

Riassunto della lezione precedente

- DIS con sonda leptonica e bersaglio adronico polarizzati; se bersaglio ha spin = $\frac{1}{2}$ → 2 nuove funzioni di struttura polarizzate
- asimmetrie di elicità “teoriche” legate a risposte di interferenza rispetto alla polarizzazione del γ^* scambiato
- asimmetrie di elicità sperimentali, per bersagli polarizzati → legame con corrispondenti asimmetrie “teoriche”
- scaling delle asimmetrie di elicità
- QPM picture del DIS inclusivo polarizzato
 - distribuzione di elicità
 - distribuzione di spin trasverso, soppressa $\sim p_T/E$;
relazione di Wandzura-Wilczek; regola di somma di Burkhardt-Cottingham
- misura sperimentale di asimmetrie di elicità → distribuzione di elicità → 1° momento di Mellin → contributo dei vari flavour all’ elicità
- Ellis-Jaffe sum rule e l’ esperimento EMC: la “spin crisis”

Regole di somma

Gerasimov-Drell-Hearn sum rule

test di $g_1(x)$ attraverso assorbimento di γ pol. su N pol.

ampiezza Compton per $\theta = 0$
$$T(\nu) = 4\pi \left[\vec{\epsilon}_f^* \cdot \vec{\epsilon}_i f(\nu) + \hat{z} \cdot \vec{\epsilon}_f^* \times \vec{\epsilon}_i g(\nu) \right]$$



polarizzazione del γ no spin flip spin flip

causalità $T(t)=0$ per $t < 0$, relazione di dispersione tra $\text{Re} [T]$ e $\text{Im} [T]$



simmetria di crossing $T^*(-\nu^*, i \leftrightarrow f) = T(\nu) \rightarrow f^*(-\nu^*)=f(\nu)$, $g^*(-\nu^*) = -g(\nu)$

unitarietà teorema ottico
$$4\pi \text{Im} [f(\nu)] = \nu \sigma_{tot} = \frac{\nu}{2} (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2})$$

$$4\pi \text{Im} [g(\nu)] = \nu \Delta\sigma_{tot} = \frac{\nu}{2} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})$$



$$4\pi f(\nu) = \frac{2}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' \frac{\nu'^2 \sigma_{tot}(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$

$$4\pi g(\nu) = \frac{2\nu}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' \frac{\nu' \Delta\sigma_{tot}(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$



GDH (continua)

Thompson scattering

polarizzabilità elettrica e magnetica

Lorentz- + gauge-invariance
(Low-Energy Theorems)

$$f(\nu) = -\frac{\alpha}{M} + (\alpha_E + \beta_M) \nu^2 + o(\nu^4)$$

$$g(\nu) = -\frac{\alpha \kappa^2}{2M^2} \nu + \gamma \nu^3 + o(\nu^5)$$

momento magnetico anomalo

$$\int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\nu} = -\frac{2\pi^2 \alpha}{M^2} \kappa^2$$



momento magnetico anomalo legato a specifica struttura di spin nell' assorbimento del fotone

Ellis-Jaffe sum rule contenuta in GDH sum rule :

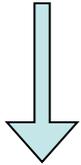


$$\Gamma_1^p(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \frac{M\nu_0}{8\pi^2 \alpha} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\nu} = -\frac{\nu_0}{M} \frac{\kappa^2}{4} = \frac{\nu_0}{M} I(0)$$

ν_0 soglia di produzione di π

GDH (continua)

$$I(0) = \frac{M^2}{8\pi^2\alpha} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T)$$



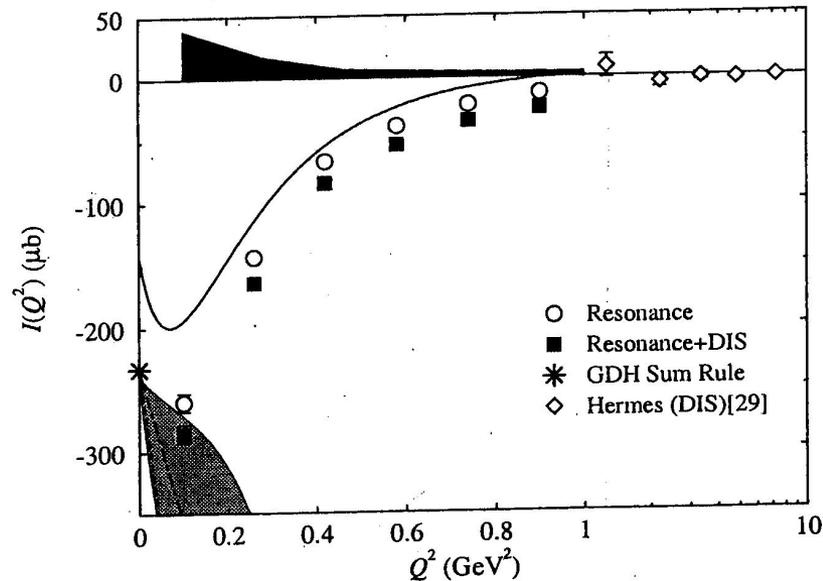
generalizzazione $\forall Q^2$
(non univoca)

$$I(Q^2) = \frac{M^2}{8\pi^2\alpha} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{1-x_B}{\nu} (\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T)$$



$$-\frac{\kappa^2}{4} \xleftarrow{Q^2 \rightarrow 0}$$

$$Q^2 \rightarrow \infty \rightarrow \frac{2M^2}{Q^2} \Gamma_1^p(Q^2)$$



Bjorken sum rule polarizzata

assiale

da accoppiamenti deboli
in decadimento β del N

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \frac{G_A}{G_V} \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \dots \right)$$

correzioni pQCD

vettoriale



QPM: funz. d'onda del q in P secondo $SU_f(3) \otimes SU(2)$

$$A_1^p = \frac{\sum_f e_f^2 (q_f^\uparrow - q_f^\downarrow)}{\sum_f e_f^2 (q_f^\uparrow + q_f^\downarrow)}$$

$$\int_0^1 dx (g_1^p - g_1^n)$$



$$A_1^n = \text{stesso con } u \leftrightarrow d = 0$$

$$= \int_0^1 dx (A_1^p F_1^p - A_1^n F_1^n) = \frac{5}{18}$$



$$\frac{G_A}{G_V} \stackrel{\text{QPM}}{=} \frac{5}{3} \leftrightarrow 1.6667 \pm 0.003$$

exp. 1.267 ± 0.004

Sum rule :

QPM	+ pQCD	exp.
0.27778	0.191 ± 0.002	0.209 ± 0.003

nella rassegna sui risultati del QPM, diverse volte si è dedotta dal confronto con i dati sperimentali l'importanza delle correzioni di QCD :

- profilo asimmetrico delle distribuzioni partoniche per $x_B \rightarrow 0$, dovuto al contributo di gluoni e quark del “mare di Dirac”
- deviazioni dallo scaling predetto dal QPM per F_2 e F_3 , sia per DIS con fasci di elettroni che di neutrini
- deviazioni dalle corrispondenti regole di somma : del momento (50% è portato dai gluoni) , Gross-Llewellyn Smith , Gottfried , Bjorken , ...
- deviazioni dallo scaling in s sia per processi e^+e^- che Drell-Yan
- deviazioni dalla distribuzione angolare e in p_T della coppia leptonica in processi di Drell-Yan
- “spin crisis” : deviazioni dalla regola di somma di Ellis-Jaffe (solo meno del 30% dello spin del N è portato dai quark di valenza)

		correzioni QCD			
		1	α_s	α_s^2	...
correzioni di potenze	1	QPM	→	IQPM	→
		Improved Quark Parton Model			
	1/Q				
	1/Q ²				
	1/Q ³				
...					

Breve riassunto

1° passo : rinormalizzazione della teoria → cancellazione delle divergenze ultraviolette (UV)

- ad una certa scala μ_R si definiscono le quantità fisiche come massa, coupling e intensità del campo attraverso la procedura di rinormalizzazione → controtermini nella \mathcal{L}

$$\begin{aligned}\phi_0 &\rightarrow \phi = Z_1^{-1} \phi_0 \\ m_0 &\rightarrow m = Z_2^{-1} m_0 \\ g_0 &\rightarrow g = Z_3^{-1} g_0\end{aligned}$$

- invarianza della fisica dalla scala μ_R → equazioni di Callan-Symanzik

$$\mu_R \frac{d}{d\mu_R} G = 0 \quad \longrightarrow \quad \left[\mu_R \frac{\partial}{\partial \mu_R} + \mu_R \frac{\partial g}{\partial \mu_R} \frac{\partial}{\partial g} + \mu_R \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \mu_R} \right] G = 0$$

G = funzione di Green a n punti

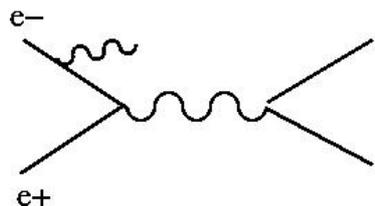


$$\begin{aligned}\mu_R \frac{\partial g}{\partial \mu_R} = \beta(g) &\quad \rightarrow \text{running coupling} \\ \mu_R \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \mu_R} \equiv \gamma &\quad \text{dimensione anomala dei campi}\end{aligned}$$

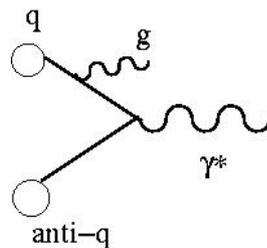
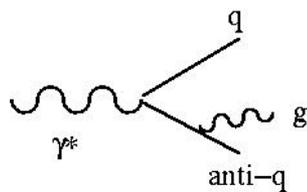
2° passo : cancellare le divergenze infrarosse (IR) e/o inglobarle in funzioni incognite che generalizzano le distribuzioni partoniche

Tutte le teorie di gauge rinormalizzabili e con quanti massless
(QED \rightarrow fotoni, QCD \rightarrow gluoni)
contengono divergenze infrarosse e collineari

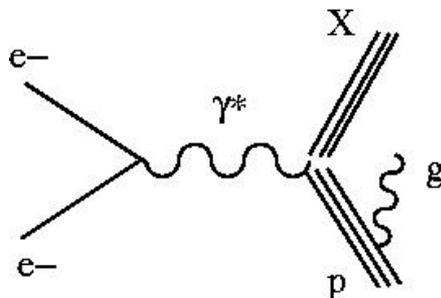
$\Rightarrow e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f} + \gamma$ (Initial **S**tate **R**adiation)



$\Rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q} + g$ oppure $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* + g$ (**ISR** in QCD)

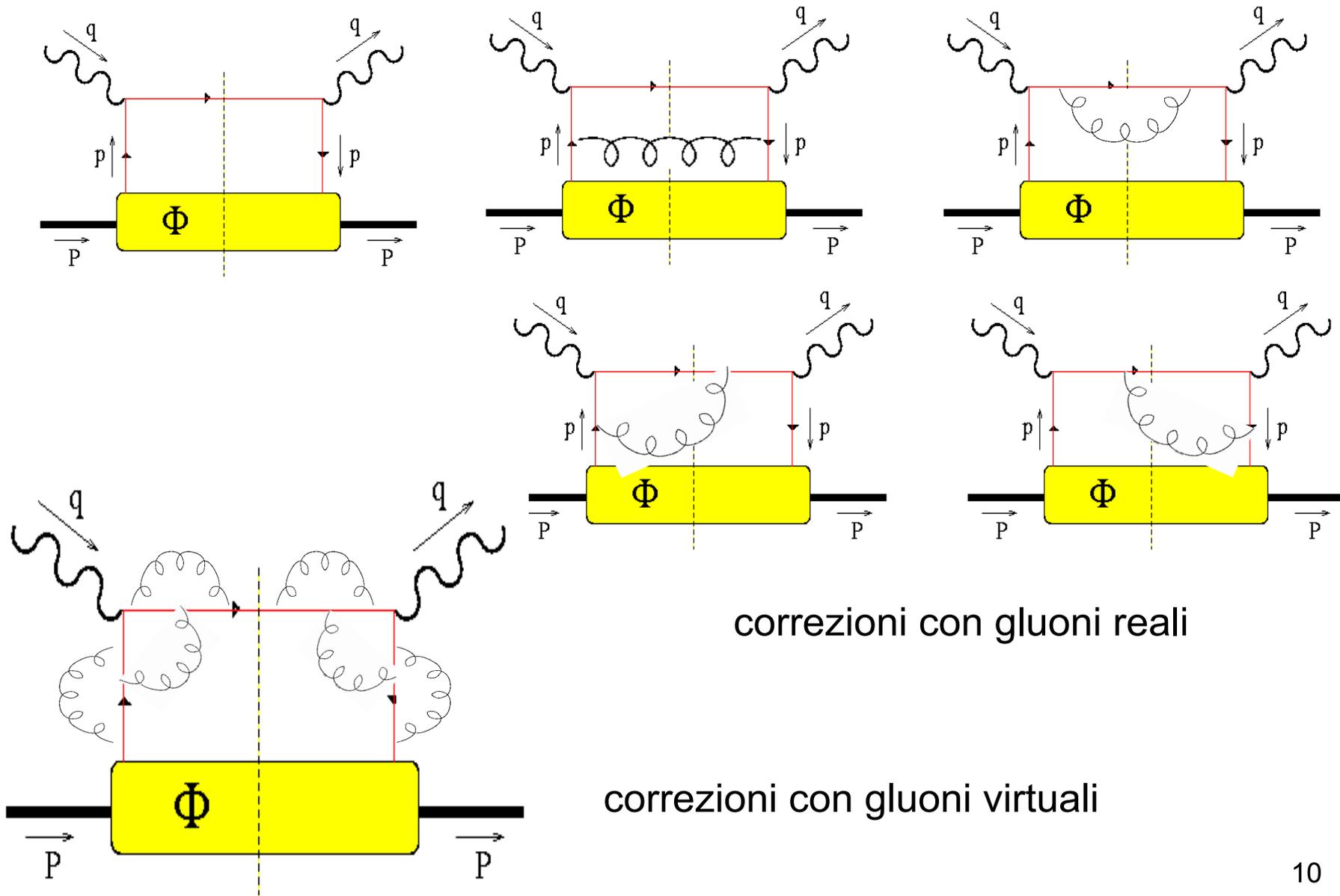


$\Rightarrow e^-p \rightarrow e^- X$



secondo me vogliono
una pausaaaaaa
:P

DIS inclusivo

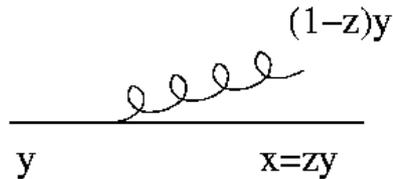


correzioni con gluoni reali

correzioni con gluoni virtuali

Divergenze in DIS inclusivo

gluoni reali



quark con momento y può irraggiare un gluone e riscaldare il suo momento a x

divergenze collineari per $z \rightarrow 1$

$$s = (p + q)^2 \sim 2p \cdot q - Q^2 = Q^2 \frac{1 - x_B}{x_B} \quad \text{divergenze soft per } x_B \rightarrow 1 \text{ (s} \rightarrow 0\text{)}$$

gluoni virtuali quark on-shell nel taglio $\rightarrow \delta((p+q)^2) \approx x_B/Q^2 \delta(x_B - 1)$

in approssimazione collineare, cancellazione sistematica delle divergenze soft con gluone reale = “fattorizzazione collineare”