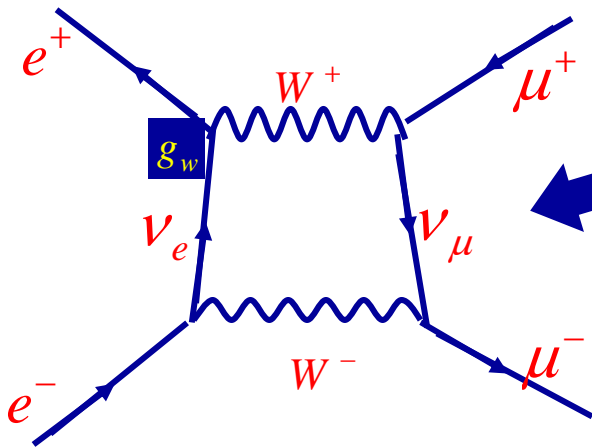


Bozon Higgsa & SUSY & DM

- ❖ Niezmienniczość cechowania
- ❖ Bozon Higgsa
- ❖ Poszukiwanie bozonu Higgsa w LEP i LHC
- ❖ Supersymetria
- ❖ Ciemna materia

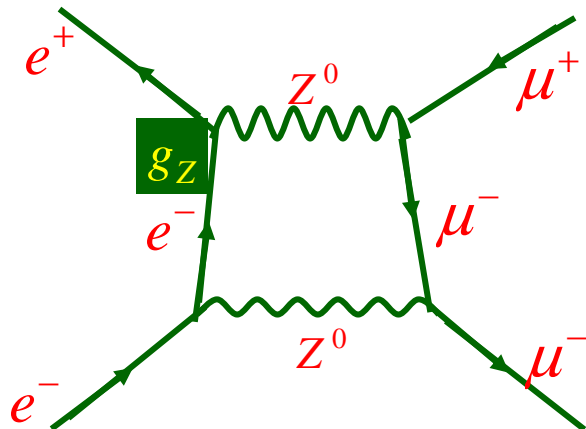
Unifikacja elektroslaba (slajd z wykładu 6)

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$



Nieskończona amplituda.

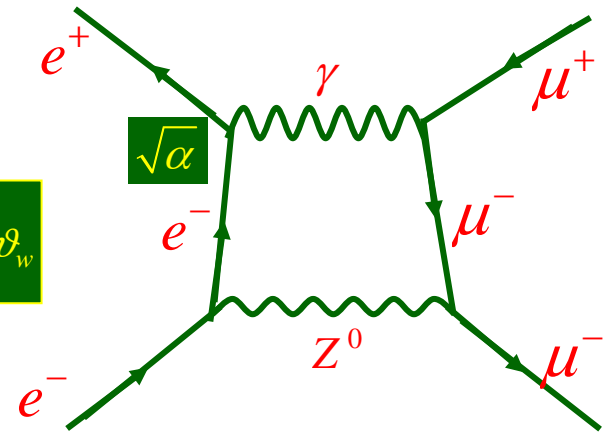
Pomysł: dodać na poziomie amplitudy dodatkowe procesy tak aby kasowały ten diagram w każdym rzędzie rachunku zaburzeń:



z warunkiem unifikacji:

$$\sqrt{\frac{\pi\alpha}{2}} = g_w \sin \vartheta_w = g_z \cos \vartheta_w$$

$$\cos \vartheta_w = \frac{M_W}{M_Z}$$



oraz:
$$\sum_l Q_l + 3 \sum_q Q_q = 0$$

Niezmienniczość względem cechowania

Pomysł na kasowanie nieskończonych poprawek doprowadził do unifikacji elektrosłabej. Jednak **warunkiem takiego kasowania** jest szczególna symetria teorii zwana niezmienniczością cechowania.

W elektrostatyce: energia systemu zależy tylko od zmiany potencjału, a nie od jego absolutnej wielkości; energia jest niezmiennicza względem **redefinicji skali** potencjału.

W QED (kwantowej elektro-dynamice) faza funkcji falowej elektronu jest dowolna i można ją dowolnie **przeskalować**.

Np:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ie\alpha(x)},$$

gdzie $x \equiv (\vec{x}, it)$

a e to ładunek el.

lokalna transformacja

cechowania

(zależy od położenia i czasu)

Niezmienniczość względem cechowania

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ie\alpha(x)}\psi(x),$$

gdzie $x \equiv (\vec{x}, it)$, e jest ładunkiem

lokalna transformacja
cechowania fazy

Można sprawdzić, że swobodne r-nie Schrodingera:
NIE jest niezmiennicze względem tej transformacji.

$$i\frac{\partial\psi(x)}{\partial t} = -\frac{1}{2m}\nabla^2\psi(x)$$

Trzeba dodać oddziaływanie, żeby uzyskać niezmienniczość.

Oddz. el-mgt:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$
$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$$

Można sprawdzić, że te r-nia Maxwella są
niezmiennicze względem transformacji:

$$A \rightarrow A + \frac{\partial\alpha}{\partial x} \quad A \equiv (\vec{A}, i\varphi)$$

Okazuje się, że równania ruchu są niezmiennicze względem transformacji $\psi'(x) = e^{ie\alpha(x)}\psi(x)$ jeśli jednocześnie dokonamy transf.

Warunkiem niezmienniczości jest zachowanie ładunku elektrycznego e .

Transformacje cechowania w teorii elektrosłabej

Reasumując: aby r-nia ruchu były niezmiennicze względem transformacji fazy funkcji falowej elektronu musieliśmy dodać oddz. elmgt.

Albo: w QED transformacja stanu elektronu: $e^- \rightarrow e^-$
spowodowała oddziaływanie: $e^- \rightarrow e^- \gamma$ w którym emitowany jest bozon cechowania: γ

Analogicznie w teorii elektrosłabej:

Transformacje:

$$e^- \rightarrow \nu_e, \quad \nu_e \rightarrow e^-, \quad e^- \rightarrow e^-, \quad \nu_e \rightarrow \nu_e$$

wywołują oddziaływania:

$$e^- \rightarrow \nu_e W^-, \quad \nu_e \rightarrow e^- W^+, \quad e^- \rightarrow e^- W^0, \quad \nu_e \rightarrow \nu_e W^0$$

z emisją bozonów cechowania: $W^{\pm,0}$

Ale to by oznaczało, że wszystkie stałe sprzężenia są takie same, co jest sprzeczne z doświadczeniem.

Grupa symetrii
SU(2)

Niezmienność cechowania a unifikacja elektro-słaba.

Aby pogodzić wymagania teorii niezmienniczej względem cechowania (3 bozony W) z obserwacjami ujętymi w unifikacji elektro-słabej wprowadza się:

$$\begin{aligned}\gamma &= B^0 \cos \vartheta_w + W^0 \sin \vartheta_w \\ Z^0 &= -B^0 \sin \vartheta_w + W^0 \cos \vartheta_w\end{aligned}$$

ϑ_w - kąt Weinberga

Wtedy dostaje się wierzchołki:

$$e^- \rightarrow e^- B^0, \quad \nu_e \rightarrow \nu_e B^0$$

a stałe oddz. γ i Z^0 muszą spełniać:

$$\sqrt{\frac{\pi\alpha}{2}} = g_w \sin \vartheta_w = g_Z \cos \vartheta_w$$

czyli warunek unifikacyjny.

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

Symetria cechowania

Lokalną symetrię cechowania posiadają więc:

Teoria elektrosłaba:

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

Teoria oddz. silnych
-QCD:

$$SU(3)_{\text{kolor}}$$

Bozony cechowania pojawiają się w wyniku żądania niezmienniczości przy redefinicji funkcji falowych **fermionów**.

Bozony przenoszą informacje na temat aktualnego kodowania:

- ładunku elektrycznego w QED
- mieszaniny neutrina i elektronu, która stanowi lepton
- koloru w QCD

Oczekuje się, że teorie GUT też posiadają tę symetrię (por. wykład9)

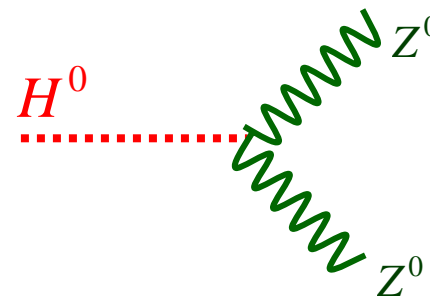
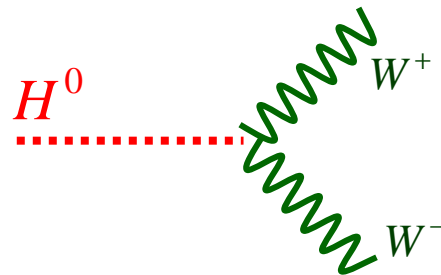
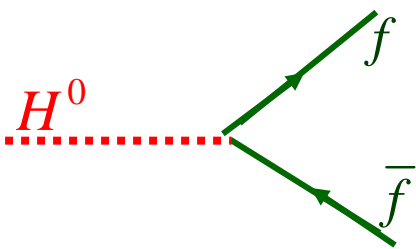
Masy cząstek - cząstki Higgsa

PROBLEM:

Teoria niezmiennicza przewiduje **zerowe masy dla bozonów cechowania**. Nie jest to problem dla QED i QCD bo foton i gluon mają zerowe masy, ale jest to poważny problem dla bozonów: W i Z.

Możliwe rozwiązanie problemu:

wprowadzenie dodatkowych bozonów - neutralnych **cząstek Higgsa o spinie=0**. Stowarzyszone z cząstką pole Higgsa nadaje innym cząstkom masy przez oddziaływanie z nimi.



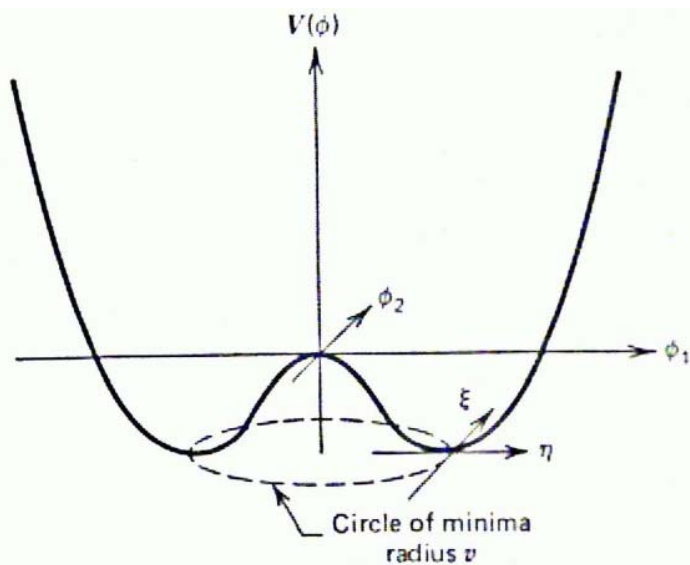
Stałe
sprzężenia:

$$g_{Hxx} \sim m_x$$

Mechanizm Higgsa - spontaniczne łamanie symetrii

Pole Higgsa $\phi(x)$ wypełnia całą przestrzeń. Gdy w jakimś miejscu gęstość energii dostatecznie wzrośnie, np. gdy zderzają się dwie energetyczne cząstki, pole Higgsa ujawnia się jako cząstki Higgsa.

Pole to ma szczególną własność:



Gęstość energii potencjalnej pola ϕ przyjmuje minimum przy wartości tego pola $\phi \neq 0$

Symetria jest spontanicznie złamana.

Peter Higgs wykazał, że jeśli $|\phi| = v$ to pole to stawia opór cząstkom, które z nim oddziałują czyli **nadaje im masę.**

Mechanizm Higgsa

Wyobraźmy sobie salę bankietową równomiernie wypełnioną ludźmi
(pole Higgsa):



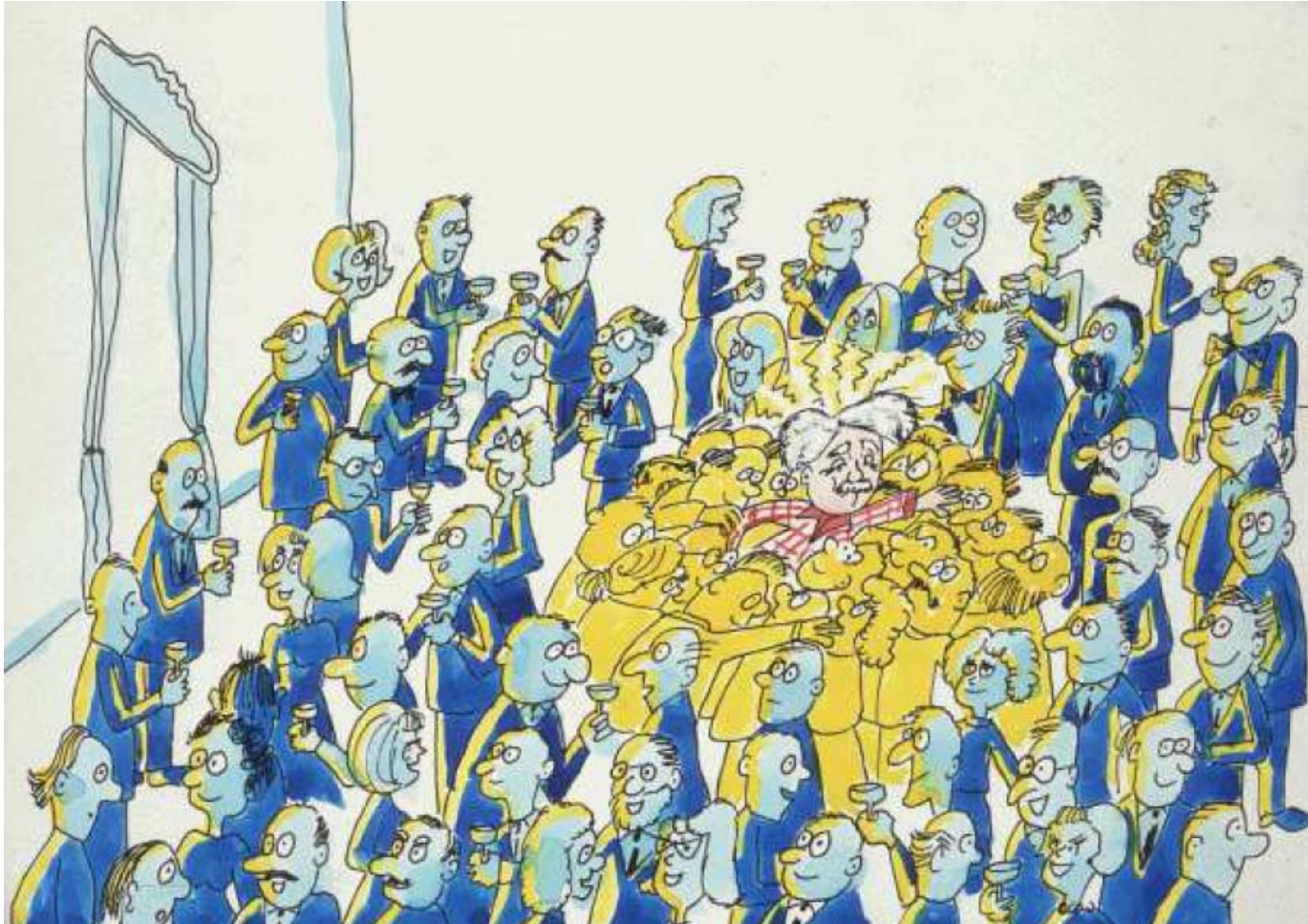
Mechanizm Higgsa

Pojawia się sławny naukowiec (**bozon cechowania**) przyciągając uwagę zebranych



Mechanizm Higgsa

Ludzie cisnący się wokół naukowca utrudniają mu poruszanie się
(nadają mu masę)



Mechanizm Higgsa

Ludzie na bankiecie mogą też spontanicznie tworzyć zgęszczenia
(bozon Higgsa)



Poszukiwanie cząstek Higgsa

Problem: nie zaobserwowano dotąd cząstki Higgsa

Wskazówka dla eksperymentów:

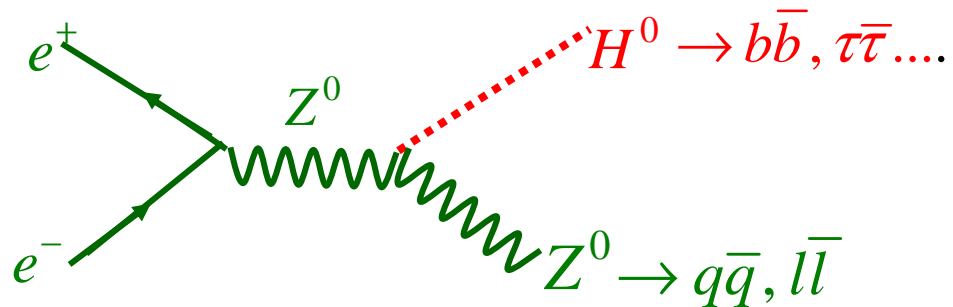
$$g_{Hxx} \sim m_x$$



Najsilniejsze sprzężenia
do kwarka t i bozonów W i Z .

Trzeba mieć dosyć energii, żeby wyprodukować te cząstki.

Dotychczasowe poszukiwania - LEP



Najwyższa energia
osiągnięta w LEP:

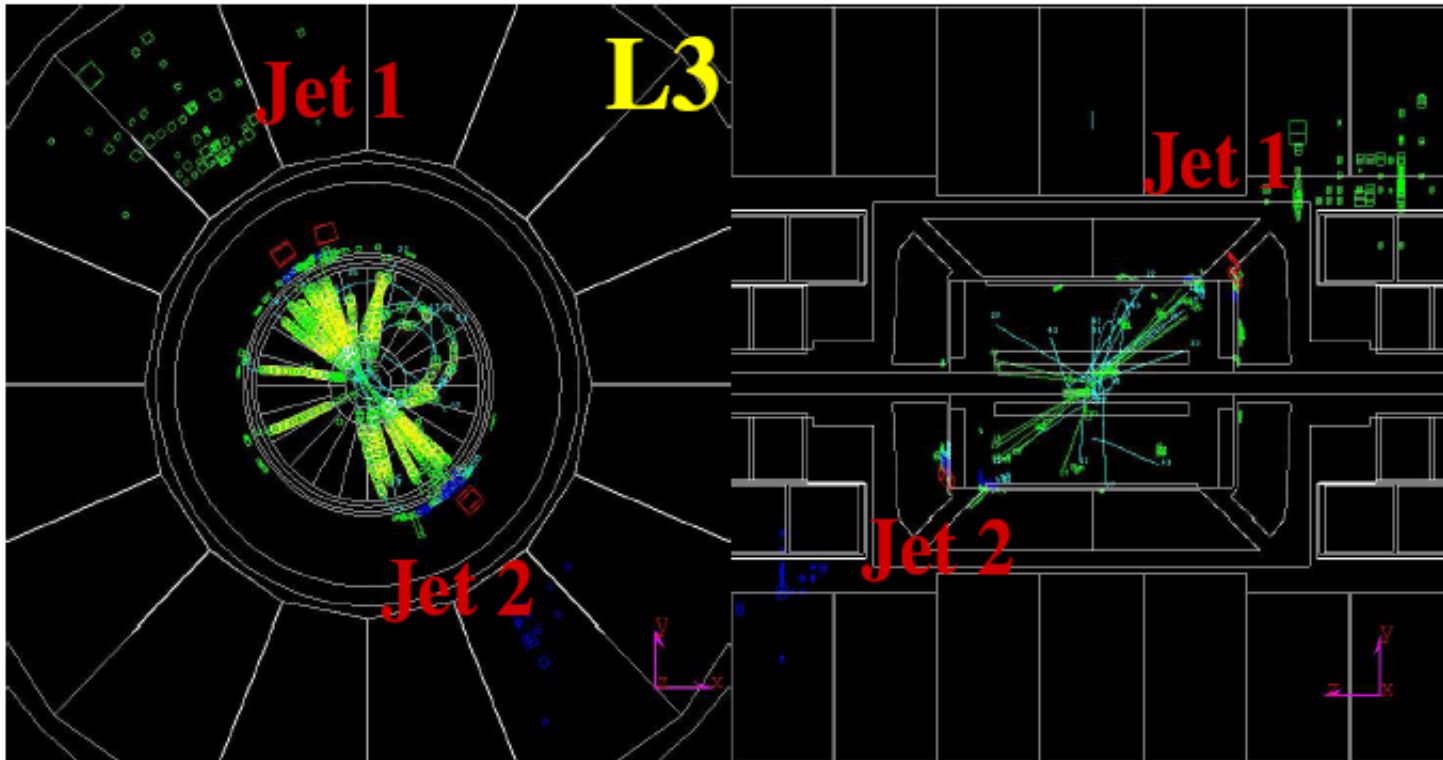
$$\sqrt{s} = 210 \text{ GeV}$$

Poszukiwania Higgosa w LEP

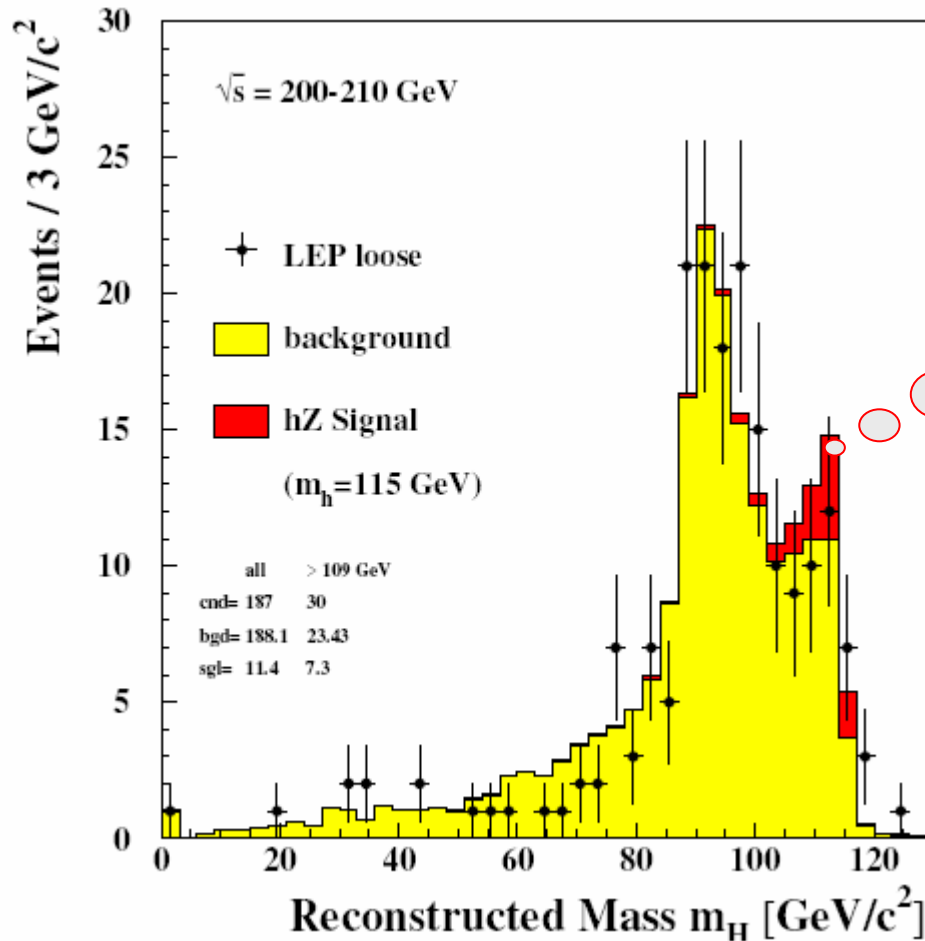
$$e^+e^- \rightarrow hZ^0 \rightarrow b\bar{b} + X$$

candidate for

$e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu} \rightarrow 2 \text{ jets} + \text{missing energy}$



Poszukiwania Higgosa w LEP



Sygnal ???
Tylko $\sim 2\sigma$

LEP wyłączono, żeby dalsze poszukiwania robić w LHC.

$m_H > 114,4 \text{ GeV}$, $cl=95\%$

PDG 2006

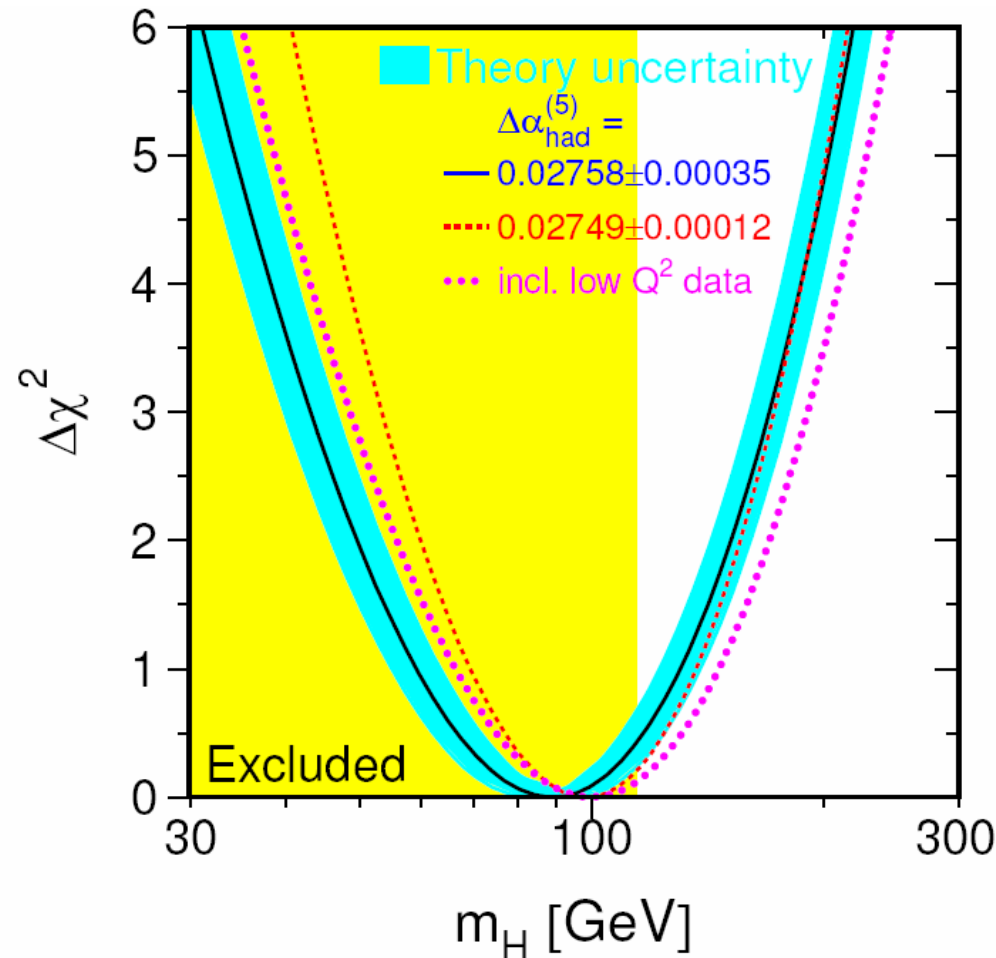
Ograniczenia na masę Higgsa (SM)

Wiele wielkości fizycznych mierzonych precyzyjnie w LEP wg. teorii zależy od procesów wyższych rzędów z wirtualną wymianą m.in. bozonu Higgsa.

Porównując pomiary z obliczeniami metodą np. χ^2 uzyskujemy informacje o masie Higgsa. Łączna analiza wielu pomiarów daje konsyistentne wyniki:

$$m_H = 89^{+42}_{-30} \text{ GeV}$$

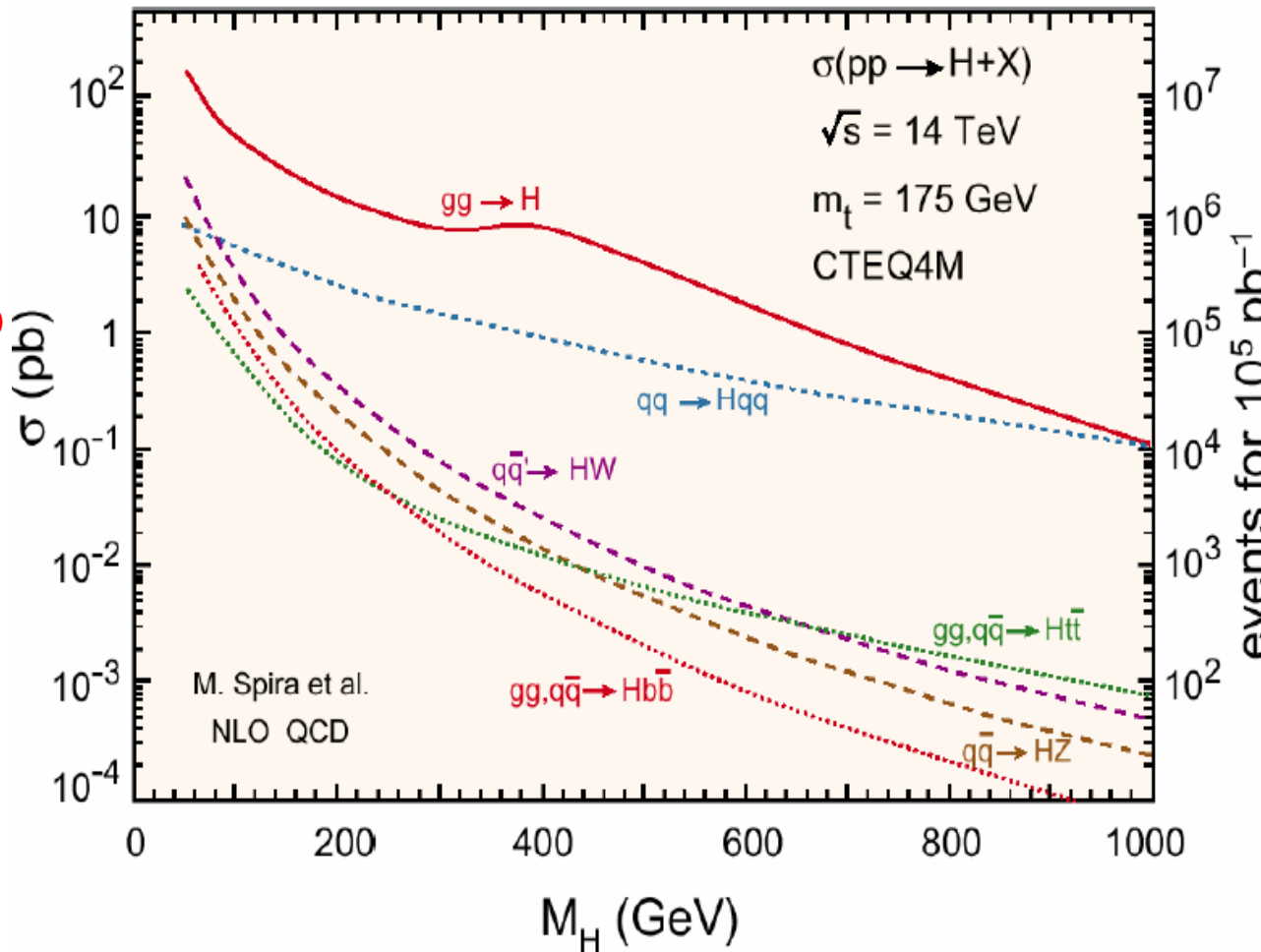
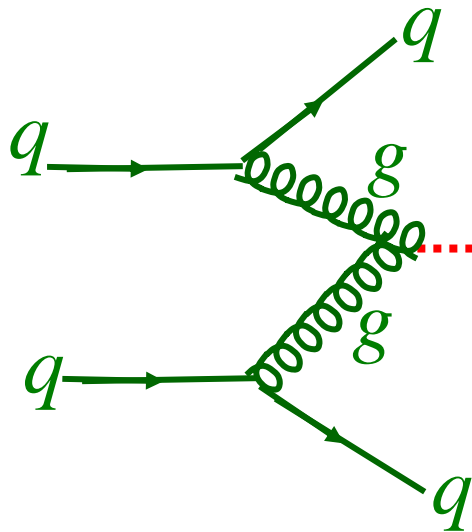
$$m_H < 175 \text{ GeV @ 95\% c.l.}$$



Produkcja cząstek Higgsa w LHC

$$p + p \rightarrow H^0 + X$$

$$\sqrt{s} < 2.7 \text{ TeV}$$

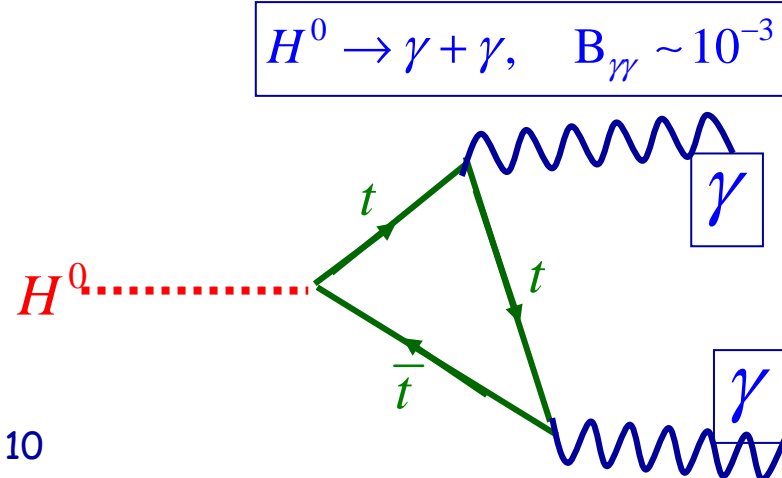
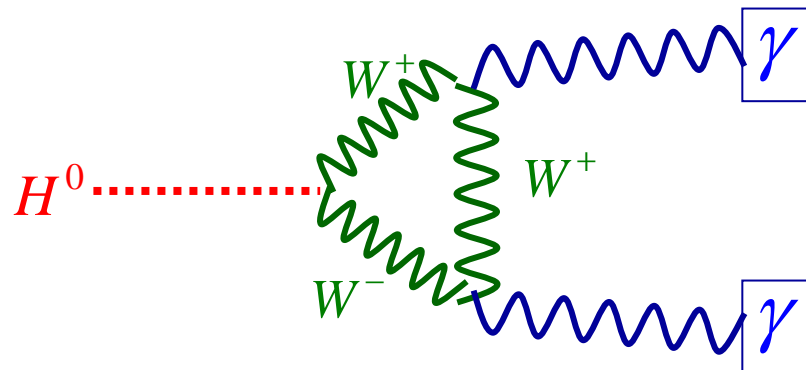


Rozpady cząstek Higgsa

1) Jeśli $m_H < 2M_W$

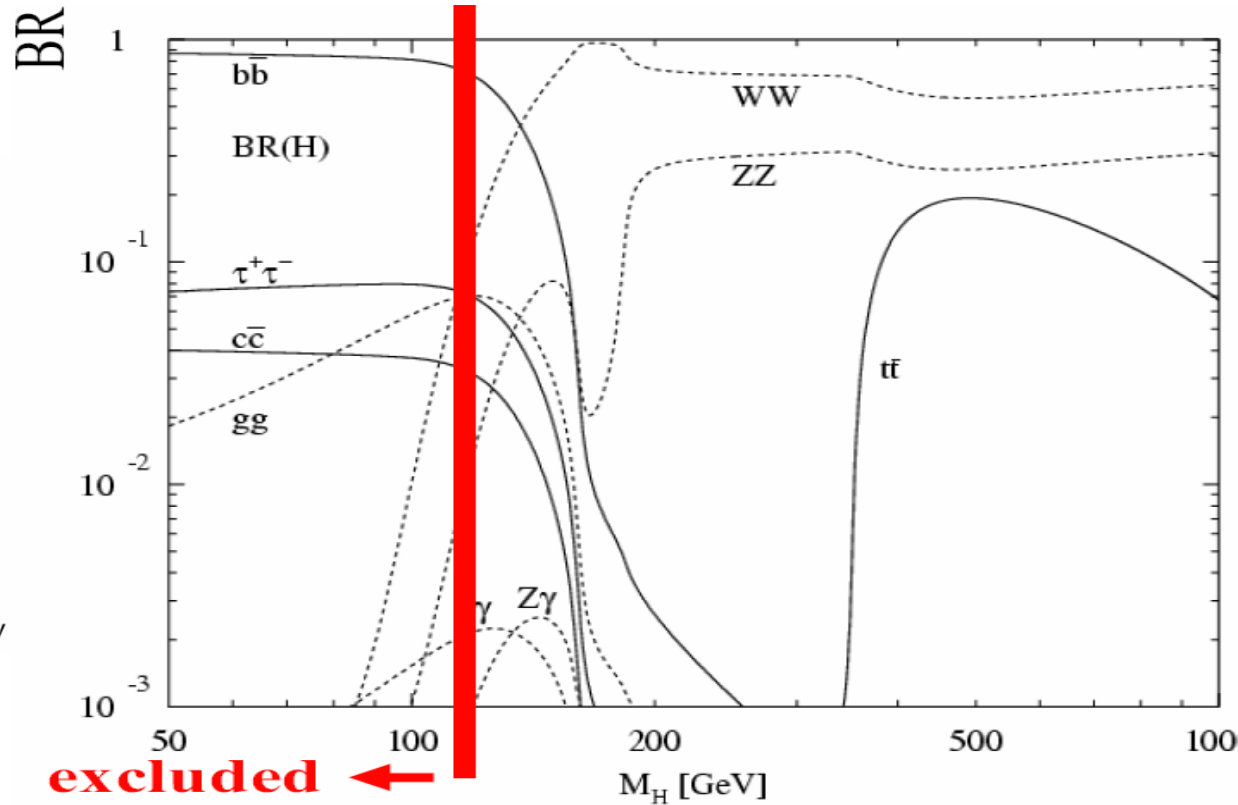
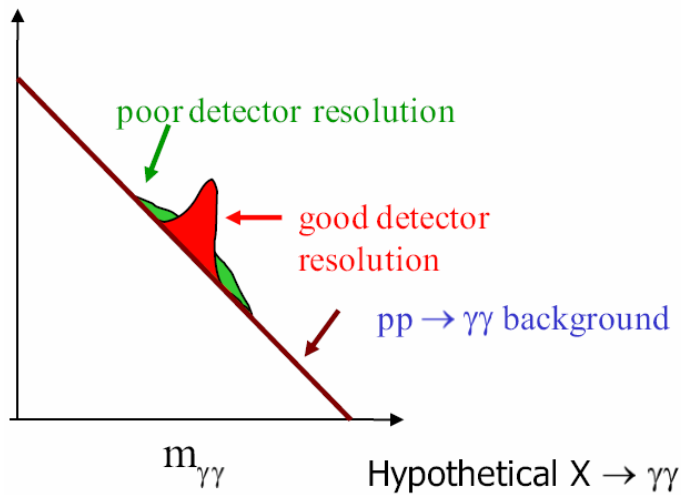
Dominujący rozpad: $H^0 \rightarrow b + \bar{b}$

Jednak podobne dzęty kwarkowe będą produkowane głównie w oddz. silnych i rozpad H zginąłby w tle. Okazuje się, że łatwiej szukać rozpadów:



$$H^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad B_{\gamma\gamma} \sim 10^{-3}$$

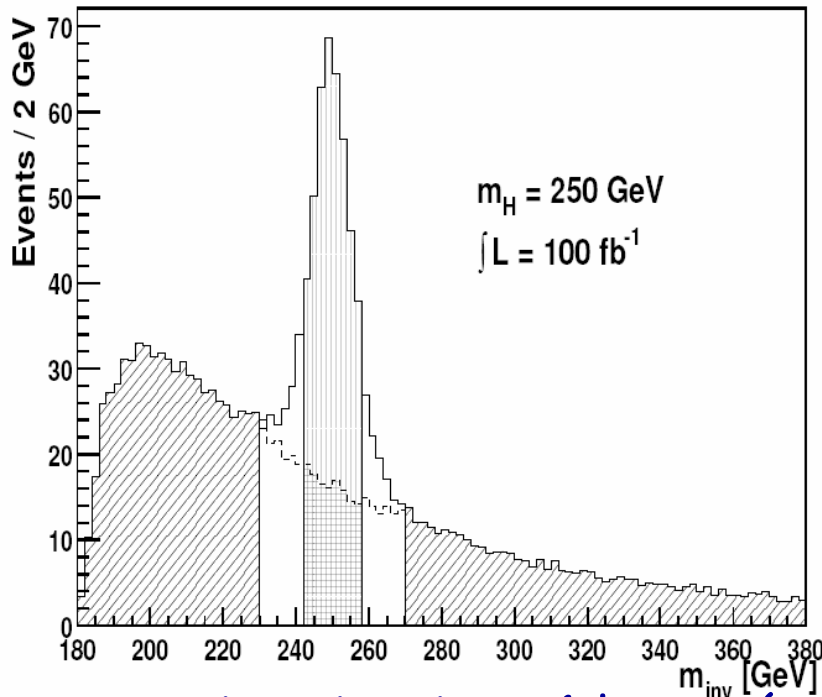
Rozpady Higgsa (SM) - stosunki rozgałęzień



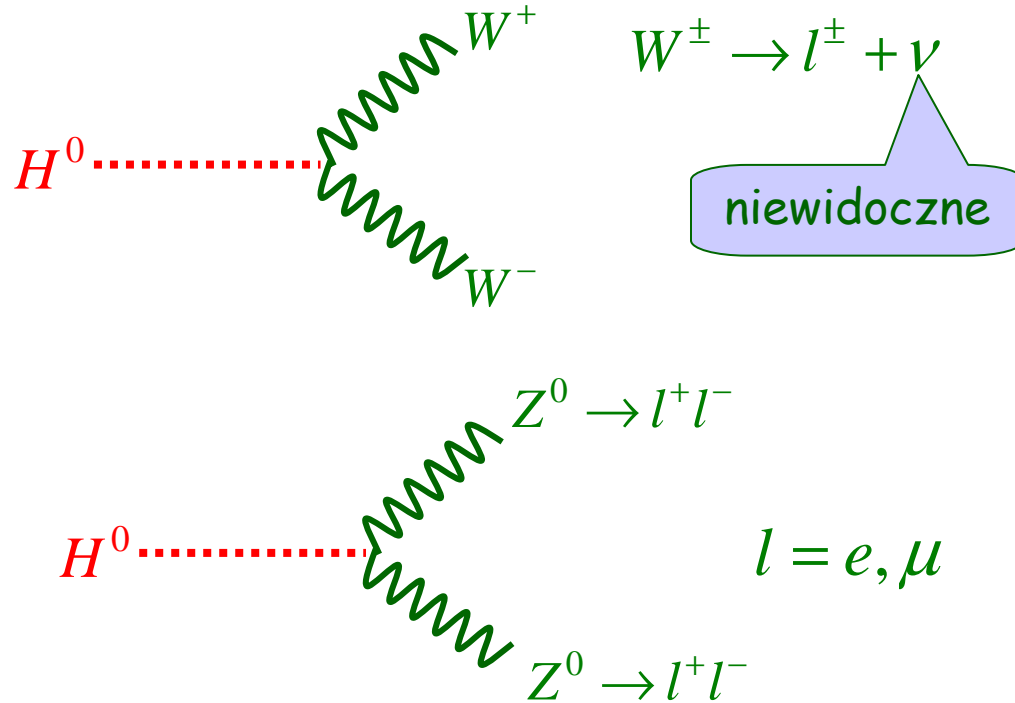
Poszukiwanie cząstek Higgsa w LHC

2) Jeśli $m_H > 2M_Z$

to stosunki rozgałęzień na rozpady na W i Z stają się dostatecznie duże, żeby skorzystać z łatwiejszej separacji od tła leptonów niż hadronów.

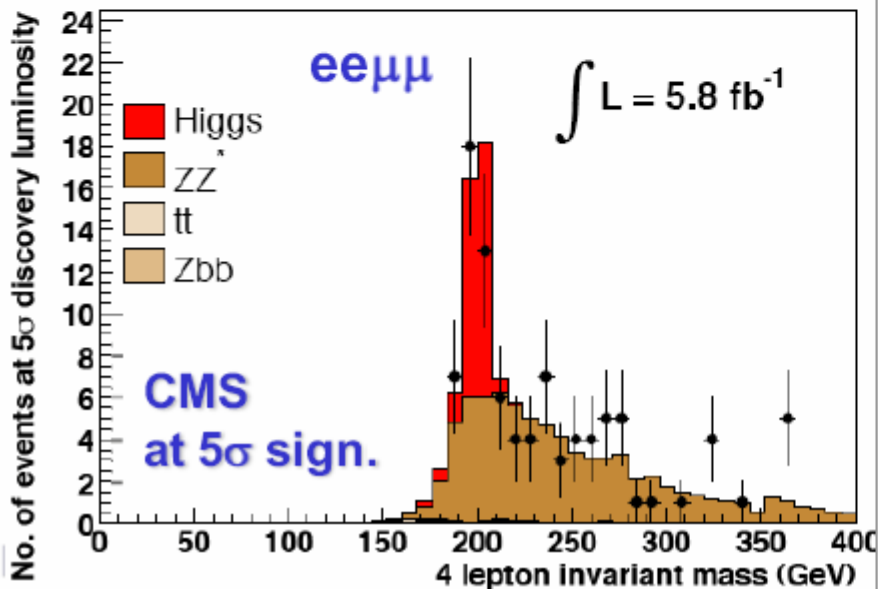
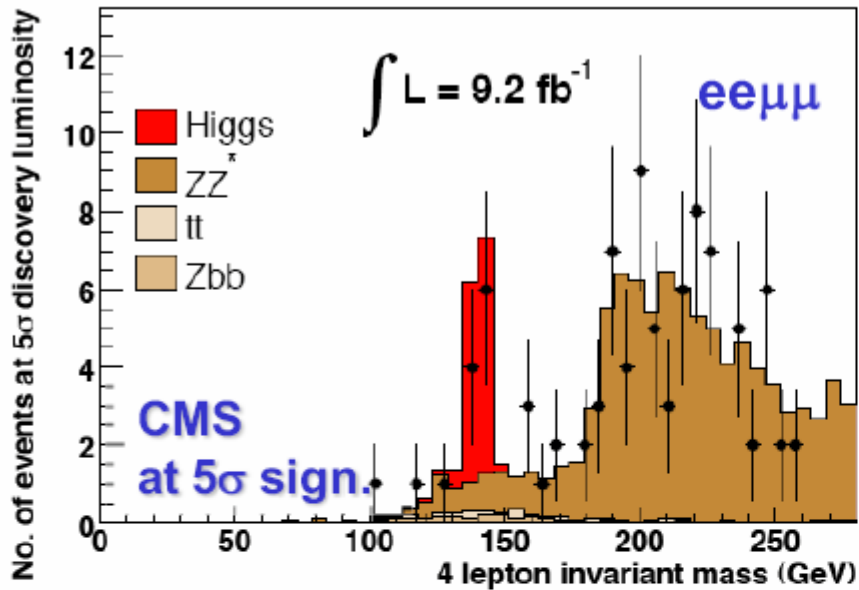


masa niezmiennicza 4 leptonów

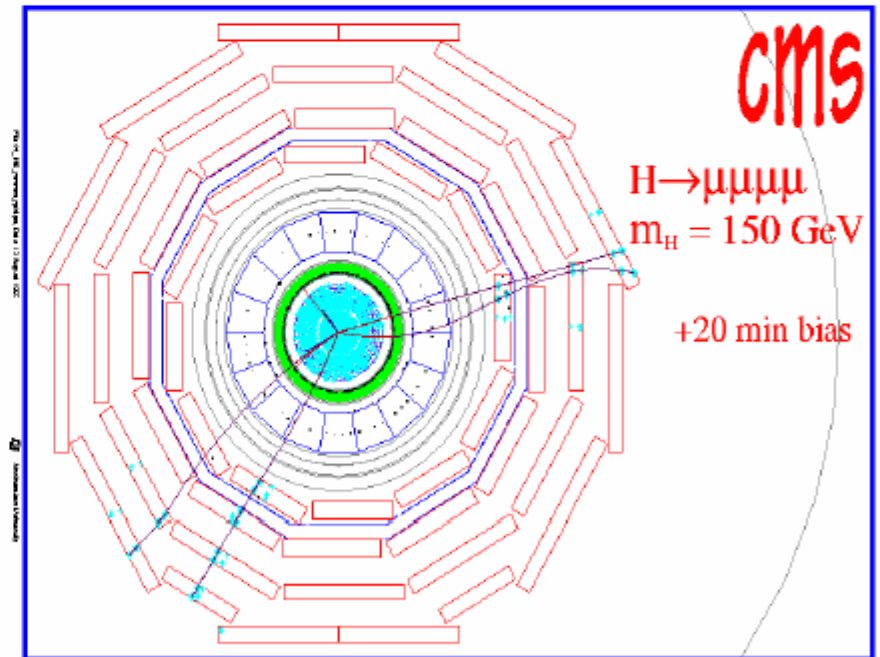


ale małe prawd. rozpadu

The „gold plated” channel: $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4\ell$



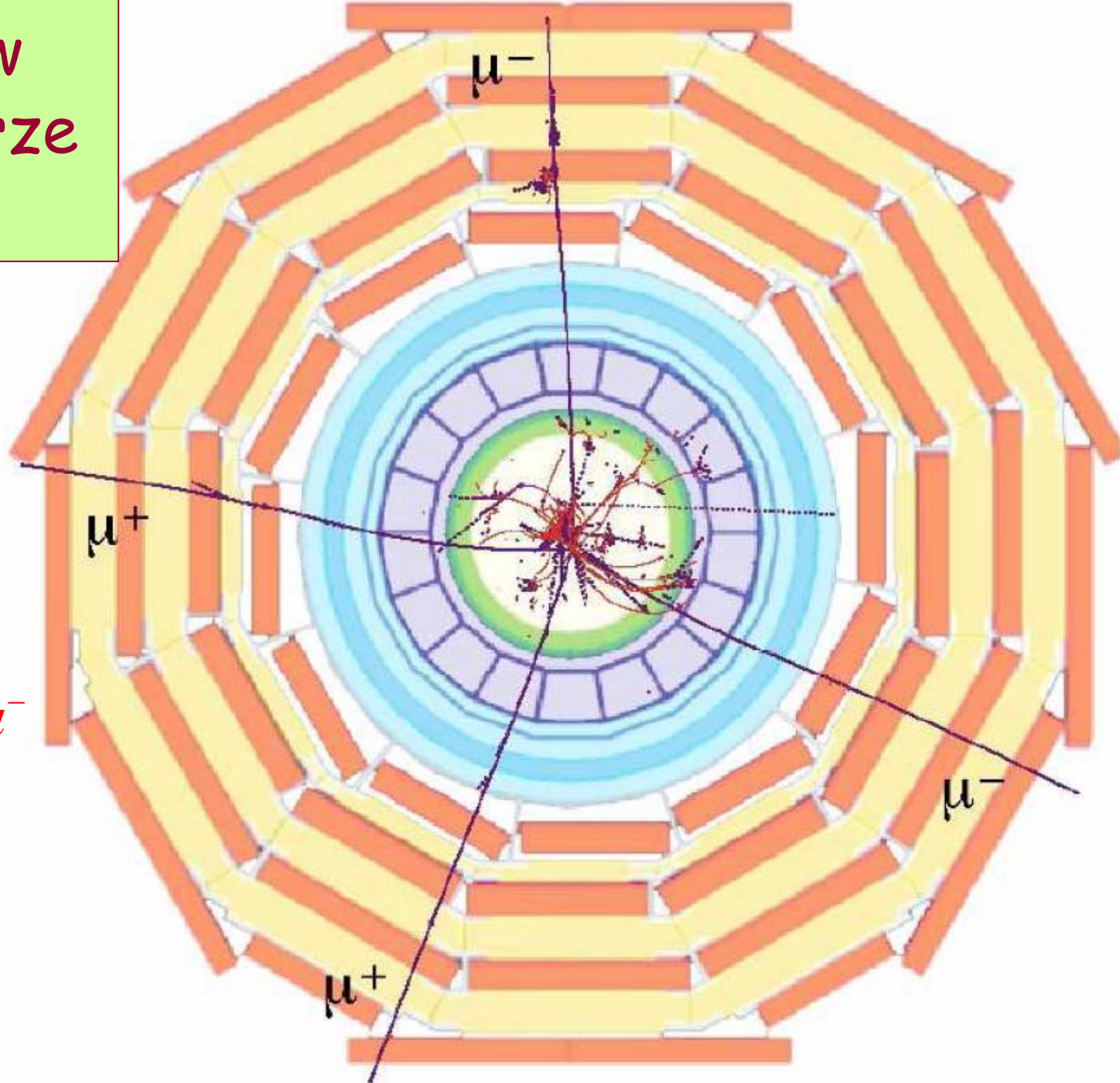
Signal and background at 5σ discovery



Higgs w detektorze CMS

Symulacja działania detektora CMS dla zdarzenia:

$$H \rightarrow Z^0 Z^0 \\ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$$



Poszukiwanie cząstek Higgsa w LHC

Powyżej rozważaliśmy tylko cząstkę Higgsa H^0 przewidzianą w Modelu Standardowym.

Natomiast
w modelach supersymetrycznych
przewidywanych jest więcej cząstek Higgsa.

Stan LHC: pierwsze zderzenia protonów spodziewane 08/2008

Supersymetria (SUSY)

Podstawowa symetria:

- każdy **fermion** ma supersymetrycznego partnera **bozonowego**
- każdy **bozon** ma supersymetrycznego partnera **fermionowego**

- Symetria zakłada **te same masy, ładunki i te same sprzężenia** dla supersymetrycznych partnerów.
- Fakt, że dotychczas nie znaleziono żadnego supersymetrycznego partnera zwykłych cząstek świadczy o tym, że **symetria jest łamana** przy niedostatecznie dużych energiach.
- Masy cząstek SUSY $> 100 \text{ GeV}$

Cząstki SUSY

cząstki SM	R	partnerzy SUSY	R
Spin = 1/2 { kwark q lepton l	1 1	Spin = 0 { skwark \tilde{q} slepton \tilde{l}	-1 -1
Spin = 1 { W W Z Z foton γ gluon g	1	Spin = 1/2 { wino \tilde{W} zino \tilde{Z} fotino $\tilde{\gamma}$ gluino \tilde{g}	-1
Spin = 0 higgs H^0 H^\pm	1	Spin = 1/2 higgsino \tilde{H}^0 \tilde{H}^\pm	-1

$$R = (-1)^{2s+3(B-L)}$$

s- spin, L- liczba leptonowa,
B-liczba barionowa

Po co SUSY? - problem hierarchii

Wielkie unifikacje



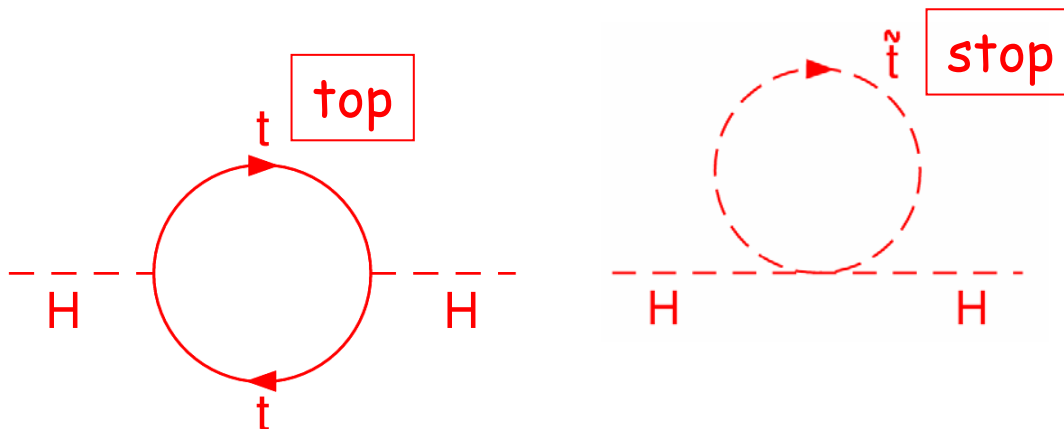
cząstki o wielkich masach

nieskończone poprawki radiacyjne

Problem hierarchii

Ale poprawki od pętli fermionowych i bozonowych mają przeciwne znaki, czyli symetria SUSY prowadzi do skasowania poprawek

Np. masa Higgsa:



Nowa liczba kwantowa - parzystość R

- Wszystkie „stare” cząstki mają $R=+1$
- Cząstki SUSY mają $R=-1$
- Iloczyn R jest zachowany

Tzn. cząstki SUSY muszą być produkowane tylko parami:

$$\begin{array}{cccc} A & + & B & \rightarrow & \tilde{C} & + & \tilde{D} \\ R = +1 & & +1 & & -1 & & -1 \end{array}$$

Czyli najlżejsza cząstka SUSY (LSP) powinna być stabilna

$$\begin{array}{ccc} LSP & \not\rightarrow & a + b \\ R = -1 & & +1 +1 \end{array}$$

LSP jest kandydatem na cząstkę Ciemnej Materii

Najlżejsza cząstka SUSY - LSP

Jeśli LSP jest cząstką Ciemnej Materii to:

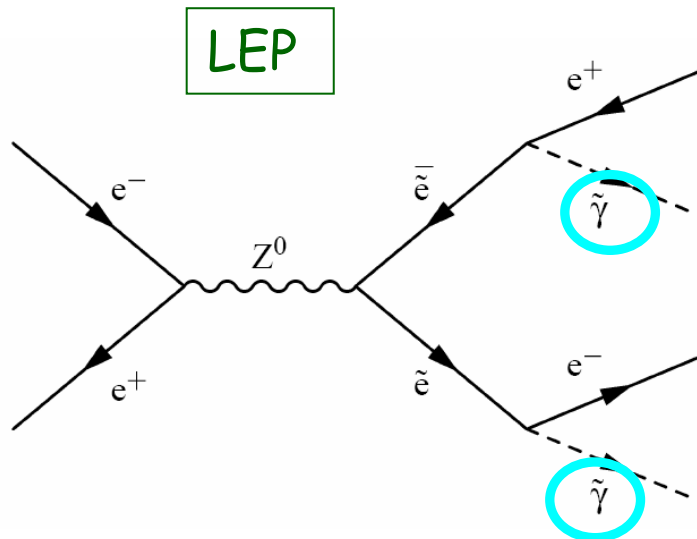
- LSP pozostały z Wielkiego Wybuchu i wypełniają Wszechświat
- Oddziałują tylko grawitacyjnie, bo inaczej już by zostały zaobserwowane. Są więc neutralne. Nie mogą zniknąć w oddz. z normalną materią bo zabrania im zachowanie parzystości R.
- Kandydaci: **grawitino** oraz **neutralino** (mieszanka fotina, zina i higgsina)



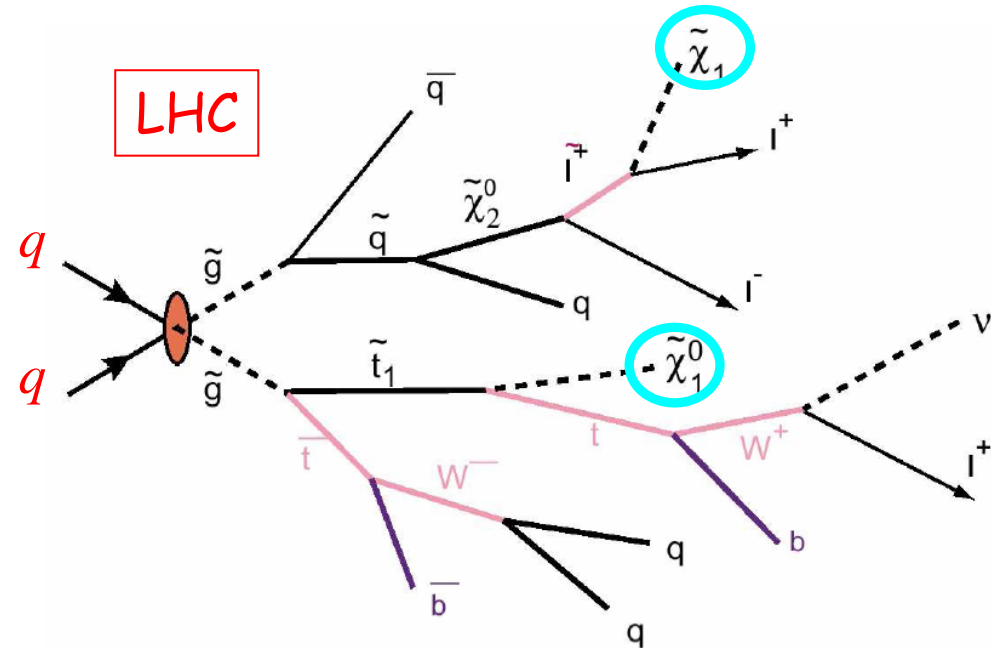
Bardzo trudne do wykrycia!

Detekcja cząstek SUSY

Główna cecha przypadków z udziałem cząstek SUSY to duży niezbilansowany pęd poprzeczny, bo zawsze na końcu muszą powstawać jakieś **LSP** które są ciężkie, neutralne i nie rozpadają się.



nie znaleziono cząstek SUSY
- wyznaczono ograniczenia
na ich masy



poszukiwania rozpoczną
się wkrótce

Grawitino w LHC?

Założmy, że grawitino jest najlżejszą cząstką SUSY:

$$\tilde{G} \equiv LSP$$

np. o masie 10 GeV

Wtedy cząstka SUSY najlżejsza z pozostałych, np. **stau** rozpadałby się:

$$\tilde{\tau} \rightarrow \tilde{G} + \tau$$

z bardzo długim czasem życia, bo sprzężenie grawitacyjne
Czas mógłby być rzędu sek, godzin, lat.....

A więc będziemy szukać $\tilde{\tau}$ czyli naładowaną cząstkę, o dużej masie, wychodzącą z wielkich detektorów LHC

Rozpad protonu w SUSY

Zachowanie parzystości $R = (-1)^{2s+3(B-L)}$

wymaga tylko zachowania B-L czyli możliwy rozpad z niezachowaniem oddzielnie B i L :



Model $SU(5)$ SUSY przewiduje dla tego rozpadu: $\tau < 10^{32}$ lat

Podczas gdy **doświadczalnie** stwierdzono:
(gdzie B to stosunek rozgałęzień dla tego rozpadu)

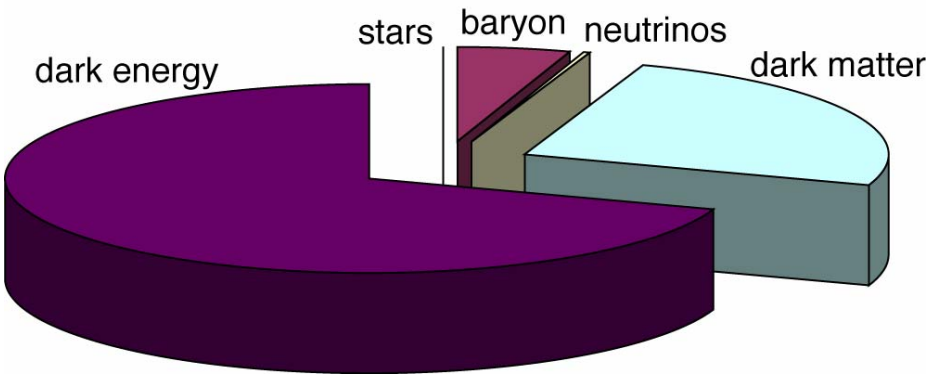
$$\frac{\tau}{B} > 2 \cdot 10^{33} \text{ lat}$$



model $SU(5)$ SUSY wykluczony

Problem rozpadu protonu stał się problemem doświadczalnym
- teoretycznie możliwy jest b. szeroki zakres parametrów.

Co wiemy o $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$?



„Świecąca” materia a więc gwiazdy, gaz:

$$\Omega_\gamma = (4,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$$

Bariony widoczne lub niewidoczne obliczone z nukleosyntezy

$$\Omega_b = 0,042^{+0,003}_{-0,005}$$

Całkowita materia wydedukowana z grawitacyjnej energii potencjalnej galaktyk itd.

$$\Omega_m = 0,24^{+0,03}_{-0,04}$$

$$\Omega_{tot} = 1,02 \pm 0,02$$

„geometria płaska” $k=0$

Ciemna materia:

$$\Omega_{DM} = \Omega_m - \Omega_b = 0,20^{+0,02}_{-0,04}$$

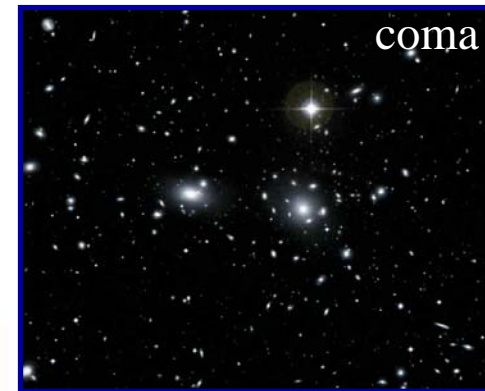
Ciemna energia

$$\Omega_\Lambda = 0,76^{+0,04}_{-0,06}$$

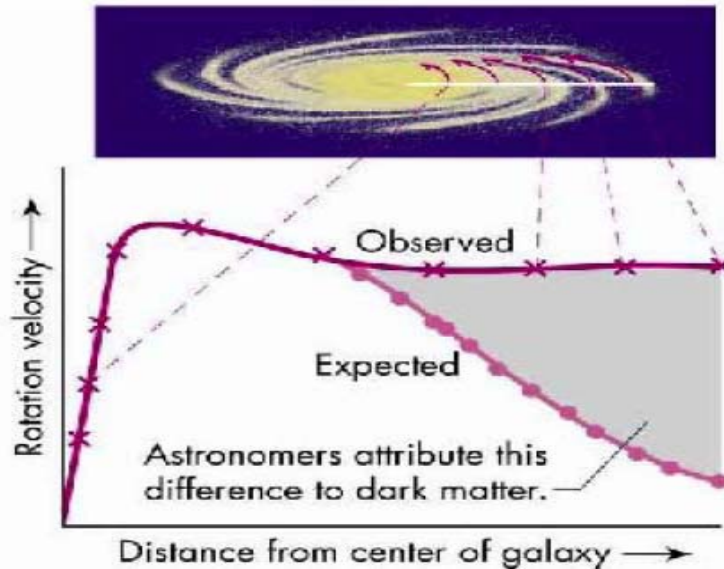
Ciemna Materia



- 1933 r. - Fritz Zwicky, gromada COMA. Prędkość obrotu galaktyk wokół wspólnego środka masy zbyt duża aby mogły one tworzyć układ związany.



- Lata 70,80 - krzywe rotacji galaktyk; halo niewidzialnej materii (?)



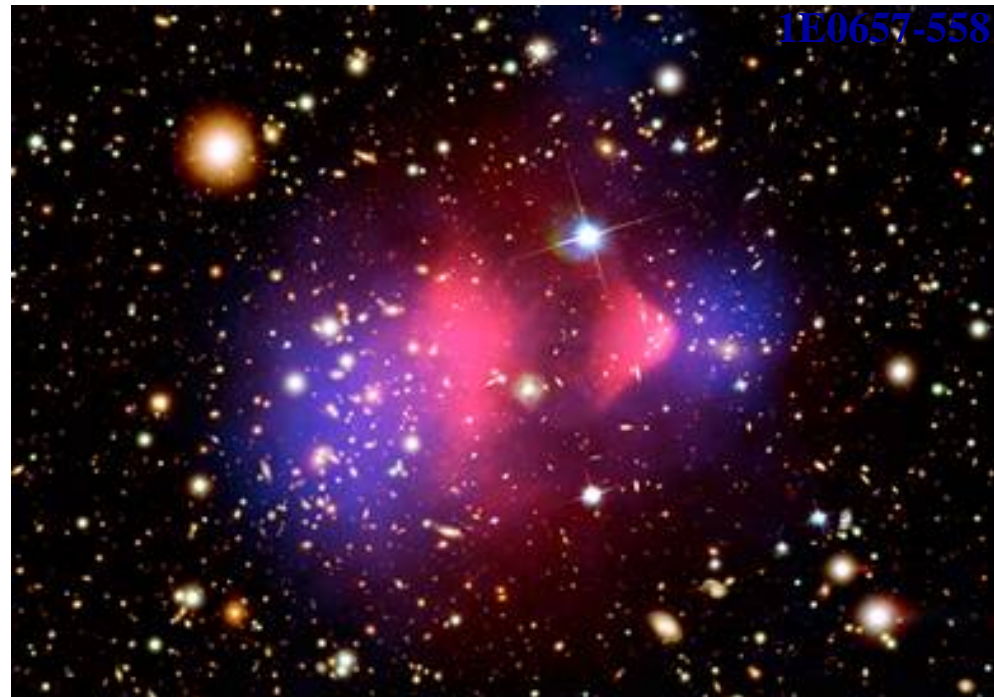
sferyczne halo ciemnej materii otaczające galaktykę



Niewidzialna materia, oddz. tylko grawitacyjnie

Ciemna materia

- 2006 r. analiza rozkładu masy w obszarze przechodzących przez siebie gromad galaktyk (1E0657-558) (*)
- Soczewkowanie grawitacyjne - potencjał grawitacyjny (obrazy z Hubble Space Telescope, European Southern Observatory VLT, Magellan) / **fioletowy**
- Promieniowanie X - Chandra X-ray Observatory (NASA) / **różowy**
- Masa gazu typowo 2x większa od masy materii świecącej w galaktykach
- Wynik: koncentracja masy grawitacyjnej tam gdzie znajdują się galaktyki
- Obszary emisji prom. X: 10% całkowitej masy układu



Potwierdzenie dla
Ciemnej Materii

Ciemna Materia - kandydaci

- ~~Istniejące cząstki~~ < 7% masy halo galaktycznego (eksp. EROS)
 - ~~MACHO's~~ (Massive Astronomical Compact Halo Objects), np. brązowe karty, gwiazdy neutronowe, czarne dziury
 - ~~Neutrino~~ (Hot Dark Matter - HDM)
 - Postulowane cząstki:
 - Aksjony
 - WIMP-y (Weakly Interacting Massive Particles) - wolne, masywne, neutralne cząstki, słabo oddziałujące z materią (Cold Dark Matter - CDM)
- formacja struktur wymaga CDM

WIMP

Słabo Oddziaływująca Masywna Cząstka (*WIMP - Weakly Interacting Massive Particle*)

Poszukujemy cząstek:

- ◆ Neutralnych
- ◆ Długożyciowych
(z $\tau \sim$ czas życia Wszechświata)
- ◆ Masywnych ($M_\chi \sim 100$ GeV)
- ◆ Słabo oddziałujących z materią
 $\sigma \leq 10^{-2} \text{pb}$ (10^{-38}cm^2)

dobry kandydat na WIMP-a:

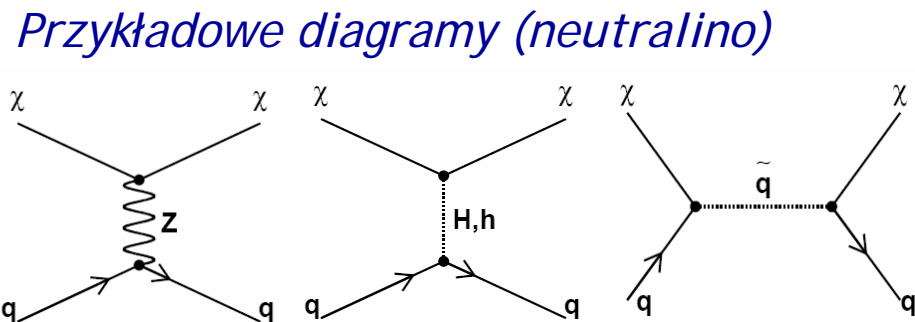
- ◆ neutralino χ (SUSY) - najlżejsza cząstka *supersymetryczna* LSP (Lightest Supersymmetric Particle), jest stabilna (zachowanie parzystości R w SUSY)

neutralino(χ)

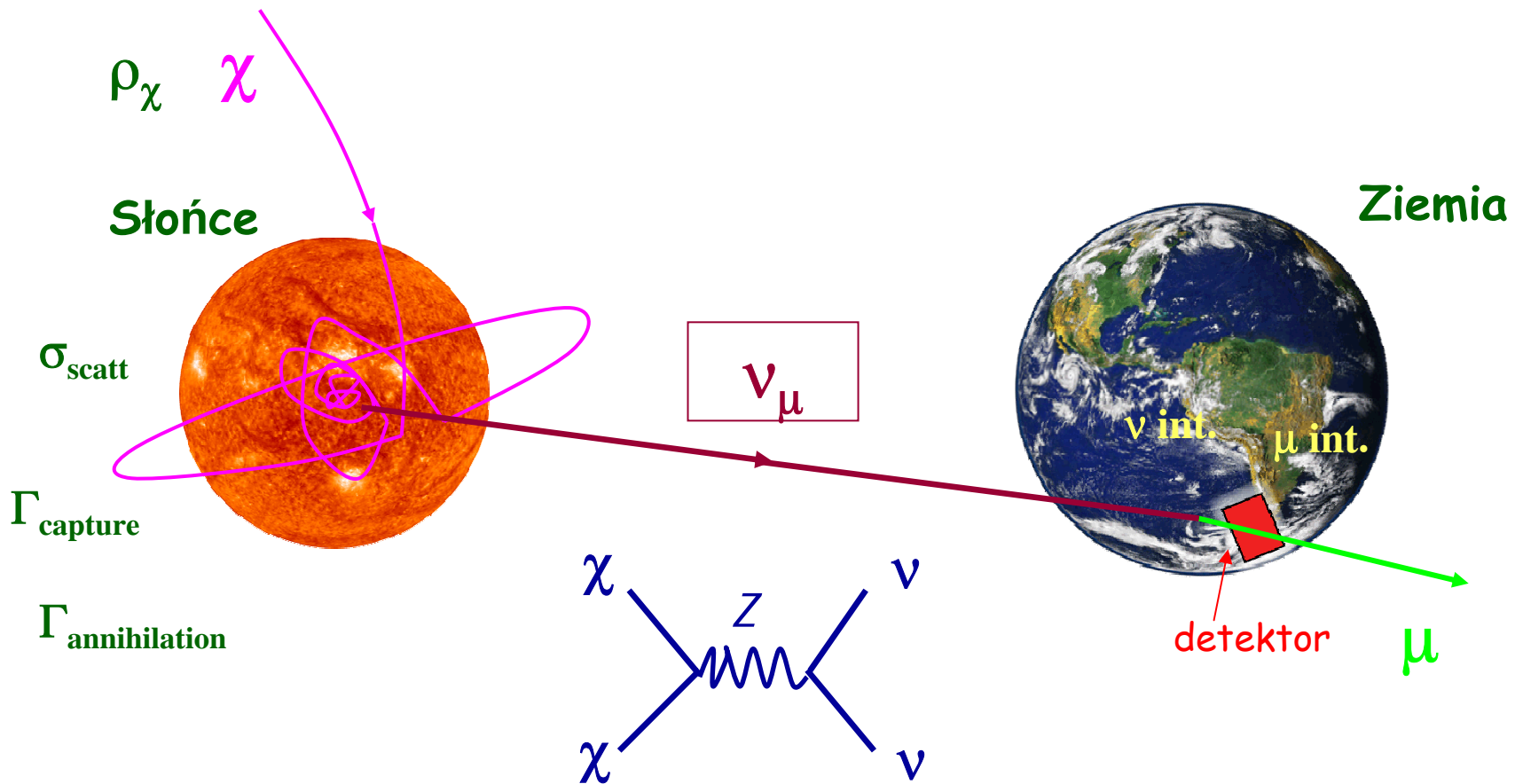
$$18 \text{ GeV} < M_\chi < 7 \text{ TeV}$$

LEP

kosmologia



Detekcja pośrednia - neutrino

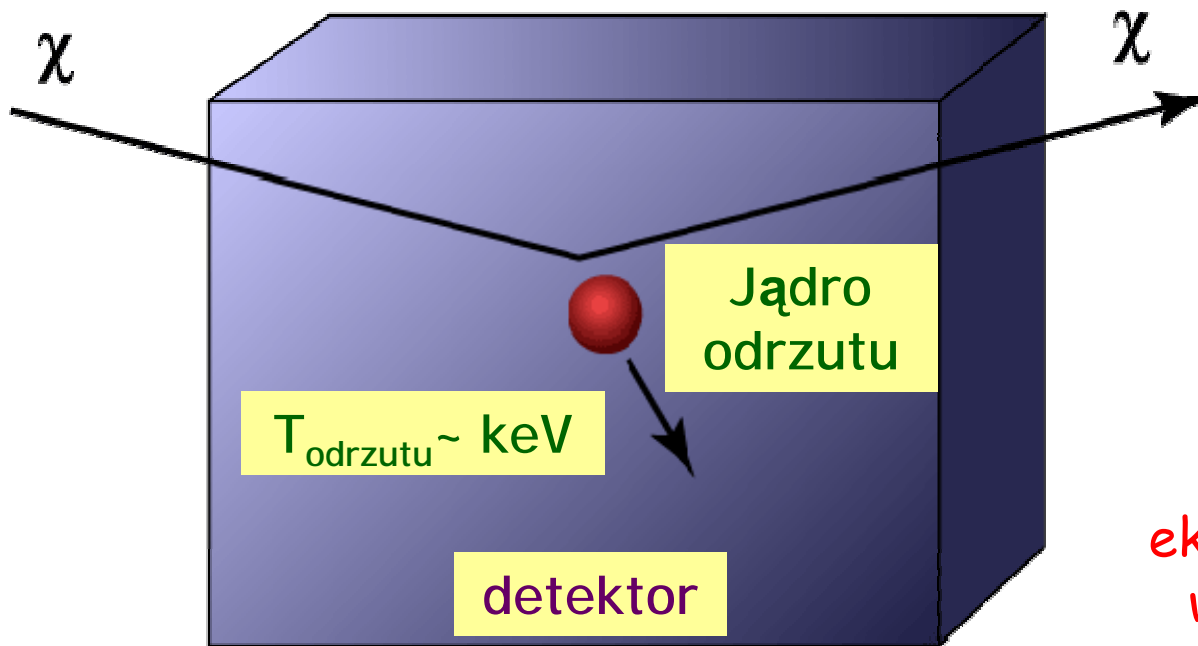


W teleskopach neutrinowych nie zaobserwowano dotychczas nadwyżki neutrin ze Słońca, centrum Ziemi, centrum Galaktyki w stosunku do oczekiwanego tła

Detekcja bezpośrednia

- mierzymy energię jąder odrzutu z elastycznego rozpraszania WIMP-ów

$$\chi + (A, Z)_{\text{w spoczynku}} \rightarrow \chi + (A, Z)_{\text{odrzut}}$$



Wiele
eksperymentów,
wiele nowych
projektów....
Stay tuned.

Soczewkowanie grawitacyjne

(galaktyki przez galaktyki)

Einstein's Bullseyes



DM w halo galaktyk

Einstein Ring Gravitational Lenses

Hubble Space Telescope • ACS

