

Riassunto della lezione precedente

- formula generale di Rosenbluth per scattering inclusivo (an)elastico; confronto con caso elastico puntiforme \rightarrow scaling
- fondamento del QPM: in regime cinematico di DIS ($Q^2, \nu \rightarrow \infty, x_B$ fissato) scaling \Rightarrow somma incoerente di scattering elastici su costituenti puntiformi fermionici in moto quasi libero
- Approssimazioni del QPM: fattorizzazione tra processo elementare (hard) sonda-partone e processi adronici tra partoni (soft) \Rightarrow convoluzione tra sez. d'urto elementare e distribuzione di densità partonica (somma incoerente di scattering elementari)
- Calcolo sez. d'urto elementare e confronto con formula di Rosenbluth in regime DIS; funzioni di struttura e densità partoniche; relazione di Callan-Gross

Componenti longitudinale e trasversa della risposta inclusiva

Generalizzazione del vettore di polarizzazione per γ^*

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm}^{\mu} &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\varepsilon_x^{\mu} \pm i \varepsilon_y^{\mu} \right) & \text{con} & \quad \tilde{g}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - \frac{q^{\mu} q^{\nu}}{q^2} \\ \varepsilon_0 &= \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (|\mathbf{q}|, 0, 0, \nu) & & \quad = \sum_{\lambda} (-)^{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{\mu*} \varepsilon_{\lambda}^{\nu} \end{aligned}$$



ampiezza di scattering $\ell_{\mu} J^{\mu} = \ell_{\mu} \tilde{g}^{\mu\nu} J_{\nu}$

$$= \sum_{\lambda} (\ell_{\mu} \varepsilon_{\lambda}^{\mu*}) (J_{\nu} (-)^{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{\nu}) \equiv \sum_{\lambda} \ell_{\lambda} J_{\lambda}$$

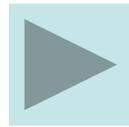
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE' d\Omega} &= \sigma_{\text{Mott}} \left[W_2 + 2 W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\ &= \sigma_{\text{Mott}} \frac{Q^2}{\nu^2 + Q^2} \left[W_L + \left(1 + 2 \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) W_T \right] \end{aligned}$$

Callan-Gross (continua)

$$\text{Rapporto : } R = \frac{W_L}{W_T} = \frac{-W_1 + \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) W_2}{W_1}$$



$$= \frac{F_2}{F_1} \frac{1}{2x_B} \left(1 + \frac{2Mx_B}{\nu}\right) - 1 \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} 0$$



osservazione sperimentale

Atwood *et al.*, P.L. **B64** 479 ('76)

$$2x_B F_1(x_B) = F_2(x_B)$$



$$R = \frac{W_L}{W_T} \rightarrow 0$$

che significa ?



Close, *An introduction to quarks and partons*, Fig. 9.8

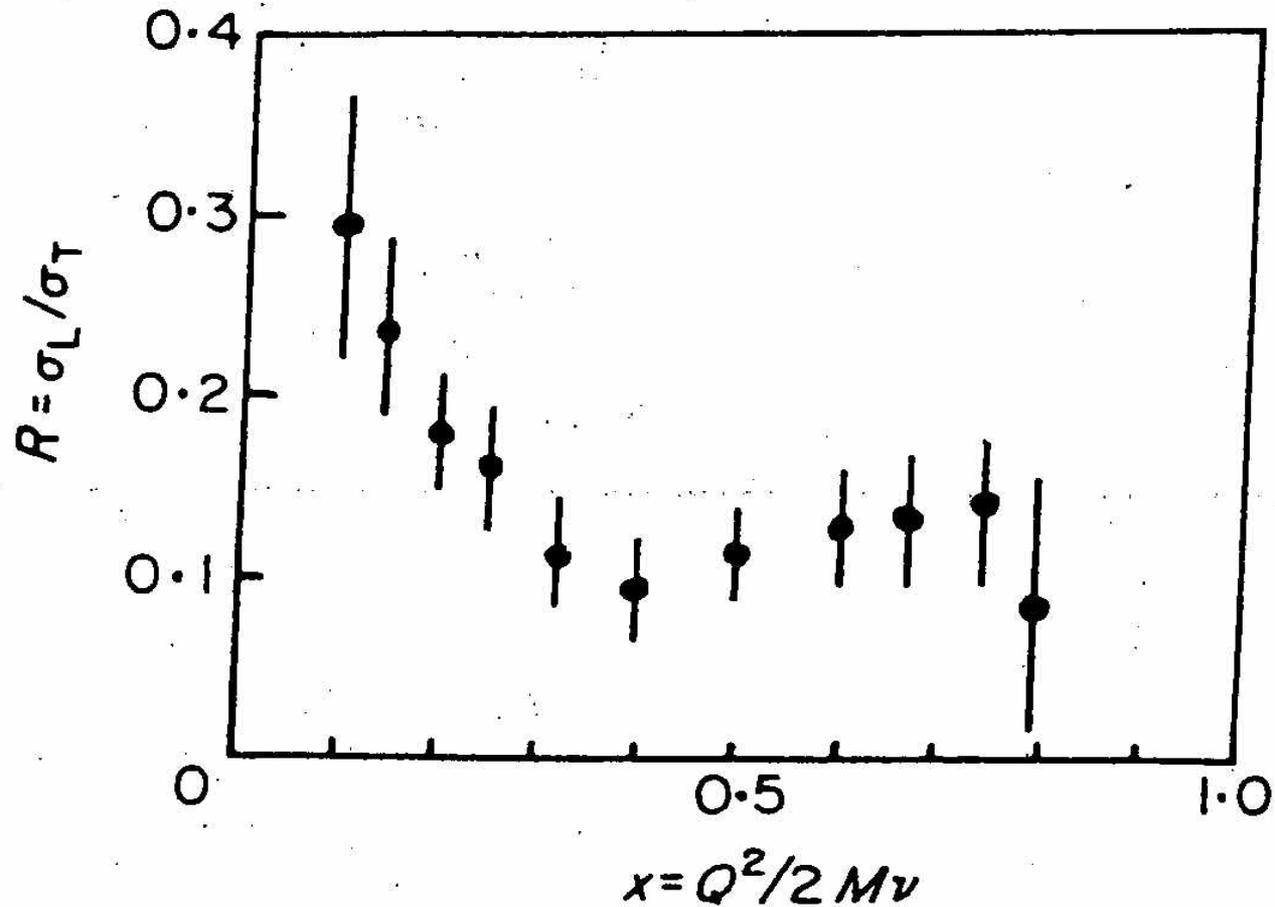


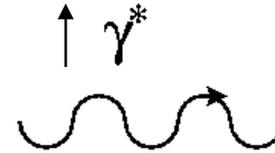
FIG. 9.8. $R \equiv \sigma_L / \sigma_T$ as a function of x .



Scattering nel Breit frame

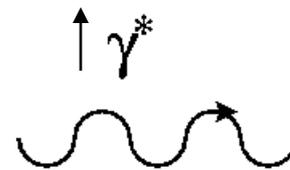
particella scalare (spin 0)

polarizzazione trasversa di γ^* porta $L_z=1$
 \Rightarrow non può essere assorbita $\Rightarrow W_T \rightarrow 0$



particella di Dirac (spin $1/2$)

interazione e.m. conserva l'elicità
 \Rightarrow il cambio $\Delta h = \pm 1$ compensa $L_z = 1$
 di polarizzazione trasversa di γ^*
 \Rightarrow polarizzazione longitudinale di γ^* non
 compensa $\Rightarrow W_L \rightarrow 0$



Callan-Gross



partoni hanno spin $1/2$

Primi anni '70 : - esplorazione sistematica delle proprietà del QPM
 - "inquadrare" il QPM in una teoria di campo

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B) \quad F_2(x_B) = x_B \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B)$$

DIS su $N = \{p, n\}$ → accesso a densità partoniche nel N

supponiamo $p = \{uud\}$ e $n = \{ddu\}$ cioè 2 flavor u, d e $\bar{u}, \bar{d} \sim 0$

4 incognite : $u_p(x_B)$, $d_p(x_B)$, $u_n(x_B)$, $d_n(x_B)$

2 misure : $F_2^p(x_B)$, $F_2^n(x_B)$ in $e^- + N \rightarrow e^- + X$

simmetria di isospin dell'interazione forte :

$$\begin{cases} u_p(x_B) = d_n(x_B) \\ d_p(x_B) = u_n(x_B) \end{cases}$$

→ 2 relazioni

sistema
determinato

Definizioni

$q_f(x)$ distribuzione di probabilità di avere un partone (quark) di flavor f con frazione x del momento dell'adrone genitore

$\bar{q}_f(x)$ idem per antipartone (antiquark)

$\sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \equiv \Sigma(x)$ distribuzione di singoletto (di flavor)

$q_f^v(x)$ distribuzione di partone (quark) di “valenza”

quark di valenza = quark che determina i n. quantici dell'adrone genitore

se ad ogni antiquark virtuale è associato quark virtuale (polarizzazione di vuoto \rightarrow produzione di coppia \sim quarkonio) allora “valenza” = i quark rimanenti dopo aver rimosso tutti quelli virtuali

definizioni (continua)

$q_f^{sea}(x)$ distribuzione di partone (quark) del “mare” di Dirac

quark del “mare” **non** determina i n. quantici dell’adrone genitore

se si immagina che l’adrone abbia carica = 0 (e quindi anche i quark di valenza abbiano carica =0), il contributo rimanente alla funzione di struttura in DIS proviene dalle distribuzioni di partoni del “mare”.

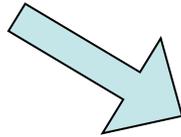
quindi $q_f(x) \equiv q_f^v(x) + q_f^{sea}(x)$

si assume $q_f^{sea}(x) = \bar{q}_f^{sea}(x)$

$$q_f^v(x) = q_f(x) - \bar{q}_f(x)$$

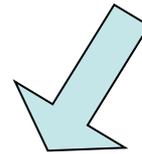
Normalizzazione

$$e_N = \sum_{f, \bar{f}} e_f \int_0^1 dx q_f(x)$$



$$1 = \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) - \frac{1}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) \right]$$

$$0 = \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) - \frac{1}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) \right]$$



$$2 = \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] \equiv \int_0^1 dx u^v(x)$$

$$1 = \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] \equiv \int_0^1 dx d^v(x)$$



$$\text{DIS } \begin{aligned} e^- + p &\rightarrow e'^- + X \\ e^- + n &\rightarrow e'^- + X \end{aligned}$$

in Born approximation, cioè Q^2 tale per cui scambio di γ^* , ma non di W^\pm , Z^0

2 flavors : $f = u, d$

simmetria di isospin : $u_p = d_n$
 $d_p = u_n$

$$2F_1(x_B) = \frac{F_2(x_B)}{x_B} = \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 q_f(x_B)$$

$$= \begin{cases} \text{protone} & \frac{4}{9} [u_p(x_B) + \bar{u}_p(x_B)] + \frac{1}{9} [d_p(x_B) + \bar{d}_p(x_B)] \\ \text{neutrone} & \frac{4}{9} [u_n(x_B) + \bar{u}_n(x_B)] + \frac{1}{9} [d_n(x_B) + \bar{d}_n(x_B)] \\ & = \frac{4}{9} [d_p(x_B) + \bar{d}_p(x_B)] + \frac{1}{9} [u_p(x_B) + \bar{u}_p(x_B)] \end{cases}$$

$$4 \geq \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{[u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + 4 [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}{4 [u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]} \geq \frac{1}{4}$$

sperimentalmente si osserva

$$1 \quad \leftarrow \quad x_{B \rightarrow 0} \quad \frac{\nu W_2^{e^-n}}{\nu W_2^{e^-p}} = \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \quad \rightarrow \quad x_{B \rightarrow 1} \quad \frac{1}{4}$$

Close, *An introduction to quarks and partons*, Fig. 11.3

dati da

Bloom, in *Proc. of 6th Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*, Bonn ('73)

Bodek *et al.*, P.L. **B51** 417 ('74)

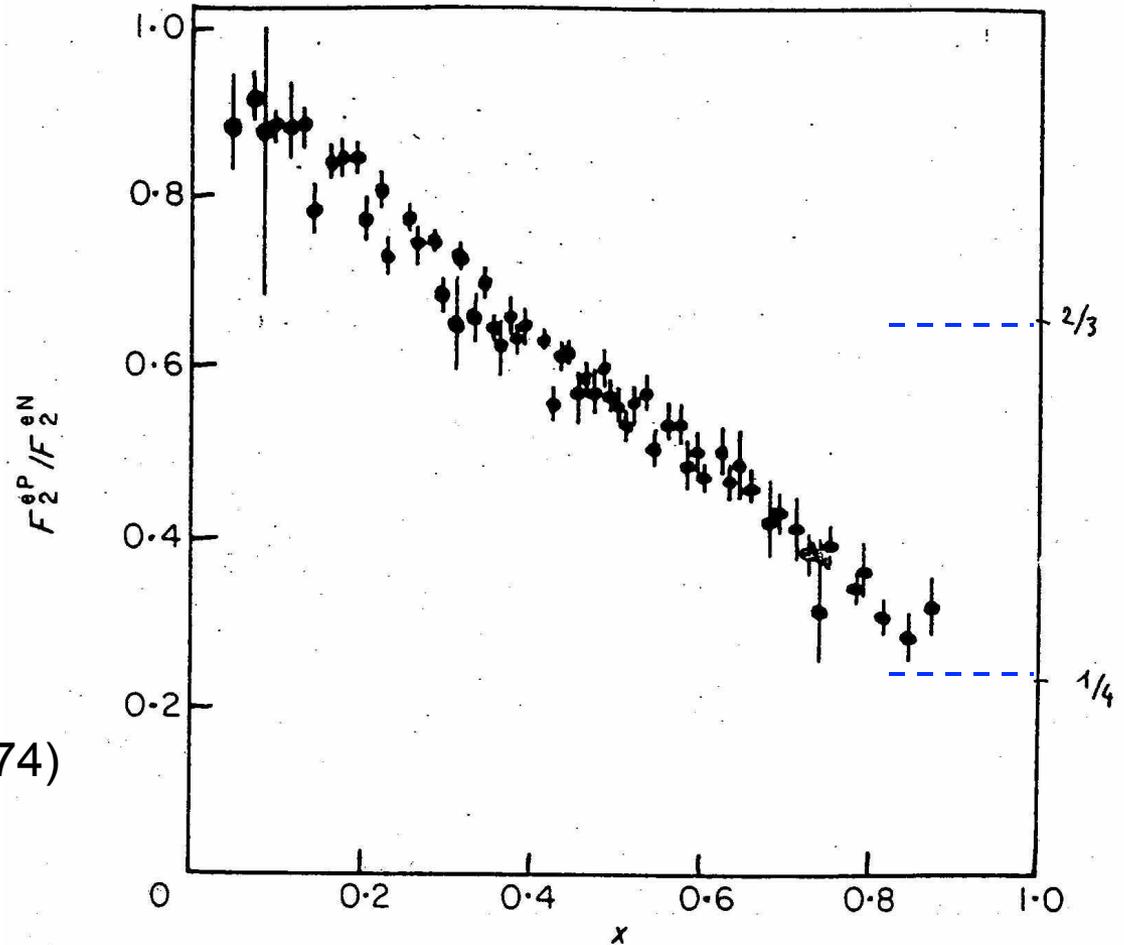


FIG. 11.3. The ratio $\nu W_2^{eN} / \nu W_2^{eP}$ as a function of x .

$$\frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{[u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + 4 [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}{4 [u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}$$

ricorda : $q_f(x_B) = q_f^v(x_B) + q_f^{sea}(x_B)$

supponiamo : $\bar{u}^v(x_B) = \bar{d}^v(x_B) = 0$ (ragionevole in $N!$)

supponiamo : $u^{sea}(x_B) = \bar{u}^{sea}(x_B) = d^{sea}(x_B) = \bar{d}^{sea}(x_B) \equiv K(x_B)$



simmetria del “mare” di Dirac
(pericolosa in QCD !)

$$1 \xleftarrow{x_B \rightarrow 0} \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)} \xrightarrow{x_B \rightarrow 1} \frac{1}{4}$$

u_p^v dominante
(d_n^v “)

dominanza del “mare” (K)
(produzione di coppie
indipendente da flavor)

naïve Hp: $u_p^v = 2 d_p^v$ ($|e_u|=2|e_d|$)

$$\Rightarrow \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \rightarrow \frac{2}{3} \neq \frac{1}{4} \quad !$$



sempre con le ipotesi precedenti, cioè

$$\begin{cases} \bar{u}^v(x_B) = \bar{d}^v(x_B) = 0 \\ u^{sea}(x_B) = \bar{u}^{sea}(x_B) = d^{sea}(x_B) = \bar{d}^{sea}(x_B) \equiv K(x_B) \end{cases}$$

consideriamo

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_B} \left[F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right] &= \frac{1}{9} [4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)] \\ &\quad - \frac{1}{9} [4d^v(x_B) + u^v(x_B) + 10K(x_B)] \\ &= \frac{1}{3} [u^v(x_B) - d^v(x_B)] \end{aligned}$$

distribuzione di non-singoletto ;

informazioni su quark di valenza senza contaminazione del “mare” ;

differenza tra p e n sta nei quark di valenza dominanti (u e d , rispettiv.)

dati sperimentali per

$$\nu W_2^{e^-p} - \nu W_2^{e^-n} = F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} = \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)]$$

Close, *An Introduction to quarks and partons*, Fig. 11.6

Bloom, in *Proc. of 6th Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*, Bonn ('73)

Bodek *et al.*, P.L. **B51 417** ('74)

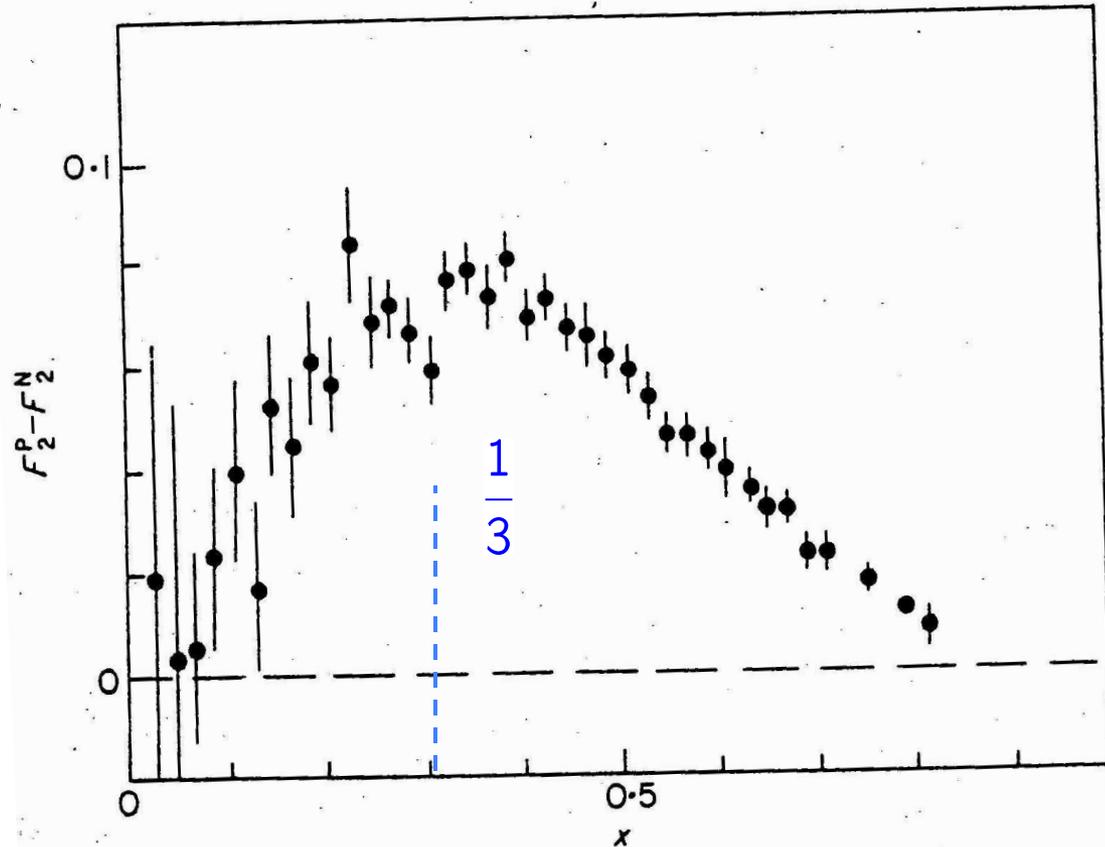


FIG. 11.6. $\nu W_2(ep) - \nu W_2(en)$ data as a function of x .

Interpretazione

Close, *An Introduction to quarks and partons*, Fig. 11.5

il N è costituito da 3 quark di valenza che portano ciascuno $1/3$ del momento; differenza tra p e n sta nel quark dominante (rispettiv. u e d)
⇒ Constituent Quark Model (CQM)

moto di Fermi dei quark confinati smussa la distribuzione (analogo del picco quasi-elastico per scattering e^- - nucleo)



per piccoli x_B contributi di gluone e polarizzazione di vuoto (violazione dello scaling ; correzioni di QCD perturbativa)

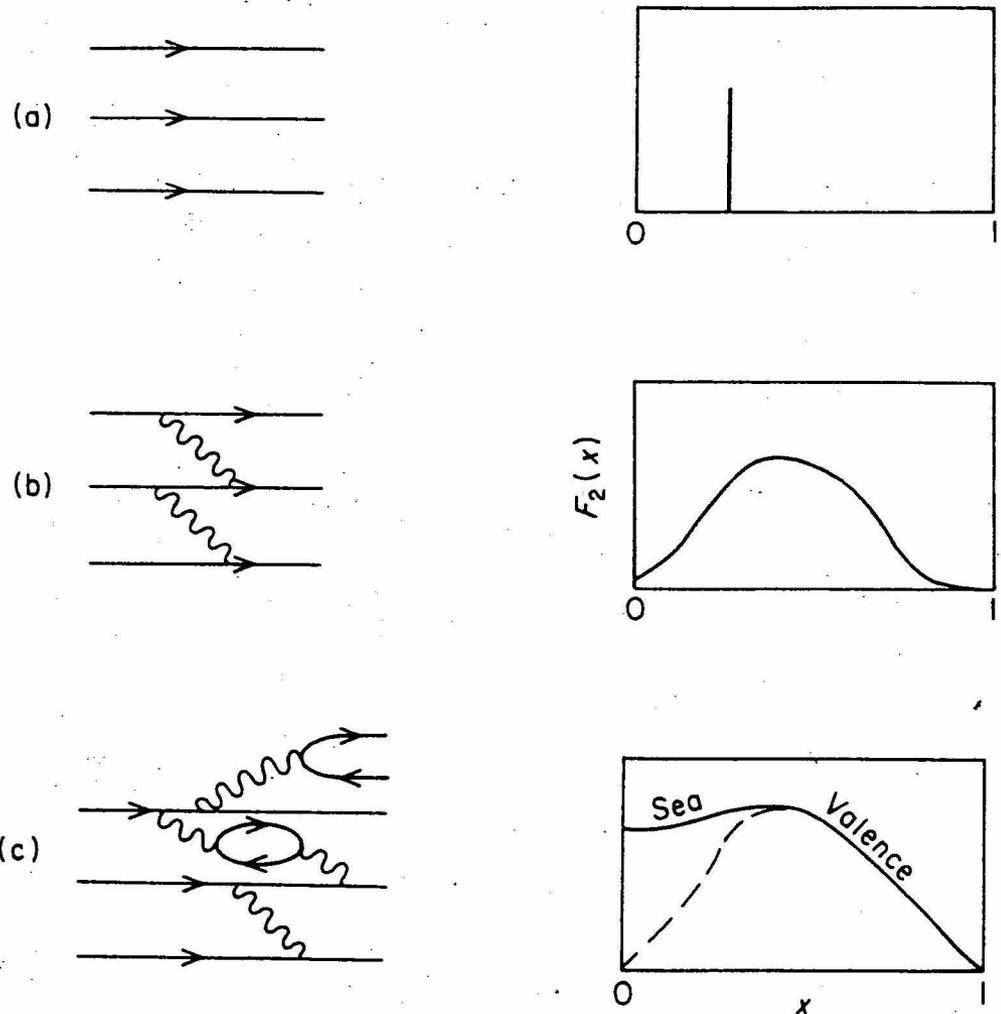


FIG. 11.5. Development of $F_2(x)$.

Normalizzazione delle distribuzioni di quark di valenza

$$2 = \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] \equiv \int_0^1 dx u^v(x)$$

$$1 = \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] \equiv \int_0^1 dx d^v(x)$$



$$\int_0^1 dx_B \frac{1}{x_B} \left(F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right)$$
$$= \frac{1}{3} \int_0^1 dx_B (u^v(x_B) - d^v(x_B)) = \frac{1}{3}$$

dato sperimentale

$0.28 \pm ?$



problemi a piccoli x_B

Bloom, in Proc. 6th Int. Symp.
On Electron and Photon
Interaction, Bonn ('73)

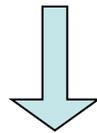
$$\frac{F_2^{e^{-n}}}{F_2^{e^{-p}}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)}$$

$$F_2^{e^{-p}} - F_2^{e^{-n}} = \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)]$$

$$\frac{F_2^{e^{-p}} + F_2^{e^{-n}}}{x_B} = \frac{1}{9} [5(u^v(x_B) + d^v(x_B)) + 20K(x_B)]$$



3 relazioni per 3 incognite : $u^v(x_B)$, $d^v(x_B)$, $K(x_B)$



Informazioni su distribuzioni di valenza e del “mare”

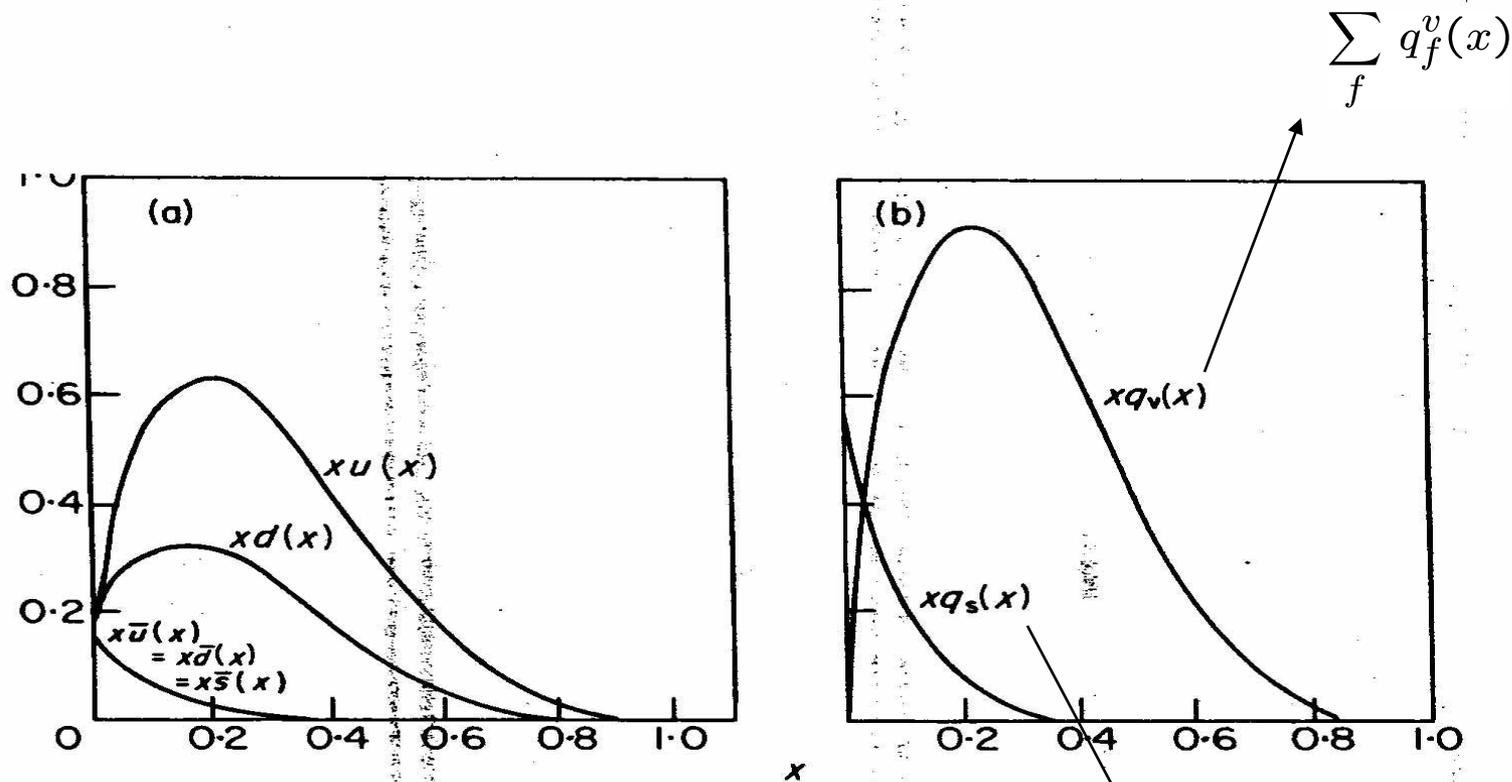
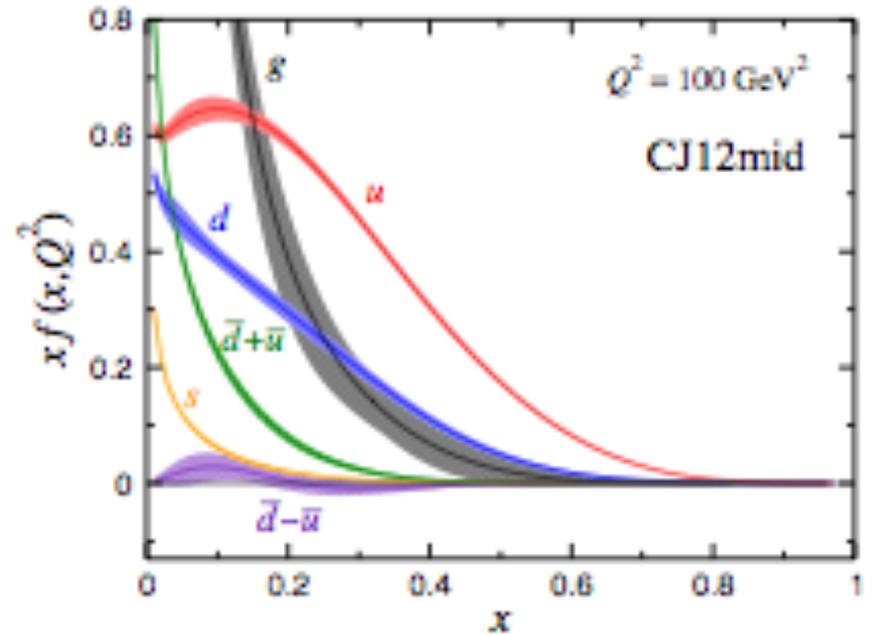
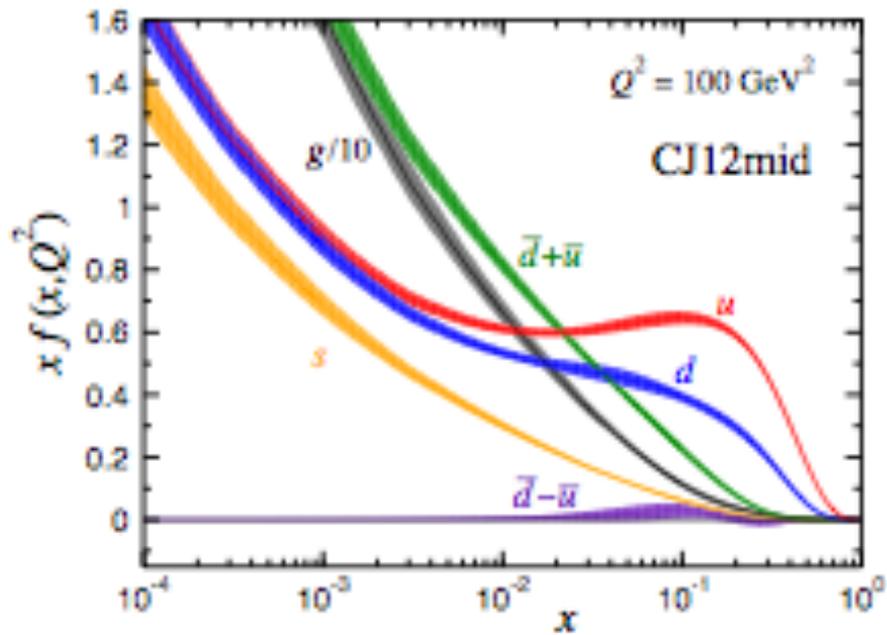


FIG. 11.13. x Dependence of parton distribution functions: (a) all the u and d quarks in the proton and for \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} in the sea; (b) valence quarks $q_v(x)$ and sea $q_s(x)$. The sea is assumed to be an $SU(N)$ singlet.

$$\sum_f [q_f^{sea}(x) + \bar{q}_f^{sea}(x)] \equiv \Sigma^{sea}(x)$$



Owens, Accardi, Melnitchouk (CJ12 collab.)
 P.R. D87 (13) 094012

Necessità di allargare il campo di indagine

- fino a qui, flavor = u, d . SU(2) approssimazione insufficiente :
necessità di altri flavor per spiegare spettro adronico → SU(3)
produzione di coppie anche per flavor più pesanti (al crescere di Q^2)
⇒ considerare anche DIS di (anti)neutrino
- QPM in DIS = convoluzione tra scattering hard e distribuzione di probabilità
scatt. hard = scatt. elastico su fermioni puntiformi liberi → QED (come per
scatt. su leptoni)
distribuz. probabilità = incognita deducibile dall' esperimento
⇒ portata generale : larga classe di fenomeni ad alta energia descrivibile
come convoluzione di processo hard (calcolabile con QED) e di
distribuzioni di probabilità universali (tipiche del bersaglio) deducibili dal
confronto con l' esperimento
→ estendere QPM a e^+e^- e Drell-Yan per testare universalità

- nello spettro mesonico e barionico evidenza del terzo flavor $s(x)$
BNL, 1974: scoperta della risonanza J/ψ , interpretabile come stato $c\bar{c}$
- osservazione di processi deboli con cambio di stranezza : $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$
- CERN, 1973: osservazione di correnti “neutre” in processi
 $\nu(e^-) + p \rightarrow \nu(e^-) + p$
- prime idee (\sim ' 60) sull'unificazione delle teorie dell'interazione elettromagnetica e debole
(Feynmann, Gell-Mann, Glashow, Weinberg..)

Ma i partoni sono autostati dell'interazione forte, non di quella elettrodebole

$$|\text{parton}\rangle_{weak} = \sum_f V_f |\text{parton}_f\rangle_{strong} \quad V_f \in \text{SU}(N_f)$$

↓

Settore elettrodebole del Modello Standard

Nobel 1979: Glashow, Weinberg, Salam

Genesi del Modello Standard elettrodebole

(brevi cenni)

- prime ipotesi (Feynmann Gell-Mann, '58 ; Glashow, '61) :
interazioni deboli cariche (W^\pm) legate a interazione e.m. isovettoriale (γ) da rotazione di isospin; i leptoni e i quark sinistrorsi (left-handed) sono quindi organizzati in doppietti di isospin debole T secondo la simmetria $SU(2)_T$

$$\begin{array}{cccc} \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} u \\ d_\theta \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} ? \\ s_\theta \end{array} \right)_L \end{array}$$

dove $d_\theta = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$; $s_\theta = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C$ θ_C angolo di Cabibbo
 d, s autostati di interazione forte
 d_θ, s_θ autostati di interazione debole

- Commenti:
- **necessità di un quarto flavor, il quark charm (scoperto nel '74)**
 - **transizioni left-handed tra ν e e^-/μ^- , tra quarks, via W^\pm**
 d_θ, s_θ spiegano reazioni del tipo $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$

Genesi..... (continua)

- ipotesi della carica debole Y (Glashow, '61): ulteriore struttura $U(1)_Y$

i quark hanno carica e.m. $e_f = Y + \frac{1}{2} T_3$
 carica debole $Y = \frac{1}{2} (B + S)$

riepilogo dei numeri quantici

	B	S	Y	T_3	e_f
u	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{6}$	1	$\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{6}$	-1	$-\frac{1}{3}$
s	$\frac{1}{3}$	-1	$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$

- teoria elettrodebole: i fermioni

interagiscono attraverso i bosoni di gauge \mathbf{W}, B

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{\mathbf{T}}{2} \psi \cdot \mathbf{W} + g' \bar{\psi} Y \psi B^0 \quad g, g' \text{ couplings incognite}$$

invarianza per $SU(2)_T \otimes U(1)_Y$ e fermioni / bosoni di gauge massless
 \Rightarrow teoria rinormalizzabile non-abeliana, perche' $[W_i, W_j] = i \varepsilon_{ijk} W_k$

Ma $m_W \neq 0$! Altrimenti si vedrebbe in β / K decays

Genesi.... (continua)

- ('t Hooft, '71) : teorie non-abeliane rimangono rinormalizzabili se masse sono generate dinamicamente da rottura spontanea della simmetria di gauge ([meccanismo di Goldstone](#), '64; Higgs, '64...)

- rottura spontanea della simmetria implica $\mathbf{W}, B \rightarrow W^\pm, Z^0, A$
in particolare $A = \cos \theta_W B + \sin \theta_W W_3$

$$Z^0 = -\sin \theta_W B + \cos \theta_W W_3 \quad \theta_W \text{ angolo di Weinberg}$$

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{\mathbf{T}}{2} \psi \cdot \mathbf{W} + g' \bar{\psi} Y \psi B^0$$

$$e_f = Y + \frac{T_3}{2}$$

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{T^\mp}{2} \psi \cdot W^\pm$$

$$g' = g \tan \theta_W$$

$$+ g \sin \theta_W \bar{\psi} e_f \psi A + \frac{g}{\cos \theta_W} \bar{\psi} \left(\frac{T_3}{2} - e_f \sin^2 \theta_W \right) \psi Z^0$$

$$g \sin \theta_W \equiv e$$

$$+ e \bar{\psi} e_f \psi A + \frac{2e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \bar{\psi} \left(\frac{T_3}{2} - e_f \sin^2 \theta_W \right) \psi Z^0$$

14-Nov-13 corrente e.m. $\rightarrow A \equiv \gamma$

correnti debole neutre



Rottura spontanea della simmetria : meccanismo di Goldstone

Esempio: teoria di campo per particella scalare ϕ

$$\mathcal{L}(\phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi)$$

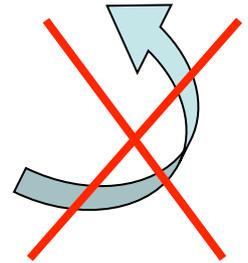
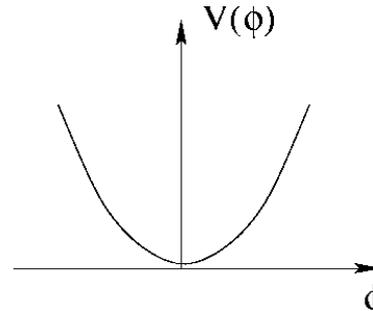
$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4, \quad \lambda > 0$$

simmetria
 $\mathcal{L}(-\phi) = \mathcal{L}(\phi)$



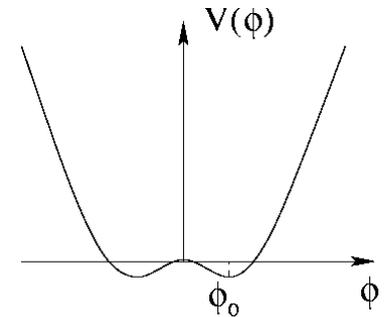
vuoto $\equiv \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

$\mu^2 > 0 \rightarrow \phi_0 = 0$



$\mu^2 < 0 \rightarrow \phi_0 = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$

nuovo campo $\phi' = \phi - \phi_0$; $\phi'_0 = 0$



$$V(\phi') = \mu^2 (\phi' + \phi_0)^2 + \lambda (\phi' + \phi_0)^4 = -2\mu^2 \phi'^2 + o(\phi'^3)$$

$$\mathcal{L}(\phi') = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi')^2 + 2\mu^2 \phi'^2 + \dots = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi')^2 - \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi'^2 + \dots}_{\mathcal{L}_{free}(\phi')} \quad m_{\phi'} = \sqrt{-4\mu^2}$$



Riepilogo

settore elettrodebole del Modello Standard

=

teoria non-abeliana rinormalizzabile
delle interazioni e.m. e debole unificate
in simmetria di gauge $SU(2)_T - U(1)_Y$

- Predizioni :
- necessità di un quarto flavor, il quark charm
 - 4 bosoni di gauge: γ , W^\pm , Z^0
 - γ accoppiato a corrente conservata \rightarrow massless (ok con QED)
 - rapporto $\frac{\text{weak strength}}{\text{e.m. strength}}$ sperimentale si spiega se il coupling

costante di Fermi $G_F = \frac{e^2}{4\sqrt{2}M_W^2 \sin^2 \theta_W}$ con $M_W \sim 75 \text{ GeV}$

risulta inoltre $M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W \rightarrow M_Z \geq M_W$

- correnti deboli cariche: W^\pm producono transizioni
 $\nu \leftrightarrow e^-$, $u \leftrightarrow d$, $u \leftrightarrow s$ (cambio di stranezza),
- correnti deboli neutre: $\nu + p \rightarrow \nu + p$,

Conferme sperimentali:

- quark charm osservato nella risonanza J / ψ (BNL, 1974)
- bosoni di gauge W^\pm, Z^0 osservati nell'exp. UA1 (CERN, 1983)

Nobel 1984: Rubbia, van der Meer

- dal Particle Data Group: $M_W = 80.22 \pm 0.0026$ GeV
 $M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV
 $\sin^2 \theta_W (M_Z) = 0.2319 \pm 0.0005$

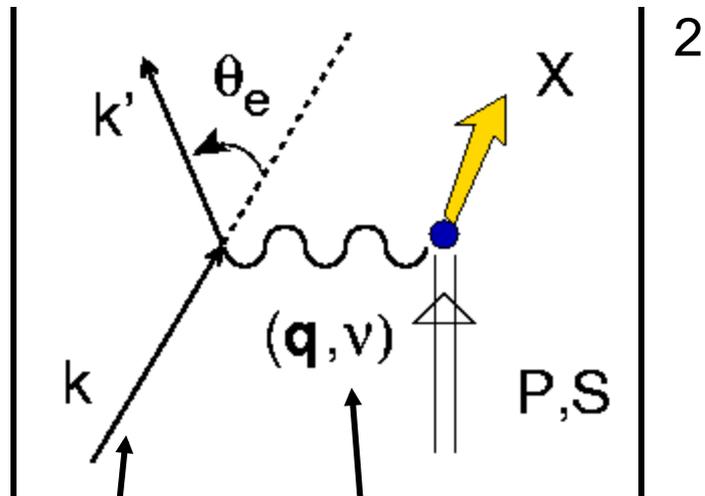
- si spiegano correnti deboli cariche con cambio di stranezza $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$
- correnti deboli neutre osservate al CERN nel 1973

Benvenuti *et al.*, PRL **32** 800 (74)

Hasert *et al.*, PL **B46** 138 (73)

- correnti deboli neutre non cambiano la stranezza (no $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
cancellazioni seguono da $m_q \ll M_W$ e da esistenza di quark c con
mixing $c \leftrightarrow -d \sin \theta_W + s \cos \theta_W$

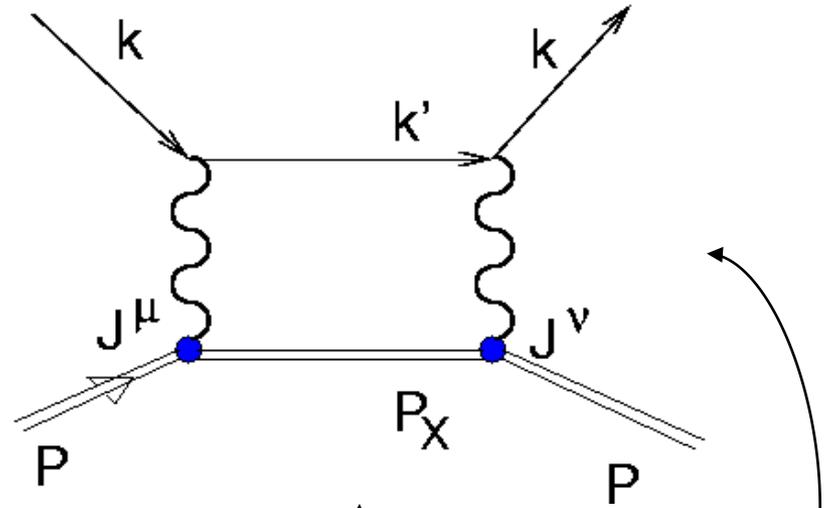
Deep Inelastic Scattering



$e^\pm, \mu^\pm,$
 $\nu_{e/\mu}, \bar{\nu}_{e/\mu}$

γ^*, W^\pm, Z^0

=



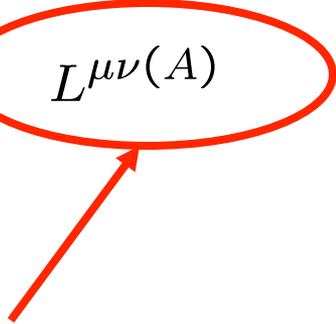
Tensore leptónico $L^{\mu\nu}$

Tensore adronico $W^{\mu\nu}$

Tensore leptónico (continua)

$$\begin{aligned}\text{Tr} [\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta] &= \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 \gamma^\beta] = 4(g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} + g^{\mu\beta} g^{\nu\alpha} - g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta}) \\ \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta] &= \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 \gamma^\beta] = 4i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\end{aligned}$$

$$L^{\mu\nu} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_W} 2 \left(k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - k \cdot k' g^{\mu\nu} \mp i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k'_\alpha k_\beta \right)$$

$$\equiv L^{\mu\nu}(S) \pm L^{\mu\nu}(A)$$


parte antisimmetrica del tensore è memoria dell'interferenza tra corrente debole vettoriale ed assiale

Propagatore del bosone vettore

si approssima con $\left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) \frac{1}{q^2 - M_W^2} \sim -\frac{g^{\mu\nu}}{q^2 - M_W^2}$

perché $\frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \sim \left(\frac{m_e}{M_W}\right)^2 \sim 0$

Tensore adronico

- 2 vettori indipendenti P, q
- base tensoriale: $b_1=g^{\mu\nu}$, $b_2=q^\mu q^\nu$, $b_3=P^\mu P^\nu$,
 $b_4=(P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu)$, $b_5=(P^\mu q^\nu - P^\nu q^\mu)$,
 $b_6= \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho P^\sigma$
- tensore adronico $W^{\mu\nu} = \sum_i c_i (q^2, P \cdot q) b_i$
- Hermiticity $\rightarrow c_i$ sono reali
- invarianza per time-reversal $\rightarrow c_5 = 0$
- corrente debole non conservata: $q_\mu W^{\mu\nu} \neq 0 \rightarrow c_6 \neq 0$
- c_1 e c_3 dipendenti da c_2 e c_4

$$W^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) q^2 c_2(q^2, P \cdot q) + \frac{\tilde{P}^\mu \tilde{P}^\nu}{M^2} \left(-\frac{M^2 q^2}{P \cdot q} \right) c_4(q^2, P \cdot q) + i \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{P_\rho q_\sigma}{M^2} c_6(q^2, P \cdot q)$$

\downarrow \downarrow \downarrow

W_3

$\underbrace{W_1 \quad W_2}_{W^{(S)}_{\mu\nu}}$

$W^{(A)}_{\mu\nu}$

violazione di parità

Ampiezza di scattering

$$\begin{aligned}
 L_{\mu\nu} &= L_{\mu\nu}^{(S)} \pm L_{\mu\nu}^{(A)} \\
 W^{\mu\nu} &= W^{(S)\mu\nu} + W^{(A)\mu\nu}
 \end{aligned}
 \longrightarrow
 L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{(S)} W^{(S)\mu\nu} \pm L_{\mu\nu}^{(A)} W^{(A)\mu\nu}$$

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \stackrel{TRF}{\propto} \frac{e^4}{64 \sin^4 \theta_W} 4EE' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$$



$$\times \left[W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \pm \frac{E + E'}{M} W_3 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$



interferenza **VA** → antisimmetria tra leptoni / antileptoni