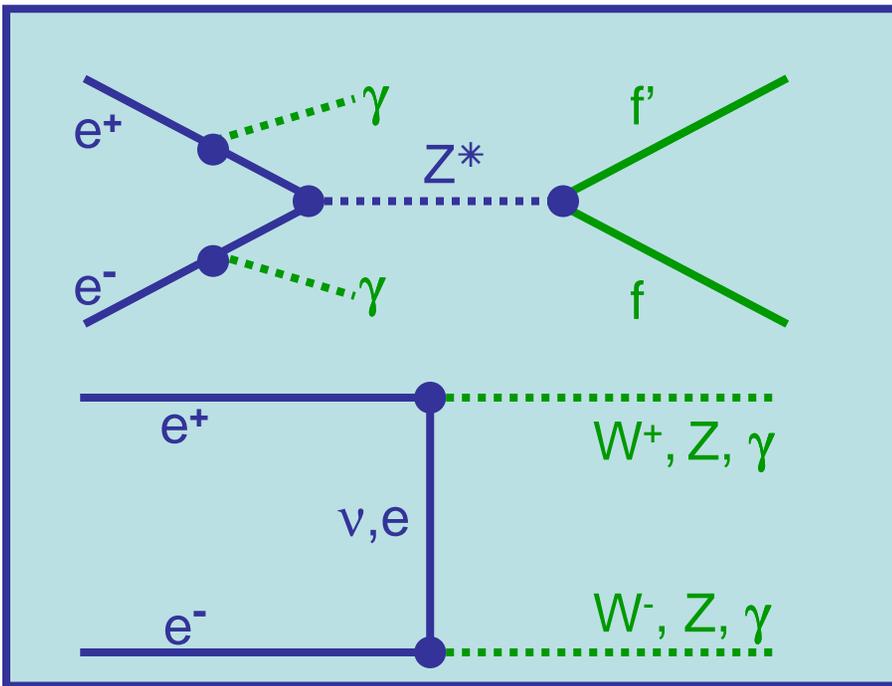
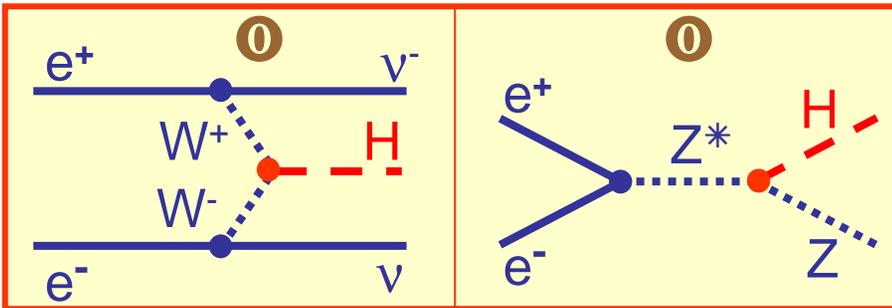


Topologie di ricerca:



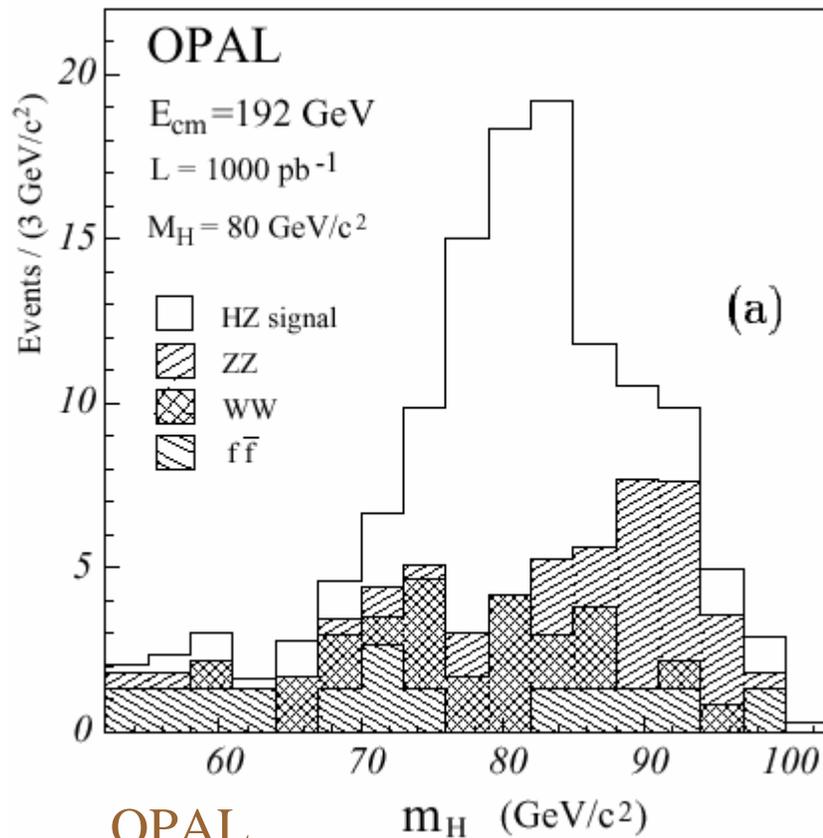


Al fondo oltre al canale $Z \rightarrow f\bar{f}$ si aggiungono contributi dai decadimenti di WW e ZZ



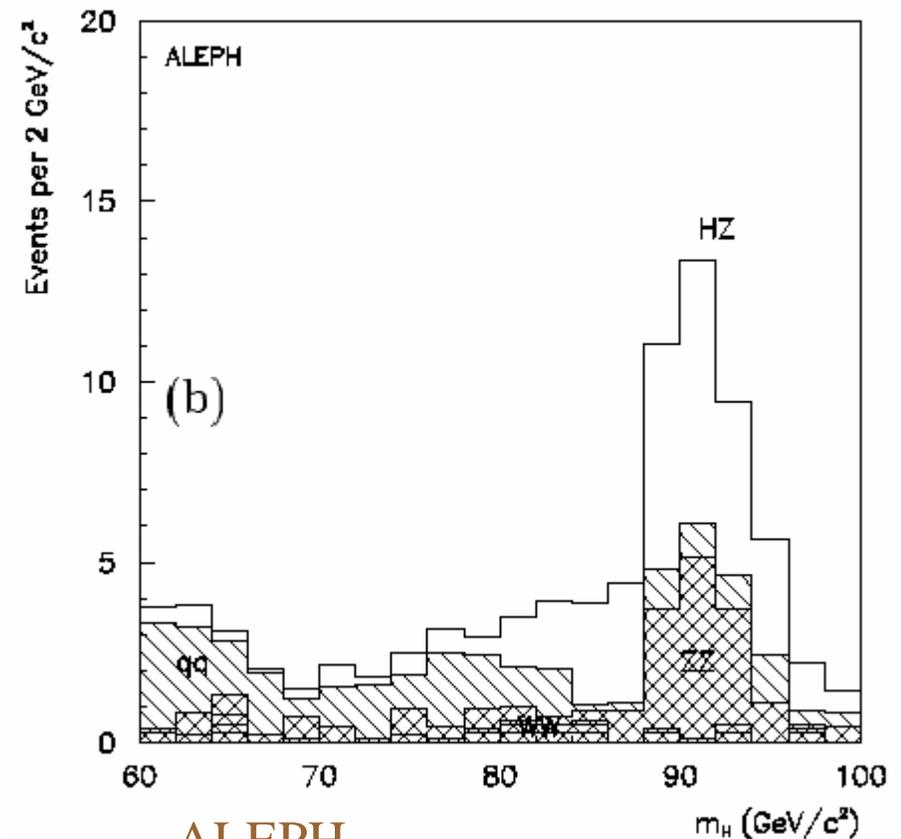


Esempi di distribuzioni di masse invarianti attese per il segnale e per i fondi



OPAL

$HZ \rightarrow 2\text{jet } 2\nu$, $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$,
 $m_H = 80 \text{ GeV}$, $L = 1000 \text{ pb}^{-1}$.



ALEPH

$HZ \rightarrow 4\text{jet}$, $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$
 $m_H = 90 \text{ GeV}$, $L = 500 \text{ pb}^{-1}$

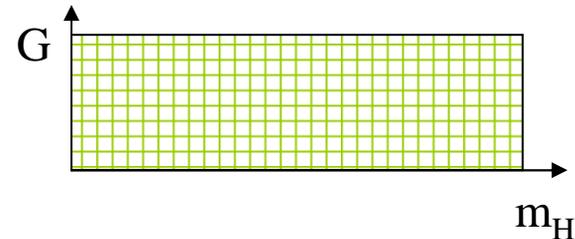


Metodo statistico

Come combinare diverse analisi di diversi canali a diverse Energie ?

I dati di tutti i canali (Hqq, Hvv, Hll) a tutte le energie E_{cm} vengono raggruppati in un unico spazio bidimensionale costituito dalle variabili:

- m_H^{rec} massa invariante ricostruita
- G variabile discriminante (Q_{NN} , b-tag)



In ogni canale k (coppia di bin di m_H^{rec} e G) si ricavano

- b_k fondo stimato
- s_k segnale stimato (dipendente dal parametro m_H)
- n_k numero di candidati

Costruendo le Likelihood per le ipotesi che i candidati osservati derivino

- da segnale + fondo L_{s+b}
- da solo fondo L_b

si puo' ottenere il χ^2 per ogni massa m_H nelle due ipotesi



Il metodo della Maximum likelihood: l'esempio visto in A_{FB}

$$L = \prod_i \left((1 + \cos^2 \vartheta_i) + \frac{8}{3} A_{FB} \cos \vartheta_i \right) = \prod_i P(\theta_i, A_{FB})$$

P è la densità di probabilità per un evento θ_i con parametro A_{FB} .

Si ricava il valore di A_{FB} che massimizza i prodotti delle densità di probabilità.

In questo caso vogliamo discriminare un numero di eventi osservati (n)

rispetto ad un numero medio di eventi attesi con segnale ($b+s$)

o rispetto ad un numero medio di eventi attesi senza segnale (b).

La densità di probabilità è data dalla distribuzione di Poisson:

$$P(n | b + s) = \frac{e^{-(b+s(m_H))} (b + s(m_H))^n}{n!}$$

Si è esplicitata la dipendenza di s da m_H

Considerando la suddivisione in bin (canali k) di m_H^{rec} e G :

$$L = \prod_k P(n_k | b_k + s_k(m_H))$$



Per considerare il contributo di ogni singolo candidato occorre ricavare le densità di probabilità per fondo e segnale in ogni canale k : m_H^{rec} , G .

$$L = \prod_k P(n_k | b_k + s_k(m_H)) \cdot \prod_{i=1}^{n_k} \frac{s_k S_{ik}(m_H) + b_k B_{ik}}{s_k + b_k}$$

Il test di comparazione si effettua osservando la dipendenza:

$$Q(m_H) = \frac{L_{b+s}(m_H)}{L_b} \quad -2\ln(Q(m_H))$$

Tale scelta risulta conveniente in quanto: $-2\ln(Q(m_H)) \cong \Delta\chi^2$

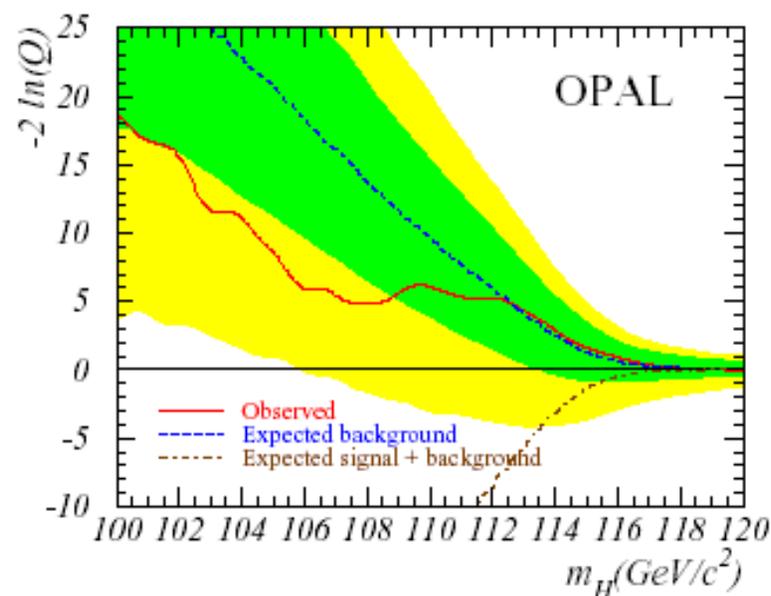
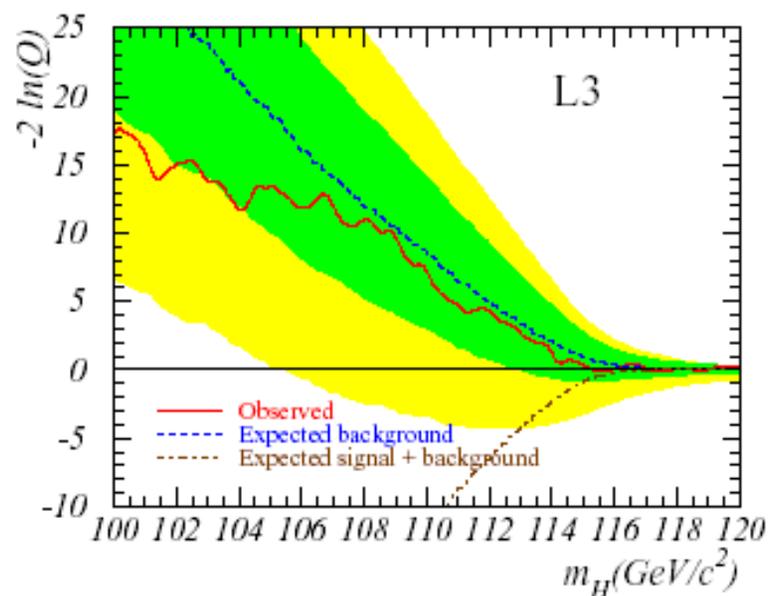
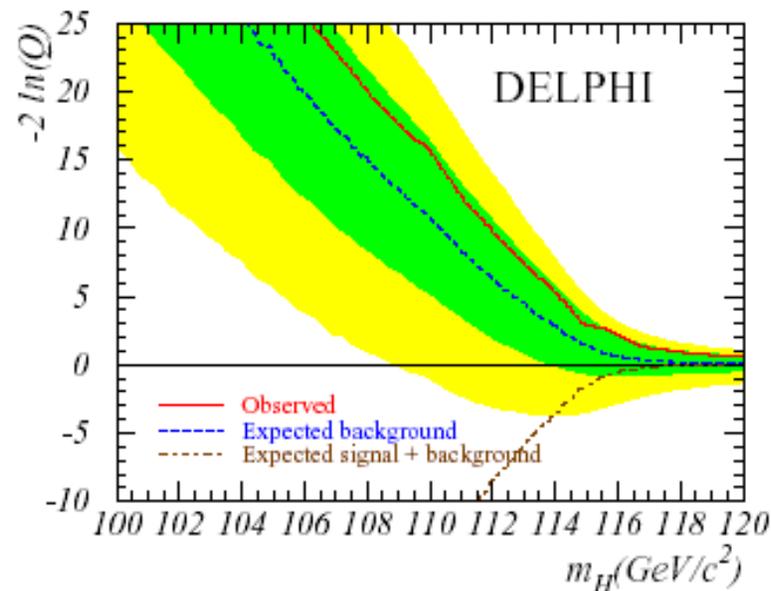
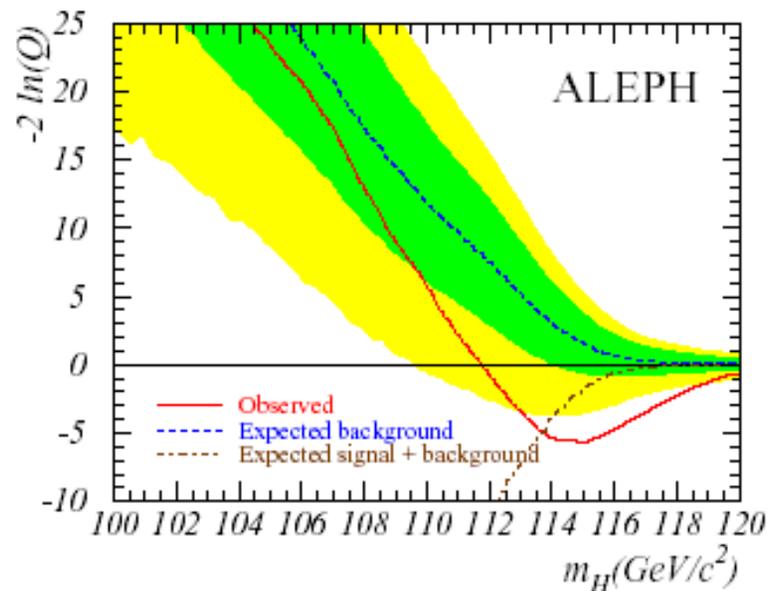
Osserviamo $-2\ln(Q(m_H))$

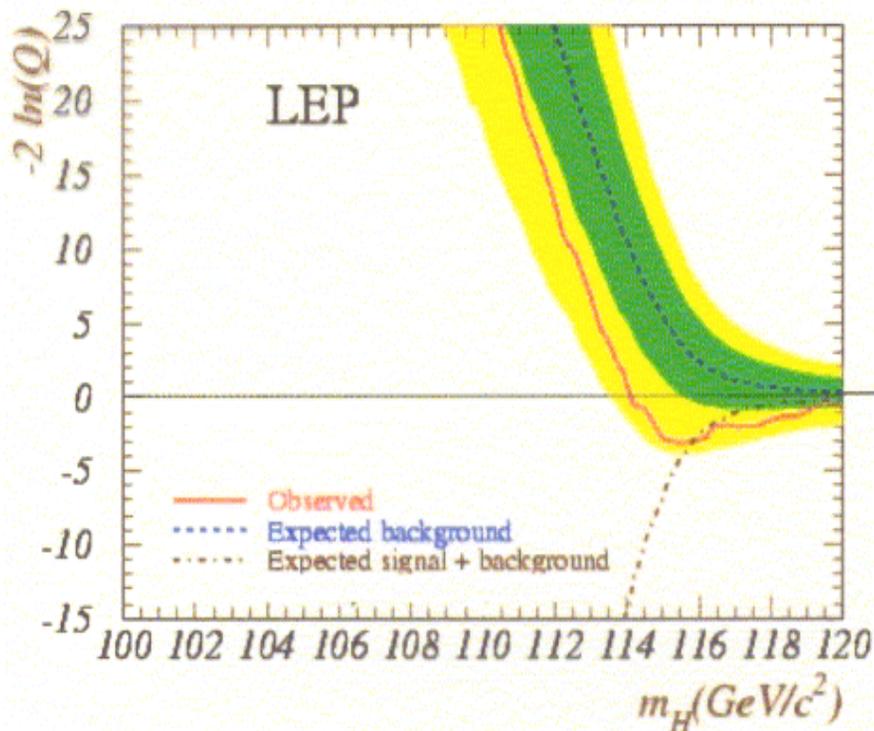
- (i) per i dati reali
- (ii) per dati MC con $n=b$ (se osservassi un numero di eventi uguale al fondo medio)
- (iii) per dati MC con $n=b+s$ (se osservassi un numero di eventi uguale a segnale + fondo medio)



verde: 1σ dal fondo

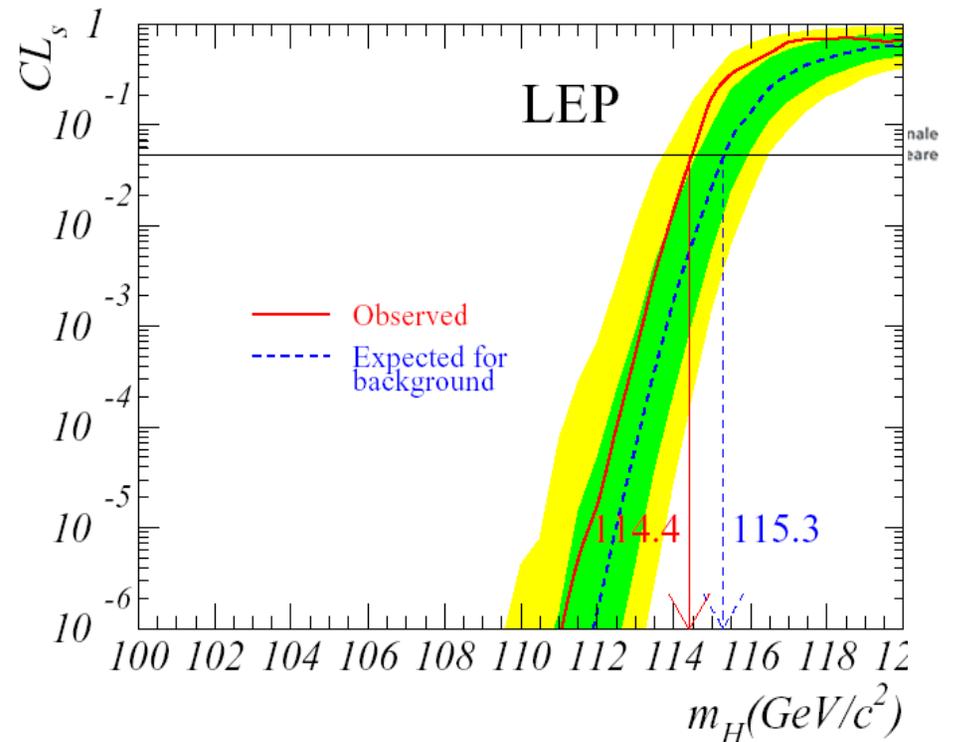
giallo: 2σ dal fondo





s+b preferito da 114 in su

la curva osservata resta entro 2σ da quella del fondo medio per ogni m_H



L'esclusione al 95% precedentemente introdotta era riferita all'ipotesi s+b ($CL_{s+b} = 5\%$).

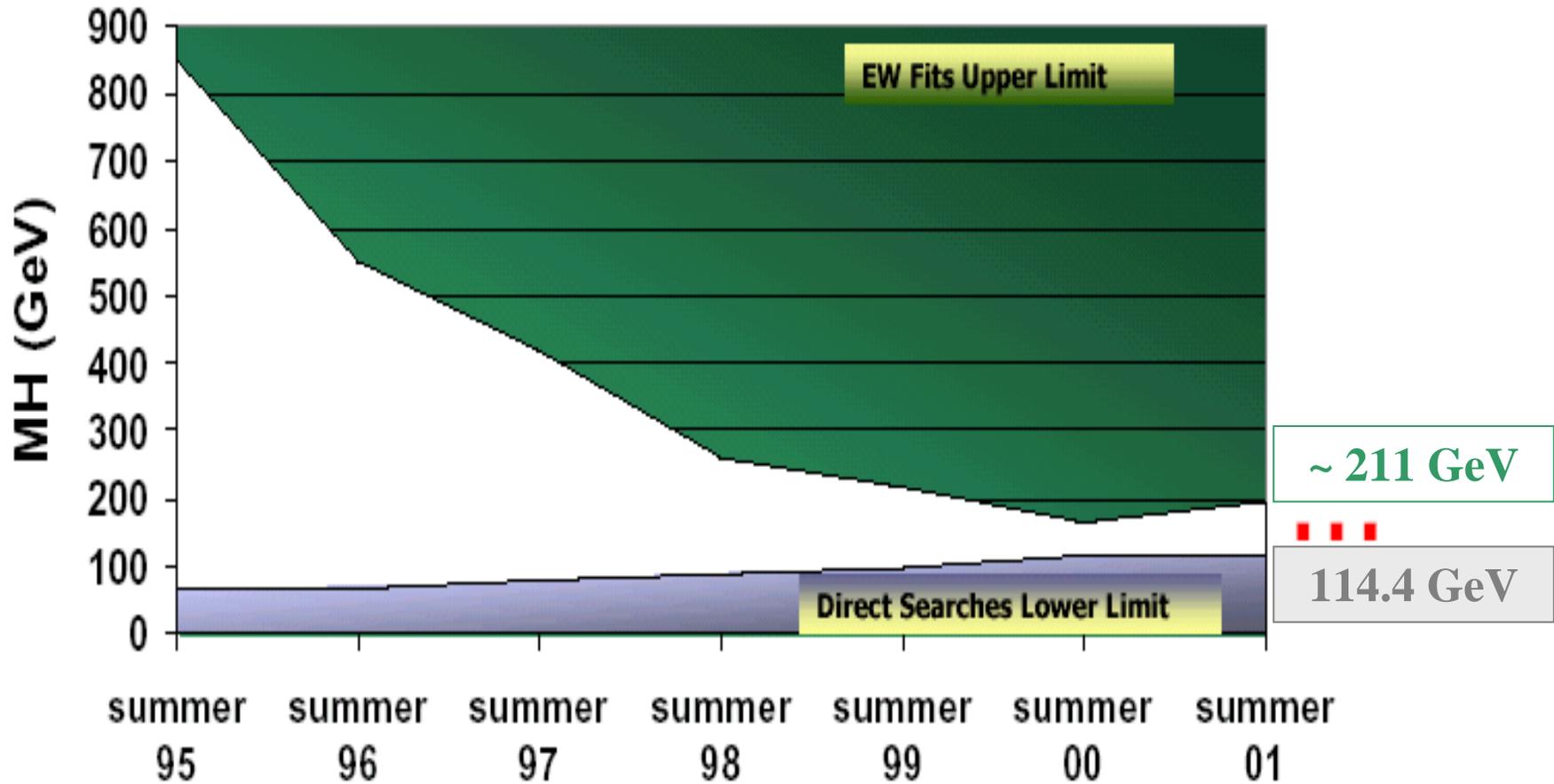
Per essere piu' conservativi si valuta l'esclusione al 95% dell'ipotesi s+b rispetto all'ipotesi b ($CL_s = CL_{s+b} / CL_b = 5\%$) (si limita la dipendenza del limite di massa da una sottofluttuazione del fondo)

(ex. 5% = 4.5% / 0.9)

$m_H > 114.4$ GeV al 95% CL_s



La “finestra” su M_{Higgs}



La finestra è al 95% di C.L. , i valori al di fuori della finestra non sono vietati, sono meno probabili



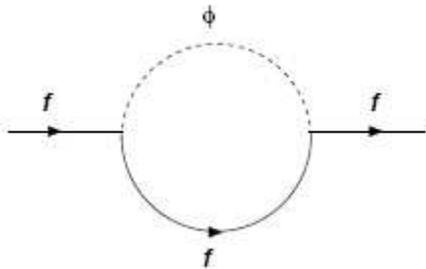
Il modello MSSM



Nel MS esiste il problema della divergenza ultravioletta della massa dell' Higgs:
le correzioni radiative portano a divergenze fortemente dipendenti dal cut-off.

Rinormalizzazione della massa di:

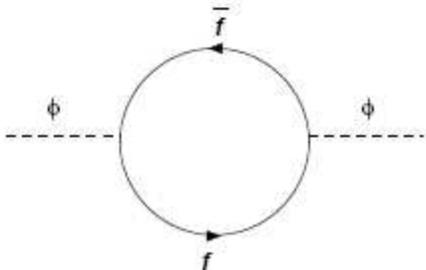
un fermione
data da un loop con uno scalare



$$\delta m_f = -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} m_f \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_f} + \dots$$

(λ_f termine di accoppiamento $-\lambda_f \phi \bar{f} f$ della Lagrangiana)

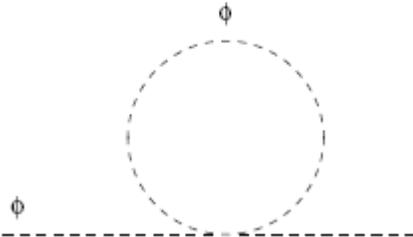
uno scalare
data da un loop fermionico



$$(\delta m_H^2)_f \simeq -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} [2\Lambda_{UV}^2 - 6m_f^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f}) + \dots]$$

(λ_S termine di accoppiamento $-\lambda_S |\phi|^2 |S|^2$ della Lagrangiana)

uno scalare
data da un loop con uno scalare



$$(\delta m_H^2)_s \simeq \frac{\lambda_s}{16\pi^2} [2\Lambda_{UV}^2 - 2m_s^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_s}) + \dots]$$



$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$$

$$v = (\sqrt{2}G)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

$$\lambda_u = 2 \times 10^{-5}$$

$$\lambda_c = 9 \times 10^{-3}$$

$$\lambda_t = 1$$

$$\lambda_d = 4 \times 10^{-5}$$

$$\lambda_s = 8 \times 10^{-4}$$

$$\lambda_b = 3 \times 10^{-2}$$

$$\lambda_e = 3 \times 10^{-6}$$

$$\lambda_\mu = 6 \times 10^{-4}$$

$$\lambda_\tau = 1 \times 10^{-2}$$

Considerando Λ_{UV} dell'ordine di $M_{\text{Plank}} \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2$

- la correzione δm_f risulta piccola rispetto a m_f
- la correzione δm_H^2 risulta da 22 a 34 ordini di grandezza superiore a $m_H^2 \sim (100 \text{ GeV}/c^2)^2$ essa è invece dell'ordine di m_H^2 per un cut-off di circa 1 TeV

Si noti che i termini di correzione per lo scalare sono simili a quelli per il loop di fermioni ma di segno opposto (ovviamente sostituendo λ_f con λ_s).

Supponendo che per ogni fermione esista un partner scalare (e viceversa) con la condizione $\lambda_s = \lambda_f^2$ tutti i termini dominanti si elidono.



Si introduce l'operatore di supersimmetria

$$S|Bosone\rangle = |Fermione\rangle \quad S|Fermione\rangle = |Bosone\rangle$$

Si introducono le variabili del superspazio θ e $\bar{\theta}$ in aggiunta alle coordinate spazio-temporali x_μ e supercampi che dipendono da queste variabili

Il MSSM è una supersimmetrizzazione del Modello Standard in cui si introduce il numero minimale di supercampi

SM Particles	SUSY Particles	
quarks: q	q	squarks: \tilde{q}
leptons: l	l	sleptons: \tilde{l}
gluons: g	g	gluino: \tilde{g}
charged weak boson: W^\pm	W^\pm	Wino: \tilde{W}^\pm
Higgs: H^0	H^\pm	charged higgsino: \tilde{H}^\pm
	h^0, A^0, H^0	neutral higgsino: \tilde{h}^0, \tilde{A}^0
neutral weak boson: Z^0	Z^0	Zino: \tilde{Z}^0
photon: γ	γ	photino: $\tilde{\gamma}$
		$\left. \begin{array}{l} \tilde{W}^\pm \\ \tilde{H}^\pm \\ \tilde{h}^0, \tilde{A}^0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \tilde{\chi}_{1,2}^\pm \\ \tilde{H}^0 \end{array} \begin{array}{l} \text{chargino} \\ \text{higgsino} \end{array}$ $\left. \begin{array}{l} \tilde{Z}^0 \\ \tilde{\gamma} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0 \end{array} \begin{array}{l} \text{neutralino} \end{array}$



Higgs nel modello MSSM

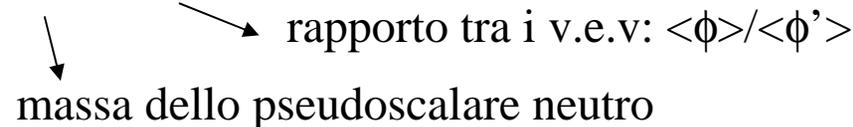


Nel **M**inimal **S**uper**S**ymmetric **M**odel vi sono due doppietti di Higgs:

1 Higgs doublet (e.g. SM)	2 Higgs doublets (e.g. MSSM)
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^A \\ \phi^B \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$	$\phi = \begin{pmatrix} \phi^A \\ \phi^B \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$
$\phi' = \begin{pmatrix} \phi^C \\ \phi^D \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}$	
4 - 3 <i>d.o.f.</i> \Rightarrow 1 Higgs	8 - 3 <i>d.o.f.</i> \Rightarrow 5 Higgses
H^0	h^0, H^0, A^0, H^+, H^-

3 *d.o.f.* are needed to generate Z^0, W^+, W^- masses

A livello albero, tutte le masse sono determinate da solo due parametri, ad esempio: $m_A, \tan \beta$





$$m_{A^0}^2 = m_{A^0}^2$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_{W^\pm}^2$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{Z^0}^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right)$$

$$m_{h^0} < (m_{Z^0}, m_{A^0}) < m_{H^0}$$

Parametri addizionali quali M_{SUSY} , M_2 , μ , A , $m_{\tilde{g}}$, X_t rientrano a livello di correzioni radiative.

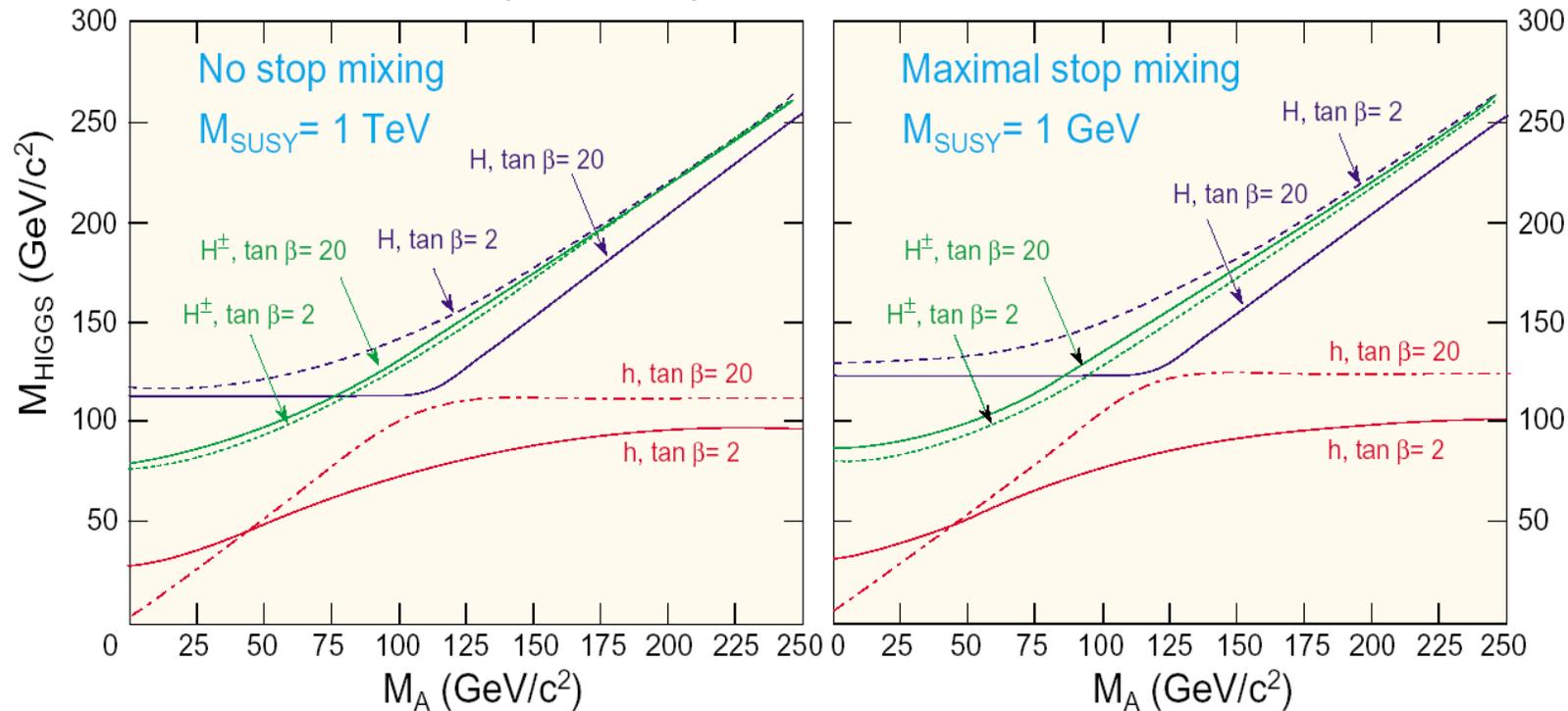
M_{SUSY} rappresenta la massa comune degli s-fermioni	alla scala elettrodebole
M_2 rappresenta la massa comune del gaugino	“ “ “
μ rappresenta il parametro di mixing dell'Higgs	“ “ “
A rappresenta la cost. di accoppiamento trilineare Higgs-s-quarks	“ “ “
$m_{\tilde{g}}$ rappresenta la massa del gluino	“ “ “
X_t rappresenta lo s-top mixing	“ “ “



Nel MSSM, ci **deve** essere **almeno un Higgs leggero**, h_0
($m_{h_0} \leq 130$ GeV per qualsiasi valore di m_A , $\tan \beta$):



Two-loop / RGE-improved radiative corrections included



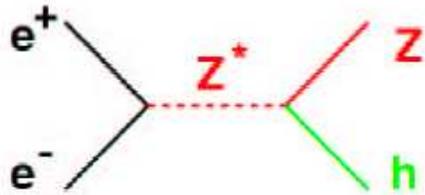
Nel MSSM il potenziale di Higgs è invariante per CP a livello albero ma può perdere la simmetria a causa delle correzioni radiative.

Nell'ipotesi di conservazione di CP gli autostati sono i campi

h e H per CP pari ed A per CP dispari



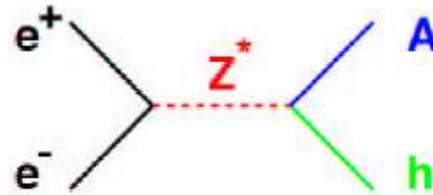
Produzione e decadimenti di higgs MSSM a LEP:



"Higgsstrahlung"

$$\sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{HZ}^{SM}$$

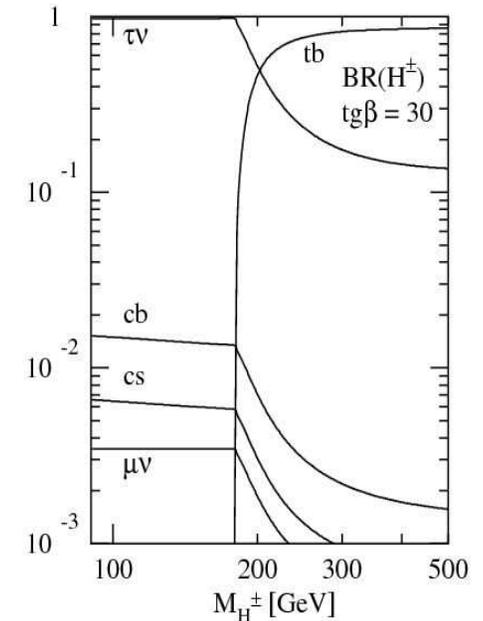
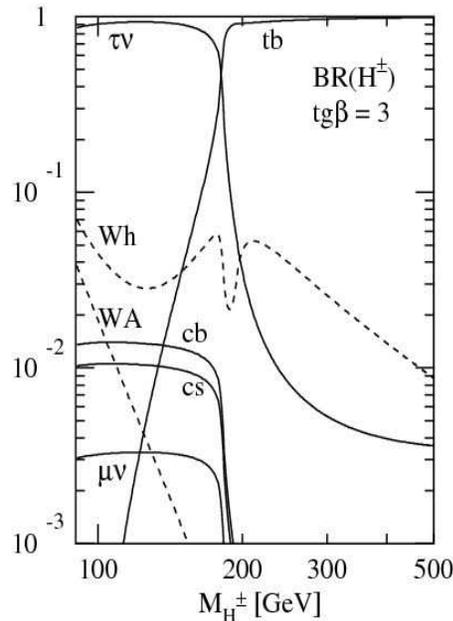
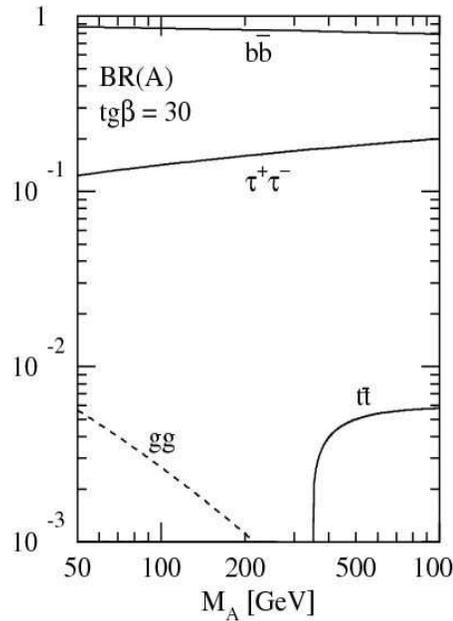
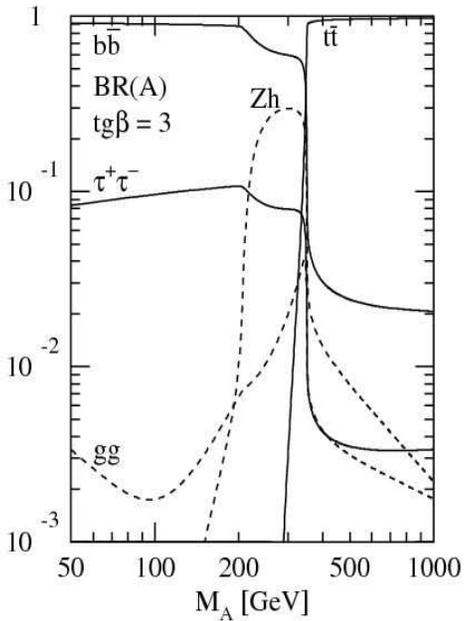
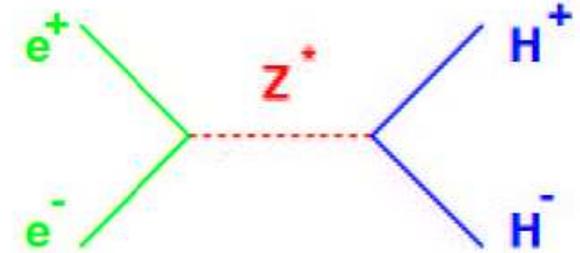
• largest at small $\tan \beta \approx 1.4$



"Associated Production"

$$\sigma_{hA} = \cos^2(\beta - \alpha) \bar{\lambda} \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}$$

• largest at $\tan \beta > 15$





Scenari MSSM

Scenario m_h -max:

lo s-top mixing è impostato ad alti valori ($X_t = 2M_{\text{SUSY}}$) in modo da massimizzare il limite superiore di m_h

Scenario no mixing:

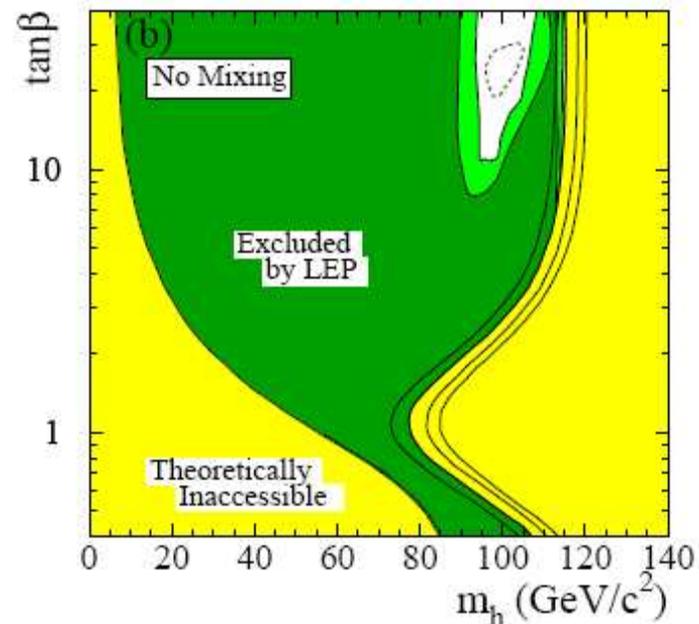
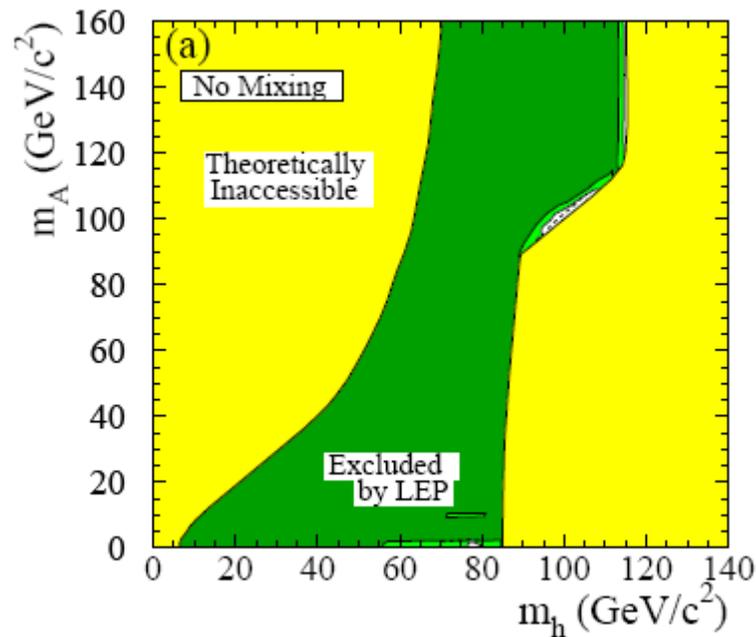
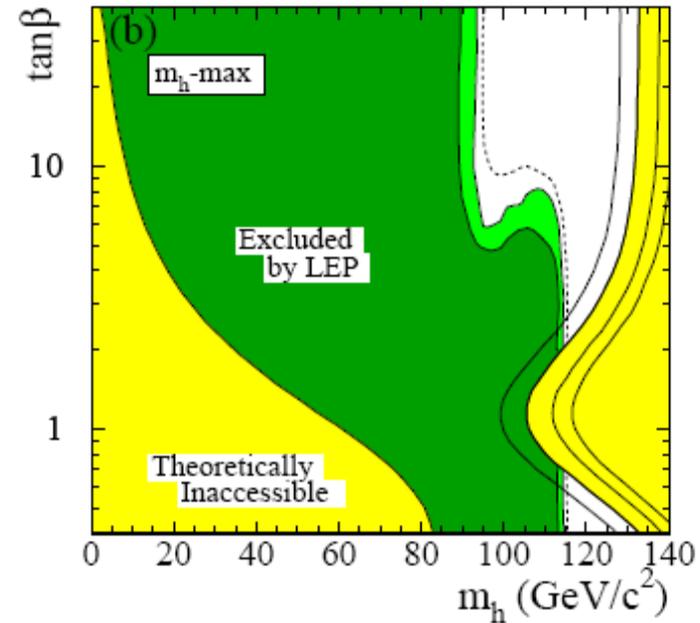
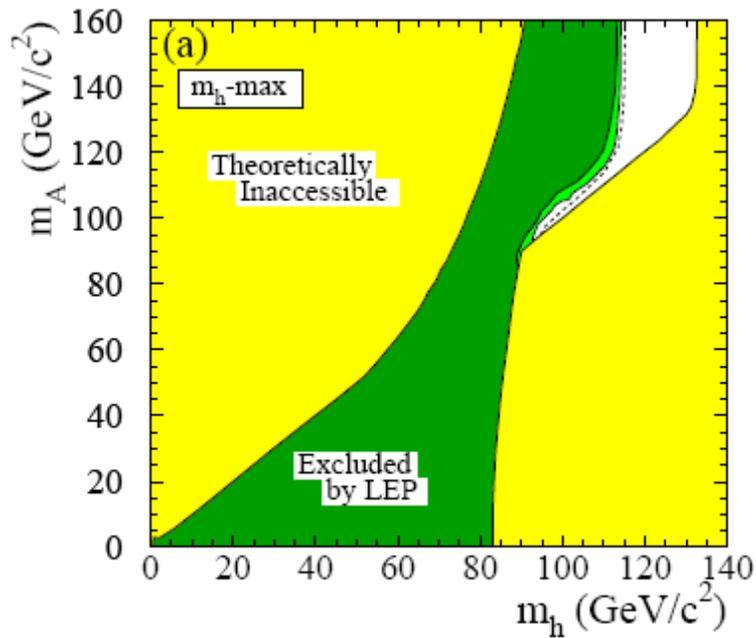
$$X_t = 0$$

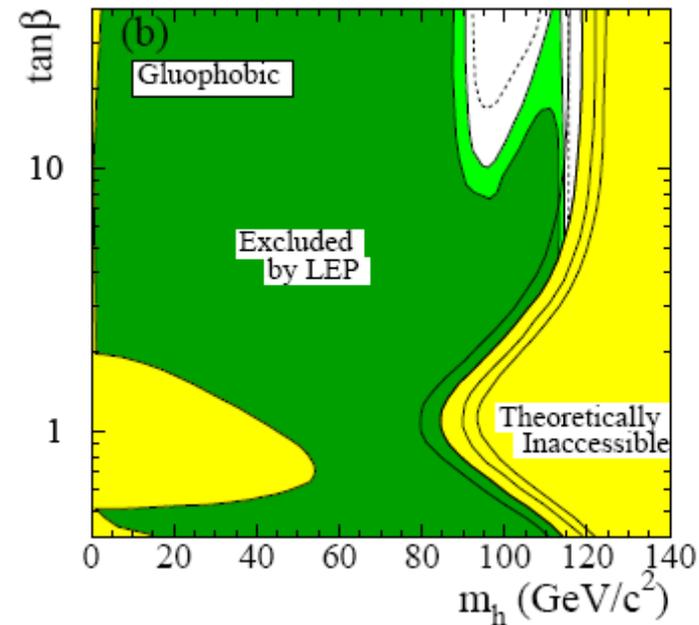
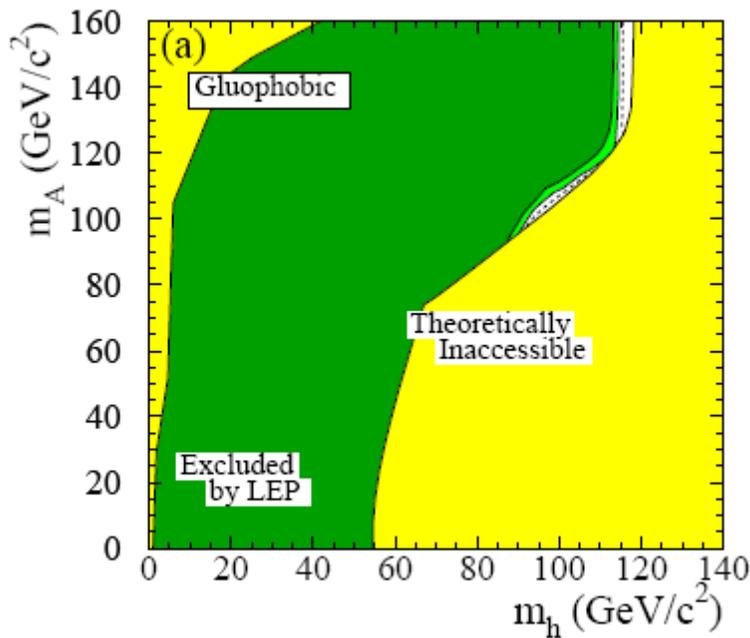
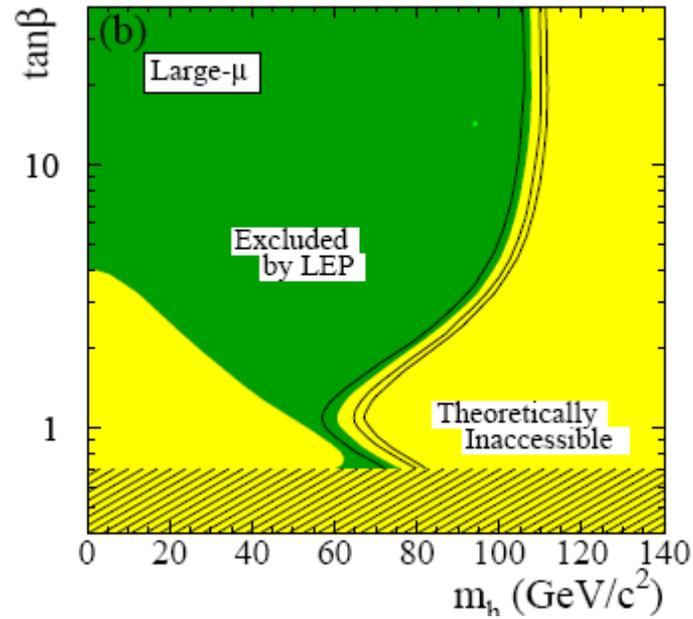
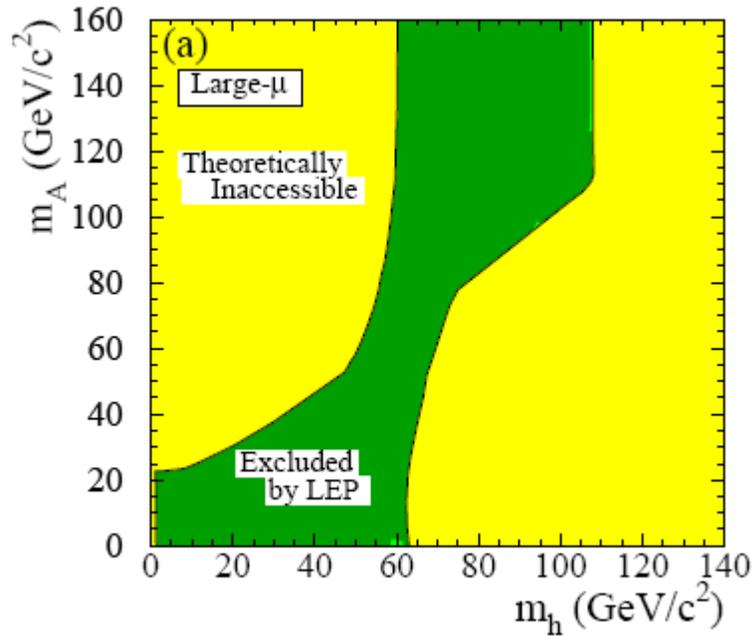
Scenario ad alti μ :

sopprime i decadimenti $h \rightarrow bb$ e $h \rightarrow \tau\tau$ favorendo i decadimenti $h \rightarrow cc$, gg , WW

Scenario “gluophobic”:

sopprime l'accoppiamento dell'higgs con i gluoni







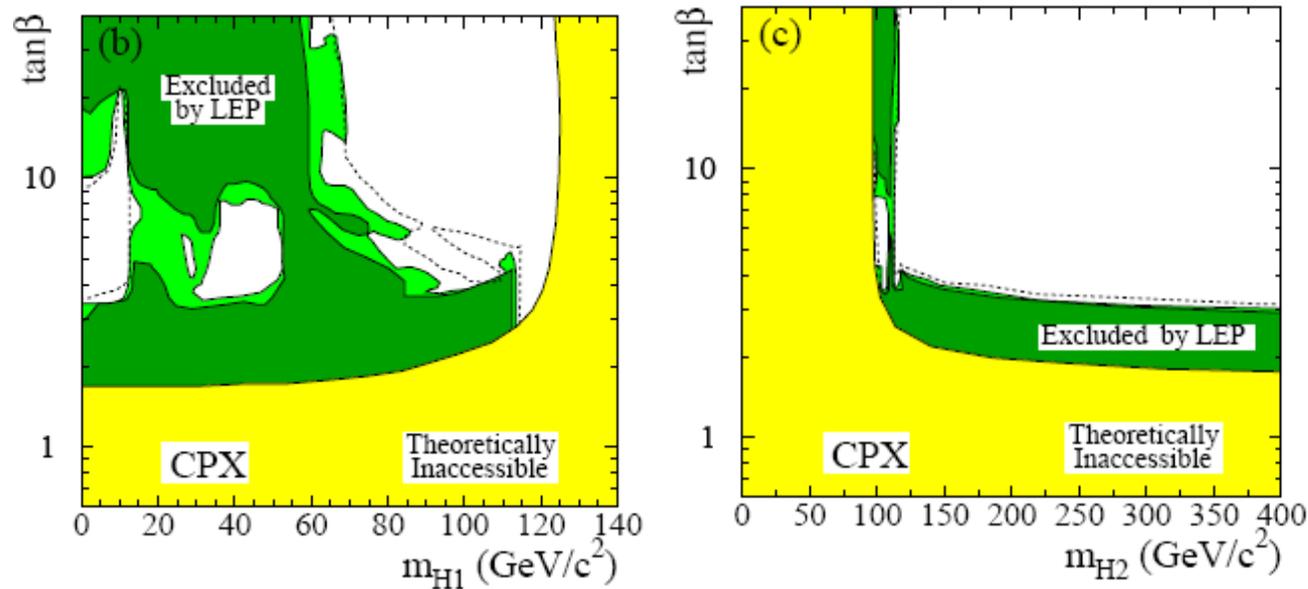
Limiti di massa nell'ipotesi di conservazione di CP:

$$M_h > 85 \text{ GeV}$$

$$M_A > 93 \text{ GeV}$$

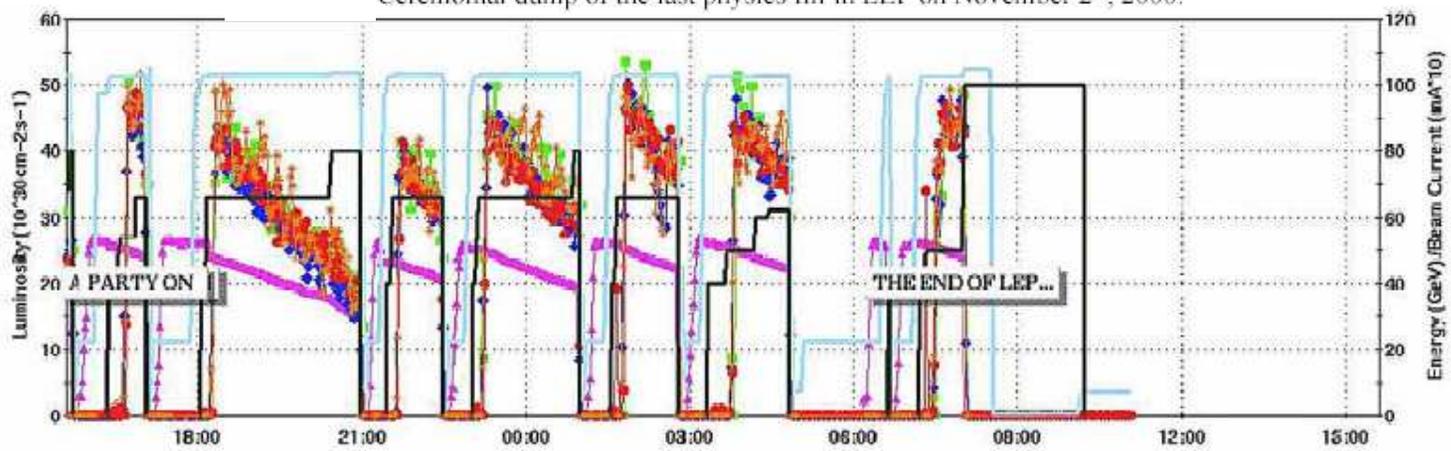
In caso di violazione di CP indichiamo gli autostati neutri **H1**, **H2** e **H3** per differenziarli dagli autostati di CP

I limiti di massa nell'ipotesi di violazione di CP sono aree complesse





Ceremonial dump of the last physics fill in LEP on November 2nd, 2000.





Ricerca dell'Higgs a LEP I :

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 2 – Higgs search (pag. 58)

Search for the standard model Higgs boson in Z decays – Nucl Physics B 421 (1994) 3-37

Ricerca dell'Higgs a LEP II :

Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP – CERN-EP/2003- 011

MSSM Higgs Boson a LEP:

MSSM higgs Boson Searches at LEP – hep-ph/0602136 (SUSY'05 Conference)