

Oddziaływania słabe

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład V

- neutrina
- teoria Fermiego
- mieszanie kwarków
- łamanie CP
- bozony W^\pm i Z^0

Neutrino

Promieniotwórczość

Odkrycie promieniotwórczości uranu: **Henri Becquerel**, 1896.

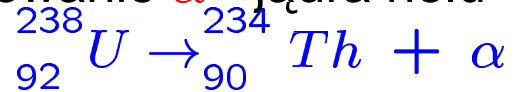
1903 - nagroda Nobla, wraz z **M.Skłodowską** i **P.Curie**

E.Rutherford i **F.Soddy**:

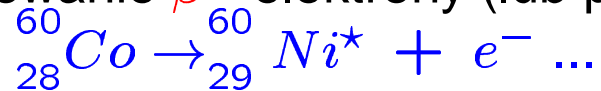
Źródłem promieniowania są **przemiany** jednych **pierwiastków** w inne.

Separacja w polu magnetycznym:

- promieniowanie α - jądra helu



- promieniowanie β - elektrony (lub pozytony)



- promieniowanie γ - wysokoenergetyczne fotony

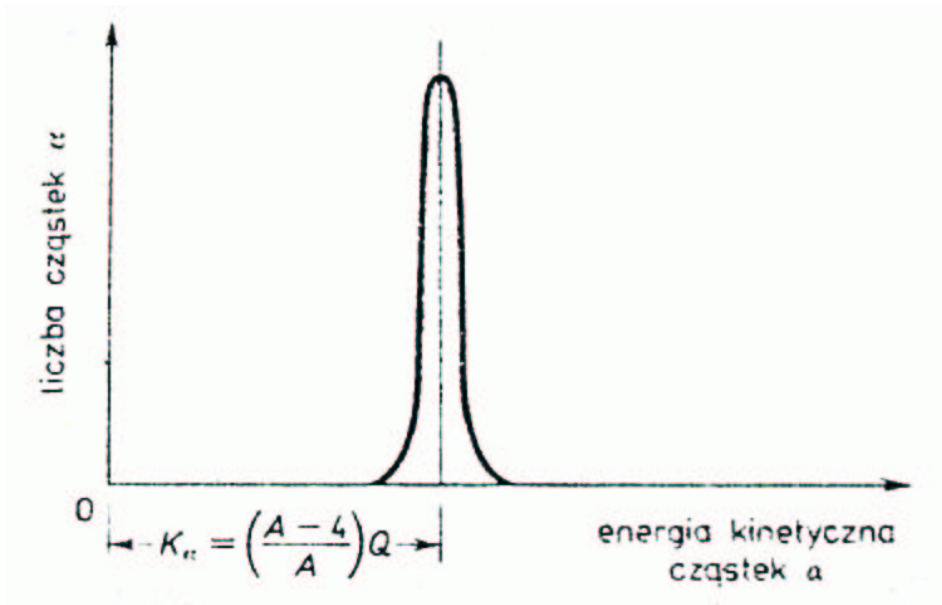


Oczekiwano, że cząstki promieniowania powinny nieść energię E_0 odpowiadającą różnicy mas izotopów...

Neutrino

Rozpady α i γ

Dyskretne widmo energii:

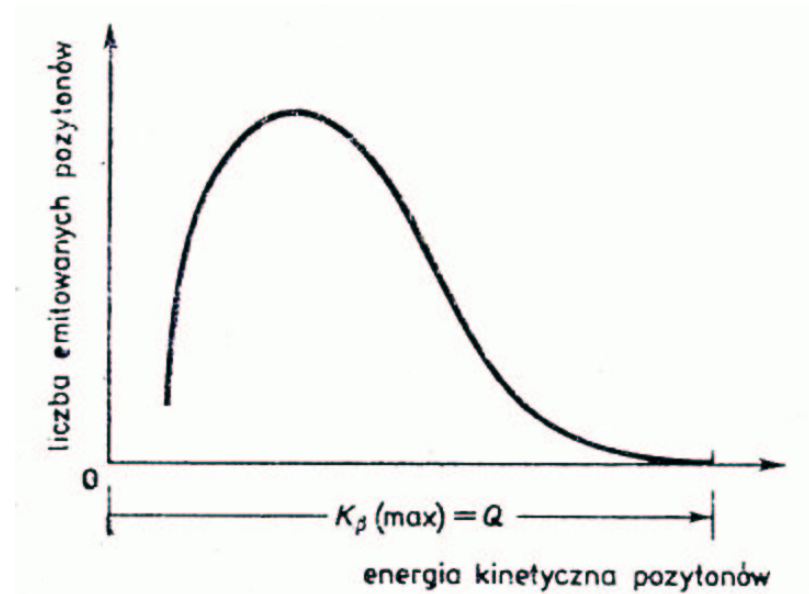


Energia emitowanej cząstki

$$E_\alpha = E_0 \equiv \Delta m c^2$$

Rozpad β

Ciągłe widmo energii:



Naruszenie zasady zachowania energii !?...

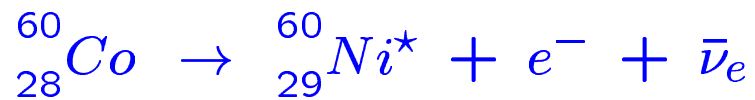
Energia emitowanych elektronów/pozytonów

$$E_\beta \leq E_0 \equiv \Delta m c^2$$

Neutrino

Hipoteza Pauliego

Aby “uratować” zasadę zachowania energii (i momentu pędu) Pauli zaproponował istnienie neutrino: dodatkowej cząstki unoszącej część energii w rozpadzie β :



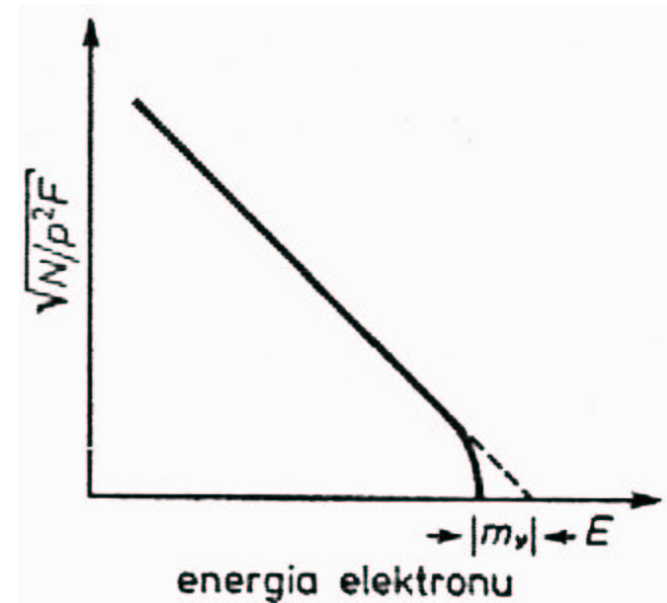
Oczekiwane widmo energii elektronów z rozpadu β :

$$\frac{dN(p)}{dp} \sim p^2 (E_0 - E)^2 \sqrt{1 - \frac{m_\nu^2}{(E_0 - E)^2}}$$

Wykres Kurie

Dla $m_\nu=0$ oczekujemy liniowej zależności

$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2}} \sim E_0 - E$$



Ewentualne odstępstwa

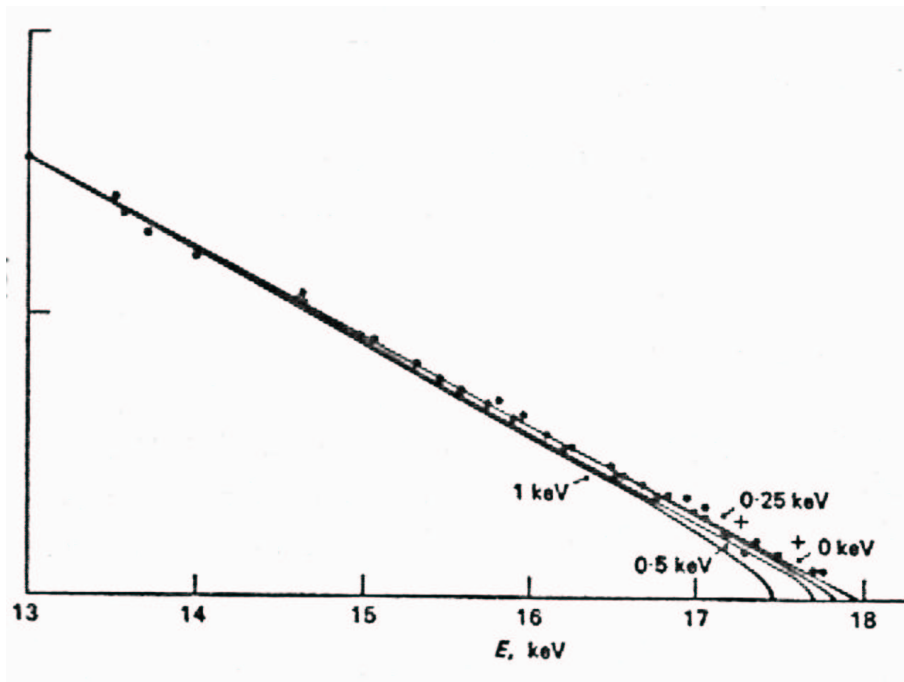
\Rightarrow pomiar masy neutrino

Neutrino

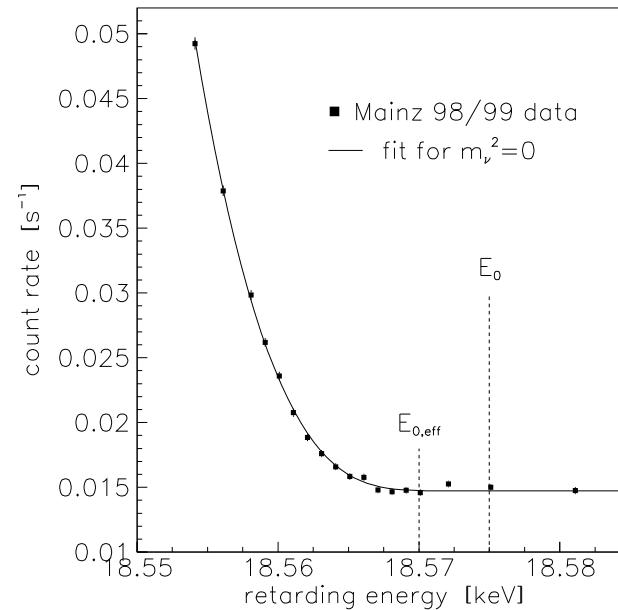
Wykres Kurie

Wyniki pomiarów dla rozpadu trytu,

$E_0 = 18.6 \text{ keV}$ (1952):



Najnowsze wyniki (Mainz, 2001):

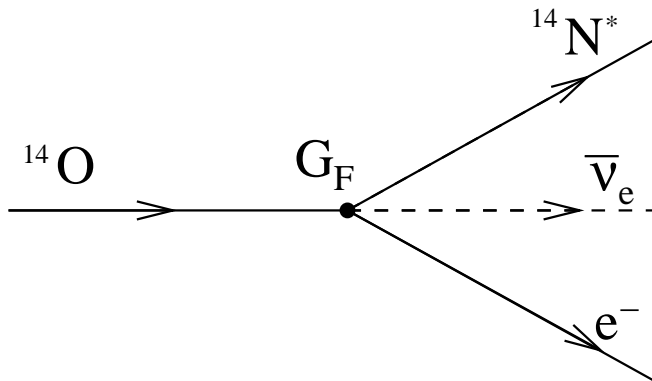


Obecne ograniczenie na masę neutrino elektronowego (z bezpośredniego pomiaru):

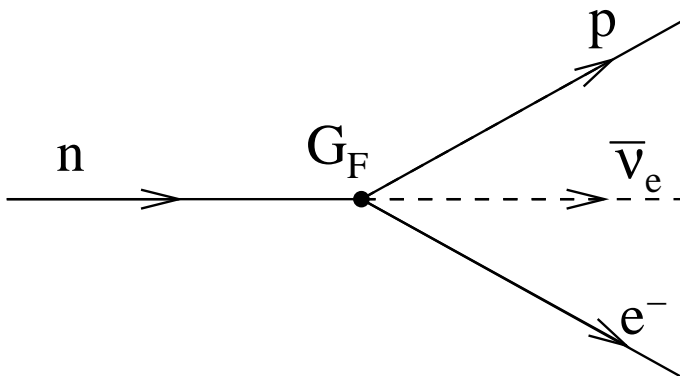
$$m_\nu < 2.2 \text{ eV} \text{ (95\% CL)}$$

Teoria Fermiego

W 1934 roku **Fermi** zaproponował teorię **rozpadu β** :



Na poziomie **nukleonów**:



Uniwersalne **sprężenie punktowe**

\Rightarrow jeden wolny parametr: G_F
(obecnie nazwany “stałą Fermiego”)

Czas życia izotopu zależy jedynie od energii rozpadu E_0

$$\frac{1}{\tau} = \frac{G_F^2 E_0^5}{30\pi^3}$$

Stała Fermiego ma bardzo małą wartość

$$G_F \approx 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

\Rightarrow długie czasy życia

Teoria Fermiego

Doświadczenie Wu

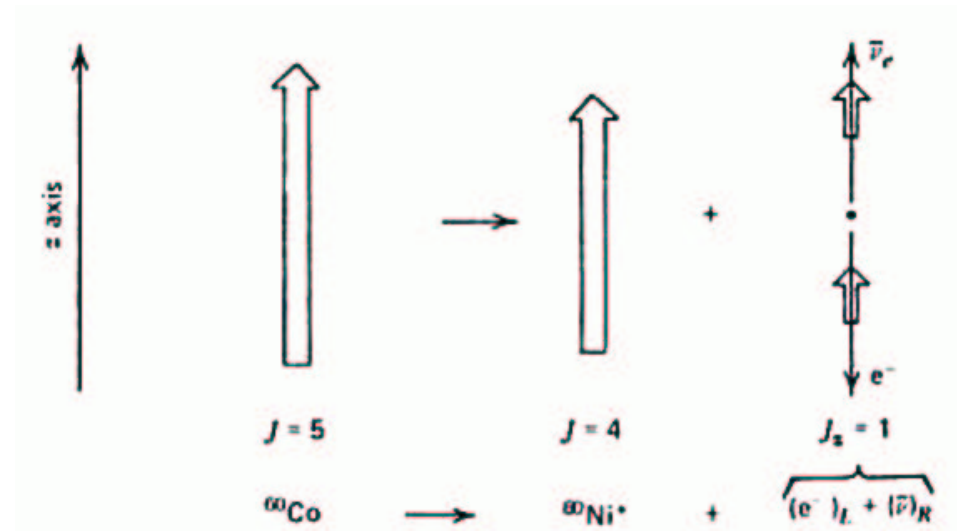
Teoria Fermiego zakładała na początku, że oddziaływania słabe mają taką samą symetrię jak oddziaływania elektromagnetyczne.

Model w tym kształcie przetrwał ponad 20 lat.

Jednak w 1957 pani C.S.Wu zaobserwowała łamanie parzystości w rozpadzie



W niskiej temperaturze większość jąder kobaltu ustawia się spinem wzdłuż kierunku pola magnetycznego. Obserwujemy nadwyżkę elektronów emitowanych w kierunku przeciwnym do spinu jądra



⇒ elektrony “lewoskrętne” (spin przeciwny do pędu) a anty-neutrino “prawoskrętne” (spin zgodny z pędem)

Teoria Fermiego

Parzystość

Transformacja przystości (**P**):

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$$

Można uogólnić:

$$\vec{v} \rightarrow -\vec{v} \quad (\text{wektor})$$

$$\vec{a} \rightarrow \vec{a} \quad (\text{pseudo - wektor})$$

Opis oddziaływań elektromagnetycznych **nie zmienia się** przy odwrócenie wszystkich współrzędnych przestrzennych.

⇒ Mówimy, że **oddziaływania EM zachowują przystość**.

Łamanie parzystości

Spin jest **pseudo-wektorem** (tak jak moment pędu)

⇒ skrętność cząstki zmienia się przy **P** ($L \leftrightarrow R$)

Doświadczenie Wu:



Po odwróceniu współrzędnych:



Nie obserwujemy !

⇒ **oddz. słabe łamią parzystość**

Teoria Fermiego

Sprzężenie ładunkowe

Transformacja zamiany cząstki na anty-cząstkę (C).

Rozpad π^- :

$$\pi^- \rightarrow \mu_L^- + \bar{\nu}_{\mu,R}$$

wynik doświadczeń

Po odwróceniu współrzędnych (P):

$$\pi^- \rightarrow \mu_R^- + \bar{\nu}_{\mu,L}$$

Nie obserwujemy !

\Rightarrow łamanie parzystości P

Po zamianie cząstek na antycząstki (C):

$$\pi^+ \rightarrow \mu_L^+ + \nu_{\mu,R}$$

Nie obserwujemy !

\Rightarrow łamanie parzystości C

Złożenie obu operacji:

$$\pi^+ \rightarrow \mu_R^+ + \nu_{\mu,L}$$

Obserwujemy ! \Rightarrow

Oddz. słabe zachowują CP

jeszcze do tego wrócimy

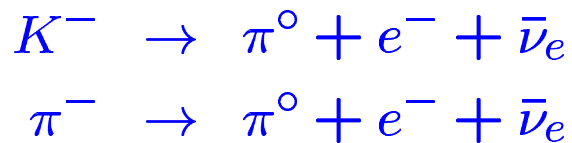
Mieszanie kwarków

Po uwzględnieniu łamania parzystości model Fermiego przetrwał kolejne 20 lat...

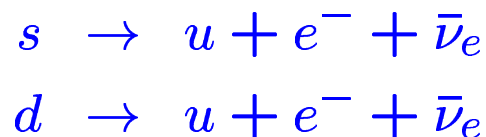
Problem dziwności

Czas życia kaonu K^\pm zbyt długi w stosunku do pionu π^\pm (po uwzględnieniu różnicy mas).

Jeden z kanałów rozpadu:



Na poziomie kwarkowym:



Hipoteza Cabibo

Oddziaływania słabe sprzęgają kwark u z d' - kombinacją kwarków s i d :

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$$

Kąt Cabibo: $\sin \theta_C \approx 0.22$

$$\begin{aligned} \text{Proces : } u &\leftrightarrow s \sim \sin^2 \theta_C \\ u &\leftrightarrow d \sim \cos^2 \theta_C \end{aligned}$$

Oddziaływania słabe **mieszają zapachy** kwarków, “widzą” inne kwarki niż oddz. silne...

Mieszanie kwarków

FCNC

Teoria Cabibo (1963) poprawnie wyjaśniła wszystkie znane rozpady słabe.

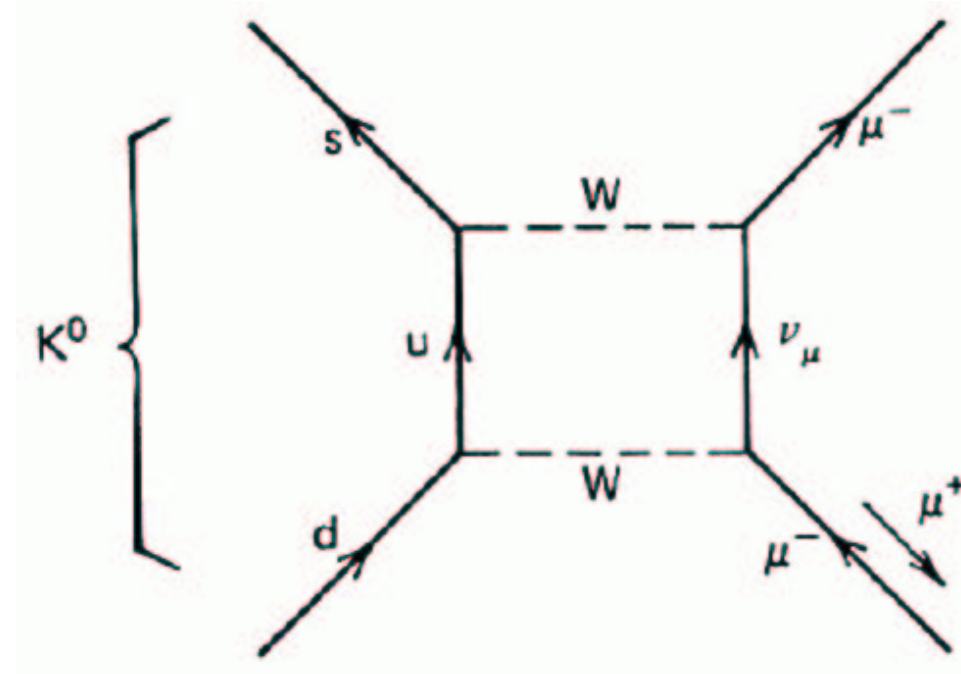
Przewidywała także nowe procesy typu **FCNC (Flavour Changing Neutral Currents)**, procesy neutralne ze zmianą zapachu.

Oczekiwany rozpad:

$$K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Na poziomie kwarków:

$$d \bar{s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



Jednak rozpadów takich nie udało się zaobserwować !

⇒ teoria wymaga dopracowania

Mieszanie kwarków

Czwarty kwark

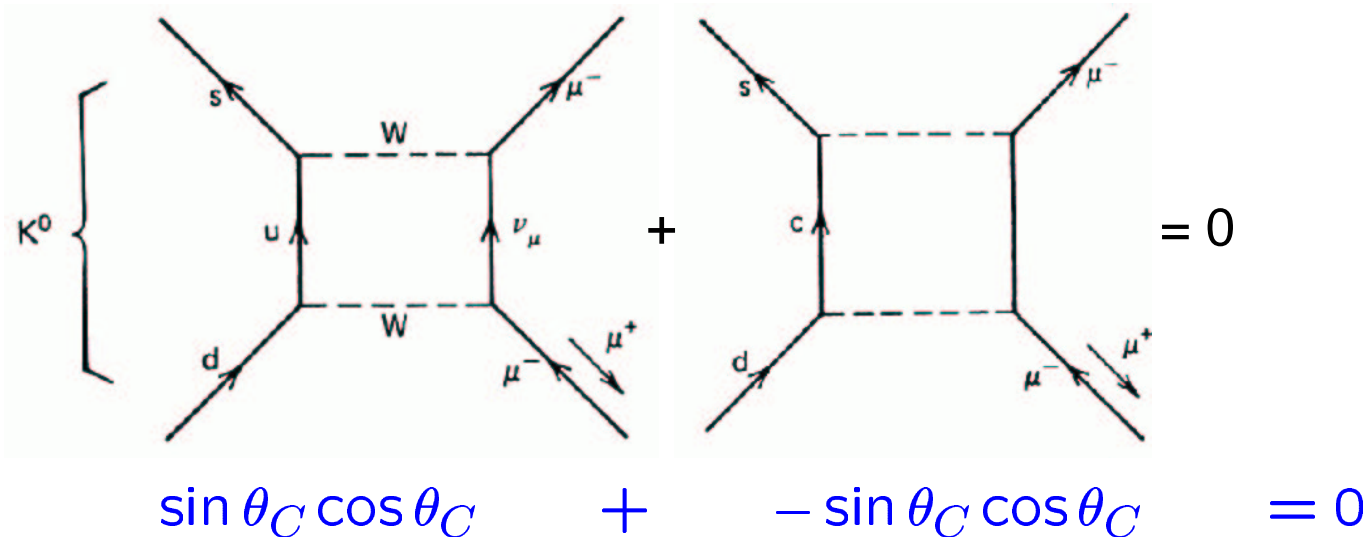
W 1970 roku Glashow, Iliopoulos i Maiani (GIM) zaproponowali wprowadzenie dodatkowego, czwartego kwarku c .

Wkład z wymianą kwarku c kasuje wkład do FCNC od diagramu z wymianą kwarku u :

W modelu GIM oddziaływania słabe sprzęgają

- kwark u z kwarkiem d'
- kwark c z kwarkiem s'

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$



Kwark c odkryto “dopiero” w 1974 roku...

Mieszanie kwarków

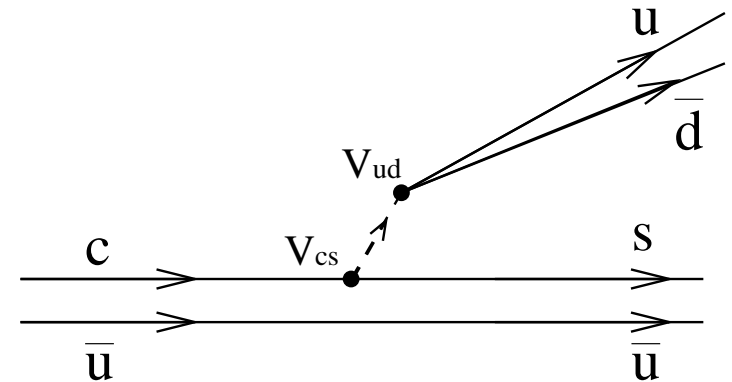
Macierz CKM

Dla sześciu kwarków (trzech pokoleń)
mamy macierz mieszania 3×3 .

CKM - Cabibbo, Kobayashi, Maskawa
(1972)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Przykład: rozpad mezonu D^0 ($c\bar{u}$)



$$3.8\% \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \sim |V_{cs} V_{ud}|^2$$

$$0.015\% \quad D^0 \rightarrow \pi^- K^+ \sim |V_{cd} V_{us}|^2$$

Obecne wyniki doświadczalne:

$$\begin{pmatrix} 0.9741 \text{ to } 0.9756 & 0.219 \text{ to } 0.226 & 0.0025 \text{ to } 0.0048 \\ 0.219 \text{ to } 0.226 & 0.9732 \text{ to } 0.9748 & 0.038 \text{ to } 0.044 \\ 0.004 \text{ to } 0.014 & 0.037 \text{ to } 0.044 & 0.9990 \text{ to } 0.9993 \end{pmatrix}$$

Mieszanie kwarków

Parametryzacja

Parametryzacja Wolfenstein'a macierzy CKM:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \lambda \approx \sin \theta_C \\ A, \rho, \eta \sim 1 \end{array}$$

Elementy V_{td} i V_{ub} mogą być zespolone !

⇒ bezpośrednio łamanie CP w oddziaływaniach słabych

(w odróżnieniu od łamania pośredniego, poprzez mieszanie stanów o różnej symetrii)

Bardzo subtelny efekt...

Bezpośrednie łamanie CP zaobserwowano jedynie w rozpadach mezonów K^0 i B^0

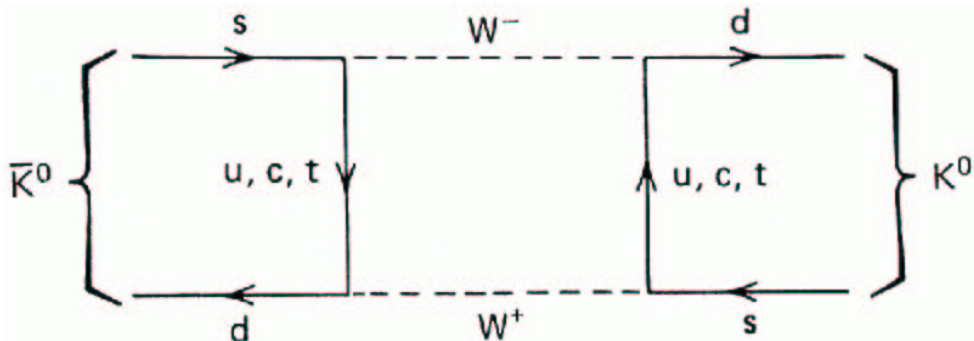
Łamanie CP

Mieszanie K^0

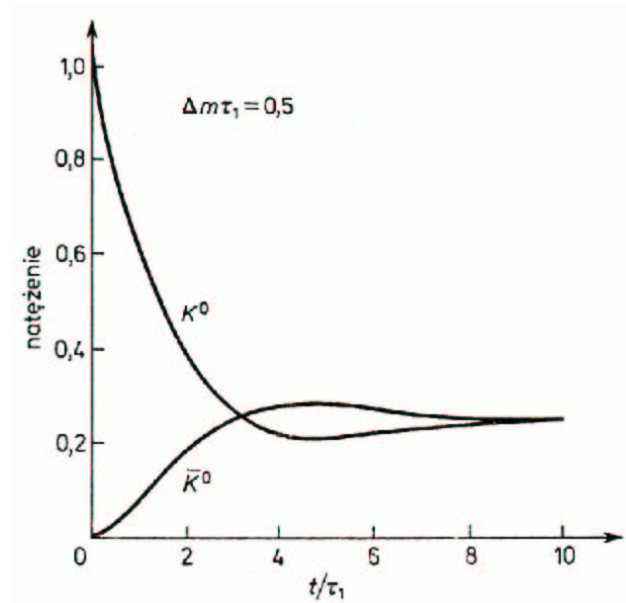
W oddziaływaniach silnych produkowane są pary kwark-antykwar: cząstki K^0 ($\bar{s}d$) i \bar{K}^0 ($s\bar{d}$)

Stany te różnią się tylko **dziwnością**, która **nie jest zachowana** w oddziaływaniach słabych.

⇒ możliwa jest przemiana $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$



Wyprodukowane K^0 będzie jednocześnie **rozpadać się** i **oscylować** w \bar{K}^0 :



K^0 i \bar{K}^0 nie są “dobrze zdefiniowanymi” stanami fizycznymi: nie możemy wyznaczyć masy ani czasu życia.

Łamanie CP

Mieszanie K^0

Stanami fizycznymi (o zdefiniowanej masie i czasie życia) są K_L (długożyciowy, “long”) i K_S (krótkożyciowy, “short”).

Można je przedstawić jako kombinacje

$$K_L \sim K_2 + \varepsilon K_1$$

$$K_S \sim K_1 - \varepsilon K_2$$

gdzie K_1 i K_2 są stanami o zdefiniowanej przystości CP

$$K_1 \sim K^0 + \bar{K}^0 \quad (CP = +1)$$

$$K_2 \sim K^0 - \bar{K}^0 \quad (CP = -1)$$

Wartość CP danego stanu wskazuje jak zmienia się on (jego funkcja falowa) pod wpływem danego przekształcenia:

$$CP(K_1) = +K_1$$

$$CP(K_2) = -K_2$$

Gdyby CP było ściśle zachowane, stany K_1 i K_2 nie mogłyby się mieszać $\Rightarrow \varepsilon = 0$

Okazuje się, że stany fizyczne K_L i K_S nie są stanami własnymi CP

$$\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{-3}$$

\Rightarrow łamanie CP w oddziaływaniach słabych (przez mieszanie)

Łamanie CP

Łamanie CP w rozpadach B^0

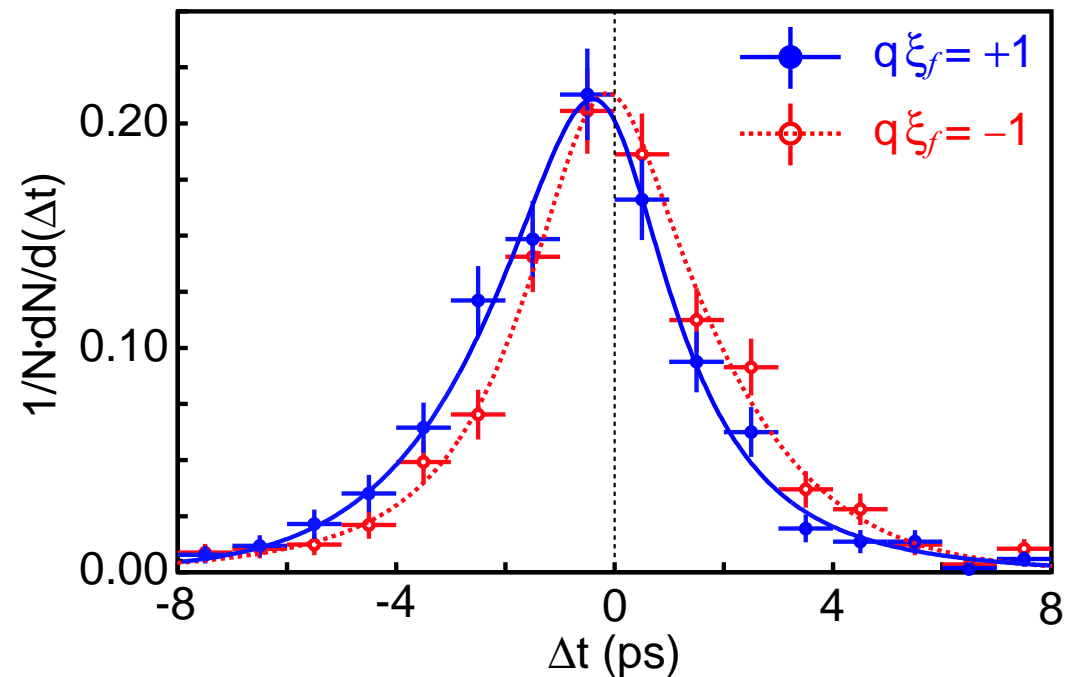
B^0 i \bar{B}^0 mają wspólne kanały rozpadu:

$$\begin{aligned} B^0 (\bar{B}^0) &\rightarrow J/\psi K_L^0 \quad (CP = +1) \\ &\rightarrow J/\psi K_S^0 \quad (CP = -1) \end{aligned}$$

Wartość CP stanu końcowego określa czy funkcja falowa zmienia znak przy operacji CP

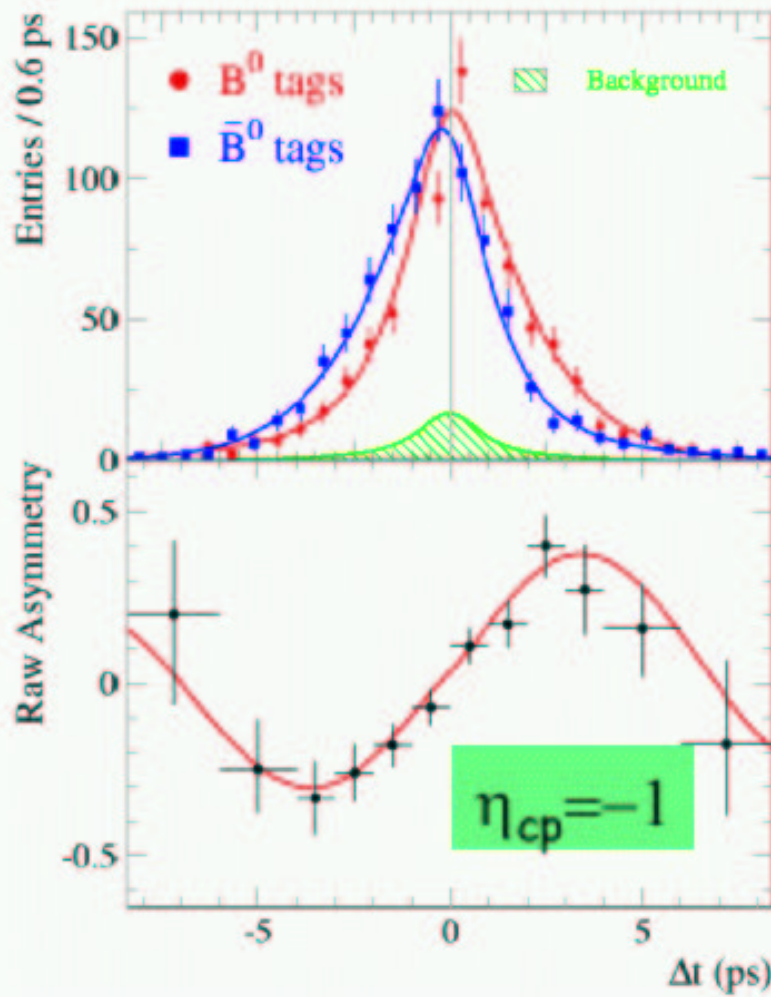
Gdyby CP było ściśle zachowane, rozpady B^0 i \bar{B}^0 na stany o określonym CP zachodziłyby **tak samo**...

Obserwujemy **asymetrię** w różnicy czasów rozpadu: B^0 szybciej niż \bar{B}^0 rozpada się do stanu o $CP = +1$.

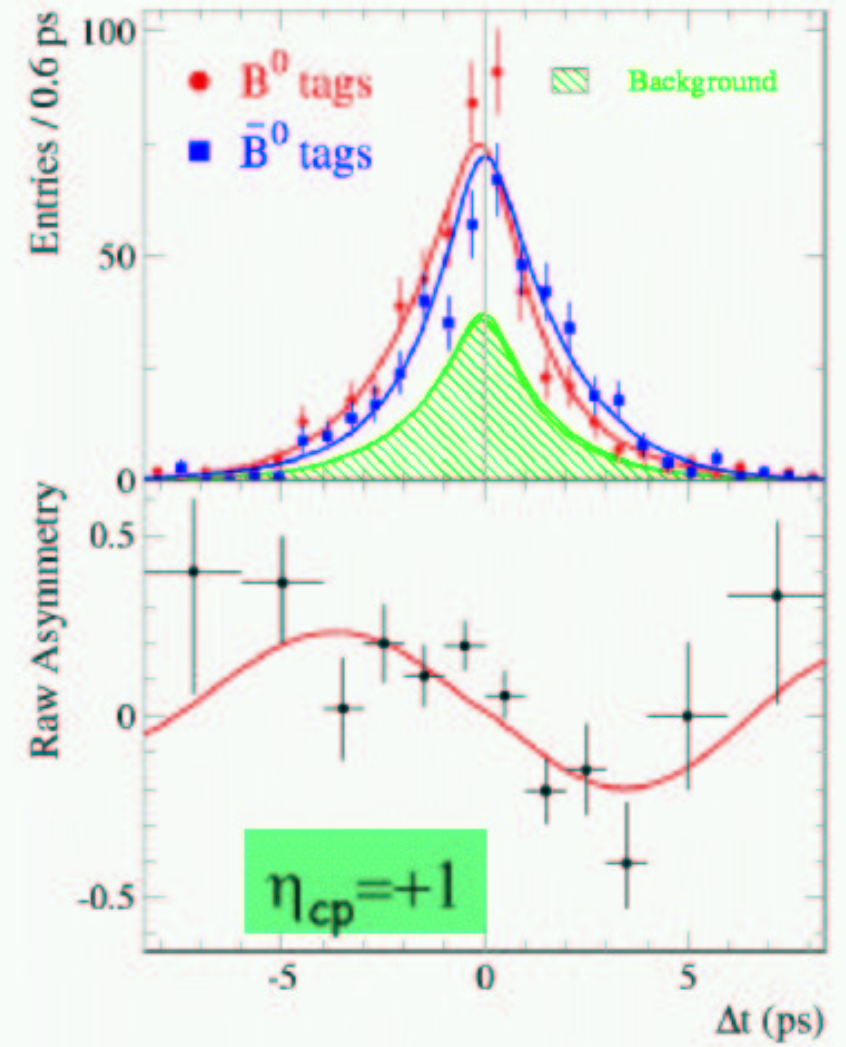


Dla stanu o $CP = -1$ odwrotnie...

CP asymmetries



$\sin 2\beta = 0.755 \pm 0.074$



$\sin 2\beta = 0.723 \pm 0.158$

$\sin 2\beta = 0.741 \pm 0.067 \text{ (stat)} \pm 0.033 \text{ (syst)}$

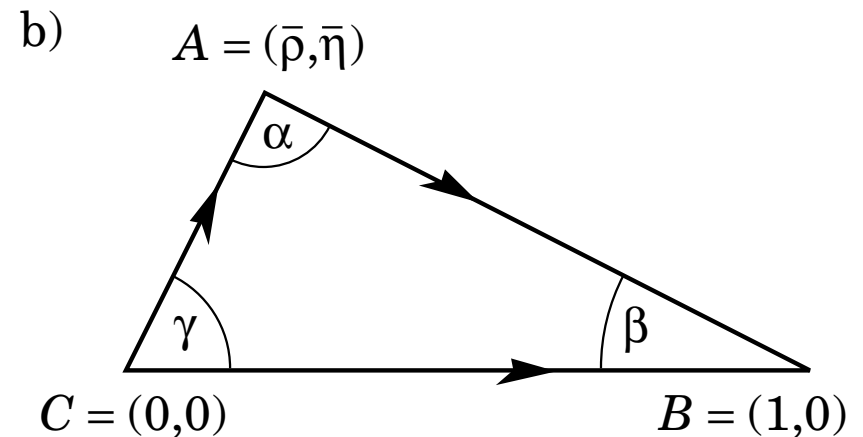
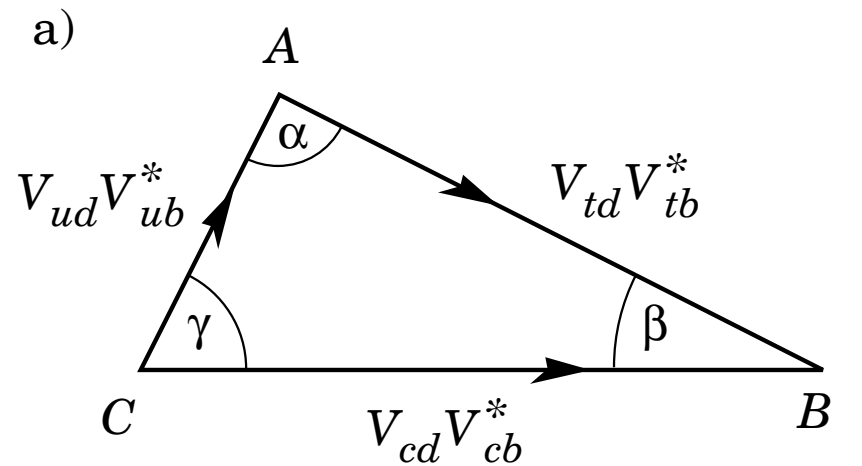
Łamanie CP

Podsumowanie

Dzięki nowym wynikom eksperymentów “Belle” i “BaBar” (pomiary w sektorze B^0), oraz NA48 i KTeV (pomiary w sektorze K^0) wiemy obecnie ponad wszelką wątpliwość, że CP jest łamane w oddziaływaniach słabych...

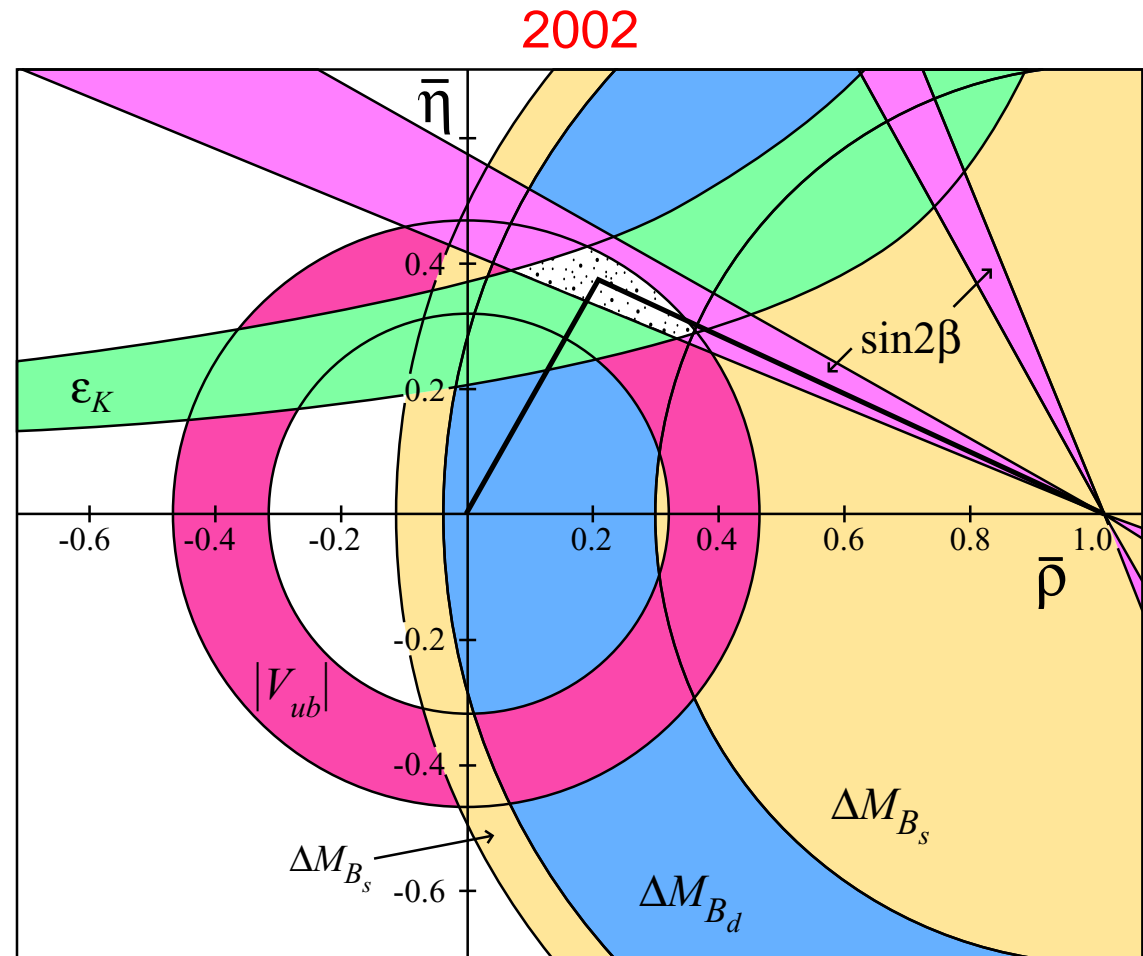
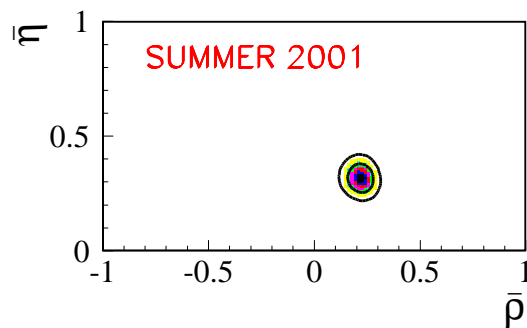
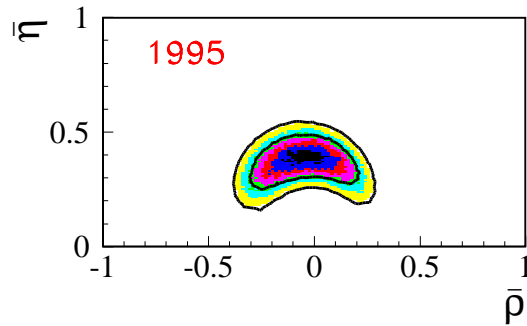
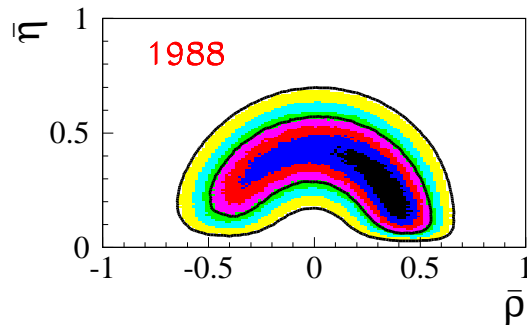
$$\eta > 0$$

η możemy przedstawić jako wysokość tzw. trójkąta unitarności \Rightarrow



Łamanie CP

Ogromny postęp w ostatnich latach



Bozony W^\pm i Z^0

Oddziaływania NC

1963: pierwsza **wiązka neutrin** w CERN

⇒ początek precyzyjnych pomiarów oddziaływań neutrin

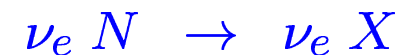
Eksperyment **Gargamelle**

komora pęcherzykowa, 4.8 metra długości, około 12 m^3 freonu (CF_3Br).

Oprócz reakcji oczekiwanych jako “odwrotne” procesy β

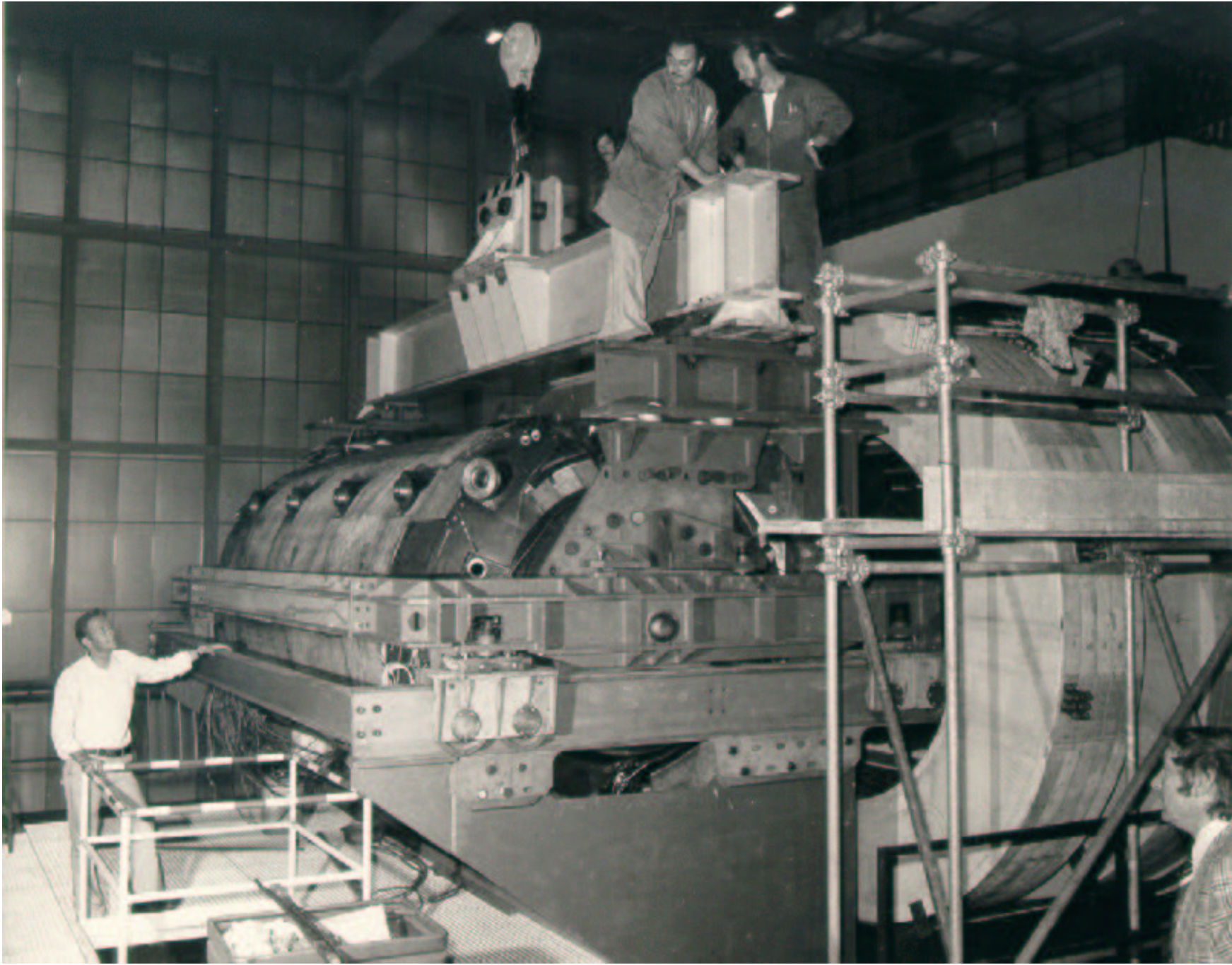


zaobserwowano także procesy **bez przekazu ładunku** (tzw. prądy neutralne “**Neutral Currents**”; 1973):

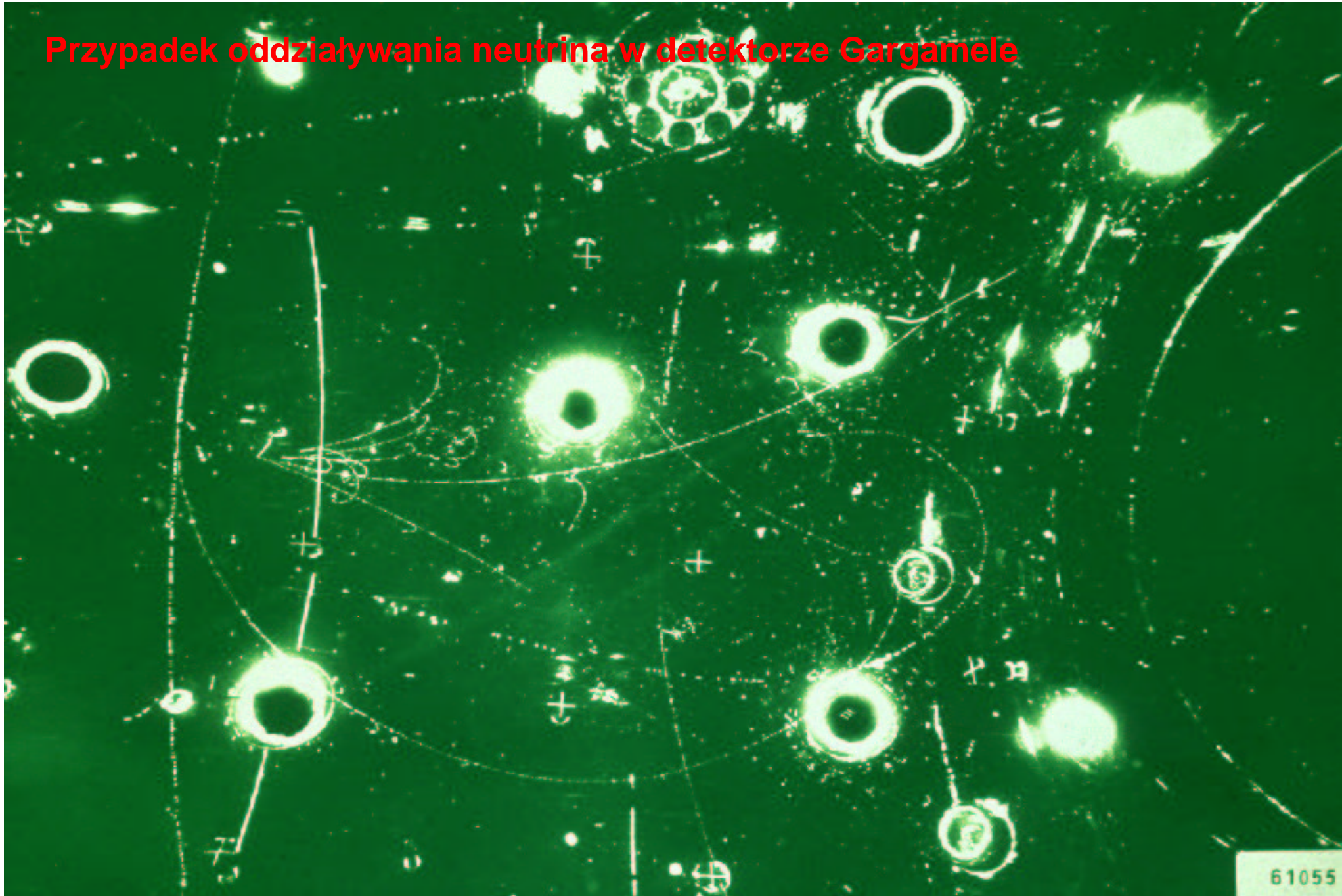


Nowe wyniki wymagały nowego opisu...

Detektor
Gargamelle



Przypadek oddziaływania neutrina w detektorze Gargamele



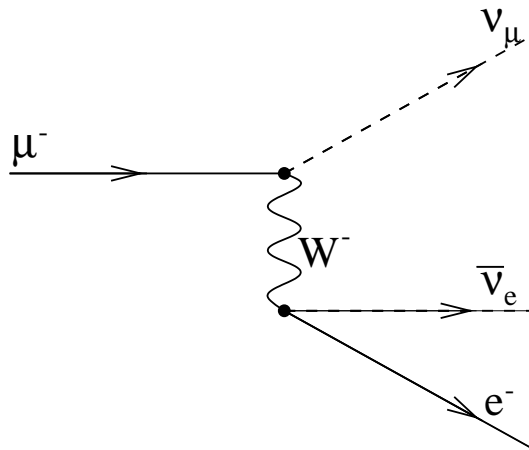
Bozony W^\pm i Z^0

Model Weinberg'a-Salam'a

Nowy model oddziaływań słabych (1968)

Oddziaływanie zachodzi przez wymianę bardzo masywnego bozonu W^\pm lub Z^0 .

Rozpad mionu:



“Słabość” oddziaływania nie wynika ze stałej sprzężenia a z **dużej masy bozonu**:

$$G_F \sim \frac{g^2}{m_W^2}$$

Przyjmując, że **sprzężenie** g powinno być takie jak dla oddziaływań **EM**, **Weinberg** i **Salam** przewidzieli masy bozonów W^\pm i Z^0 :

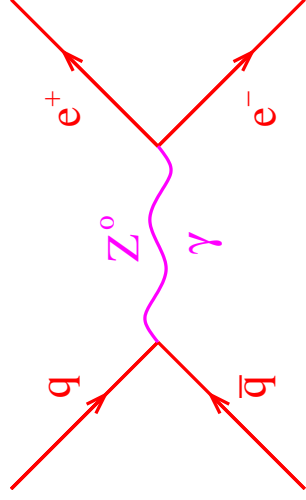
$$m_W \sim 80 \text{ GeV}$$

$$m_Z \sim 90 \text{ GeV}$$

Bozony W^\pm i Z^0

Odkrycie

W zderzeniach $p\bar{p}$ możliwa jest anihilacja pary $q\bar{q}$ w wirtualny foton lub bozon Z^0 , które następnie mogą się rozpaść na parę leptonów (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$):



Jest to tzw. proces **Drele-Yana**. Wkład od wymiany Z^0 \Rightarrow maksimum w **masie niezmienniczej** pary leptonów.

Wyniki UA1 (1983):

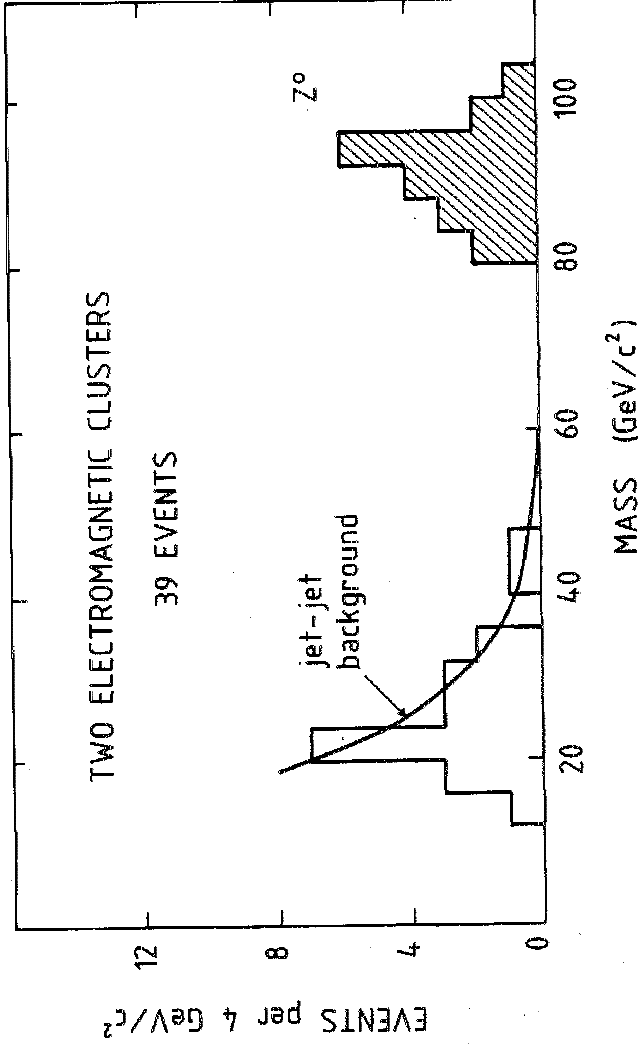
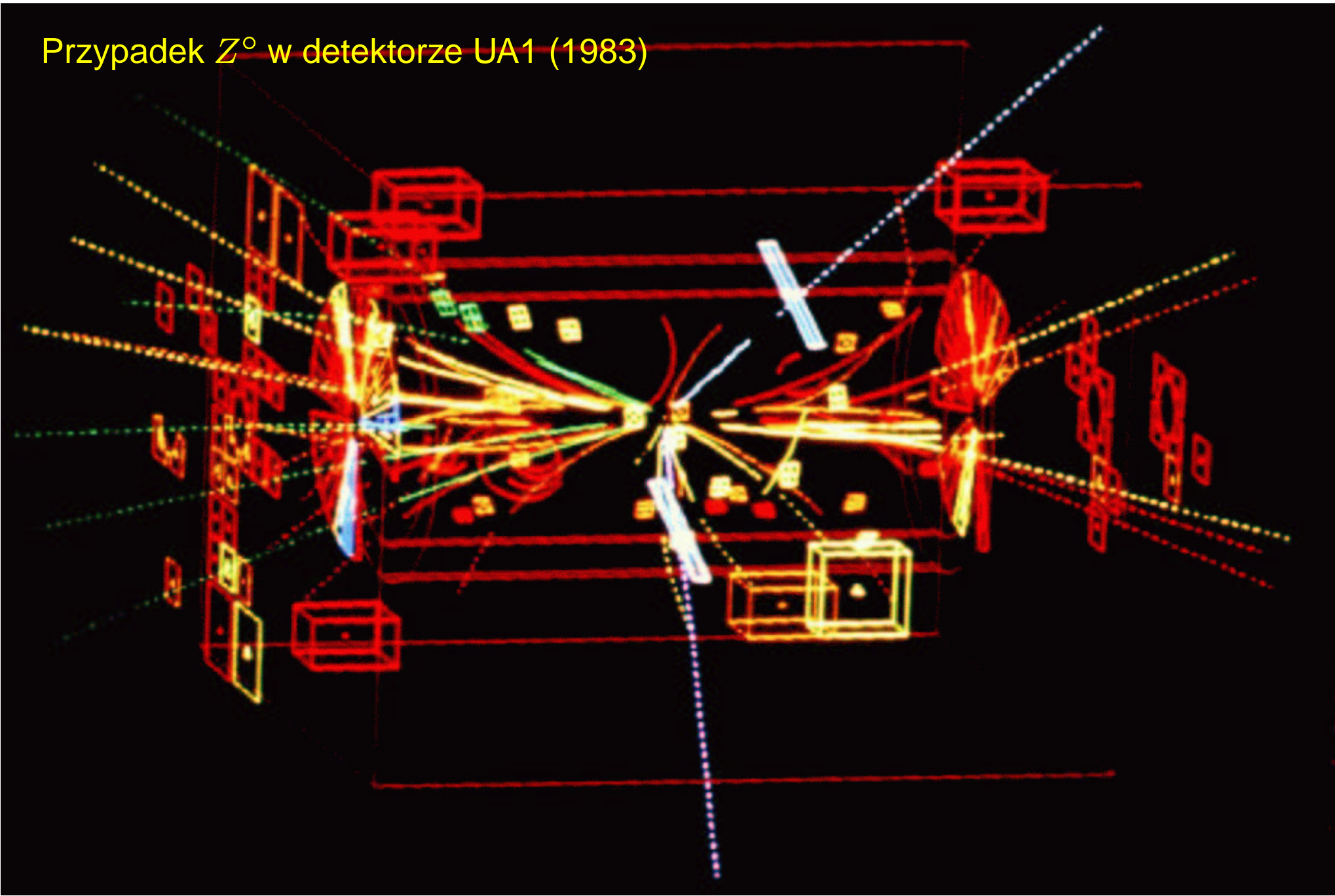


Fig. 1

Przypadek Z^0 w detektorze UA1 (1983)



Bozony W^\pm i Z^0

Odkrycie

W zderzeniach $p\bar{p}$ możliwa jest też “anihilacja” pary $q\bar{q}'$ w bozon W^\pm :

$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$$

Proces z **produkcją neutrina**

⇒ niezachowanie pędu poprzecznego

Odkrycie bozonów W^\pm i Z^0 przypisujemy eksperymentom **UA1** i **UA2** przy akceleratorze SPS w CERN.

Wyniki UA1 (1983):

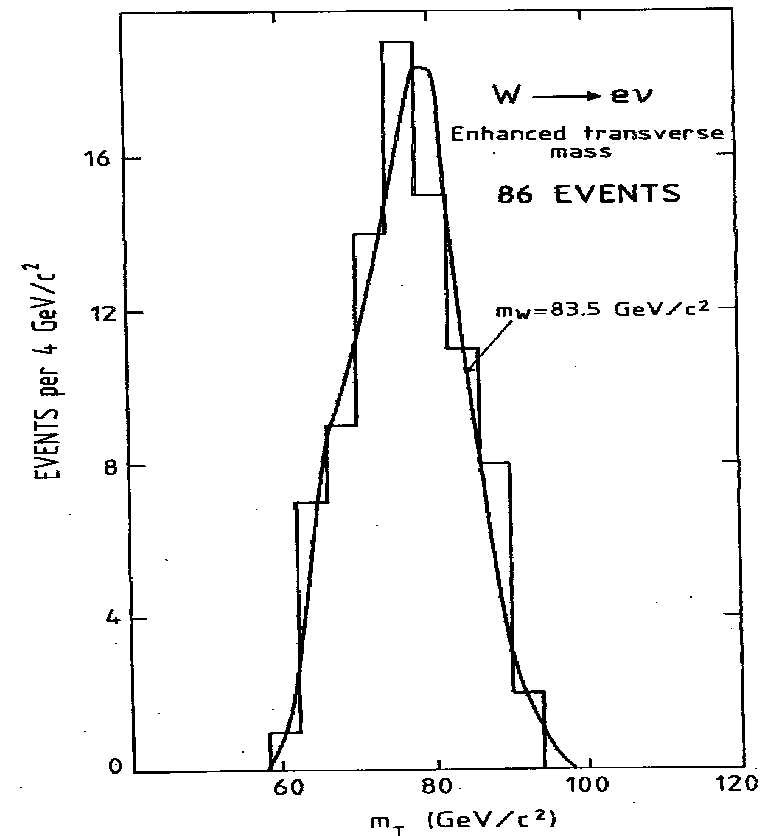
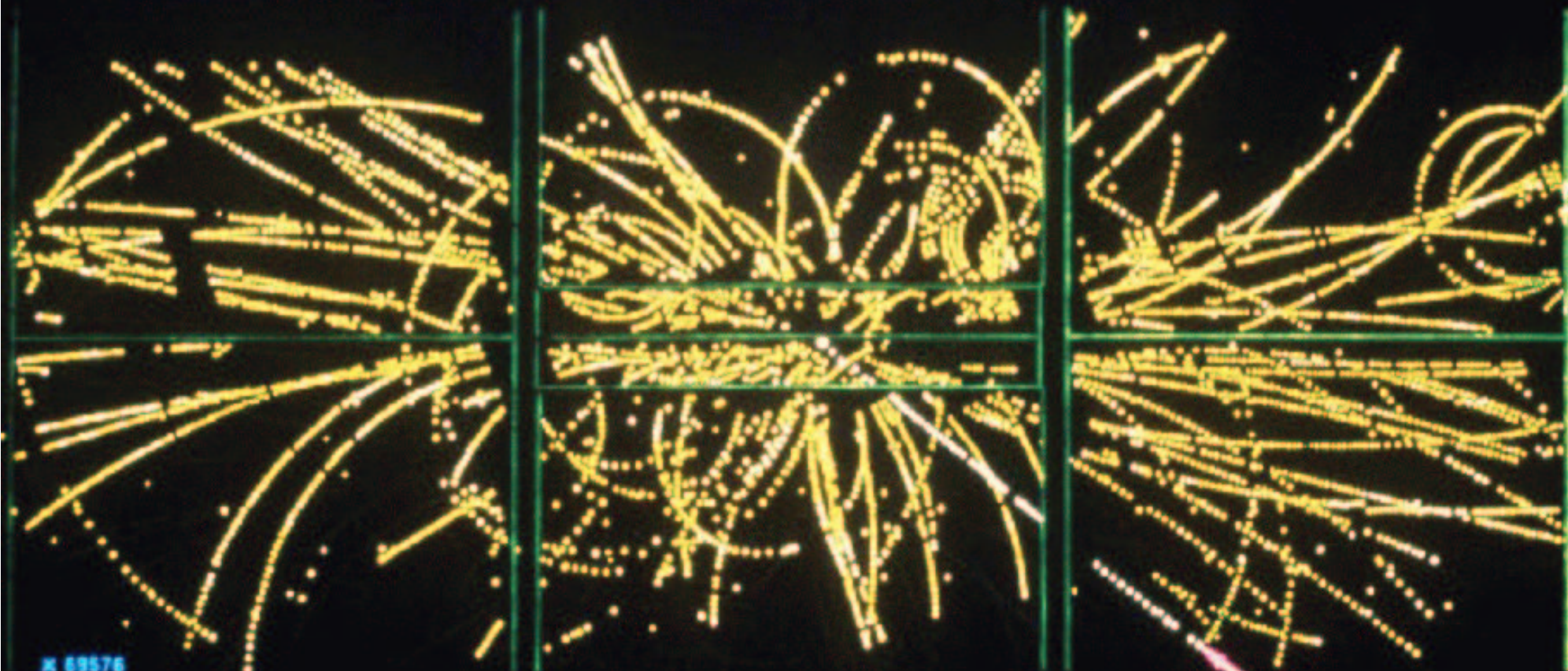


Fig. 3b

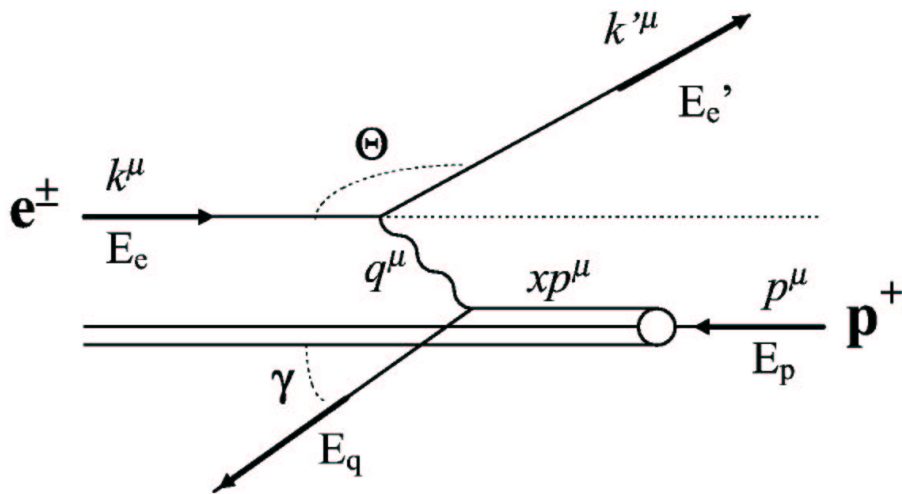
EVENT 2958. 1279. Przypadek W^- w detektorze UA1 (1983)



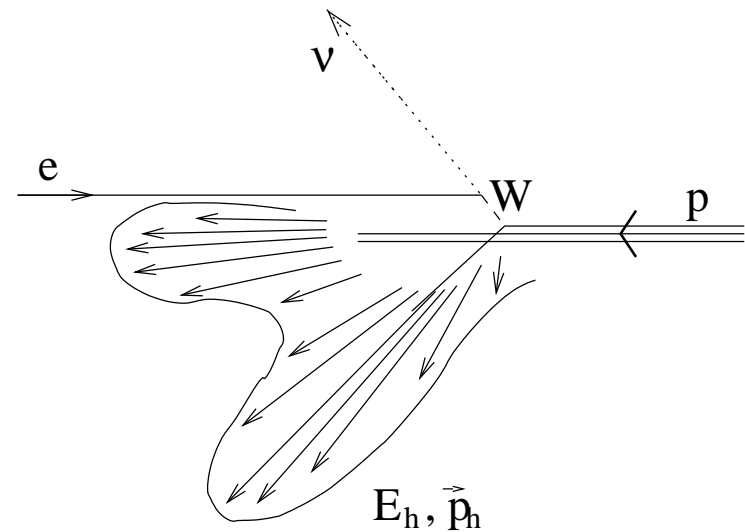
Bozony W^\pm i Z^0

CC DIS at HERA

W rozpaszaniu $e^\pm p$ nośnikiem oddziaływania może być nie tylko γ , ale także Z^0 i W^\pm :



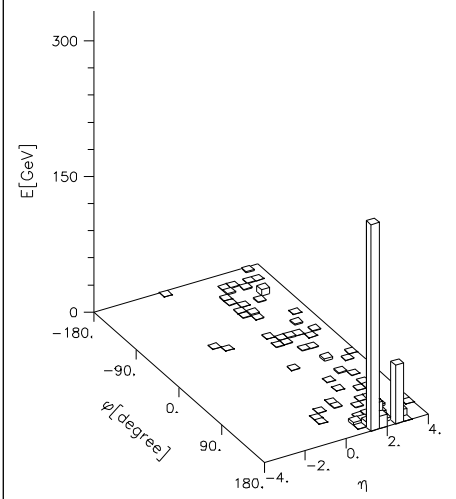
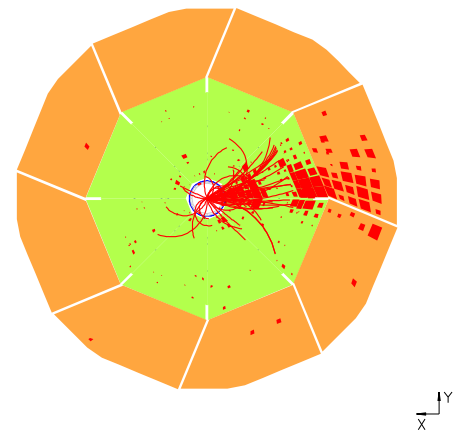
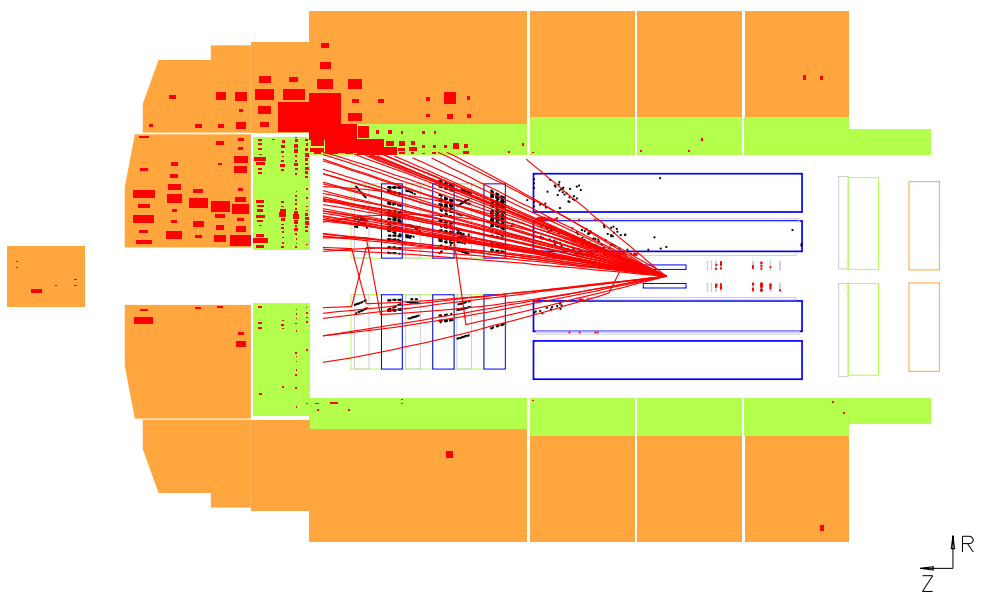
W przypadku wymiany W^\pm (prądy naładowane: CC DIS) w detektorze obserwujemy tylko stan hadronowy:



Wystarczy to jednak to pełnej rekonstrukcji zmiennych kinematycznych x , y i Q^2

Przypadek CC DIS w detektorze H1

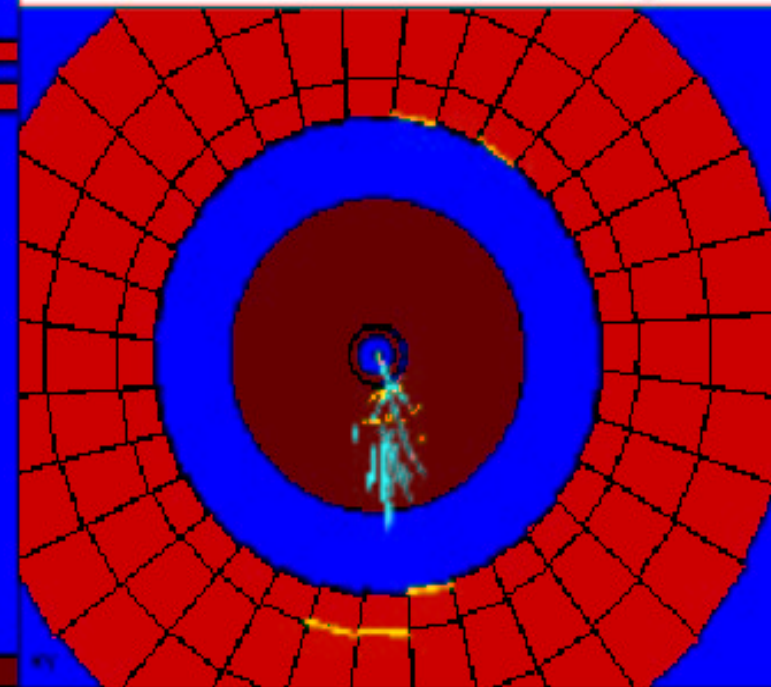
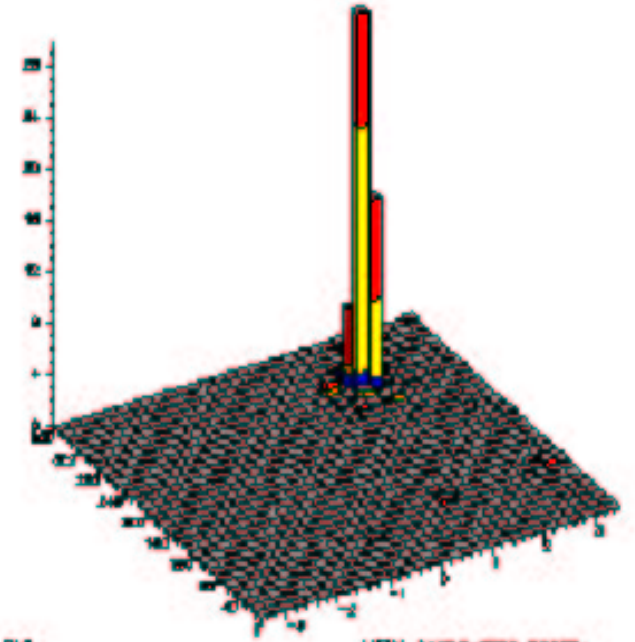
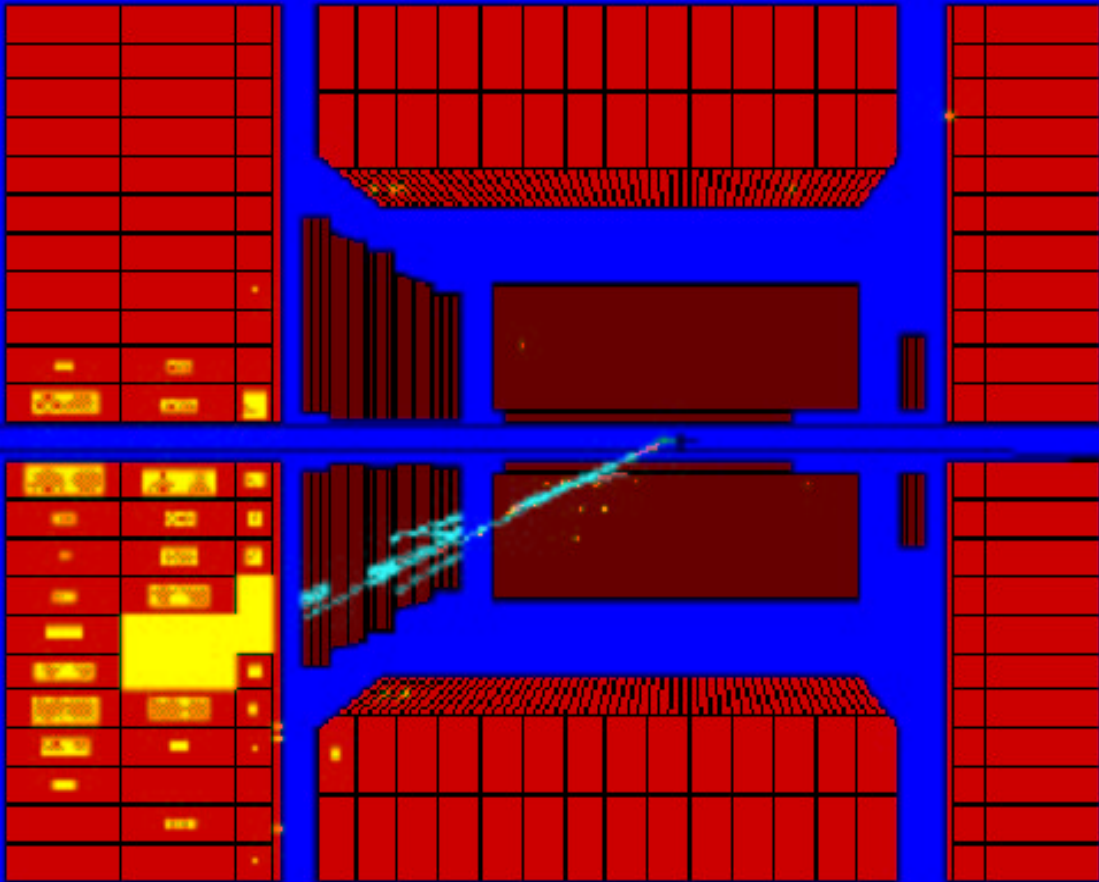
Pt=139 Q2=41067 x=0.77 y=0.53





Przypadek CC DIS w detektorze ZEUS

$Q^2 \sim 7000 \text{ GeV}^2$, 15-Aug-1998



Bozony W^\pm i Z^0

CC DIS at HERA

Przekrój czynny na NC DIS
(dominuje wymiana γ):

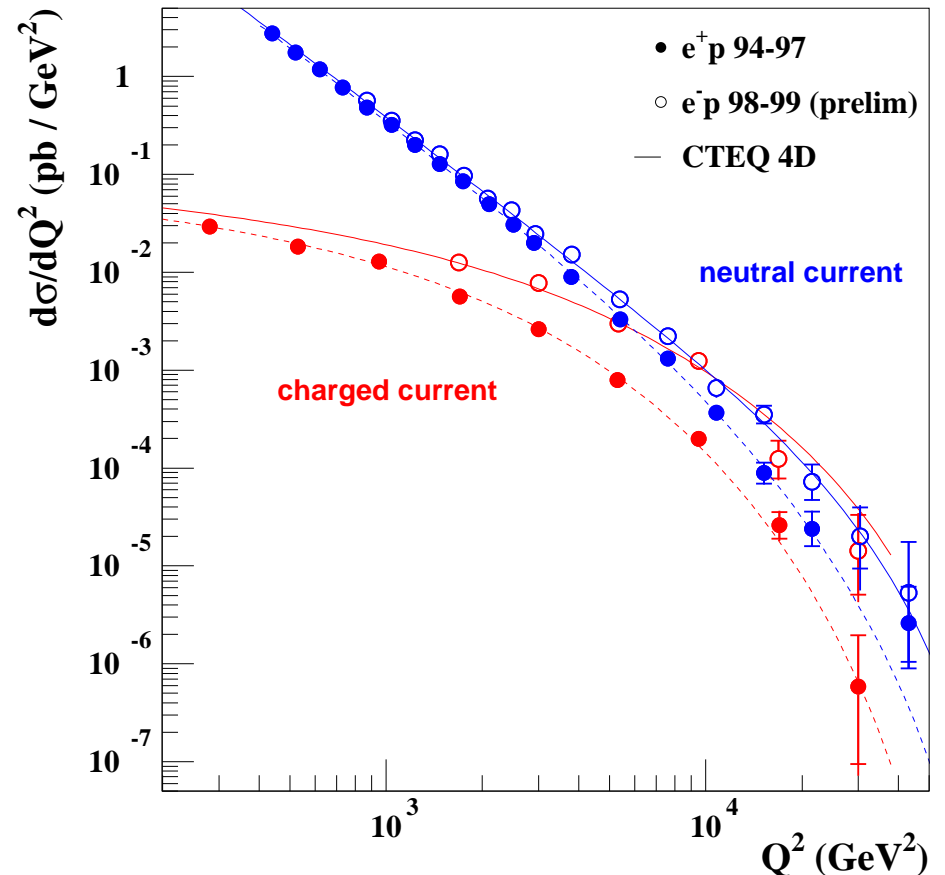
$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4}$$

Dla wymiany W^\pm (CC DIS):

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{(M_W + Q^2)^2}$$

W obszarze bardzo dużych Q^2 “unifikacja”:

ZEUS DIS Cross Sections



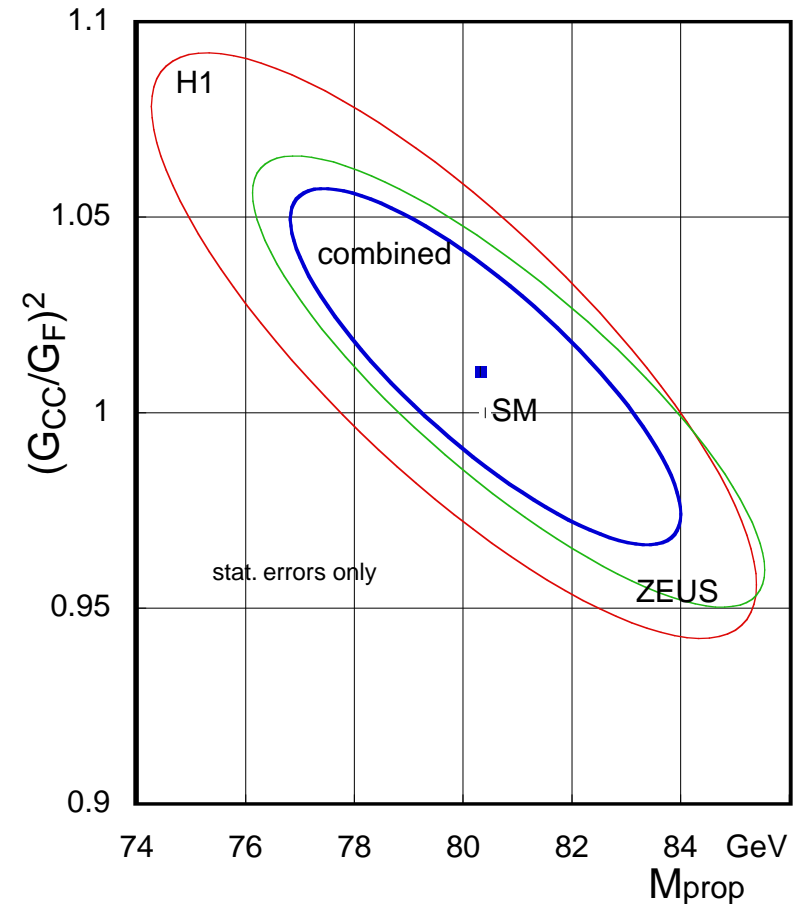
Oddziaływania słabe porównywalne z EM

Bozony W^\pm i Z^0

CC DIS at HERA

Dopasowując **zależność** przekroju czynnego na CC DIS od Q^2 można wyznaczyć **masę** i niskoenergetyczne sprzężenie **wymienianego nośnika**.

Wyniki H1 i ZEUS:



Pełna zgodność z modelem wymiany W^\pm