

**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ  
im. H. Niewodniczańskiego  
Kraków.**

RAPORT No. 1682/PH

**Krzemowy detektor wierzchołka  
w eksperymencie DELPHI;  
od pomysłu do wyników z fizyki<sup>1</sup>**

Agnieszka Zalewska

Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego  
Zakład Fizyki Wysokich i Średnich Energii  
ul. Kawiory 26 A, 30-055 Kraków, Polska

<sup>1</sup> Praca częściowo finansowana z grantów KBN nr 2 09 63 91.01 i 2 P302 112 06.

Kraków, wrzesień 1994

RAPORT No. 1682/PH

**Krzemowy detektor wierzchołka  
w eksperymencie DELPHI;  
od pomysłu do wyników z fizyki<sup>1</sup>**

**Agnieszka Zalewska**

**Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego  
Zakład Fizyki Wysokich i Średnich Energii  
ul. Kawiorów 26 A, 30-055 Kraków, Polska**

<sup>1</sup> Praca częściowo finansowana z grantów KBN nr 2 09 63 91.01 i 2 P302 112 06.

WYDANO NAKŁADEM  
INSTYTUTU FIZYKI JĄDROWEJ  
IM. HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO  
KRAKÓW, UL. RADZIKOWSKIEGO 152

Kopia offsetowa, druk i oprawa: DRUKARNIA IFJ  
Współpraca wydawnicza: SEKCJA WYDAWNICTW  
DZIAŁU INFORMACJI NAUKOWEJ IFJ

---

Wydanie I

zam. 66/94

Nakład 75 egz.

# Spis treści

Wstęp	5
<b>1 Akcelerator LEP</b>	<b>8</b>
1.1 Geneza i program fizyczny akceleratora LEP . . . . .	8
1.2 Budowa i dotychczasowe działanie akceleratora LEP . . . . .	10
<b>2 Eksperyment DELPHI</b>	<b>14</b>
2.1 Budowa detektora DELPHI . . . . .	14
2.1.1 Geometryczna akceptacja detektora. . . . .	14
2.1.2 Pomiar torów cząstek naładowanych. . . . .	15
2.1.3 Pomiar energii cząstek. . . . .	17
2.1.4 Identyfikacja cząstek. . . . .	17
2.1.5 Pomiar świecności akceleratora. . . . .	18
2.2 Ważniejsze wyniki . . . . .	19
2.2.1 Sprawdzanie modelu GSW dla oddziaływań elektrosłabych. . . . .	19
2.2.2 Testy chromodynamiki kwantowej. . . . .	21
2.2.3 Poszukiwanie nowych cząstek. . . . .	21
2.2.4 Badanie rozpadu $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	22
<b>3 Symulacje detektora wierzchołka DELPHI</b>	<b>23</b>
3.1 Rola detektora wierzchołka w eksperymencie . . . . .	23
3.2 Opis programu symulacji . . . . .	25
3.3 Optymalizacja geometrii detektora wierzchołka . . . . .	26
3.4 Modelowanie procesów fizycznych . . . . .	29
3.4.1 Rozróżnianie kwarków w rozpadach $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	30
3.4.2 Rekonstrukcja wierzchołków wtórnych i związana z tym fizyka . . . . .	31
<b>4 Detektory krzemowe - wprowadzenie i nowe wyniki dla detektorów DELPHI</b>	<b>33</b>
4.1 Podstawowe informacje o detektorach krzemowych . . . . .	33
4.1.1 Zasada działania paskowych detektorów krzemowych . . . . .	35
4.1.2 Pomiar strat energii na jonizację . . . . .	37
4.1.3 Czas zbierania sygnału z detektora . . . . .	39
4.1.4 Pomiar położenia cząstek . . . . .	39
4.2 Paskowe detektory krzemowe DELPHI . . . . .	42
4.2.1 Budowa detektorów DELPHI . . . . .	43
4.2.2 Laboratoryjne pomiary elektryczne . . . . .	44
4.2.3 Pomiary na wiązках cząstek . . . . .	45
<b>5 Mikroelektronika odczytu</b>	<b>51</b>
5.1 MICROPLEX – wyspecjalizowany układ scalony w technologii NMOS . . . . .	52
5.2 MX2 i MX3 – wyspecjalizowane układy scalone w technologii CMOS . . . . .	54

<b>6</b>	<b>Budowa i działanie detektora wierzchołka w eksperymencie DELPHI</b>	<b>57</b>
6.1	Budowa detektora wierzchołka . . . . .	57
6.2	Laboratoryjne pomiary położenia elementów detektora wierzchołka i instalacja w eksperymencie . . . . .	61
6.3	System zbierania danych . . . . .	62
6.4	Kontrola położenia detektora w eksperymencie . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Oprogramowanie detektora wierzchołka DELPHI</b>	<b>67</b>
7.1	Geometryczna baza danych . . . . .	67
7.2	Programy Monte Carlo do symulacji pracy detektora . . . . .	69
7.2.1	Program pełnej symulacji . . . . .	70
7.2.2	Program szybkiej symulacji . . . . .	72
7.3	Program rekonstrukcji . . . . .	72
<b>8</b>	<b>Charakterystyki działania detektora wierzchołka</b>	<b>75</b>
8.1	Wydajność detektora . . . . .	75
8.2	Charakterystyki sygnałów cząstek . . . . .	76
8.3	Dokładność pomiaru położenia pojedynczej cząstki . . . . .	79
8.4	Możliwość rozdzielenia dwu bliskich cząstek . . . . .	82
8.5	Zdolność rozdzielcza pomiaru parametru zderzenia . . . . .	82
<b>9</b>	<b>Przykłady analiz fizycznych DELPHI z istotnym udziałem detektora wierzchołka</b>	<b>85</b>
9.1	Pomiar średniego czasu życia hadronów $B$ i jego konsekwencje . . . . .	85
9.1.1	Pomiar średniego czasu życia $B$ w oparciu o rozkłady parametru zderzenia produktów rozpadu . . . . .	85
9.1.2	Wyznaczanie elementu macierzowego $ V_{cb} $ . . . . .	88
9.2	Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$ . . . . .	89
9.2.1	Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$ w oparciu o przypadki ich półleptonowego rozpadu . . . . .	90
9.2.2	Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$ w oparciu o topologię przypadków . . . . .	93
9.3	Pomiar masy mezonu $B_s$ . . . . .	96
<b>10</b>	<b>Przebudowa wnętrza detektora DELPHI</b>	<b>98</b>
10.1	Detektor wierzchołka w 1994 roku . . . . .	98
10.2	Plany na 1995 rok . . . . .	102
10.2.1	Rozbudowa detektora wierzchołka . . . . .	102
10.2.2	Budowa nowego detektora wewnętrznego . . . . .	103
10.2.3	Detektory krzemowe w obszarze kątowym korków . . . . .	103
	<b>Podsumowanie</b>	<b>105</b>
	<b>Podziękowania</b>	<b>107</b>
	<b>Spis Literatury</b>	<b>109</b>

## Wstęp.

Rozprawa dotyczy projektu, budowy i wykorzystania dla potrzeb fizyki krzemowego detektora wierzchołka w eksperymencie DELPHI na akceleratorze LEP. Przedstawiony jest przede wszystkim detektor zbudowany z jednostronnych detektorów krzemowych, który pracował w eksperymencie DELPHI od 1990 roku do końca 1993 roku. W 1990 roku był on jednym z trzech pierwszych tego typu detektorów zainstalowanych w eksperymentach przy akceleratorach przeciwbieżnych wiązek i pierwszym, który w istotny sposób wykorzystany został w analizie zebranych danych. Dzięki dużej zdolności rozdzielczej detektor wierzchołka ma zasadnicze znaczenie w badaniu procesów z udziałem cząstek krótkożyłowych, przede wszystkim leptonów  $\tau$  i cząstek zawierających ciężkie kwarki  $b$  i  $c$ . Fizyka ciężkich kwarków jest aktualnie jednym z najszybciej rozwijających się działów fizyki cząstek elementarnych.

Uczestniczyłam od samego początku w wielkim przedsięwzięciu, jakim były projekt, budowa i uruchomienie detektora wierzchołka DELPHI. Takie zadanie wymaga współpracy dużej grupy fizyków i inżynierów. Początki były jednak skromne. W 1981 roku dołączyłam do dwuosobowej grupy inicjatorów projektu, którymi byli dr Bernard Hyams i dr Peter Weilhammer z CERN-u. Zaczęłam od niewielkiego czasowo udziału, ale już pod koniec 1985 roku był to jedyny temat, nad którym pracowałam. Moim pierwszym zadaniem było przeprowadzenie symulacji Monte Carlo, która pokazywała znaczenie krzemowego detektora wierzchołka w badaniu procesów z udziałem ciężkich kwarków. Ponieważ takich detektorów na akceleratorach  $e^+e^-$  nie było jeszcze, a detektor był kosztowny, konieczne było dobre uzasadnienie jego wyższości nad dotychczasowymi rozwiązaniami. Wyniki obliczeń zebrane zostały w trzech wewnętrznych raportach współpracy DELPHI [1] i wykorzystane w projekcie technicznym detektora wierzchołka [2], będącym dodatkiem do technicznego projektu całego detektora DELPHI. Projekt ten został przedstawiony komitetowi zatwierdzającemu eksperymenty na akceleratorze LEP w październiku 1986 roku. Równolegle pracowaliśmy w liczącej już kilka osób grupie nad przygotowaniem i opracowaniem wyników pierwszych prób detektora krzemowego z prototypową, zminiaturyzowaną elektroniką odczytu, przeprowadzonych na wiązce wysokoenergetycznych cząstek w CERN-ie. Takie próby są ostatecznym stwierdzeniem przydatności detektora dla potrzeb fizyki. Nasze próby wypadły tak pomyślnie, że ich wyniki [3] były jednym z najważniejszych doniesień na konferencji poświęconej detektorom półprzewodnikowym, która odbyła się wiosną 1986 roku w Monachium. Pokazaliśmy tam, że można zbudować zminiaturyzowaną elektronikę krzemową dobrze pracującą z paskowymi detektorami krzemowymi. Miniaturyzacja elektroniki była nieodzownym krokiem w kierunku zastosowania tych detektorów w eksperymentach na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek, gdzie w pobliżu detektora jest bardzo mało miejsca na elektronikę odczytu.

Blisko dwa lata, od września 1986 roku do lipca 1988 roku spędziłam, jako stypendystka CERN-u, w grupie detektora wierzchołka eksperymentu DELPHI. Był to niezmiernie interesujący okres. Kiedy przyjechałam do CERN-u, spisywali się dopiero wspomniany już projekt techniczny detektora [2], za którego redakcję byłam zresztą odpowiedzialna, a kiedy wyjeżdżałam z CERN-u, zdecydowane już były wszystkie szczegóły budowy [4], [5], istniało całe podstawowe oprogramowanie konieczne dla analizy danych, opracowana była koncepcja stałej kontroli położenia detektora podczas pracy w eksperymencie oraz jego

geometrycznej kalibracji [6]; trwały również przygotowania do testów fragmentu ostatecznego detektora [7]. Grupa aktywnie pracujących fizyków i inżynierów liczyła już ponad dwadzieścia osób. Mój wkład polegał na przygotowaniu i opracowaniu wyników kolejnych badań na wiązkach cząstek ([8]-[12]). Tym razem chodziło o zbadanie nowego typu detektorów krzemowych, które chcieliśmy zastosować w eksperymencie. Zajmowałam się też oprogramowaniem detektora. Wspólnie z Massimem Caccią z Mediolanu napisaliśmy program pełnej symulacji detektora [13], sama napisałam program szybkiej symulacji i program rekonstrukcji elementów torów w detektorach krzemowych, a wspólnie z Clarą Troncon - program rekonstrukcji elementów torów w detektorze wierzchołka z wykorzystaniem informacji z innych detektorów śladowych [14]. Te programy były potem rozbudowywane i modyfikowane z udziałem innych osób. Uczestniczyłam też w pracach nad koncepcją geometrycznej i kalibracyjnej bazy danych dla naszego detektora i nad formatem danych. W maju 1988 roku referowałam moje prace i inne prace grupy, dotyczące przydatności naszego detektora dla potrzeb fizyki [15], na konferencji w San Miniato, poświęconej aparaturze na przyszłe wielkie akceleratory.

Jesienią 1989 roku zainstalowana została w eksperymencie tylko część detektora wierzchołka. Zebrane przy jej pomocy dane pozwoliły jednak na wypróbowanie i ulepszenie naszego programu do analizy i redukcji danych przeprowadzanych w rzeczywistym czasie zbierania danych. Ponieważ programy analizy i zbierania danych były w głównej mierze dziełem moich krakowskich kolegów i grupa krakowska była za nie odpowiedzialna, zajmowałam się sprawdzaniem poprawności ich działania jesienią 1989 roku i na wiosnę 1990 roku, kiedy już cały detektor był zainstalowany w eksperymencie. Ówczesny detektor zbudowany był ze 192 płytek paskowych detektorów krzemowych, rozłożonych na dwu warstwowych warstwach. Warstwy detektora o promieniach 9 i 11 cm oraz o długości 24 cm otaczały aluminiową rurę akceleratora o grubości 1.2 mm i wewnętrznym promieniu 7.8 cm. Podczas zbierania danych w 1990 roku detektor pracował bardzo dobrze. Do końca tego roku udało się go tak wykalibrować, że był pierwszym krzemowym detektorem wierzchołka na akceleratorze LEP, który w istotny sposób przyczynił się do polepszenia jakości analizy fizycznej. Był to wielki sukces współpracy DELPHI.

Referat wygłoszony w San Miniato zawierał na zakończenie propozycje ulepszeń detektora w stosunku do realizowanego projektu. Warunkiem była możliwość zainstalowania rury akceleratora o mniejszej średnicy, co z kolei warunkowane było wielkością promieniowania synchrotronowego. Rozpoczęliśmy dyskusje na ten temat z udziałem specjalistów od akceleratora LEP. Zwieńczeniem dyskusji i jednocześnie rozpoczęciem organizacji prac nad ulepszeniem detektora było kilkudniowe zebranie, które odbyło się w Krakowie w maju 1989 roku. W wyniku tych prac pierwotna aluminiowa rura akceleratora zastąpiona została w obszarze zderzenia wiązek  $e^+e^-$  rurą berylową o mniejszym promieniu 5.3 cm. Dzięki temu mogliśmy dodać trzecią warstwę detektorów krzemowych na promieniu (średnim) 6.3 cm. Trójwarstwowy detektor zainstalowany został w eksperymencie przed okresem zbierania danych w 1991 i w tej postaci pracował do końca 1993 roku. Przebudowa detektora oznaczała również modyfikację oprogramowania, w czym także uczestniczyłam [16], [17]. Rola trójwarstwowego detektora wierzchołka w analizie danych bardzo wzrosła w porównaniu do roli, jaką odgrywał jego dwuwarstwowy poprzednik. Przeszło dwuletnie doświadczenie, związane z bardzo dobrą pracą detektora wierzchołka w eksperymencie DELPHI przedstawione zostało w obszernym, przeglądowym artykule,

który ukazał się drukiem w 1993 roku [18]. Podobnie jak kiedyś za techniczny projekt detektora, tak teraz odpowiedzialna byłam za redakcję całości tego artykułu.

Począwszy od jesieni 1991 roku, dzięki instalacji kilku stacji VAX3200 w Zakładzie V IFJ i dzięki połączeniu komputerowemu z CERN-em, możliwa stała się analiza danych w Krakowie. Wykorzystując tutejszą wiedzę na temat detektora wierzchołka i podobną wiedzę na temat detektorów RICH, służących do identyfikacji hadronów w eksperymencie DELPHI, postanowiliśmy zająć się badaniem barionów zawierających ciężkie kwarki. Pierwsza praca z udziałem w analizie krakowskich autorów na temat produkcji i czasu życia  $\Lambda_b$  prezentowana była na dwu konferencjach w 1992 roku i opublikowana została w 1993 roku [19]. Jest to jedna z pierwszych prac współpracy DELPHI z dziedziny spektroskopii cząstek zawierających kwark  $b$ . Przegląd tych prac oraz prac z tej tematyki z pozostałych eksperymentów na akceleratorze LEP zawierał wygłoszony przeze mnie referat na konferencji w Kazimierzu w maju 1992 roku [20].

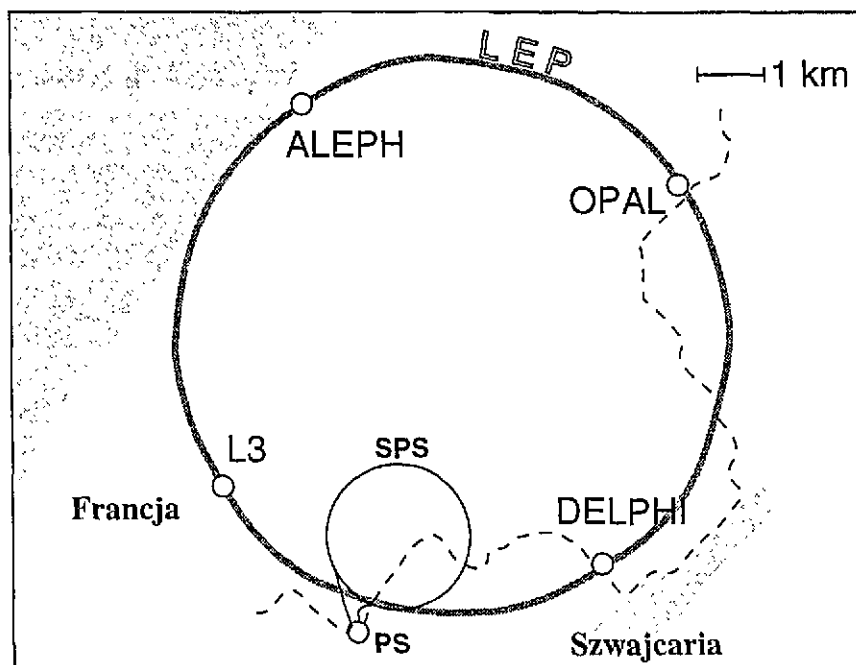
Jak wspomniałam, zebranie w Krakowie zapoczątkowało prace nad rozbudową detektora wierzchołka DELPHI. Szły one w dwu kierunkach: zastąpienia dwu spośród trzech warstw detektorów krzemowych z jednostronnym odczytem detektorami z dwustronnym odczytem oraz wydłużenia całego detektora, aby pokrywał większy obszar kąta brylowego. Częściowo zmodyfikowany detektor zainstalowany został w eksperymencie w marcu 1994 roku, a instalacja ostatecznego detektora przewidziana jest na 1995 rok. Efektem rozbudowy będzie zwiększona wydajność rejestracji cząstek pochodzących z fragmentacji i rozpadu kwarku  $b$ , przez co detektor lepiej spełni swoją rolę w badaniach po planowanym podniesieniu energii akceleratora LEP powyżej progu na produkcję par  $W^+W^-$ . Aby można było przeprowadzić symulacje pracy i stopnia użyteczności tego przyszłego detektora, napisałam dla niego program szybkiej symulacji. Wyniki symulacji zebrane zostały w raporcie DELPHI [21]. Przeprowadziłam też symulacje dla przebudowywanych warstw trygerowych detektora wewnętrznego, których wyniki opisałam w raporcie DELPHI [22].

Plan rozprawy jest następujący. Celem lepszego ukazania zadań detektora wierzchołka w eksperymencie DELPHI, dwa pierwsze rozdziały poświęcone są akceleratorowi LEP i eksperymentowi DELPHI. Rozdziały 3–9 dotyczą detektora wierzchołka, działającego w eksperymencie DELPHI do końca 1993 roku. Spośród nich pierwsze trzy zawierają omówienie prac poprzedzających budowę właściwego detektora i koniecznych dla jego zatwierdzenia, a więc modelowanie komputerowe detektora wierzchołka, prace związane z detektorami krzemowymi użytymi do jego budowy oraz prace związane z projektowaniem i badaniem mikroelektroniki odczytu. Rozdziały 6–9 przedstawiają budowę całego detektora i jego działanie w eksperymencie, podstawowe programy potrzebne do analizy danych zebranych przy jego użyciu, charakterystyki jakości detektora oraz przykłady analiz fizycznych, w których detektor wierzchołka odegrał zasadniczą rolę. Na tę całość złożyła się praca szeregu fizyków i inżynierów, ale każdy z rozdziałów zawiera mój większy lub mniejszy osobisty wkład. W rozdziale dziesiątym piszę, na czym polega rozbudowa detektora w latach 1994–1995. Krótkie podsumowanie zamyka rozprawę.



# 1 Akcelerator LEP

Słowo LEP to zlepek pierwszych liter angielskiej nazwy akceleratora – Large Electron Positron collider. Ten, jak chce nazwa, wielki akcelerator przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$  zbudowany został w Europejskim Laboratorium Fizyki Cząstek, unieszczonym pod Genewą, ale na terytorium zarówno Szwajcarii jak i Francji. Schemat akceleratora LEP przedstawiony jest na rysunku 1.



Rysunek 1: Schemat akceleratora LEP z zaznaczonymi miejscami eksperymentów i akceleratorami wstępnego przyspieszania.

## 1.1 Geneza i program fizyczny akceleratora LEP

Gdyby chcieć jednym zdaniem scharakteryzować program fizyczny akceleratora LEP, to można powiedzieć, że służy on sprawdzaniu przewidywań modelu standardowego. Nazwą modelu standardowego obejmuje się na ogół zestaw dwu teorii: teorię Glashowa, Salama i Weinberga (GSW) dla oddziaływań elektroślabych i chromodynamikę kwantową dla oddziaływań silnych. Do opisu grawitacji stosuje się ogólną teorię względności Einsteina. LEP jest unikalnym akceleratorem do sprawdzania modelu GSW i bardzo dobrym narzędziem do badania przewidywań chromodynamiki kwantowej. Nadaje się też do poszukiwania nowych cząstek, przewidywanych przez model standardowy i liczne modele, będące jego rozszerzeniami. Wszystkie one próbują dać jednolity opis oddziaływań elektroślabych i silnych, a czasem dodatkowo jeszcze oddziaływań grawitacyjnych. Model GSW, który wiąże z sobą oddziaływania elektromagnetyczne i słabe, jest pierwszym krokiem na drodze do takiego jednolitego opisu. Chociaż nie spełnia oczekiwań dla pełnowartościowej teorii unifikacji, gdyż nie zmniejsza liczby stałych sprzężenia, stanowi on wielki krok na drodze

do zrozumienia oddziaływań cząstek elementarnych. Model GSW został sformułowany w latach sześćdziesiątych, a w roku 1971 t'Hooft udowodnił jego renormalizowalność. Model przewidywał między innymi istnienie trzech ciężkich pośredniczących bozonów dla oddziaływań słabych oraz istnienie czwartego kwarku, znacznie cięższego od trzech wówczas znanych kwarków  $u, d, s$ . W tym czasie były to przewidywania rewolucyjne. Istnienie prądów neutralnych, wymagających neutralnego bozonu pośredniczącego  $Z^0$ , wydawało się być sprzeczne z doświadczeniem, a przy pomocy trzech lekkich kwarków zupełnie dobrze opisywano budowę wszystkich wówczas obserwowanych hadronów.

Przełom w doświadczalnej fizyce wysokich energii nastąpił w latach siedemdziesiątych. W 1973 roku odkryte zostały prądy neutralne poprzez zaobserwowanie reakcji:  $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-, \bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X$  i  $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$  w komorze pęcherzykowej Gargamelle w CERN-ie. W 1974 roku w dwu eksperymentach prowadzonych niezależnie w Berkeley i w SLAC odkryto cząstkę  $J/\psi$ , będącą stanem związanym kwarku  $c$  i antykwarku  $\bar{c}$ . Ten kwark był znacznie cięższy od kwarków  $u, d, s$ . W 1977 roku odkryty został kolejny ciężki kwark poprzez obserwację cząstek o masie powyżej 9 GeV, rozpadających się na parę naładowanych leptonów  $\mu^+ \mu^-$ . Nowo odkryty kwark nazwano  $b$ , a cząstki, będące stanami związanymi  $b\bar{b}$  o spinie i parzystości  $1^-$ , otrzymały nazwę cząstek  $\Upsilon$ . Zaczęto oczekiwać istnienia szóstego kwarku, występującego w dublecie z kwarkiem  $b$ . Ten kwark, nazwany  $t$ , pozostawał długo nieodkryty. Był zbyt ciężki, aby mógł być wyprodukowany w akceleratorze LEP. Pomiar w eksperymentach na tym akceleratorze, o czym będzie mowa w następnym rozdziale, pozwoliły jednak na oszacowanie jego masy. Pierwszej obserwacji przypadków, interpretowanych jako zawierające cząstki z kwarkiem  $t$ , dokonano w eksperymencie CDF na akceleratorze Tevatron w laboratorium im. Fermiego w Stanach Zjednoczonych. Publikacja na temat pierwszych dwunastu takich przypadków ukazała się w lipcu 1994 roku [25]. Wyznaczona na ich podstawie masa kwarku  $t$  wynosi:

$$m_t = 174 \pm 10_{-12}^{+13} \text{ GeV}/c^2.$$

Podkreślić tu trzeba fakt, że przy wyszukiwaniu przypadków z kwarkiem  $t$  zasadniczą rolę odegrał krzenowy detektor wierzchołka, zainstalowany w eksperymencie CDF w 1992 roku.

Wracając do lat siedemdziesiątych, wspomnę, że już odkrycie kwarków  $c$  i  $b$  uwiarygodniło następujący zbiór cząstek elementarnych, występujących w modelu standardowym:

- kwarki o ładunku  $2/3$ , kwarki o ładunku  $-1/3$  oraz naładowane i neutralne leptony ułożone w następujące rodziny:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

a także antycząstki kwarków i leptonów,

- pośredniczące bozony: fotony dla oddziaływań elektromagnetycznych, ciężkie cząstki  $Z^0$  i  $W^\pm$  dla oddziaływań słabych i gluony dla oddziaływań silnych,

- cząstka Higgsa nadająca masę bozonom  $Z^0$  i  $W^\pm$ .

Po odkryciu ciężkich kwarków  $c$  i  $b$ , należało jeszcze bezpośrednio zaobserwować pośredniczące bozony  $Z^0$  i  $W^\pm$ . Model GSW przewidywał całkiem nieźle ich masy – na trochę powyżej 90 GeV dla  $Z^0$  i na trochę powyżej 80 GeV dla  $W^\pm$ . Żaden z działających wówczas akceleratorów nie pozwalał na wytworzenie cząstek o tak dużej masie. Zbudowany w tym celu Akcelerator  $S\bar{p}pS$ , który rozpoczął pracę w lipcu 1981 roku, był wielkim krokiem naprzód w dziedzinie techniki akceleratorowej. Odkrycie naładowanych bozonów  $W^\pm$  nastąpiło w styczniu 1983 roku, a odkrycie bozonu  $Z^0$  w maju tego samego roku. Model GSW święcił triumfy, a Carlo Rubbia i Simon van der Meer otrzymali w 1984 roku nagrodę Nobla za projekt akceleratora i odkrycie bozonów pośredniczących  $W^\pm$  i  $Z^0$ .

W chwili, gdy bozony te zostały odkryte, najważniejszą sprawą stało się dokładne zbadanie ich własności i precyzyjne testy innych przewidywań modelu standardowego. Dwa pytania były szczególnie ważne: czy istnieją dodatkowe rodziny fermionów i jaki jest mechanizm nadawania masy bozonom pośredniczącym w oddziaływaniach słabych. Znalezienie odpowiedzi na pierwsze pytanie było w zasadzie stosunkowo proste. Dodatkowa rodzina oznaczałaby dodatkowe neutrino, którego obecność, jeśli byłoby ono lekkie, powinna się przejawiać zwiększeniem szerokości bozonu  $Z^0$ . Model standardowy dawał bardzo dokładne przewidywanie, o ile ta szerokość miałaby się zwiększyć. Natomiast mechanizm nadawania masy bozonom nie jest dobrze określony w modelu i jest przedmiotem rozmaitych spekulacji. Wiele z nich zakłada odstępstwa od modelu standardowego, których znalezienie byłoby, oczywiście, bardzo interesujące. Akcelerator  $S\bar{p}pS$  nie nadawał się do realizacji tego programu badawczego ze względu na to, że w zderzeniach hadronów przy energiach dostępnych w tym akceleratorze przekroje czynne na interesujące procesy są zbyt małe, a tło o wiele za duże. Równoległe więc prowadzone były prace nad projektem akceleratora przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$ , gdzie elektrony i pozytony przyspieszane byłyby do energii pozwalających na formację bozonów  $Z^0$ , a po podniesieniu energii wiązek - również par  $W^+W^-$ . Taka była geneza projektu akceleratora LEP oraz konkurencyjnego projektu akceleratora SLC (SLAC Linear Collider), budowanego w Stanach Zjednoczonych w laboratorium SLAC. O ile LEP miał być klasycznym akceleratorem, bazującym na latach doświadczeń w budowie kołowych akceleratorów przeciwbieżnych wiązek, o tyle liniowy akcelerator SLC stanowił nową propozycję w dziedzinie akceleracji cząstek. Niestety, uruchomiony w 1988 roku akcelerator SLC, nie spełnił od razu oczekiwań. Udało się, co prawda, do chwili uruchomienia akceleratora LEP zebrać przy jego pomocy ponad sto cząstek  $Z^0$ , ale założone parametry osiągnął dopiero w 1993 roku. W ten sposób precyzyjne testy modelu standardowego i poszukiwanie odstępstw od niego stały się na kilka lat domeną europejskiej fizyki wysokich energii. Pierwsze, liczące się wyniki z akceleratora SLC pojawiły się pod koniec 1993 roku. Uzyskane one zostały głównie dzięki otrzymaniu w SLC wiązek o silnej, poprzecznej polaryzacji. Najważniejsze wyniki pomiarów przeprowadzonych w eksperymentach na akceleratorze LEP omówię, głównie na przykładzie DELPHI, w następnym rozdziale.

## 1.2 Budowa i dotychczasowe działanie akceleratora LEP

Projekt akceleratora LEP zatwierdzony został przez Radę CERN-u w grudniu 1981-go roku, a następnie był ratyfikowany niezależnie przez parlamenty wszystkich państw

członkowskich CERN-u. Dane na temat tego akceleratora, które poniżej przedstawiam, pochodzą z pisma „LEP”, które ukazywało się w CERN-ie w okresie jego budowy oraz z materiałów corocznych roboczych spotkań poświęconych działaniu i przebudowie akceleratora LEP [24].

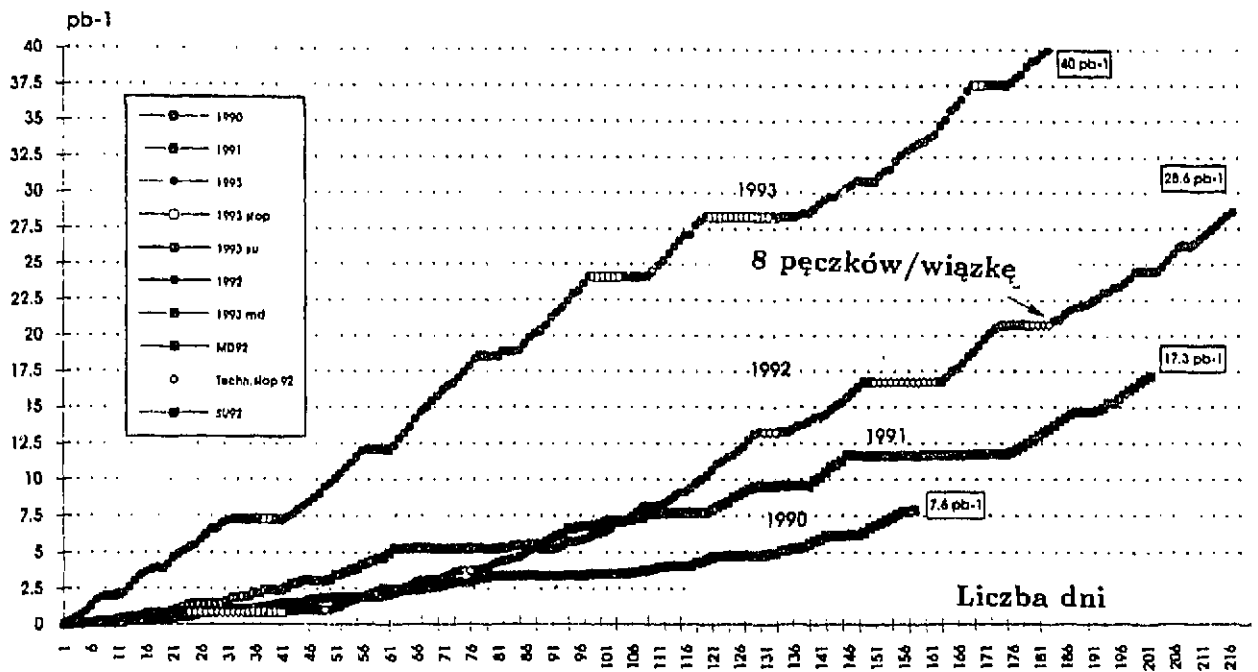
Wiercenie podziemnego tunelu dla akceleratora rozpoczęło latem 1983 roku, a pierwsze, próbne zbieranie danych miało miejsce w dniach (13 – 15) sierpnia 1989 roku. Ze względu na lokalne warunki geologiczne tunel jest pochylony pod kątem  $1.4^\circ$  względem poziomu i znajduje się na głębokości od 45 do 175 metrów. Pod względem długości, bliskiej 27 km, LEP jest największym spośród akceleratorów działających obecnie na świecie. Ponad 3300 magnesów dipolowych, ponad 700 magnesów kwadrupolowych oraz ponad 500 magnesów sekstupolowych i więcej biegunowych służy do formowania torów cząstek wiązki, a 128 wnęk rezonansowych do przyspieszania cząstek, począwszy od energii 20 GeV. Na układ wstępnego przyspieszania składają się dwa akceleratory liniowe, przyspieszające cząstki kolejno do energii 200 MeV i 600 MeV oraz akceleratory PS i SPS, przyspieszające je z kolei do energii 3.5 GeV i 20 GeV. Maksymalna energia, do której można obecnie przyspieszać elektrony i pozytony w akceleratorze LEP, bez obniżenia jego świetlności odpowiada 95 GeV w układzie środka masy zderzających się wiązek. Kosztem znacznego obniżenia świetlności można osiągnąć energię 110 GeV.

Wiązki elektronów i pozytonów składają się z pęczków o długości około 2 cm, równomiernie rozłożonych na obwodzie akceleratora. Początkowy projekt przewidywał cztery pęczki na wiązkę i w tym trybie akcelerator pracował do jesieni 1992 roku, kiedy to przeprowadzono pierwsze próby z ośmioma pęczkami w każdej wiązce. W 1993 roku był to już normalny sposób pracy akceleratora. Na prawie całym obwodzie akceleratora przeciwbieżne wiązki prowadzone są równolegle do siebie. Przecinają się w czterech punktach, gdzie umieszczone są detektory czterech eksperymentów. Dostęp do wiązek możliwy jest jeszcze w czterech innych punktach na obwodzie, gdzie służy on badaniom akceleratorowym. Przy czterech pęczkach w wiązce kolejne zderzenia między cząstkami z obu wiązek zachodziły co 22 mikrosekundy, a przy ośmiu pęczkach zachodzą co 11 mikrosekund. Maksymalne natężenie prądu wynosi  $650 \mu\text{A}/\text{pęczek}$ , gdy w akceleratorze krąży jedna tylko wiązka,  $550 \mu\text{A}/\text{pęczek}$ , gdy krążą dwie wiązki, ale nie przecinają się, a tylko  $450 \mu\text{A}/\text{pęczek}$  w miejscach zderzeń wiązek. Tak więc maksymalne natężenie prądu w każdej wiązce wynosi, przy czterech pęczkach, około 2 mA. Przy normalnej pracy akceleratora nie przekraczało ono jednak na ogół 1.5 mA.

Jak już wspomniałam, LEP rozpoczął pracę kilkudniowym, próbnym okresem zbierania danych w dniach 13–15 sierpnia 1989. Pierwszy okres zbierania danych dla potrzeb fizyki trwał od 20 września do 22 grudnia 1989 roku. Po nim nastąpiły już coroczne, kilkumiesięczne okresy pracy akceleratora. W 1989 i 1990 roku LEP pracował w rejonie masy bozonu  $Z^0$  przy kilkunastu wartościach energii między 88 GeV i 95 GeV. Głównym celem był pomiar kształtu linii  $Z^0$ . W 1992 roku dane zbierane były tylko przy energii odpowiadającej maksymalnemu przekrojowi czynnemu na produkcję bozonu  $Z^0$ . Chodziło o zebranie jak największej liczby przypadków celem lepszego zbadania wybranych procesów, zachodzących w rozpadach  $Z^0$ . Rok 1993 służył znów pomiarom kształtu linii  $Z^0$ . Dane zbierane były w maksimum rozkładu masy  $Z^0$  oraz przy energii o 2 GeV-y wyższej i przy energii o 2 GeV-y niższej niż ta energia w maksimum. Plan na rok 1994 i wstępny

plan na rok 1995 przewidują pomnażanie liczby przypadków, a więc pracę w maksimum rozkładu masy  $Z^0$ .

W okresie od 1989 do chwili obecnej LEP był stale ulepszany, czego przejawem była rosnąca świetność. Ilustruje to rysunek 2, na którym pokazana jest świetność tego akceleratora w funkcji sumowanego czasu zbierania danych w 1990, 1991, 1992 i 1993 roku.



Rysunek 2: Świetność akceleratora LEP sumowana po czasie zbierania danych w 1990 ( $7.6 \text{ pb}^{-1}$ ), 1991 ( $17.3 \text{ pb}^{-1}$ ), 1992 ( $26.6 \text{ pb}^{-1}$ ) i 1993 ( $40 \text{ pb}^{-1}$ ) roku.

W przypadku akceleratora takiego jak LEP, w którym poprzeczny przekrój wiązki ma kształt elipsy z pionową osią znacznie krótszą od osi poziomej, świetność opisuje się następującą formułą

$$L \sim \frac{\xi_y i_e i_p k_b}{\beta_y^*}$$

Parametr  $\xi_y$  charakteryzuje pionowe oddziaływanie wiązek na siebie,  $i_e$  jest prądem w pęczku elektronowym,  $i_p$  - prądem w pęczku pozytonowym,  $k_b$  to liczba pęczków w wiązce, a  $\beta_y^*$  charakteryzuje pionowe ogniskowanie pojedynczej wiązki. Parametr  $\beta_y^*$  w większym stopniu, a parametr  $\xi_y$  w mniejszym stopniu zależą od optyki akceleratora czyli od rozłożenia magnesów kształtujących wiązki, szczególnie w pobliżu miejsc, w których wiązki się zderzają. Całkowite natężenie prądu  $I_b$  jest proporcjonalne do liczby pęczków w wiązce, o ile nie przekroczona jest wartość graniczna  $I_b^{\text{max}}$  czyli maksymalna liczba cząstek, którą dany akcelerator może przyspieszyć. Postęp osiągnięty w pracy akceleratora LEP od początku działania do jesieni 1992 roku polegał przede wszystkim na poprawie jego optyki i zwiększeniu jego wydajności, przy stosunkowo mało zmieniającej się wartości prądu wiązek. Pod koniec 1992 roku i w 1993 roku zwiększenie świetności

odbyło się dzięki podwojeniu liczby pęczków w wiązках. Tą drogą ma iść dalsze podnoszenie świetności akceleratora LEP. Pragnę jeszcze zwrócić uwagę na pewną ciekawostkę. Krzywa na rysunku 2, przedstawiająca świetność w 1992 roku, wskazuje na bardzo złą pracę akceleratora na początku okresu zbierania danych. Wiązało się to najprawdopodobniej z trzęsieniem ziemi, jakie nawiedziło Europę wiosną tego roku, niedługo przed rozpoczęciem okresu zbierania danych.

Zbieranie danych i ich analiza prowadzone są na akceleratorze LEP przez cztery wielkie, międzynarodowe zespoły fizyków, przy użyciu następujących czterech detektorów: ALEPH (An Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with ELECTron, Photon and Hadron Identification), L3 (nazwa pochodzi od numeru listu intencyjnego) i OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP). Liczba przypadków  $Z^0$ , zebranych przez detektory, jest proporcjonalna do świetności akceleratora i do przekroju czynnego na produkcję bozonu  $Z^0$ . We wszystkich czterech detektorach łącznie zaobserwowano w 1989 roku około 80000, a w 1990 roku 500000 cząstek  $Z^0$ . W 1991 roku już każdy z eksperymentów oddzielnie zebral około 300000, a w 1992 roku około 800000 przypadków  $Z^0$ . W ten sposób do końca 1992 roku łączna liczba przypadków  $Z^0$  przekroczyła w każdym eksperymencie milion. W 1993 roku nastąpiło wprawdzie kolejne, prawie dwukrotne podniesienie świetności akceleratora, ale przez sporą część czasu pracował on poza maksimum w przekroju czynnym, więc ostatecznie liczba przypadków zebranych w każdym eksperymencie była porównywalna z liczbą przypadków z 1992 roku. Oczekuje się, że łączna liczba przypadków zebranych w 1994 i w 1995 roku będzie porównywalna z liczbą przypadków zebranych do końca 1993 roku. Muszę jeszcze nadmienić, że już pod koniec 1989 roku liczba bozonów  $Z^0$  zarejestrowanych na akceleratorze LEP przekroczyła o rząd wielkości wcześniejszą światową statystykę tych cząstek.

Jeśli idzie o przyszłość akceleratora LEP, to prace prowadzone są w trzech kierunkach: dalszego zwiększania świetności poprzez kolejne zwiększanie liczby pęczków w wiązках, uzyskania polaryzacji wiązek i podniesienia energii. Dzięki polaryzacji możliwe będzie wykonanie szeregu pomiarów, które przy niespolaryzowanych wiązках wymagają znacznie większej statystyki. Wynikiem prac nad polaryzacją jest już bardzo dokładny pomiar energii wiązek, przeprowadzony po raz pierwszy jesienią 1991 roku metodą tzw. rezonansowej depolaryzacji. Mierząc częstość precesji spinów poprzecznie spolaryzowanych elektronów wokół osi pionowej, w 1992 roku wyznaczono energię w obszarze masy  $Z^0$  z dokładnością 6.3 MeV. Wstępna analiza trzydziestu pomiarów przeprowadzonych w ciągu 1993 roku dała dalsze zmniejszenie tego błędu do (3-4) MeV. Dla porównania, poprzednio stosowana metoda dawała dokładność 22 MeV. Pozwoliło to na znaczne zwiększenie dokładności pomiaru tak kluczowych parametrów jak masa i szerokość  $Z^0$ , o których będzie mowa w następnym rozdziale. Planuje się podniesienie energii akceleratora do co najmniej 175 GeV (tak zwany LEP200), co pozwoli na badanie produkcji par  $W^+W^-$ , a w szczególności na znacznie lepszy niż dotychczas pomiar ich parametrów (na przykład masa  $W$  powinna być wyznaczona z dokładnością 50 MeV) i trójbozonowego sprzężenia  $g_{ZWW}$ , charakterystycznego dla nieabelowych teorii. Związane jest to z instalacją nadprzewodzących wnek rezonansowych. LEP200 powinien rozpocząć zbieranie danych w 1996 roku. Dalsze podniesienie energii do 200 GeV, będące na razie tylko w fazie marzeń fizyków, pozwoliłoby na poszukiwanie cząstki Higgsa i lekkich cząstek przewidywanych przez modele unifikacyjne w zakresie masy do około 100 GeV.

## 2 Eksperyment DELPHI

Dwie polskie grupy fizyków cząstek elementarnych: krakowska i warszawska, uczestniczące w eksperymencie DELPHI, brały udział w budowie aparatury dla tego eksperymentu, a obecnie obsługują zbieranie danych i pracują przy ich analizie. Aparatura eksperymentu DELPHI składa się z kilkunastu dużych detektorów, wśród których jest detektor wierzchołka. Odtąd, termin „detektor DELPHI” używany będzie na oznaczenie całej aparatury, a na przykład terminy „detektor wierzchołka” czy „detektor wewnętrzny” oznaczać będą określone elementy aparatury DELPHI. Na podstawie detektora DELPHI pokażę teraz, jak jest zbudowany i jakie funkcje musi spełniać detektor na akceleratorze LEP. Następnie omówię najważniejsze z dotychczas uzyskanych wyników na tym akceleratorze, znów często korzystając z wyników eksperymentu DELPHI.

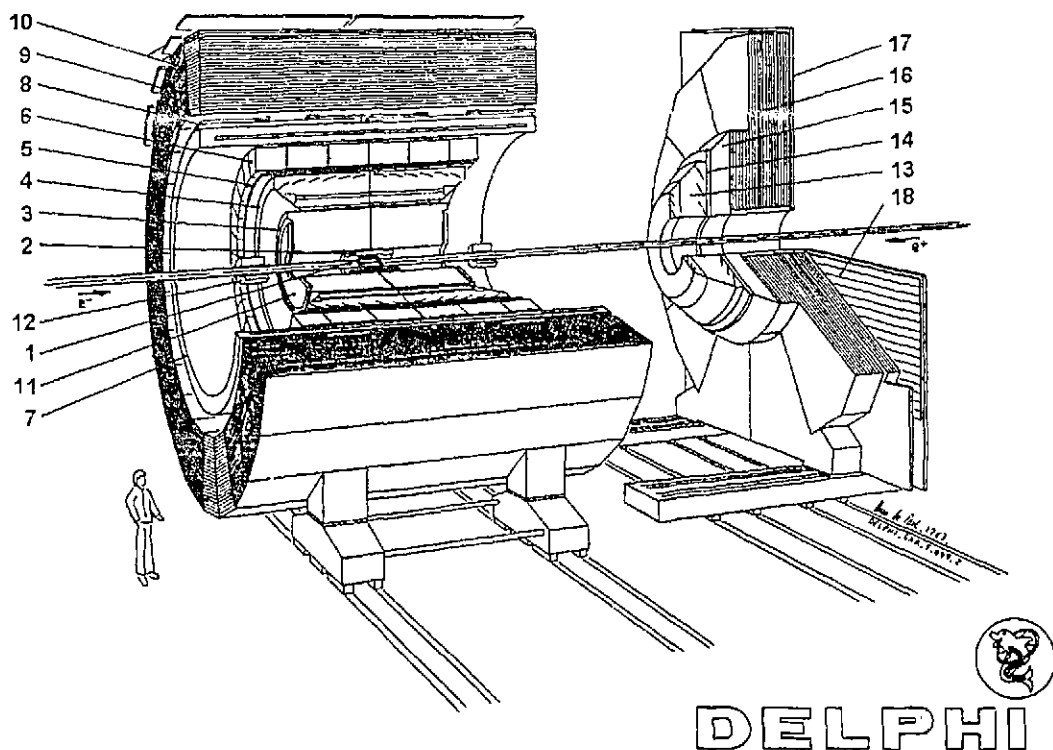
### 2.1 Budowa detektora DELPHI

Detektor DELPHI, jak i pozostałe trzy detektory pracujące na akceleratorze LEP, należy do klasy detektorów określanych mianem uniwersalnych. Oznacza to, że można przy jego pomocy rejestrować wszystkie czy prawie wszystkie procesy, zachodzące w wyniku oddziaływania cząstek przyspieszanych w danym akceleratorze. Detektor uniwersalny, pracujący na akceleratorze przeciwbieżnych wiązek, spełniać musi następujące warunki: obejmuje prawie pełny kąt bryłowy, rejestruje tory cząstek naładowanych i mierzy ich pędy, mierzy energię możliwie wszystkich rodzajów cząstek naładowanych i neutralnych, identyfikuje cząstki w możliwie jak najszerszym zakresie ich pędu oraz mierzy świetlność akceleratora. Jeśli położony jest większy nacisk na to, aby któraś kategoria cząstek czy procesów fizycznych była wyraźnie lepiej mierzona, to można mówić o pewnej specjalizacji detektora. W tym sensie detektor L3 dedykowany jest procesom z leptonami w stanie końcowym, a detektor DELPHI specjalizuje się w identyfikacji hadronów. Detektor DELPHI również, jako pierwszy z detektorów LEP-owskich, posiadał w pełni działający krzemowy detektor wierzchołka. Pozwoliło to na lepsze badanie procesów z udziałem ciężkich kwarków  $b$  i  $c$  oraz leptonów  $\tau$ . Obecnie już wszystkie cztery eksperymenty posiadają tego typu detektory. Pokazuje to, jak nowatorski detektor, stanowiący o specyfice eksperymentu, staje się z czasem ogólnie obowiązującym standardem.

Pokażę teraz, jak w przypadku detektora DELPHI zrealizowano w praktyce warunki stawiane detektorowi uniwersalnemu. Większość przedstawionych tu danych pochodzi z przeglądowego artykułu współpracy DELPHI [26], opublikowanego po rocznej pracy detektora w eksperymencie. Tam też odsyłam po bardziej szczegółowe informacje. Schemat budowy detektora DELPHI przedstawiony jest na rysunku 3.

#### 2.1.1 Geometryczna akceptacja detektora.

Detektor DELPHI ma około 10 m długości i około 10 m średnicy. Składa się z części centralnej, tzw. beczki, w skład której wchodzi elementy oznaczone na rysunku numerami 1–10 oraz z dwu symetrycznie położonych korków, z których każdy zbudowany



Rysunek 3: Perspektywiczny widok detektora DELPHI; 1) detektor wierzchołka (VD), 2) detektor wewnętrzny (ID), 3) komora projekcji czasowej (TPC), 4) centralny detektor do rejestracji promieniowania Czerenkowa (BRICH), 5) detektor zewnętrzny (OD), 6) centralny kalorymetr elektromagnetyczny (HPC), 7) cewka nadprzewodząca, 8) liczniki do pomiaru czasu przelotu (TOF), 9) kalorymetr hadronowy, 10) komory mionowe części centralnej (B-muon), 11) komory przednie A (FCA), 12) detektor do pomiaru światłości akceleratora (SAT), 13) przednie detektory do rejestracji promieniowania Czerenkowa (FRICH), 14) komory przednie B (FCB), 15) przedni kalorymetr elektromagnetyczny (FEMC), 16) przedni kalorymetr hadronowy, 17) przednie komory mionowe (F-muon), 18) przedni hodoskop scyntylacyjny. Dodatkowy detektor do pomiaru światłości akceleratora (VSAT) wypada poza rysunkiem.

jest z elementów 11–18. Detektory pokrywają pełny zakres kąta azymutalnego  $^1 \phi$  z niewielkimi tylko niewydajnościami wynikającymi z azymutalnego podziału na sektory w poszczególnych detektorach. W kącie biegunowym  $\theta$  detektory pokrywają obszar  $2.5^\circ - 177.5^\circ$ , z tym, że na złączach detektora centralnego i korków, gdzie położone są kable, wydajność detekcji jest niska. W sumie, niewielki tylko obszar kąta bryłowego w rejonie rury akceleratora jest poza wszelką detekcją.

### 2.1.2 Pomiar torów cząstek naładowanych.

Pomiar torów cząstek naładowanych w detektorach śladowych umieszczonych w polu magnetycznym pozwala wyznaczyć położeniowe i pędowe współrzędne cząstek. Detek-

<sup>1</sup>Współrzędne  $R, \phi, z$  definiują cylindryczny układ odniesienia, gdzie  $+z$  odpowiada kierunkowi wiązki  $e^-$ , a  $R$  i  $\phi$  określone są w płaszczyźnie prostopadłej do wiązek, przy czym kąt  $\phi$  liczony jest od osi  $x$ , położonej poziomo i skierowanej ku środkowi akceleratora.



tory śladowe w w części centralnej DELPHI to: detektor wierzchołka (z numerem 1 na rysunku), detektor wewnętrzny (2), komora projekcji czasowej TPC (3), detektor zewnętrzny (5) oraz komory mionowe (10), a w korkach: komory dryfowe przednie A (11), komory dryfowe przednie B (14) i przednie komory mionowe (17). Wszystkie detektory śladowe DELPHI, z wyjątkiem detektora wierzchołka, to różnego typu komory gazowe, bazujące na zjawisku jonizacji atomów gazu, przez który przechodzi cząstka naładowana. Różnią się one rozwiązaniami transportu elektronów jonizacji stanowiących pierwotny sygnał, jego wzmocnienia i rejestracji. Wielkości charakteryzujące budowę i działanie detektorów śladowych DELPHI zebrane są w tabeli 1.

	Rozmiary			Liczba pomiarów na torze	Dokładność poj.pomiaru ( $\sigma$ ) [mm]
	$R$ [cm]	$ z $ [cm]	$\theta$		
1) VD	6,3,9.,11.	12	$37 \div 143$	3	$R\phi$ : 0.007
2) ID:cz.1	$11.8 \div 22.3$	40	$17 \div 163$	24	$R\phi$ : 0.09
:cz.2	$23 \div 28$	$\leq 50$	$30 \div 150$	5	$z$ : $< 1$
3) TPC	$35 \div 111$	$\leq 134$	$20 \div 160$	16	$R\phi$ : 0.23
				192	$z$ : 0.9
5) OD	$198 \div 206$	$\leq 232$	$43 \div 137$	$5 * R\phi$	$R\phi$ : 0.11
				$3 * z$	$z$ : 44
10) B-k.mion.	$\sim 445$	$\leq 185$	$52 \div 138$	$2 (+ 2)$	$R\phi$ : 1.5
	$\sim 485$				$z$ : 10
11) FCA	$30 \div 103$	$155 \div 165$	11-33	$2 * (x, u, v)$	$x, u, v$ : 0.3
14) FCB	$53 \div 195$	$267 \div 283$	$11 \div 35$	$4 * (x, u, v)$	$x, u, v$ : 0.25
17) F-k.mion.	$70 \div 460$	463, 500	$9 \div 43$	$(2 + 2) * (x, y)$	$x, y$ : 1.0

Tabela 1: Ważniejsze charakterystyki śladowych detektorów DELPHI. Współrzędne  $u$  i  $v$  to współrzędne wzdłuż drutów ustawionych ukośnie względem współrzędnych  $x$  i  $y$ . Na podstawie tabeli z pracy [26].

Pęd cząstki naładowanej wyznacza się w oparciu o pomiar zakrzywienia jej toru w polu magnetycznym. W detektorze DELPHI pole magnetyczne o natężeniu 1.2 Tesli wytwarzane jest przez nadprzewodzącą cewkę o długości 7.4 m i wewnętrznej średnicy 5.2 m. Wszystkie detektory śladowe z wyjątkiem komór mionowych znajdują się w jej wnętrzu. Dokładność pomiaru pędu zależy od długości drogi, na której tor jest mierzony, wewnętrznej zdolności rozdzielczej detektorów przeprowadzających ten pomiar i dokładności wyznaczenia ich względnego ustawienia. W eksperymencie DELPHI, ze względu na dużą modularność detektora, początkowo najistotniejszy był ten trzeci przyczynek do błędu pomiaru pędu. Przykładowo, dokładność pomiaru pędu mionów z rozpadu  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , wynosiła początkowo 7% w centralnej części detektora i 17% w rejonie korków. Uruchomienie trójwarstwowego detektora wierzchołka spowodowało znaczną poprawę pomiaru pędu cząstek w obszarze geometrycznej akceptacji tego detektora. Na przykład, błąd pomiaru pędu mionów zmalał do 3.5%. Poprawa nastąpiła zarówno ze względu na możliwość trzech bardzo dokładnych pomiarów toru w detektorze wierzchołka, jak i poprzez udział detektora wierzchołka w lepszej kalibracji geometrycznej detektora wewnętrznego. Wymagało to dokładnego wyznaczenia położenia poszczególnych części samego detektora wierzchołka, o czym będzie mowa w dalszej części pracy.

### 2.1.3 Pomiar energii cząstek.

Detektor DELPHI zawiera dwa typy kalorymetrów: elektromagnetyczny do pomiaru energii elektronów i fotonów oraz hadronowy do pomiaru energii naładowanych i neutralnych hadronów. W części centralnej rolę kalorymetru elektromagnetycznego pełni komora HPC (High Density Projection Chamber). Jest to detektor, w którym po raz pierwszy zastosowano technikę projekcji czasowej w kalymetrii. Pozwala on zarówno na pomiar energii kaskad do 50 GeV jak i na rejestrację cząstek minimalnie jonizujących. Dokładność pomiaru energii elektronów Bhabha, uzyskana w eksperymencie, wynosiła 6%. Dokładność pomiaru w kącie  $\theta$  wynosiła  $(36/\sqrt{E} + 10)$  mrad, a w kącie  $\phi$  -  $(97/\sqrt{E} + 2.5)$  mrad, gdzie  $E$  jest w GeV-ach. Kalorymetr elektromagnetyczny w korkach składa się z 9064 bloczków szkła ołowiowego o kształcie ściętych piramid. Obecnie mierzy on energię 45 GeV-owych elektronów z dokładnością  $\sigma_E = 6\%$ , a kąt biegunowy kaskad z dokładnością  $\sigma_\theta = 0.3^\circ$ .

Kalorymetr hadronowy, tak w części centralnej, jak i w korkach, jest zbudowany podobnie. Jarzmo magnesu podzielone jest w części centralnej na 20, a w korkach na 19 płyt żelaznych o grubości 5 cm, przedzielonych płaszczyznami komór drutowych do rejestracji sygnału. Komory rejestrują elektrony jonizacji wywołanej przejściem przez nie cząstek z kaskady hadronowej. Energetyczna zdolność rozdzielcza kalorymetru hadronowego wynosi  $\Delta E/E = 120\%/\sqrt{E}$ , gdzie  $E$  jest w GeV-ach.

### 2.1.4 Identyfikacja cząstek.

Stosunkowo prosto identyfikuje się elektrony, fotony i miony. Każdy z detektorów na akceleratorze LEP robi to na podobnych zasadach. Elektrony i fotony identyfikuje się poprzez wytwarzane przez nie kaskady elektromagnetyczne. Kaskady od fotonów i od elektronów różnią się kształtem. W przypadku elektronów mierzy się jeszcze ich tory w komorach śladowych przed kalorymetrem i koreluje z kaskadami w kalorymetrze. Dodatkowo poprawia się identyfikację elektronów przez pomiar strat energii na jonizację w komorze TPC. Głównym źródłem niejednoznaczności w identyfikacji  $e^\pm$  pochodzących z pierwotnego oddziaływania lub z rozpadów cząstek zawierających ciężkie kwarki są elektrony z konwersji fotonów pochodzących z rozpadów mezonów  $\pi^0$  i  $\eta$ . Miony identyfikuje się, korelując tory w komorach śladowych wewnątrz magnesu z sygnałami w komorach mionowych. Dodatkowo żąda się braku sygnału w kalorymetrze hadronowym.

O wiele trudniejsza jest identyfikacja hadronów. Obecność hadronów, naładowanych i neutralnych, sygnalizują kaskady w kalorymetrze hadronowym, występujące na ogół w parze z brakiem kaskad w kalorymetrze elektromagnetycznym. Kształt kaskady hadronowej nie zależy jednak od masy hadronu i, jak już wiemy, dokładność pomiaru energii jest bardzo mała. Identyfikację hadronów w ograniczonym zakresie energii i z ograniczoną dokładnością można uzyskać poprzez pomiar strat energii hadronu na jonizację w komorach gazowych. Dokładność tej metody rośnie ze wzrostem liczby pomiarów strat energii na drodze cząstki w komorze. Ta metoda ma duże znaczenie w przypadku detektora ALEPH, posiadającego wielką komorę TPC i detektora OPAL, wyposażonego w dużą, ciśnieniową komorę drutową. Stosowana jest też w DELPHI, ale odgrywa mniejszą rolę ze względu na mniejszą komorę TPC. Jak już wspomniałam, DELPHI jako jedyny detektor na akceleratorze LEP, posiada specjalne detektory służące identyfikacji hadronów. Są to liczniki RICH (Ring Imaging Cherenkov Counters) czyli liczniki z obrazowaniem

stożka promieniowania Czerenkowa w postaci okręgu. Kąt, pod jakim emitowane są fotony promieniowania Czerenkowa, wytworzone i rejestrowane w detektorze RICH, zależy od prędkości cząstki przechodzącej przez detektor. Mierząc więc dodatkowo pęd cząstki w detektorach śladowych, wyznaczamy jej masę. To właśnie obrazowanie stożka promieniowania Czerenkowa w dużym zakresie pędów cząstek i przy jednorodnym detektorze obejmującym dużą część kąta bryłowego, a jednocześnie bardzo cienkim, stanowi o nowatorstwie detektorów RICH w porównaniu ze stosowanymi od dawna progowymi licznikami Czerenkowa do identyfikacji cząstek wtórnych w eksperymentach na stałej tarczy czy też z różniczkowymi licznikami Czerenkowa, ustawianymi na wiązkach cząstek. Liczniki RICH umieszczone są zarówno w części centralnej (BRICH z numerem 4 na rysunku 3), jak i w korkach (FRICH z numerem 13). Składają się z części gazowej i ciekłej, aby umożliwić identyfikację hadronów w szerokim zakresie ich pędów. Na skalę dużego eksperymentu zastosowane zostały w DELPHI po raz pierwszy, skąd opóźnienie w ich budowie. Jedynie mały fragment centralnego detektora RICH pracował podczas zbierania danych w 1990 roku. Prawie cały detektor centralny i mały fragment detektora w jednym z korków były testowane podczas zbierania danych w 1991 roku. W 1992 roku pracował cały centralny detektor RICH i 1/4 detektora w korkach, a w 1993 pracował cały detektor centralny i cały detektor w korkach. Wartości pędu, powyżej których sygnał w detektorze pojawia się i jest prawidłowo opracowany przez program rekonstrukcji, wynoszą dla  $\pi$ ,  $K$  i  $p$  w części ciekłej detektora BRICH odpowiednio 0.7, 0.7 i 1.5 GeV/c, a w części gazowej 3, 9 i 15 GeV. Centralny detektor RICH już pokazał swoją użyteczność dla analiz fizycznych prowadzonych w eksperymencie DELPHI, szczególnie przy badaniu ciężkich kwarków i leptonu  $\tau$  (patrz analiza przedstawiona w punkcie 9.3 rozprawy).

### 2.1.5 Pomiar świetlności akceleratora.

Dla akceleratorów przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$  świetlność wyznacza się w oparciu o pomiar procesu elastycznego rozpraszania  $e^+e^-$  pod małymi kątami względem zderzających się wiązek. Rozpraszanie Bhabha, jak nazywa się ten proces, idealnie nadaje się do tego celu, gdyż zachodzi z dużym przekrojem czynnym i jest opisywane przez elektrodynamikę kwantową. Do 1992 roku rachunki teoretyczne dawały ten przekrój czynny z dokładnością 1%, następnie - z dokładnością 0.25%, a obecnie teoretycy są w trakcie kolejnego zwiększania dokładności. Wymaga tego coraz większa dokładność pomiarów świetlności, osiągnięta przez wszystkie cztery eksperymenty. Detektory do pomiarów rozproszonych  $e^+$  i  $e^-$  składają się z części służącej do rejestracji ich torów i z części kalorymetrycznej do pomiaru energii. Umieszczone są w sporej odległości od miejsca oddziaływania, ale tuż przy rurze akceleratora.

W detektorze DELPHI do końca 1993 roku do pomiaru świetlności służyły dwa detektory: SAT (Small Angle Tagger) (12) i VSAT (Very Small Angle Tagger). Detektor śladowy i kalorymetr SAT-a pokrywały obszar kąta  $\theta$  odpowiednio od 43 do 130 i od 43 do 135 mrad. Detektor śladowy tworzyły trzy duże płaszczyzny detektorów krzemowych, a kalorymetr o grubości 28 dróg radiacyjnych to był przekładaniec z warstw ołowiu o grubości 0.9 mm, w których zachodziła konwersja i z włókien scyntylacyjnych do rejestracji sygnału. W 1994 roku detektor SAT zastąpiony został przez dokładniejszy detektor STIC. VSAT działa nadal. Tworzą go dwa małe bloki kalorymetryczne, zamontowane w odległości  $z = \pm 7.7$  m. Ten kalorymetr, będący przekładanцем z płytek

wolframu i detektorów krzemowych, ma grubość 24 dróg radiacyjnych, pokrywa obszar kąta biegunowego od 5 do 7 mrad i obszar kąta azymutalnego od  $-45^\circ$  do  $+45^\circ$  wokół osi poziomej. Całkowity błąd doświadczalny, z jakim wyznaczona została świetlność w eksperymencie DELPHI w oparciu o dane zebrane w 1992 roku, wynosił 0.38%. Wstępne wyniki z opracowania danych zebranych w 1993 roku dają błąd 0.28%. Oczekuje się jego dalszego spadku do wartości 0.2% w 1994 roku.

Ponieważ błąd wyznaczenia świetlności akceleratora jest bezpośrednio związany z dokładnością, z jaką mierzony jest przekrój czynny  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ , wszystkie eksperymenty na akceleratorze LEP ulepszały detektory służące temu pomiarowi. Jako pierwszy, bo już jesienią 1992 roku, w bardzo dobry detektor świetlności wyposażony był ALEPH. Błąd pomiaru świetlności w tym eksperymencie, wyznaczonej w oparciu o dane zebrane w 1993 roku, wyniósł nieco poniżej 0.1%, co jeszcze trzy lata temu wydawało się niemożliwe do uzyskania.

## 2.2 Ważniejsze wyniki

Wyniki analizy przeszło miliona przypadków rozpadów  $Z^0$  na parę kwark - antykwark lub parę lepton - antylepton, zebranych do końca 1992 roku, przedstawione zostały w ponad osiemdziesięciu publikacjach współpracy DELPHI. Dane zebrane w 1993 roku są wciąż w trakcie opracowywania i wyniki uzyskane w oparciu o nie mają na razie wstępny charakter. Prowadzone badania przydzielić można do kilku grup tematycznych. Cztery, moim zdaniem najważniejsze, omówione są pokrótce poniżej. W zasadzie opieram się na materiałach opublikowanych. Jeśli gdzieś podaję wstępne wyniki dla danych z 1993 roku, to wprost to zaznaczam.

### 2.2.1 Sprawdzenie modelu GSW dla oddziaływań elektroślabych.

Podstawowe pomiary dla tej tematyki to dokładne wyznaczenie kształtu linii  $Z^0$  oraz pomiar asymetrii kątowych dla jego rozpadów. Z danych doświadczalnych wyznacza się wartości standardowego zestawu dziewięciu parametrów. Sześć z nich służy do opisu linii  $Z^0$ . Są to: masa ( $M_Z$ ), szerokość całkowita ( $\Gamma_Z$ ), wartość przekroju czynnego w maksimum rozkładu dla rozpadu na hadrony ( $\sigma_h^0$ ) oraz trzy stosunki szerokości cząstkowej rozpadu na hadrony do szerokości cząstkowych rozpadu na pojedynczą parę lepton-antylepton ( $R_e, R_\mu, R_\tau$ ). Wyznacza się je w oparciu o energetyczne zależności przekrojów czynnych na reakcję  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ , gdzie następnie  $Z^0$  rozpada się na następujące pary fermion - antyfermion:  $q\bar{q}$ ,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  i  $\tau^+\tau^-$ . Pomiarów dokonuje się przy kilku ( $\geq 3$ ) wartościach energii z obszaru masy  $Z^0$ . Pozostałe trzy parametry to wartości współczynnika asymetrii przód-tył dla rozpadów  $Z^0$  na pary leptonowe ( $A_{FB}^{0,e}, A_{FB}^{0,\mu}, A_{FB}^{0,\tau}$ ). W oparciu o powyższy zestaw dziewięciu parametrów można z kolei wyznaczyć inne, jak kąt Weinberga  $\sin^2 \theta_W$ , aksjalną i wektorową stałą sprzężenia leptonów naładowanych czy całkowitą szerokość rozpadu  $Z^0$  na cząstki nierejestrowane w detektorach i liczbę lekkich neutrin. Model GSW daje bardzo dokładne przewidywania wartości wszystkich tych wielkości, więc porównanie przewidywań teoretycznych z wartościami uzyskanymi w eksperymentach stanowi test tego modelu. Im dokładniejsze są pomiary, tym dokładniej sprawdzany jest model.

Począwszy od 1990 roku, zespół fizyków reprezentujących wszystkie cztery eksperymenty i grupę specjalistów od akceleratora LEP pracował nad wspólnym opracowywaniem danych pod kątem jak najdokładniejszego wyznaczenia powyższych dziewięciu parametrów. Wyniki uzyskane w poszczególnych eksperymentach i wyniki łącznej analizy w oparciu o dane zebrane w okresie 1990 - 1991 opublikowane zostały w pracy [27]. Wartości liczbowe parametrów uzyskane w eksperymencie DELPHI zebrane zostały w drugiej kolumnie tabeli 2, a wyniki z czterech eksperymentów łącznie – w trzeciej kolumnie tej tabeli. Zaznaczyć tu trzeba, że dokładność wyznaczenia  $M_Z$  (rzędu  $10^{-4}$ ) osiągnięta została dzięki, wspomnianej w poprzednim rozdziale, metodzie pomiaru energii, bazującej na rezonansowej depolaryzacji poprzecznie spolaryzowanych wiązek. Mimo tego błąd wyznaczenia energii wiązek był głównym składnikiem błędu pomiaru  $M_Z$ .

	DELPHI	LEP-wartość średnia
$M_Z(\text{GeV})$	$91.187 \pm 0.009$	$91.187 \pm 0.007$
$\Gamma_Z(\text{GeV})$	$2.482 \pm 0.012$	$2.489 \pm 0.007$
$\sigma_h^0(\text{nb})$	$41.02 \pm 0.27$	$41.56 \pm 0.14$
$R_e$	$20.70 \pm 0.18$	$20.743 \pm 0.080$
$R_\mu$	$20.48 \pm 0.15$	$20.764 \pm 0.069$
$R_\tau$	$20.88 \pm 0.20$	$20.832 \pm 0.088$
$A_{\text{FB}}^{0,e}$	$0.0237 \pm 0.0092$	$0.0153 \pm 0.0038$
$A_{\text{FB}}^{0,\mu}$	$0.0143 \pm 0.0050$	$0.0132 \pm 0.0026$
$A_{\text{FB}}^{0,\tau}$	$0.0213 \pm 0.0068$	$0.0204 \pm 0.0032$

Tabela 2: Wartości parametrów charakteryzujących kształt linii  $Z^0$  i asymetrie jego leptonowych rozpadów, uzyskane w oparciu o dane z eksperymentu DELPHI i z wszystkich czterech eksperymentów łącznie. Na podstawie pracy [27].

Wstępne wartości masy i szerokości  $Z^0$ , uzyskane w DELPHI po dołączeniu danych zebranych w 1993 roku, wynoszą [28]:

$$M_Z = 91.187 \pm 0.0052 \text{ GeV},$$

$$\Gamma_Z = 2.4951 \pm 0.0059 \text{ GeV}.$$

Poprawa jakości pomiarów uzyskana została dzięki kolejnemu zmniejszeniu błędu pomiaru energii wiązek (ten błąd jednak nadal dominuje, a pomiary wymagają dalszego dopracowania) i blisko czterokrotnemu zwiększeniu liczby przypadków zebranych poza maksimum w rozkładzie przekroju czynnego dla  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ .

Wyznaczenie liczby rodzin kwarkowo-leptonowych, przy założeniu, że neutrino wchodzące w ich skład są lekkie, to najważniejszy dotychczasowy wynik z eksperymentów na akceleratorze LEP. Znając całkowitą szerokość  $Z^0$  oraz szerokości cząstkowe dla rozpadu  $Z^0$  na hadrony ( $\Gamma_{had}$ ) i na pojedynczą parę lepton-antylepton ( $\Gamma_l$ ), można wyznaczyć szerokość rozpadu  $Z^0$  na cząstki nierejestrowane w doświadczeniu:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_l$$

Dzieląc następnie  $\Gamma_{inv}$  przez przewidywaną przez model GSW szerokość cząstkową dla rozpadu  $Z^0$  na pojedynczą, lekką parę neutrino – antyneutrino, otrzymuje się liczbę

rodzajów lekkich neutrin. Wynik, uzyskany w oparciu o analizę z wszystkich czterech eksperymentów łącznie [27], daje:

$$N_\nu = 2.980 \pm 0.027.$$

Wstępny wynik na liczbę rodzin, otrzymany z tych eksperymentów po dodaniu danych zebranych w 1993 roku, wynosi [28]:

$$N_\nu = 2.988 \pm 0.023.$$

Oznacza to, że jeśli neutrina są lekkie, znamy już wszystkie kwarki i leptony naładowane, przy czym kwark  $t$  wymaga dużo dokładniejszego zbadania.

### 2.2.2 Testy chromodynamiki kwantowej.

Najważniejszym wynikiem w tej grupie tematycznej jest wyznaczenie bieżącej stałej sprzężenia  $\alpha_s(M_Z)$  dla oddziaływań silnych w zupełnie nowym zakresie energii. Stosowano kilka różnych metod, z których wymienić tu trzeba cztery. Pierwsza metoda bazuje na pomiarze stosunku szerokości  $R_Z = \Gamma_{had}/\Gamma_l$ , a druga na pomiarze stosunku  $R_\tau = Br(\tau \rightarrow hadrony)/Br(\tau \rightarrow e\nu)$ . Trzecia metoda polega na analizie zmiennych opisujących kształt przypadków, a czwarta na analizie zmiany funkcji fragmentacji wraz ze wzrostem energii oddziaływań  $e^+e^-$ . Wyniki z eksperymentów na akceleratorze LEP, uzyskane w oparciu o dane zebrane do końca 1992 roku przy zastosowaniu powyższych metod, zestawione są w tabeli 3.

Metoda	$\alpha_s(M_Z)$
$R_Z$	$0.128 \pm 0.009$
$R_\tau$	$0.121 \pm 0.005$
Kształt przypadku	$0.123 \pm 0.005$
Analiza funkcji fragmentacji	$0.119 \pm 0.006$

Tabela 3: Wyniki pomiarów  $\alpha_s(M_Z)$  z eksperymentów na akceleratorze LEP. Tabela z pracy [29].

Innym ważnym wynikiem jest pokazanie, że diagram Feynmana z potrójnym wierzchołkiem gluonowym jest konieczny do opisu przypadków z czterema lub więcej partonami w stanie końcowym. Taki diagram nie występuje w teoriach abelowych, więc konieczność jego włączenia oznacza, że stosowanie teorii abelowych do opisu oddziaływań silnych jest wykluczone.

### 2.2.3 Poszukiwanie nowych cząstek.

Najbardziej poszukiwaną cząstką był, przewidywany przez model GSW, skalarny bozon Higgsa. Szukano też kwarku  $t$  i całego szeregu cząstek przewidywanych przez minimalne supersymetryczne rozszerzenie modelu standardowego oraz przez modele nieelementarnych partonów. Żadna z tych cząstek nie została bezpośrednio zaobserwowana. Uzyskano jednakże istotne ograniczenie na masę kwarku  $t$  i wskazanie dla masy bozonu Higgsa. Pomiarzy kształtu linii  $Z^0$  i asymetrii kątowych osiągnęły taki poziom dokładności,

że czule są na poprawki radiacyjne związane z tymi cząstkami (bardziej dla kwarku  $t$ , dużo mniej dla cząstki Higgsa). Wstępna analiza wyników z wszystkich czterech eksperymentów łącznie, po dodaniu danych zebranych w 1993 roku, daje następujące ograniczenie na masę kwarku  $t$  [28]:

$$m_t = 173_{-13}^{+12} {}_{-20}^{+18} \text{GeV}.$$

Pierwszy błąd jest statystyczny, drugi odpowiada zmianie masy cząstki Higgsa między 60 GeV (ograniczenie wynikające z bezpośrednich poszukiwań cząstki Higgsa na akceleratorze LEP) a 1000 GeV (ograniczenie wynikające z unitarności). Otrzymana wartość masy jest w bardzo dobrej zgodności z pomiarem z eksperymentu CDF (patrz punkt 1.1).

#### 2.2.4 Badanie rozpadu $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

Jeśli idzie o badanie cząstek zawierających kwark  $b$ , to LEP łączy zalety akceleratorów  $e^+e^-$  przy energiach  $\Upsilon(4S)$ , charakteryzujących się dużym stosunkiem sygnału do tła i eksperymentów hadronowych na stałej tarczy, gdzie duży pęd kwarków  $b$  ułatwia obserwację wierzchołków rozpadu hadronów  $B$  (dzięki małemu rozpraszaniu kulombowskiemu ich naładowanych produktów rozpadu). Przypadki rozpadu  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  stanowią 22% wszystkich hadronowych rozpadów  $Z^0$ . O wadze przywiązywanej do badań tego rozpadu najlepiej świadczy fakt, że począwszy od 1992 roku dotyczące go prace stanowią blisko połowę publikacji współpracy DELPHI. Ponieważ jakość wyników uzyskanych w tej tematyce jest bezpośrednio związana z analizą danych zebranych przez krzemowy detektor wierzchołka, kilka analiz DELPHI zostanie dokładnie omówionych w dziewiątym rozdziale rozprawy.

Tutaj przedstawię tylko najważniejsze wyniki (niektóre mają wstępny charakter), opierając się na zestawieniu z pracy [30]. Cytowane poniżej wartości to średnie z pomiarów dokonanych różnymi metodami i na ogół w więcej niż jednym eksperymencie na akceleratorze LEP. Zacznę od tego, że w danych z eksperymentów ALEPH i DELPHI został po raz pierwszy zaobserwowany dziwny mezon  $B_s$ . We wszystkich eksperymentach zmierzony został (różnymi metodami) średni czas życia cząstek zawierających kwark  $b$  ( $\tau_B$ ). Średnia pomiarów, podana w pracy [30], wynosi  $(1.538 \pm 0.033)\text{ps}$ . Zmierzone też zostały indywidualne czasy życia: mezonów  $B_u^+$ ,  $B_d^0$  i  $B_s^0$  oraz barionów  $\Lambda_b$ . Czasy życia mezonów są w granicach błędów zgodne między sobą i ze średnim czasem życia  $\tau_B$ . Czas życia barionów, równy  $(1.06 \pm 0.15)\text{ps}$ , jest krótszy o dwa standardowe odchylenia od średniego czasu życia  $\tau_B$ . Różnica masy między  $B_d^0$  i  $\bar{B}_d^0$ , wyznaczona w oparciu o badanie oscylacji w funkcji czasu, wynosi  $(3.4 \pm 0.5) \times 10^{-4}\text{eV}$ . Udział rozpadu  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  wśród hadronowych rozpadów  $Z^0$  wynosi  $(22.00 \pm 0.27)\%$ . Wielkość udziału rozpadu półleptonowego dla inkluzywnej próbki hadronów  $B$  wynosi  $(11.0 \pm 0.3 \pm 0.4)\%$ , co jest w zgodzie z pomiarami przy energii  $\Upsilon(4S)$ , a poniżej wartości przewidywanej teoretycznie ( $\geq 12.5\%$ ) [31]. Rozpoczynają się pomiary masy cząstek  $B_s^0$  i  $\Lambda_b$  w oparciu o pierwsze w pełni zrekonstruowane przypadki ich rozpadów. W eksperymencie DELPHI zaobserwowany został sygnał, interpretowany jako pierwsza obserwacja dziwnego barionu  $\Xi_b$ .

### 3 Symulacje detektora wierzchołka DELPHI

Jak już wspomniałam we wstępie, krzemowy detektor wierzchołka eksperymentu DELPHI był projektem pionierskim. Zastosowanie detektorów krzemowych w eksperymencie na akceleratorze przeciwbieżnych wiązek wymagało przede wszystkim miniaturyzacji elektroniki odczytu, co jeszcze pod koniec lat siedemdziesiątych uchodziło za zbyt trudne zadanie. Należało też dostosować do nowych potrzeb detektory krzemowe oraz pokazać, stosując symulacje komputerowe, że zastosowanie nowej techniki detektorowej stanowi istotny zysk dla fizyki. Symulacje komputerowe detektora wierzchołka, prace nad elektroniką odczytu i prace nad detektorami były więc głównymi elementami fazy projektowania, trwającej od 1981 do 1986 roku i zakończonej projektem technicznym detektora [2]. W tym rozdziale omówię symulacje komputerowe, a detektorom krzemowym i elektronice odczytu poświęcone są kolejne dwa rozdziały rozprawy. Postaram się w nich pokazać, jak dokonany został technologiczny skok, konieczny dla zbudowania krzemowego detektora wierzchołka dla eksperymentu na akceleratorze przeciwbieżnych wiązek.

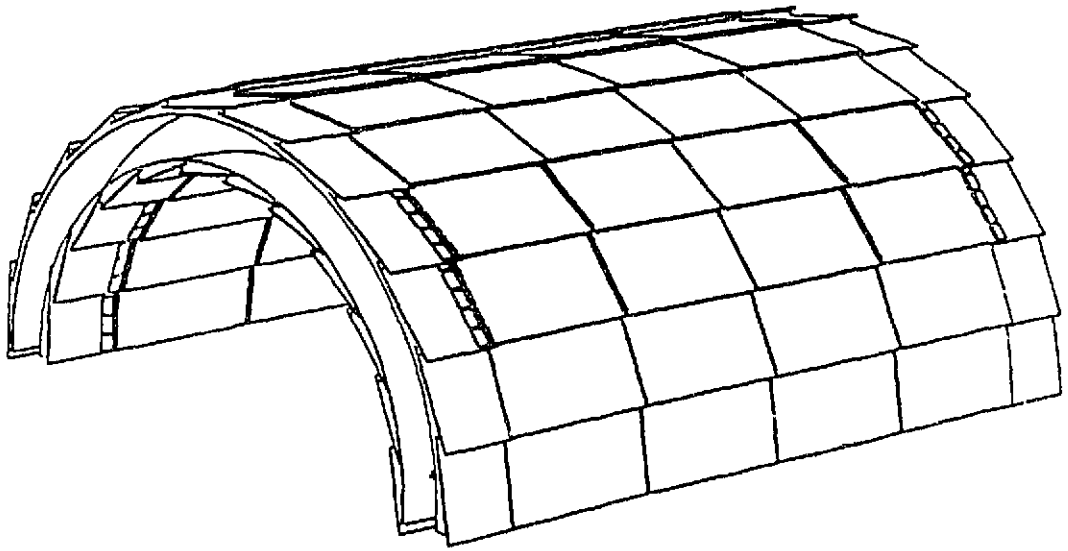
Komputerowa symulacja detektora na ogół służy dwóm celom: optymalizacji geometrii tego detektora i pokazaniu, że proponowane rozwiązanie przyczyni się do polepszenia dokładności jakichś istotnych pomiarów fizycznych. Napisanie odpowiedniego programu i przeprowadzenie symulacji było moim pierwszym zadaniem w pracy dla detektora wierzchołka eksperymentu DELPHI. Wyniki symulacji zebrane zostały w trzech wewnętrznych raportach DELPHI [1], wykorzystane zostały w projekcie technicznym detektora wierzchołka [2], gdzie posłużyły w uzasadnieniu celowości budowy tego detektora oraz prezentowane były przeze mnie na konferencji w San Miniato w marcu 1988 [15]. Na nich też głównie opiera się ten rozdział. Opis wyników poprzedzony jest ogólnym wprowadzeniem wyjaśniającym, co to jest detektor wierzchołka i czemu służy.

Dla ułatwienia śledzenia tego i następnych dwu rozdziałów na rysunku 4 przedstawiony jest schemat połówki detektora, jaki ostatecznie znalazł się w projekcie technicznym z 1986 roku [2]. Był to wynik kompromisu między rezultatami symulacji i ówczesnymi ograniczeniami, z których podstawowym był duży promień (około 8 cm) rury akceleratora.

#### 3.1 Rola detektora wierzchołka w eksperymencie

Mianem detektora wierzchołka określa się detektor umieszczony jak najbliżej obszaru pierwotnego oddziaływania i dający jak największą dokładność pomiaru położenia przechodzących przez ten detektor cząstek. W przypadku zderzeń cząstek ze stałą tarczą detektor wierzchołka umieszczony jest tuż za tarczą, a w przypadku eksperymentów na akceleratorach wiązek przeciwbieżnych – tuż poza rurą akceleratora. Duża dokładność pomiaru położenia toru cząstki i mała odległość od obszaru, w którym zachodzą pierwotne oddziaływania, służą minimalizacji błędów związanego z ekstrapolacją toru do punktu tego pierwotnego oddziaływania, z którego dany tor pochodzi. Dzięki temu polepsza się rekonstrukcja położenia tego punktu, zwanego wierzchołkiem pierwotnego oddziaływania i możliwa jest obserwacja wierzchołków wtórnych, najczęściej pochodzących od rozpadów cząstek krótkożyciowych, powstałych w pierwotnym oddziaływaniu. Tej właśnie roli detek-





Rysunek 4: Schemat połówki detektora wierzchołka DELPHI, przedstawionego w projekcie technicznym [2]. Dwie warstwy detektorów krzemowych tworzą walce o średnich promieniach 9 i 11 cm. Układ 4 detektorów krzemowych, zamontowanych na wspólnym podparciu, tworzy tak zwany moduł. Moduł czytany jest na dwu końcach – małe kwadraciki zaznaczone przy końcach kilku modułów to mikroelektronika odczytu.

tor wierzchołka zawdzięcza swoją nazwę. Na ogół detektory wierzchołka dają zwiększenie dokładności pomiaru jednej współrzędnej torów cząstek. Detektor wierzchołka, pracujący w eksperymencie DELPHI do końca 1993 roku i opisany w tej rozprawie, dawał bardzo dokładny pomiar współrzędnej  $R\phi$ , a współrzędnej  $z$  praktycznie nie mierzył.

Gwałtowny rozwój detektorów wierzchołka nastąpił w latach siedemdziesiątych i wiązał się z odkryciem ciężkich kwarków  $c$  i  $b$ . Lżejsze z hadronów, zawierających te kwarki, rozpadają się na drodze oddziaływań słabych ze średnim czasem życia między 1.0 i 1.6 ps w przypadku cząstek z kwarkiem  $b$  i między 0.1 a 1.1 ps w przypadku cząstek z kwarkiem  $c$ . Inną badaną cząstką był lepton  $\tau$ , rozpadający się słabo ze średnim czasem życia 0.3 ps. Dla hadronów z ciężkimi kwarkami i leptonów  $\tau$ , powstających w rozpadach  $Z^0$ , te czasy życia dają średnią drogę rozpadu o długości najwyżej rzędu kilku milimetrów. Stąd potrzeba bardzo dokładnych pomiarów jak najbliższej miejsc, w których zachodzą rozpady krótkożyciowych cząstek. Spośród współcześnie znanych detektorów do wykonania tego zadania najlepiej nadają się detektory krzemowe, mierzące położenie cząstek z dokładnością do pojedynczych mikrometrów. Dzięki dokładnym po-

miarom poszczególnych torów lub, jeszcze lepiej, rekonstrukcji całych wierzchołków, detektor wierzchołka pozwala wybierać przypadki, w których występują cząstki zawierające ciężkie kwarki lub leptony  $\tau$ , przez co ułatwia spektroskopowe badania tych cząstek.

### 3.2 Opis programu symulacji

Program symulacji, który przygotowałam, składał się z trzech części: generatora procesów fizycznych, opisu przejścia cząstki przez detektor wierzchołka oraz z części dającej uproszczoną rekonstrukcję torów, wierzchołka pierwotnego oddziaływania i wierzchołków rozpadów. Obszerniejszy opis programu znajduje się w wewnętrznych raportach DELPHI [1].

Generator fizyczny stanowił program DELSIM [32], generujący stan początkowy  $e^+e^-$  i dający opis rozpadów  $Z^0$  na pierwotne pary fermion – antyfermion z włączoną emisją pojedynczego gluonu oraz program JETSET [33], opisujący przejście od pierwotnych partonów do cząstek w stanie końcowym. Na użytek moich symulacji musiałam ówczesny JETSET nieco zmodyfikować, a mianowicie wprowadzić twardsze funkcje fragmentacji dla ciężkich kwarków. Późniejsze wersje programu JETSET już tę cechę posiadały. Ponadto cząstki zawierające ciężkie kwarki rozdziły się w wierzchołku pierwotnym. Musiałam więc wygenerować ich wierzchołki wtórne, odsunięte od wierzchołka pierwotnego zgodnie z ówczesną wiedzą na temat czasów życia tych cząstek.

Detektor wierzchołka opisywany był jako układ trzech, współosiowych walców. Zakładane były różne wartości promieni walców, o czym będzie mowa później, przy okazji opisu optymalizacji geometrii detektora. Przejście cząstki przez rurę akceleratora i detektor wierzchołka symulowane było przy użyciu odpowiedniej procedury programu DELSIM. Opis rozpraszania kulombowskiego w materiale rury i detektora dawała inna procedura DELSIM-u. Musiałam ją jednak zmodyfikować ze względu na za mało dokładny opis przechodzenia cząstek przez bardzo cienkie warstwy; grubość pojedynczej warstwy krzemu wynosiła  $300\ \mu\text{m}$ . Fakt ograniczonej dokładności pomiaru położenia cząstki w detektorze uwzględniany był w ten sposób, że współrzędne punktu przecięcia toru cząstki z detektorem rozmywane były gaussowsko, zakładając odchylenie standardowe równe oczekiwanej zdolności rozdzielczej pomiaru. W większości rachunków przyjmowałam zdolność rozdzielczą równą  $5\ \mu\text{m}$ .

W czasie wykonywania tych symulacji nie istniał jeszcze nawet szkielet programu rekonstrukcji. Trzeba więc było zadbać o uproszczoną rekonstrukcję torów i wierzchołków oraz opracować algorytm rozpoznawania wierzchołków wtórnych. Dane wejściowe do rekonstrukcji toru stanowiły trzy pary współrzędnych  $x$  i  $y$ , wyznaczone w oparciu o pomiary w detektorze wierzchołka oraz pęd cząstki, o którym zakładałam, że jest mierzony w innych detektorach śladowych DELPHI, głównie w detektorze TPC. Pęd cząstki rozmywany był gaussowsko zgodnie z zakładaną dokładnością jego pomiaru. Przy polu magnetycznym skierowanym wzdłuż osi  $z$ , modelem dla rzutu toru na płaszczyznę  $(x, y)$  jest okrąg. Rekonstrukcja toru polegała więc na dopasowaniu współrzędnych  $(x_0, y_0)$  środka tego okręgu. Pary współrzędnych  $(x_0, y_0)$  dla wszystkich torów zrekonstruowanych w danym przypadku stanowiły dane wejściowe dla dopasowania wierzchołka pierwot-

nego oddziaływania <sup>1</sup>. Wierzchołek pierwotny definiowany był jako punkt, dla którego ważona suma kwadratów odległości wszystkich zrekonstruowanych torów jest minimalna. Przyjęte wagi torów były proporcjonalne do pędów cząstek, przez co uwzględniany był wpływ rozpraszania kulombowskiego na dokładność rekonstrukcji torów. Tak znaleziony wierzchołek pierwotny przyjmowany był tylko wtedy, gdy żaden z torów nie dawał do całkowitego  $\chi^2$  przyczynku większego niż wybrana wartość  $C$ . Jeśli ten warunek nie był spełniony, tory dające wkład do  $\chi^2$  większy niż  $C$  były odrzucane i dopasowanie wierzchołka pierwotnego było przeprowadzane powtórnie dla pozostałych torów. Wartość  $C$  była tak dobrana, aby odrzucać 90% torów pochodzących z wierzchołków wtórnych. Okazało się, że wtedy odrzucanych było też 30% torów pochodzących z wierzchołka pierwotnego. Wszystkie tory odrzucone używane były przy poszukiwaniu i rekonstrukcji wierzchołków wtórnych. Wyznaczanie położenia wierzchołków wtórnych prowadzone było przy użyciu tej samej procedury fitującej co wyznaczanie położenia wierzchołka pierwotnego.

### 3.3 Optymalizacja geometrii detektora wierzchołka

Przyjęło się mierzyć jakość detektora wierzchołka tym, jaką posiada zdolność rozdzielczą dla pomiaru parametru zderzenia. Parametr zderzenia definiuje się tu jako minimalną odległość toru od wierzchołka pierwotnego oddziaływania. Gdyby ekstrapolacja torów do tego wierzchołka była obciążona zerowym błędem, to niezerowy parametr zderzenia oznacza, że ślad pochodzi z wierzchołka wtórnego (na ogół wierzchołka rozpadu). W rzeczywistym detektorze błąd ekstrapolacji toru znacząco modyfikuje parametr zderzenia i często nie da się powiedzieć, czy dany tor pochodzi z wierzchołka pierwotnego czy z wtórnego. Błąd ekstrapolacji toru, a zatem i błąd pomiaru parametru zderzenia ma dwa źródła. Po pierwsze, rozpraszanie kulombowskie w jakimkolwiek materiale znajdującym się przed punktami pomiarowymi ogranicza zdolność rozdzielczą, szczególnie dla torów o niskich pędach. Po drugie, jakiegokolwiek niepewności w rekonstrukcji torów związane z wewnętrznymi zdolnościami rozdzielczymi mierzących detektorów też ograniczają dokładność pomiaru, szczególnie dla torów o wysokich pędach. Zdolność rozdzielcza pomiaru parametru zderzenia (w kwadracie) jest równa sumie kwadratów tych dwu przyczynków:

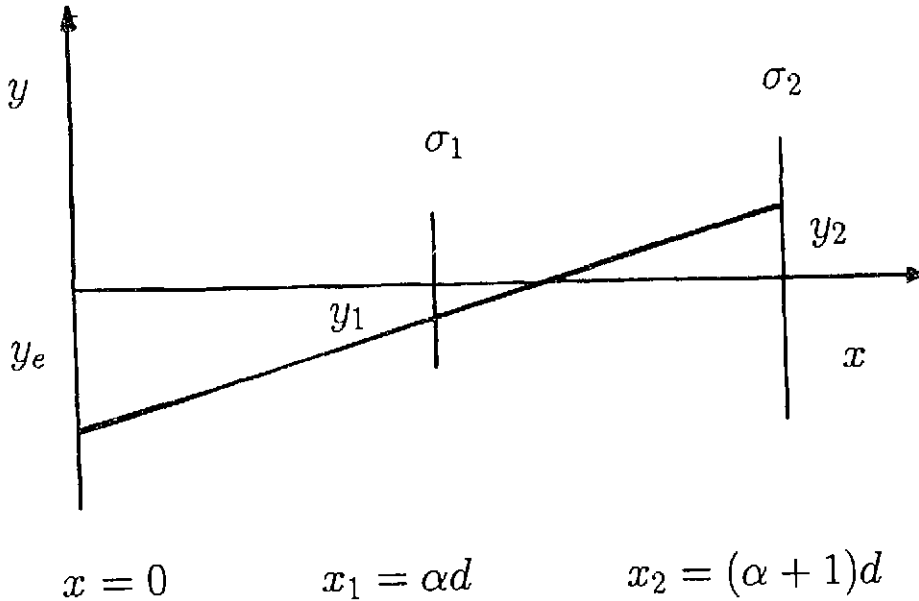
$$\sigma_{PZ}^2 = \left(\frac{\sigma_{rk}}{p_t}\right)^2 + \sigma_{asympt}^2 [\mu\text{m}^2], \quad (1)$$

gdzie pęd poprzeczny  $p_t$  mierzony jest w GeV-ach.

Zajmiemy się teraz analizą obu przyczynków w przypadku detektora wierzchołka DELPHI [15]. Przyjmijmy na początek uproszczony model toru, tzn. opiszmy tor za pomocą linii prostej. W przypadku pola magnetycznego w detektorze DELPHI, równego 1.2 Tesli, takie założenie jest uzasadnione, gdyż cząstki o pędzie poprzecznym  $p_t = 1$  GeV mają promień krzywizny  $R = 2.5$  m, a średni pęd cząstek produkowanych w hadronowych rozpadach  $Z^0$  wynosi około 2 GeV. Dodatkowo wszystkie pomiary położenia cząstki w detektorze wierzchołka i w detektorze wewnętrznym DELPHI zastąpimy przez tylko dwa pomiary w punktach wynikających z wag pomiarów wejściowych i obciążonych odpowiednio mniejszym błędem. Tak otrzymane pomiary nazywa się często pomiarami referencyjnymi, a punkty, dla których są podane - punktami referencyjnymi. Mamy więc sytuację taką,

<sup>1</sup>Procedury fitujące napisane zostały przez Grzegorza Połoka.

jak przedstawiona na rysunku 5. Poprzeczna współrzędna  $y$  prostego toru mierzona jest w dwu punktach:  $x_1 = \alpha d$  z dokładnością  $\sigma_1$  i  $x_2 = (\alpha + 1)d$  z dokładnością  $\sigma_2$ ;  $d = x_2 - x_1$  jest ramieniem pomiaru.



Rysunek 5: Związek między błędem ekstrapolacji toru ( $y_e$ ) a błędami pomiaru poprzecznej współrzędnej ( $y_1, y_2$ ) w punktach  $x_1$  i  $x_2$  w liniowym modelu toru [15].

Dokładność ekstrapolacji mierzonego toru do punktu  $x = 0$  w asymptotycznych warunkach braku rozpraszania kulombowskiego dana jest więc wzorem:

$$\sigma_{asymp}^2 = (\alpha + 1)^2 \sigma_1^2 + \alpha^2 \sigma_2^2 \quad (2)$$

Przejdźcie od modelu toru jako linii prostej do poprawnego modelu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola magnetycznego, czyli toru jako okręgu, zwiększa  $\sigma_{asymp}$  o około 20%.

Wzór 2 pokazuje, że błąd ekstrapolacji maleje z malejącym współczynnikiem  $\alpha$  ( $\alpha = x_1/d$ ). Tak więc przy danym ramieniu pomiaru  $d$  pierwszy punkt pomiarowy powinien znajdować się jak najbliżej punktu  $x = 0$ . Z kolei dla ustalonego położenia pierwszego punktu pomiarowego  $x_1$  błąd ekstrapolacji maleje ze wzrostem odległości  $d$  i należy zadbać o odpowiednio duże ramię pomiaru. Ponadto błąd jest tym mniejszy, im mniejsze są  $\sigma_1$  i  $\sigma_2$  czyli im lepsza jest zdolność rozdzielcza mierzących detektorów; detektory krzemowe są więc naturalnym wyborem.

Wzór 2 można też zastosować do obliczenia przyczynku od rozpraszania kulombowskiego  $\sigma_{rk}$  dla tych samych punktów pomiarowych  $x_1$  i  $x_2$ . W tym przypadku zamiast zdolności rozdzielczych detektorów  $\sigma_i$  występują błędy  $\sigma_{irk}$  związane z rozpraszaniem kulombowskim w materiale znajdującym się między punktem  $x = 0$  a danym punk-

tem pomiarowym. Do wniosków sformułowanych poprzednio dodamy więc jeszcze jeden: celem zminimalizowania przyczynku od rozpraszania kulombowskiego, rura akceleratora powinna być jak najcieńsza i wykonana z jak najłżejszego materiału. Detektory, szczególnie ten pierwszy, też powinny zawierać jak najmniej materiału.

W ten sposób uzyskaliśmy komplet wskazań, jak powinien być zbudowany dobry detektor wierzchołka. Popatrzymy teraz, jakie były praktyczne ograniczenia w czasie, gdy przygotowywany był projekt techniczny detektora wierzchołka DELPHI. Podstawowym problemem był duży, bo wynoszący około 8 cm, promień rury akceleratora wokół miejsca przecięcia wiązek. Było to podyktowane koniecznością zabezpieczenia się przed promieniowaniem synchrotronowym, obficie wytwarzanym w kołowym akceleratorze  $e^+e^-$ , jakim jest LEP. Specjaliści od akceleratora twierdzili, że o instalacji rury o mniejszym przekroju będzie można pomyśleć dopiero po zbadaniu, jak wygląda rozkład promieniowania synchrotronowego zmierzony w działającym już akceleratorze. Wobec tego współpraca DELPHI zdecydowała się na dalszy kompromis, polegający na zainstalowaniu rury aluminiowej, a nie berylowej, co przy promieniu 8 cm byłoby bardzo kosztowne. Warto tu może zwrócić uwagę, że w przypadku liniowego akceleratora  $e^+e^-$  (jak wspomniany w pierwszym rozdziale akcelerator SLC) promieniowanie synchrotronowe nie występuje i promień rury jest ograniczony jedynie stabilnością położenia wiązek. Duży promień rury akceleratora rzutuje nie tylko na promień  $R$  pierwszej warstwy pomiarowej detektora, ale i na jego długość, która dla założonej określonej akceptacji geometrycznej detektora w kącie  $\theta$  rośnie z promieniem jak  $R \cdot \tan \theta$ . W związku z tym detektor DELPHI musiał mieć cztery płytki detektorów krzemowych wzdłuż  $z$ , podczas gdy bliźniaczy projekt na akcelerator SLC wymagał pojedynczej płytki przy porównywalnej akceptacji w kącie  $\theta$ . Większa liczba płytek oznaczała wyższy koszt i większą komplikację projektu. Ostatnim wreszcie ograniczeniem geometrycznym w przypadku detektora wierzchołka DELPHI był wewnętrzny promień detektora wewnętrznego, wynoszący około 12 cm. W tych warunkach można było myśleć jedynie o dwu warstwach detektorów krzemowych, tworzących walce o średnich promieniach 9 i 11 cm.

Symulacje Monte Carlo i rachunki analityczne pokazały, że przy tej geometrii detektora wierzchołka równanie 2 dobrze opisuje ekstrapolację toru przy założeniu pomiaru w dwu punktach:  $x_1 = 9\text{cm}$  z dokładnością  $5 \mu\text{m}$  i  $x_2 = 17\text{cm}$  z dokładnością  $20 \mu\text{m}$ . Odpowiadają one pierwszej warstwie detektora wierzchołka i punktowi referencyjnemu reprezentującemu wszystkie 24 pomiary w detektorze wewnętrznym. Drugi punkt pomiarowy w detektorze krzemowym miał dawać zaniedbywalny przyczynku do dokładności ekstrapolacji i potrzebny miał być jedynie dla prawidłowego przypisywania sygnałów w detektorze wierzchołka elementom torów rekonstruowanych w innych detektorach śladowych DELPHI. Błędy związane z rozpraszaniem kulombowskim w materiale przed punktami  $x_1$  i  $x_2$  wynosiły odpowiednio:  $\sigma_{1rk} = 12/p_t \mu\text{m}$  i  $\sigma_{2rk} = 134/p_t \mu\text{m}$ . Ostatecznie, wynikająca z tej geometrii i wartości poszczególnych błędów parametryzacja błędu parametru zderzenia miała postać [15]:

$$\sigma_{pZ}^2 = \left(\frac{153}{p_t}\right)^2 + (25)^2 + (11)^2 [\mu\text{m}^2]$$

Pierwszy człon reprezentuje sumaryczny przyczynku od rozpraszania kulombowskiego, drugi to  $\sigma_{asymp}$  według wzoru (2), a trzeci to poprawka związana z zastąpieniem prostej przez okrąg w modelu toru. Powyższa parametryzacja dawała zupełnie dobrą zgodność z

wynikami pełnej symulacji detektora.

Argumentując za wzmożeniem prac nad zmniejszeniem promienia rury akceleratora, pokazaliśmy [15], że przy dodaniu trzeciej warstwy detektorów krzemowych, na promieniu 7 cm, uzyska się, przy zastosowaniu aluminiowej rury akceleratora, następującą redukcję błędu na parametr zderzenia:

$$\sigma_{PZ}^2 = \left(\frac{120}{p_t}\right)^2 + (16)^2 + (7)^2 [\mu\text{m}^2].$$

Dodatkowo zaś, zastępując rurę aluminiową znacznie lżejszą rurą berylową, zmniejszy się człon pochodzący od rozpraszania kulombowskiego:

$$\sigma_{PZ}^2 = \left(\frac{88}{p_t}\right)^2 + (16)^2 + (7)^2 [\mu\text{m}^2].$$

Ta proponowana geometria miała mieć jeszcze jedną zaletę, a mianowicie dokładność pomiaru parametru zderzenia zależeć miała prawie wyłącznie od pomiarów w detektorze wierzchołka, z minimalnym tylko udziałem detektora wewnętrznego.

Wybiegając znacznie w przód, powiem, że dokładność pomiaru parametru zderzenia, wyznaczona w oparciu o dane zebrane przez trójwarstwowy detektor wierzchołka DELPHI, wynosi [18]

$$\sigma_{PZ}^2 = \left(\frac{69}{p_t}\right)^2 + (24)^2 [\mu\text{m}^2].$$

Widać, że symulacje całkiem dobrze przewidywały rzeczywistość. Przyczynek od rozpraszania kulombowskiego okazał się być mniejszy, bo udało się umieścić dodatkową warstwę detektorów na mniejszym promieniu (średnio 6.3 cm) niż zakładany w symulacjach oraz udało się zbudować sztywny detektor z lżejszymi podparciami konstrukcyjnymi niż zakładane. Trochę większy przyczynek asymptotyczny z kolei odbija gorszą efektywną dokładność pojedynczego pomiaru niż 5  $\mu\text{m}$  zakładane w symulacjach. Dokładniej wyniki pomiarów dla rzeczywistego detektora omówione są w rozdziale ósmym.

### 3.4 Modelowanie procesów fizycznych

Posługując się przedstawionym powyżej programem, zajmowałam się wykazaniem użyteczności detektora wierzchołka w rozróżnianiu przypadków rozpadu  $Z^0$  na pary lekkich kwarków ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ), pary  $c\bar{c}$  i pary  $b\bar{b}$  oraz dla fizyki związanej z rekonstrukcją wierzchołków rozpadów cząstek zawierających kwarki  $c$ . Symulacje przeprowadziłam dla dwu różnych geometrii detektora wierzchołka i rury akceleratora: przy trzech warstwach detektorów krzemowych o promieniach 9, 11, 13 cm i aluminiowej rurze akceleratora o promieniu 8 cm oraz przy detektorach krzemowych w warstwach o promieniach 6, 8, 10 cm i berylowej rurze akceleratora o promieniu 5 cm. Pierwsza z nich była mniej więcej równoważna geometrii realizowanej w pierwszym etapie, tzn. dwu warstwom detektora krzemowego o promieniach 9 i 11 cm z istotnym udziałem pomiarów przeprowadzanych przez detektor wewnętrzny. Druga geometria miała pokazać istotny zysk dla fizyki wynikający z „odchudzenia” rury akceleratora i dodania trzeciej warstwy detektorów krzemowych bliżej obszaru pierwotnego oddziaływania. Jak już wspomniałam, w tym przypadku praktycznie tylko detektor wierzchołka decydował o błędzie pomiaru parametru zderzenia i jakości rekonstrukcji wierzchołków: pierwotnego i wtórnych.

### 3.4.1 Rozróżnianie kwarków w rozpadach $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

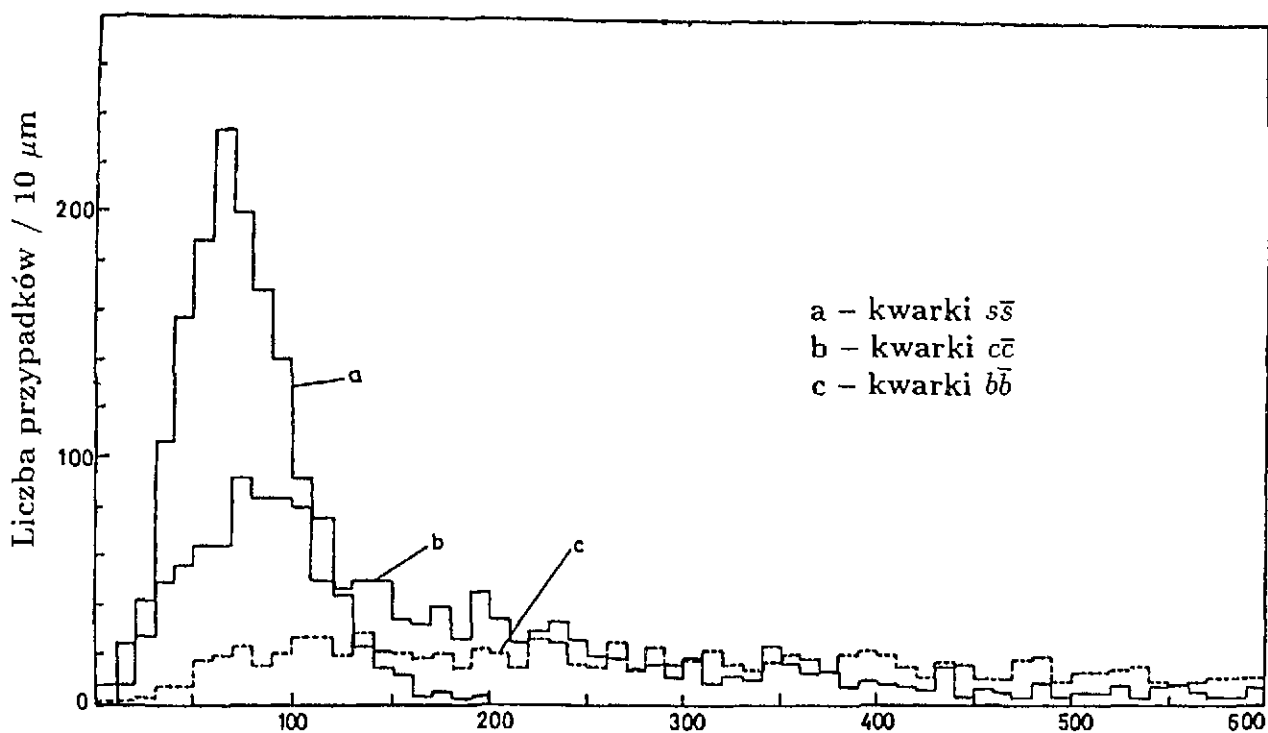
W szeregu analiz istotne jest, aby mieć do czynienia z wybranym rodzajem kwarków, przy jak najmniejszym zanieczyszczeniu kwarkami innych rodzajów. Ponieważ ciężkie kwarki:  $c$ , a szczególnie  $b$  manifestują się występowaniem wierzchołków rozpadów w odległości rzędu kilku milimetrów od wierzchołka pierwotnego oddziaływania, można próbować rozdzielić przypadki rozpadu  $Z^0$  na pary  $(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$ ,  $c\bar{c}$  i  $b\bar{b}$ , analizując parametry zderzenia torów w przypadku. O tym, jakie są dane wejściowe dla tego typu analizy, informuje tabela 4, zawierająca wartości średnie: krotności, pędu i parametru zderzenia z podziałem na rodzaje kwarków i pochodzenie cząstek z wierzchołka pierwotnego i wtórnego. Są to wyniki symulacji Monte Carlo, z parametrem zderzenia uzyskanym przy założeniu pierwszej z dwu wymienionych geometrii [15].

	krotność		pęd [GeV]		parametr zderzenia [ $\mu\text{m}$ ]	
	pierwotne	wtórne	pierwotne	wtórne	pierwotne	wtórne
$(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$	11.8	0.2	2.9	-	120	-
$(c\bar{c})$	8.8	3.5	1.6	5.6	140	100
$(b\bar{b})$	6.3	6.8	1.3	3.7	170	200

Tabela 4: Średnia krotność cząstek naładowanych, średni pęd i średni parametr zderzenia dla cząstek pierwotnych i wtórnych generowanych w przypadkach rozpadu  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

Tabela pokazuje, że dla kwarków  $c$  i  $b$  średni pęd cząstek pochodzących z rozpadów tych kwarków jest wyższy niż średni pęd cząstek pochodzących bezpośrednio z wierzchołka pierwotnego. W związku z tym dla kwarków  $c$  błąd pomiarowy dominuje, a dla kwarków  $b$  jest bliski wartości średniej parametru zderzenia dla wszystkich torów w przypadku. Trzeba więc uwzględnić ten efekt, bądź eliminując z analizy cząstki o niskich pędach, bądź wprowadzając wagi równe pędowi cząstek. Przykładem pierwszego podejścia jest przeprowadzona przeze mnie analiza Monte Carlo [1], bazująca na sumie wartości trzech największych parametrów zderzenia w przypadku, przy czym analizowane były tylko tory o pędzie większym od 2 GeV/c. Rysunek 6 pokazuje rozkłady tej sumy dla wspomnianych trzech kategorii kwarków przy założeniu drugiej z wymienionych geometrii detektora.

Z rysunku widać, że stosunkowo proste jest wydzielenie łącznej próbki ciężkich kwarków  $b$  i  $c$  z minimalnym tylko zanieczyszczeniem pochodzącym od lekkich kwarków. Żądanie zanieczyszczenia lekkimi kwarkami równego 5%, pozostawia około 40% przypadków  $c\bar{c}$  i około 75% przypadków  $b\bar{b}$ . Stosując cięcie na większej wartości sumy parametrów zderzenia można, kosztem dalszej redukcji liczby zaakceptowanych przypadków, wyczyścić próbkę  $b\bar{b}$  ze znacznej części przypadków  $c\bar{c}$ . Podobnie, ograniczając się do przypadków z małą wartością tej sumy, można dostać dość czystą próbkę lekkich kwarków. Wdzielenie tą metodą dość czystej próbki  $c\bar{c}$  nie jest możliwe. Wymagałoby to poziomu dokładności pomiaru parametru zderzenia, niemożliwego do osiągnięcia na kolowym akceleratorze  $e^+e^-$ . Wnioski otrzymane przy zastosowaniu bardziej wyrafinowanych metod analizy (patrz [15]) były jakościowo zgodne z uzyskanymi dla tej prostej metody. Obecnie, program do wybierania przypadków  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , działający w oparciu o rzeczywiste dane z



Suma wartości trzech największych parametrów zderzenia / przypadek [ $\mu\text{m}$ ]

Rysunek 6: Rozkłady sumy trzech największych parametrów zderzenia w przypadku dla rozpadów  $Z^0$  na pary  $s\bar{s}$  (reprezentujące lekkie kwarki),  $c\bar{c}$  i  $b\bar{b}$ .

detektora wierzchołka, pozwolił (dla danych zebranych w 1991 roku) uzyskać na przykład wydajność 45% przy zanieczyszczeniu 15%.

### 3.4.2 Rekonstrukcja wierzchołków wtórnych i związana z tym fizyka

Rekonstrukcja wierzchołków wtórnych jest ważna z dwu względów. Po pierwsze pozwala na badania spektroskopowe cząstek zawierających ciężkie kwarki, a więc pomiar ich czasów życia, kanałów rozpadów i stosunków rozgałęzień. Po drugie, pozwala poprawić rozróżnianie pierwotnych kwarków z rozpadów  $Z^0$ . Jest to, jak wynika z poprzedniego podrozdziału, szczególnie istotne w przypadku kwarków  $c$ .

Zajmowałam się głównie symulacjami następujących, w pełni rekonstruowalnych kanałów rozpadu mezonów  $D$ , zawierających kwark  $c$ :  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ <sup>2</sup>. Wybór podyktowany był faktem, że w czasie, kiedy przeprowadzałam symulacje, na temat tych właśnie rozpadów było już stosunkowo dużo wiadomo. Łączyły one dwie zalety: duże udziały rozpadów, wynoszące odpowiednio około 4%, 9% i 9% i bardzo pomocne ograniczenia dawane przez fit kinematyczny, tzn. błąd zrekonstruowanej

<sup>2</sup>W całej rozprawie symbol cząstki oznacza również antycząstkę, tzn. na przykład rozpad  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  oznacza również  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ .



masy  $\sigma_M$  wynosił odpowiednio 19 MeV, 15 MeV i 12 MeV. Zakładając czasy życia mezonów  $D^0(D^+)$  zgodne z ówczesną wiedzą na ten temat, otrzymywało się średnią odległość między wierzchołkiem pierwotnym i wierzchołkiem rozpadu  $D$  równą 1.7 (3.7) mm dla mezonów pochodzących z fragmentacji pierwotnego kwarku  $c$  i 3.8 (5.0) mm dla tych pochodzących z rozpadów hadronów  $B$ . Średnia odległość między wierzchołkiem rozpadu  $B$  i wierzchołkiem pierwotnym wynosiła 2.8 mm. Należy jeszcze pamiętać, że detektor wierzchołka DELPHI mierzy tylko rzut tej odległości na płaszczyznę  $(R, \phi)$ . Błąd pomiaru odległości między wierzchołkami zależy od błędów wyznaczenia położenia obu wierzchołków. Błąd wyznaczenia wierzchołka wtórnego dominował i był silnie anizotropowy; wzdłuż linii łączącej oba wierzchołki wynosił średnio  $250 \mu\text{m}$ , podczas gdy w płaszczyźnie prostopadłej do tej linii wynosił  $25 \mu\text{m}$ . Tak więc symulacja dawała dobre szanse na oddzielenie wierzchołków wtórnych od wierzchołka pierwotnego i sporo gorsze na rozdzielanie dwu wierzchołków wtórnych dla kaskadowych rozpadów  $B$ . Aby poprawić rozdzielanie wierzchołków wtórnych, potrzebny byłby również dokładny pomiar współrzędnej  $z$  jak współrzędnej  $R\phi$  w detektorze wierzchołka.

Wielkością charakterystyczną dla tego typu analizy jest stosunek sygnału do tła  $S/B$  w obszarze masy badanej cząstki. W moich symulacjach obszar masy mezonów  $D$  zdefiniowany był jako  $\pm 2\sigma_M$  wokół tablicowej wartości masy tych cząstek. Symulacje pokazały [1], [15], że dla analizowanych kanałów otrzymuje się wzrost  $S/B$  wynoszący odpowiednio 1.5, 2.6 i 2.8 po zastosowaniu cięć związanych z detektorem wierzchołka: cięcia na odległości między wierzchołkiem pierwotnym i wtórnym i cięcia na wartości  $\chi^2$  dopasowania wierzchołka wtórnego. Pokazałam też, że porównywalny wzrost  $S/B$  daje założenie identyfikacji mezonu  $K$  przez detektory RICH oraz jak dodatkowo usuwa się tło, żądając odpowiednio wysokiej energii zrekonstruowanego kandydata na mezon  $D$ . Biorąc tylko kandydatów o energii większej niż połowa energii wiązki i stosując pozostałe, wymienione wyżej cięcia, otrzymałam sygnały mezonów  $D$ , pochodzących z fragmentacji kwarków  $c$ , praktycznie bez tła. Ponieważ w przypadku rozpadu  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  występują dwie cząstki zawierające kwark  $c$ , stosowanie powyższych kryteriów do jednej z nich oznacza, że druga cząstka pozostaje niezakłócona. Opracowaliśmy więc sposób wybierania przypadków  $c\bar{c}$ , gdzie jeden z kwarków  $c$  może posłużyć do dowolnej analizy.

Ostatnią wreszcie badaną przeze mnie rzeczą była jakość rekonstrukcji wierzchołków wtórnych w zależności od zdolności rozdzielczej pomiarów w detektorze wierzchołka. Oprócz wartości  $5 \mu\text{m}$ , dla której uzyskane zostały wszystkie powyższe wyniki, przeprowadziłam też symulacje przy założeniu  $15 \mu\text{m}$ . Okazało się, że wydajność rekonstrukcji mezonów  $D^0$  spadła o 40%, a mezonów  $D^+$  o 25%. Krócej żyjące cząstki, takie jak baryony z kwarkiem  $c$ , nie mogłyby być w ogóle zrekonstruowane. Możliwości rekonstrukcji i badania cząstek zawierających ciężkie kwarki w oparciu o rzeczywiste dane z detektora wierzchołka będą obszernie omówione w dziewiątym rozdziale rozprawy.

## 4 Detektory krzemowe - wprowadzenie i nowe wyniki dla detektorów DELPHI

Na początku lat osiemdziesiątych widoczny był wyraźny podział między eksperymentami na stałej tarczy i eksperymentami na akceleratorach wiązek przeciwbieżnych, jeśli idzie o wybór techniki detektorowej stosowanej przy budowie detektorów wierzchołka. W tych pierwszych zaczęto stosować detektory krzemowe, podczas gdy w tych drugich coraz dokładniejsze detektory gazowe pełniły rolę detektora wierzchołka. Krzemowe detektory wierzchołka znakomicie się sprawdziły. Takie eksperymenty na stałej tarczy jak eksperyment NA32 i NA14/2 przy akceleratorze SPS w CERN-ie czy eksperyment E691 w Laboratorium Fermiego w USA najciekawsze swoje wyniki zawdzięczają tym właśnie detektorom [34]. Dokładność pojedynczego pomiaru położenia cząstki w detektorze krzemowym była rzędu kilku mikrometrów, a osiągnięta w tym czasie dokładność pojedynczego pomiaru w detektorze gazowym wynosiła (100 - 200)  $\mu\text{m}$ . Nie było więc wątpliwości, że detektory krzemowe byłyby bardzo przydatne również w eksperymentach na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek.

Podstawową przeszkodę stanowiły jednak rozmiary elektroniki odczytu, której powierzchnia była typowo o dwa rzędy wielkości większa niż powierzchnia czynna detektora. Można sobie było na to pozwolić w eksperymentach ze stałą tarczą, ale nie w eksperymentach na akceleratorach wiązek przeciwbieżnych, gdzie brak było miejsca na tak rozbudowaną elektronikę. Uporanie się z zagadnieniem miniaturyzacji elektroniki odczytu było więc zasadniczym zadaniem do wykonania. W przypadku projektu DELPHI część zadań tradycyjnej elektroniki przejął sam detektor, a część – krzemowa kostka o powierzchni około 0.5  $\text{cm}^2$ , zawierająca 128 kanałów elektroniki odczytu. W projekcie technicznym detektora trzeba było pokazać, że zarówno nowy typ detektora krzemowego, jak i sama zmminiaturyzowana elektronika działają zgodnie z oczekiwaniami. Służyło temu szereg badań laboratoryjnych i pomiary przeprowadzone na wiązkach cząstek w CERN-ie. Podaniu podstawowych informacji o detektorach krzemowych oraz omówieniu prac związanych z nowatorskimi detektorami krzemowymi DELPHI poświęcony jest ten rozdział. Mikroelektronika odczytu i prace związane z jej badaniem omówione są w następnym rozdziale. Wyczerpującą informację na temat detektorów krzemowych znaleźć można w artykułach przeglądowych [35] i [36].

### 4.1 Podstawowe informacje o detektorach krzemowych

Najczęściej obecnie stosowanym półprzewodnikiem do budowy detektorów cząstek jest krzem (patrz tabela 5, w której zebrane zostały jego podstawowe własności). Stało się tak dzięki takim zaletom krzemu jak: bardzo korzystna szerokość przerwy energetycznej między pasmem walencyjnym i pasmem przewodzenia (1.11 eV), powszechność występowania, łatwość formowania stosunkowo dużych kryształów (o średnicy do 13 cm), z czego wynika względnie niska cena surowca do produkcji detektorów, łatwość utleniania, przez co otrzymuje się warstwy izolacyjne oraz łatwość obróbki mechanicznej i innej niż utlenianie obróbki chemicznej. Powyższa szerokość przerwy energetycznej powoduje też, że szum związany z termiczną generacją nośników prądu (elektrony i dziury) jest na tyle

niski, że detektory krzemowe bardzo dobrze pracują w temperaturze (20-30)<sup>o</sup> czyli typowej temperaturze w eksperymencie i nie trzeba ich chłodzić. Wadą detektorów krzemowych, z punktu widzenia stosowania ich w eksperymentach z fizyki jądrowej czy z fizyki cząstek, jest podatność na zniszczenia radiacyjne. Przy lokalnym napromienianiu detektora dawką rzędu pojedynczych megaradów psuje się zdolność rozdzielcza pomiarów położenia cząstek.

Liczba atomowa	14
Liczba masowa	28.08
Gęstość atomów	$4.99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Gęstość	$2.33 \text{ g/cm}^3$
Stała dielektryczna	11.7
Szerokość przerwy energetycznej	1.11 eV
Efektywna gęstość stanów:	
- w paśmie przewodzenia	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
- w paśmie walencyjnym	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Ruchliwość elektronów	$1350 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$
Ruchliwość dziur	$480 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$
Stała dyfuzji elektronów	$34.6 \text{ cm}^2/\text{s}$
Stała dyfuzji dziur	$12.3 \text{ cm}^2/\text{s}$
Gęstość nośników właściwa	$1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Oporność właściwa	235 k $\Omega \text{ cm}$
Temperatura topnienia	1415 $^{\circ}\text{C}$
Współczynnik rozszerzalności cieplnej	$2.5 \cdot 10^{-6} /^{\circ}\text{C}$
Napięcie przebicia	30 V/ $\mu\text{m}$

Tabela 5: Własności krzemu w temperaturze pokojowej. Tabela z pracy [35] .

Jeśli by podzielić współczesne detektory krzemowe ze względu na ich zasadę działania, to wyróżnić można trzy linie rozwoju:

- zastosowanie planarnej technologii do konwencjonalnych detektorów półprzewodnikowych stosowanych od lat w fizyce jądrowej - wynikiem tego były najpierw paskowe detektory krzemowe, a obecnie detektory występujące w literaturze pod nazwą „pixel”<sup>1</sup>,
- przystosowanie do potrzeb fizyki cząstek komercyjnych detektorów światłoczułych - detektor wierzchołka eksperymentu SLD jest tego przykładem,
- rozwój nowego typu detektorów - przykładem może być krzemowa komora dryfowa.

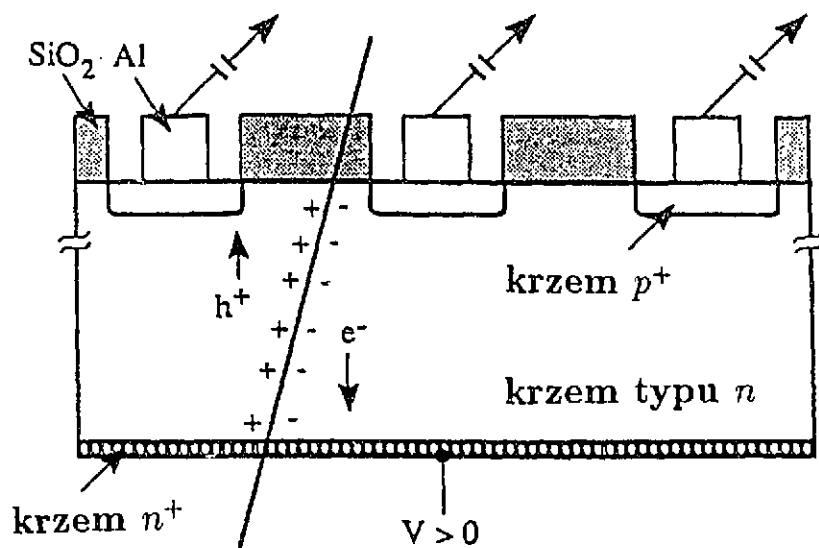
Ponieważ w fizyce cząstek na ogół stosowane są detektory paskowe, a w szczególności jest z nich zbudowany detektor wierzchołka eksperymentu DELPHI, w tym rozdziale ograniczę się więc do omówienia tych detektorów i krótko tylko opiszę budowę detektorów mozaikowych. Zacznę od przedstawienia zasady działania detektorów paskowych, a następnie przejdę do ich zastosowań. Omówię zastosowania wynikające z pomiaru strat

<sup>1</sup>Odtąd na ich oznaczenie stosować będę termin „detektory mozaikowe”.

energii cząstek na jonizację i z szybkości zbierania sygnału w detektorze oraz zastosowanie do pomiaru położenia cząstek. Ten szeroki wachlarz możliwości pomiarowych powoduje, że detektory krzemowe są coraz powszechniej stosowane w eksperymentach z fizyki cząstek elementarnych.

#### 4.1.1 Zasada działania paskowych detektorów krzemowych

Zasada działania paskowych detektorów krzemowych jest taka jak każdej diody półprzewodnikowej czyli polega na wytworzeniu obszaru zubożonego przy zaporowej polaryzacji złącza typu  $p - n$  lub  $n - p$ . Rysunek 7 przedstawia schemat przekroju typowego paskowego detektora krzemowego typu  $p - n$ . Takie detektory stosowane były w latach osiemdziesiątych do pomiarów położenia cząstek w eksperymentach na stałej tarczy.



Rysunek 7: Przekrój paskowego detektora krzemowego. Rysunek z pracy [35].

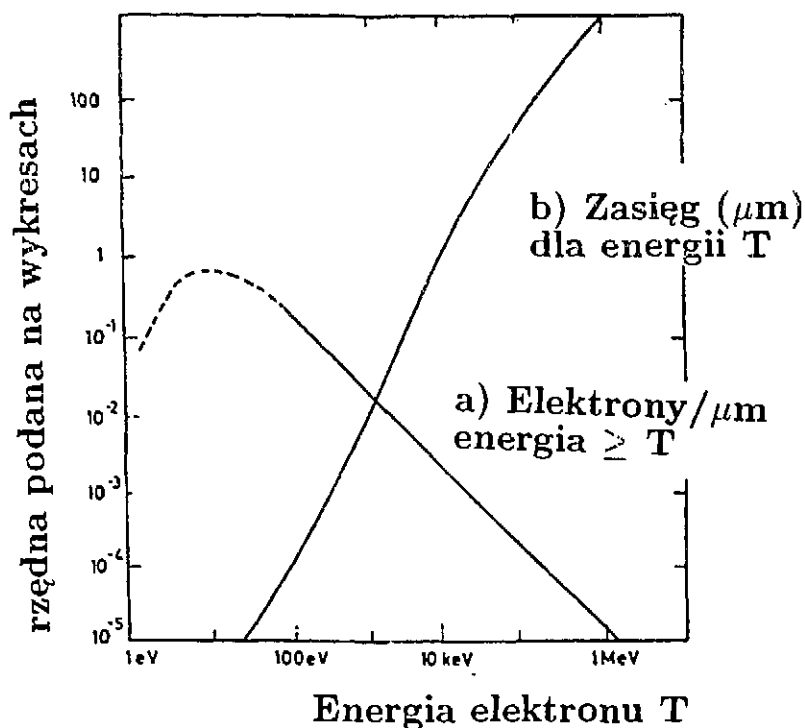
Płytkę krzemu typu  $n$ , o grubości  $300 \mu\text{m}$  i wysokiej oporności (gęstość atomów donorów rzędu  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) posiada po jednej stronie paski z silnie domieszkowanego krzemu typu  $p$ , a po drugiej stronie warstwę silnie domieszkowanego krzemu typu  $n$  (w obu przypadkach gęstość atomów domieszki jest rzędu  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). Wysokooporowy krzem typu  $n$  służy jako aktywna objętość detektora, paski typu  $p$  służą do zubożenia tej aktywnej objętości i zbierania sygnału, a silnie domieszkowana warstwa typu  $n$  ma zapobiegać przebiciom i zapewnić dobry kontakt omowy. Przy podziale warstwy typu  $p$  na paski, każdy pasek jest oddzielną diodą. Dla powyższego rozkładu domieszkowania i napięcia polaryzującego diody rzędu kilkudziesięciu voltów, zubożenie detektora na całej głębokości wymaga pasków typu  $p$  o grubości rzędu  $0.5 \mu\text{m}$ . Każdy pasek  $p$  jest pokryty warstwą metalu, aby można było go połączyć z indywidualnym kanałem elektroniki odczytu. Warstwa tlenku pomiędzy paskami służy ochronie czynnej części detektora. Typowa odległość między środkami pasków wynosi  $20\text{-}50 \mu\text{m}$ , a ich typowa długość jest rzędu kilku centymetrów. Długość detektorów jest ograniczona przez możliwości techniczne wytworzenia kryształu wysokooporowego krzemu o średnicy większej niż około  $13 \text{ cm}$ .

Cząstka naładowana, przechodząc przez czynną objętość detektora, traci pewną część energii, głównie poprzez proces jonizacji atomów krzemu. Prowadzi to do wytworzenia par elektron-dziura. Dzięki wspomnianej wyżej, niewielkiej przerwie energetycznej pomiędzy pasmem walencyjnym i pasmem przewodzenia w krzemie, na wytworzenie jednej pary potrzeba średnio tylko 3.6 eV. Dzięki dużej gęstości krystalicznego krzemu o orientacji  $\langle 111 \rangle$ , przechodząca cząstka minimalnie jonizująca traci średnio  $390 \frac{eV}{\mu m}$ , co jest równoważne 108 parom elektron-dziura/ $\mu m$ . Jest to duży sygnał i dzięki temu można sobie pozwolić na cienkie detektory, co jest ważne dla minimalizacji rozpraszania kulombowskiego w detektorze czy minimalizacji długości drogi konwersji przed detektorami znajdującymi się za detektorem wierzchołka. Typowa grubość detektora krzemowego wynosi 300  $\mu m$ , choć robione są też cieńsze detektory.

Rozkład energii elektronów jonizacji jest jednym z czynników decydujących o dokładności zarówno pomiarów energii jak i toru przechodzącej przez detektor cząstki, dlatego omówię go teraz. Gdyby elektrony jonizacji, powstające na drodze cząstki, miały zawsze energię niższą niż energia potrzebna do wzbudzenia kolejnego elektronu, ich zasięg nie przekraczałby odległości atomowych. Rozkład całkowitej energii traconej przez cząstkę w detektorze byłby opisywany funkcją Gaussa ze średnią równą  $N \cdot E_c$ , gdzie  $N$  to całkowita liczba elektronów jonizacji powstałych na drodze cząstki, a  $E_c$  to średnia energia potrzebna na wytworzenie pojedynczego elektronu (cytowane powyżej 3.6 eV). Szerokość rozkładu podyktowana byłaby jedynie statystycznymi fluktuacjami liczby elektronów  $N$  i rozmyciem energii  $E_c$ .

W rzeczywistości powstające elektrony mają czasem dość energii, aby wywołać jonizację wtórną, co daje niegaussowskie fluktuacje strat energii. Rozkład całkowitych strat energii z uwzględnieniem tych niegaussowskich fluktuacji i przy założeniu swobodnych elektronów, opisywany jest funkcją Landaua. Uwzględnienie wiązań elektronów w atomach oraz szumu detektora i elektroniki odczytu [37] objawia się gaussowskim poszerzeniem landauowskiego rozkładu. Rysunek 8 pokazuje prawdopodobieństwo wytworzenia w krzemie elektronu o energii większej niż  $T$  oraz jego zasięg w funkcji  $T$ . Tor takiego elektronu jest często prostopadły do toru cząstki, a jonizacja bardzo duża. Powoduje to dwa zjawiska. Po pierwsze, najbardziej prawdopodobna i średnia całkowita strata energii dość znacznie się od siebie różnią. Dla detektora krzemowego o grubości 300  $\mu m$  wartość najbardziej prawdopodobna to około  $20 \cdot 10^4$  par elektron-dziura, a wartość średnia to około  $32 \cdot 10^4$  par. Po drugie, położenie środka ciężkości ładunku docierającego do pasków może się zmienić nawet o kilka mikrometrów, psując dokładność wyznaczenia położenia cząstki. Z rysunku 8 widać, że prawdopodobieństwo powstania elektronu jonizacji o energii większej niż 50 keV na drodze 300  $\mu m$  jest rzędu 10%. Ponieważ taki elektron dostarcza średnio około 14000 elektronów wtórnych i ma zasięg w krzemie około 16  $\mu m$ , oznacza to, że dla 10% torów ma miejsce przemieszczenie środka ciężkości rozkładu ładunku o ponad 3  $\mu m$  ( $\frac{20000 \cdot 0 \mu m + 14000 \cdot 8 \mu m}{34000} = 3.3 \mu m$ ) w stosunku do prawdziwego położenia cząstki.

Pod wpływem pola elektrycznego dziury dryfują w kierunku złącza  $p - n$ , a elektrony w stronę wysoko domieszkowanej warstwy  $n$ . Pole elektryczne ma wartość maksymalną, równą  $E_{max} \approx \sqrt{2V/c\mu\rho}$ , na złączu. Symbol  $V$  oznacza napięcie polaryzujące detektor,  $c$  - stałą dielektryczną krzemu,  $\mu$  - ruchliwość elektronów lub dziur, a  $\rho$  - oporność krzemu (patrz tabela 5). Widać, że im wyższa jest oporność krzemu, z jakiego zrobiony jest



Rysunek 8: a) Prawdopodobieństwo powstania elektronu o energii większej niż  $T$  w funkcji energii  $T$ . b) Zasięg pierwotnych elektronów w krzemie w funkcji energii  $T$ . Rysunek z pracy [36].

detektor, tym niższe jest napięcie potrzebne do jego zubożenia. Typowe wartości napięć dających zubożenie detektora o grubości  $300 \mu\text{m}$  zawarte są w przedziale 30-100 V.

W detektorach paskowych takich jak ten z rysunku 7 rejestruje się tylko sygnał po stronie złącza  $p-n$ . Obecnie coraz powszechniej stosuje się detektory paskowe z dokładną lokalizacją sygnału po obu stronach detektora. Uzyskuje się to, dzieląc na paski również silnie domieszkowaną warstwę typu  $n$ . Inny kierunek rozwoju to wspomniane już detektory mozaikowe. W tym przypadku warstwę  $p$  dzieli się na kwadraty lub prostokąty o długości boku typowo od kilkudziesięciu do kilkaset mikrometrów, a sam detektor ma być bardziej zintegrowany z elektroniką odczytu niż to ma miejsce w przypadku detektorów paskowych. Obecnie najczęściej mozaika elementów detektora przyklejana jest za pomocą przewodzącego kleju do odpowiadającej jej mozaiki elementów elektroniki odczytu. Pracuje się też nad rozwiązaniami, gdzie detektor i elektronika byłyby wykonane na tym samym kawałku krzemu. O obu tych nowościach detektorowych będzie jeszcze mowa w rozdziale dziesiątym, poświęconym rozbudowie detektora wierzchołka DELPHI.

#### 4.1.2 Pomiar strat energii na jonizację

Detektory krzemowe, w zestawieniu z detektorami innego typu, charakteryzują się bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. W porównaniu z energią 3.6 eV potrzebną na wytworzenie w krzemie pojedynczej pary elektron-dziura, na zjonizowanie molekuly gazu w detektorze gazowym trzeba 30 eV, a na wytworzenie fotolektronu w plastikowym

scyntylatorze trzeba około 300 eV. Omówione powyżej fluktuacje strat energii na jonizację nie są wyłącznie własnością detektorów krzemowych, ale występują we wszystkich detektorach bazujących na pomiarze jonizacji, a więc również w detektorach gazowych.

Jak już pisałam, całkowity sygnał wytworzony w detektorze krzemowym przez przechodzącą cząstkę jest miarą jej strat energii na jonizację. Wielkość tych strat zależy od prędkości  $\beta$  cząstki. Średnia strata energii opisywana jest wzorem Bethego [38]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\Delta}{2} \right],$$

gdzie  $z$  to ładunek przechodzącej cząstki,  $Z$  i  $A$  to liczba atomowa i liczba masowa ośrodka,  $m_e$  i  $r_e$  to masa i klasyczny promień elektronu, a  $I$  to stała jonizacji, równa w przybliżeniu  $16Z^{0.9}$  eV dla  $Z > 1$ . Dla małych prędkości  $\beta$  dominuje zależność ( $\sim \frac{1}{\beta^2}$ ) i straty energii silnie maleją z rosnącą prędkością cząstki. Następnie czynnik logarytmiczny ( $\sim \ln\beta^2$ ), opisujący fakt, że ze wzrostem prędkości cząstka „widzi” w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu coraz więcej atomów ośrodka, przeważa i ma miejsce tzw. relatywistyczny wzrost strat energii na jonizację. Wreszcie przy jeszcze wyższej prędkości cząstki włącza się tzw. efekt gęstości, opisywany funkcją  $\Delta$  i polegający na tym, że przestrzenna chmura elektronów jonizacji ekranuje cząstkę od niezjonizowanych atomów, znajdujących się w jeszcze większej poprzecznej odległości od niej. Na skutek tego straty energii na jonizację przyjmują wartość stałą, niezależną od prędkości cząstki.

Pomiar strat energii na jonizację stanowi punkt wyjścia dla dwu różnych zastosowań detektorów krzemowych. Jeśli znamy masę przechodzącej przez detektor cząstki, to ten pomiar pozwala wyznaczyć jej energię, a jeśli z kolei równocześnie mierzymy jej pęd, to pomiar strat energii na jonizację może posłużyć do wyznaczenia jej masy. W obu przypadkach dotyczy to obszaru kinematycznego, gdzie we wzorze Bethego występuje silna ( $\sim \frac{1}{\beta^2}$ ) zależność strat energii od prędkości cząstki, a w mniejszym stopniu obszaru relatywistycznego wzrostu strat energii. Dokładność pojedynczego pomiaru strat energii na jonizację, przy zastosowaniu typowej elektroniki odczytu (stosunek sygnału z detektora do szumu równy około 20), jest rzędu 20%. Przy zastosowaniu teleskopu krzemowego, złożonego z kilkunastu płaszczyzn detektorów, można zarówno pomiar energii jak i masy cząstki przeprowadzić z dokładnością kilku procent. Dzieje się tak nie tylko ze względu na większą liczbę niezależnych pomiarów, ale też dzięki możliwości odrzucenia kilku pomiarów o największych stratach energii, odpowiadającym niegaussowskim fluktuacjom. Dla porównania, uzyskanie podobnej dokładności pomiaru masy cząstki w detektorze gazowym wymaga około 200 niezależnych pomiarów strat energii na jonizację [39].

Stosowanie detektorów półprzewodnikowych do pomiaru energii cząstek ma długą tradycję. Po raz pierwszy miało to miejsce w 1951 roku, detektorem była dioda germanowa, a mierzonymi cząstkami były cząstki  $\alpha$  z rozpadu jądrowego [40]. Obecnie detektory krzemowe zaczynają być coraz szerzej stosowane jako część aktywna w kalorymetrach. Przykładem takiego zastosowania, z pełnym wykorzystaniem zarówno dużej dokładności pomiaru energii jak i położenia cząstek w detektorach krzemowych, jest, wspomniany w punkcie 2.1.5, nowy, bardzo dokładny detektor świetlności eksperymentu ALEPH. Używanie detektorów krzemowych do identyfikacji cząstek jest rzeczą nową, związaną z faktem stosowania w eksperymentach coraz większej liczby płaszczyzn tych

detektorów. Pierwsze próby takiego zastosowania podejmowane są aktualnie dla detektora wierzchołka DELPHI. Pomiary te mają być dodane do pomiarów strat energii na jonizację z komory TPC.

#### 4.1.3 Czas zbierania sygnału z detektora

Sygnał rejestrowany w detektorach krzemowych nie podlega powieleniu w detektorze tak jak to ma miejsce w większości stosowanych dotychczas detektorów gazowych. Czas zbierania sygnału z detektora jest więc równy czasowi dryflu ładunków do elektrod. Przy typowej grubości detektora rzędu 300  $\mu\text{m}$  i napięciu polaryzującym diodę około 100 V, czas dryflu dziur wynosi około 19 nsek, a czas dryflu elektronów około 7 nsek. Detektory krzemowe są więc bardzo szybkimi detektorami. Spełniają zatem podstawowe wymaganie stawiane detektorom na przyszłe akceleratory, gdzie zderzenia wiązek mają następować w odstępach czasu pojedynczych dziesiątek nanosekund. Nieliczne tylko rodzaje detektorów będą mogły pracować w takich warunkach. Szybkość działania detektorów krzemowych ma jeszcze inne zastosowanie. Powoduje, że sygnały z nich są coraz częściej wykorzystywane w logicznych systemach wyzwających (tzw. trygerach), służących wyborowi interesujących przypadków oddziaływań cząstek.

#### 4.1.4 Pomiar położenia cząstek

Zastosowanie detektorów krzemowych do pomiaru położenia cząstek stało się możliwe dzięki wprowadzeniu wspomnianej już planarnej technologii produkcji [41]. Pozwalała ona na obróbkę powierzchni kryształu krzemu, polegającą na wytwarzaniu struktur o rozmiarach pojedynczych mikrometrów poprzez implantację atomów domieszek, utlenianie i trawienie z dokładnością lepszą niż 1  $\mu\text{m}$ . Zastosowana do detektorów, pozwalała na segmentację warstwy  $p$  złącza (jak na rysunku 7) lub, ambitniej, również na segmentację silnie domieszkowanej warstwy typu  $n$ . Planarna technologia zrewolucjonizowała też elektronikę prowadząc do struktur typu VLSI <sup>2</sup>.

Podział na paski warstwy typu  $p$  pozwala na pomiar położenia cząstek we współrzędnej prostopadłej do pasków. Dokładność tego pomiaru zależy od zjawisk fizycznych zachodzących w detektorze, geometrii detektora, szumu detektora i elektroniki odczytu oraz od dokładności metody zastosowanej do analizy sygnałów zebranych z pasków.

Zjawiska fizyczne, decydujące o dokładności pomiaru położenia cząstki, to fluktuacje strat energii na jonizację oraz dyfuzja wytworzonego ładunku. Wpływ fluktuacji już omówiłam, więc teraz skoncentruje się tylko na zagadnieniu dyfuzji ładunku. Elektrony i dziury wytworzone wokół toru cząstki dryfują pod wpływem pola elektrycznego: dziury w stronę pasków typu  $p$ , a elektrony w stronę silnie domieszkowanej warstwy typu  $n$ . Na skutek rozproszenia kulombowskiego zachodzącego po drodze, ładunek dyfunduje we wszystkich kierunkach i wynikające z tego rozmycie opisywane jest wzorem:

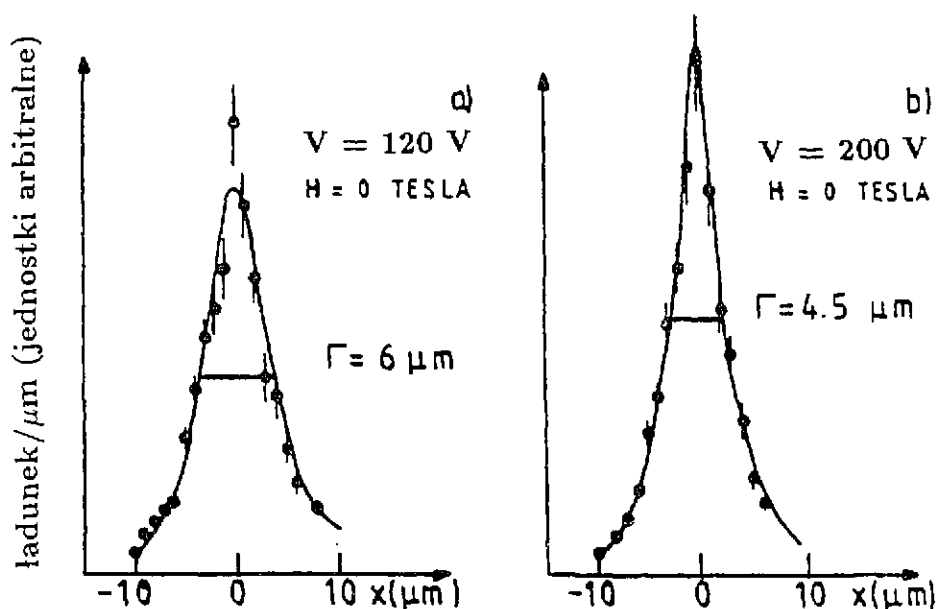
$$\sigma = \sqrt{2Dt},$$

---

<sup>2</sup>VLSI jest skrótem angielskiej nazwy Very Large Scale of Integration.

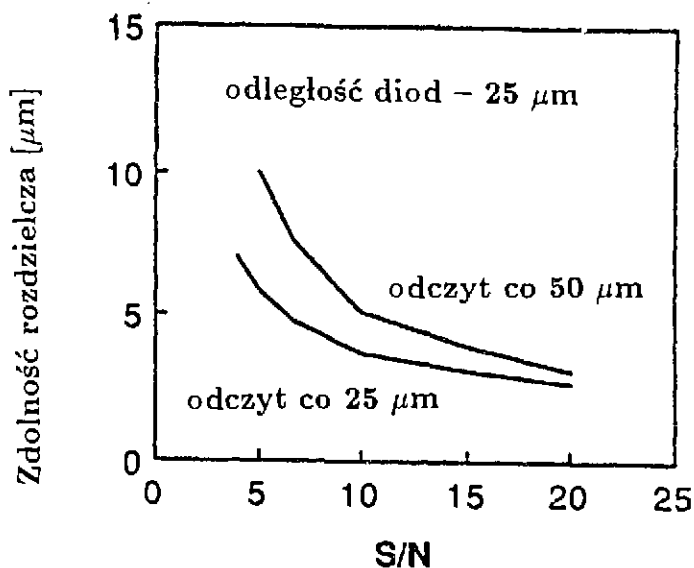


gdzie  $D$  jest stałą dyfuzji nośników ładunku w krzemie, a  $t$  jest czasem dryfu do elektrod. Ponieważ stałe dyfuzji nośników są wprost proporcjonalne, a czasy dryfu nośników są odwrotnie proporcjonalne do ruchliwości nośników (patrz tabela 5), wypadkowe szerokości rozkładów obu rodzajów nośników są takie same. Rysunek 9 pokazuje rozkłady ładunku zebranego na paskach detektora krzemowego, zmierzone przez grupę ACCMOR [42] dla dwu różnych napięć polaryzujących. Widać, że przy niższym napięciu polaryzującym dyfuzja jest większa i rozkład jest szerszy. Jest to jednak wciąż rozkład o szerokości połówkowej mniejszej niż  $10 \mu\text{m}$ .



Rysunek 9: Rozkład ładunku zebranego na paskach a)  $V = 120 \text{ V}$ ,  $\Gamma = 6 \mu\text{m}$ . b)  $V = 200 \text{ V}$ ,  $\Gamma = 4.5 \mu\text{m}$ . Rysunek z pracy [42].

To, jak dobrze zdołamy zmierzyć ten wąski, fizyczny rozkład ładunku zależy w dużej mierze od geometrii detektora. Dwa zasadnicze parametry to gęstość rozmieszczenia pasków i gęstość odczytu. Ze względów technicznych trudno jest uzyskać odległość między środkami pasków detektora mniejszą niż  $20 \mu\text{m}$ , a dla elektroniki VLSI - odczyt gęściej niż co  $50 \mu\text{m}$ . W przypadku detektora wierzchołka DELPHI zastosowane zostały detektory krzemowe z paskami co  $25 \mu\text{m}$  i odczytem co  $50 \mu\text{m}$ . Dzięki pojemnościowemu sprzężeniu pasków pośrednich do pasków odczytu, dla pomiaru pojedynczej cząstki taki układ jest niewiele gorszy niż detektor z odczytem co  $25 \mu\text{m}$ . Z dotychczasowych rozważań widać, że nawet przy tak dużej gęstości pasków, całkowity ładunek pochodzący od cząstki, przechodzącej przez detektor prostopadle do pasków, powinien trafić albo na jeden, albo na dwa paski. W pierwszym przypadku środek paska wyznacza położenie cząstki, a dokładność pomiaru położenia równa jest  $25 \mu\text{m} / \sqrt{12} = 7.2 \mu\text{m}$ . W drugim przypadku dokładność wyznaczenia położenia poprawia się znacznie dzięki ważeniu sygnałów zebranych z obu pasków. Widać więc, że zainteresowani jesteśmy, aby jak najczęściej sygnał rozłożony był na dwu paskach. Można zwiększyć liczbę takich przypadków poprzez zwiększenie dyfuzji. W tym celu buduje się detektory krzemowe z jak najczystszej krzemu, odznaczającego się bardzo wysoką opornością. Dzięki temu można zubożyć detektor już napięciem  $30\text{-}50 \text{ V}$ , a przy takim słabym polu rozmycie rozkładu ładunku na



Rysunek 10: Zdolność rozdzielcza pomiaru położenia cząstek, obliczona teoretycznie, dla detektora z paskami odległymi o  $25 \mu\text{m}$ . Rysunek z pracy [7].

skutek dyfuzji jest większe.

Kolejnym czynnikiem, decydującym o ostatecznie uzyskiwanej dokładności pomiaru położenia jest wielkość szumu elektroniki i detektora krzemowego. W przypadku konwencjonalnych wzmacniaczy ładunkowych szum elektroniki  $ENC$ <sup>3</sup> dobrze opisuje zależność:

$$ENC = A + B \cdot C.$$

Stałe  $A$  i  $B$  charakteryzują wzmacniacz, a symbol  $C$  oznacza pojemność obciążającą na wejściu wzmacniacza. Im niższe wartości przyjmują stałe  $A$  i  $B$  tym niżej szumiący, a więc lepszy jest wzmacniacz. Niestety obniżanie szumu wzmacniacza idzie w parze ze zwiększaniem wydzielanej przez niego mocy. Powoduje to, że projektowanie wzmacniaczy optymalizowanych ze względu na wielkość szumu i wydzielaną moc jest odrębną, obszerną dziedziną wiedzy. W przypadku podłączonego do wzmacniacza paska detektora główne składniki pojemności obciążającej  $C$  to pojemność tego paska do warstwy  $n^+$  i do sąsiednich pasków. Oprócz tego przyczynku detektora do całkowitego szumu, występuje jeszcze przyczynku związany z prądem ciemnym w detektorze (omówiony w dalszej części tego rozdziału) oraz mogą występować przyczynki charakterystyczne dla danego projektu detektora. Na przykład dla detektorów DELPHI takim szumiącym elementem są oporniki zasilające (również omawiane w dalszej części tego rozdziału). W przypadku detektorów obecnie stosowanych w eksperymencie DELPHI, całkowity szum jest równoważny 1500 elektronom jonizacji, co dla cząstki w minimum jonizacji daje stosunek sygnału do szumu pojedynczego wzmacniacza  $S/N \approx 15/1$ . Rysunek 10 pokazuje teoretyczną zależność wielkości zdolności rozdzielczej pomiaru położenia cząstki od wartości stosunku  $S/N$  dla dwu różnych gęstości odczytu.

<sup>3</sup> $ENC$  jest skrótem angielskiej nazwy Equivalent Noise Charge.

Ostatnim czynnikiem, od którego zależy dokładność pomiaru położenia cząstek w detektorze krzemowym, jest dokładność analizy zastosowanej do sygnałów z pasków. Często wyznacza się położenie cząstki jako równe środkowi ciężkości sygnałów z pasków. Taki algorytm byłby całkiem poprawny pod warunkiem równomiernego „oświetlenia” detektora przez cząstki oraz pod warunkiem, że sygnał pojedynczej cząstki byłby opisywany rozkładem płaskim o szerokości większej niż odległość między sąsiednimi paskami. W rzeczywistości, w przypadku pomiaru współrzędnej  $R\phi$ , spełniony jest tylko pierwszy warunek, natomiast rozkład sygnału pojedynczej cząstki jest gaussowski i węższy niż odległość między paskami. Oznacza to, że przy wyznaczaniu położenia cząstki należy do powyższego liniowego modelu wprowadzić nieliniowe poprawki odpowiadające rzeczywistemu rozkładowi ładunku na paskach. Wyniki takiej dokładnej analizy przedstawione zostaną w rozdziale ósmym, poświęconym charakterystykom działania obecnego detektora wierzchołka.

Optymalizując wszystkie omówione powyżej elementy, uzyskano dokładność pomiaru położenia cząstki trochę gorszą niż  $2\ \mu\text{m}$  dla detektora o paskach kilkucentymetrowej długości [43], a ostatnio, przy zastosowaniu niskoszumowego wzmacniacza nowej generacji - dokładność około  $1.25\ \mu\text{m}$  dla detektora z paskami o długości  $12\ \text{mm}$  [44]. Dokładności pomiarów, uzyskiwane w warunkach eksperymentu, są gorsze ze względu na dużą złożoność układu, mniej dopracowaną kalibrację i konieczność współpracy z innymi detektorami. Na przykład w eksperymencie DELPHI czas odczytu z detektora wierzchołka dostosowany jest do wymagań detektora wewnętrznego i nie jest zoptymalizowany ze względu na własny szum.

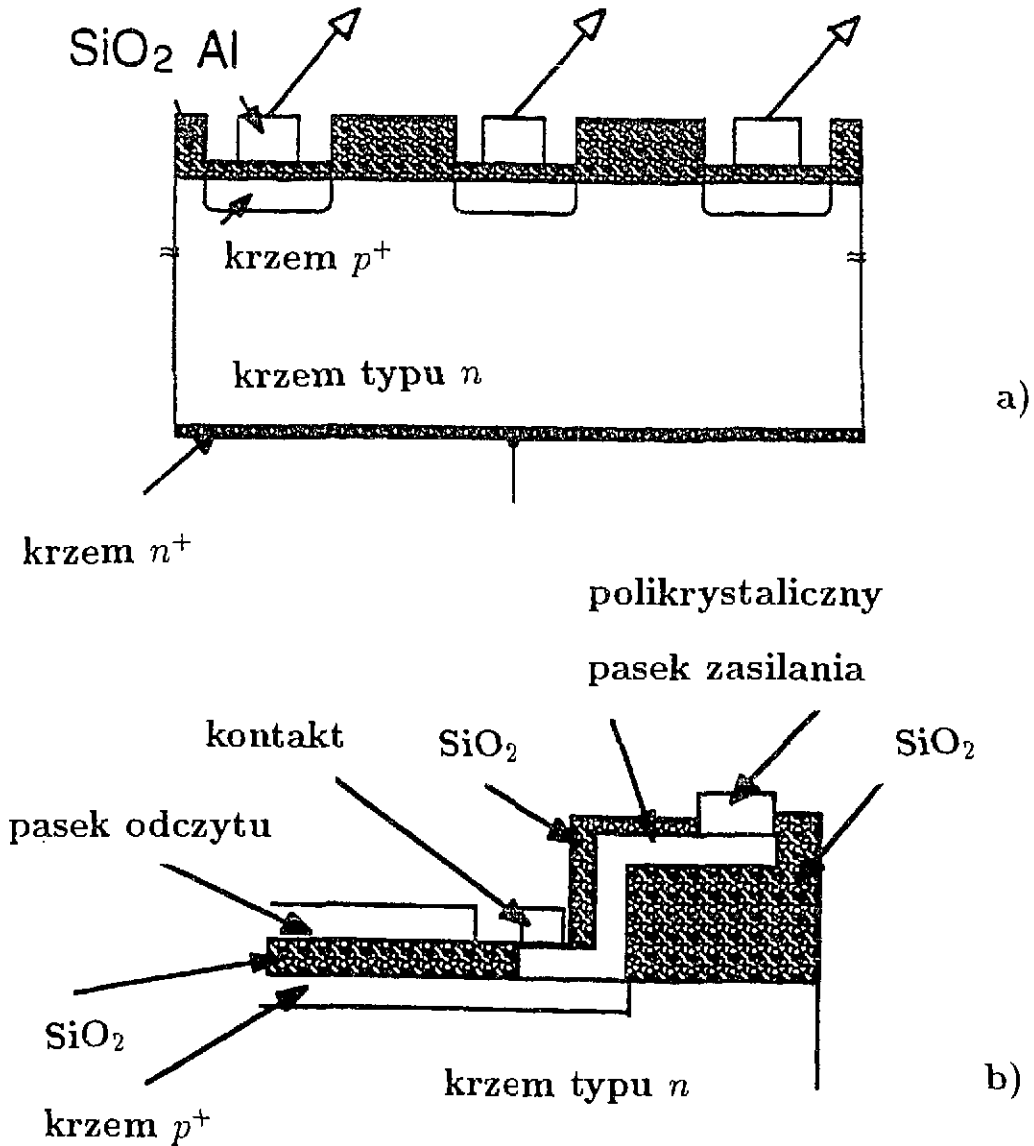
Dotychczasowe zastosowania dużej dokładności pomiaru położenia cząstek w detektorach krzemowych ograniczały się do detektorów wierzchołka. Jak pokazałam w poprzednim rozdziale, w tym przypadku nacisk kładziony jest na bardzo dokładne wyznaczenie położeniowych współrzędnych torów cząstek i dobrą ekstrapolację do punktów oddziaływania i rozpadów. Tymczasem, przy zastosowaniu większej liczby warstw detektorów i rozłożeniu ich na większym ramieniu, można zbudować pełnowartościowy detektor śladowy, który umieszczony w polu magnetycznym daje też dobry pomiar współrzędnych pędowych torów cząstek. Ten kierunek rozwoju zastosowań detektorów krzemowych jest bardzo wyraźnie widoczny w projektach aparatury przygotowywanej na przyszłe akceleratorzy, na przykład na LHC. W tym kierunku też idzie przebudowa wnętrza detektora DELPHI, omówiona w dziesiątym rozdziale rozprawy.

## 4.2 Paskowe detektory krzemowe DELPHI

Kilkuosobowa grupa, której byłam członkiem, opracowała nowy typ detektora paskowego, który został wykorzystany w detektorze wierzchołka eksperymentu DELPHI. Projekt powstał we współpracy między fizykami a producentami detektorów z Center for Industrial Research w Oslo. Budowę nowego detektora i wyniki badań przeprowadzonych dla niego przedstawiliśmy w szeregu publikacji [8]-[12].

#### 4.2.1 Budowa detektorów DELPHI

Schemat budowy detektora DELPHI przedstawia rysunek 11. W stosunku do tradycyjnego detektora, przedstawionego na rysunku 7, nowy detektor zawierał dwie zasadnicze modyfikacje: wbudowane w detektor kondensatory i wbudowane oporniki zasilające, które poprzednio stanowiły część elektroniki otaczającej detektor. Wbudowanie tych elementów w mikroelektronikę odczytu nie wchodziło w grę ze względu na konieczne, stosunkowo duże rozmiary tych elementów.



Rysunek 11: Schemat detektora DELPHI. a) Przekrój w poprzek pasków. b) Przekrój wzdłuż paska i jego opornika zasilającego. Rysunek z pracy [35] .

Kondensatory służą do odcięcia tak zwanego prądu ciemnego, związanego z ciepłą generacją par elektron-dziura. Gdy detektor nie jest zubożony, wytworzone w ten sposób pary rekombinują. Gdy jest zubożony, pary są „rozganiane” pod wpływem pola elek-

trycznego. Sygnał pochodzący od nich jest rejestrowany na paskach i stanowi tło dla sygnału pochodzącego od cząstek. Prąd ciemny jest tym mniejszy im czystszy jest krzem typu  $n$  użyty do produkcji detektora, ale nawet przy najczystszych krzemie jest on nie do zaniedbania. W przypadku dobrych detektorów krzemowych prąd ciemny z pojedynczego paska jest rzędu kilku nanoamperów. Przy czasie zbierania sygnału przez elektronikę równym  $2 \mu\text{s}$  (tak jest w detektorze wierzchołka DELPHI) typowy sygnał z paska, związany z prądem ciemnym, wynosi więc około  $10^5$  nośników czyli jest większy niż sygnał pochodzący od cząstki minimalnie jonizującej. Dodatkowo jeszcze, ze względu na lokalne fluktuacje w poziomie zanieczyszczeń krzemu, poziom prądu ciemnego poszczególnych diod może się różnić nawet o kilka rzędów wielkości. Oznacza to konieczność użycia w elektronice odczytu przetworników analogowo-cyfrowych (ADC) o dużym zakresie dynamicznym, co jest bardzo kosztowne. Aby tego uniknąć, stosuje się kondensatory, które umieszczone przed elektroniką odczytu, indywidualnie dla każdego paska, odcinają stały poziom prądu ciemnego każdej diody. W ten sposób do elektroniki odczytu docierają jedynie fluktuacje wokół tego stałego poziomu (jeden ze składników szumu detektora - patrz poprzedni podrozdział) i sygnał od przechodzącej cząstki, postrzegany przez kondensator również jako fluktuacja.

Kondensatory wbudowane zostały w detektory DELPHI w ten sposób, że pomiędzy diodami a paskami metalu odłożona została warstwa  $\text{SiO}_2$  (bardzo dobry izolator) o grubości około 200 nm. Dla typowego paska detektora wierzchołka DELPHI o szerokości  $7 \mu\text{m}$  i długości 12 cm daje to pojemność około  $8 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ . Ta pojemność sprzęgająca musi być sporo większa niż pojemność międzypaskowa (typowa wartość około  $1.1 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$  dla detektorów DELPHI), aby ładunek zebrany na jednym pasku nie rozplywał się na sąsiednie paski, co psułoby przestrzenną zdolność rozdzielczą detektorów.

Zubożenie detektorów wymaga przyłożenia napięcia zasilającego na każdą diodę. W przypadku detektorów DELPHI zostało to rozwiązane w ten sposób, że z zewnątrz przychodzi do detektora jeden tylko drut doprowadzający napięcie, który podłączony jest do tzw. linii zasilającej. Jest to metalowy pasek na powierzchni detektora, otaczający jego obszar aktywny, który poprzez oporniki z polikrystalicznego krzemu (patrz rysunek 11) o minimalnej oporności  $1 \text{ M}\Omega$  podłączony jest do diod, co daje indywidualne zasilanie każdej z nich.

#### 4.2.2 Laboratoryjne pomiary elektryczne

Nowy typ detektorów wymagał gruntownego przebadania. Służyły temu przede wszystkim laboratoryjne pomiary elektryczne, stale prowadzone przez co najmniej jedną osobę z grupy. Mierzone były: prąd ciemny z całego detektora i z poszczególnych pasków, pojemność sprzęgająca i pojemność do sąsiadów dla indywidualnych pasków oraz opór poszczególnych oporników. Poza tym dla każdego paska sprawdzane było, czy w jego obszarze nie występuje dziura w warstwie  $\text{SiO}_2$  i czy nie ma przerw w diodach lub w aluminium paskach nad diodami.

Laboratoryjne pomiary elektryczne doprowadziły do poprawienia budowy szeregu elementów detektora i ustalenia listy kryteriów, które musiały być spełnione, aby dany detektor krzemowy mógł być użyty do budowy detektora wierzchołka DELPHI. Ostatecznie

przyjęte zostały następujące kryteria wyboru dobrych detektorów: prąd ciemny z pojedynczego paska nie mógł przekroczyć 10 nA (równoważne  $7 \div 12 \mu\text{A}$  dla całego detektora), oporniki musiały mieć oporność wyższą niż 1 M $\Omega$ , pojemność sprzęgająca musiała być wyższa niż  $7 \frac{pF}{cm}$ , dziur w tlenku nie mogło być więcej niż trzy i liczba pasków z defektami nie mogła być większa niż 1% wszystkich pasków detektora. Rysunek 12 pokazuje rozkłady tych wszystkich charakterystyk dla 200 detektorów krzemowych, spośród których wybrano 96 detektorów do budowy środkowej warstwy detektora wierzchołka DELPHI.

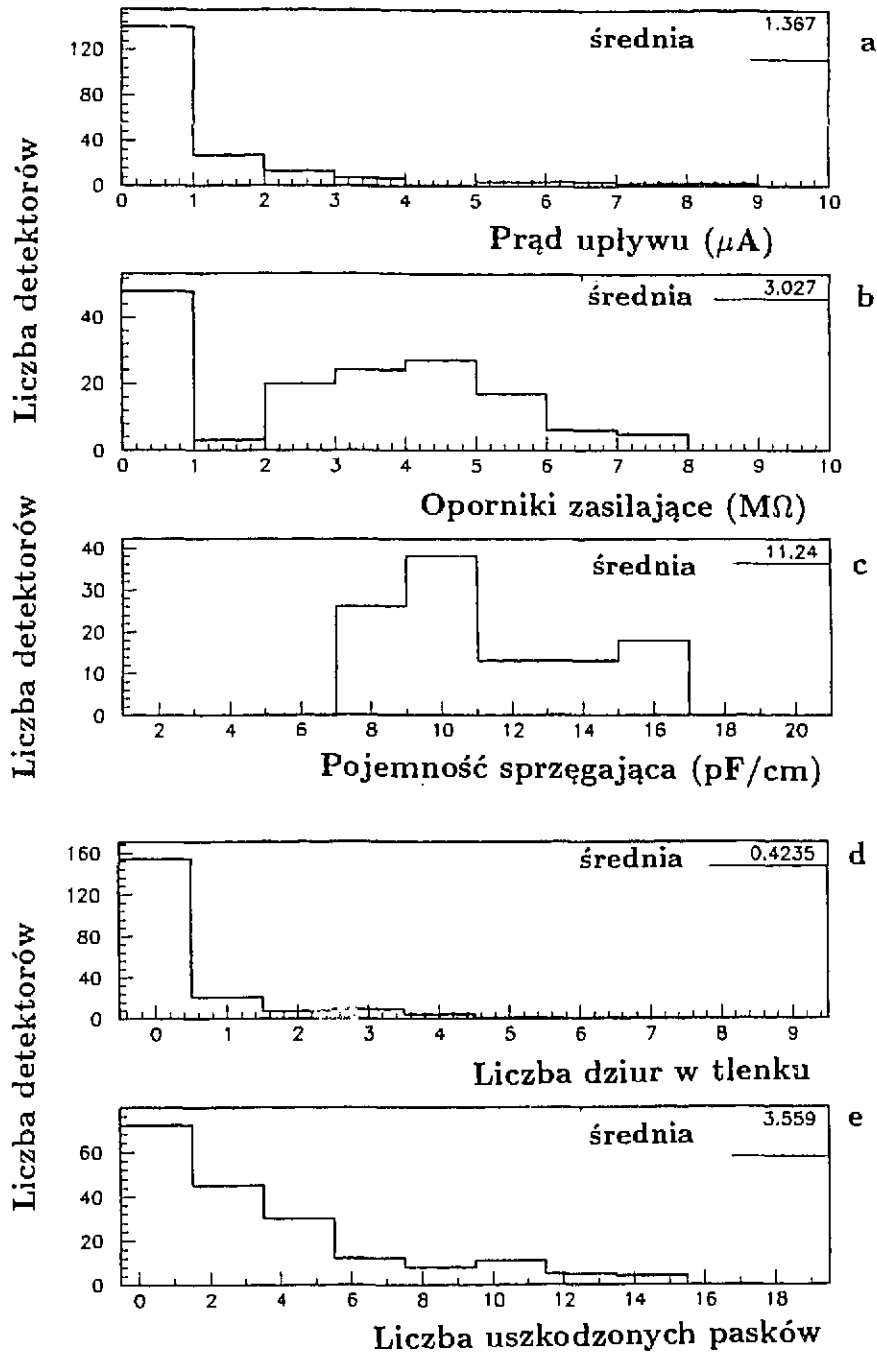
#### 4.2.3 Pomiary na wiązkach cząstek

Ostatecznym kryterium użyteczności dla fizyki detektorów z pojemnościowym sprzężeniem było pokazanie, że prawidłowo rejestrują sygnały pochodzące od cząstek i dobrze te cząstki lokalizują. Służyły temu badania przeprowadzone jesienią 1986 roku na wiązkach wysokoenergetycznych (20-200 GeV/c) elektronów i mezonów  $\pi$  z akceleratora SPS w CERN-ie. Zastosowany został teleskop detektorów krzemowych (składający się z teleskopu wiązki i teleskopu umieszczonego za tarczą), będący częścią zakończonego właśnie eksperymentu NA32. Zebrane dane to kilkaset tysięcy torów zarejestrowanych w teleskopie. Wyniki badań na wiązkach opublikowane zostały w pracy [9]. Byłam odpowiedzialna za przeprowadzenie zbierania danych, posługując się istniejącym systemem zbierania danych eksperymentu NA32 oraz za przeprowadzenie analizy zebranych danych.

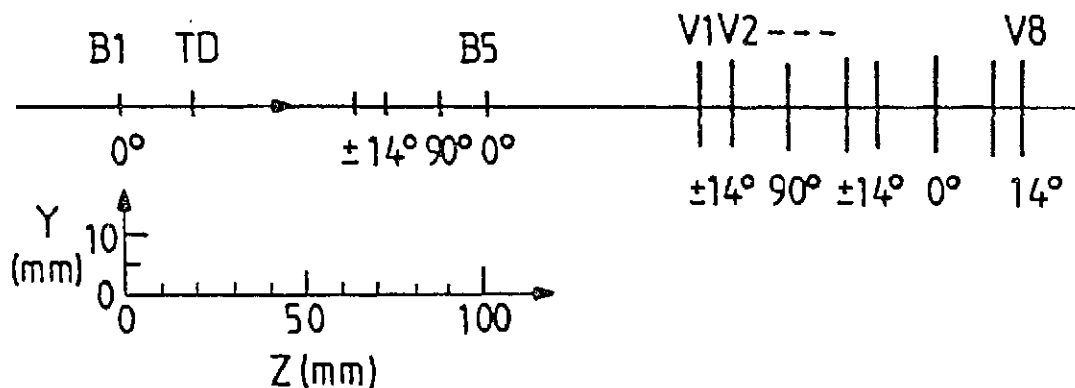
Podstawowym celem badań na wiązkach było porównanie działania detektora tradycyjnego i detektora nowego typu. Badany detektor umieszczany był w miejscu jednego z detektorów teleskopu krzemowego NA32. Pozostałe detektory teleskopu służyły do rekonstrukcji toru przechodzącej cząstki. Zrekonstruowany tor cząstki ekstrapolowany był do badanego detektora i analizowane były sygnały znajdujące się w odległości najwyżej 1 mm od niego. Schemat doświadczalnego układu pokazany jest na rysunku 13.

Porównywane były dwa detektory. Miały one te same wymiary zewnętrzne (18 mm  $\times$  30 mm), te same wymiary diod (10  $\mu\text{m}$   $\times$  23 mm), te same odległości między nimi (25  $\mu\text{m}$ ) i zrobione zostały przez tego samego producenta z zastosowaniem tej samej technologii produkcji. W obu przypadkach zastosowana też została ta sama elektronika odczytu, taka jak dla detektorów z eksperymentu NA32. Oba detektory różniły się tylko występowaniem warstwy SiO<sub>2</sub> między diodami i paskami metalu. Detektor z warstwą tlenku będziemy nazywać detektorem A, a detektor bez tej warstwy - detektorem B. Część detektora A podłączona była do elektroniki odczytu w ten sposób, że czytany był każdy pasek, a część tak, że czytany był co drugi pasek. W ten sposób można było zbadać, jak pracuje detektor z mniejszą gęstością odczytu i pojemnościowym sprzężeniem między paskami pośrednimi a paskami odczytu.

Dla obu typów detektorów porównywane były: rozkłady wielkości sygnałów pochodzących od cząstek, rozkłady sygnałów na poszczególnych paskach, rozkłady liczby pasków w sygnale i rozkłady odległości środków sygnałów od ekstrapolowanego toru. Sygnał cząstki w badanym detektorze definiowany był na ogół jako suma ładunków przekraczających  $4\sigma_{szumu}$  danego paska, zarejestrowanych na sąsiadujących z sobą paskach oraz ładunków na pasku po lewej i prawej stronie tej grupy, niezależnie od wielkości sygnału na nich. Symbol  $\sigma_{szumu}$  oznacza jedno standardowe odchylenie, wyznaczane z rozkładu szumu każdego



Rysunek 12: Wyniki standardowych pomiarów detektorów warstwy środkowej detektora wierzchołka DELPHI. (a) Rozkład prądu ciemnego. (b) Wartości oporności zasilającej. (c) Wartości pojemności sprzęgającej. (d) Liczba dziur w tlenku krzemu. (e) Liczba uszkodzonych pasków. Rysunek sporządzony w oparciu o rysunki z pracy [18].



Rysunek 13: Schemat teleskopu detektorów krzemowych, użytego do badań. B1 - V8 to detektory paskowe do rekonstrukcji torów cząstek (kąty nachylenia pasków podane są względem płaszczyzny poziomej), a TD to detektor badany (A lub B - patrz tekst). Rysunek z pracy [9].

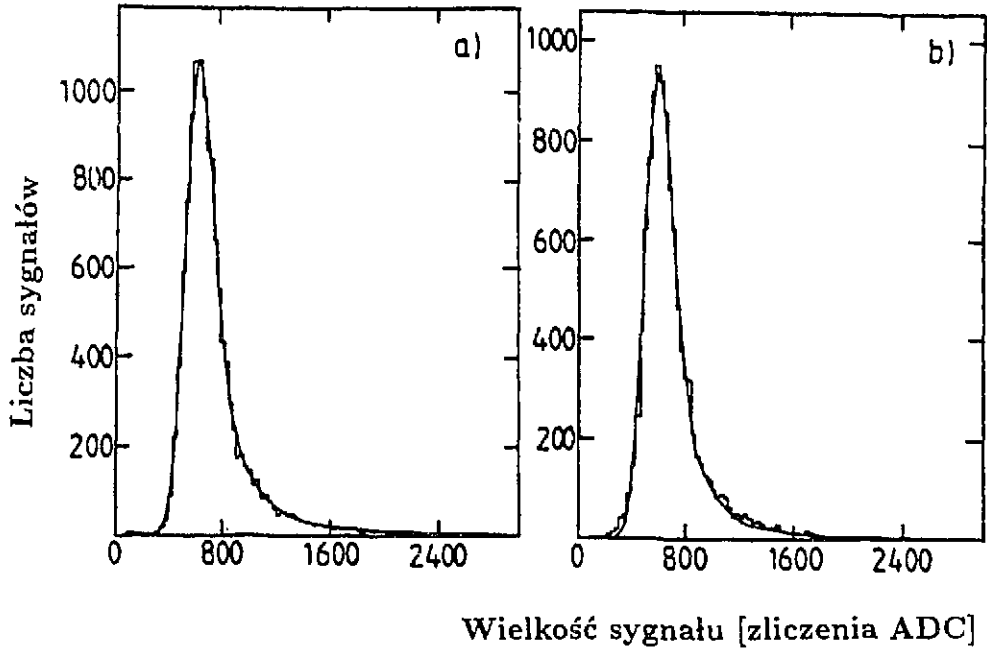
paska indywidualnie.

Rozkłady sygnałów cząstek pokazane są na rysunku 14. Najbardziej prawdopodobna strata energii jest równa  $21.5 \sigma_{szumu}$  dla detektora A i  $22.5 \sigma_{szumu}$  dla detektora B. Szerokości rozkładów są równe 45% i 42% wartości najbardziej prawdopodobnej straty energii dla detektora A i B. Przewidywana wartość tej szerokości, wynikająca ze splotu krzywej Landaua z krzywymi Gaussa, odpowiadającymi uwzględnieniu wiązań elektronów w atomach krzemu i poszerzeniu rozkładu ze względu na szum użytej elektroniki, wynosi 39%. Obserwowane dodatkowe, gaussowskie poszerzenie rozkładu było najprawdopodobniej związane z nieco różnym całkowitym sygnałem dla przypadków, gdzie sygnał pochodził z jednego paska i przypadków z sygnałem zbieranym z dwu lub więcej pasków. Nie można było tego ostatecznie rozstrzygnąć ze względu na ograniczoną statystykę. Mniejszy sygnał zbierany z detektora z wbudowaną pojemnością sprzęgającą świadczył o niewielkim rozplywie ładunku ze względu na ograniczoną wartość tej pojemności.

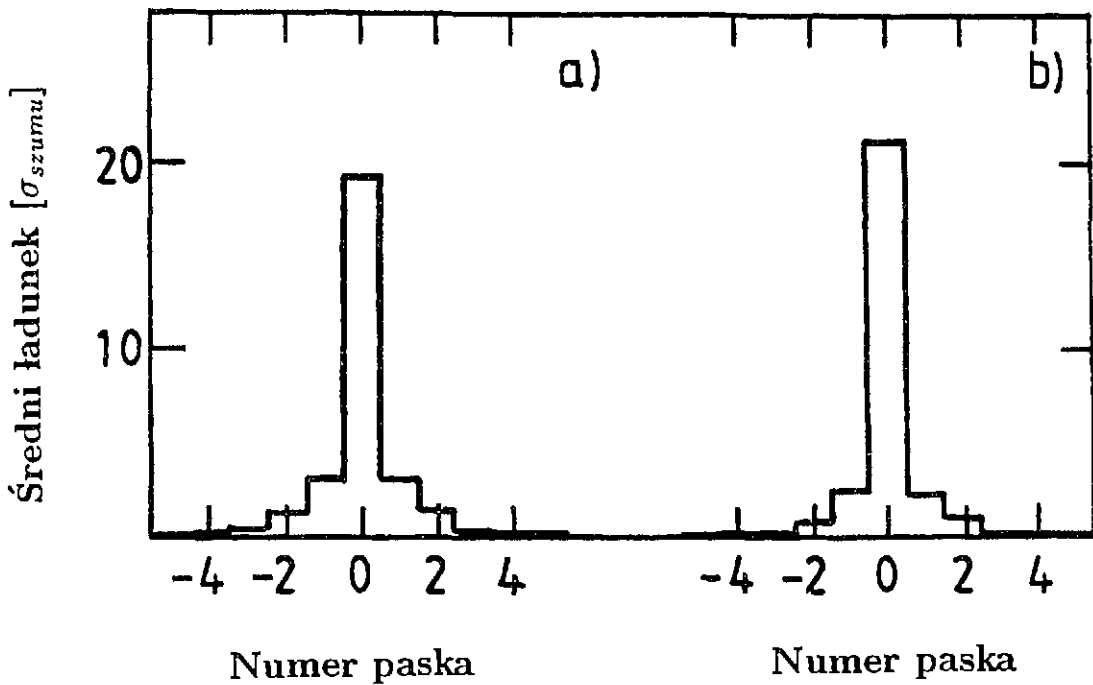
Rozkłady średniego ładunku zebranego z paska dającego największy wkład do sygnału cząstki (pasek 0) i średnich sygnałów zebranych z jego sąsiadów po lewej (paski z ujemnymi numerami) i prawej (paski z dodatnimi numerami) stronie pokazane są dla obu typów detektorów na rysunku 15. Detektor A zbiera nieco mniej ładunku niż detektor B i sygnał z niego jest szerszy niż z detektora B. To poszerzenie sygnału widoczne też jest na rysunku 16, przedstawiającym rozkłady liczby pasków wchodzących w skład sygnału cząstki. Dla tego rozkładu zastosowana została nieco inna definicja sygnału, a mianowicie wliczane były tylko te paski sąsiadujące z paskami o sygnale większym niż  $4\sigma_{szumu}$ , na których sygnał był większy niż  $1\sigma_{szumu}$ . Przy tak zdefiniowanym sygnale cząstki średnia krotność pasków w sygnale z detektora A jest wyższa niż w sygnale z detektora B. Jak widać, wszystkie przedstawiane dotąd rozkłady są trochę gorsze dla detektora nowego typu, ale nie jest to istotne pogorszenie.

Rozkłady odległości środka sygnału cząstki od toru zrekonstruowanego w oparciu

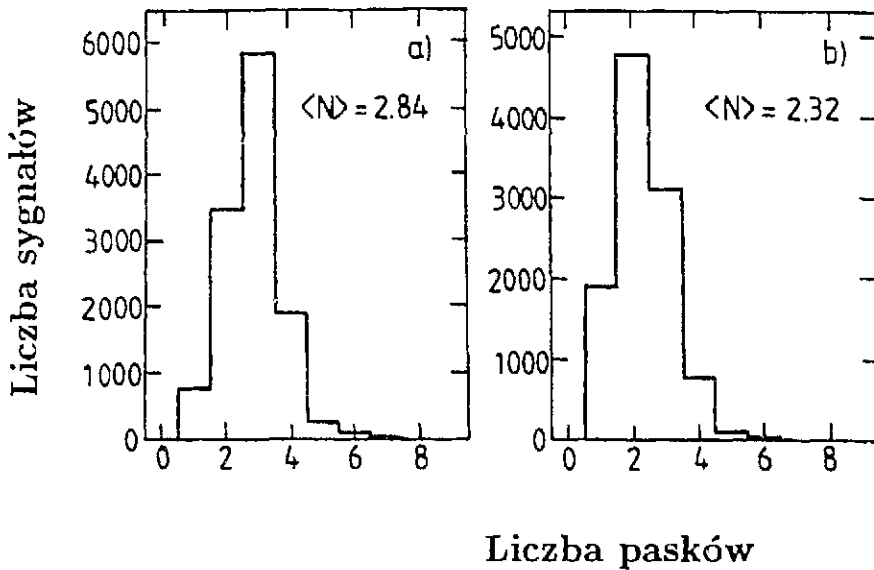




Rysunek 14: Rozkład sygnałów cząstek (a) dla detektora A i (b) dla detektora B. Histogramy odpowiadają pomiarom, a krzywe ciągłe to fenomenologiczne przewidywania, dawane przez splot krzywej Landaua i krzywych Gaussa, opisanych w tekście. Rysunek z pracy [9].



Rysunek 15: Średnie ładunki na paskach w sygnale cząstki i w jego sąsiedztwie (a) dla detektora A i (b) dla detektora B. Rysunek z pracy [9].

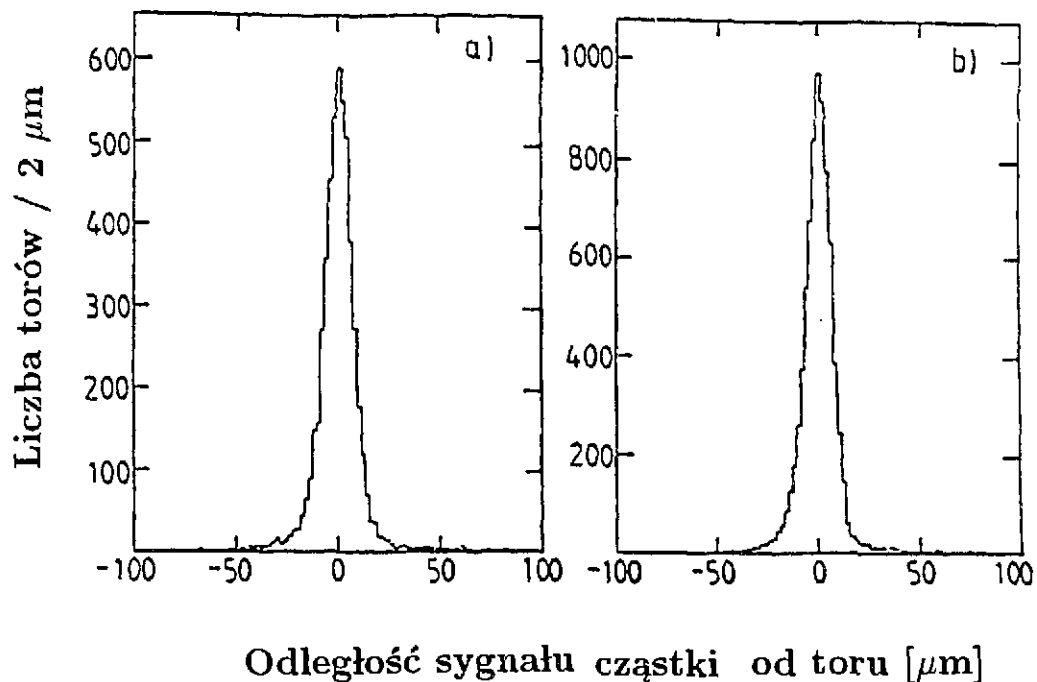


Rysunek 16: Krotność pasków w sygnale cząstki. Rysunek z pracy [9] .

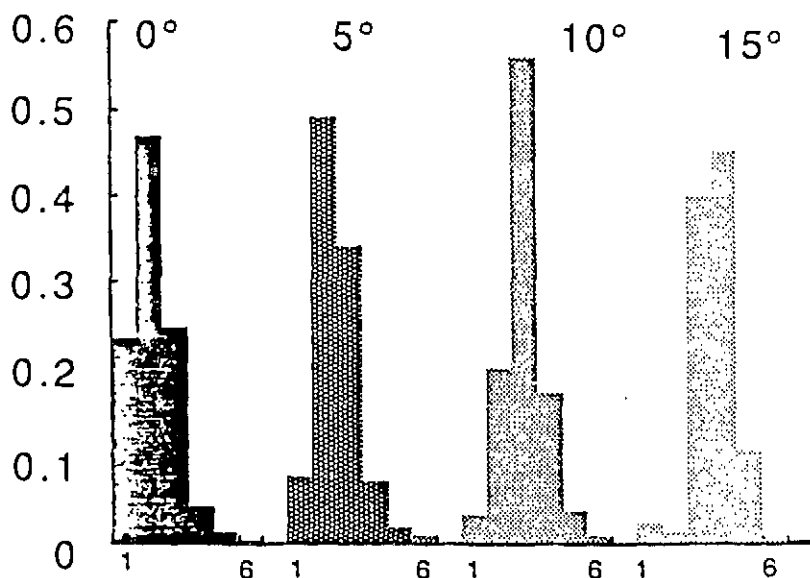
o sygnały z detektorów teleskopu krzemowego i ekstrapolowanego do badanego detektora, przedstawione są na rysunku 17. Szerokości tych rozkładów to splot zdolności rozdzielczej badanych detektorów oraz błędu rekonstrukcji i ekstrapolacji toru. Po odjęciu błędu związanego z torem, otrzymana zdolność rozdzielcza wynosiła  $3.5 \mu\text{m}$  dla detektora A i  $3.2 \mu\text{m}$  dla detektora B. Ponadto dla detektora A zmierzona została zdolność rozdzielcza w przypadku, gdy cząstki przechodziły przed detektor pod kątem  $5^\circ$  względem prostopadłego położenia detektora. Otrzymana w tym przypadku zdolność rozdzielcza pomiaru położenia wynosiła  $3.2 \mu\text{m}$ . Ta poprawa zdolności rozdzielczej wiązała się z większym udziałem przypadków z sygnałem zbieranym z dwu pasków, kiedy, jak była o tym mowa na początku tego rozdziału, położenie cząstki wyznacza się, ważąc sygnały z obu pasków.

Rozkłady krotności pasków w sygnale cząstki dla kilku kątów nachylenia detektora A względem położenia prostopadłego pokazane są na rysunku 18. Zakres kątów odpowiadał zakresowi w projekcie detektora wierzchołka DELPHI. Dla kąta nachylenia  $5^\circ$  i odczytu co  $25 \mu\text{m}$  udział przypadków z sygnałem rozłożonym na dwu paskach jest największy. Dla większych kątów rosną udziały przypadków z sygnałem zbieranym z większej liczby pasków, przez co wkład od szumu jest większy i znów zdolność rozdzielcza pomiaru położenia cząstki ulega pogorszeniu.

Ostatni pomiar, wykonany w ramach opisywanych badań na wiązkach cząstek, polegał na wyznaczeniu zdolności rozdzielczej pomiaru położenia cząstek dla detektora z pojemnościowym sprzężeniem i odczytem co  $50 \mu\text{m}$ . Taki schemat odczytu miał być zastosowany w eksperymencie DELPHI. Zmierzona zdolność rozdzielcza wynosiła  $5.5 \mu\text{m}$ . Był to ostateczny sprawdzian dobrego działania nowego typu detektora z wbudowaną w detektor pojemnością sprzęgającą, w pełni uzasadniający jego użycie do budowy detektora wierzchołka eksperymentu DELPHI.



Rysunek 17: Rozkłady odległości sygnału cząstki od jej toru (a) dla detektora A i (b) dla detektora B. Rysunek z pracy [9] .



Rysunek 18: Rozkład krotności pasków w sygnale cząstki dla różnych kątów nachylenia detektora względem normalnej do kierunku wiązki. Rysunek z pracy [15] .

## 5 Mikroelektronika odczytu

Jak już pisałam, główną przeszkodą do pokonania na drodze do zastosowania detektorów krzemowych w eksperymentach na akceleratorach wiązek przeciwbieżnych była miniaturyzacja elektroniki odczytu. Umożliwił to postęp w fizyce półprzewodników i zastosowanie do nich technologii planarnej celem wytworzenia struktur MOS (Metal Oxide Semiconductor). Pomysł zbudowania wyspecjalizowanego układu VLSI do odczytu sygnałów z detektorów krzemowych, stosowanych w fizyce cząstek, został po raz pierwszy przedstawiony przez B. Hyamsa w pracy [45]. Pierwszy taki układ, nazwany MICROPLEX, został zbudowany w technologii NMOS (litera N pochodzi od krzemu typu  $n$  stanowiącego podłoże układu) we współpracy amerykańsko - europejskiej [46]. Miał on służyć do odczytu dwóch detektorów wierzchołka - eksperymentu DELPHI i eksperymentu Mark II na akceleratorze SLC w SLAC-u. Układ został przebadany przez obie grupy i opublikowane wyniki badań były pierwszymi doniesieniami o pracy detektorów krzemowych ze zminiaturyzowaną elektroniką odczytu [3],[47], [48].

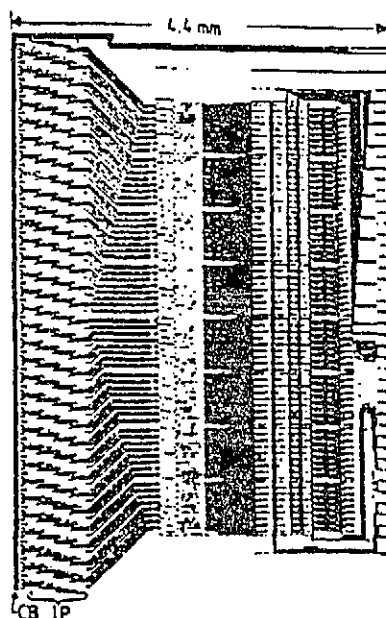
Technologia NMOS (podobnie jak PMOS) miała zasadniczą wadę, polegającą na tym, że można w niej było budować tranzystory o jednej tylko polarności. Wobec tego w układach typu NMOS prąd płynął nawet wtedy, gdy układ był w spoczynku, co z kolei powodowało wydzielanie dużej ilości ciepła. Obliczenia pokazały, że przy ciągłej pracy układu, moc wydzielana w ciągu pięciu minut przez 432 układy potrzebne w przypadku dwuwarstwowego detektora wierzchołka DELPHI, wystarczyłaby na zagotowanie czajnika wody. Trzeba więc było rozwiązać problem impulsowego zasilania układów oraz, dodatkowo, specjalnego chłodzenia. Odpowiednia elektronika do zasilania impulsowego została zbudowana w CERN-ie i pozytywnie przeszła próby.

Równoległe z pracą nad impulsowym zasilaniem układu NMOS projektowany był dla DELPHI (w laboratorium Rutherforda w Wielkiej Brytanii) konkurencyjny układ w technologii CMOS (Complementary MOS). Ta nowa technologia pozwalała na budowanie tranzystorów obu polarności, dzięki czemu prąd w układzie płynął tylko w czasie jego pracy i wydzielanie ciepła było małe. Przy okazji, korzystając z doświadczenia zdobytego podczas badań detektorów pracujących z układem MICROPLEX, poprawione zostały też inne parametry pracy układu CMOS. Ten nowy układ otrzymał nazwę MX2 [49]. Z kolei układ MX2 podlegał ulepszeniom i ta ulepszona wersja otrzymała nazwę MX3 [50]. Ostatecznie w eksperymencie DELPHI został zastosowany układ MX3, a w eksperymencie MARK II pionierski MICROPLEX z zasilaniem impulsowym. Na marginesie dodam, że równoległe z MX2 projektowany był (w Berkeley) w technologii CMOS inny układ VLSI do odczytu detektorów krzemowych, który wykorzystany został w detektorze wierzchołka eksperymentu CDF [51].

Ten rozdział zawiera opis obu układów i wyników badań nad nimi. Zdecydowałam nie pomijać prac związanych z badaniem układu MICROPLEX, gdyż ten pierwszy, niemal już historyczny układ odegrał zasadniczą rolę w rozwoju mikroelektroniki dla detektorów krzemowych, a porównanie dwu technologii pozwala zobaczyć, jakie są istotne cechy elektroniki służącej do odczytu detektorów krzemowych.

## 5.1 MICROPLEX – wyspecjalizowany układ scalony w technologii NMOS

Na rysunku 19 pokazana jest (w dużym powiększeniu) fotografia pojedynczego układu MICROPLEX, wykonanego w technologii NMOS.

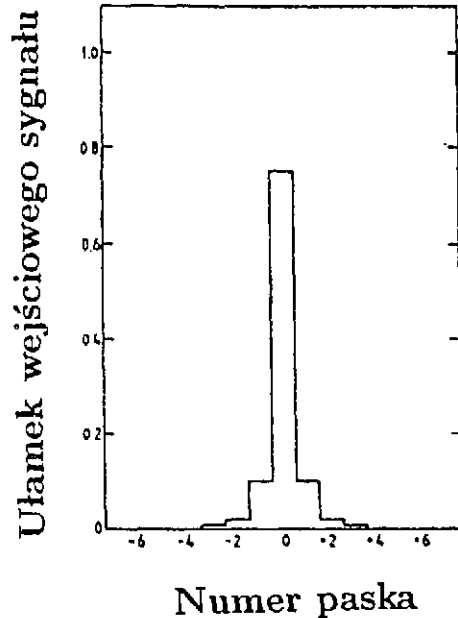


Rysunek 19: Wyspecjalizowany układ scalony MICROPLEX

Układ o wymiarach  $4.4 \text{ mm} \times 4.9 \text{ mm}$  i grubości  $525 \mu\text{m}$  służy do odczytu 128 pasków detektora. Widoczne po lewej stronie białe (pokryte metalem) prostokąty służą do podłączenia drucików, które z drugiej strony podłączone są do podobnych prostokątów stanowiących zakończenie pasków detektora. Sąsiednie prostokąty znajdują się w odległości  $47.5 \mu\text{m}$ . Bezpośrednio za nimi znajduje się 128 niskoszumowych wzmacniaczy ładunkowych i 128 wejściowych kondensatorów całkowitych. Pozostała elektronika układu służy przechowywaniu 128 wzmocnionych sygnałów i sekwencyjnemu przesyłaniu ich do dalszych części elektroniki odczytu przy użyciu jednej tylko linii odprowadzającej. Po prawej stronie MICROPLEX-u widoczne są prostokąty dla połączeń 24 linii sterujących pracą układu. Są to linie zasilające, kalibracyjne, kontrolne i odprowadzające sygnały z detektora.

Układy MICROPLEX przebadane zostały elektrycznie, zarówno przed jak i po podłączeniu ich do paskowego detektora krzemowego [3]. Zastosowany detektor miał paski co  $25 \mu\text{m}$  i o długości  $59 \text{ mm}$ . Pomiar elektryczne pokazały, że MICROPLEX mógł pracować z maksymalną częstotliwością  $4 \text{ MHz}$ , a pobór mocy przez układ wynosił  $2.2 \text{ W}$  przy ciągłej pracy. Wzmocnienie  $A$  wynosiło  $250$ , a pojemność kondensatora sprzęgającego na wejściu  $C_f$  była równa około  $0.1 \text{ pF}$ . Dawało to całkowitą pojemność na wejściu wzmacniacza równą  $(A + 1)C_f \sim 25 \text{ pF}$ . Tę wejściową pojemność należy porównać z całkowitą pojemnością obciążającą paski detektora, równą  $8\text{-}10 \text{ pF}$  i pochodzącą głównie od sprzężenia do sąsiednich pasków. Ze względu na małą różnicę między obu pojemnościami należało oczekiwać rozplywania się ładunku zebranego przez pasek na jego sąsiadów. Celem

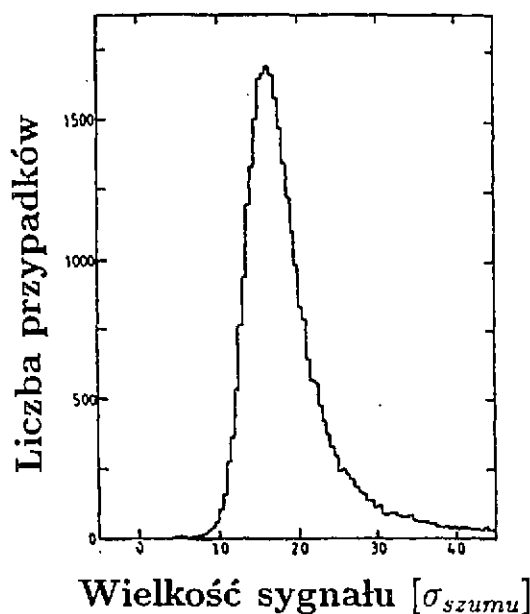
zmierzenia tego efektu ładunek kalibracyjny podawany był igłą na jeden pasek detektora, po czym mierzony był sygnał zbierany przez MICROPLEX z tego paska i z jego kilku sąsiadów. Wynik pomiaru przedstawia rysunek 20. Pasek, na który podawany był ładunek, oznaczony jest numerem 0, a paski sąsiednie numerami  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3$ .



Rysunek 20: Rozkład sygnału pochodzącego od znormalizowanego do jedności ładunku, podanego na środkowy pasek. Rysunek z pracy [3].

Widać, że dla podanych wartości pojemności wejściowej wzmacniacza i pojemności obciążającej paska, 25% ładunku rozplywa się na sąsiednie paski. Przy większej pojemności obciążającej, jak np. w przypadku połączenia razem dwu detektorów krzemowych (rozwiązanie zastosowane w detektorze wierzchołka DELPHI), przepływ ładunku na sąsiednie paski byłby jeszcze większy. Jest to bardzo niepożądane zjawisko, gdyż prowadzi do pogorszenia dokładności pomiarów położenia cząstek. Należało to poprawić i zostało to zrobione w przypadku układu CMOS, o czym będzie mowa w następnym punkcie tego rozdziału. Poza tym pomiary pokazały, że MICROPLEX jest mało odporny na promieniowanie. Niektóre układy zaczynały ulegać zniszczeniu już po naświetleniu dawką 2.5 kiloradów, a najodporniejsze przy dawce 32 kiloradów. Ponieważ trudno było wtedy przewidzieć poziom promieniowania synchrotronowego akceleratora LEP, docierającego do elektroniki odczytu detektora wierzchołka DELPHI, tak mała odporność na zniszczenia radiacyjne stanowiła potencjalny problem.

Zasadnicze sprawdzenie układu MICROPLEX polegało na zarejestrowaniu przy jego użyciu sygnałów pochodzących od cząstek. Stosowany był ten sam detektor krzemowy co w przypadku pomiarów elektrycznych. Pierwsza obserwacja polegała na rejestracji sygnałów elektronów ze źródła  $\beta$  [47]. Pierwsze badania na wiązce mezonów  $\pi$  o pędzie 3.5 GeV/c przeprowadzone zostały w CERN-ie latem 1985 roku [3]. Byłam odpowiedzialna za napisanie programu do zbierania danych, programu monitorującego zbieranie danych i uczestniczyłam w analizie wyników. Aparatura naszego miniekperymentu składała się z dwu liczników scyntylacyjnych służących do definicji geometrii wiązki i wykorzystanych

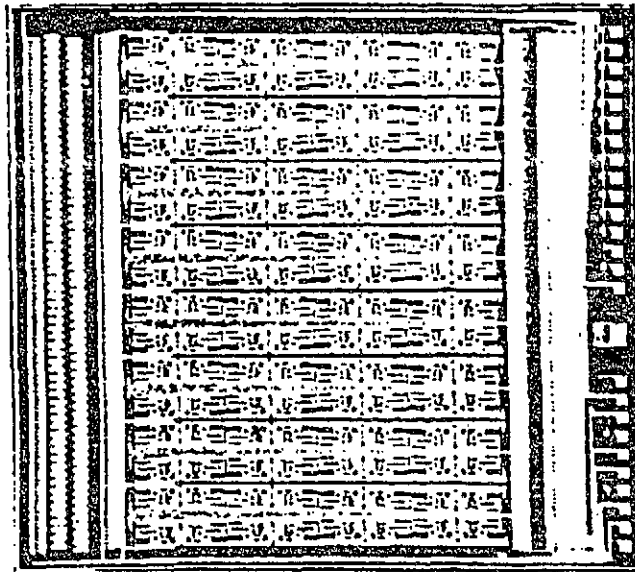


Rysunek 21: Rozkład wielkości sygnału dla cząstek w minimum jonizacji. Rysunek z pracy [3] .

w logicznym układzie wyzwalającym, z badanego detektora krzemowego wyposażonego w dwa układy MICROPLEX oraz ze specjalnie dla nas zaprojektowanego modułu o nazwie SIROCCO, składającego się z przetwornika analogowo-cyfrowego, mikroprocesora do analizy danych i systemu buforów do ich przechowywania. Było to pierwsze sprawdzenie w eksperymencie działania modułu SIROCCO, który zostanie dokładniej omówiony w następnym rozdziale. Najważniejszym wynikiem badań było zarejestrowanie sygnałów pochodzących od minimalnie jonizujących cząstek wiązki. Otrzymany rozkład wielkości sygnałów, wyrażonych w jednostkach równych odchyleniu standardowemu szumu pojedynczego kanału, pokazany jest na rysunku 21. Wartość najbardziej prawdopodobna rozkładu wynosi 16. Dla porównania, standardowa elektronika odczytu eksperymentu NA32, podłączona do detektora o dwukrotnie krótszych paskach czyli dających mniejszy wkład do szumu (patrz testy detektorów DELPHI omówione w poprzednim rozdziale), dawała stosunek sygnału do szumu pojedynczego wzmacniacza  $S/N$  równy około 23. Tak więc pokazaliśmy, że miniaturyzacja elektroniki dla detektorów krzemowych udało się i wyniki naszych badań były jednym z najważniejszych doniesień na konferencji poświęconej półprzewodnikom, zorganizowanej w Monachium w lutym 1986 roku. Praca [3] zawierała ponadto ciekawą analizę szumu wzmacniaczy. Pokazaliśmy, że poszczególne wzmacniacze nie są całkowicie niezależne lecz ma miejsce antykorelacja szumów.

## 5.2 MX2 i MX3 – wyspecjalizowane układy scalone w technologii CMOS

Większość tego punktu rozprawy dotyczy ostatecznie zastosowanego w eksperymencie układu MX3 [50], stanowiącego ulepszenie układu MX2 [49]. Tam, gdzie piszę o MX2, będzie to wyraźnie powiedziane. Rysunek 22 przedstawia w dużym powiększeniu układ MX3. Ma on wymiary  $6.4 \text{ mm} \times 6.9 \text{ mm}$ , grubość  $525 \mu\text{m}$  i zawiera 128 kanałów odczytu. Podobnie jak dla układu MICROPLEX, po lewej stronie widoczne są metalowe prostokąty



Rysunek 22: Wyspecjalizowany układ scalony MX3

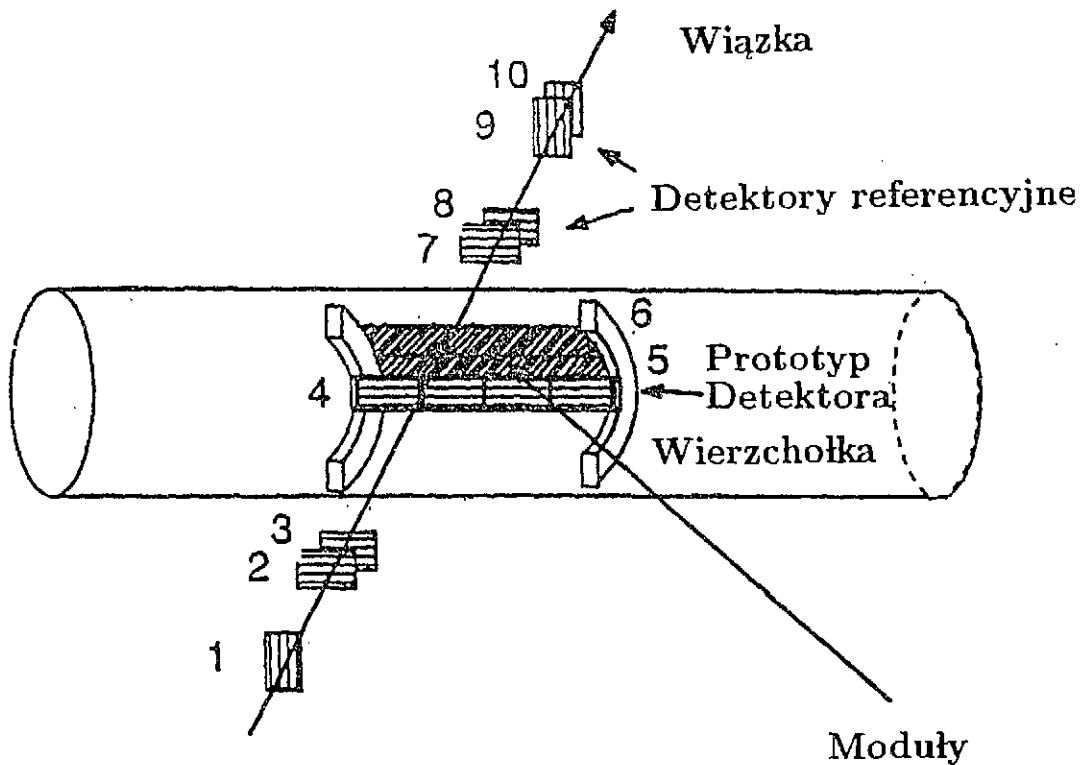
służące do zamocowania drucików, przy pomocy których poszczególne kanały elektroniki podłączone są do pasków detektora, dalej umieszczone są niskoszumowe wzmacniacze ładunkowe, elementy służące do przechowywania sygnałów po wzmocnieniu i przełączniki do sekwencyjnego przesyłania sygnałów do dalszych części łańcucha elektroniki odczytu.

Układ scalony MX3 wiele zawdzięcza doświadczeniu uzyskanemu dzięki badaniom układu MICROPLEX. Cztery rzędy prostokątów połączeniowych zastąpione zostały przez dwa rzędy, co stanowi znaczne ułatwienie przy podłączaniu układu do detektora. Przebudowany został wzmacniacz tak, aby zwiększyć jego całkowitą pojemność wejściową, a przez to zminimalizować niepożądany rozptył ładunku. Zostało to osiągnięte poprzez zwiększenie wzmocnienia nieobciążonego wzmacniacza z 400 do 2000 razy oraz podniesienie sprzęgającej pojemności z 0.1 pF do 0.4 pF. Koszt, jaki przyszło za to zapłacić to zwiększenie odpowiednich elementów układu, a co za tym idzie, wydłużenie całego układu o 2 mm w stosunku do MICROPLEX-u. Zwrócono uwagę na poprawienie technologii dające większą wytrzymałość układu na promieniowanie. Badania pokazały, że zniszczenia najmniej odpornych układów pojawiły się dopiero przy dawkach przekraczających 50 kiloradów. Najbardziej odporne wytrzymały ponad 600 kiloradów. Zasadniczym ulepszeniem, wynikającym z samej technologii CMOS, było małe wydzielanie mocy, wynoszące 60 mW dla pojedynczego układu. Dzięki temu można było zrezygnować z impulsowego zasilania układu oraz zastosować proste chłodzenie elektroniki wodą. Sprawdzono, że rejestry przesyłające sygnały mogą pracować z częstotnością 2.5 MHz.

Badania pracy detektorów krzemowych z odczytem przy użyciu układów MX2 (MX3 był dopiero w fazie produkcji) przeprowadzone zostały na wiązce cząstek z akceleratora SPS w CERN-ie latem 1988 roku. Było to niedługo po zakończeniu przeze mnie stażu w CERN-ie i mój udział w tych badaniach ograniczył się do przekazania kolegom programów analizy danych z poprzednich testów na wiązkach. Układy MX2 podłączone zostały do detektorów z warstwą tlenku między diodami i paskami metalowymi, omówionych w poprzednim rozdziale. Podłączony był co drugi pasek, dając gęstość odczytu 50  $\mu\text{m}$ .



Detektory połączone zostały w trzy moduły takie, jakie miały pojawić się rok później w eksperymencie. Zbudowany też został teleskop, złożony z detektorów krzemowych starego typu czyli bez warstwy  $\text{SiO}_2$  (patrz rysunek 7). Do odczytu detektorów teleskopu zastosowane zostały dobrze już zbadane układy MICROPLEX. Gęstość odczytu tych detektorów wynosiła  $25 \mu\text{m}$ . Teleskop pozwalał na rekonstrukcję torów wiązki i ich ekstrapolację do badanych detektorów DELPHI. Dzięki temu można było wyznaczyć dokładność pomiaru położenia daną przez te detektory. Schemat tego małego eksperymentu przedstawiony jest na rysunku 23.



Rysunek 23: Układ detektorów na wiązce cząstek z SPS-u. Rysunek z pracy [7].

Wyniki analizy zebranych danych zostały opublikowane w pracy [7]. Najważniejsze były dwa: pomiar stosunku  $S/N$  dla cząstek minimalnie jonizujących i wyznaczenie zdolności rozdzielczej pomiaru położenia cząstki w detektorze. Przy dwu detektorach krzemowych połączonych razem (całkowita długość pasków 12 cm), czytanych co drugim pasku i układzie MX2 do ich odczytu uzyskaliśmy  $S/N$  równy 7, a zdolność rozdzielczą pomiaru położenia równą  $6.5 \mu\text{m}$ . Badania pokazały więc, że prototypy modułów detektora wierzchołka DELPHI pracują, ale należy poprawić stosunek sygnału do szumu. Ponieważ układ MX3 miał niższy szum w porównaniu z układem MX2, spodziewaliśmy się poprawy w pomiarach wielkości sygnału we właściwym detektorze wierzchołka. Tak się też stało. Typowa wartość  $S/N$  mierzona dla modułów detektorów krzemowych zainstalowanych w eksperymencie, z odczytem przy użyciu MX3, wynosiła 15/1. O tym, jak dobra była lokalizacja sygnałów, napiszę obszernie w rozdziale ósmym.

## 6 Budowa i działanie detektora wierzchołka w eksperymencie DELPHI

Po obszerniejszym omówieniu w poprzednich rozdziałach najważniejszych dwu elementów składowych detektora wierzchołka czyli detektorów krzemowych i mikroelektroniki odczytu, w tym rozdziale przedstawię budowę i pracę w eksperymencie całego detektora. Opieram się na przeglądowym artykule [18] naszej grupy na ten temat, przy czym po szczegóły odsyłam do samego artykułu. Był on pisany przez kilka osób. Byłam odpowiedzialna za napisanie jego części i za redakcję całości. W postaci opisanej w tym rozdziale detektor pracował do końca 1993 roku. Modyfikacje detektora przeprowadzone w 1994 roku i zaplanowane na rok 1995 przedstawione są w rozdziale dziesiątym. Większość opisanych tutaj metod montażu, pomiarów, zbierania danych i monitorowania pracy detektora odnosi się również do tego zmodyfikowanego detektora.

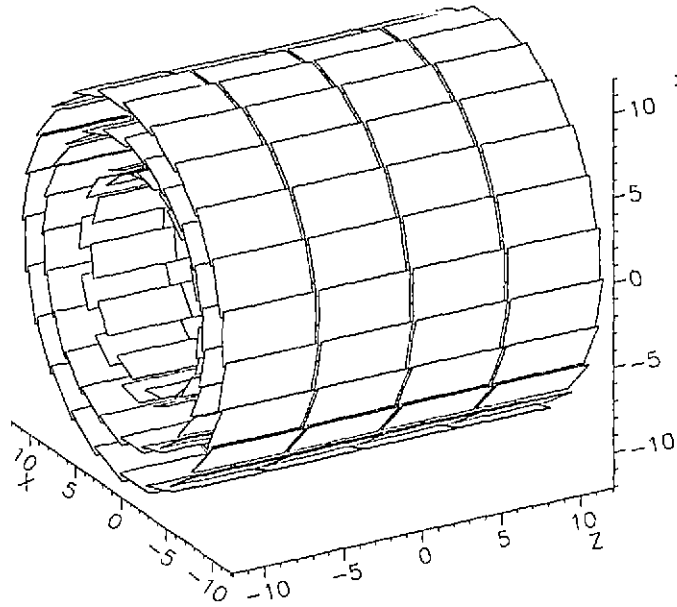
### 6.1 Budowa detektora wierzchołka

Rysunek 24 przedstawia w uproszczony sposób rozkład wszystkich 288 detektorów krzemowych, tworzących detektor wierzchołka DELPHI. Trzy współśrodkowe walcowe warstwy o średnich promieniach równych 6.3, 9 i 11 cm otaczają w eksperymencie rurę akceleratora. W 1990 roku zewnętrzny promień rury wynosił 8.0 cm i detektor wierzchołka DELPHI składał się tylko z warstwy środkowej i zewnętrznej. W 1991 roku, po zainstalowaniu węższej rury o promieniu 5.3 cm, dodana została trzecia, wewnętrzna warstwa. Warstwa środkowa i zewnętrzna mają długość 24 cm, a warstwa wewnętrzna ma długość 22 cm.

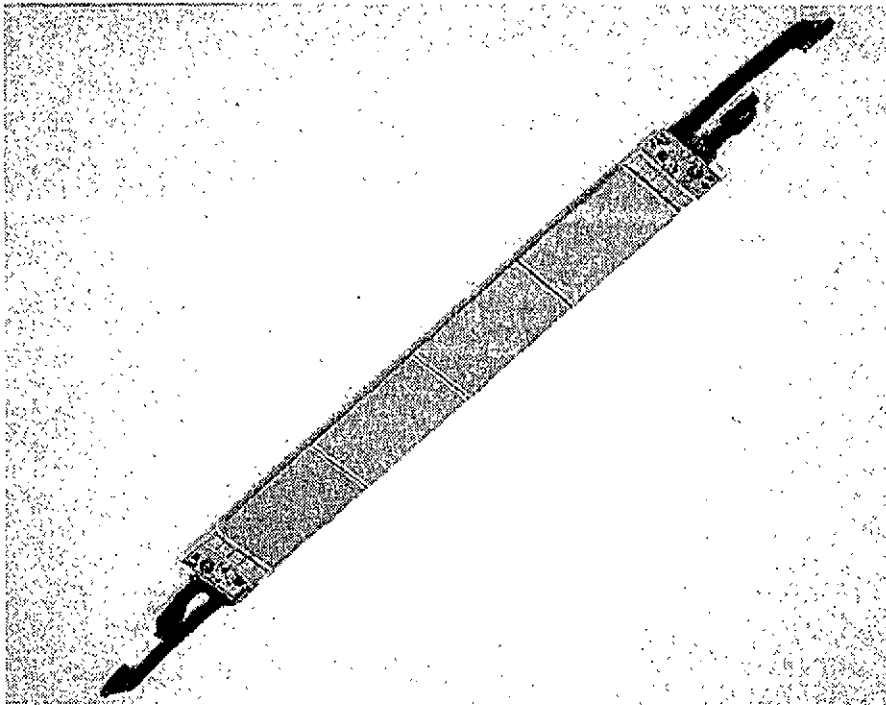
Każda warstwa składa się z 24 identycznych elementów zwanych modułami. W kącie  $\phi$  na około dziesięciu procentach swojej szerokości moduły zachodzą na siebie. Służą to dokładnemu wyznaczeniu ich względnego położenia, o czym będzie mowa w tym i w następnym rozdziale.

Każdy moduł składa się z czterech detektorów krzemowych, dwu ceramicznych płytek, na których, między innymi, zamontowana jest elektronika odczytu oraz z kaptonowych kabli doprowadzających i odprowadzających sygnały związane z pracą detektorów i elektroniki odczytu. Dla przykładu na rysunku 25 pokazana jest fotografia w pełni wyposażonego, pojedynczego modułu warstwy zewnętrznej. Podparcie modułu stanowi trapezoidalna szyna wykonana z włókien węglowych, o grubości 200  $\mu\text{m}$ , przyklejona do spodu czterech detektorów. Dodatkowe wzmocnienie szyny stanowi pasek krzemu o szerokości 2 mm i grubości 300  $\mu\text{m}$ .

Detektory krzemowe, wchodzące w skład modułów, to, opisane w czwartym rozdziale, detektory ze sprzężeniem pojemnościowym i opornikami zasilającymi z polikrystalicznego krzemu. Paski detektorów są równoległe do wiązek w akceleratorze, a odległość między środkami dwu sąsiednich pasków wynosi 25  $\mu\text{m}$ . Co drugi pasek jest paskiem odczytu. Detektory warstwy wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej mają odpowiednio 384, 512 i 640 pasków odczytu, co odpowiada szerokościom ich aktywnego obszaru równym 1.92



Rysunek 24: Schemat budowy detektora wierzchołka DELPHI - widok perspektywiczny. Wymiary podane są w centymetrach.

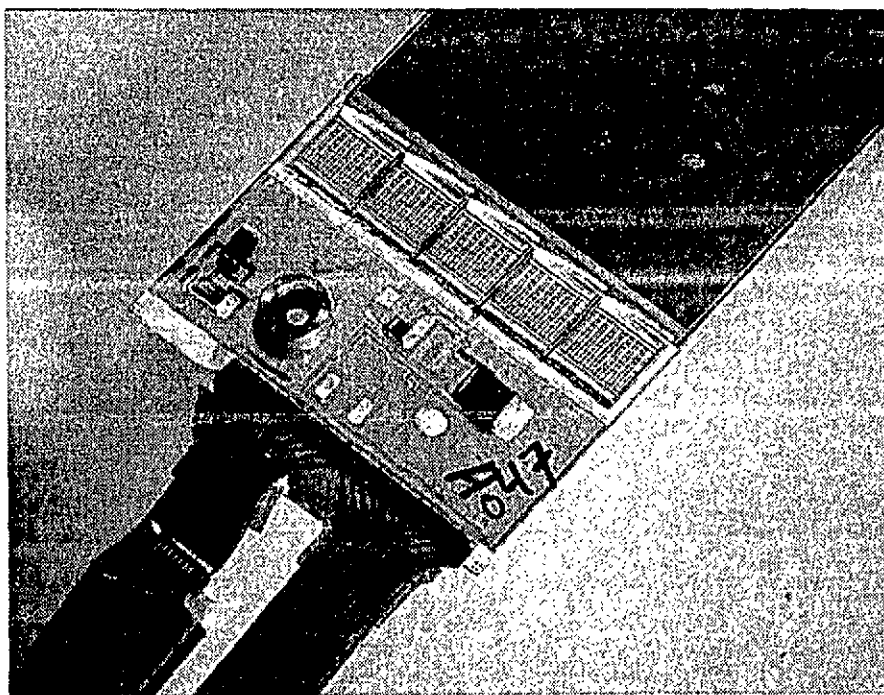


Rysunek 25: Moduł warstwy zewnętrznej detektora wierzchołka DELPHI. Pojedynczy detektor krzemowy ma całkowitą długość około 6 cm i całkowitą szerokość około 3.4 cm. Kopia zdjęcia z pracy [18].

cm, 2.56 cm i 3.2 cm.

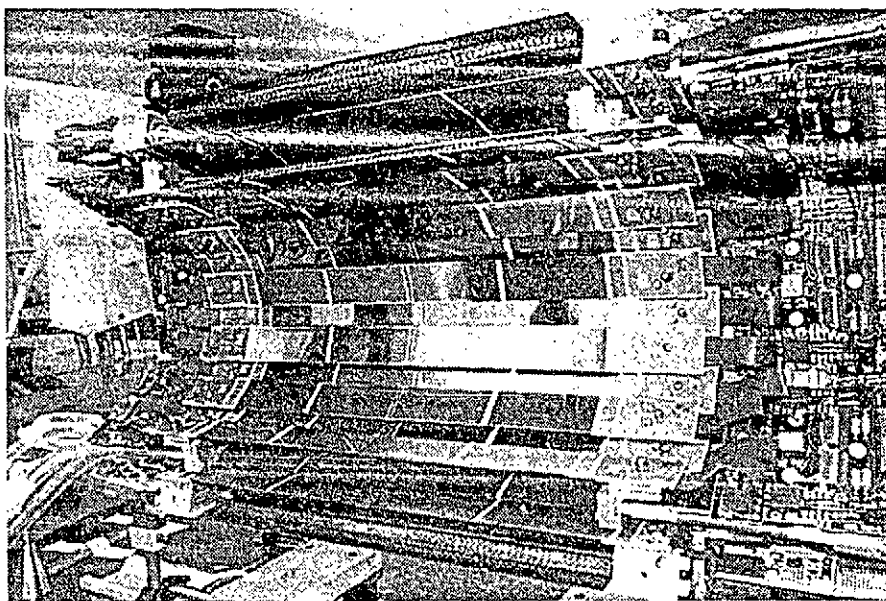
Z punktu widzenia odczytu detektora istotny jest podział modułu na dwa półmoduły, symetryczne względem jego środka. Paski odczytu dwu detektorów tworzących półmoduł połączone są z sobą drucikami o średnicy około 25  $\mu\text{m}$ . Taki pasek (o długości około 11 cm dla półmodułów warstwy wewnętrznej i o długości około 12 cm dla półmodułów warstw środkowej i zewnętrznej) podłączony jest takim samym drucikiem do swojego wzmacniacza, znajdującego się na ceramicznej płytce odczytu po zewnętrznej stronie półmodułu. Pasek odczytu razem ze wzmacniaczem stanowi pojedynczy kanał odczytu detektora wierzchołka DELPHI. Całkowita liczba kanałów odczytu wynosi 73 728.

Wzmacniacze należą do omówionych w poprzednim rozdziale układów odczytu MX3, wykonanych w technologii CMOS. Do odczytu każdego półmodułu warstwy wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej służy odpowiednio trzy, cztery i pięć układów MX3. Jak już wspomniano, układy MX3 naklejone są na ceramicznej płytce odczytu. Na płytce poprowadzone też są metalowe linie połączeń elektrycznych między zewnętrznymi kablami kaptonowymi z jednej strony a detektorami i układami MX3 z drugiej strony. Służą one zasilaniu detektorów i elektroniki odczytu, sterowaniu układami MX3 oraz przesyłaniu sygnałów zebranych z detektora. Rysunek 26 przedstawia fotografię ceramicznej płytki odczytu półmodułu warstwy zewnętrznej wraz z fragmentem detektora i kaptonowych kabli.



Rysunek 26: Ceramiczna płytka odczytu dla półmodułu zewnętrznej warstwy detektora wierzchołka DELPHI. Pojedynczy układ mikroelektroniki odczytu ma wymiary 6.4 mm  $\times$  6.9 mm. Kopia zdjęcia z pracy [18] .

Płytką odczytu pełni jeszcze dwie funkcje. Po pierwsze służy odprowadzeniu ciepła



Rysunek 27: Połowa detektora wierzchołka DELPHI z trzema warstwami detektorów krzemowych. Kopia zdjęcia z pracy [18] .

wydzielanego podczas pracy układów MX3. W związku z tym płytki warstwy środkowej i zewnętrznej wykonane są z tlenku aluminium (przewodność cieplna  $25 \text{ W}/(\text{mK})$ ), a płytki warstwy wewnętrznej z jeszcze lepiej przewodzącego ciepło tlenku berylu (przewodność cieplna  $300 \text{ W}/(\text{mK})$ ). Po drugie, na tej płytce umieszczone są referencyjne obiekty, istotne dla wyznaczenia położenia pasków detektorów w układzie współrzędnych DELPHI. W przypadku warstwy środkowej i zewnętrznej są to małe metalowe walce (patrz rysunek 26), a w przypadku warstwy wewnętrznej - kulki (rowerowe).

Opis modułów zakończę uwagą, że wszystkie klejenia i łączenia detektorów wykonywane były tak, że odchylenia od równoległości pasków w module są rzędu  $1\text{-}2 \mu\text{m}$ . Możliwe to było dzięki zastosowaniu urządzeń montażowych, specjalnie dopasowanych do każdego kroku budowy modułów i dzięki wykonywaniu wszystkich prac montażowych pod mikroskopem. Szczegółowy opis montażu modułów można znaleźć w pracy [18].

Detektor wierzchołka DELPHI składa się z dwu niezależnych połówek. Dzięki temu podziałowi można detektor wkładać i wyjmować bez konieczności demontowania rury akceleratora. Każda połówka zawiera po 12 modułów z każdej z trzech warstw. Na obu końcach moduły zamocowane są na aluminiowych półobracach. Moduły warstwy środkowej i zewnętrznej mają wspólne półobręcze, a moduły warstwy wewnętrznej – oddzielne, przytwierdzone do tamtych za pomocą aluminiowych prętów. Fotografia jednej, w pełni wyposażonej połówki detektora wierzchołka przedstawiona jest na rysunku 27. Dobrze widocznych jest 12 modułów warstwy wewnętrznej oraz skrajne moduły warstwy środkowej.

Aluminiowe obręcze spełniają dwie role: nadają detektorowi wierzchołka mechaniczną sztywność oraz służą chłodzeniu elektroniki odczytu. O tym, jak dobrze pełnią swoją rolę mechaniczną przekonamy się, kiedy w dalszej części tego rozdziału omawiane będzie moni-

torowanie mechanicznej stabilności detektora w eksperymencie. Chłodzenie realizowane jest w ten sposób, że obręcze są w środku wydrążone i te wydrążenia stanowią część układu obiegu wody. Ciepło wydzielane przez układy MX3 przenosi się po ceramicznej płytce odczytu do aluminiowych półobreczy, skąd odbierane jest przez wodę. Efektywna grubość półobreczy wynosi 5 mm Al.

Podobnie jak ceramiczna płytka odczytu służyła do przesyłania sygnałów na poziomie pojedynczego półmodułu, tak i na poziomie całych połówek detektora znajduje się specjalna elektronika przesyłowo-sterująca, która na rysunku 27 widoczna jest na prawo od detektora. Pośredniczy ona między elektroniką umieszczoną na ceramicznych płytkach odczytu tuż przy detektorze a blokami odczytu, sterowania, zasilania i monitorowania, znajdującymi się w pokoju kontrolnym, w odległości około 25 metrów od detektora. Sygnały kontrolne i zasilające, wysyłane przez bloki w pokoju kontrolnym, są przez tę elektronikę bądź wprost przesyłane na poziom półmodułów, bądź wcześniej są powielane i rozprowadzane dopiero po powieleniu. Przy przesyłaniu analogowych sygnałów z pasków detektorów do modułów SIROCCO w pokoju kontrolnym, zajmuje się ona z kolei ich różniczkowaniem i sterowaniem przesyłania z zachowaniem odpowiednich odstępów czasowych. Dzięki tej elektronice, pozwalającej na kolejne przesyłanie do 2000 sygnałów z detektora po jednej linii oraz pozwalającej na powielanie sygnałów kontrolnych i zasilających, cały detektor wierzchołka eksperymentu DELPHI ze swymi 73 728 kanałami odczytu obsługiwany był tylko przez 10 kabli. Dla porównania, detektor wewnętrzny, posiadający ponad 2500 kanałów odczytu, z których każdy obsługiwany jest indywidualnie, ma takich kabli około 90.

## 6.2 Laboratoryjne pomiary położenia elementów detektora wierzchołka i instalacja w eksperymencie

Aby można było z detektora wierzchołka otrzymać dokładność pomiaru położenia cząstek porównywalną ze zdolnością rozdzielczą samych detektorów krzemowych, potrzeba dwu rzeczy: dokładnego wyznaczenia położenia poszczególnych pasków odczytu w układzie współrzędnych eksperymentu DELPHI i mechanicznej stabilności detektora podczas pracy w eksperymencie. Kontrolę stabilności detektora omówię w dalszej części tego rozdziału. Tutaj zajmę się pomiarami położenia elementów detektora, jakie przeprowadza się przed zainstalowaniem go w eksperymencie. Układ odniesienia tych pomiarów jest wybrany arbitralnie. Stanowią one nieodzowny punkt startu do dokładniejszego wyznaczenia położenia detektora (już w układzie DELPHI), jakie uzyskuje się w oparciu o tory cząstek z rozpadów  $Z^0$ , zarejestrowane w detektorze. Będzie o tym mowa w następnym rozdziale.

Wyznaczanie położenia detektorów krzemowych, wchodzących w skład detektora wierzchołka, prowadzone jest w dwu etapach. Najpierw dla każdego modułu mierzy się pod mikroskopem położenia wybranych pasków każdego z jego czterech składowych detektorów względem referencyjnych wałców lub kulek umieszczonych na ceramicznych płytkach odczytu. Ten pomiar daje tylko dwie współrzędne w płaszczyźnie detektora. Następnie, po zamontowaniu modułów na aluminiowych półobreczach mierzy się obie połówki we wszystkich trzech współrzędnych. Pomiarów dokonuje się przy użyciu specjalnego urządzenia

pomiarowego <sup>1</sup>, które na kalibracyjnych obiektach mierzy odległość  $d$  z dokładnością  $(3 + d/(2 \cdot 10^5))\mu\text{m}$ . Pomiar odbywa się poprzez dotyk z bardzo małym naciskiem (około 10 g) <sup>2</sup>. Pomiar obu połówek detektora prowadzony jest też w dwu etapach ze względu na niedostępność warstwy środkowej przy całkowitym ich zmontowaniu. Najpierw mierzy się moduły warstwy zewnętrznej i środkowej, następnie montuje się warstwę wewnętrzną i z kolei mierzy się moduły warstwy zewnętrznej i warstwy wewnętrznej. Następnie sprawdza się zgodność obu zestawów pomiarów modułów warstwy zewnętrznej, co stanowi kryterium akceptacji całego ciągu pomiarowego z użyciem maszyny Galaxy. Pomiar każdego modułu obejmuje kilka punktów na każdym z jego czterech detektorów oraz pomiar obiektu referencyjnego. Ponieważ maszyna „nie widzi” pasków na detektorach, a o dokładne wyznaczenie właśnie ich położenia nam chodzi, ostatecznie otrzymuje się je przez połączenie wyników pomiarów modułów pod mikroskopem i przy zastosowaniu maszyny. Służą temu specjalne programy.

Ostatecznie, biorąc pod uwagę wszystkie niepewności pomiarowe, otrzymuje się położenie pasków każdego z 288 detektorów krzemowych, wchodzących w skład detektora wierzchołka, z dokładnością rzędu 20  $\mu\text{m}$ . Dalsze polepszenie, w oparciu o pomiar śladów cząstek w detektorze wierzchołka, uzyskuje się dla współrzędnych w płaszczyźnie detektorów. Informacja o promieniu, na jakim leży detektor, pochodzi wyłącznie z pomiarów przy użyciu maszyny Galaxy. Dodam jeszcze, że pomiary z użyciem maszyny Galaxy prowadzone są w takich warunkach (temperatura, wilgotność itd.), w jakich detektor znajduje się w eksperymencie DELPHI. Odbywają się one corocznie tuż przed zainstalowaniem detektora w eksperymencie na kolejny okres zbierania danych i powtórnie zaraz po jego wyjęciu po zakończeniu zbierania danych.

Detektor wierzchołka umieszczony jest w detektorze DELPHI między detektorem wewnętrznym i rurą akceleratora. Na wewnętrznej ścianie detektora wewnętrznego znajdują się szyny z włókien węglowych (po dwie na każdą połówkę detektora wierzchołka), służące do instalacji i podtrzymywania detektora wierzchołka. Każdą połówkę detektora wsuwa się oddzielnie po tych szynach na małych łyżwach. Instalacja detektora wymaga dużej dokładności, gdyż w największym miejscu „światło” między detektorem wierzchołka i rurą akceleratora wynosi 1 mm. Obie połówki funkcjonują w eksperymencie jako dwie niezależne części. Stąd w 1990 roku, kiedy jeszcze nie opanowaliśmy w pełni instalacji detektora, były one przesunięte względem siebie o około 2 cm we współrzędnej  $z$ .

### 6.3 System zbierania danych

Synchronicznie z każdym przecięciem wiązek, wszystkie układy MX3 rejestrują ładunek zebrany na paskach detektorów krzemowych wchodzących w skład detektora wierzchołka. Jeśli elektroniczny układ decyzyjny (tryger) nie stwierdzi interesującego oddziaływania cząstek dla tego przecięcia, przy następnym przecięciu wiązek nowe sygnały z pasków zapisywane są w miejsce starych. Jeśli przypadek jest akceptowany, ładunki są kolejno przesyłane do 36 modułów SIROCCO. Każde SIROCCO zawiera dwie niezależne jednos-

<sup>1</sup>Maszyna pomiarowa Galaxy, POLI S.p.A., Włochy

<sup>2</sup>Aktualnie prowadzone są próby pomiarów optycznych przy pomocy kamery zainstalowanej na maszynie Galaxy.

tki odczytu. Każda z nich złożona jest z przetwornika ADC przetwarzającego sygnały analogowe na cyfrowe z częstotnością 10 MHz i z cyfrowego procesora DSP56001 produkcji Motorola Inc., służącego do wstępnej analizy zebranych sygnałów w rzeczywistym czasie zbierania danych.

Sygnałem wejściowym dla każdej z 72 jednostek odczytu w modułach SIROCCO jest zwielokrotniony sygnał analogowy z detektora. Taki pojedynczy sygnał niesie informację z 768 lub 1152 pasków detektora (dwie różne konfiguracje łączenia półmodułów w systemie odczytu). Przy odczycie z częstotnością 2.5 MHz, konwersja sygnału analogowego na serię sygnałów cyfrowych trwa około 500  $\mu$ s. 72 procesory DSP analizują dane, wybierając spośród 73 728 sygnałów z pasków typowo 1000 słów 32-bitowych dla przypadku hadronowego rozpadu  $Z^0$  i 150 słów dla pustego przypadku. Cały przypadek analizowany jest w około 30 ms.

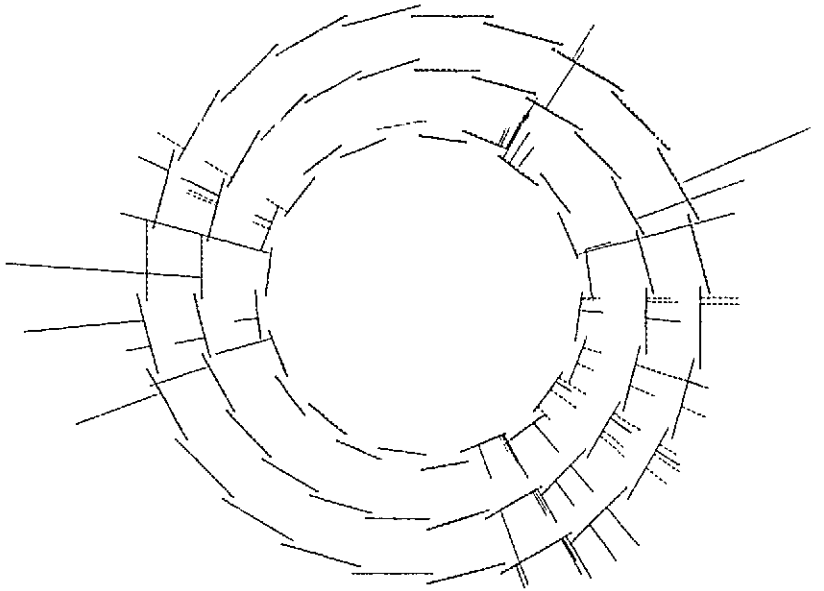
Aby wybrać sygnały od cząstek, dla każdego kanału odczytu trzeba policzyć trzy wielkości: piedestał kanału czyli jego stały poziom sygnału, stały poziom wspólny dla wszystkich kanałów z pojedynczego układu MX3 i szum kanału. Wartości piedestałów i szumów są na bieżąco uaktualniane w oparciu o kolejno rejestrowane przypadki. Metoda tej aktualizacji jest obszernie opisana w pracy [18]. Analiza polega na odjęciu od aktualnego sygnału dla każdego kanału odczytu jego piedestału i wspólnego poziomu szumu, a następnie na wyrażeniu otrzymanego tak sygnału w jednostkach jego szumu. Sygnały pochodzące od cząstek wybiera się, żądając, aby suma tak wyrażonych sygnałów dla dwu sąsiednich pasków była większa niż sześć. Tylko te sygnały oraz sygnały z kilku sąsiadujących z nimi pasków są akceptowane. To kryterium wybierania sygnałów pochodzących od cząstek pracuje bardzo dobrze, gdyż dla przypadków bez śladów cząstek w detektorze wierzchołka rejestruje się typowo tylko trzy sygnały pochodzące od szumu podczas gdy dla cząstek wydajność jest bliska 100% (patrz punkt dotyczący wydajności detektora w rozdziale ósmym). Sygnały pochodzące od cząstek rozciągają się typowo na jeden do trzech kanałów odczytu z sumą (w jednostkach szumu) około 15.

Informacja o sygnale, wartości piedestału i szumu dla zaakceptowanych kanałów przesyłana jest następnie do ogólnego systemu zbierania danych DELPHI i razem z danymi z innych poddetektorów DELPHI zapisywana na kasetach do dalszego opracowania, już poza eksperymentem. Dla zilustrowania, jak dobrze pracuje ten system analizy danych prowadzonej w rzeczywistym czasie ich zbierania, posłużę się rysunkiem 28, który przedstawia zaakceptowane sygnały w detektorze wierzchołka dla przypadku rozpadu  $Z^0 \rightarrow$  hadrony.

## 6.4 Kontrola położenia detektora w eksperymencie

Jak już wspominałam, jednym z warunków uzyskania dobrej zdolności rozdzielczej w pomiarach położenia cząstek przez detektor wierzchołka jest stałość jego położenia w eksperymencie. Chodzi przy tym o stabilność mechaniczną na poziomie pojedynczych mikrometrów, aby błąd związany ze zmianami położenia był mały w porównaniu z wewnętrzną zdolnością rozdzielczą detektorów wynoszącą około 6  $\mu$ m. Charakter i źródła odkształceń czy też zmian położenia detektora mogą być następujące. Detektor wierz-





Rysunek 28: Przypadek hadronowego rozpadu  $Z^0$  zarejestrowany w detektorze wierzchołka - wynik analizy przeprowadzonej w rzeczywistym czasie zbierania danych. Rysunek z pracy [18].

chołka mógłby zmieniać swoje położenie na skutek zmian temperatury otoczenia. Mógłby się też przemieszczać względem detektora wewnętrznego na skutek zmian warunków (np. ciśnienia) wewnątrz tamtego detektora. Na koniec wreszcie mogłyby zachodzić przemieszczenia modułów detektora wierzchołka względem siebie na skutek lokalnych zmian termicznych czy lokalnych naprężeń mechanicznych.

Utrzymywanie stałej temperatury w rejonie detektora jest bardzo istotne, gdyż zmiana o  $1^\circ\text{C}$  temperatury aluminiowych obręczy powoduje ich rozszerzenie się o całe  $5\ \mu\text{m}$ . Układ chłodzenia detektora pozwala efektywnie odprowadzać  $70\ \text{W}$  generowanych przez całą elektronikę (576 układów MX3 i elektronika przesyłowo-sterująca na poziomie połówek detektora) w rejonie detektora i utrzymywać stabilną temperaturę w granicach  $0.3^\circ\text{C}$ . Do pomiaru temperatury służą termometry oporowe, mierzące z dokładnością  $0.2^\circ\text{C}$ . Odczyt termometrów odbywa się automatycznie co jedną minutę, wyniki pomiaru są umieszczane w bazie danych i kontrolowane są przez osobę pełniącą dyżur przy detektorze.

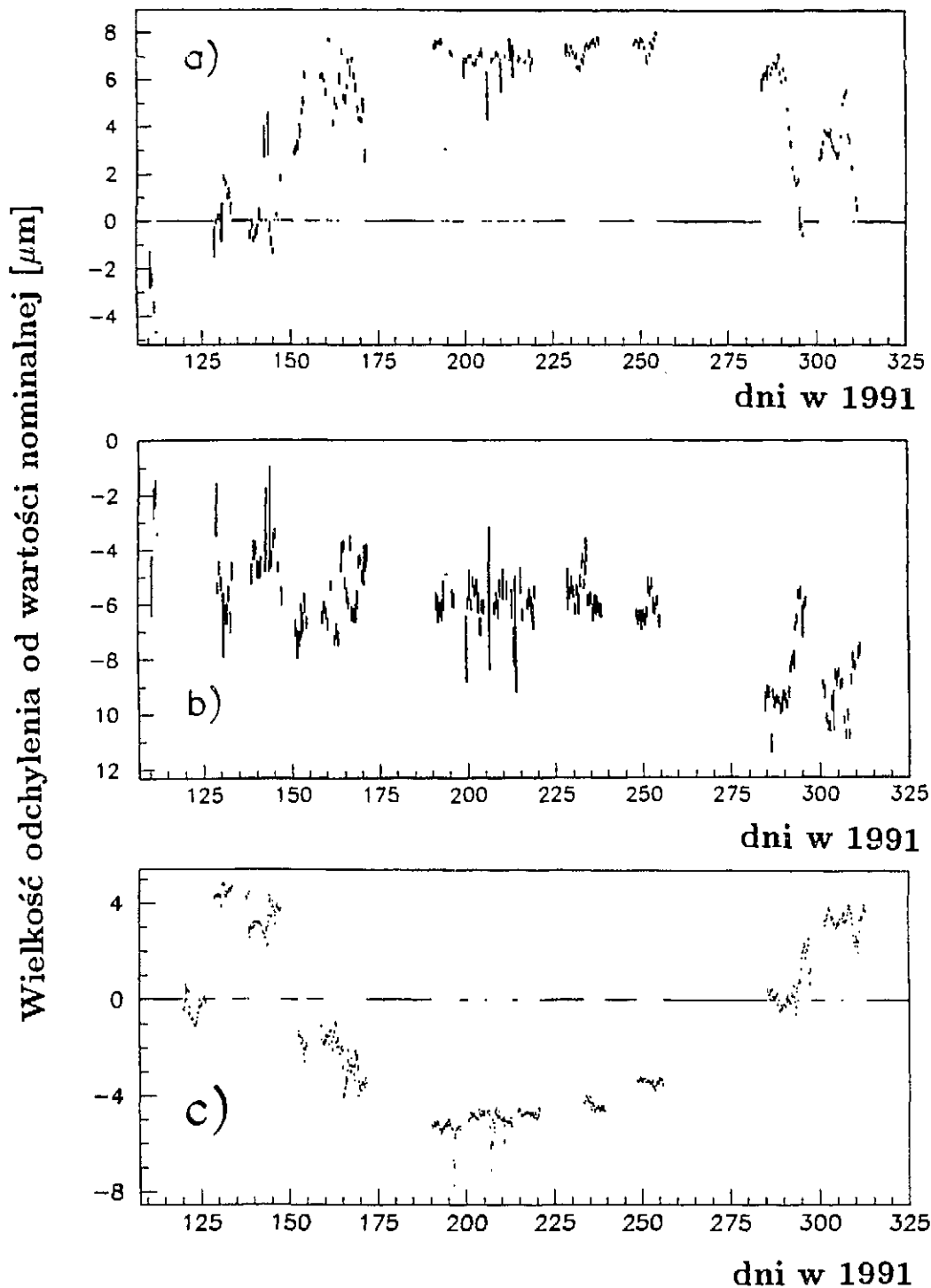
Do monitorowania położenia detektora wierzchołka względem detektora wewnętrznego służą dwa niezależne systemy pomiarowe: jeden oparty na czujnikach pojemnościowych, a drugi na diodzie laserowej. 18 czujników pojemnościowych jest zamontowanych tak, że jedna okładka kondensatora znajduje się na aluminiowych półobracach detektora wierzchołka, a druga jest przyklejona do ściany detektora wewnętrznego. Ten system monitorujący pozwala mierzyć radialne zmiany położenia detektora z dokładnością rzędu  $1\ \mu\text{m}$ , jest natomiast mało czuły (dokładność  $10\ \mu\text{m}$ ) na zmiany azymutalne. System laserowy składa się z diody laserowej, dającej światło podczerwone o długości fali  $904\ \text{nm}$ , 48 światłowodów o długości  $10\ \text{m}$  i średnicy  $100\ \mu\text{m}$ , 48 małych soczewek i 48 małych pryzmatów. Dioda znajduje się na zewnątrz detektora DELPHI, a światło z

niej rozprowadzane jest do 24 punktów na wewnętrznej ścianie detektora wewnętrznego. W punktach tych zamontowane są po dwa układy soczewka-pryzmat, skupiające światło na modułach warstwy zewnętrznej detektora wierzchołka. Użyta dioda laserowa jest diodą impulsową i steruje się nią tak, że światło na detektor pada co 64 przecięcia wiązek. Ponieważ detektory krzemowe rejestrują światło tej długości, sygnały świetlne są zapisywane na kasety razem z danymi od cząstek. Układ laserowy daje dobry pomiar zmian położenia w płaszczyźnie modułów, a jest nieczuły na zmiany promienia, tak więc jest on komplementarny do systemu opartego na czujnikach pojemnościowych. Dokładność lokalizacji pojedynczego sygnału świetlnego wynosi  $5 \mu\text{m}$ . Sygnały zebrane w jednym punkcie pomiarowym w ciągu godziny pozwalają na pomiar azymutalnych zmian położenia detektora z dokładnością około  $1 \mu\text{m}$ .

Wyniki pomiarów, prowadzonych przez okres 9 miesięcy zbierania danych w 1991 roku, przedstawione są na rysunku 29 dla dwu wybranych punktów świetlnych i jednego czujnika pojemnościowego. W ciągu całego roku nie zaobserwowaliśmy zmian położenia większych niż  $10 \mu\text{m}$ , aczkolwiek miał miejsce wolny dryf w granicach 5 do  $7 \mu\text{m}$  w okresie kilku tygodni. Duże skoki położenia ( $20$  do  $30 \mu\text{m}$ ) detektora miały miejsce w przerwach zbierania danych, kiedy detektor wierzchołka był wyłączony lub detektor DELPHI był otwarty ze względu na konieczność interwencji, ale potem detektor wracał do swojego pierwotnego położenia.

Stabilność położenia poszczególnych modułów detektora wierzchołka względem siebie, niezależnie od zmian zewnętrznych, badana była przy pomocy torów przechodzących przez te obszary detektora, gdzie moduły zachodzą na siebie. Można tam mieć do 6 punktów na torze, mierzonych przez detektor wierzchołka. Do analizy wybrane zostały torzy z co najmniej trzema takimi punktami i o pędach poprzecznych większych niż  $0.5 \text{ GeV}$ . Przez dowolne dwa spośród tych punktów prowadzony był okrąg, przy czym jego krzywizna brana była z pomiarów prowadzonych przez zewnętrzne detektory. Następnie liczona była odległość od toru dla pozostałych punktów. Śledzenie zmian tych odległości w czasie dostarcza informacji o stabilności położenia detektora. Dla typowych warunków zbierania danych otrzymuje się 50 torów na dzień na jedną zakładkę między modułami, co daje dokładność pomiaru lepszą niż  $2 \mu\text{m}$ . Stwierdzono, że podczas całego okresu zbierania danych przyczynę do błędu pomiaru położenia cząstek od niestabilności mechanicznych samego detektora wierzchołka był mniejszy niż  $3 \mu\text{m}$ . Nie stwierdzono przy tym różnic w zachowaniu między modułami na brzegach połówek i znajdującymi się blisko ich środków.

Podsumowując, stabilność mechaniczna detektora wierzchołka, zarówno wewnętrzna jak i mierzona względem detektora wewnętrznego, jest bardzo dobra. Pozwala to mieć nadzieję, że efektywna zdolność rozdzielcza pomiarów położenia cząstek będzie niewiele gorsza niż wewnętrzna zdolność rozdzielcza samych detektorów krzemowych. To, że tak rzeczywiście jest, przedstawię obszerniej w rozdziale ósmym, który dotyczy charakterystyk działania detektora wierzchołka.



Rysunek 29: Zmiany azymutalnego położenia plamek świetlnych i radialnego położenia czujnika pojemnościowego w ciągu całego okresu zbierania danych w 1991 roku. (a) Plamka świetlna na najwyższym module w detektorze wierzchołka. (b) Plamka świetlna na jednym z dolnych modułów, silniej związanym przez system podparcia detektora. (c) Czujnik pojemnościowy zamontowany w górnej części obręczy aluminiowych. Rysunek z pracy [18] .

## 7 Oprogramowanie detektora wierzchołka DELPHI

Oprogramowanie detektora wierzchołka jest częścią składową oprogramowania całego detektora DELPHI. Analiza danych opiera się na dwu wielkich programach: na programie Monte Carlo do symulacji procesów fizycznych i detektora oraz na programie rekonstrukcji. Oba programy korzystają z baz danych zawierających informacje o położeniu poszczególnych elementów detektora w układzie współrzędnych eksperymentu DELPHI oraz danych służących do kalibracji elektroniki. W przypadku detektora wierzchołka kalibracyjna baza danych okazała się niepotrzebna ze względu na bardzo jednolite zachowanie elektroniki i prowadzenie ciągłej kalibracji w rzeczywistym czasie zbierania danych, o czym była mowa w poprzednim rozdziale. Z kolei specjalne znaczenie ma geometryczna baza danych ze względu na dokładności pomiarowe rzędu kilku mikrometrów, jakie z tego detektora chcemy uzyskać. W tym rozdziale omówię kolejno geometryczną bazę danych, programy symulacji i program rekonstrukcji w części dotyczącej detektora wierzchołka.

### 7.1 Geometryczna baza danych

Położenie każdego pojedynczego paska detektora w układzie współrzędnych DELPHI uzyskuje się w oparciu o geometryczną bazę danych. Zawiera ona dla każdej spośród 288 płytek detektorów krzemowych, tworzących detektor wierzchołka, współrzędne  $x, y, z$  dla trzech punktów: środka centralnego paska odczytu i dwu końców paska odczytu o największej wartości kąta  $\phi$  w układzie współrzędnych DELPHI. Pokryte aluminium paski odczytu idealnie nadają się jako elementy referencyjne, gdyż z jednej strony lokalizuje się je poprzez zbierane z nich sygnały, a z drugiej strony są bardzo dobrze widoczne, więc można do nich stosować pomiary optyczne. Trzy punkty wyznaczają płaszczyznę, więc jeśli nie występują nieliniowe odkształcenia płytki detektora, to ich znajomość wystarczy do wyznaczenia położenia dowolnego paska detektora z dokładnością prawie taką jak położenia pasków referencyjnych. Biblioteka złożona z kilkunastu procedur służy do obsługi tak skonstruowanej geometrycznej bazy danych detektora wierzchołka.

Geometryczna baza danych dla programów symulacji detektora wierzchołka jest trochę inna niż baza danych dla programu rekonstrukcji torów z użyciem danych z tego detektora. Symulacyjna baza danych to tak zwana baza idealna, tzn. założone są planowane położenia wszystkich detektorów krzemowych z wprowadzeniem jedynie rozmyć wynikających z osiąganych przez nas dokładności wyznaczenia ich ustawienia. Podstawą do policzenia współrzędnych wspomnianych powyżej trójek punktów są wymiary poszczególnych elementów detektora wierzchołka i wiedza na temat ich montażu. Rysunek 24 z poprzedniego rozdziału, przedstawiający rozłożenie 288 płytek detektorów krzemowych, powstał właśnie w oparciu o symulacyjną bazę danych.

Baza danych, jaką posługuje się program rekonstrukcji i wszelkie programy służące do analizy danych z zastosowaniem detektora wierzchołka, pochodzi z pomiarów. Wstępną bazę danych tworzy się w oparciu o pomiary poszczególnych modułów pod mikroskopem i pomiary całego detektora z zastosowaniem urządzenia Galaxy, opisane w poprzednim

rozdziale. Ta baza danych używana jest na początku każdego okresu zbierania danych. Względne położenia poszczególnych modułów w ramach każdej połówki detektora wierzchołka znane są z dokładnością rzędu  $20 \mu\text{m}$ . Względne położenie obu połówek i położenie całego detektora wierzchołka w układzie współrzędnych DELPHI są znane znacznie mniej dokładnie.

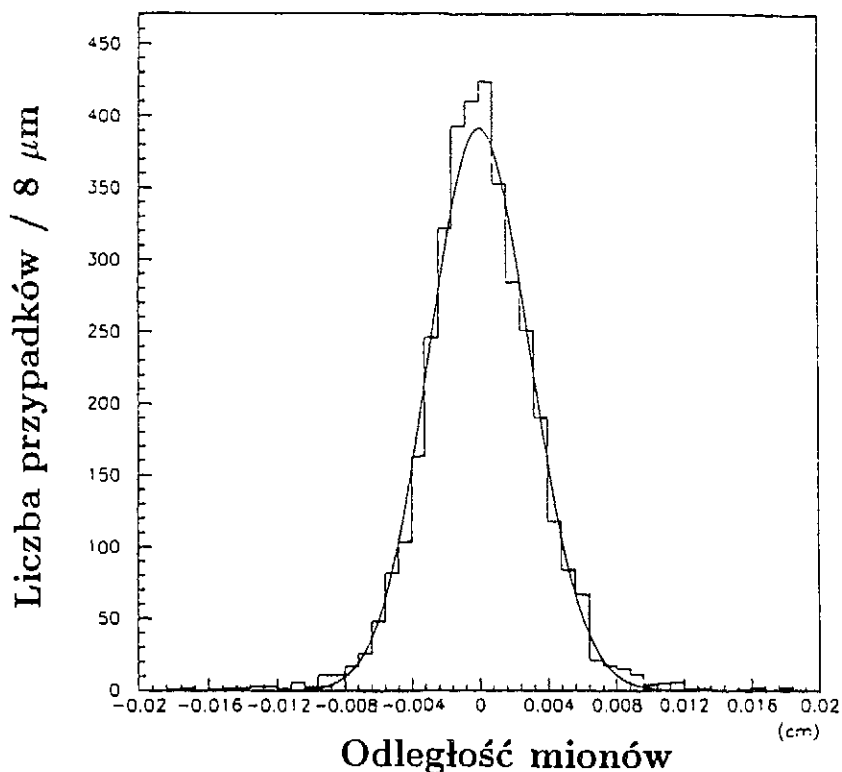
Następny etap to uzyskanie dokładniejszej bazy danych w oparciu o tory cząstek, przechodzących przez detektor wierzchołka i przez pozostałe detektory śladowe w części centralnej DELPHI. Jest to procedura iteracyjna. Przybliżone ustawienie detektorów stanowi informację wejściową dla programu rekonstrukcji torów. Tory służą z kolei do lepszego wyznaczenia położenia detektorów. Program rekonstrukcji z lepszą wejściową informacją o położeniach detektorów daje lepiej zrekonstruowane tory cząstek itd. Dla każdorocznych danych zwykle mają miejsce cztery takie iteracje. Dokładne wyznaczenie położenia detektora wierzchołka w oparciu o tory cząstek odbywa się dwustopniowo. Poniżej przedstawię w skrócie, jak się to robi. Szczegółowy opis obu etapów znajduje się w raporcie [52].

Pierwszy etap polega na wyznaczeniu względnego położenia obu połówek detektora i położenia całego detektora w układzie współrzędnych DELPHI. Układ ten zdefiniowany jest przez detektor zewnętrzny, który mierzy położenie cząstek z dokładnością  $100 \mu\text{m}$  i którego ustawienie znane jest z dokładnością  $700 \mu\text{m}$  na promieniu dwu metrów. Na tym etapie do wyznaczania położenia detektora wierzchołka służą przypadki rozpadów  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , dla których leptony  $\mu$  mają sygnały w detektorze wierzchołka i w detektorze zewnętrznym. W płaszczyźnie  $(R, \phi)$  sygnały obu mionów w detektorze zewnętrznym leżą na wspólnym okręgu, którego promień jest całkowicie określony przez energie wiązek i pole magnetyczne DELPHI. Minimalizuje się rozkład odległości sygnałów w detektorze wierzchołka od tego okręgu, biorąc pod uwagę przesunięcia we współrzędnych  $x$  i  $y$  i wszystkie trzy obroty. Uzyskuje się w ten sposób ustawienie obu połówek detektora wierzchołka w układzie współrzędnych DELPHI z dokładnością  $30 \mu\text{m}$ . Poprawę dokładności względnego ustawienia obu połówek wewnątrz detektora wierzchołka uzyskuje się, żądając, aby okrąg przechodził przez punkt położenia sygnału w zewnętrznej warstwie jednej połówki i minimalizując rozkład odległości torów od sygnałów w drugiej połówce. Uzyskana w ten sposób dokładność położenia połówek detektora w układzie detektora wierzchołka wynosi  $10 \mu\text{m}$ .

Drugi etap dokładnego wyznaczania położenia detektora wierzchołka w oparciu o tory cząstek polega na poprawieniu względnego położenia poszczególnych modułów. Robi się to dwiema metodami: w oparciu o przypadki rozpadów  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  i w oparciu o tory cząstek o pędzie większym niż  $1 \text{ GeV}/c$ , pochodzących z hadronowych rozpadów  $Z^0$ . W pierwszym przypadku dopasowywane są tory mionów przy założeniu dokładności  $700 \mu\text{m}$  dla pojedynczego pomiaru w detektorze zewnętrznym i  $8 \mu\text{m}$  dla pojedynczego pomiaru w detektorze wierzchołka. W drugim przypadku tory ekstrapolowane są do obszaru oddziaływania, dopasowywany jest wspólny wierzchołek z nałożonym żądaniem, że prawdopodobieństwo  $\chi^2$  ma być większe niż 1%, a następnie prowadzone jest powtórne dopasowanie każdego toru z narzuconym warunkiem, że tor pochodzi z tego wierzchołka. W obu metodach rozkłady odległości torów od sygnałów w detektorze wierzchołka minimalizowane są ze względu na dwa przesunięcia i obrót dla każdego modułu detektora wierz-

chołka. Przesunięcia dotyczą współrzędnych  $R\phi$  i  $R$ , a obrót odbywa się w płaszczyźnie modułu. Obie metody dały zgodne wyniki i pozwoliły na wyznaczenie względnego położenia modułów w układzie detektora wierzchołka z dokładnością  $5 \mu\text{m}$ .

Opisana powyżej procedura wyznaczania położenia elementów detektora wierzchołka w oparciu o pomiary torów cząstek wieńczy długi proces konstrukcji, laboratoryjnych pomiarów położenia i kontroli stabilności w eksperymencie, gdzie na każdym etapie walczyliśmy o jak największą dokładność. Dzięki temu dokładność pomiaru położenia cząstek w detektorze wierzchołka, wyśredniowana po czasie zbierania danych i po wszystkich sygnałach, wynosi  $8 \mu\text{m}$ . Dokładniej zostanie to omówione w następnym rozdziale. Tutaj chciałabym tylko pokazać wyniki jednego z licznych testów, przedstawionych w raporcie [52]. Jest nim rozkład odległości torów dwu mionów z rozpadu  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , ekstrapolowanych do obszaru oddziaływania. Można pokazać, że standardowe odchylenie dla tego rozkładu równe jest  $\sqrt{2}\sigma_{PZ}$ , gdzie  $\sigma_{PZ}$  oznacza standardowe odchylenie dla pomiaru parametru zderzenia mionów. Rozkład odległości między ekstrapolowanymi torami mionów przedstawiony jest na rysunku 30. Wyznaczona z niego  $\sigma_{PZ}$  wynosi  $21 \mu\text{m}$ .



Rysunek 30: Rozkład odległości między torami mionów z rozpadu  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , zrekonstruowanymi, i ekstrapolowanymi do obszaru oddziaływania. Rysunek z pracy [52].

## 7.2 Programy Monte Carlo do symulacji pracy detektora

Jak już wspominałam w rozdziale trzecim, typowy program symulacji składa się z generatora fizycznego i części dotyczącej symulacji przejścia cząstek przez detektor. Generatory

fizyczne dla oddziaływań  $e^+e^-$  przy energiach akceleratora LEP to oddzielny, obszerny temat, wykraczający poza ramy tej pracy. Wspomnę tylko, że najczęściej używanym programem jest cytowany już w rozdziale trzecim JETSET [33], a więcej informacji na temat generatorów fizycznych znaleźć można w raporcie [53].

Do symulacji detektora służą w DELPHI dwa programy: pełnej symulacji i szybkiej symulacji. Dane wejściowe obu programów stanowią cząstki z rozpadu  $Z^0$ , dawane przez generator fizyczny. Pełna symulacja zawiera jak najdokładniejszy opis wszystkich detektorów tworzących aparaturę DELPHI i zachodzących w nich procesów fizycznych. Służy ona bezpośrednio analizie danych poprzez dostarczanie informacji o wydajności czy akceptacji geometrycznej tych detektorów dla badanych procesów fizycznych. Na wyjściu z programu pełnej symulacji dane są w dokładnie takiej postaci jak dane zbierane w eksperymencie. Podlegają one następnie opracowaniu przy zastosowaniu tego samego programu rekonstrukcji, który używany jest do opracowania rzeczywistych danych.

Program szybkiej symulacji jest, jak sama nazwa wskazuje, dużo szybszy niż program pełnej symulacji. Odbywa się to na ogół kosztem znacznie uproszczonego opisu geometrii detektora i zachodzących w nim procesów fizycznych. Program szybkiej symulacji wykonuje też w uproszczony sposób część zadań programu rekonstrukcji i na jego wyjściu są dane tak przetworzone jak to ma miejsce po pierwszym etapie programu rekonstrukcji. Program szybkiej symulacji na ogół służy badaniom przyszłościowym, gdy jeszcze nie znany jest ostateczny kształt detektorów. Można przy jego pomocy wygenerować szybko duże zbiory przypadków dla różnych rozwiązań geometrii jakiegoś detektora i wybrać rozwiązanie najlepsze. Przykładem takiego uproszczonego programu symulacji i jego zastosowania był program omawiany w rozdziale trzecim rozprawy. Posłużył mi on zresztą jako pierwowzór programu szybkiej symulacji detektora wierzchołka DELPHI.

### 7.2.1 Program pełnej symulacji

Pierwsza wersja całości i podstawowe procedury programu pełnej symulacji detektora wierzchołka zostały napisane przez M. Caccię z Mediolanu i przeze mnie. Opis symulowanych procesów fizycznych, zastosowanych algorytmów i przyjętej geometrii detektora znajduje się w raporcie [13]. Szereg osób pomagało nam przy rozwijaniu poszczególnych fragmentów programu i przy jego testowaniu. Opis najważniejszych procedur z pełną listą ich autorów znajduje się w raporcie [16]. Program w prawie niezmienniczej postaci służył do generacji setek tysięcy przypadków przez cztery lata zbierania danych. Obecnie, w związku z przebudową detektora wierzchołka, został on znacznie zmodyfikowany.

W rozdziale czwartym pokazałam, od czego zależy zdolność rozdzielcza pomiarów położenia cząstek przy zastosowaniu paskowych detektorów krzemowych. Program pełnej symulacji detektora wierzchołka DELPHI stanowi numeryczną realizację przedstawionych tam idei. Zawiera on symulację generacji nośników ładunku w krzemie, symulację dryfu nośników do pasków detektora z uwzględnieniem ich dyfuzji, uwzględnia budowę detektora oraz elektryczne i elektroniczne własności systemu.

Generacja nośników ładunku odbywa się poprzez straty energii cząstek naładowanych w krzemie. W programie droga cząstki dzielona jest na odcinki o dziesięciomikronowej

dlużości i dla kaźdego takiego odcinka losowana jest z rozkładu Landaua wielkość strat energii na jonizację. Fakt związania elektronów w atomach, którego nie bierze pod uwagę rozkład Landaua, uwzględniony jest przez spłot tego rozkładu z rozkładem Gaussa o zerowej wartości średniej i szerokości wynikającej z pomiarów strat energii cząstek w krzemie. Otrzymana w ten sposób energia podzielona przez 3.6 eV, potrzebne średnio na wytworzenie pojedynczej pary elektron-dziura, daje liczbę par elektron-dziura, wygenerowanych dla danego odcinka toru cząstki. Dla strat energii mniejszych niż 30 keV zakładaliśmy punktową lokalizację wszystkich nośników na torze w środku odcinka. W przypadku większej straty energii wylosowanej dla danego odcinka toru symulowaliśmy obecność elektronu  $\delta$ , licząc jego kierunek względem cząstki z prawa zachowania energii i pędu oraz losując dlużość jego drogi, posługując się danymi pomiarowymi na temat zasięgu elektronów w krzemie. W tym przypadku nośniki ładunku rozłożone były wzdłuż toru elektronu  $\delta$ .

Następnie symulowany jest dryf dziur pod wpływem pola elektrycznego z kaźdego odcinka toru cząstki do złącza  $p-n$ . To samo dotyczy toru elektronu  $\delta$ , o ile został wygenerowany na drodze tej cząstki. Pole elektryczne opisywane jest równaniem Poissona. Przy założeniu stałej gęstości ładunku w złączu i dla warunków brzegowych odpowiadających zewnętrznemu napięciu polaryzującemu złącze zaporowo wzdłuż współrzędnej  $y$ , otrzymuje się rozwiązanie:

$$E(y) = \frac{V - V_D}{d} + \frac{2V_D y}{d^2}.$$

Symbol  $V$  oznacza napięcie polaryzujące złącze (detektor),  $V_D$  to napięcie odpowiadające pełnemu zubożeniu złącza, a  $d$  to grubość złącza. Wartości współrzędnej  $y$ , dla których w programie liczy się  $E(y)$ , to położenia środków odcinków wzdłuż toru cząstki lub punkty odpowiadające fragmentom toru elektronu  $\delta$ , jeśli taki został wygenerowany. Dla detektorów krzemowych, z których zbudowany jest detektor wierzchołka DELPHI,  $V_D = 40 \div 50$  V, a  $V = 60$  V. Czas dryfu dziur od punktów generacji do złącza ( $t(y)$ ) liczy się, korzystając z relacji

$$v_d = \frac{dy}{dt} = \mu_h E(y),$$

gdzie  $v_d$  oznacza prędkość dryfu, a  $\mu_h$  to ruchliwość dziur (patrz tabela 5).

Gdy znany jest czas dryfu dziur, można obliczyć ich rozmycie spowodowane dyfuzją w drodze do pasków detektora. Dyfuzja dziur we współrzędnych  $x$  i  $z$  dla  $y = d$  i generacji nośników w punkcie  $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ , opisywana jest przez rozkład Gaussa z wariancją

$$\sigma_D^2 = 2D_h t(y_0),$$

proporcjonalną do stałej dyfuzji dziur  $D_h$  (patrz tabela 5) i do czasu dryfu dziur od miejsca generacji do pasków. Z punktu widzenia działania detektora istotne jest rozmycie we współrzędnej  $x$ , prostopadłej do pasków, gdyż w tej współrzędnej detektor ma dokładnie mierzyć położenie cząstek. Ponieważ czas, przez jaki elektronika odczytu DELPHI zbiera sygnały z pasków detektora, jest znacznie dłuższy niż czas dryfu dziur z całej gęłokości detektora do pasków, program nie zajmuje się rozwojem sygnału w czasie; przyjęliśmy, że cały wygenerowany sygnał dociera do pasków i jest rejestrowany.



W ten sposób mamy już wszystkie dane, aby przypisać sygnały odpowiednim paskom detektora. Załóżmy, że droga cząstki w krzeniu podzielona została na  $N$  odcinków o długości  $10 \mu\text{m}$ , dla których miała miejsce generacja nośników. Ładunek zebrany przez pasek ze wskaźnikiem  $n$  wynosi wtedy

$$Q_n = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta(y_i)}{3.6\text{eV}} f_n(y_i),$$

gdzie

$$f_n = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{np}^{(n+1)p} dx C(x, y = d, z; \mathbf{x}_0).$$

Funkcja  $C$  to gaussowski rozkład opisujący dyfuzję, a całkowanie ma miejsce po objętości detektora pod danym paskiem. Symbol  $p$  oznacza odległość między sąsiadującymi paskami, a  $\mathbf{x}_0 \in (-p/2, p/2)$ .

Aby opis był kompletny, trzeba jeszcze uwzględnić szum elektroniki. Dla pasków, na których zarejestrowany został ładunek pochodzący od cząstek, dla ich kilku sąsiadów i przy generacji sygnałów szumowych (średnio trzy na przypadek) losowaliśmy wielkość szumu z rozkładu Gaussa ze standardowym odchyleniem równym zmierzonej wartości szumu pojedynczego paska i wzmacniacza ( $1500 e^-$ ). Jeżeli na danym pasku zarejestrowany był sygnał pochodzący od cząstki, uzyskaną w ten sposób wartość szumu dodawaliśmy do niego. Na koniec otrzymane w ten sposób ostateczne sygnały z detektora zapisywaliśmy w takim samym formacie jak zapisywane są dane rzeczywiste.

### 7.2.2 Program szybkiej symulacji

Program szybkiej symulacji detektora wierzchołka napisany został przeze mnie w 1988 roku, a następnie w 1992 roku napisalani go prawie całkowicie na nowo. Krótki opis zmodyfikowanego programu znajduje się w raporcie [21]. Zmiany polegały przede wszystkim na zastąpieniu bardzo uproszczonego opisu geometrii detektora symulacyjną geometryczną bazą danych. W ten sposób opis geometrii detektora jest równie dokładny jak w programie pełnej symulacji i naprawdę można badać różne warianty jego geometrii. Bardzo uproszczony natomiast jest opis procesów fizycznych, zachodzących w detektorze. W praktyce cały łańcuch procesów, począwszy od generacji nośników po rozkład sygnałów na paskach, zastąpiony jest przez położenie zrekonstruowanego sygnału, otrzymane na drodze losowania z rozkładu Gaussa wokół wygenerowanego położenia sygnału ze standardowym odchyleniem równym dokładności pomiaru położenia cząstek. Ponieważ ta dokładność podawana jest jako parametr programu, łatwo ją zmieniać w zależności od zmierzonej stabilności detektora danego roku, dokładności wyznaczenia położenia detektora w danym okresie czy też w zależności od tego, jak blisko znajduje się sąsiednia cząstka. W szczególności w przypadku cząstek w odległości mniejszej niż  $100 \mu\text{m}$ , podawany jest tylko jeden sygnał. Program szybkiej symulacji w tej postaci zastosowany został do symulacji pracy wydłużonego detektora wierzchołka przy energiach LEP200 [21], o czym będzie mowa w ostatnim rozdziale pracy.

## 7.3 Program rekonstrukcji

Program rekonstrukcji danych z detektora wierzchołka składa się z dwu części. W pierwszej części dekodowane są sygnały z pasków detektora, zapisane na kasetach po wstępnej

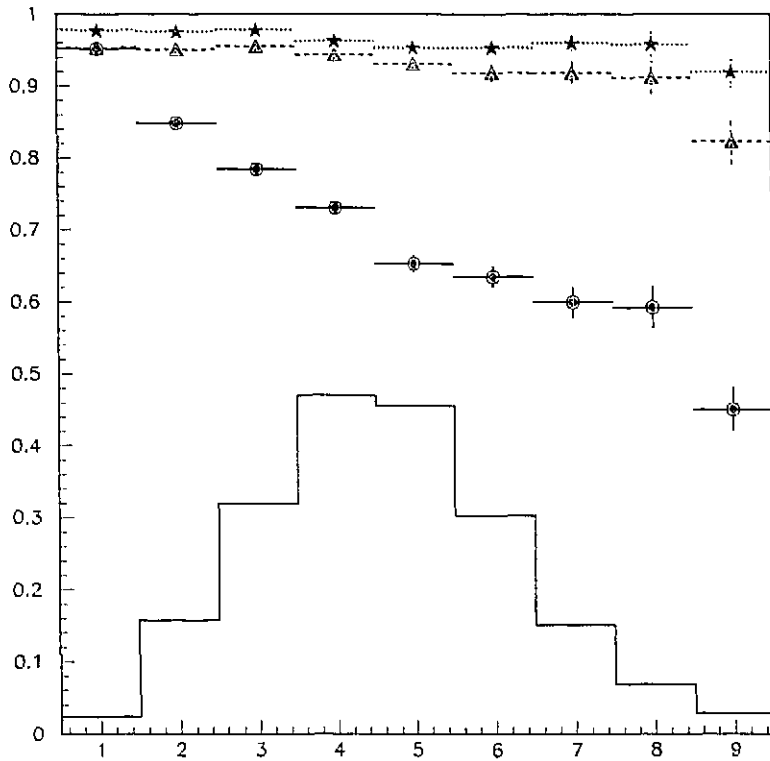
analizie prowadzonej w czasie zbierania danych (patrz poprzedni rozdział) i rekonstruowane są położenia cząstek w lokalnym układzie współrzędnych danego półmodułu. Opis różnych typów sygnałów cząstek i algorytmów stosowanych do wyznaczenia położenia cząstki w oparciu o rozkład sygnałów na paskach przedstawiony zostanie w następnym rozdziale, poświęconym charakterystyce pracy detektora wierzchołka DELPHI.

W drugiej części programu odbywa się przypisanie zrekonstruowanych położeni cząstek w poszczególnych warstwach detektora wierzchołka torom, zrekonstruowanym w oparciu o pomiary w pozostałych detektorach śladowych w centralnej części DELPHI i ekstrapolowanym do tych warstw. Współrzędna  $z$  toru przypisanego danemu sygnałowi cząstki pozwala na poprawę położeni cząstki w detektorze wierzchołka ze względu na ewentualny niezerowy kąt między kierunkiem pasków i osią  $z$  układu współrzędnych DELPHI. Każde przejście z lokalnego układu współrzędnych danego półmodułu do układu DELPHI i na odwrót odbywa się z wykorzystaniem najlepszej w danej chwili geometrycznej bazy danych detektora wierzchołka. Przypisane do danego toru i poprawione położenia cząstek w detektorze wierzchołka włączane są następnie do ostatecznego dopasowania tego toru.

Byłam główną autorką pierwszej wersji obu części programu rekonstrukcji danych z detektora wierzchołka DELPHI. Po moim wyjeździe z CERN-u w 1988 roku, opiekę nad programem przejęła Clara Troncon z Mediolanu. Opis programu używanego do opracowania danych zebranych w 1990 roku zawarty jest w raporcie [14]. Następnie program został zmodyfikowany w związku z rozbudową samego detektora w 1991 roku. Uczestniczyłam w poprawianiu i testowaniu programu, ale główną pracę wykonał Yukka Lindgren z Helsinek. Opis poprawionego programu zawiera raport [17]. Kolejna modyfikacja polegała na wprowadzeniu znacznie ulepszonych pakietu przypisywania torom sygnałów cząstek w detektorze wierzchołka. Ten pakiet napisany został przez Magnusa Karlssona ze Sztokholmu i jest używany do dzisiaj. Krótki opis działania pakietu przedstawiony jest w pracy [18].

Konieczność napisania tego specjalnego pakietu dla przypisywania sygnałów torom wzięła się ze znacznie gorszej, niż przewidywana, dokładności ekstrapolacji torów do detektora wierzchołka, co z kolei spowodowane było gorszą pracą zewnętrznych detektorów śladowych, a przede wszystkim złą znajomością ich wzajemnego ustawieni. Na skutek tego ekstrapolacja toru w 1990 roku obarczona była typowo błędem około  $250 \mu\text{m}$  zamiast spodziewanego błędu rzędu  $50 - 70 \mu\text{m}$ . Po dodaniu trzeciej warstwy detektora wierzchołka stało się możliwe wykorzystanie go do poprawieni geometrycznej kalibracji detektora wewnętrznego. Dzięki temu typowy błąd ekstrapolacji zmalał do wartości  $150 \mu\text{m}$  i zwiększyła się liczba sygnałów jednoznacznie przypisanych torom. Rysunek 31 pokazuje, jaka część torów ekstrapolowanych do pojedynczego modułu detektora wierzchołka posiada jednoznaczne przypisanie do sygnałów zarejestrowanych w tym module w funkcji krotności ekstrapolowanych torów. Analizowane dane to hadronowe rozpady  $Z^0$ , dla których typowa krotność cząstek w module o najwyższej populacji torów w pojedynczym przypadku wynosi cztery lub pięć. Rysunek pokazuje też, jak liczba niejednoznaczności maleje z liczbą sygnałów w detektorze wierzchołka przypisanych danemu torowi. Widać duże polepszenie przy przejściu od jednego do dwu sygnałów. Przy przejściu od dwu do trzech sygnałów polepszenie jest nieznaczne. Trzecia warstwa stanowi jednak istotne zabezpieczenie na wypadek awarii półmodułu w którejs z trzech warstw czy na wypadek

jakiejś innej niewydajności dla jednego z trzech sygnałów na torze cząstki.



Rysunek 31: Udział torów o jednoznacznym przypisaniu do sygnałów w detektorze wierzchołka w funkcji krotności torów na modul. Kółka oznaczają jednoznaczne przypisanie do jednej tylko warstwy, trójkąty – do dwu warstw, a gwiazdki – do trzech warstw. Histogram pokazuje rozkład krotności torów w sektorze o najwyższej populacji torów w przypadku. Rysunek z pracy [18].

## 8 Charakterystyki działania detektora wierzchołka

Wielkościami, które najlepiej określają jakość detektora wierzchołka są jego wydajność, charakterystyki rejestrowanych sygnałów, zdolność rozdzielcza pomiaru położenia pojedynczej cząstki, możliwość rozdzielenia dwu bliskich cząstek, zdolność rozdzielcza pomiaru parametru zderzenia oraz dokładność rekonstrukcji wierzchołka pierwotnego oddziaływania i wierzchołków wtórnych. W tym rozdziale omówię kolejno wszystkie te charakterystyki działania detektora wierzchołka DELPHI z wyjątkiem ostatniej. Jakość rekonstrukcji wierzchołków, szczególnie wierzchołków wtórnych, bardzo zależy od tego, co jest przedmiotem analizy fizycznej i trudno jest ją jednoznacznie określić. Będzie więc o tym mowa w następnym rozdziale, gdzie podam przykłady analiz fizycznych DELPHI z zastosowaniem detektora wierzchołka. Obecny rozdział oparty jest na wielokrotnie już cytowanym przeglądowym artykule o detektorze wierzchołka DELPHI [18]. Do niego też odsyłam po szczegóły. Mój wkład do tematyki przedstawionej w tym rozdziale polegał na prowadzeniu w Krakowie pracy magisterskiej, która dotyczyła wszechstronnego przebadania wydajności detektora w oparciu o dane zebrane w 1991 roku. Wyniki tej pracy wykorzystane zostały w artykule.

### 8.1 Wydajność detektora

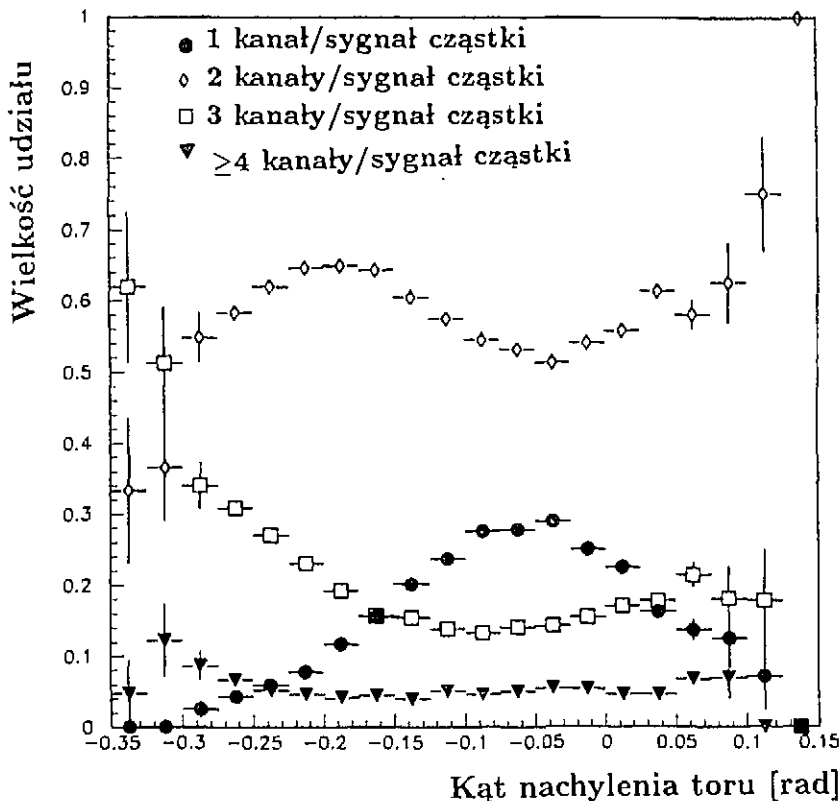
Corocznie przed okresem zbierania danych instaluje się w eksperymencie całkowicie sprawdzony i sprawny detektor wierzchołka. Następnie podczas pracy detektora w eksperymencie ulega awariom typowo kilka półmodułów. Dla przykładu, w 1991 detektor kończył pracę z 8.5% nieczynnych kanałów. Po zakończeniu zbierania danych w danym roku detektor jest wyjmowany i w laboratorium bada się go, poszukując przyczyn awarii. W 1991 roku były to: problemy elektryczne, pęknięcia hybryda odczytu i przerwane cienkie druciki połączeń. Zdobyte doświadczenia wykorzystuje się w przygotowywaniu detektora do zbierania danych w następnym roku. Nieczynne fragmenty w niewielkim tylko stopniu wpływają na zmniejszenie użyteczności detektora. Na przykład, w 1991 roku co najmniej jedna warstwa działała dla pełnego zakresu kąta  $\phi$ , a dwie warstwy – dla 93% zakresu kąta  $\phi$ .

Wydajność detektora wierzchołka badana była w oparciu o przypadki hadronowych i leptonowych rozpadów  $Z^0$ . Po wyłączeniu wspomnianych wyżej, całkowicie niesprawnych półmodułów, średnia wydajność wyznaczona w oparciu o przypadki hadronowe wynosiła dla warstwy wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej odpowiednio 95.5%, 97.5% i 96.3%. Niewydajności zawierają wkład od braku przypisania sygnałów w detektorze wierzchołka do torów zrekonstruowanych w zewnętrznych detektorach śladowych, wkład związany ze złą jakością rekonstrukcji niektórych torów i wkład od szumiących kanałów w detektorze wierzchołka. Pierwsze dwa przyczynki można wyeliminować, wyznaczając wydajność detektora w oparciu o bardzo proste topologicznie przypadki leptonowych rozpadów  $Z^0$ . Średnie wydajności, otrzymane w oparciu o te dane, wynosiły dla warstwy wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej odpowiednio 97.5%, 99.0% i 97.9%. Świadczą one o wysokiej jakości zastosowanych detektorów i całego łańcucha elektroniki odczytu oraz o bardzo wysokiej wydajności analizy prowadzonej w rzeczywistym czasie zbierania danych.

## 8.2 Charakterystyki sygnałów cząstek

Sygnal pochodzący od cząstki wyraża się jako suma sygnałów sąsiadujących z sobą indywidualnych kanałów odczytu ( $S_i$ ). Sygnały poszczególnych kanałów podaje się w jednostkach ich szumu ( $S_i/N_i$ , gdzie  $N_i$  to wartość szumu). Aby suma indywidualnych, sąsiadujących z sobą sygnałów ( $\sum_i S_i/N_i$ ) została uznana za sygnał cząstki ( $S/N$ ), musi spełniać dwa warunki: być większa niż 6 i zawierać co najmniej jeden kanał o wartości  $S_i/N_i$  większej niż 3. Inne kanały zaliczane są do sygnału cząstki, o ile dla nich wartość  $S_i/N_i$  jest większa niż określony ułamek  $f$  największego sygnału indywidualnego kanału w analizowanym sygnale cząstki. Najlepszą wewnętrzną zdolność rozdzielczą pomiaru położenia cząstek otrzymaliśmy dla wartości  $f$ , równej 0.2.

Rysunek 32 pokazuje udziały poszczególnych kategorii sygnałów cząstek (cały sygnał cząstki zbierany przez 1, 2, 3,  $\geq 4$  kanały odczytu) w funkcji kąta nachylenia toru w płaszczyźnie  $(R, \phi)$ . Kąt nachylenia mierzony jest względem prostej prostopadłej do każdego modułu z osobna.

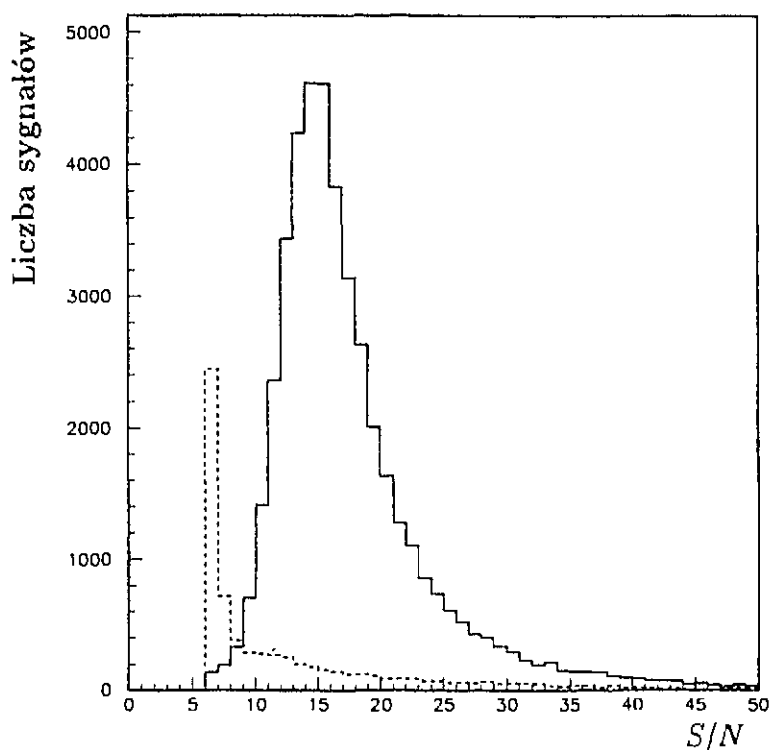


Rysunek 32: Udział sygnałów o szerokości 1, 2, 3 i  $\geq 4$  kanały odczytu w funkcji kąta padania toru na detektor. Rysunek z pracy [18].

Zgodnie z oczekiwaniem udział sygnałów jednokanałowych maleje z rosnącym kątem padania, podczas gdy liczba sygnałów trójkanałowych rośnie wraz z tym kątem. Liczba sygnałów dwukanałowych początkowo rośnie, a następnie maleje z rosnącym kątem, również zgodnie z oczekiwaniami (patrz wyniki testów dla detektorów DELPHI, przedstawione w czwartym rozdziale). Sygnałów o szerokości czterech lub więcej kanałów w ogóle się nie

oczekuje dla tego zakresu kąta padania, są więc one związane z elektronami  $\delta$ , bardzo bliskimi cząstkami i defektami detektorów. Rysunek 32 obrazuje też wpływ pola magnetycznego na rozkłady sygnałów cząstek. Ponieważ pole magnetyczne DELPHI (1.23 T) jest prostopadle do pola elektrycznego w krzemie, dziury dryfują pod kątem Lorentza  $\alpha_L = 54$  mrad względem kierunku pola elektrycznego. Stąd minimalna szerokość sygnałów cząstek występuje dla kątów bliskich kąta  $\alpha_L$ , względem prostej prostopadłej do detektorów w płaszczyźnie  $(R, \phi)$ .

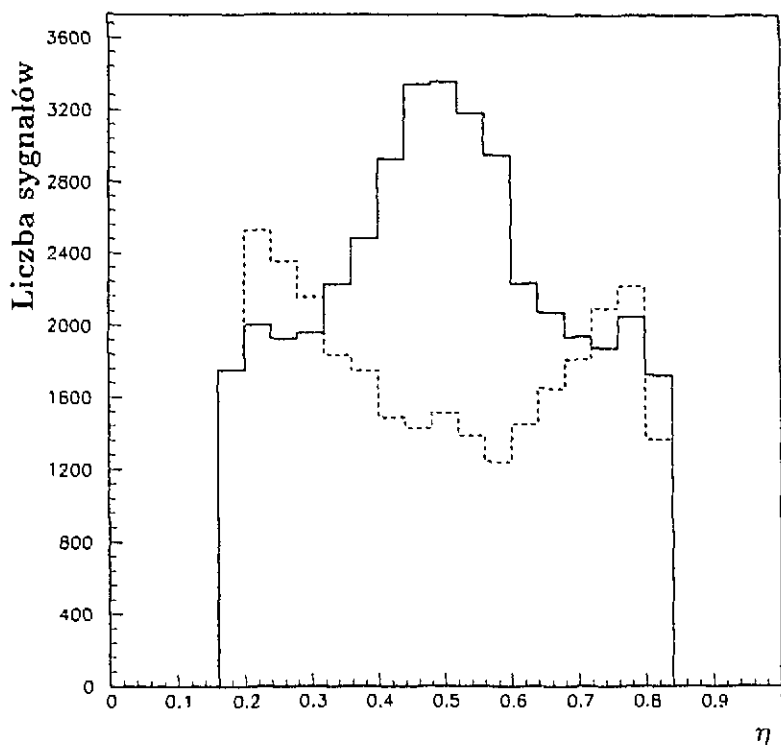
Rysunek 33 przedstawia rozkład wartości całkowitych sygnałów ( $S/N$ ) zarejestrowanych w detektorze wierzchołka i zakwalifikowanych jako sygnały cząstek. Zostały one przy tym znormalizowane tak, aby odpowiadały minimalnej długości toru cząstki przechodzącej przez krzem, co daje średnio poprawkę  $-15\%$ . Linia ciągłą zaznaczony jest rozkład sygnałów stowarzyszonych z torami cząstek, a linią przerywaną - rozkład sygnałów niestowarzyszonych, które w większości mogą być interpretowane jako fluktuacje szumu detektora. Najbardziej prawdopodobna wartość w rozkładzie Landaua, opisywanego krzywą ciągłą, wynosi 15. Oznacza to, że zarówno detektory krzemowe, jak i cała elektronika odczytu, a w szczególności przedwzmacniacze układów MX3, osiągnęły parametry pracy zgodne z oczekiwaniami.



Rysunek 33: Rozkłady  $S/N$  dla sygnałów stowarzyszonych (linia ciągła) i niestowarzyszonych (linia przerywana) z torom cząstki. Rysunek z pracy [18].

Rozkład sygnału cząstki na paskach służy do wyznaczenia jej położenia. Jak to zostanie pokazane w następnym punkcie tego rozdziału, najlepszą dokładność uzyskuje się, posługując się tylko dwoma kanałami o największym wkładzie do sygnału cząstki. Dla tych dwu kanałów odczytu liczy się wagę  $\eta = S_{i+1}/(S_i + S_{i+1})$ , która pomnożona przez od-

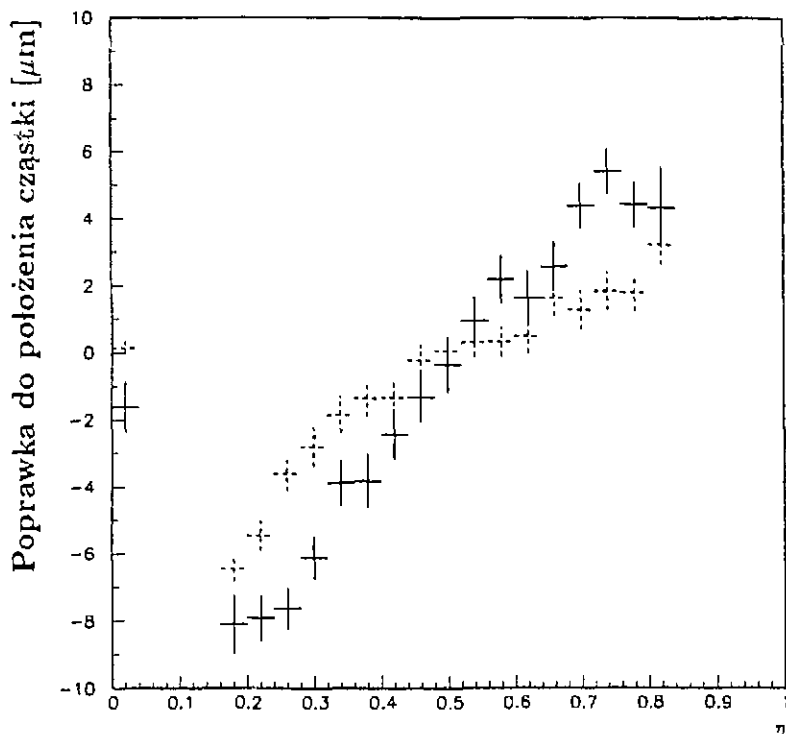
ległość między paskami odczytu i dodana do położenia środka paska ze wskaźnikiem  $i$  daje położenie cząstki w detektorze. Rysunek 34 pokazuje rozkład  $\eta$  dla torów pod większymi kątami nachylenia (ciągła linia) i pod kątami nachylenia bliskimi wartości kąta  $\alpha_L$  (linia przerywana). Brak przypadków dla wartości  $\eta$  poniżej 0.17 i powyżej 0.83 wiąże się z przyjętym wymaganiem, aby  $f$  było większe niż 0.2 (patrz definicja sygnału na początku tego podrozdziału). Sygnały, które w przypadku braku tego wymagania wpadłyby w puste obszary, są więc z definicji jednokanałowe.



Rysunek 34: Rozkład  $\eta$  dla torów przechodzących krzem pod kątem (0.15 – 0.25) radiana względem kąta Lorentza (ciągła linia) i pod kątem  $< 0.05$  radiana (linia przerywana). Rozkład nie zawiera sygnałów, które zgodnie z przyjętą definicją, ograniczają się do pojedynczego kanału. Rysunek z pracy [18].

Prawdziwy rozkład cząstek w zmiennej  $\eta$  jest jednorodny, a ten odtworzony w oparciu o rozkład sygnału na paskach odczytu - nie jest, co widać wyraźnie na rys. 34. Odkształcenie rozkładu związane jest, jak o tym była mowa w rozdziale czwartym, z pomiarem rozkładu fizycznego o małej szerokości i o kształcie gaussowskim przy użyciu detektora ze zbyt odległymi od siebie paskami i przy założeniu płaskiego kształtu rozkładu. Stąd pojawienie się nieliniowych efektów, na które trzeba poprawić położenie cząstki wyznaczone przy zastosowaniu liniowego algorytmu. W przypadku detektora wierzchołka DELPHI nieliniowe poprawki można wyznaczyć, porównując położenie cząstki (wyznaczone w oparciu o wartość  $\eta$ ) w jednej warstwie z przewidywanym położeniem, dawanym przez pozostałe dwie warstwy. Rysunek 35 pokazuje takie porównanie dla półmodułów środkowej warstwy detektora wierzchołka. Widać, że odstępstwa od liniowości obserwuje się przede wszystkim dla cząstek z małym kątem nachylenia w krzemie, kiedy rozkład ładunku między dwoma sąsiednimi paskami częściej jest niesymetryczny niż dla torów o większym kącie

nachylenia.



Rysunek 35: Różnica między położeniem cząstki w warstwie środkowej i miejscem przejścia toru, wyznaczonego w oparciu o pomiary w warstwach wewnętrznej i zewnętrznej, w funkcji  $\eta$ . Punkty znaczone linią ciągłą odpowiadają torom pod dużymi kątami nachylenia, a punkty znaczone linią przerywaną - torom o kątach nachylenia bliskich kąta Lorentza. Rozpatrywany jest tylko obszar  $0.17 < \eta < 0.83$ . Rysunek z pracy [18].

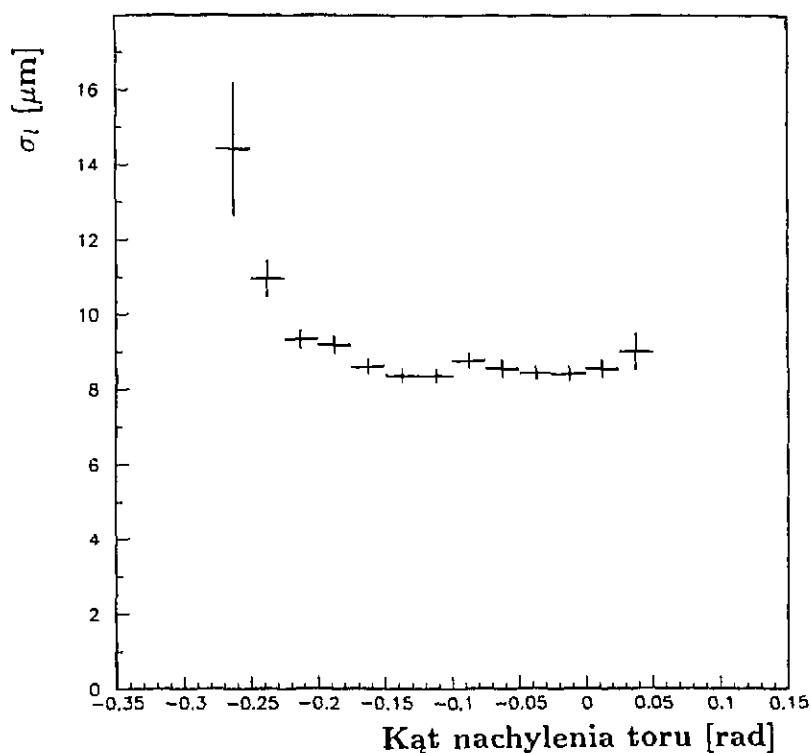
### 8.3 Dokładność pomiaru położenia pojedynczej cząstki

Wewnętrzna zdolność rozdzielcza detektorów krzemowych dla pomiarów położenia pojedynczej cząstki wyznaczona została w oparciu o dane dla obszarów przekrywania się modułów detektora wierzchołka. Jak wynika z badań przedstawionych w rozdziale szóstym, wybór tych obszarów oznacza praktyczne uniezależnienie się od błędów systematycznych związanych z ustawieniem detektorów i z niestabilnością pracy detektora wierzchołka w czasie zbierania danych. W tej metodzie jedna z warstw służy do wyznaczenia dokładności pomiaru położenia, a jedna z dwu pozostałych wyznacza położenie toru. Dla warstwy wewnętrznej, gdzie kąty nachylenia torów mierzone względem kąta Lorentza  $\alpha_L$  nie przekraczają 100 mrad, otrzymaliśmy wewnętrzną zdolność rozdzielczą równą  $6.1 \mu\text{m}$ . Dla dwu pozostałych warstw, gdzie w obszarach przekrywania się modułów kąt nachylenia toru do jednego z detektorów jest bliski 250 mrad, a do drugiego z detektorów - bliski 0 mrad, zmierzona dokładność wynosiła  $7.4 \mu\text{m}$  i była interpretowana jako średnia z wartości  $9 \mu\text{m}$  dla dużego kąta i  $6 \mu\text{m}$  dla toru prostopadłego. Podsumowując, otrzymaliśmy wartość  $6 \mu\text{m}$  na wewnętrzną zdolność rozdzielczą detektorów krzemowych zastosowanych



w eksperymencie DELPHI dla torów cząstek przechodzących przez detektor pod kątami bliskimi kąta Lorentza. Zważywszy na długość pasków (11-12 cm), zastosowany odczyt z co drugiego paska i złożoność układu (288 płytek detektorów krzemowych), jest to naprawdę dobry wynik.

Przeprowadzone też zostały badania zdolności rozdzielczej detektorów dla pomiarów położenia pojedynczej cząstki w funkcji kąta nachylenia cząstki, szerokości i wielkości jej sygnału, wartości  $\eta$  oraz szumu kanałów wchodzących w skład sygnału cząstki. We wszystkich tych analizach warstwy wewnętrzna i zewnętrzna służyły do wyznaczenia torów cząstek. Następnie analizowany był rozkład odległości  $l$  tych torów od sygnałów zarejestrowanych w detektorach warstwy środkowej. Wkład do szerokości tego rozkładu mają błąd wyznaczenia toru i zdolność rozdzielcza pomiaru położenia przez detektory warstwy środkowej. Przy założeniu takich samych błędów pomiaru położenia we wszystkich trzech warstwach, wkład od zdolności rozdzielczej pomiaru położenia w warstwie środkowej jest równy 0.82 całkowitej zdolności rozdzielczej, wyznaczonej dla badanego rozkładu odległości  $l$ . W dalszej części tego podrozdziału  $\sigma_l$  służyć będzie na oznaczenie całkowitej zdolności rozdzielczej pomiaru  $l$ .

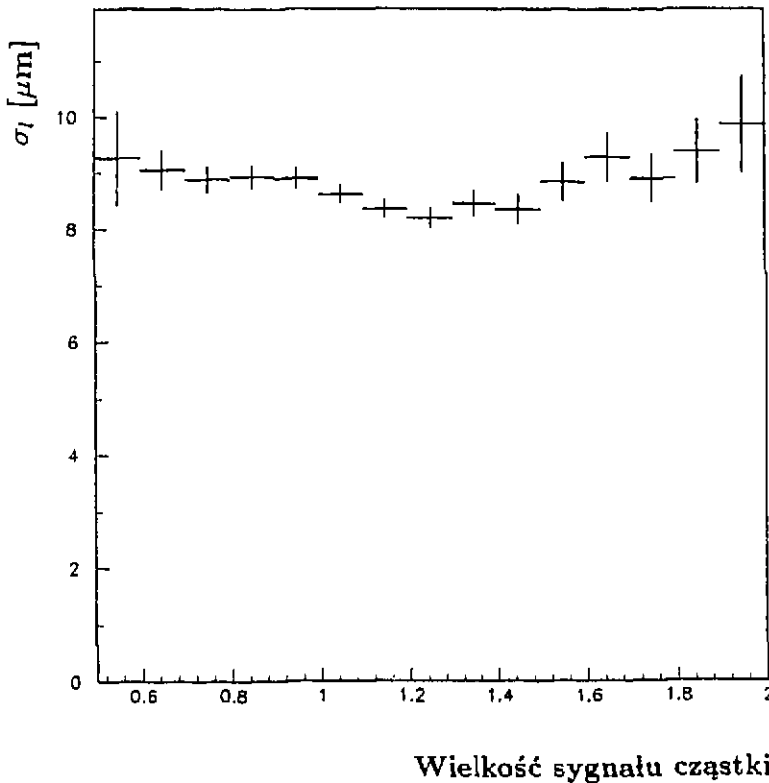


Rysunek 36: Rozkład wartości  $\sigma_l$  dla sygnałów cząstek w detektorach warstwy środkowej w funkcji kąta nachylenia toru. Wartość  $\eta$  wyznaczana była w oparciu o dwa sąsiednie kanały odczytu, dające największy wkład do sygnału cząstki. Zdolność rozdzielczą pomiaru położenia cząstki otrzymuje się, mnożąc  $\sigma_l$  przez 0.82 (patrz tekst). Rysunek z pracy [18].

Zależność  $\sigma_l$  od kąta nachylenia toru pokazana jest na rysunku 36. Widać, że najlepiej mierzone są tory przechodzące przez krzem pod kątami bliskimi kąta Lorentza. Dla

sygnałów cząstek o szerokości większej niż dwa kanały odczytu badano wpływ różnych algorytmów wyznaczania położenia cząstki na zdolność rozdzielczą pomiaru położenia. Okazało się, że w badanym zakresie kątów nachylenia najlepiej pracuje algorytm, gdzie położenie cząstki wyznacza się w oparciu o te dwa kanały odczytu, które niosą największą część sygnału cząstki.

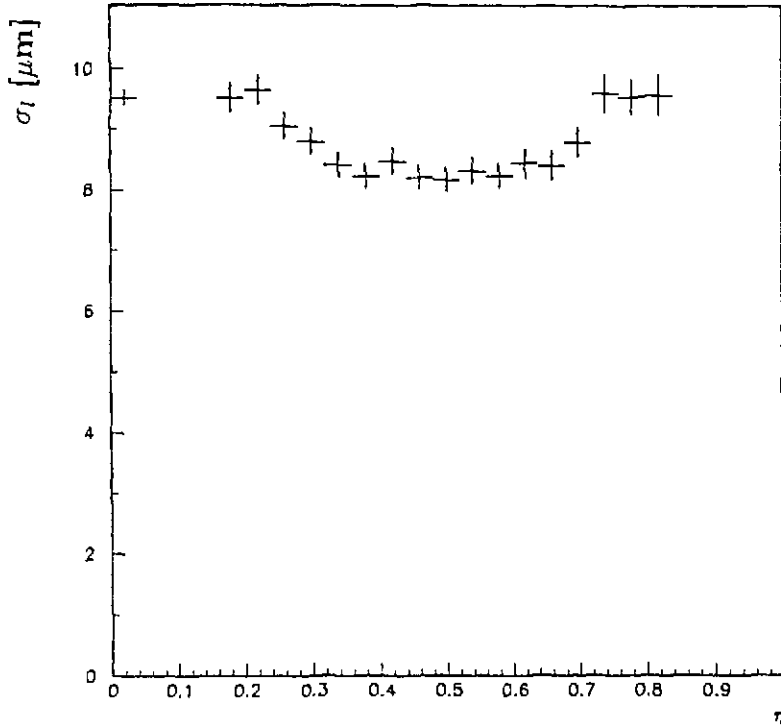
Rysunek 37 pokazuje zależność  $\sigma_l$  od wielkości całkowitego sygnału cząstki. Najlepiej mierzone są cząstki, których sygnał jest o 20% wyższy niż sygnał najbardziej prawdopodobny. Zdolność rozdzielcza pogarsza się dla małych sygnałów ze względu na większy udział szumu i dla bardzo dużych sygnałów ze względu na obecność elektronów  $\delta$  i większe fluktuacje Landaua dla torów nieprostopadłych, o dłuższej drodze w krzemie.



Rysunek 37: Rozkład wartości  $\sigma_l$  dla sygnałów cząstek w detektorach warstwy środkowej w funkcji wielkości sygnału cząstki. Zdolność rozdzielczą pomiaru położenia cząstki otrzymuje się, mnożąc  $\sigma_l$  przez 0.82 (patrz tekst). Rysunek z pracy [18].

Rysunek 38 przedstawia zależność  $\sigma_l$  od  $\eta$ . Jak należało oczekiwać na podstawie rozważań w rozdziale czwartym i w tym rozdziale, najlepiej mierzone są tory przechodzące pośrodku dwu kanałów odczytu. Dla sygnałów jednokanałowych (na zewnątrz obszaru  $0.17 < \eta < 0.83$ ) zdolność rozdzielcza podyktowana jest szerokością paska i na rysunku podana jest dla wartości  $\eta$  równej zero.

Zbadana też została zdolność rozdzielcza pomiaru pojedynczej cząstki w funkcji udziału kanałów z dużym szumem w sygnale cząstki i wokół niego. Okazało się, że zmienia się ona od  $6.5 \mu\text{m}$  dla kanałów z niskimi szumami (77% próbek) poprzez  $8.2 \mu\text{m}$  dla bardziej szumiących kanałów (17% próbek) do  $17 \mu\text{m}$  dla bardzo złych kanałów (6% próbek).



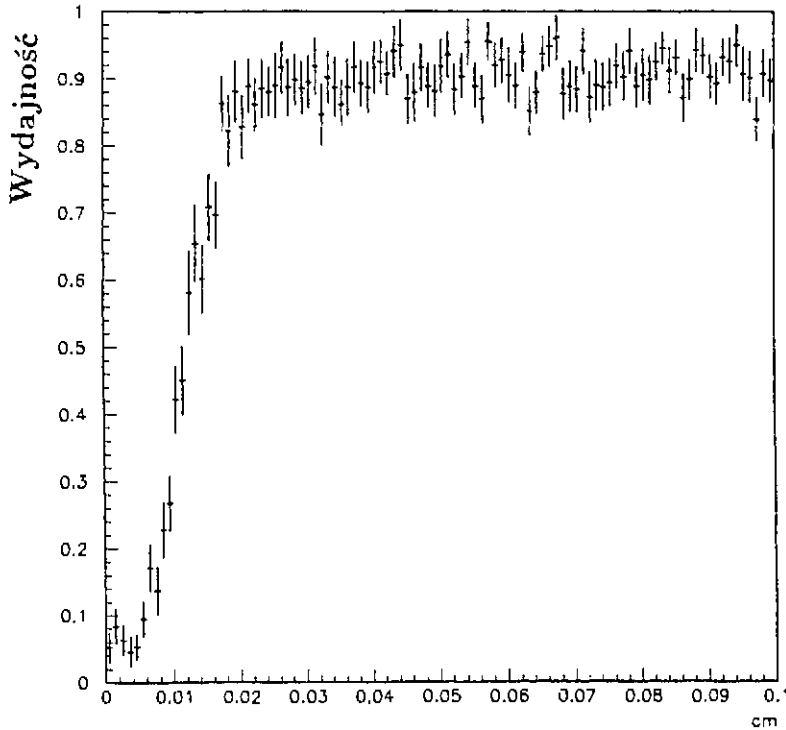
Rysunek 38: Rozkład wartości  $\sigma_l$  dla sygnałów cząstek w detektorach warstwy środkowej w funkcji  $\eta$ . Zdolność rozdzielczą pomiaru położenia cząstki otrzymuje się, mnożąc  $\sigma_l$  przez 0.82 (patrz tekst). Rysunek z pracy [18].

#### 8.4 Możliwość rozdzielania dwu bliskich cząstek

Na rysunku 39 pokazany jest rozkład prawdopodobieństwa przypisania dwu torów do dwu różnych sygnałów w detektorze wierzchołka w funkcji odległości między tymi torami. Widać, że prawdopodobieństwo 50% osiągane jest przy odległości 120  $\mu\text{m}$ , a już przy 170  $\mu\text{m}$  rozdzielanie jest pełne. W tej analizie sygnały cząstek zarejestrowane przez dwie spośród trzech warstw włączone były do fitu torów, a w trzeciej warstwie mierzona była odległość między torami i liczone były sygnały cząstek. Niezerowe prawdopodobieństwo dla bardzo małych odległości między torami należy przypisać obecności przypadkowego sygnału w pobliżu nierozdzielonego sygnału wspólnego dla obu torów. Stosując subtelniejszą analizę kształtu sygnałów można by się pokusić o polepszenie rozdzielania dwu bliskich torów, ale wobec odczytu co 50  $\mu\text{m}$  nie może to być polepszenie znaczące. Poza tym symulacje pokazały [1], że dla hadronowych rozpadów  $Z^0$  tak blisko siebie znajduje się około 3% torów.

#### 8.5 Zdolność rozdzielcza pomiaru parametru zderzenia

Jak już pisałam w poprzednim rozdziale przy okazji omawiania wyznaczania położenia detektora wierzchołka, asymptotyczna wartość zdolności rozdzielczej pomiaru parametru zderzenia, wyznaczona w oparciu o przypadki  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , wynosi 21  $\mu\text{m}$ . Z kolei przybliżone rachunki analityczne, omówione w rozdziale trzecim na temat symulacji detek-



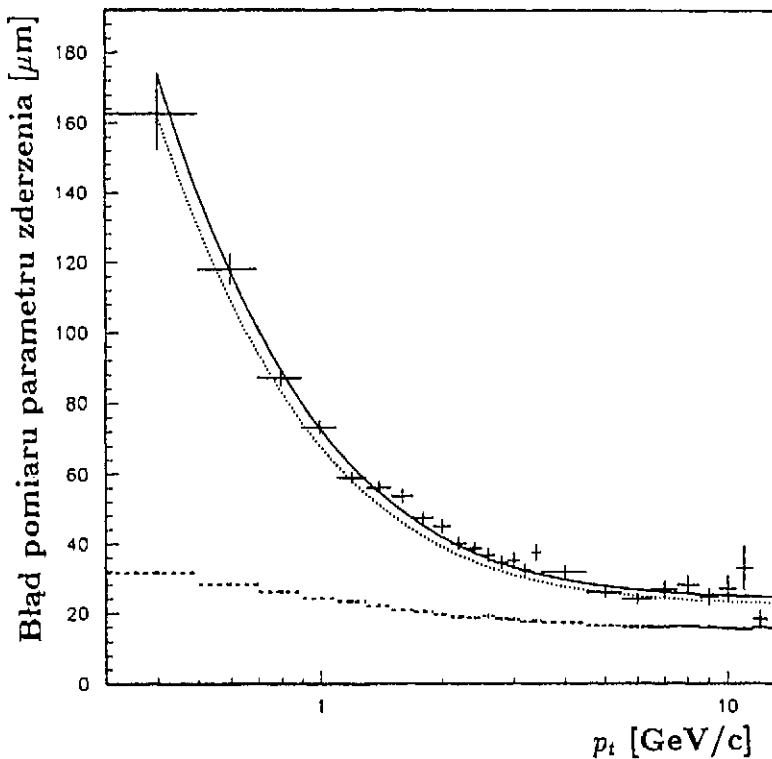
Rysunek 39: Wydajność przypisania dwu torów do dwu oddzielnych sygnałów w pojedynczej warstwie detektora krzemowego w funkcji odległości między torami. Rysunek z pracy [18] .

tora wierzchołka, dają na tę zdolność rozdzielczą wzór  $\sqrt{64^2/p_t^2 + 22^2}$ , gdzie  $p_t$  to rzut pędu cząstki na płaszczyznę  $(x, y)$ . Rachunki przeprowadzono przy założeniu zdolności rozdzielczej pojedynczego pomiaru równej  $8.4 \mu\text{m}$ . Wartość ta uwzględnia wkład od niedokładności ustawienia detektora wierzchołka.

Doświadczalnie błąd pomiaru parametru zderzenia w funkcji  $p_t$  wyznaczony został w oparciu o przypadki hadronowych rozpadów  $Z^0$ . W tym celu badana próbka danych wzbogacona została o przypadki rozpadu  $Z^0$  na lekkie kwarki czyli bez cząstek krótkożyciowych, których rozpad są źródłem torów o dodatnich parametrach zderzenia. Każdy przypadek rozdzielany był na dwie półkule względem osi  $T$  równoległej do wektora jednostkowego  $n$  wybranego tak, żeby liczba  $\sum_i |\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{n}| / \sum_i |\mathbf{p}_i|$ , gdzie sumowanie rozciąga się na wszystkie naładowane cząstki w przypadku, a  $\mathbf{p}_i$  to wektory pędu tych cząstek, była maksymalna <sup>1</sup>. W każdej półkuli ( $P_+$  dla  $T > 0$  i  $P_-$  dla  $T < 0$ ) rekonstruowany był wierzchołek w oparciu o tory oddalone od niego o nie więcej niż 5 standardowych odchyień. Odległość między obu wierzchołkami ze znakiem  $\text{sign}(T_+ - T_-)$ , gdzie  $T_+$  ( $T_-$ ) oznacza współrzędną  $T$  wierzchołka wyznaczonego przy pomocy torów z półkuli  $P_+$  ( $P_-$ ), stanowiła kryterium przynależności przypadku do lekkich lub ciężkich kwarków. Dla lekkich kwarków rozkład powinien być symetryczny wokół zera, a dla ciężkich kwarków powinien być widoczny nadmiar przypadków dla dodatnich wartości odległości ze znakiem. Żądanie, aby prawdopodobieństwo  $\chi^2$ , że oba wierzchołki są częścią tego samego wierzchołka, było większe

<sup>1</sup>Oś  $T$  to tak zwana oś thrustu.

niż 10%, dawało próbkę silnie wzbogaconą w lekkie kwarki. Następnie dla każdego wybranego przypadku kolejno brane były tory i wyznaczana była ich odległość od wierzchołka zrekonstruowanego w oparciu o te pozostałe tory, których odległość z kolei była nie większa niż dwa standardowe odchylenia. Otrzymany w ten sposób rozkład błęd zawierał błąd parametru zderzenia i wkład od błędu rekonstrukcji wierzchołka. Wyniki analizy przedstawione są na rysunku 40. Linia przerywana oznacza wkład od błędu rekonstrukcji wierzchołka. Krzyżykami zaznaczony jest rozkład błędu parametru zderzenia w funkcji  $p_t$  po odjęciu wkładu od błędu rekonstrukcji wierzchołka. Dopasowana do niego linia ciągła odpowiada parametryzacji  $\sqrt{69^2/p_t^2 + 24^2}$ . Linia kropkowaną zaznaczone jest podane powyżej przewidywanie teoretyczne  $\sqrt{64^2/p_t^2 + 22^2}$ . Widać bardzo dobrą zgodność przewidywania z danymi.



Rysunek 40: Błąd parametru zderzenia w funkcji  $p_t$ . Poszczególne oznaczenia objaśnione są w tekście. Rysunek z pracy [18].

Następujące trzy stwierdzenia stanowią będą podsumowanie tego rozdziału. Po pierwsze, wszystkie przedstawione charakterystyki świadczą o tym, że detektor wierzchołka DELPHI bardzo dobrze działał w eksperymencie. Wynikiem tego był jego znaczący wkład do analiz fizycznych, o czym będzie mowa w następnym rozdziale. Po drugie, bardzo istotne jest to, że składa się on z trzech warstw, dzięki czemu można się było w znacznym stopniu uniezależnić od gorszej, niż przewidywano, pracy detektora wewnętrznego i detektora TPC i z dużą dokładnością przeprowadzić szereg sprawdzianów jego działania. Na koniec wreszcie pragnę zwrócić uwagę na bardzo dobrą zgodność symulacji Monte Carlo z wynikami uzyskanymi z rzeczywistego detektora.

## 9 Przykłady analiz fizycznych DELPHI z istotnym udziałem detektora wierzchołka

Jak pokazałam w poprzednich rozdziałach, detektor wierzchołka DELPHI znacznie poprawia dokładność pomiaru przede wszystkim położeniowych, ale i pędowych współrzędnych torów cząstek naladowanych. Wskutek tego jakakolwiek analiza, w której używa się informacji o torach cząstek w obszarze akceptancji detektora wierzchołka, korzysta z pomiarów tego detektora. W niektórych analizach dobra dokładność pomiaru parametru zderzenia cząstek naladowanych czy dobra dokładność rekonstrukcji wierzchołka pierwotnego oddziaływania i wierzchołków rozpadów cząstek krótkożyciowych odegrały zasadniczą rolę. Ponieważ w DELPHI jest już około trzydziestu publikacji z takich analiz, a wystąpieni konferencyjnych jeszcze więcej, nie sposób ich wszystkich omówić. W tym rozdziale przedstawię więc tylko kilka przykładów analiz z istotnym udziałem detektora wierzchołka. Wszystkie przykłady dotyczą pomiarów dla hadronów  $B$ , dla których eksperyment DELPHI dostarczył wielu nowych wyników. Zebrane są one w trzech podrozdziałach. Pierwszy przedstawia pomiary średniego czasu życia hadronów  $B$  bazujące na rozkładach parametru zderzenia cząstek, drugi zawiera przykłady pomiarów czasu życia mezonów  $B_{u,d}$ , opartych na częściowej rekonstrukcji wierzchołków rozpadu hadronów  $B$ , a w trzecim przedstawiony jest pomiar masy mezonu  $B_s$  w oparciu o w pełni zrekonstruowane przypadki jego rozpadu. Ta kolejność odzwierciedla ewolucję badań w fizyce hadronów  $B$  w miarę zwiększania liczby zebranych przypadków  $Z^0$  i coraz lepszej kalibracji zarówno detektora wierzchołka jak i innych detektorów DELPHI.

### 9.1 Pomiar średniego czasu życia hadronów $B$ i jego konsekwencje

Pomiar średniego czasu życia hadronów  $B$  ( $\tau_B$ ) wybrałam do szczegółowego przedstawienia z kilku względów. Po pierwsze, był on pierwszym pomiarem przeprowadzonym w eksperymentach na akceleratorze LEP dla hadronów  $B$ . Po drugie, jest to pomiar ważny zarówno ze względu na samą wartość czasu życia, obciążoną wcześniej dużym błędem pomiarowym jak i ze względu na związek czasu życia z elementami macierzy Cabibbo-Kobayashiego-Maskawy (CKM). Po trzecie, na przykładzie tego pomiaru mogę naprawdę dobrze zilustrować rolę krzemowego detektora wierzchołka DELPHI w badaniu krótkożyciowych cząstek.

#### 9.1.1 Pomiar średniego czasu życia $B$ w oparciu o rozkłady parametru zderzenia produktów rozpadu

Średni czas życia wszystkich hadronów  $B$  zmierzony został przez eksperymenty na akceleratorze LEP już w oparciu o dane zebrane w 1990 roku. Zacznę od przytoczenia wyników tych pierwszych pomiarów, chociaż później zostały one znacznie poprawione, gdyż znakomicie ukazują doświadczalne aspekty tego pomiaru. Omówienie tych wyników oparte jest na moim wystąpieniu konferencyjnym [20], zawierającym odnośniki do oryginalnych prac.

We wszystkich czterech eksperymentach zastosowano metodę pomiaru średniego czasu życia hadronów  $B$ , bazującą na rozkładzie parametru zderzenia leptonu, pochodzącego z półleptonowego rozpadu kwarku  $b$ . Analizowane były przypadki spełniające kryteria hadronowego rozpadu  $Z^0$  (zdefiniowane dla każdego eksperymentu indywidualnie) i z co najmniej jednym leptonem o dużym pędzie  $p$  (typowo powyżej 4 GeV/c) i dużym pędzie poprzecznym  $p_t$  (typowo powyżej 1.5 GeV/c), mierzonym względem zrekonstruowanego kierunku pierwotnego kwarku. Takie „twarde” widno pędowe leptonu charakterystyczne jest dla rozpadów kwarku  $b$ . Widno „miękkie” wraz z malejącą masą rozpadającego się kwarku. Niezerowy czas życia hadronów  $B$  powoduje, że rozkład parametru zderzenia dla leptonów z ich rozpadów wykazuje nadmiar przypadków z dodatnim parametrem zderzenia. Do tego rozkładu doświadczalnego dopasowuje się rozkłady parametru zderzenia leptonów otrzymane dla przypadków wygenerowanych przez program Monte Carlo przy założeniu różnych wartości średniego czasu życia hadronów  $B$ . Czas życia, dla którego dopasowanie jest najlepsze, podaje się jako wynik pomiaru.

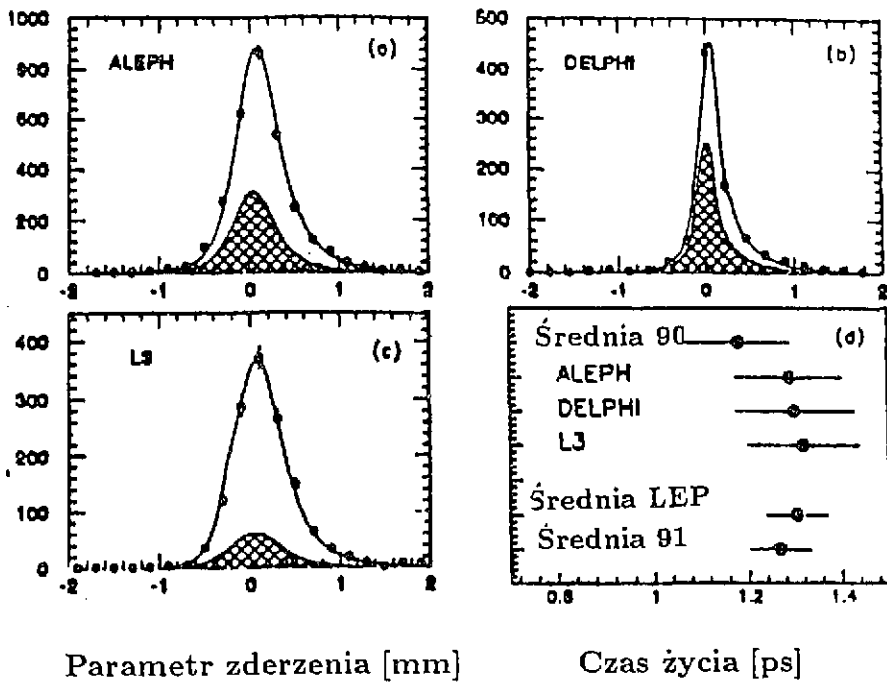
Dokładność pomiaru czasu życia przy zastosowaniu tej metody ograniczana jest głównie przez: liczbę przypadków dostępnych analizie, czystość próbki leptonów zakwalifikowanych jako pochodzących z rozpadu  $B$  i zdolność rozdzielczą pomiarów parametru zderzenia. Silniejsze cięcia na wartościach pędu i pędu poprzecznego leptonu podnoszą czystość próbki, ale redukują liczbę przypadków. W tabeli 6 zestawione zostały charakterystyki widm leptonów i wartości zmierzonego średniego czasu życia hadronów  $B$  ze wszystkich czterech eksperymentów LEP-owskich dla danych zebranych w 1990 roku.

	cięcia (w GeV)	czystość	liczba leptonów	$\langle \sigma_{PZ} \rangle$ (w $\mu\text{m}$ )	czas życia (w ps)
ALEPH	$p > 5, p_t > 2$	0.73	1215 $e$ 1758 $\mu$	200	$1.29 \pm 0.06 \pm 0.10$
DELPHI	$p > 3, p_t > 1$	0.64	839 $\mu$	84	$1.30 \pm 0.10 \pm 0.08$
L3	$p > 4, p_t > 1$	0.89	673 $e$	216	$1.32 \pm 0.08 \pm 0.09$
	$p > 4, p_t > 1.5$	0.87	713 $\mu$		
OPAL	$p > 4.5, p_t > 1.5$	0.87	665 $e$	120	$1.37 \pm 0.007 \pm 0.06$
		0.82	689 $\mu$		

Tabela 6: Średni czas życia hadronów  $B$  - wyniki analiz w oparciu o dane zebrane w 1990 roku. Tabela z pracy [20].

Odpowiadające tym danym rozkłady parametru zderzenia leptonów i zestawienie wyników pomiarów średniego czasu życia  $B$  dla eksperymentów ALEPH, DELPHI i L3 pokazane są na rysunku 41. Z tabeli i rysunku widać, że błędy, jakimi obarczone są pomiary  $\tau_B$ , są porównywalne dla wszystkich eksperymentów i że w każdym eksperymencie wpłynęły na to inne czynniki. W przypadku eksperymentu ALEPH zmniejszenie błędu uzyskano dzięki dużej liczbie przypadków, w przypadku eksperymentu L3 - w oparciu o bardzo dużą czystość próbki, a w przypadku eksperymentów DELPHI i OPAL - w oparciu o dobrą zdolność rozdzielczą pomiaru parametru zderzenia. Szczególnie dobra zdolność rozdzielcza pomiaru parametru zderzenia w eksperymencie DELPHI osiągnięta została dzięki dwuwarstwowemu krzemowemu detektorowi wierzchołka. Pozwoliła ona na skompensowanie faktu, że w tym czasie DELPHI dysponowało przypadkami półleptonowego

rozpadu kwarku  $b$  jedynie z udziałem mionów i że ta próbka danych była silnie zanieczyszczona mionami innego pochodzenia niż z rozpadu kwarku  $b$ .



Rysunek 41: Zestawienie rozkładów parametru zderzenia leptonów dla: (a) elektronów i mionów z ALEPH-u, (b) mionów z DELPHI, (c) elektronów i mionów z L3. (d) Podsumowanie pomiarów średniego czasu życia  $B$ . Średnia 91 odpowiada sytuacji latem tego roku, kiedy jeszcze pomiar z eksperymentu OPAL nie był opublikowany. Zakreskowane obszary na rysunkach (a), (b) i (c) stanowią oszacowania zabrudzenia próbki. Rysunek z pracy [20].

Rysunek 41 pokazuje też, jak przełomową rolę odegrał LEP w pomiarach czasu życia  $B$ . Średnia wartość, otrzymana w oparciu o wszystkie pomiary przeprowadzone przed rokiem 1990, obarczona jest błędem porównywalnym z błędem pomiaru pojedynczego eksperymentu na akceleratorze LEP przy użyciu danych pochodzących zaledwie z pierwszego roku zbierania danych. Złożyło się na to kilka przyczyn. Po pierwsze wcześniejsze dane pochodzą z pomiarów przy niższych energiach (od 10.5 do około 40 GeV/c), co rzutuje na wielkość stosunku sygnału do tła i na średnią energię hadronów  $B$ . Podczas gdy w LEP-ie przypadki  $b\bar{b}$  stanowią 22% wszystkich przypadków hadronowych, to przy niższych energiach jedynie w obszarze  $\Upsilon(4S)$  występuje zwiększona populacja przypadków z hadronami  $B$  w stanie końcowym. Dla innych energii takie przypadki produkowane są kilkanaście razy rzadziej niż przypadki hadronowe powstające z fragmentacji lżejszych kwarków. Ze względu na niższe energie wyprodukowanych hadronów  $B$ , trzeba było stosować niższe cięcia dla pędu i pędu poprzecznego leptonu, a co za tym idzie, błąd pomiarowy parametru zderzenia leptonu posiadał większy przyczynek od rozpraszania kulombowskiego i pomiar czasu życia obarczony był większym błędem. Drugą przyczyną lepszych pomiarów z LEP-u to znaczny rozwój techniki budowy komór gazowych, dzięki



czemu same nawet komory gazowe detektorów LEP-owskich lepiej mierzą tory cząstek niż analogiczne detektory wcześniejszych eksperymentów. Na koniec wreszcie trzeba zaznaczyć, że tło wynikające z samej pracy akceleratora jest w LEP-ie niższe niż dla wcześniej zbudowanych akceleratorów  $e^+e^-$ .

Eksperyment DELPHI, jako jedyny, przeprowadził w oparciu o dane z 1990 roku pomiar średniego czasu życia hadronów  $B$  drugą jeszcze metodą, a mianowicie w oparciu o rozkład parametru zderzenia dla wszystkich torów z hadronowych rozpadów  $Z^0$ . Zastosowane zostały te same kryteria wyboru torów i te same cięcia na wartościach  $p$  i  $p_t$  co w przypadku leptonów w poprzedniej metodzie. Metoda ma tę zaletę, że do dyspozycji jest duża liczba torów i tę wadę, że w przypadku słabej zdolności rozdzielczej pomiaru parametru zderzenia, pomiar czasu życia obarczony jest bardzo dużym błędem systematycznym. Wykorzystanie pomiarów z detektora wierzchołka DELPHI pozwoliło na dużą redukcję błędu systematycznego, dzięki czemu uzyskano pełnowartościowy, niezależny pomiar czasu życia. Dał on następujący wynik:

$$\tau_B = 1.27 \pm 0.04(stat) \pm 0.12(syst) \text{ ps.}$$

W 1990 roku jedynie DELPHI mogło zastosować tę metodę pomiaru, bo tylko eksperyment DELPHI wyposażony był w poprawnie działający detektor wierzchołka. Detektor krzemowy eksperymentu ALEPH był wprawdzie zainstalowany, ale nie działał poprawnie i pomiary z niego nie mogły być użyte w analizie danych.

Po 1990 roku znacznie poprawiła się dokładność pomiaru parametru zderzenia torów w detektorach eksperymentów na akceleratorze LEP. Stało się tak dzięki rozbudowie detektora wierzchołka DELPHI polegającej na dodaniu trzeciej warstwy i następujących kolejno instalacjach krzemowych detektorów wierzchołka w pozostałych eksperymentach. Ta poprawa dokładności i podniesienie o przeszło rząd wielkości liczby zebranych przypadków  $Z^0$  zaowocowały dużo większą dokładnością pomiaru średniego czasu życia  $B$ . Dla przykładu, wynik współpracy DELPHI, otrzymany w oparciu o dane zebrane do końca 1992 roku i bazujący na rozkładzie parametru zderzenia torów cząstek naładowanych (druga z opisanych powyżej metod, poddana sporym modyfikacjom), wynosi [54]:

$$\tau_B = 1.542 \pm 0.021(stat) \pm 0.045(syst) \text{ ps.}$$

Poza redukcją obu błędów zwraca uwagę wzrost wartości zmierzonego czasu życia w porównaniu z wartościami otrzymanymi przez wszystkie eksperymenty w oparciu o dane dla 1990 roku. Wiąże się to częściowo z poprawieniem programów Monte Carlo, ale przede wszystkim z poprawieniem techniki doświadczalnej. Dokładne pomiary z krzemowych detektorów wierzchołka pozwoliły na uzyskiwanie próbek danych wzbogaconych w przypadki rozpadu  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  oraz na zastosowanie do pomiarów czasów życia technik bazujących na rekonstrukcji wierzchołków rozpadu hadronów  $B$  (patrz punkt 9.2).

### 9.1.2 Wyznaczanie elementu macierzowego $|V_{cb}|$

W ramach modelu standardowego czas życia hadronów  $B$  związany jest z modułami elementów macierzowych  $V_{cb}$  i  $V_{ub}$  macierzy mieszania CKM następującą relacją:

$$\tau_B = \frac{192\pi^2}{G_F^2 m_b^5} Br_{sl}(f_u |V_{ub}|^2 + f_c |V_{cb}|^2)^{-1}.$$

Symbol  $G_F$  oznacza stałą Fermiego,  $m_b$  jest masą kwarku  $b$ ,  $Br_{sl}$  oznacza wielkość udziału półleptonowego rozpadu kwarku  $b$ , a współczynniki  $f_u$  i  $f_c$  to iloczyny poprawek radiacyjnych QCD i współczynników przestrzeni fazowej.

Znajomość wartości stosunku elementów  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  z pomiarów w eksperymentach ARGUS i CLEO [55] oraz pomiar czasu życia hadronów  $B$  na akceleratorze LEP pozwalają na wyznaczenie wartości modułu elementu macierzowego  $V_{cb}$ . Wynik uzyskany przez eksperyment L3 w oparciu o same tylko dane zebrane w 1990 roku dawał:

$$|V_{cb}| = 0.046 \pm 0.002 \pm_{0.003}^{0.004}$$

Pierwszy błąd to całkowity błąd doświadczalny. Drugi błąd, dominujący nad doświadczalnym już po pierwszym roku zbierania danych na LEP-ie, zawiera wszystkie niepewności teoretyczne. Wiążą się one z faktem, że zarówno wartość efektywnej masy kwarku  $b$  jak i współczynników  $f$  w powyższym wzorze zależą od rodzaju hadronu  $B$ . Ponieważ przy pomiarze średniego czasu życia  $B$  bardzo słabo znany jest udział poszczególnych rodzajów hadronów i nie identyfikuje się ich w poszczególnych przypadkach, nie ma możliwości zmniejszenia błędu teoretycznego. Rozwiązaniem tego problemu byłby pomiar czasu życia poszczególnych hadronów  $B$ . To jednak wymaga dużej liczby przypadków  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  i oczekuje się, że pomiary indywidualnych czasów życia hadronów  $B$ , obciążone porównywalnie małym błędem doświadczalnym i teoretycznym, dostępne będą dopiero w oparciu o całkowitą liczbę tych przypadków, zebranych w eksperymentach na akceleratorze LEP do chwili uruchomienia LEP200.

## 9.2 Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$

Pomiar czasu życia hadronów  $B$ , bazujący na rozkładzie wartości parametru zderzenia ich poszczególnych, naładowanych produktów rozpadu, daleki był od ideału i wynikał przede wszystkim z małej liczby przypadków, jaka początkowo była do dyspozycji. Pomiar idealny, praktycznie bez systematycznych obciążeń, polega na pełnej identyfikacji produktów rozpadu hadronu  $B$ , rekonstrukcji jego wierzchołka rozpadu i jednoczesnym wyznaczeniu drogi rozpadu,  $l = \gamma\beta c\tau_B$ , oraz pędu tego hadronu. W ten sposób można by zmierzyć czasy życia poszczególnych rodzajów hadronów  $B$ , co, jak pokazałam w poprzednim punkcie, jest ważnym zadaniem poznawczym. Ta technika pomiarowa w pełni stosuje się jednak tylko do całkowicie zrekonstruowanych hadronów  $B$ . Na razie, jak to pokażę na przykładzie z punktu 10.3, takich przypadków jest niewiele.

Z konieczności rozwinęły się więc techniki pomiarowe, bazujące na przypadkach częściowo tylko zrekonstruowanych hadronów  $B$ . Poniżej przedstawię dwa przykłady takich analiz. Pierwsza dotyczy pomiaru czasu życia mezonów  $B_{u,d}$  (jak wszędzie w rozprawie, pisanie o cząstkach dotyczy też antycząstek) w oparciu o przypadki ich półleptonowych rozpadów. Druga metoda polega na wyznaczeniu czasu życia neutralnych i naładowanych hadronów  $B$ , a przy dodatkowych założeniach samych tylko mezonów  $B_{u,d}$ , wyłącznie w oparciu o topologię przypadków. Wspólną cechą obu metod jest rekonstrukcja wierzchołka rozpadu przy użyciu samych cząstek naładowanych i przybliżona rekonstrukcja pędu rozpadających się mezonów. Obie techniki zastosowane zostały po raz pierwszy do danych zebranych w 1991 roku przy zastosowaniu trójwarstwowego detektora wierzchołka.

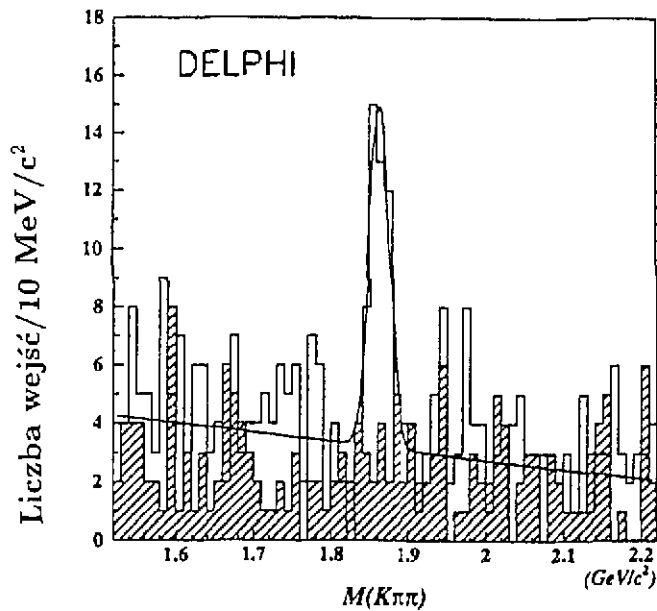
### 9.2.1 Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$ w oparciu o przypadki ich półleptonowego rozpadu

Pomiar czasu życia mezonów  $B_{u,d}$  tą metodą jest częścią szerszego programu pomiarów czasu życia poszczególnych rodzajów hadronów  $B$ , bazujących na ich półleptonowych rozpadach. Od 1991 roku, poza mezonami  $B_{u,d}$ , zastosowano ją do mezonów  $B_s^0$  i barionów  $\Lambda_b^0$ . Hadrony  $B$  wybierane są poprzez lepton o dużym pędzie całkowitym i dużym pędzie poprzecznym względem zrekonstruowanego kierunku pierwotnego kwarku. Ponadto lepton musi się znajdować w tej samej półkuli przypadku co inna, charakterystyczna cząstka, również zidentyfikowana jako produkt rozpadu analizowanego hadronu. Ta druga cząstka jest tak dobrana, aby z wysokim prawdopodobieństwem wybierać rozpady półleptonowe żądanego rodzaju hadronu  $B$  i eliminować tło. Rozpadami mezonów  $B_{u,d}$  zaraz zajmę się bardziej szczegółowo. Tu wspomnę tylko, że w przypadku półleptonowego rozpadu mezonu  $B_s$  koreluje się „twardy” lepton z w pełni zrekonstruowanym mezonem  $D_s$  o ładunku przeciwnym niż ładunek leptonu, a w przypadku barionu  $\Lambda_b$  szuka się takich korelacji leptonu i barionu  $\Lambda_s$ , pochodzącego z kaskadowego rozpadu  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X \rightarrow \Lambda_s Y$ , aby ładunek leptonu był przeciwny do liczby barionowej  $\Lambda_s$ .

Prawdopodobieństwo fragmentacji kwarku  $b$  w niedziwne mezony  $B_{u,d}$  jest kilkakrotnie wyższe niż prawdopodobieństwo fragmentacji w dziwiny mezon  $B_s$  czy też w bariony zawierające ten kwark. Wskutek tego już analiza przypadków hadronowych rozpadów  $Z^0$ , zebranych w samym tylko 1991 roku (ponad 260 tysięcy), dostarczyła kilku ciekawych wyników na temat produkcji i rozpadów mezonów  $B_{u,d}$ , z których jednym był omawiany tutaj pomiar ich czasu życia. Wszystkie wyniki wraz ze szczegółami doświadczalnymi znaleźć można w publikacji DELPHI [56]. Na niej też teraz opieram omówienie pomiaru czasu życia mezonów  $B_{u,d}$ .

Poszukiwane były przypadki półleptonowego rozpadu mezonów  $B_{u,d}$  na stany końcowe  $Dl^-X$  i  $D^*l^-X$ . Lepton  $l$  był mionem lub elektronem o całkowitym pędzie powyżej 3 GeV/c i pędzie poprzecznym powyżej 1 GeV/c. Symbol  $X$  to oznaczenie wszystkich niemierzonych cząstek z rozpadu mezonów  $B_{u,d}$ . Często, ze względu na stwierdzoną niską krotność w półleptonowych rozpadach, było to tylko antyneutrino  $\bar{\nu}_l$ . Czasem mogły mu towarzyszyć jakieś jeszcze cząstki, będące na ogół niskocenergetycznymi mezonami  $\pi$ . Mezony  $D$  lub  $D^*$  były tym drugim analizowanym produktem rozpadu mezonów  $B_{u,d}$ , od którego żądano występowania w tej samej półkuli przypadku co lepton. Mezony zrekonstruowane były w następujących kanałach rozpadu:  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  (92±14 przypadków),  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$  (35±8 przypadków) oraz  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ , przy czym  $D^0$  rozpadało się następnie na  $K^- \pi^+$  (30±6 przypadków) lub na  $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  (31±10 przypadków). Wymienione powyżej liczby zrekonstruowanych mezonów  $D$  i  $D^*$  uzyskane zostały po zastosowaniu szeregu cięć, których celem była redukcja tła kombinatorycznego. Żądano, aby ładunek mezonu  $K$  w tych rozpadach był taki sam jak ładunek skorelowanego leptonu, bo tylko takie korelacje ładunkowe odpowiadają rozpadom mezonów  $B_{u,d}$ . Wykorzystanie informacji o stratach energii na jonizację w komorze TPC pozwoliło wyluczyć niektóre cząstki jako kandydatów na mezony  $K$ . Żądano też, aby energia zrekonstruowanych mezonów  $D$  i  $D^*$  była wyższa niż 15% energii wiązki oraz stosowano cięcia na wartościach pędu ich produktów rozpadu (indywidualnie dla każdego badanego kanału rozpadu). Bardzo istotną rolę w wyodrębnieniu sygnału  $D$  i  $D^*$  odegrały pomiary w detektorze

wierzchołka. Pozwoliły one na rekonstrukcję wierzchołków rozpadu tych mezonów i zastosowanie cięcia na odległości ( $\Delta L$ ) między wierzchołkiem pierwotnego oddziaływania i tymi wierzchołkami wtórnymi. Ponieważ detektor wierzchołka DELPHI mierzył dokładnie w płaszczyźnie ( $R, \phi$ ), rekonstrukcja wierzchołków rozpadu i pomiar drogi rozpadu prowadzone były w rzucie na tę płaszczyznę. Akceptowane były tylko wierzchołki wtórne utworzone z torów, wśród których co najmniej dwa były takie, że każdy z nich zawierał co najmniej dwa punkty pomiarowe z detektora wierzchołka. Przyjęte wartości cięcia dla odległości  $\Delta L$ , podzielonej przez błąd jej pomiaru dla każdego przypadku indywidualnie, wynosiły 1 w przypadku mezonów  $D^0$  i  $D^{*+}$  oraz 1.5 w przypadku mezonów  $D^+$ . Rysunek 42 pokazuje przykładowo rozkład masy  $K^-\pi^+\pi^-$  z sygnałem mezonu  $D^+$ , uzyskany po zastosowaniu wszystkich powyższych cięć.



Rysunek 42: Rozkład masy  $K^-\pi^+\pi^-$  dla przypadków z mezonem  $K$  i leptonem  $l$  w tej samej półkuli przypadku i o tym samym ładunku (histogram niezakreskowany) oraz o przeciwnych ładunkach (histogram zakreskowany). Krzywa jest wynikiem dopasowania tła, opisanego funkcją liniową oraz sygnału, opisanego krzywą Gaussa. Rysunek z pracy [56].

Kolejnym krokiem na drodze do pomiaru czasu życia mezonów  $B_{u,d}$  była rekonstrukcja wierzchołków rozpadu i oszacowanie wartości pędu tych mezonów. Zrekonstruowane pędy mezonów  $D^0$  i mezonów  $D^+$  oraz tor leptonu służyły do rekonstrukcji wierzchołków rozpadu mezonów  $B_{u,d}$ , rozpadających się wprost na mezony  $D$ . Dodatkowo jeszcze włączany był tor mezonu  $\pi^+$  w przypadku rozpadów na mezon  $D^*$ . Rekonstrukcja tych wierzchołków rozpadu, podobnie jak w przypadku mezonów  $D$ , prowadzona była dla rzutu na płaszczyznę ( $R, \phi$ ). Następnie, przy założeniu, że całkowity pęd układu  $Dl$  ( $D^*l$ ) jest dobrym przybliżeniem kierunku mezonu  $B_{u,d}$ , liczona była w przestrzeni długość jego drogi rozpadu. Z kolei wartość pędu tego mezonu liczona była w oparciu o następującą formułę, uzyskaną na drodze symulacji Monte Carlo:

$$p(B) = p(Dl)/(0.41 + 0.013p(Dl)),$$

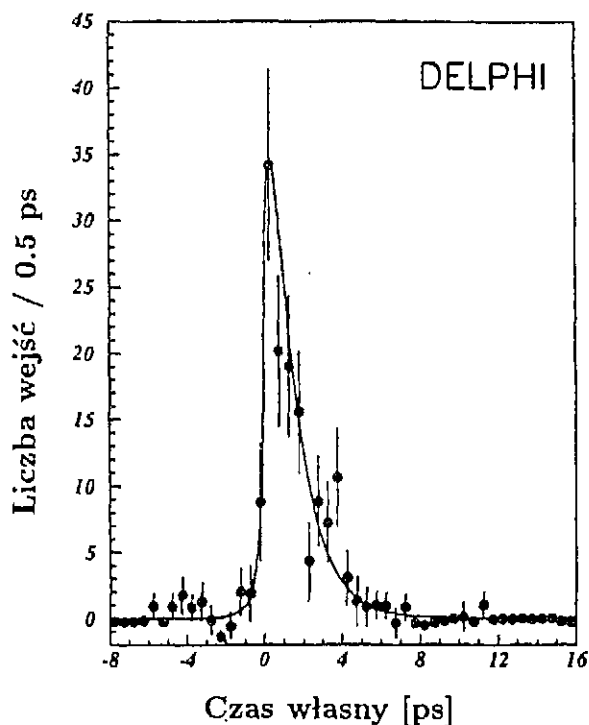
gdzie  $p(Dl)$  oznacza pęd układu  $Dl$  lub  $D^*l$ .

Otrzymane w ten sposób wartości drogi rozpadu i pędu dla każdego indywidualnego przypadku rozpadu mezonów  $B_{u,d}$  pozwoliły na wyliczenie wartości czasu (w układzie własnym mezonu  $B_{u,d}$ ), po którym nastąpił rozpad ( $t_i = \Delta L / (\beta \gamma c) = (m_B / p) \cdot (\Delta L / c)$ ). Rozkład tych wartości dla zsypanych razem wszystkich przypadków ze wszystkich czterech kanałów rozpadu pokazany jest na rysunku 43. Ten zsypany rozkład posłużył do wyznaczenia średniego czasu życia mezonów  $B_{u,d}$ . Przede wszystkim jednak szczegółowa analiza rozkładów czasu życia dla każdego z czterech kanałów rozpadu oddzielnie, przy dodatkowych założeniach na temat udziału rozpadów za pośrednictwem mezonu  $D^{**}$ , pozwoliła na wyznaczenie indywidualnych czasów życia mezonów  $B_u^+$  i  $B_d^0$ . Otrzymane zostały następujące wartości tych czasów życia:

$$\tau(B_u^+) = 1.30_{-0.29}^{+0.33}(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.}) \pm 0.05(\text{syst. } D^{**}) \text{ ps,}$$

$$\tau(B_d^0) = 1.17_{-0.23}^{+0.29}(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.}) \pm 0.05(\text{syst. } D^{**}) \text{ ps.}$$

Pomiary pokazują, że w ramach błędu oba czasy życia są równe. Jest to wynik przewidywany przez teorię, gdyż poprawki do modelu spektatora, który daje równe czasy życia wszystkich hadronów  $B$ , skalują się jak  $1/m_Q^2$  ( $m_Q$  - masa ciężkiego kwarku), a więc dla cząstek zawierających kwark  $b$  powinny być o rząd wielkości mniejsze niż dla cząstek zawierających kwark  $c$ .



Rysunek 43: Rozkład czasu życia mezonów  $B_{u,d}$  dla zsypanych razem wszystkich analizowanych przypadków ich pólleptonowego rozpadu. Rysunek z pracy [56].

## 9.2.2 Pomiar czasu życia mezonów $B_{u,d}$ w oparciu o topologię przypadków

Wybór określonego kanału rozpadu ma tę wadę, że wprowadza silne ograniczenie liczby przypadków użytych w analizie. Równoległe więc z analizą pólleptonowych rozpadów, prowadzona była, początkowo tylko przez DELPHI, analiza, której celem był pomiar czasu życia neutralnych i naładowanych hadronów  $B$  wyłącznie w oparciu o topologię przypadków, bez identyfikacji stanów końcowych. Opis tej analizy dla danych z 1991 roku oraz jej wyników opieram na publikacji DELPHI [57]. Do niej też odsyłam po szczegóły dotyczące poszczególnych kroków analizy.

Podstawowy pomysł analizy był prosty. Posługując się tylko cząstkami naładowanymi należało zrekonstruować dobrze wyodrębnione wtórne wierzchołki rozpadu hadronów  $B$ . Przy idealnej rekonstrukcji liczba torów tworzących taki wierzchołek wskazuje jednoznacznie ładunek rozpadającego się hadronu. Należało więc następnie podzielić wierzchołki rozpadu według wartości ładunku, dla każdego przypadku w każdej kategorii wyznaczyć drogę rozpadu oraz w przybliżeniu zrekonstruować wartość pędu pierwotnego hadronu  $B$ . Stąd już prosta droga do wyznaczenia czasu życia neutralnych i naładowanych hadronów  $B$ . Ponieważ kluczowym punktem tak postawionej analizy jest dobra rekonstrukcja wierzchołków rozpadu, zasadniczą rolę odegrał w niej detektor wierzchołka DELPHI.

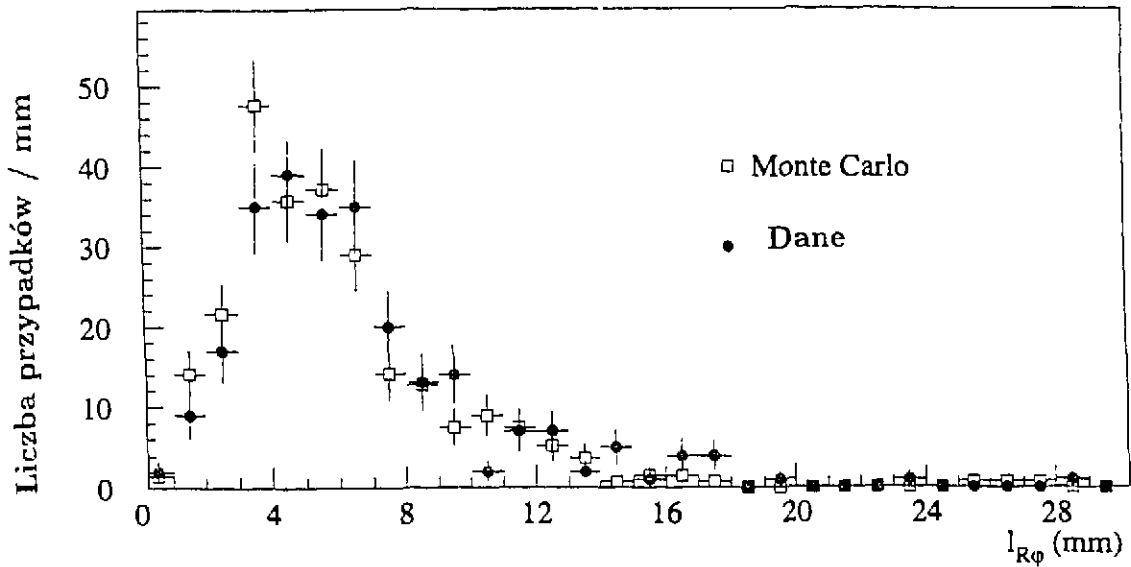
Realizacja tego prostego pomysłu wymagała jednak skomplikowanej analizy, składającej się z szeregu kroków. Standardowy zestaw cięć DELPHI, służący wyborowi przypadków hadronowych rozpadów  $Z^0$ , wzbogacono o żądanie, aby przypadek zawierał co najmniej sześć cząstek naładowanych o pędach przekraczających  $0.2 \text{ GeV}/c$ . Dało to startową próbkę ponad 230 tysięcy przypadków użytych do analizy. Do tych przypadków zastosowany został algorytm, opracowany w eksperymencie JADE, służący przyporządkowaniu końcowych cząstek pierwotnym partonom (kwark, antykwark i ewentualne wysokoenergetyczne gluony). Otrzymano średnio 2.39 partonu na przypadek. Do analizy użyte były tylko te przypadki, w których liczba pierwotnych partonów była równa dwa lub trzy. Wykluczone zostały tory cząstek, zidentyfikowane jako produkty rozpadu  $K_s^0$  lub konwersji fotonów. Począwszy od tego momentu analiza dotyczyła tylko torów cząstek o pędzie większym niż  $0.5 \text{ GeV}/c$  i o kącie mniejszym niż  $40^\circ$  względem zrekonstruowanego kierunku pierwotnego partonu. Wszystkie cząstki wewnątrz takiego stożka musiały mieć co najmniej dwa punkty pomiarowe w dwu różnych warstwach detektora wierzchołka. Ten warunek spełniał tylko jeden na pięć strumieni cząstek odpowiadających pierwotnym partonom, w dużej mierze ze względu na ograniczoną akceptację kątową detektora wierzchołka. Przeprowadzona została kalibracja błędów ekstrapolacji torów do obszaru pierwotnego oddziaływania (rozmiary tego obszaru to  $150 \mu\text{m}$  we współrzędnej  $x$  i  $10 \mu\text{m}$  we współrzędnej  $y$ ). Otrzymano wyniki zgodne z przytoczonymi w rozdziale ósmym.

Tak wybrane grupy torów, przypisanych pierwotnym partonom, poddane zostały dalszej analizie, polegającej na poszukiwaniu wierzchołków rozpadu hadronów  $B$ . Na początek wszystkie tory z danej grupy ekstrapolowane były do obszaru pierwotnego oddziaływania i sprawdzana była hipoteza, że tworzą one wspólny wierzchołek wewnątrz tego obszaru. Jeśli prawdopodobieństwo  $\chi^2$  takiej hipotezy było większe niż 1%, ta grupa cząstek przypisywana była partonowi lżejszemu niż  $b$  i była odrzucana z dalszej analizy. W przeciwnym

razie dana grupa cząstek przypisywana była kwarkowi  $b$  i kandydowała do poszukiwania w niej torów cząstek, pochodzących z rozpadu hadronu  $B$ . Ze względu na dłuższy czas życia tych hadronów niż hadronów z kwarkiem  $c$ , rozpadających się w następnym kroku kaskady, poszukiwano jednego, wspólnego wierzchołka rozpadu, zaniedbując chwilowo fakt kaskadowości rozpadu. Poprawka na kaskadowość rozpadu wprowadzana była na dalszym etapie analizy. W danej grupie cząstek, przypisanej kwarkowi  $b$ , próbowane były wszystkie permutacje torów z założeniem z kolei podziału na dwie grupy: torów wychodzących z obszaru pierwotnego oddziaływania i torów wychodzących z wierzchołka rozpadu. Wymagano, aby tych torów pochodzących z wierzchołka rozpadu było co najmniej dwa i aby ich przypisanie temu wierzchołkowi było jednoznaczne (prawdopodobieństwo żadnej innej kombinacji torów nie mogło być większe niż 1%).

Dla tak znalezionych wierzchołków rozpadu, liczona była masa efektywna układów tworzących je cząstek przy założeniu, że wszystkie zrekonstruowane cząstki są mezonami  $\pi$ . Otrzymany rozkład masy porównany został z przewidywaniami Monte Carlo. Wynikiem tego porównania było dodatkowe żądanie, aby masa efektywna układu była większa niż 2.2 GeV, co wprowadziło wyzucenie ponad połowę wierzchołków rozpadu hadronów  $B$ , ale eliminowało całe tło pochodzące od lżejszych kwarków. Dla wybranych wierzchołków liczona była następnie wektorowa suma pędów przypisanych im cząstek i liczona była różnica w kącie  $\phi$  między tym wypadkowym wektorem i linią łączącą wierzchołek pierwotny (leżący wewnątrz obszaru pierwotnego oddziaływania) i dany wierzchołek rozpadu. Akceptowane były tylko te wierzchołki, dla których ta różnica była mniejsza niż trzykrotny błąd jej pomiaru. Ponadto akceptowane były tylko wierzchołki rozpadu oddalone od wierzchołka pierwotnego o nie więcej niż 4 cm i o nie mniej niż pięciokrotna wartość błęd pomiaru drogi rozpadu. Rozkład otrzymanej drogi rozpadu dla ostatecznie wybranych wierzchołków rozpadu i dla przypadków wygenerowanych programem Monte Carlo pokazany jest na rysunku 44.

Po zastosowaniu wszystkich powyższych cięć średnia krotność cząstek naładowanych, wychodzących z wierzchołka rozpadu, wynosiła dla danych  $3.75 \pm 0.08$ , a dla przypadków Monte Carlo  $3.60 \pm 0.07$ . Program symulacji dawał przed zastosowaniem cięć średnią krotność cząstek naładowanych równą 5.1. Różnica o 1.5, wynikająca z zastosowania cięć, powodowała, że, jak pokazał program symulacji, tylko dla  $(71 \pm 3)\%$  przypadków suma ładunków cząstek wychodzących z danego wierzchołka rozpadu była identyczna z ładunkiem rozpadającego się hadronu. Opracowana więc została procedura poprawiania całkowitego ładunku ze względu na to wykluczenie z pomiarów niektórych cząstek naładowanych z rozpadów  $B$ . Przeprowadzona też została bardzo staranna analiza odległości wierzchołków wtórnych od obszaru pierwotnego oddziaływania. Do wyznaczenia czasu życia cząstek nie była używana wprost ta odległość lecz tzw. odległość nadmiarowa. Uzyskiwana ona była w ten sposób, że każdy wierzchołek wtórny indywidualnie był przesuwany w kierunku wierzchołka pierwotnego oddziaływania i znajdowana była minimalna odległość, przy której był wciąż rozpoznawany jako wierzchołek wtórny. Odległość od tego punktu do rzeczywiście mierzonego jego położenia służyła do wyznaczenia czasu życia dla tego rozpadającego się hadronu  $B$  po uwzględnieniu dodatkowo jeszcze poprawki na kaskadowość rozpadu (z uwzględnieniem różnych czasów życia  $D^0$  i  $D^+$ ). Do wyznaczenia czasu życia potrzebna już tylko była znajomość pędu hadronu  $B$ . Dla każdego przypadku otrzymywano go, zakładając, że prędkość w pełni zrekonstruowanego



Rysunek 44: Długości drogi rozpadu we współrzędnej  $R\phi$  dla danych i dla przypadków wygenerowanych programem Monte Carlo. Rysunek z pracy [57] .

hadronu  $B$  jest taka sama, jak prędkość układu zmierzonych cząstek. Otrzymana przy tym założeniu średnia wartość pędu hadronów  $B$  wynosiła  $33.4 \pm 0.5$  GeV/c w bardzo dobrej zgodności z Monte Carlo.

Posługując się otrzymanym rozkładem czasu przelotu dla wszystkich wyselekcjonowanych wierzchołków wtórnych, uzyskano tą metodą następującą wartość średniego czasu życia hadronów  $B$ :

$$\tau_B = 1.49 \pm 0.11(stat.) \pm 0.12(syst.) \text{ ps.}$$

Dzieląc wierzchołki na kategorię z ładunkiem 0 i z ładunkiem  $\pm 1$ , zmierzono średnie czasy życia neutralnych i naładowanych hadronów  $B$ :

$$\tau_{neutr.} = 1.44 \pm 0.21(stat.) \pm 0.14(syst.) \text{ ps,}$$

$$\tau_{nalad.} = 1.56 \pm 0.19(stat.) \pm 0.13(syst.) \text{ ps.}$$

Stosując dodatkowe założenia na temat udziału neutralnych i naładowanych hadronów  $B$  oraz o czasie życia mezonów  $B_s$  i barionów  $\Lambda_B$ , otrzymano następujące średnie czasy życia mezonów  $B_{u,d}$ :

$$\tau_{B_s^+} = 1.56 \pm 0.19(stat.) \pm 0.13(syst.) \text{ ps,}$$

$$\tau_{B_s^0} = 1.55 \pm 0.25(stat.) \pm 0.17(syst.) \text{ ps.}$$

Uwagę zwracają dwa fakty związane z tą metodą pomiaru: mniejsze błędy niż dla analogicznych pomiarów w oparciu o półleptonowe rozpady oraz większe wartości czasów życia.

Metoda pomiaru czasu życia w oparciu o częściowo zrekonstruowane wierzchołki rozpadu jest teraz powszechnie stosowana przez współpracę prowadzące eksperymenty na akceleratorze LEP. W przypadku DELPHI, po dopracowaniu i zastosowaniu do danych 1991 i 1992 roku, dała bardzo dokładny pomiar średniego czasu życia  $B$  [54]:

$$\tau_B = 1.599 \pm 0.014(stat.) \pm 0.035(syst.) \text{ ps.}$$



Widać, że ten pomiar czasu życia  $B$  obarczony jest mniejszym błędem niż cytowany w punkcie 9.1.1 analogiczny pomiar, bazujący na rozkładach parametrów zderzenia torów.

### 9.3 Pomiar masy mezonu $B_s$

Jako ostatni przykład analizy z istotnym udziałem detektora wierzchołka DELPHI posłuży mi pomiar masy mezonu  $B_s^0$ , przeprowadzony dla danych zebranych w 1992 roku w oparciu o trzy w pełni zrekonstruowane przypadki rozpadu tej cząstki [58]. Mezon  $B_s^0$  został wprawdzie odkryty w eksperymentach ALEPH i DELPHI już w 1991 roku, ale pomiar masy stał się możliwy dopiero w oparciu o większą liczbę zebranych przypadków i po dobrym zrozumieniu detektora. Dane zebrane w latach 1993–1995 powinny znacznie poszerzyć zakres tego typu analiz.

Te trzy w pełni zrekonstruowane przypadki mezonu  $B_s^0$  mają następujące łańcuchy rozpadu:

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow D_s^- \pi^+ \rightarrow \phi \pi^- \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^- \pi^+ \\ B_s^0 &\rightarrow D_s^- a_1^+(1260) \rightarrow \phi \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \\ B_s^0 &\rightarrow J/\psi \phi \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^- \end{aligned}$$

Rysunek 45 pokazuje w powiększeniu obszar pierwotnego oddziaływania i zrekonstruowane wierzchołki rozpadu dla drugiego spośród tych przypadków.

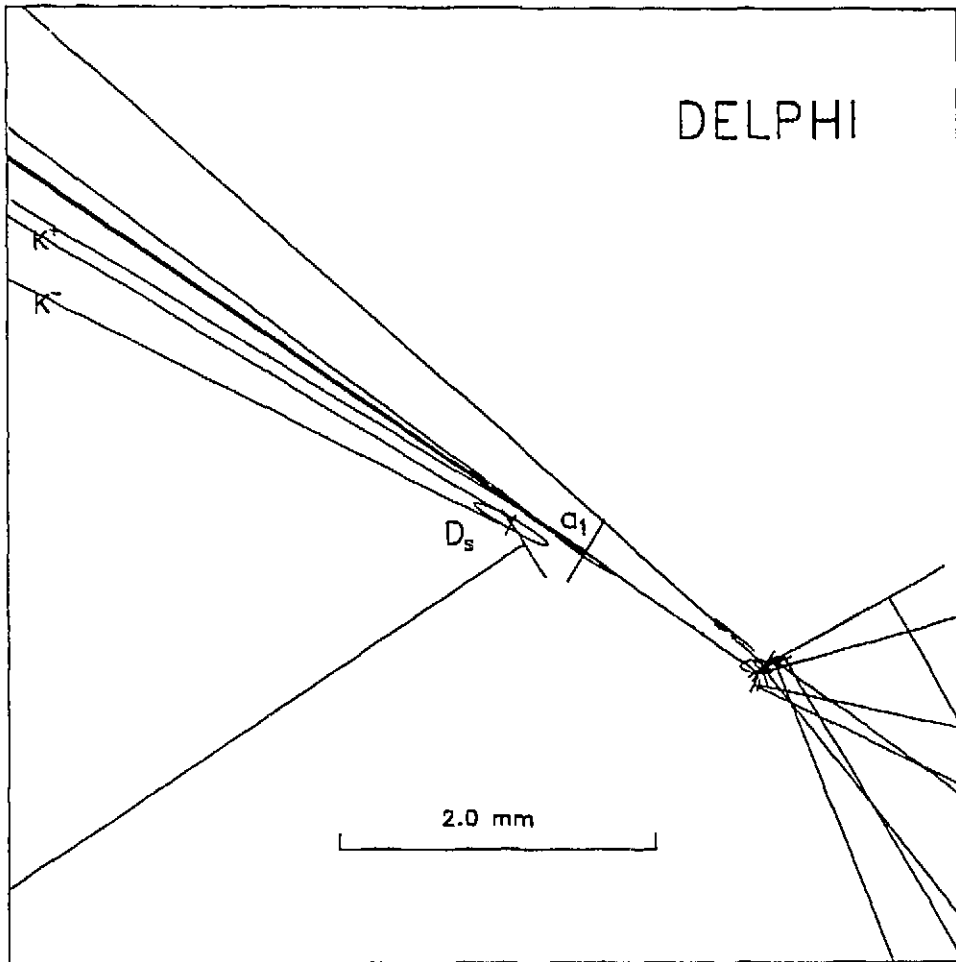
W wyborze przypadków i eliminacji tła istotną rolę odegrał detektor wierzchołka oraz identyfikacja mezonów  $K$  poprzez pomiar strat energii na jonizację w komorze TPC i pomiary w detektorach RICH. Wszystkie tory cząstek naładowanych z powyższych rozpadów musiały mieć co najmniej dwa punkty pomiarowe w detektorze wierzchołka. Ponadto wszystkie wierzchołki wtórne w kaskadowych rozpadach musiały być zrekonstruowane z prawdopodobieństwem większym niż 1%. Wymagana była identyfikacja obu mezonów  $K$ , przy czym co najmniej jednego z nich przez RICH. Ze względu na „twardą” funkcję fragmentacji kwarku  $b$ , zrekonstruowany mezon  $B_s^0$  miał mieć energię co najmniej 25 GeV. Zastosowano też cięcia na pędach indywidualnych produktów rozpadu, dostosowane indywidualnie do badanych kanałów rozpadu.

Masa mezonu  $B_s^0$ , wyznaczona w oparciu o te trzy przypadki, wynosi:

$$m_{B_s} = (5374 \pm 16 \pm 2) \text{ MeV}/c^2,$$

gdzie pierwszy błąd to łączny błąd statystyczny i systematyczny, a drugi błąd odzwierciedla niepewność skali masy. Używając średniej światowej wartości dla masy mezonu  $B_d^0$ , otrzymuje się na różnicę masy  $B_s^0$  i  $B_d^0$  wartość  $(95 \pm 16) \text{ MeV}/c^2$ , w zgodzie z przewidywaniem modelu kwarków.

Na koniec dodam tylko, że pomiar masy  $B_s^0$  przeprowadzony też został w oparciu o dwa przypadki z eksperymentu ALEPH [59] i w oparciu o 14 przypadków w eksperymencie CDF [60]. W odróżnieniu od eksperymentów na akceleratorze LEP, w hadronowym eksperymencie CDF badany był tylko jeden, łatwy do identyfikacji, kanał rozpadu  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ .



Rysunek 45: Zrekonstruowany łańcuch rozpadu przypadku  $B_s^0 \rightarrow D_s^- a_1^+$  (1260) w rzucie na płaszczyznę  $(R, \phi)$ . Rysunek z pracy [58].

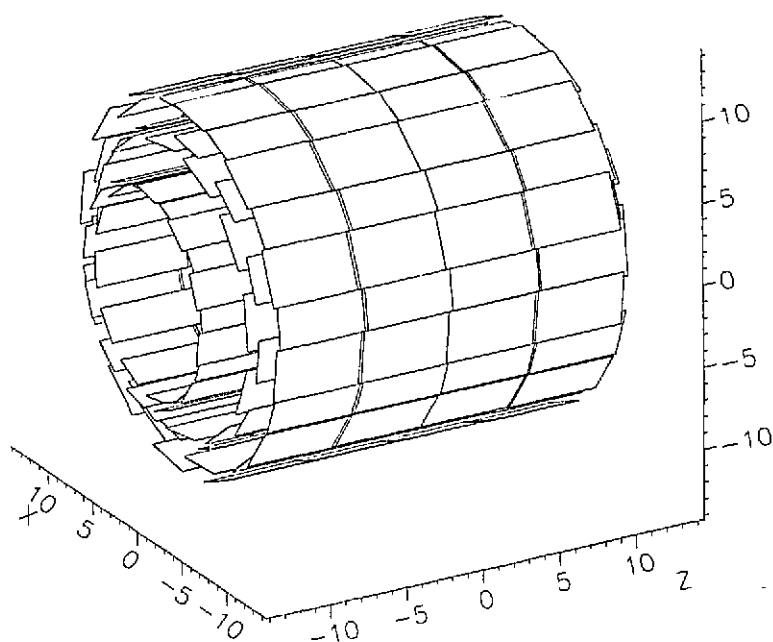
## 10 Przebudowa wnętrza detektora DELPHI

Już po pierwszym roku pracy, jak to pokazałam w poprzednim rozdziale, detektor wierzchołka wpłynął na znaczne poprawienie jakości wyników z eksperymentu DELPHI. Miało to dwojaki wpływ: na inne eksperymenty na akceleratorze LEP, kolejno instalujące krzemowe detektory wierzchołka i na współpracę DELPHI, która zdecydowała całkowicie przebudować wnętrze detektora DELPHI pod hasłem „więcej krzemu”. Przedstawię teraz tę przebudowę. Odbywa się ona w dwu etapach. Pierwszy, zakończony przed okresem zbierania danych w 1994 roku, dotyczy samego tylko detektora wierzchołka. Drugi etap, którego zakończenie planowane jest na początek zbierania danych w 1995 roku, obejmuje dalszą rozbudowę detektora wierzchołka, wstawienie kilku płaszczyzn detektorów krzemowych w obszarze kątowym korków detektora DELPHI i zastąpienie obecnego detektora wewnętrznego – detektorem dłuższym. Wszystkie te zmiany, jak pokazały symulacje, znacznie poprawią możliwości detektora DELPHI, szczególnie dla analizy danych z LEP200. Większość informacji zawartych w tym rozdziale pochodzi z dwu raportów DELPHI: [61] i [62]. Mój dotychczasowy udział w pracach nad tą przebudową detektora DELPHI polegał na udziale w symulacji fizyki z LEP200 przy zastosowaniu wydłużonego detektora wierzchołka [21], przeprowadzeniu symulacji dla przyszłych warstw trygerowych wydłużonego detektora wierzchołka [22] i wspólnym z Massimem Caccią z Mediolanu przygotowaniu geometrycznej bazy danych dla programów symulacyjnych detektora wierzchołka pracującego w eksperymencie w 1994 roku [63].

### 10.1 Detektor wierzchołka w 1994 roku

Po zakończeniu zbierania danych w 1993 roku zasłużony, bardzo dokładny w jednej współrzędnej detektor wierzchołka DELPHI został ostatecznie zdemontowany po czterech latach pracy. Jedyne 12 modułów z warstwy środkowej i 12 modułów z warstwy zewnętrznej, ułożonych przemiennie, posłużyło do zbudowania warstwy środkowej detektora, pracującego w eksperymencie w 1994 roku. Warstwa wewnętrzna i warstwa zewnętrzna składają się z zupełnie nowych modułów, zbudowanych z detektorów krzemowych z odczytem dwuwymiarowym czyli podziałem na paski zarówno warstwy  $p^+$  jak i warstwy  $n^+$ , przy czym paski po jednej stronie detektora są prostopadle do pasków po drugiej stronie. Dzięki temu możliwy staje się dokładny pomiar dwu współrzędnych:  $R\phi$  i  $z$ . Schemat budowy detektora, będący graficznym przedstawieniem sporządzonej przeze mnie idealnej geometrycznej bazy danych, pokazany jest na rysunku 46. Widać na nim dwie istotne cechy nowego detektora: moduły wszystkich trzech warstw rozłożone są tak, że kąt nachylenia torów cząstek do detektorów w płaszczyźnie  $(R, \phi)$  nie przekracza  $8^\circ$  oraz warstwa wewnętrzna jest dłuższa niż poprzednio, dzięki czemu obejmuje ona zakres kąta biegunowego od  $25^\circ$  do  $155^\circ$  (porównaj z rysunkiem 24, przedstawiającym schemat detektora wierzchołka pracującego do końca 1993 roku). Jak poprzednio, z punktu widzenia odczytu, jednostką jest półmoduł. Dla wszystkich trzech warstw półmoduły składają się z dwu detektorów krzemowych, których paski są z sobą połączone.

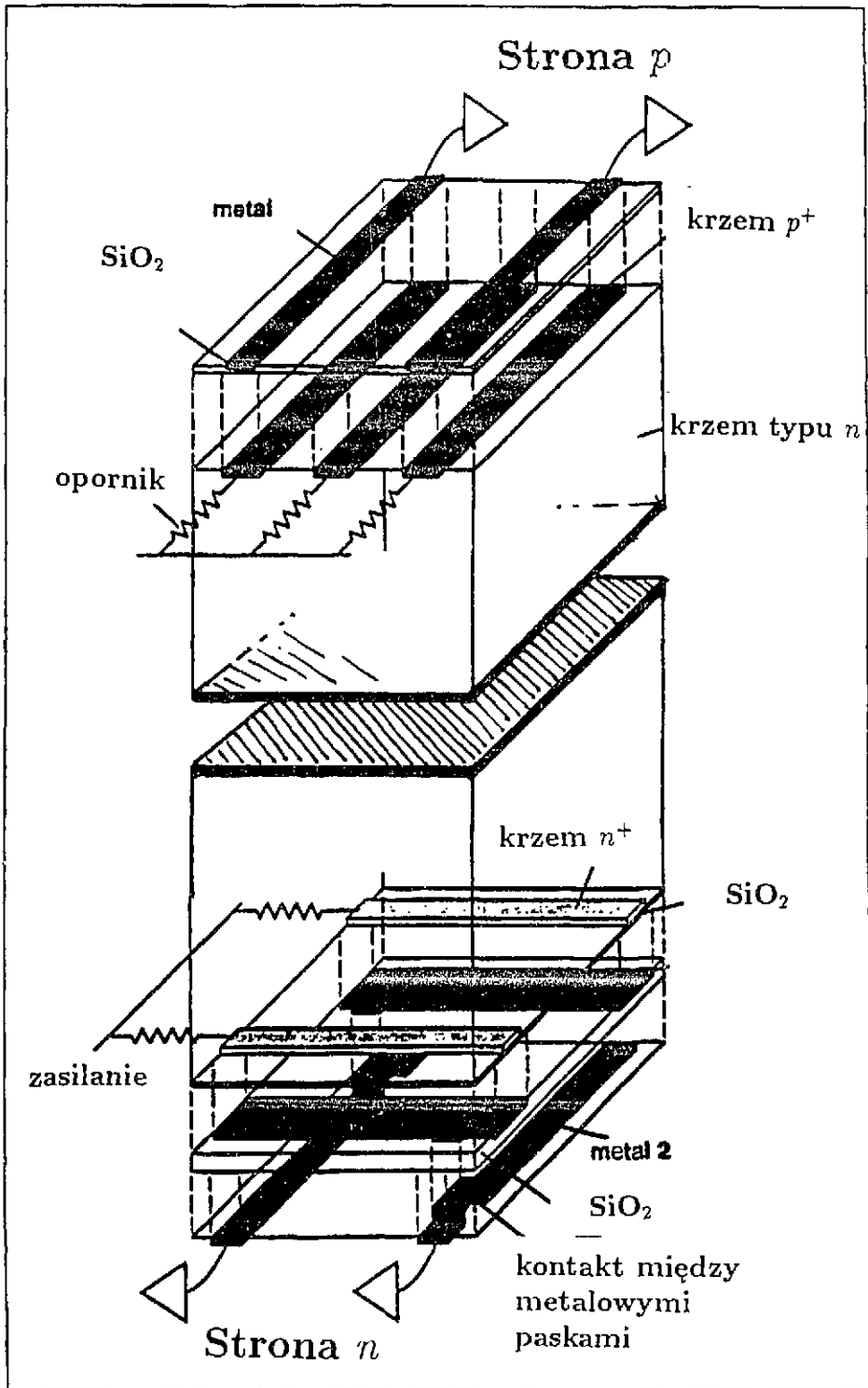
Detektory z dwuwymiarowym odczytem, z których zbudowane są warstwy wewnętrzna i zewnętrzna różnią się wymiarami (np. aktywna szerokość odpowiednio 19.2 mm i 32.0



Rysunek 46: Schemat budowy detektora wierzchołka DELPHI w 1994 roku - widok perspektywiczny.

mm) i szczegółami technologicznymi. Detektory warstwy wewnętrznej to w dalszym ciągu charakterystyczne dla DELPHI detektory z wbudowanymi kondensatorami sprzęgającymi (w postaci warstwy  $\text{SiO}_2$  między diodami a metalowymi paskami odczytu) i opornikami z polikrystalicznego krzemu do zasilania diod, tyle że z zastosowaniem tych elementów do pasków po obu stronach detektora. Detektory warstwy zewnętrznej mają diody zasilane przez tranzystory umieszczone na detektorze (kolejny przykład zastosowania planarnej technologii). Schemat budowy detektora warstwy wewnętrznej pokazany jest na rysunku 47.

Podział na paski warstwy  $p^+$  zrealizowany jest dokładnie tak samo jak w przypadku detektorów z odczytem jednowymiarowym (patrz opis w rozdziale czwartym). Rozkład sygnału indukowanego na metalowych paskach odczytu służy do dokładnego pomiaru współrzędnej  $R\phi$ . Warstwa typu  $n^+$  podzielona jest na paski prostopadłe do pasków  $p$ . Dzięki temu służą one dokładnemu pomiarowi współrzędnej  $z$ . Pod paskami  $n^+$  znajduje się warstwa  $\text{SiO}_2$ , a pod nią metalowe paski. Stanowią one część systemu odczytu po stronie  $n^+$ , o czym będzie mowa za chwilę. W przypadku detektorów krzemowych warstwy wewnętrznej te paski są szersze niż diody, dzięki czemu pełnią też rolę elektrod ekranujących dla rozdzielenia pasków  $n^+$ . Na granicy między krzemem i tlenkiem krzemu gromadzi się bowiem powierzchniowy ładunek: dodatni od strony tlenku, a ujemny od strony krzemu. Przyłożenie napięcia, służącego zubożeniu detektora, powoduje rozciąganie tego przestrzennego ładunku na cały obszar między paskami, a więc ich zwarcie. Uniemożliwia to pomiar położenia cząstek. Szerokie metalowe paski umieszczone nad tlenkiem i będące na potencjale zerowym, powodują z kolei ograniczenie przestrzennego



Rysunek 47: Przekrój przez detektor krzemowy z dwuwymiarowym odczytem z zaznaczonymi paskami typu  $p^+$  i  $n^+$ , warstwami izolatora i metalowymi paskami odczytu.

ładunku do wąskiego paska między nimi, a więc rozdzielenie pasków  $n^+$ . Inny sposób na rozdzielenie tych pasków polega na umieszczeniu między nimi dodatkowych pasków typu  $p^+$ . To rozwiązanie znalazło zastosowanie w detektorach warstwy zewnętrznej.

Cechą charakterystyczną detektorów DELPHI z dwuwymiarowym odczytem jest odczyt w kierunku prostopadłym do kierunku pasków  $n^+$ . Dzięki temu odczyt obu współrzędnych odbywa się na zewnętrznych końcach półmodułów i nie wprowadza się dodatkowego materiału w obszarze czynnym detektora (niekorzystna cecha obecnego detektora wierzchołka eksperymentu ALEPH). Odwrócenie kierunku odczytu, jak widać na rysunku 47, odbywa się poprzez umieszczenie nad pierwszą warstwą pasków metalowych kolejnej warstwy izolatora ( $\text{SiO}_2$  i ewentualnie dodatkowa warstwa innego jeszcze izolatora) i następnej warstwy pasków metalowych, biegnących w kierunku prostopadłym do pasków tej pierwszej warstwy. Kontakt między paskami pierwszej i drugiej warstwy odbywa się poprzez dziury w izolatorze. Tak więc pod wpływem poruszających się nośników, wytworzonych na drodze przechodzącej przez detektor cząstki, indukuje się ładunek na paskach metalowych nad paskami  $n^+$ , który następnie poprzez dziury w izolatorze przenoszony jest na odpowiednie metalowe paski zewnętrzne, bezpośrednio już podłączone do elektroniki odczytu.

Jednoznaczne przyporządkowanie pasków  $n^+$  zewnętrznym metalowym paskom odczytu wymaga takiej samej liczby pasków obu rodzajów. Detektory DELPHI mają długości znacznie większe od szerokości, więc albo należało wprowadzić większą odległość między najbliższymi paskami po stronie  $n$  niż po stronie  $p$ , albo dopuścić do tego, że więcej niż jeden pasek  $n^+$  jest czytany przez metalowy pasek odczytu. Oba rozwiązania zostały zastosowane w nowym detektorze wierzchołka DELPHI. Dla płytek detektorów leżących wewnątrz półmodułów (mniejsza wartość  $|z|$ ) pojedynczy pasek odczytu obsługuje więcej niż jeden pasek  $n^+$  (3 w przypadku półmodułów warstwy wewnętrznej detektora wierzchołka i dwa w przypadku półmodułów warstwy zewnętrznej), a odległość między najbliższymi paskami  $n^+$  jest mała ( $49.5 \mu\text{m}$  dla 768 pasków i  $99 \mu\text{m}$  dla 384 pasków w przypadku półmodułów warstwy wewnętrznej i  $42 \mu\text{m}$  dla 1280 pasków w przypadku półmodułów warstwy zewnętrznej). Dla detektorów bliższych ceramicznym płytkom odczytu (większa wartość  $|z|$ ) przypisanie pasków jest jednoznaczne, a odległość między najbliższymi paskami  $n^+$  wynosi  $150 \mu\text{m}$  dla 384 pasków w przypadku półmodułów warstwy wewnętrznej i  $84 \mu\text{m}$  dla 640 pasków w przypadku półmodułów warstwy zewnętrznej. Zmniejszająca się z  $|z|$  gęstość pasków  $n^+$  podyktowana jest rosnącą też z  $|z|$  szerokością sygnałów cząstek. To, że nie ma dodatkowego mieszania się sygnałów z obu detektorów w ramach pojedynczego półmodułu, osiąga się, łącząc paski odczytu strony  $p$  jednego detektora z paskami odczytu strony  $n$  drugiego detektora. Ponieważ sygnały od cząstek są po obu stronach przeciwnej polarności, łatwo odróżnić, z którego z dwu detektorów półmodułu dany sygnał pochodzi. Aby niejednoznaczności występujące w odczycie jak najmniej przeszkadzały, paski  $n^+$  czytane przez ten sam kanał odczytu są od siebie maksymalnie oddalone. Ponieważ cząstki z hadronowych rozpadów  $Z^0$  występują w zwartych strumieniach, dla mniej niż 5% torów zdarzy się, że przez te oddalone od siebie paski przejdą dwie cząstki równocześnie.

Na koniec zaznaczę, że co prawda wielką zaletą detektorów DELPHI jest to, że gwarantują one minimum materiału w obszarze czynnym detektora, ale są bardzo trudne techno-

logicznie. Prace nad nimi trwały kilka lat, a ich wyprodukowanie wymaga zastosowania około trzydziestu różnych masek. Wobec tego trudno jest o wysoką wydajność podczas produkcji.

## 10.2 Plany na 1995 rok

Głównym argumentem za przebudową całego wnętrza detektora DELPHI było zwiększenie efektywności detektora dla analiz przy energiach LEP200. Dwa najważniejsze zadania to poszukiwanie cząstki Higgosa i cząstek przewidywanych przez minimalne modele supersymetryczne oraz zmierzenie trójbozonowego sprzężenia  $W^+W^-Z^0$ . W obu przypadkach oznacza to badanie przypadków z typowo czterema strumieniami cząstek na przypadek. Bardzo ważna więc jest wysoka wydajność rekonstrukcji torów cząstek dla jak największego zakresu kąta bryłowego. Tymczasem obecny detektor DELPHI ma bardzo niską wydajność w obszarach kąta biegunowego poniżej  $25^\circ$  i powyżej  $155^\circ$ , gdzie skupiona jest duża ilość materiału, a komory dryfowe w korkach znajdują się za daleko od miejsca oddziaływania i mają za małą dokładność. Ponadto również w obszarze centralnej części detektora DELPHI obserwowano się pogorszenie jakości rekonstrukcji torów na zewnątrz detektora wierzchołka czyli poza zakresem kąta biegunowego od  $45^\circ$  do  $135^\circ$ . Wydłużenie detektora wierzchołka i detektora wewnętrznego oraz wstawienie czterech płaszczyzn detektorów krzemowych w obszarze kątowym korków znacznie podniesie wydajność rekonstrukcji torów w zakresach kąta biegunowego poniżej  $45^\circ$  i powyżej  $135^\circ$ .

### 10.2.1 Rozbudowa detektora wierzchołka

W 1995 roku wszystkie trzy warstwy detektora wierzchołka mają pokrywać obszar kąta biegunowego od  $25^\circ$  do  $155^\circ$ . Będzie to zrealizowane w następujący sposób. Warstwa wewnętrzna, złożona z detektorów z dwuwymiarowym odczytem, pozostanie ta sama co w 1994 roku. Warstwa środkowa zbudowana będzie z modułów złożonych z ośmiu detektorów. Cztery z nich to detektory z dwuwymiarowym odczytem, tworzące warstwę zewnętrzną detektora wierzchołka z 1994 roku. Po zakończeniu zbierania danych w 1994 roku moduły tej warstwy zostaną przecięte w środku i do obu połówek dołączone zostaną od wewnątrz po dwa jednowymiarowe detektory, mierzące współrzędną  $R\phi$ . Warstwa zewnętrzna składać się będzie z modułów zbudowanych na długość z ośmiu detektorów tak jak warstwa środkowa, a na wysokość z dwu detektorów z jednowymiarowym odczytem, odwróconych do siebie plecami. W każdej parze jeden detektor mierzyć będzie współrzędną  $R\phi$ , a drugi - współrzędną  $z$ . Dla tych drugich zmieniany będzie kierunek odczytu tak jak to ma miejsce w opisanych powyżej detektorach z dwuwymiarowym odczytem. Rozwiązanie przyjęte dla warstwy zewnętrznej oznacza wprowadzenie większej ilości materiału w obszar czynny detektora, ale dla ostatniego z trzech dokładnie mierzonych punktów nie ma to wielkiego znaczenia. Z kolei stanowi ono znaczne uproszczenie technologiczne, co zważywszy na długość modułów (48 cm) jest bardzo ważne.

W programie fizycznym dla LEP200 detektor wierzchołka ma przede wszystkim służyć poprawieniu identyfikacji strumieni cząstek będących wynikiem fragmentacji kwarków  $b$ . Przewiduje się, że rozpad cząstki Higgosa następuje w 85% na parę  $b\bar{b}$  i bozon  $Z^0$ , który z kolei rozpada się na parę  $b\bar{b}$  w 15%. Najważniejszym tłem dla tego rozpadu jest produkcja par  $W^+W^-$ , gdzie bozony  $W$  rozpadają się każdy na dwa strumienie cząstek.

Udział kwarków  $b$  w rozpadach  $W$  jest zaniedbywalny. Jeśli więc detektor poprawi identyfikację strumieni z fragmentacji kwarków  $b$  i z fragmentacji lekkich kwarków, lepiej wybierzemy kandydatów na cząstki Higgsa i obniżymy tło. Jak pokazaliśmy w pracy [21], zastąpienie detektora wierzchołka dotychczas pracującego w eksperymencie DELPHI przez detektor planowany na rok 1995 pozwoli na podniesienie wydajności znajdowania cząstki Higgsa (o takiej masie, że mogłaby powstać w naszym eksperymencie) z 34% do 44%.

### 10.2.2 Budowa nowego detektora wewnętrznego

Budowany jest nowy detektor wewnętrzny, który ma pokryć obszar kąta biegunowego od  $15^\circ$  do  $165^\circ$  [61]. Wewnętrzna komora dryfowa różni się będzie od obecnej jedynie długością. Zmieniona natomiast będzie konstrukcja warstw trygerowych. Zamiast obecnych cylindrów, w których poszczególne cele dryfu wokół 192 drutów anodowych oddzielone są od siebie przy pomocy drutów kształtujących odpowiednio pole elektryczne, pojawiają się warstwy złożone z 192 tzw. detektorów słomkowych. Każda słomka to oddzielny detektor dryfowy z drutem anodowym w środku i katodą w postaci metalowej powłoki na ścianie słomki od wewnątrz. Dotychczas warstwy trygerowe używane były, jak nazwa wskazuje, w logicznym układzie wyzwalającym dla centralnej części detektora DELPHI oraz sygnały z nich używane były w rekonstrukcji torów w płaszczyźnie  $(R, \phi)$  i do usuwania niejednoznaczności „pravo-lewo” centralnej komory dryfowej detektora wewnętrznego. Nie została wykorzystana możliwość mierzenia przez te komory współrzędnej  $z$ . W symulacjach dla przyszłych warstw trygerowych [22] pokazałam, że naprawdę ważna jest tylko funkcja tych komór w logicznym układzie wyzwalającym, co pozwala na uproszczenie konstrukcji.

### 10.2.3 Detektory krzemowe w obszarze kątowym korków

Lepszą wydajność rekonstrukcji torów w obszarze kąta biegunowego od  $11^\circ$  do  $25^\circ$  i symetrycznie w obszarze kątowym drugiego korka mają zapewnić dwie warstwy detektorów mozaikowych i dwie warstwy detektorów paskowych [62]. W obszarze od  $15^\circ$  do  $25^\circ$  pomiary będą dodatkowo wzmocnione przez nowy detektor wewnętrzny. Schemat umieszczenia czterech warstw detektorów krzemowych, według koncepcji z czasu przygotowywania projektu technicznego, pokazany jest na rysunku 48.

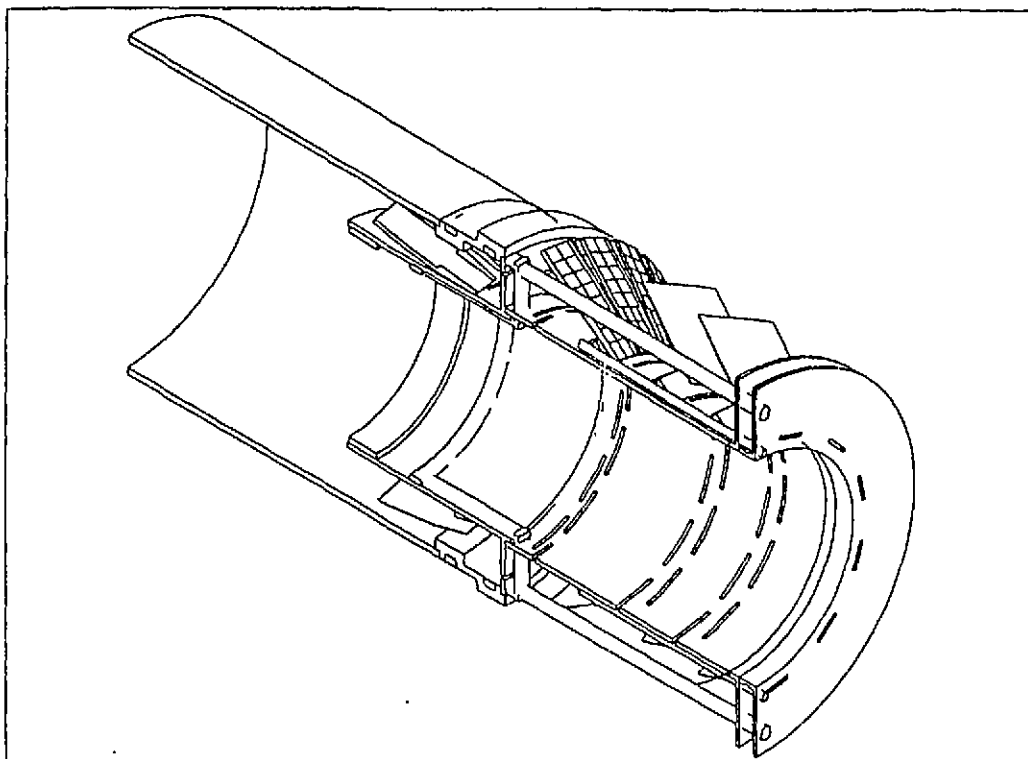
Każda z dwu warstw detektorów mozaikowych, umieszczonych w obszarze kątowym każdego korka ma się składać z 24 modułów o szerokości około 3 cm i wysokości 6cm. Moduły pierwszej warstwy mają tworzyć z osią wiązki kąt  $13.6^\circ$ , a moduły drugiej warstwy - kąt  $36.6^\circ$ . Podstawową zaletą tych detektorów jest podział warstwy  $p^+$  na kwadratowe cele, przez co dostarczają one od razu jednoznacznej dwuwymiarowej informacji o torach przechodzących cząstek. Zdolność rozdzielcza pomiarów zależy oczywiście od długości boków celi. W przypadku detektorów DELPHI ta długość wynosi  $330 \mu\text{m}$ . Bardzo trudną sprawą jest odczyt tych detektorów ze względu na ich geometrię i liczbę kanałów. Nie jest on jeszcze w pełni opanowany technologicznie, więc zbudowanie łącznie czterech warstw takich detektorów na czas zbierania danych w 1995 roku może się okazać niewykonalne.

Warstwy złożone z detektorów paskowych (po dwie na korek) są dla odmiany technologicznie bardzo proste. Każda warstwa ma się składać z 12 par płytek detektorów o wymiarach  $6\text{cm} \times 6\text{cm}$ . Odległość między dwoma najbliższymi paskami odczytu przekracza



200  $\mu\text{m}$ , stąd ta wspomniana przed momentem prostota detektorów. Detektory każdej pary mają być przesunięte i obrócone względem siebie celem zminimalizowania niejednoznaczności w przypisaniu sygnałów torom cząstek.

Symulacje pokazują (patrz [62]), że dzięki umieszczeniu w obszarach kątowych obu „korków” tych czterech warstw detektorów krzemowych wydajność rekonstrukcji torów cząstek wzrośnie przeszło dwukrotnie (do około 90%) w obszarze kąta biegunowego od  $11^\circ$  do  $20^\circ$ .

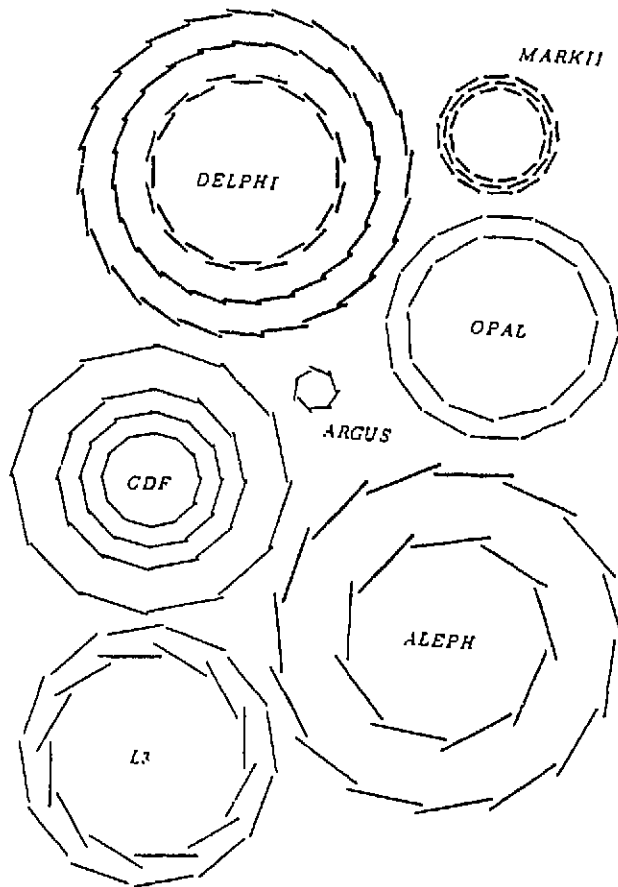


Rysunek 48: Proponowane ustawienie przednich detektorów krzemowych. Dwie pierwsze warstwy tworzą detektory mozaikowe, a dwie dalsze zbudowane są z detektorów paskowych. Rysunek z pracy [62].

## Podsumowanie

Detektor wierzchołka eksperymentu DELPHI okazał się być wielkim sukcesem i odegrał bardzo istotną rolę w badaniu rozpadów  $Z^0$ . Wbrew obawom, że niektóre trudności techniczne okażą się nie do przewyciężenia, udało się je wszystkie pokonać do tego stopnia, że w podsumowaniu przeglądowego artykułu na temat detektora wierzchołka DELPHI [18] mogliśmy napisać: "Działanie detektora wierzchołka odbywa się bez żadnych problemów. Detektor znajduje się w eksperymencie przez cały rok podczas wszystkich faz pracy akceleratora LEP. Okazał się być mało wrażliwy na tło akceleratorowe i nie stwierdziliśmy żadnego uszkodzenia".

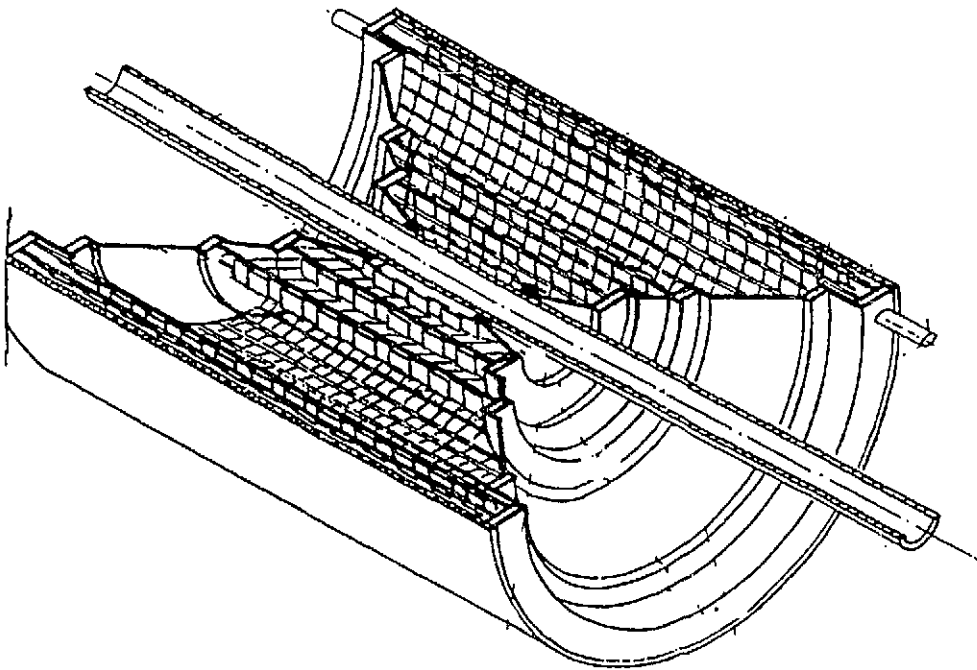
Podczas pracy nad projektem tego detektora miałam dużą intelektualną przyjemność związaną ze świadomością uczestniczenia w pracach, stanowiących przecieranie nowych dróg. Z kolei w ciągu zaledwie kilku lat od momentu uruchomienia krzemowego detektora wierzchołka DELPHI, tego typu detektor stał się standardowym wyposażeniem eksperymentów na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek. Najlepiej świadczy o tym rysunek 49, przedstawiający przekroje poprzeczne wszystkich krzemowych detektorów wierzchołka, działających na tych akceleratorach jesienią 1993 roku.



Rysunek 49: Krzemowe detektory wierzchołka w eksperymentach na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek - stan z jesieni 1993. Rysunek z pracy [64].

Najbliższa przyszłość to rozbudowa detektora wierzchołka DELPHI w takim stopniu, że stanie się on pełnowartościowym detektorem śladowym, mierzącym wszystkie położeniowe i pędowe współrzędne torów cząstek naładowanych z oddziaływań  $e^+e^-$  przy energiach LEP200. To również przebudowa naszego układu mikroelektroniki odczytu tak, aby można było wykorzystać sygnały cząstek zarejestrowane przez jedną z warstw detektora w logicznym układzie wyzwalającym DELPHI. Mamy więc przed sobą kolejne niestandardowe akcje, choć już w standardowym detektorze.

Na koniec jeszcze parę zdań o dalszej przyszłości. Zapowiada się ona „cała w krzemie”. Jako przykład niech posłuży projekt wewnętrznego detektora eksperymentu ALICE na przyszły akcelerator LHC w CERN-ie, pokazany na rysunku 50. Ma on być, jeśli starczy pieniędzy, zbudowany z detektorów krzemowych. Całkowita powierzchnia tych detektorów, podobnie jak dla detektorów śladowych pozostałych eksperymentów na akceleratorze LHC, wyniesie około dziesięciu metrów kwadratowych. Skąd ta ekspansja detektorów krzemowych? Ze względu na ich uniwersalność, co starałam się pokazać w pracy. Fakt, że detektory krzemowe mogą jednocześnie dostarczyć pomiarów energii i położenia cząstek, że mogą być stosowane do ich identyfikacji i do budowy układów wyzwalających, a wszystko to przy nanosekundowych czasach zbierania sygnału powoduje, że „epoka krzemu” może jeszcze jakiś czas trwać.



Rysunek 50: Projekt krzemowego detektora wewnętrznego eksperymentu ALICE. Rysunek z pracy [65].

## Podziękowania

Bardzo serdecznie dziękuję Profesorowi Krzysztofowi Rybickiemu, który w kierowanej przez siebie pracowni Elektronicznej Detekcji Cząstek stworzył mi znakomite warunki do pracy i rozwoju, zawsze wykazywał zainteresowanie tym, co robię, a jednocześnie dawał nieodzowną w pracy naukowej swobodę. Równie serdecznie dziękuję Profesorowi Michałowi Turale, pod którego kierunkiem przez kilka lat pracowałam. Dzięki niemu zajęłam się fizyką detektorową i mogłam sensownie działać w Krakowie w okresie, gdy brak było komputerów do analizy danych, a ja, ze względu na małe dzieci, nie mogłam sobie pozwolić na zagraniczne wyjazdy. Obu Panom bardzo dziękuję za wspaniałą atmosferę ciekawej pracy i przyjaznych kontaktów międzyludzkich, jaką wspólnie potrafili stworzyć. Dziękuję im też za przekonanie mnie, abym, począwszy od 1984 roku, skoncentrowała się na pracy przy detektorze wierzchołka DELPHI.

Bardzo dziękuję wszystkim koleżankom i kolegom z Pracowni za życzliwość i przyjaźń. Szczególnie pragnę podziękować kolegom z eksperymentu DELPHI za znakomitą, wieloletnią współpracę. Bez nich moja praca dla tego eksperymentu byłaby z pewnością znacznie mniej warta.

Dr Bernard Hyams i Dr Peter Weilhammer z CERN-u uczyli mnie stawiać pierwsze kroki w dziedzinie zastosowań detektorów krzemowych do pomiaru położenia cząstek w eksperymentach z fizyki wysokich energii. Gorąco im obu za to dziękuję. Szczęśliwa jestem, że mogłam zetknąć się z fizykiem i człowiekiem tej klasy co Bernard Hyams. Nowe, rewolucyjne projekty na ogół mają kogoś, kto na początku ma wizję całości i nadaje kierunek. Myślę, że w przypadku krzemowych detektorów wierzchołka dla eksperymentów na akceleratorach przeciwbieżnych wiązek takim człowiekiem był Bernard. Z Peterem Weilhammerem współpracowałam przez cały okres sprawowania przez niego funkcji koordynatora budowy detektora wierzchołka DELPHI. Bardzo dziękuję za tę współpracę odznaczającą się różnorodnością zadań, efektywnością i życzliwym zrozumieniem ówczesnej sytuacji fizyków z Europy Wschodniej.

Pragnę podziękować wszystkim koleżankom i kolegom z grupy detektora wierzchołka DELPHI. Szczególnie jednak dziękuję Dr Annie Elliott-Peisert, od której wiele się nauczyłam podczas wieloletniej wspólnej pracy w grupie. Paweł Brückman, Massimo Caccia, Hans Dijkstra, Paweł Jalocho, Roland Horisberger, Wojciech Kucewicz, Yukka Lindgren, Chiara Meroni, Clara Troncon i Mike Tyndel byli moimi bliższymi współpracownikami i bardzo im dziękuję za tę współpracę.

Profesor Krzysztof Rybicki wykonał wielką pracę, bardzo dokładnie czytając pierwszą wersję tej rozprawy i udzielając mi wielu cennych uwag. Ogromnie Mu za to dziękuję. Dziękuję też Dr Annie Elliott-Peisert, Dr Wojciechowi Kucewiczowi, Prof. Michałowi Turale i Prof. Kacprowi Zalewskiemu, którzy przeczytali i skomentowali kawałki rozprawy oraz Mgr Pawłowi Jaloche, który pomógł mi przygotować kilka rysunków.

Bardzo dziękuję Profesorowi Tomaszowi Hofmokłowi, który pierwszy zasugerował, że

powinnam się habilitować, a następnie systematycznie sprawdzał, czy jest postęp.

Na koniec wreszcie, ale nie w najmniejszym stopniu, dziękuję moim bliskim. Mężowi, Kacprowi Zalewskiemu, za to, że przy naszym kuchennym stole nauczyłam się od niego więcej fizyki niż w niejednej sali wykładowej. Dzieciom za to, że cierpliwie znosiły moje pisanie, wykonywane często "po godzinach pracy" czyli wieczorami w domu. Rodzicom z kolei za to, że wytrwale pomagali mi w innych obowiązkach, które też trzeba było wykonać "po godzinach".

## Spis LiteratURY

- [1] M. Bosman, B.D. Hyams, P. Weilhammer, A. Zalewska: *DELPHI Vertex Detector / note # 1* – raport DELPHI 83-26,  
A. Zalewska, B.D. Hyams, P. Weilhammer: *A Monte Carlo study of the performance of a SI Microstrip Vertex Detector for DELPHI* – raport DELPHI 84-26 TRACK-6,  
A. Zalewska: *Towards an optimal geometry of the DELPHI  $\mu$ -strip Vertex Detector* – raport DELPHI 85-8 TRACK-10.
- [2] *DELPHI Microvertex Detector; Addendum to the Technical Proposal*, Microvertex Group, October 1986 – raport DELPHI 86-86 GEN-52.
- [3] G. Anzivino, ... , A. Zalewska i in. (11 autorów): *Latest Results from Silicon Microstrip Detectors with VLSI Readout for the DELPHI Microvertex Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A256** (1987) 65.
- [4] G. Anzivino, ... , A. Zalewska i in. (12 autorów): *The DELPHI Silicon Microvertex Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A263** (1988) 215,
- [5] M. Burns, ... , W. Krupiński, H. Palka, A. Zalewska i in. (34 autorów): *Progress in the Construction of the DELPHI Microvertex Detector* Nucl. Instr. and Methods **A277** (1989) 154.
- [6] H. Dijkstra, ... , P. Jalocha, P. Kapusta, M. Turala, A. Zalewska i in. (29 autorów): *Status of the DELPHI Vertex Detector: Alignment Methods and Geometrical Resolution*, Nucl. Instr. and Methods **A289** (1990) 400.
- [7] V. Chabaud, ... , A. Czermak, P. Jalocha, P. Kapusta, M. Turala, A. Zalewska i in. (33 autorów): *Beam Test Results from a Prototype for the DELPHI Microvertex Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A292** (1990) 75.
- [8] L. Evensen, ... , A. Zalewska i in. (8 autorów): *A Silicon Microstrip Detector with Integrated Coupling Capacitors and Polysilicon Biasing Resistors* – materiały z konferencji TRANSDUCERS/87, Japonia.
- [9] M. Caccia, ... , A. Zalewska i in. (9 autorów): *A Si Strip Detector with Integrated Coupling Capacitors*, Nucl. Instr. and Methods **A260** (1987) 124.
- [10] L. Evensen, ... , A. Zalewska i in. (10 autorów): *Recent Development of Detectors with Integrated Capacitors and Polysilicon Resistors*, IEEE Trans. Nucl. Science, Vol. **35**, No.1, 428 (1988).
- [11] H. Dijkstra, ... , A. Zalewska i in. (9 autorów): *Radiation Tests with Capacitively Coupled Silicon Detectors* – materiały z XXIV Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Monachium, sierpień 1988.
- [12] H. Dijkstra, ... , A. Zalewska i in. (9 autorów): *Development and Prospects for Capacitively Coupled Silicon Detectors* – Snowmass World Scientific: High Energy Physics in the 1990s – Snowmass 1988, str. 727.

- [13] M. Caccia, A. Zalewska: *Simulating Signals in Silicon Microstrip Detectors* – raport DELPHI 91-80 MVTX-02.
- [14] C. Troncon, M. Caccia, A. Zalewska: *VDANA, the Pattern Recognition Program of the Vertex Detector* – raport DELPHI 89-49 PROG 139 TRACK 52.
- [15] A. Zalewska: referat na konferencji „3rd Topical Seminar on Perspectives for Experimental Apparatus at Future High Energy Machines and Underground Laboratories” opublikowany jako praca H. Dijkstra, ... , W. Krupiński, H. Palka, A. Zalewska i in. (29 autorów): *Physics Aspects of the DELPHI Vertex Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A277** (1989) 160.
- [16] M. Caccia, P. Jalocho, J. Lindgren, I. Roditi, C. Troncon, A. Zalewska: *The DELPHI Vertex Detector Simulation: Reference Manual*, raport DELPHI 91-34 PROG 172 oraz raport HU-SEFT 1991-18.
- [17] J. Lindgren, M. Caccia, C. Troncon, A. Zalewska: *VDANA: The Pattern Recognition Program of the Vertex Detector, version 2.0*, raport HU-SEFT 1992-2.
- [18] N. Bingefors, ... , P. Brückman, P. Jalocho, P. Kapusta M. Turala, A. Zalewska i in. (74 autorów): *The DELPHI Microvertex Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A328** (1993) 447.
- [19] U. Gasparini, G. Sciolla, T. Lesiak, A. Zalewska, M. Baubillier, J. Chauveau, W. Da Silva: *Measurement of  $\Lambda_b$  Production and Lifetime in  $Z^0$  hadronic Decays*, raport DELPHI 92-81 PHYS 192, P. Abreu, ... , A. Zalewska i inni (współpraca DELPHI), Phys. Lett. **B311** (1993) 379-390.
- [20] A. Zalewska: *B-hadrons at LEP*, referat, opublikowany w Proceedings of the XV International Warsaw Meeting in Elementary Particle Physics „Quest for Links to New Physics”, 105-116, wydawnictwo World Scientific, 1993 oraz jako raport IFJ Nr 1604/PH.
- [21] M. Berggren, ... , A. Zalewska i in. (9 autorów): *Simulation Study of b-Tagging in DELPHI for LEP200 using the Impact Parameter*, raport DELPHI 93-59 PHYS 287.
- [22] A. Zalewska: *Some Considerations for the Upgrade of the Inner Detector Trigger Layers*, raport DELPHI 93-116 TRACK 77.
- [23] F. Halzen, A.D. Martin: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, wydawnictwo John Wiley & Sons, 1984.
- [24] S. Myers: *Summary of Conclusions of the First LEP Performance Workshop*, raport CERN SL/91-21, *Proceedings of the Second Workshop on LEP Performance*, raport CERN SL/92-29, *Proceedings of the Third Workshop on LEP Performance*, raport CERN SL/93-19, *Proceedings of the Fourth Workshop on LEP Performance*, raport CERN SL/94-06.
- [25] F. Abe i in. (współpraca CDF): *Evidence for Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225.

- [26] P. Aarnio, ... , A. Zalewska i in. (współpraca DELPHI): *The DELPHI Detector at LEP*, Nucl. Instr. and Methods **A303** (1991) 233-276.
- [27] The LEP Electroweak Working Group: *Updated Parameters of the  $Z^0$  Resonance from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments*, raport CERN-PPE/93-157, praca zgłoszona na Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille, July 22-28 1993.
- [28] The LEP Electroweak Working Subgroup on Lineshape and Lepton Forward-Backward Asymmetries: *Updated Parameters of the  $Z^0$  Lineshape and Lepton Forward-Backward Asymmetries from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments*, summarizing the combination of preliminary LEP data for the "ICHEP 94" Conference, Glasgow, 20-27 July 1994, raport DELPHI 94-104 PHYS 421.
- [29] J.-E. Augustin: *QCD and High Energy Hadronic Interactions - Experimental Summary*, raport CERN-PPE/93-90, referat na XXVIIIth Rencontres de Moriond, Les Arcs, 20-27 March 1993.
- [30] A. Stocchi: *B Physics at LEP*, raport LAL 94-04.
- [31] I. Bigi i in.: *The Baffling semileptonic branching ratio of B mesons*, Phys. Lett. **323B** (1994) 408.
- [32] DELPHI Collaboration: *DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation User's Guide*, raport DELPHI 89-67 PROG 142, *DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation Reference Manual* raport DELPHI 89-68 PROG 143.
- [33] T. Sjostrand: *The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and  $e^+e^-$  physics: JETSET version 6.2*, raport LU-TP-85-10,  
 T. Sjostrand, M. Bengtsson: *The LUND Monte Carlo for jet fragmentation and  $e^+e^-$  physics: JETSET version 6.3; an update*, raport LU-TP-86-22,  
 T. Sjostrand: *Phylia 5.6 and JETSET 7.3: Physics and Manual*, raport CERN-TH-6488-92,  
 T. Sjostrand: *High energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, CERN-TH-7111-93.
- [34] R. Bailey i in. (współpraca ACCMOR): *A silicon strip detector Telescope for the Measurement of Production and Decays of charmed Particles*, Nucl. Instr. and Meth. **226** (1984) 56,  
 G. Barber i in. (współpraca NA14): *Operation of a Silicon Vertex Detector in the NA14 Photoproduction Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A253** (1987) 530,  
 B.R. Kumar (współpraca Tagged Photon Spectrometer): *Charm Photoproduction using a Silicon Vertex Detector*, referat na konferencji pt. Workshop on Vertex Detectors: State of the Art and Perspectives, Erice, Sep 21-26, 1986, raport Print-87-0064 (Toronto).
- [35] A. Peisert: *Silicon Microstrip Detectors*, rozdział w *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, 1992.
- [36] C.J.S. Damerell: *Vertex Detectors*, raport RAL 86-077.



- [37] H. Bichsel: *Straggling in thin Silicon Detectors*, Review of Modern Physics **60** (1988) 663.
- [38] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D50** (1994) 1.
- [39] T. Loshe, W. Witzeling: *The Time Projection Chamber*, rozdział w *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, 1992.
- [40] K.G. McKay: *Electron-Hole Production in Germanium by Alpha-Particles*, Phys. Rev. **84** (1951) 829.
- [41] J. Kemmer: *Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process*, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 499.
- [42] E. Belau i in.: *The Charge Collection in Silicon Strip Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 253.
- [43] P. Weilhammer: *Experience with Si Detectors in NA32*, referat na konferencji „Workshop on New Solid State Devices for High Energy Physics”, Berkeley, 1985, raport CERN-EP/86-54.
- [44] J. Straver i in.: *One Micron Spatial Resolution with Silicon Strip Detectors*, raport CERN-PPE/94-26.
- [45] B. Hyams: *A Silicon Strip Vertex Detector for LEP*, Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 606.
- [46] J.T. Walker, S. Parker, B.D. Hyams, S.L. Shapiro: *Development of high Density Readout for Silicon Strip Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **226** (1984) 200.
- [47] G. Anzivino i in.: *First Results from a Silicon-strip Detector with VLSI Readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 153.
- [48] Ch. Adolpsen i in.: *Initial Beam Test Results from a Silicon-strip Detector with VLSI Readout*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-33 (1986) 57.
- [49] P.P. Allport, P. Seller, M. Tyndel: *A low power CMOS VLSI Multiplexed Amplifier for Silicon Strip Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A273** (1988) 630.
- [50] J.C. Stanton: *low power low noise Amplifier for a 128 Channel Detector Read-out Chip*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 522.
- [51] C. Haber i in.: *The CDF SVX: A Silicon Vertex Detector for a Hadron Collider*, Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 388.
- [52] R. McNulty: *The Alignment of the DELPHI Microvertex Detector*, DELPHI 92-40 TRACK 69.
- [53] *Z Physics at LEP 1, Volume 3: Event Generators and Software*, zbiór artykułów pod redakcją G. Altarellego, R. Kleissa i C. Verzegnassiego, raport CERN 89-08, tom 3.

- [54] P. Abreu, ..., A. Zalewska i in. (współpraca DELPHI): *A Precision Measurement of the Average Lifetime of B Hadrons*, raport CERN-PPE/94-24, praca wysłana do druku w *Zeit. Phys. C*.
- [55] R. Fulton i in. (współpraca CLEO): *Observation of B Meson Semileptonic Decays to Noncharmed Final States*, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 16,  
H. Albrecht i in. (współpraca ARGUS): *Reconstruction of Semileptonic  $b \rightarrow u$  Decays*, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 297.
- [56] P. Abreu, ..., A. Zalewska i in. (współpraca DELPHI): *A Measurement of B Meson Production and Lifetime using  $Dl^-$  Events in  $Z^0$  Decays*, *Zeit. Phys.* **C57** (1993) 181.
- [57] P. Abreu, ..., A. Zalewska i in. (współpraca DELPHI): *A Measurement of the Mean Lifetimes of Charged and Neutral B-hadrons*, *Phys. Lett.* **B312** (1993) 253.
- [58] P. Abreu, ..., A. Zalewska i in. (współpraca DELPHI): *A Measurement of the  $B_s^0$  Meson Mass*, *Phys. Lett.* **B324** (1994) 500.
- [59] D. Busculic i in. (współpraca ALEPH): *First Measurement of the  $B_s$  Meson Mass*, *Phys. Lett* **B311** (1993) 425.
- [60] F. Abe i in. (współpraca CDF): *Observation of the Decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1685.
- [61] The DELPHI Collaboration: *Proposal for the Upgrade of DELPHI in the Forward Region*, raport DELPHI 92-142 GEN 135.
- [62] The DELPHI Collaboration: *Proposal for the DELPHI Very Forward Tracker*, raport DELPHI 93-52 GEN 146.
- [63] , P. Brückman, ..., A. Zalewska i in: w przygotowaniu raport DELPHI na temat oprogramowania detektora wierzchołka pracującego w eksperymencie w 1994 roku.
- [64] A.S. Schwarz: *Heavy Flavour Physics at Colliders with Silicon Strip Vertex Detectors*, raport MPI-PhE/93-28.
- [65] *Letter of Intent for A Large Ion Collider Experiment*, raport CERN/LHCC/93-16.