

POLITECHNIKA WARSZAWSKA



WYDZIAŁ FIZYKI

BADANIE ODDZIAŁYWAŃ NEUTRIN
AKCELERATOROWYCH W EKSPERYMENCIE
MINOS

Krzysztof Wojciech Fornalski

praca magisterska napisana pod kierunkiem
dr Katarzyny Grzelak
na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 2007

Streszczenie

W niniejszej pracy przeprowadzono selekcję oddziaływań neutrin akceleratorowych z wymianą prądów naładowanych (CC) i nienaładowanych (NC) w dwudetektorowym eksperymencie neutrinowym MINOS w USA. W oparciu o dane symulacyjne porównano wyniki dla kilku metod: metody cięć, metody wieloparametrycznej (RS) wykorzystującej algorytm Range Searching oraz modyfikacji metody RS.

Pragnę serdecznie podziękować Pani dr Katarzynie Grzelak
za okazaną pomoc i życzliwość oraz poświęcenie i wyrozumiałość
przy pisaniu niniejszej pracy

Pracę tę dedykuję swoim Rodzicom

Spis treści

1	Wprowadzenie	8
2	MODEL STANDARDOWY	9
2.1	Wstęp	9
2.2	Trzy rodziny cząstek	9
2.3	Oddziaływania fundamentalne	10
2.4	Fermiony i bozony	11
2.5	Neutrina	11
3	EKSPERYMENT MINOS	13
3.1	Wstęp	13
3.2	Produkcja neutrin	14
3.3	Bliski detektor	16
3.4	Daleki detektor	17
3.5	Sposób detekcji	18
4	FIZYKA W EKSPERYMENCIE MINOS	23
4.1	Wstęp	23
4.2	Oscylacje neutrin	23
4.3	Uproszczony model oscylacji	24
4.4	Macierz mieszania	26
4.5	Prawdopodobieństwo oscylacji $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$	27
5	ANALIZA	31
5.1	Typy oddziaływań neutrin z materią	31
5.2	Dane eksperymentalne - typy plików	33
5.3	Rozkłady zmiennych z plików SNTF	34
5.4	Algorytm selekcji	36
5.5	Histogramy N-1	40
5.6	Czystość, efektywność i moc separacji	42
5.7	Metoda wieloparametryczna RS	45
5.8	Analiza metody RS	48
5.9	Modyfikacje metody RS	53
6	Podsumowanie	58
A	Opis środowiska ROOT	60

B Sposób użycia algorytmu - metoda cięć	61
C Sposób użycia algorytmu - metoda RS	70
D Zmienne	78
E N-1	83

Spis rysunków

2.1	Źródła neutrin przy powierzchni Ziemi	12
3.1	Kompleks akceleratorów w FermiLab'ie	13
3.2	Schemat produkcji wiązki neutrin	14
3.3	Tarcza grafitowa	14
3.4	Rogi magnetyczne	14
3.5	Trzy widma energetyczne wiązki neutrin	15
3.6	Bliski detektor	16
3.7	Rozkład energii neutrin	17
3.8	Trasa wiązki neutrin	17
3.9	Daleki detektor	17
3.10	Obraz mionów kosmicznych	18
3.11	Pasek scyntylicyjny i jego przekrój	19
3.12	Moduł pasków scyntylicyjnych	19
3.13	Schemat rozmieszczenia modułów scyntylicyjnych w FD	19
3.14	Schemat paska scyntylicyjnego i wyprowadzenia sygnału	20
3.15	Fotopowielacze M16 i M64	20
3.16	Schemat ułożenia warstw stali i scyntyлятора w płaszczyznach U i V	21
3.17	Schemat przestrzenny warstw detekcyjnych	21
3.18	Przykład oddziaływania mionów w ND	22
3.19	Przykład oddziaływania mionu w FD	22
4.1	Trzy stany zapachowe i masowe neutrin	24
4.2	Schemat mieszania stanów neutrinowych	25
4.3	Schemat oscylacji dwóch typów neutrin w funkcji czasu	25
4.4	Prawdopodobieństwo zachowania pierwotnego zapachu neutrina w zależności od odległości	28
4.5	Prawdopodobieństwo zachowania pierwotnego zapachu neutrina w zależności od energii	28
4.6	Rozkład energii przed i po oscylacji oraz krzywa oscylacyjna	29
4.7	Oficjalne wyniki eksperymentu MINOS	30
4.8	Oficjalna krzywa oscylacyjna	30
5.1	Przykłady wysymulowanych oddziaływań neutrin w MINOS'ie	32
5.2	Przykład rejestracji mionu	33
5.3	Przykład rejestracji kaskady hadronowej	33
5.4	Widmo energetyczne CC/NC	34
5.5	Zmienna 1	35

5.6	Zmienna 2	35
5.7	Zmienna 3	36
5.8	Zmienna 1 - po cięciach CC	37
5.9	Zmienna 2 - po cięciach CC	38
5.10	Zmienna 3 - po cięciach CC	38
5.11	Zmienna 1 - po cięciach NC	39
5.12	Zmienna 2 - po cięciach NC	39
5.13	Zmienna 3 - po cięciach NC	39
5.14	N-1 dla zmiennej 1 CC - przypadki poprawnie zaklasyfikowane	40
5.15	N-1 dla zmiennej 1 CC - przypadki niepoprawnie zaklasyfikowane	41
5.16	N-1 dla zmiennej 2 NC - przypadki poprawnie zaklasyfikowane	41
5.17	N-1 dla zmiennej 2 NC - przypadki niepoprawnie zaklasyfikowane	42
5.18	Czystość i efektywność CC	44
5.19	Czystość i efektywność NC	44
5.20	Metoda wieloparametryczna	45
5.21	Rozkład gęstości prawdopodobieństw metody RS	46
5.22	Tworzenie drzewa Range Searching	47
5.23	Moc separacji w zależności od V	49
5.24	Czystość i efektywność w zależności od N	49
5.25	Rozkład prawdopodobieństwa D	50
5.26	Moc separacji w zależności od cięcia na D	51
5.27	Czystość i efektywność metody RS	52
5.28	Nałożenie czystości i efektywności metod cięć i RS	53
5.29	Rozkłady D dla różnych zmiennych wejściowych	54
5.30	Rozkład prawdopodobieństwa D dla zmodyfikowanego algorytmu RS	55
5.31	Czystość i efektywność zmodyfikowanej metody RS i oficjalne wartości MI-NOS'a	56

Spis tablic

2.1	Cząstki elementarne - kwarki	9
2.2	Cząstki elementarne - leptony	10
2.3	Typy oddziaływań fundamentalnych	10
5.1	Porównanie mocy separacji	52
5.2	Porównanie S dla różnych zmiennych wejściowych	54
5.3	Porównanie wyników wszystkich selekcji	56

Rozdział 1

Wprowadzenie

Neutrino - słabo oddziałujące i najlżejsze cząstki elementarne, jakie do tej pory odkryto - są równocześnie jednymi z najbardziej tajemniczych i niezbadanych cegiełek materii. Niezwykle trudno je wykryć ze względu na bardzo niski przekrój czynny na oddziaływanie z materią. Zostały odkryte w 1956 roku przez dwóch amerykańskich naukowców F. Reinesa i C. Cowana, chociaż już 26 lat wcześniej W. Pauli przewidział ich istnienie. Od wielu lat fizycy badają właściwości neutrin przy użyciu najnowocześniejszych technologii wielkich detektorów w takich eksperymentach jak Super-Kamiokande, SNO czy K2K.

Eksperyment MINOS został zaprojektowany i zbudowany do badań oscylacji neutrin mionowych, produkowanych w akceleratorach ośrodka FermiLab w Stanach Zjednoczonych. Jest to eksperyment z tzw. długą bazą posiadający dwa detektory: bliski (w FermiLabie) oraz daleki (w Soudanie). Mają one bliźniaczo podobną budowę typu kalorymetrycznego, w których główną rolę odgrywa naprzemienne ułożenie stali i scyntylatora. W eksperymencie tym analizuje się neutrino powstałe w wyniku oddziaływania wysokoenergetycznych protonów z materiałem tarczy, a także neutrino atmosferyczne i miony z promieniowania kosmicznego. MINOS od 2005 roku zajmuje się wyznaczaniem parametrów oscylacji tych nienaładowanych leptonów na kilkusetkilometrowej drodze między oboma detektorami. Produkty oddziaływań neutrin z materią detektora są źródłem sygnału optycznego, który następnie jest przesyłany światłowodami, przetwarzany przez specjalistyczną aparaturę i interpretowany przez system informatyczny.

Umiejętność odróżnienia od jakiego typu neutrino pochodzi zarejestrowany sygnał oraz jakiego typu zaszło oddziaływanie: czy jest to oddziaływanie z wymianą prądów naładowanych (CC) czy prądów nienaładowanych (NC), jest zasadniczą częścią analizy oscylacyjnej w MINOS'ie. Oba rodzaje oddziaływań różnią się przede wszystkim produktami po zajściu oddziaływania: w pierwszym przypadku widoczny jest naładowany lepton (najczęściej mion) i kaskada hadronowa, natomiast w drugim przypadku widoczna jest jedynie sama kaskada.

Istnieje wiele metod odróżnienia wspomnianych typów oddziaływań. W poniższej pracy przeanalizowano użycie dwóch z nich: metody cięć i metody wieloparametrycznej opartej o algorytm Range Searching do selekcji oddziaływań CC i NC. Porównując obie metody przebadano kilkadziesiąt tysięcy wysymulowanych przypadków Monte Carlo oddziaływań neutrin z materią dalekiego detektora. Do analizy użyto oprogramowania napisanego w środowisku **root**.

Rozdział 2

MODEL STANDARDOWY

2.1 Wstęp

Podstawy teoretyczne Modelu Standardowego Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych zaczęto formułować w latach 70-tych XX wieku na bazie m.in. Teorii Oddziaływań Elektrosłabych opracowanej kilka lat wcześniej przez trzech fizyków: S.L. Glashowa, A. Salama i S. Weinberga. W latach 80-tych udało się doświadczalnie potwierdzić większość jego założeń. Model Standardowy, po drobnych modyfikacjach, obowiązuje do dnia dzisiejszego i wciąż jest modelem najlepiej opisującym świat cząstek elementarnych i oddziaływań zachodzących między nimi [34] [32].

2.2 Trzy rodziny cząstek

Podstawowym założeniem Modelu Standardowego jest stwierdzenie, iż całą znaną nam materię można opisać za pomocą sześciu rodzajów kwarków, tyleż samo leptonów oraz cząstek odpowiedzialnych za przenoszenie oddziaływań między nimi. Do każdego kwarku i leptonu istnieje odpowiednia antycząstka. Wszystkie wymienione cząstki uszeregowane są w trzy rodziny, spośród których pierwszą rodzinę stanowią cząstki materii widzialnej [3].

Rodzina	Kwark	Nazwa	Ładunek q	Masa m	Spin s
I	u	up	$+\frac{2}{3} e$	(1,5-3) MeV	$\frac{1}{2}$
I	d	down	$-\frac{1}{3} e$	(3-7) MeV	$\frac{1}{2}$
II	c	charm	$+\frac{2}{3} e$	(1,16-1,34) GeV	$\frac{1}{2}$
II	s	strange	$-\frac{1}{3} e$	(70-120) MeV	$\frac{1}{2}$
III	t	top	$+\frac{2}{3} e$	174,2 GeV	$\frac{1}{2}$
III	b	bottom	$-\frac{1}{3} e$	4,2 GeV	$\frac{1}{2}$

Tablica 2.1: Rodziny cząstek elementarnych - kwarki - składniki hadronów [3] [6]

Pierwszą rodzinę (tablica 2.1) stanowią kwarki u (*up*) oraz d (*down*). Pierwszy obdarzony jest ładunkiem elektrycznym $+\frac{2}{3} e$, a drugi $-\frac{1}{3} e$. Stała e oznacza ładunek pojedynczego elektronu (ok. $1,6 \cdot 10^{-19} C$). Oprócz kwarków istnieją także antykwarki o

Rodzina	Lepton	Nazwa	Ładunek q	Masa m	Spin s
I	e	elektron	- e	511 keV	$\frac{1}{2}$
I	ν_e	neutrino elektronowe	0	<3 eV	$\frac{1}{2}$
II	μ	mion	- e	105,66 MeV	$\frac{1}{2}$
II	ν_μ	neutrino mionowe	0	<0,19 MeV	$\frac{1}{2}$
III	τ	taon	- e	1776,99 MeV	$\frac{1}{2}$
III	ν_τ	neutrino taonowe	0	<18,2 MeV	$\frac{1}{2}$

Tablica 2.2: Rodziny cząstek elementarnych - leptony [3] [6]

przeciwnym ładunku. Do pierwszej rodziny w Modelu Standardowym (tablica 2.2) należą także leptony: elektron (o ładunku - e) oraz neutrino elektronowe ν_e (o zerowym ładunku) i odpowiednio antyelektron (pozyton) oraz antyneutrino elektronowe.

Drugą rodzinę w Modelu Standardowym stanowią kwarki c (*charm*) i s (*strange*) oraz leptony: mion μ i neutrino mionowe ν_μ . Do trzeciej rodziny zaliczane są dwa najcięższe kwarki: t (*top*) i b (*bottom*) oraz leptony: taon τ i neutrino taonowe ν_τ .

Wszystkie kwarki wchodzi w skład hadronów. Kombinację trzech kwarków stanowi barion - hadron trójkwarkowy. Przykładami barionów są nukleony - składniki jądra atomowego. Proton składa się z układu kwarków uud, natomiast neutron z udd. Analogicznie trzy antykwarki to antybarion. Z kolei układ kwark-antykwarik stanowi mezon - hadron dwukwarkowy. Obliczenia teoretyczne wykluczają istnienie swobodnych kwarków, co zostało udowodnione doświadczalnie [3] [2] [32].

2.3 Oddziaływania fundamentalne

Oddzielny typ cząstek stanowią bozony pośredniczące, czyli cząstki przenoszące oddziaływania^{1,2} (tablica 2.3).

Oddziaływanie	Nośnik	Ładunek	Spin	Masa [GeV]
elektromagnetyczne	foton γ	0	1	0
słabe	bozony W^\pm, Z^0	+, -, 0	1	80,4 ; 91,2
silne	gluon g	ładunek kolorowy	1	0
gravitacyjne ¹	grawiton G	0 ²	2 ²	0 ²

Tablica 2.3: Typy oddziaływań fundamentalnych [3] [6]

Foton γ to bezmasowa cząstka przenosząca oddziaływania elektromagnetyczne, inaczej fala elektromagnetyczna. Jej nieskończony zasięg oraz czas życia powodują, iż jest to jedna z głównych cząstek wypełniających nasz Wszechświat. Przykładem strumienia fotonów jest światło widzialne.

Drugim typem cząstek przenoszących oddziaływania są ciężkie bozony pośredniczące. Przenoszą oddziaływania słabe. Występują dokładnie trzy ich podtypy: dwa masywne bozony naładowane W^+ i W^- (odpowiedzialne za tzw. wymianę poprzez prądy naładowane, ang. *charged current*, CC) oraz nieco bardziej masywny bozon neutralny Z^0

¹oddziaływanie gravitacyjne znajduje się poza Modelem Standardowym, a jego umieszczenie w tabelicy 2.3 ma charakter czysto porównawczy z innymi oddziaływaniami

²Podane w tab. 2.3 wartości ładunku, spinu i masy grawitonu są jedynie przypuszczeniami

(wymiana poprzez prądy neutralne, ang. *neutral current*, NC). W^+ i W^- umożliwiają rozpady cięższych kwarków i leptonów na lżejsze.

Ostatnim, trzecim typem nośników oddziaływań są gluony g . Wraz z kwarkami tworzą one rodzinę partonów, czyli składników hadronów. Gluony występują w ośmiu odmianach (tzw. oktet gluonowy). Te krótkozasięgowe i bezmasowe cząstki odpowiadają za przenoszenie oddziaływań silnych między kwarkami.

Model Standardowy nie opisuje oddziaływań grawitacyjnych, które są najsłabszym oddziaływaniem w przyrodzie. Przewiduje się istnienie cząstki przenoszącej oddziaływanie grawitacyjne, tzw. grawitonu G o spinie równym 2, lecz do chwili obecnej nie udało się jej zaobserwować [3] [2] [32].

2.4 Fermiony i bozony

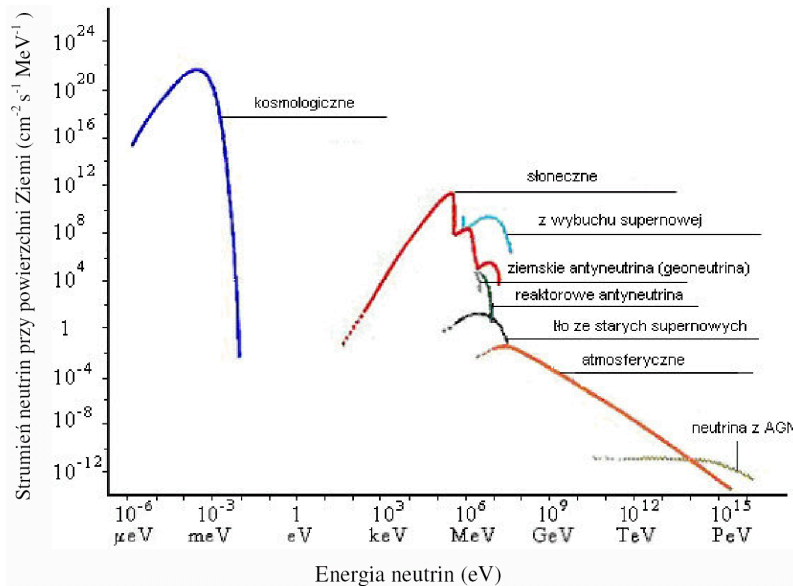
Oprócz klasyfikacji na hadrony, leptony i nośniki oddziaływań, wszystkie cząstki fundamentalne dzielą się na fermiony o spinie połówkowym oraz bozony o spinie całkowitym. Spin jest to wielkość kwantowa opisująca własny moment magnetyczny cząstki. Fermiony, zwane także cząstkami materii, to poszczególne kwarki i leptony. Do grupy tej należą także bariony z racji trójkwarkowej budowy, a co za tym idzie - spinu połówkowego. Natomiast do grupy bozonów zaliczane są nośniki oddziaływań (tzw. bozony pośredniczące) oraz mezony, gdyż dwukwarkowy skład daje spin całkowity.

Obliczenia teoretyczne w Modelu Standardowym wskazują na konieczność występowania jeszcze jednego bozonu, tzw. bozonu Higgsa H . Ta hipotetyczna cząstka odpowiedzialna byłaby za nadawanie cząstkom masy [25]. Jednak do tej pory fizykom nie udało się doświadczalnie potwierdzić jej istnienia [3] [2] [32]. Przewiduje się, iż bozon Higgsa zostanie odkryty w niedalekiej przyszłości w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN pod Genewą w Szwajcarii, gdzie w chwili obecnej kończą się prace nad budową największego na świecie akceleratora cząstek naładowanych LHC (ang. *Large Hadron Collider*, wielki zderzacz hadronów) [25].

2.5 Neutrino

W pierwszej połowie XX wieku znanych było niewiele cząstek elementarnych, między innymi nukleony (protony i neutrony), elektrony, pozytony oraz miony. Z biegiem czasu poznawane były inne cząstki. W 1956 roku dwaj amerykańscy fizycy Frederic Reines i Clyde Cowan odkryli neutrino zapostulowane 26 lat wcześniej przez Wolfganga Pauliego. Wsunął on bowiem śmiało jak na tamte czasy tezę, iż za ciągły rozkład energii elektronów w rozpadzie β^- odpowiada lekka, bardzo słabo oddziałująca cząstka [34] [32].

Neutrino oddziałują z materią słabo poprzez wymianę bozonów Z^0 i W^\pm . Nie oddziałują natomiast silnie i elektromagnetycznie, a oddziaływanie grawitacyjne z powodu znikomego wkładu jest całkowicie do pominięcia. Istnieją trzy typy tych cząstek: neutrino elektronowe, mionowe i taonowe, oraz odpowiadające im antyneutrino. Posiadają bardzo mały przekrój czynny na oddziaływanie z materią, przez co niezwykle trudno jest je wykryć. Neutrino, obok fotonów, są jednymi z najczęściej występujących cząstek we Wszechświecie. Statystycznie w każdym centymetrze sześciennym przestrzeni występuje ich średnio kilkanaście [5].



Rysunek 2.1: Strumień neutrin przy powierzchni Ziemi w zależności od ich energii. AGN - aktywne jądra galaktyk [32]

Na naszej planecie obserwujemy neutrina pochodzące głównie z trzech źródeł (rys. 2.1): neutrina słoneczne (pochodzące ze Słońca), neutrina atmosferyczne (powstające w wyniku oddziaływania pierwotnego promieniowania kosmicznego z górnymi warstwami atmosfery) oraz neutrina ze źródeł sztucznych. Takimi źródłami sztucznymi są m.in. reaktory jądrowe, jednak powstała dzięki nim wiązka posiada niskie zastosowanie praktyczne. Precyzyjne utworzenie wiązki neutrin o znanych parametrach możliwe jest dzięki zastosowaniu innego typu urządzenia - akceleratora. Dzięki technologii akceleratorowej produkcja neutrin następuje w wyniku kolizji rozprędkowanej wiązki protonów z materiałem tarczy. Pierwszy raz otrzymano te cząstki tym sposobem w roku 1962. Używając akceleratora otrzymuje się wiązkę neutrin o znanych parametrach, a dzięki temu możliwe jest przeprowadzanie szeregu eksperymentów z pomiarem oscylacji neutrin włącznie [3] [2] [13] [32].

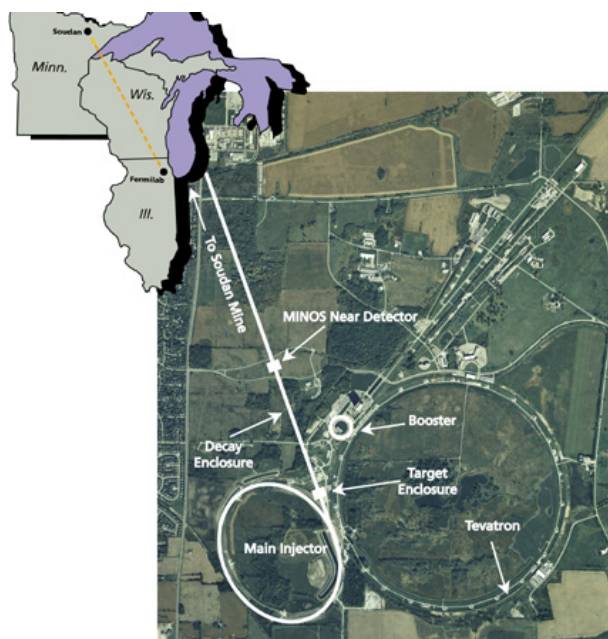
Zaobserwowanie zjawiska oscylacji jest bezpośrednim dowodem na istnienie masy neutrin [23]. Początkowo sądzono, iż cząstki te masy nie posiadają. Dziś wiadomo, iż masy neutrin są większe od zera, ale wartości te są bardzo niewielkie. Nie zostały one jeszcze nigdy dokładnie zmierzone, w związku z tym znane są jedynie ograniczenia na ich wartości. Szczegółowy opis fizyki oscylacji i problemu mas neutrin został zawarty w rozdziale 4. Jednym z eksperymentów badających zjawisko oscylacji neutrin jest MINOS [13].

Rozdział 3

EKSPERYMENT MINOS

3.1 Wstęp

Eksperyment MINOS (ang. *Main Injector Neutrino Oscillation Search*) jest eksperymentem z tzw. długą bazą (*Long Baseline Experiment*). Eksperymenty tego typu składają się z dwóch detektorów - bliskiego, znajdującego się w pobliżu źródła neutrin, i dalekiego, kilkaset kilometrów dalej. W przypadku MINOS'a cały eksperyment umieszczony jest w dwóch ośrodkach w USA: w Fermi National Laboratory koło Chicago oraz w miejscowości Soudan w Minnesocie (rys. 3.1). Eksperyment w pełni rozpoczął działanie 7 marca 2005 roku (pierwsze oddziaływanie neutrina z wiązką w dalekim detektorze), a rok później ogłoszono pierwsze wyniki. W chwili obecnej MINOS jest drugim w historii i jedynym zbierającym dane eksperymentem tego typu [13] [1] [8].



Rysunek 3.1: Kompleks akceleratorów w FermiLab'ie. Zaznaczono akcelerator przyspieszający protony użyte do produkcji neutrin (*Main Injector*) i położenia bliskiego i dalekiego detektora MINOS'a [10]

3.2 Produkcja neutrin

Wiązka protonów, w krótkich impulsach po $8,7 \mu\text{s}$ co około 2,4 s każdy, jest rozpędzana w zespole akceleratorów w FermiLab'ie (rys. 3.1) do energii około 120 GeV [29], co odpowiada średniej mocy wiązki 0,4 MW [21]. Następnie wiązka zawierająca ok. $2,5 \cdot 10^{13}$ protonów na jeden puls kierowana jest na długą na 95,4 cm i szeroką na 6,4 mm grafitową tarczę (rys. 3.2 i 3.3) (zwaną także z angielskiego *target*) chłodzoną wodą [20].

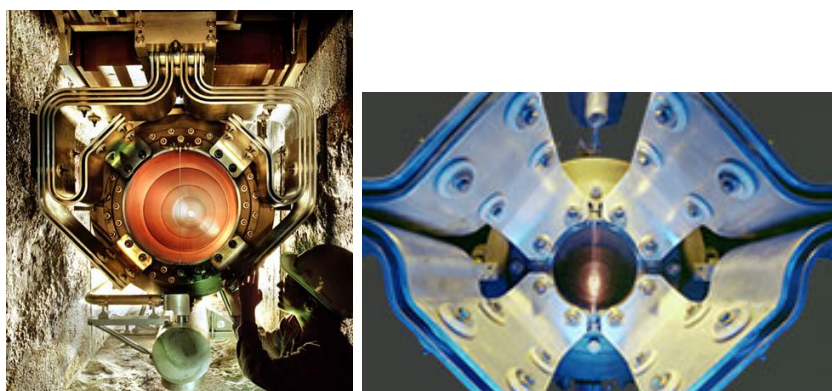


Rysunek 3.2: Schemat urządzeń produkujących wiązkę neutrin [10]

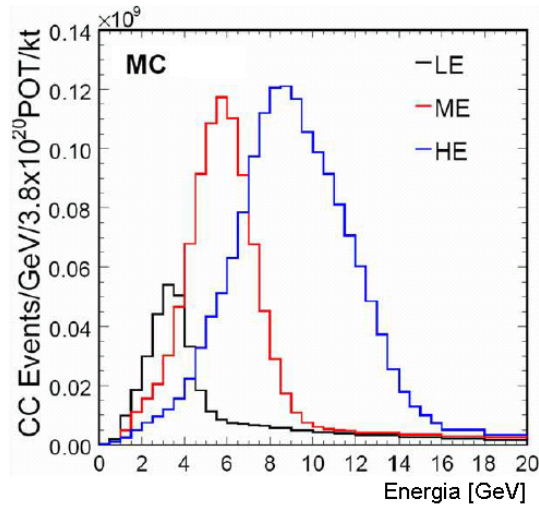


Rysunek 3.3: Grafitowa tarcza używana do produkcji pionów i kaonów [10]

W wyniku kolizji wiązki protonów z tarczą produkowany jest strumień różnych cząstek (głównie pionów i kaonów). Grafitowa tarcza jest ruchoma i może zmieniać swe położenie nawet o 2,5 m względem dwóch parabolicznych rogów magnetycznych (rys. 3.2 i 3.4) oddległych od siebie o około 10 m [22]. Dzięki temu możliwe jest kontrolowane odchylenie toru produkowanych cząstek oraz wybieranie dodatnio naładowanych cząstek (głównie pionów) o energii do 15 GeV [21].



Rysunek 3.4: Jeden z rogów magnetycznych w trakcie konstrukcji. Widok w osi przyszej wiązki. Widoczne jest podświetlone wnętrze rogu w dwóch ujęciach [10]



Rysunek 3.5: Trzy możliwe widma wiązki neutronów w funkcji energii: nisko- (LE), średnio- (ME) i wysokoenergetyczna (HE) [12]

Po opuszczeniu hali tarczy (*target hall*) strumień krótkożyciowych pionów kierowany jest do długiej na 675 m próżniowej komory rozpadowej (*decay pipe*) o średnicy ok. 2 m, gdzie następują rozpady tych cząstek. W wyniku rozpadów pionów powstają neutrony i miony, które również podlegają rozpadowi. Dwie podstawowe reakcje podane są poniżej.

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Za komorą rozpadową znajdują się: pochłaniacz hadronów, detektory mionowe i lita skała (rys. 3.2). Detektor hadronowy służy do monitorowania produktów, które nie uległy rozpadowi. Użycie aluminiowo-stalowego pochłaniacza za detektorem hadronowym ma na celu usuwanie z wiązki cięższych cząstek, aby zapobiec radiacji otaczających skał. Ponadto urządzenie to powinno pochłaniać protony, które z różnych przyczyn minęły tarczę grafitową [26]. Zadaniem detektorów mionowych jest monitorowanie tych mionów, które nie uległy rozpadowi albo nie zostały zatrzymane w pochłaniaczu. Ostateczna wiązka składać się musi wyłącznie z neutronów. Dlatego niezbędne jest całkowite wyeliminowanie wszystkich pozostałych cząstek - do tego celu służy 240 m litej skały, która pochłania pozostałe miony. Dzięki zastosowaniu takiej technologii ok. 1000 m za tarczą istnieje praktycznie czysta wiązka neutronów (tzw. wiązka *NuMI*) składająca się w 92% z ν_μ , w 6,5% z $\bar{\nu}_\mu$ oraz około 1,5% z ν_e i $\bar{\nu}_e$. Dodatkowo dzięki możliwości zmiany względnego położenia tarczy i rogów magnetycznych, istnieje możliwość zmiany widma produkowanych neutronów (rys. 3.5). Jako podstawową wiązkę używa się niskoenergetyczną (ang. *Low Energy, LE*) mającą 3,1 GeV w maksimum rozkładu [21] [12] [10] [8] [22]. W dalszej kolejności neutrony będą biegły pod kątem $3,3^\circ$ w głąb Ziemi do bliskiego i dalekiego detektora umieszczonych na osi wiązki [12] [1].

3.3 Bliski detektor

Bliski detektor eksperymentu MINOS (*MINOS Near Detector, ND* [14]) mieści się 1040 m za tarczą w ośrodku FermiLab (rys. 3.6). Znajduje się 103 m pod ziemią, posiada masę 980 ton, a jego wymiary to $(3,8 \times 4,8 \times 16)$ m. Bliski detektor to kalorymetr składający się z 282 stalowych oraz 153 scyntylacyjnych warstw o oktagonalnym przekroju. W stali wytwarzane jest toroidalne pole magnetyczne o indukcyjności ok. 1,3 T w celu rozróżnienia ładunku badanej cząstki [14] [10] [11].

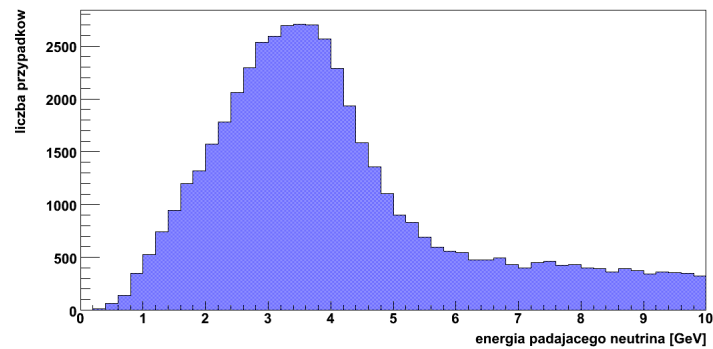


Rysunek 3.6: Bliski detektor w trakcie konstrukcji [1] [10]

Bliski detektor składa się z dwóch zasadniczych modułów: modułu kalorymetrycznego i spektrometrycznego [21]. Pierwszy, poprzedzony warstwą stali do zatrzymywania mionów ze skał, zbudowany jest z pierwszych 120 płaszczyzn stalowo-scyntylacyjnych i służy do dokładnej analizy oddziałujących cząstek, w szczególności pomiaru energii kaskady. W celu precyzyjnych pomiarów istotne jest, aby wierzchołek oddziaływania znajdował się właśnie w tej części. Moduł spektrometryczny bliskiego detektora zbudowany jest z ostatnich 162 płaszczyzn i służy do obrazowania torów i pomiaru pędów wysokoenergetycznych mionów. W tym przypadku tylko co piąta płaszczyzna jest wyposażona w scyntylator [20] [14].

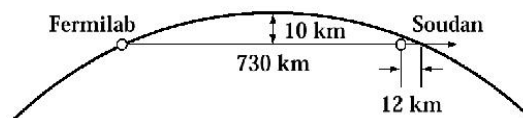
Dzięki oddaleniu od źródła neutrin o 1 km, bliski detektor rejestruje wiązkę tych cząstek przed oscylacją. Umożliwia to precyzyjne określenie parametrów wyprodukowanej

wiązki zanim ulegnie ona oscylacji, w tym widma energetycznego neutrin w dalekim detektorze (rys. 3.7). W bliskim detektorze rejestrowanych jest średnio kilka przypadków na puls akceleratora, co daje nieco ponad 10 000 przypadków oddziaływań neutrin dziennie [8] [20].



Rysunek 3.7: Histogram rozkładu energii [GeV] neutrin na podstawie wysymulowanych 69685 przypadków Monte Carlo. Wiązka neutrin w dalekim detektorze w przypadku nie zajścia procesu oscylacji (rozdz. 5.2)

Po opuszczeniu hali bliskiego detektora wiązka neutrin synchronizowana systemem GPS (ang. *Global Positioning System* [32]) biegnie pod ziemią do drugiego laboratorium eksperymentu MINOS i znajdującego się tam dalekiego detektora (rys. 3.8).



Rysunek 3.8: Trasa wiązki neutrin [10]

3.4 Daleki detektor

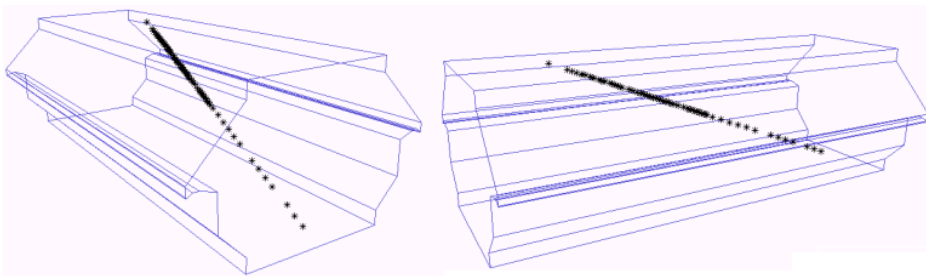


Rysunek 3.9: Daleki detektor [9] [1]

Daleki detektor (*MINOS Far Detector, FD*) (rys. 3.9) mieści się 735 km od ośrodka FermiLab. Umieszczony jest ok. 700 m pod ziemią, w nieczynnej kopalni rudy żelaza w miejscowości Soudan w stanie Minnesota. Ma podobną kalorymetryczną konstrukcję jak bliski detektor, lecz jest znacznie większy. Posiada oktagonalną budowę o szerokości 8 metrów, wysokości 8 m i długości 31 m. Składa się z 486 warstw scyntylacyjnych i stali, a jego masa wynosi 5400 ton. Średnie pole magnetyczne posiada indukcyjność ok. 1,3 T. Daleki detektor rozpoczął działanie już w 2003 roku badając neutrino atmosferyczne, a w marcu 2005 roku zarejestrował pierwsze oddziaływania z wiązki NuMI z FermiLab’u [20] [14].

Z racji kątownego rozproszenia wiązki w FD rejestruje się zdecydowanie mniej neutrin niż w ND. Średnio ND zbiera ok. 10^5 razy więcej danych niż FD [8]. Daleki detektor rejestruje oddziaływania po zajściu procesu oscylacji [14]. Dzięki porównaniu z danymi z bliskiego detektora, jest możliwość pomiaru parametrów oscylacji [10] [11] [12].

Ważną częścią dalekiego detektora eksperymentu MINOS jest tzw. weto (ang. *veto shield*). Jest to dodatkowa płaszczyzna scyntylatorów okrywająca detektor z góry. Ma ona na celu rejestrowanie mionów pochodzących z kosmosu (rys. 3.10) i pomoc w identyfikacji neutrin atmosferycznych. Jeden mion kosmiczny rejestrowany jest średnio raz na dwie sekundy [10]. Dzięki zastosowaniu wspomnianego weta, identyfikacja tych cząstek przebiega z efektywnością równą 97%. Nie stanowią one istotnego tła dla oddziaływań neutrin z wiązki.



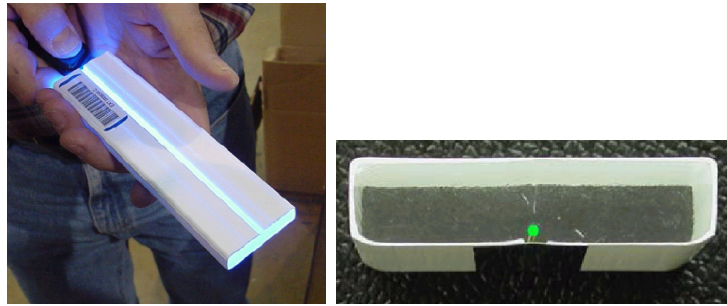
Rysunek 3.10: Przykład zarejestrowania mionu kosmicznego przez bliski detektor [1]

W fazie powstawania eksperymentu MINOS istniał trzeci detektor, tzw. detektor kalibracyjny (*CalDet*). Posiadał bliźniaczą budowę do ND i FD (za wyjątkiem pola magnetycznego), lecz był znacznie mniejszy. Miał on na celu przetestowanie wiązki oraz kalibrację aparatury [20] [21] [14].

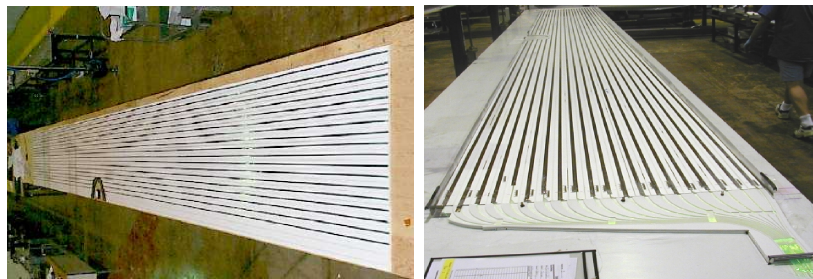
3.5 Sposób detekcji

Zarówno w bliskim jak i dalekim detektorze warstwa scyntylacyjna o grubości 1 cm naklejona jest na płytę stalową o grubości 2,54 cm (1 cal). Z przyczyn technicznych pomiędzy kolejnymi naprzemiennymi warstwami w ND i FD znajduje się ok. 4 cm szczelina powietrza. Warstwa scyntylacyjna składa się z wielu podłużnych polistyrenowych pasków otoczonych koszulkami z dwutlenku tytanu o grubości 0,25 mm (rys. 3.11) w celu odizolowania od światła zewnętrznego (tzw. reflektor). Każdy pasek scyntylacyjny posiada szerokość 4 cm. Wzdłuż całej jego długości biegnie światłowód i dla ND (FD) zakończony

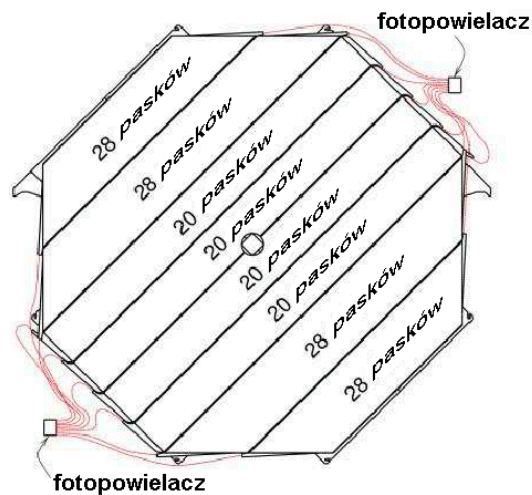
jest wyjściem (dwoma wyjściami). Paski scyntylacyjne w jednej płaszczyźnie pogrupowane są w moduły po 20 lub 28 pasków (rys. 3.12 i 3.13). Każdy moduł posiada długość do 6 m w ND lub do 8 m w FD. W całym dalekim detektorze jest w sumie około 100 000 pasków scyntylacyjnych.



Rysunek 3.11: Pasek scyntylacyjny i jego przekrój [9]

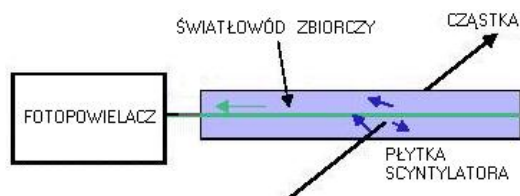


Rysunek 3.12: Moduł pasków scyntylacyjnych w trakcie konstrukcji [10]



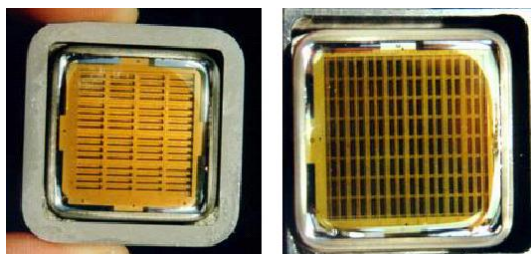
Rysunek 3.13: Schemat rozmieszczenia modułów pasków scyntylacyjnych i ich wyjść światłowodowych na przykładzie dalekiego detektora [26]

Przechodząca przez pasek scyntylacyjny cząstka powoduje emisję fotonów (średnio min. 4,7 fotonów na wyjściu paska). Następnie fotony zbierane są przez umieszczony w rowkowym wyżłobieniu w scyntylatorze zielony światłowód WLS (ang. *Wavelength Shifting Fiber*) o średnicy 1,2 mm [8]. Posiada on podwójną otoczkę rdzenia: warstwę wewnętrzną z akrylu oraz zewnętrzną z polifluoru. Sam rdzeń to polistyren izotropowy optycznie typu *non-S*, w którym łańcuchy polistyrenowe nie leżą wzdłuż osi. Dzięki światłowodowi WLS długość fali światła jest zmieniana na optymalniejszą do dalszej analizy. Po wyjściu ze scyntylatora światło (czyli sygnał od zarejestrowanej cząstki) biegnie już światłowodem przezroczystym (rys. 3.14) o długości ok. 1 m do wieloanodowych fotopowielaczy (*PMT*). W fotopowielaczu sygnał ulega wzmocnieniu około miliona razy.



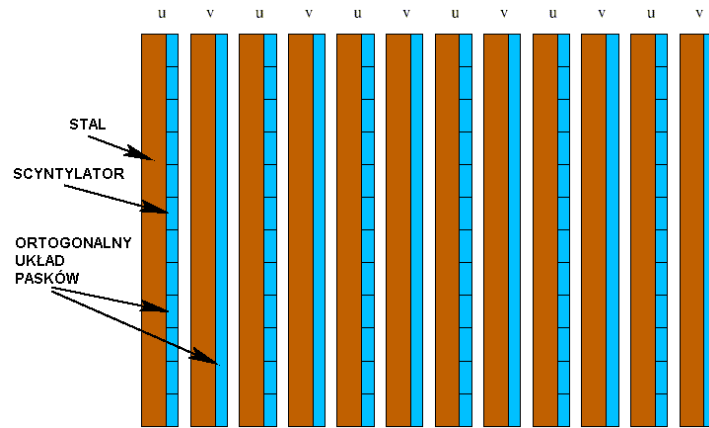
Rysunek 3.14: Schemat paska scyntylacyjnego i wyprowadzenia sygnału [10]

W przypadku obu detektorów eksperymentu MINOS stosuje się dwa typy fotopowielaczy: M16 i M64 (rys. 3.15). Pierwszy typ posiada macierz 4×4 kanałów (pikseli) i jest stosowany w dalekim detektorze. Fotopowielacz M64, posiadający macierz 8×8 pikseli, zastosowano w bliskim detektorze. W przypadku ND do jednego piksela podłączono 1 lub 4 (w części spektrometrycznej) światłowody. Dla FD zastosowano 8 światłowodów na piksel [31] [16] [8] [11].

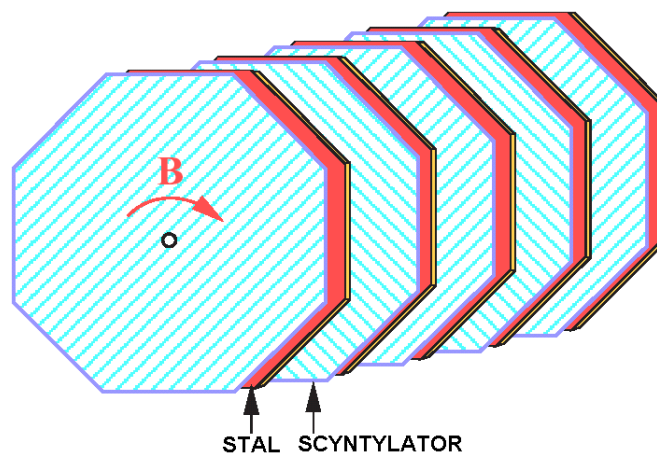


Rysunek 3.15: Fotopowielacze M16 (z lewej) i M64 (z prawej) [11]

Dzięki zastosowaniu tego typu urządzeń, sygnał optyczny pochodzący z detektora zamieniany jest na sygnał elektryczny, a następnie wzmacniany. Przeciętny mion przechodzący przez detektor wytwarza około 8-12 fotoelektronów na płaszczyznę [22].



Rysunek 3.16: Schemat ułożenia warstw stali i scyntylatora w kolejnych płaszczyznach U i V [11]

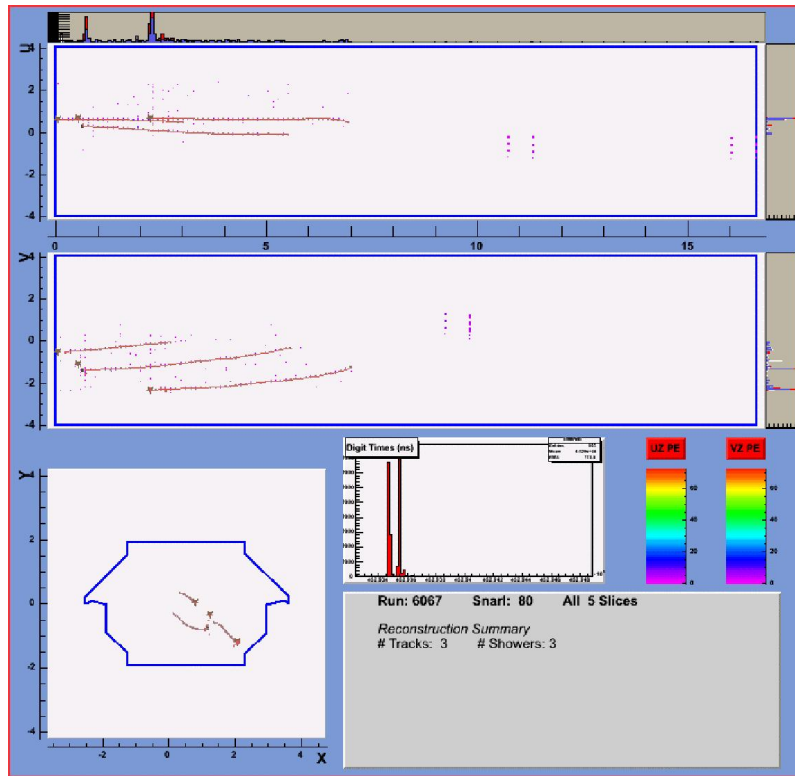


Rysunek 3.17: Schemat przestrzenny warstw detekcyjnych [27]

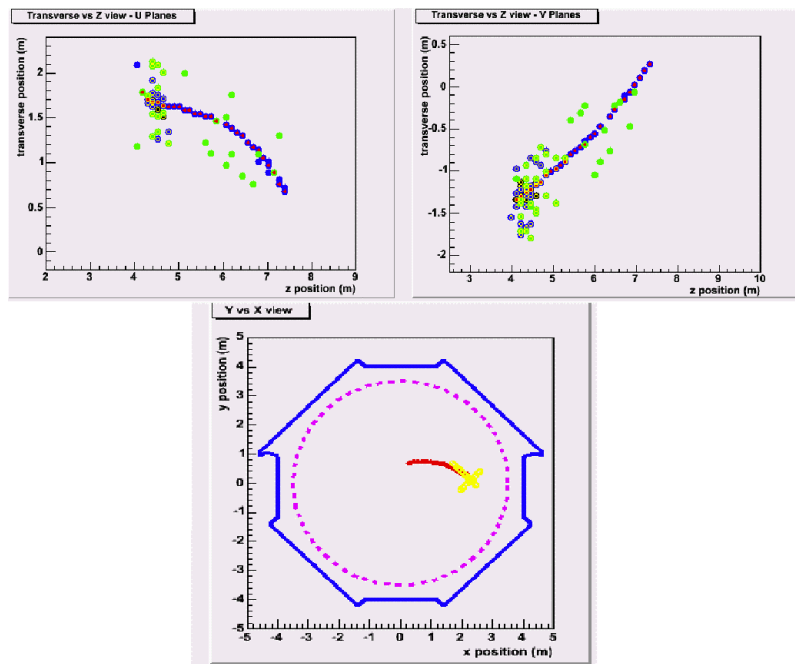
Dzięki temu, iż kolejne warstwy stalowo-scyntylacyjne ułożone są naprzemiennie pod kątem prostym względem siebie (rys. 3.16 i 3.17), istnieje możliwość trójwymiarowej rekonstrukcji toru przechodzącej cząstki. Oba detektory są w stanie zmierzyć sygnał (energię) pozostawiony przez przechodzącą cząstkę oraz współrzędną czasową.

W przypadku obu detektorów wprowadzono nowy układ współrzędnych UVZ, który jest ustawiony pod kątem 45° względem układu XYZ (płaszczyzna XZ jest równoległa do płaszczyzny ziemi). Współrzędne Z obu układów (wzdłuż osi wiązki) są sobie tożsame. Na rysunku 3.16 wprowadzono oznaczenia płaszczyzn jako U oraz V dla odróżnienia ich wzajemnej orientacji.

Na rysunkach 3.18 i 3.19 przedstawiono przykładowe oddziaływania neutronów zarejestrowanych w bliskim i dalekim detektorze przy użyciu oprogramowania do wizualizacji przypadków *Event Display* [10].



Rysunek 3.18: Przykłady oddziaływań mionów zarejestrowanych w ND [10]



Rysunek 3.19: Przykład oddziaływania mionu zarejestrowanego w FD [12]

Rozdział 4

FIZYKA W EKSPERYMENCIE MINOS

4.1 Wstęp

W ostatnich latach fizyka neutrin stała się jedną z najszybciej rozwijających się dziedzin fizyki cząstek elementarnych. Początek temu dał rok 1998, gdy eksperyment Super-Kamiokande podał oficjalne wyniki potwierdzające hipotezę oscylacji neutrin [5] [20]. Kolejne eksperymenty zajmują się potwierdzeniem i dokładnym zbadaniem fenomenu oscylacji. Jednym z tych eksperymentów jest MINOS, którego głównym zadaniem jest wyznaczenie parametrów oscylacji neutrin atmosferycznych, zmierzonych pierwotnie przez Super-K, z dokładnością mniejszą niż 10% i poszukiwanie nie odkrytych jeszcze modów oscylacji tych cząstek [12].

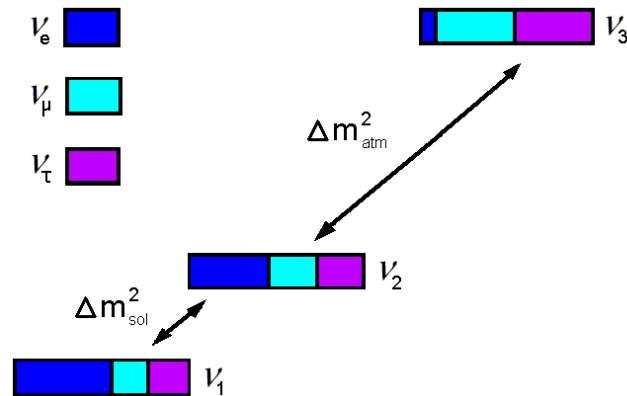
4.2 Oscylacje neutrin

Eksperyment Super-Kamiokande jako pierwszy niezbitnie udowodnił istnienie oscylacji neutrin. Został zaprojektowany i zbudowany jako unowocześnienie eksperymentu Kamiokande z myślą o poszukiwaniu rozpadu protonu, lecz okazał się dobrym narzędziem do badania neutrin atmosferycznych. Zjawisko to polega na zamianie neutrin mionowych, powstających w górnych warstwach atmosfery ziemskiej w wyniku oddziaływania z promieniowaniem kosmicznym, w neutrina taonowe. Kolejny eksperyment, SNO (*Sudbury Neutrino Observatory* [24]), ostatecznie potwierdził rezultaty Super-K, tym razem badając neutrina słoneczne. Zaobserwowano, iż liczba neutrin elektronowych pochodzących ze Słońca a docierających do Ziemi jest około trzy razy mniejsza od przewidywań teoretycznych. Zmierzone także całkowity strumień tych cząstek [5] [13].

Podstawowym warunkiem zajścia zjawiska oscylacji jest posiadanie przez neutrina niezerowej masy. Przez dłuższy czas sądzono, iż cząstki te masy nie posiadają. Kiedy oscylacje neutrin potwierdzono eksperymentalnie, tym samym obalono tezę o bezmasowości tych cząstek. Znane są trzy typy neutrin, czyli trzy tzw. stany zapachowe: ν_e , ν_μ i ν_τ . Każdy stan własny zapachu, w myśl teorii oscylacji, jest superpozycją trzech stanów własnych masy ν_1 , ν_2 i ν_3 o ściśle określonych i różnych od siebie masach. Każdy stan masowy może być przedstawiony jako paczka falowa o innej energii, a więc w konsekwencji o nieco innej prędkości. Efektem tego jest nakładanie się poszczególnych paczek falowych

na siebie i ich interferencja, co w rezultacie, po przebyciu pewnej drogi, daje za każdym razem inny wypadkowy zapach neutrina. W trakcie podróży tej cząstki następuje mieszanie się między sobą wszystkich stanów masowych i przechodzenie jednego zapachu w drugi, co nazywane jest właśnie oscylacją [2] [4] [5].

Rozumując w drugą stronę można stwierdzić, iż każdy stan masowy jest kombinacją trzech stanów zapachowych: elektronowego, mionowego i taonowego (rys. 4.1).



Rysunek 4.1: Trzy stany masowe neutrin ν_1 , ν_2 i ν_3 przedstawione jako kombinacja stanów o określonym zapachu (ν_e , ν_μ i ν_τ) [1]

Ze względów historycznych różnicę kwadratów mas między stanami masowymi 2 oraz 3 (Δm_{23}^2) oznacza się czasem jako Δm_{atm}^2 , ponieważ parametr ten odpowiada za oscylacje neutrin atmosferycznych odkrytych przez Super-K. Z kolei Δm_{sol}^2 jest równoznaczne zapisowi Δm_{12}^2 , czyli różnicy kwadratów mas między stanami masowymi 1 a 2. W tym przypadku mamy do czynienia z parametrem opisującym oscylacje neutrin słonecznych [7] [2].

Różnica mas pomiędzy stanem 1 a 2 jest zdecydowanie mniejsza, niż między stanem 2 a 3. Z kolei $\Delta m_{13}^2 = \Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2$.

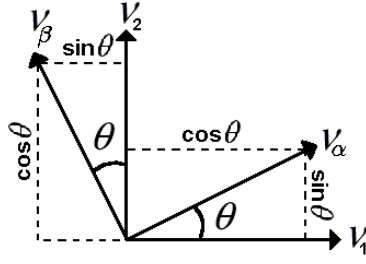
Wyznaczenie wartości Δm_{23}^2 jest jednym z celów eksperymentu MINOS. Oprócz Δm_{23}^2 , eksperyment MINOS ma również za zadanie wyznaczenie kolejnego parametru oscylacji, tzw. kąta mieszania Θ_{23} , o którym będzie mowa dalej. Bezpośrednie zmierzenie mas wszystkich neutrin jest w MINOS'ie niemożliwe [8].

4.3 Uproszczony model oscylacji

Do pełnego zrozumienia mechanizmu oscylacji neutrin posłużmy się modelem uproszczonym zakładającym istnienie tylko dwóch stanów masowych ν_1 , ν_2 i dwóch hipotetycznych stanów zapachowych ν_α , ν_β . Załóżmy także, iż stan ν_β składa się w większej części ze stanu ν_2 , a stan ν_α głównie z ν_1 . Wprowadzając kąt Θ jako kąt mieszania między stanami masowymi, zapisać można tzw. macierz mieszania:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Powyższy zapis można lepiej zrozumieć analizując rysunek 4.2. Przedstawia on graficzne zależności pomiędzy stanami zapachowymi a masowymi przy kącie mieszania Θ .



Rysunek 4.2: Schemat mieszania stanów neutrinowych [4]

Macierz mieszania można przedstawić za pomocą stanów kwantowych neutrin:

$$|\nu_\alpha\rangle = \cos \Theta |\nu_1\rangle + \sin \Theta |\nu_2\rangle$$

$$|\nu_\beta\rangle = -\sin \Theta |\nu_1\rangle + \cos \Theta |\nu_2\rangle$$

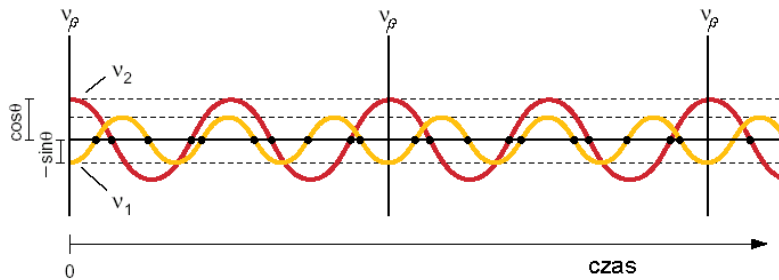
Widać zatem jak bardzo zapach neutrina (α bądź β) zależy od kąta mieszania Θ . Im Θ jest mniejsze, tym $\cos \Theta$ jest bliższy wartości 1, a co za tym idzie ν_α składa się głównie ze stanu ν_1 . Analogicznie ν_β składa się prawie wyłącznie ze stanu ν_2 .

Kąt Θ może przyjmować dowolne wartości z przedziału $(0, \pi/4)$. Gdyby Θ było równe maksymalnej wartości $\pi/4$, wówczas oba zapachy α i β posiadałyby procentowo tyle samo stanu ν_1 i ν_2 . W przypadku $\Theta = 0$ zjawisko oscylacji by nie zachodziło.

Propagacja w czasie funkcji falowych ν_1 i ν_2 zależy od energii E . Jeżeli stany mają różne masy, to różne też będą prędkości propagacji. Otrzymuje się wówczas wzajemną interferencję obu fal - raz konstruktywną a raz destruktywną (rys. 4.3). Po przebyciu drogi L prawdopodobieństwo, że ν_α pozostanie ν_α , wynosi:

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2(1,27 \cdot \Delta m^2 \cdot L/E)$$

gdzie jednostki $L[m]$, $\Delta m^2[eV^2]$ i $E[MeV]$ [2]. Zapach neutrina jest więc funkcją odległości pokonanej przez wiązkę neutrin (rys. 4.3) [28] [4].



Rysunek 4.3: Schemat oscylacji dwóch typów neutrin, ukazujący amplitudy stanów własnych masy ν_1 i ν_2 , dla dwóch zapachów neutrin ν_α i ν_β [4]

4.4 Macierz mieszania

W rozdziale 4.3 opisano uproszczony model oscylacji z dwoma rodzajami neutrin. W rzeczywistości istnieją trzy stany masowe oraz trzy zapachy neutrin. Dla tego ogólniejszego przypadku macierz mieszania (oznaczoną poprzez U) zapisać można następująco:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Macierz U nazywa się macierzą PMNS (od nazwisk Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) [3] [26].

Rozpisując dokładnie wszystkie wartości macierzy U , otrzymujemy:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

gdzie $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$, δ – faza łamania CP (parzystości kombinowanej). Litera C oznacza operator sprzężenia ładunkowego (zamiana ładunków ujemnych na dodatnie i odwrotnie), a P operator parzystości (inwersji przestrzennej) [2] [3].

Przyjmując, iż w przypadku neutrin symetria CP jest zachowana ($\delta = 0$), wówczas macierz mieszania można zapisać jako:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}}_{\text{atmosferyczne}} \underbrace{\begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}}_{\text{poszukiwane}} \underbrace{\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{słoneczne}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

gdzie pierwsza i trzecia macierz wyznaczana jest poprzez badanie zjawiska oscylacji neutrin atmosferycznych i słonecznych, natomiast wartości drugiej wymagają jeszcze dalszych poszukiwań.

Określenie dokładnej wartości trzech kątów mieszania Θ_{12} , Θ_{23} i Θ_{13} oraz dwóch różnic mas Δm_{12}^2 i Δm_{23}^2 (Δm_{13}^2 jest ściśle związane z pozostałymi Δm^2) między stanami własnymi stanowi dziś główny cel badań w dziedzinie fizyki neutrin [4].

4.5 Prawdopodobieństwo oscylacji $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$

Prawdopodobieństwo oscylacji dowolnego neutrina ν_α w ν_β o energii E w odległości L od źródła opisywane jest wzorem ([11]):

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left[-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E_\nu} L\right]$$

$$\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$$

gdzie i oraz j są liczbami od 1 do 3, a U jest macierzą oscylacji. Dla prawdopodobieństwa oscylacji neutrin mionowych w neutrina taonowe w eksperymencie MINOS, powyższy wzór przyjmuje uproszczoną postać:

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\Theta_{23} \cdot \sin^2(1,27 \cdot \Delta m_{23}^2 \cdot L/E)$$

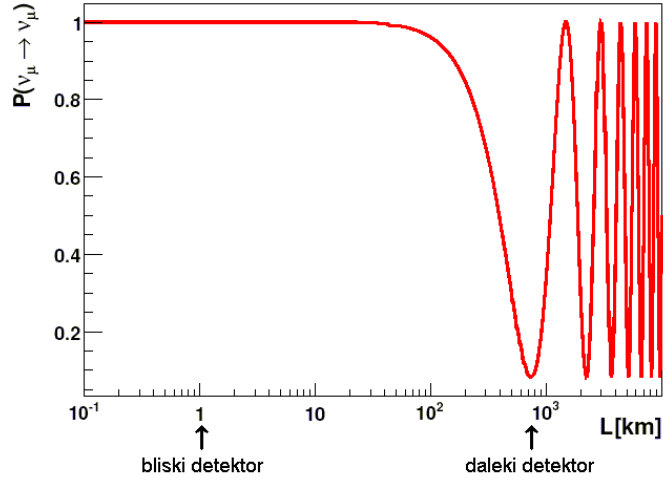
gdzie Θ_{23} oznacza kąt mieszania stanów 2 i 3, a Δm_{23}^2 różnicę kwadratów mas pomiędzy stanami 2 i 3 [28] [2].

Ze wzoru na prawdopodobieństwo oscylacji wyprowadzić można wzór na prawdopodobieństwo zachowania pierwotnej wiązki jako:

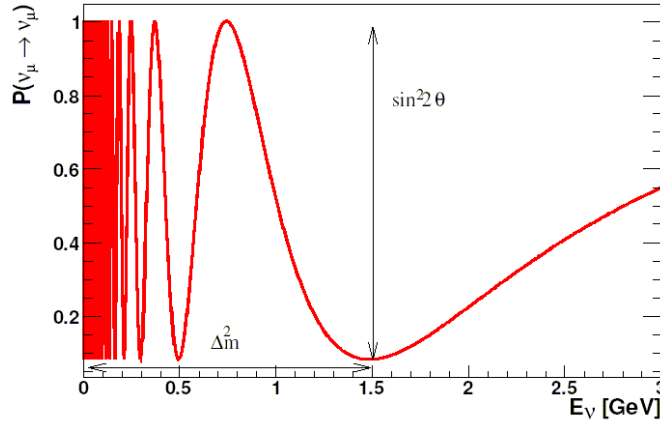
$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau)$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\Theta_{23} \cdot \sin^2(1,27 \cdot \Delta m_{23}^2 \cdot L/E)$$

Na rysunkach 4.4 i 4.5 znajdują się teoretyczne wykresy prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$ w funkcji L (rys. 4.4) oraz energii neutrin E (rys. 4.5 - jest to tzw. krzywa oscylacyjna). Bliski detektor został ustawiony w takiej odległości, aby oscylacje jeszcze nie zachodziły. Z kolei daleki detektor jest umieszczony w okolicy oczekiwanego maksimum oscylacji (rys. 4.4), aby zaobserwowany efekt był jak największy. Z krzywej oscylacji można wyznaczyć parametry oscylacji $\sin^2 2\Theta$ oraz Δm^2 (rys. 4.5).



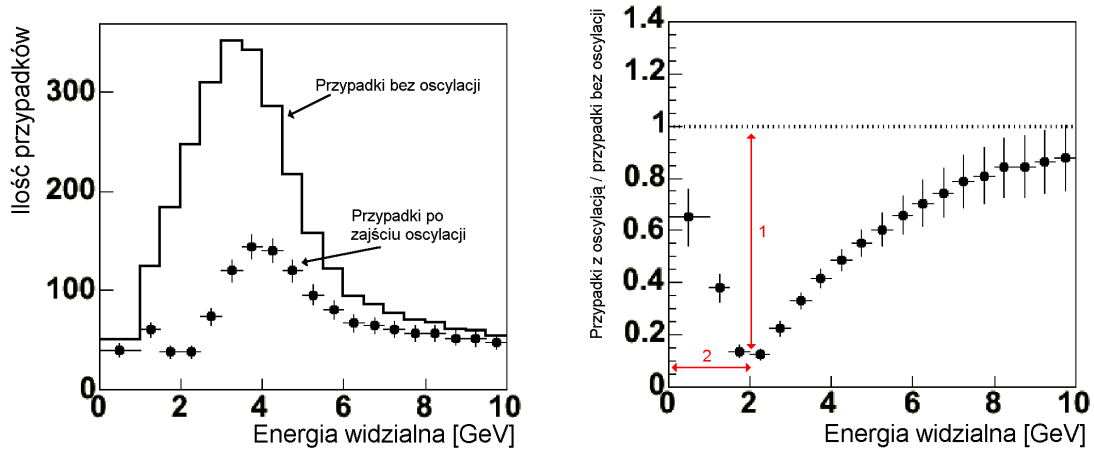
Rysunek 4.4: Prawdopodobieństwo zachowania pierwotnego zapachu neutrina w zależności od odległości od źródła neutrin [11]



Rysunek 4.5: Prawdopodobieństwo zachowania pierwotnego zapachu neutrina w zależności od energii. Strzałkami zostały oznaczone dwie wielkości: głębokość minimum jest miarą $\sin^2 2\theta$, a położenie minimum mówi o Δm^2 [11]

Na wykresach 4.6 przedstawiono rozkłady wysymulowanych przypadków oddziaływań neutrin mionowych w funkcji energii dla eksperymentu MINOS dla dalekiego detektora. Na lewym wykresie zawarto dwa histogramy. Pierwszy, poprowadzony linią ciągłą, przedstawia oczekiwaną wiązkę neutrin w przypadku, gdyby oscylacje nie zachodziły. Drugi histogram, złożony z punktów, przedstawia rozkład po zajściu zjawiska oscylacji. Na prawym wykresie podzielono histogramy z lewej ilustracji otrzymując stosunek przypadków po oscylacji i bez niej (krzywa oscylacyjna). Głębokość minimum oznaczona czerwoną cyfrą '1' mówi o wartości $\sin^2 2\theta_{23}$, natomiast położenie minimum oznaczone '2' wyznacza Δm_{23}^2 (patrz także rys. 4.5, na którym przedstawiono teoretyczną krzywą oscylacyjną).

Oznacza to, iż w sposób jednoznaczny można zbadać zjawisko oscylacji neutrin analizując przypadki w dalekim detektorze eksperymentu MINOS, znając jednocześnie energię wiązki E oraz odległość L między samymi detektorami [8].



Rysunek 4.6: Wykresy ilustrujące zjawisko oscylacji ν_μ w eksperymencie MINOS w oparciu o Monte Carlo. Lewy: oczekiwany rozkład energii w dalekim detektorze, gdyby oscylacji nie było (czarna linia) oraz po jej zajściu (czarne punkty); prawy: krzywa oscylacyjna powstała w wyniku podzielenia wykresów z rysunku lewego [10]

Ekspertyment MINOS w dalszym ciągu zbiera dane powiększając zebraną już statystykę oraz udoskonalając analizę przypadków. W lipcu 2007 roku [12] ogłoszone zostały wyniki dotyczące parametrów oscylacji:

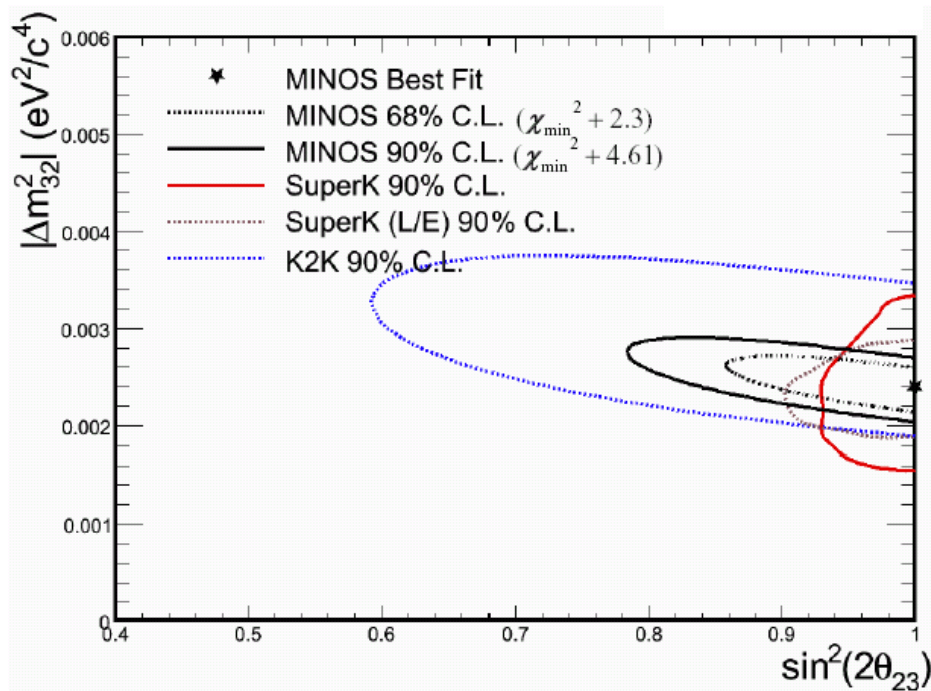
$$\Delta m_{23}^2 = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \cdot 10^{-3} eV^2$$

$$\sin^2 2\Theta_{23} = 1,00_{-0,08}$$

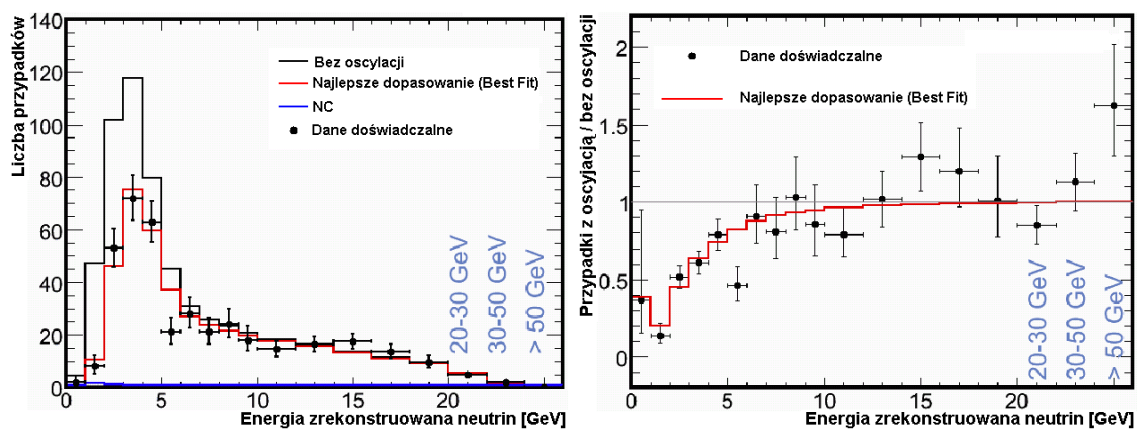
Powyższe wyniki bazują na statystyce $2,5 \cdot 10^{20}$ pot (ang. *Protons On Target*, protonów na tarczę).

Rysunek 4.7 przedstawia przestrzeń parametrów oscylacji z zaznaczonymi aktualnymi wynikami eksperymentu MINOS w porównaniu z wynikami dla eksperymentów Super-K oraz K2K. W chwili obecnej precyzja wyników MINOS'a jest większa niż w K2K, a w przypadku pomiaru Δm^2 lepsza niż w Super-K. W przyszłości wyniki te zostaną jeszcze bardziej poprawione.

Rysunek 4.8 przedstawia zmierzoną krzywą oscylacyjną w oparciu o dane eksperymentalne i jest odpowiednikiem rys. 4.6 dla MC.



Rysunek 4.7: Oficjalne wyniki eksperymentu MINOS z 19 lipca 2007 r. z wynikami dla eksperymentów Super-K oraz K2K [12]



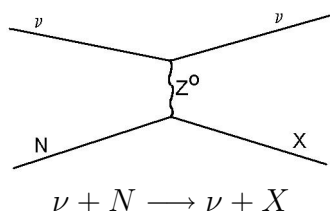
Rysunek 4.8: Wykresy ilustrujące zjawisko oscylacji ν_μ w eksperymencie MINOS. Lewy: rozkład energii przed i po oscylacji; prawy: krzywa oscylacyjna powstała w wyniku podzielenia wykresów z rysunku lewego [12]

Rozdział 5

ANALIZA

5.1 Typy oddziaływań neutrin z materią

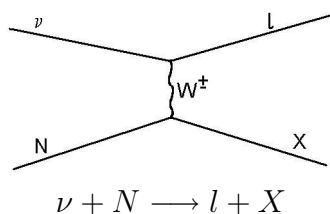
Neutrino mogą oddziaływać z materią jedynie słabo, czyli poprzez wymianę ciężkich bozonów pośredniczących. Spośród dwóch podstawowych typów, pierwszym jest oddziaływanie poprzez tzw. prądy neutralne (ang. *neutral current, NC*), czyli wymianę bozonu Z^0 [2].



gdzie ν oznacza neutrino, N jądro atomu biorące udział w oddziaływaniu, a X powstałą w jego wyniku kaskadę hadronową. Powyżej diagram Feynmana ilustrujący to oddziaływanie.

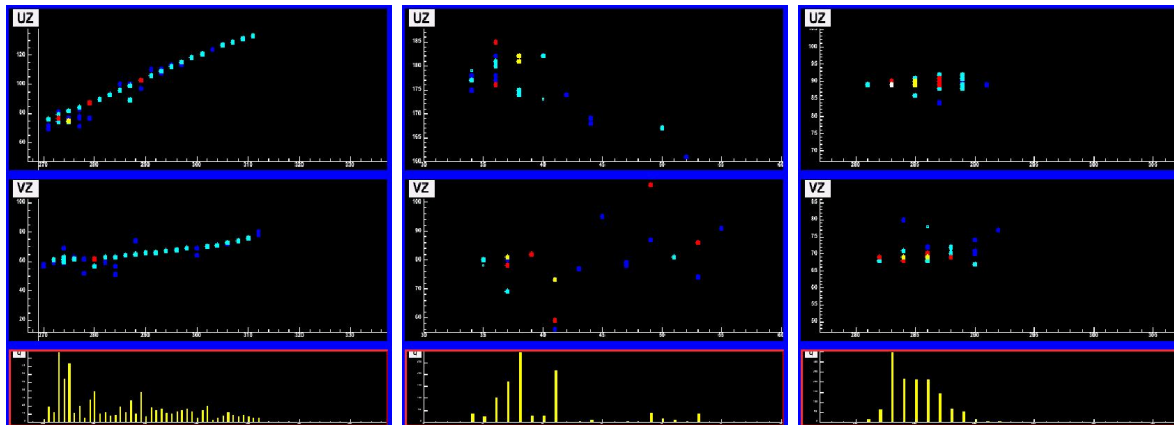
Podczas oddziaływania NC w detektorze widoczna jest tylko kaskada wyprodukowana w zdarzeniu, a samo neutrino jest niewidoczne. Obserwuje się jedynie skutki jego oddziaływania.

Drugim typem oddziaływania neutrin jest wymiana tzw. prądów naładowanych (ang. *charged current, CC*). W czasie tego zdarzenia wymieniany jest bozon W^+ lub W^- . Skutkiem jest zniknięcie neutrina i powstanie leptonu naładowanego.



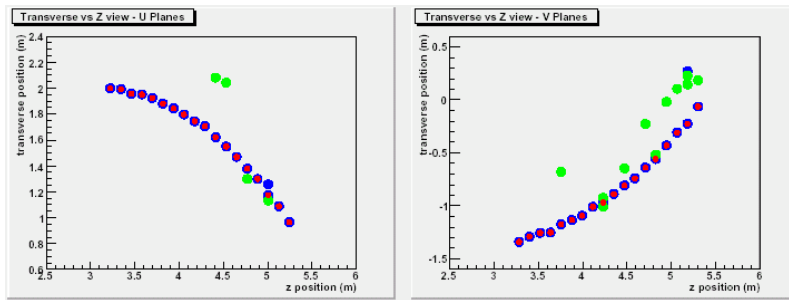
gdzie N oznacza jądro atomu biorące udział w oddziaływaniu, l oznacza naładowany lepton, a X oznacza kaskadę hadronową. Na podstawie zasady zachowania liczby leptonowej

nowopowstały lepton musi ją mieć taką samą, jak padające neutrino.

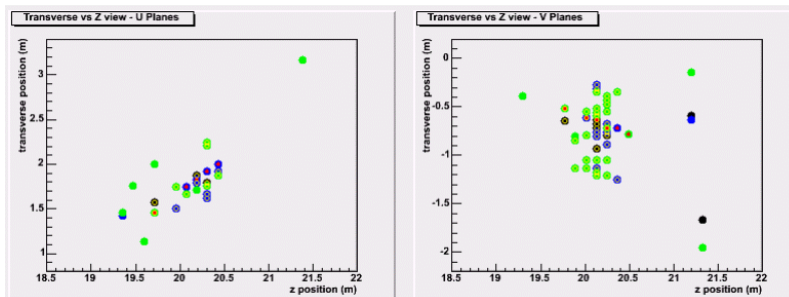


Rysunek 5.1: Przykłady wysymulowanych oddziaływań neutrin w MINOS'ie (FD). Kolejno od lewej: CC ν_μ , NC, CC ν_e . Na górze znajduje się przekrój przez płaszczyznę UZ, poniżej przez płaszczyznę VZ, a dolny histogram przedstawia rozkład zarejestrowanej energii w kolejnych płaszczyznach [10]

Na rysunku 5.1 podano trzy typowe oddziaływania w eksperymencie MINOS wysymulowane metodą Monte Carlo. Ilustracje pochodzą z oprogramowania obrazującego oddziaływania (program *Event Display*). Widoczne są dwa rzuty przestrzenne UZ i VZ oraz rozkład zarejestrowanego sygnału. Kolory reprezentują wielkość sygnału. Założono, iż wiązka neutrin biegnie z lewej strony. Pierwszy wykres z lewej jest przykładem oddziaływania CC neutrina mionowego. Widoczny jest charakterystyczny długi tor powstałego w oddziaływaniu CC mionu oraz niewielka kaskada hadronowa wokół punktu oddziaływania. Środkowy rysunek przedstawia oddziaływanie typu NC. Niemożliwe jest określenie jakiego typu było padające neutrino, gdyż efektem końcowym jest jedynie kaskada hadronowa. Ostatni rysunek przedstawia oddziaływanie CC neutrina elektronowego. Widoczna jest także sama kaskada, tym razem elektromagnetyczna, gdyż tor elektronu w stali wynosi kilka milimetrów, więc niemożliwe jest jego bezpośrednie zaobserwowanie [10] [12]. Kaskady elektromagnetyczne są krótsze, węższe i gęstsze [7] niż kaskady hadronowe, co jest podstawowym rozróżnikiem przypadków NC od CC ν_e . Analogiczna sytuacja przedstawiona jest na rysunkach 5.2 i 5.3, gdzie zilustrowany jest tor mionu oraz kaskady hadronowej za pomocą innej wersji aplikacji wizualizującej oddziaływania w detektorze. Przedstawiono rzeczywiste zdarzenia w detektorze. Oba oddziaływania zobrazowane są we współrzędnej poziomej wzdłuż osi detektora (ozn. Z) względem U oraz V.



Rysunek 5.2: Przykład rejestracji rzeczywistego mionu w FD przedstawiony za pomocą programu *Event Display* we współrzędnych $U(Z)$ i $V(Z)$. Kolorami oznaczono depozyt energii [26]



Rysunek 5.3: Przykład rejestracji rzeczywistej kaskady hadronowej w FD przedstawiony za pomocą programu *Event Display* we współrzędnych $U(Z)$ i $V(Z)$. Kolorami oznaczono depozyt energii [26]

5.2 Dane eksperymentalne - typy plików

Do analizy fizycznej dostępne są dwa typy danych z eksperymentu MINOS:

- dane właściwe
- symulacje Monte Carlo

Pliki z danymi właściwymi zawierają zbiór wielkości zarejestrowanych przez detektor. Pliki z symulacjami Monte Carlo zawierają fikcyjne dane - wynik symulacji oddziaływań neutrin z wiązki NuMI z materią detektora. Pliki Monte Carlo powstały w oparciu o generator przypadków neutrinowych NEUGEN3 oraz program symulujący odpowiedź detektora GEANT3 przy użyciu modelu GCALOR do modelowania oddziaływań hadronowych [8].

Obie grupy plików, dane właściwe oraz MC, dostępne są w dwóch typach: jako pliki z tzw. danymi surowymi (tzw. *RAW*) oraz jako pliki z danymi przetworzonymi (tzw. *Standard NTuple*, *SNTuple*). Typ *RAW* zawiera informacje wprost z detektora/symulatora, bez żadnej obróbki, natomiast *SNTuple* są już danymi gotowymi do analizy. Wszystkie pliki zapisane są w formacie TTree programu **root** (tzw. *NTuple*) [30] [1].

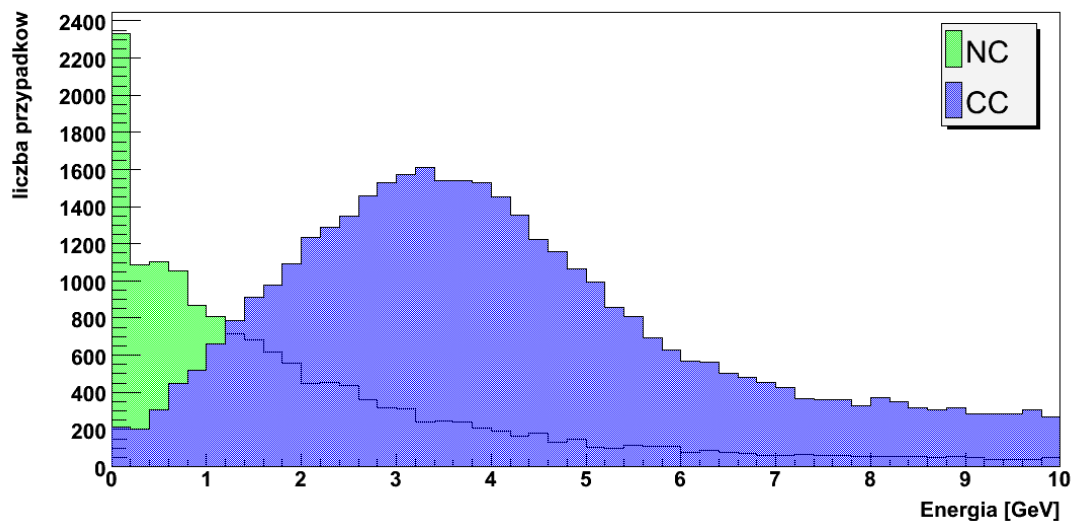
Dla potrzeb niniejszej pracy korzystano wyłącznie z plików Monte Carlo w formacie SNTTP dla dalekiego detektora. Dokładny opis i nazwy plików podane są w dodatkach B i C. O środowisku `root` napisano w Dodatku A.

5.3 Rozkłady zmiennych z plików SNTTP

Pliki typu SNTTP [30] zawierają dane w postaci drzewa (TTree) programu `root` [Dodatek A]. Każde drzewo posiada gałęzie, gałęzie posiadają liście, które z kolei są konkretnymi zmiennymi [1] [15] [33]. Jeden plik typu SNTTP zawiera dane dotyczące wielu zdarzeń - oddziaływań neutrin. Najczęściej liczba ta mieści się w granicach od 400 do 12000 przypadków na jeden plik.

W niniejszej analizie wykorzystano przypadki wysymulowanych oddziaływań neutrin w dalekim detektorze dla wiązki o niskiej energii (ang. *Low Energy, LE*) z włączonym polem magnetycznym. Wiązka LE jest najlepszym odzwierciedleniem oryginalnej wiązki neutrinowej rejestrowanej w detektorze [1].

Rozkład energii na statystyce 69685 przypadków (wiązka LE) dla oddziaływań CC i NC przedstawiony jest na rysunku 5.4. Przypadki NC stanowią 25% całości, z czego 75% NC znajduje się poniżej 4 GeV.

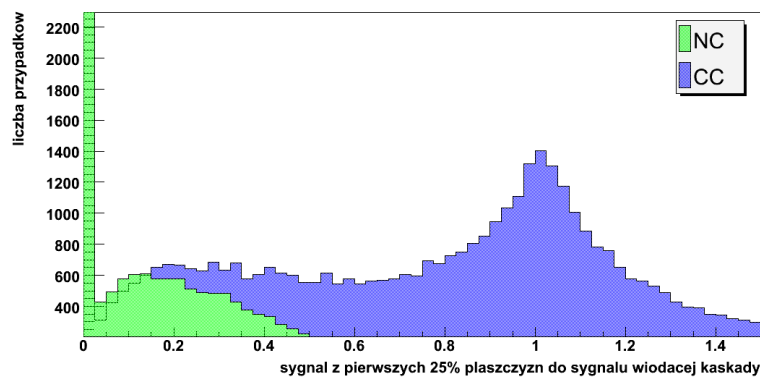


Rysunek 5.4: Widmo energetyczne przypadków CC i NC w dalekim detektorze

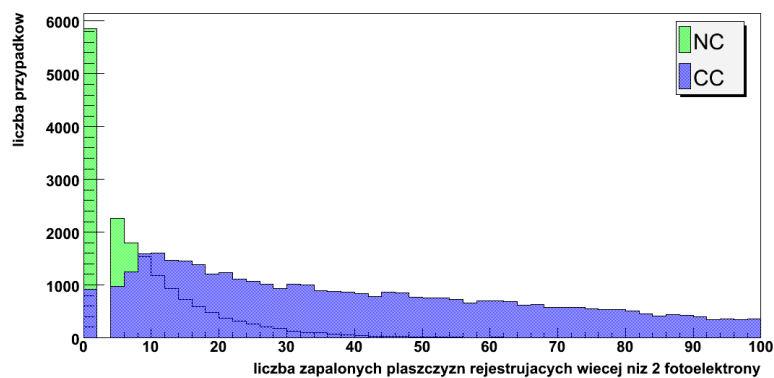
Przykładową gałęzią w pliku SNTTP, najczęściej używaną, jest `evthdr` zawierająca podstawowe dane o przypadku (tzw. nagłówek przypadku *event header*). Znajduje się w niej m.in. podgałąź `ph` (skrót od angielskiego *pulse height* = wysokość sygnału), a w niej zmienna `sigcor` mówiąca o sumie sygnałów ze wszystkich pasków scyntylicyjnych w danym przypadku po kalibracji detektora. Stosując konwencję plików SNTTP, pełną nazwę tej zmiennej zapisuje się jako `evthdr.ph.sigcor`.

Korzystając z wielkości zawartych w SNTP stworzono następujące trzy zmienne użyte w dalszej analizie danych:

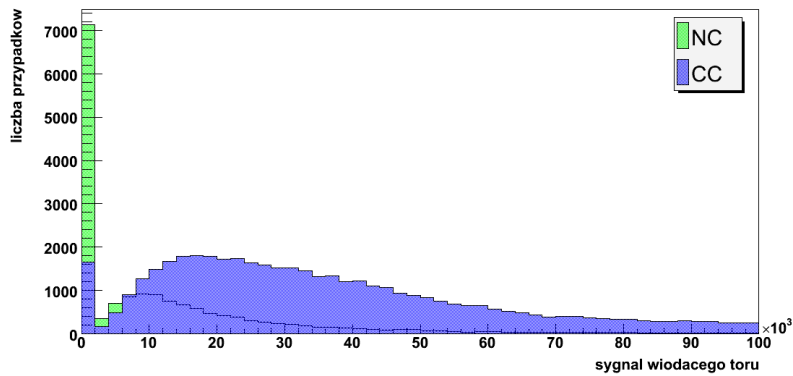
- zmienna 1: sygnał z pierwszych 25% płaszczyzn podzielony przez sygnał wiodącej (największej) kaskady (rys. 5.5)
- zmienna 2: liczba zapalonych płaszczyzn (długość przypadku) rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony (rys. 5.6)
- zmienna 3: sygnał wiodącego (największego) toru w jednostkach [sigcor] po kalibracji detektora (rys. 5.7)



Rysunek 5.5: Zmienna 1: sygnał z pierwszych 25% płaszczyzn podzielony przez sygnał wiodącej (największej) kaskady. Porównanie rozkładów dla przypadków CC i NC



Rysunek 5.6: Zmienna 2: liczba zapalonych płaszczyzn rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony. Porównanie rozkładów dla przypadków CC i NC



Rysunek 5.7: Zmienna 3: sygnał wiodącego toru w jednostkach [sigcor] po kalibracji detektora. Porównanie rozkładów dla przypadków CC i NC

Powyższe rozkłady przedstawiają wyniki dla symulacji Monte Carlo, w których typ przypadku CC/NC jest jednoznacznie określony poprzez wartość zmiennej `mc.iaction` [Dodatek D].

5.4 Algorytm selekcji

Głównym celem niniejszej pracy jest stworzenie algorytmu selekcyjnego przypadki NC i CC [Dodatek B]. Do tego celu niezbędne jest użycie wspomnianych już symulacji Monte Carlo. Tylko w ten sposób można jednoznacznie stwierdzić, czy dana selekcja jest poprawna czy nie - poprzez sprawdzenie, czy przypadki oznaczone jako kandydaci na dany typ CC/NC są nimi w rzeczywistości. Więcej na temat kryteriów oceny poprawności selekcji znajduje się w rozdziale 5.6.

Określenie, czy dany przypadek jest typu NC lub CC jest niezbędne do analizy oscylacji. W eksperymencie MINOS zjawisko oscylacji badane jest w oparciu o oddziaływania CC neutrin mionowych. Oprócz tego niezbędne jest także posiadanie informacji o przypadkach NC, które stanowią tło dla CC ν_μ .

W rozdziale 5.1 przedstawiono graficznie podstawowe różnice między oddziaływaniami NC i CC. W najprostszej wersji przypadek NC charakteryzuje jedna kaskada hadronowa. W oddziaływaniu CC ν_μ oprócz kaskady rejestrowany jest także tor mionu. Najprostszym kryterium rozdziału oddziaływań NC oraz CC ν_μ jest stwierdzenie, czy widoczny jest tor mionu czy nie. Problem pojawia się w przypadku neutrin niskoenergetycznych, kiedy to wyprodukowany mion posiada bardzo krótki tor nie wychodzący poza obręb kaskady hadronowej. Dodatkowym utrudnieniem może być także błędna rekonstrukcja sygnału, kiedy to np. w przypadku NC zostanie zrekonstruowany fikcyjny tor.

Na podstawie wymienionych w poprzednim podrozdziale zmiennych, opracowano tzw. *metodę cięć* selekcji przypadków CC i NC. Dzieli się ona na dwa oddzielne algorytmy: algorytm zoptymalizowany na samą selekcję CC oraz na samą selekcję NC. Na potrzeby niniejszej pracy powstał program komputerowy dokonujący selekcji przypadków i obrazujący wyniki w postaci histogramów i wykresów. Przeanalizowano 69685 wysymulowanych

przypadków MonteCarlo. Dokładny opis stworzonego programu znajduje się w dodatku B.

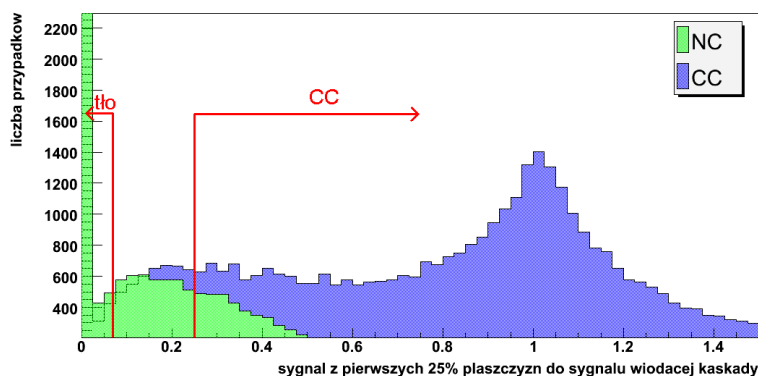
Schemat algorytmu selekcji z optymalizacją na CC:

- zmienna $1 \leq 0,07 \implies$ tło
- zmienna $1 \geq 0,25 \implies$ CC
- zmienna $2 \leq 9 \implies$ tło
- zmienna $2 \geq 14 \implies$ CC
- zmienna $3 \leq 8000 \implies$ tło
- zmienna $3 \leq 28000 \implies$ CC
- pozostałe przypadki oznaczone jako UNKNOWN (z angielskiego *nieznane*)

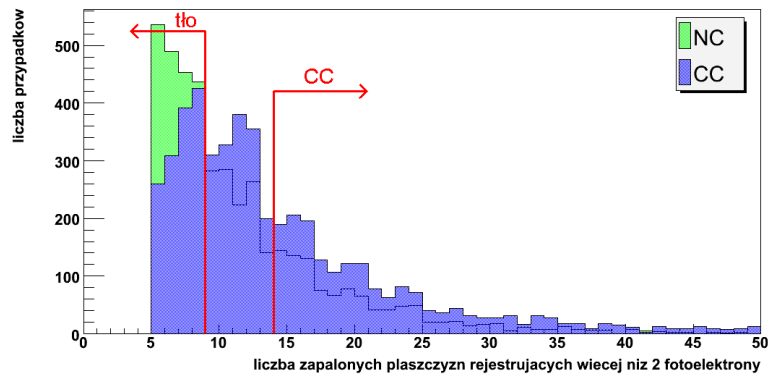
Dany przypadek zaklasyfikowany jest jako CC, gdy wartość kolejnej zmiennej dla przypadku spełnia postawiony warunek. W przeciwnym razie przechodzi do następnej zmiennej w celu dalszej analizy. Dlatego też po każdym następnym cięciu rozpatrywana jest już wiązka pomniejszona o liczbę przypadków zaklasyfikowanych jedno cięcie wcześniej.

Część oddziaływań, które ewidentnie nadają się na NC, oznaczono jako **tło**. Ma to na celu usunięcie wielu niepotrzebnych przypadków, które, przechodząc do następnego cięcia, istotnie utrudniałyby selekcję. Status przypadków tła oraz UNKNOWN jest taki sam, czyli są bezpowrotnie usuwane z danej analizy. Jest ich 22% spośród wszystkich przypadków, z czego sam status UNKNOWN ma tylko 0,005%.

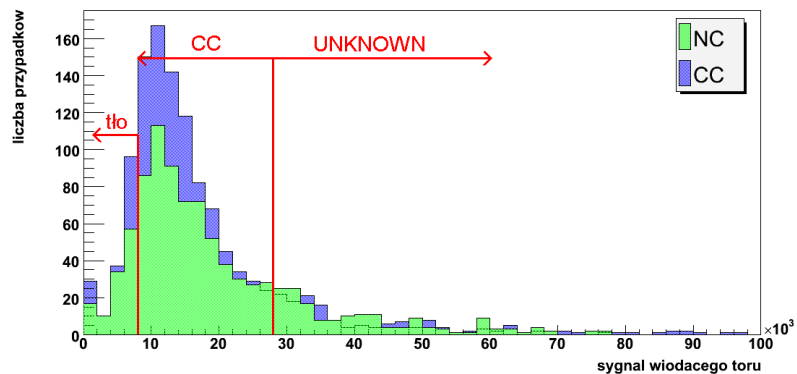
Wszystkie powyższe cięcia można zobrazować na histogramach poszczególnych zmiennych (rys. od 5.8 do 5.10). Wszystkie histogramy zostały wygenerowane tylko dla przypadków jeszcze nie zaklasyfikowanych.



Rysunek 5.8: Zmienna 1: sygnał z pierwszych 25% płaszczyzn podzielony przez sygnał wiodącej kaskady



Rysunek 5.9: Zmienna 2: liczba zapalonych płaszczyzn rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony po poprzednich cięciach



Rysunek 5.10: Zmienna 3: sygnał wiodącego toru po poprzednich cięciach

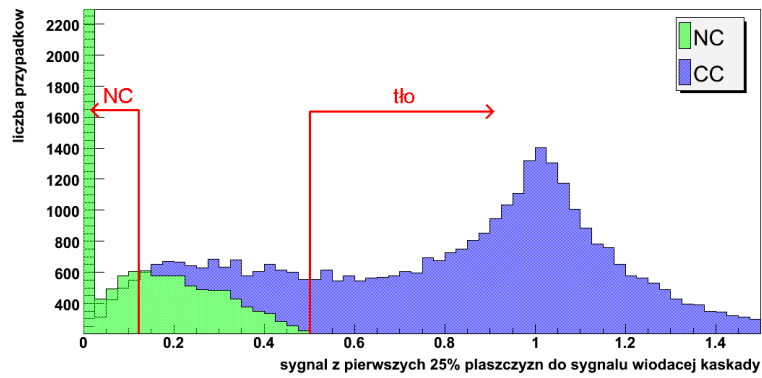
Na powyższych histogramach czerwoną kreską oznaczono miejsce cicia na danej zmiennej. Obszar zaznaczony strzałką został przez algorytm zaklasyfikowany jako CC, tło lub UNKNOWN.

Schemat algorytmu selekcji z optymalizacją na NC:

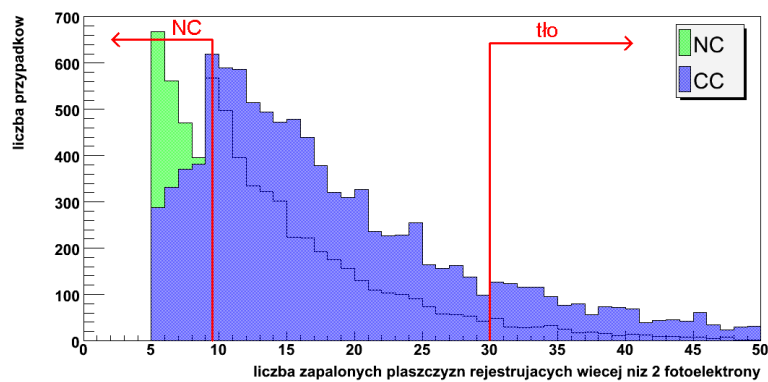
- zmienna 1 $\geq 0,5 \implies$ tło
- zmienna 1 $\leq 0,12 \implies$ NC
- zmienna 2 $\geq 30 \implies$ tło
- zmienna 2 $\leq 9,5 \implies$ NC
- (zmienna 3 ≤ 7000 lub zmienna 3 ≥ 69000) \implies NC
- pozostałe przypadki oznaczone jako UNKNOWN

Przypadków oznaczonych jako tło jest 60%, a jako UNKNOWN 13%.

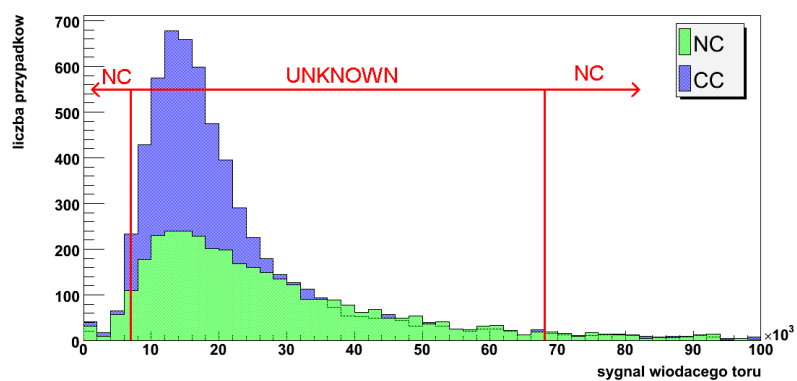
Stosując analogiczną metodę jak w przypadku optymalizacji na CC, zobrazowano miejsca cięć na rys. od 5.11 do 5.13.



Rysunek 5.11: Zmienna 1: sygnał z pierwszych 25% płaszczyzn podzielony przez sygnał wiodącej kaskady



Rysunek 5.12: Zmienna 2: liczba zapalonych płaszczyzn rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony po poprzednich cięciach



Rysunek 5.13: Zmienna 3: sygnał wiodącego toru po poprzednich cięciach

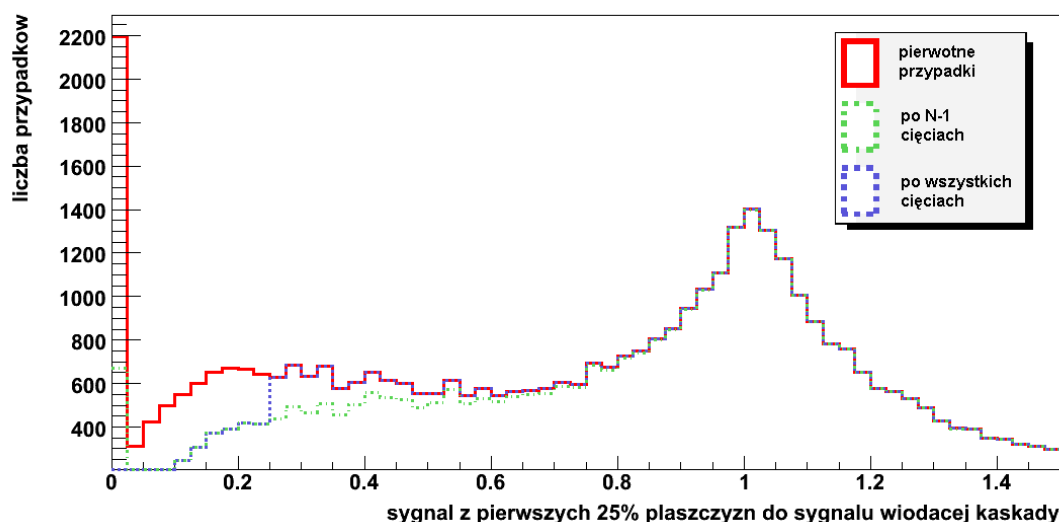
5.5 Histogramy N-1

Dla wszystkich analizowanych zmiennych sporządzono tzw. histogramy **N-1**. Zawierają one trzy typy danych: rozkład wszystkich przypadków danego typu (NC/CC) na podstawie zmiennej `evthdr.mc.iaction` (rozdz. 5.3), rozkład przypadków poprawnie zakwalifikowanych po wszystkich N cięciach algorytmu selekcji oraz liczbę przypadków poprawnie zakwalifikowanych po N-1 cięciach (po usunięciu cięcia na badanej zmiennej). Jeśli wykresy po N i N-1 cięciach nie będą się różniły, wówczas oznacza to, iż dana zmienna nic nie wnosi do selekcji i jest zbędna w analizie.

W celu podniesienia jakości testu **N-1**, dla każdej zmiennej sporządzone zostały dodatkowe histogramy zawierające rozkłady przypadków niepoprawnie zaklasyfikowanych po N i N-1 cięciach.

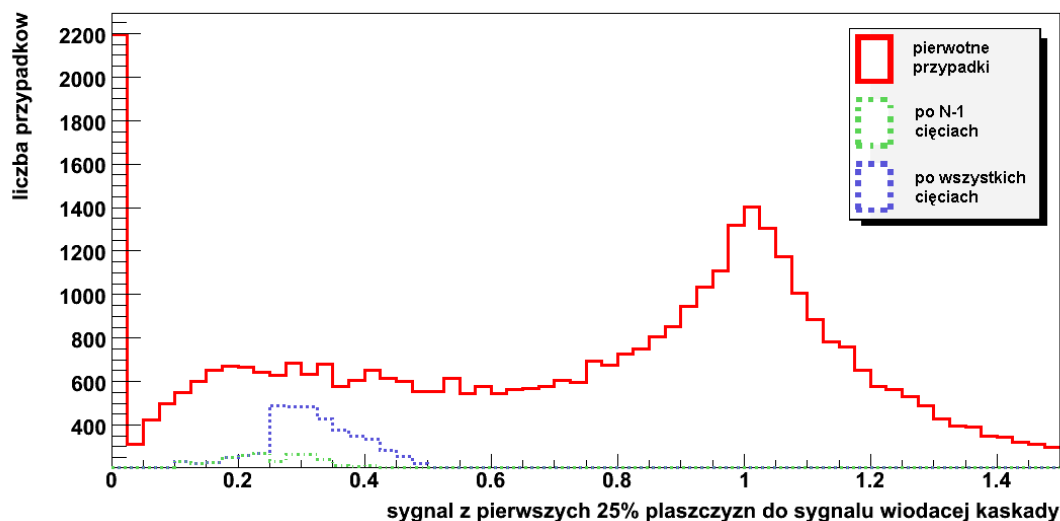
Na podstawie analizy histogramów N-1 wybrano omawiane trzy zmienne (rozdz. 5.3) spośród wszystkich pozostałych.

Histogramy N-1 dla selekcji zoptymalizowanej na CC dla przykładowo wybranej¹ zmiennej nr 1 znajdują się na rysunkach 5.14 i 5.15.



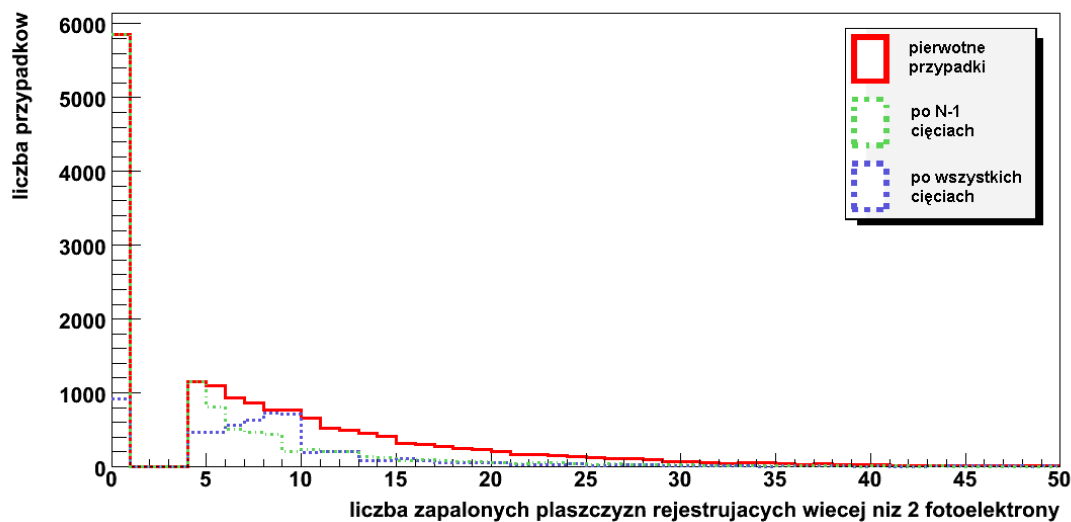
Rysunek 5.14: Histogram N-1 dla zmiennej nr 1 - przypadki poprawnie zaklasyfikowane dla selekcji zoptymalizowanej na CC. Czerwoną ciągłą linią oznaczono pierwotną ilość przypadków, zieloną przerywaną (jaśniejszą) ilość przypadków po N-1 cięciach, a niebieską przerywaną po wszystkich cięciach

¹pełen zestaw histogramów N-1 dla wszystkich zmiennych znajduje się w Dodatku E

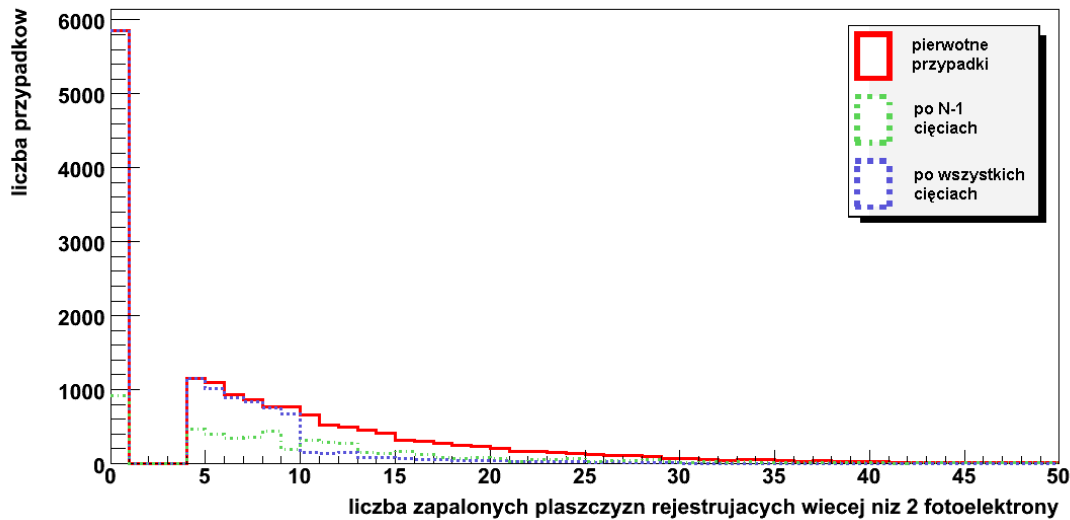


Rysunek 5.15: Histogram N-1 dla zmiennej nr 1 - przypadki niepoprawnie zaklasyfikowane dla selekcji zoptymalizowanej na CC. Czerwoną ciągłą linią oznaczono pierwotną ilość przypadków, zieloną przerywaną (jaśniejszą) ilość przypadków po N-1 cięciach, a niebieską przerywaną po wszystkich cięciach

Histogramy N-1 dla selekcji zoptymalizowanej na NC dla przykładowo wybranej zmiennej nr 2 znajdują się na rysunkach 5.16 i 5.17.



Rysunek 5.16: Histogram N-1 dla zmiennej nr 2 - przypadki poprawnie zaklasyfikowane. Czerwoną ciągłą linią oznaczono pierwotną ilość przypadków, zieloną przerywaną (jaśniejszą) ilość przypadków po N-1 cięciach, a niebieską przerywaną po wszystkich cięciach



Rysunek 5.17: Histogram N-1 dla zmiennej nr 2 - przypadki niepoprawnie zaklasyfikowane. Czerwoną ciągłą linią oznaczono pierwotną ilość przypadków, zieloną przerywaną (jaśniejszą) ilość przypadków po N-1 cięciach, a niebieską przerywaną po wszystkich cięciach

Na podstawie powyższych histogramów N-1 widać, iż podane zmienne są w selekcji niezbędne. W pewnych obszarach wykresy po N i N-1 cięciach są identyczne - w tym przypadku obszar ten jest poza granicą cięcia. Z kolei przyglądając się obszarowi objętemu danym cięciem zauważyć można różnice między przerywanymi liniami. Oznacza to, iż dana zmienna wnosi istotny wkład do selekcji.

5.6 Czystość, efektywność i moc separacji

Do oceny jakości algorytmu selekcji służą m.in. dwie wielkości: czystość (Pur) oraz efektywność (Eff) [1] [10]. Wielkości te definiuje się jako:

$$Pur = \frac{N_{true}}{N_{true} + N_{false}}$$

$$Eff = \frac{N_{true}}{N_{all}}$$

gdzie N_{true} oznacza ilość poprawnie wyselekcjonowanych przypadków, N_{false} ilość niepoprawnie wyselekcjonowanych przypadków, N_{all} oznacza ilość wszystkich przypadków Monte Carlo.

W celu uproszczenia zapisu, wielkości Pur i Eff można zapisać w postaci:

$$Pur = \frac{n}{n + m}$$

$$Eff = \frac{n}{N}$$

W szczególności na tej podstawie można wyznaczyć błędy czystości i efektywności z rozkładu dwumianowego:

$$\Delta Pur = \sqrt{\frac{Pur(1 - Pur)}{n + m}}$$

$$\Delta Eff = \sqrt{\frac{Eff(1 - Eff)}{N}}$$

Na podstawie powyższych wzorów wyznaczono słupki błędów na wykresach czystości i efektywności (rys. 5.18 i 5.19).

Innym wyznacznikiem stopnia poprawności działania algorytmu selekcji jest tzw. moc separacji S (ang. *separation power*) zdefiniowana jako:

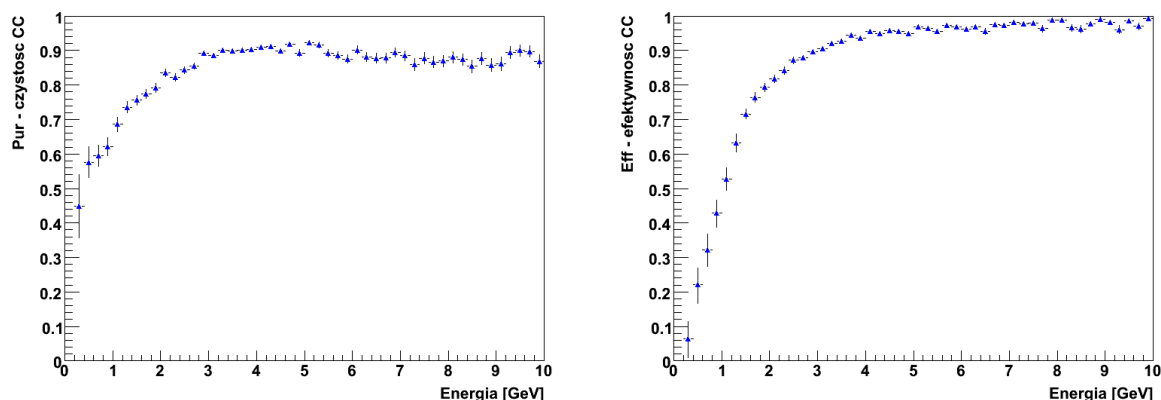
$$S = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_t} = \frac{\frac{N_{s,wyselekcjonowane}}{N_{s,calkowite}}}{\frac{N_{t,wyselekcjonowane}}{N_{t,calkowite}}}$$

gdzie $N_{s,wyselekcjonowane}$ to liczba wyselekcjonowanych przypadków sygnału, $N_{s,calkowite}$ to całkowita liczba przypadków sygnału, $N_{t,wyselekcjonowane}$ liczba wyselekcjonowanych przypadków tła, oraz $N_{t,calkowite}$ to całkowita liczba przypadków tła. Innymi słowy licznik stanowi efektywność liczenia sygnału, a mianownik to stosunek liczby przypadków tła zaklasyfikowanych jako sygnał w danym cięciu do ilości wszystkich przypadków tła. Pojęcie sygnału i tła jest subiektywne. W przypadku, gdy rozpatrywana jest selekcja CC, wówczas sygnałem są przypadki CC, a tłem NC. W przypadku selekcji NC jest na odwrót.

W rozpatrywanej metodzie selekcji przypadków CC i NC za pomocą cięć, moce separacji wynoszą kolejno:

- $S_{CC} = 2,36 \pm 0,04$
- $S_{NC} = 5,59 \pm 0,07$

Histogramy czystości i efektywności w zależności od energii zmierzonej w detektorze dla selekcji zoptymalizowanej na CC zamieszczono na rysunku 5.18.

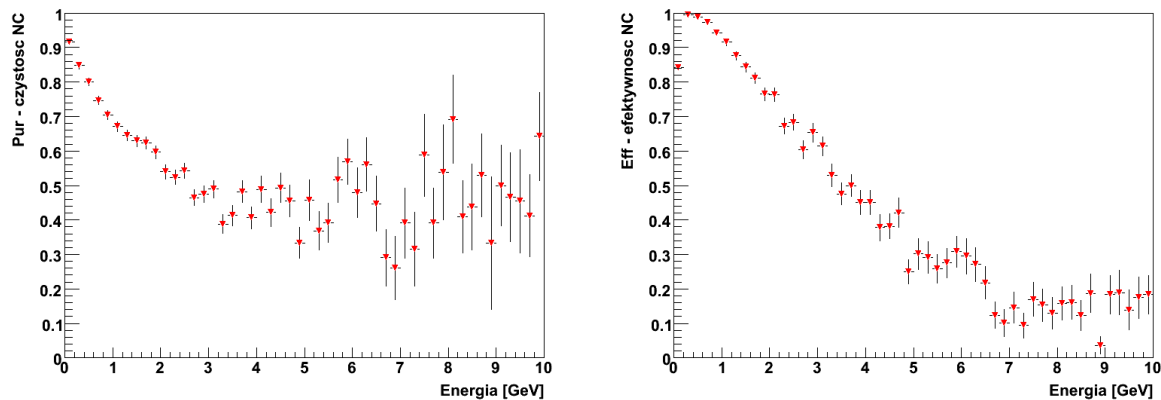


Rysunek 5.18: Czystość (lewy) i efektywność (prawy) dla przypadków CC w zależności od energii [GeV]

Średnie wartości czystości i efektywności dla selekcji CC:

- Czystość CC = $87\% \pm 1\%$
- Efektywność CC = $91\% \pm 1\%$

Dla selekcji zoptymalizowanej na NC wykresy Pur i Eff przedstawiono na rys. 5.19.



Rysunek 5.19: Czystość (lewy) i efektywność (prawy) dla przypadków NC w zależności od energii [GeV]

Średnie wartości czystości i efektywności dla selekcji NC:

- Czystość NC = $65\% \pm 2\%$
- Efektywność NC = $71\% \pm 2\%$

Z rysunku 5.4 wynika, iż większość (59%) przypadków posiada energię mniejszą niż 5 GeV. W związku z tym wykresy 5.18 i 5.19 należy analizować głównie w tym obszarze.

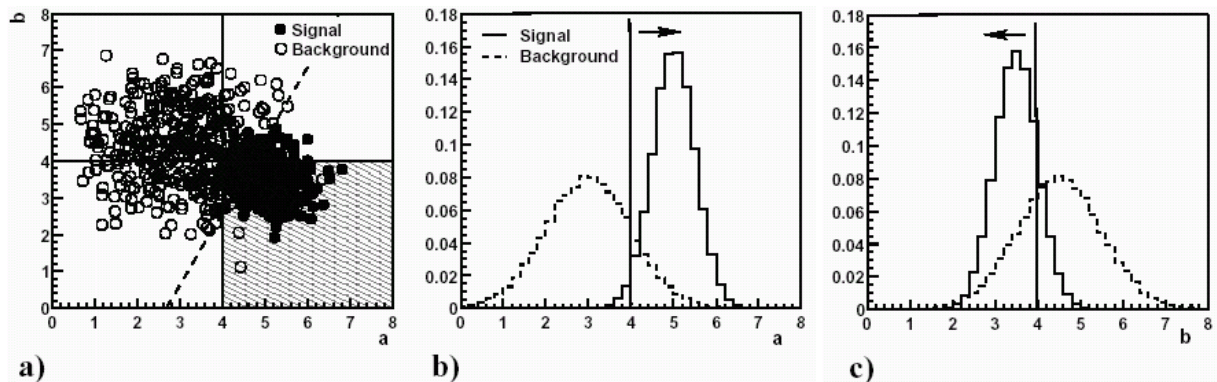
Otrzymane wartości czystości i efektywności są dobre zważywszy fakt, iż do selekcji użyto trzech relatywnie prostych zmiennych. Dla niskich energii ($< 2\text{GeV}$) wyraźnie dobra (Pur i Eff powyżej 60%) jest selekcja NC, natomiast dla większych energii ($> 3\text{GeV}$) czystość i efektywność selekcji zoptymalizowanej na CC wynosi ponad 85%. Odpowiednio modyfikując algorytm i zmieniając miejsca cięć, można otrzymać lepsze wartości czystości kosztem efektywności i na odwrót.

Selekcja NC jest wyraźnie gorsza niż CC. Powodem jest bardzo trudna separacja przypadków typu NC. W obszarze niskich energii (a NC głównie tam się znajdują) przypadki typu NC niewiele się różnią od CC, kiedy to mion praktycznie nie opuszcza towarzyszącej mu kaskady (patrz rozdz. 5.1).

5.7 Metoda wieloparametryczna RS

Metoda wieloparametryczna oparta o algorytm Range Searching (zwana dalej metodą RS) selekcji CC i NC polega na klasyfikacji przypadków w wielu wymiarach jednocześnie [17] [18] [19]. Poniżej przedstawiony został przykład dwuwymiarowy.

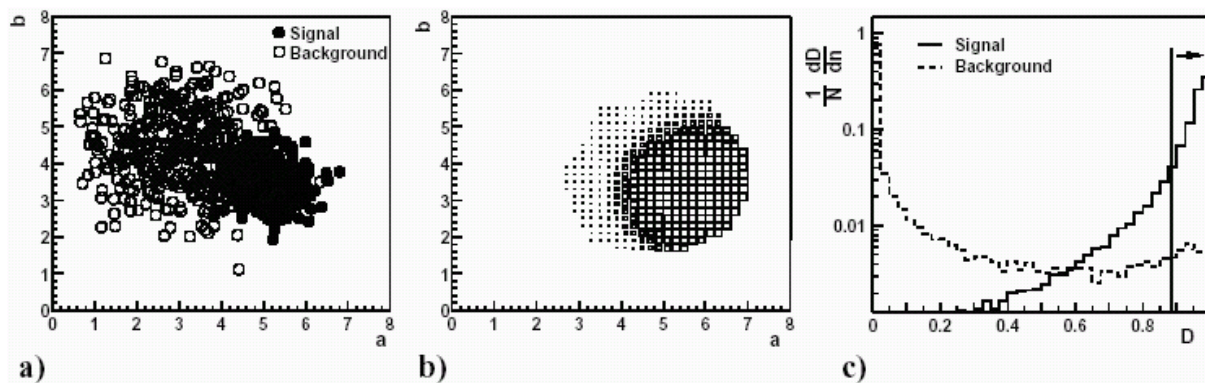
Rozważmy pewien rozkład przypadków na płaszczyźnie we współrzędnych a-b (rys. 5.20a). Na rysunkach 5.20b oraz 5.20c widać rzuty przypadku na daną oś w formie histogramu. Jest to klasyczny przykład metody cięć, kiedy to klasyfikujemy przypadki sygnału (ang. *signal*, ciągła linia) od tła (ang. *background*, linia przerywana) w oparciu o pojedynczą zmienną. Cięcia zaznaczono pionową kreską i strzałką. Dzięki temu wyselekcjonowany został obszar oznaczony na rys. 5.20a na szaro. Widać zatem, jak duża część przypadków sygnału jest tracona. Gdyby zastosować cięcie z uwzględnieniem dwóch wymiarów (linia przerywana na rys. 5.20a), czystość i efektywność selekcji mogłaby wzrosnąć.



Rysunek 5.20: a) dwuwymiarowy rozkład przypadków tła (ang. *background*) i sygnału (ang. *signal*) z zaznaczoną linią przerywaną cięciem; b) rzut rozkładu na oś **a**; c) rzut rozkładu na oś **b** [17]

Metoda RS polega na znalezieniu i analizie mapy rozkładu gęstości prawdopodobieństwa występowania przypadków tła i sygnału. Każdemu rozkładowi (rys. 5.21a) przypisać można pewną mapę prawdopodobieństwa znalezienia sygnału (rys. 5.21b). Na tej pod-

stawie sporządzić można rozkład funkcji prawdopodobieństwa D (rys. 5.21c) w oparciu o który, dokonując jednego cięcia, można odseparować przypadki tła od sygnału.



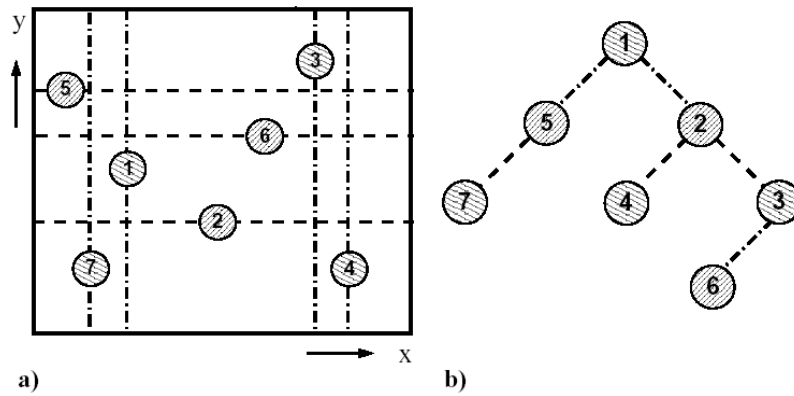
Rysunek 5.21: a) dwuwymiarowy rozkład przypadków tła (ang. *background*) i sygnału (ang. *signal*); b) odpowiadający mu rozkład prawdopodobieństw występowania sygnału (rozmiar punktu); c) rozkład zmiennej dyskryminującej D z zaznaczonym cięciem [17]

W niniejszej metodzie zastosowano tzw. algorytm Range Searching² (z angielskiego *przeszukiwanie zakresu*), skąd skrót RS. Został on sprawdzony i wykorzystany między innymi do analizy danych w niemieckim ośrodku badań jądrowych DESY w Hamburgu. Charakteryzuje się przede wszystkim bardzo szybkim i sprawnym przeszukiwaniem przypadków oddziaływań, co jest niezwykle istotne, gdy ich liczba przekracza kilkadziesiąt tysięcy.

W celu zastosowania tej metody do separacji przypadków CC i NC w eksperymencie MINOS, w pierwszej kolejności należy stworzyć tzw. wzorzec, którym są dwa pliki binarne (osobno dla CC i NC) zawierające informacje o każdym przypadku po kolei w postaci wartości trzech zmiennych (współrzędnych) - tych samych, które były użyte w metodzie cięć (rozdz. 5.4). Dokładny algorytm programu do tworzenia wzorca znajduje się w dodatku C. Dla potrzeb niniejszej pracy stworzono oba pliki dla 220000 przypadków MonteCarlo. Duża statystyka jest niezbędna dla prawidłowego działania programu, gdzie liczy się duża gęstość przypadków. Każdy wczytany przypadek jest ściśle określony w przestrzeni trzech zmiennych wejściowych poprzez ich wartości. Cała przestrzeń podzielona jest na charakterystyczne komórki o objętości V . Ich rozmiar musi być tak dobrany, aby średnia liczba przypadków przypadających na jedną komórkę nie powodowała zaburzeń. Mniejsza niż 20 wartość spowodowałaby znaczący wzrost znaczenia fluktuacji statystycznych i spadek jakości selekcji. Z kolei efektem za wysokiej liczby przypadków jest zbyt niska rozdzielczość, co również osłabia selekcję [17] [18] [19].

Mając gotowy wzorzec można przejść do właściwego algorytmu. Na początku należy wczytane przypadki z plików wzorcowych o zadanych zmiennych-współrzędnych uszeregować w drzewach.

²Dokładny opis algorytmu oraz kod źródłowy wykorzystanego w niniejszej pracy programu dostępne są na stronie internetowej www.desy.de/~koblitz



Rysunek 5.22: Ilustracja obrazująca ideę działania algorytmu do szeregowania przypadków w przestrzeni zmiennych x - y (a) w odpowiednim drzewie binarnym w zależności od wartości współrzędnych x i y (b) [17]

Na rysunku 5.22 przedstawiono sposób ustawienia siedmiu przykładowych przypadków w drzewie binarnym (5.22b). Każdy przypadek posiada współrzędne, dzięki którym może zostać przedstawiony w postaci punktu w przestrzeni x i y (rys. 5.22a). Użycie tego przykładu ma na celu objaśnienie idei działania algorytmu, gdyż we właściwej selekcji CC/NC wykorzystane są trzy zmienne. Pierwszy przypadek przykładowy $e_1(x, y)$ (kolejność występowania w pliku wzorcowym) staje się automatycznie głównym węzłem drzewa (5.22b). Drugi przypadek $e_2(x, y)$ posiada większą współrzędną x niż e_1 , co powoduje utworzenie nowego węzła e_2 poniżej na prawo od e_1 . Gdyby współrzędna ta była niższa, wówczas nowopowstały węzeł znajdowałby się z lewej strony drzewa. Kolejny węzeł, $e_3(x, y)$, również posiada większą współrzędną x niż węzeł e_1 , więc powinien być także przyłączony na prawo od e_1 . Jednak pozycja ta jest już zajęta przez e_2 , więc porównuje się współrzędne y między przypadkami e_2 i e_3 . Węzeł e_3 posiada większe y niż e_2 , więc dołączany jest poniżej na prawo od węzła e_2 . W przeciwnym wypadku e_3 byłby przyłączony na lewo. Rozumując analogicznie, algorytm porządkuje wszystkie przypadki po kolei w drzewa, osobno dla NC i osobno dla CC, poprzez porównywanie współrzędnych x i y (w ogólności może być dowolna liczba współrzędnych). Każde drzewo składa się z pięter, w którym rozpatrywane są najpierw współrzędne x , później y , następnie ponownie x i tak dalej. Całkowity czas potrzebny do wypełnienia drzewa wyraża się wzorem $\sim \log(i!)$, gdzie i oznacza ilość węzłów [17]. Po utworzeniu obu drzew na podstawie danych z dwóch plików wzorcowych (w naszym przypadku użyto 3 współrzędnych), program przechodzi do analizy właściwej.

W dalszej kolejności, stosując algorytm podobny do metody cięć, wczytujemy po kolei przypadki, które chcemy zakwalifikować jako CC bądź NC. Dla potrzeb niniejszej pracy użyto ok. 57000 przypadków MonteCarlo. Należy zwrócić uwagę, iż przypadki te muszą być różne od tych użytych do tworzenia wzorca. Po wczytaniu danego przypadku i ustaleniu jego współrzędnych (trzech zmiennych wejściowych), rozpoczyna się przeszukiwanie drzew zawierającego przypadki wzorcowe. Algorytm ten jest analogiczny do algorytmu szeregującego przypadki w drzewach. Następuje przeszukiwanie drzew poprzez porównywanie współrzędnych x , y i z z szybkością $\sim \log(n)$, gdzie n oznacza liczbę węzłów (tożsamą z liczbą przypadków MonteCarlo w plikach wzorcowych). Algorytm znajduje przypadki w obszarze V wokół danego punktu i zlicza liczbę przypadków CC oraz NC.

Na podstawie stosunku ilości oddziaływań CC do NC określa się zmienną ℓ :

$$\ell = \frac{\text{ilość CC w obszarze V}}{\text{ilość NC w obszarze V}}$$

Na podstawie zmiennej ℓ wyznacza się prawdopodobieństwo znalezienia przypadku D w danej komórce V:

$$D = \frac{\ell}{1 + \ell}$$

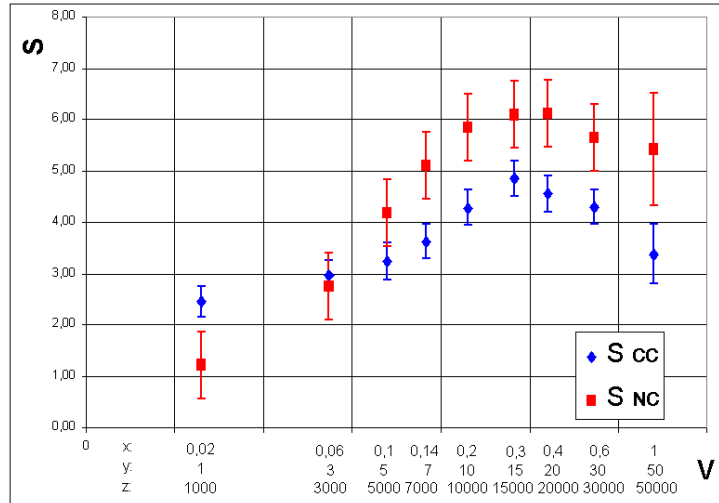
Stosując w algorytmie pętlę po wszystkich wczytywanych przypadkach, otrzymujemy dla każdego indywidualną wartość D w oparciu o drzewo wzorcowe. Selekcję sygnału (CC) od tła (NC) uzyskuje się za pomocą jednego cięcia na rozkładzie D. W sytuacji, gdy liczba przypadków sygnału i/lub tła w komórce V jest za mała, wówczas D przyjmuje domyślną wartość 0, 0.5 lub 1.

5.8 Analiza metody RS

W celu użycia metody RS do selekcji przypadków CC i NC w eksperymencie MINOS, należy dobrać optymalne parametry wejściowe: rozmiar komórki V, ilość przypadków w plikach wzorcowych oraz konkretne miejsca cięć na zmiennej D. W niniejszym podrozdziale dokonano optymalizacji algorytmu w oparciu o wspomniane wielkości.

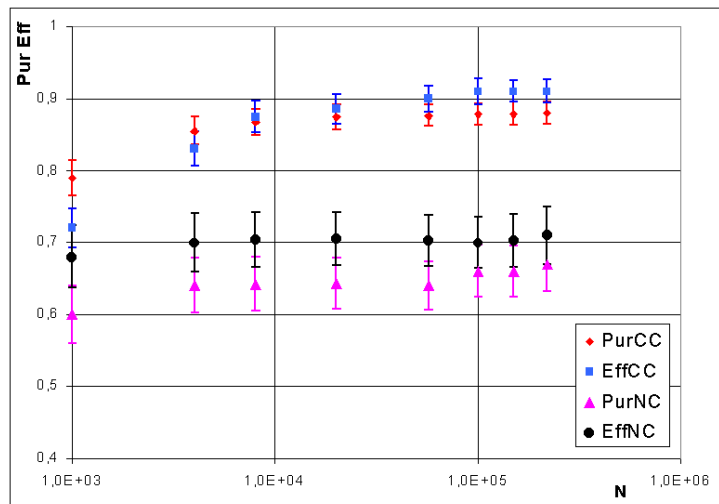
Początkowo przeprowadzono analizę mocy separacji S w zależności od rozmiaru komórki V przy równomiernym zwiększaniu wszystkich boków (rys. 5.23). Do tego celu z każdej zmiennej wybrano pewien obszar charakterystyczny - kolejno 2, 1000 i 100000 począwszy od zera. Jest to obszar, w którym rozkład danej zmiennej posiada najbardziej charakterystyczny kształt, przy którym dobrze rozróżnia się przypadki CC i NC (patrz rys. 5.5, 5.6 i 5.7). Na osi poziomej rysunku 5.23 zaznaczono poszczególne wartości wszystkich trzech zmiennych - długości boków V - jako jednakowe wartości procentowe odpowiadającym im obszarów charakterystycznych. Wartości te zostały dobrane kolejno jako 1%, 3%, 5%, 7%, 10%, 15%, 20%, 30% i 50% obszaru charakterystycznego.

Na rysunku 5.23 widoczny jest wyraźny wzrost mocy separacji S wraz ze wzrostem objętości V do pewnego momentu, po którym selekcja zaczyna słabnąć. Analiza ta została przeprowadzona przy stałych efektywnościach CC i NC równych odpowiednio 85% i 70%. Maksimum S, zarówno dla selekcji CC jak i NC, odpowiada użytej komórce o objętości $V = 0,3 \times 15 \times 15000$. Jej boki stanowią 15% długości obranego obszaru charakterystycznego. Ten właśnie rozmiar komórki został uznany za najbardziej optymalny i użyty w dalszej analizie.



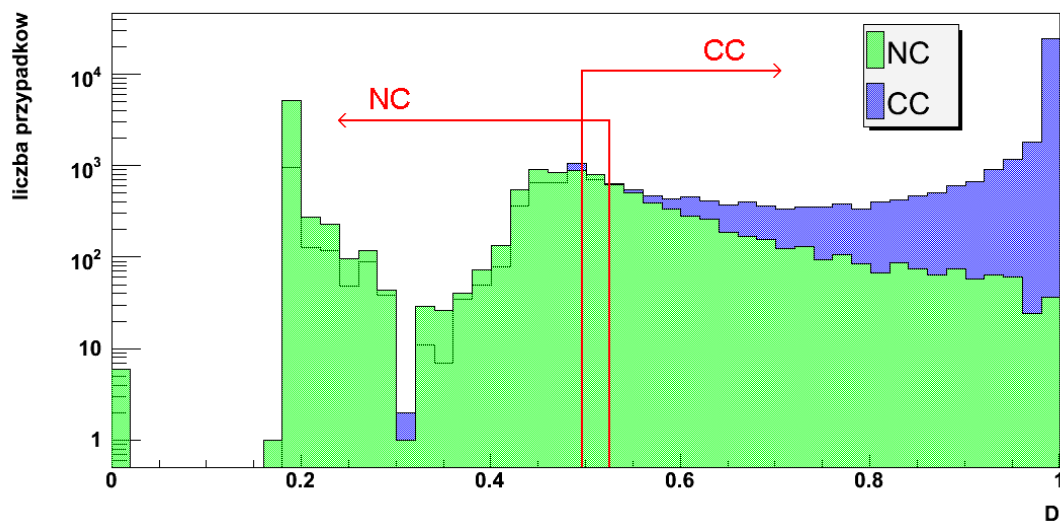
Rysunek 5.23: Moc separacji S w zależności od rozmiaru komórki V dla CC i NC. Na osi poziomej podano poszczególne składowe komórki V: x , y oraz z odpowiadające kolejnym zmiennym wejściowym

W dalszej kolejności przeprowadzono analizę jakości selekcji w zależności od liczby N przypadków w dwóch plikach wzorcowych. Na rys. 5.24 przedstawiono czystość i efektywność w zależności od N przy stałych miejscach cięcia na D oraz stałej komórce $V = 0,3 \times 15 \times 15000$. Dla małej wartości N selekcja jest nieco słabsza i rośnie wraz ze wzrostem N. Wyraźniej jest to widoczne w przypadku selekcji CC. Dla dużych wartości zmiennej N wartości Pur i Eff są praktycznie stałe. W dalszej analizie użyto $N=220000$ (ostatni punkt na 5.24) przypadków w plikach wzorcowych.



Rysunek 5.24: Czystość i efektywność dla CC i NC w zależności od liczby N przypadków w plikach wzorcowych

Ostatnim niezbędnym do ustalenia parametrem wejściowym metody RS jest miejsce cięcia na histogramie D^3 rozróżniające przypadki CC i NC (rys. 5.25).

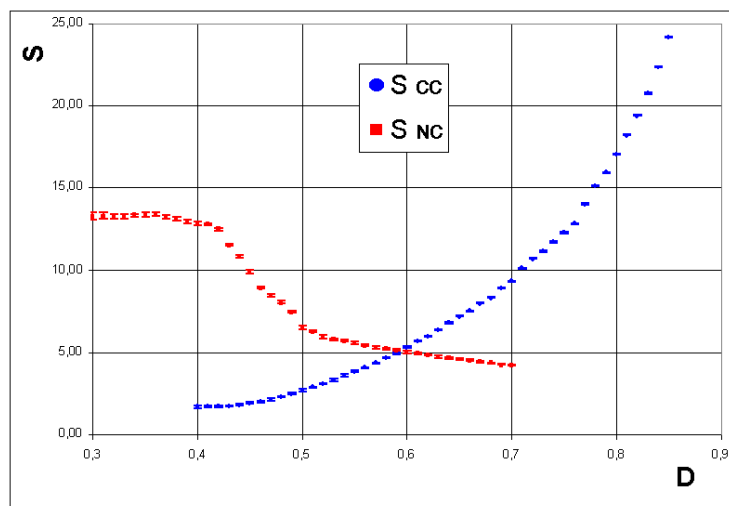


Rysunek 5.25: Rozkład prawdopodobieństwa D znalezienia przypadku CC/NC dla około 57000 przypadków MC

Rozkład zmiennej D posiada dwa główne maksima: dla $D=1$ i ok. $D=0,2$. Pierwsze z nich zawiera prawie wyłącznie przypadki CC, natomiast drugi pik głównie NC. Użyto tych samych trzech zmiennych wejściowych, co w metodzie cięć.

Na rysunku 5.26 przedstawiono zależność mocy separacji od miejsca cięcia na D przy stałej objętości $V = 0,3 \times 15 \times 15000$. Widać, iż S_{CC} staje się coraz lepsze dla rosnącej wartości cięcia D . Z drugiej strony moc separacji S_{NC} rośnie dla coraz mniejszych wartości D .

³Dokładny opis algorytmu obliczającego D znajduje się w [17], [18] oraz dodatku C



Rysunek 5.26: Moc separacji S w zależności od cięcia na funkcji prawdopodobieństwa D dla CC i NC przy stałej objętości $V = 0,3 \times 15 \times 15000$

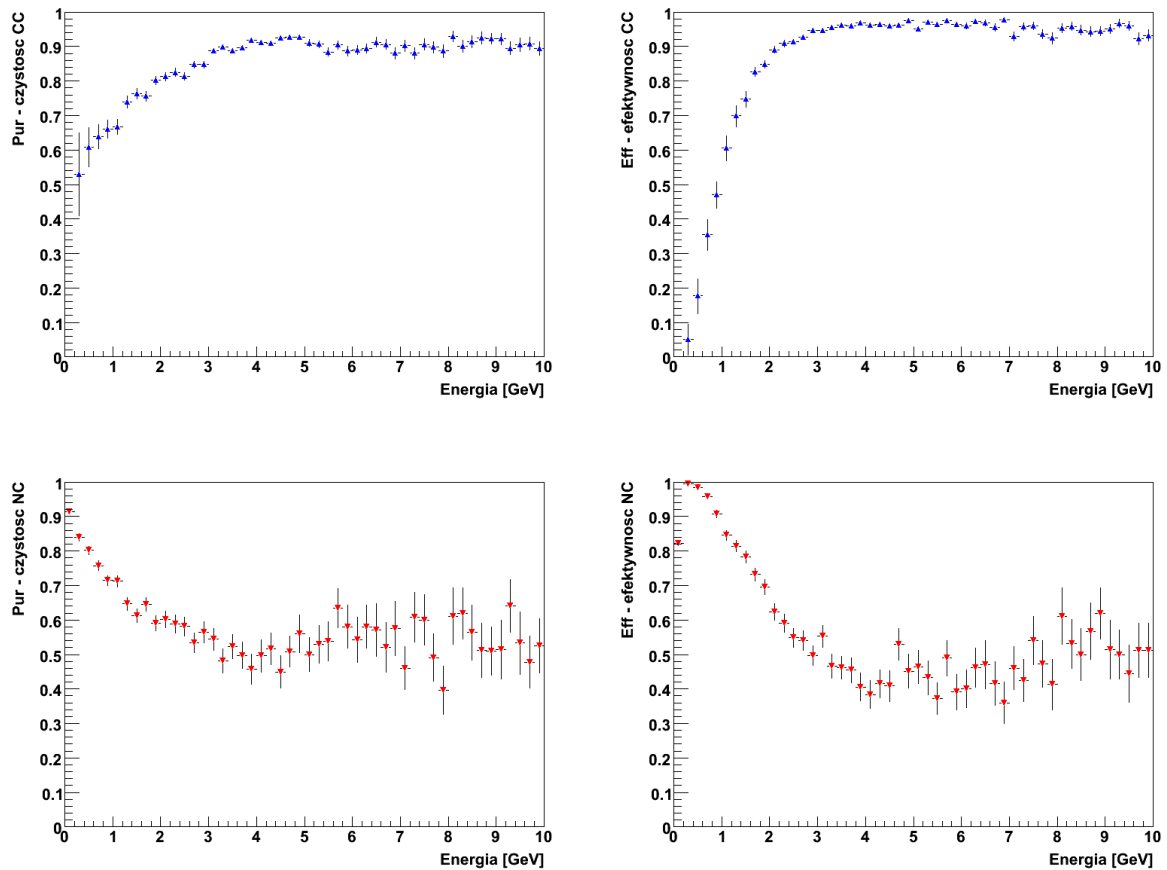
Miejsca cięcia (czerwone strzałki na rys. 5.25) zostały tak dobrane, aby efektywności selekcji CC i NC metody wieloparametrycznej były takie same jak w metodzie cięć. Dzięki temu w prosty sposób można skonfrontować obie metody przez porównywanie wartości czystości (patrz rys. 5.28).

Miejsca cięć dla selekcji CC i NC na rozkładzie D (rys. 5.25):

- gdy $D \geq 0,495 \implies$ CC
- gdy $D \leq 0,526 \implies$ NC

Dzięki powyższej selekcji otrzymano następujące średnie wartości czystości i efektywności (rys. 5.27) oraz moce separacji:

- $Pur_{CC} = 88\% \pm 1\%$
- $Eff_{CC} = 91\% \pm 1\%$
- $Pur_{NC} = 67\% \pm 2\%$
- $Eff_{NC} = 71\% \pm 2\%$
- $S_{CC} = 2,65 \pm 0,05$
- $S_{NC} = 5,85 \pm 0,08$

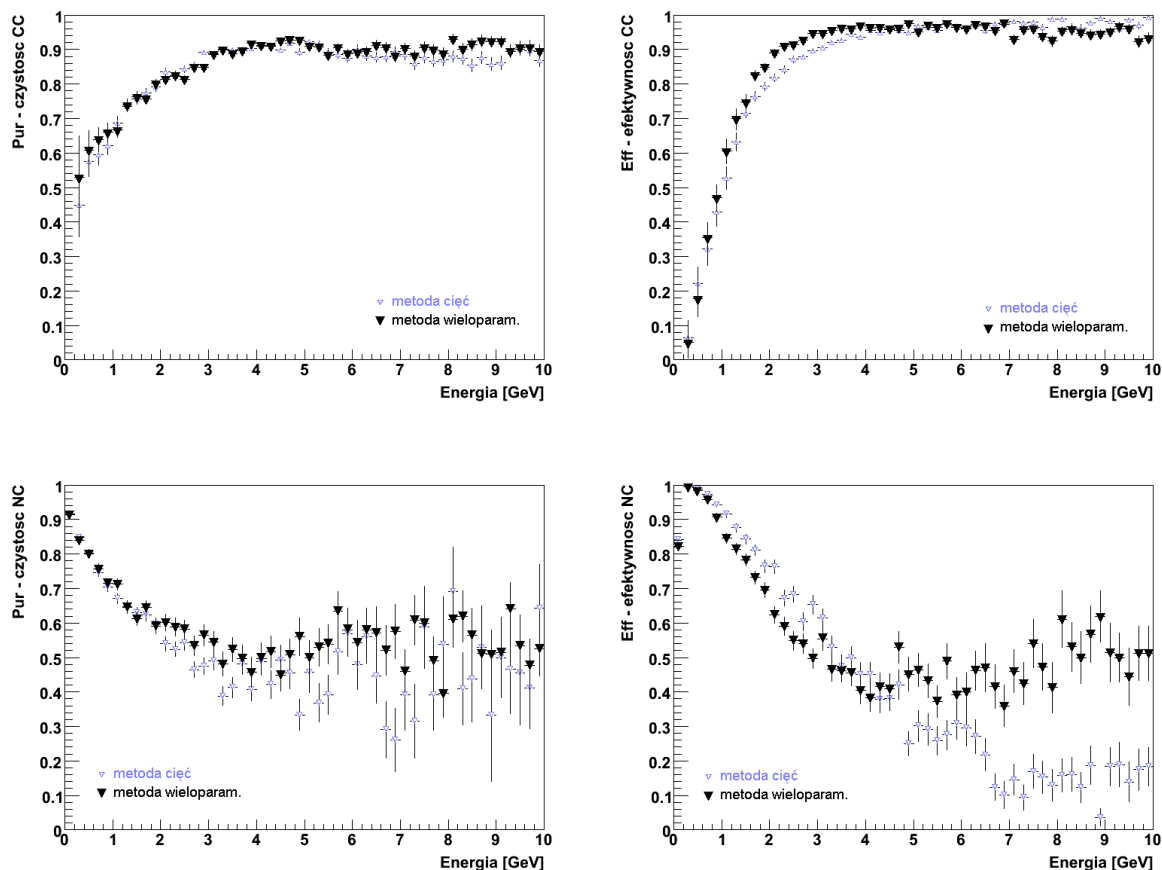


Rysunek 5.27: Wykresy czystości i efektywności w zależności od energii dla selekcji CC (górny) i NC (dolny) dla metody RS

Porównanie zdolności separacyjnej metody cięć i metody RS dla tych samych efektywności jest w tabeli 5.1 oraz na rys. 5.28.

Metoda	S_{CC}	S_{NC}
cięć	$2,36 \pm 0,04$	$5,59 \pm 0,07$
RS	$2,65 \pm 0,05$	$5,85 \pm 0,08$

Tablica 5.1: Porównanie mocy separacji dla metody cięć i RS dla selekcji CC i NC



Rysunek 5.28: Wykresy porównujące czystości i efektywności w zależności od energii dla metody cięć (małe fioletowe punkty) i metody RS (duże czarne punkty) dla selekcji CC (górny) i NC (dolny)

Na podstawie danych z tabeli 5.1 oraz rysunków 5.28 widać przewagę metody RS nad metodą cięć. Moc separacji S dla CC zwiększa się średnio o 11%, a dla NC o 4% w metodzie RS w stosunku do metody cięć.

W celu otrzymania lepszych rezultatów separacji dokonano modyfikacji metody RS.

5.9 Modyfikacje metody RS

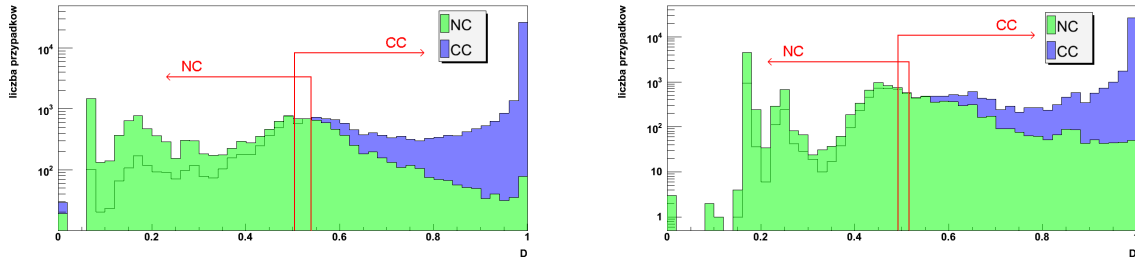
W celu poprawienia zdolności separacyjnej metody RS, zmieniono zestaw zmiennych wejściowych do algorytmu. W dotychczasowych rozważaniach posługiwano się tymi samymi zmiennymi, co w metodzie cięć (patrz rozdz. 5.3). W dalszej analizie użyto dwóch zestawów zmiennych:

- Zmienna A - liczba zapalonych płaszczyzn rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony (zmienna identyczna ze zmienną nr 2 metody cięć)
- Zmienna B - sygnał wiodącego toru dzielony przez całkowity sygnał przypadku
- Zmienna C - całkowity sygnał przypadku dzielony przez liczbę wszystkich zapalonych płaszczyzn

- Zmienna E - długość wiodącego toru minus długość wiodącej kaskady
- Zmienna F - sygnał wiodącego toru dzielony przez zmienną A
- Zmienna G - liczba zrekonstruowanych torów (czyli zmienna podstawowa $evthdr.ntrack$)

Rozkłady wszystkich sześciu zmiennych znajdują się w dodatku D.

W analizie wykorzystującej zmienne A, B i C użyto komórki $V = 15 \times 0,1 \times 300$, natomiast w przypadku zmiennych E, F i G wielkość komórki V wyniosła $V = 10 \times 300 \times 1$. Otrzymane tą metodą dwa rozkłady zmiennej D przy statystyce 12000 przypadków MonteCarlo przedstawiono na rys. 5.29.



Rysunek 5.29: Rozkłady D dla zmiennych wejściowych A, B i C (lewy) oraz E, F i G (prawy) metody RS (12000 przypadków MC)

Po dobraniu cięć tak, aby efektywności były identyczne z metodą cięć (czerwone strzałki na 5.29), otrzymane rezultaty zamieszczono w tabelicy 5.2.

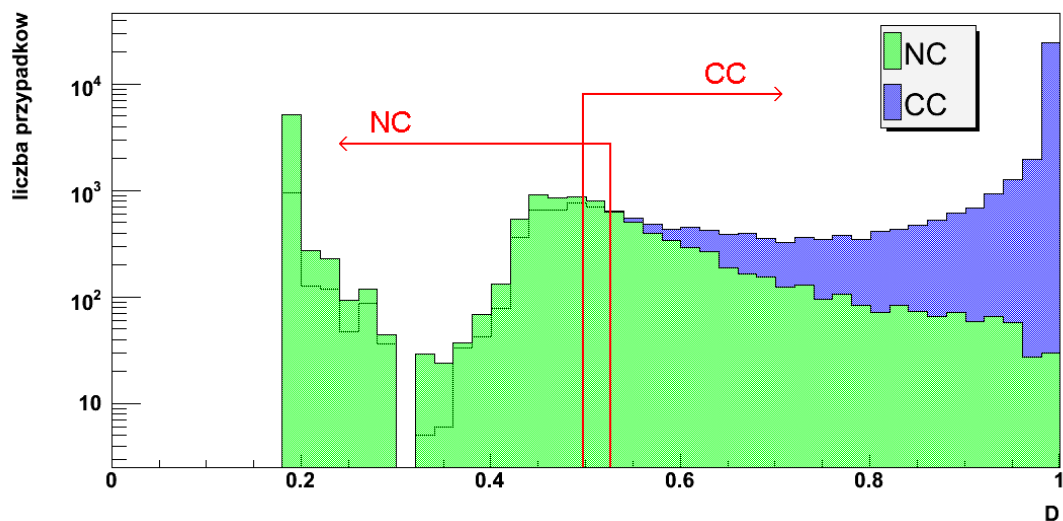
Zmienne	S_{CC}	S_{NC}	Pur_{CC}	Pur_{NC}	Eff_{CC}	Eff_{NC}
A B C	$2,77 \pm 0,09$	$6,51 \pm 0,14$	$89\% \pm 2\%$	$69\% \pm 4\%$	$91\% \pm 2\%$	$71\% \pm 4\%$
E F G	$2,92 \pm 0,09$	$6,83 \pm 0,14$	$90\% \pm 2\%$	$70\% \pm 4\%$	$91\% \pm 2\%$	$71\% \pm 4\%$

Tabela 5.2: Porównanie mocy separacji S, czystości i efektywności dla różnych zestawów zmiennych wejściowych metody RS

Na podstawie tabelicy 5.2 widać, iż średnie czystości są w granicach błędów porównywalne. Podobnie moc separacji S_{CC} . Wartość S_{NC} jest nieznacznie większa dla zestawu zmiennych E, F i G.

Drugim sposobem poprawienia wyników separacji jest bezpośrednia ingerencja w kod programu Range Searching i jego zmiana. Wykorzystano zmodyfikowaną wersję programu, w której wielkość komórki V zmienia się, kiedy liczba przypadków znajdujących się w jej wnętrzu jest niewystarczająca do otrzymania wiarygodnej wartości prawdopodobieństwa D. Wówczas komórka ta zostaje powiększona od wielkości domyślnej (u nas $V = 0,3 \times 15 \times 15000$) do wielkości mieszczącej przynajmniej 25 przypadków wzorcowych MonteCarlo typu CC i NC z osobna. Dokładny opis zmiany programu znajduje się w dodatku C.

Otrzymany na podstawie zmodyfikowanej metody RS rozkład zmiennej D przedstawiono na rysunku 5.30.

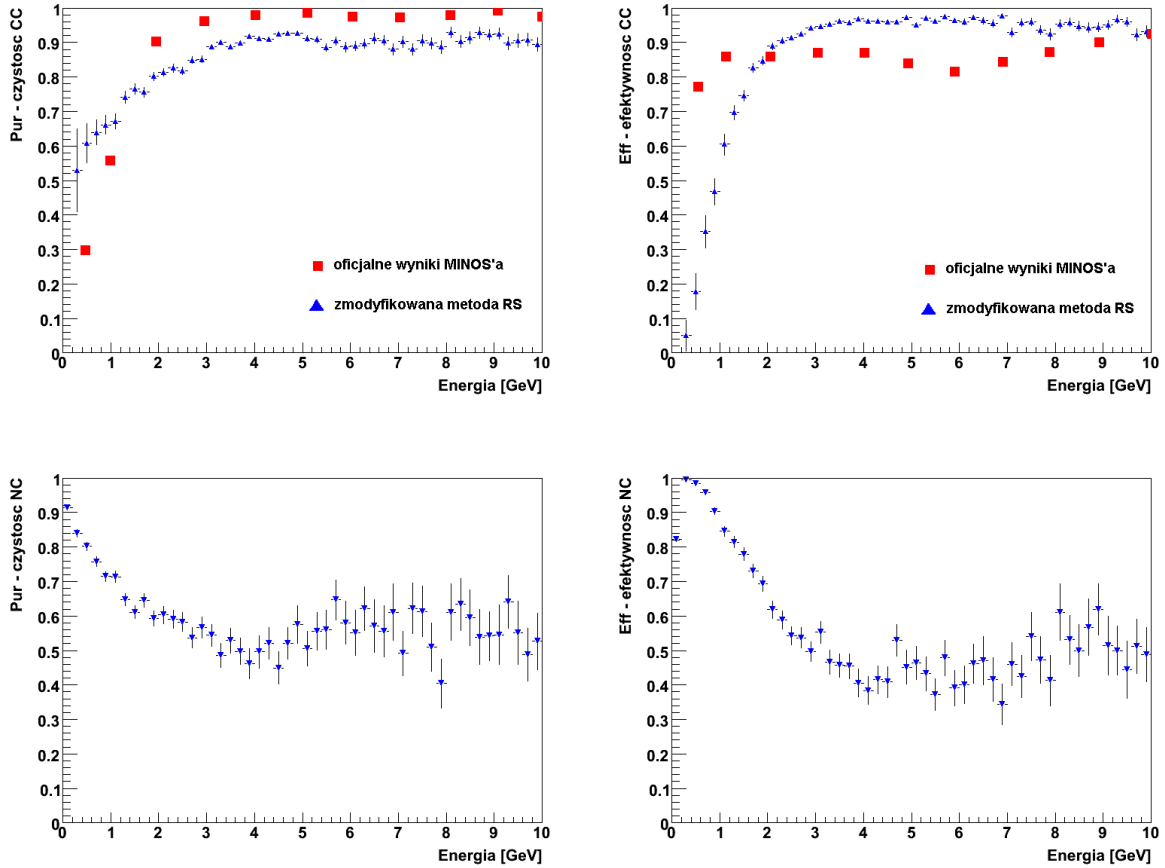


Rysunek 5.30: Rozkład prawdopodobieństwa D znalezienia przypadku CC/NC dla około 57000 przypadków MC dla zmodyfikowanej metody RS

Uzyskane wartości mocy separacji, czystości i efektywności wynoszą:

- $S_{CC} = 2,68 \pm 0,05$
- $S_{NC} = 6,02 \pm 0,08$
- PurCC=88% \pm 1%
- EffCC=91% \pm 1%
- PurNC=68% \pm 2%
- EffNC=71% \pm 2%

Pełne wykresy Pur i Eff w zależności od energii przedstawiono na rysunku 5.31.



Rysunek 5.31: Wykresy czystości i efektywności w zależności od energii dla selekcji CC (górny) i NC (dolny) dla zmodyfikowanej metody RS (57000 przypadków MC). Na dwóch górnych rysunkach czerwonymi punktami przedstawiono czystość i efektywność CC oficjalnej selekcji MINOS'a [12]

W tabeli 5.3 zamieszczono wyniki wszystkich pięciu selekcji: metody cięć, metody RS podstawowej i zmodyfikowanej oraz metody RS z dwoma innymi zestawami zmiennych. Wszystkie zamieszczone wartości podane są dla jednakowych efektywności wynoszących $Eff_{CC}=91\%$ i $Eff_{NC}=71\%$.

-	S_{CC}	S_{NC}
Metoda cięć	$2,36 \pm 0,04$	$5,59 \pm 0,07$
Metoda RS podstawowa	$2,65 \pm 0,05$	$5,85 \pm 0,08$
Zmodyfikowana metoda RS	$2,68 \pm 0,05$	$6,02 \pm 0,08$
Metoda RS - zmienne A B C	$2,77 \pm 0,09$	$6,51 \pm 0,14$
Metoda RS - zmienne E F G	$2,92 \pm 0,09$	$6,83 \pm 0,14$

Tablica 5.3: Porównanie wyników wszystkich pięciu selekcji: metody cięć, metody RS podstawowej i zmodyfikowanej oraz metody RS z dwoma innymi zestawami zmiennych

Na rysunku 5.31 przedstawiono oficjalne wyniki metody selekcji CC eksperymentu MINOS (czerwone punkty, wykresy górne) na tle czystości i efektywności zmodyfikowanej

metody RS (małe niebieskie punkty). W przypadku czystości CC otrzymano lepszy rezultat dla metody RS poniżej 1,5 GeV. W przypadku efektywności zmodyfikowana metoda RS daje wyższe wartości dla energii większej niż 2 GeV, czyli dla większości przypadków. W pozostałych przedziałach energetycznych lepsza okazała się selekcja oficjalna. Daje ona średnie wartości czystości i efektywności CC równe $\text{EffCC}=87\%$ i $\text{PurCC}=97\%$ [12]. Oficjalna analiza przypadków typu NC w eksperymencie MINOS jest jeszcze w trakcie powstawania.

Na podstawie danych zamieszczonych w tabelicy 5.3 wszystkich pięciu przeanalizowanych metod, widać przewagę metody RS nad metodą cięć. Najlepszą metodą wydaje się być RS w oparciu o zmienne EFG.

Rozdział 6

Podsumowanie

Eksperyment MINOS zajmuje się wyznaczaniem oscylacji neutrin akceleratorowych w ośrodku FermiLab w USA. MINOS jest w stanie zarejestrować różne zapachy neutrin oraz różne typy ich oddziaływań: poprzez prądy naładowane (CC) i nienaładowane (NC). Został zaprojektowany z myślą o wykrywaniu neutrin mionowych, w oparciu o które wyznaczone są parametry oscylacji. Możliwe jest też wykrycie neutrina elektronowego poprzez analizę cząstek powstałych w wyniku ich oddziaływań z materią detektora. Daje to szerokie spektrum zastosowań aparatury eksperymentu MINOS do badania zjawisk fizycznych z udziałem neutrin.

Ważną kwestią jest poznanie typu badanego neutrina. Do tego celu niezbędne jest rozróżnienie oddziaływań CC ν_μ od pozostałych typów, głównie NC. Oddziaływania typu NC są trudne do odseparowania, gdyż większość z nich niewiele różni się od niskoenergetycznych CC. W przypadku CC widoczny jest naładowany lepton (najczęściej mion) i kaskada hadronowa, natomiast w przypadku NC widoczna jest jedynie sama kaskada.

W niniejszej pracy zbadano różne metody selekcji przypadków NC i CC w eksperymencie MINOS na podstawie wysymulowanych oddziaływań Monte Carlo. Pierwszą przetestowaną metodą selekcji była tak zwana metoda cięć, oparta na indywidualnej analizie kilku zmiennych dobrze separujących oddziaływania CC i NC. Przy efektywności dla selekcji CC równej 91% i 71% dla NC, daje ona moce separacji równe $S_{CC} = 2,36 \pm 0,04$ i $S_{NC} = 5,59 \pm 0,07$. Drugą zastosowaną metodą była metoda wieloparametryczna oparta o algorytm Range Searching. Zasadniczym elementem algorytmu jest pomiar liczby przypadków sygnału i tła w objętości V wokół analizowanego przypadku. Na tej podstawie wyznaczana jest jedna zmienna dyskryminująca D , a cięcie na niej pozwala na oddzielenie oddziaływań CC od NC. W niniejszej pracy przeprowadzono optymalizację użycia algorytmu RS, sprawdzono jak wynik zmienia się w zależności od V i miejsca cięcia na D , a także dla różnych zmiennych wejściowych. W pierwszej kolejności użyto tych samych zmiennych, co przy poprzedniej metodzie, otrzymując wynik $S_{CC} = 2,65 \pm 0,05$ i $S_{NC} = 5,85 \pm 0,08$. Wartości te są lepsze niż w metodzie cięć. W dalszej kolejności, chcąc jeszcze poprawić wynik, zastosowano dwa inne zestawy zmiennych wejściowych. W obu przypadkach selekcja okazała się lepsza, niż przy zastosowaniu zmiennych z metody cięć. Ostatnią selekcją była zmodyfikowana metoda RS. Modyfikacja ta polegała na zastosowaniu używanej w innym eksperymencie drobnej zmiany kodu programu. Wprowadzono automatyczne rozszerzanie V w razie zbyt małej liczby przypadków sygnału i tła w komórce. Otrzymano moce separacji równe $S_{CC} = 2,68 \pm 0,05$ i $S_{NC} = 6,02 \pm 0,08$. Dodatkowym efektem okazało się wydłużenie czasu działania programu. Zastosowanie

zmodyfikowanej metody RS powinno pozwolić na zmniejszenie V , a przez to zwiększenie zdolności rozdzielczej i uzyskanie lepszej separacji sygnału od tła.

Otrzymane wyniki porównano z oficjalną selekcją używaną w MINOS'ie, która jednakże nie jest ostateczna, a niniejsza praca jest wkładem do jej dalszego rozwoju. Wszystkie przedstawione i szczegółowo opisane metody separacji mogą stać się punktem wyjścia do analizy selekcji oddziaływań, nie tylko eksperymentu MINOS.

Dodatek A

Opis środowiska ROOT

Środowisko **root** oparte na popularnym języku programowania C++ stworzone zostało do analizy wyników otrzymywanych w eksperymentach fizyki jądra i cząstek elementarnych. Powstało w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN pod Genewą w 1994 roku na potrzeby tamtejszych eksperymentów akceleratorowych z dziedziny fizyki wysokich energii. W jego skład wchodzi między innymi: interpreter i kompilator C++, szereg przydatnych bibliotek, w tym biblioteka matematyczna, biblioteka statystyczna, biblioteka graficzna, biblioteka do tworzenia histogramów oraz narzędzia do równoległej analizy danych. Dzięki zastosowaniu klas obudowujących funkcje systemu operacyjnego, aplikacje napisane w środowisku **root** mogą być uruchamiane pod wieloma systemami, np. pod Linux'em czy Windows'em. Oprócz jego oczywistych zalet jakimi są prostota, kompatybilność i szerokie zastosowanie w fizyce jądra i cząstek elementarnych, jest niewątpliwie także wolność dostępu. Środowisko **root** można bezpłatnie ściągnąć z internetowej strony <http://root.cern.ch> [32] [33].

Środowisko **root** jest w pełni wykorzystywane przez eksperyment MINOS. Większość używanych w eksperymencie aplikacji została napisana w **root**'cie. Wszystkie przetworzone dane gromadzone są w postaci **root**'owych plików TTree (NTuple) (patrz: rozdział **ANALIZA**). Specjalnie na potrzeby eksperymentu MINOS powstał **loon** - nakładka na środowisko **root** zawierająca dodatkowe biblioteki specyficzne dla MINOS'a [1].

Dodatek B

Sposób użycia algorytmu - metoda cięć

W sposób bardziej szczegółowy, w postaci kodu programu, przedstawiony zostanie algorytm do selekcji przypadków metodą cięć (patrz: **ANALIZA**). Program **selekcja.C** został napisany w środowisku **root** na bazie **loon**'a (patrz: **Dodatek A**).

```
#include <stdio.h>

void selekcja() //selekcja.C
{
    //tutaj następuje deklaracja podstawowych zmiennych oraz używanych
    //funkcji, np.:
    void ustawienia() //funkcja odpowiada za ustawienia wyglądu histogramów
    {
        gStyle->SetOptStat(10000011); //bez statystyki
        //pozostałe parametry: styl, rozmiar, kolor, tło etc.
        ...
    }
    //przykład funkcji odpowiedzialnej za rysowanie histogramu dowolnej zmiennej
    //zapisanej jako TEST_NC2 dla przypadków NC i TEST_CC2 dla CC:
    void hist_TEST2()
    {
        TCanvas* TEST2 = new TCanvas ("canvas-testowy","TEST",70,300,1200,600);
        TEST_NC2->SetFillColor (3); //kolor wypełnienia
        TEST_NC2->SetFillStyle (3001); //styl wypełnienia
        TEST_CC2->SetFillColor (4);
        TEST_CC2->SetFillStyle (3001);
        gStyle->SetOptStat(0); //indywidualne ustawienia wyglądu
        gStyle->SetTitleOffset(1.2,"x");
        gStyle->SetTitleOffset(1.2,"y");
        TEST2->Divide (1,1); //podział
        TEST2->cd(1);
        TEST_CC2->Draw();
        TEST_NC2->Draw("SAME"); //rysowanie właściwe
        TEST2->Update(); //dwie niezbędne funkcje
        TEST2->Modified();
        TLegend *legend = new TLegend (0.8, 0.88, 0.88, 0.7); //legenda
        legend->AddEntry (TEST_NC2, "NC", "f");
        legend->AddEntry (TEST_CC2, "CC", "f");
    }
}
```



```

    legend->Draw (); //rysuj legendę
}

//przykład funkcji rysujacej czystosc i efektywnosc:
void Pur_Eff(TH1F* CCjakoCC, TH1F* CCjakoNC, TH1F* NCjakoNC, TH1F* NCjakoCC,
             TH1F* CCall, TH1F* NCall, float itCCjakoCC, float itCCjakoNC,
             float itNCjakoNC, float itNCjakoCC, float iIleCC, float iIleNC)
{
    double r=0, N=0; //niezbędne do liczenia błędów

    TH1F *hPurCC = new TH1F("PurCC","PurCC",50,0,10);//wlasciwe histogramy
    TH1F *hEffCC = new TH1F("EffCC","EffCC",50,0,10);//czystosci i
    TH1F *hPurNC = new TH1F("PurNC","PurNC",50,0,10);//efektywnosci
    TH1F *hEffNC = new TH1F("EffNC","EffNC",50,0,10);

    TH1F *temp = new TH1F("temp","temp;Energia [GeV];CC_jako_CC + NC_jako_CC",
                          50,0,10);
    //obliczenia na podstawie wzorow na Pur i Eff:
    temp -> Add(CCjakoCC,NCjakoCC,1,1);
    hPurCC -> Divide(CCjakoCC,temp,1,1);

    hEffCC -> Divide(CCjakoCC, CCall, 1, 1);

    TH1F *temp1 = new TH1F("temp1","temp1;Energia [GeV];CC_jako_NC + NC_jako_NC",
                           50,0,10);
    temp1 -> Add(NCjakoNC,CCjakoNC,1,1);
    hPurNC -> Divide(NCjakoNC,temp1,1,1);

    hEffNC -> Divide(NCjakoNC, NCall, 1, 1);
    //koniec wlasciwych obliczen - mamy histogramy Pur i Eff

    //rysowanie Eff NC:
    TCanvas *c0 = new TCanvas("effNC", "Eff - efektywnosc NC", 0, 10, 800, 600);
    hEffNC->SetMinimum(0); //ustawianie zakresu osi Y
    hEffNC->SetMaximum(1);

    //wyznaczanie slupkow bledow:
    Int_t nbinsx = hEffNC->GetNbinsX(); //liczba binow histogramu (=50)
    r=0; N=0;
    for (Int_t binx=1; binx<=nbinsx; binx++) //petla po binach
    {
        r=hEffNC->GetBinContent(binx); //odczytuje wartosc binu nr 'binx'
        N=NCall->GetBinContent(binx);
        //wstawienie wartosci policzonego bledu do danego binu:
        if (N!=0) hEffNC->SetBinError(binx,sqrt(r*(1.0-r)/N));
        else hEffNC->SetBinError(binx,2);
    }

    hEffNC->Draw(); //rysowanie
    c0->Update();
}

```

```

c0->Modified();
hEffNC->SetTitle(""); //ustawienia
hEffNC->SetXTitle("Energia [GeV]");
hEffNC->SetYTitle("Eff - efektywnosc NC");
hEffNC->SetStats(0); //brak legendy statystyki

//rysowanie Pur CC:
TCanvas *c1 = new TCanvas("purCC", "Pur - czystosc CC", 100, 110, 800, 600);
hPurCC->SetMinimum(0);
hPurCC->SetMaximum(1);
r=0; N=0;

nbinsx = hPurCC->GetNbinsX();
for (Int_t binx=1; binx<=nbinsx; binx++)
{
    r=hPurCC->GetBinContent(binx);
    //inne N niz w Eff!
    N=(CCjakoCC->GetBinContent(binx))+ (NCjakoCC->GetBinContent(binx));
    if (N!=0) hPurCC->SetBinError(binx,sqrt(r*(1.-r)/N));
    else hPurCC->SetBinError(binx,2);
}

hPurCC->Draw();
c1->Update();
c1->Modified();
hPurCC->SetTitle("");
hPurCC->SetXTitle("Energia [GeV]");
hPurCC->SetYTitle("Pur - czystosc CC");
hPurCC->SetStats(0);

//PurNC i EffCC wyznaczamy analogicznie
...

//ustawienia typu punktow na wykresie
hPurCC->SetMarkerStyle(22);
hPurNC->SetMarkerStyle(23);
hEffCC->SetMarkerStyle(22);
hEffNC->SetMarkerStyle(23);
hPurCC->SetMarkerColor(kBlue);
hPurNC->SetMarkerColor(kRed);
hEffCC->SetMarkerColor(kBlue);
hEffNC->SetMarkerColor(kRed);
}
...

//dodawanie bibliotek
gSystem->Load("libCandNtupleSR.so");
gSystem->Load("libTruthHelperNtuple.so");
gSystem->Load("libMCNtuple.so");
gSystem->Load("libStandardNtuple.so");

```

```

gROOT->LoadMacro("MyClass.C"); //omówione na końcu dodatku B

MyClass t; //podstawowa klasa odpowiedzialna za NTuple

//ustawienia wyświetlania histogramów
gROOT->SetStyle("Plain");
gROOT->ForceStyle();
ustawienia(); //dokładne ustawienia histogramów

Long64_t nentries = t.fChain->GetEntries();
//pobiera całkowita liczbę przypadków z
//wczytanej paczki danych. Inaczej: liczba
//iteracji w pętli głównej programu

//potrzebne do obliczeń Pur i Eff
int itCCjakoCC = 0;
int itCCjakoNC = 0;
int itNCjakoNC = 0;
int itNCjakoCC = 0;
int iIleCC=0,iIleNC=0;

//deklaracja dalszych używanych zmiennych pomocniczych
...
//ustawienia zakresów i nazw histogramów w zależności
//od np. analizowanej aktualnie zmiennej
...

t.fChain.SetBranchStatus("*",0);
//początkowo niezbędne jest wyłączenie wszystkich
//zmiennych w NTuple z uwagi na pamięć komputera

//włączanie wybranych gałęzi czy zmiennych
t.fChain.SetBranchStatus("mc*",1); //cała gałąź MC
t.fChain.SetBranchStatus("evthdr*",1);
t.fChain.SetBranchStatus("stp*",1);
...

//deklaracje histogramów. Przykład:
TH1D* TEST_NC = new TH1D ("TEST_NC",napisTEST,50.,zakres_od,zakres_do);
TH1D* TEST_CC = new TH1D ("TEST_CC",napisTEST,50.,zakres_od,zakres_do);
...

//w przypadku histogramów pomocnych w rysowaniu Pur i Eff należy zwrócić
//uwagę na wywołanie funkcji 'Sumw2' niezbędnej przy rysowaniu błędów:
TH1F *NCall = new TH1F("NCall","NCall;Energia [GeV]; wszystkie NC",50,0,10);
TH1F *CCall = new TH1F("CCall","CCall;Energia [GeV]; wszystkie CC",50,0,10);
TH1F *CCjakoCC = new TH1F("CCjakoCC","CCjakoCC;Energia [GeV];CC jako CC",50,0,10);
TH1F *CCjakoNC = new TH1F("CCjakoNC","CCjakoNC;Energia [GeV];CC jako NC",50,0,10);
TH1F *NCjakoNC = new TH1F("NCjakoNC","NCjakoNC;Energia [GeV];NC jako NC",50,0,10);

```

```

TH1F *NCjakoCC = new TH1F("NCjakoCC","NCjakoCC;Energia [GeV];NC jako CC",50,0,10);
CCjakoCC->Sumw2();
CCjakoNC->Sumw2();
NCjakoCC->Sumw2();
NCjakoNC->Sumw2();
NCall->Sumw2();
CCall->Sumw2();
...

//niezbędny komunikat:
cout<<endl<<"Calkowita liczba przypadkow="<<nentries<<endl;
cout<<"Obliczenia... prosze czekac..."<<endl;

//ROZPOCZYNA SIĘ GŁÓWNA PĘTLA PO WSZYSTKICH PRZYPADKACH:
for (Int_t jentry = 0; jentry < nentries; jentry++)
{
  Long64_t ientry = t.LoadTree(jentry);
  if (ientry < 0) break;
  nb = t.fChain->GetEntry(jentry);  nbytes += nb;
  int iaction = t.mc_iaction[0]; // = 1 dla CC; =0 dla NC
  float enGeV = (double)t.evthdr_ph_sigcor*((double)0.000082);
  //zamiana energii na GeV

  //deklaracja dodatkowych zmiennych
  ...

  //tworzenie prostych histogramów ogólnych
  ...

  //przykład generowania histogramu rozkładu energii w zaleznosci od CC/NC:
  if (enGeV>0)
  {
    if (iaction==1) {jeden++; histogram_CC -> Fill(enGeV);} //dla CC
    if (iaction==0) {zero++; histogram_NC -> Fill(enGeV);} //dla NC
  }
  //rozkład dowolnej zmiennej przed selekcja:
  if (enGeV>0)
  {
    if (iaction==0) TEST_NC2 -> Fill(zmienna);
    if (iaction==1) TEST_CC2 -> Fill(zmienna);
  }

  //obliczanie różnych wielkosci niezbędnych do selekcji, przykładowo:
  for (int i=0; i<t.evthdr_ntrack; i++)
  {
    if (t.trk_range[i]>maks1) maks1=t.trk_range[i]; //zasięg wiodacego toru
    if (t.trk_ph_sigcor[i]>maks2) maks2=t.trk_ph_sigcor[i];
    //sygnał wiodacego toru
  }
  for (int i=0; i<t.evthdr_nshower; i++)

```

```

{
  if (t.shw_ph_sigcor[i]>maks3) maks3=t.shw_ph_sigcor[i];
  //sygnał wiodacej kaskady
  if (t.shw_ndigit[i]>maks4) maks4=t.shw_ndigit[i];
}
for (int i=0;i<t.evthdr_nstrip;i++)
//sygnał z pierwszych 25% zapalonych płaszczyzn
{
  if ((t.stp_plane[i]>t.evthdr_plane_beg) &&
      (t.stp_plane[i]<=t.evthdr_plane_beg+dlugosc*25./100.))
    sygnal+=t.stp_ph0_sigcor[i]+t.stp_ph1_sigcor[i];
}
...

//definicje 3 zmiennych do ciec:
double zmienna1=0; //zabezpieczenie przed dzieleniem przez zero gdy maks3=0;
  if (maks3>0) zmienna1=sygnal/maks3;
double zmienna2=t.evthdr_plane_n;
double zmienna3=maks2;

//SELEKCJA WŁASCIWA:
if (t.evthdr_ph_sigcor>0) //warunek na niezerowa energię
{
  if (iaction==1) ileCCwszystkich++; //oblicza ile jest przypadków CC/NC
  if (iaction==0) ileNCwszystkich++;
  ...

  //właściwy algorytm selekcji (patrz: 'Algorytm selekcji')
  if (zmiennaN>=ciecieN) //na podstawie danego algorytmu
  {
    //przykładowe histogramy i zmienne, gdy przypadek
    //jest zaklasyfikowany np. jako NC:
    hist_NC -> Fill(zmiennaX); licznik_NC++; typ_czastki=0;
    //opcjonalnie do wstawienia generacje histogramów 'N-1' lub
    //histogramów po wszystkich poprzednich cięciach
    ...
    //także innych użytecznych zmiennych-liczników, np.:
    ile_przypadkow_NC_po_N_cieciu++;
    ...
    goto wyjscie;
  }
  else
  if (zmiennaM>=ciecieM)
  {
    //analogicznie jak poprzednio
    ...
  }
  else
  //po kolei wszystkie zmienne i cięcia
  ...

```

```

    else {typ_czastki=-1; goto wyjscie;} //UNKNOWN
}
wyjscie:

//w tym miejscu jestesmy juz po selekcji i rozpatrywany
//przypadek numer 'jentry' mamy zaklasyfikowany jako
//NC/CC na podstawie zmiennej 'typ_czastki'

//rozklad zmiennej po selekcji:
if (enGeV>0)
{
    if (typ_czastki==0) {TEST_NC -> Fill(zmienna);}
    if (typ_czastki==1) {TEST_CC -> Fill(zmienna);}
}

//tworzenie pozostałych histogramów - 'N-1',
//po poprzednich cięciach i innych
...

//liczenie wartosci do Pur i Eff
//- czystosci i efektywnosci:
if ( iaction == 1 )
{
    iIleCC++;
    CCall->Fill(enGeV);
}
else
if ( iaction == 0 )
{
    iIleNC++;
    NCall->Fill(enGeV);
}

if (t.evthdr_ph_sigcor>0) //dla niezerowej energii
{
    if ( iaction == 1 || iaction == 0 )
    {
        if (iaction == 1) //CC
        {
            if (czastka == 1)
            {
                itCCjakoCC++;
                CCjakoCC->Fill(enGeV);
            }
            else
            if (czastka == 0) //NC
            {
                itCCjakoNC++;
                CCjakoNC->Fill(enGeV);
            }
        }
    }
}

```

```

    }
    else //czyli iaction==0
    {//tutaj NC
        if (czastka == 0)
        {
            itNCjakoNC++;
            NCjakoNC->Fill(enGeV);
        }
        else
        if (czastka == 1)
        {
            itNCjakoCC++;
            NCjakoCC->Fill(enGeV);
        }
    }
}
}

...
} //koniec głównej pętli po przypadkach

//liczenie Pur i Eff na podstawie wyliczonych uprzednio wartosci
float PurCC = (float) itCCjakoCC / (itCCjakoCC + itNCjakoCC);
float EffCC = (float) itCCjakoCC / iIleCC;
float PurNC = (float) itNCjakoNC / (itNCjakoNC + itCCjakoNC);
float EffNC = (float) itNCjakoNC / iIleNC;

//wypisanie na ekranie danych liczbowych wybranych
//interesuj"acych zmiennych
...
//rysowanie histogramów jako wywołania wcześniej
//zadeklarowanych funkcji, np.:
hist_TEST2(); //rozklad dowolnej zmiennej
Pur_Eff(CCjakoCC,CCjakoNC,NCjakoNC,NCjakoCC,CCall,NCall,itCCjakoCC,
        itCCjakoNC,itNCjakoNC,itNCjakoCC,iIleCC,iIleNC); //Pur i Eff
...
}

```

Do prawidłowego działania programu niezbędne są dodatkowe dwa pliki: MyClass.h oraz MyClass.C. Generuje się je automatycznie w celu obsługi plików typu SNTTP (zobacz: www.physics.ox.ac.uk/minos/software/oo/html/reco_8h-source.html). Dzięki temu poszczególne zmienne dostępne są w programie głównym **selekcja.C** bezpośrednio poprzez zastosowanie konwencji: klasa.galaz_zmienna, np.:

```
float liczba_fotoelektronow = t.evthdr_ph_pe;
```

W pliku MyClass.h dokonuje się dodawania kolejnych plików zawierających przypadki oddziaływań instrukcją:

```
MyClass::MyClass(TTree *tree) //konstruktor
```

```

{
  if (tree == 0) //łączenie się z plikami, je"sli
                //jeszcze nie były zdefiniowane
  {
    (...)
    TChain * chain = new TChain("NtpSt",""); \\tworzy łańcuch
    cout<<"Wczytuje pliki..."<<endl;
    //Następuje wczytywanie po kolei plików do łańcucha 'chain'
    chain->Add("/sciezka/dostepu/plik1.root");
    chain->Add("/sciezka/dostepu/plik2.root");
    chain->Add("/sciezka/dostepu/plik3.root");
    (...)
    tree = chain;
  }
  Init(tree); //inicjuje drzewo
}

```

W metodzie cięć użyto następujących plików Monte Carlo:

```

//Daleki detektor, włączone pole B, wiązka niskoenergetyczna LE-10-185
f21011002_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011004_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011005_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011006_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011008_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011009_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011011_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011012_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011013_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011014_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011015_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011017_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011019_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011020_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011021_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011022_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011025_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root

```


Dodatek C

Sposób użycia algorytmu - metoda RS

Algorytm do selekcji oddziaływań CC i NC metodą wieloparametryczną przy użyciu Range Searching składa się z dwóch oddzielnych programów. Pierwszy z nich, prostszy, służy do utworzenia wzorca - dwóch plików binarnych zawierających trzy współrzędne wszystkich wczytywanych po kolei przypadków (patrz: **Metoda RS**). Poniżej znajduje się pełny kod wspomnianego programu. Kod programu właściwego znajduje się dalej.

```
#include <stdio.h>

void tworzy_drzewa() //tworzy_drzewa.C
{
    double maks2=0, maks3=0;
    gROOT->Reset();
    gSystem->Load("libCandNtupleSR.so");
    gSystem->Load("libTruthHelperNtuple.so");
    gSystem->Load("libMCNtuple.so");
    gSystem->Load("libStandardNtuple.so");

    gROOT->LoadMacro("MyClass.C"); //pliki MyClass.* niezbędne!
    MyClass t; //podstawowa klasa do obsługi zmiennych

    Long64_t nentries = t.fChain->GetEntries(); //liczba przypadków

    t.fChain.SetBranchStatus("*",0); //wylacza wszystkie zmienne
    t.fChain.SetBranchStatus("evthdr*",1); //wlacza sama galaz 'evthdr'
    t.fChain.SetBranchStatus("mc.iaction",1); //wlacza zmienna iaction

    \\plik zawierajacy tlo (NC):
    Float_t a, b, c;
    TFile *foutB = new TFile("background.root","RECREATE");
    TTree *outTreeB = new TTree("background","Background Sample");
    outTreeB->Branch("a",&a,"F");
    outTreeB->Branch("b",&b,"F");
    outTreeB->Branch("c",&c,"F");

    \\plik zawierajacy sygnal (CC):
    Float_t aa, bb, cc;
```

```

TFile *foutP = new TFile("physics.root","RECREATE");
TTree *outTreeP = new TTree("physics","Physics Sample");
outTreeP->Branch("a",&aa,"F");
outTreeP->Branch("b",&bb,"F");
outTreeP->Branch("c",&cc,"F");

cout<<endl<<"Zapisuje "<<nentries<<" przypadkow do plikow..."<<endl;
for (Int_t jentry = 0; jentry < nentries; jentry++)
{
maks2=0; maks3=0;
int iaction = t.mc_iaction[0]; //CC czy NC

//obliczanie niezbednych wielkosci:
for (int i=0; i<t.evthdr_ntrack; i++)
{
if (t.trk_ph_sigcor[i]>maks2) maks2=t.trk_ph_sigcor[i];
//sygnal wiodacego toru
}
for (int i=0; i<t.evthdr_nshower; i++)
{
if (t.shw_ph_sigcor[i]>maks3) maks3=t.shw_ph_sigcor[i];
//sygnal wiodacej kaskady
}
for (int i=0;i<t.evthdr_nstrip;i++)
//sygnal z pierwszych 25% zapalonych piaszczyzn
{
if ((t.stp_plane[i]>t.evthdr_plane_beg) &&
(t.stp_plane[i]<=t.evthdr_plane_beg+dlugosc*25./100.))
sygnal+=t.stp_ph0_sigcor[i]+t.stp_ph1_sigcor[i];
}

//definicje 3 zmiennych wejsciowych:
double zmienna1=0; //zabezpieczenie przed dzieleniem przez zero gdy maks3=0;
if (maks3>0) zmienna1=sygnal/maks3;
double zmienna2=t.evthdr_plane_n;
double zmienna3=maks2;

if (t.evthdr_ph_sigcor>0) //warunek na niezerowa energie
{
if (iaction==0) //NC = tlo
{
a=zmienna1; //a,b,c - wspolrzedne przypadku NC
b=zmienna2;
c=zmienna3;
outTreeB->Fill(); //zapis 3 zmiennych do pamieci
}

if (iaction==1) //CC = sygnal
{
aa=zmienna1; //aa,bb,cc - wspolrzedne przypadku CC

```

```

        bb=zmienna2;
        cc=zmienna3;
        outTreeP->Fill(); //zapis 3 zmiennych do pamięci
    }
}
} //koniec pętli po przypadkach

//zapisywanie i zamykanie plików
foutB->Write();
foutB->Close();
foutP->Write();
foutP->Close();
cout<<"Pliki wzorcowe NC i CC zapisane!"<<endl;
}

```

Powyższy program tworzy dwa pliki wzorcowe na podstawie plików zawierających przypadki oddziaływań Monte Carlo (ścieżki w MyClass.h - patrz Dodatek B):

```

//Daleki detektor, włączone pole B, wiązka niskoenergetyczna LE-10-185
f21011002_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011004_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011005_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011006_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011008_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011009_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011011_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011012_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011013_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011014_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011015_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011017_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011019_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011020_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011021_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011022_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011025_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011026_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011027_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011029_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011030_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011031_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011034_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011036_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011037_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011038_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011039_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011040_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011042_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011043_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011044_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root

```

```

f21011045_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011046_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011049_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011052_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011053_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011055_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011056_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011058_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011060_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011062_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011065_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011066_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011068_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011069_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011070_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011079_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011080_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011083_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011084_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011086_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011087_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011088_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011089_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root

```

Drugą, główną częścią algorytmu do selekcji oddziaływań CC i NC metodą RS jest program autorstwa B. Koblitz i T. Carliego [18]. Jest on dostępny w internecie pod adresem www.desy.de/~koblitz (wersja pełna `range_searching.tgz`). Składa się z następujących plików źródłowych: `makefile`, `Range.h`, `Range.cpp`, `RSDriver.h`, `RSDriver.cpp`, `RangeSearchDict.h`, `RangeSearchDict.cpp`, `LinkDef.h`, `rs.conf`. Po ich ściągnięciu do tego samego katalogu, gdzie znajdują się pliki `MyClass.h`, `MyClass.C`, `background.root`, `physics.root` oraz tworzy `_drzewa.C`, należy je skompilować używając linuxowej komendy **make**. Zaleca się jednak podmienienie oryginalnego pliku **makefile** na kod podany poniżej (ze względu na mniej zawodne działanie):

```

# Makefile
CXX_COMP = gcc
LDOP = -g -shared
CPPFLAGS = -I$(ROOTSYS)/include
#
HDRS = Range.h RSDriver.h
SRCS = Range.cpp
OBJS = RSDriver.o Range.o
DICTOBS = RangeSearchDict.o
DICTSRCS = RangeSearchDict.cpp
%.o: %.cpp
    $(CXX_COMP) -c $(CPPFLAGS) -o $@ $<
all: libRangeSearch.so
libRangeSearch.so: $(OBJS) $(DICTOBS)
    $(CXX_COMP) -o $@ $(shell root-config --libs) $(LDOP) $^
RangeSearchDict.o: $(HDRS)

```

```

rootcint -f $(DICTSRCS) -c $^ LinkDef.h
$(CXX_COMP) -c $(CPPFLAGS) -o $(DICTOBS) $(DICTSRCS)
clean:
rm *.o *.so *Dict.*
Range.o: Range.h Range.cpp
RSDriver.o: Range.h RSDriver.h

```

Dzięki temu zostanie utworzona biblioteka libRangeSearch.so niezbędna do analizy Range Searching. Dalszym krokiem jest modyfikacja pliku konfiguracyjnego rs.conf. Powszczególne zmienne powinny zawierać następujące wartości:

```

background=background.root #drzewo wzorcowe z NC
physics=physics.root #drzewo wzorcowe z CC
backgroundobj=background
physicsobj=physics
varlist=a,b,c #nazwy robocze trzech zmiennych
delta = 0.3,15,15000 #wartosci komórki V

```

W następnej kolejności należy stworzyć nowy plik wykorzystujący bibliotekę libRangeSearch.so i analizujący przypadki CC i NC metodą Range Searching. Nowy plik należy stworzyć w oparciu o metodę cięć (selekcja.C) z pewnymi modyfikacjami pierwowzoru [Dodatek B]:

```

#include <stdio.h>

void selekcja2() //selekcja2.C
{
//program analogiczny jak selekcja.C
//dla metody cięć
...
//dodawanie bibliotek
gSystem->Load("libCandNtupleSR.so");
gSystem->Load("libTruthHelperNtuple.so");
gSystem->Load("libMCNtuple.so");
gSystem->Load("libStandardNtuple.so");
gROOT->LoadMacro("MyClass.C");
gROOT->LoadMacro("libRangeSearch.so"); //ładuje bibliotekę RangeSearching
MyClass t;
RSDriver *rs=new RSDriver(); //uruchamia Range Searching
...
Long64_t nentries = t.fChain->GetEntries();
...
//pętla po przypadkach
for (Int_t jentry = 0; jentry < nentries; jentry++)
{
int iaction = t.mc_iaction[0];
...
//definicje 3 zmiennych wejsciowych:
double zmienna1=0; //zabezpieczenie przed dzieleniem przez zero gdy maks3=0;
if (maks3>0) zmienna1=signal/maks3;

```

```

double zmienna2=t.evthdr_plane_n;
double zmienna3=maks2;

float D=0; //prawdopodobienstwo - tego szukamy!

//wejsciowa tablica 3 zmiennych dla danego przypadku
float rsvars[3];
rsvars[0]=zmienna1;
rsvars[1]=zmienna2;
rsvars[2]=zmienna3;

//obliczenie D dla danego przypadku przy uzyciu Range
//Searching dla tablicy zmiennych wejsciowych 'rsvars':
D=rs->rscalc(rsvars);

if (t.evthdr_ph_sigcor>0) //bez zerowej energii
{
    //rysowanie rozkladu zmiennej D:
    if (iaction==0) {histogram_NC -> Fill(D); ileD_NC++;}
    if (iaction==1) {histogram_CC -> Fill(D); ileD_CC++;}

    //selekcja CC/NC w oparciu o D:
    if (D>=0.65) {czastka=1;} //to jest CC
    else
    if (D<=0.4) {czastka=0;} //to jest NC
    else {czastka=-1;} //unknown
}
//na podstawie 'czastka' liczymy Pur i Eff
//analogicznie jak w metodzie cięć
...
} //koniec pętli po przypadkach
...
}

```

Należy pamiętać, iż przypadki wzorcowe zapisane są w plikach background.root oraz physics.root. Z kolei ścieżki do właściwych plików do przeanalizowania metodą RS w oparciu o wzorzec znajdują się w pliku MyClass.h (patrz: **Dodatek B**). Nazwy analizowanych plików:

```

//Daleki detektor, włączone pole B, wiązka niskoenergetyczna LE-10-185
f21011101_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011102_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011103_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011104_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011105_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011106_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011107_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011109_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011110_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011112_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root

```

```
f21011118_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011122_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011123_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
f21011124_0000_L010185N_D00.sntp.cedar.root
```

• MODYFIKACJA ALGORYTMU RANGE SEARCHING

W rozdziale 5.9 przedstawiono sposób modyfikacji metody RS. W celu dokonania tej zmiany należy w pliku RSDriver.cpp podmienić istniejący kod funkcji **rscal** na kod podany poniżej (autorstwa [11]):

```
#include <vector> \\na poczatku pliku
...

\\funkcja 'rscal':
Float_t RSDriver::rscal(Float_t *v, Float_t *ph_count, Float_t *bg_count)
{
    Float_t l;
    TVector *lb,*ub;
    Rectangle range;
    int i;
    vector<Float_t>delta1(varnum);
    UInt_t ipet=0;
    do
    {
        lb=new TVector(varnum);
        for(i=0;i<varnum; i++) //petla po zmiennych - u nas 3
        {
            (*lb)(i)=v[i]; //3 zmienne
        }
        ub=new TVector(*lb);
        range.lower=lb;
        range.upper=ub;

        for(i=0;i< varnum;i++)
        {
            //delta - właściwa komorka V
            //delta1 - dobudowane dodatkowe V'
            delta1[i]=delta[i]+delta[i]*0.5*ipet;
            (*lb)(i) -= delta1[i]*(1.-shift[i]);
            (*ub)(i) += delta1[i]*shift[i];
        }
        pcount=phRangeSorter->search(&range);
        bcount=bgRangeSorter->search(&range);
        w2Ph=phRangeSorter->getSumW2();
        w2Bg=bgRangeSorter->getSumW2();
        delete lb;
    }
}
```

```

delete ub;
++ipet;
}while(pcount<25. || bcount<25. );
//zwiększaj V' dopoki sygnał i tlo = 25 przypadków (każde)

if(bg_count) *bg_count=bcount*bgScale;
if(ph_count) *ph_count=pcount*phScale;
//gdyby było za mało przypadków:
if(pcount<1e-10 && bcount<1e-10) return -1.;
if(bcount<1e-10) return 1.;
if(pcount<1e-10) return 0.;
l=pcount/bcount*phScale/bgScale; //parametr 'l'
//tutaj phScale=bgScale=1
return l/(1+l); //zwraca D dla danego przypadku
}

```

Dodatkowo w całym pliku RSDriver.cpp i plikach Range.cpp, Range.h oraz RSDriver.h należy zamienić typ **float** na **Float_t** we wszystkich miejscach, gdzie tylko występuje.

Zmodyfikowany algorytm selekcji wieloparametrycznej opartej o Range Searching działa od pięciu do ośmiu razy dłużej niż algorytm podstawowy.

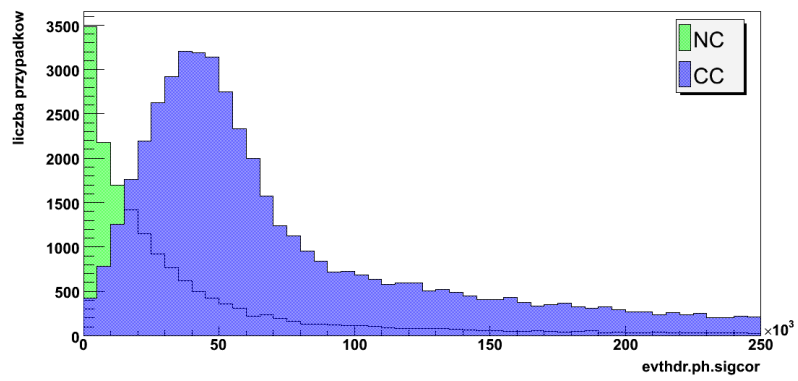
Dodatek D

Zmienne

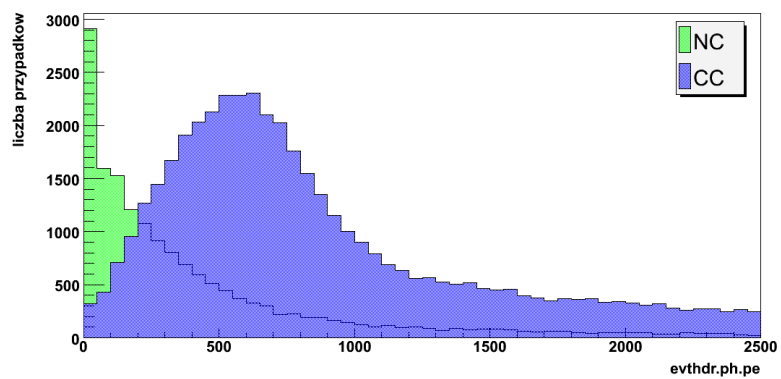
Krótkie opisy wybranych zmiennych zawartych w pliku SNTF ([1] [15]):

- `evthdr.ph.sigcor` - suma sygnałów ze wszystkich stripów w danym przypadku po kalibracji detektora
- `evthdr.ph.pe` - wysokość sygnału mierzona w fotoelektronach (PE, ang. *photoelectrons*)
- `evthdr.ntrack` - liczba zrekonstruowanych torów w przypadku
- `evthdr.nshower` - liczba zrekonstruowanych kaskad w przypadku
- `evthdr.nstrip` - liczba pasków scyntylicyjnych rejestrujących sygnał w danym przypadku
- `evthdr.planeall.n` - liczba płaszczyzn rejestrujących sygnał, czyli całkowita długość przypadku
- `evthdr.plane.n` - jak wyżej, lecz dla sygnału, w którym rejestrowane są przynajmniej 3 fotoelektrony
- `mc.iaction` - zmienna przyjmująca dla MC wartość 0, gdy przypadek jest typu NC, lub 1, gdy CC. Stosując odpowiedni warunek, można badać rozkłady zmiennych, niezależnie dla CC i NC

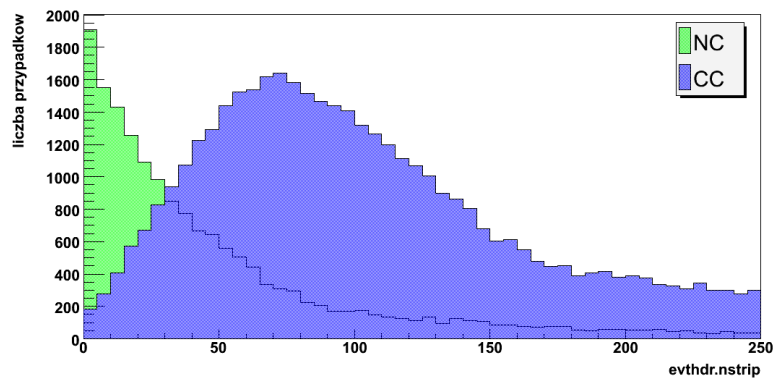
Rozkłady kilku wybranych zmiennych prostych z podziałem na przypadki typu NC i CC dla statystyki 69685 przypadków MonteCarlo:



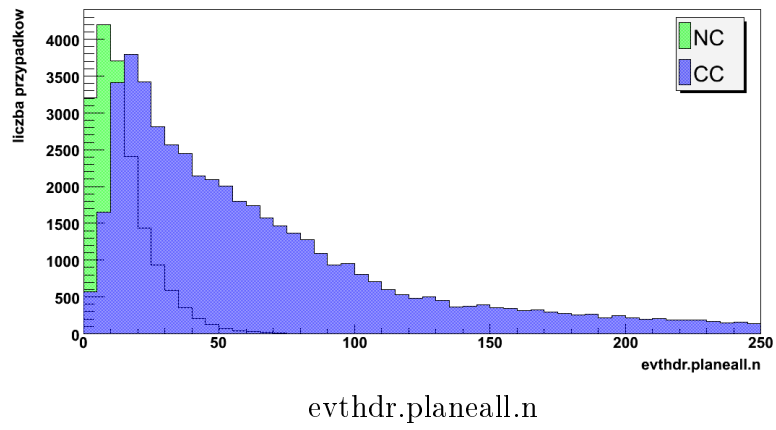
evthdr.ph.sigcor



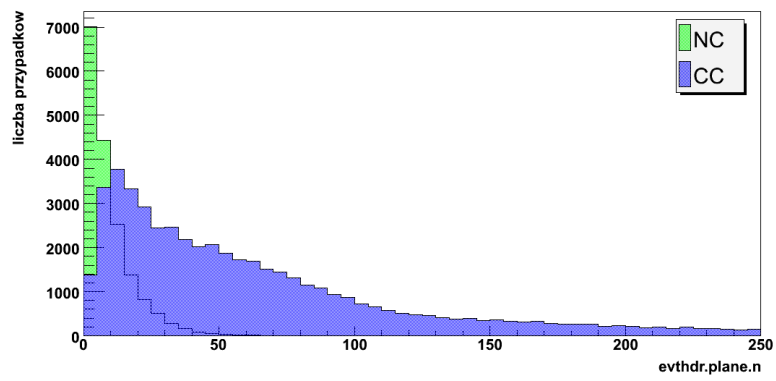
evthdr.ph.pe



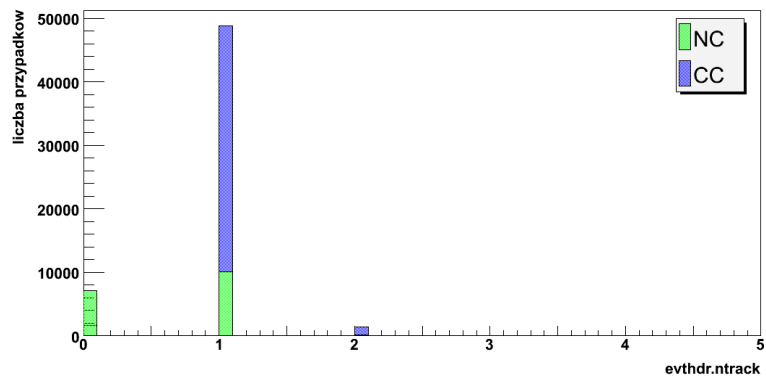
evthdr.nstrip



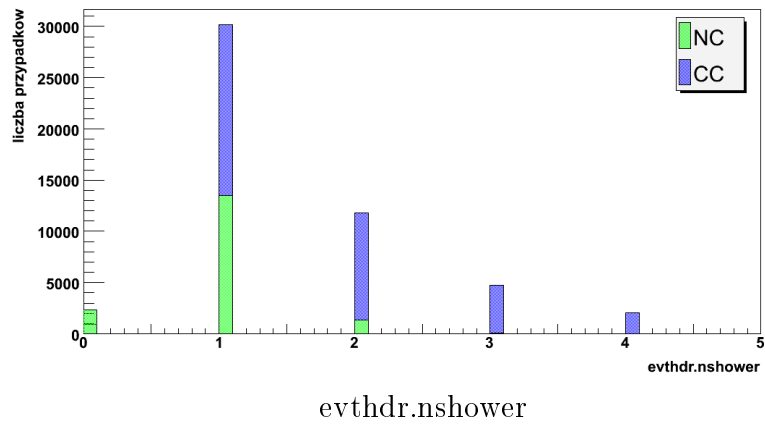
evthdr.planeall.n



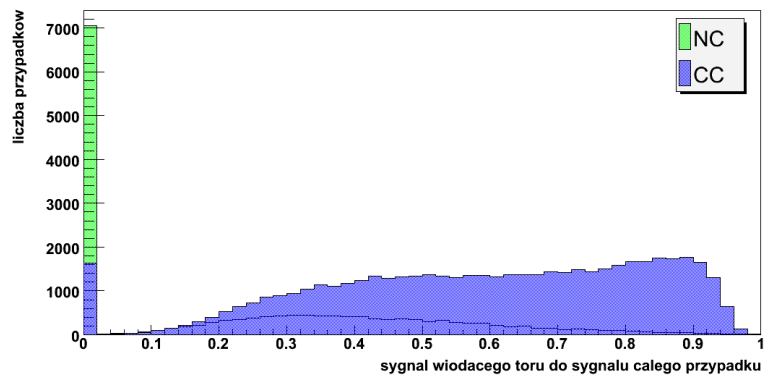
evthdr.plane.n - tożsama ze zmienną A oraz zmienną nr 2



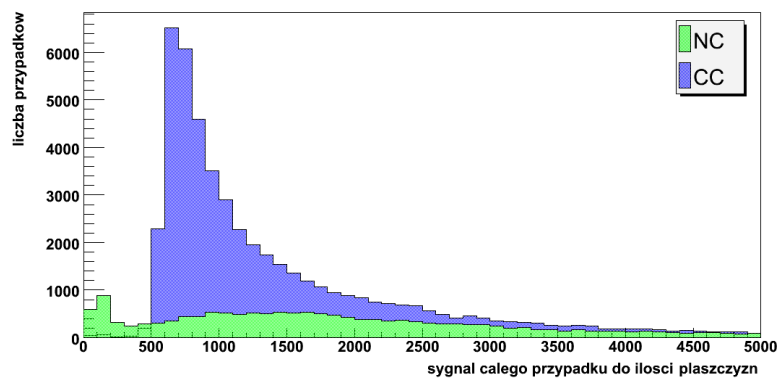
evthdr.ntrack - tożsama ze zmienną G



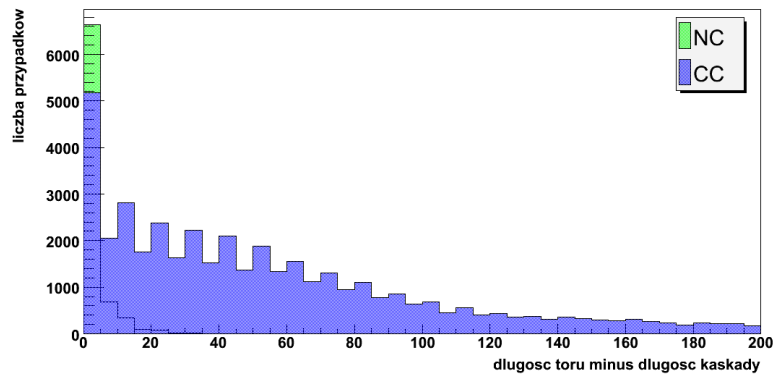
Rozkłady pozostałych zmiennych złożonych użytych do analizy algorytmu Range Searching:



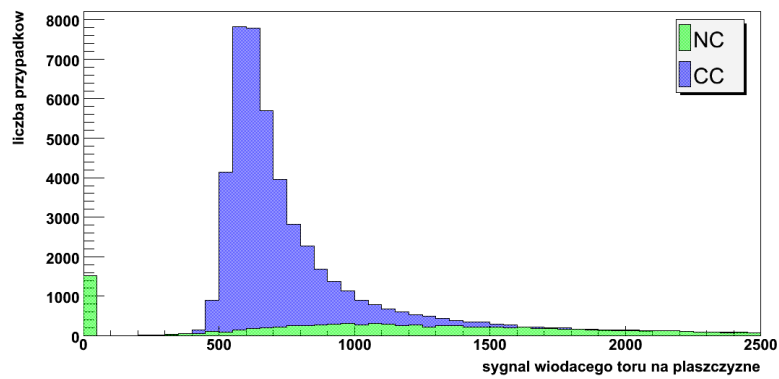
Zmienna B - sygnał wiodącego toru dzielony przez sygnał całego przypadku



Zmienna C - sygnał całego przypadku [sigcor] dzielony przez całkowitą ilość zapalonych płaszczyzn



Zmienna E - długość wiodącego toru minus długość wiodącej kaskady



Zmienna F - sygnał wiodącego toru [sigcor] dzielony przez ilość zapalonych płaszczyzn rejestrujących więcej niż 2 fotoelektrony

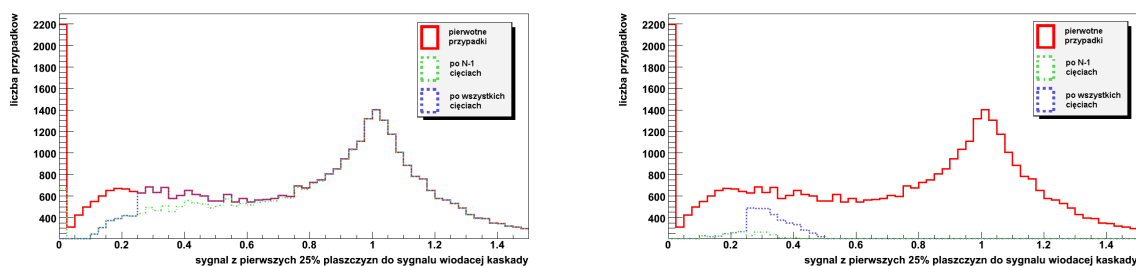
Więcej opisów zmiennych Czytelnik znaleźć może w Bibliografii: [28] [30] [1].

Dodatek E

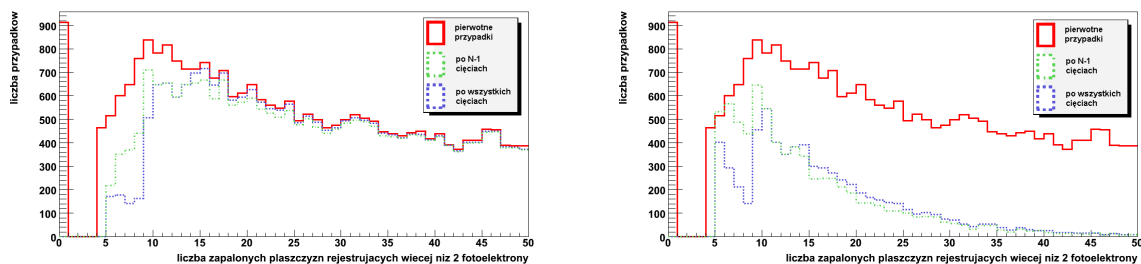
N-1

Dodatek ten jest uzupełnieniem rysunków z rozdz. 5.5. Na wszystkich rysunkach czerwonymi ciągłymi liniami oznaczono pierwotną ilość przypadków, zielonymi przerywanymi (jaśniejszymi) liczbę przypadków po N-1 cięciach, a niebieskimi przerywanymi po wszystkich cięciach. Użyto 69685 przypadków MonteCarlo.

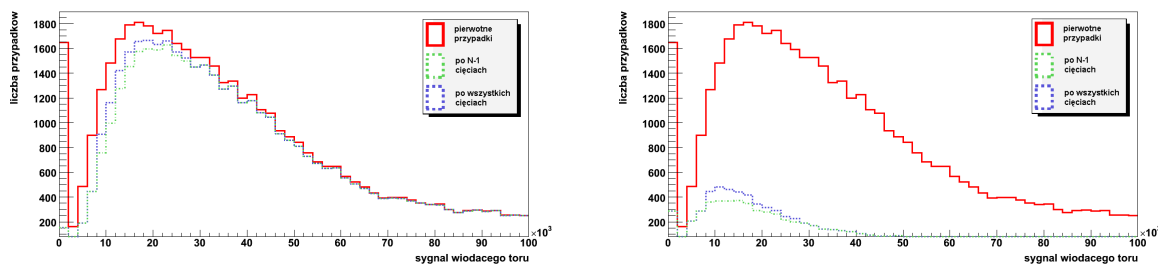
Histogramy N-1 dla selekcji zoptymalizowanej na CC:



Zmienna 1 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane

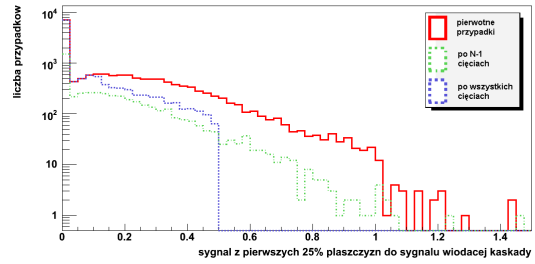
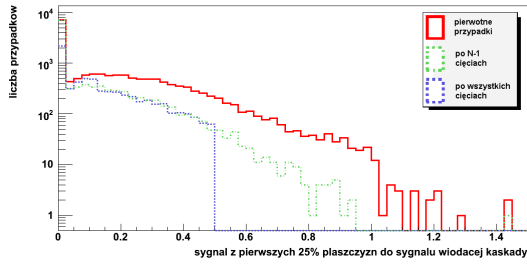


Zmienna 2 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane

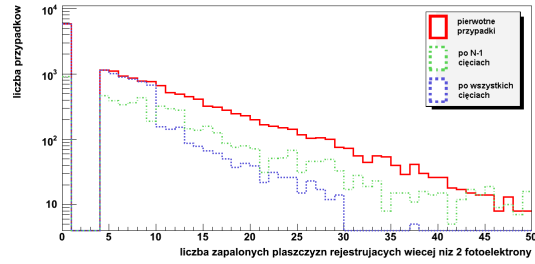
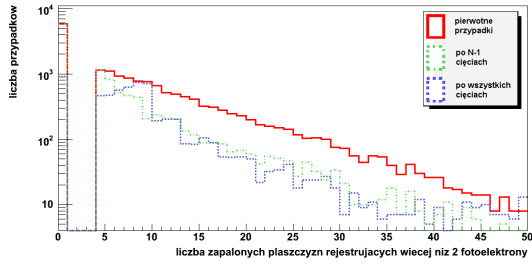


Zmienna 3 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane

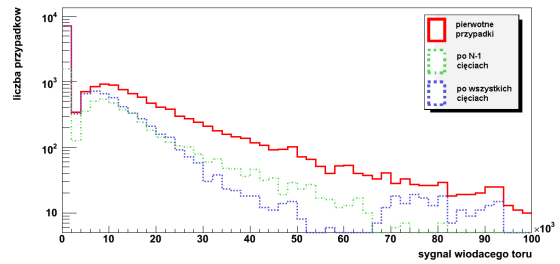
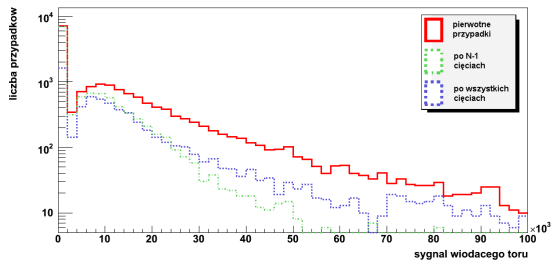
Histogramy N-1 dla selekcji zoptymalizowanej na NC:



Zmienna 1 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane



Zmienna 2 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane



Zmienna 3 - przypadki poprawnie (z lewej) i niepoprawnie (z prawej) zaklasyfikowane

Bibliografia

- [1] Strona www eksperymentu MINOS: <http://www-numi.fnal.gov>
- [2] D.H. Perkins *Wstęp do fizyki wysokich energii*, PWN Warszawa 2004
- [3] Ewa Skrzypczak, Zygmunt Szeffiński *Wstęp do fizyki jądra i cząstek elementarnych*, PWN Warszawa 2002
- [4] R. Slansky et al. *The Oscillating Neutrino*, Los Alamos Science, nr 25/1997
- [5] E. Kearns, T. Kajita, Y. Tosuka *Na tropie mas neutrin*, Świat Nauki 10.1999
- [6] *Particle Physics Booklet* LBNL&CERN 2006
- [7] *The MINOS Technical Design Report* NuMI-L-337, Fermilab, October 1998
- [8] D.G. Michael et al. *Observation of muon disappearance with the MINOS detectors in the NuMI neutrino beam* FERMILAB-PUB-06-243 (29 July, 2006)
- [9] Seminarium *The MINOS Experiment: Status & Report on First Beam*, J. Urheim (17 February 2005)
- [10] Seminarium *First MINOS Results from NuMI Beam*, D.A. Petyt (30 March 2006)
- [11] Seminarium *Eksperyment MINOS. Pierwsze wyniki dotyczące neutrin akceleratorowych*, K. Grzelak (21.04.2006)
- [12] Seminarium *Oscillation Results from the First Two Years of Running*, N. Saoulidou (19 July, 2007)
- [13] K. Grzelak *Long-Baseline Accelerator Experiments in the United States* (Oxford University, UK)
- [14] D.G. Michael et al. - The MINOS Collaboration *The MINOS Detectors* (13 September 2006)
- [15] R. Lee *Users Guide to the CandEventSR Reconstruction Tree* (18 April 2003) NuMI-NOTE-COMP-0860

- [16] P. Adamson et al. *The MINOS Light Injection Calibration System* (17 April, 2002)
- [17] B. Koblitz *Search for Instanton-Induced Processes with the H1 Detector in Deep-Inelastic Electron-Proton Collisions at HERA*, Hamburg 2002
- [18] T. Carli, B. Koblitz *A Multi-variate Discrimination Technique Based on Range-Searching* (8 November 2002)
- [19] T. Carli, B. Koblitz *Looking for Instanton-Induced Processes at HERA Using a Multivariate Technique Based on Range Searching*, FermiLab 2000
- [20] P.A. Symes *Preliminary Measurement Of Neutrino Oscillation Parameters By NuMI/MINOS And Calibration Studies For Improving This Measurement*, University of Sussex, 2005
- [21] M. Bishai *Recent Results from the MINOS Experiment*, Brookhaven National Laboratory, 2006
- [22] K. Lang *Neutrino Oscillations Results from MINOS*, University of Texas, 2006
- [23] W.W. Gibbs *Ważkie odkrycie*, Świat Nauki 10.1998
- [24] G.P. Collins *Dobre wieści z kopalni niklu*, Świat Nauki 12.2001
- [25] Steven Weinberg *Czy uda się do roku 2050 zunifikować fizykę?*, Świat Nauki 01.2000
- [26] B.R. Becker *CPT Conservation and Atmospheric Neutrinos in the MINOS Far Detector*, Univeristy of Minnesota, 2006
- [27] D.A. Petyt *A Study of Parameter Measurement in a Long-Baseline Neutrino Oscillation Experiment*, University of Oxford, 1998
- [28] A.B. Pereira e Sousa *Studies of $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillation Appearance in the MINOS Experiment*, Tufts University, 2006
- [29] R.M. Zwaska *Accelerator Systems and Instrumentation for the NuMI Neutrino Beam*, University of Texas, 2005
- [30] Prezentacja S. Kasahara'y *Standard Ntuple Tutorial*, 14 czerwca 2005
- [31] A. Cabrera *Studies of Crosstalk on the MINOS' Hamamatsu M64 Photomultipliers*, University of Oxford, 2003
- [32] Wikipedia: <http://pl.wikipedia.org>
- [33] Strona środowiska ROOT: <http://root.cern.ch>
- [34] A.K. Wróblewski *Historia fizyki*, PWN Warszawa 2006