

Co narusza symetrię elektroslabą? - Czy LHC udzieli odpowiedzi?

Paweł Zych
IFD Warszawa

- 1) Spontaniczne łamanie symetrii na przykładzie mechanizmu Higgsa
- 2) Fizyka bozonów V_L
- 3) Alternatywne scenariusze dla mechanizmu Higgsa
- 4) Jaki scenariusz realizowany - odpowiedź w LHC?
- 5) Scenariusz z ciężkim rezonansem
- 6) Co może pomóc w LHC?
- 7) Podsumowanie

Seminarium
Fizyki Wysokich Energii
13 kwietnia 2007

- symetria cechowania $SU(2)_L \times U(1)_Y$ opisuje oddziaływania elektrostałe leptonów i kwarków
- człony masowe w \mathcal{L} dla cząstek łamią symetrię $SU(2)_L \times U(1)_Y$
 \Rightarrow zabronione
- w rzeczywistości symetria jest złamana bo cząstki mają masę!
(symetria musi być złamana w \mathcal{L})
- spontaniczne łamanie symetrii?
 - renormalizowalność zagwarantowana
 - symetrii nie respektuje tylko stan o najniższej energii
 - pojawiają się bozony Goldstona (sektor EWSB)
- przykład: mechanizm Higgsa

- do Modelu Standardowego dodawany “potencjał Higgsa”:

$$V(\Phi^+ \Phi) = \frac{1}{2} \lambda \left(\Phi^+ \Phi + \frac{\mu^2}{\lambda} \right)^2, \quad \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} w_1 + iw_2 \\ h + iz \end{pmatrix}$$

- stan podstawowy łamie symetrię elektosłabą:

– ma symetrię U(1) $(SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM})$

– energia: niezerową wartość próżn. v

- generowane się człony masowe dla W i Z:

$D_\mu \Phi D^\mu \Phi \Rightarrow$ dla $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ otrzymujemy człony masowe

- masy fermionów:

$(\bar{L} \phi) R \Rightarrow$ dla $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ otrzymujemy człony masowe
(niekoniecznie to samo Φ)

- bozony W i Z uzyskują masę, foton pozostaje bezmasowy
- mechanizm EWSB generuje dodatkowy stopień swobody dla W i Z - polaryzację L (helicity 0)

- polaryzacja \equiv skrętność \equiv helicity
- stany własne operatora rzutu na kierunek pędu
- Bozony masywne: -1, 0, +1
- Bozony bezmasowe: -1, 1
- helicity $\pm 1 \implies$ polaryzacja (T) (prawo - skrętność, lewo - skrętność)
- helicity 0 \implies podłużna (L)

- wektory polaryzacji:

$$\vec{\epsilon}_T \vec{p} = 0 \quad \vec{\epsilon}_L \vec{p} \neq 0$$

- dla $p^\mu = (E, 0, 0, p)$ bozonu $V=W, Z$ 4-wektory polaryzacji można wybrać następująco:

$$\epsilon_T = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0)$$

$$\epsilon_L = \frac{1}{M_V} (p, 0, 0, E)$$

$$\epsilon_L^\mu \rightarrow \frac{p^\mu}{M_V} \text{ dla } E \gg M_V$$

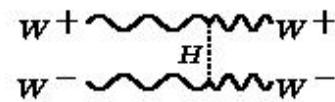
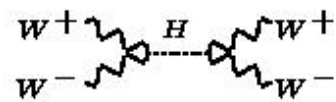
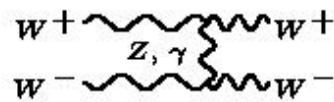
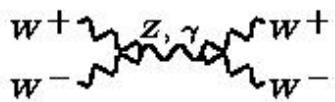
- sektor EWSB (łamający symetrię) (sektor Higgsa):
 - h – bozon Higgsa o nieznannej masie (fizyczna cząstka)
 - $(w_1, w_2) \rightarrow (w^+, w^-)$, z – bozony Goldstona – bezmasowe cząstki o spinie 0 (niefizyczne)
- “niefizyczne bezmasowe bozony Goldstona są zjadane przez podłużne polaryzacje masywnych bozonów cechowania”

- amplitudy procesów dla bozonów V_L można przybliżyć przez amplitudy procesów z bozonami Goldstona:

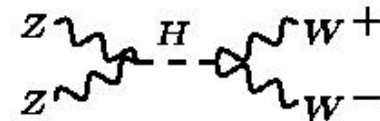
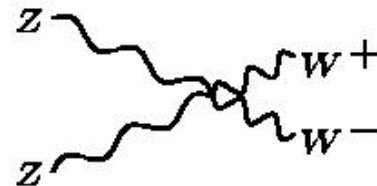
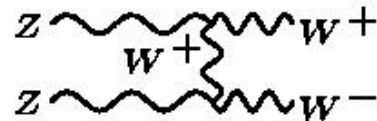
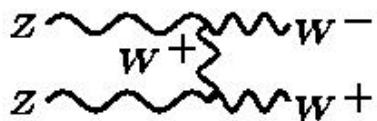
$$\mathbf{A}(V_L(\mathbf{p}_1), V_L(\mathbf{p}_2), \dots) = \mathbf{A}(\omega(\mathbf{p}_1), \omega(\mathbf{p}_2), \dots) + \mathcal{O}\left(\frac{M_V}{E_i}\right)$$

- zaleta zasady odpowiedniości:
skomplikowane procesy zastąpione przez prostsze

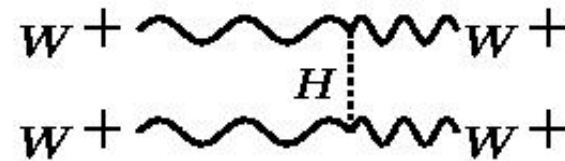
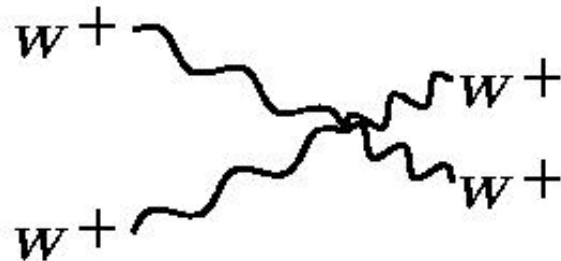
$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$



$$Z_L Z_L \rightarrow W_L^+ W_L^-$$



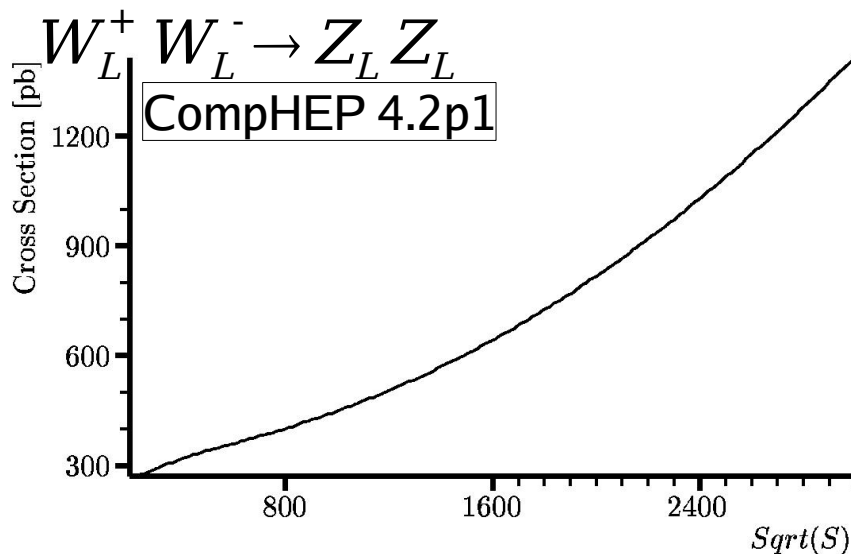
$$W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$$



- $\epsilon_L^\mu \rightarrow \frac{p^\mu}{M_V} \Rightarrow$ amplitudy procesów z V_L wzrastają z energią bozonów

- dla $W_L^+ W_L^- \rightarrow Z_L Z_L$ bez bozonu Higgosa unitarność jest łamana (sektor EWSB silnie przeżony dla dużych s) dla

$$\sqrt{s} \approx 1.2 \text{ TeV}$$

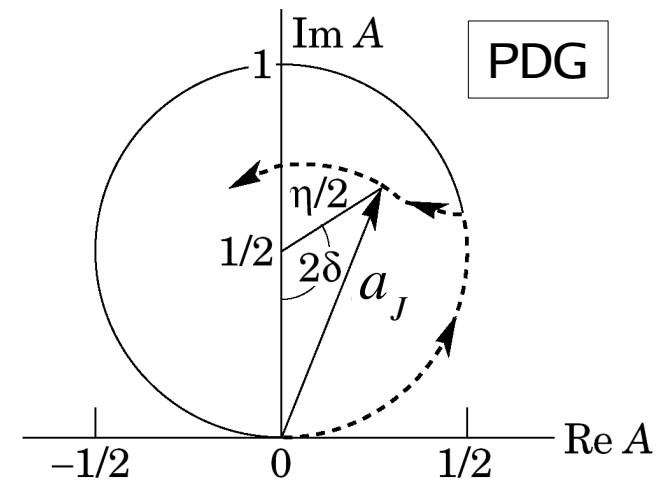


unitarność fal cząstkowych

$$a_J \sim \int P_J A(s, t, u)$$

- warunek na fale cząstkowe:

$$|a_J(s) - 1/2i| \leq 1/2$$



- często zastępowany przez słabszy:

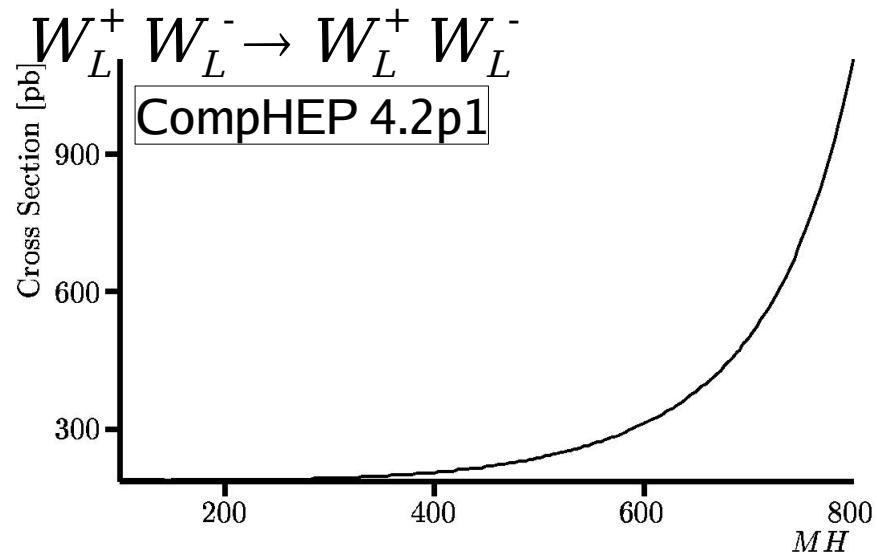
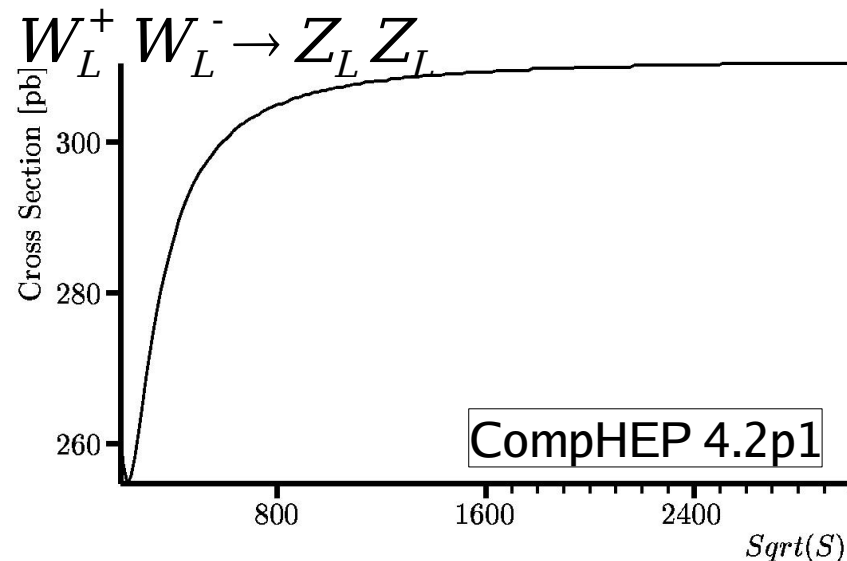
$$|a_J(s)| \leq 1$$

- diagramy z bozonem Higgosa kasują wzrost amplitudy dla pozostałych diagramów
(bozon Higgosa zwalcza $\epsilon_L^\mu \sim p^\mu$)

bozon Higgosa musi być jednak lekki:

- unitarność łamaną dla

$$m_h > 780 \text{ GeV}$$



- 1) brak potwierdzenia doświadczalnego
- 2) arbitralność (potencjału, składu pól, $\mu^2 < 0$)
- 3) źródło łamania symetrii nieokreślone
- 4) nie rozwiązuje problemu hierarchii ($M_{\text{Planck}} / M_W \sim 10^{17}$)
- 5) pojawia się problem naturalności:

poprawki duże w porównaniu do m_h ,

$$\Delta m_H^2 \sim \Lambda^2 \quad \text{dla } \Lambda = M_{\text{Planck}} \text{ fine-tuning musi być nienaturalnie precyzyjny}$$

- 6) mechanizm Higgsa działa tylko dla niskich energii
(triviality problem ze sprzężeniem $\lambda(\mu)$)

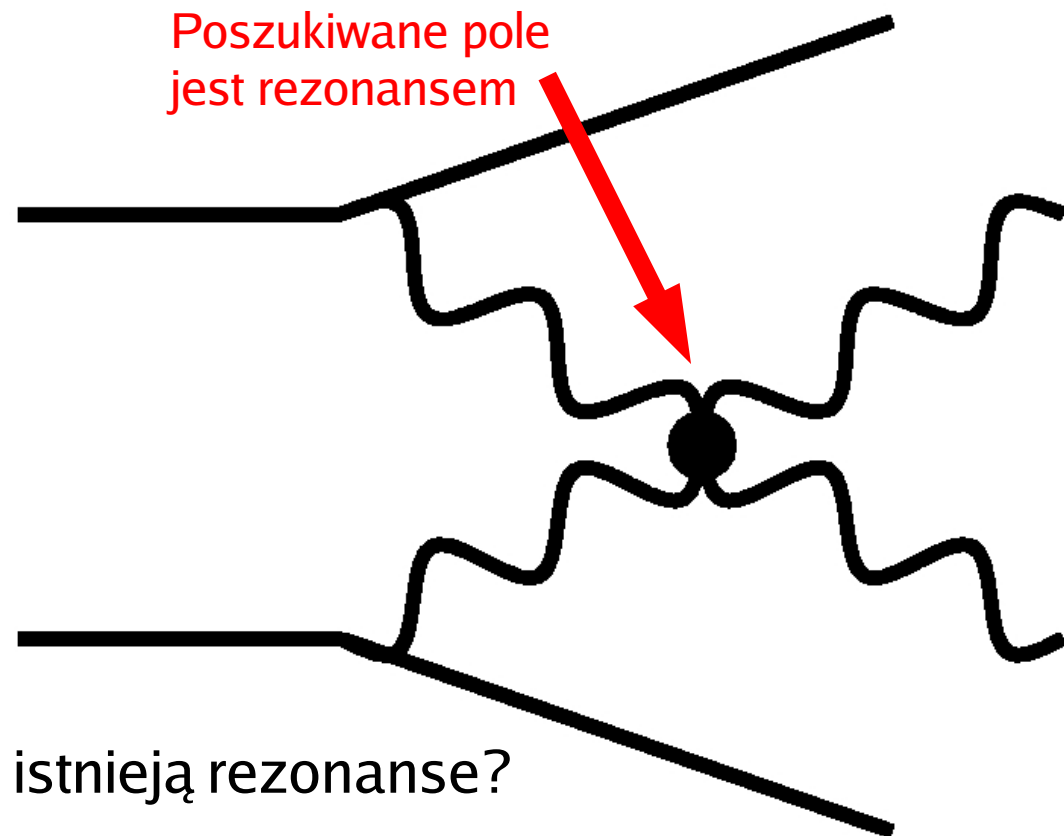


SM z bozonem Higgsa jest teorią efektywną
(teoria fundamentalna dostępna dla wyższych energii)

1. zgodność z precyzyjnymi pomiarami
2. minimalnie spontan. łamanie symetrii: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$
(najczęściej szersze, np. $SU(2) \times SU(2) \rightarrow SU(2)$, ...)
3. energia stanu podstawowego: v
(określona przez masy W i Z)
4. zapewnienie unitarności dla $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$
(dodatkowe procesy z polami jako rezonanse)
5. przejawy przed $\Lambda = 1.2 \text{ TeV}$
(inaczej łamanie unitarności by zachodziło)

- | | | |
|--|---|---|
| 1. lekki bozon Higgsa (SM) | ⇒ | sektor EWSB dobrze się zachowuje przy wysokich energiach |
| 2. nie-SM bozon Higgsa | ⇒ | |
| 3. lekkie pole
(ale nie bozon Higgsa)
(odwleczone łamanie unit.) | ⇒ | sektor EWSB silnie sprzężony dla wysokich energii + rezonanse o $M \sim \text{TeV}$ |
| 4. brak lekkiego pola | ⇒ | |

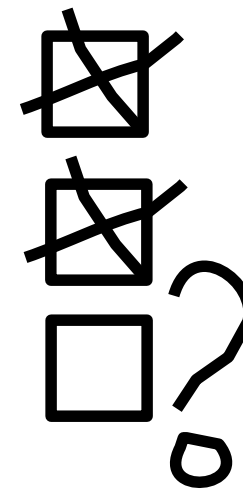
Procesy z bozonami V_L
kluczem do sektora
EWSB (np. rozpraszanie)



Metody:

- zachowanie $\frac{d\sigma}{ds}(V_L V_L \rightarrow V_L V_L)$, czy istnieją rezonanse?
- czy rezonans jest wystarczający dla zachowania unitarności?
- spin, masa, szerokość rezonansu
- sprzężenia rezonansu do V_L , fermionów (czy nadaje masę fermionom?)

- a) **lekki bozon Higgsa?**
- b) **inne lekkie pole?**
- c) **ciężki rezonans?**



1. **brak bozonu Higgsa** \Rightarrow oddziaływania w sektorze EWSB stają się silne dla dużych s (silnie sprzężony sektor EWSB)
2. **pojawiają się stany związane silnych oddziaływań** (rezonanse w $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$) (jak ρ dla pionów)
3. **rezonanse zapewniają zachowanie unitarności**
4. **ciężkie rezonanse są podstawową sygnaturą:** skalarne, wektorowe, skalarny+wektorowy

1. zrozumiałe spontaniczne łamanie symetrii

symetria łamana przez kondensat
(w QCD kondensat kwarkowy)

2. zrozumiała symetria $SU(2)_C$

w QCD: $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_I$

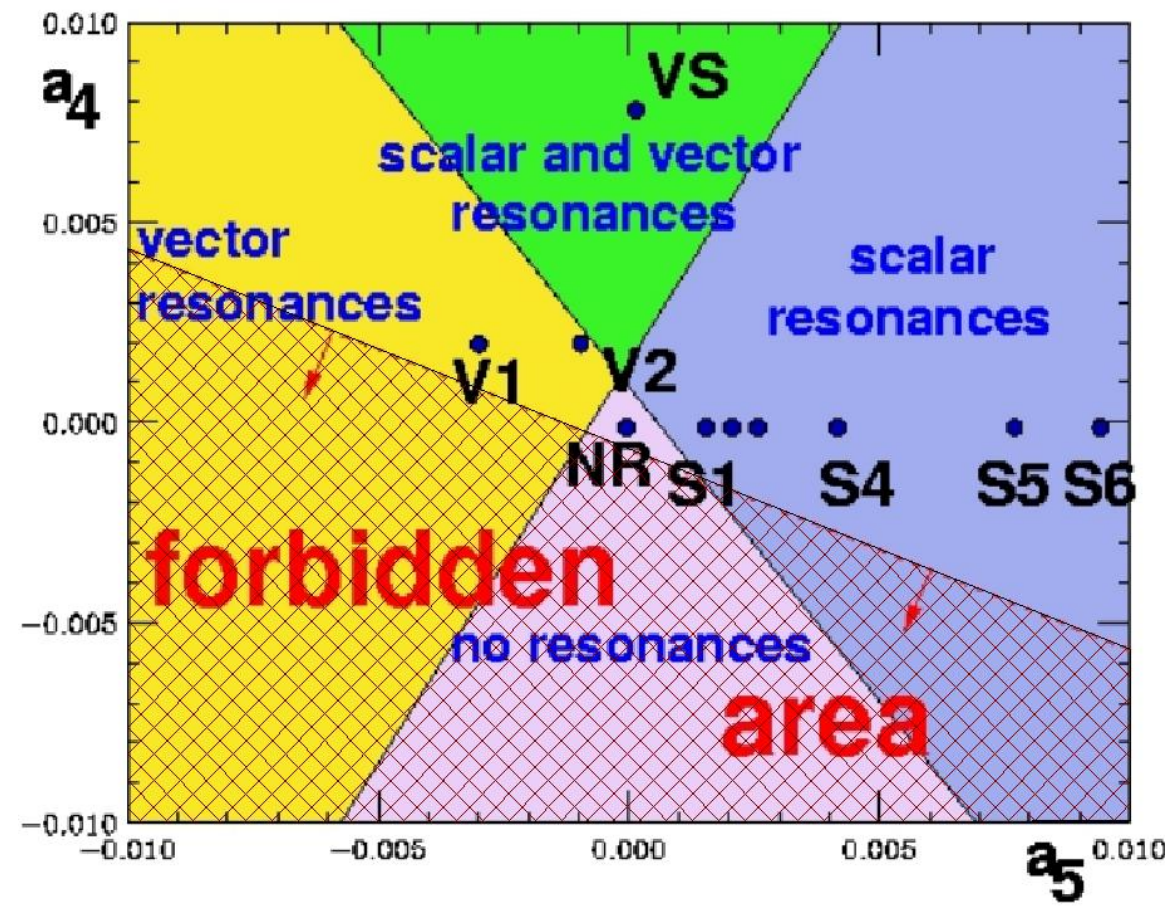
3. rozwiązany problem hierarchii

skala oddziaływań silnych naturalnie powiązana z M_{Planck}
skala tam gdzie stała sprzężenia po ewolucji ~ 1

4. można uzyskać zgodność z precyzyjnymi pomiarami

odprężanie = niskie energie nie są czułe na „ciężki rezonans”

- opis oddziaływania w sektorze Higgsa przez efektywny \mathcal{L}
Electro-Weak
Chiral Lagrangian
- parametry: a_i
- opisuje oddziaływania w sektorze EWSB przy niższych energiach gdzie są słabe
- przy wyższych energiach amplitudy łamią unitarność
- wprowadzane procedury unitaryzujące \Rightarrow **pojawiają się rezonanse**
- dla różnych wartości a_i otrzymujemy różne rezonanse

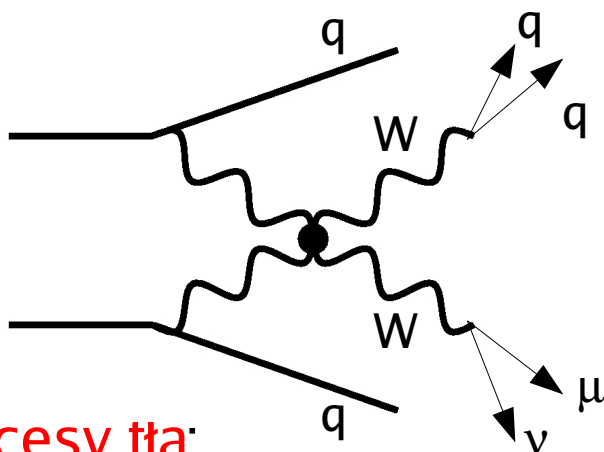


model	a4	a5	masa rezon. [GeV]	
			skalar	wektor
S1	0.0000	0.0015	1189	
S4	0.0000	0.0040	901	
S6	0.0000	0.0090	652	
V1	0.0020	-0.0030		1360
V2	0.0020	-0.0010		1903
VS	0.0080	0.0000	824	1360
VS1			???	???

- **sygnał:** $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ rozpraszanie w EWChL z unitaryzacją Pade

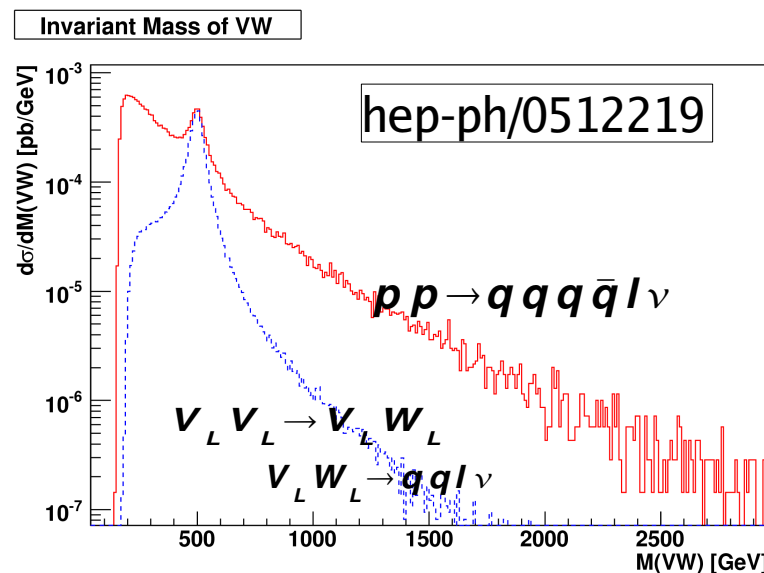
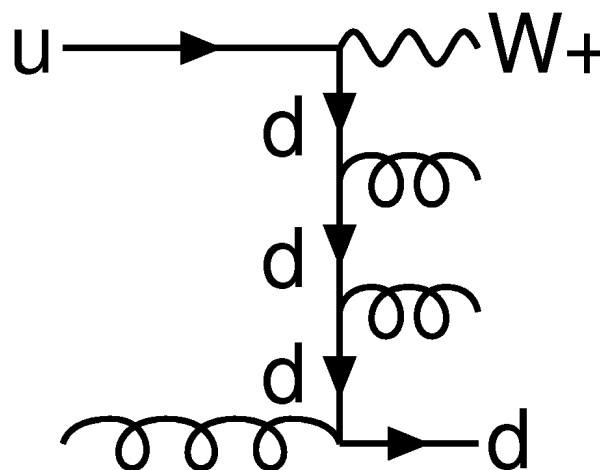
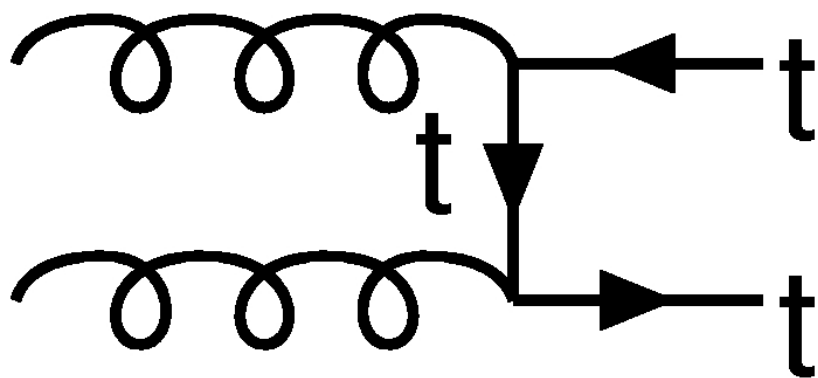
- wybrany kanał :

- $VV \rightarrow WW$
- $WW \rightarrow qq\mu\nu$



- **wielojetowe procesy tła:**

$t\bar{t}$, W_{jj} (elementy macierzowe)



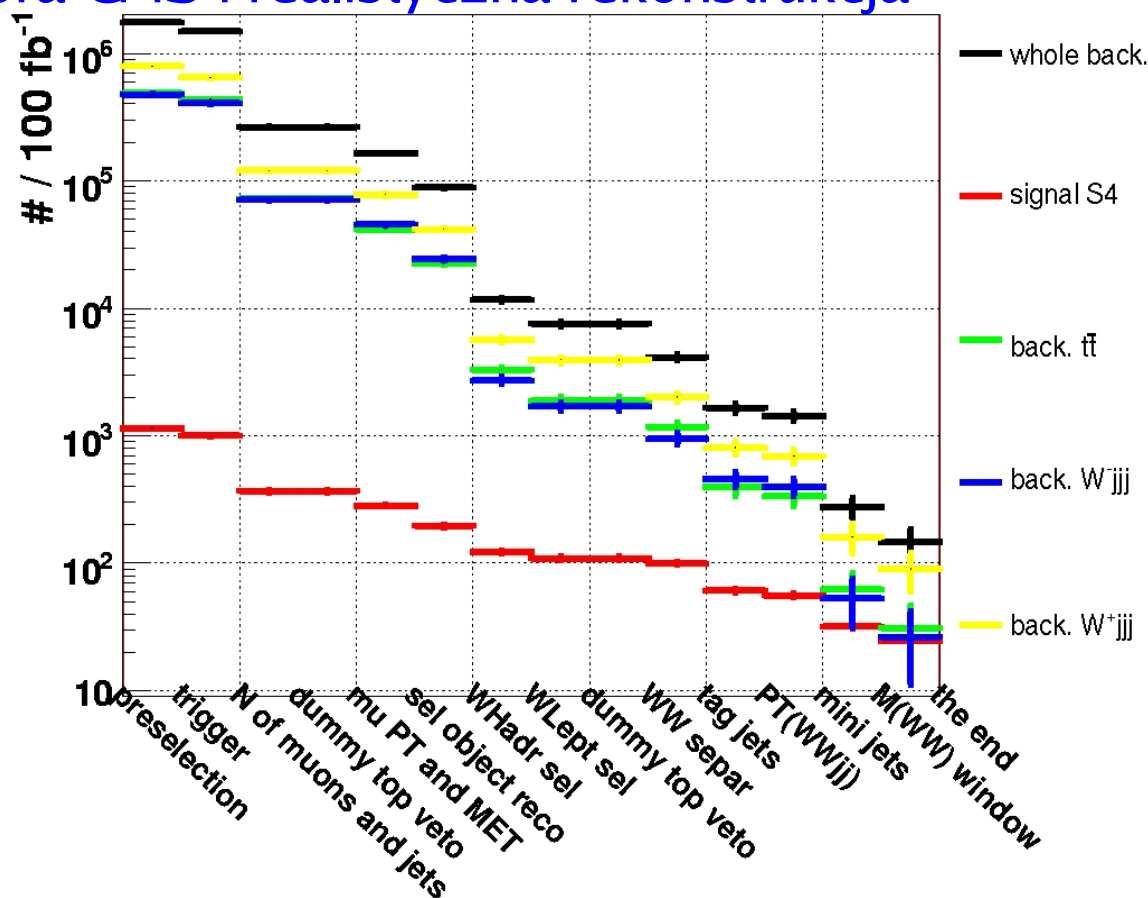
Programy symulujące:

- p_T -ordered parton-shower w PYTHIA-i
(NOWY! motywowany przez wyniki z Tevatron-u oraz zgodność z generatorami ME)
- detaliczna symulacja detektora CMS i realistyczna rekonstrukcja

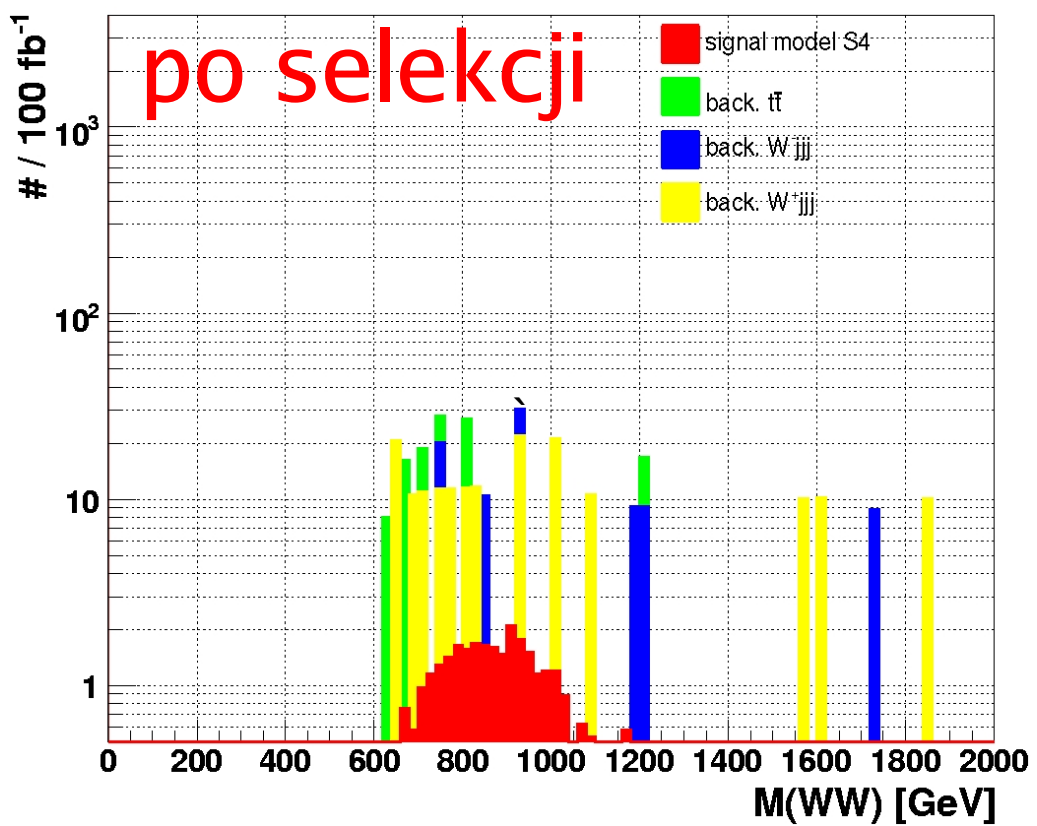
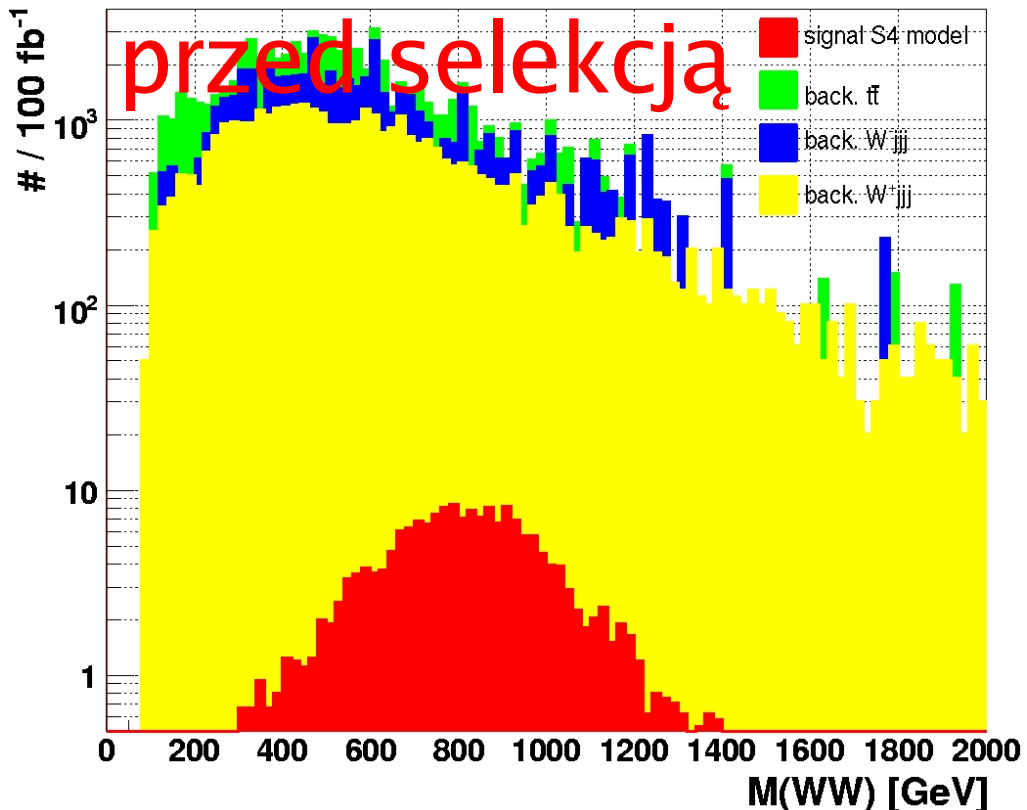
etap generacji pośredni
między partonami a hadronami

Selekcja:

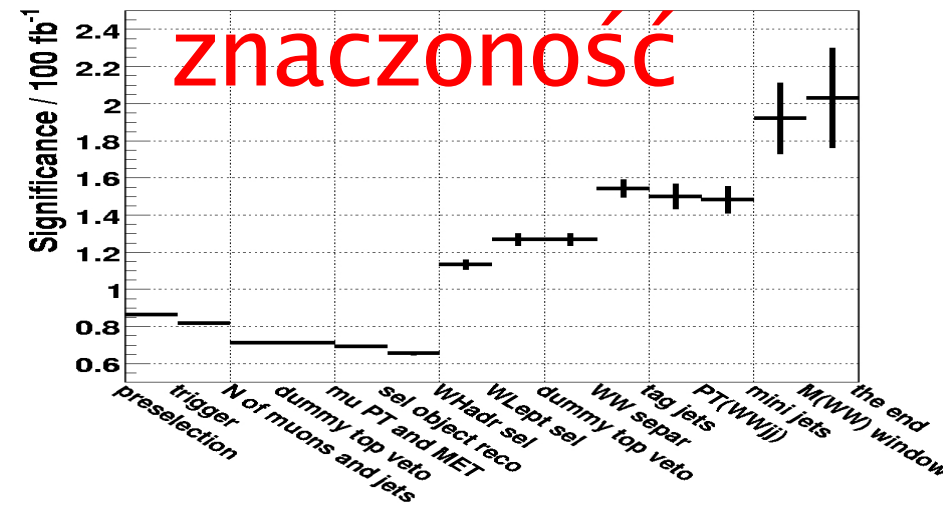
- stopnie selekcji:
 1. preselekcja
 2. wstępna selekcja
 3. główna selekcja
- zoptymalizowana główną selekcję (maksymalizacja znaczości sygnału $\frac{S}{\sqrt{B}}$)



Wyniki sel. dla „ciężkiego rezon.”



- **znaczoność sygnału bardzo słaba**
- **potrzeba 600-700 fb⁻¹ do odkrycia** ($\frac{S}{\sqrt{B}} > 5$)
rezonansu skalarnego o masie 900 GeV



- wyniki innych/wcześniejszych studiów obiecujące
- dlaczego te wyniki pesymistyczne?
 - ciężki rezonans \Rightarrow sygnał ma mały σ
 - realistyczne tło wielojetowe słabiej tłumione przez selekcję:
 - p_T -ordered parton-shower
 - używany generator elementów macierzowych \Rightarrow jety są twardsze
 - kanał semileptonowy łatwy do naśladowania przez przypadki wielojetowe
- największa niepewność systematyczna:
generacja
- dane rzeczywiste roztrzygną (tuning generatorów)
czy wyniki nie są zbyt pesymistyczne

1. **inne procesy** (np. anihilacja qq)
rozpady (np. „złote” kanały rozpadu)
stany końcowe (np. $W_L Z_L, Z_L Z_L$)

2. **odróżnienie V_T od V_L**

- A) **różnice w sprzężeniach:**

- (a) V_L inaczej się sprzęga dla dużych energii

- (b) V_T głównie w tle

- (c) V_L tylko w tle $t\bar{t}$

- B) **rozkłady kątowe produktów**

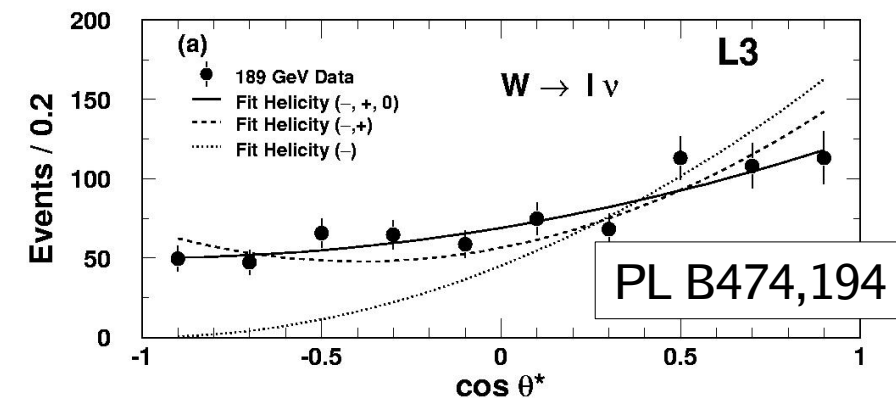
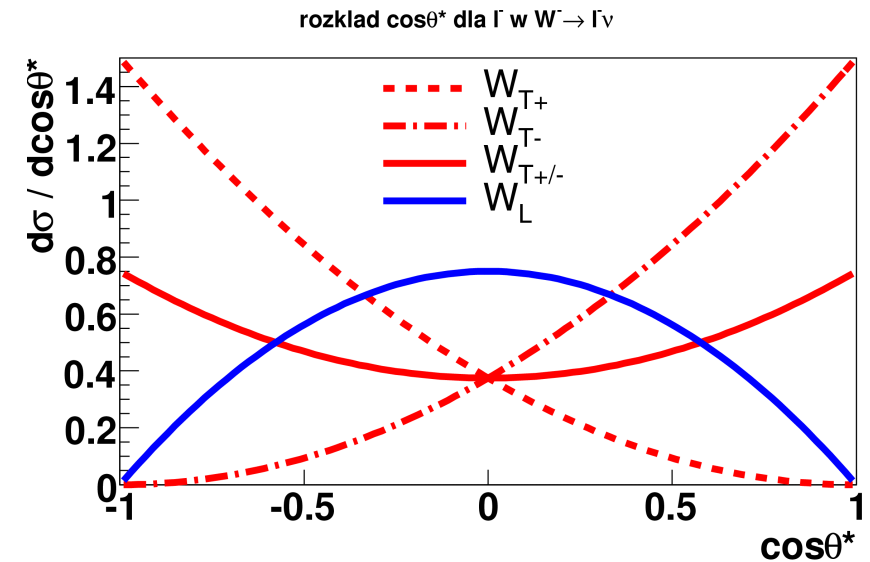
- C) **rozkłady p_T produktów**

	V_T	$V_L (E \gg M_V)$
sprzężenie do h	$\sim M_V$	$\sim m_h^2$
sprzężenie do fermionów	EW	$\sim m_f$

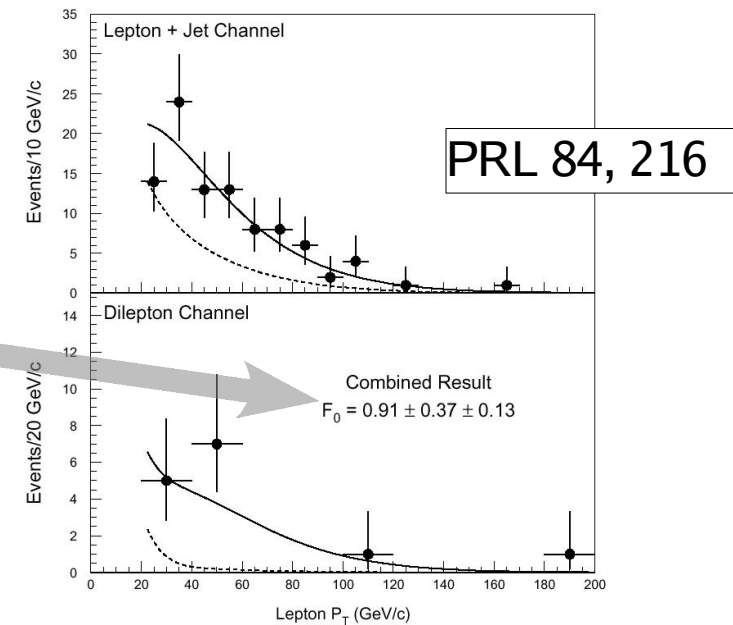
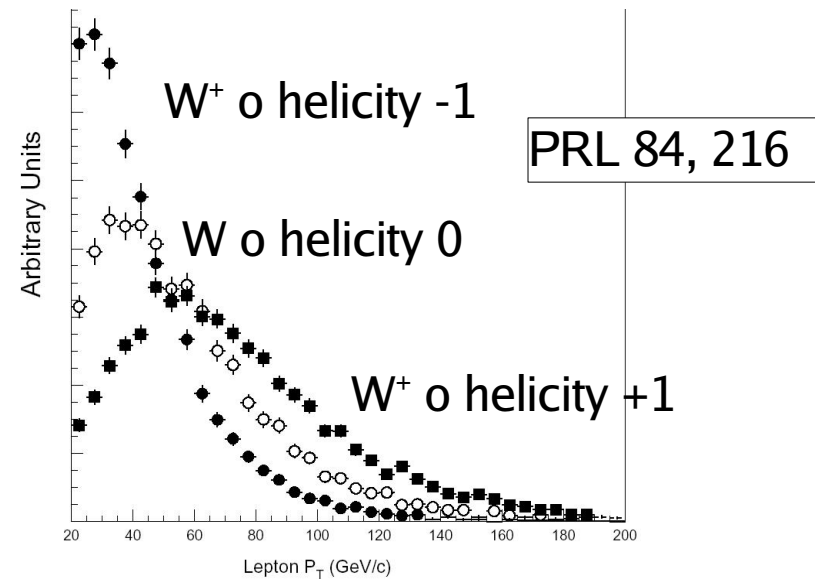
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
- W_L i W_T rozróżniane przez rozkłady kątowe produktów rozpadu (PL B474,194)

- wkłady od polaryzacji otrzymane z dopasowania:
0.59, 0.17, 0.24 dla polaryzacji
(- , + , 0)

- zaobserwowano bozony W_L



- $pp \rightarrow tt \rightarrow WWbb$
- widmo $p_T(l)$ (korelacja między p_T a helicity W – l z W_L twardsze w LAB)
- z maksymalizacji likelihood wyznaczamy wkłady by najlepiej opisać dane
- SM przewiduje:
 - $BR(t \rightarrow W_L) = 0.7$
 - $BR(t \rightarrow W_{T(-)}) = 0.3$
- wynik z fitu do danych
- zgodność potwierdzi, że obserwowany sygnał jest produkcją topu
- metoda może zmniejszyć błąd na masie topu



- **Strategie:**
 - a) opracować dodatkowe cięcie na zmiennej czułej na skrętność V
 - b) wyznaczyć wkład od V_L
- **potrzebna informacja o skrętności w próbkach MC:**
 - sygnał: tylko V_L
 - $t\bar{t}$: większość V_L
 - Wjj : większość V_T

- symetrię w \mathcal{L} najlepiej złamać spontanicznie
- nie tylko mechanizm Higgsa!
- kluczem do sektora łamiącego symetrię są oddziaływania bozonów V_L
- **Scenariusze dla sektora EWSB:**
 1. scenariusze z lekkimi polami – w zasięgu LHC
 2. scenariusz z ciężkim rezonansem:
 - eksperymentalnie może być trudny
 - obecne wyniki przewidują wymaganie $600\text{-}700 \text{ fb}^{-1}$
 - nadal jest miejsce na ulepszenia w analizie

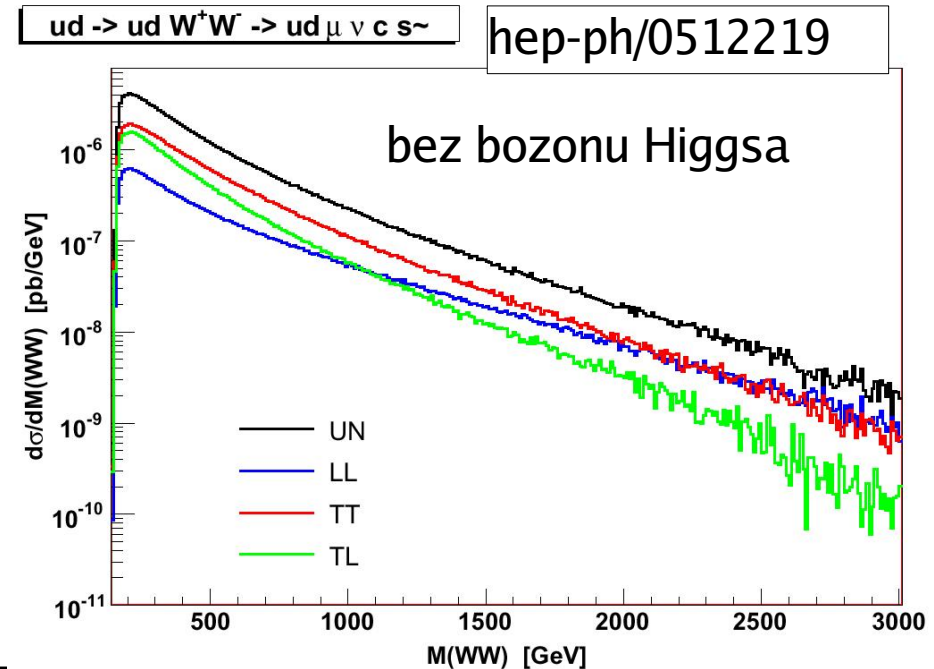
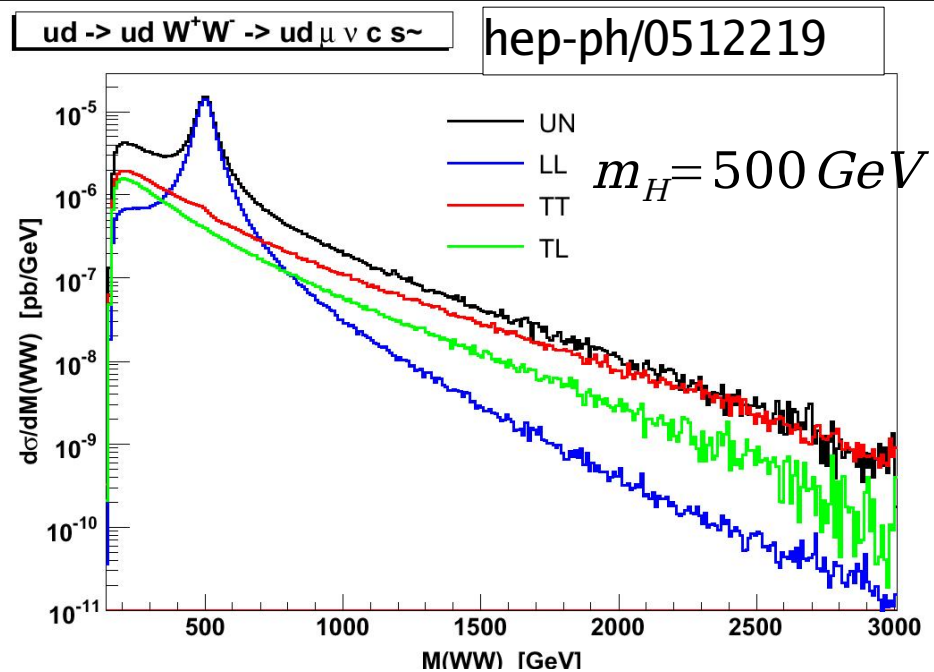


DODATEK

-
- Tło nie pozwala łatwo obserwować
- potrzebne sygnatury, np. rezonanse
- Użycie algorytmów odróżniających polaryzację W może pomóc

- wymagane minimalne łamanie symetrii: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$
- ale może być też nie minimalne, np:
 - a) $SU(2) \times SU(2) \rightarrow SU(2)$
 - b) łamanie symetrii motywowane przez dodatkowe wymiary:
 - łamanie symetrii przez człony brzegowe [PL B525, 175]
 - łamanie symetrii przez
 - c) inne
- alternatywne modele muszą zapewnić unitarność $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$
- zwykle proponowane stany rezonansowe:
 - bozon Higgsa, rezonanse silnie sprzężonego sektora Higgsa, niestandardowy Higgs
 - + ciężki rezonans, techni-rho, radion, stany wzbudzone KK bozonów cechowania,
 - pseudo bozony Goldstona, ...
- bozony V_L kluczem do sektora EWSB

- V_L daje wyjątkowy wkład do rezonansu sektora EWSB (process $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$)
- Procesy $W+X \rightarrow$ źródło W_T
- Procesy $ttbar \rightarrow$ źródło W_L i W_T (podobne)
- Effective W approximation: widma V_L i V_T
- dla LHC nie ma jeszcze badań nad odróżnieniem V_L od V_T





Co może jeszcze pomóc?



- ekskluzywne kanały i rozpady
- odróżnienie W_T od W_L
- rozróżnianie rezonansów

- EWSB: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$
- Klasyczne człony masowe zabronione przez symetrię
-
- Nadawanie masy bozonom gauge:
- Nadawanie masy fermionom:

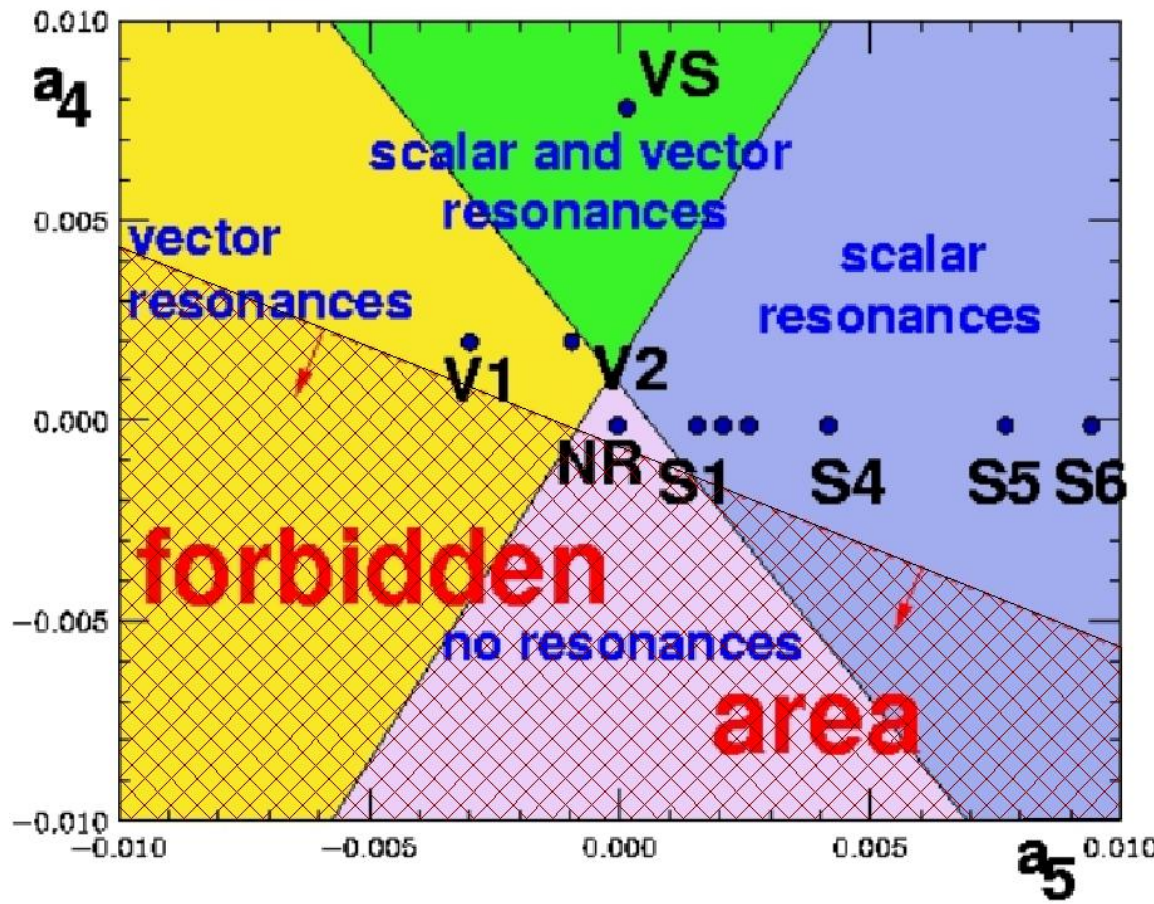
- skrętność (polaryzacja)
ang.: helicity (polarization)
- Stany własne operatora rzutu na kierunek pędu
- Fermiony: $-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$ (-1, 1)
- Bozony masywne: -1, 0, +1
- Bozony bezmasowe: -1, 1
- helicity ± 1 == polaryzacja (T)
(^{prawy} - skrętność
_{lewy})
- helicity 0 == podłużna (L)

- chiralność (ręczność)
ang.: chirality (handedness)
- stany własne operatora $1 \pm \gamma_5$
- wyznaczane dla fermionów
- chiralność +1 == prawa chiral.
- chiralność -1 == lewa chiral.
- np: lewe e^\pm , lewe_{lewy}^{prawy}, prawe \Rightarrow
- tylko lewe fermiony oddziałują z W

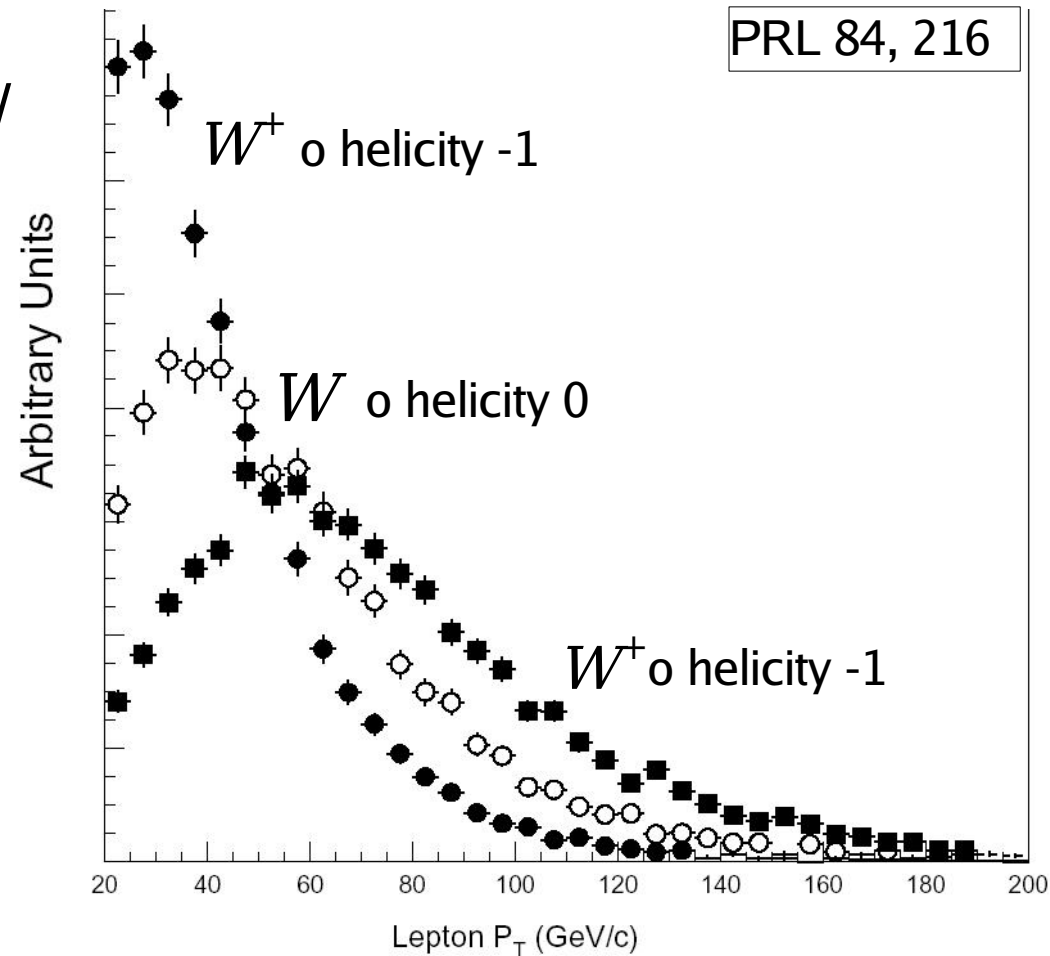
- helicity = chiralność + $O(m/E)$ \Rightarrow
- lewoskrętny $e^- \sim$ lewy e^-
- lewoskrętne $\nu \sim$ lewe ν

- potrzebne ok 300 fb-1 do odkrycia

Kontury dla S=5



- rozważane przypadki $pp \rightarrow tt \rightarrow WWbb$
- metoda wyznaczenia: użycie widma $p_T(l)$ (korelacja między p_T a helicity $W - l$ z W_L twardsze w LAB)
- mamy wygenerowane rozkłady dla poszczególnych helicity i z max likelihood wyznaczamy wkłady by najlepiej opisać dane
- metoda oznaczenia prawdopodobieństwa dla każdego przypadku:



- SM przewiduje:
 - $BR(t \rightarrow W_L) = 0.7$
(silne sprzężenie do W_L)
 - $BR(t \rightarrow W_{T(-)}^+) = 0.3$ ($t \rightarrow W_{T(+)}^-$)
- wynik z fitu do danych:
- zgodność potwierdzi, że obserwowany sygnał jest produkcją topu
- Metoda może zmniejszyć błąd na masie topu

