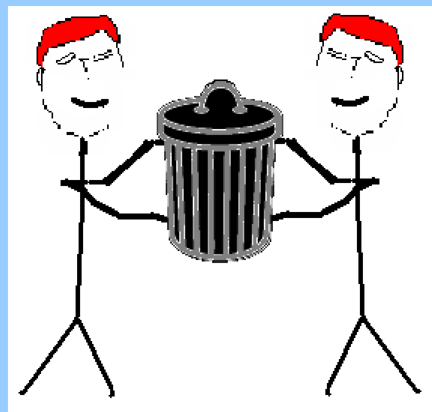
Fisica delle alte energie agli acceleratori

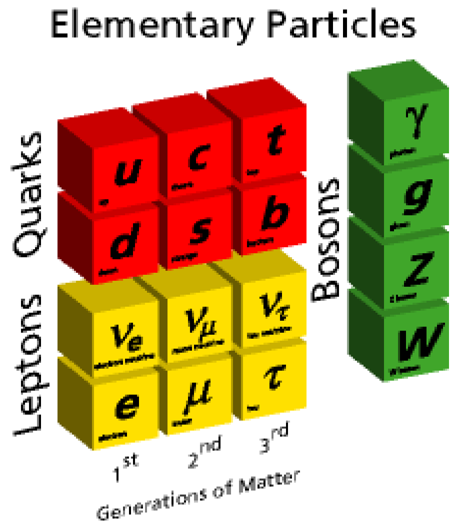
Lezione #1

Misure delle proprietà dei bosoni Z e W
Misura delle asimmetrie e fit globali



Modello Standard

E' l'attuale descrizione delle interazioni
elettro-deboli e forti
dei costituenti fondamentali della materia
quarks e leptoni ,
oggetti "puntiformi" di spin ½.



E' basata su due teorie di gauge non –abeliane:

- QCD (Quantum CromoDynamics) : gruppo di summetria SU(3) di "colore"
- QE$_W$D (Quantum ElectroweakDynamics) : gruppo di simmetria SU(2)xU(1)

Modello Standard

Lagrangiana della QE_WD (cfr. Halzen, Martin, “Quarks & leptons”, cap.13 - 15):

$$L_{QE_WD} = L_{gauge} + L_{fermioni} + L_{Higgs} + L_{Yukawa}$$

$$L_{gauge} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\upsilon}\vec{W}^{\mu\upsilon} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

$L_{fermioni} = L_{lept} + L_{quark}$ => termini di interazione fermioni - bosoni vettori

$$L_{Higgs} = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^2 - V(\phi) \qquad \phi = \begin{pmatrix}\phi_1 \\ \phi_2\end{pmatrix}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu$$

$$V = a\phi^2 + b\phi^4$$

$L_{Yukawa} = -G_i\left[\overline{L}\phi R + \overline{R}\phi^{T^*}L\right]$ => termini di interazione fermioni-bosoni scalari

L = doppietto left R = singoletto right

Ipercarica e Spin isotopico

$$\frac{Y}{2} = Q - I_3$$

Leptone	I	I_3	Y/2
$\nu_{\mu L}$	½	½	-½
μ^-_L	½	-½	-½

Quark	I	I_3	Y/2
u_L	½	½	$^1/_6$
d_L	½	-½	$^1/_6$

Leptone	I	I_3	Y/2
$\nu_{\mu R}$	-	-	-
μ^-_R	0	0	-1

Quark	I	I_3	Y/2
u_R	0	0	⅔
d_R	0	0	-⅓

$$L_{lept} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ (\bar{\nu},\bar{\ell})_L \gamma_\mu \left[\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] \begin{pmatrix} \nu \\ \ell \end{pmatrix}_L + \bar{\ell}_R \gamma_\mu \left[\partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] \ell_R \right\}$$

$$L_{quark} = \sum_{\substack{u=u,c,t \\ d=d,s,b}} \left\{ (\bar{u},\bar{d})_L \gamma_\mu \left[\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \bar{u}_R \gamma_\mu \left[\partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] u_R + \bar{d}_R \gamma_\mu \left[\partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] d_R \right\}$$

$\sigma=(\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3)$: matrici di Pauli, $\vec{W}_\mu$, B_μ generatori dei gruppi SU(2), U(1)

g g' a b G_i parametri del modello

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}} \qquad m_H = 2\sqrt{a}$$

considerando a parte le masse dei fermiomi e dell'Higgs restano 3 parametri: g g' v

v minimo del potenziale di Higgs $= \sqrt{\frac{-a}{2b}}$

Rottura di simmetria ⇒

$$\phi_1, \phi_2 \to \eta, \xi$$

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 - v \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

Piccole oscillazioni intorno allo stato di vuoto

In $V = a\phi^2 + b\phi^4$ $\left(\phi^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2\right)$

si trascurano I termini superiori al 2º ordine

$$\left.\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{W_\mu^1 - W_\mu^2}{\sqrt{2}} \\ W_\mu^- &= \frac{W_\mu^1 + W_\mu^2}{\sqrt{2}} \end{aligned}\right\} \qquad M_W = \frac{1}{2} vg$$

$$A_\mu = \frac{g' W_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \qquad M_A = 0$$

$$Z_\mu = \frac{g W_\mu^3 - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \qquad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}$$

carica elettrone θ_W angolo di Weinberg costante di Fermi

$g \quad g' \quad v \Rightarrow \quad e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \qquad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad G_F = \frac{1}{v^2\sqrt{2}}$

Misura di e Es. esperimento di Millikan (gocce di olio caricate ionizzando l'aria di cui si misura la velocità in un campo elettrico)

Misura di G_F Es. tempo di vita del μ

Misura di θ_W Es. Gargamelle (1973) asimmetria scattering $p\nu \quad p\bar{\nu}$

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4G_F\sqrt{2}\sin^2\theta_W} \qquad M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$$

$\sin^2\theta_W = 0.23 \Rightarrow M_W = 80$ GeV $\quad M_Z = 92$ GeV

errore $\cong$ 10 %

Prima della loro scoperta si aveveno chiare indicazioni sulla massa

UA1 $p\bar{p}$ $\sqrt{s} = 540$GeV (1993) $M_W = 82.4 \pm 1.1$ GeV $\quad M_Z = 93.1 \pm 1.8$ GeV

(prima evidenza 39 eventi $W \to e\nu$)

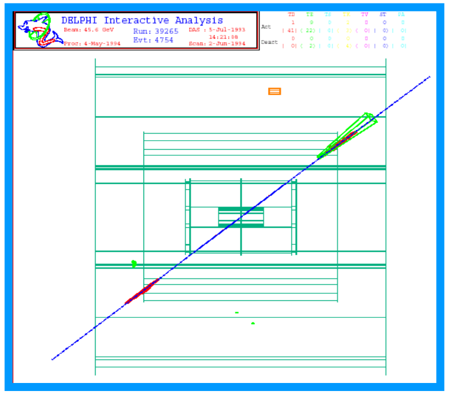
Decadimenti adronici e leptonici della Z

La Z° può decadere in 5 *modi* diversi, ciascuno con una sua probabilità:

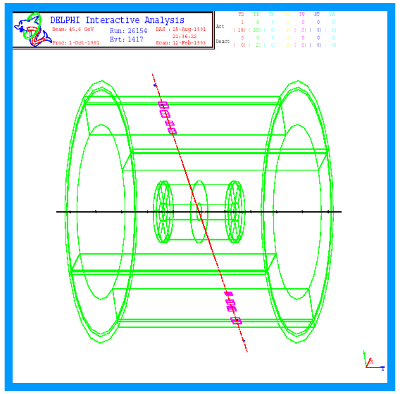
Z° →	$\nu\,\bar{\nu}$	**p=0,20 (invisibile)**	
	e^-e^+	**p=0,0337**	p_v= **0,0421**
	$\mu^-\mu^+$	**p=0,0337**	p_v= **0,0421**
	$\tau^-\tau^+$	**p=0,0337**	p_v= **0,0421**
	$q\,\bar{q}$	**p=0,699**	p_v= **0,8738**

- $q\,\bar{q}$ comprende le seguenti 5 possibilità: $u\,\bar{u}$ $d\,\bar{d}$ $s\,\bar{s}$ $c\,\bar{c}$ $b\,\bar{b}$
  e per ogni quark i 3 possibili stati di colore ($t\,\bar{t}$ escluso in quanto $m_t > M_Z$)
- $\nu\,\bar{\nu}$ comprende le seguenti 3 possibilità: e μ τ
- $g_{Vf} = \left(I_{3f} - 2Q_f \sin^2\overline{\theta_W}\right)$

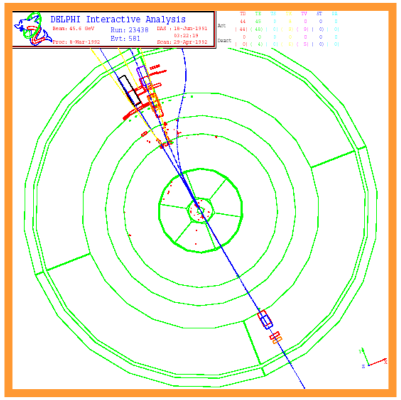
$Z \rightarrow e^+e^-$



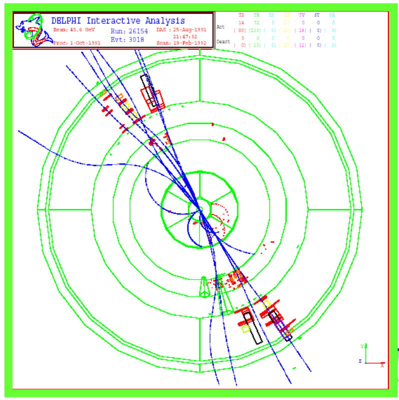
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

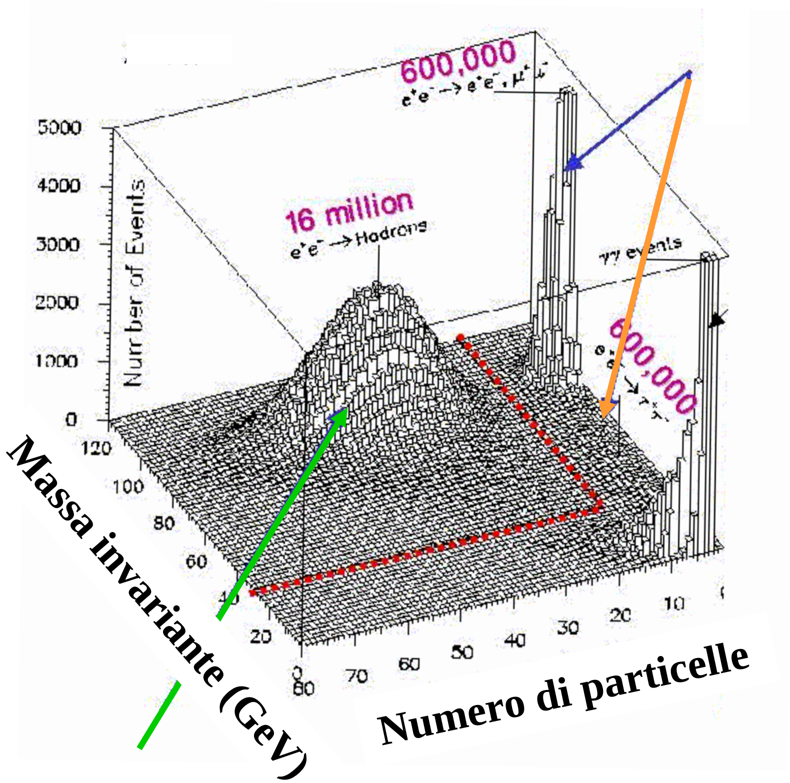


$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$

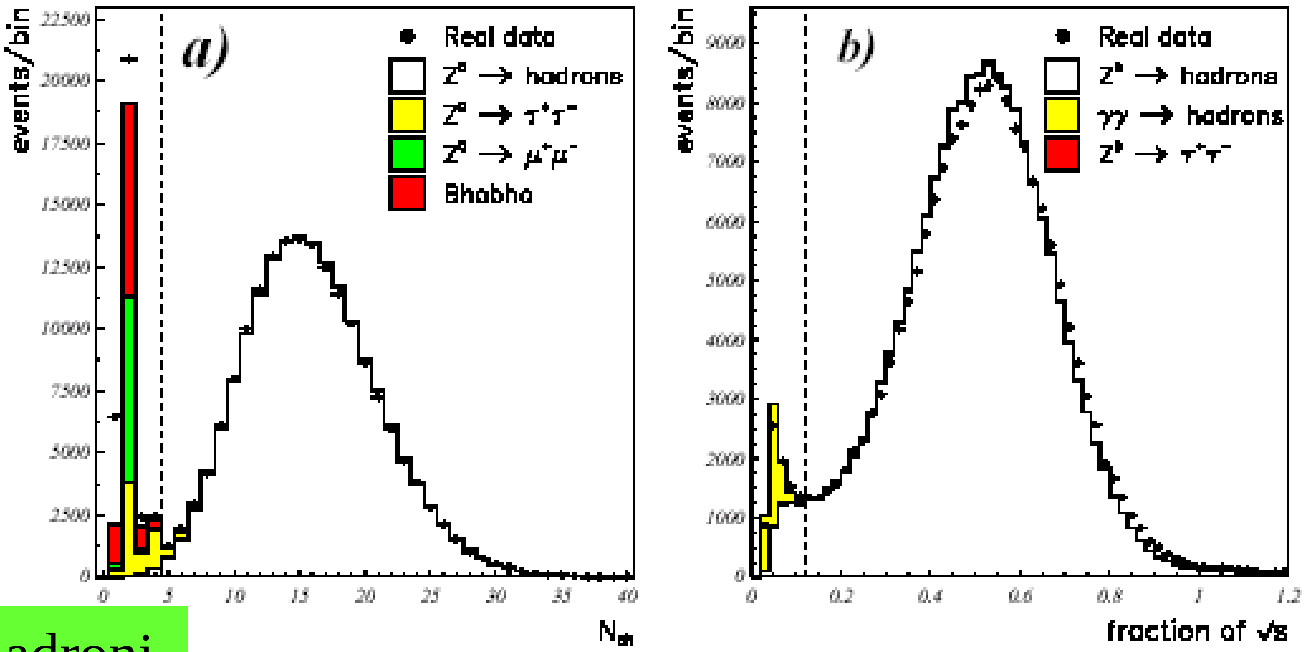


$Z \rightarrow qq$





Criteri di selezione



Nucl. Physics B 367 (1991) 511-574

Basata su 150.000 eventi adronici e lept. raccolti tra Agosto 1989 ed Agosto 1990

$e^+e^- \rightarrow$ adroni

- Molteplicità di traccia carica (tra 0.4 e 50 GeV) ≥ 5 — Efficienza $\cong 96$ %
- $E > 12\ \% \sqrt{s}$ — Contaminazione $\cong 0.3$ % (eventi τ)

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

- Molteplicità di traccia carica (oltre 1.5 GeV) ≤ 3 — Efficienza $\cong 98$ %
- $E^1_{ECAL} > 30$ GeV $\quad E^2_{ECAL} > 25$ GeV $\quad \Delta\phi < 10^o$ — Contaminazione $\cong 1.0$ % (eventi τ)

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- Molteplicità di traccia carica (oltre 5 GeV) = 2
- $p_{\mu 1}$ e $p_{\mu 2}$ > 15 GeV
- $IP_Z < 4.5$ cm , $IP_R < 1.5$ cm
- $\Delta\phi < 10^{\circ}$
- Associazione traccaitore - muon detector
- $E_{HCAL} < 10$ GeV (consistente con MIP)
- $E_{ECAL} < 1$ GeV (consistente con MIP)

$\oplus$

Efficienza $\cong$ 99 %

Contaminazione: ~1.9 % eventi τ

~1.5 % cosmici

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

- Molteplicità di traccia carica (oltre 1 GeV) ≤ 6
- $E^{tot} > 8$ GeV , $p^T_{missing} > 0.4$ GeV
- $\Delta\phi > 0.5^{\circ}$
- ecc

Efficienza $\cong$ 70 %

Contaminazione: ~0.5 % eventi μ

~0.8 % eventi e

~0.5 % eventi q

Distinzione tra i diversi quarks

Classificazione mediante l'uso di una rete neurale

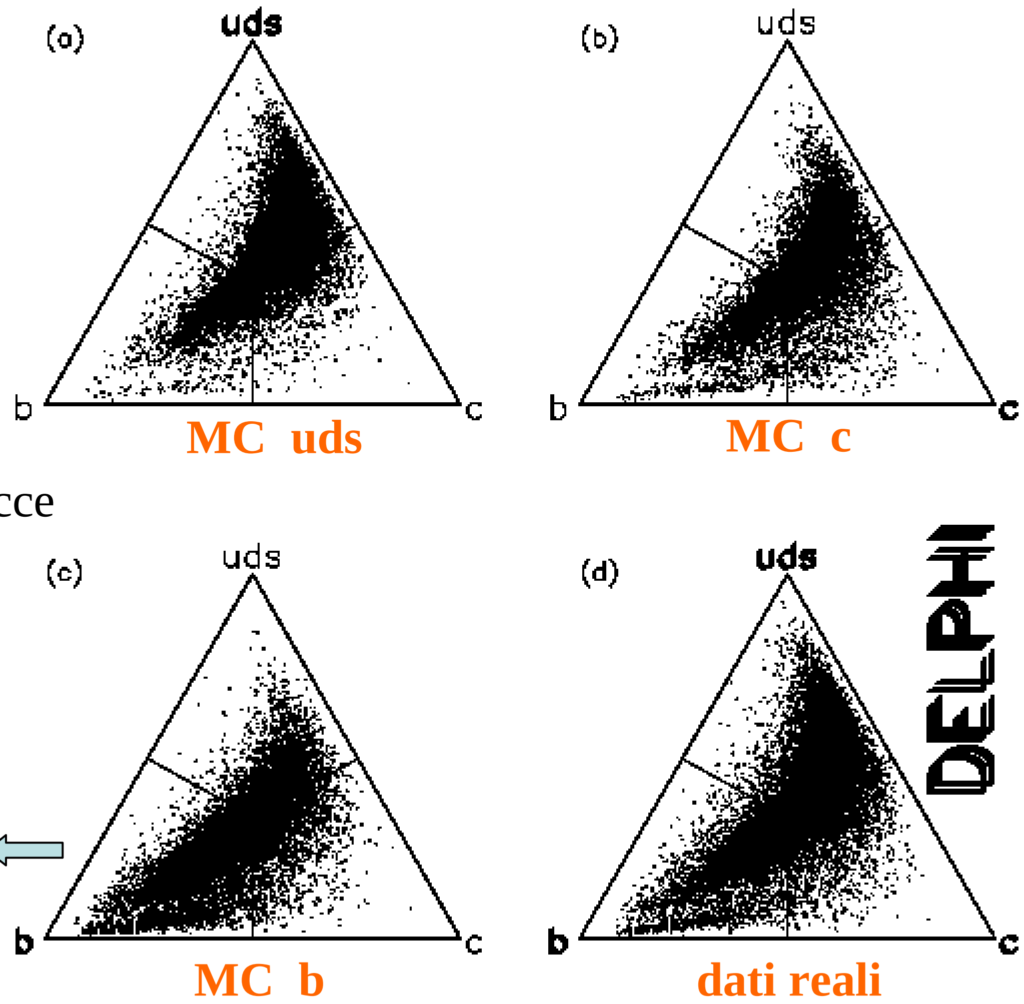
19 variabili in ingresso:

- P del muone piu' energetico
- Pt del muone piu' energetico
- Somma dei parametri d'impatto delle tracce
- Sfericità , Masse invarianti nei vari jets

3 variabili in uscita:

- Probabilità di quark uds
- Probabilità di quark c
- Probabilità di quark b

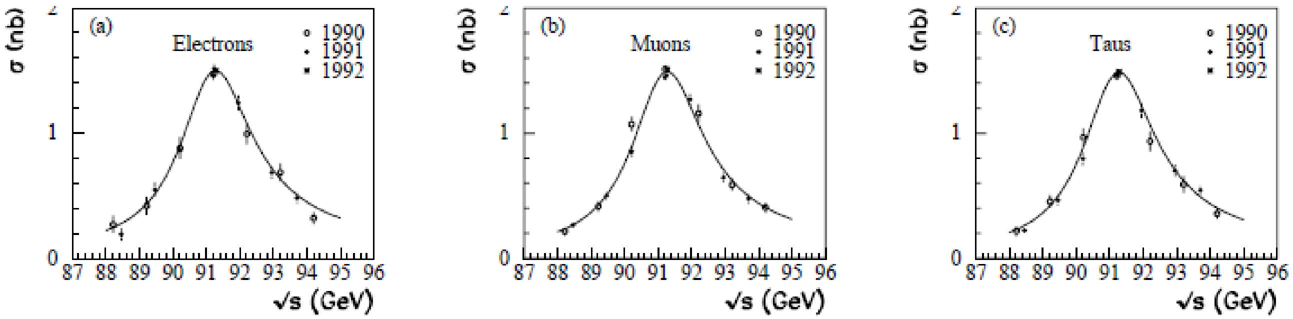
$$R_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_h}$$



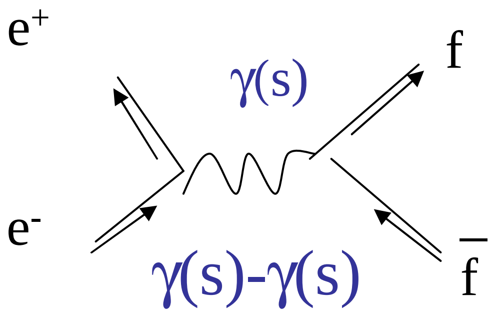
Line shape della Z

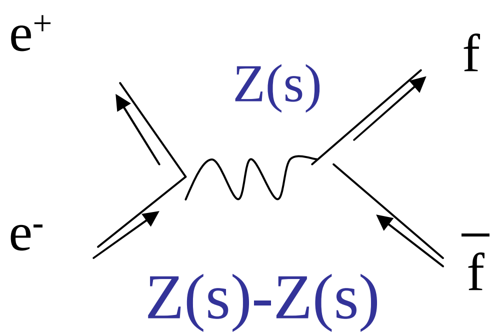
Con line shape si intende l'andamento $\sigma(s)$ $e^+e^- \to f\bar{f}$ s intorno ad M_Z

Può essere osservato un singolo fermione od un insieme (ad esempio tutti i quarks)



$$\sigma_{TOT} = \sum_f \sigma_{f\bar{f}}$$





$$\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{EW} = \boxed{\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{em}} + \left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{\text{int}} + \left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{weak}$$

$$\boxed{\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{em}} = \frac{\alpha^2 Q_f^2 N_C}{4s}(1+\cos^2\theta)$$

Mediando le 4 possibili combinazioni di elicita' (fascio non polarizzato) :

$$\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{EW} = \frac{\alpha^2 N_C^f}{4s}\left[F_1(s)(1+\cos^2\vartheta) + F_2(s)\cos\vartheta\right]$$

termine di asimmetria

All'ordine più basso la line shape è semplicemente una Breit-Wigner caratterizzata da 3 parametri
Massa (M_Z) – Larghezza (Γ_Z) – Sezione di picco (σ_0)

$$\sigma^{EW}(s) = \frac{s\,\Gamma_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}\left[\sigma_0 + I\,\frac{s-M_Z^2}{s}\right] + \frac{4\pi Q_f^2\alpha^2 N_C}{3s}$$

termine di risonanza (Breit – Wigner)

$(I \propto Q_e Q_f)$

$$\sigma_0 = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2\Gamma_Z^2} \qquad \Gamma_f = N_C\,\frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2) \qquad \Gamma_Z = \sum_f \Gamma_f$$

trascurato i termini in $(m_f / M_z)^2$

$g_{Vf} = I_{3f} - 2\,Q_f \sin^2\theta_W$ $\qquad$ $g_{Af} = I_{3f}$ $\qquad$ (I_{3f} Left)

g_V,g_A: costanti di accoppiamento vettore e assiale-vettore della Z ai fermioni

Γ_Z larghezza della risonanza Γ_f / Γ_Z rapporti di decadimento

$G_F = (1.16637 \pm 0.00001)\ 10^{-5} GeV$ $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021\ GeV$ $\sin^2\theta_W = 0.23119 \pm 0.00014$

(PDG 2008)

$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_{Vf}^2 + g_{Af}^2) \qquad g_{Vf} = I_{3f} - 2\, Q_f \sin^2\theta_W \qquad g_{Af} = I_{3f}$$

$$\Gamma_\nu = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (1/4 + 1/4) = 165.88 \pm 0.01\ MeV \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_l = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.0014 + 1/4) = 83.419 \pm 0.005\ MeV \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_{u.c} = 3\frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.0368 + 1/4) = 285.446 \pm 0.015\ MeV \qquad \times 2 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_{d.s,b} = 3\frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (0.1197 + 1/4) = 367.95 \pm 0.02\ MeV \qquad \times 3 \text{ famiglie}$$

$$\Gamma_Z = 2422.64 \pm 0.07\ MeV \qquad \Gamma_Z^{sper} = 2495.2 \pm 2.3\ MeV \qquad \Delta\Gamma \approx 3\%$$

Processo	Γ_{ff} / Γ_Z (%)	B.R. sperim. (%)
Neutrini	20.54	20.00±0.06
Leptoni	10.33	10.10±0.02
Adroni	69.13	69.91±0.06

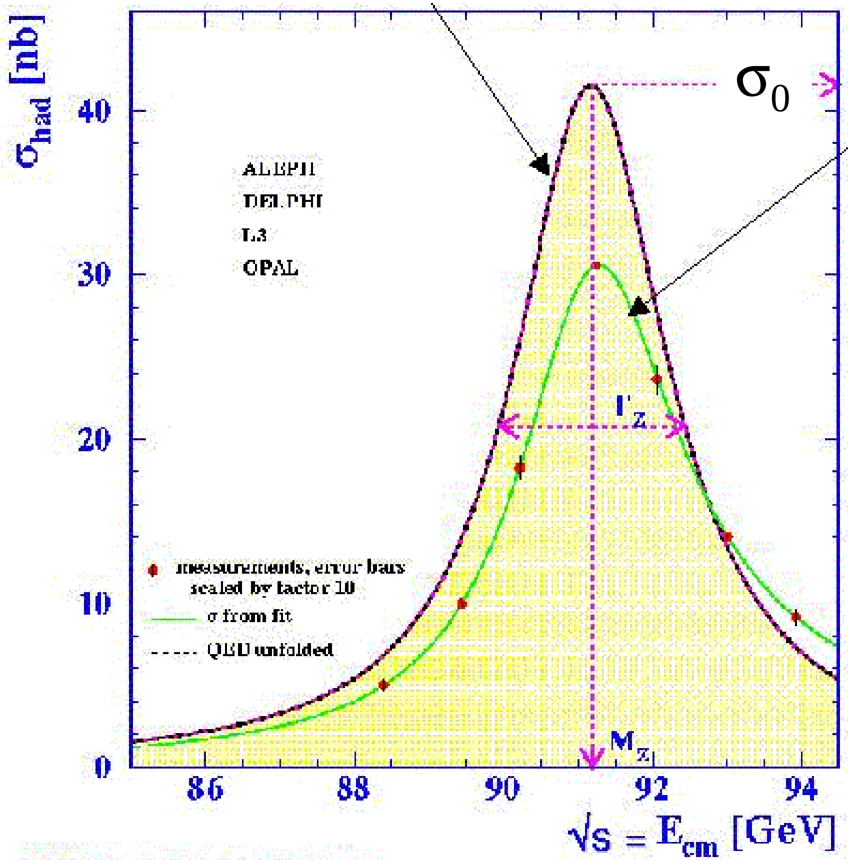
Rapporti di decadimento ⇨

$\sigma(s)$ $e^+e^- \rightarrow$ adroni

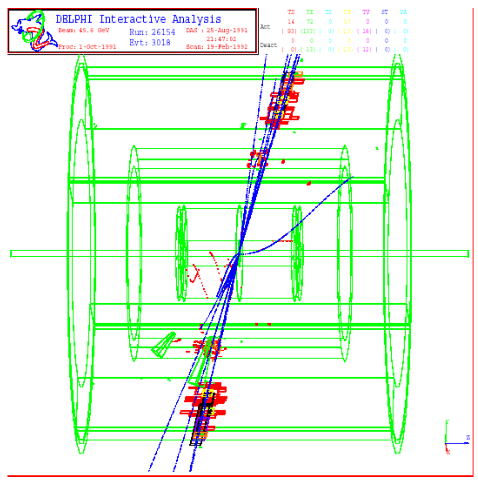
⇩

$\sigma_{Born}(s)$

σ_0 ⇢ $\sigma(s)$ sezione d'urto osservata



e^+ ⇨



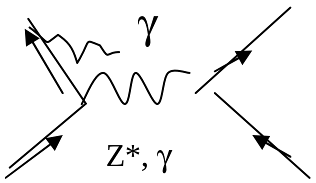
⇦ e^-

Correzioni radiative

Le correzioni radiative modificano significativamente le predizioni a livello albero:

Correzioni QED

(1) Radiazione di stato iniziale



Effetto importante: abbassa la sezione d' urto totale di ~30% + spostamento del picco ~100 MeV

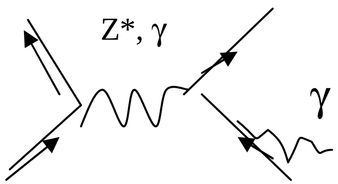
Correzione radiazione di stato iniziale

$$\sigma(s) = \int_0^s \left[\sigma_{Born}(s' = sz) G(s', s)\right] ds'$$

G(s',s) = funzione di radiazione di stato iniziale

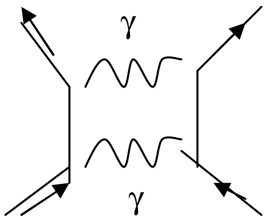
1-z = k²/s   frazione impulso del fotone

(2) Radiazione di stato finale



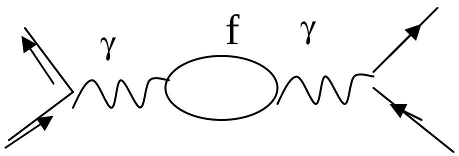
$$\Gamma_h = \sum_f \Gamma_0^f (1 + \delta_{QED}^f) \qquad \delta_{QED}^f = \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi}$$

(3) Interferenza tra rad. di stato iniziale e rad . di stato finale



$$\sigma(s) = \int_0^s \left[\sigma_{Born}(s'=sz)H(s,s') + \Delta(s,s')\right] ds'$$

(4) Correzioni del propagatore (polarizzazione del vuoto)



+ n loop

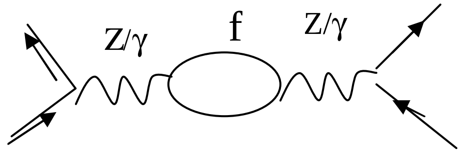
$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \qquad Q^2 >> m_f^2$$

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1+\Pi_{\gamma\gamma}(Q^2)} \qquad \alpha_0 = \frac{1}{137} \qquad \Pi_{\gamma\gamma}(M_Z) \approx -0.064 \Rightarrow \boxed{\alpha(M_Z) = \frac{1}{128}}$$

$$\alpha(95\ GeV) - \alpha(88\ GeV) \approx 10^{-6}$$

Correzioni EW

(1) Correzioni del propagatore



+ n loop

$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1+\Pi_{\gamma\gamma}(s)}$$

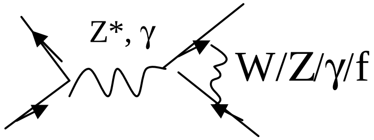
$$\sin^2\theta_W \rightarrow \sin^2\overline{\theta}_W(s) = \sin^2\theta_W - \cos\theta_W \sin\theta_W \frac{\Pi_{\gamma Z}(s)}{1+\Pi_{\gamma\gamma}(s)}$$

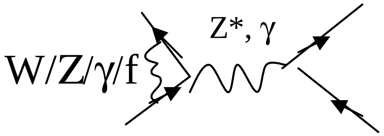
$$G_F \rightarrow G_F(s) = \frac{G_F}{1+\Pi_Z(s)}$$

$$\Gamma \rightarrow \Gamma(s) = s\Gamma / M_Z^2$$

(2) Correzioni di vertice

Contribuiscono termini con top virtuale



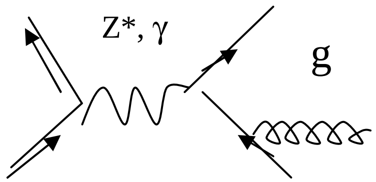


$$g_{Vf} \rightarrow \overline{g}_{Vf}(s, m_t) = \sqrt{\rho_f}\left(I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \overline{\theta_W}\right)$$

$$g_{Af} \rightarrow \overline{g}_{Af}(s, m_t) = \sqrt{\rho_f}\, I_{3f} \qquad \rho_f \approx 1 + \frac{\alpha(M_Z)}{\pi}\frac{m_t^2}{m_Z^2}$$

Correzioni QCD

(1) Radiazione di stato finale



$$\Gamma_h = \sum_f \Gamma_0^f (1 + \delta_{QED}^f)(1 + \delta_{QCD})$$

$$\delta_{QED}^f = \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi} \approx 0.17\%$$

$$\delta_{QCD}^f = \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \approx 3.8\%$$

Line shape

$$\sigma(s)=\int_0^s\left[\sigma'(s'=sz)H(s,s')+\Delta(s,s')\right]ds'$$

Interferenza Scambio fotone

$$\sigma'(s')=\sigma_0\frac{s'\;\Gamma_Z^2}{(s'-M_Z^2)^2+(s'^2/M_Z^2)\Gamma_Z^2}+\sigma_{\gamma Z}+\sigma_\gamma$$

$$\sigma_0=\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{hadr}}{M_Z^2\Gamma_Z^2}\qquad\Gamma_f=N_C\frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(\bar{g}_{Ve}^2+\bar{g}_{Ae}^2)(1+\delta_f^{QED})(1+\delta_f^{QCD})$$

$$\overline{g_{Af}}=\sqrt{\rho_f}\,I_{3f}$$

$$\overline{g_{Vf}}=\sqrt{\rho_f}\left(I_{3f}-2Q_f\sin^2\overline{\theta_W}\right)$$

$$\boxed{M_Z\quad\Gamma_Z\quad\sigma_0}$$

M_Z

Γ_Z

$\sigma_0^h , \sigma_0^e , \sigma_0^\mu , \sigma_0^\tau$

$\Rightarrow$

M_Z

Γ_Z

$\Gamma^e\Gamma^h , \Gamma^e\Gamma^e , \Gamma^e\Gamma^\mu , \Gamma^e\Gamma^\tau$

$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \ GeV$

$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \ GeV$

$\Gamma_e / \Gamma_Z = 3.363 \pm 0.004 \ \%$

$\Gamma_\mu / \Gamma_Z = 3.366 \pm 0.007 \ \%$

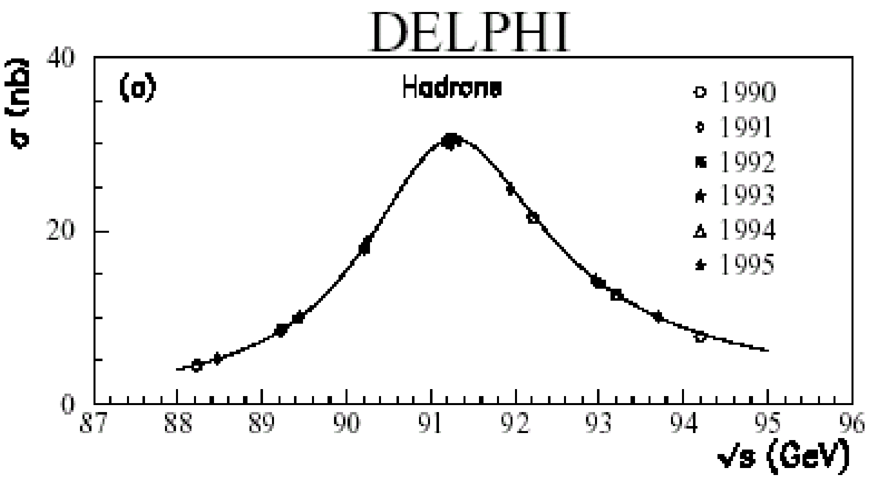
$\Gamma_\tau / \Gamma_Z = 3.370 \pm 0.008 \ \%$

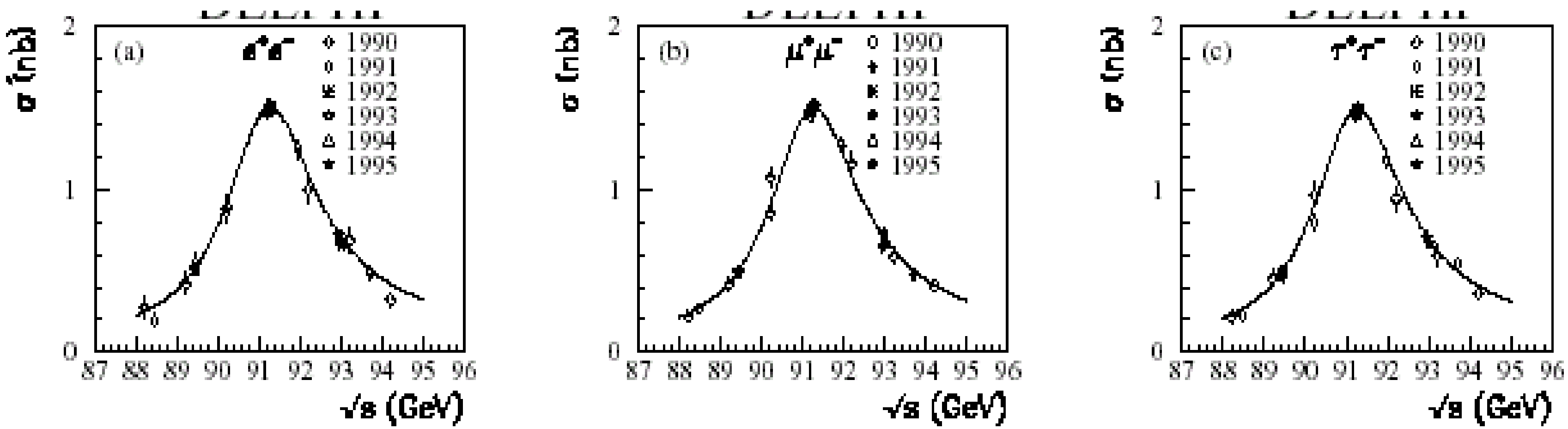
$\Gamma_h / \Gamma_Z = 69.91 \pm 0.06 \ \%$

$\Gamma_\nu / \Gamma_Z = 20.00 \pm 0.06 \ \%$

PDG

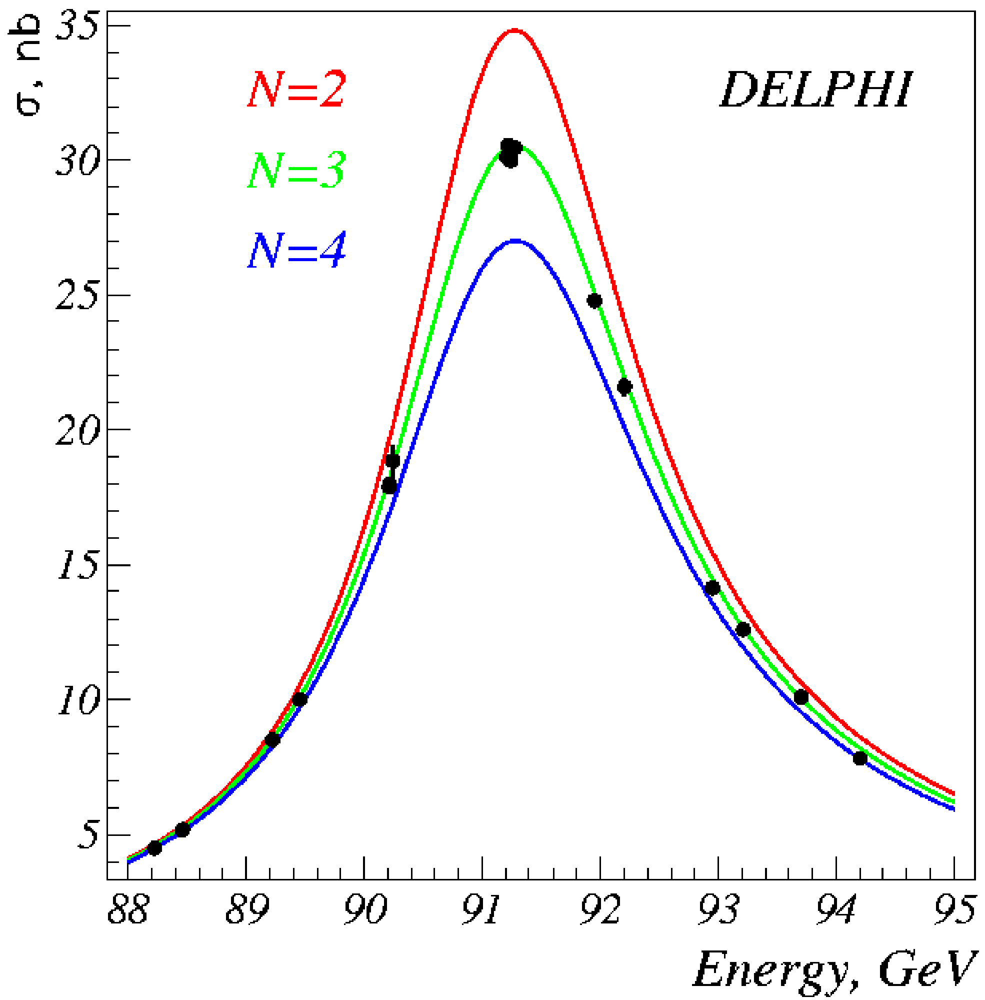
2008





clo

Numero di neutrini



Posso aggiungere come parametro libero il numero di famiglie di neutrini

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$$

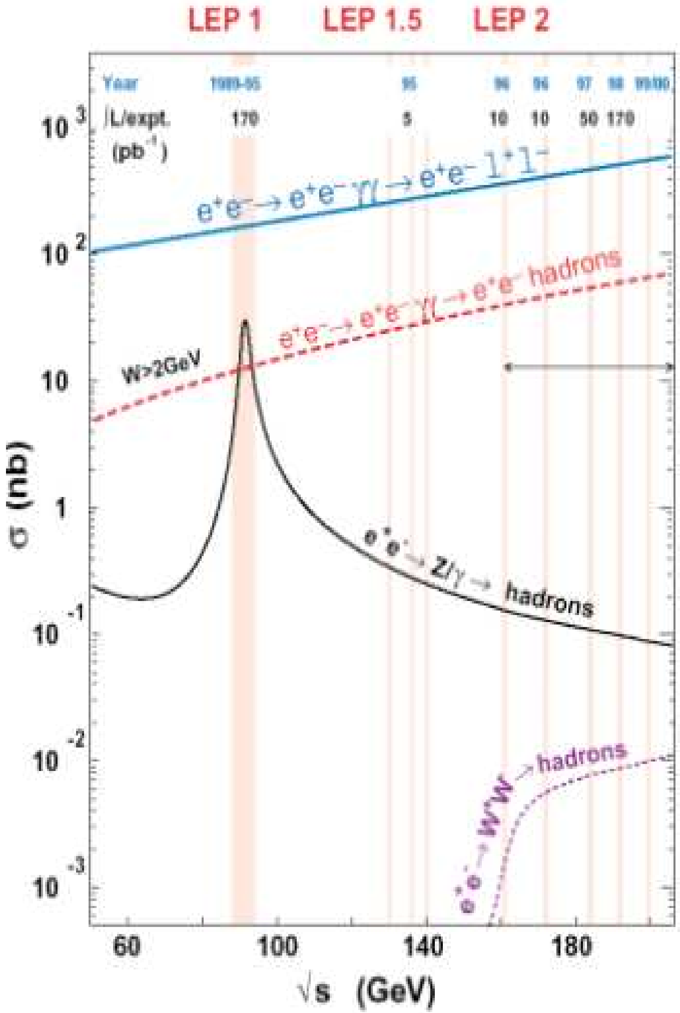
$$\Gamma^x_{inv} = -2.7^{+1.7}_{-1.5}\, MeV$$

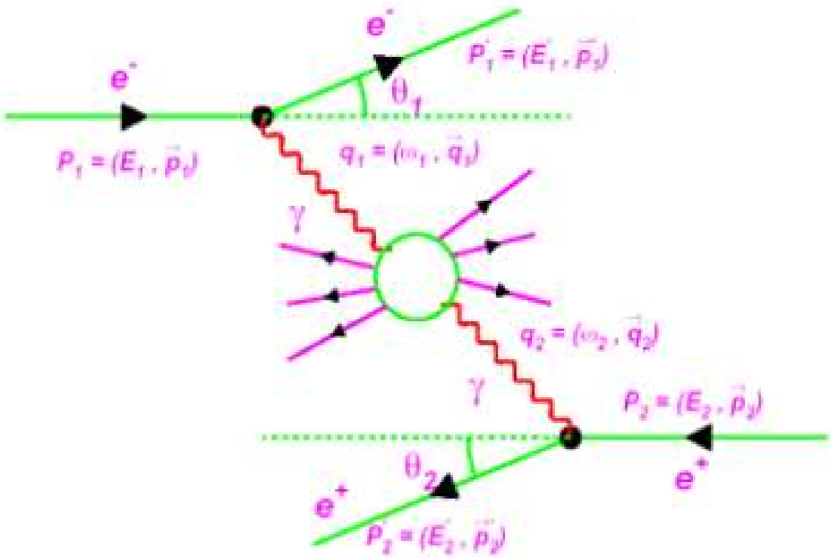
$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_{lept} - 3\Gamma_\nu$$

Si possono mettere limiti sul contributo alla larghezza dovuto a nuova fisica assumendo dallo SM $\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell}$

$$\left(\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell} = \frac{g_{V\nu}^2 + g_{A\nu}^2}{g_{V\ell}^2 + g_{A\ell}^2}\right)$$

Interazioni gamma-gamma

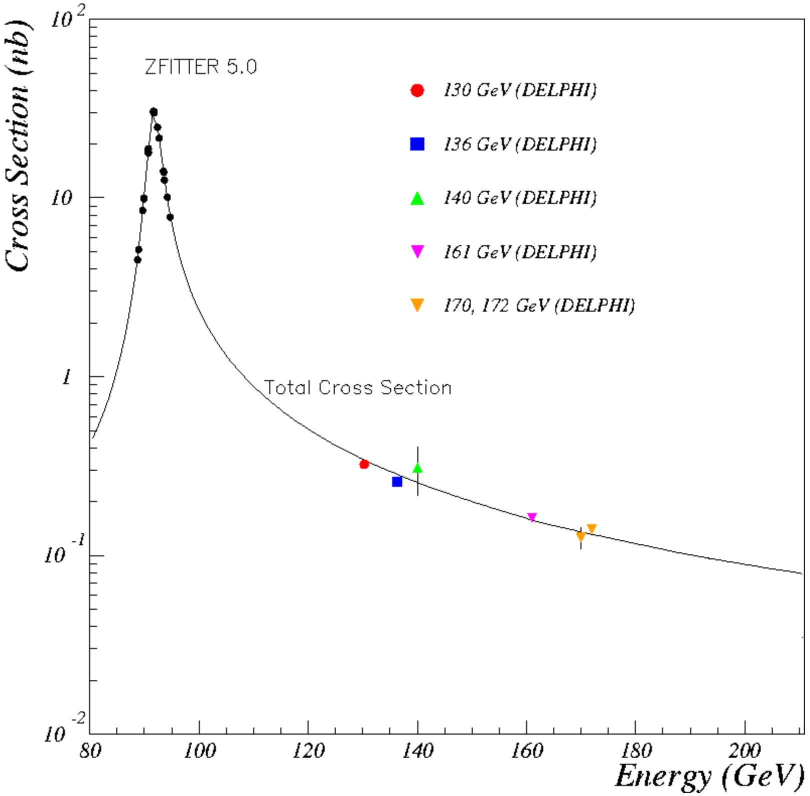




I due elettroni primari sono diffusi a basso angolo e non vengono rivelati: $W_{\gamma\gamma} << E_{fascio}$

Residua dipendenza dal modello

- assunzione della QED nel calcolo della funzione di radiazione H(s,s') , dell' ampiezza di interferenza Δ(s,s') tra fotoni in stato iniziale e finale, del termine $\sigma_\gamma(s)$
- assunzione della QE_WD nel calcolo del termine di interferenza $\sigma_{\gamma Z}(s)$
- assunzione della QCD nel termine di correzione per la emissione di gluoni negli stati finali adronici

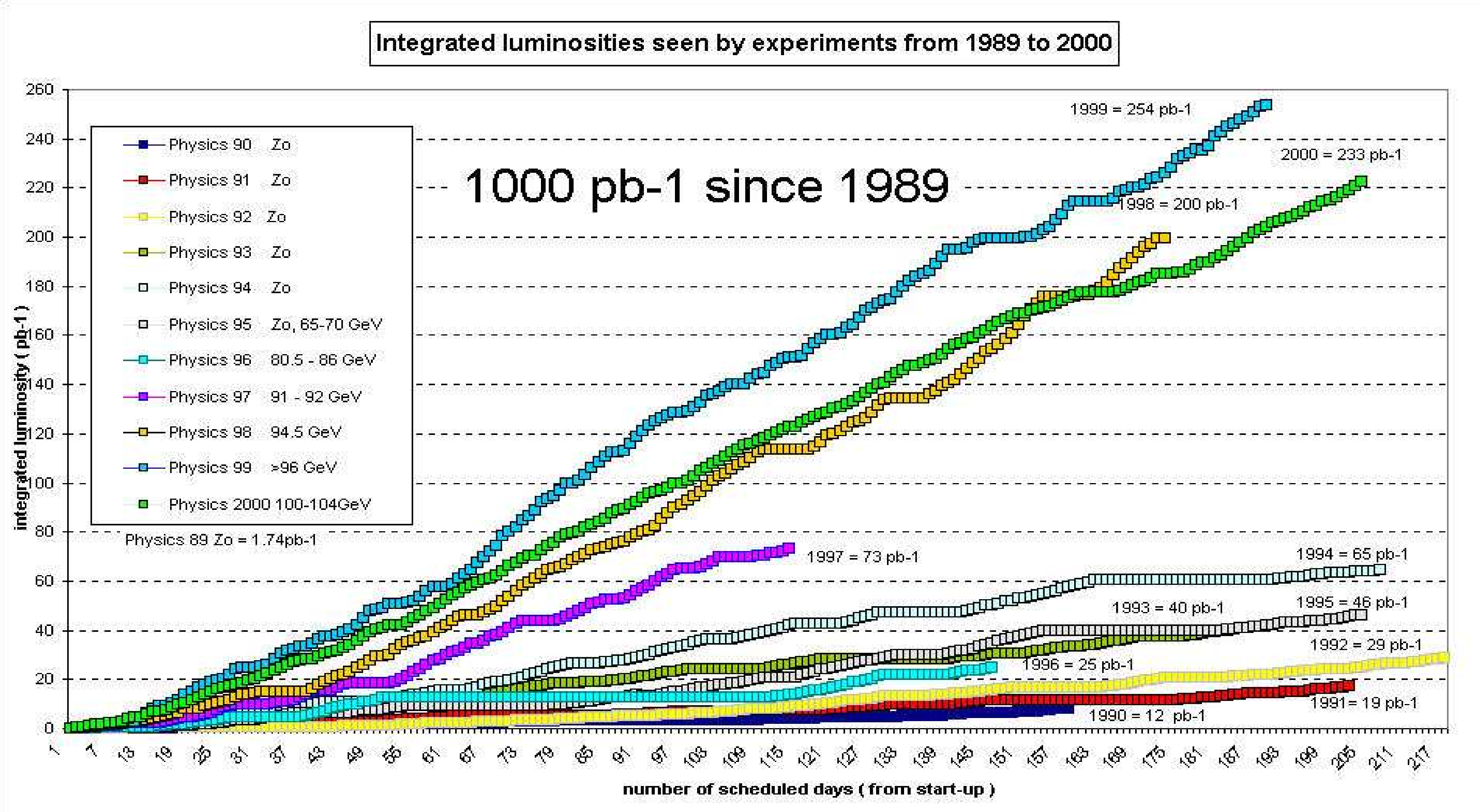


$$\sigma^{EW}(s) = \frac{s\,\Gamma_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + (s^2/M_Z^2)\Gamma_Z^2}\left[\sigma_0 + I\,\frac{s-M_Z^2}{s}\right] + \frac{4\pi Q_f^2\alpha^2 N_C}{3s}$$

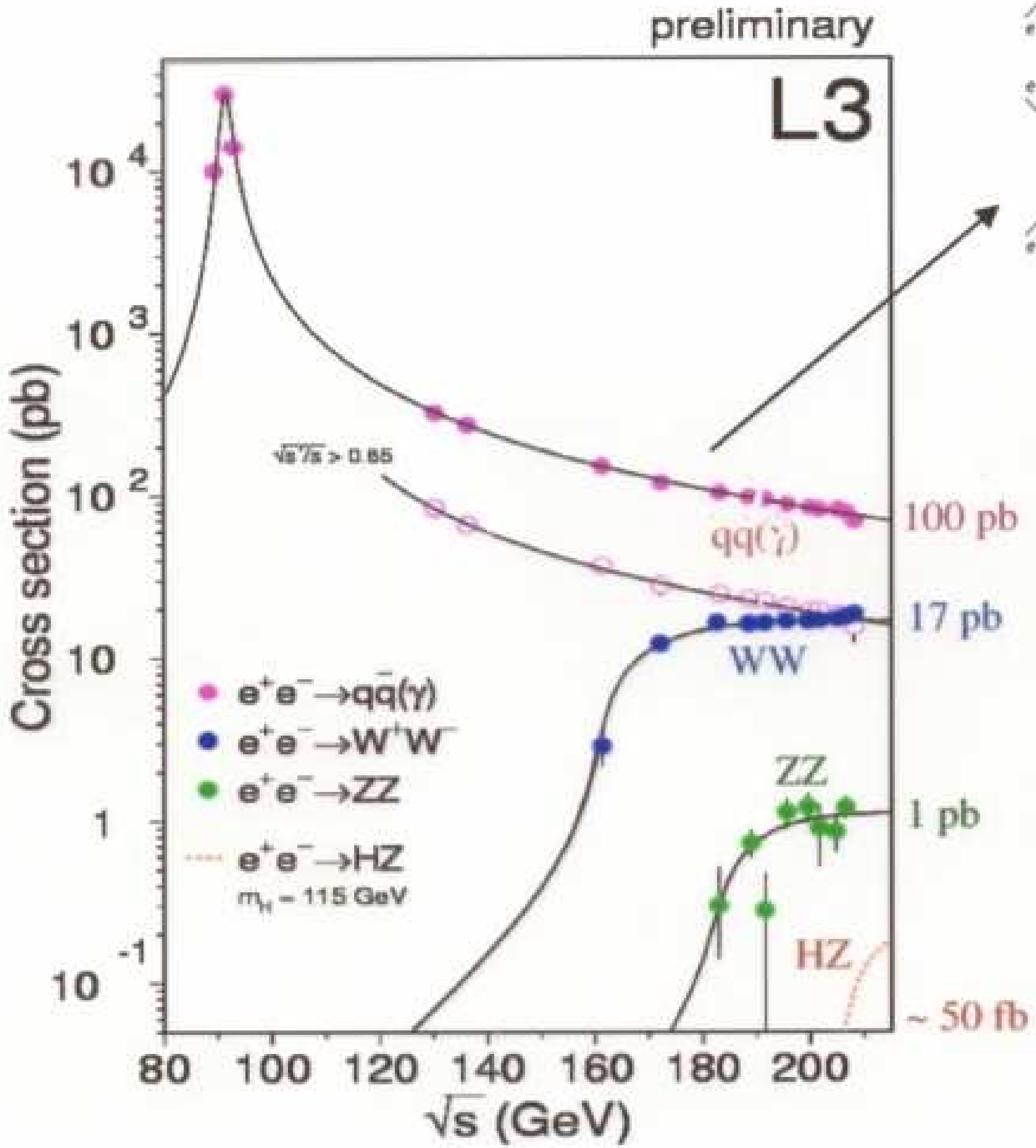
Con i dati ad alta energia ($\sqrt{s}$= 130-200 GeV), anche il termine di interferenza può essere ricavato dai dati.

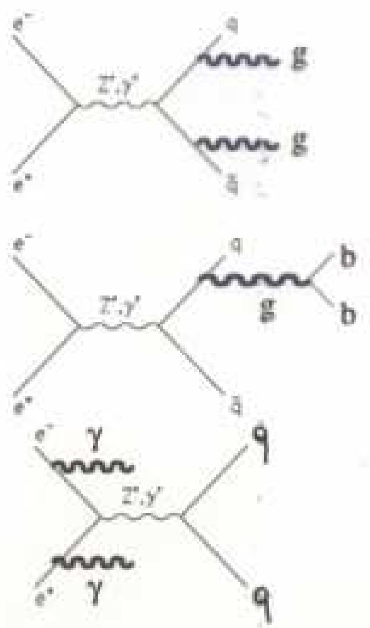
LEP2

LEP luminosities



Produzione di ff(γ) a LEP2





√s′

Energia nel centro di massa dopo la radiazione di stato iniziale

Importanti contributi ISR (ritorno radiativo alla Z^0)

Nella ricerche di fisica oltre il Modello Standard si ha maggiore sensibilità per gli eventi non radiativi: $\sqrt{s}'/s > 0.85$

Identificazione fotoni ISR e calcolo √s´ (SPRIME)

Ricerca candidati fotoni ISR:

Ricerca di segnale nei calorimetri, luminometro incluso, con E_γ>10 GeV non associabile a tracce cariche (distanza angolare > 0.3 radianti)

Nessun fotone ISR rivelato

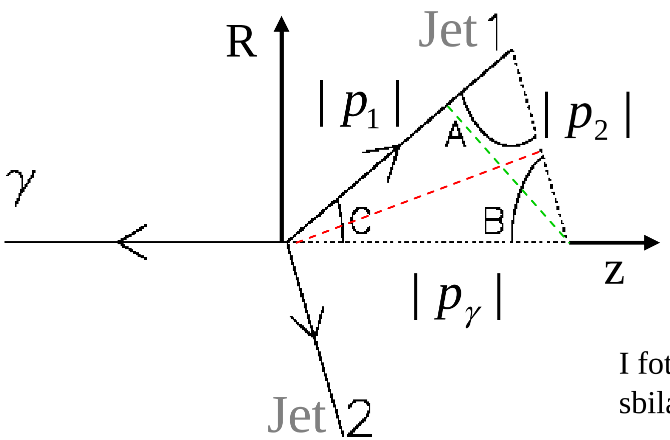
Ricostruisco Jet 1 e Jet 2

Ipotesi di fotone nella beam pipe (lungo il fascio)

Applico la conservazione di energia ed impulso:

$$|p_1| = |p_\gamma| \frac{\sin B}{\sin A} \qquad |p_2| = |p_\gamma| \frac{\sin C}{\sin A}$$

$$\sqrt{s} = |p_1| + |p_2| + |p_\gamma|$$



$$p_\gamma = \sqrt{s}\frac{\sin A}{\sin A + \sin B + \sin C} = \sqrt{s}\frac{\sin \alpha_{12}}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + \sin\alpha_{12}}$$

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \vec{p}_\gamma^{\,2}} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - E_\gamma^{\,2}}$$

I fotoni ISR sono emessi a basso angolo ed inducono principalmente uno sbilanciamento polare, per tale ragione trascuro un eventuale sbilanciamento in Rϕ

Un fotone ISR rivelato

Se identifico un fotone isolato, se risulta coplanare con i jets ($\Sigma\alpha > 345^o$)

uso la sua direzione anziche' quella del fascio.

Considerando che a bassa energia la risoluzione dei calorimetri è bassa determino l'energia del fotone per ottenere il bilanciamento

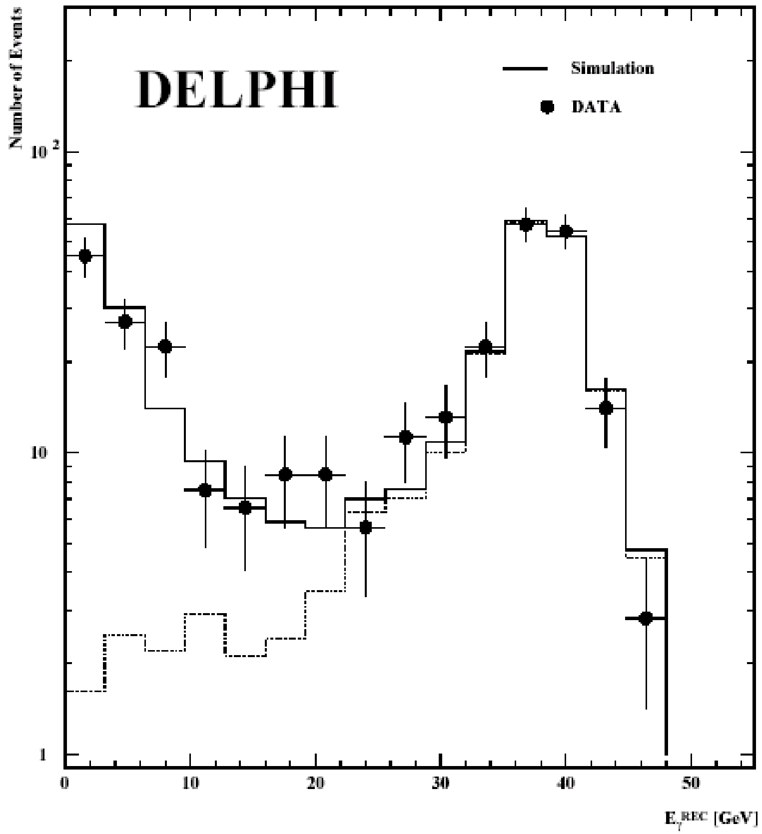
$$p_\gamma = \sqrt{s}\,\frac{\sin\alpha_{12}}{\sin\alpha_{2\gamma} + \sin\alpha_{\gamma 1} + \sin\alpha_{12}}$$

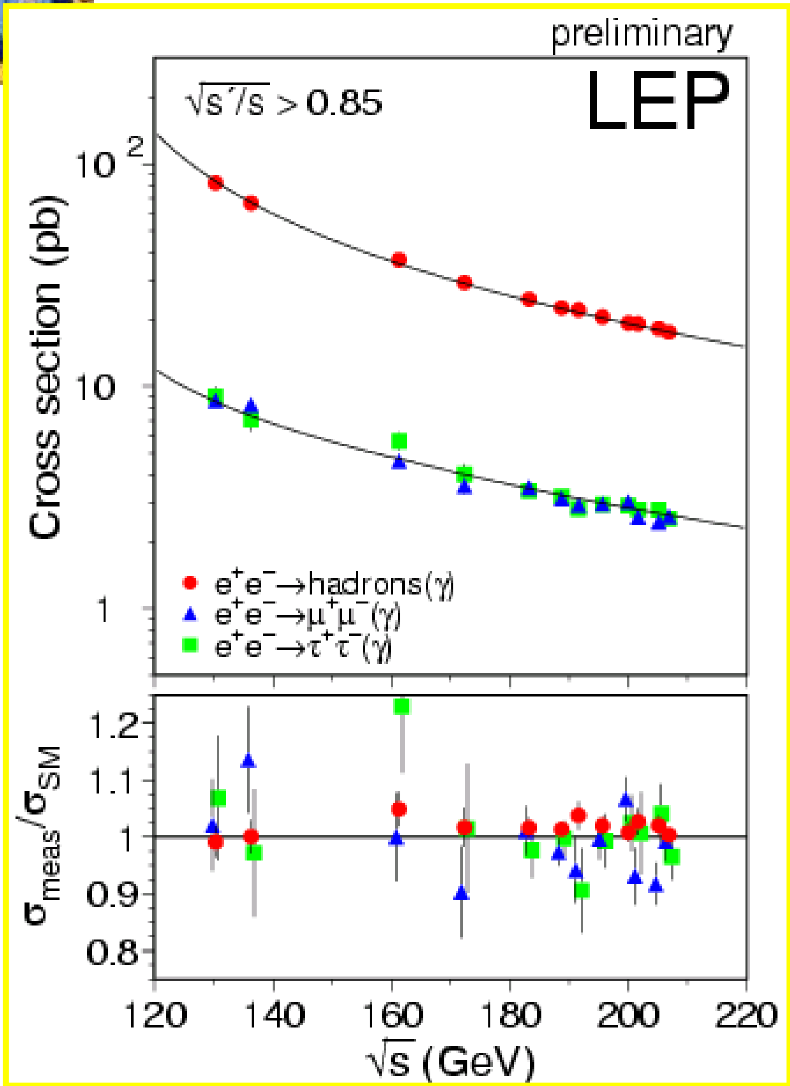
$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \vec{p}_\gamma^{\,2}}$$

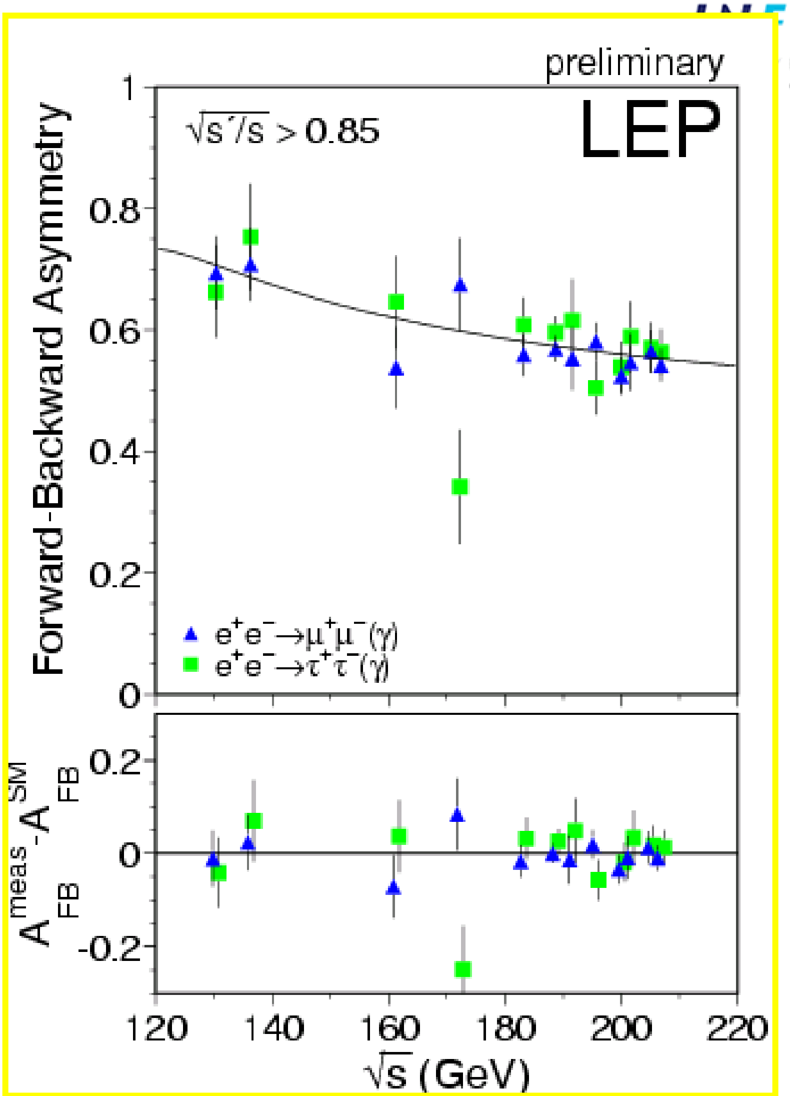
diversamente ipotizzo un secondo fotone radiato nella beam pipe e determino il suo impulso per poter compensare l'angolo polare.

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma - E_h)^2 - (\vec{p}_\gamma + \vec{p}_h)^2}$$

Spettro fotoni ISR per $\sqrt{s}$ = 130 GeV

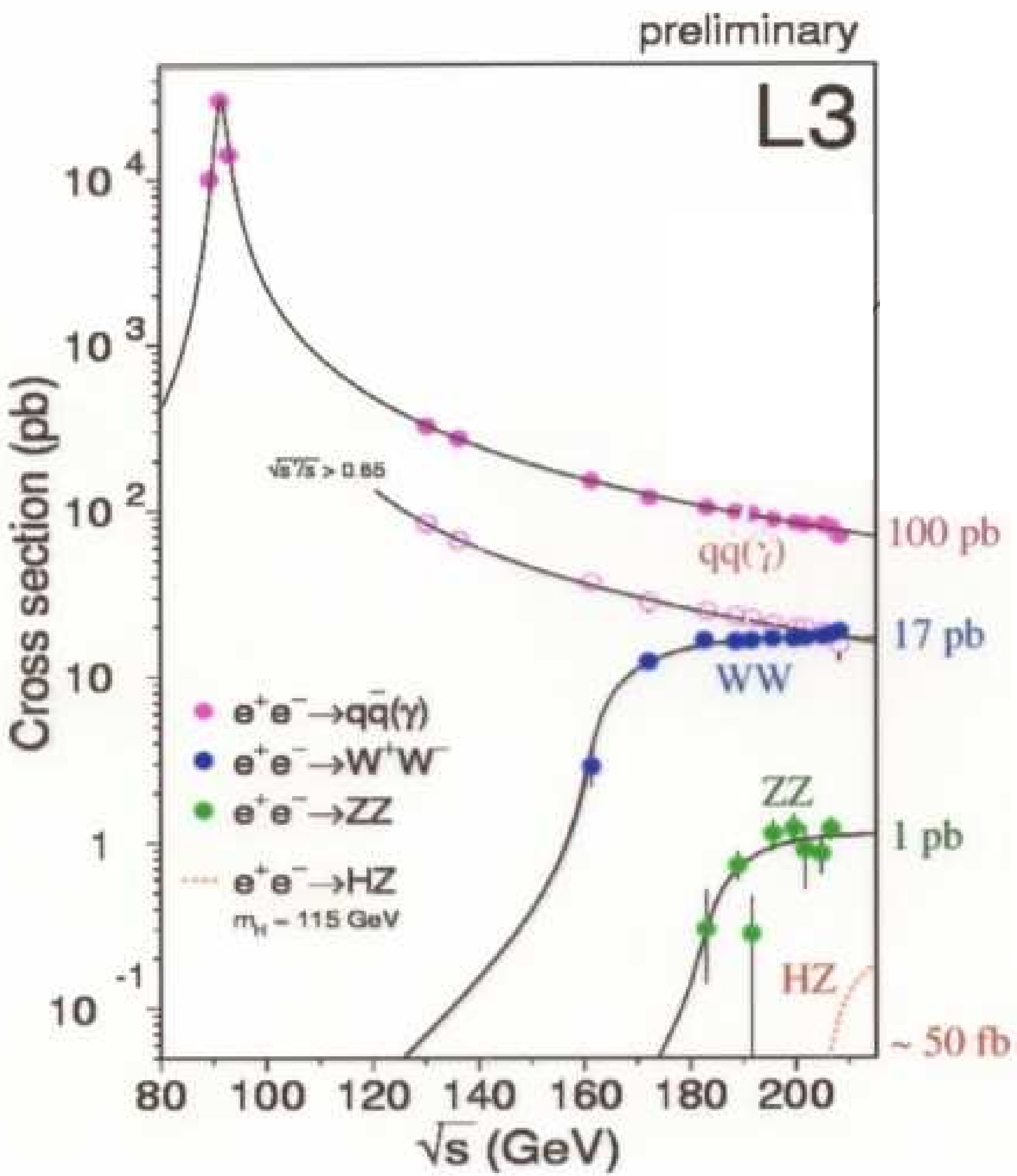


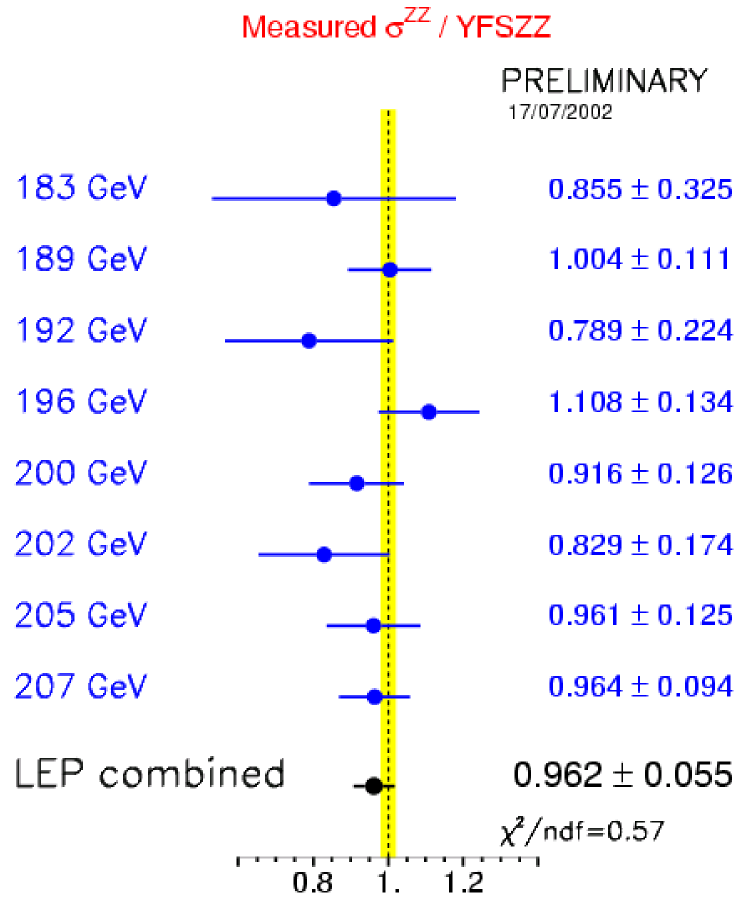




χ^2/N_{DoF} =160/180 per i dati ff mediati a LEPII

Produzione di ZZ a LEP2

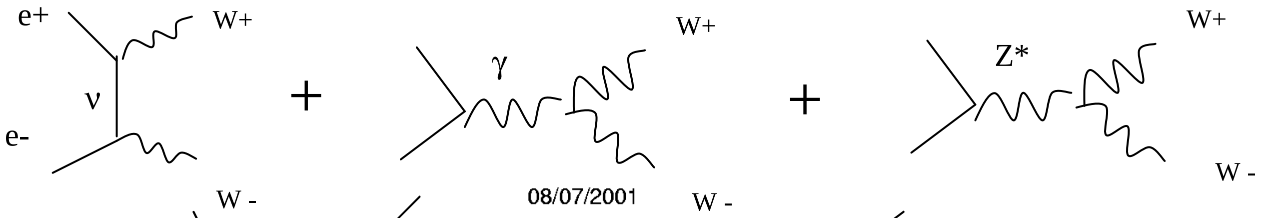




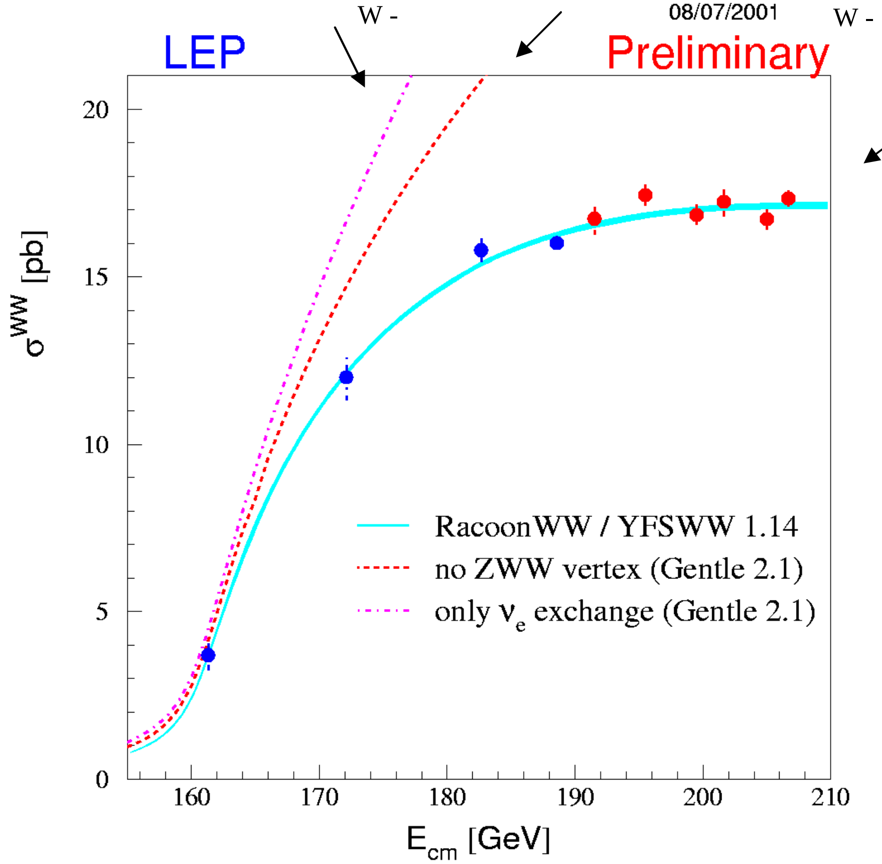
Test al 5% di precisione

Produzione dei bosoni W^+W^- e misura di M_w a LEP II

M_Z e $\sin^2\theta_W$ misurati a LEPI $\rightarrow$ M_W permette la definizione di vincoli piu' stringenti.



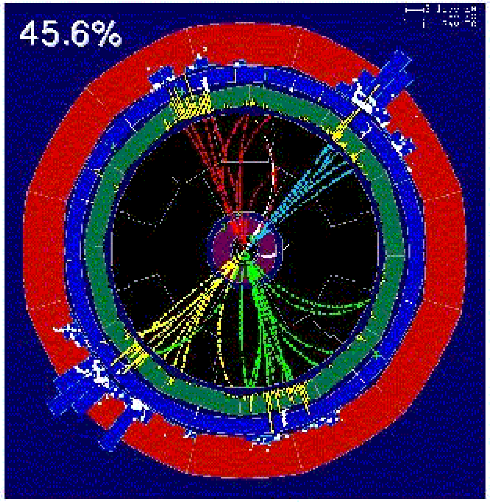
+ rad.corr.



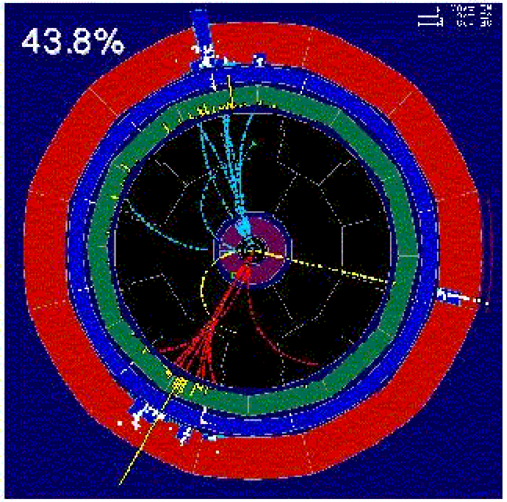
I vertici ZWW previsti come conseguenza della strutta non abeliana della teoria di gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ esistono

Le cancellazioni previste dalla teoria di gauge sono state verificate al livello dell' 1 %.

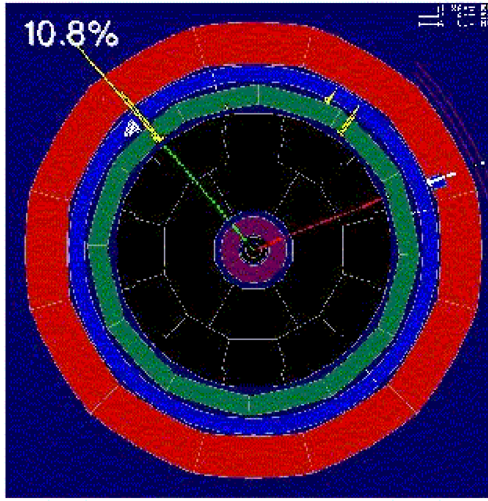
Per ricavare σ_{WW} occorre distinguere il segnale WW dal fondo: $f\bar{f}(\gamma)$ $f\bar{f}(gg)$



$W^+W^- \to q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$:



$W^+W^- \to q_1\bar{q}_2 l\bar{\nu}$:



$W^+W^- \to l_1\nu_1 l_2\bar{\nu}_2$:

Decadimenti adronici

La caratteristica è la ricostruzione di 4 jets. Talvolta anche gli eventi ff possono fornire 4 jets. I jets dovuti a radiazione di gluoni sono caratterizzati da un piccolo angolo e da una bassa energia. La variabile D è in grado di discriminare permettendo la riduzione del fondo: $D = \frac{E_{min}}{E_{max}} \frac{\theta_{min}}{(E_{max} - E_{min})}$

Decadimenti semileptonici

La caratteristica è la ricostruzione di 2 jets ed un leptone energetico ed isolato.

Decadimenti totalmente leptonici

La caratteristicha è la ricostruzione di 2 leptoni energetici isolati di carica opposta. L’esempio in figura riporta solo 2 tracce cariche ma il leptone puo’ anche essere un τ. Una variabile discriminante è la direzione del momento mancante che per il fondo ff ha piccoli angoli θ.

M_W a LEP II

Le relazione tra M_W ed i parametri del modello estesa alle correzioni radiative

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha(q^2)}{2M_W^2 \sin^2\theta_W} \frac{1}{(1-\Delta r(m_t, M_H))}$$

risulta dipendente da m_t ed M_H.

Una precisa misura della massa del W permette una ulteriore verifica del modello

ed allo stesso tempo fornisce dei limiti per le masse del top e dell'Higgs.

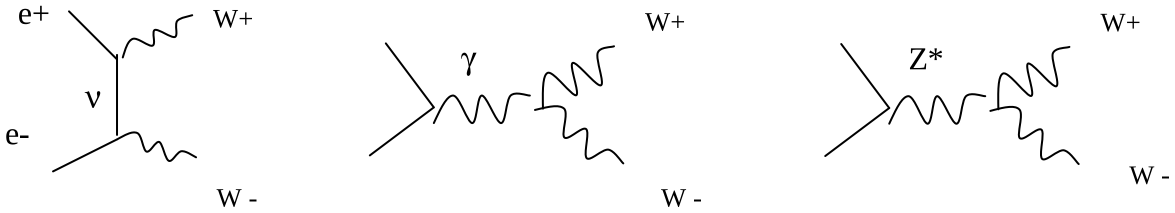
All'inizio di LEP II le misure dirette di m_t al Tevatron (180±12 GeV) avevano ancora

errori piuttosto grandi.

La massa del W può essere ottenuta:

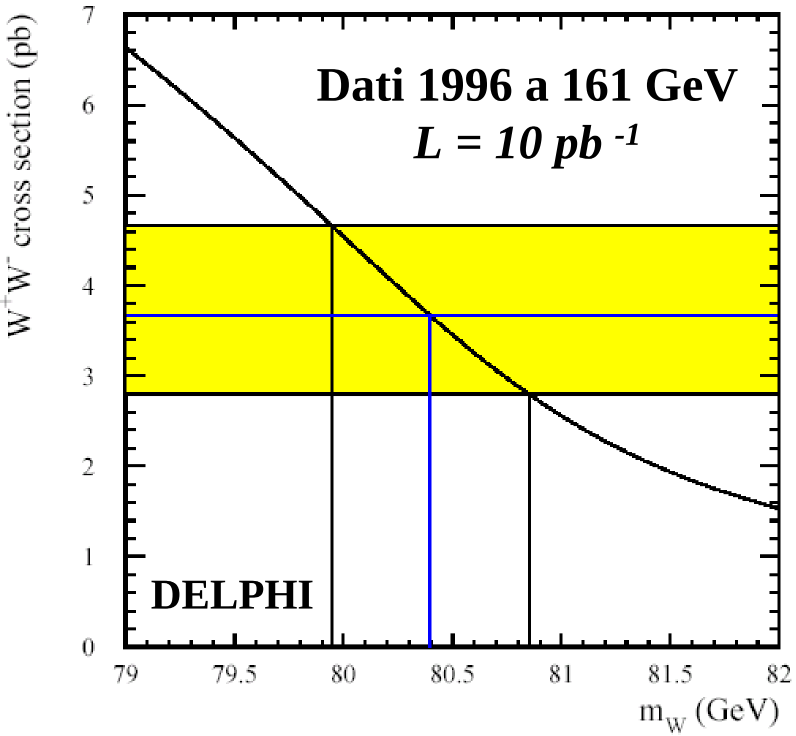
- dall'andamento $\sigma_{WW}(M_W)$ che in prossimità della soglia $\sqrt{s}$ ~160 GeV varia rapidamente
- mediante la ricostruzione della massa invariante.

Determinazione della massa da σ_{WW}



Diagrammi CC03

Lo stato finale in 4 fermioni, oltre ai contributi dei diagrammi CC03, può ricevere contributi da altri diagrammi elettrodeboli. Tali contributi sono stati considerati con dei termini di correzione della sezione d'urto (v. Tabella). La sezione d'urto così corretta è stata confrontata con l'andamento previsto in funzione della massa M_W



WW decay mode	Corr (CC03)
qqqq	0.996
evqq	1.087
μ(τ)νqq	1.006
lνlν	1.045

Contributi, interferenza inclusa, di altri diagrammi che generano 4 fermioni mediante il coinvolgimento di 0,1 o 2 bosoni vettori massivi

Vengono selezionati 29 eventi (15 + 12 + 2) da cu si ricava:

$$\sigma_{WW}^{tot} = 3.67^{+0.97}_{-0.85} \pm 0.19\ \ pb$$

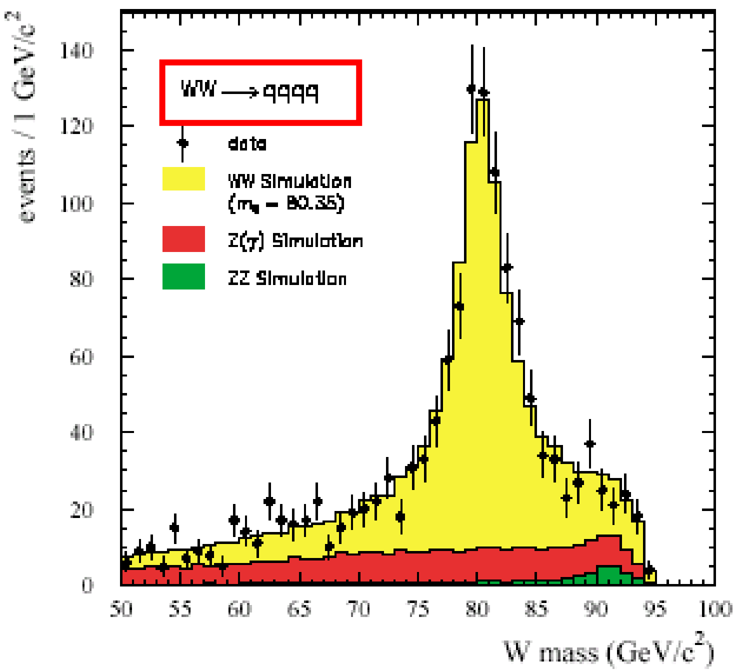
$$m_W = 80.40 \pm 0.44 \pm 0.09\ \ GeV/c^2$$

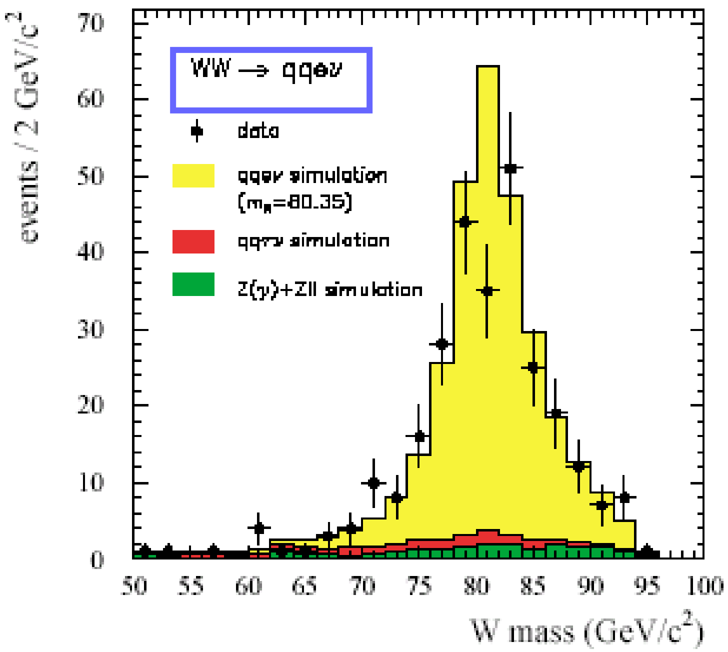
Ricostruzione diretta della massa

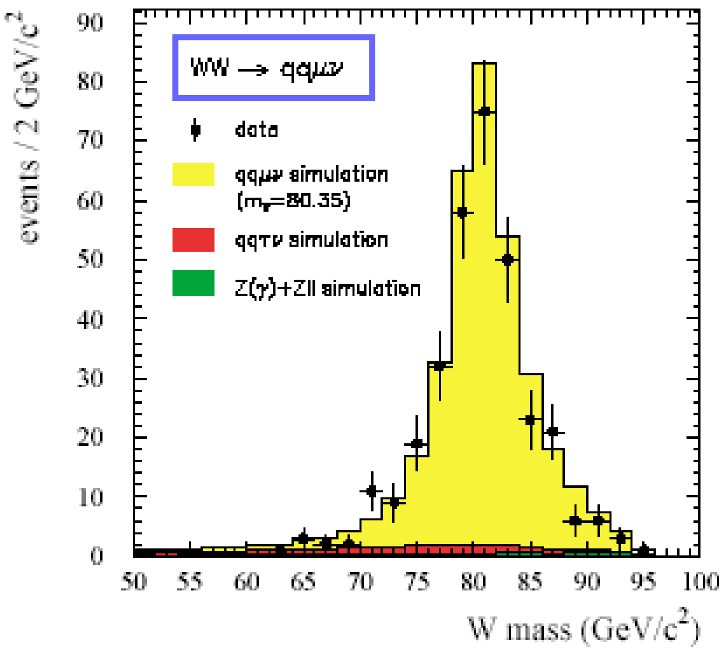
Per $\sqrt{s} > 2 M_W$ è possibile ricostruire direttamente la massa dai decadimenti.

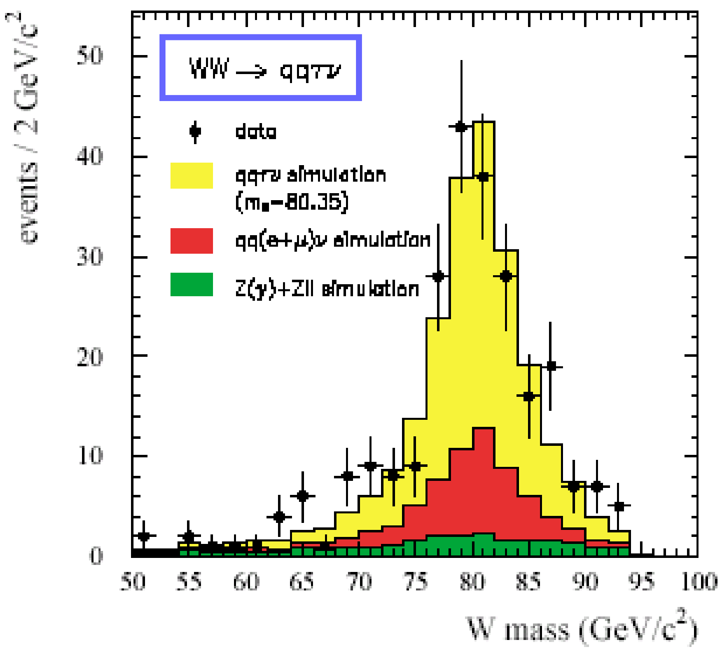
La ricostruzione ottenuta solo con le tracce osservate non ha una sufficiente risoluzione. Applicando dei vincoli quali la conservazione dell'energia e dell'impulso del centro di massa la risoluzione migliora significativamente. La ricostruzione si effettua solo per i decadimenti **adronici** e **semileptonici**, per quelli totalmente leptonici non si dispone di sufficienti vincoli (rispetto ai semileptonici manca l'asse del jet che determina la direzione del W opposto).

DELPHI Dati 1998 a 189 GeV ***L = 150 pb*** $^{-1}$







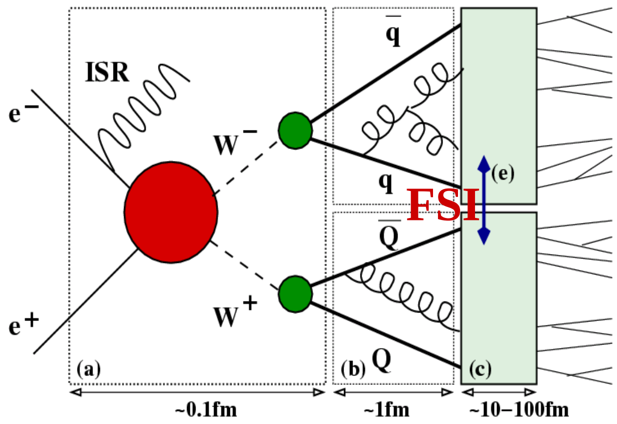


$$m_W = 80.387 \pm 0.087(stat) \pm 0.034(sys) \pm 0.017(LEP) \pm 0.035(FSI) \;\; GeV/c^2$$

FSI: Final State Interaction

I due W decadono a distanze di frazioni di *fm*

nel caso adronico contribuiscono le interazioni dei partoni nello stato finale

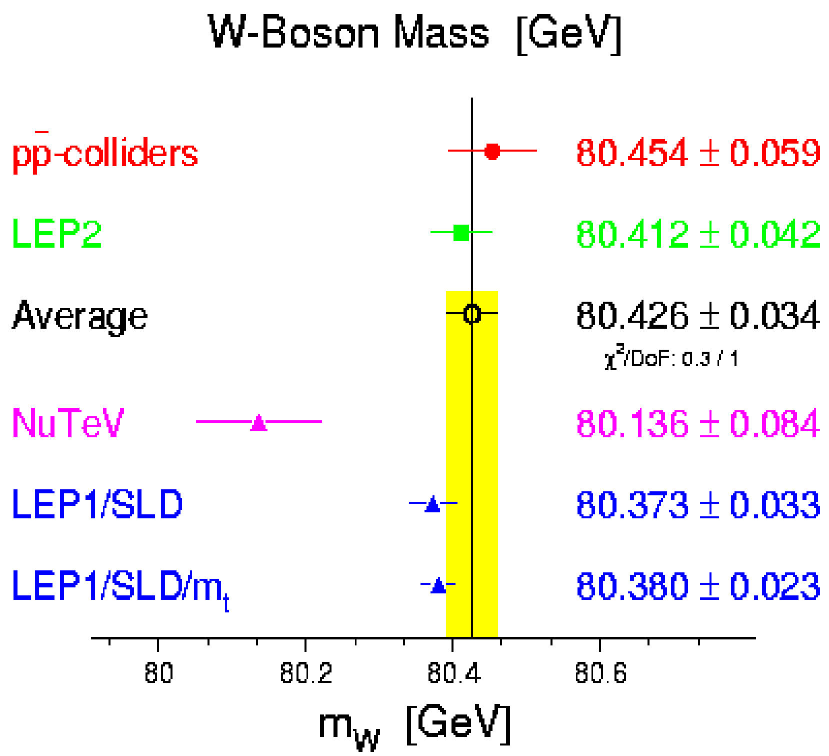


Risultato combinato LEP II

$$M_W = 80.412 \pm 0.042 \ \ GeV/c^2$$

Contributi agli errori statistici e sistematici

Source	qqlv	qqqq	Combined
Hadronisation	19	18	18
Colour recon.	-	90	9
Bose-Einstein	-	35	3
Detector	12	8	11
ISR/FSR/rad	8	8	8
Beam energy	17	17	17
Other (uncorl)	4	5	4
Statistical	33	36	30
Total	44	107	42

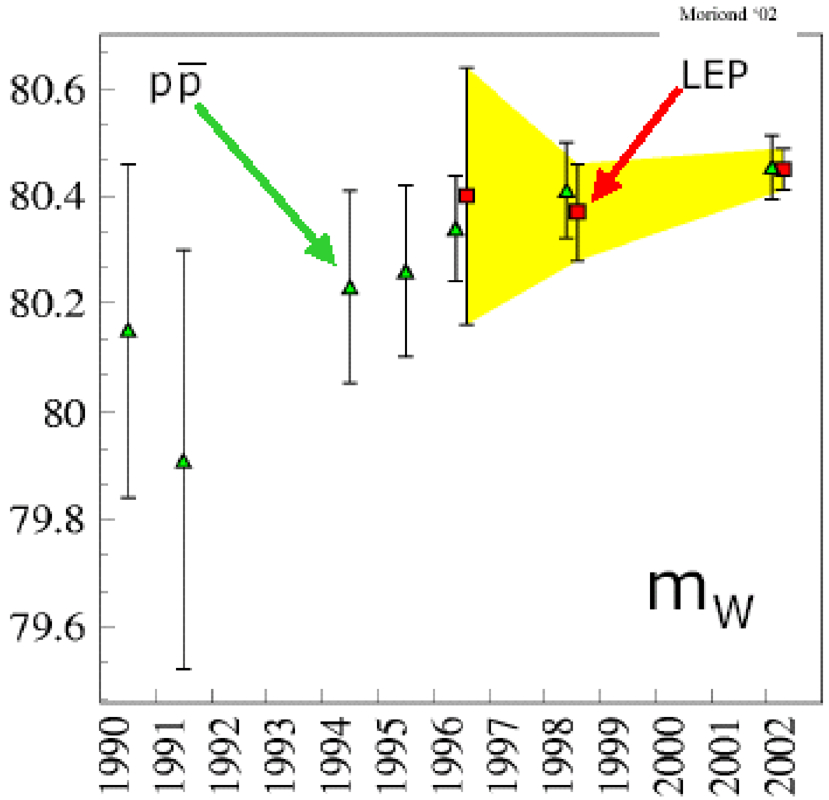


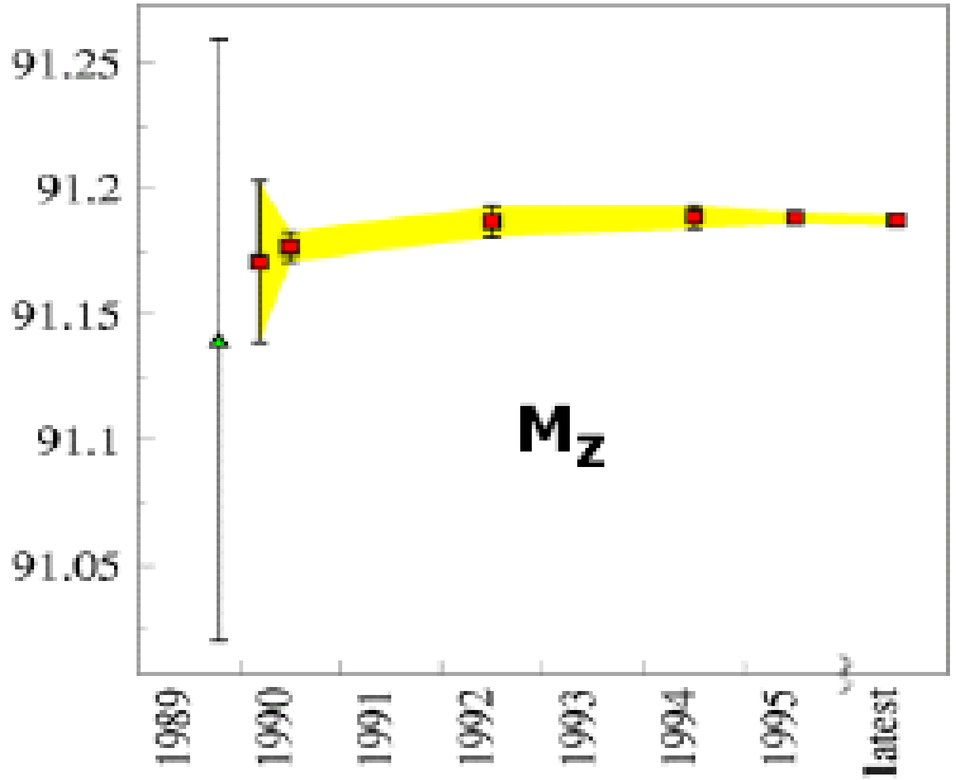
L'**FSI** riduce il peso del canale adronico rispetto al canale semileptonico

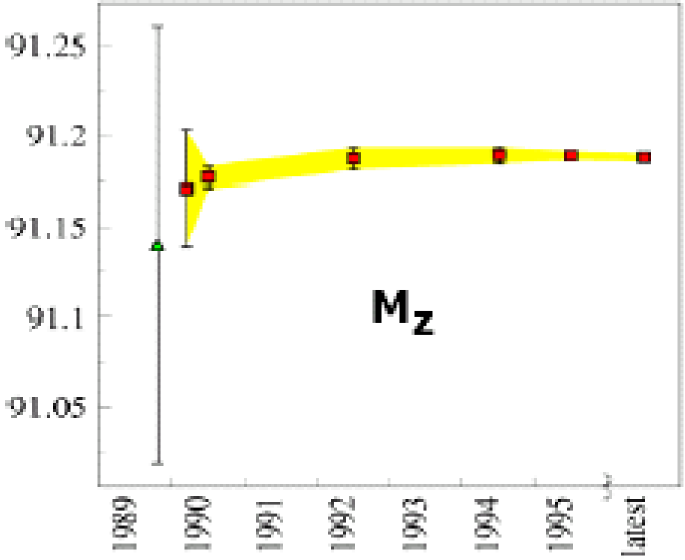
Misure dal 1989 ad oggi

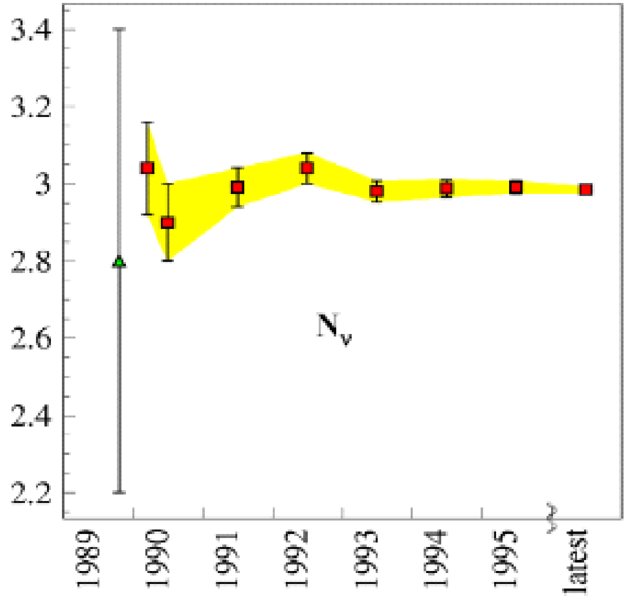
$\Delta M_W/M_W \approx 5.2\ 10^{-4}$

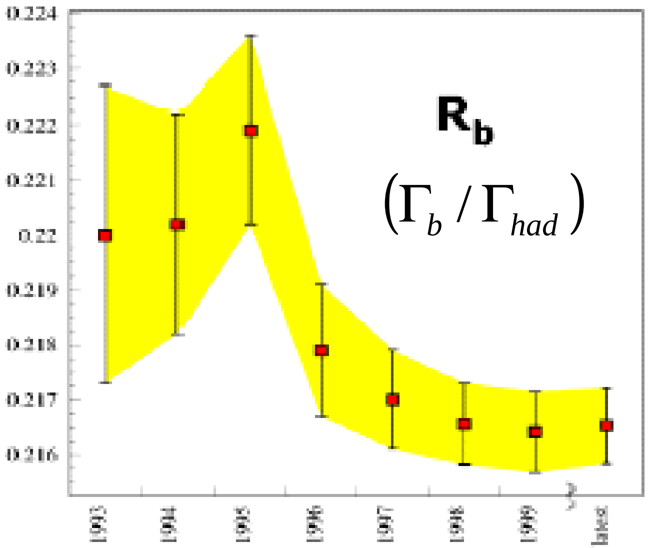
$\Delta M_Z/M_Z \approx 2.3\ 10^{-5}$

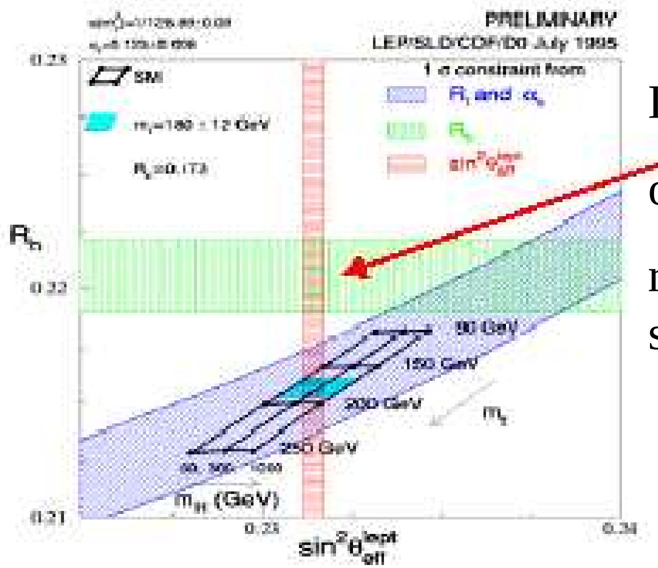










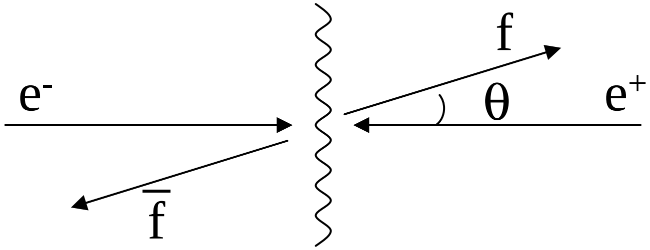


Discrepanza

osservata nel 1995

rientrata successivamente

Asimmetrie Forward-Backward



Backward   Forward

$$\boxed{A_{FB}^{f} = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f}}$$

$$\sigma_B^f = 2\pi \int_{-1}^{0} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\cos\theta \qquad\qquad \sigma_F^f = 2\pi \int_{0}^{1} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\cos\theta$$

$$\left(\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega}\right)^{EW} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s}\left[F_1(s)(1+\cos^2\vartheta) + F_2(s)\cos\vartheta\right]$$

termine di asimmetria

“costanti” v_f e a_f

$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2) \qquad g_{Vf} = I_{3f} - 2\,Q_f \sin^2\theta_W \qquad g_{Af} = I_{3f}$$

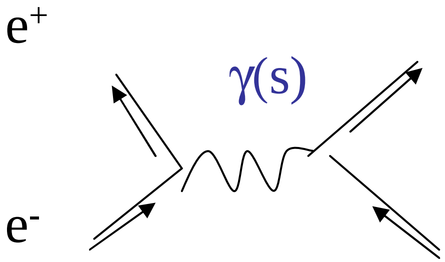
Introduciamo le costanti v_f e a_f :

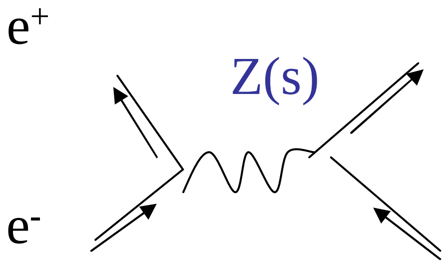
$$v_f = \frac{g_{Vf}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} = \frac{I_{3f} - 2Q_f\sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \qquad a_f = \frac{g_{Af}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} = \frac{I_{3f}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}$$

La nuova espressione di Γ_f risulta:

$$\Gamma_f = N_C \frac{\alpha\, M_Z}{3}(v_f^2 + a_f^2)$$

$$\left(G_f = \frac{\alpha\pi}{4\sqrt{2}M_Z^2\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\right)$$





$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s}\sqrt{1-4\mu_f}\left[G_1(s)(1+\cos^2\vartheta) + 4\mu_f G_2(s)\sin^2\theta + \sqrt{1-4\mu_f}\,G_3(s)2\cos\vartheta\right]$$

$$\boxed{\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s}\left[G_1(s)(1+\cos^2\vartheta) + G_3(s)2\cos\vartheta\right]}$$

$$(\mu_f = m_f^2/s)$$
$$\mu_f << \sqrt{s}$$

$$G_1(s) = Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e Q_f v_e v_f (\mathrm{Re}\,\chi_o(s)) + \boxed{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\,|\chi_o(s)|^2}$$

$$G_3(s) = 2Q_e Q_f a_e a_f (\mathrm{Re}\,\chi_o(s)) + \boxed{4v_e a_e v_f a_f)\,|\chi_o(s)|^2}$$

Termini dominanti

per s ~ M^2_Z

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \qquad \mathrm{Re}\,\chi_0(M_Z^2) = 0 \qquad |\chi_0(M_Z^2)|^2 = \left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z}\right)^2$$

$$\boxed{\sigma_F + \sigma_B} \begin{cases} G_1(s) & \int_{-1}^{1} (1+\cos^2\theta)\, d\cos\theta = \frac{8}{3} \\ 2G_3(s) & \cancel{\int_{-1}^{1} \cos\theta \; d\cos\theta = 0} \end{cases}$$

$$\boxed{\sigma_F - \sigma_B} \begin{cases} G_1(s) & \cancel{\int_{0}^{1} (1+\cos^2\theta)\, d\cos\theta - \int_{-1}^{0} (1+\cos^2\theta)\, d\cos\theta = 0} \\ 2G_3(s) & \int_{0}^{1} \cos\theta \; d\cos\theta \; - \int_{-1}^{0} \cos\theta \; d\cos\theta \; = \frac{1}{2} - \left(-\frac{1}{2}\right) = 1 \end{cases}$$

$$\boxed{A_{FB}^{f} = \frac{2G_3(s)}{8/3\, G_1(s)} = {}^{3}\!/_{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s)}}$$

Parametri di asimmentria A_e A_f

Per s=M_Z^2

(considerando i termini dominanti) $\Rightarrow$

$$\boxed{A_{FB}^{f} = {}^{3}\!/_{4} \left(\frac{2a_e v_e}{a_e^2 + v_e^2} \right) \left(\frac{2a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2} \right) = {}^{3}\!/_{4} A_e A_f}$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Q_F^2 N_C}{4s}\left[G_1(s)(1+\cos^2\vartheta) + G_3(s)2\cos\vartheta\right]$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1+\cos^2\vartheta) + \frac{G_3(s)}{G_1(s)}2\cos\vartheta$$

$$G_1(s) \cong (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\,|\chi_o(s)|^2$$

$$G_3(s) \cong 4v_e a_e v_f a_f)\,|\chi_o(s)|^2$$

$$\frac{8}{3}A_{FB}$$

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1+\cos^2\vartheta) + A_e A_f\, 2\cos\vartheta$$

Il prodotto A_e A_f (dunque A_{FB}) è un termine moltiplicativo di cosθ

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto (1+\cos^2\vartheta) + \frac{8}{3} A_{FB} \cos\vartheta$$

Metodo di conteggio

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

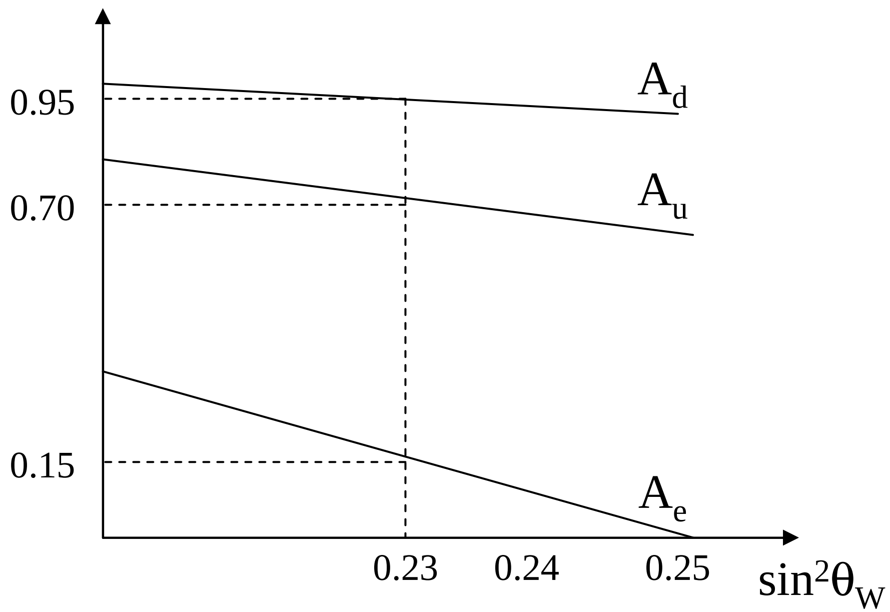
Metodo di “maximum likelihood fit”

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

Con il conteggio non si assume la distribuzione prevista in θ

Con la likelihood si ottiene un errore statistico minore

$$A_f = \frac{2a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2} = \frac{2g_{Af} g_{Vf}}{g_{Af}^2 + g_{Vf}^2} = \frac{2I_{3f}(I_{3f} - 2Q_f \sin^2\theta_W)}{(I_{3f})^2 + (I_{3f} - 2Q_f \sin^2\theta_W)^2}$$

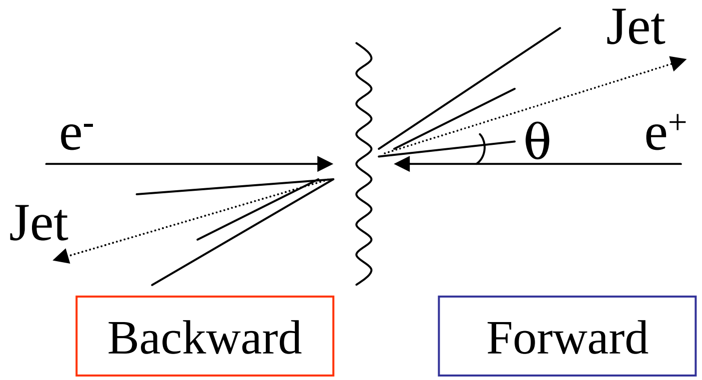


All'ordine piu' basso l'asimmetria forward-backward e' determinata esclusivamente dal valore di $\sin^2\theta_W$

Misura A_{FB} per diversi f $\rightarrow$ confronto tra diverse stime di $\sin^2\theta_W$

Per i leptoni l'angolo θ è dato dalla direzione della traccia.

Per i quarks si identifica la direzione del quark con l'asse del jet



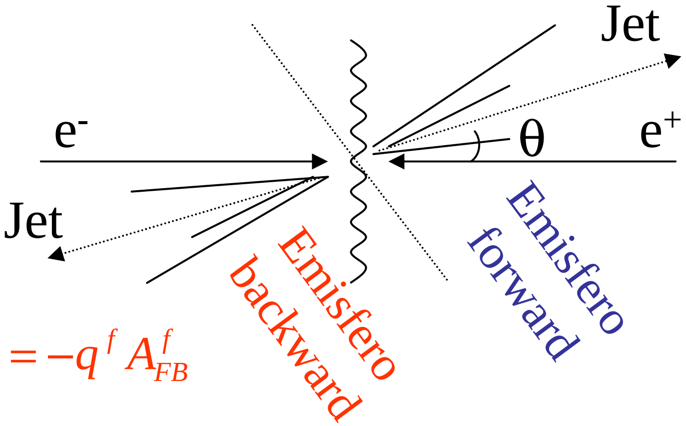
$$A_{FB}^{b}$$

$$A_{FB}^{c}$$

Un metodo che permette di non dover selezione la tipologia di quark è

l'asimmetria di carica:

$$< Q_F^f >= \frac{q^f \sigma_F^f + q^{\bar{f}} \sigma_F^{\bar{f}}}{\sigma_F^f + \sigma_F^{\bar{f}}} = q_f A_{FB}^f$$



$$\sigma_F^f = \sigma_B^{\bar{f}} \qquad \sigma_B^f = \sigma_F^{\bar{f}}$$

$$\sigma_F^f + \sigma_F^{\bar{f}} = \sigma_B^f + \sigma_B^{\bar{f}} = \sigma_{TOT}$$

$$< Q_B^f >= \frac{q^f \sigma_B^f + q^{\bar{f}} \sigma_B^{\bar{f}}}{\sigma_B^f + \sigma_B^{\bar{f}}} = -q^f A_{FB}^f$$

$$< Q_{FB}^f >= 2q^f A_{FB}^f$$

$$< Q_{FB} >= \sum_{f=1}^{5} 2q^f A_{FB}^f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{had}}$$

A_{FB}^{l} A_{FB}^{c} A_{FB}^{b} $< Q_{FB} >$

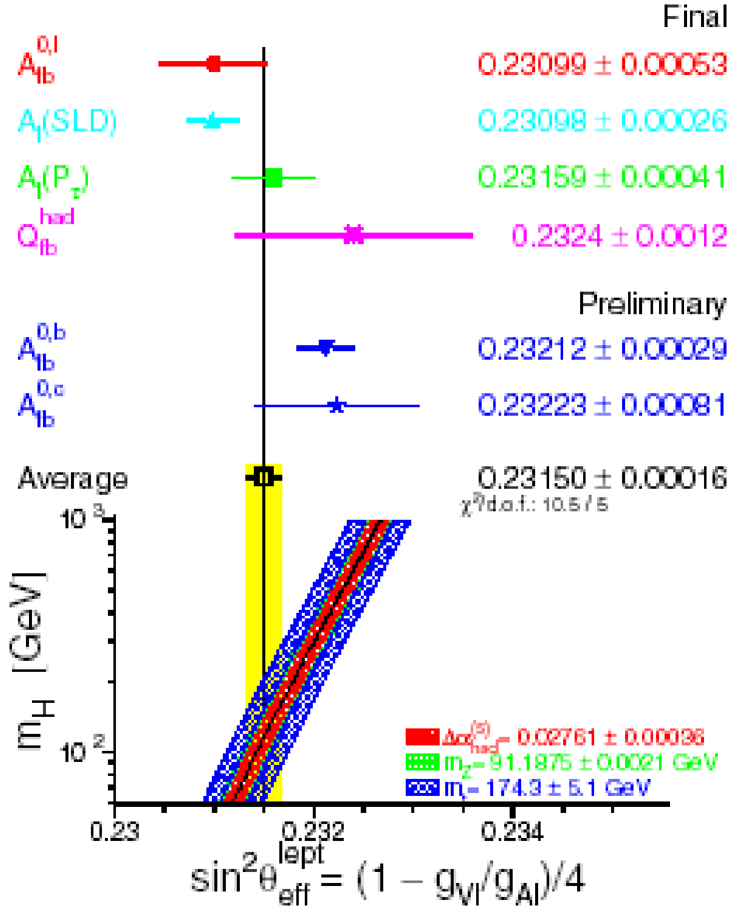
$\sin^2\theta_W$ $\sin^2\theta_{eff}$ $\sin^2\theta_{\overline{MS}}$

Efficace

Minima Sottrazione

La corrispondenza tra la misura di asimmetria e l'angolo di Weinberg dipende dallo schema delle correzioni perturbative che si considera nella definizione dell'angolo

$$\sin^2\theta_{eff} \cong \sin^2\theta_{\overline{MS}} + 0.00029$$



Eur Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)

$\sin^2\theta^{eff}_W$ e correzioni perturbative

Il modello QE_WD ha 3 parametri (tralasciando le masse dei fermioni e dell'Higgs)

Abbiamo indicato tali parametri con α, $\sin\theta_W$ e G_F

La scelta piu' opportuna è quella di utilizzare come parametri le grandezze misurabili con maggiore precisione: $\alpha = \frac{1}{137.03599911 \pm 0.00000046}$ $\quad G_F = (1.16637 \pm 0.00001)\ 10^{-5}\ GeV^{-2}$ $\quad M_Z = 91.1876 \pm 0.0021\ GeV$

1) α determinato dal momento magnetico anomalo dell'elettrone e dall'effetto Hall quantistico

2) G_F determinato dal tempo di vita del muone

3) M_Z determinato dalla line shape della Z

$\sin\theta_W$ e M_W diventano grandezze derivate che dipendono da m_t e m_H.

Consideriamo $\sin\theta_W$, esso può essere espresso in diversi modi tra loro equivalenti nella trattazione all'ordine piu' basso ma differenti (seppur di poco) considerando le correzioni perturbative:

Schema On-shell

$$(1) \qquad \sin^2\theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$

Schema NOV

$$(2) \qquad \sin^2_{M_Z}(\theta_W)\cos^2_{M_Z}(\theta_W) \equiv \frac{\pi\ \alpha(M_Z)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}$$

Nella definizione (2) le dipendenze da m_t e m_H sono rimosse per definizione ma restano per le altre grandezze derivate.

Anche per G_F occorre puntualizzare la definizione. La grandezza che si misura con precisione e' τ_μ . Se con G_F si intende la costante della langrangiana di Fermi allora la relazione tra τ_μ e G_F dipende dall'ordine perturbativo considerato e l'errore nella stima di G_F contiene un contributo teorico (così avviene per il valore fornito dal PDG). Diversamente si puo' scegliere uno schema di rinormalizzazione e definire G_F dalla relezione con τ_μ che ne deriva.

Uno schema spesso utilizzato per la definizione dell'angolo di Weinberg è quello denominato **"efficace"**

$\sin\theta^{eff}{}_W$ è correlato alle costanti assiale-vettore e vettore come all'ordine piu' basso

Il termine moltiplicativo $\sqrt{\rho_{eff}}$ (correzioni di vertice) risulta ininfluente nella definizione

$$\sin^2\theta_W^{eff} = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_{Vf}}{g_{Af}}\right)$$

$$\bar{g}_{Af} = \sqrt{\rho_{eff}}\, I_{3f}$$

$$\bar{g}_{Vf} = \sqrt{\rho_{eff}}\left(I_{3f} - 2Q_f \sin^2\theta_W^{eff}\right)$$

$$A_{FB}^{f} = 3\left(\frac{\bar{g}_{Ae}\,\bar{g}_{Ve}}{\bar{g}_{Ae}^2 + \bar{g}_{Ve}^2}\right)\left(\frac{\bar{g}_{Af}\,\bar{g}_{Vf}}{\bar{g}_{Af}^2 + \bar{g}_{Vf}^2}\right)$$

$$\Gamma_f = N_C \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}\left(\bar{g}_{Vf}^2 + \bar{g}_{Af}^2\right)$$

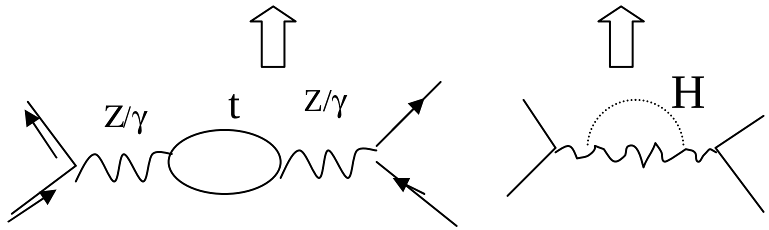
Dalla misura di A_{FB} ricavo $\sin 2\theta^{eff}{}_W$

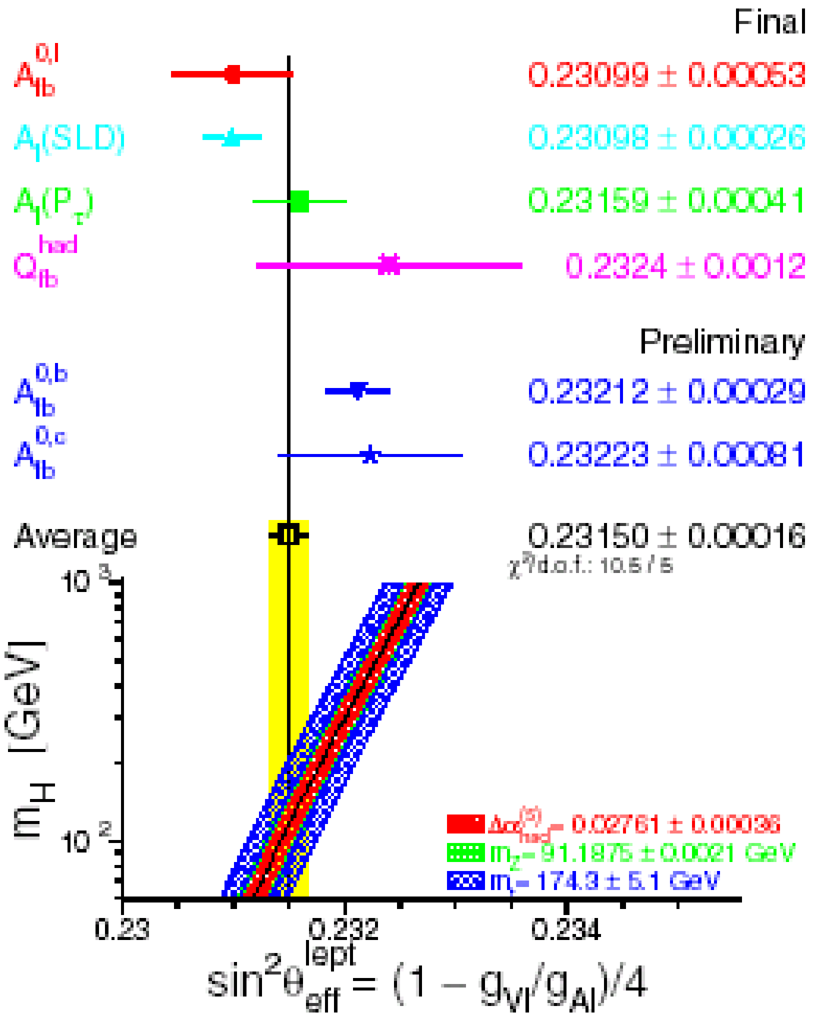
L'angolo efficace è correlato alle masse m_t m_H

$$\sin^2\theta_w^{eff}(s) = \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\tan\theta^2{}_W}\right)\sin^2\theta_W$$

$$\Delta\rho = \frac{\alpha(M_Z)}{\pi}\frac{m_t^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha(M_Z)}{4\pi}\log\left(\frac{m_H^2}{m_Z^2}\right) + \ldots$$

$$\sin^2\theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$





angolo di mixing elettrodebole:

$\sin^2\theta_{eff}$=0.23150±.00016
$P(\chi^2)$=7% (10.5/5)

0.23113 ±.00020 leptoni
0.23213 ±.00029 hadroni

e A_l(SLD) –A_{fb}^{b} 2.9 σ

Dipendenza da *s*

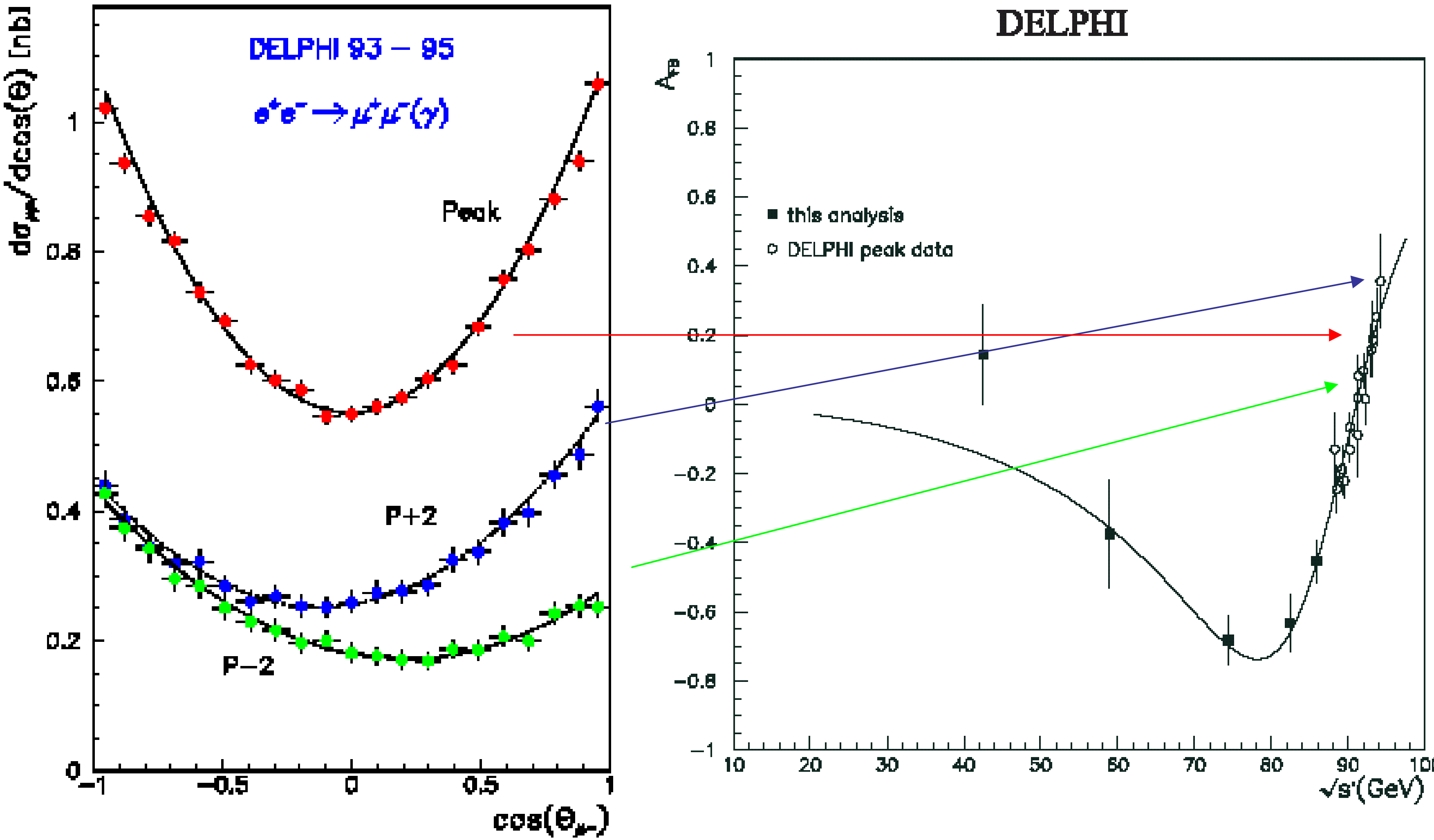
$$G_1(s) = \boxed{Q_e^2 Q_f^2} + 2Q_e Q_f v_e v_f (\mathrm{Re}\,\chi_o(s)) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\,|\chi_o(s)|^2$$

$$G_3(s) = \boxed{2Q_e Q_f a_e a_f (\mathrm{Re}\,\chi_o(s))} + 4v_e a_e v_f a_f)\,|\chi_o(s)|^2$$

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \quad \Rightarrow \quad \mathrm{Re}(\chi_0(s)) \cong \frac{s}{s - M_Z^2}$$

Fuori dal picco I termini in $|\chi_0(s)|^2$ anzichè dominanti diventano trascurabili

$$A_{FB}^f = {}^3\!/_4 \frac{G_3(s)}{G_1(s)} = {}^3\!/_4 \frac{2Q_e Q_f a_e a_f}{Q_e^2 Q_f^2}\left(\frac{s}{s - M_Z^2}\right) \xrightarrow[s \to 0]{} 0$$



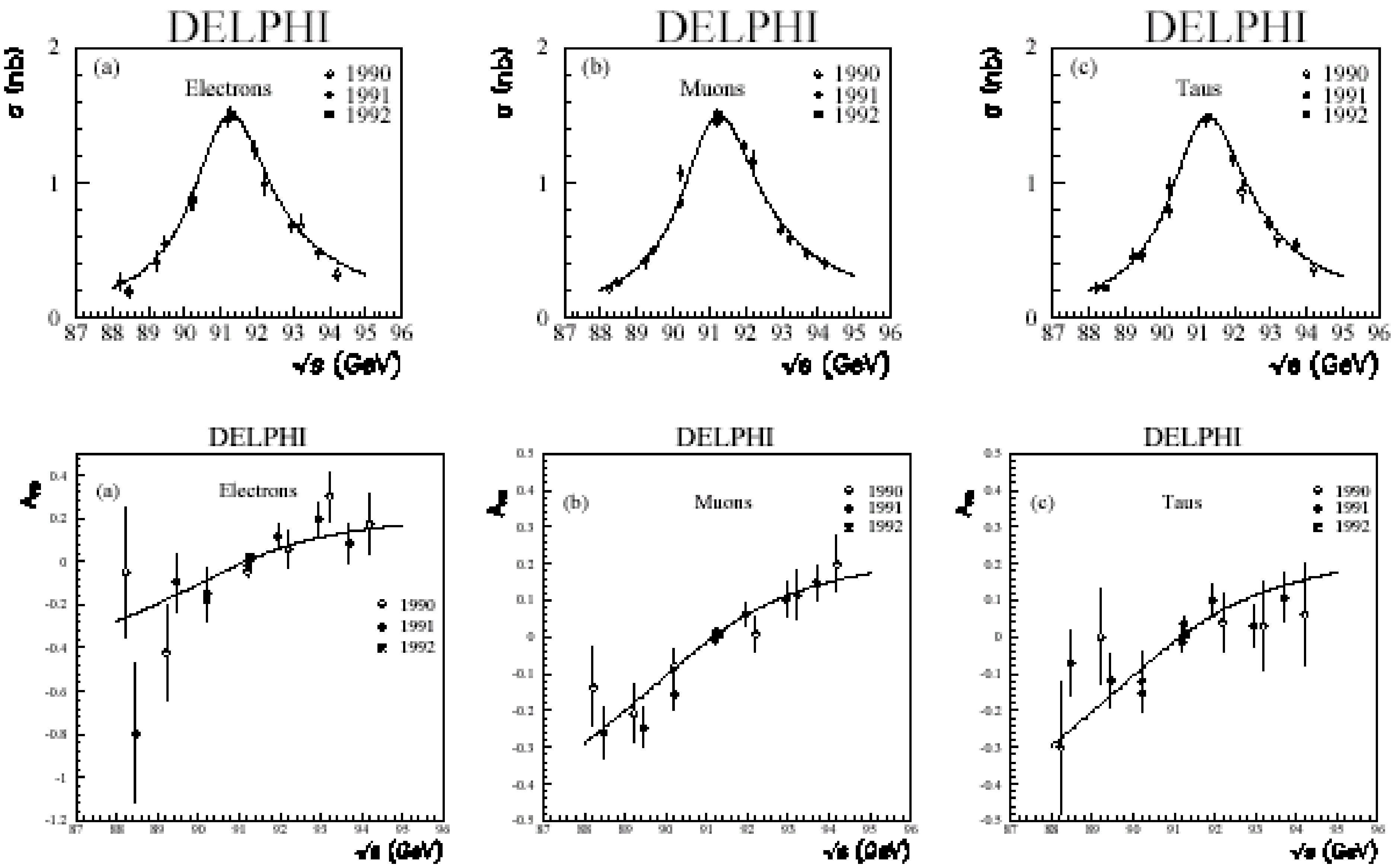
Se ho diversi punti in funzione di s posso fare un fit.

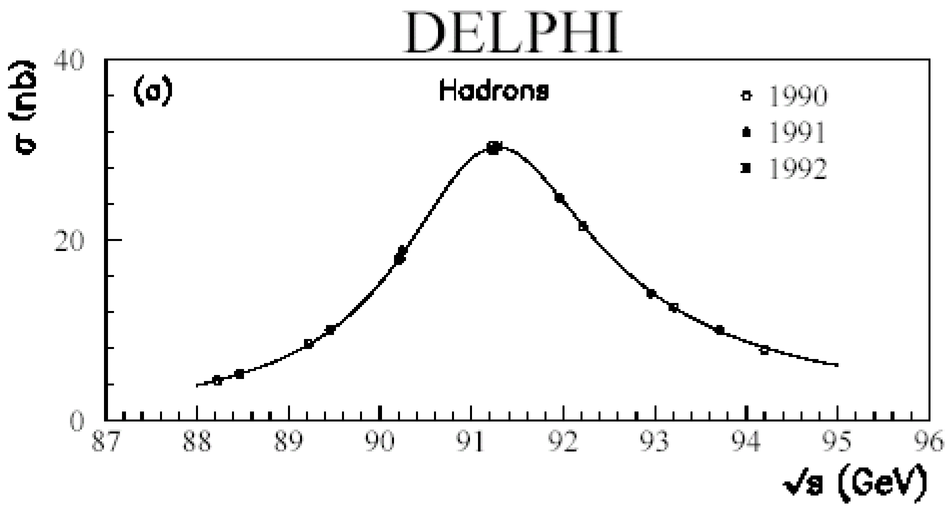
Quali parametri liberi lascio ?

Ad esempio:

$$M_Z \qquad \Gamma_Z \qquad A_{FB}^{0\,f} = 3\left(\frac{\bar{g}_{Ae}\bar{g}_{Ve}}{\bar{g}_{Ae}^2 + \bar{g}_{Ve}^2}\right)\left(\frac{\bar{g}_{Af}\bar{g}_{Vf}}{\bar{g}_{Af}^2 + \bar{g}_{Vf}^2}\right)$$

Fit con Line shape a A_{FB}





Si decidono I parametri che andranno inseriti nel fit

M_Z , Γ_Z , $\sigma^0{}_h$, R_e , R_μ , R_τ , $A_{FB}{}^{0,e}$, $A_{FB}{}^{0,\mu}$, $A_{FB}{}^{0,\tau}$

Fit a 9 parametri ove i leptoni sono considerati indipendentemente

M_Z , Γ_Z , $\sigma^0{}_h$, R_l , $A_{FB}{}^{0,lept}$

Fit a 5 parametri ove si assume l'universalità leptonica

$(R_f = \Gamma_{had} / \Gamma_f)$

DELPHI

1990 (~ 100.000 Z^0 adronici)

1991 (~ 250.000 Z^0 adronici)

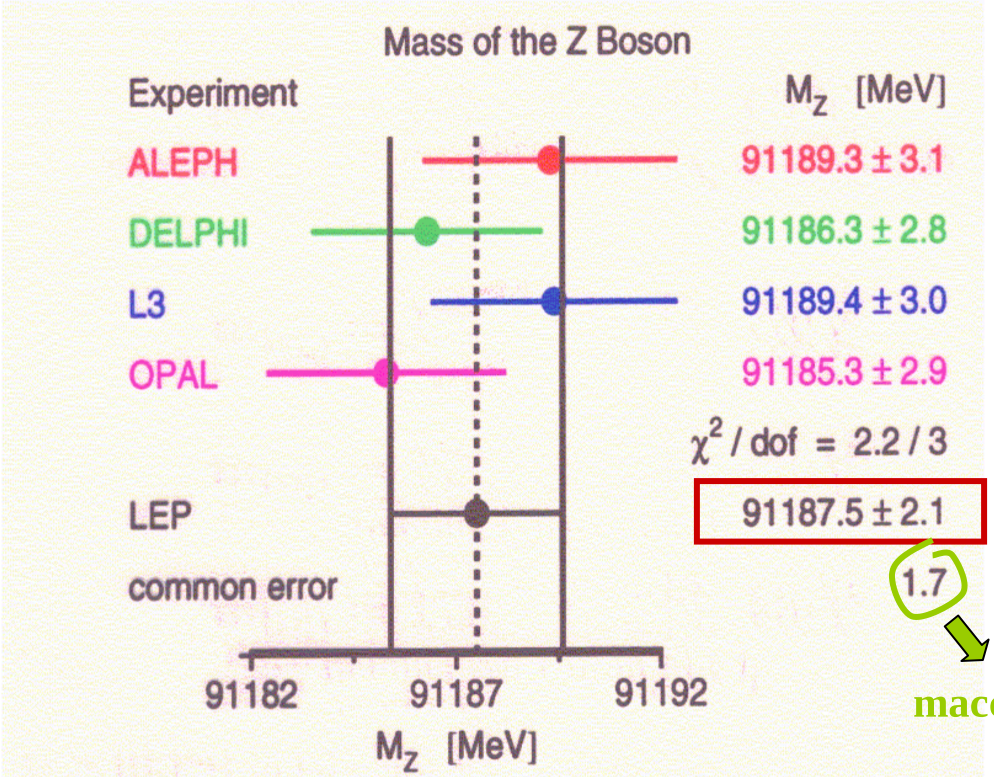
1992 (~ 750.000 Z^0 adronici)

LEP

1990-1995

~ 5M Z^0 / esperimento

$$M_Z = 91187 \pm 9 \ \ MeV$$
$$\Gamma_Z = 2483 \pm 12 \ \ MeV$$
$$\sigma_0^h = 41.23 \pm 0.20 \ \ nb$$
$$R_e = 20.74 \pm 0.18$$
$$R_\mu = 20.54 \pm 0.14$$
$$R_\tau = 20.68 \pm 0.18$$
$$A_{FB}^e = 0.025 \pm 0.009$$
$$A_{FB}^\mu = 0.014 \pm 0.005$$
$$A_{FB}^\tau = 0.022 \pm 0.007$$
$$\chi^2 / NDF = 108/104$$



macchina !

$\Delta M_Z/M_Z \approx 2.3\ 10^{-5}$

$\Delta G_F/G_F \approx 0.9\ 10^{-5}$ $\Delta\alpha(M_Z)/\alpha \approx 20\ 10^{-5}$

Fit globale

Dalle osservabili sperimentali: sezioni d'urto, asimmetrie FB, asimmetrie LR ecc.

si estraggono le pseudo-osservabili (osservabili che dipendono da quelle sperimentali): M_Z Γ_Z σ^0_h ..

Usando un programma di fit (ZFITTER) che include le correzioni 2 loop QE_WD

e 3 loop QED si ricava il miglior fit per i parametri del modello e per le masse

non conosciute o non bene determinate (ex. M_Z, m_t, ,m_H ..)

	Measurement	m_H sens.	Pull
	LEP 1		
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	–	+0.2
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.8	−0.4
σ_h^0 [nb]	41.540 ± 0.037	0.1	+1.7
R_ℓ	20.767 ± 0.025	0.8	+1.0
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.01714 ± 0.00095	2.1	+0.8
$\mathcal{A}_\ell$ fr. τ pol. (*p)	0.1465 ± 0.0032	2.8	−0.4
b & c quarks: (*P)			
R_b (incl. SLD)	0.21638 ± 0.00066	0.1	+0.9
R_c (incl. SLD)	0.1720 ± 0.0030	0.0	−0.1
$A_{FB}^{0,b}$	0.0997 ± 0.0016	3.9	−2.4
$A_{FB}^{0,c}$	0.0706 ± 0.0035	1.4	−1.0
$q\bar{q}$ charge asym.: (*p)			
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ ($\langle Q_{FB}\rangle$)	0.2324 ± 0.0012	1.0	+0.8
	SLD		
$\mathcal{A}_\ell$	0.1513 ± 0.0021	4.4	+1.7
$\mathcal{A}_b$	0.925 ± 0.020	0.0	−0.5
$\mathcal{A}_c$	0.670 ± 0.026	0.2	+0.1
	LEP 2 and $p\bar{p}$ colliders (*P)		
m_W [GeV]	80.426 ± 0.034	4.4	+1.2
Γ_W [GeV]	2.139 ± 0.069	0.2	+0.7
	νN scattering		
$\sin^2\theta_W(\nu N)$	0.2277 ± 0.0016	1.8	+2.9
	atomic parity violation		
$Q_W(Cs)$	-72.84 ± 0.46	0.5	+0.1
	$p\bar{p}$ colliders		
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	–	+0.0
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ (a)	0.02761 ± 0.00036	–	−0.2

20 pseudo-osservabili

5 parametri nel fit

Fit to all data with ZFITTER

χ^2 / DoF (prob.)	25.4/15 (χ^2 prob. = 4.5 %)
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	174.3 ± 4.5
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}$	0.02767 ± 0.00035
α_s	0.1186 ± 0.0027
m_H [GeV]	96^{+60}_{-38}

I parametri del fit permettono di ricavare

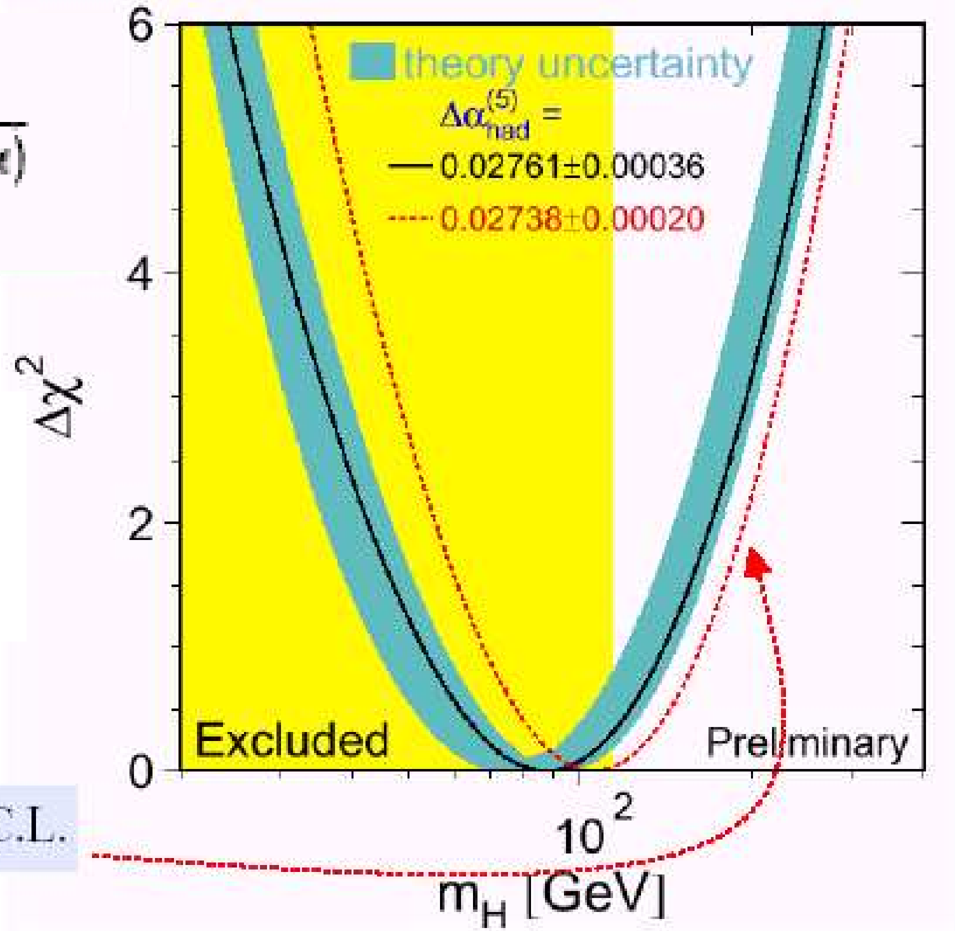
i valori attesi per le pseudo-osservabili

$$\Delta\alpha^{(5)}_{hadrons}(M_Z^2) = -\frac{\alpha M_Z^2}{3\pi} Re \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds \frac{R^{\gamma}(s)}{s(s-M_Z^2-i\epsilon)}$$
$$= 0.0288 \pm 0.0009$$

Contributo adronico nella relazione di dispersione che “collega” $\alpha_{QED}(q^2=0) = 1/137$ ad $\alpha_{QED}(q^2=M_Z^2) \cong 1/128$

Small dependence of limit on $\Delta a^{(5)}_{had}$

$m_{Higgs} \le 222\ \mathrm{GeV}/c^2$ at 95% C.L.



σ(ee→adroni)

Fit con ZFITTER, TOPAZ0

$\chi^2 / F = 25.5 / 15$

$P(\chi^2) = 4.4\ \%$

probabilità di aver un χ^2 peggiore

($P \cong 50\ \%$ per $\chi^2 = F$)

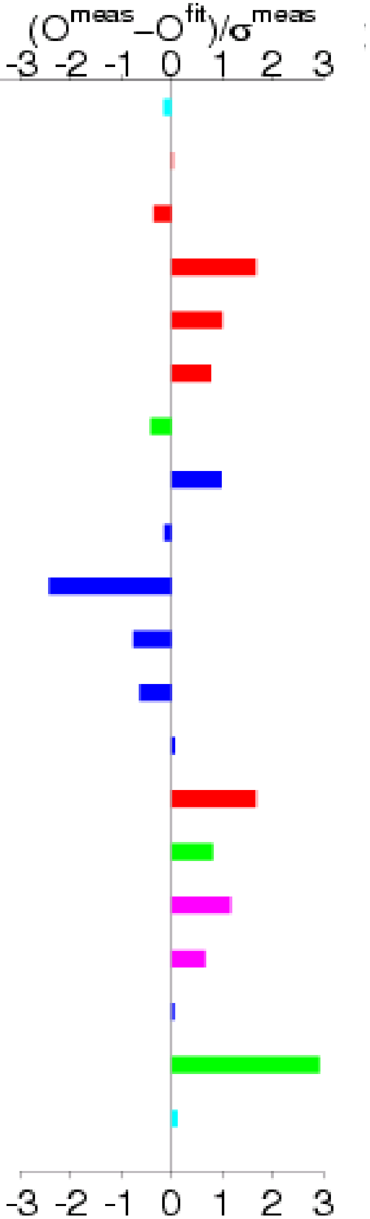
Senza NuTev:

$\chi2 / F = 16.7 / 14$

$P(\chi2)=27.3\%$

Winter 2003

	Measurement	Pull
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02761 ± 0.00036	-0.16
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	0.02
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	-0.36
σ^0_{had} [nb]	41.540 ± 0.037	1.67
R_l	20.767 ± 0.025	1.01
$A^{0,l}_{fb}$	0.01714 ± 0.00095	0.79
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0032	-0.42
R_b	0.21644 ± 0.00065	0.99
R_c	0.1718 ± 0.0031	-0.15
$A^{0,b}_{fb}$	0.0995 ± 0.0017	-2.43
$A^{0,c}_{fb}$	0.0713 ± 0.0036	-0.78
A_b	0.922 ± 0.020	-0.64
A_c	0.670 ± 0.026	0.07
A_l(SLD)	0.1513 ± 0.0021	1.67
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}(Q_{fb})$	0.2324 ± 0.0012	0.82
m_W [GeV]	80.426 ± 0.034	1.17
Γ_W [GeV]	2.139 ± 0.069	0.67
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	0.05
$\sin^2\theta_W(\nu N)$	0.2277 ± 0.0016	2.94
$Q_W(Cs)$	-72.83 ± 0.49	0.12



Fit to all data with ZFITTER

χ^2 / DoF (prob.)	25.4/15 (χ^2 prob. = 4.5 %)
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	174.3 ± 4.5
$\Delta\alpha^{(5)}_{\mathrm{had}}$	0.02767 ± 0.00035
α_s	0.1186 ± 0.0027
m_H [GeV]	96^{+60}_{-38}

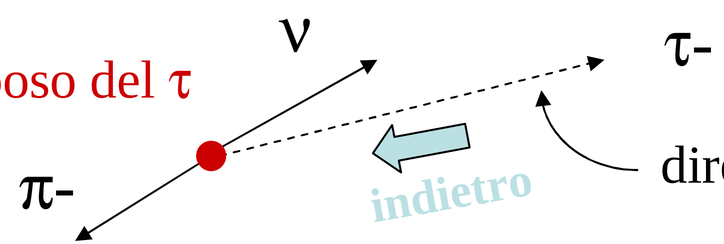
Global fit to electroweak precision data
Eur. Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)

$m_H = 81^{+52}_{-33}$ GeV (2002) **$m_{Higgs} < 193$ GeV 95% C.L.**	$M_W \rightarrow$ **$m_H = 91^{+58}_{-37}$ GeV (2003)** **$m_{Higgs} < 211$ GeV 95% C.L.**
$m_H = 96^{+60}_{-38}$ GeV (2004) **$m_{Higgs} < 219$ GeV 95% C.L.**	A^b_{FB} , A^c_{FB} , R_b , R_c

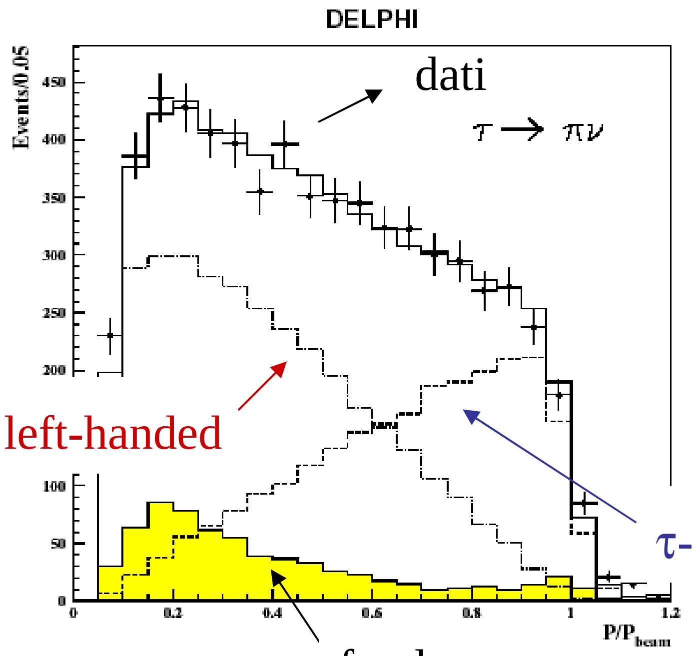
Misure di polarizzazione del τ in $Z \rightarrow \tau\tau$

La Z prodotta con fasci impolarizzati risulta comunque polarizzata a causa della violazione di parità, ne consegue una polarizzazione dei τ che può essere misurata con sui decadimenti

sistema a riposo del τ



direzione del τ nel laboratorio



τ- left-handed

τ- right-handed

Il pione tende ad essere emesso
all'indietro nel rest-frame di un τ^- "left-handed"
in avanti nel rest-frame di un τ^- "right-handed"
(avanti/indietro rispetto alla direzione del τ nel lab.)

Ciò porta ad un diverso spettro osservato nel sistema del laboratorio per p_π / p_{beam} nei due casi τ_L e τ_R

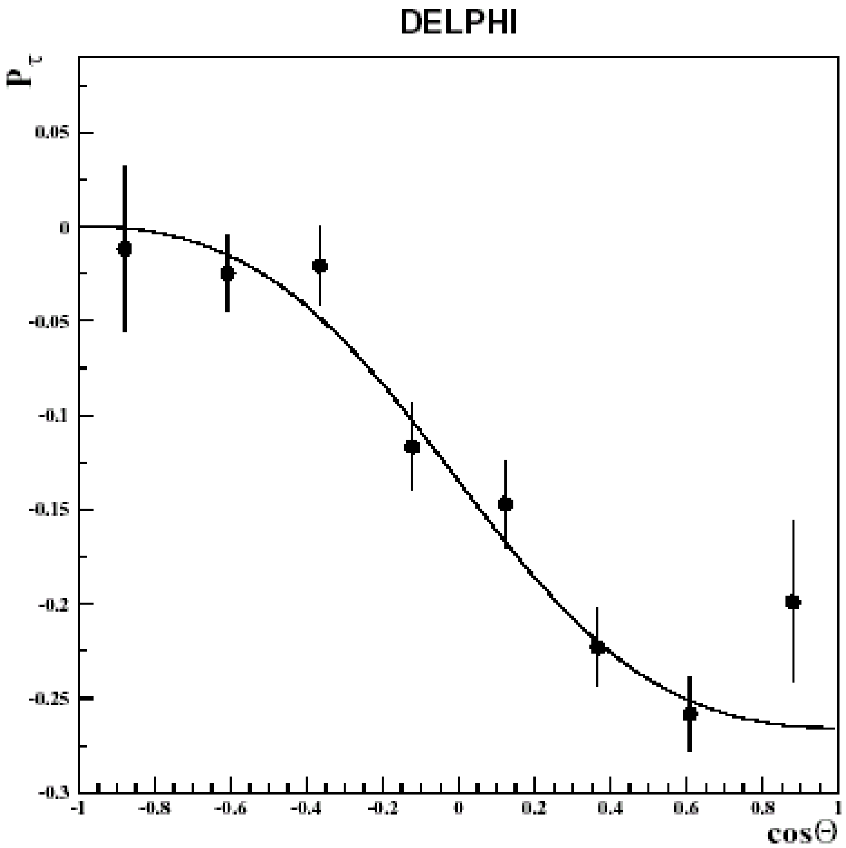
$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx}=\frac{1}{3}\left[\left(5-9x^2+4x^3\right)+P_\tau\left(1-9x^2+8x^3\right)\right]$$

$$x = p_\pi / p_{beam}$$

La polarizzazione di stato finale del τ è misurabile osservando lo spettro delle particelle in diversi decadimenti :

$$\tau \rightarrow \pi\nu$$
$$\tau \rightarrow 3\pi\nu$$
$$\tau \rightarrow \rho\nu$$
$$\tau \rightarrow \mu\nu\nu,\ e\nu\nu$$

La polarizzazione dipende dall'angolo θ della traccia rispetto alla direzione del fascio
Le misure di polarizzazione P_τ (cosθ) vengono sommate su tutti i canali di decadimento disponibili



$$P_\tau(\cos\vartheta) = -\frac{A_\tau\left(1+\cos^2\vartheta\right)+2A_e\cos\vartheta}{1+\cos^2\vartheta+2A_eA_\tau\cos\vartheta}$$

$$A_f = \frac{g_{Vf}\,g_{Af}}{g_{Vf}^2+g_{Af}^2}$$

Fit: $\Rightarrow$ A_e A_τ

Rispetto ad A^{τ}_{FB} ricavo indipendentemente A_e e A_τ

Asimmetria Left-Right a SLD

Asimmetria nella sezione d'urto di produzione ee $\longrightarrow$ ff (al picco della risonanza Z) con fasci polarizzati:

$$\sigma_L^f$$

$$\boxed{A_{LR}^f = \frac{\sigma_L^f - \sigma_R^f}{\sigma_L^f + \sigma_R^f}}$$

$$\sigma_R^f$$

sezione d'urto totale
con fascio polarizzato 'left-handed':
$e_L^- e+ \rightarrow ff$

$(P_e = 1)$

sezione d'urto totale
con fascio 'right-handed':
$e_R^- e+ \rightarrow ff$

Per evidenziare la differenza di sezione d'urto tra e^-_L e^+ ed e^-_R e^+ occorre un controllo preciso della luminosità. La polarizzazione del fascio di e^- viene invertita alla frequenza di crossing (120 Hz) => la stessa luminosità viene "vista" per e_L ed e_R

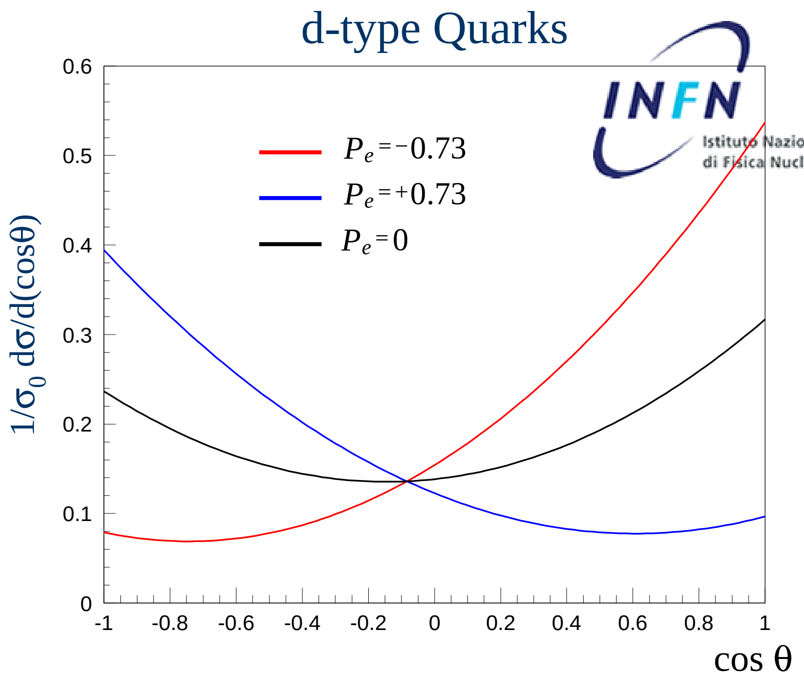
si misura : $A_{mLR} = (N_L - N_R) / (N_L + N_R)$

l' asimmetria left-right è data da: $A_{LR} = A_{mLR} / |P_e|$

è importante la misura precisa di P_e

Fascio non polarizzato

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} \propto (1+\cos^2\vartheta) + A_e A_f \, 2\cos\vartheta$$



Fascio con polarizzazione parziale

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} \propto (1+P_e A_e)(1+\cos^2\vartheta) + (A_e - P_e) A_f \, 2\cos\vartheta$$

Avendo la stessa luminosità per polarizzazioni uguali ma di segno opposto, mediando P^+ con P^-

$$A^f_{\mathrm{FB}} \equiv \frac{\sigma^f_{\mathrm{F}} - \sigma^f_{\mathrm{B}}}{\sigma^f_{\mathrm{F}} + \sigma^f_{\mathrm{B}}} = \frac{3}{4} A_e A_f$$

come a LEP

Mantenendo separate le diverse polarizzazioni

$$A_{mLR} = \left[\frac{\sigma_{\mathrm{L}} - \sigma_{\mathrm{R}}}{\sigma_{\mathrm{L}} + \sigma_{\mathrm{R}}}\right]_{P=P_e} = |P_e| A_e$$

$$\boxed{A_{\mathrm{LR}} = A_e}$$

new

$$A_m{}^f_{\mathrm{LRFB}} \equiv \left[\frac{(\sigma^f_{\mathrm{FL}} - \sigma^f_{\mathrm{BL}}) - (\sigma^f_{\mathrm{FR}} - \sigma^f_{\mathrm{BR}})}{(\sigma^f_{\mathrm{FL}} - \sigma^f_{\mathrm{BL}}) + (\sigma^f_{\mathrm{FR}} - \sigma^f_{\mathrm{BR}})}\right]_{P=P_e} = \frac{3}{4} |P_e| A_f$$

$$\boxed{A^f_{\mathrm{LRFB}} = \frac{3}{4} A_f}$$

new

Misure di asimmetria a SLD

- A_f con A_{LRFB}

$$A_e = 0.1544 \pm 0.0060$$
$$A_\mu = 0.142 \pm 0.015$$
$$A_\tau = 0.136 \pm 0.015$$

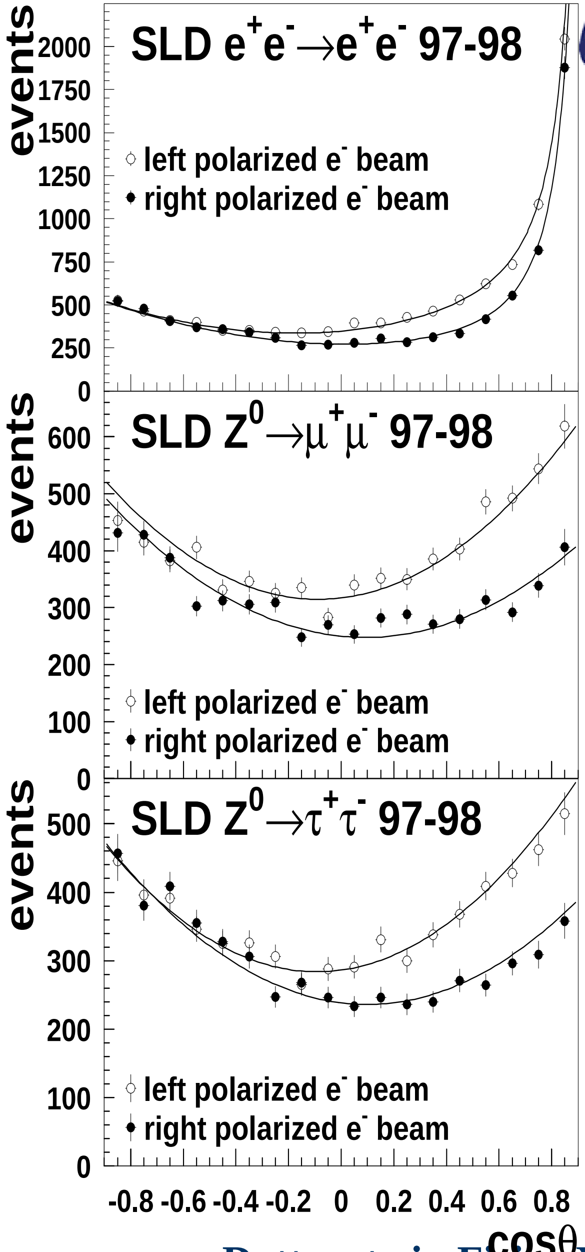
- combinate con A_e da A_{LR}

$$A^0_{LR} = 0.15130 \pm 0.00207$$
$$\sin^2\theta_{eff} = 0.23098 \pm 0.00026$$

Dalle sole misure di asimmetria:

SLD $\sin^2\theta_{eff} = 0.2310 \pm 0.0003$

LEP^{leptoni} $\sin^2\theta_{eff} = 0.2310 \pm 0.0005$



Introduzione alla fisica delle particelle sperimentali:

Quarks & Leptons – Francis Halzen / Alan D. Martin – Wiley International Edition

Fondamenti sperimentali della Fisica delle particelle:

The Experimental Foundation of Particle Physics – Robert N. Cahn / Gerson Goldhaber

Cambridge University Press

Decadimenti adronici e leptonici della Z:

Determination of Z resonance parameters and coupling from its hadronic and leptonic decays - Nucl. Physics B 367 (1991) 511-574

Z Line Shape:

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 1 – Z Line Shape (pag. 89)

Measurement of the lineshape of the Z and determination of electroweak parameters from its hadronic decays - Nuclear Physics B 417 (1994) 3-57

Fotoni ISR

SPRIME – DELPHI 96-124 PHYS 632

Massa del bosone W

Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in e^+e^- interaction at 161 GeV
Phys. Lett. B 397 (1997) 158-170

Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- collision at $\sqrt{s}$ =189 GeV
Phys. Lett. B 511 (2001) 159-177

Asimmetrie Forward-Backward:

Z Physics at LEP I CERN 89-08 Vol 1 – Forward-backward asymmetries (pag. 203)

Fit globali

Measurement of the lineshape of the Z and determination of electroweak parameters from its hadronic decays - Nuclear Physics B 417 (1994) 3-57

Improved measurement of cross sections and asymmetries at the Z resonance - Nuclear Physics B 418 (1994) 403-427

Global fit to electroweak precision data
Eur. Phys J C 33, s01, s641 –s643 (2004)

Polarizzazione tau

Measurement of the τ polarization in Z decays – Z. Phys. C 67 183-201 (1995)

Lezioni disponibili alla pagina Web:

http://pd.infn.it/~torassa/dottorato/dottorato.html