

Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/publ/reports/
Kraków, marzec 2007

Raport Nr 1992/PH

**Badanie procesów
z udziałem prądów neutralnych
za pomocą akceleratora LEP**

Mariusz Witek

Rozprawa habilitacyjna - Habilitation Thesis

Streszczenie

Tematem rozprawy są badania oddziaływań z udziałem prądów neutralnych prowadzących do czterech elementarnych fermionów w stanie końcowym. Przedstawione wyniki oparte zostały na pomiarach przeprowadzonych w drugiej fazie pracy akceleratora LEP, gdzie wyższa energia zderzeń po raz pierwszy umożliwiła produkcję dwóch masywnych bozonów pośredniczących. Pozwoliło to na bezpośredni sprawdzian nieabelowej struktury teorii elektrosłabej. Opisano i przedyskutowano wyniki pomiarów eksperymentalnych dotyczących produkcji par neutralnych bozonów pośredniczących ZZ , produkcji pojedynczych bozonów Z oraz par $Z\gamma^*$, a także wyniki dla anomalnych sprzężeń wielobozonowych. Szeroko przedstawione zostały metody analizy danych i wyniki fizyczne dla jednego z czterech eksperymentów przeprowadzonych przy akceleratorze LEP, eksperymentu DELPHI.

Abstract

The report is devoted to four-fermion interactions mediated by the neutral currents. The results from the second phase of LEP are presented, when the production of two massive bosons was possible with the increased energy of the e^+e^- collisions. It enabled for a direct test of nonabelian structure of the electroweak theory. The results concern the four-fermion production of the pairs of the ZZ bosons, single Z and $Z\gamma^*$ production as well as search for anomalous gauge bosons couplings. The large part of the report is devoted to experimental techniques, physics analyses and discussion of results.

Spis treści

1	Wstęp	7
2	Program badawczy zderzacza LEP	10
2.1	LEP1 - badanie właściwości bozonu Z	10
2.2	LEP2 - badanie sprzężeń wielobozonowych	11
3	Procesy czterofermionowe w modelu standardowym	15
3.1	Elementy rachunków teoretycznych	18
3.1.1	Formalizm amplitud spinowych	18
3.1.2	Przybliżenie wiodących biegunów	19
3.1.3	Poprawki radiacyjne	19
3.1.4	Generatory Monte Carlo	20
4	Aparatura eksperymentalna oraz elementy analizy danych	22
4.1	Spektrometr eksperymentu DELPHI	22
4.1.1	Detektory śladowe	24
4.1.2	Detektory RICH	27
4.1.3	Kalorymetry	27
4.2	Elementy analizy danych	28
4.2.1	Program pełnej symulacji	28
4.2.2	Rekonstrukcja przypadków	28
4.2.3	Znakowanie strumieni hadronowych	29
4.2.4	Dopasowanie kinematyczne	33
5	Produkcja par bozonów ZZ	34
5.1	Selekcja przypadków	36
5.1.1	Stan końcowy $q\bar{q}q\bar{q}$	36
5.1.2	Stan końcowy $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	41
5.1.3	Stan końcowy $q\bar{q}l^+l^-$	42
5.1.4	Stan końcowy $l^+l^-l^+l^-$	45
5.1.5	Stan końcowy $l^+l^-\nu\bar{\nu}$	46
5.2	Metoda wyznaczania przekroju czynnego	47
5.3	Metoda wyznaczania niepewności systematycznych	47
5.4	Wyznaczenie przekroju czynnego	48

5.4.1	Wyniki z eksperymentu DELPHI	48
5.4.2	Uśrednione wyniki z czterech eksperymentów na akceleratorze LEP	50
6	Produkcja pojedynczego bozonu Z	53
6.1	Selekcja hadronowych rozpadów	54
6.2	Selekcja leptonowych rozpadów	55
6.3	Wyniki z eksperymentu DELPHI	57
6.4	Uśrednione wyniki z eksperymentów na akceleratorze LEP	58
7	Produkcja pary bozonów $Z\gamma^*$	60
7.1	Selekcja przypadków	62
7.1.1	Stan końcowy $q\bar{q}q\bar{q}$	62
7.1.2	Stan końcowy $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	62
7.1.3	Stan końcowy $q\bar{q}l^+l^-$	66
7.1.4	Stan końcowy $l^+l^-l^+l^-$	67
7.2	Pomiar przekroju czynnego	68
8	Anomalne sprzężenia wielobozone	71
8.1	Anomalne sprzężenia bozonów neutralnych	72
8.1.1	Metoda zmiennych optymalnych	73
8.1.2	Stan pośredni $Z\gamma$	74
8.1.3	Stan pośredni ZZ	75
8.1.4	Stan pośredni $Z\gamma^*$	76
8.1.5	Wyznaczanie anomalnych stałych sprzężenia	76
8.2	Anomalne sprzężenia z udziałem bozonów W	77
8.2.1	Produkcja par W^+W^-	79
8.2.2	Produkcja pojedynczych bozonów W	80
8.2.3	Fuzja bozonów W	81
8.2.4	Uśrednione wyniki dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP	81
8.3	Anomalne sprzężenia czterobozone	81
9	Podsumowanie	84

Rozdział 1

Wstęp

Opracowany w latach sześćdziesiątych model unifikujący oddziaływania słabe i elektromagnetyczne (Glashow [1]-Salam [2]-Weinberg [3]) stanowi podstawę modelu standardowego (MS), który obejmuje całość obecnej wiedzy o strukturze podstawowych składników materii i elementarnych oddziaływaniach pomiędzy nimi. Jednym z jego pierwszych przewidywań było istnienie masywnych nośników słabych oddziaływań, neutralnego bozonu Z oraz naładowanych bozonów W . Oddziaływania, w których wymieniany jest bozon Z określane są jako procesy zachodzące poprzez prądy neutralne¹. Zwyczajowo nie stosuje się tego terminu do oddziaływań czysto elektromagnetycznych przy niższych energiach, których nośnikiem jest neutralny foton.

Unikalną cechą prądów neutralnych są sprzężenia pomiędzy neutralnymi leptonami. Pierwsze reakcje elastycznego rozpraszania neutrin mionowych na elektronach, w których następowała wymiana wirtualnego bozonu Z , zaobserwowano w danych z roku 1972 w ośrodku CERN [4]. Statystycznie znaczące potwierdzenie nastąpiło w niecały rok od pierwszej obserwacji [5]. Kolejnym krokiem było bezpośrednie potwierdzenie istnienia bozonu Z w zderzeniach $p\bar{p}$ w ośrodku CERN w roku 1983 [6]. Precyzyjne pomiary własności bozonu Z przeprowadzone zostały na dedykowanym zderzaczu wiązek przeciwbieżnych e^+e^- nazywanym w skrócie LEP (*Large Electron Positron collider*). W pierwszej fazie pracy (LEP1), energia zderzeń w układzie środka masy (oznaczanej w dalszej części pracy jako \sqrt{s} lub E_{CM}) ok. 91 GeV pozwoliła na formację bozonu Z . Duża liczba zebranych przypadków umożliwiła precyzyjny pomiar jego właściwości. W drugiej fazie (LEP2) energia wiązek była stopniowo podwyższana i osiągnięto rekordową wartość $\sqrt{s} = 209$ GeV w roku 2000. W tym wyższym zakresie energii zaobserwowano po raz pierwszy reakcje będące konsekwencją nieabelowej struktury modelu standardowego jakim są punktowe oddziaływania pomiędzy trzema bozonami pośredniczącymi. Po raz pierwszy zaobserwowano także wiele procesów czterofermionowych², takich jak produkcja par bozonów ZZ na powłoce masy lub produkcja pojedynczych bozonów Z i

¹W odróżnieniu od procesów zachodzących poprzez prądy naładowane, w których wymieniane są bozony pośredniczące W^\pm .

²Procesami czterofermionowymi nazywane są procesy, które w stanie końcowym przed hadronizacją zawierają cztery elementarne fermiony.

W. Badania procesów czterofermionowych z udziałem prądów neutralnych dla zakresu energii zderzeń \sqrt{s} fazy LEP2, od 183 GeV do 209 GeV, stanowią centralny temat niniejszej pracy.

Potwierdzenie nieabelowej struktury oddziaływań elektroślabych ma fundamentalne znaczenie. Z jednej strony służy do sprawdzenia poprawności modelu standardowego za pomocą precyzyjnych badań procesów przez niego przewidywanych. Z drugiej jednak strony wiadomo, że model standardowy jest efektywną realizacją pewnej ogólniejszej teorii i poszukiwanie niewielkich odchyłeń od przewidywań modelu może dostarczyć cennych wskazówek dotyczących struktury takich teorii. W szczególności interesujące jest poszukiwanie efektów zabronionych, takich jak sprzężenia pomiędzy trzema lub czterema bozonami neutralnymi.

Struktura pracy jest następująca. W rozdziale drugim określony został program fizyczny zderzacza LEP. Rozdział trzeci zawiera najważniejsze elementy teoretycznego opisu oddziaływań czterofermionowych ze szczególnym naciskiem na oddziaływania z udziałem prądów neutralnych. Rozdział czwarty poświęcony jest aparaturze eksperymentu DELPHI i ogólnym narzędziom analizy danych. Wszystkie wyniki w rozdziałach od piątego do ósmego dotyczą fazy LEP2. Rozdziały od piątego do siódmego zawierają opisy konkretnych analiz i otrzymanych wyników dla najważniejszych procesów czterofermionowych z udziałem prądów neutralnych takich jak produkcja par bozonów ZZ , czterofermionowa produkcja pojedynczego bozonu Z oraz produkcja $Z\gamma^*$ ³. W rozdziale ósmym przedstawione są wyniki badań anomalnych sprzężeń wielobozonowych. Rodział dziewiąty zawiera krótkie podsumowanie.

Przedstawione analizy fizyczne oparte są głównie na dokonaniach współpracy DELPHI. Wyróżniona rola jednego z czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP związana jest z wieloletnim udziałem autora raportu we współpracy DELPHI, który zapoczątkowany został w roku 1993 w grupie detektora wewnętrznego ID (*ang. Inner Detector*). Autor uczestniczył w obsłudze detektora podczas zbierania danych, rozwoju oprogramowania detektorowego, a także w analizie wyników specjalnych sesji zbierania danych dedykowanych badaniom tła akceleratorowego dla optyki wiązki fazy LEP2 o podwyższonej energii.

Analizy fizyczne obejmowały początkowo poszukiwania procesów supersymetrycznych z łamaniem tzw. parzystości R dla których tło stanowiły standardowe procesy czterofermionowe. Autor zajmował się metodami znakowania strumieni cząstek (*ang. jet*) w kontekście pomiaru rozgałęzienia rozpadu bozonu Z na kwarki b , $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$. Wniósł znaczący wkład w projekt interakcyjnej graficznej analizy danych, rozwijając wiele części podstawowego narzędzia, programu DELGRA. Opracował także metody wizualizacji nowych elementów analizy takich jak znakowanie strumieni cząstek, identyfikacja hadronów, rekonstrukcja wierzchołków pierwotnych i wtórnych. Od samego początku autor uczestniczył w pracach grupy badającej procesy czterofermionowe z udziałem prądów neutralnych, wnosząc wkład w analizę procesów opisywanych w rozdziałach od piątego do ósmego. Jako jeden z koordynatorów prac tej grupy był między

³Gwiazdka u góry symbolu cząstki oznacza, że jest to cząstka wirtualna.

innymi odpowiedzialny za opracowywanie oficjalnych wyników DELPHI, które były przesyłane do wspólnej dla wszystkich eksperymentów przy akceleratorze LEP grupy tematycznej zajmującej się opracowywaniem uśrednionych wyników. Był współautorem metody wyznaczania przekrojów czynnych dla badanych procesów oraz autorem metody wyznaczania błędów systematycznych. Współpracował także z grupą zajmującą się przygotowaniem generatorów fizycznych dla eksperymentu DELPHI, będąc odpowiedzialnym za dostosowanie generatora KoralW [7] dla potrzeb kolaboracji. W szczególności opracował pierwszą wersję modułu uzupełniającego opis hadronizacji dla małych mas niezmienniczych par kwarków z uwzględnieniem rezonansów wektorowych.

Rozdział 2

Program badawczy zderzacza LEP

Kołowy zderzacz wiązek przeciwbieżnych e^+e^- LEP zainstalowany był na głębokości około 100 m w tunelu o obwodzie liczącym blisko 27 km w ośrodku CERN koło Genewy. W czterech z ośmiu punktów przecięcia wiązek umieszczone zostały detektory eksperymentów ALEPH, DELPHI, L3 i OPAL. W roku 1989 zaobserwowano pierwsze przypadki produkcji bozonów Z . Stopniowo zwiększana świetlnosc akceleratora osiągnęła w 1995 rekordową wartość $2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. W wymienionych czterech eksperymentach zarejestrowano łącznie 17 milionów przypadków produkcji bozonów Z .

W roku 1996 rozpoczęła się faza zwiększania energii zderzeń, początkowo poprzez dodawanie nowych elementów przyspieszających, a następnie wymianę starych wnęk rezonansowych na nowe, nadprzewodzące. W roku 1996 przekroczono próg na produkcję par bozonów WW ($\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$). W latach 1997-2000 stopniowo zwiększano energię zderzeń w układzie środka masy od 183 GeV do 209 GeV.

2.1 LEP1 - badanie właściwości bozonu Z

Zadaniem pierwszej fazy LEP1 było precyzyjne wyznaczenie własności bozonu Z . W latach 1990-1991 przeprowadzono pomiar szerokości bozonu Z poprzez wybór siedmiu punktów energii zderzeń wokół $\sqrt{s}=91 \text{ GeV}$. W latach 1992 i 1994 zebrano znaczne liczby przypadków przy energii odpowiadającej nominalnej wartości masy bozonu Z . W latach 1993 i 1995 zbierano dane przy trzech wartościach \sqrt{s} : 89.4 GeV, 91.2 GeV i 93.0 GeV.

Zakładając uniwersalność leptonową, eksperymentalnie motywowany zbiór wielkości opisujących właściwości bozonu Z zawiera 5 parametrów:

- M_Z - masa bozonu Z . Dokładna znajomość M_Z jest podstawą przy sprawdzaniu relacji pomiędzy innymi parametrami MS.
- Γ_Z - całkowita szerokość rezonansowa bozonu Z . Szerokość Γ_Z jest znacznie większa niż niepewność pomiaru energii wiązki i mogła być precyzyjnie wyznaczona poprzez pomiary przy różnych energiach zderzeń wokół $\sqrt{s}=91 \text{ GeV}$.

Parametr	Wartość zmierzona	Wartość przewidywana (MS)	Zgodność
M_Z	91.1875 ± 0.0021 [GeV/ c^2]	91.1869 [GeV/ c^2]	0.07
Γ_Z	2.4952 ± 0.0023 [GeV/ c^2]	2.4957 [GeV/ c^2]	-0.62
σ_{had}^0	41.540 ± 0.037 [nb]	41.479 [nb]	1.72
R_l	20.767 ± 0.025	20.740	1.19
$A_{FB}^{0,l}$	0.0171 ± 0.0010	0.01625	0.70

Tabela 2.1: Parametry określające właściwości bozonu Z . W ostatniej kolumnie przedstawiona jest zgodność wartości zmierzonych i przewidywanych wyrażona liczbą odchyłeń standardowych.

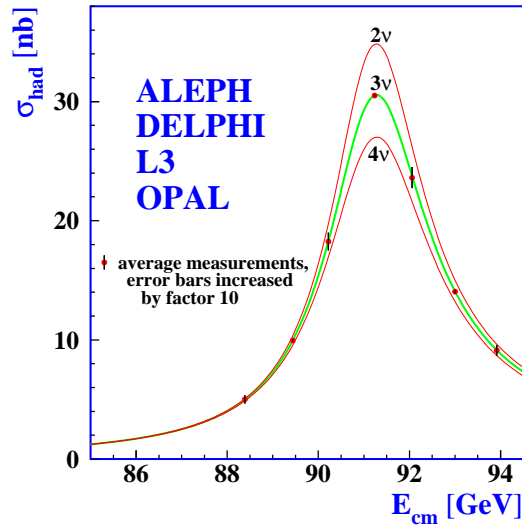
Całkowita szerokość jest sumą szerokości cząstkowych, $\Gamma_Z = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{had} + \Gamma_{inv}$, gdzie Γ_{inv} odpowiada wkładowi od niewidocznych stanów końcowych, Γ_{ee} , $\Gamma_{\mu\mu}$ i $\Gamma_{\tau\tau}$ oznaczają szerokości rozpadów na leptony e , μ i τ , a Γ_{had} oznacza hadronową szerokość rozpadu do stanu końcowego $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c, b$). Zakładając, że niewidoczne stany końcowe zawierają tylko pary $\nu\bar{\nu}$, Γ_{inv} można wyrazić jako $N_\nu\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ i wyznaczyć liczbę rodzin neutrino N_ν mierząc całkowitą szerokość i sumę wszystkich widocznych szerokości cząstkowych. W praktyce największą precyzję można osiągnąć posługując się pomiarem hadronowego przekroju czynnego σ_{had} . Pomiar ten zilustrowany jest na rys. 2.1.

- σ_{had}^0 - unormowany hadronowy przekrój czynny, który zdefiniowany jest wzorem: $\sigma_{had}^0 = (12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_{had})/(m_Z^2\Gamma_Z^2)$.
- R_l - stosunek szerokości rozpadów na hadrony i leptony $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_{ll}$ przy założeniu uniwersalności leptonów i zaniedbaniu efektów od różnicy mas leptonów e , μ i τ .
- $A_{FB}^{0,l}$ - asymetrie przód-tył dla produkcji par leptonów. Asymetrie te są miarą łamania parzystości dla prądów neutralnych. Ponieważ lewoskrętne i prawoskrętne sprzężenia fermionów są różne, bozony Z wykazują polaryzację wzdłuż kierunku wiązki nawet w przypadku niespolaryzowanych wiązek. Asymetrie te mierzone są na drodze analizy rozkładów kątowych końcowych leptonów.

Zmierzone wartości wybranych parametrów wraz z przewidywaniami MS przedstawione są w tabeli 2.1. Pełną listę ostatecznych pomiarów fazy LEP1 wraz ze szczegółową dyskusją można znaleźć w pracy [8].

2.2 LEP2 - badanie sprzężeń wielobozonewych

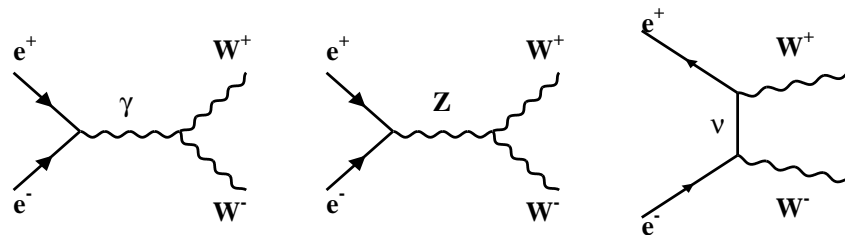
Zwiększenie energii zderzeń umożliwiło produkcję par ciężkich bozonów przenoszących oddziaływania elektrosłabe. Otworzyło to drogę do badania sprzężeń pomiędzy trzema



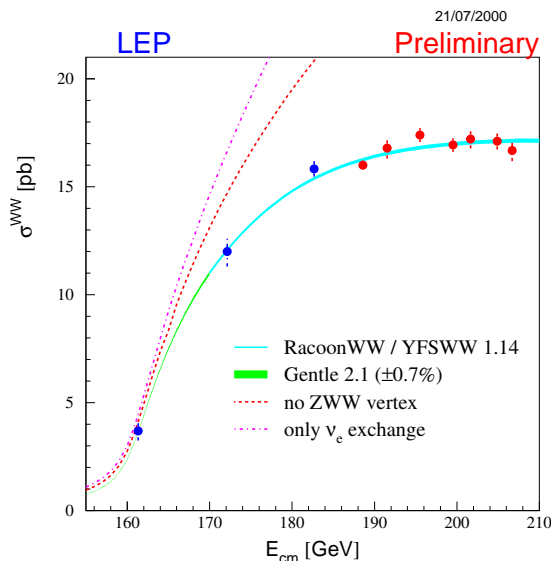
Rysunek 2.1: Pomiar liczby rodzajów neutrin. Punkty oznaczają wartości pomiarów uśrednionych dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP, a linie ciągłe odpowiadają przewidywaniom dla różnej liczby rodzajów neutrin. Niepewności, oznaczone za pomocą pionowych odcinków przy punktach pomiarowych, zwiększone zostały dziesięciokrotnie w celu podkreślenia precyzji pomiaru.

lub czterema bozonami pośredniczącymi. Znaczenie tych sprzężeń można zilustrować na przykładzie procesu produkcji par bozonów WW , który jest opisany trzema diagramami na poziomie drzewiastym (rys. 2.2). Dwa pierwsze diagramy należą do klasy sprzężeń trójbozonowych. Wartość przekroju czynnego obliczonego z pominięciem diagramów odpowiadających sprzężeniom trójbozonowym nie posiada właściwej asymptotycznej zależności od energii (rys. 2.3). Jedynie dzięki interferencji wszystkich trzech przyczynków, całkowity przekrój czynny jest ograniczony dla wzrastających energii zderzeń.

Duża wartość przekroju czynnego i znakomita świetlność akceleratora umożliwiły zebranie znacznej liczby przypadków produkcji par WW , w sumie ok. 40 tysięcy, dla czte-



Rysunek 2.2: Diagramy opisujące proces produkcji $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.



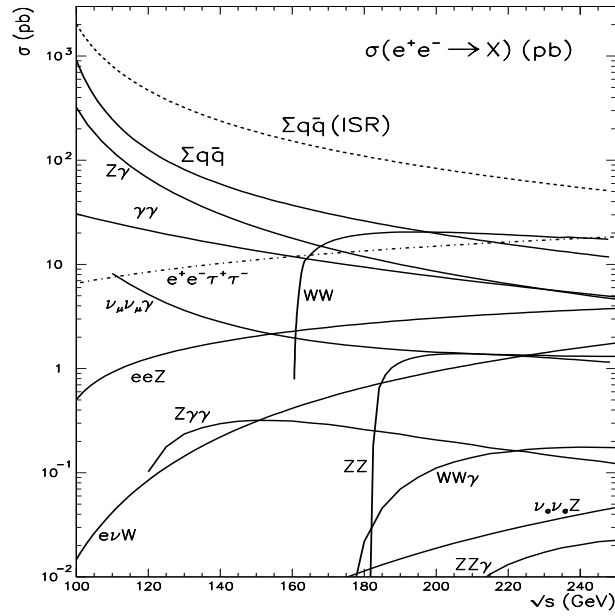
Rysunek 2.3: Przekrój czynny na proces produkcji pary bozonów WW w funkcji energii zderzeń. Pokazano przewidywania trzech programów: RacoonWW [9], YFSWW [10] oraz Gentle [11]. Pomiary eksperymentalne zaznaczone są jako punkty, a odcinki przy punktach oznaczają niepewności. Linie przerywane odpowiadają wartościom obliczonym z wyłączeniem jednego lub dwóch diagramów na rys. 2.2. Linia oznaczona za pomocą "no ZWW vertex" odpowiada przewidywaniu z pominięciem drugiego diagramu, a linia oznaczona za pomocą "only ν_e exchange" odpowiada przewidywaniu tylko dla trzeciego diagramu.

rech eksperymentów na zderzaczu LEP. Produkcja par WW jest przykładem jednego z wielu procesów czterofermionowych. Przewidywana energetyczna zależność przekrojów czynnych dla różnych procesów przedstawiona jest na rys. 2.4.

Najważniejszym brakującym elementem MS jest postulowany, ale jeszcze nie znaleziony bozon Higgsa. W ramach MS skalarnie pole Higgsa odpowiedzialne jest za spontaniczne łamanie symetrii elektroslabej $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Sprzężenie do pola Higgsa pozwala na generację mas elementarnych fermionów. Precyzyjny pomiar masy bozonu W wraz ze znajomością mas bozonu Z i kwarka t pozwala na wyznaczenie najbardziej prawdopodobnego przedziału dla wartości masy bozonu Higgsa.

Poszukiwania efektów tzw. nowej fizyki¹ obejmowały przewidywania minimalnego supersymetrycznego rozszerzenia modelu standardowego MSSM (*ang. Minimal Supersymmetric Standard Model*). Opis pierwszych modeli dotyczących supersymetrii można znaleźć w pracach [12, 13, 14], a współczesny przegląd dotyczący MSSM znajduje się np. w pracach [15, 16]. W modelu tym oprócz sektora zawierającego pięć bozonów Higgsa (trzy neutralne i dwa naładowane) przewidywana jest cała gama nowych cząstek, supersymetrycznych partnerów cząstek MS. Chociaż nie potwierdzony żadną eksperymentalną obserwacją, MSSM jest powszechnie uważany za najbardziej obiecujące

¹Wyrażenie "nowa fizyka" oznacza procesy nieopisywane w ramach modelu standardowego.



Rysunek 2.4: Przewidywane przekroje czynne dla różnych procesów MS w przedziale energii zderzeń \sqrt{s} od 100 GeV do 250 GeV. Energia fazy LEP2 obejmowała zakres pomiędzy 161 GeV i 209 GeV.

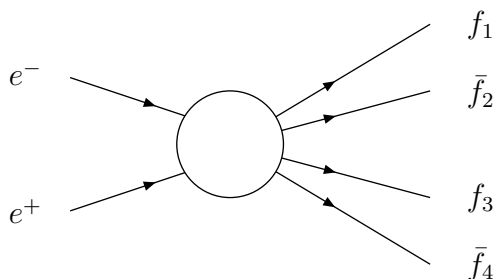
rozszerzenie MS, a wiele innych rozszerzeń określanych jest jako egzotyczne. Poszukiwania cząstek supersymetrycznych w fazie LEP2 nie zakończyły się powodzeniem, ale przyczyniły się do wyznaczenia lepszych ograniczeń na wartości ich mas.

Rozdział 3

Procesy czterofermionowe w modelu standardowym

W literaturze istnieje wiele opracowań dotyczących podstaw teoretycznych modelu standardowego. Wyczerpujący opis, włączając podstawy rachunków perturbacyjnych, można znaleźć np. w pracach [17, 18]. W niniejszej pracy uwaga skoncentrowana została na przedstawieniu fenomenologii oddziaływań czterofermionowych i na przybliżeniu obecnego stanu rachunków teoretycznych dotyczących omawianej tematyki. Dodatkowe informacje na temat badanych procesów umieszczone zostały na początku odpowiednich rozdziałów.

Termin: procesy czterofermionowe, będący bezpośrednim tłumaczeniem z języka angielskiego, odnosi się do wspólnej cechy grupy procesów elektroślabych, które w stanie końcowym przed fazą hadronizacji zawierają cztery elementarne fermiony¹. Takie reakcje przedstawione są schematycznie na rys. 3.1. Wszystkie procesy tego typu opisy-

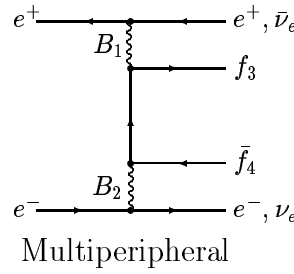
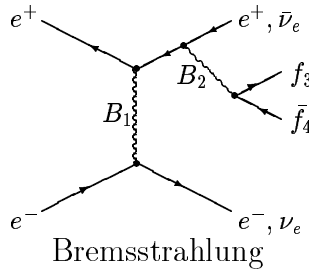
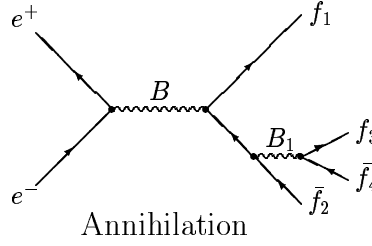
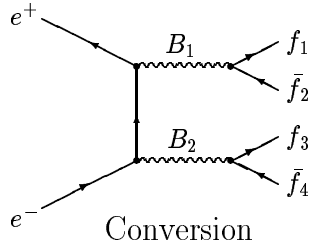


Rysunek 3.1: Schemat ogólnej struktury procesów czterofermionowych.

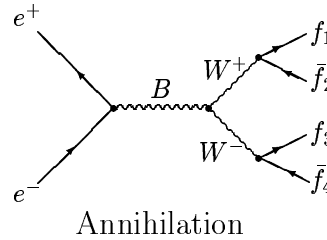
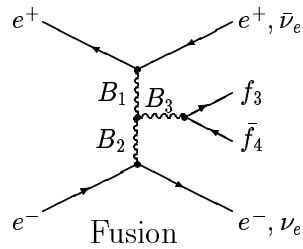
wane są sześcioma klasami diagramów (rys. 3.2). Cztery klasy odpowiadają procesom abelowym a dwie, procesom nieabelowym. Reakcje te prowadzą do około 120 różnych

¹Nie należy mylić tego terminu z procesami punktowego oddziaływania pomiędzy czterema fermionami.

Abelian Classes



Nonabelian Classes



($B = Z^0, \gamma$; $B_1, B_2, B_3 = Z^0, \gamma, W^\pm$; + *Higgs Graphs*.)

Rysunek 3.2: Klasy diagramów opisujących oddziaływania czterofermionowe w zderzeniach e^+e^- z pominięciem diagramów z udziałem bozonu Higgsa. Na rysunkach B oznacza Z/γ , a B_1, B_2, B_3 oznaczają Z/γ lub W^\pm w zależności od konkretnego stanu końcowego. Polskie odpowiedniki nazw klas diagramów są następujące: *conversion* - konwersja, *annihilation* - anihilacja, *bremsstrahlung* - bremsstrahlung, *multiperipheral* - multiperyferyczny, *fusion* - fuzja.

czterofermionowych stanów końcowych. Proces produkcji danego stanu końcowego opisywany jest zbiorem złożonym z wielu diagramów na poziomie drzewiastym, typowo liczącym kilkadziesiąt, a w niektórych przypadkach przekraczającym sto. Ta różnorodność procesów i stanów końcowych stawia duże wymagania rachunkowe. Opracowanie precyzyjnych liczbowych przewidywań wymaga zastosowania zaawansowanych technik, zarówno dla rachunków analitycznych jak i dla pełnych numerycznych realizacji w postaci komputerowych programów Monte Carlo.

Ze względu na konieczność zachowania symetrii cechowania oraz obecność efektów interferencyjnych, należałoby zawsze rozważać pełny zestaw diagramów prowadzących do danego stanu końcowego. Często jednak interesującym jest wyodrębnienie podzbiorów diagramów charakteryzujących się wspólną cechą, taką jak identyczny stan pośredni lub identyczna grupa stanów końcowych. W takich sytuacjach ważną rolę odgrywa właściwa definicja wielkości mierzonej, która pozwala na poprawne porównanie wyników eksperymentalnych i przewidywań teorii. W większości interesujących przypadków podzbiory diagramów odpowiadają dobrze odseparowanym w przestrzeni fazowej stanom końcowym i interferencja z innymi procesami prowadzącymi do tego samego stanu końcowego jest mała. Gdy jej wartość jest niewielka w porównaniu z niepewnością pomiaru, może zostać zaniedbana lub uwzględniona jako drobna poprawka.

Przyjęto zasadę, aby podzbiory z wymianą neutralnych bozonów oznaczać symbolem NC (*ang. Neutral Current*), a podzbiory z udziałem bozonów W^\pm symbolem CC (*ang. Charge Current*). Możliwe są też stany końcowe takie jak $\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ lub $u\bar{u}d\bar{d}$, do których prowadzą procesy opisywane diagramami zarówno typu NC jak i typu CC. Wtedy stosowane jest oznaczanie MIX. Do symboli dołącza się liczbę diagramów zawartych w danym zestawie.

W przypadku procesów czterofermionowych z udziałem prądów neutralnych (w skrócie nazywanych procesami NC4F) najważniejszym podzbiorem jest NC08, który opisuje produkcję dwóch bozonów neutralnych zarówno na powłoce jak i poza powłoką masy. Z tych ośmiu diagramów można wyodrębnić dalsze dwie podgrupy. Dwa diagramy oznaczane NC02 (rys. 5.1) odpowiadają produkcji par bozonów Z na powłoce masy. Z kolei procesowi $ee \rightarrow Z\gamma^*$ odpowiadają cztery diagramy przedstawione na rys. 7.2. Innym przykładem jest proces prowadzący do grupy stanów końcowych $e^+e^-f\bar{f}$, który jest opisywany poprzez 48 diagramów oznaczanych symbolem NC48.

W niektórych przypadkach, gdy efekty interferencyjne są znaczne, poszukiwany proces definiowany jest za pomocą dodatkowych warunków narzuconych na przestrzeń fazową stanu końcowego. Takiej definicji użyto dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z opisanego w rozdziale 6, gdzie nakłada się dodatkowe warunki na kątowne rozkłady fermionów stanu końcowego².

Przykładem procesu z udziałem prądów naładowanych jest produkcja par bozonów WW , który opisywany jest trzema diagramami CC03 przedstawionymi na rys. 2.2. Lista różnych możliwych podziałów procesów czterofermionowych na kategorie jest obszerna. Powszechnie używaną klasyfikację można znaleźć w pracy [19].

²Chodzi tu o proces czterofermionowy produkcji pojedynczego bozonu Z w odróżnieniu od formacji bozonu Z przy energii \sqrt{s} około 91 GeV.

3.1 Elementy rachunków teoretycznych

Obliczenia dla procesów rozpraszania na skutek oddziaływań elektroślabych prowadzi się za pomocą rachunku zaburzeń. Mała wartość stałych sprzężenia gwarantuje szybką zbieżność kolejnych rzędów przybliżeń. Zbieżność procedury można sprawdzić porównując wartość danej obserwabli fizycznej otrzymanej dla rachunków odpowiadających dwóm kolejnym rzędom przybliżenia.

Teoretycznie nic nie stoi na przeszkodzie, aby osiągnąć zadaną z góry precyzję przewidywań. W praktyce dość szybko napotykaną są trudności natury technicznej. W celu zachowania symetrii cechowania należałoby rozważać pełny zestaw diagramów prowadzących do badanego stanu pośredniego (pary bozonów) lub stanu końcowego (cztery elementarne fermiony przed fazą hadronizacji). Warunek ten może być spełniony na poziomie drzewiastym. Odpowiednie rachunki istnieją już od dłuższego czasu. Przejście do wyższego rzędu powoduje ogromny skok w liczbie diagramów do rozważenia, typowo do kilku tysięcy. Wtedy nawet numeryczne rachunki Monte Carlo nie są w praktyce wykonalne i należy stosować różnego rodzaju przybliżenia. Na rys. 2.4 można zauważyć jak duże mogą to być efekty na przykładzie produkcji dwufermionowej, porównując dwie krzywe, z uwzględnieniem i bez uwzględnienia radiacji ze stanu początkowego (*ang.* *Initial State Radiation*, w skrócie ISR), które oznaczone są odpowiednio jako $\Sigma q\bar{q}(ISR)$ i $\Sigma q\bar{q}$. Widać, że całkowity przekrój czynny po uwzględnieniu radiacji może być modyfikowany nawet o kilkadziesiąt procent. Poprawki radiacyjne należy obliczyć dla odpowiednio wysokiego rzędu tak, aby osiągnąć odpowiednio wysoką precyzję teoretyczną. W idealnym przypadku niepewność przewidywań powinna być zaniedbywalna w porównaniu z niepewnością pomiaru. W praktyce, niepewność przewidywań dwukrotnie mniejsza od niepewności pomiaru jest zupełnie wystarczająca. W warunkach zderzacza LEP niepewność statystyczna jest dominująca i w przypadku procesów NC4F typowa precyzja pomiaru dla pojedynczego eksperymentu wynosi około 10%. Wystarczającą teoretyczną precyzję sięgającą 2% można uzyskać po uwzględnieniu tzw. wiodących poprawek radiacyjnych, których przykładem są wspomniane efekty radiacji ze stanu początkowego. Warto zaznaczyć, że dla procesów z wymianą prądów naładowanych niepewności eksperymentalne są znacznie niższe i dlatego koniecznym okazało się uwzględnienie w rachunkach także niewiodących poprawek radiacyjnych. Będzie to również niezbędne w przypadku badania procesów NC4F za pomocą przyszłego zderzacza liniowego e^+e^- , gdzie spodziewana jest zarówno większa precyzja pomiarów jak i większe efekty od poprawek radiacyjnych.

3.1.1 Formalizm amplitud spinowych

Na poziomie drzewiastym amplituda wybranego procesu może być wyznaczona analitycznie. Ponieważ w eksperymencie zwykle dysponujemy wiązkami niespolaryzowanymi, w analitycznych rachunkach wykonywane jest sumowanie po wszystkich kombinacjach spinów układu zderzających się cząstek. Przy tym podejściu dla każdego wybranego procesu rachunek analityczny musi być wykonywany od początku. W przy-

padku oddziaływań czterofermionowych duża liczba diagramów prowadzi do poważnych komplikacji rachunkowych przy tego typu podejściu. Uwzględnienie poprawek radiacyjnych stwarza dodatkowe trudności. Zastosowanie numerycznych metod Monte Carlo umożliwiło opracowanie nowych metod. Najpopularniejszą z nich jest formalizm amplitud spinowych [20, 21]. Zamiast sumowania po kombinacjach spinów stanu początkowego, amplitudy obliczane są numerycznie osobno dla każdej kombinacji. Stosowane jest także przekształcenie wyrażenia na amplitudy spinowe [23], aby końcowy wzór zawierał iloczyny spinorów fermionów wychodzących z danego wierzchołka. W wyrażeniu na całkowitą amplitudę pojawiają się człony następującej postaci:

$$s_{\pm}(p_1, p_2) \equiv \bar{u}_{\pm}(p_1)u_{\mp}(p_2) ,$$

gdzie p_1, p_2 oznaczają czteropędy, a znaki \pm odpowiadają dodatniej lub ujemnej skrętności spinorów u i \bar{u} . W szczególności, zaniedbując masy fermionów, otrzymuje się następujący wzór:

$$s_+(p_1, p_2) = -(p_2^y + ip_2^z)\sqrt{\frac{p_1^0 - p_1^x}{p_2^0 - p_2^x}} + (p_1^y + ip_1^z)\sqrt{\frac{p_2^0 - p_2^x}{p_1^0 - p_1^x}}; \quad (s_-(p_1, p_2) = [s_+(p_2, p_1)]^*), \quad (3.1)$$

Dodatkową zaletą tego typu podejścia jest łatwość prowadzenia rachunków dla niezerowych mas fermionów biorących udział w reakcji. Wtedy amplituda zależy dodatkowo od wartości mas fermionów. W obu wypadkach amplitudy są znanymi funkcjami zależnymi od czteropędów fermionów stanu początkowego i końcowego i mogą być obliczone numerycznie.

3.1.2 Przybliżenie wiodących biegunów

W pośredniej fazie procesów czterofermionowych, oznaczonej na rys. 3.1 za pomocą okręgu, obecne są realne³ lub wirtualne bozony wektorowe. W przypadku procesu produkcji par masywnych bozonów, takich jak ZZ , powszechnie stosowanym podejściem jest przybliżenie wiodących biegunów LPA (*ang. Leading Pole Approximation*). W podejściu tym amplitudy rozpraszania rozwija się wokół biegunów nietrwałych bozonów w szereg zależny od potęg stosunku szerokości i masy bozonu, Γ/M , zachowując jedynie wiodące wyrazy $O(\Gamma/M)$. Takie podejście zachowuje symetrię cechowania i bardzo dobrze nadaje się do obliczania niewiodących poprawek radiacyjnych, które w kolejnym rzędzie tłumione są przez czynnik $\approx 10^{-5}$. Szczegółową dyskusję na temat przybliżenia wiodących biegunów można znaleźć w pracach [24, 25].

3.1.3 Poprawki radiacyjne

Jak wspomniano kompletny rachunek poprawek radiacyjnych rzędu $\mathcal{O}(\alpha)$ dla wszystkich stanów końcowych pełnego procesu czterofermionowego $e^+e^- \rightarrow f_1 f_2 f_3 f_4(\gamma)$ nie

³W niniejszej pracy stosowane jest określenie "realny" jako przeciwieństwo do określenia "wirtualny". W literaturze fachowej zamiast przymiotnika "realny" spotyka się także "rzeczywisty".

jest obecnie dostępny z powodu trudności technicznych. Przy precyzji pomiarów współczesnych eksperymentów nie jest to jednak konieczne. W zależności od badanego procesu i wymaganej precyzji wystarczy wyodrębnić najważniejsze przyczynki i wykonać obliczenia dla przybliżenia odpowiedniego rzędu. Istotnym elementem jest oszacowanie wkładu od zaniebanych efektów. Szeroki przegląd stosowanych metod wraz z porównaniem wyników można znaleźć w pracy [25].

Poprawki dzielone są na cztery grupy w zależności od dwóch kategorii: kategorii poprawek realnych lub wirtualnych oraz kategorii poprawek faktoryzowalnych lub niefaktoryzowalnych. Ich względny udział zależy od metody przybliżonego rachunku dla danego procesu.

Poprawki radiacyjne odpowiadające emisji twardego realnego fotonu ze stanu początkowego są znane. Dodatkowo należy uwzględnić przyczynki pochodzące od miękkich fotonów zarówno realnych jak i wirtualnych. Jedną z metod obliczania takich poprawek zaproponowana została w pracy [26] i wykorzystana w programie YFSZZ [27]. Okazuje się, że po uwzględnieniu tych wiodących poprawek otrzymana dokładność wyniesi 2%. Jest to wartość wystarczająca wobec statystycznej niepewności pomiarów dla procesu produkcji par ZZ wynoszącej około 10%. Inne generatory Monte Carlo używane w fazie LEP2 wymienione są w następnym podrozdziale. 3.1.4.

3.1.4 Generatory Monte Carlo

Porównanie przewidywań teoretycznych z wynikiem pomiaru odbywa się zawsze w sposób pośredni. Eksperymentalne badanie procesów rozpraszania polega na rekonstrukcji cząstek długożyciowych na bazie sygnałów w detektorach do których te cząstki docierają. Rekonstrukcja pełnego stanu końcowego możliwa jest jedynie dla niektórych procesów, jak np. czteroleptonowe stany końcowe $l_1^+ l_1^- l_2^+ l_2^-$. Zwykle jednak informacja z detektora jest niepełna ze względu na ograniczoną akceptację geometryczną, niewydajności aparatury lub obecność nieobserwowalnych cząstek w stanie końcowym, takich jak neutrino. Z tego względu badanie procesów z udziałem bozonów pośredniczących musi być oparte na pełnej symulacji odpowiedzi detektora, dla której punktem wyjścia jest przypadek w postaci zbioru cząstek w stanie końcowym wraz z informacją o ich czteropędach. Tę rolę spełniają generatory przypadków Monte Carlo. Pierwszym krokiem jest wybór czterofermionowego stanu końcowego i obliczenie prawdopodobieństwa na podstawie sumy amplitud obliczanych dla zestawu diagramów odpowiadających danemu stanowi końcowemu. Następnie przypadek jest akceptowany lub odrzucany w stosunku zgodnym z obliczonym prawdopodobieństwem występowania. W ten sposób końcowa próbka zawiera przypadki z wagą jednostkową czyli zbiór przypadków o charakterystyce takiej, jaka jest spodziewana w eksperymencie. W ostatnim kroku, w zależności od składu końcowych fermionów, przeprowadzany jest rozpad krótkożyciowych leptonów τ lub wywoływana jest procedura hadronizacji dla kwarków i gluonów.

Generatory Monte Carlo rozwijane były w trakcie fazy LEP2 tak, aby osiągnąć wymaganą precyzję przewidywań adekwatną do niepewności statystycznej wynikającej

z liczby przypadków zebranych w eksperymentach. Dla omawianej tematyki najważniejszymi są generatory dla procesów czterofermionowych. Można je podzielić na kilka grup:

- dedykowane generatory dla produkcji par bozonów ZZ :
YFSZZ [27], ZZTO [25],
- dedykowane generatory dla produkcji par bozonów WW :
YFSWW [10], RacoonWW [9],
- generatory ogólne (wszystkie czterofermionowe stany końcowe):
KoralW [7], WPHACT [28], grc4f [29], EXCALIBUR [30].

Oprócz tu wymienionych, istnieje wiele innych generatorów [31] służących do opisu zarówno procesów modelu standardowego jak i procesów wykraczających poza jego ramy.

Rozdział 4

Aparatura eksperymentalna oraz elementy analizy danych

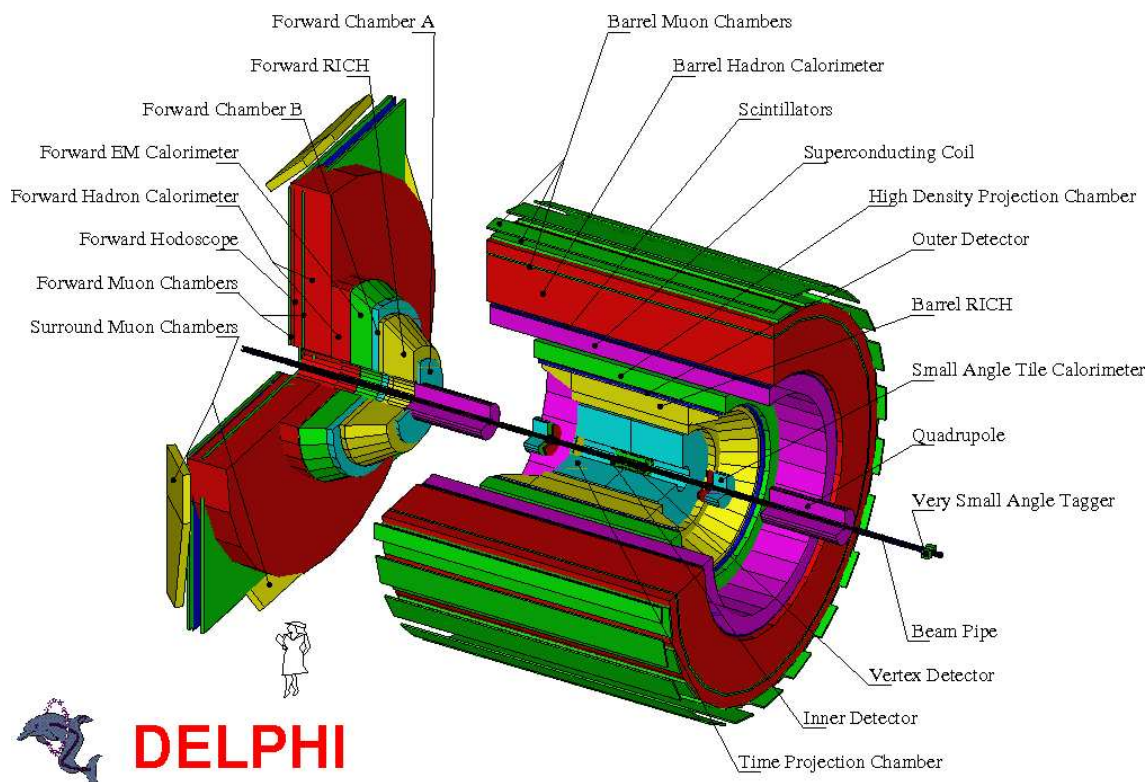
4.1 Spektrometr eksperymentu DELPHI

Detektor DELPHI (*DEtector for Lepton, Photon and Hadron Identification*) był jednym z czterech zainstalowanych przy akceleratorze LEP. Ten uniwersalny spektrometr składający się z kilkunastu podsystemów umożliwiał zbieranie pełnej informacji o produktach oddziaływania pierwotnego. Zapewniał precyzyjny pomiar torów blisko punktu zderzenia, pomiar pędu na podstawie zakrzywienia toru w polu magnetycznym, pomiar energii fotonów, elektronów a także naładowanych i neutralnych hadronów oraz wydajną identyfikację cząstek, w szczególności hadronów w szerokim zakresie pędów. Dedykowane podsystemy pozwalały na precyzyjne wyznaczenie świetlności zderzacza LEP w punkcie zderzeń znajdującym się w centrum spektrometru DELPHI.

Schemat budowy detektora zilustrowany został na rys. 4.1. Polskie odpowiedniki angielskich nazw wraz ze stosowanymi w tekście skrótami dla poszczególnych części składowych detektora znajdują się w tabeli 4.1. Można wyróżnić trzy główne części: centralną cylindryczną, zwaną beczką oraz dwa identyczne stożkowe elementy zwane korkami, umieszczone po obu stronach beczki (na rys. 4.1 przedstawiony jest jeden z korków).

Prawoskrętny układ współrzędnych został zdefiniowany tak, aby zwrot osi z skierowany był zgodnie z lotem wiązki e^- , a zwrot osi y skierowany ku górze. Dla wektora zaczepionego w początku układu współrzędnych definiuje się dwa kąty: polarny, pomiędzy wektorem jednostkowym osi z i danym wektorem oraz azymutalny, pomiędzy wektorem jednostkowym osi x i rzutem wektora na płaszczyznę xy . Ze względu na osiową symetrię detektora stosowany jest także stowarzyszony cylindryczny układ współrzędnych (R, ϕ, z) ¹. W roku 1996 poprawiono geometryczną akceptację detektora w mającym duże znaczenie dla programu fizycznego fazy LEP2 zakresie małych kątów względem

¹W dalszej części pracy używane określenia: rzut $R\phi$ oraz rzut Rz , dotyczą cylindrycznego układu współrzędnych.



Rysunek 4.1: Schemat aparatury eksperymentu DELPHI. Nazwy poszczególnych elementów wyjaśnione zostały w tabeli 4.1. Angielskie wyrazy *Barrel* i *Forward* służą do określenia przynależności odpowiednio do części zwanej beczką i korkiem.

Angielska nazwa	Skrót nazwy	Polska nazwa
Vertex Detector	VD	Detektor wierzchołka
Very Forward Tracker	VFT	Detektor VFT
Inner Detector	ID	Detektor wewnętrzny
Time Projection Chamber	TPC	Komora projekcji czasowej
Ring Imaging Cherenkov	RICH	Detektor RICH
Outer Detector	OD	Detektor zewnętrzny
High Density Projection Chamber	HPC	Kalorymetr HPC
Scintillators	-	Scyntylatory
Hadron Calorimeter	HCAL	Kalorymetr hadronowy
Muon Chambers	-	Komory mionowe
Forward Chamber A	FCA	Komory śladowe typu A
Forward Chamber B	FCB	Komory śladowe typu B
Forward Electromagnetic Calorimeter	FEMC	Kalorymetr FEMC
Superconducting Coil	-	Cewka nadprzewodząca

Tabela 4.1: Polskie odpowiedniki angielskich nazw dla poszczególnych elementów składowych spektrometru DELPHI przedstawionego na rys. 4.1.

wiązki².

W następnych rozdziałach przedstawione zostaną najważniejsze dla zrozumienia omawianej tematyki elementy składowe tej udoskonalonej wersji aparatury. Bardziej szczegółowy opis detektora wraz z prezentacją osiągniętych parametrów funkcjonalnych można znaleźć w pracach [32] i [33].

4.1.1 Detektory śladowe

Zadaniem detektorów śladowych była rejestracja sygnałów pozostawianych przez przełatującą przez obszar czynny cząstkę naładowaną, tym samym umożliwiając trójwymiarową rekonstrukcję jej toru. W tabeli 4.2 umieszczone zostały najważniejsze parametry tej grupy detektorów składowych.

- **Detektor wierzchołka (VD)**

Udoskonalona wersja detektora wierzchołka została zainstalowana w roku 1996. Widok detektora oraz wynik rekonstrukcji wybranego przypadku przedstawia rys. 4.2. W obszarze beczki detektor VD składał się z trzech cylindrycznych warstw. Każda z warstw zbudowana została z 24 lekko zachodzących na siebie

²W stosowanym układzie współrzędnych zakres małych kątów odpowiada kątom polarnym bliskim 0° (mały kąt względem wiązki e^-) i 180° (mały kąt względem wiązki e^+).

Detektor	Pozycja R[cm] z[cm]	Akceptacja kątowna [°]	Liczba punktów na torze	Rozdzielczość punktu [mm]
VD	6.6/9.2/10.6 < 24	> 21	$R\phi$: 3 z: 2	$R\phi$: 0.008 z: 0.010
VFT		11-26	4	x,y: 0.1
ID				
część wew.	11.8 - 22.3 < 62	> 15	24	$R\phi$: 0.085
część zew.	23-28 < 105	> 15	5	$R\phi$: 0.25
TPC	35-111 < 134	> 20	$R\phi$,z: 16 $R\phi$: 192	$R\phi$: 0.23 $R\phi$: 0.9
OD	198-206 < 232	> 43	$R\phi$: 5 z: 3	$R\phi$: 0.11 z: 44
FCA	30-103 155-165	11-33	6	0.3
FCB	53-195 267-283	11-35	12	0.25

Tabela 4.2: Parametry detektorów śladowych spektrometru DELPHI. Akceptacja kątowna podana jest dla kąta polarnego. Stosowane skróty nazw detektorów znajdują się w tabeli 4.1.

sektorów³. Jeden sektor tworzyły cztery paskowe detektory krzemowe skierowane wzdłuż osi z. Wszystkie warstwy umożliwiały pomiar współrzędnych w rzucie $R\phi$. Dwie z warstw wyposażone zostały w detektory o dwustronnym odczycie umożliwiając pomiar współrzędnej z, tym samym dostarczając pełnej trójwymiarowej informacji o torze cząstki. Uzupełnienie detektora wierzchołka w obszarze korków, detektor VFT, uruchomiony został w 1997. Zawierał dwie warstwy detektorów mozaikowych [34] i dwie warstwy detektorów minipaskowych [35]. Zadaniem detektora VFT było polepszenie wydajności rekonstrukcji śladów i ich rozdzielczości przestrzennej w przedziałach kątów polarnych, 11-25° i 155-169°.

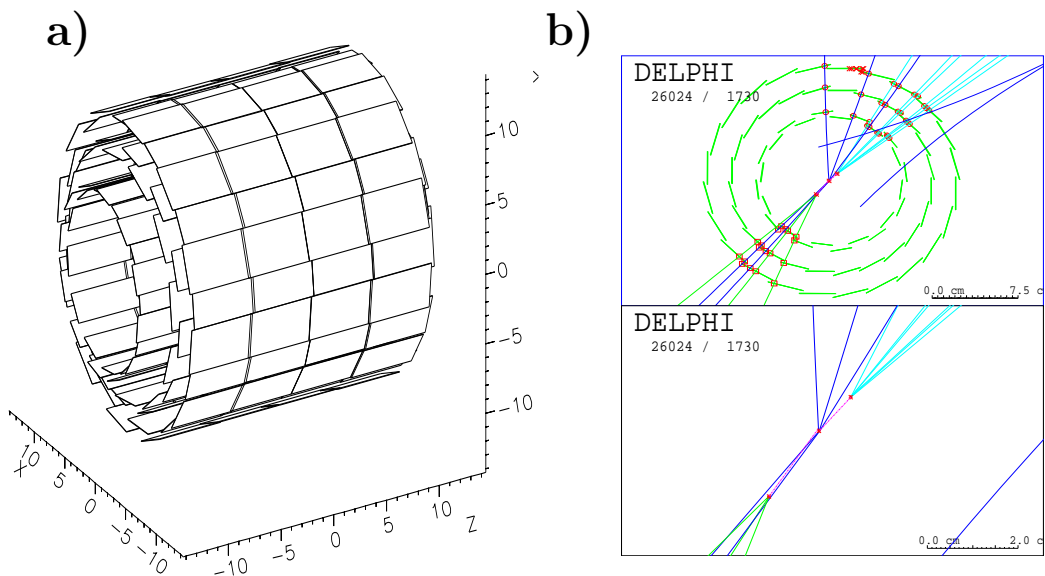
- **Detektor wewnętrzny (ID)**

Detektor wewnętrzny ulokowany był pomiędzy detektorami VD i TPC. Była to wielodrutowa komora dryfowa składająca się z dwóch sąsiadujących cylindrycznych części. Wewnętrzna część podzielona była na 24 sektory. Każdy z sektorów mógł dostarczyć 24 współrzędne toru cząstki w rzucie $R\phi$. Zewnętrzna część składała się z pięciu warstw detektorów słomkowych dostarczających dodatkowe punkty w rzucie $R\phi$ na torze cząstki. Pozwalało to na usunięcie niejednoznaczności prawo-lewo, którą obarczony był pomiar w części wewnętrznej. Ten detektor spełniał bardzo istotną rolę w systemie wyzwalania opartym o poszukiwanie wysokoenergetycznych śladów wychodzących z punktu oddziaływania.

- **Komora projekcji czasowej (TPC)**

Komora TPC była głównym detektorem śladowym od którego rozpoczynano po-

³Te przekrywające się obszary miały kluczowe znaczenie dla precyzyjnego wyznaczenia względnych pozycji poszczególnych sektorów.



Rysunek 4.2: Detektor wierzchołka DELPHI: a) trójwymiarowy widok części składowej beczki; b) schemat w rzucie xy wraz z wynikiem rekonstrukcji rozpadu mezonów pięknych.

szukiwanie torów. Otrzymywano maksymalnie 16 punktów przestrzennych oraz 192 punktów w rzucie $R\phi$. Amplitudy sygnałów w rzucie $R\phi$ służyły dodatkowo do identyfikacji cząstek za pomocą metody dE/dx . Ładunki powstałe w wyniku jonizacji gazu wypełniającego komorę (80% Ar i 20% CH_4) dryfowały w polu elektrycznym komory do końców objętości czynnej, gdzie odczytywano indukowane sygnały. Komora podzielona była na 6 sektorów w rzucie $R\phi$.

- **Detektor zewnętrzny (OT)**

Detektor zewnętrzny składał się z pięciu warstw wydłużonych komór dryfowych, które dostarczały informacji o współrzędnych toru w rzucie $R\phi$. Trzy warstwy wyposażone były dodatkowo w odczyt współrzędnej z . Detektor spełniał ważną rolę w systemie wyzwalania oraz poprawiał precyzję pomiaru pędu, zwłaszcza w zakresie jego dużych wartości.

- **Komory śladowe FCA i FCB**

Zastosowano dwa systemy komór. Komory typu A znajdowały się na obu krańcach komory TPC. Zawierały po trzy moduły wydłużonych komór dryfowych różniących się orientacją kątową drutów sygnałowych. Komory typu B znajdowały się pomiędzy detektorem RICH i kalorymetrem elektromagnetycznym FEMC. Te dwa systemy komór wraz z detektorem VFT służyły do rekonstrukcji śladów w obszarze korków.

- **Komory mionowe**

Komory mionowe służyły do identyfikacji mionów. Umieszczone zostały na zewnętrznych krańcach beczki i korków. Mierzony czas dryfu służył do pomiaru współrzędnych $R\phi$, a linie opóźniające pozwalały na pomiar współrzędnej z wzdłuż

drutu sygnałowego.

4.1.2 Detektory RICH

Detektory RICH pokrywały większość kąta bryłowego obszaru czynnego detektorów śladowych. Pozwalały na najlepszą, wśród eksperymentów przy akceleratorze LEP, identyfikację hadronów. W szczególności zapewniały separację pomiędzy pionami, kaonami oraz protonami w szerokim zakresie pędu poprzez zastosowanie dwóch radiatorów, ciekłego C_6F_{14} i gazowego C_5F_{12} . Zalety tego detektora podniosły jakość wielu analiz fizycznych. Między innymi odegrały zasadniczą rolę w spektroskopii cząstek pięknych. Dla omawianej tematyki nie miały jednak kluczowego znaczenia.

4.1.3 Kalorymetry

Zadaniem kalorymetrów jest pomiar energii cząstek. Aby spełniać swoją funkcję kalorymetry muszą być zbudowane z gęstego materiału oraz wyposażone w odczyt umożliwiający oszacowanie zdeponowanej energii. Odpowiednia segmentacja detektora pozwala na rekonstrukcję pozycji i kierunku nadlatujących cząstek. Optymalną funkcjonalność otrzymano stosując układ dwóch kalorymetrów, elektromagnetycznego i hadronowego.

Kalorymetry elektromagnetyczne

Zadaniem tych kalorymetrów był pomiar energii fotonów i elektronów. Dla wysokoenergetycznego pocisku kaskada rozwija się głównie na drodze naprzemiennych reakcji produkcji par e^+e^- oraz ich radiacyjnego hamowania (bremsstrahlung). Parametry kalorymetrów umieszczone zostały w tabeli 4.3.

Kalorymetr	Głębokość	Rozdzielczość energetyczna
HPC	$18 X_0$	$\sigma(E)/E = 0.043 \otimes 0.32/\sqrt{E}$
FEMC	$20 X_0$	$\sigma(E)/E = 0.030 \otimes 0.12/\sqrt{E} \otimes 0.11/E$

Tabela 4.3: Parametry systemu kalorymetrów elektromagnetycznych. Głębokość wyrażona jest liczbą długości radiacyjnych X_0 , a jednostką energii E w wyrażeniach na rozdzielczość jest GeV.

- **Kalorymetr HPC**

Detektor HPC był cylindrem umieszczonym tuż przed cewką magnesu i zajmującym obszar beczki o promieniu pomiędzy 208 a 260 cm. Pokrywał przedział kąta polarnego 43-137°. Składał się z sześciu pierścieni zawierających po 26 modułów. Pomiedzy warstwami ołowiu umieszczono gazowe komory proporcjonalne służące do pomiaru jonizacji wywołanej kaskadującymi elektronami i pozytonami.

- **Kalorymetr FEMC**

Kalorymetr elektromagnetyczny FEMC składał się z dwóch części umieszczonych w korkach po obu stronach detektora pokrywając zakresy kąta polarnego 8-35° oraz 145-172°. Każda z części składała się z około 4.5 tysiąca bloków szkła ołowiowego o grubości 40 cm. Cząstki naładowane kaskady elektromagnetycznej produkowały fotony promieniowania Czerenkowa, które następnie były zbierane w fotopowielaczach na zewnętrznej stronie bloków szklanych.

Kalorymetr hadronowy (HCAL)

Pomiar energii w kalorymetrze hadronowym polegał na detekcji kaskady produktów będącej wynikiem oddziaływań nieelastycznych w materiale detektora. Energia mierzona była za pomocą metody próbkowania w strukturze zawierającej na przemian płyty żelaza i warstwy czynne. Detektor pokrywał obszar beczki i korków w zakresie kąta polarnego od 11° do 169°. Jego rozdzielczość opisana została wzorem:

$$\sigma(E)/E = 0.043 \otimes 0.32/\sqrt{E} ,$$

gdzie jednostką energii E jest GeV. Spełniał istotną rolę przy pomiarze energii strumieni kwarkowych oraz poprawiał jakość identyfikacji mionów.

4.2 Elementy analizy danych

4.2.1 Program pełnej symulacji

Program pełnej symulacji o nazwie DELSIM [36] składał się z dwóch zasadniczych części: fizycznego generatora przypadków oraz symulacji procesów oddziaływania w materiale detektora wraz z generacją sygnałów elektroniki odczytu. Zadaniem generatorów fizycznych (rozdział 3.1.4) było modelowanie elementarnych procesów oddziaływania e^+e^- prowadzące do wyznaczenia czteropędów produktów reakcji. W następnym kroku następowała propagacja cząstek w aparaturze z uwzględnieniem rozpadów cząstek nietrwałych. W każdym detektorze modelowano procesy fizyczne w materiale aparatury. Na bazie generowanych sygnałów wyznaczano odpowiedź detektorów z uwzględnieniem wydajności i szumów elektroniki odczytu. W końcowej fazie dane przekształcane były do formatu tzw. danych surowych (*Raw Data*), identycznego z formatem danych odczytywanych z detektorów. Następnie dane symulowane analizowane były programem do rekonstrukcji opisanym w rozdziale 4.2.2 w sposób analogiczny jak dla danych eksperymentalnych.

4.2.2 Rekonstrukcja przypadków

Do rekonstrukcji przypadków rozwinięto program o nazwie DELANA [37], który charakteryzował się modułową strukturą. Zadaniem każdego z detektorów składowych była lokalna rekonstrukcja. W wyniku tej procedury otrzymywano zestaw elementów

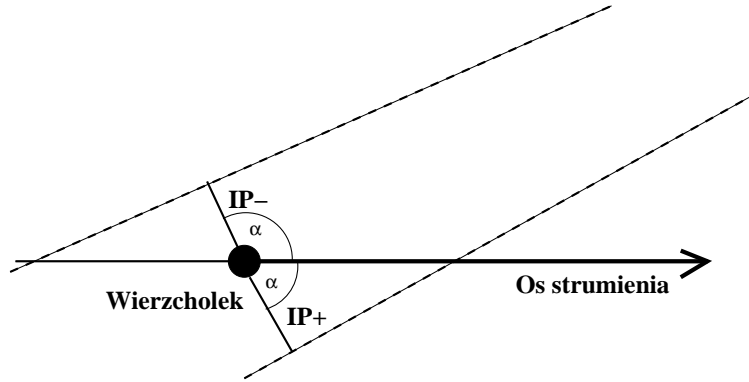
toru. Poszukiwanie pełnej trajektorii cząstek rozpoczynano od elementów znalezionych w komorze TPC, które ekstrapolowano do innych detektorów: do wewnątrz (ID, VD) i na zewnątrz (OT). Dla znalezionych śladów stosowano metodę filtru Kalmana [38] z uwzględnieniem rozpraszania wielokrotnego i strat energetycznych. Optymalne parametry toru wyznaczano za pomocą dopasowania, a następnie przeprowadzano interpolację lub ekstrapolację do innych części aparatury, gdzie poszukiwano odpowiednich sygnałów w detektorach RICH, kalorymetrach i komorach mionowych. Dla każdego śladu przeprowadzano identyfikację wykorzystując całość informacji z uwzględnieniem niejednoznaczności związanych z geometrycznym przekrywaniem się bliskich torów. Cząstki neutralne poszukiwane były jako niestowarzyszone z żadnym śladem naładowanym kaskady w kalorymetrach hadronowym i elektromagnetycznym. Przetworzone w ten sposób dane zapisywane były w formacie DST (*ang. Data Summary Tape*) i poddawane selekcjom i końcowym analizom.

4.2.3 Znakowanie strumieni hadronowych

Znakowanie strumieni polega na wyznaczeniu rodzaju kwarka, który w wyniku procesu hadronizacji utworzył obserwowany w detektorze strumień cząstek. Najważniejsze znaczenie dla analiz fizycznych ma odseparowanie strumieni pochodzących z hadronizacji kwarków b (nazywanymi w skrócie strumieniami b) od strumieni kwarków lżejszych: u , d , s i c . Głównym elementem znakowania jest precyzyjna znajomość torów w okolicach punktu oddziaływania. Stosunkowo długi czas życia hadronów pięknych, rzędu pikosekund sprawia, że produkty rozpadu charakteryzują się względnie dużym parametrem zderzenia, typowo ok. 0.5 mm. Parametr zderzenia zdefiniowany jest jako odległość toru do wierzchołka oddziaływania⁴. Znaczącość parametru zderzenia $S = d/\sigma$, czyli wartość parametru zderzenia d podzielona przez jego niepewność σ , nie jest optymalną zmienną z dwóch powodów. Proces wielokrotnego rozpraszania, który w przypadku cząstek wychodzących z wierzchołka oddziaływania prowadzi do niezerowych parametrów zderzenia, tylko w przybliżeniu opisywany jest rozkładem Gauss'a. W rzeczywistości prawdziwy rozkład nie spada tak szybko i daje niezaniebnywalny wkład dla znaczącości przekraczających kilkanaście lub nawet kilkadziesiąt odchyłeń standardowych. Drugi efekt jest wynikiem błędów rekonstrukcji, gdy danemu śladowi przyporządkowane są niewłaściwe sygnały w detektorze wierzchołka.

Aby skonstruowany rozkład odzwierciedlał rzeczywistość rozdzielczość detektora i nie był zaburzony domieszką długożyciowych cząstek (w tym także hadronów pięknych), sporządza się go dla ujemnych parametrów zderzenia. Znak parametru zderzenia zależy od kąta pomiędzy wektorem osi strumienia oraz wektorem o początku w wierzchołku oddziaływania i końcu w punkcie toru najmniej oddalonym od wierzchołka oddziaływania (kątem α zaznaczony na rys. 4.3). Parametrowi zderzenia przypisujemy znak ujemny, gdy $\alpha > 90^\circ$, a znak dodatni, gdy $\alpha < 90^\circ$. Oś strumienia, zdefiniowana za pomocą wektora

⁴Parametry zderzenia liczone są osobno dla rzutów $R\phi$ i Rz , gdyż ich niepewności znacznie się od siebie różnią.



Rysunek 4.3: Definicja dodatniego i ujemnego parametru zderzenia. Dodatni parametr zderzenia oznaczony jest symbolem $IP+$, a ujemny $IP-$.

\vec{w} zaczepionego w punkcie oddziaływania, wyznaczana jest z warunku maksymalizacji:

$$\max \frac{\sum_i |\vec{w} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}, \quad (4.1)$$

gdzie \vec{p}_i ($i = 1, 2, \dots, n$) to wektory pędów cząstek należących do strumienia.

Prawdopodobieństwo dla znaczącości S^0 wyrażone jest wzorem:

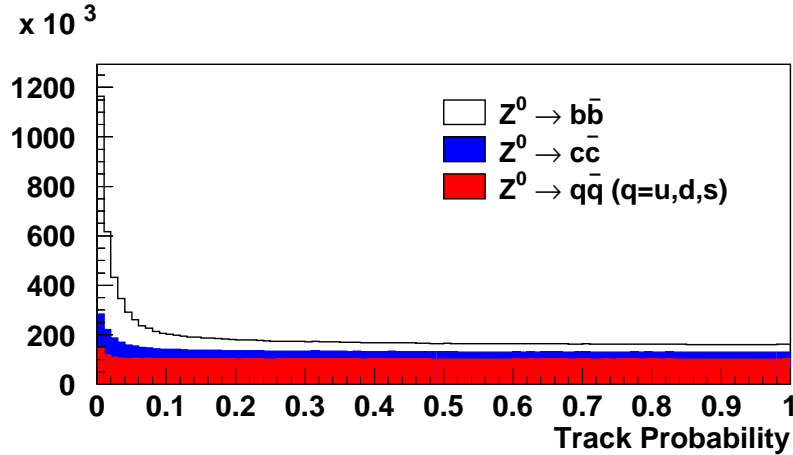
$$P(S^0) = \int_{S^0}^{\infty} f(S) dS, \quad (4.2)$$

gdzie $f(S)$ jest funkcją gęstością prawdopodobieństwa. Rozkłady $f(S)$ konstruuje się osobno dla każdego okresu zbierania danych. Istotnym elementem jest usunięcie długożyciowych cząstek dziwnych za pomocą sprawdzianu czy masa niezmiennicza pary torów o przeciwnych znakach ładunku⁵ i tworzących dobrej jakości wierzchołek wtórny jest zgodna z masą K^0 i Λ^0 . Konstrukcja $P(S^0)$ zapewnia płaskość rozkładu dla śladów pochodzących z wierzchołka pierwotnego w całym zakresie od 0 do 1. Z kolei dla śladów pochodzących z rozpadu cząstek o stosunkowo długim czasie życia, jak np. mezony B , spodziewana jest nadwyżka dla wartości ich prawdopodobieństwa bliskim zeru. Rozkłady prawdopodobieństwa dla śladów należących do strumieni pochodzących z hadronizacji różnych rodzajów kwarków zilustrowane są na rys. 4.4. Prawdopodobieństwo dla całego strumienia definiuje się na bazie prawdopodobieństw poszczególnych śladów za pomocą wzoru:

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N_{R\phi} + N_{Rz} - 1} (-\log \Pi)^j / j!, \quad \text{gdzie } \Pi = \prod_{i=1}^{N_{R\phi}} P(S_{R\phi}^i) \cdot \prod_{i=1}^{N_{Rz}} P(S_{Rz}^i) \quad (4.3)$$

$P(S_{R\phi}^i)$, $P(S_{Rz}^i)$ oznaczają odpowiednie rozkłady dla śladów w dwóch rzutach $R\phi$ oraz Rz a $N_{R\phi}$, N_{Rz} określają liczbę śladów w tych rzutach.

⁵Masa niezmiennicza obliczana była przy założeniu, że tory odpowiadają kombinacji cząstek $\pi^+\pi^-$ (K^0) lub $p\pi$ (Λ^0).

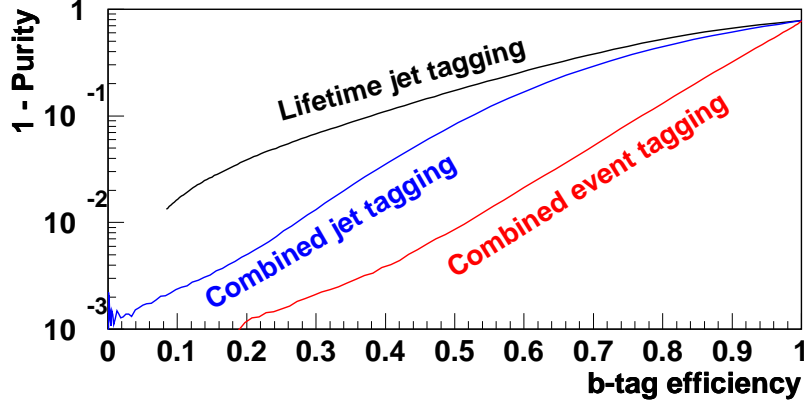


Rysunek 4.4: Rozkłady prawdopodobieństwa dla śladów należących do strumieni pochodzących z hadronizacji różnych rodzajów kwarków. Rozkłady sporządzone zostały dla próbki Monte Carlo zawierającej rozpadu bozonu Z na kwarki lekkie u, d, s , powabne c oraz piękne b . W rozkładzie dla kwarków pięknych można zaobserwować znaczący wkład od śladów pochodzących z rozpadów długożyciowych hadronów pięknych.

Znakowanie za pomocą parametrów zderzenia określane jest jako znakowanie czasem życia (*ang. Lifetime Tagging*). Metoda ta została opracowana i zastosowana jako pierwsza. W późniejszym okresie udało się poprawić efektywność procedury poprzez wykorzystanie dodatkowych cech odróżniających strumienie b od strumieni kwarków lekkich. W tym celu użyto następujących zmiennych:

- masa niezmiennicza układu cząstek pochodzących z wtórnego wierzchołka,
- stosunek energii cząstek naładowanych pochodzących z wtórnego wierzchołka do całkowitej energii naładowanych cząstek należących do strumienia,
- pęd poprzeczny liczony względem osi strumienia⁶ dla wektora sumy pędów cząstek z wtórnego wierzchołka,
- pośpieszność y dla każdego ze śladów pochodzących z wtórnego wierzchołka, zdefiniowana wzorem $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, gdzie E oznacza energię śladu, a p_z , składową jego pędu wzdłuż osi strumienia,
- pęd poprzeczny zidentyfikowanego leptonu (e lub μ) liczony względem osi strumienia.

⁶Pęd poprzeczny względem wybranej osi zdefiniowany jest jako rzut wektora pędu na płaszczyznę prostopadłą do tej osi.



Rysunek 4.5: Zanieczyszczenie w funkcji wydajności dla procedur znakowania strumieni b w hadronowych rozpadach Z . Opis procedur znakowania znajduje się w tekście. Na osi y zaznaczono zanieczyszczenie ($1-Purity$; $purity$ oznacza czystość), małe wartości na osi y odpowiadają dużej czystości. Na osi x zaznaczono wydajność (b -tag efficiency).

Wierzchołek wtórny był poszukiwany dla zbioru śladów z dużym parametrem zderzenia należących do danego strumienia.

Opracowano procedurę optymalnej kombinacji prawdopodobieństwa znakowania za pomocą czasu życia z uwzględnieniem dodatkowych zmiennych dyskryminujących [39]. W ten sposób otrzymywano jedną globalną zmienną dyskryminującą. Wybór pewnej konkretnej wartości zmiennej, powyżej której dany strumień klasyfikowano jako strumień b , uwarunkowany był specyfiką analizy fizycznej. Odpowiadało to wyborowi punktu pracy na krzywej zanieczyszczenia (zanieczyszczenie = 1 -czystość) w funkcji wydajności (rys. 4.5). Czystość zdefiniowana jest jako stosunek liczby poprawnych znakowań strumieni b do całkowitej liczby strumieni znakowanych jako strumienie b , a wydajność określona jest stosunkiem liczby poprawnie znakowanych strumieni b do wszystkich strumieni b . Znakowanie strumieni przy pomocy udoskonalonej metody (*Combined jet tagging*) charakteryzuje się znacznie większą wydajnością poprawnie zidentyfikowanych strumieni dla tej samej wartości zanieczyszczenia (porównanie krzywych *Lifetime jet tagging* i *Combined jet tagging*). Trzecia krzywa (*Combined event tagging*) odpowiada znakowaniu całego przypadku na podstawie znakowania poszczególnych strumieni. Kwarki piękne produkowane są w parach $b\bar{b}$, co implikuje obecność dwóch strumieni b w jednym przypadku. Na rys. 4.5 wyraźnie widać, że znakowanie całego przypadku jest dzięki temu bardziej efektywne. Stosuje się je w analizach takich jak np. pomiar rozgałęzienia $R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z \rightarrow hadrony)$, gdzie istotna jest tylko klasyfikacja globalna. Osiągnięcie maksymalnej funkcjonalności znakowania miało zasadnicze znaczenie dla poszukiwań przypadków stowarzyszonej

produkcji bozonu Higgsa. Więcej szczegółów dotyczących znakowania strumieni stosowanego w eksperymencie DELPHI można znaleźć w pracach [40, 39, 41].

4.2.4 Dopasowanie kinematyczne

Parametry cząstek są mierzone w detektorze z ograniczoną precyzją. Dodatkowo w przypadku strumieni hadronowych lub leptonów τ , obecność neutrin, fotonów lub hadronów neutralnych powoduje, że pomiar czteropędu obarczony jest dużą niepewnością. Zadaniem dopasowania kinematycznego jest poprawienie zdolności rozdzielczych poprzez narzucenie dodatkowych więzów, takich jak zachowanie energii i pędu. W tym celu w eksperymencie DELPHI rozwinięto pakiet PUFITC [42]. Wyróżniano sześć podstawowych obiektów: strumienie, leptony τ , elektrony, miony, fotony oraz neutrina. Parametryzacja niepewności pomiaru czteropędu danego obiektu odzwierciedlała specyfikę jego detekcji. W szczególności dla mionów parametry toru i ich niepewności pochodziły bezpośrednio z dopasowania do trajektorii śladu. Pęd elektronu wyznaczany był na podstawie energii i kątów kaskady elektromagnetycznej obserwowanej w kalorymetrze. W przypadku strumieni dopasowywany pęd rzutowano na trzy osie, jedną pokrywającą się z kierunkiem osi strumienia, \vec{p}_j^m , oraz dwie prostopadłe do niej, \vec{p}_j^b i \vec{p}_j^c . Parametryzację określono według następującego wzoru:

$$\vec{p}_j^f = e^{a_j} \vec{p}_j^m + b_j \vec{p}_j^b + c_j \vec{p}_j^c, \quad (4.4)$$

Wykładnicza postać e^{a_j} dla składowej równoległej odzwierciedla osiową asymetrię strumieni i jednocześnie służyła do zwiększenia numerycznej stabilności procedury dopasowania. Wartości parametrów a_j , b_j i c_j otrzymywano za pomocą metody najmniejszych kwadratów. Dla przypadków zawierających wyłącznie strumienie minimalizowano wartość χ^2 daną wzorem:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \left(\frac{(a_j - a_0)^2}{\sigma_{a_j}^2} + \frac{b_j^2}{\sigma_{b_j}^2} + \frac{c_j^2}{\sigma_{c_j}^2} \right), \quad (4.5)$$

gdzie n oznacza liczbę uformowanych strumieni. Niepewności poszczególnych parametrów, σ_{a_j} , σ_{b_j} oraz σ_{c_j} , dobrane zostały na podstawie symulacji. Gdy przypadek zawierał inne zrekonstruowane lub postulowane obiekty (leptony τ , elektrony, miony, fotony oraz neutrina), funkcja χ^2 uzupełniana była odpowiednimi przyczynkami.

W zależności od badanego procesu narzucano rozmaite więzy. Podstawowym był warunek zachowania energii i pędu w zderzeniu. Pakiet PUFITC udostępniał różnorodne warianty tej podstawowej wersji. Najczęściej używane to: uwzględnienie radiacji ze stanu początkowego (energia wyemitowanego fotonu była dodatkowym wolnym parametrem dopasowania) lub narzucenie dodatkowego wymagania na masy niezmiennicze podukładów (równość mas niezmienniczych dwóch podukładów interpretowanych jako rezultat rozpadu stanu pośredniego ZZ lub WW).

Rozdział 5

Produkcja par bozonów ZZ

W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń produkcja par ZZ opisywana jest dwoma diagramami NC02 przedstawionymi na rys. 5.1. W przestrzeni fazowej procesy te odseparowane są dość dobrze od innych procesów czterofermionowych. Jak wspomniano w rozdziale 3, aby wyodrębnić podzbiór ze zbioru wszystkich diagramów prowadzących do tego samego stanu końcowego (NC02 jest podzbiorem NC08), należy dodatkowo podać przepis pozwalający jednoznacznie określić czy dany przypadek jest przypadkiem badanego procesu. Taki przepis dla przypadków symulowanych oparty został na stosunku kwadratów elementów macierzowych obliczonych na podstawie wartości pędów fermionów w stanie końcowym. Dany przypadek uważany był za przypadek produkcji pary ZZ jeżeli:

$$\frac{|M_{NC02}|^2}{|M_{Tot}|^2} > 0.5, \quad (5.1)$$

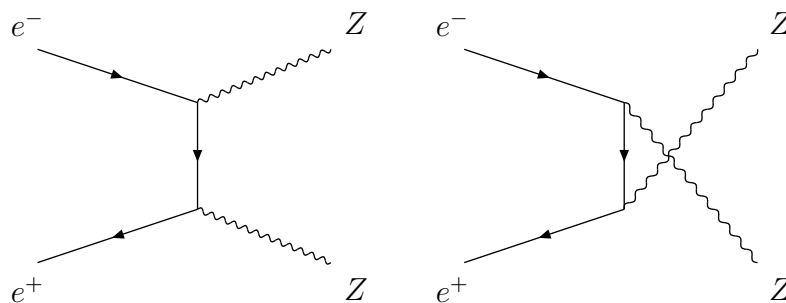
gdzie M_{NC02} oznacza element macierzowy obliczony dla diagramów NC02, a M_{Tot} dla pełnego zestawu odpowiadającemu danemu stanowi końcowemu. Przypadki nie spełniające tego warunku traktowane były jako tło. Wartość przekroju czynnego obliczonego według tej definicji posłużyła do sprawdzenia zgodności pomiarów i przewidywań dla procesów opisywanych diagramami NC02. Należało uwzględnić poprawki związane z zastosowaniem definicji 5.1 dla przypadków rekonstruowanych, poprawki związane z wkładem od innych procesów dających identyczne stany końcowe¹ oraz efekty interferencyjne². Całkowita wartość tych poprawek nie przekraczała kilku procent.

Każdy z bozonów Z może ulec rozpadowi do jednego z trzech stanów końcowych: $q\bar{q}$, l^+l^- lub $\nu\bar{\nu}$. Prowadzi to do sześciu możliwych stanów końcowych dla par ZZ , które opisane są w tabeli 5.1 i schematycznie przedstawione na rys. 5.2.

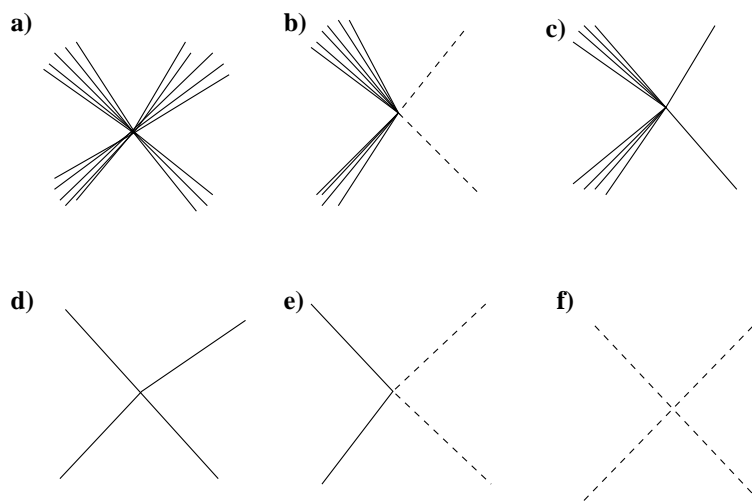
Ze względu na różnice zarówno sygnatur w aparaturze jak i rodzajów procesów tła,

¹Główne poprawki pochodziły od procesu produkcji $e^+e^- \rightarrow (Z/\gamma^*)\gamma^*$ gdzie γ^* ma masę zbliżoną do masy bozonu Z lub od procesu produkcji par WW w przypadku $u\bar{u}d\bar{d}$, $c\bar{c}s\bar{s}$ lub $\nu\bar{\nu}l^+l^-$.

²Efekt interferencji pomiędzy pełnym zestawem diagramów i diagramami NC02 okazał się być mniejszy niż 0.5 %. Biorąc pod uwagę oczekiwaną niepewność statystyczną pomiaru sięgającą 10%, ten efekt mógł zostać zaniedbany.



Rysunek 5.1: Diagramy Feynman'a najniższego rzędu dla procesu produkcji pary bozonów ZZ .



Rysunek 5.2: Schemat sześciu możliwych sygnatur rozpadu par bozonów ZZ . Pęki linii oznaczają strumienie cząstek, izolowane linie ciągłe oznaczają leptony naładowane, a linie przerywane oznaczają nieobserwowane w detektorze neutrino. Litery odpowiadają odpowiednim oznaczeniom w pierwszej kolumnie tabeli 5.1.

Oznaczenie na rys. 5.2	Stan końcowy	Rozgałęzienie rozpadu	Obserwowana sygnatura w detektorze
a)	$q\bar{q}q\bar{q}$	48.9 %	cztery strumienie kwarkowe
b)	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	28.0 %	dwa strumienie i brakująca energia
c)	$q\bar{q}l^+l^-$	14.1 %	dwa strumienie i dwa naładowane leptony
d)	$l^+l^-l^+l^-$	1.0 %	cztery naładowane leptony
e)	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	4.0 %	dwa naładowane leptony i brakująca energia
f)	$\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$	4.0%	cztery neutrina (nieobserwowalne)

Tabela 5.1: Charakterystyki sześciu różnych stanów końcowych rozpadów par ZZ . Ostatni z nich ($\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$) jest nieobserwowalny eksperymentalnie, gdyż neutrina nie zostawiają sygnałów w detektorze. Określenie “brakująca energia” wskazuje, iż suma energii wszystkich zrekonstruowanych cząstek jest mniejsza niż energia zderzenia \sqrt{s} .

każdy ze stanów końcowych wymagał opracowania osobnej strategii selekcji. Stosowane metod opisano w następnych podrozdziałach na przykładzie eksperymentu DELPHI. Przedstawione wyniki uzupełnione zostały pomiarami z pozostałych trzech eksperymentów przy akceleratorze LEP.

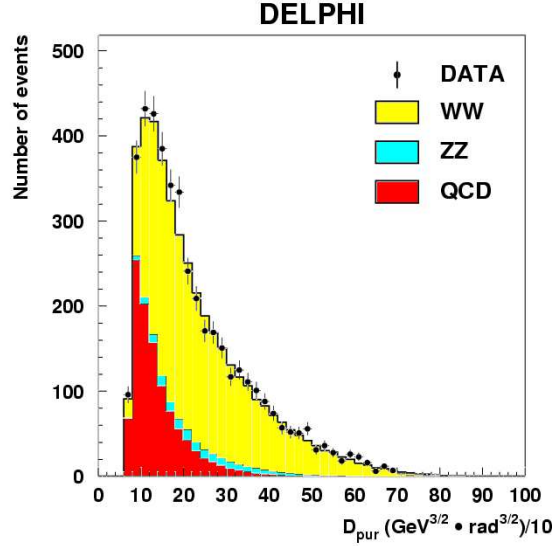
5.1 Selekcja przypadków

5.1.1 Stan końcowy $q\bar{q}q\bar{q}$

Rozpady na cztery kwarki stanowią niemalże połowę wszystkich kanałów rozpadu par ZZ . Dzięki dużej masie bozonu Z spodziewane są cztery, zwykle dobrze odseparowane od siebie, strumienie cząstek. Wyodrębnienie czystego sygnału nie jest jednak zadaniem łatwym. Podobną sygnaturę posiadają przypadki ponad dziesięciokrotnie silniejszego procesu produkcji $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, gdy oba bozony W rozpadają się hadronowo oraz około stukrotnie silniejsza produkcja dwufermionowa $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, gdzie radiacja twardego gluonu ze stanu końcowego dla części przypadków może prowadzić do czterostrumieniowej struktury stanu końcowego.

Pierwszą fazą selekcji był wstępny wybór przypadków hadronowych. Żądano odpowiednio dużej liczby zaobserwowanych śladów niosących znaczącą część całej dostępnej energii. Aby zredukować tło od procesów z radiacją twardego fotonu ze stanu początkowego, wymagano aby efektywna energia przypadku $\sqrt{s'}$ przekraczała 80% całkowitej dostępnej energii \sqrt{s} . Efektywna energia $\sqrt{s'}$ zdefiniowana jest jako energia zderzenia w układzie środka masy e^+e^- po odrzuceniu realnych fotonów wyemitowanych ze stanu początkowego³. W następnym kroku formowano strumienie za pomocą algorytmu DURHAM [44]. Żądano, aby przypadek zawierał co najmniej cztery strumienie,

³Opracowana dla eksperymentu DELPHI metoda wyznaczania efektywnej energii $\sqrt{s'}$ opisana została w pracy [43]



Rysunek 5.3: Rozkłady fenomenologicznej zmiennej kształtu D_{pur} , które zostały użyte do oddzielenia przypadków dwufermionowych od przypadków czterofermionowych. Na rysunku punkty odpowiadają danym, a histogramy przedstawiają przewidywane wkłady od procesu produkcji ZZ oraz dwóch procesów tła: czterofermionowych stanów końcowych WW i dwufermionowych stanów końcowych $q\bar{q}(\gamma)$ oznaczonych jako QCD.

każdy składający się z co najmniej czterech naładowanych cząstek. Efektywność selekcji wstępnej wyniosła: 88% dla ZZ , 80% dla WW i 3% dla $q\bar{q}(\gamma)$.

W etapie właściwego wyboru przypadków zastosowano podejście probabilistyczne. Prawdopodobieństwo, że dany przypadek jest przypadkiem produkcji pary ZZ wyznaczone było w oparciu o trzy elementy:

- separację przypadków dwufermionowych i czterofermionowych,
- znakowanie strumieni b ,
- wartości mas niezmienniczych par strumieni.

W celu separacji przypadków dwufermionowych i czterofermionowych zastosowano fenomenologiczną zmienną kształtu wyrażoną wzorem $D_{pur} = E_1\theta_1\sqrt{E_2\theta_2}$, gdzie E_1 , E_2 oznaczają energie dwóch najbardziej energetycznych strumieni ($E_1 > E_2$), a θ_1 , θ_2 oznaczają dwa najmniejsze kąty pomiędzy kierunkami strumieni ($\theta_1 < \theta_2$). Zaletą zmiennej D_{pur} jest brak korelacji z maksymalną wartością masy niezmienniczej par strumieni. Zastosowano osobne parametryzacje prawdopodobieństw dla przypadków sklasyfikowanych jako czterostrumieniowe i pięciostrumieniowe. Rys. 5.3 przedstawia otrzymany na podstawie symulacji rozkład zmiennej D_{pur} oraz porównanie z rozkładem dla danych. Można zaobserwować znaczną różnicę pomiędzy przypadkami dwustrumieniowymi i czterostrumieniowymi.

Drugim elementem było znakowanie strumieni b . Do konstrukcji względnego prawdopodobieństwa wykorzystuje się procedurę znakowania strumieni opisaną w rozdziale 4.2.3. Względne prawdopodobieństwo, określające czy dany strumień mógł być wynikiem hadronizacji kwarka b , wyznaczone zostało jako stosunek odpowiednich rozkładów prawdopodobieństwa znakowania (omówionego w rozdziale 4.2.3) dla strumieni pochodzących od kwarka b przez wartość dla strumieni od pozostałych kwarków (u , d , s i c) lub gluonów. Rozkłady sporządzone na podstawie symulacji znormalizowane zostały do całkowitej liczby przypadków. Znakowanie strumieni b ma duże znaczenie, gdyż dla około 60% rozpadów par ZZ , przynajmniej jeden z bozonów Z rozpada się na kwarki $b\bar{b}$, podczas gdy stany końcowe rozpadów WW praktycznie nie zawierają kwarków piękných.

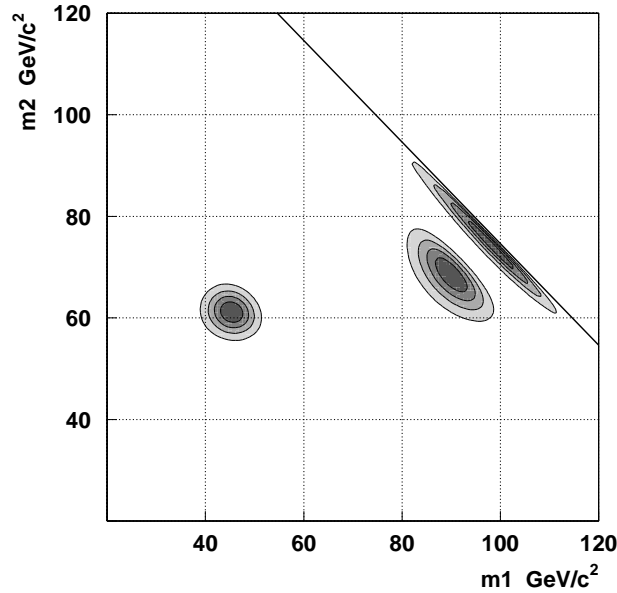
Trzecie kryterium opierało się na pomiarze masy niezmienniczej par strumieni. Masy bozonów W i Z różnią się od siebie na tyle, że można to wykorzystać do oddzielenia procesów produkcji ZZ i WW . Trudnością eksperymentalną jest określenie, które kombinacje strumieni odpowiadają rozpadom bozonów. W przypadku czterech strumieni możliwe są trzy kombinacje, a w przypadku pięciu strumieni aż dziesięć⁴. Wybór jednej kombinacji dla każdego przypadku np. maksymalizującej prawdopodobieństwo dla stanu ZZ zwiększa niebezpieczeństwo wprowadzenia efektów systematycznych. Podejściem omijającym ten problem jest uwzględnienie wszystkich kombinacji poprzez sumowanie do całkowitego prawdopodobieństwa wkładów cząstkowych od każdej z możliwych kombinacji.

Ponieważ pomiar energii i kierunku początkowego partonu na podstawie produktów hadronizacji jest obarczony znaczną niepewnością (nieobserwowane neutrino, obszary martwe detektora, skończona rozdzielczość kalorymetrów), niezbędne jest użycie dopasowania kinematycznego. Po jego zastosowaniu otrzymuje się poprawione czteropędy kwarków stanu końcowego przed hadronizacją. Aby dla danych kombinacji otrzymać rozkład prawdopodobieństwa na płaszczyźnie mas hadronizujących obiektów (m_1, m_2) , nakłada się dodatkowe warunki przy dopasowaniu kinematycznym. Jest to dopasowanie z sześcioma więzami tzw. dopasowanie 6C: cztery więzy odpowiadają warunkowi zachowania czteropędu, a dwa dotyczą wartości mas niezmienniczych par strumieni. Dopasowanie to powtarzane jest dla każdego punktu siatki na płaszczyźnie (m_1, m_2) . Następnie obliczono różnicę $\Delta\chi^2(m_1, m_2) = \chi_{6C}^2(m_1, m_2) - \chi_{4C}^2$, gdzie χ_{4C}^2 oznacza wartość χ^2 otrzymaną z dopasowania kinematycznego wymagając jedynie zachowania czteropędu w reakcji (tzw. dopasowanie 4C). Typowy dwuwymiarowy rozkład $\Delta\chi^2(m_1, m_2)$ otrzymany dla przypadku czterostrumieniowego przedstawiony został na rys. 5.4. Wartości mas (m_1, m_2) w obszarach wokół trzech widocznych maksimum (trzy kombinacje grupowania strumieni w pary dla przypadku czterostrumieniowego) charakteryzują się wysokim prawdopodobieństwem. Stowarzyszony wkład do wartości prawdopodobieństwa może być obliczony według następującego wzoru:

$$P_{kin}(m_1, m_2) \propto e^{-0.5\Delta\chi^2(m_1, m_2)}. \quad (5.2)$$

Gęstość prawdopodobieństwa danej kombinacji par strumieni jest iloczynem dwóch

⁴Pięć strumieni grupowano w parę i trójkę.



Rysunek 5.4: Rozkład $\Delta\chi^2$ na płaszczyźnie (m_1, m_2) dla przypadku czterostrumieniowego. Procedura wyznaczania rozkładu opisana jest w tekście.

rozkładów Breita-Wignera oraz prawdopodobieństwa dopasowania kinematycznego. Przy założeniu hipotezy produkcji dwóch bozonów o jednakowej masie, prawdopodobieństwo wyraża się następującym wzorem:

$$P^{hipo}(M_{boz}, \Gamma_{boz}) = N \int \int BW(m_1)BW(m_2)PF(m_1, m_2)e^{-0.5\Delta\chi^2(m_1, m_2)} dm_1 dm_2, \quad (5.3)$$

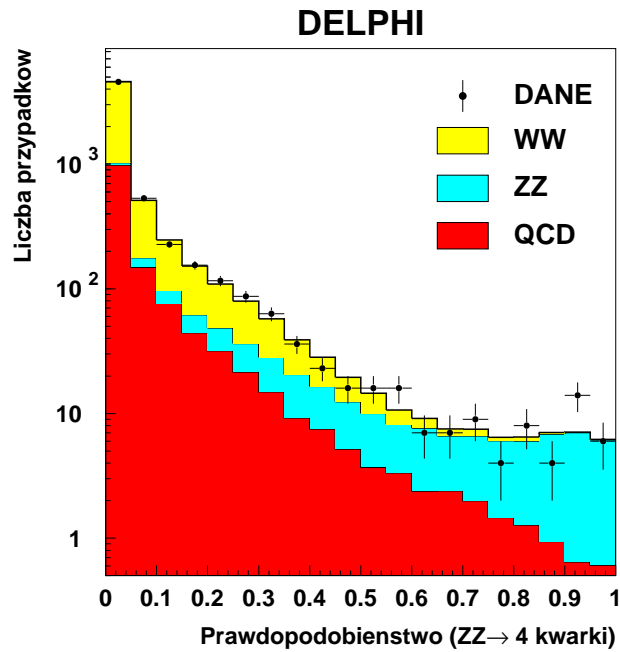
gdzie BW oznacza rozkład Breita-Wignera dla bozonu o masie M_{boz} i szerokości Γ_{boz} , $PF(m_1, m_2)$ jest czynnikiem przestrzeni fazowej, a N zapewnia odpowiednią normalizację. Dla hipotezy $q\bar{q}(\gamma)$ zamiast rozkładu Breita-Wignera stosuje się rozkład płaski. Całkowite prawdopodobieństwo jest sumą po wszystkich kombinacjach par strumieni:

$$P_{hipo} = \sum_{komb} P_{komb}^{hipo} / \sum_{komb} \sum_{hipo} P_{komb}^{hipo}, \quad (5.4)$$

gdzie normalizacja do jedynki zapewniona jest dzięki podwójnej sumie po kombinacjach i hipotezach w mianowniku wyrażenia.

Na rys. 5.5 przedstawiony jest rozkład prawdopodobieństwa wyznaczonego dla hipotezy, że dany przypadek jest wynikiem procesu $e^+e^- \rightarrow ZZ$ dla wszystkich danych z fazy LEP2. Zgodnie z oczekiwaniami, można zaobserwować wzrost względnego udziału przypadków ZZ wraz z rosnącym prawdopodobieństwem. Wyniki dla wszystkich badanych stanów końcowych przedstawione zostały w rozdziale 5.4.1.

Przekrój czynny został wyznaczony poprzez dopasowanie do rozkładów, takich jak przedstawiony na rys. 5.5, za pomocą metody największej wiarygodności dla każdej wartości energii zderzeń \sqrt{s} z osobna. Jedynym wolnym parametrem dopasowania była wartość przekroju czynnego σ_{NC02} , a inne przyczynki ustalone zostały zgodnie z przewidywaniem MS.



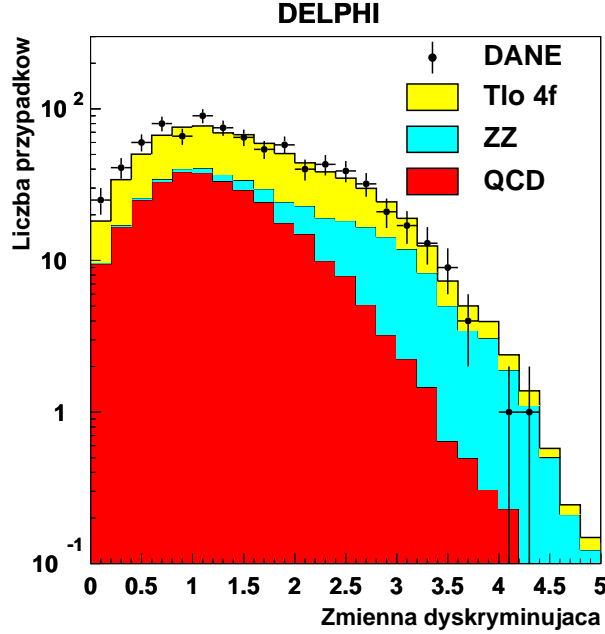
Rysunek 5.5: Obserwowany i przewidywany rozkład prawdopodobieństwa dla stanu końcowego $q\bar{q}q\bar{q}$ przy założeniu hipotezy ZZ . Dane są oznaczone jako punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami, a histogramy przedstawiają przewidywany udział badanego stanu końcowego ZZ oraz procesów tła: czterofermionowych stanów końcowych $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ i dwufermionowych stanów końcowych $q\bar{q}(\gamma)$ oznaczonych jako QCD.

5.1.2 Stan końcowy $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Dwa strumienie i duża brakująca energia to cechy drugiego pod względem częstości występowania stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ (28 % wszystkich rozpadów ZZ). Charakterystyczne własności to znaczny niedobór w bilansie energii spowodowany nieobserwowanym w detektorze rozpadem jednego z bozonów Z na dwa neutrino oraz obecność pary strumieni, których osie w rzucie xy nie układają się na jednej prostej. Kąt jaki tworzą w rzucie xy osie strumieni nazywany jest akoplanarnością. Wartości masy niezmienniczej układu dwóch strumieni oraz brakującej masy niezmienniczej przypadku powinny być zgodne z masą bozonu Z . Najtrudniejszym do zredukowania tłem okazały się procesy produkcji pojedynczego bozonu W oraz produkcji par WW , gdy jeden z bozonów rozpada się hadronowo, a drugi leptonowo do stanu $\tau\nu_\tau$. Ze względu na swój duży przekrój czynny, dwufermionowa produkcja $q\bar{q}(\gamma)$ jest także procesem trudnym do usunięcia. Podobnie jak w przypadku czterostrumieniowego stanu końcowego $q\bar{q}q\bar{q}$, optymalną metodą wyznaczania przekroju czynnego jest przypisanie każdemu przypadkowi efektywnej zmiennej mierzącej zgodność z hipotezą produkcji ZZ . Zastosowano analizę opartą na iteracyjnej metodzie dyskryminacji IDA (*ang. Iterative Discriminant Analysis*) [45]. W pierwszej fazie analizy zastosowano wstępną selekcję w celu wzbogacenia sygnału. Osiągnięto stosunkowo wysoką wydajność 77%. Ze względu na dwa nieobserwowane neutrino pochodzące z rozpadu jednego z bozonów Z , poprawienie czteropędów strumieni kwarkowych za pomocą dopasowania kinematycznego nie było możliwe. Dlatego w procedurze selekcji użyto niepoprawionych wielkości. Dla każdego przypadku obliczano dwanaście zmiennych dobranych w taki sposób, aby niosły możliwie pełną informację służącą do odróżnienia sygnału od tła oraz aby korelacja pomiędzy nimi była niewielka. Najważniejsze z nich to:

- całkowity pęd poprzeczny przypadku,
- energia widzialna przypadku,
- energia poprzeczna przypadku,
- kąt stożków o wierzchołku w punkcie oddziaływania i osi skierowanej w kierunku wiązki wewnątrz których zawiera się 6% całkowitej energii widzialnej,
- różnica energii strumieni,
- akoplanarność strumieni.

Wszystkie zmienne normalizowane były do całkowitej energii zderzeń \sqrt{s} . W ten sposób możliwe było zastosowanie wspólnych kryteriów w całym zakresie energii 183-209 GeV. Globalna zmienna dyskryminująca wyrażona została wielomianem drugiego stopnia dla wspomnianych dwunastu zmiennych dyskryminujących, co zapewniało właściwe uwzględnienie korelacji. Rozkład zmiennej dyskryminującej przedstawiony został na rys. 5.6. Przekrój czynny dla każdej energii \sqrt{s} z osobna został wyznaczony za pomocą dopasowania metodą największej wiarygodności do rozkładu przedstawionego na



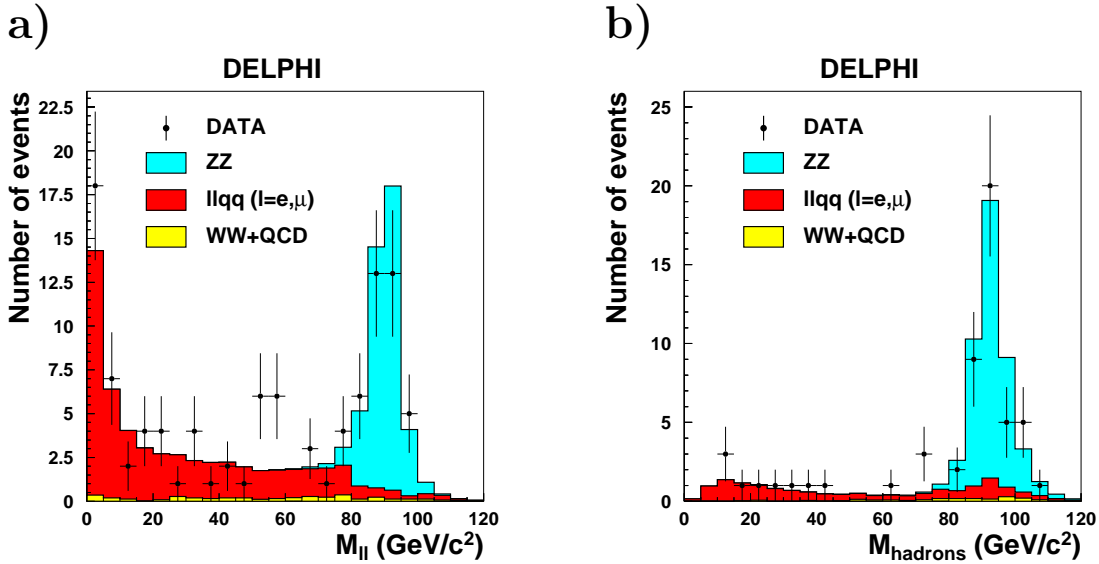
Rysunek 5.6: Rozkład zmiennej dyskryminującej dla stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Dane oznaczone są jako punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami, a histogramy przedstawiają udział sygnału ZZ i procesów tła: czterofermionowych oznaczonych jako “Tlo 4f” i dwufermionowych $q\bar{q}(\gamma)$ oznaczonych jako QCD.

rys. 5.6 z jedynym wolnym parametrem, przekrojem czynnym σ_{NC02} . Udział procesów tła ustalony został zgodnie z przewidywaniami modelu standardowego.

5.1.3 Stan końcowy $q\bar{q}l^+l^-$

Stany końcowe $e^+e^-q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ i $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ stanowią 14.1% wszystkich rozpadów par ZZ . Przypadki tego typu mogą być wydobyte z dużą czystością przy zachowaniu wysokiej wydajności i dlatego te stany końcowe są ważne. Ze względu na podobieństwa, selekcje dla $e^+e^-q\bar{q}$ i $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ przeprowadzone zostały wspólnie. Dla $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ opracowana została odrębna metoda.

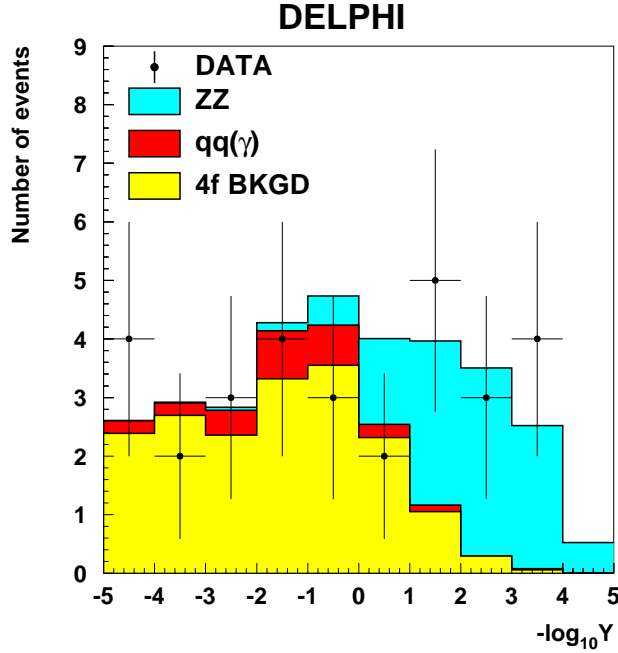
Dla stanów $e^+e^-q\bar{q}$ i $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ wszystkie produkty rozpadu powinny być obserwowane w detektorze. W szczególności czteropęd jednego z bozonów Z może być wyznaczony stosunkowo precyzyjnie z układu e^+e^- lub $\mu^+\mu^-$. W przypadku elektronów ewentualna radiacja w detektorze uwzględniana była poprzez dodanie do energii elektronu przyczynków od neutralnych klastrów obserwowanych w kalorymetrze elektromagnetycznym w bezpośredniej bliskości toru elektronu. Drugi z bozonów Z widziany był w detektorze jako para strumieni o dużej masie niezmienniczej. W celu poprawienia rozdzielczości zastosowano dopasowanie kinematyczne. Najważniejsze kryteria selekcji końcowej oparte zostały o minimalny pęd poprzeczny leptonu w stosunku do



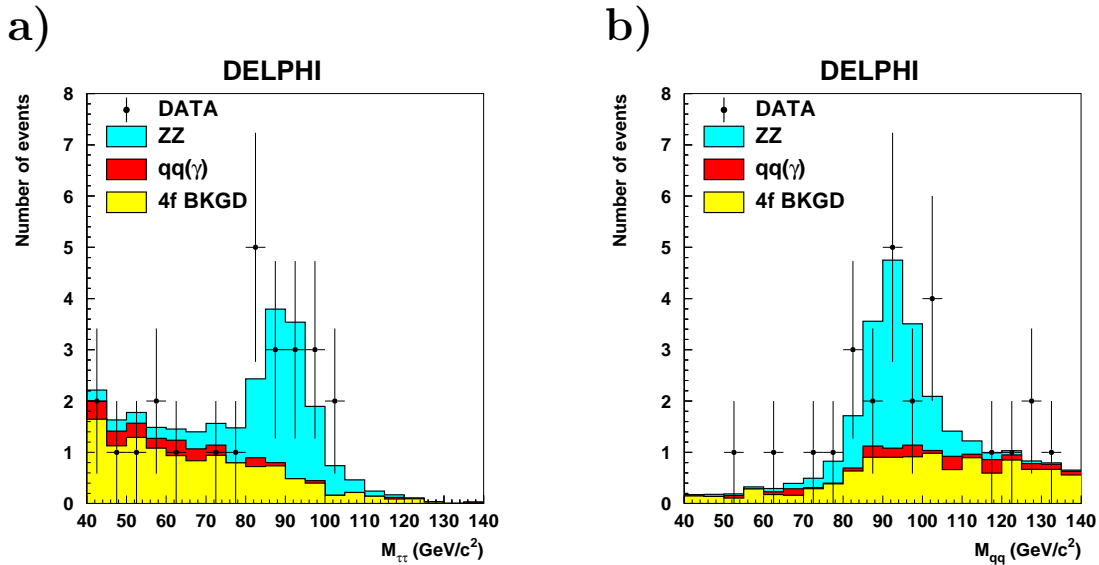
Rysunek 5.7: Rozkłady mas niezmienniczych dla sumy stanów końcowych $q\bar{q}e^+e^-$ i $q\bar{q}\mu^+\mu^-$: a) dla pary leptonów i b) dla pary strumieni kwarkowych. Dane oznaczone są jako punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami, a histogramy przedstawiają przewidywany udział badanych stanów końcowych $q\bar{q}e^+e^-$ i $q\bar{q}\mu^+\mu^-$ (oznaczonych ZZ) oraz tła od procesów prowadzących do identycznego z badanym stanem końcowym nie spełniającego definicji sygnału (oznaczonych jako $llqq$) oraz od procesów dwufermionowych $q\bar{q}(\gamma)$ i czterofermionowych WW (oznaczonych jako $WW+QCD$).

najbliższego strumienia oraz wartości χ^2 podzielonej przez liczbę stopni swobody dopasowania. Zrekonstruowane rozkłady masy niezmienniczej dla układu leptonowego i hadronowego przedstawione zostały na rys. 5.7.

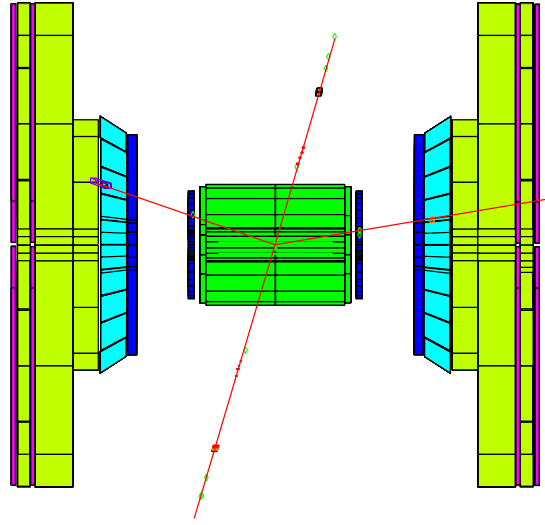
Rekonstrukcja stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ oparta została na podejściu probabilistycznym. Specyficznym elementem jest inkluzywna selekcja strumieni cząstek charakterystycznych dla rozpadów τ . Opracowano specjalną metodę poszukiwania strumieni o niskiej krotności śladów i masie niezmienniczej w zakresie masy τ . Ślady należące do znalezionych strumieni τ wykluczano, a pozostałe ślady w przypadku traktowane były jako efekt hadronizacji układu $q\bar{q}$ i stosowano algorytm JADE [46] do formowania strumieni hadronowych. W przypadku znalezienia dokładnie dwóch strumieni, wyznaczano parametry separacji: kąt pomiędzy pędem strumienia τ i osią najbliższego strumienia hadronowego oraz pęd poprzeczny najbardziej energetycznej cząstki strumienia τ względem osi najbliższego strumienia. W następnej fazie konstruowano zmienną dyskryminującą Y zdefiniowaną za pomocą iloczynu stosunków prawdopodobieństwa dla kilku parametrów charakteryzujących rekonstrukcję strumieni τ oraz dla wartości χ^2 odpowiadających dopasowaniom kinematycznym dla trzech hipotez: zachowaniu czteropędu, zachowaniu czteropędu i hipotezy WW oraz zachowaniu czteropędu i hipotezy ZZ . Rozkłady zmiennej Y przedstawione są na rys. 5.8. Masy niezmiennicze podukładów $\tau^+\tau^-$ i $q\bar{q}$ przedstawione są na rys. 5.9.



Rysunek 5.8: Rozkład zmiennej dyskryminującej Y (opis w tekście) użytej do analizy stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. Dane oznaczone są jako punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami, a histogramy przedstawiają przewidywany udział badanego stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ (oznaczonego jako ZZ) oraz tła od procesów dwufermionowych $q\bar{q}(\gamma)$ (oznaczonych jako QCD) oraz od innych procesów czterofermionowych (oznaczonych jako 4f BKGD).



Rysunek 5.9: Rozkłady mas niezmienniczych dla stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$: a) dla pary leptonów; b) dla pary strumieni kwarkowych. Zastosowano oznaczenia takie jak na rys. 5.8.



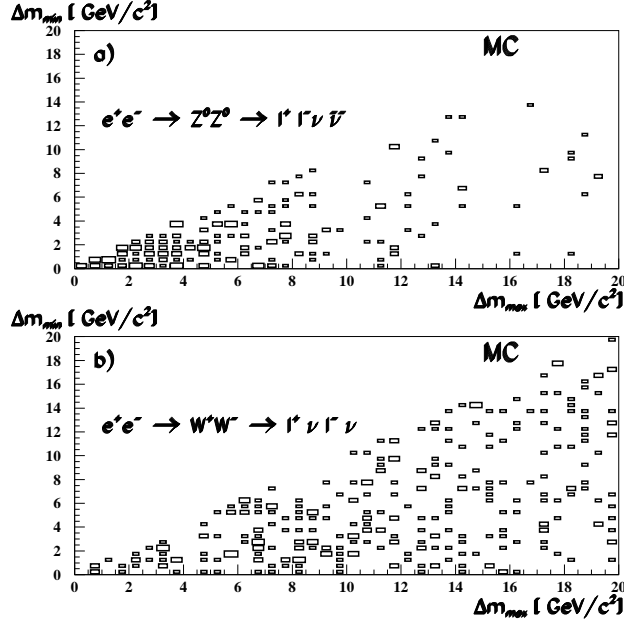
Rysunek 5.10: Widok przypadku interpretowanego jako rozpad $ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ znalezionego dla danych przy energii $\sqrt{s}=199.5$ GeV. Masa niezmiennicza układów $\mu^+\mu^-$ otrzymana po zastosowaniu dopasowania kinematycznego wyniosła 90.8 GeV/ c^2 .

5.1.4 Stan końcowy $l^+l^-l^+l^-$

Udział rozpadów na cztery leptoni naładowane $l^+l^-l^+l^-$ ($l=e, \mu$) wynoszący 0.4 % jest najmniejszy ze wszystkich pięciu rozważanych stanów końcowych⁵. Czysta sygnatura w postaci czterech śladów o dużym pędzie i wyraźnej separacji przestrzennej pozwalała na maksymalizację wydajności poprzez osłabienie kryteriów selekcji do poziomu, przy którym główne tło od nierezonansowej produkcji $e^+e^-l^+l^-$ kształtuje się jeszcze na niskim poziomie. Pomimo rozluźnienia kryteriów, w danych ze wszystkich lat spodziewano się znaleźć jedynie 4 przypadki. Zastosowana została metoda cięć sekwencyjnych. Główne kryterium selekcji opierało się na wymaganiu dobrej zgodności przynajmniej jednej pary l^+l^- z kinematyką rozpadu Z . Żądano, aby zarówno masa niezmiennicza l^+l^- jak i masa brakująca była zgodna z masą Z . W ten sposób zwiększono wydajność selekcji dla przypadków, gdy druga para obserwowana była w zakresie małych kątów⁶. Akceptowano pary e^+e^- oraz $\mu^+\mu^-$ zidentyfikowane standardowymi kryteriami wypracowanymi w eksperymencie DELPHI. W danych znaleziono jedynie dwa przypadki. Widok jednego z nich przedstawiony jest na rys. 5.10.

⁵Ich badanie ma jednak duże znaczenie, gdyż do podobnych stanów końcowych może prowadzić rozpad cząstek supersymetrycznych.

⁶Precyzja pomiaru torów w zakresie małych kątów względem wiązki była gorsza niż w obszarze kątowym beczki.



Rysunek 5.11: Dwuwymiarowe rozkłady Δm_{min} i Δm_{max} wykorzystane w selekcji stanu końcowego $l^+l^-\nu\bar{\nu}$.

5.1.5 Stan końcowy $l^+l^-\nu\bar{\nu}$

Dwa leptony jednakowego zapachu e^+e^- lub $\mu^+\mu^-$ i duża brakująca energia to sygnatura około 2.7 % rozpadów ZZ . Ten stan końcowy jest dość wymagający, gdyż podobną sygnaturę posiadają przypadki WW dla identycznych rozpadów leptonowych obu bozonów.

Do analizy wybierano przypadki z dwoma leptonami jednakowego rodzaju, e^+e^- lub $\mu^+\mu^-$, zidentyfikowanych zgodnie ze słabymi kryteriami opisanymi w pracy [33]. Kąty polarne obu leptonów musiały mieścić się w przedziale pomiędzy 20° a 160° . Aby uwzględnić straty radiacyjne, do energii cząstki interpretowanej jako e^\pm dodawano całkowitą energią elektromagnetyczną zdeponowaną w stożku o kącie 5° wokół jej kierunku. Całkowita energia niesiona przez leptony nie mogła przekroczyć $0.6\sqrt{s}$. Redukcje tła WW zapewniały następujące dwa kluczowe kryteria:

$$\begin{aligned} \Delta m_{min} &= \min\{|M_Z - m(l^+l^-)|, |M_Z - m_{recoil}(l^+l^-)|\} < 4 \text{ GeV}/c^2, \\ \Delta m_{max} &= \max\{|M_Z - m(l^+l^-)|, |M_Z - m_{recoil}(l^+l^-)|\} < 8 \text{ GeV}/c^2, \end{aligned}$$

gdzie $m_{recoil}(l^+l^-)$ jest brakującą masą niezmienniczą przypadku liczoną dla pary l^+l^- . Przewidywane rozkłady dla obu wielkości przedstawione są na rys. 5.11. Widać, że zastosowanie cięć na wielkości Δm_{min} i Δm_{max} znacznie redukuje najgroźniejsze tło.

5.2 Metoda wyznaczania przekroju czynnego

Analiza każdego z pięciu stanów końcowych dla danej energii zderzeń prowadziła do niezależnego pomiaru tej samej wielkości, całkowitego przekroju czynnego σ_{NC02} . Dla każdego z pięciu omawianych kanałów rozpadu opracowana została odmienna metoda selekcji sygnału. Pojawiła się naturalna potrzeba opracowania przepisu na wyznaczenie średniej wartości dla rozmaitych kombinacji niezależnych pomiarów. Zaznaczyć należy, że liczba pomiarów była znaczna. Pięć wartości dla każdej z ośmiu energii zderzeń \sqrt{s} . Dodatkowo pomiary z roku 2000 podzielone zostały na dwa okresy z powodu awarii jednego z sektorów komory TPC. W efekcie daje to 42 pomiary, które mogą być grupowane w obrębie tej samej energii \sqrt{s} lub w obrębie wybranego kanału. Uniwersalnym narzędziem łączącym wszystkie pomiary jest język funkcji prawdopodobieństwa. W przypadku stanów końcowych $q\bar{q}q\bar{q}$ i $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, funkcję prawdopodobieństwa otrzymuje się w wyniku zastosowania metody największej wiarygodności dla hipotezy ZZ , przy czym wolnym parametrem dopasowania jest przekrój czynny σ_{NC02} . Aby zmaksymalizować czułość pomiaru dopasowanie przeprowadzane było w zawężonym przedziale, tam gdzie względny udział produkcji ZZ był znaczący. Odpowiada to większym wartościom zmiennych dyskryminujących przedstawionych na rysunkach 5.5 i 5.6.

W przypadku tradycyjnego podejścia dla stanów końcowych $q\bar{q}l^+l^-$, $l^+l^-l^+l^-$ i $l^+l^-\nu\bar{\nu}$, gdzie w efekcie selekcji otrzymywano konkretną liczbę przypadków oraz przewidywanie na ilość przypadków tła, funkcja prawdopodobieństwa konstruowana była zgodnie z rozkładem Poisson'a z uwzględnieniem tła.

W rezultacie, z każdym indywidualnym pomiarem stowarzyszona była funkcja prawdopodobieństwa zależna od przekroju czynnego σ_{NC02} . Wartość średnia dla dowolnej kombinacji elementarnych pomiarów wyznaczana była na drodze maksymalizacji prawdopodobieństwa będącego iloczynem poszczególnych funkcji prawdopodobieństw. W praktyce oznaczało to minimalizację logarytmu funkcji całkowitego prawdopodobieństwa za pomocą pakietu MINUIT [47].

5.3 Metoda wyznaczania niepewności systematycznych

Niepewności systematyczne można podzielić na następujące dwie grupy: specyficzne niepewności danego kanału lub wspólne niepewności dla wszystkich kanałów. Dla każdego typu niepewności należy wyróżnić podklasy ze względu na sposób ich składania. Można wymienić trzy takie podklasy:

- niepewności nieskorelowane,
- wspólne niepewności dla wszystkich energii w danym kanale rozpadu,
- wspólne niepewności dla wszystkich kanałów rozpadu przy tej samej energii.

Przykładem systematyki z drugiej podklasy jest niepewność wyznaczenia wydajności spowodowana efektami związanymi z identyfikacją leptonów stanu końcowego $l^+l^-l^+l^-$. Do trzeciej podklasy zaliczyć można między innymi niepewność związaną z pomiarem scałkowanej świetlności akceleratora LEP.

W przypadku metody największej wiarygodności, poszczególne funkcje prawdopodobieństwa niosą informacje o niepewnościach statystycznych. Analityczne wyznaczenie efektywnej niepewności systematycznej dla pomiaru złożonego jest zadaniem trudnym. Z tego powodu opracowana została metoda składania niepewności systematycznych z uwzględnieniem natury ich poszczególnych podklas.

Metoda ta polegała na wielokrotnym losowym wyborze odchyłeń, zgodnie z oszacowanymi niepewnościami systematycznymi i ich składaniu. Dla każdego błędu systematycznego wybierana była liczba losowa z rozkładu Gauss'a (ta sama liczba losowa używana była dla wszystkich błędów skorelowanych). Następnie wszystkie przyczynki dodawano, a otrzymana suma wskazywała o ile należało przesunąć daną funkcję prawdopodobieństwa wzdłuż osi odciętych (oś σ_{NC02}). Procedura wyznaczania wartości uśrednionej przeprowadzana była dla tak przesuniętych funkcji prawdopodobieństwa. W wyniku wielokrotnego powtarzania tej procedury otrzymywano rozkład wartości σ_{NC02} o kształcie zbliżonym do rozkładu Gauss'a. Odchylenie standardowe tego rozkładu interpretowane było jako efektywna niepewność systematyczna powstała z propagacji błędów systematycznych z wejściowej kombinacji elementarnych pomiarów. Ponieważ niepewność systematyczna stanowiła niewielki procent błędu statystycznego, procedura ta była uzasadniona.

5.4 Wyznaczenie przekroju czynnego

5.4.1 Wyniki z eksperymentu DELPHI

Wyznaczenie wartości przekroju czynnego dla procesu $e^+e^- \rightarrow ZZ$ przeprowadzono za pomocą procedury minimalizacji funkcji prawdopodobieństwa opisanej w rozdziale 5.2. Dla kanałów $q\bar{q}q\bar{q}$ i $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ nie użyto bezpośrednio liczby przypadków sygnału i tła. Aby umożliwić porównanie z pozostałymi kanałami, liczby przypadków sygnału i tła dla $q\bar{q}q\bar{q}$ i $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ wyznaczone zostały dla zakresu zmiennych dyskryminujących maksymalizujących iloczyn czystości i wydajności wyznaczony na podstawie symulacji. Czystość zdefiniowana jest stosunkiem liczby zaakceptowanych przypadków sygnału i liczby wszystkich zaakceptowanych przypadków, a wydajność określa stosunek liczby zaakceptowanych przypadków sygnału do liczby wszystkich przypadków sygnału. Liczby przypadków i wydajności zebrane zostały w tabeli 5.2. Z kolei tabela 5.3 przedstawia końcowe wyniki otrzymane z pomiaru przekroju czynnego σ_{NC02} dla różnych energii zderzeń fazy LEP2. Wyniki te przedstawione są graficznie na rys. 5.12a.

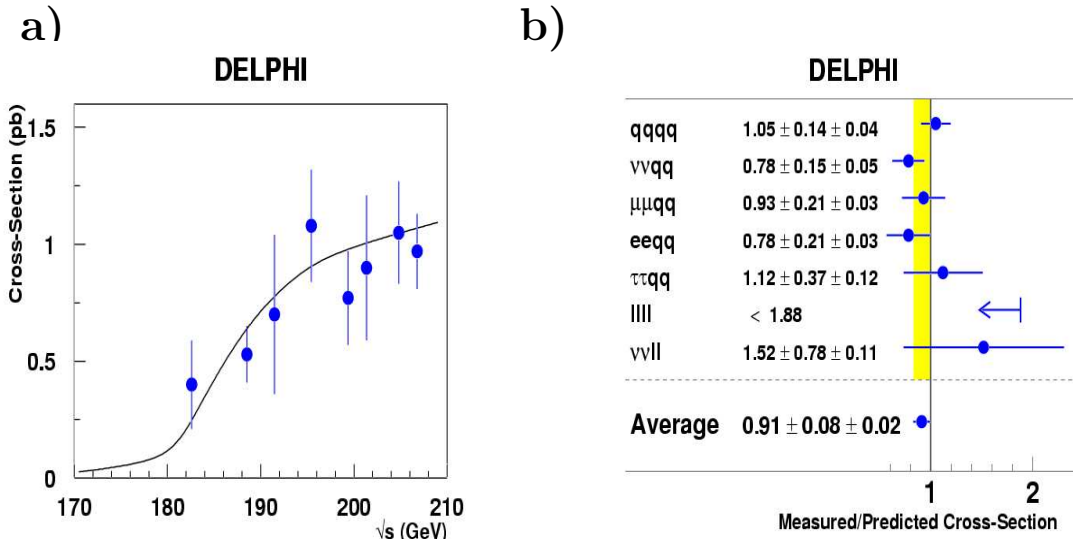
Możliwa jest też operacja uśredniania wyników uzyskanych przy różnych energiach \sqrt{s} . Do tego celu należy użyć stosunku zmierzonej wartości σ_{NC02} do jego wartości przewidywanej, $R_{NC02} = \sigma_{NC02}/\sigma_{NC02}^{MC}$. Na rys. 5.12b przedstawiony jest rezultat tej operacji. Widać, że najważniejszymi statystycznie stanami końcowymi były $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Stan końcowy	Uśredniona wydajność selekcji	Przewidywana l. przypadków: tło	Przewidywana l. przypadków: sygnał+tło	Obserwowana l. przypadków: sygnał+tło
$q\bar{q}q\bar{q}$	0.38	166.2	268.1	273
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.50	108.5	185.9	165
$e^+e^-q\bar{q}$	0.73	2.8	22.0	19
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	0.86	1.1	22.1	21
$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	0.38	2.7	12.4	13
$l^+l^-l^+l^-$	0.53	1.1	3.9	2
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.30	4.7	8.9	10

Tabela 5.2: Przewidywane i obserwowane liczby przypadków produkcji par ZZ na powłoce masy.

E_{cm} [GeV]	Przekrój czynny σ_{NC02}	
	zmierzony [pb]	przewidywany [pb]
183	$0.40^{+0.21}_{-0.16} \pm 0.02$	0.25
189	$0.53^{+0.12}_{-0.11} \pm 0.02$	0.65
192	$0.70^{+0.37}_{-0.31} \pm 0.02$	0.78
196	$1.08^{+0.25}_{-0.22} \pm 0.02$	0.90
200	$0.77^{+0.21}_{-0.18} \pm 0.02$	0.99
202	$0.90^{+0.33}_{-0.29} \pm 0.02$	1.00
205	$1.05^{+0.23}_{-0.20} \pm 0.02$	1.05
207	$0.97^{+0.16}_{-0.15} \pm 0.02$	1.07

Tabela 5.3: Przewidywane i zmierzone wartości przekroju czynnego σ_{NC02} w funkcji energii zderzeń. Pierwsza niepewność pomiaru ma charakter statystyczny a druga systematyczny.



Rysunek 5.12: Wyniki pomiarów przekroju czynnego σ_{NC02} z eksperymentu DELPHI: a) przewidywane (linia ciągła) i zmierzone wartości (punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami) przekroju czynnego w funkcji energii zderzeń. Przewidywanie otrzymano przy pomocy programu YFSZZ; b) wartości stosunku R_{NC02} (*Measured/Predicted Cross-Section*) dla badanych stanów końcowych.

oraz $q\bar{q}l^+l^-$ ($l=e,\mu$). Wartość σ_{NC02} otrzymana z dopasowania dla danych z całego zakresu energii zderzeń fazy LEP2 wynosi $0.91 \pm 0.08(stat.) \pm 0.02(syst.)$ i jest zgodna z przewidywaniem ($R_{NC02}=1$) w granicach jednego odchylenia standardowego. Pierwsza niepewność jest statystyczna a druga systematyczna.

5.4.2 Uśrednione wyniki z czterech eksperymentów na akceleratorze LEP

Kombinacja wyników z czterech eksperymentów na akceleratorze LEP prowadzi do wspólnej uśrednionej wartości będącej oficjalnie publikowanym wynikiem. W procedurze ważenia wyników [48] wyróżniono cztery rozłączne rodzaje niepewności systematycznych uzależnionych od dwóch kategorii korelacji: korelacji pomiędzy różnymi energiami zderzeń (oznaczanej jako K_E) i korelacji pomiędzy eksperymentami (oznaczanej jako K_{LEP}). Przykładem niepewności o korelacji typu K_{LEP} i braku korelacji typu K_E jest część niepewności scałkowanej świetności akceleratora LEP. Przykładem niepewności charakteryzującej się brakiem korelacji typu K_{LEP} i obecnością korelacji typu K_E jest niepewność systematyczna jaką obarczona była wydajność identyfikacji leptonów w eksperymencie DELPHI.

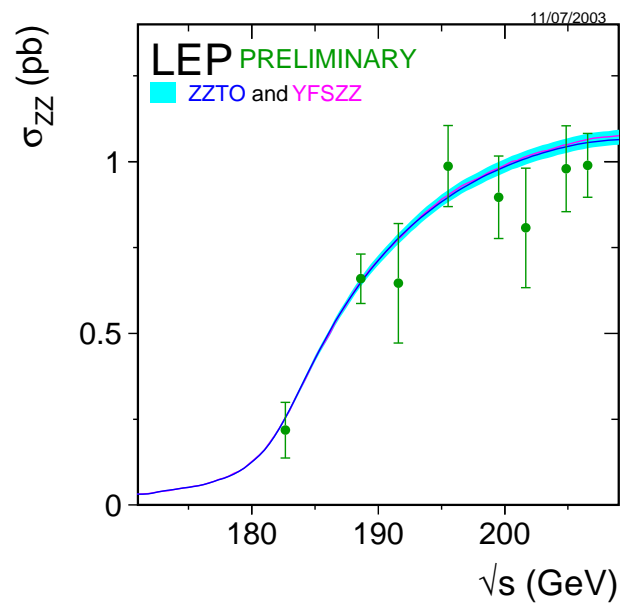
Wartości przekrojów czynnych wraz z niepewnościami systematycznymi podzielonymi na kategorie przedstawione zostały w tabeli 5.4. Rys 5.13 przedstawia graficznie wyniki procedury uśredniania pomiarów przekroju czynnego σ_{NC02} z czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP. Ze względu na to, iż nie wszystkie eksperymenty opublikowały

E_{CM} [GeV]	σ_{NC02} [pb] Pomiar DELPHI	Niepewności systematyczne [pb]			
		LE-00	LE-01	LE-10	LE-11
183	0.400	0.003	0.017	0	0.007
189	0.534	0.003	0.018	0	0.011
192	0.695	0.010	0.020	0	0.013
196	1.075	0.007	0.017	0	0.016
200	0.771	0.005	0.011	0	0.012
202	0.902	0.008	0.011	0	0.014
205	1.050	0.007	0.013	0	0.019
207	0.969	0.007	0.012	0	0.017

Tabela 5.4: Wartości przekroju czynnego σ_{NC02} zmierzone w eksperymencie DELPHI wraz z podziałem błędów systematycznych na przyczynki od różnych kategorii. W oznaczeniu kategorii w postaci LE-kl pierwsza z liczb (k) oznacza typ korelacji K_{LEP} , a druga (l) typ korelacji K_E . Jedyńka oznacza obecność korelacji, a zero ich brak. Druga kolumna zawiera wartości pochodzące z eksperymentu DELPHI, które zostały użyte w procedurze uśredniania po czterech eksperymentach przy akceleratorze LEP.

końcowe wartości, wyniki oznaczone są na rysunku jako wstępne (*ang. Preliminary*).

Wartość stosunku R_{NC02} uśredniona po wszystkich punktach energii zderzeń i czterech eksperymentach wynosi 0.945 ± 0.052 , gdzie przewidywanie wyznaczono za pomocą programu YFSZZ.



Rysunek 5.13: Uśrednione wartości przekroju czynnego σ_{NC02} dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP. Punkty wraz z zaznaczonymi niepewnościami reprezentują wyniki procedury uśredniania, a linia ciągła przedstawia przewidywanie modelu standardowego otrzymane za pomocą programów ZZTO i YFSZZ. Obszar zacieniowany wokół krzywej odpowiada niepewności przewidywań teoretycznych.

Rozdział 6

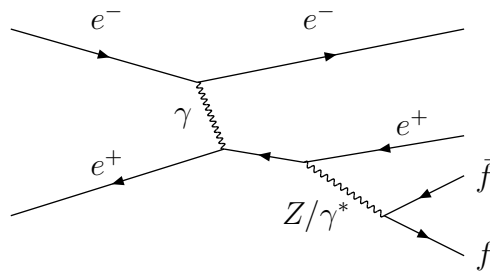
Produkcja pojedynczego bozonu Z

Proces produkcji pojedynczego bozonu Z określany jest jako elektroslaby odpowiednik rozpraszania Comptona. Przykład diagramu najniższego rzędu dla tego procesu przedstawiony jest na rys. 6.1. Odpowiada on produkcji bozonu Z gdy masa niezmiennicza układu $f\bar{f}$ jest zbliżona do masy bozonu Z lub produkcji γ^* w przeciwnym wypadku. Naturalną granicą pomiędzy rezonansową produkcją Z i nierezonansową produkcją γ^* jest wartość $m_{f\bar{f}} = 60 \text{ GeV}/c^2$, w okolicy której występuje lokalne minimum przekroju czynnego (rys. 6.2a). Diagramy opisujące pojedynczą produkcję Z należą do ogólniejszej rodziny diagramów NC48 dla procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$. Pomiędzy różnymi amplitudami w rodzinie NC48 występuje interferencja. Jej względny udział w procesie produkcji pojedynczego Z/γ^* maleje ze wzrostem masy niezmienniczej pary $f\bar{f}$ i w okolicach masy Z jest stosunkowo niewielki. Wspólna dla czterech eksperymentów na LEP specyfikacja sygnału dla produkcji pojedynczego bozonu Z opiera się na następujących cięciach kinematycznych dla układu $f\bar{f}$ oraz elektronu i pozytonu:

$$\begin{aligned} m_{f\bar{f}} &> 60 \text{ GeV}/c \quad \text{oraz} \\ \theta_{e^+} &> 168^\circ, \quad 60^\circ < \theta_{e^-} < 168^\circ, \quad E_{e^-} > 3 \text{ GeV} \quad \text{lub} \\ \theta_{e^-} &< 12^\circ, \quad 12^\circ < \theta_{e^+} < 120^\circ, \quad E_{e^+} > 3 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

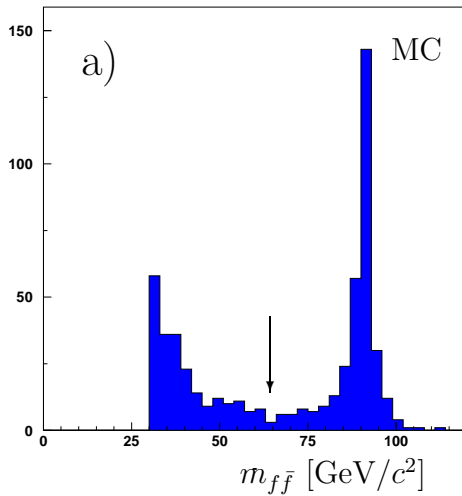
gdzie θ oznacza kąt polarny. Wymaganie na masę niezmienniczą układu $f\bar{f}$ motywowane jest wspomnianym kształtem różniczkowego przekroju czynnego. Kinematyka dla tego procesu odzwierciedla strukturę diagramu przedstawionego na rys. 6.1. W pierwszej fazie następuje emisja fotonu blisko powłoki masy z linii elektronu¹ pod bardzo małym kątem. W następnym kroku foton ulega rozproszeniu na nadlatującym pozytonie. W stanie końcowym obserwuje się odchylony pozyton oraz produkty rozpadu bozonu Z/γ^* . W przypadku rozpraszania Comptona miejsce bozonu Z zajmuje foton realny. W detektorze nie obserwuje się elektronu emitującego foton, gdyż odchylony jedynie o niewielki kąt podąża wewnątrz rury wiązki. Z kolei zmiana kierunku lotu pozytonu jest znaczna i jest on zwykle widoczny w obszarze beczki. Rzuty pędów odchylonego pozytonu i bozonu Z na płaszczyznę xy są skierowane przeciwnie. Obser-

¹Foton może też być emitowany z linii pozytonu i wtedy elektron i pozyton zamieniają się rolami.

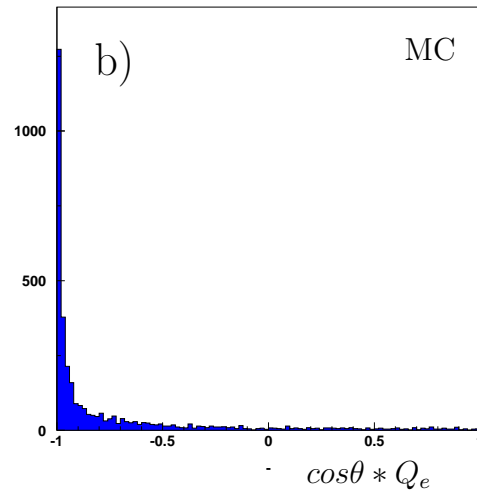


Rysunek 6.1: Jeden z głównych diagramów najniższego rzędu dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z .

l. przypadków



l. przypadków



Rysunek 6.2: Rozkłady dla przypadków produkcji pojedynczego bozonu γ^*/Z otrzymane za pomocą generatora Monte Carlo: a) masy niezmienniczej układu $f\bar{f}$ (rozkład przedstawiony jest dla $m_{f\bar{f}} > 30 \text{ GeV}/c^2$); b) cosinusa kąta mnożonego przez znak ładunku odchylonego elektronu lub pozytonu wiązki.

wowany jest duży niedobór pędu wzdłuż osi wiązki. Dla uproszczenia przyjęło się stosować rozkłady cosinusa kąta polarnego produktów reakcji pomnożonego przez znak ładunku widocznego w aparaturze elektronu lub pozytonu wiązki. Dla tak sporządzonego rozkładu kąтового (rys. 6.2b) można stosować jednolite cięcia niezależne od ładunku leptonu widocznego w detektorze. Stany końcowe hadronowy i leptonowy opracowywane były osobno.

6.1 Selekcja hadronowych rozpadów

Sygnaturą przypadków hadronowych są dwa strumienie, których masa niezmiennicza jest zbliżona do masy bozonu Z oraz izolowany lepton wiązki, e^+ lub e^- . Wybór przy-

Zakres $m_{q\bar{q}}$ [GeV/c ²]	Przewidywanie					Suma przewidywań	Dane
	γ^*/Zee	WW	$Z(\gamma)$	$\gamma\gamma$	Inne		
$m_{q\bar{q}} < 60$	49.2±0.5	0.2±0.1	3.6±0.4	4.2±1.2	9.4±0.4	66.7±1.5	80
$m_{q\bar{q}} > 60$	106.5±0.5	7.2±0.4	23.5±1.0	4.3±1.3	8.5±0.2	150.1±1.8	151

Tabela 6.1: Liczby przypadków obserwowanych i przewidywanych dla hadronowego rozpadu bozonu Z z zakresu energii zderzeń 183-207 GeV. Kolumna “Inne” zawiera sumę wkładów od procesów czterofermionowych $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ nie spełniających kryteriów dla sygnału oraz od procesów γ^*/Zee , gdy $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$.

padków przeprowadzony był w trzech fazach: selekcja wstępna, identyfikacja izolowanego e^\pm oraz selekcja właściwa. Szczegóły selekcji wstępnej można znaleźć w pracy [49]. Kryteria identyfikacji e^\pm uzależnione były od obszaru detektora. W obszarze beczki ekstrapolacja śladu musiała być zgodna z pozycją i energią kaskady elektromagnetycznej zrekonstruowanej w kalorymetrze HPC. W obszarze korków wymagano, aby energia kaskady była zgodna z pędem śladu interpretowanego jako odchylony e^\pm . Dodatkowo w stożku o kącie 15° wokół osi śladu e^\pm nie mógł być obecny żaden inny ślad naładowany o pędzie przewyższającym 0.5 GeV/c.

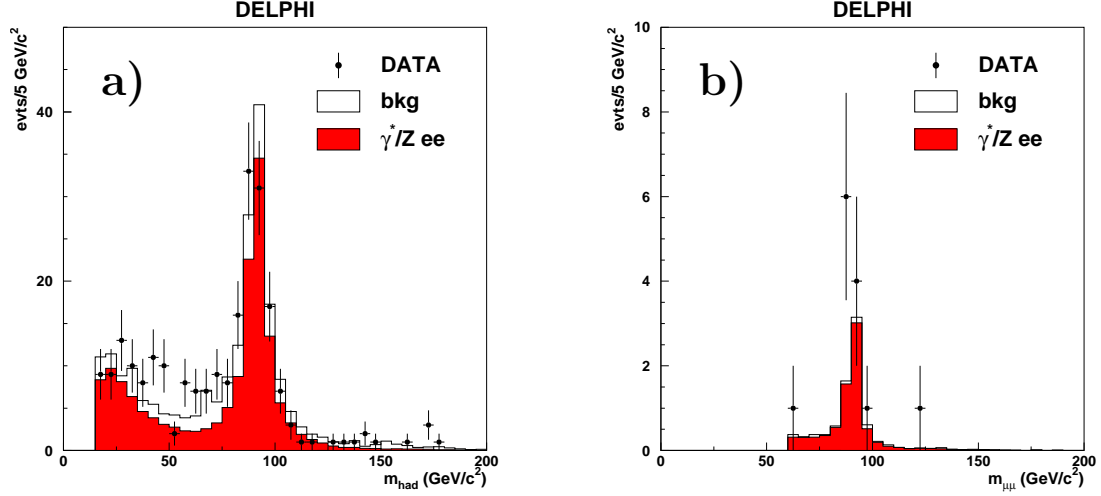
Dalszą analizę prowadzono z pominięciem śladu e^\pm . Odrzucano przypadki dla których przejście od dwóch do trzech strumieni następowało przy wartości zmiennej separującej y algorytmu DURHAM mniejszej niż 0.0001. W następnym kroku stosowano dopasowanie kinematyczne przy założeniu niedoboru czteropędu wzdłuż kierunku osi wiązki i wymagano, aby prawdopodobieństwo dopasowania przewyższało 10^{-5} . Narzucono dwa podstawowe warunki:

- $Q_e \cos \theta_{brak} > 0.95$, θ_{brak} jest kątem polarnym wektora pędu brakującego wyznaczonego przed dopasowaniem kinematycznym, a Q_e jest ładunkiem odchylonego e^\pm z wiązki,
- $Q_e \cos \theta_e > -0.5$, gdzie $\cos \theta_e$ jest kątem polarnym dla odchylonego e^\pm wiązki.

W tabeli 6.1 umieszczono obserwowane i przewidywane liczby przypadków. Rozkład masy niezmienniczej układu $f\bar{f}$ dla przypadków po selekcji przedstawiony jest na rys. 6.3a.

6.2 Selekcja leptonowych rozpadów

Spodziewana liczba przypadków produkcji pojedynczego bozonu Z i jego rozpadu do leptonowego stanu końcowego w całym okresie wynosi około 12 dla każdego rodzaju leptonu. Dla rozpadów $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$ zbyt duże tło pochodzące od procesów $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ uniemożliwiło wydobycie statystycznie znaczącego sygnału. W przypadku $\gamma^*/Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ brakujący pęd unoszony przez neutrina z rozpadu τ w połączeniu



Rysunek 6.3: Masa niezmiennicza po selekcji dla rozpadu: a) hadronowego $\gamma^*/Z \rightarrow q\bar{q}$, b) leptonowego $\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dane oznaczone są za pomocą punktów wraz z niepewnościami a histogramy przedstawiają przewidywania modelu standardowego. Całkowite tło omówione w tekście oznaczone jest symbolem “bkg”.

z brakującym pędem z nieobserwowanego elektronu wiązki nie pozwalał na dobrą kinematyczną rekonstrukcję masy niezmienniczej Z i na statystycznie znaczącą separację od tła. Analiza ograniczona została do najczystszy eksperymentalnie rozpadu $\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ oraz dla masy niezmienniczej $m_{\mu^+\mu^-} > 60 \text{ GeV}$. Podobnie jak dla hadronowego kanału rozpadu, zastosowano wstępny wybór przypadków. Wymagano, aby w detektorze widoczne były dokładnie trzy ślady dla których suma ładunków wyrażona w jednostkach ładunku elementarnego wynosiła ± 1 . W szczególności żądano, aby ślad został zaobserwowany w co najmniej jednej płaszczyźnie detektora wierzchołka i aby jego parametr zderzenia w rzucie $R\phi$ nie przekraczał 5 mm oraz 30 mm w rzucie Rz . Wymagano, aby co najmniej dwa ślady były zidentyfikowane jako leptony i co najmniej jeden z nich jako mion. Ze względu na silne cięcie na krotność przypadków, redukcja danych była znaczna. Wstępnie wybrano 88 przypadków w danych, przy spodziewanych 94 ± 0.6 przypadkach pochodzących od procesów wymienionych w tabeli 6.2. Na tym etapie większość przypadków pochodziła z procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ nie spełniającego specyfikacji dla badanego sygnału. W następnym kroku stosowano dopasowanie kinematyczne przy warunku zachowania czteropędu oraz traktując brakujący pęd wzdłuż osi z odpowiadający nieobserwowanemu e^\pm jako wolny parametr dopasowania. Zastosowano pięć najważniejszych kryteriów selekcji:

- masa niezmiennicza układu mionów $m_{\mu^+\mu^-}$ powinna przewyższać $60 \text{ GeV}/c^2$,
- pęd e^\pm powinien być większy od $3 \text{ GeV}/c$,
- $Q_e \cos \theta_e > -0.5$, gdzie $\cos \theta_e$ oznacza kąt polarny wektora pędu dla obserwowanego w detektorze e^+ lub e^- ,

Etap analizy	Przewidywanie			Suma przewidywań	Dane
	γ^*/Zee	$(e^+e^-\mu^+\mu^-)_{bkg}$	Inne		
Preselekcja	11.0 ± 0.2	75.6 ± 0.6	7.1 ± 0.3	93.7 ± 0.7	88
Selekcja	7.60 ± 0.17	0.12 ± 0.02	0.52 ± 0.07	8.3 ± 0.2	13

Tabela 6.2: Liczby przewidywanych i obserwowanych przypadków produkcji pojedynczego bozonu γ^*/Z dla leptonowego kanału rozpadu $\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ z całego zakresu energii \sqrt{s} , 183-207 GeV. Kolumna “ $(e^+e^-\mu^+\mu^-)_{bkg}$ ” zawiera liczbę przypadków tła dla procesów $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, gdy stan końcowy nie spełnia kryteriów sygnału. Wszystkie inne przyczynki do tła umieszczone są w kolumnie “Inne”.

- $Q_e \cos \theta_{\mu^+\mu^-} < -0.8$, gdzie $\theta_{\mu^+\mu^-}$ oznacza kąt polarny wektora pędu dla układu $\mu^+\mu^-$,
- $Q_e \cos \theta_{brak} > 0.8$, gdzie θ_{brak} jest kątem polarnym wektora pędu brakującego obliczanym przed dopasowaniem kinematycznym.

W tabeli 6.2 podsumowano wyniki selekcji. Znalaziono 13 przypadków przy spodziewanych 8.3 ± 0.2 . Przewidywana czystość sygnału była dobra. Wkład od procesów tła zredukowany został do poziomu poniżej 10%. W szczególności, dominujący po etapie preselekcji wkład od produkcji $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ nie przekracza jednego procenta.

6.3 Wyniki z eksperymentu DELPHI

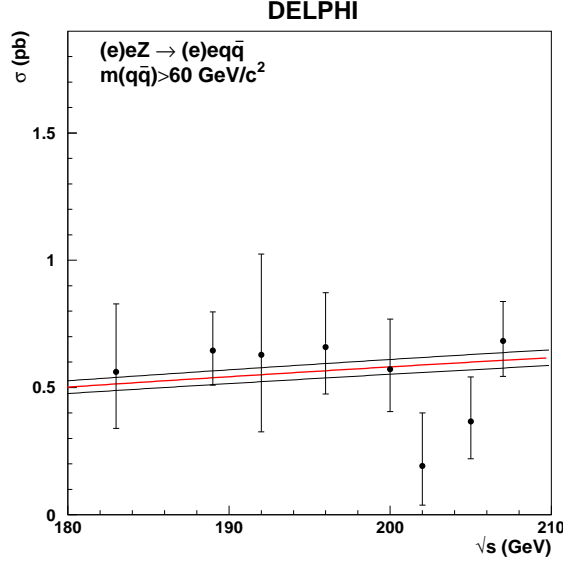
Dla hadronowego kanału rozpadu znaleziona liczba przypadków pozwoliła na wyznaczenie wartości przekroju czynnego dla poszczególnych wartości energii \sqrt{s} z zakresu 183-207 GeV. Pomiar przekroju czynnego w kanale hadronowym wraz z przewidywaniami przedstawia rys. 6.4. Porównanie z przewidywaniami teorii elektroslabej można przeprowadzić jednocześnie dla wszystkich energii zderzeń posługując się stosunkiem wartości przekrojów mierzonych i przewidywanych $R_{Zee} = \sigma_{Zee}/\sigma_{Zee}^{MC}$. Zastosowano metodę opisaną w rozdziale 5.2. Procedura polegała na jednoczesnym dopasowaniu danych do globalnej funkcji prawdopodobieństwa, wyrażonej iloczynem funkcji prawdopodobieństwa² dla poszczególnych wartości \sqrt{s} . Otrzymane wyniki świadczą o zgodności z przewidywaniami teoretycznymi w ramach niepewności pomiarowych:

$$R(eeq\bar{q}) = 1.22_{-0.16}^{+0.17} \text{ (stat.)} \pm 0.06 \text{ (syst.)} \quad 15 < m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2,$$

$$R(eeq\bar{q}) = 1.00_{-0.11}^{+0.12} \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)} \quad m_{q\bar{q}} > 60 \text{ GeV}/c^2,$$

$$R(ee\mu\mu) = 1.59_{-0.43}^{+0.51} \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.)} \quad m_{\mu^+\mu^-} > 60 \text{ GeV}/c^2,$$

²Zgodne z rozkładami Poisson’a dla obserwacji danej liczby przypadków z tłem.



Rysunek 6.4: Wartości przekroju czynnego dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z zmierzony w eksperymencie DELPHI dla rozpadu hadronowego w zależności od energii zderzeń \sqrt{s} . Pomiarzy eksperymentalne oznaczone są za pomocą punktów, a przewidywania uzyskane za pomocą programu WPHACT przedstawiają linie ciągłe. Dwie skrajne linie ilustrują niepewność teoretyczną wynoszącą około 2%.

Wspólna wartość dla $m_{q\bar{q}} > 60 \text{ GeV}/c^2$ i $m_{\mu\mu} > 60 \text{ GeV}/c^2$ wyniosła:

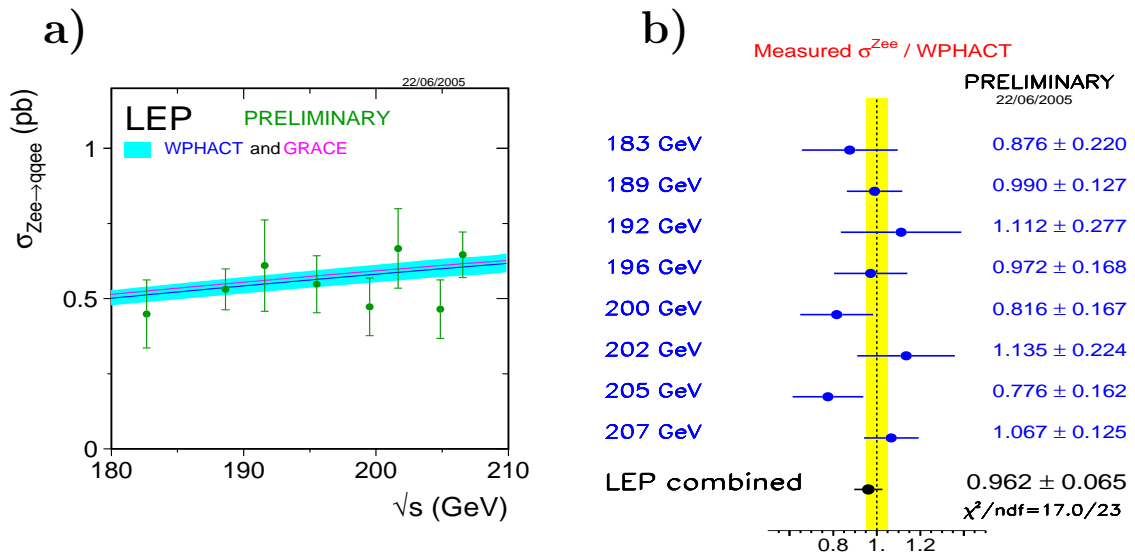
$$R_{Zee} = 1.03 \pm 0.11 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)} ,$$

gdzie *stat.* oznacza niepewność statystyczną, a *syst.* niepewność systematyczną.

6.4 Uśrednione wyniki z eksperymentów na akceleratorze LEP

Wstępny wynik procedury kombinacji dostępnych pomiarów z trzech eksperymentów na akceleratorze LEP (ALEPH, DELPHI, L3)³ przedstawiony jest na rys. 6.5a. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi obserwuje się słabą zależność przekroju czynnego od energii zderzeń \sqrt{s} . Uśredniony pomiar stosunku R_{Zee} zaprezentowany został na rys. 6.5b. Względna niepewność pomiaru R_{Zee} wyniosła 7%. Zaobserwowano zgodność z przewidywaniami teoretycznymi ($R_{Zee} = 1$) w ramach jednego odchylenia standardowego.

³Wyniki dla wymienionych trzech eksperymentów są końcowymi wynikami już opublikowanymi. Ze względu na brak wyników z czwartego eksperymentu, wartości uśrednione są traktowane jako wstępne.



Rysunek 6.5: Wstępne uśrednione wartości przekroju czynnego dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z z trzech eksperymentów ALEPH, DELPHI i L3: a) przekrój czynny w funkcji energii zderzeń \sqrt{s} wraz z przewidywaniami dwóch programów WPHACT i grc4f (GRACE); b) wyniki dla stosunku R_{Zee} .

Rozdział 7

Produkcja pary bozonów $Z\gamma^*$

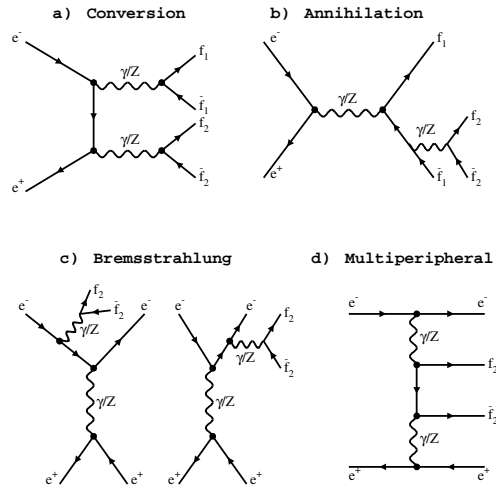
Możliwe stany końcowe pochodzące z rozpadu pary bozonów $Z\gamma^*$ pokrywają się z pierwszymi pięcioma stanami dla rozpadu pary ZZ wymienionymi w tabeli 5.1. Ostatni stan końcowy $\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$ jest wykluczony, gdyż γ^* nie sprzęga się do pary neutrin. Rozgałęzienia nie są jednak tak dobrze określone jak w przypadku rozpadów par bozonów ZZ , gdyż zależą od masy niezmienniczej układu $f\bar{f}$.

W rodzinie procesów czterofermionowych prowadzących do tych samych stanów końcowych wkład wnoszą wszystkie cztery klasy diagramów abelowych (*Abelian Classes*) przedstawionych w rozdziale 3 na rys. 3.2 i powtórzonych w wersji odpowiadającej tylko prądom neutralnym na rys. 7.1. Podzbiór diagramów odpowiadający produkcji $Z\gamma^*$ przedstawiony jest na rys. 7.2. Gdy w stanie końcowym obserwuje się parę e^+e^- , efekty interferencyjne są znaczne i dlatego odpowiednia definicja wielkości mierzonej jest w tym wypadku szczególnie ważna. Dla przypadków symulowanych oparto ją na stosunku elementów macierzowych¹. Zastosowano technikę ważenia przypadków za pomocą stosunku kwadratów elementów macierzowych

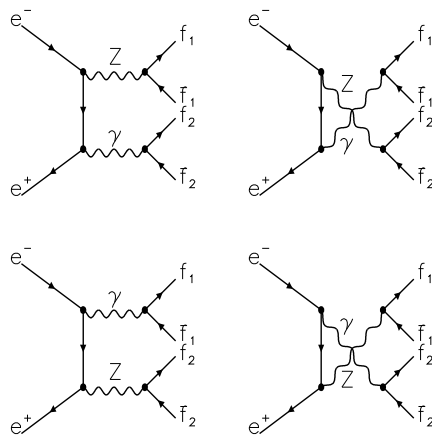
$$W_{ME} = \frac{|\mathcal{M}_{Z\gamma^*}|^2}{|\mathcal{M}_{tot}|^2}$$

gdzie $\mathcal{M}_{Z\gamma^*}$ oznacza element macierzowy obliczony dla podzbioru diagramów z rys. 7.2, a \mathcal{M}_{tot} element macierzowy obliczony dla pełnego zestawu diagramów. Dodatkowo wymaga się, aby kierunki wszystkich czterech elementarnych fermionów spełniały warunek $|\cos\theta_{f\pm}| < 0.98$, gdzie $\theta_{f\pm}$ jest kątem pomiędzy wektorem pędu fermionu i osią wiązki. Całkowitą efektywną liczbę przypadków sygnału w danej próbie Monte Carlo otrzymywano poprzez sumowanie wag W_{ME} każdego generowanego przypadku. Tę samą techniką można oszacować liczbę przypadków tła. Wydajność selekcji jest zdefiniowana jako stosunek ważonej liczby przypadków wybranych do całkowitej ważonej liczby przypadków sygnału.

¹Stosowana jest także inna definicja wykorzystująca bezpośrednio wielkości kinematyczne obliczone dla stanów końcowych. Opracowana została w celu wyznaczenia wspólnych wartości przekrojów czynnych dla eksperymentów na akceleratorze LEP.



Rysunek 7.1: Diagramy Feynman'a dla produkcji czterofermionowej z udziałem prądów neutralnych w zderzeniach e^-e^+ . Diagramy a), b), c) i d) są odpowiednikami czterech ogólnych diagramów klasy abelowej z rys. 3.2 zawężonych do wymiany jedynie prądów neutralnych. W celu zapewnienia większej przejrzystości nie zastosowano symboli cząstek wirtualnych. Na rysunku, Z oznacza Z lub Z^* , a γ oznacza γ^* .



Rysunek 7.2: Diagramy dla procesu produkcji $Z\gamma^*$. Na rysunku symbol γ oznacza γ^* .

Techniczną trudnością związaną z generacją przypadków $Z\gamma^*$ jest to, iż dwa wierzchołki z których wychodzą pary końcowych fermionów mogą być opisywane stałymi sprzężenia przy różnych skalach energii, dużej w wierzchołkach kreacji i rozpadu bozonu Z i potencjalnie małej w wierzchołkach γ^* . Ta cecha musi być poprawnie uwzględniona w generatorze fizycznym. W eksperymencie DELPHI do badania produkcji $Z\gamma^*$ zastosowano generator WPHACT [28], w którym użyto odpowiednio zmodyfikowanych stałych sprzężenia. Efekty z tym związane mogą sięgać kilku procent w granicy małych mas niezmienniczych γ^* . Istotnym elementem jest także hadronizacja γ^* dla niskiego zakresu masy niezmienniczej wirtualnego fotonu. W standardowej procedurze hadronizacji pakietu JETSET [50], rezonansowa struktura dla niskich mas nie jest uwzględniona. Do generatora WPHACT dołączony został dedykowany moduł do hadronizacji w zakresie $M_{\gamma^*} < 2 \text{ GeV}/c^2$ z uwzględnieniem wektorowych rezonansów hadronowych. Wszystkie przewidywania w tym rozdziale otrzymane zostały w oparciu o ten generator.

Analizę danych przeprowadzono dla czterech stanów końcowych: $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, $l^+l^-q\bar{q}$ oraz $l^+l^-l'^+l'^-$.

7.1 Selekcja przypadków

7.1.1 Stan końcowy $q\bar{q}q\bar{q}$

Ze względu na silne tło, czterostrumieniowy stan końcowy jest trudny eksperymentalnie. Wydobycie znaczącego sygnału było możliwe jedynie w ograniczonym zakresie małych mas niezmienniczych jednej z par $q\bar{q}$. Takie przypadki powinny zawierać trzy wysokoenergetyczne strumienie: strumień pochodzący z hadronizacji pary $q\bar{q}$ o małej masie niezmienniczej oraz parę strumieni pochodzących z rozpadu $Z \rightarrow q\bar{q}$. Dodatkowo wymagano, aby układ $q\bar{q}$ o małej masie hadronizował jedynie na dwa ślady naładowane ze względu na to, iż hadronizacja w zakresie małych mas γ^* przebiega głównie poprzez pośredni rezonans ρ^0 ($\gamma^* \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). Najważniejsze kryteria dotyczące układu dwóch śladów pochodzących z hadronizacji γ^* to niska masa niezmiennicza, przeciwne znaki dwóch śladów naładowanych oraz ich zgodność z produkcją w punkcie oddziaływania. Z pozostałych śladów formowano dwa strumienie, których masa niezmiennicza obliczona po zastosowaniu dopasowania kinematycznego powinna się mieścić w zakresie $\pm 11 \text{ GeV}/c^2$ wokół masy bozonu Z .

Numeryczne wartości cięć dobrano tak, aby osiągnąć maksymalną wartość iloczynu czystości i wydajności. Optymalny punkt osiągnięto dla wydajności 2.2% i czystości 69.4%. Znaleziono 7 przypadków w danych. Na podstawie symulacji przewidywano 6.9 z których 4.8 odpowiada sygnałowi a 2.1 przypadkom tła (główne tło stanowiły procesy produkcji WW i $q\bar{q}(\gamma)$).

7.1.2 Stan końcowy $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

Ze względu na szeroki zakres masy niezmienniczej układu hadronowego $m_{q\bar{q}}$, zastosowano trzy różne metody selekcji. Pierwsza z nich zoptymalizowana została na niskie

wartości $m_{q\bar{q}}$. Druga wykorzystywała niedobór pędu będący skutkiem obecności dwóch neutrin z rozpadu bozonu Z . Celem trzeciej analizy było osiągnięcie dużej wydajności w wyższym zakresie wartości $m_{q\bar{q}}$. Końcowy wynik oparto na kombinacji wszystkich trzech analiz.

Zastosowano wspólną preselekcję przypadków. Jej głównym zadaniem było zredukowanie tła od procesów dwufotonowych oraz rozpraszania Bhabha. Osiągnięto to za pomocą następujących trzech podstawowych warunków:

- całkowita energia zdeponowana w kalorymetrze elektromagnetycznym nie powinna przekraczać 60 GeV, zaś jej część zawarta w kątach polarnych poniżej 15° i powyżej 165° nie powinna być większa niż 10 GeV. Jeżeli w tych zakresach kątowych zidentyfikowany zostanie elektron, przypadek zostaje odrzucony,
- całkowita energia cząstek naładowanych powinna być większa niż $0.15\sqrt{s}$,
- kąt pomiędzy wektorem brakującego pędu a osią z powinien mieścić się w zakresie pomiędzy 15° a 165° .

Bilans pędu jest w tym kanale rozpadu istotny i dlatego sprawdzano sygnały w detektorach VETO². Gdy zarejestrowano sygnał odizolowany od jakiegokolwiek innego depozytu w kalorymetrach lub zrekonstruowanych śladów, przypadek był odrzucany.

Selekcja w zakresie niskich mas niezmienniczych γ^*

Ponad 50% rozpadów do stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ charakteryzuje się niskimi wartościami masy niezmienniczej, $m_{q\bar{q}} < 6 \text{ GeV}/c^2$. Takie przypadki powinny zawierać pojedynczy strumień. Zastosowano więc odpowiednie kryteria wyboru. Wymagano, aby masa niezmiennicza układu hadronowego była mniejsza od $6 \text{ GeV}/c^2$, a jego energia większa od $0.2\sqrt{s}$. Odrzucano przypadki dla których kąt polarny wektora brakującego pędu celował w obszary kątowe kalorymetrów o obniżonej wydajności ($38\text{-}42^\circ$ lub $138\text{-}142^\circ$). Dodatkowo zredukowano tło od leptonowych rozpadów $W \rightarrow e/\mu \nu$ oraz $W \rightarrow \tau\nu$, $\tau \rightarrow e/\mu \nu$ wymagając, aby przypadek nie zawierał zidentyfikowanego mionu, a gdy zidentyfikowano elektron, aby jego energia nie przekroczyła 30 GeV. Następnie przypadek dzielony był na dwie półkule płaszczyzną prostopadłą do osi strumienia. Przypadek odrzucano, gdy w półkuli, która zawierała wektor brakującego pędu obserwowano sygnały w detektorach VETO.

Znaleziono 10 przypadków w danych. Przewidywano 6.7 przypadków, z których 4.3 odpowiada przypadkom sygnału a 2.4 odpowiada przypadkom tła.

²Detektory VETO, stanowiące system liczników scyntylacyjnych pokrywających niewielkie obszary martwe kalorymetrów elektromagnetycznych, zainstalowane zostały w roku 1996 w celu poprawienia hermetyczności na granicach beczki i korków (kąty polarne $\theta \simeq 40^\circ$) oraz obszaru centralnego ($\theta \simeq 90^\circ$).

Selekcja oparta na asymetrii rozkładu pędu i energii

W tym podejściu skoncentrowano się na niezrównoważonym bilansie pędów i energii produktów oddziaływania obserwowanych w detektorze. Przypadek dzielono na dwie półkule płaszczyzną prostopadłą do osi przypadku³. Wymagano, aby jedna z półkul zawierała co najmniej 99% całkowitej energii zaobserwowanej w detektorach. Sygnały z detektorów VETO użyte były w sposób analogiczny jak przy selekcji niskich mas opisanej powyżej. Po tym kroku głównymi źródłami tła pozostawały procesy produkcji WW oraz $W\ell\nu$. Odrzucano przypadki, w których dwa najbardziej energetyczne ślady posiadały w sumie ponad 90% całkowitej energii. Masę niezmienniczą całego przypadku ograniczono do $45 \text{ GeV}/c^2$. Odrzucano przypadki z całkowitą krotnością cząstek poniżej 11. Następnie przypadek dzielono na dwa strumienie za pomocą algorytmu LUCCLUS [50] i żądano, aby kąt pomiędzy osiami strumieniami był większy niż 30° . Znaleziono 25 przypadków w danych. Przewidywano 29.5 przypadków z których 17.3 odpowiada sygnałowi, a 12.2 przypadkom tła.

Selekcja w zakresie wysokich mas niezmienniczych γ^*

W pierwszej kolejności nakładano warunki na globalne wielkości określone dla całego przypadku. Masa brakująca powinna być większa od $80 \text{ GeV}/c^2$, a energia widzialna mniejsza od 80 GeV . Najważniejsze cięcia topologiczne oparte zostały o własności strumieni kwarkowych. Przypadek dzielono na dwa strumienie za pomocą algorytmu LUCCLUS i stosowano następujące kryteria:

- kąt pomiędzy osiami strumieni nie powinien przekraczać 78° ,
- $d_2^{join} < 30 \text{ GeV}/c$, gdzie d_2^{join} to wartość graniczna dla której algorytm LUCCLUS formuje dwa lub jeden strumień,
- akoplanarność powinna przewyższać 90° ,
- asymetria energii przypadku powinna przekraczać 0.95. Asymetria ta określona jest jako stosunek $E_1/(E_1 + E_2)$, $E_1 > E_2$, gdzie E_1 , E_2 oznaczają całkowite energie obserwowane w dwóch półkulach. Półkule dzielono płaszczyzną prostopadłą do osi przypadku.

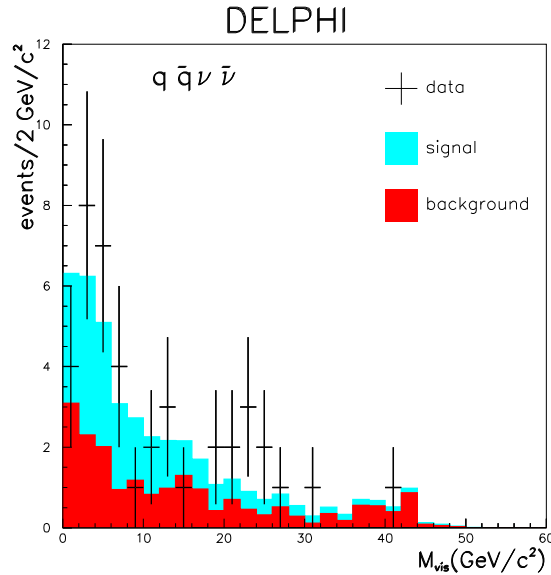
W następnej fazie selekcji posłużono się wielkością:

$$E_{q\bar{q}} = \frac{s - M_Z^2 + M_{q\bar{q}}^2}{2\sqrt{s}},$$

która opisuje dokładną zależność kinematyczną pomiędzy energią i masą niezmienniczą układu $q\bar{q}$ bez radiacji w stanie początkowym. Następnie obliczano energię:

$$E_{kin} = \frac{s - M_Z^2 + M_{vis}^2}{2\sqrt{s}},$$

³Oś przypadku wyznaczano za pomocą takiego samego warunku jak oś strumienia (warunek 4.1) ale sumowanie przebiegało po wszystkich cząstkach przypadku.



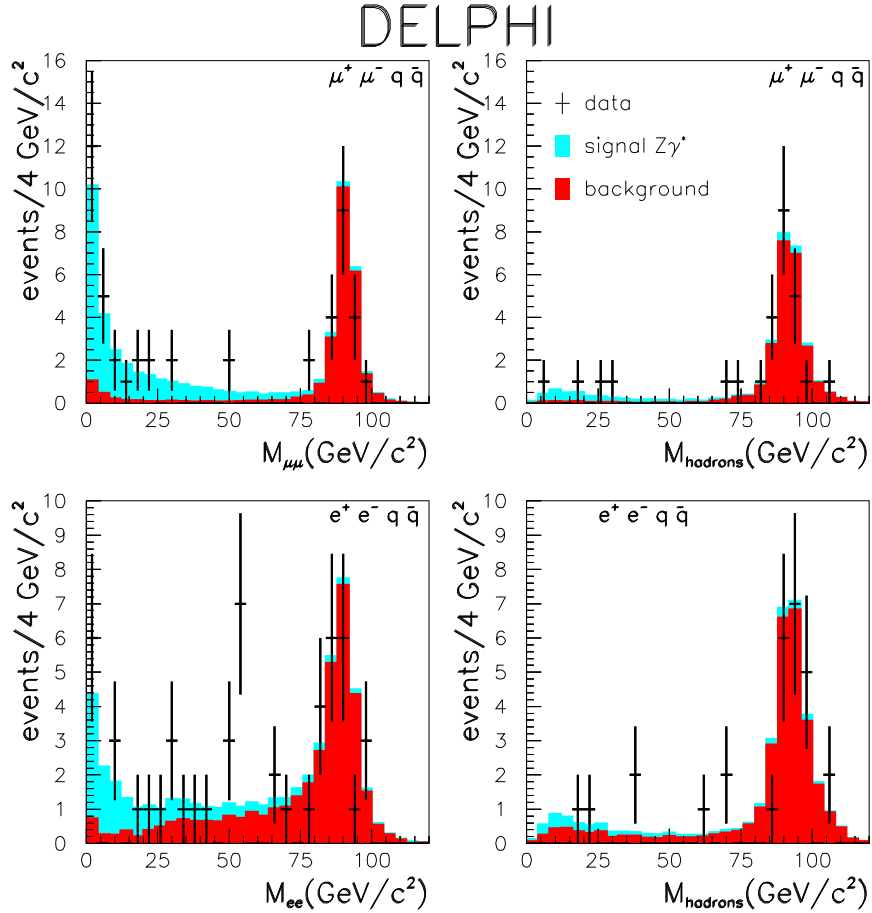
Rysunek 7.3: Rozkład masy niezmienniczej układu hadronowego dla selekcji stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Punkty reprezentują dane dla całego zakresu energii zderzeń 183-209 GeV, a histogramy przedstawiają przewidywania dla sygnału i tła.

na podstawie masy niezmienniczej M_{vis} wszystkich widzialnych produktów w przypadku i porównywano z energią bezpośrednio widzianą w detektorze E_{vis} . Dużą redukcję tła pochodzącego od procesów WW i $q\bar{q}(\gamma)$ uzyskano żądając, aby różnica pomiędzy E_{kin} i E_{vis} nie przekraczała 45 GeV. Także w tej selekcji wykorzystano sygnały z detektorów VETO. Przypadki odrzucano, gdy separacja kątowa sygnałów VETO od osi najbliższego strumienia przekraczała 30° .

Znaleziono 21 przypadków w danych. Przewidywano 20.7 przypadków z których 13.4 odpowiada sygnałowi, a 7.3 przypadkom tła.

Wspólne wyniki dla trzech selekcji

Dla każdego przypadku stosowano wszystkie trzy selekcje. Przypadek był akceptowany, gdy został wybrany przez co najmniej jedną z nich. Wszystkie wartości liczbowe cięć trzech selekcji dobrane zostały tak, aby efektywna wartość iloczynu czystości i wydajności była maksymalna. Otrzymano globalną wydajność o wartości 38.8 %. Ogółem znaleziono 42 przypadki w danych. Przewidywana na podstawie symulacji liczba przypadków wyniosła 41.3. W tym 17.9 to przypadki tła: 7.9 $W\bar{e}\nu$, 4 WW , 2 $q\bar{q}$, 2 $\tau\tau$ oraz 1.1 z innych procesów. Otrzymany rozkład masy niezmienniczej przedstawiony został na rys 7.3.



Rysunek 7.4: Rozkłady masy niezmienniczej dla stanów końcowych $q\bar{q}l^+l^-$. Jedna z par fermionów $q\bar{q}$ lub l^+l^- posiada masę niezmienniczą zgodną z masą bozonu Z w przedziale $M_Z \pm 15 \text{ GeV}/c^2$, a druga para spoza tego przedziału.

7.1.3 Stan końcowy $q\bar{q}l^+l^-$

W tej grupie zbadano dwa stany, $e^+e^-q\bar{q}$ i $\mu^+\mu^-q\bar{q}$. Para leptonów i układ hadronowy są zwykle dość dobrze od siebie odseparowane. Szczegóły analizy nie odbiegają znacznie od tych przedstawionych w rozdziale 5.1.3, za wyjątkiem końcowego wymagania na masę niezmienniczą. Nie żądano jednoczesnej zgodności z masą bozonu Z dla obu par fermionów l^+l^- i $q\bar{q}$. Rozkład masy niezmienniczej jednej z par, gdy masa drugiej mieści się w granicach $\pm 15 \text{ GeV}/c^2$ wokół masy bozonu Z przedstawiony jest na rys. 7.4. Z kolei dwuwymiarowe rozkłady mas, osobno dla sygnału i dla tła, przedstawia rys. 7.5. Różnica pomiędzy tłem dla stanów końcowych $e^+e^-q\bar{q}$ i $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ jest znaczna. W przypadku $e^+e^-q\bar{q}$ uwidacznia się wkład od procesów multiperyferycznych. Można zaobserwować kumulacje dla dużych mas M_{ee} układu e^+e^- i małych mas M_{had} układu

hadronowego, które odpowiadają przypadkom gdy zarówno e^+ jak i e^- nie ulegają dużym odchyleniom od osi wiązek. Uwidacznia się także kumulacja w obszarze kinematycznym sygnału, gdy masa hadronów zbliżona jest do masy bozonu Z . W tym obszarze interferencja pomiędzy sygnałem i tłem wynosi -15%. Do wyznaczenia przekroju czynnego zastosowano technikę dopasowania metodą największej wiarygodności do rozkładów w postaci dwuwymiarowych histogramów przedstawionych na rys. 7.5 w obszarach zaznaczonych prostokątami. Taki dodatkowy podział zwiększa precyzję pomiaru. W przypadku $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ jedynym wolnym parametrem była wartość przekroju czynnego dla sygnału, a poziom tła od innych procesów oraz efekty interferencyjne ustalono zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi. Dla stanu $e^+e^-q\bar{q}$ zmiennymi dopasowania uczyniono zarówno wkład od sygnału jak i przyczynek od procesów niezgodnych ze specyfikacją sygnału dla procesu $Z\gamma^*$. Wielkość interferencji została ustalona na poziomie przewidywań teoretycznych⁴. Procedura dopasowania stosowana była dla każdej wartości energii zderzeń z osobna. Zbiorczy wynik otrzymany został za pomocą jednoczesnego dopasowania do rozkładów dwuwymiarowych sporządzonych dla wszystkich punktów energii zderzeń. Wyniki liczbowe dla wszystkich kanałów przedstawione zostały w rozdziale 7.2.

7.1.4 Stan końcowy $l^+l^-l^+l^-$

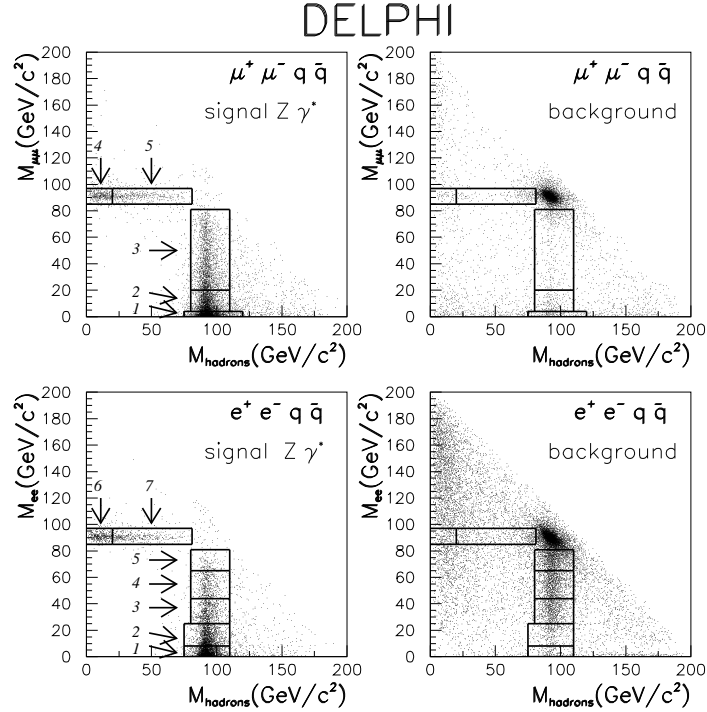
Zaletą tego stanu końcowego jest czysta sygnatura w detektorze dzięki niskiej krotności śladów naładowanych i dużym wartościom ich pędów. Analizowano wszystkie możliwe stany końcowe:

$$e^+e^-e^+e^-, e^+e^-\mu^+\mu^-, e^+e^-\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-, \mu^+\mu^-\tau^+\tau^-, \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-. \quad (7.1)$$

Wybór ograniczono do przypadków zawierających cztery ślady naładowane. Dla kanałów rozpadu zawierających leptony τ oznaczało to, że akceptowano rozpady τ z jedną cząstką naładowaną w stanie końcowym. Cztery ślady naładowane będące kandydatami na leptony musiały spełniać dodatkowe warunki narzucone na sumę ładunków wszystkich śladów, minimalny kąt pomiędzy dwoma śladami, minimalny pęd śladów czy całkowitą energię widzialną.

W następnym kroku klasyfikowano przypadek jako jeden z sześciu wymienionych stanów końcowych na bazie informacji o identyfikacji oraz wyniku dopasowania kinematycznego. Szczegóły tej procedury opisane są w pracy [51]. W wyniku selekcji znaleziono 17 przypadków. Przewidywana na podstawie symulacji liczba przypadków wyniosła 16.6. Wkład od sygnału oszacowano na 5.5 przypadków. Główne tło pochodziło od procesów produkcji $l^+l^-l^+l^-$ nie spełniającej specyfikacji dla sygnału (9.6 przypadków). Spodziewano się znaleźć 2.3 przypadków tła dla pozostałych procesów. Przewidywana interferencja odpowiadała -0.8 przypadku. Na rys. 7.6 przedstawione są otrzymane rozkłady mas niezmienniczych.

⁴Takie uproszczenie było możliwe, gdyż człon interferencyjny zależy słabo od względnych zmian obu amplitud.

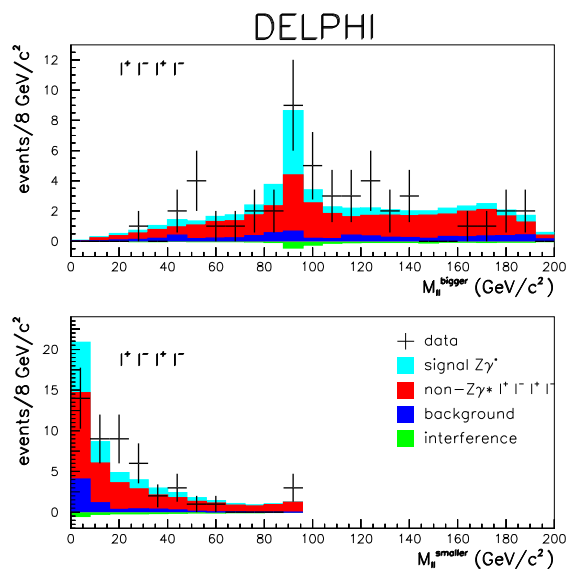


Rysunek 7.5: Przewidywane przez model standardowy dwuwymiarowe rozkłady mas niezmienniczych układów leptonowego i hadronowego dla kanału rozpadu $q\bar{q}l^+l^-$. Górne wykresy odpowiadają stanowi końcowemu $\mu^+\mu^-q\bar{q}$, a dolne $e^+e^-q\bar{q}$. Podział na obszary użyte do pomiaru przekroju czynnego przedstawiony jest za pomocą prostokątów.

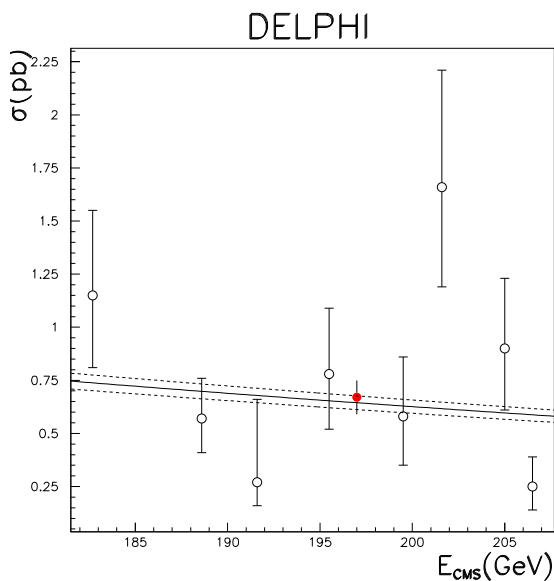
7.2 Pomiar przekroju czynnego

Liczby przypadków znalezionych w analizach produkcji $Z\gamma^*$ zawiera tabela 7.1. W wierszach dla danego kanału umieszczona jest całkowita liczba przypadków dla całego zakresu energii 183-209 GeV. Przekrój czynny wyznaczany był jednak dla każdej energii z osobna. Zastosowano metodę analogiczną do opisanej w rozdziale 5.4.1. Wielkości wspólne uzyskiwano za pomocą iloczynu funkcji prawdopodobieństwa dla każdego indywidualnego pomiaru. W przypadku $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ i $q\bar{q}q\bar{q}$ użyto rozkładu Poisson'a dla sygnału z tłem. Dla stanów końcowych $e^+e^-q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ oraz $l^+l^-l^+l^-$ funkcja prawdopodobieństwa uzyskana została z odpowiednich dopasowań.

Globalną miarę zgodności z przewidywaniami teoretycznymi w całym zakresie energii otrzymano metodą największej wiarygodności przy użyciu funkcji prawdopodobieństwa zależnej od stosunku wartości zmierzonego i przewidywanego przekroju czynnego i wyrażonej iloczynem funkcji prawdopodobieństwa dla każdego stanu końcowego i każdej energii zderzeń \sqrt{s} z osobna. Wyniki umieszczone są w tabeli 7.2 i graficznie przedstawione na rys. 7.7. Zaobserwowano dobrą zgodność pomiędzy wartościami przewidywanymi i zmierzonymi w granicach niepewności pomiarów.



Rysunek 7.6: Rozkłady masy niezmienniczej dla czteroleptonowego kanału rozpadu. Rozkład dla pary l^+l^- o większej wartości masy niezmienniczej przedstawia górny rysunek, a dla pary o wartości mniejszej, dolny. Histogramy przedstawiają przewidywania teoretyczne dla sygnału i tła z uwzględnieniem efektów interferencyjnych (ujemne wartości na osi rzędnych).



Rysunek 7.7: Przekrój czynny na produkcję $Z\gamma^*$ w funkcji energii zderzeń \sqrt{s} . Linia ciągła przedstawia przewidywania modelu standardowego wraz z niepewnością 5% reprezentowaną liniami przerywanymi. Punkty oznaczają pomiary eksperymentalne. Pełny punkt odpowiada średniej ważonej świetlności próbek zebranych przy poszczególnych wartościach energii.

Stan końcowy	Dane	Przewidywanie		
		Suma	Sygnal	Tło
$e^+e^-q\bar{q}$	39	36.2	17.8	18.4
$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	35	36.7	31.1	5.6
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	42	41.3	23.4	17.9
$l^+l^-l^+l^-$	17	16.6	5.5	11.1
$q\bar{q}q\bar{q}$	7	6.9	4.8	2.1

Tabela 7.1: Liczby obserwowanych i przewidywanych przypadków dla analizowanych stanów końcowych pochodzących z procesów produkcji $Z\gamma^*$.

E (GeV)	$R_{Z\gamma^*}$	σ [pb]	σ_{SM} [pb]
182.7	$1.55^{+0.54}_{-0.46} \pm 0.04$	$1.15^{+0.40}_{-0.34} \pm 0.03$	0.74
188.6	$0.83^{+0.27}_{-0.23} \pm 0.04$	$0.57^{+0.19}_{-0.16} \pm 0.03$	0.69
191.6	$0.41^{+0.58}_{-0.17} \pm 0.04$	$0.27^{+0.39}_{-0.11} \pm 0.03$	0.67
195.5	$1.18^{+0.47}_{-0.39} \pm 0.04$	$0.78^{+0.31}_{-0.26} \pm 0.03$	0.66
199.5	$0.89^{+0.43}_{-0.35} \pm 0.04$	$0.58^{+0.28}_{-0.23} \pm 0.03$	0.65
201.6	$2.63^{+0.88}_{-0.74} \pm 0.04$	$1.66^{+0.55}_{-0.47} \pm 0.03$	0.63
205.0	$1.52^{+0.56}_{-0.49} \pm 0.04$	$0.90^{+0.33}_{-0.29} \pm 0.02$	0.59
206.5	$0.44^{+0.24}_{-0.20} \pm 0.04$	$0.25^{+0.14}_{-0.11} \pm 0.02$	0.57
Średnia	$1.04^{+0.13}_{-0.12} \pm 0.04$	$0.67^{+0.08}_{-0.08} \pm 0.03$	0.64

Tabela 7.2: Przewidywane wartości przekroju czynnego na produkcje $Z\gamma^*$. Pomiar oznaczony jest jako σ , przewidywanie jako σ_{SM} , a ich stosunek jako $R_{Z\gamma^*}$. Pierwsza niepewność ma charakter statystyczny, a druga systematyczny.

Rozdział 8

Anomalne sprzężenia wielobozonowe

Bezpośrednią konsekwencją nieabelowej struktury oddziaływań elektroślabych jest występowanie punktowych oddziaływań pomiędzy trzema lub czterema bozonami pośredniczącymi. Struktura i siła tych sprzężeń ma zasadnicze znaczenie dla konstrukcji całego modelu standardowego. Zostało to zilustrowane na przykładzie produkcji par WW w rozdziale 2.2. Nawet niewielkie odchylenia od przewidywań MS, takie jak np. drobna domieszka anomalnych sprzężeń wielobozonowych, mogą prowadzić do obserwowalnych efektów zarówno dla wartości przekroju czynnego jak i dla rozkładów kątowych produktów reakcji.

Symetria cechowania jednoznacznie określa, które sprzężenia wielobozonowe są dozwolone. Ze wszystkich kombinacji punktowych oddziaływań trzech lub czterech bozonów, model standardowy dopuszcza tylko te wierzchołki, które zawierają dwa lub cztery bozony naładowane oraz precyzyjnie określa siłę sprzężenia. Dozwolone wierzchołki trójbozonowe to WWZ i $WW\gamma$. W przypadku czterech bozonów są to $WWWW$, $WWZZ$, $WWZ\gamma$, $WW\gamma\gamma$. Nie powinny występować sprzężenia pomiędzy trzema lub czterema bozonami neutralnymi.

Sprzężenia wielobozonowe zabronione na poziomie diagramów drzewiastych mogą pojawić się w ramach MS w wyższych rzędach rachunku zaburzeń np. dla diagramów jednopętlowych. Przy energiach LEP ich wkład jest jednak mały, rzędu ułamków procenta, a więc w praktyce eksperymentalnie nieobserwowalny. W niektórych rozszerzeniach MS pojawiają się znaczące anomalne sprzężenia. W przypadku MSSM dane z LEP1 ograniczają wkład od wirtualnych przyczynków do diagramów jednopętlowych. Jednak inne modele, takie jak MS z dodatkową symetrią $U(1)'$ i dodatkowym bozonem pośredniczącym Z' [52] przewidują znaczące odchylenia dla energii w zakresie $\sqrt{s} \simeq 200$ GeV.

Aby uwzględnić potencjalne efekty pochodzące spoza MS należy rozszerzyć opis oddziaływań pomiędzy bozonami pośredniczącymi. Punktem wyjścia jest lagrangian zawierający wszystkie możliwe człony niezmiennicze względem transformacji Lorentza,

który może być przedstawiony w następującej ogólnej postaci:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{MS} + \mathcal{L}_{NF}, \quad \text{gdzie} \quad \mathcal{L}_{NF} = \sum_{d \geq 5} \frac{c_n}{\Lambda^{d-4}} O^d, \quad (8.1)$$

gdzie d oznacza wymiar operatora. Część lagrangianu opisująca zjawiska “nowej fizyki” spoza modelu standardowego, \mathcal{L}_{NF} , zawiera wiele składników i tym samym wiele dowolnych współczynników. Weryfikacja eksperymentalna przewidywań o tak wielu wolnych parametrach jest w warunkach akceleratora LEP praktycznie niemożliwa. Aby zredukować liczbę parametrów zwykle żąda się, aby lagrangian spełniał dodatkowe symetrie. Można wspomnieć, że efektywny lagrangian stosowano już wcześniej, gdy nie znany był dokładny opis teoretyczny. W szczególności rozpad mionu opisano za pomocą punktowego wierzchołka czterofermionowego, zaniedbując nieznaną strukturę elektroslabą przy wyższej skali energii. Wprowadziło to wymiarową stałą G_F przy członie opisującym wierzchołek rozpadu, dokładnie tak jak ma to miejsce w przypadku \mathcal{L}_{NF} .

8.1 Anomalne sprzężenia bozonów neutralnych

W modelu standardowym sprzężenia trzech bozonów neutralnych na poziomie drzewiastym są zabronione. Przewidywane efekty wynikające z diagramów wyższego rzędu są na znikomym poziomie 10^{-4} . Stwarza to dogodną sytuację do poszukiwania efektów pochodzących od procesów “nowej fizyki”. W pracach [53, 54] omówione są najważniejsze rozszerzenia MS, które mogą powodować mierzalne efekty przy precyzji eksperymentalnej na akceleratorze LEP. Zakładając zachowanie symetrii Lorentza i Bosego-Einsteina oraz symetrii $U(1)$ oddziaływan elektromagnetycznych, ogólny lagrangian opisujący anomalne sprzężenia w sposób fenomenologiczny może być przedstawiony w następującej postaci:

$$\mathcal{L} = e \left(\sum_{i, CP+} \ell_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0} \mathcal{O}_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0} + \sum_{i, CP-} \tilde{\ell}_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0} \tilde{\mathcal{O}}_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0} \right), \quad (8.2)$$

gdzie $\ell_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0}$, $\tilde{\ell}_i^{V_1^0 V_2^0 V_3^0}$ są dowolnymi współczynnikami, a sumowanie przebiega po różnych postaciach operatorów \mathcal{O} i $\tilde{\mathcal{O}}$ zachowujących wymienione symetrie. Operatory te odpowiadają następującym kombinacjom:

- $V^0 Z Z$ i $V^0 Z \gamma^*$,
- wyłącznie $V^0 Z \gamma^*$,
- $V^0 Z \gamma^*$ i $V^0 Z \gamma$,

gdzie $V^0 \equiv Z, \gamma$. Żaden z operatorów nie daje wkładu jednocześnie do wszystkich trzech kombinacji.

Ogólnie stosowana parametryzacja funkcji wierzchołka dla trzech bozonów neutralnych zaproponowana została w pracy [55]. W pracy [56] można znaleźć odpowiadającą

postać dla lagrangianu, który zachowuje symetrię Bosego-Einsteina i jest niezmienny względem transformacji Lorentza. Lagrangian ten zawiera 12 współczynników, które pojawiają się w różnych kombinacjach przy członach odpowiednich wierzchołków trójbozonowych. Do opisu kombinacji $Z\gamma Z^*$ i $Z\gamma\gamma^*$ wprowadza się osiem współczynników h_i^V , ($i=1,2,3,4$; $V = Z, \gamma$). W przypadku wierzchołków z dwoma bozonami Z na powłoce masy, $ZZ\gamma^*$ i ZZZ^* , zestaw współczynników należy rozszerzyć o dodatkowe cztery: f_4^V (łamanie CP) i f_5^V (zachowanie CP). Należy zauważyć, że omówiony opis dotyczy sytuacji, gdy dwa bozony neutralne znajdują się na powłoce masy a trzeci poza powłoką masy. Sprzężenia dla trzech bozonów na powłoce masy znikają, ale możliwe są sprzężenia dla dwóch lub więcej bozonów poza powłoką masy. Teoretyczny opis takiej sytuacji znajduje się w pracy [57]. Daje to możliwość badania anomalnych stałych sprzężenia także w procesach produkcji $Z\gamma^*$. Przewidywania dla hipotezy niezerowych stałych sprzężenia otrzymano za pomocą programu DELTGC [58].

Wykorzystaną do wyznaczenia anomalnych stałych sprzężenia, metodę zmiennych optymalnych opisano w następnym rozdziale, a analizy przeprowadzone dla trzech stanów pośrednich $Z\gamma$, ZZ oraz $Z\gamma^*$ przedstawiono w kolejnych rozdziałach.

8.1.1 Metoda zmiennych optymalnych

Do wyznaczania stałych sprzężeń zastosowano metodę zmiennych optymalnych [59]. Przy konstrukcji tych zmiennych skorzystano z faktu, iż amplitudy są liniowymi funkcjami stałych sprzężenia i w efekcie zależność przekroju czynnego może być przedstawiona za pomocą wielomianu drugiego stopnia:

$$\frac{d\sigma(\vec{\Omega}, \vec{\lambda})}{d\vec{\Omega}} = c_0(\vec{\Omega}) + \sum_i c_1^i(\vec{\Omega}) \cdot \lambda_i + \sum_{i \leq j} c_2^{ij}(\vec{\Omega}) \cdot \lambda_i \cdot \lambda_j, \quad (8.3)$$

gdzie sumowanie po i, j przebiega po zmiennych przestrzeni fazowej $\vec{\lambda} = \{\lambda_1, \dots, \lambda_n\}$. Można udowodnić, że zmienne $c_1^i(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega})$ i $c_2^{ij}(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega})$ obliczone dla zrekonstruowanych wartości parametrów przestrzeni fazowej $\vec{\Omega}$ zapewniają tę samą precyzję jak dopasowanie metodą największej wiarygodności.

Stosowano dwie metody wyznaczania wartości stałych sprzężenia, jednoparametrową i dwuparametrową. W metodzie jednoparametrowej wyznaczano wartość wybranej stałej sprzężenia podczas gdy wszystkim pozostałym przypisywano wartości przewidywane w ramach MS. Stosowano wspólne dopasowanie do rozkładów $c_1(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega})$ i $c_2(\vec{\Omega})/c_0(\vec{\Omega})$ oraz do wartości całkowitego przekroju czynnego przy użyciu rozszerzonej metody największej wiarygodności. W metodzie dwuparametrowej jednocześnie wyznaczano wartości dwóch stałych sprzężenia, a wszystkim innym przypisywano wartości przewidywane. W ten sposób otrzymywano kontury obszarów ufności, które uwzględniają korelacje pomiędzy parami stałych sprzężenia.

Ważną, z praktycznego punktu widzenia, zaletą omawianej metody jest to, że nie wymagana jest generacja próbek danych dla gęstej siatki w przestrzeni stałych sprzężenia. Dane wygenerowane dla pewnego zestawu stałych mogą być użyte dla

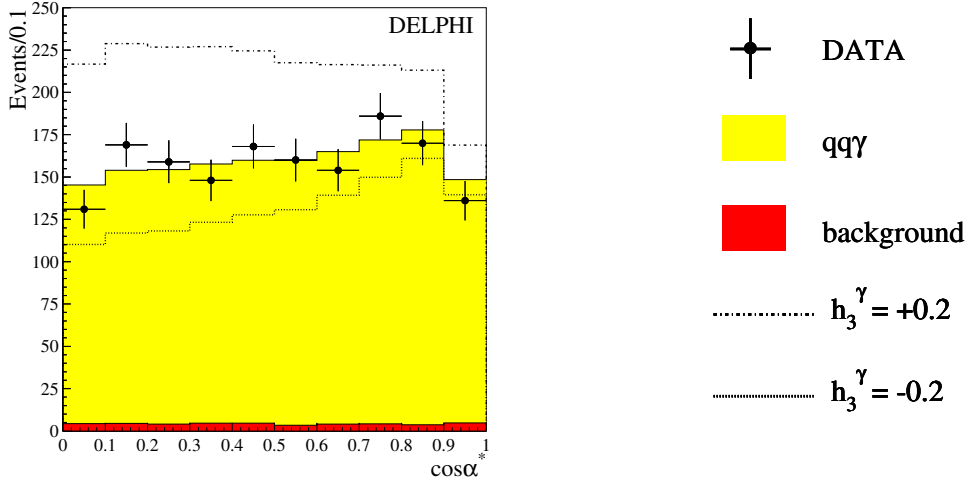
innego zestawu po zastosowaniu procedury ponownego ważenia przypadków. Generatory fizyczne dostarczają próbek, w których wszystkie przypadki mają jednostkowe wagi. Zmiana stałych sprzężenia powoduje odpowiednie zmiany w wagach poszczególnych przypadków. Aby utworzyć na nowo próbkę danych z jednostkowymi wagami należy usunąć część przypadków z wagami większymi od minimalnej wartości zmodyfikowanych wag. W ten sposób, kosztem stosunkowo niedużej redukcji liczby przypadków, otrzymuje się poprawną próbkę danych dla nowych wartości anomalnych stałych sprzężenia bez potrzeby powtarzania czasochłonnego cyklu pełnej symulacji i rekonstrukcji w detektorze.

8.1.2 Stan pośredni $Z\gamma$

Ze względu na spodziewane duże efekty od anomalnych stałych sprzężenia dla wysokoenergetycznych fotonów, których kierunki lotu tworzą duży kąt z osią z , stan $Z\gamma$ ma kluczowe znaczenie. Dodatkową zaletą jest czystość detekcji fotonów w obszarze kątowym beczki pokrytym w całości przez elektromagnetyczny kalorymetr HPC. Do analizy wybrano dwa stany końcowe stanowiące około 90% wszystkich rozpadów, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ oraz $Z \rightarrow q\bar{q}$. Dla kanału $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ważnym elementem jest hermetyczność detektora, gdyż jedynym obserwowalnym produktem powinien być foton. Wymagano, aby w detektorze zaobserwowany został sygnał od wysokoenergetycznego fotonu połączony z brakiem aktywności w innych częściach aparatury. W szczególności żądano, aby energia fotonu zaobserwowanego w kalorymetrze HPC przewyższała 50 GeV i aby jego kąt polarny mieścił się w zakresie od 45° do 135° . Następnie sprawdzano dodatkowe warunki czystości. Przypadek był odrzucany jeżeli zaobserwowano ślady lub nawet pojedyncze sygnały w komorze TPC. Tło od promieniowania kosmicznego redukowano za pomocą warunku zgodności kąta kaskady elektromagnetycznej zmierzonej w HPC z kątem wylotu fotonu z punktu oddziaływania. Przewidywanie MS otrzymano za pomocą programu KORALZ [60].

Dla rozpadu $Z \rightarrow q\bar{q}$ nałożono identyczne wymagania kinematyczne dla fotonu. Dodatkowym elementem była rekonstrukcja dwóch strumieni kwarkowych z rozpadu bozonu Z . Wymagano, aby kąt pomiędzy kierunkiem lotu wysokoenergetycznego fotonu i osią najbliższego strumienia nie był mniejszy niż 20° .

Ograniczenia na anomalne stałe sprzężenia wyznaczone zostały poprzez porównanie zmierzonej wartości całkowitego przekroju czynnego i zmierzonego rozkładu kąтового z przewidywaniami MS oraz dla modelu z nieznikającymi anomalnymi sprzężeniami. Dla rozpadu leptonowego $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ porównywano przewidywania dla całkowitego przekroju czynnego. Dla rozpadu hadronowego $Z \rightarrow q\bar{q}$ zastosowano dopasowanie do rozkładu kąta α^* kwarka (lub antykwarka) zmierzonego w układzie spoczynkowym bozonu Z względem jego osi lotu w układzie laboratoryjnym. Otrzymany rozkład wraz z przewidywaniami modeli przedstawiony jest na rysunku 8.1. Przewidywanie dla nieznikającej stałej sprzężenia $h_3^\gamma = \pm 0.2$ otrzymano za pomocą procedury ponownego ważenia przypadków opisanej w rozdziale 8.1.1.

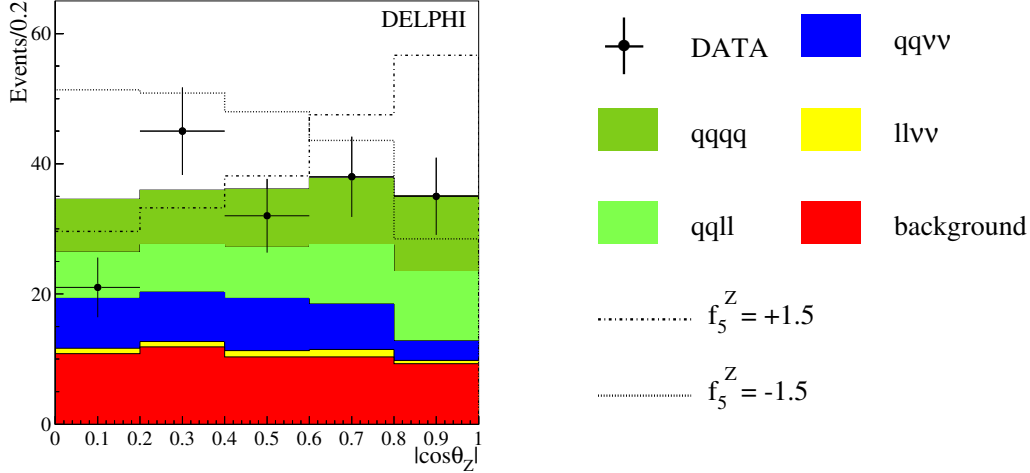


Rysunek 8.1: Rozkład cosinusa kąta α^* (definicja znajduje się w tekście) pomiędzy zrekonstruowanym kierunkiem lotu kwarka i kierunkiem lotu bozonu Z dla rozpadu $Z \rightarrow q\bar{q}$. Punkty z zaznaczonymi błędami oznaczają dane (*DATA*), a przewidywanie MS przedstawione jest w postaci histogramów dla sygnału ($qq\gamma$) i dla tła (*background*). Linie przerywane przedstawiają przewidywania dla nieznikającej stałej sprzężenia $h_3^\gamma = \pm 0.2$ otrzymane za pomocą programu DELTGC.

8.1.3 Stan pośredni ZZ

Anomalne stałe sprzężenia znacząco zmieniają wartość całkowitego przekroju czynnego $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Efekt ten rośnie wraz z dostępną energią zderzenia. Ze względu na znaczną interferencję pomiędzy amplitudami MS i amplitudami anomalnymi, modyfikacji ulegają także rozkłady kątowe. W szczególności duży efekt spodziewany jest na skutek interferencji amplitud MS z amplitudą członu stowarzyszonego z zachowującą CP stałą sprzężenia f_5^Z .

Analizę przeprowadzono na bazie wyników przedstawionych w rozdziale 5. Okazało się, że dogodną obserwabłą jest cosinus kąta polarnego wektora pędu bozonu Z , $|\cos\theta_Z|$. Przypadki czterostrumieniowe $q\bar{q}q\bar{q}$ wymagały specjalnego potraktowania, gdyż należało wskazać, które pary odpowiadają rozpadom bozonów Z . Dla każdej z możliwych kombinacji grupowania strumieni w pary stosowano dopasowanie kinematyczne zakładając zachowanie czteropędu oraz równość mas dla obiektów utworzonych z dwóch par strumieni. Dla kombinacji o najmniejszej wartości χ^2 wyznaczano $|\cos\theta_Z|$ na podstawie poprawionych przez dopasowanie kinematyczne czteropędów. Do wyznaczenia wartości anomalnych sprzężeń zastosowano metodę maksymalnej wiarygodności. W przypadku analiz z cięciami sekwencyjnymi o dużej czystości sygnału, dopasowywano bezpośrednio rozkład $|\cos\theta_Z|$. W kanałach z selekcją probabilistyczną zastosowano jednocześnie dopasowanie do rozkładu kąтового i do odpowiedniej zmiennej dyskryminującej. Aby zilustrować graficznie rozkłady zmierzone i przewidywane dla kanałów



Rysunek 8.2: Rozkład kąta polarnego produkowanych bozonów Z , $|\cos\theta_Z|$, dla procesu $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Punkty z zaznaczonymi błędami oznaczają dane (*DATA*), a przewidywanie MS przedstawione jest w postaci histogramów dla sygnału z podziałem na przyczynki od analizowanych stanów końcowych i tła (*background*). Dwie linie przerywane przedstawiają przewidywania dla nieznikającej stałej sprzężenia $f_5^Z = \pm 1.5$.

z selekcją probabilistyczną zastosowano cięcie redukujące tło do odpowiednio niskiego poziomu. To cięcie nie było stosowane podczas dopasowania i użyte zostało jedynie do celów graficznej prezentacji rozkładów na rys. 8.2.

8.1.4 Stan pośredni $Z\gamma^*$

Stany końcowe $Z\gamma^*$ poprawiają precyzję pomiaru anomalnych sprzężeń z dwoma bozonami na powłoce masy oraz pozwalają na zbadanie wkładu od dodatkowych wyrazów lagrangianu z dwoma bozonami poza powłoką masy, $Z^*Z\gamma^*$ lub $\gamma^*Z\gamma^*$. Punktem wyjścia były wyniki dedykowanej analizy opisanej w pracy [51]. Użyto dwa najdogodniejsze kanały rozpadu: $q\bar{q}e^+e^-$ i $q\bar{q}\mu^+\mu^-$. Ich zalety to niewielkie tło, dobra przestrzenna separacja części hadronowej i leptonowej oraz dobra wydajność selekcji w szerokim zakresie masy niezmienniczej γ^* .

8.1.5 Wyznaczanie anomalnych stałych sprzężenia

Procedura wyznaczania obszaru zmienności anomalnej stałej sprzężenia polegała na konstrukcji efektywnej funkcji prawdopodobieństwa na bazie wybranych obserwacji lub rozkładów. Zastosowano dopasowania zarówno jednoparametrowe jak i dwuparametrowe. Do efektywnej funkcji prawdopodobieństwa wchodziły następujące przyczynki:

- całkowita liczba przypadków obserwowanych w kanale rozpadu $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$,

Stałą sprzężenia	Pomiar DELPHI	Pomiar LEP
h_1^γ	[-0.15, +0.15]	[-0.056, +0.055]
h_2^γ	[-0.09, +0.09]	[-0.045, +0.025]
h_3^γ	[-0.047, +0.047]	[-0.049, +0.008]
h_4^γ	[-0.032, +0.030]	[-0.002, +0.034]
h_1^Z	[-0.24, +0.25]	[-0.130, +0.130]
h_2^Z	[-0.14, +0.14]	[-0.078, +0.071]
h_3^Z	[-0.32, +0.18]	[-0.20, +0.07]
h_4^Z	[-0.12, +0.18]	[-0.05, +0.12]
f_4^γ	[-0.26, +0.28]	[-0.17, +0.19]
f_5^γ	[-0.49, +0.42]	[-0.30, +0.30]
f_4^Z	[-0.48, +0.61]	[-0.32, +0.36]
f_5^Z	[-0.42, +0.69]	[-0.34, +0.38]

Tabela 8.1: Zakresy dla anomalnych stałych sprzężenia dla trzech bozonów neutralnych na poziomie ufności 95%. Pomiar LEP oznacza wynik będący średnią ważoną wyników z czterech eksperymentów na LEP.

- rozkład kąta produktów rozpadu w układzie spoczynkowym bozonu Z dla $Z\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$,
- rozkład kąta produkcji bozonów Z dla $ZZ \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ i $ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$,
- rozkład kąta produkcji bozonów Z i jednocześnie rozkład zmiennej dyskryminującej opisanej w rozdziale 5 dla $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ i $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$,
- rozkłady masy niezmienniczej $q\bar{q}$ lub l^+l^- oraz kąt polarny układu l^+l^- dla $Z\gamma^* \rightarrow q\bar{q}\mu^+\mu^-$ i $Z\gamma^* \rightarrow q\bar{q}e^+e^-$.

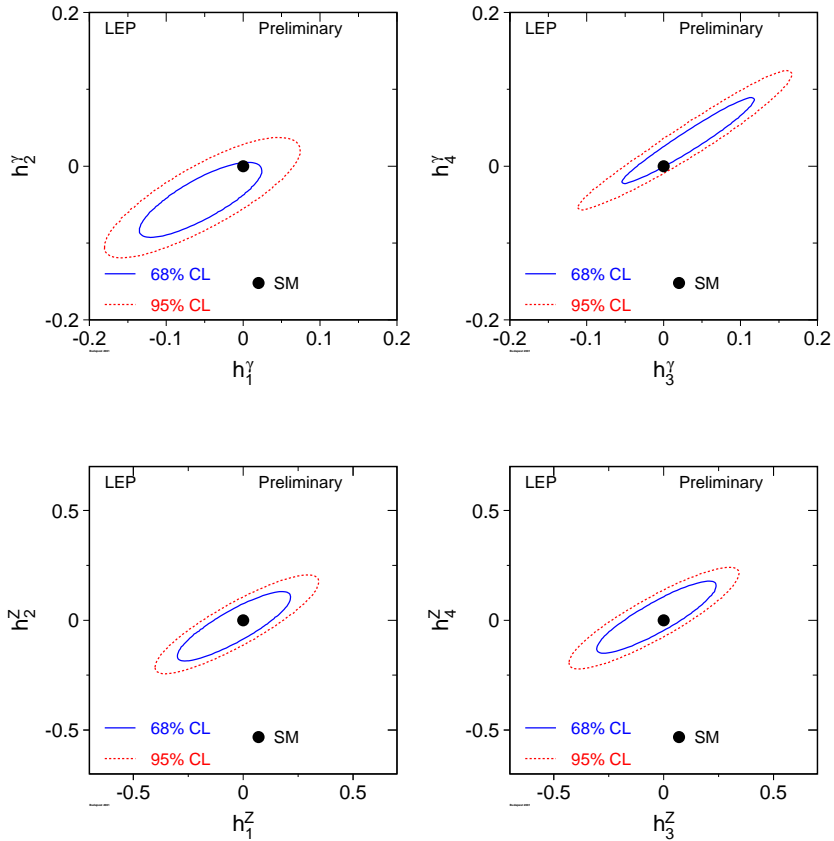
Wyniki procedury dla jednoparametrowych dopasowań zawarte są w tabeli 8.1. Ostatnia kolumna przedstawia aktualne wyniki dla kombinacji czterech eksperymentów na akceleratorze LEP [61].

Wyniki dla metody dwuparametrowej przedstawione są graficznie na rys. 8.3 i 8.4. Wszystkie wyniki zgodne są z przewidywaniami modelu standardowego. W ramach oszacowanych niepewności wszystkie stałe sprzężenia dla trzech bozonów neutralnych są zgodne z zerem.

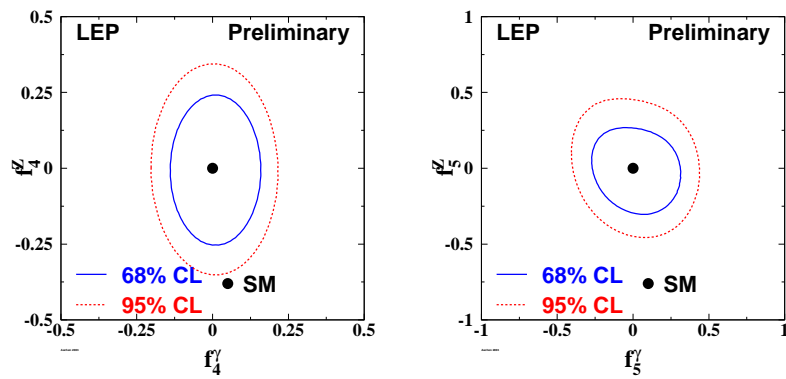
8.2 Anomalne sprzężenia z udziałem bozonów W

Najbardziej ogólny fenomenologiczny lagrangian niezmienniczy względem przekształcenia Lorentza i uwzględniający anomalne sprzężenia pomiędzy bozonami naładowanymi i neutralnymi ma postać:

$$i\mathcal{L}_{eff}^{WWV} = g_{WWV} \left[g_1^V V^\mu \left(W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu} \right) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \right. \quad (8.4)$$



Rysunek 8.3: Dwuwymiarowe kontury dla poziomów ufności 68% i 95% na płaszczyznach (h_1^γ, h_2^γ) , (h_3^γ, h_4^γ) , (h_1^Z, h_2^Z) i (h_3^Z, h_4^Z) dla średnich wartości z czterech eksperymentów na akceleratorze LEP.



Rysunek 8.4: Dwuwymiarowe kontury dla poziomów ufności 68% i 95% na płaszczyźnie (f_4^γ, f_4^Z) i (f_5^γ, f_5^Z) dla średnich wartości z czterech eksperymentów na akceleratorze LEP.

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_V}{m_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- + i g_5^V \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu}) \right) V^\sigma \\ & + i g_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2m_W^2} W_{\rho\mu}^- W^{+\mu} \nu \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \end{aligned}$$

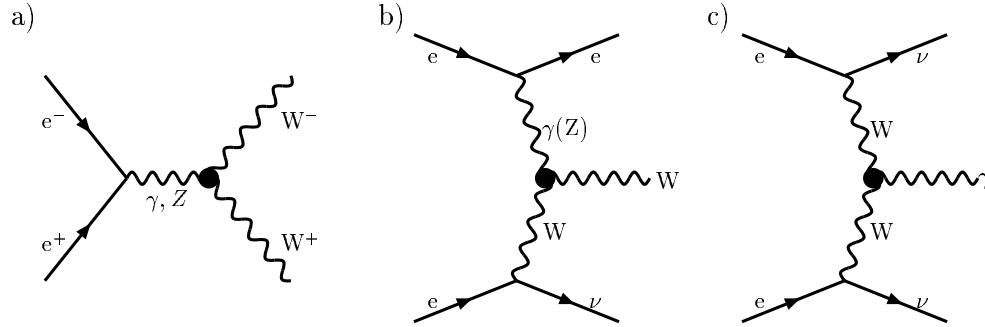
gdzie V oznacza γ lub Z , $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, a czynniki normalizujące zdefiniowane są następująco: $g_{WW\gamma} = e$, $g_{WWZ} = e \cot \theta_W$. W ramach MS wszystkie współczynniki mają ściśle określone wartości: g_1^γ , g_1^Z , κ_Z , κ_γ są równe jedności, a wszystkie inne powinny znikać. Widać, że w ogólnym przypadku oddziaływania opisywane są poprzez 14 dowolnych stałych sprzężenia, siedem dla $V = Z$ i siedem dla $V = \gamma$. Człony stojące przy g_5^V nie zachowują zarówno symetrii C jak i P, ale zachowują kombinowaną symetrię CP, a człony przy g_4^V , $\tilde{\kappa}_V$, $\tilde{\lambda}_V$ łamią symetrię CP. Aby zredukować liczbę parametrów, należy narzucić dodatkowe warunki. Założenie zachowania symetrii cechowania dla oddziaływań elektromagnetycznych oraz zachowania zarówno symetrii C jak i P prowadzi do znikania części stałych sprzężeń oraz ustanawia zależności pomiędzy nieznikającymi. W ten sposób otrzymuje się wygodną do weryfikacji eksperymentalnej wersję, która zawiera tylko trzy wolne parametry g_1^Z , κ_γ oraz λ_γ . W ramach modelu standardowego $g_1^Z = \kappa_\gamma = 1$ a $\lambda_\gamma = 0$.

Dwa pierwsze spośród trzech diagramów CC03 (rys. 2.2) opisujących proces produkcji par WW to przykład dozwolonych sprzężeń trójbozonowych. Dodatkowe anomalne sprzężenia dla tego procesu modyfikowałyby zarówno wartość całkowitego przekroju czynnego jak i rozkłady kątowe bozonów W . Zmianie uległyby także rozkłady kątowe produktów rozpadu. Proces produkcji pojedynczego bozonu W jest szczególnie przydatny do wyznaczenia wartości κ_γ . Pomiar ten w dużej mierze opiera się na wynikach selekcji innych dedykowanych analiz. Ze względu na to, iż końcowe rezultaty tych analiz dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP nie zostały jeszcze opublikowane, obecnie dostępne są jedynie wyniki wstępne oparte na przyczynkach konferencyjnych [62]. W dalszej części opisane zostaną najważniejsze elementy analizy przeprowadzonej w eksperymencie DELPHI, a następnie przedstawione zostaną wyniki otrzymane poprzez uśrednianie dla czterech eksperymentów LEP [61].

Analiza obejmuje trzy grupy procesów: produkcję par W^+W^- (rys. 8.5a), produkcję pojedynczego bozonu W (rys. 8.5b) oraz fuzję bozonów W prowadzącą do stanu końcowego $\nu\bar{\nu}\gamma$ (rys. 8.5c).

8.2.1 Produkcja par W^+W^-

Dla badania procesu produkcji WW wykorzystywane są przypadki, w których oba bozony rozpadają się hadronowo oraz gdy jeden z nich rozpada się na lepton i neutrino. Przypadki z pierwszej klasy posiadają strukturę czterostrumieniową. Głównym problemem jest jak zwykle wskazanie odpowiednich par strumieni pochodzących z rozpadu bozonów. Analiza w przypadku eksperymentu DELPHI przebiega w sposób następujący. W pierwszej fazie następuje redukcja tła pochodzącego z procesów produkcji dwufermionowej oraz procesów produkcji par bozonów neutralnych rozpadających się hadronowo. Redukcja tła, oparta o metodę sieci neuronowych JETNET [63],



Rysunek 8.5: Procesy wykorzystane do badania anomalnych stałych sprzężenia z udziałem bozonów W , Z , γ : a) produkcja par W^+W^- , b) produkcja pojedynczego bozonów W oraz c) fuzja bozonów W .

dobrana została tak, aby zmaksymalizować iloczyn wydajności i czystości. Typowo osiągnęto wydajności w granicach 90%. W drugiej fazie należało wybrać, która z trzech możliwych kombinacji par strumieni jest właściwa. Także ta decyzja realizowana była poprzez sieci neuronowe. Zastosowano pakiet SNNS [64] (*ang. Stuttgart Neural Network Simulator*). Parametrami wejściowymi były trzy wartości χ^2 otrzymane z dopasowania kinematycznego do trzech możliwych kombinacji strumieni¹, oraz odchylenie od nominalnej masy bozonu W . Udział poprawnych decyzji oszacowano na około 75%. W ostatniej fazie należało ustalić, które pary strumieni pochodzą z rozpadu bozonu dodatniego i ujemnego. W tym celu posłużono się efektywnym ładunkiem strumienia będącym średnią ważoną ładunków poszczególnych śladów w strumieniu. Następnie konstruowano prawdopodobieństwo dla każdej z trzech możliwych kombinacji par strumieni. Na podstawie symulacji wyznaczono wydajność dla poprawnych przypisań ładunków wynoszącą 75.6 %.

W drugiej klasie stanów końcowych brano pod uwagę mieszane rozpady par WW ($W \rightarrow q\bar{q}$ oraz $W \rightarrow l\nu$, gdzie $l = e, \mu, \tau$). W przypadku $W \rightarrow \tau\nu$ analiza obejmowała zarówno leptonowe jak i hadronowe rozpady τ . Typowa wydajność wyniosła 89 % dla $q\bar{q}\mu\nu$, 74 % dla $q\bar{q}e\nu$ oraz 60 % dla $q\bar{q}\tau\nu$. Szczegóły selekcji można znaleźć w pracach [65, 66].

8.2.2 Produkcja pojedynczych bozonów W

Charakterystyczną cechą tej reakcji jest to, iż elektron (lub pozyton), który emituje foton (rys. 8.5b) odchyła się o niewielki kąt i zwykle pozostaje niezauważony kontynuując lot wewnątrz rury akceleratora. Stany końcowe $q\bar{q}e\nu$ dla których para kwarków pochodziła z rozpadu bozonu W wybierano wymagając odpowiednio wysokich wartości pędu poprzecznego ($P_T > 20 \text{ GeV}/c$) oraz wysokiej masy niezmienni-

¹Przy warunku jednakowych mas niezmienniczych dwóch rozpadających się obiektów.

czej ($45 \text{ GeV}/c^2 < m_{q\bar{q}} < 90 \text{ GeV}/c^2$). Obie zmienne liczone były dla sumy cząstek stanu końcowego. Akceptowano przypadki dla których algorytm LUCLUS dla parametru $d_{joint} = 6.5 \text{ GeV}$, tworzył dwa lub trzy strumienie. Dla przypadków trzystrumieniowych modyfikowano parametr d_{joint} tak, aby zmniejszyć liczbę strumieni do dwóch. Głównymi warunkami redukującymi tło było wymaganie, aby przypadek nie zawierał leptonu o energii powyżej 12 GeV (odrzuć przypadków produkcji par WW , z których jeden rozpada się leptonowo), oraz aby akoplanarność strumieni nie przewyższała 160° (redukcja procesów produkcji $q\bar{q}(\gamma)$).

W przypadku leptonowego stanu końcowego $l\nu e\nu$ w detektorze widoczny powinien być tylko lepton l pochodzący z rozpadu W . Wymagano, aby przypadek posiadał dokładnie jeden ślad naładowany zidentyfikowany jako mion na podstawie sygnałów z komór mionowych lub zidentyfikowany jako elektron w kalorymetrach elektromagnetycznych. Szczegółowe kryteria wyboru przypadków można znaleźć w pracy [67].

8.2.3 Fuzja bozonów W

Reakcja fuzji przedstawiona na rys. 8.5c prowadzi do przypadków dla których w detektorze widoczny jest wyłącznie jeden foton. Nie jest to jedyny proces o takiej sygnaturze. Znacznie silniejsze są procesy radiacji ze stanu początkowego w reakcji $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. W tych procesach tła, fotony emitowane są głównie wzdłuż kierunku wiązki i dlatego reakcje fuzji bozonów W bada się w zakresie dużych kątów polarnych fotonu. Głównym kryterium wyboru przypadków było więc wymaganie, aby w zakresie kąta polarnego pomiędzy 45° a 135° zaobserwowana została dokładnie jedna kaskada elektromagnetyczna, której energia zmierzona w kalorymetrze przewyższa 6 GeV .

8.2.4 Uśrednione wyniki dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP

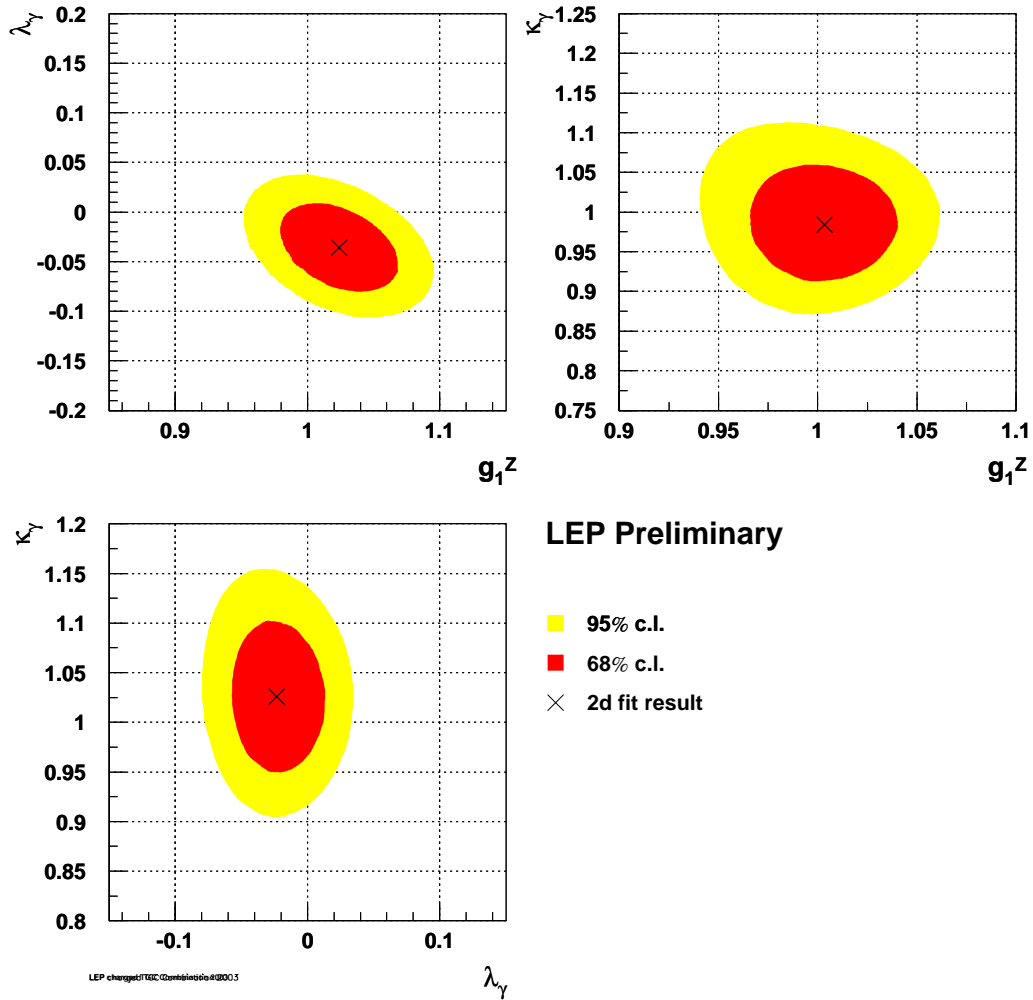
Otrzymane wartości dla analizy jednoparametrowej będące kombinacją wyników ze wszystkich czterech eksperymentów przy LEP zamieszczone są w tabeli 8.2. Dwuparametrowe kontury przedstawiono na rys. 8.6. Obserwuje się bardzo dobrą zgodność z przewidywanymi w ramach MS stałymi sprzężenia trójbozonowego w granicach błędów pomiarowych. Ten pomiar w pełni potwierdza zarówno strukturę jak i siłę sprzężeń trójbozonowych przewidywanych dla procesu produkcji W^+W^- w modelu standardowym.

8.3 Anomalne sprzężenia czterobozonowe

Dozwolone w ramach MS sprzężenia czterobozonowe są poza zasięgiem pomiaru eksperymentalnego w fazie LEP2. Przewidywany przekrój czynny dla pokazanej na rys. 8.7a reakcji, rzędu kilku fb, odpowiada po uwzględnieniu wydajności detekcji ułankowi przypadku dla zebranej światłości w zakresie energii $183\text{-}209 \text{ GeV}$. Z kolei druga z

Stałą sprzężenia	Błędy 68% C.L.	Zakresy dla 95 % C.L.
g_1^Z	$0.991^{+0.022}_{-0.021}$	[0.949, +1.034]
κ_γ	$0.984^{+0.042}_{-0.047}$	[0.895, +1.069]
λ_γ	$0.016^{+0.021}_{-0.023}$	[-0.059, +0.026]

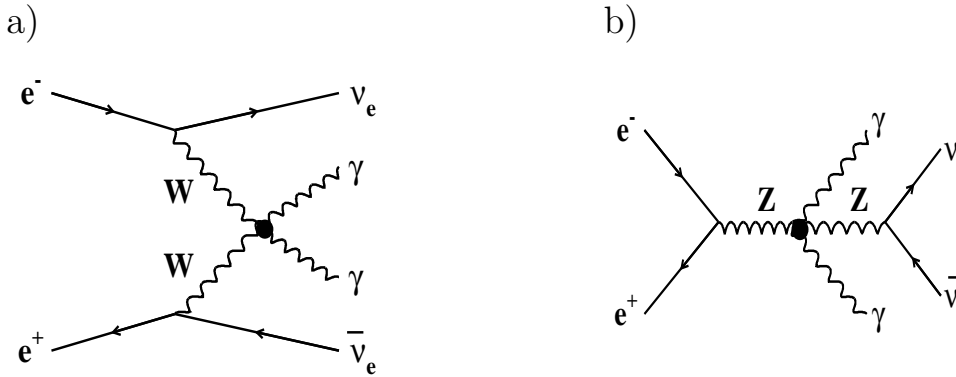
Tabela 8.2: Pomiary stałych dla sprzężeń pomiędzy neutralnymi i naładowanymi bozonami dla kombinacji z czterech eksperymentów LEP.



Rysunek 8.6: Kontury dopasowania dwuparametrowego odpowiadające poziomom ufności 68 % (kolor ciemniejszy) oraz 95% (kolor jaśniejszy) dla sprzężeń trójbozonowych z udziałem dwóch bozonów W dla kombinacji wyników z czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP.

Parametr	ALEPH	L3	OPAL	Średnia LEP
a_0/Λ^2	[-0.041, +0.044]	[-0.037, +0.054]	[-0.045, +0.050]	[-0.029, +0.039]
a_c/Λ^2	[-0.012, +0.019]	[-0.014, +0.027]	[-0.012, +0.031]	[-0.008, +0.021]

Tabela 8.3: Ograniczenia na czterobozonowe anomalne stałe sprzężenia dla wierzchołka $ZZ\gamma\gamma$ na poziomie ufności 95%.



Rysunek 8.7: Diagramy Feynmana odpowiadające sprzężeniom czterobozonowym. Diagram a) jest dozwolony a diagram b) zabroniony w ramach MS.

reakcji przedstawiona na rys. 8.7b odpowiadająca wierzchołkowi z czterema bozonami neutralnymi jest zabroniona. Obie reakcje prowadzą do tego samego stanu końcowego w postaci dwóch akoplanarnych fotonów o znacznym pędzie poprzecznym. Spodziewany jest także niedobór w bilansie energii z powodu nieobserwowalnych neutrin. Wybór reakcji z neutrinami był niezbędny aby otrzymać czysty dwufotonowy stan końcowy, który jest wolny od tła hadronowego. Jakakolwiek znacząca statystycznie obserwacja nadwyżki stanów dwufotonowych wskazywałaby na istnienie anomalnych sprzężeń czterobozonowych. Przy tym pomiarze niesłychanie ważna była precyzyjna znajomość innych reakcji prowadzących do podobnych stanów końcowych takich jak np. podwójna radiacja twardych fotonów ze stanu początkowego, stowarzyszona z nieobserwowalnym w detektorze stanem końcowym. Analizy przeprowadzone w trzech eksperymentach przedstawione zostały w pracach [68, 69, 70]. Parametryzacja sprzężeń wielobozonowych wprowadzona została w pracy [71], a lagrangian zawierający anomalne stałe sprzężenia a_0/Λ^2 i a_c/Λ^2 zaproponowany został w pracy [72]. Wyniki dla trzech eksperymentów oraz ich kombinacja² przedstawione są w tabeli 8.3. Nie obserwuje się znaczących odchyień od przewidywań MS.

²W eksperymencie DELPHI przeprowadzono pomiar oparty na innych reakcjach [73] i dlatego nie został uwzględniony przy uśrednianiu.

Rozdział 9

Podsumowanie

Akcelerator LEP dostarczył pierwszych zderzeń w roku 1989. W latach 1990-1995, odpowiednio dobierana energia zderzeń e^+e^- pozwoliła na precyzyjne zbadanie własności neutralnego nośnika oddziaływań elektroślabych, bozonu Z . W drugiej fazie, trwającej do roku 2000, stopniowo zwiększano energię zderzeń przekraczając progi na produkcję par masywnych bozonów pośredniczących W^+W^- oraz ZZ , by w ostatnim roku działania osiągnąć rekordową energię $\sqrt{s} = 209$ GeV. Jednym z najważniejszych celów tej drugiej fazy było potwierdzenie nieabelowej struktury modelu standardowego, której konsekwencją jest występowanie trójbozonowych sprzężeń pomiędzy neutralnymi i naładowanymi bozonami postaci ZWW lub γWW oraz brak sprzężeń pomiędzy trzema bozonami neutralnymi. Sprawdzian opiera się na precyzyjnych pomiarach procesów modelu standardowego dla których anomalne sprzężenia wielobozone powodowałyby obserwowalne odchylenia od przewidywań. Do najważniejszych wyników można zaliczyć pomiary całkowitych przekrojów czynnych na proces produkcji par bozonów ZZ , proces pojedynczej produkcji bozonu Z oraz proces produkcji bozonów $Z\gamma^*$. Pomiary przy różnych energiach zderzeń mogą być przedstawione za pomocą jednej liczby będącej stosunkiem wartości zmierzonego przekroju czynnego do wartości przewidywanej. Z pomiarów w eksperymencie DELPHI otrzymano następujące wyniki:

$$R_{NC02} = \sigma_{NC02}/\sigma_{NC02}^{MC} = 0.91 \pm 0.08 \text{ (stat.)} \pm 0.02 \text{ (syst.)}$$

dla procesu produkcji par ZZ na powłoce masy,

$$R_{Zee} = \sigma_{Zee}/\sigma_{Zee}^{MC} = 1.03 \pm 0.11 \text{ (stat.)} \pm 0.05 \text{ (syst.)}$$

dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z , oraz

$$R_{Z\gamma^*} = \sigma_{Z\gamma^*}/\sigma_{Z\gamma^*}^{MC} = 1.04_{-0.12}^{+0.13} \text{ (stat.)} \pm 0.04 \text{ (syst.)}$$

dla procesu produkcji $Z\gamma^*$.

Na bazie pomiarów wymienionych procesów czterofermionowych wyznaczono wartości dla wielobozonego anomalnych stałych sprzężenia. Otrzymane wyniki świadczą o zgodności z przewidywaniami modelu standardowego. Biorąc pod uwagę niepewności

pomiaru, wszystkie anomalne stałe sprzężenia dla bozonów neutralnych nie odbiegają znacząco od zera.

Dokładna znajomość procesów modelu standardowego ma zasadnicze znaczenie przy poszukiwaniach nowych cząstek przewidywanych przez modele takie jak MSSM, dla których standardowe procesy stanowią tło. Było to także niezbędne przy poszukiwaniach bozonu Higgsa w ramach modelu standardowego dla zakresu mas bliskich masie bozonu Z .

Większość przedstawionych wyników dla prądów neutralnych otrzymanych z uśrednienia pomiarów z czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP pozostanie najlepszymi pomiarami do czasu uruchomienia liniowego zderzacza leptonów.

Podziękowania

Składam podziękowania wszystkim członkom współpracy DELPHI za ich wysiłek przy budowie detektora i jego obsłudze. W szczególności dziękuję koleżankom i kolegom z grupy oddziaływań czterofermionowych DELPHI za wieloletnią współpracę przy opracowywaniu danych eksperymentalnych.

Jestem niezmiernie wdzięczny moim koleżankom i kolegom z Zakładu Oddziaływań Leptonów za stworzenie wspaniałej atmosfery naukowej.

Szczególne słowa podziękowania kieruję do pani Grażyny Nowak, której cenne uwagi dotyczące roboczej wersji rozprawy przyczyniły się do znacznej poprawy jej struktury i przejrzystości.

Spis rysunków

2.1	Pomiar liczby rodzajów neutrin.	12
2.2	Diagramy opisujące proces produkcji $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	12
2.3	Przekrój czynny na proces produkcji pary bozonów WW w funkcji energii zderzeń.	13
2.4	Przewidywane przekroje czynne dla różnych procesów modelu standardowego.	14
3.1	Schemat ogólnej struktury procesów czterofermionowych.	15
3.2	Klasy diagramów opisujących oddziaływania czterofermionowe w zderzeniach e^+e^-	16
4.1	Schemat aparatury eksperymentu DELPHI.	23
4.2	Detektor wierzchołka DELPHI	26
4.3	Definicja dodatniego i ujemnego parametru zderzenia.	30
4.4	Rozkłady prawdopodobieństwa dla śladów należących do strumieni pochodzących z hadronizacji różnych rodzajów kwarków.	31
4.5	Zanieczyszczenie w funkcji wydajności dla procedur znakowania strumieni b	32
5.1	Diagramy Feynman'a najniższego rzędu dla procesu produkcji pary bozonów ZZ	35
5.2	Schemat sześciu możliwych sygnatur rozpadu par bozonów ZZ	35
5.3	Rozkłady fenomenologicznej zmiennej kształtu D_{pur}	37
5.4	Rozkład $\Delta\chi^2$ na płaszczyźnie (m_1, m_2) dla przypadku czterostrumieniowego.	39
5.5	Obserwowany i przewidywany rozkład prawdopodobieństwa dla stanu końcowego $q\bar{q}q\bar{q}$ przy założeniu hipotezy ZZ	40
5.6	Rozkład zmiennej dyskryminującej dla stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	42
5.7	Rozkłady mas niezmienniczych dla sumy stanów końcowych $q\bar{q}e^+e^-$ i $q\bar{q}\mu^+\mu^-$	43
5.8	Rozkład zmiennej dyskryminującej Y dla stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$	44
5.9	Rozkłady mas niezmienniczych dla stanu końcowego $\tau^+\tau^-q\bar{q}$	44
5.10	Widok zdarzenia interpretowanego jako rozpad $ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	45

5.11	Dwuwymiarowe rozkłady ($\Delta m_{min}, \Delta m_{max}$) wykorzystane w selekcji stanu końcowego $l^+l^-\nu\bar{\nu}$	46
5.12	Wyniki pomiarów przekroju czynnego σ_{NC02} z eksperymentu DELPHI.	50
5.13	Uśrednione wartości przekroju czynnego σ_{NC02} dla czterech eksperymentów przy akceleratorze LEP.	52
6.1	Jeden z głównych diagramów najniższego rzędu dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z	54
6.2	Rozkłady dla przypadków produkcji pojedynczego bozonu γ^*/Z otrzymane za pomocą generatora Monte Carlo	54
6.3	Rozkłady mas niezmienniczych dla produkcji pojedynczego bozonu γ^*/Z	56
6.4	Wartości przekroju czynnego dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z zmierzony w eksperymencie DELPHI dla rozpadu hadronowego.	58
6.5	Wstępne uśrednione wartości przekroju czynnego dla procesu produkcji pojedynczego bozonu Z z trzech eksperymentów ALEPH, DELPHI i L3.	59
7.1	Diagramy Feynman'a dla produkcji czterofermionowej z udziałem prądów neutralnych w zderzeniach e^-e^+	61
7.2	Diagramy dla procesu produkcji $Z\gamma^*$	61
7.3	Rozkład masy niezmienniczej układu hadronowego dla selekcji stanu końcowego $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	65
7.4	Rozkłady masy niezmienniczej dla stanów końcowych $q\bar{q}l^+l^-$	66
7.5	Przewidywane przez model standardowy dwuwymiarowe rozkłady mas niezmienniczych układów leptonowego i hadronowego dla kanału rozpadu $q\bar{q}l^+l^-$	68
7.6	Rozkłady masy niezmienniczej dla czteroleptonowego kanału rozpadu.	69
7.7	Przekrój czynny na produkcje $Z\gamma^*$ w funkcji energii zderzeń E_{CMS}	69
8.1	Rozkład cosinusa kąta α^* pomiędzy zrekonstruowanym kierunkiem lotu kwarka i kierunkiem lotu bozonu Z dla rozpadu $Z \rightarrow q\bar{q}$	75
8.2	Rozkład kąta polarnego produkowanych bozonów Z $ \cos\theta_Z $ dla procesu $e^+e^- \rightarrow ZZ$	76
8.3	Dwuwymiarowe kontury dla poziomów ufności 68% i 95% na płaszczyznach $(h_1^\gamma, h_2^\gamma), (h_3^\gamma, h_4^\gamma), (h_1^Z, h_2^Z)$ i (h_3^Z, h_4^Z)	78
8.4	Dwuwymiarowe kontury dla poziomów ufności 68% i 95% na płaszczyźnie (f_4^γ, f_4^Z) i (f_5^γ, f_5^Z)	78
8.5	Procesy wykorzystane do badania anomalnych stałych sprzężenia z udziałem bozonów W, Z, γ	80
8.6	Kontury dopasowania dwuparametrowego dla sprzężeń trójbozonowych z udziałem dwóch bozonów W	82
8.7	Diagramy Feynman'a odpowiadające sprzężeniom czterobozonowym.	83

Spis tabel

2.1	Parametry określające właściwości bozonu Z	11
4.1	Polskie odpowiedniki angielskich nazw dla poszczególnych elementów składowych spektrometru DELPHI.	24
4.2	Parametry detektorów śladowych spektrometru DELPHI.	25
4.3	Parametry systemu kalorymetrów elektromagnetycznych.	27
5.1	Charakterystyki sześciu różnych stanów końcowych rozpadów par ZZ	36
5.2	Przewidywane i obserwowane liczby przypadków produkcji par ZZ na powłoce masy.	49
5.3	Przewidywane i zmierzone wartości przekroju czynnego σ_{NC02} w funkcji energii zderzeń. Pierwsza niepewność pomiaru ma charakter statystyczny a druga systematyczny.	49
5.4	Wartości przekroju czynnego σ_{NC02} zmierzone w eksperymencie DELPHI	51
6.1	Liczba przypadków obserwowanych i przewidywanych dla hadronowego rozpadu bozonu Z	55
6.2	Liczby przewidywanych i obserwowanych przypadków produkcji pojedynczego bozonu γ^*/Z dla leptonowego kanału rozpadu $\gamma^*/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	57
7.1	Liczby obserwowanych i przewidywanych przypadków dla analizowanych stanów końcowych pochodzących z procesów produkcji $Z\gamma^*$	70
7.2	Przewidywane oraz zmierzone wartości przekroju czynnego na produkcje $Z\gamma^*$	70
8.1	Zakresy dla anomalnych stałych sprzężenia dla trzech bozonów neutralnych na poziomie ufności 95%	77
8.2	Pomiary stałych dla sprzężeń pomiędzy neutralnymi i naładowanymi bozonami.	82
8.3	Ograniczenia na czterobozone anomalne stałe sprzężenia dla wierzchołka $ZZ\gamma\gamma$ na poziomie ufności 95%.	83

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [2] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksels, Stockholm (1968) 367.
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [4] F. J. Hasert et al. Phys. Lett. **46B** (1973) 121.
- [5] F. J. Hasert et al. Phys. Lett. **46B** (1973) 138;
F. J. Hasert et al. Nucl. Phys. **B73** (1974) 1.
- [6] G. Arnison et al., UA1 collaboration, Phys. Lett. **126B** (1983) 398;
P. Bagnaia et al., UA2 collaboration, Phys. Lett. **129B** (1983) 130.
- [7] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **119** (1999) 272.
- [8] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, eds. J. A. Bagger, Phys. Rep. **427** (2006) 257-454.
- [9] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackerroth, Phys. Lett. **B475** (2000) 127.
- [10] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **140** (2001) 432.
- [11] D. Bardin, J. Biebel, D. Lehner, A. Leike, A. Olchevski and T. Riemann, Comp. Phys. Comm. **104** (1997) 161.
- [12] Y.A. Golfand, E.P. Likhtman, JETP Letters **13** (1971) 452.
- [13] D. V. Volkov, V. P. Akulov, JETP Letters **16** (1972) 621.
- [14] J. Wess, B. Zumino, Phys. Lett **B49** (1974) 52.
- [15] M. Drees, *An introduction to Supersymmetry*, hep-ph/9611409.
- [16] S. Weinberg, *The quantum theory of fields. Vol.3, Supersymmetry*, Cambridge, UK, Univ. Press, 2000.

- [17] I. J. R. Aitchison, A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Bristol, England, Adam Higler, 1989.
- [18] S. Weinberg, *Teoria pól kwantowych T1*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1999, ISBN: 83-01-14524-2.
- [19] D. Bardin et al., *Event Generators for WW physics*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, CERN 96-01, **Vol. 2**, (1996) 3.
- [20] P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troosts, T. T. Wu, Phys. Lett. **B105** (1981) 215; P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troosts, T. T. Wu, Nucl. Phys. **B206** (1982) 53.
- [21] F. A. Berends, R. Kleiss, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troosts, T. T. Wu, Nucl. Phys. **B206** (1982) 61;
F. A. Berends, R. Kleiss, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troosts, T. T. Wu, Nucl. Phys. **B239** (1984) 382;
F. A. Berends, R. Kleiss, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troosts, T. T. Wu, Nucl. Phys. **B264** (1986) 243.
- [22] K. Kołodziej, M. Zralek, Phys. Rev. **D43** (1991) 3619.
- [23] R. Kleiss, W. J. Stirling, Nucl. Phys. **B262** (1985) 235.
- [24] R. Stuart, Nucl. Phys. **B498** (1997) 28.
- [25] M.W. Grünewald et al., *Four-Fermion Production in Electron-Positron Collisions*, CERN-2000-009-A, Sep 2000, hep-ph/0005309.
- [26] D.R. Yenni, S. Frautschi, H. Suura, Ann. Phys. **13** (1961) 379.
- [27] S. Jadach, W. Płaczek, B.F.L. Ward, Phys. Rev. **D56** (1997) 6939.
- [28] E. Accomando and A. Ballestrero, Comp. Phys. Comm. **99** (1997) 270;
E. Accomando, A. Ballestrero and E. Maina, Comp. Phys. Comm. **150** (2003) 166.
- [29] Y. Kurihara et al., Prog. Theor. Phys. **103** (2000) 1199.
- [30] F.A. Berends, R. Pittau, and R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.
- [31] *Reports of the Working Groups on Precision Calculations for LEP2 Physics* CERN-2000-09 (2000).
- [32] DELPHI Collaboration, P.Aarnio *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233.
- [33] DELPHI Collaboration, P.Abreu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.
- [34] K. H. Becks et al., Nucl. Inst. Meth. **A418** (1998) 15.
- [35] W. Adam et al. Nucl. Inst. Meth. **A418** (1998) 9.

- [36] DELPHI Collaboration, *DELPHI Event Generator and Detector Simulation - DELSIM, Reference Manual*, DELPHI 89-68 PROG 143 (1989).
- [37] DELPHI Collaboration, *DELPHI Data Analysis Program - DELANA, User's Guide*, DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).
- [38] P. Billoir, Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 352.
- [39] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al. Eur. Phys. J. **C32** (2004) 185.
- [40] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. **C65** (1995) 555;
G. V. Borisov, C. Mariotti, Nucl. Instr. and Meth. **A372** (1996) 181.
- [41] G. Borisov, Nucl. Instr. and Meth. **A417** (1998) 384.
- [42] N. Kjaer, R. Moller, DELPHI note 91-17 PHYS 88 (1991).
- [43] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R.P. Henriques, L. Vitale, *SPRIME A Package for Estimating the Effective $\sqrt{s'}$ Centre of Mass Energy.*, DELPHI note 96-124 PHYS (1996);
P. Abreu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A427** (1999) 487.
- [44] S. Catali et al., Phys. Lett. **B269** (1991) 432.
- [45] T.G.M. Malmgren, Comp. Phys. Comm. **106** (1997) 230;
T.G.M. Malmgren and K.E. Johansson, Nucl. Instr. Meth. **A403** (1998) 481.
- [46] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **28** (1983) 229.
- [47] F. James, M. Roos, Comp. Phys. Comm. **10** (1975) 343.
- [48] L.Lyons et al., NIM A270 (1988) 110; A. Valassi, NIM A500 (2003) 391.
- [49] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., Eur. Phys. J. **C45** (2006) 273.
- [50] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 / JETSET 7.4*, CERN-TH 7112/93 (1993).
- [51] DELPHI Collaboration, J. Abdallah *et al.*, *$Z\gamma^*$ production in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 183 - 209$ GeV*, in preparation, to be submitted to Eur. Phys. J.
- [52] J.-M. Frère, M. Tytgat, J. M. Moreno, J. Orloff, Nucl. Phys. **B429** (1994) 3.
- [53] G. Gounaris, J-L. Kneur, D. Zeppenfeld, *Physics at LEP2, Triple Gauge Couplings*, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, CERN 96-01, **Vol. 1**, (1996) 525.
- [54] G.J. Gounaris, J. Layssac, F. M. Renard, *New and standard physics contributions to anomalous Z and γ self-couplings*, Phys. Rev. **D62** (2000) 073013.
- [55] K. Hagiwara, K. Hikasa, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [56] G.J. Gounaris, J. Layssac, F. M. Renard, *Signatures of the anomalous $Z\gamma$ and ZZ production at lepton and hadron colliders*, Phys. Rev. **D61** (2000) 073013.

- [57] G.J. Gounaris, J. Layssac, F. M. Renard, *Off-shell structure of the anomalous Z and γ self-couplings* Phys. Rev. **D62** (2000) 073012.
- [58] O.P. Yushchenko and V.V. Kostyukhin, *DELTCG - A program for four-fermion calculations*, DELPHI 99-4 PHYS 816 (1999).
- [59] M. Diehl, O. Nachtmann, Z. Phys. **C62** (1994) 397.
- [60] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [61] The LEP Collaborations, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0612034, 14 December 2006.
- [62] ALEPH Collaboration, *Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings in e^+e^- collisions from 183 to 209 GeV*, ALEPH 2003-015 CONF 2003-011;
 DELPHI Collaboration, *Measurement of Charged Trilinear Gauge Boson Couplings*, DELPHI 2003-051 (July 2003) CONF-671;
 L3 Collaboration, *Preliminary Results on the Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings of the W Boson at LEP*, L3 Note 2820 (September 2003);
 OPAL Collaboration, *Measurement of charged current triple gauge boson couplings using W pairs at LEP*, submitted to Eur. Phys. J. C., CERN-EP 2003-042, hep-ex/03008067.
- [63] C. Peterson, T. Rönngvaldsson and L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **81** (1994) 185.
- [64] Andreas Zell et al, *SNNS - Stuttgart Neural Network Simulator*, Report No. 6/95, University of Stuttgart (1995).
- [65] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., Eur. Phys. J. **C34** (2004) 127.
- [66] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., Phys. Lett. **B479** (2000) 89.
- [67] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. **B502** (2001) 9.
- [68] ALEPH Collaboration, A. Heister et al., Phys. Lett. **B602** (2004) 31.
- [69] L3 Collaboration, P. Achard et al., Phys. Lett. **B527** (2002) 29.
- [70] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., Phys. Rev. **D70** (2004) 032005.
- [71] G. Belanger, F. Boudjema, Phys. Lett. **B288** (1992) 201.
- [72] W. J. Stirling, A. Werthenbach, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 103.
- [73] DELPHI Collaboration, J. Abdallah *et al.*, Eur. Phys. J. **C31** (2003) 139.