

Riassunto della lezione precedente

- quantizzazione della teoria di campo sul light-cone
algebra di Dirac sul light-cone; componenti “good” e “bad” dello spinore
operatore di spin trasverso e di polarizzazione trasversa
- DIS inclusivo: equivalenza tra quantizzazione di teoria di campo
standard nell’Infinite **M**omentum **F**rame (IFM, $Q^2 \rightarrow \infty$) e sul light-cone
- DIS inclusivo: contributo leading da diagramma handbag, come in OPE;
diagramma coinvolge l’operatore bilocale Φ , correlatore quark-quark
contenuto a leading twist di Φ

Traccia di operatore bilocale \rightarrow densità partoniche

$$\begin{aligned}\Phi^{[\gamma^+]}(x, S) &= \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^+] \Big|_{p^+ = xP^+} \\ &= \sqrt{2} \sum_n |\langle n | \phi_f(0) | P \rangle|^2 \delta(P^+ - xP^+ - P_n^+) \equiv q_f(x)\end{aligned}$$



componenti light-cone “good”

densità di probabilità
di annichilare in $|P\rangle$
un quark con momento xP^+

similmente per l'antiquark

$$\begin{aligned}\Phi^{[\gamma^+]}(x) + \bar{\Phi}^{[\gamma^+]}(x) &= \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^+ - \bar{\Phi}(p, P, S) \gamma^+] \Big|_{p^+ = xP^+} \\ &= q_f(x) + \bar{q}_f(x)\end{aligned}$$

= probabilità di trovare un (anti)quark con flavor f e frazione x del momento longitudinale (light-cone) P^+ dell'adrone

In generale :
$$\Phi^{[\Gamma]}(x, S) = \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \Gamma] \Big|_{p^+=xP^+}$$

Proiezioni al leading twist
(coinvolgono le componenti
“good” ϕ)

$$\begin{aligned}\Phi^{[\gamma^+]}(x, S) &= q(x) \\ \Phi^{[\gamma^+ \gamma_5]}(x, S) &= \lambda \Delta q(x) \\ \Phi^{[i\sigma^{i+} \gamma_5]}(x, S) &= S_T^i \delta q(x)\end{aligned}$$

Proiezioni al twist 3
(coinvolgono le componenti
“good” ϕ e “bad” χ)

$$\begin{aligned}\Phi^{[\mathbf{1}]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} e(x) \\ \Phi^{[\gamma^i \gamma_5]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} S_T^i g_T(x) \\ \Phi^{[i\sigma^{+-} \gamma_5]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} \lambda h_L(x)\end{aligned}$$

Esempio:
$$\int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \mathbf{1}] \Big|_{p^+=xP^+} = \frac{M}{P^+} \int \frac{d\xi^-}{2\pi} e^{-ixP^+\xi^-} \langle P | \underbrace{\bar{\psi}(\xi^-) \psi(0)}_{\text{correlatore quark-gluone}} | P \rangle$$

$$\psi^\dagger \gamma^0 \psi = \overline{\phi} \chi \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ \sigma_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{vmatrix} \phi \\ \chi \end{vmatrix} \sim \phi^\dagger \sigma_3 \chi \rightarrow \phi^\dagger \sigma_3 (i \not{D} + m) \phi$$

←

**correlatore quark-gluone
soppresso**

Interpretazione probabilistica al leading twist

proiettori di elicità (chiralità) $P_{R/L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \quad [P_{R/L}, P_{\pm}] = 0$

$$\begin{aligned} \Phi[\gamma^+] &\rightarrow \bar{\psi} \gamma^+ \psi \rightarrow \psi^\dagger P_+ \psi \rightarrow \phi^\dagger \phi = \phi^\dagger (P_R + P_L)^\dagger (P_R + P_L) \phi \\ &= \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R + P_L^\dagger P_L) \phi = \bar{R}R + \bar{L}L \end{aligned}$$



distribuzione di momento

$$\begin{aligned} \Phi[\gamma^+ \gamma_5] &\rightarrow \bar{\psi} \gamma^+ \gamma_5 \psi \rightarrow \psi^\dagger P_+ \gamma_5 P_+ \psi \rightarrow \phi^\dagger (P_R - P_L) \phi \\ &= \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R - P_L^\dagger P_L) \phi = \bar{R}R - \bar{L}L \end{aligned}$$

$$[P_{\pm}, \gamma_5] = 0$$

distribuzione di elicità

$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5] \rightarrow \bar{\psi} i\sigma^{i+}\gamma_5 \psi \dots \rightarrow \phi^\dagger (P_L^\dagger \gamma^i P_R - P_R^\dagger \gamma^i P_L) \phi \quad ?$$

(continua)

proiettori di polarizzazione trasversa $P_{\uparrow/\downarrow} = \frac{1 \pm \gamma^i \gamma_5}{2}$ (da base di elicità a base di trasversità)

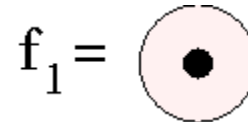
$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5] \rightarrow \bar{\psi} i\sigma^{i+}\gamma_5 \psi \dots \rightarrow \phi^\dagger (P_\uparrow P_\uparrow - P_\downarrow P_\downarrow) \phi$$



$\rightarrow \delta q$ è distribuzione “netta” di polarizz. trasversa !

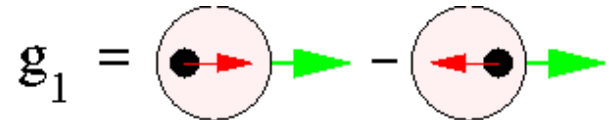
notazioni più usuali e “comode”

$$\Phi[\gamma^+](x, S) = q(x) \longrightarrow f_1^q(x)$$



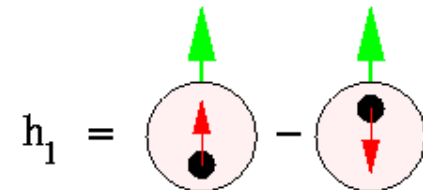
quark non polariz. q leading twist

$$\Phi[\gamma^+\gamma_5](x, S) = \lambda \Delta q(x) \longrightarrow \lambda g_1^q(x)$$



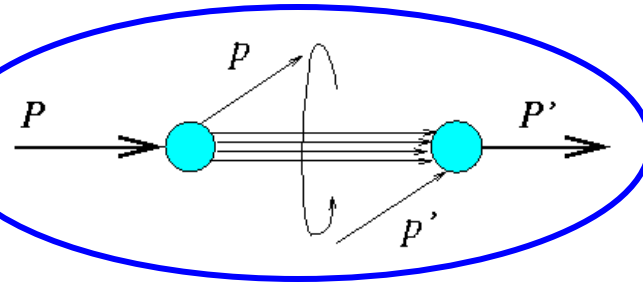
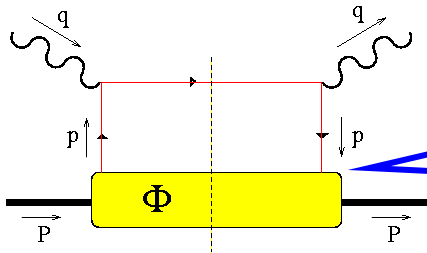
quark long. polariz. \vec{q}

$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5](x, S) = S_T^i \delta q(x) \longrightarrow S_T^i h_1^q(x)$$

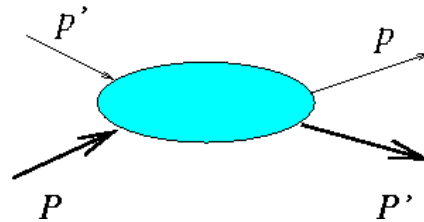


q^\uparrow quark trasv. polariz.

Necessità di 3 PDF's al leading twist



discontinuità nel canale u della
ampiezza di scattering forward
partone-adrone



bersaglio con elicità P
emette
partone con elicità p
hard scattering
partone con elicità p'
riassorbito in
adrone con elicità P'

$$\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'}$$

al leading twist solo componenti “good”
e il processo è collineare modulo $o(1/Q)$
 \Rightarrow conservazione dell'elicità $P+p' = p+P'$

$$|\psi\rangle \sim \begin{vmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \\ o(1/Q) \\ o(1/Q) \end{vmatrix}$$

(continua)

invarianza per trasformazioni di parità $\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'} = \mathcal{A}_{-P-p,-P'-p'}$

invarianza per time-reversal $\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'} = \mathcal{A}_{P'p',Pp}$

	P	p	\rightarrow	P'	p'
1)	+	+		+	+
2)	+	-		+	-
3)	+	+		-	-

con questi vincoli $\rightarrow 3 \mathcal{A}_{Pp,P'p'}$ indipendenti

$$\left\{ \begin{array}{l} (+,+) \rightarrow (+,+) + (+,-) \rightarrow (+,-) \Leftrightarrow f_1 \bar{R}R + \bar{L}L \\ (+,+) \rightarrow (+,+) - (+,-) \rightarrow (+,-) \Leftrightarrow g_1 \bar{R}R - \bar{L}L \\ (+,+) \rightarrow (-,-) \Leftrightarrow h_1 \bar{L}R \end{array} \right.$$

Base di elicità

$$h_1 \sim \phi^\dagger P_L^\dagger \gamma_i P_R \phi$$

Base di trasversità $h_1 \sim \phi^\dagger (P_\uparrow^\dagger P_\uparrow - P_\downarrow^\dagger P_\downarrow) \phi$

$$\langle \uparrow | \dots | \uparrow \rangle - \langle \downarrow | \dots | \downarrow \rangle \propto \langle + | \dots | - \rangle + \langle - | \dots | + \rangle$$

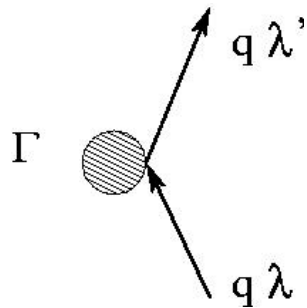
$$\begin{cases} |\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle) \\ |\downarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle - |-\rangle) \end{cases}$$



per componenti “good”
(\Leftrightarrow twist 2) elicità = chiralità
quindi h_1 non conserva
chiralità (chiral odd)

QCD conserva l’elicità al leading twist

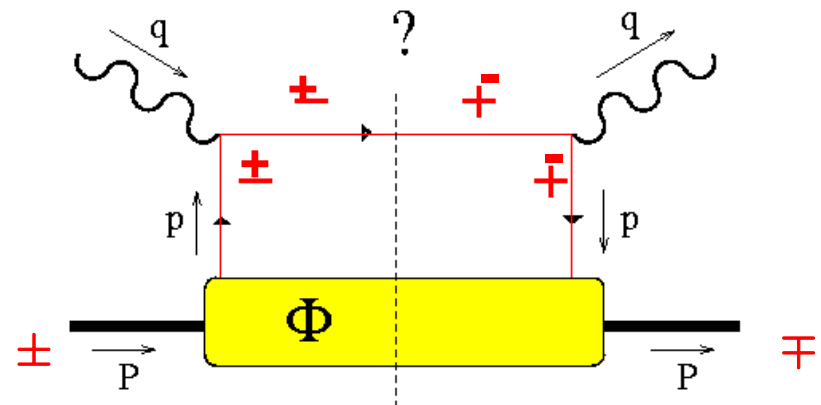
massless quark spinors $\lambda = \pm 1$



$$\begin{aligned} M &\sim \bar{u}_{\lambda'} \Gamma u_\lambda \\ &\sim \bar{u}_{\lambda'} (1 - \lambda' \gamma_5) (1 - \lambda \gamma_5) \Gamma u_\lambda \\ &\sim \delta_{\lambda\lambda'} \bar{u}_{\lambda'} \Gamma u_\lambda + o\left(\frac{m_q}{E_q}\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1 + \lambda \gamma_5}{2} u_\lambda &= u_\lambda \\ \bar{u}_\lambda \frac{1 - \lambda \gamma_5}{2} &= \bar{u}_\lambda \end{aligned}$$

QCD conserva l’elicità al leading twist
 $\rightarrow h_1$ soppressa in DIS inclusivo




Differenti proprietà tra f_1 , g_1 e h_1

per DIS inclusivo nel QPM c'è parallelo tra PDF's e funzioni di struttura

$$f_1(x) \rightarrow F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [f_1^f(x_B) + \bar{f}_1^f(x_B)] \longrightarrow \frac{1}{2} \sum_{f\bar{f}} e_f^2 [q_f^\uparrow(x_B) + q_f^\downarrow(x_B)]$$

$$g_1(x) \rightarrow G_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [g_1^f(x_B) + \bar{g}_1^f(x_B)] \longrightarrow \frac{1}{2} \sum_{f\bar{f}} e_f^2 [q_f^\uparrow(x_B) - q_f^\downarrow(x_B)]$$

ma h_1 non ha controparte a livello di funzioni di struttura, perchè per DIS inclusivo polarizzato, in $W_A^{\mu\nu}$ **il contributo di G_2 è soppresso rispetto a quello di G_1** : appare al twist 3

$$W_A^{\mu\nu} = i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho S_\sigma \left[MG_1(\nu, Q^2) + \frac{P \cdot q}{M} G_2(\nu, Q^2) \right] - i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho P_\sigma \frac{S \cdot q}{M} G_2(\nu, Q^2)$$


per tanti anni h_1 è stata ignorata e si è pensato che la polarizzazione trasversa generasse effetti solo al twist 3, confondendola con g_T in G_2

$$\Phi^{[\gamma^i \gamma_5]}(x, S) = \frac{M}{P_+} S_T^i g_T(x) \longrightarrow g_1(x) + g_2(x) = \sum_f \frac{e_f^2 m_f}{2Mx} [q_f^\rightarrow(x) - q_f^\leftarrow(x)]$$

In realtà, questo pregiudizio si basa sulla confusione tra spin trasverso dell'adrone (che appare al twist 3 nel tensore adronico) e distribuzione di polarizzazione trasversa dei partoni in adroni polarizzati trasversalmente, che non necessariamente deve apparire solo al twist 3:

	$\Phi^{[\Gamma]}$	pol. long.	$\Phi^{[\Gamma]}$	pol. trasv.
twist 2	$\gamma^+ \gamma_5$	g_1	$i \sigma^{i+} \gamma_5$	h_1
twist 3	$i \sigma^{+-} \gamma_5$	h_L	$\gamma^i \gamma_5$	g_T



perfetto parallelo “incrociato”
tra $t=2$ e $t=3$ sia per elicità
che polarizzazione trasversa

inoltre h_1 ha stessa importanza di f_1 e g_1 al twist 2. Infatti se sulla base di elicità f_1 e g_1 sono diagonali mentre h_1 no,

$$f_1 \sim \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R + P_L^\dagger P_L) \phi \quad g_1 \sim \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R - P_L^\dagger P_L) \phi \quad h_1 \sim \phi^\dagger P_L^\dagger P_R \phi$$

sulla base di trasversità la situazione è opposta:

$$f_1 \sim \phi^\dagger (P_\uparrow^\dagger P_\uparrow + P_\downarrow^\dagger P_\downarrow) \phi \quad g_1 \sim \phi^\dagger P_\downarrow^\dagger P_\uparrow \phi \quad h_1 \sim \phi^\dagger (P_\uparrow^\dagger P_\uparrow - P_\downarrow^\dagger P_\downarrow) \phi$$

di h_1 si sa poco perchè è soppressa in DIS inclusivo. Dal punto di vista teorico, si conoscono le sue equazioni di evoluzione fino al NLO in α_s .
Ci sono calcoli di modello, e calcoli su reticolo del suo primo momento di Mellin (= carica tensoriale).

(Barone & Ratcliffe, *Transverse Spin Physics*, World Scientific (2003))

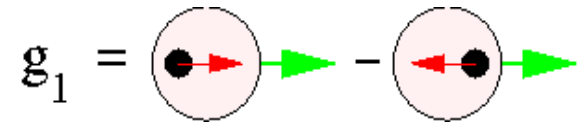
Solo recentemente si è riusciti per la prima volta ad estrarre una parametrizzazione di h_1 combinando dati di diverse reazioni semi-inclusive.

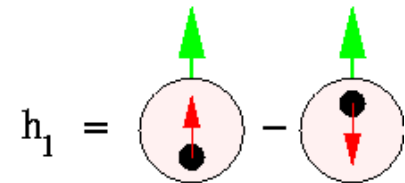
(Anselmino *et al.*, Phys. Rev. D **75** 054032 (2007); hep-ph/0701006)

1. h_1 ha proprietà molto diverse da g_1
2. Necessità di definire le migliori strategie per la sua estrazione dai dati

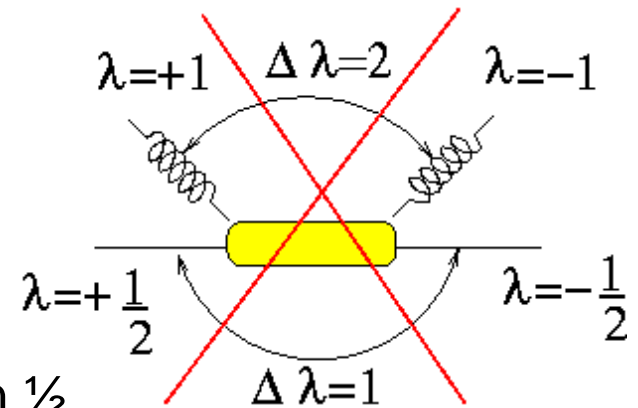
Chiral-odd $h_1 \rightarrow$ interessanti proprietà rispetto alle altre distribuzioni

- g_1 e h_1 (e tutte le PDF) sono definite nell'IFM
cioè boost $Q \rightarrow \infty$ lungo l'asse z
ma boost e rotazioni di Galileo commutano in
frame nonrelativistico $\rightarrow g_1 = h_1$
ogni differenza è data da effetti relativistici
 \rightarrow info su dinamica relativistica dei quarks

$$g_1 = \text{diagram 1} - \text{diagram 2}$$


$$h_1 = \text{diagram 3} - \text{diagram 4}$$


- per gluone si definiscono
 $G(x)$ = la distribuzione di momento
 $\Delta G(x)$ = la distribuzione di elicità
però non esiste la “trasversità” in adrone a spin $\frac{1}{2}$
 \rightarrow evoluzione di h_1^q disaccoppiata da gluoni !



(continua)

$$\langle PS | \bar{q}^f \gamma^\mu \gamma_5 q^f | PS \rangle \Big|_{Q^2} = 2\lambda P^\mu \int dx \left[g_1^f(x, Q^2) + g_1^{\bar{f}}(x, Q^2) \right] = 2\lambda P^\mu g_A$$

regola di somma del momento

(el. matrice operatore locale \leftrightarrow momento di Mellin di funz. di struttura)

el. matrice operatore locale = momento di g_1 (singoletto) \rightarrow carica assiale



$$\langle PS | \bar{q}^f i\sigma^{\mu\nu} \gamma_5 q^f | PS \rangle \Big|_{Q^2} = 2S^{[\mu} P^{\nu]} \int dx \left[h_1^f(x, Q^2) \ominus h_1^{\bar{f}}(x, Q^2) \right] = 2S^{[\mu} P^{\nu]} g_T(Q^2)$$

**carica tensoriale
non è conservata**

- carica assiale da operatore C(harge)-even
carica tensoriale C-odd \rightarrow non prende contributi
da coppie quark-antiquark del mare di Dirac

riassumendo: l'evoluzione di $h_1^q(x, Q^2)$ è molto diversa dalle altre PDF perchè non prende contributi dai gluoni \rightarrow evoluzione tipica di non-singoletto
Inoltre carica tensoriale è struttura di non-singoletto, C-odd e non è conservata
 $\rightarrow h_1$ quantità più adatta per studiare contributo di valenza allo spin

- relazioni tra PDF's

$$(+,+) \rightarrow (+,+) + (+,-) \rightarrow (+,-) \Leftrightarrow f_1$$

$$(+,+) \rightarrow (+,+) - (+,-) \rightarrow (+,-) \Leftrightarrow g_1$$

$$(+,+) \rightarrow (-,-) \Leftrightarrow h_1$$

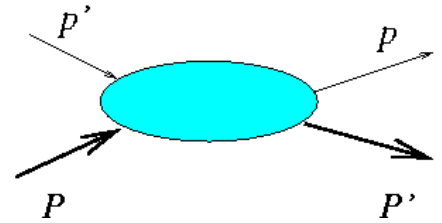
per definizione $\rightarrow f_1 \geq |g_1|, |h_1|$, $f_1 \geq 0$

$$|(+,+) \pm (-,-)|^2 = \mathcal{A}_{++,++} + \mathcal{A}_{--,--} \pm 2 \operatorname{Re} \mathcal{A}_{++,--} \geq 0$$

invarianza per trasformazioni di parità $\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'} = \mathcal{A}_{-P-p,-P'-p'}$

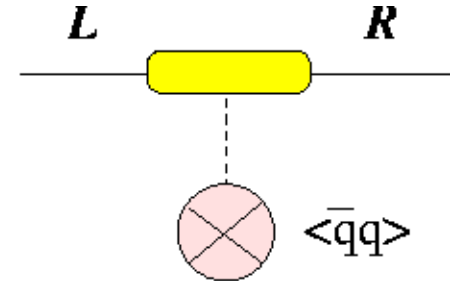
$$\mathcal{A}_{++,++} = \frac{1}{2} (f_1 + g_1) \geq |\mathcal{A}_{++,--}| = |h_1| \rightarrow \text{diseguaglianza di Soffer valida per ogni } x \text{ e } Q^2 \text{ (almeno fino NLO)}$$

$\mathcal{A}_{Pp,P'p'}$



(continua)

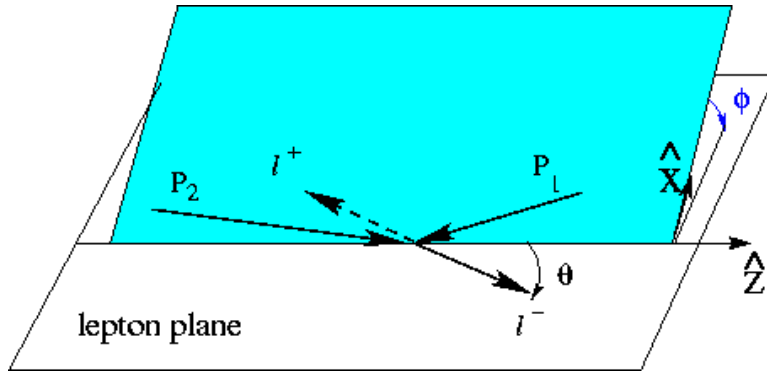
h_1 non conserva chiralità (chiral odd)
 h_1 può quindi essere determinata da processi soft
legati alla rottura della simmetria chirale della QCD
(ruolo del vuoto nonperturbativo di QCD?)



in **base di elicità** la sezione d'urto deve essere chiral-even
quindi per estrarre h_1 bisogna trovare un processo elementare in cui
appaia insieme ad un partner chiral-odd, in modo da “annullare l'effetto”;
il vincolo ulteriore è che tale contributo appaia al leading twist.

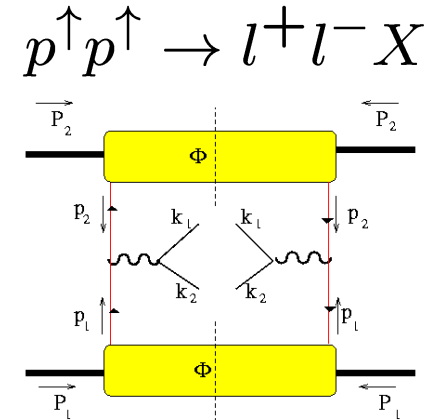
Come estrarre la trasversità dai dati ?

No DIS inclusivo \rightarrow scelta più ovvia: Drell-Yan polarizzato



Collins-Soper frame:
 $\mathbf{q}_T(\gamma^*)$ in (xz) plane

$$x_{1/2} = \frac{Q^2}{2P_{1/2} \cdot q}$$



$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &= \int d\mathbf{q}_T \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{iq \cdot \xi} \langle P_1 S_1, P_2 S_2 | [J^\mu(\xi), J^\nu(0)] | P_1 S_1, P_2 S_2 \rangle \\ &\rightarrow \frac{1}{3} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \text{Tr} [\Phi_f(x_1, S_1) \gamma^\mu \bar{\Phi}_{\bar{f}}(x_2, S_2) \gamma^\nu] + (\mu \leftrightarrow \nu) \\ &= \frac{1}{3} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \left\{ -g_{\perp}^{\mu\nu} f_1^f(x_1) \bar{f}_1^{\bar{f}}(x_2) + [S_{1\perp}^{\{\mu} S_{2\perp}^{\nu\}} + g_{\perp}^{\mu\nu} \mathbf{S}_{1\perp} \cdot \mathbf{S}_{1\perp}] h_1^f(x_1) \bar{h}_1^{\bar{f}}(x_2) \right\} + (1 \leftrightarrow 2) \end{aligned}$$

$$\Phi(x, S) = \int dp^- d\mathbf{p}_T \Phi(p, P, S) \Big|_{p^+ = xP^+} \longrightarrow [f_1(x) + \lambda g_1(x) \gamma_5 + h_1(x) \gamma_5 \not{S}_T] \not{P}$$

$$\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx_1 dx_2 d\Omega} = \sim \frac{\alpha^2}{12Q^2} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \left\{ f_1^f(x_1) \bar{f}_1^{\bar{f}}(x_2) (1 + \cos^2 \theta) \right.$$

$$\left. + |\mathbf{S}_{1T}| |\mathbf{S}_{2T}| \sin^2 \theta \cos(2\phi - \phi_{S_1} - \phi_{S_2}) h_1^f(x_1) \bar{h}_1^{\bar{f}}(x_2) \right\}$$

Single-Spin Asymmetry (SSA)

$$\begin{aligned}
 A_{TT} &= \frac{d\sigma(p^\uparrow p^\uparrow) - d\sigma(p^\uparrow p^\downarrow)}{d\sigma(p^\uparrow p^\uparrow) + d\sigma(p^\uparrow p^\downarrow)} \\
 &= |S_{T_1}| |S_{T_2}| \frac{\sin^2 \theta \cos(2\phi - \phi_{S_1} - \phi_{S_2})}{1 + \cos^2 \theta} \frac{\sum_{f, \bar{f}} e_f^2 h_1^f(x_1) \bar{h}_1^f(x_2)}{\sum_{f, \bar{f}} e_f^2 f_1^f(x_1) \bar{f}_1^f(x_2)}
 \end{aligned}$$

Ma = distribuzione di spin trasverso per antiquark in protone polarizzato
 → antiquark del mare di Dirac è soppresso

Inoltre simulazioni indicano che disuguaglianza di Soffer, imposta ad ogni Q^2 nell'evoluzione, vincola A_{TT} a numeri troppo piccoli ($\lesssim 1\%$)

Meglio considerare $p^\uparrow \bar{p}^\uparrow \rightarrow l^+ l^- X$ (recente proposals PAX & ASSIA al GSI)
 ma tecnologia ancora da sviluppare

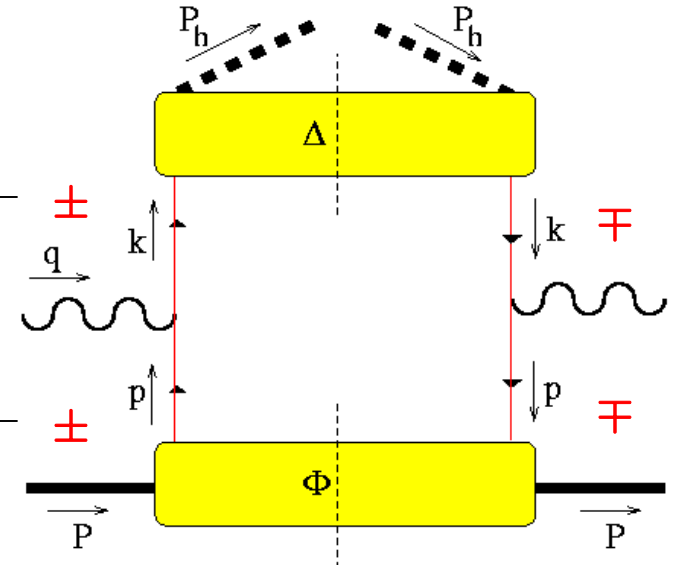
Altrimenti si devono considerare reazioni semi-inclusive

Altra alternativa → DIS semi-inclusivo (SIDIS)

diagramma
dominante
al leading twist

partner
chiral-odd

chiral-odd



i 3 vettori P, q, P_h non possono essere tutti collineari → 2 scelte:

1. \perp -frame (sperimentale) $\mathbf{P}_{\perp} = \mathbf{q}_{\perp} = \mathbf{0}$, $\mathbf{P}_{h\perp} \neq \mathbf{0}$
2. T-frame (teorico) $\mathbf{P}_T = \mathbf{P}_{hT} = \mathbf{0}$, $\mathbf{q}_T \neq \mathbf{0}$

collegati da boost
per cui $\mathbf{q}_T = -\mathbf{P}_{h\perp} / z_h$

$$z_h = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q}$$

al leading twist T-frame $\sim \perp$ -frame
perchè il boost introduce correzioni
del tipo $1/Q$

T-frame (IFM)

$$P^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A, \frac{M^2}{A}, \mathbf{0}_T \right) \rightarrow \left(P^+, \frac{M^2}{2P^+}, \mathbf{0}_T \right)$$

$$q^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-x_N A, \frac{Q^2 - \mathbf{q}_T^2}{2x_N A}, \mathbf{q}_T \right) \sim \left(-x_B P^+, \frac{P_h^-}{z_h}, \mathbf{q}_T \right) \rightarrow (-Q, Q, \mathbf{q}_T)$$

$$P_h^\mu \rightarrow \left(\frac{M_h^2}{2z_h Q}, z_h Q, \mathbf{0}_T \right)$$

IFM per stato finale:
direzione “-” dominante

$$x_B \sim x_N = -\frac{q^+}{P^+}$$

$$z_h = \frac{P_h^-}{q^-}$$

partoni

$$p^\mu = \left(xP^+, \frac{p^2 + \mathbf{p}_T^2}{2xP^+}, \mathbf{p}_T \right)$$

$$k^\mu = \left(\frac{z(k^2 + \mathbf{k}_T^2)}{2P_h^-}, \frac{P_h^-}{z}, \mathbf{k}_T \right)$$

$$z = \frac{P_h^-}{k^-} \sim z_h$$

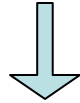
frazione light-cone
del momento
del quark frammentante

	+	-	
H → q	~ Q	~ 1/Q	∫ dp ⁻
hard	~ Q	~ Q	
q → H	~ 1/Q	~ Q	∫ dp ⁺

procedura simile a DIS inclusivo

$$2MW^{\mu\nu} = \sum_f e_f^2 \int d^4p \delta((p+q)^2 - m^2)$$

$$\text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^\mu (\not{p} + \not{q} + m) \gamma^\nu] + \left(\begin{array}{c} \mu \leftrightarrow \nu \\ q \leftrightarrow -q \end{array} \right)$$



$$2MW^{\mu\nu} = \sum_f e_f^2 \int d^4p d^4k \delta(p+q-k)$$

(antiquark)

$$\text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^\mu \Delta(k, P_h, S_h) \gamma^\nu] + \left(\begin{array}{c} \mu \leftrightarrow \nu \\ q \leftrightarrow -q \end{array} \right)$$

quark "decade" in adrone non colorato
confinamento → neutralizzazione del colore

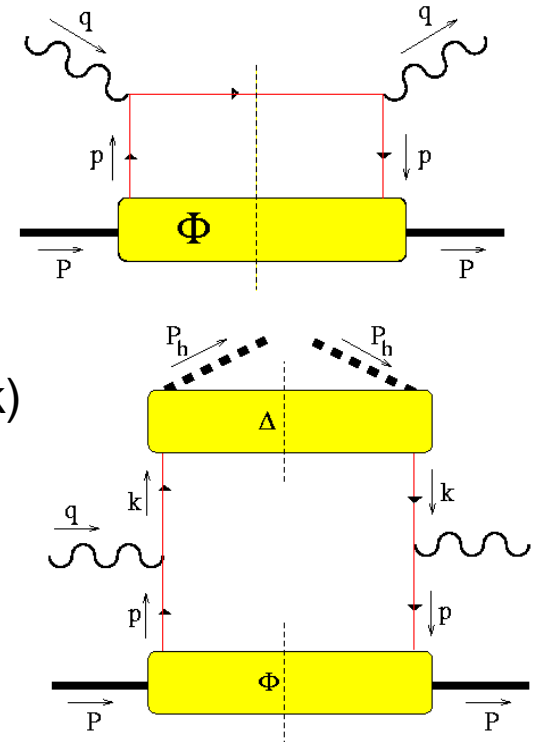
$$Q^2 \rightarrow \infty \sum_f e_f^2 \int dp^- d\mathbf{p}_T dk^+ d\mathbf{k}_T \delta(\mathbf{p}_T + \mathbf{q}_T - \mathbf{k}_T)$$

$$\text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^\mu \Delta(k, P_h, S_h) \gamma^\nu] \Big|_{k^- = P_h^- / z}^{p^+ = xP^+} + \left(\begin{array}{c} \mu \leftrightarrow \nu \\ q \leftrightarrow -q \end{array} \right)$$

$$\Phi(p, P, S) = \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot \xi} \langle P, S | \bar{\psi}(\xi) \psi(0) | P, S \rangle$$

$$\Delta(k, P_h, S_h) = \sum_X \int \frac{d^4\zeta}{(2\pi)^4} e^{ik \cdot \zeta} \langle 0 | \psi(\zeta) | P_h S_h, X \rangle \langle P_h S_h, X | \bar{\psi}(0) | 0 \rangle$$

similmente
per antiquark



Decomposizione di Δ al leading twist

Base di matrici di Dirac $\{\mathbf{1}, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma_5, i\gamma_5, i\sigma^{\mu\nu} \gamma_5\}$

$$\Delta(k, P_h, S_h) = \frac{1}{2} [S \mathbf{1} + V_\mu \gamma^\mu + A_\mu \gamma^\mu \gamma_5 + iP \gamma_5 + iT_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5]$$

$$S = \frac{1}{2} \text{Tr}(\Delta) = C_1(k^2, k \cdot P_h)$$

$$V^\mu = \frac{1}{2} \text{Tr}(\gamma^\mu \Delta) = C_2 P_h^\mu + C_3 k^\mu + C_{10} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S_h^\nu P_h^\rho k^\sigma$$

$$A^\mu = \frac{1}{2} \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma_5 \Delta) = C_4 S_h^\mu + C_5 p \cdot S_h P_h^\mu + C_6 P_h \cdot S_h k^\mu$$

$$P_5 = \frac{1}{2i} \text{Tr}(\gamma_5 \Delta) = C_{11} k \cdot S_h$$

$$T^\mu = \frac{1}{2i} \text{Tr}(\sigma^{\mu\nu} \Delta) = C_7 P_h^{[\mu} S_h^{\nu]} + C_8 k^{[\mu} S_h^{\nu]} + C_9 k \cdot S_h P_h^{[\mu} k^{\nu]} + C_{12} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P_h^\rho k^\sigma$$



$$\text{Tr} [\dots \gamma] \rightarrow D_1^f(z) = \Delta[\gamma^-] = \sum_X \frac{d\zeta^+}{2\pi} e^{iP_h^- \zeta^+ / z} \langle 0 | \psi_f(\zeta^+) | P_h S_h, X \rangle \langle P_h S_h, X | \bar{\psi}_f(0) \gamma^- | 0 \rangle$$

$$\text{Tr} [\dots \gamma \gamma_5] \rightarrow \lambda_h G_1^f(z) = \Delta[\gamma^- \gamma_5] = \sum_X \frac{d\zeta^+}{2\pi} e^{iP_h^- \zeta^+ / z} \langle 0 | \psi_f(\zeta^+) | P_h S_h, X \rangle \langle P_h S_h, X | \bar{\psi}_f(0) \gamma^- \gamma_5 | 0 \rangle$$

$$\text{Tr} [\dots \gamma^- \gamma^i \gamma_5] \rightarrow S_{h\perp}^i H_1^f(z) = \Delta[i\sigma^{i-} \gamma_5] = \sum_X \frac{d\zeta^+}{2\pi} e^{iP_h^- \zeta^+ / z} \langle 0 | \psi_f(\zeta^+) | P_h S_h, X \rangle$$

$$\langle P_h S_h, X | \bar{\psi}_f(0) i\sigma^{i-} \gamma_5 | 0 \rangle$$

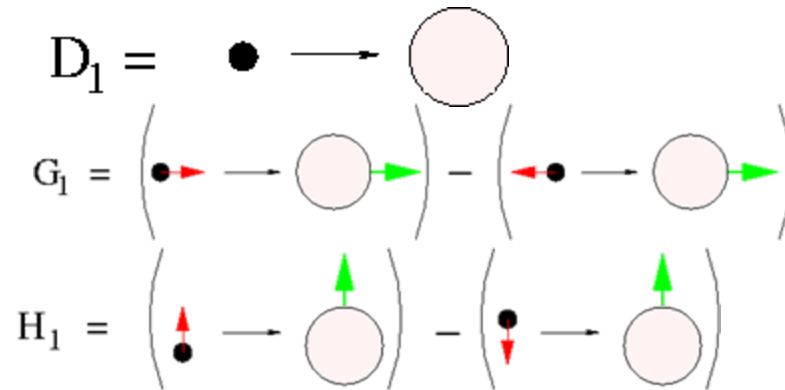
interpretazione probabilistica

$$\Delta^{[\Gamma]}(z, S_h) = \frac{z}{4} \int dk^+ d\mathbf{k}_T \text{Tr} [\Delta(k, P_h, S_h) \Gamma] \Big|_{k^- = P_h^- / z}$$

$$\Delta^{[\gamma^-]}(z, S_h) = D_1(z)$$

$$\Delta^{[\gamma^- \gamma_5]}(z, S_h) = \lambda_h G_1(z)$$

$$\Delta^{[i\sigma^i - \gamma_5]}(z, S_h) = S_{hT}^i H_1(z)$$




chiral-odd

SSA in SIDIS

se $S_h=0$ (ad es. π) $\rightarrow h_1 \otimes$ (FF chiral-odd)
 appare al twist 3

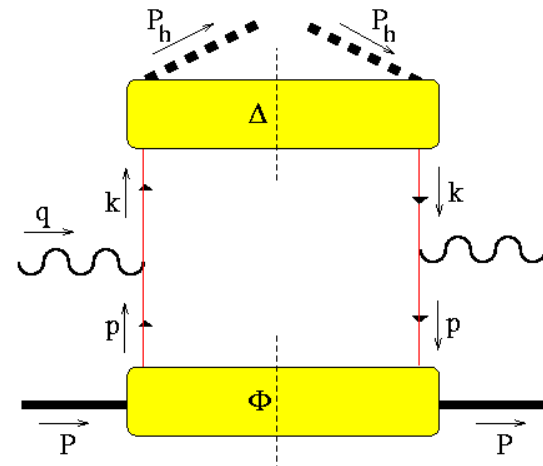
Se $S_{hT} \neq 0$ (ad es. Λ^\uparrow) : $e p^\uparrow \rightarrow e' \Lambda^\uparrow X$ al twist 2

$$\frac{d\sigma}{dx\,dy\,dz\,d\phi_S\,d\phi_{S_h}} = \frac{\alpha^2}{sxQ^2} L_{\mu\nu} \int d\mathbf{P}_{hT} 2MW^{\mu\nu}$$


$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} \sim \frac{\nu}{E_e}$$

SSA = depolarizzazione (o coefficiente di trasferimento di polarizzazione)

$$D_{NN} = \frac{d\sigma(p^\uparrow \Lambda^\uparrow) - d\sigma(p^\downarrow \Lambda^\uparrow)}{d\sigma(p^\uparrow \Lambda^\uparrow) + d\sigma(p^\downarrow \Lambda^\uparrow)} \propto |\mathbf{S}_T| |\mathbf{S}_{\Lambda_T}| \cos(\phi_S + \phi_{S_h}) \frac{B(y)}{A(y)} \frac{\sum_{f\bar{f}} e_f^2 h_1^f(x) H_1^f(z)}{\sum_{f\bar{f}} e_f^2 f_1^f(x) D_1^f(z)}$$

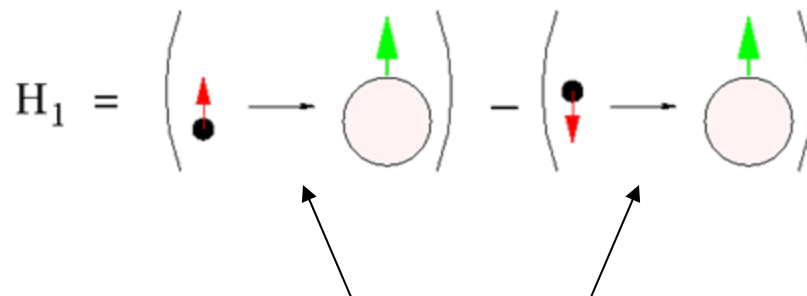


(continua)

Ma problema teorico:

$$\Lambda^\uparrow = \{u^\uparrow, d^\downarrow, s^\uparrow\}$$

secondo $SU_f(3)$



ma quale meccanismo ?

Riassumendo :

- SSA in $p^\uparrow p^\uparrow \rightarrow l^+ l^- X$ improbabile; antiprotoni polarizzati trasversalmente non ancora disponibili
- SSA in SIDIS con adroni polarizzati, ad es. $e p^\uparrow \rightarrow e' \Lambda^\uparrow X$, implica un meccanismo di trasferimento di polarizzazione non ancora ben noto; asimmetria misurata da HERMES molto piccola
- SSA in SIDIS con adroni non polarizzati contribuisce a $\text{twist} \geq 3$

In tutti i casi difficoltà nell'estrarre h_1 dai dati \rightarrow altri meccanismi ?