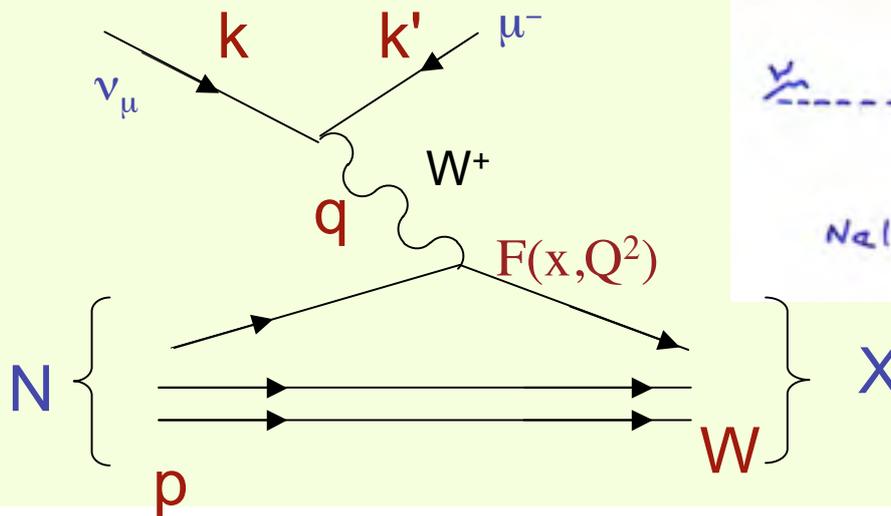


Fisica Nucleare e Subnucleare II

Lezioni n. 15 e 16

- Interazioni semi-leptoniche di ν :
 - cinematica, sezione d'urto differenziale;
 - Studio, con interazioni di neutrino, delle funzioni di struttura dei nucleoni.

Interazioni semileptoniche di neutrini



Interazione C.C. di neutrino su nucleone

$$k = (E_\nu, \vec{p}_\nu) ; k' = (E_\mu, \vec{p}_\mu) ; p = (M, 0) ; W = (E_{sh}^l, \vec{p}_{sh}^l)$$

k e k' sono i quadri-momenti di neut. (entrante) e leptone (uscente)
p e W sono i quadri-momenti del nucleone N (entrante) e del sistema adronico X (uscente)

q = k - k' è il quadri-momento trasferito
F(x, Q²) funzione di struttura del nucleone che descrive la distribuzione in impulso dei costituenti entro il nucleone: x=frazione di impulso longitudinale del nucleone trasportato dal costituente (quark) interessato all'interaz.

$$q = (k - k') = (E_\nu - E_\mu) - (\vec{p}_\nu - \vec{p}_\mu) = (\nu, \vec{q})$$

$$q^2 = (k - k')^2 = -Q^2 = (E_\nu - E_\mu)^2 - (\vec{p}_\nu - \vec{p}_\mu)^2 = E_\nu^2 + E_\mu^2 - 2E_\nu E_\mu - p_\nu^2 - p_\mu^2 + 2p_\nu p_\mu \cos \theta$$

per cui trascurando m_μ ed approssimando $E_\mu \sim p_\mu$ abbiamo

$$Q^2 = 2E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta) = 4E_\nu E_\mu \sin^2 \theta / 2$$

Per il quadrimpulso ceduto al sistema adronico possiamo scrivere

$$q^2 = (M - E_{sh}^l)^2 - (0 - \vec{p}_{sh}^l)^2 = M^2 + (E_{sh}^l)^2 - 2ME_{sh}^l - (p_{sh}^l)^2$$

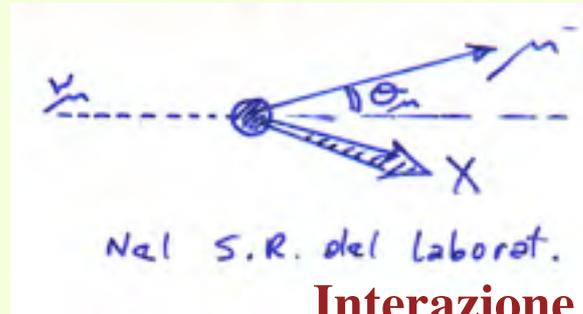
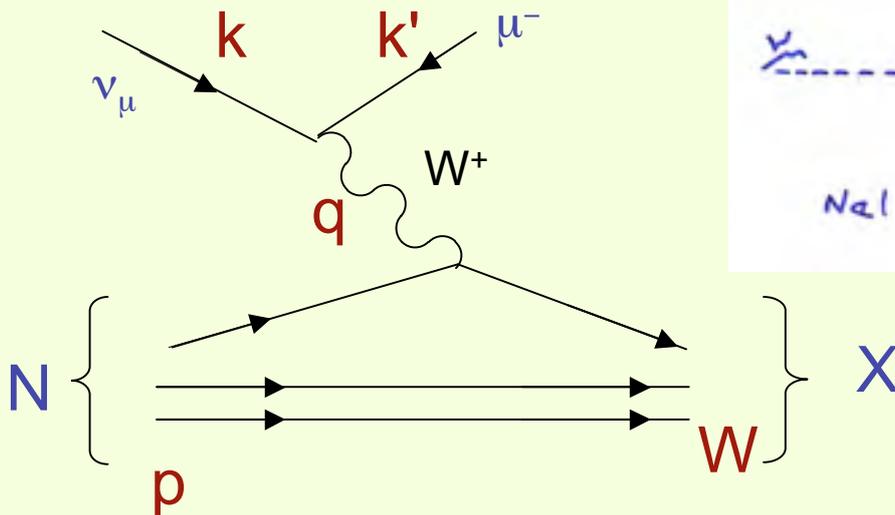
se la diffusione è elastica nello stato finale abbiamo ancora

$$\text{un nucleone} \rightarrow (E_{sh}^l)^2 - (p_{sh}^l)^2 = M^2 \quad \text{quindi}$$

$$q^2 = 2M^2 - 2ME_{sh}^l = -2MT_N$$

dove $T_N = E_{sh}^l - M$ è l'energia cinetica di rinculo del nucleone

Interazioni semileptoniche di neutrini



**Interazione
C.C. di
neutrino su
nucleone**

$$k = (E_\nu, \vec{p}_\nu) ; k' = (E_\mu, \vec{p}_\mu) ; p = (M, 0) ; W = (E_{sh}^l, \vec{p}_{sh}^l)$$

$$q = (k - k') = (E_\nu - E_\mu) - (\vec{p}_\nu - \vec{p}_\mu) = (\nu, \vec{q})$$

Il prodotto fra i quadri-momenti

$$p \cdot q = M\nu \rightarrow \nu = E_\nu - E_\mu = \frac{p \cdot q}{M} \sim E_{sh}^l$$

Il quadrato della massa invariante del sistema adronico è definito da

$$W^2 = (p \cdot q)^2 = -Q^2 + M^2 + 2ME_{sh}^l = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$$

Se il quadrato della massa invariante del sistema adronico è pari alla massa del nucleone ($W^2 = M^2$, eventi quasi-elastici)

$$M^2 = -Q^2 + M^2 + 2M\nu \rightarrow Q^2 = 2M\nu$$

La grandezza $x = Q^2/2M\nu = 1$ per eventi quasi-elastici ed è $0 < x < 1$ per eventi in cui la massa del sistema adronico è maggiore di M.

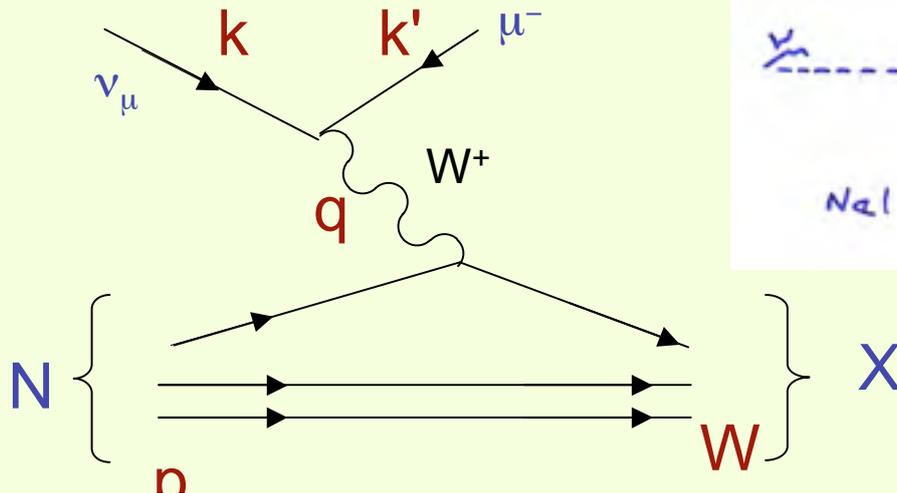
In generale del nucleone $x = \frac{Q^2}{W^2 - M^2 + Q^2}$

nel modello a componenti assume il significato di

"frazione del momento del nucleone trasportata dal quark interagente"

Si definisce ancora $y = \frac{\nu}{E_\nu} = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu}$ **inelasticità dell'evento**

Interazioni semileptoniche di neutrini



Interazione C.C. di neutrino su nucleone

$$k = (E_\nu, \vec{p}_\nu) ; k' = (E_\mu, \vec{p}_\mu) ; p = (M, 0) ; W = (E_{sh}^l, \vec{p}_{sh}^l)$$

$$q = (k - k') = (E_\nu - E_\mu) - (\vec{p}_\nu - \vec{p}_\mu) = (\nu, \vec{q})$$

$$W^2 = (p \cdot q)^2 = -Q^2 + M^2 + 2ME_{sh}^l = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$$

$$M^2 = -Q^2 + M^2 + 2M\nu \rightarrow Q^2 = 2M\nu$$

$$x = \frac{Q^2}{W^2 - M^2 + Q^2} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{\nu}{E_\nu} = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu}$$

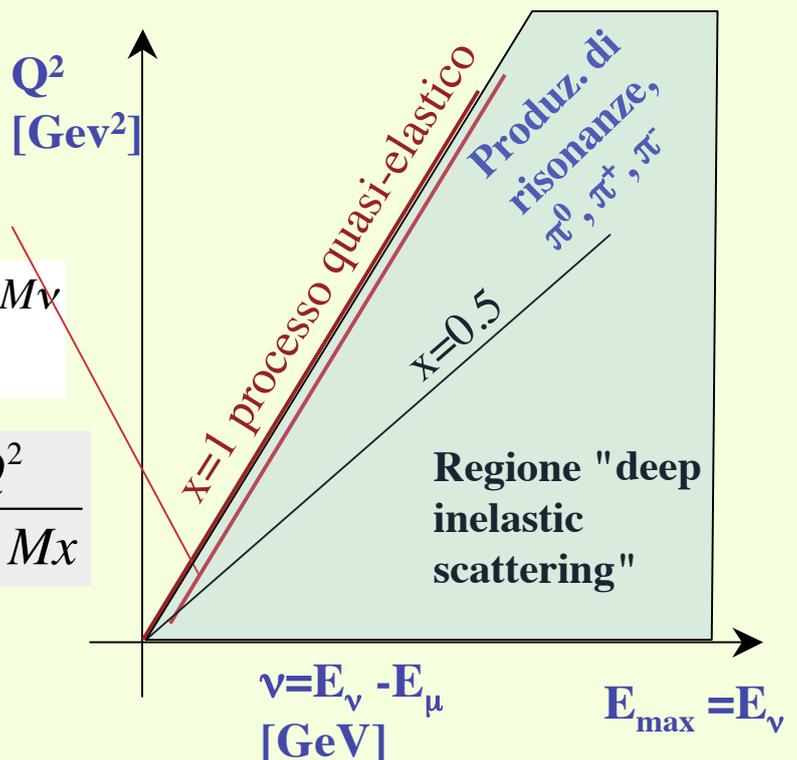
Soglia per i processi inelastici

$$W^2 = (M + m_\pi)^2 = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$$

$$Q^2 = 2M\nu - 2Mm_\pi - m_\pi^2$$

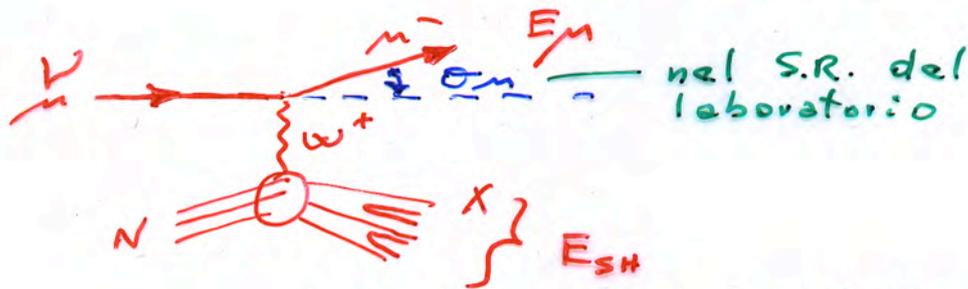
$$\nu = \frac{Q^2}{2Mx} \rightarrow y = \frac{\nu}{E_\nu} = \frac{Q^2}{2E_\nu Mx}$$

$$Q^2 = 2E_\nu Mxy$$



... sperimentalmente ...

in interazioni di C.C.



$$Y \approx \frac{E_{SH}}{E_Y} = \frac{E_{SH}}{E_{SH} + E_M}$$

calorimetro

spettrometro

MISURABILE
SPERIMENT.
EVENTO PER EV.

$$X \approx \frac{2 E_M \cdot (E_M + E_{SH}) \cdot \sin^2 \theta_M}{2 M_p \cdot E_{SH}}$$

spettrometro

calorimetro

sistema
tracciante
per μ

X, Y variabili "macroscopiche" della cui misura è possibile ricavare informazioni sulla dinamica delle interazioni

... nucleone come fatto di partoni ...

Per una descrizione del processo

$$\nu N \rightarrow \begin{cases} \nu X \\ \mu X' \end{cases}$$

è necessaria una descrizione adeguata del nucleone

1968 - SLAC

prima evidenza sperimentale della
esistenza di particelle puntiformi
all'interno del nucleone: quarks

⇒ Q.P.M.

se $Z = \frac{A}{2}$
 $N_n = N_p$ isoscalare
⇒ nucleone medio $u+d$

- Adroni formati da partoni
puntiformi $P = uud$
 $n = ddu$

se $Q^2 \gg M_p^2$
 $W \gg M_p$

- Tali partoni si comportano come particelle "libere" quando interagiscono con la corrente debole
⇒ la sezione d'urto è una somma incoerente dei contributi dei singoli partoni
- Le interazioni fra partoni confinano i partoni all'interno degli adroni
- La massa dei partoni trascurabile
- I partoni portano i numeri quantici dei quarks

Le funzioni di struttura del nucleone

L'interazione di ν su nucleoni
 è ben rappresentata dalla

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[F_2 \left(1 - \gamma - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) + F_1 \cdot xy + x F_3 \cdot \gamma \left(\frac{1-\gamma}{2} \right) \right]$$

tre in quanto tre sono gli stati possibili di elicità del bosone W^+, W^- scambiato

F_1, F_2, F_3

funzioni di
 struttura del
 nucleone

a priori differenti per ogni
 processo



12 funzioni $\nu n, \nu p, \bar{\nu} n, \bar{\nu} p$

F_1, F_2, F_3 dipendono in generale
 da x e $Q^2 = 2ME_\nu xy$

F_3 contiene V, A (interferenza)

Se si ha e che fare con targhette
 isoscalari $Z = \frac{A}{2}$ ($N_n = N_p$)

Le 12 funzioni di struttura si riducono
 a 6

... l'ipotesi di scaling ...

Scaling suggerito da Bjorken (1969)

nel limite $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$

ma mantenendo $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ finito

le funzioni di struttura dipendono solo dalla variabile x

È un altro modo per dire che le interazioni avvengono fra particelle puntiformi

$$\left. \begin{array}{l} Q^2 \gg M_p \\ \nu \gg M_p \end{array} \right\} \text{CONDIZIONI DI SCALING}$$

in effetti sperimentalmente si comincia ad avere scaling "precoce" già per Q^2 di poco maggiore di M_p

$$Q^2 = 2M_p \nu x = 2M_p \gamma E_\nu x = 2E_\nu E_m (1 - \cos\theta_m)$$

in condizioni di scaling $Q^2 \gg M_p$



$$\frac{Q^2}{2E\nu} \gg M_p x \gamma$$

$$\frac{2E_\nu E_m (1 - \cos\theta_m)}{2E\nu} \Rightarrow \frac{E_m (1 - \cos\theta_m)}{2E\nu} \Rightarrow \frac{M_p x \gamma}{2E\nu}$$

$$E_m/E_\nu \approx 1 - \gamma \Rightarrow \frac{M_p x \gamma}{2E\nu}$$

(a) $\frac{d^2\sigma}{dxdy}$ diventa (nel limite di scaling) indipendente da E_ν !

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

... nucleoni fatti di quarks ...

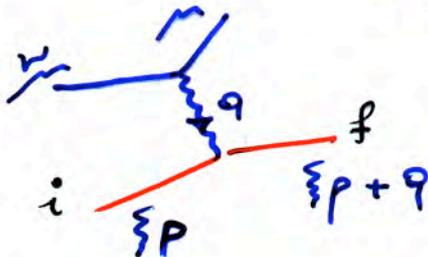
→ si ottiene quindi che

- $\sigma_{\nu, \bar{\nu}}$ cresce linearmente con E_ν
- $\frac{d\sigma}{dy}$ descritta da un polinomio del II ordine in y indipendente dalla E_ν
 F_1, F_2, F_3 coefficienti di tale polinomio

Come interpretare la variabile di scala x (di Bjorken) nel QPM?

Assumendo:

- quarks con massa nulla
- " interagenti come particelle libere



ξp = frazione del momento (del NUCLEONE) trasportata dal partone

q = momento trasferito dalla corrente

$$m_i^2 = \xi^2 p^2$$

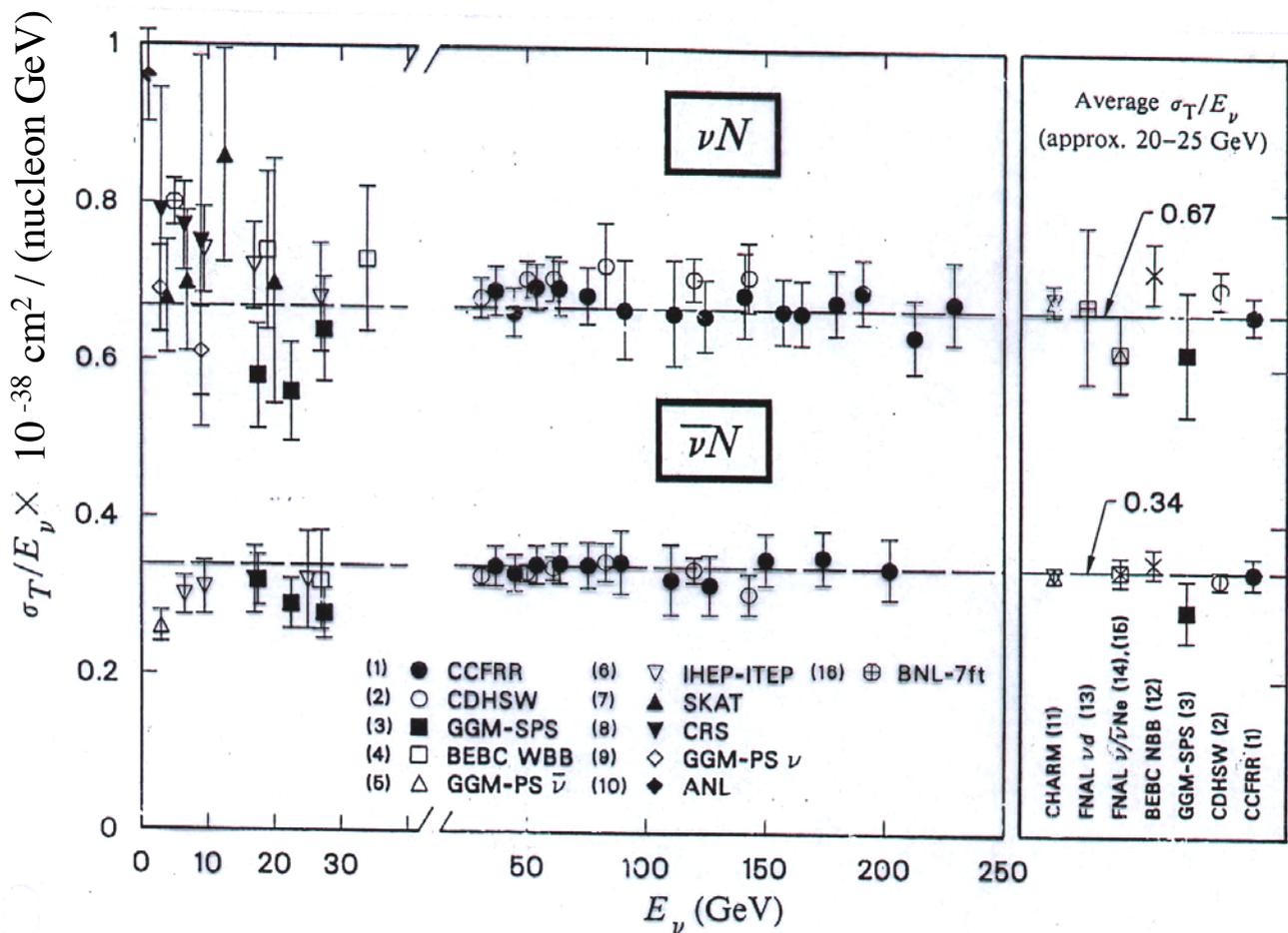
$$m_f^2 = (\xi p + q)^2 \Rightarrow \xi^2 p^2 + 2\xi p \cdot q + q^2$$

$$\underbrace{m_i^2 - m_f^2}_{\text{trascurabile}} = \cancel{\xi^2 p^2} - \cancel{\xi^2 p^2} - 2\xi p \cdot q - q^2$$

$$\Rightarrow \xi \hat{=} \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} = x \left\{ \begin{array}{l} \text{def.} \\ \text{di} \\ \text{Bjorken} \end{array} \right.$$

(Ricordiamo $\nu = \frac{p \cdot q}{M}$)

Misura della sezione d'urto totale, su nucleone, di neutrino ed antineutrino



sezione d'urto C.C. per nucleone

σ_T/E_ν for the muon neutrino and antineutrino charged-current total cross section as a function of neutrino energy. The error bars include both statistical and systematic errors. The straight lines are averages for the CCFRR measurement. Note the change in the energy scale between 30 and 50 GeV. The data points on the right give averages for other high energy measurements. Courtesy M.H. Shaevitz, Columbia University (Nevis Laboratory).

- | | |
|---|--|
| (1) D.B. MacFarlane <i>et al.</i> , Z. Phys. C26, 1 (1984); | (10) S.J. Barish <i>et al.</i> , Phys. Rev. D19, 2521 (1979); |
| (2) P. Berge <i>et al.</i> , Z. Phys. C35, 443 (1987); | (11) J.V. Allaby <i>et al.</i> , Z. Phys. C38, 403 (1988), $E_\nu = 10-160$ GeV; |
| (3) J. Morfin <i>et al.</i> , Phys. Lett. 104B, 235 (1981); | (12) P. Bosetti <i>et al.</i> , Phys. Lett. 110B, 167 (1982), $E_\nu = 20-200$ GeV, |
| (4) D.C. Colley <i>et al.</i> , Z. Phys. C2, 187 (1979); | as revised in M. Aderholz <i>et al.</i> , Phys. Lett. 173B, 211 (1986); |
| (5) O. Erriquez <i>et al.</i> , Phys. Lett. 80B, 309 (1979); | (13) T. Kitagaki <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 49, 98 (1982), $E_\nu = 10-200$ GeV; |
| (6) A.S. Vovenko <i>et al.</i> , Yad. Phys. 30, 527 (1979); | (14) N.J. Baker <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 51, 735 (1983), $E_\nu = 10-240$ GeV; |
| (7) D.S. Baranov <i>et al.</i> , Phys. Lett. 81B, 255 (1979); | (15) G.N. Taylor <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 51, 739 (1983), $E_\nu = 5-250$ GeV; |
| (8) C. Baltay <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 44, 910 (1980); | (16) N.J. Baker <i>et al.</i> , Phys. Rev. D25, 617 (1982), $E_\nu = 1.6-10$ GeV. |
| (9) S. Ciampolillo <i>et al.</i> , Phys. Lett. 84B, 281 (1979); | |

$d\sigma/dy$ ed elicit  dei quarks

QUINDI :

x nel Q.P.M. assume il significato della frazione di momento del nucleone trasportata dal quark interagente

ed inoltre

Le funzioni di struttura rappresentano le distribuzioni dei momenti dei quarks nei nucleoni

\Rightarrow per Q^2 sufficientemente grande tale che il nucleone non interagisce "coerentemente" le funzioni di struttura dei nucleoni misurate per diversi valori di Q^2 sono le stesse fissato x

Come interpretare ora le "distribuzioni" in y ?

Abbiamo visto che assumendo valida la teoria **V-A** (sicuramente valida per interazioni C.C.)

COME NEL CASO $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$	}	$\frac{d\sigma}{dy} (\nu q \text{ ed } \bar{\nu} \bar{q}) \simeq \text{cost}$	PER LA CONSERV. del momento angolare visto che sia V che A conservano l'elicit�
		$\frac{d\sigma}{dy} (\bar{\nu} q \text{ ed } \nu \bar{q}) \simeq (1-y)^2$	
		$\frac{q}{\bar{q}}$ LEFT handed RIGHT handed	

... interpretiamo le funzioni di struttura (1) ...

Se chiamiamo $f(x)$ e $\bar{f}(x)$

probabilità di trovare quark o quark con una frazione x del momento del nucleone

$$\left. \begin{aligned} q(x) &= x \cdot f(x) \\ \bar{q}(x) &= x \cdot \bar{f}(x) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{DISTRIBUZIONE} \\ \text{IN MOMENTO} \\ \text{DEI} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \text{quarks} \\ \text{antiquarks} \end{array} \right.$$

Potremmo quindi costruire sulla base di tali assunzioni

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_v &\cong \frac{G^2 S}{\pi} \left[q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x) \right] \\ &= \frac{G^2 S \cdot x}{\pi} \left[f(x) + (1-y)^2 \bar{f}(x) \right] \end{aligned}$$

dove $f(x)$ ed $\bar{f}(x)$ assumono ora il ruolo delle costanti di accoppiamento per quark left-handed ed antiquark right-handed per un fissato valore di x

$$S \cdot x = 2M_p E_\nu \cdot x = (\text{energia totale c.m.})^2$$

ANALOGAMENTE PER LE INTERAZIONI DI $\bar{\nu}$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{\bar{\nu}} \cong \frac{G^2 S}{\pi} \left[\bar{q}'(x) + q'(x) (1-y)^2 \right]$$

in generale $q(x) \neq q'(x)$; $\bar{q}(x) \neq \bar{q}'(x)$

... interpretiamo le funzioni di struttura (2) ...

vogliamo ora trovare una relazione fra

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dx dy} \right)^{\nu, \bar{\nu}} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[F_2 (1-y) + F_1 x y^2 \pm x F_3 y \left(1 - \frac{y}{2} \right) \right]$$

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

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

Nell'ipotesi quarks = partoni spin $\frac{1}{2}$
con momento trasverso trascurabile

$$F_2(x) = 2 \cdot x \cdot F_3(x) \quad \text{Callan-Gross (1969)}$$

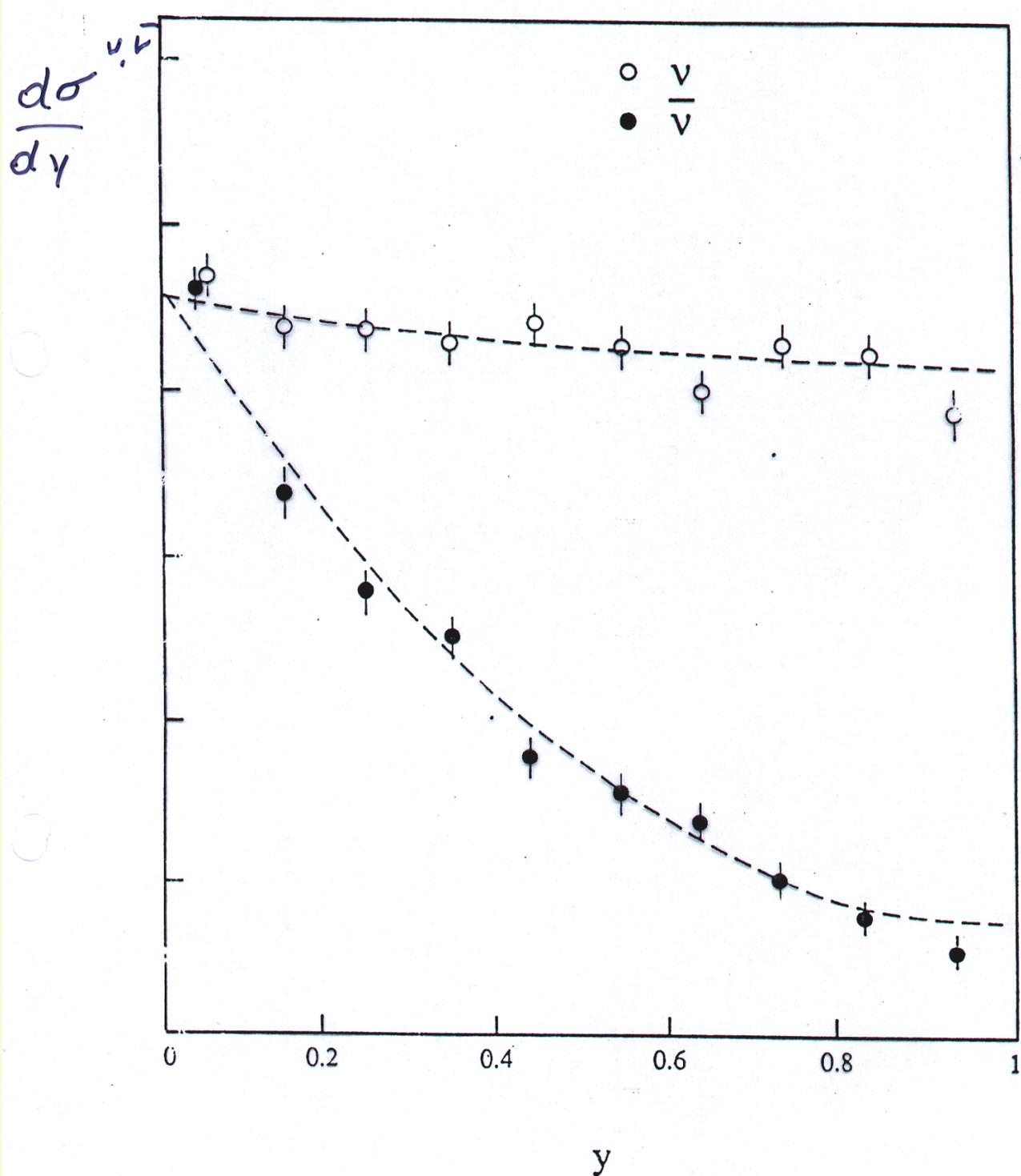
in tal caso (per ν ed $\bar{\nu}$) si ha

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 \sigma}{dx dy} \right)^{\nu, \bar{\nu}} &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[F_2 (1-y) + \frac{F_2}{2} y^2 \pm x F_3 \left(y - \frac{y^2}{2} \right) \right] \\ &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \frac{1}{2} \left[F_2 (2 - 2y + y^2) \pm x F_3 (1 - 1 + 2y - y^2) \right] \\ &\quad \begin{array}{l} \swarrow 1 + 1 - 2y + y^2 \\ \swarrow 1 - (1-y)^2 \\ \swarrow 1 + (1-y)^2 \end{array} \\ &= \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \frac{1}{2} \left[(F_2(x) \pm x F_3) + (F_2 \mp x F_3) (1-y)^2 \right] \end{aligned}$$

da ciò segue $\begin{cases} \frac{1}{2} (F_2 + x F_3) = q(x) & (\text{per } \nu) \\ \frac{1}{2} (F_2 - x F_3) = \bar{q}(x) & (\text{ed anche per } \bar{\nu} !!) \end{cases}$

sommando e sottraendo $\begin{cases} F_2 = q(x) + \bar{q}(x) \\ x F_3 = q(x) - \bar{q}(x) \end{cases}$

$d\sigma/dy$ per eventi C.C. di neutrino ed antineut.



... interpretiamo le funzioni di struttura (3) ...

Misurando quindi le $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$ abbiamo

la possibilità di ricavare $q(x)$ e $\bar{q}(x)$

Sappiamo che a $q(x)$ possono contribuire quarks di "valenza" (u e d) e quarks di "mare" (in generale $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}, \dots$)

(Mare di quarks analogo alle coppie e^+e^- in QED: il campo di gluoni che media le forze tra quarks dà origine alla creazione ed annichilazione di coppie quark - antiquark)

Nel nucleone sono presenti solo u, d
 \Rightarrow se targhetta isoscalare $N(u) = N(d)$
 $q_v(x) = u(x) + d(x)$

e chiaramente

$$\bar{q}_v(x) = 0 \quad \left(\begin{array}{l} \text{non ci sono} \\ \text{antiquarks nei} \\ \text{nucleoni} \end{array} \right)$$

Per il mare

$$q_{sea}(x) = \bar{q}_{sea}(x)$$

Quindi

$$\left. \begin{array}{l} q(x) = q_v(x) + q_s(x) \\ \bar{q}(x) = \bar{q}_s(x) \end{array} \right\} \begin{array}{l} F_2(x) = q_v(x) + 2q_s(x) \\ x F_3(x) = q_v(x) \end{array}$$

assumendo $\bar{q}_s = q_s$ \leftarrow

... interpretiamo le funzioni di struttura (4) ...

ricordando quindi che $F_2(x) = q + \bar{q} = q_{v+} + q_s + \bar{q}_s$

e che $x F_3 = q - \bar{q} = q_v + q_s - \bar{q}_s$

possiamo esprimere le funzioni di struttura per $\nu, \bar{\nu}$ su protone e neutrone (assumiamo trascurabili le masse dei quarks)

$$F_2(\nu p) = x \cdot 2 \left[d^{p(x)} + \bar{u}^{p(x)} + s^{p(x)} + \bar{c}^{p(x)} \right]$$

sia la corrente V che A contribuiscono

$$F_2(\nu n) = x \cdot 2 \cdot \left[d^n(x) + \bar{u}^n(x) + s^n(x) + \bar{c}^n(x) \right]$$

$$F_2(\bar{\nu} p) = x \cdot 2 \cdot \left[u^p(x) + \bar{d}^p(x) + \bar{s}^p(x) + c^p(x) \right]$$

$$F_2(\bar{\nu} n) = x \cdot 2 \left[u^n(x) + \bar{d}^n(x) + \bar{s}^n(x) + c^n(x) \right]$$

$d^p, u^p, s^p, c^p, d^n, \dots$ probabilità di trovare il quark al valore di x in questione

Assumendo
simmetria di
isospin

$$u(x) = u^p(x) = d^n(x)$$

$$d(x) = d^p(x) = u^n(x)$$

$$s(x) = s^p(x) = s^n(x)$$

$$c(x) = c^p(x) = c^n(x)$$

↓ per targetta isoscalare $F_2(\nu N) = \frac{1}{2} [F_2(\nu p) + F_2(\nu n)]$

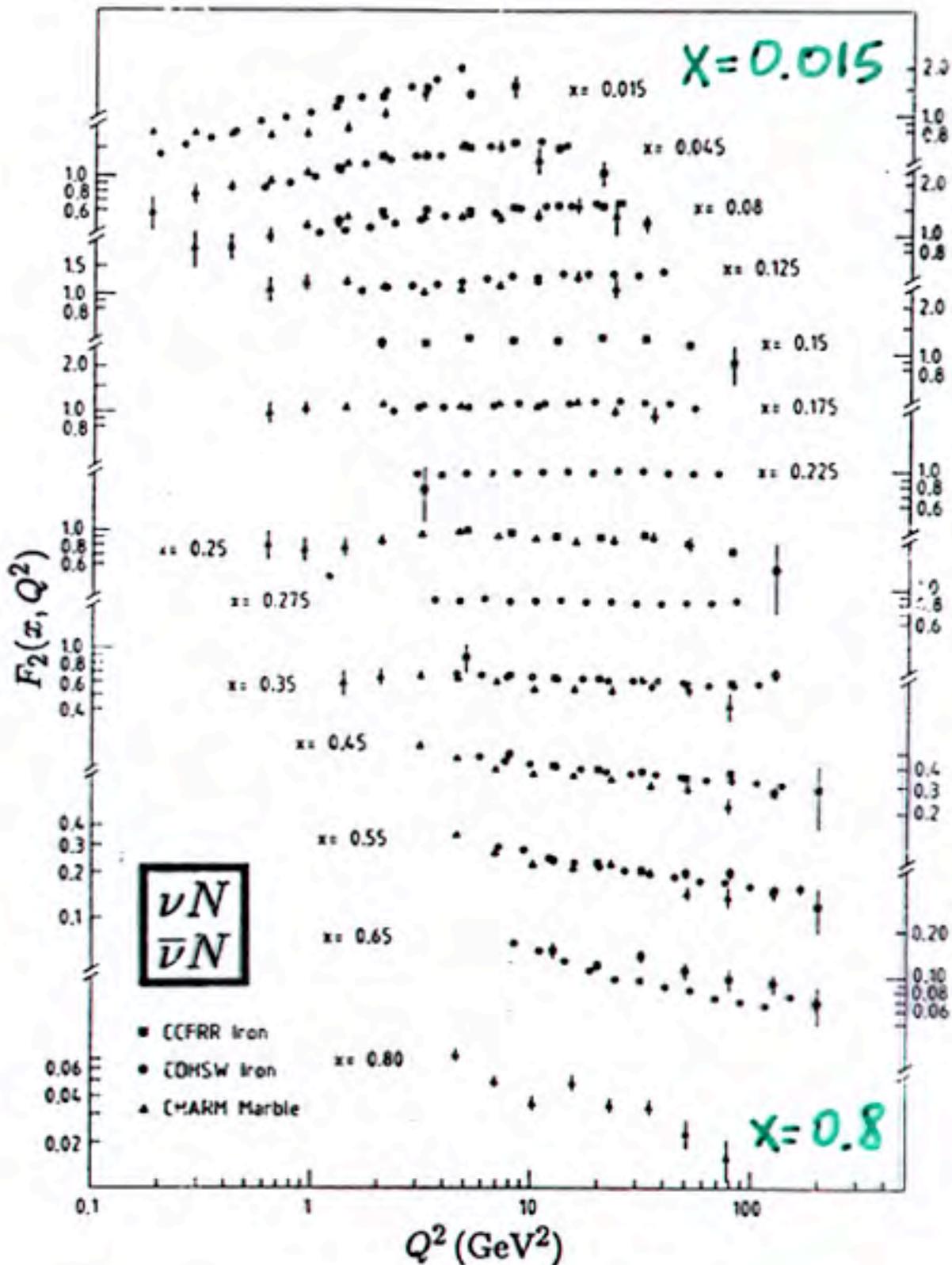
$$F_2(\nu N) = x \cdot [u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) + 2\bar{c}(x)]$$

$$F_2(\bar{\nu} N) = x [u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x) + 2c(x)]$$

Assumendo la simmetria $SU(4)$ per i quark flavours
e $\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = c(x) = s(x) = \bar{c}(x) = \bar{s}(x) \Rightarrow F_2(\nu N) = F_2(\bar{\nu} N)$

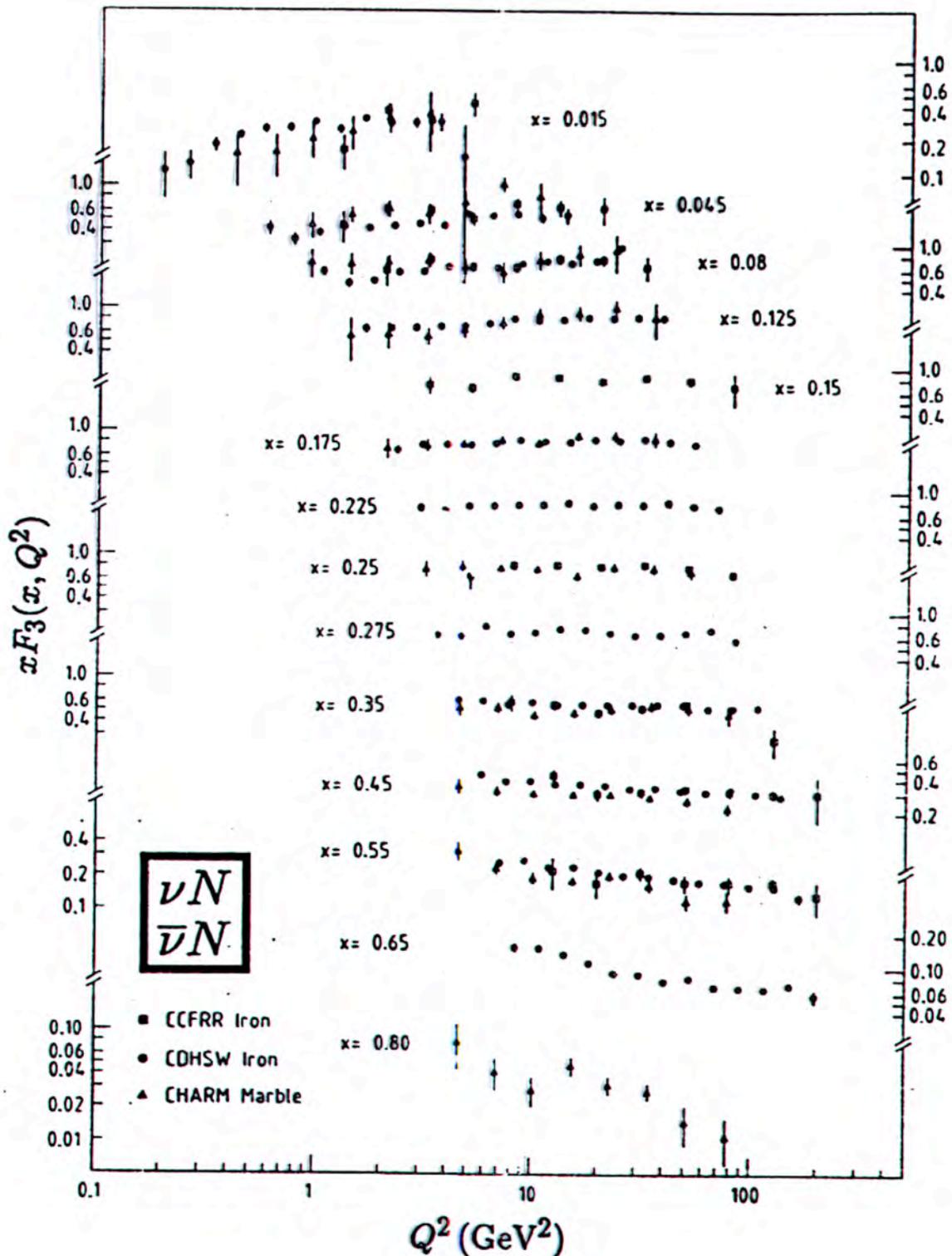
e analogamente $x F_3(\nu N) = x F_3(\bar{\nu} N)$

Verifica sperimentale dell'ipotesi di "scaling" la distribuzione $F_2(x, Q^2)$ in funzione di Q^2



The nucleon structure functions F_2 and xF_3 measured in charged-current neutrino and antineutrino scattering on iron (CCFRR, CDHSW) and marble (CHARM) targets, versus Q^2 , for fixed bins of x . Closed symbols are read on the right-hand scale, open symbols (appearing for alternate x values) on the left-hand scale. Only statistical errors are shown. $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$ is used in the CHARM data, and a QCD-inspired parametrization for R is assumed in the CCFRR and CDHSW data. The CHARM measurements have not been corrected for the recalibration of the total neutrino and antineutrino cross sections in the CERN neutrino beam which was completed after the publication of these data. References: CCFRR—D.B. MacFarlane *et al.*, Z. Phys. C26, 1 (1984); CDHSW—P. Berge *et al.*, CERN-EP/89-103; CHARM—F. Bergsma *et al.*, Phys. Lett. 123B, 269 (1983) and Phys. Lett. 141B, 125 (1984).

Verifica sperimentale dell'ipotesi di "scaling" la distribuzione $x F_3(x, Q^2)$ in funzione di Q^2



The nucleon structure functions F_2 and $x F_3$ measured in charged-current neutrino and antineutrino scattering on iron (CCFRR, CDHSW) and marble (CHARM) targets, versus Q^2 , for fixed bins of x . Closed symbols are read on the right-hand scale, open symbols (appearing for alternate x values) on the left-hand scale. Only statistical errors are shown. $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$ is used in the CHARM data, and a QCD-inspired parametrization for R is assumed in the CCFRR and CDHSW data. The CHARM measurements have not been corrected for the recalibration of the total neutrino and antineutrino cross sections in the CERN neutrino beam which was completed after the publication of these data. References: CCFRR—D.B. MacFarlane *et al.*, *Z. Phys.* C26, 1 (1984); CDHSW—P. Berge *et al.*, CERN-EP/89-103; CHARM—F. Bergsma *et al.*, *Phys. Lett.* 123B, 269 (1983) and *Phys. Lett.* 141B, 125 (1984).

Misura delle funzioni di struttura dei nucleoni

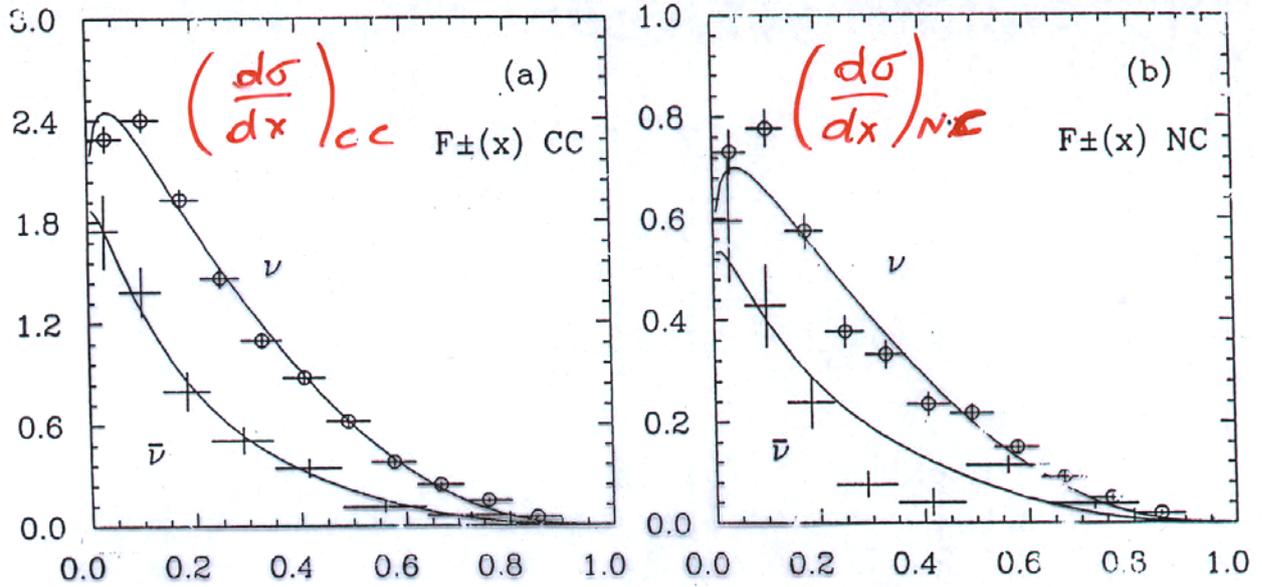


Fig1: Distributions $F_{\pm}(x)$ obtained in the ν and $\bar{\nu}$ beam, corrected for experimental acceptance and resolution using an unfolding procedure described in the text. The distributions shown were evaluated at $Q_0^2 = 10\text{GeV}^2$, (a) for CC and (b) for NC interactions. The full curves are results of a fit to the parametrization given in the text.

Si notano solo piccole differenze: le distribuzioni per NC e CC sono in accordo entro l'errore statistico ($\sim \pm 5\%$)

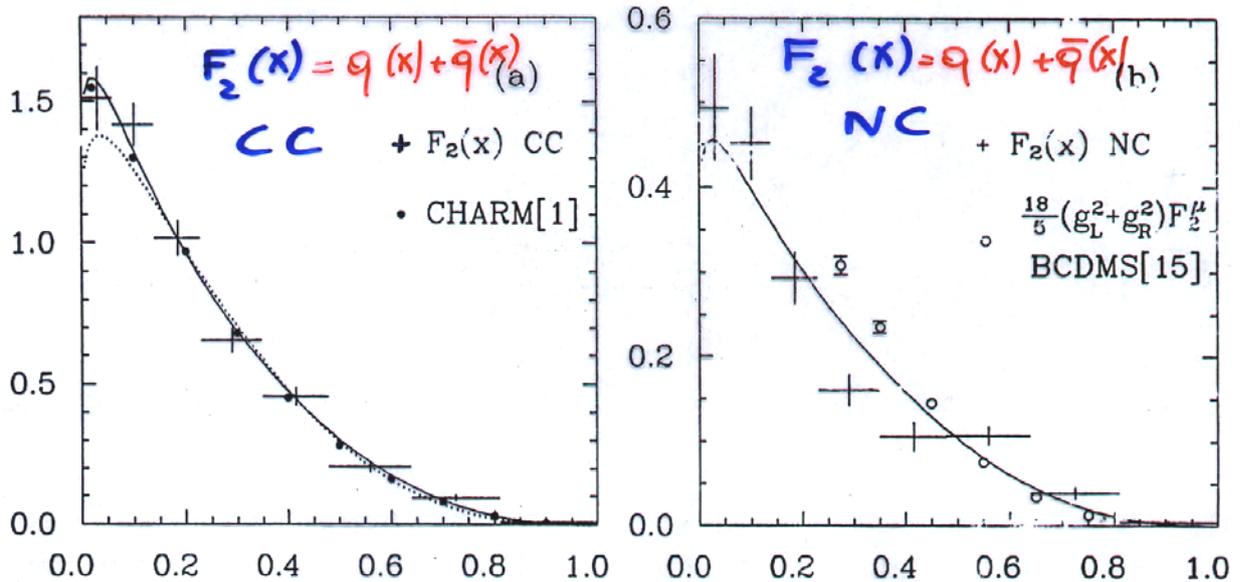


Fig2: The structure functions $F_2(x)$ at $Q_0^2 = 10\text{GeV}^2$ derived from $3/8(F_+ + F_-)$ for (a) CC and (b) NC interactions. The full curves show the result of a fit to the parametrization given in the text; the dotted curve in (a) represents a compilation of charged-current data [13] and the full points of the CHARM Collaboration [1] for which the outgoing muon was used to determine the kinematics. In comparison with F_2^{NC} we show in (b) $18/5(g_L^2 + g_R^2)F_2^{\mu}$ (open points) with F_2^{μ} derived from deep inelastic muon scattering on carbon [15]. An uncertainty of $\pm 3\%$ in the absolute normalization of F_2^{μ} is not included in the error bars.

Misura delle funzioni di struttura dei nucleoni

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

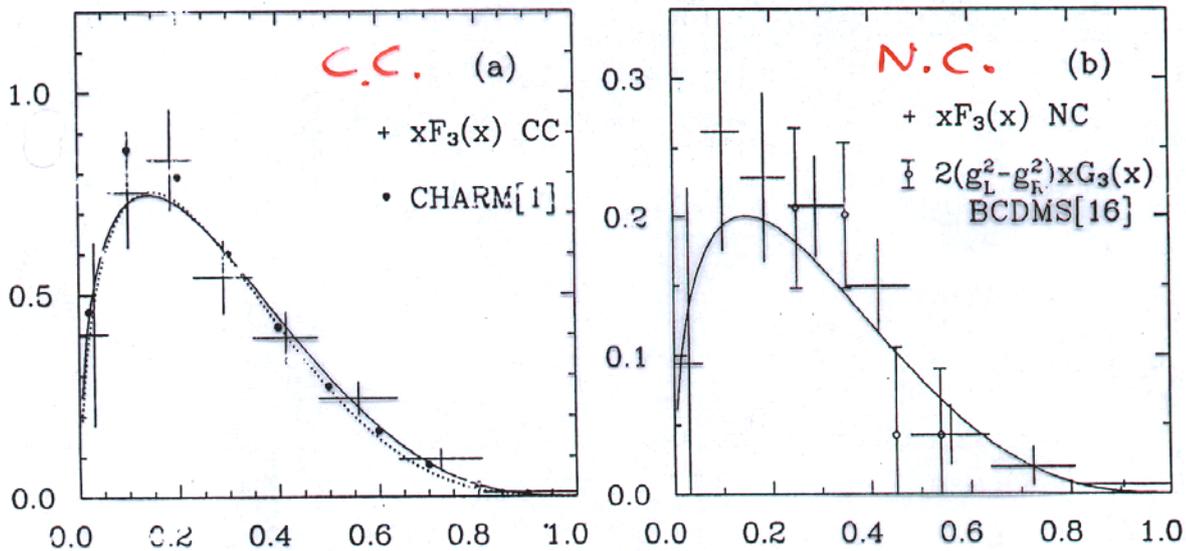


Fig3: The structure functions $x F_3(x)$ at $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ derived from $3/4 (F_+ - F_-)$ for (a) CC and (b) NC interactions. The full curves show the result of a fit to the parametrization given in the text; the dotted curve in (a) represents a compilation of charged-current data [13] and the full points results of the CHARM Collaboration [1] for which the outgoing muon was used to determine the kinematics. In comparison with $x F_3^{NC}$ we show in (b) $2(g_L^2 - g_R^2) x G_3$. $x G_3$ is the electroweak interference structure function determined from the charge asymmetry of deep inelastic muon scattering [16].

funzioni di struttura dei
quarks di valenza

BCDMS : misura delle funzioni di
struttura mediante misura
della interferenza fra int. debole
ed elettromagnetica in $\mu N \nu X$