

**Uniwersytet Warszawski**  
Wydział Fizyki

**Maciej Pfützner**

Nr albumu: 264184

# **Badanie oscylacji neutrin mionowych w detektorze MINOS**

**Praca magisterska  
na kierunku FIZYKA**

Praca wykonana pod kierunkiem  
**dr Katarzyny Grzelak**  
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych  
Instytut Fizyki Doświadczalnej

Warszawa, Wrzesień 2012



## **Oświadczenie kierującego pracą**

Potwierdzam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i kwalifikuje się do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

## **Oświadczenie autora (autorów) pracy**

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora (autorów) pracy



## **Streszczenie**

Przedmiotem niniejszej pracy jest analiza wyników symulacji Monte Carlo oddziaływań neutrin w dalekim detektorze eksperymentu MINOS. Zbadano właściwości oddziaływań neutrin taonowych pojawiających się w wyniku oscylacji neutrin mionowych ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ). Zaproponowano metodę selekcji przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$ , w których taon rozpada się na mion. W najlepszej wersji selekcji otrzymano znaczącość sygnału  $Z = 0,084 \pm 0,009$ . Analizę powtórzono dla symulacji przyszłego eksperymentu MINOS+ i otrzymano  $Z = 0,26 \pm 0,03$ . Zaproponowano możliwości rozszerzenia analizy, które mogą prowadzić do poprawienia znaczącości sygnału.

## **Słowa kluczowe**

eksperyment MINOS, oscylacje neutrin, neutrina mionowe, neutrina taonowe

## **Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)**

13.2 Fizyka

## **Tytuł pracy w języku angielskim**

Muon neutrino oscillation studies in the MINOS detector



# Spis treści

<b>Wprowadzenie</b> . . . . .	5
<b>1. Oscylacje neutrin</b> . . . . .	6
1.1. Mechanizm oscylacji . . . . .	6
1.2. Obecny stan wiedzy . . . . .	8
1.2.1. Pojawianie się neutrin taonowych . . . . .	10
<b>2. Eksperyment MINOS</b> . . . . .	11
2.1. Wiązka neutrin (NuMI) . . . . .	11
2.2. Budowa detektorów . . . . .	12
2.3. Wyniki . . . . .	14
2.4. Kontynuacja eksperymentu jako MINOS+ . . . . .	15
<b>3. Oddziaływania neutrin w detektorze</b> . . . . .	17
3.1. Rekonstrukcja przypadku . . . . .	17
3.2. Rodzaje przypadków neutrinowych . . . . .	18
<b>4. Analiza oddziaływań neutrin taonowych</b> . . . . .	21
4.1. Symulacja Monte Carlo . . . . .	21
4.2. Kanał hadronowy . . . . .	22
4.3. Kanał mionowy . . . . .	24
4.4. Kanał elektronowy . . . . .	28
<b>5. Selekcja przypadków taonowych z kanału mionowego</b> . . . . .	29
5.1. Identyfikacja torów mionowych . . . . .	29
5.1.1. Zmienne selekcji . . . . .	30
5.1.2. Metoda kNN . . . . .	31
5.1.3. Wyniki . . . . .	32
5.2. Identyfikacja przypadków taonowych . . . . .	33
5.2.1. Cięcie na wyniku selekcji mionowej . . . . .	34
5.2.2. Selekcja oddziaływań kwazielastycznych . . . . .	34
5.2.3. Wyniki selekcji . . . . .	36
<b>6. Wyniki selekcji dla eksperymentu MINOS+</b> . . . . .	39
6.1. Analiza oddziaływań neutrin taonowych . . . . .	40
6.1.1. Kanał hadronowy . . . . .	40
6.1.2. Kanał mionowy . . . . .	41
6.2. Selekcja przypadków taonowych z kanału mionowego . . . . .	44
6.2.1. Selekcja torów mionowych . . . . .	44

6.2.2. Selekcja przypadków taonowych . . . . .	45
<b>7. Podsumowanie . . . . .</b>	<b>48</b>
<b>Bibliografia . . . . .</b>	<b>50</b>



# Wprowadzenie

Badania neutrin, najsłabiej oddziałujących cząstek elementarnych, mają duże znaczenie dla rozwoju teorii fizycznych opisujących świat na fundamentalnym poziomie. Zjawisko oscylacji zapachu neutrin, nieprzewidywane przez Model Standardowy oddziaływań fundamentalnych, zostało wielokrotnie potwierdzone przez eksperymenty neutrinowe. Większość danych doświadczalnych bardzo dobrze zgadza się z modelem trzech mieszających się rodzajów neutrin. Znane są prawie wszystkie parametry tego modelu (za wyjątkiem fazy łamania  $\delta$  i hierarchii mas), a ich pomiary są coraz bardziej precyzyjne. Wciąż jednak nie zbadano dokładnie wszystkich kanałów oscylacji, w szczególności pojawiania się neutrin taonowych w wyniku przejścia  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

Eksperyment MINOS zajmował się badaniem oscylacji neutrin mionowych korzystając z wiązki neutrinowej wyprodukowanej w akceleratorze. W latach 2005-2012 zebrał dane odpowiadające  $10,7 \times 10^{20}$  POT.<sup>1</sup> Wykonał precyzyjne pomiary parametrów  $\Delta m^2$  i  $\sin^2 2\theta_{23}$ , ale nie zaobserwował neutrin taonowych. Detekcja neutrin taonowych pojawiających się w wyniku oscylacji jest bardzo trudna, ale może mieć duże znaczenie dla poszukiwań rozszerzonych modeli oscylacji, na przykład z udziałem neutrin sterylnych.

Celem pracy jest zbadanie możliwości obserwacji pojawiania się neutrin taonowych w wiązce neutrin mionowych eksperymentu MINOS. Przeanalizowano właściwości oddziaływań neutrin taonowych w dalekim detektorze na podstawie danych z symulacji Monte Carlo. Dla przypadku, w którym wyprodukowany w oddziaływaniu taon rozpada się na mion i neutrina zaproponowano algorytm selekcji i zbadano jego skuteczność. Analizę powtórzono dla symulowanych danych przyszłego eksperymentu MINOS+, który będzie dysponował większą energią i wyższą intensywnością wiązki neutrin. Eksperyment będzie zbierał dane przez co najmniej 3 lata, a oczekiwana statystyka odpowiada  $6 \times 10^{20}$  POT na rok.

Praca podzielona jest na 7 rozdziałów. W rozdziale 1 znajduje się wyjaśnienie mechanizmu oscylacji neutrin wraz z opisem matematycznym oraz zmierzone do tej pory wartości parametrów oscylacji. W rozdziale 2 opisany jest eksperyment MINOS, wiązka neutrin NuMI, budowa bliższego i dalekiego detektora, a także uzyskane przez eksperyment wyniki. Przedstawiono tam również plany kontynuacji eksperymentu z nową wiązką (pod nazwą MINOS+). Rozdział 3 zawiera opis rekonstrukcji oddziaływań neutrin w detektorach eksperymentu MINOS, z podziałem na podstawowe rodzaje i ich charakterystyką. W rozdziale 4 znajduje się opis przeprowadzonej analizy właściwości oddziaływań neutrin taonowych w zależności od produktów rozpadu taonu. Opisano tam również przyjęty model pojawiania się neutrin taonowych. Rozdział 5 przedstawia zaproponowaną selekcję przypadków oddziaływań neutrin taonowych z kanału, w którym taon rozpada się na mion. Zawarto tam opis metody identyfikacji torów mionowych i dyskusję wstępnych cięć selekcji oraz przedstawiono ostateczne wyniki. Rozdział 6 zawiera opis analogicznej analizy dla eksperymentu MINOS+. Zamieszczono tam również cząstkowe i ostateczne wyniki proponowanej selekcji przypadków taonowych z kanału mionowego. Rozdział 7 podsumowuje całą pracę i przedstawia wyciągnięte wnioski.

---

<sup>1</sup>POT, *protons on target* – liczba protonów dostarczonych do tarczy.

# Rozdział 1

## Oscylacje neutrin

Istnienie neutrina zostało zaproponowane przez W. Pauliego w 1930 roku jako rozwiązanie problemu z zachowaniem energii i spinu w rozpadzie  $\beta^-$ . Tę niezwykle słabo oddziałującą cząstkę zaobserwowano doświadczalnie dopiero 26 lat później, w 1956 roku. Eksperyment Cowana i Reinesa w Savannah River wykorzystywał 1400 litrów ciekłego scyntylatora do zarejestrowania oddziaływań antyneutrin elektronowych pochodzących z reaktora jądrowego [1].

W Modelu Standardowym, podstawowej teorii opisującej cząstki elementarne, istnieją trzy generacje neutrin stowarzyszonych z naładowanymi leptonami: elektronem, mionem i taonem. Jako cząstki neutralne oddziałują tylko słabo, co powoduje, że bardzo trudno je zarejestrować. Przez długi czas sądzono, że neutrina są bezmasowe i tak były opisywane w Modelu Standardowym. Odkrycie tzw. anomalii słonecznej, czyli deficytu neutrin elektronowych pochodzących ze Słońca, w eksperymencie Homestake pod koniec lat sześćdziesiątych doprowadziło do sformułowania hipotezy oscylacji neutrin. Teoria ta wyjaśnia problem deficytu neutrin słonecznych, jak również odkryte w latach osiemdziesiątych niezgodności rozkładów kątowych neutrin atmosferycznych. Teoria przewidująca zachodzenie oscylacji wymaga, aby neutrina były masowe, stanowiąc najpoważniejszy wyłom w Modelu Standardowym, który w pozostałych aspektach znakomicie opisuje dane doświadczalne.

### 1.1. Mechanizm oscylacji

Oscylacje są zjawiskiem kwantowomechanicznym zaproponowanym przez B. Pontecorvo na podobieństwo oscylacji neutralnych kaonów. Jeżeli neutrina są cząstkami masowymi, to stany własne hamiltonianu (o określonych masach) nie muszą się pokrywać ze stanami własnymi oddziaływań słabych (o określonym zapachu). Niech stany masowe będą oznaczone jako  $|\nu_k\rangle$ , a stany zapachowe jako  $|\nu_\alpha\rangle$  (np.  $\alpha = e, \mu, \tau$ ). Istnieje wtedy unitarna macierz  $U$ , zwana macierzą mieszania, która wiąże ze sobą obie bazy zgodnie ze wzorami:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.1)$$

$$|\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.2)$$

Neutrino wyprodukowane w chwili czasu  $t = 0$  w wyniku oddziaływania z naładowanym leptonem  $\alpha$  znajduje się w stanie o określonym zapachu  $|\nu_\alpha\rangle$ . W danym punkcie czasoprzestrzeni  $x$  jego stan można opisać jako:<sup>1</sup>

$$|\nu_\alpha(x)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}_k} |\nu_k\rangle, \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup>W wyprowadzeniu stosowany jest naturalny układ jednostek:  $c = \hbar = 1$ .

gdzie  $\mathbf{p}_k$  jest czterowektorem pędu  $k$ -tego stanu masowego. Prawdopodobieństwo zaobserwowania go jako neutrino o zapachu  $\beta$  wynosi:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x) \rangle|^2 = \left| \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}_k} \right|^2 = \\ &= \sum_k \sum_j U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i\mathbf{x}\cdot(\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_j)} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Wyrażenie w wykładniku można zapisać jako  $i\phi_{kj}$ , gdzie faza  $\phi_{kj}$  wynosi

$$\phi_{kj} = -\mathbf{x}\cdot(\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_j) = L(p_k - p_j) - t(E_k - E_j), \quad (1.5)$$

gdzie  $L$  jest odległością przebytą przez neutrino (w czasie  $t$ ). Ponieważ neutrino są niezwykle lekkie, przy rozważanych energiach poruszają się z prędkością bliską prędkości światła. Można zatem przyjąć następujące przybliżenia:

$$t \simeq \frac{L}{\bar{v}} = L \frac{\bar{E}}{\bar{p}} = L \frac{(E_k + E_j)}{p_k + p_j} \quad (1.6)$$

$$\phi_{kj} \simeq L \frac{p_k^2 - p_j^2}{p_k + p_j} - L \frac{E_k^2 - E_j^2}{p_k + p_j} = L \frac{m_j^2 - m_k^2}{p_k + p_j} \simeq -\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \quad (1.7)$$

gdzie  $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$ . Po dokonaniu dalszych przekształceń, otrzymuje się [2]:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \Re(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) + \\ &+ 2 \sum_{k>j} \Im(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Zjawisko zmiany zapachu neutrino podczas propagacji nazywane jest oscylacjami ze względu na sinusoidalną zależność od wartości  $\Delta m_{kj}^2 L / 4E$ , którą można nazwać fazą oscylacji. Amplitudę określają natomiast kombinacje odpowiednich wyrazów macierzy mieszania. Oscylacje zachodzą tylko jeśli stany masowe są niezdegenerowane (a w szczególności niezerowe). Dla  $N$  stanów istnieje  $N - 1$  niezależnych różnic kwadratów mas.

Dla trzech różnych rodzajów neutrino macierz mieszania (nazywaną macierzą Pontecorvo-Maki-Nakagawy-Sakaty, w skrócie PMNS) można sparametryzować przez trzy kąty mieszania  $\theta_{kj}$  ( $k, j = 1, 2, 3$ ), oraz fazę łamania symetrii CP  $\delta$ :<sup>2</sup>

$$U = \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - s_{12}c_{12}s_{23}e^{+i\delta} & c_{23}c_{12} - s_{13}s_{12}s_{23}e^{+i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{23}s_{12} - s_{13}c_{12}c_{23}e^{+i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{13}s_{12}c_{23}e^{+i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

gdzie  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ , a  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ . Wygodnie jest przedstawiać ją jako iloczyn trzech macierzy, z których każda opisuje obroty o jeden z kątów mieszania:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & c_{13} \\ 0 & -s_{23} & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

<sup>2</sup>Jeżeli neutrino są cząstkami Majorany, (a nie Diraca), to w macierzy mieszania pojawiają się jeszcze dwie dodatkowe fazy, jednak znajdują się zawsze na diagonalu i nie mają wpływu na oscylacje.

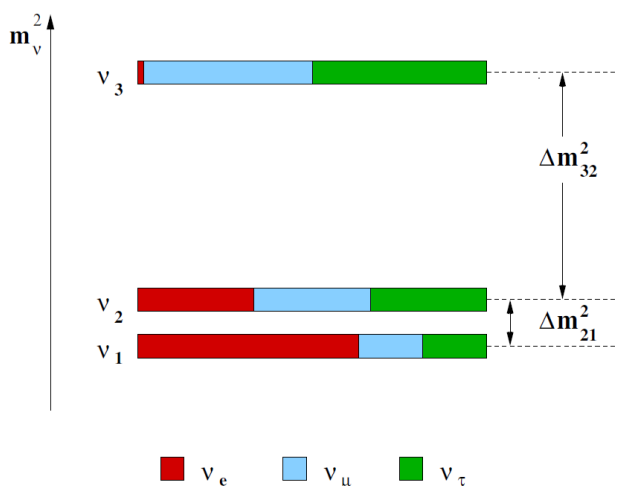
Wyrażenie na prawdopodobieństwo obserwacji konkretnego stanu zapachowego ma bardzo skomplikowaną postać, ale możliwe są pewne upraszczające przybliżenia. Z równania 1.8 widać, że dla bardzo małych wartości  $\Delta m_{kj}^2 L/4E$  odpowiedni wyraz w sumie staje się zaniedbywalny. Jeśli dwie niezależne  $\Delta m_{kj}^2$  różnią się co do rzędów wielkości, to konkretne wartości  $L/E$ , charakterystyczne dla eksperymentu, mogą powodować, że eksperyment jest czuły tylko na większą z nich. W takiej sytuacji wyrażenie na prawdopodobieństwo można sprowadzić do znacznie prostszej postaci:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}\right), \quad (1.11)$$

gdzie  $\Delta m^2$  jest „dużą” różnicą kwadratów mas, a  $\theta$  efektywnym kątem mieszania. Taka sytuacja odpowiada istnieniu tylko dwóch rodzajów (zapachów) neutrin i dlatego przybliżenie to nazywa się dwuzapachowym.

## 1.2. Obecny stan wiedzy

Badania pokazały, że w naturze jedna z różnic kwadratów mas neutrin jest znacznie większa od drugiej:  $\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{21}^2$  (rys. 1.1). W związku z tym eksperymenty oscylacyjne można podzielić na dwie zasadnicze grupy w zależności od czułości na jedną z nich. Z powodów historycznych występuje podział na eksperymenty „słoneczne” i „atmosferyczne”.



Rysunek 1.1: Diagram prezentujący wzajemne położenie stanów masowych neutrin. Różnica pomiędzy stanami 2 i 3 (lub 1 i 3) jest dużo większa od różnicy między stanami 1 i 2. Hierarchia mas, czyli znak „dużej” różnicy kwadratów mas, nie została jeszcze zbadana. Na diagramie przedstawiono hierarchię normalną ( $\Delta m_{32}^2 > 0$ ).

Do eksperymentów „słonecznych” należą przede wszystkim te, które rejestrują neutrina pochodzące z przemian jądrowych w Słońcu. Energia neutrin słonecznych jest rzędu MeV (i mniejsza), a odległość od Słońca wynosi 150 milionów kilometrów. Dzięki dużej wartości  $L/E$  eksperymenty te są czułe na bardzo małe wartości różnicy kwadratów mas, więc pozwalają na zmierzenie „małej”  $\Delta m_{12}^2 \equiv \delta m^2$  i kąta mieszania  $\theta_{12}$  charakteryzujących oscylacje  $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu\tau}$  (człony zawierające „dużą”  $\Delta m^2$  uśredniają się pod wpływem ograniczonej zdolności rozdzielczej do stałej wartości). Do tej grupy należą między innymi eksperymenty Homestake i Super-Kamiokande, które zaobserwowały deficyt neutrin słonecznych [3, 4] oraz eksperyment SNO, który rejestrując całkowity strumień neutrin potwierdził, że deficyt można wyjaśnić zjawiskiem oscylacji [5]. Wyniki

badan̄ neutrin ze Słõica potwierdzone zostały przez eksperyment KamLAND, obserwujący znikanie antyneutrin elektronowych z komercyjnych reaktorów jądrowych w Japonii oddalonych od detektora o średnio 180 km [6].

Drugą grupę stanowią eksperymenty „atmosferyczne”, o mniejszym stosunku  $L/E$ . Pierwsze z nich (Super-Kamiokande, Soudan2) badały neutrina pochodzące z oddziaływania wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego w ziemskiej atmosferze [7, 8]. Põzniej zaczęto konstruować sztuczne wiązki neutrinowe (K2K, MINOS), znacząco polepszając znajomość pierwotnego widma energetycznego neutrin [9, 26]. Głównym celem tych eksperymentów było badanie zjawiska zanikania neutrin mionowych opisywanego parametrami  $\Delta m^2$  i  $\theta_{23}$ .

Do sektora atmosferycznego nalezy też poszukiwanie wartości kąta mieszania  $\theta_{13}$ , którego wartość jest bardzo mała. Eksperymenty akceleratorowe jak MINOS czy T2K starają się go zmierzyć poprzez obserwację zachodzenia oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  na odległości rzędu kilkuset kilometrów, a reaktorowe (CHOOZ i Double CHOOZ, Daya Bay, RENO) poprzez pomiar zanikania reaktorowych antyneutrin elektronowych na odległości rzędu setek metrów. W 2012 roku eksperyment Daya Bay opublikował wynik stwierdzający, że kąt mieszania  $\theta_{13}$  jest różny od zera na poziomie istotności powyżej  $5\sigma$  [10].

Wyznaczone wartości parametrów oscylacji pochodzące ze zbiorczej analizy najnowszych wyników eksperymentalnych [11] przedstawione są w tabeli 1.1. Ponieważ nie jest znana tzw. hierarchia mas, czyli znak wartości  $\Delta m^2 \equiv (\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{31}^2)/2$ , niektóre parametry przedstawiono dla obu scenariuszy: NH oznacza hierarchię normalną (*normal hierarchy*), kiedy  $\Delta m^2 > 0$ , a IH hierarchię odwrotną (*inverted hierarchy*), czyli przypadek  $\Delta m^2 < 0$ .

Parametr	Wartość
$\delta m^2/10^{-5} \text{ eV}^2$	$7,54^{+0,26}_{-0,22}$
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	$3,07^{+0,18}_{-0,16}$
$\Delta m^2/10^{-3} \text{ eV}^2$ (NH)	$2,43^{+0,06}_{-0,10}$
$\Delta m^2/10^{-3} \text{ eV}^2$ (IH)	$2,42^{+0,06}_{-0,11}$
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (NH)	$2,41 \pm 0,25$
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (IH)	$2,44^{+0,23}_{-0,25}$
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (NH)	$3,86^{+0,24}_{-0,21}$
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (IH)	$3,92^{+0,39}_{-0,22}$
$\delta/\pi$ (NH)	$1,08^{+0,28}_{-0,31}$
$\delta/\pi$ (IH)	$1,09^{+0,38}_{-0,26}$

Tablica 1.1: Wartości parametrów oscylacji neutrin w scenariuszu trzech zapachów, na podstawie analizy danych z różnych eksperymentów [11]. NH oznacza hierarchię normalną, a IH odwróconą.

Zaprezentowany powyżej model mieszania trzech zapachów neutrin pozostaje w dobrej zgodności z większością danych eksperymentalnych. Istnieją jednak dane wskazujące na możliwość istnienia szerszego modelu. Do najpoważniejszych nalezy tzw. anomalia reaktorowa – w wielu eksperymentach rejestrowana jest mniejsza od spodziewanej liczba neutrin reaktorowych, na odległościach krõtszych niź długość oscylacyjna dla  $\Delta m^2$  [12]. Innym problemem jest nadmiar przypadków neutrin i antyneutrin elektronowych w eksperymentach akceleratorowych z krõtką bazą LSND i MiniBooNE [13, 14]. Jednym z proponowanych wyjaśnień jest koncepcja neutrin sterylnych, mówiąca że istnieją dodatkowe generacje neutrin (w najprostszym przypadku jedna), które

nie oddziałują słabo, ale mieszają się z pozostałymi i mogą się pojawiać w wyniku oscylacji [15].

Obecnie działające i planowane eksperymenty (np. T2K, NOvA) będą się skupiać na dokładniejszych pomiarach kąta mieszania  $\theta_{13}$  oraz na poszukiwaniu wartości fazy łamania CP  $\delta$  i hierarchii mas [16, 17]. Wiele eksperymentów (między innymi MicroBooNE, MINOS+, Borexino) planuje poszukiwanie neutrin sterylnych i innych alternatywnych modeli oscylacji [15].

### 1.2.1. Pojawianie się neutrin taonowych

Zgodnie z modelem trzech zapachów neutrin, w przypadku oscylacji „atmosferycznych” neutrina mionowe przechodzą przede wszystkim w neutrina taonowe. Zjawisko zanikania neutrin mionowych jest bardzo dobrze poznane, ale dane eksperymentalne dotyczące rejestracji neutrin taonowych są bardzo nieliczne. Obserwacja pojawiania się neutrin taonowych (w przewidywanych przez teorię ilościach) jest bardzo istotna dla potwierdzenia obecnej hipotezy oscylacji i pozwoliłaby nałożyć silniejsze więzy na istnienie neutrin sterylnych.

Obserwacja neutrin taonowych jest jednak bardzo trudna. Identyfikacja zapachu neutrina taonowego w zarejestrowanym oddziaływaniu wymaga wyprodukowania taonu, który jest cząstką o znacznej masie. Oznacza to, że energia neutrina musi być odpowiednio duża, żeby przekroczyć próg kinematyczny o wysokości ok. 3,5 GeV. Z drugiej strony, dla istniejących eksperymentów maksimum oscylacyjne wypada poniżej tej wartości i neutrin taonowych o odpowiednich energiach, a w konsekwencji przypadków taonowych, jest bardzo niewiele.

Czas życia taonu jest na tyle krótki, że rozpada się on na drodze rzędu setek mikrometrów, produkując elektron, mion lub hadrony (głównie piony). Bezpośrednia obserwacja taonu wymaga zatem niezwyklej zdolności rozdzielczej, którą na dużą skalę może zaferować tylko zastosowanie emulsji jądrowej.

Tę strategię stosuje eksperyment OPERA, dla którego obserwacja neutrin taonowych jest głównym celem [18]. Eksperyment korzysta z wysokoenergetycznej wiązki CNGS produkowanej w ośrodku CERN, a jego detektor (umieszczony w laboratorium Gran Sasso we Włoszech) zbudowany jest ze 150 tys. „cegiełek” zawierających cienkie warstwy ołowiu przekładane emulsją jądrową. System scyntylatorów umożliwia zlokalizowanie cegiełek, w których zaszło oddziaływanie, a następnie są one automatycznie wyjmowane, demontowane i każda warstwa jest skanowana. Pozwala to na niezwykle dokładną rekonstrukcję oddziaływania i bezpośrednią obserwację miejsca rozpadu taonu.

Do tej pory eksperyment zaobserwował 2 kandydatów na przypadki oddziaływania CC  $\nu_\tau$  przy spodziewanej liczbie 2,1 z tłem szacowanym na 0,2 [19]. W ciągu całego czasu trwania eksperymentu przewidywane jest zarejestrowanie ok. 8 przypadków sygnału.

Pozostałe eksperymenty, nie posiadające odpowiedniej rozdzielczości przestrzennej, ograniczają się do identyfikacji pośredniej bazując na różnicach w rozkładach zmiennych kinematycznych. Różnice te nie są jednak znaczne, a tło jest zazwyczaj bardzo duże, dlatego taka obserwacja jest niezwykle trudna. Jedyne eksperyment Super-Kamiokande badający neutrina atmosferyczne ogłosił wynik dotyczący obserwacji neutrin taonowych, wykluczając ich brak na poziomie  $3,8\sigma$  [20].

Poza tymi doniesieniami, brak jest innych wyników dotyczących pojawiania się neutrin taonowych. Obecnie planowane lub uruchamiane eksperymenty oscylacyjne (poza MINOS+) będą miały zbyt niską energię, by móc skutecznie zaobserwować taony.

## Rozdział 2

# Eksperyment MINOS

MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) [21] jest eksperymentem akceleratorowym z długą bazą znajdującym się w Stanach Zjednoczonych. Korzysta ze sztucznej wiązki neutrin mionowych oraz dwóch detektorów zbudowanych jako kalorymetry próbkujące do badania oscylacji neutrin w sektorze atmosferycznym. Źródło neutrin oraz bliski detektor (o masie 1 kt) znajdują się w ośrodku Fermilab (Illinois), a daleki detektor (o masie 5,4 kt) umieszczony jest w Soudan (Minnesota) w odległości 735 km.

Głównym celem fizycznym eksperymentu było potwierdzenie oscylacji neutrin atmosferycznych i precyzyjny pomiar parametrów  $\Delta m^2$  i  $\theta_{23}$  dominujących w procesie zanikania neutrin mionowych. Konstrukcja urządzeń wytwarzających wiązkę umożliwia wybór różnych energii neutrin oraz przeprowadzenie tych samych badań dla wiązki antyneutrin mionowych. Program fizyczny eksperymentu obejmuje też między innymi: obserwacje neutrin atmosferycznych, poszukiwanie kąta mieszania  $\theta_{13}$ , poszukiwania oscylacji w neutrina sterylne i pomiar prędkości neutrin.

Eksperyment rozpoczął zbieranie danych z wiązki w 2005 roku i w ciągu 7 lat działania zebrał statystykę odpowiadającą ponad  $15 \times 10^{20}$  POT (*protons on target*, protonów dostarczonych do tarczy). W maju 2012 roku, wraz z rozpoczęciem przerwy technicznej na modernizację wiązki, eksperyment został oficjalnie zakończony. Jednak po zakończeniu przebudowy zostanie uruchomiony ponownie jako MINOS+, z nowym programem fizycznym.

### 2.1. Wiązka neutrin (NuMI)

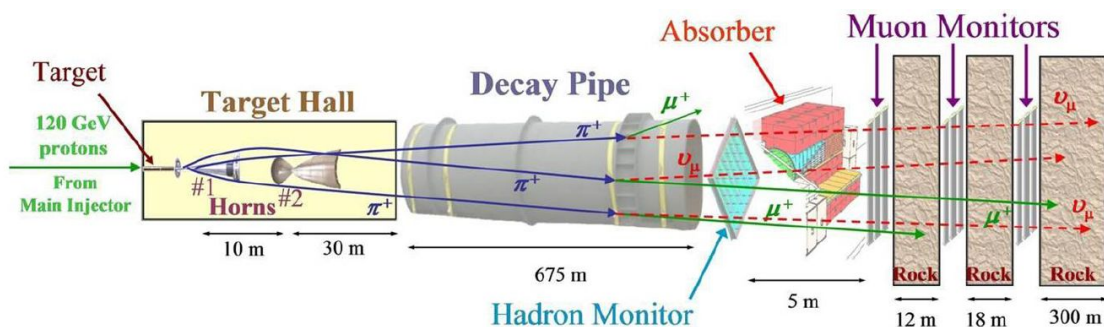
Eksperyment MINOS korzysta z wiązki neutrin NuMI (*Neutrinos at the Main Injector*) [22], wytwarzanej przy akceleratorze Main Injector w Fermilabie (rys. 2.1). Wiązka protonów przyspieszana jest do energii 120 GeV, a następnie odchylana w kierunku tarczy. Tarcza składa się z wielu grafitowych segmentów umieszczonych w metalowym cylindrze o średnicy 3 cm i długości 95 cm. Chłodzenie wodą zapobiega zniszczeniu tarczy w wyniku stresu termicznego.

W wyniku zderzeń protonów z jądrami węgla powstają cząstki wtórne, przede wszystkim naładowane piony i kaony. Wiązka cząstek wtórnych jest ogniskowana przez zestaw dwóch parabolicznych rogów magnetycznych (*magnetic horns*). Urządzenia te, zasilane prądem o natężeniu do 200 kA, wytwarzają toroidalne pole magnetyczne, które skupia dodatkowo naładowane cząstki.

Zogniskowana wiązka wtórna trafia następnie do tunelu rozpadowego. W dłuższej na 675 m rurze o średnicy 2 m piony i kaony ulegają rozpadowi produkując neutrina. Dominującym procesem jest rozpad:



w wyniku którego powstają neutrina mionowe. Domieszki innych rodzajów neutrin powstają głów-



Rysunek 2.1: Schemat wiązki NuMI zaczerpnięty z [23]. Na rysunku przedstawiono (od lewej strony): wiązkę protonów, tarczę, rogi magnetyczne, rurę rozpadową, absorber hadronowy i skałę wraz z detektorami monitorującymi wiązkę.

nie w wyniku rozpadów kaonów i mionów:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (2.2)$$

Domieszka antyneutrino mionowych w wiązce wynosi ok. 7% a neutrino i antyneutrino elektronowych 1,3%. Długość tunelu rozpadowego musi być tak dobrana, żeby z jednej strony otrzymać jak najwięcej neutrino (i dostatecznie intensywną wiązkę), a z drugiej ograniczyć liczbę rozpadów mionów. Na początku eksperymentu tunel zawierał próżnię o ciśnieniu 1 Tr, ale na jesieni 2007 roku wypełniono go helem o ciśnieniu atmosferycznym.

Na końcu rury rozpadowej znajduje się absorber hadronowy, którego zadaniem jest pochłonięcie wszystkich wtórnych mezonów i protonów, które nie oddziaływały z tarczą. Dalej przedostają się jedynie neutrino oraz wysokoenergetyczne miony. Do zatrzymania mionów służy warstwa skały dolomitowej o grubości 240 m, która oddziela absorber od hali bliskiego detektora.

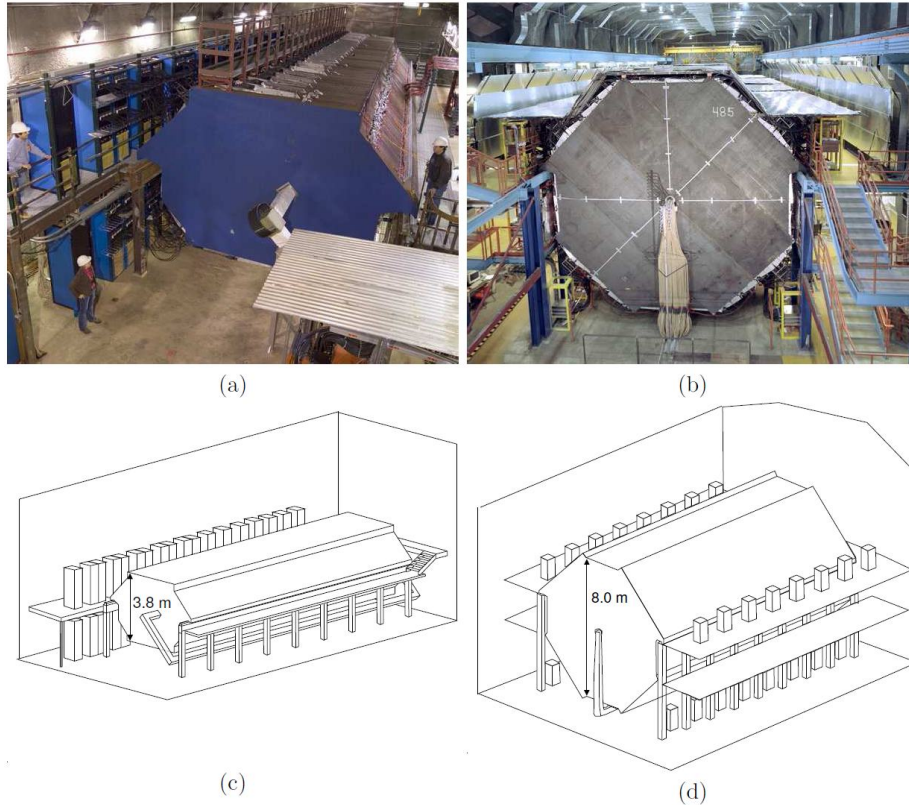
Wzajemne położenie tarczy oraz dwóch rogów pozwala zmieniać rozkład energii wiązki neutrino. Przy projektowaniu eksperymentu zapewniono możliwość ustawienia jednej z trzech konfiguracji: wysoko-, średnio- i niskoenergetycznej. W sumie możliwe jest pokrycie zakresu energii od 1 do 16 GeV. Ponieważ wartość  $\Delta m^2$  okazała się mniejsza od pierwotnych szacunków, przez większość czasu korzystano z ustawienia niskoenergetycznego.

Zmiana polaryzacji zasilania rogów magnetycznych pozwala zmienić znak skupianych cząstek wtórnych i znacząco wzmocnić zawartość antyneutrino w wiązce. Proporcje neutrino i antyneutrino nie ulegają całkowitemu odwróceniu, ponieważ w wyniku oddziaływań w tarczy powstaje znacznie więcej cząstek dodatnich niż ujemnych. W modzie antyneutrino antyneutrino mionowe stanowią około 40% wszystkich neutrino.

## 2.2. Budowa detektorów

Eksperyment MINOS posiada dwa detektory rejestrujące oddziaływania neutrino z wiązki. Bliski detektor znajduje się na terenie ośrodka Fermilab, w odległości 1040 m od tarczy i na głębokości 100 m. Jego zadaniem jest zbadanie wiązki przed zajściem oscylacji. Drugi, daleki detektor mieści się w szybie nieczynnej kopalni w Soudan 735 km od źródła wiązki, na głębokości 705 m. Poprzez porównanie liczby i widma neutrino z bliskim detektorem możliwe jest zaobserwowanie oscylacji i zmierzenie jej parametrów. Konstrukcja detektorów jest możliwie identyczna, dzięki czemu duża część błędów systematycznych (np. niepewności przekrojów czynnych) jest silnie skorelowana i redukuje się przy porównywaniu wyników. Rysunek 2.2 przedstawia zdjęcia i schematy detektorów.





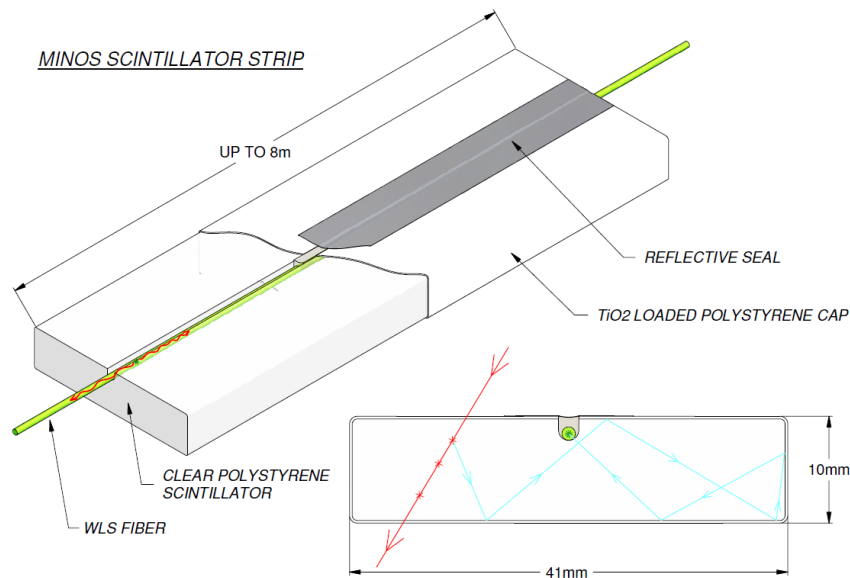
Rysunek 2.2: Detektory eksperymentu MINOS. (a) przedstawia zdjęcie, a (c) schematyczny rysunek bliższego detektora znajdującego się w Fermilabie. (b) przedstawia zdjęcie dalekiego detektora w hali eksperymentalnej w Soudan, a (c) rysunek jednego z dwóch modułów. Ilustrację zaczerpnięto z [34]

Oba detektory są namagnesowanymi kalorymetrami próbkującymi ze zdolnością do rekonstrukcji torów. Zbudowane są z warstw stali o grubości 2,54 cm zawieszonych co 5,95 cm. Do stalowych płaszczyzn przymocowane są warstwy plastikowych pasków scyntylacyjnych o grubości 1 cm i szerokości 4,1 cm, znajdujących się w nieprzezroczystych osłonkach. Ponieważ paski scyntylatora pozwalają na odtworzenie pozycji cząstek tylko w jednej płaszczyźnie, kolejne warstwy obrócone są względem siebie o  $90^\circ$ . Oddziaływanie rejestrowane jest niezależnie w dwóch dwuwymiarowych rzutach, nazywanych U i V. Dzięki temu możliwe jest przestrzenne zrekonstruowanie torów cząstek.

Przez środek detektora przebiega cewka wzbudzająca toroidalne pole magnetyczne, które umożliwia rozróżnianie znaków rejestrowanych mionów. Pozwala to na identyfikację neutrin i antyneutrin przypadkiem po przypadku, co jest unikalną własnością eksperymentu MINOS.

Paski scyntylacyjne wykonane są z przezroczystego ekstrudowanego polistyrenu. Każdy pasek posiada wgłębienie, w którym wklejone jest włókno optyczne WLS (*wavelength shifting*, przesuwające długość fali) zbierające sygnał scyntylacyjny. Pasek znajduje się w odbijającej światło osłonie z  $\text{TiO}_2$ . Schemat budowy przedstawiony jest na rysunku 2.3. Włókna WLS łączone są z przezroczystymi światłowodami, które doprowadzają światło scyntylacyjne do fotopowielaczy.

Bliższy detektor składa się z 282 warstw o szerokości 6 m i wysokości 4 m. Detektor jest podzielony na dwie części: kalorymetryczną i spektrometryczną. Część kalorymetryczna, umieszczona bliżej źródła wiązki, składa się ze 121 płaszczyzn. Do każdej z nich przymocowana jest warstwa scyntylatora. W drugiej części (spektrometrycznej) warstwa scyntylatora znajduje się tylko na co piątej płaszczyźnie. Cewka magnesu przewodzi prąd o natężeniu 40 kA, indukując pole magne-



Rysunek 2.3: Schemat budowy paska scyntylacyjnego. W wytłoczonym wgłębieniu wklejone jest włókno WLS, które zbiera światło scyntylacyjne. Przezroczysty pasek otoczony jest osłonką, a wgłębienie zaklezione jest taśmą. Rysunek zaczerpnięty z [21]

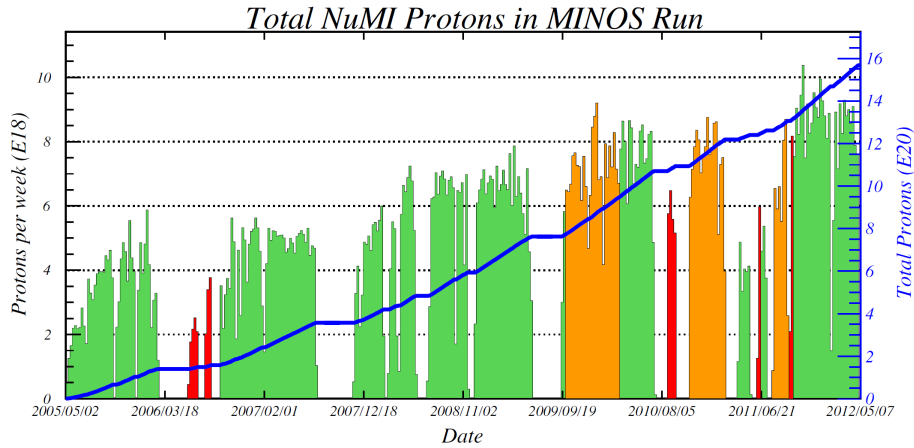
tyczne o średnim natężeniu 1,17 T w obszarze wiarygodnym. Masa całkowita detektora wynosi 980 t. Paski scyntylacyjne w bliskim detektorze odczytywane są tylko z jednego końca, a drugi jest zalepiony taśmą odbijającą światło. Włókna optyczne wyprowadzające sygnał pogrupowane są w wiązki i doprowadzone do 64-anodowych fotopowielaczy Hamamatsu (po jednym włóknie na piksel w części kalorymetrycznej i po cztery w spektrometrycznej).

Daleki detektor zbudowany jest z 486 płaszczyzn o kształcie ośmiokątów foremnych wysokich i szerokich na 8 m. Podzielony jest na dwa moduły oddzielone 1,15 m przerwą. Do każdej warstwy stali (poza pierwszą w każdym module) przymocowane są paski scyntylacyjne. Każdy moduł posiada własną cewkę, przez którą płynie prąd o natężeniu 15,2 kA, indukując pole magnetyczne o średnim natężeniu 1,27 T. Daleki detektor ma długość 30 m i masę całkowitą 5,4 kT. Paski scyntylacyjne (po 192 na każdą płaszczyznę) odczytywane są z obu stron za pomocą włókien przyłączonych do 16-anodowych fotopowielaczy Hamamatsu. Do każdego kanału fotopowielacza doprowadzone jest osiem różnych włókien, a wykorzystanie informacji z obu końców pasków pozwala na rozwikłanie wieloznaczności na etapie rekonstrukcji oddziaływań.

## 2.3. Wyniki

W trakcie 7 lat działania eksperyment MINOS zebrał dużą statystykę przypadków neutrinowych. Rysunek 2.4 pokazuje ilość dostarczonej wiązki wyrażoną w POT z podziałem na tryb neutrinowy, antyneutrinowy i specjalny tryb wysokoenergetyczny. Całkowita liczba protonów dostarczonych do tarczy wynosi  $15,7 \times 10^{20}$ , z czego  $10,7 \times 10^{20}$  w trybie neutrinowym.

Jednym z wyników uzyskanych przez eksperyment jest pomiar wartości  $|\Delta m^2|$  oraz  $\sin^2 2\theta_{23}$  z badania zanikania neutrin mionowych (w tym przypadku eksperyment korzysta z przybliżenia dwuzapachowego). Szerokie widmo energetyczne wiązki i dobra zdolność rekonstrukcji energii pozwoliły na odtworzenie krzywej oscylacyjnej, dla której położenie maksimum jest określone przez  $\Delta m^2$ , a jego głębokość przez  $\sin^2 2\theta_{23}$  [24]. Ten sam pomiar przeprowadzono również dla



Rysunek 2.4: Wykres intensywności dostarczonej wiązki. Wypełnione diagramy słupkowe przedstawiają tygodniową intensywność dla różnych modów: zielony (jasny) – wiązka neutrinowa, pomarańczowy (ciemniejszy) – wiązka antyneutrinowa, czerwony (najciemniejszy) – wiązka wysokoenergetyczna). Niebieska linia przedstawia całkowitą liczbę POT [23].

antyneutrino, wykorzystując przypadki antyneutrinowe z wiązki neutrinowej [25] oraz z dedykowanej wiązki antyneutrinowej [26]. Nie stwierdzono istnienia różnic pomiędzy oscylacjami neutrin i antyneutrino. Wykonano również analizę dla neutrin atmosferycznych [27] oraz zbiorcze dopasowanie parametrów oscylacji dla pełnej próbki neutrin i antyneutrino z wiązki i pochodzenia atmosferycznego (rys. 2.5) [23]. Otrzymane wartości wynoszą:

- $|\Delta m^2| = 2,39_{-0,10}^{+0,09} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,
- $\sin^2 2\theta_{23} = 0,96 \pm 0,04$ ,

przy czym pomiar  $|\Delta m^2|$  jest w tej chwili najdokładniejszym na świecie.

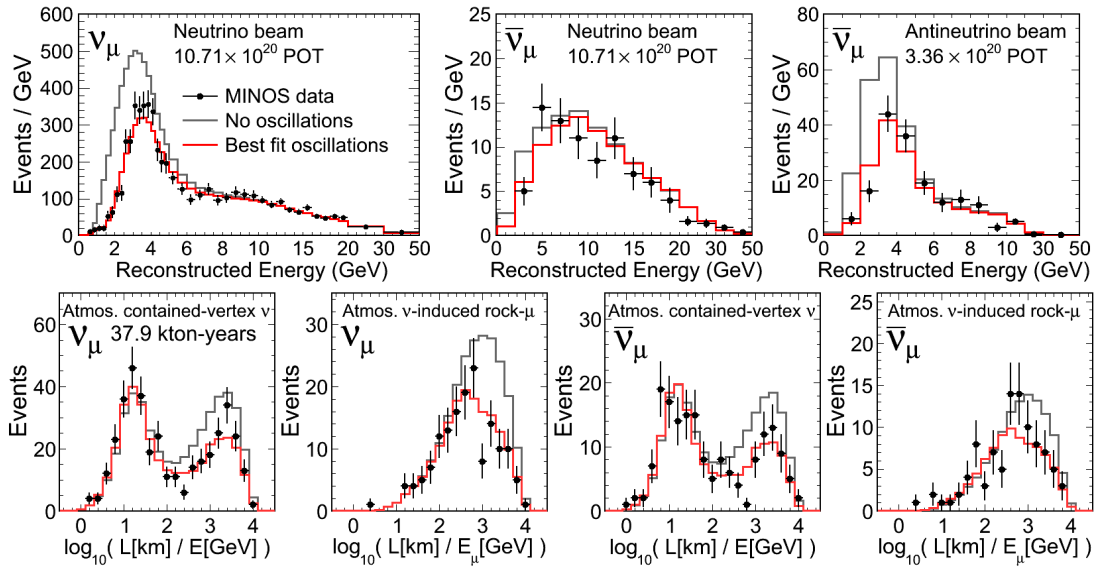
Eksperyment MINOS dokonał również obserwacji pojawiania się neutrin elektronowych, wykluczając zerową wartość  $\theta_{13}$  na poziomie ufności ponad 90% [23]. Przeprowadzono też między innymi pomiar prędkości neutrin [28] oraz nałożono ograniczenia na istnienie neutrin sterylnych [29].

## 2.4. Kontynuacja eksperymentu jako MINOS+

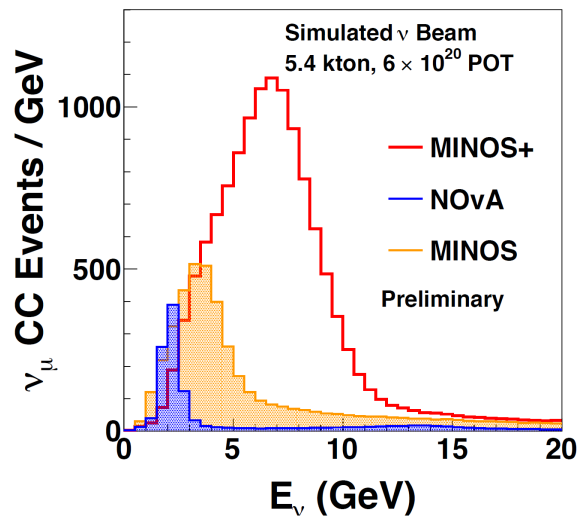
W maju 2012 roku rozpoczęła się roczna przerwa w działaniu wiązki NuMI, a eksperyment MINOS został zakończony. Przerwa jest spowodowana uruchomieniem nowego eksperymentu oscylacyjnego o nazwie NOvA [17], który zmierzy dokładnie wartość kąta mieszania  $\theta_{13}$  i będzie poszukiwał fazy łamania symetrii CP  $\delta$  oraz hierarchii mas. Znajduje się poza osią wiązki, dzięki czemu rejestrowane widmo neutrin jest bardzo wąskie. Wymagane jest jednak znaczne zwiększenie intensywności wiązki oraz jej energii (rys. 2.6). Podczas przerwy zostanie zainstalowana nowa tarcza oraz elementy akceleratora, które zapewnią dwukrotnie większą moc wiązki protonowej (co przekłada się na dwukrotny wzrost intensywności neutrin).

Po zakończeniu modernizacji eksperyment MINOS będzie kontynuował pracę pod nową nazwą MINOS+ [30]. Wyższa energia neutrin obserwowanych w jego detektorach pozwoli na dokładne zbadanie słabo poznanego zakresu energii neutrin 4-10 GeV. MINOS+ zajmie się przede wszystkim poszukiwaniem neutrin sterylnych, dysponując wysoką czułością na wykluczenie w dużym zakresie przestrzeni parametrów  $\Delta m_{43}^2$  i  $\sin^2 2\theta_{24}$ , zarówno dla neutrin, jak i antyneutrino. Zmodernizowany system pomiaru czasu umożliwi precyzyjny pomiar prędkości neutrin.

## MINOS PRELIMINARY



Rysunek 2.5: Rozkłady energetyczne różnych próbek w zbiorczej analizie zanikania neutrin mionowych. Od góry i od lewej: neutrina z wiązki neutrinowej, antyneutrina z wiązki neutrinowej, antyneutrina z wiązki antyneutrinowej, neutrina atmosferyczne z wierzchołkiem oddziaływania zawartym w detektorze, neutrina atmosferyczne przychodzące od spodu detektora (i reagujące w skale), antyneutrina atmosferyczne z wierzchołkiem w detektorze i antyneutrina atmosferyczne przychodzące od spodu. Dla każdego rysunku czarna linia przedstawia widmo oczekiwane przy braku oscylacji, punkty to dane, a czerwona linia jest wynikiem najlepszego dopasowania parametrów oscylacji do wszystkich próbek jednocześnie. Rysunek zaczerpnięty z prezentacji [23].



Rysunek 2.6: Porównanie symulowanego widma energetycznego wiązki neutrinowej dla trzech eksperymentów. Na pomarańczowo (jaśniejsze wypełnienie) zaznaczono widmo obecnej wiązki w dalekim detektorze MINOS, na niebiesko (ciemniejsze wypełnienie) widmo nowej wiązki w detektorze NOvA, a na czerwonej linii w MINOS+. Rysunek pochodzi z prezentacji [23]

Dzięki wyższym energiom i większej intensywności wiązki, w dalekim detektorze MINOS+ spodziewanych jest więcej przypadków oddziaływań neutrin taonowych, co może pozwolić na ich obserwację.

## Rozdział 3

# Oddziaływania neutrin w detektorze

Neutrino reagują z materią poprzez oddziaływania słabe, z bardzo małymi przekrojami czynnymi. Do zarejestrowania tych oddziaływań potrzebny jest detektor o dużej masie oraz bardzo intensywna wiązka. W detektorach eksperymentu MINOS neutrino oddziałują przede wszystkim z jądrami żelaza, produkując cząstki wtórne, które przechodząc przez detektor produkują światło w scyntylatorach. W poniższym rozdziale opisano metodę rekonstruowania oddziaływań neutrin w detektorze (podrozdział 3.1) oraz scharakteryzowano różne typy rejestrowanych przypadków (3.2).

### 3.1. Rekonstrukcja przypadku

Zapis oddziaływania z detektora zawiera pozycje pasków scyntylacyjnych (w dwóch dwuwymiarowych rzutach) wraz z wartością oraz czasem zarejestrowanego w nich sygnału świetlnego. Każdy „zapalony” pasek nazywany jest trafieniem. Celem rekonstrukcji jest odtworzenie oddziaływań neutrin, które zaszyły w detektorze.

Wiązka neutrin jest na tyle intensywna, że przy każdym jej pulsie w bliskim detektorze zachodzi wiele oddziaływań neutrin (rzędu dziesięciu). W celu przyporządkowania poszczególnych trafień różnym oddziaływaniom korzysta się z ich separacji czasowej i przestrzennej. W dalekim detektorze oddziaływania zachodzą rzadko i prawdopodobieństwo nałożenia się dwóch przypadków z wiązki jest zaniedbywalne. Kierunek i czas nadejścia wiązki pozwalają na wyeliminowanie tła od promieniowania kosmicznego i neutrin atmosferycznych.

W rekonstrukcji używane są dwa podstawowe obiekty będące zbiorami pojedynczych trafień: tor i kaskada. Tor służy do odwzorowania śladu pojedynczej cząstki, która przecięła wiele warstw detektora, wywołując aktywność w napotkanych paskach scyntylacyjnych. Zarówno konstrukcja detektora, jak i algorytm rekonstrukcji torów zoptymalizowane są do znajdowania śladów zostawionych przez miony, które zwykle przebywają znaczną drogę w detektorze i poruszają się wzdłuż jego osi. Z tego powodu z góry zakłada się, że rekonstruowany tor należy do mionu.

Znajdowanie torów odbywa się w dwóch etapach. Na pierwszym etapie wyszukiwane są krótkie segmenty współliniowych trafień leżących w sąsiednich płaszczyznach. Segmenty zachodzące na siebie są łączone w „zarodek” toru. Następnie stosuje się filtr Kalmana, który przemieszczając się wzdłuż toru-„zarodka”, w każdym punkcie przewiduje jego dalszy ciąg. Na tej podstawie dopasowuje kształt toru, dodając lub usuwając kolejne trafienia. Po zakończeniu działania algorytm podaje wartość pędu mionu obliczoną na podstawie krzywizny toru. Energia mionu wyznaczana jest z odległości, jaką przebył, jeśli tor kończy się wewnątrz detektora lub z powyższego dopasowania, jeśli nie cały tor jest zawarty w detektorze. Efektywność znajdowania torów mionów jest bardzo duża, ale często znajdują się też tory nieprawdziwe, składające się z trafień przypadkowo leżących blisko siebie.

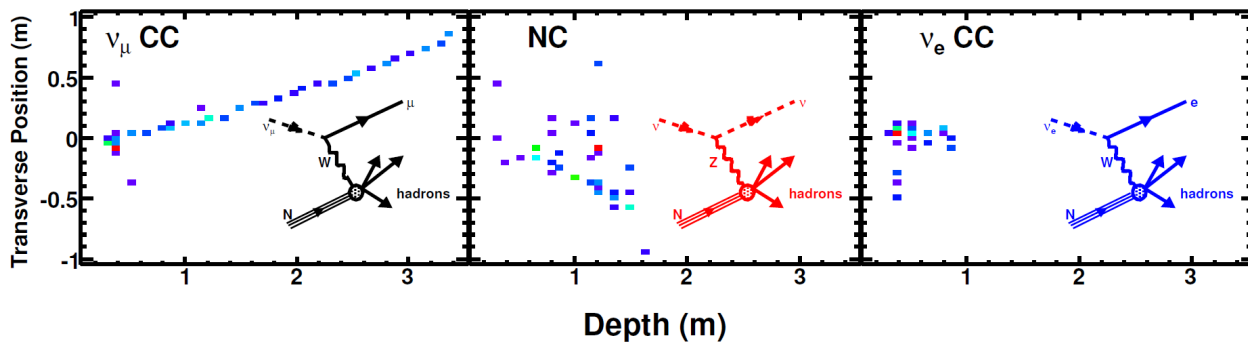
Wyprodukowane w oddziaływaniach neutrin hadrony mogą wytworzyć kaskadę, produkując kolejne cząstki w oddziaływaniach silnych z materią detektora. Detektor ma za małą rozdzielczość przestrzenną, by móc odtworzyć tor pojedynczych cząstek kaskady, więc są one rekonstruowane jako całość. Leżące blisko siebie w czasie i przestrzeni trafienia są grupowane w mniejsze struktury, które następnie łączą się razem. Energię kaskady wyznacza się kalorymetrycznie, sumując całkowity sygnał scyntylacyjny. Zależność zarejestrowanego sygnału od prawdziwej energii kaskady znana jest dzięki kalibracji detektora. W kaskadzie mogą się też znajdować dużo bardziej zwarte kaskady elektromagnetyczne, powstałe w wyniku konwersji pionów neutralnych w fotony lub oddziaływań neutrin elektronowych.

Położenia poprzeczne trafień w rzutach U i V są od siebie niezależne, więc rekonstrukcję torów i kaskad wykonuje się najpierw osobno w każdym z nich, a następnie łączy porównując położenia wzdłuż detektora.

Na podstawie informacji o zrekonstruowanych torach i kaskadach, wyznacza się położenie wierzchołka przypadku, który odtwarza punkt zajścia oddziaływania neutrina. W wielu analizach wymaga się, by wierzchołek znajdował się w obszarze wiarygodnym detektora, dzięki czemu unika się źle zrekonstruowanych lub niekompletnych przypadków.

### 3.2. Rodzaje przypadków neutrinowych

Oddziaływania neutrin odbywają się za pośrednictwem masowych bozonów W lub Z, co dzieli je na dwie różne grupy. Oddziaływanie za pośrednictwem neutralnego bozonu Z nazywane jest oddziaływaniem NC (*neutral current interaction*, czyli oddziaływanie z wymianą prądów neutralnych) i nie prowadzi do przejścia pomiędzy generacjami leptonów, tj. nie pozwala na zmianę neutrina w lepton naładowany. Wyprodukowane cząstki ani przekroje czynne nie są w żaden sposób zależne od zapachu neutrina i w związku z tym oddziaływania NC nie pozwalają na identyfikację zapachu pierwotnego neutrina. Dla analiz oscylacji neutrin stanowią więc zazwyczaj tło. W detektorze przypadki NC charakteryzują się obecnością kaskady hadronowej i brakiem toru mionu. Zazwyczaj są również rozproszone. Mogą zawierać zrekonstruowane tor, które na ogół są fałszywe. Przykładowy widok przypadku NC pokazany jest na rysunku 3.1 (pośrodku).



Rysunek 3.1: Podstawowe klasy oddziaływań obserwowanych w detektorach MINOS. Na każdym z obrazków znajduje się diagram Feynmana dla danego oddziaływania i widok przypadku w jednym z dwóch rzutów (punkty wskazują położenia pasków scyntylatora, a ich kolor ilość zarejestrowanego światła). Od lewej: oddziaływanie CC neutrina mionowego, oddziaływanie NC i oddziaływanie CC neutrina elektronowego. Rysunek pochodzi z pracy [34].

Wymiana naładowanego bozonu W jest nazywana oddziaływaniem CC (*charge current interaction* – oddziaływanie z wymianą prądów naładowanych). W tych oddziaływaniach w stanie

końcowym zamiast neutrino pojawia się naładowany lepton o odpowiadającym mu zapachu (np. mion zamiast neutrino mionowego). Obserwacja odpowiedniego leptonu naładowanego pozwala zatem na identyfikację oddziałującego neutrino. Charakterystyka przypadku w detektorze zależy przede wszystkim od zapachu neutrino.

Najbardziej charakterystyczne są przypadki oddziaływań CC neutrino mionowych, do obserwacji których detektor został zaprojektowany. Ich główną cechą jest obecność toru mionu, który jest zazwyczaj wyraźnie dłuższy od ewentualnej kaskady przy wierzchołku. Takie tory są dobrze rekonstruowane i łatwo odróżniane od fałszywych torów znalezionych w kaskadach hadronowych. Typowy przypadek CC  $\nu_\mu$  można zobaczyć na rysunku 3.1 (po lewej). Szczegółowy opis selekcji torów mionowych znajduje się w rozdziale 5.

W oddziaływaniach CC neutrino elektronowych powstaje elektron, który przekształca się w kaskadę elektromagnetyczną. Można ją zaobserwować w postaci dużej aktywności skondensowanej w kilku paskach scyntylacyjnych. Charakterystyczny przypadek CC  $\nu_e$  pokazany jest na rysunku 3.1 (po prawej). Większość przypadków elektronowych jest bardzo podobna do oddziaływań NC i odróżnienie ich jest trudne. Analiza pojawiania się neutrino elektronowych wykorzystuje do ich identyfikacji złożony algorytm, porównujący zarejestrowany przypadek z obszerną biblioteką przypadków wygenerowanych w symulacji Monte Carlo. Stopień podobieństwa do przypadków sygnału określa prawdopodobieństwo, że jest to oddziaływanie CC  $\nu_e$ . Dzięki temu można ocenić statystycznie liczbę oddziałujących neutrino elektronowych.

Oddziaływaniu CC neutrino taonowych towarzyszy produkcja taonu, który praktycznie natychmiast się rozpada. Wygląd przypadku zależy więc przede wszystkim od produktów rozpadu. Przypadek z rozpadem taonu na mion (i neutrino) będzie wyglądał podobnie, jak oddziaływanie CC  $\nu_\mu$ ; przypadek z rozpadem na elektron podobnie, jak CC  $\nu_e$ ; natomiast rozpad taonu na hadrony przypomina przypadek z oddziaływaniem NC. Szczegółowa analiza różnych kanałów i charakterystyk odpowiedzi detektora zawarta jest w rozdziale 4.

Oddziaływania CC w detektorach MINOS należą do jednego z trzech rodzajów: rozpraszania kwazielastycznego (QE, *quasi-elastic*), produkcji rezonansowej (RES, *resonant production* oraz rozpraszania głęboko nieelastycznego (DIS, *deep inelastic scattering*)<sup>1</sup>.

Dla neutrino mionowych w obszarze niskich energii (pojedynczych GeV, rys. 3.2) dominują oddziaływania kwazielastyczne, w wyniku których powstaje tylko mion i proton.

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (3.1)$$

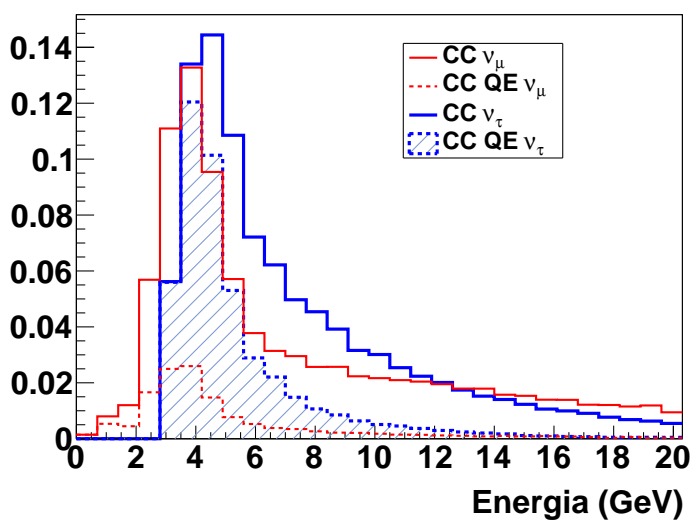
Przypadki oddziaływania CC QE  $\nu_\mu$  charakteryzują się brakiem kaskady i obecnością toru mionowego w większości przypadków (czasem może być widoczny proton, ale jego tor jest zwykle bardzo krótki i nie jest rekonstruowany). Jednocześnie kinematyka przypadku jest silnie związana z energią neutrino. Dzięki temu oddziaływania QE oferują lepszą rozdzielczość pomiaru energii.

Dla neutrino taonowych przekrój czynny na oddziaływanie kwazielastyczne stanowi duży ułamek całkowitego przekroju czynnego, nawet dla energii neutrino rzędu 3-5 GeV. Wynika to z dużej różnicy pomiędzy masą taonu i mionu, która ma wpływ na przekrój czynny.

W oddziaływaniach typu RES, typowych dla niskich i średnich energii, powstaje stan rezonansowy, który rozpada się na hadrony. Natomiast w oddziaływaniach DIS powstaje kaskada hadronowa, często wysokoenergetyczna. Oba rodzaje przypadków charakteryzują się znaczną częścią energii zdeponowaną w postaci kaskad.

<sup>1</sup>Inne klasy oddziaływań, jak np. koherentne rozpraszanie na jądrach stanowią zaniedbywalny ułamek.

Energia neutrina



Rysunek 3.2: Symulowane rozkłady prawdziwej energii neutrino mionowych (czerwony) i taonowych (niebieski) biorących udział w oddziaływaniu CC w dalekim detektorze. Liniami przerywanymi (oraz kreskowaniem dla neutrino taonowych) wyszczególniono oddziaływania kwazielastyczne. Rozkłady uwzględniają oscylacje opisane w 4.1. Względna normalizacja widm dla neutrino mionowych i taonowych jest arbitralna.



## Rozdział 4

# Analiza oddziaływań neutrin taonowych

Rozdział poświęcony jest zbadaniu własności oddziaływań CC neutrin taonowych pochodzących z oscylacji neutrin mionowych. W pracy ograniczono się do analizy danych z symulacji Monte Carlo dla dalekiego detektora, którą opisano w podrozdziale 4.1, razem z przyjętym modelem oscylacji. Właściwości oddziaływań CC neutrin taonowych różnią się zasadniczo w zależności od kanału rozpadu taonu. Podrozdziały 4.2, 4.4 i 4.3 zawierają analizę trzech podstawowych kanałów (hadronowego, elektronowego i mionowego) pod kątem możliwości zastosowania ich w selekcji przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$ .

Dla uproszczenia analizy nie wprowadzono rozróżnienia między oddziaływaniami neutrin i antyneutrin. W związku z tym naładowane leptony obu znaków (w szczególności miony i antimiony) traktowane są tak samo.

### 4.1. Symulacja Monte Carlo

Symulacja Monte Carlo wykorzystywana przez eksperyment MINOS składa się z modułów, które odtwarzają między innymi produkcję wiązki, oddziaływanie neutrin z materią, propagację cząstek wtórnych w detektorze oraz ich detekcję. Wygenerowane pliki mają taką samą postać jak pliki z danymi z detektorów, ale zawierają dodatkowe, „prawdziwe” informacje na temat oddziaływania.

W pracy wykorzystano pliki wygenerowane dla konfiguracji niskoenergetycznej z normalną polaryzacją rogów magnetycznych (produkującą wiązkę neutrinową) z oddziaływaniami w dalekim detektorze. Standardowa symulacja odtwarza i propaguje wiązkę neutrin mionowych, nie uwzględniając oscylacji. W celu zbadania oddziaływań neutrin taonowych dokonuje się prostej zamiany neutrin mionowych na taonowe (przed symulacją oddziaływań w detektorze). Widmo energetyczne neutrin w plikach taonowych jest więc takie samo, jak neutrin mionowych w pierwotnej wiązce. Jednak z powodu progu kinematycznego na produkcję taonu, przekrój czynny neutrina taonowego na oddziaływanie CC bardzo silnie się zmienia w tym przedziale energii. Pliki „taonowe” symulacji są więc zdominowane przez oddziaływania neutrin o dużych energiach.

Główną motywacją dla poszukiwań sygnału neutrin taonowych jest sprawdzenie, czy ich ilość zgadza się z obecną hipotezą oscylacji, tłumaczącą zanikanie neutrin mionowych. Można więc z góry założyć zachodzenie oscylacji zgodnie ze znanym modelem. Przeważenie przypadków z plików taonowych i mionowych przez odpowiednie prawdopodobieństwa oscylacji zwraca widma neutrin spodziewane w dalekim detektorze.

Eksperyment MINOS korzysta w analizie zanikania neutrin mionowych z przybliżenia dwuza-

pachowego. Zgodnie z nim prawdopodobieństwo zmiany zapachu neutrino mionowego wynosi

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1,267 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right), \quad (4.1)$$

gdzie  $\Delta m^2$  wyrażona jest w  $\text{eV}^2$ ,  $L$  w km,  $E_\nu$  w GeV, a 1,267 to stała liczbowa wynikająca z zastosowanych jednostek. Prawdopodobieństwo, że neutrino pozostanie mionowe wynosi

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \quad (4.2)$$

Parametry oscylacji  $\sin^2 2\theta = 0,96 \pm 0,04$  i  $\Delta m^2 = 2,39_{-0,10}^{+0,09} \text{ eV}^2$  są znane z pomiarów zanikania neutrin mionowych (podrozdział 2.3), a odległość  $L$  wynosi 735 km. Na wszystkich etapach dalszej analizy przedstawione rozkłady uwzględniają wagę wynikającą z oscylacji.

Przekrój czynny na oddziaływanie CC dla neutrin taonowych pochodzących z oscylacji jest mały, więc całkowita liczba przypadków spodziewanych w detektorze jest bardzo mała. Liczbę przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  w zależności od prawdziwej wartości  $\Delta m^2$  przedstawia rysunek 4.1. Wybrana normalizacja do  $10 \times 10^{20}$  POT odpowiada w przybliżeniu statystyce danych zebranych z wiązką neutrinową. Dla wartości z najlepszego dopasowania oczekuje się 31,5 przypadków w całym obszarze detektora i 24,2 przypadków w obszarze wiarygodnym.<sup>1</sup> Niepewność wartości  $\Delta m^2$  wprowadza błąd rzędu 10%. Drugim źródłem niepewności jest nieznaną wartość  $\sin^2 2\theta$ , która wprowadza błąd rzędu 4%. Znacznie mniejsza jest niepewność statystyczna przewidywanej liczby przypadków, która jest mniejsza niż 1%. Podawane dalej liczby przypadków dotyczą zawsze wartości z najlepszego dopasowania. Całkowita statystyka wykorzystanych w analizie plików „mionowych” odpowiada  $1,39 \times 10^{23}$  POT dostarczonej wiązki. Statystyka przypadków w plikach „taonowych” odpowiada  $5,0 \times 10^{23}$  POT i obejmuje wszystkie pliki symulacji wygenerowane dla oddziaływań wiązki „taonowej” w dalekim detektorze.

## 4.2. Kanał hadronowy

Rozpad taonu na hadrony jest najbardziej prawdopodobnym kanałem rozpadu. Jego produktami są w większości piony. Dla uproszczenia w poniższej analizie zdefiniowano ten kanał poprzez obecność naładowanego pionu wśród produktów rozpadu taonu:

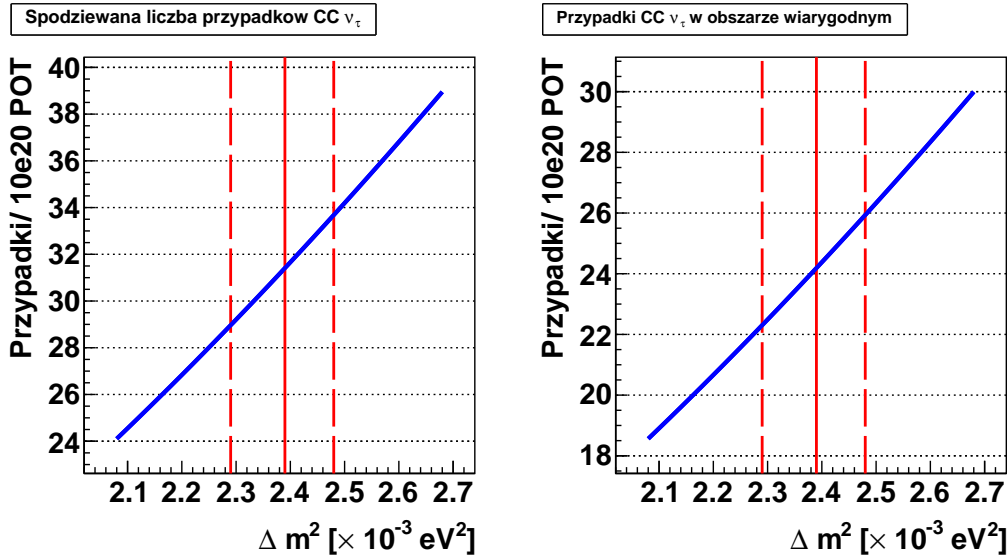
$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu_\tau^{(-)} + X \quad (4.3)$$

Efektywny współczynnik rozgałęzienia wynosi 62%, zatem takich przypadków jest w detektorze najwięcej. Dla próbki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT w obszarze wiarygodnym dalekiego detektora powinno ich zajść ok. 15,1.

Ponieważ produktem rozpadu są hadrony, (często więcej niż jeden), przypadki te mają bardzo często zrekonstruowaną kaskadę hadronową i przypominają przypadki oddziaływań NC, które stanowią dla nich główne tło. W obszarze wiarygodnym dalekiego detektora powinno zostać zarejestrowanych ok. 993 przypadków NC, a więc ponad 60 razy więcej niż przypadków sygnału.

Rysunek 4.2 przedstawia rozkłady wybranych zmiennych opisujących oddziaływanie ukazujące różnice między tłem a sygnałem. W pierwszym rzędzie przedstawione są dwie zmienne charakteryzujące odpowiedź detektora: całkowita wysokość zarejestrowanego sygnału dla całego przypadku i liczba zrekonstruowanych torów. Wysokość sygnału wyrażona jest w jednostkach „sigcor”, które określają wartość po wszystkich poprawkach kalibracyjnych z wyjątkiem uwzględnienia absorpcji w światłowodzie. Przypadki taonowe mają wyższe energie widzialne, co wynika z tego, że

<sup>1</sup>Obszar wiarygodny w dalekim detektorze zdefiniowany jest poprzez odrzucenie obszarów leżących w odległości ok. 25 cm od brzegów detektora.



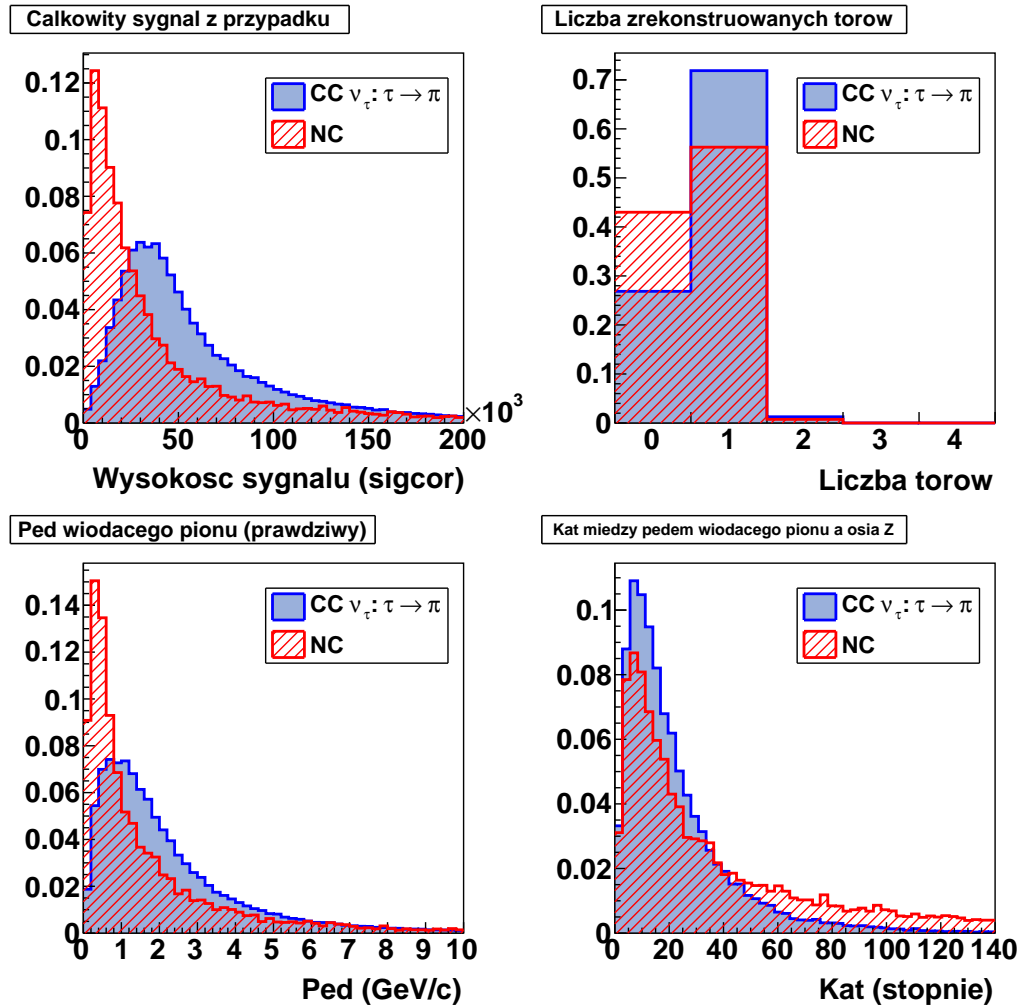
Rysunek 4.1: Liczba spodziewanych przypadków oddziaływań CC neutrino taonowych w dalekim detektorze, przy założeniu oscylacji dwuzapachowych zgodnie z równaniem 4.1, dla różnych wartości  $\Delta m^2$ . Po lewej wykres liczby przypadków w całym obszarze detektora, a po prawej przypadków z wierzchołkiem w obszarze wiarygodnym. Pionową linią ciągłą zaznaczono najlepszą wartość  $\Delta m^2$  otrzymaną z dopasowania [23], a liniami przerywanymi przedział  $\pm 1\sigma$ .

średnia energia neutrino taonowych jest nieco większa (z powodu oscylacji) oraz z faktu, że neutrino w oddziaływaniach NC zabiera średnio więcej energii z przypadku niż neutrino z rozpadu taonu.

Tory pionów są zwykle krótkie i rzadko izolowane od reszty kaskady, więc rzadko są dobrze rekonstruowane. Ponadto algorytm szukający torów często znajduje nieistniejące tory w kaskadach hadronowych. Wizualny przegląd przypadków kanału hadronowego CC  $\nu_\tau$  potwierdza, że istotna część zrekonstruowanych torów jest fałszywa lub źle dopasowana do istniejących śladów pionów [31]. Z drugiej strony w przypadkach z widocznymi dwoma lub trzema torami pionów bardzo rzadko jest zrekonstruowany więcej niż jeden. Rozkład liczby zrekonstruowanych torów potwierdza, że praktycznie nie ma przypadków z więcej niż jednym torem, ale widać, że dla sygnału to jest częściej znajdujemy.

Dolny rząd rozkładów na rysunku 4.2 przedstawia zmienne kinematyczne najbardziej energetycznego pionu w przypadku. Jest to pęd całkowity pionu oraz kąt między wektorem pędu a osią Z, czyli osią wzdłuż detektora. Zmienne są „prawdziwe” to jest znane z symulacji Monte Carlo oddziaływania w detektorze. Piony pochodzące z rozpadów taonu mają średnio wyższe pędy i są emitowane pod mniejszymi kątami niż piony wyprodukowane w oddziaływaniach NC. Nie są to jednak różnice znaczne. Nawet gdyby istniała dobra rekonstrukcja torów pionowych, to zdolność rozdzielcza mogłaby „rozmyć” te efekty, zmniejszając siłę identyfikacji.

Znaleziono tylko dwie zmienne różnicujące przypadki oddziaływania NC od przypadków CC  $\nu_\tau$ , w których taon rozpada się na miony. Ich zdolność separacji jest nieduża, a tło zdecydowanie za wysokie, aby można było przeprowadzić skuteczną selekcję. Jednak bardzo możliwe, że usprawnienie algorytmu rekonstruującego tory, zwłaszcza pod kątem efektywnego znajdowania torów pionowych, wprowadziłoby nowe, skuteczne zmienne identyfikacji. Takie usprawnienia są możliwe, tym bardziej, że obecny algorytm celowo został zoptymalizowany do efektywnego wyszukiwania torów mionowych.



Rysunek 4.2: Rozkłady wybranych zmiennych dla przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z rozpadem  $\tau \rightarrow \pi$  oraz przypadków NC. Górny rząd przedstawia zmienne po rekonstrukcji oddziaływań w detektorze: całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku i liczbę zrekonstruowanych torów, natomiast dolny rząd zmienne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływania: prawdziwy pęd wiodącego pionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego pionu a osią Z (osią detektora). Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

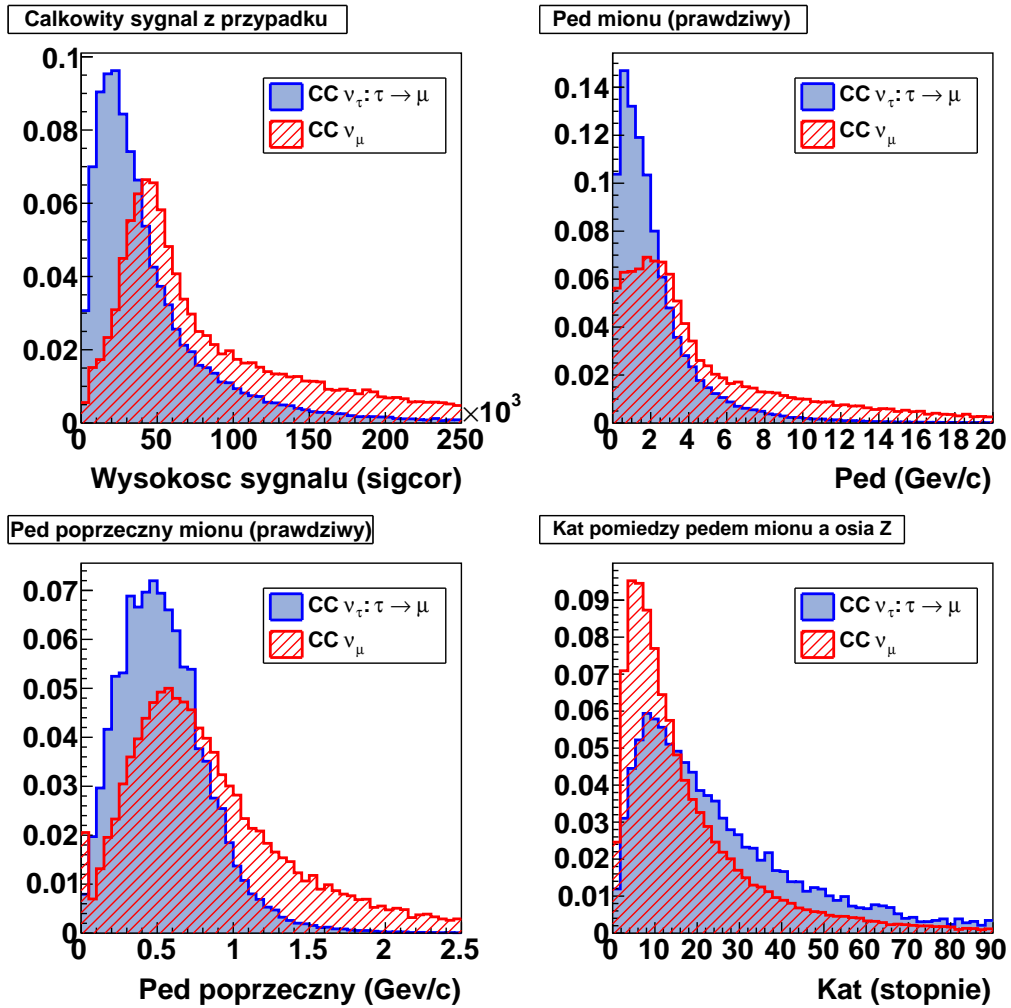
### 4.3. Kanał mionowy

Kanał mionowy obejmuje przypadki, w których taon rozpada się na mion i neutrino:

$$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\tau^{(-)} + \nu_\mu^{(-)} \quad (4.4)$$

Za pochodzące z kanału mionowego przyjęto wszystkie oddziaływania CC  $\nu_\tau$ , dla których wśród produktów rozpadu taonu znajduje się mion. Współczynnik rozgałęzienia wynosi dla niego ok. 17%. Ponieważ w stanie końcowym pojawia się mion, to głównym tłem dla tego kanału są oddziaływania CC  $\nu_\mu$ , które stanowią dominującą grupę oddziaływań w dalekim detektorze. Najmniej korzystny stosunek sygnału do tła stanowi podstawową wadę tego kanału. W próbie odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT należy się spodziewać ok. 4,1 przypadku sygnału w obszarze wiarygodnym dalekiego detektora oraz 2574 przypadków tła (ponad 600 razy więcej).

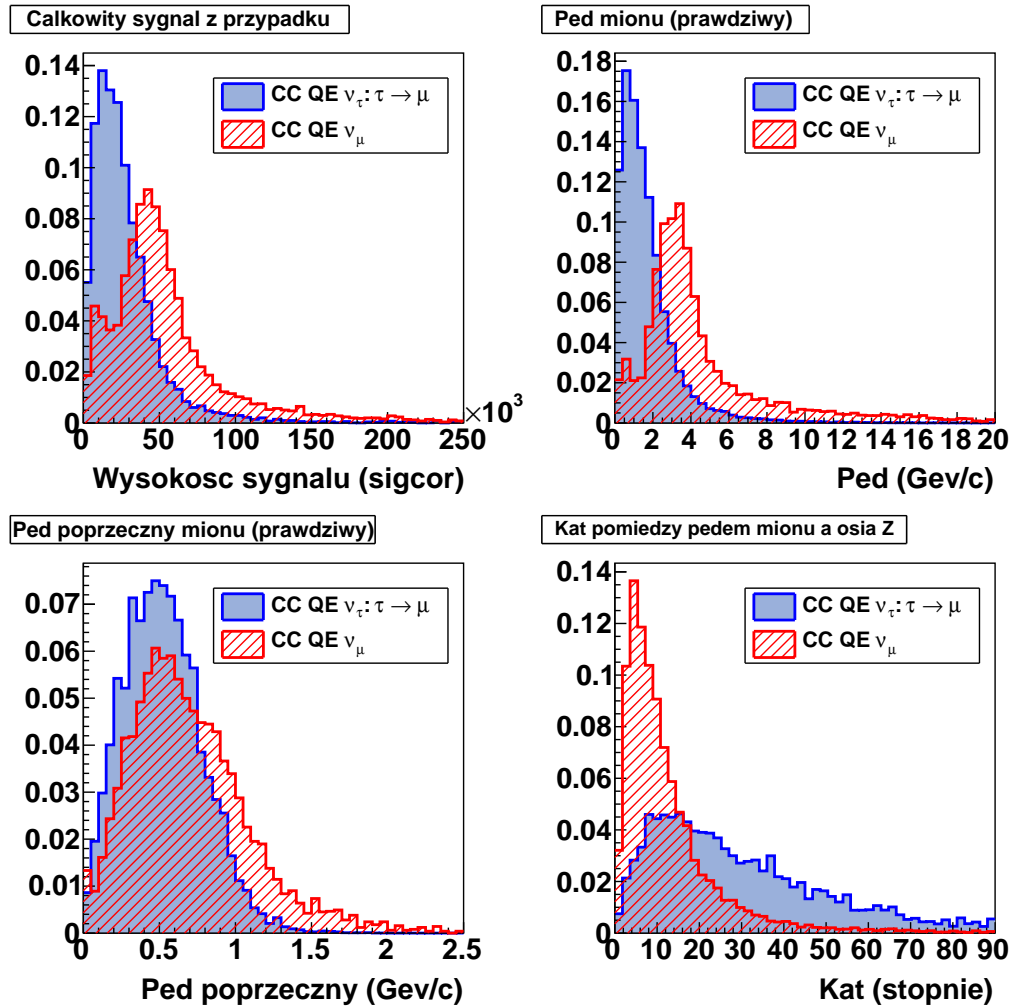
Rysunek 4.3 zawiera rozkłady czterech zmiennych charakteryzujących sygnał i tło. Pierwszą



Rysunek 4.3: Rozkłady wybranych zmiennych dla przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$  oraz przypadków CC  $\nu_\mu$ . Pierwszy rysunek przedstawia całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku, natomiast trzy kolejne przedstawiają zmienne kinematyczne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływań: prawdziwy pęd wiodącego mionu, prawdziwy pęd poprzeczny wiodącego mionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego mionu a osią Z. Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

jest całkowita wysokość sygnału zarejestrowanego w przypadku, a trzy kolejne to prawdziwe charakterystyki dla wiodącego mionu: całkowity pęd, pęd poprzeczny i kąt pomiędzy kierunkiem pędu a osią detektora. Te trzy zmienne kinematyczne są od siebie zależne, ponieważ pęd poprzeczny jest iloczynem pędu całkowitego i sinusa kąta emisji. Do identyfikacji należy więc wybrać te dwie z nich, które oferują najlepszą separację. Pomimo tego, że średnia energia neutrin taonowych w dalekim detektorze jest wyższa niż neutrin mionowych, to w przypadkach z rozpadem taonu na mion jej część wynoszą dwa neutrina, których nie ma w stanie końcowym oddziaływania CC  $\nu_\mu$ . Z tego powodu przypadki taonowe mają średnio niższe energie kaskad niż przypadki tła (co przekłada się na niższy sygnał całkowity), a wyprodukowane miony mają mniejsze pędy. Miony pochodzące z rozpadów taonu charakteryzują się też nieco większymi kątami emisji mimo nieco mniejszych pędów poprzecznych. Zdolność separacji tła i sygnału w tych zmiennych nie jest jednak wysoka, zwłaszcza biorąc pod uwagę ogromną ilość tła.

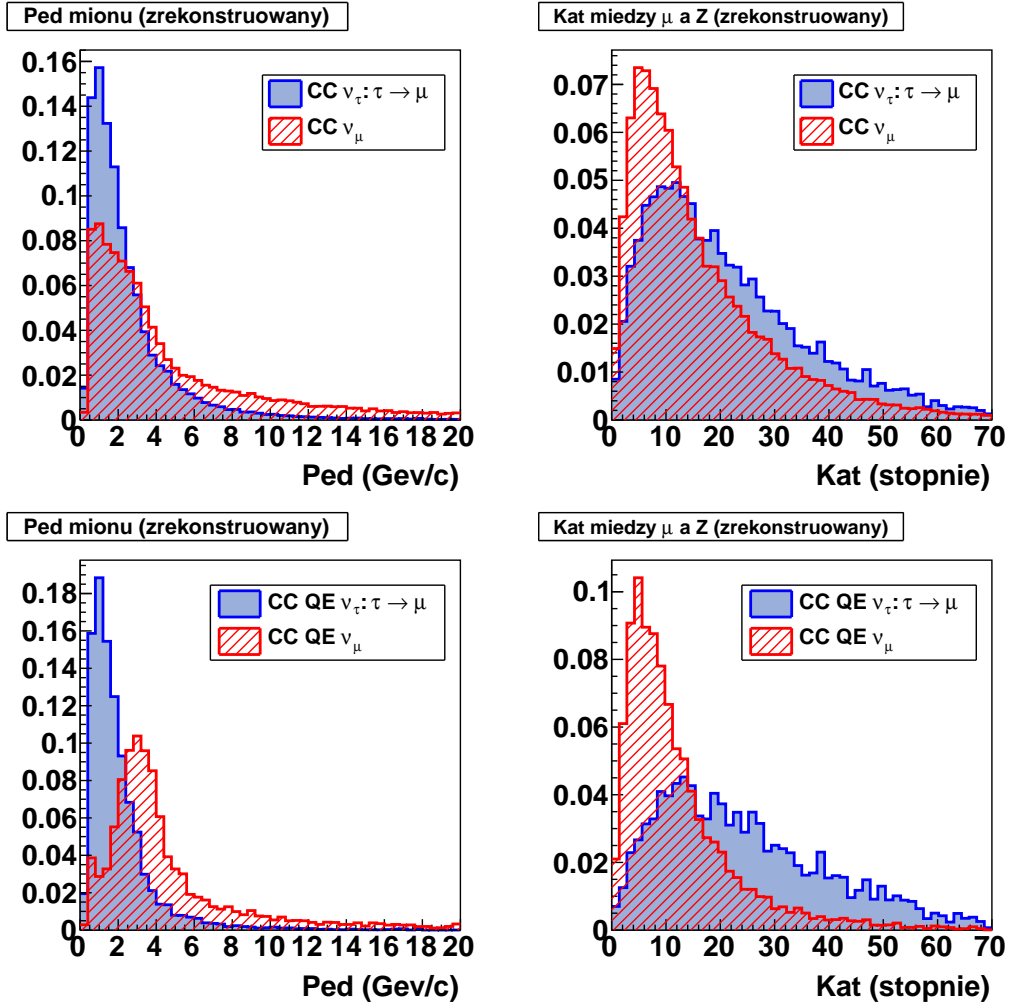
Sytuacja jest znacznie lepsza w przypadku ograniczenia się do oddziaływań kwazielastycznych. Na rysunku 4.4 przedstawiono ten sam zestaw zmiennych dla prawdziwych przypadków



Rysunek 4.4: Rozkłady wybranych zmiennych dla prawdziwych przypadków oddziaływań CC QE  $\nu_\tau$  (z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz przypadków CC QE  $\nu_\mu$ . Pierwszy rysunek przedstawia całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku, natomiast trzy kolejne przedstawiają zmienne kinematyczne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływań: prawdziwy pęd wiodącego mionu, prawdziwy pęd poprzeczny wiodącego mionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego mionu a osią Z. Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

QE. Silna zależność pędu mionu w oddziaływaniach CC QE od energii neutrino powoduje, że widoczny jest efekt oscylacji - prawdziwy pęd mionu oraz całkowity sygnał z detektora posiadają wyraźne minimum w okolicach niskich wartości. Jednocześnie maksimum osiąga tam sygnał taonowy, dzięki czemu separacja znacząco się zwiększa. Selekcja ta poprawia stosunek sygnału do tła, ponieważ oddziaływania typu QE stanowią ok. 45% ze wszystkich CC  $\nu_\tau$ , a dla oddziaływań  $\nu_\mu$  ułamek ten wynosi zaledwie 13%. Z drugiej strony oznacza to, że można się spodziewać już tylko ok. 1,84 przypadku sygnału w obszarze wiarygodnym detektora.

Miony z rozpadów taonów emitowane są też w większymi kątami. W zestawieniu z niższymi pędami całkowitymi powoduje to, że pędy poprzeczne mają podobny rozkład jak tło. Z trzech zmiennych kinematycznych najlepiej wybrać zatem pęd całkowity i kąt emisji, które mają największą zdolność separacji tła i sygnału. Dodatkową zaletą tych zmiennych jest fakt, że w rekonstrukcji torów kąt przy wierzchołku oraz pęd (zwykle otrzymywany z długości toru) są wyznaczone niezależnie.



Rysunek 4.5: Rozkłady zmiennych kinematycznych zrekonstruowanych dla prawdziwych torów mionowych: pędu mionu i kąta przy wierzchołku między torem osią Z. Górny rząd przedstawia rozkłady dla przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  (z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz przypadków CC  $\nu_\mu$ , natomiast dolny rząd dla prawdziwych przypadków CC QE  $\nu_\tau$  ( $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz prawdziwych przypadków CC QE  $\nu_\mu$ . Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

Kolejnym etapem analizy jest sprawdzenie, jak wyglądają rozkłady powyższych zmiennych dla zrekonstruowanych torów mionowych. W pierwszym przybliżeniu można przyjąć idealną selekcję torów mionowych i wybrać je korzystając z informacji z MC. Rysunek 4.5 przedstawia rozkłady pędu oraz kąta emisji mionu zrekonstruowanych dla prawdziwych torów mionowych. W górnym rzędzie znajdują się rozkłady dla pełnej próbki oddziaływań CC, a w dolnym dla prawdziwych przypadków CC QE. Mimo rozmycia wynikającego z niedokładności rekonstrukcji lub jej ograniczeń (np. minimalnej długości toru) kształty rozkładów nie uległy dużej zmianie w stosunku do rozkładów prawdziwych zmiennych kinematycznych. Należy się jednak spodziewać, że po rzeczywistej selekcji torów mionowych wynik będzie gorszy. Głównym problemem jest jednak brak selekcji oddziaływań QE o dostatecznie dużej efektywności.

W oddziaływaniach CC QE  $\nu_\mu$  w ok. 10% przypadków posiada widoczny tor protonu, a ok. 36% aktywność przy wierzchołku [31]. Dla oddziaływań CC QE  $\nu_\tau$  jest to odpowiednio ok. 15% dla toru i 25% dla samej aktywności [31]. Oznacza to, że możliwe jest opracowanie rekonstrukcji torów protonów, które obecnie rozpoznawane są jedynie jako kaskady. Poza zwiększeniem efek-

tywności selekcji przypadków CC QE, zrekonstruowanie toru protonu pozwoliłoby na wprowadzenie dodatkowych zmiennych poprawiających selekcję oddziaływań CC QE  $\nu_\tau$  z kanału mionowego.

W celu sprawdzenia, czy dostępne obecnie zmienne, oferujące w szczególnych warunkach bardzo dobrą separację tła i sygnału, pozwolą na przeprowadzenie skutecznej identyfikacji oddziaływań CC  $\nu_\tau$  pomimo przytłaczającego tła, rozwinięto powyższą analizę i zaproponowano algorytm identyfikacji. Jego szczegółowy opis znajduje się w rozdziale 5.

#### 4.4. Kanał elektronowy

Rozpad taonu na elektron i dwa neutrina jest realizowany w ok. 18% przypadków. W detektorach o bardzo dobrej zdolności do identyfikacji elektronów naturalnym tłem dla tego kanału są oddziaływania CC neutrin elektronowych, w których również powstają elektrony. Neutrina elektronowe pochodzą z pierwotnej wiązki i oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , ale jest ich bardzo niewiele. Jest to jedna z przyczyn, dlaczego w eksperymentach ciekłoargonowych kanał elektronowy jest preferowanym przy poszukiwaniach pojawiania się neutrin taonowych [32]. Detektory eksperymentu MINOS mają jednak znacznie słabszą przestrzenną zdolność rozdzielczą i głównym tłem do obserwacji przypadków elektronowych są oddziaływania NC, których jest ich znacznie więcej. Powoduje to, że identyfikacja oddziaływań, w których pojawiają się elektrony jest bardzo trudna. Z punktu widzenia metody identyfikacji oddziaływań CC neutrin elektronowych, przypadki oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z kanału elektronowego są od nich nieodróżnialne [33]. W związku z tym obserwacja oddziaływań neutrin taonowych w tym kanale jest niemożliwa.



## Rozdział 5

# Selekcja przypadków taonowych z kanału mionowego

W rozdziale opisana jest propozycja selekcji oddziaływań CC neutrin taonowych, w których taon rozpada się na mion i neutrina. Identyfikacja przypadków CC  $\nu_\tau$ , którym towarzyszy mion, składa się z dwóch etapów. W pierwszym, opisanym w podrozdziale 5.1, wybierane są przypadki posiadające prawdziwy tor mionowy. Drugi etap stanowi selekcja tych przypadków, w których mion pochodzi z rozpadu taonu. Podrozdział 5.2 zawiera jej opis wraz z dyskusją wyboru wstępnych cięć i uzyskanymi wynikami.

Korzystano tylko z podstawowych plików symulacji MC (standardowych ntupli `.sntp`) i autorskich skryptów uruchamianych w środowisku ROOT [36], bez korzystania z oprogramowania eksperymentu MINOS.

### 5.1. Identyfikacja torów mionowych

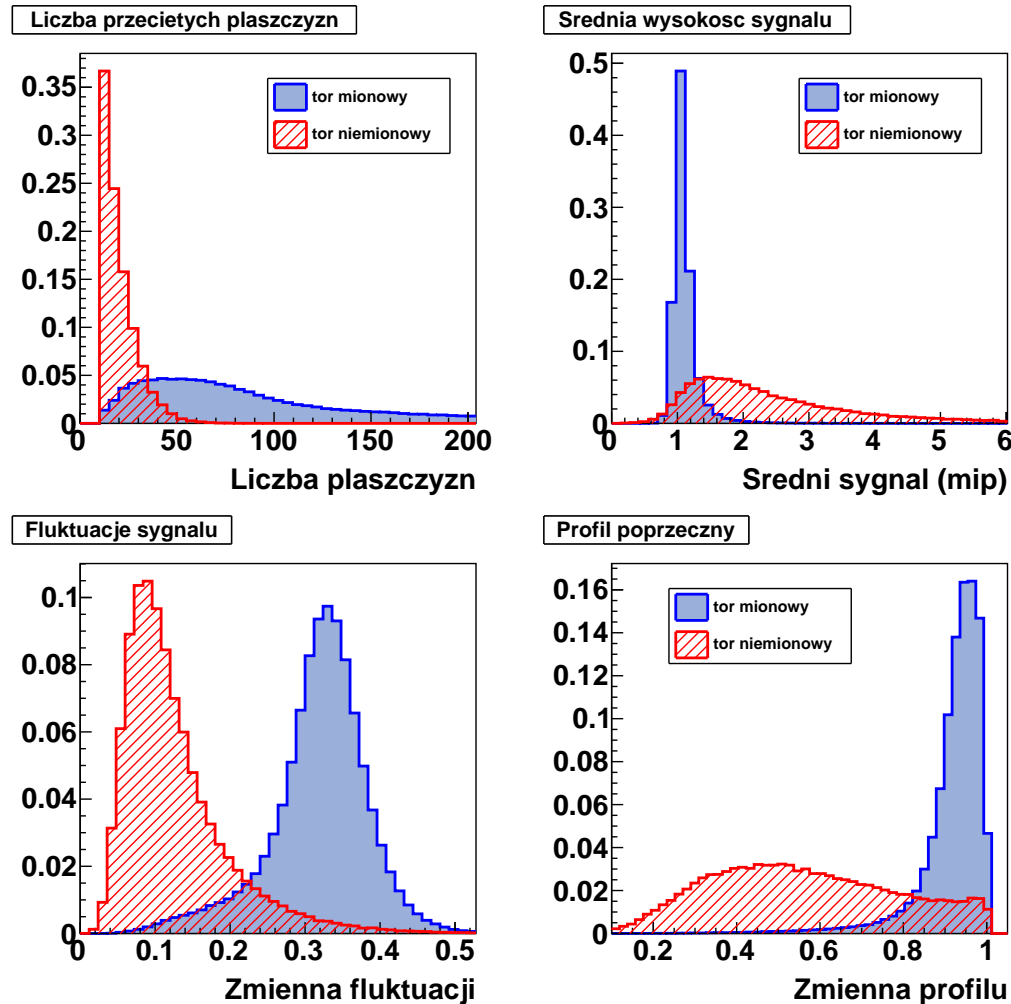
Eksperyment MINOS wykorzystuje wielowymiarową metodę identyfikacji torów mionowych opracowaną przez R. Ospanova [34]. Cztery zmienne charakteryzujące zrekonstruowany tor stanowią zmienne wejściowe dla metody kNN, której wynikiem jest zmienna opisująca prawdopodobieństwo, że dany tor jest mionowy, nazywana dalej „mionowością”. Na użytek selekcji oddziaływań neutrin taonowych odtworzono metodę identyfikacji, tak jak opisano ją w oryginalnej pracy [34].

Celem tego etapu selekcji jest jedynie zidentyfikowanie torów mionowych. Dlatego na tym etapie sygnałem nazywane są przypadki, dla których najdłuższy tor jest prawdziwym torem mionowym, zdefiniowanym jest jako tor, w którym więcej niż połowa zarejestrowanego sygnału została pozostawiona przez mion. Tłem jest próbka dopełniająca, a więc przypadki, w których tor nie jest mionowy lub w ogóle nie został zrekonstruowany. Wśród przypadków oddziaływań CC  $\nu_\mu$  w dalekim detektorze ok. 80,5% posiada zgodny z tą definicją tor mionowy. Wśród wszystkich oddziaływań CC  $\nu_\tau$  jest to 14,3%, a w próbce kanału mionowego 81,2%. Analizę na tym etapie prowadzono niezależnie na próbce z przypadkami mionowymi i próbce taonowej.

Przed przystąpieniem do selekcji, każdy przypadek musi przejść dwa wstępne cięcia. Po pierwsze zrekonstruowany wierzchołek przypadku musi się znajdować w obszarze wiarygodnym detektora. To cięcie odrzuca ok. 23% przypadków sygnału i tła z obu próbek. Po drugie przypadek musi zawierać zrekonstruowany tor, przecinający co najmniej 10 płaszczyzn scyntylacyjnych. Jeśli jest więcej niż jeden tor, to do dalszej analizy bierze się tylko najdłuższy. To cięcie odrzuca ok. 5,4% przypadków sygnału i 62% przypadków tła z próbki taonowej oraz odpowiednio 0,5% sygnału i 58% tła z próbki mionowej.

### 5.1.1. Zmienne selekcji

Dla każdego przypadku, który przeszedł wstępne cięcia, wyznaczono wartości czterech zmiennych charakteryzujących tor: liczbę przeciętych płaszczyzn scyntylacyjnych, średnią wysokość sygnału, fluktuację sygnału oraz profil poprzeczny (rys. 5.1).



Rysunek 5.1: Rozkłady zmiennych selekcji torów mionowych dla tła i sygnału z próbki oddziaływań neutron mionowych. Od góry od lewej: liczba przeciętych płaszczyzn, średnia wysokość sygnału wyrażona w jednostkach „mip” (sygnał od cząstki minimalnie jonizującej przechodzącej pod kątem prostym przez scyntylator), zmienna opisująca fluktuację sygnału i zmienna opisująca przekrój poprzeczny. Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

Liczba przeciętych płaszczyzn scyntylacyjnych jest proporcjonalna do długości toru. Miony jako przenikliwe cząstki charakteryzują się długimi torami, w przeciwieństwie do pionów i fałszywych torów znalezionych w kaskadach.

Średnia wysokość sygnału mierzy średnią stratę energii w paskach scyntylatora. Przy wyznaczaniu tej zmiennej odrzuca się pierwsze 30% trafień należących do toru, aby zmniejszyć wpływ ewentualnej kaskady hadronowej. Miony o energiach rzędu GeV tracą bardzo niewiele energii na jonizację. Dlatego rozkład średniej wysokości sygnału jest bardzo wąski i grupuje się w pobliżu wartości 1 wyrażonej w jednostkach „mip” (czyli wysokości sygnału odpowiadającej cząstce minimalnie jonizującej przecinającej scyntylator pod kątem prostym).

Trzecia zmienna charakteryzuje fluktuacje wysokości sygnału pomiędzy trafieniami należącymi do toru i jest wyznaczana w następujący sposób:

1. Na początku odrzuca się pierwsze 30% trafień należących do toru
2. Wyszukuje się wszystkie trafienia należące do toru oraz odległe od nich o najwyżej 4 paski scyntylacyjne.
3. Trafienia sortuje się ze względu na wysokość sygnału i dzieli w połowie na dwie grupy – wysokich i niskich sygnałów.
4. Wartość zmiennej określona jest przez stosunek średniej wysokości sygnału (wyrażonej w jednostkach sigcor) z grupy niskich sygnałów do średniej z grupy wysokich.

Wartość zmiennej bliska jedności oznacza więc niskie fluktuacje pomiędzy pojedynczymi trafieniami, a wartość bliska zeru – wysokie. Dla torów mionowych jej średnia wartość wynosi ok. 0,35, natomiast dla tła jest niższa i wynosi ok. 0,1.

Ostatnia zmienna opisuje przekrój poprzeczny toru i wyznaczana jest następująco.

- Odrzuca się pierwszych 50% trafień należących do toru.
- Wyszukuje się wszystkie trafienia należące do toru i odległe od nich w płaszczyźnie scyntylatora o najwyżej 4 paski scyntylacyjne.
- Wyznacza się sumę wysokości sygnału (w sigcor) we wszystkich trafieniach (pierwsza suma) oraz sumę wysokości sygnału tylko w trafieniach należących do toru (druga suma).
- Wartość zmiennej stanowi stosunek drugiej sumy do pierwszej.

Wartość równa 1 oznacza więc, że tor jest izolowany i w jego pobliżu nie znajdują się żadne dodatkowe trafienia. Dla torów mionowych wartość tej zmiennej jest zwykle bliska jedności.

Na rysunku 5.1 znajdują się znormalizowane rozkłady zmiennych selekcji dla tła i sygnału wyznaczone dla przypadków z próbki mionowej. W próbce taonowej miony mają średnio niższe pędy, więc niektóre rozkłady nieco się zmieniają.

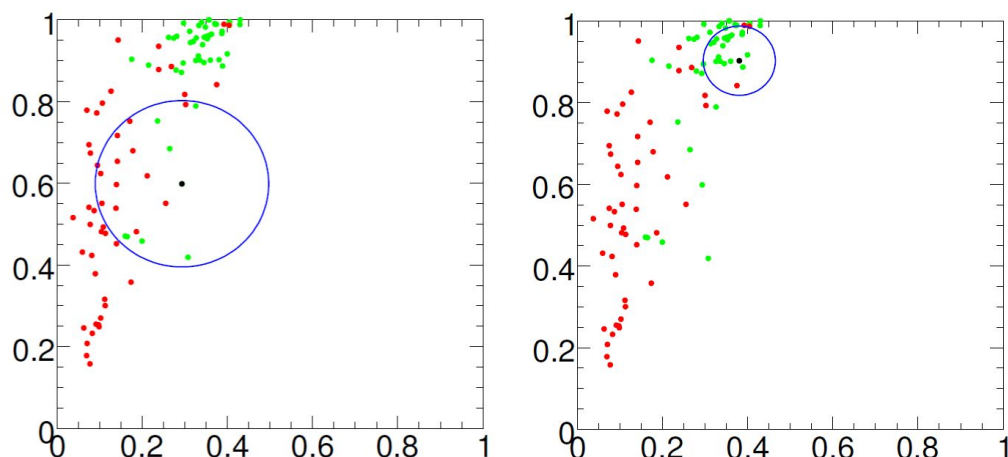
### 5.1.2. Metoda kNN

Metoda kNN (*k-Nearest Neighbors*,  $k$  najbliższych sąsiadów) jest jedną z metod analizy wielowymiarowej [35].  $N$  zmiennych opisujących dany przypadek określa jego pozycję w  $N$ -wymiarowej przestrzeni parametrów. Próbka treningowa składa się z przypadków, które poza wartościami zmiennych zawierają informację, czy należą do prawdziwego sygnału czy tła. Przypadek testowy jest umieszczany w przestrzeni zasiedlonej przez przypadki treningowe i wybiera się jego  $k$  najbliższych sąsiadów. Wynik testu  $P_S$ , określający prawdopodobieństwo, że przypadek testowy należy do sygnału, wynosi:

$$P_S = \frac{k_S}{k_S + k_B} = \frac{k_S}{k}, \quad (5.1)$$

gdzie  $k_S$  określa liczbę sąsiadów należących do sygnału, a  $k_B$  należących do tła. Przykład działania metody kNN przedstawiony jest na rysunku 5.2.

Liczba  $k$  wyszukiwanych sąsiadów jest parametrem metody i jej wybór zależy od wielkości próbki treningowej oraz niejednorodności zmiennych. Jeśli będzie zbyt mała, to wynik testu będzie podlegał silnym fluktuacjom statystycznym. Z kolei zbyt duże  $k$  może zmniejszyć czułość na lokalne różnice między tłem i sygnałem. Sprawdzono, że dla wykorzystywanej próbki wybór  $k$  od 40 do 120 praktycznie nie ma wpływu na wynik metody i ostatecznie wybrano  $k = 80$ .



Rysunek 5.2: Przykład działania metody kNN dla dwóch zmiennych i  $k = 20$ . Zielone (jaśniejsze) i czerwone (ciemniejsze) punkty oznaczają położenia treningowych przypadków sygnału i tła w przestrzeni zmiennych. Czarny punkt jest przypadkiem testowym. W sytuacji na lewym obrazku, wśród najbliższych 20 sąsiadów, 13 należy do tła, a 7 do sygnału, więc wynik testu wynosi  $P_S = 7/20 = 0,35$ . W sytuacji po prawej stronie 19 sąsiadów należy do sygnału, a 1 do tła, zatem  $P_S = 19/20 = 0,95$ . Rysunki zaczerpnięto z pracy [34].

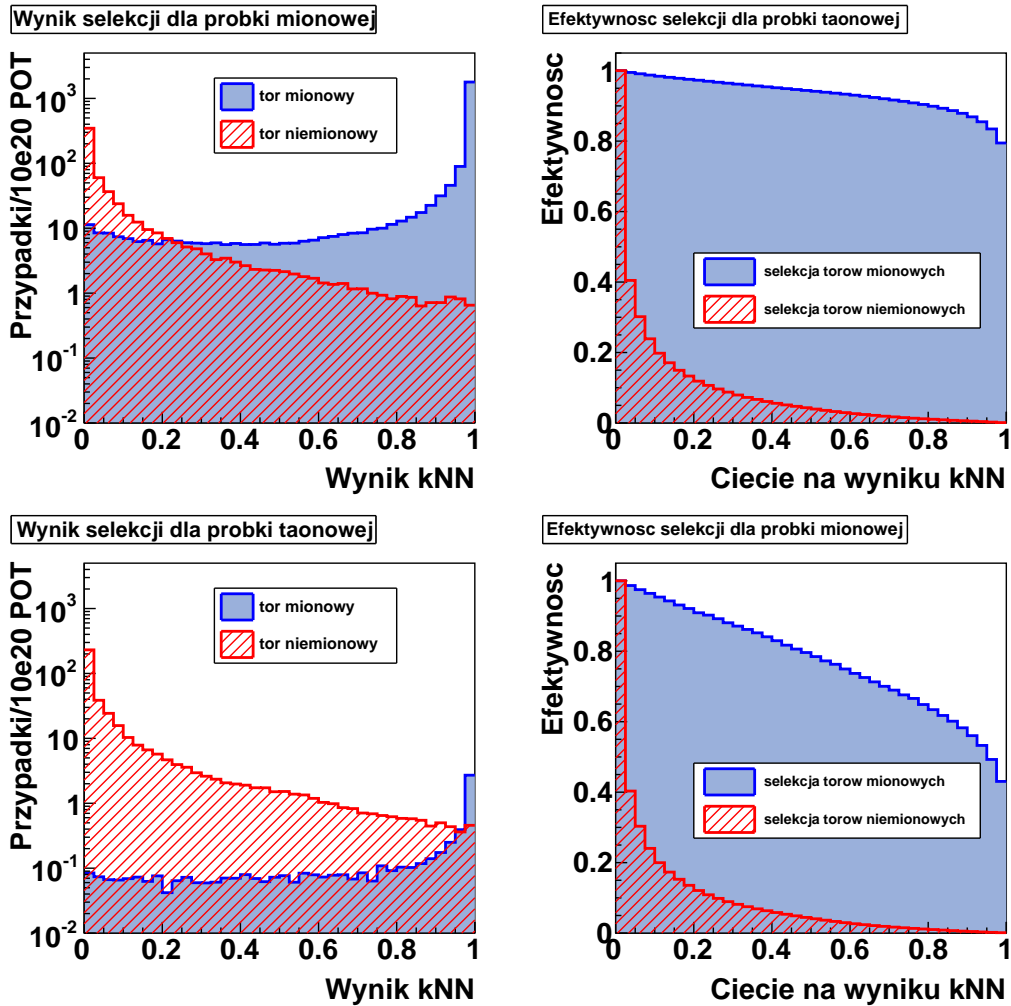
Do znalezienia najbliższych punktów w wielowymiarowej przestrzeni wykorzystuje się odległość euklidesową. Taka procedura zakłada, że wszystkie zmienne są wyrażone w takich samych jednostkach. Zakresy różnych zmiennych muszą więc zostać znormalizowane. Aby cały zakres zmiennej był wypełniony przypadkami, usuwa się po 10% najwyższych i najniższych wartości, a pozostały zakres normalizuje do jedności.

Do treningu metody identyfikacji wykorzystano losowo wybrane przypadki z próbki mionowej, bez uwzględniania wag wynikających z oscylacji. Próbka treningowa zawierała po 45 000 przypadków tła i sygnału. Przypadków treningowych nie usunięto z próbki, którą poddano identyfikacji, co osłabia niezależność statystyczną testu. Trenowana metoda mogłaby się dostosować do specyficznych własności przypadków z próbki treningowej. Przypadki treningowe stanowią jednak mniej niż połowę pełnej próbki (także w przypadku tła), więc korzystając z jej dopełnienia sprawdzono, że takie efekty się nie pojawiają.

### 5.1.3. Wyniki

Wynikiem selekcji torów mionowych dla pojedynczego przypadku jest wartość zwracana przez metodę kNN, czyli „mionowość”. Rysunek 5.3 przedstawia rozkłady mionowości dla przypadków próbki mionowej i taonowej. W celu zachowania rzeczywistych proporcji między przypadkami oddziaływań CC i NC (które stanowią większość tła), przypadkom CC nadano wagi oscylacyjne. Liczby znormalizowano do statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT. Na rysunku 5.3 przedstawiono również efektywność selekcji sygnału (tła) zdefiniowaną jako stosunek liczby przypadków sygnału (tła) o wartości mionowości wyższej niż wartość cięcia do liczby wszystkich przypadków sygnału (tła) biorących udział w selekcji.

Do następnego etapu selekcji wybrano jedynie przypadki, dla których otrzymana wartość mionowości jest większa niż 0,3. Takie cięcie odrzuca większość tła (93% dla próbki mionowej i 86% dla taonowej), zachowując jednocześnie wysoką efektywność dla sygnału (odrzucone jest 3,8% sygnału z próbki mionowej i 7,7% z próbki taonowej).



Rysunek 5.3: Rozkłady wyników metody kNN otrzymanych w identyfikacji torów mionowych (mionowości) oraz wykresy efektywności dla różnych wartości cięć na mionowości. Efektywność liczona jest jako stosunek liczby przypadków o mionowości wyższej od wartości cięcia do wszystkich w testowanej próbce. W górnym rzędzie znajdują się rysunki dla oddziaływań neutrin mionowych, natomiast w dolnym dla neutrin taonowych. Przypadki oddziaływań CC mają wagi uwzględniające oscylacje. Liczby przypadków na pierwszym rysunku znormalizowano do statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT.

## 5.2. Identyfikacja przypadków taonowych

Pierwszy etap selekcji miał na celu wybranie przypadków z torami mionowymi, wśród których największy udział mają przypadki oddziaływań CC  $\nu_\mu$  oraz oddziaływań CC  $\nu_\tau$ , dla których taon rozpada się na mion. Drugi etap selekcji służy zidentyfikowaniu przypadków z mionem, który pochodzi z rozpadu taonu. Na tym etapie sygnał definiowany jest jako przypadki oddziaływania CC  $\nu_\tau$  posiadające prawdziwy tor mionowy. Tłem jest próbka dopełniająca, czyli wszystkie przypadki oddziaływań innych niż CC  $\nu_\tau$  oraz przypadki CC  $\nu_\tau$  bez toru mionowego (których rzeczywista zawartość na tym etapie jest zaniedbywalna).

W selekcji drugiego etapu biorą udział wszystkie przypadki, które przeszły przez pierwszy etap. Próbkę oddziaływań neutrin mionowych i taonowych są łączone w jedną, a każdy przypadek otrzymuje odpowiednią wagę oscylacyjną.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Suma wag przypadków oddziaływań NC zostaje zachowana, ponieważ  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1$

Dla statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT (czyli pełnej statystyce eksperymentu MINOS z wiązką neutrinową) w próbce na tym etapie znajduje się  $3,2 \pm 0,3$  przypadków sygnału (wg nowej definicji) i  $2201 \pm 15$  przypadków tła. Podane niepewności uwzględniają błąd statystyczny wynikający z liczebności próbki danych MC oraz błędy związane z nieznaną wartością  $\Delta m^2$  i  $\sin^2 2\theta$ .

Identyfikacja oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z kanału mionowego wykorzystuje trzy zmienne przedstawione w rozdziale 4: całkowitą wysokość sygnału zarejestrowanego w przypadku (wyrażoną w jednostkach sigcor), pęd całkowity zrekonstruowanego mionu oraz kąt przy wierzchołku pomiędzy torem a osią Z (rys. 5.4).

W celu wyboru odpowiedniej metody analizy wielowymiarowej do identyfikacji przypadków taonowych wykorzystano pakiet TMVA [37]. Przeprowadzono porównanie kilku różnych metod, wliczając w to szacowanie gęstości prawdopodobieństwa (PDE), sieci neuronowe MLP, wspomagane drzewa decyzyjne (BDT) oraz metodę kNN w podstawowych konfiguracjach. Wszystkie metody miały zbliżoną skuteczność, przy czym dla wszystkich ograniczeniem okazała się niska statystyka plików taonowych MC. Ostatecznie wybrano metodę kNN jako dobrze poznaną, z łatwymi do interpretowania wynikami i wysoką skutecznością w porównaniu do innych metod.

### 5.2.1. Cięcie na wyniku selekcji mionowej

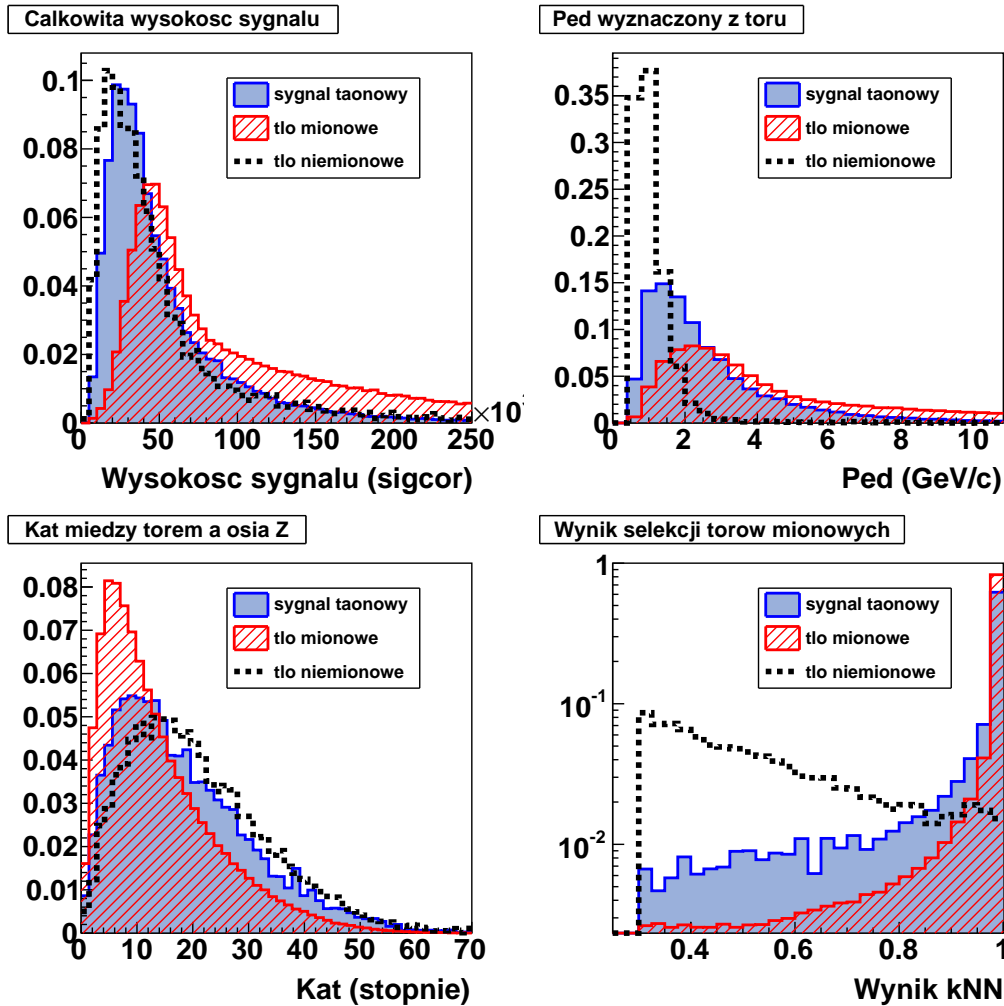
Dopóki wartość cięcia na mionowości jest niższa niż 0,95, selekcję torów mionowych przechodzi więcej przypadków bez prawdziwych torów mionowych niż przypadków z torami mionowymi z próbki taonowej (rys. 5.3). Z drugiej strony efektywność selekcji sygnału dla próbki taonowej szybko maleje ze wzrostem wartości cięcia, (ponieważ tory w tej próbce są krótsze) i dla wartości 0,95 wynosi mniej niż 50%. Wybór optymalnej wartości cięcia zależy od wpływu tła niemionowego na dalszą identyfikację. Rysunek 5.4 przedstawia rozkłady zmiennych identyfikacji taonowej dla trzech próbek: sygnału, czyli przypadków CC  $\nu_\tau$  z torem mionowym; tła mionowego, czyli przypadków z torem mionowym innego pochodzenia oraz tła niemionowego, czyli przypadków bez prawdziwego toru mionowego. Dla tych samych próbek przedstawiono również rozkład mionowości, czyli wyniku selekcji torów mionowych.

Przypadki tła bez prawdziwych torów mionowych silnie przypominają sygnał. Rozkłady całkowitej wysokości sygnału oraz kąta między zrekonstruowanym torem a osią Z są niemal identyczne dla sygnału i tła niemionowego. Tło niemionowe jest więc groźne dla identyfikacji taonu, ponieważ bardzo dobrze imituje sygnał. Jednocześnie rozkład wyników selekcji torów mionowych wskazuje, że wyższe cięcie na mionowości może skutecznie zmniejszyć zawartość tego tła w badanej próbce – niestety kosztem efektywności sygnału.

Trudno jest przewidzieć czy na skuteczność identyfikacji większy wpływ ma obecność tła niemionowego, czy niska statystyka przypadków sygnału, więc do dalszej analizy przygotowano próbki dla trzech różnych cięć na mionowości, na wartościach 0,3, 0,6 i 0,9.

### 5.2.2. Selekcja oddziaływań kwazielastycznych

Analiza właściwości oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z kanału mionowego opisana w rozdziale 4 wykazała, że kinematyka mionów wyprodukowanych w rozpadach taonów i mionów z oddziaływań CC  $\nu_\mu$  różni się istotnie dla oddziaływań QE. W celu sprawdzenia hipotezy, że czułość identyfikacji przypadków taonowych można zwiększyć stosując selekcję wzmacniającą zawartość oddziaływań QE w badanej próbce, zastosowano prostą selekcję wybierającą przypadki QE. Metoda takiej selekcji dla przypadków oddziaływań neutrin mionowych w bliskim detektorze została opracowana przez N. Mayera [38]. Opisana selekcja składa się z dwóch kroków. W pierwszym sprawdzana jest całkowita energia zrekonstruowanych kaskad. Oddziaływania kwazielastyczne charakteryzują się

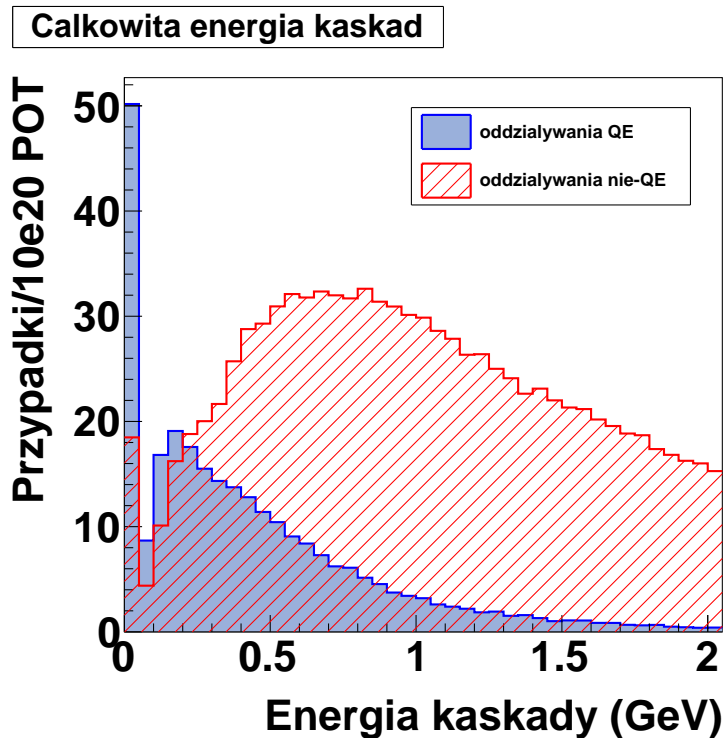


Rysunek 5.4: Rozkłady zmiennych selekcji taonowej oraz wyniku selekcji torów mionowych dla trzech próbek: przypadków sygnału CC  $\nu_\tau$  z torem mionowym, przypadków tła z torem mionowym i przypadków tła bez toru mionowego. Wszystkie rozkłady znormalizowano do pola powierzchni. Rozkłady wyniku selekcji mionowej przedstawione są na skali logarytmicznej.

brakiem kaskady hadronowej, zatem w większości przypadków powinna ona wynosić zero.<sup>2</sup> W przypadku, gdy wyprodukowany proton ma wystarczającą energię, w detektorze można zaobserwować jego ślad, który rekonstruowany jest jako kaskada. Stąd większość przypadków oddziaływań QE posiada pewną niewielką wartość energii kaskady (rys. 5.5).

W selekcji N. Mayera przypadki z energią kaskady mniejszą niż 250 MeV uznawane są za przypadki QE. W przeciwnym wypadku wykonywany jest drugi krok, czyli rekonstrukcja toru protonu. Pozwala ona na wyznaczenie kierunku emisji protonu i wykorzystanie tej informacji do sprawdzenia, czy kinematyka przypadku jest zgodna z oczekiwaniem w przypadku oddziaływania kwazielastycznego. W tej pracy do wyboru przypadków QE zastosowano jedynie cięcie na zrekonstruowanej energii kaskady. Podobnie jak w przypadku cięcia na wyniku selekcji torów mionowych, trudno jest ocenić z góry, czy na czułość identyfikacji większy wpływ będzie mieć zwiększenie separacji przez wybór silnych cięć, czy utrzymanie wyższej statystyki przypadków.

<sup>2</sup>Kaskada hadronowa może się pojawić w wyniku oddziaływania CC QE neutrino taonowego, w którym taon rozpada się na hadrony. W analizowanej próbce liczba takich przypadków jest jednak zaniedbywalnie mała.



Rysunek 5.5: Rozkład zrekonstruowanej energii kaskady dla oddziaływań kwazielastycznych i pozostałych. Wybrano oddziaływania z próbki przypadków biorących udział w selekcji taonowej i uwzględniono oscylacje. Liczbę przypadków znormalizowano do statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT.

W celu znalezienia optymalnego rozwiązania przygotowano trzy próbki odpowiadające różnym wartościom cięć na energii kaskady: 125 MeV, 250 MeV lub 375 MeV (odrzucając przypadki o energii kaskady wyższej od wartości cięcia). W czwartej próbce znalazły się wszystkie przypadki, co odpowiada brakowi cięcia. Powyższe cięcia zastosowano do każdej z trzech próbek otrzymanych dla różnych cięć na mionowości, uzyskując w sumie 12 różnych kombinacji.

### 5.2.3. Wyniki selekcji

Opisaną powyżej procedurę selekcji taonowej przeprowadzono osobno dla każdej z 12 próbek odpowiadających różnym kombinacjom cięć na mionowości i zrekonstruowanej energii kaskady.

Do trenowania metody kNN wykorzystano losowo wybraną próbkę treningową zawierającą połowę wszystkich dostępnych przypadków sygnału oraz tyle samo przypadków tła. Przypadkom treningowym nadano wagi oscylacyjne.<sup>3</sup> Niska statystyka istniejących plików symulacji jest poważnym ograniczeniem dla skuteczności treningu metody kNN. Pomimo wykorzystania wszystkich plików taonowych, jakie zostały wygenerowane dla eksperymentu MINOS, w próbce z najostrzejszymi cięciami w trenowaniu metody wzięły udział zaledwie 703 przypadki (a 21 810 dla próbki z najłżejszymi cięciami).

Z powodu niskiej statystyki dostępnych przypadków, przypadki treningowe pozostawiono w próbce testującej identyfikację. Jak wspomniano wcześniej, takie postępowanie zaburza niezależność statystyczną testu, co ma znaczenie zwłaszcza dla niskich statystyk i dlatego sprawdzono, korzystając tylko z próbki niewykorzystywanej do treningu, że przy używanych zmiennych selekcyj-

<sup>3</sup>Ponieważ dla przypadków taonowych są one średnio mniejsze niż dla (dominujących w tle) przypadków mionowych, to „przypadków sygnału” rozumianych jako sumy wag znalazło się w próbce treningowej mniej niż tła.



nych oraz liczbie sąsiadów  $k = 80$  efekty związane z „przetrenowaniem” metody są nieznaczące. Ponadto zastosowana metoda kNN jest stosunkowo nieczuła na tego typu zjawiska, ponieważ ponowne wykorzystanie przypadku treningowego w testowaniu wprowadza zaburzenie rzędu 1/80. Mimo to mała liczba „fizycznych” przypadków okupujących trójwymiarową przestrzeń zmiennych selekcji sprzyja silnym fluktuacjom wyniku i powstawaniu niefizycznych struktur związanych z nieregularnym rozłożeniem w przestrzeni.<sup>4</sup>

Podczas testowania metody, dla każdego przypadku testowego wyznaczono wartość wyniku metody kNN odróżniającej przypadki CC  $\nu_\tau$  z torem mionowym od tła. Następnie wyznaczono taki punkt cięcia na otrzymanym wyniku selekcji taonowej, żeby zmaksymalizować znaczącość sygnału zdefiniowaną jako  $Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ , gdzie  $S$  ( $B$ ) jest liczbą przypadków sygnału (tła) o wyniku kNN wyższym niż wartość cięcia. Wartość  $Z$  reprezentuje znaczącość statystyczną obserwacji sygnału przy założeniu błędów poissonowskich. W rzeczywistości nie można zaobserwować ułamkowych części przypadków, więc dla małych  $S$  liczba ta nie stanowi pełnej informacji o skuteczności metody.

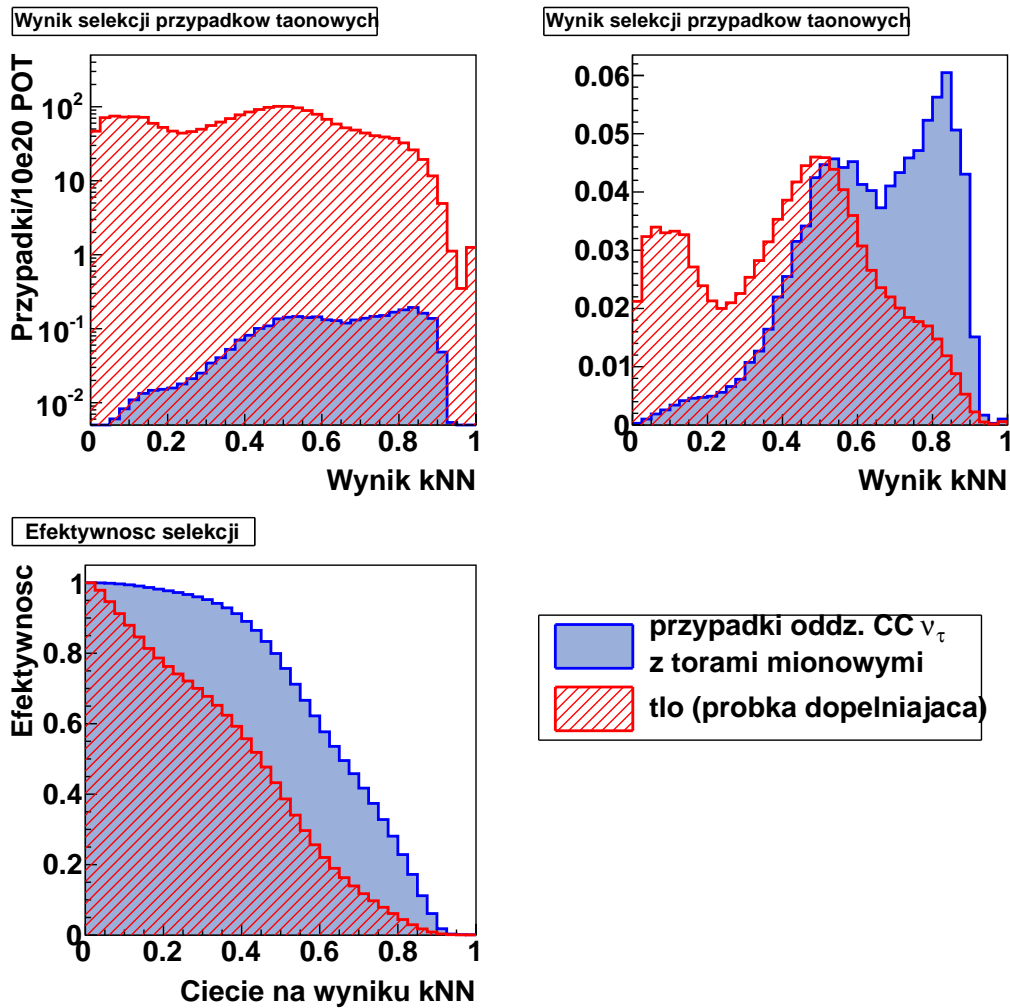
Po przeanalizowaniu wszystkich próbek porównano uzyskane wartości maksymalnej znaczącości. Tabela 5.1 przedstawia otrzymane wyniki dla próbek o różnych cięciach. Nie podano niepewności, ale błąd względny wynosi 12% dla najmniej licznej próbki, a w pozostałych przypadkach jest mniejszy.

Cięcie na:	mionowości		
	0,3	0,6	0,9
energii kaskady			
brak	0,084	0,082	0,068
375 MeV	0,067	0,071	0,054
250 MeV	0,059	0,060	0,048
125 MeV	0,044	0,047	0,036

Tablica 5.1: Wyniki optymalizacji selekcji taonowej dla eksperymentu MINOS. Tabela przedstawia maksymalne wartości znaczącości sygnału dla poszczególnych próbek zdefiniowanych przez kombinację dwóch cięć: na wyniku selekcji torów mionowych (mionowości) i na zrekonstruowanej energii kaskady. Względne błędy podanych wartości znaczącości są rzędu 10%.

Największą znaczącość sygnału osiągnięta jest dla przypadku, gdy nałożono najluźniejsze cięcia z całego zestawu, czyli brak cięcia na energii kaskady i najniższego cięcia na mionowości (na wartości 0,3). Oznacza to, że pozostałe kombinacje nie zwiększają separacji sygnału i tła na tyle, żeby zrównoważyć wpływ malejącej statystyki. Rysunek 5.6 przedstawia wyniki optymalnej metody. Górny rząd przedstawia rozkłady wartości wyniku kNN przyznawanych przez metodę przypadkom tła i sygnału. Na pierwszym rysunku liczba przypadków jest znormalizowana do statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT. Maksymalna znaczącość osiągnięta jest dla cięcia na wyniku na wartości 0,625. Po selekcji pozostaje wtedy  $1,71 \pm 0,19$  przypadków sygnału i  $417,3 \pm 3,1$  przypadków tła. Drugi rysunek w pierwszym rzędzie przedstawia te same rozkłady wyników tła i sygnału, ale znormalizowane do pola powierzchni. Metoda zachowująca największą statystykę przypadków sygnału nie oferuje dobrej separacji, a więc wysokiego stosunku sygnału do tła. Ponadto pojawiają się „oscylacyjne” struktury związane najpewniej z lokalnymi zgrupowaniami przypadków w przestrzeni zmiennych metody kNN. Rysunek w dolnym rzędzie przedstawia wykresy efektywności sygnału i tła dla różnych wartości cięcia na wyniku kNN. Ponieważ ta metoda nie wprowadza żadnych cięć preselekcyjnych, efektywność 100% oznacza akceptację wszystkich przypadków, które przeszły pierwszy etap selekcji (wybór torów mionowych).

<sup>4</sup>Tego problemu uniknięto dla analizy eksperymentu MINOS+, dla którego statystyka przypadków znajdujących się



Rysunek 5.6: Wynik selekcji taonowej dla próbki z najmniejszymi możliwymi cięciami (0,3 na mionowości i brak cięcia na energii kaskady). W górnym rzędzie rozkłady wyniku selekcji dla sygnału i tła; po lewej: liczby przypadków znormalizowane do  $10 \times 10^{20}$  POT, a po prawej: oba rozkłady znormalizowane do pola powierzchni. W dolnym rzędzie: efektywność selekcji sygnału (tła) w zależności od punktu cięcia. Przedstawiona metoda osiąga maksymalną znaczącość  $Z = 0,084$  dla cięcia na wartości 0,625.

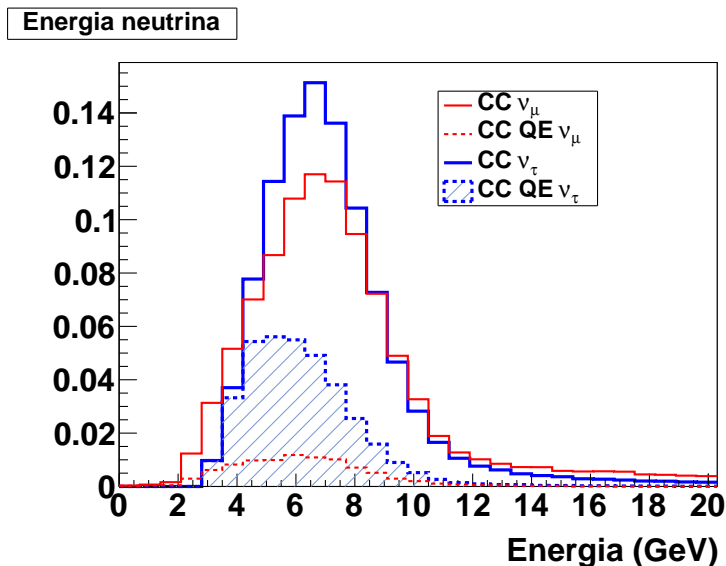
Otrzymana znaczącość sygnału dla najlepszej z metod identyfikujących oddziaływanie CC  $\nu_\tau$  z torem mionowym jest bardzo niska. W szczególności oznacza, że 1,7 zaobserwowanych przypadków sygnału całkowicie ginie w błędach statystycznych, które są ponad 10 razy większe. Z drugiej strony, to dotyczy sytuacji, w której wszystkie przypadki powyżej wartości cięcia na wyniku selekcji taonowej sumujemy i porównujemy tylko liczby bezwzględne. Bardziej wyrafinowane podejście, np. podział widma wyników na przedziały o większej i mniejszej zawartości sygnału, może dać nieco lepsze rezultaty. Jednak w obecnej sytuacji tło jest tak duże, że realna obserwacja oddziaływań CC  $\nu_\tau$  w eksperymencie MINOS bazująca na powyższej selekcji jest niemożliwa.

w wykorzystywanych plikach taonowych jest znacznie wyższa.

## Rozdział 6

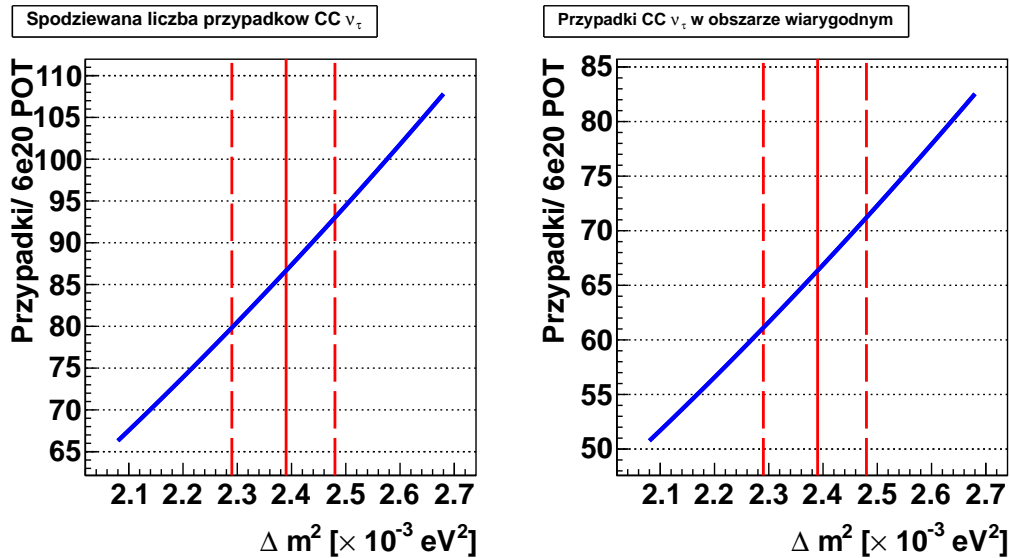
# Wyniki selekcji dla eksperymentu MINOS+

Eksperyment MINOS+ planuje rozpocząć pracę na wiosnę 2013 roku. Będzie zbierał dane przy wiązce neutrinowej eksperymentu NOvA, która ma docelowo dostarczać rocznie  $6 \times 10^{20}$  POT. Średnia energia neutrin będzie wyższa niż w eksperymencie MINOS, z maksimum w okolicach 6 GeV (rys. 6.1). Dzięki temu, pomimo znajdowania się powyżej maksimum oscylacyjnym, statystyka oddziaływań CC neutrin taonowych będzie wyraźnie wyższa. Rysunek 4.1 przedstawia liczbę spodziewanych przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  zarejestrowanych w dalekim detektorze eksperymentu MINOS+ znormalizowaną do statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT, czyli planowego roku zbierania danych. Dla takiej normalizacji, w obszarze wiarygodnym detektora spodziewanych jest ok. 66,3 zarejestrowanych przypadków. Niepewności dotyczące tej liczby (i następnych) są tego samego rzędu, co dla danych eksperymentu MINOS.



Rysunek 6.1: Symulowane rozkłady prawdziwej energii neutrin mionowych (czerwony) i taonowych (niebieski) biorących udział w oddziaływaniu CC w dalekim detektorze eksperymentu MINOS+. Liniami przerywanymi (oraz kreskowaniem dla neutrin taonowych) wyszczególniono oddziaływania kwazielastyczne. Rozkłady uwzględniają oscylacje neutrin. Względna normalizacja widm dla neutrin mionowych i taonowych jest arbitralna.

Ponieważ eksperymenty MINOS i MINOS+ wykorzystują te same detektory, a jedyna różnica



Rysunek 6.2: Liczba spodziewanych przypadków oddziaływań CC neutrino taonowych w dalekim detektorze eksperymentu MINOS+, przy założeniu oscylacji dwuzapachowych (równanie 4.1), dla różnych wartości  $\Delta m^2$ . Po lewej wykres liczby przypadków w całym obszarze detektora, a po prawej z wierzchołkiem w obszarze wiarygodnym. Linia ciągłą zaznaczono najlepszą wartość  $\Delta m^2$  otrzymaną z dopasowania [23], a liniami przerywanymi przedział  $\pm 1\sigma$ .

dotyczyć będzie energii (i intensywności) wiązki, cała powyższa analiza (opisana w rozdziałach 4 i 5) została powtórzona dla wyników symulacji eksperymentu MINOS+. Całkowita statystyka w wykorzystanych plikach mionowych odpowiada  $1,92 \times 10^{23}$  POT, a w plikach taonowych  $9,54 \times 10^{23}$  POT. W poniższym rozdziale opisane są jedynie różnice pomiędzy analizą dla eksperymentów MINOS i MINOS+.

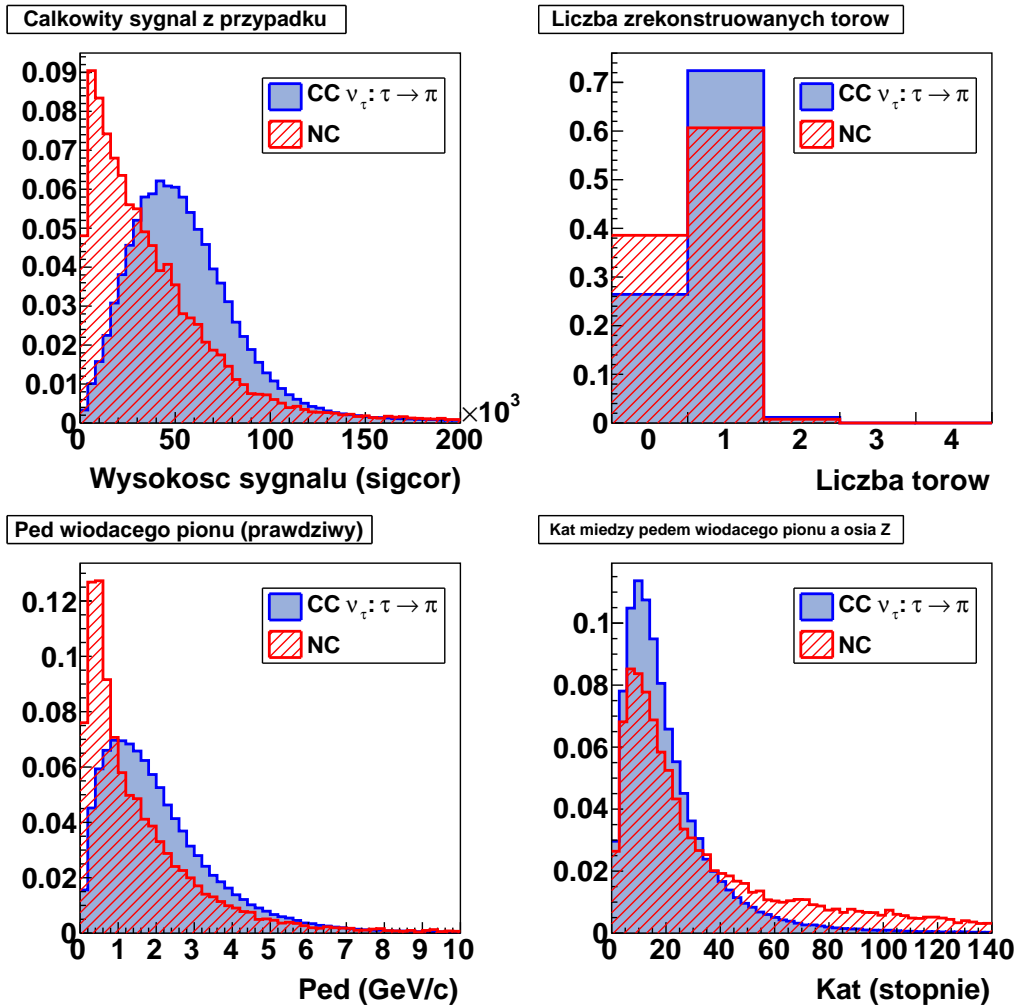
## 6.1. Analiza oddziaływań neutrino taonowych

Niniejszy podrozdział zawiera podsumowanie analizy różnych kanałów rozpadu taonu przeprowadzonej dla eksperymentu MINOS+ na wzór tej opisanej w rozdziale 4. Przedstawiono jedynie wyniki dla kanału hadronowego i mionowego; kanał elektronowy, podobnie jak dla eksperymentu MINOS, uznano za nieużyteczny dla selekcji przypadków taonowych.

### 6.1.1. Kanał hadronowy

Wyższa energia wiązki w eksperymencie MINOS+ powoduje, że zachodzi więcej oddziaływań CC neutrino taonowych w stosunku do oddziaływań NC. Dzięki temu stosunek sygnału do tła w kanale hadronowym ulega znacznej poprawie. Dla statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT, czyli jednemu rokowi zbierania danych, w obszarze wiarygodnym dalekiego detektora spodziewanych jest ok. 41,4 przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$ , w których taon rozpada się na przynajmniej jeden naładowany pion, oraz ok. 1626 przypadków oddziaływań NC, czyli 40 razy więcej (w porównaniu do ponad 60 dla eksperymentu MINOS).

Rysunek 6.3 zawiera rozkłady tych samych zmiennych, które były rozważane w rozdziale 4: całkowitej wysokości sygnału zarejestrowanego w przypadku (w sigcor), liczby zrekonstruowanych torów, prawdziwego pędu wiodącego mionu oraz kąta, pod jakim został wyemitowany w stosunku do osi Z. Porównanie z rysunkiem 4.2 wskazuje, że nie ma dużej poprawy w separacji



Rysunek 6.3: Rozkłady wybranych zmiennych dla przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z rozpadem  $\tau \rightarrow \pi$  oraz przypadków NC w eksperymencie MINOS+. Górny rząd przedstawia zmienne po rekonstrukcji oddziaływań w detektorze: całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku i liczbę zrekonstruowanych torów, natomiast dolny rząd zmienne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływania: prawdziwy pęd wiodącego pionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego pionu a osią Z (osią detektora). Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

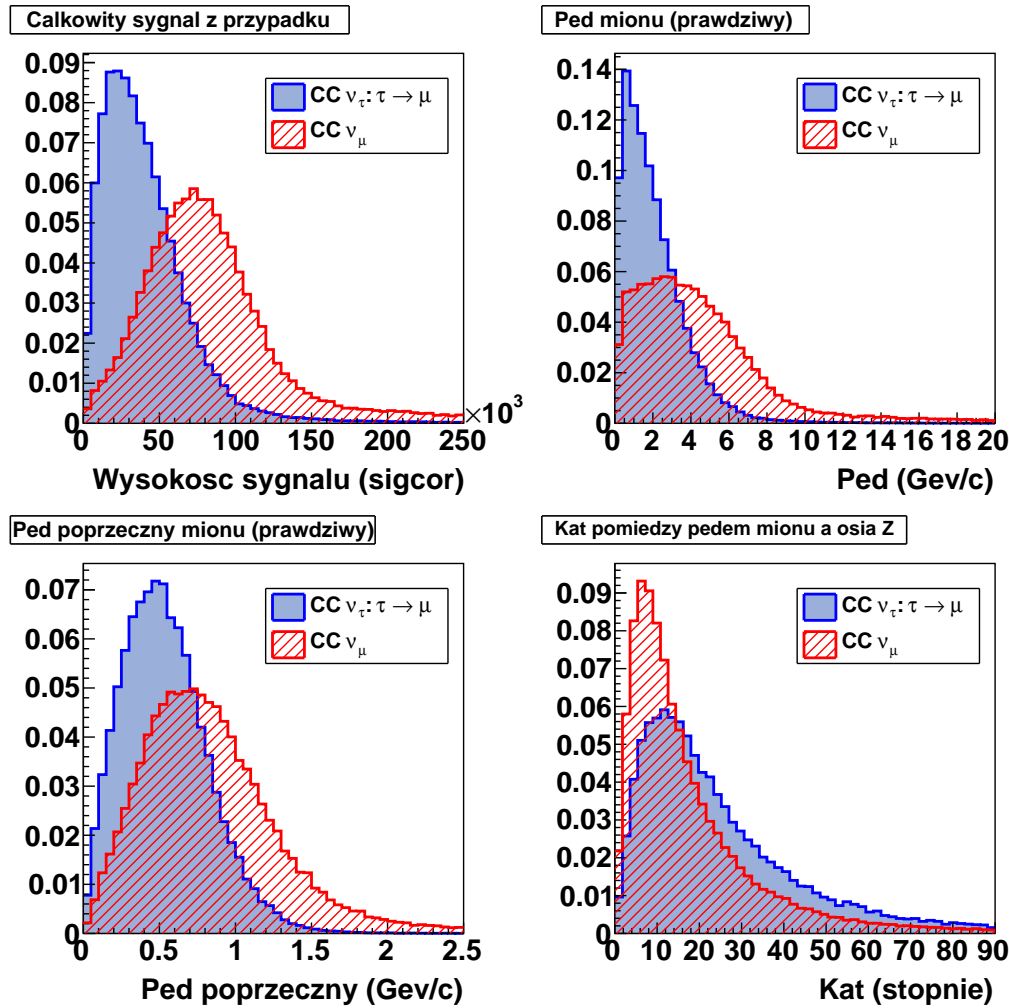
tych zmiennych. Całkowity sygnał w przypadkach przesuwają się w stronę wyższych wartości (czego należy się spodziewać), ale zarówno dla tła, jak i sygnału. Różnica w liczbie zrekonstruowanych torów zmniejsza się w stosunku do tej dla eksperymentu MINOS, choć wciąż pozostaje istotna.

Jedyną istotną zmianą w stosunku do eksperymentu MINOS jest zwiększenie stosunku sygnału do tła o ponad połowę. Pozwala to sądzić, że kanał hadronowy będzie miał duży wkład w obserwację oddziaływań CC  $\nu_\tau$  w eksperymencie MINOS+.

### 6.1.2. Kanał mionowy

Dla kanału, w którym taon rozpada się na mion, a głównym tłem są oddziaływania CC  $\nu_\mu$ , zwiększenie energii wiązki również wyraźnie polepsza stosunek sygnału do tła. Dla statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT, w obszarze wiarygodnym dalekiego detektora powinno zostać zarejestrowane ok. 11,6 przypadków CC  $\nu_\tau$  oraz 4740 przypadków CC  $\nu_\mu$ . Oznacza to, że przypadków

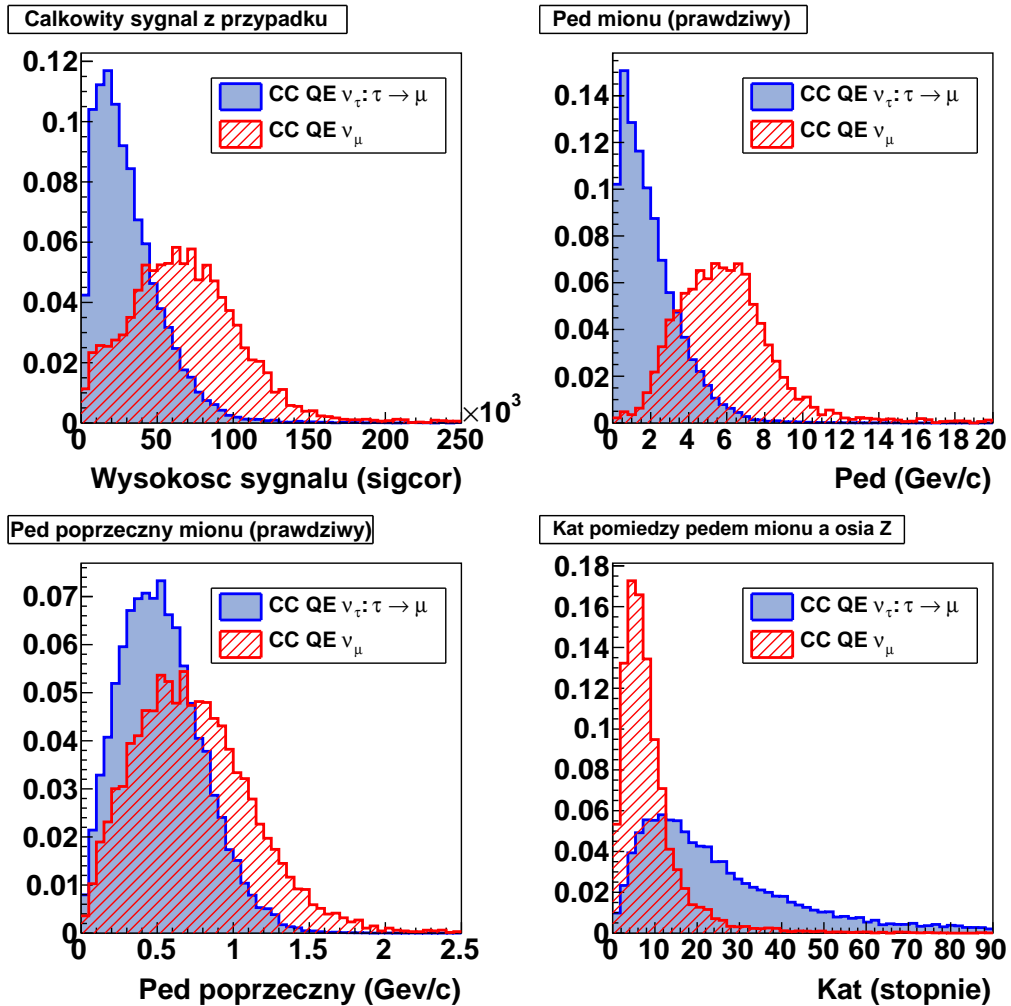
Łą jest ok. 400 razy więcej niż sygnału, co jest istotną poprawą w stosunku do przewidywań dla eksperymentu MINOS (ponad 600 razy więcej Łą niż sygnału).



Rysunek 6.4: Rozkłady wybranych zmiennych dla przypadków oddziaływań  $CC \nu_\tau$  z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$  oraz przypadków  $CC \nu_\mu$  w eksperymencie MINOS+. Pierwszy rysunek przedstawia całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku, natomiast trzy kolejne przedstawiają zmienne kinematyczne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływań: prawdziwy pęd wiodącego mionu, prawdziwy pęd poprzeczny wiodącego mionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego mionu a osią Z. Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

Rysunki 6.4 oraz 6.5 (odpowiadające rysunkom 4.3 4.4 z analizy dla eksperymentu MINOS) przedstawiają cztery zmienne: całkowity sygnał w przypadku, prawdziwy pęd całkowity mionu, prawdziwy pęd poprzeczny mionu i kąt pomiędzy prawdziwym pędem mionu a osią Z; dla wszystkich oddziaływań CC oraz dla próbki CC QE wybranej na podstawie informacji z MC. Dla obu próbek widać poprawę w separacji Łą i sygnału w stosunku do eksperymentu MINOS. Przyczyną są przede wszystkim wyższe energie neutron mionowych, które produkują miony o wyższych pędach i pozostawiają więcej energii w detektorze, podczas gdy miony pochodzące z rozpadów taonu mają nieznacznie większe pędy, a część energii z przypadku  $CC \nu_\tau$  zabierają neutrina.

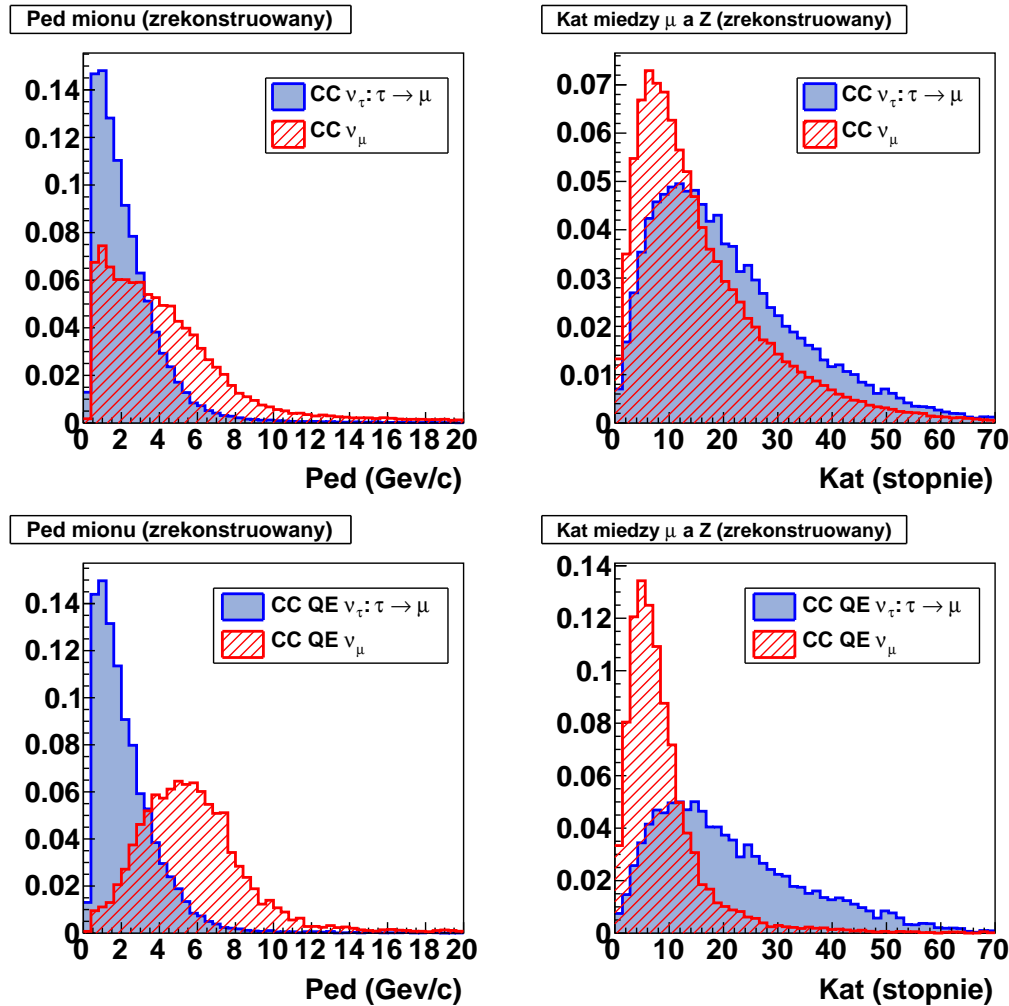
Rysunek 6.6, przedstawia rozkłady wartości pędu mionu i kąta emisji względem osi Z zrekonstruowane dla torów mionowych (wybranych na poziomie symulacji) dla próbki wszystkich oddziaływań CC (górny rząd) i próbki prawdziwych oddziaływań CC QE (dolny rząd). Porówna-



Rysunek 6.5: Rozkłady wybranych zmiennych dla prawdziwych przypadków oddziaływań CC QE  $\nu_\tau$  (z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz przypadków CC QE  $\nu_\mu$  w eksperymencie MINOS+. Pierwszy rysunek przedstawia całkowitą wysokość sygnału zarejestrowaną w przypadku, natomiast trzy kolejne przedstawiają zmienne kinematyczne wyznaczone na poziomie symulacji oddziaływań: prawdziwy pęd wiodącego mionu, prawdziwy pęd poprzeczny wiodącego mionu oraz kąt między prawdziwym pędem wiodącego mionu a osią Z. Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

nie z rysunkiem 4.5 potwierdza, że w eksperymencie MINOS+ zmienne kinematyczne możliwe do wyznaczenia z torów mionowych mają znacznie lepszą zdolność do odróżniania oddziaływań CC  $\nu_\mu$  i CC  $\nu_\tau$ .

Z powodu wyższych energii wiązki zmienia się też ilość oddziaływań kwazielastycznych w stosunku do wszystkich CC (6.1). Spośród oddziaływań CC neutronów w eksperymencie MINOS+ 36% jest typu QE, natomiast dla neutronów mionowych ułamek ten wynosi ok. 9,3%. Wciąż zatem ograniczenie się do próbki oddziaływań kwazielastycznych polepsza stosunek sygnału do tła, ale silniej niż w eksperymencie MINOS zmniejsza wciąż niedużą liczbę przypadków taonowych. Dlatego bardzo potrzebne są wszelkie dodatkowe informacje, pochodzące na przykład z rekonstrukcji torów protonów.



Rysunek 6.6: Rozkłady zmiennych kinematycznych zrekonstruowanych dla prawdziwych torów mionowych (w eksperymencie MINOS+): pędu mionu i kąta przy wierzchołku między torem osią Z. Górny rząd przedstawia rozkłady dla przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  (z rozpadem  $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz przypadków CC  $\nu_\mu$ , natomiast dolny rząd dla prawdziwych przypadków CC QE  $\nu_\tau$  ( $\tau \rightarrow \mu$ ) oraz prawdziwych przypadków CC QE  $\nu_\mu$ . Powierzchnie rozkładów znormalizowano do jedności.

## 6.2. Selekcja przypadków taonowych z kanału mionowego

Selekcję przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$ , w których taon rozpada się na mion, przeprowadzono dla symulowanych danych eksperymentu MINOS+ wg dokładnie tej samej procedury, co dla eksperymentu MINOS (rozdział 5). W pierwszym etapie przeprowadzono selekcję przypadków z torami mionowymi, korzystając z algorytmu opartego na metodzie kNN [34]. W drugim etapie wyznaczono zmienne selekcji taonowej dla wybranych torów i przeprowadzono identyfikację oddziaływań CC  $\nu_\tau$  z kanału mionowego. Podobnie jak dla eksperymentu MINOS, selekcję taonową przeprowadzono dla różnych zestawów wstępnych cięć w celu wyboru optymalnej kombinacji.

### 6.2.1. Selekcja torów mionowych

Dla potrzeb selekcji torów mionowych sygnałem jest każdy przypadek, którego najdłuższy tor jest prawdziwym torem mionowym, natomiast tłem każdy inny. Próbkę oddziaływań neutrin



mionowych i neutrin taonowych są rozważane osobno; w każdym przypadku oddziaływania CC posiadają wagi oscylacyjne. Dla  $6 \times 10^{20}$  POT w całym obszarze dalekiego detektora spodziewanych jest ok. 19,5 przypadków sygnału i 2185 przypadków tła w próbce taonowej oraz 5278 przypadków sygnału i 3065 przypadków tła w próbce mionowej. Cięcia wymagające zawartości wierzchołka oddziaływania w obszarze wiarygodnym odrzuca ok. 23% przypadków tła i sygnału dla obu próbek. Natomiast wymóg minimalnej długości toru wynoszącej 10 przeciętych płaszczyzn scyntylacyjnych odrzuca 5% sygnału i 31% tła w próbce taonowej oraz 0,1% sygnału i 24% tła w próbce mionowej. Mniejsza efektywność odrzucania tła przy cięciu na minimalną długość toru wynika z większych energii neutrin, co skutkuje większymi długościami fałszywych torów.

Metoda kNN trenowana jest na losowo wybranej próbce przypadków spośród oddziaływań neutrin mionowych, bez uwzględniania wag oscylacyjnych. Próbką treningowa liczy po 187 500 przypadków tła i sygnału. Rozkłady mionowości tła i sygnału oraz efektywności selekcji w zależności od cięcia na mionowości przedstawione są na rysunku 6.7. Do dalszego etapu selekcji dopuszczane są przypadki, które otrzymują wartość wyższą niż 0,3.

### 6.2.2. Selekcja przypadków taonowych

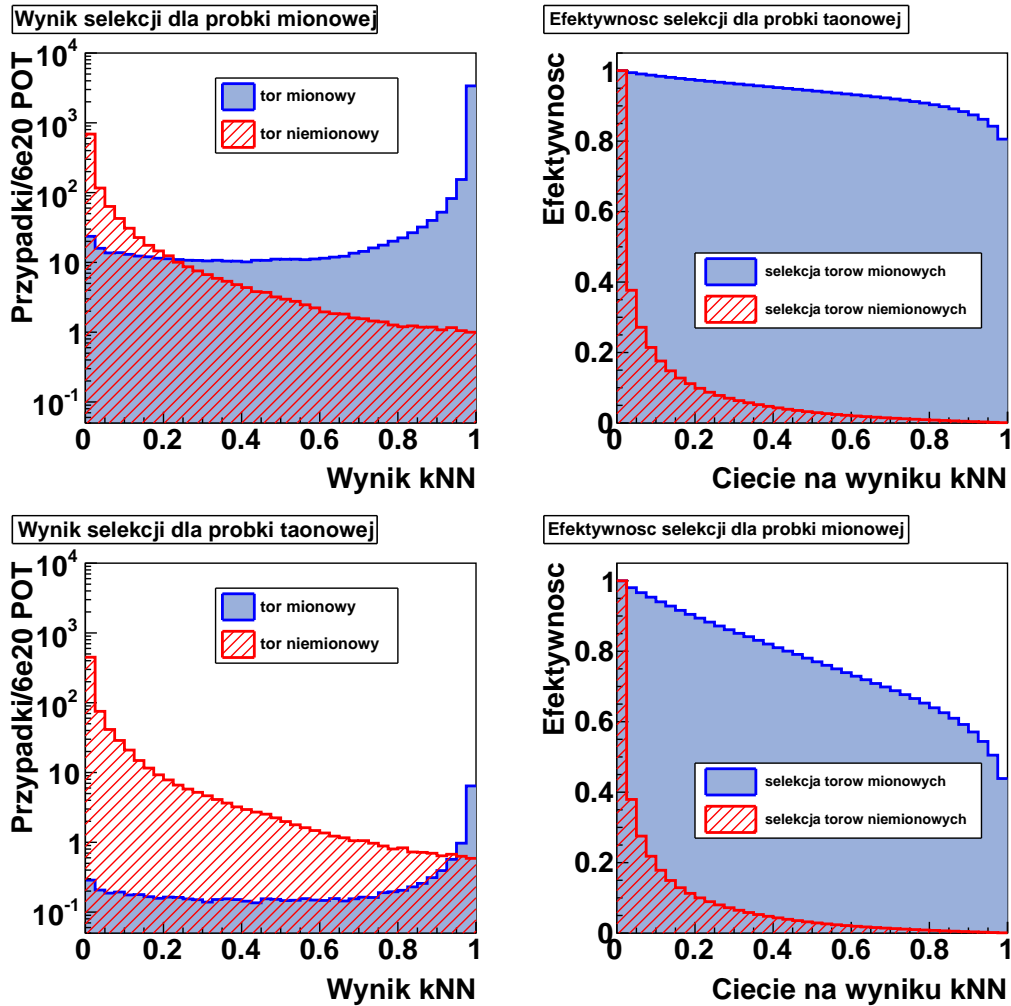
W drugim etapie selekcji, czyli identyfikacji przypadków z torami mionowymi pochodzących z oddziaływań CC  $\nu_\tau$ , biorą udział wszystkie przypadki, które przeszły przez pierwszy etap. Próbki oddziaływań neutrin mionowych i taonowych są łączone w jedną, w której każdy przypadek posiada wagę uwzględniającą oscylacje. Sygnałem są na tym etapie przypadki CC  $\nu_\tau$  z prawdziwym torem mionowym, a tłem próbka dopełniająca. Po normalizacji do statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT, próbka ta zawiera  $8,0 \pm 0,8$  przypadków sygnału oraz  $3644 \pm 25$  przypadków tła.

Do selekcji wykorzystano trzy zmienne: całkowitą wysokość sygnału w przypadku, zrekonstruowany pęd mionu oraz zrekonstruowany kąt przy wierzchołku między torem mionu a osią Z. W celu wybrania optymalnej kombinacji wstępnych cięć na wyniku selekcji mionowej oraz zrekonstruowanej energii kaskad przygotowano 12 próbek odpowiadającym różnym zestawom cięć. Dla każdej próbki trenowano osobną metodę kNN (wykorzystując połowę przypadków sygnału) i sprawdzano ją, wybierając punkt cięcia na jej wyniku optymalizujący znaczącość. Następnie porównano maksymalne wartości znaczącości pomiędzy próbkami i przedstawiono w tabeli 6.1.

Cięcie na:	mionowości		
energii kaskady	0,3	0,6	0,9
brak	0,25	0,25	0,20
375 MeV	0,26	0,25	0,19
250 MeV	0,23	0,22	0,17
125 MeV	0,18	0,18	0,14

Tablica 6.1: Wyniki optymalizacji selekcji taonowej dla eksperymentu MINOS+. Tabela przedstawia maksymalne wartości znaczącości sygnału dla poszczególnych próbek zdefiniowanych przez kombinację dwóch cięć: na wyniku selekcji torów mionowych (mionowości) i na zrekonstruowanej energii kaskady. Względne błędy podanych wartości znaczącości są rzędu 10%.

W eksperymencie MINOS+ również większą znaczącość uzyskują metody dbające bardziej o dużą statystykę sygnału niż o dobry stosunek sygnału do tła. Tym razem jednak cztery różne zestawy cięć oferują podobną czułość. Dla tych metod (zidentyfikowanych przez wartości wstępnych cięć) przedstawiono w tabeli 6.2 liczby przypadków tła i sygnału akceptowanych w wyniku optymalnego cięcia na wartości kNN.

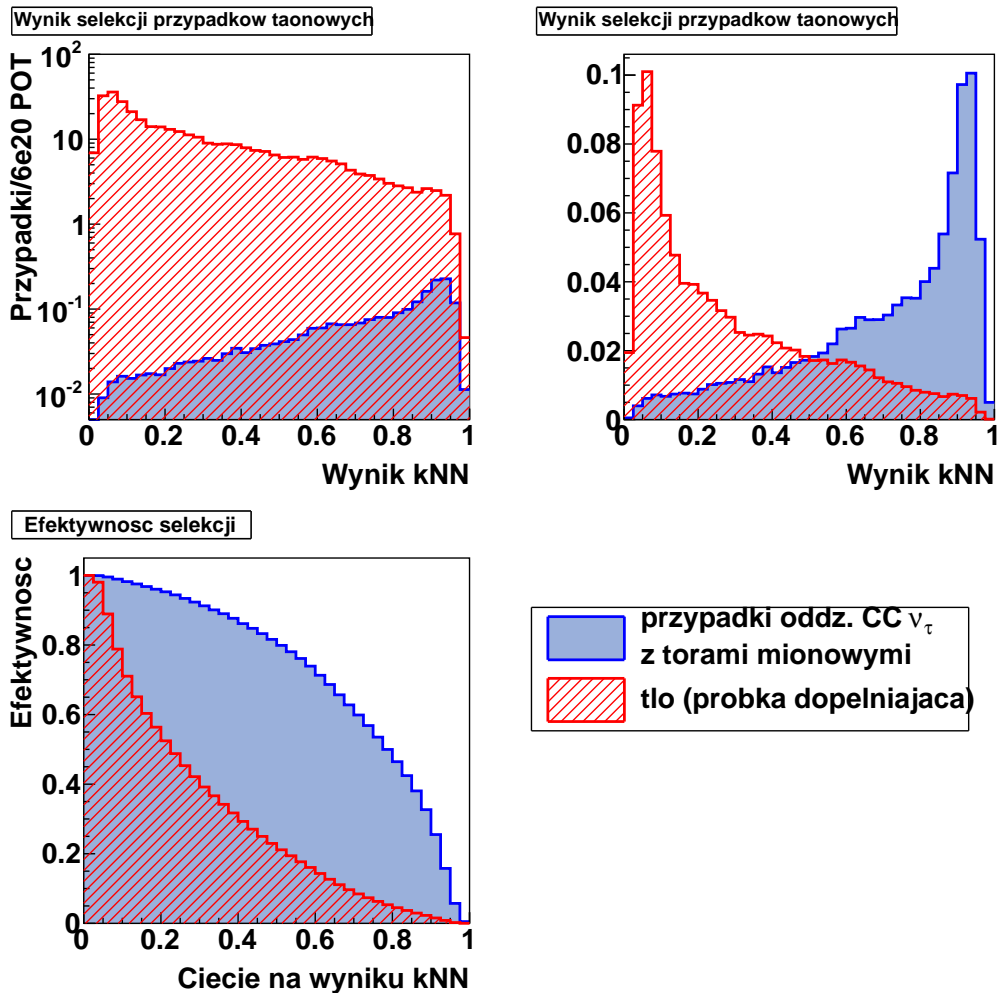


Rysunek 6.7: Rozkłady wyników metody kNN otrzymanych w identyfikacji torów mionowych („mionowości”) oraz wykresy efektywności dla różnych wartości cięć na mionowości w eksperymencie MINOS+. Efektywność liczona jest jako stosunek liczby przypadków o mionowości wyższej od wartości cięcia do wszystkich w testowanej próbce. W górnym rzędzie znajdują się rysunki dla oddziaływań neutrin mionowych, natomiast w dolnym dla neutrin taonowych. Przypadki oddziaływań CC mają wagi uwzględniające oscylacje. Liczby przypadków na pierwszym rysunku znormalizowano do statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT.

Cięcia metody	$S$	$B$
0,3 / brak	$2,7 \pm 0,3$	$113 \pm 1$
0,6 / brak	$2,3 \pm 0,3$	$73,7 \pm 0,8$
0,3 / 375MeV	$0,85 \pm 0,09$	$10,5 \pm 0,2$
0,6 / 375MeV	$0,82 \pm 0,09$	$10,3 \pm 0,2$

Tablica 6.2: Wyniki selekcji taonowej dla eksperymentu MINOS+. Tabela przedstawia liczby przypadków sygnału ( $S$ ) i tła ( $B$ ) wybranych przez różne metody w wyniku optymalnego cięcia na wartości wyniku kNN. Różne metody określone są poprzez kombinacje cięć preselekcyjnych nałożonych na próbki przed drugim etapem selekcji.

Rysunek 6.8 przedstawia rozkłady wyniku selekcji o najwyższej znaczącości dla przypadków sygnału i tła oraz efektywność wyboru sygnału (tła) w zależności od wartości cięcia na wyniku. Rysunek po lewej stronie przedstawia liczby przypadków znormalizowane do statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT, natomiast rysunek po prawej przedstawia rozkłady dla tła i sygnału znormalizowane do pola powierzchni. Wykorzystane pliki symulacji dla eksperymentu MINOS+ zawierają większą statystykę przypadków niż pliki eksperymentu MINOS, dzięki czemu unika się sztucznych efektów w działaniu metody kNN. Znormalizowane do pola powierzchni rozkłady wyniku selekcji dla sygnału i tła są znacznie lepiej rozseparowane niż dla najlepszej metody w eksperymencie MINOS (5.6), gdzie występowały silne zaburzenia związane z małą statystyką. Rysunek w dolnym rzędzie przedstawia efektywność selekcji sygnału (lub tła) w zależności od wysokości cięcia na wyniku metody kNN. Efektywność jest wyznaczana w stosunku do przypadków biorących udział w selekcji, a ponieważ metoda wprowadza wstępne cięcie na zrekonstruowanej energii kaskady, 100% efektywności oznacza 33% efektywności w przypadku sygnału (i 12,4% w przypadku tła) w stosunku do liczby przypadków przechodzących przez pierwszy etap (selekcję torów mionowych).



Rysunek 6.8: Wynik selekcji taonowej dla próbki z cięciem na wartości mionowości 0,3 i energii kaskady 375 MeV, dla eksperymentu MINOS+. W górnym rzędzie rozkłady wyniku selekcji dla sygnału i tła; po lewej: liczby przypadków znormalizowane do  $6 \times 10^{20}$  POT, a po prawej: oba rozkłady znormalizowane do pola powierzchni. W dolnym rzędzie: efektywność selekcji sygnału (tła) w zależności od punktu cięcia. Przedstawiona metoda osiąga maksymalną znaczącość  $Z = 0,26$  dla cięcia na wartości 0,85.

## Rozdział 7

# Podsumowanie

W niniejszej pracy przeprowadzono analizę właściwości oddziaływań neutrin taonowych pochodzących z oscylacji neutrin mionowych w dalekim detektorze eksperymentu MINOS. Korzystając z wyników symulacji Monte Carlo, zbadano różne kanały rozpadu taonu pod kątem możliwości zastosowania dla nich selekcji przypadków taonowych. Dla kanału, w którym taon rozpada się na mion zaproponowano algorytm selekcji oddziaływań CC  $\nu_\tau$  korzystający z metod analizy wielowymiarowej. Całkowita liczba oddziaływań CC  $\nu_\tau$  oczekiwanych w dalekim detektorze jest bardzo mała i wynosi  $31,5 \pm 3,4$  ( $24,2 \pm 2,6$  w obszarze wiarygodnym detektora) dla statystyki odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT, czyli w przybliżeniu całej próbki danych zebranych przez eksperyment z wiązką niskoenergetyczną w modzie neutrinowym.

Selekcję przypadków CC  $\nu_\tau$  z kanału mionowego przeprowadzono w dwóch etapach. W pierwszym etapie wykonano selekcję torów mionowych implementując algorytm opisany w pracy [34] wykorzystując podstawowe struktury przechowywania danych w eksperymencie MINOS (standardowe ntuple `.sntp`). Następnie zbadano wpływ wstępnych cięć na wyniku selekcji torów mionowych oraz na zrekonstruowanej energii kaskad hadronowych na skuteczność selekcji. Powyższe cięcia poprawiają stosunek sygnału do tła oraz zdolność do separacji sygnału i tła zmiennych selekcji, ale zmniejszają statystykę przypadków sygnału. W celu wybrania optymalnej kombinacji cięć sprawdzono skuteczność selekcji dla serii różnych próbek. Dla każdej próbki szukano takiego cięcia na wyniku metody kNN, dla którego znaczącość statystyczna sygnału zdefiniowana jako  $Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ , (gdzie  $S$  jest liczbą akceptowanych przypadków sygnału, a  $B$  tła) była największa.

Największą znaczącość sygnału otrzymano dla metody wprowadzającej najniższe cięcie na mionowości (na wartości 0,3) i brak cięcia na energii kaskady, zachowując możliwie dużą statystykę przypadków sygnału. Otrzymana znaczącość wynosi  $0,084 \pm 0,09$  dla statystyki danych odpowiadającej  $10 \times 10^{20}$  POT. Liczba oczekiwanych przypadków sygnału zaakceptowanych przez selekcję wynosi  $1,71 \pm 0,19$ , a przypadków tła  $417,3 \pm 3,1$ . Oznacza to, że obserwacja pojawiania się neutrin taonowych w eksperymencie MINOS za pomocą selekcji poszukującej przypadków CC  $\nu_\tau$  z kanału mionowego w jej obecnej postaci jest niemożliwa.

Analogiczną analizę przeprowadzono dla wyników symulacji przyszłego eksperymentu MINOS+. Wyższa energia neutrin w tym eksperymencie powoduje, że rejestrowanych jest więcej przypadków taonowych i stosunek sygnału do tła poprawia się o ok. 50%. Całkowita liczba oczekiwanych przypadków oddziaływań CC  $\nu_\tau$  wynosi  $86,9 \pm 9,4$  w całym obszarze dalekiego detektora (oraz  $66,5 \pm 7,2$  w obszarze wiarygodnym) dla statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT. Taką ilość danych eksperyment planuje zbierać rocznie (przez co najmniej trzy lata).

Dla eksperymentu MINOS+ największą znaczącość także mają cztery metody przedkładające statystykę przypadków sygnału nad stosunek S/B i separację. Największą znaczącość ( $0,26 \pm 0,03$ ) osiąga metoda, która wprowadza cięcie na energii kaskady na wartości 375 MeV i najniższe cię-

cie na mionowości (na wartości 0,3). Dla statystyki odpowiadającej  $6 \times 10^{20}$  POT oczekuje się  $0,85 \pm 0,08$  zaakceptowanych przypadków sygnału oraz  $10,5 \pm 0,2$  zaakceptowanych przypadków tła. Dla metody, która wprowadza najniższe cięcie na mionowości i brak cięcia na energii kaskady otrzymuje się znaczącość równą  $0,25 \pm 0,03$  oraz  $2,7 \pm 0,3$  zaakceptowanych przypadków sygnału (przy  $113 \pm 1$  przypadkach tła). Dla obu metod maksymalna znaczącość jest trzy razy wyższa niż dla eksperymentu MINOS (ze statystyką  $10 \times 10^{20}$  POT), ale wciąż bardzo mała. Oznacza, że przewidywana liczba zaobserwowanych przypadków CC  $\nu_\tau$  jest cztery razy mniejsza od jej niepewności statystycznej.

W przypadku sztucznego wzmocnienia liczby oddziaływań CC  $\nu_\tau$  dziesięciokrotnie, najlepsza metoda dla eksperymentu MINOS (z  $10 \times 10^{20}$  POT) osiąga znaczącość 0,82, a najlepsza metoda dla eksperymentu MINOS+ (z  $6 \times 10^{20}$  POT) osiąga znaczącość 2.3.

Aby poprawić skuteczność zaproponowanej metody selekcji należy zwiększyć efektywność dla przypadków sygnału oraz poprawić zdolność odrzucania tła. Najwięcej przypadków (ok. 23%) traci się poprzez wymaganie obecności wierzchołka w obszarze wiarygodnym detektora. Możliwe jest zwiększenie tego obszaru, jednak wymaga to sprawdzenia wpływu gorszej rekonstrukcji oddziaływań zachodzących blisko brzegów detektora na skuteczność selekcji przypadków taonowych. Można także zmniejszyć wymaganą minimalną długość toru, jednak zastosowana identyfikacja działa optymalnie dla długich torów, oceniając krótkie tory podobnie jak tło. Aby przypadki zaakceptowane do selekcji z powodu niższego cięcia nie zostały zaklasyfikowane jako tło, trzeba zmodyfikować metodę selekcji torów mionowych tak, by była bardziej czuła na krótkie tory. Zdolność do odrzucania tła można poprawić poprzez zastosowanie w selekcji nowych zmiennych, zawierających dodatkowe informacje na temat oddziaływania. Takich informacji może dostarczyć w szczególności rekonstrukcja torów protonów w oddziaływaniach CC QE, co wymaga jednak istotnego zwiększenia jej efektywności.

W kanale hadronowym zdolność odróżniania tła od sygnału jest mniejsza niż w kanale mionowym, ale początkowy stosunek sygnału do tła jest znacznie lepszy. Dla eksperymentu MINOS (z  $10 \times 10^{20}$  POT) teoretyczna metoda selekcji, akceptująca 50% przypadków CC  $\nu_\tau$  z kanału hadronowego (z obszaru wiarygodnego detektora) oraz 100% przypadków NC, osiąga znaczącość sygnału równą 0,24. Powyższy przykład zakłada brak innego tła niż od oddziaływań NC i arbitralne efektywności, ale podobny (lub lepszy) scenariusz wydaje się prawdopodobny. W eksperymencie MINOS+ (z  $6 \times 10^{20}$  POT) przy identycznych założeniach teoretyczna metoda selekcji osiąga znaczącość równą 0,5. Konieczne jest przeprowadzenie dokładniejszej analizy zdolności do identyfikacji przypadków CC  $\nu_\tau$  pochodzących z kanału hadronowego.

Udana obserwacja pojawiania się neutrin taonowych w wyniku oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  w eksperymentach MINOS i MINOS+ byłaby dużym osiągnięciem. Poprawienie skuteczności selekcji dla mionowego kanału rozpadu taonu oraz wykorzystanie informacji z kanału hadronowego ma szanse to umożliwić. Poza eksperymentem OPERA oraz eksperymentami badającymi oscylacje neutrin atmosferycznych, wszystkie inne eksperymenty oscylacyjne planowane w najbliższej przyszłości będą miały za niskie energie neutrin, by móc zaobserwować oddziaływania CC neutrin taonowych.

# Bibliografia

- [1] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire, *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*, *Science*, **124** (3212), 103-104, 1956
- [2] C. Giunti, C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press, 2007
- [3] B. T. Cleveland *et al.*, *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*, *Astrophysical Journal* **496**, 505–526, 1998
- [4] Fukuda, Y. *et al.* [SK Collaboration], *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1158-1162, 1998
- [5] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301, 2002.
- [6] S. Abe *et al.* [KamLAND Collaboration], *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803, 2008.
- [7] Y. Fukuda *et al.* [SK Collaboration], *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567, 1998.
- [8] M. Sanchez *et al.* [Soudan 2 Collaboration], *Observation of Atmospheric Neutrino Oscillations in Soudan 2*, *Phys. Rev.* **D68** 113004, 2003
- [9] E. Aliu *et al.* [K2K Collaboration], *Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 081802, 2005
- [10] F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration], *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, 2012, [arXiv:1203.1669v2]
- [11] G. L. Fogli *et al.*, *Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches*, 2012, [arXiv:1205.5254v3]
- [12] G. Mention *et al.*, *The Reactor Antineutrino Anomaly*, *Phys. Rev.* **D83**, 073006, 2011
- [13] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], *Evidence for neutrino oscillations from the observation of  $\bar{\nu}_e$  appearance in a  $\bar{\nu}_\mu$  beam*, *Phys. Rev.* **D64**, 112007, 2001
- [14] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], *A Combined  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  and  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses*, 2012, [arXiv:1207.4809]
- [15] K. N. Abazajian *et al.*, *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, 2012, [arXiv:1204.5379]

- [16] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], *The T2K Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A659**, 106-135, 2011.
- [17] D. Ayres *et al.* [NOvA Collaboration], *NOvA Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamline*, 2005, [arXiv:hep-ex/0503053v1]
- [18] R. Acquafredda *et al.* [OPERA Collaboration], *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New J. Phys. **8**, 303, 2006
- [19] M. Nakamura, *Results from OPERA*, prezentacja na konferencji Neutrino 2012
- [20] [Super-Kamiokande Collaboration], *A Measurement of the Appearance of Atmospheric Tau Neutrinos by Super-Kamiokande*, 2012, [arXiv:1206.0328v1]
- [21] D. G. Michael, *et al.* [MINOS Collaboration], *The magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A596**:190-228, 2008
- [22] K. Anderson *et al.*, *The NuMI Facility Technical Design Report*, 1998
- [23] R. Nichol, *Final MINOS Results*, prezentacja na konferencji Neutrino 2012
- [24] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Measurement of the neutrino mass splitting and flavor mixing by MINOS*, Phys. Rev. Lett. **106**, 181801, 2011
- [25] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Search for the disappearance of muon antineutrinos in the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. D Rapid Communications, 2011
- [26] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *An improved measurement of muon antineutrino disappearance in MINOS*, 2012, [arXiv:1202.2772v1]
- [27] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Measurements of atmospheric neutrinos and antineutrinos in the MINOS Far Detector*, 2012, [arXiv:1208.2915v2]
- [28] P. Adamson, *Neutrino Velocity: Results and prospects of experiments at other beamlines*, prezentacja na konferencji Neutrino 2012
- [29] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Active to sterile neutrino mixing limits from neutral-current interactions in MINOS*, Phys. Rev. Lett. **107**, 011802, 2011
- [30] G. Tzanakos *et al.* [MINOS+ Collaboration], *A Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam*, 2011, [DocDB-7923]
- [31] K. Grzelak, M. Pfützner, *Tau appearance search*, wewnętrzna nota eksperymentu MINOS, 2012, [MINOS-doc-9045-v2]
- [32] A. Bueno, A. Martinez de la Ossa, S. Navas, A. Rubbia, *Statistical Pattern Recognition: Application to  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oscillation Searches Based on Kinematic Criteria*, JHEP **04** 11:014, 2004
- [33] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS*, 2011, [FERMILAB-PUB-11-351-PPD]
- [34] R. Ospanov, *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*, praca doktorska, The University of Texas at Austin, 2008

- [35] T. Hastie, R. Tibshirani and J. Friedman, *The Elements of Statistical Learning: Data Mining, Inference, and Prediction*, Springer, 2001
- [36] R. Brun, F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** 81-86, 1997
- [37] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS A CAT 040, 2007
- [38] N. S. Mayer, *A Measurement of the  $M_A^{QE}$  Parameter Using Multiple Quasi-Elastic Dominated Sub-samples in the MINOS Near Detector*, praca doktorska, Indiana University, 2011