Model Standardowy

Elementy fizyki cząstek elementarnych
Wykład VI

- elementy teorii kwantowej
- symetrie a prawa zachowania
- spontaniczne łamanie symetrii
- model Weinberga-Salama
- testy Modelu Standardowego
- poszukiwanie bozonu Higgsa

Elementy teorii

Mechanika klasyczna

Jedną z postaci w jakich możemy przedstawić równania ruchu układu cząstek jest **równanie Lagrange'a**

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} \;=\; 0$$

Lagrangian układu jest różnicą energii kinetycznej i potencjalnej

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \;=\; T \;-\; V$$

i zależy od współrzędnych uogólnionych q_i oraz ich pochodnych po czasie $\dot{q}_i$.

Przykład

Jednowymiarowy ruch w stałym polu grawitacyjnym:

$$\begin{aligned} T &= \frac{mv^2}{2} = \frac{m\dot{x}^2}{2} \\ V &= mgx \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L(x, \dot{x}, t) &= \frac{m\dot{x}^2}{2} - mgx \\ \Rightarrow \qquad m\ddot{x} &= -\, mg \end{aligned}$$

Elementy teorii

Teoria kwantowa

Zamiast od “klasycznych” współrzędnych uogólnionych q_i gęstość lagrangianu zależy od pola cząstki $\phi(x^\mu)$

$$
\begin{aligned}
q_i &\rightarrow \phi(x^\mu) \\
\dot{q}_i &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}
\end{aligned}
$$

$$
L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}\left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu\right)
$$

Równanie Lagrangea:

$$
\frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}\right)}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0
$$

Definiując lagrangian jednoznacznie definuijemy teorię: opisywane cząstek i ich oddziaływania.

W oparciu o lagrangian definiuje się wszystkie reguły rachunkowe (w tym diagramy Faynmana).

Symetria teorii $\Leftrightarrow$ symetria lagrangianu

Symetrie

Twierdzenie Noether (1918)

Niezmienniczości teorii względem każdej **grupy** symetrii odpowiada zasada zachowania.

symetria		**zachowana wielkość**
przesunięcie w czasie	$\rightarrow$	energia
przesunięcie w przestrzeni	$\rightarrow$	pęd
obrót	$\rightarrow$	moment pędu
odbicie inwersja przestrzenna	$\rightarrow$	*parzystość P*
sprzężenie cząstka-antycząstka	$\rightarrow$	*parzystość ładunkowa C*

Symetrie

Transformacja cechowania

Lagrangian dla swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

gdzie ψ jest spinorem Diraca o czterech składowych zespolonych (tyle potrzeba, żeby opisać elektron i pozyton lewo- i prawo skrętny).

Pola są zespolone, ale lagrangian nie zależy od fazy
$\Rightarrow$ Mamy dodatkową symetrię "cechowania":

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \cdot \psi(x)$$

Transformacje obrotu fazy o kąt α, $U(\alpha) = e^{i\alpha}$
tworzą grupę abelową oznaczaną jako U(1).

Niezmienniczość względem transformacji cechowania

z twierdzenia Noether $\Rightarrow$

zasada zachowania ładunku

Symetrie

Transformacja cechowania

Czy nasza teoria jest też niezmiennicza względem “lokalnej” symetrii cechowania:

$$\psi(x) \;\; \rightarrow \;\; e^{i\alpha(x)} \cdot \psi(x)$$

gdzie kąt obrotu fazy $\alpha(x)$ zależy od położenia i czasu ?

Dla swobodnego elektronu: NIE,

gdyż lagrangian zawiera pochodne pola.

Ale jeśli dodamy do teorii pole wektorowe A_μ,
które transformuje się zgodnie z:

$$A_\mu \;\; \rightarrow \;\; A_\mu + \frac{1}{e}\,\partial_\mu \alpha \qquad \left(\partial_\mu \alpha \equiv \frac{\partial \alpha}{\partial x^\mu} \right)$$

i jednocześnie zastąpimy “zwykłą” pochodną przez “pochodna kowariantną”

$$D_\mu \;\; \equiv \;\; \partial_\mu \; - \; ieA_\mu$$

$\Rightarrow$ lagrangian niezmienniczy względem transformacji lokalnej

$\boxed{A_\mu \text{ - pole (bozon) cechowania}}$

Symetrie

QED

Uwzględniając dodatkowo energię kinetyczną dla pola A_μ otrzymujemy lagrangian:

$$\mathcal{L} \;=\; \bar{\psi}\,(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\,\psi \;+\; e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \;-\; \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$\text{gdzie} \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu \;-\; \partial_\nu A_\mu$$

Z warunku niezmienniczości teorii cząstki swobodnej względem lokalnej zmiany fazy otrzymaliśmy...

Elektrodynamikę kwantową

pełną teorię oddziałujących ładnuków elektrycznych

pole A_μ - foton

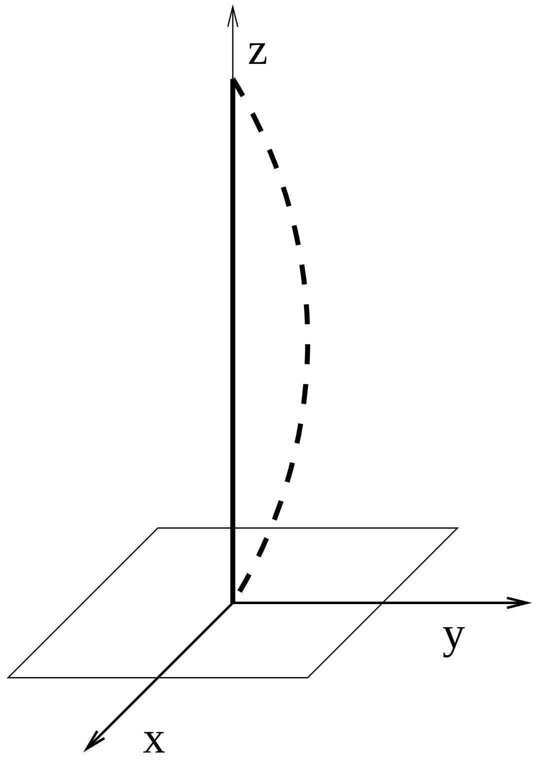
Okazuje się, że foton **MUSI** być bezmasowy !

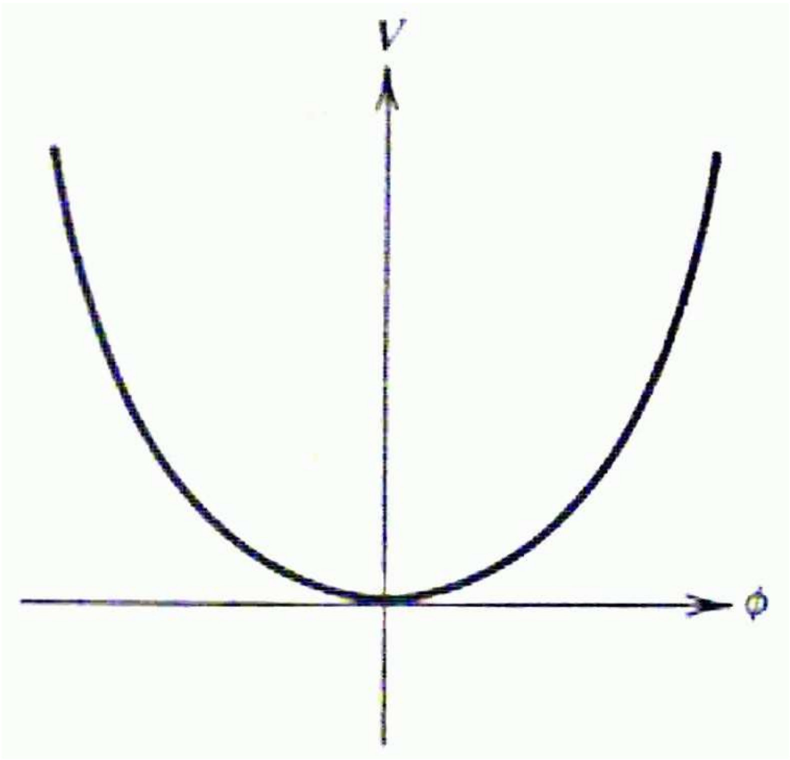
Dodanie do $\mathcal{L}$ członu masowego dla fotonu prowadzi do nierenormalizowalnych (nieusuwalnych) rozbieżności

Spontaniczne łamanie symetrii

Model klasyczny

Najprostrzy model: drgająca struna





Energia potencjalna jest funkcją wychylenia $|\phi| = \sqrt{x^2 + y^2}$

$\Rightarrow$ symetria “teorii” względem obrotu wokół osi Z.

Stan podstawowy układu: $\phi = x + iy = 0$

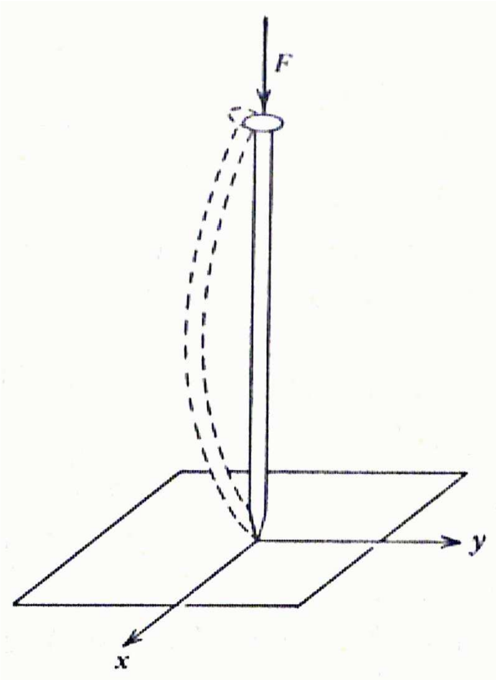
$\Rightarrow$ stan podstawowy zachowuje symetrię “teorii”
(obrotu wokół osi Z)

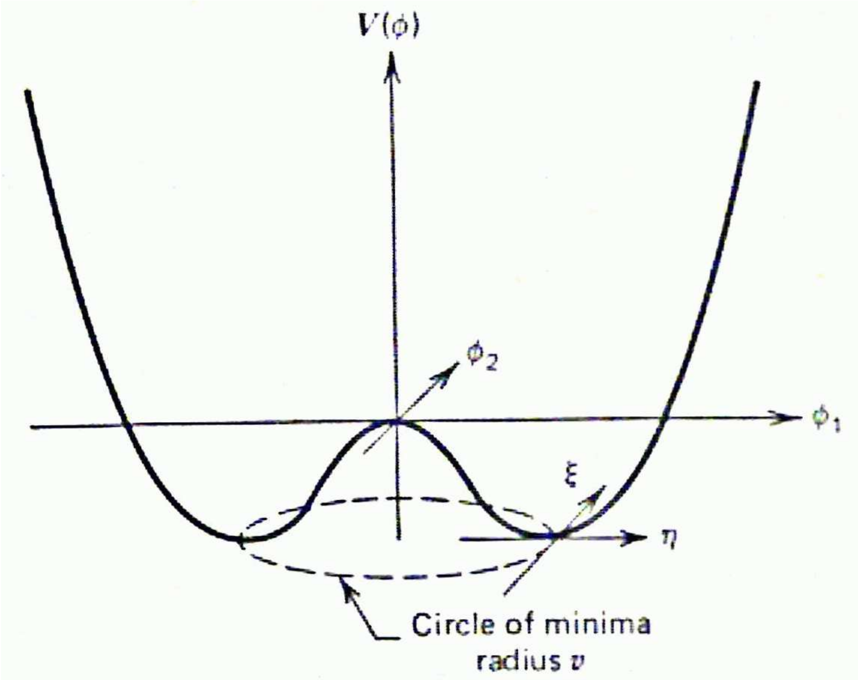
Ale wcale tak nie musi być...

Spontaniczne łamanie symetrii

Model klasyczny

Inny model: drgania ściskanego pręta





Energia potencjalna, a więc i cała "teorii" wciąż ma symetrię względem obrotu wokół osi Z.

Ale

stan podstawowy (o najniższej energii) odpowiada $\phi \neq 0$

Zbiór stanów o $|\phi| = v$ wciąż jest osiowo symetryczny
(pręt mógłby się wybrzuszyć w dowolną stronę)

Ale

"Przyroda" musi wybrać jeden stan podstawowy
$\Rightarrow$ **spontanicznie** łamie symetrię "teorii"

pręt wybrzusza się tracąc symetrię osiową...

Model Weinberga-Salama

Grupa SU(2)

Doświadczenia wskazywały, że do opisu oddziaływań słabych potrzebne są przynajmniej trzy nośniki.

Najprostrzą grupą cechowania, która daje nam trzy pola cechowania jest SU(2) (macierze unitarne 2×2 z wyznacznikiem 1)

$\Rightarrow$ otrzymujemy trzy bozony cechowania: W^+, W^- i W°.

Mechanizm Higgsa

Możemy "nadać masy" bozonom W wprowadzając dodatkowe pole skalarne ϕ o potencjale:

$$V(\phi) \;=\; \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda \left(\phi^\dagger \phi\right)^2$$

Jeśli $\lambda < 0$ potencjał ma minimum dla $\phi \neq 0$

$\Rightarrow$ spontaniczne łamanie symetrii

Możemy "przedefiniować" nasze pola rozwijając potencjał w szereg wokół minimum $\phi_\circ$, $|\phi_\circ|^2 \equiv \frac{v^2}{2}$

$\Rightarrow$ poprzez oddziaływanie z polem ϕ bozony cechowania uzyskują masę $M_W = \frac{1}{2} g v$ (g - stała sprzężenia)

Nadajemy masy nie łamiąc symetrii teorii ($\mathcal{L}$)

Model Weinberga-Salama

Grupa SU(2)$\times$U(1)

Masa bozonu Z° jest wyższa niż masy bozonów $W^\pm$

Aby to wytłumaczyć musimy wprowadzić mieszanie neutralnych pól cechowania:

- pola W°_μ grupy SU(2) i
- pola B_μ grupy U(1)

Pola fizyczne **fotonu** i **bozonu** Z° definiujemy jako:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W^\circ_\mu \\ Z_\mu &= -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W^\circ_\mu \end{aligned}$$

gdzie θ_W jest kątem mieszania (**kątem Weinberga**)

Otrzymujemy zwiazek na masy bozonów

$$\boxed{\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W}$$

$$m_\gamma \equiv 0$$

Sprzężenie z polem ϕ pozwala też nadać masy pozostałym cząstkom teorii (fermionom)

Cena: dodatkowa cząstka fizyczna - **bozon Higgsa**

Model Weinberga-Salama

Nagrody Nobla

1979 - Sheldon L.Glashow, Abdus Salam i Steven Weinberg

Za stworzenie model oddziaływań elektro-słabych
oraz przewidzenie istnienia bozonów $W^{\pm}$ i Z°

1984 - Carlo Rubia i Simon Van der Meer

Za odkrycie bozonów $W^{\pm}$ i Z°

1999 - Gerardus 'T Hooft i Martinus J.G.Veltman

Za wykazanie spójności modelu

Model oddziaływań elektrosłabych
+ chromodynamika kwantowa (QCD):

Model Standardowy

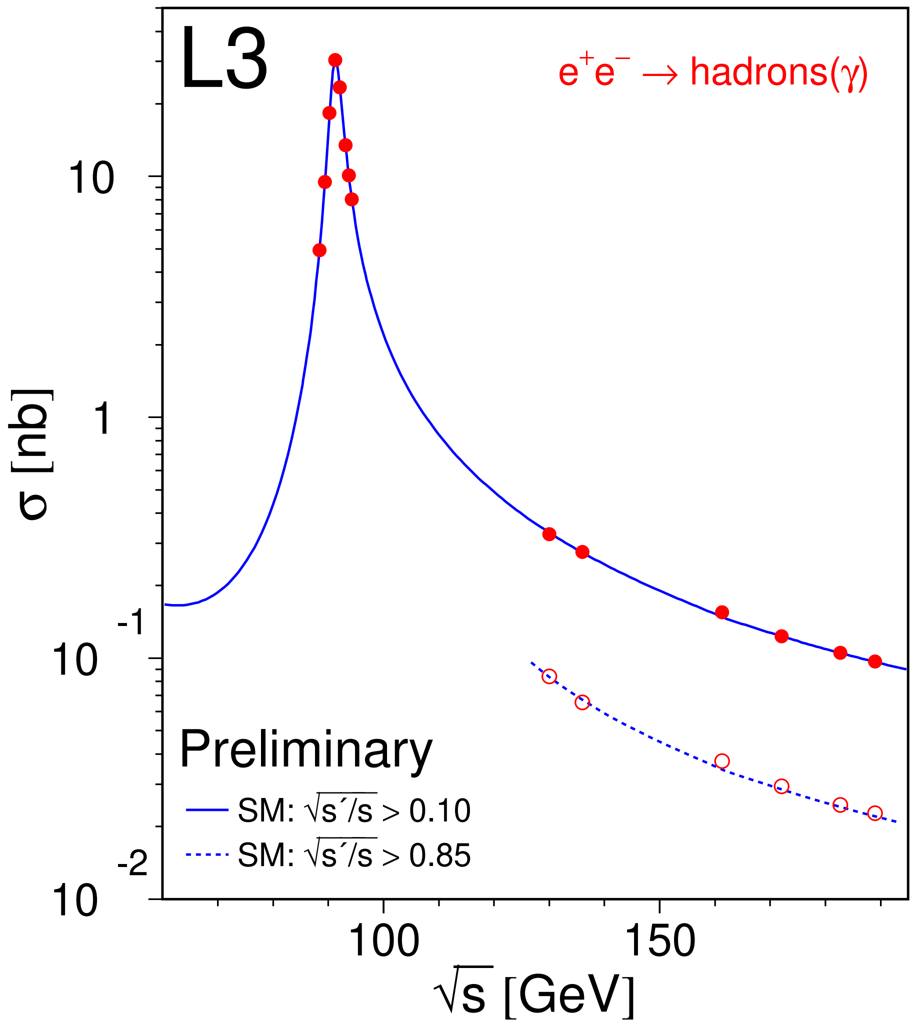
$$SU(2) \times U(1) \times SU(3)$$

Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \to Z^\circ$

Model Standardowy został bardzo dokładnie przetestowany w zderzeniach e^+e^- w akceleratorach LEP i SLC.

W przekroju czynnym na produkcję hadronów widać wyraźne maksimum odpowiadające produkcji rzeczywistego Z°



Testy Modelu Standardowego

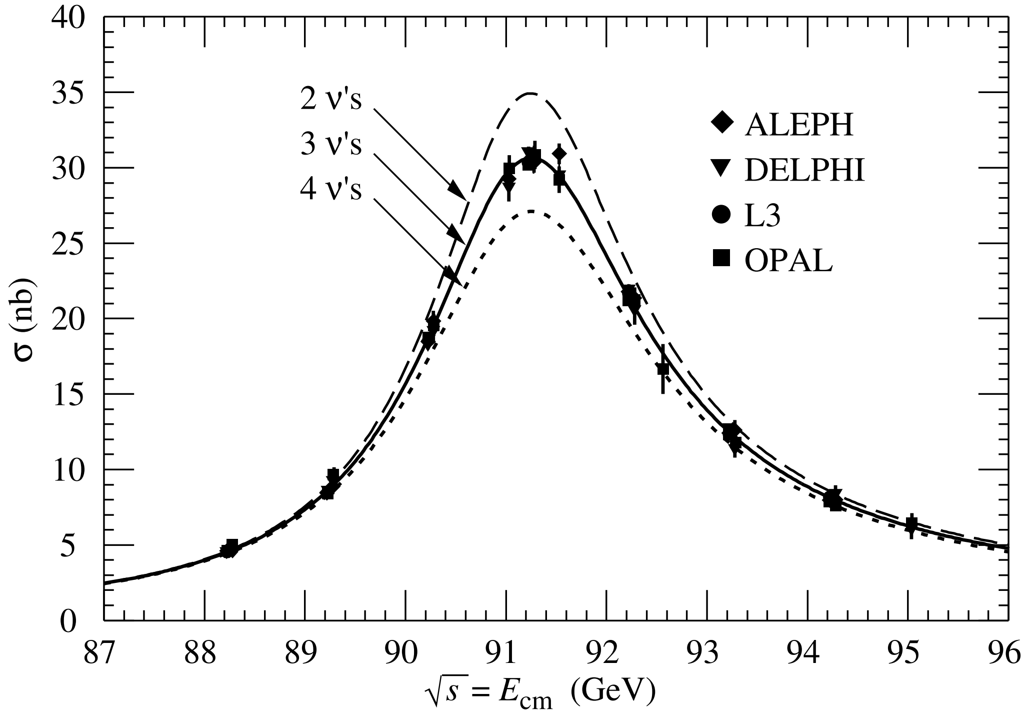
Liczba neutrin

Z° rozpada się na kwarki, naładowane leptony i neutrina.

Stosunki rozpadów proporcjonalne są do liczby stanów.

Im więcej neutrin tym mniej rozpadów na inne cząstki.

$\Rightarrow$ mierząc całkowity przekrój czynny w rezonansie Z° możemy wyznaczyć liczbę **bezmasowych** neutrin



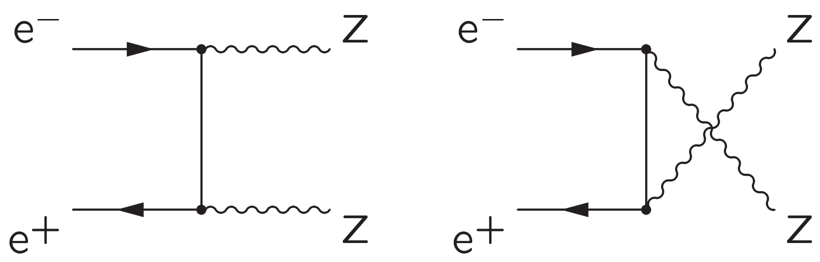
$$\boxed{N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083}$$

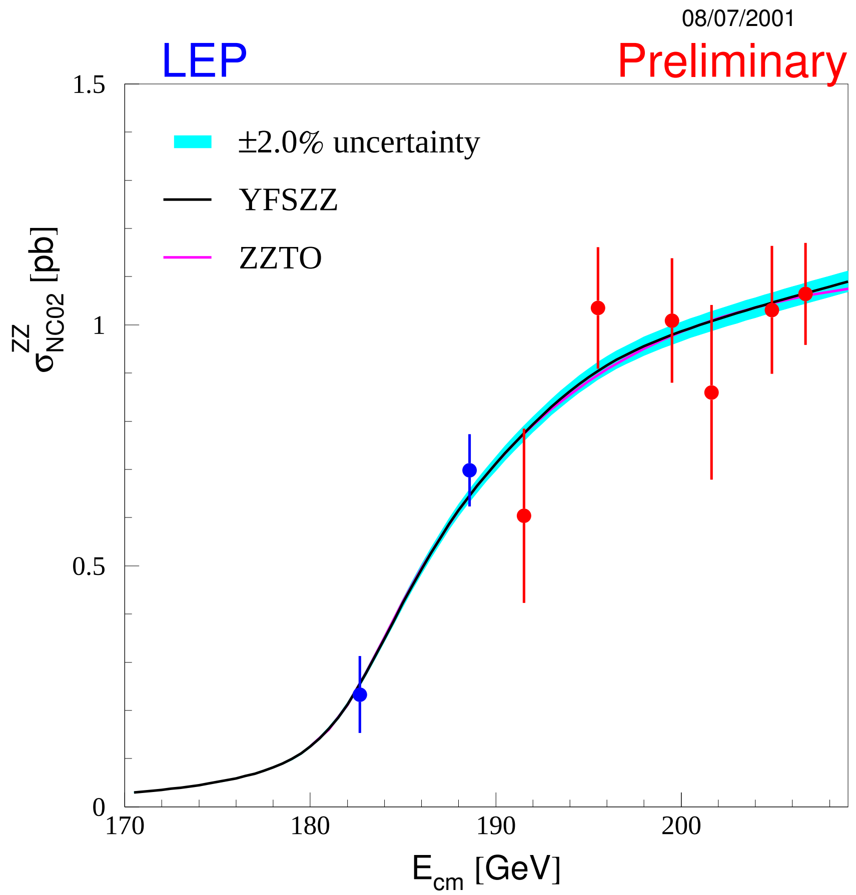
EPS'2001

Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \rightarrow Z^\circ Z^\circ$

Dla $\sqrt{s} > 2M_Z$ możliwa jest produkcja pary bozonów Z°

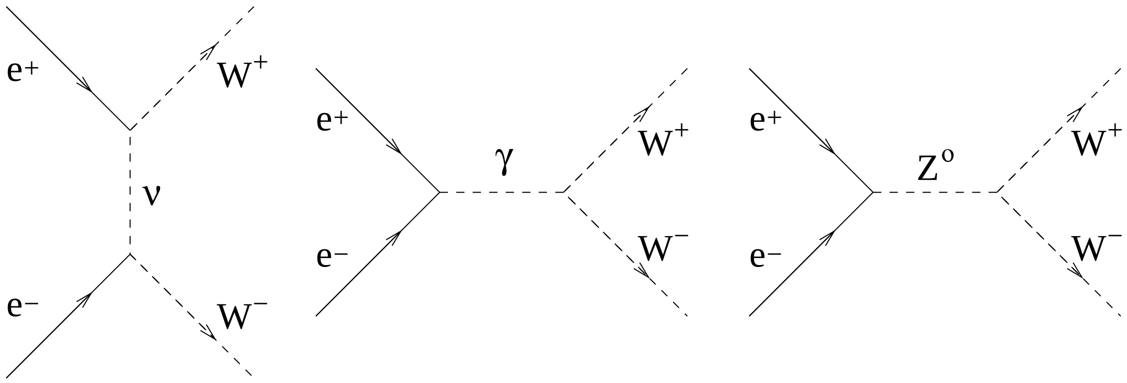


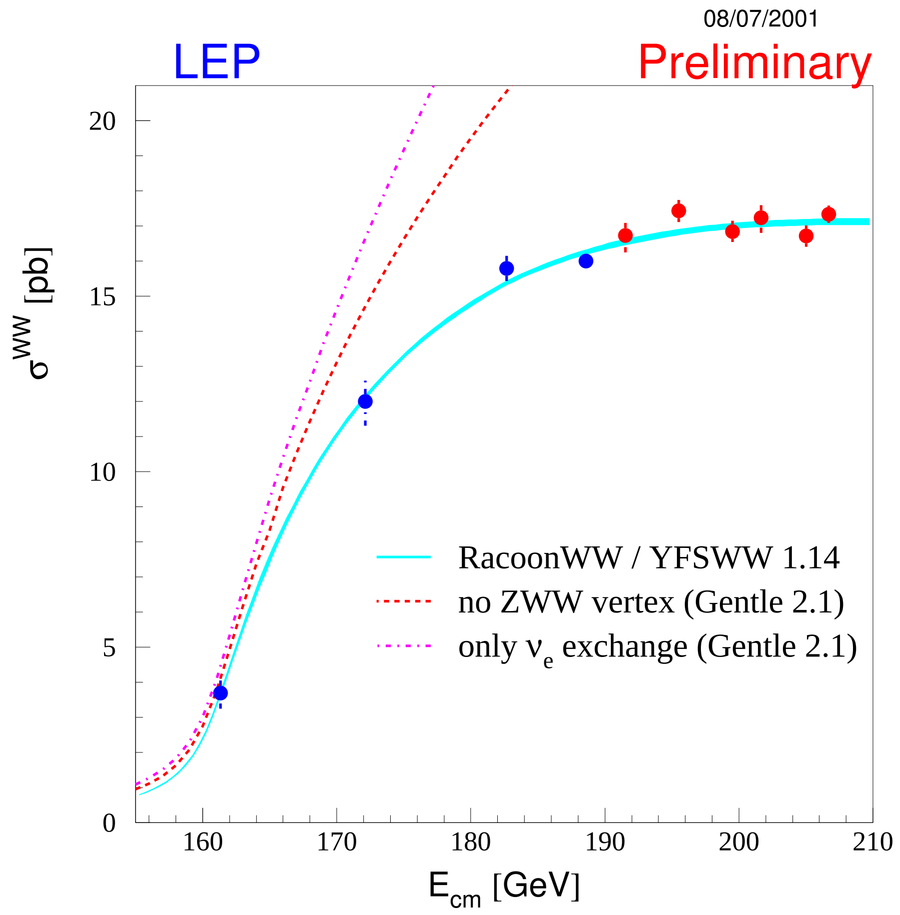


Bardzo dobra zgodność z przewidywaniami modelu.

Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$





Wyraźnie widoczny wkład od trzech różnych procesów

Sprzężenia wynikają z przyjętych symetrii cechowania
$\Rightarrow$ ścisłe przewidywania modelu

Testy Modelu Standardowego

Porównanie

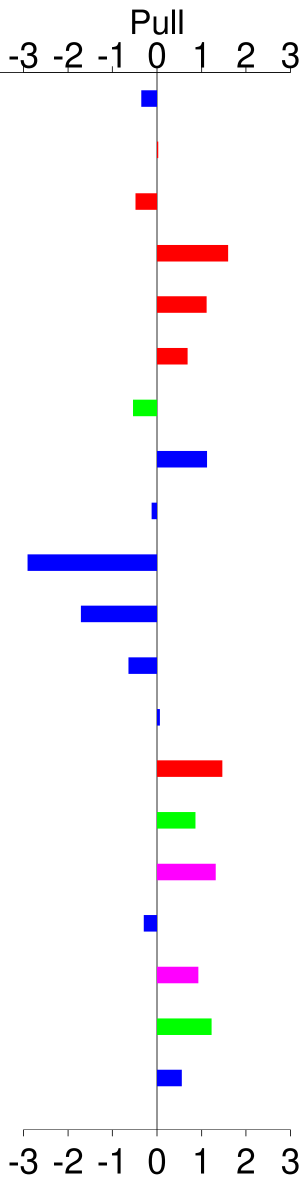
Model Standardowy ma jedynie trzy wolne parametry opisujące oddziaływania (+ masy fermionów i Higgsa).

Można wybrać np. α_{em}, G_F i M_Z.

Tłumaczy wszystkie dotychczasowe pomiary elektrosłabe:

Summer 2001

	Measurement	Pull
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02761 ± 0.00036	-.35
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	.03
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	-.48
σ^0_{had} [nb]	41.540 ± 0.037	1.60
R_l	20.767 ± 0.025	1.11
$A^{0,l}_{fb}$	0.01714 ± 0.00095	.69
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0033	-.54
R_b	0.21646 ± 0.00065	1.12
R_c	0.1719 ± 0.0031	-.12
$A^{0,b}_{fb}$	0.0990 ± 0.0017	-2.90
$A^{0,c}_{fb}$	0.0685 ± 0.0034	-1.71
A_b	0.922 ± 0.020	-.64
A_c	0.670 ± 0.026	.06
A_l(SLD)	0.1513 ± 0.0021	1.47
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}(Q_{fb})$	0.2324 ± 0.0012	.86
$m_W^{(LEP)}$ [GeV]	80.450 ± 0.039	1.32
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	-.30
$m_W^{(TEV)}$ [GeV]	80.454 ± 0.060	.93
$\sin^2\theta_W(\nu N)$	0.2255 ± 0.0021	1.22
$Q_W(Cs)$	-72.50 ± 0.70	.56

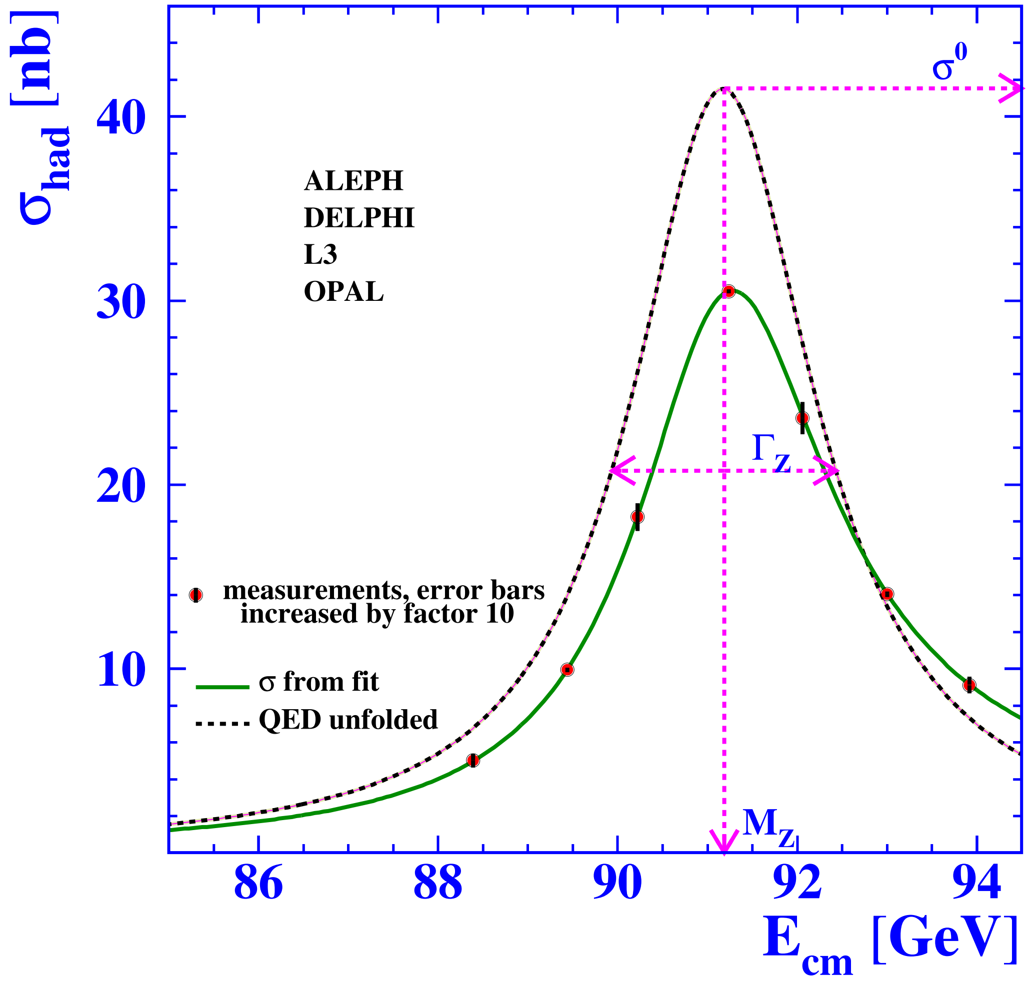


pull $\equiv \dfrac{X_{meas} - X_{SM}}{\sigma_X}$

Testy Modelu Standardowego

Poprawki

Wielkości fizyczne mierzone w LEP czułe są na poprawki "wyższych rzędów":



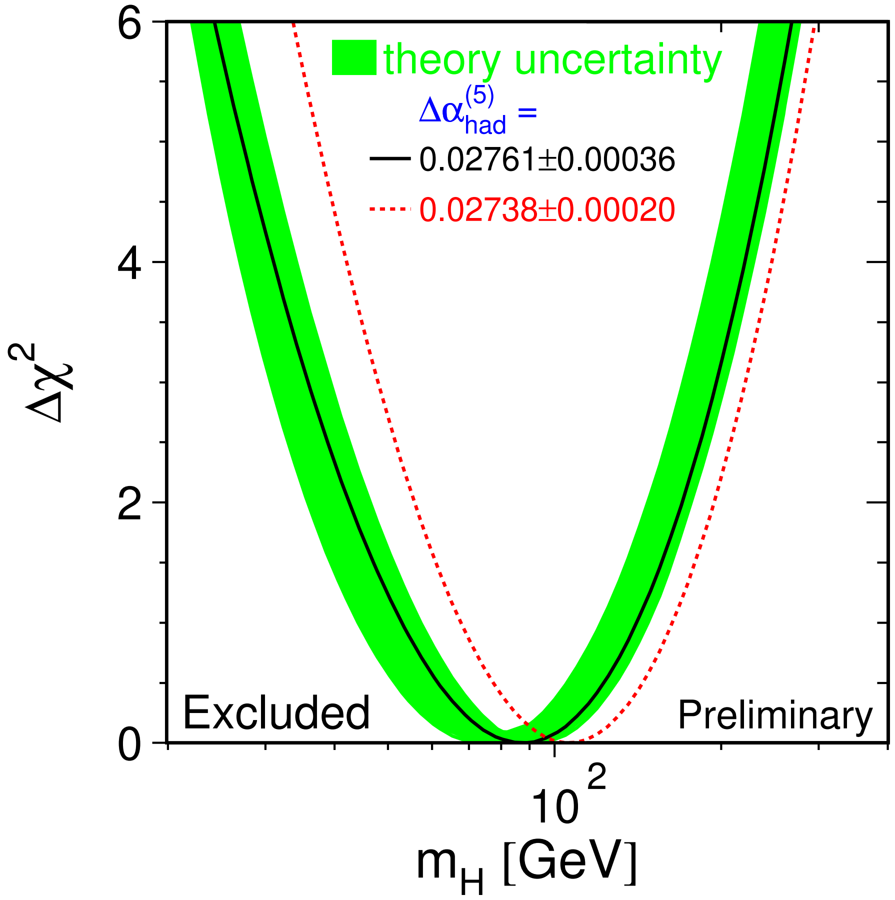
Poprawki pochodzą m.in. od procesów z wirualną wymianą kwarku t, bozonu Higgsa lub innych ciężkich cząstek...

Precyzyjne pomiary w LEP i innych eksperymentach pozwalają wnioskować o masie bozonu Higgsa, m_h.

Testy Modelu Standardowego

Masa higgsa

Analiza wszystkich dostępnych danych wskazuje, że masa Higgsa powinna wynosić około 100 GeV



$$m_h = 88^{+53}_{-35} \text{ GeV}$$

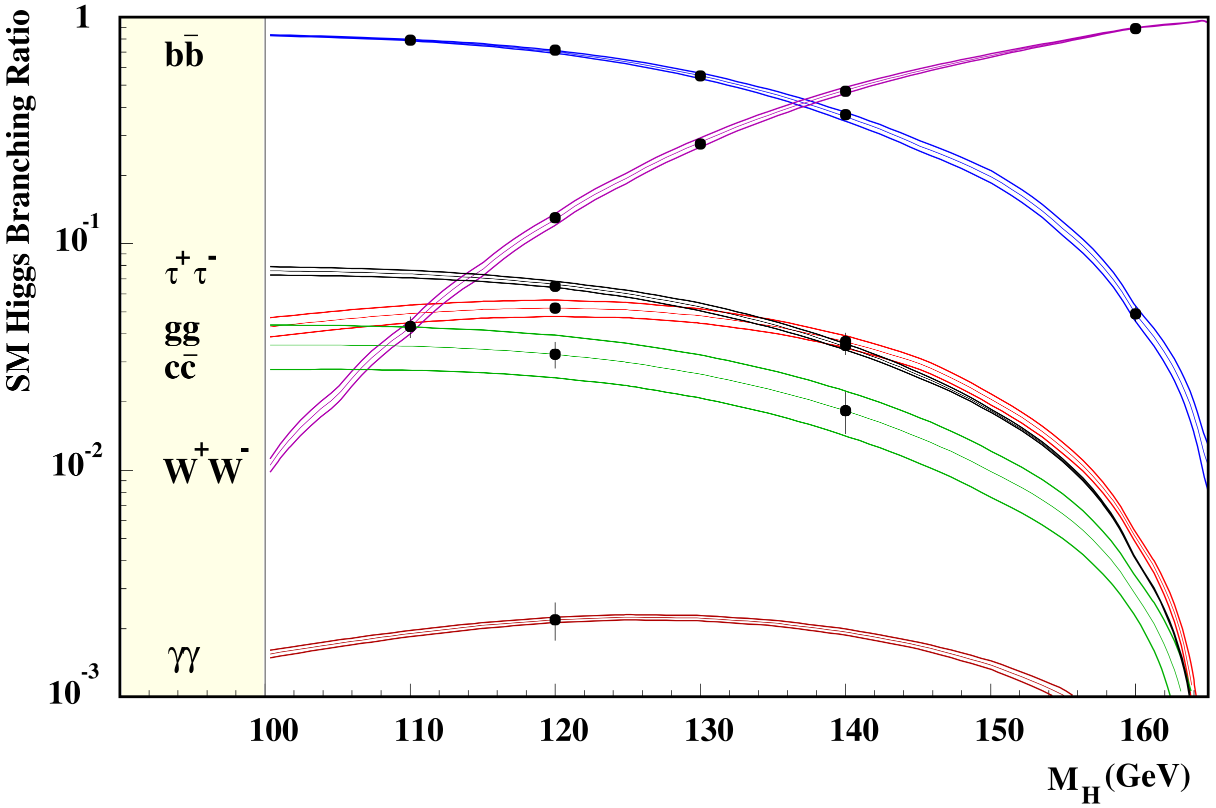
lub: m_h <196 GeV (95% CL)

Dlaczego wciąż go nie widzimy ?...

Poszukiwanie Higgsa

Cząstka Higgsa zajmuje bardzo szczególne miejsce w teorii. Ma też szczególne własności....

Kanały rozpadu



Sprzężenie Higgsa do cząstek są proporcjonalne do masy $\Rightarrow$ rozpada się najchętniej na najcięższe dostępne stany...

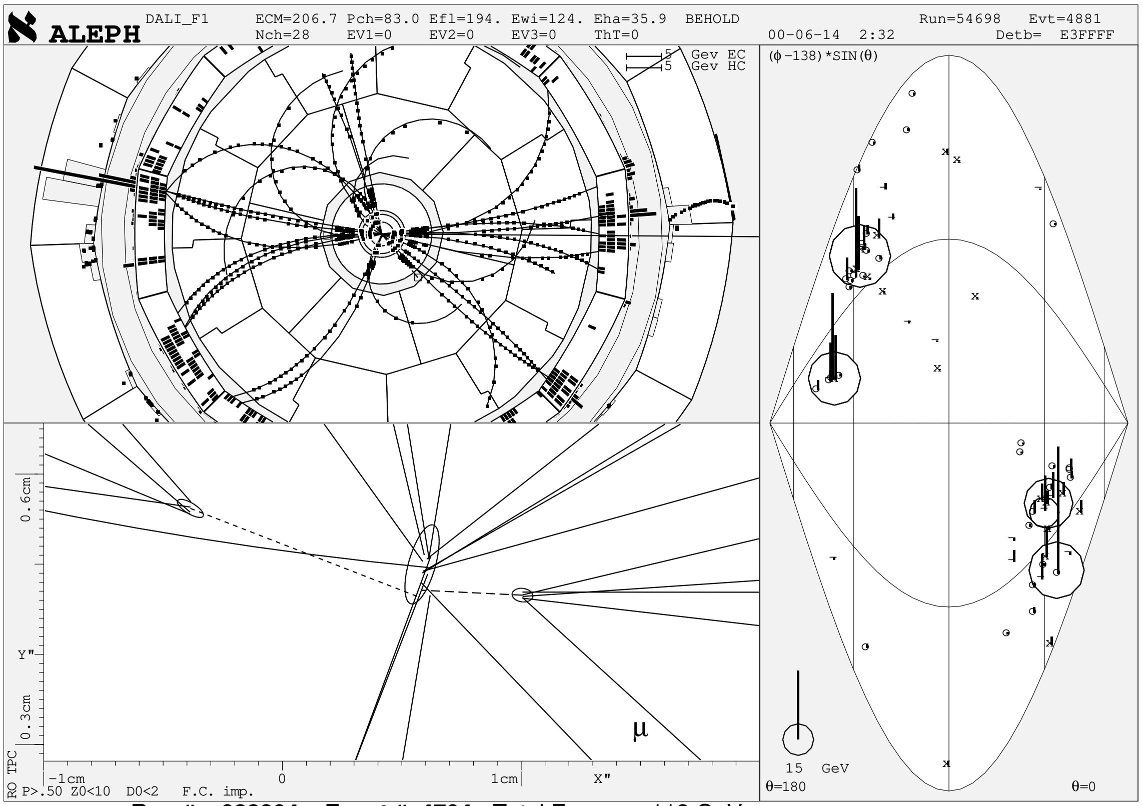
Dla $m_h <$135 GeV dominuje rozpad w $b\bar{b}$...

W LEP szukano przypadków produkcji Higgsa:

$$e^+e^- \ \rightarrow \ h\ Z^\circ \ \rightarrow \ b\bar{b}\ \ X$$

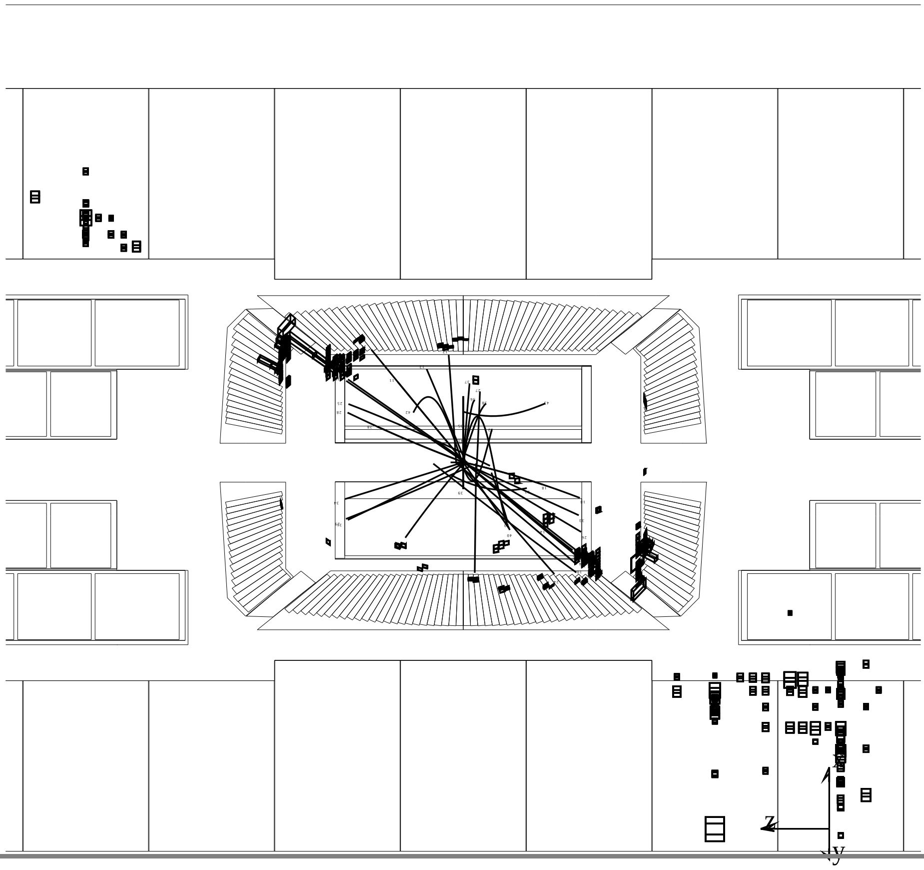
Poszukiwanie Higgsa

ALEPH



Run # **933204** **Event #** **4704** Total Energy : 112 GeV

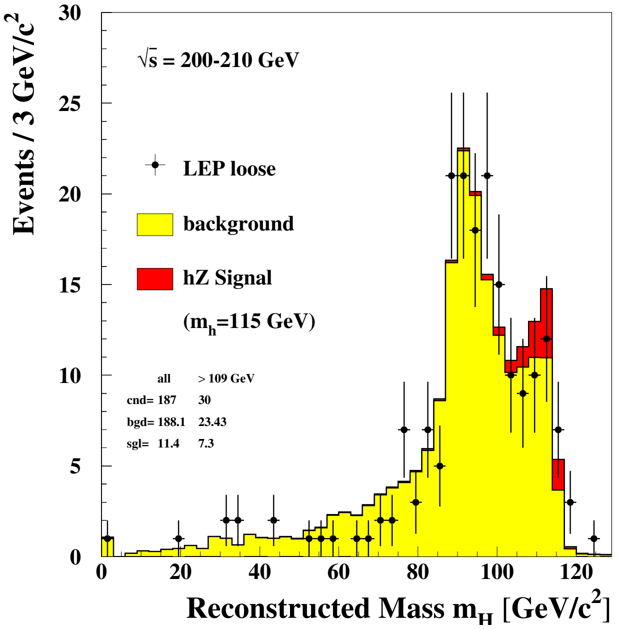
L3



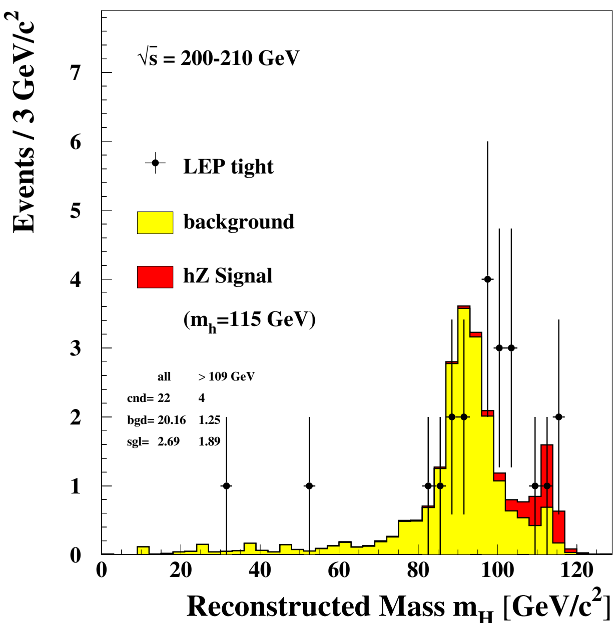
Poszukiwanie Higgsa

Rozkład masy

łagodna selekcja



ostra selekcja



W obszarze $m_h \sim$ 115 GeV widać niewielki nadmiar przypadków, który może pochodzić od produkcji Higgsa

Niestety, jest to efekt na poziomie $\sim 2\sigma$

LEP wyłączono zanim zdołał wyjaśnić ten efekt...

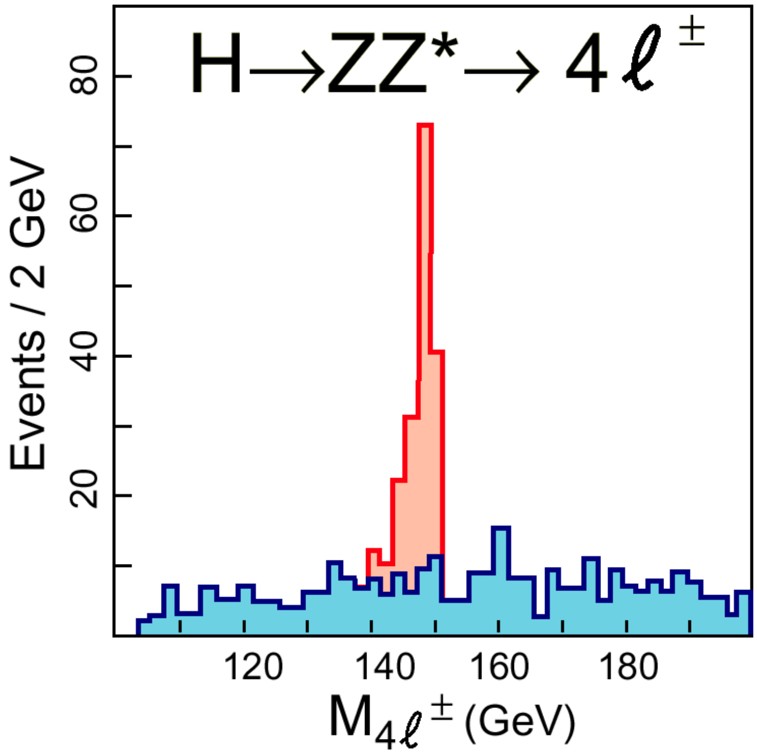
Poszukiwanie Higgsa

Poszukiwania bozonu Higgsa będą jednym z głównych tematów badań w przyszłych akceleratorach.

LHC

W zderzeniach pp tło hadronowe jest bardzo duże.

Najbardziej obiecujący jest kanał:

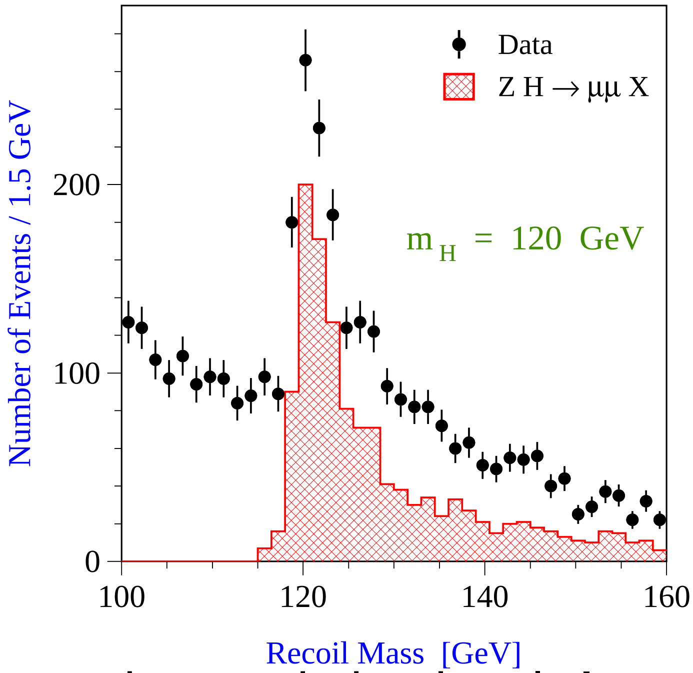


gdyż naładowane leptony ($e^{\pm}$ i $\mu^{\pm}$) można łatwo zidentyfikować

Jeśli Higgs ma rzeczywiście 115 GeV zobaczymy go już wkrótce w Tewatronie!

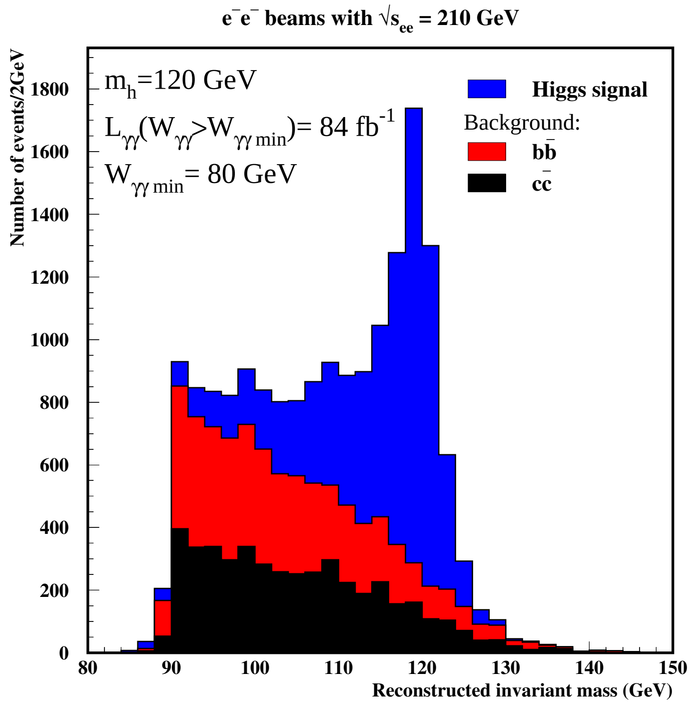
Poszukiwanie Higgsa

TESLA $e^+e^- \rightarrow Z^\circ h$



$Z^\circ \rightarrow \mu^+\mu^-$ $\Rightarrow$ rekonstrukcja niezależna od rozpadu h

TESLA $\gamma\gamma \rightarrow h$



Pomiar sprzężenia $h\gamma\gamma$ bardzo czułego na "nową fizykę"