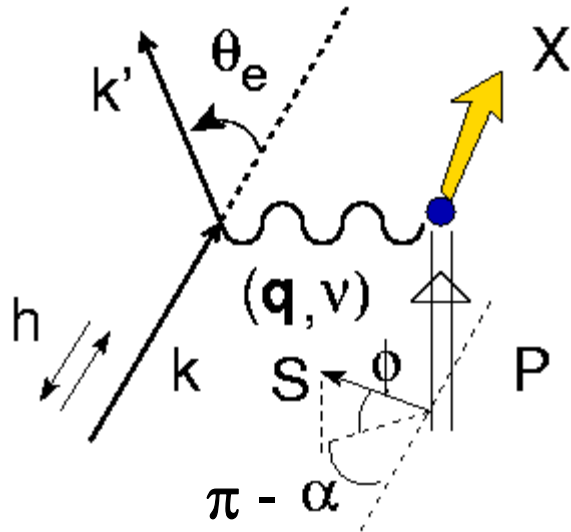


Riassunto della lezione precedente

- e^+e^- inclusivo : formalismo e interpretazione in QPM
scaling della sezione d'urto totale
rapporto $R \rightarrow$ test di $SU_c(3)$ e $SU_f(N_f)$
- e^+e^- semi-inclusivo : formalismo e interpretazione in QPM
distribuzione angolare dell'adrone rivelato da processo elementare
funz. frammentazione incognita da confronto con dati
scaling in z della sez. d'urto e violazioni
- Semi-inclusive DIS (SIDIS) : formalismo e interpretazione in QPM
ipotesi fattorizzazione \rightarrow universalità delle funz. partoniche
confronto SIDIS – e^+e^- semi-inclusivo \rightarrow info sulle funz. frammentazione
- e^+e^- semi-inclusiva in due adroni; sezione d'urto di jet;
jet = fascio di adroni che portano frazione $0 \leq z \leq 1$ dell'energia
del partone che frammenta;
direzione dell'asse del jet identifica direzione del partone che frammenta;
direzione determinata dal processo elementare di QED

DIS inclusivo polarizzato



se $S=0 \rightarrow$ violazione della parità
processo debole \rightarrow corrente $V-A \rightarrow W^\mu \gamma_A$

se $S \neq 0 \rightarrow 2$ 4-vettori P, q e
1 4-pseudovettore S indipendenti
struttura del tensore adronico più ricca

si sceglie S^μ tale che $S^2 = -1$ e $S \cdot P = 0$

$$S^\mu = \frac{S \cdot q}{P \cdot q} \left(P^\mu - \frac{M^2}{P \cdot q} q^\mu \right) + S_\perp^\mu = \frac{\lambda}{M} \left(P^\mu - \frac{M^2}{P \cdot q} q^\mu \right) + S_\perp^\mu$$

elicita'

$$\lambda = M \frac{S \cdot q}{P \cdot q}$$

$$S \cdot P = 0 \rightarrow S_\perp \cdot P = 0$$

$$S^2 \sim -(\lambda^2 + S_\perp^2) = -1$$



Tensore adronico

$S = \frac{1}{2} \rightarrow W^{\mu\nu}$ è al più lineare in S , perchè è matrice 2×2 in spazio di spin

\Rightarrow espansione sulla base delle matrici σ di Dirac

$$W^{\mu\nu} = \sum_{\alpha\alpha'} W_{\alpha\alpha'}^{\mu\nu} \rho_{\alpha\alpha'} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\alpha'} W_{\alpha\alpha'}^{\mu\nu} (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\alpha'}$$

matrice densità di spin del target

vettore di polarizzazione

$$P_i = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \langle \sigma_i \rangle = \text{Tr}(\rho \sigma_i)$$

- S^μ coplanar with scattering plane $\rightarrow \phi = 0$
- hermiticity del tensore
- invarianza per trasformazioni di parità
- invarianza per trasformazioni di time-reversal
- conservazione della corrente



Tensore adronico (continua)

$$W^{\mu\nu} = W_S^{\mu\nu} + W_A^{\mu\nu}$$

$$W_S^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) W_1 + \frac{\tilde{P}^\mu \tilde{P}^\nu}{M^2} W_2$$

$$\tilde{P}^\mu = P^\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\mu$$

$$W_A^{\mu\nu} = \frac{i}{M^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho [A_1 S_\sigma + A_2 P_\sigma]$$

↑ scalare
 ↑ pseudoscalare

$$W_A^{\mu\nu} = \frac{i}{M^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho S_\sigma \left[\underline{G_1(\nu, Q^2)} + \frac{P \cdot q}{M^2} \underline{G_2(\nu, Q^2)} \right]$$

$$- \frac{i}{M^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho P_\sigma \frac{S \cdot q}{M^2} G_2(\nu, Q^2)$$

$$= i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho P_\sigma \lambda \frac{G_1(\nu, Q^2)}{M^3}$$

$$+ i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho S_{\perp\sigma} \frac{1}{M^2} \left[G_1(\nu, Q^2) + \frac{P \cdot q}{M^2} G_2(\nu, Q^2) \right]$$



Ampiezza di scattering

leptone polarizzato con elicità $h=\pm$

tensore leptonico : $L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^S \pm L_{\mu\nu}^A$

$$L_{\mu\nu}^S = 2k_\mu k'_\nu + 2k_\nu k'_\mu - 2k \cdot k' g_{\mu\nu}$$

$$L_{\mu\nu}^A = h 2i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma$$

$$L_{\mu\nu}^S W^{\mu\nu}_S \rightarrow \frac{d\sigma^0}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2}{Q^4} E'^2 \left(2 \sin^2 \frac{\theta_e}{2} W_1 + \cos^2 \frac{\theta_e}{2} W_2 \right)$$

$$L_{\mu\nu}^A W^{\mu\nu}_A \rightarrow L_{\mu\nu}^A i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho S_\sigma \stackrel{\text{TRF}}{=} -8EE' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} S \cdot (k + k')$$

$$L_{\mu\nu}^A (-i) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho P_\sigma \stackrel{\text{TRF}}{=} 8EE' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} P \cdot (k + k')$$



$$L_{\mu\nu}^A W_A^{\mu\nu} = \frac{8EE'}{M^2} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \left[- \left(G_1 + \frac{P \cdot q}{M^2} G_2 \right) S \cdot (k + k') + \frac{G_2}{M^2} S \cdot q P \cdot (k + k') \right]$$

Sezione d'urto

$$\begin{cases} k = (E, 0, 0, E) \\ k' = (E', E' \sin \theta_e, 0, E' \cos \theta_e) \\ \hat{S} = (0, \sin \alpha \cos \phi, \sin \alpha \sin \phi, \cos \alpha) \end{cases} \quad \text{coplanar} \rightarrow \phi = 0$$

$$S \cdot (k + k') = -E' (\cos \theta_e \cos \alpha + \sin \theta_e \sin \alpha) - E \cos \alpha$$

$$P \cdot (k + k') = M (E + E')$$

$$S \cdot q = E' (\cos \theta_e \cos \alpha + \sin \theta_e \sin \alpha) - E \cos \alpha$$



$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\sigma^h}{dE' d\Omega} = & h \frac{2\alpha^2}{Q^2} \frac{1}{M^2} \frac{E'}{E} \left\{ \cos \alpha \left[(E + E' \cos \theta_e) G_1 - \frac{Q^2}{M} G_2 \right] \right. \\ & \left. + E' \sin \theta_e \sin \alpha (G_1 + \frac{2E}{M} G_2) \right\} \end{aligned}$$



$$\alpha = 0 \leftrightarrow \mathbf{S} \parallel \mathbf{k}$$

$$\alpha = \pi/2 \leftrightarrow \mathbf{S} \perp \mathbf{k}$$

Sezione d'urto (continua)

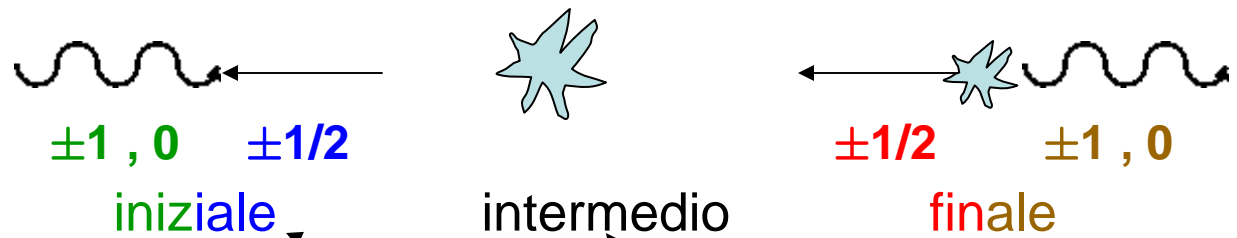
$$\frac{d\sigma^o}{dE' d\Omega}, \frac{d\Delta\sigma^{h\pm}}{dE' d\Omega} \implies F_1, F_2, G_1, G_2$$

perchè 4 funzioni di struttura F_1, F_2, G_1, G_2 ?

sezione d'urto totale per assorbimento di γ^* : $\sigma_{\text{tot}} (\gamma^* N)$

teorema ottico : $\sigma_{\text{tot}} (\gamma^* N) \propto \text{Im} [f(\theta_e=0) \text{ Compton }]$

$f(\theta_e = 0, \vec{q}, \vec{N})$



	1	+1	+1/2	+3/2	+1	+1/2
1		+1	+1/2	+3/2	+1	+1/2
2		+1	-1/2	+1/2	+1	-1/2
3		+1	-1/2	+1/2	0	+1/2
4		0	+1/2	+1/2	+1	-1/2
5		0	+1/2	+1/2	0	+1/2

legati da time-reversal
 \rightarrow 4 strutture indipendenti

Asimmetrie di elicità

riarrangiamento delle 4 combinazioni indipendenti



$$\begin{aligned}
 \left[\left(1, \frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(1, \frac{1}{2}\right) \right] + \left[\left(1, -\frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(1, -\frac{1}{2}\right) \right] &\equiv W_T = W_1 = \sigma_{3/2}^T + \sigma_{1/2}^T \\
 \left(0, \frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(0, \frac{1}{2}\right) &\equiv W_L = \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) W_2 - W_1 = \sigma_{1/2}^L \\
 \left[\left(1, \frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(1, \frac{1}{2}\right) \right] - \left[\left(1, -\frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(1, -\frac{1}{2}\right) \right] &\equiv W_{TT} = \frac{1}{M^3} (-\nu M G_1 + Q^2 G_2) = \sigma_{3/2}^T - \sigma_{1/2}^T \\
 \left(1, -\frac{1}{2}\right) \rightarrow \left(0, \frac{1}{2}\right) &\equiv W_{LT} = \frac{\sqrt{Q^2}}{M^3} (M G_1 + \nu G_2) = \sigma_{1/2}^{LT}
 \end{aligned}$$

elicità di γ^* $\rightarrow \sigma_{J_z}^{\lambda_{\gamma^*}}$
intermedio \nearrow

asimmetrie per scattering da γ^*

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T} = -\frac{W_{TT}}{W_T} = \frac{\nu M G_1 - Q^2 G_2}{M^3 W_1} & 1 \geq |A_1| \\
 A_2 &= \frac{W_{LT}}{W_T} = \frac{\sqrt{Q^2} (M G_1 + \nu G_2)}{M^3 W_1} & R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \geq |A_2| = \frac{\sigma_{LT}}{\sigma_T}
 \end{aligned}$$

Accesso sperimentale alle asimmetrie

$$S \parallel k \rightarrow \alpha = 0$$

misura sperimentale accede a



$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow} - d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\uparrow\downarrow}} = \frac{E - E'\epsilon}{E(1 + \epsilon R)} A_1 + \frac{\epsilon Q}{E(1 + \epsilon R)} A_2$$

$$A_{\perp} = \frac{d\sigma^{\uparrow\leftarrow} - d\sigma^{\uparrow\rightarrow}}{d\sigma^{\uparrow\leftarrow} + d\sigma^{\uparrow\rightarrow}} = \frac{E - E'\epsilon}{E(1 + \epsilon R)} \sqrt{2\epsilon(1 + \epsilon)} A_2 - \frac{\epsilon Q}{E(1 + \epsilon R)} \sqrt{\frac{(1 + \epsilon)^3}{2\epsilon}} A_1$$

$$S \perp k \rightarrow \alpha = \pi/2$$

polarizz. lineare di γ^* $\epsilon = \left[1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{-1}$

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

inversione



$$A_1 = \frac{2(E - E'\epsilon) E (1 + \epsilon R)}{2(E - E'\epsilon)^2 + \epsilon(1 + \epsilon) Q^2} A_{\parallel} - \sqrt{\frac{2\epsilon}{1 + \epsilon}} \frac{QE(1 + \epsilon R)}{2(E - E'\epsilon)^2 + \epsilon(1 + \epsilon) Q^2} A_{\perp}$$

$$A_2 = \frac{E (1 + \epsilon R) Q (1 + \epsilon)}{2(E - E'\epsilon)^2 + \epsilon(1 + \epsilon) Q^2} A_{\parallel} + \sqrt{\frac{2}{\epsilon(1 + \epsilon)}} \frac{(E - E'\epsilon) E (1 + \epsilon R)}{2(E - E'\epsilon)^2 + \epsilon(1 + \epsilon) Q^2} A_{\perp}$$

misura di Q^2 , ϵ , R , A_{\parallel} , $A_{\perp} \Rightarrow A_1$, A_2

Limite DIS

$\nu, Q^2 \rightarrow \infty$ con x_B fisso; se $Q^2 \propto \lambda$ scala allora

scaling :

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(x_B) & \frac{\nu}{M} G_1(\nu, Q^2) &\rightarrow \tilde{G}_1(x_B) \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(x_B) & \frac{\nu^2}{M^2} G_2(\nu, Q^2) &\rightarrow \tilde{G}_2(x_B) \end{aligned}$$

(vedi espressioni di A_1 e A_2)

scaling delle asimmetrie di elicità :



$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\nu M G_1(\nu, Q^2) - Q^2 G_2(\nu, Q^2)}{M^3 W_1(\nu, Q^2)} \rightarrow \frac{\tilde{G}_1(x_B)}{F_1(x_B)} - \frac{Q^2}{\nu^2} \frac{\tilde{G}_2(x_B)}{F_1(x_B)} \rightarrow \frac{\tilde{G}_1(x_B)}{F_1(x_B)} \\ A_2 &= Q \frac{M G_1(\nu, Q^2) + \nu G_2(\nu, Q^2)}{M^3 W_1(\nu, Q^2)} \rightarrow \sqrt{\frac{2 M x_B}{\nu}} \frac{\tilde{G}_1(x_B) + \tilde{G}_2(x_B)}{F_1(x_B)} \rightarrow 0 \end{aligned}$$

QPM picture

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\sigma^h}{dx_B dy} &= \frac{2M\nu\pi}{E'} \frac{d\Delta\sigma^h}{dE' d\Omega} = \frac{2M\nu\pi}{E'} h \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^A W_A^{\mu\nu} \\ &= h \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left[\lambda (2-y) \tilde{G}_1 - |\mathbf{S}_\perp| \sqrt{1-y} \frac{Q}{E} (\tilde{G}_1 + \tilde{G}_2) \right] \end{aligned}$$



Poi :

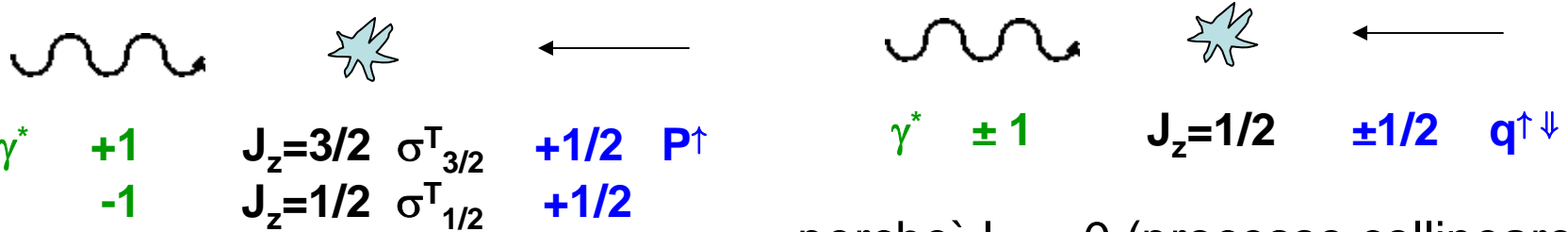
- scrivere sez. d'urto elementare per processo $\vec{e} \vec{q} \rightarrow e' q$
- scrivere convoluzione in ipotesi QPM di fattorizzazione
→ dedurre funzioni di struttura in termini di
densità partoniche



oppure



Metodo alternativo



perche' $L_z = 0$ (processo collineare)
 → conservazione del momento angolare

Quindi $\gamma^* \uparrow q^\downarrow \rightarrow q^\uparrow$
 $\gamma^* \downarrow q^\uparrow \rightarrow q^\downarrow$



$$\left. \begin{aligned} \sigma_{3/2}^T &\leftrightarrow \gamma^* \uparrow P^\uparrow \propto \sum_f e_f^2 q_f^\downarrow \\ \sigma_{1/2}^T &\leftrightarrow \gamma^* \downarrow P^\uparrow \propto \sum_f e_f^2 q_f^\uparrow \end{aligned} \right\} \rightarrow A_1 = \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T} = \frac{\sum_{f,\bar{f}} e_f^2 (q_f^\uparrow - q_f^\downarrow)}{\sum_{f,\bar{f}} e_f^2 (q_f^\uparrow + q_f^\downarrow)}$$

$$= \frac{\tilde{G}_1(x_B)}{F_1(x_B)} \equiv \frac{g_1(x_B)}{f_1(x_B)}$$

distribuzione di elicitá' $g_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_{f,\bar{f}} e_f^2 [q_f^\uparrow(x_B) - q_f^\downarrow(x_B)]$

Distribuzione di spin trasverso

procedura simile

$$\tilde{G}_1(x_B) + \tilde{G}_2(x_B) \equiv g_1(x_B) + g_2(x_B) = \frac{1}{2Mx_B} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 m_f [q_f^{\rightarrow}(x_B) - q_f^{\leftarrow}(x_B)]$$

se $p_T \neq 0$ $\gamma^{*\uparrow} q^{\uparrow}$, $\gamma^{*\downarrow} q^{\downarrow}$ permesse



ad esempio per 1 flavor solo con q^{\uparrow} in $\sigma_{J_z}^{\lambda}(\gamma^{*} q^{\uparrow})$

$p_T = 0$

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T} \\ &= \frac{\sum_{f, \bar{f}} e_f^2 (q_f^{\uparrow} - q_f^{\downarrow})}{\sum_{f, \bar{f}} e_f^2 (q_f^{\uparrow} + q_f^{\downarrow})} \sim \frac{q_f^{\uparrow}}{q_f^{\uparrow}} = 1 \end{aligned}$$

$p_T \neq 0$

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T} \\ &= 1 - \frac{p_T^2}{E(E + m)} \sim 1 \end{aligned}$$



conclusione prematura !

Distribuzione di elicità e misura dello spin

In generale $g_1(x_B, Q^2)$: dipendenza da Q^2 (= violazione dello scaling)
calcolabile in QCD perturbativa

interesse in $g_1(x_B, Q^2)$ è dovuto al fatto che il suo **1° momento di Mellin**
fornisce informazioni sull'elicità dei quark ed inoltre è **calcolabile su reticolo**

1° momento di Mellin di g_1

$$\Gamma_1(Q^2) = \int_0^1 dx g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \int_0^1 dx (q_f^\uparrow(x, Q^2) - q_f^\downarrow(x, Q^2)) = \frac{1}{2} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \Delta q_f$$

$$\Delta q_f = \int_0^1 dx (q_f^\uparrow(x, Q^2) - q_f^\downarrow(x, Q^2))$$

$$\text{exp.} \rightarrow A_{\parallel} \rightarrow A_1 (A_2 \sim 0) \rightarrow g_1(x_B, Q^2) \rightarrow \Gamma_1(Q^2) \rightarrow \Delta q_f$$

1 relazione per $f \geq 3$ incognite !

(continua)

in QPM per protone : $\Gamma_1^p = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right)$

QPM : funz. d'onda del q in P^\uparrow “ispirata” a $SU_f(3) \otimes SU(2)$



$$|P^\uparrow\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{6}} \left(2u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow - u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow - u^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow \right) \rightarrow \Gamma_1^p = 5/18 \sim \mathbf{0.28}$$
$$\Delta\Sigma = \mathbf{1}$$

3 incognite \rightarrow info da corrente assiale $A_\mu^a \sim \gamma_\mu \gamma_5 T^a$ in decadimenti semi-leptonici (ex. β decay) nell'ottetto barionico



Risulta

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 dx g_1^p(x) \sim \frac{1}{12} \langle A_\mu^3 \rangle \left[1 + \frac{5}{3} \frac{\langle A_\mu^8 \rangle}{\langle A_\mu^3 \rangle} \right] = \frac{1}{12} \left| \frac{g_A}{g_V} \right|_{np} \left[1 + \frac{5}{3} \frac{3F - D}{F + D} \right]$$
$$= \mathbf{0.17 \pm 0.01}$$

$$\Delta\Sigma = 3F - D = \mathbf{0.60 \pm 0.12}$$

da fit a decadimenti semi-leptonici $\rightarrow \mathbf{F} = 0.47 \pm 0.004$; $\mathbf{D} = 0.81 \pm 0.003$

regola di somma di Ellis-Jaffe ('73)

(hp.= perfetta simmetria $SU_f(3)$ + $\Delta s = 0$)

correzioni complicate



Esperimento EMC (CERN, '87)

$$\mu^\uparrow p^\uparrow \rightarrow \mu p \text{ at } Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2$$

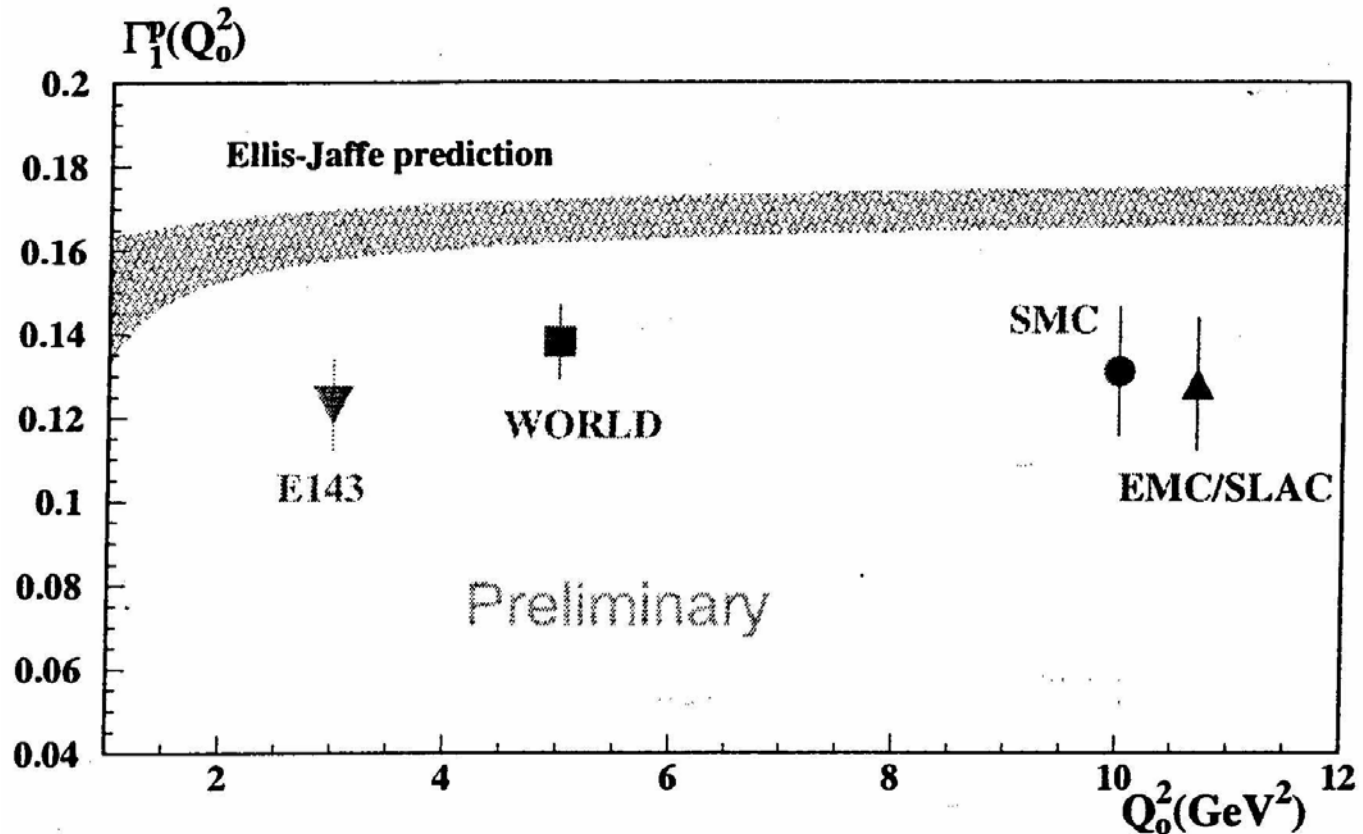
$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\uparrow\downarrow}} \sim \frac{E - E'\epsilon}{E(1 + \epsilon R)} A_1 \sim \frac{E - E'\epsilon}{E(1 + \epsilon R)} \frac{g_1(x_B, Q^2)}{F_1(x_B, Q^2)} \quad \Gamma_1^p(10.7) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} dx g_1(x, 10.7)$$

$$= 0.126 \pm 0.010 \pm 0.015$$

$$R = \sigma_L / \sigma_T$$

da sez. d'urto non polarizzata

confermato da altri
esperimenti:
SMC (Cern),
E142 e E143
(SLAC)



Spin crisis

$$F, D, \Gamma_1^p(Q^2) \rightarrow \Delta\Sigma(Q^2) \rightarrow \Delta u, \Delta d, \Delta s$$

$$Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2$$

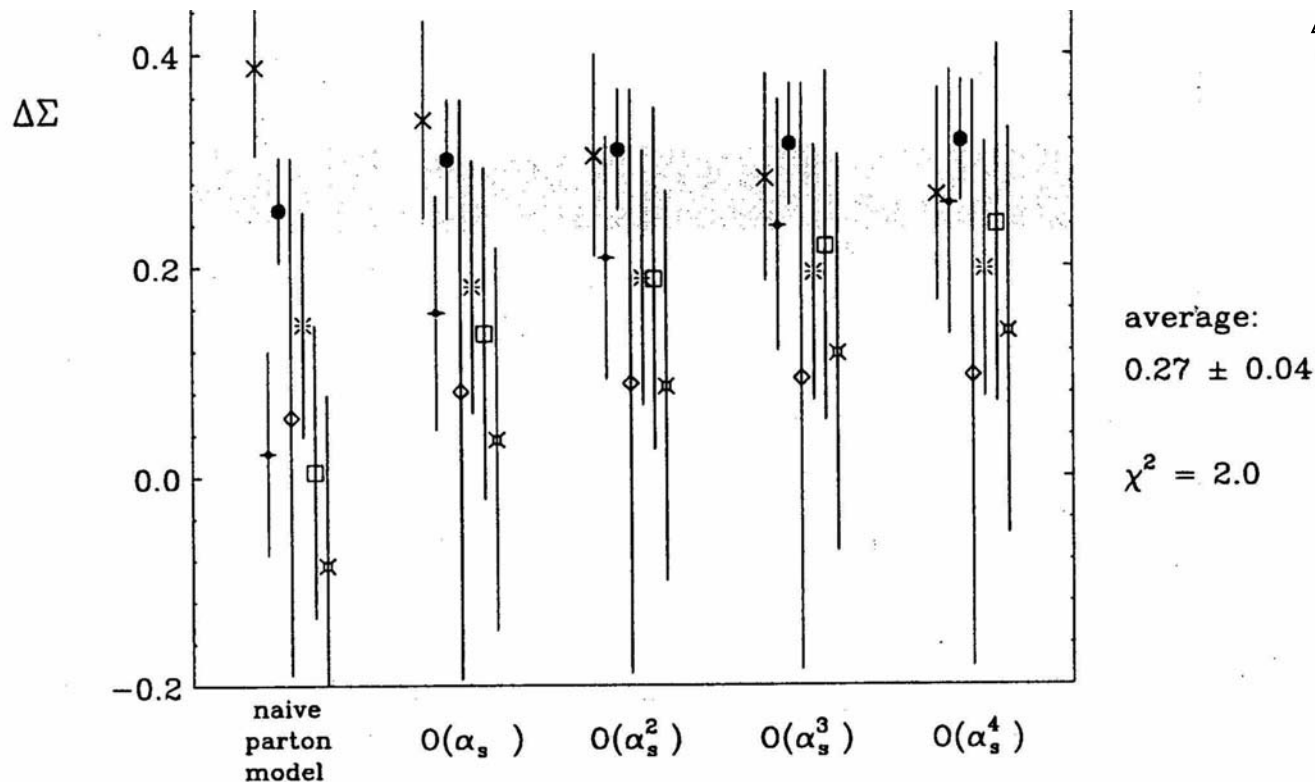
$$\Delta\Sigma = 0.13 \pm 0.19$$

$$\Delta u = 0.78 \pm 0.10$$

$$\Delta d = 0.50 \pm 0.10$$

$$\Delta s = -0.20 \pm 0.11$$

polarizzazione
negativa del mare



$$Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$$

$$\Delta\Sigma = 0.27 \pm 0.04$$

× E142 + E143-p • E143-d ◊ SMC-d(92) * SMC-d(94) ◻ SMC-p x EMC

(spin crisis continua)

QPM

Ellis – Jaffe sum rule

exp.

$$SU_f(3) + \Delta s = 0$$

$$\Gamma_1^p \sim 0.28$$
$$\Delta\Sigma = 1$$

$$\Gamma_1^p = 0.17 \pm 0.01$$
$$\Delta\Sigma = 0.60 \pm 0.12$$

$$Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2$$

$$\Gamma_1^p = 0.126 \pm 0.010 \pm 0.015$$
$$\Delta\Sigma = 0.13 \pm 0.19$$

$$Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$$

$$\Delta\Sigma = 0.27 \pm 0.04$$

discrepanza
> 2σ

violazione di $SU_f(3)$

estrapolazione $g_1(x)$ per $x \rightarrow 0$

anomalia assiale $\partial^\mu A_\mu^0 = \frac{n_f \alpha_s}{2\pi} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}$
→ contributo di gluoni

$$\Delta q = \Delta q' - \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta g$$

nessuna ipotesi spiega
quantitativamente la
discrepanza osservata