

Alberto Filipuzzi

Modello standard e verifiche sperimentali di θ_w da DIS di ν

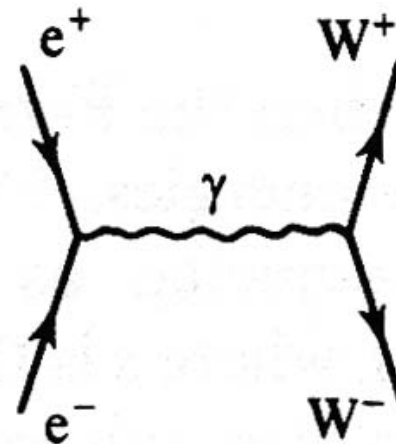
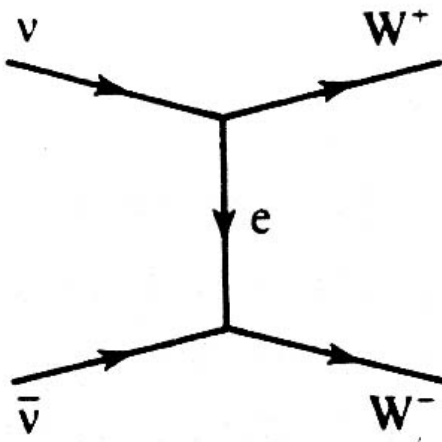
Anno accademico 2005 - 2006

Divergenze delle sezioni d'urto

Il calcolo delle sezioni d'urto per lo scattering ν_e -e pensate come puntiformi (alla Fermi) danno divergenze per grandi s, violano cioè l'unitarietà per energia nel centro di massa superiore a 300GeV.

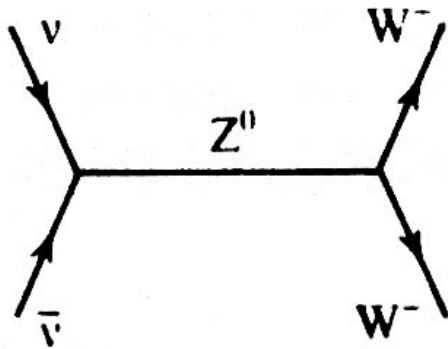
Tale problema può essere risolto con
l'introduzione di bosoni vettoriali carichi (W^\pm)
che mediano le interazioni

Resta aperto però il problema delle divergenze che si presentano in grafici del tipo:

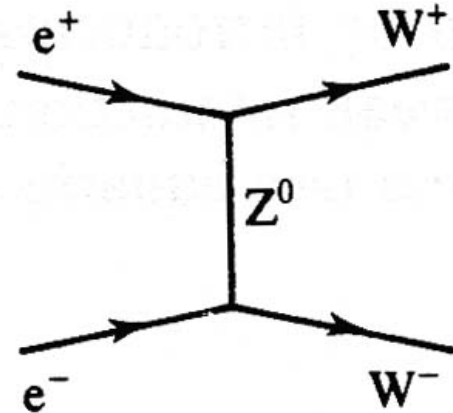
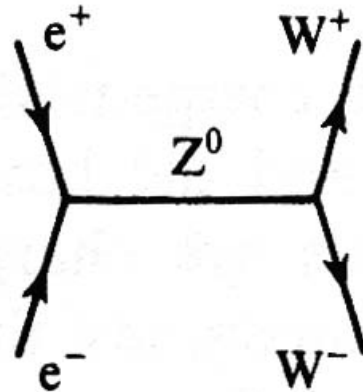


Bosone vettoriale neutro

L'introduzione di un **terzo bosone vettoriale (Z^0)**, questa volta **neutro**, risolve queste divergenze. Posso infatti considerare il grafico:



e i grafici:



che, sebbene divergano per grandi s , se sommati ai precedenti eliminano le divergenze.

Bosone vettoriale neutro

Da notare che:

- perché queste cancellazioni avvengano, **le costanti di accoppiamento** di questi bosoni con i leptoni **devono essere simili alla costante elettromagnetica**;
- tutti i **bosoni dovevano avere massa** per rendere conto del cortissimo raggio delle interazioni deboli (Fermi le aveva infatti descritte efficacemente come puntiformi)

Correnti cariche e neutre

Con l'introduzione di questi bosoni abbiamo introdotto la possibilità di avere processi di:

Corrente carica (CC)

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \text{adroni}$$

scambio di W^{\pm}

Corrente neutra (NC)

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \text{adroni}$$

scambio di Z^0

Teoria di Glashow

Glashow propose un modello che unificava le interazioni deboli ed elettromagnetiche.

Nel costruire il modello pose la condizione che fra le correnti di Noether associate al gruppo di simmetria su cui il modello si basava ci fossero anche:

Corrente elettromagnetica: $J_{\mu}^{em} = \bar{e}\gamma^{\mu}e = \bar{e}_L\gamma^{\mu}e_L + \bar{e}_R\gamma^{\mu}e_R$

Corrente debole: $J_{\mu}^W = \bar{e}\gamma^{\mu}(1 - \gamma^5)\nu_e$

Da notare che la **corrente debole** si accoppia **solo a particelli left-handed**, mentre quella **elettromagnetica** a particelle **left e right-handed**.

Questi tipi di particelle si ricavano applicando i proiettori agli stati di particella o antiparticella:

$$\frac{(1 - \gamma^5)}{2} \quad \frac{(1 + \gamma^5)}{2}$$

Campi e costanti di accoppiamento

Per ottenere il modello voluto Glashow introdusse il **gruppo di simmetria $SU(2)_L \times U(1)$** (il più piccolo che soddisfacesse alla precedente condizione).

A tale gruppo di simmetria sono associati 4 generatori e quindi altrettanti campi vettoriali:

$$W^{1,2} \quad \text{e} \quad W^3, B$$

con costanti di accoppiamento rispettivamente

$$g \quad \text{e} \quad g'$$

Perché tali campi avessero massa, alla lagrangiana fu inizialmente aggiunto a mano un termine di massa.

In seguito tale risultato venne ottenuto grazie al fenomeno di Higgs di rottura spontanea delle simmetrie, al prezzo di introdurre un nuovo mediatore H.

Campi fisici

Definisco infine i **campi fisici**:

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{W_{\mu}^1 \pm iW_{\mu}^2}{\sqrt{2}}$$

che sono proprio i **bosoni carichi** introdotti all'inizio.

$$A_{\mu} = B_{\mu} \cos\theta_W + W_{\mu}^3 \sin\theta_W$$

$$Z_{\mu}^0 = -B_{\mu} \sin\theta_W + W_{\mu}^3 \cos\theta_W$$

A è proprio il **fotone**, avendo imposto nella teoria che la sua massa sia nulla.

Si è introdotto l'**angolo di Weinberg** θ_W , angolo di mixing fra i campi vettoriali neutri, parametro fondamentale del Modello Standard.

Costanti di accoppiamento e θ_W

La parte della lagrangiana di interazione relativa ai campi neutri si scrive, in funzione dei campi fisici, come:

$$L^N = -A^\mu \left[\frac{1}{2} g \sin \theta_W (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) - \frac{1}{2} g' \cos \theta_W (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + 2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \right] \\ - Z^{0\mu} \frac{g}{\cos \theta_W} \left[\frac{\cos^2 \theta_W}{2} (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_W (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + 2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \right]$$

Imponendo che il campo del fotone A sia associato proprio alla corrente elettromagnetica si ricava che

$$g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W = e$$

da cui
$$\frac{g'}{g} = \tan \theta^W$$

Dalla teoria si ricava anche la relazione fra le masse dei nuovi bosoni

$$M_{Z^0}^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W}$$

Isospin e ipercarica debole

Sostituendo le costanti ottengo:

$$L^N = -eA^\mu J_\mu^{em} - \frac{g}{\cos\theta_W} Z_\mu (J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em})$$

dove:

$$J_\mu^3 = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L$$

Introduco la corrente di **ipercarica debole**:

$$J_\mu^Y = 2(J_\mu^{em} - J_\mu^3) \quad \text{da cui} \quad Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$$

Per la prima generazione di leptoni associo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad I = \frac{1}{2} \quad I_3 = \begin{cases} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$$

$$(e^-)_R \quad I = I_3 = 0$$

Isospin e ipercarica debole

Mentre per la prima generazione dei quark ho:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad I = \frac{1}{2} \quad I_3 = \begin{cases} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{cases}$$

$$(u)_R \quad (d')_R \quad I = I_3 = 0$$

La tabella seguente riassume tutti i valori di isospin e ipercarica debole:

	I	I_3	Q	Y
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	-1
e_L^-, μ_L^-, τ_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	0	0	-1	-2
u_L, c_L, t_L	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$
d'_L, s'_L, b'_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
u_R, c_R, t_R	0	0	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{4}{3}$
d'_R, s'_R, b'_R	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Corrente neutra e costanti di accoppiamento

Definisco ora la **corrente neutra**:

$$J_{\mu}^{NC} = J_{\mu}^3 - \sin^2\theta_W J_{\mu}^{em} = -\frac{ig}{\cos\theta_W} \bar{u}_f \left[\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) I_3^f - \sin^2\theta_W Q^f \right] u_f$$

Non potendo contare su verifiche sperimentali, la corrente neutra poteva in linea di principio accoppiarsi sia con particelle left-handed sia right-handed. Per cui la sua forma generale è:

$$J_{\mu}^{NC} = \bar{u}_f (c_V^f - c_A^f \gamma^5) u^f$$

Dal confronto delle due ricavo:

$$\begin{cases} c_V^f = I_3^f - 2Q^f \sin^2\theta_W \\ c_A^f = I_3^f \end{cases}$$

Corrente neutra e costanti di accoppiamento

La tabella riporta i valori della carica e delle costanti c_V e c_A delle varie particelle:

Fermion f	I_3^f	Q^f	c_A^f	c_V^f
ν_e, ν_μ, ν_τ	$+\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e_L^-, μ_L^-, τ_L^-	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w$
u_L, c_L, t_L	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$
d'_L, s'_L, b'_L	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$
e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	0	-1	0	$2 \sin^2 \theta_w$
u_R, c_R, t_R	0	$+\frac{2}{3}$	0	$-\frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$
d'_R, s'_R, b'_R	0	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$

Processi di DIS da ν

Le costanti c_A e c_V sono da ricavare sperimentalmente. In generale è conveniente definire le costanti right e left:

$$g_L = \frac{1}{2}(c_V + c_A) = I_3 - Q \sin^2 \theta_W$$
$$g_R = \frac{1}{2}(c_V - c_A) = -Q \sin^2 \theta_W$$

Il processo con cui è possibile misurare tali costanti e quindi l'angolo di Weinberg è il **deep inelastic scattering di neutrini o antineutrini su nucleoni**:

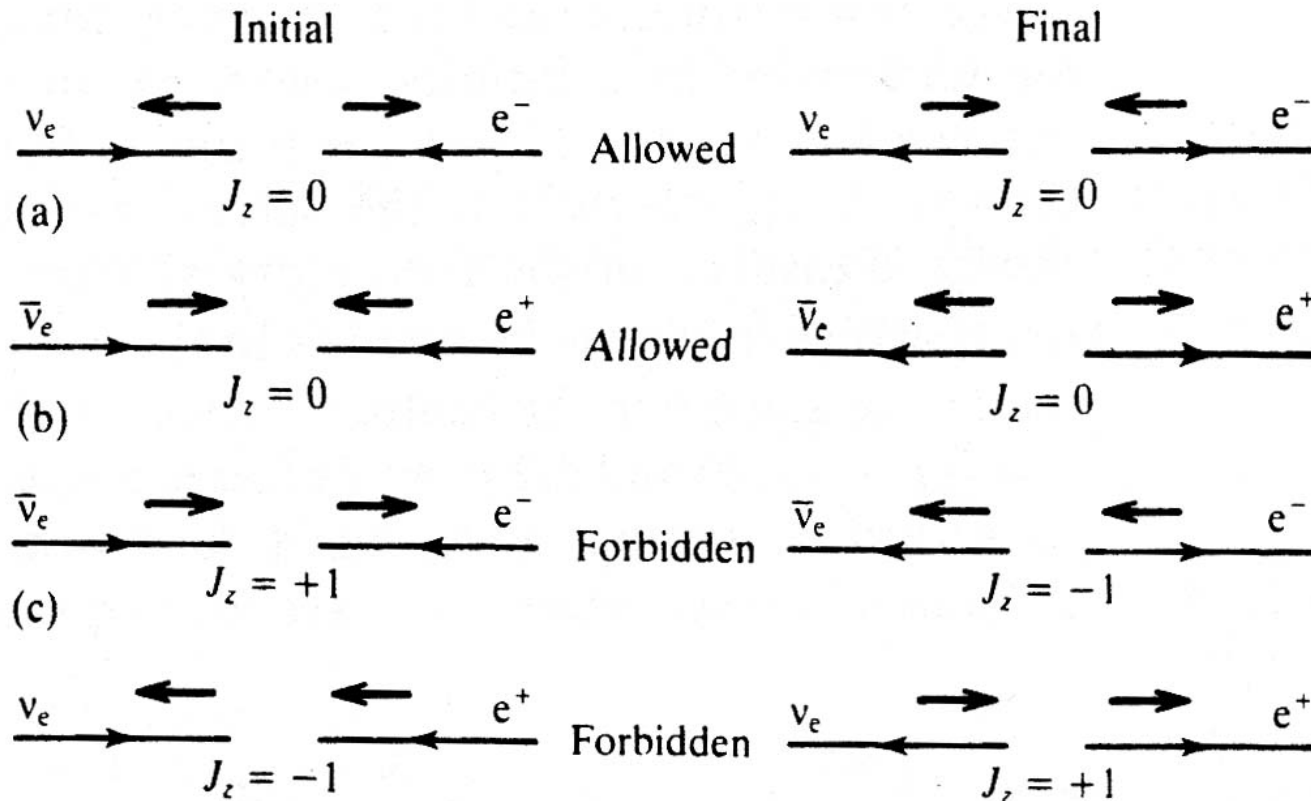


Tale processo è molto indicato per la ricerca delle correnti neutre poiché i neutrini non si accoppiano al fotone e i processi non sono quindi dominati dallo scambio di un fotone piuttosto che di uno Z^0

Processi di DIS da ν (dipendenza da elicità)

Le sezioni d'urto dei processi di DIS da ν sono **proporzionali al quadrato della costante di Fermi** e **all'energia** nel centro di massa (sostanzialmente sono simili alle sezioni d'urto di ν su leptoni). Vi è poi un fattore che tiene conto della possibilità o meno di avere scattering a 180° :

Tale fattore si può calcolare semplicemente con argomenti di elicità:



Sezioni d'urto $\nu N \rightarrow \nu X$ (CC)

Si è visto che le sezioni d'urto differenziali inclusive per i processi di scattering (con scambio di bosoni carichi) di ν su nucleoni si scrivono nella forma:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}(\nu N \rightarrow l^- X)}{dx dy} = \frac{G_F^2 x s}{2\pi} [Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)]$$

dove:

x è la frazione di momento del quark

$$x = \frac{-q^2}{2M_N(E_\nu - E_\mu)}$$

$Q(x)$ è la funzione di distribuzione dei quark

$Q(x) = u(x) + d(x)$ se consideriamo solo i quark di valenza

y è il parametro definito come

$$y = \frac{1 - \cos\theta}{2} = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu}$$

Sezioni d'urto $\nu N \rightarrow \nu X$ (CN)

Allo stesso modo per i processi di correnti neutre le sezioni d'urto si scrivono come:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(\nu N \rightarrow \nu X)}{dxdy} = \frac{G_F^2 x s}{2\pi} \left\{ g_L^2 [Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)] + g_R^2 [\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)] \right\}$$

e per gli antineutrini:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X)}{dxdy} = \frac{G_F^2 x s}{2\pi} \left\{ g_L^2 [\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)] + g_R^2 [Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)] \right\}$$

R^ν e R^-

Sperimentalmente è meglio considerare il rapporto R^ν :

$$R^\nu = \frac{\sigma^{NC}(\nu N \rightarrow \nu X)}{\sigma^{CC}(\nu N \rightarrow l^- X)} = g_L^2 + r g_R^2$$

dove:

$$r = \frac{\sigma^{CC}(\bar{\nu} N \rightarrow l^+ X)}{\sigma^{CC}(\nu N \rightarrow l^- X)} \sim \frac{1}{2}$$

Oppure posso definire, seguendo un lavoro di Paschos e Wolfenstein:

$$R^- = \frac{\sigma^{NC}(\nu) - \sigma^{NC}(\bar{\nu})}{\sigma^{CC}(\nu) - \sigma^{CC}(\bar{\nu})} = g_L^2 - g_R^2$$

Che è di più difficile misurazione, poiché le interazioni di ν e anti- ν hanno stati finali molto simili, ma riduce l'errore dovuto a produzione di stati finali con quark charm.

NuTev: panoramica

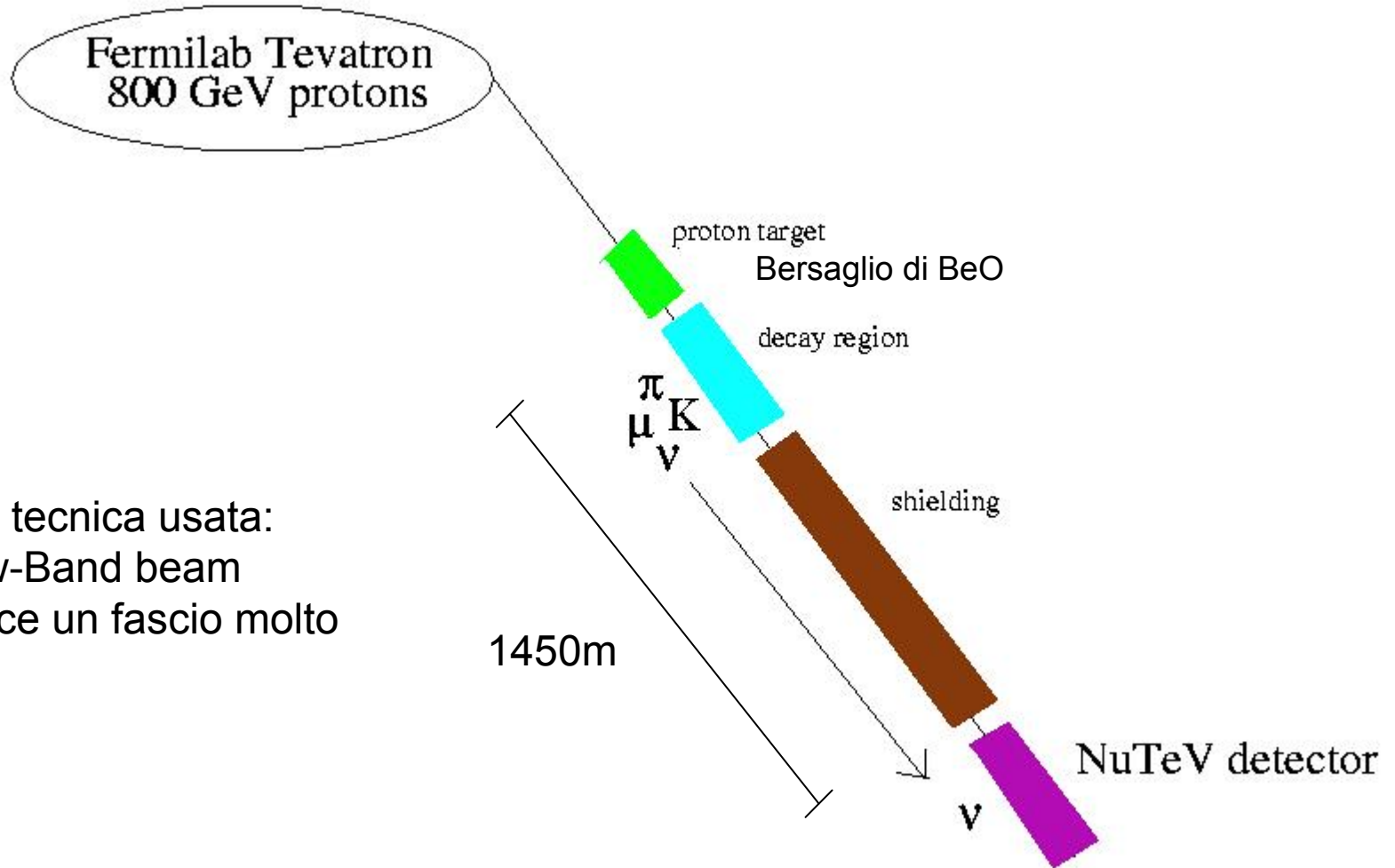
NuTev è l'esperimento di **deep inelastic scattering neutrino-nucleone** eseguito presso il Tevatron del FermiLab a partire dal 1996.

I suoi risultati portano alla determinazione di alcuni parametri fondamentali del Modello Standard come le costanti di accoppiamento g_L e g_R e quindi $\sin\theta_W$ o, indirettamente, come la **massa del bosone W** (che in questo esperimento è ricavata indirettamente).

E' interessante considerare i risultati ottenuti da NuTev in rapporto alle misure dirette delle stesse grandezze eseguite al LEP di Ginevra o in altri laboratori. Si nota infatti un'evidente discrepanza fra i risultati mai riscontrata in altri esperimenti.

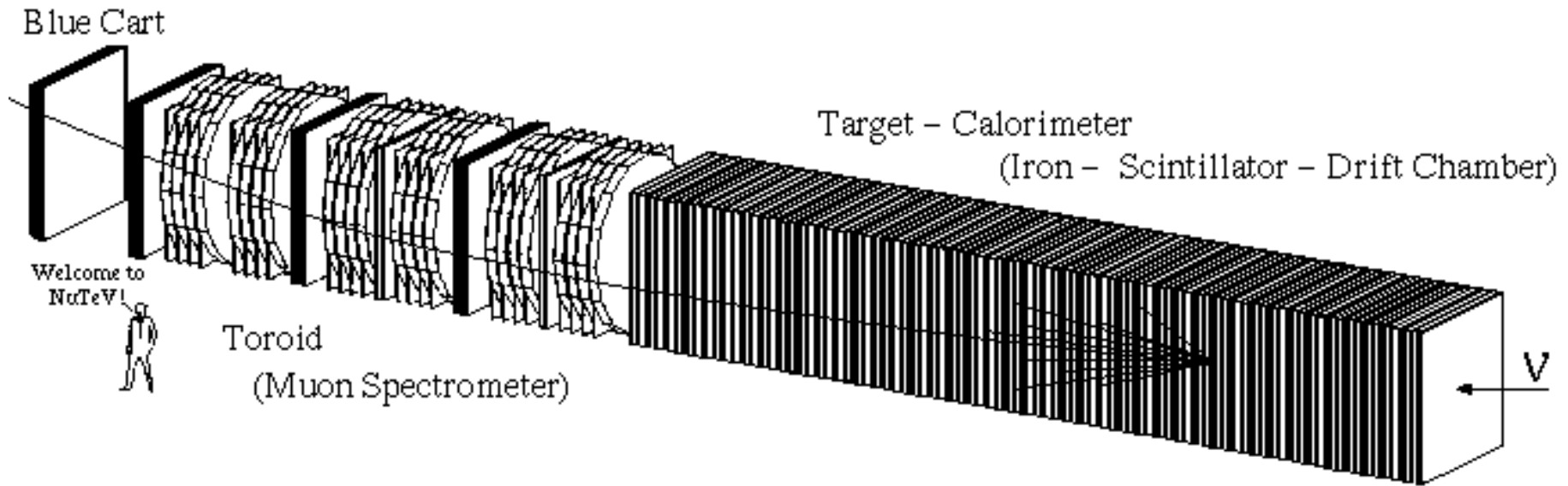
NuTeV: dettagli esperimento

L'esperimento NuTeV si avvale di una strumentazione composta secondo questo schema:



Tipo di tecnica usata:
Narrow-Band beam
(produce un fascio molto
puro).

Il **detector** è costruito secondo lo schema:



Il **calorimetro**: - 18m di lunghezza

- 690 tonnellate di acciaio che fanno da bersaglio scintillante
- composto da 168 piatti di acciaio (3m x 3m x 5,1cm)
inframmezzati da:

- **contatori a liquido scintillante** (ogni 2 piatti) che individuano posizione longitudinale del vertice di interazione, lunghezza dell'evento ed energia depositata, oltre che funzionare da trigger
- **camere a drift** (ogni 4 piatti) che individuano la posizione trasversale del vertice di interazione

Lo spettrometro toroidale:

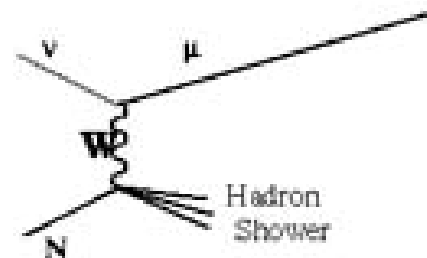
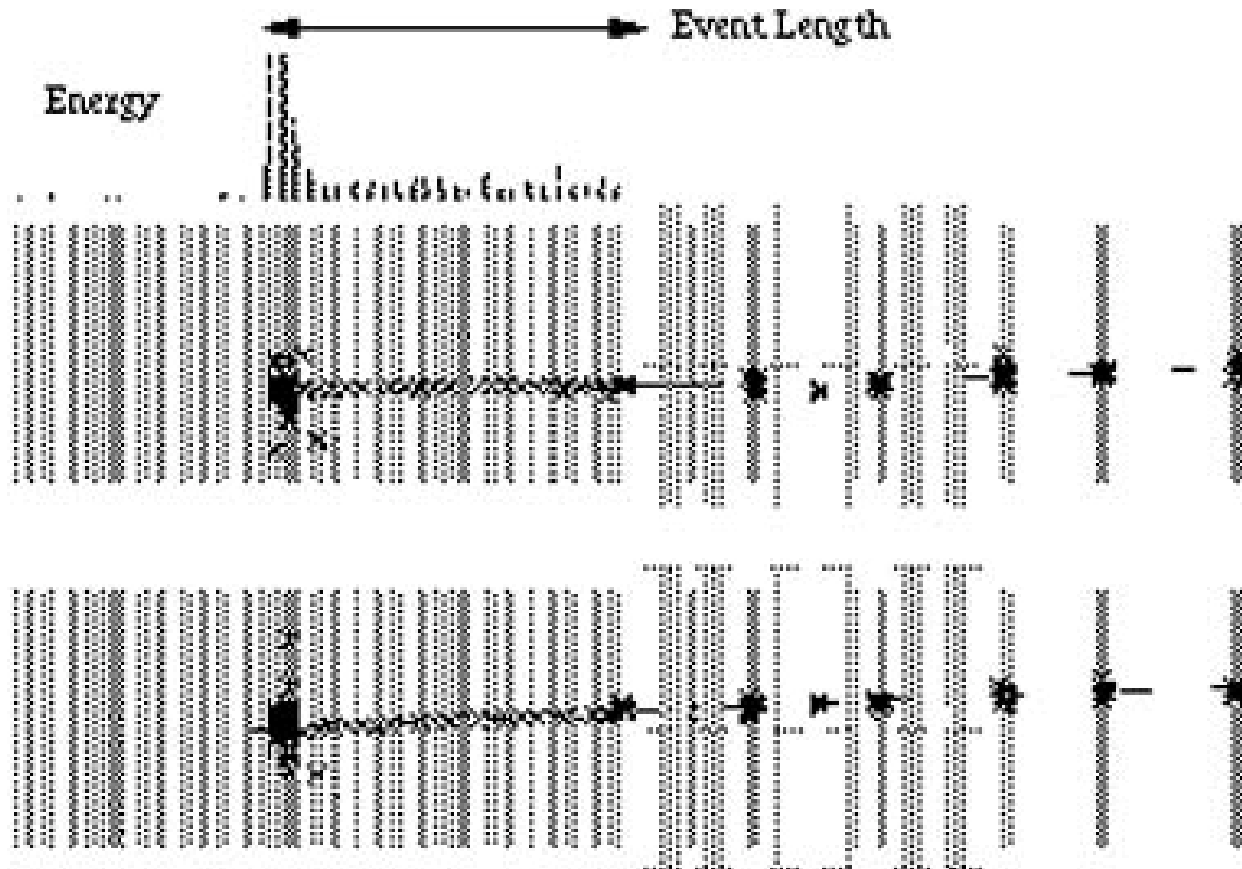
- determina la **carica dei muoni** e il loro **momento**
- determina il **flusso di neutrini muonici** in eventi CC



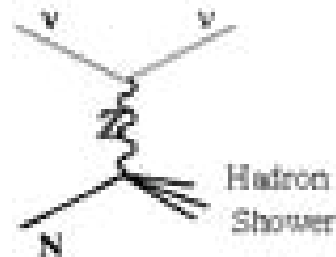
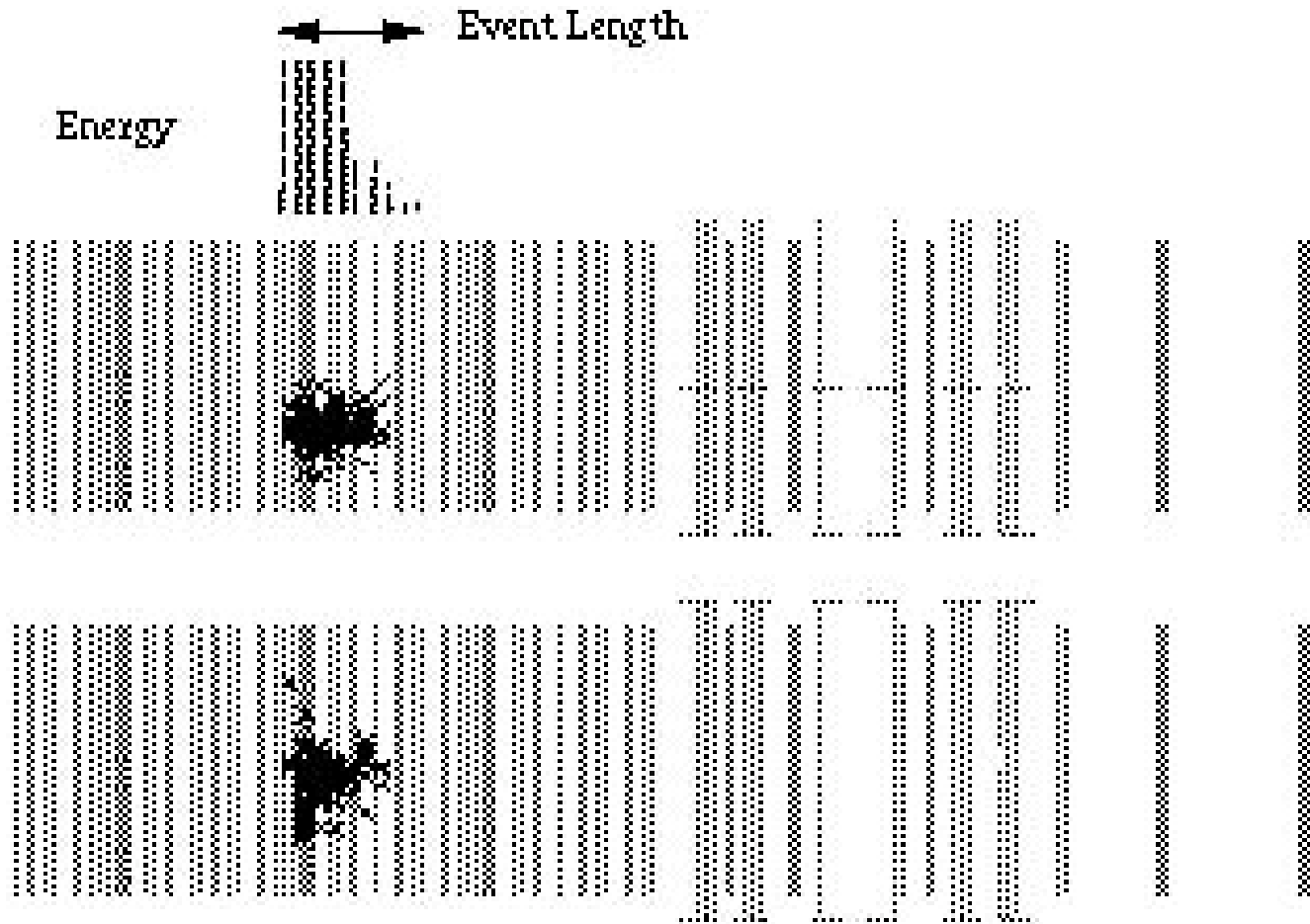
Con tale strumentazione si ottiene:

- 2 fasci purissimi di neutrini μ ed antineutrini μ
- neutrini sono prodotti dal decadimento di pioni e kaoni, generati da protoni di 800 GeV con un bersaglio isoscalare di BeO
- contaminazione di antineutrini in un fascio di neutrini dell'1/1000, minore di 1/500 per il fascio di antineutrini
- contaminazioni di neutrini elettronici: 1.3% in un fascio di neutrini muonici e 1.1% in quello di antineutrini
- eventi analizzati: devono avere un'energia uguale o superiore a 20GeV nel detector (viene notevolmente ridotto l'errore dovuto agli eventi generati dai Raggi Cosmici)
- analisi su un totale di 1.62 milioni di eventi da neutrini e 0.35 milioni da antineutrini con energia media rilevata nel calorimetro di 64GeV e 53GeV rispettivamente

Gli eventi osservati si dividono in eventi di **Corrente Carica** caratterizzati da la **presenza di un muone nello stato finale** che oltrepassa la lunghezza dello shower adronico e viene rivelato negli scintillatori successivi (**eventi lunghi**):



E in eventi di **Corrente Neutra** caratterizzati da un deposito di energia nella lunghezza tipica di uno shower adronico (**eventi corti**):



NuTeV: risultati

Dai dati di NuTeV si è ricavato il valore per $\sin\theta_W$:

$$\sin\theta_W = 0,22773 \pm 0,00135 \text{ (stat)} \pm 0,00093 \text{ (syst)}$$

Da cui si ricava una massa per il bosone W pari a:

$$M_W = 80,14 \pm 0,08 \text{ GeV}$$

Un valore medio derivante da altri esperimenti è:

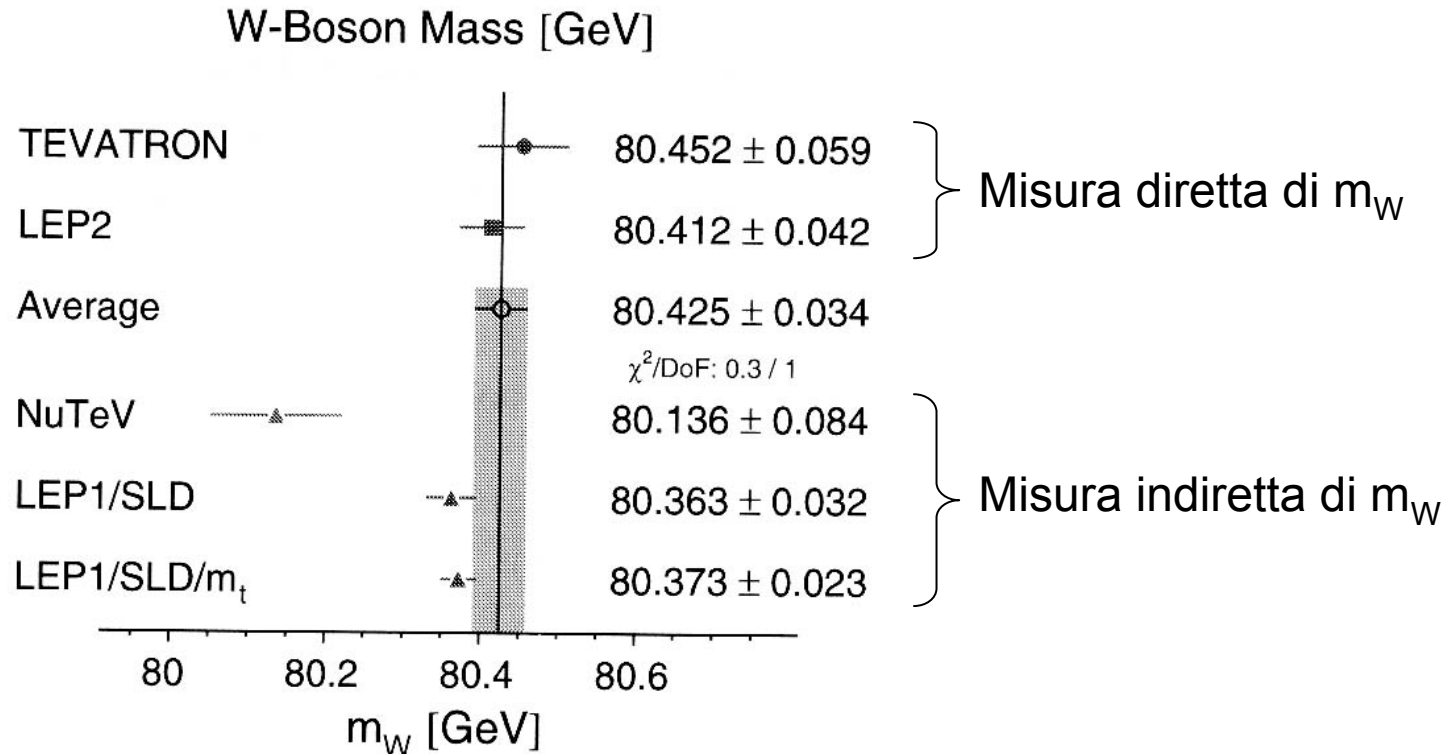
$$\sin\theta_W = 0,2227 \pm 0,0004 \text{ GeV}$$

(distante circa 3σ dal risultato di NuTeV) e per la massa del W:

$$M_W = 80,45 \pm 0,04 \text{ GeV}$$

NuTeV: confronto

Il confronto con i dati provenienti da altri esperimenti indica chiaramente come i dati di NuTeV richiedano un'attenzione particolare.



Si è ipotizzato che la deviazione osservata possa essere imputata ad un accoppiamento left-handed della corrente neutra con i quark leggeri più piccolo di quanto ci si aspettava.

Referenze

- Burcham and Jobes – **Nuclear and particle physics** (cap. 13)
- Collaborazione NuTeV - **A Precise Determination of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering**
- Collaborazione NuTeV - **Precise Neutrino Measurement Raises New Questions** (http://www.pas.rochester.edu/~ksmcf/NuTeV/nc_public.html)
- Collaborazione NuTeV - **NuTeV Electroweak Result: Recent Papers** (<http://www.pas.rochester.edu/~ksmcf/NuTeV/papers.html>)