

Struktura protonu

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład IV

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

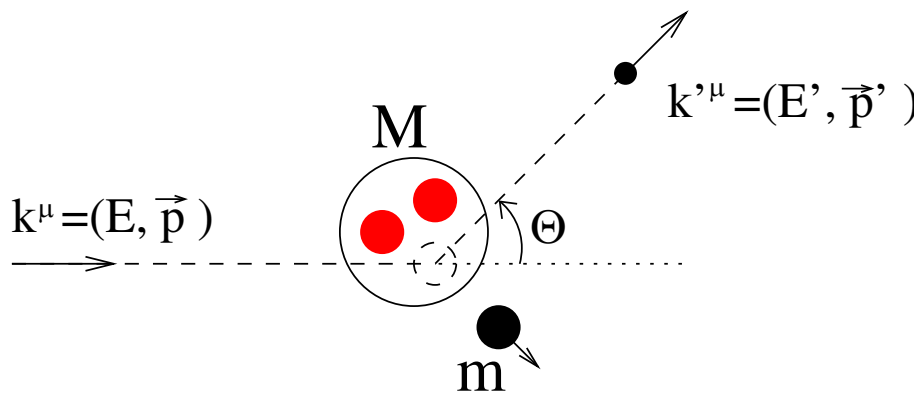
NC DIS

Deep Inelastic Scattering (DIS): rozpraszanie głęboko nieelastyczne

Neutral Currents (NC): oddziaływanie z wymianą prądów neutralnych (γ lub Z^0)

Kinematyka

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



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

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

Opisujemy jako rozpraszanie **elastyczne** na quasi-swobodnym **partonie** \Rightarrow

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

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

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

Mamy więc ograniczenie na Q^2 :

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

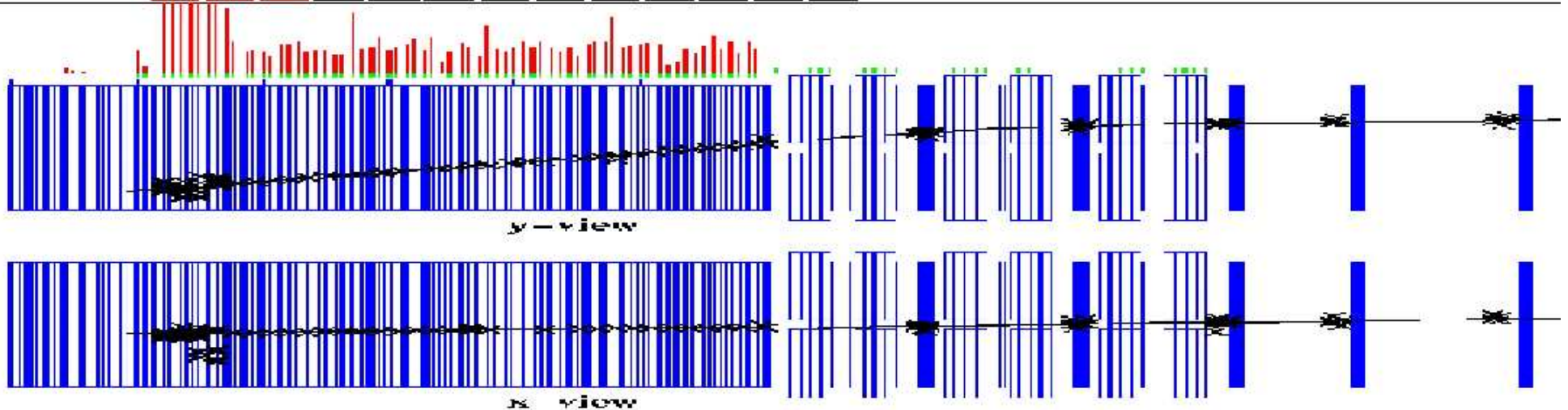
Pomiary na tarczach

W większości eksperymentów mierzących strukturę protonu w doświadczeniach na tarczach rozpraszano μ lub ν_μ .

Długi tor mionu w detektorze \Rightarrow dobra identyfikacja, dokładny pomiar

Przypadek z eksperymentu NuTeV:

Run: 6000 Event: 2678 Isgate: 1 Date: Sat Apr 26 06:15:00 1997
Triggers: 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13



Produkty rozbitcia protonu mają naogół małe energie (duży błąd pomiaru)

\Rightarrow analiza oparta na pomiarze rozproszonego leptonu

HERA

Pomiary na tarczach

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

$$Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$$
$$x > 0.001$$

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

Projekt HERA

Badanie **struktury protonu** w obszarze:

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

Wiązki przeciwbieżne elektron(pozyton)–proton:

$$E_p \leq 920 \text{ GeV}$$

$$E_e \approx 27 \text{ GeV}$$

$$s = 4E_p E_e \approx 10^5 \text{ GeV}^2$$

$$\sqrt{s} \approx 318 \text{ GeV}$$

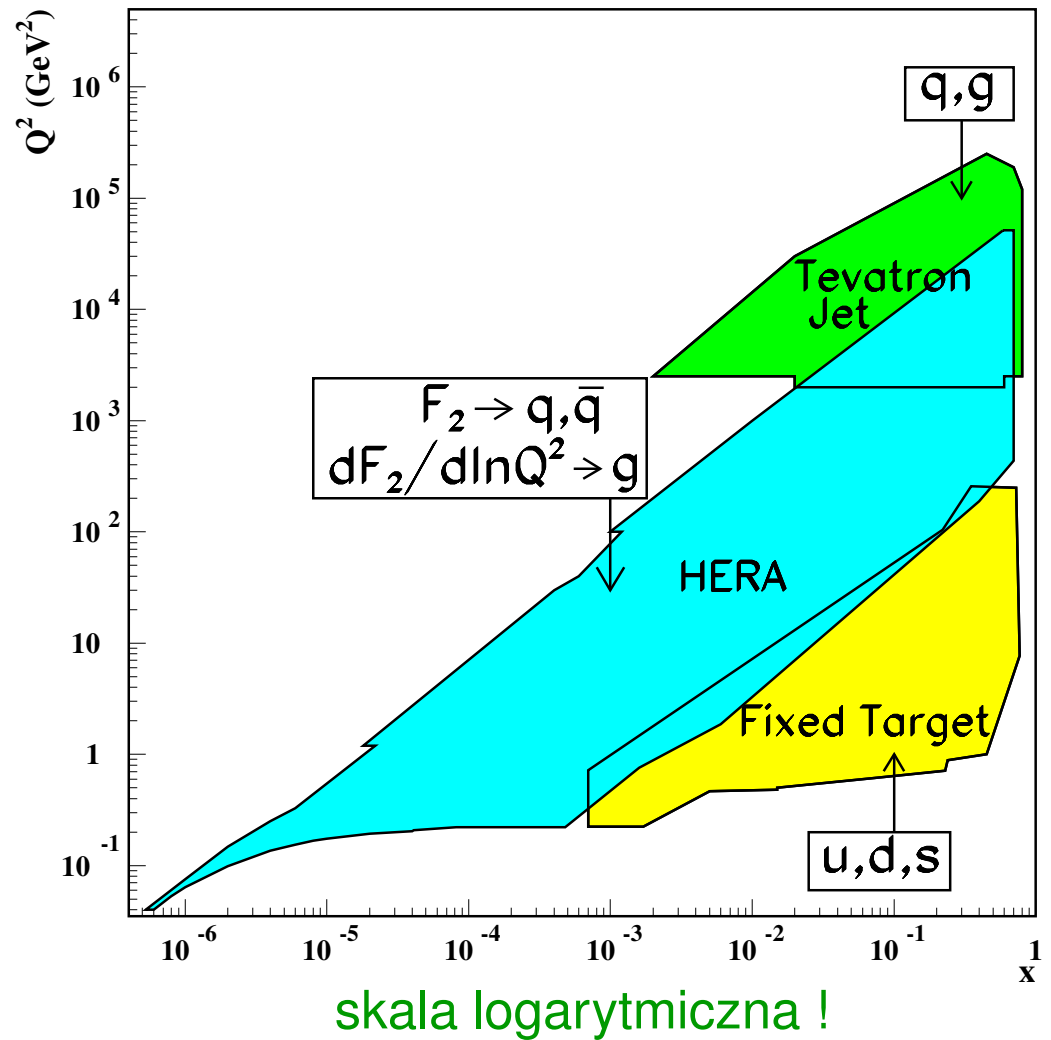
Dostępna energia o **rzęd wielkości** większa niż w doświadczeniach na tarczy...

HERA

Obszar badań

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

Oddziaływania $p\bar{p}$ w Tevatronie: nie mierzymy bezpośrednio rozkładów partonów, ale możemy je testować...



HERA

Kinematyka

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

W HERA zderzenia wiązek przeciwbieżnych

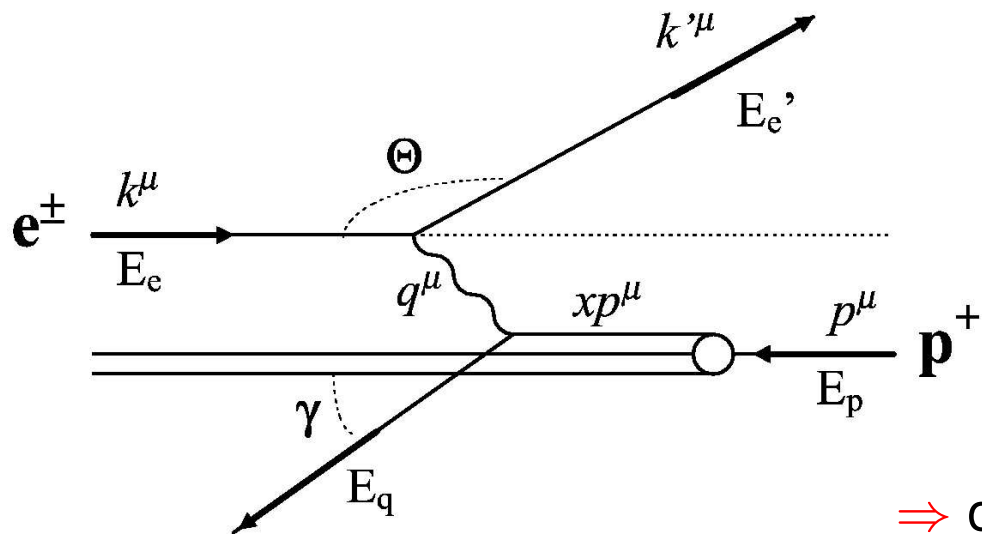
x - ułamek czteropędu protonu niesiony przez parton

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

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

$$Q^2 = x y s$$

$$s \approx 2 k p$$



W układzie spoczywającego protonu:

$$p^\mu = (M, 0, 0, 0)$$

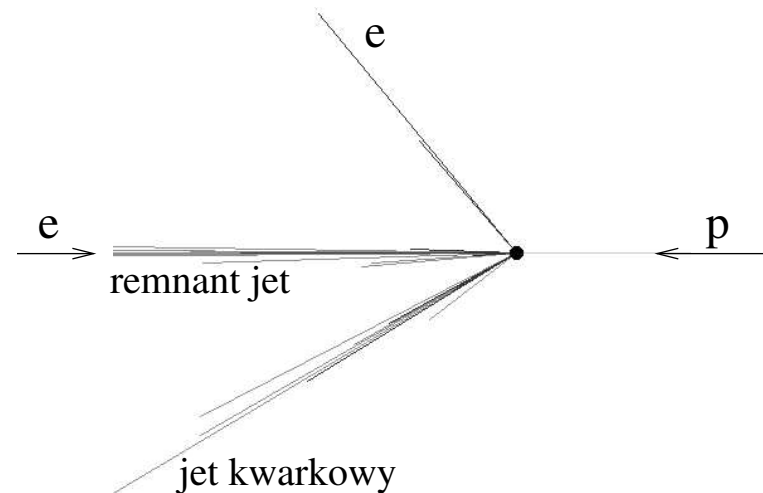
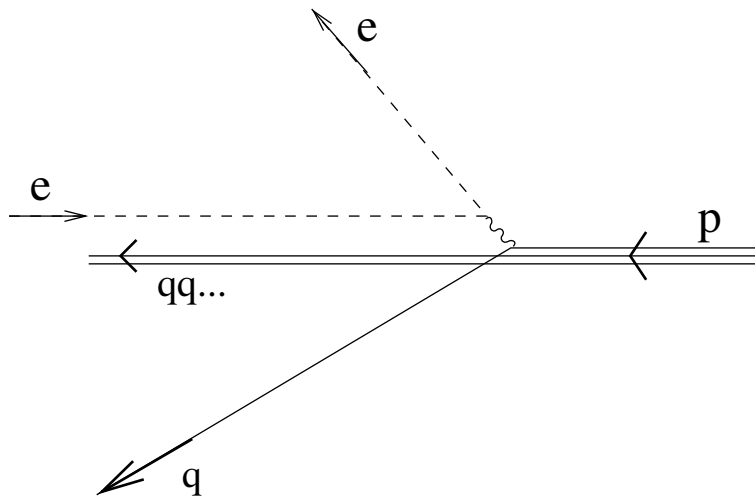
⇒ otrzymujemy te same wyrażenia co poprzednio

HERA

Hardonizacja




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

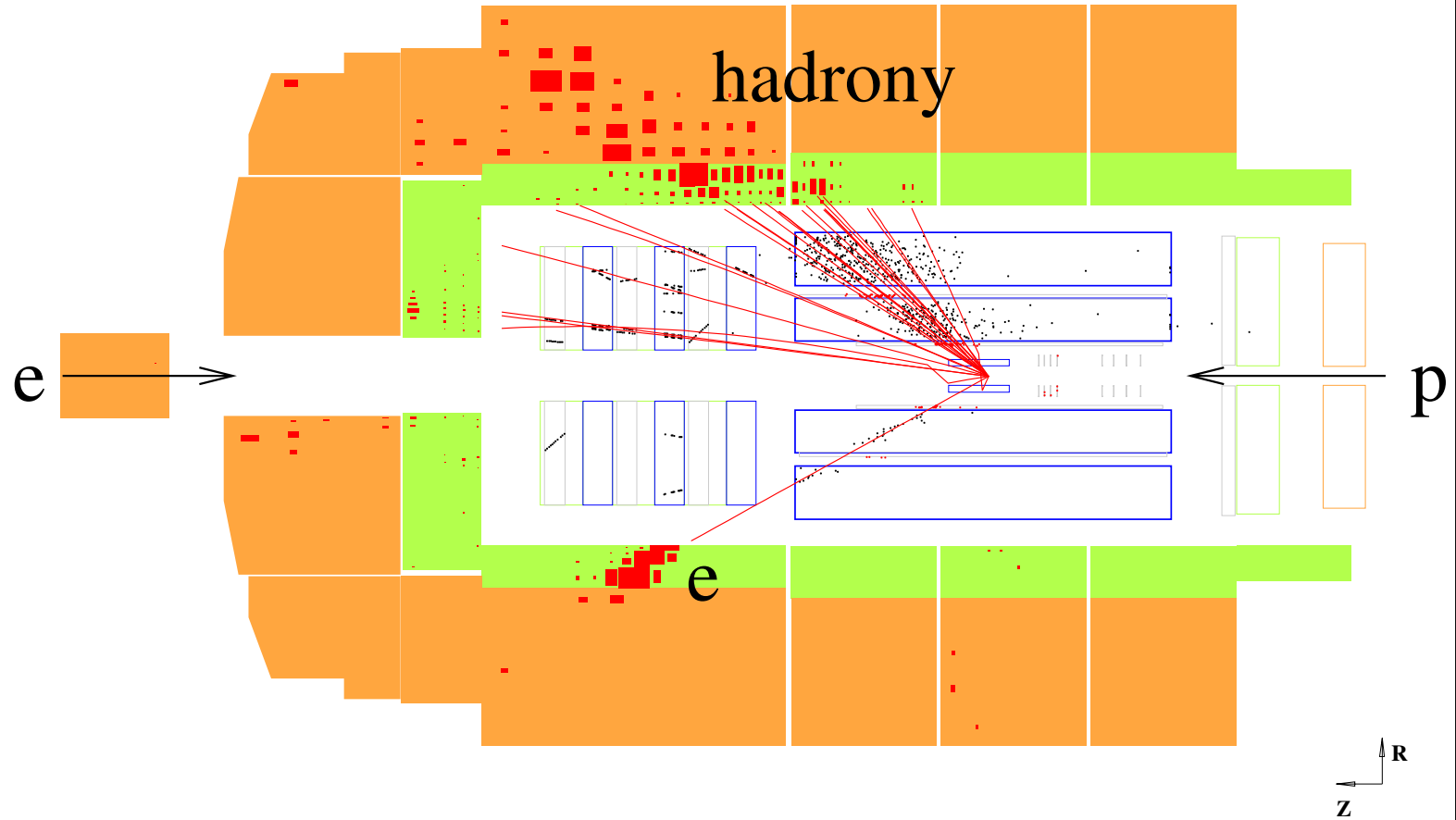
Pojedynczych kwarków nigdy nie obserwujemy. Oddziaływania silne prowadzą do tzw. hadronizacji: powstają wtórne pary $q\bar{q}$ i kwark zamienia się w jet (strugę) cząstek (głównie hadronów):



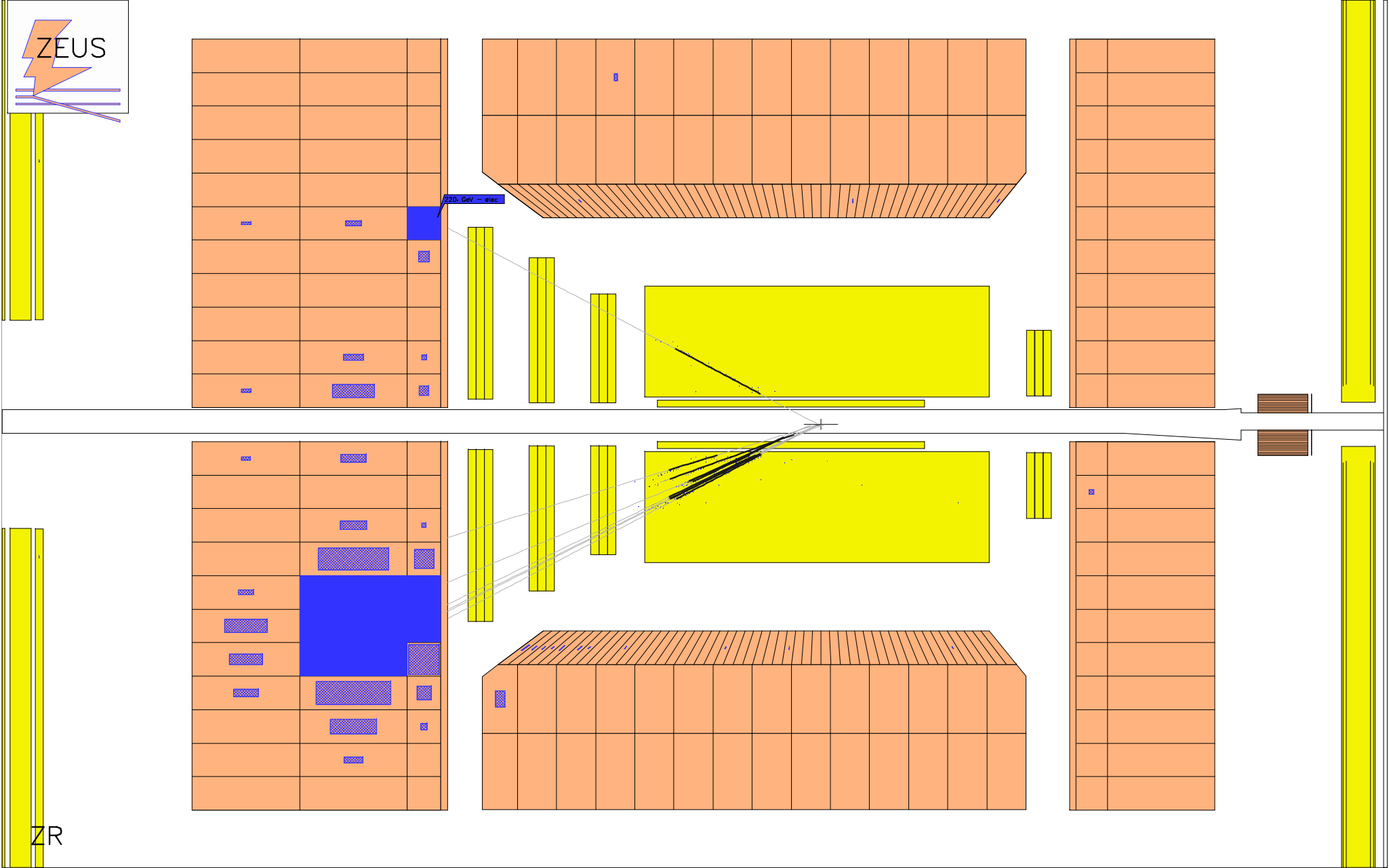
Przypadek symulowany programem PYTHIA

Przypadek NC DIS
Ekspertment H1

-  det. śladowe
-  kal. elektromagnetyczny
-  kal. hadronowy



Przypadek NC DIS **Ekspertment ZEUS**

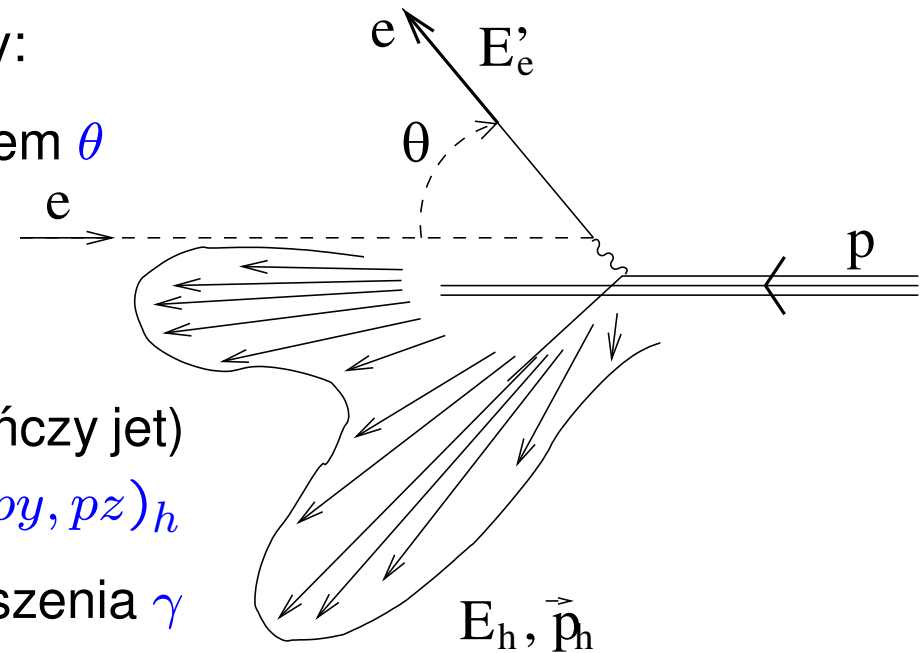


Rekonstrukcja przypadków

Pomiar w detektorze

W przypadkach **NC DIS** w detektorze mierzymy:

- **elektron** o energii E'_e rozproszony pod kątem θ
 - stan **hadronowy** (na ogół nie jest to pojedynczy jet) o całkowitej energii E_h i pędzie $\vec{p}_h = (p_x, p_y, p_z)_h$
- ⇒ możemy wyznaczyć **efektywny kąt** rozproszenia γ i **energię** E_q jetu ⇒ **partonu**



Chcemy wyznaczyć **dwie** zmienne, np. x i Q^2 (trzecią zmienną mamy z relacji: $Q^2 = xys$)

Mamy **cztery** wielkości mierzone: E'_e , θ , E_q i γ ⇒ **mamy dużą swobodę wyboru metody**

Teoretycznie (nieskończenie dokładny pomiar) wszystkie metody są **równoważne**.

Efekty doświadczalne (**błędy pomiarowe**) powodują jednak znaczne **różnice w dokładności** wyznaczenia x , y i Q^2 różnymi metodami ⇒ wybór zależy od eksperymentu...

Wyznaczanie funkcji struktury

Przekrój czynny

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

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

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^0
(istotne tylko dla bardzo dużych Q^2)
- δ_{rad} – procesów radiacyjnych
(poprawki radiacyjne; emisja γ przez elektron przed lub po zderzeniu)

Wyznaczanie funkcji struktury

Przekrój czynny

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** \Rightarrow

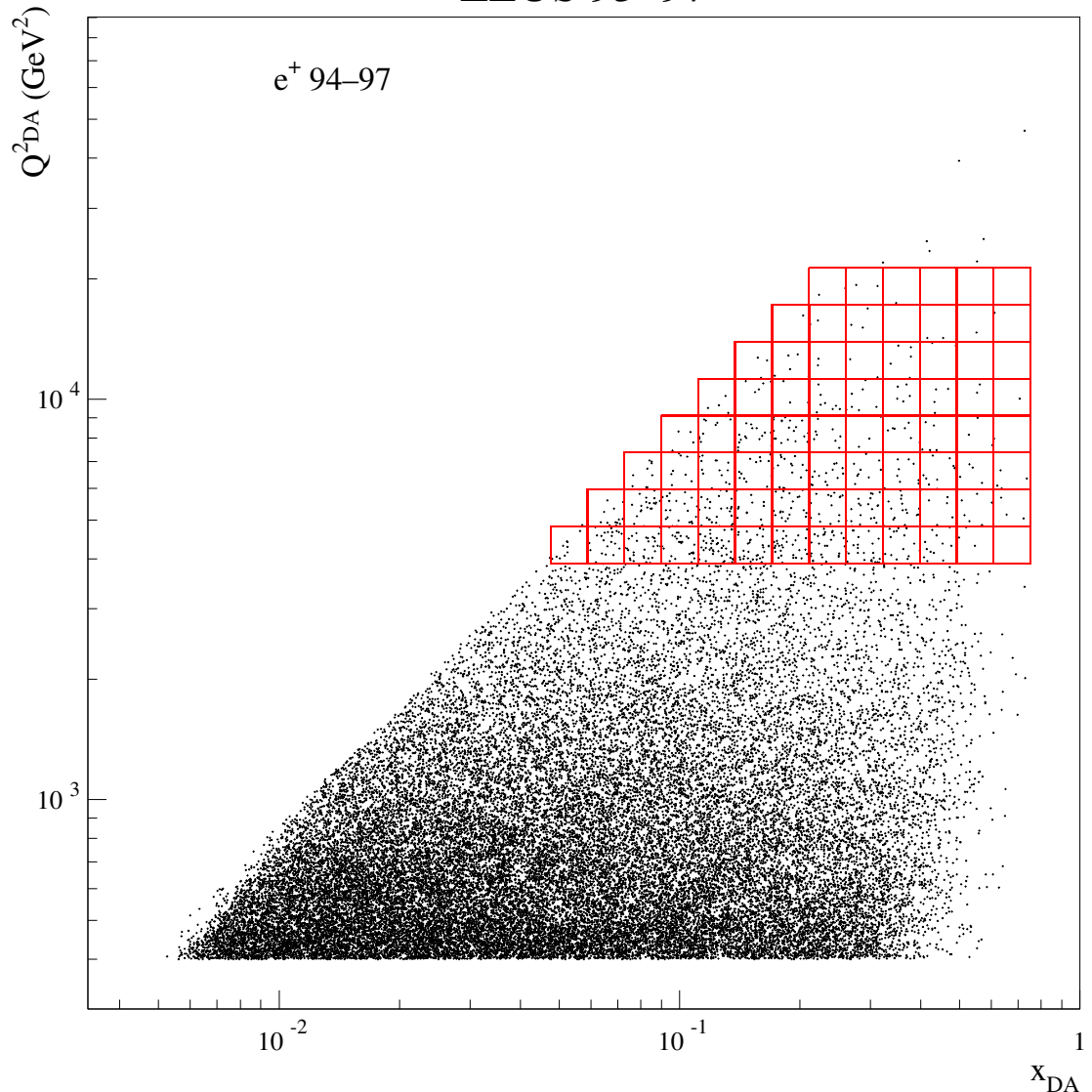
Liczba przypadków w binach maleje szybko z Q^2

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

\Rightarrow pomiar ograniczony do

$$Q^2 \leq 2 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$$

ZEUS 93–97



Wyznaczanie funkcji struktury

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

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

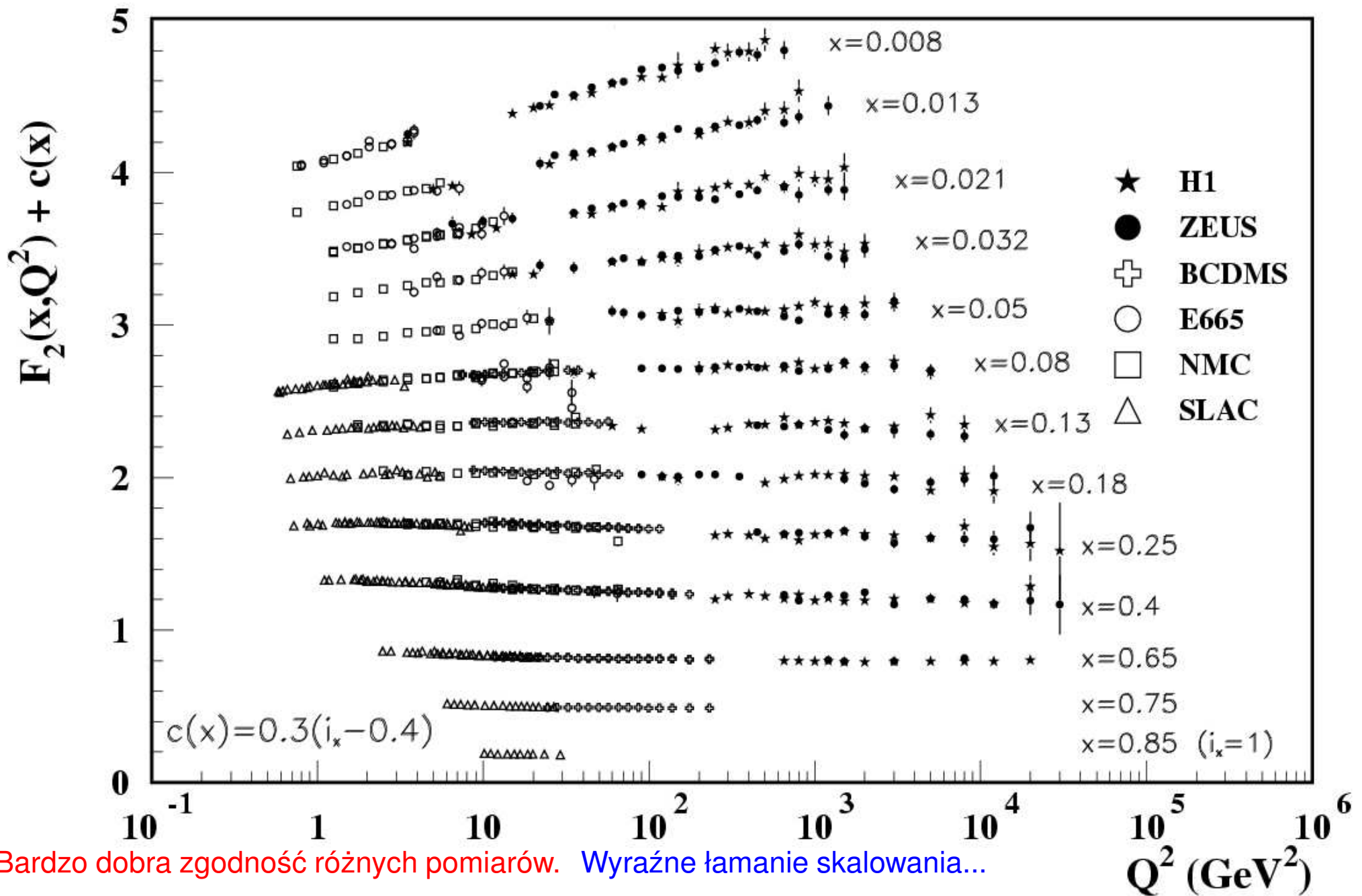
Błędy statystyczne dominują przy dużych Q^2 , przy małych Q^2 są zaniedbywalne.

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)



Bardzo dobra zgodność różnych pomiarów. 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**:

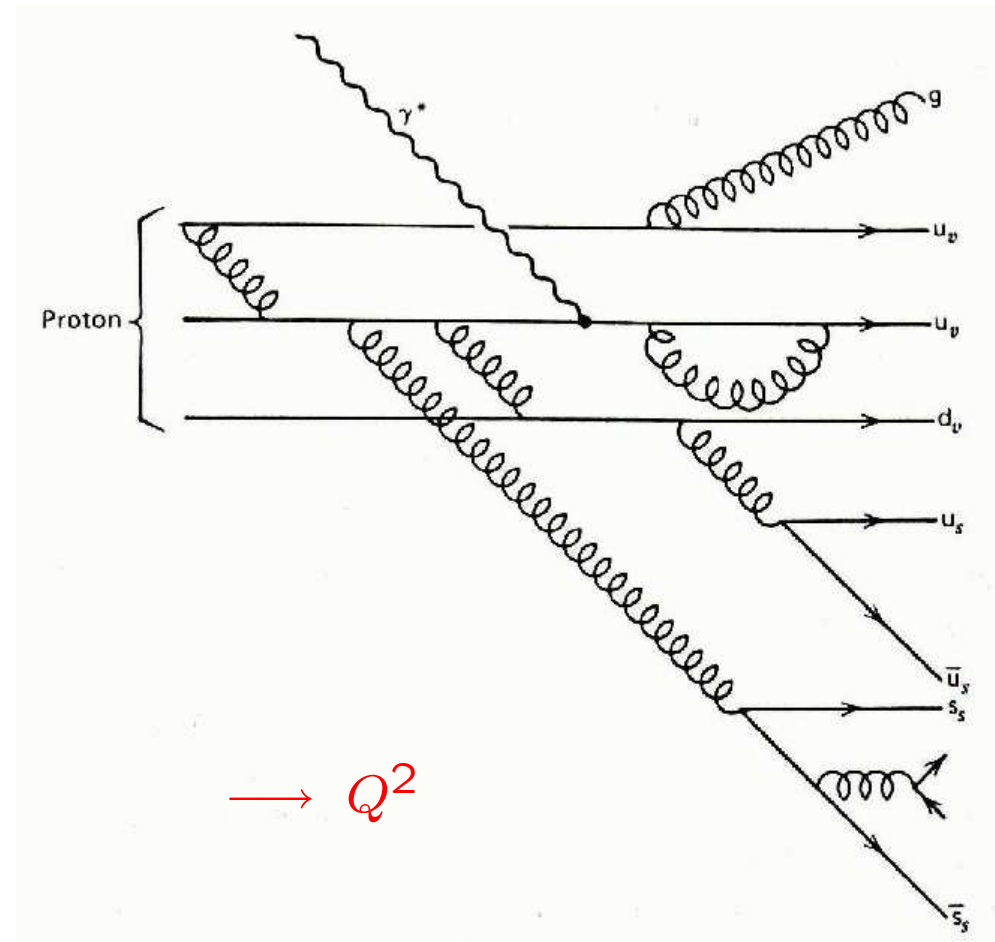
$$\lambda \cdot q = h$$

lub **zasada nieoznaczoności**:

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

⇒ **wyższe Q^2** to lepsza rozdzielczość

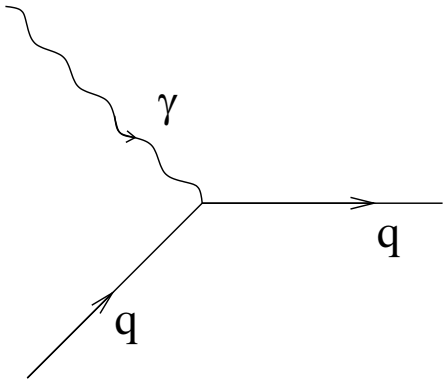
Czy można to opisać bardziej **ilościowo** ?...



Ewolucja QCD

Emisja gluonów

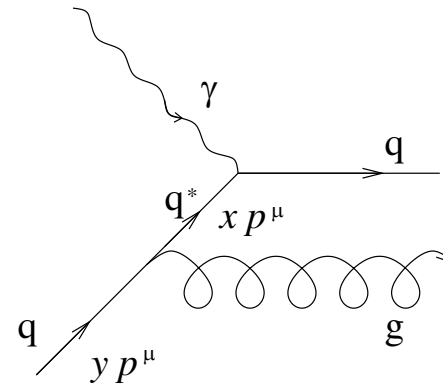
W QPM wirtualny foton oddziałuje z **pojedynczym kwarkiem**:



Funkcja struktury:

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

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 $q(x)$

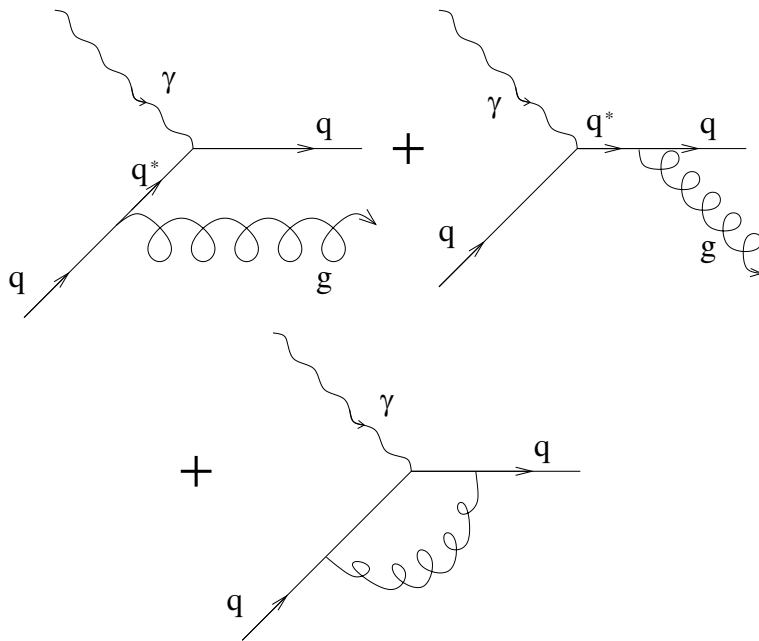
$$\Delta q(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \mathcal{P}_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)$$

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

Ewolucja QCD

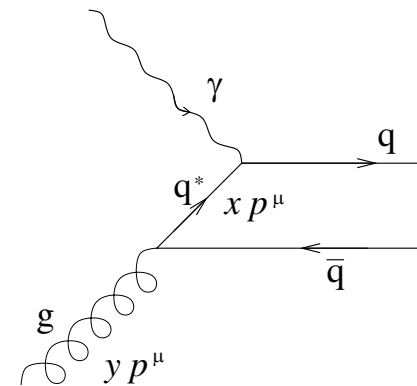
Emisja gluonów

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 :

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

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** :

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

Równanie Altarellego–Parisiego (DGLAP)

$P_{ij} \left(\frac{x}{y} \right)$ są tzw. “funkcjami podziału” (splitting 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 $Q^2 = Q_0^2$.

Zakładając określoną postać funkcyjną dla rozkładów partonów przy skali Q_0^2 , np:

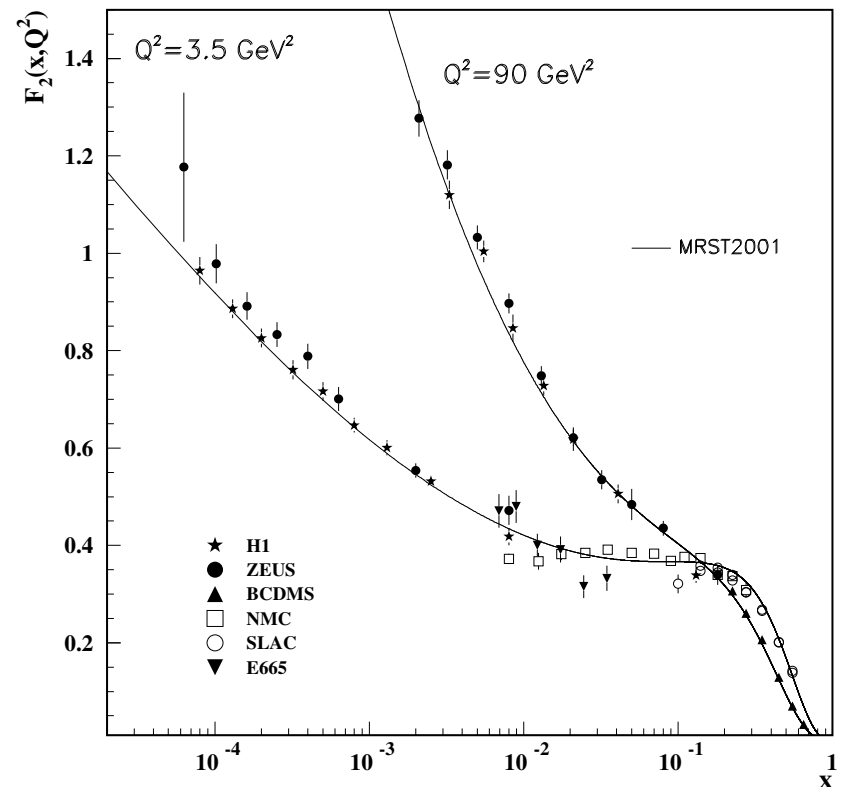
$$xq(x) = \alpha_q x^{\delta_q} (1-x)^{\eta_q} (1-\gamma_q x)$$

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

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

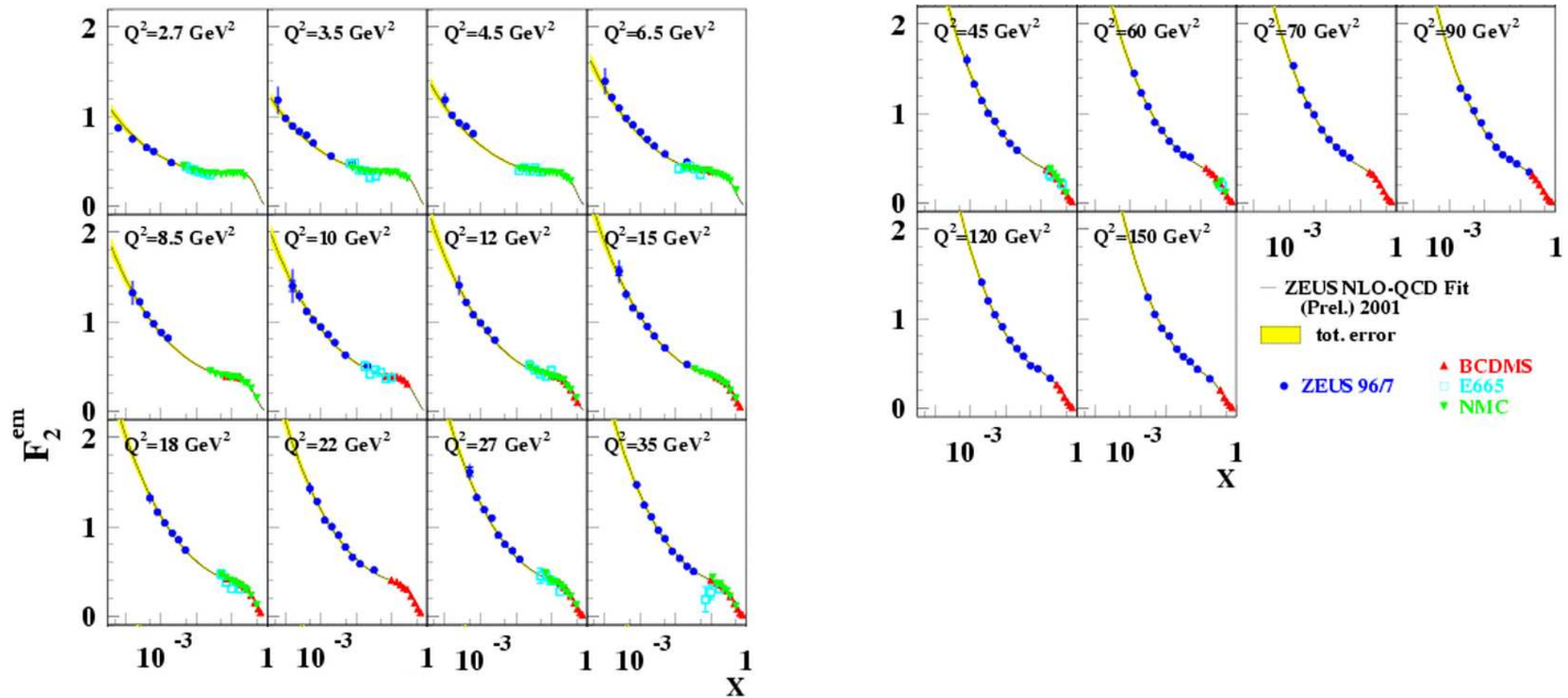
⇒ ogromny sukces QCD

Wynik:



Ewolucja QCD

Parametryzacja danych przeprowadzona przez współpracę ZEUS:



Znakomita zgodność przez wiele rzędów wielkości w x i Q^2 ...

Analiza QCD

Globalna analiza QCD

Informację o rozkładach kwarków i gluonów w protonie możemy także uzyskać z innych procesów, w szczególności z pomiaru zderzeń **proton-antyproton** $p\bar{p}$:

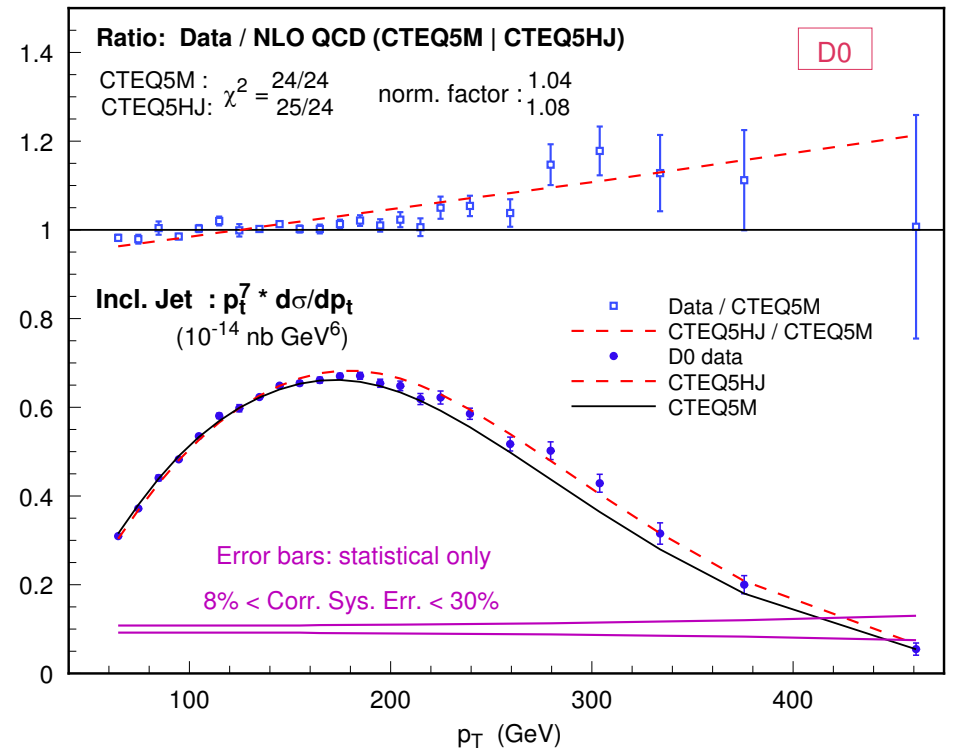
- produkcja **jetów** o dużym p_T
- produkcja par **leptonów** (proces Drell-Yana)
- produkcja W^\pm
- produkcja wysokoenergetycznych **fotonów**

Produkcja wysokoenergetycznych jetów

$$gg \rightarrow gg \quad q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} \quad qg \rightarrow qg$$

$$gg \rightarrow q\bar{q} \quad q\bar{q} \rightarrow gg$$

⇒ duży udział gluonów !

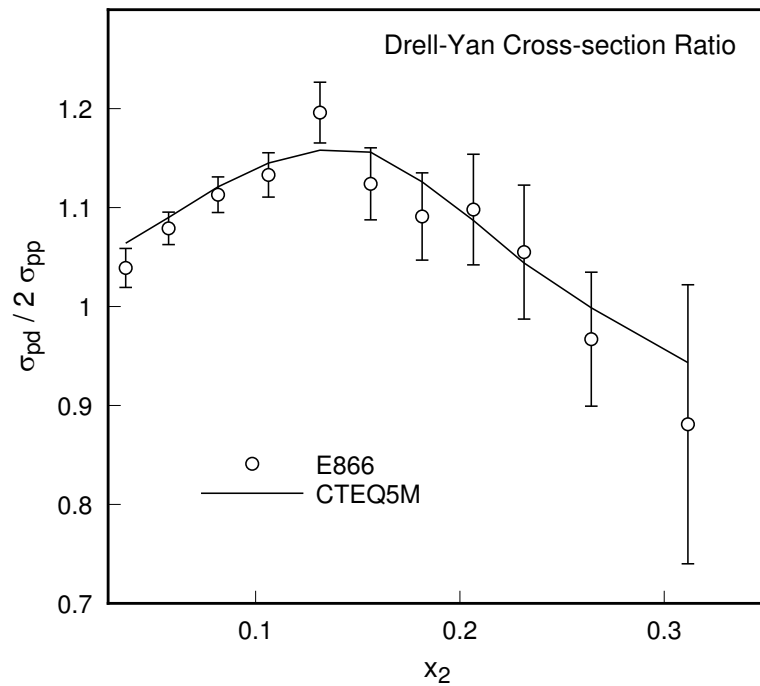


Analiza QCD

Proces Drella-Yana

$$q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$$

⇒ rozkłady kwarków dla dużych x

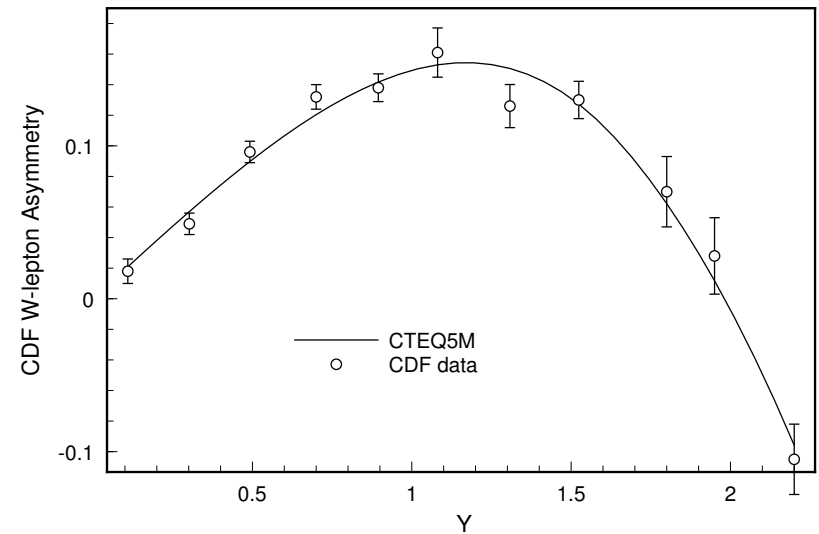


Produkcja bozonów W^\pm

$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow l^+\nu$$

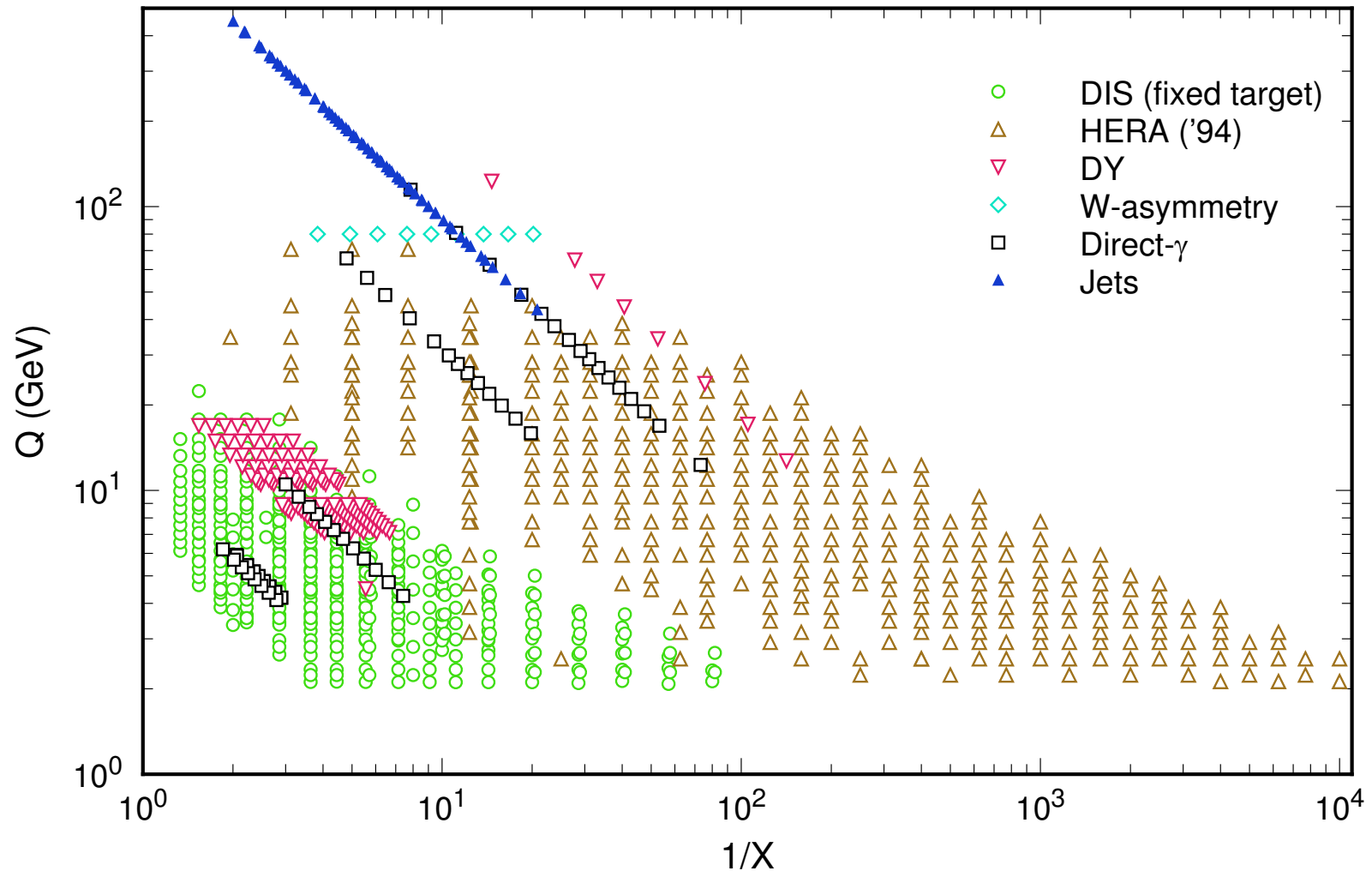
$$d\bar{u} \rightarrow W^- \rightarrow l^-\bar{\nu}$$

⇒ separacja rozkładów u i d



Analiza QCD

Dane użyte do analizy CTEQ



Analiza QCD

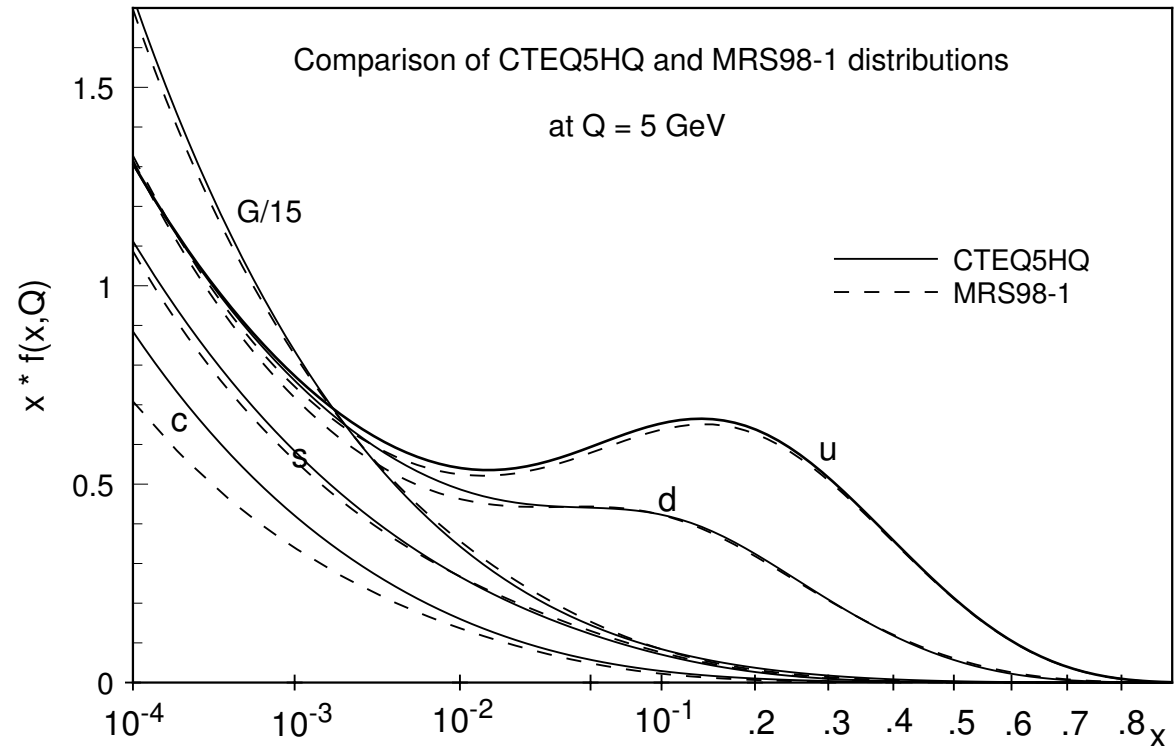
Wyniki dopasowania

Potrafimy **bardzo dokładnie** wyznaczyć gęstości poszczególnych **partonów** w protonie.

Informacje o **gluonach**: z ewolucji funkcji struktury i oddziaływań hadronowych.

Obecnie **rozkłady gluonów** znamy prawie tak **dobrze** jak rozkłady kwarków.

Gluony dominują przy **małych x** !!!



Ale nie mają bezpośredniego wkładu do $F_2(x)$!

Struktura fotonu

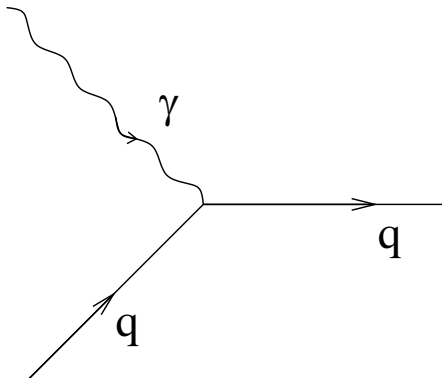
Fotoprodukcja

Fotoprodukcja:

oddziaływanie **rzeczywistych fotonów**

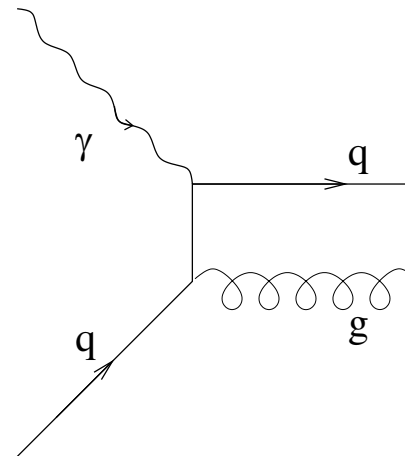
W granicy $Q^2 \rightarrow 0$ elektron emituje prawie **rzeczywiste fotony**.

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



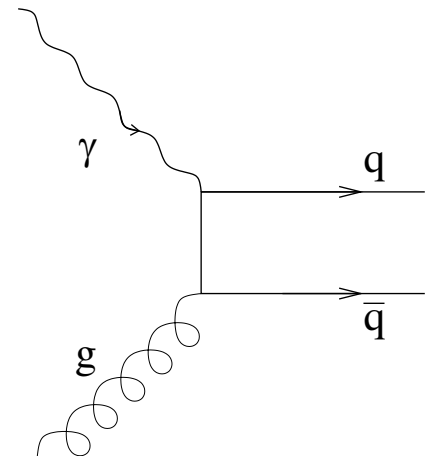
Obserwujemy natomiast procesy z emisją **dwóch partonów** (produkcją **dwóch jetów**):

QCD-Compton



$$\gamma q \rightarrow qg$$

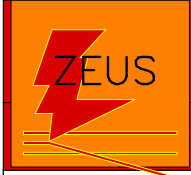
Fuzja foton-gluon (BGF)



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

⇒ “Bezpośrednie” (direct) oddziaływanie fotonu

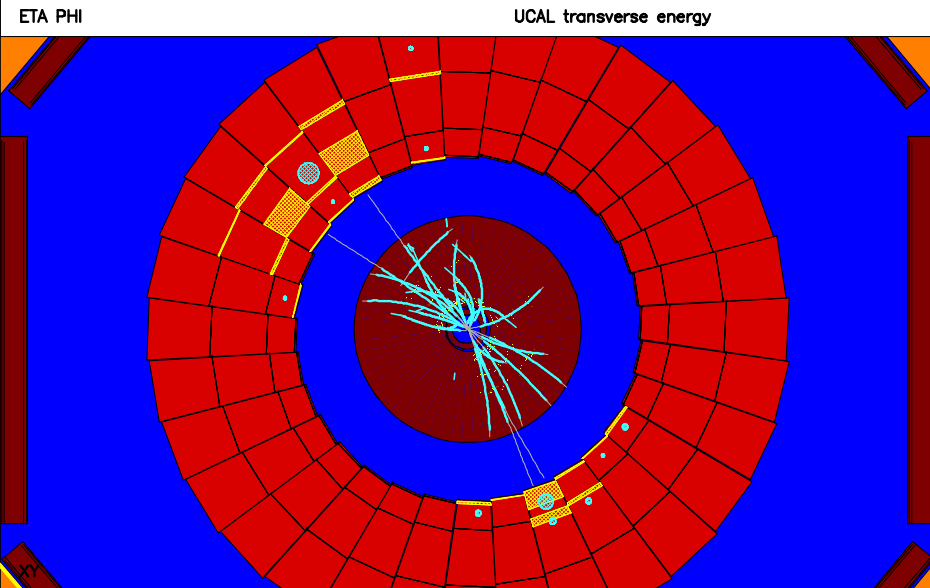
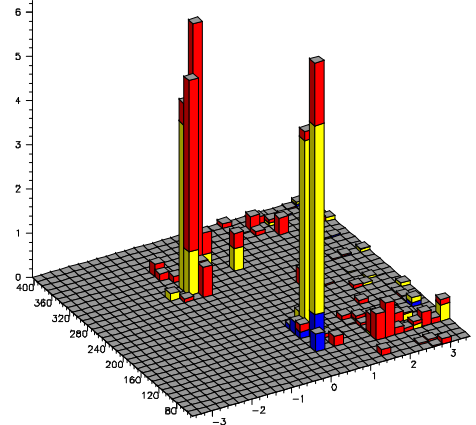
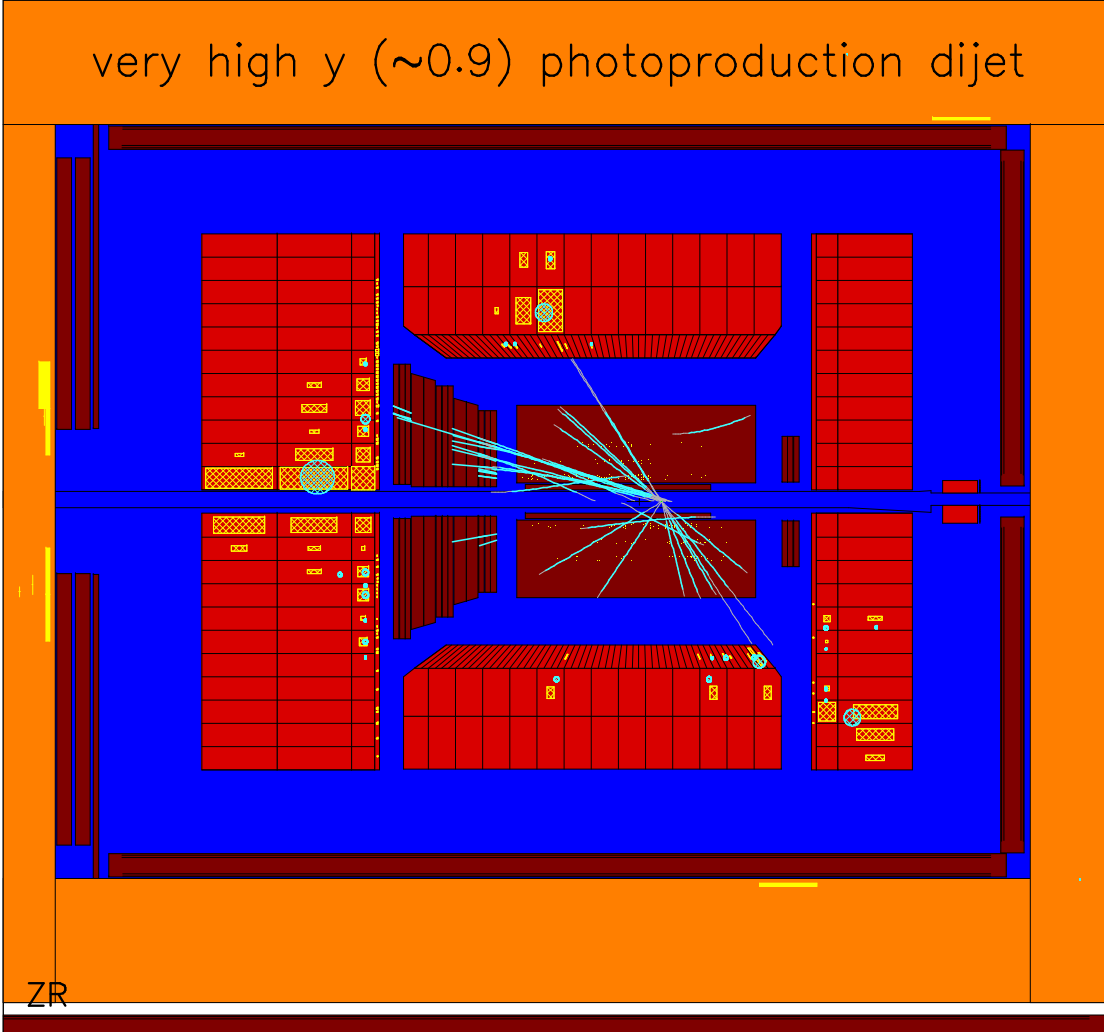
Experyment ZEUS Fotoprodukcja 2 jetów



E= 103.8 Et= 42.6 pt= 4.3 pz= 55.8 E-pz= 48.0 Ef= 62.7 Eb= 26.8 Er= 14.3
 Tf= 0.5 Tr= -0.5 Le= 0.4 Lg= 0.0 FNC= 0 BCN= 55 FLT=08A23D00 00000000
 e- x=.0000 y=.000 Q2= 0 DA x=.0000 Q2= 0 JB y=.872 phi [45.225]
 UCAL scale 10.0 GeV BAC scale P-S-W (GeV) 5.00-5.00-5.00

Zeus Run 30605 Event 341
 22-Aug-1998 13:57:58.828 File ...us/data/hot98/h030605.z

very high y (~ 0.9) photoproduction dijet



Eksperyment H1

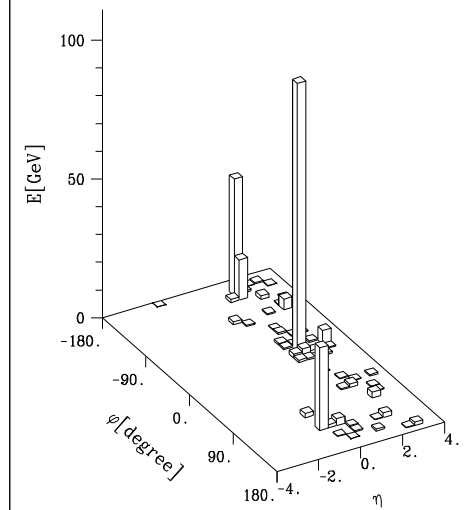
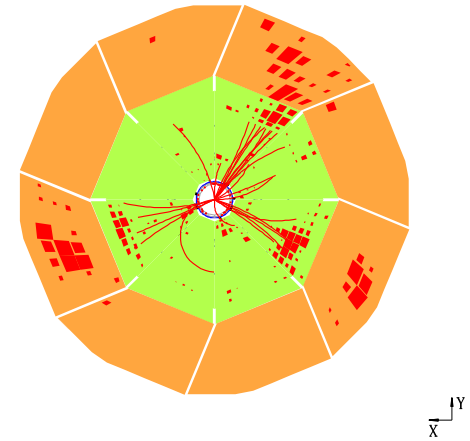
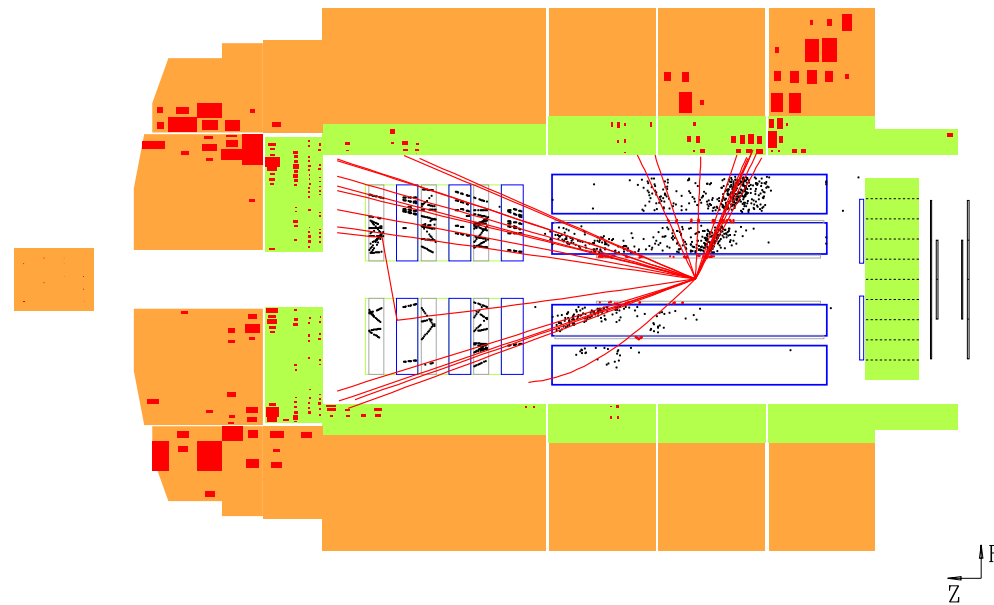
Fotoprodukcja

3 jetów



Run 85650 Event 125975 Class: 2 4 8 9 15 16 20 22 24 28 Run date 28/08/94

Three Jet Photoproduction



Struktura fotonu

Produkcja jetów

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

Rekonstruuując **dwa jety** hadronowe oczekujemy:

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

Energię fotonu znamy mierząc rozproszony elektron.

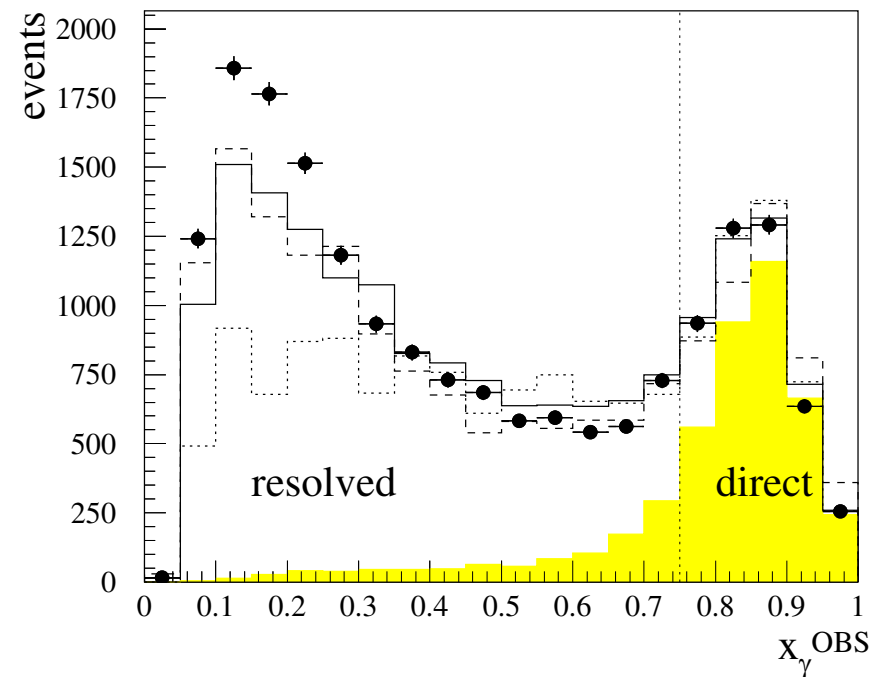
Możemy zdefiniować:

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

Dla “**bezpośredniego**” oddziaływania fotonów oczekujemy $x_\gamma \approx 1$

Wyniki pomiaru:

ZEUS 1994

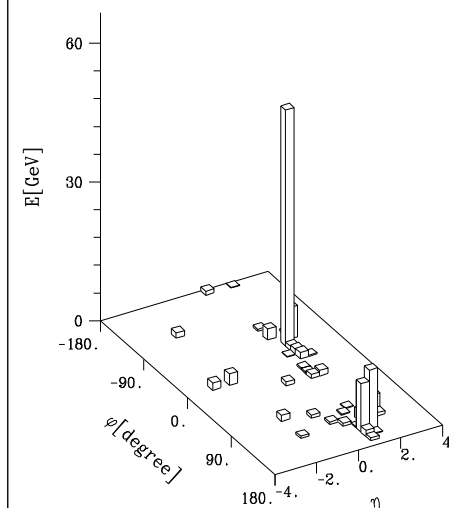
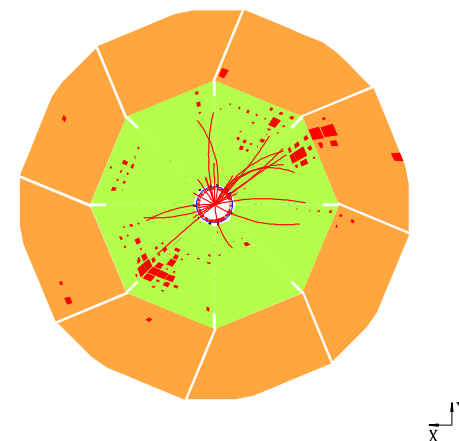
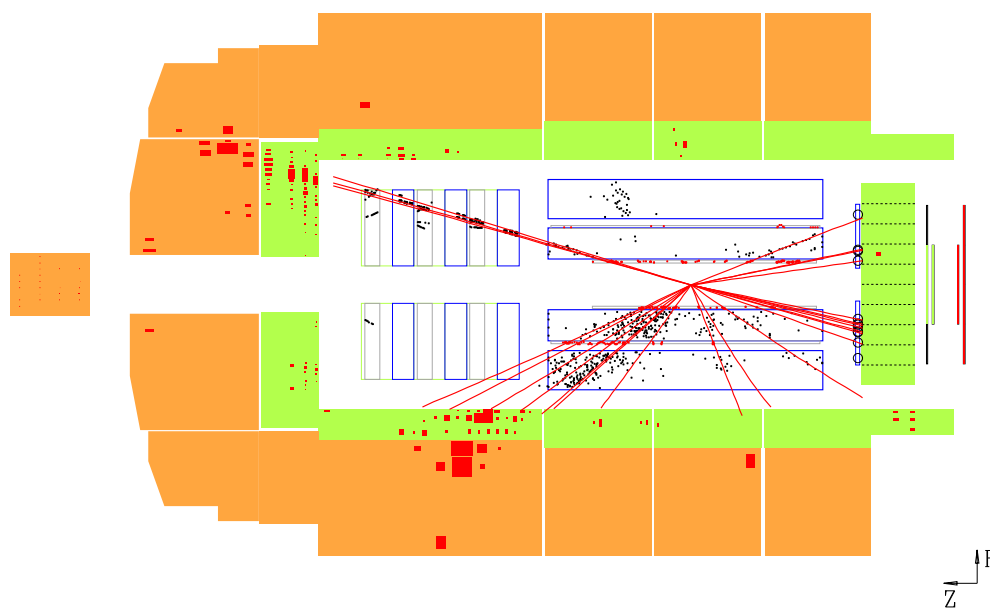




Eksperyment H1

2 jety + “resztki”
(remnant) fotonu

2 - jet photoproduction + gamma remnant



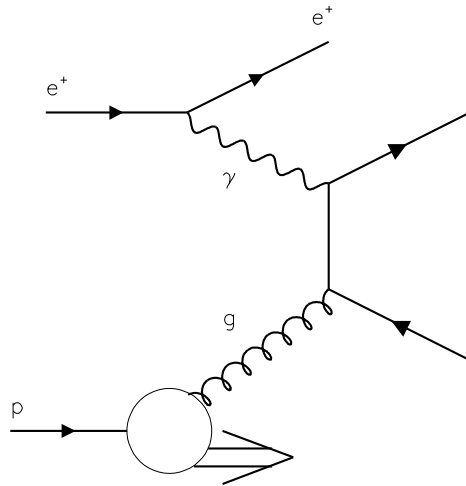
Struktura fotonu

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.

⇒ fotoprodukcja “pośrednia” (resolved)

Direct

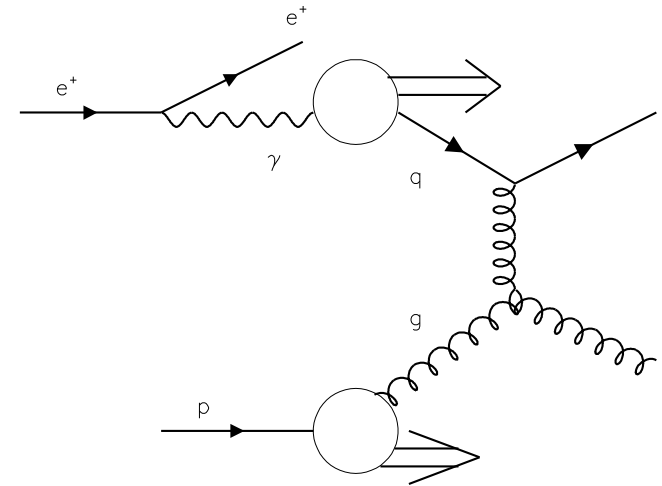
$x_\gamma \sim 1$



(a)

Resolved

$x_\gamma \ll 1$

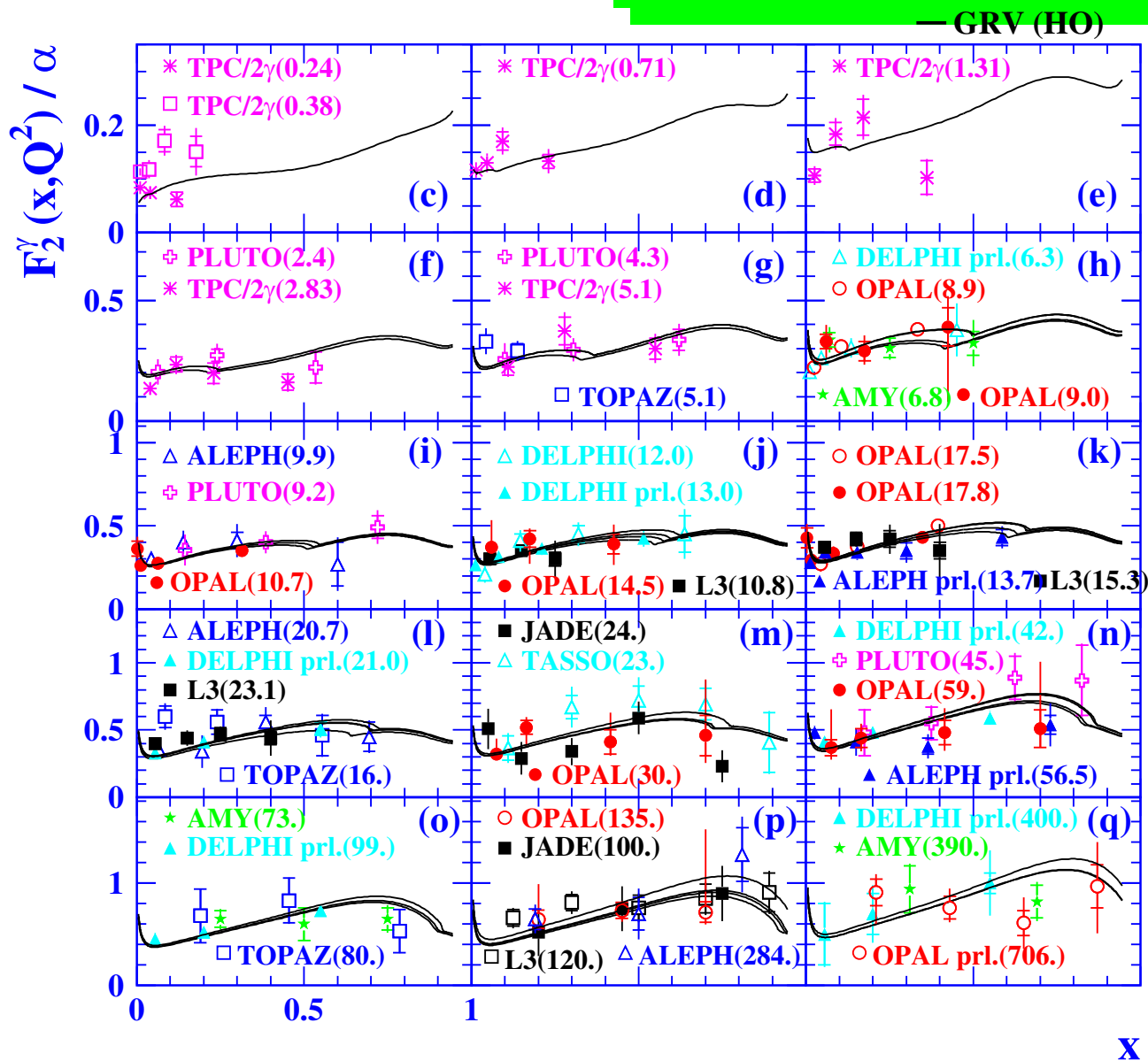


(b)

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



Zbrane wyniki pomiarów funkcji struktury fotonu $F_2^\gamma(x, Q^2)$ w różnych eksperymentach.

Wyraźna zależność od Q^2 - ewolucja opisywana przez QCD

Struktura fotonu

W oddziaływaniach **wysokiej energii foton** zachowuje się jak **hadron**.

Model dominacji mezonów wektorowych (VMD):

$$|\gamma\rangle \approx |\gamma_0\rangle + \alpha_{em} \cdot \sum_{\rho, \omega, \phi \dots} a_i |V_i\rangle$$

γ_0 - "goły" foton
(bez struktury)

$$\Rightarrow \sigma_{\gamma p} \sim \alpha_{em} \cdot \sigma_{hp}$$

$$\sigma_{\gamma\gamma} \sim \alpha_{em}^2 \cdot \sigma_{hp}$$

Stała sprzężenia:

$$\alpha_{em} \approx 1/137$$

Porównanie przekrojów czynnych hp , γp i $\gamma\gamma$:

