misure a $e^+e^- \to Z$

Precision Electroweak Measurements on the Z resonance, Cap. 1, 2, 3, 7, 8

Le misure principali che si possono fare sono:

sezione d'urto e^+e^- in funzione dell'energia
massa e larghezza dello Z (e del W)
larghezze parziali dello Z
asimmetrie (dovute alla violazione della parità)
sez. d'urto polarizzate

Tutte queste quantità possono essere interpretate in termini di masse ed accoppiamenti dei vari fermioni interessati.
Nell'ambito del Modello Standard, una volta definite le masse e l'angolo di Weinberg, le relazioni sono completamente definite al *tree level*, e, grazie alla rinormalizzabilità della teoria, in linea di principio calcolabili a tutti gli ordini

le misure di base

Le sezioni d'urto di un determinato processo sono misurate attraverso la formula: $\sigma = \frac{N_{\mathrm{sel}} - N_{\mathrm{bg}}}{\epsilon_{\mathrm{sel}} \mathcal{L}}$

dove l'efficienza di selezione e il numero di eventi di fondo sono determinati da simulazioni Montecarlo (GEANT) che riproducono completamente la risposta dei rivelatori fino alla digitalizzazione degli eventi e che vengono poi processate dallo stesso codice di ricostruzione utilizzato nell'analisi dei dati.

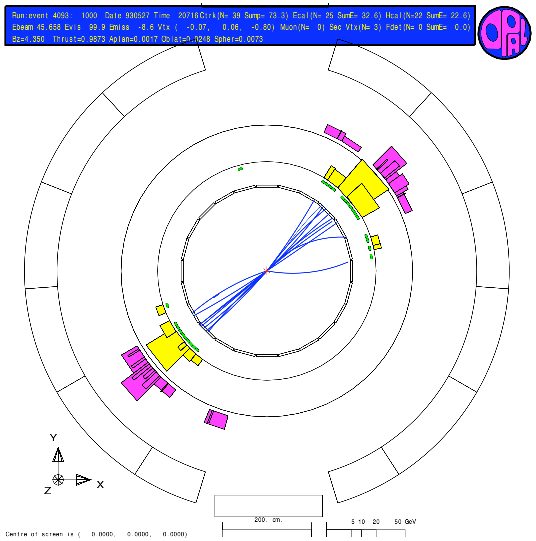
La struttura V-A si manifesta tipicamente in asimmetrie delle distribuzioni angolari rispetto alla direzione dei fasci

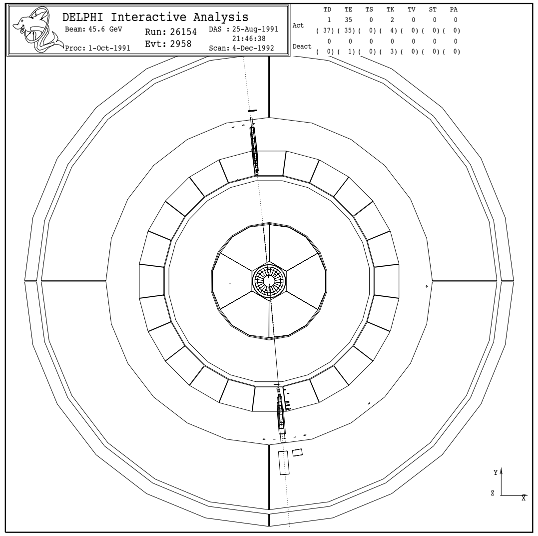
per esempio $A_{\mathrm{FB}} = \frac{N_{\mathrm{F}} - N_{\mathrm{B}}}{N_{\mathrm{F}} + N_{\mathrm{B}}}$ rappresenta la differenza tra il numero di fermioni (rispetto agli antifermioni) emessi nella direzione del fascio di elettroni.

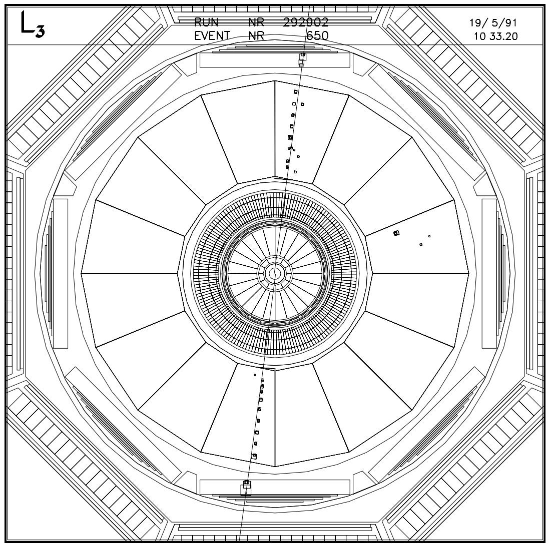
Ad SLC si può misuare anche $A_{\mathrm{LR}} = \frac{N_{\mathrm{L}} - N_{\mathrm{R}}}{N_{\mathrm{L}} + N_{\mathrm{R}}} \frac{1}{\langle \mathcal{P}_{\mathrm{e}} \rangle}$

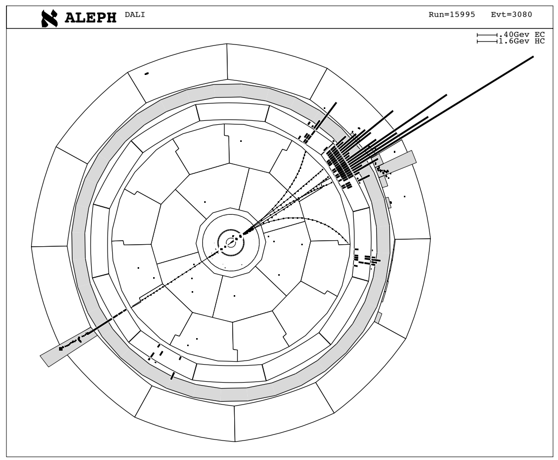
differenza tra il numero di eventi prodotti da fasci di elettroni polarizzati left e right, normalizzata alla polarizzazione media, pesata per la luminosità.

Decadimenti di Z a LEP





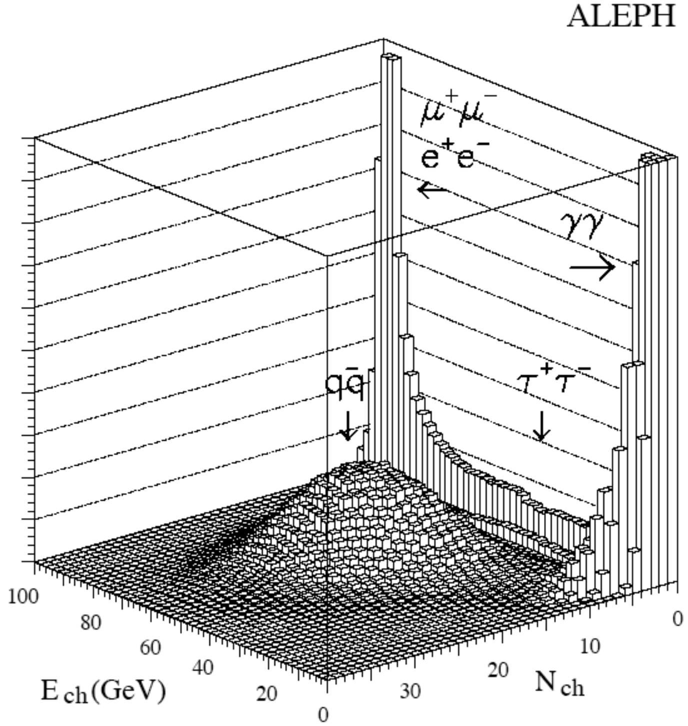




selezione degli eventi

la selezione degli eventi è in genere semplice, e i fondi sono al livello del percento o meno.
Le efficienze di selezione sono tipicamente superiori al 95%.

i decadimenti leptonici sono in totale circa 3/20 dei decadimenti adronici.



le misure di luminosità

per la determinazione dei parametri, la misura delle sez. d'urto è fondamentale. Questo comporta l'esigenza di precise misure di luminosità, basate sullo scattering Bhabha a piccolo angolo (20-60 mrad, canale t, processo puramente elettromagnetico).
Il contributo maggiore all'indeterminazione viene dalla accettanza geometrica dei rivelatori (poiché la sezione d'urto diminuisce fortemente con θ, è critica soprattutto la definizione dell'angolo minimo).
Il numero di eventi di luminosità è maggiore del numero di eventi Z, per cui l'errore statistico è piccolo.
Gli errori sistematici sono stimati al livello del permille, con un errore teorico comune di 0.5 ‰.

I parametri

Abbiamo già visto a suo tempo come, per motivi di precisione, sia conveniente usare come parametri liberi G_F, α e M_Z

La prima considerazione da fare è che il preciso valore di $\alpha = 1/137.036$ si ricava dalla misura del momento magnetico dell'elettrone e da altre misure di bassa energia.
Negli esperimenti alla risonanza dello Z, è necessario usare $\alpha(M_Z)$. Il valore calcolato è $\alpha(M_Z)^{-1} = 127.92$,
in cui entrano anche i contributi adronici alla polarizzazione del vuoto, e tramite questi, una dipendenza da α_s.

Riprendiamo il semplice conto fatto a suo tempo:

Conoscendo v, e e θ_w si possono calcolare g, g', M_Z e M_W.
Per usare le costanti misurate con maggior precisione, conviene usare G_F, α e M_Z.

$$e = \sqrt{4\pi\alpha} = g\sin\vartheta_W \qquad v = \sqrt{\frac{1}{G_F\sqrt{2}}}$$

$$M_Z = \frac{g}{2\cos\vartheta_W} v = \frac{g}{2\cos\vartheta_W}\sqrt{\frac{1}{G_F\sqrt{2}}}$$

$$M_Z = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{2\cos\vartheta_W \sin\vartheta_W}\sqrt{\frac{1}{G_F\sqrt{2}}}$$

$$\cos\vartheta_W \sin\vartheta_W = \frac{1}{M_Z}\sqrt{\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}}} = \frac{\sqrt{\frac{\pi\alpha_0}{G_F\sqrt{2}}}}{M_Z(1-\Delta r_0)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\Delta r_0 = 1 - \frac{\alpha_0}{\alpha(M_Z)} = 0.0665$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{137.036} \longrightarrow \alpha(M_Z) = \frac{1}{127.92}$$

$$G_F = 1.16637(1)$$

$$M_z = 91.187(2)$$

da cui si ricava

$$\cancel{\sin^2\vartheta_W = 0.2121} \qquad \sin^2\vartheta_W = 0.2336$$

$$\cancel{M_W = 80.939(2)} \qquad M_W = 79.82$$

contro un valore sperimentale

$$M_W = 80.40(3)$$

la correzione va nel verso giusto, ma è due volte più grande

Correzioni radiative e schemi di rinormalizzazione

In realtà, vanno applicate correzioni radiative a tutti gli accoppiamenti, e le relazioni tra questi e θ_W, valide al *tree level*, vengono tutte modificate.
In pratica, sono possibili diversi schemi di rinormalizzazione, nei quali tipicamente si definisce una delle relazioni con θ_W come la definizione di θ_W, valida a tutti gli ordini, e si calcolano le correzioni a tutte le altre. In tal modo ogni misura definisce un valore di θ_W che può essere confrontato direttamente con quelli derivanti dalle altre, e con i risultati di bassa energia.

Schema on-shell:
in questo schema si assume che la relazione

$$\frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} = \rho_0 = 1$$

sia valida a tutti gli ordini.

Schema $\overline{\text{MS}}$:
in questo schema si assume che θ_W sia definito dal rapporto tra le costanti di accoppiamento alla massa dello Z

$$\sin\vartheta_W = \frac{g'(M_Z)}{\sqrt{g(M_Z)^2 + g'(M_Z)^2}}$$

lo schema on-shell

Utilizzeremo lo schema on-shell che è adottato dal LEP-SLC electroweak Working Group.

In esso gli accoppiamenti al polo dello Z sono definiti da fattori di forma complessi:

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{\mathrm{Vf}} &= \sqrt{\mathcal{R}_{\mathrm{f}}}\,(T_3^{\mathrm{f}} - 2Q_{\mathrm{f}}\mathcal{K}_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_{\mathrm{W}}) \\ \mathcal{G}_{\mathrm{Af}} &= \sqrt{\mathcal{R}_{\mathrm{f}}}\,T_3^{\mathrm{f}}\,.\end{aligned}$$

le cui parti reali (dominanti) possono essere scritte come:

$$\begin{aligned}\rho_{\mathrm{f}} &\equiv \Re(\mathcal{R}_{\mathrm{f}}) = 1 + \Delta\rho_{\mathrm{se}} + \Delta\rho_{\mathrm{f}} \\ \kappa_{\mathrm{f}} &\equiv \Re(\mathcal{K}_{\mathrm{f}}) = 1 + \Delta\kappa_{\mathrm{se}} + \Delta\kappa_{\mathrm{f}}\end{aligned}$$

dove le correzioni sono separate in correzioni della self-energia del propagatore e correzioni specifiche del flavour considerato.

Gli accoppiamenti effettivi possono essere definiti come:

$$\begin{aligned}\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{f}} &\equiv \kappa_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_{\mathrm{W}} \\ g_{\mathrm{Vf}} &\equiv \sqrt{\rho_{\mathrm{f}}}\,(T_3^{\mathrm{f}} - 2Q_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{f}}) \\ g_{\mathrm{Af}} &\equiv \sqrt{\rho_{\mathrm{f}}}\,T_3^{\mathrm{f}}\,,\end{aligned}$$

in modo che:

$$\frac{g_{\mathrm{Vf}}}{g_{\mathrm{Af}}} = \Re\left(\frac{\mathcal{G}_{\mathrm{Vf}}}{\mathcal{G}_{\mathrm{Af}}}\right) = 1 - 4|Q_{\mathrm{f}}|\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{f}}$$

N.B. θ_{eff} è molto vicino a θ_{MS} (ma non coincide…)