Struktura protonu

Elementy fizyki cząstek elementarnych
Wykład IV

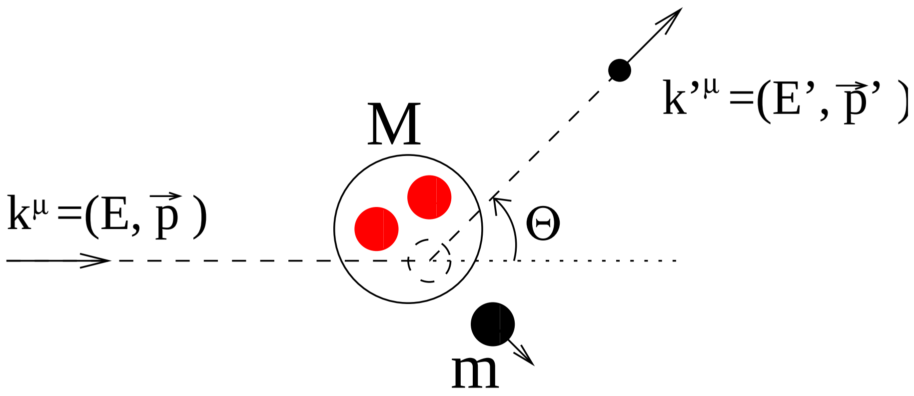
- akcelerator HERA
- rekonstrukcja przypadków NC DIS
- wyznaczanie funkcji struktury
- równania ewolucji QCD
- struktura fotonu

NC DIS

Deep Inelastic Scattering (DIS): rozpraszanie głęboko nieelastyczne
Neutral Currents (NC): z wymianą prądów neutralnych (γ lub Z°)

Kinematyka

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne na “tarczy” (spoczywającym nukleonie):



Przekaz energii: $\nu \;=\; E - E'$

Przekaz czteropędu: $q^\mu \;=\; k^\mu - k'^\mu$

Rozpraszanie elastyczne na quasi-swobodnym partonie $\Rightarrow$

$$Q^2 \;\equiv\; -q^2 \;=\; 2m\nu \;=\; 2ME \cdot x \cdot y$$

$$\text{gdzie} \quad x \;=\; \frac{m}{M} \;\leq\; 1$$

$$y \;=\; \frac{\nu}{E} \;\leq\; 1$$

Mamy więc ograniczenie na Q^2:

$$Q^2 \;=\; 2ME \cdot x \cdot y \;=\; s \cdot x \cdot y \;\leq\; s$$

HERA

Pomiary na tarczach

Doświadczenia z rozpraszaniem wiązek elektronów, mionów i neutrin na tarczach pozwoliły na dokładny pomiar rozkładów kwarków w protonie w obszarze:

$$\begin{aligned} Q^2 &< 200\ GeV^2 \\ x &> 0.001 \end{aligned}$$

Dolne ograniczenie na x wynika z warunku $Q^2 > 0.3\ GeV^2$. Dla mniejszych wartości Q^2 model partonowy załamuje się.

Projekt HERA

Badanie struktury protonu w obszarze:

- bardzo dużych wartości Q^2: $Q^2 \sim 10^4 GeV^2$
- oraz bardzo małych wartości x: $x \sim 10^{-4}$

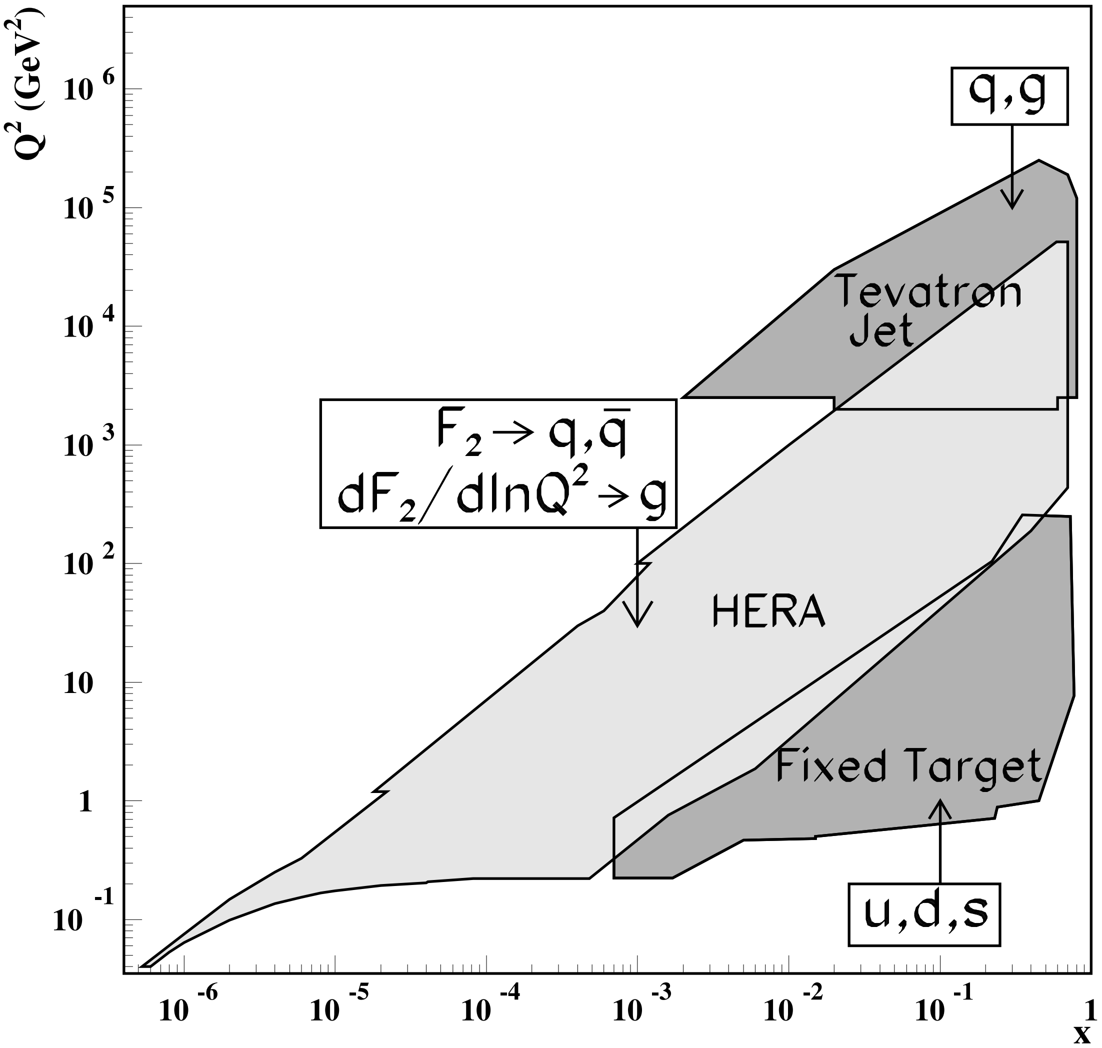
Wiązki przeciwbieżne elektron(pozyton)–proton:

$$\begin{aligned} E_p &\leq 920\ GeV \\ E_e &\approx 27\ GeV \\ s &= 4E_pE_e \approx 10^5\ GeV^2 \\ \sqrt{s} &\approx 318\ GeV \end{aligned}$$

HERA

Obszar badań

Projekt HERA umożliwił rozszerzenie dostępnego w pomiarach NC DIS obszaru kinematycznego o dwa rzędy wielkości w Q^2 i x.



skala logarytmiczna !

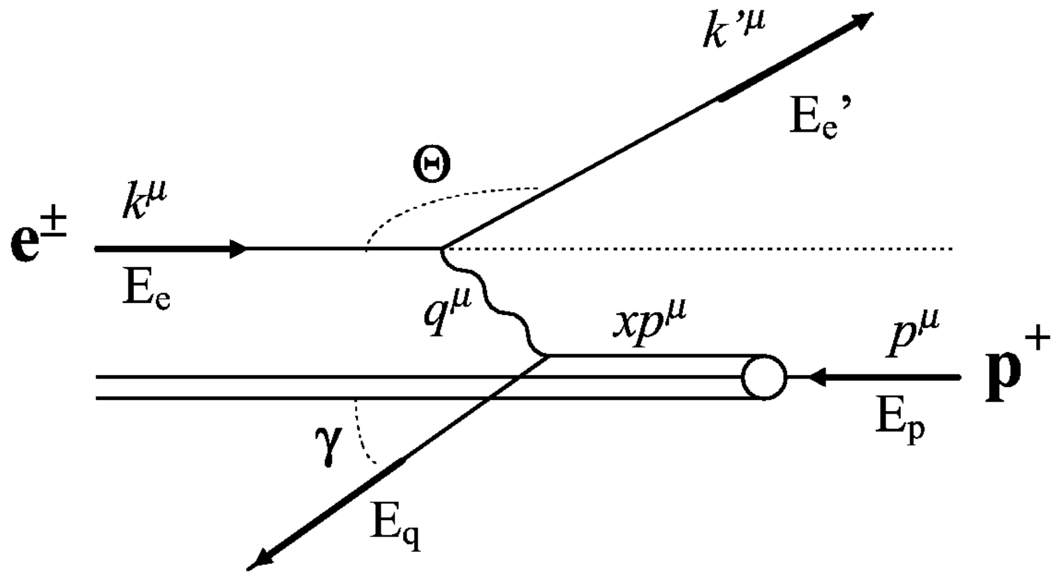
Bezpośredni pomiar rozkładów partonów w obszarze mierzonym w zderzeniach $p\bar{p}$ (Tevatron).

HERA

Kinematyka

Poprzednie definicje zmiennych x i y były słuszne tylko w układzie spoczywającego protonu.

W HERA:



x - ułamek czteropędu protonu niesiony przez parton

$$x = \frac{-q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2pq}$$

$$y = \frac{qp}{kp}$$

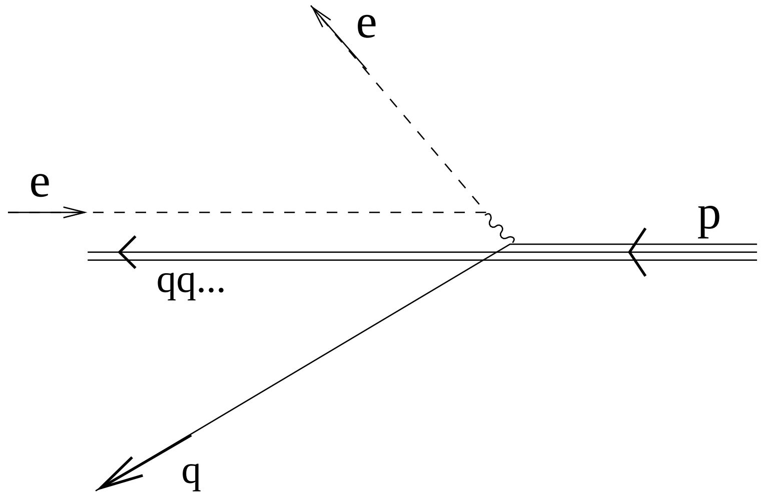
$$\boxed{Q^2 = x\ y\ s} \qquad s \approx 2\ k\ p$$

W układzie spoczywającego protonu: $p^{\mu} = (M, 0, 0, 0)$
$\Rightarrow$ otrzymujemy te same wyrażenia co poprzedni

HERA

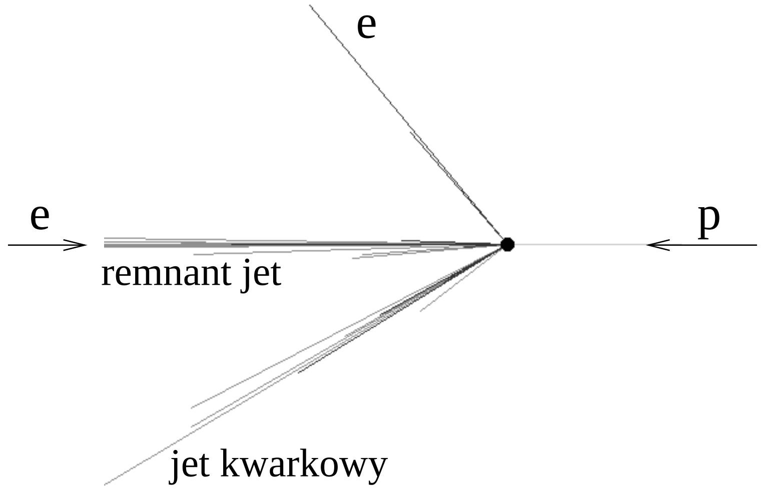
Hardonizacja

W modelu kwarkowo-partonowym rozproszeniu ulega elektron i pojedyńczy kwark. Reszta kwarków z protonu kontynuuje swój 'lot' jako tzw. “remnant” (pozostałości)



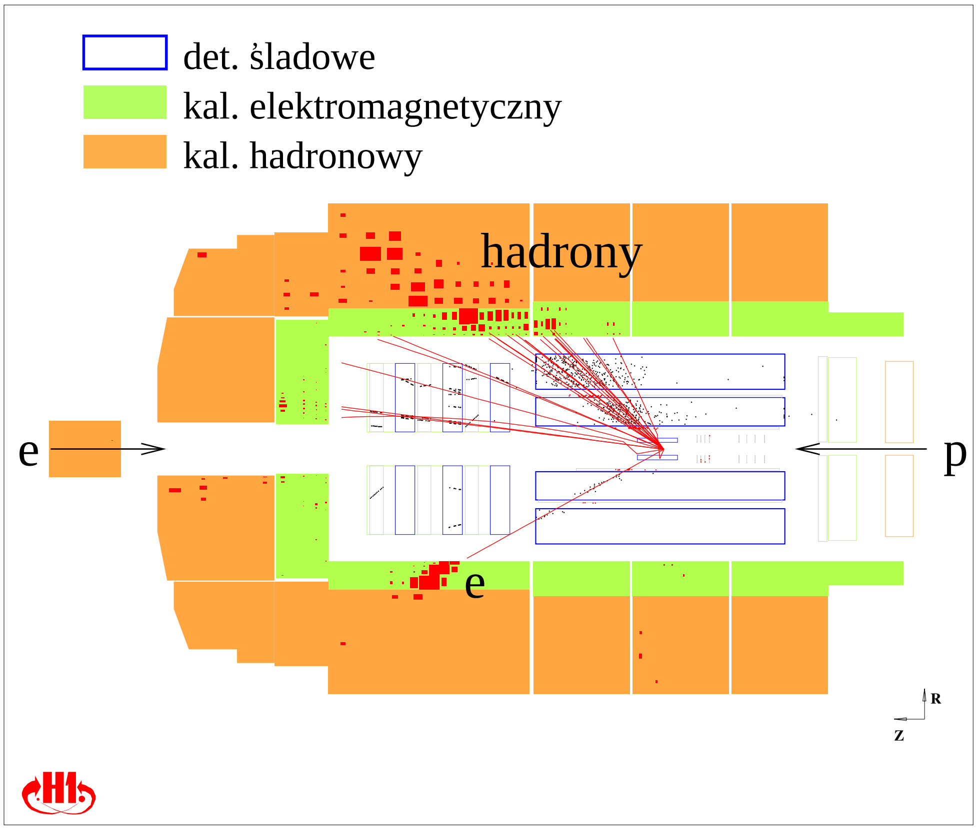
Pojedyńczych kwarków nigdy nie obserwujemy.

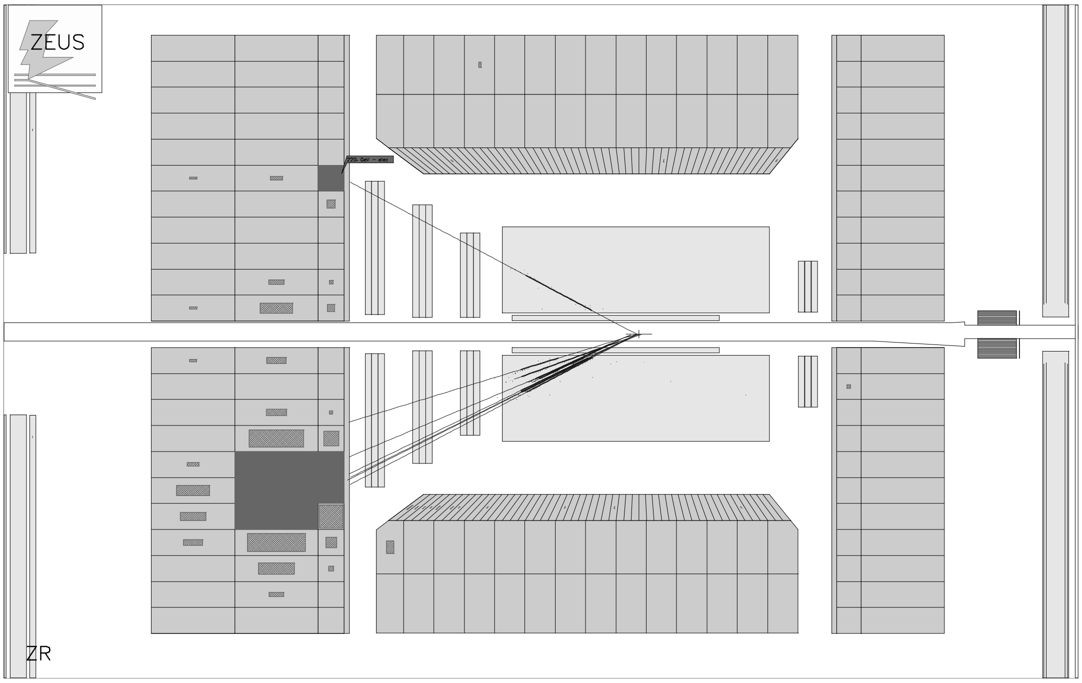
Oddziaływania silne prowadzą do tzw. hadronizacji: powstają wtórne pary $q\bar{q}$ i kwark zamienia się w jet (strugę) cząstek (głównie hadronów):



Przypadek symulowany programem PYTHIA

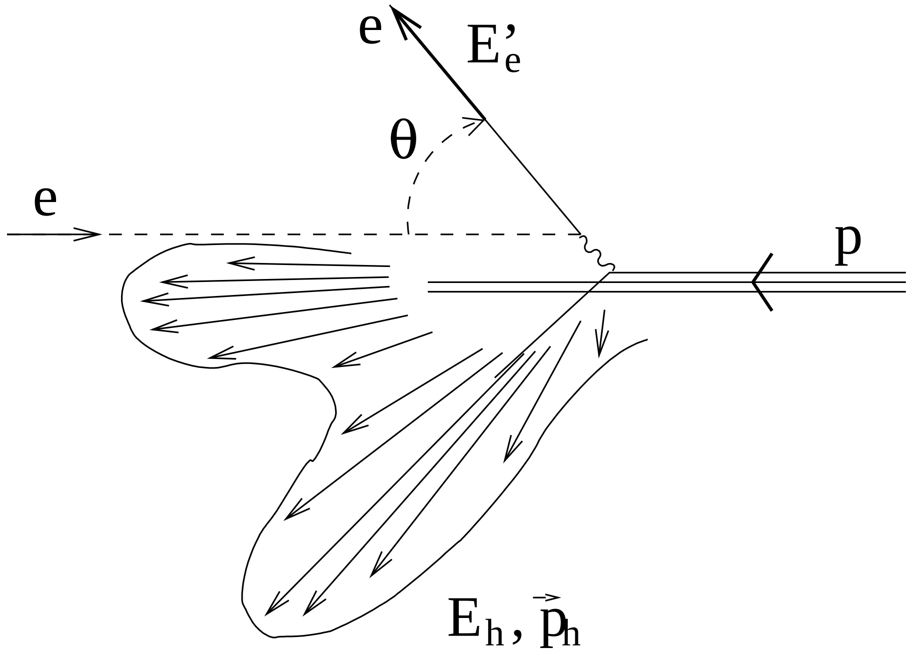
Rekonstrukcja przypadków





Rekonstrukcja przypadków

Pomiar w detektorze



W przypadkach NC DIS w detektorze mierzymy:

- elektron o energii E_e' rozproszony pod kątem θ
  (kąt rozproszenia mierzymy od kierunku wiązki protonów !)
- stan hadronowy (na ogół nie jest to pojedyńczy jet)
  o całkowitej energii E_h i pędzie $\vec{p}_h = (p_x, py, pz)_h$
  (oś Z zgodnie z kierunkiem wiązki protonów !)

Cząstki leżące w kierunku wiązki protonowej są tracone w rurze akceleratora $\Rightarrow E_h$ i $p_{z,h}$ nie są dobrze mierzone.

Tracone cząstki mają $E \approx p_z$ (zaniedbujemy masę)

Nieczuła na straty jest więc kombinacja $\delta_h \equiv (E - p_z)_h$

Rekonstrukcja przypadków

Rekonstrukcja stanu hadronowego

Dobrze mierzonymi parametrami stanu hadronowego są

$$\delta_h \equiv (E - p_z)_h$$
$$\text{i} \quad p_{t,h} = \sqrt{p_{x,h}^2 + p_{y,h}^2}$$

Na tej podstawie można wyznaczyć efektywny kąt rozproszenia γ i energię E_q jetu:

$$\cos\gamma = \frac{p_{t,h}^2 - \delta_h^2}{p_{t,h}^2 + \delta_h^2}$$
$$E_q = \frac{p_{t,h}}{\sin\gamma}$$

W QPM $\Rightarrow$ kąt rozproszenia i energia partonu.

Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

- Mamy **cztery** wielkości mierzone: E'_e, θ, E_q i γ
- Chcemy wyznaczyć **dwie** zmienne, np. x i Q^2
  (trzecią zmienną możemy zwasze wyznaczyć z relacji: $Q^2 = xys$)

$\Rightarrow$ Mamy dużą swobodę wyboru metody

Teoretycznie wszystkie metody są równoważne.

Efekty doświadczalne (dokładności pomiarów) powodują znaczne różnice w dokładności wyznaczenia x, y i Q^2

Rekonstrukcja przypadków

Metoda "elektronowa"

Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych wyłącznie w oparciu o pomiar rozproszonego elektronu:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_e E'_e \cos^2\frac{\theta_e}{2} \\ y &= 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2} \end{aligned}$$

Metoda ta jest wykorzystywana przez współpracę H1

(detektor H1 bardzo dobrze mierzy elektrony, gorzej hadrony)

Metoda dwóch kątów

Rekonstrukcja zmiennych w oparciu o kąt rozproszenia elektronu θ i wyznaczony kąt emisji jetu γ:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_e^2 \frac{\sin\gamma\,(1+\cos\gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\gamma+\theta)} \\ x &= \frac{E_e}{E_p}\cdot\frac{\sin\gamma + \sin\theta + \sin(\gamma+\theta)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\gamma+\theta)} \end{aligned}$$

Nie korzystamy (wprost) z pomiaru energii !!!

$\Rightarrow$ eliminujemy niepewności związane z kalibracją

Metoda wykorzystywana przez współpracę ZEUS

Wyznaczanie funkcji struktury

Funkcję struktury $F_2(x, Q^2)$ wyznaczamy z pomiaru różniczkowego przekroju czynnego na NC DIS:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}(1 - y + \frac{y^2}{2})\ F_2(x, Q^2)\ (1+\delta_L+\delta_Z+\delta_{rad})$$

Wyznaczane teoretycznie poprawki pochodzą od:

- δ_L – tzw. podłużnej funkcji struktury F_L
  (wkład gluonów powoduje, że $F_L \equiv F_2 - 2xF_1 \neq 0$)
- δ_Z – wymiany bozonu Z°
  (istotne tylko dla bardzo dużych Q^2)
- δ_{rad} – procesów radiacyjnych (poprawki radiacyjne; emisja γ przez elektron przed lub po zderzeniu)

Różniczkowy przekrój czynny wyznaczamy mierząc liczbę przypadków zrekonstruowanych w przedziałach x i Q^2:

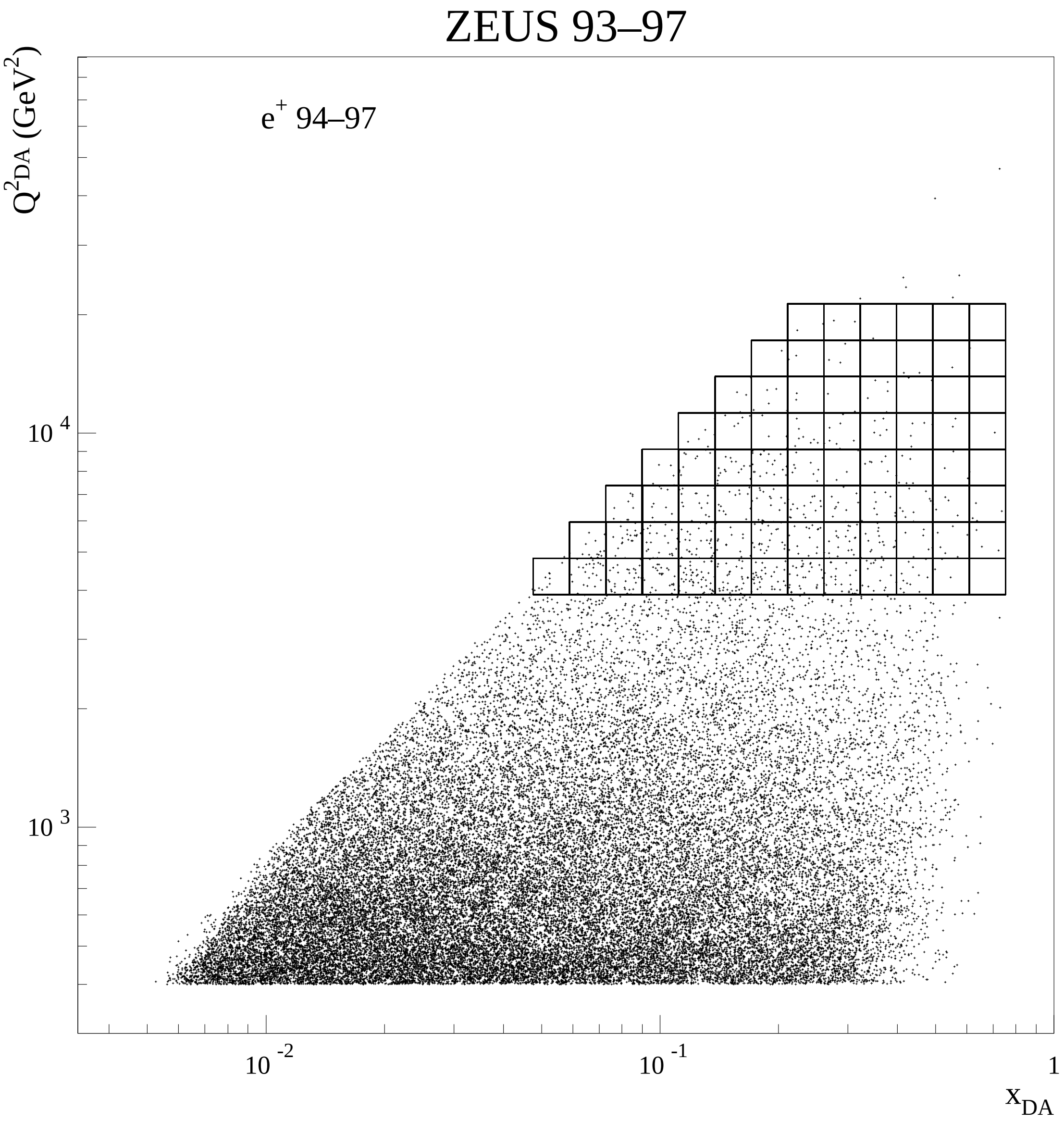
$$\Delta N^{(x\pm\frac{\Delta x}{2}, Q^2\pm\frac{\Delta Q^2}{2})} = \frac{d^2\sigma}{dx\ dQ^2} \cdot \Delta x \cdot \Delta Q^2 \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{E} \cdot \mathcal{A}$$

gdzie:

- $\mathcal{L}_{int}$ – scałkowana świetlność
- $\mathcal{E}$ – efektywność selekcji przypadków
- $\mathcal{A}$ – poprawka związana z niedokładnością pomiaru
  (“przesypywanie” przypadków pomiędzy przedziałami)

Wyznaczanie funkcji struktury

Rozkład mierzonych przypadków NC DIS w zmiennych x, Q^2.
Dane współpracy ZEUS:



Liczba przypadków w binach maleje szybko z Q^2

$$\Delta N \sim \frac{1}{Q^4}$$

$\Rightarrow$ pomiar ograniczony do $Q^2 \leq 2 \cdot 10^4 \; GeV^2$

Wyznaczanie funkcji struktury

Liczba mierzonych przypadków decyduje o błędzie statystycznym wyznaczonych wartości $F_2(x, Q^2)$

$$\frac{\sigma^{stat}_{F_2}}{F_2} = \frac{1}{\sqrt{\Delta N}}$$

Błędy statystyczne dominują przy dużych Q^2,
przy małych Q^2 są zaniedbywalne.

Błąd systematyczny pomiaru wynika z **niepewności**:

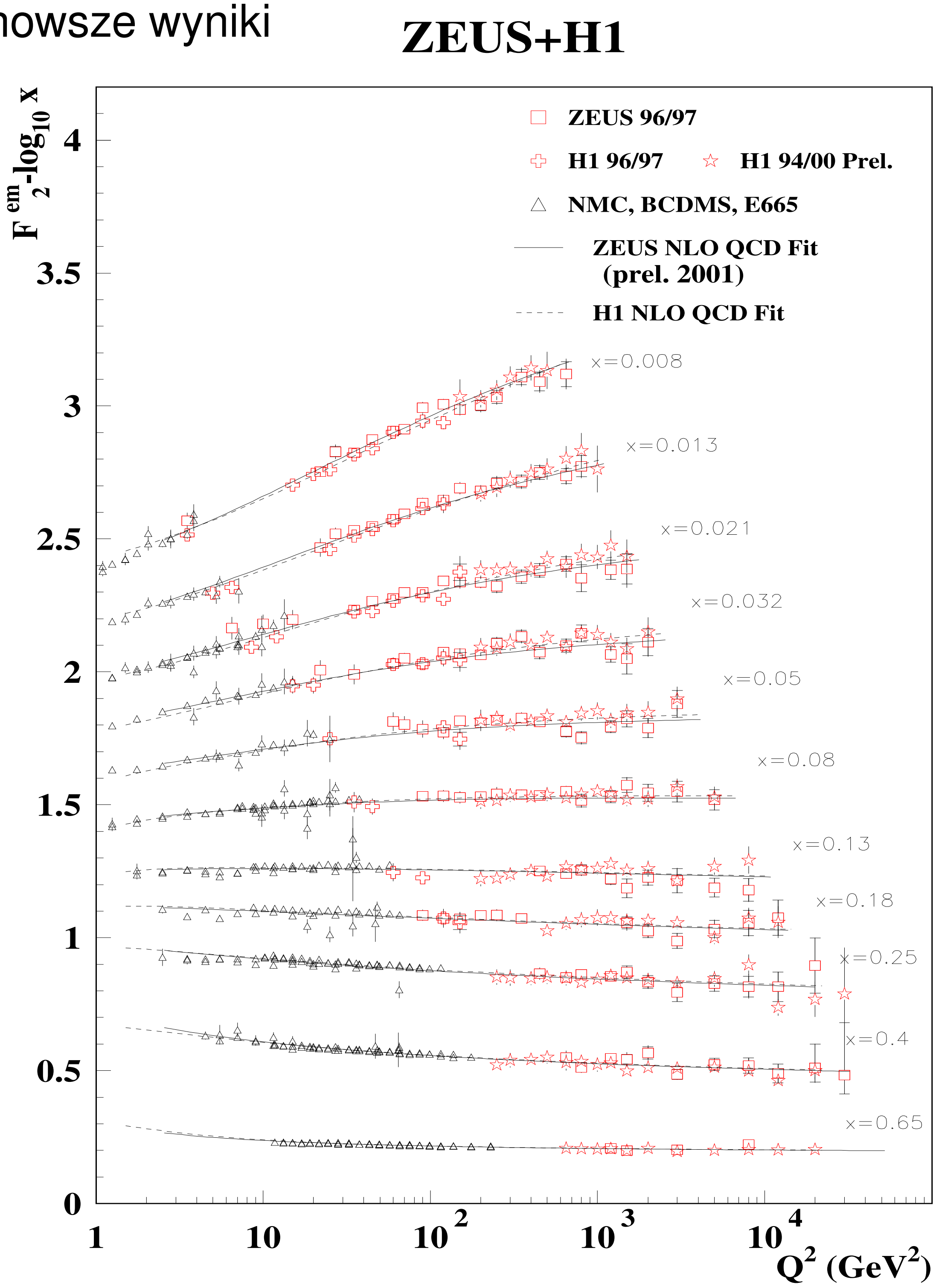
- poprawek teoretycznych δ_L, δ_Z i δ_{rad}
- pomiaru świetności $\mathcal{L}_{int}$
- wyznaczenia poprawek $\mathcal{E}$ i $\mathcal{A}$
  (niepewności związane z symulacją Monte Carlo badanego procesu i działania detektora)

Błędy systematyczne dominują przy małych Q^2.

Na ogół są na poziomie kilku % (obecne pomiary w HERA)

Wyznaczanie funkcji struktury

Najnowsze wyniki



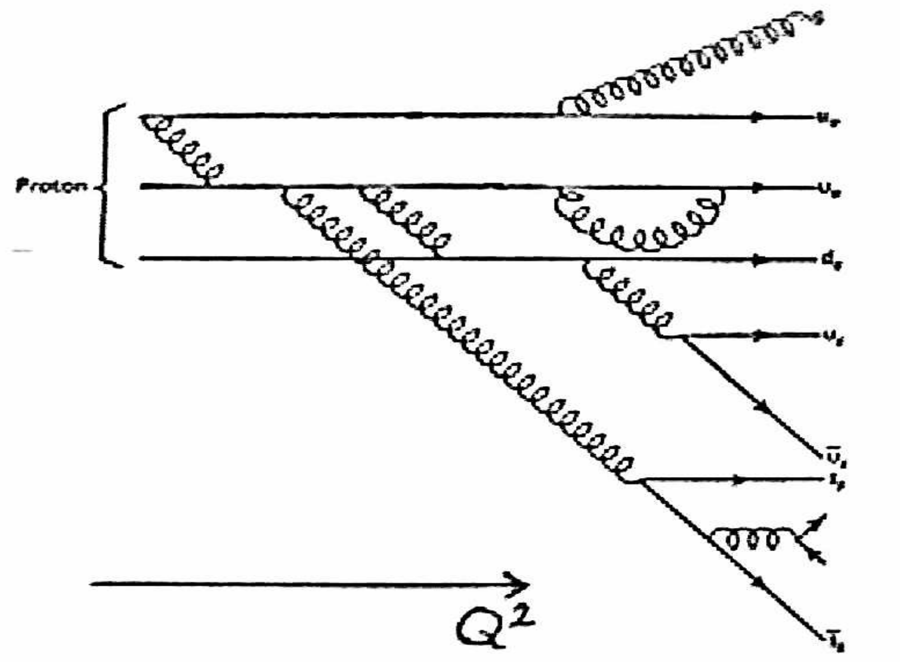
Bardzo dobra zgodność z pomiarami DIS na tarczach.

Wyraźne łamanie skalowania...

Ewolucja QCD

Łamanie skalowania

Im dokładniej przyglądamy się protonowi (wyższe Q^2) tym więcej partonów (kwarków i gluonów) widzimy



Klasyczne uzasadnienie – długość fali de Broglie'a:

$$\lambda \cdot q \;=\; h$$

lub zasada nieoznaczoności:

$$\delta r \cdot q \;\sim\; \hbar$$

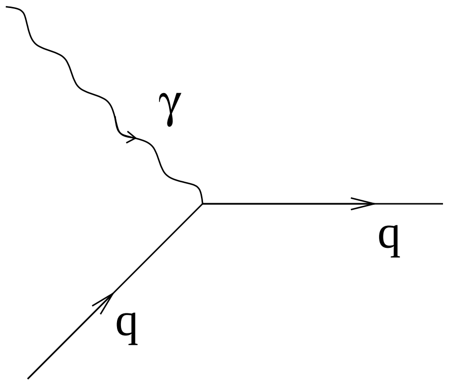
$\Rightarrow$ wyższe Q^2 to lepsza rozdzielczość

Czy można to opisać bardziej ilościowo ?...

Ewolucja QCD

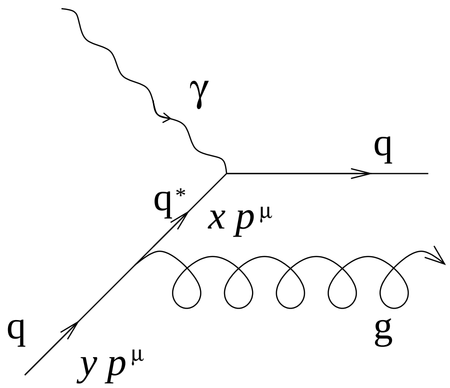
Emisja gluonów

W QPM wirtualny foton oddziałuje z pojedyńczym kwarkiem:



$$F_2(x) \;=\; \sum_q e_q^2 \, xq(x)$$

Jednak kwark może bezpośrednio przed oddziaływaniem wyemitować gluon:



Ułamek pędu x widziany przez foton jest mniejszy niż ułamek y niesiony początkowo przez kwark w protonie.

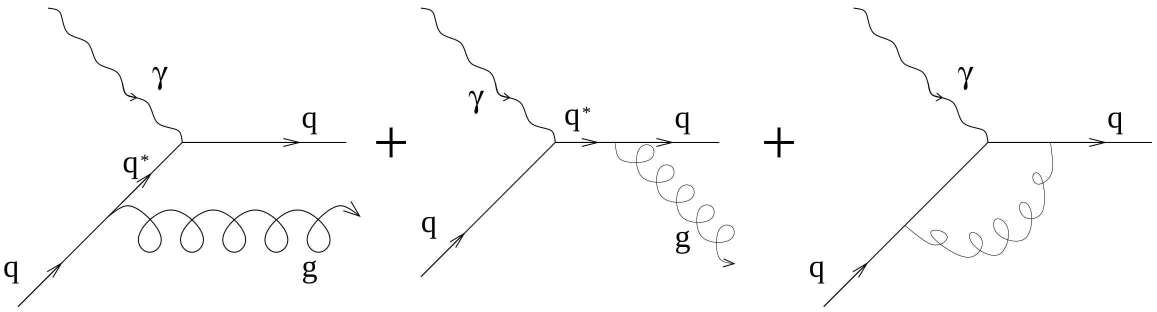
Dodatkowy przyczynek do $q(x)$

$$\Delta q(x) \;=\; \int_x^1 \frac{dy}{y} \, q(y) \, \mathcal{P}_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$$

gdzie $\mathcal{P}_{qq}$ określa prawdopodobieństwo emisji gluonu.

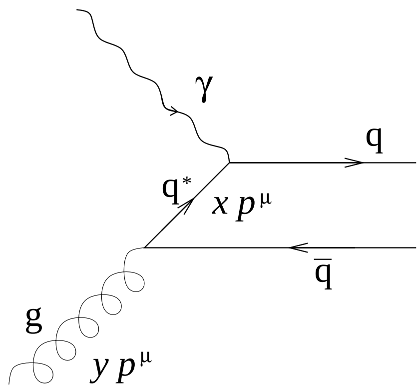
Ewolucja QCD

Pełne rachunki muszą też uwzględniać emisję gluonu przez rozproszony kwark i wymianę wirtualnego gluonu



Kreacja par $q\bar{q}$

Rozpraszanie może też zajść na kwarku powstałym w wyniku konwersji gluonu na parę $q\bar{q}$



Daje to kolejny przyczynek do $q(x)$

$$\Delta' q(x) \;=\; \int_x^1 \frac{dy}{y}\, g(y)\, \mathcal{P}_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$$

gdzie $\mathcal{P}_{qg}$ określa prawdopodobieństwo konwersji gluonu.

Ewolucja QCD

Równania ewolucji

Zależność F_2 od Q^2 (łamanie skalowania) nie wynika z samej obecności dodatkowych wkładów $\Delta q(x)$ i $\Delta' q(x)$.

Łamanie skalowania wynika z zależności $\mathcal{P}_{qq}$ i $\mathcal{P}_{qg}$ od Q^2:

$$\mathcal{P}_{qq/qg} \quad \sim \quad \log \frac{Q^2}{\mu^2}$$

Im wyższe Q^2 tym więcej emitowanych gluonów i par $q\bar{q}$.

Chromodynamika kwantowa nie pozwala wyliczyć rozkładów partonów w protonie, ale precyzyjnie przewiduje ich zależność od Q^2:

$$\frac{\partial}{\partial \log Q^2} \begin{pmatrix} q(x,Q^2) \\ g(x,Q^2) \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 dy \begin{pmatrix} P_{qq} & P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q(y,Q^2) \\ g(y,Q^2) \end{pmatrix}$$

Równanie Altarellego–Parisiego (DGLAP)

$P_{ij}\left(\frac{x}{y}\right)$ są tzw. “funkcjami podziału” (spliting functions) opisują rozkład partonu i w partonie j

Ewolucja QCD

Parametryzacje

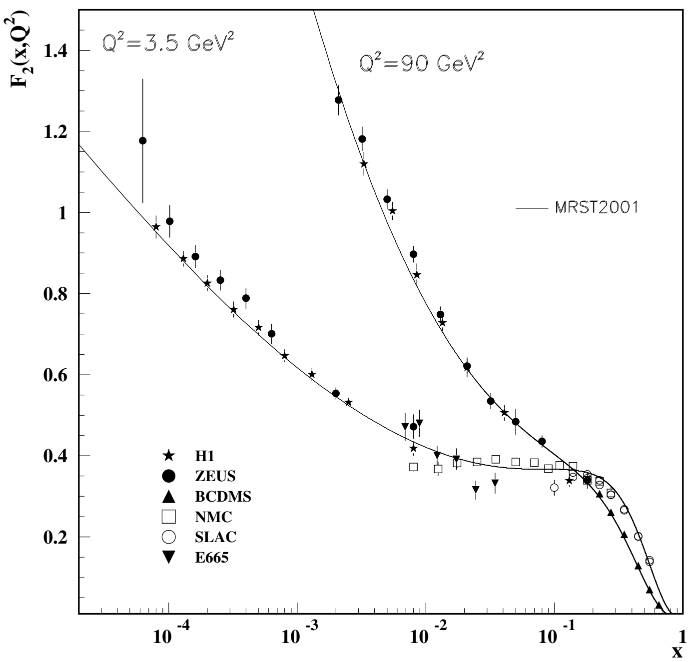
Gęstości partonów przy dowolnym Q^2 mogą być wyznaczone z ich rozkładu przy wybranym $Q^2 = Q_\circ^2$.

Zakładając określoną postać funkcyjną dla rozkładów partonów przy skali $Q_\circ^2$, np:

$$xq(x) \;=\; \alpha_q\, x^{\delta_q}\, (1-x)^{\eta_q}\, (1-\gamma_q x)$$

możemy dopasować ją do wszystkich danych doświadczalnych, przy wszystkich Q^2.

Wynik:

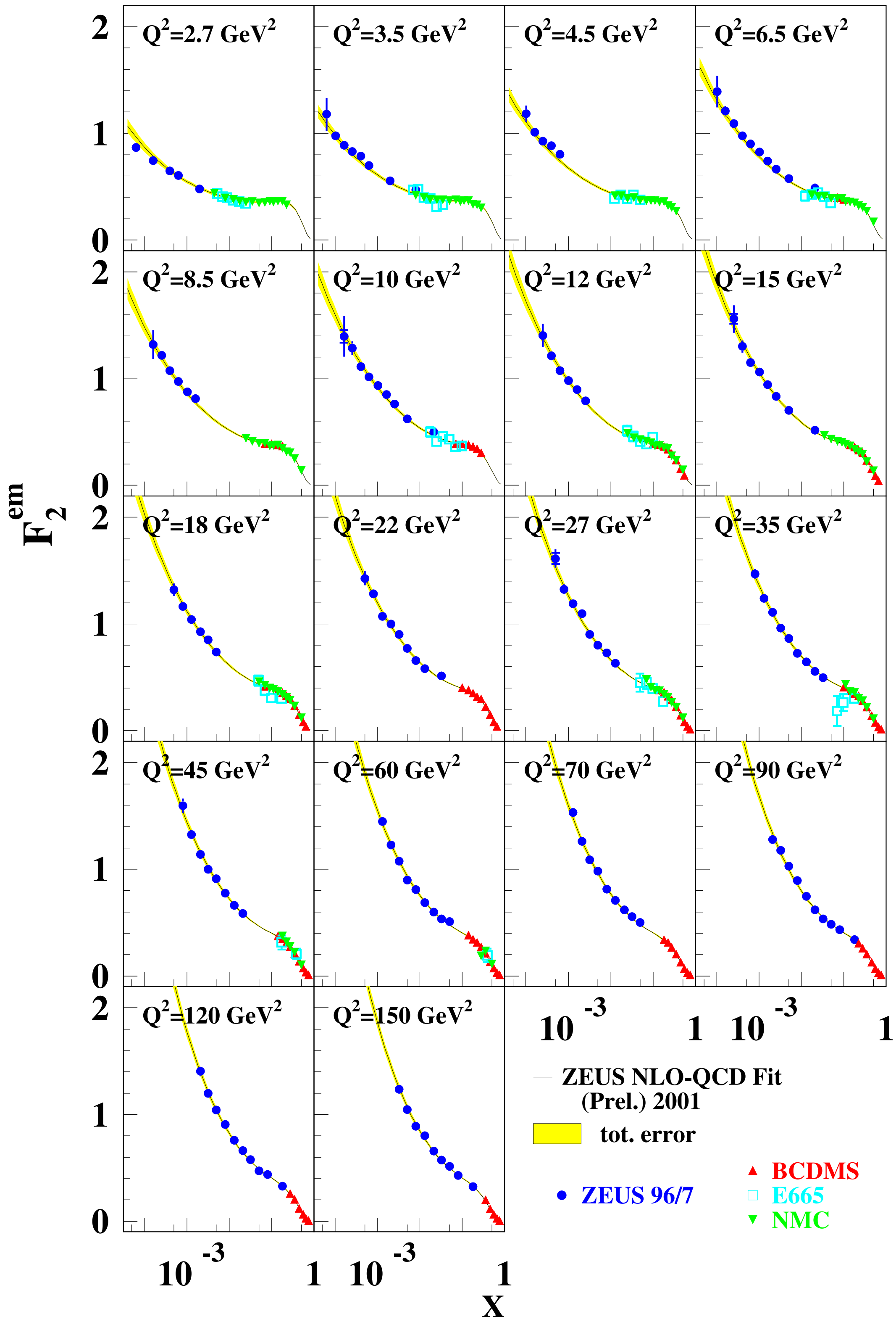


Równania DGLAP idealnie opisują ewolucję $F_2(x, Q^2)$!

$\Rightarrow$ ogromny sukces QCD

Ewolucja QCD

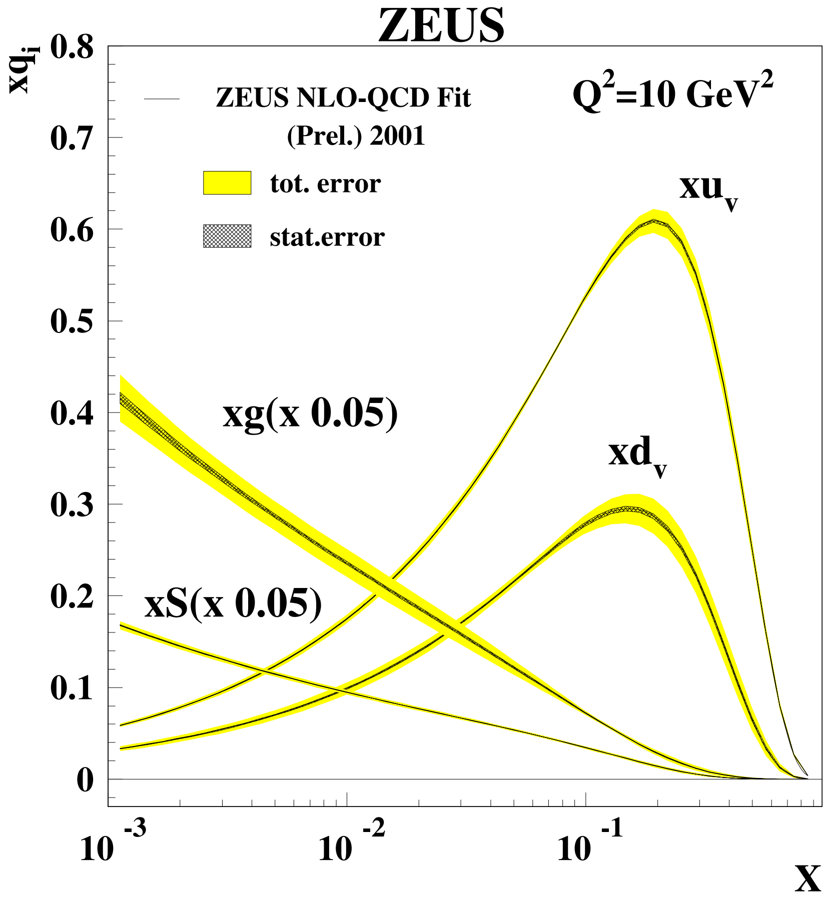
Parametryzacja danych współpracy ZEUS:



Ewolucja QCD

Wyniki dopasowania

Możemy bardzo dokładnie wyznaczyć gęstości poszczególnych partonów w protonie.



Choć foton nie oddziałuje bezpośrednio z gluonami, ewolucja funkcji struktury dostarcza nam precyzyjnych informacji o ich rozkładach.

Obecnie rozkłady gluonów znamy prawie tak dobrze jak rozkłady kwarków.

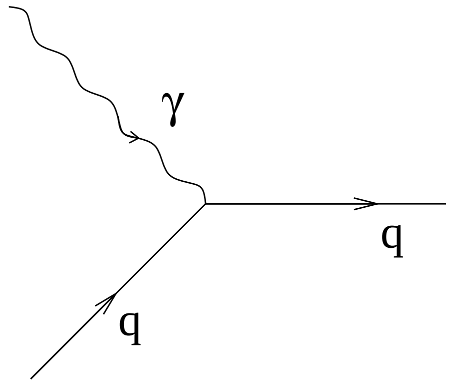
Struktura fotonu

Fotoprodukcja

Fotoprodukcja: oddziaływanie rzeczywistych fotonów

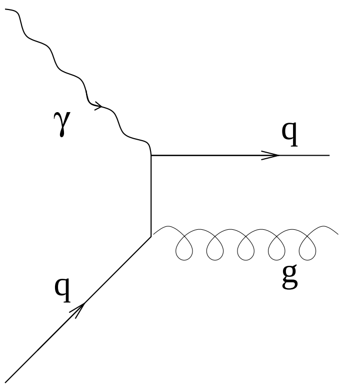
W granicy $Q^2 \to 0$ elektron emituje prawie rzeczywiste fotony.

Foton taki nie może być zaabsorbowany przez kwark
w procesie typu NC DIS:



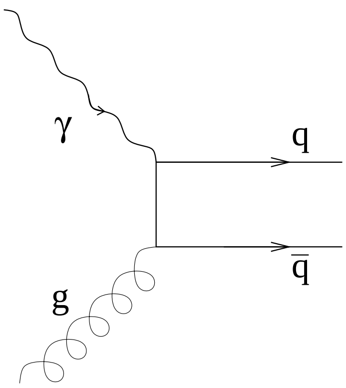
Obserwujemy natomiast procesy z emisją dwóch partonów (produkcją dwóch jetów):

Proces QCD-Compton



$$\gamma q \to qg$$

Fuzja foton-gluon (BGF)



$$\gamma g \to q\bar{q}$$

$\Rightarrow$ "Bezpośrednie" (direct) oddziaływanie fotonu

Struktura fotonu

Produkcja jetów

Spodziewamy się, że cała energia i pęd podłużny fotonu zostanie przekazany produkowanym partonom.

Rekonstruując dwa jety hadronowe oczekujemy:

$$\sum_{jet=1,2} (E - p_z)_{jet} = (E - p_z)_\gamma = 2E_\gamma$$

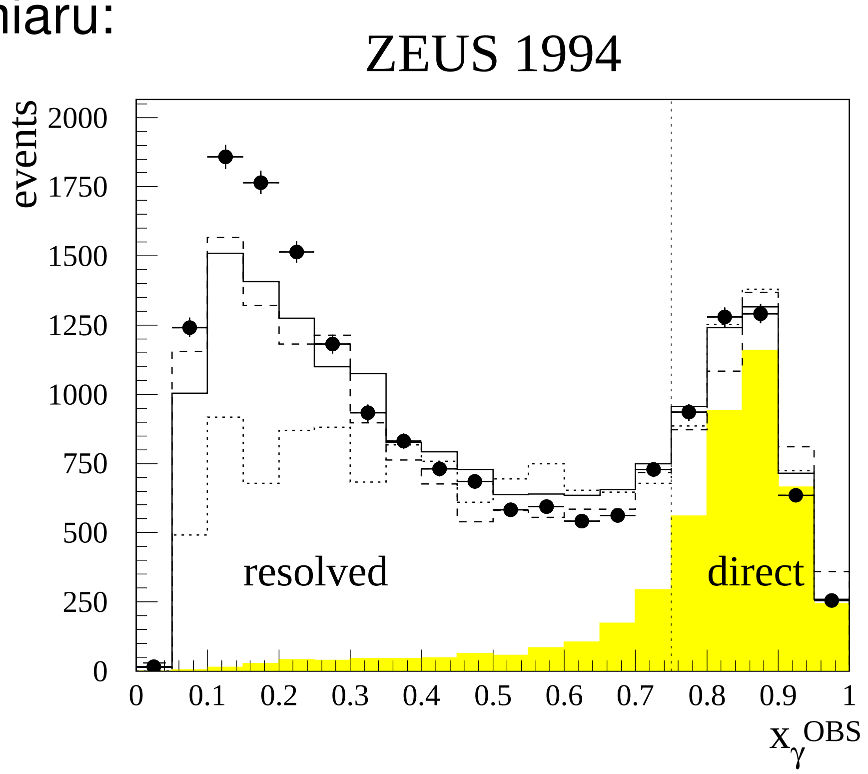
Energię fotonu znamy mierząc energię rozproszonego elektronu.

Możemy zdefiniować:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{jet=1,2}(E - p_z)_{jet}}{2E_\gamma}$$

Dla "bezpośredniego" oddziaływania fotonów: $x_\gamma \approx 1$

Wyniki pomiaru:

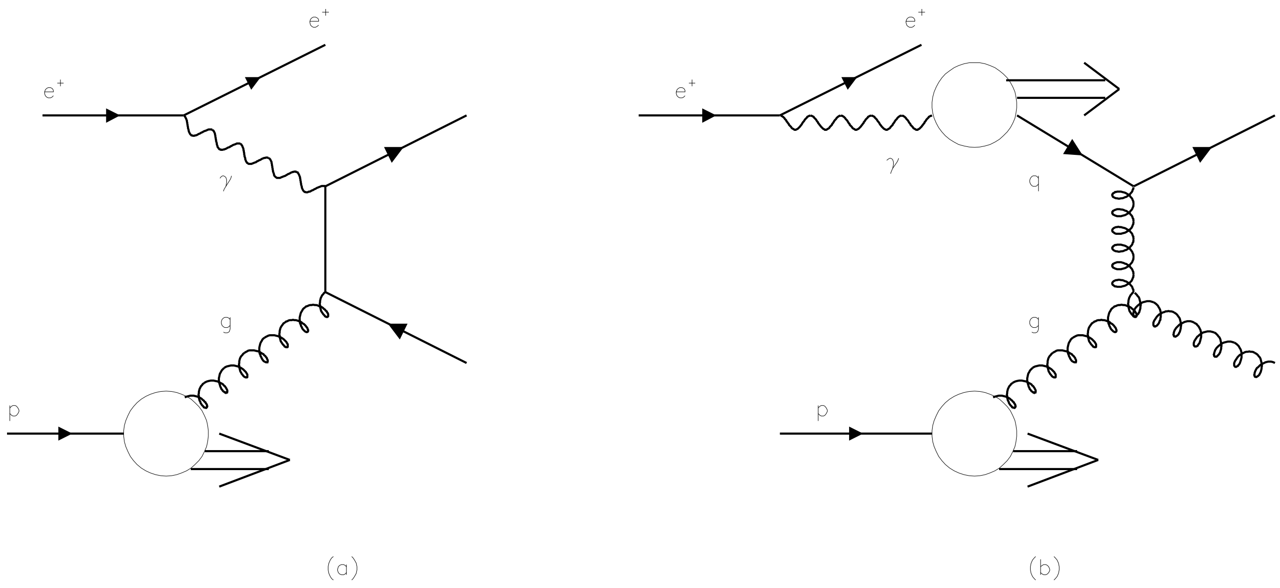


Struktura fotonu

Aby wytłumaczyć przypadki z $x_\gamma \ll 1$ musimy przyjąć, że foton ma wewnętrzną strukturę (partonową) i w oddziaływaniu uczestniczy tylko jeden ze składników fotonu.

$\Rightarrow$ fotoprodukcja “pośrednia” (resolved)

Direct | Resolved



$x_\gamma \sim 1$ | $x_\gamma \ll 1$

Opisując oddziaływania rzeczywistych fotonów możemy wprowadzić funkcję struktury fotonu $F_2^\gamma(x, Q^2)$.

Ma ona taką samą interpretację jak F_2 protonu.

$F_2^\gamma(x, Q^2)$ można mierzyć np. w zderzeniach e^+e^-.

Struktura fotonu

Wyniki pomiarów $F_2^\gamma(x, Q^2)$