

# Struktura protonu

## Elementy fizyki cząstek elementarnych

### Wykład III

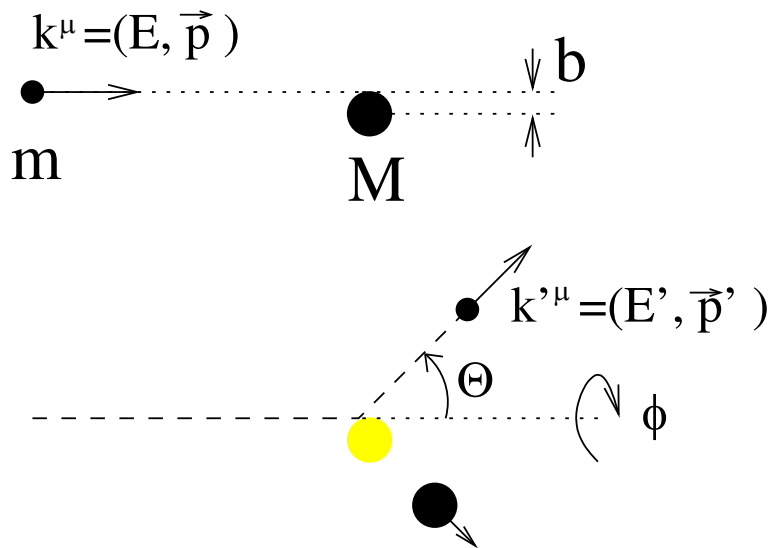
- kinematyka rozpraszania
- doświadczenie Rutherforda
- rozpraszanie nieelastyczne
- partony i kwarki
- struktura protonu

# Kinematyka

## Rozpraszanie elastyczne

“Klasyczne” zderzenie sprężyste:

“sonda” (“**pocisk**”) o masie  $m$   
i energii  $E$  rozprasza się na  
“**tarczy**” o masie  $M$ :



Zagadnienie to możemy rozwiązać w oparciu o zasady zachowania energii i pędu.

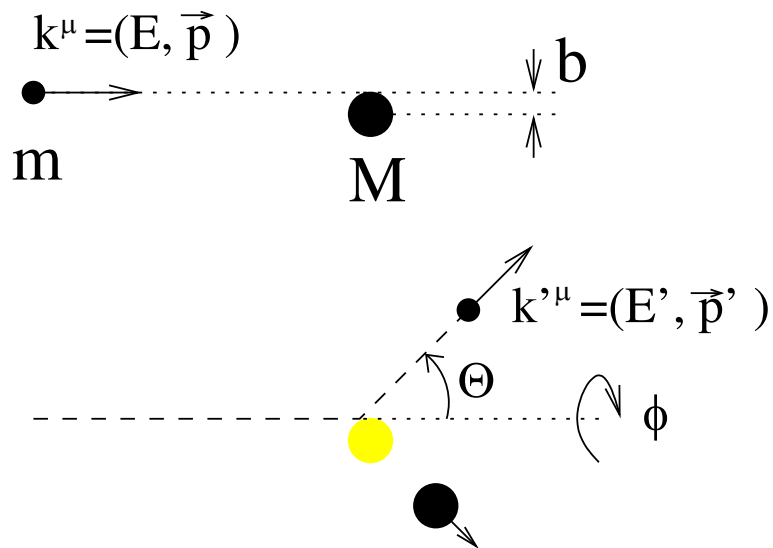
Jednak znajomość energii cząstki padającej **nie wystarcza** do wyznaczenia energii i pędów stanu końcowego.

Musimy wprowadzić jeden **dodatkowy parametr**, np. parametr zderzenia  **$b$**

W przypadku zderzeń cząstek nie jesteśmy w stanie kontrolować  **$b$**   $\Rightarrow$  wygodniej użyć jako parametru np. **kąta rozproszenia  $\theta$**

# Kinematyka

## Rozpraszanie elastyczne



W rozpraszaniu cząstek wprowadzamy dodatkowe zmienne:

- przekaz energii:  $\nu = E - E'$
- przekaz czteropędu:  $q^\mu = k^\mu - k'^\mu$

Z zasad zachowanie energii i pędu:

$$Q^2 \equiv -q^2 = 2M\nu$$

(niezmiennik transformacji Lorentza)

Energia rozproszonego pocisku i przekaz czteropędu wyrażają się przez kąt rozproszenia  $\theta$ . **W granicy  $E \gg m$ :**

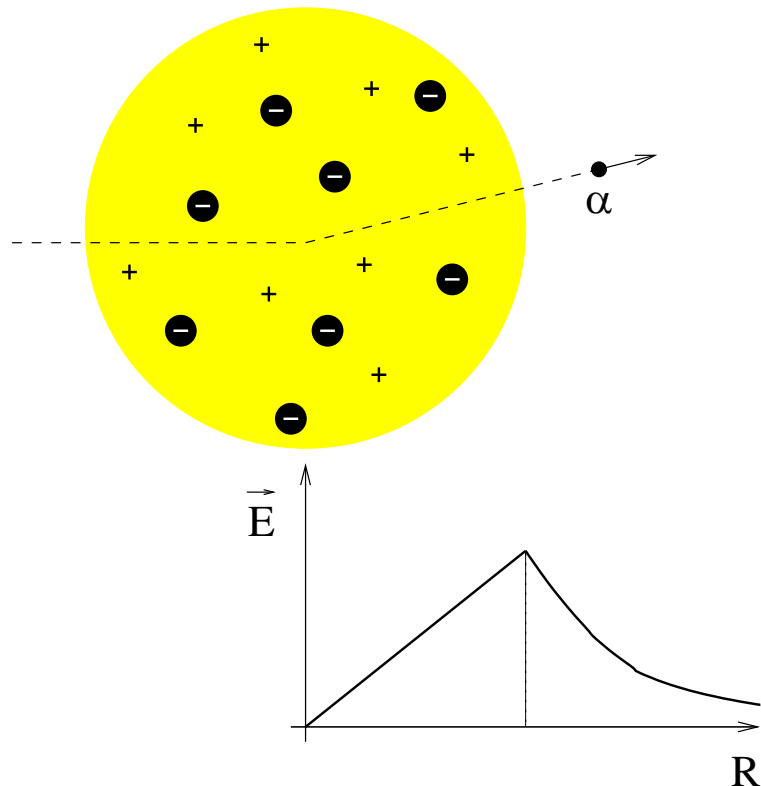
$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{M}(1 - \cos \theta)} \leq E$$

$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta) = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

# Doświadczenie Rutherforda

## Model Thomson

Po odkryciu elektronu (1897), J.J.Thomson zaproponował model atomu w postaci “ciastka z rodzynekami”.



Cała objętość atomu była jednorodnie naładowana dodatnio (“ciastko”), a wewnątrz “pływały” elektrony (“rodzynki”).

Ponieważ ładunek był rozłożony równomiernie w dużej objętości, nie powinien silnie zakłócać ruchu przechodzących cząstek  $\alpha$ .

⇒ oczekujemy jedynie niewielkich odchyień toru...

Wpływ elektronów można zaniedbać ze względu na małą masę.

# Doświadczenie Rutherforda

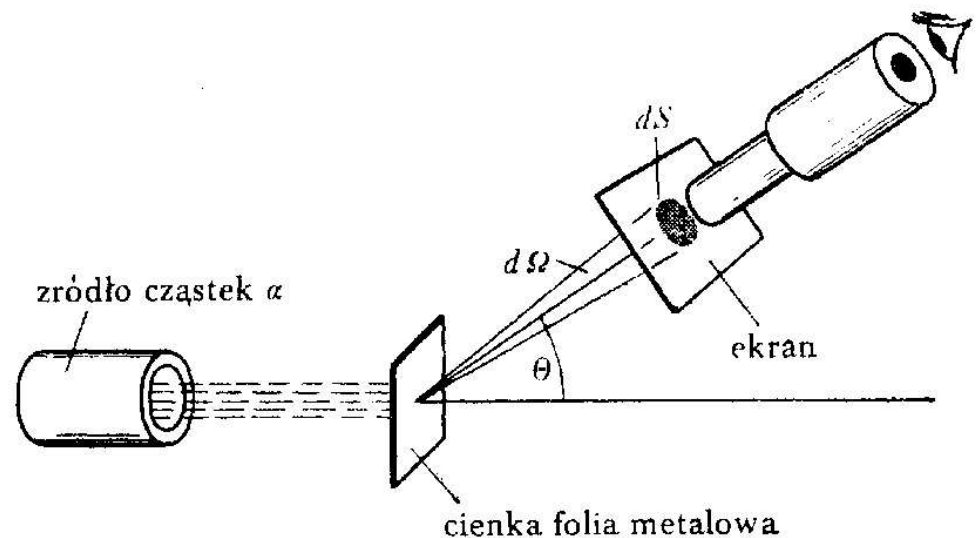
W modelu Thomsona można było oszacować **maksymalny kąt** rozproszenia cząstki  $\alpha$  i był on mały  $\theta^{max} \ll \pi$ .

Odpowiada to sytuacji rozproszenia “pocisku” na dużo **łżejszej “tarczy”**.

Masa przypadająca na jednostkę “rozmytego” ładunku atomu wynosiła ok.  $\frac{1}{8}$  masy cząstki  $\alpha$ .

## Doświadczenie Rutherforda

Rozpraszanie cząstek  $\alpha$  na cienkiej złotej folii

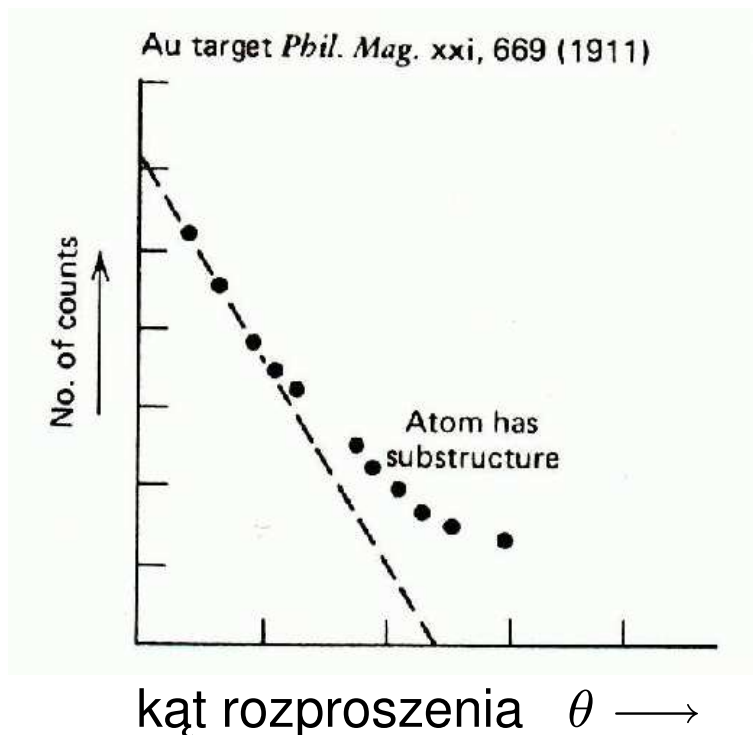


Obserwowano błyski wywoływane przez padające cząstki na ekranie scyntylacyjnym

# Doświadczenie Rutherforda

## Wyniki pomiarów

Przeprowadzonych przez  
H.Geigera i E.Marsdena:



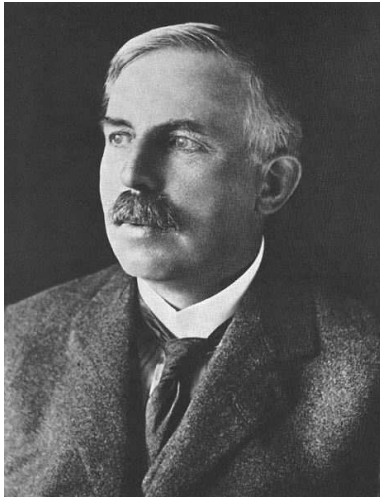
Zaobserwowano rozproszenia cząstek  $\alpha$  pod bardzo dużymi kątami,  $\theta \gg \theta_{Th}^{max}$ , czego nie można było wyjaśnić w modelu Thomsona

*“To było tak jakbyście wystrzelili piętnastocalowy pocisk w kierunku kawałka bibułki, a on odbił się i was uderzył.”*

E. Rutherford

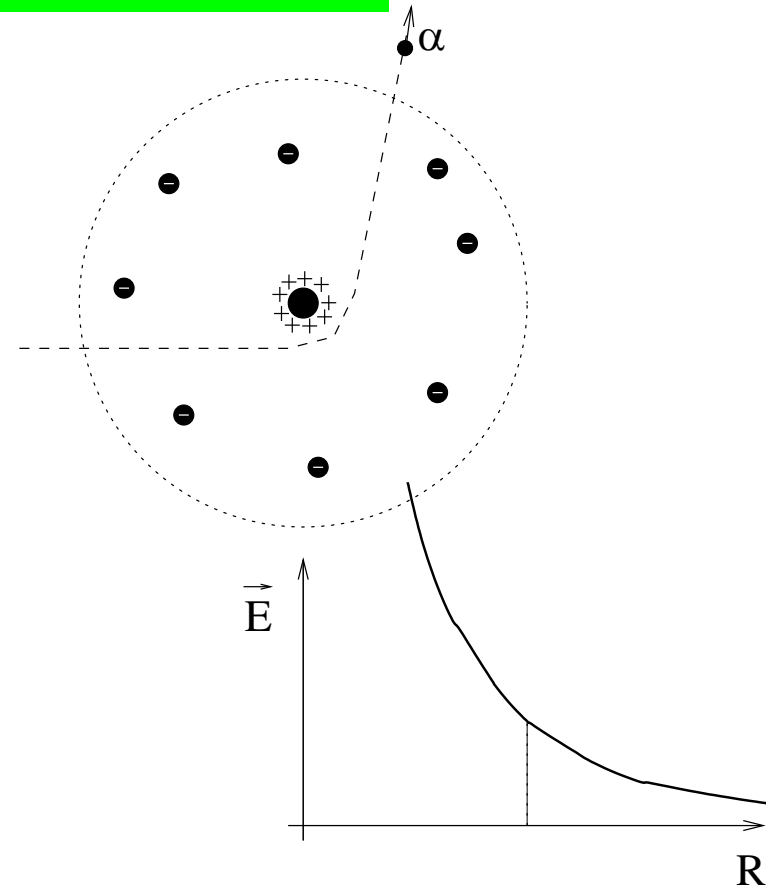
# Doświadczenie Rutherforda

## Model Rutherforda



Rutherford zaproponował  
jądrowy model atomu.

Cały dodatni ładunek atomu ( $10^{-10}$  m)  
skupiony jest w praktycznie **punktowym**  
( $10^{-14}$  m) **jądrze**



Przechodząca cząstka zawsze czuje cały  
ładunek dodatni  $\Rightarrow$  kąty rozproszenia są  
dużo większe.

# Doświadczenie Rutherforda

## Przekrój czynny

Obserwowany rozkład kątowy rozproszonych cząstek  $\alpha$  proporcjonalny jest do tzw. **różniczkowego przekroju czynnego** na rozpraszanie cząstki o ładunku  $e$  w potencjale kulombowskim ładunku  $Ze$ :

$$N(\theta) \sim \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

**Wzór Rutherforda**

(zaniedbujemy odrzut jądra i efekty spinowe)

Skończone prawdopodobieństwo rozproszenia  $\theta = \pi$  !

Kąt bryłowy możemy wyrazić przez przekaz czteropędu  $Q^2$

$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$$

$$dQ^2 = 2EE' \sin\theta d\theta$$

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta = \frac{\pi}{EE'} dQ^2$$

Otrzymujemy wzór na rozpraszanie Rutherforda w postaci:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 Z^2}{Q^4} \cdot \frac{E'}{E}$$

(czynniki  $\frac{E'}{E}$  uwzględnia odrzut jądra)

$$\text{Oddziaływanie } \frac{1}{r^2} \Rightarrow \frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4}$$



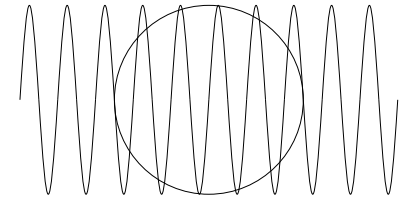
# Rozpraszanie elastyczne

## Rozdzielczość

Ze wzrostem przekazu czteropędu  $Q^2$   
maleje długość fali wymienianego fotonu.

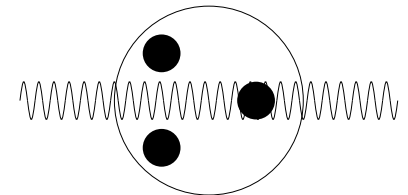
Model Rutherforda - rozpraszanie na jądrze

“miękki” foton  
małe  $Q^2$



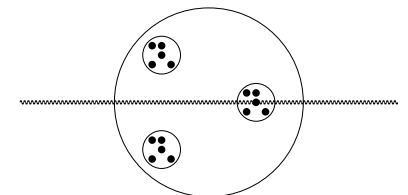
Model Rutherforda załamuje się  
⇒ stajemy się czuli na wewnętrzną  
budowę jądra...

pośrednie  $Q^2$

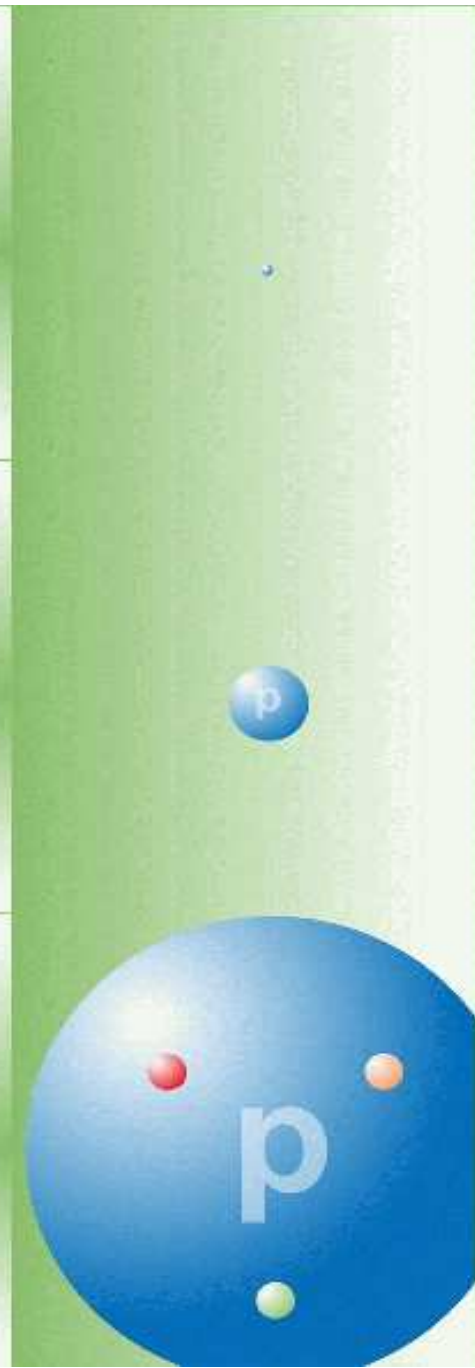


a potem nukleonów...

twardy foton  
duże  $Q^2$



**e** Większe  $Q^2 \Rightarrow$  większe "powiększenie"



# Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

W rozpraszaniu elastycznym **energia** rozproszonego pocisku jest **jednoznacznie określona przez kąt** rozproszenia:

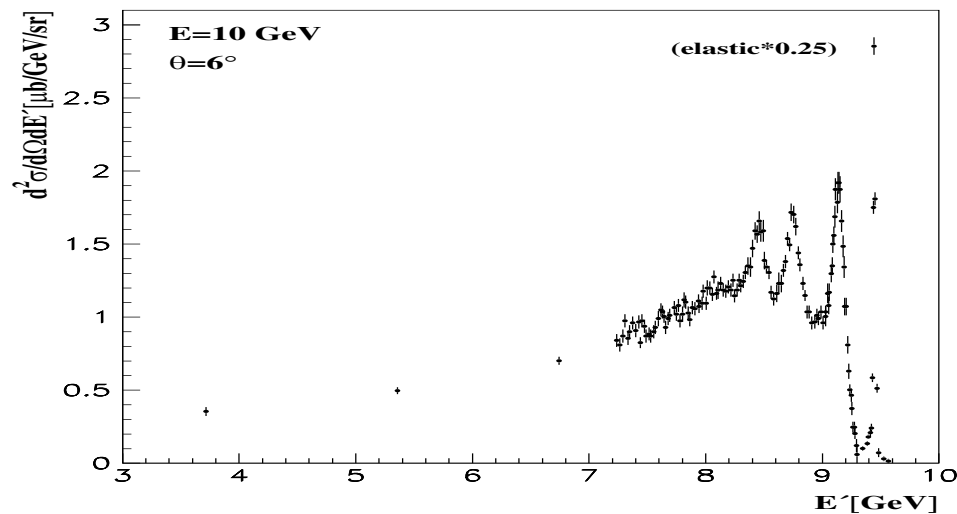
$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{M}(1 - \cos \theta)} \Rightarrow M = \frac{EE'(1 - \cos \theta)}{E - E'} = \frac{Q^2}{2\nu} = \text{const}$$

Ze wzrostem  $Q^2$  zaczynamy być czuli na wewnętrzną strukturę **tarczy**

⇒ zderzenie może doprowadzić do jej rozbicia

⇒ kinematyka staje się bardziej skomplikowana...

Rozkład  $E'$  w rozpraszaniu **elektronów** na **protonach**: ( $E=100$  GeV,  $\theta = 6^\circ$ )



Maksimum ⇒ rozpraszanie elastyczne.

Kolejne ⇒ produkcja **stanów wzbudzonych** protonu o masach pomiędzy 1 i 2 GeV.

Dalej **ciągłe widmo** w obszarze  $E' < 8$  GeV

⇒ rozpraszanie **głęboko-nieelastyczne**

produkcja stanu końcowego o  $W \gg M$

# Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

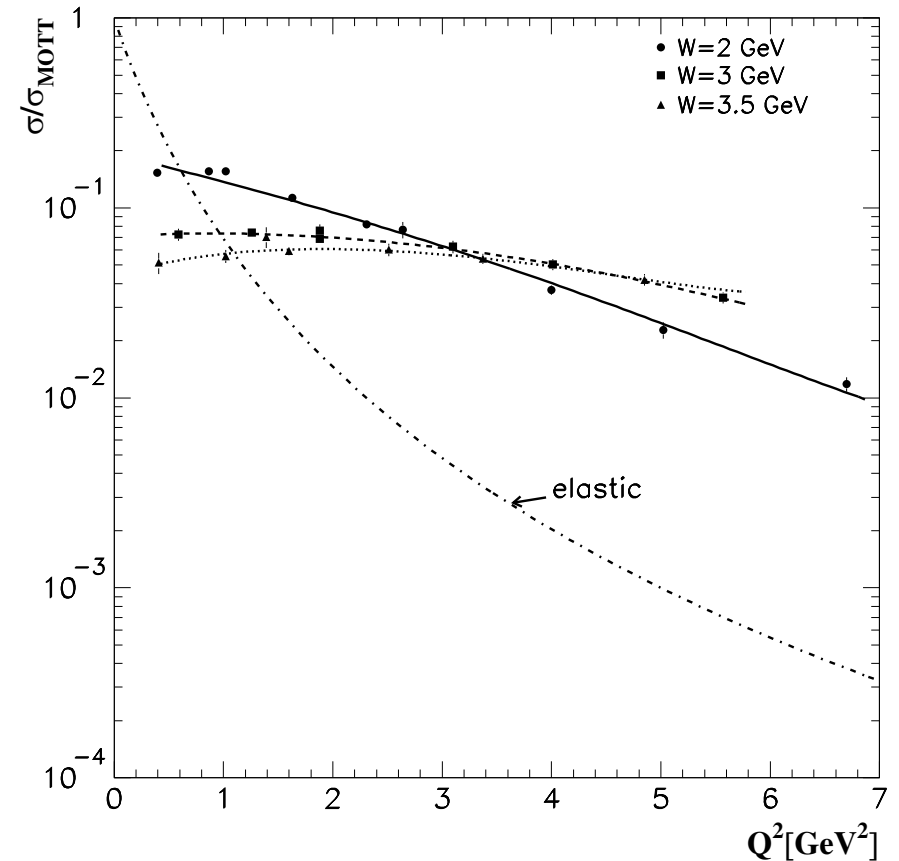
## Przekrój czynny $ep$

Stosunek przekroju czynnego na rozpraszanie **nieelastyczne** przy ustalonym  $W$  do przekroju czynnego na rozpraszanie **elastyczne** na ładunku punktowym ( $\sigma_{Mott}$ )



**Ta sama zależność od  $Q^2$  !!!**

⇒ **elastyczne** rozpraszanie na punktowych **partonach**



Model zaproponowany przez **Feynman'a** w 1969 roku

# Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

## Model partonowy

Rozpraszanie elektronu **na partonie** o ładunku  $e_q$ :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} \cdot \left(\frac{E'}{E}\right) \cdot \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \dots\right]$$

Człon  $\cos^2 \frac{\theta}{2}$  pochodzi od spinu elektronu.

Spin partonu na razie pomijamy (...)

Z kinematyki możemy wyznaczyć efektywną **masę partonu**:

$$m = \frac{Q^2}{2\nu}$$
$$\frac{m}{M} = \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x$$

Przekrój czynny na rozpraszanie **na protonie** złożonym z partonów:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left(\frac{E'}{E}\right) \cdot \left[F_2(x) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + \dots\right]$$

gdzie  $F_2(x)$  - **funkcja struktury**

$F_2(x)$  zdefiniowana jest w oparciu o **gęstości prawdopodobieństwa**  $q(x)$  znalezienia partonu  $q$  o masie  $m = xM$ :

$$F_2(x) = \sum_{\text{partony } q} e_q^2 xq(x)$$

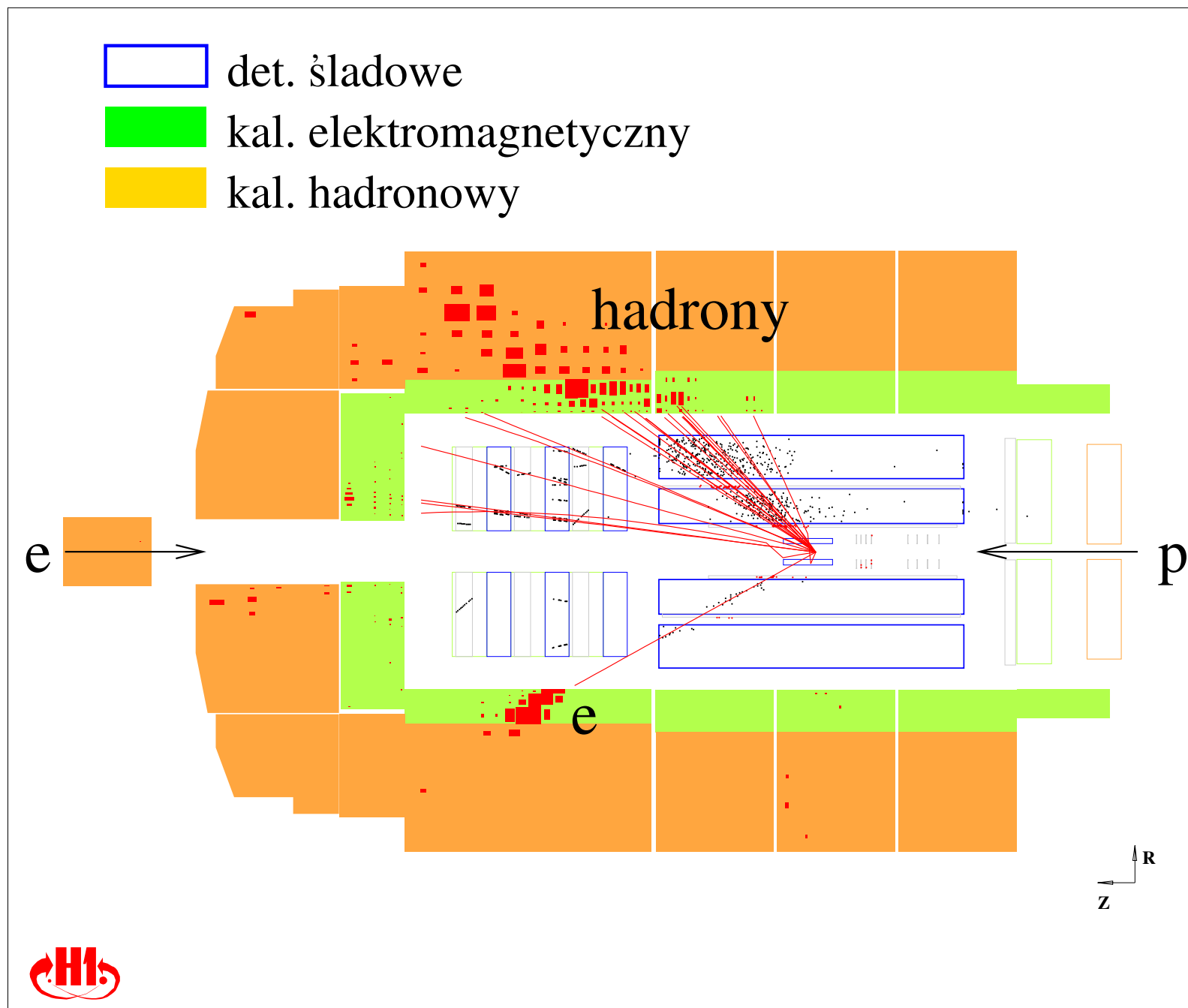
Przypadek  
głęboko-  
nieelastycznego  
rozpraszania  
elektron-proton

## Ekspertment H1

mierzymy energię  
i kąt rozproszenia  
elektronu

$$\Rightarrow x, Q^2$$

można też mierzyć  
stan hadronowy...



# Rozpraszanie głęboko-nieelastyczne

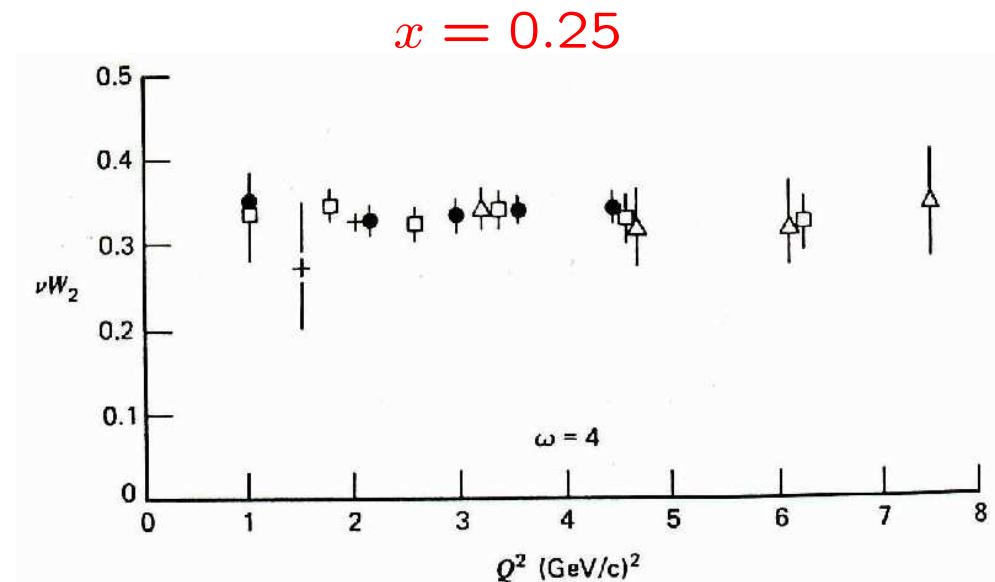
## Skalowanie Bjorkena

Funkcję struktury  $F_2(x, Q^2)$  można zdefiniować **niezależnie od modelu** (!).

Sukcesem modelu partonowego była obserwacja **skalowania**  $F_2(x, Q^2)$ , czyli braku zależności od  $Q^2$  (wynikającego z **elastycznego rozpraszania na partonach**)

Jest to tzw. **skalowanie Bjorkena**, zaproponowane przez Bjorkena w 1968 roku.

Zmienna  $x$  często nazywana jest zmienną bjorkenowską

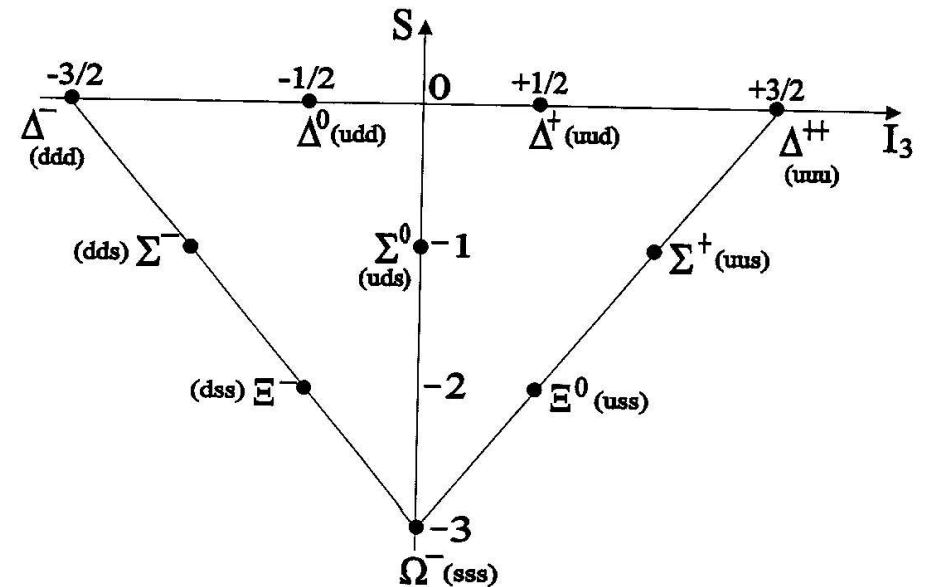
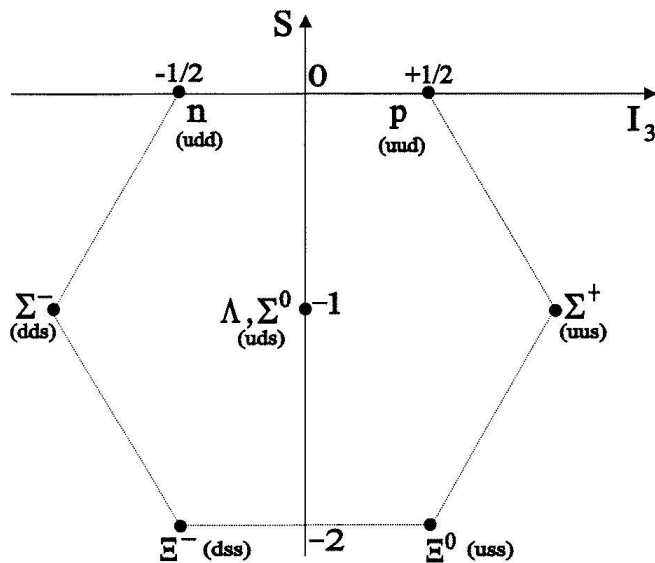


# Kwarki

## Model Gell-Mann'a i Zweig'a

W połowie lat 60 obserwowana **symetria** w świecie znanych **cząstek** elementarnych doprowadziła Gell-Mann'a i Zweig'a do hipotezy istnienia **kwarków**

Trzy kwarki tworzyłyby bariony:

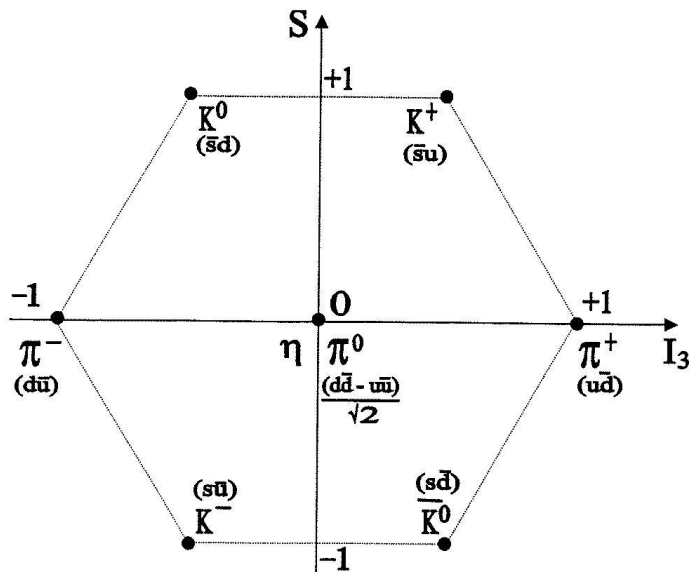




# Kwarki

## Model Gell-Mann'a i Zweig'a

Para kwark-antykwarik tworzyłaby mezony



Zakładając istnienie tylko **trzech kwarków** ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ) można było wytłumaczyć spektrum wszystkich znanych cząstek.

Gell-Mann i Zweig zakładali, że kwarki są:

- bardzo masywne
- silnie związane

Z drugiej strony model partony w modelu partonowym:

- lekkie
- quasi-swobodne

Czy partony to kwarki ?

To wcale nie było takie oczywiste...

# Kwarki a partony

## Spin partonów

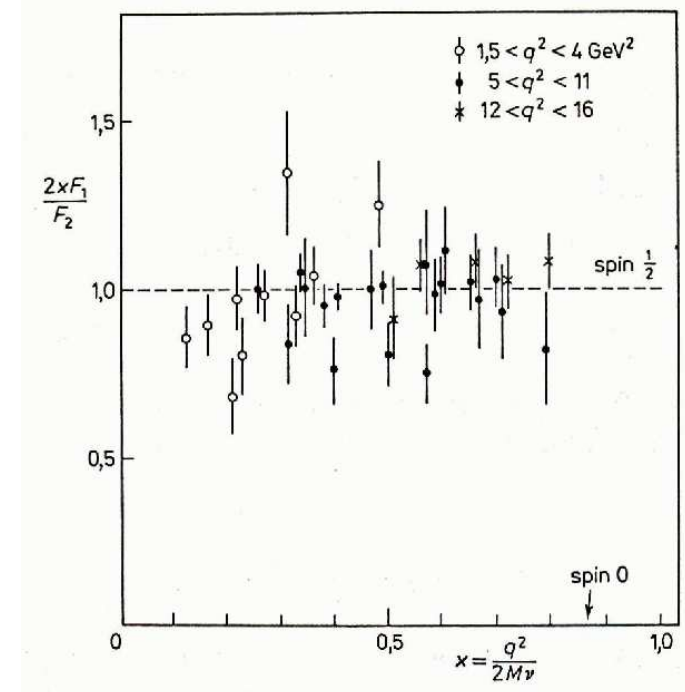
Pełne wyrażenie na przekrój czynny w rozpraszaniu głęboko-nieelastycznym  $e^\pm p$ :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left(\frac{E'}{E}\right) \cdot \left[ F_2(x) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2xF_1(x) \cdot \frac{Q^2}{2M^2x^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

gdzie w zależności od spinu  $s$  partonów:

$$\begin{aligned} F_1(x) &= 0 & \text{dla } s &= 0 \\ 2xF_1(x) &= F_2(x) & \text{dla } s &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Wyniki pomiaru  $2xF_1/F_2$ :



⇒ Partony mają spin  $\frac{1}{2}$   
(jak kwarki)

# Kwarki a partony

## Ładunki kwarków

W oddziaływaniach  $e^\pm, \mu^\pm$  mierzymy:

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

ale w oddziaływaniach neutrin:

$$F_2^{\nu N}(x) = \sum_q xq(x)$$

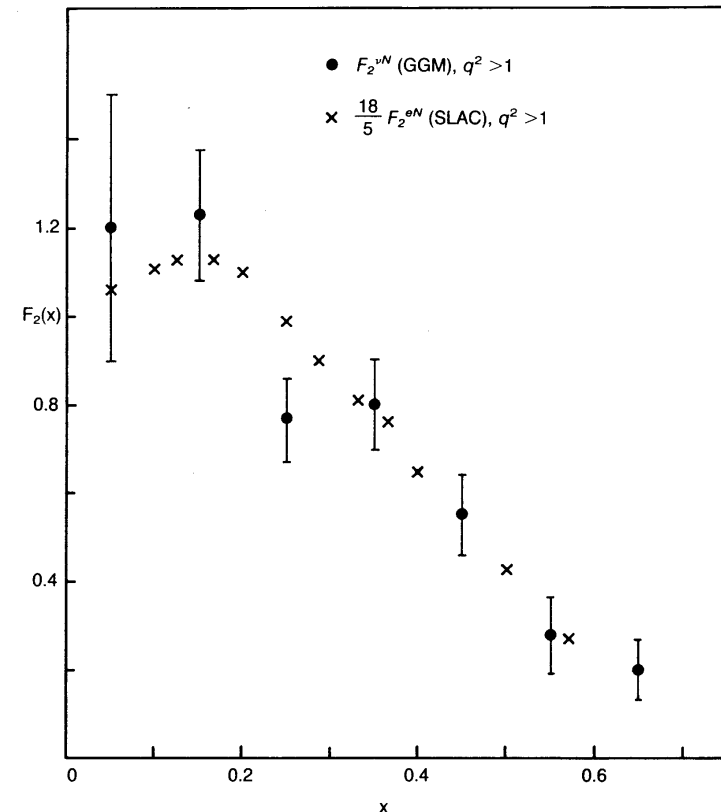
$$\Rightarrow F_2^{eN}(x) = \langle e_q^2 \rangle F_2^{\nu N}(x)$$

gdzie  $\langle e_q^2 \rangle$  jest średnim kwadratem ładunku partonu.

Dla kwarków oczekujemy (dla  $A = 2Z$ )

$$\langle e_q^2 \rangle = \frac{5}{18}$$

Porównanie pomiarów  $F_2^{\nu N}(x)$  i  $\frac{18}{5}F_2^{eN}(x)$  (1972):



$\Rightarrow$  Partony mają ładunki takie jak kwarki...

# Kwarki a partony

## Ładunki kwarków

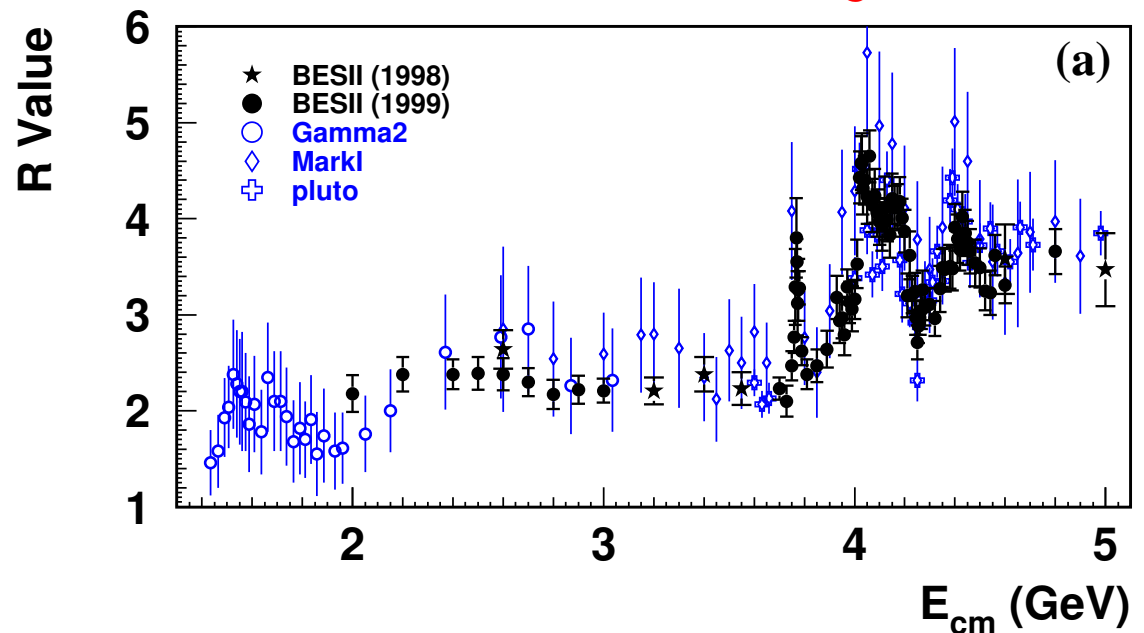
Ładunki partonów można też sprawdzić w pomiarze:

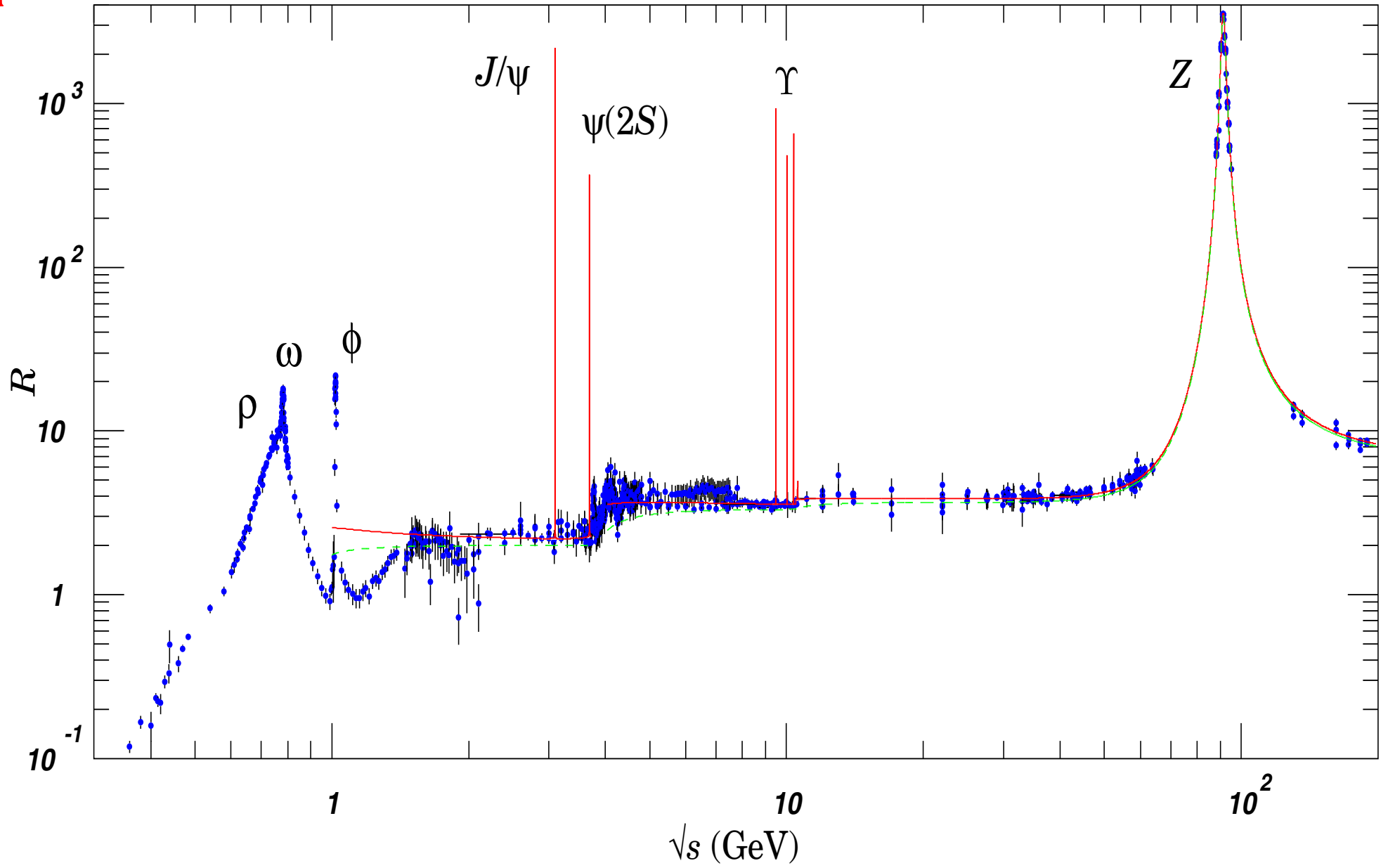
$$R^{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma^{th}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 3 \cdot \sum_q e_q^2$$

Dla 3 kwarków (u,d,s) oczekujemy  $R \approx 2$ , dla  $E_{CM} > 4 \text{ GeV} \Rightarrow R \approx \frac{10}{3}$  (u,d,s,c)

Po uwzględnieniu poprawek wyższych rzędów wyniki doświadczalne bardzo dobrze to potwierdzają.

Zgodność zawdzięczamy czynnikowi 3 we wzorze na  $R \Rightarrow$  liczba “kolorów” w jakich występują kwarki/partony



**R**

# Struktura protonu

## Funkcja struktury $F_2$

W modelu partonowym

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

Największy wkład do  $F_2(x)$  protonu

⇒ kwark u

- największa gęstość

$$u(x) \approx 2d(x) \gg s(x) \dots$$

- ładunek

$$|e_u^2| = 4|e_d^2|$$

If the Proton is:

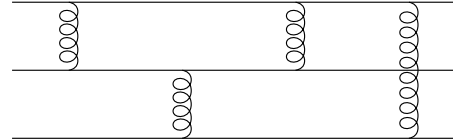
A quark



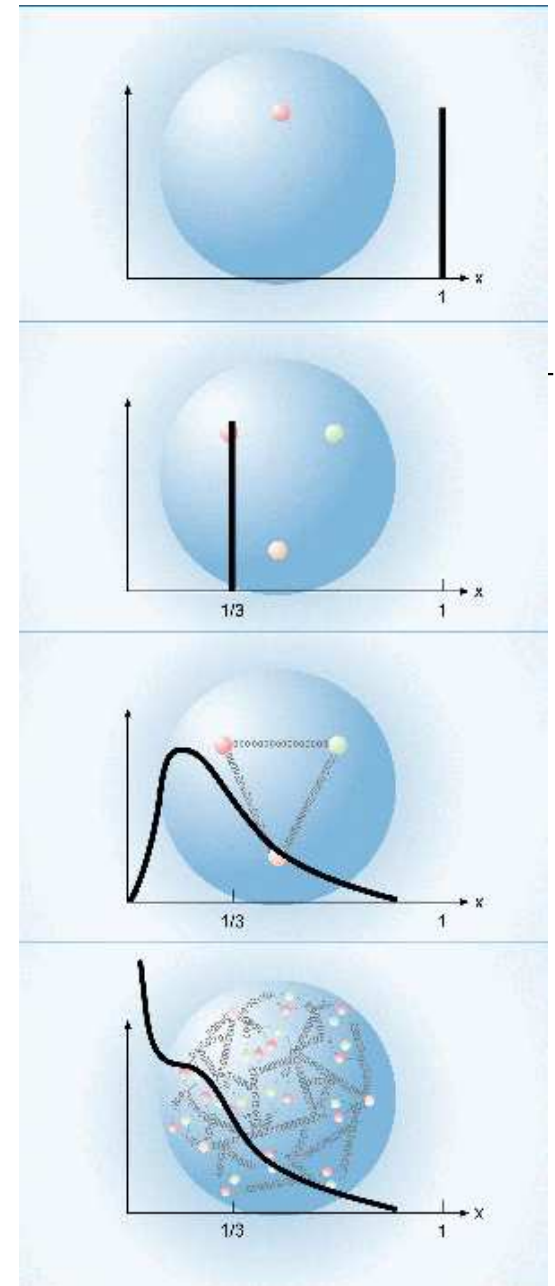
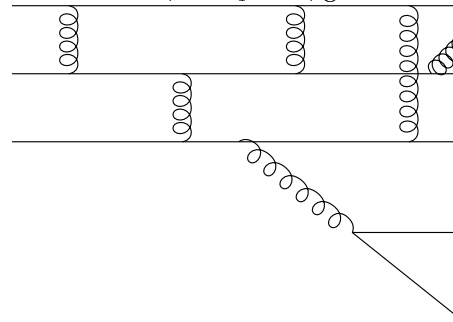
Three valence quarks



Three bound valence quarks



Valence, Sea quarks, gluons



# Struktura protonu

## Gluony

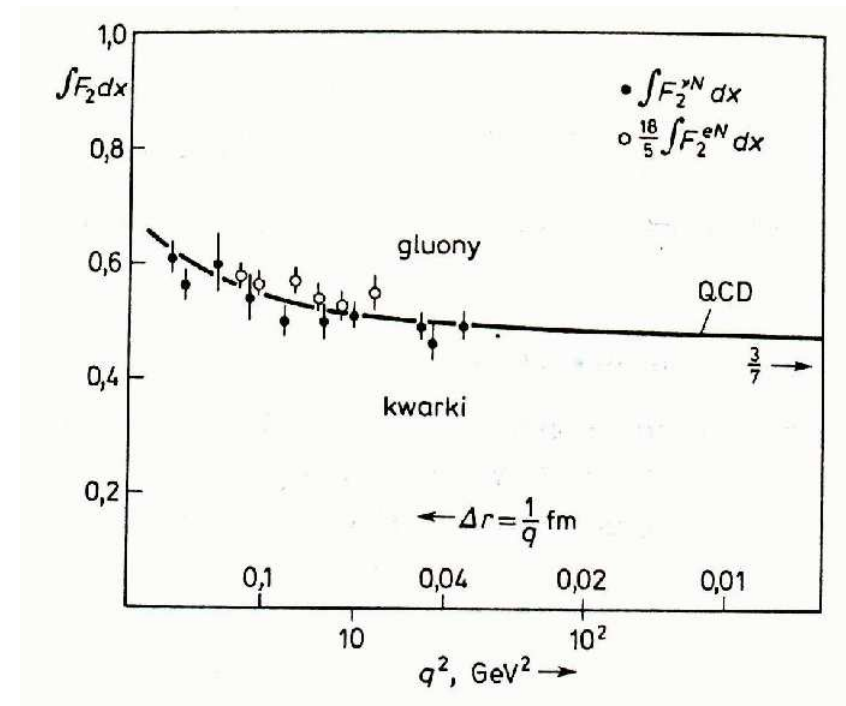
Jak dużą rolę odgrywają gluony ?

Możemy to sprawdzić licząc całkę po  $x$  z  $F_2(x)$ .

Gdyby cały pęd protonu niesiony był przez kwarki

$$\int dx F_2^{\nu N}(x) = \frac{18}{5} \int dx F_2^{eN}(x) = 1$$

Wyniki pomiarów:



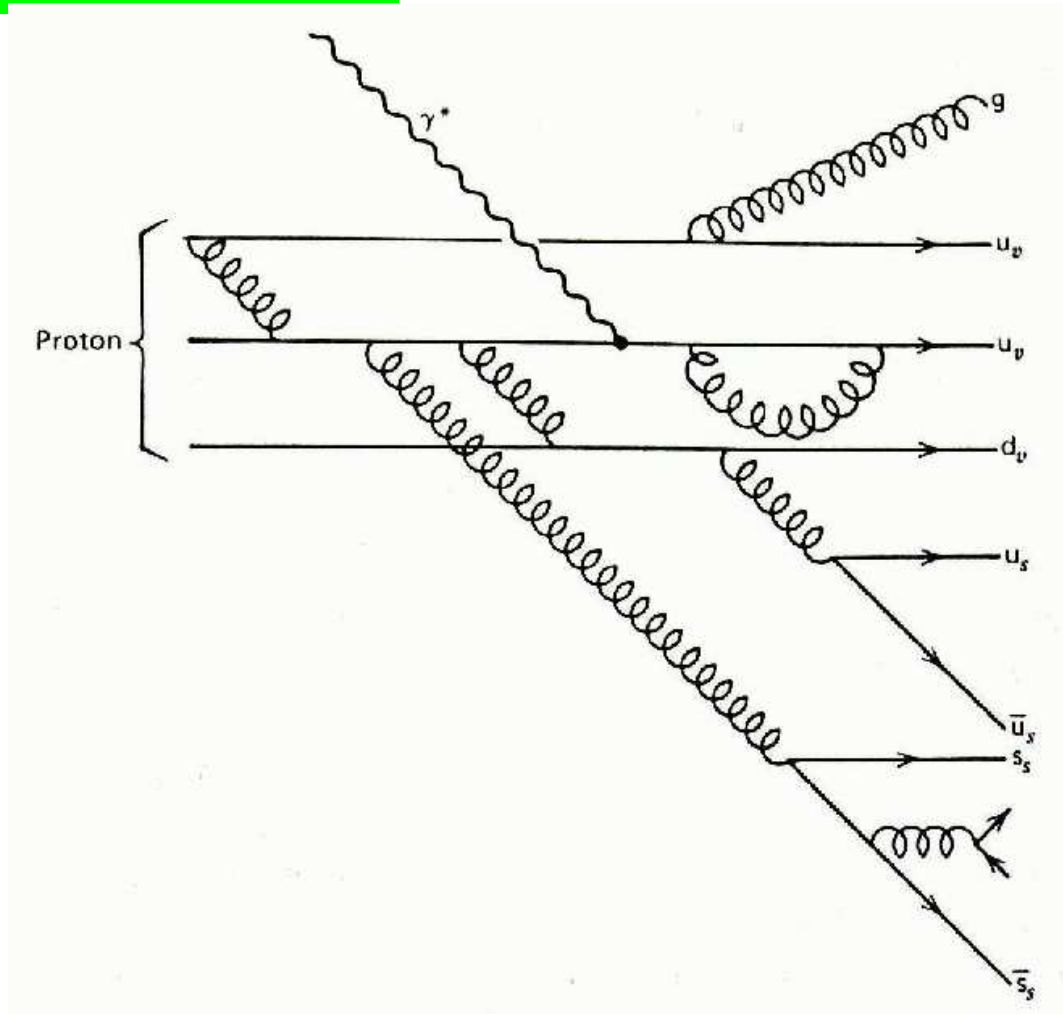
Kwarki niosą jedynie około połowy pędu nukleonów  $\Rightarrow$  gluony są bardzo ważne !...

# Struktura protonu

## Ewolucja QCD

Gluony **przenoszą oddziaływania** między kwarkami, ale mogą także **kreować** dodatkowe **pary kwark-antykwar** (tzw. **kwarki morza**).

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

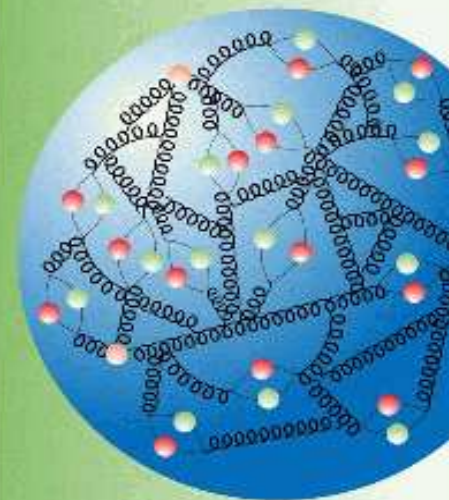




Małe  $Q^2$



Duże  $Q^2$



# Struktura protonu

## Łamanie skalowania

Chromodynamika kwantowa (QCD) przewiduje, że rozkłady kwarków (a więc i funkcje struktury) powinny **zależać od  $Q^2$**

Dla małych wartości  $x$ :

$$F_2(x, Q^2) \text{ rośnie z } Q^2.$$

Dla dużych wartości  $x$ :

$$F_2(x, Q^2) \text{ maleje z } Q^2.$$

⇒ skalowanie było szczęśliwym zbiegiem okoliczności !...

