

Riassunto della lezione precedente

- cenni al settore elettrodebole del Modello Standard, come teoria di gauge non abeliana rinormalizzabile grazie al meccanismo di Goldstone; predizioni importanti: necessità del flavor charm, delle correnti deboli cariche con cambio di stranezza, delle correnti deboli neutre
- interazione debole distingue stati di parità diversa:
 - ⇒ nuova struttura antisimmetrica in tensori leptonic e adronico
 - ⇒ in regime DIS nuova funzione di struttura F_3 (flavor non-singlet), mixing di flavor diversi (angolo di Cabibbo)
- verifica sperimentale di QPM in reazioni elettrodeboli:
 1. DIS con (anti)neutrini su nuclei isoscalari
 - sez. d'urto di neutrino domina quella per antineutrino
 - antipartoni soppressi in mezzo nucleare

2) test QPM: scattering DIS (anti)neutrino-protone

dati: neutrino soppresso rispetto ad antineutrino in limite elastico perfetto

($\nu \rightarrow 0$)

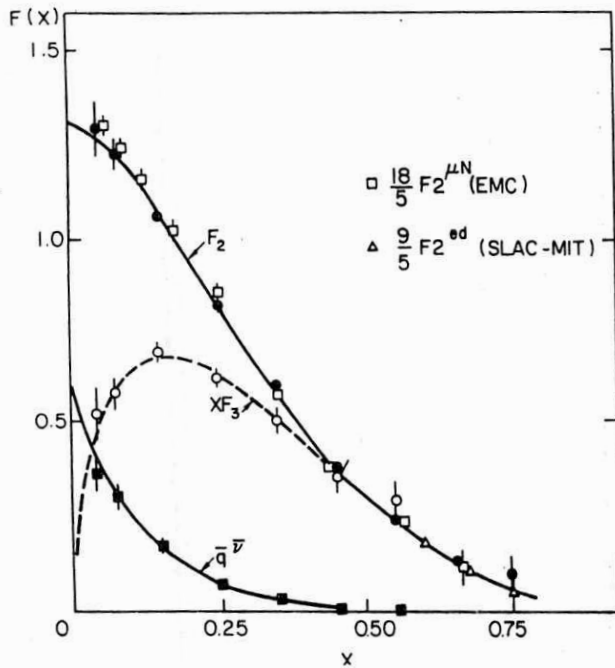
$$\frac{\left. \frac{d\sigma^{\nu A}}{dx_B dy} \right|_{y=0}}{\left. \frac{d\sigma^{\bar{\nu} A}}{dx_B dy} \right|_{y=0}} \xrightarrow[x_B \rightarrow 1]{A=p} 0$$

- perché ?

- è consistente con DIS $e^- - N$?

(ricorda: $\lim_{x_B \rightarrow 0} \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \lim_{x_B \rightarrow 1} \frac{1}{4}$)

3) rapporto di carica: DIS di elettrone e (anti)neutrino su nuclei isoscalari



$$0 \lim_{x_B \rightarrow 0} \frac{x_B F_3}{F_2} \lim_{x_B \rightarrow 1} 1$$

$$\frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n}} \sim \frac{5}{18}$$

perché?

Collab. BCDMS, P.L. **B195** 91 (87)

“ “ “ “ **B237** 592 (90)

“ “ “ “ 599 (90)

“ CCFR , Z. Phys. **C26** 1 (84)

Regole di somma

normalizzazioni :

$$\int_0^1 dx u(x) - \bar{u}(x) = n_u \quad \begin{array}{l} \swarrow 2 \text{ p} \\ \searrow 1 \text{ n} \end{array}$$

$$\int_0^1 dx d(x) - \bar{d}(x) = n_d \quad \begin{array}{l} \swarrow 1 \text{ p} \\ \searrow 2 \text{ n} \end{array}$$

$$\int_0^1 dx s(x) - \bar{s}(x) = 0$$

Adler

$$\int_0^1 \frac{dx}{2x} \left(F_2^{\bar{\nu}p} - F_2^{\nu p} \right) = n_u - n_d + n_c - n_s = 1$$



dato exp. 1.01 ± 0.20 Allasia *et al.*, P.L. **B135** 231 (84)
Z. Phys. **C28** 321 (85)

unpolarized Bjorken

$$\int_0^1 dx \left(F_1^{\bar{\nu}p} - F_1^{\nu p} \right) = n_u - n_d + n_c - n_s = 1$$

Regole di somma (continua)



Gross-Lewellin Smith $\int_0^1 \frac{dx}{2} \left(F_3^{\bar{\nu}p} + F_3^{\nu p} \right) = n_u + n_d + n_c + n_s = 3$

⇔ eccesso di 3 quarks su antiquarks nel p
(supponendo nessun eccesso per s e c)

Mishra, Proc. of SLAC Summer Institute
(SLAC, Stanford, 1991) p. 407

dato exp. 2.50 ± 0.08

correzioni pQCD evidenti!

Gottfried $\int_0^1 \frac{dx}{x} \left(F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} \right) = \frac{1}{3} \int_0^1 dx (u^v - d^v) + \frac{1}{3} \int_0^1 dx (U^{sea} - D^{sea})$



$$\sim \frac{1}{3}(n_u - n_d) = \frac{1}{3}$$

$U^{sea} = D^{sea}$

NMC coll., P.R.L. **66** 2712 (91)
Arneodo, P.Rep. **240** 301 (94)

dato exp. 0.240 ± 0.016

correzioni QCD $\Rightarrow U^{sea} \neq D^{sea}$ $d\bar{d} > u\bar{u}$

Regole di somma (continua)

Momentum sum rule



$$\int_0^1 dx \left[9 \left(F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n} \right) - 2 \left(F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n} \right) \right] \underset{c, \bar{c} \sim 0}{\approx} \int_0^1 dx x [u + \bar{u} + d + \bar{d} - 2(s + \bar{s})] = 1 - \epsilon$$

dati $\rightarrow \epsilon \sim 0.5!$

ma



$$\frac{9(1 - 2\delta)}{5 + 2\delta} \int_0^1 dx \left(F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n} \right) = \int_0^1 dx x [u + \bar{u} + d + \bar{d} - 2(s + \bar{s})] = 1 - \epsilon$$

dati per $F_2^{p/n}$
 simmetra $SU_f(3)$ per q^{sea}
 estrazione $u(x), d(x), s(x)$

$$\left. \begin{array}{l} \text{dati per } F_2^{p/n} \\ \text{simmetra } SU_f(3) \text{ per } q^{\text{sea}} \\ \text{estrazione } u(x), d(x), s(x) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \epsilon \approx 0.54 \div 0.56 \pm 0.04 \\ \Rightarrow \delta \approx 0.06 \end{array}$$

$$\delta = \frac{\int_0^1 dx x (s + \bar{s})}{\int_0^1 dx x (u + \bar{u} + d + \bar{d})}$$

partoni senza carica (= gluoni) portano circa metà del momento del $N!$

Quark Parton Model

sezione d'urto per processo fondamentale

= sezione d'urto elastica su partoni puntiformi a spin $\frac{1}{2}$

- partoni prevalenti su antipartoni per $x_B > \sim 0.1$; viceversa a basso x_B
- partoni interagiscono come leptoni → sez. d'urto calcolabile all'ordine voluto in QED
- sez. d'urto dipendente dal processo; cinematica **hard (high Q)**

probabilità di distribuzione dei partoni nell'adrone

- distribuzione partonica contiene effetti nonperturbativi per formare adroni da partoni; cinematica **soft (low p_T)**
- dipende dall'adrone ma non dal processo → “universale”
- estraibile da confronto con dati dopo aver calcolato sez. d'urto elementare

Quark Parton Model (continua)

QPM

fenomeni ad alta energia =
{processi hard calcolabili in QED} + {distribuzioni partoniche universali
estraibili da un set di dati}

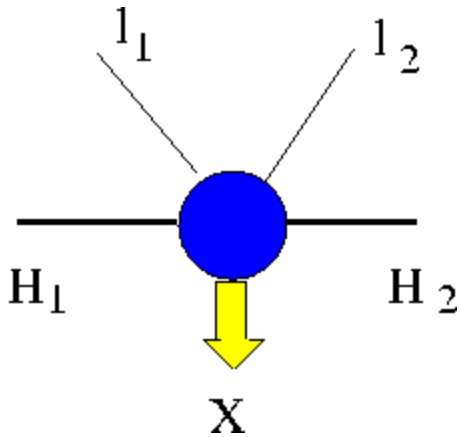
esplorare altri processi ad alta energia “riciclando” le distribuzioni
partoniche estratte da DIS

→ test della fattorizzazione

→ le distribuzioni partoniche sono davvero universali ?

Drell - Yan

[Drell & Yan, P.R.L. **25** (70) 316]



adroni in annichilazione $H_{1/2}$ con momento $P_{1/2}$
leptoni prodotti $l_{1/2}$ con momento $k_{1/2}$

energia disponibile nel c.m. degli adroni
 $s = (P_1 + P_2)^2$

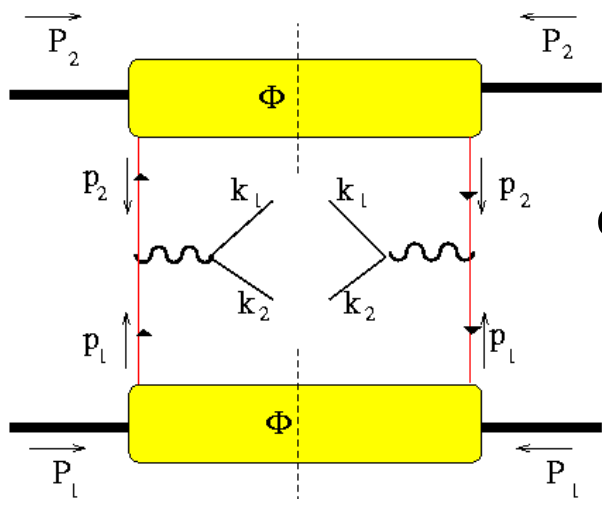
massa invariante della coppia di leptoni
 $M^2 \equiv q^2 = (k_1 + k_2)^2$

$q^2 = Q^2 \geq 0$ time-like

regime DIS : $q^2, s \rightarrow \infty$ con $\tau = q^2 / s$ fissato $0 \leq \tau \leq 1$

la coppia di leptoni non interagisce con la coppia di adroni iniziali
→ è manifestazione del decadimento dei bosoni di gauge intermedi
prodotti dalla annichilazione adronica

bosoni di gauge a spin 1 con $Q^2 \geq 0$ → risonanze mesoniche vettoriali
→ decadimento → produzione di coppie leptoniche con p_T



$$p_1 = x_1 P_1 \quad \text{con} \quad x_1 = \frac{Q^2}{2P_1 \cdot q} \quad 1 \geq x_{1/2} \geq 0$$

$$p_2 = x_2 P_2 \quad x_2 = \frac{Q^2}{2P_2 \cdot q}$$

energia disponibile della reazione elementare :

$$(p_1 + p_2)^2 \sim 2 p_1 \cdot p_2 \sim x_1 x_2 (P_1 + P_2)^2 = x_1 x_2 s$$

$$\tau = \frac{q^2}{s} = \frac{M^2}{s} = x_1 x_2 \quad 1 \geq \tau \geq 0$$

$$x_F = x_1 - x_2 \quad 1 \geq x_F \geq -1$$

$$x_{1/2} = \frac{1}{2} \left(\pm x_F + \sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{s}} \right)$$



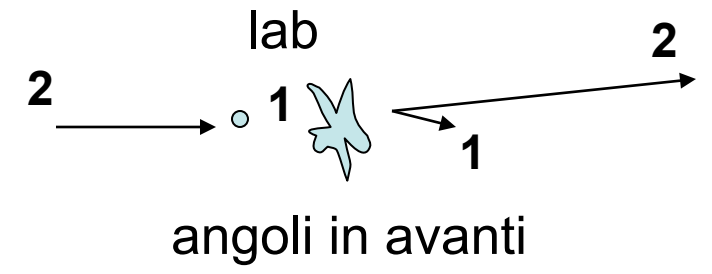
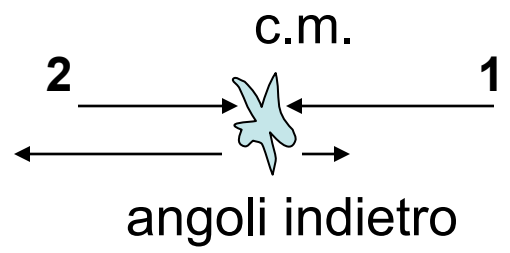
$x_{1/2}$ = frazione del momento longitudinale

x_F = momento longitudinale della coppia nel c.m. rispetto al momento longitudinale massimo possibile

supponiamo H_2 = fascio e H_1 = target

$$x_F \rightarrow -1 \Rightarrow x_2 \rightarrow 1$$

$$x_1 \rightarrow 0$$



$$x_F \rightarrow 1 \Rightarrow x_2 \rightarrow 0$$

$$x_1 \rightarrow 1$$

situazione rovesciata

“solite” formule, applicate al processo DY

$$d\sigma = \frac{1}{F} |\mathcal{M}|^2 dR$$



$$F = 4\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - M_1^2 M_2^2} \sim 2s$$

$$dR = (2\pi)^4 \delta(P_1 + P_2 - P_X - k_1 - k_2) \frac{d\mathbf{P}_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^3 2E_2}$$

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \quad H^{\mu\nu} = \sum_X \langle P_1 S_1, P_2 S_2 | J^\mu | P_X \rangle \langle P_X | J^\nu | P_1 S_1, P_2 S_2 \rangle$$

$$(2\pi)^3 2E_1 (2\pi)^3 2E_2 \frac{d\sigma}{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2} = 2 \frac{1}{2s} (2\pi)^4 \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} \times \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d\mathbf{P}_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} (2\pi)^4 \delta(P_1 + P_2 - P_X - q) H^{\mu\nu}$$

somma sugli stati
di polarizzazione dei
leptoni finali

$$\frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^3 2E_2} = d^4 k_1 d^4 k_2$$

$$= d^4 q d^4(k_1 - k_2) \stackrel{c.m.}{=} \frac{d^4 q d\Omega}{(2\pi)^4 32\pi^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d^4 q d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

QPM picture

approssimazione: Q^2 non elevato \rightarrow bosone di gauge γ
 energia disponibile nel c.m. della reazione elementare:

$$(p_1 + p_2)^2 \sim 2 p_1 \cdot p_2 = x_1 x_2 2 P_1 \cdot P_2 \sim x_1 x_2 (P_1 + P_2)^2 = x_1 x_2 s$$

processo elementare: $(q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}) \equiv (e^+e^- \rightarrow l\bar{l})$ elastico

esempio: produzione di $\mu^+\mu^-$ $\frac{d\sigma^{el}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} e_f^2 \delta(x_1 x_2 s - Q^2)$

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \left(\frac{1}{N_c} \sum_f \right) \int_0^1 dx_1 dx_2 \phi_f(x_1) \frac{d\sigma^{el}}{dQ^2} \phi_{\bar{f}}(x_2)$$

N_c modi di creare
 la coppia
 conservando il colore
 nel vertice;

ciascuna ϕ_f porta N_c
 $\rightarrow (N_c \times N_c) / N_c = N_c$
 \rightarrow test di SU_c (3)

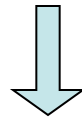
$$= \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^4} \sum_f e_f^2 \int_0^1 dx_1 dx_2 \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) \delta\left(x_1 x_2 \frac{s}{Q^2} - 1\right)$$

$$\sum_f \dots \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) \equiv \sum_f \dots [\phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) + \phi_{\bar{f}}(x_1) \phi_f(x_2)]$$

QPM: test sperimentali

a) scaling della sez. d'urto

$$Q^4 \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9} \overline{\sum}_f e_f^2 \int_0^1 dx_1 dx_2 \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) \delta\left(\frac{x_1 x_2}{\tau} - 1\right)$$



$$Q^3 \frac{d\sigma}{dQ dx_1 dx_2} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} \overline{\sum}_f e_f^2 \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) \delta\left(\frac{x_1 x_2}{\tau} - 1\right)$$

oppure, con $\begin{cases} x_F = x_1 - x_2 \\ \tau = x_1 x_2 \end{cases} \quad J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x_F}{\partial x_1} & \frac{\partial x_F}{\partial x_2} \\ \frac{\partial \tau}{\partial x_1} & \frac{\partial \tau}{\partial x_2} \end{vmatrix} = x_1 + x_2$

$$M^3 \frac{d\sigma}{dM dx_F} = \int d\tau \frac{d\sigma}{dM dx_F d\tau} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} \frac{\tau}{\sqrt{x_F^2 + 4\tau}} \overline{\sum}_f e_f^2 \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2)$$

$$x_{1/2} = \frac{1}{2} \left(\pm x_F + \sqrt{x_F^2 + 4\tau} \right)$$



scaling $\forall s \rightarrow$ interazione elementare puntiforme
universalità delle densità partoniche
(da DIS a DY)

piccole deviazioni perche`
pQCD $\rightarrow \phi_f(x, \log Q^2)$

exp. E605 - Fermilab
Phys. Rev. D**43** (91) 2815

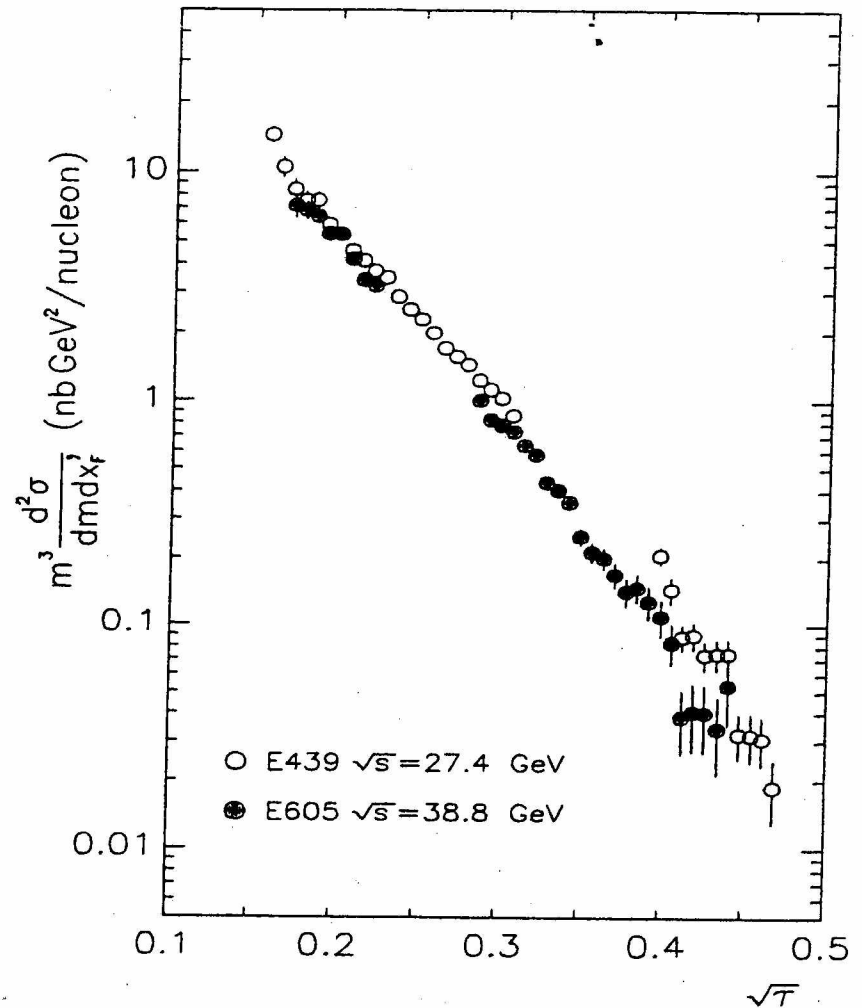
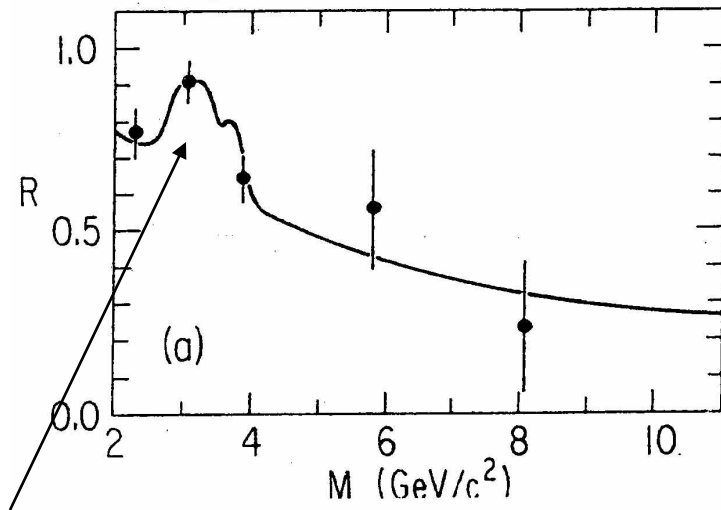


FIG. 12. Scaling form of the dimuon yield versus \sqrt{T} comparing this experiment with experiment E439 (Smith *et al.*, Ref. 31, $\sqrt{s} = 27.4$ GeV) for the interval $0 < x'_F < .2$.

b) rapporto di carica di DY su nuclei isoscalari



$M \sim J/\psi \rightarrow$ meccanismo differente

Fermilab
Phys. Rev. Lett. **42** (79) 948

nuclei isoscalari $\rightarrow n_u = n_d$ (ex. ^{12}C)

$$1 \quad \left\langle \begin{array}{l} \tau \rightarrow 0 \\ \tau \rightarrow 1 \end{array} \right. \frac{\pi^+ {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ \mu^- X}{\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+ \mu^- X} \quad \left. \begin{array}{l} \tau \rightarrow 1 \\ \tau \rightarrow 0 \end{array} \right\} \quad \frac{1}{4}$$

perché?

$\tau = x_1 x_2 \rightarrow 1$ valence area

$$\frac{\pi^+ (u\bar{d}) C(u_1 \dots u_n d_1 \dots d_m)}{\pi^- (d\bar{u}) C(u_1 \dots u_n d_1 \dots d_m)}$$

$$\sim \frac{e_d^2}{e_u^2} = \frac{1}{4}$$

$\tau = x_1 x_2 \rightarrow 0$ sea area

$$\frac{\pi^+ C(\text{..sea quarks..})}{\pi^- C(\text{..sea quarks..})}$$

~ 1

meccanismo elementare

$$q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$$

c) rapporto DY tra π e N

N non ha antiquark di valenza
per annichilazione

$$\rightarrow \frac{\pi^- N \rightarrow \mu^+ \mu^- X}{NN \rightarrow \mu^+ \mu^- X}$$

crebbe con $M = Q$ e $\sqrt{\tau}$

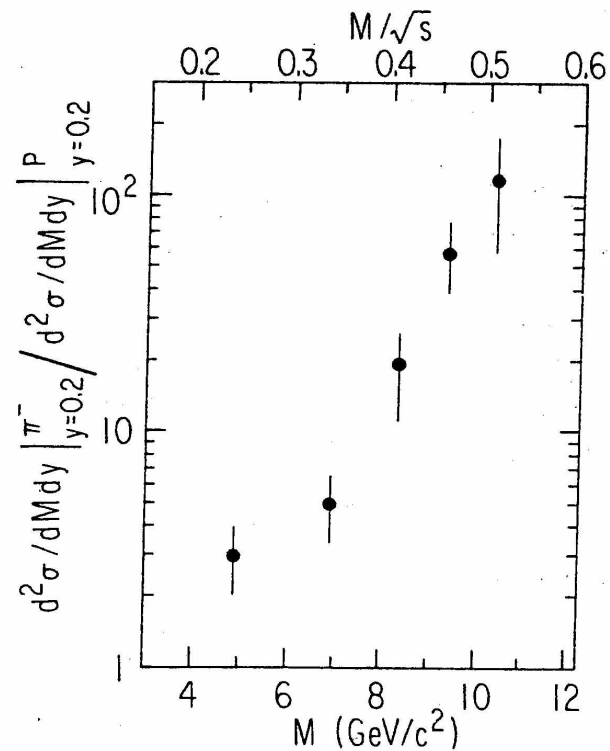


FIG. 1. The ratio of π^- -induced to proton-induced μ -pair cross section at $y_{c.m.} = 0.2$ as a function of mass. Proton data at 225 GeV/c has been calculated from the scaling observed in 200-, 300-, and 400-GeV/c data of Ref. 4.

Fermilab

Phys. Rev. Lett. **42** (79) 948

QPM picture : discrepanze

$$\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^- X$$

al crescere di $Q^2 \equiv M^2$ si eccitano
altre risonanze mesoniche vettoriali:

$$M \sim 3 \text{ GeV} \quad J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- X$$

$$M \sim 9 \div 10.5 \text{ GeV} \quad Y \rightarrow \mu^+ \mu^- X$$

....

$$M \sim 70 \text{ GeV} \quad Z^0, W^\pm$$

meccanismo elementare
diverso da QPM picture (QED)

$$\text{Inoltre} \quad \frac{d\sigma(\text{exp.})}{d\sigma(\text{th.})} \sim K \sim 2 \div 3 !$$

K factor = misura delle
correzioni pQCD
oltre il QPM

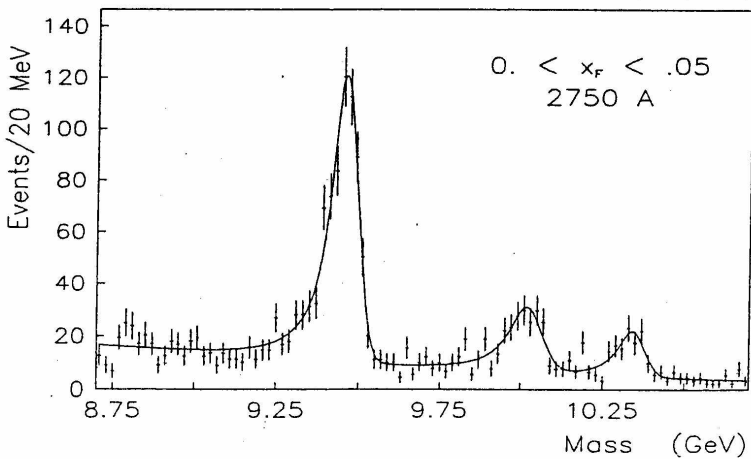
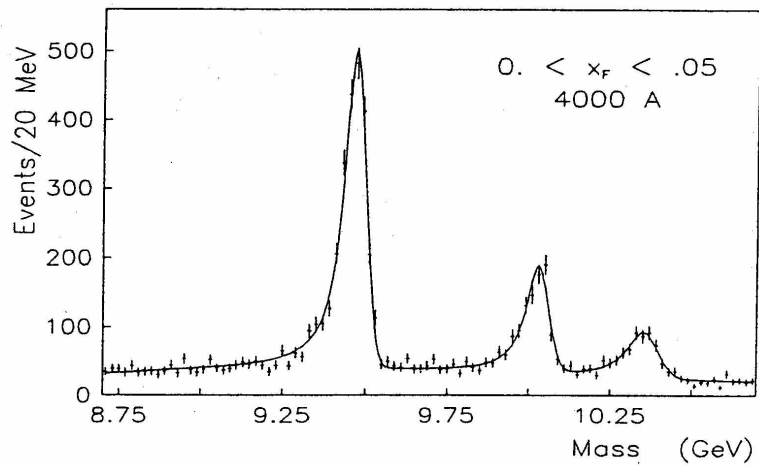


FIG. 16. The fit function used to extract Υ cross sections superimposed on the raw mass spectrum of the two data sets.

exp. E605 - Fermilab
 Phys. Rev. D**43** (91) 2815

10-Dic-12

spettro della famiglia Υ ($b\bar{b}$)

differente distribuzione in q_T della coppia di leptoni \rightarrow nuovo meccanismo ?

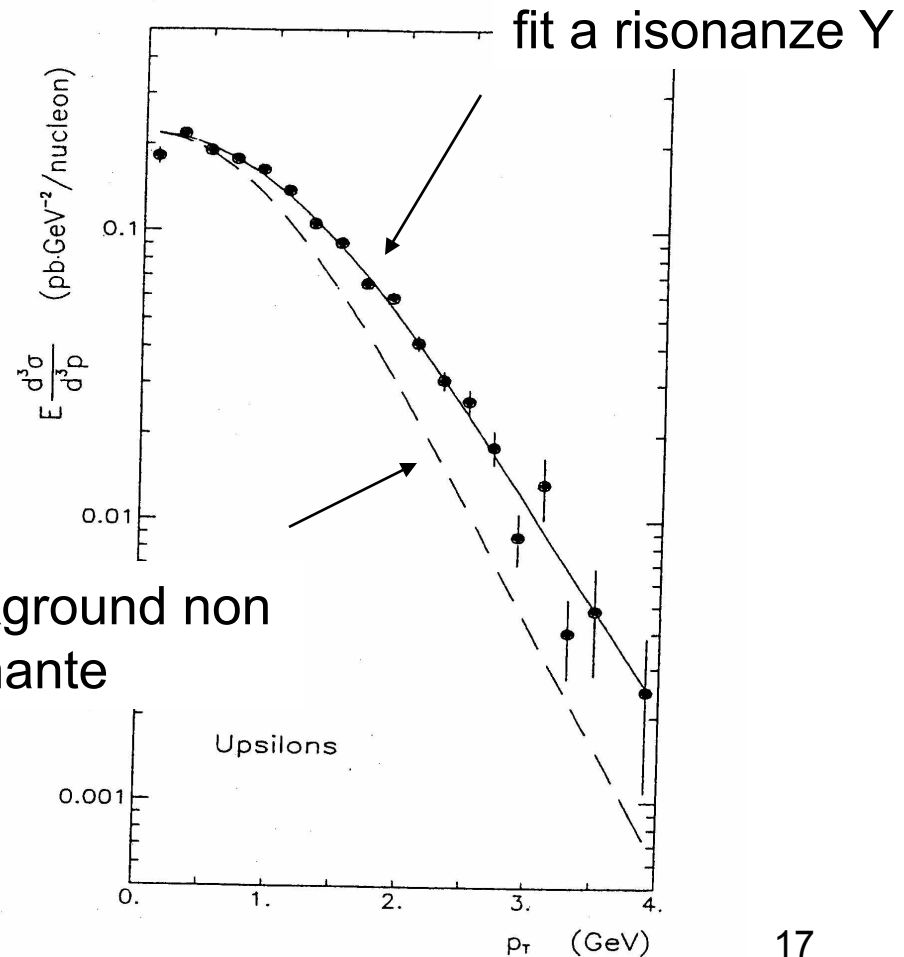
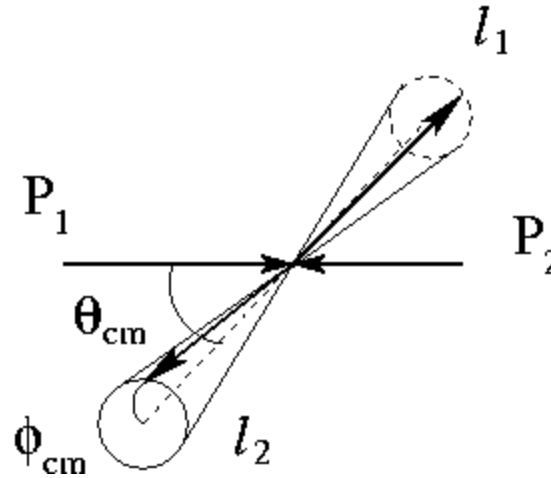


FIG. 19. p_T distribution for the sum of the three Υ 's. The solid curve is a fit to the data, the dashed curve gives the

Distribuzione angolare della coppia leptonica

c.m. degli adroni



$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{N_c} \sum_f \int_0^1 dx_1 dx_2 \phi_f(x_1) \frac{d\sigma^{el}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}{d\Omega} e_f^2 \phi_{\bar{f}}(x_2) \delta(x_1 x_2 s - Q^2) \\
 &= \frac{\alpha^2}{12Q^4} \underline{(1 + \cos^2 \theta)} \sum_f e_f^2 \int_0^1 dx_1 dx_2 \phi_f(x_1) \phi_{\bar{f}}(x_2) \delta\left(x_1 x_2 \frac{s}{Q^2} - 1\right)
 \end{aligned}$$

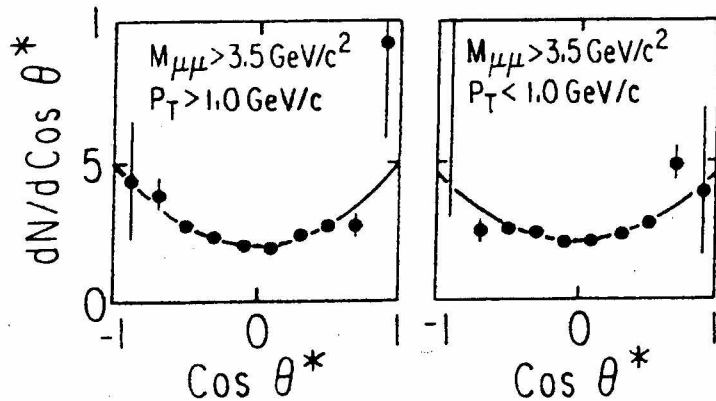
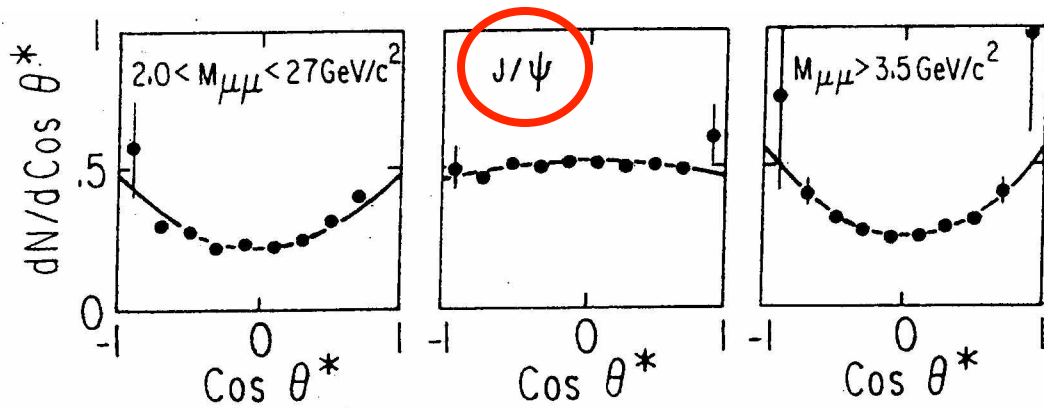


FIG. 3. Helicity angular distributions in three different mass intervals. The $M > 3.5 \text{ GeV}/c^2$ interval is also shown divided in two p_T intervals. The Collins-Soper angle (θ^*) is defined in the text.

distribuzione angolare
 $\sim (1 + \cos^2 \theta)$
 data dal processo elementare
 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

però sulla **risonanza J/ψ**
 distribuzione piatta
 \rightarrow meccanismo diverso
 da $\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$
 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$?

Fermilab
 Phys. Rev. Lett. **42** (79) 948

Distribuzione angolare e discrepanze da QPM

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d^4q d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{2sQ^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \rightarrow \frac{d\sigma}{dq^0 d\mathbf{q} d\Omega} = \dots \rightarrow \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2 d\mathbf{q}_T d\Omega} = \dots \\ &\rightarrow \frac{d\sigma}{dx_F d\tau d\mathbf{q}_T d\Omega} = \dots \rightarrow \frac{d\sigma}{dx_F dM d\mathbf{q}_T d\Omega} = \dots \end{aligned}$$

- $W^{\mu\nu}$:
- 3 vettori indipendenti P_1, P_2, q
 - conservazione parità, no polarizzazione \rightarrow struttura simmetrica
 - base tensoriale: $b_1 = g^{\mu\nu}$, $b_2 = q^\mu q^\nu$, $b_3 = P_1^\mu P_1^\nu$,
 $b_4 = (P_1^\mu q^\nu + P_1^\nu q^\mu)$, $b_5 = (P_2^\mu q^\nu + P_2^\nu q^\mu)$,
 $b_6 = (P_1^\mu P_2^\nu + P_1^\nu P_2^\mu)$, $b_7 = P_2^\mu P_2^\nu$
 - tensore adronico $W^{\mu\nu} = \sum_i c_i (q^2, P_1 \cdot q, P_2 \cdot q, P_1 \cdot P_2) b_i$
 - conservazione della corrente $q_\mu W^{\mu\nu} = W^{\mu\nu} q_\nu = 0$
 \rightarrow **3 relazioni**
 - gauge-invarianza QED \rightarrow termini lineari in $q^\mu = 0$

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + W_2 \frac{P_1^\mu P_1^\nu}{M^2} + \frac{W_3}{2M^2} (P_1^\mu P_2^\nu + P_1^\nu P_2^\mu) + W_4 \frac{P_2^\mu P_2^\nu}{M^2}$$

Distribuzione angolare (continua)

$$\frac{d\sigma}{dx_F d\mathbf{q}_T dM d\Omega} \propto \left[\underset{\uparrow}{W_T} (1 + \cos^2 \theta_{cm}) + \underset{\uparrow}{W_L} \sin^2 \theta_{cm} \right]$$

polarizz. del γ^*

trasversa

longitudinale

$$+ \underset{\uparrow}{W_{\uparrow}} \sin^2 \theta_{cm} \cos \phi_{cm} + \underset{\uparrow}{W_{\uparrow\uparrow}} \sin^2 \theta_{cm} \cos 2\phi_{cm}$$

1 spin flip

2 spin flip

elementi non diagonali
della matrice densità
di elicità della coppia $H_1 H_2$



$$\left[\frac{d\sigma}{dx_F dM d\mathbf{q}_T} \right]^{-1} \frac{d\sigma}{dx_F dM d\mathbf{q}_T d \cos \theta_{cm}} \propto 1 + \alpha \cos^2 \theta_{cm}, \quad \alpha = \frac{W_T - W_L}{W_T + W_L}$$



on-shell (anti)quark
con spin $\frac{1}{2}$

$$\alpha = 1 \Rightarrow W_L = 0$$

$\alpha \neq 1 \Rightarrow$ meccanismo differente $\rightarrow q_T \neq 0$

$$p p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$$

Fermilab
Phys. Rev. Lett.
43 (79) 1219

$M > 4 \text{ GeV}$ (no J/ψ)

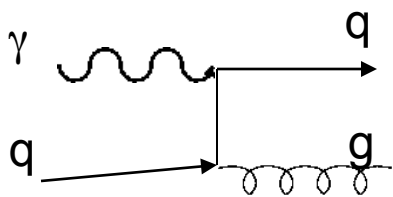
$$d\sigma \sim 1 + \alpha \cos^2 \theta_{cm}$$

$$\alpha = \frac{W_T - W_L}{W_T + W_L}$$

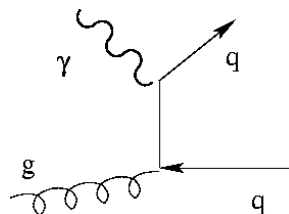
$\alpha \sim 1 \rightarrow W_T$ dominante

Ma sulla **risonanza J/ψ** meccanismo può essere diverso.

DY appartiene a classe più generale di processi $A+B \rightarrow C+X$ dove meccanismo elementare può essere più complicato:



QCD Compton



$\gamma - g$ fusion

10-Dic-12

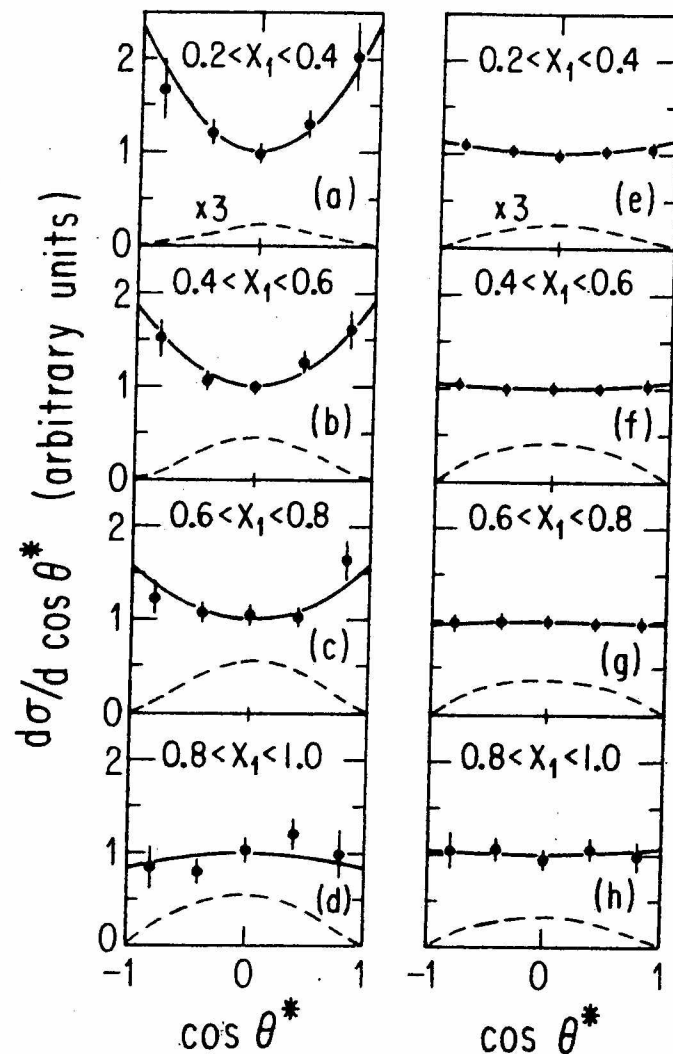


FIG. 1. $d\sigma/d \cos \theta^*$ in the t -channel helicity frame for various x_1 intervals. (a)–(d) Results for the mass continuum with $M > 4 \text{ GeV}$; (e)–(h) results for the J/ψ resonance in the same x_1 intervals. Data are integrated over P_T . The dashed curve shows the variation of detection efficiency with $\cos \theta^*$. The same arbitrary efficiency

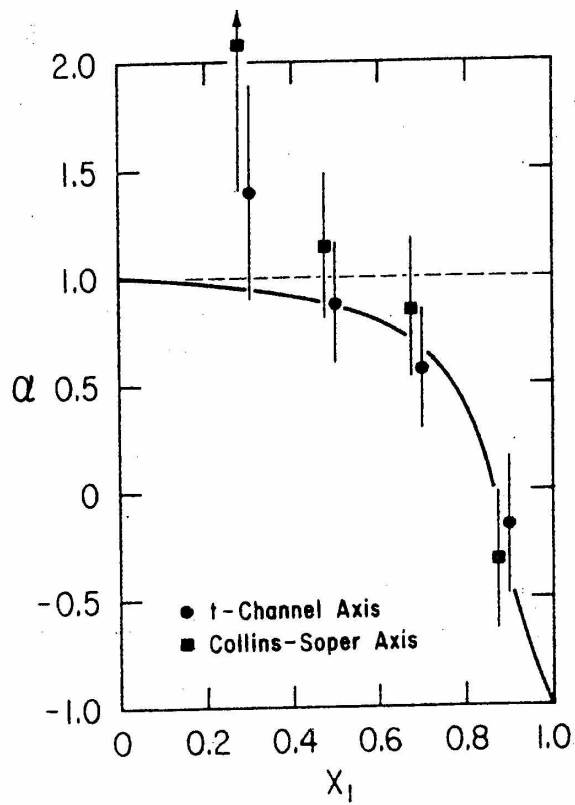


FIG. 2. The dependence of α on x_1 for data with $M > 4$ GeV. The dashed line is the expected result for the naive Drell-Yan model. The solid curve is the QCD prediction of Berger and Brodsky (Ref. 8).

Fermilab

Phys. Rev. Lett. **43** (79) 1219

annichilazione tra partoni off-shell

$\rightarrow W_L \neq 0 \rightarrow \alpha < 1$

correzioni radiative pQCD

\rightarrow dipendenza $q_T \rightarrow \alpha(q_T) < 1$

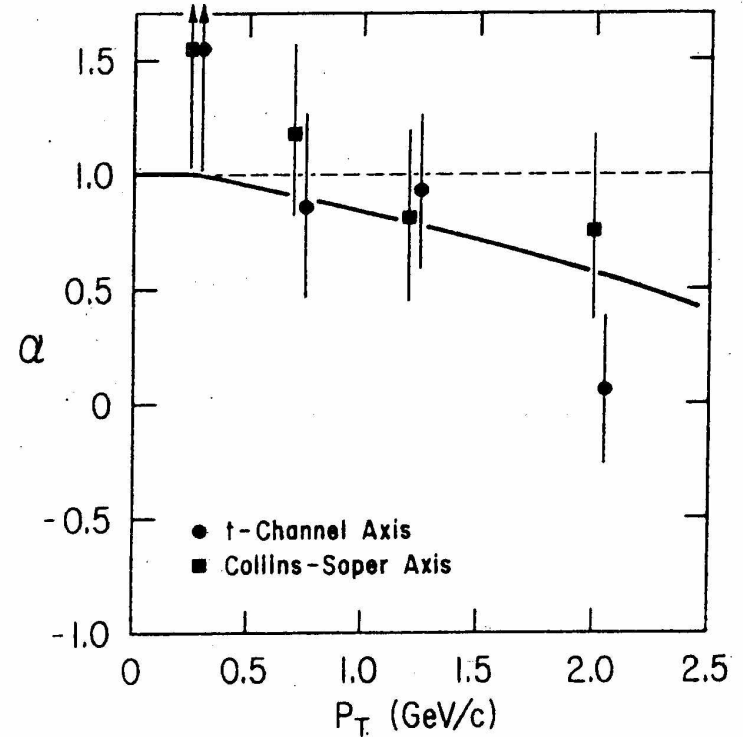


FIG. 3. The dependence of α on P_T for data with $M > 4$ GeV. The smooth curve is the QCD prediction from Kajantie *et al.* (Ref. 7). These authors consider only $x_F = 0$ while the data are integrated over x_F .