

# Riassunto della lezione precedente

- Approssimazioni del QPM: fattorizzazione tra processo elementare sonda-partone e processi adronici tra partoni  
→ convoluzione tra sez. d'urto elementare e distribuzione di densita` partonica (somma incoerente di scattering elementari)
- sez. d'urto elementare calcolabile in QED; confronto con sez. d'urto elastica in regime di DIS → funzioni di struttura → relazione di Callan-Gross
- sez. d'urto su base polare sferica → risposta a polarizzazione longitudinale e trasversa di  $\gamma^*$   
→ Callan-Gross equivalente a  $\frac{W_L}{W_T} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 0$  partoni hanno spin  $\frac{1}{2}$
- definizione di quark di valenza (dominante per  $x_B \rightarrow 1$ ) e del “mare” di Dirac (dominante per  $x_B \rightarrow 0$ ) ; DIS su  $N=p,n$  con 2 flavors  $u,d$   
→ sistema determinato; estrazione di densita` partoniche

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

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

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

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 !)

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

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

$u_p^v$  dominante  
( $d_n^v$  “ )

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 6<sup>th</sup> Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*, Bonn ('73)

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

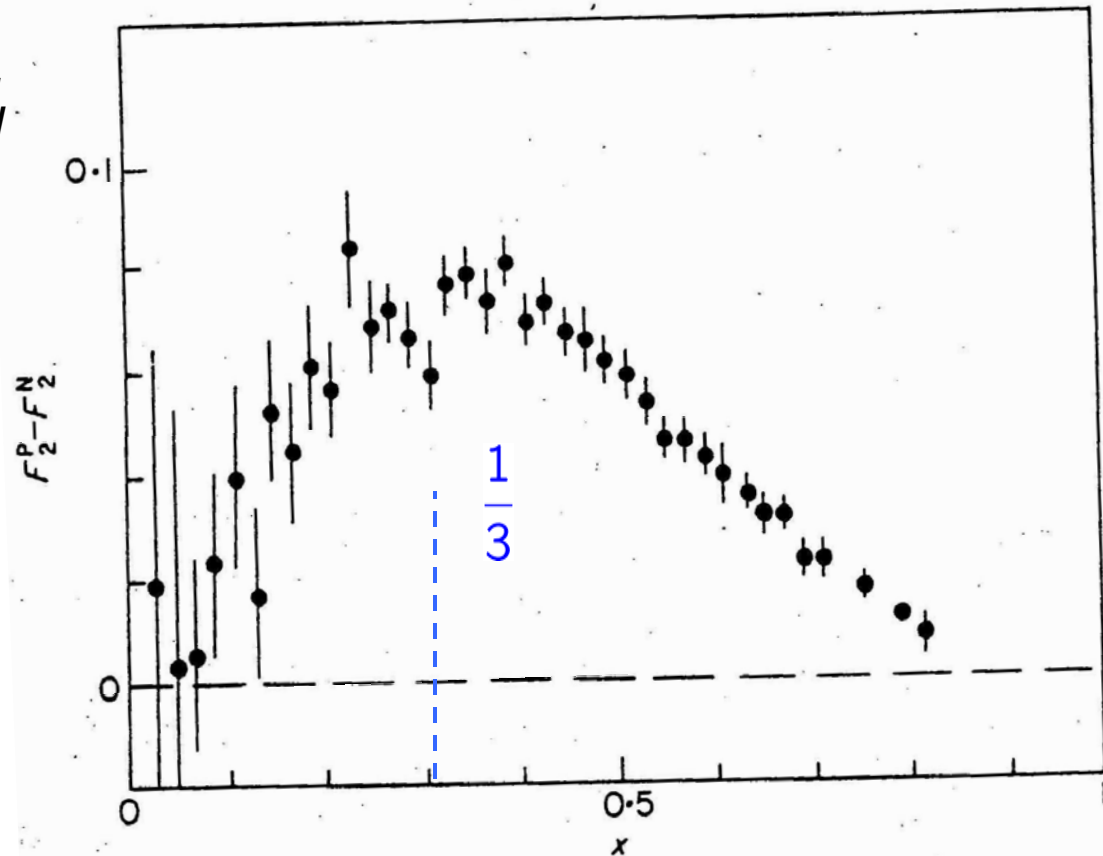


FIG. 11.6.  $\nu W_2(ep) - \nu W_2(en)$  data as a function of  $x$ .

# 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  $d$ )  
 $\Rightarrow$  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)

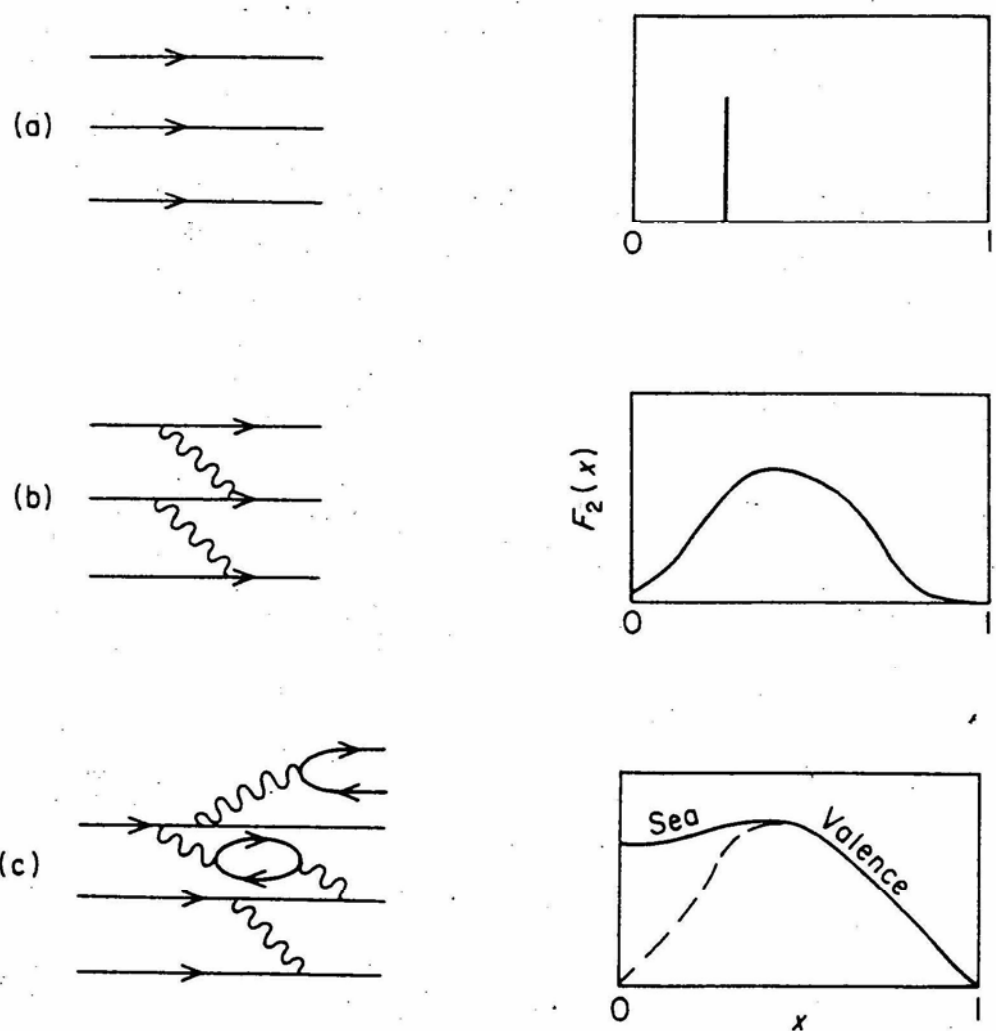
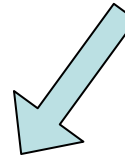


FIG. 11.5. Development of  $F_2(x)$ .

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  
 $0.28 \pm ?$



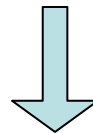
problemi a  
piccoli  $x_B$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)} \\ F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} = \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)] \\ \frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{x_B} = \frac{1}{9} [5(u^v(x_B) + d^v(x_B)) + 20K(x_B)] \end{array} \right.$$



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



Informazioni su distribuzioni di valenza e del “mare”

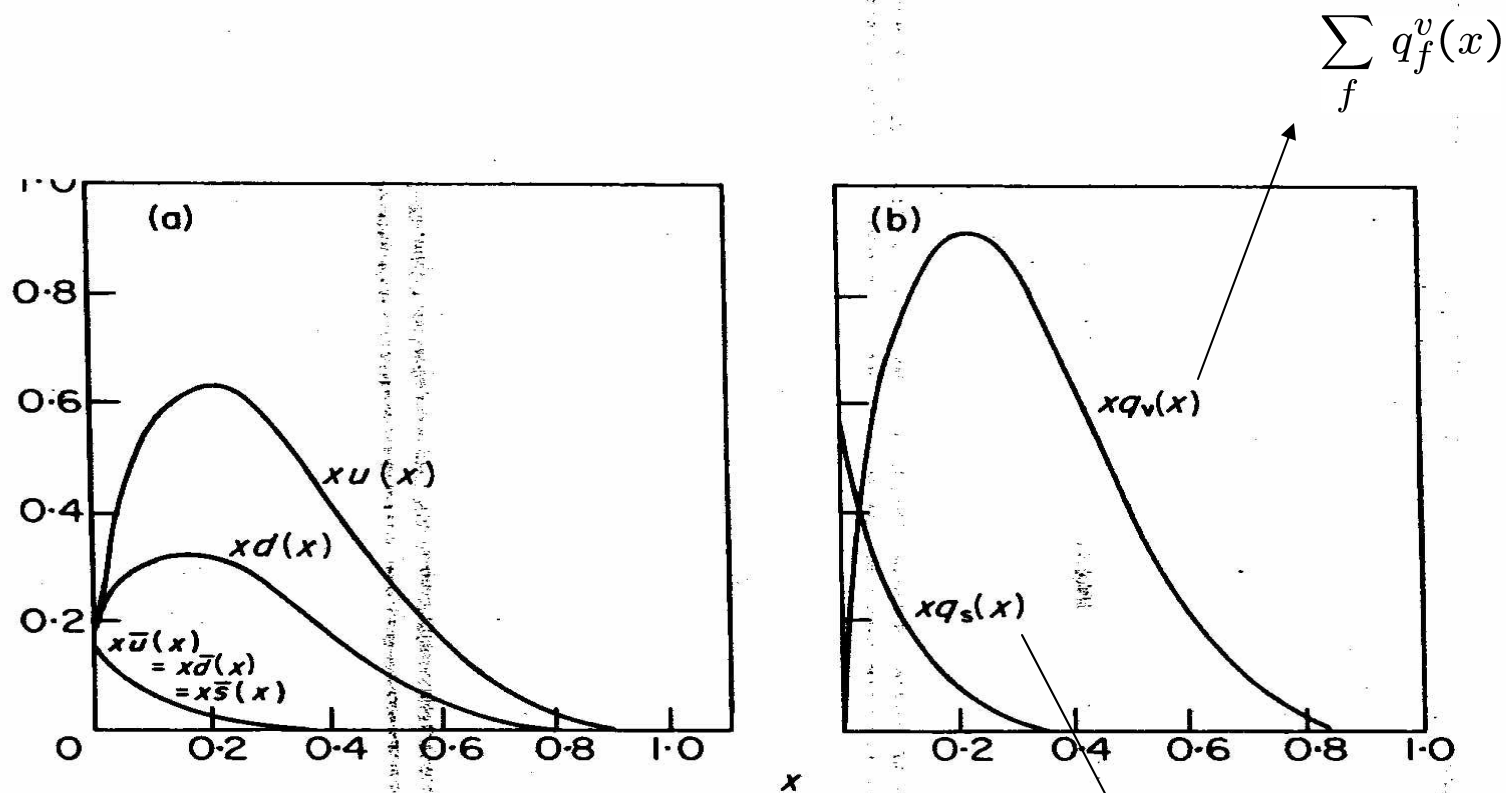


FIG. 11.13.  $x$  Dependence of parton distribution functions: (a) all the u and d quarks in the proton and for  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$  in the sea; (b) valence quarks  $q_v(x)$  and sea  $q_s(x)$ . The sea is assumed to be an SU(N) singlet.

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



# Necessita` di allargare il campo di indagine

- fino a qui, flavor =  $u, d$ . Approssimazione insufficiente :  
necessita` di altri flavor per spiegare spettro adronico  
produzione di coppie anche per flavor piu` pesanti (al crescere di  $Q^2$ )  
⇒ considerare anche DIS di (anti)neutrino
- QPM in DIS = convoluzione tra scattering hard e distribuzione di probabilita`  
scatt. hard = scatt. elastico su fermioni puntiformi liberi → QED (come per  
scatt. su leptoni)  
distribuz. probabilita` = 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 probabilita` universali (tipiche del bersaglio) deducibili dal  
confronto con l'esperimento → estendere QPM a  $e^+e^-$  e Drell-Yan

- nello spettro mesonico e barionico evidenza del terzo flavor  $s(x)$   
BNL, 1974: scoperta della risonanza  $J/\psi$ , 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 (~'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

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



**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 ( $\gamma$ ) da rotazione di isospin ; i leptoni e i quark sinistrorsi (left-handed) sono quindi organizzati in doppietti di isospin debole  $T$  secondo la simmetria  $SU(2)_T$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} ? \\ s_\theta \end{pmatrix}_L$$

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

- Commenti:
- necessita` di un quarto flavor, il quark charm (scoperto nel '74)
  - transizioni left-handed tra  $\nu$  e  $e^-/\mu^-$  , tra quarks, via  $W^\pm$   
 $d_\theta$  ,  $s_\theta$  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'  $[W_i, W_j] = i\epsilon_{ijk} W_k$

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

# Genesi.... (continua)

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

- rottura spontanea della simmetria implica  $\mathbf{W}, B \rightarrow W^\pm, Z^0, A$

in particolare  $A = \cos \theta_W B + \sin \theta_W W_3$

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

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

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

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

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

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

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

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

04-Nov-09

**corrente e.m.  $\rightarrow A \equiv \gamma$**

**correnti deboli neutre**



# Rottura spontanea della simmetria : meccanismo di Goldstone

Esempio: teoria di campo per particella scalare  $\phi$

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

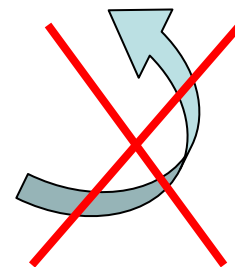
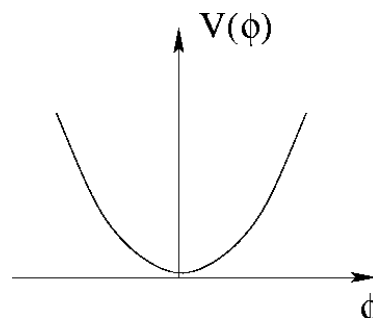
$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4, \quad \lambda > 0$$

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



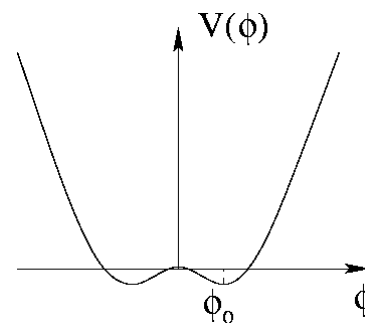
vuoto  $\equiv \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

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



$\mu^2 < 0$

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



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

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

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

$m_{\phi'} = \sqrt{-4\mu^2}$



# Riepilogo

settore elettrodebole del Modello Standard

=

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

- Predizioni :
- necessita` di un quarto flavor, il quark charm
  - 4 bosoni di gauge:  $\gamma$  ,  $W^\pm$  ,  $Z^0$
  - $\gamma$  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  $J/\psi$  (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:  $M_W = 80.22 \pm 0.0026 \text{ GeV}$   
 $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$   
 $\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0.2319 \pm 0.0005$

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

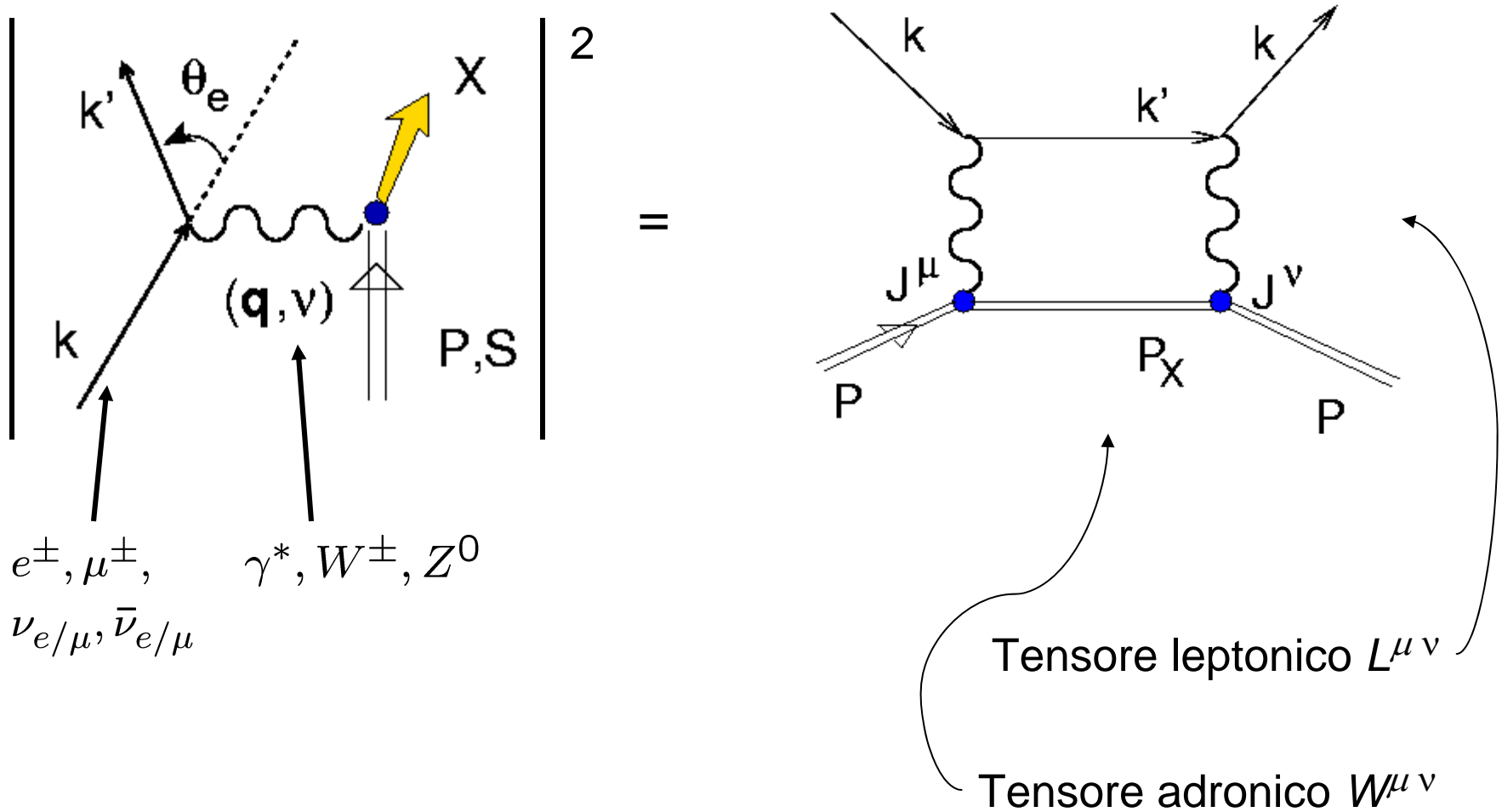
Benvenuti *et al.*, PRL **32** 800 (74)

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

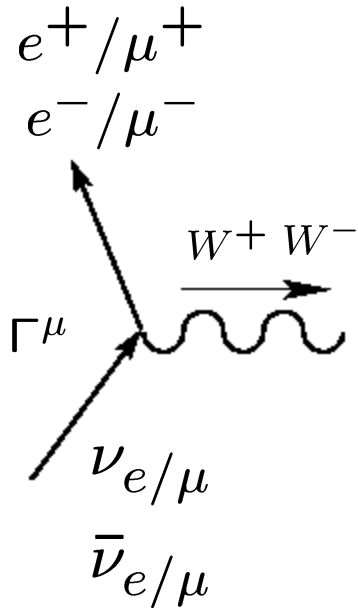
- correnti deboli neutre non cambiano la stranezza (no  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ )  
cancellazioni seguono da  $m_q \ll M_W$  e da esistenza di quark  $c$  con  
mixing  $c \leftrightarrow -d \sin \theta_W + s \cos \theta_W$



# Deep Inelastic Scattering



# Tensore leptónico



interazione e.m. ( $e^- / \mu^-$  **left-handed**)  $\rightarrow$  scambio di  $\gamma$

$$\Gamma^\mu = e\gamma^\mu$$

fascio di neutrini (**left-handed**)  $\rightarrow$  scambio di  $W^+$   
(ma anche in reazioni inverse del tipo  $e^+ / \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_{e/\mu}$ )

$$\Gamma^\mu = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \frac{T_3(=+1)}{2} \gamma^\mu(1 - \gamma_5) \quad \text{V - A}$$

fascio di antineutrini (**right-handed**)  $\rightarrow$  scambio di  $W^-$   
(ma anche in reazioni inverse del tipo  $e^- / \mu^- \rightarrow \nu_{e/\mu}$ )

$$\Gamma^\mu = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \frac{T_3(=-1)}{2} \gamma^\mu(1 + \gamma_5) \quad \text{V + A}$$

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} &= \text{Tr} [\Gamma^\mu \not{k}' \Gamma^\nu \not{k}] \\ &= \frac{e^2}{8\sin^2\theta_W} \frac{1}{4} \left\{ \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta] k'_\alpha k_\beta + \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 \gamma^\beta] k'_\alpha k_\beta \right. \\ &\quad \left. \mp \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 \gamma^\beta] k'_\alpha k_\beta \mp \text{Tr} [\gamma^\mu \gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta] k'_\alpha k_\beta \right\} \end{aligned}$$

V-V A-A V-A

## Tensore leptónico (continua)

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

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

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


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

## Propagatore del bosone vettore

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

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

# 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
- sistema lineare con  $c_5=0$ ,  $c_1$  e  $c_3$  dipendenti da  $c_2$  e  $c_4$
- Risultato finale :

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

$\downarrow$   $\swarrow$   $\searrow$   
 $W_3$   $W_1$   $W_2$   
 $\underbrace{\hspace{10em}}$   
 $W^{(S)}_{\mu\nu}$

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

violazione di parita`

## Ampiezza di scattering

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

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \stackrel{TRF}{\propto} \frac{e^4}{64 \sin^4 \theta_W} 4EE' \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \times \left[ W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \pm \frac{E + E'}{M} W_3 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$



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

## Sezione d'urto

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dE' d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{64 \sin^4 \theta_W} \frac{E'}{E} \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \\
 &= \frac{\alpha^2}{64 \sin^4 \theta_W} \frac{E'}{E} \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} 4EE' \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \\
 &\quad \times \left[ W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \pm \frac{E + E'}{M} W_3 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{G_F^2}{8\pi^2} \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 E'^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \\
 &\quad \times \left[ \frac{F_2}{\nu} + 2\frac{F_1}{M} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \pm \frac{E + E'}{M\nu} F_3 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]
 \end{aligned}$$

**Limite DIS :**

$$\begin{aligned}
 W_1 &\rightarrow \frac{F_1}{M} \\
 W_2 &\rightarrow \frac{F_2}{\nu} \\
 W_3 &\rightarrow \frac{F_3}{\nu}
 \end{aligned}$$

$$G_F = \frac{e^2}{4\sqrt{2}M_W^2 \sin^2 \theta_W}$$

# Vertice elettrodebole elementare

$$D_f = d, s, b$$

$$U_f = u, c, t$$

$$\bar{U}_{\bar{f}} = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$$

$$\bar{D}_{\bar{f}} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$$

interazione e.m.  $\rightarrow$  scambio di  $\gamma$

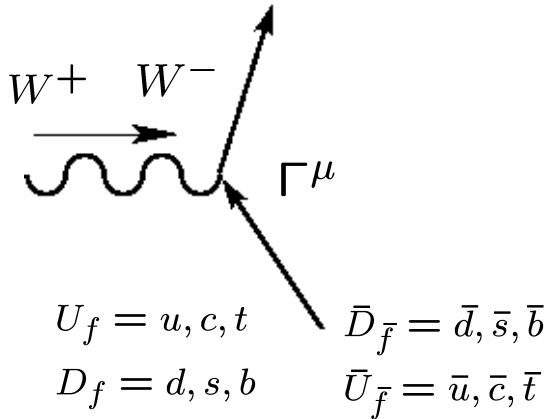
$$\Gamma^\mu = e\gamma^\mu$$

quark (**left-handed**)

$$\Gamma^\mu = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \frac{T_3(=+1)}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \sum_{f'} V_{ff'}$$

antiquark (**right-handed**)

$$\Gamma^\mu = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \frac{T_3(=-1)}{2} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \sum_{\bar{f}'} V_{\bar{f}\bar{f}'}$$



$$\begin{pmatrix} U_f \\ D_f \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$V_{U_f D_f} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \in SU_f(3)$$

$$\sim \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C & 0 \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\sum_{f'} |V_{U_f D_{f'}}|^2 = 1$$



## Tensore adronico elementare

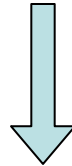
$$\begin{aligned}
 2mW^{\text{el}}{}_{\mu\nu} &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3 2p'^0} (2\pi)^4 \delta(p' - p - q) H^{\text{el}}{}_{\mu\nu} \\
 &= \frac{1}{2M_\nu} \delta(x - x_B) H^{\text{el}}{}_{\mu\nu}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H^{\text{el}}{}_{\mu\nu} &= \frac{e_f^2}{4} \text{Tr} [(x \not{P} + \not{q} + m) \gamma^\mu (1 \mp \gamma_5) (x \not{P} + m) \gamma^\nu (1 \mp \gamma_5)] \\
 &\quad \times \sum_{f'} \left| V_{U_f D_{f'}} \right|^2 \\
 &= H^{\text{el}(S)}{}_{\mu\nu} \pm H^{\text{el}(A)}{}_{\mu\nu}
 \end{aligned}$$

Poi 
$$L_{\mu\nu} H^{\text{el}}{}_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{(S)} H^{\text{el}(S)}{}_{\mu\nu} \pm L_{\mu\nu}^{(A)} H^{\text{el}(A)}{}_{\mu\nu}$$

## Funzioni di struttura

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega}(P, q) = \sum_{f, \bar{f}} \int_0^1 dx \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE'd\Omega}(xP, q) \phi_f(x)$$



$$F_2(x_B) = x_B \sum_f [\phi_f(x_B) + \bar{\phi}_f(x_B)]$$

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

$$F_3(x_B) = \sum_f [\phi_f(x_B) - \bar{\phi}_f(x_B)]$$

non-singlet flavor

asimmetria **right-/left-** handed ( **V/A** )

puo` cambiare il flavor

$SU_f(3) \rightarrow 12$  incognite :  $u_p, d_p, s_p, \bar{u}_p, \bar{d}_p, \bar{s}_p$   
 $u_n, d_n, s_n, \bar{u}_n, \bar{d}_n, \bar{s}_n$

8 misure possibili :  $F_2^{W^+p}, F_2^{W^-p}, F_3^{W^+p}, F_3^{W^-p}$   
 $F_2^{W^+n}, F_2^{W^-n}, F_3^{W^+n}, F_3^{W^-n}$

invarianza di isospin :  $u_p \equiv d_n$        $d_p \equiv u_n$   
 (2 relazioni)

simmetria di isospin del “mare” :  $\bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$   
 (2 relazioni)

Sistema determinato: da DIS (anti)neutrino – Nucleone si possono estrarre le distribuzioni degli (anti)quark per i tre flavor