

Oddziaływania słabe

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład VI

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

Neutrino

Promieniotwórczość

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

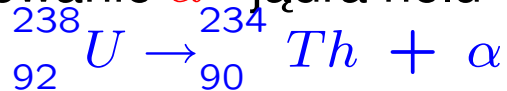
1903 - nagroda Nobla, wraz z **M.Skłodowską** i **P.Curie**

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

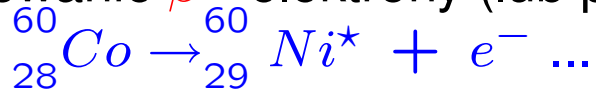
Źródłem promieniowania są **przemiany** jednych **pierwiastków** w inne.

Separacja w polu magnetycznym:

- promieniowanie α - jądra helu



- promieniowanie β - elektrony (lub pozytony)



- promieniowanie γ - wysokoenergetyczne fotony

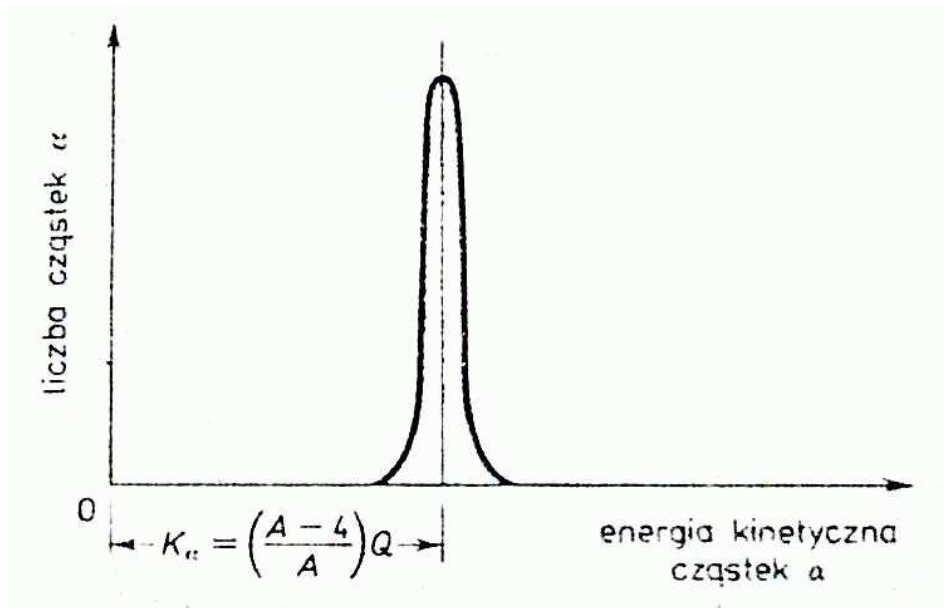


Oczekiwano, że cząstki promieniowania powinny nieść energię E_0 odpowiadającą różnicy mas izotopów...

Neutrina

Rozpady α i γ

Dyskretne widmo energii:

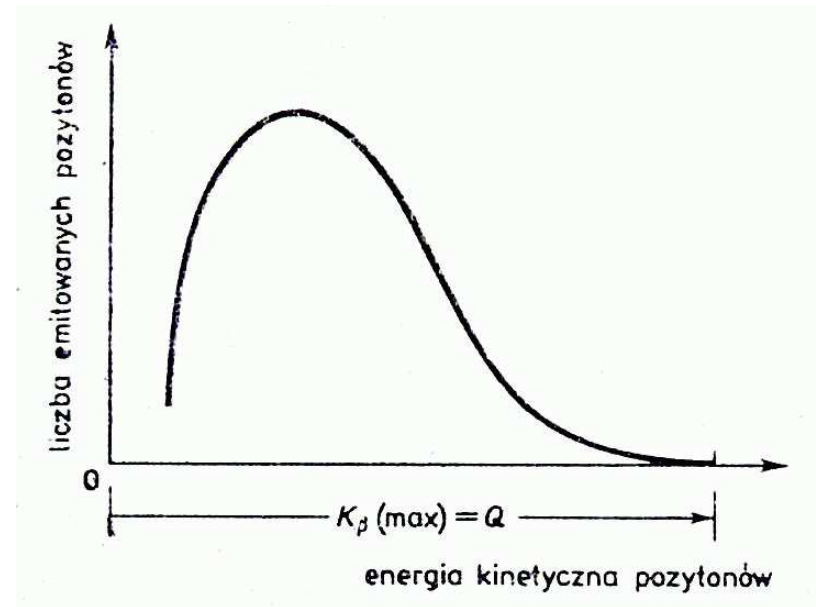


Energia emitowanej cząstki

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

Rozpad β

Ciągłe widmo energii:



Naruszenie zasady zachowania energii !?...

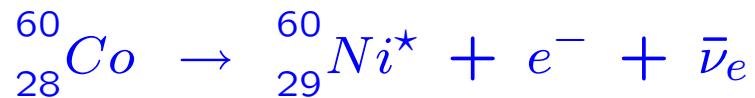
Energia emitowanych elektronów/pozytonów

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

Neutrino

Hipoteza Pauliego

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



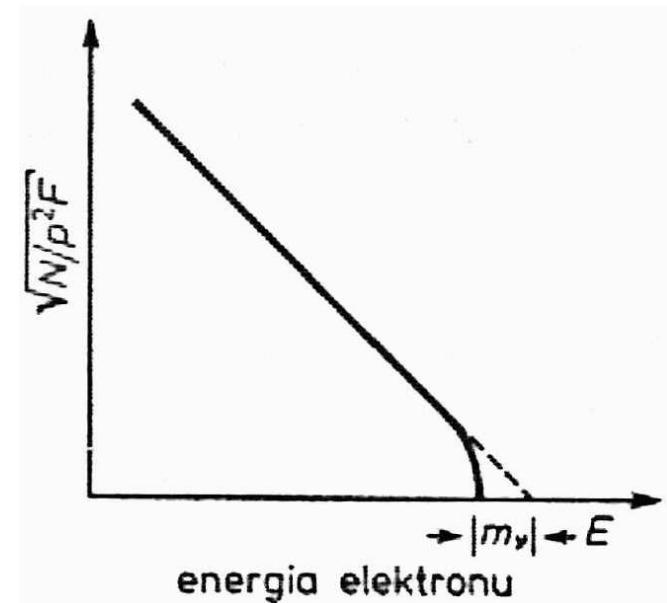
Oczekiwane widmo energii elektronów z rozpadu β :

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

Wykres Kurie

Dla $m_\nu=0$ oczekujemy liniowej zależności

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



Ewentualne odstępstwa

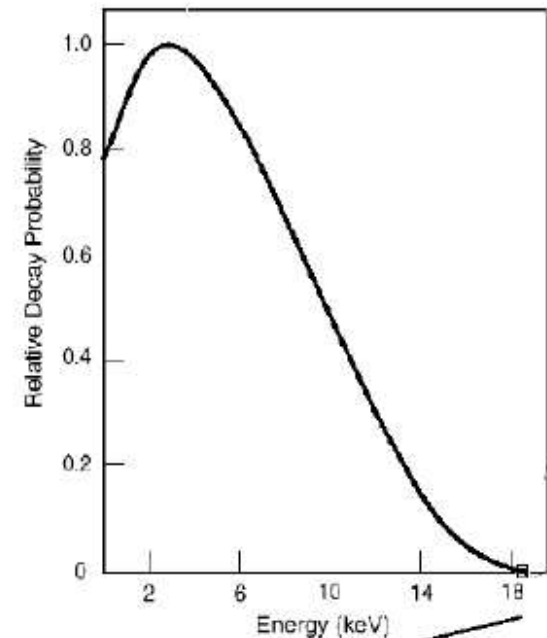
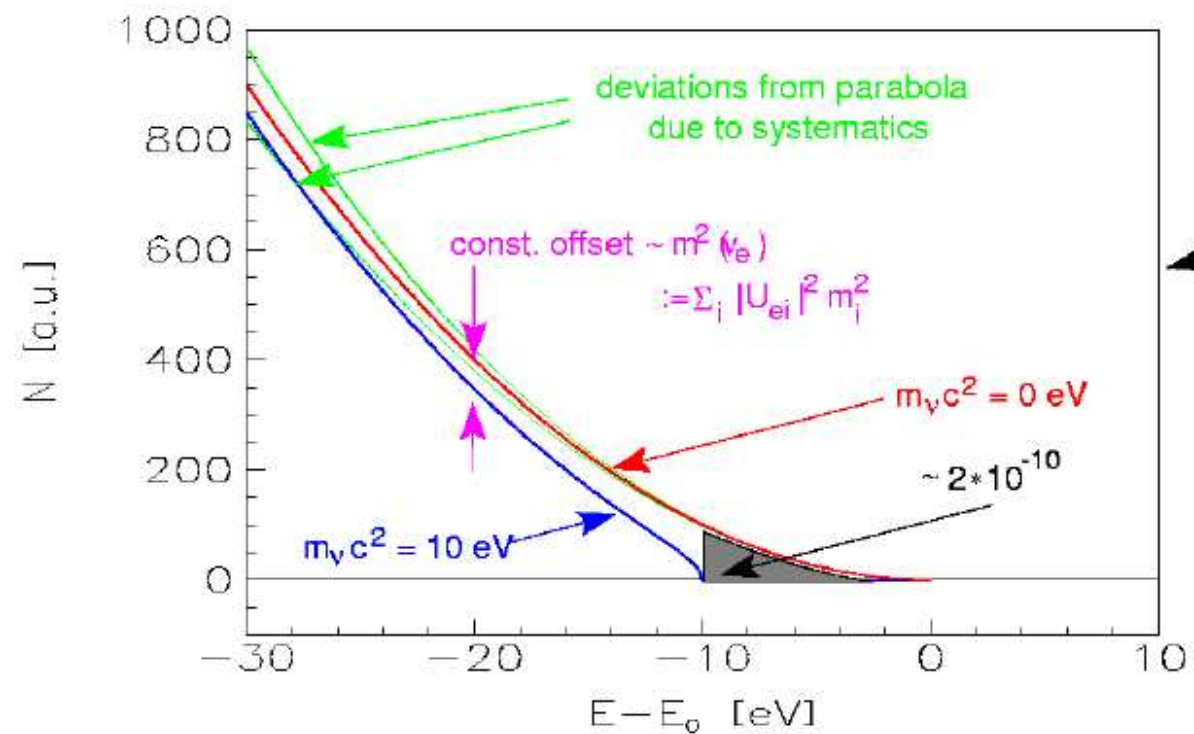
⇒ pomiar masy neutrino

Tritium β decay spectrum

superaligned

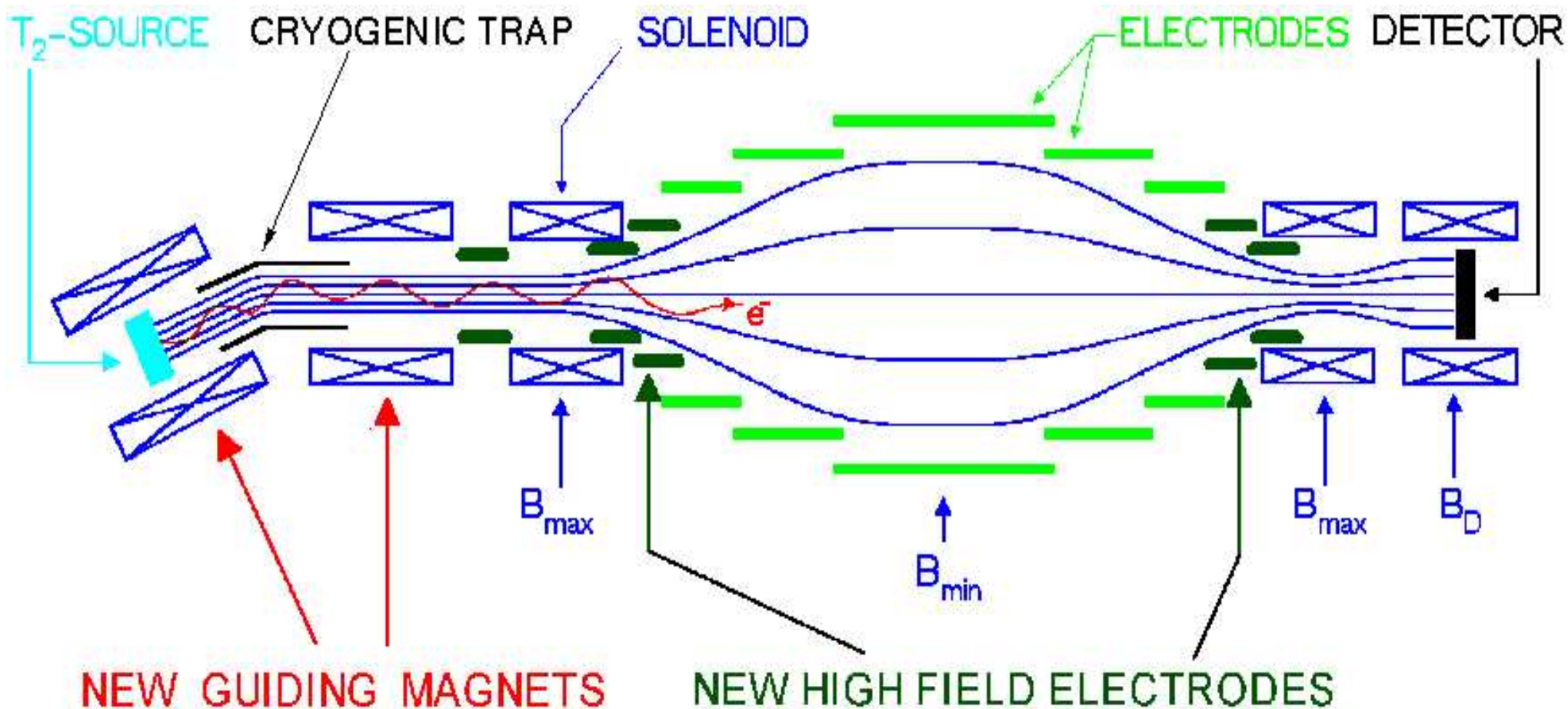


$t_{1/2}: 12.3 \text{ y}$



Eksperyment w Mainz

Rozkład energii elektronów mierzony poprzez hamowanie w polu elektrostatycznym



Neutrino

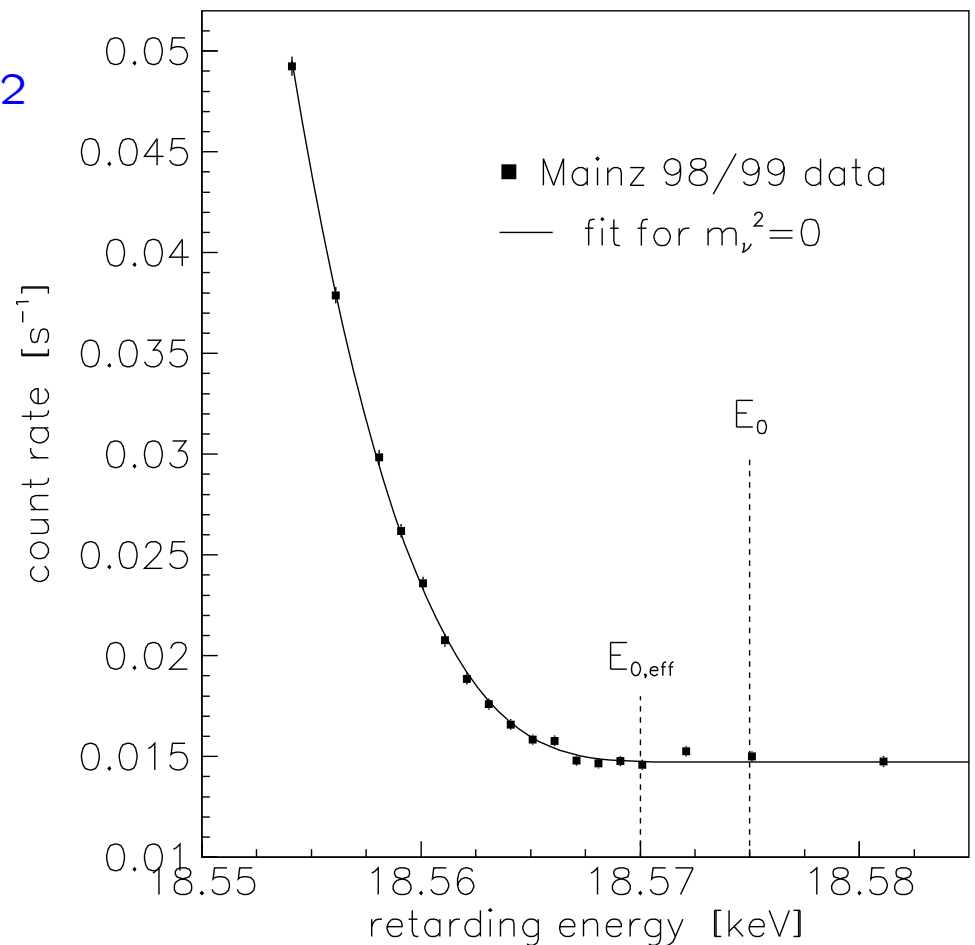
Wykres Kurie

Najnowsze wyniki (Mainz, 2001):

$$m_\nu^2 = -1.6 \pm 2.5_{(stat)} \pm 2.1_{(sys)} \text{ eV}^2$$

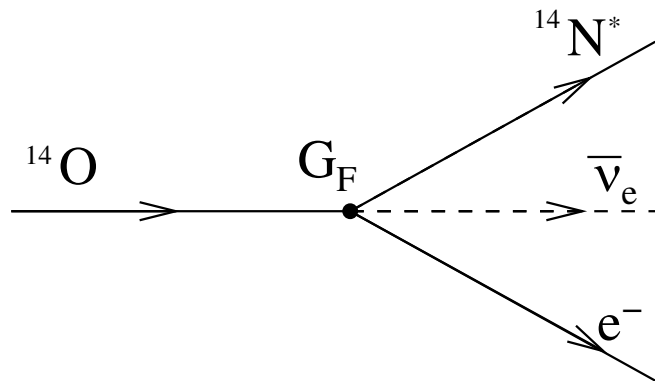
⇒ ograniczenie na masę
neutrino elektronowego:

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

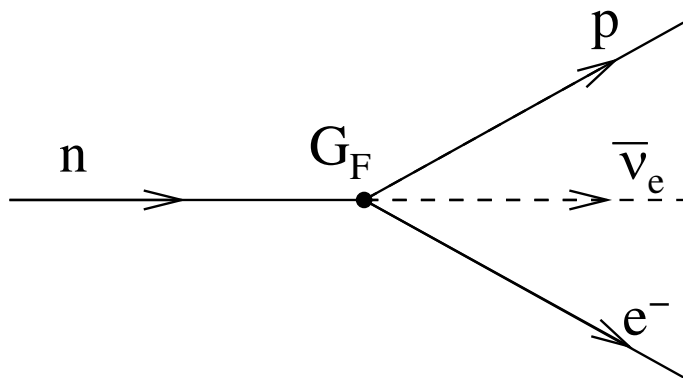


Teoria Fermiego

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

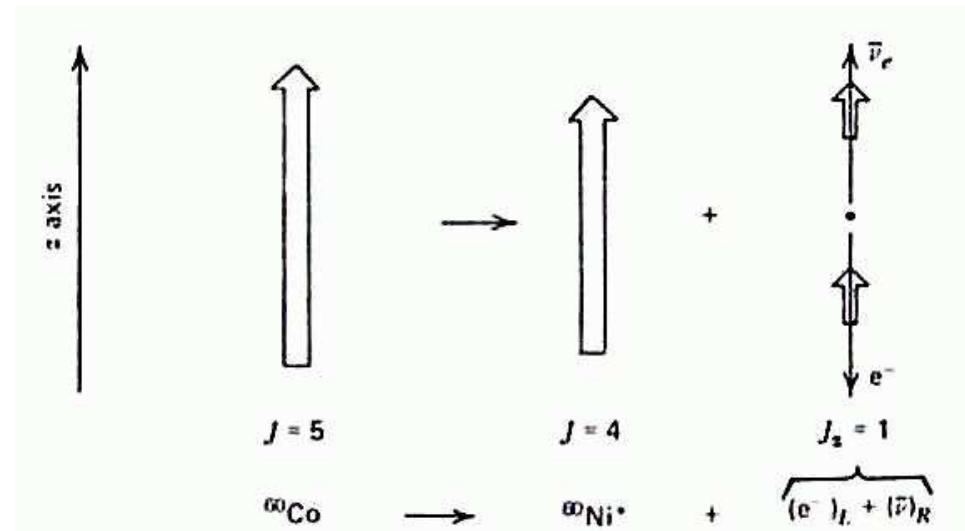
Teoria Fermiego zakładała na początku, że oddziaływania słabe mają taką samą symetrię jak oddziaływania elektromagnetyczne.

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 odwróceniu 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

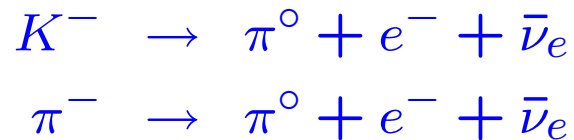
Mieszanie kwarków

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

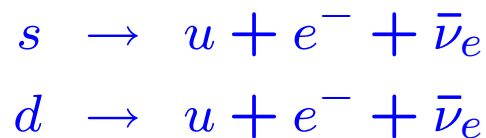
Problem dziwności

Czas życia kaonu $K^\pm$ zbyt długi
w stosunku do pionu $\pi^\pm$
(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.

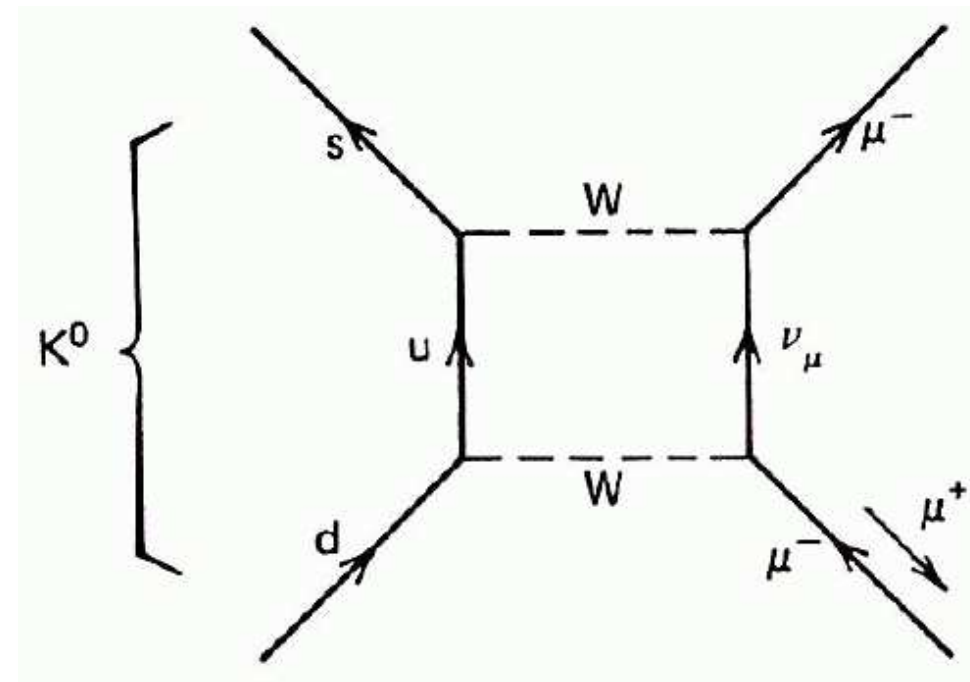
Przewidywała także nowe procesy typu FCNC (Flavour Changing Neutral Currents), procesy neutralne ze zmianą zapachu.

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'

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

$\sin \theta_C \cos \theta_C + (-\sin \theta_C \cos \theta_C) = 0$

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

Mieszanie kwarków

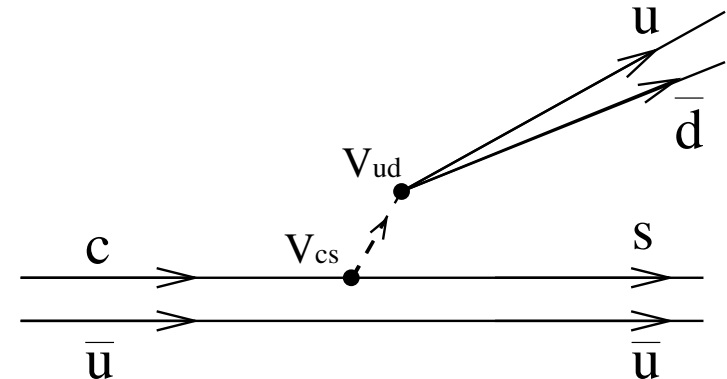
Macierz CKM

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 ($c\bar{u}$)



$$\begin{array}{ll} 3.8\% & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \sim |V_{cs} V_{ud}|^2 \sim \cos^4 \theta_C \\ 0.015\% & D^0 \rightarrow \pi^- K^+ \sim |V_{cd} V_{us}|^2 \sim \sin^4 \theta_C \end{array}$$

Obecne wyniki doświadczalne (PDG'2004):

$$\begin{pmatrix} 0.9739 \text{ to } 0.9751 & 0.221 \text{ to } 0.227 & 0.0029 \text{ to } 0.0045 \\ 0.221 \text{ to } 0.227 & 0.9730 \text{ to } 0.9744 & 0.039 \text{ to } 0.044 \\ 0.0048 \text{ to } 0.014 & 0.037 \text{ to } 0.043 & 0.9990 \text{ to } 0.9992 \end{pmatrix}$$

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 !

⇒ bezpośrednie 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

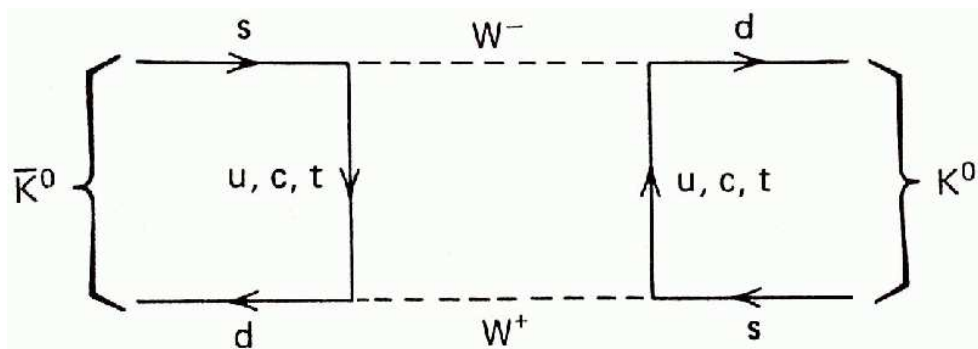
Łamanie CP

Mieszanie K^0

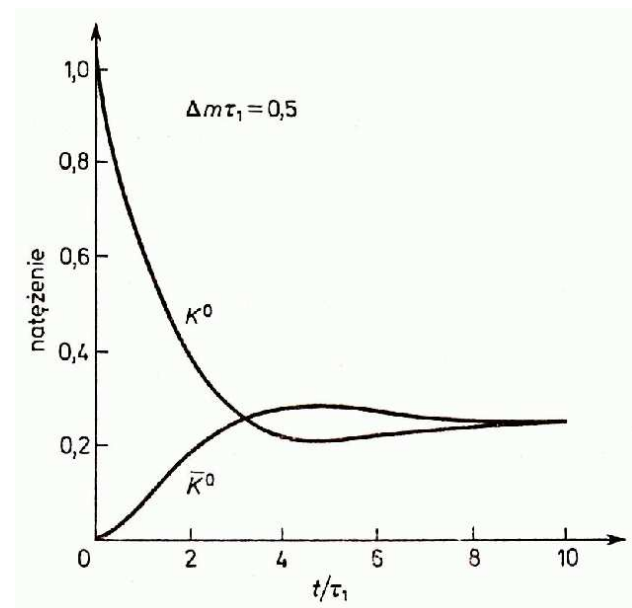
W oddziaływaniach silnych produkowane są pary kwark-antykwarek: cząstki K^0 ($\bar{s}d$) i $\bar{K}^0$ ($s\bar{d}$)

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 (długo życiowy, “long”) i K_S (krótko życiowy, “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

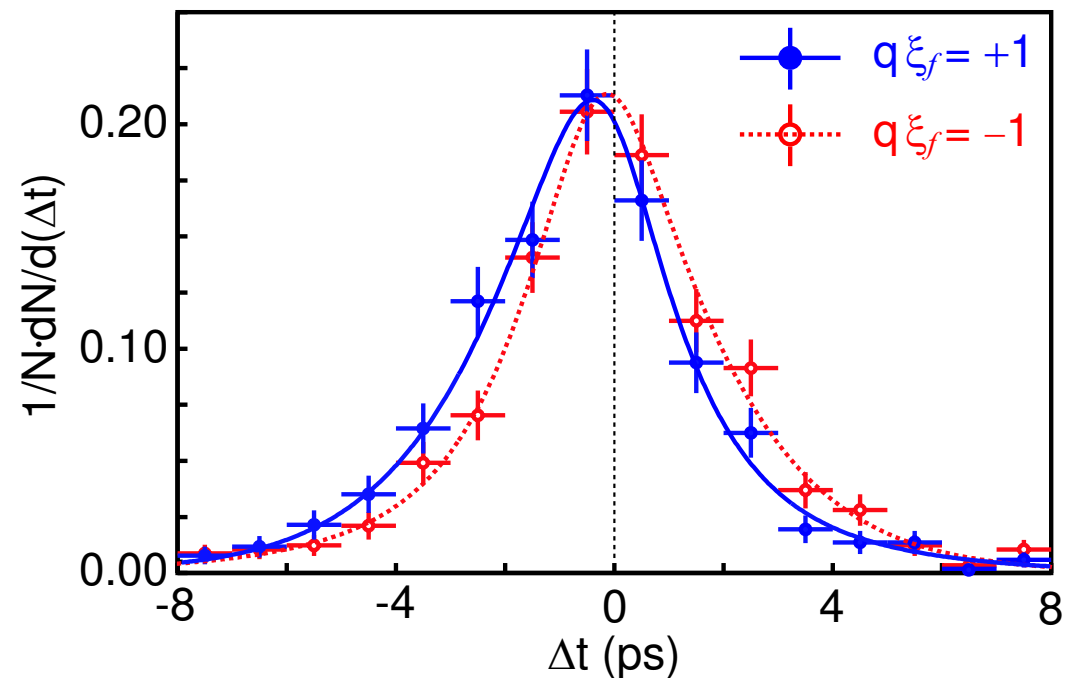
B^0 i $\bar{B}^0$ mają wspólne kanały rozpadu:

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

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**...

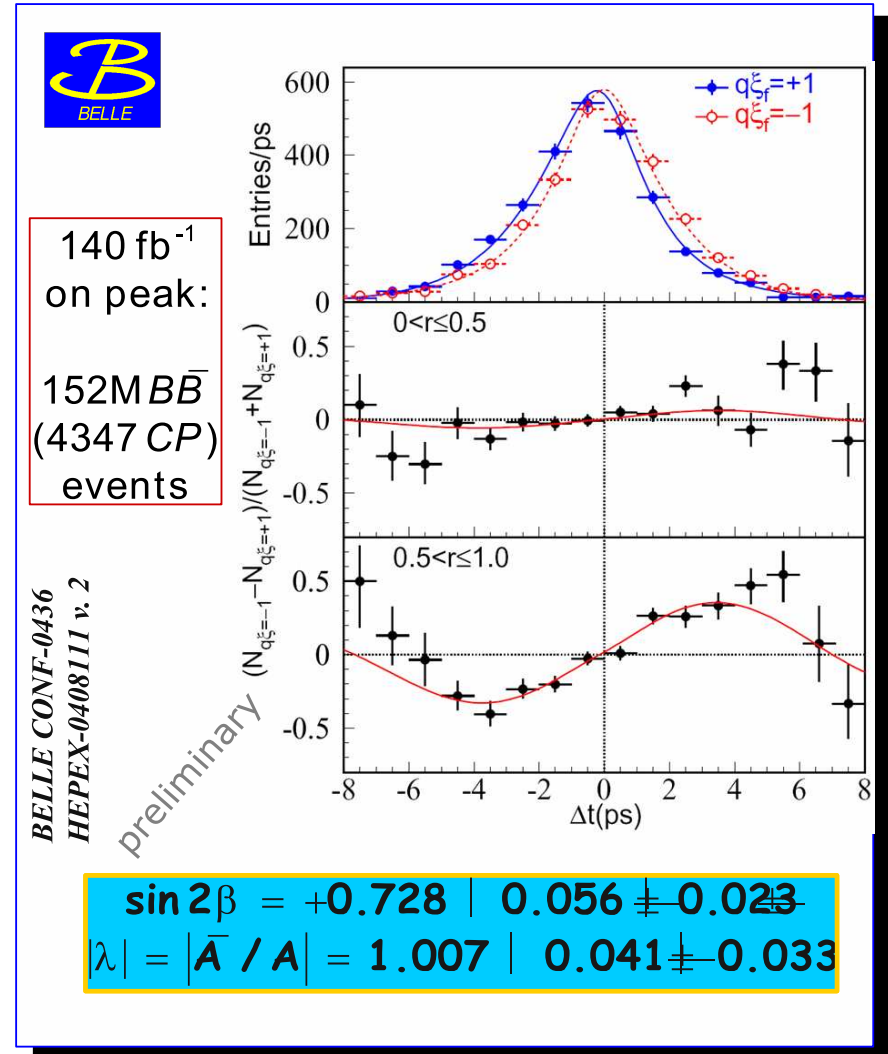
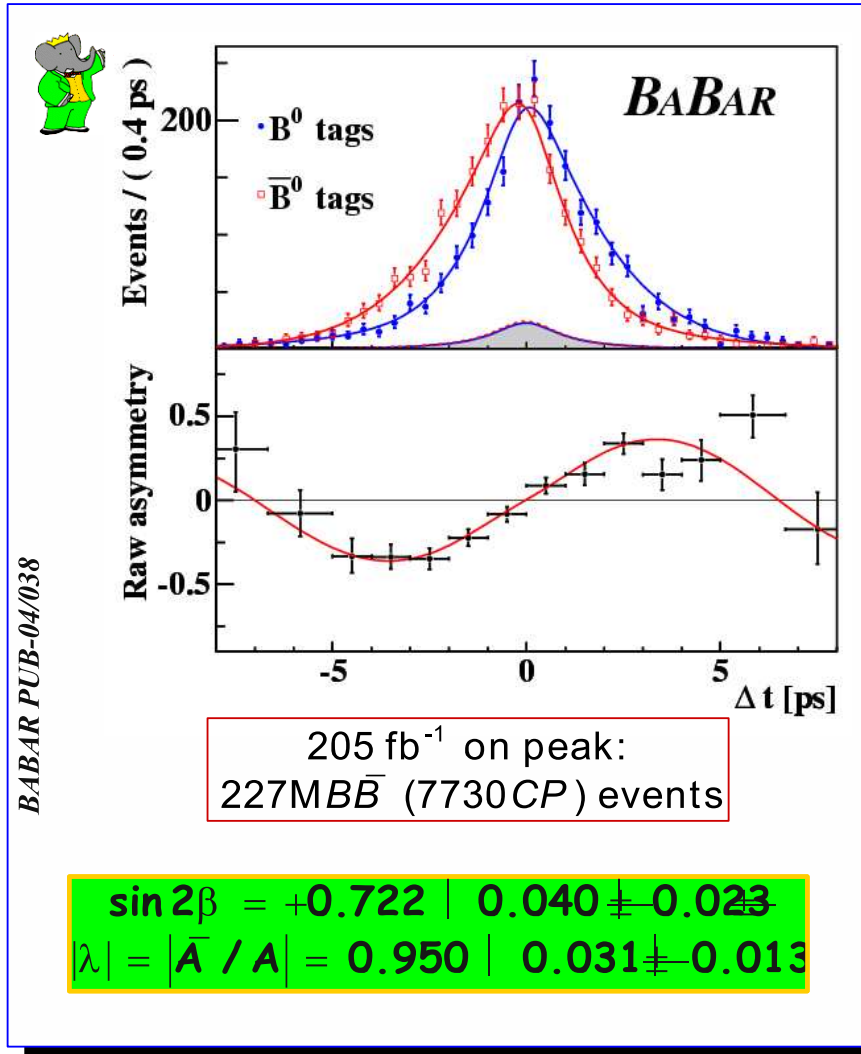
Obserwujemy **asymetrię** w różnicy czasów rozpadu: B^0 szybciej niż $\bar{B}^0$ rozpada się do stanu o $CP = +1$.



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

Konferencja w Moriond, marzec 2005

Eksperymenty przy "fabrykach B": **BaBar** w SLAC (Kalifornia) i **Belle** w KEK (Japonia)



Łamanie CP

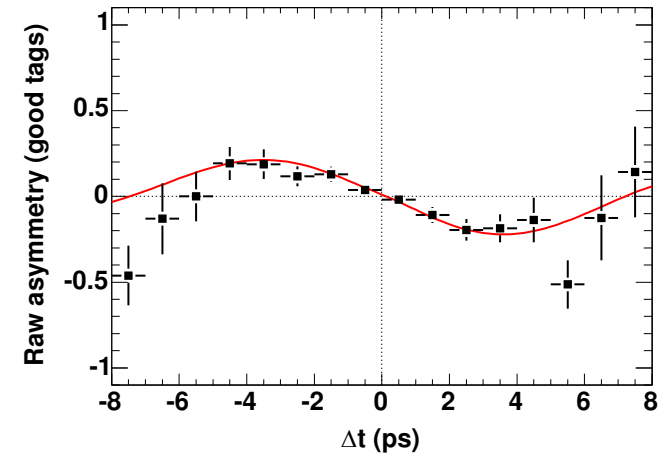
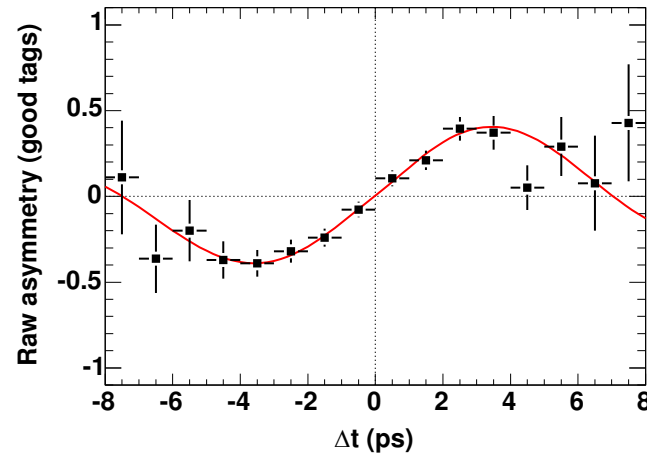
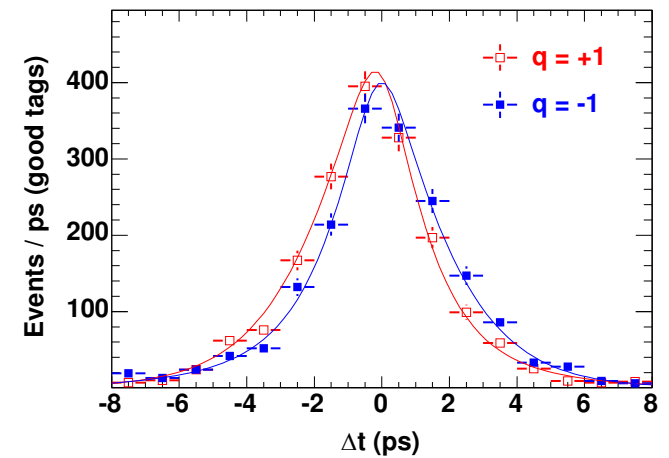
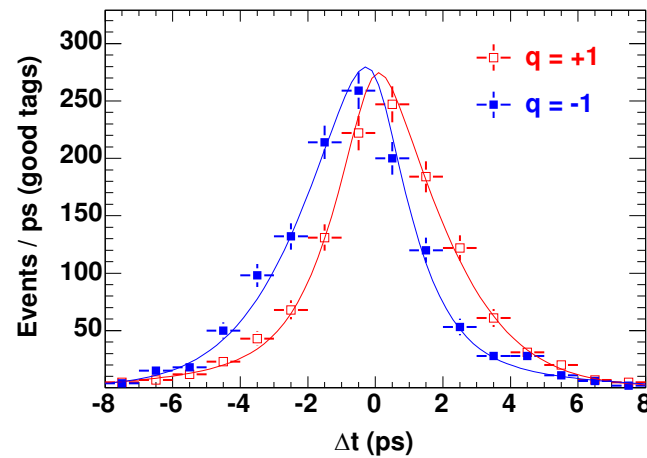
Łamanie CP w rozpadach B^0

$$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$$

$$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$$

Wyniki Belle

Lato 2005



Łamanie CP

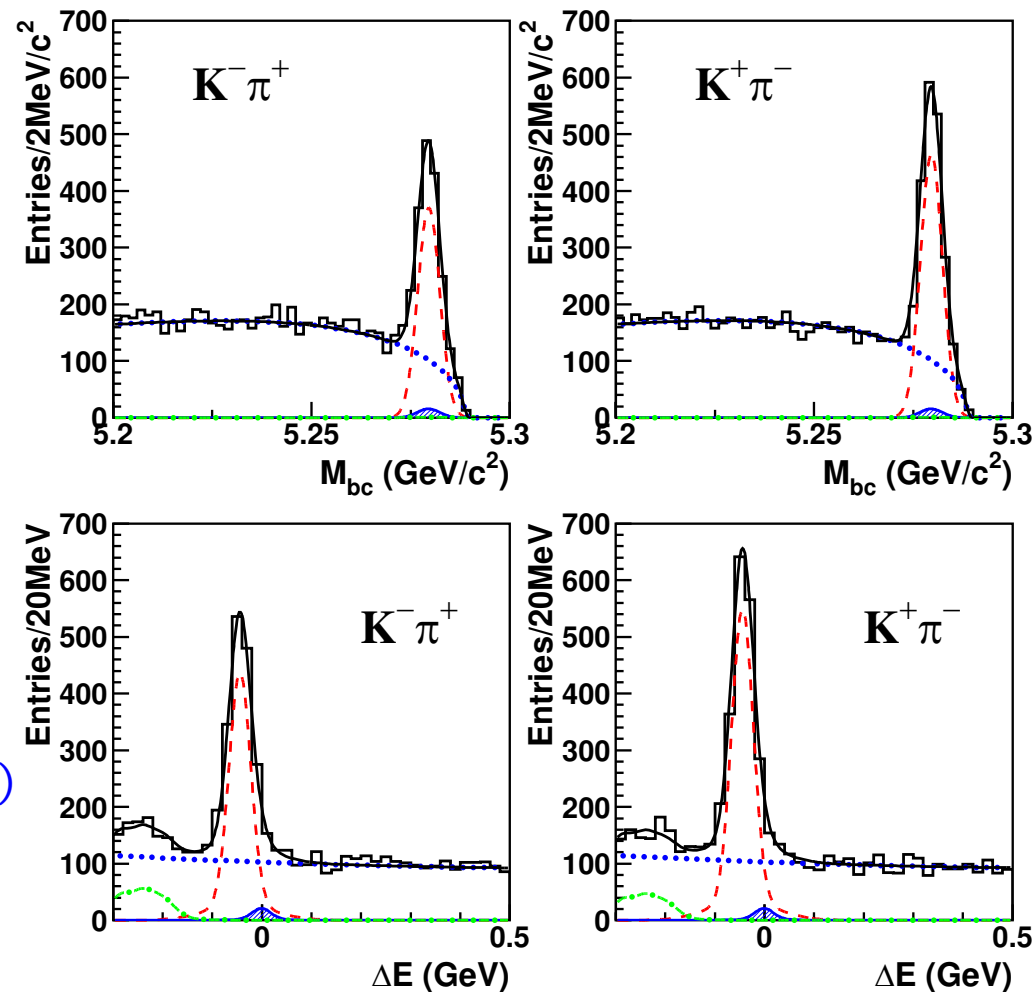
Łamanie CP w rozpadach B^0

Łamanie CP obserwujemy też porównując rozpad na stany końcowe nie będące stanami własnymi CP.

$$\mathcal{A} = \frac{BR(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - BR(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{BR(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + BR(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}$$

Wyniki Belle 2005:

$$\mathcal{A} = -0.113 \pm 0.022_{(stat)} \pm 0.008_{(syst)}$$



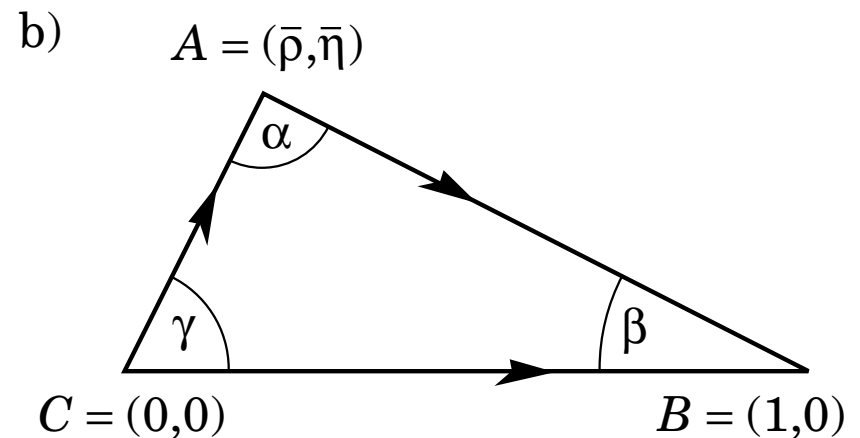
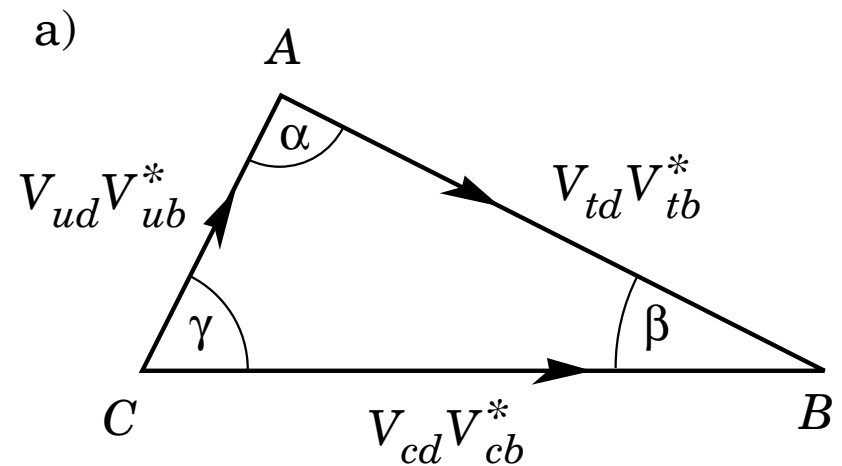
Łamanie CP

Podsumowanie

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

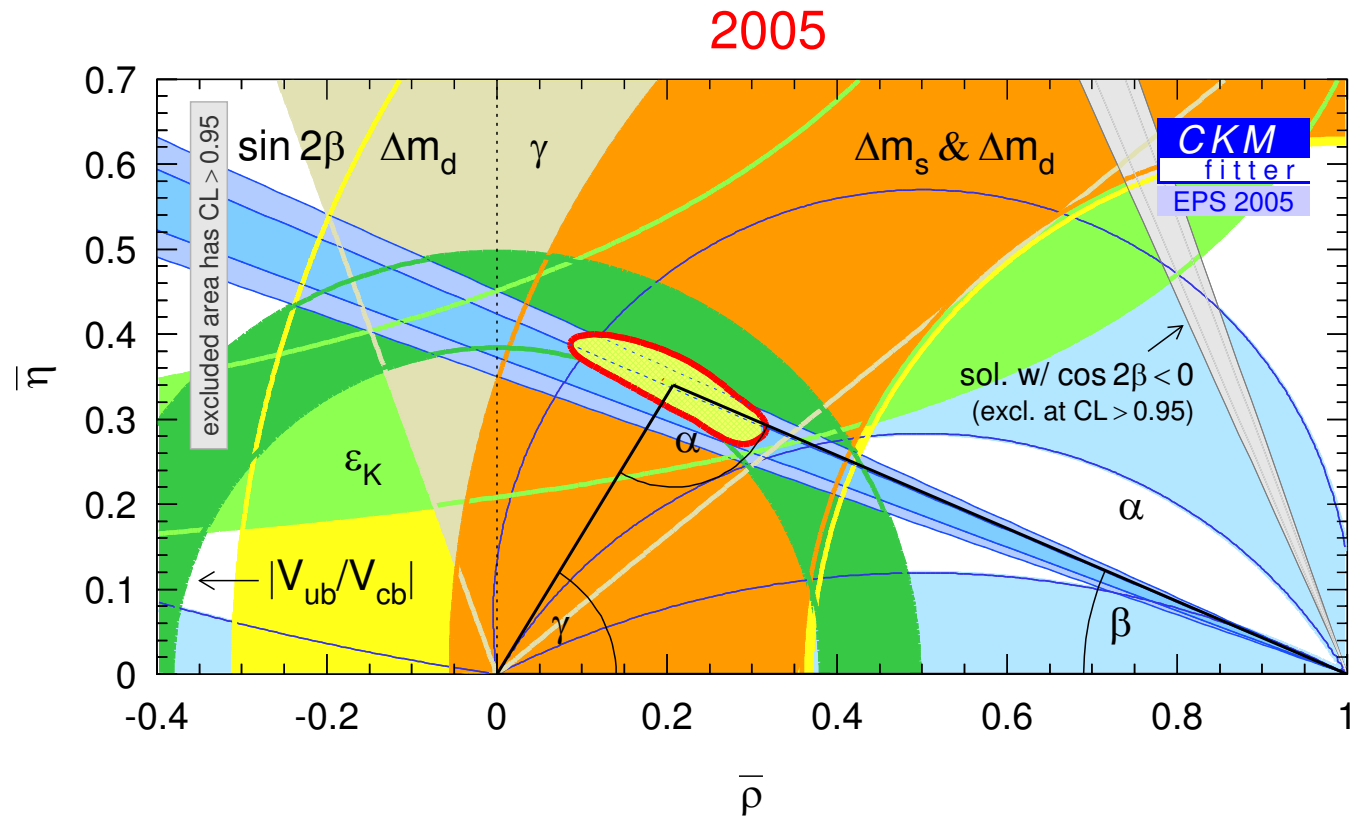
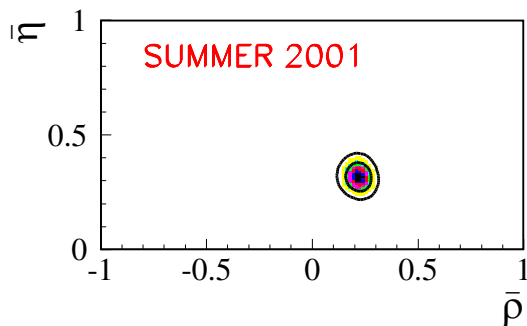
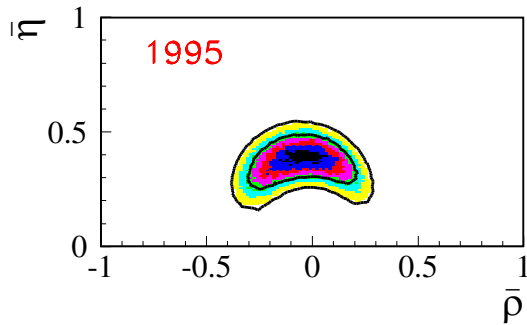
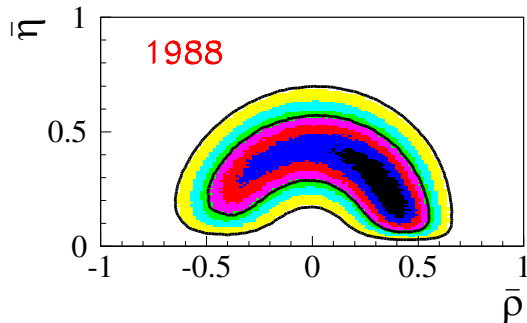
$$\eta > 0$$

η możemy przedstawić jako wysokość tzw. trójkąta unitarności $\Rightarrow$



Łamanie CP

Ogromny postęp



Bardzo dobra zgodność wszystkich pomiarów.

Suma kątów trójkąta $\sim 180^\circ (\pm 10\%)$

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

$$\nu_e n \rightarrow e^- p$$

$$\nu_e N \rightarrow e^- X$$

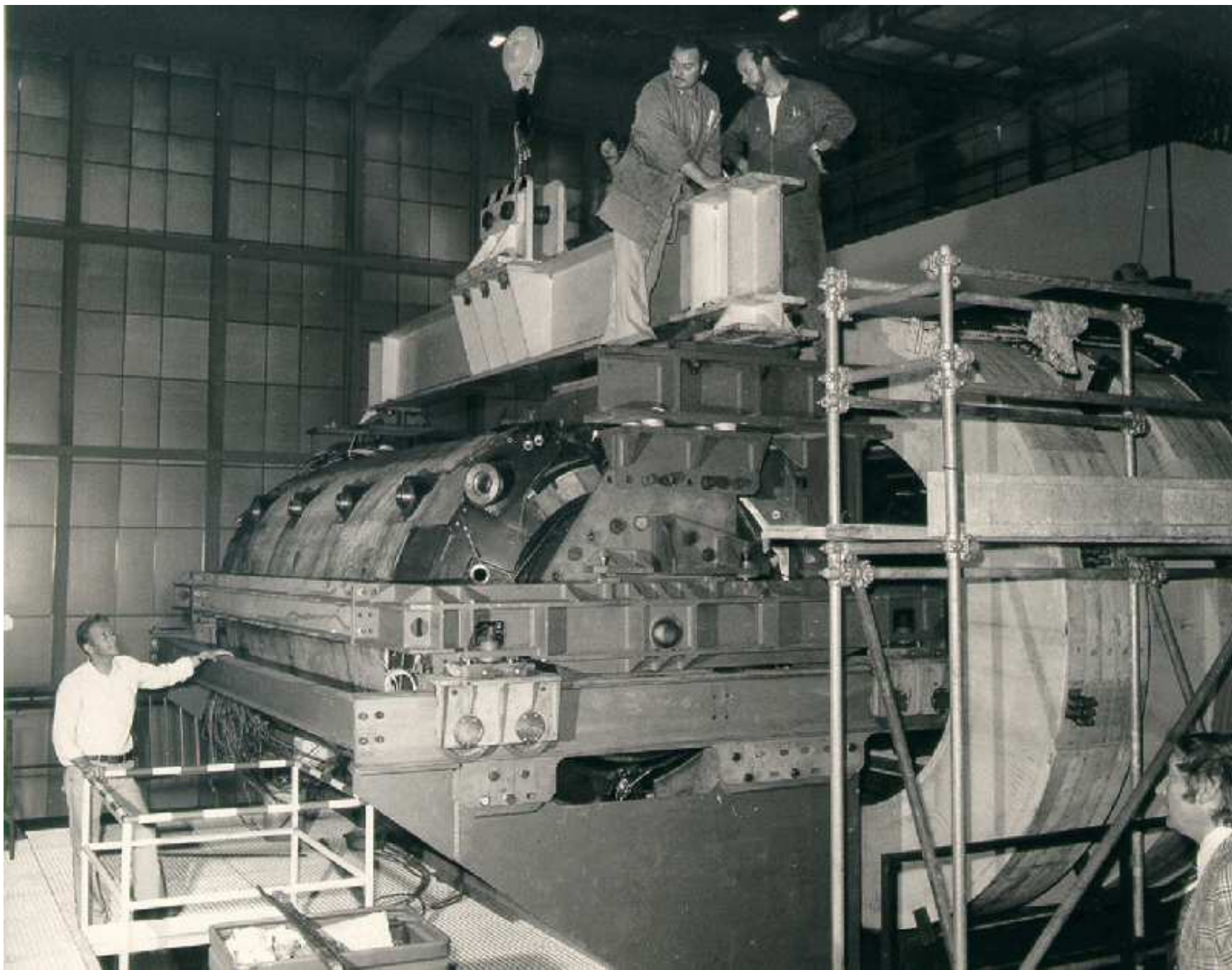
zaobserwowano także procesy bez przekazu ładunku (tzw. prądy neutralne “**Neutral Currents**”; 1973):

$$\nu_e n \rightarrow \nu_e p \pi^-$$

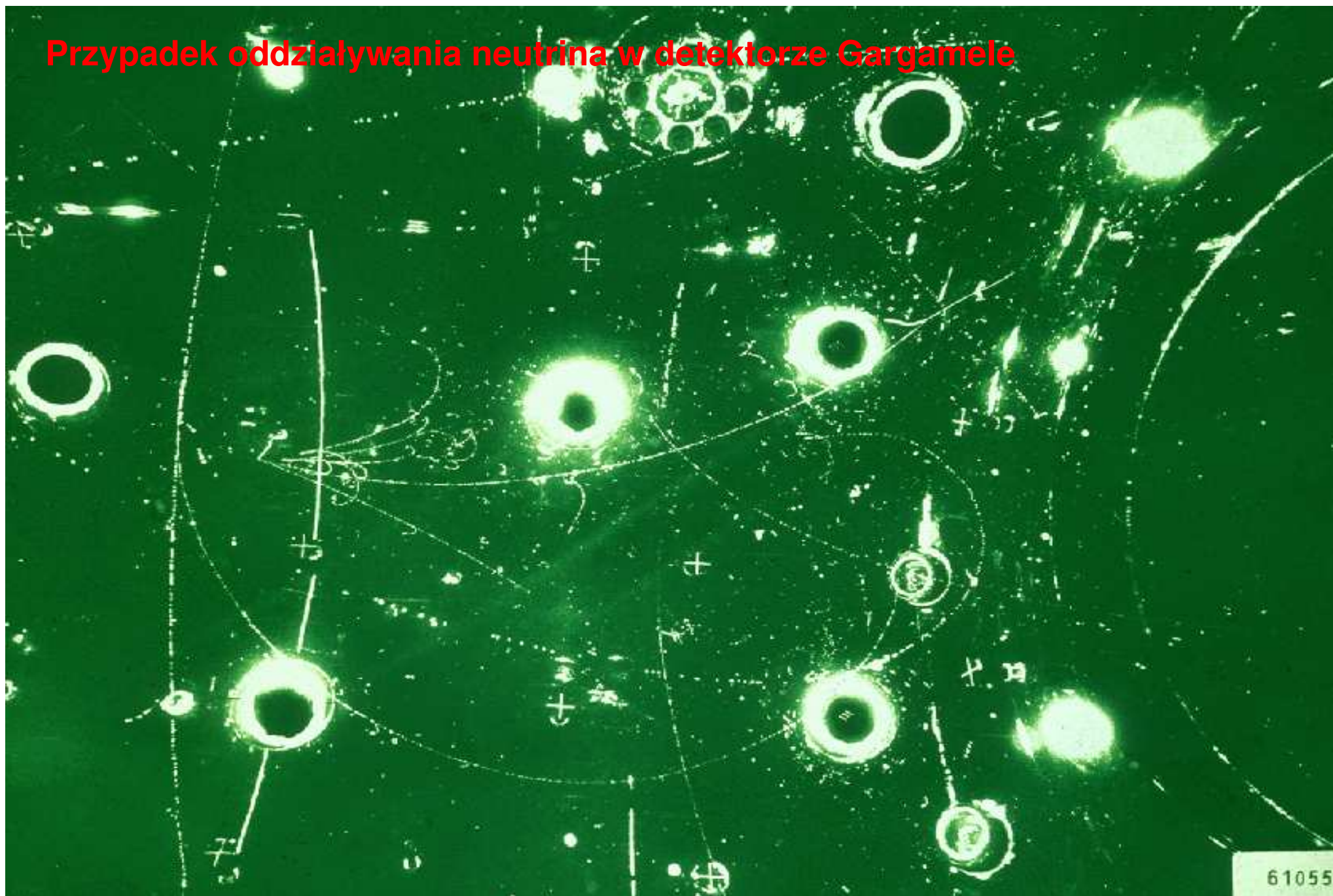
$$\nu_e N \rightarrow \nu_e X$$

Nowe wyniki wymagały nowego opisu...

Detektor Gargamelle



Przypadek oddziaływania neutrino w detektorze Gargamele



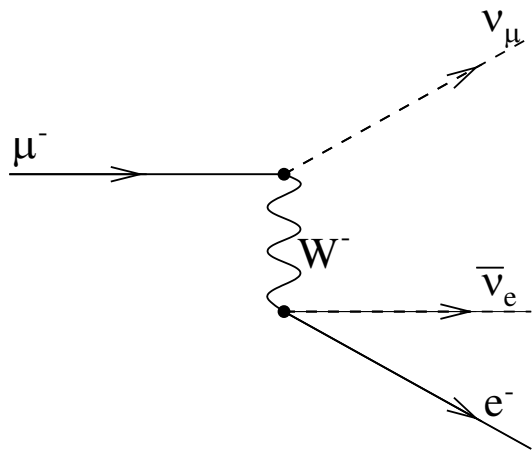
Bozony $W^\pm$ i Z^0

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 :

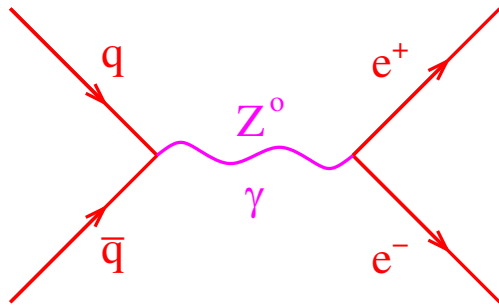
$$m_W \sim 80 \text{ GeV}$$

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

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. process **Drela-Yana**. Wkład od wymiany $Z^0 \Rightarrow$ maksimum w **masie niezmienniczej** pary leptonów.

Wyniki UA1 (1983):

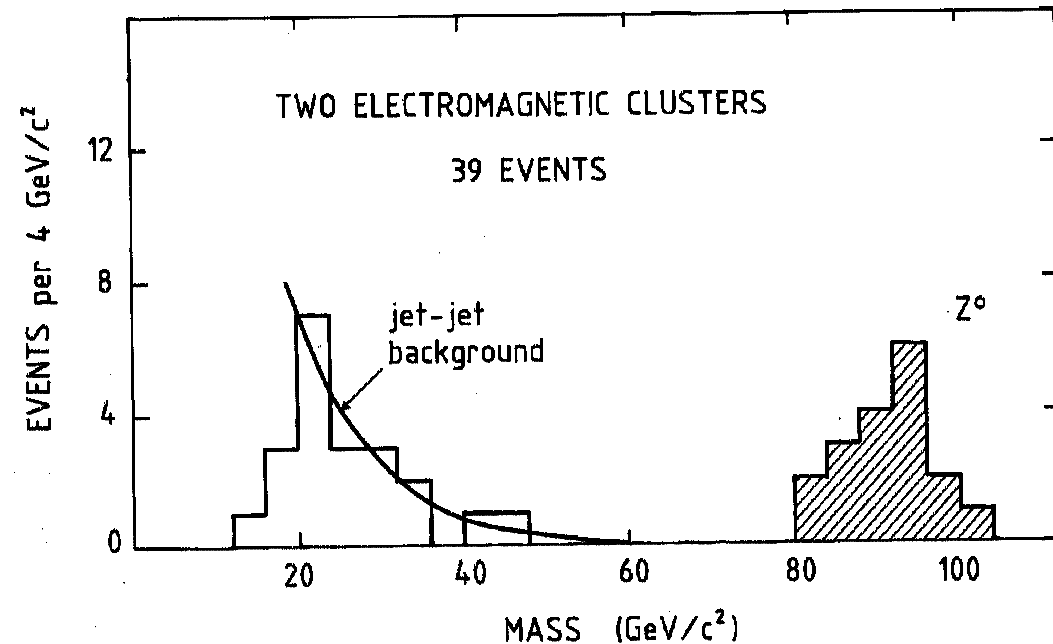
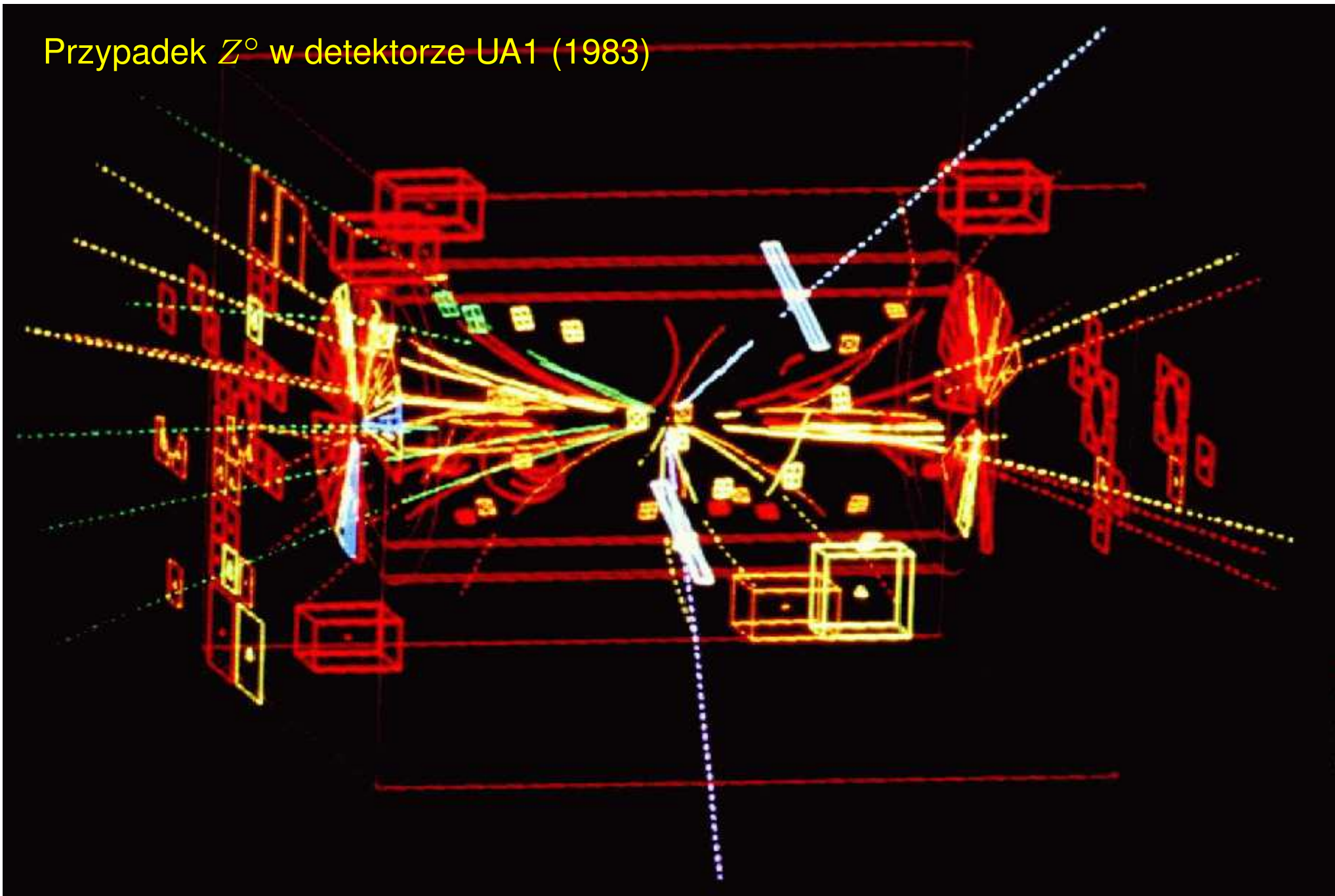


Fig. 1

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):

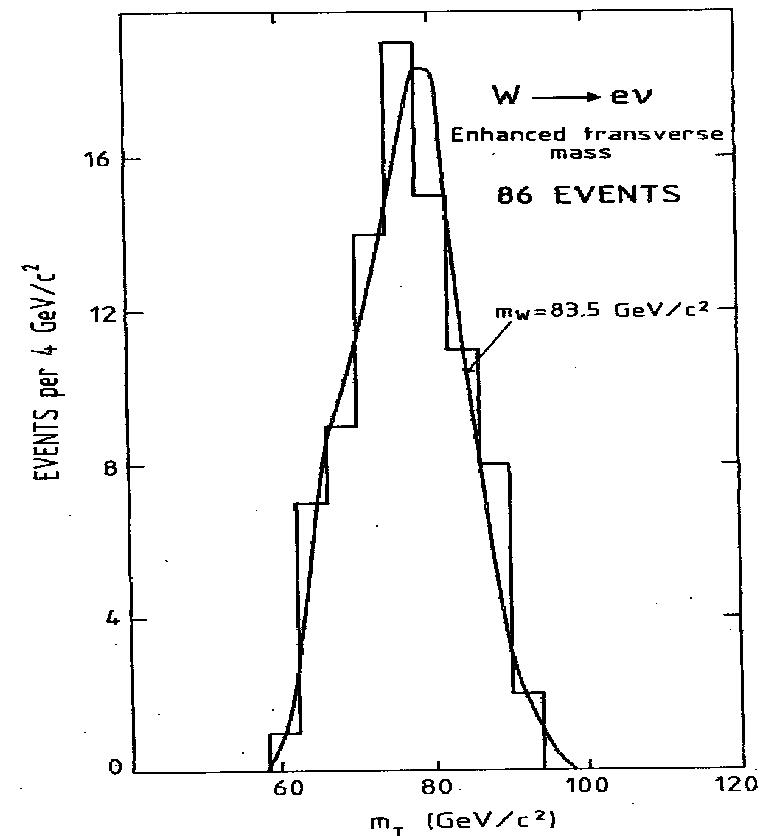
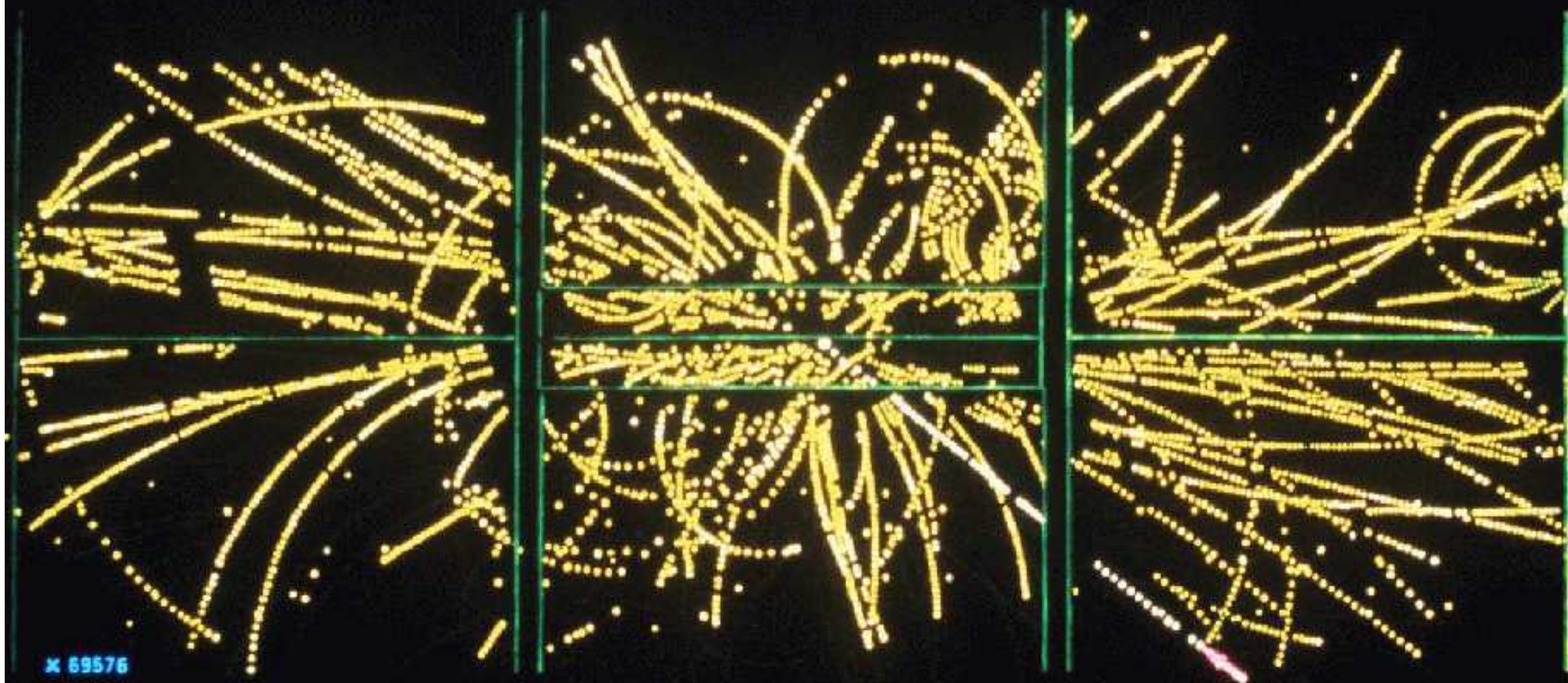


Fig. 3b

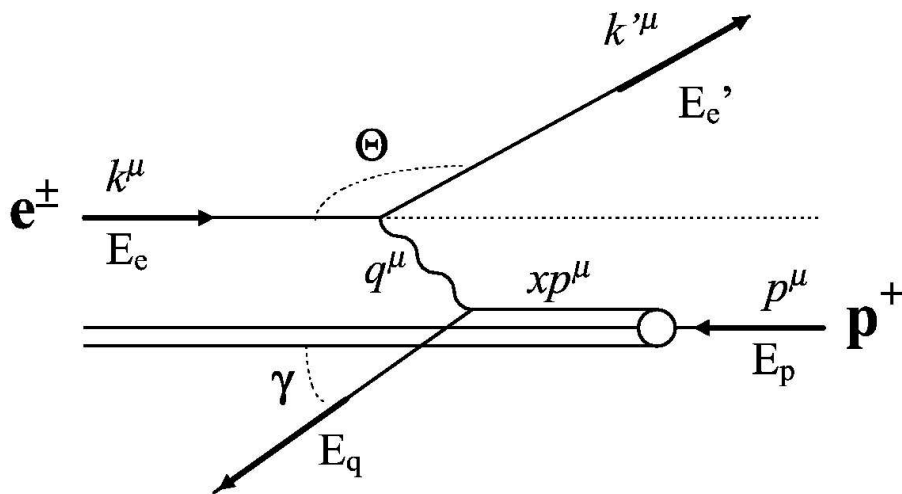
EVENT 2958. 1279. Przypadek W^- w detektorze UA1 (1983)



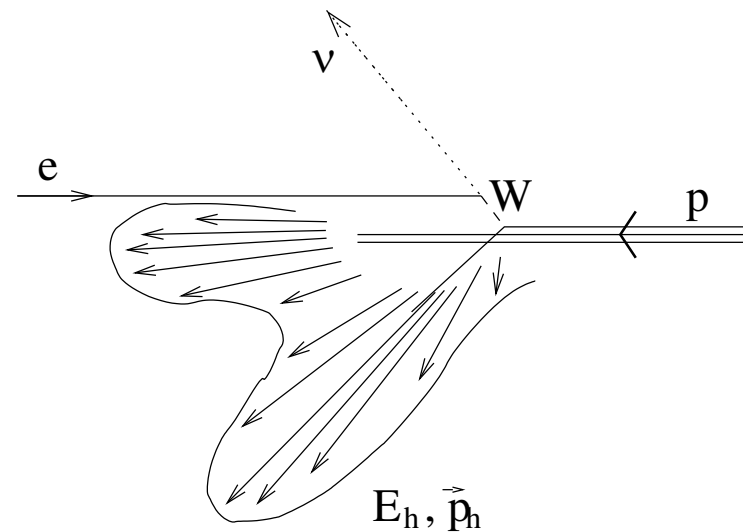
Bozony $W^\pm$ i Z^0

CC DIS at HERA

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

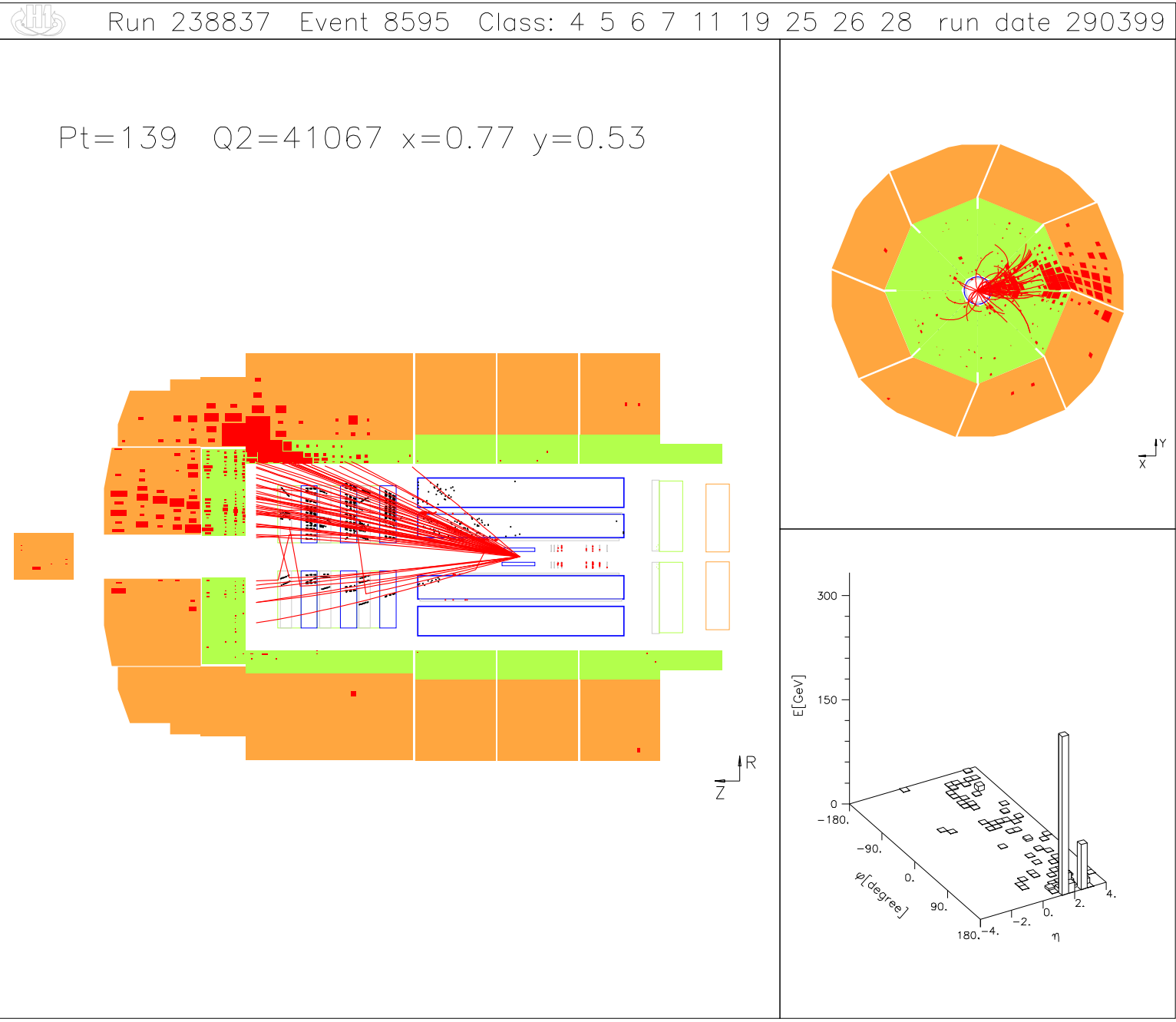


W przypadku wymiany $W^\pm$ (prądy naładowane: CC DIS) w detektorze obserwujemy tylko stan hadronowy:

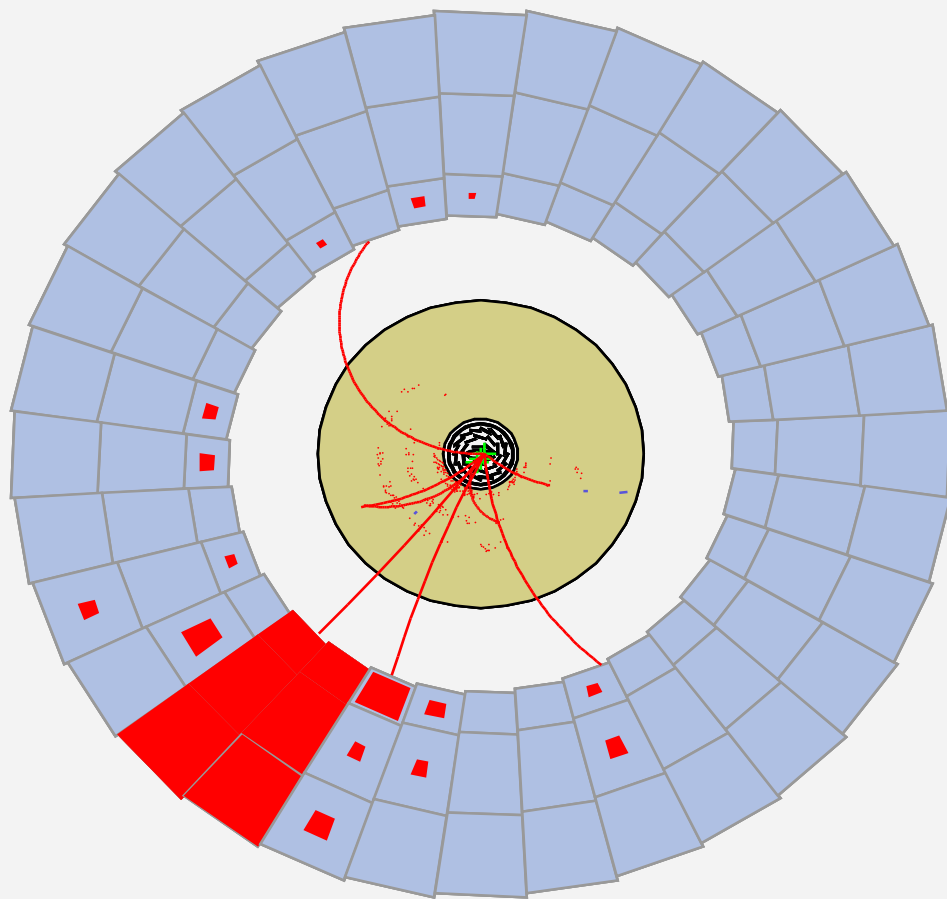


Wystarcza to jednak to pełnej rekonstrukcji zmiennych kinematycznych x , y i Q^2

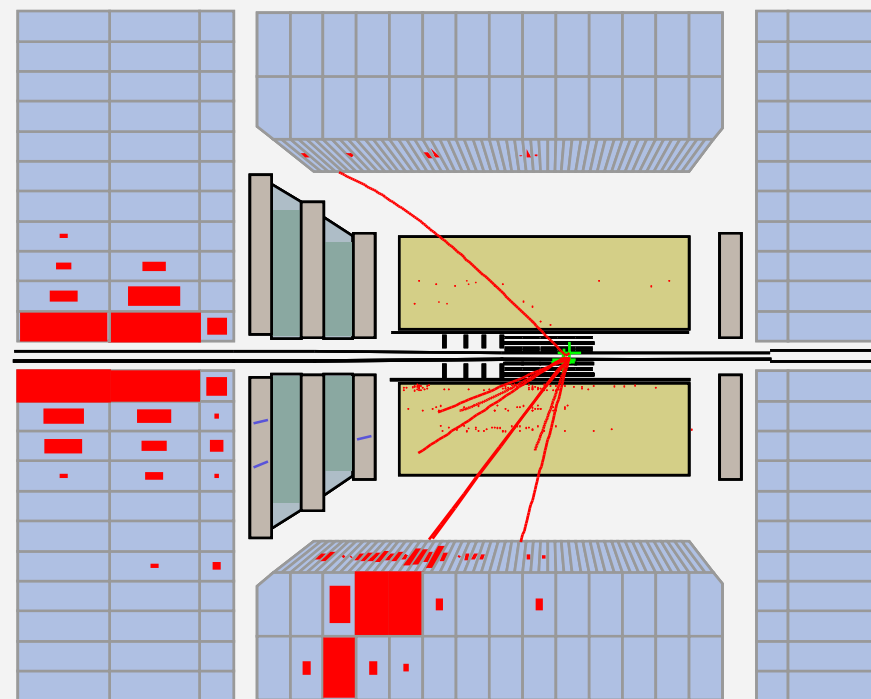
Przypadek CC DIS
w detektorze H1



Przypadek CC DIS w detektorze ZEUS



XY View



ZR View

Bozony $W^\pm$ i Z^0

CC DIS at HERA

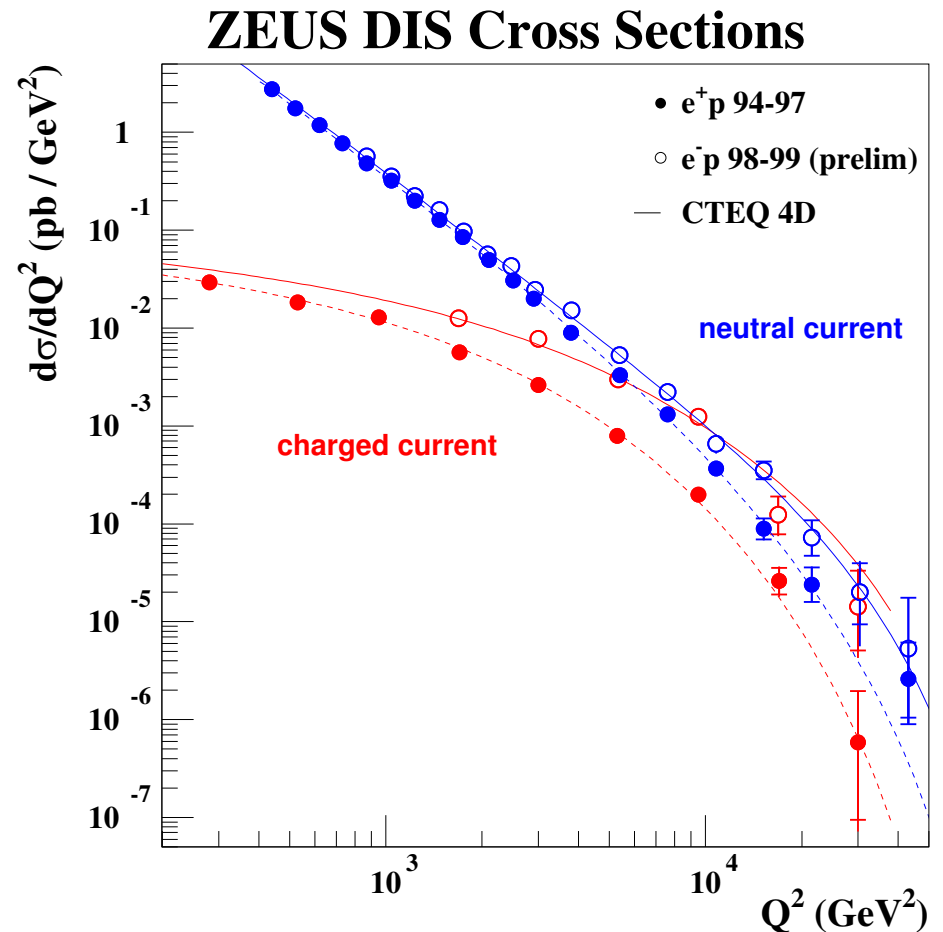
Przekrój czynny na NC DIS
(dominuje wymiana γ):

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

Dla wymiany $W^\pm$ (CC DIS):

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

W obszarze bardzo dużych Q^2 “unifikacja”:



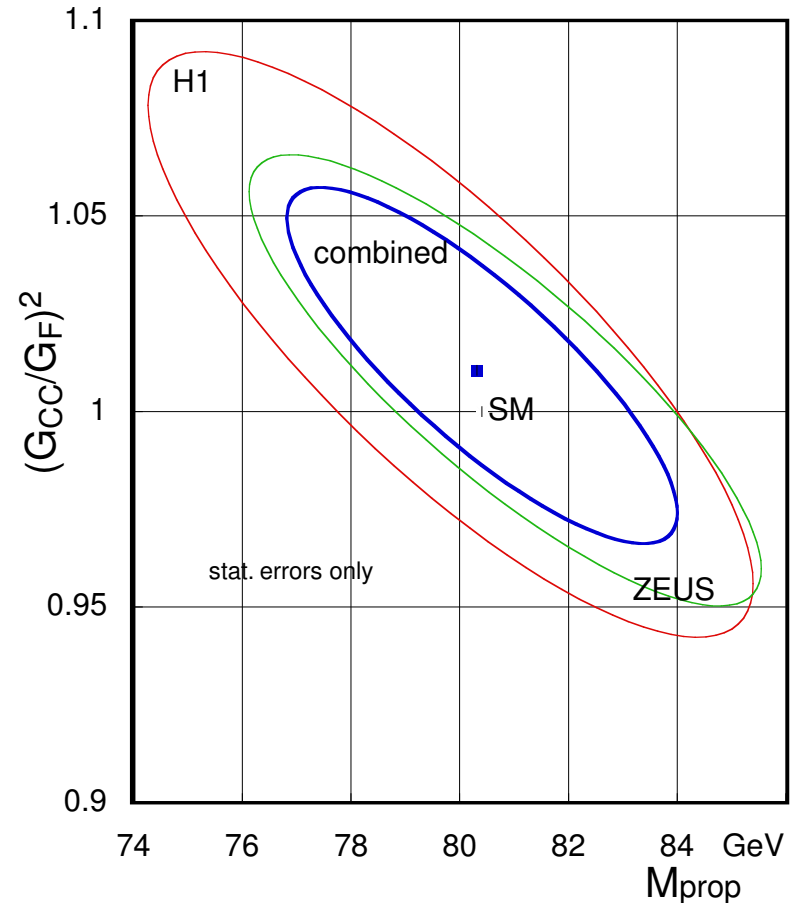
Oddziaływania słabe porównywalne z EM

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 $W^\pm$

Bozony $W^\pm$ i Z^0

CC DIS at HERA

W latach 2003-2005 w akceleratorze HERA zderzane były **spolaryzowane** wiązki **elektronów** i **pozytonów**.

Wyniki pomiaru przekroju czynnego na **CC DIS** w funkcji **polaryzacji** wiązki potwierdzają, że oddziaływaniom typu CC DIS podlegają jedynie **lewoskrętne elektrony** i **prawoskrętne pozytony**:

$$e_L^- p \rightarrow \nu_L X$$

$$e_R^+ p \rightarrow \bar{\nu}_R X$$

Wyniki H1 i ZEUS:

