Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana
Zakład Fizyki Wielkich Energii

# Poszukiwanie bozonów Higgsa w akceleratorach LEP i LHC

**Michał Bluj**

Rozprawa doktorska wykonana pod kierunkiem
prof. dr. hab. Ryszarda Sosnowskiego

Warszawa, 2006

**Streszczenie**

W pracy zostały przedstawione dwie analizy stanowiące przyczynek do prób doświadczalnego poznania sektora Higgsa w fizyce oddziaływań fundamentalnych.

Pierwsza została przeprowadzona z wykorzystaniem danych zebranych przez detektor DELPHI, który działał przy akceleratorze elektronowym LEP w CERN. Dotyczy ona poszukiwań bozonów Higgsa w ramach uogólnionego nieminimalnego sektora Higgsa. Analiza ta bazuje na wysokiej liczbie kwarków $b$ w produktach rozpadu bozonu Higgsa.
W analizie zostały użyte zarówno dane zebrane przy energiach zbliżonych do masy bozonu $Z^0$ (tzw. LEP1) odpowiadające scałkowanej świetlności $\mathcal{L} = 71{,}4\,\mathrm{pb}^{-1}$ jak i dane zebrane przy maksymalnych energiach akceleratora LEP (tzw. LEP2) tj. przy energiach w środku masy $189-208$ GeV odpowiadające scałkowanej świetlności $\mathcal{L} = 611{,}2\,\mathrm{pb}^{-1}$.
W oparciu o wykonaną analizę otrzymano ograniczenie możliwego przekroju czynnego na produkcję neutralnego bozonu Higgsa rozpadającego się do stanów końcowych zawierających kwarki $b$.
Przedstawiona analiza jest częścią większego projektu wykorzystującego dane eksperymentu DELPHI do poszukiwania bozonów Higgsa w ramach uogólnionych modeli sektora Higgsa.

Druga analiza to studia nad możliwością pomiaru parzystości $CP$ bozonu Higgsa w obecnie budowanym eksperymencie nowej generacji CMS. Będzie on działać w CERN przy akceleratorze protonowym LHC, którego uruchomienie jest planowane na rok 2007. Studia bazują na próbkach otrzymanych metodą Monte Carlo przy wykorzystaniu algorytmów układu wyzwalania (tzw. trygera) i rekonstrukcji przypadków, które będą użyte w rzeczywistym eksperymencie.
W ramach analizy danych CMS badano korelacje kątowe produktów rozpadu w procesie $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ – „złotym kanale” poszukiwań bozonu Higgsa w LHC. Analiza rozkładów kątowych w tym procesie pozwoliła na sprawdzenie z jaką dokładnością można będzie wyznaczyć parametr sprzężenia $\Phi ZZ$ określający parzystość $CP$ bozonu Higgsa.

**Abstract**

This thesis contains two analyzes which are contributions to experimental studies on the Higgs sector in physics of fundamental interactions.

The first one was performed using the data collected by the DELPHI detector at the electron-positron collider LEP at CERN. This analysis is a search for the Higgs boson within generalized non-minimal Higgs sector. It is based on the high number of $b$-quarks among products of decays of Higgs boson.

The analysis was performed using the data collected with energies near the $Z^0$ boson mass (LEP1 data) corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 71.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ and the data collected with highest energies of the LEP accelerator (LEP2 data) i.e. at the center-of-mass energies $189-208\,\mathrm{GeV}$ corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 611.2\,\mathrm{pb}^{-1}$. It allowed to obtain the limits on production cross-sections of the neutral Higgs boson decaying into final states with $b$-quarks.

This analysis is a part of a project aiming at the exploitation of the DELPHI data for Higgs bosons search within the generalized non-minimal Higgs sector models.

The second analysis is a study on the possibility of measurement of $CP$ parity of the Higgs boson using the data which will be collected by the CMS detector. This detector should start to operate at the proton-proton collider LHC in the year 2007. This study is based on samples obtained with the Monte Carlo technique using algorithms for trigger and events reconstruction which will be used by the real experiment.

In the CMS data angle correlations in $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ process („golden channel” for Higgs boson searches in LHC) were studied. A precision of future measurement of parameter describing a $\Phi ZZ$ coupling which determines $CP$-parity of the Higgs boson was evaluated on this analysis.

# Spis treści

# Wstęp

Jesienią 2000 roku zakończył pracę znajdujący się w ośrodku CERN akcelerator $e^+e^-$ LEP (od ang. Large Electron-Positron collider).

Dziesięć lat badań prowadzonych przy jego użyciu potwierdziło z niezwykłą precyzją przewidywania Modelu Standardowego unifikującego oddziaływania elektromagnetyczne i słabe. Wyniki precyzyjnych pomiarów LEPu pozwoliły wyznaczyć masę kwarka $t$ (*top*) niedostępnego kinematycznie w LEPie, co walnie przyczyniło się do jego odkrycia w 1995 roku w zderzeniach proton-antyproton w amerykańskim zderzaczu TEVATRON.

Niepotwierdzonym doświadczalnie aspektem Modelu Standardowego jest mechanizm łamania symetrii elektrosłabej i nadawania masy cząstkom, którego śladem byłoby istnienie masywnego bozonu Higgsa[1].

Przez cały okres działania LEPu trwały poszukiwania bozonu Higgsa, lecz nie został on odkryty. Za pomocą precyzyjnych pomiarów można oszacować jego masę. Rys. 1. przedstawia $\Delta\chi^2$ – odstępstwo najlepszego dopasowania przewidywań teorii do wyników doświadczalnych w funkcji masy bozonu Higgsa $m_H$. Preferowana przez to dopasowanie wartość wynosi $m_H = 129^{+74}_{-49}$ GeV; zacieniowany obszar po lewej stronie rysunku został wykluczony w bezpośrednich poszukiwaniach [2].

Bozon Higgsa Modelu Standardowego nie został znaleziony w LEPie, a dane zebrane przez cztery eksperymenty pracujące przy tym akceleratorze pozwoliły wykluczyć istnienie takiego bozonu o masie mniejszej niż 114,4 GeV na poziomie ufności 95% [1].

W LEPie były również poszukiwane bozony Higgsa minimalnego modelu supersymetrycznego MSSM[2], przewidującego występowanie pięciu bozonów Higgsa. Najlepsze dolne ograniczenia na ich masy na poziomie ufności 95% wynoszą odpowiednio [1]:

- 89,8 GeV dla lżejszego skalarnego ze względu na symetrię $CP$ bozonu Higgsa $h$
- 90,4 GeV dla pseudoskalarnego ze względu na symetrię $CP$ bozonu Higgsa $A$
- 79,3 GeV dla naładowanych bozonów Higgsa $H^\pm$.

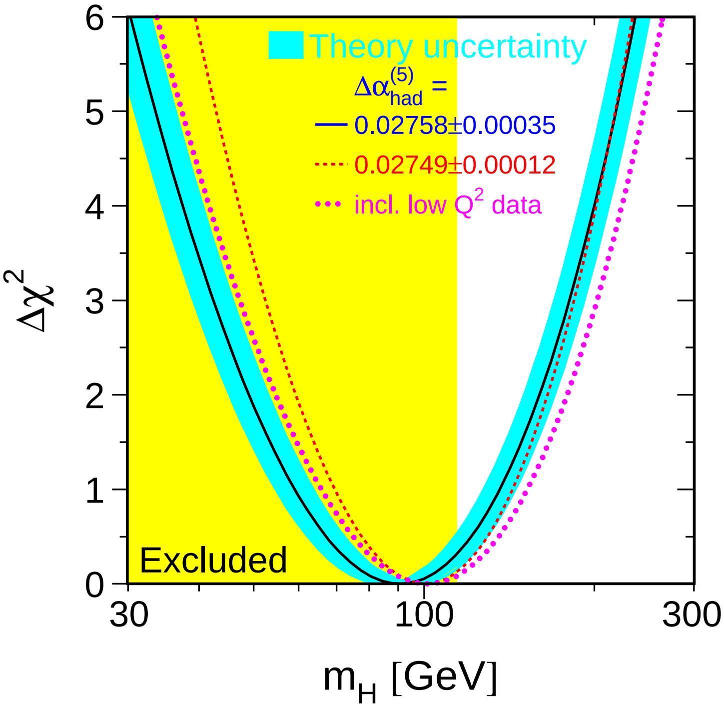
Obecnie bozon Higgsa jest intensywnie poszukiwany przez eksperymenty CDF i DØ na akceleratorze TEVATRON.

W 2007 roku zostanie uruchomiony w CERNie (w tunelu po LEPie) akcelerator LHC (od ang. Large Hadron Collider). Będą w nim zderzane wiązki protonów o energii w środku masy $\sqrt{s} = 14$ TeV. Tak wysoka energia zderzeń w połączeniu z wysoką świetlnością ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} - 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) pozwoli na odkrycie bozonu Higgsa, jeśli w przyrodzie jest realizowany minimalny (standardowy)[3] sektor Higgsa lub MSSM, a następnie

[1]W minimalnej wersji Modelu Standardowego istnieje jeden neutralny bozon Higgsa, w scenariuszach bardziej skomplikowanych może być ich więcej.

[2]Supersymetria (SUSY) to teoria rozszerzająca Model Standardowy o dodatkową symetrię między fermionami i bozonami - wymaga ona by każdy fermion miał partnera bozonowego, a każdy bozon fermionowego.

[3]W przypadku standardowego sektora Higgsa zostanie on odkryty w pierwszym roku działania.




Rysunek 1: Masa bozonu Higgsa Modelu Standardowego przewidywana w precyzyjnych pomiarach elektrosłabych

na badanie jego własności. Gdyby natomiast bozon Higgsa nie został odkryty, parametry LHC pozwolą na testowanie innych niż mechanizm Higgsa sposobów łamania symetrii elektrosłabej.

Niniejsza praca przedstawia analizy, których celem było szukanie w danych LEP sygnału niestandardowego sektora Higgsa oraz studia nad możliwością badania potencjalnych efektów związanych z parzystością $CP$ w tym sektorze za pomocą przyszłego detektora na LHC. Praca jest zbudowana w następujący sposób:

Część I. zawiera wprowadzenie do fizyki Modelu Standardowego i łamania symetrii elektrosłabej za pomocą mechanizmu Higgsa.

W części II. zostały opisane poszukiwania przeprowadzone za pomocą danych zebranych przez detektor DELPHI na akceleratorze LEP. Użyto zarówno dane zebrane przy energiach zbliżonych do masy bozonu $Z^0$ (tzw. LEP1) jak i dane zebrane przy maksymalnych energiach akceleratora LEP (tzw. LEP2) tj. przy energiach w środku masy $189-206$ GeV.
W oparciu o wykonane analizy otrzymano ograniczenia możliwego przekroju czynnego na produkcję neutralnego bozonu Higgsa rozpadającego się do stanów końcowych zawierających kwarki $b$.
Przedstawione analizy są częścią większego projektu wykorzystującego dane eksperymentu DELPHI do poszukiwania bozonów Higgsa w ramach uogólnionych modeli sektora Higgsa. Ich część dotycząca poszukiwań w stanach końcowych z kwarkami $b$ oraz leptonami $\tau$ została przeprowadzona przez (w kolejności alfabetycznej) M. Bluja, M. Boonekampa, G. Gomes-Ceballosa, J. Hoffman i P. Zalewskiego [10, 11]. Autor prezentowanej rozprawy wykonał analizę, której celem było poszukiwanie stanów z wieloma kwarkami $b$ w danych LEP2 oraz wraz z P. Zalewskim w danych LEP1, J. Hoffman z P. Zalewskim stanów

z leptonami $\tau$ w LEP1, a G. Gomes-Ceballos stanów z leptonami $\tau$ w LEP2. Analiza statystyczna wyników została wykonana wspólnie przez cały zespół pod kierunkiem M. Boonekampa.
Część II. obejmuje kolejno: skrótowe opisy akceleratora LEP i detektora DELPHI, opisy metod wspólnych dla analiz DELPHI oraz właściwe opisy przeprowadzonych analiz wraz z dyskusją wyników.

W części III. zawarte zostały studia nad możliwością pomiaru parzystości $CP$ bozonu Higgsa za pomocą detektora CMS na LHC. Polegały one na analizie korelacji kątowych produktów rozpadu bozonu Higgsa w procesie $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ („złotym kanale" poszukiwań bozonu Higgsa w LHC). Analiza rozkładów kątowych w tym procesie pozwoliła na wyznaczenie precyzji przyszłego pomiaru parametru sprzężenia $\Phi ZZ$ określającego parzystość CP bozonu Higgsa.
Część III. pracy zawiera skrótowe opisy akceleratora LHC i detektora CMS, opis algorytmów wyzwalania i rekonstrukcji przypadków, a następnie właściwy opis przeprowadzonych studiów wraz z dyskusją wyników.

# Część I

# Wprowadzenie do fizyki bozonu Higgsa

## 0.1 Wprowadzenie

W przyrodzie występuje wielka liczba ,,cząstek elementarnych" – *Review of Particle Physics* z roku 2004 [1] wymienia ich ok. 250. Model Standardowy (ang. Standard Model, SM) opisuje je wszystkie wraz z ich oddziaływaniami za pomocą mniejszej liczby fundamentalnych obiektów:

**cząstek materii o spinie** $S=\frac{1}{2}$ **(fermionów)** :

| leptony | | | kwarki | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $\nu_e$ | $\nu_\mu$ | $\nu_\tau$ | $u$ | $c$ | $t$ |
| $e^-$ | $\mu^-$ | $\tau^-$ | $d$ | $s$ | $b$ |

**bozonów pośredniczących o spinie** $S=1$ :

$\gamma \quad W^\pm \quad Z^0 \quad g$

przy czym kwarki i gluony ($g$) posiadają odpowiednio trzy i osiem stanów o różnym ,,ładunku kolorowym". Do tej listy należy dodać także cząstki antymaterii (antycząstki).

Cząstki materii grupują się w trzy jednakowo oddziałujące, ale różniące się masą generacje, z których każda składa się z pary leptonów – neutrina $\nu_\ell$ i leptonu naładowanego $\ell$ – oraz pary kwarków – kwarka górnego $U$ i dolnego $D$. Masy fundamentalnych obiektów zawierają się w szerokim przedziale od 0 dla fotonu i gluonów do 80/91 GeV[4] dla bozonów $W^\pm/Z$, od paru MeV ($u$, $d$) do 175 GeV ($t$) dla kwarków oraz od 0,5 MeV ($e$) do 1,8 GeV ($\tau$) dla naładowanych leptonów[5]. Próbą zrozumienia tego obrazu jest wprowadzenie teorii z symetrią cechowania a mas cząstek jako wyniku jej łamania. Konsekwencją takiego podejścia jest pojawienie się dodatkowej cząstki lub cząstek (do dziś nie zaobserwowanych doświadczalnie) – bozonów Higgsa. Odkrycie oraz zbadanie własności bozonów Higgsa pozwoli na poznanie mechanizmu łamania symetrii cechowania oraz może być sygnałem zjawisk nie opisywanych przez Model Standardowy.

Model Standardowy opisujący oddziaływnia elektromagnetyczne, słabe oraz silne jest kwantową teorią pola z symetrią cechowania. Bazuje ona na lokalnych grupach symetrii słabego izospinu $I_W$, hiperładunku $Y_W$ oraz koloru $c$ :

$$SU(2)_{I_W} \times U(1)_{Y_W} \times SU(3)_c$$

Ładunek elektryczny $Q$ jest związany ze słabym izospinem i hiperładunkiem zależnością:

$$Q = I_{W_3} + \frac{1}{2} Y_W \tag{1}$$

Narzucenie (kwantowej) teorii pola symetrii cechowania powoduje, że muszą się w niej pojawić cząstki wektorowe przenoszące oddziaływania – bozony pośredniczące (bozony cechowania). Są one bezmasowe, podobnie bezmasowe są w SM fermiony – wyrazy związane z masą w gęstości lagranżjanu naruszają symetrię cechowania.

Próba nadania masy bozonom cechowania bez naruszenia symetrii prowadzi do konstrukcji zwanej spontanicznym łamaniem symetrii lub ukrytą symetrią. Polega ona na wprowadzeniu w odpowiedni sposób dodatkowego pola skalarnego zamiast wyrazów masowych łamiących symetrię. Oddziaływanie z nowo wprowadzonym polem interpretuje się

[4] W całej pracy stosowana jest konwencja $c = 1$, wówczas $[E] = [m] = [p]$.

[5] W czasie formułowania SM nie było sygnałów doświadczalnych o masie neutrin. Ostatnio obserwowane oscylacje neutrin wskazują na ich masywność. Górne ograniczenia na masy neutrin wynoszą odpowiednio $m_{\nu_e} < 3$ eV, $m_{\nu_\mu} < 0{,}19$ MeV, $m_{\nu_\tau} < 18{,}2$ MeV [1].

jako masę cząstek. Ceną jaką trzeba zapłacić za wprowadzenie w ten sposób masy jest ukrycie symetrii cechowania oraz pojawienie się nowych cząstek skalarnych. Mechanizm ten ilustruje poniższy przykład.

## 0.2 Spontaniczne łamanie symetrii

Prostym przykładem ilustrującym mechanizm Higgsa (spontaniczne łamanie symetrii) jest teoria zespolonego pola skalarnego $\Phi$ z symetrią cechowania $U(1)$, taką że zmiana fazy pola $\Phi$ w każdym punkcie przestrzeni $x$ nie zmienia równań ruchu. Symetria ta wymaga by teoria zawierała bezmasowy wektorowy bozon cechowania $A^\mu$. Gęstość lagranżjanu tej teorii ma formę jawnie niezależną od cechowania (zmiany fazy pola $\Phi$):

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^* (\mathcal{D}^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \ , \tag{2}$$

gdzie

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

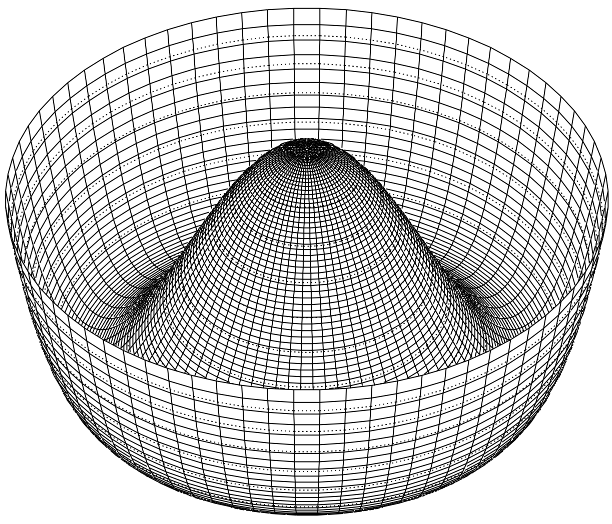
a pochodna kowariantna

$$\mathcal{D}^\mu = \partial^\mu + igA^\mu \ .$$

Pochodna kowariantna opisuje sprzężenie (oddziaływanie) między polami $\Phi$ i $A^\mu$ ze stałą sprzeżenia g. Potencjał $V$ w postaci

$$V = -\mu^2 \Phi^* \Phi + \lambda (\Phi^* \Phi)^2 \tag{3}$$

jest nazywany potencjałem Higgsa. Gdy parametry potencjału $V$ są dodatnie ($\mu^2 > 0, \ \lambda > 0$) przyjmuje on kształt ,,meksykańskiego kapelusza" – Rys. 2.



Rysunek 2: Potencjał Higgsa

Wartość minimalna, która odpowiada minimum energii (stan próżni teorii) wynosi

$$| < \Phi > | = \frac{v}{\sqrt{2}}, \tag{4}$$

gdzie $v$ – średnia wartość próżniowa pola $\Phi$ równa z definicji:

$$v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{5}$$

Widać zatem, że teoria nie ma jednego stanu próżni – ma ich nieskończenie wiele położonych na okręgu o promieniu $v/\sqrt{2}$. W przyrodzie może być realizowany tylko jeden z nich, co powoduje obniżenie symetrii stanu o najniższej energii względem symetrii pełnej teorii – jest to spontaniczne łamanie symetrii.

Jeśli sparametryzuje się zespolone pole $\Phi$ przez dwa pola rzeczywiste $\xi$ i $h$ o zerowych wartościach próżniowych w poniższy sposób

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\frac{i\xi(x)}{v}} (v + h(x)) \tag{6}$$

a następnie wybierze cechowanie takie, że $\xi(x) = 0$, czyli wybierze fazę pola $\Phi$ równą $\eta = -\xi(x)/v$, to gęstość lagranżjanu (2) przybierze postać:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} =& \frac{1}{2}(\partial_\mu - igA_\mu)(v+h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v+h)+ \\ &+ \frac{\mu^2}{2}(v+h)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+h)^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \\ =& \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + \frac{(gv)^2}{2}A_\mu A^\mu + \mu^2 hh + g^2 vhA_\mu A^\mu + \ldots - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\end{aligned} \tag{7}$$

W tak zapisanej gęstości lagranżjanu można zidentyfikować:

- wyraz masowy dla bozonu cechowania $\frac{1}{2}M^2 A_\mu A^\mu$, gdzie $M = gv$
- skalarny bozon Higgsa $h$ o masie $m = \sqrt{2}\mu$
- wyraz opisujący oddziaływanie $h$ i $A_\mu$ $gMhA_\mu A^\mu$, proporcjonalny do stałej sprzężenia $g$ i masy $M$.

## 0.3 Model Standardowy

Model Standardowy (ang. Standard Model, SM) to teoria opisująca obiekty fundamentalne: cząstki materii – leptony i kwarki oraz oddziaływania między nimi przenoszone przez bozony pośredniczące. Strukutrę SM można podzielić na dwie części związane z różnymi typami oddziaływań:

- część opisującą oddziaływania silne pomiędzy obiektami niosącymi ,,ładunek kolorowy" – kwarkami i gluonami, zwaną chromodynamiką kwantową (QCD od ang. Quantum Chromodynamics).
- część związaną z oddziaływaniami elektrosłabymi (zunifikowanymi elektromagnetycznymi i słabymi), zwaną modelem GSW (od nazwisk jej twórców Glashowa, Weinberga i Salama).

QCD jest kwantową teorią pola z symetrią cechowania zadaną przez grupę koloru $SU(3)_c$, z którą związanych jest osiem bezmasowych bozonów cechowania przenoszących oddziaływania silne – gluonów i stała sprzężenia określająca siłę oddziaływań $\alpha_s$.

Oddziaływania elektrosłabe opisuje teoria z cechowaniem zadanym przez iloczyn grup słabego izospinu $I_W$ i słabego hiperładunku $Y_W$ $SU(2)_{I_W} \times U(1)_{Y_W}$. Związane są z nimi cztery bozony cechowania – trzy z grupą $SU(2)_{I_W}$ – $A^a_\mu$ ($a = 1, 2, 3$) odpowiadające trzem składowym $I_W$ oraz jeden z grupą $U(1)_{Y_W}$ – $B_\mu$ i dwie stałe sprzężenia $g$ i $g'$ związane odpowiednio z grupami $I_W$ lub $Y_W$.

Cząstkami materii opisywanymi przez SM są leptony i kwarki o spinie $S=\frac{1}{2}$ tworzące trzy generacje różniące się masą. Każda generacja składa się z kwarków: górnego $U$ – odpowiednio dla I, II, III generacji $u$, $c$, $t$ oraz dolnego $D$ – odpowiednio $d$, $s$, $b$ o trzech kolorach i leptonów: neutralnego $\nu$ (neutrina) i naładowanego $\ell$ – odpowiednio: $e$ i $\nu_e$, $\mu$ i $\nu_\mu$, $\tau$ i $\nu_\tau$.

Oddziaływania słabe wyróżniają stany o określonej chiralności. Kwarki i leptony o lewej chiralności (lewe) tworzą dublety grupy $SU(2)_{I_W}$ (tj. mają $I_W = \frac{1}{2}$), a prawe tworzą singlety (tj. mają $I_W = 0$).

Komplet elektrosłabych liczb kwantowych dla pól materii[6,7] przedstawia tab. 1., przy czym ładunek elektryczny wyraża się wzorem (1).

| pole | $I_W$ | $Y_W$ | $Q$ |
|---|---|---|---|
| $\binom{\nu}{\ell}_L$ | $\binom{\frac{1}{2}}{-\frac{1}{2}}$ | $\binom{-1}{-1}$ | $\binom{0}{-1}$ |
| $\ell_R$ | $0$ | $-2$ | $-1$ |
| $\binom{U}{D}_L$ | $\binom{\frac{1}{2}}{-\frac{1}{2}}$ | $\binom{\frac{1}{3}}{\frac{1}{3}}$ | $\binom{\frac{2}{3}}{-\frac{1}{3}}$ |
| $U_R$ | $0$ | $\frac{4}{3}$ | $\frac{2}{3}$ |
| $D_R$ | $0$ | $-\frac{2}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ |

Tablica 1: Klasyfikacja pól materii

Gęstość lagranżjanu SM (dla jednej generacji) składa się z części opisującej wektorowe pola cechowania

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu},\ a = 1,\ 2,\ 3,$$

gdzie

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g\epsilon^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

oraz części opisującej pola materii i ich sprzężenia do pól cechowania

$$\mathcal{L}_{Gf} = i\bar{\psi}_i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi_i\ ,$$

gdzie $\psi_i$ to pola materii

$$\psi_i = \begin{pmatrix}\nu\\ \ell\end{pmatrix}_L,\ \begin{pmatrix}U\\ D\end{pmatrix}_L,\ \ell_R,\ U_R,\ D_R$$

a pochodna kowariantna

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igI^a_W A^a_\mu - ig'\frac{Y_W}{2}B_\mu$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_{Gf}$$

[6] Antycząstki mają te liczby o przeciwnym znaku.

[7] Neutrina mają w SM tylko lewą chiralność gdyż gdy SM powstawał nie był żadnych wskazań doświadczalnych istnienia masy neutrin. Obecnie obserwowany efekt oscylacji neutrin każe zmodyfikować ten obraz. Może okazać się konieczne wprowadzenie prawych singletów neutrinowych $\nu_R$ o $I_W = 0$, $Y_W = 0$.

W tym obrazie bozony cechowania $A_\mu^a$ i $B_\mu$ są bezmasowe. Bezmasowe są również pola materii, gdyż wyrazy masowe $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ nie zachowują symetrii cechowania. Problem masy bozonów cechowania i pól materii w SM rozwiązuje mechanizm Higgsa. W jego wyniku symetria cechowania $SU(2)_{I_W} \times U(1)_{Y_W}$ zostaje złamana do $U(1)_{EM}$ – w miejsce bezmasowych bozonów $A_\mu^a$ i $B_\mu$ pojawiają się masywne naładowane bozony $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \mp i A_\mu^2)$ oraz neutralne: masywny $Z_\mu = cos\theta_W A_\mu^3 - sin\theta_W B_\mu$ i bezmasowy (foton) $F_\mu = cos\theta_W A_\mu^3 + sin\theta_W B_\mu$, gdzie $tan\theta_W = g'/g$ (kąt Weinberga). Bezmasowy bozon $F_\mu$ związany jest z symetrią cechowania $U(1)_{EM}$ przy czym należy zauważyć, że $U(1)_{EM}$ nie jest tą samą grupą co wyjściowa grupa $U(1)_{Y_W}$.

W minimalnej wersji SM spontaniczne łamanie symetrii uzyskuje się poprzez dodanie do gęstości lagranżjanu wyrazów analogicznych do podanych w przykładzie zamieszczonym powyżej, związanych z dubletem (względem grupy $SU(2)_{I_W}$) zespolonych pól skalarnych o $Y_W = 1$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}.$$

Wyżej wymienionymi wyrazami są to kolejno:
– potencjał Higgsa

$$V = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2,$$

– wyraz kinetyczny

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi)$$

oraz wyraz opisujący oddziaływanie pól Higgsa z materią

$$\mathcal{L}_{Hf} = c'\bar{\Psi}_L\Phi\psi_R' + c\bar{\Psi}_L\Phi^C\psi_R + h.c.,$$

gdzie

$$\Phi^C \equiv i\sigma_2\Phi^*$$

$\Psi_L$ – lewe dublety

$\psi_R$ – prawe singlety

$c',\ c$ – stałe opisujące siłę sprzężenia (stałe Yukawy),

a $\sigma_2$ to macierz Pauliego.

Dla $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$ potencjał $V$ przyjmuje kształt ,,meksykańskiego kapelusza", a wybór konkretnego stanu próżni powoduje złamanie symetrii cechowania. Gdy wartość próżniową zapiszemy następująco:

$$< 0|\Phi|0 >= \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

gdzie

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

to możemy pole $\Phi$ sparametryzować jako:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{iT^a\theta^a(x)}\begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

i wybrać cechowanie takie, że $T^a\theta^a(x) = 0$, czyli fazę pola $\Phi$ równą $\eta = -T^a\theta^a(x)$. Wówczas podobnie jak dla teorii z przykładu pojawiają się wyrazy ,,masowe" dla pól wektorowych proporcjonalne do $v^2$:

$$(D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) = ... + \ |(gI_W^a A^a + g'Y_W B)\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix}|^2 + ...$$

$$= ... + \frac{g^2v^2}{8}(W_\mu^+)^\dagger(W^{+\mu}) + \frac{g^2v^2}{8}(W_\mu^-)^\dagger(W^{-\mu}) + \frac{g^2v^2}{8cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu + ...$$

dla fermionów proporcjonalne do $v$:

$$c'\bar{\Psi}_L\Phi\psi'_R + c\bar{\Psi}_L\Phi^C\psi_R + h.c. =$$

$$= c'\bar{\Psi}_L\begin{pmatrix}0\\ \frac{v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\psi'_R + c\bar{\Psi}_L(0,\ \frac{v}{\sqrt{2}})\psi_R + h.c. + ... =$$

$$= \frac{c'v}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}'_L\psi'_R + \bar{\psi}'_R\psi'_L) + \frac{cv}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) + ...$$

oraz dodatkowo dla bozonu Higgsa H(x):

$$V(\Phi) = \mu^2(0, v + H^*)\begin{pmatrix}0\\ v+H\end{pmatrix} + \lambda\left[(0, v + H^*)\begin{pmatrix}0\\ v+H\end{pmatrix}\right]^2 =$$

$$= \mu^2H^*H + ... + 2\lambda v^2H^*H + ... =$$

$$= \lambda v^2H^*H + ... = \frac{1}{2}(\sqrt{2\lambda}v)^2H^*H + ...$$

W ten sposób uzyskujemy teorię z trzema masywnymi bozonami cechowania $Z$, $W^\pm$ o masach odpowiednio $m_Z = gv/2cos\theta_W$ i $m_{W^\pm} = gv/2$ oraz masywnymi cząstkami materii (o masach $m_\psi = cv/\sqrt{2})$ za cenę ukrycia symetrii cechowania. Dodatkowo w teorii pojawia się skalarny neutralny bozon Higgsa o masie $m_H = \sqrt{2\lambda}v$. Stałe $c$ i $c'$ (stałe Yukawy) opisujące masy fermionów są wolnymi parametrami teorii; podobnie jest z parametrem $\lambda$ w masie bozonu Higgsa.

## 0.4 Model dwudubletowy – ,,wzorzec" nieminimalnego sektora Higgsa

Oprócz minimalnego możliwe są bardziej skomplikowane sektory Higgsa zawierające dodatkowe pola skalarne o niezerowych wartościach próżniowych. Dodatkowe pola mogą być singletami, dubletami, trypletami, bądź wyższymi reprezentacjami grupy $SU(2)_{I_W}$, z którymi związane są kolejne cząstki Higgsa. Są jednak ograniczenia na konstrukcję nieminimalnych modeli sektora Higgsa. Pierwszym jest, dobrze potwierdzony eksperymentalnie, fakt że parametr $\rho = m^2_{W^\pm}/m^2_Z cos^2\theta_W$ jest bliski 1. Kolejne pochodzi od silnych ograniczeń na występowanie prądów neutralnych zmieniających zapach (ang. Flavour Changing Neutral Currents, FCNC). Ostatnim warunkiem, który powinien być spełniony, jest unitarność. Dyskusję tych ograniczeń można znaleźć w pracy [3].

Wśród nieminimalnych scenariuszy wyróżnione są te, w których występują jedynie dublety pól Higgsa. Nie wymagają one specjalnego doboru parametrów potencjału Higgsa aby ich przewidywania były zgodne z powyżymi warunkami (przy odpowiednim sprzężeniu z fermionami). Najprostszy w tej grupie jest model z dwoma dubletami pól Higgsa 2HDM (od ang. 2 Higgs Doublet Model). W ramach tego modelu wynikiem spontanicznego łamania symetrii, prócz nadania mas trzem bozonom cechowania i cząstkom materii, jest pojawienie się pięciu skalarnych bozonów Higgsa:

- trzech neutralnych[8]: $A^0$, $h^0$, $H^0$
- oraz dwóch naładowanych: $H^{\pm}$

Jeżeli założy się zachowanie symetrii $CP$ w sektorze Higgsa oraz symetrię dyskretną dopuszczającą zamianę $\Phi_1 \to -\Phi_1$[9], to model jest opisywany przez sześć parametrów:

- $tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$, gdzie $v_1$, $v_2$ są wartościami próżniowymi dubletów Higgsa
- $\alpha$ kąt mieszania między bozonami $h^0$ i $H^0$
- cztery masy bozonów Higgsa[10]

Wartość $v \equiv \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ jest odpowiednikiem $v$ z minimalnego sektora Higgsa i jest wyznaczana przez masę bozonów $W^{\pm}$.
Gdy dopuszcza się naruszenie symetrii $CP$, to dodatkowym parametrem jest faza $\xi$, a gdy zamiana $\Phi_1 \to -\Phi_1$ nie jest symetrią teorii, to dodatkowym parametrem jest współczynnik $\Lambda$ modyfikujący sprzężenia pól Higgsa.

Pola materii można sprzęgać z dubletami Higgsa na kilka sposobów, tak by spełnić regułę Glashowa i Weinberga [4], która zapewnia brak FCNC w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń. Wymaga ona, aby wszystkie fermiony o danym ładunku elektrycznym sprzęgały się do nie więcej niż jednego dubletu. Warunek ten jest spełniony, gdy zostanie wybrany jeden z poniższych sposobów sprzęgnięcia pól materii z polami Higgsa:

1. Wszystkie fermiony sprzęgają się do jednego dubletu, a drugi jest odprzęgnięty (2HDM typu I)
2. Fermiony dolne sprzęgają się do jednego z dubletów, a górne do drugiego (2HDM typu II)[11]
3. Kwarki górne i leptony naładowane sprzęgają się do jednego z dubletów, a kwarki dolne do drugiego (2HDM typu III)
4. Leptony naładowane sprzęgają się do jednego z dubletów, a kwarki do drugiego (2HDM typu IV)

Warto w tym miejscu zauważyć, iż dodanie jednego dubletu do minimalnego modelu sektora Higgsa bardzo wzbogaciło fenomenologię. Wzrosła liczba neutralnych cząstek Higgsa oraz pojawiły się naładowane. Poza rozpadami fermionowymi możliwe stały się (pod warunkiem odpowiedniej hierarchii mas) rozpady na lżejsze bozony Higgsa (np. $H \to hh$, $h \to AA$). Istotne jest przy tym, że rozszerzenie modelu o kolejne dublety nie wprowadza stanów końcowych nie mogących występować w modelu dwudubletowym – zwiększa się jedynie liczba cząstek Higgsa. Pozwala to uznać 2HDM za ,,wzorzec" modelu nieminimalnego i interpretować otrzymane w jego ramach wyniki w szerokiej klasie modeli sektora Higgsa.

Szczegóły dotyczące fenomenologii sektora Higgsa w Modelu Standardowym oraz poza nim wraz z bogatym wykazem prac źródłowych znajdują się w pracy [3].

---

[8]Gdy symetria $CP$ jest zachowana w sektorze Higgsa teorii, to bozon $A^0$ jest pseudoskalarem $CP$ (ma wartość własną $-1$), a bozony $h^0$, $H^0$ są skalarami $CP$ (mają wartości własne 1).

[9]$\Phi_1$ jest jednym z dubletów pól Higgsa.

[10]Masy bozonów naładowanych $H^+$ i $H^-$ są równe.

[11]Z dodatkowymi zależnościami między parametrami 2HDM typu II jest sektorem Higgsa minimalnej teorii supersymetrycznej (MSSM) – teorii rozszerzjącej Model Standardowy o partnerów bozonowych dla fermionów i fermionowych dla bozonów.

## 0.5 Parzystość CP i spin bozonu Higgsa

W Modelu Standardowym (z minimalnym sektorem Higgsa) bozon Higgsa jest cząstką skalarną o wartości własnej $CP = +1$. Jednak są możliwe inne scenariusze, które przewidują stosunkowo lekkie bozony, które są pseudoskalarami ($CP = -1$) [5] lub nawet (pseudo)wektorami ($J = 1$, $CP = \pm 1$) [6]. Możliwe jest również łamanie symetrii $CP$ w sektorze Higgsa co prowadzi do cząstek Higgsa nie będących stanami własnymi $CP$. Zatem jedną z własności, która powinna zostać sprawdzona po odkryciu bozonu Higgsa są jego parzystość $CP$ i spin.

Do rozważań nad naturą parzystości $CP$ i spinu bozonu Higgsa można się posłużyć prostym modelem efektywnym. Ograniczamy się w nim do badania efektów związanych z parzystością $CP$ i spinem, manifestujących się w sprzężeniu bozonu Higgsa z bozonami wektorowymi $\Phi VV$[12] ($V = W^{\pm}, Z^0$).
Dla skalarnego higgsa ($J = 0$) sprzężenie $\Phi VV$ przyjmuje postać [7]:

$$\mathcal{C}^{J=0}_{\Phi VV} = \kappa \cdot \delta^{\mu\nu} + \frac{\zeta}{m_V^2} \cdot p^\mu p^\nu + \frac{\eta}{m_V^2} \cdot \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma},$$

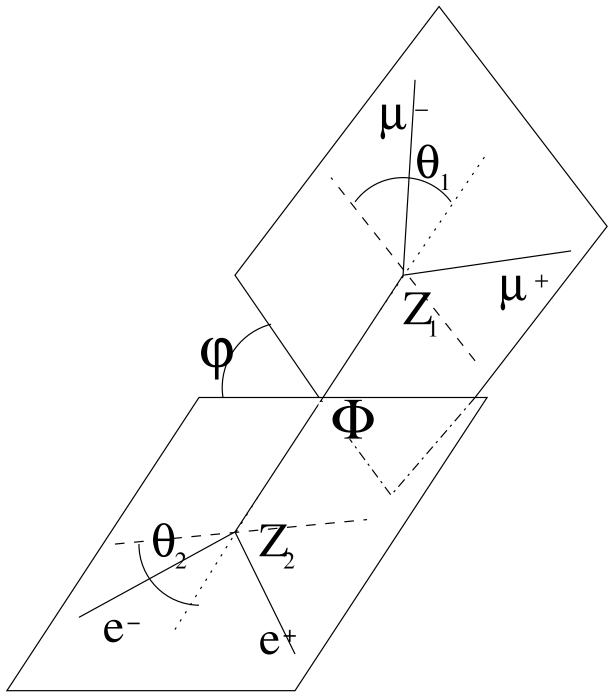
gdzie $k_1$, $k_2$ to czteropędy bozonów wektorowych, zaś $p \equiv k_1 + k_2$ jest czteropędem bozonu Higgsa.
Wyraz proporcjonalny do stałej $\kappa$ to skalar ($CP = +1$) Modelu Standardowego[13], wyraz proporcjonalny do $\zeta$ jest również skalarem ($CP = +1$), zaś proporcjonalny do $\eta$ pseudoskalarem ($CP = -1$). W tym miejscu trzeba zaznaczyć, że operatory przy $\zeta$ i $\eta$ są nierenormalizowalne[14], zatem w teoriach renormalizowalnych mogą się pojawiać tylko w wyższych rzędach rachunku zaburzeń. Zatem nierenormalizowalność tych operatorów sugeruje małość parametrów $\zeta$ i $\eta$.
Podobne wyrażenia na sprzężenie bozonu Higgsa z bozonami wektorowymi $\Phi VV$ można zapisać dla wyższych spinów bozonu Higgsa ($J > 0$) [7].

W tak skonstruowanym modelu można badać efekty związane z $CP$ i spinem za pomocą korelacji kątowych w rozpadach $\Phi \to V_1 V_2 \to (f_{11}\bar{f}_{12})(f_{21}\bar{f}_{22})$, gdzie $V_1$ i $V_2$ to bozony wektorowe, a $(f_{11}\bar{f}_{12})$ i $(f_{21}\bar{f}_{22})$ to pary fermionów z ich rozpadów. Są one opisywane przez funkcję korelacji $I(\varphi, \theta_1, \theta_2)$ [7], gdzie kąt $\varphi$ to kąt między płaszczyznami rozpadu bozonów $V_1$ i $V_2$, zaś kąty $\theta_{1(2)}$, to kąty między pędami fermionów $f_{11(21)}$ a kierunkiem bozonu $V_{1(2)}$ w jego układzie spoczynkowym (zobacz rys. 3).
Wyrażenia opisujące postać $I(\varphi, \theta_1, \theta_2)$ można znaleźć w pracach [7].

[12] Literą $\Phi$ jest oznaczany bozon Higgsa, jeśli nie jest sprecyzowana jego parzystość $CP$; oznaczenie $H$ jest zarezerwowane dla higgsa skalarnego ($CP = +1$), zaś $A$ dla pseudoskalarnego ($CP = -1$).

[13] Modelowi Standardowemu odpowiada wybór $\kappa = 1, \zeta = \eta = 0$.

[14] Są one operatorami wymiaru 5.




Rysunek 3: Definicja kątów w rozpadzie $\Phi \to Z_1 Z_2 \to (\mu^- \mu^+)(e^- e^+)$

# Część II

# Poszukiwanie bozonów Higgsa w ramach niemimimalnego sektora Higgsa przy użyciu detektora DELPHI

# Rozdział 1

# Detektor DELPHI

DELPHI (od ang. DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) był jednym z czterech detektorów uniwersalnych zainstalowanych przy akceleratorze LEP (z ang. Large Electron-Positron collider) w CERNie, gdzie pracował od 1989 do 2000 roku[1].

## 1.1 Akcelerator LEP

LEP był akceleratorem kołowym zderzającym przeciwbieżne wiązki elektronów i pozytonów. LEP działał w trzech fazach:

- W latach 1989-1994 wiązki były zderzane przy energii w środku masy zbliżonej do masy bozonu $Z^0$, $\sqrt{s} \approx 91\,\mathrm{GeV}$ (tzw. LEP1). W tej fazie zebrano dane o scałkowanej świetlności $\mathcal{L} = 165\,\mathrm{pb}^{-1}$ [2].
- W roku 1995 LEP pracował przy energii $\sqrt{s} = 130 - 136\,\mathrm{GeV}$ i zebrał $\mathcal{L} = 46\,\mathrm{pb}^{-1}$ (tzw. LEP1.5)
- W kolejnych latach (1996-2000) LEP pracował przy najwyższych energiach i zebrał $\mathcal{L} = 831\,\mathrm{pb}^{-1}$ (tzw. LEP2), przy czym w roku 1996 $\sqrt{s} = 161 - 172\,\mathrm{GeV}$ ($\sqrt{s} \approx 2 \cdot m_W$), w roku 1997 $\sqrt{s} = 183\,\mathrm{GeV}$ ($\sqrt{s} \approx 2 \cdot m_Z$), zaś w latach 1998-2000 przy $\sqrt{s} = 189 - 208\,\mathrm{GeV}$ [2].

## 1.2 Ogólna charakterystyka detektora

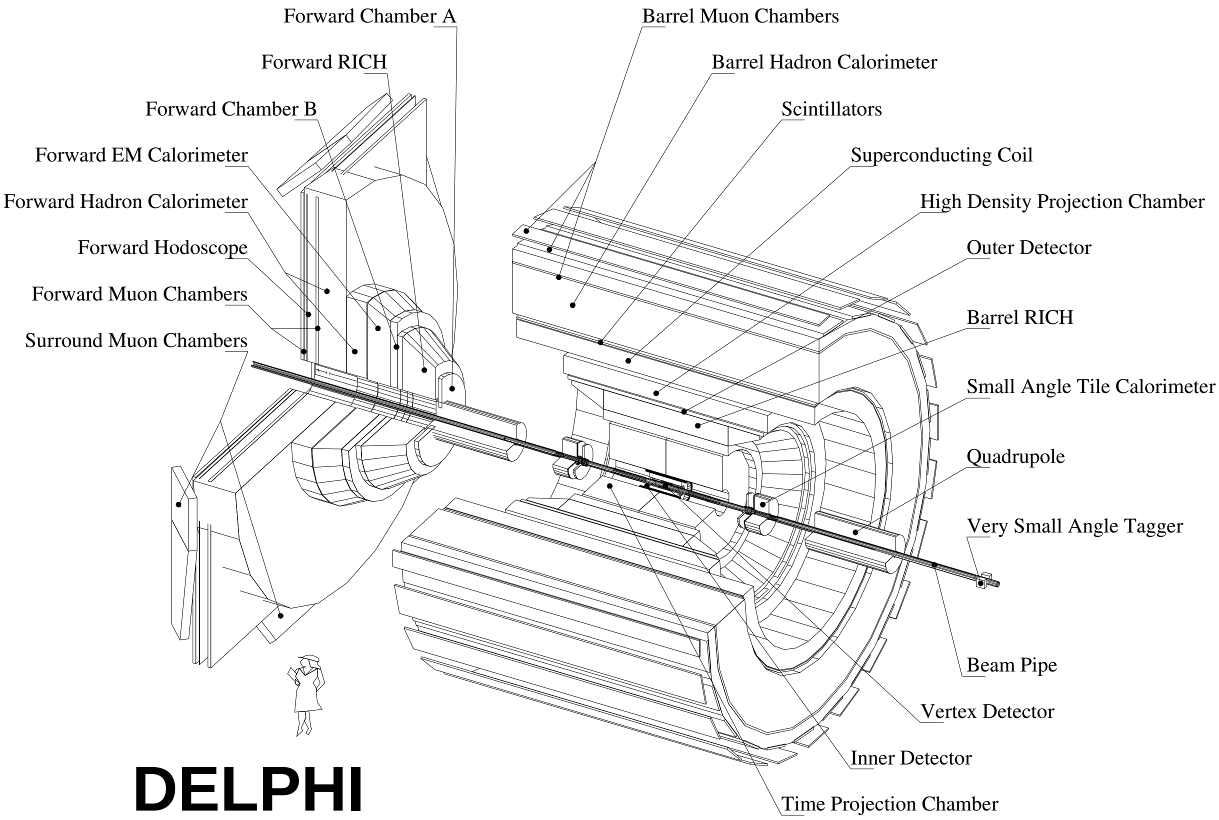
DELPHI to detektor przeznaczony do badania procesów zachodzących wskutek zderzeń $e^+e^-$. Został zaprojektowany by identyfikować cząstki z wysoką efektywnością, dawać trójwymiarową informację o torach oraz precyzyjnie wyznaczać wierzchołki oddziaływań.

Detektor składał się z cylindrycznej części pokrywającej obszar ,,beczki'' (ang. barrel region) oraz dwóch pokryw (ang. endcaps) przykrywających obszary przednie (ang. forward regions). Rys. 1.1. pokazuje schemat detektora DELPHI.

Osie standardowego układu współrzędnych detektora DELPHI zostały skierowane w następujący sposób: $Ox$ ku środkowi pierścienia LEPu, $Oy$ ku górze, $Oz$ wzdłuż wiązki elektronów. Środek układu współrzędnych pokrywał się ze środkiem geometrycznym detektora – nominalnym punktem przecięcia wiązek. Kąt biegunowy mierzony od $Oz$

[1] Pozostałe detektory działające na LEPie to ALEPH, L3 i OPAL

[2] W analizie opisanej w tej pracy użyto danych LEP1 zebranych w roku 1994 po modyfikacji detektora DELPHI o scałkowanej świetlności $\mathcal{L} = 71{,}4\,\mathrm{pb}^{-1}$ oraz danych LEP2 zebranych w latach 1998-2000 przy $\sqrt{s} = 189 - 208\,\mathrm{GeV}$ o $\mathcal{L} = 611{,}2\,\mathrm{pb}^{-1}$.




Rysunek 1.1: Schemat detektora DELPHI

nazywa się $\theta$, a azymutalny (wokół $Oz$) $\phi$. $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ jest współrzędną radialną – odległością od osi detektora.

Poniżej zamieszczono krótką charakterystykę detektorów wchodzących w skład DELPHI po przebudowie, którą przeszedł w okresie wyłączenia akceleratora zimą 1993/94[3,4,5]. Szczegółowy opis detektora znajduje się w pracach [8].

## 1.3 Detektory śladowe

Centralna część detektora, w której wyznacza się tory cząstek – część śladowa detektora – znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym 1,23 T równoległym do osi $Oz$ wytwarzanym przez nadprzewodzący solenoid. Na część śladową detektora składają się następujące poddetektory:

- **Detektor wierzchołka (ang. Vertex Detector, VD)**

  Detektor wierzchołka stanowi cylindryczną część krzemowego detektora śladowego (ang. Silicon Tracker). Zbudowany jest z trzech współosiowych cylindrów o promieniach 6,3 cm, 9,0 cm, 10,9 cm pokrytych paskami detektora krzemowego. Warstwy wewnętrzna (pierwsza) i zewnętrzna (trzecia) są dwustronne i składają się z pasków równoległych i prostopadłych do osi detektora, zaś warstwa środkowa (druga) jest

[3] Najistoniejszą zmianą wówczas przeprowadzoną była przebudowa detektora wierzchołka do wersji opisanej w tej pracy.

[4] Chociaż detektor DELPHI został rozmontowany po demontażu akceleratora LEP to dane przez niego zebrane są wciąż analizowane. W związku z tym zdecydowano się na użycie w opisie detektora czasu teraźniejszego.

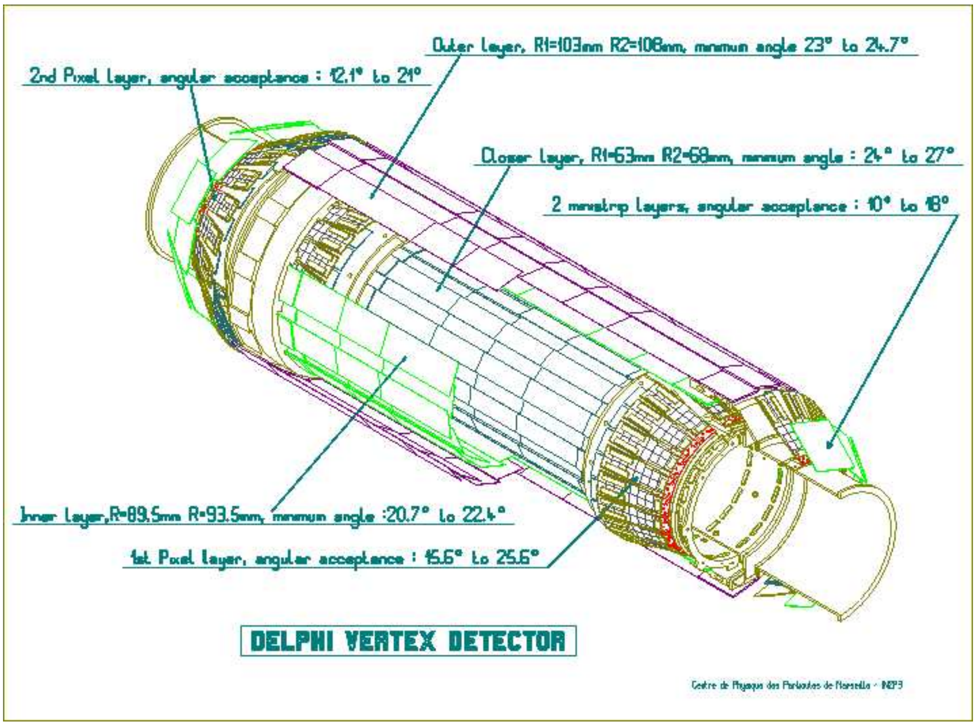
[5] Obecnie częściowo rozmontowany detektor DELPHI jest udostępniony do zwiedzania.

jednostronna (paski równoległe). Taka konfiguracja pozwala na pomiar w kierunkach $R\phi$ i $z$. VD pokrywa zakres kąta $\theta$ między 25° a 155°.

- **Detektor śladowy „do przodu" (ang. Very Forward Tracker, VFT)**

  VFT jest częścią krzemowego detektora śladowego. Składa się z dwóch stożkowych warstw detektorów mozaikowych oraz dwóch dwustronnych warstw detektorów mikropaskowych. VFT pokrywa zakres kąta $\theta$ między 10° a 25° oraz między 155° a 170°.

  Krzemowy detektor śladowy jest przedstawiony na rys. 1.2.




Rysunek 1.2: Krzemowy detektor śladowy

- **Detektor wewnętrzny (ang. Inner Detector, ID)**

  ID jest zestawem komór dryfowych pokrywającym zakres kąta biegunowego $\theta$ od 15° do 165°. Promienie zewnętrzny i wewnętrzny wynoszą odpowiednio 12 i 23 cm.

- **Komora projekcji czasowej (ang. Time Projection Chamber, TPC)**

  TPC to podstawowy detektor śladowy DELPHI. TPC składa się z dwóch cylindrycznych sekcji po obydwu stronach punktu oddziaływania, o promieniach wewnętrznym 29 cm i zewnętrznym 122 cm. Do ścianki łączącej dwie połówki przyłożone jest napięcie wytwarzające pole dryfu. Odczyt w każdej z połówek jest podzielony na sześć niezależnych sektorów w $\phi$. Punkty toru są określane za pomocą szesnastu współosiowych pierścieni odczytowych (składowa $R\phi$) oraz pomiaru czasu dryfu (składowa $z$). Pozwala to na wyznaczenie od trzech do szesnastu punktów toru dla cząstek wylatujących z punktu oddziaływania pod kątem $\theta$ zawartym między 20° i 160°.

  W ostatnim okresie zbierania danych (IX. 2000) jeden z sektorów TPC uległ awarii, co spowodowało konieczność modyfikacji algorytmów rekonstrukcji torów przy wykorzystaniu VD, ID oraz OD [9].

- **Detektor zewnętrzny (ang. Outer Detector, OD)**

  OD to zestaw komór dryfowych umieszczonych między $R = 197$ cm i $R = 206$ cm pokrywający obszar $42° < \theta < 138°$.

Dodatkowymi elementami systemu śladowego DELPHI są komory w pokrywach:

- **Komora A (ang. Forward Chamber A)**

  Komory dryfowe A znajdują się po obydwu stronach DELPHI w odległości $|z| = 160$ cm od środka detektora i pokrywają zakres kąta $\theta$ odpowiednio między 11° a 32° (jedna pokrywa) i 148° a 169° (druga pokrywa).

- **Komora B (ang. Forward Chamber B)**

  Komory dryfowe B podobnie jak komory A znajdują się po obydwu stronach DELPHI w odległości $|z| = 275$ cm od środka detektora i pokrywają zakres kąta $\theta$ odpowiednio między 11° a 36° (jedna pokrywa) i 144° a 169° (druga pokrywa).

## 1.4 Kalorymetry

Elektrony i fotony są rejestrowane i identyfikowane w obszarze beczki za pomocą kalorymetru ,,beczki" (ang. High density Projection Chamber, HPC) oraz za pomocą kalorymetru elektromagnetycznego ,,do przodu" (ang. Forward ElectroMagnetic Calorimeter, FEMC) w pokrywach. Energia elektromagnetyczna cząstek rozpraszanych pod małymi kątami $\theta$, jak elektrony z procesu Bhabha wykorzystywane do pomiaru świetlności czy elektrony z procesów $\gamma\gamma$, jest mierzona przez kalorymetr małych kątów (ang. Small angle TIle Calorimeter, STIC) i detektor bardzo małych kątów (ang. Very Small Angle Tagger, VSAT).

Na zewnątrz cewki elektromagnesu znajduje się kalorymetr hadronowy (ang. HAdron Calorimeter, HAC). HAC mierzy energię hadronów rozproszonych pod kątem $\theta$ w zakresie między 10° a 170°. Jako absorber HAC wykorzystywane jest jarzmo magnesu.

## 1.5 System mionowy

Jako miony identyfikowane są cząstki naładowane przechodzące przez absorber kalorymetru hadronowego do komór dryfowych otaczających HAC – komór mionowych beczki oraz przednich komór mionowych (ang. Barrel and Forward MUon drift chambers, MUB and MUF).

## 1.6 Identyfikacja cząstek

Identyfikacja cząstek naładowanych bazuje na pomiarze jonizacyjnych strat energii na jednostkę długości ($dE/dx$) w TPC oraz informacji z systemu liczników Czerenkowa (ang. Ring Imaging CHerenkov counters, RICH).

System liczników RICH zbudowany jest z dwóch niezależnych detektorów: detektora beczki (ang. Barrel RICH, BRICH) oraz detektorów przednich (ang. Forward RICH, FRICH). W każdym z nich znajdują się dwa radiatory, ciekły i gazowy, o różnych współczynnikach załamania. Pozwala to rozróżniać cząstki naładowane w szerokim zakresie pędów. Do identyfikacji wykorzystywano zarówno pomiar kąta stożka promieniowania czerenkowskiego[6] (mod ,,band") jak i fakt że poniżej pewnej wartości pędu cząskta nie emituje światła czerenkowskiego (mod ,,veto"). Poniższa tabela zawiera zakresy pędów, w których rozróżniane są dane typy cząstek:

| | radiator ciekły (n=1,283) | radiator gazowy (n=1,00176) |
|---|---|---|
| $K/\pi$ | | $2{,}4 < p^{veto} < 8{,}4$ GeV |
| | $0{,}6 < p^{band} < 2{,}5$ GeV | $8{,}4 < p^{band} < 17$ GeV |
| $p/\pi$ | $0{,}6 < p^{veto} < 1{,}2$ GeV | $2{,}4 < p^{veto} < 17$ GeV |
| | $1{,}2 < p^{band} < 5$ GeV | $17 < p^{band} < 30$ GeV |
| $K/p$ | | $8{,}4 < p^{veto} < 17$ GeV |
| | $0{,}6 < p^{band} < 5$ GeV | $17 < p^{band} < 30$ GeV |

## 1.7 Hermetyczność detektora

W poszukiwaniach procesów o małym przekroju czynnym lub wymagających precyzji przy odtwarzaniu całkowitej energii niesionej przez cząstki, ważne jest zapewnienie hermetyczności detektora.

W detektorze DELPHI hermetyczność jest zapewniana przez płaszczyzny scyntylatorów HER (ang. HERmeticity detectors ) służące do rejestracji elektronów i fotonów oraz zewnętrzne komory mionowe SMC (ang. Surround Muon Chambers) zakrywające otwory między obszarem beczki a pokrywami.

[6] Połowa kąta rozwarcia stożka promieniowania czerenkowskiego wyraża się wzorem $cos\theta_C = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n} \cdot \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}}$, gdzie $n$ to współczynnik załamania, $c$ prędkość światła, zaś $v$, $p$, $m$ to odpowiednio prędkość, pęd i masa cząstki.

# Rozdział 2

# Analiza

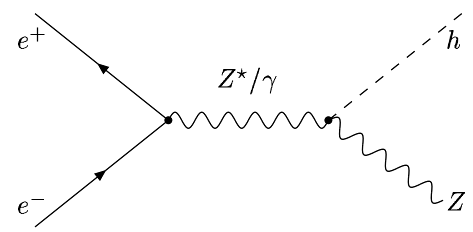
W tej części zostały opisane poszukiwania neutralnych bozonów Higgsa w stanach końcowych z dużą liczbą kwarków $b$, przewidywanych w ramach nieminimalnego sektora Higgsa. Zostały one przeprowadzone z użyciem danych zebranych przez detektor DELPHI na akceleratorze LEP. Interpretacji wyników dokonano w sposób niezależny od wyboru konkretnego modelu.

Opis prezentowanych poniżej analiz stanowi część doniesień wysłanych na konferencje ICHEP2002, EPS2003, ICHEP2004 [10] oraz publikacji współpracy DELPHI [11][1].

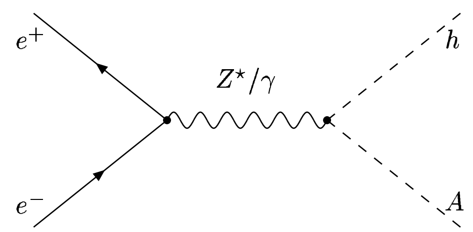
## 2.1 Badane procesy

Rozszerzenie standardowego sektora Higgsa o dodatkowe dublety pól skalarnych w znaczący sposób wzbogaca fenomenologię z nim związaną. W miejsce jednego neutralnego skalarnego bozonu Higgsa mamy pewną liczbę skalarnych (tj. o $CP = +1$, oznaczonych $h$), pseudoskalarnych (tj. o $CP = -1$, oznaczonych A) oraz pary naładowanych ($H^{\pm}$) bozonów Higgsa[2]. Neutralne bozony Higgsa, których poszukiwania zostały opisane w tej części pracy, mogą być w LEPie produkowane w następujących procesach:

1. procesie Bjorkena: $e^+e^- \to hZ$



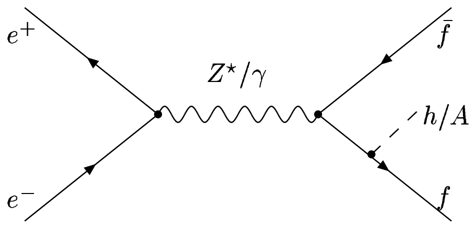

2. procesie produkcji par $hA$: $e^+e^- \to hA$




[1]Wkład poszczególnych autorów tych publikacji został opisany we Wstępie.

[2]W modelu dwudubletowym 2HDM są dwa bozony skalarne oznaczane $h$ i $H$ ($m_H > m_h$), jeden pseudoskalarny (A) oraz jedna para naładowanych($H^{\pm}$).

3. procesie Yukawy, w kórym bozon Higgsa ($h$ lub $A$) jest wypromieniowywany przez fermion $e^+e^- \to f\bar{f}(h/A)$




Przekroje czynne na produkcję bozonów Higgsa w procesach Bjorkena i produkcji par $hA$ są, z dokładnością do czynników kinematycznych, ograniczone od góry przez przekrój czynny procesu Bjorkena ($e^+e^- \to hZ$) w Modelu Standardowym. Oznacza to, że przekrój czynny procesu $e^+e^- \to hZ$ w Modelu Standardowym (dla danej masy $h$) jest maksymalnym możliwym przekrojem czynnym na produkcję bozonu Higgsa w tym procesie oraz w procesie produkcji par $hA$[3] niezależnie od modelu. Ograniczenie to wynika z konstrukcji mas bozonów wektorowych w mechaniźmie Higgsa. Natomiast przekrój czynny procesu Yukawy może być wzmocniony w stosunku do przekroju czynnego na ten proces w Modelu Standardowym, który jest za mały by obserwować go w LEPie.

W zależności od hierarchii mas możliwe są następujące rozpady zawierające bozony Higgsa:

1. $e^+e^- \to hZ \to (AA)Z$ i $e^+e^- \to hA \to (AA)A$, gdy $m_h > 2m_A$
2. $e^+e^- \to hZ \to (AZ)Z$ i $e^+e^- \to hA \to (AZ)A$, gdy $m_h > m_Z + m_A$
3. $e^+e^- \to hA \to h(hZ)$, gdy $m_A > m_Z + m_h$

Tylko przypadki 1. i 3. zostały przeanalizowane w tej pracy. Warto jednak zauważyć iż procesy $h(hZ)$ i $(AZ)A$ mają takie same wierzchołki oddziaływania, co oznacza że należy spodziewać się podobnych rozkładów przy zamianie $h \leftrightarrow A$. Pozwala to zreinterpretować wyniki otrzymane dla procesu $h(hZ)$ dla procesu $(AZ)A$. Natomiast badanie procesu $(AZ)Z$ jest w LEPie mało interesujące ze względu na występowanie w nim dwóch bozonów $Z^0$, co przy energii w środku masy $\sqrt{s} \approx 200\,\mathrm{GeV}$ daje mały (dostępny kinematycznie) zakres mas pseudoskalarnego higgsa $A$.

W tej pracy ograniczono się do badania lekkich[4] bozonów Higgsa rozpadających się na pary kwarków $b$ oraz hadronowych rozpadów $Z^0$. Przyjęty w tej pracy próg na rozpady higgsów w kwarki $b$ wynosi 11 GeV, co przekracza nieco masę pary najlżejszych mezonów $B$.

### 2.1.1 Ograniczenia niezależne od modelu

Dokładne wyrażenia opisujące przekroje czynne i stosunki rozgałęzień są zależne od wyboru konkretnego rozszerzonego modelu sektora Higgsa. Warto jednak zauważyć że stany końcowe występujące w modelu z dwoma dubletami są również możliwe w innych modelach nieminimalnych. Przekroje czynne badanych procesów mogą być wyrażone jako iloczyn przekroju czynnego zależnego jedynie od stałych elektrosłabych i mas bozonów Higgsa (referencyjnych przekrojów czynnych $\sigma^{ref}$), parametru $R$ będącego stosunkiem

[3]Proces produkcji par $hA$ jest ograniczony przez $e^+e^- \to hZ$ z dokładnością do czynnika kinematycznego, gdyż $A$ jest pseudoskalarem a $Z$ wektorem oraz w ogólności $m_A \neq m_Z$.

[4]Lekkich tzn. takich dla których nie są możliwe rozpady bozonowe.

zależnego od modelu całkowitego przekroju czynnego badanego procesu produkcji do referencyjnego przekroju czynnego[5] oraz stosunków rozgałęzień. Wszystkie współczynniki zależne od parametrów modelu można wyrazić w postaci uogólnionych stałych sprzężenia $C^2$. Pozwala to na wyznaczenie niezależnych od modelu ograniczeń na każdy z badanych procesów i wyrażenie ich przez ograniczenia na stałe $C^2$, a następnie zinterpretowanie ich w konkretnych modelach w postaci ograniczeń na ich parametry. Tak zdefiniowane ograniczenia niezależne od modelu wyznaczono w tej pracy.
Wyrażenia definiujące stałe $C^2$ w badanych procesach są następujące:

- proces Bjorkena[6]

$$\begin{aligned}\sigma_{hZ\to b\bar{b}Z} =& \sigma^{SM}_{hZ} \cdot R_{hZ} \cdot BR_{h\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{SM}_{hZ} \cdot C^2_{Z(h\to b\bar{b})}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{(AA)Z\to 4b+2q} =& \sigma^{SM}_{hZ} \cdot BR_{Z\to q\bar{q}} \cdot R_{hZ} \cdot BR_{h\to AA} \cdot BR^2_{A\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{SM}_{hZ} \cdot BR_{Z\to q\bar{q}} \cdot C^2_{Z(AA\to 4b)}\end{aligned}$$

- proces produkcji par $hA$

$$\begin{aligned}\sigma_{hA\to 4b} =& \sigma^{ref}_{hA} \cdot R_{hA} \cdot BR_{h\to b\bar{b}} \cdot BR_{A\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{ref}_{hA} \cdot C^2_{hA\to 4b}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{(AA)A\to 6b} =& \sigma^{ref}_{hA} \cdot R_{hA} \cdot BR_{h\to AA} \cdot BR^3_{A\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{ref}_{hA} \cdot C^2_{hA\to 6b}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{h(hZ)\to 4b+2q} =& \sigma^{ref}_{hA} \cdot R_{hA} \cdot BR_{A\to hZ} \cdot BR^2_{h\to b\bar{b}} \cdot BR_{Z\to q\bar{q}}\\ \equiv& \sigma^{ref}_{hA} \cdot BR_{Z\to q\bar{q}} \cdot C^2_{Z(hh\to 4b)}\end{aligned}$$

  Referencyjny przekrój czynny $\sigma^{ref}_{hA}$ został wyznaczony dla tego procesu w ramach 2HDM typu II przy $\alpha=\beta=0$ i zależy jedynie od stałych elektrosłabych[7].

- proces Yukawy

$$\begin{aligned}\sigma_{b\bar{b}h\to 4b} =& \sigma^{SM}_{bbh} \cdot R_{bbh} \cdot BR_{h\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{SM}_{bbh} \cdot C^2_{bb(h\to bb)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{b\bar{b}A\to 4b} =& \sigma^{SM}_{bbh} \cdot R_{bbA} \cdot BR_{A\to b\bar{b}}\\ \equiv& \sigma^{SM}_{bbh} \cdot C^2_{bb(A\to bb)}\end{aligned}$$

  Referencyjny przekrój czynny dla procesu Yukawy pochodzi z pracy [12].

[5] W procesach Bjorkena i produkcji par $hA$ parametr $R\leq 1$ (jest parametrem tłumienia), zaś w procesie Yukawy możliwe jest $R>1$.

[6] W tej pracy proces $hZ\to(b\bar{b})Z$ nie był analizowany - jest to kanał poszukiwań standardowego bozonu Higgsa

[7] Patrz równanie 4.58 w pracy [3]

Przykładowo, w modelu dwudubletowym 2HDM typu II (gdzie jeden z dubletów sprzęga się do dolnych, drugi do górnych fermionów i który jest opisywany przez dwa kąty $\alpha$ i $\beta$), mamy: $R_{hZ} = sin^2(\alpha - \beta)$, $BR_{h\to b\bar{b}} \sim (sin\alpha/cos\beta)^2$, $BR_{A\to b\bar{b}} \sim tan^2\beta$, $R_{hA} = cos^2(\alpha - \beta)$, $R_{b\bar{b}h} = (sin\alpha/cos\beta)^2$, $R_{b\bar{b}A} = tan^2\beta$.

Wyznaczone w ten sposób ograniczenia mogą zostać zinterpretowane w szerokiej klasie modeli produkcji cząstek skalarnych (niekoniecznie bozonów Higgsa). Należy przy tym pamiętać, że szerokość produkowanych skalarów nie może być zbyt duża tj. $\lesssim 1$ GeV, co w przybliżeniu odpowiada masowej zdolności rozdzielczej DELPHI. Warunek ten wynika stąd, że dla skalarów o szerokości większej niż rozdzielczość detektora, efektywności selekcji mogą się różnić od tych otrzymanych w tej pracy (przy założeniu małej szerokości) i użytych do wyznaczenia ograniczeń.

## 2.2 Analizowane próbki danych

Opisane analizy zostały przeprowadzone z użyciem danych zebranych zarówno w ramach LEP1 (tzn. dla $\sqrt{s} = m_Z$) w latach 1994-95, jak i przy najwyższych energiach LEP2 ($\sqrt{s} = 189 - 208$GeV) w latach 1998-2000 (tab. 2.1).

| rok | 1994−95 | 1998 | 1999 | | | | 2000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\sqrt{s}$ [GeV] | 91 | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 202−208 |
| $\mathcal{L}$ [pb$^{-1}$] | 79,4 | 158,0 | 25,9 | 76,9 | 84,2 | 41,11 | 164,1+61,0 |

Tablica 2.1: Energie i świetlności analizowanych próbek danych. Dwie liczby dla danych z 2000 r. odpowiadają świetlnościom zebranym przed i po awarii sektora TPC.

Sygnał poszukiwanych procesów oraz tło zostały wygenerowane techniką Monte Carlo przy użyciu symulatora detektora DELPHI o nazwie `DELSIM` [13].
Wielkości wygenerowanych próbek Monte Carlo tła odpowiadają typowo pięćdziesięciokrotnie większej świetlności niż analizowane dane dla LEP2 i trzykrotnie większej dla LEP1. Tło pochodzące od procesu $e^+e^- \to q\bar{q}(g/\gamma)$ (tło $2q$) wygenerowano za pomocą generatora `PYTHIA` [14], zaś pochodzące od procesu $e^+e^- \to 4fermiony$ (tło $4f$) za pomocą generatora `EXCALIBUR` [16].
Poszukiwany sygnał produkcji bozonów Higgsa w procesach Bjorkena i produkcji par $hA$ został wygenerowany za pomocą generatora `HZHA` [17], natomiast w procesie Yukawy za pomocą generatora bazującego na pracy [12] a następnie hadronizowany przez `JETSET` [14].
Wygenerowane próbki odpowiadają poniższym masom bozonów Higgsa:
• LEP1 (po 5000 przypadków)

1. proces Yukawy $b\bar{b}(h/A \to b\bar{b})$
   $m_{h/A} =$ 11, 13, 15, 20, 30, 40, 50 GeV

2. produkcja par $hA \to 4b$

| $m_1$ [GeV] | $m_2$ [GeV] | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 |
| 20 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | |
| 30 | | 30 | 40 | 50 | | |
| 40 | | | 40 | | | |

gdzie $m_1 = m_h$, $m_2 = m_A$ gdy $m_h \leq m_A$ lub $m_1 = m_A$, $m_2 = m_h$ gdy $m_A < m_h$

- LEP2 (po 2000 przypadków)

1. produkcja par $hA \to 4b$

| $m_1$ [GeV] | $m_2$ [GeV] | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 12 | | 50 | 70 | 90 | 110 | 130 | 150 | 170 |
| 30 | 30 | 50 | 70 | 90 | 110 | 130 | 150 | |
| 50 | | 50 | 70 | 90 | 110 | 130 | | |
| 70 | | | 70 | 90 | 110 | | | |

gdzie $m_1 = m_h$, $m_2 = m_A$ gdy $m_h \leq m_A$ lub $m_1 = m_A$, $m_2 = m_h$ gdy $m_A < m_h$

2. produkcja par $hA \to (AA)A$

| $m_A$ [GeV] | $m_h$ [GeV] | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 70 | 90 | 110 | 130 | 150 | 170 |
| 30 | 70 | 90 | 110 | 130 | 150 | 170 |
| 50 | | | 110 | 130 | | |

3. produkcja par $hA \to h(hZ)$

| $m_A$ [GeV] | $m_h$ [GeV] | | | |
|---|---|---|---|---|
| 12 | 110 | 130 | 150 | 170 |
| 30 | | 130 | 150 | |

4. proces Bjorkena $hZ \to (AA)Z$

| $m_A$ [GeV] | $m_h$ [GeV] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 30 | 50 | 70 | 90 | 105 |
| 20 | | 50 | 70 | 90 | 105 |
| 30 | | | 70 | 90 | 105 |
| 40 | | | | 90 | 105 |
| 50 | | | | | 105 |

Procesy tła dla LEP2 zostały wygenerowane dla wszystkich energii, przy których były zbierane dane (tab. 2.1), zaś próbki sygnału jedynie dla $\sqrt{s} = 200$ GeV. Tak otrzymane próbki sygnału były następnie poddawane procedurze przeskalowywania do odpowiedniej energii. Polega ona na przeskalowaniu czteropędów pierwotnych bozonów do żądanej energii, a następnie zastosowaniu odpowiedniego pchnięcia lorentzowskiego ich produktów rozpadu. W celu wyznaczenia błędu systematycznego powyższej procedury zostały wygenerowane próbki odpowiadające wszystkim energiom dla kilku wybranych mas bozonów Higgsa.

## 2.3 Metody wspólne dla analiz DELPHI

### 2.3.1 Selekcja cząstek

Cząstki naładowane użyte w analizie odpowiadały torom o zmierzonym pędzie $p > 100$ MeV, pochodzącym z obszaru oddziaływania tj. takim, których odległość od punktu oddziaływnia mierzona prostopadle do osi wiązek jest mniejsza od 4 cm a mierzona wzdłuż osi wiązek jest mniejsza niż 4 cm/sin$\theta$, gdzie $\theta$ to kąt biegunowy cząstki.

Jako pochodzące od cząstek neutralnych definiowano niezwiązane z torami depozyty energii w kalorymetrach, zrekonstruowane wierzchołki konwertujących fotonów, wierzchołki oddziaływań neutralnych hadronów oraz rozpady cząstek neutralnych w części śladowej detektora. Przy selekcji wykorzystywane są wszystkie depozyty elektromagnetyczne większe od 200 MeV oraz hadronowe większe od 300 MeV.

Elektrony są identyfikowane przez pomiar strat energii ($dE/dx$) w TPC, kształt kaskady w kalorymetrze elektromagnetycznym oraz porównanie wartości zmierzonego pędu z odpowiadającym mu depozytem w kalorymetrze. Miony są identyfikowane przez połączenie sygnału z komór mionowych z torem w części śladowej.

Wszystkim cząstkom naładowanym poza zidentyfikowanymi leptonami przypisywana jest masa $\pi^{\pm}$, cząstkom neutralnym odpowiadającym depozytom elektromagnetycznym masa zero, a cząstkom neutralnym odpowiadającym depozytom hadronowym masa $K^0$.

### 2.3.2 Identyfikacja kwarka b

Metoda oznaczania przypadków/dżetów związanych z kwarkiem $b$ (ang. b-tagging) polega na zbieraniu w jednej zmiennej charakterystycznych cech takich przypadków/dżetów. Duża wartość tej zmiennej, oznaczanej poniżej przez $x_b$, gdy opisuje cały przypadek lub przez $x_{bj}$, gdy opisuje dżet $j$, odpowiada dużemu prawdopodobieństwu, że przypadek/dżet zawiera kwark $b$.

Podstawową wielkością wykorzystywaną do konstrukcji zmiennej $x_b$ jest prawdopodobieństwo pochodzenia wszystkich cząstek z punktu oddziaływania - jeśli istnieje taka grupa cząstek, dla których jest ono małe, to odpowiada to dużemu prawdopodobieństwu, że przypadek (dżet) zawiera kwark $b$. Zmienna $x_b$ łączy to prawdopodobieństwo z informacją o wtórnych wierzchołkach: ich liczbie, masie niezmienniczej, pospieszności cząstek z nich wychodzących i ich wkładzie do pędu dżetu oraz informacji o składowej poprzecznej pędu leptonów względem osi dżetu.

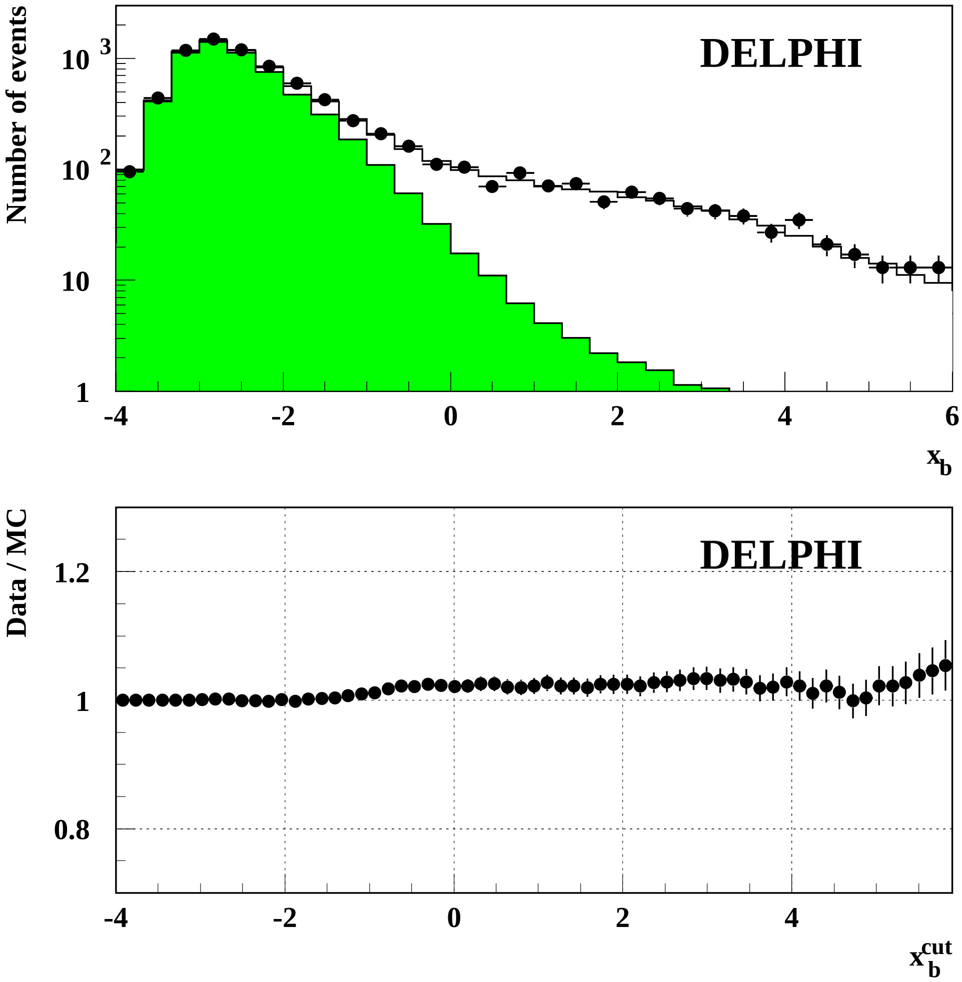
Procedura jest kalibrowana za pomocą danych z rezonansu $Z^0$. Zgodność między danymi a symulacją Monte Carlo zmiennej $x_b$ przedstawia rys. 2.1; widoczne różnice są miarą błędu systematycznego metody.

Szczegóły dotyczące konstrukcji zmiennej $x_b$ zamieszczono w Dodatku A bazującym na pracy [18].

### 2.3.3 Fity kinematyczne

W celu dokładnego określenia energii i pędu dżetów w LEP2 stosowane były tzw. fity kinematyczne. Polegają one na takim przeskalowaniu czteropędów cząstek aby spełniały określone więzy (prawa zachowania) [20]. Przy przeskalowaniu czteropędów dba się by ich zmiany były minimalne. Wymaganie zachowania czteropędu określa się jako 'fit 4C' (od ang. 4 constraints), nałożenie dodatkowo jednego warunku na masę (np. by masa dwóch dżetów była równa masie $Z^0$ lub by masy dwóch par dżetów były równe) jest nazywane 'fitem 5C', zaś dwóch warunków na masy (np. by masy dwóch par dżetów były równe masie $Z^0$ lub $W^{\pm}$) 'fitem 6C'. Szukanie par dżetów o określonej masie oparte o 'fit 5C' lub 'fit 6C' wymaga sprawdzenia wszystkich możliwych połączeń dżetów w pary, a następnie wyboru najlepszej z kombinacji tj. odpowiadającej najniższej wartości $\chi^2$ fitu.

Algorytm wyznaczający efektywną energię zderzenia ($\sqrt{s'}$) po emisji fotonów ze stanów początkowych w LEP2 [21] wykorzystuje 'fit 3C' (zachowania pędu) do wyznaczenia pędów fotonów uciekających w rurę wiązki.




Rysunek 2.1: Zgodność między danymi a symulacją Monte Carlo zmiennej $x_b$
– Rys. górny: zgodność absolutna
Punkty odpowiadają danym, histogram jasny oczekiwaniu na podstawie symulacji, zaś ciemny przedstawia oczekiwany wkład od kwarków $u$, $d$, $s$, $c$
– Rys. dolny: stosunek liczby przypadków w danych do oczekiwanych na podstawie symulacji w funkcji cięcia na $x_b$ (jest to miara błędu systematycznego)

## 2.4 Analiza danych LEP1

W danych zebranych przez DELPHI w latach 1994–95 przy $\sqrt{s}=m_Z$ (LEP1) poszukiwano sygnału produkcji lekkich bozonów Higgsa z czterema kwarkami $b$ ($4b$) w stanie końcowym produkowanych w procesach Yukawy i produkcji par $hA$. Przedstawiona poniżej analiza była stworzona z myślą o poszukiwaniu procesu Yukawy a następnie użyta do poszukiwań procesu produkcji par $hA$.

### 2.4.1 Topologia sygnału

W zależności od masy bozonu Higgsa produkowanego w procesie Yukawy, spodziewamy się dwóch różnych topologii przypadków. Gdy masa higgsa jest bliska połowy masy $Z^0$, oczekujemy przypadków czterodżetowych, zaś gdy jest bliska progu na rozpad na $b\bar{b}$ trójdżetowych. Topologii z trzema lub czterema dżetami oczekujemy również w procesie produkcji par $hA$. Pierwsza jest typowa, gdy masy dwóch higgsów różnią się znacząco a druga, gdy są porównywalne. Przeprowadzono wobec tego równolegle dwie selekcje, w których rekonstruowano odpowiednio trzy bądź cztery dżety.

### 2.4.2 Selekcja

Pierwsza grupa cięć (preselekcja) eliminuje wszystkie rodzaje tła poza hadronowymi rozpadami $Z^0$. Redukuje ona również w sposób znaczący liczbę przypadków hadronowych nie zawierających kwarków $b$, tak iż stanowią one jedynie ok. 1/10 próbki przechodzącej preselekcję. Na tym etapie wszystkie przypadki są dzielone na trzy dżety za pomocą algorytmu DURHAM[8] [24]. Preselekcja polega na nałożeniu poniższych warunków:

1. Liczba cząstek naładowanych $n_{ch} \geq 6$

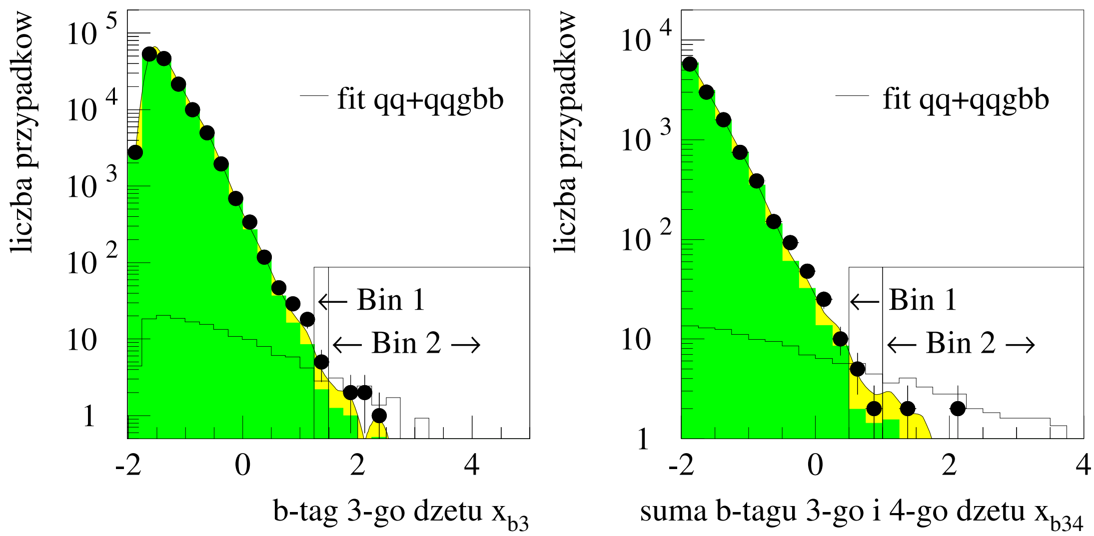
2. Parametr określający rozdzielenie drugiego i trzeciego dżetu w algorytmie DURHAM $y_{23} > 0{,}01$

3. Wartość b-tagu najwyżej b-tagowanego dżetu $x_{b1} > 0$

Przypadki, które przeszły preselekcję są rekonstruowane kolejno w topologii trój- bądź czterodżetowej. Następnie dla każdego dżetu wyznaczana jest wartość b-tagu. Tak wyznaczone wartości $x_{bj}$ są porządkowane od największej ($x_{b1}$, najlepiej b-tagowany dżet) do najmniejszej ($x_{b3}$ lub $x_{b4}$, najsłabiej b-tagowany dżet).
Końcowa selekcja jest oparta o wartość b-tagu najsłabiej b-tagowanych dżetów – $x_{b3}$ w topologii trójdżetowej, $x_{b34} \equiv x_{b3} + x_{b4}$ w czterodżetowej. Rys. 2.2 przedstawia rozkłady tych zmiennych. W obydwu analizach, trój- i czterodżetowej, zostały zdefiniowane dwa zakresy zmiennych $x_{b3}$ i $x_{b34}$ oznaczone jako Bin 1 i Bin 2. W topologii 3-dżetowej Bin 1 odpowiada zakresowi $1{,}5 > x_{b3} > 1{,}25$, zaś Bin 2 $x_{b3} > 1{,}5$; natomiast w topologii 4-dżetowej Bin 1 odpowiada zakresowi $1 > x_{b34} > 0{,}5$ , a Bin 2 $x_{b34} > 1$ (zobacz też rys. 2.2). Zakresy definujące Bin 1 i Bin 2 zostały tak wybrane aby liczba oczekiwanych przypadków tła była w obydwu podobna a efektywność selekcji sygnału[9] w Bin 2 wynosiła co najmniej $1-2\%$.

---

[8] Opis algorytmów dzielących przypadek na dżety znajduje się w Dodatku B.
[9] Efektywność selekcji to stosunek liczby wyselekcjonowanych do liczby wygenerowanych przypadków.




Rysunek 2.2: Rozkłady b-taggingu najsłabiej b-tagowanych dżetów. Punkty odpowiadają danym, ciemny histogram oczekiwanemu tłu (z $g_{bb} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$), zaś histogram niewypełniony sygnałowi ($b\bar{b}(A \to b\bar{b})$, $m_A = 40$ GeV) znormalizowanemu arbitralnie. Dopasowanie oczekiwanego tła ($q\bar{q} + q\bar{q}(g \to b\bar{b})$) do danych (jasny histogram) sugeruje większą wartość $g_{bb}$ (zobacz rozdział 2.4.3).

### 2.4.3 Tło $\mathbf{b\bar{b}(g \to b\bar{b})}$

Źródłem nieredukowalnego tła dla poszukiwań bozonów Higgsa w kanale $4b$ jest proces produkcji dwóch kwarków $b$, z których jeden emituje gluon rozpadający się nastepnie na parę $b\bar{b}$ (tzw. gluon splitting), tzn. $Z \to b\bar{b}(g \to b\bar{b})$. Prawdopodobieństwo tego procesu jest zadane przez stałą $g_{bb}$. Ostatnie obliczenia podają wartość $g_{bb}^{th} = (1{,}75 \pm 0{,}40) \cdot 10^{-3}$ [22]. W próbkach Monte Carlo używanych w tej analizie przyjęto $g_{bb} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ (standardowa wartość w generatorze `PYTHIA` [14]). Wielkość ta była również mierzona przez eksperymenty na LEP i SLD; wartość średnia tych pomiarów wynosi $g_{bb}^{exp} = (2{,}74 \pm 0{,}42) \cdot 10^{-3}$ [23]. Należy przy tym zwrócić uwagę że pomiarów tych dokonano nie biorąc pod uwagę ewentualnego wkładu od procesów z bozonami Higgsa do obserwowanego sygnału.

W tej analizie zachowano wartość $g_{bb} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ z symulacji, a obserwowana w danych nadwyżka została uznana za jedno ze źródeł błędu systematycznego. Prowadzi to do słabszych (bardziej konserwatywnych) ograniczeń na produkcję bozonów Higgsa. Inną możliwością jest uznanie nadwyżki jako pochodzącej w całości od $g \to b\bar{b}$ i wyznaczenie wartości $g_{bb}$. Możliwość ta została wykorzystana jako test metody.

### 2.4.4 Rezultaty selekcji

Liczbę obserwowanych i oczekiwanych przypadków tła na różnych etapach selekcji pokazuje tab. 2.2. We wszystkich kanałach (Bin 1 i Bin 2 w topologiach 3- i 4-dżetowej) jest widoczna nadwyżka obserwowanych przypadków. Można ją interpretować jako efekt wspominanej wyżej zaniżonej wartości $g_{bb}$ użytej w symulacji i potraktować jako wkład do błędu systematycznego. Dodatkowym źródłem niepewności systematycznej jest pewna niezgodność między danymi a symulacją dla b-taggingu w obszarze wysokiej czystości tj. dużych wartości $x_b$ (rys. 2.1). W pracy [18] pokazano, że nie przekracza ona $\pm 10\%$. Niepewności systematyczne zostały zsumowane (w kwadratach) z niepewnością statystyczną i użyte w procedurze wyznaczania ograniczeń.

Tab. 2.3. i 2.4. zawierają efektywności selekcji sygnału odpowiednio dla procesów Yukawy i produkcji par.

| | | | tło | dane (94-95) |
|---|---|---|---|---|
| preselekcja | | | 141128 ± 207 | 142527 |
| topologia 3-dżetowa: | | $x_{b3} > -2$ | 140705 ± 206 | 142042 |
| | Bin 1 | $1{,}5 > x_{b3} > 1{,}25$ | 2,2 ± 0,9 | 5 |
| | Bin 2 | $x_{b3} > 1{,}5$ | 3,2 ± 1,1 | 5 |
| topologia 4-dżetowa: | | $x_{b34} > -2$ | 11421 ± 17 | 11848 |
| | Bin 1 | $1{,}0 > x_{b34} > 0{,}5$ | 3,4 ± 1,1 | 7 |
| | Bin 2 | $x_{b34} > 1{,}0$ | 3,5 ± 1,0 | 4 |

Tablica 2.2: Liczba przypadków przechodzących kolejne etapy selekcji; $g_{bb} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$.

| masa [GeV] | efekt. dla 3-dżetów [%] | | efekt. dla 4-dżetów [%] | |
|---|---|---|---|---|
| | Bin 1 | Bin 2 | Bin 1 | Bin 2 |
| $m_h = 11$ | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}2 \pm 0{,}2$ | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $0{,}5 \pm 0{,}1$ |
| 13 | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $0{,}4 \pm 0{,}1$ |
| 15 | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $0{,}8 \pm 0{,}1$ | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ |
| 20 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}0 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}2$ | $1{,}5 \pm 0{,}2$ |
| 30 | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $1{,}2 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}1 \pm 0{,}2$ |
| 40 | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $1{,}5 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}4 \pm 0{,}2$ |
| 50 | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ |
| $m_A = 11$ | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $1{,}4 \pm 0{,}2$ | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $0{,}5 \pm 0{,}1$ |
| 13 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}2$ | $0{,}8 \pm 0{,}1$ | $0{,}7 \pm 0{,}1$ |
| 15 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}0 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}2$ | $1{,}3 \pm 0{,}2$ |
| 20 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}2$ | $1{,}4 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ |
| 30 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}2$ | $1{,}7 \pm 0{,}2$ | $2{,}2 \pm 0{,}2$ |
| 40 | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $1{,}5 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}2 \pm 0{,}2$ |
| 50 | $0{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ | $1{,}7 \pm 0{,}2$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ |

Tablica 2.3: Efektywność selekcji w kanałach $b\bar{b}(h/A \to b\bar{b})$. Podane błędy są błędami statystycznymi.

### Wyznaczenie $\mathbf{g_{bb}}$

Jako test metody wyznaczono wartość $g_{bb}$[10]. Do standardowej próbki tła (z $g_{bb} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$) dodano niezależną próbkę zawierającą przypadki $b\bar{b}(g \to b\bar{b})$ tak znormalizowaną aby tłumaczyć obserwowaną nadwyżkę przypadków. Procedurę przeprowadzono osobno dla topologi trój- i czterodżetowej. Wyznaczone w ten sposób wartości $g_{bb}$ wynoszą odpowiednio $(4{,}5 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-3}$ dla topologii trójdżetowej i $(4{,}7 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-3}$ dla czterodżetowej[11]. Dla porównania wartość $g_{bb}$ wyznaczona przez eksperyment DELPHI w dedykowanej analizie wynosi $(3{,}3 \pm 1{,}3) \cdot 10^{-3}$ [23][12].

[10] Wynik został otrzymany przez M. Boonekampa i opublikowany w pracy [11].

[11] Podane błędy są błędami statystycznymi.

[12] Zsumowano błędy statystyczny i systematyczny.

| masa [GeV] $m_A$, $m_h$ | efekt. dla 3-dżetów [%] Bin 1 | Bin 2 | efekt. dla 4-dżetów [%] Bin 1 | Bin 2 |
|---|---|---|---|---|
| 12, 20 | $0{,}8 \pm 0{,}1$ | $1{,}7 \pm 0{,}2$ | $1{,}2 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ |
| 12, 30 | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $2{,}0 \pm 0{,}2$ | $1{,}5 \pm 0{,}1$ | $1{,}4 \pm 0{,}1$ |
| 12, 40 | $1{,}0 \pm 0{,}1$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $1{,}3 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ |
| 12, 50 | $1{,}0 \pm 0{,}1$ | $1{,}9 \pm 0{,}2$ | $1{,}3 \pm 0{,}1$ | $1{,}2 \pm 0{,}1$ |
| 12, 60 | $0{,}8 \pm 0{,}1$ | $1{,}5 \pm 0{,}1$ | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $0{,}8 \pm 0{,}1$ |
| 12, 70 | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $0{,}3 \pm 0{,}1$ |
| 20, 20 | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $2{,}0 \pm 0{,}2$ | $2{,}4 \pm 0{,}2$ | $3{,}4 \pm 0{,}2$ |
| 20, 30 | $0{,}9 \pm 0{,}1$ | $1{,}6 \pm 0{,}2$ | $2{,}4 \pm 0{,}2$ | $3{,}5 \pm 0{,}3$ |
| 20, 40 | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}1$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}5 \pm 0{,}2$ |
| 20, 50 | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}2$ | $1{,}6 \pm 0{,}2$ | $2{,}0 \pm 0{,}2$ |
| 20, 60 | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}1$ | $1{,}2 \pm 0{,}1$ |
| 30, 30 | $0{,}7 \pm 0{,}1$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}0 \pm 0{,}2$ | $2{,}7 \pm 0{,}2$ |
| 30, 40 | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $1{,}2 \pm 0{,}1$ | $1{,}6 \pm 0{,}2$ | $2{,}4 \pm 0{,}2$ |
| 30, 50 | $0{,}4 \pm 0{,}1$ | $1{,}3 \pm 0{,}1$ | $1{,}7 \pm 0{,}2$ | $2{,}1 \pm 0{,}2$ |
| 40, 40 | $0{,}6 \pm 0{,}1$ | $1{,}1 \pm 0{,}1$ | $1{,}8 \pm 0{,}2$ | $2{,}0 \pm 0{,}2$ |

Tablica 2.4: Efektywność selekcji w kanale $hA \to 4b$. Efektywności są symetryczne w masach $m_h$ i $m_A$. Podane błędy są błędami statystycznymi.

## 2.5 Analiza danych LEP2

Analiza została przeprowadzona w celu znalezienia sygnału produkcji neutralnych bozonów Higgsa rozpadających się do stanów końcowych z wieloma (co najmniej czterema) kwarkami $b$ w danych DELPHI przy najwyższych energiach LEP $\sqrt{s} = 189 - 208$ GeV (LEP2). Rozważano zarówno bezpośrednie rozpady na kwarki ($hA \to 4b$) jak i rozpady kaskadowe z bozonami w stanach pośrednich ($hZ \to (AA)Z \to 4b2q$, $hA \to (AA)A \to 6b$, $hA \to h(hZ) \to 4b2q$).

### 2.5.1 Topologia sygnału

Stany końcowe poszukiwanego sygnału składają się z czterech lub sześciu kwarków, więc możnaby naiwnie oczekiwać przypadków wielo- (cztero- lub więcej-) dżetowych. Jednak gdy masa lżejszego higgsa jest bliska progu na rozpad na $b\bar{b}$, dżety inicjowane przez obydwa kwarki nie rozdzielają się. Prowadzi to do topologii trójdżetowej dla $hA \to 4b$ i $hA \to (AA)A$ (rys. 2.3) oraz czterodżetowej dla $hZ \to (AA)Z$ i $hA \to h(hZ)$.

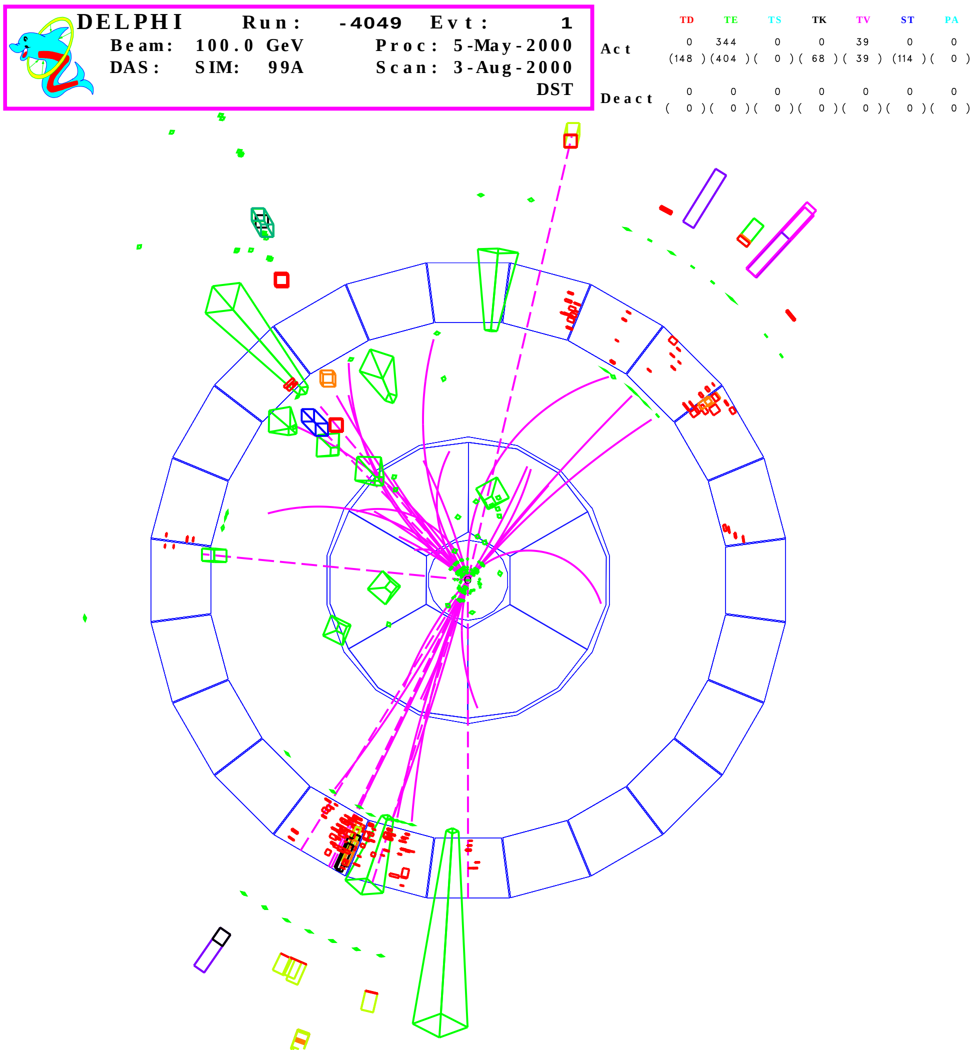
### 2.5.2 Preselekcja

Użyta w tej analizie preselekcja została stworzona do poszukiwań bozonów Higgsa Modelu Standardowego w kanale czterodżetowym [9].

Celem preselekcji jest eliminacja przypadków z emisją energetycznych fotonów ze stanu początkowego, przypadków z oddziaływaniami dwufotonowymi oraz redukcja tła $e^+e^- \to q\bar{q}(g/\gamma)$ $(2q)$ przy jednoczesnym zachowaniu przypadków wielodżetowych. Preselekcja składa się z trzech grup cięć:

I. Selekcja przypadków z dużą liczbą hadronów:

1. Liczba cząstek naładowanych $n_{ch} \geq 18$




Rysunek 2.3: Przykładowy przypadek poszukiwanego sygnału $hA \rightarrow (AA)A$ ($m_A$=12, $m_h$=150 GeV). Topologia trójdżetowa powstała w wyniku „zlepienia” dżetów.

2. Całkowita energia niesiona przez cząstki $E_{tot} > 0{,}6 \cdot \sqrt{s}$
3. Energia niesiona przez cząstki neutralne $E_{neu} < 0{,}5 \cdot \sqrt{s}$

Ta grupa cięć eliminuje wszystkie przypadki rozpraszania Bhabha oraz większość przypadków dwufotonowych nie wpływając na sygnał.

II. Odrzucanie przypadków z emisją energetycznych fotonów ze stanu początkowego

1. Energia każdego z fotonów obserwowanych w kalorymetrach $E_{pho} \leq 30$ GeV
2. Efektywna energia zderzenia spełnia warunek $\sqrt{s'} > \sqrt{s} - 30$ GeV

III. Selekcja przypadków wielodżetowych

1. Suma drugiego i czwartego znormalizowanego momentu Foxa-Wolframa[13] $H_{20} + H_{40} < 1{,}1$
2. Thrust[13] przypadku mniejszy niż 0,92
3. Przypadek jest dzielony na cztery dżety za pomocą algorytmu DURHAM[14] [24], a następnie poddawany fitowi '4C' (zachowania czteropędu). Każdy dżet takiego przypadku posiada co najmniej jedną cząstkę naładowaną oraz ma masę (po ficie '4C') większą od 1,5 GeV.

Preselekcja została zoptymalizowana do poszukiwań przypadków o topologii czterodżetowej (cięcia 3. i 1. z III grupy). Zatem w przypadku gdy występuje „sklejenie" dżetów prowadzące do topologii trójdżetowej efektywność preselekcji spada.

### 2.5.3 Selekcja

Ze względu na duży zakres mas bozonów Higgsa i liczbę poszukiwanych stanów końcowych, różnice topologii przypadków między sygnałem dla różnych kanałów (tj. różnych mas i stanów końcowych) bywają większe niż między sygnałem a tłem. Uniemożliwia to konstrukcję zmiennych kinematycznych mogących posłużyć do selekcji szerokiej klasy przypadków. Natomiast cechą charakterystyczną wszystkich badanych procesów jest występowanie dużej liczby kwarków $b$ – co najmniej czterech. Wobec tego, zamiast analizować osobno każdą z możliwych topologii skonstruowano jedną uniwersalną zmienną wykorzystującą b-tagging ($Bcod$ – kombinatoryczny b-tagging). Zmienna ta jest dostosowana do przypadków podzielonych na cztery dżety. Szczegóły dotyczące prób skonstruowania zmiennych kinematycznych można znaleźć w pracy [25].

#### Konstrukcja kombinatorycznego b-taggingu

Na tym etapie selekcji wszystkie przypadki są dzielone na cztery dżety (ta topologia okazała się najbardziej uniwersalna) algorytmem DURHAM i poddawane fitowi '4C'. Następnie dla każdego z dżetów oraz dla całego przypadku wyznaczany jest b-tag $x_b$.

W celu możliwie najefektywniejszego wykorzystania informacji o dużej liczbie kwarków $b$ w przypadku zbadano kilka zmiennych mogących służyć do identyfikacji przypadków je zawierających. Były to:

- liczba wtórnych wierzchołków $N_v$, która nie jest czuła na sposób podziału przypadku na dżety

[13]Definicje zmiennych charakteryzujących przypadki z dżetami znajdują się w Dodatku B.
[14]Informacje o algorytmach dzielących przypadek na dżety znajdują się w Dodatku B.

- b-tag przypadku $x_b$ (w topologii 4-dżetowej)
- b-tag dżetów: pierwszego, drugiego i dwóch pozostałych odpowiednio $x_{b1}$, $x_{b2}$ i $x_{b34} \equiv x_{b3}+x_{b4}$. Wartości $x_{bj}$ zostały uporządkowane malejąco tak że $x_{b1}$ odpowiada najlepiej b-tagowanemu dżetowi (tj. dżetowi o największej warości $x_{bj}$), a $x_{b4}$ najsłabiej b-tagowanemu (tj. dżetowi o najmniejszej warości $x_{bj}$).

Porównanie selektywności[15] zmiennych identyfikujących przypadki z kwarkiem $b$ dla kanałów trójbozonowych (tj. $hZ \rightarrow (AA)Z$, $hA \rightarrow (AA)A$, $hA \rightarrow h(hZ)$) przedstawiają rys. 2.4.-2.6. Zostały one zrobione według schematu, w którym histogramy odpowiadające sygnałowi o danej kombinacji mas ułożone są na siatce. Jej kolumny odpowiadają określonym masom bozonu Higgsa $h$, zaś wiersze określonym masom bozonu Higgsa $A$. Pozwala to prześledzić zależność selektywności prezentowanych zmiennych od mas higgsów.
Na rysunkach znajduje się liczba oczekiwanych przypadków tła w funkcji efektywności cięcia dla trzech zmiennych identyfikujących przypadki z kwarkiem $b$: b-tagu całego przypadku $x_b$, liczby wtórnych wierzcholków $N_v$ oraz $x_{b34}$. Każda ze zmiennych jest oznaczona innym znakiem graficznym.
Zmienna używana do selekcji przypadków ma tym większą selektywność im mniej przypadków tła odpowiada danej efektywności. Manifestuje się to niższym położeniem odpowiadających jej punktów na wykresie zależności liczby przypadków tła od efektywności.
Krzywe odpowiadające poszczególnym zmiennym mają podobny przebieg. Wynika to z faktu, że analizowane zmienne są skorelowane - b-tag całego przypadku $x_b$ jest sumą $x_{bj}$ poszczególnych dżetów w tym i $x_{b34}$, zaś liczba wtórnych wierzchołków $N_v$ jest jedną ze zmiennych używanych w konstrukcji $x_b$. Jednak dla małych mas lżejszego bozonu Higgsa liczba wtórnych wierzchołków $N_v$ jest zmienną efektywniejszą niż $x_b$, a dla większych mas higgsa bardziej efektywną zmienną jest $x_{b34}$. Ma to związek z topologią przypadków:

- Gdy masa lżejszego bozonu Higgsa jest mała, następuje ,,zlepienie" dżetów powstałych z jego rozpadu.
  W kanale $hA \rightarrow (AA)A$ przypadki mają topologię trójdżetową (rys. 2.3). Czwarty dżet znajdowany przy podziale przypadku na cztery dżety powstaje przez rozdzielenie jednego z dżetów podwójnych. Składa się on przeważnie z kilku cząstek o dużym pędzie poprzecznym względem osi dżetu, ale niepochodzących z rozpadu kwarka $b$. Mała wartość $x_{bj}$ takiego dżetu obniża wartość $x_b$ całego przypadku.
  W kanałach $hZ \rightarrow (AA)Z$ i $hA \rightarrow h(hZ)$ dwa z czterech znajdowanych dżetów pochodzą z rozpadu $Z^0$, a dwa to dżety podwójne, z rozpadu lżejszego bozonu Higgsa. Wartość b-tagu przypadku $x_b$ jest obniżana poprzez $x_{bj}$ odpowiadające dżetom z rozpadu $Z^0$.
  Liczba wtórnych wierzchołków nie zależy od topologii, więc nie jest czuła na wybór liczby dżetów, na które jest dzielony przypadek, tzn. ,,sklejanie" dżetów nie obniża efektywności selekcji opartej o tę zmienną.
- Gdy masa lżejszego bozonu Higgsa jest duża, to przypadki we wszystkich kanałach są wielo- (tzn. pięcio- lub nawet sześcio-) dżetowe. Podczas podziału przypadku na cztery dżety w jednym dżecie znajdują się cząstki powstałe w wyniku rozpadu różnych bozonów. Powoduje to, że prawdopodobieństwo znalezienia w każdym z dżetów cząstek z rozpadu kwarka $b$ jest duże, czyli, że duża jest zarówno wartość b-tagu całego przypadku $x_b$ jak i wartość $x_{b34}$. Natomiast procesami tła dającymi

[15] Selektywność zmiennej to liczba oczekiwanych przypadków tła w funkcji efektywności cięcia na tej zmiennej dla sygnału. Selektywność jest tym większa im mniej przypadków tła odpowiada danej efektywności sygnału.

duże wartości b-tagu przypadku $x_b$ są procesy $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g/\gamma)$ oraz $ZZ \rightarrow b\bar{b}f\bar{f}$[16], dla których wartość $x_{b34}$ jest mała.

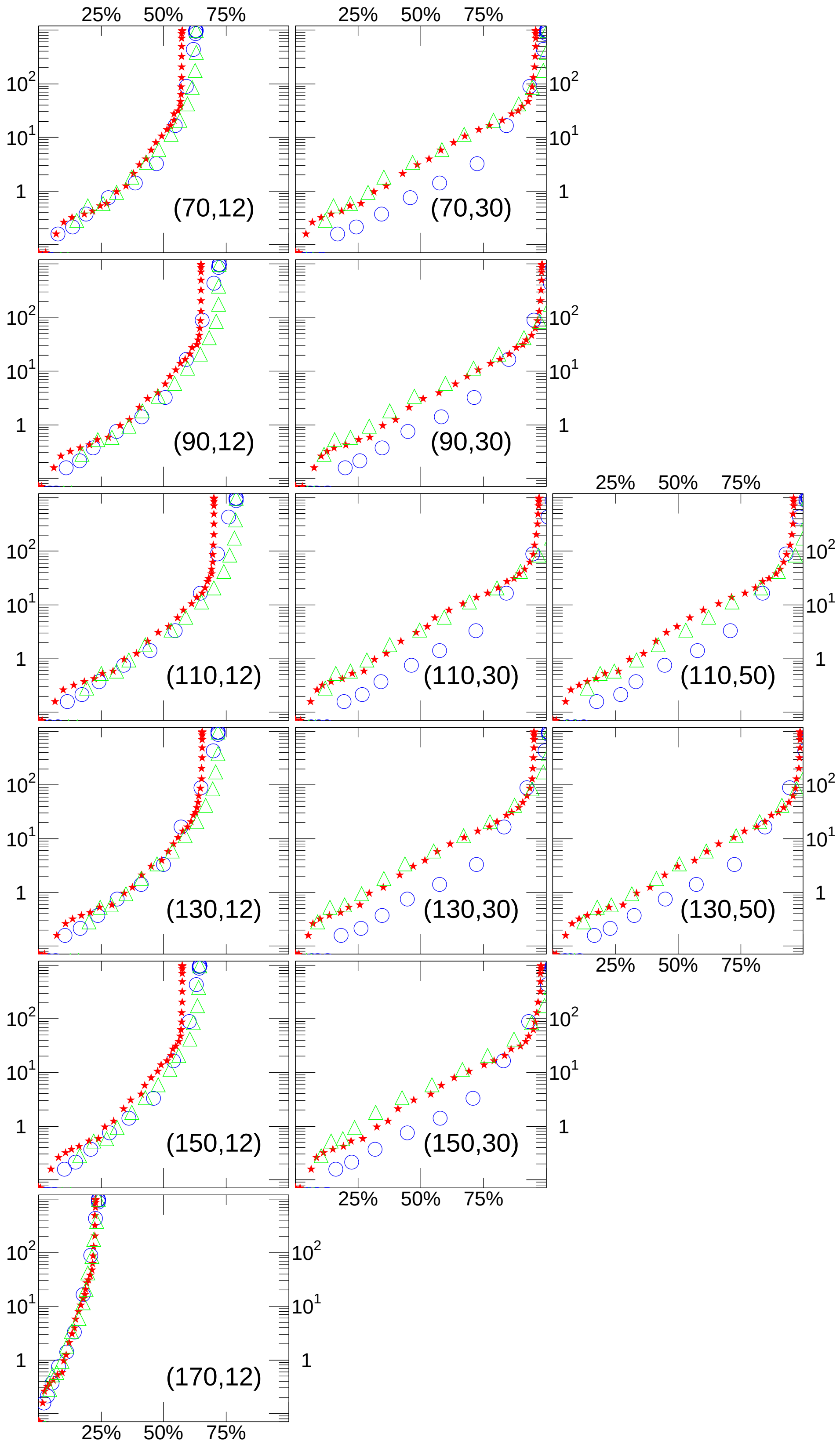
Ze względu na to, że dla różnych topologii różne zmienne mają największą selektywność skonstruowano nową zmienną – kombinatoryczny b-tag, nazywany niżej *Bcod*. Do konstrukcji zmiennej *Bcod* użyto informację niesioną przez standardowy b-tag dżetów oraz liczbę wtórnych wierzchołków.
Wartość *Bcod* odpowiada liczbie spełnionych warunków z poniższej listy (sumie wartości logicznych warunków):

1. Liczba wtórnych wierzchołków $N_{vg} > 2$
2. Liczba wtórnych wierzchołków zawierająca również te niespełniające kryterium dobrej jakości (zobacz [18], [19]) $N_v > 5$
3. Wartość b-tagu dla najlepiej identyfikowanego dżetu z kwarkiem $b$ $x_{b1} > 2$
4. Wartość b-tagu drugiego po najlepiej identyfikowanym dżecie z kwarkiem $b$ $x_{b2} > 0$
5. Suma wartości b-tagu pozostałych dwóch dżetów $x_{b34} \equiv x_{b3} + x_{b4} > -2$

Zgodność danych z oczekiwanym tłem na poziomie preselekcji zmiennych użytych do konstrukcji kombinatorycznego b-tagu (*Bcod*) przedstawia rys. 2.7, na którym wypełnione histogramy odpowiadają oczekiwanemu tłu – ciemny oznacza tło $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g/\gamma)$ $(2q)$, jasny tło $e^+e^- \rightarrow 4fermiony$ $(4f)$; histogram niewypełniony odpowiada przykładowemu sygnałowi ($hZ \rightarrow (AA)Z$, $m_h$=90 GeV, $m_A$=20 GeV) znormalizowanemu arbitralnie; dane z błędem zaznaczono krzyżami.

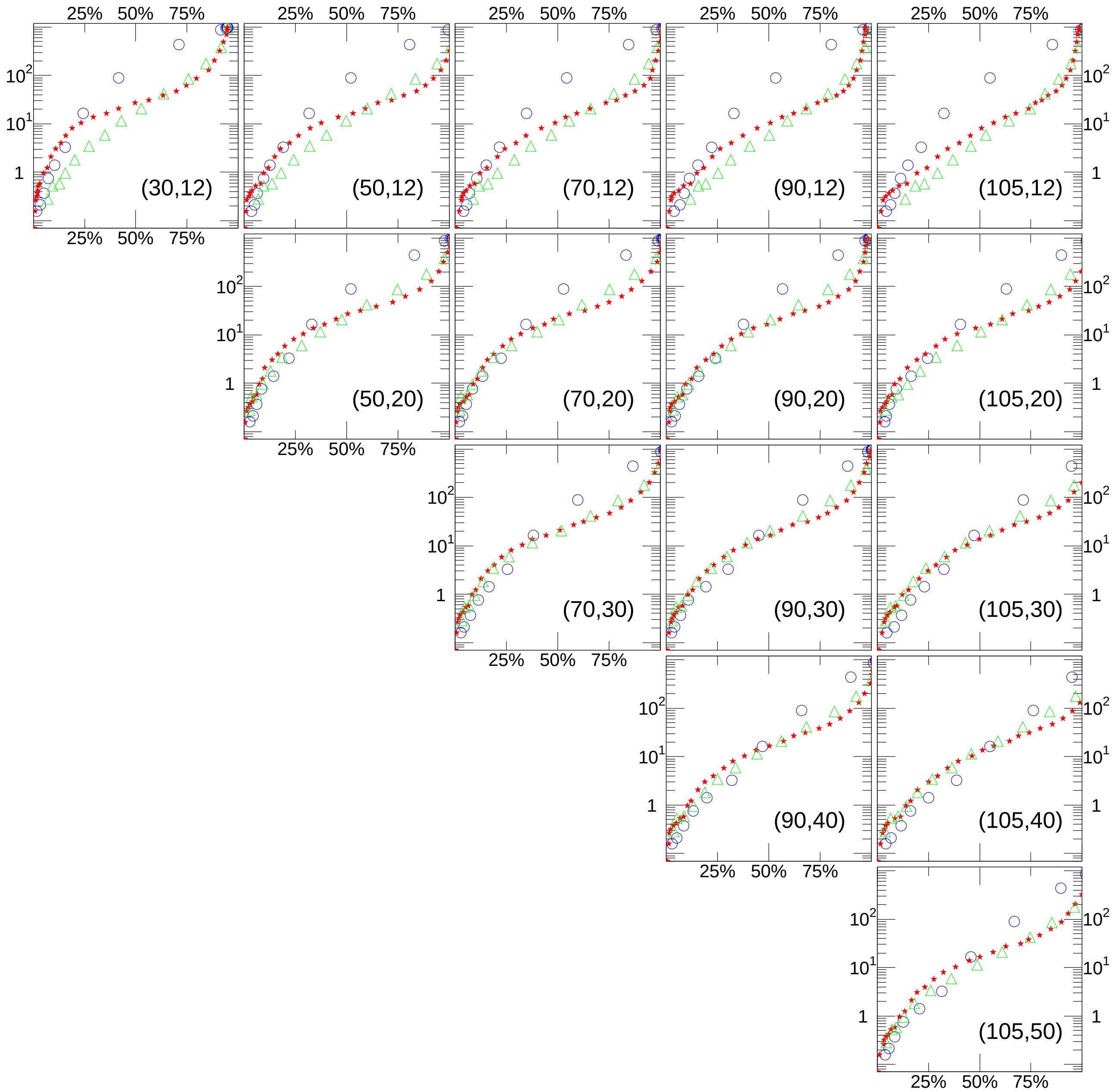
Rys. 2.8.-2.10. przedstawiają liczbę oczekiwanych przypadków tła w funkcji efektywności (selektywność) b-tagu całego przypadku $x_b$ w porównaniu z nową zmienną *Bcod*. Są one zrobione wedle tego samego schematu co rys. 2.4.–2.6., tzn. kolumny odpowiadają określonym wartościom masy bozonu Higgsa $h$, zaś wiersze określonym wartościom masy bozonu Higgsa $A$. Porównywanym zmiennym ($x_b$ oraz *Bcod*) odpowiadają różne znaki graficzne. Na rys. 2.4.–2.6. widać, że zmienna kombinowana *Bcod* działa lepiej (jest bardziej selektywna) niż $x_b$, choć dla niektórych kombinacji mas bozonów Higgsa różnica jest minimalna. Jest tak dlatego, że zmienna *Bcod* jest bardziej uniwersalna od $x_b$, gdyż jej wartość słabiej zależy od topologii przypadku.

[16]Gdy zachodzi sytuacja, że $f\bar{f} = b\bar{b}$ to tło jest nieodróżnialne od sygnału za pomocą zmiennych identyfikujących przypadki z kwarkiem $b$

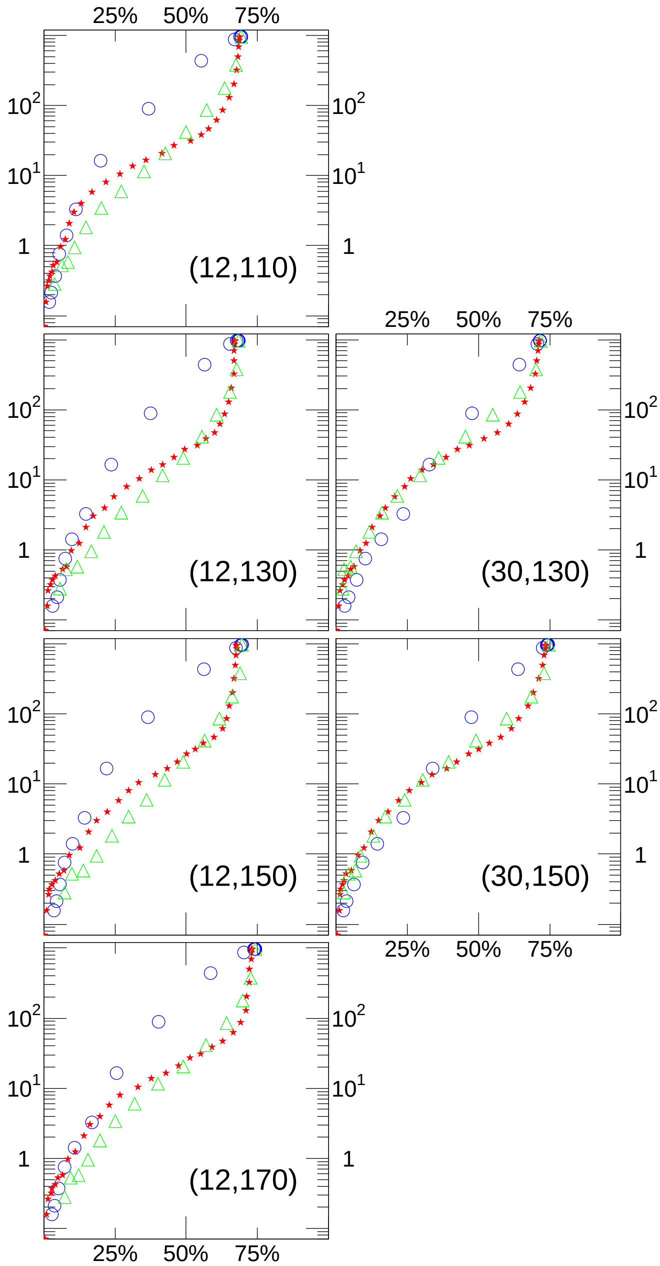



Rysunek 2.4: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s}$ = 200 GeV, $\mathcal{L}$ = 84,2 pb$^{-1}$) w funkcji efektywności selekcji sygnału $hA \to (AA)A$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- trójkąty $N_v$
- kółka $x_{b34}$

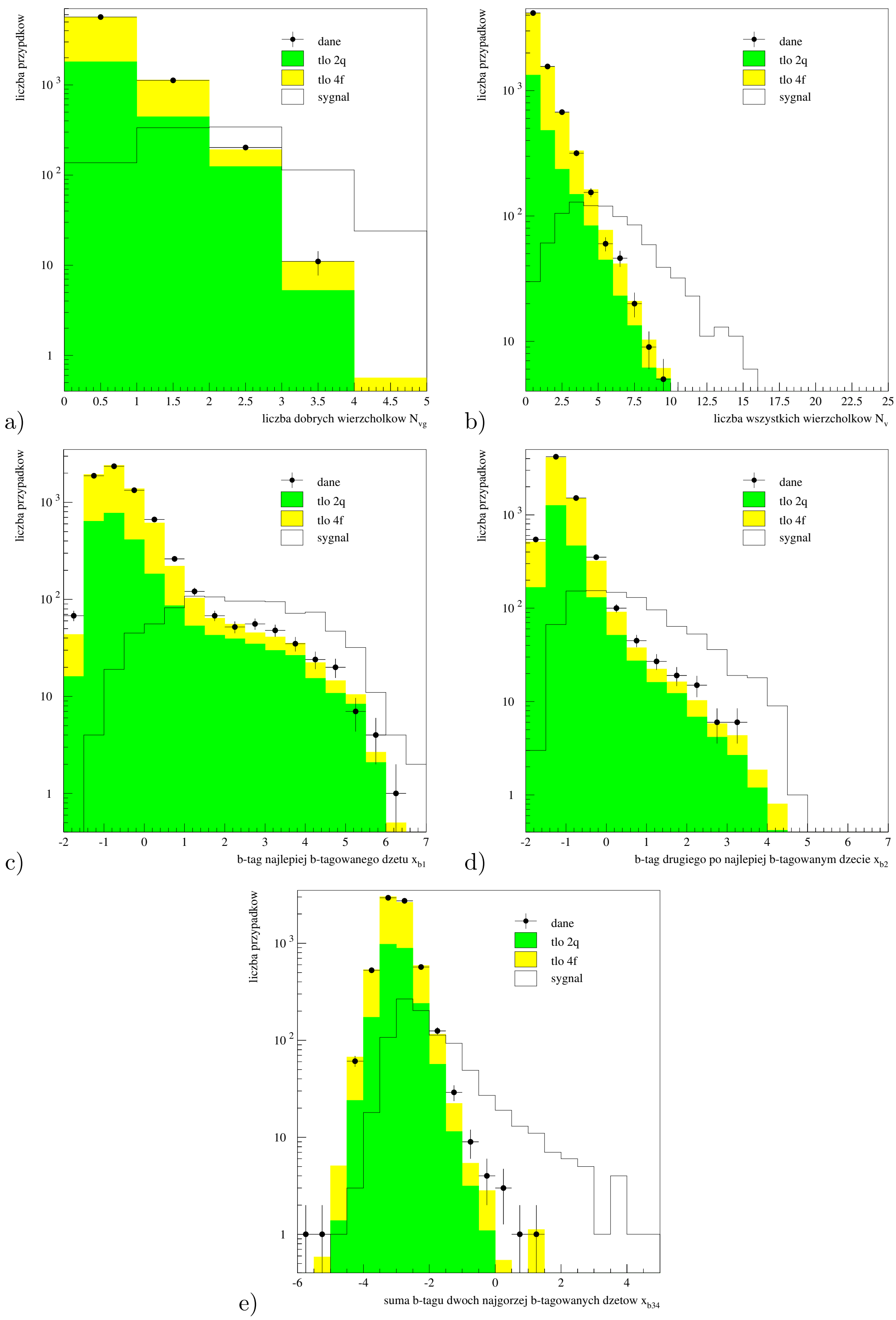
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.



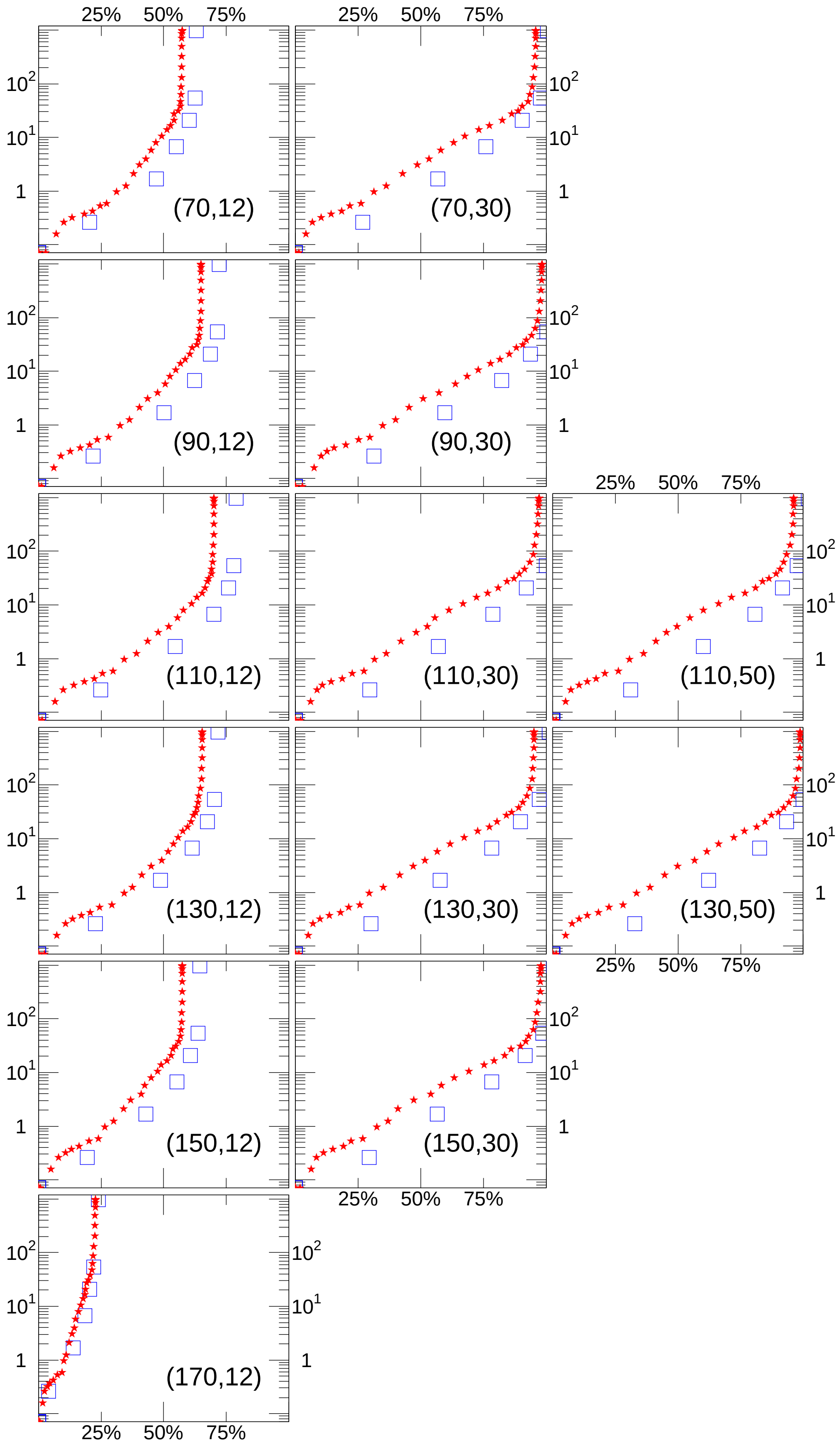

Rysunek 2.5: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s} = 200$ GeV, $\mathcal{L} = 84{,}2$ pb$^{-1}$) w funkcji efektywności selekcji sygnału $hZ \to (AA)Z$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- trójkąty $N_v$
- kółka $x_{b34}$
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.



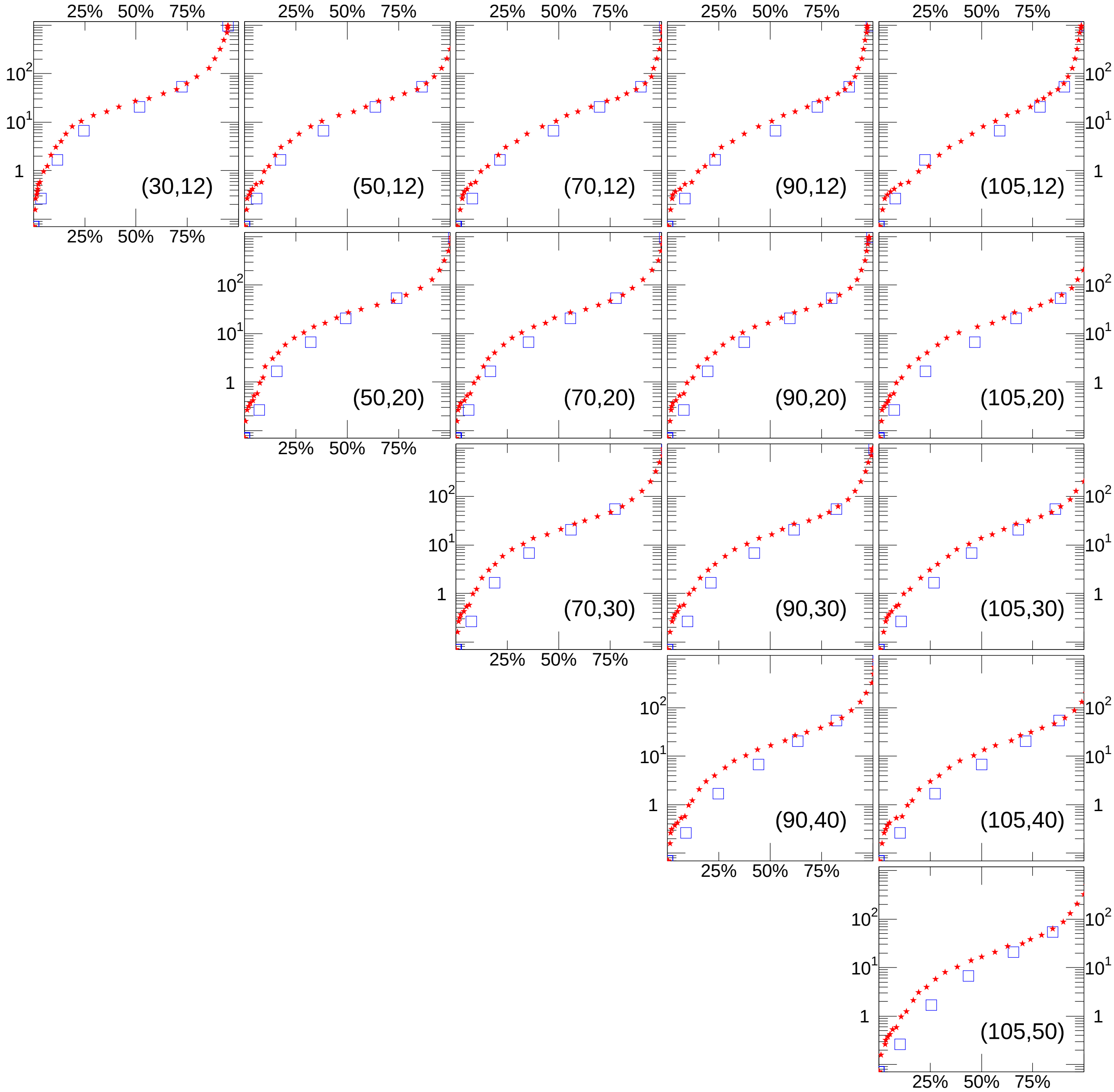

Rysunek 2.6: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s} = 200$ GeV, $\mathcal{L} = 84{,}2$ pb$^{-1}$) w funkcji efektywności selekcji sygnału $hA \to h(hZ)$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- trójkąty $N_v$
- kółka $x_{b34}$
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.



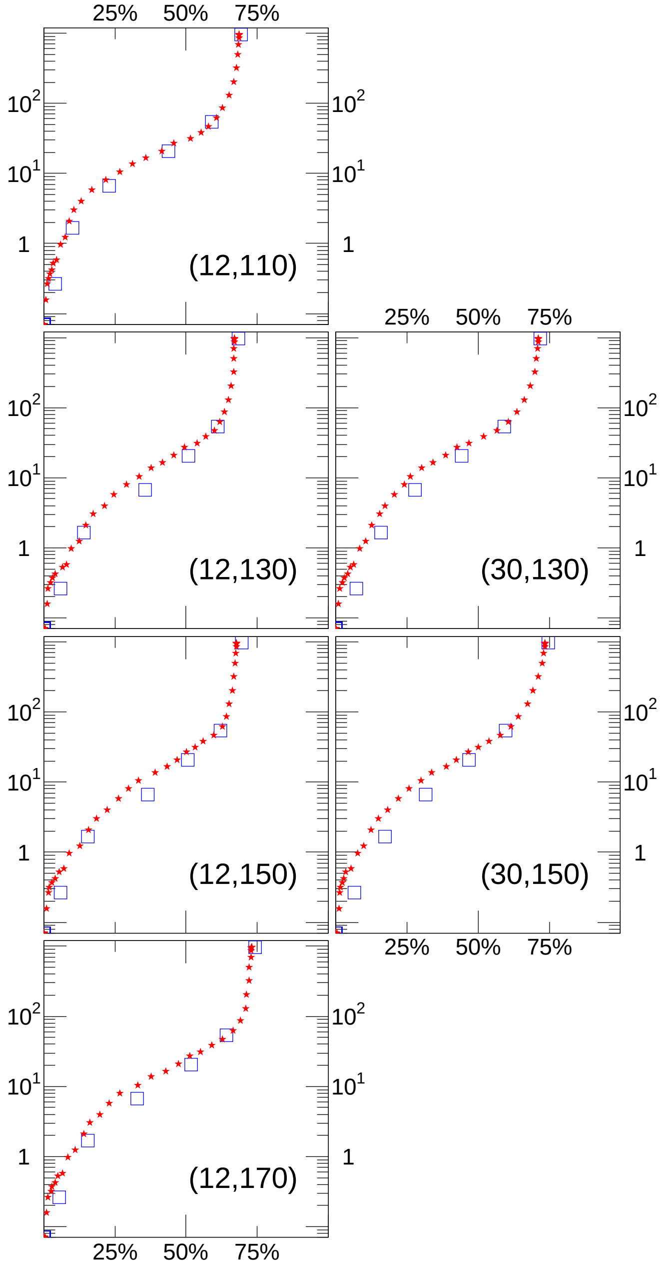

Rysunek 2.7: Zgodność danych z oczekiwanym tłem na poziomie preselekcji zmiennych identyfikujących przypadki z kwarkiem $b$. Rysunki przedstawiają odpowiednio:
a) liczbę wtórnych wierzchołków $N_{vg}$
b) liczbę wszystkich wtórnych wierzchołków $N_v$
c) wartość b-tagu dla najlepiej identyfikowanego dżetu $b$ $x_{b1}$
d) wartość b-tagu drugiego po najlepiej identyfikowanym dżecie $b$ $x_{b2}$
e) sumę wartości b-tagu pozostałych dwóch dżetów $x_{b34}$
Sygnał $hZ \to (AA)Z$ ($m_h$=90 GeV, $m_A$=20 GeV) znormalizowany arbitralnie.




Rysunek 2.8: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s} = 200$ GeV, $\mathcal{L} = 84,2$ pb$^{-1}$) w funkcji efektywności sygnału $hA \rightarrow (AA)A$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- kwadraty $Bcod$
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.

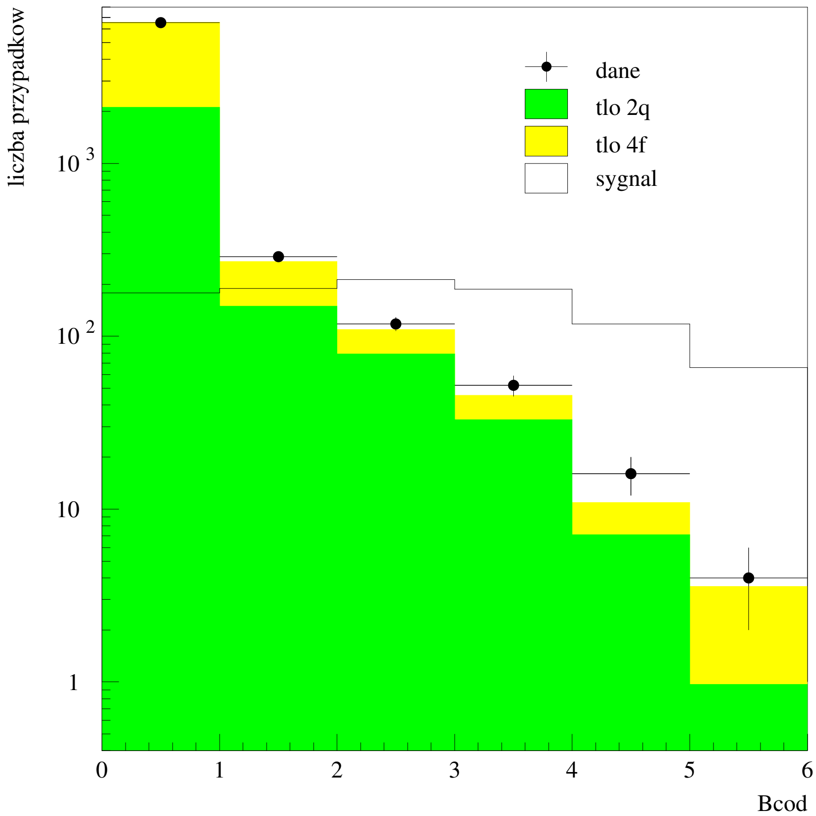



Rysunek 2.9: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s} = 200$ GeV, $\mathcal{L} = 84,2$ pb$^{-1}$) w funkcji efektywności sygnału $hZ \to (AA)Z$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- kwadraty $Bcod$
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.




Rysunek 2.10: Liczba oczekiwanych przypadków tła ($\sqrt{s} = 200$ GeV, $\mathcal{L} = 84,2$ pb$^{-1}$) w funkcji efektywności sygnału $hA \to h(hZ)$. Różnymi znakami graficznymi przedstawiono poszczególne zmienne identyfikujące przypadki z kwarkiem $b$:
- gwiazdki $x_b$
- kwadraty $Bcod$
W nawiasach podano masy bozonów Higgsa ($m_h$, $m_A$) w GeV.

Zgodność danych z oczekiwanym tłem (na poziomie preselekcji) zmiennej *Bcod* przedstawia rys. 2.11. Na rys. 2.11. wypełnione histogramy odpowiadają oczekiwanemu tłu – ciemny oznacza tło $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g/\gamma)$ $(2q)$, jasny tło $e^+e^- \rightarrow 4fermiony$ $(4f)$; histogram niewypełniony odpowiada przykładowemu sygnałowi ($hZ \rightarrow (AA)Z$, $m_h$=90 GeV, $m_A$=20 GeV) znormalizowanemu arbitralnie; dane z błędem zaznaczono krzyżami.




Rysunek 2.11: Rozkład zmiennej *Bcod* (po preselekcji). Sygnał $hA \rightarrow (AA)Z$ ($m_h$=90 GeV, $m_A$=20 GeV) znormalizowany arbitralnie.

### 2.5.4 Rezultaty selekcji

Jako końcowe kryterium selekcji wybrano $Bcod > 3$. Liczbę obserwowanych i oczekiwanych przypadków na etapie preselekcji oraz końcowej selekcji pokazują odpowiednio tab. 2.5 i 2.6.

W danych 2000a zaobserwowano nadwyżkę przypadków. Nie pochodzi ona jedynie od przypadków o najwyższej energii tj. $\sqrt{s} > 205$ GeV (zobacz tab. 2.7) co wyklucza hipotezę o otwarciu się kanału na produkcję masywnego sygnału, który był zamknięty dla próbek o niższych energiach. Sprawdzono również możliwość jej powstania w wyniku jakiegoś problemu związanego z rekonstrukcją przypadków czy algorytmem identyfikacji przypadków z kwarkiem $b$. Dokonano tego używając danych zrekonstruowanych różnymi wersjami algorytmów rekonstrukcyjnych[17] oraz różnymi wersjami b-taggingu. Pozostałe próbki danych zebrane w latach 1998-99 oraz w drugim okresie roku 2000 (tj. 2000b) są zgodne z oczekiwanym tłem. Próba wytłumaczenia nadwyżki jako pochodzącej od sygnału znajduje się poniżej.

[17] Wersje algorytmów rekonstrukcyjnych odpowiadają tzw. processingom.

| próbka | $4f$ | $2q$ | sumaryczne tło | dane |
|---|---|---|---|---|
| 189 GeV | 1144,1 | 739,6 | $1883{,}7 \pm 28{,}3$ | 1896 |
| 192 GeV | 198,3 | 105,6 | $303{,}9 \pm 4{,}2$ | 319 |
| 196 GeV | 595,1 | 298,2 | $893{,}3 \pm 14{,}3$ | 919 |
| 200 GeV | 655,2 | 312,5 | $967{,}7 \pm 14{,}5$ | 949 |
| 202 GeV | 318,2 | 144,2 | $462{,}4 \pm 6{,}9$ | 465 |
| 2000a | 1295,1 | 563,1 | $1858{,}2 \pm 27{,}9$ | 1826 |
| 2000b | 447,5 | 192,0 | $639{,}5 \pm 9{,}6$ | 632 |
| $\sum$ | 4653,6 | 2355,2 | $7008{,}8 \pm 46{,}4$ | 7006 |

Tablica 2.5: Liczba obserwowanych i oczekiwanych przypadków tła na poziomie preselekcji. Próbki danych 2000a and 2000b odpowiadają okresowi zbierania danych odpowiednio przed i po awarii sektora TPC.

| próbka | $4f$ | $2q$ | sumaryczne tło | dane |
|---|---|---|---|---|
| 189 GeV | 1,4 | 1,6 | $3{,}0 \pm 0{,}7$ | 2 |
| 192 GeV | 0,2 | 0,5 | $0{,}7 \pm 0{,}3$ | 2 |
| 196 GeV | 1,1 | 1,0 | $2{,}1 \pm 0{,}4$ | 2 |
| 200 GeV | 1,0 | 1,0 | $2{,}0 \pm 0{,}3$ | 2 |
| 202 GeV | 0,3 | 0,5 | $0{,}8 \pm 0{,}2$ | 1 |
| 2000a | 2,1 | 1,6 | $3{,}7 \pm 0{,}6$ | 10 |
| 2000b | 0,6 | 0,6 | $1{,}2 \pm 0{,}2$ | 1 |
| $\sum$ | 6,8 | 6,9 | $13{,}7 \pm 1{,}8$ | 20 |

Tablica 2.6: Liczba obserwowanych i oczekiwanych przypadków tła przechodzących selekcję ($Bcod > 3$). Próbki danych 2000a and 2000b odpowiadają okresowi zbierania danych odpowiednio przed i po awarii sektora TPC.

| Energia [GeV] | tło | dane |
|---|---|---|
| $\sqrt{s} < 205{,}5$ | $1{,}6 \pm 0{,}3$ | 5 |
| $205{,}5 < \sqrt{s} < 207{,}1$ | $1{,}9 \pm 0{,}4$ | 4 |
| $\sqrt{s} > 207{,}1$ | $0{,}2 \pm 0{,}1$ | 1 |

Tablica 2.7: Nadwyżka przypadków obserwowana w 2000a wraz z oczekiwaną liczbą przypadków tła dla trzech zakresów energii w jakich pracował w tym okresie LEP.

| masa [GeV] | efektywność [%] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $m_A$, $m_h$ | $\sqrt{s}=189$ GeV | 192 GeV | 196 GeV | 200 GeV | 206 GeV |
| 12, 70 | 27,1 ± 1,6 | 26,9 ± 1,6 | 27,4 ± 1,7 | 27,3 ± 1,7 | 26,6 ± 1,6 |
| 12, 90 | 44,2 ± 2,1 | 44,0 ± 2,1 | 44,1 ± 2,1 | 42,3 ± 2,1 | 41,8 ± 2,0 |
| 12, 110 | 47,9 ± 2,2 | 48,1 ± 2,2 | 48,8 ± 2,2 | 49,6 ± 2,2 | 49,0 ± 2,2 |
| 12, 130 | 42,8 ± 2,1 | 43,4 ± 2,1 | 44,4 ± 2,1 | 44,1 ± 2,1 | 44,0 ± 2,1 |
| 12, 150 | 36,3 ± 1,9 | 38,1 ± 2,0 | 39,7 ± 2,0 | 41,0 ± 2,0 | 42,4 ± 2,1 |
| 12, 170 | 4,2 ± 0,7 | 4,6 ± 0,7 | 5,9 ± 0,8 | 11,3 ± 1,1 | 22,7 ± 1,5 |
| 30, 70 | 49,1 ± 2,2 | 49,6 ± 2,3 | 48,5 ± 2,2 | 49,0 ± 2,2 | 48,8 ± 2,2 |
| 30, 90 | 52,5 ± 2,3 | 53,2 ± 2,3 | 53,7 ± 2,3 | 53,7 ± 2,3 | 53,7 ± 2,3 |
| 30, 110 | 54,3 ± 2,3 | 54,2 ± 2,3 | 54,4 ± 2,3 | 54,5 ± 2,3 | 54,5 ± 2,3 |
| 30, 130 | 53,2 ± 2,3 | 53,9 ± 2,3 | 53,9 ± 2,3 | 53,7 ± 2,3 | 53,6 ± 2,3 |
| 30, 150 | 50,1 ± 2,3 | 49,8 ± 2,3 | 50,4 ± 2,3 | 51,0 ± 2,3 | 51,0 ± 2,3 |
| 50, 110 | 56,3 ± 2,4 | 56,9 ± 2,4 | 57,9 ± 2,4 | 57,9 ± 2,4 | 57,9 ± 2,4 |
| 50, 130 | 57,0 ± 2,4 | 57,9 ± 2,4 | 58,4 ± 2,4 | 58,5 ± 2,4 | 58,6 ± 2,4 |

Tablica 2.8: Efektywność selekcji w kanale $hA \to (AA)A \to 6b$. Podane błędy są błędami statystycznymi.

W analizie w LEP2 źródłami niepewności systematycznej są:

- Niezgodność między danymi a symulacją dla b-taggingu w obszarze średnich wartości $x_{bj}$ oceniona na ±5% [18].

- Niepewność związana z wartością $g_{bb}$. Ma ona mniejsze znaczenie niż w analizie LEP1 ze względu na słabsze cięcie na wartości $x_{bj}$ – redukcja tła jest mniejsza niż w LEP1, tak że przypadki mogące zawierać gluon fragmentujący na parę $b\bar{b}$ stanowią ok. 2% wszystkich wyselekcjonowanych. Prowadzi to, przy błędzie $\sim 50\%$ na $g_{bb}$, do niepewności 1% na liczbę przypadków tła.

- Niepewność efektywności selekcji wiążąca się z procedurą przeskalowywania energii próbek sygnału do energii poszczególnych próbek danych. Została ona oceniona na ±2% za pomocą porównania efektywności próbek odpowiadających kilku wybranym punktom masowym, które to próbki zostały zarówno przeskalowane jak i wygenerowane dla energii przy których były zbierane dane.

Niepewności systematyczne zostały zsumowane (w kwadratach) z niepewnością statystyczną i użyte w procedurze wyznaczania ograniczeń.

Tab. 2.8.-2.11 zawierają efektywności selekcji sygnału (z błędami statystycznymi) odpowiednio dla procesów $hA \to (AA)A$, $hZ \to (AA)Z$, $hA \to h(hZ)$, $hA \to 4b$.

### Nadwyżka w próbce 2000a

W próbce danych 2000a wyselekcjonowano 10 przypadków przy 3,7±0,6 oczekiwanych (zobacz tab. 2.6). Analizę nadwyżki przeprowadzono następująco[18]: Założono że 6,3 przypadków nadwyżki pochodzi od sygnału. Przy tym założeniu wyliczono oczekiwane liczby przypadków sygnału dla pozostałych próbek. Wzięto tu pod uwagę zależność przekroju czynnego od energii w środku masy w poszczególnych próbkach (w tym czy produkcja

[18] Analiza została wykonana przez M. Boonekampa i opublikowana w pracy [11].

| masa [GeV] | efektywność [%] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $m_A$, $m_h$ | $\sqrt{s}=189$ GeV | 192 GeV | 196 GeV | 200 GeV | 206 GeV |
| 12, 30 | $6,9 \pm 0,8$ | $7,7 \pm 0,9$ | $8,3 \pm 0,9$ | $7,6 \pm 0,9$ | $8,3 \pm 0,9$ |
| 12, 50 | $13,8 \pm 1,2$ | $13,8 \pm 1,2$ | $14,7 \pm 1,2$ | $14,8 \pm 1,2$ | $14,7 \pm 1,2$ |
| 12, 70 | $20,7 \pm 1,4$ | $20,3 \pm 1,4$ | $19,9 \pm 1,4$ | $19,8 \pm 1,4$ | $20,2 \pm 1,4$ |
| 12, 90 | $20,9 \pm 1,4$ | $21,8 \pm 1,5$ | $20,9 \pm 1,4$ | $21,0 \pm 1,4$ | $21,1 \pm 1,5$ |
| 12, 105 | | | | $23,0 \pm 1,5$ | $23,7 \pm 1,5$ |
| 20, 50 | $13,0 \pm 1,1$ | $12,3 \pm 1,1$ | $12,2 \pm 1,1$ | $12,3 \pm 1,1$ | $12,3 \pm 1,1$ |
| 20, 70 | $14,4 \pm 1,2$ | $14,4 \pm 1,2$ | $13,8 \pm 1,2$ | $13,8 \pm 1,2$ | $13,7 \pm 1,2$ |
| 20, 90 | $19,0 \pm 1,4$ | $18,9 \pm 1,4$ | $18,4 \pm 1,4$ | $18,5 \pm 1,4$ | $18,4 \pm 1,4$ |
| 20, 105 | | | | $19,4 \pm 1,4$ | $21,1 \pm 1,5$ |
| 30, 70 | $16,8 \pm 1,3$ | $17,0 \pm 1,3$ | $15,5 \pm 1,3$ | $15,6 \pm 1,3$ | $15,5 \pm 1,3$ |
| 30, 90 | $21,9 \pm 1,5$ | $22,3 \pm 1,5$ | $22,2 \pm 1,5$ | $22,3 \pm 1,5$ | $22,3 \pm 1,5$ |
| 30, 105 | | | | $24,8 \pm 1,6$ | $24,8 \pm 1,6$ |
| 40, 90 | $22,1 \pm 1,6$ | $22,4 \pm 1,6$ | $22,2 \pm 1,6$ | $22,3 \pm 1,6$ | $22,3 \pm 1,6$ |
| 40, 105 | | | | $26,1 \pm 1,7$ | $25,4 \pm 1,7$ |

Tablica 2.9: Efektywność selekcji w kanale $hZ \to (AA)Z \to 4b2q$. Podane błędy są błędami statystycznymi.

| masa [GeV] | efektywność [%] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $m_A$, $m_h$ | $\sqrt{s}=189$ GeV | 192 GeV | 196 GeV | 200 GeV | 206 GeV |
| 12, 110 | $10,6 \pm 1,0$ | $10,6 \pm 1,0$ | $10,5 \pm 1,0$ | $10,6 \pm 1,0$ | $10,5 \pm 1,0$ |
| 12, 130 | $14,6 \pm 1,2$ | $14,5 \pm 1,2$ | $14,8 \pm 1,2$ | $14,6 \pm 1,2$ | $15,4 \pm 1,3$ |
| 12, 150 | $14,3 \pm 1,2$ | $14,1 \pm 1,2$ | $14,3 \pm 1,2$ | $14,9 \pm 1,2$ | $15,4 \pm 1,3$ |
| 12, 170 | $10,8 \pm 1,1$ | $12,6 \pm 1,2$ | $13,5 \pm 1,3$ | $13,9 \pm 1,3$ | $14,2 \pm 1,3$ |
| 30, 130 | $15,1 \pm 1,3$ | $15,1 \pm 1,3$ | $15,4 \pm 1,3$ | $15,7 \pm 1,3$ | $15,6 \pm 1,3$ |
| 30, 150 | $15,8 \pm 1,3$ | $15,6 \pm 1,3$ | $16,0 \pm 1,3$ | $16,2 \pm 1,3$ | $16,2 \pm 1,3$ |

Tablica 2.10: Efektywność selekcji w kanale $hA \to h(hZ) \to 4b2q$. Podane błędy są błędami statystycznymi.

| masa [GeV] | efektywność [%] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $m_A$, $m_h$ | $\sqrt{s}=189$ GeV | 192 GeV | 196 GeV | 200 GeV | 206 GeV |
| 12, 50 | $2{,}5 \pm 0{,}5$ | $2{,}0 \pm 0{,}4$ | $1{,}6 \pm 0{,}4$ | $1{,}3 \pm 0{,}4$ | $1{,}3 \pm 0{,}4$ |
| 12, 70 | $15{,}7 \pm 1{,}3$ | $15{,}3 \pm 1{,}2$ | $15{,}4 \pm 1{,}2$ | $15{,}4 \pm 1{,}2$ | $14{,}5 \pm 1{,}2$ |
| 12, 90 | $25{,}4 \pm 1{,}6$ | $25{,}0 \pm 1{,}6$ | $24{,}8 \pm 1{,}6$ | $24{,}5 \pm 1{,}6$ | $23{,}6 \pm 1{,}6$ |
| 12, 110 | $30{,}7 \pm 1{,}8$ | $31{,}8 \pm 1{,}8$ | $31{,}7 \pm 1{,}8$ | $31{,}4 \pm 1{,}8$ | $30{,}9 \pm 1{,}8$ |
| 12, 130 | $30{,}5 \pm 1{,}7$ | $31{,}1 \pm 1{,}8$ | $30{,}6 \pm 1{,}7$ | $31{,}8 \pm 1{,}8$ | $31{,}3 \pm 1{,}8$ |
| 12, 150 | $23{,}1 \pm 1{,}5$ | $23{,}8 \pm 1{,}5$ | $24{,}2 \pm 1{,}6$ | $25{,}2 \pm 1{,}6$ | $26{,}3 \pm 1{,}6$ |
| 12, 170 | $8{,}6 \pm 0{,}9$ | $10{,}0 \pm 1{,}0$ | $11{,}7 \pm 1{,}1$ | $14{,}5 \pm 1{,}2$ | $17{,}1 \pm 1{,}3$ |
| 30, 30 | $3{,}0 \pm 0{,}5$ | $3{,}0 \pm 0{,}5$ | $2{,}9 \pm 0{,}5$ | $2{,}8 \pm 0{,}5$ | $2{,}9 \pm 0{,}5$ |
| 30, 50 | $16{,}0 \pm 1{,}3$ | $15{,}8 \pm 1{,}3$ | $15{,}2 \pm 1{,}2$ | $14{,}5 \pm 1{,}2$ | $14{,}1 \pm 1{,}2$ |
| 30, 70 | $30{,}3 \pm 1{,}7$ | $30{,}4 \pm 1{,}7$ | $30{,}8 \pm 1{,}8$ | $30{,}3 \pm 1{,}7$ | $29{,}5 \pm 1{,}7$ |
| 30, 90 | $35{,}1 \pm 1{,}9$ | $35{,}7 \pm 1{,}9$ | $35{,}0 \pm 1{,}9$ | $35{,}2 \pm 1{,}9$ | $35{,}3 \pm 1{,}9$ |
| 30, 110 | $35{,}2 \pm 1{,}9$ | $35{,}6 \pm 1{,}9$ | $35{,}4 \pm 1{,}9$ | $34{,}6 \pm 1{,}9$ | $34{,}9 \pm 1{,}9$ |
| 30, 130 | $31{,}9 \pm 1{,}8$ | $32{,}9 \pm 1{,}8$ | $33{,}7 \pm 1{,}8$ | $33{,}6 \pm 1{,}8$ | $34{,}3 \pm 1{,}9$ |
| 30, 150 | $24{,}0 \pm 1{,}5$ | $26{,}4 \pm 1{,}6$ | $27{,}4 \pm 1{,}7$ | $27{,}0 \pm 1{,}6$ | $27{,}2 \pm 1{,}6$ |
| 50, 50 | $33{,}7 \pm 1{,}8$ | $33{,}8 \pm 1{,}8$ | $33{,}7 \pm 1{,}8$ | $34{,}1 \pm 1{,}8$ | $33{,}5 \pm 1{,}8$ |
| 50, 70 | $33{,}1 \pm 1{,}8$ | $33{,}7 \pm 1{,}8$ | $32{,}9 \pm 1{,}8$ | $32{,}8 \pm 1{,}8$ | $33{,}4 \pm 1{,}8$ |
| 50, 90 | $37{,}4 \pm 1{,}9$ | $37{,}9 \pm 1{,}9$ | $38{,}7 \pm 2{,}0$ | $38{,}9 \pm 2{,}0$ | $39{,}2 \pm 2{,}0$ |
| 50, 110 | $37{,}3 \pm 1{,}9$ | $37{,}3 \pm 1{,}9$ | $37{,}5 \pm 1{,}9$ | $37{,}3 \pm 1{,}9$ | $36{,}8 \pm 1{,}9$ |
| 50, 130 | $31{,}8 \pm 1{,}8$ | $33{,}1 \pm 1{,}8$ | $34{,}4 \pm 1{,}9$ | $33{,}8 \pm 1{,}8$ | $34{,}7 \pm 1{,}9$ |
| 70, 70 | $36{,}8 \pm 1{,}9$ | $37{,}3 \pm 1{,}9$ | $37{,}4 \pm 1{,}9$ | $37{,}5 \pm 1{,}9$ | $37{,}9 \pm 1{,}9$ |
| 70, 90 | $41{,}2 \pm 2{,}0$ | $41{,}5 \pm 2{,}0$ | $41{,}7 \pm 2{,}0$ | $42{,}1 \pm 2{,}1$ | $42{,}5 \pm 2{,}1$ |
| 70, 110 | $37{,}4 \pm 1{,}9$ | $37{,}9 \pm 1{,}9$ | $38{,}9 \pm 2{,}0$ | $38{,}3 \pm 2{,}0$ | $38{,}9 \pm 2{,}0$ |

Tablica 2.11: Efektywność selekcji w kanale $hA \to 4b$. Efektywności są symetryczne ze względu na zamianę mas $m_h$ i $m_A$, podane błędy są błędami statystycznymi.

sygnału o danych masach jest możliwa dla danej energii próbki). Dla tak wyliczonej oczekiwanej liczby przypadków sygnału wyznaczono poziomy ufności dla hipotezy występowania i braku sygnału ($CL_s$ i $CL_b$)[19]. Jako testowego sygnału użyto procesu $hA \rightarrow 4b$ z masami bozonów Higgsa odpowiednio ($m_h$,$m_A$)= (90,90), (95,95), (100,100) GeV. Wyniki zawiera tab. 2.12

| masa [GeV] $m_h$, $m_A$ | sygnał 2000a | pozostałe próbki sygnał | tło | dane | $CL_s$ | $CL_b$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 90, 90 | 6,3 | $\sim 10$ | 10,0 | 10 | 10% | 46% |
| 95, 95 | 6,3 | $\sim 5$ | 6,8 | 8 | 19% | 63% |
| 100, 100 | 6,3 | $\sim 3$ | 2,0 | 2 | 8% | 41% |

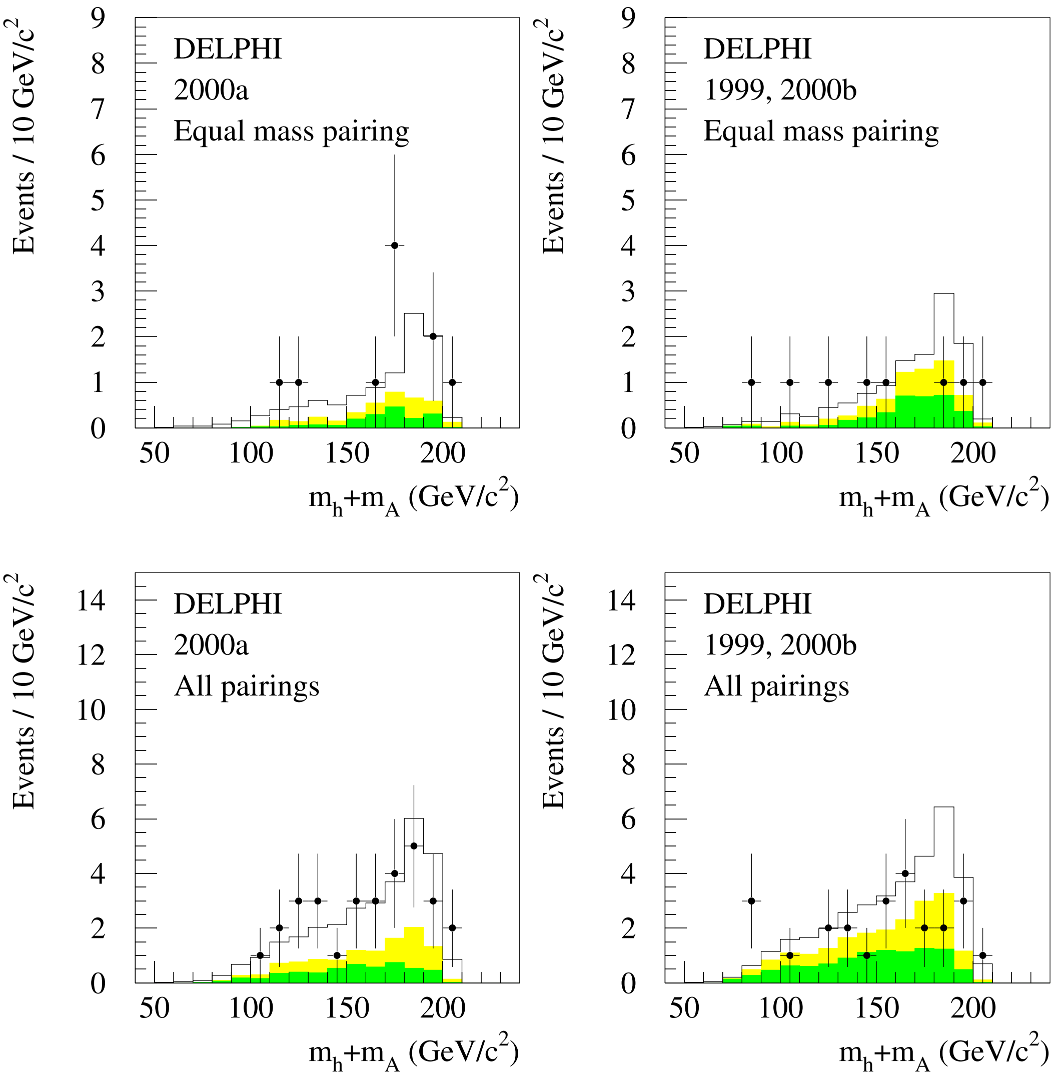
Tablica 2.12: Analiza nadwyżki obserwowanej w próbce danych 2000a. Tabela zawiera oczekiwane liczby przypadków sygnału zgodnych z nadwyżką oraz oczekiwanego tła i obserwowanych w pozostałych próbkach. Dodatkowo zamieszczono poziomy ufności dla hipotezy występowania i braku sygnału ($CL_s$ i $CL_b$).

We wszystkich przypadkach sygnał zgodny z obserwowaną nadwyżką powinien być zauważalny również w pozostałych próbkach – w próbkach bez nadwyżki liczba oczekiwanych przypadków sygnału zgodnego z obserwowaną nadwyżką w próbce 2000a jest porównywalna z liczbą oczekiwanych przypadków tła. Zarejstrowane dane preferują hipotezę braku sygnału – $CL_b$ we wszystkich przypadkach jest bliski 50% co odpowiada hipotezie samego tła, natomiast poziom ufności że dane zawierają sygnał $CL_s$ wyniósł w najlepszym przypadku 19%[20]. Oznacza to, że hipoteza pochodzenia nadwyżki w próbce danych 2000a od sygnału nie została potwierdzona przez dane z pozostałych analizowanych próbek.

Ilustrację przeprowadzonej analizy zawiera rys. 2.12. Pokazuje on rozkłady mas w próbce zawierającej obserwowaną nadwyżkę (2000a) oraz w pozostałych próbkach. Na rysunkach oprócz rozkładów odpowiadających spodziewanemu tłu (histogram jasny odpowiada tłu $4f$, zaś ciemny $2q$) i danym (punkty) zaznaczono rozkłady dla sygnału $hA \rightarrow 4b$ ($m_h = m_A = 95$ GeV) znormalizowanego tak jakby był źródłem nadwyżki w próbce 2000a (niewypełniony histogram).

[19] Definicja poziomów ufności znajduje się w rozdziale 3.1.

[20] Dla przypadku z sygnałem oczekujemy $CL_b \sim 1$ i $CL_s > 0{,}5$; zobacz Dodatek C.




Rysunek 2.12: Rozkład sumy mas $m_h$+$m_A$ dla danych 2000a (po lewej) i pozostałch próbek (po prawej). Górne rysunki zawierają sumę mas odpowiadającą kombinacji par dżetów takiej, że różnice mas między nimi są najmniejsze, zaś dolne sumę mas wszystkich kombinacji par dżetów. Punkty odpowiadają danym, jasny i ciemny histogram odpowiednio tłu $4f$ i $2q$, a histogram niewypełniony sygnałowi $hA \to 4b$ ($m_h = m_A = 95$ GeV) znormalizowanemu tak jakby był źródłem nadwyżki w 2000a. Dane 1998 nie zostały uwzględnione, gdyż zostały zebrane przy energii poniżej progu na produkcję sygnału. Rysunek zaczerpnięto z pracy [11].

# Rozdział 3

# Analiza statystyczna wyników

W opisanych powyżej analizach nie zaobserwowano nadwyżki przypadków zgodnej z poszukiwanym sygnałem. Pozwoliło to na wyznaczenie ograniczeń na przekroje czynne na produkcję bozonów Higgsa w badanych procesach. Otrzymane ograniczenia (na poziomie ufności 95%) zostały wyrażone jako niezależny od modelu stosunek do zdefiniowanych uprzednio referencyjnych przekrojów czynnych[1].

Referencyjne przekroje czynne (zdefiniowane w rozdziale 2.1.1) dla bozonów Higgsa produkowanych w procesach Bjorkena ($e^+e^- \to hZ$) i produkcji par ($e^+e^- \to hA$) w zależności od energii zderzenia były obliczane przy pomocy generatora `HZHA` [17], a w procesie Yukawy w oparciu o pracę [12]. Przy wyznaczaniu ograniczeń użyto efektywności selekcji interpolowanych pomiędzy poszczególnymi punktami masowymi.

## 3.1 Metoda wyznaczania ograniczeń

Wyniki wszystkich opisanych powyżej analiz zostały zinterpretowane przy użyciu metody stosunku funkcji największej wiarygodności[2] [26]. Jest ona standardowo wykorzystywana przez współpracę DELPHI oraz LEP Higgs Working Group (tzw. metoda $CL$).

W tej metodzie dla każdego eksperymentu[3] budowana jest statystyka testowa $\mathcal{Q}$ będąca stosunkiem gęstości prawdopodobieństa dla hipotezy występowania sygnału i tła (ang. signal+background hypothesis, $s+b$) oraz dla hipotezy występowania samego tła (ang. background hypothesis, $b$). Funkcje gęstości prawdopodobieństwa (ang. Probability Density Functions, PDFs) do konstrukcji $\mathcal{Q}$ są wyznaczane dla obydwu hipotez $s+b$ i $b$ za pomocą próbkowania techniką Monte Carlo oczekiwań dla sygnału i tła. Poziomy ufności $CL_{s+b}$ oraz $CL_b$, że obserwowane dane są odpowiednio zgodne z hipotezą $s+b$ lub $b$, są zdefiniowane jako całki z $\mathcal{Q}$ dla tych hipotez od $-\infty$ do wartości obserwowanej $\mathcal{Q}_{obs}$. Poziom ufności dla hipotezy występowania sygnału (ang. signal hypothesis, $s$) $CL_s$ wynosi w (konserwatywnym) przybliżeniu $CL_s \equiv CL_{s+b}/CL_b$. $CL \geq 1 - CL_s$ jest miarą ufności z jaką możemy odrzucić hipotezę występowania sygnału; $CL$ wynosi co najmniej 95% dla poziomu ufności $1 - CL_{s+b}/CL_b = 95\%$ jaki był wyznaczany w tej pracy.

Szczegóły dotyczące metody zostały opisane w Dodatku C w oparciu o pracę [26]. W pracy [26] można też znaleźć pełną interpretację statystyczną $CL$.

---

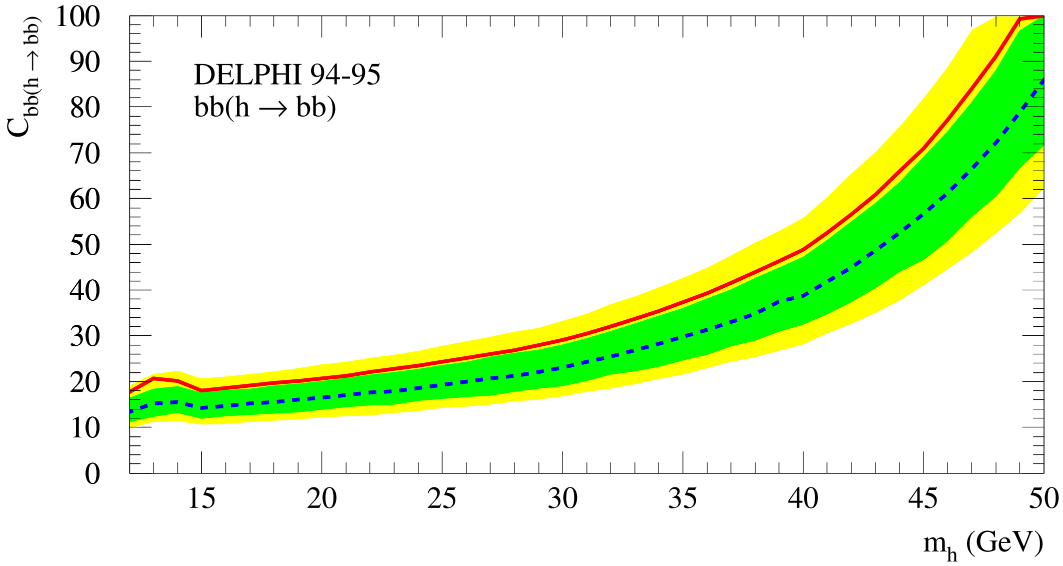
[1] Opisane w tym rozdziale ograniczenia zostały otrzymane przy współpracy (w ramach współpracy DELPHI) z M. Boonekampem.

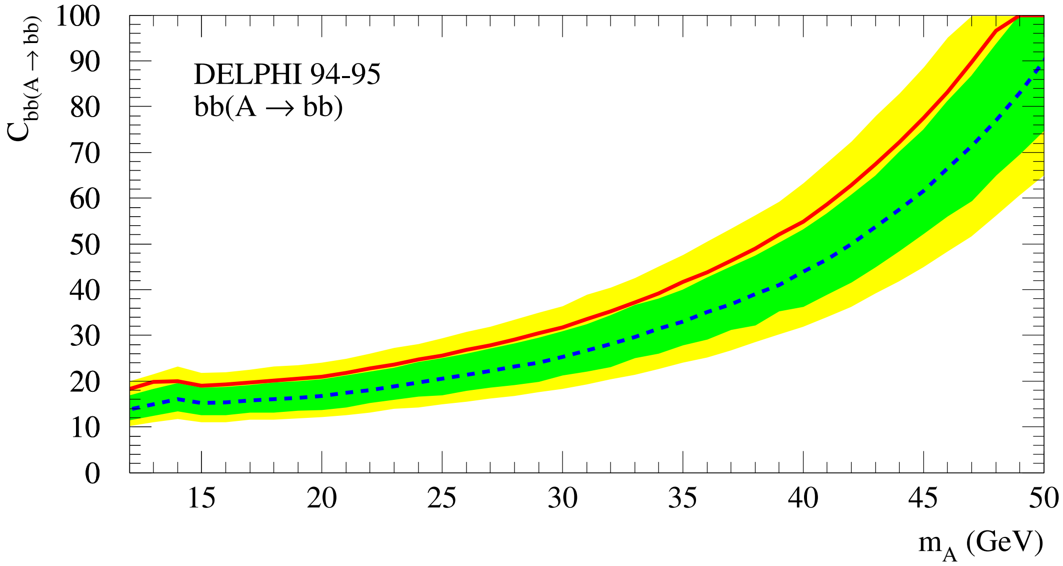
[2] ang. a modified frequentest technique based on the extended likelihood ratio

[3] W tym miejscu jako eksperyment jest rozumiany konkretny proces produkcji z masami higgsów oraz próbka danych z jej energią i świetlnością.

## 3.2 Proces Yukawy

Wyznaczone ograniczenia na produkcję bozonów Higgsa w procesie Yukawy z czterema kwarkami w stanie końcowym $e^+e^- \to b\bar{b}(h/A \to b\bar{b})$ przedstawia rys. 3.1. Zostały one przedstawione w postaci stałych $C_{bb(h/A \to bb)}$. Są one pierwiastkami zdefiniowanych w rozdziale 2.1.1 stałych $C^2_{bb(h/A \to bb)}$[4].




Rysunek 3.1: Ograniczenia na stałe sprzeżenia $C_{bb(h \to bb)}$ (na górze) i $C_{bb(A \to bb)}$ (na dole). Linie przerywane pokazują oczekiwaną wartość wykluczenia dla hipotezy samego tła, a linia ciągła wyznaczone ograniczenie. Ciemny i jasny pas odpowiadają odpowiednio przedziałom ufności 68,3% i 95,0% dla hipotezy samego tła. Różnica między oczekiwanym i obserwowanym wykluczeniem wynika z niedocenienia wartości $g_{bb}$ w użytej próbce tła.

Ograniczenia wyliczono traktując Bin 1 i Bin 2 jak niezależne kanały analiz trój- i czterodżetowej a następnie wybierając analizę w tej topologii, która dawała silniejsze ograniczenie dla danej masy. Włączenie do obliczeń wyników dla Bin 1 poprawia czułość o ∼10% w

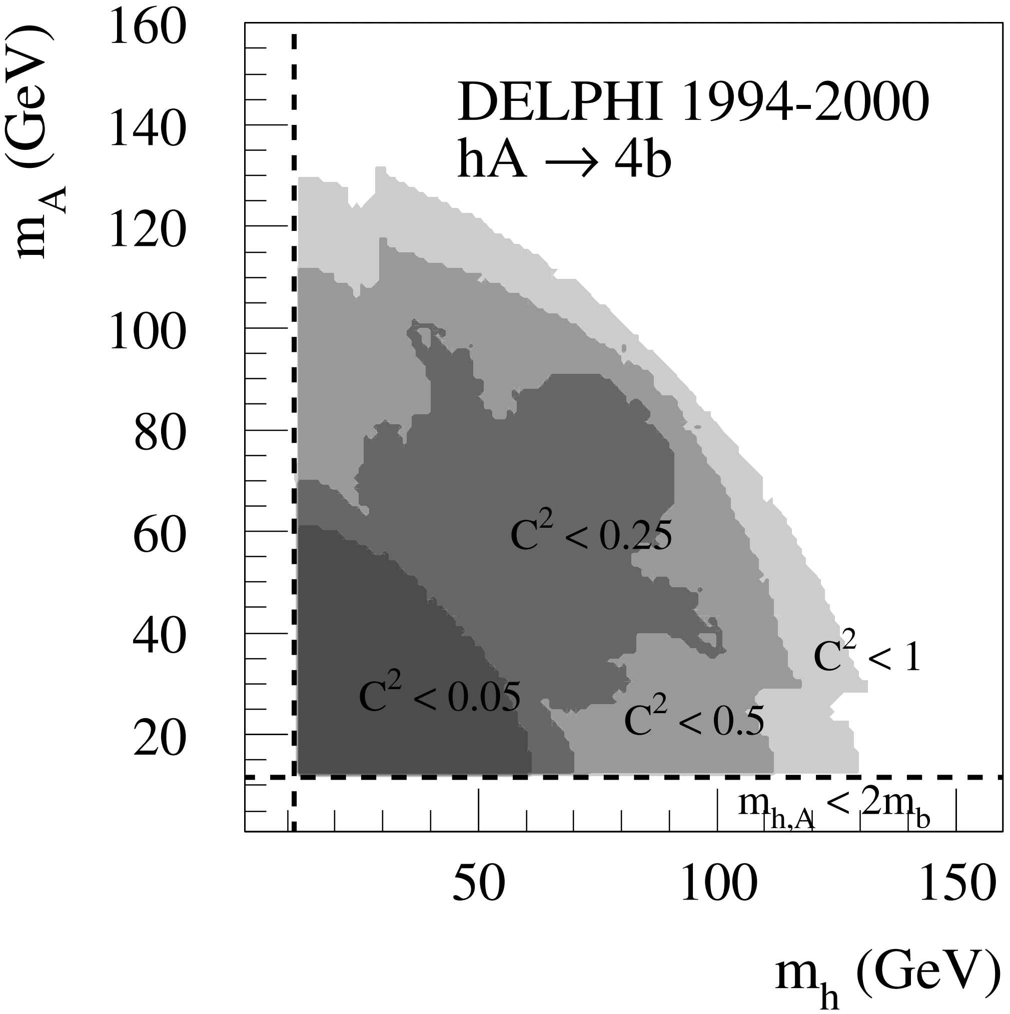
[4] Zdecydowano przedstawiać wykluczenia w postaci $C$ ze względu na to że wartości wykluczonych $C^2$ są bardzo duże.

porównaniu do analizy opartej jedynie o Bin 2. Analiza trójdżetowa, zgodnie z przewidywaniami, daje silniejsze ograniczenia od czterodżetowej w obszarze małych mas bozonów Higgsa ($m_{h/A} < 15$ GeV). Otrzymane ograniczenia na $C_{bb(h/A\to bb)}$ są około trzykrotnie silniejsze w całym zakresie badanych mas od poprzedniego wyniku DELPHI [27].

Wartości liczbowe wykluczonych stałych sprzężenia $C_{bb(h\to bb)}$ i $C_{bb(A\to bb)}$ znajdują się w tab. 13 w Dodatku D.

## 3.3 Proces hA → 4b

Ograniczenia na produkcję bozonów Higgsa w kanale $hA\to 4b$ wyznaczono wykorzystując wyniki analizy danych LEP1 opisanej w rozdziale 2.4 oraz wyniki dwóch analiz danych LEP2 – opisanej w rozdziale 2.5 oraz opisanej w pracy [9]. Ponieważ dwie ostatnie analizy nie są niezależne (zostały zrobione z wykorzystaniem tych samy danych), więc dla każdej z analizowanych mas bozonów Higgsa i energii zderzeń wybierane było ograniczenie lepsze. Rys. 3.2 pokazuje wykluczony obszar mas dla różnych wartości sprzężenia $C^2_{hA\to 4b}$ (definicja w rozdziale 2.1.1).




Rysunek 3.2: Niezależne od modelu ograniczenie na produkcję bozonów Higgsa w procesie $hA\to 4b$ w funkcji wartości stałej sprzężenia $C^2_{hA\to 4b}$.

W przypadku braku tłumienia ($C^2_{hA\to 4b} = 1$) wykluczono obszar ograniczony od góry przez $m_{h/A} \approx 130$ GeV, gdy druga z mas jest bliska progu na rozpad na $b\bar{b}$ ($m_{A/h} \approx 12$ GeV) oraz $m_{h/A} \approx 90$ GeV, gdy $m_A \approx m_h$.

Dla dużych mas, gdy $m_A \approx m_h$, ograniczenie pochodzi od analizy opisanej w pracy [9] zoptymalizowanej do poszukiwań procesu $hA \to 4b$ w ramach MSSM[5]. Wykluczenie dla stałej $C^2_{hA \to 4b} < 0{,}05$ pochodzi głównie z danych LEP1.

Wartości liczbowe wykluczonej stałej sprzężenia $C^2_{hA \to 4b}$ znajdują się w tab. 14 w Dodatku D.

## 3.4 Procesy z rozpadami kaskadowymi

Do wyznaczenia ograniczeń na produkcję bozonów Higgsa w procesach z rozpadami kaskadowymi ($hA \to (AA)A$, $hA \to h(hZ)$, $hZ \to (AA)Z$) użyto analizy danych LEP2 opisanej w rozdziale 2.5.

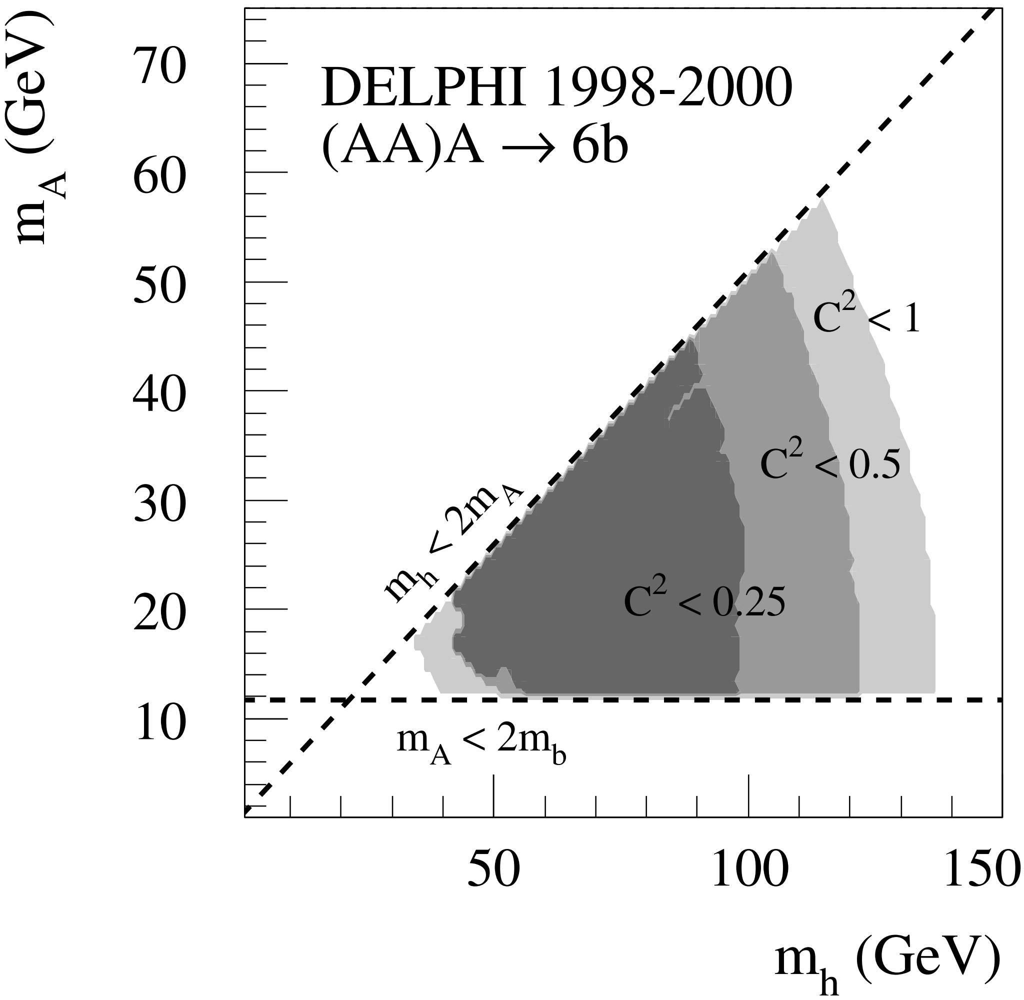
Wyniki otrzymane dla procesu $hA \to (AA)A$ z sześcioma kwarkami $b$ w stanie końcowym przedstawia rys. 3.3. Dzięki dużej liczbie kwarków $b$ pomiar był czuły na stosunkowo małe wartości parametru $C^2_{hA \to 6b}$. Przy założeniu braku tłumienia ($C^2_{hA \to 6b} = 1$) wykluczono $m_h < 114{,}5$ GeV dla $m_A \approx m_h/2$ i $m_h < 136{,}3$ GeV dla $m_A \approx 12$ GeV.

Ograniczenie dla $hZ \to (AA)Z$ pokazuje rys. 3.4. Jest ono słabsze od tego dla $hA \to (AA)A$ ze względu na mniejszy dostępny kinematycznie obszar mas cięższego higgsa w procesie Bjorkena (produkcja z bozonem $Z^0$), a także niższą liczbę kwarków $b$. Dla $C^2_{Z(AA \to 4b)} = 1$ został wykluczony obszar poniżej $m_h \approx 100$ GeV dla dowolnej masy $m_A$ ($m_A$ między progiem na $b\bar{b}$ a $m_h/2$).

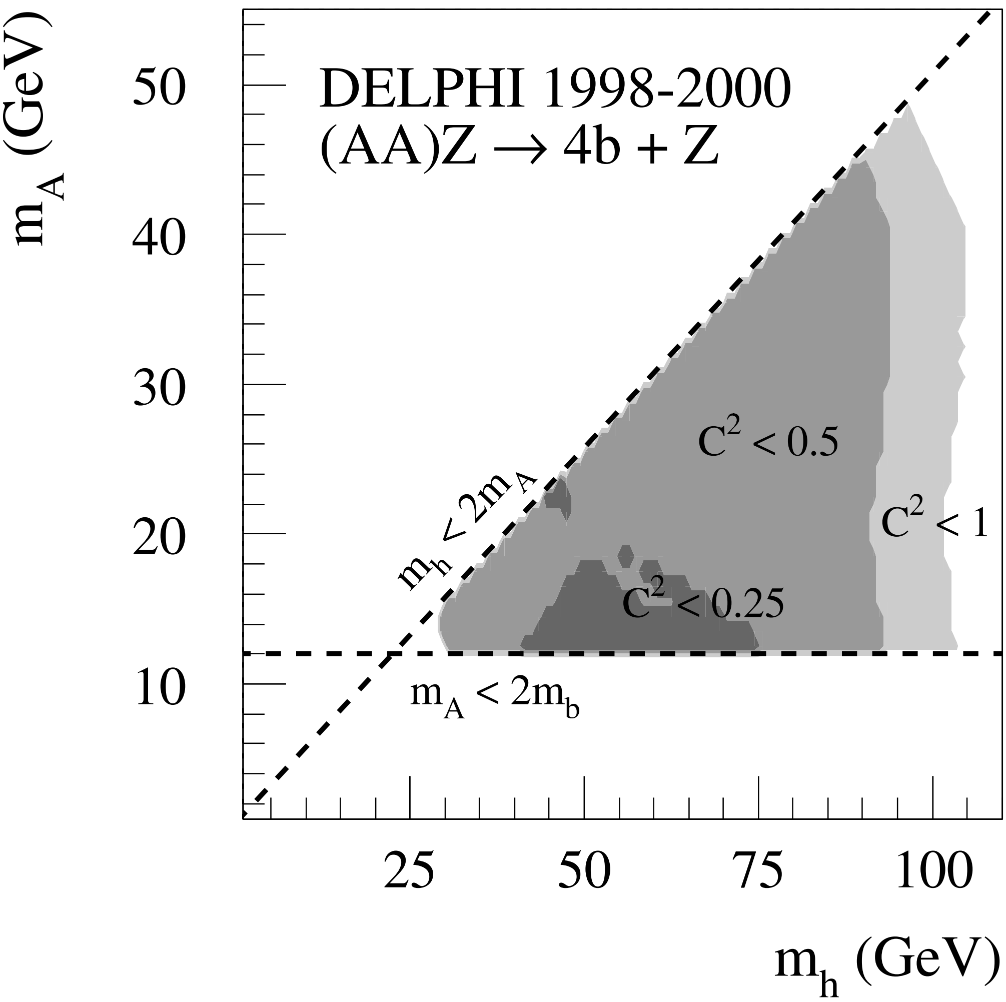
Przekroju czynnego dla procesu $hA \to h(hZ)$ nie udało się ograniczyć, mimo podobnego stanu końcowego do $hZ \to (AA)Z$. Jest to związane z faktem iż przekrój czynny na produkcję par $hA$ spada szybciej niż na proces Bjorkena ($hZ$) przy zbliżaniu się do granicy obszaru dostępnego kinematycznie.

Wartości liczbowe wykluczonych stałych sprzężenia $C^2_{hA \to 6b}$ i $C^2_{Z(AA \to 4b)}$ znajdują się w tab. 15 i 16 w Dodatku D.

[5]MSSM przewiduje, że masy $m_A$ $m_h$ są (prawie) zdegenerowane dla $tan\beta > 1$, co zostało wykorzystane przy optymalizacji selekcji.




Rysunek 3.3: Niezależne od modelu ograniczenie na produkcję bozonów Higgsa w procesie $hA \to (AA)A \to 6b$ w funkcji wartości stałej sprzężenia $C^2_{hA\to 6b}$.




Rysunek 3.4: Niezależne od modelu ograniczenie na produkcję bozonów Higgsa w procesie $hZ \to (AA)Z \to 4b2q$ w funkcji wartości stałej sprzężenia $C^2_{Z(AA \to 4b)}$.

# Podsumowanie

Dane zebrane przez detektor DELPHI przy energiach LEP1 i LEP2 zostały zanalizowane pod kątem poszukiwań neutralnych bozonów Higgsa w kanałach z wieloma kwarkami $b$ w stanie końcowym. Nie zaobserwowano w nich nadwyżki przypadków zgodnej z poszukiwanym sygnałem. Pozwoliło to na wyznaczenie ograniczeń na przekroje czynne tych procesów. Zostały one wyrażone w postaci niezależnych od konkretnego modelu stałych sprzężenia $C^2$ co daje możliwość ich interpretacji w szerokiej klasie modeli nieminimalnego sektora Higgsa.
W procesie $hA \to 4b$ przy maksymalnym przekroju czynnym ($C^2_{hA\to 4b} = 1$) wykluczono obszar ograniczony od góry przez $m_{h/A} \approx 130$ GeV, gdy druga z mas jest bliska progu na $b\bar{b}$ ($m_{A/h} \approx 12$ GeV) oraz $m_{h/A} \approx 90$ GeV gdy $m_A \approx m_h$. W procesie z rozpadami kaskadowymi bozonów Higgsa z sześcioma kwarkami $b$ w stanie końcowym $hA \to (AA)A \to 6b$ przy braku tłumienia przekroju czynnego ($C^2_{hA\to 6b} = 1$) wykluczono $m_h < 114{,}5$ GeV dla $m_A \approx m_h/2$ i $m_h < 136{,}3$ GeV dla $m_A \approx 12$ GeV, zaś w procesie $hZ \to (AA)Z \to 4b2q$ dla $C^2_{Z(AA\to 4b)} = 1$ (bez tłumienia) obszar poniżej $m_h \approx 100$ GeV dla dowolnej masy $m_A$ ($m_A$ między progiem na $b\bar{b}$ a $m_h/2$). Przekroju czynnego dla procesu $hA \to h(hZ) \to 4b2q$ nie udało się ograniczyć.
Ograniczenia zostały szczegółowo przedstawione graficznie na rysunkach w rozdziale 3 oraz w postaci tabel w Dodatku D.

# Część III

# Pomiar parzystości CP bozonu Higgsa przy użyciu detektora CMS

# Rozdział 4

# Detektor CMS

Detektor CMS (od ang. Compact Muon Solenoid) jest obecnie budowanym detektorem uniwersalnym przeznaczonym do badania procesów elementarnych przy energii rzędu 1 TeV w zderzeniach proton-proton. Został on zoptymalizowany w celu identyfikacji i precyzyjnego pomiaru pędu mionów, elektronów, fotonów oraz dżetów przy wysokiej intensywności oddziaływań.

## 4.1 Akcelerator LHC

LHC (od ang. Large Hadron Collider) to obecnie budowany w dawnym tunelu LEP w CERN akcelerator hadronowy, którego uruchomienie jest planowane na rok 2007. Będą w nim zderzane przeciwbieżne wiązki protonów o energii w środku masy $\sqrt{s} = 14$ TeV. W pierwszej fazie LHC będzie pracować ze świetlnością rzędu $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ (tzw. niska świetlność) co pozwoli wykalibrować zbudowane na nim detektory, dokonać pomiarów w ramach Modelu Standardowego (m.in. dotyczących fizyki kwarka $b$), odkryć bozon Higgsa SM lub przejawy lekkiej supersymetrii[1]. Następnie świetlność ma być podniesiona do docelowej wartości $\mathcal{L} = 10^{34} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

LHC będzie również działać jako zderzacz ciężkich jonów m.in. w celu sprawdzenia hipotezy istnienia plazmy kwarkowo-gluonowej (ang. Quark-Gluon Plasma, QGP). Energie wiązek jonowych wyniosą między 2,7 a 7 TeV na nukleon w zależności od rodzaju jonu: O, Ar, Kr, Sn, Pb. Świetlność będzie się zawierać miedzy $\mathcal{L} = 10^{27} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ dla zderzeń Pb-Pb a $\mathcal{L} = 10^{29} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ dla najlżejszych jąder.

Przy LHC jest budowanych sześć eksperymentów. Dwa z nich to eksperymenty uniwersalne:

- CMS (od ang. Compact Muon Solenoid)
- ATLAS (od ang. A Toroidal LHC ApparatuS)

Kolejne to eksperymenty dedykowane

- ALICE (od ang. A Large Ion Collider Experiment) do fizyki ciężkich jonów
- LHC-b do fizyki kwarka $b$, a w szczególności badania łamania parzystości $CP$ w tym sektorze
- TOTEM (od ang. TOTal and Elastic Measurment) do pomiaru całkowitego przekroju czynnego przy użyciu niezależnego pomiaru świetlności oraz rozpraszania elastycznego i dyfrakcji

[1] O ile któryś z tych scenariuszy jest realizowany w przyrodzie.

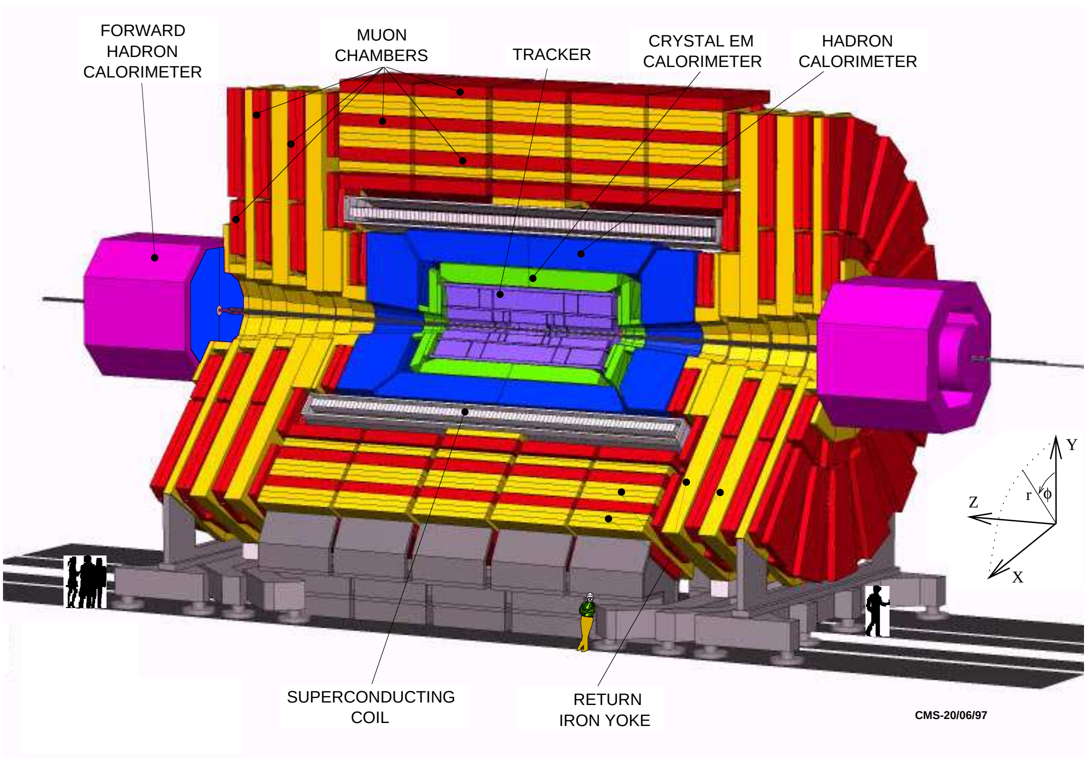
- CASTOR (od ang. Centauro And Strange Object Research) do próbkowania obszaru do przodu (ang. very forward) w centralnych zderzeniach Pb-Pb i p-p.

Eksperymenty TOTEM i CASTOR zostaną zainstalowane na rurze wiązki wokół detektora CMS.

## 4.2 Ogólna charakterystyka detektora

Główną częścią składową detektora CMS determinującą jego konstrukcję jest system mionowy zbudowany wokół nadprzewodzącego solenoidalnego magnesu o polu 4 T. Detektor składa się z walcowego obszaru tzw. beczki tworzonej przez pięć segmentów (tzw. kół) oraz dwóch pokryw. Wewnątrz cewki magnesu znajdują się kolejno (licząc od środka detektora): krzemowy detektor śladowy (ang. tracker) oraz kalorymetry elektromagnetyczny i hadronowy.

Wymiary detektora wynoszą odpowiednio: długość 21, 6 m, średnica 14, 6 m i masa 14.500 t. Schemat detektora przedstawia rys. 4.1.




Rysunek 4.1: Schemat detektora CMS

Szczegółowy opis detektora CMS oraz jego poszczególnych części składowych można znaleźć odpowiednio w pracach [28] i [29–33]. Poniżej zamieszczono podstawowe informacje na temat jego budowy.

## 4.3 System mionowy

System mionowy (ang. Muon System, MS) [29] składa się z czterech stacji umieszczonych w każdym z kół beczki oraz obydwu pokrywach. Stacje mionowe umieszczone są pomiędzy warstwami żelaznego jarzma magnesu pełniącego rolę absorbera.

Zadaniem systemu mionowego jest identyfikacja mionów i pomiar ich pędu. Stanowi on również ważną część systemu wyzwalania (ang. trigger). Jego podstawowe cechy to:

- pokrycie geometryczne $|\eta| < 2{,}1$
- pomiar parametrów toru mionu z rozdzielczością przestrzenną rzędu $75 - 150 \mu m$ na punkt toru
- pomiar pędu poprzecznego w zakresie od kilku GeV do kilku TeV
  - samodzielnie w zakresie $|\eta| < 2$

| $p_t$ [GeV] | $< 10$ | $10 - 100$ | $100 - 1000$ |
|---|---|---|---|
| $\Delta p_t / p_t$ [%] | $6 - 10$ | $7 - 20$ | $15 - 35$ |

  - w połączeniu z informacją z detektorów śladowych w zakresie $|\eta| < 2,1$

| $p_t$ [GeV] | $< 10$ | $10 - 100$ | $100 - 1000$ |
|---|---|---|---|
| $\Delta p_t / p_t$ [%] | $0{,}5 - 1$ | $1{,}5 - 5$ | $5 - 20$ |

- wyznaczenie znaku ładunku mionu
- przypisanie mionu do konkretnego przecięcia wiązek (efektywność $> 99\%$)

Układ mionowy jest zbudowany z trzech typów detektorów: komór opornościowych RPC (od ang. Resistive Plate Chamber), komór dryfowych DT (od ang. Drift Tubes) oraz komór z segmentowaną katodą CSC (od ang. Cathode Strip Chamber).
Komory dryfowe DT służą do pomiaru pozycji mionu a następnie rekonstrukcji elementów jego toru w obszarze beczki. W pokrywach analogiczną rolę pełnią komory CSC. Każda stacja mionowa jest wyposażona w komory RPC charakteryzujące się czasem odpowiedzi rzędu 1 ns. Zapewniają one szybki tryger pierwszego stopnia (ang. Level-1, L1) oraz przypisanie mionu do przecięcia wiązek.

## 4.4 Detektor śladowy

Najbliższą punktu oddziaływania częścią CMS jest detektor śladowy (ang. Central Tracking System) [30]. Służy on do znajdowania torów cząstek naładowanych oraz precyzyjnego wyznaczania ich pędów w szerokim zakresie energii z efektywnością powyżej 98%. Dodatkowo umożliwia on rekonstrukcję pierwotnego i wtórnych wierzchołków oddziaływania. Pokrywa obszar $|\eta| < 2{,}5$.

Detektor śladowy składa się z krzemowego detektora mozaikowego (ang. pixel detector) oraz okalającego go krzemowego detektora mikropaskowego. Detektor mozaikowy tworzą trzy cylindryczne warstwy w obszarze beczki zamknięte dwoma dyskami w każdej z pokryw. Zapewnia on rozdzielczość przestrzenną odpowiednio 10 $\mu$m i 15 $\mu$m we współrzędnych $\phi$ i $z$. Detektor mikropaskowy składa się z dziesięciu cylindrycznych warstw w beczce oraz trzech pierścieni i dziewięciu dysków w obydwu pokrywach. Zapewnia on rozdzielczość przestrzenną rzędu 10 $\mu$m.

Dokładność pomiaru pędu poprzecznego cząstki naładowanej mierzona przez detektor śladowy jest lepsza niż:[2]

$$\frac{\Delta p_t}{p_t} = (15 \cdot \frac{p_t}{GeV} \oplus 0{,}5)\% \quad \text{dla} \quad |\eta| < 1{,}6$$

[2] $a \oplus b \equiv \sqrt{a^2 + b^2}$

i spada do

$$\frac{\Delta p_t}{p_t} = (60 \cdot \frac{p_t}{GeV} \oplus 0{,}5)\% \quad \text{dla} \quad |\eta| = 2{,}5$$

## 4.5 Kalorymetry

System kalorymetryczny CMS ma za zadanie pomiar energii oraz kierunku kaskad elektromagnetycznych i hadronowych wywołanych w nim przez elektrony, fotony oraz dżety, jak również do wyznaczania brakującej energii.

### 4.5.1 Kalorymetr elektromagnetyczny

Kalorymetr elektromagnetyczny (ang. Electromagnetic Calorimeter, ECAL) [31] składa się z części w beczce (ang. Barrel ECAL, EB) w obszarze $|\eta| < 1{,}48$ oraz pokrywach (ang. Endcaps ECAL, EE) pokrywającej obszar do $|\eta| < 3$.

Kalorymetr elektromagnetyczny zbudowany jest ze scyntylujących kryształów wolframianu ołowiu ($PbWO_4$), odznaczającego się dużą gęstością[3] oraz dobrymi własnościami optycznymi. Pozwoliło to na budowę zwartego kalorymetru o rozdzielczości energetycznej wynoszącej:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \qquad (E \text{ w GeV}),$$

gdzie $a$ ($\sim 0{,}025$) jest wyrazem stochastycznym opisującym fluktuacje statystyczne, $b$ ($< 0{,}2$) opisuje szumy, zaś $c$ ($\sim 0{,}005$) jest wyrazem stałym (opisującym m.in. niejednorodność detektora oraz niepewność kalibracji). Rozdzielczość kątowa jest rzędu:

$$\sigma_\theta \sim \frac{50\, mrad}{\sqrt{E}} \qquad (E \text{ w GeV})$$

Przed kalorymetrem elektromagnetycznym w pokrywach w zakresie $1{,}65 < |\eta| < 2{,}6$ będzie zainstalowany dodatkowy detektor (ang. preshower) pozwalający odróżniać pojedyncze fotony od fotonów z rozpadów $\pi^0$. Jest to detektor szaszłykowy składający się z dwóch aktywnych warstw krzemowych rozdzielonych ołowianym absorberem.

### 4.5.2 Kalorymetr hadronowy

Kalorymetr hadronowy (ang. Hadron Calorimeter, HCAL) [32] jest najbardziej zewnętrznym z detektorów znajdujących się wewnątrz cewki magnesu. Składa się on z trzech części: centralnej w beczce (ang. Barrel HCAL, HB) oraz dwóch w pokrywach (ang. Encaps HCAL, HE) pokrywających obszar do $|\eta| = 3$. Układ jest uzupełniony przez kalorymetr hadronowy „do przodu" (ang. Forward Hadron Calorimeter, HF) umieszczony w pokrywach za systemem mionowym i pokrywający obszar $3 < |\eta| < 5$ oraz zewnętrzny kalorymetr hadronowy (ang. Outer Hadron Calorimeter, HO) zwiększający liczbę dróg radiacyjnych w części centralnej umieszczony na zewnątrz cewki w środkowym kole CMS.

HB i HE tworzy przekładaniec scyntylatorów organicznych i niemagnetycznego[4] mosiężnego absorbera. HF jest zbudowany z komór gazowych PPC (od ang. Parallel Plate Chamber) pracujących w modzie lawinowym, przedzielonych żelaznym absorberem, zaś HO to warstwa scyntylatorów plastikowych.

[3] Długość drogi radiacyjnej $X_0 = 0{,}9$ cm.

[4] Niemagnetyczność jest wymagana w celu uniknięcia naprężeń w polu magnetycznym 4 T oraz nie zaburzania jego jednorodności.

Efektywna grubość HCAL (mierzona w drogach na oddziaływanie jądrowe $\lambda$) wynosi od 5,5$\lambda$ dla $\eta = 0$ do 10,8$\lambda$ dla $|\eta| = 1{,}3$ w beczce oraz ok. 11$\lambda$ w pokrywach (HE) oraz częściach ,,do przodu” (HF).

Rozdzielczość energetyczna poszczególnych części kalorymetru wynosi:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{70}{\sqrt{E}} \oplus 9,5)\% \qquad \text{w beczce (HB)},$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{75}{\sqrt{E}} \oplus 7)\% \qquad \text{w pokrywach (HE)},$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{100}{\sqrt{E}} \oplus 5)\% \qquad \text{,,do przodu'' (HF)},$$

gdzie $E$ mierzone w GeV.

## 4.6 Układ wyzwalania

Efektywny i szybki system wyzwalania (ang. trigger) [33] jest jednym z kluczowych elementów eksperymentów uniwersalnych pracujących przy akceleratorze LHC. Przy docelowej świetlności LHC $\mathcal{L} = 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ będzie zachodziło ok. 20 oddziaływań elementarnych w każdym z następujących co 25 ns zderzeń paczek protonów. Odpowiada to strumieniowi danych o częstości rzędu $10^9$ Hz, która musi być zredukowana do 100 Hz, gdyż intensywniejszy strumień danych nie będzie mógł być zapisany do późniejszej analizy. W CMS redukcja ta przeprowadzana będzie w dwóch etapach.

Pierwszy z nich, pierwszy stopień trygera (ang. First Level Trigger, L1), zbudowany z (programowalnych) układów scalonych (ang. hardware trigger) będzie działać w oparciu o zgrubną informację o przypadku pochodzącą z systemu mionowego i kalorymetrów. Każdy z tych systemów ma własną elektronikę trygera[5] przesyłającą do globalnego trygera pierwszego stopnia (ang. Global Trigger, GT) listę czterech najbardziej energetycznych obiektów takich jak mion, elektron/foton, dżet, hadron. Każdy z nich jest wstępnie zrekonstruowany tj. ma zmierzoną energię/pęd poprzeczny, pozycję w detektorze oraz jest przypisany do konkretnego przecięcia wiązek. Na poziomie GT wyznaczana jest brakująca energia, a następnie w oparciu o zdefiniowane progi na energie/pędy poprzeczne obiektów lub ich kombinacje (głównie pary) podejmowana jest decyzja o dalszej rekonstrukcji przypadku. Czas na jej podjęcie wynosi 3 $\mu$s. Tryger pierwszego stopnia redukuje częstość przypadków do 100 kHz (czynnik redukcji $10^4$).

Drugi etap tzw. wyższy stopień trygera (ang. High Level Trigger, HLT) stanowi farma komputerów[6] wykonująca w czasie rzeczywistym (ang. on-line) rekonstrukcję przypadków w miarę czytania informacji z kolejnych poddetektorów oraz podejmująca decyzję o ich zapisie. Ze względu na różny czas potrzebny na przeczytanie informacji z różnych podsystemów detektora oraz rekonstrukcję różnych obiektów, HLT jest podzielony na kilka stopni logicznych, które są wykonywane częściowo równolegle. Wyższy stopnień trygera redukuje częstość przypadków z 100 kHz do 100 Hz (czynnik redukcji $10^3$).

[5] Są to tryger mionowy (ang. Global Muon Trigger, GMT) oraz tryger kalorymetryczny (ang. Calorimetric Trigger, CT).

[6] Ok. 1000 komputerów klasy PC z systemem operacyjnym Linux.

# Rozdział 5

# Analiza

Analiza została przeprowadzona w celu wykazania możliwości pomiaru parzystości $CP$ neutralnego bozonu Higgsa za pomocą detektora CMS. W analizie została wykorzystana zależność rozkładów kątowych produktów rozpadu higgsa $\Phi$[1] w procesie $\Phi \to ZZ^* \to 2e2\mu$ od jego parzystości $CP$.

Proces $\Phi \to ZZ^* \to 2e2\mu$ jest często nazywany ,,złotym kanałem", gdyż cztery izolowane leptony w stanie końcowym dają czystą sygnaturę. Pozwala to na znaczącą redukcję tła i na dobrą rekonstrukcję masy higgsa. Dla $m_\Phi > 2m_Z$ fakt że obydwa bozony $Z^0$ są rzeczywiste pozwala dodatkowo silnie zredukować tło od procesów QCD. Te cechy kanału $\Phi \to ZZ^* \to 2e2\mu$ powodują że możliwe są za jego pomocą pomiary właściwości bozonu Higgsa.

Użyta poniżej selekcja bazuje na standardowej selekcji eksperymentu CMS [34]. Została ona zoptymalizowana, aby zmaksymalizować możliwość odkrycia za jej pomocą bozonu Higgsa. W tej pracy założono, że pomiary będą dokonywane, gdy higgs będzie odkryty a jego masa będzie znana.

Analizę przeprowadzono dla trzech charakterystycznych mas bozonu Higgsa powyżej progu na rozpady na parę rzeczywistych bozonów $Z^0$ ($m_\Phi > 2m_Z$):

- $m_\Phi = 200$ GeV – masa bozonu Higgsa niewiele powyżej progu
- $m_\Phi = 300$ GeV – masa pośrednia
- $m_\Phi = 400$ GeV – masa bozonu Higgsa powyżej progu na rozpady na dwa kwarki $t$ ($m_\Phi > 2m_t$)

## 5.1 Badany model

W analizie posłużono się uproszczoną wersją modelu efektywnego opisanego w rozdziale 0.5 części I. Założono efektywne sprzężenie z wyrazami opisującymi skalar ($CP = +1$) Modelu Standardowego oraz pseudoskalar ($CP = -1$), co odpowiada wyborowi $\kappa, \eta \neq 0$ i $\zeta = 0$. Przy takim założeniu różniczkowy przekrój czynny jest sumą wyrazu skalarnego (oznaczonego $\mathcal{H}$) proporcjonalnego do $\kappa^2$, wyrazu pseudoskalarnego (oznaczonego $\mathcal{A}$) proporcjonalnego do $\eta^2$ oraz wyrazu łamiącego parzystość $CP$ (oznaczonego $\mathcal{V}$) proporcjonalnego do iloczynu $\kappa\eta$. Dodatkowo zakładamy $\kappa = 1$, co pozwala badać odstępstwo od skalara Modelu Standardowego (dla którego $\kappa = 1$ i $\eta = 0$) oraz tak dobieramy normalizację

[1] W tej części pracy literą $\Phi$ jest oznaczany bozon Higgsa, jeśli nie jest sprecyzowana jego parzystość $CP$; oznaczenie $H$ jest zarezerwowane dla higgsa skalarnego, zaś $A$ dla pseudoskalarnego.

aby przekrój czynny nie zależał od wartości parametru $\eta$:

$$d\sigma(\eta) \sim (\mathcal{H} + \eta \cdot \mathcal{V} + \eta^2 \cdot \mathcal{A})/(1 + \eta + \eta^2), \tag{5.1}$$

gdzie:

- człon skalarny:

$$\mathcal{H} = (1 + 4g_V^2 g_A^2)(q_1 \cdot q_3)(q_2 \cdot q_4) + (1 - 4g_V^2 g_A^2)(q_1 \cdot q_4)(q_2 \cdot q_3)$$

- człon łamiący $CP$:

$$\begin{aligned}\mathcal{V} = -\frac{1}{m_Z^2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\mu q_2^\nu q_3^\rho q_4^\sigma [\,(1 + 4g_V^2 g_A^2)\{(q_1 \cdot q_3) + (q_2 \cdot q_4)\} \\ -(1 - 4g_V^2 g_A^2)\{(q_1 \cdot q_4) + (q_2 \cdot q_3)\}\,]\end{aligned}$$

- człon pseudoskalarny:

$$\begin{aligned}\mathcal{A} = \frac{1}{m_Z^4}\{&-2[(q_1 \cdot q_3)(q_2 \cdot q_4) + (q_1 \cdot q_4)(q_2 \cdot q_3)]^2 - 2(q_1 \cdot q_2)^2(q_3 \cdot q_4)^2 \\ &+(q_1 \cdot q_2)(q_3 \cdot q_4)[\,\{(q_1 \cdot q_3) + (q_2 \cdot q_4)\}^2 + \{(q_1 \cdot q_4) + (q_2 \cdot q_3)\}^2 \\ &+4g_V^2 g_A^2\{(q_1 \cdot q_3) - (q_1 \cdot q_4) + (q_2 \cdot q_3) - (q_2 \cdot q_4)\} \\ &\{(q_1 \cdot q_3) + (q_1 \cdot q_4) - (q_2 \cdot q_3) - (q_2 \cdot q_4)\}\,]\}\end{aligned}$$

gdzie $q_{i=1...4}$ to czteropędy leptonów[2] a $g_V$ i $g_A$ to stałe sprzężenia wektorowa i aksjalna letonów.
Tak sparametryzowany przekrój czynny odtwarza Model Standardowy dla $\eta = 0$, zaś higgsa pseudoskalarnego dla $\eta \to \pm\infty$. W tym miejscu należy podkreślić fakt, że stany z $\eta \to +\infty$ i $\eta \to -\infty$ są tożsame (oznaczają pseudoskalarny bozon Higgsa). W dalszej części pracy przekrój czynny jest opisywany parametrem $\xi$ zadanym przez relację $\eta \equiv \tan\xi$. Taka parametryzacja lepiej unaocznia fakt, że wartości parametru opisującego przekrój czynny tworzą zamknięty pierścień. Dodatkowo w takiej parametryzacji pseudoskalarowi odpowiada skończona wartość parametru. W tej parametryzacji stany o $|\xi| \approx 0$ są niewielkimi odstępstwami od skalara a stany o $|\xi| \approx \pi/2$ od pseudoskalara.

## 5.2 Próbki danych

### 5.2.1 Procedura generacji próbek Monte Carlo

W CMS tworzenie próbek Monte Carlo przebiega w kilku etapach. Pierwszym z nich jest generacja zadanego procesu fizycznego połączona z hadronizacją stanów końcowych. Zazwyczaj na tym etapie aplikowane są dodatkowo cięcia odpowiadające w przybliżeniu geometrycznej akceptancji detektora. Następnie tak wygenerowane przypadki przechodzą przez program symulujący propagację cząstek przez materię detektora i powstawanie sygnału w jego poszczególnych systemach – `CMSIM`[3] [35]. Kolejnym etapem jest digitalizacja, czyli symulacja odpowiedzi detektora na przechodące przezeń cząstki. Na tym etapie do wygenerowanych przypadków twardych oddziaływań dodawane są towarzyszące

[2]Leptony 1 i 2 pochodzą z jednego bozonu $Z$, zaś 3 i 4 z drugiego.

[3]`CMSIM` napisany w języku `FORTRAN77` w oparciu o bibliotekę `GEANT3` jest obecnie zastępowny logicznie równoważnym programem `OSCAR` napisanym w `C++` w oparciu o `GEANT4`.

im miękkie przypadki z odzialywań pozostałych protonów[4] tzw. pile-up. Dokonuje się tego przy użyciu pakietu programów o nazwie `ORCA` [36]. Trzeci etap, też przy wykorzystaniu `ORCA`, to wykonanie algorytmów trygera i rekonstrukcji przypadków. Algorytmy te są identyczne[5] z tymi, które będą używane do wyzwalania i rekonstrukcji rzeczywistych przypadków zbieranych przez eksperyment CMS.

### 5.2.2 Użyte próbki

Sygnał bozonu Higgsa[6] został wygenerowany za pomocą generatora `PYTHIA` [14]. Na poziomie generacji wymagano od przypadków dwóch mionów i dwóch elektronów w obszarze akceptancji detektora, co odpowiada $p_t^e > 5$ GeV i $|\eta^e| < 2{,}7$ dla elektronów oraz $p_t^\mu > 3$ GeV i $|\eta^\mu| < 2{,}5$ dla mionów.
Wygenerowano sygnał dla trzech mas bozonu Higgsa ($m_\Phi = 200,\ 300,\ 400$ GeV) dla skalara, pseudoskalara oraz stanów łamiących $CP$ z $\tan\xi = \pm 0{,}1,\ \pm 0{,}4,\ \pm 1,\ \pm 4$. Próbki dla skalara, pseudoskalara oraz $\tan\xi = 1$ zawierają po 10000 przypadków dla każdej z mas bozonu Higgsa, zaś próbki dla pozostałych wartości $\tan\xi$ po 5000 przypadków.
Tab. 5.1 zawiera informacje o wygenerowanym sygnale[7]: przekroju czynnym [37] i stosunkach rozgałęzień [38] oraz efektywności preselekcji ($\epsilon$).

| masa [GeV] | $\sigma_{tot}$ [fb] | $\sigma_{tot} \cdot BR(\Phi \to 4\ell)$ [fb] | $\sigma_{tot} \cdot \epsilon \cdot BR(\Phi \to 4\ell)$ [fb] |
|---|---|---|---|
| 200 | $17{,}86 \cdot 10^3$ | 38,75 | $7{,}65 \pm 0{,}09$ |
| 300 | $9{,}41 \cdot 10^3$ | 24,03 | $5{,}08 \pm 0{,}06$ |
| 400 | $8{,}71 \cdot 10^3$ | 20,15 | $4{,}45 \pm 0{,}05$ |

Tablica 5.1: Całkowity przekrój czynny na produkcję sygnału, przekrój czynny razy stosunek rozgałęzień oraz przekrój czynny razy stosunek rozgałęzień razy efektywność preselekcji.

Rozważano następujące procesy tła:

1. Nierezonasowa produkcja par $ZZ^* \to 2e2\mu$ (tło nieredukowalne)
   Do produkcji par $ZZ^*$ wkład mają dwa procesy $q\bar{q} \to ZZ^*$ oraz $gg \to ZZ^*$. Jedynie pierwszy z nich jest zaimplementowany w generatorze `PYTHIA` i tylko on był generowany[8]. Wkład drugiego został uwzględniony przy obliczaniu przekroju czynnego. Wynosi on

   $$\sigma(pp \to ZZ^*) = 21{,}2 + 0{,}2 \cdot 18{,}7 = 24{,}9 \text{ pb},$$

   gdzie pierwszy wyraz odpowiada przekrojowi czynnemu dla $q\bar{q} \to ZZ^*$ w drugim rzędzie a drugi dla $gg \to ZZ^*$ w wiodącym rzędzie. Przekrój czynny procesu $gg \to ZZ^*$ w wiodącym rzędzie odpowiada $\sim 20\%$ przekroju czynnego na $q\bar{q} \to ZZ^*$ również obliczonemu w wiodącym rzędzie[9]. Przekrój czynny procesu $q\bar{q} \to ZZ^*$ w

[4] W jednym przecięciu wiązek będzie zachodzić średnio od $\sim$3,5 oddziaływań dla małej oraz $\sim$17,5 dla dużej świetlności.

[5] Identyczne zarówno pod względem logicznym jak i implementacji – tryger CMS i rekonstrukcja przypadków będzie dokonywana na farmie komputerów PC podobnych do stacji roboczych.

[6] Generowano $\Phi \to ZZ \to 4\ell$; $\ell = e,\ \mu,\ \tau$; $\tau \to e,\ \mu$.

[7] Dla wszystkich próbek sygnału niezależnie od wartości $\xi$ przyjęto przekrój czynny i stosunek rozgałęzień przewidywany w Modelu Standardowym. Dyskusję zależności wyniku analizy od przekroju czynnego zawiera rozdział 5.5.

[8] Generowano podobnie jak dla sygnału $ZZ^* \to 4\ell$; $\ell = e,\ \mu,\ \tau$; $\tau \to e,\ \mu$.

[9] Drugi rząd nie jest znany. Przyjęto że wkład od procesu $gg \to ZZ^*$ zawierający propagator $\gamma^*$ jest w takim samym stosunku do $q\bar{q} \to ZZ^*$ LO jak w przybliżeniu bez propagatora $\gamma^*$.

obydwu rzędach został wyliczony za pomocą programu MCFM[10] [39]. Często przyjmuje się

$$\sigma(pp \to ZZ^*) = 15{,}8 + 0{,}2 \cdot 11{,}8 = 18{,}2$$

co odpowiada przekrojowi czynnemu bez uwzględnienia propagatorów $\gamma^*$ [40, 41]. Jest to wartość o ok. 30% mniejsza od przyjętej w tej pracy.

2. Produkcja par kwarków top $t\bar{t} \to W^+W^-b\bar{b} \to 2e2\mu X$
   Do generacji[11] tego procesu użyto generatora PYTHIA. Przekrój czynny $\sigma(pp \to t\bar{t}) = 886$ pb został przyjęty za [42].

3. Stowarzyszona produkcja $Z^*b\bar{b} \to 2e2\mu X$
   Ten proces generowano za pomocą generatora CompHEP [43] a następnie hadronizowano za pomocą JETSET [14]. W celu zwiększenia efektywności generacji (zmniejszenia liczby przypadków bez par $e^+e^-$ i $\mu^+\mu^-$) rozważono poniższe kanały rozpadu kwarków $b$ dające leptony:

   a) obydwa kwarki $b$ rozpadają się semileptonowo
   b) jeden kwark $b$ rozpadają się semileptonowo, a drugi na kwark $c$, który rozpada się semileptonowo
   c) obydwa kwarki $b$ rozpadają się na kwarki $c$, które następnie rozpadają się semileptonowo

   Dodatkowo wymagano leptonowych rozpadów bozonu $Z$: $Z \to 2\ell$, $\ell = e,\ \mu$.
   Przekrój czynny na produkcję $Z^*b\bar{b}$ w LHC w drugim rzędzie (przy $p_t^b > 1$ GeV, $|\eta^b| < 2{,}5$ i $81 < m_{Z^*} < 101$ GeV) wynosi $\sigma(Zb\bar{b}) = 525$ pb. Został on wyznaczony za pomocą programu MCFM [44], zaś stosunki rozgałęzień na poszczególne kanały rozpadu za pomocą PYTHIA.

Od wszystkich próbek tła wymagano spełnienia warunków akceptancji detektora identycznych jak dla sygnału.
Informacje o wygenerowanych próbkach tła zawiera tab. 5.2.

| proces | $\sigma_{tot}$ [fb] | $\sigma_{tot} \cdot BR$ [fb] | $\sigma_{tot} \cdot \epsilon \cdot BR$ [fb] | # gen. |
|---|---|---|---|---|
| $ZZ^*$ | $24{,}9 \cdot 10^3$ | 206,77 | $13{,}87 \pm 0{,}71$ | 20k |
| $t\bar{t}$ | $886 \cdot 10^3$ | $92{,}0 \cdot 10^3$ | $817{,}52 \pm 5{,}11$ | 48k |
| $Zb\bar{b}$ | $525 \cdot 10^3$ | $9{,}49 \cdot 10^3$ | $116{,}38 \pm 3{,}22$ | 4k |

Tablica 5.2: Całkowity przekrój czynny na produkcję tła, przekrój czynny razy stosunek rozgałęzień, przekrój czynny razy stosunek rozgałęzień razy efektywność preselekcji oraz liczba wygenerowanych przypadków.

Do wszystkich próbek zostały dodane przypadki pochodzące od miękkich oddziaływań (tzw. pile-up) dla niskiej świetlności LHC ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)[12].

[10] Przekrój czynny i generację przypadków przeprowadzono po nałożeniu warunku $m_{Z^*/\gamma^*} > 5$ GeV.

[11] Przy generacji żądano $W \to \ell\nu$; $\ell = e,\ \mu,\ \tau$; $\tau \to e,\ \mu$.

[12] Przyjmuje się, że ich liczba jest zadana przez rozkład Poissona z wartością oczekiwaną $\mu = 3{,}5$. Przypadki pochodzące od miękkich oddziaływań były generowane za pomocą generatora PYTHIA, komplet parametrów użytych do ich generacji zawiera Dodatek E.

## 5.3 Selekcja

Selekcja wykorzystuje występowanie w sygnale czterech izolowanych leptonów pochodzących z rozpadu dwóch rzeczywistych bozonów $Z^0$.

### 5.3.1 Tryger

Pierwszym wymogiem który muszą spełnić przypadki jest pozytywna odpowiedź trygera pierwszego (L1) i wyższgo rzędu (HLT). Na obydwu stopniach wymagano spełnienia jednego z kryteriów dwuleptonowych – mionowego lub elektronowego („tryger $Z \rightarrow 2\ell$").

#### Pierwszy stopień trygera

Tryger pierwszego stopnia działa w oparciu o lokalną informację odpowiednio z systemu mionowego dla mionów i kalorymetru elektromagnetycznego dla elektronów i fotonów. Tryger mionowy pokrywa zakres $|\eta| < 2{,}1$, zaś elektromagnetyczny $|\eta| < 2{,}5$. Kryterium dwumionowemu odpowiada warunek zrekonstruowania przez L1 dwóch mionów o $p_t > 3$ GeV[13,14], zaś dwuelektronowemu dwóch klastrów elektromagnetycznych o $E_t > 17$ GeV[14].

#### Wyższy stopień tygera

Rekonstrukcja i selekcja mionów i elektronów na wyższym poziomie trygera (HLT) jest podzielona na kilka kroków, w których wykorzystywana jest coraz bardziej szczegółowa informacja o kandydatach na miony i elektrony.

**Tryger mionowy**

Pierwszy etap rekonstrukcji mionów w trygerze wyższego poziomu, tzw. stopniu drugim trygera (ang. Level-2, L2), to wyznaczenie elementów torów mionów w komorach mionowych. Do inicjalizacji procesu rekonstrukcji używani są kandydaci na miony znalezieni w L1[15]. Następnie sprawdzana jest izolacja kalorymetryczna tak znalezionych mionów. Mion jest izolowany, jeśli suma $E_t$ wewnątrz stożka wokół ekstrapolowanego do punktu oddziaływania toru mionu nie przekracza zadanego progu. Stożek jest zdefiniowany przez $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, gdzie $\Delta\eta$ i $\Delta\phi$, są odległościami od ekstrapolowanego toru mionu mierzonymi odpowiednio w pseudopospieszności i kącie azymutalnym. $\Sigma E_t$ jest sumą ważoną energii zdeponowanych w kalorymetrach elektromagnetycznym i hadronowym[16]. Wartość progu jak i rozmiar stożka są funkcjami pseudopospieszności; próg $\Sigma E_t$ wynosi od 6,5 do 9 GeV dla typowego rozmiaru stożka $\Delta R \approx 0{,}2$.

Stopień trzeci (ang. Level-3, L3) korzysta z informacji zarówno z systemu mionowego jak i z części śladowej. Za pomocą mionów zaakceptowanych na poziomie L2 są wyznaczane obszary w detektorze śladowym, przez który musiały one przejść, a następnie w tych obszarach dokonywana jest pełna rekonstrukcja torów. Dla tak wyznaczonych torów sprawdzana jest izolacja. Tor mionu jest izolowany, jeśli suma $p_t$ torów w stożku wokół niego (zdefiniowanym jak dla izolacji kalorymetrycznej) nie przekracza zadanej wartości. Osobno wyznaczana jest izolacja w części mozaikowej i mikropaskowej. Podobnie jak

[13] W CMS progi trygera są definiowane jako tzw. progi 95%, tzn. wartość progu jest ustalana tak by 95% cząstek generowanych powyżej progu była akceptowana. Taka definicja progu oznacza że wartość cięcia odpowiadającego danemu progowi zmienia się w zależności od stopnia trygera na jakim jest aplikowana – im wyższy stopień i bardziej szczegółowa rekonstrukcja tym cięcie bardziej zbliżone do nominalnej wartości progu.

[14] Są to progi dla małej świetlności, dla dużej wynoszą odpowiednio $p_t > 5$ i $E_t > 19$.

[15] Wykorzystywani są zarówno kandydaci spełniający jak i nie spełniający kryteria selekcji L1.

[16] Jako wielkość optymalna została wybrana $\Sigma E_t = \alpha \Sigma E_t^{ECAL} + \Sigma E_t^{HCAL}$, gdzie $\alpha \approx 1{,}5$.

w izolacji kalorymetrycznej progi i rozmiary stożków są funkcjami pseudopospieszności; wynoszą one odpowiednio od 1,8 do 3,8 GeV dla $\Delta R \approx 0{,}2$ w detektorze mozaikowym i od 2,0 do 3,0 GeV dla $\Delta R \approx 0{,}2$ w detektorze mikropaskowym.
Kryterium dwumionowe spełniają przypadki o zrekonstruowanej parze mionów o $p_t > 7$ GeV na każdym z poziomów (L2 i L3), z których co najmniej jeden jest izolowany (kalorymetrycznie oraz w detektorach mozaikowym i mikropaskowym). Dodatkowo obydwa miony na poziomie L3 muszą pochodzić ze wspólnego wierzchołka tzn. ich tory nie mogą być oddalone o więcej niż 5 mm we współrzędnej $z$ mierzonej w osi wiązki. Ostatnim warunkiem jaki musi spełniać para mionów jest ich separacja tzn. muszą się one różnić o $\Delta\phi > 0{,}05$, $\Delta\eta > 0{,}01$ i $\Delta p_t > 0{,}1$ GeV. Warunek ten ma za zadanie wykluczenie akceptacji par składających się z podwójnie zrekonstruowanych mionów (mionu i tzw. ducha).

**Tryger elektronowy**

Pierwszy etap rekonstrukcji elektronów w wyższym stopniu trygera (stopień drugi trygera elektronowego, ang. Level-2, L2) to budowa, w obszarach wskazanych przez L1, klastrów elektromagnetycznych, a następnie grupowanie ich w superklastry.
W kolejnym kroku (ang. Level-2.5, L2.5) użyta jest częściowa informacja z systemu śladowego. Polega on na znajdowaniu sygnału w detektorze mozaikowym zgodnego z superklastrami i wyznaczaniu elementów torów kandydatów na elektrony. Procedura jest przeprowadzana dwukrotnie dla każdego z superklastrów, przy założeniu dodatniego i ujemnego ładunku elektronu.
Ostatni etap, stopień trzeci trygera (ang. Level-3, L3) korzysta z informacji z całego systemu śladowego. W tym stadium rekonstruowane są pełne tory kandydatów na elektrony poczynając od elementów torów wyznaczonych na poziomie L2.5. Następnie wybierani są ci kandydaci na elektrony, którzy spełniają warunki zgodności pomiędzy wyznaczonym torem i superklastrem w który tory celują. Są to stosunek energii superklastra i pędu toru $E/p < 1{,}5$ w obszarze beczki i $E/p < 2{,}45$ w pokrywach, odległość między pozycją superklastara i toru w pseudopospieszności $\Delta\eta < 0{,}0025$ (tylko w beczce). Dodatkowo stosunek energii zdeponowanej w kalorymetrach hadronowym i elektronowym dla kandydatów na elektrony w pokrywach musi spełniać warunek $H/E < 0{,}028$.
Kryterium dwuelektronowe spełniają przypadki o zrekonstruowanej parze elektronów, których $E_t > 14{,}5$ GeV na każdym poziomie trygera (L2, L2.5 i L3). Podobnie jak miony, kandydaci na parę elektronów muszą pochodzić ze wspólnego wierzchołka ($\Delta z < 5$ mm) oraz muszą być rozdzieleni tzn. muszą się różnić o $\Delta\phi > 0{,}05$, $\Delta\eta > 0{,}01$ i $\Delta p_t > 0{,}1$ GeV w celu eliminacji par składających się z podwójnie zrekonstruowanych elektronów.

Szczegóły dotyczące algorytmów trygera na poziomie pierwszym (L1) i wyższym (HLT) znajdują się w pracy [33].

### 5.3.2 Rekonstrukcja leptonów

Od przypadków zaakceptowanych przez układ wyzwalania CMS wymagano, aby zawierały zrekonstruowaną parę mionów i elektronów o przeciwnych znakach ($\mu^+\mu^-$ i $e^+e^-$).

Algorytmy rekonstrukcji mionów i elektronów w zapisanych przypadkach są prawie identyczne z algorytmami wykonywanymi przez wyższy stopień trygera. Zasadnicza różnica polega na poszukiwaniu sygnałów inicjalizujących rekonstrukcje obiektów, w systemie mionowym dla mionów i superklastrów w ECAL dla elektronów, w całym obszarze detektora, a nie jedynie w regionach wskazanych przez tryger L1. Pozwala to, za cenę spowolnienia wykonywania algorytmu, na rekonstrukcję leptonów z większą efektywnością oraz dla niższych wartości $p_t$ niż w HLT.

Dla elektronów dodatkowo wyznaczana jest wielkość opisująca jakość ich rekonstrukcji ($EleID$) [34]. $EleID$ jest znormalizowaną funkcją największej wiarygodności. $EleID$

zbiera informację niesioną przez stosunek energii superklastra i pędu toru ($E/p$), odległość w pseudopospieszności między torem a superklastrem ($\Delta\eta$), rozmiar superklastra w pseudopospieszności ($\sigma_{\eta\eta}$), stosunek energii zdeponowanych w kalorymetrze hadronowym i elektromagnetycznym ($H/E$) oraz stosunek energii zdeponowanych w macierzach $3\times3$ kryształów do $5\times5$ kryształów wokół środka superklastra ($E_9/E_{25}$). Do dalszej analizy wybierane są elektrony, dla których $EleID > 0{,}15$ lub jeśli takich nie ma to elektrony o najwyższym pędzie poprzecznym.

Jeżeli w przypadku została zrekonstruowana większa od oczekiwanej liczba leptonów, to do dalszej analizy wybierane są dwa miony i dwa elektrony o największym pędzie poprzecznym.

### 5.3.3 Ostateczna selekcja

Od wyselekcjonowanych przypadków z dwoma parami leptonowymi ($\mu^+\mu^-$ i $e^+e^-$) wymagano spełnienia następujących kryteriów:

1. Wspólny wierzchołek
   Wymaganie wspólnego wierzchołka leptonów zmniejsza zawartość w wyselekcjonowanej próbce przypadków tła $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$ (leptony z rozpadów kwarków $b$ pochodzą z wierzchołka wtórnego) oraz pochodzących z towarzyszących oddziaływań miękkich (tzw. pile-up).
   Wybrano trzy wielkości charakteryzujące wierzchołek leptonów:
   - Odległość wierzchołka pary $\mu^+\mu^-$ od osi wiązek we współrzędnej $R\phi$ mniejsza od 0,11 mm
   - Wartość $\chi^2$ opisująca zgodność wierzchołków $\mu^+\mu^-$ i $e^+e^-$ mniejsza niż 95[17]
   - Wartość parametru zderzenia każdego leptonu w kierunku prostopadłym do wiązek ($R\phi$) mierzona w jednostkach błedu jego wyznaczenia mniejsza niż 10,5

2. Izolacja
   Żądanie izolowanych leptonów ogranicza liczbę przypadków tła $t\bar{t}$ i $Zb\bar{b}$, w których leptony pochodzące z rozpadów kwarków $b$ nie są izolowane.
   Wymagano izolacji leptonów w części śladowej detektora. Przypadek był akceptowany jeśli suma pędów poprzecznych $\Sigma p_t$ torów[18] w stożkach wokół czterech leptonów nie przekraczała zadanego progu. Rozmiar stożków wynosi $\Delta R = 0{,}25$[19]. Wartość progu $\Sigma p_t$ zależy od masy poszukiwanego bozonu Higgsa; użyte wartości zawiera tab. 5.3.

3. Cięcia kinematyczne
   Występowanie w poszukiwanym sygnale dwóch ($m_\Phi > 2m_Z$) rzeczywistych bozonów $Z^0$, oraz pochodzenie leptonów z rozpadu ciężkiego obiektu o dobrze określonej masie (bozonu Higgsa) pozwala na nałożenie natępujących cięć kinematycznych:
   a) Progi na minimalne wartości pędów poprzecznych leptonów ($p_{t1}, p_{t2}, p_{t3}, p_{t4}$)
   b) Masa niezmiennicza par leptonów
      - Okno wokół masy $Z^0$ dla pary leptonów o masie bliższej masy $Z^0$ ($\Delta m_{Z1}$)

[17] Wysoka wartość $\chi^2$ jest związana z dużą liczbą zmiennych użytych do wyznaczenia wierzchołka – używa się do tego m.in. wszystkich punktów służących do wyznaczenia torów.
[18] Zliczano tory o $p_t > 0{,}9$ GeV i liczbie punktów toru $N_{hit} \geq 5$
[19] Definicja stożka jak w izolacji na poziomie trygera: $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

- Przedział w masie niezmienniczej drugiej pary leptonów ($m_{Z2}^{min} \div m_{Z2}^{max}$)

c) Przedział w masie niezmienniczej czterech leptonów wokół oczekiwanej masy bozonu Higgsa ($m_{\Phi}^{min} \div m_{\Phi}^{max}$)

Cięcia kinematyczne a) i b) eliminują prawie wszystkie pozostałe po poprzednich cięciach przypadki tła niezawierającego bozonów $Z^0$, natomiast cięcie ostatnie ogranicza liczbę przypadków nieredukowanlego tła $ZZ^*$. Wartości poszczególnych progów zależą od poszukiwanej masy bozonu Higgsa; użyte wartości zawiera tab. 5.3.

| masa | izolacja | pęd poprzeczny leptonów [GeV] | | | | masy niezmiennicze [GeV] | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m_\Phi$ [GeV] | $\Sigma p_t$ [GeV] | $p_{t1}$ | $p_{t2}$ | $p_{t3}$ | $p_{t4}$ | $\Delta m_{Z1}$ | $m_{Z1}^{min}$ | $m_{Z1}^{max}$ | $m_{\Phi}^{min}$ | $m_{\Phi}^{max}$ |
| 200 | 8,80 | 24,82 | 21,02 | 13,95 | 5,15 | 25,01 | 68,06 | 114,89 | 189,94 | 205,41 |
| 300 | 22,07 | 63,79 | 32,97 | 19,68 | 2,75 | 15,13 | 66,07 | 112,11 | 285,49 | 316,01 |
| 400 | 16,08 | 66,01 | 48,13 | 28,18 | 7,41 | 28,13 | 47,01 | 126,67 | 367,50 | 451,35 |

Tablica 5.3: Wartości użytych w selekcji progów w zależności od masy bozonu Higgsa

Tab. 5.4, 5.5, 5.6 zawierają wartości przekroju czynnego dla sygnału i tła po każdym z etapów selekcji dla trzech mas bozonu Higgsa $m_\Phi = 200$, 300, 400 GeV.

| etap selekcji | sygnał $m_\Phi = 200$ GeV | tło $ZZ^*$ | $t\bar{t}$ | $Zb\bar{b}$ |
|---|---|---|---|---|
| tryger (L1&HLT) | 6,45±0,09 | 10,57±0,10 | 321,74±3,28 | 81,17±2,69 |
| reko. $e^+e^-$ $\mu^+\mu^-$ | 5,46±0,08 | 7,88±0,09 | 173,02±2,42 | 32,77±1,73 |
| wierzchołek | 4,85±0,07 | 7,08±0,09 | 33,00±1,06 | 6,59±0,79 |
| izolacja | 4,27±0,07 | 6,34±0,08 | 3,53±0,35 | 1,71±0,41 |
| $p_t$ leptonów | 4,22±0,07 | 5,72±0,08 | 1,84±0,25 | 0,45±0,02 |
| masa $Z$ | 3,89±0,07 | 4,39±0,07 | 0,09±0,06 | <0,03 |
| masa $\Phi$ | 3,43±0,06 | 0,68±0,03 | <0,02 | <0,03 |

Tablica 5.4: Przekrój czynny sygnału i tła po kolejnych etapach selekcji dla $m_\Phi = 200$ GeV. Wartości przekroju czynnego podane w fb; podane błędy są błędami statystycznymi.

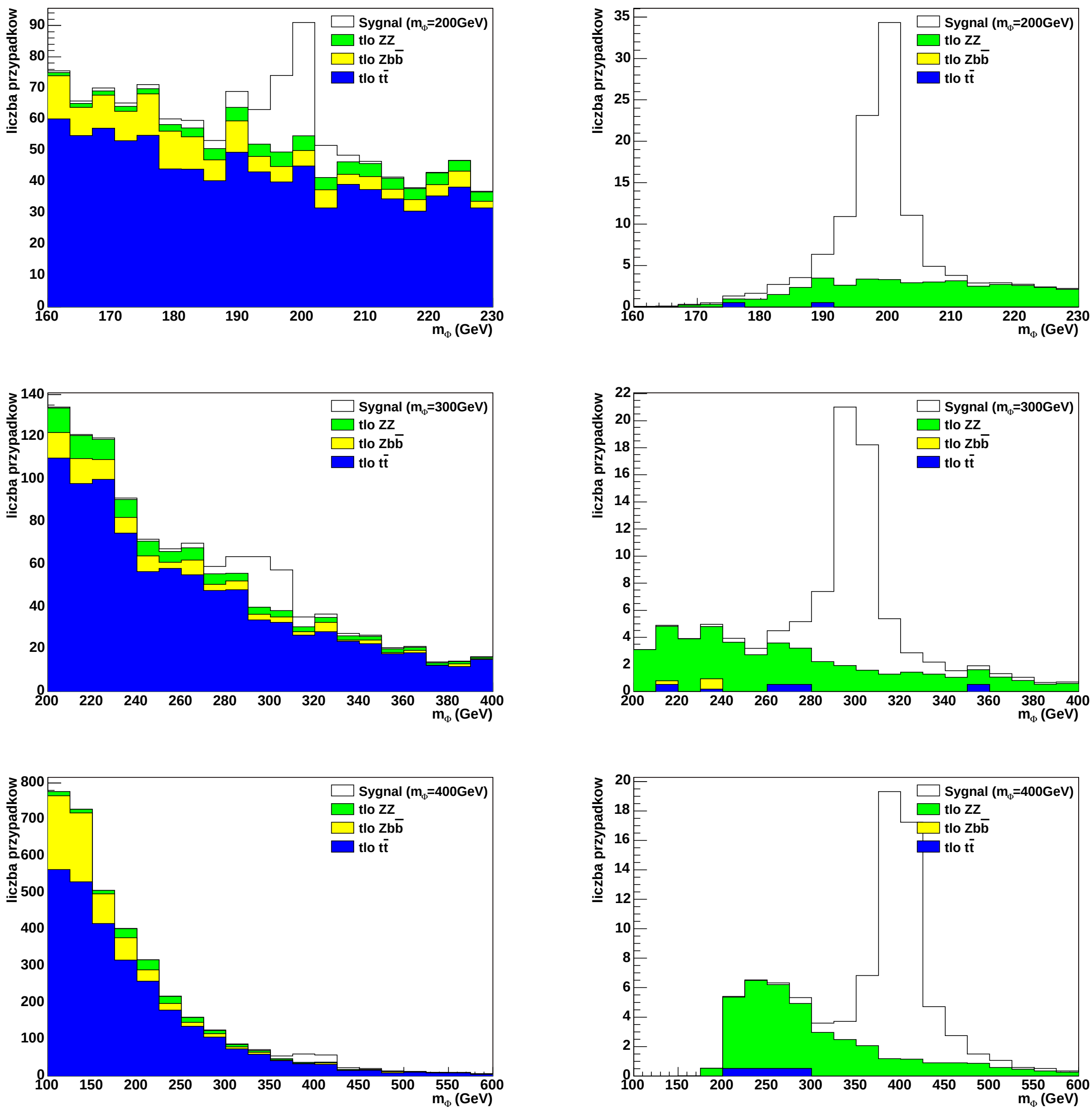
| etap selekcji | sygnał $m_\Phi = 300$ GeV | tło $ZZ^*$ | $t\bar{t}$ | $Zb\bar{b}$ |
|---|---|---|---|---|
| tryger (L1&HLT) | 4,34±0,06 | 10,57±0,10 | 321,74±3,28 | 81,17±2,69 |
| reko. $e^+e^-$ $\mu^+\mu^-$ | 3,74±0,05 | 7,88±0,09 | 173,02±2,42 | 32,77±1,73 |
| wierzchołek | 3,38±0,05 | 7,08±0,09 | 33,00±1,06 | 6,59±0,79 |
| izolacja | 3,17±0,05 | 6,80±0,08 | 9,45±0,57 | 3,95±0,62 |
| $p_t$ leptonów | 2,96±0,05 | 3,09±0,07 | 2,12±0,28 | 0,26±0,16 |
| masa $Z$ | 2,69±0,05 | 2,55±0,05 | 0,14±0,07 | 0,05±0,07 |
| masa $\Phi$ | 2,10±0,04 | 0,27±0,02 | <0,02 | <0,03 |

Tablica 5.5: Przekrój czynny sygnału i tła po kolejnych etapach selekcji dla $m_\Phi = 300$ GeV. Wartości przekroju czynnego podane w fb; podane błędy są błędami statystycznymi.

| etap selekcji | sygnał $m_\Phi = 400$ GeV | tło $ZZ^*$ | $t\bar{t}$ | $Zb\bar{b}$ |
|---|---|---|---|---|
| tryger (L1&HLT) | 3,84±0,06 | 10,57±0,10 | 321,74±3,28 | 81,17±2,69 |
| reko. $e^+e^-$ $\mu^+\mu^-$ | 3,35±0,06 | 7,88±0,09 | 173,02±4,42 | 32,77±1,73 |
| wierzchołek | 3,01±0,05 | 7,08±0,09 | 33,00±1,06 | 6,59±0,79 |
| izolacja | 2,75±0,05 | 6,67±0,08 | 6,56±0,47 | 3,03±0,54 |
| $p_t$ leptonów | 2,57±0,05 | 2,05±0,05 | 0,49±0,13 | <0,03 |
| masa $Z$ | 2,46±0,05 | 1,87±0,04 | 0,10±0,06 | <0,03 |
| masa $\Phi$ | 2,02±0,04 | 0,19±0,01 | <0,02 | <0,03 |

Tablica 5.6: Przekrój czynny sygnału i tła po kolejnych etapach selekcji dla $m_\Phi = 400$ GeV. Wartości przekroju czynnego podane w fb; podane błędy są błędami statystycznymi.

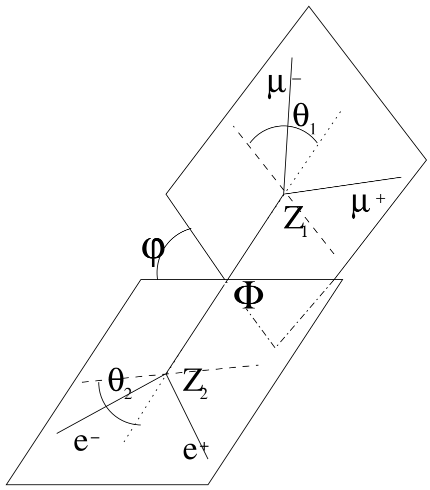
Rozkłady masy niezmienniczej czterech leptonów przed selekcją off-line (po rekonstrukcji czterech leptonów) oraz po selekcji (bez zaaplikowania ostatniego cięcia na masę higgsa) dla trzech badanych mas higgsa przedstawia rys. 5.1




Rysunek 5.1: Masa niezmiennicza czterech leptonów przed (rys. lewe) oraz po (rys. prawe) selekcji off-line. Histogramy niewypełnione odpowiadają sygnałowi patrząc od góry o $m_\Phi$=200, 300, 400 GeV, zaś histogramy wypełnione tłu. Rysunki zostały znormalizowane do scałkowanej świetlności 20 fb$^{-1}$.

## 5.4 Analiza rozkładów kątowych

Parzystość $CP$ bozonu Higgsa $\Phi$ badano za pomocą pomiaru parametru $\xi$ opisującego sprzężenie $\Phi ZZ$ w procesie $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow 2e2\mu$. Pomiaru dokonano analizując rozkłady kątowe produktów rozpadu bozonu Higgsa w tym procesie. Analizowano rozkład kąta między płaszczyznami rozpadu bozonów $Z^0$ mierzonego w układzie spoczynkowym bozonu Higgsa (kąt $\varphi$) oraz rozkłady kątów biegunowych między naładowanymi ujemnie leptonami a kierunkiem bozonu $Z^0$ w układzie spoczynkowym bozonu $Z^0$ (kąty $\theta_{1,2}$). Definicję kątów przedstawia rys. 5.2.

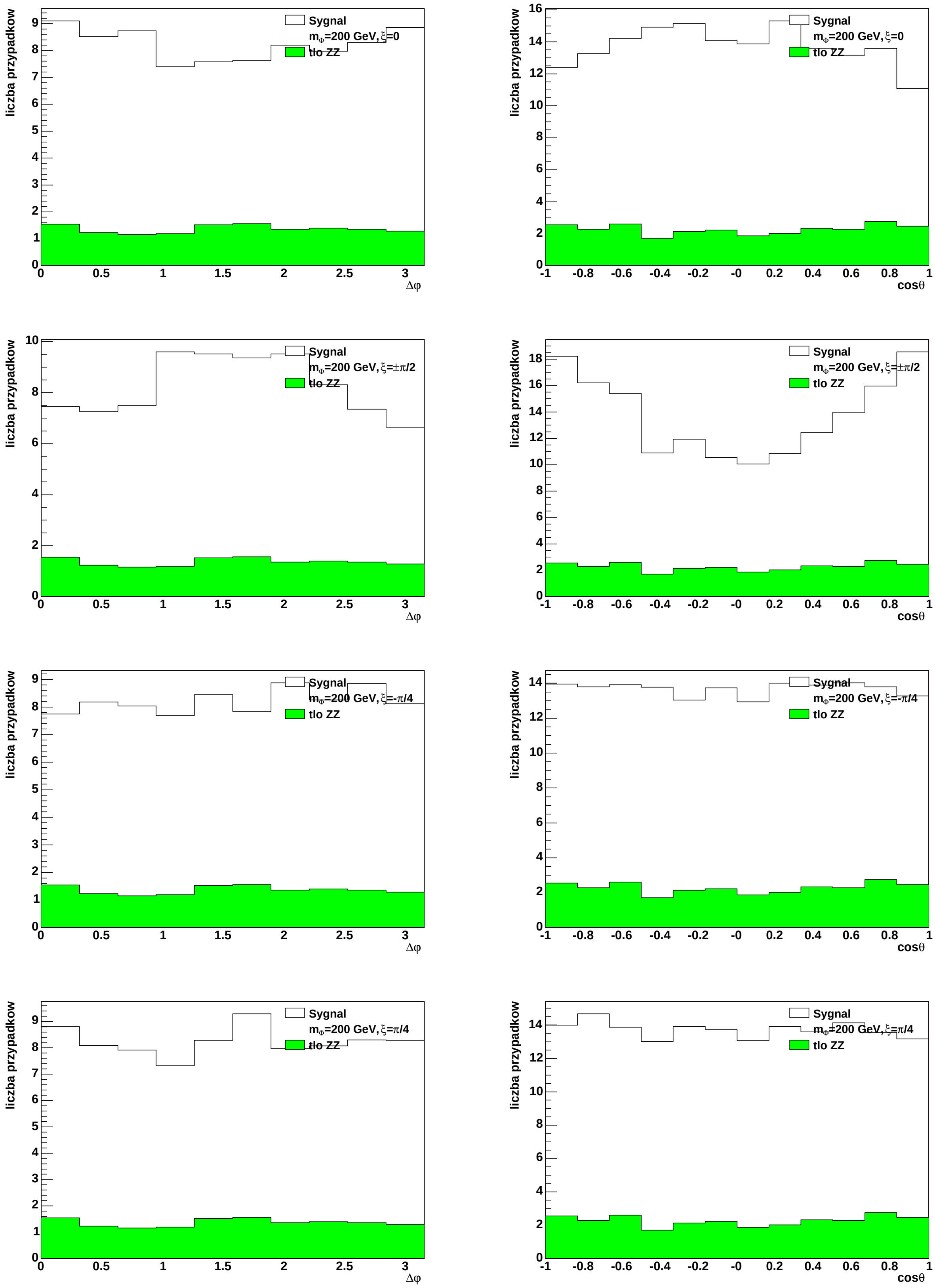



Rysunek 5.2: Definicja kątów w rozpadzie $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow 2e2\mu$

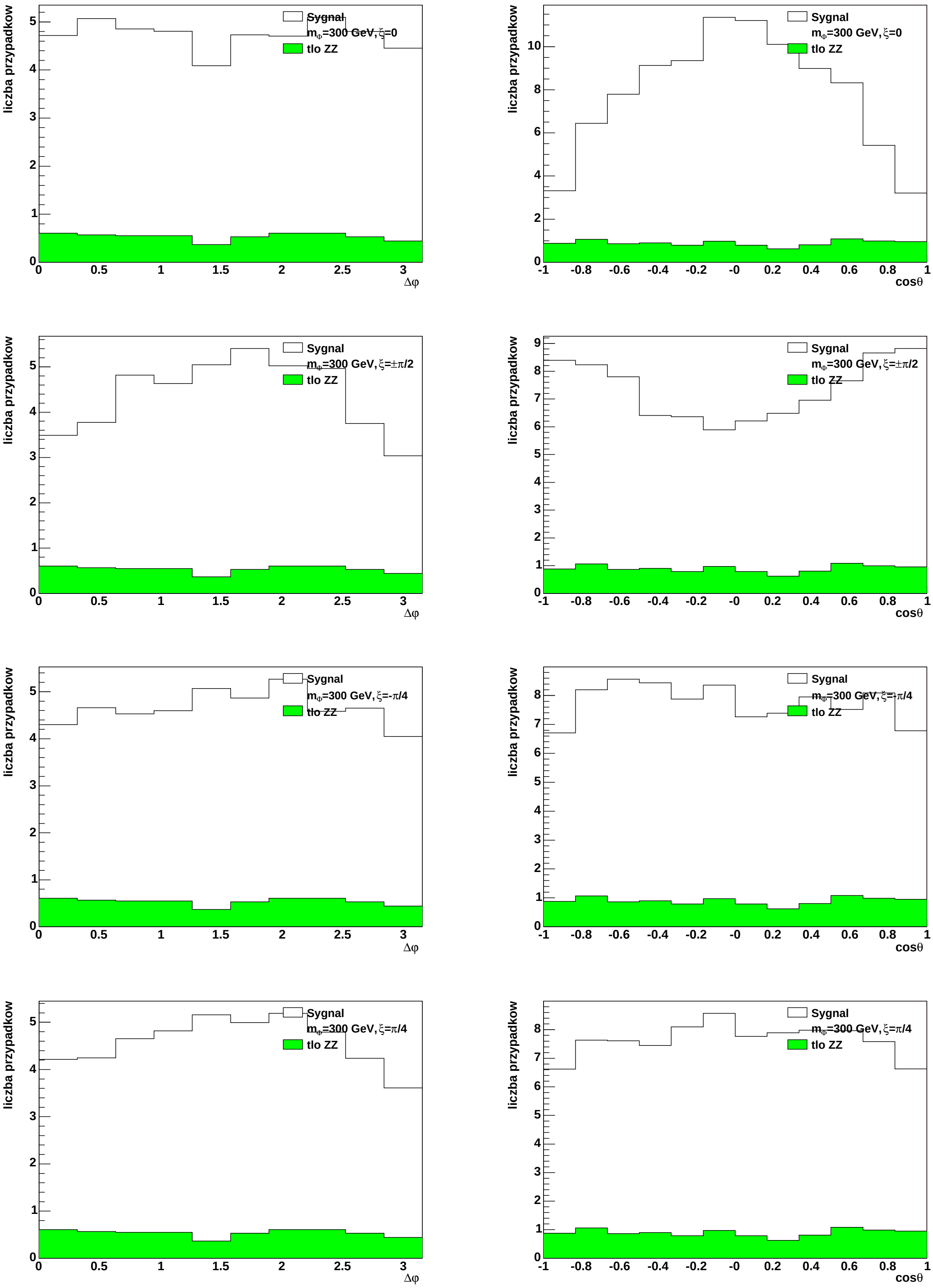
### 5.4.1 Rekonstrukcja rozkładów kątowych

Kąty $\varphi$ oraz $\theta_1$ i $\theta_2$[20] były rekonstruowane dla każdego przypadku, który przeszedł selekcję; ich rozkłady dla różnych wartości parametru $\xi$ i trzech badanych mas bozonu Higgsa przedstawiają rys. 5.3, 5.4, 5.5.

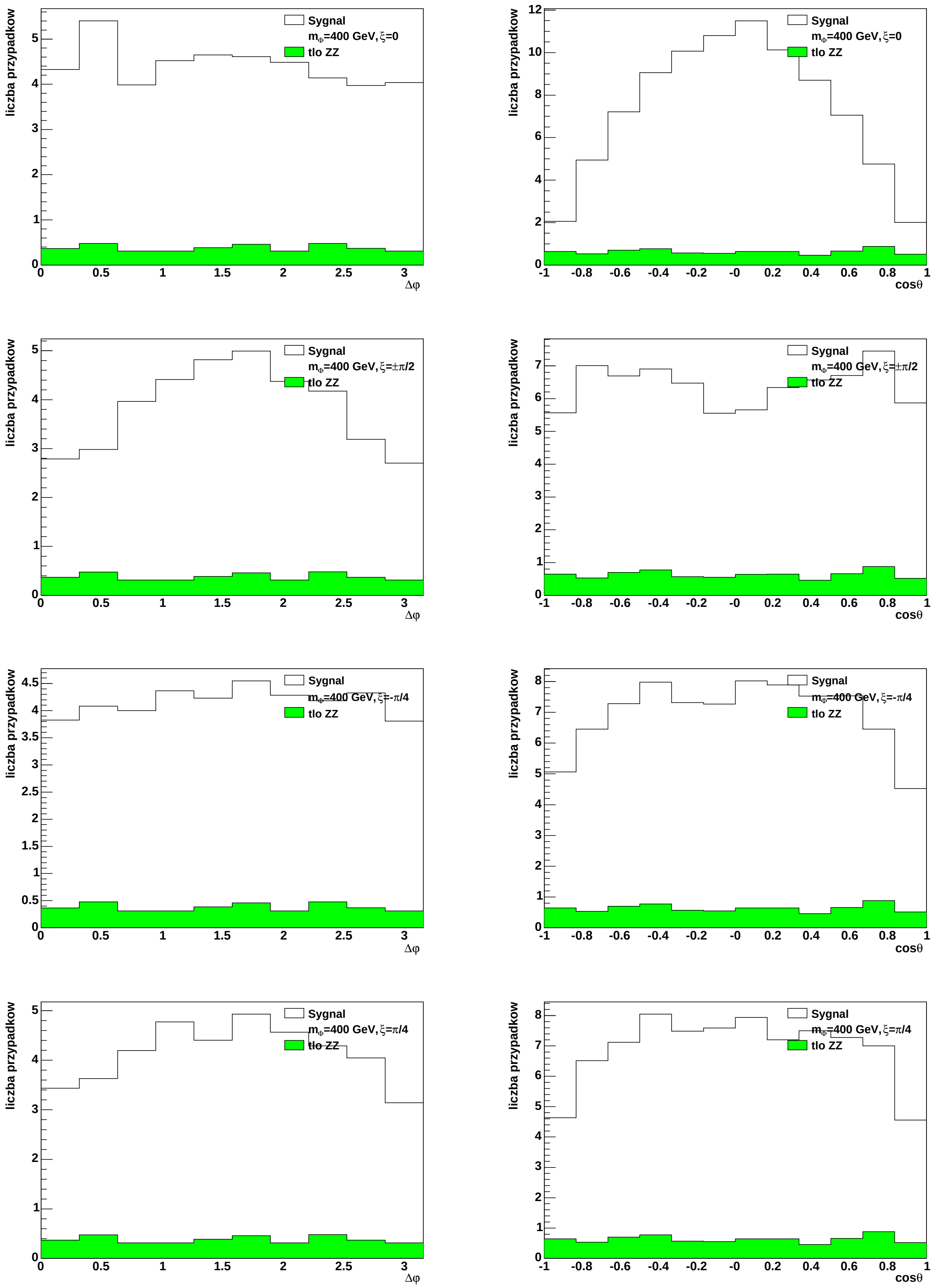
[20]Kąt $\theta_1$ to kąt mierzony dla $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, zaś kąt $\theta_2$ dla $Z \rightarrow e^+e^-$. Z punktu widzenia teorii ich rozkłady powinny być identyczne, więc w tej analizie były histogramowane wspólnie.




Rysunek 5.3: Zrekonstruowane po selekcji rozkłady kąta $\varphi$ (rys. lewe) oraz cosinusa kąta $\theta$ (rys. prawe) dla różnych wartości parametru $\xi$ – patrząc od góry dla higgsa skalarnego, pseudoskalarnego oraz z $\xi$=-$\pi/4$, +$\pi/4$. Histogramy niewypełnione odpowiadają sygnałowi o $m_\Phi = 200$ GeV, zaś histogramy wypełnione tłu $ZZ^*$ (pozostałe rodzaje tła są niewidoczne). Rysunki zostały znormalizowane do scałkowanej świetlności 20 fb$^{-1}$.




Rysunek 5.4: Zrekonstruowane po selekcji rozkłady kąta $\varphi$ (rys. lewe) oraz cosinusa kąta $\theta$ (rys. prawe) dla różnych wartości parametru $\xi$ – patrząc od góry dla higgsa skalarnego, pseudoskalarnego oraz z $\xi$=-$\pi/4$, +$\pi/4$. Histogramy niewypełnione odpowiadają sygnałowi o $m_\Phi = 300$ GeV, zaś histogramy wypełnione tłu $ZZ^*$ (pozostałe rodzaje tła są niewidoczne). Rysunki zostały znormalizowane do scałkowanej świetlności 20 fb$^{-1}$.




Rysunek 5.5: Zrekonstruowane po selekcji rozkłady kąta $\varphi$ (rys. lewe) oraz cosinusa kąta $\theta$ (rys. prawe) dla różnych wartości parametru $\xi$ – patrząc od góry dla higgsa skalarnego, pseudoskalarnego oraz z $\xi$=-$\pi/4$, $+\pi/4$. Histogramy niewypełnione odpowiadają sygnałowi o $m_\Phi = 400\,\text{GeV}$, zaś histogramy wypełnione tłu $ZZ^*$ (pozostałe rodzaje tła są niewidoczne). Rysunki zostały znormalizowane do scałkowanej świetlności $20\,\text{fb}^{-1}$.

### 5.4.2 Wyznaczanie parametru $\xi$

Parametr $\xi$ wyznaczono przy użyciu metody maksymalizacji funkcji największej wiarygodności $\mathcal{L}(\xi,R)$. Została ona zbudowana z rozkładów kątowych oraz rozkładu masy niezmienniczej czterech leptonów dla sygnału i tła. Funkcja $\mathcal{L}(\xi,R)$ zależy od parametru $\xi$ oraz parametru $R$ opisującego zawartość sygnału w próbce danych:

$$\mathcal{L}(\xi,R) \equiv 2 \sum_{x_i \in dane} \log \mathcal{Q}(\xi,R;\, x_i)$$

i dalej

$$\mathcal{Q}(\xi,R;\, x_i) \equiv R \cdot \mathcal{PDF}_S(\xi;\, x_i) + (1-R) \cdot \mathcal{PDF}_B(x_i),$$

gdzie
$\mathcal{PDF}_B(x_i)$ i $\mathcal{PDF}_S(\xi; x_i)$ to funkcje gęstości prawdopodobieństwa (ang. Probability Density Function) dla tła i sygnału, zaś $\{x_i\}$ odpowiada jednemu przypadkowi danych.
$\mathcal{PDF}_B$ i $\mathcal{PDF}_S(\xi)$ są zadane przez iloczyny gęstości prawdopodobieństwa $\mathcal{P}^M$, $\mathcal{P}^\varphi$, $\mathcal{P}^{\cos\theta_{1,2}}$ masy czterech leptonów oraz kątów $\varphi$ i $\cos\theta_{1,2}$ otrzymanych za pomocą symulacji Monte Carlo:

$$\mathcal{PDF}_B \equiv \mathcal{P}_B^M \cdot \mathcal{P}_B^\varphi \cdot \mathcal{P}_B^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_B^{\cos\theta_2}$$
$$\mathcal{PDF}_S(\xi) \equiv \mathcal{P}_S^M \cdot (\mathcal{P}_S^\varphi \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_2})(\xi)$$

Część funkcji $\mathcal{Q}$ opisująca rozkłady kątowe dla sygnału jest zależna od parametru $\xi$ i ma postać zadaną przez wyrażenie opisujące przekrój czynny na $\Phi \to ZZ \to 4\ell$ (równanie 5.1):

$$(\mathcal{P}_S^\varphi \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_2})(\xi) \equiv (\mathcal{H} + \tan\xi \cdot \mathcal{V} + \tan^2\xi \cdot \mathcal{A})/(1 + \tan\xi + \tan^2\xi),$$

gdzie
– $\mathcal{H} \equiv \mathcal{P}_H^\varphi \cdot \mathcal{P}_H^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_H^{\cos\theta_2}$ i $\mathcal{A} \equiv \mathcal{P}_A^\varphi \cdot \mathcal{P}_A^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_A^{\cos\theta_2}$ to gęstości prawdopodobieństwa dla skalara (H) i pseudoskalara (A), które można otrzymać za pomocą symulacji Monte Carlo
– $\mathcal{V}$ jest znormalizowanym iloczynem rozkładów kątowych odpowiadających członowi łamiącemu $CP$ (V). $\mathcal{V}$ nie jest gęstością prawdopodobieństwa (nie jest dodatniookreślony) co oznacza że nie może zostać wysymulowany niezależnie od pozostałych wkładów do przekroju czynnego. Wkład od wyrazu $\mathcal{V}$ można wyznaczyć pośrednio za pomocą gęstości prawdopodobieństwa dla sygnału z niezerową wartością parametru $\xi$ np. dla $\xi = \pi/4$ (oznaczonego $\mathcal{J}$):

$$\mathcal{J} \equiv (\mathcal{P}_S^\varphi \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_2})(\xi = \pi/4) = (\mathcal{H} + \mathcal{V} + \mathcal{A})/3$$

i stąd:

$$\mathcal{V} = 3\,\mathcal{J} - \mathcal{H} - \mathcal{A}$$

Ostatecznie otrzymujemy:

$$(\mathcal{P}_S^\varphi \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_1} \cdot \mathcal{P}_S^{\cos\theta_2})(\xi) \equiv [(1-\tan\xi)\cdot\mathcal{H} + \tan\xi \cdot 3\,\mathcal{J} + (\tan^2\xi - \tan\xi)\cdot\mathcal{A}]/(1+\tan\xi+\tan^2\xi)$$

Gęstość prawdopodobieństwa zadaną przez pewną liczbę zmiennych można wyrazić, gdy zmienne są niezależne, przez iloczyn ich gęstości prawdopodobieństwa. W przeciwnym przypadku, gdy zmienne nie są niezależne, iloczyn ich gęstości prawdopodobieństwa nie jest równoważny wielowymiarowej gęstości prawdopodobieństwa, gdyż nie zawiera wyrazów opisujących korelacje między zmiennymi. Mimo to, nawet w takim przypadku, funkcja zbudowana w oparciu o iloczyn prawdopodobieństw może posłużyć do wyznaczenia, za pomocą jej maksymalizacji, parametrów ją opisujących. Nie jest to jednak funkcja

optymalna ze statystycznego punktu widzenia. Dodatkowo wyznaczana podczas maksymalizacji niepewność estymowanego parametru jest zaniżona. Niepewność tę można wyznaczyć metodą próbkowania Monte Carlo rozkładu wyznaczanego parametru, tj. przez wyznaczenie wartości parametru przez maksymalizację funkcji dla wielu pseudoeksperymentów. Przybliżenie wielowymiarowej gęstości prawdopodobieństwa przez iloczyn gęstości prawdopodobieństwa poszczególnych skorelowanych zmiennych stosuje się gdy korelacje między nimi są nieduże, a wyznaczenie gęstości wielowymiarowej jest niemożliwe np. z powodu konieczności generacji olbrzymiej liczby przypadków Monte Carlo.
Taka sytuacja zachodzi w tej analizie – użyte rozkłady kątowe nie są niezależne, ale korelacja między nimi jest słaba – współczynniki korelacji są rzędu 0,01. Przykładowo, współczynniki korelacji między rozkładami kątowymi dla trzech mas skalarnego higgsa ($m_\Phi$=200, 300, 400 GeV) zawiera tab. 5.7, a rys. 5.6 pokazuje zależności między poszczególnymi rozkładami kątowymi dla skalara o $m_\Phi$=300 GeV.

| masa | współczynnik korelacji | | |
|---|---|---|---|
| $m_\Phi$ [GeV] | $R_{\varphi-\cos\theta_1}$ | $R_{\varphi-\cos\theta_2}$ | $R_{\cos\theta_1-\cos\theta_2}$ |
| 200 | -0,024 | -0,015 | -0,021 |
| 300 | 0,009 | -0,003 | 0,006 |
| 400 | -0,002 | 0,027 | 0,014 |

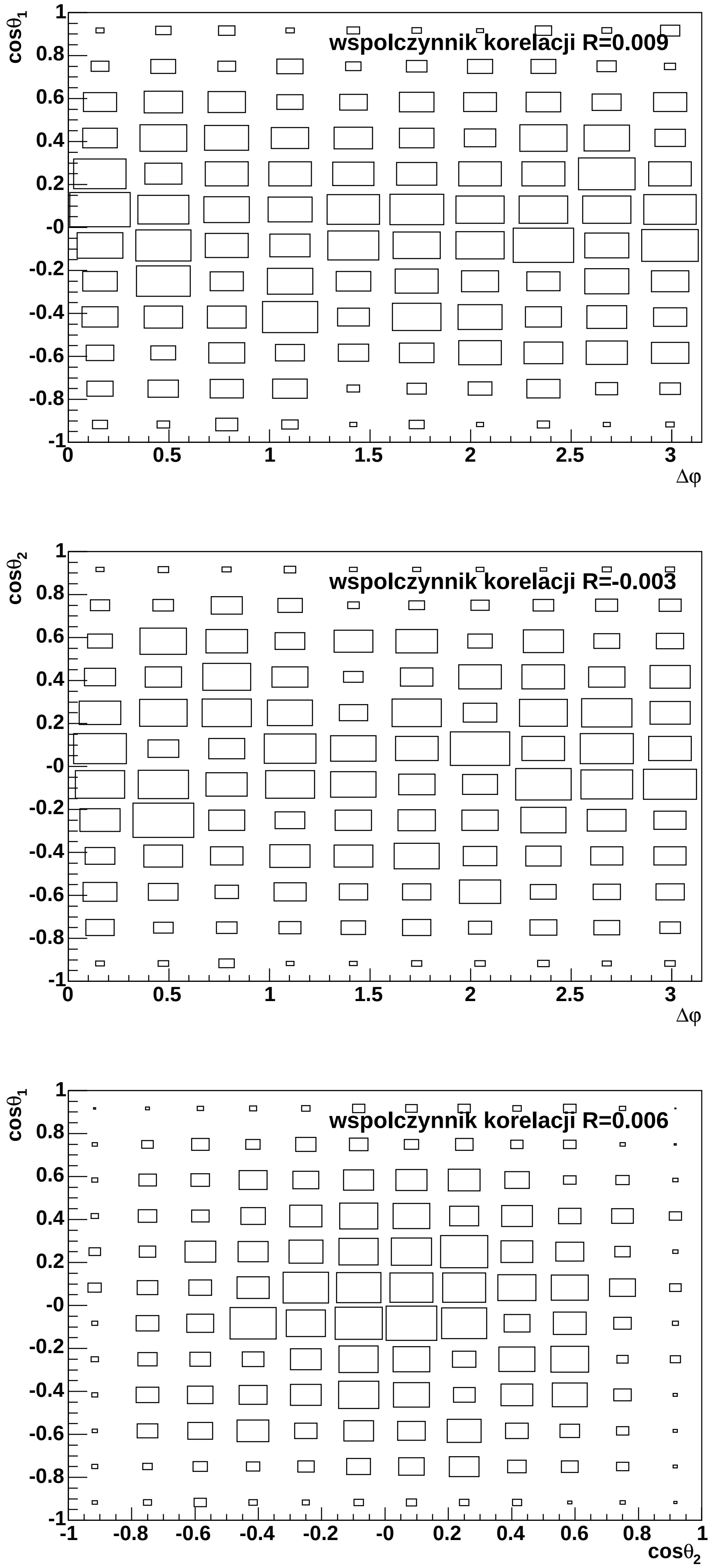
Tablica 5.7: Współczynniki korelacji między rozkładami kątowymi dla wyselekcjonowanych przypadków higgsa skalarnego.

Selekcja powoduje że wkład od wszystkich rodzajów tła poza tłem pochodzącym od nierezonansowej produkcji par $ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$ jest zaniedbywalny, więc tylko ten rodzaj tła został użyty do konstrukcji gęstości prawdopodobieństwa dla tła. Do konstrukcji gęstości prawdopodobieństwa użyto po 8000 przypadków odpowiadających skalarowi (H), pseudoskalarowi (A) i próbce z $\xi$=$\pi/4$ (J) dla trzech mas bozonu Higgsa oraz 15000 przypadków tła $ZZ^*$[21].

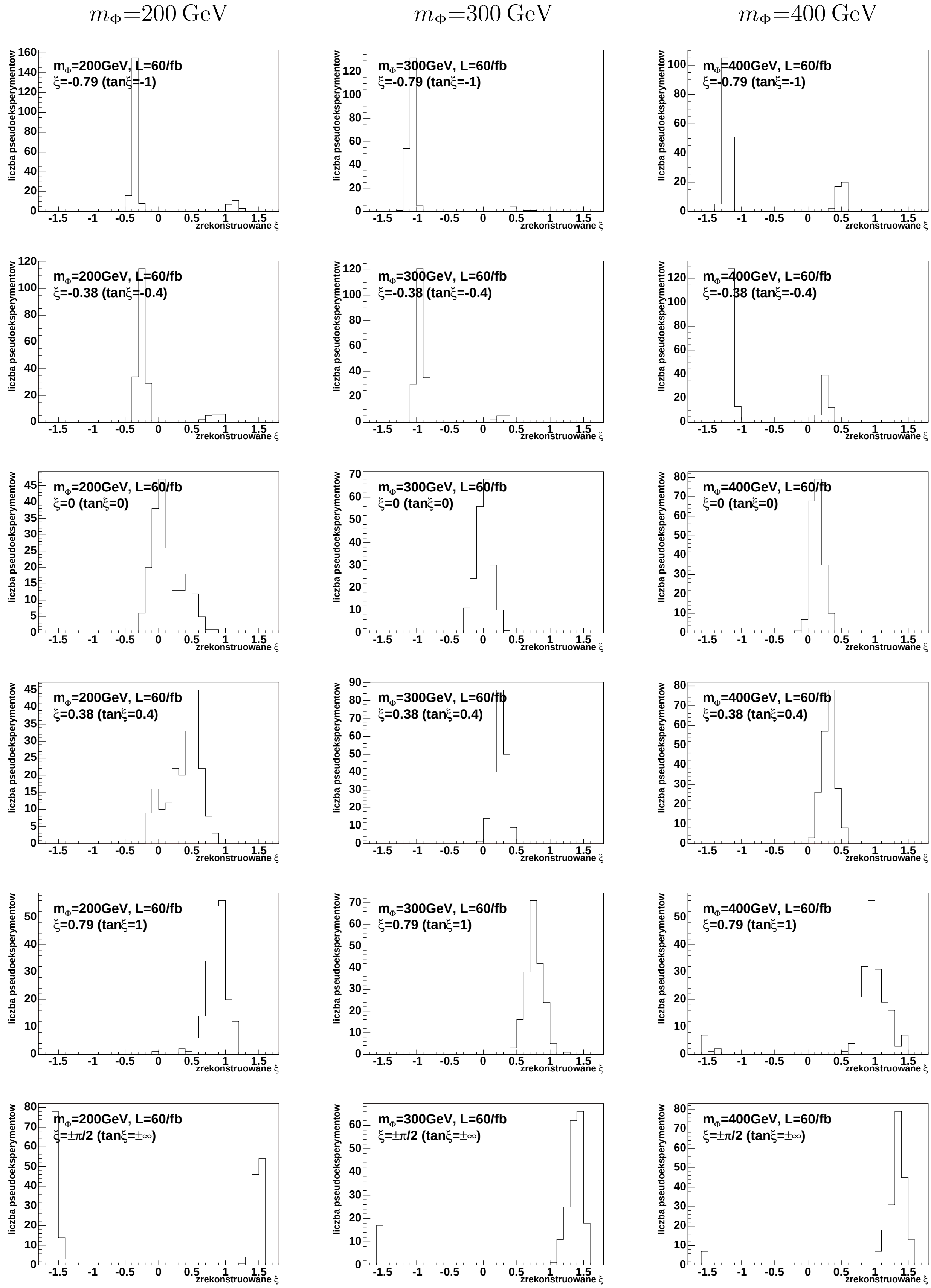
Dane testowe odpowiadające danym rzeczywistym, które będą zbierane przez detektor CMS zostały skonstruowane z próbek sygnału odpowiadającym różnym wartościom parametru $\xi$ dla $m_\Phi$=200, 300, 400 GeV o krotności 2000 przypadków każda oraz próbki tła $ZZ^*$ o krotności 5000[21]. Rozpatrzono próbki sygnału dla stanów zachowujących $CP$ – skalara ($\xi$=0) i pseudoskalara ($\xi$=$\pm\pi/2$) oraz łamiących $CP$ z $\tan\xi$=±0,1, ±0,4, ±1, ±4. Próbki sygnału i tła użyte do konstrukcji gęstości prawdopodobieństwa są rozdzielne w stosunku do próbek użytych jako dane testowe.
Przeprowadzono po 200 pseudoeksperymentów dla każdej z wygenerowanych wartości $\xi$, trzech badanych mas bozonu Higgsa oraz dla trzech wartości scałkowanej świetlności $\mathcal{L}$=20, 60, 100 fb$^{-1}$[22]. Każdy pseudoeksperyment polega na wylosowaniu z danych testowych przypadków sygnału i tła, których liczba jest zadana przez rozkład Poissona o wartości oczekiwanej odpowiadającej oczekiwanej dla danej świetlności liczbie przypadków, a następnie na maksymalizowaniu funkcji $\mathcal{L}(\xi,\mathcal{R})$ dla tak wylosowanej próbki.
Rys. 5.7 przedstawia rozkłady parametru $\xi$ otrzymanych za pomocą maksymalizacji funkcji $\mathcal{L}(\xi,\mathcal{R})$ dla próbek higgsa skalarnego, pseudoskalarnego oraz z $\tan\xi$=±0,4, ±1 dla trzech mas higgsa ($m_\Phi$=200, 300, 400 GeV) przy scałkowanej świetlności $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$.

[21]Podane liczby odpowiadają liczbom przypadków wygenerowanych, tj. przed selekcją.

[22]Scałkowana świetlność 20 fb$^{-1}$ odpowiada rokowi pracy LHC przy niskiej świetlności ($2\cdot10^{33}$ cm$^{-2}$s$^{-1}$), 60 fb$^{-1}$ całkowitej scałkowanej świetlności jaka ma zostać zebrana przy niskiej świetlności (trzy lata LHC), zaś 100 fb$^{-1}$ to scałkowana świetlność roku pracy LHC przy docelowej (wysokiej) świetlności ($10^{34}$ cm$^{-2}$s$^{-1}$).




Rysunek 5.6: Zależności między rozkładami kątowymi dla wyselekcjonowanych przypadków higgsa skalarnego o $m_\Phi$=300 GeV.




Rysunek 5.7: Rozkłady parametru $\xi$ otrzymane dla 200 pseudoeksperymentów przy scałkowanej świetlności 60 fb$^{-1}$. Kolejne kolumny (od lewej) odpowiadają masom higgsa $m_\Phi$=200, 300, 400 GeV, zaś wiersze (od góry) odpowiednio $\tan\xi$=-1, -0,4, skalarowi, $\tan\xi$=0,4, 1, pseudoskalarowi.

## 5.5 Rezultaty

Rozkłady parametru $\xi$ otrzymane za pomocą maksymalizacji funkcji $\mathcal{L}(\xi,\mathcal{R})$ dla 200 pseudoeksperymentów posłużyły do wyznaczenia oczekiwanej w rzeczywistym pomiarze wartości $\xi$ oraz precyzji jego wyznaczenia. Jako estymator $\xi$ przyjęto wartość średnią rozkładu, zaś jako estymator błędu jedno odchylenie standardowe. Przy obliczaniu średniej i odchylenia standardowego korzystano z faktu że wartości parametru $\xi$ tworzą zamknięty pierścień o długości $\pi$, tzn. że różnica między wartościami $\xi$ dla różnych pseudoeksperymentów nie może przekraczać $\pi/2$. Tab. 5.8, 5.9, 5.10, zawierają oczekiwane wartości parametru $\xi$ wraz z wyznaczonym błędem dla trzech mas higgsa ($m_\Phi$=200, 300, 400 GeV) przy scałkowanych świetlnościach $\mathcal{L}$=20, 60, 100 fb$^{-1}$.

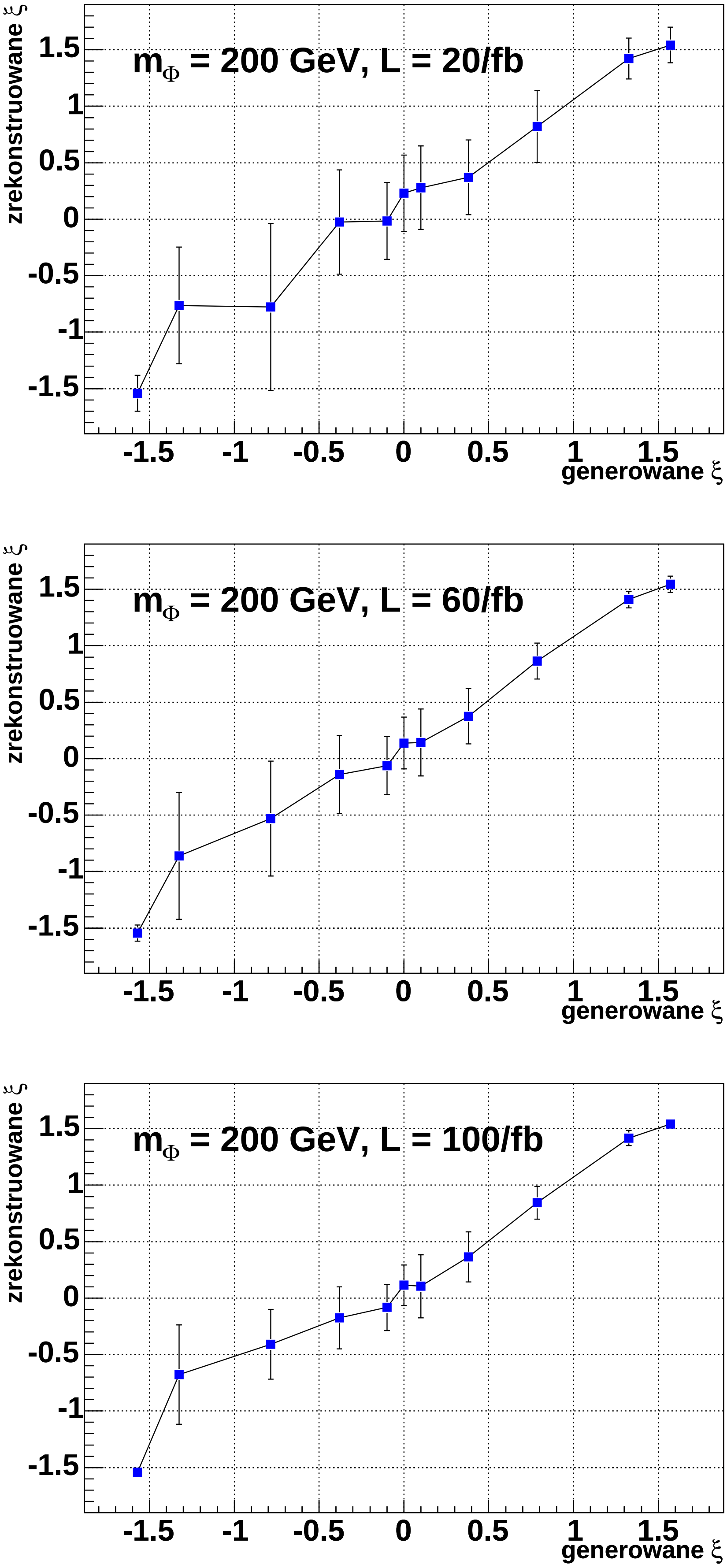
| generowane | zrekonstruowana wartość $\xi$ | | |
|---|---|---|---|
| $\xi$ ($\tan\xi$) | $\mathcal{L}$=20 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=100 fb$^{-1}$ |
| -1,33 (-4) | -0,46±0,52 | -0,46±0,56 | -0,47±0.44 |
| -$\pi/4$ (-1) | -0,33±0,74 | -0,35±0,51 | -0,35±0,31 |
| -0,38 (-0,4) | -0,24±0,46 | -0,26±0,35 | -0,25±0.28 |
| -0,10 (-0,1) | -0,15±0,34 | -0,14±0,26 | -0,14±0,20 |
| 0 (0) | 0,13±0,34 | 0,08±0,23 | 0,09±0,18 |
| 0,10 (0,1) | 0,22±0,37 | 0,02±0,30 | -0,01±0,28 |
| 0,38 (0,4) | 0,35±0,33 | 0,44±0,25 | 0,40±0,22 |
| $\pi/4$ (1) | 0,86±0,32 | 0,88±0,16 | 0,86±0,14 |
| 1,33 (4) | 1,43±0,18 | 1,40±0,07 | 1,42±0,07 |
| $\pi/2$ ($\infty$) | 1,52±0,16 | 1,55±0,07 | 1,55±0,04 |

Tablica 5.8: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ dla $m_\Phi$=200 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu.

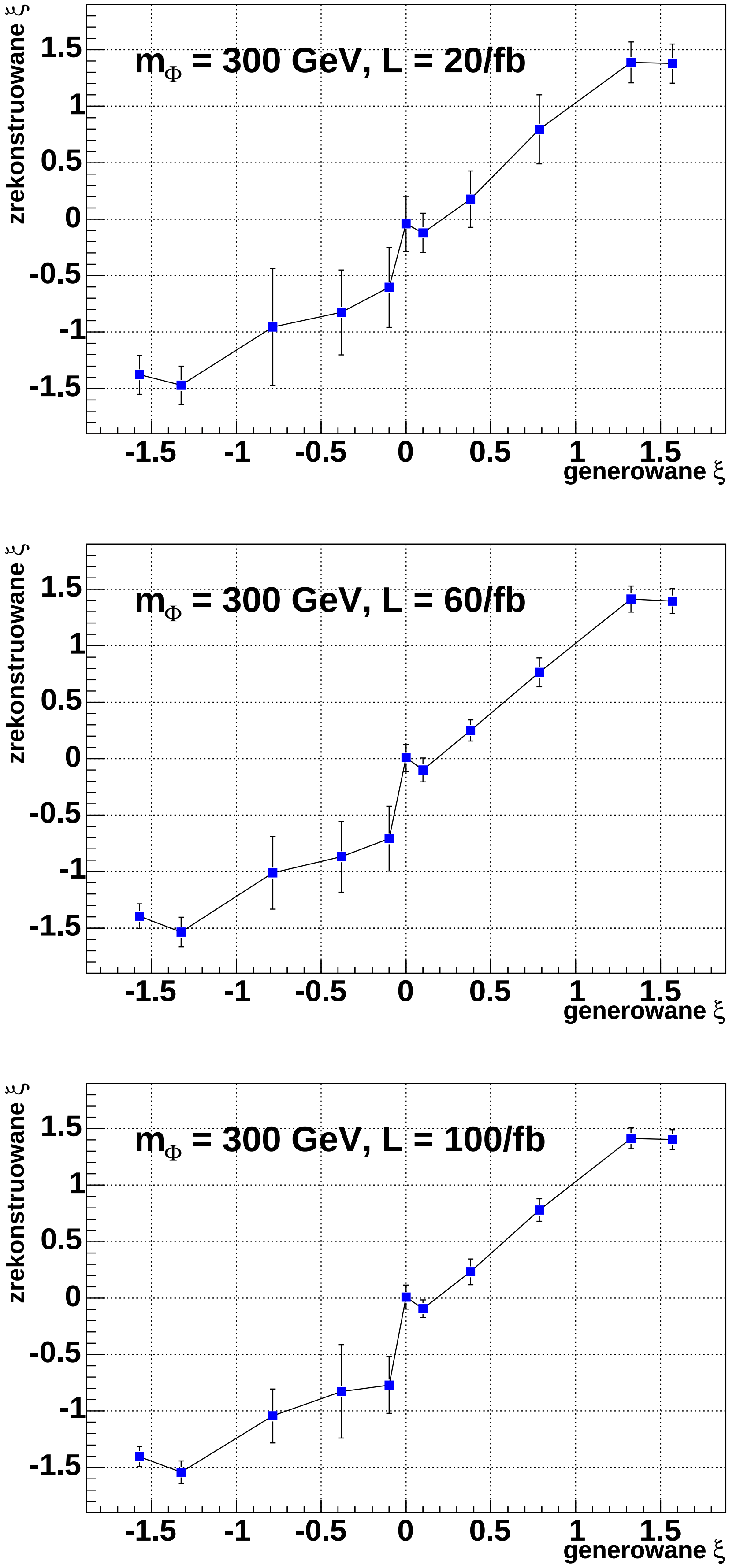
| generowane | zrekonstruowana wartość $\xi$ | | |
|---|---|---|---|
| $\xi$ ($\tan\xi$) | $\mathcal{L}$=20 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=100 fb$^{-1}$ |
| -1,33 (-4) | -1,57±0,17 | -1,57±0,13 | -1,57±0,10 |
| -$\pi/4$ (-1) | -1,05±0,52 | -1,07±0,32 | -1,07±0,24 |
| -0,38 (-0,4) | -0,94±0,38 | -0,95±0,31 | -0,97±0,41 |
| -0,10 (-0,1) | -0,77±0,35 | -0,80±0,29 | -0,81±0,25 |
| 0 (0) | 0,00±0,24 | 0,01±0,12 | 0,01±0,11 |
| 0,10 (0,1) | -0,10±0,17 | -0,09±0,11 | -0,09±0,08 |
| 0,38 (0,4) | 0,21±0,25 | 0,25±0,09 | 0,25±0,11 |
| $\pi/4$ (1) | 0,75±0,31 | 0,76±0,13 | 0,78±0,10 |
| 1,33 (4) | 1,43±0,18 | 1,42±0,12 | 1,42±0,09 |
| $\pi/2$ ($\infty$) | 1,39±0,17 | 1,40±0,11 | 1,41±0,09 |

Tablica 5.9: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ dla $m_\Phi$=300 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu.

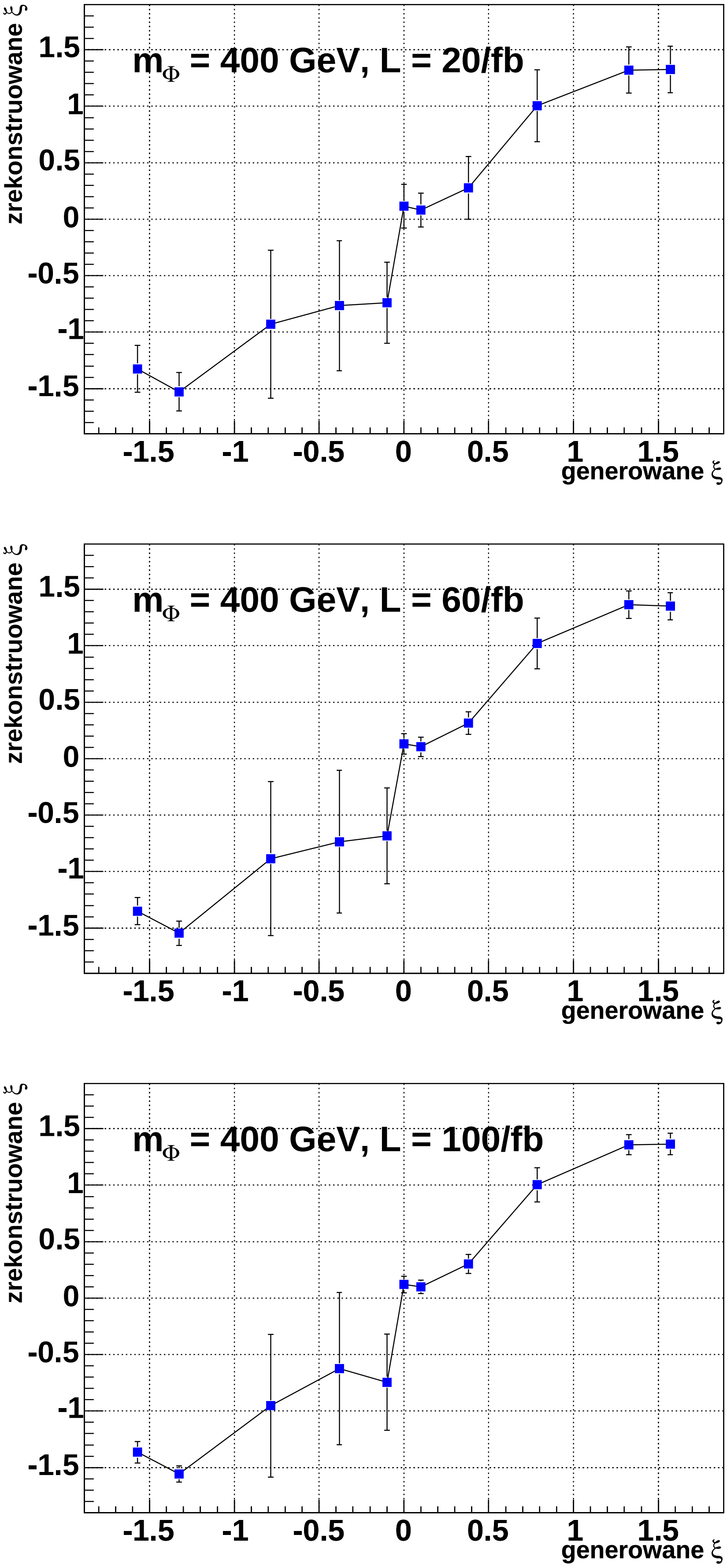
Miarą czułości metody na odróżnienie przypadku kiedy w procesie $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ parzystość $CP$ jest łamana od przypadku z zachowanym $CP$ (sprzężenie skalarne lub pseudoskalarne) jest dokładność wyznaczenia $\xi$ dla skalara i pseudoskalara. Wynosi ona dla skalara ~0,22, ~0,15 i ~0,12 odpowiednio dla $\mathcal{L}$=20, 60 i 100 fb$^{-1}$ oraz ~0,18, ~0,10 i ~0,08 dla pseudoskalara na poziomie ufności 63% („$1\sigma$”).




Rysunek 5.8: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ w funkcji generowanej wartości $\xi$ dla masy bozonu Higgsa $m_\Phi$=200 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu. Rysunki od góry odpowiadają kolejno scałkowanym świetlnościom $\mathcal{L}$=20, 60, 100 fb$^{-1}$.




Rysunek 5.9: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ w funkcji generowanej wartości $\xi$ dla masy bozonu Higgsa $m_\Phi$=300 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu. Rysunki od góry odpowiadają kolejno scałkowanym świetlnościom $\mathcal{L}$=20, 60, 100 fb$^{-1}$.




Rysunek 5.10: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ w funkcji generowanej wartości $\xi$ dla masy bozonu Higgsa $m_\Phi$=400 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu. Rysunki od góry odpowiadają kolejno scałkowanym świetlnościom $\mathcal{L}$=20, 60, 100 fb$^{-1}$.

| generowane $\xi$ ($\tan\xi$) | zrekonstruowana wartość $\xi$ $\mathcal{L}$=20 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$ | $\mathcal{L}$=100 fb$^{-1}$ |
|---|---|---|---|
| -1,33 (-4) | -1,57±0,17 | -1,57±0,12 | -1,57±0,07 |
| -$\pi/4$ (-1) | -1,17±0,66 | -1,21±0,68 | -1,22±0,63 |
| -0,38 (-0,4) | -1,06±0,58 | -1,12±0,63 | -1,11±0,68 |
| -0,10 (-0,1) | -0,83±0,36 | -0,80±0,42 | -0,82±0,43 |
| 0 (0) | 0,13±0,19 | 0,13±0,09 | 0,12±0,07 |
| 0,10 (0,1) | 0,10±0,15 | 0,11±0,09 | 0,10±0,06 |
| 0,38 (0,4) | 0,31±0,28 | 0,31±0,10 | 0,30±0,08 |
| $\pi/4$ (1) | 0,97±0,32 | 0,97±0,23 | 0,98±0,15 |
| 1,33 (4) | 1,35±0,21 | 1,37±0,12 | 1,36±0,09 |
| $\pi/2$ ($\infty$) | 1,34±0,21 | 1,36±0,12 | 1,37±0,10 |

Tablica 5.10: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ dla $m_\Phi$=400 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu.

Otrzymane wartości parametru $\xi$ pozwalają na dobre rozróżnienie między stanami zachowującymi $CP$ – skalarem i pseudoskalarem. Tab. 5.11 zawiera wartości znaczoności $\mathcal{S}$ tego rozróżnienia zdefiniowanej jako:

$$\mathcal{S} \equiv \frac{|\xi^H_{rec} - \xi^A_{rec}|}{\sqrt{(\Delta\xi^H_{rec})^2 + (\Delta\xi^A_{rec})^2}}$$

gdzie $\xi^{H,A}_{rec}$ i $\Delta\xi^{H,A}_{rec}$ to odpowiednio: zrekonstruowana wartość i błąd wyznaczenia parametru $\xi$ dla skalara ($H$) i pseudoskalara ($A$).

| masa $m_\Phi$ [GeV] | scałkowana świetlność [fb$^{-1}$] 20 | 60 | 100 |
|---|---|---|---|
| 200 | 3,49 | 5,82 | 7,78 |
| 300 | 4,56 | 8,54 | 10,12 |
| 400 | 4,31 | 8,13 | 10,29 |

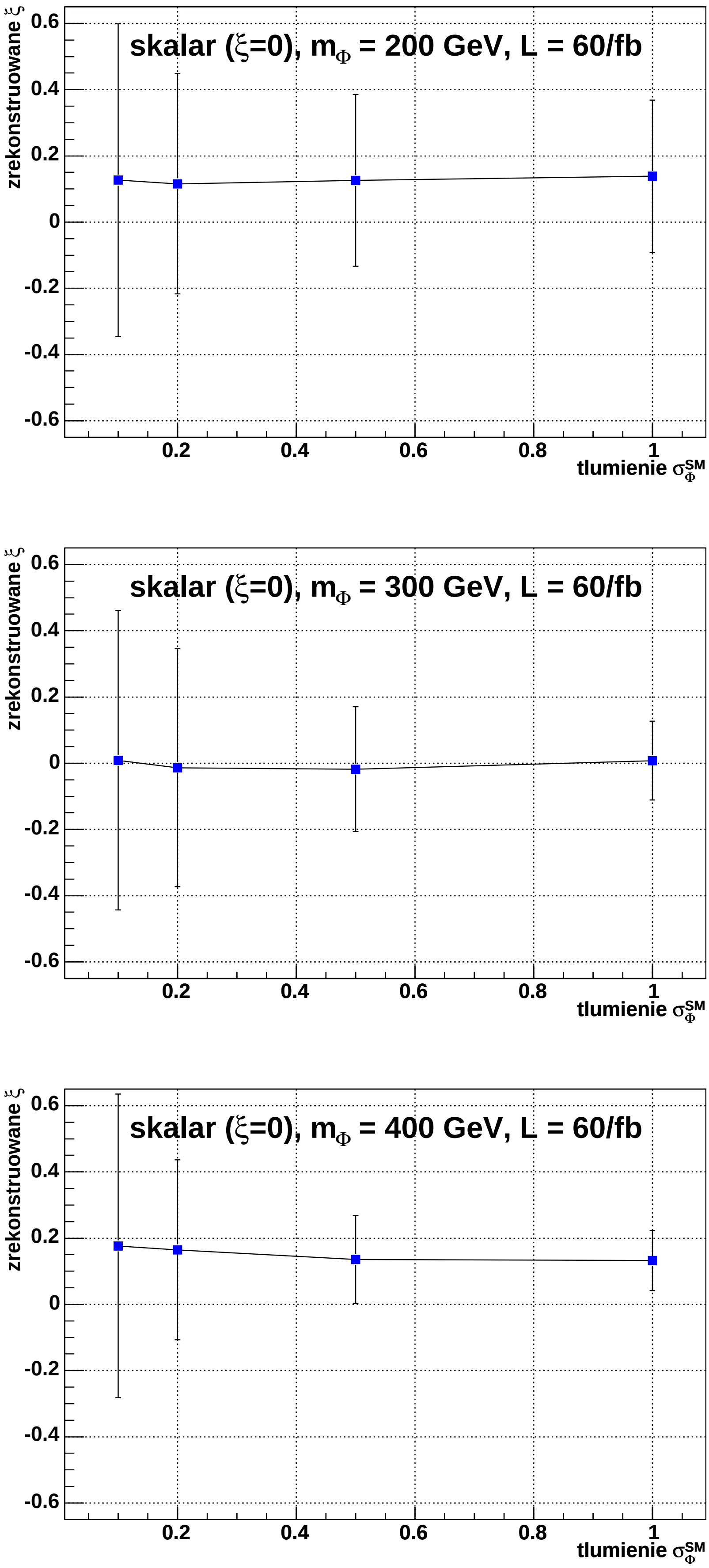
Tablica 5.11: Znaczoność rozróżnienia między skalarem i pseudoskalarem.

W badaniach jako referencyjne wybrano przekrój czynny produkcji bozonów Higgsa oraz stosunek rozgałęzień na pary bozonów $Z^0$ przewidywane przez Model Standardowy. Jednak przekój czynny i stosunki rozgałęzień zależą od wyboru konkretnego modelu, wobec tego zbadano zależność wartości zrekonstruowanego parametru $\xi$ i jego błędu od tłumienia przekroju czynnego w stosunku do przewidywanego przez Model Standardowy. Rys. 5.11 przedstawia zrekonstruowane dla skalara wartości $\xi$ wraz z błędem, zaś tab. 5.12 sam błąd dla czterech wartości parametru tłumienia $C^2$=0,1, 0,2, 0,5, 1[23] przy świetlności $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$. Analiza ta pokazuje, że oczekiwana wartość parametru $\xi$ słabo zależy od przekroju czynnego, zaś błąd jest proporcjonalny (w dobrym przybliżeniu) do $1/C$ czyli do pierwiastka z liczby oczekiwanych po selekcji przypadków sygnału.

[23]Tłumieniu $C^2$=0,1 odpowiada ok. 10 wyselekcjonowanych przypadków sygnału przy $\mathcal{L}$=60 fb$^{-1}$.

| masa | parametr tłumienia przekroju czynnego $C^2$ | | | |
|---|---|---|---|---|
| $m_\Phi$ [GeV] | 0,1 | 0,2 | 0,5 | 1 |
| 200 | 0,47 (0,15) | 0,33 (0,15) | 0,26 (0,18) | 0,23 (0,23) |
| 300 | 0,45 (0,14) | 0,36 (0,16) | 0,19 (0,13) | 0,12 (0,12) |
| 400 | 0,46 (0,15) | 0,27 (0,12) | 0,13 (0,09) | 0,09 (0,09) |

Tablica 5.12: Błąd zrekonstruowanej wartości parametru $\xi$ dla higgsa skalarnego w zależności od tłumienia przekroju czynnego sygnału w Modelu Standardowym $C^2$. W nawiasach podano wartość $C \cdot \Delta\xi$.




Rysunek 5.11: Zrekonstruowana wartość parametru $\xi$ dla higgsa skalarnego w zależności od tłumienia przekroju czynnego sygnału w Modelu Standardowym ($\sigma_{\Phi}^{SM}$) dla mas (od góry) $m_{\Phi}$=200, 300, 400 GeV. Błędy odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu.

# Podsumowanie

W danych zebranych przez detektor CMS będzie możliwe badanie za pomocą korelacji kątowych produktów rozpadu w procesie $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ sprzężenia $\Phi ZZ$. Pokazano, że precyzja pomiaru parametru $\xi$ opisującego to sprzężenie i określającego parzystość $CP$ bozonu Higgsa wyniesie dla skalara ~0,22, ~0,15 i ~0,12 odpowiednio dla scałkowanej świetlności $\mathcal{L}$=20, 60 i 100 fb$^{-1}$ oraz ~0,18, ~0,10 i ~0,08 dla pseudoskalara na poziomie ufności 63% („1$\sigma$"). Taka precyzja pomiaru $\xi$ pozwoli w szczególności na rozróżnienie higgsa skalarnego i pseudoskalarnego (dwóch stanów zachowujących $CP$) ze znaczonością $\mathcal{S} >$ 3,5, 5,8, 7,8 odpowiednio dla scałkowanej świetlności $\mathcal{L}$=20, 60 i 100 fb$^{-1}$.
Powyższe wyniki uzyskano przy założeniu wartości przekroju czynnego na produkcję bozonu Higgsa oraz stosunku rozgałęzień $BR(\Phi \to ZZ)$ przewidywanych w ramach Modelu Standardowego. W pracy pokazano, iż zależność precyzji wyznaczenia $\xi$ jest w dobrym przybliżeniu proporcjonalna do odwrotności z pierwiastka parametru tłumienia przekroju czynnego przewidywanego w Modelu Standardowym tzn. do pierwiastka z liczby oczekiwanych po selekcji przypadków sygnału.

# Zakończenie

W niniejszej rozprawie doktorskiej przedstawiłem dwie analizy będące przyczynkiem do eksperymentalnego poznania sektora Higgsa w fizyce oddziaływań fundamentalnych. W obydwu badałem scenariusze wykraczające poza minimalny sektor Higgsa Modelu Standardowego oraz poza sektor Higgsa minimalnego modelu supersymetrycznego (MSSM) również silnie ograniczony przez więzy teorii.

Pierwszą analizę przeprowadziłem z wykorzystaniem danych zebranych przez detektor DELPHI w dwóch okresach pracy akceleratora LEP – przy energiach zbliżonych do masy bozonu $Z^0$ (tzw. LEP1) o $\mathcal{L} = 71{,}4\,\mathrm{pb}^{-1}$ i przy maksymalnych energiach LEP $189-208$ GeV (tzw. LEP2) o $\mathcal{L}=611{,}2\,\mathrm{pb}^{-1}$.
Celem tej analizy było poszukiwanie sygnału procesów produkcji nieminimalnnych bozonów Higgsa rozpadających się do takich stanów końcowych z wysoką liczbą kwarków $b$, na które poszukiwania standardowe mają ograniczoną czułość. Nie zaobserwowałem nadwyżki przypadków ponad przewidywane tło zgodnych z poszukiwanym sygnałem, zatem wyznaczyłem ograniczenia na przekroje czynne poszukiwanych procesów. Ograniczenia te zostały wyrażone w postaci niezależnych od konkretnego modelu stałych $C^2$, co pozwala na ich interpretację w szerokiej klasie modeli nieminimalnego sektora Higgsa. Są one m.in. wykorzystywane (wraz z ograniczeniami z analiz z niestandardowymi stanami końcowymi) w ograniczeniach supersymetrycznego sektora Higgsa z łamaniem symetrii $CP$ prowadzonych przez współpracę DELPHI w ramach LEP Higgs Working Group [45].

W drugiej analizie badałem możliwość pomiaru parzystości $CP$ bozonu Higgsa $\Phi$ w procesie $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ przy użyciu danych obecnie budowanego detektora uniwersalnego CMS przy akceleratorze LHC. Pokazałem, że przy wykorzystaniu korelacji kątowych produktów rozpadu w badanym procesie możliwy będzie pomiar parametru $\xi$ opisującego uogónione sprzężenie $\Phi ZZ$. Precyzja tego pomiaru jest wystarczająca do określenia parzystości $CP$ bozonu Higgsa, a w szczególności do odróżnienia higgsa skalarnego od pseudoskalarnego.
Studia te wykonałem bazując na analizie próbek Monte Carlo realistycznie uwzględniających rzeczywiste warunki eksperymentalnie jakie będą panować w CMS, a przede wszystkim nieefektywności związane z układem trygera i rekonstrukcją leptonów.

# Summary

In this doctoral thesis I show two analyzes which contribute to experimental studies on the Higgs sector of the theory of fundamental interactions. I study scenarios beyond the minimal Higgs sector of the Standard Model and strongly theoretically constrained Higgs sector of minimal supersymmetry (MSSM) in both analyzes.

In the first analysis I use the data collected by the DELPHI detector during two periods of running the LEP accelerator – data collected with center-of-mass energy near $Z^0$ mass peak (LEP1 data) corresponding to $\mathcal{L} = 71.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ and the data collected with highest LEP energies $\sqrt{s} = 189 - 208$ GeV (LEP2 data) corresponding to $\mathcal{L} = 611.2\,\mathrm{pb}^{-1}$. The goal of this analysis was to search for neutral Higgs bosons decaying into such final states with $b$-quarks on which standard higgs searches have limited sensitivity. No excess compatible with the signal searched above the expected background has been found, therefore the limits on production cross-section have been set. The limits are expressed in the model-independent manner by $C^2$ constants. This allows their interpretation in wide class of non-minimal models of the Higgs sector. For example, the limits are used (with other exclusions for non-standard channels) by the DELPHI collaboration in the LEP Higgs Working Group to constraint supersymmetric Higgs sector with $CP$-violation [45].

In the second analysis I study possibility of a measurement of $CP$-parity of the Higgs boson $\Phi$ in the $\Phi \to ZZ \to 2e2\mu$ process using the data of the CMS detector on the currently being built LHC accelerator. I have showed that the measurement of the parameter $\xi$ describing a general $\Phi ZZ$-coupling using angle correlation of higgs decay products will be feasible. Precision of this measurement is sufficient for determination of $CP$-parity of the Higgs boson, particularly it is sufficient to distinguish between scalar and pseudoscalar.

The study has been based on the Monte Carlo samples realistically describing real conditions of the CMS experiment, especially ineffectivenesses of trigger system and reconstruction of leptons.

# Podziękowania

Chciałbym wyrazić podziękowania osobom, które wspierały mnie w czasie powstawania niniejszej pracy.

W pierwszym rzędzie dziękuję Piotrowi Zalewskiemu za wiele interesujących i owocnych dyskusji oraz za wskazówki udzielane w czasie studiów doktoranckich i pisania tej pracy.

Następnie chciałbym podziękować mojemu promotorowi prof. Ryszardowi Sosnowskiemu za opiekę podczas studiów doktoranckich.

Kolejne słowa podziękowania kieruję do Maartena Boonekampa za współpracę przy interpretacji otrzymanych w DELPHI wyników oraz w przygotowaniu ich do publikacji.

Serdecznie dziękuje Krzysztofowi Nawrockiemu za dodawanie mi otuchy w czasie pisania.

Dziękuję również członkom warszawskich grup DELPHI i CMS za stworzenie dobrej atmosfery i zainteresowanie postępami w powstawaniu tego doktoratu.

Na koniec chcę podziękować wszystkim, którzy okazywali swoje zainteresowanie i sympatię czym zachęcali mnie do pracy.

# Bibliografia


[1] S. Eidelman et al., *Phys. Lett.* **B592** (2004), 1.

[2] LEP Electroweak Working Group, http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[3] J. F. Gunion et al., *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley Publ. Comp. (1990).

[4] S. Glashow and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D15** (1977), 1958.

[5] C. Quigg, *Acta Phys. Polon.* **B30** (1999), 2145.

[6] D. Dominici, *Riv. Nuovo Cim.* **20** (1997), 11;
B. Kastening and J. J. van der Bij, *Phys. Rev.* **D60** (1999), 095003.

[7] J. R. Dell'Aquila and C. Nelson, *Phys. Rev.* **D33** (1986), 101;
A. Skjold and P. Osland, BERGEN-1995-12, HEP95 (Brussels);
S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B553** (2003) 61,
C. P. Buszello, I. Fleck, P. Marquard and J. J. van der Bij, *Eur. Phys. J.* **C32** (2004) 209.

[8] DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A303** (1991), 233;
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996), 57;
DELPHI Silicon Tracker Group, P. Chochula et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A412** (1998), 304.

[9] DELPHI Collaboration, J. Abdallach et al., *Eur. Phys. J.* **C32** (2004), 145 oraz referencje tamże.

[10] DELPHI Research Line, W. Adam et al., DELPHI 2002-037-CONF-571, ICHEP2002 (Amsterdam);
M. Boonekamp, M. Bluj, J. Hoffman, P. Zalewski and G. Gomes-Ceballos, DELPHI 2003-037-CONF-657, EPS2003 (Aachen);
DELPHI Collaboration, J. Abdallach et al., DELPHI 2004-035-CONF-710, ICHEP2004 (Beijing)

[11] DELPHI Collaboration, J. Abdallach et al., *Eur. Phys. J.* **C38** (2004),1.

[12] J. Kalinowski, M. Krawczyk *Phys. Lett.* **B361**(1995), 66;
J. Kalinowski, M. Krawczyk *IFT-96-03 preprint*, Warsaw 1996.

[13] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996), 57.

[14] T. Sjöstrand et al., *Comp. Phys. Comm.* **135** (2001), 238.
http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html
W DELPHI użyta została wersja 6.156, zaś w CMS 6.223.

[15] T. Sjöstrand, L. Lönnbald and S. Mrenna *Pythia 6.2. Physics and Manual*, LU-TP 01-21 (2001).

[16] F. A. Berends et al., *Comp. Phys. Comm.* **85** (1995), 437.

[17] P. Janot, *CERN Report* **96-01, Vol. 2** (1996), 309;
P. Janot, *HZHA ver. 3.0, release of end of December 1999*,
http://alephwww.cern.ch/~janot/Generators.html

[18] DELPHI Collaboration, J. Abdallach et al., *Eur. Phys. J.* **C32** (2004), 185;
G. Borisov, *Nucl. Inst. Meth.* **A417** (1998), 384;
G. Borisov, *Lifetime Tag of Events with B-hadrons with DELPHI detector*, preprint IHEP (Protvino), 94-98 (1994);
M. Boonekamp, DELPHI note 98-54 PHYS 779.

[19] G. Borisov, DELPHI note 94-125 PROG 208.

[20] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 581, Sect. 5.2.

[21] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Inst. Meth.* **A427** (1999), 487.

[22] D. J. Miller and M. H. Seymour, *Phys. Lett.* **B435** (1998), 231.

[23] ALEPH Collaboration, M. Acciari et al., *Phys. Lett.* **B434** (1998), 437;
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Phys. Lett.* **B462** (1999), 425;
OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., *Eur. Phys. J.* **C18** (2001), 447;
SLD Collaboration, et al., *Phys. Lett.* **B507** (2001), 61;
Wyniki powyższych pomiarów zostały uśrednione z założeniem nieskorelowanej systematyki przez M. Boonekampa.

[24] S. Catani et al., *Phys. Lett.* **B269** (1991), 432;
N. Brown, W. J. Stirling, *Z. Phys.* **C53** (1992), 629.

[25] M. Bluj, *LEP jako narzędzie poszukiwania nowej fizyki*, Praca magisterska, Wydzial Fizyki UW (2000)

[26] A. L. Read, *CERN Report* **2000-005** (2000), 81.

[27] J. Kurowska, O. Grajek and P. Zalewski, DELPHI 99-76-CONF-263, HEP99 (Tampere).

[28] CMS Collaboration, *CMS: The Compact Muon Solenoid, Technical Proposal*, CERN-LHCC-97-010 (1997).

[29] CMS Collaboration, *CMS, the Muon Project, Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-035, CMS-TDR-2 (1997);
G.Bruno et al.,CMS-NOTE-2002-043 (2002).

[30] CMS Collaboration, *CMS, the Tracker System Project, Technical Design Report*, CERN-LHCC-98-006, CMS-TDR-5 (1998).

[31] CMS Collaboration, *CMS, the Electromagnetic Calorimeter Project, Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-033, CMS-TDR-4 (1997).

[32] CMS Collaboration, *CMS, the Hadron Calorimeter Project, Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-031, CMS-TDR-2 (1997).

[33] CMS Collaboration, *CMS: The TriDAS Project, Technical Design Report, Vol. 1, The Trigger Systems*, CERN-LHCC-2000-038, CMS-TDR-6-1 (2000);
CMS Collaboration, *CMS: The TriDAS Project, Technical Design Report, Vol. 2, Data Acquisition and High-Level Trigger*, CERN-LHCC-2002-026, CMS-TDR-6-2 (2002).

[34] D. Futyan and D. Giordano, CMS Analysis Note, w przygotowaniu;
CMS Collaboration, *CMS Physics, Technical Design Report, Vol. 2, Physics Performance*, CMS-TDR-8-2, w przygotowaniu.

[35] CMS Simulation Package CMSIM *'User's Guide'* and *'Reference Manual'*;
http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html
Użyto wersji 133.

[36] Object Oriented Reconstruction for CMS Analysis ORCA *'User Guide'* and *'Reference Manual'*;
http://cmsdoc.cern.ch/orca
Do digitalizacji użyto wersji 7_6_1, do rekonstrukcji 8_7_3.

[37] M. Spira, *Fortsch. Phys.* **46** (1998), 203;
http://mspira.home.cern.ch/mspira/proglist.html

[38] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, *Comp. Phys. Commun.* **C108** (1998), 56.

[39] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *Phys. Rev.* **D60** (1999), 113006;
http://mcfm.fnal.gov

[40] CERN Yellow Report 2000-004, Electroweak Physics, 158.

[41] C. Zecher et al, *Z. Phys* **C64** (1994), 219.

[42] CERN Yellow Report 2000-004, Top Quark Physics, 429.

[43] A. Pukhov et al., INP-MSU-98-41/542.
http://theory.sinp.msu.ru/comphep, wersja 41.10

[44] R. K. Ellis and S. Veseli, *Phys. Rev.* **D60** (1999), 011501;
J. M. Campbell and R. K. Ellis, *Phys. Rev.* **D62** (2000), 114012;
J. M. Campbell, R. K. Ellis and D. Rainwater, FERMILAB-Pub-03/234-T (2003).
http://mcfm.fnal.gov

[45] LEP Higgs Working Group, *'Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP'*, w przygotowaniu.

# DODATEK A
# Konstrukcja zmiennej $\mathrm{x_b}$ identyfikującej przypadki z kwarkiem b [18]

W celu identyfikacji przypadków z kwarkiem $b$ jednocześnie z wysoką efektywnością i dużą czystością skonstruowano zmienną $x_b$, która zbiera charakterystyczne cechy hadronów $B$ takie jak czas życia, duża masa, wysoka krotność rozpadów. Aby połączyć informacje niesione przez różne zmienne posłużono się niżej opisaną techniką.

## Metoda łączenia zmiennych

Na początek rozpatrzmy jedną zmienną $x$ odróżniającą poszukiwany sygnał od tła. Oznaczmy funkcje gęstości prawdobodobieństwa tej zmiennej odpowiednio $f^S(x)$ dla sygnału i $f^B(x)$ dla tła. Załóżmy, że stosunek $R(x) = \frac{f^B(x)}{f^S(x)}$ rośnie monotonicznie ze wzrostem zmiennej $x$. Wówczas selekcja przypadków z efektywnością $\epsilon$ sprowadza się do wyboru tych, które spełniają warunek $x < x_0$, gdzie $x_0$ jest dane przez $\int_{x<x_0} f^S(x)\, dx = \epsilon$.

Pokażemy, że w ogólnym przypadku gdy $R(x)$ jest dowolną funkcją, można skonstruować zmienną posiadającą wyżej opisaną własność. Zdefiniujmy nową zmienną $y$ jako:

$$y \stackrel{def}{=} \frac{f^B(x)}{f^S(x)} \tag{2}$$

Gęstości prawdopodobieństwa nowej zmiennej dla sygnału $g^S(y)$ i tła $g^B(y)$ wynoszą:

$$g^S(y) = \int \delta\left(y - \frac{f^B(x)}{f^S(x)}\right) f^S(x)\, dx \tag{3}$$

$$g^B(y) = \int \delta\left(y - \frac{f^B(x)}{f^S(x)}\right) f^B(x)\, dx \tag{4}$$

Korzystając z własności funkcji $\delta$ można przekształcić równanie (4) do postaci:

$$g^B(y) = \int \delta\left(y - \frac{f^B(x)}{f^S(x)}\right) y f^s(x)\, dx = y g^S(y) \tag{5}$$

Zatem dla nowej zmiennej $y$ stosunek $R(y) = \frac{g^B(y)}{g^S(y)} = y$. Jest to w trywialny sposób monotoniczna funkcja $y$ mogąca posłużyć do selekcji przypadków z zadaną efektywnością.

Uogólnijmy to na przypadek wielu zmiennych $x_i$ odróżniających sygnał od tła. Można wówczas pokazać, że dla funkcji gęstości prawdopodobieństwa n-zmiennych $f^{S/B}(x_1,\ldots,x_n)$ zmienna

$$y \stackrel{def}{=} \frac{f^B(x_1,\ldots,x_n)}{f^S(x_1,\ldots,x_n)} \tag{6}$$

ma tą samą własność co $y$ w przypadku istnienia jednej zmiennej $x$, tzn. $R(y) = y$.

Gdy zmienne $x_i$ są niezależne to:

$$y = \frac{f^B(x_1,\ldots,x_n)}{f^S(x_1,\ldots,x_n)} = \prod_i \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)} = \prod_i y_i \tag{7}$$

W tym przypadku selekcja opiera się na znalezieniu stosunków gęstości prawdopodobieństwa $y_i = \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)}$ dla poszczególnych zmiennych $x_i$ i ustalenia wartości cięcia $y_0$ na zmienną $y = \prod_i y_i$.

Taka procedura jest prosta i daje się łatwo rozbudować o nowe zmienne odróżniające sygnał od tła. W praktyce zmienne $x_i$ nie są niezależne, jednak gdy korelacja jest słaba to można zastosować wyżej opisaną metodę choć nie jest ona wówczas optymalna.

## Zmienne użyte do konstrukcji $x_b$

- $P^+$ - prawdopodobieństwo, że analizowane tory cząstek pochodzą z pierwotnego wierzchołka. Dla przypadków z kwarkiem $b$ jest ono małe.

  Wartość $P^+$ jest wyznaczana w oparciu o analizę parametru zderzenia odpowiadającego danym torom. Parametr zderzenia w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki $(R - \phi)$ jest zdefiniowany jako minimalna odległość toru cząstki od punktu oddziaływania (wierzchołka pierwotnego). Znak parametru zderzenia jest dodatni gdy wektor łączący wierzchołek pierwotny z najbliższym punktem toru ma dodatnią składową w kierunku osi dżetu zawierającego analizowany tor. W przeciwnym przypadku znak parametru zderzenia jest ujemny. Tory z rozpadów kwarka $b$ powinny mieć dodatnie parametry zderzenia. Niezerowa wartość parametru zderzenia może być również wynikiem niedokładności wyznaczenia toru i pozycji wierzchołka pierwotnego. W tym przypadku liczba dodatnich paramertów zderzenia powinna być w przybliżeniu równa liczbie ujemnych. Każdemu parametrowi zderzenia odpowiada waga $S$:

  $$S \stackrel{def}{=} \frac{d}{\sigma}, \tag{8}$$

  gdzie $d$ - parametr zderzenia, $\sigma$ - błąd wyznaczenia $d$. Prawdopodobieństwo znalezienia danej wagi $P(S)$ dana jest wyrażeniem:

  $$P(S_0) \stackrel{def}{=} \begin{cases} \int_{S<S_0} f(S)\, dS & S_0 < 0 \\ P(-S_0) & S_0 > 0 \end{cases} \tag{9}$$

  gdzie $f(S)$ (funkcja rezolucji) jest rozkładem gęstości prawdopodobieństwa wagi $S$. Prawdopodobieństwo dla N torów jest zdefiniowane jako:

  $$P_N \stackrel{def}{=} \prod \cdot \sum_{j=1}^{N-1} \left( -\ln \prod^j \right) /j!, \tag{10}$$

  gdzie $\prod \stackrel{def}{=} \prod_{i=1}^{N} P(S_i)$.
  Przy założeniu, że wagi dla N torów nie są skorelowane, rozkład $P_N$ dla N cząstek pochodzących z wierzchołka pierwotnego jest płaski, natomiast gdy część z cząstek pochodzi z wierzchołka wtórnego to $P_N$ jest bliskie zera.
  Ponieważ tylko dodatnie parametry odpowiadają przypadkom z rozpadem kwarka $b$, więc odstępstwo od rozkładu płaskiego prawdopodobieństwa wag dodatnich parametrów zderzenia w przypadku $P_N^+$ jest miarą prawdopodobieństwa, że przypadek zawiera kwark $b$.
  Do testu metody może zostać użyty rozkład prawdopodobieństwa wag ujemnych parametrów zderzenia $P_N^-$. Ich pochodzenie jest związane z niedokładnością wyznaczenia torów i pierwotnego wierzchołka, zatem oczekujemy płaskiego rozkładu tego prawdopodobieństwa niezależnie od typu przypadku (zawierającego rozpad $b$ lub nie).

- $M_s$ - masa cząstek wychodzących z wtórnego wierzchołka. Dla dżetów z rozpadu kwarka $c$ dających podobny rozkład $P^+$ jak te pochodzące z rozpadu kwarka $b$, $M_s$ jest ograniczona masą mezonów $D$ ($\sim$ 1,8 GeV), zatem liczba wtórnych wierzchołków z rozpadu kwarka $c$ szybko spada dla $M_s >$ 1,8 GeV.

- $R_s^{tr}$ - pospieszność związana z torami wychodzącymi z wtórnego wierzchołka. Pospieszność cząstek pochodzących z rozpadów mezonów $B$ jest mniejsza niż pochodzących z rozpadów mezonów $D$.

- $X_s^{ch}$ - ilość energii niesionej przez cząstki naładowane pochodzące z wtórnego wierzchołka.

- $p_T^l$ - pęd poprzeczny leptonów (elektronów i mionów) względem osi dżetu, do którego należą. Pęd dżetu jest wyznaczany po uprzednim odjęciu pędu leptonu.

## Konstrukcja zmiennej $x_b$

Istnieją dwa typy tła dla przypadków z kwarkiem $b$: dżety powstałe przy hadronizacji kwarka $c$ oraz powstałe przy hadronizacji lekkich kwarków $(u,\ d,\ s)$. Charakteryzują się one różnymi rozkładami zmiennych odróżniających je od sygnału. Wobec tego zmienna kombinowana jest zadana przez wyrażenie rozdzielające powyższe wkłady do tła:

$$y = n_c \prod_i \frac{f_i^c(x_i)}{f_i^b(x_i)} + n_q \prod_i \frac{f_i^q(x_i)}{f_i^b(x_i)} = n_c \cdot y^c + n_q \cdot y^q, \tag{11}$$

gdzie $x_i$ oznacza poszczególne zmienne, indeksy $b,\ c,\ q$ oznaczają kolejno: rozkłady związane z kwarkiem $b$, $c$ oraz z lekkimi kwarkami $(u,\ d,\ s)$; $n_c,\ n_q$ to znormalizowane liczby przypadków z dżetami pochodzącymi od kwarka $c$ i lekkich kwarków $(u,\ d,\ s)$.

Zmienna $x_b$ wiąże się z tak zdefiniowanym $y$ równaniem:

$$x_b = -log_{10} y \tag{12}$$

Dżet związany z kwarkiem b jest wybierany za pomocą cięcia o zadanej efektywności na zmienną $x_b$.

Wszystkie informacje zawarte w tym Dodatku pochodzą z pracy [18].

# DODATEK B
# Zmienne opisujące topologię przypadku hadronowego

Poniżej zostały umieszczone definicje zmiennych używanych do opisu przypadków hadronowych w eksperymentach na kolajderach elektronowych.

- thrust

$$T \stackrel{def}{=} \max_{\vec{n}} \left( \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right), \tag{13}$$

  gdzie $i$ numeruje cząstki, $\vec{n}$ jest wektorem jednostkowym. Wektor $\vec{n}$ maksymalizujący wyrażenie (13) wyznacza oś thrustu.

  Thrust przybiera wartości z przedziału $[\frac{1}{2}, 1]$. Izotropowemu rozkładowi cząstek odpowiada wartość $T \approx \frac{1}{2}$, zaś dwóm dżetom współliniowym $T \approx 1$. Dla przypadków wielodżetowych thrust przybiera wartości pośrednie.

- akoplanarność

$$A \stackrel{def}{=} 4 \min_{\vec{n}} \left( \frac{\sum_i |\vec{p}_i^{\,out}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right)^2, \tag{14}$$

  gdzie $i$ numeruje cząstki, $\vec{p}_i^{\,out}$ jest wektorem prostopadłym do płaszczyzny o wektorze normalnym $\vec{n}$. Wektor $\vec{n}$ minimalizujący wyrażenie (14) wyznacza płaszczyznę przypadku.
  Akoplanarność jest miarą pędu poprzecznego do płaszczyzny przypadku. Przybiera wartości między $A = 0$ dla przypadków leżących w jednej płaszczyźnie, a $A = 1$ dla konfiguracji sferycznej.

- sferyczność

$$S \stackrel{def}{=} \left( \frac{4}{\pi} \right)^2 \min_{\vec{n}} \left( \frac{\sum_i |\vec{p}_{Ti}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right)^2 \tag{15}$$

  lub

$$S' \stackrel{def}{=} \frac{3}{2} \min_{\vec{n}} \left( \frac{\sum_i \vec{p}_{Ti}^{\,2}}{\sum_i \vec{p}_i^{\,2}} \right), \tag{16}$$

  gdzie $i$ numeruje cząstki, $\vec{n}$ jest wektorem jednostkowym, względem którego jest wyznaczany $\vec{p}_{Ti}$. Wektor $\vec{n}$ minimalizujący wyrażenie (15) lub (16) wyznacza oś przypadku. Sferyczność jest miarą $p_T^2$ względem osi przypadku. Wartości sferyczności zawierają się w przedziale od $S = 0$ dla dwu współliniowych dżetów do $S = 1$ dla konfiguracji sferycznej.

- momenty Foxa-Wolframa

$$H_l \stackrel{def}{=} \frac{\sum_{i,j} |\vec{p}_i|\, |\vec{p}_j|\, P_l(\cos\theta_{ij})}{(\sum_i E_i)^2}, \tag{17}$$

  gdzie $i$, $j$ numerują cząstki, $P_l$ jest $l$-tym wielomianem Legendre'a, $\vec{p}_i$ i $E_i$ odpowiednio pędem i energią cząstki $i$, zaś $\theta_{ij}$ kątem między pędami cząstek $i$, $j$. Kilka pierwszych wielomianów Legendre'a $P_l$ jest przedstawionych poniżej:

  $P_0 = 1$
  $P_1 = x$
  $P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$
  $P_3 = \frac{1}{2}(5x^3 - 3x)$

$P_4 = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3)$
Momenty Fox'a-Wolfram'a $H_l$ przyjmują wartości z przedziału $[0,1]$.
Przy założeniu zerowych mas cząstek mamy $H_0 = 1$, wobec czego $H_0$ jest często używany do normalizacji pozostałych momentów: $H_{l0} \stackrel{def}{=} H_l/H_0$.
Gdy mierzone pędy równoważą się (tzn. nie ma brakującego pędu) $H_1$ jest równy z definicji 0. Przypadkom sferycznym odpowiada $H_l \approx 0$ $(l \neq 0)$, przypadkom z dwoma współliniowymi dżetami $H_l \approx 0$ dla $l$ nieparzystych i $H_l \approx 1$ dla $l$ parzystych, przypadkom z trzema symetrycznymi dżetami leżącymi na płaszczyźnie $H_2 \approx \frac{1}{4}$, $H_3 \approx \frac{5}{8}$ itd.

## Algorytmy dzielące przypadek na dżety

W tym paragrafie została opisana idea dzielenia przypadków na dżety. Zasadza się ona na odnajdowaniu dwóch obiektów położonych najbliżej siebie, a następnie łączeniu ich w jeden. Łączenie obiektów polega na zastępowaniu ich nowym o czteropędzie będącym sumą czteropędów obiektów wyjściowych. Procedura łączenia jest powtarzana tak długo aż spełniony zostanie jeden z możliwych warunków: odległość między najbliższymi obiektami będzie większa od zadanej lub liczba obiektów będzie równa zadanej. Miara odległości między obiektami może być różnie definiowana – kilka najczęściej używanych zostało omówionych poniżej. Pierwotnymi obiektami są zarejestrowane cząstki, zaś końcowymi są (z definicji) poszukiwane dżety.

Najprostszą miarą odległości między obiektami $i$, $j$ jest kwadrat ich masy niezmienniczej[24]

$$m_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 \tag{18}$$

Nie jest on optymalną miarą odległości. Jej użycie powoduje, że jako pierwsze grupowane są cząstki o małych pędach a następnie wokół nich te o większych. Natomiast właśnie cząstki o wysokich pędach są tymi wiodącymi w dżecie, tzn. kierunek ich pędu dobrze przybliża kierunek dżetu.

W celu rekonstruowania dżetów wokół cząstek o dużych pędach wprowadza się inne miary odległości. Pierwsza z nich $d_{ij}$ wykorzystywana w algorytmie LUCLUS jest zadana równaniem:

$$d_{ij}^2 = 4\,\frac{\vec{p}_i^{\,2}\,\vec{p}_j^{\,2}\,sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2}, \tag{19}$$

gdzie $\theta_{ij}$ to kąt między pędami obiektów $i$, $j$. Gdy $\theta_{ij}$ jest małe, to z równania (19) otrzymujemy:

$$d_{ij} \approx \frac{|\vec{p}_i \times \vec{p}_j|}{|\vec{p}_i + \vec{p}_j|} \tag{20}$$

W tej granicy $d_{ij}$ jest pędem poprzecznym obiektów $i$, $j$ znormalizowanym sumą ich pędów.

Inną miarę odległości $(y_{ij})$ wykorzystuje algorytm JADE:

$$y_{ij} = 2\,\frac{E_i E_j\,(1 - \cos\theta_{ij})}{E^2}, \tag{21}$$

gdzie $\theta_{ij}$ to kąt między pędami obiektów $i, j$, a $E$ całkowita zmierzona energia. Umieszczenie $E$ w mianowniku definicji $y_{ij}$ zmniejsza czułość na akceptancję detektora oraz pozwala porównywać wyniki otrzymane przy różnych energiach.
Dla $m_i = m_j = 0$ odległość $y_{ij}$ jest znormalizowanym kwadratem masy niezmienniczej $(m_{ij}^2/E^2)$.

[24]Równie dobra jest masa niezmiennicza.

Jednak niezerowość mas powoduje, że szybsze cząstki są preferowane jako te wokół których budowane są dżety.

Podobnie jak w algorytmie JADE zdefiniowana jest miara odległości w algorytmie DURHAM:

$$\bar{y}_{ij} = 2\,\frac{\min(E_i^2, E_j^2)\,(1-\cos\theta_{ij})}{s}, \tag{22}$$

gdzie $\theta_{ij}$ to kąt między pędami obiektów $i$, $j$, a $s$ jest kwadratem energii w środku masy. Odległość $\bar{y}_{ij}$ można interpretować jako znormalizowany pęd poprzeczny najmiększej cząstki względem najtwardszej.

Dodatkowe informacje na temat algorytmów dzielących przypadki na dżety można znaleźć np. w pracy [15].

# DODATEK C
# Metoda stosunku funkcji największej wiarygodości [26]

## Wprowadzenie do analizy statystycznej

Celem poszukiwań nowych zjawisk w fizyce jest potwierdzenie obserwacji interesującego sygnału lub, w przypadku jego braku, wyznaczenie możliwie silnych ograniczeń na jego istnienie. Zarówno potwierdzenie obserwacji sygnału jak i ograniczenia na jego istnienie dokonywane jest na pewnym poziomie ufności tzn. przy przyjęciu, że istnieje pewne prawdopodobieństwo, że przyjęta hipoteza (istnienia bądź braku sygnału) jest błędna.

Wyniki analiz można sformułować w języku wykluczających się hipotez testowych – jedną z nich jest hipoteza braku sygnału, a drugą jego obserwacja. Polega ono na zdefiniowaniu procedury określającej poziom, na którym dana hipoteza jest preferowana przez obserwowane dane. Procedura ta przebiega w kilku krokach. Po pierwsze należy wybrać takie obserwable, które odróżniają dwie hipotezy (najprostszą obserwablą jest liczba przypadków spełniających pewne kryteria). Następnie trzeba skonstruować statystykę testową $\mathcal{Q}$, czyli funkcję obserwabli i parametrów modelu, szeregującą możliwe wyniki eksperymentu od najmniej do najbardziej przypominających sygnał. Ostatnim etapem tej procedury jest sformułowanie reguły odkrycia lub wykluczenia tzn. wybór takiego zakresu wartości statystyki testowej, dla którego dana obserwacja pozwala stwierdzić występowanie lub brak sygnału (na zadanym poziomie ufności).
Jeżeli statystyka testowa $\mathcal{Q}$ jest taką funkcją, że rośnie wraz ze wzrostem liczby przypadków przypominających sygnał, to poziom ufności dla hipotezy występowania sygnału i tła (ang. signal+background hypothesis, $s{+}b$) $CL_{s+b}$ jest zadany przez prawdopodobieństwo, że statystyka testowa $\mathcal{Q}$ jest mniejsza bądź równa wartości obserwowanej $\mathcal{Q}_{obs}$:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(\mathcal{Q} \leq \mathcal{Q}_{obs}),$$

gdzie

$$P_{s+b}(\mathcal{Q} \leq \mathcal{Q}_{obs}) = \int_{-\infty}^{\mathcal{Q}_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{d\mathcal{Q}} d\mathcal{Q}$$

$dP_{s+b}/d\mathcal{Q}$ jest funkcją gęstości prawdopodobieństwa dla hipotezy $s{+}b$. Mała wartość $CL_{s+b}$ odpowiada małej zgodności obserwacji z hipotezą $s+b$.
Podobnie poziom ufności dla hipotezy występowania samego tła (ang. background hypothesis, $b$) $CL_b$ jest zadany przez:

$$CL_b = P_b(\mathcal{Q} \leq \mathcal{Q}_{obs}),$$

gdzie

$$P_b(\mathcal{Q} \leq \mathcal{Q}_{obs}) = \int_{-\infty}^{\mathcal{Q}_{obs}} \frac{dP_b}{d\mathcal{Q}} d\mathcal{Q}$$

$dP_b/d\mathcal{Q}$ jest funkcją gęstości prawdopodobieństwa dla hipotezy $b$. Wartość $CL_b$ bliska jedności oznacza małą zgodność obserwacji z hipotezą $b$.

## Wprowadzenie $CL_s$

Uwzględnienie występowania w danych tła może prowadzić do ,,niefizycznych" wartości estymowanych parametrów modelu – dzieje się tak, gdy liczba obserwowanych przypadków jest mniejsza od oczekiwanej liczby przypadków tła. Wówczas preferowane są

rozwiązania z ujemną liczbą przypadków sygnału. Ważne jest rozróżnienie między estymatorem, który może być ,,niefizyczny" (gdy sygnał jest nieobserwowalny lub go brak a tło zafluktuuje poniżej wartości oczekiwanej) od samego parametru, który jest poprawnie (,,fizycznie") ograniczony. Gdy obserwacja jest zgodna z brakiem sygnału oraz gdy mamy do czynienia z fluktuacją tła poniżej wartości oczekiwanej może się zdarzyć, że nawet brak (zero) przypadków sygnału jest wykluczone na zadanym poziomie ufności! Mimo to, jest to wynik całkowicie poprawny ze statystycznego punktu widzenia – mówi on o prawdopodobieństwie obserwacji takiego samego lub silniejszego wykluczenia w innych eksperymentach z takim samym oczekiwanym sygnałem i tłem. Jednak nie odpowiada na bardziej interesujące badacza pytanie o brak lub możliwość występowania sygnału.
Jednym z możliwych sposobów zaradzenia temu problemowi jest uwzględnienie fluktuacji tła przez znormalizowanie poziomu ufności dla hipotezy $s{+}b$ ($CL_{s+b}$) za pomocą poziomu ufności dla hipotezy $b$ ($CL_b$):

$$CL_s \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

$CL_s$ jest konserwatywnym przybliżeniem poziomu ufności dla hipotezy występowania samego sygnału (ang. signal hypothesis, $s$)[25].
W tym miejscu należy podkreślić, że niski poziom ufności dla tła może oznaczać, że zostały pominięte lub niedocenione jakieś istotne błędy systematyczne.
Ponieważ $CL_s$ nie jest ,,prawdziwym" poziomem ufności (jest jego estymatorem), to występowanie sygnału może być wykluczone na poziomie ufności $CL$ takim, że

$$CL \geq 1 - CL_s$$

Oznacza to, że faktyczny poziom ufności wykluczenia może być większy niż dany przez $1 - CL_s$ – wykluczenie jest słabsze (konserwatywne). Różnica między $1 - CL_s$ a faktycznym poziomem ufności $CL$ jest tym większa im funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla hipotez $s{+}b$ i $b$ są bardziej do siebie podobne.

## Definicja statystyki testowej $\mathcal{Q}$

Statystyką testową o poszukiwanych własnościach, tj. taką która rośnie wraz z liczbą przypadków zgodnych z kryteriami określającymi sygnał, jest stosunek funkcji największej wiarygodności (ang. likelihood) dla hipotez $s{+}b$ ($\mathcal{L}_{s+b}(x_i)$) i $b$ ($\mathcal{L}_b(x_i)$):

$$\mathcal{Q}(x_i) \equiv \frac{\mathcal{L}_{s+b}(x_i)}{\mathcal{L}_b(x_i)}$$

gdzie $\{x_i\}$ oznacza rezultat pomiaru tj. obserwowaną wartość obserwabli odróżniających sygnał i tło.
Gdy obserwablą jest liczba przypadków spełniających pewne kryteria (eksperyment licznikowy) to:

$$\mathcal{Q}(x_i) = e^{-s} \prod_{j=1}^{N_{chan}} \left(1 + \frac{s_j}{b_j}\right)^{n_j}$$

gdzie $s$ to oczekiwana liczba przypadków sygnału we wszystkich $N_{chan}$ kanałach, $s_j$, $b_j$, $n_j$ to odpowiednio liczba oczekiwanych przypadków sygnału i tła oraz obserwowaną liczba przypadków w $j$-tym kanale.

[25]W przypadku występowania samego sygnału mamy z definicji $CL_b = 1$ i $CL_s = CL_{s+b}$.

## Uwzględnienie błędów systematycznych

Przedziały ufności z definicji opisują niepewność (statystyczną) wykluczenia lub przyjęcia danej hipotezy. Zatem zamiast podawać je z błędem pochodzącym od niepewności systematycznych można je tak zmodyfikować aby obejmowały również te niepewności.

Najprostszą metodą wykorzystywaną w tym celu jest przesunięcie wartości obarczonych błędem systematycznym parametrów (takich jak liczba oczekiwanych przypadków tła czy efektywność selekcji) o ich błąd w kierunku osłabiającym wyznaczone ograniczenia. Jednak można pokazać, że taka procedura prowadzi zawsze do ograniczenia zbyt pesymistycznego, tzn. bardziej konserwatywnego niż optymalne.

Inna metoda, używana przy poszukiwaniach bozonu Higgsa w LEPie (w tym w analizie opisanej w tej pracy), polega na użyciu parametrów z błędem, do odgadnięcia ich rozkładu prawdopodobieństwa (metoda Bayesowska), a następnie wykorzystaniu tych rozkładów do generacji pseudoeksperymentów (np. metodą Monte Carlo) do konstrukcji stosunku funkcji największej wiarygodności (statystyki testowej $\mathcal{Q}$). Zastosowanie tej procedury powoduje, że rozkłady opisujące $\mathcal{Q}$ dla hipotez $s+b$ i $b$ poszerzają się, zatem rosną obszary ich przekrywania, co w konsekwencji prowadzi do słabszych wykluczeń uwzględniających niepewności systematyczne.

Informacje zawarte w tym Dodatku pochodzą z pracy [26].

# DODATEK D
# Wykluczone stałe sprzężenia $\mathbf{C^2}$

Dodatek zawiera tabele z wartościami wykluczonych stałych sprzężenia $C^2$ dla procesów analizowanych w tej pracy. W celu zmniejszenia rozmiarów tablic gęstość punktów masowych została ograniczona, lecz istnieje możliwość udostępnienia programu (w języku `FORTRAN77`) zawierającego pełną siatkę mas.

Tablica 13: **proces Yukawy:** ograniczenia na stałe $C$ w procesie Yukawy (zdefiniowane w rozdziale 2.1.1) w funkcji masy bozonu Higgsa $m_{h/A}$.

| $m_{h/A}$ [GeV] | 12 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $C_{bb(h \to bb)}$ | 17,7 | 18,1 | 20,7 | 29,0 | 48,9 | 108,2 |
| $C_{bb(A \to bb)}$ | 18,4 | 19,0 | 21,0 | 31,8 | 54,8 | 114,9 |

Tablica 14: $hA \to 4b$**:** ograniczenia na stałą $C^2_{hA \to 4b}$ (zdefiniowaną w rozdziale 2.1.1) w funkcji mas bozonów Higgsa $m_h$ i $m_A$ (w GeV). Wyniki są symetryczne w $m_h$ i $m_A$.

| $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 4b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 4b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 4b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 4b}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 12, 12 | 0,022 | 90, 20 | 0,322 | 90, 35 | 0,268 | 65, 55 | 0,087 |
| 15, 12 | 0,011 | 95, 20 | 0,357 | 95, 35 | 0,302 | 70, 55 | 0,114 |
| 20, 12 | 0,005 | 100, 20 | 0,409 | 100, 35 | 0,264 | 75, 55 | 0,137 |
| 25, 12 | 0,005 | 105, 20 | 0,423 | 105, 35 | 0,290 | 80, 55 | 0,188 |
| 30, 12 | 0,005 | 110, 20 | 0,515 | 110, 35 | 0,404 | 85, 55 | 0,261 |
| 35, 12 | 0,007 | 115, 20 | 0,628 | 115, 35 | 0,525 | 90, 55 | 0,260 |
| 40, 12 | 0,009 | 120, 20 | 0,727 | 120, 35 | 0,671 | 95, 55 | 0,308 |
| 45, 12 | 0,011 | 125, 20 | 0,878 | 125, 35 | 0,862 | 100, 55 | 0,368 |
| 50, 12 | 0,015 | 130, 20 | ≥1 | 130, 35 | ≥1 | 105, 55 | 0,438 |
| 55, 12 | 0,025 | 25, 25 | 0,003 | 40, 40 | 0,022 | 110, 55 | 0,582 |
| 60, 12 | 0,048 | 30, 25 | 0,003 | 45, 40 | 0,043 | 115, 55 | 0,830 |
| 65, 12 | 0,114 | 35, 25 | 0,006 | 50, 40 | 0,057 | 120, 55 | ≥1 |
| 70, 12 | 0,255 | 40, 25 | 0,007 | 55, 40 | 0,060 | 60, 60 | 0,085 |
| 75, 12 | 0,318 | 45, 25 | 0,012 | 60, 40 | 0,089 | 65, 60 | 0,108 |
| 80, 12 | 0,335 | 50, 25 | 0,017 | 65, 40 | 0,084 | 70, 60 | 0,123 |
| 85, 12 | 0,347 | 55, 25 | 0,040 | 70, 40 | 0,126 | 75, 60 | 0,174 |
| 90, 12 | 0,355 | 60, 25 | 0,109 | 75, 40 | 0,130 | 80, 60 | 0,187 |
| 95, 12 | 0,380 | 65, 25 | 0,247 | 80, 40 | 0,157 | 85, 60 | 0,203 |
| 100, 12 | 0,406 | 70, 25 | 0,235 | 85, 40 | 0,187 | 90, 60 | 0,266 |
| 105, 12 | 0,445 | 75, 25 | 0,253 | 90, 40 | 0,188 | 95, 60 | 0,327 |
| 110, 12 | 0,471 | 80, 25 | 0,262 | 95, 40 | 0,216 | 100, 60 | 0,383 |
| 115, 12 | 0,574 | 85, 25 | 0,287 | 100, 40 | 0,248 | 105, 60 | 0,495 |
| 120, 12 | 0,671 | 90, 25 | 0,316 | 105, 40 | 0,363 | 110, 60 | 0,666 |
| 125, 12 | 0,819 | 95, 25 | 0,370 | 110, 40 | 0,433 | 115, 60 | 0,988 |
| 130, 12 | ≥1 | 100, 25 | 0,387 | 115, 40 | 0,554 | 120, 60 | ≥1 |
| 15, 15 | 0,004 | 105, 25 | 0,490 | 120, 40 | 0,728 | 65, 65 | 0,123 |
| 20, 15 | 0,003 | 110, 25 | 0,537 | 125, 40 | 0,965 | 70, 65 | 0,165 |
| 25, 15 | 0,003 | 115, 25 | 0,652 | 130, 40 | ≥1 | 75, 65 | 0,169 |
| 30, 15 | 0,004 | 120, 25 | 0,843 | 45, 45 | 0,071 | 80, 65 | 0,162 |
| 35, 15 | 0,005 | 125, 25 | ≥1 | 50, 45 | 0,065 | 85, 65 | 0,208 |
| 40, 15 | 0,007 | 30, 30 | 0,005 | 55, 45 | 0,063 | 90, 65 | 0,234 |
| 45, 15 | 0,010 | 35, 30 | 0,006 | 60, 45 | 0,072 | 95, 65 | 0,353 |
| 50, 15 | 0,013 | 40, 30 | 0,010 | 65, 45 | 0,083 | 100, 65 | 0,417 |
| 55, 15 | 0,025 | 45, 30 | 0,015 | 70, 45 | 0,082 | 105, 65 | 0,598 |
| 60, 15 | 0,048 | 50, 30 | 0,023 | 75, 45 | 0,149 | 110, 65 | 0,947 |
| 65, 15 | 0,120 | 55, 30 | 0,049 | 80, 45 | 0,209 | 115, 65 | ≥1 |
| 70, 15 | 0,264 | 60, 30 | 0,109 | 85, 45 | 0,191 | 70, 70 | 0,163 |
| 75, 15 | 0,320 | 65, 30 | 0,111 | 90, 45 | 0,223 | 75, 70 | 0,155 |
| 80, 15 | 0,326 | 70, 30 | 0,166 | 95, 45 | 0,218 | 80, 70 | 0,160 |
| 85, 15 | 0,331 | 75, 30 | 0,223 | 100, 45 | 0,331 | 85, 70 | 0,218 |
| 90, 15 | 0,341 | 80, 30 | 0,247 | 105, 45 | 0,371 | 90, 70 | 0,226 |
| 95, 15 | 0,378 | 85, 30 | 0,268 | 110, 45 | 0,468 | 95, 70 | 0,337 |
| 100, 15 | 0,408 | 90, 30 | 0,258 | 115, 45 | 0,606 | 100, 70 | 0,477 |
| 105, 15 | 0,447 | 95, 30 | 0,299 | 120, 45 | 0,812 | 105, 70 | 0,722 |
| 110, 15 | 0,476 | 100, 30 | 0,354 | 125, 45 | ≥1 | 110, 70 | ≥1 |
| 115, 15 | 0,569 | 105, 30 | 0,392 | 50, 50 | 0,060 | 75, 75 | 0,164 |
| 120, 15 | 0,685 | 110, 30 | 0,375 | 55, 50 | 0,056 | 80, 75 | 0,179 |
| 125, 15 | 0,841 | 115, 30 | 0,444 | 60, 50 | 0,054 | 85, 75 | 0,228 |
| 130, 15 | ≥1 | 120, 30 | 0,559 | 65, 50 | 0,069 | 90, 75 | 0,242 |
| 20, 20 | 0,002 | 125, 30 | 0,711 | 70, 50 | 0,089 | 95, 75 | 0,430 |
| 25, 20 | 0,002 | 130, 30 | 0,918 | 75, 50 | 0,128 | 100, 75 | 0,658 |
| 30, 20 | 0,003 | 135, 30 | ≥1 | 80, 50 | 0,229 | 105, 75 | ≥1 |
| 35, 20 | 0,004 | 35, 35 | 0,009 | 85, 50 | 0,239 | 80, 80 | 0,171 |
| 40, 20 | 0,006 | 40, 35 | 0,014 | 90, 50 | 0,267 | 85, 80 | 0,237 |
| 45, 20 | 0,008 | 45, 35 | 0,024 | 95, 50 | 0,285 | 90, 80 | 0,306 |
| 50, 20 | 0,013 | 50, 35 | 0,045 | 100, 50 | 0,372 | 95, 80 | 0,482 |
| 55, 20 | 0,025 | 55, 35 | 0,088 | 105, 50 | 0,444 | 100, 80 | 0,913 |
| 60, 20 | 0,059 | 60, 35 | 0,092 | 110, 50 | 0,496 | 105, 80 | ≥1 |
| 65, 20 | 0,162 | 65, 35 | 0,139 | 115, 50 | 0,668 | 85, 85 | 0,273 |
| 70, 20 | 0,273 | 70, 35 | 0,119 | 120, 50 | 0,927 | 90, 85 | 0,415 |
| 75, 20 | 0,288 | 75, 35 | 0,209 | 125, 50 | ≥1 | 95, 85 | 0,818 |
| 80, 20 | 0,301 | 80, 35 | 0,253 | 55, 55 | 0,051 | 100, 85 | ≥1 |
| 85, 20 | 0,301 | 85, 35 | 0,267 | 60, 55 | 0,058 | 90, 90 | 0,849 |

Tablica 15: $hA \to (AA)A \to 6b$**:** ograniczenia na stałą $C^2_{hA \to 6b}$ (zdefiniowaną w rozdziale 2.1.1) w funkcji mas bozonów Higgsa $m_h$ i $m_A$ (w GeV).

| $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 6b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 6b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 6b}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{hA\to 6b}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 25, 12 | ≥1 | 95, 15 | 0,242 | 80, 25 | 0,176 | 110, 35 | 0,396 |
| 30, 12 | ≥1 | 100, 15 | 0,265 | 85, 25 | 0,193 | 115, 35 | 0,478 |
| 35, 12 | ≥1 | 105, 15 | 0,296 | 90, 25 | 0,211 | 120, 35 | 0,581 |
| 40, 12 | 0,879 | 110, 15 | 0,327 | 95, 25 | 0,235 | 125, 35 | 0,736 |
| 45, 12 | 0,701 | 115, 15 | 0,391 | 100, 25 | 0,261 | 130, 35 | 0,949 |
| 50, 12 | 0,625 | 120, 15 | 0,471 | 105, 25 | 0,299 | 135, 35 | ≥1 |
| 55, 12 | 0,256 | 125, 15 | 0,571 | 110, 25 | 0,339 | 80, 40 | 0,195 |
| 60, 12 | 0,189 | 130, 15 | 0,733 | 115, 25 | 0,410 | 85, 40 | 0,216 |
| 65, 12 | 0,183 | 135, 15 | 0,898 | 120, 25 | 0,503 | 90, 40 | 0,299 |
| 70, 12 | 0,181 | 140, 15 | ≥1 | 125, 25 | 0,614 | 95, 40 | 0,273 |
| 75, 12 | 0,209 | 40, 20 | 0,547 | 130, 25 | 0,764 | 100, 40 | 0,320 |
| 80, 12 | 0,213 | 45, 20 | 0,155 | 135, 25 | 0,997 | 105, 40 | 0,365 |
| 85, 12 | 0,217 | 50, 20 | 0,098 | 140, 25 | ≥1 | 110, 40 | 0,440 |
| 90, 12 | 0,218 | 55, 20 | 0,125 | 60, 30 | 0,141 | 115, 40 | 0,535 |
| 95, 12 | 0,240 | 60, 20 | 0,146 | 65, 30 | 0,150 | 120, 40 | 0,699 |
| 100, 12 | 0,261 | 65, 20 | 0,168 | 70, 30 | 0,149 | 125, 40 | 0,866 |
| 105, 12 | 0,292 | 70, 20 | 0,173 | 75, 30 | 0,165 | 130, 40 | ≥1 |
| 110, 12 | 0,322 | 75, 20 | 0,193 | 80, 30 | 0,175 | 90, 45 | 0,264 |
| 115, 12 | 0,390 | 80, 20 | 0,206 | 85, 30 | 0,194 | 95, 45 | 0,300 |
| 120, 12 | 0,466 | 85, 20 | 0,191 | 90, 30 | 0,210 | 100, 45 | 0,349 |
| 125, 12 | 0,586 | 90, 20 | 0,210 | 95, 30 | 0,234 | 105, 45 | 0,410 |
| 130, 12 | 0,725 | 95, 20 | 0,234 | 100, 30 | 0,270 | 110, 45 | 0,493 |
| 135, 12 | 0,922 | 100, 20 | 0,265 | 105, 30 | 0,313 | 115, 45 | 0,616 |
| 140, 12 | ≥1 | 105, 20 | 0,294 | 110, 30 | 0,361 | 120, 45 | 0,786 |
| 30, 15 | ≥1 | 110, 20 | 0,333 | 115, 30 | 0,428 | 125, 45 | ≥1 |
| 35, 15 | ≥1 | 115, 20 | 0,390 | 120, 30 | 0,524 | 100, 50 | 0,391 |
| 40, 15 | 0,713 | 120, 20 | 0,474 | 125, 30 | 0,654 | 105, 50 | 0,469 |
| 45, 15 | 0,177 | 125, 20 | 0,593 | 130, 30 | 0,826 | 110, 50 | 0,571 |
| 50, 15 | 0,195 | 130, 20 | 0,723 | 135, 30 | ≥1 | 115, 50 | 0,733 |
| 55, 15 | 0,202 | 135, 20 | 0,938 | 70, 35 | 0,159 | 120, 50 | 0,956 |
| 60, 15 | 0,169 | 140, 20 | ≥1 | 75, 35 | 0,168 | 125, 50 | ≥1 |
| 65, 15 | 0,179 | 50, 25 | 0,111 | 80, 35 | 0,189 | 110, 55 | 0,688 |
| 70, 15 | 0,178 | 55, 25 | 0,129 | 85, 35 | 0,206 | 115, 55 | 0,907 |
| 75, 15 | 0,214 | 60, 25 | 0,134 | 90, 35 | 0,226 | 120, 55 | ≥1 |
| 80, 15 | 0,211 | 65, 25 | 0,169 | 95, 35 | 0,253 | 120, 60 | ≥1 |
| 85, 15 | 0,213 | 70, 25 | 0,161 | 100, 35 | 0,289 | | |
| 90, 15 | 0,215 | 75, 25 | 0,178 | 105, 35 | 0,335 | | |

Tablica 16: $hZ \to (AA)Z \to 4b2q$**:** ograniczenia na stałą $C^2_{Z(AA\to 4b)}$ (zdefiniowaną w rozdziale 2.1.1) w funkcji mas bozonów Higgsa $m_h$ i $m_A$ (w GeV).

| $m_h$, $m_A$ | $C^2_{Z(AA\to 4b)}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{Z(AA\to 4b)}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{Z(AA\to 4b)}$ | $m_h$, $m_A$ | $C^2_{Z(AA\to 4b)}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 25, 12 | ≥1 | 55, 15 | 0,244 | 95, 20 | 0,696 | 95, 30 | 0,579 |
| 30, 12 | 0,324 | 60, 15 | 0,252 | 100, 20 | 0,947 | 100, 30 | 0,776 |
| 35, 12 | 0,281 | 65, 15 | 0,240 | 110, 20 | ≥1 | 110, 30 | ≥1 |
| 40, 12 | 0,250 | 70, 15 | 0,262 | 50, 25 | 0,253 | 70, 35 | 0,273 |
| 45, 12 | 0,230 | 75, 15 | 0,273 | 55, 25 | 0,262 | 75, 35 | 0,287 |
| 50, 12 | 0,218 | 80, 15 | 0,302 | 60, 25 | 0,273 | 80, 35 | 0,296 |
| 55, 12 | 0,216 | 85, 15 | 0,372 | 65, 25 | 0,289 | 85, 35 | 0,338 |
| 60, 12 | 0,219 | 90, 15 | 0,434 | 70, 25 | 0,313 | 90, 35 | 0,392 |
| 65, 12 | 0,221 | 95, 15 | 0,641 | 75, 25 | 0,314 | 95, 35 | 0,567 |
| 70, 12 | 0,231 | 100, 15 | 0,869 | 80, 25 | 0,319 | 100, 35 | 0,771 |
| 75, 12 | 0,258 | 110, 15 | ≥1 | 85, 25 | 0,367 | 110, 35 | ≥1 |
| 80, 12 | 0,289 | 40, 20 | 0,267 | 90, 25 | 0,426 | 80, 40 | 0,292 |
| 85, 12 | 0,338 | 45, 20 | 0,266 | 95, 25 | 0,632 | 85, 40 | 0,330 |
| 90, 12 | 0,417 | 50, 20 | 0,266 | 100, 25 | 0,856 | 90, 40 | 0,391 |
| 95, 12 | 0,612 | 55, 20 | 0,276 | 110, 25 | ≥1 | 95, 40 | 0,570 |
| 100, 12 | 0,829 | 60, 20 | 0,290 | 60, 30 | 0,260 | 100, 40 | 0,759 |
| 110, 12 | ≥1 | 65, 20 | 0,311 | 65, 30 | 0,276 | 110, 40 | ≥1 |
| 30, 15 | 0,303 | 70, 20 | 0,333 | 70, 30 | 0,292 | 90, 45 | 0,503 |
| 35, 15 | 0,295 | 75, 20 | 0,344 | 75, 30 | 0,296 | 95, 45 | 0,586 |
| 40, 15 | 0,276 | 80, 20 | 0,363 | 80, 30 | 0,314 | 100, 45 | ≥1 |
| 45, 15 | 0,250 | 85, 20 | 0,401 | 85, 30 | 0,340 | 100, 50 | ≥1 |
| 50, 15 | 0,233 | 90, 20 | 0,467 | 90, 30 | 0,393 | 110, 55 | ≥1 |

# DODATEK E
# Parametry generacji przypadków pile-up

W akceleratorze LHC w jednym przecięciu wiązek będzie zachodzić średnio od ~3,5 oddziaływań dla małej ($2 \cdot 10^{33}$cm$^{-2}$s$^{-1}$) oraz ~17,5 dla dużej ($10^{34}$cm$^{-2}$s$^{-1}$) świetlności. Większość z nich będą stanowić przypadki oddziaływań miękkich tzw. minimium-bias. Musza one zostać uwzględnione przy generacji próbek Monte Carlo. W tym celu są generowane specjalne próbki takich przypadków, które są następnie dodawane na etapie symulacji odpowiedzi detektora do próbek zawierających właściwe przypadki analizowanych procesów.

Próbki minimium-bias są w CMS generowane za pomocą generatora `PYTHIA` z następującymi parametrami[26]:

- Wybór generowanych procesów:
  **MSEL = 1**
  Taki wybór oznacza procesy QCD 2→2 liczone perturbacyjnie w pierwszym rzędzie ($qq \to qq$, $q\bar{q} \to q\bar{q}$, $q\bar{q} \to gg$, $qg \to qg$, $gg \to q\bar{q}$, $gg \to gg$) oraz nieperturbacyjne procesy QCD modelowane zgodnie z wybranym schematem fragmentacji.

- Wybór schematu fragmentacji:
  **MSTJ(11) = 3**
  Schemat hybrydowy tj. dla lekkich kwarków (u, d, s) stosowany jest model LUND, zaś dla ciężkich model Peterson/SLAC[27].

- Ewolucja stałej oddziaływania silnego $\alpha_s$:
  **MSTP(2) = 1**
  Stała $\alpha_s$ liczona w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń.

- Wybór funkcji struktury:
  **MSTP(51) = 7** (Funkcja CTEQ5L)

- Oddziaływania wielokrotne partonów:
  **MSTP(81) = 1** (Włączona generacja oddziaływań wielokrotnych)
  Definicja modelu oddziaływań wielokrotnych i jego parametry:

  - **MSTP(82) = 4**
  - **PARP(82) = 1.9**
  - **PARP(83) = 0.5**
  - **PARP(84) = 0.4**
  - **PARP(89) = 1000.**
  - **PARP(90) = 0.16**

Szczegółowy opis i znaczenie parametrów można znaleźć w instrukcji generatora `PYTHIA` [14].

[26]Parametry nie wymienione na poniższej liście mają wartości domyślne generatora `PYTHIA`.

[27]Opis użytych modeli oraz referencje do opisujących je prac źródłowych są zawarte w instrukcji generatora `PYTHIA` [14].