CZĄSTKI ELEMENTARNE I ODDZIAŁYWANIA

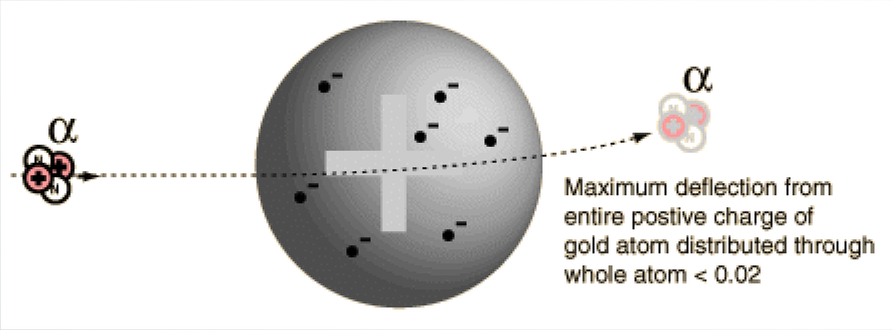
VI ROZPRASZANIE ELEKTRONÓW NA PROTONACH

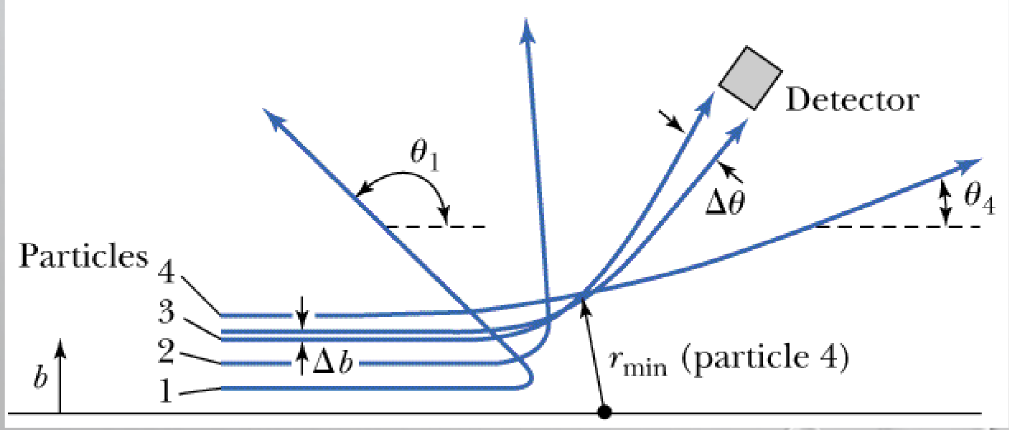
Agnieszka Obłąkowska-Mucha

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 $\theta_{max}<90°$. Rozproszenie pocisku na dużo cięższej tarczy – 1/8 m





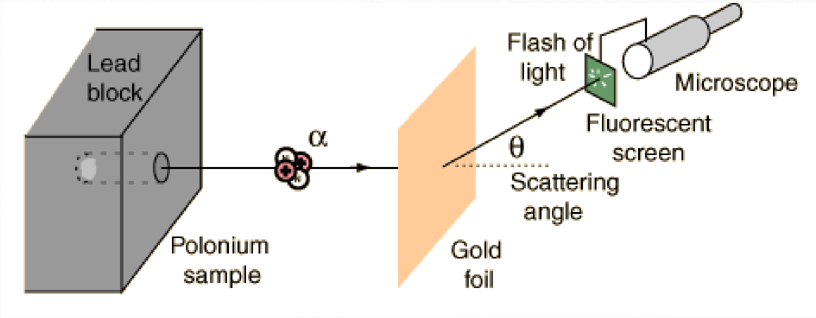
- W eksperymencie Rutherforda (Geiger i Marsden 1910) – 1 na 8000 cząstka α rozproszyła się o kąt > 90°, co oznacza, że zderzyła się z cięższym obiektem.
  - Eksperyment pokazał, że dodatnio naładowana część atomu jest skoncentrowana w środku, na bardzo małym obszarze. Przechodząca cząstka zawsze czuje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

Symulacja:

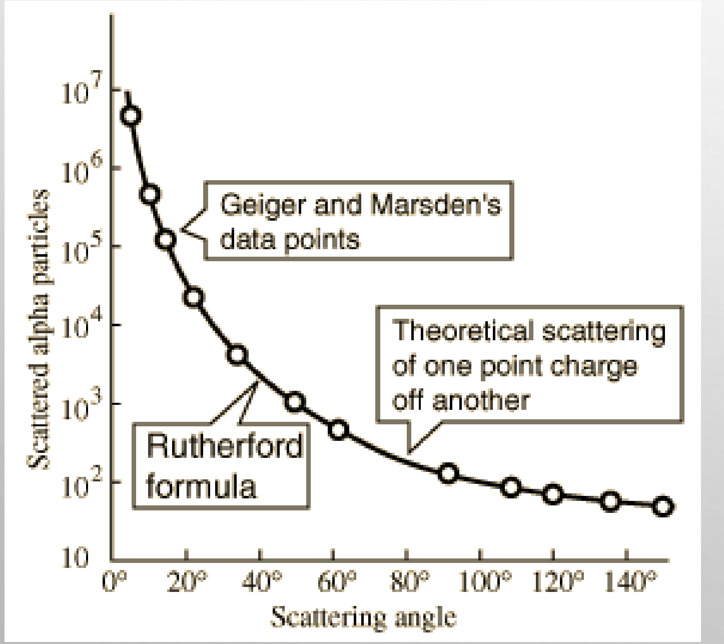
Od czego zależy parametr zderzenia *b* i kiedy prawd-two większego kąta jest większe?

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” (θ > 140°), co było równie prawdopodobne „jak odbicie pocisku od chusteczki”



Wzór Rutherforda:

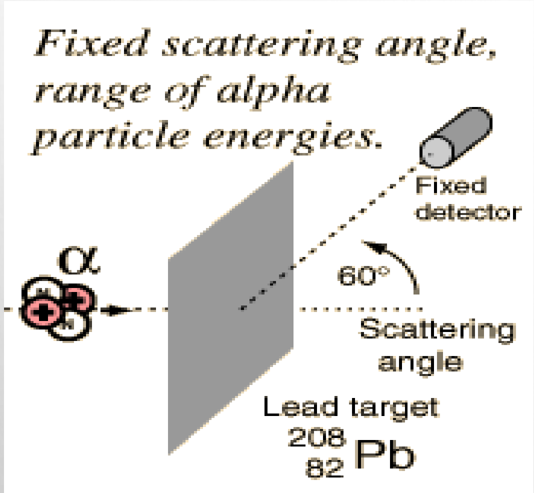
$$N(\theta) \propto \frac{Z^2 e^4}{E_\alpha \sin^4(\theta/2)} \quad dla \quad \theta = \pi \quad N(\theta)$$

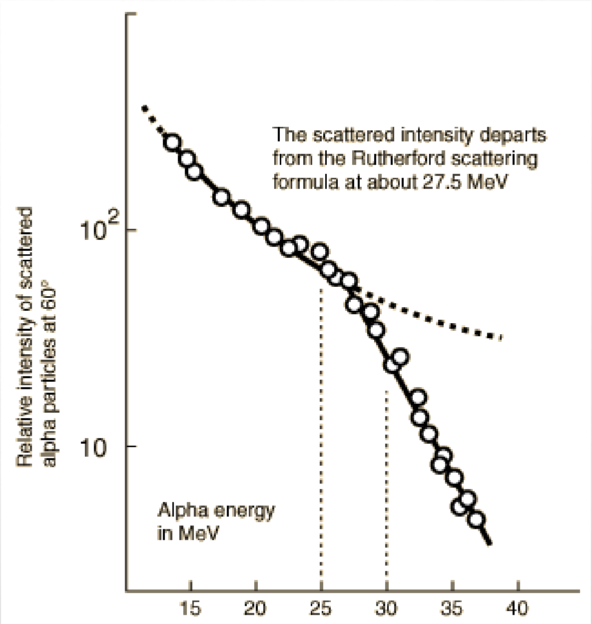
$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{Z^2 \alpha^2}{E_\alpha^2 (1-\cos\theta)^2}$$

Dla jądra złota: Z=79, A=197, promień r=7 fermi, E_α = 6 MeV, θ_{max} =140°, σ = 1.54 barn, θ =90°, σ = 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

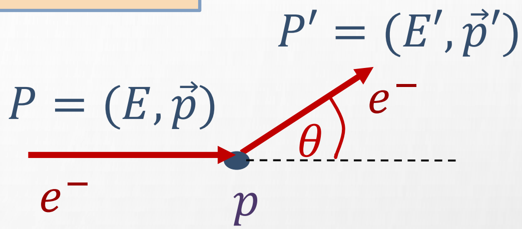
Kinematyka rozproszenia elastycznego:

$$\boldsymbol{e^- + p \rightarrow e^- + p}$$

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:

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

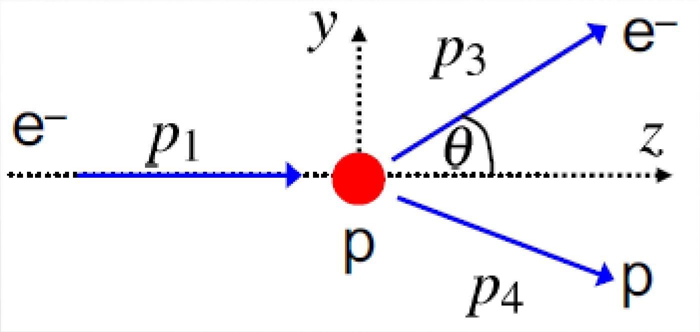
$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta) = 2EE' \sin^2\frac{\theta}{2}$$

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



$$q^2 = (p_1 - p_3)^2 = -4E_1 E_3 \sin^2\frac{\theta}{2} < 0$$

Energia przekazana do protonu:

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

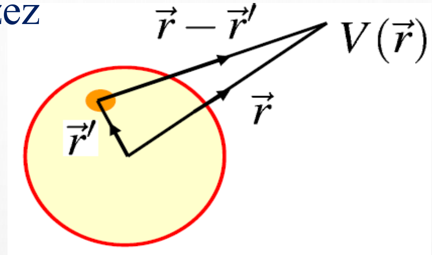
Różniczkowy przekrój czynny:

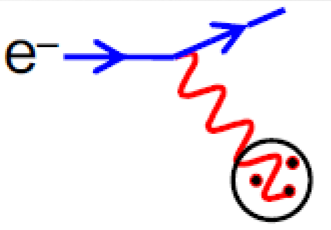
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4\theta/2} \frac{E_3}{E_1} \left(\cos^2\theta/2 - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2\theta/2 \right)$$

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:

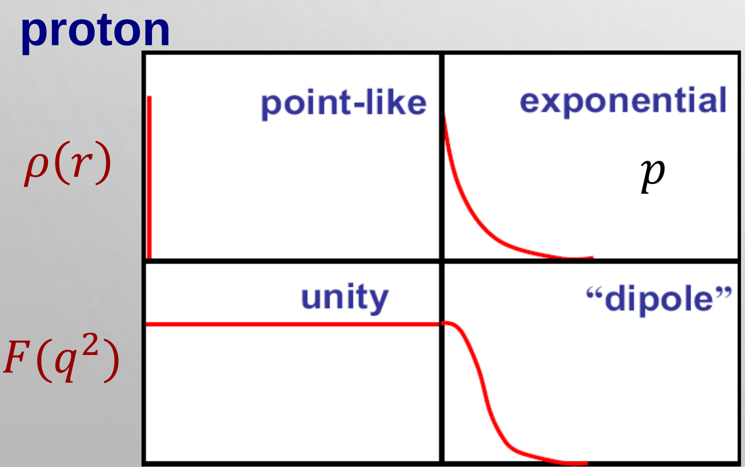




$$F(\vec{q})^2 = \int \rho(\vec{r}) \mathrm{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r}$$

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

poprawiamy punktowy przekrój czynny o funkcję zależną od przekazu pędu



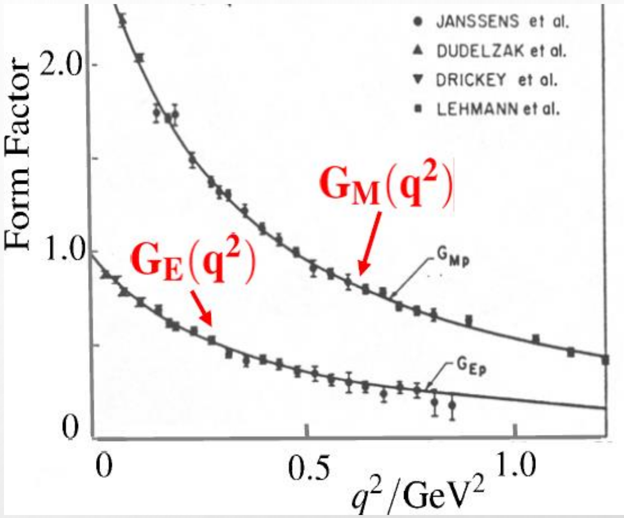
Gdy długośc fali wirtualnego fotonu jest duża w porównaniu do rozkładu ładunku, to $\vec{q} \cdot \vec{r} = 0$: rozpraszanie na ładunku punktowym $F(q^2) = 1$

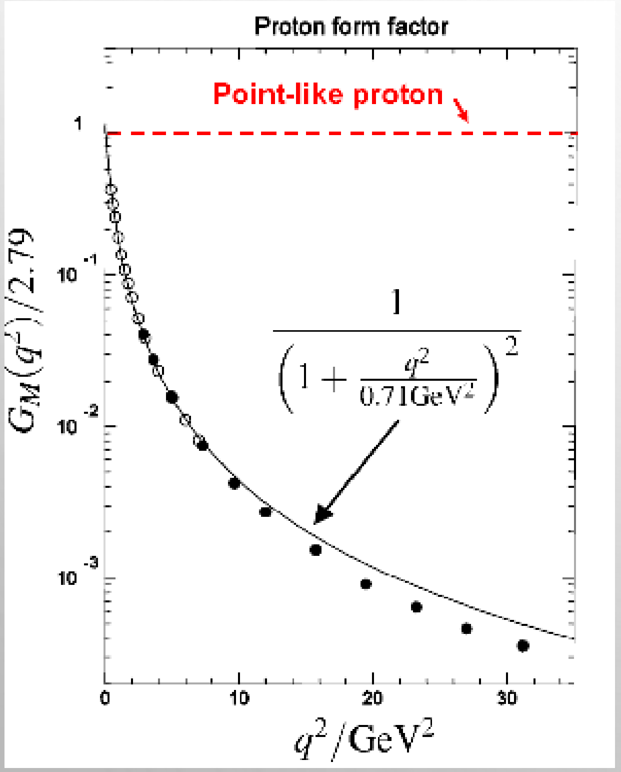
Gdy λ jest bardzo małe- fazy fotonów pochodzących z różnych regionów zmieniają się i wygaszają fale $F(q^2 \to \infty) = 0$

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: $\rho(r) \approx \rho_0 e^{-r/a}$

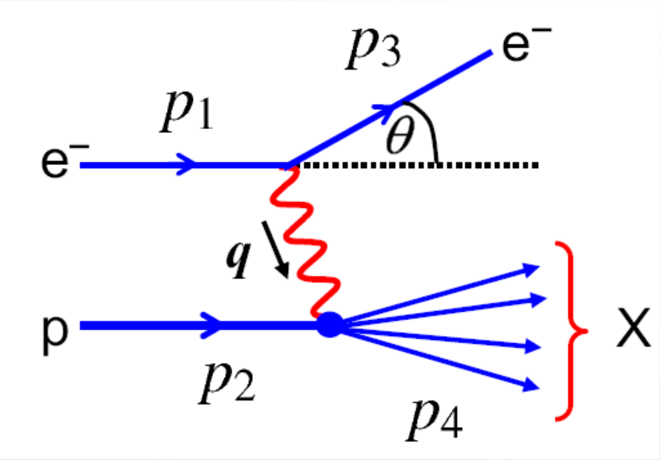
    oraz rozmiar protonu: $r \approx 0.8\ fm$.

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.



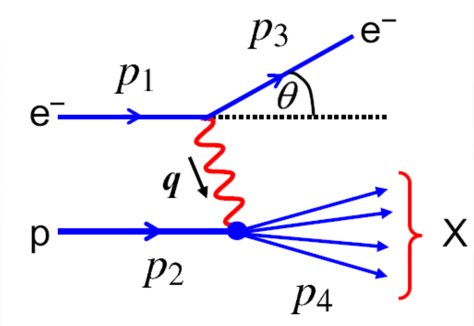
$$e^- + p \rightarrow e^- + X$$

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

- jest to ułamek pędu protonu niesiony przez uderzony parton;

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

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

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

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

- 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".

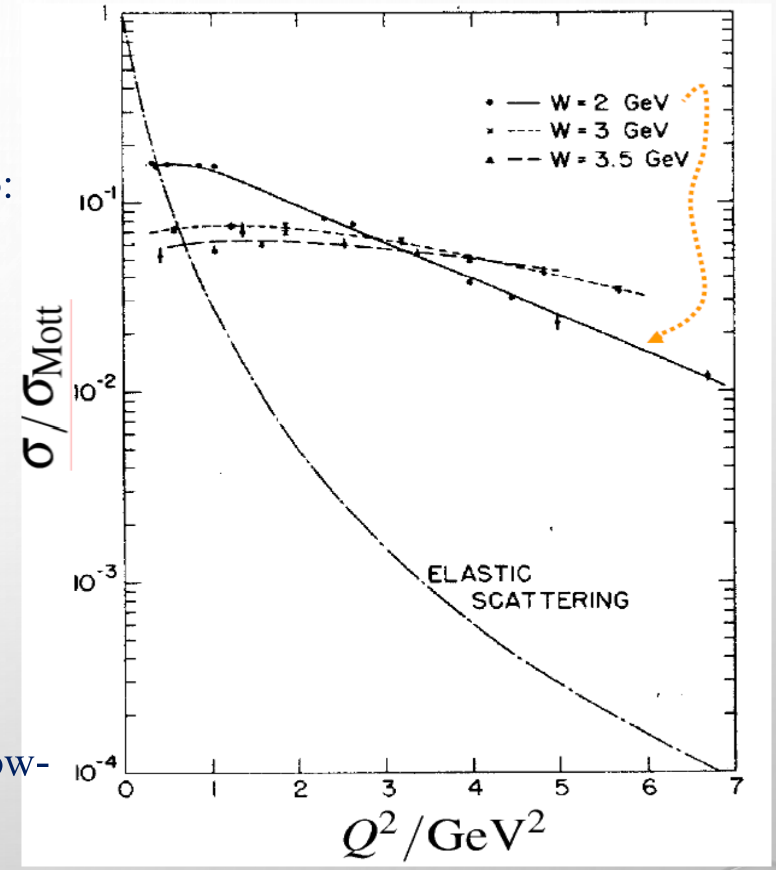
Rozpraszanie głęboko nieelastyczne

- 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

- parton zostaje rozproszony,
- partony hadronizują, czyli „ubierają się” się w stany złożone z kwarków.

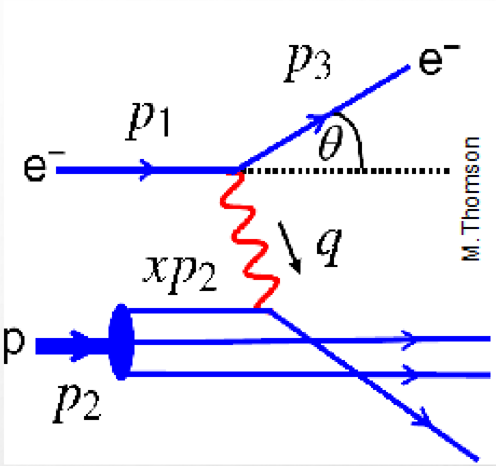
Model partonowy

- 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).

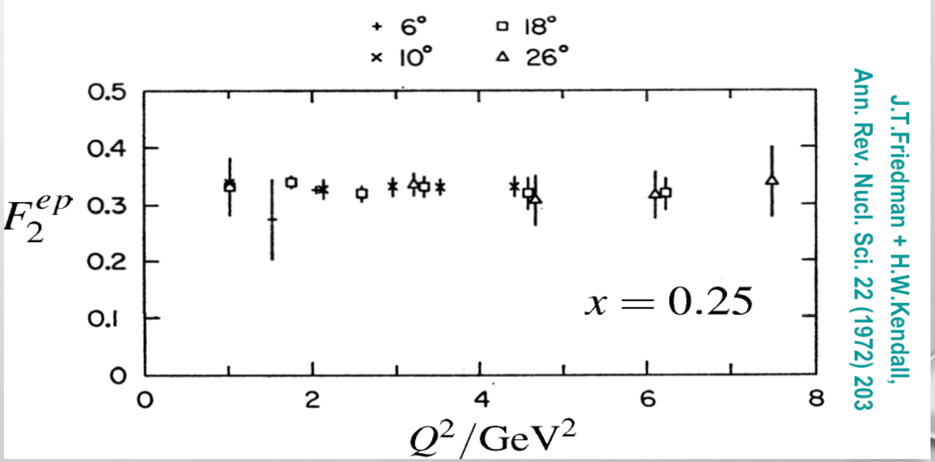
  DIS jest zatem rozpraszaniem pojedynczego wirtualnego fotonu na jednym z partonów.

  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:

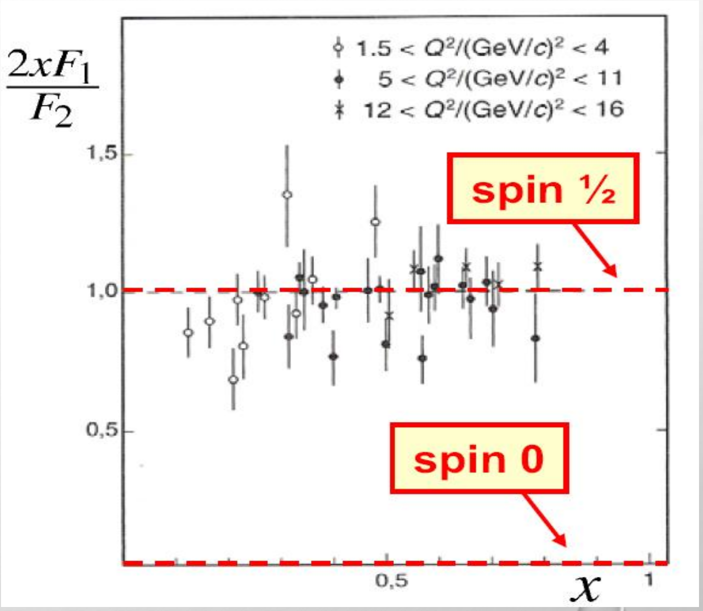


Partony?

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

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

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.

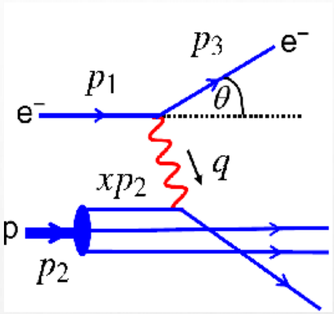


a w dodatku: $F_2(x) = 2xF_1(x)$

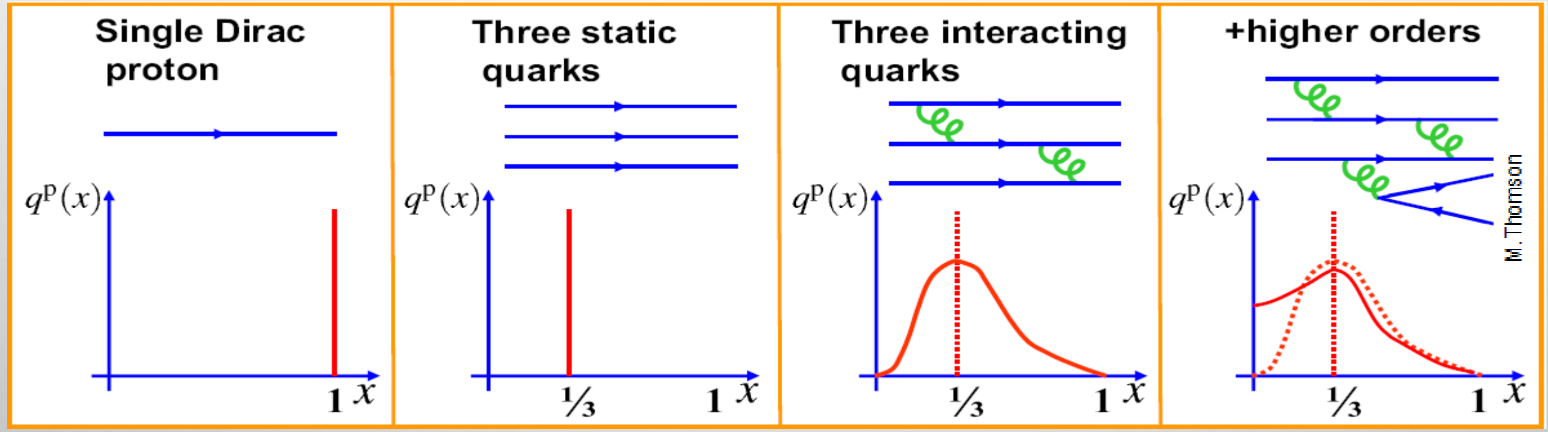
co oznacza, że mamy do czynienia z rozpraszaniem obiektów o połówkowym spinie

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.



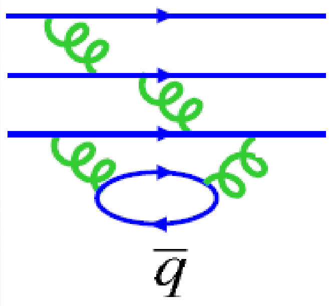
Model Partonowy wyjaśnił skalowanie Bjorkena – mamy do czynienia z procesem elastycznego rozpraszania na punktowych obiektach o połówkowym spinie

Model patonowy

- 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):

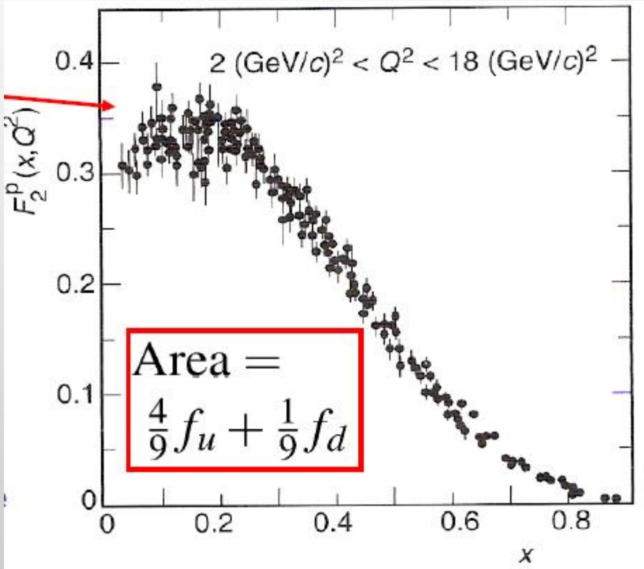
$$F_2(x) = x\sum_q e_q^2\, q^p(x) = x\left[\frac{4}{9}u(x) + \frac{1}{9}d(x) + \frac{4}{9}\bar{u}(x) + \frac{1}{9}\bar{d}(x)\right]$$



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 $f_d \approx 0.18$



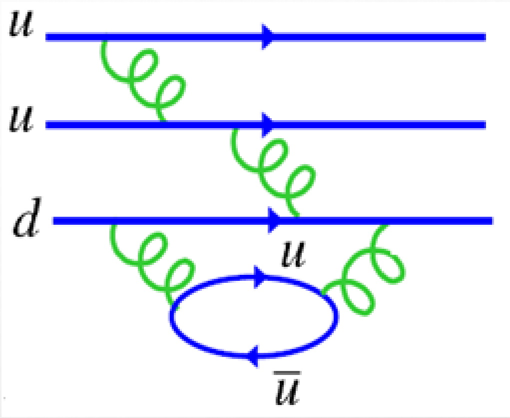
kwarki u niosą dwa razy więcej pędu niż d,
ale w sumie u i d niosą zaledwie 50% pędu protonu
Reszta jest w gluonach, które nie oddziałują elektromagnetycznie

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**).



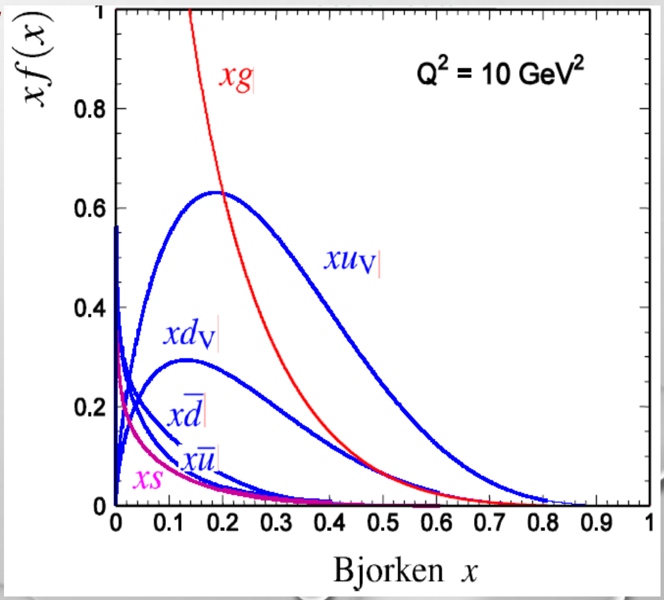
$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) \qquad \bar{u}(x) = \bar{u}_S$$

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

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

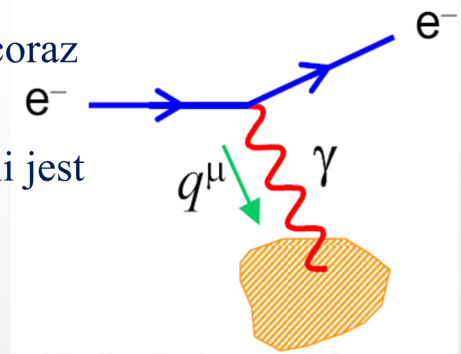
Interesujące wnioski:

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



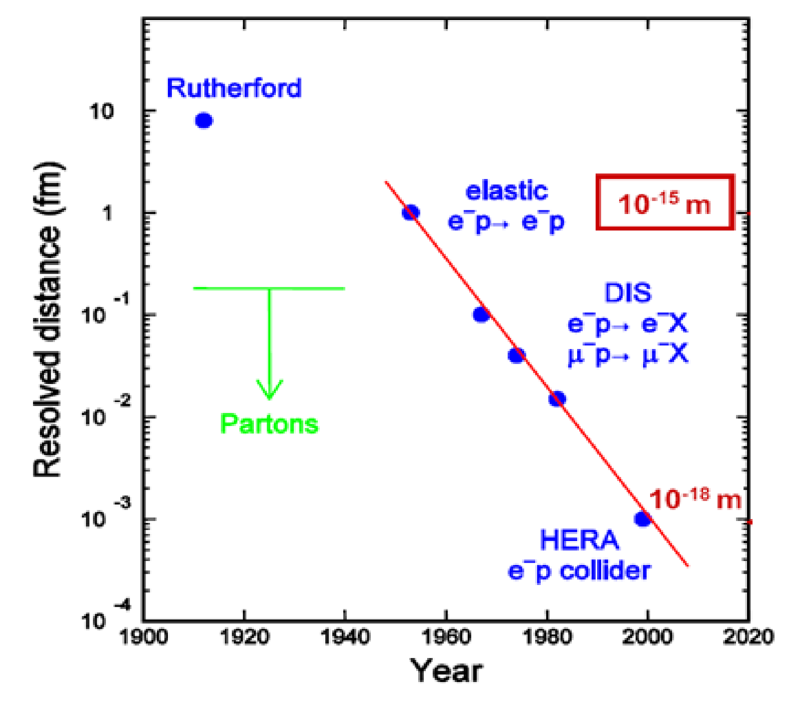
Co dalej?

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



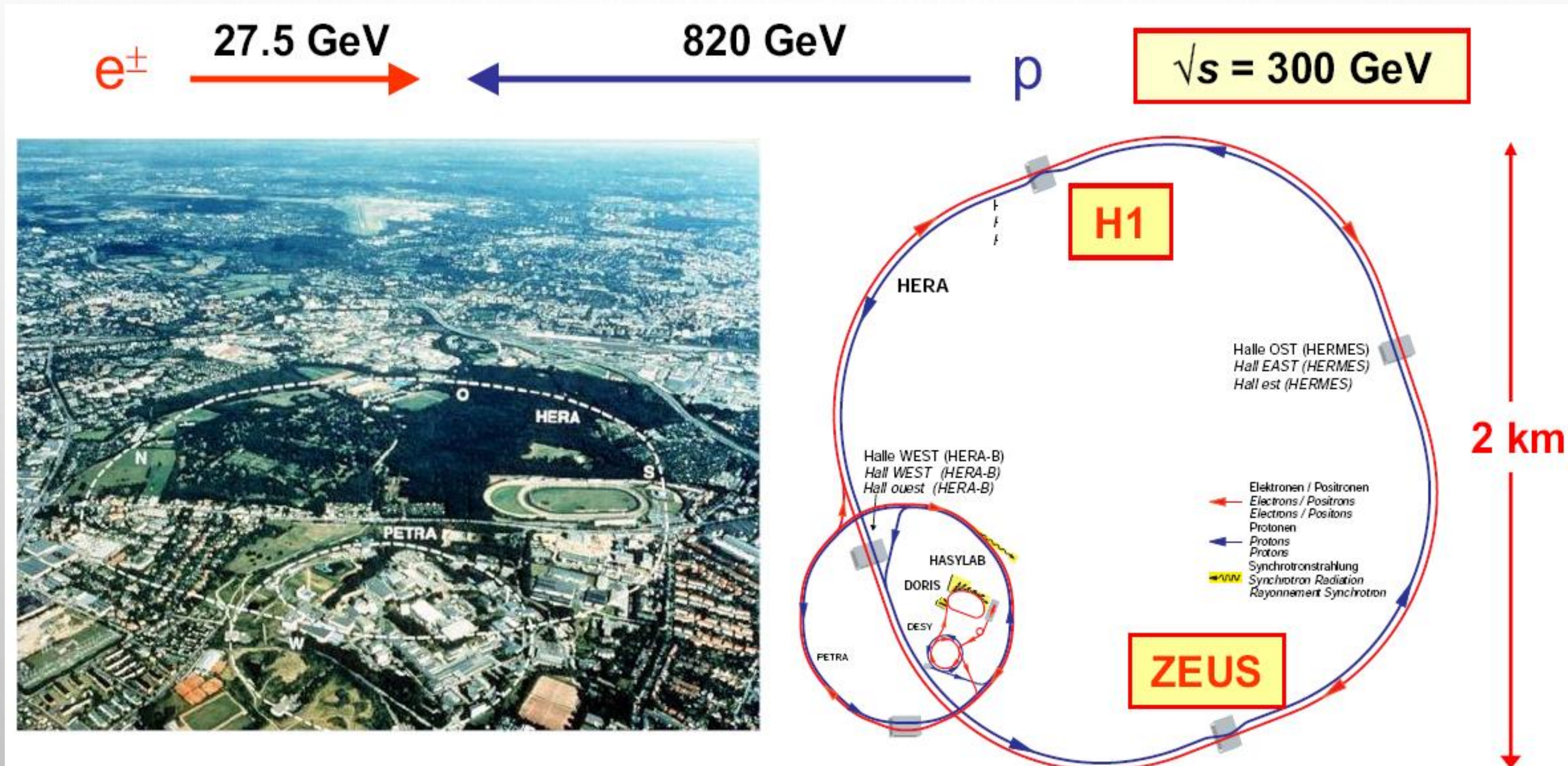
$$\lambda_\gamma = \frac{1}{q} \sim \frac{1\ [GeV\ fm]}{q\ [GeV]}$$

- 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.

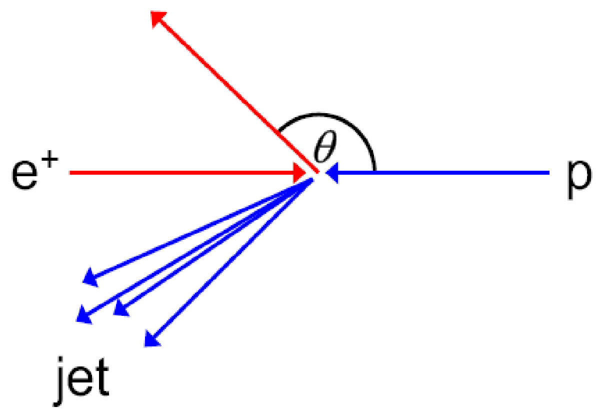


Dwa główne eksperymenty: ZEUS i H1.

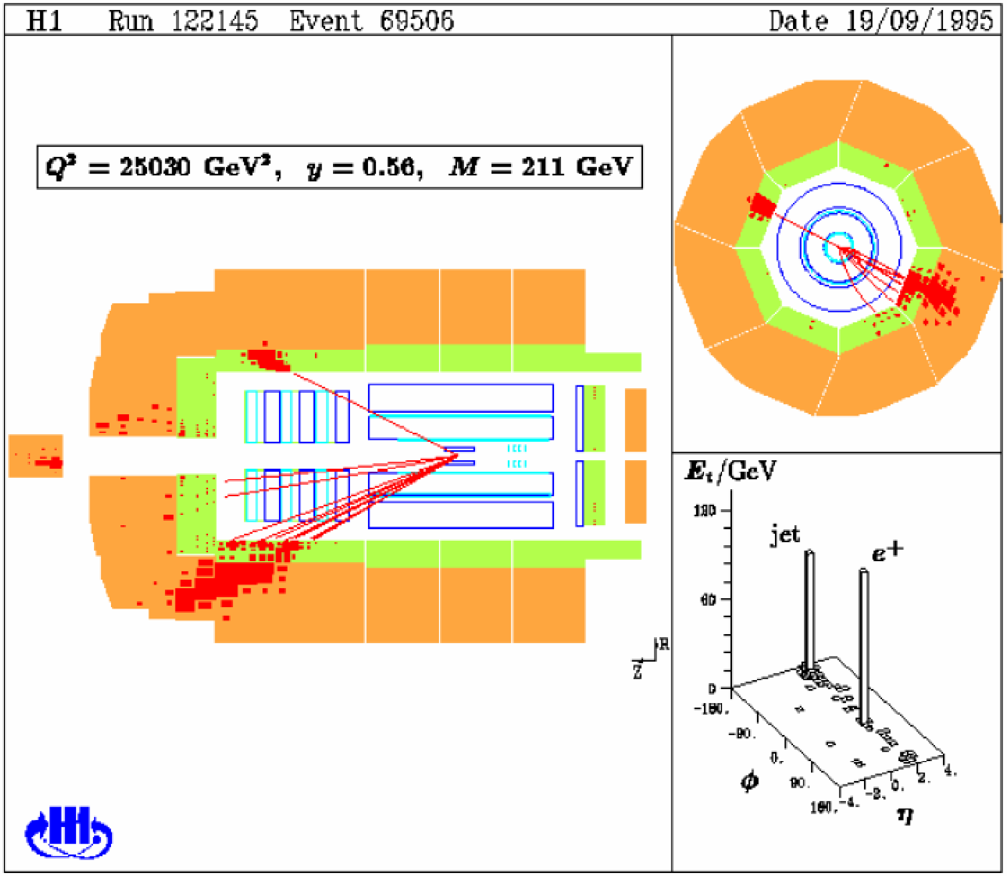
Głównym zadaniem było zbadanie struktury protonu przy bardzo wysokich Q^2 i małych x-ach

Przypadek DIS w zderzeniu eletron-proton

✶ Event kinematics determined from electron angle and energy



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



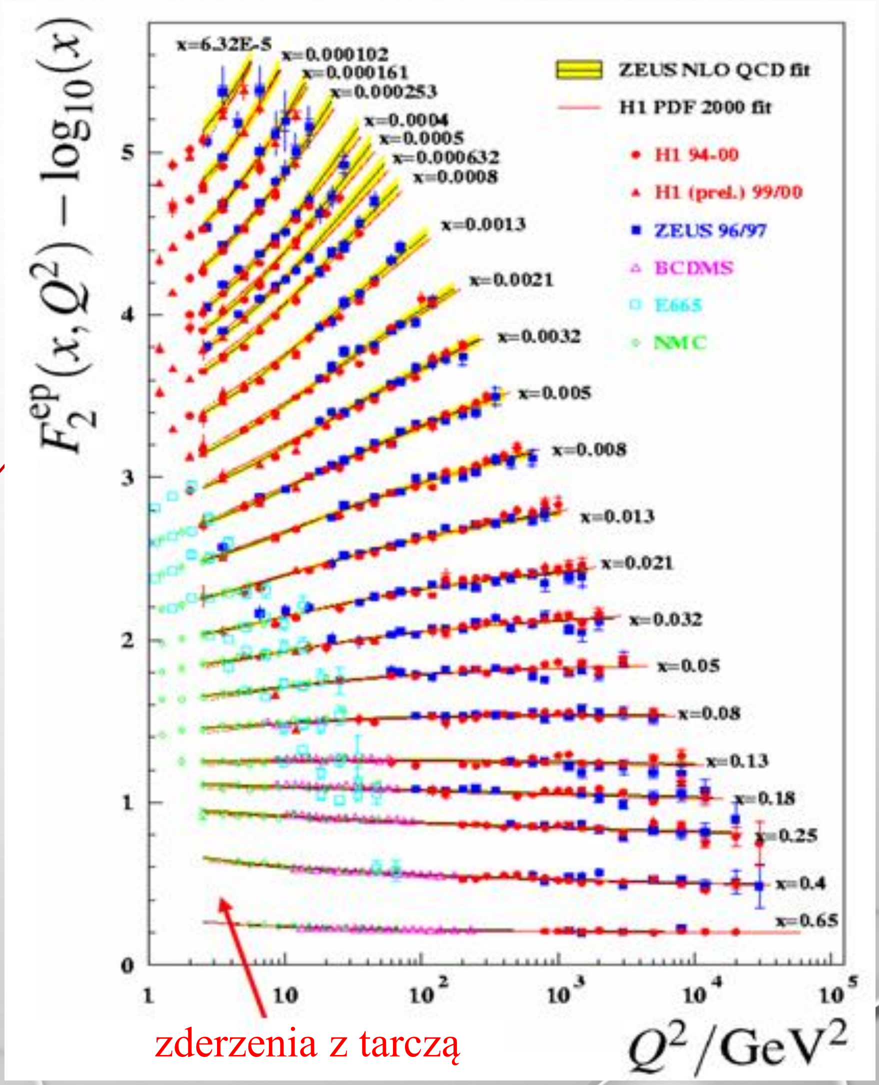
Funkcja struktury protonu

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

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

- 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,

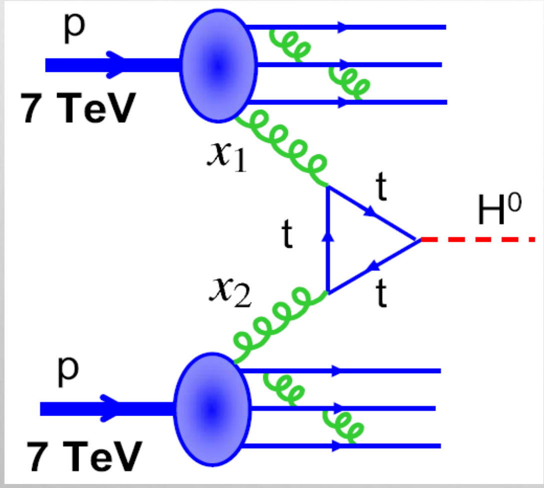
  – większe Q^2 oznacza większą zdolność rozdzielczą i możliwe próbkowanie kwarku (z mniejsza energią) i gluonu osobno.

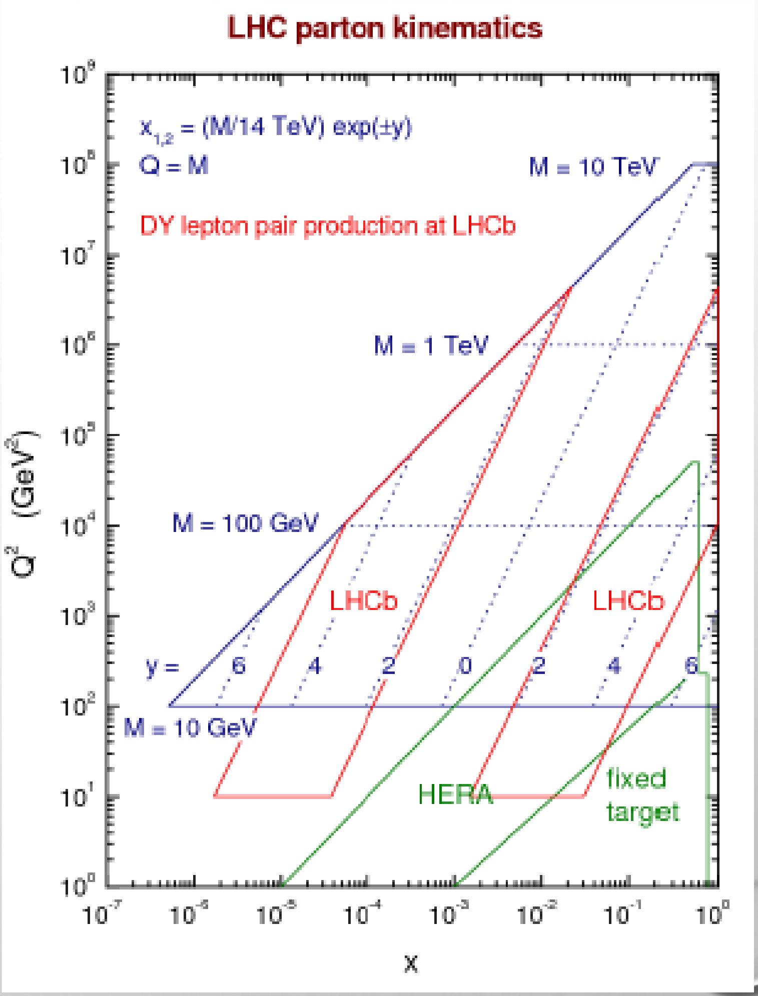
  – czyli dla małych x-ów mamy zależność funkcji struktury od Q^2. - modele i fity b. dobrze pasują do danych.

- QCD (teoria oddz. silnych) przewiduje zależność F_2 od Q^2.

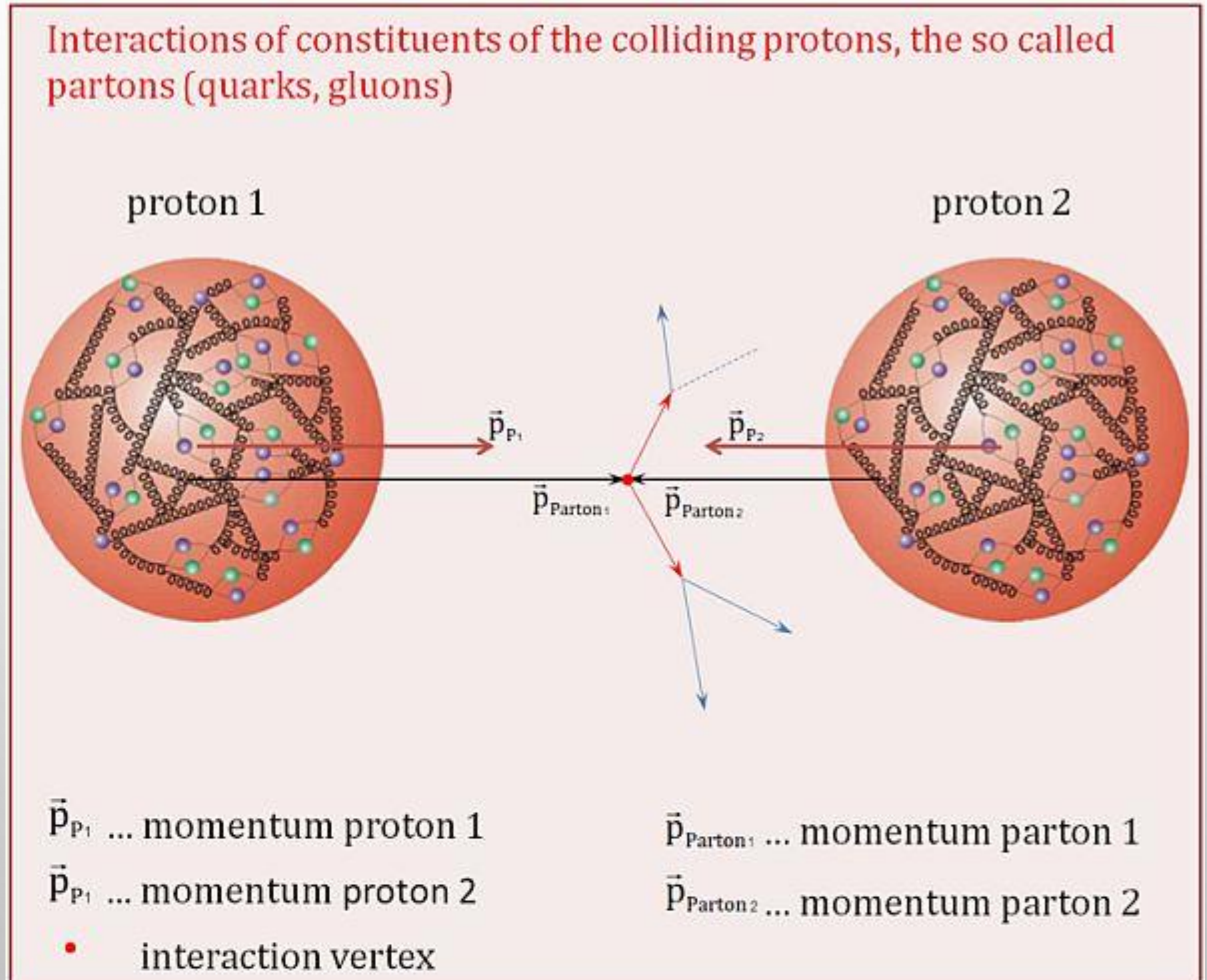
Zderzenia proton-proton na LHC

- 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)

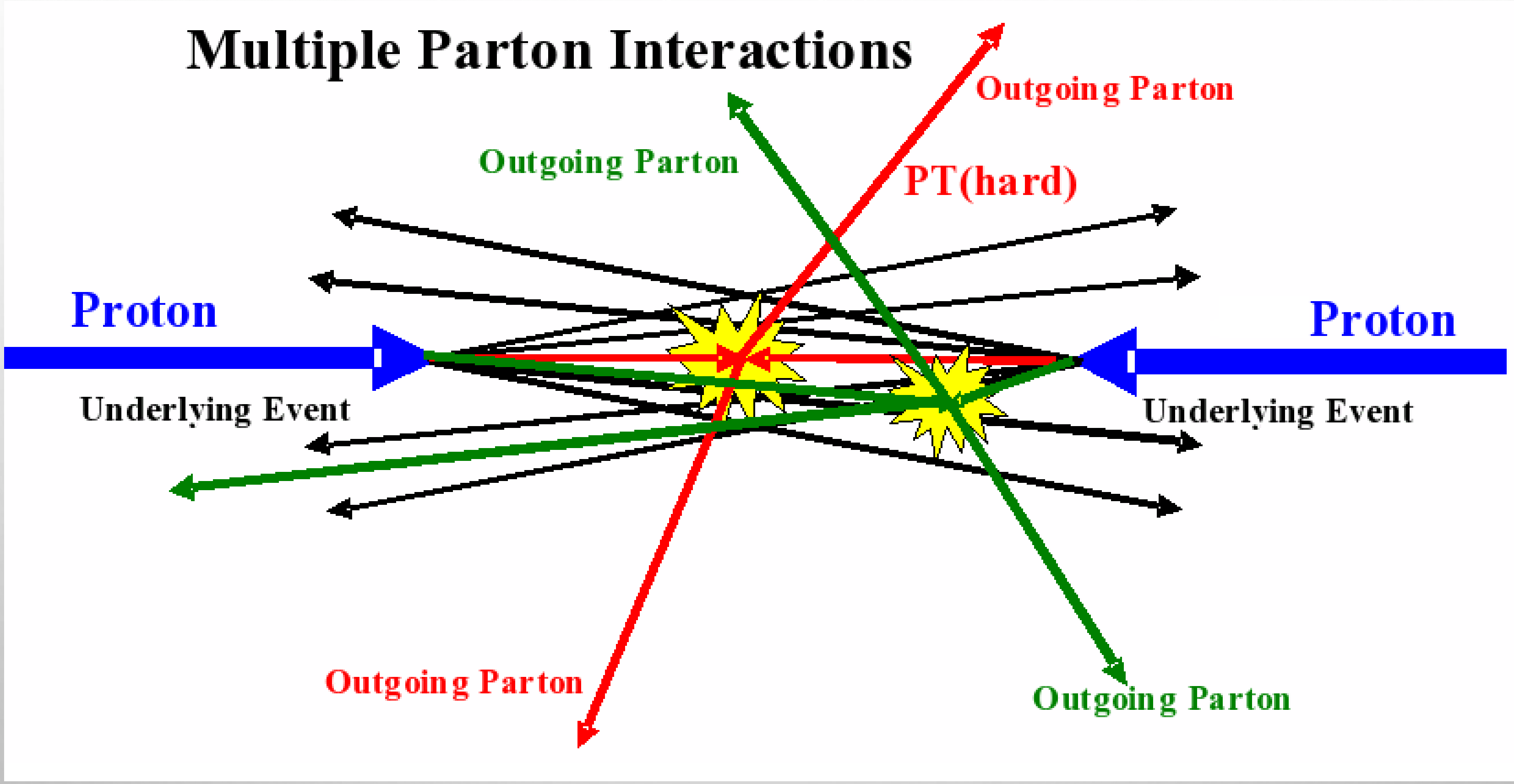




Zderzenia proton-proton na LHC

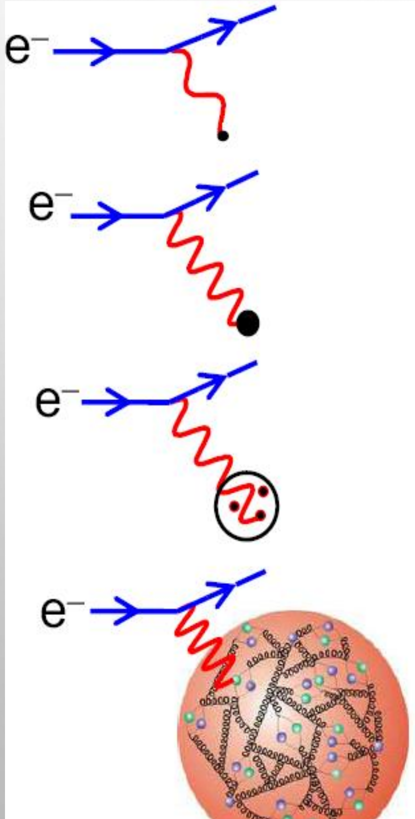


Zderzenia proton-proton na LHC



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.