

Test Sperimentali del Modello Standard

1. La scoperta delle correnti neutre: Gargamelle.

Riassumiamo il percorso teorico che ha portato alla formulazione del Modello standard:

- **1954: Yang e Mills** definiscono le teorie di Gauge per descrivere le interazioni tra particelle senza massa e i campi (di gauge). La teoria e' rinormalizzabile (σ non va all' ∞ per $E \rightarrow \infty$).
- **1961 Glashow** ipotizza che l'interazione elettromagnetica e quella debole siano lo stesso tipo di interazione, ma mediata da 2 propagatori a massa molto diversa.
- **1964 Higgs** sviluppa il meccanismo di Higgs per cui da un bosone a $M=0$ e 2 particelle scalari si ottiene 1 bosone massivo e 1 scalare massivo.
- **1967-1968 Weinberg e Salam** combinando le teorie di Yang e Mills, il meccanismo di Higgs e l'ipotesi di Glashow sviluppano la teoria del modello standard delle interazioni elettrodeboli.
- **1970 t'Hooft** dimostra che la teoria e' rinormalizzabile.

La teoria di Fermi era stata sviluppata solo per le correnti cariche deboli ($\Delta Q > 0$) e non descriveva le correnti debole neutre. Questo perche' all'epoca di Fermi le correnti debole neutre non erano ancora state osservate, in quanto per basse energie e per $\Delta Q = 0$ e $\Delta S = 0$ la componente elettromagnetica era dominante.

Glashow, Salam e Weinberg con il Modello Standard predicono l'esistenza di un bosone massivo (lo Z) mediatore di correnti neutre con $\Delta Q = \Delta S = 0$. Ovvero predicono l'esistenza delle correnti deboli neutre.

Per dimostrare l'esistenza delle correnti debole neutre, ovvero di un mediatore neutro Z, sono necessari processi con neutrini (in quanto solo i neutrini hanno interazione debole e non hanno interazione ne' elettromagnetica ne' forte).

La segnatura sara' dunque: un **processo iniziato da un neutrino con assenza di leptone carico nello stato finale**.

Nel 1970 t'Hooft dimostra che il MS e' rinormalizzabile e al CERN gia' da qualche anno sono disponibili fasci di neutrini.

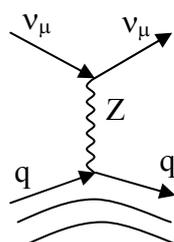
Nel 1973 l'esperimento Gargamelle al PS (Proton Synchrotron) del Cern scopre le interazioni di corrente debole neutra.

I processi fondamentali studiati da Gargamelle sono:

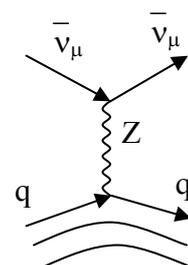
ν e $\bar{\nu}$ incidenti su camera a bolle riempita con liquido pesante
(Freon di densita' $1.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)

NC
 $\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + had$

Assenza di μ^\pm nello stato finale



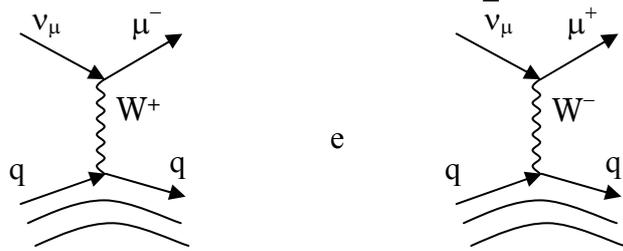
e



CC

$$\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^- / \mu^+ + had$$

Presenza di μ^\pm nello stato finale



Le quantità che si vogliono misurare sono :

$$R = \frac{NC}{CC} = \frac{\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X}{\nu_\mu N \rightarrow \mu X}$$

$$R = \frac{NC_\nu}{NC_\nu^-} = \frac{\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X}{\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X}$$

I fasci di neutrini:

Un fascio di neutrini viene prodotto da un fascio di protoni che incide su un bersaglio producendo nello stato finale pioni e kaoni. Questi a loro volta decadono in una coppia di muone e neutrino. I pioni e i kaoni vengono selezionati in momento con magneti deflettori e poi mandati nel "tunnel di decadimento", dove ne decadrà una frazione che dipende dalla vita media della particella e dalla lunghezza del tunnel:

$N(t) = N(0)\exp(-t/\tau)$ numero di particelle di vita media τ decadute dopo un tempo t

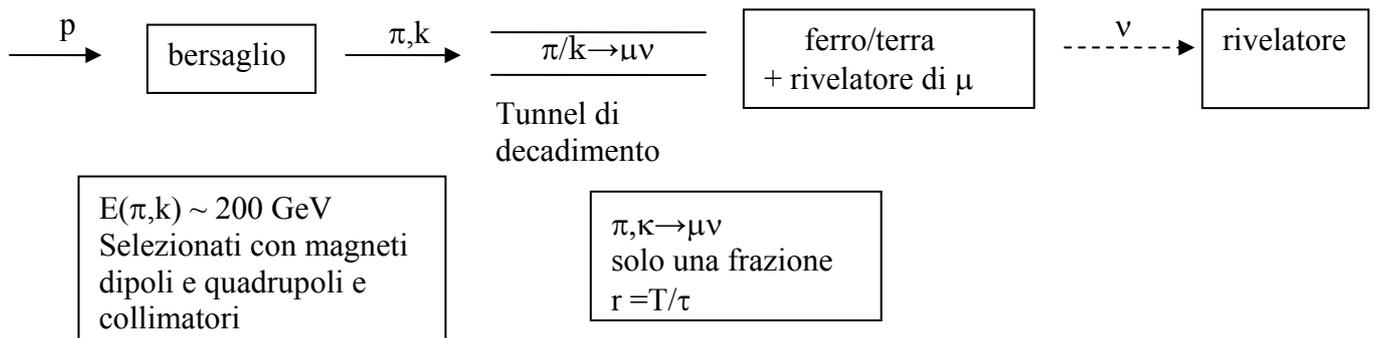
$S = \gamma\beta c\tau$ spazio percorso dalla particella di vita media τ e velocità β

$V =$ lunghezza del tunnel

$\Rightarrow r = V/S$ frazione di particelle decadute nel tunnel

Deviando o fermando tutte le particelle cariche prodotte si possono estrarre fasci di neutrini con dati intervalli di momento.

$p \rightarrow$ bersaglio $\rightarrow \pi, k \rightarrow$ decadimento in $\mu + \nu \rightarrow \nu$



L'energia del neutrino è correlata con la distanza del neutrino dal centro del fascio.

I fasci al PS avevano tipicamente $E(\nu) = 50 \div 100$ GeV (pioni) ed $E(\nu) = 150 \div 200$ GeV (kaoni).

Il fascio è essenzialmente di neutrini muoni (ν_μ) con una contaminazione di 10^{-4} di neutrini elettronici ν_e ($R(\nu_\mu/\nu_e) \sim (m_\mu/m_e)^2$).

Il ν_μ interagisce nel rivelatore: se viene prodotto un muone si vede una traccia che attraversa il rivelatore al minimo di ionizzazione e che esce dal rivelatore (senza interagire, senza attivita' adronica a lato, come ad esempio figura a pag 230 del Perkins) : $\nu_\mu n \rightarrow p \mu^-$.

Se e' un ν_e ad interagire e viene prodotto un elettrone ($\nu_e n \rightarrow p e$), l'elettrone sciamina nel rivelatore (vedi ad esempio figura a pag 230 del Perkins).

A pag 18 del Perkins e' mostrata una figura per il processo $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$.

E' con questo tipo di esperimenti che si identifico' la natura diversa dei neutrini elettronici e muonici, ovvero l'esistenza di due particelle diverse.

Domanda: come si fa ad essere certi che il processo $\nu e \rightarrow \nu e$ e' neutro e non carico? Ovvero che le due correnti non cambiano carica? Ovvero che il neutrino incidente e' proprio muonico e non elettronico? La certezza si puo' avere perche' si usano anti-neutrini. Supponiamo che ad interagire sia un anti-neutrino elettronico: se l'anti-neutrino scambiassse un W con l'elettrone del gas, produrrebbe un positrone, mentre quello che vediamo nel rivelatore ha carica negativa (figura a pag.18 del Perkins). Non ci sono dunque altre possibilita' se non la reazione NC.

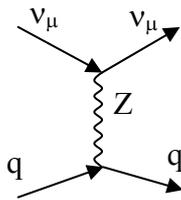
Eventi con assenza di leptoni possono pero' essere prodotti da un neutrone che entra nella camera ed interagisce con il freon. Questo fondo e' il piu' difficile da controllare e venne studiato accuratamente con una sorgente di neutroni.

I neutroni vengono prodotti all'inizio della camera a bolle, dal lato da dove arriva il fascio e dunque hanno una distribuzione spaziale che decresce lungo la camera a bolle, ovvero allontanandosi lungo il fascio. I neutrini interagiscono molto poco dunque la distribuzione delle loro interazione e' uniforme lungo la camera a bolle (figura a pag 395 del Goldhaber).

Garamelle fu dunque un'esperimento chiave nella comprensione e verifica del Modello Standard:

- 1) scoperta delle correnti deboli neutre
- 2) prima misura dell'angolo di Weinberg: $\sin\theta_W$

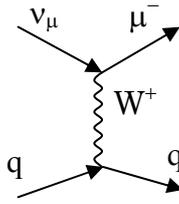
Eventi di corrente debole neutra (NC) con neutrini:



$$M_v^{NC} = \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} \frac{1}{M_Z^2} \cdot \bar{u}_\nu \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u_\nu \cdot \bar{u}_q \gamma^\mu \frac{c_V - c_A \gamma^5}{2} u_q =$$

$$= \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} \cdot \bar{u}_\nu \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u_\nu \cdot \bar{u}_q \gamma^\mu \frac{I_3 - 2 \sin^2 \theta_W \cdot Q - I_3 \gamma^5}{2} u_q$$

Eventi di corrente debole carica CC con neutrini:



$$M_v^{CC} = \frac{g^2}{2M_W^2} \cdot \bar{u}_\nu \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u_\nu \cdot \bar{u}_q \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u_q \cos \theta_C$$

Da queste due espressioni degli elementi di matrice per le NC e le CC si vede come la prima abbia una dipendenza da $\sin^2\theta_W$; dunque misurando il rapporto delle due sezioni d'urto si puo' estrarre il valore dell'angolo di Weinberg.

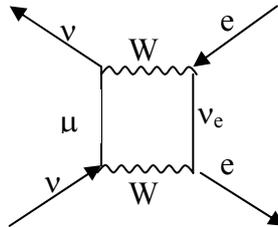
L'esperimento Gargamelle presento' i primi risultati nel 1973, basati su 83000 eventi/foto di neutrino e 207000 eventi/foto di antineutrino (F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B, 138 (1973)).

I risultati furono i seguenti:

$$R = \frac{NC_v}{CC_v} = \frac{102}{428} evt \sim \sin^2 \theta_W \quad R = 0.24 \pm 0.03$$

$$R = \frac{NC_{\bar{v}}}{CC_{\bar{v}}} = \frac{64}{148} evt \sim \sin^2 \theta_W \quad R = 0.42 \pm 0.03$$

La sezione d'urto del processo mediato dalla corrente neutra risulta circa 1/3 di quella della corrente carica: questo significa che il processo di corrente neutra NC e' un processo di per se' e non un processo di CC all'ordine superiore, ad esempio:



Il valore di $\sin^2\theta_W$ venne dunque stimato essere tra 0.3 e 0.4

Una altra misura indipendente dell'angolo di Weinberg si puo' ottenere dalla misura del rapporto delle correnti neutre di neutrini e delle correnti neutre di antineurini:

$$R = \frac{NC_v}{NC_{\bar{v}}}$$

in quanto le due sezioni d'urto presentano una differenza di segno nell'espressione, dando dunque una dipendenza diversa da $\sin^2\theta_W$.

$$M_{\nu-e}^{NC} = \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} \cdot \bar{u}_\nu(k') \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u_\nu(k) \cdot \bar{u}_e(p') \gamma^\mu \frac{c_V - c_A \gamma^5}{2} u_e(p)$$

$$M_{\bar{\nu}-e}^{NC} = \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} \cdot \bar{v}_\nu(k) \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} v_\nu(k') \cdot \bar{u}_e(p') \gamma^\mu \frac{c_V - c_A \gamma^5}{2} u_e(p)$$

In queste due espressioni si sono esplicitati i momenti degli elettroni entranti e uscenti, rispettivamente p e p' , e dei neutrini entranti e uscenti, rispettivamente k e k' . Calcolando le ampiezze di decadimento, ovvero le sezioni d'urto, il fatto che k e k' siano in posizioni diverse nella corrente per i neutrini e anti-neutrini introduce un segno meno di differenza, che porta a valori diversi dei coefficienti delle espressioni delle sezioni d'urto. Dunque dal rapporto delle due sezioni d'urto si può estrarre il valore dell'angolo.

L'espressione del rapporto NC/CC per neutrini per anti-neutrini è il seguente:

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

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

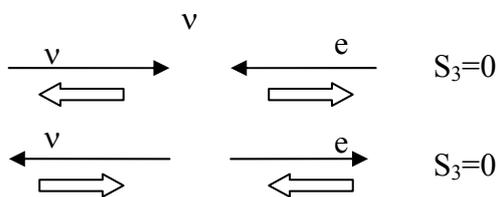
Gli esperimenti con neutrini misuravano all'inizio degli anni 80, $\sin^2 \theta_w \sim 0.23$.

Si lascia come esercizio il calcolo delle due sezioni d'urto, fissando ad esempio:

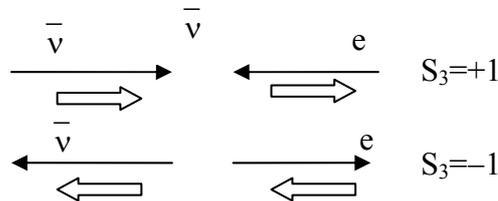
$$p = \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,0,1) \quad p' = \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,0,-1) \quad k = \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,\sin \theta, \cos \theta) \quad k' = \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,-\sin \theta, -\cos \theta)$$

e con $(p - k)^2 = -2p \cdot k = -\frac{\sqrt{s}}{2} \frac{\sqrt{s}}{2} \cdot 2 \cdot (1 - \cos \theta)$.

Un modo più intuitivo di vedere che le sezioni d'urto di neutrini sono diverse da quelle di anti-neutrini è di paragonare lo spazio delle fasi delle due reazioni, ovvero, ad esempio, se il "back-scatter" è possibile o meno.



È possibile il "back-scatter"



Non è possibile il "back-scatter"

Ne consegue che le due sezioni d'urto totali saranno diverse.

$$\sigma(\bar{\nu}e) \neq \sigma(\nu e) \text{ perche' V-A !!}$$

2. La scoperta dei bosoni W e Z: Ua1 e Ua2

La misura di $\sin^2 \theta_w$ da parte di Gargamelle (confermata poi da altri esperimenti con neutrini) permise la stima delle masse dei bosoni W e Z:

$$m_w = \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G}\right)^{1/2} = \left(\frac{\sqrt{2}e^2}{8G \sin^2 \theta_w}\right)^{1/2} = \frac{37.3}{\sin \theta_w} \text{ GeV} / c^2$$

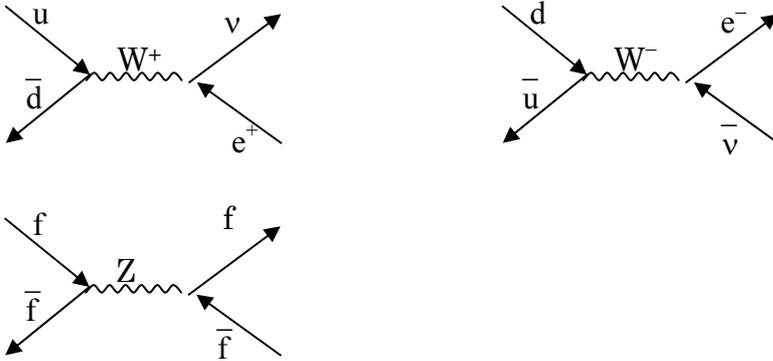
$$m_z = \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G \cos^2 \theta_w}\right)^{1/2} = \left(\frac{\sqrt{2}e^2}{8G \cos^2 \theta_w \sin^2 \theta_w}\right)^{1/2} = \frac{74.6}{\sin 2\theta_w} \text{ GeV} / c^2$$

Per $\sin^2\theta_W \sim 0.23$:

$$m_W = 80 \text{ GeV}/c^2 \quad m_Z = 92 \text{ GeV}/c^2$$

Per produrre $W^\pm \rightarrow \sqrt{s(ff)} \cong 100 \text{ GeV}$ (dove i fermioni possono essere: $u\bar{d}, d\bar{u}, e\bar{\nu}, \bar{\nu}e$)

Per produrre $Z \rightarrow \sqrt{s(ff)} \cong 100 \text{ GeV}$ (dove i fermioni possono essere: $u\bar{u}, d\bar{d}, e\bar{e}$)



I due quark devono avere lo stesso colore. Inoltre visto che i quark non esistono liberi, l'urto deve avvenire tra protone e antiprotone oppure tra protone e protone.

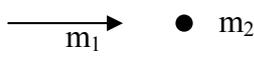
La distribuzione di impulso dei quark all'interno dei protoni segue le funzioni di struttura (ad esempio vedi figura 8.18 a pag 281 del Perkins), che presentano un valore medio intorno ad $x=0.2-0.25$.

Si ha di conseguenza: $S_{qq} = S_{pp} \cdot x_q \cdot x_{\bar{q}}$ e se $x_q = 0.2 \div 0.25$, si deduce che l'energia nel centro di massa deve essere $\sqrt{S_{pp}} = 400 \div 600 \text{ GeV}$ per produrre un W o una Z nel centro di massa.

Le macchine acceleratrici al CERN alla fine degli anni 70 non arrivavano a tale \sqrt{s} .

Il Super-proton-Sincrotrone (SpS, di raggio $r=1100 \text{ m}$) aveva:

$$E_{\text{max}} = 400 \text{ GeV}$$

e funzionava come acceleratore su bersaglio fisso : 

$$\begin{aligned} (\sqrt{s})^2 &= (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = E_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2 - \vec{p}_1^2 = \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2 \\ &= 2m_p(E_1 + m_p) = 800 \quad \text{GeV} \\ \Rightarrow \quad \sqrt{s} &= 20 \div 30 \quad \text{GeV} \end{aligned}$$

L'idea di Rubbia fu quella di trasformare il SpS in $Sp\bar{p}S$.

Per l' $Sp\bar{p}S$:

$$(\sqrt{s})^2 = 4E_1^2 \Rightarrow \sqrt{s} = 800 \quad \text{GeV}$$

La cosa difficile era pero' di ottenere un fascio di anti-protoni sufficientemente intenso, perche' :

$$\text{Rate di interazione} = L \times \sigma = \frac{n_1 n_2 f_0}{\pi/4 \rho^2} \times \sigma \quad (\text{dove } n_1 \text{ ed } n_2 \text{ sono il numero di particelle}$$

per fasci, f_0 e' la frequenza di rotazione, e ρ e' la sezione trasversa del fascio ($\sim 100 \mu\text{m}$))

$$\sigma \cdot BR(p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e\nu + X) = 0.5 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$$

$$\text{Rate} = \frac{n_1 n_2 f_0}{\pi/4 (0.01)^2 \text{ cm}^2} \times 0.5 \times 10^{-33} \text{ cm}^2 = n_1 n_2 f_0 \times 10^{-29} \text{ s}^{-1}.$$

Ovvero bisognava ottenere n_1, n_2 ed f molto grandi per compensare $\sigma \times BR$.

Il fascio regolare di protoni del SpS poteva essere usato per creare anti-protoni, che venivano catturati e accumulati. Gli anti-protoni ri-entravano poi nel $Sp\bar{p}S$ ma in direzione opposta ai protoni.

Nel 1978 fu deciso l' $Sp\bar{p}S$

Nel 1981 $Sp\bar{p}S$ inizio' i lavori.

Nel 1982 i due esperimenti (UA1 e UA2) all' $Sp\bar{p}S$ iniziarono a prendere dati.

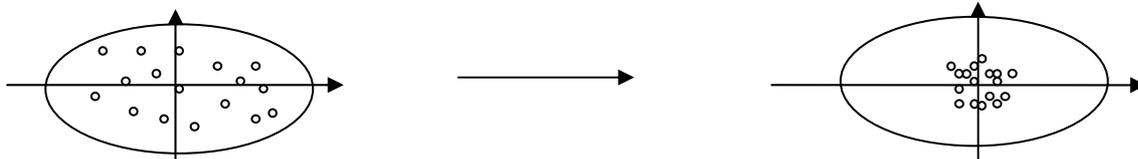
Nel 1983 UA1 scopre il W e la Z (seguiti, dopo pochi giorni, da UA2).

→ Rubbia e Van der Meer prendono il premio Nobel,

Un problema particolarmente difficile era comprimere il fascio di antiprotoni di modo da farlo diventare denso a sufficienza per collidere con i protoni circolanti nel verso opposto. L'ingegnere Van der Meer riuscì a risolvere questo problema sviluppando quello che fu chiamato "stochastic cooling". L'idea e' la seguente:

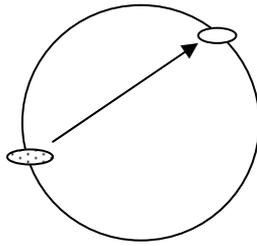
Gli anti-protoni vengono prodotti dall'interazione dei protoni di 26 GeV del PS su bersaglio fisso. Gli anti-protoni vengono accumulati al " \bar{p} stacking ring" e vengono "raffreddati" a 3.5 GeV. Infine venono immessi nel $Sp\bar{p}S$ in direzione opposta ai protoni.

La distribuzione nello spazio delle fasi degli anti-protoni e' tale da avere in una data ellisse (che rappresenta lo spazio delle fasi) i protoni distanziati tra loro nel vuoto. Il teorema di Lluville dice che lo spazio delle fasi e' incomprimibile (ovvero non si puo' restringere l'ellisse). Pero' nulla ci vieta ad avere tutti i protoni nel centro dell'ellisse e tutto il vuoto verso i bordi, senza modificare l'area dell'ellisse, ovvero non violando il teorema di Lluville.



Per comunicare ai protoni e anti-protoni come correggere la loro orbita (e dunque per raddensarli nel centro) si trasmetteva il segnale attraverso l'anello. In questo modo il segnale di correzione arrivava prima del fascio, che segue la traiettoria piu' lunga, lungo la

circonferenza.



Lo “stochastic cooling” permise di ottenere alte luminosita’ all’ $S\bar{p}pS$:

$$L = 5 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{nel 1982.}$$

L’articolo che annunciava la scoperta del W e’:

UA1 Collaboration: “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ”, Phys.Lett.122B, 403, 1983.

Nel seguito ci concentriamo, come esempio, sull’esperimento UA1.

Vediamo come UA1 rivela il decadimento del W e ne ricostruisce la massa.

Il decadimento selezionato era il decadimento semileptonico del W:

$$p\bar{p} \rightarrow W^\pm X \rightarrow l^\pm \nu X$$

Il decadimento adronico non era ideale per la ricerca della nuova particella in quanto ha un fondo adronico non risonante $p\bar{p} \rightarrow X$ dominante:

$$\sigma(p\bar{p}) \sim 40 \times 10^{-27} \text{ cm}^{-2} \text{ a } 500 \text{ GeV}$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \sim 5 \times 10^{-33} \text{ cm}^{-2} \text{ a } 500 \text{ GeV}, \text{ ovvero } 5 \text{ ordini di grandezza piu' piccolo.}$$

La segnatura di un leptone ad alto p e p_T accompagnato da energia mancante in direzione opposta permette invece una buona discriminazione segnale-fondo.

Il W decade in $e\nu$ e $m(W)=m(e\nu)$.

Il neutrino pero’ non e’ rivelabile perche’ interagisce molto poco con la materia, ma si manifesta come mancanza di energia e momento, ovvero il suo quadri-impulso e’ ricostruibile dalla cinematica dell’evento:

$$E_\nu = \sqrt{s} - \sum E_i \quad \text{dove la somatoria e' su tutte le particelle nell'evento.}$$

$$p_T^\nu = 0 - p_T$$

In genere si lavora sul piano trasverso al fascio (xy) perche’ l’energia del quark e dell’anti-quark non sono note (solo a livello probabilistico, via le funzioni di struttura del protone) e dunque non sono note le componenti lungo il fascio, ovvero $E_z(q \bar{q})$ e p_z , mentre e’ nota la componente trasversa: $p_T=0$.

Inoltre, al “secondo ordine”, la diffusione multipla, ovvero la risoluzione, in z e’ peggiore di quella in xy, perche’ il materiale attraversato e’ maggiore. Mentre in xy il materiale attraversato e’ Δr , lungo z e’ $\Delta d = \Delta r / \cos\theta$.

In genere in un esperimento di urti protone / anti-protone o protone / protone si lavora sempre nel piano trasverso e poi si estraggono le quantita’ tridimensionali con fit.

Una relazione importante e’ quella che c’e’ tra M_X e p_T . Ad esempio per $X \rightarrow 1,2$ si ha:

$$M_X^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 - p_1^2 - p_2^2 - 2p_1p_2 \cos\theta = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cos\theta$$

se si approssima $m=0$ in quanto $m \ll M_W$

$$= 2p_1 p_2 (1 - \cos \theta)$$

Se si suppone che la componente parallela lungo l'asse del fascio sia nulla, $p_{\parallel}=0$, si ha:

$$M_X^2 = 2p_{T1} p_{T2} (1 - \cos \phi_{12})$$

Se X viene prodotto a riposo e dunque l'angolo ϕ tra la particella 1 e 2 e' 180, si ha:

$$M_X^2 = 4p_T^2 \quad \Rightarrow \quad p_T = \frac{M_X}{2}$$

Un oggetto pesante che decade produrrà' delle particelle con un p_T dell'ordine di $M/2$, dunque per $W \rightarrow e\nu$, $p_T(e, \nu) \sim 40$ GeV.

Dobbiamo rivelare elettroni, muoni e neutrini con momento trasverso /momento trasverso mancante alto (~ 40 GeV).

Caratteristiche del rivelatore:

- 1) Traccie cariche e misura del momento

$$\Rightarrow \text{Camera a deriva fino a } |\eta| < 3 \quad (\eta = -\log(\tan \frac{\theta}{2}))$$

$$\Rightarrow \text{Campo magnetico di } 0.7 \text{ Tesla}$$

- 2) Calorimetro elettro-magnetico per misurare E(elettrone)
- 3) Calorimetro adronico per misurare E(jet) ed E(mancante) per $\theta > 0.2^\circ$
- 4) Rivelatore di muoni.

La dimensione di UA1 era di 7 metri (lunghezza) x 3.5 (larghezza) x 3.5 (altezza).

L'efficienza nella identificazione e ricostruzione degli elettroni era del 98%, la risoluzione in

energia $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}}$. Per il calcolo di energia mancante l'accettanza era fino a $\theta > 0.2^\circ$ e la

risoluzione in energia mancante trasversa di 4 GeV circa.

I dati che hanno portato alla scoperta del W furono raccolti in 30 giorni tra Novembre e Dicembre del 1982, per una luminosita' totale di $L=18 \text{ nb}^{-1}$, ovvero corrispondente a 10^9 collisioni protone / anti-protone a 540 GeV nel centro di massa.

Il numero di eventi aspettati era:

$$\text{Numero - eventi - aspettati} = 18 \text{ nb}^{-1} \times 0.4 \text{ nb} \sim 9 \text{ eventi} \times 1.5$$

dove si e' considerata un'efficienza del 100% e il fattore 1.5 tiene conto dell'incertezza sul calcolo della sezione d'urto.

Il trigger rate era di 0.2 eventi al secondo. Il trigger era dato da 1) Ecalorimetrica > 10 GeV oppure 2) Etrasversa-jet > 15 GeV, oppure 3) Etrasversa > 40 GeV oppure 4) muone identificato.

In totale raccolsero 9.75×10^5 trigger di cui:

2125 eventi con una traccia di $p_T > 7$ GeV ed $E_T^{\text{miss}} > 15$ GeV.

Due analisi diverse procedevano da questo punto:

- 1) Ricerca del candidato elettrone (positrone)

Dei 2125 eventi solo 39 avevano un elettrone isolato e con il rivelatore perfettamente funzionante. Di questi solo 6 non erano accompagnati da jet ed avevano un p_T^{miss} opposto al p_T^e , e $E_T^{\text{miss}} \cong E_T^e$ e $\sum p_z = 0$.

- 2) Ricerca del candidato neutrino (antineutrino)

Dei 2125 eventi solo 70 avevano energia mancante $\sum E_T > 15$ GeV e dopo i tagli sulla qualita' del rivelatore (controllo canali morti, zone morte etc etc che potrebbero dare

una energia mancante non proveniente da neutrini) rimanevano solo 7 eventi con una traccia isolata e senza jet associati.

Gli eventi in comune alle 2 analisi erano 6 (vedi figure nell'articolo di UA1 o nel Goldhaber cap.12).

I fondi dominanti provenivano da pioni carichi che venivano identificati come elettroni oppure da fotoni che convertivano in una coppia elettrone/positrone di energia asimmetrica e/o di cui uno veniva perso.

La massa veniva estratta in due modi diversi:

1)

$$m_T = 2p_T^e p_T^{\nu} (1 - \cos \phi_{e\nu})$$

$$m_T < m_W$$

$$m_W > 73 \text{ GeV} / c^2$$

con un fit a m_T (in paragone con simulazioni MonteCarlo con diversi valori della massa) si otteneva $m_W = 80.3^{+0.4}_{-1.3} \text{ GeV}/c^2$.

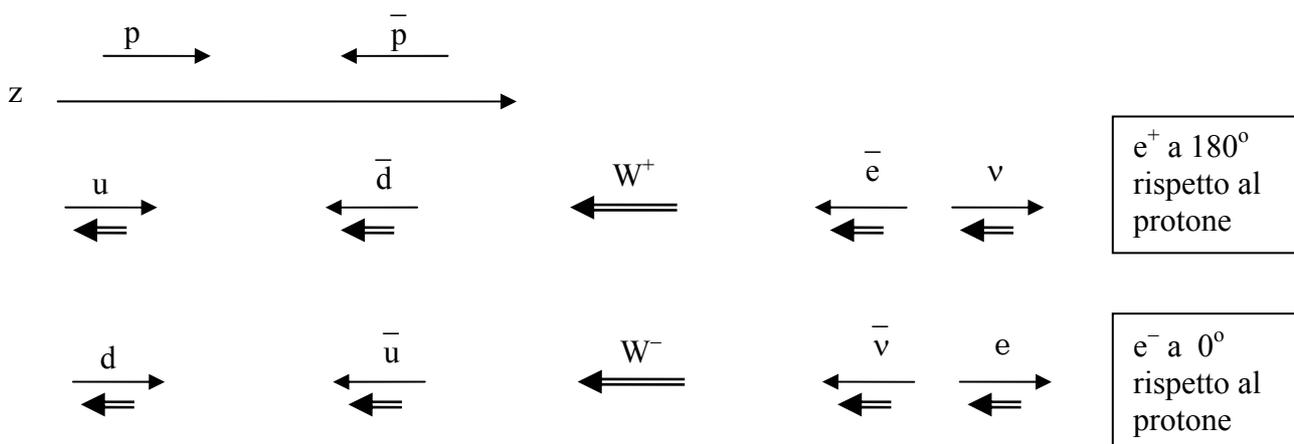
2) Da un fit alla distribuzione trasversa del momento del leptone $p_T(e)$, si otteneva:

$$m_W = 80.5 \pm 0.5 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{UA2} - 1983).$$

UA1 e UA2 fecero altre misure interessanti per verificare il Modello Standard. Ad esempio si puo' citare la misura che verifica la natura V-A della teoria.

Per produrre un W^\pm che ha spin $J=1$ dall'interazione di un quark u o d e un antiquark \bar{d} o \bar{u} , gli spin del quark e dell'anti-quark devono essere in direzione parallela tra di loro. Analogamente gli spin dell'elettrone e del neutrino in cui il W decade.

Se la teoria e' di tipo V-A, a seconda del segno del W cambiera' la direzione dello spin del neutrino e dunque della sua direzione di moto (e di conseguenza quella dell'elettrone o positrone), questo perche' il neutrino e' a massa nulla e puo' esistere solo come particella LEFT-handed :



Dunque ci si aspetta un'asimmetria Forward-Backward per elettrone e positrone, ovvero le distribuzioni angolari del leptone uscente saranno:

$$W^+ \rightarrow (1 - \cos\theta)^2$$

$$W^- \rightarrow (1 + \cos\theta)^2$$

La qual cosa e' stata verificata sperimentalmente! (Vedi pag 714 dell'articolo: Carlo Rubbia, "Experimental observation of the intermediate vector boson W+,W- and Z", Rev. of Mod. Phys. 57 , July 1985).

La scoperta del bosone Z segui' rapidamente quella del W. Nel run successivo l' $Sp\bar{p}S$ aumento l'energia nel centro di massa da 540 GeV a 630 GeV, fondamentali per produrre un bosone Z a riposo, considerando che il bosone Z ha una massa di circa 10 GeV piu' alta del bosone W e considerando che il valore medio della x del quark e' di 0.2-0.25. La sezione d'urto di produzione di Z in urti protone /anti-proton e' circa 1/10 di quella di produzione di W

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + X) \sim \frac{1}{10} \sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X)$$

La ricerca del bosone Z avvenne nel canale leptonic $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$, ovvero cercando due depositi di energia uguale e back-to-back nel calorimetro elettromagnetico, o due muoni di momento uguale e back-to-back nelle camere a muoni.

Il primo segnale era composto da 4 eventi $Z \rightarrow e^+e^-$ e 5 eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (vedi articolo di Rubbia a pag 718 e 719).

La massa invariante dei due leptoni dava la massa del bosone Z:

$$m_Z = 93 \pm 2.9 \text{ GeV}/c^2$$

Inoltre:

$$\sigma \times \text{BR} = 58 \pm 21 \pm 9 \text{ pb}$$

Un primo test del modello standard era dunque possibile:

$$M_W = M_Z \cos \theta_w \quad \Rightarrow \quad \sin \theta_w = 0.220 \pm 0.009$$

In accordo con gli esperimenti con neutrini.

Inoltre:

$$\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_w} = 1.000 \pm 0.036$$

compatibile con il modello di Glashow Salam e Weinberg.