Riassunto della lezione precedente

- formula generale di Rosenbluth per scattering inclusivo (an)elastico; confronto con caso elastico puntiforme → scaling

- fondamento del QPM: in regime cinematico di DIS (Q^2, $\nu \to \infty$, x_B fissato) scaling ⇒ 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) ⇒ 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^*

$$\varepsilon^\mu_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\varepsilon^\mu_x \pm i\, \varepsilon^\mu_y \right)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \left(|\mathbf{q}|,\, 0,\, 0,\, \nu \right)$$

con

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} = \sum_\lambda (-)^\lambda \, \varepsilon^{\mu *}_\lambda \varepsilon^\nu_\lambda$$

ampiezza di scattering
$$\ell_\mu J^\mu = \ell_\mu \, \tilde{g}^{\mu\nu} J_\nu = \sum_\lambda \left(\ell_\mu \varepsilon^{\mu *}_\lambda \right) \left(J_\nu (-)^\lambda \varepsilon^\nu_\lambda \right) \equiv \sum_\lambda \ell_\lambda J_\lambda$$

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

Callan-Gross (continua)

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

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

osservazione sperimentale

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

$$2\, x_B\, F_1(x_B) = F_2(x_B) \quad \Longleftrightarrow \quad R = \frac{W_L}{W_T} \to 0$$

che significa ?

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

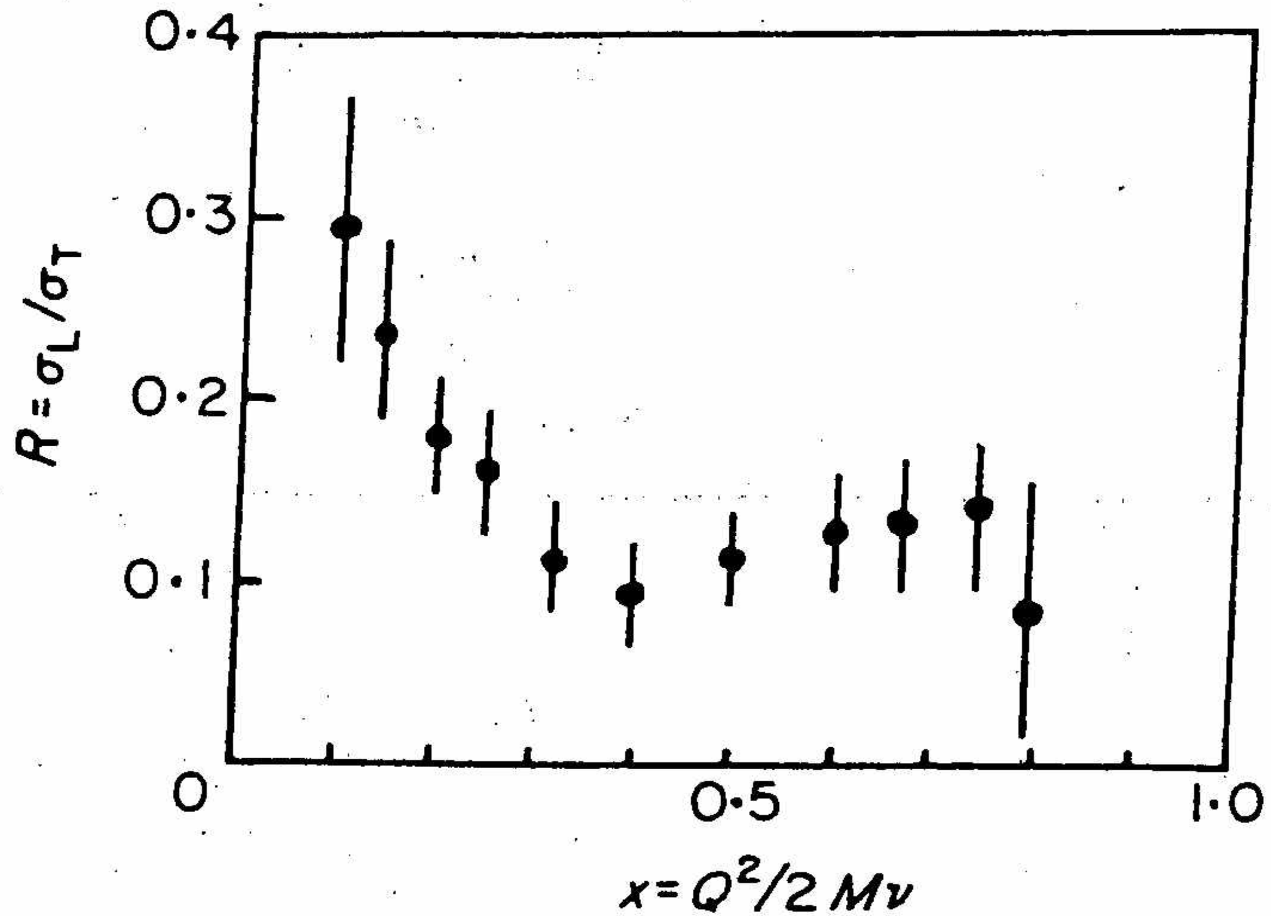
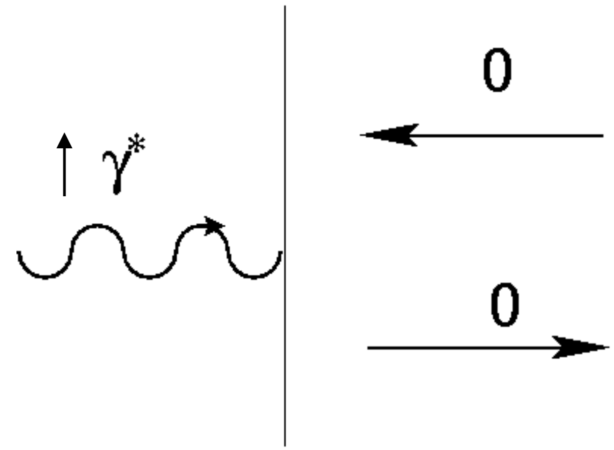


FIG. 9.8. $R \equiv \sigma_L/\sigma_T$ as a function of x.

Scattering nel Breit frame

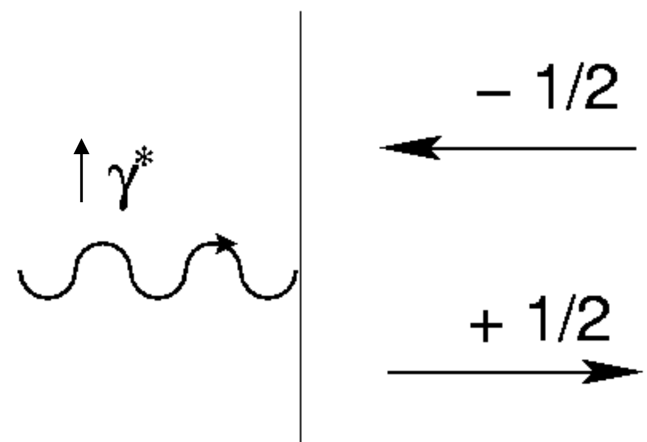
particella scalare (spin 0)

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



particella di Dirac (spin ½)

interazione e.m. conserva l’elicità
⇒ il cambio Δh = ± 1 compensa L_z = 1
di polarizzazione trasversa di γ^*
⇒ polarizzazione longitudinale di γ^* non
compensa ⇒ $W_L \rightarrow 0$



Callan-Gross ⟺ partoni hanno spin ½

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

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

DIS su N={ p,n } $\rightarrow$ 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 $e^- + N \rightarrow e^{-\prime} + X$

simmetria di isospin dell' interazione forte :

$$\begin{cases} u_p(x_B) = d_n(x_B) \\ d_p(x_B) = u_n(x_B) \end{cases} \rightarrow 2 \text{ relazioni}$$

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)

$$\sum_f \Big(q_f(x) + \bar{q}_f(x) \Big) \equiv \Sigma(x)$$ 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 → produzione di coppia ~ 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 $$q_f^{sea}(x) = \overline{q}_f^{sea}(x)$$

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

Normalizzazione

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

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

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

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

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

DIS $e^- + p \rightarrow e^{-\prime} + X$
$e^- + n \rightarrow e^{-\prime} + X$

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 : $u_p = d_n$
$d_p = u_n$

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

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

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

sperimentalmente si osserva $1 \xleftarrow{x_B \to 0} \frac{\nu W_2^{e^- n}}{\nu W_2^{e^- p}} = \frac{F_2^{e^- n}}{F_2^{e^- p}} \xrightarrow{x_B \to 1} \frac{1}{4}$

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)

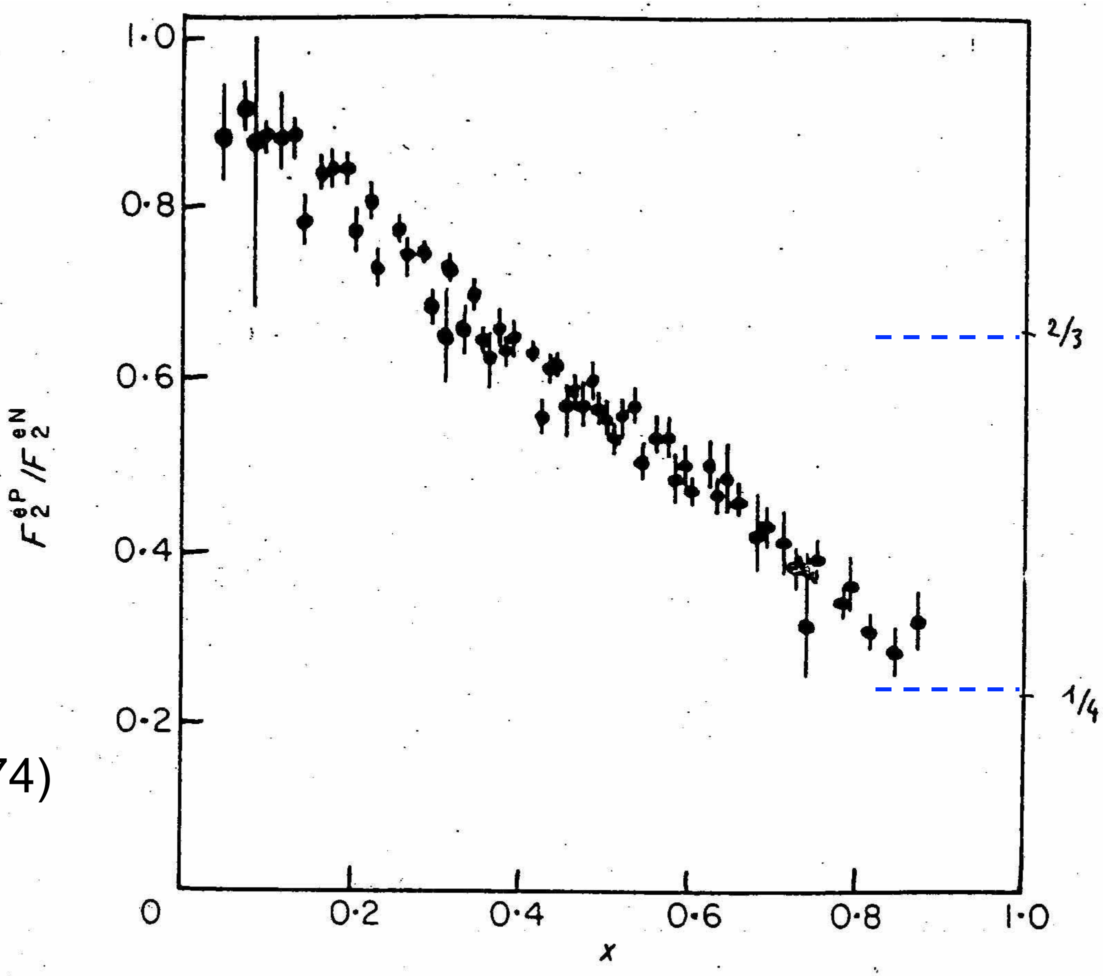


FIG. 11.3. The ratio $\nu W_2^{eN}/\nu W_2^{eP}$ as a function of x.

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

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 !)

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

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

u^v_p dominante
(d^v_n “)

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

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

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

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

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

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

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)

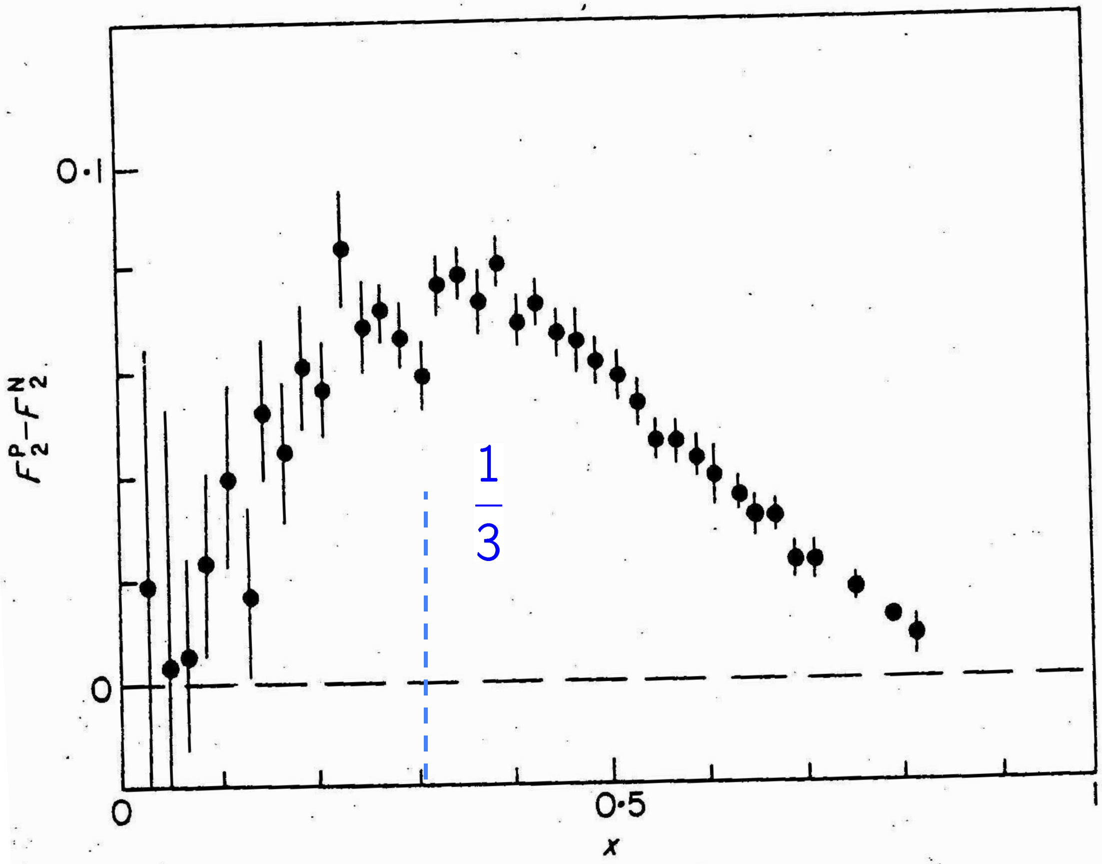


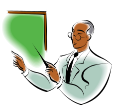
FIG. 11.6. νW_2(ep) $- \nu W_2$(en) data as a function of x.

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)

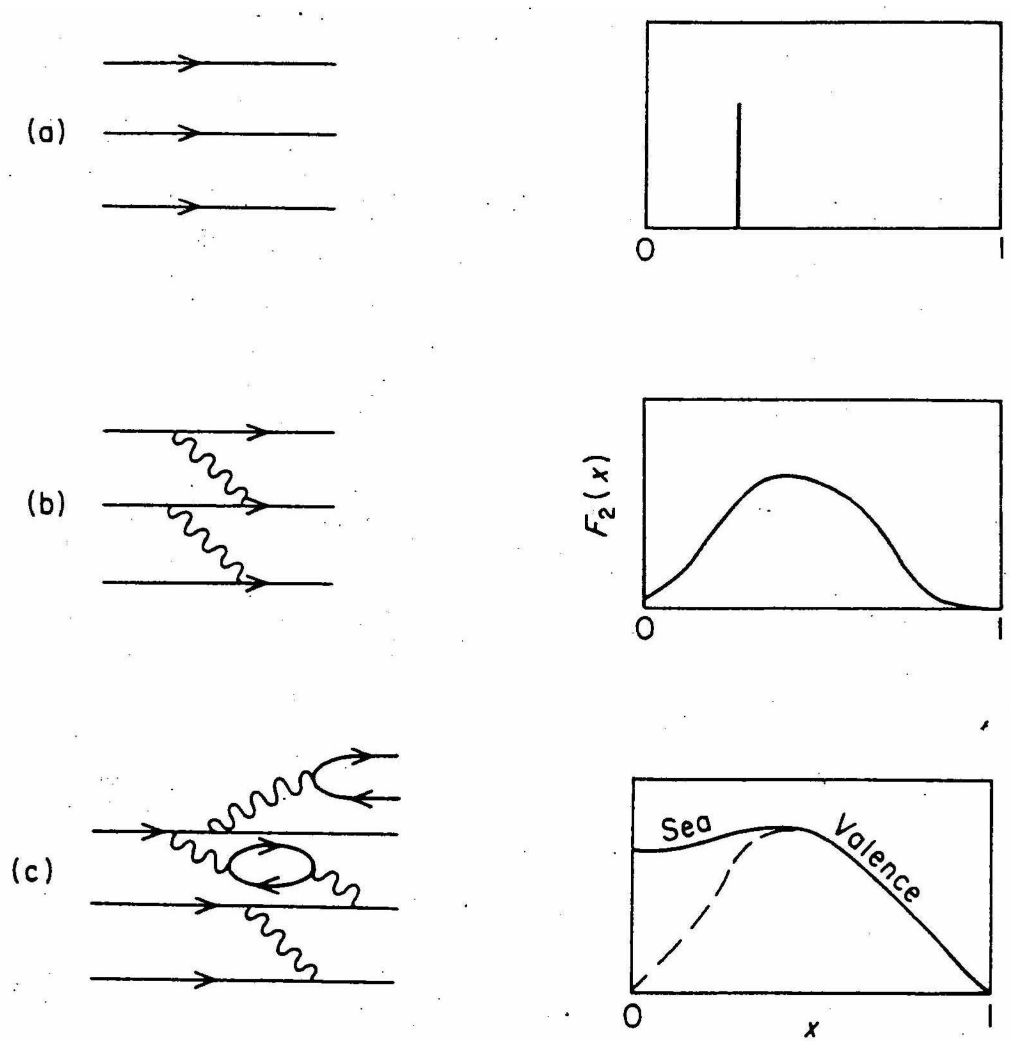


FIG. 11.5. Development of $F_2(x)$.

Normalizzazione delle distribuzioni di quark di valenza

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

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

$$\int_0^1 dx_B\, \frac{1}{x_B} \left(F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right)$$

$$= \;\frac{1}{3} \int_0^1 dx_B\; (u^v(x_B) - d^v(x_B)) = \frac{1}{3}$$

dato sperimentale
0.28 ± ?

problemi a piccoli x_B

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

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

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

$$\Downarrow$$

Informazioni su distribuzioni di valenza e del "mare"

$$\sum_f q_f^v(x)$$

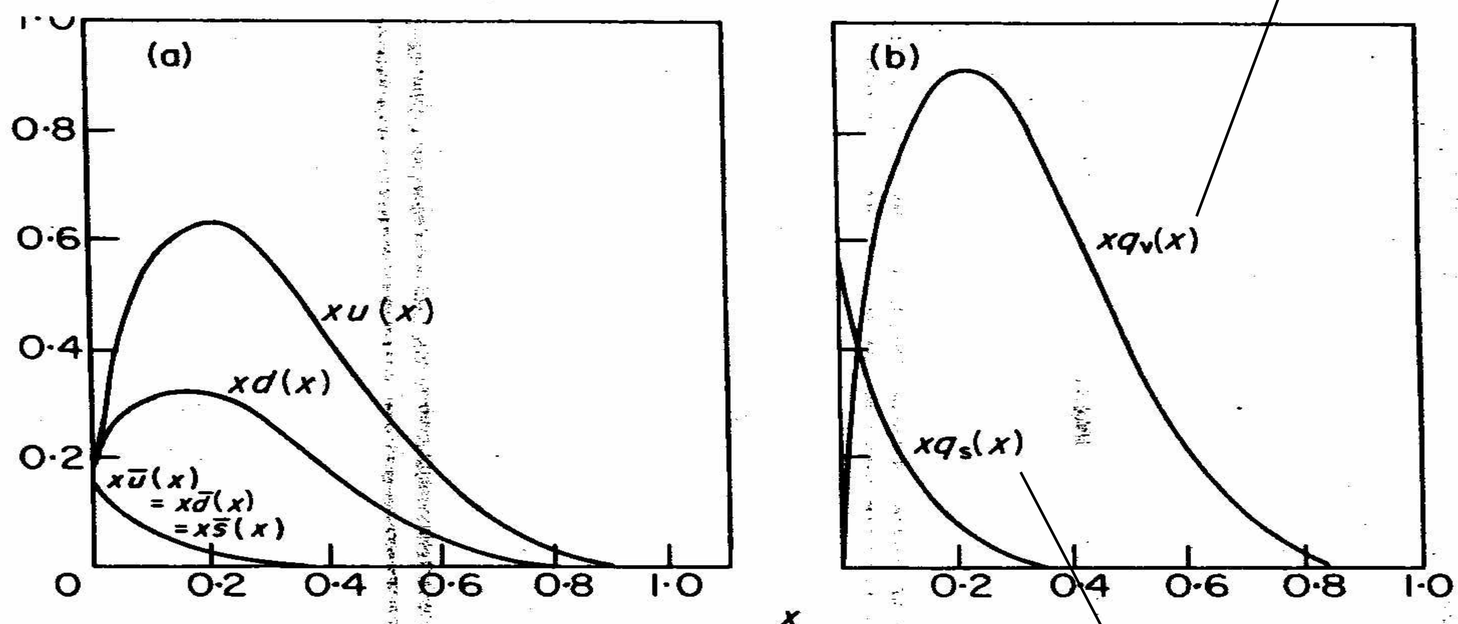


FIG. 11.13. *x* Dependence of parton distribution functions: (a) all the u and d quarks in the proton and for ū, d̄, s̄ in the sea; (b) valence quarks $q_v(x)$ and sea $q_s(x)$. The sea is assumed to be an SU(N) singlet.

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

Necessità di allargare il campo di indagine

• fino a qui, flavor = *u,d* . Approssimazione insufficiente :
  necessità di altri flavor per spiegare spettro adronico
  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

• 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 (~' 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

$$|\mathrm{parton}\rangle_{weak} = \sum_f V_f\, |\mathrm{parton}_f\rangle_{strong} \qquad V_f\, \varepsilon\, \mathrm{SU}(\mathrm{N}_f)$$

$\downarrow$

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 $SU(2)_T$

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

dove $d_\theta = d \cos\theta_C + s \sin\theta_C$; $s_\theta = - d \sin\theta_C + s \cos\theta_C$ 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 $K^{\pm} \to \mu^{\pm} \nu$

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 ***W*** , *B*

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

g , g' couplings incognite

invarianza per $SU(2)_T \otimes U(1)_Y$ e fermioni / bosoni di gauge massless

⇒ 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