

Uniwersytet Jagielloński



Tło pochodzące od neutralnych pionów
produkowanych w oddziaływaniach neutrin
mionowych z wymianą prądów naładowanych
w eksperymencie T2K

Marcela Batkiewicz

Praca magisterska

wykonana

w Zakładzie XVI

Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego

w Krakowie

pod kierunkiem

dr Anny Dąbrowskiej

Kraków, sierpień 2010

Streszczenie

W pracy badano oddziaływania ν_μ poprzez wymianę prądów naładowanych z produkcją pojedynczego mezonu π^0 ($CC1\pi^0$), jako tła dla oddziaływań kwazi-elastycznych ($CCQE$). Analiza opierała się na danych Monte Carlo wygenerowanych dla bliskiego detektora ND280 eksperymentu T2K. Porównano charakterystyki oddziaływań typu $CCQE$ i $CC1\pi^0$. Opracowano kryteria rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ oraz zbadano czystość i wydajność rekonstrukcji.

Abstract

In this thesis ν_μ CC interactions with single π^0 production ($CC1\pi^0$) are studied, as the background to quasi-elastic interactions ($CCQE$). The Analysis (?opiera się na?) Monte Carlo data generated for the Near Detector ND280 of the T2K experiment. Characteristics for $CCQE$ and $CC1\pi^0$ interactions are compared. (?Opracowano?) conditions for reconstruction of $CC1\pi^0$ events and it is analyzed the efficiency and purity of the reconstruction.

Spis treści

Wstęp	3
1 Oscylacje neutrin	5
1.1 Formalizm oscylacji	6
1.2 Oscylacje neutrin – obecne i przyszłe pomiary	9
2 Eksperyment T2K	12
2.1 Wiązka neutrinowa	13
2.2 Bliskie detektory	15
2.2.1 Ingrid – detektor na osi wiązki neutrinowej	16
2.2.2 ND280 – detektor pozaosiowy	18
2.3 Daleki detektor – SuperKamiokande	23
3 Dane Monte Carlo oraz narzędzia analizy	30
4 Ogólne charakterystyki oddziaływań kwazi-elastycznych (CCQE) oraz z produkcją pojedynczego neutralnego pionu ($CC1\pi^0$) w bliskim detektorze eksperymentu T2K	34
4.1 Wprowadzenie	34
4.2 Definicja oddziaływań typu $CC1\pi^0$ i CCQE	35
4.3 Widmo energii neutrin mionowych w oddziaływaniach typu CCQE oraz $CC1\pi^0$	37
4.4 Charakterystyki produktów oddziaływania neutrina mionowego	38
4.4.1 Porównanie własności mionów pochodzących z oddziaływań typu $CC1\pi^0$ oraz CCQE	38
4.4.2 Neutralny pion produkowany w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$	38
4.4.3 Pozostałe cząstki opuszczające jądro w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$	40
4.5 Ogólne charakterystyki oddziaływań typu $CC1\pi^0$, gdzie π^0 pochodzą z rozpadu rezonansów barionowych	41
5 Rekonstrukcja oddziaływań typu $CC1\pi^0$ w detektorze śladowym i kalorymetrze	47
5.1 Kryteria określające wybór oddziaływań typu $CC1\pi^0$	47
5.2 Opracowanie kryteriów wyboru oddziaływań typu CC	48
5.3 Określenie kryteriów wyboru oddziaływań CC bez naładowanych mezonów	51

5.4	Możliwe topologie konwersji fotonów z rozpadu pionu neutralnego w detektorze śladowym i kalorymetrze	55
5.5	Określenie kryteriów wyboru oddziaływań z neutralnym pionem ($CC1\pi^0$) w przypadku konwersji fotonów w kalorymetrze	57
6	Czystość i wydajność rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$	67
	Podsumowanie	74
	Literatura	76
	Skróty i oznaczenia	80

Wstęp

Przedmiotem niniejszej pracy magisterskiej jest badanie oddziaływań neutrin mionowych z wymianą prądów naładowanych z produkcją pojedynczego neutralnego pionu jako tła dla oddziaływań kwazi-elastycznych. Analiza opierała się na danych Monte Carlo dla bliskiego detektora ND280 eksperymentu T2K.

W ostatnich latach, po odkryciu oscylacji neutrin w eksperymencie SuperKamiokande w 1998 r., badania z dziedziny fizyki cząstek rozwijają się niezwykle dynamicznie. Prowadzonych jest lub przygotowywanych szereg ważnych eksperymentów. Zgodnie z Modelem Standardowym neutrina są cząstkami bezmasowymi. Jednak zjawisko oscylacji neutrin może zachodzić tylko pod warunkiem, że przynajmniej dwa z trzech rodzajów neutrin są cząstkami o niezerowej masie. Oscylacje są opisane za pomocą sześciu parametrów teoretycznych: trzech kątów mieszania $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$, dwóch różnic kwadratów mas $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2$ oraz fazy δ odpowiedzialnej za łamanie lub zachowanie symetrii CP w sektorze leptonów. Do tej pory nie są znane wartości θ_{13} , δ oraz znak Δm_{23}^2 związany z hierarchią mas neutrin. Pomiar kąta mieszania θ_{13} jest sprawą kluczową, gdyż poznanie go będzie furtką do pomiaru fazy δ i być może pozwoli odpowiedzieć na pytanie o źródło asymetrii między materią a antymaterią we Wszechświecie. Jak dotąd wiemy jedynie, że kąt θ_{13} jest mały, a co za tym idzie efekty z nim związane niewielkie. Dlatego też, aby je zmierzyć, potrzebujemy bardzo intensywnych źródeł neutrin.

Pierwszym eksperymentem tzw. drugiej generacji, wykorzystującym intensywną wiązkę neutrin mionowych wytwarzaną w kompleksie akceleratorowym J-PARC, jest eksperyment T2K (Tokai to Kamioka). Wiązka neutrin przed zajściem oscylacji przechodzi przez układ bliskich detektorów usytuowanych w odległości 280 m od miejsca produkcji, a następnie przesyłana jest pod ziemią do odległego o 295 km dalekiego detektora SuperKamiokande. Badanie zaniku neutrin mionowych i pojawiania się neutrin elektronowych pozwoli na zwiększenie precyzji pomiaru parametrów θ_{23} i Δm_{23}^2 oraz obniżenie górnej granicy lub pomiar kąta θ_{13} . Grupa z IFJ PAN jest współodpowiedzialna za jeden z bliskich detektorów ND280. Jej wkład dotyczył budowy poddetektora SMRD, a obecnie analizy danych związanych z badaniami tła w detektorze ND280.

Przedstawiona praca składa się z 6 rozdziałów. W pierwszym rozdziale przedstawiony został krótki opis zjawiska oscylacji neutrin oraz obecnych i przyszłych eksperymentów. Następny rozdział zawiera informacje dotyczące eksperymentu T2K. Omówiłam w nim technologię produkcji wiązki neutrin, budowę bliskich detektorów Ingrid i ND280 oraz dalekiego detektora SuperKamiokande. W trzecim rozdziale znajduje się opis opro-

gramowania, które posłużyło przeprowadzonej analizie. Kolejne trzy rozdziały zawierają wyniki przeprowadzonych przeze mnie symulacji. W czwartym znajduje się porównanie charakterystyk oddziaływań typu CC z produkcją pojedynczego mezonu π^0 (CC1 π^0) oraz oddziaływań CC kwazi-elastycznych. W piątym rozdziale opracowano kryteria rekonstrukcji przypadków typu CC1 π^0 . Ostatni rozdział zawiera analizę czystości i wydajności tejże rekonstrukcji. Na końcu pracy znajduje się krótkie podsumowanie wyników oraz przedstawione są perspektywy dalszej analizy z wykorzystaniem rzeczywistych danych z eksperymentu T2K.

1 Oscylacje neutrin

Neutrino, elementarne cząstki materii, zaliczane są do leptonów. Nie posiadają ładunku elektrycznego, zatem mogą oddziaływać jedynie słabo, poprzez wymianę bozonów $W^\pm$ i Z oraz grawitacyjnie, przy czym oddziaływania grawitacyjne w fizyce cząstek można zaniedbać. Neutrino występują w trzech różnych stanach zapachowych. Razem z odpowiednim leptonem naładowanym oraz parą kwarków o ładunkach $2/3$ i $-1/3$ tworzą trzy rodziny:

- elektron (e^-) i neutrino elektronowe (ν_e) oraz kwarki u i d – pierwsza rodzina,
- mion (μ^-) i neutrino mionowe (ν_μ) oraz kwarki c i s – druga rodzina,
- taon (τ^-) i neutrino taonowe (ν_τ) oraz kwarki t i b – trzecia rodzina.

Zgodnie z Modelem Standardowym (MS) neutrino są cząstkami bezmasowymi, jednak wyniki eksperymentalne z ostatnich ponad dziesięciu lat jednoznacznie wskazują na istnienie zjawiska oscylacji, które jest niemożliwe w przypadku trzech neutrin o zerowej masie.

Historia odkrycia oscylacji neutrin jest równie fascynująca jak sam pomysł Wolfganga Pauliego z 1930 roku [1], postulujący istnienie dodatkowej, neutralnej cząstki o masie zerowej lub bliskiej zera i spinie $1/2$ w celu ratowania zasad zachowania energii i krętu w rozpadzie β . Przez 26 lat idea ta czekała na doświadczalne potwierdzenie. Szczęśliwymi odkrywcami neutrino elektronowego okazali się Reines i Cowan [2], którzy zaproponowali metodę eksperymentalną pozwalającą na rejestrację tej tajemniczej cząstki. Po raz kolejny neutrino zaczęły „sprawiać kłopot” od pierwszej połowy lat sześćdziesiątych dwudziestego wieku. Chodziło tu o tzw. „problem neutrin słonecznych”. W licznych eksperymentach (Homestake, GALLEX+GNO, SAGE, Kamiokande i SuperKamiokande) rejestrujących neutrino słoneczne obserwowano rozbieżności pomiędzy zmierzonym strumieniem neutrin słonecznych docierających na Ziemię [3]-[10] a spodziewanym, obliczonym w oparciu o teoretyczny Model Słońca [11],[12]. W różnych eksperymentach liczba rejestrowanych neutrin słonecznych wahała się pomiędzy $1/3$ a $1/2$ liczby neutrin przewidzianych teoretycznie. Początkowo skłaniano się do tezy, że albo model słoneczny nie jest poprawny albo pomiary eksperymentalne błędne. Po szczegółowych analizach modelu słonecznego w świetle nowych wyników doświadczalnych z dziedziny heliosejsmografii okazało się, że jest on poprawny [11]. Wówczas skierowano uwagę na same neutrino i zaczęto się zastanawiać, czy dobrze rozumiemy własności tych elementarnych cząstek. Jedną z propozycji wyjaśniających problem brakujących neutrin słonecznych było założenie oscylacji neutrin,

czyli zmiany zapachu neutrina elektronowego na inne w drodze z wnętrza Słońca do detektora na Ziemi [13]-[15].

Oscylacje są efektem kwantowo-mechanicznym. Mogą zachodzić jedynie dla cząstek o różnych masach! Zakładana początkowo w Modelu Standardowym bezmasowość neutrina została podważona doświadczalnie. Pierwsza doświadczalna ewidencja oscylacji neutrin pochodzi z 1998 roku z eksperymentu SuperKamiokande przeprowadzonego w Japonii [16]. Zaobserwowano przejście mionowych neutrin, powstających w rozpadach π , K i μ , pochodzących z oddziaływań promieniowania kosmicznego w górnych warstwach atmosfery, w neutrina o innym zapachu. Bardziej bezpośredniego dowodu dostarczył w 2002 roku eksperyment SNO (Sudbury Neutrino Obserwatory) w Kanadzie [17]-[19]. Rejestrowano tam wszystkie typy (zapachy) neutrin docierających ze Słońca na Ziemię. Okazało się, że ok. 35% rejestrowanych neutrin stanowią neutrina elektronowe. Całkowita liczba zarejestrowanych neutrin słonecznych dobrze zgadzała się z liczbą określaną w oparciu o model budowy Słońca.

1.1 Formalizm oscylacji

Mechanika kwantowa opisuje zjawisko oscylacji neutrin [13]-[15] poprzez założenie, że stany własne zapachu ν_e, ν_μ, ν_τ nie są jednocześnie stanami własnymi masy ν_1, ν_2, ν_3 , lecz stanowią ich kombinacje liniowe. Można to wyrazić w następujący sposób

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

gdzie U jest macierzą mieszania leptonów, zwaną też macierzą Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP), którą przedstawia się jako złożenie trzech macierzy:

$$U = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}}_{\text{oscylacje neutrin atmosferycznych}} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{oscylacje neutrin słonecznych}} \quad (2)$$

θ_{ij} są nazywane kątami mieszania, a δ jest fazą odpowiedzialną za łamanie symetrii CP w sektorze neutrin. Macierz po lewej stronie opisuje oscylacje neutrin atmosferycznych,

po prawej słonecznych, a środkowa część łączy oba wymienione sektory, a ponadto zawiera fazę łamania symetrii CP δ w oddziaływaniach słabych.

Neutrino produkowane jest w wyniku oddziaływań słabych jako stan własny zapachu. Jednak w miarę upływu czasu każdy ze stanów masowych tworzących dany stan zapachowy propaguje się niezależnie. Stany masowe mają różne wartości i propagują się z różną prędkością, zatem ich skład zapachowy będzie się zmieniać w czasie. Gdy takie neutrino następnie oddziałuje poprzez wymianę bozonu naładowanego $W^\pm$, jego stan zapachowy zostaje na nowo określony, lecz wcale nie musi to być ten sam zapach, z którym neutrino zostało wyprodukowane. Zjawisko to, polegające na zmianie zapachu neutrina w trakcie propagacji w przestrzeni, nazywane jest oscylacjami. Prawdopodobieństwo przejścia neutrina o zapachu α w neutrino o zapachu β wyraża się wzorem

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij} \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin 2\Phi_{ij}, \quad (3)$$

gdzie

$$\Phi_{ij} = \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E_\nu} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \frac{L[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]}, \quad \Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2, \quad (4)$$

gdzie

- m_i, m_j – masy stanów (masowych) ν_i, ν_j odpowiednio,
- E_ν – energia neutrina,
- L – odległość między miejscem produkcji, a miejscem rejestracji neutrina,
- znak $\pm$ wynosi $+$ dla neutrin, a $-$ dla antyneutrin, przy czym macierz U ma zespolone składowe tylko dla $\delta \neq 0, \pi$.

Parametry L i E są parametrami eksperymentalnymi, a Δm_{ij}^2 i θ_{ij} – teoretycznymi.

Gdyby neutrina były bezmasowe, jak to przewiduje MS, wszystkie różnice kwadratów mas Δm_{ij}^2 byłyby równe zero, a tym samym prawdopodobieństwo zmiany zapachu neutrina (równanie (3)) wynosiłoby zero.

Ponieważ $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$, mamy tylko dwie niezależne różnice kwadratów mas, które wraz z trzema kątami mieszania $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ oraz fazą δ całkowicie określają prawdopodobieństwo zajścia oscylacji. Z dotychczasowych pomiarów otrzymano następujące wartości tych parametrów przy 90% poziomie ufności[20]

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.03$$

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.19$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad (5)$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7.59 \pm 0.20) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$$

$$|\Delta m_{32}^2| = (2.43 \pm 0.13) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Jak widać $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2$. Stąd jeśli energia neutrina zostanie dobrana tak, aby $E_\nu \approx \Delta m_{23}^2 \cdot L$ (czyli tak jak ma to miejsce w eksperymencie T2K), wkład od Δm_{12}^2 jest zaniedbywalny, a wzór (3) upraszcza się do

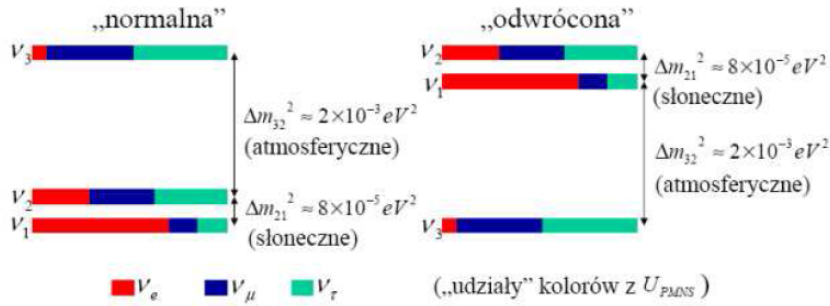
$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 \Phi_{23} \quad (6)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23} - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2 \Phi_{23} \quad (7)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23} \quad (8)$$

Jak wynika z wypisanych powyżej wzorów na prawdopodobieństwa oscylacji, nie jesteśmy w stanie wyznaczyć stąd bezwzględnych mas neutrin, lecz różnice kwadratów mas dla par Δm_{ij}^2 . Ponadto dopóki nie znamy znaku Δm_{32}^2 , nie potrafimy ustalić hierarchii mas neutrin (rys. 1). Istnieją dwie możliwości:

- $\Delta m_{32}^2 > 0$, wówczas mówimy o normalnym schemacie masowym,
- $\Delta m_{32}^2 < 0$, o odwróconym.



Rysunek 1: Normalna i odwrócona hierarchia mass neutrin.

Parametry θ_{23} i Δm_{23}^2 można wyznaczyć ze wzoru (7); w pierwszym przybliżeniu $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ jest do zaniedbania, a $\cos^4 \theta_{13}$ można przyjąć równy 1. Ważne jest, aby ich wartości miały małe niepewności pomiarowe. W eksperymentach akceleratorowych, w oparciu o znane wartości θ_{23} i Δm_{23}^2 i zmierzone prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ przy pomocy formuły (6) można wyznaczyć parametr θ_{13} . Ma on małą wartość ($\sin^2(2\theta_{13}) < 0.19$), zatem badanie oscylacji neutrin mionowych w elektronowe wymaga działania na dużych

statystykach, bo jest to słaby efekt. Poznanie wartości kąta θ_{13} jest bardzo ważne, ponieważ stanowi on furtkę do pomiaru fazy δ związanej z symetrią CP. W eksperymentach reaktorowych θ_{13} wyznacza się ze wzoru (8) mierząc zanik antyneutrino elektronowych ($P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$).

Neutrino przechodząc przez materię oddziałują z nią, z tego względu prawdopodobieństwo opisujące propagację neutrino musi być zmodyfikowane. Jest to tzw. efekt Michejewa-Smirnowa-Wolfensteina (MSW) [21]. Powyższe wzory na prawdopodobieństwo oscylacji (6 - 8) przyjmują postać stosunkowo skomplikowanych wyrażeń, ponieważ uwzględniają różnice w amplitudach rozpraszania neutrino elektronowego w stosunku do neutrino mionowego i taonowego. Prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ w Ziemi po uwzględnieniu tych efektów wynosi [15]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = x^2 f^2 + 2xyfg(\cos \delta \cos \Delta - \sin \delta \sin \Delta) + y^2 g^2 \quad (9)$$

gdzie

- $x = \sin \theta_{23} \sin 2\theta_{13}$,
- $y = \alpha \cos \theta_{23} \sin 2\theta_{12}$,
- $f = [\sin(1 - \hat{A})\Delta] / (1 - \hat{A})$,
- $g = \sin(\hat{A}\Delta) / \hat{A}$,
- $\Delta = \left| \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right|$,
- $\hat{A} = \left| 2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu / \Delta m_{31}^2 \right|$,
- G_F – stała Fermiego,
- N_e – gęstość elektronów w materii,
- $\alpha = |\Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2|$.

1.2 Oscylacje neutrino – obecne i przyszłe pomiary

Zwiększanie precyzji pomiarów parametrów oscylacyjnych wymaga coraz większych statystyk, a co za tym idzie intensywniejszych źródeł neutrino oraz większych i wydajniejszych detektorów. Wynika stąd, że źródła naturalne są w znacznej mierze niewystarczające i konieczne jest posiłkowanie się neutrino sztucznie wytworzonymi przez człowieka. Ma to swoje zalety, gdyż dla takich źródeł możemy kontrolować nie tylko intensywność

strumienia neutrin, ale również odległość od detektora oraz w pewnym stopniu rozkład energii. Poniżej krótko opisałam najważniejsze obecne i przyszłe eksperymenty oscylacyjne.

Pierwszą grupą takich eksperymentów są eksperymenty akceleratorowe z długą bazą pomiarową. Oznacza to, że neutrina (ν_μ lub $\bar{\nu}_\mu$) są wytwarzane przy użyciu akceleratora. Dokładne wyliczenie parametrów tak otrzymanego strumienia neutrin nie jest proste, stąd nie daleko od źródła neutrin zwykle usytuowany jest tzw. bliski detektor, którego celem jest pomiar właściwości wiązki neutrinowej, a więc: strumienia, rozkładu energii i składu zapachowego, przed zajściem oscylacji. W odległości wystarczającej do zajścia oscylacji umieszczany jest daleki detektor, który powtórnie mierzy właściwości wiązki. Porównując oba wyniki można zmierzyć prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ oraz, jeśli warunki na to pozwalają, $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ i przez to oszacować odpowiednie parametry oscylacyjne.

Eksperyment Minos [22, 23] jest drugim, po K2K [24, 25], takim eksperymentem. Wykorzystuje wiązkę neutrin NuMi (Neutrinos at Main Injector) produkowaną w ośrodku Fermilab oraz dwa detektory: bliski o masie 1 kt, znajdujący się na terenie ośrodka oraz daleki o masie 5.4 kt, położony w odległości 735 km w kopalni Soudan w Minnesocie. Oba detektory znajdują się na osi wiązki neutrinowej. Zadaniem eksperymentu jest precyzyjny pomiar parametrów Δm_{23}^2 i θ_{23} . Minos zbiera dane od 2005 roku i jak dotąd dostarczył najdokładniejszego pomiaru Δm_{23}^2 .

Pierwszym eksperymentem drugiej generacji, tzn. wykorzystującym intensywną wiązkę neutrin, jest eksperyment T2K [26, 27]. W styczniu tego roku rozpoczęto zbieranie danych do analizy fizycznej, która pozwoli na poprawę dokładności pomiaru parametrów Δm_{23}^2 i θ_{23} oraz obniżenie górnego ograniczenia lub pomiar kąta θ_{13} . Dokładny opis eksperymentu T2K znajduje się w rozdziale 2.

Z wspomnianej wiązki NuMI będzie korzystać również eksperyment Nova (NuMI Off-Axis ν_e Appearance) [28, 29], którego uruchomienie planowane jest na rok 2012. Eksperyment ten także będzie korzystał z dwóch detektorów: bliskiego, na terenie Fermilabu i dalekiego, oddległego o 810 km. Jednakże detektory będą usytuowane poza osią wiązki neutrin. Cele fizyczne to pomiar kąta mieszania θ_{13} , wyznaczenie znaku Δm_{23}^2 oraz wyznaczenie fazy δ .

Kolejną grupą eksperymentów są eksperymenty reaktorowe z długą bazą pomiarową. Opierają się na podobnej zasadzie jak eksperymenty akceleratorowe, z tym że badają zanikanie antyneutrin elektronowych $\bar{\nu}_e$, produkowanych w siłowniach jądrowych. Na tej podstawie można wyznaczyć górne ograniczenie lub wartość nieznanego do tej pory kąta θ_{13} .

Pierwszym takim eksperymentem z bardzo długą bazą pomiarową jest KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector) [30]. 1000-tonowy detektor wypełniony ciekłym scyntylatorem zbudowany został w miejscu detektora Kamiokande. W styczniu 2002 roku rozpoczął się pomiar strumienia $\bar{\nu}_e$ z ponad 30 elektrowni jądrowych znajdujących się na terenie Japonii i Korei, których średnia odległość od detektora wynosi 180 km. W grudniu 2002 potwierdzono zanikanie badanego strumienia, a tym samym oscylacje antyneutrino elektronowych w antyneutrino mionowe lub taonowe.

Planowane na przyszłość eksperymenty reaktorowe to m. in. Double Chooz we Francji [31] i Daya Bay w Chinach [32]. Ich celem jest około 10-krotne obniżenie górnej granicy dla parametru θ_{13} lub jego pomiar. Double Chooz jest kontynuacją eksperymentu Chooz [33], który dał najlepsze do tej pory oszacowanie na górne ograniczenie kąta θ_{13} . Źródłem neutrin będzie elektrownia Chooz. Właściwości strumienia będą mierzone w dwóch detektorach odległych o 400 i 1050 m od reaktora. Neutrin do eksperymentu Daya Bay będą dostarczać początkowo dwie, a później trzy siłownie. Pomiar strumienia odbywać się będzie w bliskim oraz w dalekim detektorze, przy czym daleki detektor będzie znajdować się w odległości 2 km od źródła neutrin.

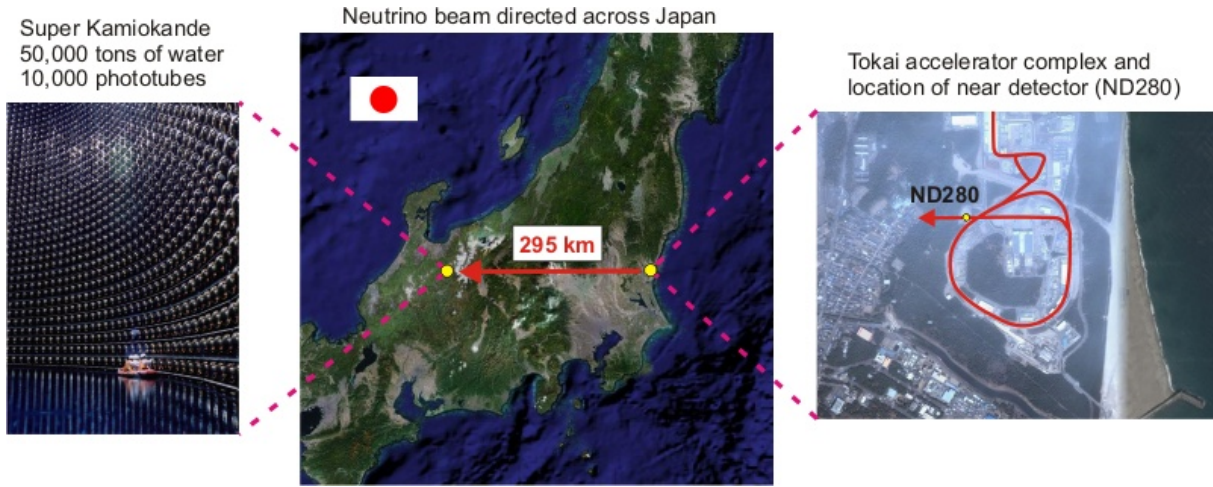
W Kolejnym etapie na drodze badania oscylacji będą eksperymenty tzw. trzeciej generacji, czyli eksperymenty korzystające z wiązek neutrin o niespotykanej obecnie intensywności, a tym samym dysponujące znacznie większą statystyką. Istnieją trzy koncepcje produkcji tak intensywnych wiązek:

- superwiązki – wiązki konwencjonalne, czyli wytwarzane tak, jak wiązka T2K (opis w paragrafie 2.1), ale o większej (1 – 4 MW) intensywności,
- wiązki β neutrin – opis w [34, 35],
- fabryki neutrin – szczegóły w [36].

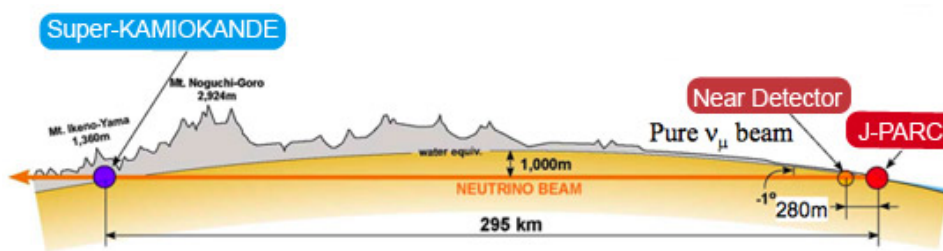
2 Eksperyment T2K

Eksperyment T2K (Tokai to Kamioka) [26, 27] jest pierwszym eksperymentem neutrinowym drugiej generacji badającym oscylacje neutrin mionowych ν_μ . Jego celem jest wyznaczenie wartości kąta mieszania θ_{13} oraz zwiększenie dokładności pomiaru parametrów θ_{23} i Δm_{23}^2 .

Wiązka neutrin mionowych wytwarzana w kompleksie akceleratorowym J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) usytuowanym na brzegu Pacyfiku w miejscowości Tokai w Japonii skierowana jest w stronę detektora SuperKamiokande położonego w odległości 295 km na wschód, w miejscowości Kamioka (rys. 2, 3).



Rysunek 2: Widok z góry na ośrodek J-PARC wraz z zaznaczonym bliskim detektorem (ND280), daleki detektor SuperKamiokande oraz ich położenie na mapie Japonii [37].



Rysunek 3: Schemat przesyłu wiązki T2K pod powierzchnią Ziemi z zaznaczonymi położeniami ośrodka J-PARC, bliskiego detektora oraz dalekiego detektora [38].

Wyprodukowana wiązka neutrin przechodzi przez układ bliskich detektorów ustawionych w odległości 280 m od źródła: Ingrid i ND280. Detektor Ingrid umieszczony jest

na osi wiązki neutrinowej (tzw. wiązka on-axis) i służy do precyzyjnego wyznaczenia kierunku wiązki oraz jej profilu. Drugi z detektorów ND280 usytuowany pod kątem 2.5° względem osi wiązki pierwotnej (tzw. wiązka off-axis) ma na celu pomiar strumienia i widma energii neutrin oraz przekrojów czynnych na oddziaływanie ν_μ z wymianą prądów naładowanych (CC – ang. charge current), w szczególności na oddziaływania kwazi-elastyczne (QE – ang. quasi-elastic), na oddziaływanie z wymianą prądów neutralnych (NC – ang. neutral current), a w szczególności z produkcją neutralnego pionu π^0 oraz wyznaczenie stosunku CCQE/CCnQE (nQE – oddziaływania nieelastyczne). Ponadto jego dodatkowym zadaniem będzie badanie procesów nieelastycznych z produkcją pionów poniżej czerenkowskiego progu w detektorze SuperKamiokande.

Daleki detektor SuperKamiokande również znajduje się pod kątem 2.5° względem osi wiązki. Wykrywa promieniowanie Czerenkowa emitowane przez naładowane cząstki poruszające się szybciej niż światło w wodzie. W ten sposób rejestruje produkty oddziaływań neutrin, którymi w większości są elektrony dla neutrin elektronowych i miony dla neutrin mionowych. Celem dalekiego detektora eksperymentu T2K jest rejestracja neutrin ν_e i ν_μ , a w ten sposób oszacowanie jaki procent ν_μ w funkcji energii neutrina na drodze 295 km tj od bliskiego do dalekiego detektora przeoscyłował w neutrina o innych zapachach, w szczególności w ν_e . Jak pisałam w części 1.1, pomiar prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ jest drogą do lepszego pomiaru kąta θ_{13} w eksperymentach akceleratorowych.

2.1 Wiązka neutrinowa

Kompleks akceleratorowy J-PARC w Tokai na wschodnim wybrzeżu Japonii stanowi źródło wysokoenergetycznych protonów (30 GeV) używanych do produkcji neutrin dla eksperymentu T2K [39, 40]. Na rysunku 4 przedstawiony jest schemat produkcji wiązki neutrinowej. Protony (primary beam) są przyspieszane stopniowo. Najpierw do 400 MeV w akceleratorze liniowym (Linac), potem do 3 GeV w synchrotronie protonowym (RCS), aby docelowo uzyskać energię równą 30 GeV i moc 0.75 MW na wyjściu z głównego synchrotronu (PS Main Ring – rys. 4). Następnie wiązka protonowa kierowana jest na tarczę, którą jest grafitowy walec o długości 90 cm. W zderzeniach protonów z jądrami węgla produkowane są głównie piony π ($\sim 90\%$ wyprodukowanych mezonów), ponadto w mniejszym stopniu kaony K ($\sim 10\%$ wyprodukowanych mezonów). Kierunek pola magnetycznego jest tak dobrany, że magnes znajdujący się za tarczą rozprasza cząstki ujemnie naładowane, a ogniskuje cząstki dodatnio naładowane. Te z kolei trafiają do tunelu o długości 94 m, gdzie piony i kaony ulegają rozpadowi, stąd nazwa tej części urządzenia: tunel rozpadów. Rozpady wyprodukowanych mezonów zachodzą wg załączonego poniżej sche-

matu [20]:

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \quad (99.98770 \pm 0.00004)\% \quad (10)$$

$$K^+ \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \quad (63.54 \pm 0.14)\% \quad (11)$$

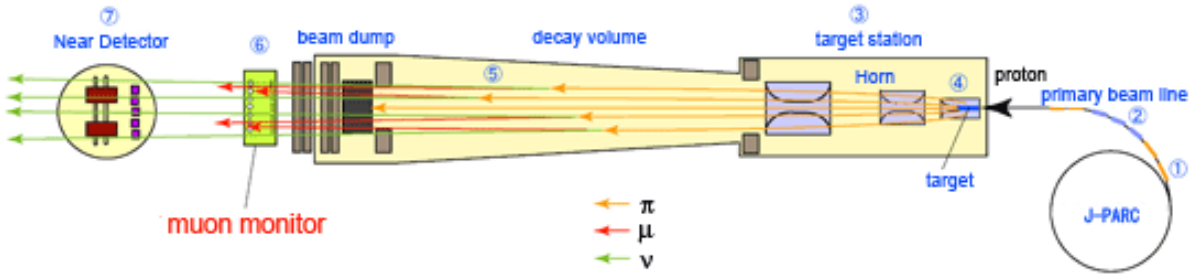
$$K^+ \rightarrow \nu_e e^+ \pi^0 \quad (5.08 \pm 0.05)\% \quad (12)$$

$$K^+ \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \pi^0 \quad (3.35 \pm 0.04)\% \quad (13)$$

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ \quad \approx 100\% \quad (14)$$

Po prawej podane są stosunki rozgałęzień dla danego rozpadu przy 90% poziomie ufności. Dominujący wkład do produkcji neutrin mionowych pochodzi z rozpadów pionów naładowanych dodatnio π^+ (reakcja (10)). Antyneutrino mionowe $\bar{\nu}_\mu$ i neutrino elektronowe ν_e , które powstają w wyniku rozpadu mionów i kaonów wnoszą tło dla wytwarzanej wiązki neutrin mionowych. Skład zapachowy wiązki off-axis jest następujący [41]:

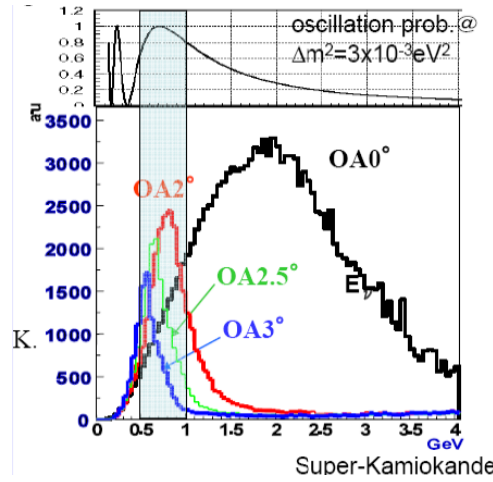
- $\nu_\mu - 95.0\%$,
- $\bar{\nu}_\mu - 3.4\%$,
- $\nu_e - 1.5\%$,
- $\bar{\nu}_e - 0.1\%$.



Rysunek 4: Schemat produkcji wiązki neutrin w eksperymencie T2K [38].

Na końcu tunelu rozpadów znajduje się ściana zbudowana z grafitowych i miedzianych bloków (beam dump) zatrzymująca cząstki, które dotąd się nie rozpadły, głównie piony. Wysokoenergetyczne miony przechodzą dalej przez monitor mionów i zatrzymują się dopiero w grubej warstwie ziemi przez którą następnie przechodzą. Strumień neutrin, cząstki niezwykle rzadko oddziałujące (przekroje czynne rzędu 10^{-38} cm^2), przechodzi przez tzw. bliskie detektory: Ingrid i ND280, a następnie przez daleki detektor SuperKamionokande.

Detektory ND280 i SuperKamiokande nie znajdują się na osi wiązki, lecz pod kątem 2.5° względem osi. Zaletą umieszczenia detektora poza osią główną wiązki neutrin jest fakt, że energia wytworzonych neutrin słabo zależy od energii pionów i jest praktycznie stała, niestety odbywa się to kosztem intensywności. Jak widać na rysunku 5, wraz ze wzrostem odchylenia od głównej osi wiązki maksimum rozkładu energii przesuwają się w stronę niższych energii. Z obliczeń wynika, że prawdopodobieństwo zanikania neutrina mionowego $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ dla odległości $L = 295$ km jest największe przy energii neutrin ok. 600 MeV, dlatego bliski detektor ND280 ustawiono pod kątem 2.5° od głównej osi.

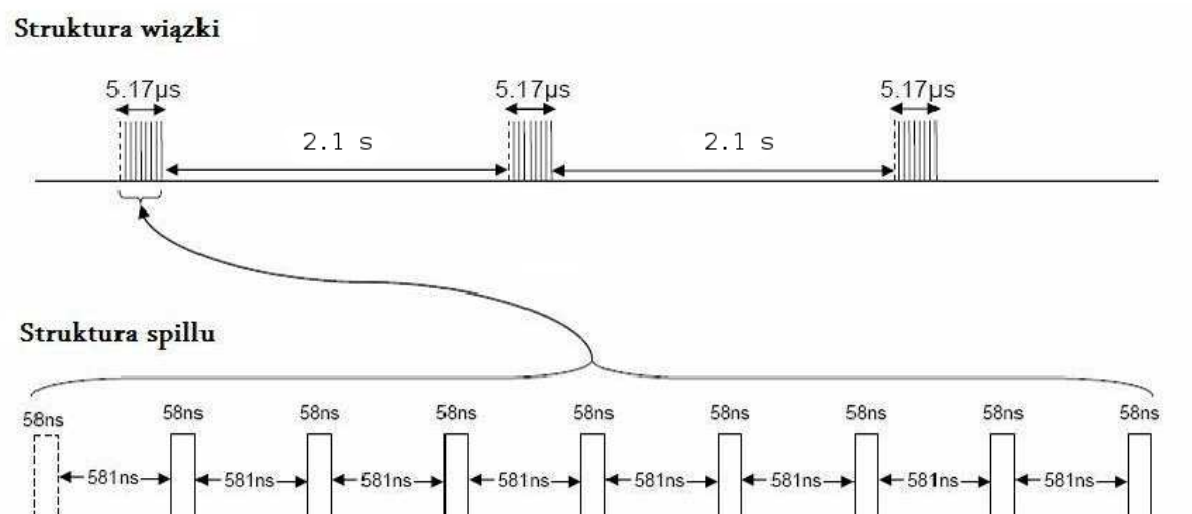


Rysunek 5: Rozkład energii wyprodukowanych ν_μ w zależności od stopnia odchylenia od głównej osi wiązki wraz z prawdopodobieństwem zaniku neutrin mionowych $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ [42].

Struktura czasowa wiązki przedstawiona jest na rysunku 6. Docelowo [43] wiązka składać się będzie z impulsów (ang. spill) o czasie trwania $5.17 \mu\text{s}$, oddalonych od siebie o 2.1 s. Pojedynczy impuls będzie się składać z 8 paczek (ang. bunch) o długości 58 ns. Czas pomiędzy kolejnymi paczkami wynosi 581 ns. Docelowa intensywność wiązki wynosi $3.3 \cdot 10^{14}$ protonów na impuls, co daje wielkość rzędu 10^{21} protonów na rok. W pierwszej fazie działania eksperymentu w 2010 r. impulsy są wysyłane co 3.52 s i zawierają tylko 6 paczek każdy.

2.2 Bliskie detektory

Jak już wcześniej zostało wspomniane, w odległości 280 m od tarczy grafitowej, na której produkowane są piony, znajduje się układ dwóch bliskich detektorów: Ingrid i ND280. Detektor Ingrid umieszczony jest na głównej osi wiązki neutrin, jest to tzw. detektor



Rysunek 6: Struktura czasowa wiązki neutrin w eksperymencie T2K [44].

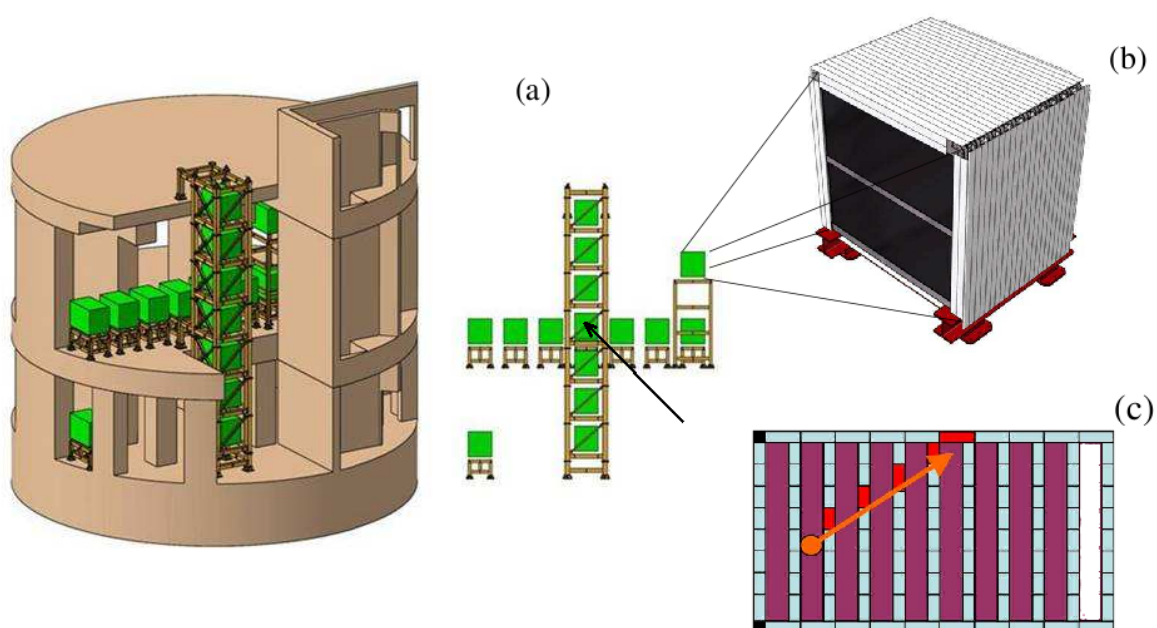
on-axis. Detektor ND280 znajduje się pod kątem 2.5° względem głównej osi, jest to detektor off-axis. Znajduje się on na linii łączącej środek tunelu rozpadów z detektorem SuperKamiokande.

2.2.1 Ingrid – detektor na osi wiązki neutrinowej

Detektor Ingrid [45]–[47], rejestrując oddziaływania neutrin, mierzy bezpośrednio strumień i profil wiązki neutrinowej. Na tej podstawie precyzyjnie wyznaczany jest kierunek wiązki.

Detektor składa się z 16 identycznych modułów. Ich ułożenie jest pokazane na rysunku 7a. Pojedynczy moduł składa się z 11 płytek scyntylatora, między którymi znajduje się 9 warstw żelaza o wymiarach $6.4 \text{ cm} \times 120 \text{ cm} \times 120 \text{ cm}$ (rys. 7b i 7c). Całość otoczona jest czterema płytkami scyntylatora stanowiącymi veto. Płytki scyntylatora składają się z dwóch warstw, pierwsza jest zbudowana z poziomych, a druga z pionowych pasków scyntylatora o wymiarach $1 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$.

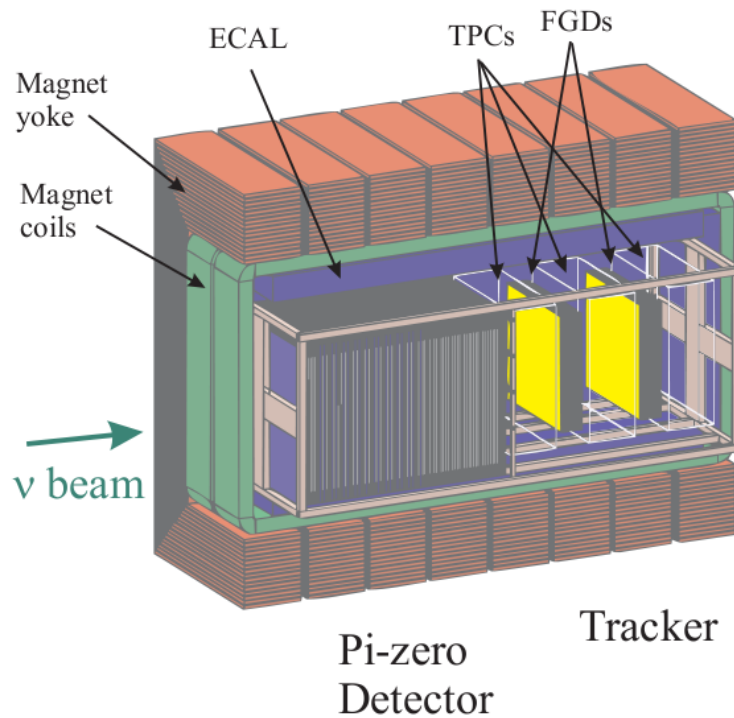
Liczba oddziaływań neutrin zachodzących w materii detektora o masie $\sim 160 \text{ ton}$ i docelowej intensywności wiązki, będzie wynosić ok. 100 tysięcy zdarzeń na dzień. Przy takiej statystyce kierunek wiązki jest wyznaczany z dokładnością 0.18 mrad . Jest to bardzo dobry wynik, gdyż wymagana dokładność rekonstrukcji kierunku wiązki dla tego eksperymentu to 1 mrad .



Rysunek 7: (a) Schemat detektora Ingrid. Główna oś wiązki przechodzi przez punkt zaznaczony strzałką prostopadle do płaszczyzny rysunku; (b) moduł detektora Ingrid; (c) tor mionu powstałego w wyniku oddziaływania neutrina [47].

2.2.2 ND280 – detektor pozaosiowy

Zadaniem detektora ND280 [45]-[47] jest pomiar parametrów neutrinowej wiązki off-axis przed zajściem oscylacji. Parametry te to strumień i widmo energetyczne neutrin mionowych i elektronowych. Wielkości te są następnie ekstrapolowane do dalekiego detektora SuperKamiokande. Różnice pomiędzy zmierzonymi a ekstrapolowanymi wartościami w dalekim detektorze posłużą do wyznaczenia parametrów oscylacji neutrin. Inną funkcją tego detektora jest dokładne wyznaczenie przekrojów czynnych i kinematyki oddziaływań neutrin. Ma to na celu oszacowanie tła w dalekim detektorze, czyli oddziaływań neutrin mionowych, dla których energia mionu zostanie błędnie wyznaczona oraz oddziaływań, które zostaną błędnie zinterpretowane jako pochodzące od neutrin elektronowych.



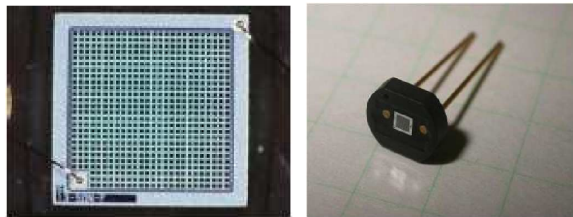
Rysunek 8: Schemat bliskiego detektora off-axis – ND280 [46].

ND280 (rys. 8) jest układem kilku poddetektorów o wymiarach zewnętrznych: 6 m szerokości, 6 m wysokości i 7 m długości. Tworzą go następujące moduły: magnes, detektor Pi-zero (P0D), detektor śladowy (Tracker), kalorymetr elektromagnetyczny i detektor SMRD.

Światłowody i elektronika odczytu. Na uwagę zasługuje fakt zastosowania we wszystkich poddetektorach scyntylacyjnych jednolitego systemu przesyłu sygnałów tj. światłowodów WLS (ang. wavelenght shifting) podłączonych do elektroniki odczytu, czyli fotopowielaczy MPPC (ang. Multi-Pixel Photon Counter) firmy Hamamtsu [45]-[48].

Światłowody WLS zbierają światło wyprodukowane w scyntylatorach. Ich nazwa pochodzi stąd, że emitowane przez nie światło ma większą długość fali (maksimum dla 476 nm) niż światło pochłaniane (maksimum dla 430 nm), dzięki temu zmniejszają się straty spowodowane wtórnym pochłanianiem światła przez scyntylator.

Na jednym lub obu końcach światłowodu WLS znajdują się 667-pikselowe krzemowe fotopowielacze MPPC (rys. 9). Każdy piksel to fotodioda lawinowa, która wysyła sygnał w odpowiedzi na zarejestrowanie pojedynczego fotonu. Sygnał z MPPC jest sumą sygnałów z wszystkich pikseli. O wyborze tego typu urządzenia zdecydowały jego niewielkie rozmiary, niewrażliwość na pole magnetyczne, dobre dopasowanie do widma światła emitowanego przez światłowody WLS oraz możliwość pracy w temperaturze pokojowej. Nie bez znaczenia była też stosunkowo niska cena fotopowielaczy MPPC, których liczba w całym ND280 wynosi ok. 60 tys. [47].



Rysunek 9: Fotopowielacz MPPC [47].

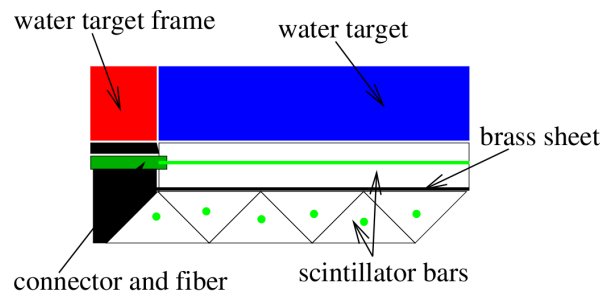
Choć każdy poddetektor ma odmienne zadanie do spełnienia, to razem tworzą spójną całość. Budowa i przeznaczenie poszczególnych modułów opisane są poniżej.

Magnes pochodzi z eksperymentu UA1 [49]-[51], wytwarza jednorodne, poziome i prostopadłe do kierunku wiązki neutronów pole magnetyczne o indukcji 0.2 T. Jego wymiary wewnętrzne to $3.5\text{ m} \times 3.6\text{ m} \times 7.0\text{ m}$. Magnes podzielony jest na dwie symetryczne połowy. Każda z nich składa się z 8 segmentów w kształcie litery C, a z kolei każdy segment zawiera 16 żelaznych płyt o grubości 5 cm. Odstępy między płytami wynoszą 1.7 cm.

Pi-Zero Detector (P0D) ma w przybliżeniu sześcienny kształt i znajduje się wewnątrz kalorymentru elektromagnetycznego z przodu detektora. Przednia i tylna część pełnią

funkcję kalorymetru elektromagnetycznego, a także stanowią veto, natomiast środkowa część jest objętością czynną do pomiaru pionów neutralnych.

Pojedyncza warstwa (rys. 10) składa się dwóch płyt scyntylacyjnych, jedna zbudowana jest z poziomych, a druga z pionowych pasków scyntylatora z umieszczonymi w środku światłowodami WLS. Przekroje poprzeczne pasków to trójkąty o podstawie 32.5 mm i wysokości 17 mm. Drugim elementem jest 3-centymetrowa warstwa wody. 7 warstw z przodu i z tyłu tego poddetektora zawiera 4-milimetrowe warstwy ołowiu między płytami scyntylacyjnymi, a w 26 środkowych warstwach między płytami scyntylacyjnymi znajdują się warstwy mosiądzu o grubości 1.6 mm. Całkowita masa detektora P0D to ok. 17 ton, a samą objętość czynną stanowią 3 tony wody i 8 ton innych materiałów.



Rysunek 10: Pojedyncza warstwa detektora P0D [47].

Detektor ten jest zoptymalizowany pod względem badania oddziaływań neutrin z produkcją pionów neutralnych (zwłaszcza $\text{NC}\pi^0$), dzięki temu będzie można oszacować liczbę przypadków, w których w dalekim detektorze π^0 zostanie błędnie zidentyfikowane jako elektron. Dodatkowo część warstw detektora nie zawiera wody. Dzięki temu porównując liczbę oddziaływań w obszarze pozbawionym wody z częścią zawierającą wodę będzie możliwe dokładniejsze wyznaczenie przekrojów czynnych na oddziaływania neutrin w wodzie, co jest bardzo ważne ze względu na to, że daleki detektor SuperKamioKande jest wypełniony wodą.

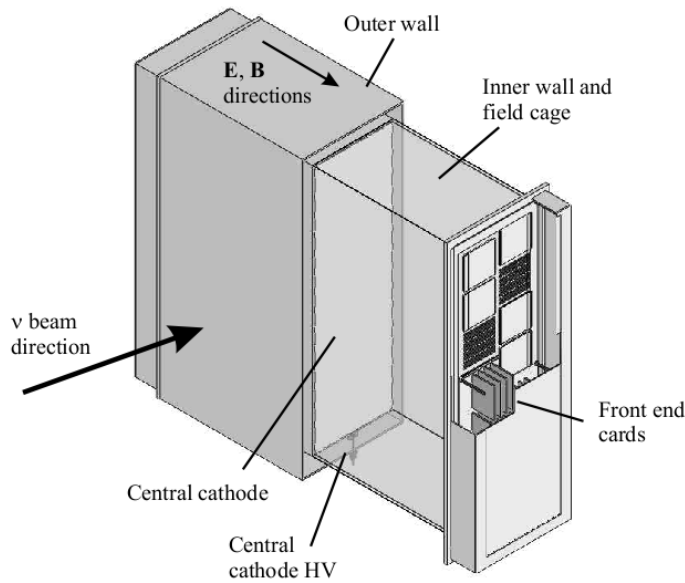
Tracker znajduje się za detektorem P0D wewnątrz kalorymetru. Do jego głównych funkcji należy pomiar strumieni i widm energii neutrin mionowych i elektronowych, a także przekrojów czynnych na oddziaływania przez wymianę prądów naładowanych. Szczególny nacisk położono na badanie oddziaływań CCQE, które jako jedyne w dalekim detektorze SuperKamioKande pozwolą na określenie zapachu i energii neutrin dla prostej topologii z pojedynczą cząstką naładowaną rejestrowaną w detektorze.

Tracker składa się z dwóch typów poddetektorów: trzech komór TPC i dwóch modułów FGD.

Time Projection Chambers (TPCs) Jest to układ trzech komór projekcji czasowej (rys. 11) o wymiarach $2.5\text{ m} \times 2.5\text{ m} \times 0.9\text{ m}$ wypełniony następującą mieszaniną gazów:

- Ar – 95%,
- CF_4 – 3%,
- iC_4H_{10} – 2%.

Moduły działają przy natężeniu pola elektrycznego 200 V/cm . Napięcie na centralnej katodzie, która dzieli komorę na pół, a tym samym ogranicza maksymalną długość dryfu do ok. 1 m , wynosi -25 kV . Obudowa modułu jest uziemiona.



Rysunek 11: Moduł TPC [47].

Funkcją TPC jest pomiar pędów i strat energii na jonizację dE/dx cząstek naładowanych. Błąd wyznaczenia pędu dla cząstek poniżej 1 GeV/c jest mniejszy niż 10%. Dla cząstek o pędzie $0.3\text{--}1.0\text{ GeV/c}$ i długości toru powyżej 72 cm błąd pomiaru dE/dx wynosi $< 10\%$.

Fine Grained Detectors (FGD) to dwa moduły o wymiarach $184 \times 184 \times 30 \text{ cm}^3$ każdy i łącznej masie 2 tony, które znajdują się między komorami TPC. Pierwszy moduł jest zbudowany z 30 warstw scyntylacyjnych składających się ze 192 pasków scyntylatora o wymiarach $0.96 \times 0.96 \times 184 \text{ cm}^3$. Paski w kolejnych warstwach są ułożone na przemian pionowo i poziomo. Drugie FGD składa się z 7 warstw scyntylatora ułożonych na przemian z 6-oma 3-centymetrowymi warstwami wody. Masa scyntylatora to 0.56 ton, a wody 0.44 tony.

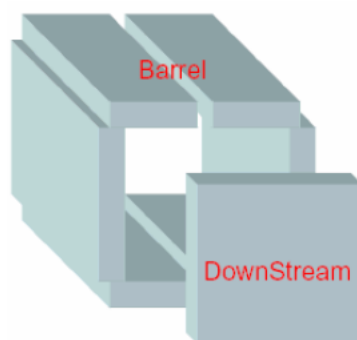
FGD ze względu na dużą masę stanowi tarczę dla oddziaływań neutrin (docelowo ~ 1000 oddziaływań na dobę [47]) w Trackerze. Dobra granulacja FGD sprawia, że wierzchołek oddziaływania może być wyznaczony bardzo dokładnie. Detektor pozwala też na odróżnienie protonów od pionów poprzez pomiar strat energii na jonizację dE/dx , wykrywane są również elektrony Michela z rozpadu krótko-zasięgowych pionów. Dzięki porównaniu oddziaływania w pierwszym, nie zawierającym wody i drugim, zawierającym wodę module, można zmierzyć przekroje czynne na oddziaływania typu CC w wodzie.

Ecal, kalorymetr elektromagnetyczny składa się z dwóch części. Jedna otacza P0D (P0DEcal) i służy detekcji mionów i fotonów uciekających z detektora P0D. Druga otaczająca moduły TPC i FGD (TEcal) służy badaniu cząstek opuszczających Tracker, zwłaszcza fotonów pochodzących z rozpadu π^0 .

TEcal składa się z 32 płyt scyntylacyjnych przełożonych 31 warstwami ołowiu o grubości 1.75 mm. Płyty scyntylacyjne zbudowane są z pasków scyntylatora plastikowego o szerokości 4 cm i grubości 1 cm i światłowodem WLS w środku. Ułożenie pasków w kolejnych płytach zmienia się o 90° . Całkowita grubość kalorymetru to 50 cm, co odpowiada 10.5 drogom radiacyjnym. TEcal składa się z trzech części: dwóch bocznych (Barrel Ecal), przylegających od wewnątrz do magnesu oraz jednej poprzecznej do osi wiązki za Trackerem (DownStream Ecal) (rys. 12). DownStream Ecal ma powierzchnię $2 \times 2 \text{ m}^2$ i grubość 11 dróg radiacyjnych. Całkowita masa TEcal wynosi 28.3 tony, a rozdzielczość energetyczna to ok. $7.5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ dla energii poniżej 5 GeV.

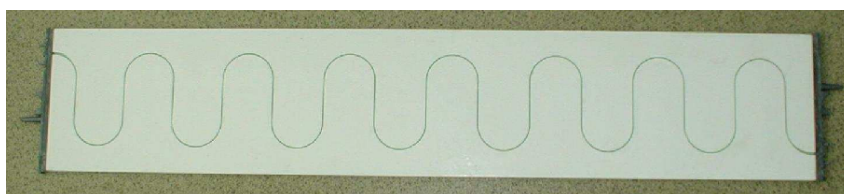
P0DEcal składa się z 6 płyt scyntylacyjnych rozdzielonych 5 warstwami ołowiu o grubości 5 mm, co daje w sumie 4.5 dróg radiacyjnych. P0DEcal daje znacznie gorszą rekonstrukcję przestrzenną i energetyczną.

SMRD (Side Muon Range Detector) stanowią płytki scyntylatora z wbudowanym światłowodem WLS (rys.13). Płytki scyntylatora zgrupowane są w tzw. moduły, które są umieszczone w szczelinach między żelaznymi płytami magnesu. Liczba połączonych



Rysunek 12: Struktura kalorymetru elektromagnetycznego [47].

płytek to 4 w poziomym module, a 5 w pionowym. Ich wymiary to $875 \times 167 \times 7 \text{ mm}^3$ i $875 \times 175 \times 7 \text{ mm}^3$ dla poziomych i pionowych modułów, odpowiednio. W każdym jarzmie magnesu znajduje się od 3 do 6 warstw scyntylatora. Znaczący wkład w budowę tego poddetektora miały grupy polskie, w szczególności grupa z IFJ PAN.



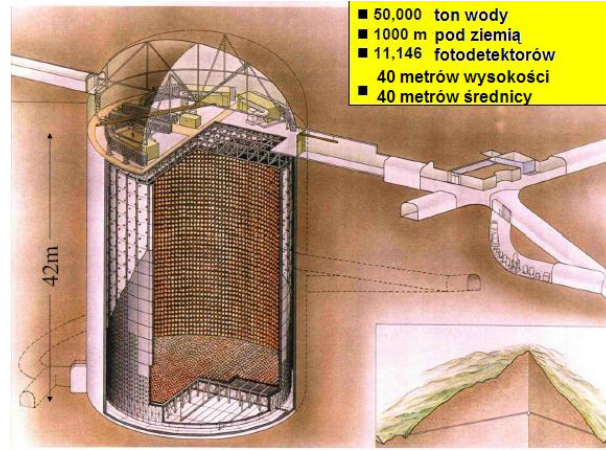
Rysunek 13: Moduł SMRD z wbudowanym światłowodem typu WLS [47].

SMRD rejestruje miony produkowane pod dużymi kątami względem kierunku wiązki neutrin, które nie mogą być zmierzone przez komory TPC. Pęd mionu otrzymywany jest na podstawie zasięgu w jarzmie magnesu. Detektor stanowi też veto dla mionów przychodzących z zewnątrz.

2.3 Daleki detektor – SuperKamiokande

Detektor SuperKamiokande [52]-[54] (rys. 14) znajduje się 1000 m pod powierzchnią ziemi w kopalni Mozumi. Jest on następcą eksperymentu Kamiokande, który początkowo miał służyć do poszukiwania rozpadu protonu, a oddziaływania neutrin stanowiły jedynie tło dla tego zjawiska. Okazało się jednak, że rozpadu protonu dotąd nie odkryto, a eksperyment Kamiokande zasłynął odkryciem oscylacji neutrin atmosferycznych.

Detektor SuperKamiokande działa na tej samej zasadzie, co jego poprzednik, jest jednak znacznie większy. Składa się ze zbiornika ultraczystej wody. Zbiornik ma kształt



Rysunek 14: Detektor SuperKamiokande [53].

walca o wysokości i średnicy ok. 40 m i jest zbudowany ze stali nierdzewnej. Wewnątrz, w odległości 2.5 m znajduje się wewnętrzny walec zbudowany ze stali pokrytej plastikiem odbijającym światło. Walec ten dzieli objętość detektora na część zewnętrzną zawierającą 18 tys. ton wody i część wewnętrzną z 32 tys. ton wody. Część wewnętrzna stanowi objętość czynną do badania oddziaływań neutrin, a część zewnętrzna jest obszarem buforowym, stanowiącym veto dla cząstek naładowanych pochodzących z zewnątrz. Na wewnętrznym walcu od środka znajduje się ok. 11 tys. fotopowielaczy o średnicy 50 cm, a od zewnątrz ok. 1800 fotopowielaczy o średnicy 20 cm.

Neutrino reaguje z elektronem lub nukleonem tarczy, czyli wody wypełniającej detektor. Dla oddziaływania CCQE zachodzi reakcja:

$$\nu_x N \rightarrow l_x N', \quad (15)$$

gdzie

- N, N' – proton lub neutron,
- ν_x – neutrino lub antyneutrino o zapachu x ,
- l_x – lepton naładowany o zapachu x .

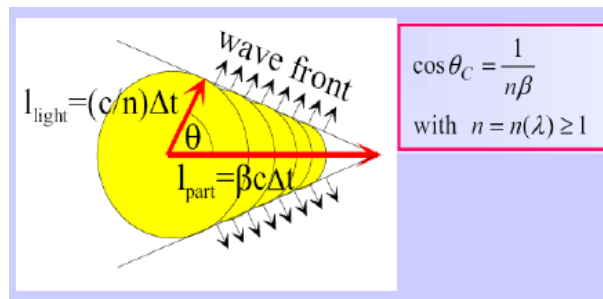
Dla wysokoenergetycznych neutrin prędkość wyprodukowanego leptonu naładowanego przekracza prędkość rozchodzenia się światła w wodzie. Lepton emituje w takim przypadku światło w stożku skierowanym zgodnie z kierunkiem jego ruchu. Jest to tzw. promieniowanie Czerenkowa (rys. 15 i 16). Kąt θ_C między tworzącą stożka, a kierunkiem

ruchu leptonu wyraża się wzorem:

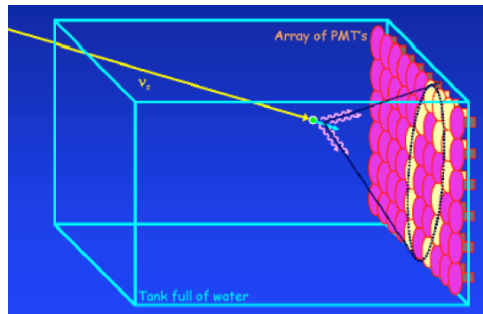
$$\cos \theta_C = \frac{c}{nv}, \quad (16)$$

gdzie

- c – prędkość światła w próżni,
- v – prędkość cząstki naładowanej,
- n – współczynnik załamania ośrodka.



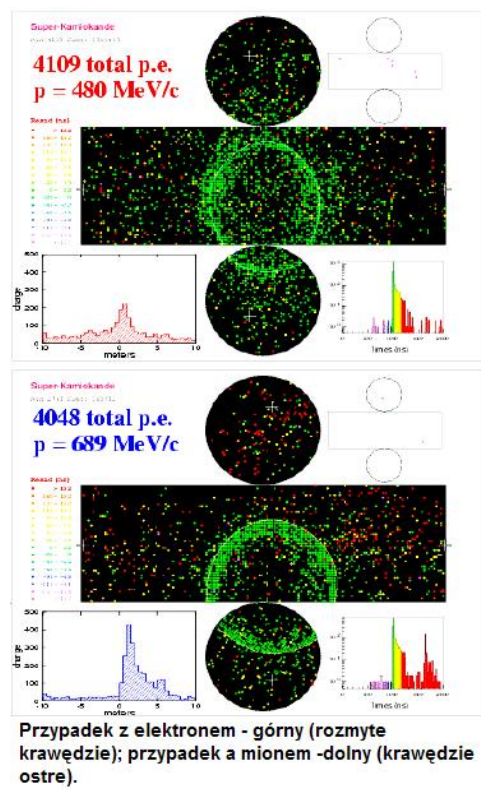
Rysunek 15: Mechanizm powstawania promieniowania Czerenkowa.



Rysunek 16: Promieniowania Czerenkowa rejestrowane w detektorze SuperKamiokande.

Ze względu na mniejszą masę elektron wytwarza promieniowanie hamowania znacznie chętniej niż mion. Z tego powodu kierunek ruchu elektronu fluktuuje, przez co brzegi stożka świetlnego są poszarpane, natomiast dla mionu są one gładkie (rys. 17). Analiza krawędzi stożka dostarcza informacji na temat zapachu wyprodukowanego leptonu.

W eksperymencie T2K badana jest akceleratorowa wiązka neutrin, której kierunek jest określony, stąd można wyznaczyć również kąt θ_l między kierunkami ruchu neutrina i naładowanego leptonu.



Rysunek 17: Pierścienie Czerenkowa dla elektronu (u góry) i dla mionu (u dołu) [53].

Dla wszystkich oddziaływań CC na podstawie zapachu leptonu można określić zapach neutrina, ale tylko dla CCQE można również wyznaczyć jego energię:

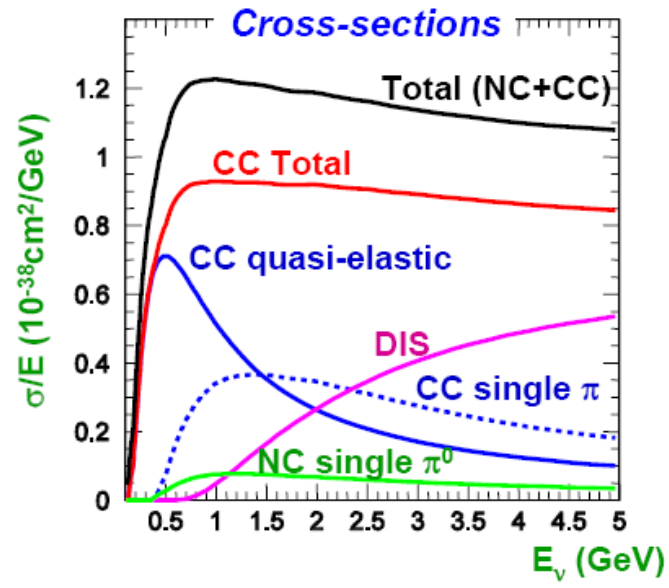
$$E_\nu = \frac{E_l m_N - \frac{1}{2} m_l^2}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (17)$$

gdzie

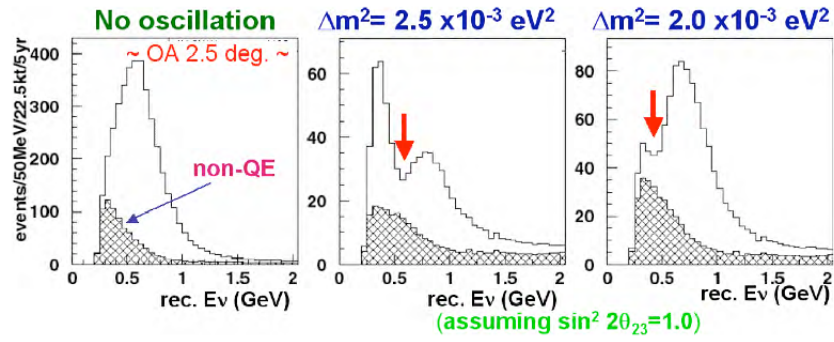
- E_l – energia leptonu,
- $m_N \approx m_p \approx m_n$ – masa nukleonu (m_p – masa protonu, m_n – masa neutronu),
- m_l – masa leptonu,
- p_l – pęd leptonu,
- θ_l – kąt między kierunkiem neutrina, a kierunkiem toru leptonu.

Znajomość strumienia i widma energii dla poszczególnych zapachów w wiązce neutrinowej jest niezbędna do wyznaczenia szukanych parametrów oscylacyjnych, czyli: θ_{13} , θ_{23} i Δm_{23}^2 . Tak więc oddziaływania neutrin typu CCQE stanowią sygnał w dalekim detektorze, natomiast wszystkie inne są tłem. Jak widać na rysunku 18 dla energii neutrina 0.6 GeV, odpowiadającej maksimum rozkładu energii w wiązce, tło jest zdominowane przez oddziaływania CC z produkcją pojedynczych pionów. Dlatego tak ważna jest analiza przypadków $CC1\pi^0$.

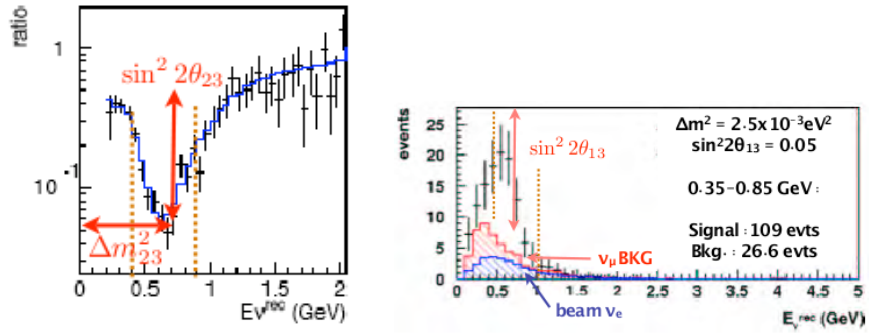
Spodziewany rozkład energii ν_μ i ν_e w SuperKamiokande przedstawione są na rysunku 19. Kąt mieszania θ_{13} będzie można określić na podstawie liczby ν_e , które pojawiły się w wyniku oscylacji (rys. 19(c)), a kąt θ_{23} na podstawie liczby brakujących ν_μ (rys. 19(a) i 19(b)). Od różnicy kwadratów mas Δm_{23}^2 zależy natomiast, dla jakiej energii prawdopodobieństwo przejścia ν_μ w neutrino o innym zapachu jest największe.



Rysunek 18: Przekroje czynne na oddziaływania neutrin [55].



(a) Rozkład energii dla ν_μ w przypadku braku oscylacji oraz z oscylacjami dla dwóch różnych Δm_{23}^2 .



(b) Stosunek rozkładu energii ν_μ z oscylacjami do tego rozkładu przy braku oscylacji. (c) Rozkład energii ν_e z oscylacjami.

Rysunek 19: Spodziewane wyniki w SuperKamiokande[56].

3 Dane Monte Carlo oraz narzędzia analizy

Analiza zawarta w tej pracy prowadzona była w okresie budowy detektora ND280, zatem oparta jest wyłącznie na danych Monte Carlo (MC). Do symulacji oddziaływań neutrin z materiałem detektora użyto generatora GENIE [57].

Generator GENIE (Generates Events for Neutrino Interaction Experiments)

– to zorientowany obiektowo generator Monte Carlo. Symuluje oddziaływania neutrin o dowolnym zapachu, o energiach od MeV do PeV na dowolnej tarczy. Poniżej wymienione są główne procesy, które generator GENIE uwzględnia w symulacjach oddziaływań neutrin w materii:

- rozpraszanie kwazi-elastyczne poprzez wymianę prądów naładowanych,
- rozpraszanie elastyczne poprzez wymianę prądów neutralnych,
- produkcja rezonansów barionowych,
- rozpraszanie głęboko nieelastyczne,
- koherentne rozpraszanie na jądrze atomowym.

Oprócz pierwotnego oddziaływania generator GENIE uwzględnia również przejście produktów pierwotnego oddziaływania przez metrie jądrową tarczy tj. wewnątrzjądrowe oddziaływania wtórne.

Jako dane wejściowe GENIE przyjmuje parametry strumienia neutrin dla wiązki eksperymentu T2K oraz rozkład materii w tarczy, czyli w detektorze ND280. Dane wyjściowe to rootowski plik zawierający czteropędy produktów oddziaływania opuszczających jądro atomowe.

Zamieszczony tutaj opis symulacji oddziaływań neutrin dotyczy generatora GENIE, gdyż dysponowałam danymi z tego generatora. Jednak oficjalnym generatorem eksperymentu T2K jest generator NEUT [58]. Dane wyjściowe dla tego generatora przygotowuje się podobnie, jak dla GENIE.

Tak przygotowane dane MC miały na celu: po pierwsze – testowanie rozwijanego równolegle z budową bliskiego detektora oprogramowania, a po wtóre – opracowanie przewidywań dla przyszłych analiz danych doświadczalnych eksperymentu T2K.

Oprogramowanie do analizy danych, składające się z wielu równoległych pakietów [59], było sukcesywnie budowane, a już istniejące rozwijane. Krótki opis najważniejszych pakietów znajduje się poniżej.

nd280mc – pakiet bazuje na programie GEANT4 [60]. Dla konkretnej cząstki zwróconej przez generator GENIE symuluje energię zdeponowaną w trakcie jej przechodzenia przez materię detektora.

elecSim – dla danych wyjściowych pochodzących z pakietu nd280mc symuluje odpowiedź elektroniki każdego z poddetektorów, przez który przechodzi cząstka.

oaRecon – na podstawie odpowiedzi elektroniki, tzw. hitów¹, rekonstruuje następujące obiekty:

- tor – krzywoliniowy depozyt energii,
- klastry – sferoidalny depozyt energii,
- kaskady – stożkowy depozyt energii,
- wierzchołki – połączenia krańców torów,

oraz określa

- ID cząstki – identyfikator cząstki, która wytworzyła dany tor, klaster lub kaskadę.

Rekonstrukcja przebiega oddzielnie dla każdego poddetektora. Łączeniem obiektów z poszczególnych poddetektorów zajmuje się pakiet RECKPACK.

oaAnalysis – pakiet pobiera dane zwrócone przez oaRecon, odrzuca część informacji pochodzącą z pakietów elecSim i nd280mc, w ten sposób znacznie redukuje zbiór danych. Tylko informacje przydatne w fizycznej analizie wyników są zapisywane jako pliki rootowskie.

Do analizy fizycznej przedstawionej w niniejszej pracy użyto pakietu oaAnalysis z wersji v6r1 oprogramowania T2K. Wersja ta była wstępną wersją i nie zawierała wszystkich funkcji koniecznych do przeprowadzenia pełnej analizy. Aby wyjaśnić wynikające stąd ograniczenia, krótko omówię stan ówczesnego oprogramowania.

Poniżej przedstawiam obiekty, jakie zawierały dane wyjściowe po przejściu przez pakiet oaAnalysis, oraz ograniczenia oprogramowania wersji v6r1.

¹Skalibrowany sygnał z najmniejszej komórki detektora.

W detektorze śladowym (Tracker), na który składają się dwa moduły FGD i trzy komory TPC, rozróżniane były następujące obiekty:

1. tor – tory z poszczególnych modułów TPC i FGD były łączone w jedną całość, niestety tory całkowicie zawarte w FGD nie były dostępne. Najważniejsze składowe tego obiektu to:
 - położenie początkowe i końcowe,
 - pęd początkowy i końcowy,
 - ładunek cząstki,
 - straty energii na jonizację.
2. opóźniony klaster – grupa hitów w FGD nie dopasowanych do żadnego toru, które pojawiły się później niż 200 ns od początku zdarzenia. Główne składowe:
 - położenie.

Kalorymetr elektromagnetyczny wokół detektora śladowego (TEcal) rozróżniał:

1. tor,
2. kaskadę, z następującymi informacjami:
 - początek kaskady,
 - kierunek kaskady,
 - depozyt energii,
 - EMHadVal – liczba określająca prawdopodobieństwo, czy jest to kaskada elektromagnetyczna czy hadronowa.

Ponieważ pracowałam na danych wysymulowanych, mogłam korzystać też z informacji niedostępnych dla przypadków rzeczywistych, tzn. znane były m. in. trajektorie oraz pędy wszystkich cząstek opuszczających jądro tarczy, a także wyprodukowanych w oddziaływaniach wtórnych w materii detektora. Dodatkowo dla torów zrekonstruowanych w detektorze śladowym dostępna była informacja, jaka cząstka naprawdę wytworzyła ten tor.

Istotną wadą oprogramowania było to, że obiekty z detektora śladowego i z kalorymetru nie były łączone, tzn. jeśli cząstka wytworzyła tor w detektorze śladowym, a następnie

tor lub kaskadę w kalorymetrze, to te dwa obiekty były zupełnie niezależne. Sporym problemem było również to, że dla kaskad w kalorymetrze nie było informacji z MC o cząstce, która ją wytworzyła.

Nie korzystałam również z informacji z pozostałych poddetektorów, bo oprogramowanie dla nich nie było wówczas dostępne.

Podsumowując, w okresie kiedy zajmowałam się analizą oddziaływań typu $CC1\pi^0$, pełna rekonstrukcja w oparciu o istniejące oprogramowanie możliwa była tylko dla przypadków z konwersją fotonów w kalorymetrze. Więcej informacji na temat analizy i jej wyników znajduje się w rozdziałach 4 - 6.

4 Ogólne charakterystyki oddziaływań kwazi-elastycznych (CCQE) oraz z produkcją pojedynczego neutralnego pionu ($CC1\pi^0$) w bliskim detektorze eksperymentu T2K

4.1 Wprowadzenie

W eksperymencie T2K najważniejszą reakcją, stanowiącą sygnał w badaniu oscylacji w dalekim detektorze, jest oddziaływanie kwazi-elastyczne poprzez wymianę prądów naładowanych (CCQE). Dla energii 0.6 GeV, czyli najbardziej prawdopodobnej energii neutrin w wiązce off-axis (rys. 5) jest to reakcja dominująca. Jednak, jak widać na rys. 18, również oddziaływania typu CC i NC z produkcją pojedynczych pionów dają znaczący wkład do całkowitego przekroju czynnego. W przypadku, kiedy dla reakcji CC π^0 nie zostanie zrekonstruowane, wyznaczona energia oddziałującego neutrina będzie błędna. Jeszcze groźniejszy jest przypadek reakcji NC, w której π^0 pomyłone zostanie z elektronem. Wtedy reakcje te mogą stać się niebezpiecznym tłem. Dlatego też tak ważne jest ich dokładne zbadanie oraz precyzyjny pomiar przekrojów czynnych na te oddziaływania. Do tego m. in. celu przeznaczony jest bliski detektor off-axis – ND280.

Celem mojej pracy było zbadanie tła pochodzącego od neutralnych pionów produkowanych w oddziaływaniach neutrin mionowych ν_μ przez wymianę prądów naładowanych ($CC1\pi^0$). Jak zaznaczono wcześniej, w trakcie pisanie pracy magisterskiej zarówno detektor, jak i oprogramowanie były w rozbudowie. Z tego względu korzystano z danych wysymulowanych, a analizę przeprowadzono jedynie w tej części bliskiego detektora, dla której oprogramowanie było dostępne. Do analizy wykorzystano dwie próbki danych wyjściowych pakietu oaAnalysis. Obie zawierały oddziaływania neutrin wyłącznie w materiale poddetektorów FGD1 i FGD2. Pierwsza zawierała ok. 340 tys. wszystkich typów oddziaływań (próbka nr 1), w tym ok. 14 tys. oddziaływań $CC1\pi^0$, a druga ok. 53 tys. oddziaływań ν_μ typu $CC1\pi^0$ (próbka nr 2), przy czym π^0 pochodziły tylko z rozpadów rezonansów barionowych wyprodukowanych w oddziaływaniach neutrin poprzez wymianę prądów naładowanych. Z tego względu pewne charakterystyki oddziaływań typu $CC1\pi^0$ w próbce nr 2 i wybranych z próbki nr 1 są różne. Użycie próbki nr 2 podyktowane było faktem, że dzięki temu mogłam przeprowadzić analizę rekonstrukcji oddziaływań typu $CC1\pi^0$ na odpowiednio dużej statystyce przypadków. Różnice te dyskutowane są w rozdziale 4.5. Aktualne wówczas oprogramowanie detektora ND280 pozwoliło na przepro-

wadzenie analizy jedynie dla części przypadków typu $CC1\pi^0$, tj. takich gdzie oba fotony z rozpadu π^0 konwertują w kalorymetrze. Dodatkową korzyścią z przeprowadzenia tej analizy było testowanie rozwijającego się oprogramowania.

Wyniki prezentowane w podrozdziałach 4.3 i 4.4 uzyskane zostały dla próbki 1 w oparciu o informacje zawarte w danych Monte Carlo (MC) bez rekonstrukcji odpowiedzi detektora.

4.2 Definicja oddziaływań typu $CC1\pi^0$ i $CCQE$

Na poziomie subjądrowym oddziaływanie neutrina mionowego (ν_μ) z neutronem (n) z wymianą prądów naładowanych (CC) z produkcją pojedynczego neutralnego pionu (π^0) ma postać:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \pi^0 + p, \quad (18)$$

gdzie

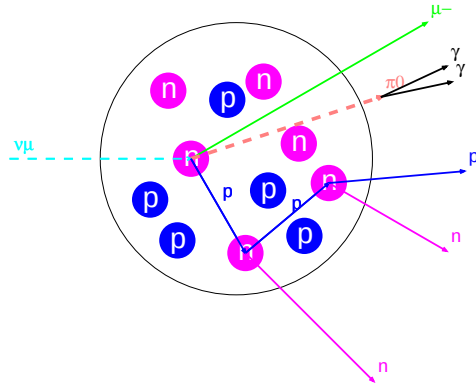
- μ^- – mion o ładunku ujemnym,
- p – proton.

Bezpośrednia rejestracja reakcji (18) nie jest możliwa. Obraz pierwotnego oddziaływania neutrina mionowego ν_μ z pojedynczym nukleonem w jądrze atomowym materiału detektora jest zmodyfikowany z powodu oddziaływań wtórnych produktów reakcji w gęstej materii jądrowej.

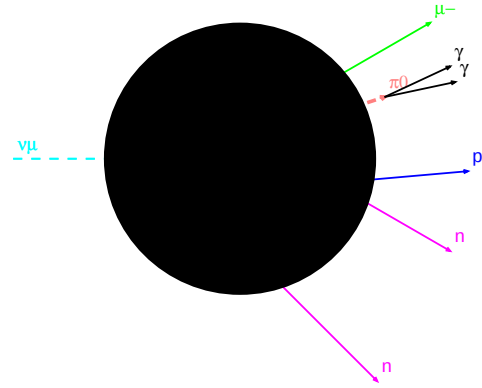
Przykłady oddziaływań pierwotnych, wtórnych oraz obserwowanych w detektorze są przedstawione na rysunku 20. I tak w przypadku 20(a) w wyniku pierwotnego oddziaływania ν_μ z neutronem w jądrze atomowym wyprodukowane zostały: mion ujemny μ^- , proton p oraz neutralny pion π^0 (oddziaływanie typu $CC1\pi^0$). Oddziaływanie wtórne protonu w materii jądrowej powoduje, że w stanie końcowym (rys. 20(b)), rejestrowanym przez detektor ND280 pojawiają się dodatkowo 2 neutrony. Z kolei w oddziaływaniu pierwotnym typu $CC1\pi^+$ (rys. 20(c)) w wyniku oddziaływania ν_μ z neutronem powstaje w kanale wyjściowym reakcji mion ujemny μ^- , neutron n oraz dodatnio naładowany pion π^+ . Oddziaływania wtórne: elastyczne rozpraszanie neutronu na neutronie daje dodatkowo neutron w stanie końcowym, a z kolei reakcja przeładowania π^+ na neutronie jądra atomowego prowadzi do pojawienia się dodatkowo w stanie końcowym protonu oraz neutralnego pionu π^0 , zamiast π^+ (rys. 20(d)).

Podsumowując oba przykłady widzimy, że złożenie różnych oddziaływań pierwotnych ν_μ z oddziaływaniami wtórnymi w materii jądra atomowego może prowadzić do identycznej obserwacji w detektorze ND280 (rys. 20(b), 20(d)). Z tego względu na potrzeby

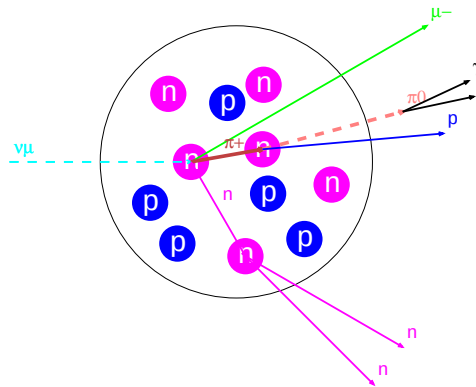
niniejszej analizy oddziaływanie typu $CC1\pi^0$ definiuję jako takie, w którym w efekcie końcowym jądro atomowe opuszcza jeden mion ujemny, jeden pion neutralny i dowolna liczba protonów i neutronów. Mogą pojawić się także niskoenergetyczne fotony γ , o energii do kilkanastu MeV pochodzące z deekscytacji wzbudzonego w oddziaływaniu jądra.



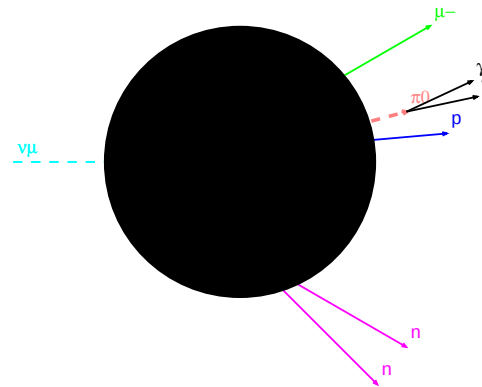
(a) Pierwotne oddziaływanie – $CC1\pi^0$



(b) Obserwowane oddziaływanie – $CC1\pi^0$



(c) Pierwotne oddziaływanie – $CC1\pi^+$



(d) Obserwowane oddziaływanie – $CC1\pi^+$

Rysunek 20: Przykład różnicy między pierwotnym, a obserwowanych oddziaływaniem neutrina.

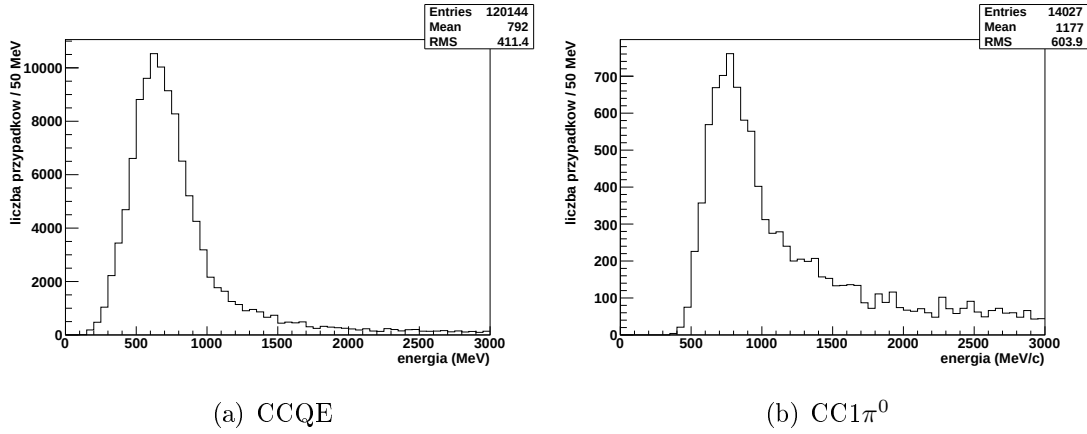
Z kolei oddziaływanie kwazi-elastyczne neutrina mionowego poprzez wymianę prądów naładowanych (CCQE), na poziomie subjądrowym zdefiniowane jest jako:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p. \quad (19)$$

W praktyce, analogicznie jak dla przypadku $CC1\pi^0$, definiuję je na podstawie cząstek opuszczających jądro i przyjmuję, że oprócz wymaganego mionu, jądro może opuszczać dowolna liczba protonów, neutronów i niskoenergetycznych fotonów.

4.3 Widmo energii neutrin mionowych w oddziaływaniach typu CCQE oraz $CC1\pi^0$

Na rysunku 21 porównane zostały rozkłady energii ν_μ , które w wyniku oddziaływania z materią detektora FGD prowadzą do przypadków kwazi-elastycznych CCQE (35.6% oddziaływań) oraz oddziaływania typu $CC1\pi^0$ (4.16% oddziaływań). Przy czym rozkład energii neutrin, dla których wygenerowano analizowaną próbkę oddziaływań jest zgodny z rozkładem energii wiązki T2K. Dla energii neutrin ok. 1 GeV trzon oddziaływań stanowią



Rysunek 21: Rozkład energii ν_μ w oddziaływaniach typu CCQE i $CC1\pi^0$.

procesy kwazi-elastyczne i jak już wspomniano, właśnie oddziaływania kwazi-elastyczne z wymianą prądów naładowanych (CCQE) będą szczegółowo badane zarówno w bliskim, jak i w dalekim detektorze eksperymentu T2K.

Oddziaływania typu $CC1\pi^0$ w kanale wyjściowym różnią się od CCQE dodatkową cząstką, neutralnym pionem π^0 . Wyprodukowanie tej dodatkowej cząstki wymaga odpowiednio wyższej energii neutrina, dlatego też minimalna energia neutrina dla przypadków $CC1\pi^0$ jest przesunięta względem CCQE o ok. 200 MeV, a maksimum rozkładu o 100 MeV/c w stronę wyższych energii. Wysokoenergetyczny ogon rozkładu ma również większe znaczenie dla $CC1\pi^0$, bo jak wynika z rys. 18 przekrój czynny na oddziaływanie CCQE spada z energią powyżej 0.5 GeV, natomiast dla oddziaływania typu $CC1\pi^0$ rośnie do energii ok. 1.2 GeV. Stąd dla przypadków CCQE obserwuje się średnią energię $E_\nu^{CCQE} = 768$ MeV, która jest wyraźnie niższa niż dla $CC1\pi^0$, $E_\nu^{CC1\pi^0} = 1177$ MeV.

4.4 Charakterystyki produktów oddziaływania neutrina mionowego

4.4.1 Porównanie własności mionów pochodzących z oddziaływań typu $CC1\pi^0$ oraz CCQE

Jak już pisałam, w oddziaływaniach typu $CC1\pi^0$ produkowana jest średnio jedna cząstka więcej (π^0) niż w oddziaływaniach kwazi-elastycznych, czyli dla danej energii neutrina na każdy z produktów reakcji $CC1\pi^0$ przypada średnio mniejsza energia niż w przypadku kwazi-elastycznym. Porównując rozkład pędu mionów dla tych dwóch reakcji (rys. 22(a) i 22(c)) widzimy, że faktycznie, maksimum dla przypadków typu $CC1\pi^0$ przypada na ok. 200 MeV/c, a dla CCQE na ok. 400 MeV/c. Jednak mimo wszystko średni pęd jest wyższy dla tych pierwszych². Ten początkowo zaskakujący fakt staje się zrozumiały, gdy przypomnimy sobie rozkłady energii pierwotnego neutrina (rys. 21). Jak zauważyliśmy w rozdziale 4.3 dla reakcji z produkcją π^0 większe znaczenie mają wysokoenergetyczne neutrina z „ogona” rozkładu wiązki T2K, których produkty oddziaływania są również wysokoenergetyczne. Na rysunku 22(c) rzeczywiście można zauważyć większy udział mionów o dużych pędach niż na rysunku 22(a). To one powodują, że średnia pędu μ^- jest wyższa dla przypadków typu $CC1\pi^0$.

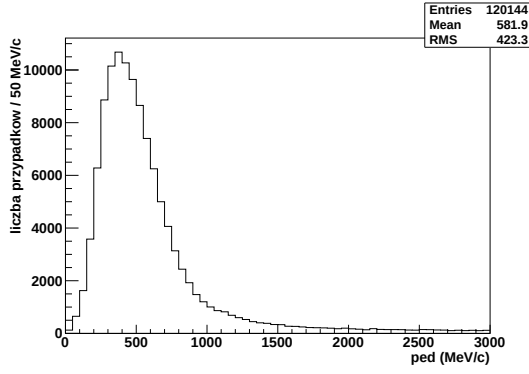
Rozkłady kątów emisji mionu θ_μ względem kierunku wiązki neutrin (rys. 22(b) i 22(d)) również różnią się dla omawianych typów oddziaływań. Jednak w obu przypadkach duża część mionów jest emitowana w kierunku pierwotnej wiązki ν_μ ($\cos\theta_\mu \approx 1$), czyli do przodu. W oddziaływaniu z produkcją π^0 rozkład jest nawet bardziej wypikowany, tzn. więcej mionów emitowanych jest pod małymi kątami względem kierunku wiązki neutrinowej. Jest to związane z ich wyższym średnim pędem.

4.4.2 Neutralny pion produkowany w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$

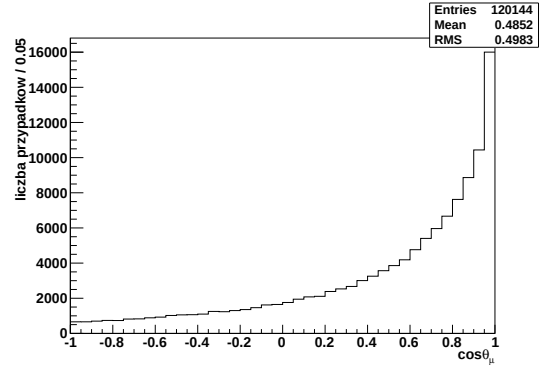
Drugi produkt oddziaływania neutrina typu $CC1\pi^0$ – pion neutralny π^0 jest cząstką nietrwałą o czasie życia $8.4 \cdot 10^{-17}$ s, zatem rozpada się w pierwotnym wierzchołku oddziaływania. W około 99% przypadków jest to rozpad na dwa fotony (γ_1, γ_2). Charakterystyki wyprodukowanych π^0 oraz produktów ich rozpadu przedstawione są na rysunku 24.

Maksimum pędu pionu (rys. 24(a)) wynosi ok. 150 MeV/c i jest niższe o 50 MeV/c niż dla mionu (rys. 22(c)), natomiast średni pęd jest niższy aż o 340 MeV/c i wynosi

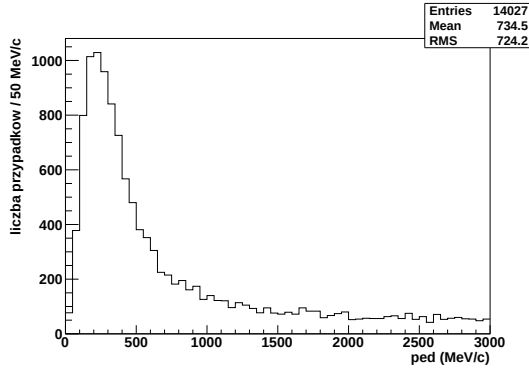
²Dla wszystkich histogramów liczba wejść (Entries) podana jest dla wszystkich przypadków, tzn. również tych, które znalazły się poza zakresem uwzględnianym przez dany histogram. Średnia (Mean) i wartość RMS wyliczane są jedynie dla przypadków z wnętrza tego zakresu.



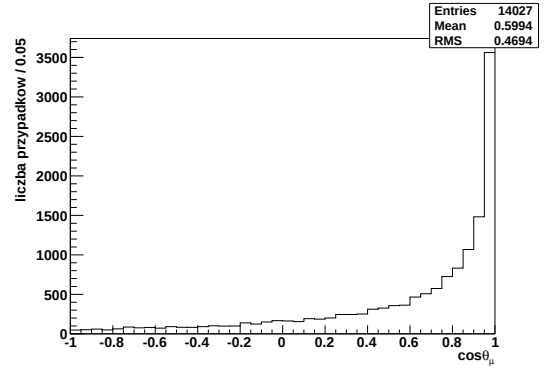
(a) Rozkład pędu μ^- dla CCQE



(b) Rozkład kąta emisji względem wiązki θ_μ dla CCQE



(c) Rozkład pędu μ^- dla CC1 π^0



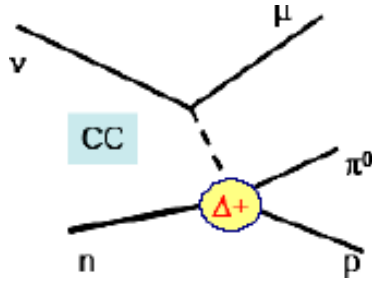
(d) Rozkład kąta emisji względem wiązki θ_μ dla CC1 π^0

Rysunek 22: Rozkład pędu μ^- i kąta emisji względem wiązki θ_μ w oddziaływaniu typu CCQE i CC1 π^0 .

390 MeV/c. Tendencję tę widzimy również na wykresie przedstawiającym kąt emisji π^0 , θ_{π^0} względem osi wiązki (rys. 24(b)), gdzie mimo, że kierunek „do przodu” jest nadal preferowany, to jednak rozkład jest znacznie szerszy. Ponadto w porównaniu z rozkładem θ_μ dla mionu przypadków, gdzie π^0 emitowane jest do tyłu ($\cos \theta_{\pi^0} < 0$), jest całkiem sporo.

Przedstawione powyżej charakterystyki mionu oraz neutralnego pionu są odbiciem procesów zachodzących w materii. Jak to już zostało przedstawione w paragrafie 4.2, mion wyprodukowany w pierwotnym oddziaływaniu ν_μ poprzez wymianę prądów naładowanych jest nośnikiem informacji o neutrynie. Z kolei wyprodukowany w oddziaływaniu CC1 π^0 pion na ogół pochodzi z rozpadu rezonansu barionowego i stowarzyszony jest z protonem (rys. 23).

Na rysunku 24(c) przedstawiona jest korelacja między pędami fotonów pochodzących z rozpadu π^0 , przy czym pęd fotonu o wyższej energii musi być większy niż połowa masy



Rysunek 23: Diagram Feynmana dla oddziaływania ν_μ typu CC1 π^0 , gdzie π^0 pochodzi z rozpadu rezonansu barionowego Δ^+ .

π^0 , czyli 67.5 MeV/c. Badanie rozkładów pędów fotonów jest istotne z punktu widzenia tła, jakie niezrekonstruowane fotony z rozpadu π^0 w oddziaływaniu typu CC1 π^0 stanowią dla oddziaływań kwazi-elastycznych.

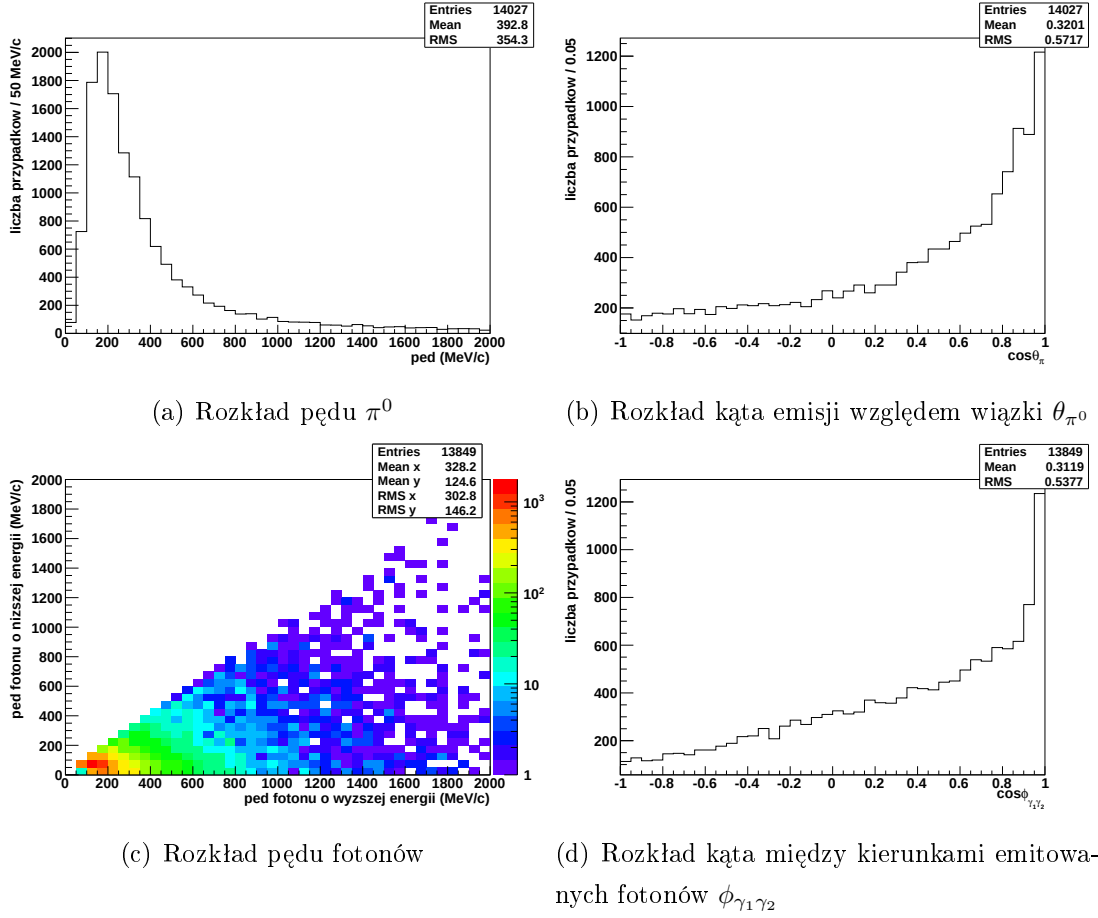
Fotony z rozpadu π^0 w spoczynku emitowane są zawsze w przeciwnych kierunkach. Jednak im wyższa energia pionu, tym mniejszy kąt między fotonami ($\phi_{\gamma_1\gamma_2}$). Na rozkładzie 24(d) widzimy, że $\phi_{\gamma_1\gamma_2}$ przyjmuje wszystkie możliwe wartości, jednak sporo fotonów emitowanych jest pod niewielkimi kątami względem siebie. Przypadki te, z $\cos \phi_{\gamma_1\gamma_2} \approx 1$, pochodzą od wysokoenergetycznych pionów z ogona rozkładu na rysunku 24(a).

4.4.3 Pozostałe cząstki opuszczające jądro w oddziaływaniu typu CC1 π^0

Zgodnie z przyjętą przeze mnie definicją oddziaływania CC1 π^0 oprócz μ^- i π^0 jądro może opuszczać dowolna liczba protonów, neutronów i niskoenergetycznych fotonów ($E_\gamma < 50$ MeV).

Rozkład krotności protonów i neutronów opuszczających jądro przedstawiono na rysunkach 25(a) i 25(b). Jak można zauważyć, średnio na jedno oddziaływanie obserwujemy 0.5 neutronu oraz ok. 1.4 protonu. Rozkłady pędów emitowanych nukleonów znajdują się na rysunkach 26(a) i 26(b). Średni pęd wynosi 575 MeV dla protonów i 405 MeV dla neutronów. Zarówno większa średnia liczba, jak i większy średni pęd dla protonu w stosunku do tych wielkości dla neutronu wynikają z faktu, że jeżeli w pierwotnym oddziaływaniu neutrina w jądrze zaszła reakcja typu CCQE lub CC1 π^0 , to został w nich wyprodukowany właśnie proton. Pozostałe nukleony wychodzące z jądra pochodzą z wtórnych oddziaływań wewnątrzjądrowych.

Sporadycznie zdarza się, że jądro ulega wzbudzeniu i w wyniku deekscytacji emituje fotony (rys. 25(c)), przy czym ich energia nie przekracza 10 MeV (rys. 26(c)). Z tego względu ich obecność nie ma znaczenia z punktu widzenia dokładności rekonstrukcji energii neutrina, podobnie jak nie powinny one stanowić istotnego tła.

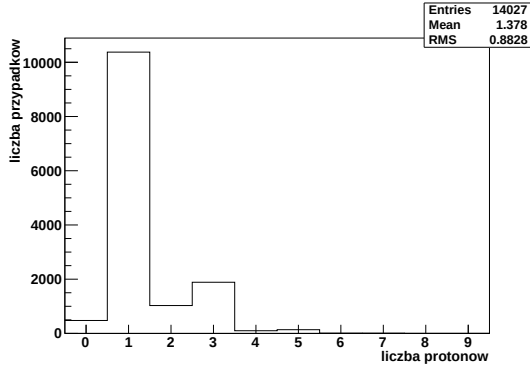


Rysunek 24: Charakterystyki π^0 pochodzących z oddziaływania ν_μ typu CC1 π^0 oraz fotonów z rozpadu π^0 .

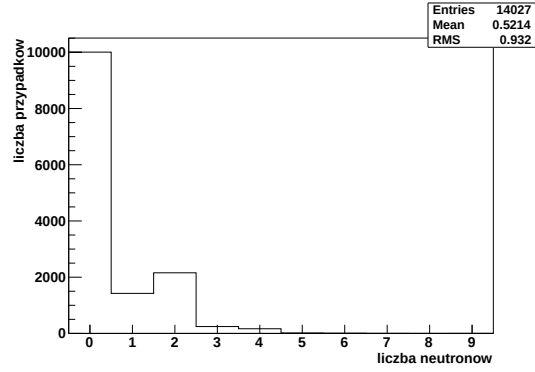
4.5 Ogólne charakterystyki oddziaływań typu CC1 π^0 , gdzie π^0 pochodzą z rozpadu rezonansów barionowych

W tym paragrafie zaprezentowane zostaną różnice między charakterystykami produktów oddziaływania typu CC1 π^0 z próbki nr 2 w stosunku do odpowiednich charakterystyk dla próbki nr 1 zaprezentowanych w podrozdziałach 4.3 i 4.4.

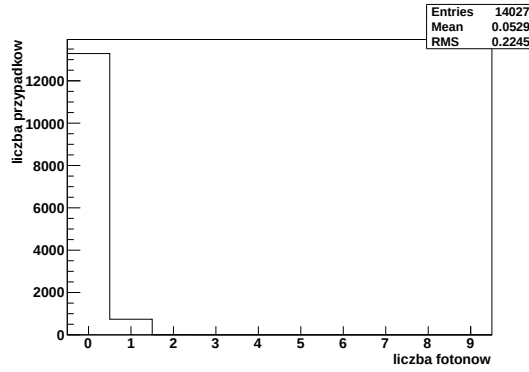
W próbce nr 2 mezony π^0 pochodziły tylko z rozpadu rezonansów barionowych. W próbce nr 1 pochodziły one również z rozpraszania głęboko nieelastycznego, którego wkład znacząco różnie z energią neutrina (rys. 18). Na wykresie 27(a) widzimy, że średnia energia jest niższa o 70 MeV w stosunku do rozkładu 21(b), gdyż brakuje przypadków z neutronami najwyższych energii, dla których dominującą reakcją jest rozpraszanie głęboko nieelastyczne. Odbija się to na rozkładzie pędu μ^- (rys. 28(a)), na którym brakuje wysokoenergetycznych mionów względem odpowiedniego rozkładu dla próbki nr 1 (rys. 22(c)), przez co średni pęd jest niższy o 120 MeV/c. Rozkład kąta emisji względem kierunku wiązki (rys. 28(b))



(a) Rozkład krotności protonów



(b) Rozkład krotności neutronów

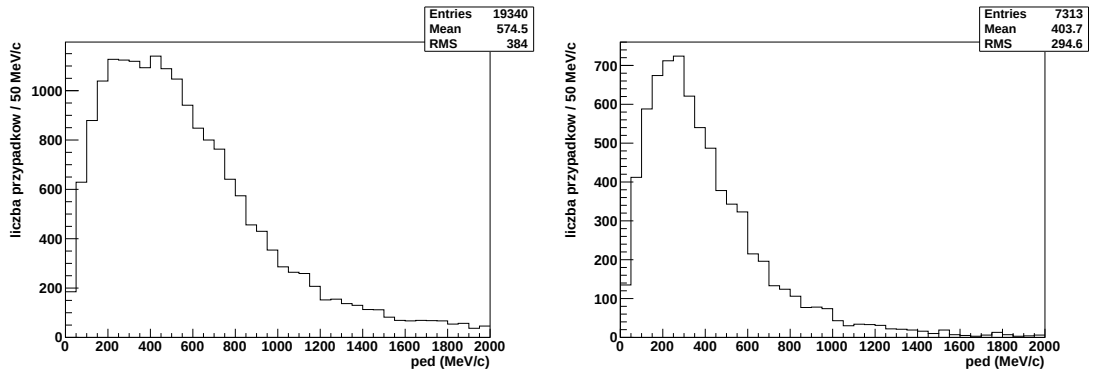


(c) Rozkład krotności fotonów

Rysunek 25: Rozkład krotności protonów, neutronów i fotonów opuszczających jądro atomowe w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$.

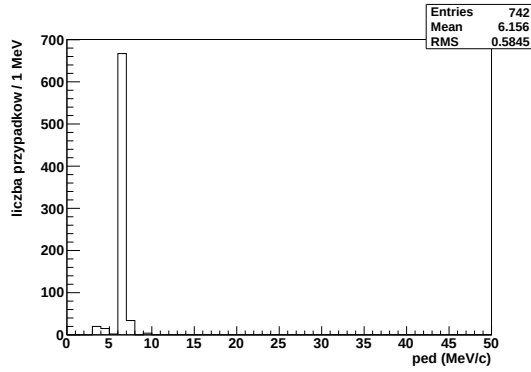
również charakteryzuje się niższą średnią od swego odpowiednika (rys. 22(d)).

Największe różnice między rozkładami dla próbki nr 1 i próbki nr 2 można zauważyć na rysunku 29, gdzie przedstawiono charakterystyki pionu neutralnego i fotonów z jego rozpadu. Porównując rozkłady pędów π^0 na rysunkach 29(a) i 24(a) widzimy, że są one podobne dla niższych pędów: liczba przypadków szybko rośnie, dla 200 MeV/c osiąga maksimum, a następnie stopniowo spada. Na ostatnim etapie zaznacza się jednak wyraźna różnica. Dla próbki nr 2 nie obserwuje się praktycznie żadnych π^0 o pędzie powyżej 1.5 GeV/c, podczas gdy dla próbki nr 1 w 0.2% przypadków pęd pionu dochodzi nawet do 2 GeV. Wszystko to wynika stąd, że mezony π^0 o bardzo wysokich pędach pochodzą z głęboko nieelastycznych oddziaływań ν_μ , których próbka nr 2 nie zawiera. Skutki tego faktu widać też na pozostałych częściach rysunku 29. Na wykresie 29(b) widać niedobór, w stosunku do wykresu 24(b), pionów emitowanych pod małymi kątami względem kierunku neutrina. Kierunek ten jest preferowany dla cząstek o wysokich pędach. Na rysunku 29(c) widzimy, że średni pęd wyżej energetycznego fotonu jest niższy o 80 MeV/c,



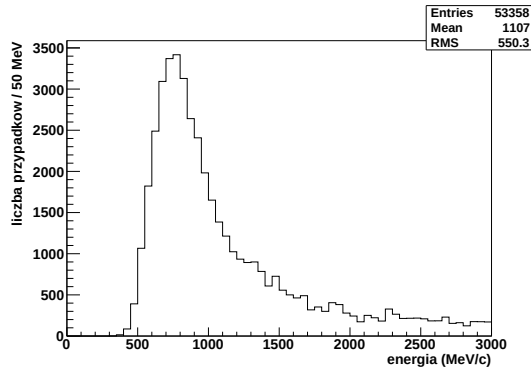
(a) Rozkład pędu protonów

(b) Rozkład pędu neutronów



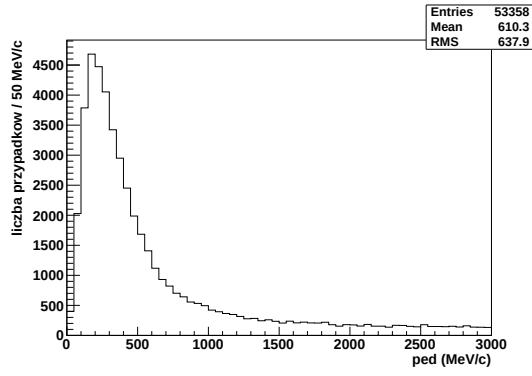
(c) Rozkład pędu fotonów

Rysunek 26: Rozkład pędu protonów, neutronów i fotonów opuszczających jądro atomowe w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$.

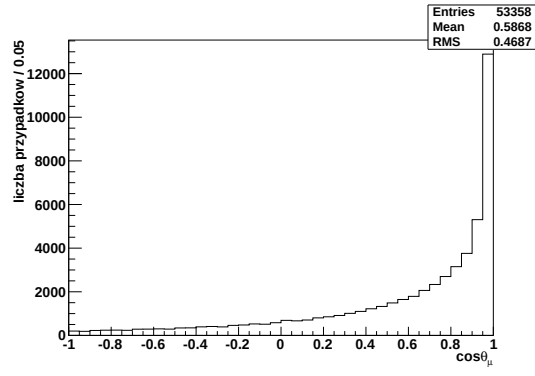


Rysunek 27: Rozkład energii ν_μ w oddziaływaniach typu $CC1\pi^0$ dla próbki nr 2.

a niżej energetycznego fotonu o 30 MeV/c względem rozkładu 24(c). Wyraźnie zaznacza się też niedobór przypadków, gdzie oba fotony mają znaczną energię. Takie fotony pochodzą z rozpadu wysokoenergetycznych mezonów π^0 i charakteryzują się również niewielkim kątem między kierunkami ich emisji ($\cos \phi_{\gamma_1\gamma_2} \approx 1$). Niedobór tych przypadków jest bardzo wyraźnie widoczny na wykresie 29(d), analogicznym do wykresu 24(d) dla próbki nr 1.

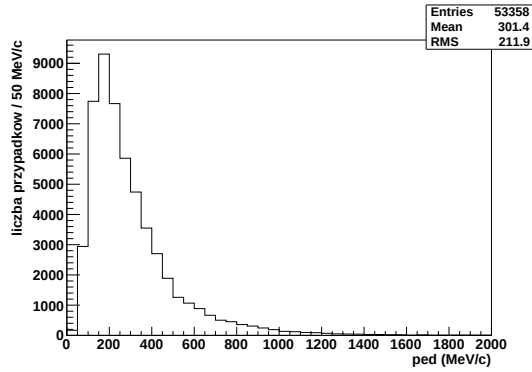


(a) Rozkład pędu μ^-

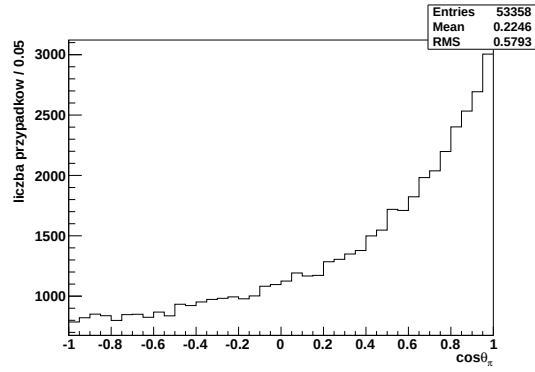


(b) Rozkład kąta emisji względem wiązki θ_μ

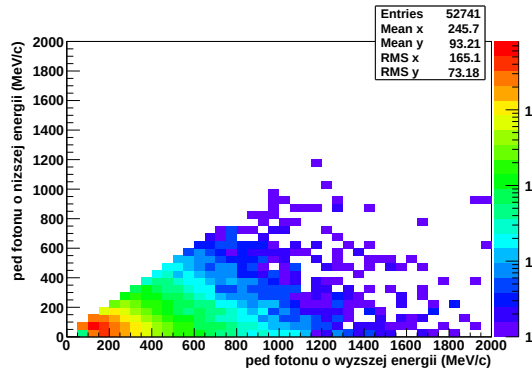
Rysunek 28: Rozkład pędu μ^- i kąta emisji względem wiązki θ_μ w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$ dla próbki nr 2.



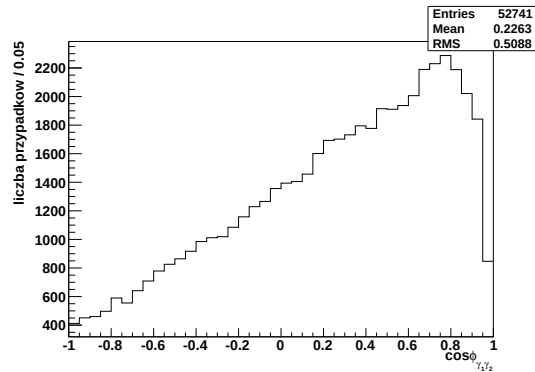
(a) Rozkład pędu π^0



(b) Rozkład kąta emisji względem wiązki θ_{π^0}



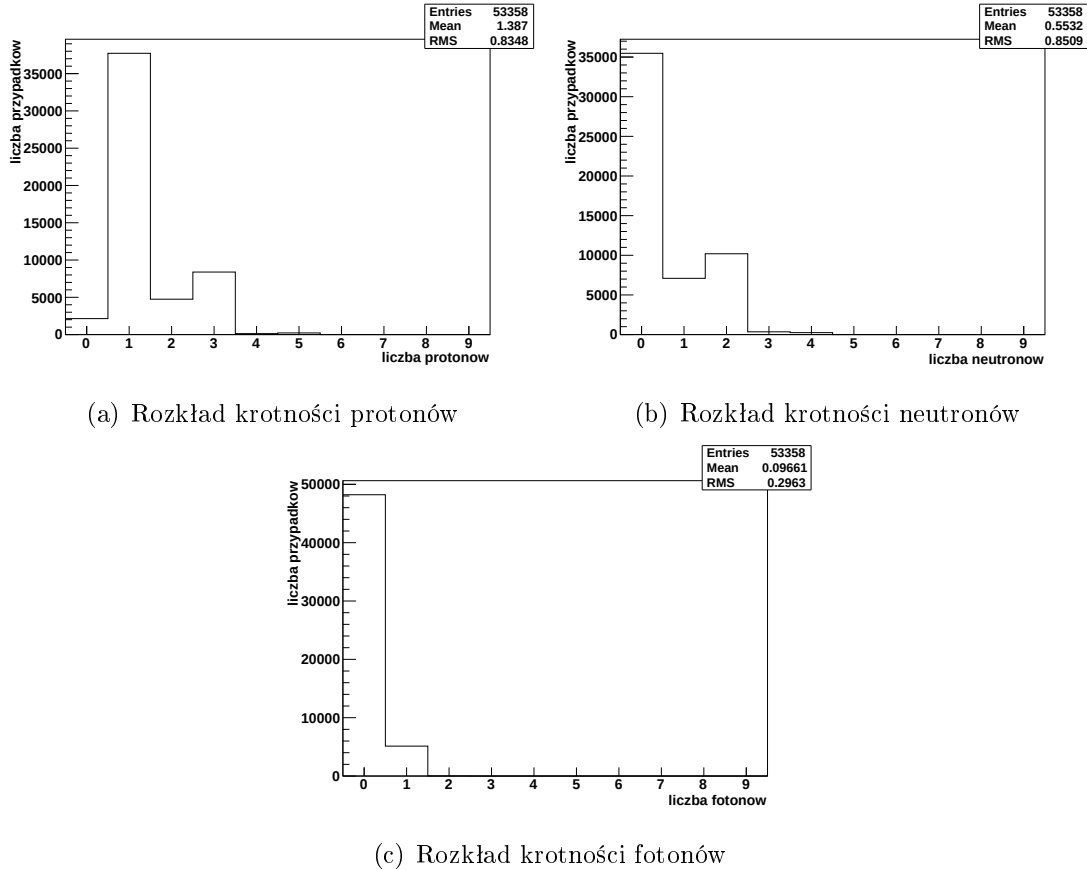
(c) Rozkład pędu fotonów



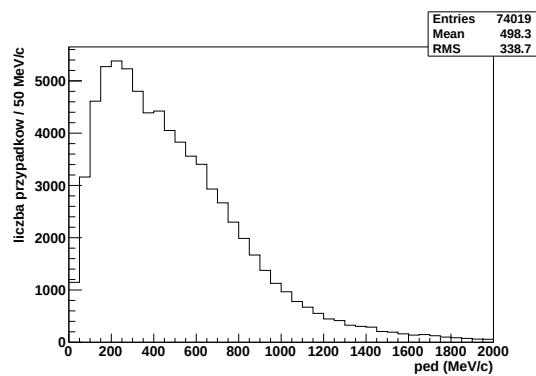
(d) Rozkład kąta między kierunkami emitowanych fotonów $\phi_{\gamma_1\gamma_2}$

Rysunek 29: Charakterystyki π^0 pochodzących z oddziaływania ν_μ typu $CC1\pi^0$ oraz fotonów z rozpadu π^0 dla próbki nr 2.

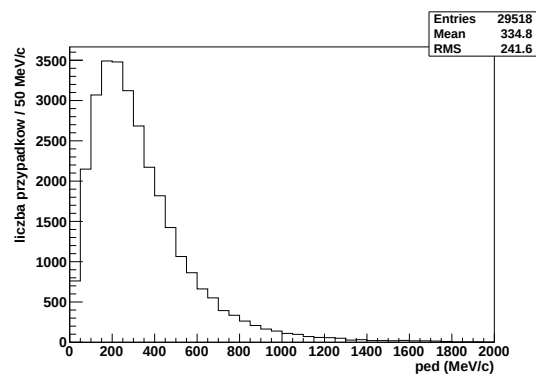
Pominięcie oddziaływań głęboko nieelastycznych jedynie w niewielkim stopniu wpłynęło na rozkład krotności protonów, neutronów i fotonów opuszczających jądro (rys. 30 analogiczny do rys. 25 dla próbki nr 1), gdyż zależność między energią neutrino, a przekrojami czynnymi na wtórne oddziaływania wewnątrzjądrowe jest słaba. Większe zmiany można zauważyć na wykresie z rozkładami pędów protonów i neutronów (rys 31(a) i 31(b)), gdzie średnia wartość pędu zmniejszyła się odpowiednio o 75 i 70 MeV/c, jak również zmniejszyła się szerokość tychże rozkładów w stosunku do wykresów 26(a) i 26(b). Jest to w pełni zrozumiałe, gdyż oddziałujące ν_μ mają średnio niższą energię, więc niższa energia przykazywana jest produktom pierwotnego oddziaływania, a co za tym idzie również we wtórnych oddziaływaniach do dyspozycji jest mniejsza energia. Rozkład pędu fotonów opuszczających jądro atomowe (rys. 31(c)) praktycznie się nie zmienił w stosunku do rozkładu 26(c).



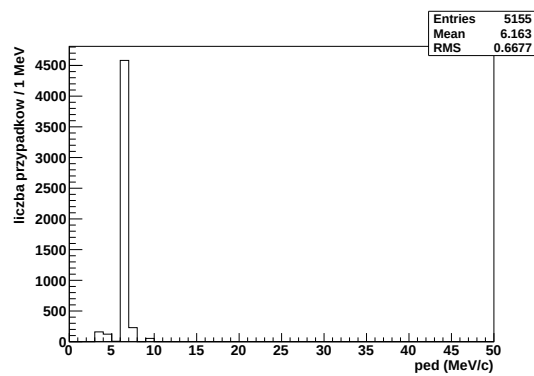
Rysunek 30: Rozkład krotności protonów, neutronów i fotonów opuszczających jądro atomowe w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$ dla próbki nr 2.



(a) Rozkład pędu protonów



(b) Rozkład pędu neutronów



(c) Rozkład pędu fotonów

Rysunek 31: Rozkład pędu protonów, neutronów i fotonów opuszczających jądro atomowe w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$ dla próbki nr 2.

5 Rekonstrukcja oddziaływań typu $CC1\pi^0$ w detektorze śladowym i kalorymetrze

W tym rozdziale zostaną przedstawione warunki rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ w oparciu o wysymulowaną próbkę oddziaływań neutrin zachodzących w materiale modułów FGD1 i FGD2 detektora ND280. Rekonstrukcja tych oddziaływań jest bardzo ważna, gdyż jednym z zadań bliskiego detektora ND280 jest precyzyjny pomiar przekroju czynnego oddziaływań neutrin w wodzie. Pozwoli to na zmniejszenie błędów systematycznych przy pomiarze parametrów oscylacyjnych w dalekim detektorze SuperKamiokanie.

5.1 Kryteria określające wybór oddziaływań typu $CC1\pi^0$

Rekonstrukcja oddziaływań typu $CC1\pi^0$ jest trójstopniowa i podzielona na następujące etapy:

1. wybór oddziaływań typu CC z inkluzywnej próbki oddziaływań,
 - wierzchołek MC oddziaływania musi znajdować się w objętości czynnej detektora FGD,
 - zrekonstruowany jest przynajmniej jeden ujemny tor w TPC,
 - straty energii na jonizację dE/dx wskazują, że ujemny tor jest torem mionu,
 - zrekonstruowany wierzchołek znajduje się w objętości czynnej FGD,
2. wybór oddziaływań bez naładowanych mezonów,
 - brak niskoenergetycznych $\pi^\pm$,
 - brak torów zakwalifikowanych jako naładowane mezony,
3. wybór oddziaływań z jednym neutralnym mezonem π^0 ,
 - istnieją przynajmniej dwie kaskady w kalorymetrze wokół detektora śladowego (TEcal),
 - wśród tych kaskad przynajmniej dwie to kaskady elektromagnetyczne,
 - zrekonstruowana masa niezmiennicza musi wskazywać, że cząstką pierwotną było π^0 ,
 - w detektorze śladowym nie znaleziono torów pochodzących od elektronów i pozytonów.

Analiza prezentowana w dalszej części rozdziału 5 przeprowadzona została w oparciu o informacje zawarte w danych MC oraz wysymulowaną odpowiedź detektora. Kryteria 1 i 2 opracowane zostały w oparciu o analizy oddziaływań $CC1\pi^0$ wybranych z próbki nr 1, przy czym badano jedynie te przypadki, dla których wierzchołek główny znajdował się w objętości czynnej (FV – ang. fiducial volume) modułów FGD³, chyba że zaznaczono inaczej. Kryterium 3 opracowano na podstawie przypadków z próbki nr 2.

5.2 Opracowanie kryteriów wyboru oddziaływań typu CC

Aby przypadek został zakwalifikowany jako oddziaływanie typu CC, musi spełniać następujące warunki:

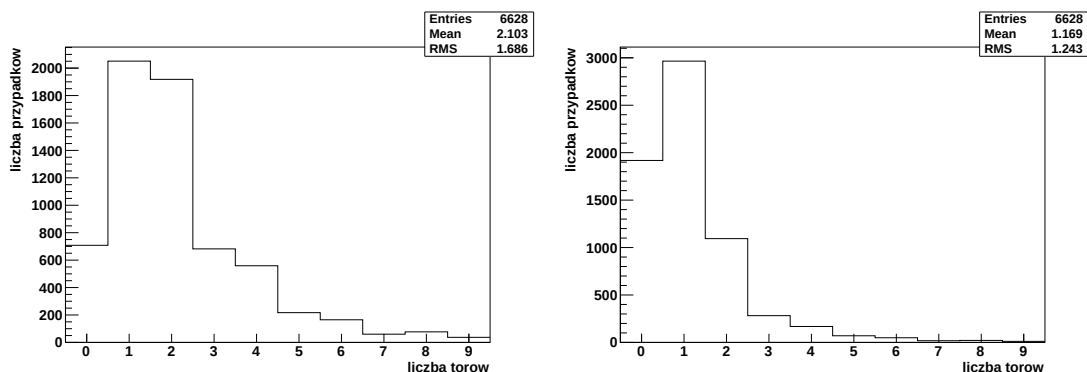
1. wierzchołek MC oddziaływania musi znajdować się w objętości czynnej detektora FGD,
2. zrekonstruowany jest przynajmniej jeden ujemny toru w TPC,
3. straty energii na jonizację dE/dx wskazują, że ujemny tor jest torem mionu,
4. zrekonstruowany wierzchołek znajduje się w objętości czynnej FGD.

Pierwszy warunek jest weryfikowany na podstawie danych MC przed rekonstrukcją. Pozwala nam wybrać kategorię przypadków, na których zostanie przetestowana skuteczność opisanej tutaj metody rekonstrukcji oddziaływań typu $CC1\pi^0$. Pozostałe warunki wymagają przeprowadzenia głębszej analizy.

Rozkład zrekonstruowanych torów naładowanych w TPC dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$ przedstawiony jest na rysunku 32. Na tym etapie rozwoju oprogramowania zrekonstruowane są jedynie te cząstki naładowane, które zostawiły tor przynajmniej w jednej komorze projekcji czasowej. Dla takich torów można określić ładunek cząstki, pęd oraz dE/dx . Tory całkowicie zawarte w FGD są na razie niedostępne. Między innymi z tego względu nie żądam zrekonstruowania toru protonu, gdyż jedynie 39.5% z nich opuszcza FGD.

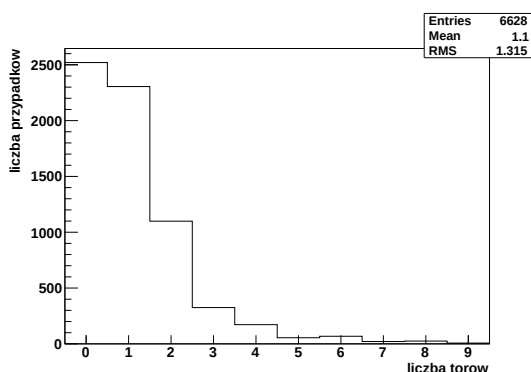
Jak wynika z rozkładów na rysunku nr 32(b), w 29% przypadków nie jest widoczny ani jeden tor ujemny w TPC. Takie przypadki już na tym etapie rekonstrukcji są traczone. Dla 45% przypadków widoczny jest dokładnie jeden tor ujemny, najczęściej pochodzący od mionu. W pozostałych przypadkach mamy więcej takich torów. Są to głównie elektrony powstałe z konwersji oraz rozpraszania Comptonowskiego fotonów pochodzących z rozpadu π^0 .

³Objętość czynna modułu FGD to jego centralna część o wymiarach $146 \times 146 \times 30 \text{ cm}^3$.



(a) Tory wszystkich cząstek naładowanych

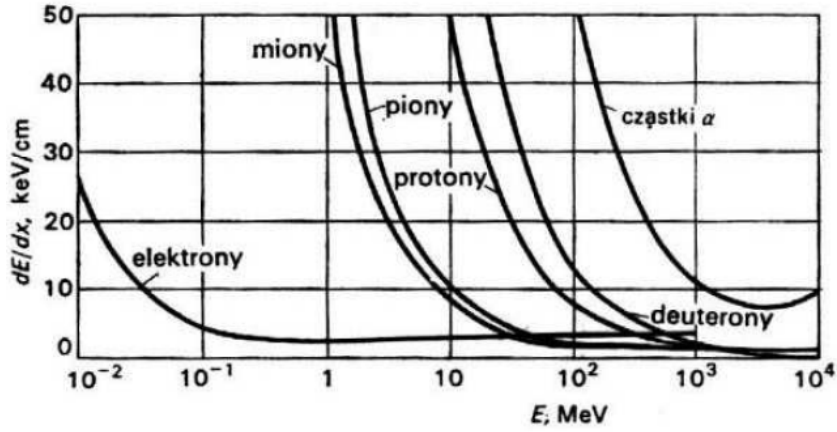
(b) Tory cząstek ujemnie naładowanych



(c) Tory cząstek dodatnio naładowanych

Rysunek 32: Rozkład liczby torów cząstek naładowanych zrekonstruowanych w TPC dla przypadków typu $CC1\pi^0$.

Dla pędów od kilku MeV/c do kilku GeV/c mion pozostawia w detektorze TPC stosunkowo długi, łatwy do rekonstrukcji tor [61]. Dzieje się tak, ponieważ miony nie oddziałują silnie z jądrami ośrodka, w którym się poruszają, z drugiej zaś strony dzięki wyższej masie nie tracą znacząco energii na promieniowanie hamowania, jak to mam miejsce w przypadku elektronów. Jedynym istotnym mechanizmem utraty energii przez μ przy przechodzeniu przez materię dla energii dostępnych w eksperymencie T2K (rys. 22(c)) jest jonizacja atomów ośrodka. Dlatego zaskakujące jest, że tak często tor μ^- nie jest widoczny. Powodem mogą być μ^- emitowane pod dużymi kątami względem wiązki neutrin, zwłaszcza jeśli tor mionu w znacznej mierze zawarty jest w FGD. Wówczas mion może wejść do kalorymetru pozostawiając w TPC zbyt krótki tor, by poprawnie określić jego ładunek na podstawie krzywizny w polu magnetycznym. Również dla wysokoenergetycznych μ^- , których tor jest praktycznie prosty, poprawne zrekonstruowanie ładunku cząstki może być problemem.



Rysunek 33: Straty energii na jonizację dla wybranych cząstek wyliczone na podstawie formuły Bethe-Blocha [44].

Kolejnym etapem rekonstrukcji jest sprawdzenie, czy zarejestrowany ujemny tor należy do μ^- . Jest to ważne zwłaszcza dla przypadków o większej krotności torów ujemnych, gdzie trzeba odróżnić tor mionu od torów innych ujemnie naładowanych cząstek. Do tego celu wykorzystuje się pomiar strat energii na jonizację dE/dx . Dla każdego toru z TPC testuje się pięć hipotez, wyznaczając wielkość:

$$Pull_a = \frac{dE/dx_{teor_a} - dE/dx_{exp}}{\sigma_{exp}} \quad (20)$$

gdzie

- a – odpowiada hipotezom, że tor należy do mionu $\mu^\pm$, elektronu $e^\pm$, pionu naładowanego $\pi^\pm$, protonu p lub kaonu naładowanego $K^\pm$,
- dE/dx_{teor_a} – straty energii na jonizację dla cząstki a wyliczone na podstawie wzoru Bethe-Blocha [62],
- dE/dx_{exp} – straty energii na jonizację zmierzone w komorze TPC,
- σ_{exp} – odchylenie standardowe dE/dx_{exp} .

Rozkład zrekonstruowanej zmiennej $Pull_a$ dla $a = \mu^\pm, e^\pm, \pi^\pm, p, K^\pm$ w zależności od pędu (MC) przedstawiono na rysunku 34. Jak widać istnieją takie wartości pędu, że zmienna $Pull$ dla różnych cząstek się pokrywa. Odpowiadają one punktom przecięcia krzywych Bethe-Blocha dla tych cząstek (rys. 33). Jeśli również ładunki cząstek są takie same, wtedy nie można za pomocą tej zmiennej rozróżnić tych cząstek. W szczególności pionów naładowanych i mionów nie można oddzielić w ten sposób, gdyż ze względu

na zbliżone masy ich dE/dx_{teor} są bardzo podobne w całym zakresie pędów. Cząstki te zachowują się jednak zupełnie inaczej w kalorymetrze elektromagnetycznym. Pion naładowany wytwarza kaskadę hadronową [62], podczas gdy mion w zakresie energii 0.3 – 3 GeV (rys. 22(c)) pozostawia w zasadzie pojedynczy tor [61]. Niestety wersja oprogramowania, którą dysponowałam, nie łączyła torów z detektora śladowego z sygnałem z kalorymetru. Tzn. tor w detektorze śladowym i kaskada lub tor w kalorymetrze były dwoma różnymi obiektami, nawet jeśli pochodziły od tej samej cząstki. Z tego względu w trakcie tej wstępnej analizy przypadków w razie wątpliwości zawsze zakładałam, że mam do czynienia z mionem. Na rysunku 35 przedstawiono jednowymiarowe histogramy dla zmiennej $Pull_a$ z dopasowaną krzywą Gaussa. Otrzymane w ten sposób parametry przedstawiono w tabeli 1. Aby tor został zakwalifikowany jako pochodzący od cząstki a zakładałam ,

a	$\overline{Pull_a}$			σ_a		
$\mu^\pm$	-0.2165	$\pm$	0.0022	0.8220	$\pm$	0.0023
$e^\pm$	-0.7276	$\pm$	0.0057	1.4311	$\pm$	0.0068
p	-0.1097	$\pm$	0.0056	1.6241	$\pm$	0.0086
$\pi^\pm$	-0.1627	$\pm$	0.0031	0.8907	$\pm$	0.0033
$K^\pm$	-0.206	$\pm$	0.021	0.837	$\pm$	0.025

Tablica 1: Parametry dopasowanej krzywej Gaussa dla zmiennej $Pull_a$.

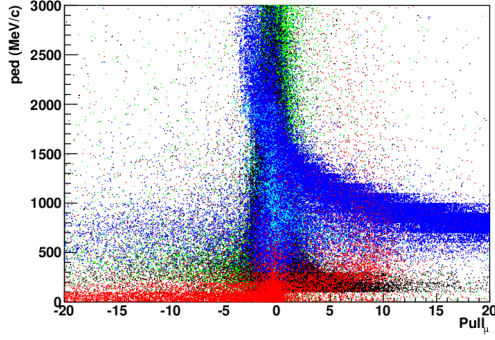
że jego zmienna $Pull_a$ musi należeć do przedziału $(\overline{Pull_a} \pm 3\sigma_a)$, gdzie $\overline{Pull_a}$ oznacza średnią wartość $Pull_a$, a σ_a to odchylenie standardowe (tabela 1).

Jako zrekonstruowany wierzchołek oddziaływania neutrina mionowego przyjmuje się początek toru mionu.

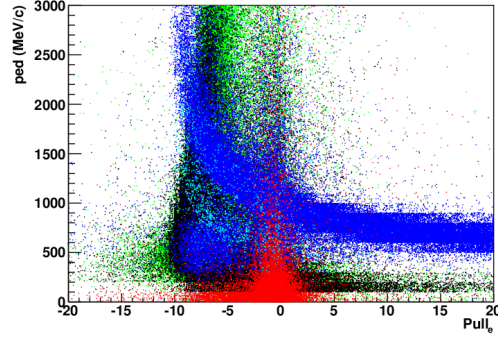
5.3 Określenie kryteriów wyboru oddziaływań CC bez naładowanych mezonów

Po wyborze z inkluzywnej próbki oddziaływań typu CC w kolejnym kroku odrzucone zostaną oddziaływania zawierające naładowane mezony, którymi są głównie piony naładowane $\pi^\pm$. Tak więc rekonstrukcja na tym etapie polegać będzie na:

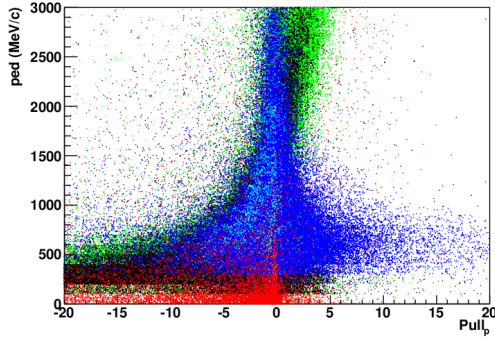
- odrzuceniu niskoenergetycznych $\pi^\pm$,
- odrzuceniu wysokoenergetycznych mezonów naładowanych.



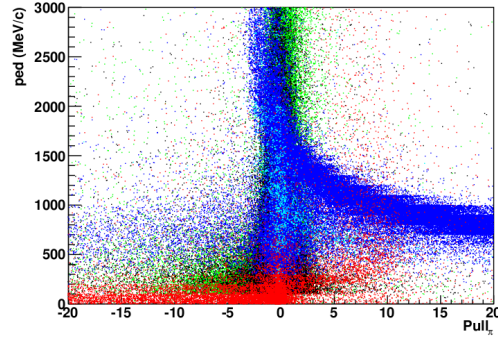
(a) $Pull_\mu$ vs pęd



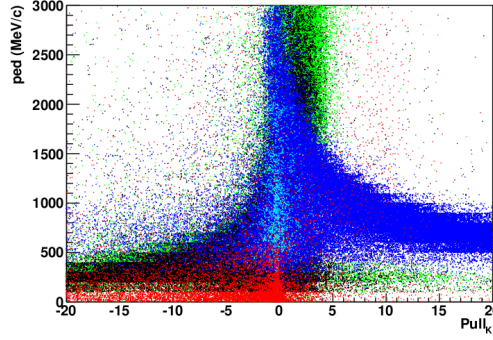
(b) $Pull_e$ vs pęd



(c) $Pull_p$ vs pęd



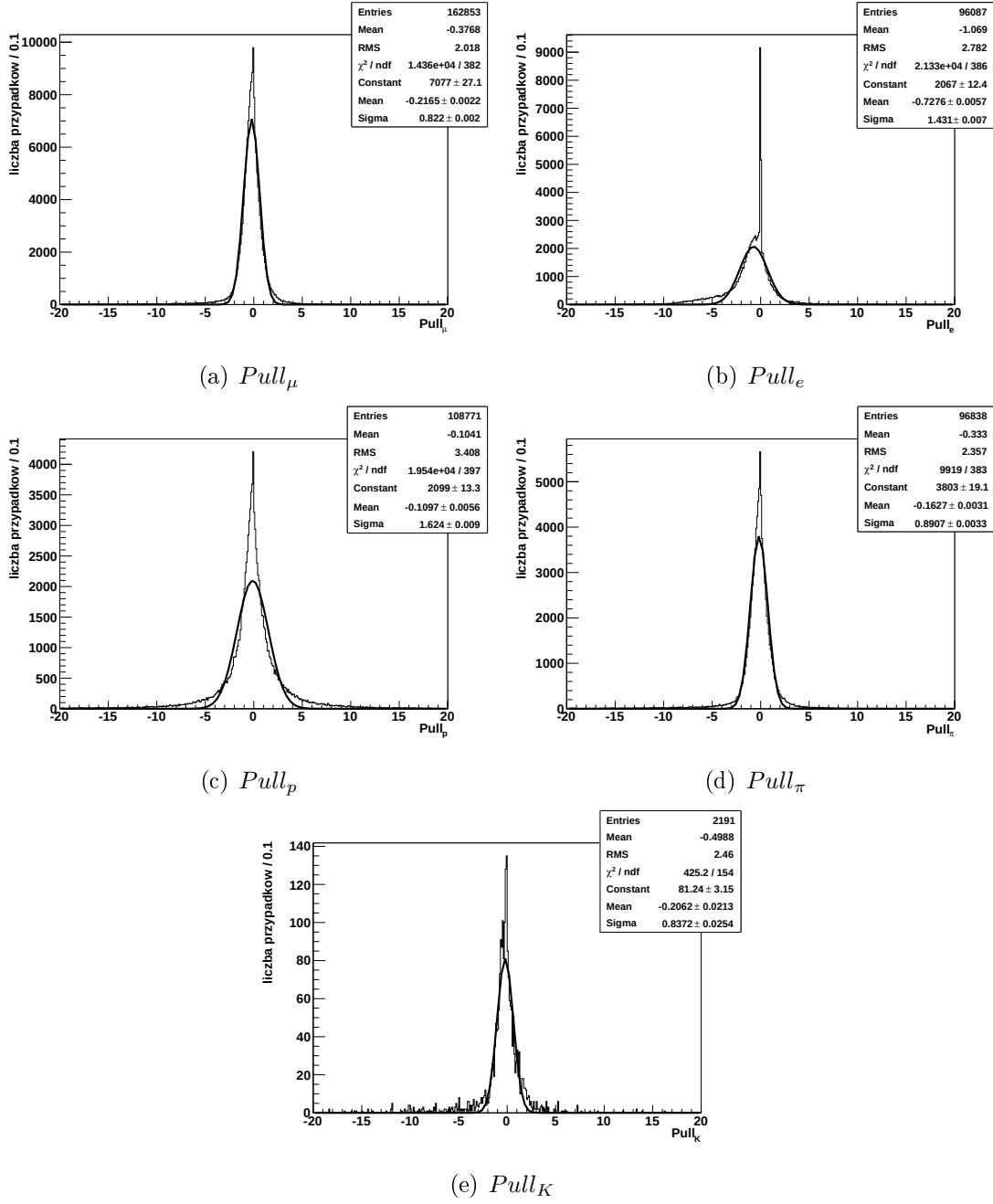
(d) $Pull_\pi$ vs pęd



(e) $Pull_K$ vs pęd

Rysunek 34: Rozkład zrekonstruowanej zmiennej $Pull_a$ gdzie $a = \mu^\pm, e^\pm, \pi^\pm, p, K^\pm$ vs pęd cząstki (MC) dla mionów $\mu^\pm$ (zielone punkty), elektronów $e^\pm$ (czerwone), protonów p (niebieskie), pionów naładowanych $\pi^\pm$ (czarne) oraz kaonów naładowanych $K^\pm$ (jasno niebieskie). Uwzględniono wszystkie typy oddziaływań neutrin; pierwotny wierzchołek oddziaływania mógł znajdować się w całej objętości modułów FGD.

Niskoenergetyczne piony naładowane mogą mieć zbyt małą energię, by dać sygnał w detektorze. Jednak jako cząstki niestabilne podlegają procesowi rozpadu wg poniższego



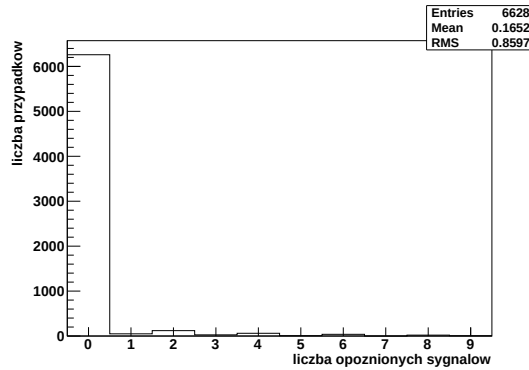
Rysunek 35: Rozkład zmiennych $Pull_a$ dla $a = \mu^\pm, e^\pm, \pi^\pm, p, K^\pm$ z dopasowaną krzywą Gaussa dla prawidłowo wybranych cząstek. Uwzględniono wszystkie typy oddziaływań neutrin; pierwotny wierzchołek oddziaływania mógł znajdować się w całej objętości modułów FGD.

schematu:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \quad \tau(\pi^\pm) = 26 \text{ ns} \quad (21)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_\mu \nu_e \quad \tau(\mu^\pm) = 2.2 \text{ } \mu\text{s} \quad (22)$$

gdzie $\tau(a)$ oznacza średni czas życia cząstki a . W wyniku tych reakcji rozpadu powstają trzy neutrino nierejestrowane w detektorze oraz tzw. elektron Michaela, który z opóźnieniem wynikającym ze skończonego czasu życia pionu i mionu wytworzy sygnał w detektorze. Grupy niedopasowanych do żadnego toru hitów w FGD, które pojawiły się później niż 200 ns od początku zdarzenia nazywa się opóźnionymi klastrami (delayed clusters). Istnieje duże prawdopodobieństwo, że są to właśnie sygnały od elektronów Michaela. Dlatego przy wyborze przypadków wymagane jest, aby żaden opóźniony klaster nie został zarejestrowany w odległości mniejszej niż 50 cm od pierwotnego wierzchołka. Rozkład ich krotności dla oddziaływań $CC1\pi^0$ przedstawiono na rysunku 36. Jak można się było spodziewać, w 94.4% przypadków nie obserwuje się żadnego klastra, gdyż z definicji w oddziaływaniu $CC1\pi^0$ w wierzchołku głównym nie są produkowane żadne mezony naładowane. W pozostałych przypadkach zaobserwowano opóźnione klastry. Mogą one pochodzić od pionów wyprodukowanych w oddziaływaniach wtórnych lub być wynikiem przypadkowej aktywności w detektorze.



Rysunek 36: Rozkład liczby opóźnionych sygnałów (klastrów) zarejestrowanych w odległości mniejszej niż 50 cm od pierwotnego wierzchołka (MC) dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$.

Wysokoenergetyczne mezony mogą już zostawić tor w TPC. Jeśli tor nie zostanie zakwalifikowany za pomocą zmiennej $Pull_a$ jako tor μ^- , p lub $e^\pm$ zakładam, że jest to tor mezonu i taki przypadek zostaje odrzucony. Przy czym w pierwszej kolejności szukam jednego toru mionu ujemnego (szczegóły w poprzednim rozdziale), następnie dowolnej liczby protonów, a na koniec dowolnej liczby elektronów i pozytonów. Zakładam, że wszystkie tory o pędach poniżej 100 MeV/c należą do $e^\pm$, ponieważ w tym zakresie są one dominującymi cząstkami (tabela 2), a rozkład zmiennej $Pull_a$ jest szeroki. Powyżej 100 MeV/c identyfikacja odbywa się za pomocą zmiennej $Pull_a$.

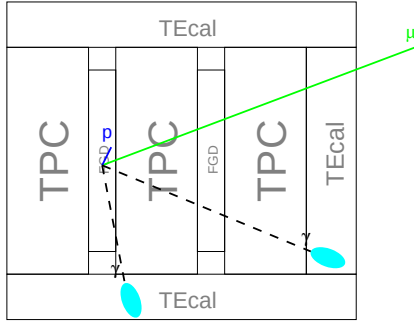
	Pęd < 100 MeV/c	
$\mu^\pm$	739	(1.42%)
$e^\pm$	51169	(98.11%)
p	64	(0.12%)
$\pi^\pm$	176	(0.33%)
$K^\pm$	9	(0.02%)
W sumie	52157	(100.0%)

Tablica 2: Liczba i procentowy udział zrekonstruowanych cząstek o pędach poniżej 100 MeV/c dla wszystkich oddziaływań neutrin.

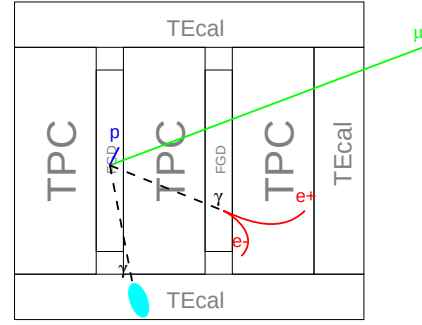
5.4 Możliwe topologie konwersji fotonów z rozpadu pionu neutralnego w detektorze śladowym i kalorymetrze

Aby zakwalifikować zdarzenie jako oddziaływanie neutrina mionowego poprzez wymianę prądów naładowanych z produkcją pojedynczego neutralnego pionu konieczne jest jeszcze zrekonstruowanie π^0 . Jak to już zostało wspomniane wcześniej pion neutralny nie może zostać bezpośrednio zaobserwowany, gdyż jest cząstką krótkożyciową ($\tau(\pi^0) = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$ s) i rozpada się w wierzchołku oddziaływania ($c\tau = 25$ ns). Stąd możliwe jest tylko zlokalizowanie produktów jego rozpadu, którymi w 99% są dwa fotony. Foton może następnie skonwertować w detektorze śladowym na parę e^+e^- lub wytworzyć kaskadę elektromagnetyczną w kalorymetrze [62]. W związku z tym będziemy rozważać trzy topologie przypadków (rys. 37). W przypadku konwersji obu fotonów w kalorymetrze (TEcal) mamy dwie kaskady elektromagnetyczne, jest to tzw. topologia typu TEcal-TEcal. Gdy jeden foton konwertuje w kalorymetrze, a drugi w detektorze śladowym (Tracker) otrzymujemy jedną kaskadę i dwa tory, dodatni od e^+ i ujemny od e^- (topologia Tracker-TEcal). W trzecim przypadku, gdy oba fotony konwertują w detektorze śladowym mamy dwie pary e^+e^- , a zatem dwa tory dodatnie i dwa tory ujemne (topologia Tracker-Tracker). Taka sytuacja zachodzi oczywiście tylko w przypadku idealnym, gdy wszystkie cząstki mają wystarczającą energię, aby dać wyraźny sygnał w detektorze. W rzeczywistości może się np. zdarzyć, że foton, mimo że konwertuje w kalorymetrze, wytwarza kaskadę, która nie zostanie zrekonstruowana (niska energia lub trudna geometria).

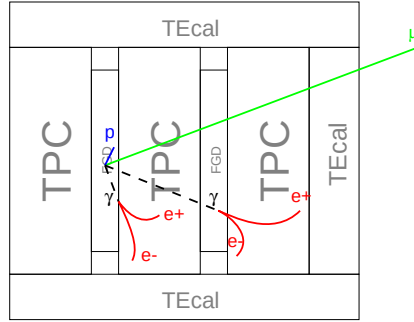
W tabeli 3 przedstawiono procentowy udział badanych przypadków typu $CC1\pi^0$ o różnych konfiguracjach punktów konwersji fotonów powstałych z rozpadu π^0 . Zauważmy, że w ok. 55% przypadków przynajmniej jeden z fotonów w ogóle nie konwertuje. Nie da się dla takiego przypadku obliczyć masy niezmienniczej fotonów, a co za tym idzie



(a) TEmal-TEcal



(b) Tracker-TEcal



(c) Tracker-Tracker

Rysunek 37: Różne topologie dla oddziaływań $CC1\pi^0$ w zależności od miejsca konwersji fotonów z rozpadu π^0 .

stwierdzić, czy pierwotną cząstką było π^0 . Tego typu przypadki mogą być źródłem groźnego tła, gdy drugi foton konwertuje blisko wierzchołka oddziaływania, a lepton μ jest źle zidentyfikowany.

W tej pracy przedstawiona została rekonstrukcja oddziaływania typu $CC1\pi^0$ tylko dla topologii TEmal-TEcal. Wybrano tę topologię, ponieważ jest najprostsza do rekonstrukcji oraz ze względu na braki w oprogramowaniu. Analiza pozostałych typów topologii rozpoczęła się później i jest prowadzona przez inną osobę z zespołu. Dokładny opis rekonstrukcji pionu neutralnego w topologii TEmal-TEcal znajduje się w kolejnych rozdziałach.

oddziaływania $CC1\pi^0$	wierzchołek w modułach FGD 14027 (100%)	wierzchołek w objętości czynnej FGD 6628 (100%)
Położenie punktów konwersji fotonów		
TEcal-TEcal	874 (6.2%)	407 (6.1%)
Tracker-TEcal	2471 (17.6%)	1226 (18.5%)
Tracker-Tracker	2726 (19.4%)	1383 (20.9%)
Inne poddetektory	283 (2.0%)	129 (1.9%)
W sumie	6352 (45.3%)	3145 (47.5%)

Tablica 3: Procentowy rozkład punktów konwersji fotonów z rozpadu π^0 w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$.

5.5 Określenie kryteriów wyboru oddziaływań z neutralnym pionem ($CC1\pi^0$) w przypadku konwersji fotonów w kalorymetrze

W tym podrozdziale przedstawiona jest metoda rekonstrukcji neutralnego pionu, gdy oba fotony z rozpadu π^0 dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$ konwertują w kalorymetrze wokół detektora śladowego (topologia TEcal-TEcal).

W analizie korzystano z informacji dostępnych zaraz po generacji oraz z wysymulowanej odpowiedzi detektora ND280. W celu zwiększenia statystyki użyto próbki nr 2, zamiast próbki nr 1. Ponadto ze względu na małą liczbę przypadków w topologii TEcal-TEcal (6.1% wszystkich przypadków typu $CC1\pi^0$) nakładano jedynie takie ograniczenia, które były konieczne do uzyskania poprawnego wyniku. Np. wierzchołek główny oddziaływania mógł znajdować się w całej objętości poddetektorów FGD, a nie jak w podrozdziałach 5.2 - 5.4 tylko w objętości czynnej FGD.

Warunki, które muszą być spełnione, aby stwierdzić, że udało się zarejestrować π^0 w tej topologii są następujące:

- istnieją przynajmniej dwie kaskady w kalorymetrze wokół detektora śladowego (TEcal),
- wśród tych kaskad przynajmniej dwie to kaskady elektromagnetyczne,
- zrekonstruowana masa niezmiennicza musi wskazywać, że cząstką pierwotną było π^0 ,
- w detektorze śladowym nie znaleziono torów pochodzących od elektronów i pozytonów.

W przyszłości, gdy oprogramowanie będzie łączyć tory i kaskady z kalorymetru z torami z detektora śladowego, zostanie dołączony nowy warunek, aby do kaskady nie prowadził żaden tor z detektora śladowego. W takim przypadku zarejestrowaną kaskadę w kalorymetrze będzie mogła wytworzyć jedynie cząstka neutralna, tj. foton lub neutron.

Wydażność rekonstrukcji kaskad w kalorymetrze TEcal zależy od energii cząstki pierwotnej. Analiza wykonana w pracy [63] w oparciu o dane MC, zakładająca rekonstrukcję klastrów w trzech płaszczyznach kalorymetru, a następnie rekonstrukcję przestrzenną kaskady przy założeniu, że każdy klaster zawiera co najmniej 90% hitów zawarta jest w tabeli nr 4. Dla każdego przedziału badanych energii fotonu γ podana jest w procentach wydajność na rekonstrukcję kaskady elektromagnetycznej. W naszym przypadku wydajność 3% na rekonstrukcję niskoenergetycznych γ nas nie martwi, bo są to nieliczne przypadki. Jednak w zakresie energii γ od 50 MeV do 100 MeV, gdzie przypadków jest więcej, rekonstrukcja jest też mało wydajna (33%) ze względu na małą liczbę hitów rejestrowanych przez detektor. Dopiero dla energii powyżej 250 MeV wydajność jest zadowalająca.

energia fotonu	procent zrekonstruowanych kaskad
$E < 50 \text{ MeV}$	3%
$50 \text{ MeV} < E < 100 \text{ MeV}$	33%
$100 \text{ MeV} < E < 250 \text{ MeV}$	72%
$250 \text{ MeV} < E$	86%

Tablica 4: Skuteczność rekonstrukcji kaskad w kalorymetrze TEcal w zależności od energii konwertującego fotonu[63].

Jak powiedziano wyżej, skuteczność rekonstrukcji π^0 w dużym stopniu zależy od rozkładu pędu fotonów (rys. 38) powstałych z jego rozpadu, przy czym przynajmniej jeden foton musi mieć energię większą niż połowa masy π^0 , czyli $m_{\pi^0}/2 = 67.5 \text{ MeV}$. Z rozkładu 38(b) wynika, że tylko 3% wyżej energetycznych fotonów ma pęd poniżej 100 MeV/c, a dla energii powyżej 100 MeV w większości udaje się zrekonstruować kaskadę. Gorzej przedstawia się sytuacja z drugim niższym energetycznym fotonem (rys. 38(a)), gdzie co prawda pęd poniżej 50 MeV/c ma tylko 4% fotonów, ale już w przedziale (50 – 100) MeV/c znajduje się 31% przypadków, a skuteczność rekonstrukcji dla tego przedziału też nie jest najlepsza (tabela 4). Najliczniejsze są te przypadki, w których niższy energetyczny foton ma pęd w zakresie 50 – 250 MeV/c, a wyżej energetyczny – 100 – 350 MeV/c (rys. 38(c)).

Mnożąc wydajność rekonstrukcji dla danego przedziału energii przez liczbę fotonów

w tym przedziale, a następnie sumując po wszystkich przedziałach, można oszacować, że kaskada od wyżej energetycznego fotonu powinna zostać zrekonstruowana w ok. 75% przypadków, a dla niżej energetycznego fotonu w ok. 50% przypadków, czyli średnia liczba zrekonstruowanych kaskad powinna wynosić ok. 1.25 kaskady. Jednak średnia liczba zrekonstruowanych kaskad (rys. 39) jest wyższa i wynosi 1.73 kaskady. Ta nadwyżka, jak również przypadki z liczbą kaskad większą niż dwa świadczą o tym, że poza fotonami z rozpadu π^0 również inne cząstki objawiają swą aktywność w kalorymetrze. Możemy się spodziewać kaskad hadronowych pochodzących od obecnych w przypadkach typu CC1 π^0 protonów i neutronów, ewentualnie od wytworzonych elektronów Comptona. Nie jest również wykluczona rejestracja w kalorymetrze fotonu z procesu hamowania wysokoenergetycznego mionu, μ^- . Jako tło dla oddziaływań kwazi-elastycznych najważniejsze będzie 4% przypadków, dla których nie zrekonstruowano żadnej kaskady, gdyż π^0 nie pozostawiło po sobie żadnego śladu, więc taki przypadek najprawdopodobniej zostanie uznany za oddziaływanie typu CCQE. Również 36% przypadków, dla których zrekonstruowano tylko jedną kaskadę będzie stanowić problem, ponieważ rekonstrukcja masy π^0 nie jest możliwa, a odróżnienie kaskady fotonowej od kaskady pochodzącej od neutronu nie jest możliwe w 100%. Trzeba również pamiętać, że zrekonstruowanie dwóch kaskad nie oznacza jeszcze, że pochodzą one od fotonów. Może się przecież zdarzyć, że np. tylko jedna z nich będzie kaskadą fotonową, a druga kaskadą hadronową wytworzoną przez nukleon.

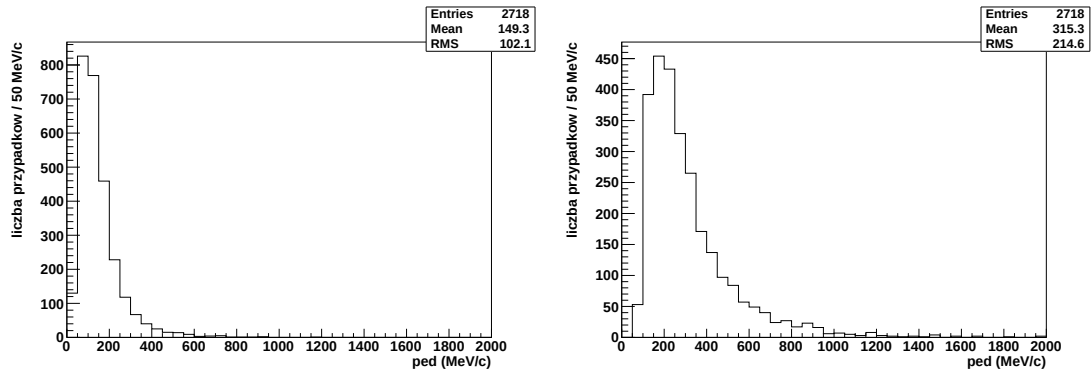
Masa niezmiennicza m_{inv} cząstki (π^0) rozpadającej się na dwa fotony wyznaczana jest w oparciu o czteropędy fotonów:

$$m_{inv} = ||P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2}|| = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \phi_{\gamma_1\gamma_2})} \quad (23)$$

gdzie

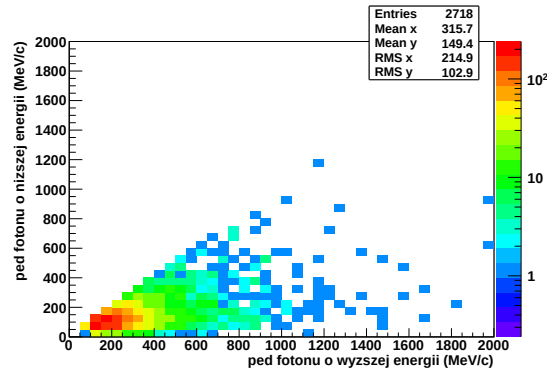
- $P_{\gamma_1}, P_{\gamma_2}$ – czteropędy fotonów,
- $E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$ – energie fotonów,
- $\phi_{\gamma_1\gamma_2}$ – kąt między fotonami.

Aby wyznaczyć czteropęd fotonu, potrzebna jest energia fotonu widoczna w kalorymetrze w postaci kaskady oraz kierunek pędu fotonu. Kierunek pędu każdego z fotonów wyznaczany był dwoma różnymi metodami. W pierwszej metodzie kierunek fotonu określano w oparciu o zrekonstruowany kierunek kaskady (rys. 40(a)), natomiast w drugiej metodzie przyjęto, że kierunek pędu fotonu jest wyznaczony przez prostą łączącą zrekonstruowany pierwotny wierzchołek oddziaływania, czyli początek zrekonstruowanego toru



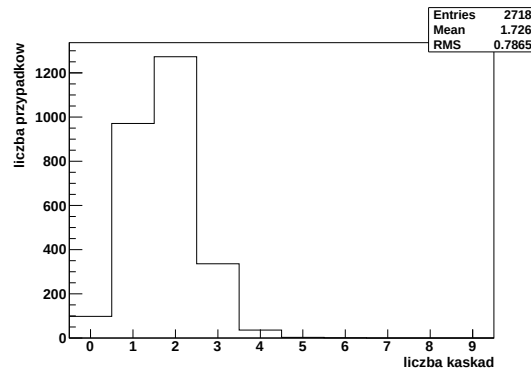
(a) Pęd fotonu o niższej energii

(b) Pęd fotonu o wyższej energii



(c) Pęd fotonu o wyższej energii vs pęd fotonu o niższej energii

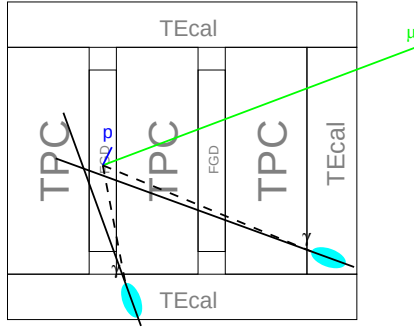
Rysunek 38: Rozkład pędu fotonów z rozpadu π^0 dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$ dla topologii TEcal-TEcal.



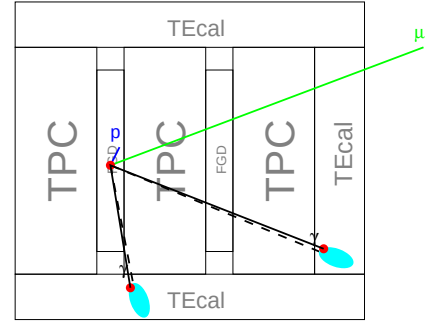
Rysunek 39: Rozkład liczby kaskad dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$ dla topologii TEcal-TEcal.

mionu, z początkiem kaskady (rys. 40(b)). Tę metodę rekonstrukcji masy niezmienniczej nazwano metodą trzech wierzchołków.

Rozkład masy niezmienniczej dla obu opisanych wyżej metod rekonstrukcji przed-



(a) Metoda nr 1

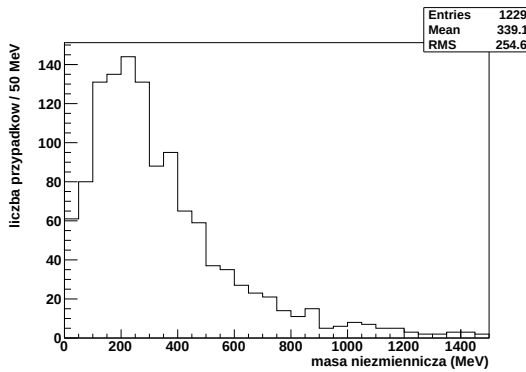


(b) Metoda nr 2 – trzech wierzchołków

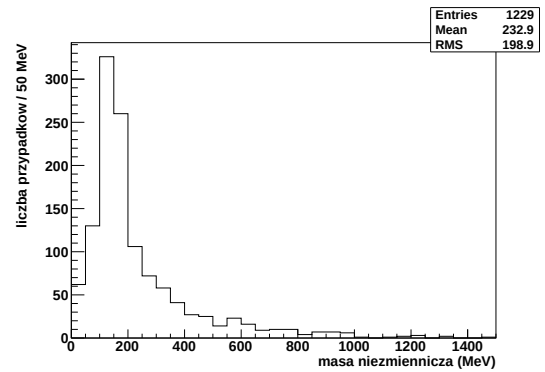
Rysunek 40: Rekonstrukcja kierunków fotonów – porównanie metod. Linia przerywana – wygenerowany kierunek fotonu, czarna linia ciągła – zrekonstruowany kierunek fotonu

stawiono na rysunku 41. Jak wynika z zaprezentowanych rozkładów, pierwsza metoda rekonstrukcji masy niezmienniczej (rys. 41(a)) w oparciu o kierunek pędu potencjalnego fotonu wyznaczony na podstawie zrekonstruowanego kierunku kaskady w kalorymetrze daje znacznie szerszy rozkład i wyższą średnią wartość masy aż o 107 MeV w stosunku do wartości uzyskanej w drugiej metodzie rekonstrukcji (rys. 41(b)).

Druga metoda (tzw. trzech wierzchołków), poza rekonstrukcją energii kaskad (podobnie jak w pierwszej metodzie), wymagająca określenia położenia głównego wierzchołka oddziaływania oraz położenia punktów konwersji obu fotonów, dała lepsze rezultaty na poziomie użytego w tej pracy oprogramowania detektora ND280.



(a) Metoda nr 1



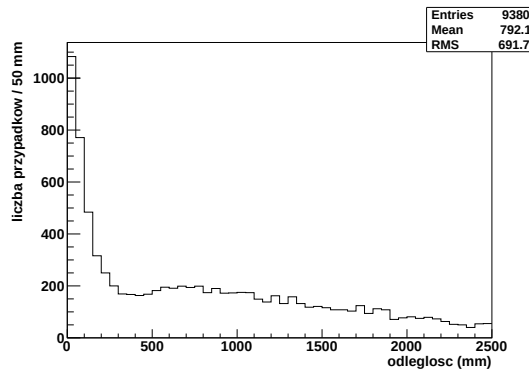
(b) Metoda nr 2 – trzech wierzchołków

Rysunek 41: Rozkład zrekonstruowanej masy π^0 – porównanie metod.

Skupmy się zatem na rekonstrukcji masy niezmienniczej dla dwóch kaskad przy użyciu metody trzech wierzchołków i zastanówmy się, jakie dodatkowe cięcia należy zastosować,

aby poprawić wynik.

Jak napisano wyżej, przy omawianiu rozkładu liczby kaskad (rys. 39), nie wszystkie kaskady zrekonstruowane w kalorymetrze pochodzą z konwersji fotonów. Stąd na rozkładach 41(a) i 41(b), na których są masy dla wszystkich kombinacji kaskad, znajduje się wiele zupełnie przypadkowych wartości. Niestety w używanym oprogramowaniu nie było możliwości sprawdzenia w oparciu o dane MC, które kaskady w kalorymetrze są kaskadami pochodzącymi od fotonów z rozpadu π^0 , a które zostały wyprodukowane przez inne cząstki. Dlatego najprostszym sposobem było nałożenie ograniczenia na odległość pomiędzy punktem konwersji fotonu (informacja z MC), a początkiem zrekonstruowanej kaskady. W tym celu wykonano rozkład odległości zrekonstruowanej kaskady od punktu konwersji dla przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal. Jak już napisałam, nie było możliwości sprawdzenia od jakiej cząstki pochodzi kaskada, dlatego odległość ta mierzona była dla wszystkich kombinacji punktów konwersji z początkami kaskad, zatem tylko część otrzymanych odległości jest prawidłowa, a pozostała część daje zupełnie przypadkowe wartości. Tak więc w rozkładzie odległości spodziewamy się sygnału w okolicy zera pochodzącego od prawidłowych kombinacji oraz w przybliżeniu jednolitego tła od tych błędnych. Na wykresie 42, gdzie przedstawiony został rozkład opisanych wyżej odległości, wyraźnie widać wspomnianą strukturę. Tło co prawda nie jest stałe, lecz spada dla dużych odległości. Jest to skutek skończonych rozmiarów detektora. Ważniejszy dla nas jest jednak wspomniany sygnał, który ma maksymalną szerokość ok. 30 cm. Stąd, w trakcie sprawdzania pochodzenia kaskady przyjęto, że odległość między punktem konwersji fotonu, a początkiem zrekonstruowanej kaskady musi być mniejsza niż 30 cm, aby zwiększyć prawdopodobieństwo, że znaleziona kaskada faktycznie pochodzi od fotonu z rozpadu π^0 .



Rysunek 42: Odległość punktu konwersji fotonu od początku kaskady.

Kolejnym etapem analizy było zbadanie przyczynków do niepewności wyznaczanej

masy niezmienniczej pochodzących z błędów rekonstrukcji osobno:

- położenia głównego wierzchołka oddziaływania,
- położenia wierzchołków będących początkiem dwóch kaskad w kalorymetrze,
- energii kaskad.

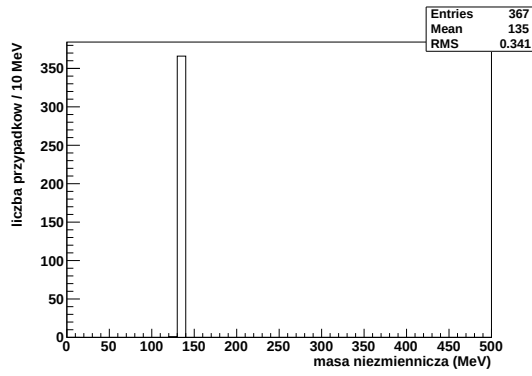
Jedną z trzech powyższych wartości brano z rekonstrukcji, a pozostałe z informacji MC, tzn. jeśli np. rekonstruowane było położenie wierzchołka głównego, to pozostałe informacje o położeniu punktów konwersji oraz wartości energii fotonów zostały wzięte z MC i odpowiednio powtarzano analizę dla pozostałych kombinacji. Wyniki zaprezentowane zostały na rysunku 43. Z zamieszczonych tam rozkładów wynika, że największy przyczynek do niepewności wyznaczanej masy niezmienniczej pochodzi od niepewności związanych z rekonstruowaną w kalorymetrze energią kaskad. Błąd od rekonstrukcji głównego wierzchołka oraz wierzchołków kaskad jest znikomy. Należy jednak pamiętać, że przy wyborze kaskad fotonowych założono, że początek kaskady nie może być oddalony od punktu konwersji fotonu o więcej niż 30 cm. To cięcie sztucznie ogranicza błąd wynikający z rekonstrukcji początku kaskady, gdyż w ten sposób błąd nie może być większy niż 30 cm. Rozkład 43(a) służy jedynie do sprawdzenia poprawności użytego kodu. Jak widać, otrzymuje się poprawną masę π^0 .

Rozkład masy niezmienniczej dwu fotonów pochodzących z rozpadu π^0 , otrzymany na podstawie zrekonstruowanych położenie wierzchołków i zrekonstruowanej energii oraz w oparciu o dodatkowe informacje z MC konieczne do wyboru kaskad fotonowych, znajduje się na rysunku 44. Parametry dopasowanej do niego krzywej Gaussa, które posłużą do wyznaczenia dolnego i górnego ograniczenia na niezmienniczą masę fotonów w trakcie rekonstrukcji oddziaływań typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal, to:

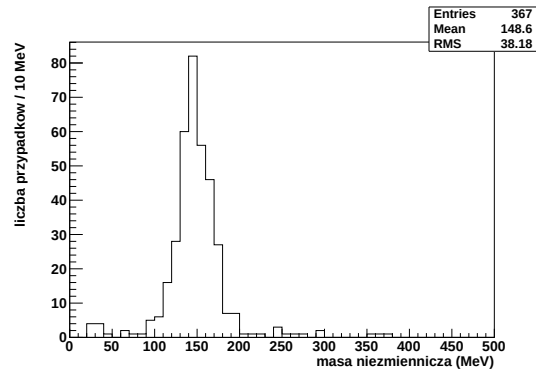
- $\overline{m_{inv}} = 146.3 \pm 1.4$ MeV – średnia masa będąca w dobrej zgodności z masą mezonu π^0 ,
- $\sigma_{m_{inv}} = 24.8 \pm 1.2$ MeV – odchylenie standardowe.

Przyjmuję więc, że cząstką pierwotną było π^0 , jeśli masa niezmiennicza m_{inv} którejkolwiek pary/kombinacji kaskad należy do przedziału $\overline{m_{inv}} \pm 3\sigma_{m_{inv}}$.

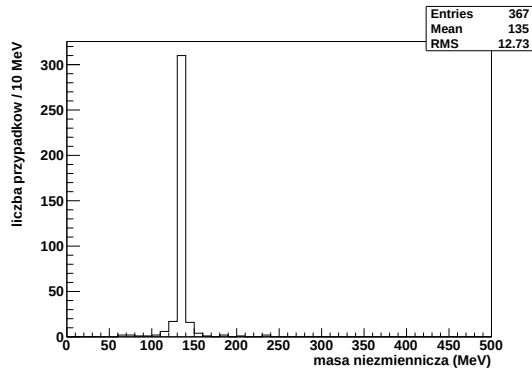
Istotnym problemem, który trzeba jeszcze rozważyć przed rekonstrukcją przypadków z π^0 w omawianej tutaj topologii, jest rozróżnienie między kaskadą elektromagnetyczną i kaskadą hadronową [64]. Do tego celu służy zmienna $EMHadVal$ przypisana do każdej



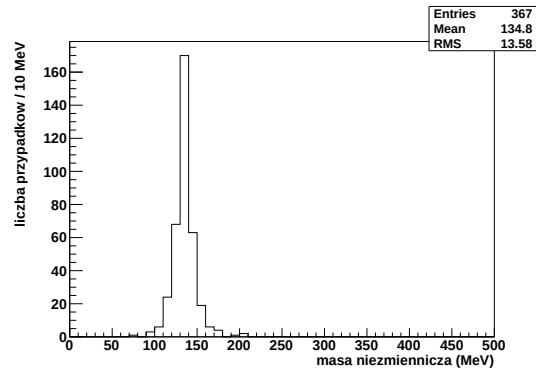
(a) Wszystkie dane z MC



(b) Energia kaskad z rekonstrukcji, reszta z MC

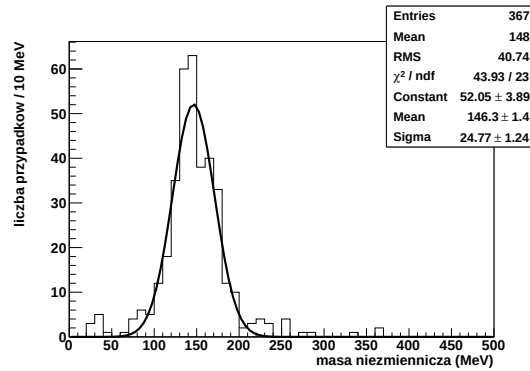


(c) Wierzchołek główny z rekonstrukcji, reszta z MC



(d) Początki kaskad z rekonstrukcji, reszta z MC

Rysunek 43: Przyczynki do niepewności zrekonstruowanej masy niezmienniczej fotonów z rozpadu π^0 .

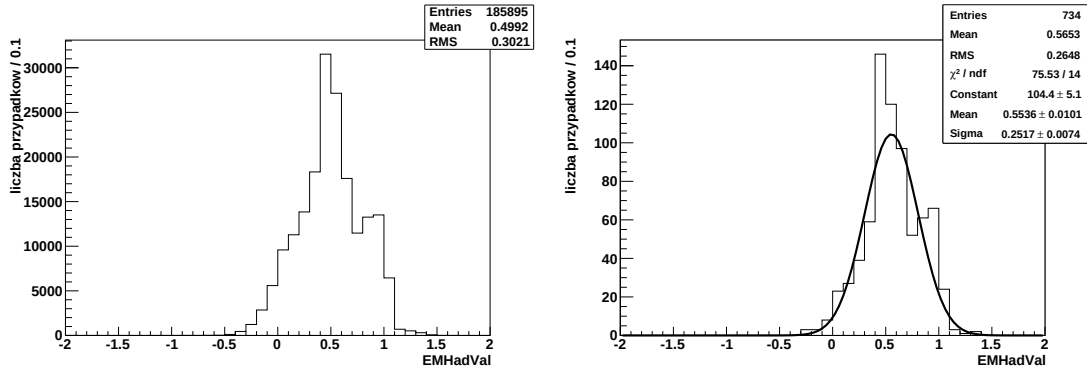


Rysunek 44: Rozkład zrekonstruowanej masy π^0 .

kaskady zrekonstruowanej w kalorymetrze. Wartość tej zmiennej wyznaczana jest każdorazowo na podstawie parametrów kształtu kaskady. Jej rozkład jest inny dla kaskad elektromagnetycznych, inny dla hadronowych. Niestety nie da się w ten sposób całkowicie oddzielić jednych od drugich, gdyż rozkłady te częściowo się pokrywają. Kolejnym proble-

mem jest to, że na wykresie 45(a) mamy sumę rozkładów kaskad elektromagnetycznych i hadronowych, a otrzymanie każdego z nich osobno nie jest możliwe, ponieważ w tej wersji oprogramowania nie ma dostępu do informacji z MC na temat cząstki, która wytworzyła daną kaskadę. Jednak można się tu posłużyć wprowadzoną wcześniej przybliżoną metodą sprawdzenia, czy kaskada pochodzi od fotonu na podstawie odległości między punktem konwersji fotonu, a początkiem kaskady. Otrzymany w ten sposób rozkład $EMHadVal$ wraz z dopasowaną krzywą Gaussa znajduje się na rysunku 45(b). Jak widać, brakuje przypadków po lewej stronie, pochodzących od kaskad hadronowych. Parametry dopasowanej krzywej to:

- $\overline{EMHadVal} = 0.554 \pm 0.010$ – średnia,
- $\sigma_{EMHadVal} = 0.2517 \pm 0.0074$ – odchylenie standardowe.

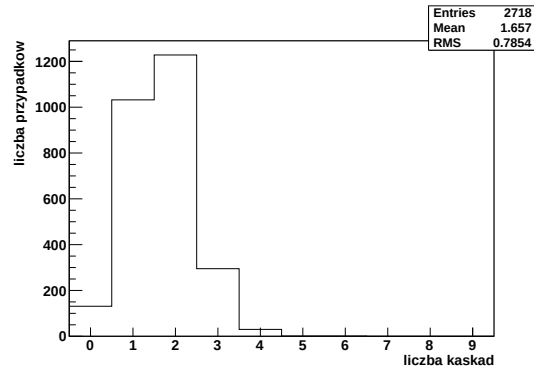


(a) Kaskady elektromagnetyczne i hadronowe (b) Kaskady fotonowe dla oddziaływań typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal dla wszystkich oddziaływań.

Rysunek 45: Rozkłady zmiennej $EMHadVal$.

Za kaskadę elektromagnetyczną uznaję taką kaskadę, której zmienna $EMHadVal$ jest większa niż $(\overline{EMHadVal} - 2\sigma_{EMHadVal})$. Rozkład tak zdefiniowanych kaskad elektromagnetycznych dla przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal przedstawiony jest na rysunku 46. Jak widać, średnia liczba kaskad zmniejszyła się i wynosi teraz 1.66, czyli jest bardziej zbliżona do oczekiwanej wartości (1.25). Nadal jednak zdarzają się przypadki z więcej niż dwiema kaskadami.

W topologii TEcal-TEcal fotony konwertują dopiero w kalorymetrze, więc w detektorze śladowym nie powinno być żadnych torów od elektronów i pozytonów. Stąd ostatnim etapem jest odrzucenie przypadków z torami zidentyfikowanymi jako pochodzące od elektronów i pozytonów. Opis identyfikacji torów znajduje się w rozdziale 5.2.



Rysunek 46: Rozkład liczby kaskad elektromagnetycznych w oddziaływaniu typu $CC1\pi^0$ dla topologii TEcal-TEcal.

6 Czystość i wydajność rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$

Ostatnim etapem przeprowadzonej przeze mnie analizy było oszacowanie wydajności i czystości opisanej w poprzednich rozdziałach rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$. Jak już wspomniałam, ze względu na braki w ówczesnym oprogramowaniu rekonstrukcja była możliwa tylko dla takich przypadków $CC1\pi^0$, dla których wierzchołek oddziaływania neutrina znajdował się w materii poddetektorów FGD1 i FGD2, a konwersja obu fotonów z rozpadu π^0 nastąpiła w kalorymetrze.

Do analizy wykorzystałam informacje z generatora oraz z wysymulowanej przy użyciu pakietu elecSim odpowiedzi detektora ND280 w oparciu o próbkę nr 1.

Wydajność i czystość rekonstrukcji oddziaływania typu X zdefiniowane są następująco:

$$\text{wydajność}_k^X = \frac{N_k^X}{N_0^X} \cdot 100\% \quad (24)$$

$$\text{czystość}_k^X = \frac{N_k^X}{N_k^{all}} \cdot 100\% \quad (25)$$

gdzie:

- wydajność_k^X – wydajność rekonstrukcji oddziaływania typu X po k -tym cięciu,
- czystość_k^X – czystość rekonstrukcji oddziaływania typu X po k -tym cięciu,
- N_k^X – liczba przypadków typu X w próbce po k -tym cięciu,
- N_0^X – liczba przypadków typu X w próbce przed zastosowaniem cięcia, w naszym przypadku oznacza to wszystkie przypadki zawarte w próbce nr 1, dla których wierzchołek oddziaływania neutrina znajduje się w objętości czynnej poddetektorów FGD,
- N_k^{all} – liczba wszystkich przypadków w próbce po k -tym cięciu.

Czystość i wydajność na rekonstrukcję wyznaczone były dla kolejnych kroków opisanych już w rozdziale 5 i powtórzonych poniżej:

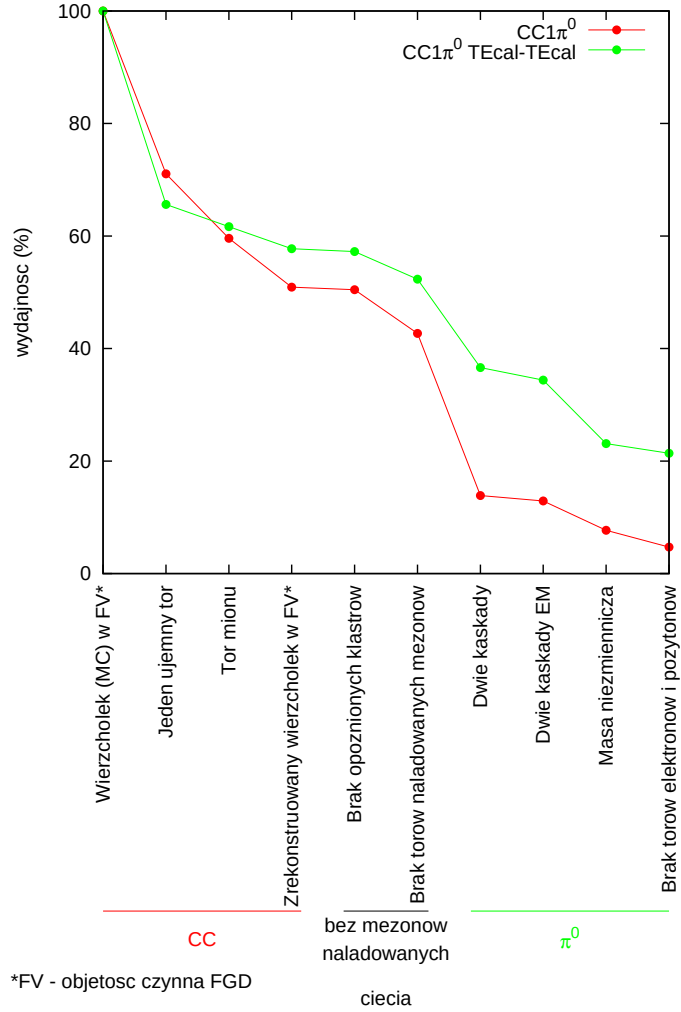
1. wybór oddziaływań typu CC:

- (a) wierzchołek MC oddziaływania musi znajdować się w objętości czynnej detektora FGD,
- (b) zrekonstruowany jest przynajmniej jeden ujemny tor w TPC,

- (c) straty energii na jonizację dE/dx wskazują, że ujemny tor jest torem mionu,
 - (d) zrekonstruowany wierzchołek znajduje się w objętości czynnej FGD,
2. wybór oddziaływań CC bez naładowanych mezonów:
- (a) odrzucenie niskoenergetycznych $\pi^\pm$ – brak opóźnionych klastrow w odległości do 50 cm od głównego wierzchołka,
 - (b) odrzucenie wysokoenergetyczne mezonów naładowanych – brak torów w TPC zakwalifikowanych jako naładowane mezony,
3. wybór oddziaływań CC z jednym neutralnym pionem π^0 dla topologii TEcal-TEcal:
- (a) istnieją przynajmniej dwie kaskady w kalorymetrze wokół detektora śladowego (TEcal),
 - (b) wśród tych kaskad przynajmniej dwie to kaskady elektromagnetyczne,
 - (c) zrekonstruowana masa niezmiennicza musi wskazywać, że cząstką pierwotną było π^0 ,
 - (d) w detektorze śladowym nie znaleziono torów od elektronów i pozytonów.

Na rysunku 47 została przedstawiona wydajność rekonstrukcji oddziaływań $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal, a także wydajność rekonstrukcji oddziaływań typu $CC1\pi^0$ dla wszystkich topologii. Jak widać cięciami, po których wydajność na oddziaływania $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal spada najbardziej, są: żądanie przynajmniej jednego ujemnego toru w TPC (1b), żądanie przynajmniej dwóch kaskad w kalorymetrze (3a) oraz cięcia na masę niezmienniczą dwu kaskad (3c). Na cięcia 1b, 3a nie mamy żadnego wpływu, nie możemy z nich zrezygnować, gdyż mają kluczowe znaczenie w rekonstrukcji, nie posiadają też żadnych parametrów, którymi dałoby się manipulować. Dla cięcia 3c możemy ustalić liczbę odchyłeń standardowych, dla których przyjmujemy, że zrekonstruowana masa niezmiennicza wskazuje, że cząstką pierwotną było π^0 . Tutaj przyjęto, że będą to 3σ . Po selekcji przypadków typu CC (cięcia 1) wydajność spada do 58%, po wyborze oddziaływań bez naładowanych pionów (cięcia 2) wynosi 52%, aby ostatecznie (cięcia 3) osiągnąć 21%. Jak wynika z zaprezentowanej analizy, prawie 80% przypadków nie jest rekonstruowanych, tak więc mogą one stanowić tło przy rekonstrukcji innych procesów, np. CCQE.

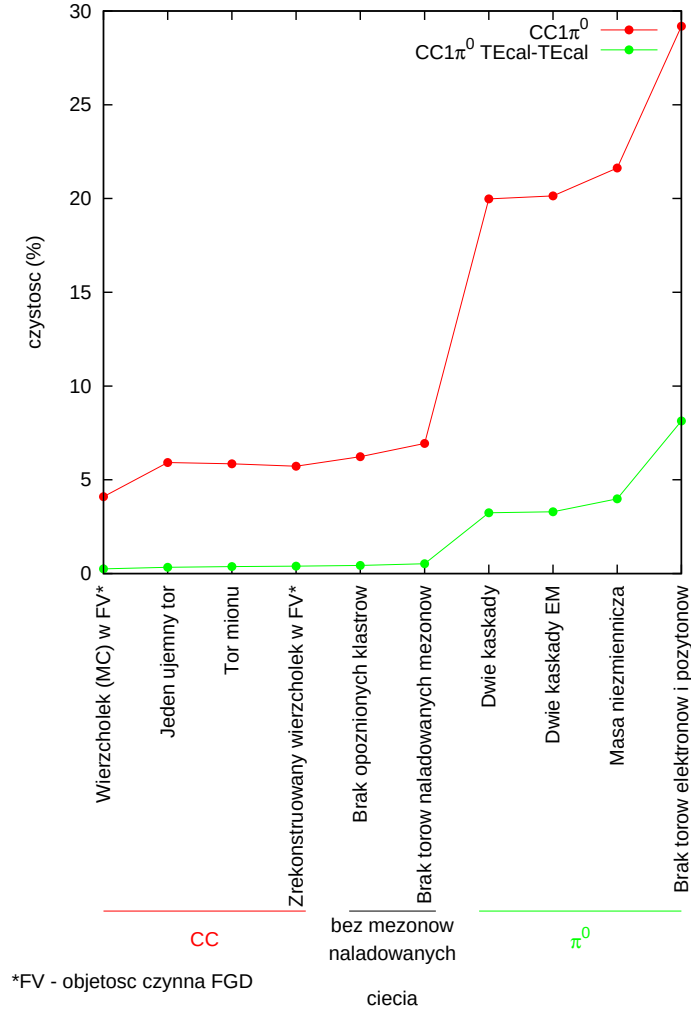
Czystość rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal (rys. 48) zwiększa się najbardziej, bo z 0.5% do 3.2% przy wymaganiu dwóch kaskad (cięcia 3a).



Rysunek 47: Wydajność rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal.

Przy ostatnim warunku, gdzie wymagamy, by w detektorze śladowym nie został zrekonstruowany żaden tor pochodzący od $e^\pm$ również wyraźnie rośnie, z 4% do 8.1%. Przy pozostałych cięciach zmiany są niewielkie. Ostateczny rezultat może nie jest imponujący, ale trzeba pamiętać, że początkowy wkład przypadków tego typu w próbce wynosił zaledwie 0.25% przypadków, czyli wzrósł ok. 30-krotnie, co przy tej wersji oprogramowania jest wynikiem zadowalającym.

Na koniec skupmy się na zawartości przypadków innych typów w zrekonstruowanej próbce (rys. 49).



Rysunek 48: Czystość rekonsrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TCal-TECal.

Największy przyczynek początkowo stanowiły przypadki typu CCQE. Dla cięć na oddziaływania CC i bez naładowanych mezonów ich udział w próbce wzrastał. Jest to w pełni zrozumiałe, gdyż oddziaływanie kwazi-elastyczne jest oddziaływaniem typu CC bez naładowanych mezonów. Wystarczyło natomiast zażądać dwóch kaskad, by zanotować ogromny spadek z 63% do 4.1%. Dalsze cięcia nie zmieniły znacząco wkładu tego oddziaływania. Zmniejszenie udziału tego typu przypadków będzie możliwe, dla wersji oprogramowania, która łączy obiekty z detektora śladowego i kalorymetru. Umożliwi to łatwe odróżnienie kaskad protonowych od kaskad fotonowych. Pozostanie problem z kaskadami

hadronowymi od neutronów, gdyż kaskady elektromagnetyczne i hadronowe są bardzo słabo rozróżniane przez zmienną $EMHadVal$. Może tu natomiast pomóc dokładny pomiar masy niezmienniczej i porównanie jej z masą π^0 .

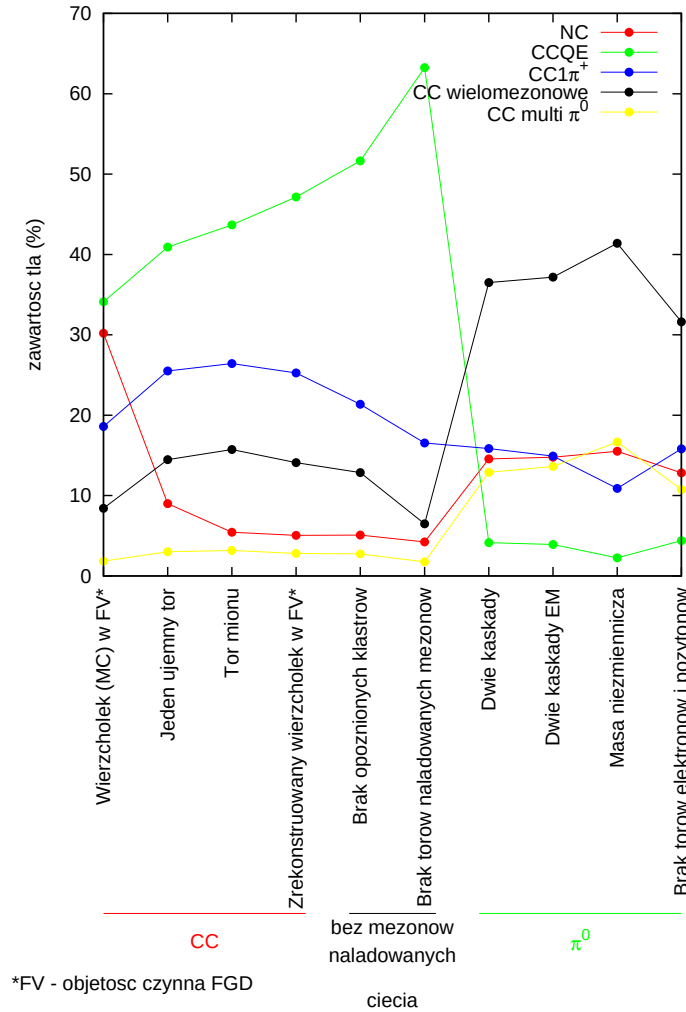
Kolejny, początkowo 30-procentowy wkład, pochodzi od oddziaływań poprzez wymianę prądów neutralnych. Przypadki te usuwane są z próbki przy cięciach, w których wymagany jest tor μ^- . Nie dotyczy to przypadków typu NC, w których wyprodukowało się π^- , ponieważ pion ujemny w detektorze śladowym bardzo przypomina μ^- . Aby odróżnić te dwie cząstki konieczne jest sprawdzenie ich zachowania w kalorymetrze, na co użyta w niniejszej analizie wersja oprogramowania nie pozwala. Cięcia na obecność π^0 powodują wzrost zawartości przypadków typu NC. Wiąże się to z tym, że w oddziaływaniach NC może się wytworzyć π^0 , również nukleony i mezony opuszczające jądro mogą wytworzyć kaskady w kalorymetrze podobnie jak fotony z rozpadu pionu neutralnego. Kaskady elektromagnetycznej nie da się bowiem jednoznacznie odróżnić od hadronowej.

Kolejnym oddziaływaniem dającym wkład do rekonstruowanej próbki jest $CC1\pi^+$ (początkowo 18.6% przypadków). Jego udział pozostaje cały czas na stosunkowo wysokim poziomie, aby ostatecznie osiągnąć 15.8%. Pion dodatni może być zidentyfikowany jako proton. Jeśli następnie wytworzy kaskadę w kalorymetrze, to wraz z kaskadą protonową lub neutronową może przypadkowo dać masę niezmienniczą zbliżoną do masy π^0 . Czyli aby poprawić skuteczność eliminacji tego typu przypadków znów potrzebujemy połączenia torów z detektora śladowego z kaskadami.

Oddziaływanie CC z produkcją wielu (co najmniej dwóch) mezonów stanowi po wszystkich cięciach największy przyczynek (31.6%). W oddziaływaniach tych może się wytworzyć π^0 , ewentualnie para cząstek (mezony, protony, neutrony) wytwarzających kaskadę w kalorymetrze imitującą π^0 . Po raz kolejny, aby ograniczyć udział tego oddziaływania, potrzebujemy łączenia torów z kaskadami oraz lepszego rozróżnienia między kaskadą hadronową i elektromagnetyczną. Brak torów całkowicie zawartych w FGD również powoduje pewne utrudnienia, gdyż mezony, które utkną w FGD lub zostaną wyemitowane pod dużym kątem względem kierunku neutrino prawdopodobnie nie zostaną zrekonstruowane.

Ostatnim istotnym oddziaływaniem z punktu widzenia zawartości w rekonstruowanej próbce jest oddziaływanie CC z przynajmniej dwoma pionami neutralnymi. Jest to podzbiór poprzedniego typu przypadków, czyli CC z produkcją wielu mezonów. Odróżnienie tego typu przypadków od $CC1\pi^0$ jest bardzo trudne. Często zdarza się, że jeden z fotonów z rozpadu π^0 nie konwertuje. Może się więc zdarzyć, że zrekonstruujemy po jednym fotonie z każdej pary i jeśli ich masa niezmiennicza nie będzie bardzo odbiegać od wy-

maganej, to zaliczymy przypadek do oddziaływań $CC1\pi^0$. W tym przypadku kluczowy będzie dokładny pomiar masy niezmienniczej fotonów.



Rysunek 49: Udziały poszczególnych typów oddziaływań ν_μ przy zastosowaniu cięć dla przypadków typu $CC1\pi^0$ w topologii TEcal-TEcal.

Podsumowując, widać jak ważne w rekonstrukcji przypadków typu $CC1\pi^0$ jest usprawnienie oprogramowania detektora ND280. Najważniejsze wydaje się łączenie informacji z poszczególnych poddetektorów, co umożliwi redukcję wkładu od oddziaływań zawierających naładowane mezony, które w tej chwili stanowią największy problem. Ponadto lepsze rozróżnienie między kaskadami elektromagnetycznymi i hadronowymi również jest

istotne, w szczególności przy rekonstrukcji pionu neutralnego. Aktualnie, oprogramowanie zostało zmodyfikowane i rozwinięte tak, że całościowa rekonstrukcja oddziaływań w detektorze ND280 jest już możliwa. Oprogramowanie to jest obecnie testowane w oparciu o nowe dane MC i pierwsze zebrane dane eksperymentalne.

Podsumowanie

W niniejszej pracy magisterskiej przedstawiłam wyniki badań oddziaływania typu CC z produkcją pojedynczego π^0 , będącego tłem do oddziaływań kwazi-elastycznych. Przeprowadziłam analizę własności cząstek biorących udział w reakcji typu CC z produkcją pojedynczego π^0 i porównałam je z odpowiednimi wielkościami dla reakcji sygnałowej – CCQE. Opracowałam też kryteria selekcji przypadków typu $CC1\pi^0$ oraz zbadalam je pod kątem odpowiedzi detektora. Przeanalizowałam, co dostarczy największych trudności oraz jakie oddziaływania będą najpoważniejszym tłem przy rekonstrukcji pionów neutralnych.

Przeprowadzona analiza opierała się jedynie na danych Monte Carlo, jednak eksperyment T2K już zbiera dane. W kwietniu 2009 uruchomiona została testowa wiązka neutrin o niskiej intensywności. W październiku 2009 zakończyła się instalacja większości modułów detektora Ingrid i detektora ND280. Pierwszy przypadek oddziaływania neutrina z wiązki zarejestrowany został w detektorze Ingrid 22 listopada 2009, a następnie w różnych modułach detektora ND280. W lutym 2010 pojawił się pierwszy przypadek oddziaływania neutrina z wiązki w detektorze SuperKamiokanie. Od stycznia do czerwca tego roku były już zbierane dane do analizy fizycznej. W tym czasie zarejestrowano kilkanaście przypadków w dalekim detektorze i dziesiątki tysięcy oddziaływań neutrin w detektorze ND280. W tej chwili trwają prace związane z montażem brakującej części kalorymetru w detektorze ND280 oraz prace nad podniesieniem intensywności wiązki. Cały czas poprawiane jest też oprogramowanie do analizy danych. Zbieranie danych, przy większej intensywności wiązki, rozpocznie się ponownie w listopadzie tego roku. Planuje się, że pierwsze wyniki pomiarów oscylacyjnych zostaną przedstawione już w lecie 2011 roku.

Kontynuacją analizy zawartej w niniejszej pracy będzie badanie i rekonstrukcja oddziaływań $CC1\pi^0$ w całym bliskim detektorze ND280, zarówno dla danych Monte Carlo jak i dla danych rzeczywistych. Mam ogromną nadzieję, że będę mogła w tym procesie uczestniczyć.

Podziękowania

Chciałabym gorąco podziękować dr Annie Dąbrowskiej za opiekę naukową, cierpliwość i poświęcony czas. Składam również podziękowania prof. Agnieszce Zalewskiej za wiele cennych wskazówek. Dziękuję też mgr Tomaszowi Wąchale za pomoc w rozwiązywaniu problemów natury komputerowej. Na koniec chciałam gorąco podziękować mojej rodzinie i przyjaciołom za cierpliwość i wsparcie w trakcie pisania tej pracy.

Literatura

- [1] W. Pauli, letter to *Tübingen Conference* (1930), przetłumaczone w L. M. Brown, *Phys. Today* **23** (1978).
- [2] F. Reines, C. L. Cowan, *Phys. Rev.* **92**, 830 (1953); F. Reines, C. L. Cowan, *Phys. Rev.* **113**, 273 (1959).
- [3] R. Jr. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968).
- [4] B. T. Cleveland *et al.*, *Astrophys. J.* **496**, 505 (1998).
- [5] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], *Phys. Lett. B* **447**, 127 (1999).
- [6] M. Altmann *et al.* [GNO Collaboration], *Phys. Lett. B* **490**, 16 (2000), arXiv:hep-ex/0006034.
- [7] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], *J. Exp. Theor. Phys.* **95**, 181 (2002), arXiv:astro-ph/0204245.
- [8] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5651 (2001), arXiv:hep-ex/0103032; *Phys. Lett. B* **539**, 179 (2002), arXiv:hep-ex/0205075.
- [9] M. B. Smy *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], arXiv:hep-ex/0309011.
- [10] <http://www.sns.ias.edu/~jnb>
- [11] J. N. Bahcall and R. K. Ulrich, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 297 (1988).
- [12] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu, *Astrophys. J.* **555**, 990 (2001), arXiv:astro-ph/0010346.
- [13] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).
- [14] B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP* **26**, 984 (1968); V. N. Gribov and B. Pontecorvo, *Phys. Lett. B* **28**, 493 (1969).
- [15] V. Barger, D. Marfatia, K. Whisnant, *Int. J. Mod. Phys. E* **12**, 569 (2003).
- [16] Y. Fukuda *et al.* [SuperKamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [17] <http://www.sno.phy.queensu.ca>

- [18] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002), arXiv:nucl-ex/0204008; *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011302 (2002), arXiv:nucl-ex/0204009; *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001), arXiv:nucl-ex/0106015.
- [19] S. N. Ahmed *et al.* [SNO Collaboration], arXiv:nucl-ex/0309004.
- [20] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group], *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
- [21] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, *Yad. Fiz.* **42**, 1441 (1985); *Nuovo Cim.* **C 9**, 17 (1986).
- [22] M. V. Diwan, hep-ex/0211026.
- [23] MINOS Collaboration, Fermilab Report No. NuMI-L-375 (1998).
- [24] <http://neutrino.kek.jp>
- [25] S. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], *Phys. Lett. B* **511**, 178 (2001), arXiv:hep-ex/0103001; M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90**, 041801 (2003), arXiv:hep-ex/0212007.
- [26] <http://jnusrv01.kek.jp/public/t2k>
- [27] Y. Itow *et al.* [T2K], hep-ex/0106019.
- [28] <http://www-nova.fnal.gov>
- [29] I. Ambats *et al.* [NOvA], hep-ex/0503053.
- [30] K. Eguchi *et al.* [KamLAND Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003), arXiv:hep-ex/0212021.
- [31] F. Ardellier *et al.* [Double Chooz], hep-ex/0606025.
- [32] X. Guo *et al.* [Daya-Bay], hep-ex/0701029.
- [33] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], *Phys. Lett. B* **420**, 397 (1998), arXiv:hep-ex/9711002; *Phys. Lett. B* **466**, 415 (1999), arXiv:hep-ex/9907037; *Eur. Phys. J. C* **27**, 331 (2003), arXiv:hep-ex/0301017.
- [34] P. Zucchelli, *Phys. Lett. B* **532**, 166 (2002).
- [35] M. Lindroos, M. Mezzetto, Beta Beams: Neutrino Beams, UK: Imperial College Pr., London, p.154 (2009).

- [36] S. Geer, *Phys. Rev.* **D 57**, 6989 (1998).
- [37] <http://www.nd280.org>
- [38] <http://www.kek.jp/intra-e/press/2010/T2KfirstEvent.html>
- [39] T. Ishia, „Neutrino and Other Beam Lines at J-PARC”, *Particle Accelerator Conference PAC07 25-29 Jun 2007*, Albuquerque, New Mexico.
- [40] Accelerator Group, JAERI/KEK Joint Project Team, „Accelerator Technical Design Report for J-PARC”, tech. rep., Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI, and High Energy Accelerator Research Organization, KEK (2003).
- [41] Claudio Giganti, „Electron neutrino component in the ND280 Tracker” (2009).
- [42] F. Blaszczyk, ICHEP 2010 (2010).
- [43] C. J. Densham *et al.*, „Design and development of the T2K pion production target” (2009).
- [44] Tomasz Świątek, Praca Magisterska, „Rekonstrukcja mionów w detektorze SMRD neutrinowego eksperymentu T2K” (2008).
- [45] J. Coulombe *et al.* [T2K Collaboration], „T2K ND280 Conceptual Design Report” (2005).
- [46] „Document for ND280 review” (2006).
- [47] Yury Kudenko, „The near neutrino detector for the T2K experiment” (2008).
- [48] http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/4010/index_en.html
- [49] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/28849>
- [50] K. Rybicki, *Postępy Fizyki* **35**, zeszyt3 (1984)
- [51] C. Rubbia, *Postępy Fizyki* **37**, zeszyt 1 (1986)
- [52] http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index_e.html
- [53] http://neutrino.fuw.edu.pl/odkrywanie_neutrin/eksperyment/super-kamiokande
- [54] S. Fukuda *et al.* [SuperKamiokande Collaboration], *Nucl. Instrum. Methods* **A 501**, 418 (2003).

- [55] Yoshinari Hayato [K2K Collaboration], „Neutrino interaction at K2K”.
- [56] Antonin Vacheret, „T2K beam line and near detectors” (2007).
- [57] C. Andreopoulos *et al.*, „The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator” (2009)
- [58] <http://workbook.nd280.org/NEUT.pdf>
- [59] <http://workbook.nd280.org/T2KSoftwareExplained.html>
- [60] <http://geant4.cern.ch>
- [61] W. Lohmann *et al.* „Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000GeV”, CERN Report 85-03 (1985).
- [62] <http://www.if.pw.edu.pl/~pluta/pl/dyd/mtj/wyklad/index.html>
- [63] I. J. Taylor, Praca Doktorska, „Development of T2K 280m Near Detector Software for Muon and Photon Reconstruction” (2009)
- [64] A. Carver, „Particle Identification in the ND280 Electromagnetic Calorimeter”.

Skróty i oznaczenia

CC – oddziaływanie neutrina poprzez wymianę prądów naładowanych.

CCQE – oddziaływanie kwazi-elastyczne typu CC.

CC1 π^0 – oddziaływanie typu CC z produkcją pojedynczego pionu neutralnego.

topologia TEcal-TEcal – oddziaływania typu CC1 π^0 z konwersją obu fotonów z rozpadu π^0 w kalorymetrze.

topologia Tracker-TEcal – oddziaływania typu CC1 π^0 z konwersją pierwszego fotonu z rozpadu π^0 w detektorze śladowym, a drugiego w kalorymetrze.

topologia Tracker-Tracker – oddziaływania typu CC1 π^0 z konwersją obu fotonów z rozpadu π^0 w detektorze śladowym.

CC1 π^+ – oddziaływanie typu CC z produkcją pojedynczego pionu dodatnio naładowanego.

NC – oddziaływanie neutrina poprzez wymianę prądów neutralnych.

FV – objętość czynna modułów FGD.

próbka nr 1 – wygenerowana próbka oddziaływań neutrin z wiązki T2K w materiale poddetektorów FGD1 i FGD2 bliskiego detektora ND280; próbka zawiera ok. 340 tys. wszystkich typów oddziaływań.

próbka nr 2 – wygenerowana próbka oddziaływań neutrin z wiązki T2K w materiale poddetektorów FGD1 i FGD2 bliskiego detektora ND280; próbka zawiera ok. 53 tys. oddziaływań ν_μ typu CC1 π^0 , przy czym π^0 pochodziły tylko z rozpadów rezonansów barionowych.

metoda nr 1 – metoda rekonstrukcji masy niezmienniczej dwóch fotonów z rozpadu π^0 dla oddziaływania CC1 π^0 w topologii TEcal-TEcal na podstawie zrekonstruowanych kierunków kaskad.

metoda nr 2, metoda trzech wierzchołków – metoda rekonstrukcji masy niezmienniczej dwóch fotonów z rozpadu π^0 dla oddziaływania CC1 π^0 w topologii TEcal-TEcal na podstawie zrekonstruowanych początków kaskad i zrekonstruowanego wierzchołka głównego oddziaływania.