

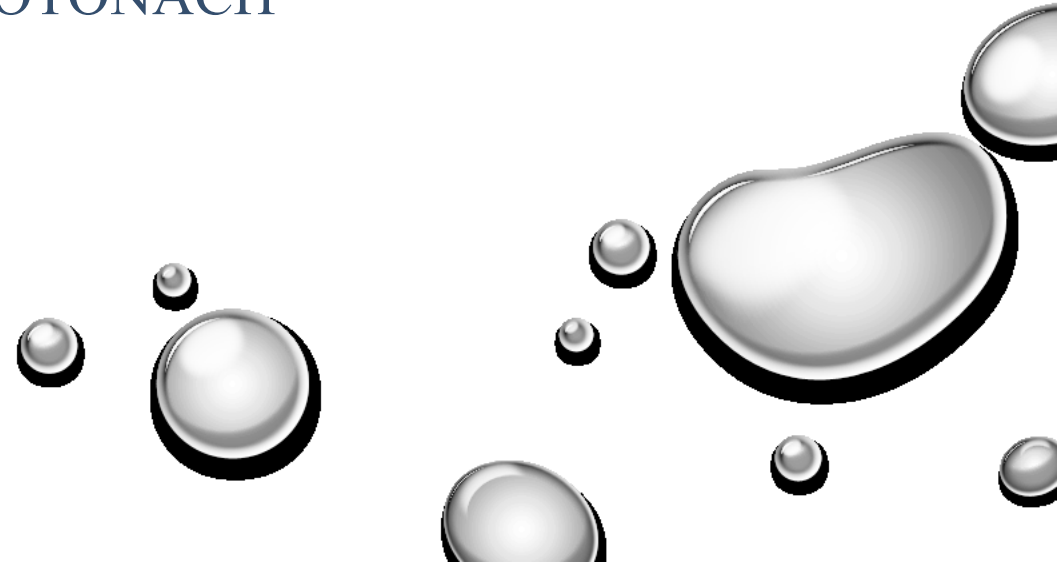


CZĄSTKI ELEMENTARNE I ODDZIAŁYWANIA

V ROZPRASZANIE ELEKTRONÓW NA
PROTONACH

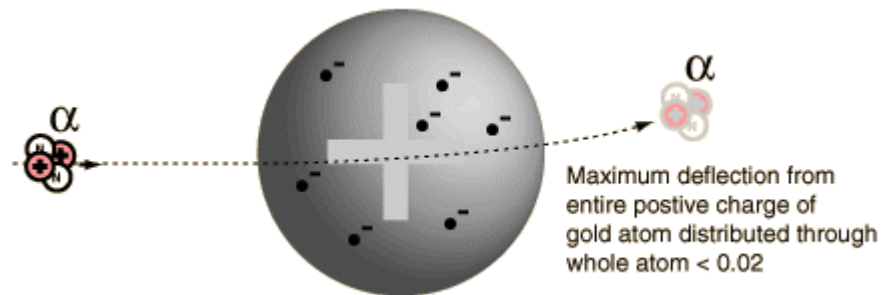
Agnieszka Obłąkowska-Mucha

<http://home.agh.edu.pl/~amucha/>
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek
D11 p. 111



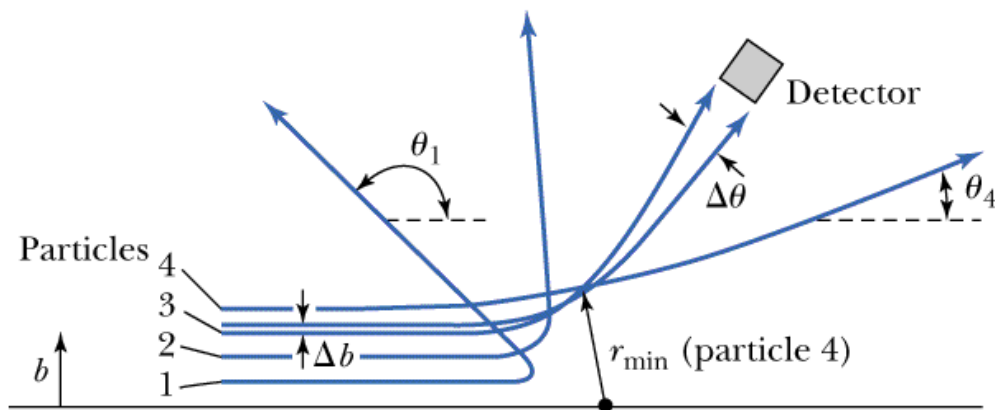
Struktura atomu

- Model atomu Thomsona (1897)- dodatnio naładowana kula w ujemnymi elektronami (pudding ze śliwkami). Ładunek rozmieszczony równomiernie w całej objętości.
- Przy bombardowaniu cząstkami α - zas. zach energii i pędu dla zderz. sprężystych, gdy pocisk jest cięższy niż tarcza – kąt rozproszenia $\theta_{\max} < 90^\circ$. Rozproszenie pocisku na dużo cięższej tarczy – $1/8 m$



- W eksperymencie Rutherforda (Geiger i Marsden 1910) – 1 na 8000 cząstka α rozproszyła się o kąt $> 90^\circ$, co oznacza, że zderzyła się z cięższym obiektem.
- Eksperyment pokazał, że dodatnio naładowana część atomu jest skoncentrowana w środku, na bardzo małym obszarze. Przechodząca cząstka zawsze czuje cały ładunek dodatni.

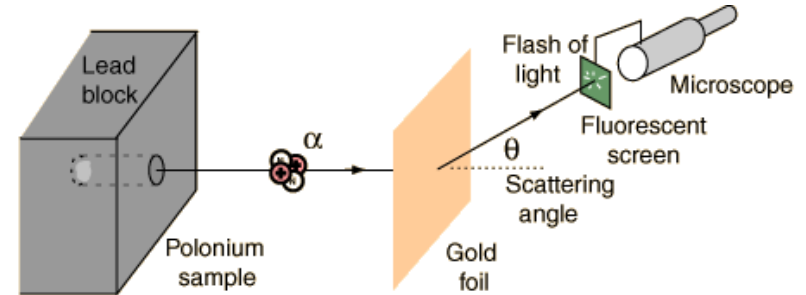
Symulacja:



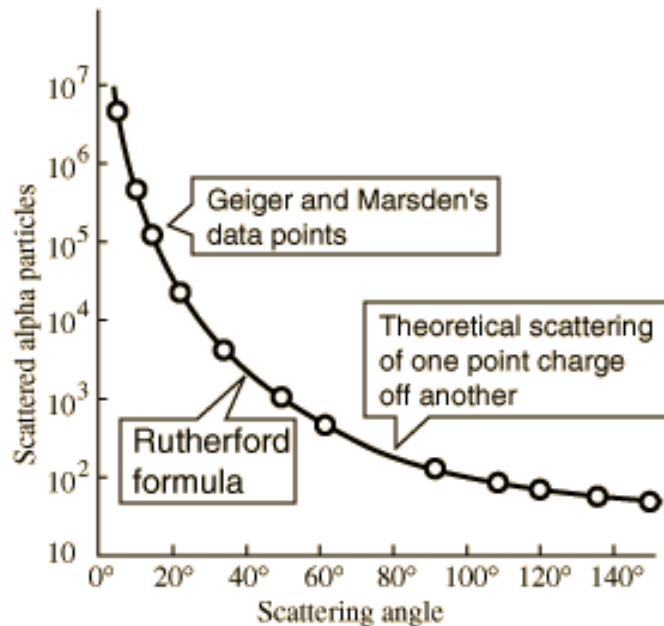
Od czego zależy parametr zderzenia b i kiedy prawd-two większego kąta jest większe?

Rozpraszanie Rutherforda

Istota badań FWE oparta jest na doświadczeniu Rutherforda (1910): bombardowanie cienkiej folii (10^{-5} cm) cząstkami α . Cząstki rejestrowane były na ekranie fluorescencyjnym.



Obserwowano dużą liczbę przypadków odbicia „wstecz” ($\theta > 140^\circ$), co było równie prawdopodobne „jak odbicie pocisku od chusteczki”



Wzór Rutherforda:

$$N(\theta) \propto \frac{Z^2 e^4}{E_\alpha^2 \sin^4(\theta/2)} \quad \text{dla } \theta = \pi \quad N(\theta)$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{Z^2 \alpha^2}{E_\alpha^2 (1 - \cos\theta)^2}$$

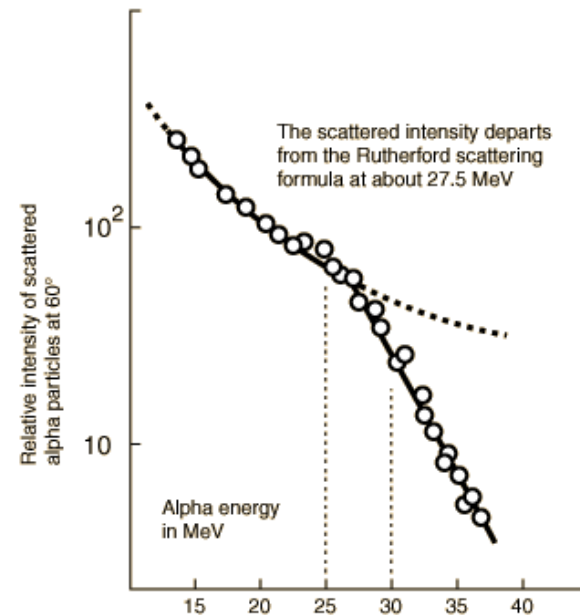
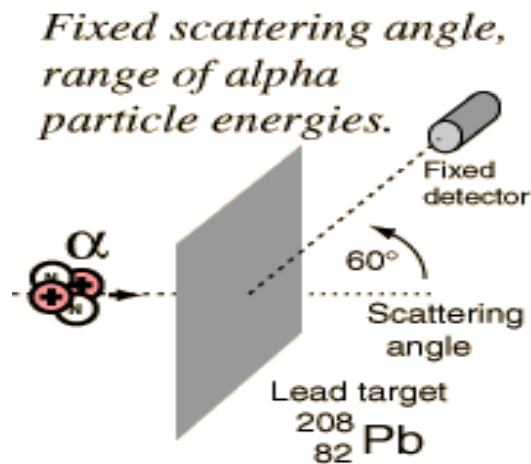
Dla jądra złota: $Z=79$, $A=197$, promień $r=7$ fermi,

$E_\alpha = 6$ MeV, $\theta_{\max} = 140^\circ$, $\sigma = 1.54$ barn,

$\theta = 90^\circ$, $\sigma = 11.3$ barn,

Rozpraszanie Rutherforda

Można również zmieniać energię cząstek α – najpierw dominuje oddziaływanie kulombowskie, a ze wzrostem energii cząstka α przebiega tak blisko nukleonu, że „czuje” oddziaływanie silne (odstępstwo od reguły Rutherforda):



- Porównując energię kinetyczną pocisku z potencjalną jądra, obliczyć można rozmiar jądra. Dokładniejsze pomiary – elastyczne rozpraszanie elektronów. Doświadczenie Rutherforda jest aktualne we współczesnej FWE – zwiększając energię wiązki cząstek, odkrywamy odstępstwa od obowiązującej teorii i poprawiamy ją.

Rozpraszanie elastyczne na punktowym protonie

Kinematyka rozproszenia elastycznego:

przekaz energii: $\nu \equiv E - E'$

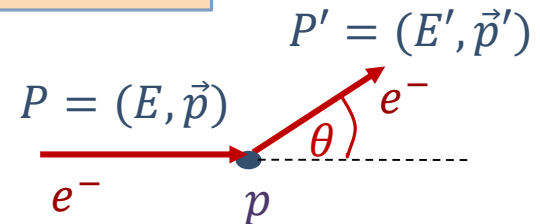
przekaz czteropędu: $q \equiv P - P'$

Definiujemy niezmiennik: $Q^2 \equiv -q^2 = 2M\nu$

Energia rozproszonego pocisku i przekaz czteropędu:

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

$$e^- + p \rightarrow e^- + p$$



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

czyli: $N(\theta) \sim \frac{1}{Q^4}$

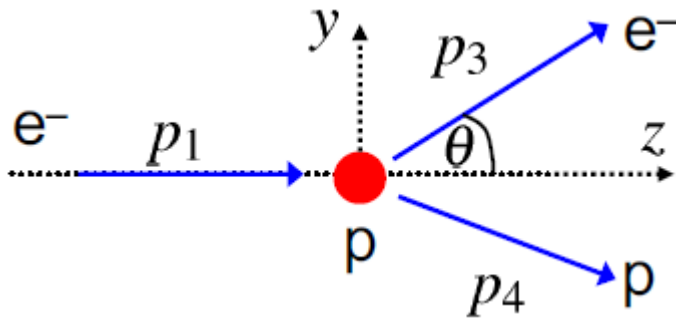
a Rutherford:

$$N(\theta) \sim \frac{Z^2 e^4}{E_\alpha \sin^4 \theta / 2}$$

Ten sam wynik uzyskany ze wzoru Rutherforda i rozpraszania nierelatywistycznej cząstki na potencjale wytworzonym przez proton (żadnych założeń co do spinu i mom. mag) świadczy, że przy niskich energiach rozpraszanie zależy tylko od ładunków elektrycznych, rozpraszanie przebiega jak dla bezspinowych punktowych obiektów.

W przypadku relatywistycznych elektronów – rozpraszanie Motta (dodatkowy czynnik $\cos^2 \theta / 2$ w przekroju)

Rozpraszanie elastyczne ep



$$q^2 = (p_1 - p_3)^2 = -4E_1E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} < 0$$

Energia przekazana do protonu:

$$E_1 - E_3 = -\frac{q^2}{2M} > 0$$

Różniczkowy przekrój czynny:

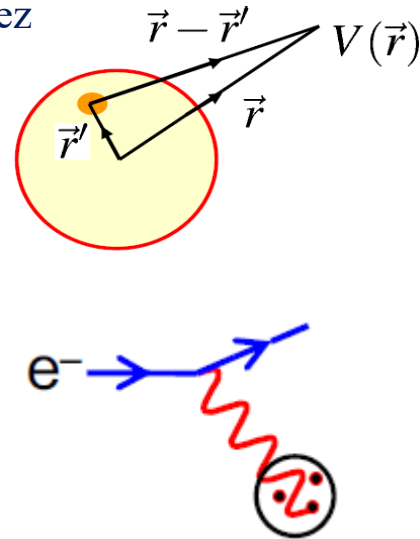
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4 \theta/2} \frac{E_3}{E_1} \left(\cos^2 \theta/2 - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \theta/2 \right)$$

zależy jedynie od kąta θ .

Rozpraszanie na ładunkach w protonie - formfaktory

- Rozważamy następnie rozpraszanie elektronu na potencjale wytworzonym przez ładunek rozciągnięty z pewną sferyczną gęstością, która: $\int \rho(r) dr^3 = 1$.
- W zależności od położenia centrum rozpraszania – fazy rozproszonych fal interferują (wygaszanie)
- Element macierzowy M_{fi} wyrażany jest poprzez element dla rozpraszania punktowego M_{fi}^{point} przemnożony przez pewną funkcję opisującą rozkład ładunku (form faktor – czynnik postaci): $M_{fi} = M_{fi}^{point} F(q^2)$
- Transformata Fouriera gęstości przestrzennego ładunku do przestrzeni pędu:

$$F(\vec{q})^2 = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3\vec{r}$$



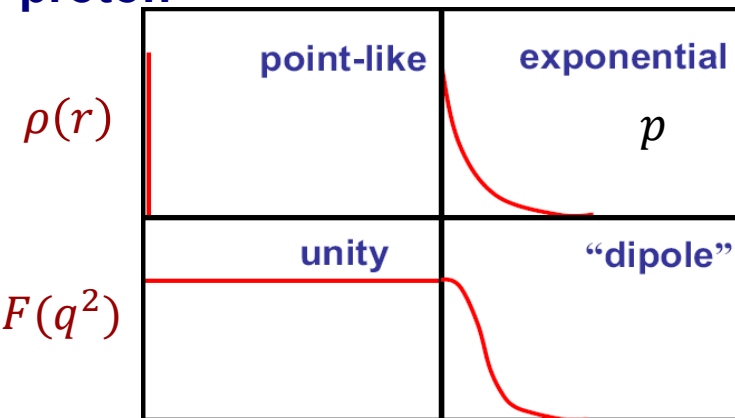
$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{point} F(\vec{q})^2$$

poprawiamy punktowy przekrój czynny o funkcję zależną od przekazu pędu

Gdy długość fali wirtualnego fotonu jest duża w porównaniu do rozkładu ładunku, to $\vec{q} \cdot \vec{r} = 0$: rozpraszanie na ładunku punktowym $F(q^2) = 1$

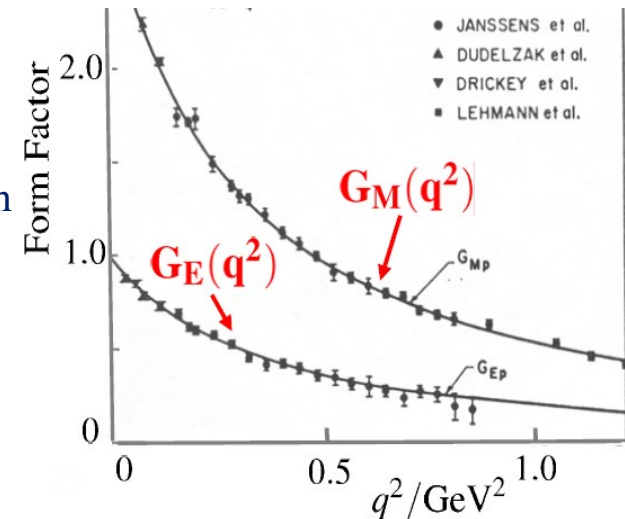
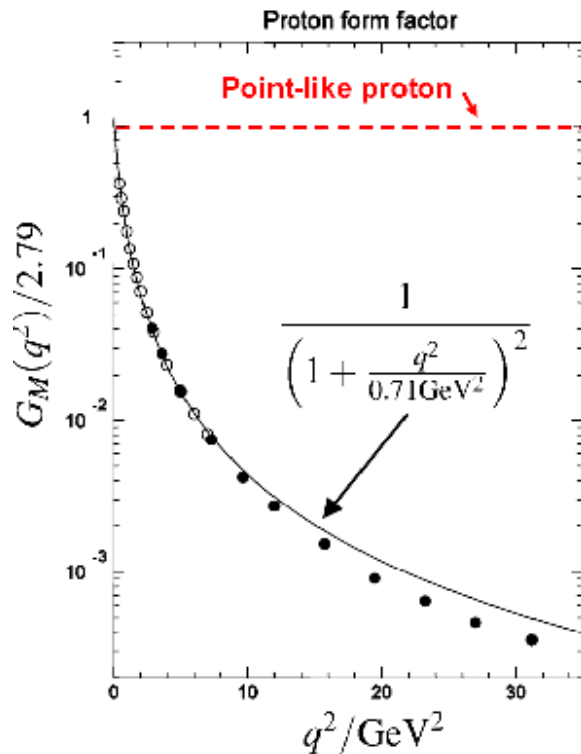
Gdy λ jest bardzo małe- fazy fotonów pochodzących z różnych regionów zmieniają się i wygaszają fale $F(q^2 \rightarrow \infty) = 0$

proton



Struktura elektromagnetyczna protonu

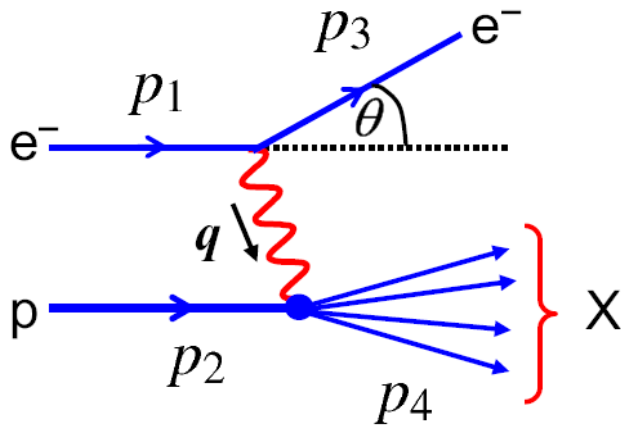
- Szczegółowe rachunki prowadzą do przekroju czynnego wyrażonego przez dwie funkcje – jedna opisuje rozkład ładunku elektrycznego, druga – moment magnetyczny protonu.
- Eksperymentalnie zauważono, że elektryczny i magnetyczny form faktor mają ten sam rozkład – jest to szybko malejąca funkcja q^2 .



- Przy coraz większych osiągalnych przekazach pędu q^2 :
 - widać, że proton nie jest punktowy,
 - zmierzono magnetyczny form faktor,
 - wyznaczono rozkład ładunku w protonie: $\rho(r) \approx \rho_0 e^{-r/a}$ oraz rozmiar protonu: $r \approx 0.8 \text{ fm}$.

Struktura protonu

- Zauważono jednak odstępstwo od modelu rozpraszania elastycznego:
przekrój czynny dla większych Q^2 wyraźnie różni się od elastycznego,
dla większych mas stanów końcowych W jest prawie niezależny od Q^2 ,
- Oznaczać to może, że coraz bardziej prawdopodobne jest oddziaływanie **nieelastyczne**, gdzie proton zostaje rozbity.



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

- Feynmann 1969: elektron rozproszył się na punktowym, twardym, obiekcie (partonie)

$$e^- + p \rightarrow e^- + q$$

Kinematyka rozpraszania nieelastycznego

- W przypadku rozpraszania nieelastycznego masa stanu końcowego jest zawsze większa od masy protonu - stan końcowy musi zawierać przynajmniej jeden barion.

- Definiujemy nowe zmienne:

$$x \text{ Bjorkena: } x = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{2M(E_1 - E_3)}; \quad x \in [0,1]$$

- jest to ułamek pędu protonu niesiony przez uderzony parton;

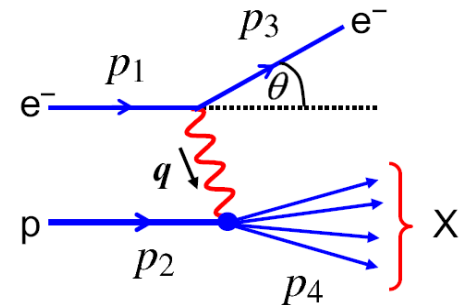
$$\text{masa stanu końcowego: } W^2 = (p_2 + q)^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + m_p^2; \quad W^2 \in [m_p^2, s]; \quad s = (p_1 + p_2)^2$$

- jest to kwadrat energii w układzie ŚM protonu i wymienianego bozonu

energia stracona przez electron: $\nu \equiv E_1 - E_3$;

$$y \text{ Bjorkena: } y = \frac{E_1 - E_3}{E_1}; \quad y \in [0,1]$$

- ułamek energii jaką zyskał proton (a stracił elektron)



- Wszystkie te zmienne wyrażone są przez kąt rozproszenia elektronu θ .
- Im większa masa stanu końcowego – tym proces „bardziej nieelastyczny”.

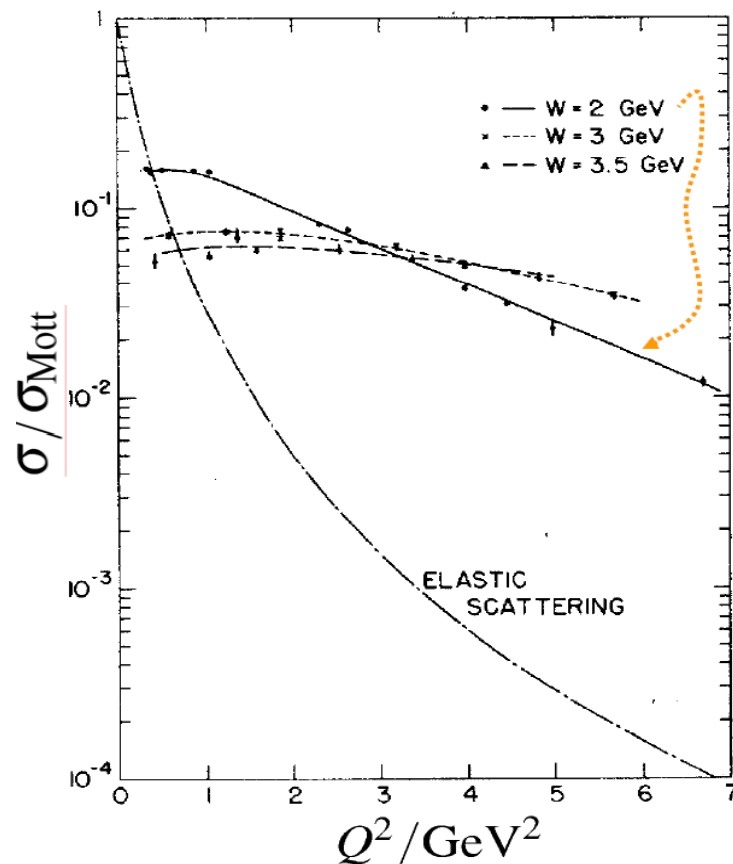
Rozpraszanie głęboko nieelastyczne

- Okazuje się, że przy większych q^2 przekrój czynny jest prawie **niezależny** od zmiennej q^2 .
- Proces, przy którym transfer energii i pędu jest o wiele większy od masy spoczynkowej protonu określamy jako:

rozpraszanie głęboko nieelastyczne (DIS)

Jeżeli form faktor $F_2(q^2)$ jest stały (p.slajd 6), mamy do czynienia z:

**rozpraszaniem
na punktowych obiektach
wewnątrz protonu!**



W stanie końcowym rejestrujemy strumień (pęk, dżet) hadronów-
proces przebiega w dwóch niezależnych etapach

A. Gbajabola-Muhammad **parton zostaje rozproszony,**

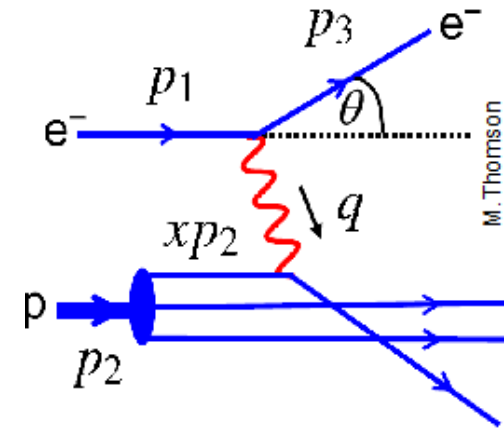
Model partonowy

Zanim pomysł kwarków został zaakceptowany, Feynman (1969) zaproponował, że proton ma strukturę złożoną z punktowych obiektów o połówkowym spinie – **PARTONÓW**.

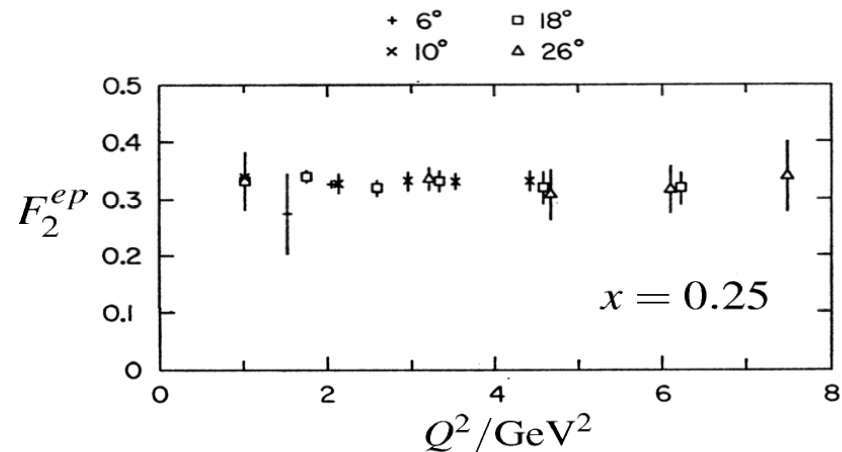
Partony są **SWOBODNE** (point-like constituents).

DIS jest zatem rozpraszaniem pojedynczego wirtualnego fotonu na jednym z partonów.

MODEL PARTONOWY określa podstawowe oddziaływanie jako elastyczne rozpraszanie na swobodnym partonie (kwarki są traktowane jako cząstki swobodne!).



Zamiast czynników postaci mamy – funkcje struktury: $F_1(x, Q^2)$ i $F_2(x, Q^2)$,
które wyznaczamy doświadczalnie dla różnych ustalonych x -ów:



J.T. Friedman + H.W. Kendall,
Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 203

Partony?

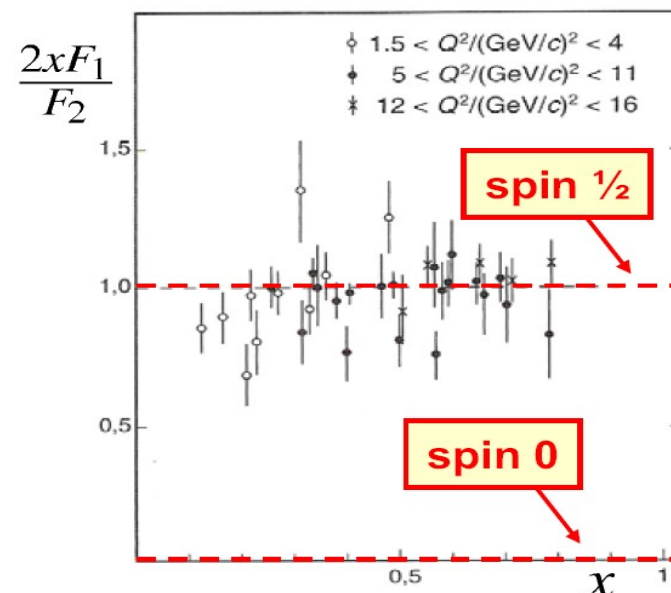
i zauważamy, że prawie nie zależą od Q^2 (skalowanie Bjorkena),

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x)$$

co oznacza, że dla tych samych x -ów, zmierzone F_2 jest takie samo, niezależnie od wartości Q^2 , a zatem centra rozpraszania są twardymi i **punktowymi obiektami**.

a w dodatku: $F_2(x) = 2xF_1(x)$

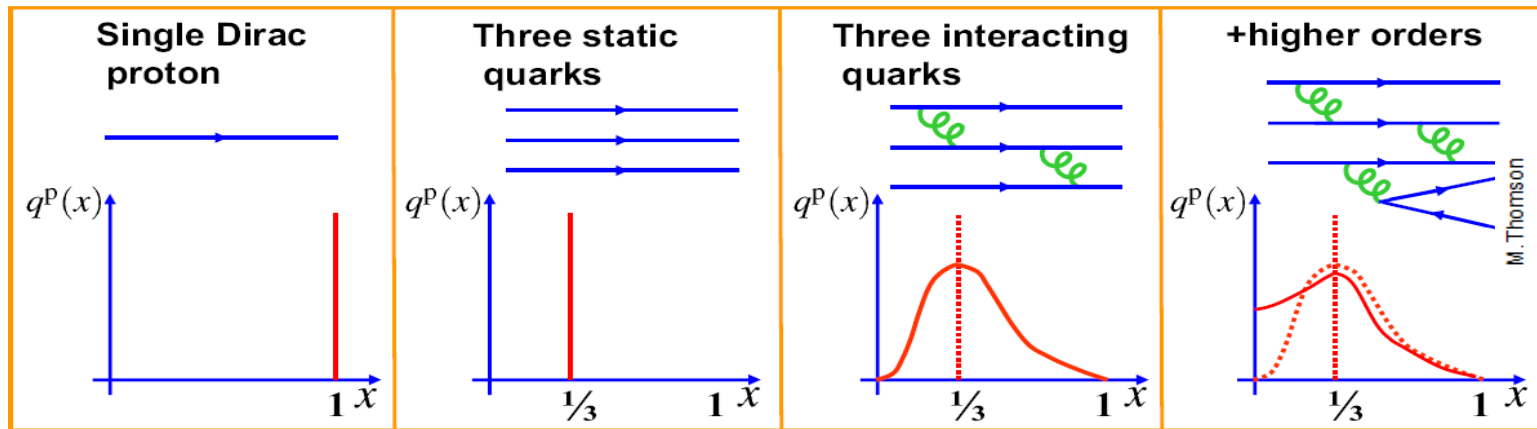
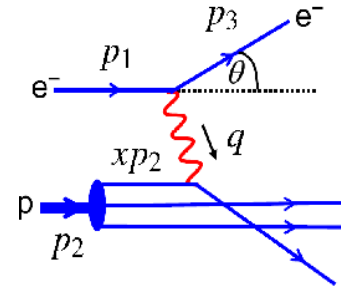
co oznacza, że mamy do czynienia z rozpraszaniem obiektów o **połówkowym spinie**



Particle Density Function

Kwarki oddziałują ze sobą wymieniając gluony - wprowadza się partonową funkcję rozkładu (PDF) pędu kwarka w protonie, która opisuje liczbę partonów w protonie, które niosą pęd x , np. $u^p(x)dx$ (liczba kwarków „u” o ułamku pędu pomiędzy x a $x + dx$)

PDFy dla każdego kwarka są nieznane, wyznaczamy je z doświadczenia i porównujemy z modelami.



Model Partonowy wyjaśnił skalowanie Bjorkena – mamy do czynienia z procesem elastycznego rozpraszania na punktowych obiektach o połówkowym spinie

Model partonowy

Pomiar funkcji struktury $F_2(x)$ pozwala na wyznaczenie funkcji rozkładu partonów.

Okazuje się, że oprócz kwarków u i d uwzględnić należy również antykwarki. Obliczenia prowadzą do (dla protonu):

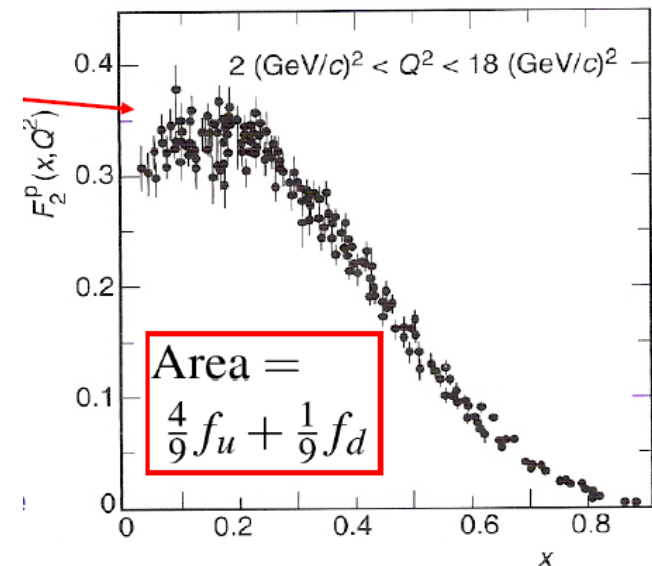
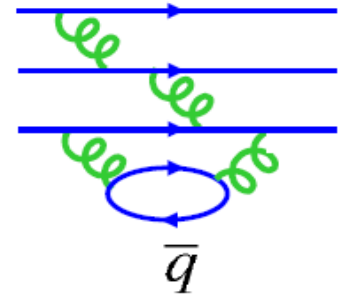
$$F_2(x) = x \sum_q e_q^2 q^p(x) = x \left[\frac{4}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x) + \frac{4}{9} \bar{u}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}(x) \right]$$

wysumowaną funkcję po x zapisujemy jako sumę funkcji opisujących ułamek pędu protonu, który przypada na kwark u (i anty u) oraz d:

$$\int F_2(x) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

a doświadczalnie mamy: $f_u \approx 0.36$, a $f_d \approx 0.18$

kwarki u niosą dwa razy więcej pędu niż d,
ale w sumie u i d niosą zaledwie 50% pędu protonu
Reszta jest w gluonach, które nie oddziałują
elektromagnetycznie



Morze i Walencja

Widoczne jest, że struktura protonu jest bardziej skomplikowana (niż powszechnie znane trzy kwarki!):

- funkcja partonowa zawiera składową od zwykłych kwarków (zwanych **walencyjnymi**)
- i kwarków wirtualnych (określane jako **morze**).

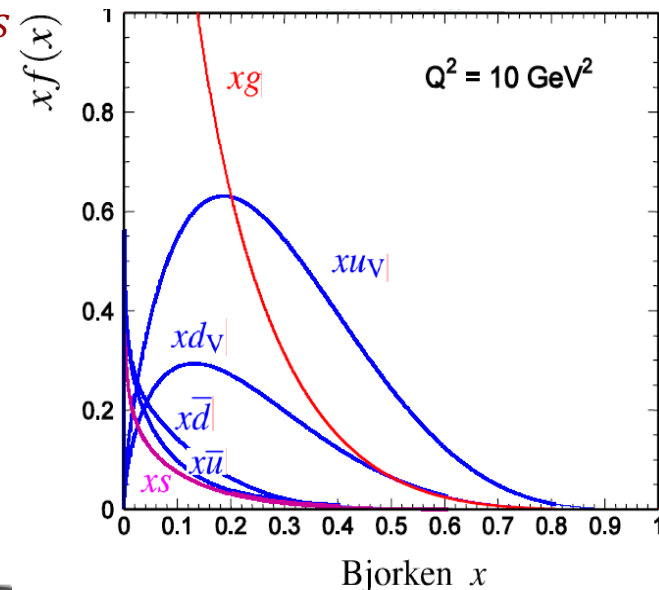
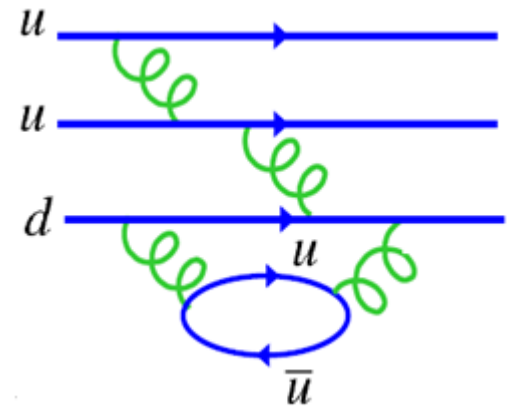
$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) \quad \bar{u}(x) = \bar{u}_S$$

$$d(x) = d_V(x) + d_S(x) \quad \bar{d}(x) = \bar{d}_S$$

Funkcję rozkładu partonów i gluonów otrzymuje się z dopasowania do wszystkich danych doświadczalnych, również hadron-hadron (LHC).

Interesujące wnioski:

- $u_V(x) \approx 2d_V(x)$
- dla małych x – dominują kwarki morza i gluony
- niezrozumiałe, że $\bar{d}(x) > \bar{u}(x)$
- mało $s(x)$

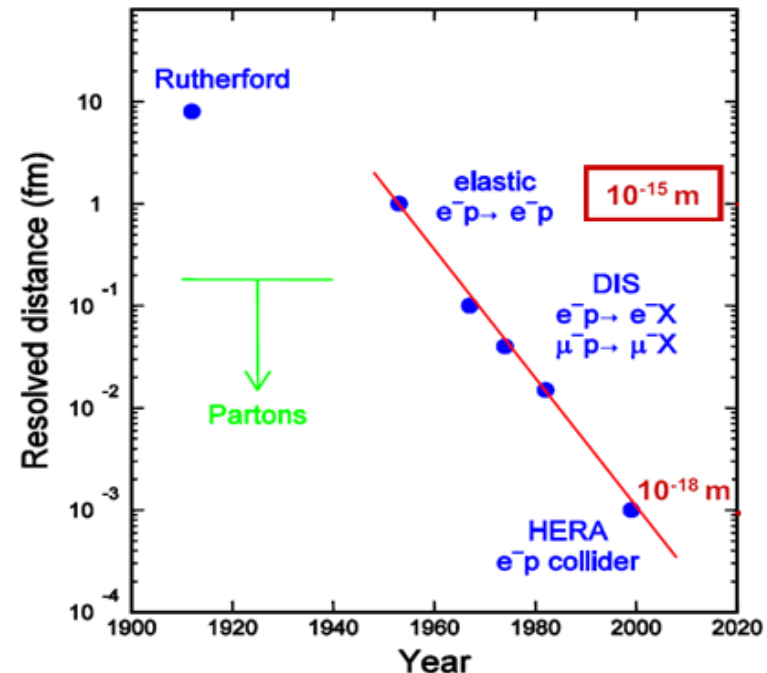
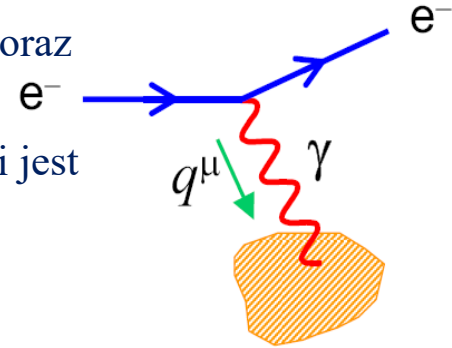


Co dalej?

- W ciągu ostatnich 40 lat próbowano proton wirtualnym fotonem z coraz większą energią.
- Jakakolwiek wewnętrzna struktura byłaby widoczna, gdy długość fali jest porównywalna z badanymi rozmiarami:

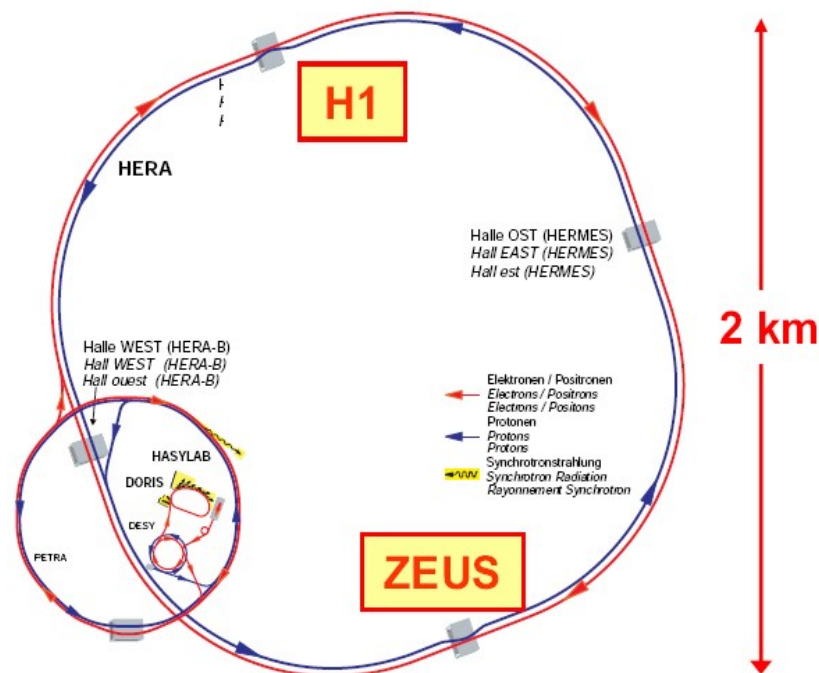
$$\lambda_\gamma = \frac{1}{q} \sim \frac{1 \text{ [GeV fm]}}{q \text{ [GeV]}}$$

- Przy rozpraszaniu na punktowej strukturze powinno się pojawić skalowane Bjorkena (brak zależności przekroju czynnego od q^2).
- Przy odstępstwie od punktowej struktury kwarków, gdy przekazy pędu są bardzo duże, powinien pojawić się efekt spadku przekroju czynnego z q^2 .
- Poszukiwania struktury kwarków wymagają coraz większych q^2 .



HERA 1991-2007

Zderzacz elektron (pozyton) – proton w Hamburgu.

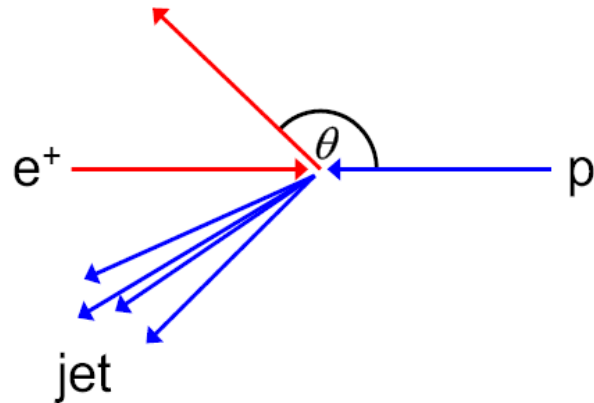


Dwa główne eksperymenty: ZEUS i H1.

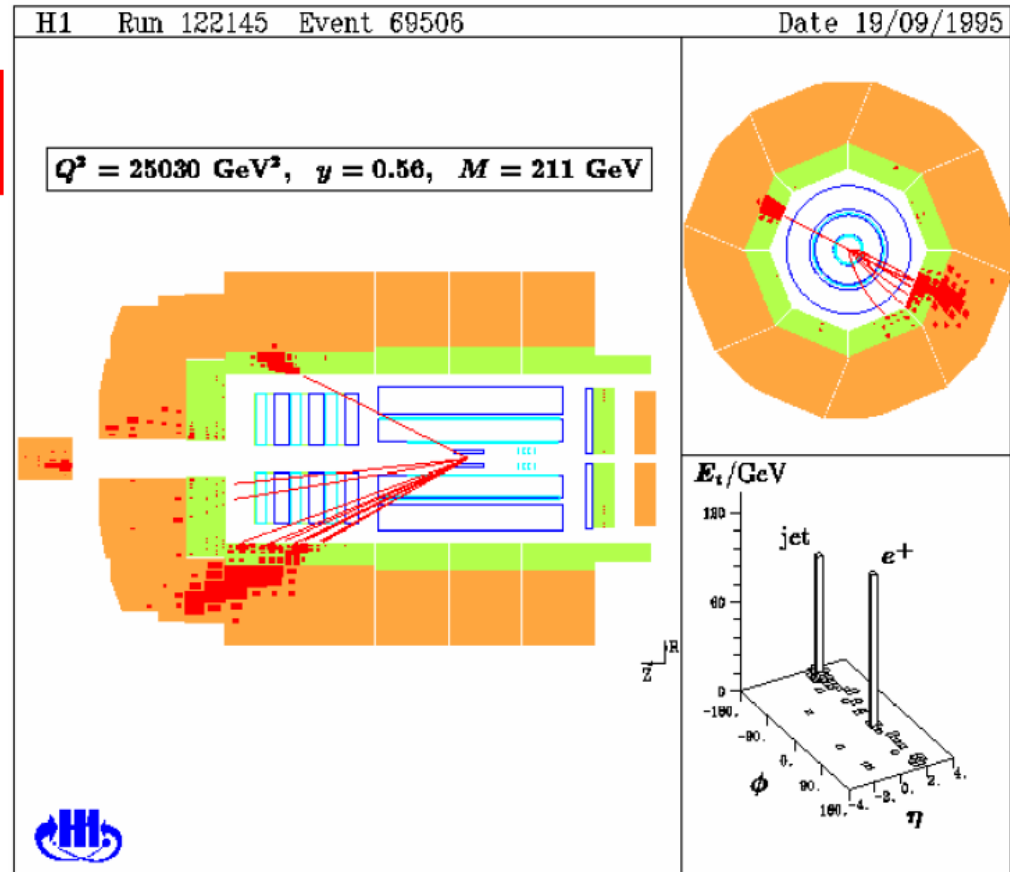
Głównym zadaniem było zbadanie struktury protonu przy bardzo wysokich Q^2 i małych x -ach

Przypadek DIS w zderzeniu elektron-proton

★ Event kinematics determined from electron angle and energy



★ Also measure hadronic system (although not as precisely) – gives some redundancy



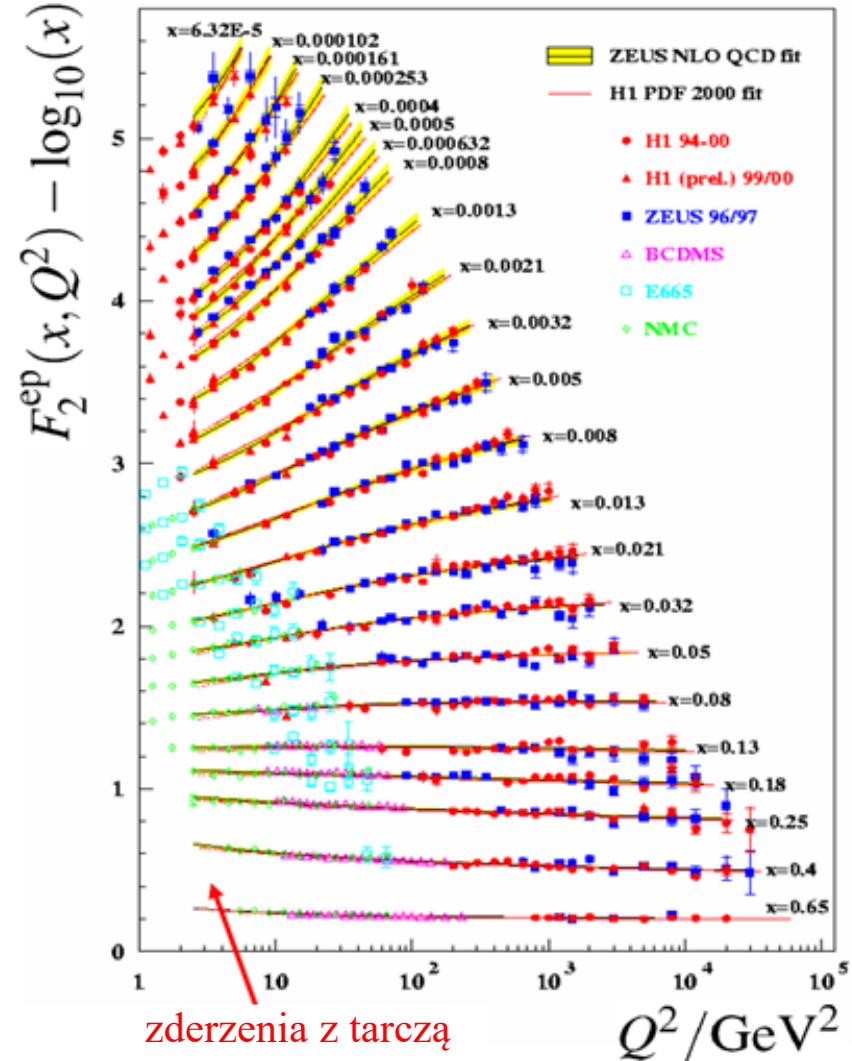
Funkcja struktury protonu

- Dla $x \in (0.01, 0.5)$ - słaba zależność od Q^2 - kwarki są punktowe do $Q^2 = 2 \times 10^4 \text{ GeV}^2$, co pozwala wyznaczyć rozmiar kwarków:

$$R(q) < 10^{-18} \text{ m.}$$

- Dla $x > 0.05$ słaba zależność F_2 od Q^2 ,
- Brak spadku przekroju czynnego przy najwyższych Q^2 !
- Widoczne (słabe) łamanie skalowania, szczególnie dla małych x -ów:

$$F_1(x, Q^2) \neq F_1(x)$$



Funkcja struktury protonu

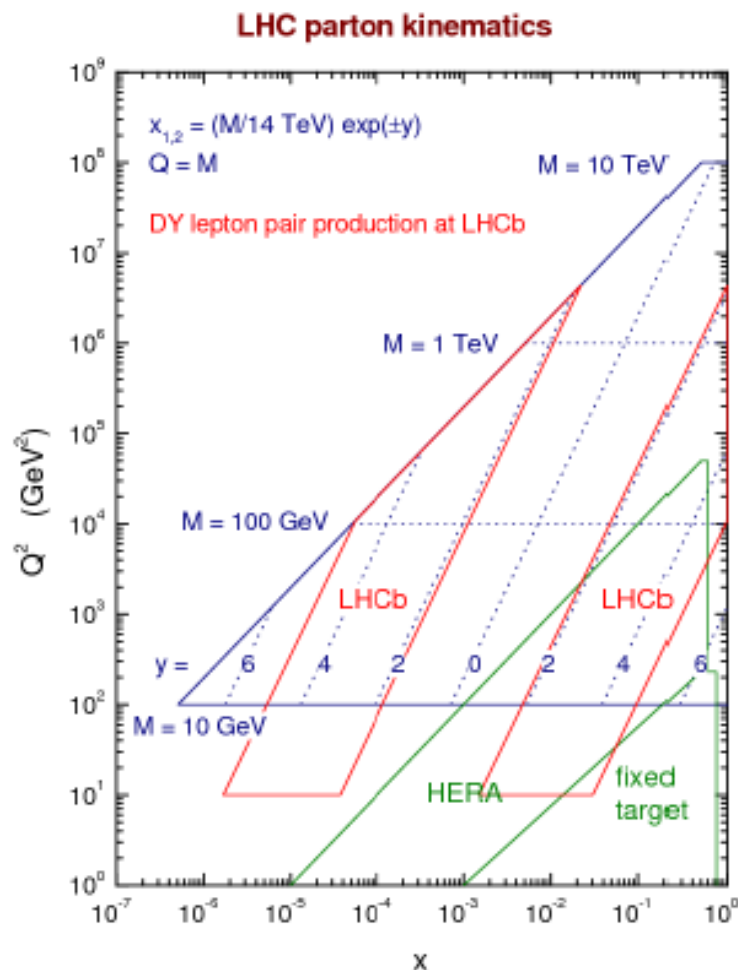
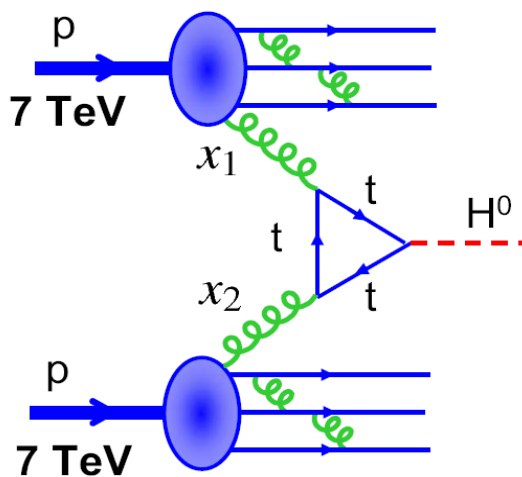
- Widoczne (słabe) łamanie skalowania, szczególnie dla małych x -ów:

$$F_2(x, Q^2) \neq F_2(x)$$

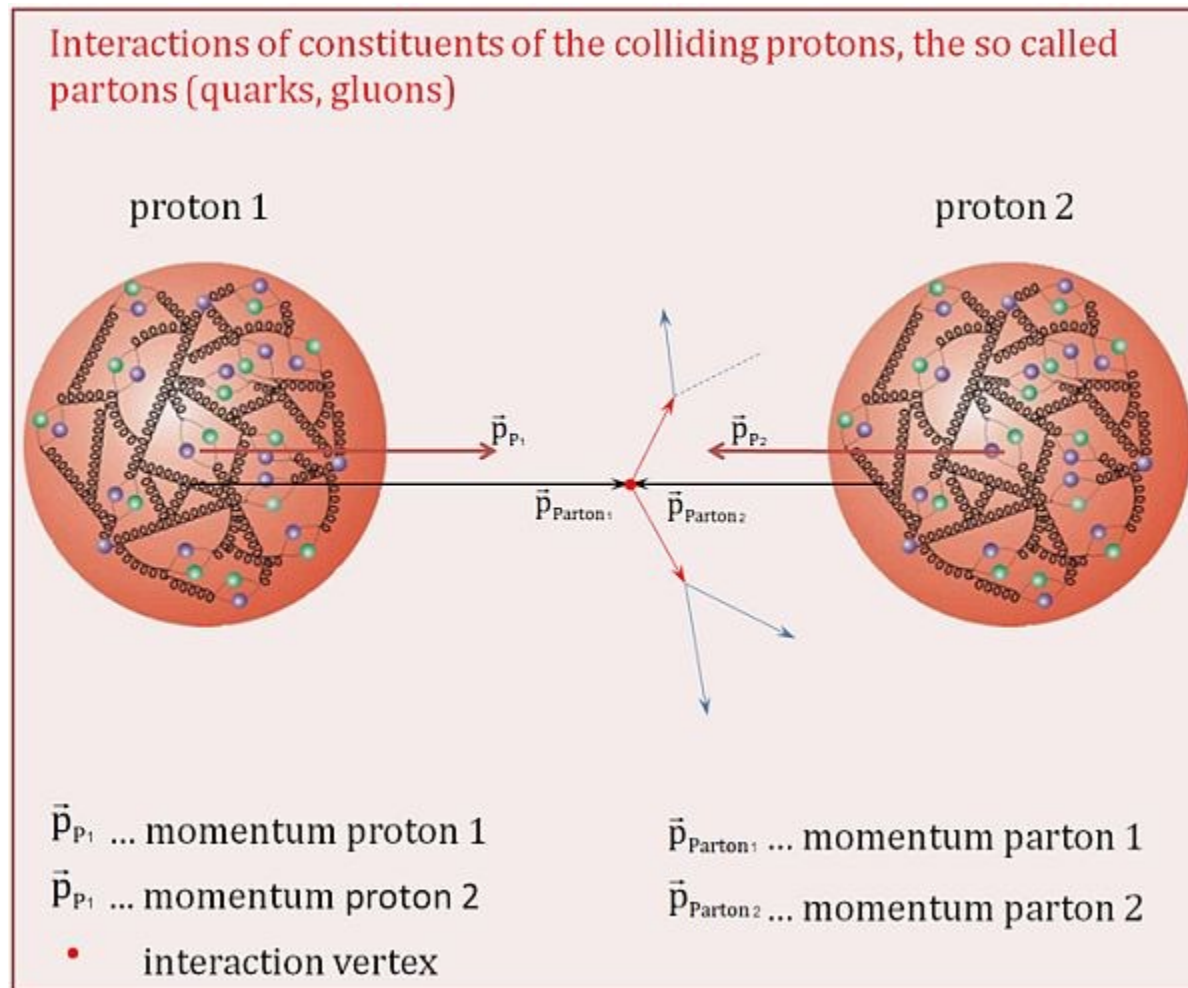
- gdy kwark emituje gluon, zmienia nieznacznie energię
- przy mniejszych Q^2 kwark i gluon stanowią jeden obiekt,
- większe Q^2 oznacza większą zdolność rozdzielczą i możliwe próbkowanie kwarku (z mniejszą energią) i gluonu osobno.
- czyli dla małych x -ów mamy zależność funkcji struktury od Q^2 . - modele i fity b. dobrze pasują do danych.
- QCD (teoria oddz. silnych) przewiduje zależność F_2 od Q^2 .

Zderzenia proton-proton na LHC

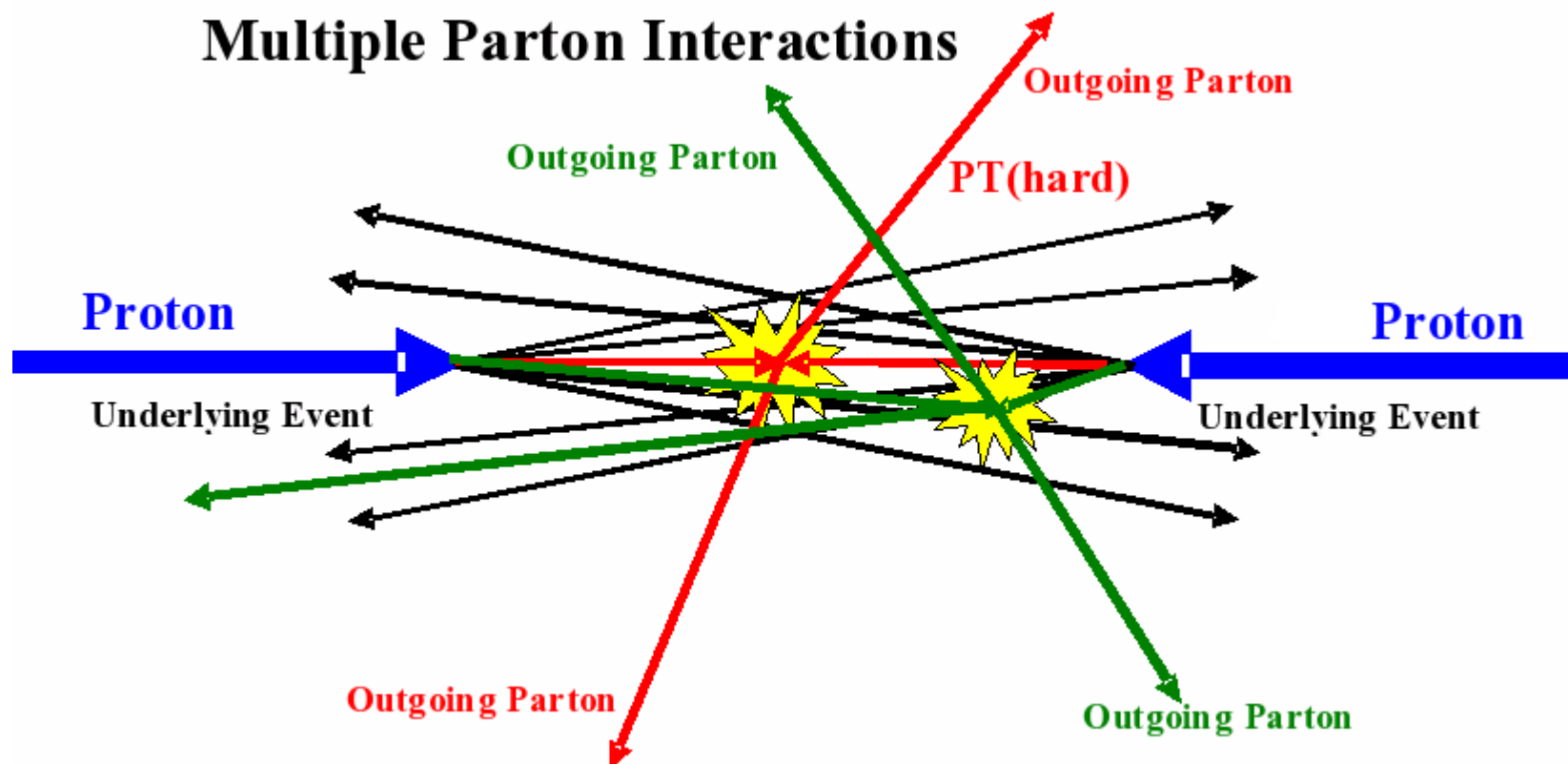
- Zderzenia pomiędzy protonami zachodzą w istocie pomiędzy partonami.
- Rozkład partonów jest niezbędny do policzenia przekroju czynnego przy bardzo dużych energiach (wiązki po 7 TeV).
- Produkcja cząstki Higgsa zajdzie głównie przez „fuzję gluonową”, a przekrój czynny zależy od funkcji rozkładu gluonu (PDF)



Zderzenia proton-proton na LHC

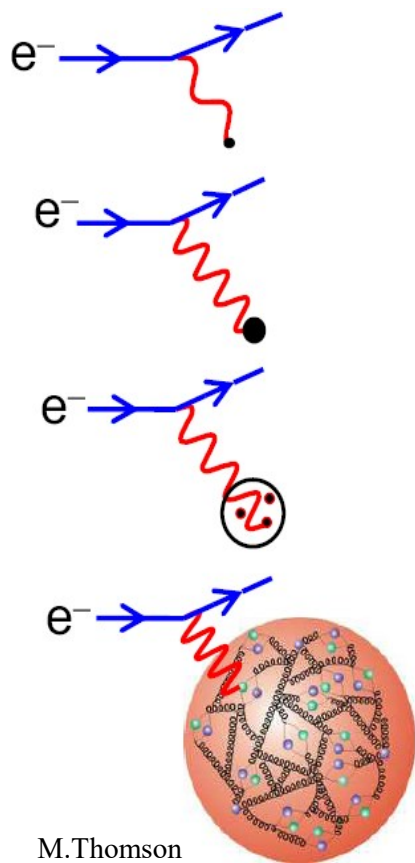


Zderzenia proton-proton na LHC



Podsumowanie

- Struktura protonu jest badana w procesie rozproszenia elektronów na protonie z wykorzystaniem wirtualnego fotonu.
Im krótsza długość fali fotonu (większe q^2 , tym głębszą strukturę można obserwować.



M.Thomson

- Przy bardzo niskich energiach elektronu $\lambda \gg r_p$ mamy do czynienia z rozpraszaniem na punktowych, bezspinowych obiektach, czyli na statycznym potencjale.
- Przy niskich energiach $\lambda \sim r_p$ rozpraszanie na ładunku rozmieszczonym w protonie
- Przy wysokich energiach elektronu – długość fali wystarczająca do zobaczenia substruktury $\lambda < r_p$
- DIS – elastyczne rozpraszanie elektronu na punktowych obiektach (którymi mają być SWOBODNE kwarki), a proton zostaje rozbity
- Przy bardzo dużych energiach $\lambda \leq r_p$ w protonie widać morze kwarków i gluonów.
- Funkcje rozkładu partonów – kwarki niosą tylko 50% pędu protonu, reszta jest przypisana do gluonów.

Model partonowy opisuje DYNAMIKĘ kwarków.