
Interazioni Elettrodeboli

prof. Francesco Ragusa
Università di Milano

Lezione n. 19

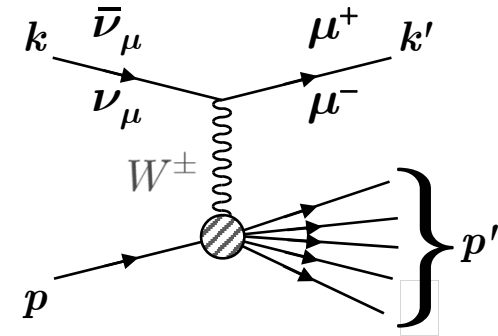
12.12.2022

Deep inelastic scattering di neutrini
Modello a partoni del nucleone
Distribuzioni di quark nei nucleoni
Scoperta delle correnti neutre

anno accademico 2022-2023

Neutrino deep inelastic scattering (DIS)

- Il diagramma per la diffusione profondamente anelastica di neutrini da neutrone è
- Si può parametrizzare l'elemento di matrice adronico per studiare interazioni profondamente anelastiche di neutrini (antineutrini)
- Un formalismo analogo a quello che si utilizza per lo scattering anelastico di elettroni
- Per la sezione d'urto differenziale si trova



$$\frac{d\sigma}{dE'_\mu d\Omega} \sim G^2 L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}$$

- Il tensore $L^{\alpha\beta}$ è lo stesso di quello utilizzato nello studio delle interazioni leptoniche di neutrini (era $M^{\mu\nu}$ o $N^{\mu\nu}$, diapositiva [517](#))
- Il tensore $W^{\alpha\beta}$ si parametrizza con tre funzioni di struttura (funzioni di due variabili cinematiche)

$$W^{\alpha\beta} = -g^{\alpha\beta} W_1 + \frac{1}{m_p^2} p^\alpha p^\beta W_2 - \frac{i}{2m_p^2} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} p_\gamma q_\delta W_3$$

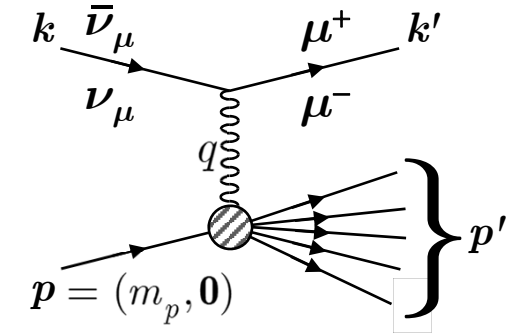
Neutrino deep inelastic scattering (DIS)

- Nel deep inelastic scattering si utilizzano le variabili $Q^2 = -q^2$ e $\nu = E_\nu - E_\mu$
- Lo scattering non è elastico e una sola variabile non è sufficiente

$$q^2 = (k - k')^2 = k^2 + k'^2 - 2k \cdot k' \approx -2k \cdot k' \approx -2E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta)$$

$$q^2 = -4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad Q^2 = -q^2$$

$\nu = E_\nu - E_\mu$ Inoltre, per la conservazione del 4-momento, si ha $p' = p + q$



- Sviluppando

$$p'^2 = (p + q)^2 \quad \Rightarrow \quad M^{*2} \equiv p'^2 = m_p^2 + q^2 + 2q \cdot p$$

$$M^{*2} = m_p^2 + q^2 + 2m_p \nu$$

M^* massa invariante del sistema adronico

- Per la sezione d'urto si trova ($W_i = W_i(Q^2, \nu)$)

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2 d\nu} = \frac{G^2}{2\pi} \frac{E_\mu}{E_\nu} \left(2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \pm W_3 \frac{E_\nu + E_\mu}{m_p} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

- Il segno $\pm$ della funzione W_3 è conseguenza della violazione di parità
 - Vale $+$ per i neutrini
 - Vale $-$ per gli antineutrini

Le variabili x e y

- Si sostituiscono di solito le variabili Q^2 e $\nu = E_\nu - E'_\mu$ con le due variabili adimensionali x e y più adeguate per descrivere il limite di alto Q (scaling)

$$x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \qquad y = \frac{\nu}{E_\nu}$$

- Le variabili x e y possono essere espresse in funzione di invarianti relativistici

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$$

- Si può facilmente verificare che le espressioni precedenti si riducono alle espressioni originali nel sistema di laboratorio
- Vediamo quali sono le regioni fisiche delle variabili x e y

- Iniziamo con

$$x = \frac{-q^2}{2m_p \nu}$$

- Sappiamo che, trascurando le masse dei leptoni

$$q^2 \approx -4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2} \leq 0$$

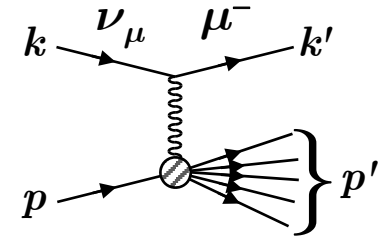
- Inoltre $\nu = E_\nu - E_\mu > 0$ quindi $x \geq 0$

Le variabili x e y

- Ricordiamo la massa invariante del sistema adronico

$$k + p = k' + p' \quad p' = (k - k') + p = q + p$$

$$M^{*2} = p'^2 = (q + p)^2 = q^2 + m_p^2 + 2m_p \nu$$



- Poiché $M^{*2} \geq m_p^2$

$$q^2 + 2m_p \nu \geq 0 \quad 2m_p \nu \geq -q^2 \quad 1 \geq \frac{-q^2}{2m_p \nu} \quad \boxed{1 \geq x}$$

- Mettendo insieme i due risultati

$$\boxed{0 \leq x \leq 1}$$

- Per quanto riguarda y

$$\boxed{y = \frac{\nu}{E_\nu}} \quad y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu}$$

- Concludiamo che

$$\boxed{0 \leq y \leq 1}$$

- Può infine essere utile anche l'espressione invariante per ν , simile, ovviamente, a quella di y

$$\boxed{y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}}$$

$$\boxed{\nu = \frac{p \cdot q}{m_p}}$$

Le variabili x e y

- Disegniamo la regione cinematica permessa

$$\frac{-q^2}{2m_p\nu} \leq 1 \quad Q^2 \leq 2m_p E_\nu \frac{\nu}{E_\nu} = 2m_p E_\nu y$$

- Nel piano $Q - y$, la regione cinematica permessa è limitata da una retta Q^2 in funzione di y

- Inoltre $x = \frac{Q^2}{2m_p\nu}$

- Pertanto $Q^2 = x(2m_p E_\nu)y$

- Una famiglia di rette

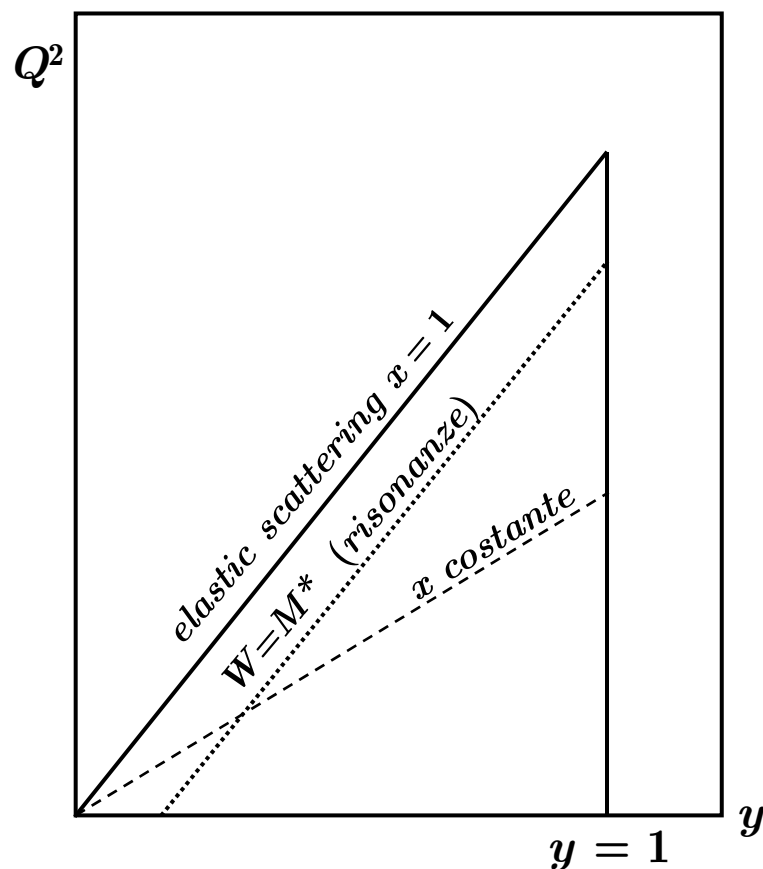
- Infine

$$M^{*2} - m_p^2 = -Q^2 + 2m_p\nu$$

$$Q^2 = 2m_p\nu - (W^2 - m_p^2)$$

$$Q^2 = 2m_p E_\nu y - (W^2 - m_p^2)$$

- Ribadiamo che per lo scattering elastico si ha $x = 1$



Variabili cinematiche

- Troviamo una relazione fra y e $\cos\theta$
- Ricordiamo la definizione delle variabili x e y

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q} \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$$

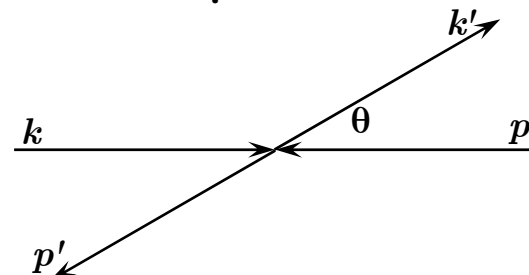
$$y = \frac{p \cdot (k - k')}{p \cdot k} = 1 - \frac{p \cdot k'}{p \cdot k}$$

$$1 - y = \frac{p \cdot k'}{p \cdot k}$$

- Consideriamo il sistema di c.m. e trascuriamo le masse delle particelle

$$s = (p + k)^2 \approx 2p \cdot k$$

$$p \cdot k' = E_p E_{k'} - |\mathbf{p}| |\mathbf{k}'| \cos(\pi - \theta)$$



- Pertanto

$$E_p \approx |\mathbf{p}| \approx E_{k'} \approx |\mathbf{k}'| \approx \frac{\sqrt{s}}{2}$$

$$\frac{p \cdot k'}{p \cdot k} = \frac{\frac{s}{4}(1 + \cos\theta)}{\frac{s}{2}} = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)$$

- Infine

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

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

Scaling di Bjorken

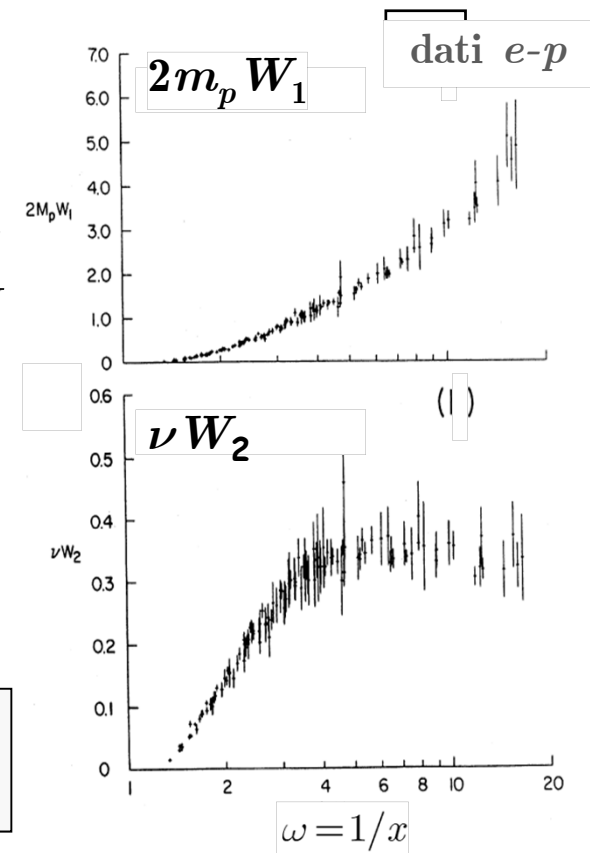
- La sezione d'urto per il DIS mostra un comportamento di tipo asintotico
 - Scoperto nel deep inelastic scattering $e-p$ a SLAC (Bjorken Scaling)
 - Vedi Nobel lectures 1990 di Kedall, Friedman, Taylor[†]
- Bjorken interpretò tutti i comportamenti asintotici osservati
 - Bjorken fece le seguenti assunzioni
 - Nel limite di grande Q^2
 - Nel limite di grande ν
 - Per valori finiti del loro rapporto $x = \frac{Q^2}{2m_p\nu} = \frac{1}{\omega}$
 - Sotto queste condizioni le funzioni di struttura W tendono a funzioni (universali) di x
 - La sezione d'urto dipende da una sola variabile cinematica come lo scattering elastico
 - Per il deep inelastic scattering di neutrini si ha

$$m_p W_1(Q^2, \nu) \rightarrow F_1(x) \quad \nu W_2(Q^2, \nu) \rightarrow F_2(x)$$

$$\nu W_3(Q^2, \nu) \rightarrow F_3(x)$$

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dxdy} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[xy^2 F_1(x) + (1-y)F_2(x) + xy \left(1 - \frac{y}{2} \right) F_3(x) \right]$$

- [†] <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/kendall-lecture-1.pdf>



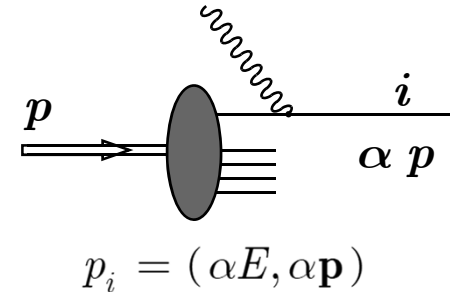
Il modello a partoni

- Interpretiamo lo scattering profondamente anelastico con il modello a partoni

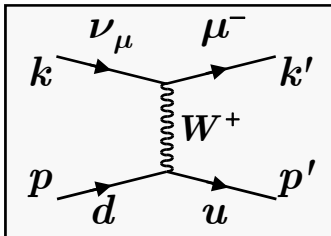
- Il nucleone è composto da partoni ciascuno dei quali trasporta una frazione α del momento del nucleone

- La probabilità che il partone i -esimo abbia una frazione α del momento totale del nucleone è data da

$$\frac{dP}{d\alpha} = f_i(\alpha)$$



- Nella ipotesi che i partoni siano quarks utilizziamo le sezioni d'urto per lo scattering di neutrini o antineutrini
- Ci limitiamo per adesso alle interazioni di correnti cariche, quelle cioè che vedono la variazione di carica ± 1 per il fermione e che sono mediate dai bosoni vettoriali $W^\pm$, ad esempio:



$$\Delta Q_{\nu \rightarrow \mu} = Q_f - Q_i = -1 - 0 = -1$$

$$\Delta Q_{d \rightarrow u} = Q_f - Q_i = \frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right) = 1$$

- Nello studio delle interazioni leptoniche avevamo visto che la sezione d'urto era

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2 s}{4\pi^2} |d_{i,j}|^2$$

- Dove d_{ij} erano le matrici di rotazione per $J = 1$

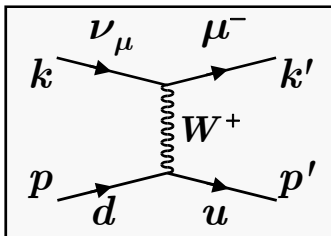
Interazione neutrino quark (CC)

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

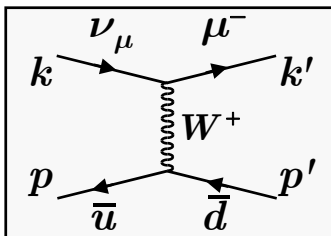
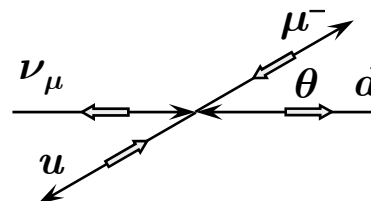
Vedi dia. **523**

$$J_z = 0$$

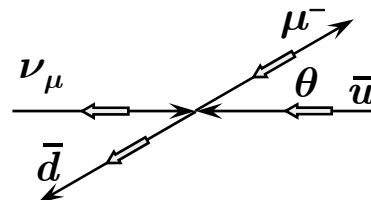
Isotropia



$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi}$$



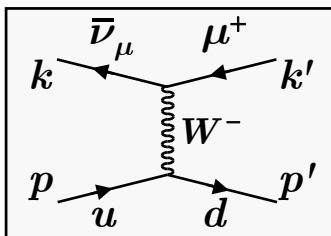
$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi} (1 - y)^2$$



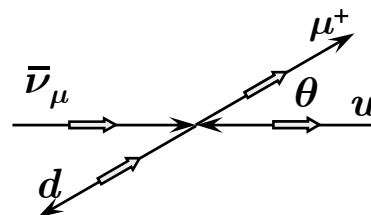
$$J_z = -1 \rightarrow J_z = -1$$

$$\mathfrak{M} \sim d_{-1,-1} \sim 1 + \cos \theta$$

$$\sigma = 0 \text{ per } \theta = \pi$$



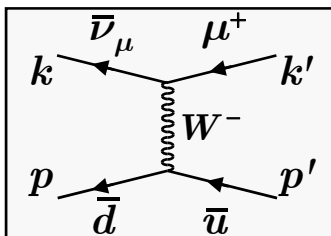
$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi} (1 - y)^2$$



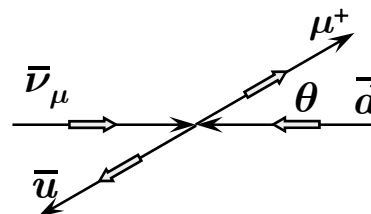
$$J_z = 1 \rightarrow J_z = 1$$

$$\mathfrak{M} \sim d_{1,1} \sim 1 + \cos \theta$$

$$\sigma = 0 \text{ per } \theta = \pi$$



$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{\pi}$$



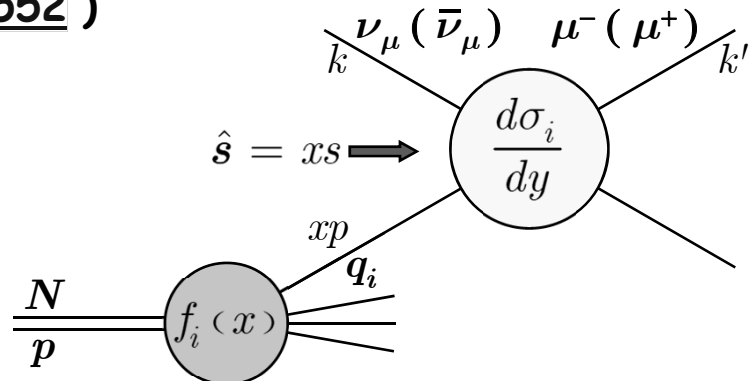
$$J_z = 0$$

Isotropia



Modello a partoni

- Utilizziamo il modello a partoni per interpretare i risultati dello scattering profondamente anelastico neutrino nucleone
- La sezione d'urto è la somma incoerente delle sezioni d'urto dei singoli partoni pesate con le distribuzioni $f_i(x)$
- La probabilità per il partone i -esimo di avere una frazione x del momento è $f_i(x)dx$ (si può dimostrare che x coincide con la variabile definita in 552)



$$\frac{d\sigma}{dy} = \sum_i f_i(x) dx \frac{d\sigma_i}{dy}$$

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \sum_i f_i(x) \frac{d\sigma_i}{dy}$$

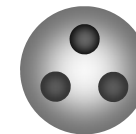
- Se un partone trasporta una frazione x del momento totale abbiamo che la variabile $\hat{s}$ per questo processo è (trascuriamo le masse)

$$\hat{s} = (k + xp)^2 \approx 2xk \cdot p = xs$$

- La sezione d'urto del partone i -esimo viene calcolata a questa energia

Modello a partoni

- Scriviamo l'espressione per la sezione d'urto ν - protone
- Il protone è composto da 2 quark u e un quark d più eventuali quarks/anti-quarks del mare ($g \rightarrow q \bar{q} \rightarrow g$)
- Il neutrino interagisce solo con i quark di valenza d oppure con antiquark $\bar{u}$ del mare
- La sezione d'urto ν - p pertanto è ($f_q(x) \rightarrow q(x)$)



$$\frac{d\sigma^{\nu p}}{dxdy} = d_p(x) \frac{d\sigma_{\nu d}}{dy} + \bar{u}_p(x) \frac{d\sigma_{\nu \bar{u}}}{dy}$$

$$\boxed{\frac{d\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[d_p(x) + \bar{u}_p(x)(1-y)^2 \right]}$$

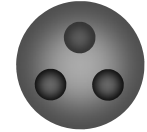
- Analogamente la sezione d'urto $\bar{\nu}$ - p
- L'antineutrino interagisce solo con i quark di valenza u oppure con antiquark $\bar{d}$ del mare

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = u_p(x) \frac{d\sigma_{\bar{\nu} u}}{dy} + \bar{d}_p(x) \frac{d\sigma_{\bar{\nu} \bar{d}}}{dy}$$

$$\boxed{\frac{d\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[u_p(x)(1-y)^2 + \bar{d}_p(x) \right]}$$

Modello a partoni

- Scriviamo l'analogia espressione per la sezione d'urto ν - neutrone
- Il neutrone è composto da 2 quark d e un quark u più eventuali quarks/anti-quarks del mare ($g \rightarrow q \bar{q} \rightarrow g$)
- Il neutrino interagisce solo con i quark di valenza d oppure con antiquark $\bar{u}$ del mare
- La sezione d'urto ν - n pertanto è



$$\frac{d\sigma^{\nu n}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[d_n(x) + \bar{u}_n(x)(1-y)^2 \right]$$

- Analogamente la sezione d'urto $\bar{\nu}$ - n
- L'antineutrino interagisce solo con i quark di valenza u oppure con antiquark $\bar{d}$ del mare

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} n}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[u_n(x)(1-y)^2 + \bar{d}_n(x) \right]$$

Il modello a partoni

- Possiamo assumere che n e p siano un doppietto di isospin
 - Sono sistemi speculari rispetto a scambio $u \leftrightarrow d$

$$d_p(x) = u_n(x) = d(x) \quad p \quad \begin{array}{c} \bullet \\ \bullet \quad \bullet \end{array} \quad \begin{array}{c} d \\ u \quad u \end{array}$$

$$u_p(x) = d_n(x) = u(x) \quad n \quad \begin{array}{c} \bullet \\ \bullet \quad \bullet \end{array} \quad \begin{array}{c} u \\ d \quad d \end{array}$$

- Otteniamo per le 4 sezioni d'urto

$$\frac{d\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[d(x) + \bar{u}(x)(1-y)^2 \right]$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[u(x)(1-y)^2 + \bar{d}(x) \right]$$

$$\frac{d\sigma^{\nu n}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[u(x) + \bar{d}(x)(1-y)^2 \right]$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} n}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[d(x)(1-y)^2 + \bar{u}(x) \right]$$

- Pertanto misurando le 4 sezioni d'urto in funzione di x e y si possono ricavare le 4 funzioni di distribuzione

La misura delle funzioni di distribuzione

- Da un punto di vista sperimentale occorre tenere conto che le sezioni d'urto di neutrini e antineutrini sono molto basse
 - Per aumentare la statistica occorre utilizzare materiali densi invece di idrogeno e deuterio
 - Si utilizzano come bersagli i cosiddetti materiali isoscalari i cui nuclei contengono lo stesso numero di neutroni e protoni
- Le sezioni d'urto misurate sono in questo caso la media delle due sezioni d'urto trovate

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^{\nu p}}{dx dy} + \frac{d\sigma^{\nu n}}{dx dy} \right)$$

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} x \left[q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2 \right]$$

- Dove $q(x) = d(x) + u(x)$

- Analogamente per le sezioni d'urto di antineutrini

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^{\bar{\nu} p}}{dx dy} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu} n}}{dx dy} \right)$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} x \left[q(x)(1-y)^2 + \bar{q}(x) \right]$$

Il modello a partoni

- Confrontiamo la formula generale dello scattering "deep inelastic" di neutrini con la formula appena ricavata

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dxdy} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[xy^2 F_1 + (1-y) F_2 + xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3 \right]$$

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{2\pi} x \left[q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2 \right]$$

- Uguagliamo i coefficienti delle diverse potenze di y

$$F_2 - (F_2 - xF_3)y + \frac{x}{2}(2F_1 - F_3)y^2 = x[q(x) + \bar{q}(x)] - 2x\bar{q}(x)y + x\bar{q}(x)y^2$$

$$\begin{cases} F_2(x) = xq(x) + x\bar{q}(x) \\ F_2(x) - xF_3(x) = 2x\bar{q}(x) \\ 2F_1(x) - F_3(x) = 2\bar{q}(x) \end{cases}$$

$$F_2(x) = xq(x) + x\bar{q}(x)$$

Il modello a partoni

- Sostituendo la prima espressione nella seconda equazione

$$xq(x) + x\bar{q}(x) - xF_3(x) = 2x\bar{q}(x)$$

$$F_3(x) = q(x) - \bar{q}(x)$$

- Sostituendo nella terza equazione

$$2F_1(x) = 2\bar{q}(x) + q(x) - \bar{q}(x)$$

$$2F_1(x) = q(x) + \bar{q}(x)$$

- Dal confronto delle soluzioni per F_2 e F_1 si ritrova la relazione di Callan Gross

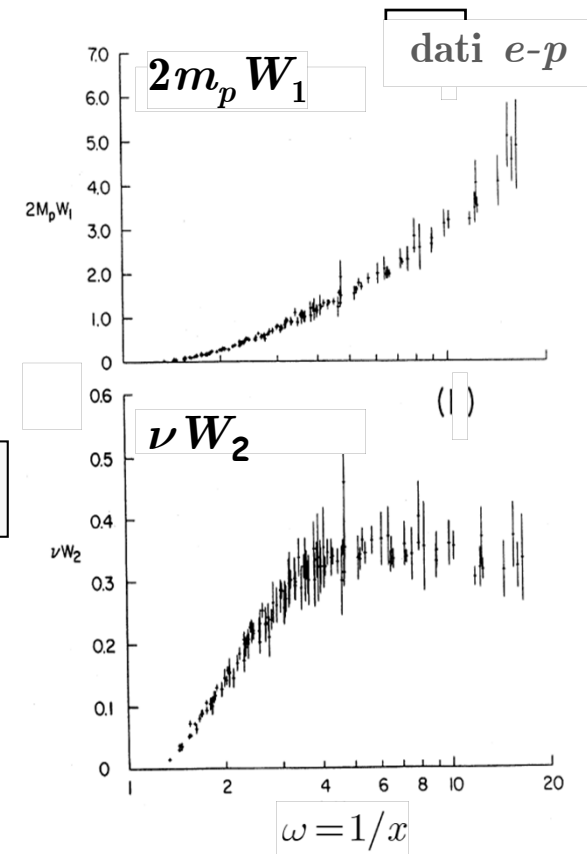
$$F_2(x) = xq(x) + x\bar{q}(x)$$

$$2xF_1(x) = F_2(x)$$

$$F_3(x) = q(x) - \bar{q}(x)$$

$$2F_1(x) = q(x) + \bar{q}(x)$$

$$\begin{cases} F_2(x) = xq(x) + x\bar{q}(x) \\ F_2(x) - xF_3(x) = 2x\bar{q}(x) \\ 2F_1(x) - F_3(x) = 2\bar{q}(x) \end{cases}$$



Sezione d'urto differenziale

- Adesso integriamo rispetto x le sezioni d'urto trovate con il modello a partoni

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} x [q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2] \quad \frac{d\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} x [q(x)(1-y)^2 + \bar{q}(x)]$$

- Per la sezione d'urto di neutrini abbiamo

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} \int_0^1 x [q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2] dx$$

- Posto

$$Q = \int_0^1 x q(x) dx \quad \bar{Q} = \int_0^1 x \bar{q}(x) dx$$

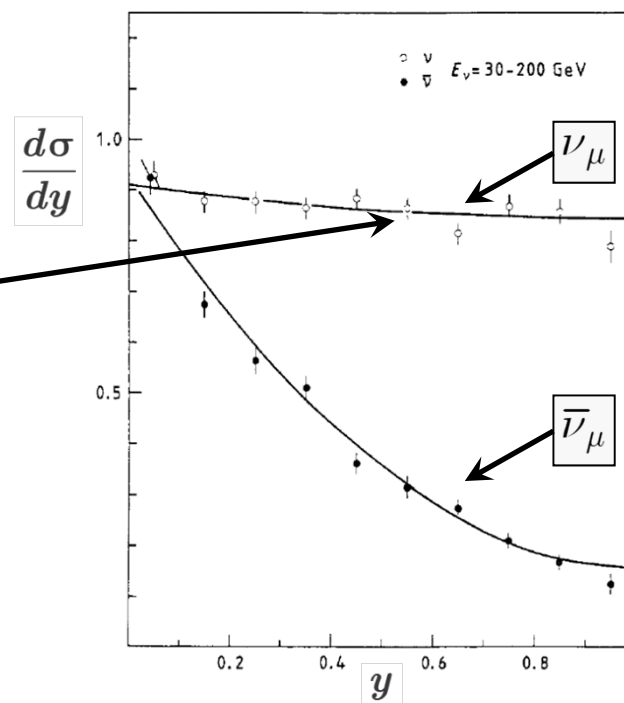
- Troviamo

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

- Analogamente per gli antineutrini

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

$$Q \gg \bar{Q}$$



Le distribuzioni confermano la struttura V-A

Sezione d'urto totale

- Possiamo infine calcolare le sezioni d'urto totali

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G^2 s}{2\pi} \int_0^1 [Q + \bar{Q}(1-y)^2] dy$$

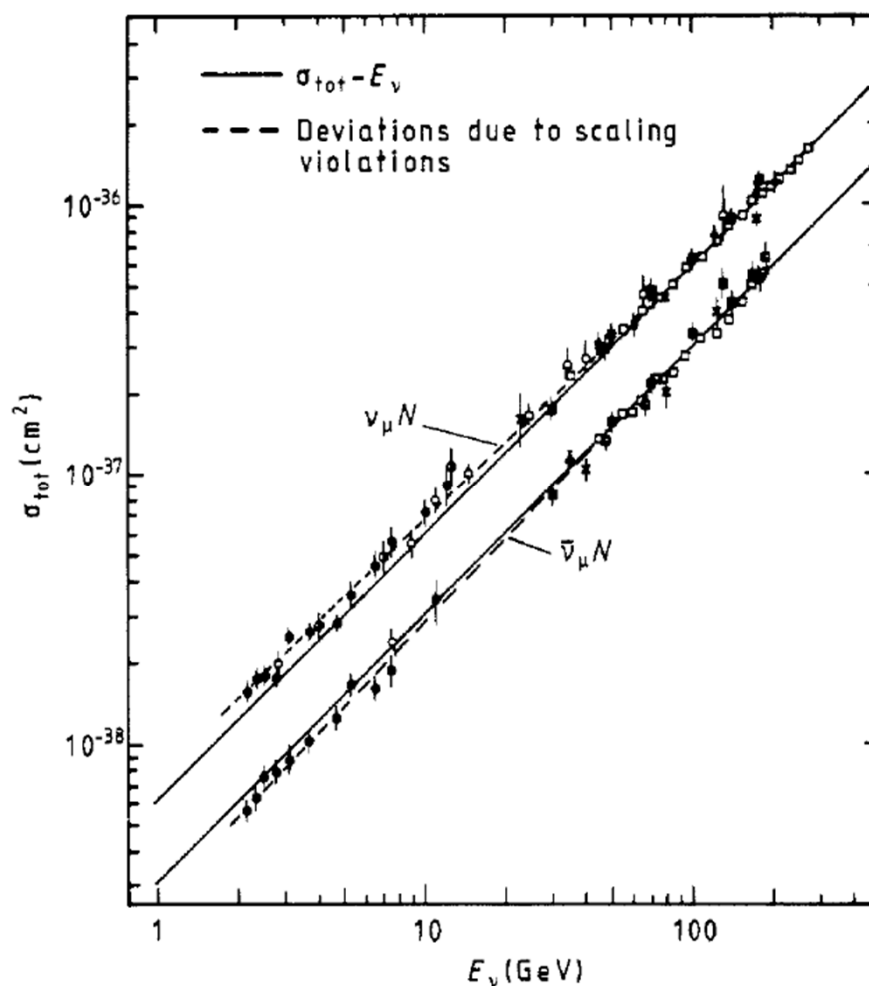
- Ricordiamo che $s = 2m_N E_\nu$
- Otteniamo

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(Q + \frac{\bar{Q}}{3} \right)$$

- Analogamente

$$\sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{Q}{3} + \bar{Q} \right)$$

- Escluso una piccola discrepanza a basse energie, l'andamento lineare della sezione d'urto previsto dal modello a partoni è confermato fino a energie ~ 300 GeV



Sezione d'urto totale

- Studiamo il coefficiente della dipendenza lineare delle due sezioni d'urto

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(Q + \frac{\bar{Q}}{3} \right) \quad \sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{Q}{3} + \bar{Q} \right)$$

- Preliminarmente, definiamo e calcoliamo il coefficiente k

$$\frac{G^2 s}{2\pi} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \rightarrow \frac{G^2 m_N}{\pi} (\hbar c)^2 E_\nu \equiv k E_\nu$$

$$k = \frac{(1.17 \times 10^{-5})^2 \times 0.938 \times 0.389 \times 10^{-27}}{\pi} = 1.59 \times 10^{-38}$$

- Sperimentalmente si trova

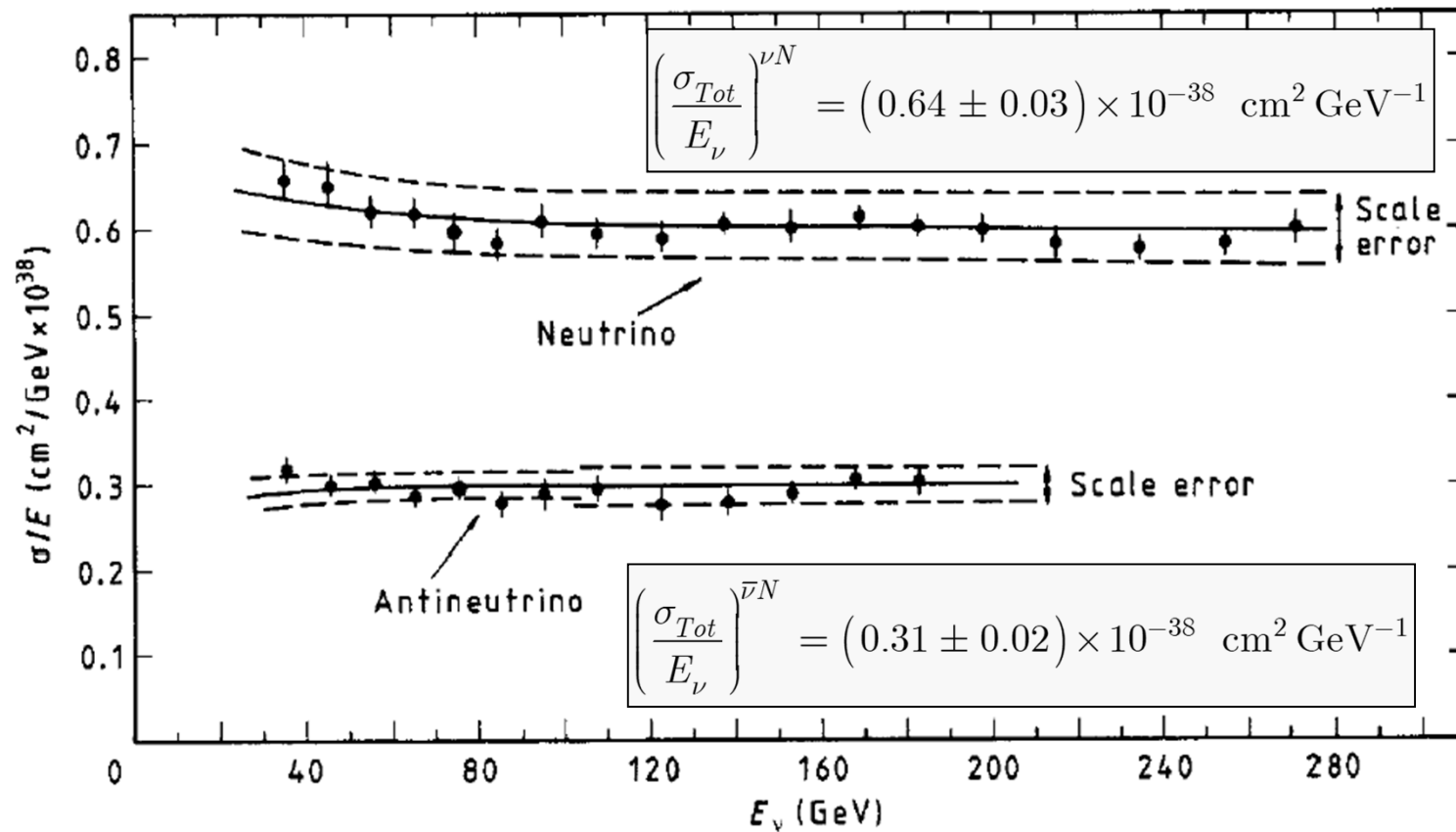
$$\left(\frac{\sigma_{Tot}}{E_\nu} \right)^{\nu N} = (0.64 \pm 0.03) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$$

$$\left(\frac{\sigma_{Tot}}{E_\nu} \right)^{\bar{\nu} N} = (0.31 \pm 0.02) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$$

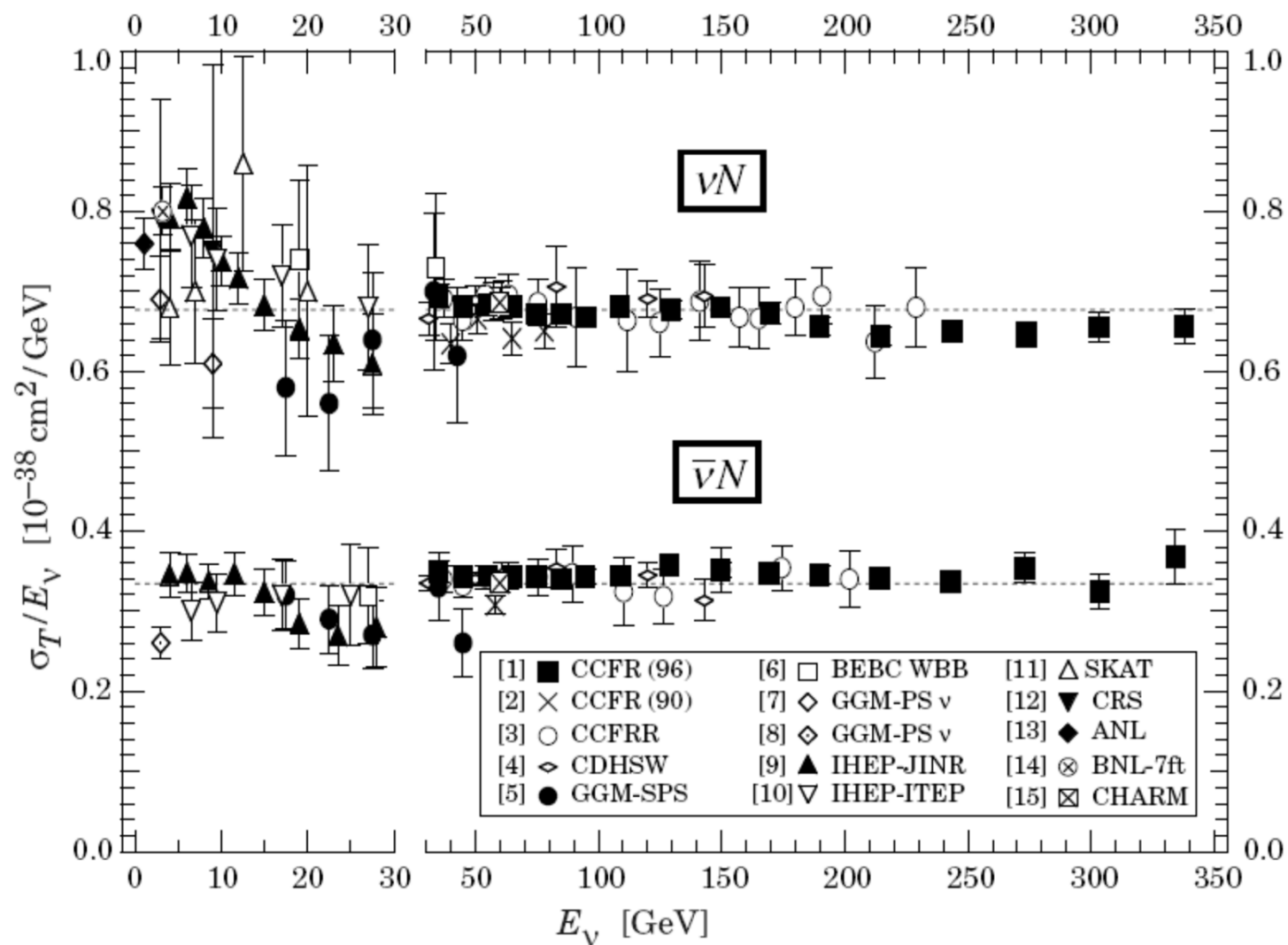
- Si possono ricavare $(Q + \bar{Q})$ e $(Q - \bar{Q})$



Sezione d'urto totale



Sezione d'urto totale



Sezione d'urto totale

• Si ottiene

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(Q + \frac{\bar{Q}}{3} \right) \quad \sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{G^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{Q}{3} + \bar{Q} \right)$$

$$\frac{1}{k} \frac{\sigma^{\nu N} + \sigma^{\bar{\nu} N}}{E_\nu} = \frac{4}{3} (Q + \bar{Q}) = 0.59 \pm 0.04$$

$$Q + \bar{Q} = 0.44 \pm 0.03$$

$$\frac{1}{k} \frac{\sigma^{\nu N} - \sigma^{\bar{\nu} N}}{E_\nu} = \frac{2}{3} (Q - \bar{Q}) = 0.207 \pm 0.014$$

$$Q - \bar{Q} = 0.311 \pm 0.021$$

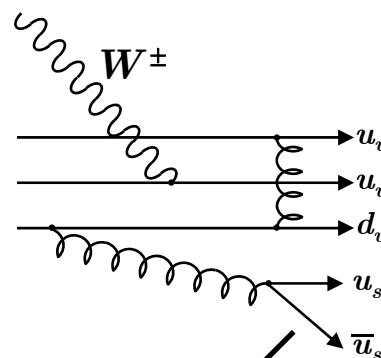
- La presenza di antiquark (del mare) è dovuta ai gluoni che si trasformano in coppie $q \bar{q}$

$$Q - \bar{Q} = Q_v + Q_s - \bar{Q}_s = Q_v = 0.311 \pm 0.021$$

$$Q_v = 0.311 \pm 0.021$$

- I quark trasportano circa il 44% del momento del nucleone di cui
 - I quark di valenza circa il 31%
 - I quark del mare circa il 13%

Il restante 56% è trasportato dai gluoni virtuali

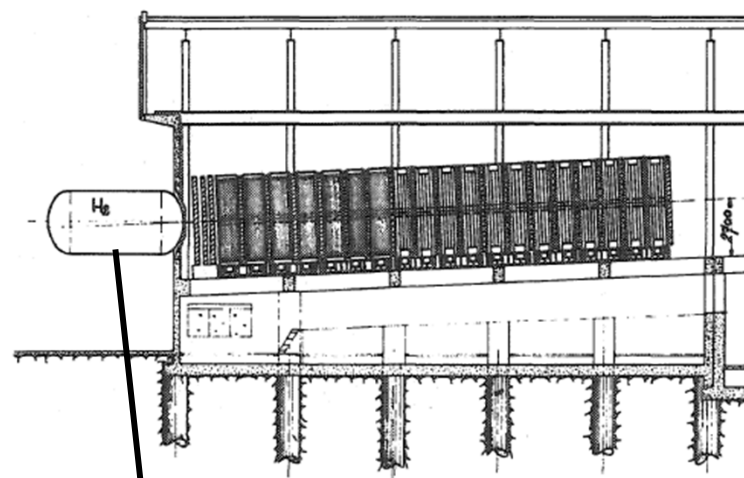


$$Q_s = \bar{Q}_s$$

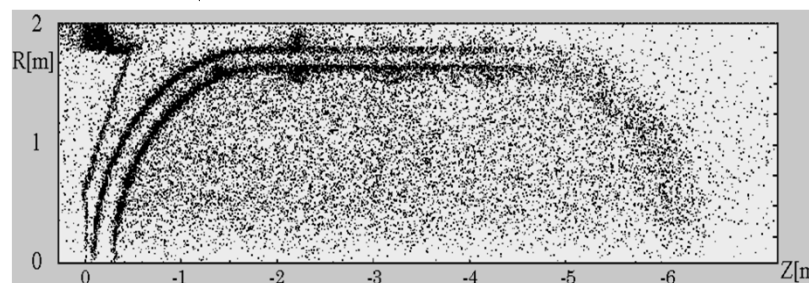
$$Q = \int_0^1 x q(x) dx$$

Le distribuzioni dei quark

- Le sezioni d'urto di neutrini e di anti-neutrini su neutroni e su protoni permettono di separare le distribuzioni dei quark up e down
- Per misurare le sezioni d'urto su protone e neutrone occorre utilizzare bersagli di idrogeno e di deuterio
- Purtroppo con questi materiali la massa del bersaglio è piccola
 - Esperimenti condotti tra la metà anni '70 e la metà anni '80
- La statistica degli eventi fu limitata (circa 1000 eventi per ogni esperimento)
- Le sezioni d'urto sono quindi integrate sulla variabile y
- Le misure più accurate sono state fatte dagli esperimenti
 - BEBC
 - CDHS



"neutrinografia"



Le distribuzioni $u(x)$ e $d(x)$

- La sezione d'urto neutrino - protone può essere integrata rispetto a y

$$\frac{d\sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{\pi} x \left[d(x) + \bar{u}(x)(1-y)^2 \right] \quad \alpha^{\nu p}(x) = \frac{\pi}{G^2 s} \frac{d\sigma^{\nu p}}{dx} = \frac{\pi}{G^2 s} \int_0^1 \frac{d\sigma^{\nu p}}{dx dy} dy$$

- Per le 4 sezioni d'urto si ottiene

$$\alpha^{\nu p}(x) = x \left[d(x) + \frac{1}{3} \bar{u}(x) \right]$$

$$\alpha^{\nu n}(x) = x \left[u(x) + \frac{1}{3} \bar{d}(x) \right]$$

$$\alpha^{\bar{\nu} p}(x) = x \left[\frac{1}{3} u(x) + \bar{d}(x) \right]$$

$$\alpha^{\bar{\nu} n}(x) = x \left[\frac{1}{3} d(x) + \bar{u}(x) \right]$$

- Si possono formare le combinazioni (per semplicità non si è indicata esplicitamente la dipendenza da x)

- Per il protone

$$\alpha^{\nu p} + \alpha^{\bar{\nu} p} = x \left[d + \bar{d} + \frac{1}{3}(u + \bar{u}) \right] \quad \alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p} = x \left[d - \bar{d} - \frac{1}{3}(u - \bar{u}) \right]$$

- Per il neutrone

$$\alpha^{\nu n} + \alpha^{\bar{\nu} n} = x \left[u + \bar{u} + \frac{1}{3}(d + \bar{d}) \right] \quad \alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n} = x \left[u - \bar{u} - \frac{1}{3}(d - \bar{d}) \right]$$

La distribuzione $u(x)$

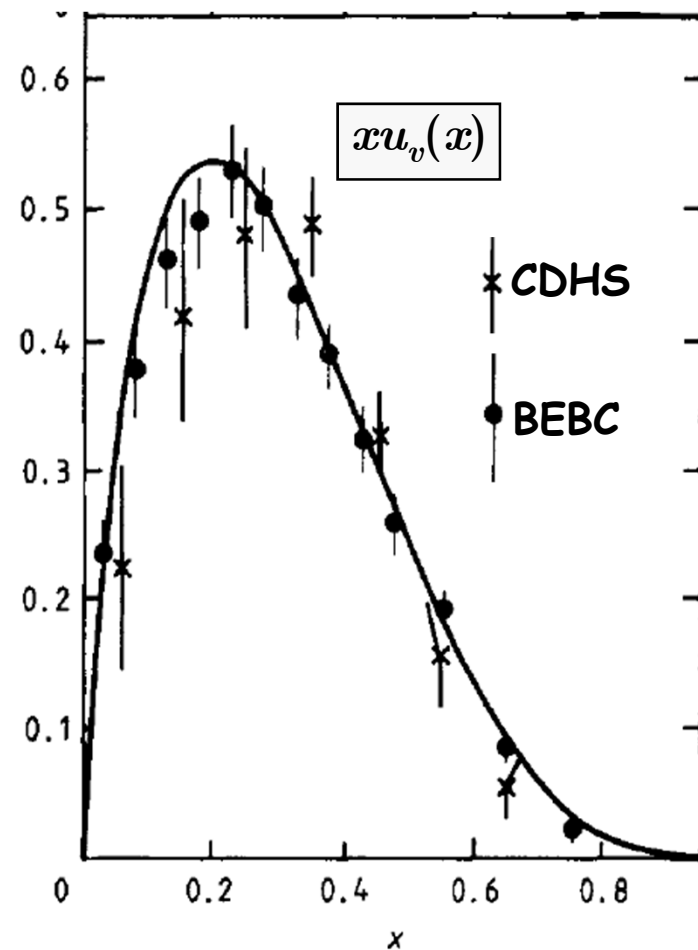
$$\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p} = x \left[d - \bar{d} - \frac{1}{3}(u - \bar{u}) \right]$$

$$\alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n} = x \left[u - \bar{u} - \frac{1}{3}(d - \bar{d}) \right]$$

- Possiamo a questo punto ricavare la distribuzione $u_v(x)$ per il quark di valenza up

$$\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p} + 3(\alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n}) = \frac{8}{3}x[u - \bar{u}]$$

$$xu_v(x) = \frac{3}{8}[\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p} + 3(\alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n})]$$



La distribuzione $d(x)$

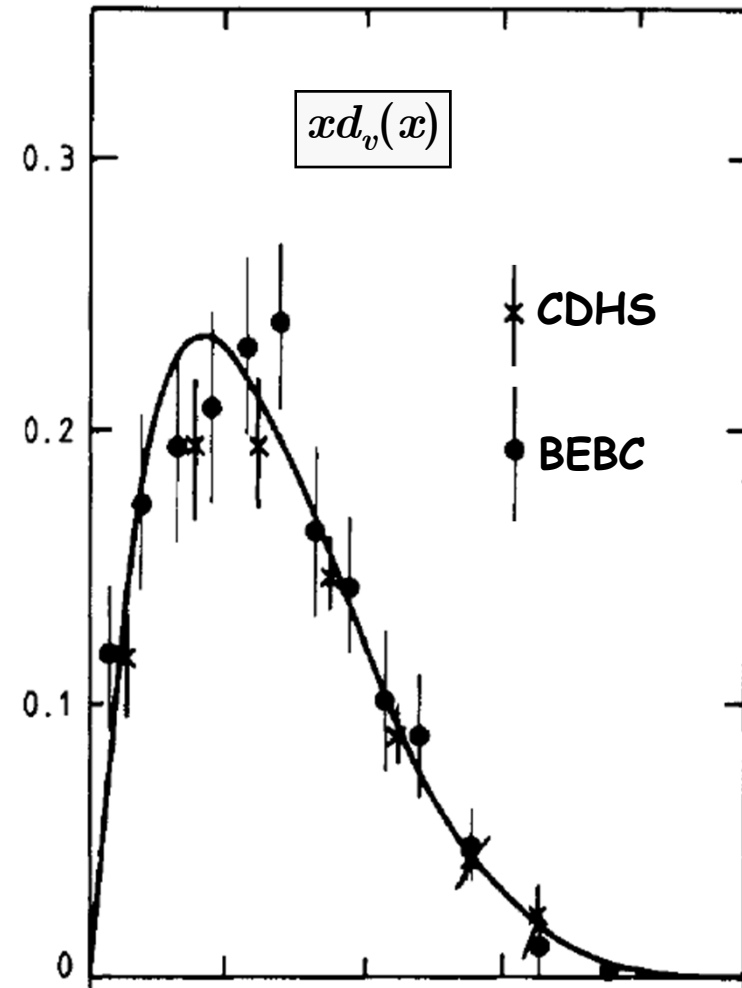
- Analogamente per la distribuzione del quark d

$$\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p} = x \left[d - \bar{d} - \frac{1}{3}(u - \bar{u}) \right]$$

$$\alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n} = x \left[u - \bar{u} - \frac{1}{3}(d - \bar{d}) \right]$$

$$3(\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p}) + \alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n} = \frac{8}{3}x[d - \bar{d}]$$

$$xd_v(x) = \frac{3}{8} [3(\alpha^{\nu p} - \alpha^{\bar{\nu} p}) + \alpha^{\nu n} - \alpha^{\bar{\nu} n}]$$



La scoperta delle correnti neutre

- La Teoria di Fermi ha consentito di interpretare una enorme quantità di fenomeni ma rimane il problema che è una teoria non rinormalizzabile
- Abbiamo visto che la Teoria di Fermi prevede che le sezioni d'urto dei processi di corrente carica dipendano linearmente dalla energia

$$\sigma \sim G^2 m_N E_\nu$$

- Evidentemente questo andamento non è accettabile perché diverge
- Abbiamo visto che l'introduzione di un bosone vettoriale come mediatore della forza rimuove il problema perché conduce ad una sezione d'urto asintotica non divergente (vedi diapositiva 544)

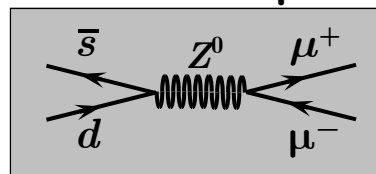
$$\sigma \sim \frac{g^4}{s} \sim \frac{G^2 M_W^4}{s}$$

- Questa circostanza potrebbe far pensare che si possa formulare la teoria in modo che essa sia rinormalizzabile
- Tuttavia abbiamo visto che la massa diversa da zero del BVI rende la teoria non rinormalizzabile

La scoperta delle correnti neutre

- Nel 1961 Glashow propose un modello per le interazioni deboli basato sul gruppo di gauge $SU(2) \times U(1)$
- Nel 1967 Weinberg e Salam introdussero il meccanismo della rottura spontanea della simmetria per introdurre la massa
- Nel 1971 't Hooft dimostrò che la teoria era rinormalizzabile
 - Il modello proposto prevedeva le correnti neutre
 - Tuttavia, nel corso degli anni 60, furono cercati, senza successo, decadimenti mediati da corrente neutra, come ad esempio

$$K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



- La corrente adronica genera una transizione da uno stato neutro (K^0) ad un altro stato neutro (il vuoto): $\Delta Q = 0$
- L'assenza del decadimento faceva ritenere che le correnti neutre o non esistessero o che avessero una intensità estremamente bassa
 - Nel 1970 Glashow, Iliopoulos, Maiani: meccanismo GIM per sopprimere le correnti neutre con cambiamento di flavour: FCNC
 - Le correnti neutre conservano il flavour dei fermioni
 - Possono esistere anche se non esiste $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

La scoperta delle correnti neutre

- Alla metà degli anni 60 A. Lagarrigue, A. Rousset e P. Musset prepararono la proposta per la costruzione di una camera a bolle per la ricerca del Bosone Vettoriale Intermedio W mediante fasci di neutrini
- La collaborazione era formata dai laboratori: Aachen, Brussels, CERN École Polytechnique Parigi, Londra, Milano, Orsay, Oxford
- Quando il rivelatore entrò in funzione nel 1971, le priorità di ricerca erano
 - Ricerca del BVI
 - Ricerca di leptoni pesanti
 - Deep inelastic scattering e violazione dello scaling
- L'interesse da parte dei fisici teorici al modello di Glashow, Weinberg, Salam aumentò notevolmente nel 1971 dopo il lavoro di 't Hooft sulla rinormalizzabilità della teoria

La scoperta delle correnti neutre

- Discussioni fra P. Musset, B. Zumino, P. Prentki e M.K. Gaillard attirarono l'attenzione degli sperimentali sulla ricerca delle correnti neutre

- Preferita dai teorici

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$

- Preferita dagli sperimentali

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + X$$

In tutti e due i processi non c'è il muone nello stato finale
E' una corrente neutra

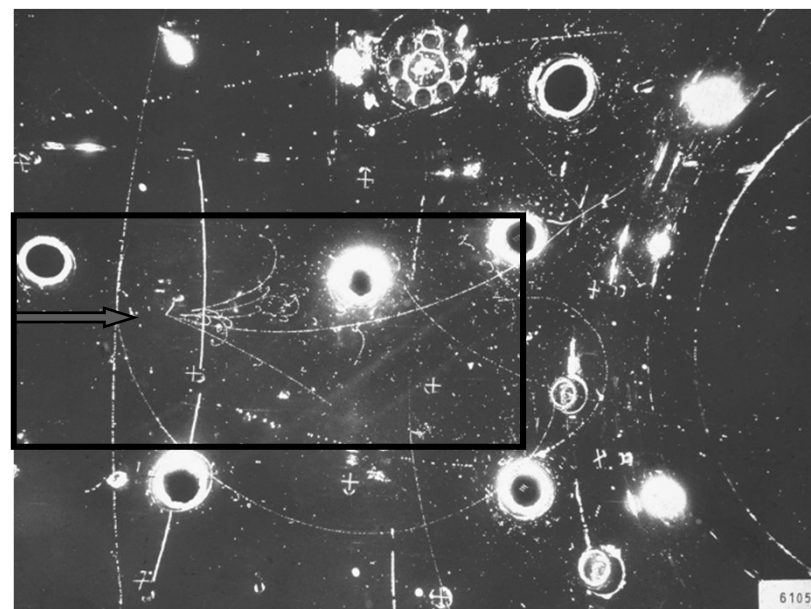
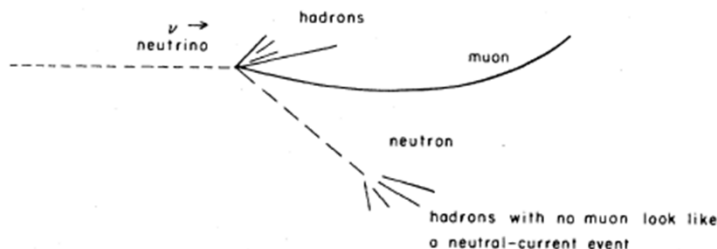
- Il primo processo aveva il vantaggio della estrema chiarezza e basso fondo ma la sua sezione d'urto era molto piccola

$$\sigma \sim G^2 m_e E_{\nu}$$

- Il secondo aveva il vantaggio di una "alta" sezione d'urto ma fondo adronico e difficoltà di calcolo teorico

La scoperta delle correnti neutre

- Furono osservate diverse fotografie di eventi senza muone
- Per potere affermare che si trattava di correnti neutre occorreva calcolare le probabilità di eventi di fondo:
 - Neutroni di alta energia che interagiscono nella camera a bolle
 - Produzione di muoni molto lenti che non si vedono nella camera
 - Muoni cosmici che fanno una interazione profondamente anelastica
- Il problema principale era il fondo di neutroni, studiato mediante gli "eventi associati"



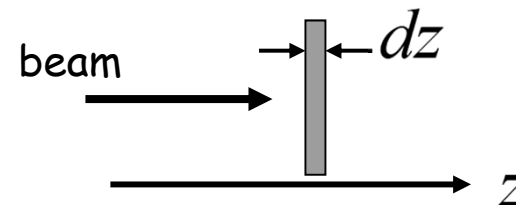
- L'idea era di dimostrare che
 - Le interazioni di neutrini sono distribuite uniformemente nel rivelatore
 - Le interazioni di neutroni hanno un andamento esponenziale

$$n(z) = n_0 e^{-\rho_T \sigma z}$$

La distribuzione spaziale degli eventi

- Sappiamo che il numero degli eventi prodotti in uno spessore dz di materiale è

$$dn = n_o \rho_T A dz \frac{\sigma}{A} = n_o \rho_T dz \sigma$$

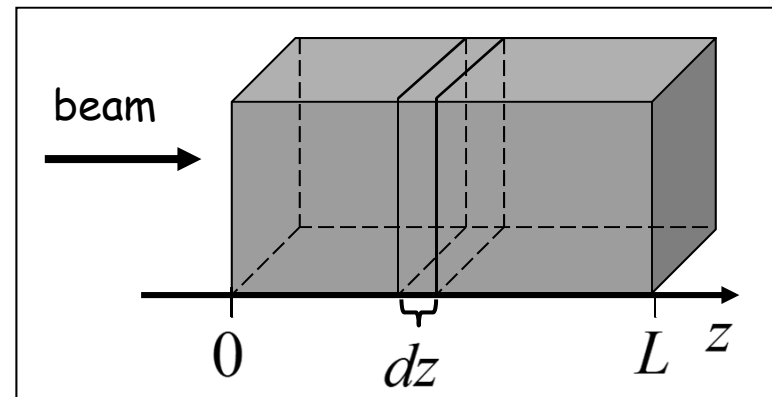


- Questa relazione è valida quando lo spessore è piccolo, cioè quando $dn \ll n_o$
- Se il bersaglio non è sottile
 - La diminuzione del numero n di particelle del fascio è

$$dn = -n(z) \rho_T dz \sigma$$

- Da cui $\frac{dn}{n(z)} = -\rho_T dz \sigma$

$$n(z) = n_o e^{-\rho_T \sigma z}$$



La scoperta delle correnti neutre

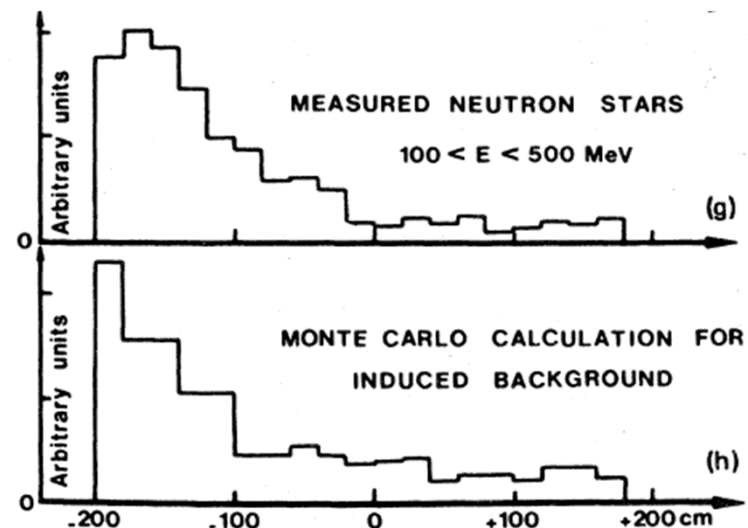
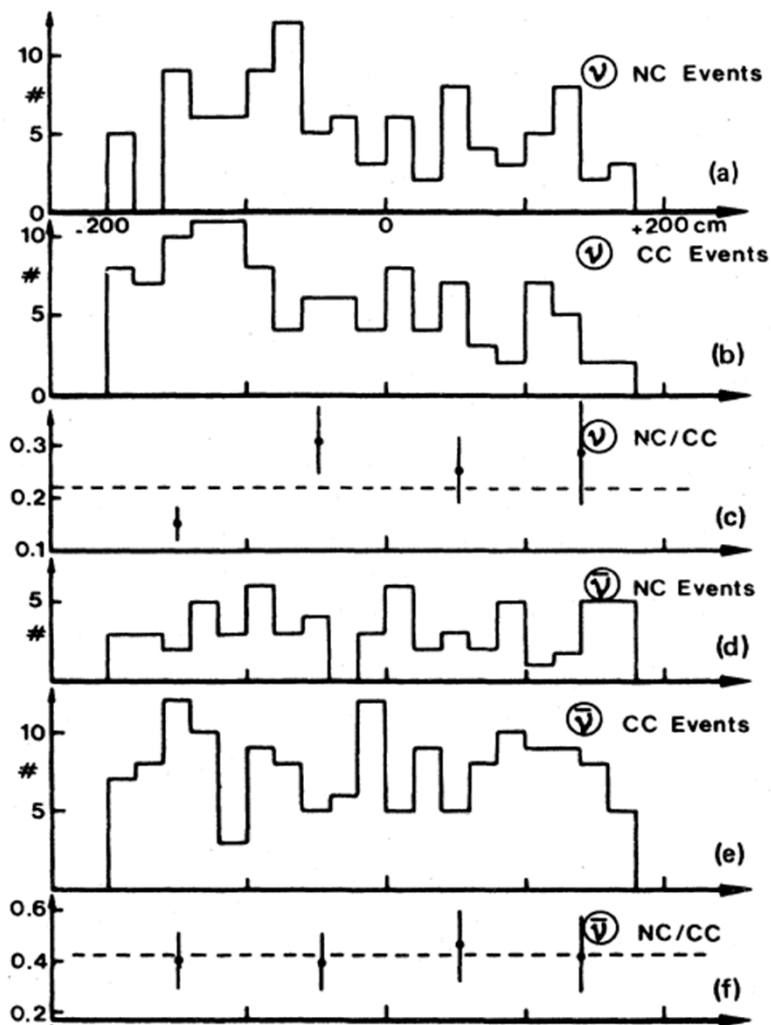
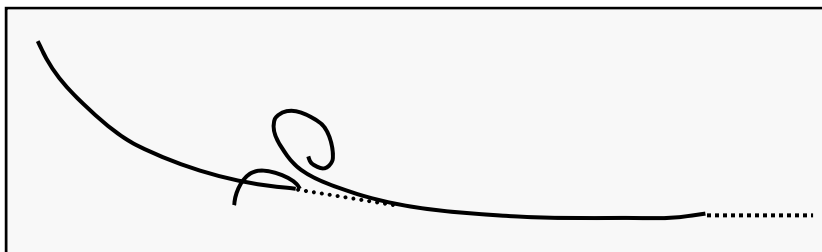


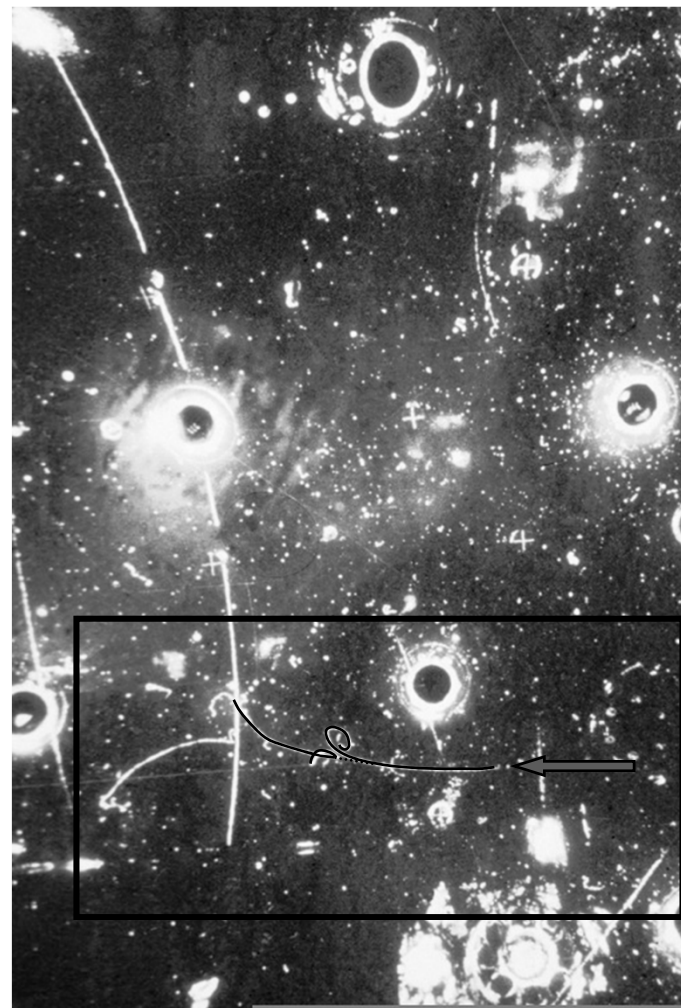
FIG. 13. Figures from the first published paper on hadronic neutral currents by the CERN-Gargamelle collaboration, Hasert *et al.*, 1973b, p. 139. Distributions along the ν -beam axis. (a) NC events with ν . (b) CC events with ν (distribution based on a reference sample of $\sim \frac{1}{4}$ of the total ν film). (c) Normalized NC/CC ratio with ν . (d) NC with $\bar{\nu}$. (e) CC events with $\bar{\nu}$. (f) Ratio NC/CC with $\bar{\nu}$. (g) Measured neutron stars with $100 < E < 500$ MeV having protons only. (h) Computed distribution of the background events from the Monte Carlo.

La scoperta delle correnti neutre

- Mentre ferveva l'attività per valutare il background negli eventi di corrente neutra adronici fu trovato un evento candidato di interazione neutrino-elettrone mediato da corrente neutra



- Il fondo per eventi di questo tipo era il decadimento β inverso
$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$
- Quindi il problema era il fondo di ν_e nel fascio di ν_μ
- Vedi:
- Galison, "How the first neutral current experiments ended", *Review of Modern Physics* 55, p. 477 (1983)



La scoperta delle correnti neutre

Search for Neutrino Induced Events Without a Muon in the Final State*

B. Aubert[†], A. Benvenuti, D. Cline, W. T. Ford, R. Imlay
T. Y. Liang, A. K. Mann, F. Messing, R. L. Piccioni,
J. Pilcher[‡], D. D. Reeder, C. Rubbia and Stefanski and L. Sulak

Department of Physics^{*}
Harvard University
Cambridge, Massachusetts 02138

Department of Physics^{*}
University of Pennsylvania
Philadelphia, Pennsylvania 19104

Department of Physics^{*}
University of Wisconsin
Madison, Wisconsin 53706

National Accelerator Laboratory^{*}
Batavia, Illinois 60510

*is the
Bare target data
included?*

*1 1 1
R²*

Abstract

A comprehensive search for neutrino induced muonless events has been carried out using a liquid scintillator calorimeter - magnetic spectrometer exposed to various neutrino beams produced at the National Accelerator Laboratory. The ratio of muonless events to events with muons is observed to be 0.05 ± 0.05 for the specific case of an enriched antineutrino beam. This appears to be in disagreement with recent observations made at CERN and with the predictions of the Weinberg model.

FIG. 21. Draft of letter to *Physical Review Letters* asserting that E1A showed no evidence for neutral currents at the Weinberg-Salam level. This paper was never published.

