Verifica del Modello Standard

- Scoperta delle correnti deboli neutre in camera a bolle.
- Asimmetrie avanti-indietro nel processo e+e- -> mu+mu-.
- Produzione dello Z e del W al collider SPPS.
- Il collider e+e- LEP.
- Misura della massa e delle larghezze parziali e totale dello Z.
- Misura del numero di famiglie di neutrini leggeri.
- Produzione di coppie di W al LEP.
- Verifica dell'esistenza del vertice triplo di bosoni di gauge.

Correnti neutre

- Il Modello Standard prevede l'esistenza di correnti debole neutre (scambio dello Z) che hanno un'intensità dello stesso ordine di grandezza di quello delle correnti cariche.
- Ricordiamo che i processi di corrente neutra erano già stati cercati nell'ambito dei decadimenti dei K, ad esempio:

$$K^+ \to \pi^+ e^+ e^- \qquad \text{oppure} \qquad K_L^0 \to \mu^+ \mu^-$$

in questi due decadimenti si può pensare che la coppia di leptoni abbia origine dal decadimento di uno Z virtuale.

• Sperimentalmente si osserva che questi decadimenti sono altamente soppressi. A livello albero non si osservano correnti neutre con violazione di stranezza.

• La ricerca di correnti neutre fu quasi abbandonata, anche perché se risulta possibile lo scambio di uno Z, lo è altrettanto quello di un fotone e quest'ultimo maschera completamente il contributo dello Z, data la diversa intensità delle interazioni deboli e di quelle elettromagnetiche a basse energie.

• La ricerca delle correnti neutre riprese vigore dalla previsione del Modello Standard dell'esistenza dello Z e dal fatto che nel 1970 Veltmann e 't Hooft dimostrarono che la teoria era rinormalizzabile.

• Gli unici processi di corrente neutra in cui è possibile isolare lo scambio dello Z da quello del fotone riguardano l'interazione dei neutrini, nei quali il fotone non partecipa.

• La scoperta delle correnti neutre fu fatta al CERN nel 1973 da A.Lagarrigue e collaboratori utilizzando la camera a bolle Gargamelle riempita di freon (CF_3Br). La camera era esposta ad un fascio di neutrini e antineutrini derivanti dal decadimento in volo di pioni, quindi erano principalmente neutrini muonici.

• Lo scopo dell'esperimento era quello di trovare degli stati finali senza muoni. I muoni derivano da processi di corrente carica.

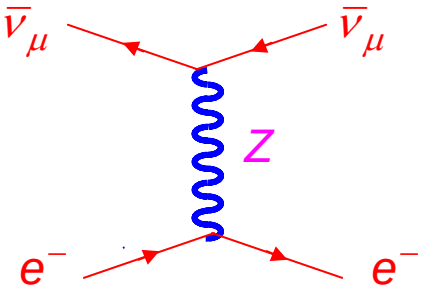
• L'esperimento dimostrò l'esistenza delle correnti deboli neutre, e quindi dello Z, e permise la prima misura dell'angolo di Weimberg: $\sin^2\theta_W$ tra 0.3 e 0.4.

Correnti neutre

- Primo evento di corrente neutra: Gargamelle (1973)

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

Questo processo può avvenire soltanto con lo scambio di uno Z nel canale t

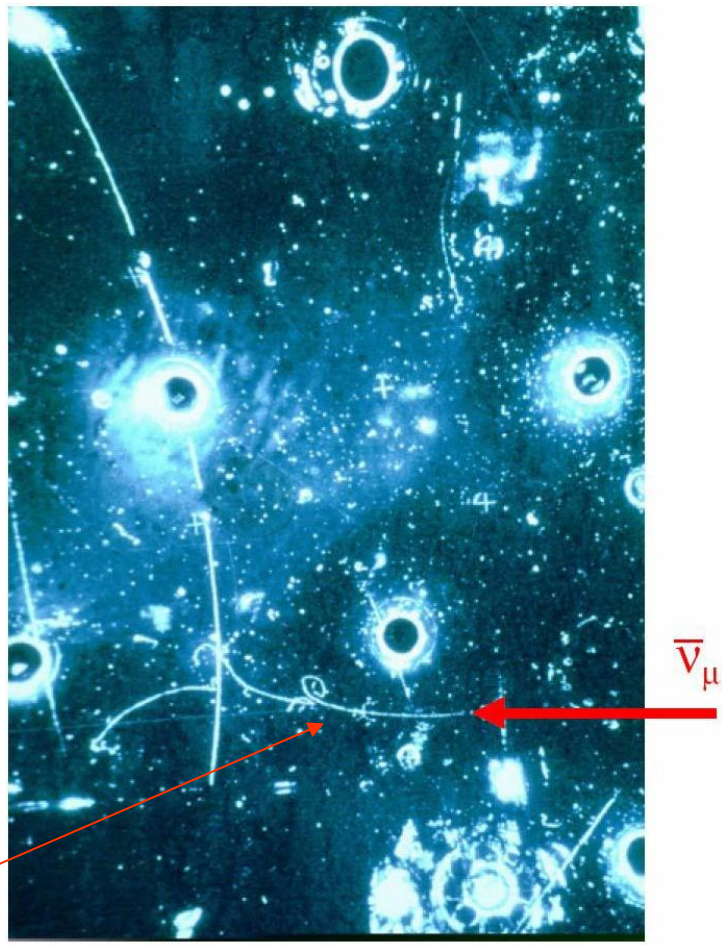


• Al CERN furono osservati 3 eventi di questo tipo su $1.4 \cdot 10^6$ beam pulse (cicli di accelerazione), con circa 10^9 antineutrini per ciclo. La presa dati durò circa due anni.

• La sezione d'urto del processo è molto piccola: $\frac{\sigma}{E_\nu} \approx 10^{-42} cm^2 \cdot GeV^{-1}$

Si osserva un elettrone che parte dal "nulla" in mezzo alla camera a bolle

L'elettrone si riconosce dalla sua perdita di energia per bremsstrahlung (e con la susseguente produzione di coppie da parte del fotone).

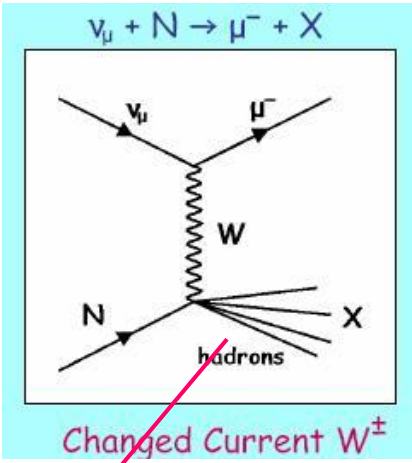


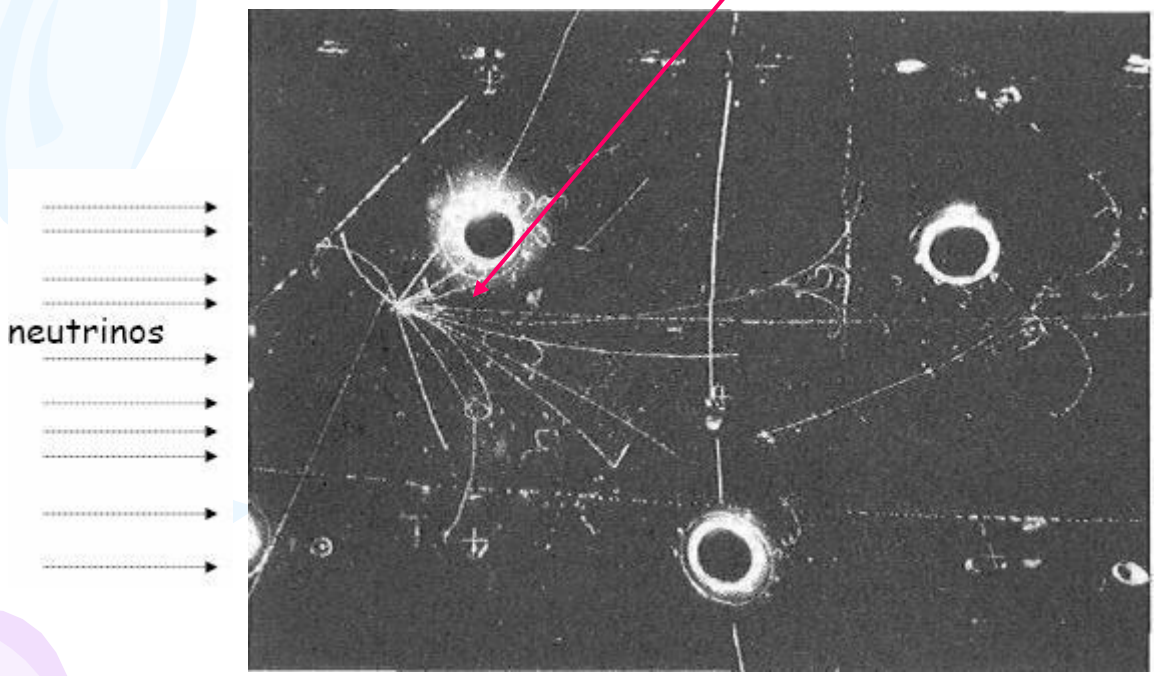
Correnti cariche "adroniche"

- Nelle correnti deboli cariche si ha lo scambio di un W. Queste sono identificate sperimentalmente dalla presenza di un muone nello stato finale.
- Il segno della carica del muone dipende se lo scattering è dovuto ad un neutrino oppure a un antineutrino.

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + adroni$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + adroni$$





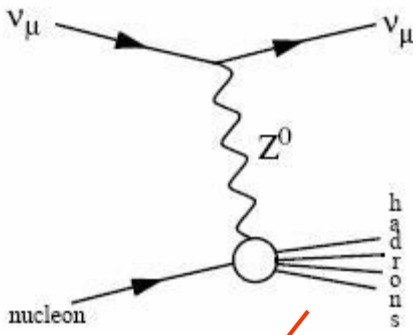
• Nell'accoppiamento del W non compare ovviamente l'angolo di Weimberg, ma è importante misurare questi eventi insieme alle correnti neutre per eliminare molti effetti sistematici nella misura della sezione d'urto degli eventi con corrente neutra.

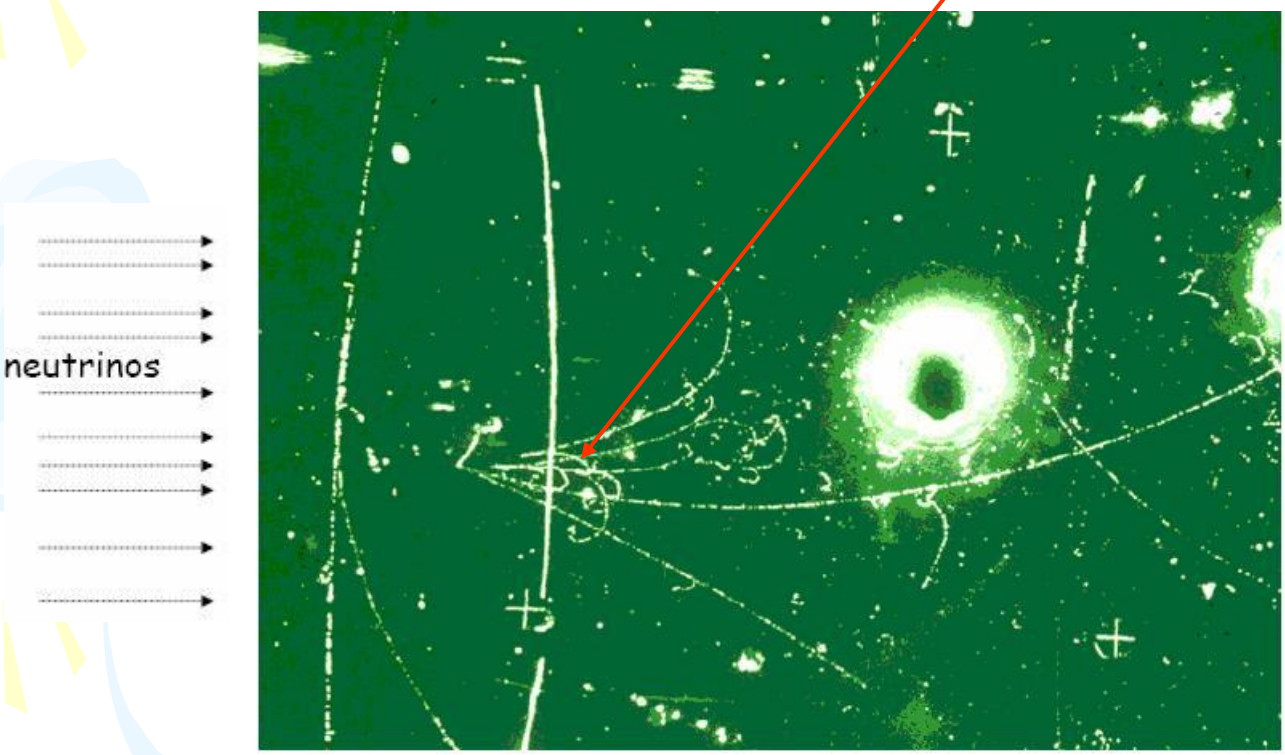
Correnti neutre "adroniche"

- Nello stesso esperimento furono anche osservate correnti neutre attraverso lo scattering del neutrino (o antineutrino) con un nucleone:

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + adroni$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + adroni$$





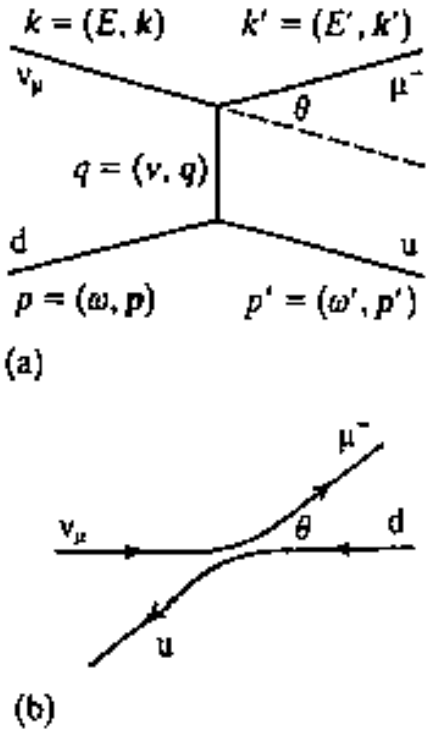
N.B. Non ci sono muoni nello stato finale

• Furono esaminati 83mila fotogrammi di eventi di interazioni di neutrini e 207mila fotogrammi di eventi di antineutrini (per avere grosso modo lo stesso errore statistico). Furono trovati:

Neutrini: 102 eventi corrente neutra e 428 eventi di corrente carica

Antineutrini: 64 eventi di corrente neutra e 148 eventi di cor. car.

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$



- Introduciamo oltre l'usuale variabile dello scattering anelastico $x=Q^2/2M\nu$ la variabile $y=p\cdot q/p\cdot k$
- Si verifica che:

$$y = M(E - E')/ME = \nu / E$$

- Trsascurando le masse delle particelle nel c.m.

$$y = p\cdot(p' - p)/(p\cdot k) \approx p\cdot p'/p\cdot k = \omega\omega'(1-\cos(\vartheta))/(0.5s)$$

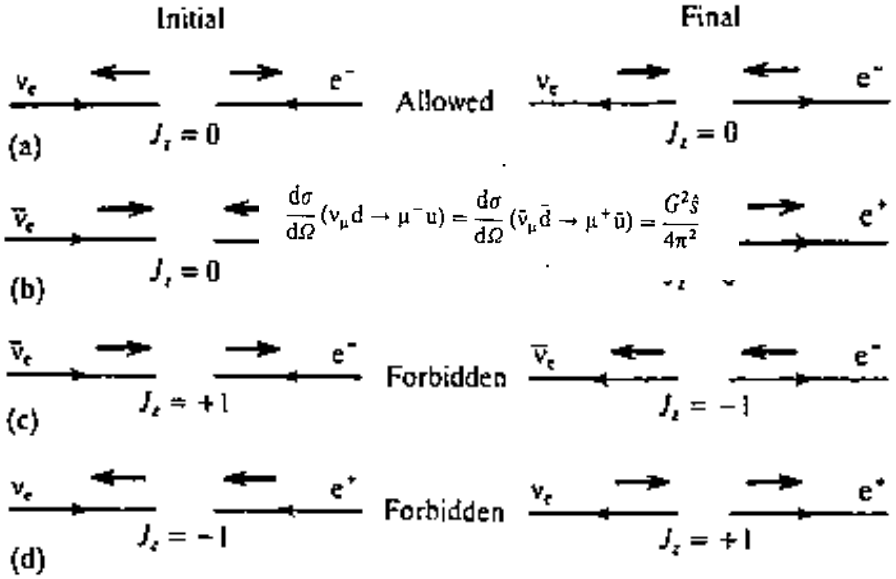
$$s = (p+k)^2 = 2p\cdot k = 2\omega E(1-\cos(\pi)) = 4\omega E \approx 4\omega\omega'$$

$$y = \frac{1}{2}(1-\cos(\vartheta))$$

0<= y <=1

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

- Back scattering impedito per alcune configurazioni di elicita'



$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu d \to \mu^- u) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu \bar{d} \to \mu^+ \bar{u}) = \frac{G^2 \hat{s}}{4\pi^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu \bar{u} \to \mu^- \bar{d}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu u \to \mu^+ d) = \frac{G^2 \hat{s}}{16\pi^2}(1 + \cos\theta)^2.$$

- Usando $2(1-y)=1+\cos(\theta)$ e $dO=4\pi\, dy$

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu \bar{u} \to \mu^- \bar{d}) = \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\mu u \to \mu^+ d) = \frac{G^2 \hat{s}}{\pi}(1 - y)^2.$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy}(\nu_\mu N \to \mu^- X) = \frac{G^2 xs}{2\pi}[Q(x) + (1-y)^2\bar{Q}(x)].$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy}(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X) = \frac{G^2 xs}{2\pi}[\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)].$$

Isoscalar target Z=A/2

- Integrando in x

$$\frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[Q + (1-y)^2\bar{Q}] \qquad (\nu \to \mu^-)$$

$$\frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[\bar{Q} + (1-y)^2 Q] \qquad (\bar{\nu} \to \mu^+)$$

$$Q \equiv \int xQ(x)\,dx = \int x[u(x) + d(x)]\,dx$$

$$\bar{Q} \equiv \int x\bar{Q}(x)\,dx = \int x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]\,dx$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

- Analogamente per le correnti neutre utilizzando gli stessi argomenti di elicita':

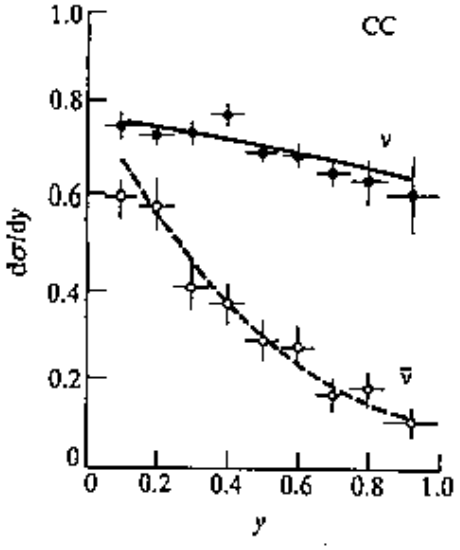
$$\frac{d\sigma(\nu N \to \nu X)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}\{g_L^2[Q + (1-y)^2\bar{Q}] + g_R^2[\bar{Q} + (1-y)^2 Q]\}$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu} N \to \bar{\nu} X)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}\{g_L^2[\bar{Q} + (1-y)^2 Q] + g_R^2[Q + (1-y)^2\bar{Q}]\}.$$

- Con le definizioni:

$$g_L^2 \equiv (g_L^u)^2 + (g_L^d)^2 \qquad \text{and} \qquad g_R^2 \equiv (g_R^u)^2 + (g_R^d)^2$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$



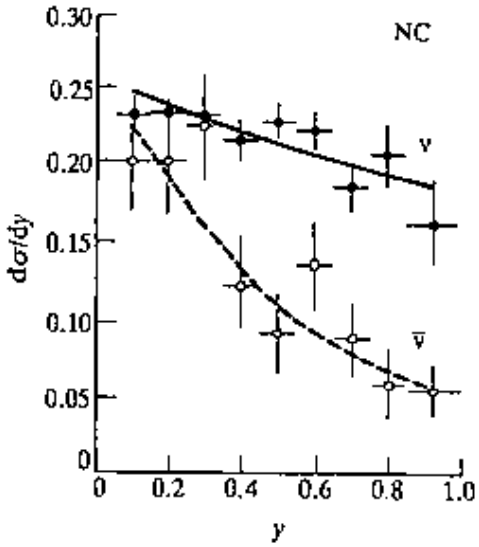


Figure 13.7
Differential cross-sections $d\sigma/dy$ for neutrino- and antineutrino-induced charged-current (CC) and neutral-current (NC) reactions. (Allaby J V *et al.* 1987 *Z Phys* C36 (611))

- Da notare che:

$$\frac{d\sigma^{NC}(\nu)}{dy} = g_L^2 \frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} + g_R^2 \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy}$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{dy} = g_L^2 \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} + g_R^2 \frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy}.$$

$$g_L^2 = 0.287 \pm 0.008$$

$$g_R^2 = 0.042 \pm 0.010$$

Esperimentoo CHARM '87

- Fornisce una misura degli accoppiamenti Left e Right e verifica l'esistenza di accoppiamenti right handed per le correnti neutre

NC/CC

- E' utile studiare il rapporto NC/CC per eliminare le incertezze sul flusso dei neutrini
- Se, per semplificare, ignoriamo lo scattering sugli anti-quark

$$\frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s Q}{2\pi} \qquad \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}(1-y)^2 Q$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[g_L^2 + g_R^2(1-y)^2]Q$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[g_L^2(1-y)^2 + g_R^2]Q$$

- Integrando in y e formando il rapporto:

$$\frac{\sigma^{NC}(\nu)}{\sigma^{CC}(\nu)} = g_L^2 + \tfrac{1}{3}g_R^2 \qquad \frac{\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{\sigma^{CC}(\bar{\nu})} = g_L^2 + 3g_R^2.$$

$$g_L = \frac{c_V + c_A}{2} = I_3^f - Q^f s \qquad g_R = \frac{c}{2} = -Q^f \sin^2\theta_W$$

NC/CC

- Ricordiamo che

$$g_L = \frac{c_V + c_A}{2} = I_3^f - Q^f \sin^2\theta_W \qquad g_R = \frac{c_V - c_A}{2} = -Q^f \sin^2\theta_W$$

	g_L	g_R
u	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$
d	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{3}\sin^2\theta_W$

$$R_\nu = \left(\frac{NC}{CC}\right)_\nu = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{27}\sin^4\theta_W$$

$$R_{\bar\nu} = \left(\frac{NC}{CC}\right)_{\bar\nu} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{9}\sin^4\theta_W$$

Prime misure a Gargamelle molto imprecise ma significative:

$$\sin^2\theta_W = 0.3 \div 0.4$$

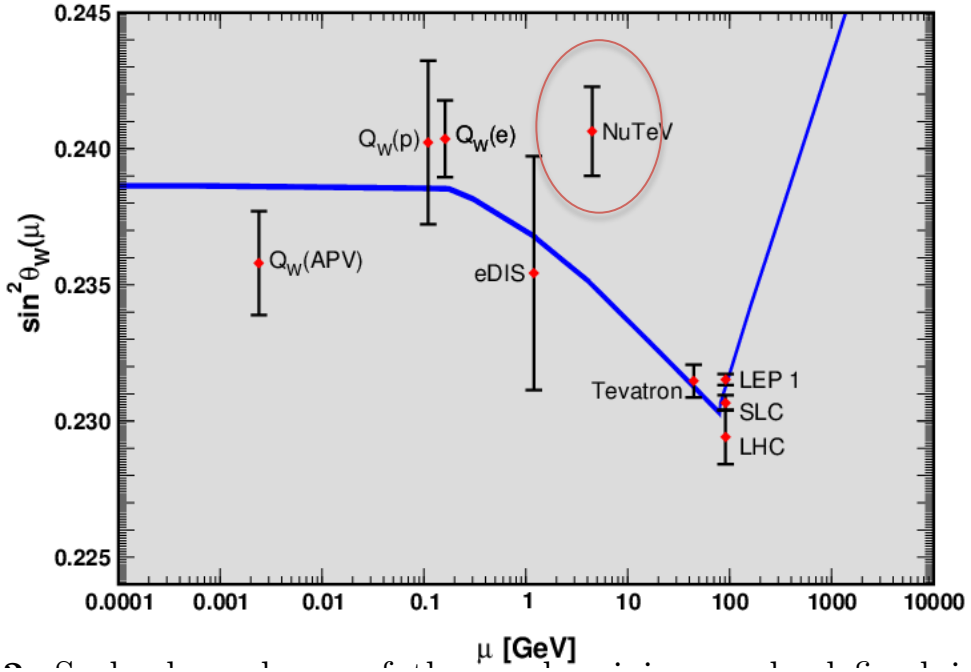
Misure piu' recenti CCFR:

$$\sin^2(\vartheta_W) = 0.2236 \pm 0.0041$$

Una misura controversa da NuTeV

$$\sin^2(\vartheta_W) = 0.2277 \pm 0.0016$$

Sommario su $\sin\theta_W$



Diffusioni ν_μ e. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

Determiniamo l'angolo di Weinbrg misurando il rapporto delle sezioni d'urto

$$\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^- \qquad \text{e} \qquad \bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$$

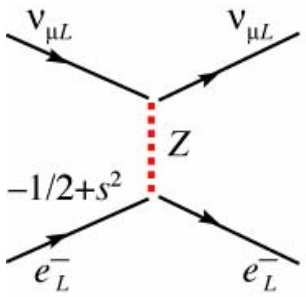
La cinematica è tale che la diffusione avviene ad angoli piccoli, quindi i momenti trasferiti sono << m_Z anche se i neutrini hanno energie delle decine di GeV

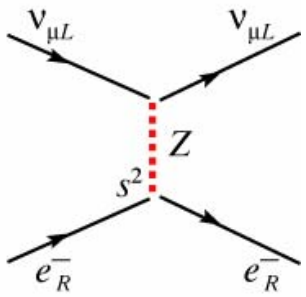
$$\sigma \propto s \propto G_F^2 m_e E_\nu$$

$$\frac{\sigma\left(\nu_\mu e \to \nu_\mu e\right)}{\sigma\left(\nu_\mu N \to X\right)} \approx 10^{-4}$$

Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (1/2)

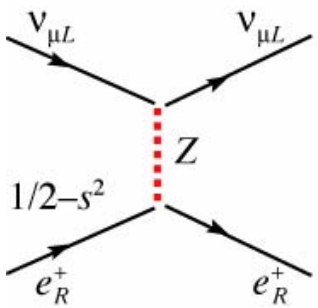
$$\sigma\left(\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-\right)$$

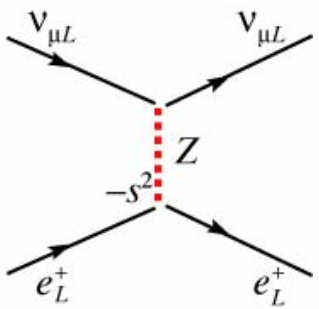




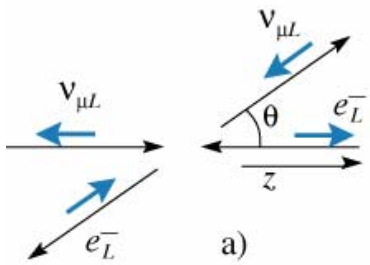
Sono distinguibili misurando le elicità ⇒si sommano i quadrati

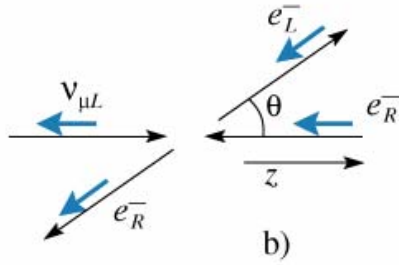
$$\sigma\left(\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-\right) =$$
$$= \sigma\left(\nu_\mu e^+ \to \nu_\mu e^+\right)$$





L+*L*→*L*+*L*





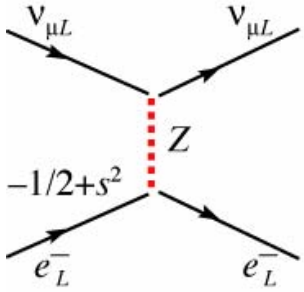
L+*R*→*L*+*R*

J=0, J_z=0

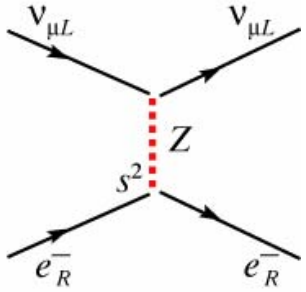
J=1, J_z=–1, uno su tre

Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (2/2)

$L+L \to L+L$

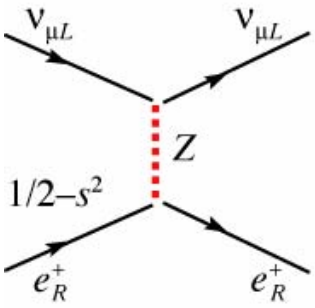


$L+R \to L+R \Rightarrow 1/3$

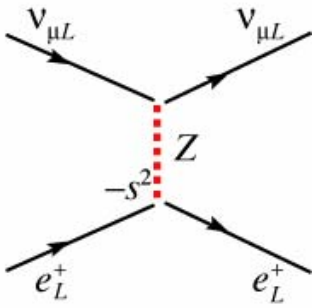


$$\sigma_{\nu_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2+\frac{1}{3}\sin^4\theta_W\right]$$

$L+L \to L+L \Rightarrow 1/3$



$L+R \to L+R$



$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2+\sin^4\theta_W\right]$$

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e}/E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e}/E_{\bar{\nu}}} = 3\,\frac{1-4\sin^2\theta_W+\frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1-4\sin^2\theta_W+16\sin^4\theta_W}$$

Misura del rapporto dei flussi

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e} / E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} / E_{\bar{\nu}}} = 3\frac{1 - 4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1 - 4\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W}$$

I fasci di neutrini e antineutrini non sono monocromatici. Hanno spettri di energia un po' diversi

Il rapporto misurato è $$R_{\exp} = \frac{N\left(\nu_\mu e\right)}{\int \Phi_\nu\left(E_\nu\right) E_\nu dE_\nu} \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}}\left(E_{\bar{\nu}}\right) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{N\left(\bar{\nu}_\mu e\right)}$$

Bisogna misurare a parte il rapporto dei flussi $$F \equiv \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}_\mu}\left(E_{\bar{\nu}}\right) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{\int \Phi_{\nu_\mu}\left(E_\nu\right) E_\nu dE_\nu}$$

Misurati i ratei di diversi processi di sezione d'urto nota

Quattro metodi indipendenti, per controllo

Determinato *F* a ±2%

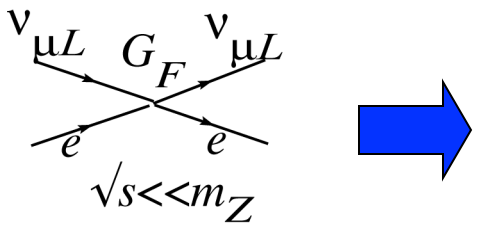
Obiettivo dell'esperimento $\Rightarrow \Delta\sin^2\theta_W = \pm 0.005$

Diffusioni ν_μ e. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e \to \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu N \to X)} \approx 10^{-4}$$



$$\sigma_{\nu_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2+\frac{1}{3}\sin^4\theta_W\right]$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2+\sin^4\theta_W\right]$$

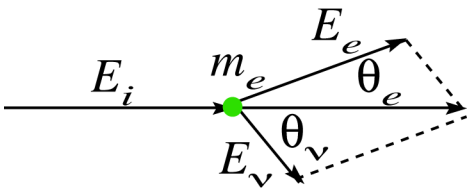
Strategia sperimentale

misurare sezioni d'urto di neutrini e antineutrini e prendere rapporto

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e}/E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e}/E_{\bar{\nu}}} = 3\frac{1-4\sin^2\theta_W+\frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1-4\sin^2\theta_W+16\sin^4\theta_W}$$

Urto elastico neutrino-elettrone

Il segnale cercato è molto raro, la sua firma è solo la presenza di un elettrone. Come distinguere dai fondi? **sfruttare la cinematica**



Le energie in gioco sono alte: quantità ≈ energie

$$E_i + m_e = E_e + E_\nu$$
$$0 = E_\nu \sin\theta_\nu + E_e \sin\theta_e$$
$$E_i = E_\nu \cos\theta_\nu + E_e \cos\theta_e$$

$$E_i = E_\nu + E_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) - E_e\left(1-\cos\theta_e\right)$$
$$E_i = E_i + m_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) - E_e\left(1-\cos\theta_e\right)$$
$$E_e\left(1-\cos\theta_e\right) = m_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) \le m_e$$

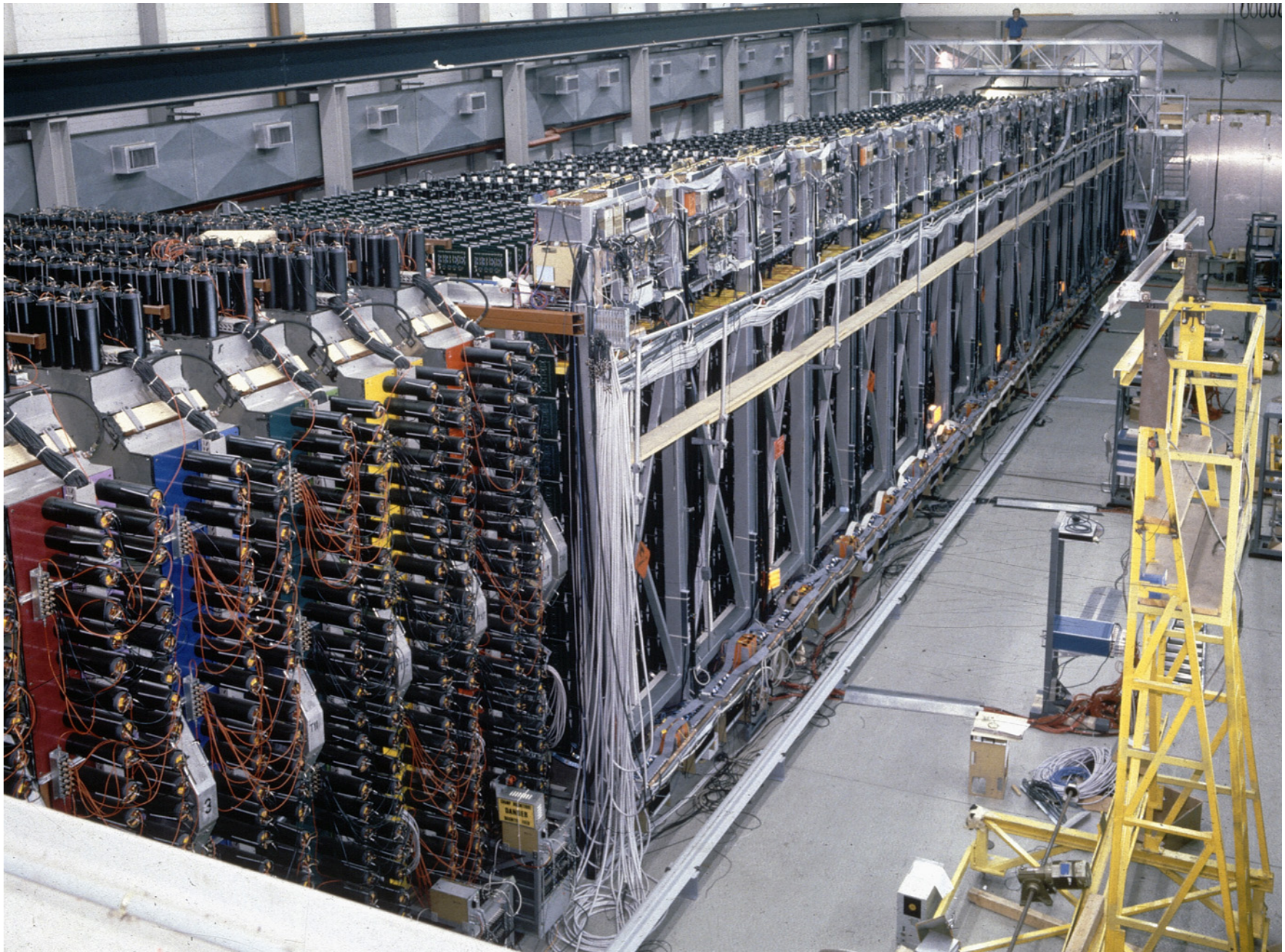
$$1-\cos\theta_e \le \frac{m_e}{E_e}$$

m_e/E_e è piccolissimo, quindi il coseno è molto vicino a 1

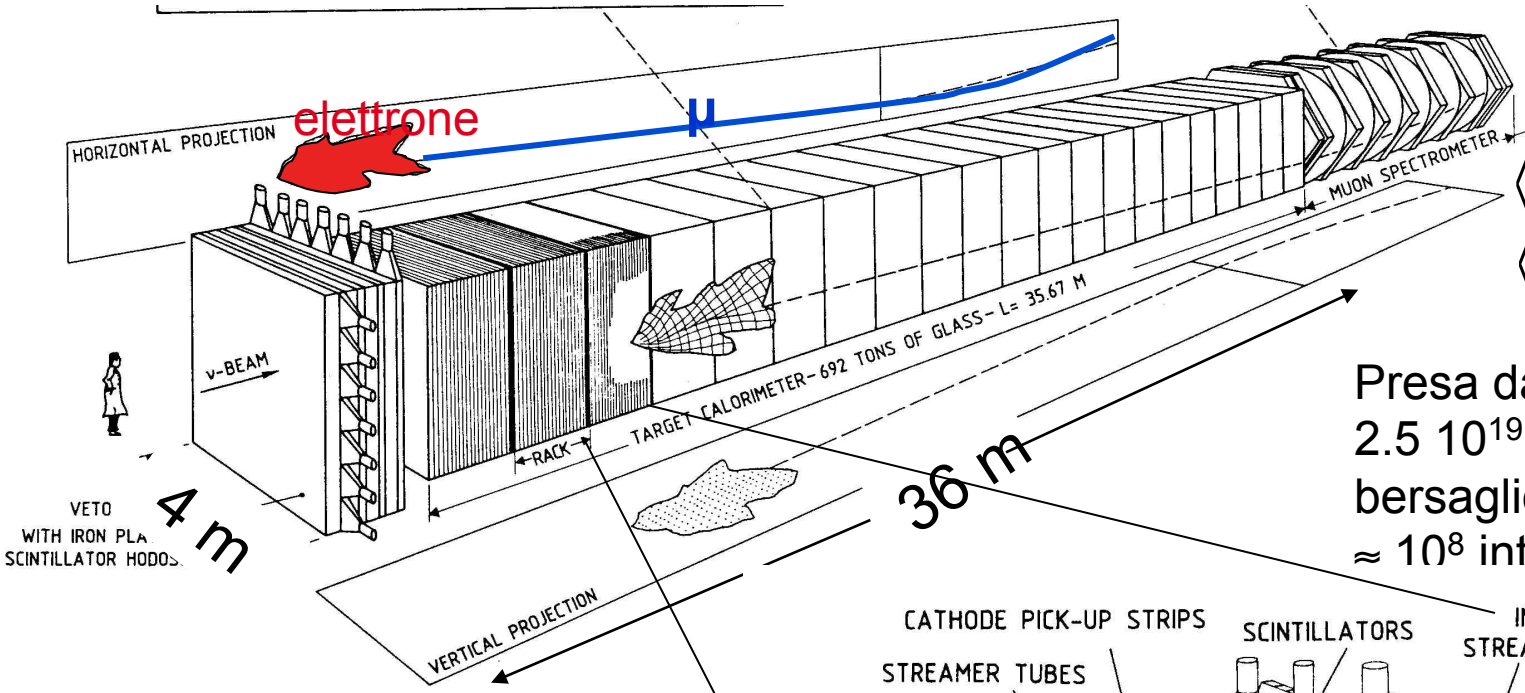
$$1-\cos\theta_e \simeq \frac{\theta_e^2}{2} \quad \Rightarrow \quad E_e\theta_e^2 \le 2m_e$$

La variabile cinematica fondamentale per distinguere il segnale dal fondo è il prodotto dell'energia dell'elettrone per il quadrato dell'angolo di diffusione. Bisogna misurare bene entrambe, soprattutto l'angolo (al quadrato)

CHARM2. L'apparato



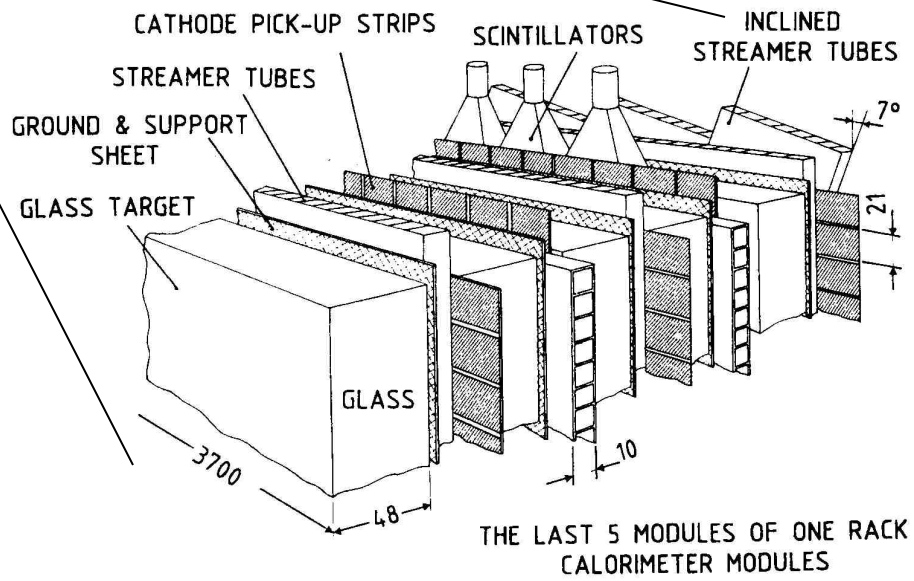
CHARM2. L'apparato



$\langle E_\nu \rangle = 23.8$ GeV

$\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 19.3$ GeV

Presa dati 1987-1991
2.5 10^{19} p su bersaglio
$\approx 10^8$ interazioni di ν



1. Grande massa: 692t

2.Buona risoluzione angolare

Assorbitore di basso Z (vetro)

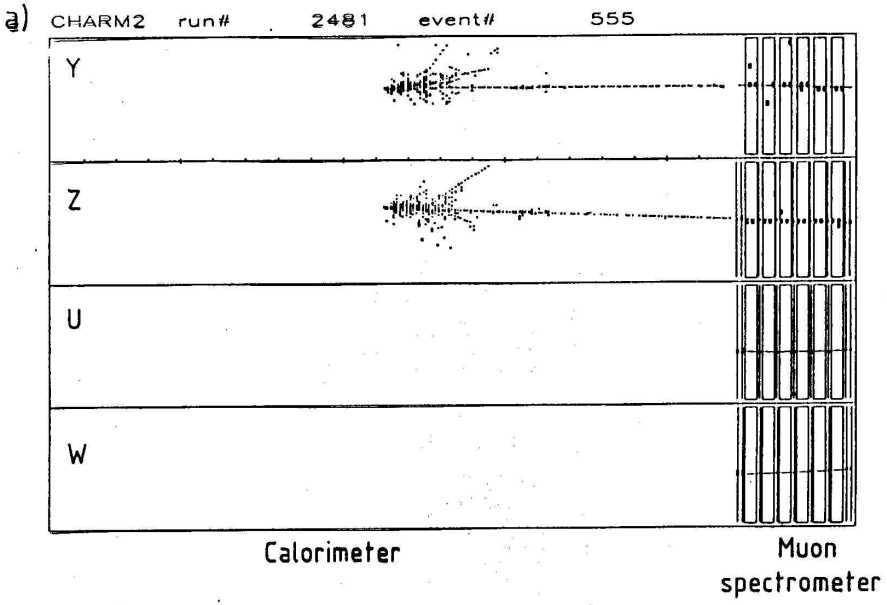
$\sigma(\theta)/\theta \propto Z/\sqrt{E}$

3. Granularità per definizione del vertice (distinzione *e* da π°)

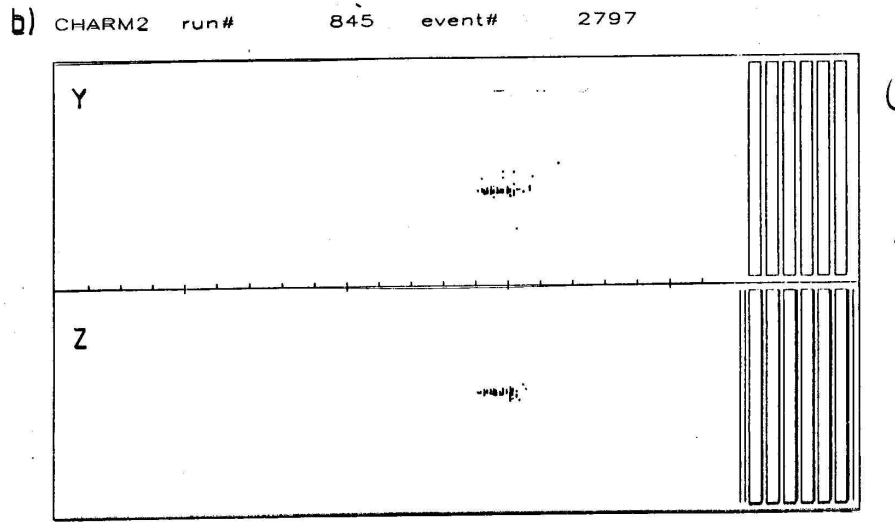
Elementi traccianti a grana fine

Tubi di Iarocci con celle di 1cm

CHARM2 un mu e un e



C.C.



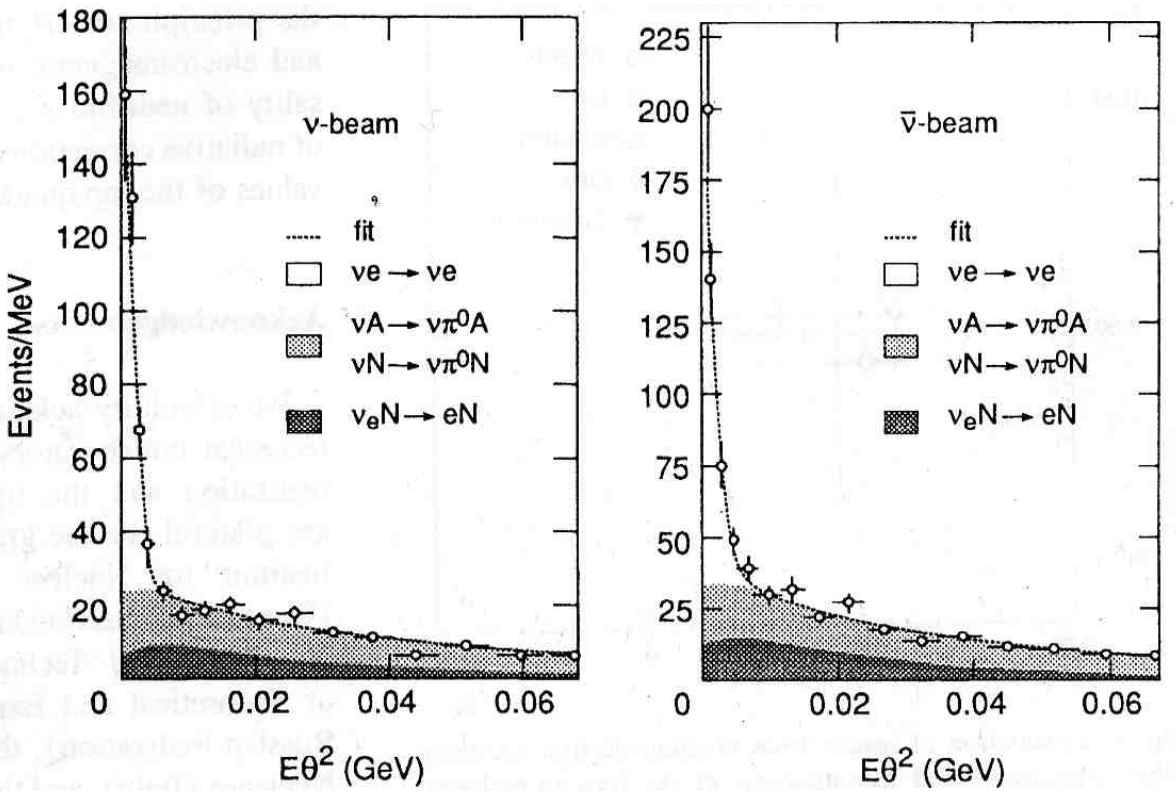
candid.

ν_e

Fig. 11

CHARM2

Il fondo principale è dovuto a quelle interazioni di "corrente neutra", cioè senza μ nello stato finale, che danno π°. I γ dal decadimento del π° danno sciame come l'elettrone. Per distinguere si può usare il deposito di energia nello scintillatore. Infatti $\pi^{\circ} \rightarrow 2\gamma \rightarrow 4e$ e lo scintillatore è attraversato da 4 particelle al minimo di ionizzazione invece che da una. Però bisogna che non sia ancora iniziato lo sciame. Selezionare gli eventi nelle lastre di vetro subito a monte di uno stato di scintillatori
A prezzo di ridurre la statistica si migliora il rapporto segnale/fondo e si può verificare se il fondo è compreso



Risultato finale (1994)

$$\sin^2_{\nu e}\theta_W = 0.2324 \pm 0.0058(stat.) \pm 0.0059(sist)$$

Charged Lepton couplings

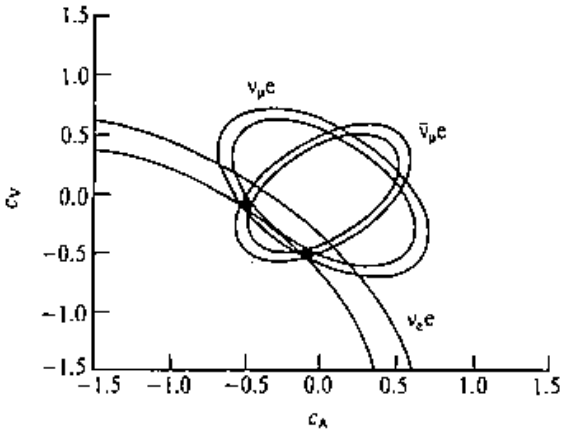
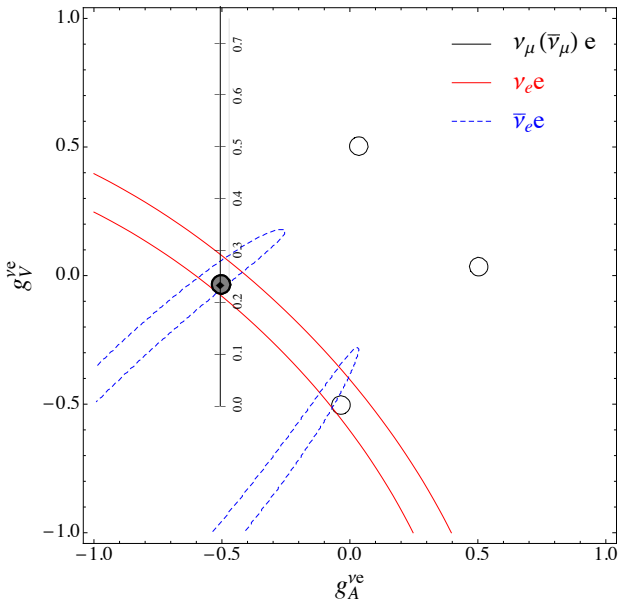
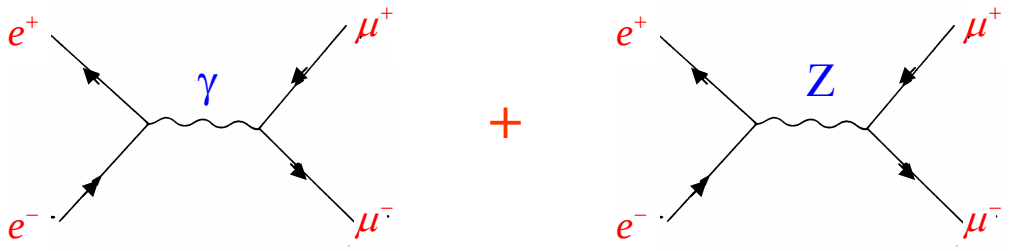


Figure 14.4 Plot of the vector and axial vector couplings, c_V and c_A, of charged leptons to the neutral current. The elliptical contours are the regions allowed by the measured ν_μ–e and $\bar{\nu}_\mu$–e cross-sections. Only two solutions (shaded) are consistent with recent results on ν_e–e scattering. The standard model favours the solution $c_V \approx 0$ and $c_A \approx -0.5$.



Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$

• Il processo $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ viene descritto, all'ordine più basso, dai due seguenti diagrammi di Feynman:



• Per il calcolo della sezione d'urto occorre sommare le ampiezze dei due diagrammi:

$$\sigma \propto \left|A_\gamma + A_Z\right|^2 = \left|A_\gamma\right|^2 + \left|A_Z\right|^2 + 2\,\mathrm{Re}\left(A_\gamma \cdot A_Z^*\right)$$

• Questo processo fu studiato in particolare al collider Petra del laboratorio Desy di Amburgo a cavallo degli anni 80.

• Ad esempio, per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s}$=34 GeV, il valore dei tre termini vale approssimativamente:

$$\left|A_\gamma\right|^2 \approx 0.1\ nb \quad ; \quad \left|A_Z\right|^2 \approx 1.5\cdot 10^{-4}\ nb \ ; \ 2\,\mathrm{Re}\left(A_\gamma \cdot A_Z^*\right) \approx 8\cdot 10^{-3}\ nb$$

• Come si vede il termine di interferenza dà un contributo significativo; questo si manifesta sperimentalmente come una asimmetria nella sezione d'urto differenziale del processo, che è funzione dell'energia del centro di massa (si ricorda che le interazioni e.m. non violano la parità mentre quelle deboli la violano).

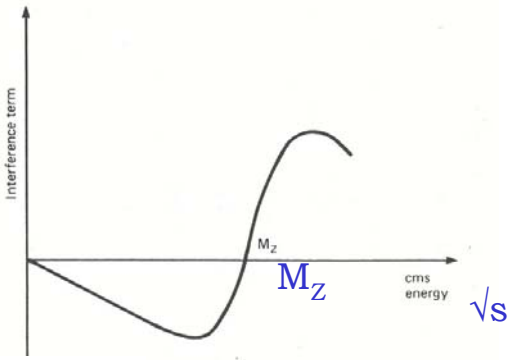
• Viene pertanto definita operativamente l'asimmetria avanti/indietro nel modo seguente:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

Dove N_F e N_B sono il numero di eventi che presentano un muone positivo nell'emisfero in avanti e all'indietro (definito rispetto alla direzione di volo del positrone incidente)

Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Il termine di interferenza, e quindi l'asimmetria, dipende da √s. Alla massa dello Z si annulla e poi cambia segno.

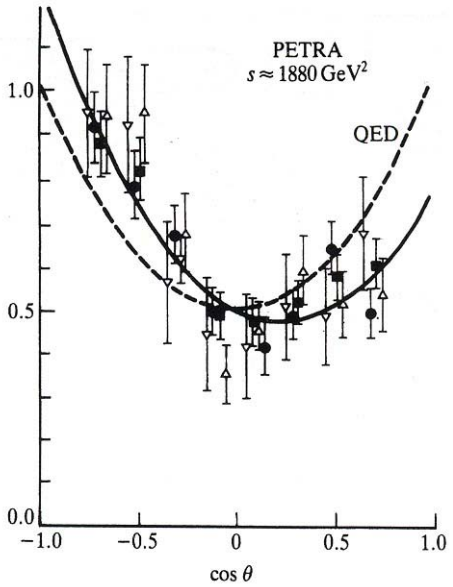


- Per energie del centro di massa tali che √s << Mz come quelle di Petra l'asimmetria avanti/indietro ha la seguente dipendenza dalle costanti di accoppiamento dello Z con i fermioni:

$$A(s) = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = -\frac{3s}{4\sqrt{2}\pi\alpha} C_A^e C_A^\mu$$

Distribuzione angolare della reazione $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ a √s≈43 GeV. Il best fit alla distribuzione angolare da l'asimmetria di:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = -0.18 \pm 0.2$$



• L'asimmetria avanti/indietro dipende solo dall'accoppiamento assiale che non contiene l'angolo di Weimberg ($C_A=I_3$). Tuttavia dalla misura della sezione d'urto (totale e/o differenziale) confrontata con quella di QED (scambio solo del fotone) si può determinare l'angolo di Weimberg. Da questi dati si trova:

$$\sin^2\theta_W = 0.210 \pm 0.019\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.013\,(\mathrm{syst.})$$

• Prendendo il valore di $\sin^2\theta_W$ e di M_Z misurato da altri esperimenti, si può misurare CA2 (assumendo l'universalità leptonica) e controllare se il valore misurato è in accordo con le previsioni del MS ($C_A=I_3=-1/2$)