

UNIwersytet Jagielloński

Badanie oscylacji neutrin
w eksperymencie T2K
przy użyciu programu GLoBES

Konstancja Satalecka

Praca Magisterska

wykonana

w Zakładzie XVI

Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego
w Krakowie

pod kierunkiem

prof. dr hab. Agnieszki Zalewskiej

Kraków, czerwiec 2006

Spis treści

Abstrakt	3
Abstract	4
Wstęp	5
1 Oscylacje neutrin	6
1.1 Obecny stan wiedzy o oscylacjach neutrin	6
1.1.1 Macierz MNSP	6
1.1.2 Dowody eksperymentalne	7
1.2 Czego jeszcze nie wiemy?	10
1.2.1 Eksperymenty działające obecnie	11
1.2.2 Problem hierarchii mas i wyznaczenia δ_{CP}	12
1.2.3 Superwiązki kontra fabryki neutrin i wiązki β	14
2 Japoński program badań oscylacji neutrin	16
2.1 J-PARK i superwiązka neutrin	17
2.2 Detektory	18
2.2.1 Bliski detektor	18
2.2.2 Pośredni detektor	19
2.2.3 Daleki detektor: Super Kamiokande	21
2.3 Program fizyczny	22
2.4 Detektor Hyper Kamiokande	24
2.5 J2K-superwiązka z Japonii do Korei	25
2.5.1 SK + 100 kt H_2O $\check{C}$	26
2.5.2 Bliźniaczki HK	27
2.5.3 100 kt LAr TPC	28

3	Program GLoBES	29
3.1	Zastosowanie i struktura programu	29
3.2	AEDL czyli jak opisać eksperyment	30
3.2.1	Koncepcja	30
3.2.2	Wiązka i przekroje czynne	31
3.2.3	Podstawowe informacje o eksperymencie	32
3.2.4	Rozdzielczość energetyczna	33
3.2.5	Definicja kanału oscylacyjnego	34
3.2.6	Definicja <i>rule</i>	35
4	Symulacje dla T2K i J2K	36
4.1	Prawdopodobieństwo oscylacji neutrin mionowych	36
4.2	Widma energetyczne neutrin w różnych warunkach oscylacji	44
4.3	Czułość pomiaru kąta mieszania θ_{13}	52
	Podsumowanie	60

Abstrakt

Praca ma na celu zbadanie zagadnienia oscylacji neutrin w japońskim programie T2K (Tokio to Kamioka) ze szczególnym uwzględnieniem jego rozszerzenia J2K (Japan to Korea), za pomocą programu GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator).

Przedstawione wyniki symulacji dotyczą między innymi: prawdopodobieństw oscylacji neutrin, rozkładu widm energetycznych neutrin po oscylacjach oraz czułości pomiaru kąta mieszania θ_{13} . Symulacje pokazują, że za pomocą ciekło-argonowej komory TPC o masie 100 kt, umieszczonej w odległości 1000 km od źródła neutrin i używając tylko wiązki neutrinowej, będzie można osiągnąć czułość pomiaru θ_{13} rzędu 10^{-3} , nawet jeśli $\sin^2 2\theta_{13}$ jest bliski 0 oraz wyznaczyć δ_{CP} z dokładnością do $\pm 20^\circ$ dla $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$.

Abstract

The aim of this work is to investigate, using GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator), the neutrino oscillations in the T2K (Tokio to Kamioka) experiment with a particular consideration of its future extension - J2K (Japan to Korea).

The simulations include: probabilities of the neutrino oscillations, energy spectra for the neutrinos after oscillations and sensibility of the measurements of the mixing angle θ_{13} . The results show that using the liquid argon TPC with a mass of 100 kt, placed 1000 km from the neutrino source and using the neutrino beam only, one can obtain a sensibility of θ_{13} measurements at the level of 10^{-3} , even if the $\sin^2 2\theta_{13}$ is close to 0 and determine the leptonic CP phase δ_{CP} with an accuracy of $\pm 20^\circ$ for $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$.

Wstęp

Praca ta poświęcona jest zagadnieniu oscylacji neutrin w japońskim programie T2K (Tokio to Kamioka) ze szczególnym uwzględnieniem jego rozszerzenia J2K (Japan to Korea). W obliczeniach wykorzystany został program GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator). Jak wynika z nazwy, jego głównym przeznaczeniem jest symulacja i analiza eksperymentów neutrinowych o długiej bazie.

Prowadzone od ostatnich kilkunastu lat oraz planowane eksperymenty dotyczące oscylacji neutrin to wyjątkowo interesujące programy badawcze, które często nie tylko przynoszą zaskakujące wyniki, ale również są bodźcem do szukania coraz to bardziej zaawansowanych rozwiązań technicznych. Mam nadzieję, że praca ta, chociaż skupia się na jednym z nich, przekonywująco uzasadnia ten pogląd. Celem moim bowiem nie było jedynie dokonanie kilku obliczeń i wypróbowanie nowego narzędzia, ale również pokazanie ich w szerszym kontekście dziedziny, dla mnie przynajmniej, niezwykle fascynującej.

W rozdziale pierwszym przybliżam zatem zagadnienie oscylacji neutrin od strony teoretycznej i eksperymentalnej. Oprócz przedstawienia dokonanych już na tym polu osiągnięć omawiam ważne projekty, które w przyszłości mają szansę znacznie poszerzyć naszą wiedzę na ten temat.

Rozdział drugi zawiera bardziej szczegółowy opis japońskiego programu badania oscylacji neutrin. Zostały w nim omówione główne cele fizyczne eksperymentu T2K i różne koncepcje jego rozszerzenia oraz środki techniczne, które zostaną zastosowane, aby je osiągnąć.

Rozdział trzeci poświęcony jest programowi GLoBES, jego strukturze, możliwościom oraz ograniczeniom.

W ostatnim rozdziale przedstawiam wyniki symulacji, których dokonałam za pomocą tego programu. Są to między innymi obliczenia dotyczące prawdopodobieństw oscylacji neutrin, rozkładu widma energetycznego neutrin po oscylacjach (w zależności od wartości parametrów mieszania się neutrin) oraz czułości pomiaru kąta mieszania θ_{13} , a także wyznaczenia hierarchii mas i fazy δ_{CP} związanej z zachowaniem lub łamaniem symetrii CP.

Rozdział 1

Oscylacje neutrin

Gdy Wolfgang Pauli w swoim słynnym liście zapostulował istnienie nowej cząstki nazwanej później neutrinem spodziewał się, że wywoła to spore kontrowersje. Nie spodziewał się jednak zapewne, że ten „drobny dodatek” do rodziny cząstek elementarnych narobi tyle zamieszania. Najlepszym na to przykładem jest to, że pierwszym zaobserwowanym faktem spoza Modelu Standardowego, były oscylacje neutrin. Dzięki temu odkryciu wiemy, że neutrina mają masę. Jednak ustalenie jej bezwzględnej wartości wymaga bardzo precyzyjnych pomiarów, które, chociaż prowadzone od lat, nie dały jeszcze ostatecznej odpowiedzi. Podobnie jest z fundamentalnym pytaniem: czy neutrina są cząstkami Diraca czy Majorany? Postaram się teraz przybliżyć zagadnienie oscylacji neutrin, które wskazuje nam nowe drogi dla poszukiwań GUT (ang. Grand Unification Theory) i łamania symetrii CP.

1.1 Obecny stan wiedzy o oscylacjach neutrin

1.1.1 Macierz MNSP

W uproszczonym przypadku oscylacji dwóch neutrin, stany własne zapachu ν_α i ν_β są liniową kombinacją stanów własnych masy ν_1 i ν_2 . Prawdopodobieństwo, że neutрино ν_α o energii E [GeV], po przebyciu drogi o długości L [km], przeoscyduje w neutрино ν_β jest dane wzorem:

$$P(\nu_\alpha \longleftrightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E}), \quad (1.1)$$

gdzie θ to kąt mieszania pomiędzy dwoma stanami własnymi masy, a Δm^2 [eV^2] to różnica kwadratów ich mas. Są to parametry teoretyczne wyznaczane na podstawie pomiarów eksperymentalnych. Załóżmy, że dysponujemy wiązką neutrin o energii E ok. 1 GeV, a nasz detektor ustawiony jest w odległości $L = 100$ km od źródła neutrin. Gdyby przy

takich warunkach eksperymentalnych udało nam się zaobserwować maksimum oscylacji oznaczałoby to, że $\Delta m^2 [eV^2]$ wynosi ok. $10^{-3} eV^2$.

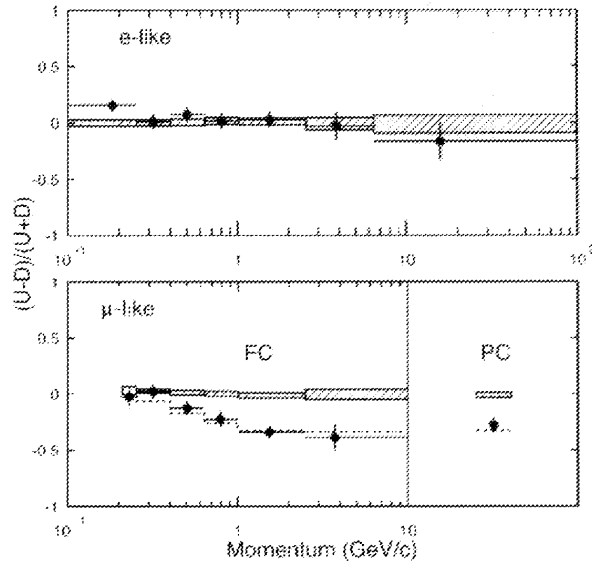
Według pomiarów przeprowadzonych na akceleratorze LEP [1] neutrino występują w trzech zapachach ν_e , ν_μ i ν_τ (neutrino elektronowe, neutrino mionowe i neutrino taonowe). W przypadku trzech masowych i trzech zapachowych stanów własnych opis przejść pomiędzy stanami zapachu wymaga formalizmu z ośmioma parametrami: trzema kątami θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , dwiema różnicami kwadratów mas Δm_{21}^2 i Δm_{32}^2 (trzecia jest od nich liniowo zależna: $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 - \Delta m_{21}^2$) oraz trzema fazami (jedna Diraca i dwie Majorany). Macierz mieszania neutrin U_{MNSP} [2] (Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo) w tej parametryzacji możemy zapisać w postaci:

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha/2+i\beta} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Jest to macierz unitarna, a kwadrat modułu jej elementu $|U_{\alpha i}|^2$ odpowiada wkładowi stanu masowego i do stanu zapachowego α . Pierwsza od prawej z tych czterech macierzy opisuje mieszanie się neutrin słonecznych, trzecia atmosferycznych, a druga łączy te dwa sektory i zawiera fazę stowarzyszoną z łamaniem CP w sektorze leptonowym (δ_{CP}); co istotne występuje ona tylko wspólnie z $\sin \theta_{13}$. Ostatnia z macierzy zawiera fazy Majorany, które są bardzo ważne przy opisie podwójnego bezneutrinowego rozpadu β , ale nie grają żadnej roli dla oscylacji.

1.1.2 Dowody eksperymentalne

Dane zebrane w ciągu ostatnich kilkunastu lat dostarczyły silnych dowodów na potwierdzenie tego modelu. Za przełomowe uważa się wyniki kolaboracji Super Kamiokande [3], które jako pierwsze wskazały na oscylacje neutrin atmosferycznych. Co ciekawe, bodźcem do przeprowadzenia eksperymentu SK były prowadzone w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia badania nad rozpadem protonu (np. w eksperymencie Kamiokande). Okazało się, że strumień neutrin atmosferycznych, które stanowią jeden z istotnych czyn-



Rysunek 1.1: Asymetria w liczbie neutronów przychodzących z góry (U) i z dołu (D) dla ν_e (górny rysunek) i ν_μ (dolny rysunek) w funkcji pędu leptonu [3].

ników tła w tych pomiarach, wykazuje interesującą anomalię. Neutrino atmosferyczne powstają w wyniku dwóch procesów: rozpadu pionu $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ i dalszego rozpadu mionu $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ - widać, że na każde ν_e produkowane są dwa ν_μ . Otóż stosunek liczby docierających do Kamiokandy neutronów mionowych do neutronów elektronowych był mniejszy od dwójki ($(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{DATA} \leq 2$). Detektor SK (dokładniej opisany w Rozdziale 3) zbudowany został aby precyzyjnie zmierzyć tę anomalię. Silna zależność liczby przypadków ν_μ od kąta zenitalnego i równoczesny brak takiej zależności dla ν_e (patrz rys.1.1), a także $\frac{(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{DATA}}{(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{MC}} = 0.688 \pm 0.016 \pm 0.050$ sugerowały oscylacje ($\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$) dla $\Delta m_{32}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ i $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ [4].

Zostały one potwierdzone przez pierwszy eksperyment z użyciem wiązki neutronowej dla długiej bazy pomiarowej - K2K (KEK to Kamioka) [5]. Neutrino mionowe o średniej energii 1.3 GeV pokonywały drogę równą ok. 250 km zanim zostały zarejestrowane przez detektor SK, a więc stosunek L/E odpowiadał $\Delta m_{32}^2 \sim 10^{-3} eV^2$ czyli obszarowi oscylacji neutronów atmosferycznych. Zebrane dane zgadzały się z wynikami SK, a najlepsze dopasowanie dało $\Delta m_{32}^2 = 2.8 \times 10^{-3} eV^2$ i $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ [6].

Badania strumienia neutronów słonecznych (ν_e), prowadzone przez Roberta Daviesa Jr. [7] od końca lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku, wykazywały, że jest on znacząco mniejszy od przewidzianego przez Standardowy Model Słoneczny (SSM). Czyżby więc

należało zmienić powszechnie uznany model budowy Słońca, czy może uwzględnić jakieś nowe zjawiska dotyczące samych neutrin?

Rozwiązanie przyniósł eksperyment SNO, który rozpoczął zbieranie danych w 1999 roku. Tym razem detektorem była kula o średnicy 24 m wypełniona 1 kt ciężkiej wody (pomiar ν_e poprzez reakcję z wymianą prądu naładowanego: $\nu_e + d \rightarrow p + e^-$). Całkowity strumień neutrin (bez rozróżnienia ich zapachów) wyznacza się na podstawie reakcji z wymianą prądu neutralnego ($\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$). Ze względu na trudności związane z rejestracją neutronów, w drugiej fazie eksperymentu dodano do wody NaCl. W obecnej, trzeciej fazie SNO do detektora wprowadzone zostały specjalne liczniki helowe, które jeszcze bardziej podniosły jego czułość na ten typ reakcji. Ponieważ w Słońcu produkowane są jedynie ν_e , jakakolwiek domieszka ν_μ i ν_τ w tym strumieniu musi pochodzić z oscylacji. Zaobserwowano mniejszą od oczekiwanej liczbę ν_e [8]:

$$\Phi_{CC} = (1.76 \pm 0.05 \pm 0.09) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (1.3)$$

przy jednoczesnej zgodności całkowitego strumienia z przewidywaniami SSM:

$$\Phi_{NC} = (5.09^{+0.44+0.46}_{-0.43-0.43}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (1.4)$$

$$\Phi_{SSM} = (5.05^{+1.01}_{-0.81}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (1.5)$$

Wskazuje to jednoznacznie na oscylacje ν_e w ν_μ i/lub ν_τ . Najlepiej dopasowane parametry to: $\Delta m_{21}^2 = 6.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ i $\tan^2 \theta_{12} = 0.40$ ($\theta_{12} = 32^\circ$) [9]. Eksperyment ten wciąż zbiera dane i sukcesywnie zmniejszane są błędy pomiarowe.

Wyniki SNO zweryfikowane zostały w eksperymencie KamLAND. Detektor scyntylacyjny o masie 1 kt, zbudowany na miejscu Kamiokande, mierzył strumień antyneutrin z ok. 30 reaktorów jądrowych, z których te o największej mocy oddalone były średnio o 180 km. Mierzone w detektorze $\bar{\nu}_e$ miały energię w zakresie 1.8-8 MeV. Zarówno modyfikacja widma energetycznego neutrin jak i liczba zarejestrowanych przypadków zgadzały się z przewidywaniami dla oscylacji neutrin słonecznych. Wyznaczone na podstawie danych najlepiej dopasowane parametry to: $\Delta m_{12}^2 = 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ i $\sin^2 2\theta_{12} = 0.91$ ($\theta_{12} = 36^\circ$) [10].

Tutaj należy się kilka słów wyjaśnienia. Łatwo zauważyć, że chociaż ν_e w SNO i $\bar{\nu}_e$ w KamLAND miały podobne energie (rzędu MeV), to drogi, na których zachodziły oscylacje różnią się znacząco (180 km, a odległość Ziemia-Słońce!). Otóż neutrina słoneczne oscylują jedynie w gęstej materii jądrowej na drodze z centrum Słońca do jego powierzchni, mamy tu doczynienia z tzw. efektem masowym [11], który bliżej wyjaśniam w Podrozdziale 1.2.2. W przypadku neutrin reaktorowych w eksperymencie KamLAND, a także atmosferycznych i dotychczasowych eksperymentów akceleratorowych efekty masowe są

Parametr	Najlepsze dopasowanie	3σ
$\Delta m_{21}^2 (10^{-5} eV^2)$	7.9	7.2-9.1
$\Delta m_{32}^2 (10^{-3} eV^2)$	2.3	1.4-3.3
$\sin^2 2\theta_{21}$	0.3	0.23-0.38
$\sin^2 2\theta_{32}$	0.5	0.34-0.68
$\sin^2 2\theta_{13}$	0.002	<0.047

Tablica 1.1: Parametry oscylacji neutrin - globalne dopasowanie, najnowsze dane [16].

albo zbyt trudne do zmierzenia ze względu na małą liczbę przypadków oddziaływania, albo tak znikome, że się je pomija i uważa się, że oscylacje zachodzą w próżni. Na koniec warto podkreślić, że zaobserwowanie oscylacji antyneutrin wykluczyło jedną z hipotez tłumaczących „tajemnicze znikanie neutrin”, a mianowicie łamanie symetrii CPT.

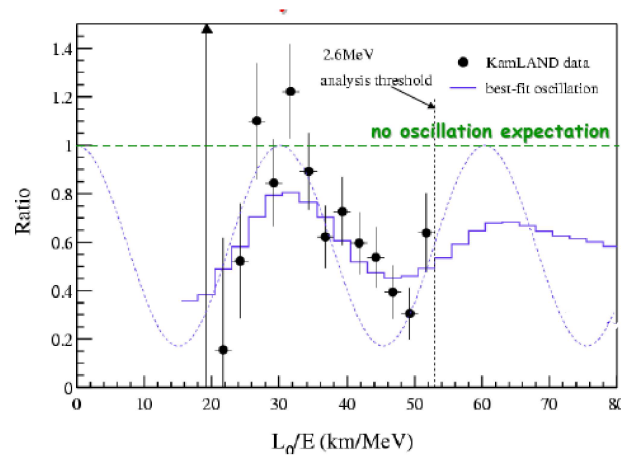
Innym niezmiernie ważnym eksperymentem z użyciem neutrin reaktoro-wych był CHOOZ. Na podstawie zebranych w nim danych obliczono górne ograniczenie na kąt mieszania θ_{13} : $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.12$ [12]. Znajomość dokładnej wartości tego kąta jest istotna dla wyznaczenia fazy δ_{CP} .

Na koniec warto jeszcze wspomnieć o niezwyklej wyniku kolaboracji LSND [13]. Badając neutrina pochodzące z rozpadów mionów w spoczynku znaleziono dowody na oscylacje $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$ z Δm^2 w granicach od 0.1 do kilku eV^2 . Wskazywało by to na istnienie czwartego neutrina, nazwanego sterylnym, gdyż nie sprzęgałoby się ono do Z^0 tak jak pozostałe trzy. Póki co eksperyment KARMEN [14] nie potwierdził tych wyników i zawęził dostępny obszar parametrów do $\Delta m^2 \sim 0.2 - 1 eV^2$ lub $7 eV^2$ oraz małego kąta mieszania. W ośrodku Fermilab w 2002 roku rozpoczął się eksperyment MiniBOONE [15], który ma ostatecznie rozstrzygnąć ten problem.

W tabeli 1.1 zebrane są wartości parametrów oscylacji wyznaczone na podstawie najlepszych dopasowań dla przeprowadzonych do tej pory eksperymentów.

1.2 Czego jeszcze nie wiemy?

Etap badań, których głównym celem było potwierdzenie lub obalenie hipotezy oscylacji neutrin można już uznać za zakończony. Przyniósł on wiele fascynujących rezultatów, które znacząco wpłynęły na obraz fizyki cząstek elementarnych. Po pierwsze niewątpliwie neutrina oscylują - wskazują na to jednoznacznie wyniki kolaboracji KamLAND (patrz rys.1.2). Po drugie ich mieszanie się jest bardzo silne - silniejsze od mieszania się kwarków. Stwarza to pole do rozważań: czy mamy tu doczynienia z zachowaniem jakiegś



Rysunek 1.2: Stosunek zmierzonej liczby przypadków do tej liczby w przypadku braku oscylacji w zależności od L/E w eksperymencie KamLAND [17].

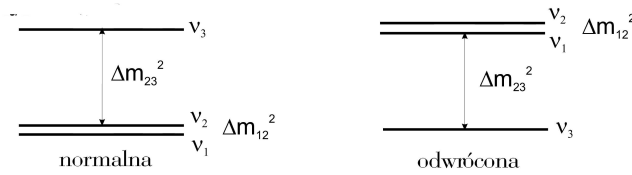
symetrii, której jeszcze nie znamy? Po trzecie, gdyby wartość θ_{13} okazała się odpowiednio duża, mielibyśmy możliwość wyznaczenia δ_{CP} w sektorze leptonowym. Nadszedł więc teraz czas, aby przeprowadzić precyzyjne pomiary wartości parametrów oscylacji oraz znaleźć odpowiedzi na kilka fundamentalnych pytań, o których wspomniałam już na samym początku rozdziału.

1.2.1 Eksperymenty działające obecnie

W obszarze parametrów odpowiadających neutrinom atmosferycznym realizowane są już dwa programy badawcze: NuMI i CNGS. Oba opierają się na wiązkach ν_μ pochodzących z akceleratorów, a odległości od źródeł neutrin do detektorów to ok. 730 km.

Eksperyment MINOS [18] (wiązka NuMI - Neutrinos from Main Injector) zlokalizowany jest w USA. Strumień neutrin produkowany jest w Fermilab, a główny detektor znajduje się w kopalni Soudan, w Minesocie, pod granicą kanadyjską. Zmieniając położenie specjalnych magnesów, można będzie otrzymać trzy różne wartości energii neutrin w maksimum strumienia, tzw. Low Energy Beam ($E \sim 3 \text{ GeV}$), Medium EB ($E \sim 7 \text{ GeV}$) oraz High EB ($E \sim 15 \text{ GeV}$). Dwa detektory, o masach 0.98 kt i 5.4 kt znajdujące się odpowiednio w odległościach 290 m i 730 km od źródła zbudowane są naprzemiennie z warstw stali i scyntylatora. Głównym zadaniem MINOS-a jest wyznaczenie Δm_{32}^2 i $\sin^2 2\theta_{32}$ z dokładnością ok. 10%.

CNGS to program europejski zakładający użycie wysokoenergetycznej wiązki neutrin i dwóch detektorów: OPERA [19] i ICARUS [20] umieszczonych w odległości 732 km



Rysunek 1.3: Dwie możliwe hierarchie mas neutrin: normalna i odwrócona.

od źródła. Średnia energia wiązki to ok. 17 GeV, tak aby ν_τ pochodzące z oscylacji ($\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$) miały odpowiednią energię do produkcji leptonów τ (E progowa to ok. 3.5 GeV). Ich obserwacja będzie bezpośrednim dowodem na to, że zachodzi ten typ oscylacji.

Detektor eksperymentu OPERA składa się z dwóch modułów; każdy z nich podzielony jest na tarczę i spektrometr magnetyczny. Tarcza zbudowana jest z „cegieł”, w których umieszczone są naprzemiennie warstwy emulsji i ołowiu. Cegły te tworzą ściany oddzielone płaszczyznami scyntylatora. Tarczy używa się do identyfikacji topologii przypadku. Czas życia taonu wynosi ok. 2×10^{-13} s. Rozpada się on zazwyczaj na jedną cząstkę naładowaną i ν_τ , proces ten charakteryzuje się wyraźnym załamaniem na torze. Aby odróżnić go od elastycznych oddziaływań hadronowych, wykorzystuje się informacje o pędzie poprzecznym cząstki, pochodzącą ze spektrometru magnetycznego.

ICARUS to komory projekcji czasowej o łącznej masie 600 t, wypełnione ciekłym argonem. Pozwala on na zachowanie wysokiej rozdzielczości energetycznej w szerokim zakresie energii elektronów poprzez pomiar energii pochodzących od nich kaskad elektromagnetycznych, a precyzja, z jaką obrazowane są tory cząstek naładowanych (hadronów, mionów) jest porównywalna do komór pęcherzykowych.

1.2.2 Problem hierarchii mas i wyznaczenia δ_{CP}

Pomiary związane z oscylacjami neutrin dają nam informacje jedynie o różnicy kwadratów mas. Na ich podstawie nie jesteśmy w stanie wyznaczyć bezwzględnej wartości masy neutrina. Nie wiemy też, jaki jest znak Δm_{32}^2 , ponieważ dotychczasowe eksperymenty miały zbyt krótkie bazy i nie były czułe na efekty masowe (znak Δm_{21}^2 wyznaczono na podstawie efektów masowych w Słońcu). Póki co musimy zakładać dwie możliwe hierarchie mas neutrin: normalną i odwróconą, pokazane na rys.1.3. Kolejnym ważnym zadaniem jest pomiar fazy δ_{CP} . Jednak kluczową kwestią pozostaje wyznaczenie wartości θ_{13} , od której zależy możliwość zbadania tego zagadnienia. Bardzo cenione są na tym polu eksperymenty reaktorowe (np. planowany Double-CHOOZ), w których mierzy się $P(\nu_e \longleftrightarrow \nu_e)$ i które są bardzo czułe na ten parametr ($\theta_{13} \leq 0.01$). Niestety są one

również bardzo trudne ze względu na problemy z dokładnym wyznaczeniem strumienia neutrin wyprodukowanych w reaktorze.

Najwięcej informacji na temat wartości θ_{13} dostarczają nam oscylacje $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$. Prawdopodobieństwo ich zajścia, rozpisane przy pomocy elementów macierzy U_{MNS} ma postać:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e) = & 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \sin^2 \Phi_{31} \\
 & + 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta - S_{12} S_{13} S_{23}) \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} \\
 & - 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta \sin \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} \\
 & + 4C_{13}^2 S_{12}^2 (C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 - 2C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \cos \delta) \sin^2 \Phi_{21} \\
 & - 8C_{13}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 (1 - 2S_{13}^2) \frac{aL}{4E_\nu} \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31}
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

gdzie $S_{ij}(C_{ij})$ to $\sin \theta_{ij}(\cos \theta_{ij})$, a

$$\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} = \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 [eV^2] L [km]}{E_\nu [GeV]}. \tag{1.7}$$

Prawdopodobieństwo na $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$ otrzymamy, zastępując: $a \rightarrow -a$ i $\delta \rightarrow -\delta$.

Największy wkład wnosi oczywiście pierwszy człon równania, proporcjonalny do $\sin^2 \theta_{13}$. Drugi, zachowujący CP, i czwarty, pochodzący od neutrin słonecznych są silnie tłumione poprzez małą wartość Δm_{21}^2 . Dzięki temu człon trzeci, który łamie CP zaczyna odgrywać ważną rolę. Piąty człon związany jest z efektem masowym:

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu = 7.6 \times 10^{-5} \rho [g/cm^3] E_\nu [GeV] \quad [eV^2] \tag{1.8}$$

gdzie: G_F to stała Fermiego, n_e to gęstość elektronów, a ρ to gęstość Ziemi. Jak widać efekt ten jest tym widoczniejszy im dłuższa jest droga L i im wyższa gęstość warstwy Ziemi, przez którą przechodzą. Jego zaobserwowanie jest kluczowe dla rozwiązania problemu hierarchii mas. Gdy jednak energia neutrin jest niska możemy go zaniedbać i stosunkowo łatwo wyznaczyć asymetrię CP:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e)} = \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \cdot \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \cdot \sin \delta. \tag{1.9}$$

Warto tutaj zauważyć, że we wszystkich tych wzorach występują funkcje trygonometryczne parametrów i to w różnych potęgach. Prowadzi to do powstania degeneracji rozwiązań i korelacji pomiędzy parametrami. Ich odwikłanie nie jest możliwe w zakresie jednego eksperymentu, lecz tylko gdy połączy się wyniki pochodzące z różnych programów badawczych.

1.2.3 Superwiązki kontra fabryki neutrin i wiązki β

Istnieją dwie konkurencyjne drogi podejścia do tych problemów. Pierwsza z nich, tzw. superwiązki to rozwinięcie idei zapoczątkowanej przez eksperyment K2K. Wiązka protonowa o mocy rzędu MW, uderzając w tarczę wytwarzać będzie piony i kaony, z ich rozpadów otrzymywany będzie strumień $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ o wysokiej intensywności. Dodatkowym pomysłem jest jego rejestracja przez detektor ustawiony nie na osi wiązki, lecz pod pewnym do niej kątem. Taka konfiguracja nosi nazwę „off-axis” i pozwala na otrzymanie lepiej skolimowanej w energii wiązki neutrin i znaczną redukcję tła. Planowane eksperymenty oparte na tym pomysle to *NO ν A* [21] (druga faza programu NuMI - proponowane jest pięciokrotne zwiększenie masy detektora, w porównaniu z detektorem MINOS i wydłużenie bazy do 985 km) oraz japoński T2K [22], który powinien zacząć pomiary już w 2009 roku (szczegółowy opis jego programu fizycznego oraz detektorów i wiązki znajduje się w Rozdziale 3). Ich głównym zadaniem będzie poprawienie dokładności pomiaru $\sin^2 \theta_{13}$ do ok. 0.01, a w kolejnych etapach wyznaczenie hierarchii mas i δ_{CP} .

Drugi z rozważanych pomysłów to przyspieszenie do wysokich energii „rodziców” neutrin. Rodzicami tymi mogą być np. miony, takie projekty nazywa się fabrykami neutrin [23]. W konwencjonalnych wiązkach miony, pochodzące z rozpadów pionów, są absorbowane, w fabrykach neutrin będą one rozpędzane do energii ok. 20-50 GeV i kierowane do pierścienia akumulacyjnego z długimi, prostymi tunelami rozpadu, w których powstaną pary ν_μ i $\bar{\nu}_e$ (lub $\bar{\nu}_\mu$ i ν_e).

Stosunkowo niedawno, bo w 2002 roku zaproponowano, aby przyspieszać radio-izotopy, z których w wyniku rozpadu β otrzymywalibyśmy $\bar{\nu}_e$ (8He) lub ν_e (^{18}Ne). Rozwiązanie to nosi nazwę wiązki- β [24]. Jego największą zaletą jest to, że produkowane są neutrina jednego zapachu i polaryzacji, w związku z tym właściwie nie ma tła. Poza tym taka wiązka jest bardzo dobrze skolimowana oraz niezwykle dokładnie można określić jej widmo energetyczne i intensywność.

W obu przypadkach mamy możliwość zmiany polaryzacji neutrin, co daje świetną szansę na zbadanie łamania symetrii CP, a gdy detektor postawimy w odległości rzędu tysięcy kilometrów, będziemy mogli dokładnie przyjrzeć się efektom masowym i ustalić znak Δm_{32}^2 .

Obecnie prowadzone są intensywne programy badawcze poszukujące nowych technologii dla fabryk neutrin i wiązek- β . Jedną z najważniejszych kwestii jest problem akceleracji i przechowywania mionów ze względu na ich krótki czas życia (ok. 2 μ s). Dużym wyzwaniem jest również skonstruowanie masywnego detektora magnetycznego, kluczowego dla pomiarów w fabrykach neutrin. W przypadku wiązek- β taki detektor

nie jest konieczny, potrzeba jednak odpowiednio wydajnego źródła radio-izotopów oraz opracowania nowych metod ich przyspieszania. Oczekuje się, że uruchomienie pierwszego tego typu eksperymentu nastąpi ok. roku 2020. Pod tym względem superwiązki mają nad nimi znaczną przewagę - bazują na istniejących od lat, dobrze poznanych technologiach. Trudności związane są z zaprojektowaniem odpowiednio intensywnego źródła jonów oraz tarczy, która wytrzymałaby strumień protonów o mocy ok. 4 MW.

Rozdział 2

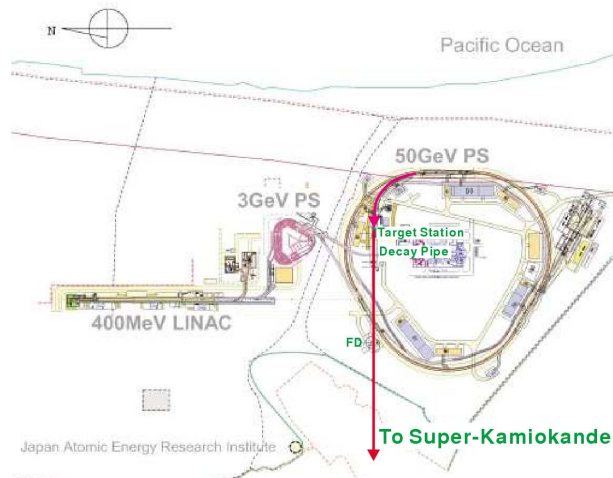
Japoński program badań oscylacji neutrino

Seria eksperymentów neutrinowych o długiej bazie (ang. Long Baseline - LBL) zapoczątkowana została przez eksperyment K2K. Już po jego pierwszych sukcesach zaczęto planować bardziej zaawansowane programy badawcze z użyciem neutrin akceleratorowych i poszukiwać najlepszych dla nich rozwiązań technicznych.

Te właśnie poszukiwania były jednym z impulsów do budowy w Japonii, niedaleko mia-sta Tokai, nowego kompleksu badawczego J-PARC, którego głównym elementem ma być synchrotron protonowy o dużej mocy (0.75 MW w pierwszej fazie programu badawczego). Jako detektora postanowiono użyć zasłużonego Super Kamiokande, znajdującego się w odległości 295 km od akceleratora. Niskoenergetyczna wiązka neutrin (ν_μ lub $\bar{\nu}_\mu$) o wysokiej intensywności rejestrowana będzie w detektorze w konfiguracji „off-axis”(OA).

Początkowy etap tego programu, nazwany T2K (Tokai to Kamioka), którego pierwszy list intencyjny opublikowany został w 2001 roku [22], powinien rozpocząć się w roku 2009. Dane zebrane już w tej fazie pozwolą nam na głębsze spojrzenie na fizykę spoza Modelu Standardowego.

Na dalszych etapach przewidziane jest podniesienie intensywności wiązki do 4 MW i rozbudowa detektora do 0.57 kt masy czynnej (tzw. Hyper Kamiokande), a nawet rozważa się umieszczenie kolejnego detektora w Korei, w odległości ok. 1000-1200 km od J-PARC. Oprócz badania oscylacji neutrin planowane jest kontynuowanie poszukiwań rozpadu protonu - bezpośredniego dowodu na unifikację kwarkowo-leptonową. Odkrycie niezachowania liczby barionowej oraz łamania symetrii CP dla leptonów może nas doprowadzić do rozwiązania zagadki asymetrii materii i antymaterii we Wszechświecie.



Rysunek 2.1: Ośrodek J-PARC.

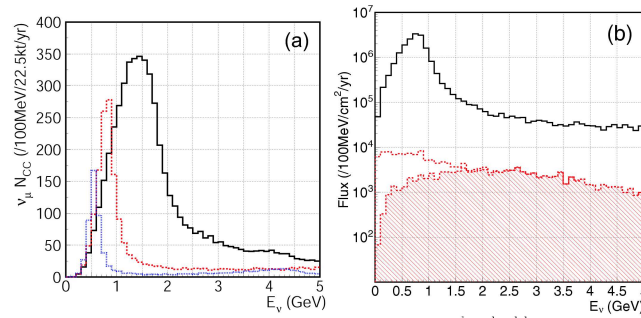
2.1 J-PARK i superwiązka neutron

Jak już wspomniałam ośrodek J-PARC [25], przedsatwiony na rysunku 2.1, może poszczycić się nie tylko malowniczym położeniem nad Oceanem Spokojnym, ale przede wszystkim synchrotronem o dużej mocy [26]. Wiązka protonów będzie w nim przyspieszana do energii ok. 50 GeV. Planowana intensywność to 3.3×10^{14} ppp (z ang. proton per pulse) z częstotliwością 0.285 Hz, co daje moc 0.75 MW. Po roku pracy akceleratora jego świetlność powinna osiągnąć ok. 10^{21} pot (z ang. proton on target).

Jako tarcza wykorzystany zostanie węglowy walec o długości 1 m i średnicy 1 cm. Piony i kaony wytworzone w zderzeniach wiązki z tarczą będą ogniskowane przy pomocy magnesów i kierowane do tunelu rozpadu o długości 180 m. Pierwszy detektor monitorujący wiązkę ustawiony będzie 280 m od tarczy.

Intensywność strumienia neutron jest, w zakresie niskich energii, proporcjonalna do mocy wiązki protonowej. Widmo energii neutron jest jednak bardzo szerokie. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie konfiguracji „off-axis”: detektor jest przesunięty o kilka stopni w stosunku do osi wiązki. Przy takim ustawieniu energia neutron jest praktycznie niezależna od pędu pionów, z których rozpadu pochodzą. Dzięki temu uzyskujemy wąskie spektrum energii neutron, a odpowiednio dobierając kąt OA możemy dopasować maksimum strumienia, tak aby L/E odpowiadał maksimum oscylacji. Wybór pomiędzy wiązką ν_μ lub $\bar{\nu}_\mu$ dokonywany jest poprzez zmianę polaryzacji magnesów ogniskujących (wybiera się w ten sposób określony ładunek mezonów π i K).

Na rys.2.2 pokazane są widma energii dla reakcji typu $\nu_\mu CC$ oczekiwane w SK, w zależności od kąta „off-axis” oraz strumień neutron dla wiązki 2° OA. W tej konfiguracji



Rysunek 2.2: Na lewym wykresie przedstawione są widma energii neutrin dla reakcji typu ν_μ CC oczekiwane w SK, w zależności od kąta OA (czarny: 1° OA, czerwony: 2° OA, niebieski: 3° OA). Prawy wykres pokazuje strumień neutrin dla 2° OA (czarny: ν_μ , czerwony: ν_e , obszar zakreskowany: ν_e z rozpadu mezonów K) [22].

maksimum strumienia uzyskuje się dla $E_\nu \sim 0.8 \text{ GeV}$, a zawartość ν_e w wiązce nie powinna przekroczyć 1% (ich źródłem są głównie rozpady kaonów).

2.2 Detektory

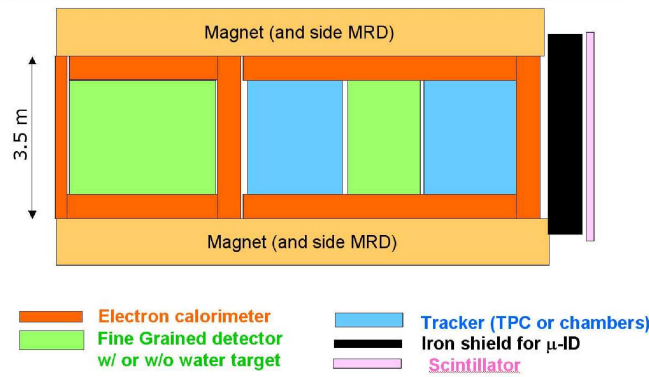
2.2.1 Bliski detektor

Jakkolwiek użycie wiązki w geometrii OA ma wiele zalet, ceną za to jest silna zależność właściwości strumienia neutrin od jej kierunku i rozmycia. Dlatego też niezmiernie istotnym zagadnieniem jest dokładny pomiar tych parametrów. W tym celu projektowane są dwa zespoły detektorów, które zostaną ustawione w odległości 280 m od tarczy [27].

Pierwszy z nich, leżący na osi wiązki, to prostopadłościan o długości 3 m i przekroju 1m^2 , zbudowany z naprzemiennych warstw żelaza i scyntylatora. Jego głównym zadaniem będzie monitorowanie kierunku i profilu strumienia neutrin.

Drugi (patrz rys.2.3) zostanie ustawiony pod kątem 2.5° OA. W jego budowie planuje się wykorzystać mages (z ang. magnet) używany poprzednio w eksperymentach UA1 i NOMAD, który wytwarza pole ok. 0.2 T. Może on także posłużyć za detektor mionowy, jeżeli jego „kieszenie powietrzne” wypełnić scyntylatorem. Przestrzeń wewnątrz magnesu podzielona zostanie na dwie części: przednią i tylną. W obu przypadkach detektorem zewnętrznym będzie kalorymetr elektromagnetyczny (z ang. electrom calorimeter) wykonany z ołowiu i scyntylatora. W przedniej części, służącej do pomiarów przypadków typu

Conceptual Off-Axis 280m Detector



Rysunek 2.3: Bliski (280 m) detektor ustawiony pod kątem 2.5° OA [27].

ν_e QECC¹ i π^0 NC², znajdzie się detektor o bardzo dobrej granulacji, pełniący rolę kalorymetru i detektora śladowego oraz charakteryzujący się zerowym czasem martwym (z ang. Fine Grained Detector - FGD). Ze względu na to, że SK to wodny Czerenkow, rozważa się umieszczenie w tej części tarczy wodnej. Część tylna zbudowana będzie z naprzemienienie ustawionych FGD i komór projekcji czasowej (z ang. Time Projector Chamber - TPC) o wysokiej rozdzielczości. Tu mierzone będą przypadki typu ν_μ QECC. Z tyłu detektora umieszczony zostanie detektor identyfikujący miony.

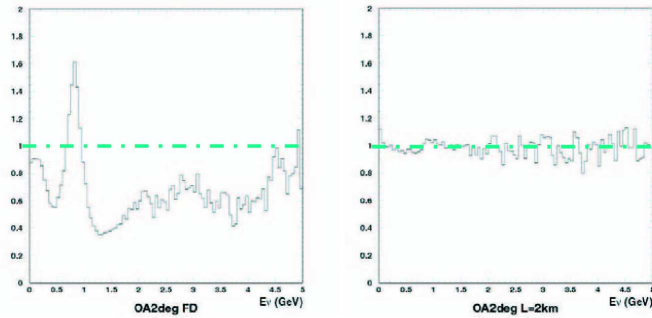
2.2.2 Pośredni detektor

Jednym z kluczowych celów T2K będzie poszukiwanie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$. Chcąc dokładnie przewidzieć widmo energii neutrin w Super Kamiokande oraz zrozumieć tło pochodzące od ν_e z wiązki i błędnie zidentyfikowanych przypadków typu NC i ν_μ CC, należy precyzyjnie wyznaczyć to widmo zanim neutrina przeoscylują, ale w miejscu, gdzie jest ono jak najbardziej podobne do tego w SK.

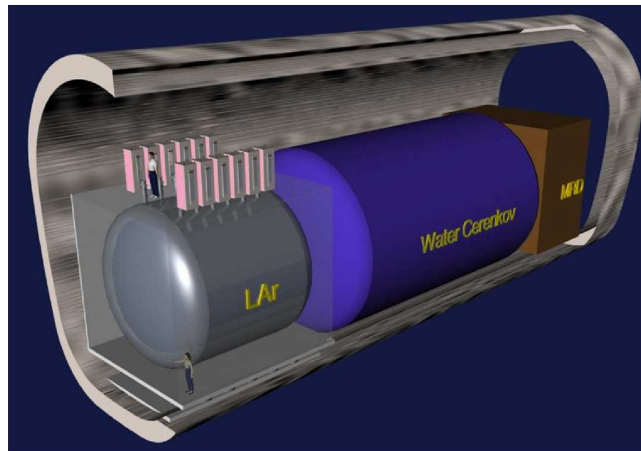
Z odległości 280 m detektor wciąż widzi rozciągnięte źródło neutrin i mierzy szeroki zakres kątowy widma. Dla SK natomiast źródło jest punktem. Wynikają stąd dość spore poprawki (rzędu 40%), które należy uwzględnić przy przewidywaniu spektrum mierzone-

¹Reakcja typu CC (z ang. charge current, czyli z wymianą prądu naładowanego) ma dla neutrina o zapachu ν_l następujący przebieg: $\nu_l + N \rightarrow l + N' + X$, gdzie l to naładowany lepton odpowiedniego zapachu, a X to inne wyprodukowane cząstki. W procesach QE (z ang. quasi-elastic) w stanie końcowym powstaje tylko naładowany lepton i nukleon odrzutu: $\nu_l + N \rightarrow l + N'$

²Reakcja typu NC (z ang. neutral current czyli z wymianą prądu neutralnego) charakteryzuje się tym, że w stanie końcowym oprócz nukleonu odrzutu N' znajduje się również neutrino: $\nu_\alpha + N \rightarrow \nu_\alpha + N' + X$



Rysunek 2.4: Na lewym wykresie przedstawiony jest stosunek strumieni dla detektora bliskiego (280 m) i SK, na prawym dla detektora pośredniego (2 km) i SK [28].



Rysunek 2.5: Pośredni detektor [28].

go w SK (patrz lewy wykres na rys.2.4). W początkowej fazie eksperymentu, gdzie niepewności pomiarowe zdominowane będą przez czynniki statystyczne, nie powinno to stanowić poważnego problemu, jednakże na dalszych etapach poprawki te mogą przeszkodzić w osiągnięciu planowanej czułości pomiaru parametrów oscylacyjnych.

Rozwiązaniem tych trudności jest umieszczenie dodatkowego detektora ok. 2 km od źródła neutrin, gdyż widmo obserwowane na tym dystansie wygląda w zasadzie tak samo jak w SK (niezgodności są maksymalnie rzędu 2%), co pokazuje prawy wykres na rys.2.4. Planowany układ pomiarowy [28], pokazany na rys.2.5, składałby się z wodnego Czerenkowa i ciekłoargonowej komory projekcji czasowej (LAr TPC), obu o masach czynnych rzędu 100 t oraz z detektora identyfikującego miony.

Posiadanie detektora typu wodnego detektora Czerenkowa do pomiaru widma energii neutrin przed oscylacjami jest ważne ze względu na to, że w budowie SK została użyta ta

sama technologia, uniknie się więc dodatkowych błędów systematycznych. W odległości zaledwie 280 m nie jest możliwe ustawienie takiego detektora, gdyż strumień jest zbyt silny i prowadziłoby to do nakładania się przypadków oddziaływań neutrin. Efekt ten nie występuje już w odległości 2 km. Detektor czerenkowski będzie miał kształt walca o średnicy 9.3 m i długości 13.1 m. Na jego ścianach zamontowanych zostanie 5,660 fotopowielaczy o średnicy 8 cali, co da pokrycie powierzchni 40% - takie samo jak w SK.

LAr TPC ma wysoką energetyczną zdolność rozdzielczą oraz niski próg energetyczny (praktycznie od kinematycznego progu reakcji: 10 MeV dla elektronów i 50 MeV dla mionów). Dodatkowo, tak jak w komorze pęcherzykowej, można w niej niezwykle precyzyjnie zrekonstruować tory cząstek. Pozwala to na dokładną separację przypadków z e , μ i π^0 (zaledwie 0.2% pionów i 1.5% mionów identyfikowanych jest jako elektrony [28]). Jest to niezwykle istotne nie tylko dla wyznaczenia tła (ν_e CC z wiązki i ν NC), ale także niezależnego monitoringu wiązki „off-axis” i przewidywań strumienia neutrin w SK. Kolejnym argumentem za użyciem detektora tego typu jest możliwość precyzyjnych pomiarów wszelkiego rodzaju reakcji, w których biorą udział neutrina o $E \sim 1$ GeV. Przyczyni się to do zmniejszenia niepewności co do wartości przekrojów czynnych. Zdobędziemy również wiele informacji dotyczących rozpraszania głęboko nieelastycznego, czynników postaci oraz różnorodnych efektów jądrowych. Planowane rozmiary tego detektora to: 5 m - długość i 6.6 m - średnica.

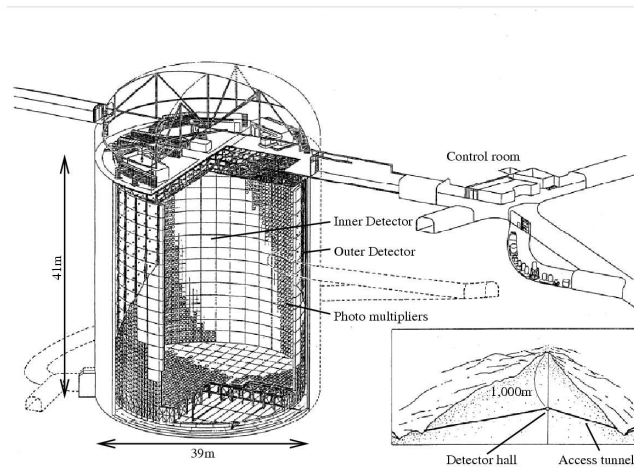
Niestety, ze względów finansowych, kompleks ten zostanie zbudowany w późniejszej fazie eksperymentu - planowana data to 2011 rok.

2.2.3 Daleki detektor: Super Kamiokande

Najważniejszym detektorem w eksperymencie T2K jest oczywiście Super Kamiokande [26], przedstawiony na rys.2.6. Ten 50 kt wodny Czerenkow używany jest w badaniach neutrin atmosferycznych i słonecznych od 1996 roku. W 2001 roku doszło do implozji kilku tysięcy fotopowielaczy, co ograniczyło jego czułość, jednakże ubytek ten zostanie w pełni wypełniony do czasu startu eksperymentu T2K.

SK znajduje się pod ziemią na głębokości odpowiadającej warstwie wody o grubości 2,700 m. Zewnętrzny detektor (OD) ma kształt walca o wysokości 42 m i średnicy 39 m. Służy on jako veto dla cząstek przychodzących z zewnątrz. W środku znajduje się wewnętrzny detektor (ID) o wymiarach odpowiednio: $36.2m \times 33.8m$. Jego zewnętrzne ściany są pokryte 1,885 fotopowielaczami o średnicy 20 cm. Na ścianach wewnętrznych posiada on 11,146 fotopowielaczy o średnicy 50 cm. Masa czynna SK wynosi 22.5 kt.

Naładowane cząstki identyfikowane są na podstawie wytworzonych przez nie pierścieni



Rysunek 2.6: Detektor Super Kamiokande [26].

Czerenkowa. Można w ten sposób zrekonstruować: wierzchołek oddziaływania, energię i rodzaj cząstki oraz kierunek z którego nadleciała. Progi energetyczne wynoszą odpowiednio: 5 MeV dla elektronów z oddziaływań neutrin słonecznych, oraz 100 MeV dla elektronów i 200 MeV dla mionów z oddziaływań neutrin atmosferycznych. Rozdzielczości energetyczna, kątowa i przestrzenna, dla μ o energii 1 GeV, wynoszą odpowiednio: 3%, 3° i 30 cm [26]. Elektrony i miony są rozróżniane na podstawie kształtu pierścieni (elektronowe są bardziej „postrzępione”), dodatkową sygnaturą dla mionu może być elektron pochodzący z jego rozpadu. Wydajność tej identyfikacji wynosi ok. 90%. Aby wyeliminować przypadki pochodzące od π^0 stosuje się kilkustopniową procedurę opartą na analizie zmiennych kinematycznych, depozytu energii oraz geometrii pierścieni Czerenkowa zarejestrowanych w detektorze. W tym przypadku wydajność wynosi ok. 75%.

Ponieważ w eksperymencie T2K detektor ten będzie służył głównie do rejestracji neutrin akceleratorowych, należy zsynchronizować czas ekstrakcji wiązki z akceleratora z sygnałem z układu wyzwalania eksperymentu. Do tego celu używa się systemu GPS. Jak wykazały pomiary K2K, osiągnięto w ten sposób czasową zdolność rozdzielczą w granicach 200 ns.

2.3 Program fizyczny

Ze względu na niską energię wiązki ($E_\nu \sim 1 \text{ GeV}$) reakcje typu CC zdominowane będą przez oddziaływania quasielastyczne QECC. Pozwoli to na łatwe i precyzyjne wyznaczenie

energii ν_μ i ν_e :

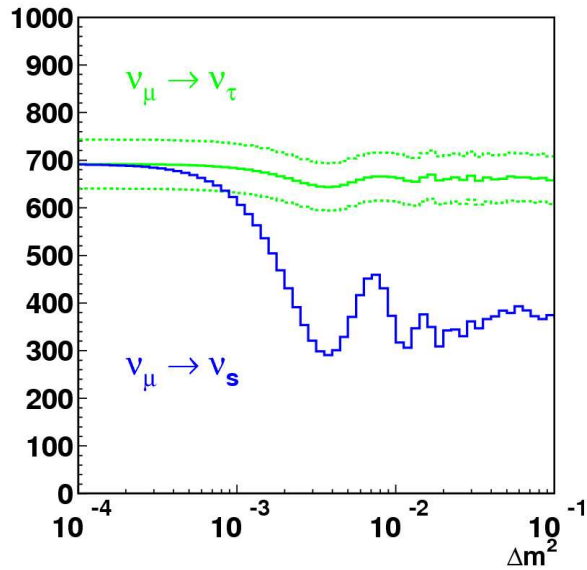
$$E_\nu = \frac{m_N E_l - m_l^2/2}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l}, \quad (2.1)$$

gdzie: E_ν/E_l to energia padającego neutrina/wytworzonego leptonu, m_N/m_l to masa nukleonu odrzutu/leptonu, p_l to pęd leptonu, a θ_l to kąt, pod jakim zostaje on odbity.

Twórcy T2K za główne cele postawili sobie [22], [26]:

1. Odkrycie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ w zakresie L/E charakterystycznym dla oscylacji neutrin atmosferycznych i pomiar $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie 0.006 Jest to ważne z dwóch powodów: po pierwsze zaobserwowanie $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ oznacza, że $\theta_{13} \neq 0$, a to z kolei (o czym pisałam w poprzednim rozdziale) umożliwia zmierzenie δ_{CP} .
2. Pomiar parametrów oscylacji dominujących w obszarze neutrin atmosferycznych z dokładnością: 10% dla Δm_{32}^2 i 1% dla $\sin^2 2\theta_{23}$. Pokaże to, czy mamy do czynienia z maksymalnym mieszaniem neutrin z drugiej i trzeciej generacji, co może nałożyć pewne ograniczenia na teorie opisujące unifikację kwarkowo-leptonową.
3. Poszukiwanie oscylacji z udziałem neutrina sterylnego
Gdyby udowodniono jego istnienie, należało by zmodyfikować obecnie istniejące modele, tak aby uwzględniały większą liczbę neutrin. Podobnie jak w eksperymencie SNO w analizie porównywana będzie liczba przypadków typu CC i NC. Reakcje NC, nieczułe na zapach neutrin, dadzą informacje na temat ogólnej liczby ich oddziaływań, natomiast CC pozwolą na wyznaczenie liczby interakcji z udziałem ν_μ i ν_e . Jak widać na rys.2.7 przewidywane liczby przypadków dla $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ i $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_s$ znacznie się różnią dla $\Delta m_{32}^2 > 1 \times 10^{-3}$, np. dla $\Delta m_{32}^2 = 3 \times 10^{-3}$ wynoszą odpowiednio: 680 i 280.

Po pomyślnym zakończeniu pierwszej fazy eksperymentu nastąpiłaby jego przebudowa. Wiązka o intensywności 4 MW i megatonowy detektor pozwoliłyby na zwiększenie o rząd wielkości precyzji pomiarów Δm_{32}^2 i $\sin^2 2\theta_{23}$ oraz na wyznaczenie fazy δ_{CP} z dokładnością do ok. $10^\circ - 20^\circ$ (dzięki poprawie pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ do wartości poniżej 10^{-3}). Zainstalowanie drugiego detektora w Korei umożliwiłoby rozwiązanie problemu hierarchii mas oraz dalsze badania nad łamaniem CP.



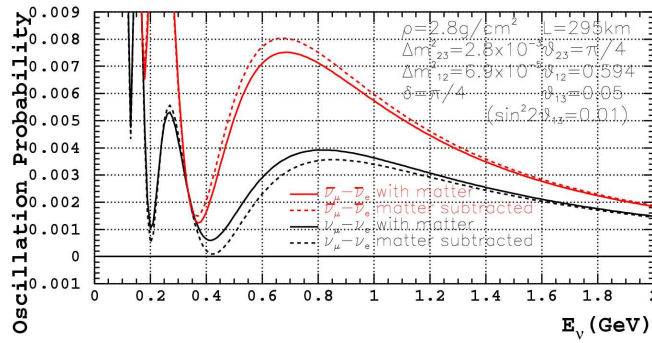
Rysunek 2.7: Oczekiwana liczba przypadków $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ (niebieski) i $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_s$ (zielony) dla 5 lat pomiarów na wiązce 2°OA , w zależności od wartości Δm_{32}^2 [26].

2.4 Detektor Hyper Kamiokande

Budowa detektora Hyper Kamiokande (HK) [29], [26] będzie bardzo zbliżona do budowy SK, jednakże ze względu na dużą masę czynną i całkowitą (odpowiednio: 0.54 Mt i 1 Mt) HK będzie się składał z kilku modułów. Istnieje szereg propozycji dotyczących ich wielkości, ilości i wzajemnego położenia, o czym będzie mowa w dalszej części tego podrozdziału.

Planowana rozbudowa eksperymentu T2K obejmuje również zwiększenie intensywności wiązki. Wiąże się to z koniecznością wymiany tarczy, tak aby mogła przyjąć strumień pierwotnych protonów o mocy 4 MW, oraz dostosowaniem tunelu rozpadu do większych dawek promieniowania. Potrzebne będzie także opracowanie nowych technologii pozwalających na tańszą produkcję fotopowielaczy, których według obecnej koncepcji ma być ok. 200 tysięcy.

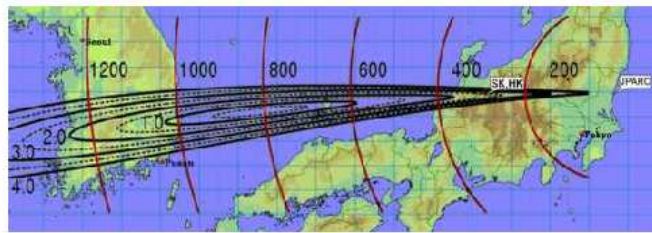
Dzięki tym ulepszeniom statystyka powinna wzrosnąć 100-krotnie, co oznacza zwiększenie czułości pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ do wartości poniżej 10^{-3} . Przy założeniu, że ani $\sin^2 2\theta_{13}$ ani δ_{CP} nie są zbyt tłumione, istnieją spore szanse na odkrycie łamania symetrii CP, gdyż na tym etapie eksperymentu przez 2 lata pomiary dokonywane będą na wiązce ν_μ , a przez 6 lat na wiązce $\bar{\nu}_\mu$. Posiłkując się wzorem 1.2.2, można obliczyć, że dla $E_\nu \sim 0.75$ GeV A_{CP} sięga 40% (przy założeniu: $\Delta m_{21}^2 = 6.9 \times 10^{-5}$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0.91$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ i $\delta_{CP} = \frac{\pi}{4}$) (patrz: rys.2.8)



Rysunek 2.8: Prawdopodobieństwa oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ (czarny) i $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$ (czerwony). Linie ciągłe uwzględniają asymetrię związaną z efektami masowymi, linie przerywane jej nie uwzględniają i cała różnica w prawdopodobieństwach $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ (czarny) i $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$ (czerwony) pochodzi z łamania CP [26].

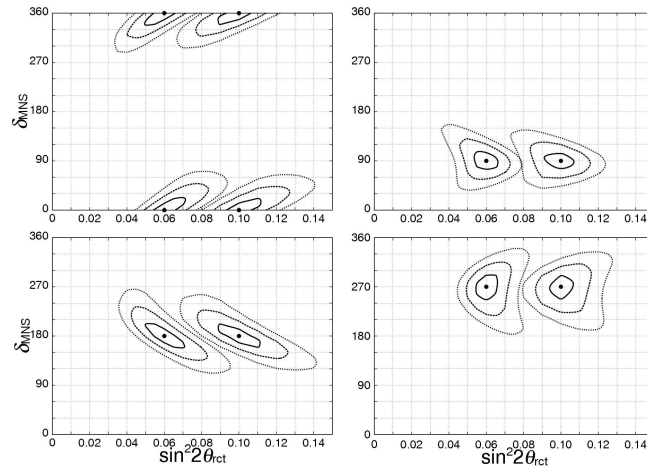
Nie należy jednak zapominać, że powinno się również brać pod uwagę efekty masowe, które mogą „podszywać się” pod łamanie symetrii CP. Dla T2K są one niewielkie ($aL/2E \sim 0.17$) ze względu na stosunkowo krótką, w porównaniu do fabryk neutrin, bazę pomiarową. Z jednej strony jest to dobre, z drugiej znacznie utrudnia rozwikłanie degeneracji i korelacji, które zachodzą pomiędzy parametrami i prawie na pewno nie pozwoli na wyznaczenie znaku Δm_{32}^2 .

2.5 J2K-superwiązka z Japonii do Korei



Rysunek 2.9: Wiązki „off-axis” w zakresie 0.5° do 4.0° na poziomie morza (czarne linie). Czerwone linie oznaczają odległości od źródła neutrin (w km) [32].

Pod koniec 2001 roku pojawił się pomysł, aby wykorzystać fakt, że wiązka neutrin produkowana w J-PARC dociera do Korei (patrz: rys.2.9), a więc na odległość 1000 - 1200 km od źródła, w zakresie kątowym $0.5^\circ - 4^\circ$ OA [30]. Przy takiej długości bazy niebanalną rolę odgrywać zaczynają efekty masowe. Można by więc stworzyć projekt



Rysunek 2.10: Dozwolone obszary na płaszczyźnie $\sin^2 2\theta_{13}$ i δ_{CP} . Założone wartości $\sin^2 2\theta_{13}$ i δ_{CP} zaznaczone są czarnymi punktami, obszary o $\Delta\chi^2$ mniejszym od 1, 4 i 9 są zaznaczone odpowiednio ciągłą, kreskowaną i kropkowaną linią [32].

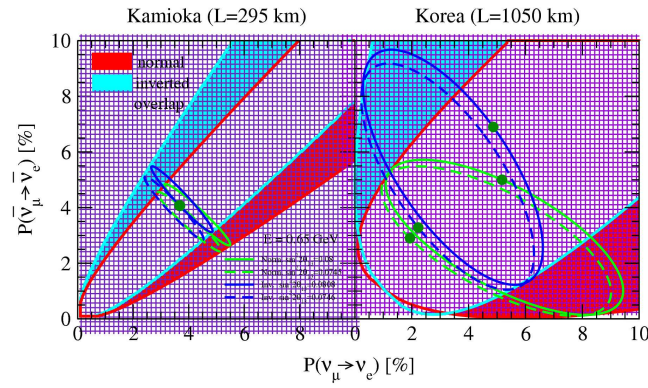
konkurencyjny dla amerykańskiego programu *NOνA*, a może i do fabryk neutrin, które do tej pory uważane były za najpewniejszego kandydata na odkrywcę hierarchii mas i łamania CP. A byłaby to konkurencja naprawdę poważna, bo wykorzystująca technologie od dawna znane i dobrze przetestowane.

W listopadzie zeszłego roku odbyła się konferencja dotycząca detektorów, które miałyby być umieszczone w Korei [31]. Poniżej przybliżam trzy propozycje; dwie wykorzystują wodne detektory Czerenkowa, a trzecia ciekło-argonową komorę TPC.

2.5.1 SK + 100 kt H_2O Č

Pierwszy projekt zakłada instalację w Korei wodnego Czerenkowa o masie 100 kt już w pierwszej fazie T2K [32]. Detektor znajdowałby się w odległości ok. 1000 km od J-PARC i badał strumień neutrin przy kącie 0.5° OA, wytworzony w oparciu o wiązkę protonową o mocy 0.75 MW. Jak wynika z rys.2.2 strumień ten będzie bardziej rozmyty, ale za to jego maksimum przypadać będzie dla wyższej energii niż przy kącie 2° OA.

Im dłuższa baza pomiarowa i im twardsze widmo neutrin jest obserwowane, tym wyraźniejsze są efekty masowe - dla Korei $aL/2E \sim 0.57$, a dla SK zaledwie 0.17. Dane uzyskane z obu detektorów pozwoliłyby na porównanie prawdopodobieństw przejścia $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ blisko maksimów oscylacji: pierwszego w SK i drugiego w Korei. To z kolei mogłoby przyczynić się do rozwiązania zagadki hierarchii mas. Dodatkowa analiza przypadków typu QECC nałożyłaby ograniczenia na dopuszczalne wartości $\cos \delta_{CP}$ i $\sin \delta_{CP}$.



Rysunek 2.11: Obszary dozwolone na płaszczyźnie $P(\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e)$ i $P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e)$. Kolor czerwony (niebieski) odpowiada normalnej (odwróconej) hierarchii mas. Pojedyncze zielone kółko na lewym wykresie oznacza czterokrotnie zdegenerowane rozwiązanie otrzymane dla detektora w Kamioce. Na prawym panelu rozdziela się ono na cztery różne rozwiązania, jakie otrzymuje się na podstawie pomiarów w Korei [33].

Twórcy tej propozycji przewidują, że dla $\sin^2 2\theta_{13} \geq 0.06$ możliwe byłoby wyznaczenie znaku Δm_{32}^2 i wartości δ_{CP} na poziomie 3σ [32] bez konieczności użycia wiązki antyneutrinowej (patrz: rys.2.10).

2.5.2 Bliźniaczki HK

Projekt przedstawiony przeze mnie w poprzednim podrozdziale ma wiele zalet, niestety obecnie wiadomo już, że ze względu na koszty nie zostanie zrealizowany. Rozważane jest natomiast wprowadzenie drugiego detektora równocześnie z HK [33]. Pomysł ten zasada się na fakcie, że HK zbudowany będzie z modułów - dlaczego więc nie umieścić połowy z nich w Korei, tak aby zamiast jednego mieć dwa detektory, każdy o masie czynnej 0.27 Mt? W tej konfiguracji, żartobliwie nazwanej „bliźniaczkami HK”, oba detektory, jeden w odległości 295 km, a drugi 1050 km od źródła neutrin, badałyby wiązkę przy kącie między 2° a 3° OA. Proponowany jest pomiar strumieni ν_μ i $\bar{\nu}_\mu$, każdego po 4 lata.

Analiza danych oparta byłaby na porównaniu amplitud prawdopodobieństw $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ i $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$, których różnica jest bardzo czuła na znak Δm_{32}^2 . Poza tym na podstawie informacji uzyskanych z widma energetycznego neutrin w Korei udało się rozwikłać 4-krotną degenerację parametrów ($\delta_{CP} \rightarrow \pi - \delta_{CP}$ i $\Delta m_{32}^2 \rightarrow -\Delta m_{32}^2$), co niemożliwe jest dla pojedynczego detektora w Kamioce (patrz: rys.2.11).

Przeprowadzone do tej pory symulacje pokazują, że dla $\sin^2 2\theta_{13} \geq 0.03(0.055)$ możliwe byłoby wyznaczenie znaku Δm_{32}^2 i wartości δ_{CP} na poziomie $2\sigma(3\sigma)$ [33].

2.5.3 100 kt LAr TPC

O zaletach detektorów ciekłoargonowych pisałam już kilkakrotnie. Interesującym pomysłem byłoby więc użycie tej właśnie technologii do konstrukcji detektora w Korei. Propozycja, przedstawiona przez A. Rubbię na konferencji w Korei, w listopadzie 2005 roku [34], zakłada budowę LAr TPC o wysokości 20 m i średnicy 70 m, co dawałoby masę czynną ok. 100 kt. Detektor ten przedstawiony jest na rys.. Rozważa się ustawienie go w odległości 1000 km od J-PARC, tak aby obserwował wiązkę przy kącie między 0.5° a 1° OA.

Ze wstępnych analiz wynika, że dla $\sin^2 2\theta_{13} \geq 0.01$ można by już rozwiązać problem hierarchii mas i łamania symetrii CP. Jest to jednak na tyle nowy pomysł, że w symulacjach nie uwzględniono jeszcze błędów systematycznych, degeneracji, ani korelacji między parametrami.

Rozdział 3

Program GLoBES

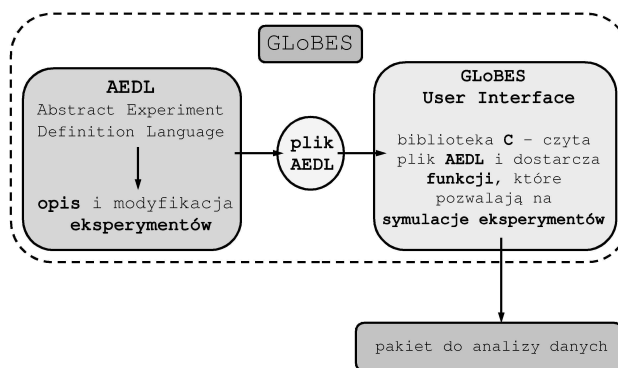
GLoBES to skrót pochodzący od słów General Long Baseline Experiment Simulator [35]. Jak sama nazwa wskazuje jest to program służący do symulacji, analizy i porównań eksperymentów neutrinowych o długiej bazie. Jego autorzy (Patric Huber, Manfred Lindner i Walter Winter z Instytutu Fizyki Teoretycznej TUM w Monachium) postawili sobie za cel stworzenie narzędzia użytecznego nie tylko dla fizyków eksperymentalnych, zainteresowanych optymalizacją i porównywaniem nowych rozwiązań, ale również teoretyków, dla których istotne jest badanie degeneracji i korelacji parametrów. W rozdziale tym postaram się omówić niektóre aspekty GLoBES, a wszystkich bliżej zainteresowanych odsyłam na stronę <http://www.ph.tum.de/globes> gdzie można znaleźć najnowszą wersję programu, podręcznik i instrukcję instalacji oraz uzyskać fachową pomoc.

3.1 Zastosowanie i struktura programu

Na rys.3.1 przedstawiona jest struktura programu. Jak widać składa się on z pary modułów. Pierwszym z nich jest AEDL czyli abstrakcyjny język stworzony specjalnie do opisu eksperymentów. Za jego pomocą można uwzględnić w jednym, łatwo modyfikowalnym pliku wszystkie najważniejsze dane dotyczące naszego projektu takie jak: masa czynna, odległość od źródła neutrin, błędy systematyczne, rozdzielczość energetyczna, czas trwania pomiarów itd.

Drugi moduł - GLoBES User Interface - zawiera biblioteki C, które pozwalają na odczytanie AEDL i symulacje eksperymentu. Przy użyciu znajdujących się w nich funkcji można obliczyć prawdopodobieństwo oscylacji zarówno w próżni jak i w materii, wyznaczyć liczbę przypadków, w prosty sposób obliczyć χ^2 oraz dokonać minimalizacji z uwzględnieniem korelacji i degeneracji parametrów.

Dużą zaletą tego programu jest wbudowanie weń pełnej macierzy mieszania neutrin



Rysunek 3.1: Struktura programu GLoBES.

U_{MNSP} oraz powłokowego modelu Ziemi PREM, a także danie użytkownikowi dużej swobody w definiowaniu wiązki, rozdzielczości energetycznej oraz uwzględnianiu błędów systematycznych.

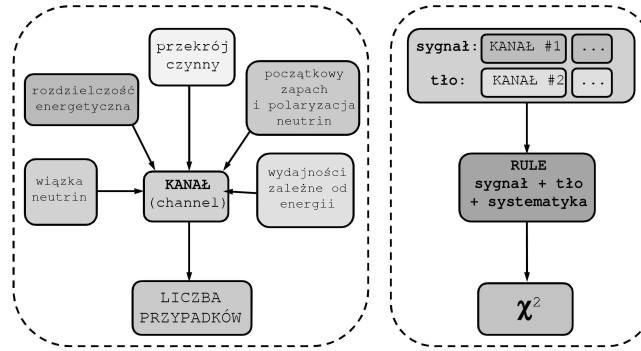
3.2 AEDL czyli jak opisać eksperyment

Wprowadzenie języka AEDL pozwala na opis wielu różnych rozwiązań eksperymentalnych przy użyciu minimalnej liczby parametrów, co ułatwia zastosowanie uniwersalnych metod obliczania liczby przypadków i χ^2 . W GLoBES wbudowane są pliki dotyczące takich eksperymentów jak np.: ICARUS, OPERA, MINOS, T2K, Double-CHOOZ czy też Fabryki Neutrin. Zostały one stworzone przy udziale osób pracujących w tych zespołach badawczych i są dobrze przetestowane. Na ich podstawie można napisać nowy plik AEDL. Jako przykładem posłużę się własnym, opisującym 100 kt LAr TPC w eksperymencie J2K.

3.2.1 Koncepcja

Podstawową jednostką łączącą fizykę oscylacji z metodami detekcji jest *channel* czyli kanał oscylacyjny. Jego koncepcję przedstawia rys.3.2. Określa on drogę, jaką przechodzi neutrino określonego zapachu od jego wyprodukowania, poprzez prawdopodobieństwo oscylacji, aż do rejestracji (poprzez oddziaływanie zadanego typu) jako neutrino tego samego lub innego zapachu.

Z kanałów możemy budować tzw. *rules* (patrz: rys.3.2). Zawierają one informacje



Rysunek 3.2: Koncepcja *channel* (kanału oscylacyjnego) i *rule*.

o sygnale, jakiego poszukujemy, jego tle, wydajności rejestracji w poszczególnych kanałach oraz błędach systematycznych. Stanowi to podstawę do niezależnego obliczenia χ^2 dla każdej *rule*, aby następnie je zsumować w obrębie danego eksperymentu. Otrzymane $\Delta\chi^2$ jest bazą dla analiz fizyki oscylacji neutrin w naszym projekcie.

3.2.2 Wiązka i przekroje czynne

Pierwszą informacją, jakiej potrzebujemy, jest ta o własnościach źródła. W GLoBES zawarta jest ona w krótkim bloczku nazwanym `flux`:

```
flux(#JHFplus)<
@flux_file=''JHFplus.dat''
@time = 1 /* yr */
@power = 4 /* MW */
@norm = 1.33333
>
```

Z uwagi na to, że w jednym eksperymencie możemy używać kilku różnych źródeł neutrin, każdemu z nich trzeba nadać nazwę, np. `#wiązka1`, poprzez którą będzie można się do niego później odnieść. Następnie określamy plik, w którym zapisany jest strumień: `@flux_file=''wiązka1.dat''`, czas trwania eksperymentu `@time` (w latach) i moc źródła `@power` (w MW). Ze względu na to, że dane, z których korzystamy, mogą być podane w innych niż standardowo używane przez GLoBES jednostki, należy odpowiednio znormalizować strumień `@norm`. Jest on podawany w postaci pliku tekstowego o 501 wierszach i siedmiu kolumnach:

E	Φ_{ν_e}	Φ_{ν_μ}	Φ_{ν_τ}	$\Phi_{\bar{\nu}_e}$	$\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$	$\Phi_{\bar{\nu}_\tau}$
-----	----------------	------------------	-------------------	----------------------	------------------------	-------------------------

W przypadku fabryk neutrin wiązka jest obliczana na bieżąco na podstawie danych dotyczących liczby składowanych mionów `@stored_muons` i ich energii `@parent_energy`:

```
flux(#nf_flux_mu_plus)<
@buitin = 1
@parent_energy = 50.0 /* GeV */
@stored_muons = 5.33e+20
@time = 8 /* yr */
```

Typowy bloczek opisujący przekrój czynny ma postać:

```
cross(#CC)<
@cross_file = ''XCC.dat''
>
```

Podobnie jak w przypadku strumienia, należy mu nadać nazwę, a informacje na temat wartości przekrojów czynnych na dane oddziaływanie (w GLoBES są one znormalizowane do energii: $\hat{\sigma}(E)_{\nu_x} = \sigma(E)/E$ [$10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$]) zawarte są w plikach tekstowych. Każdy z nich ma 1001 linii i siedem kolumn:

```
log10 E    $\hat{\sigma}_{\nu_e}$    $\hat{\sigma}_{\nu_\mu}$    $\hat{\sigma}_{\nu_\tau}$    $\hat{\sigma}_{\bar{\nu}_e}$    $\hat{\sigma}_{\bar{\nu}_\mu}$    $\hat{\sigma}_{\bar{\nu}_\tau}$ 
```

Można korzystać z plików dostarczanych przez GLoBES lub definiować własne wiązki i przekroje czynne.

3.2.3 Podstawowe informacje o eksperymencie

Teraz w bardzo prosty sposób podajemy podstawowe informacje o eksperymencie, takie jak:

```
$target_mass = 100 /* kt */ masa czynna detektora (w kt),
$bins = 20  liczba przedziałów w zmierzonym rozkładzie energii neutrin,
$emin = 0.4 /* GeV */ minimalna energia zmierzonych neutrin,
$emax = 1.2 /* GeV */ maksymalna energia zmierzonych neutrin,
a także:
```

```
$sampling_points = 20
$sampling_min = 0.4
$sampling_max = 1.2
```

czyli odpowiednio: liczba przedziałów, minimalna i maksymalna energia neutrin przed uwzględnieniem efektów detektorowych.

Następnie definiujemy długość bazy i profil gęstości Ziemi wzdłuż drogi neutrin. Mamy do wyboru trzy możliwości:

- `$profiletype = 1`, gdzie podajemy tylko odległość detektora od źródła:
`$baseline = 295 [km]` i średnią gęstość: `$density = 2.8 [g/cm3]`.
- `$profiletype = 2`, w którym używamy modelu PREM. Należy podać:
`$baseline = 295` i liczbę króków: `$densitysteps = 20`, a resztę oblicza GLoBES.
- `$profiletype = 3`, w którym definiujemy własny profil gęstości. Podajemy tablicę z grubościami warst: `$lengthtab = {1000.0, 2000.0}` i tablicę z gęstościami w każdej warstwie: `$densitytab = {2.8, 3.5}`.

Przykładowy blok z `LArJ2K.glb` ma postać:

```
$profiletype = 1
$density = 3.0
$baseline = 1000.0
```

3.2.4 Rozdzielczość energetyczna

Program GLoBES daje kilka możliwości opisu rozdzielczości energetycznej detektora. Pierwsza z nich, najczęściej stosowana, zakłada gaussowskie rozmycie energii o szerokości $\sigma(E)$. Możemy użyć zależności standardowej `@sigma_function = #standard`:

$$\sigma(E) = \alpha \cdot E + \beta \cdot \sqrt{E} + \gamma, \quad (3.1)$$

w której za pomocą tablicy `@sigma_e` podajemy wartości α , β i γ :

```
energy(#ERES)<
  @type = 1
  @sigma_function = #standard
  @sigma_e = {0.0,0.03,0.0}
>
```

W GLoBES jest też zdefiniowana bardziej skomplikowana zależność:

```
@sigma_function = #inverse_beta,
```

którą stosuje się tylko w eksperymentach z wiązkami β .

Znacznie dokładniejszy od powyższych jest opis za pomocą macierzy rozmycia energii:

```
energy(#manual_smearing_matrix)<
  @energy =
    {0,0.2,0.874,0.0,0.00263};
    {0,0.3,0.361,0.42,0.003};
```

```
...
{0.29,0.16,0.003,0.947,0.529};
>
```

Powinna ona mieć tyle samo wierszy co `$bins` i tyle samo kolumn co `$sampling_points`. Współczynniki w niej zawarte k_{ij} są zazwyczaj obliczane na podstawie symulacji MC i mówią, w jaki sposób prawdziwa energia neutrina E_j jest odwzorowywana przez detektor w i -tym przedziale energetycznym.

3.2.5 Definicja kanału oscylacyjnego

Posiadamy teraz wszystkie cegiełki potrzebne do budowy kanału oscylacyjnego. Założmy, że chcielibyśmy się przyjrzeć oscylacjom $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ rejestrowanym poprzez reakcje typu QECC. Oto jak można to zapisać:

```
channel(#nu_e_appearance_QE)<
  @channel = #JHFplus:  +:  m:  e:  #QE:  #ERES
>
```

gdzie `#JHFplus`, `#QE` i `#ERES` to odwołania do odpowiedniego strumienia, przekroju czynnego i funkcji rozdzielczości energii. Literki `m`, `e`, `t` oznaczają zapach neutrin, a znaki `+/-` ich polaryzację.

Jeżeli chcemy uwzględnić jakieś dodatkowe tła lub wydajności zależne od energii, to również dopisujemy je do definicji kanału. Mają one postać tablic o liczbie elementów odpowiadającej liczbie `$sampling_points`, gdy chcemy je uwzględnić przed rozmyciem energii (`@pre_smearing...`), lub `$bins` po rozmyciu (`@post_smearing...`) np.:

```
channel(#signal1)<
  @channel = #flux:  +:  n:  n:  #CC:  #ERES
@pre_smearing_efficiencies = {1.,0.005,0.4,...,1.}
@post_smearing_efficiencies = {1.,0.005,0.4,...,1.}
@pre_smearing_backgrounds = {1.5,0.985,0.643,...,10.}
@post_smearing_bacgrounds = {1.,8.,0.4,...,1.}
>
```

Dobrym przykładem na `@pre_smearing_backgrounds` mogą być neutrina geofizyczne, a na `@post_smearing_efficiencies` cięcia energetyczne w detektorze.

3.2.6 Definicja *rule*

Informacje zawarte w *rule* mówią nam o tym, jak na podstawie liczby przypadków w danym kanale i błędów systematycznych obliczane jest χ^2 . Tak więc opisane jest, jak poszczególne kanały składają się na sygnał @signal i jego tło @background, a także, które z błędów systematycznych są uwzględnione i ile wynosi ich wartość.

Całkowita liczba przypadków w danym przedziale jest dana wzorem:

$$x_i = s_i(a, b) + b_i(c, d) , \quad (3.2)$$

gdzie $s_i(a, b)$ to liczba przypadków z sygnału, a $b_i(c, d)$ z tła. Parametry a , b , c i d zostały wprowadzone, aby móc opisać błędy wynikające z normalizacji i kalibracji sygnału w detektorze. W języku AEDL odpowiadają im @signalcenter, @signalerror, @backgroundcenter i @backgrounderror. Podczas obliczania χ^2 dokonuje się minimalizacji tych parametrów, zakładając, że mają one rozkłady gaussowskie. Dokładny opis tej procedury oraz sposobów, na jakie można uwzględnić (lub nie) błędy systematyczne (@errordim_sys_on/off) znajduje się w podręczniku.

Poniżej pokazane jest, jak wygląda pełna *rule*:

```
rule(#rule0)<
@signal = 0.945@#nu_e_appearance_QE
@signalerror = 0.05 : 0.0001
@signalcenter = 1.0 : 0.0

@background = 0.023@#nu_mu_disappearance_CC :
0.069@#nu_mu_disappearance_NC : 0.945@#nu_e_beam :
0.945@#nu_e_bar_beam : 0.069@#nu_e_appearance_NC :
0.069@#nu_tau_appearance_NC
@backgrounderror = 0.05 : 0.0001
@backgroundcenter = 1.0 : 0.0

@errordim_sys_on = 0
@errordim_sys_off = 2
@energy_window = 0.4 : 1.2
>
```

Rozdział 4

Symulacje dla T2K i J2K

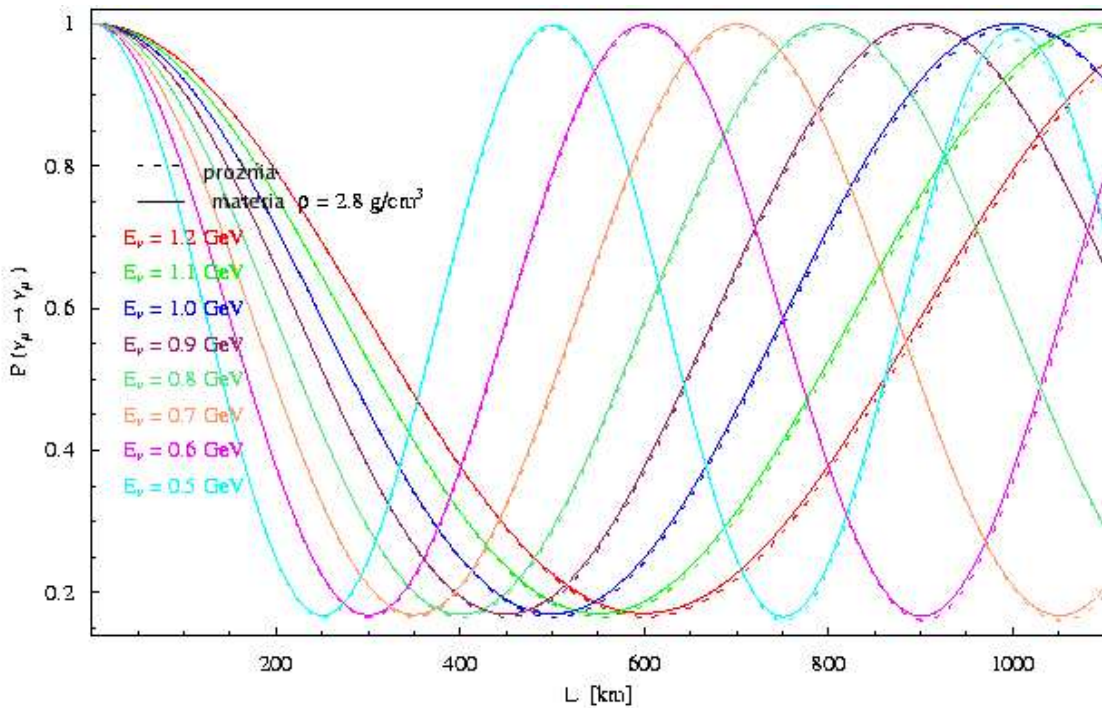
W rozdziale tym prezentuję wyniki symulacji, jakie przeprowadziłam przy użyciu programu GLoBES. Pierwotnie obejmować one miały bliski, pośredni i daleki detektor w eksperymencie T2K. Jednakże w toku pracy okazało się, że bardzo ciekawe jest zajęcie się rozszerzeniem programu T2K z użyciem wielkiej, ciekło-argonowej komory TPC, proponowanej przez A.Rubbię [34]. Ostatecznie więc skoncentrowałam się na projekcie J2K, gdyż dłuższa baza pomiarowa tego eksperymentu umożliwia nowe, ciekawe zastosowanie programu GLoBES.

4.1 Prawdopodobieństwo oscylacji neutrin mionowych

Jak już wspomniałam w poprzednim rozdziale, GLoBES ma wbudowaną pełną macierz mieszania U_{MNSP} , a w swoich bibliotekach gotowe funkcje do obliczania prawdopodobieństw oscylacji neutrin w zależności od ich energii i drogi, jaką przebyły w próżni lub w materii. W tym podrozdziale chciałabym to zagadnienie omówić nieco szerzej, w oparciu o wykresy, które zrobiłam na podstawie obliczeń wykonanych przy użyciu GLoBES.

W eksperymencie T2K wykorzystana będzie wiązka neutrin (być może też antyneutrin) mionowych, a więc badane będą przejścia: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\alpha$ (gdzie α oznacza μ , e lub τ). Ze względu na planowane pomiary kąta θ_{13} szczególnie interesujące jest badanie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ (patrz: rozdział 3). Zanim jednak przejdę do tego tematu, chciałabym krótko omówić przejścia $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ oraz $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$, które są przejściami dominującymi.

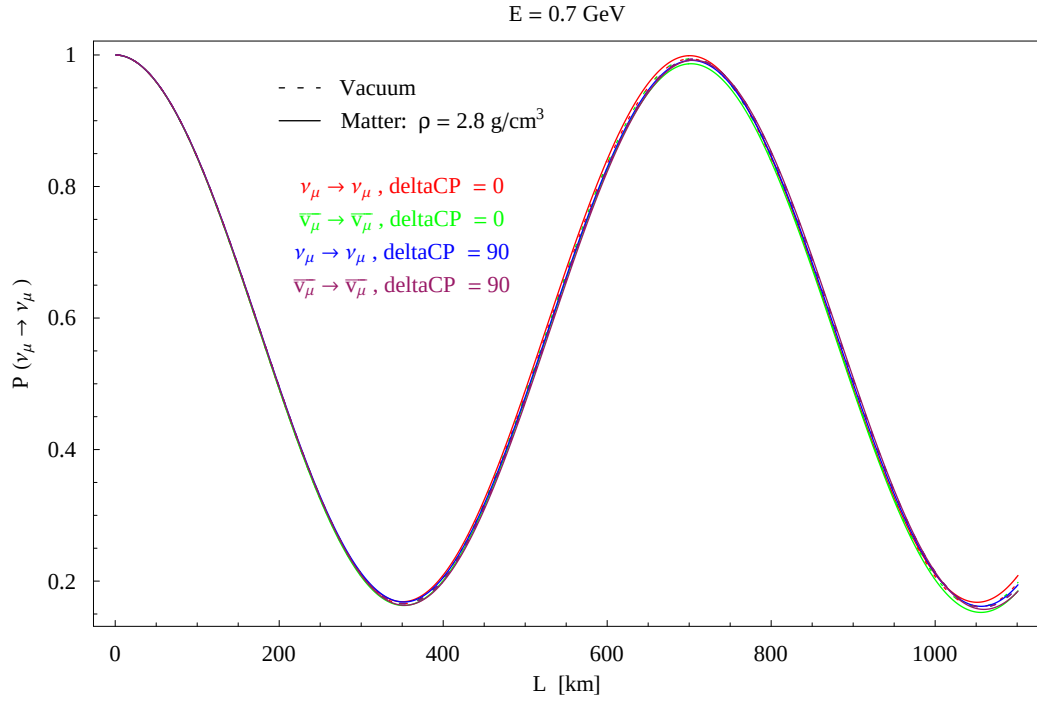
Na rys.4.1 przedstawiono wykresy zależności prawdopodobieństwa „przeżycia” ν_μ ($P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$) od odległości (L [km]), jaką ν_μ przebywa w próżni lub materii dla różnych wartości jego energii początkowej (E_ν [GeV]). Wyraźnie widoczne jest zachowanie oscylacyjne, a kolejne maksima pojawiają się tym wcześniej im mniejsza jest energia neutrina. Zaobserwować można również niewielkie zmniejszenie się wartości $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ w drugim



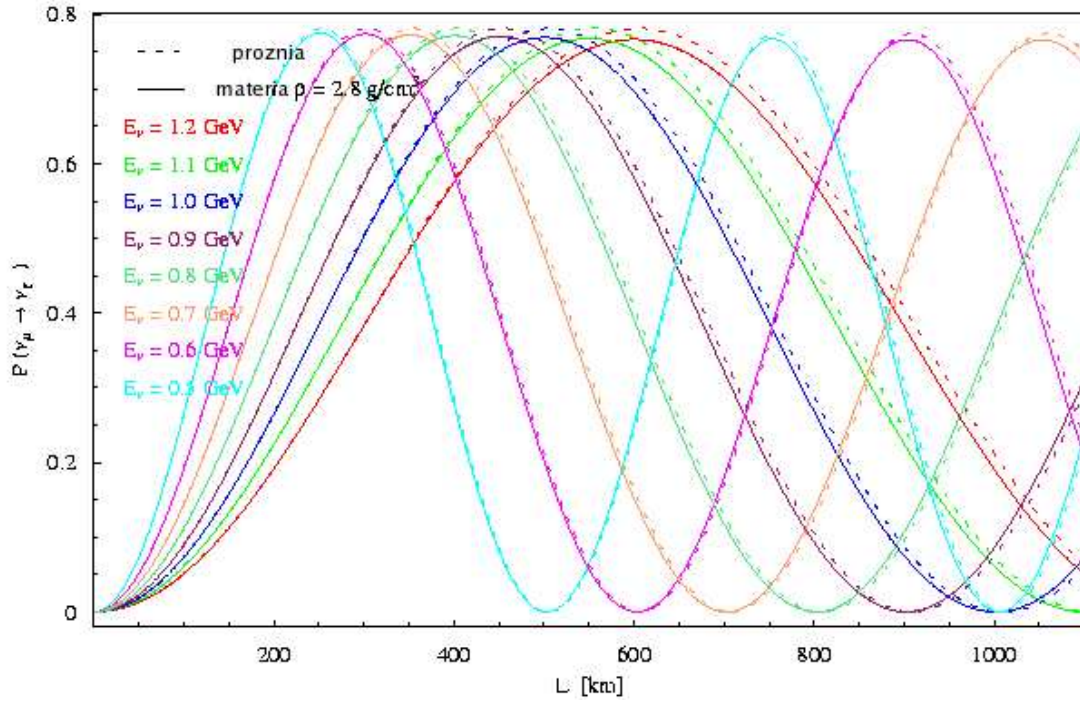
Rysunek 4.1: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrino w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ dla różnych wartości energii neutrino E_ν [GeV]. Obliczenia dokonane dla parametrów mieszania o wartościach: $\sin\theta_{23} = 0.5$, $\sin^2\theta_{13} = 0.1$, $\sin^2\theta_{12} = 0.8$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{21}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0^\circ$.

maksimum dla $E = 0.5 \text{ GeV}$. Nie widać natomiast znaczącej różnicy między przejściami w próżni i w materii. Kolejna ilustracja (rys.4.2) pokazuje niewielkie rozbieżności, które pojawiają się, gdy porównujemy (dla jednej wybranej energii: 0.7 GeV - co odpowiada wiązkę ok. 2.5° , czyli takiej, jaką planuje się użyć dla dalekiego detektora T2K) neutrino z antyneutrinami przy zachowaniu ($\delta_{CP} = 0^\circ$) lub całkowitym łamaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 90^\circ$). Różnice są tak małe, że nie można na ich podstawie wyznaczyć fazy δ_{CP} .

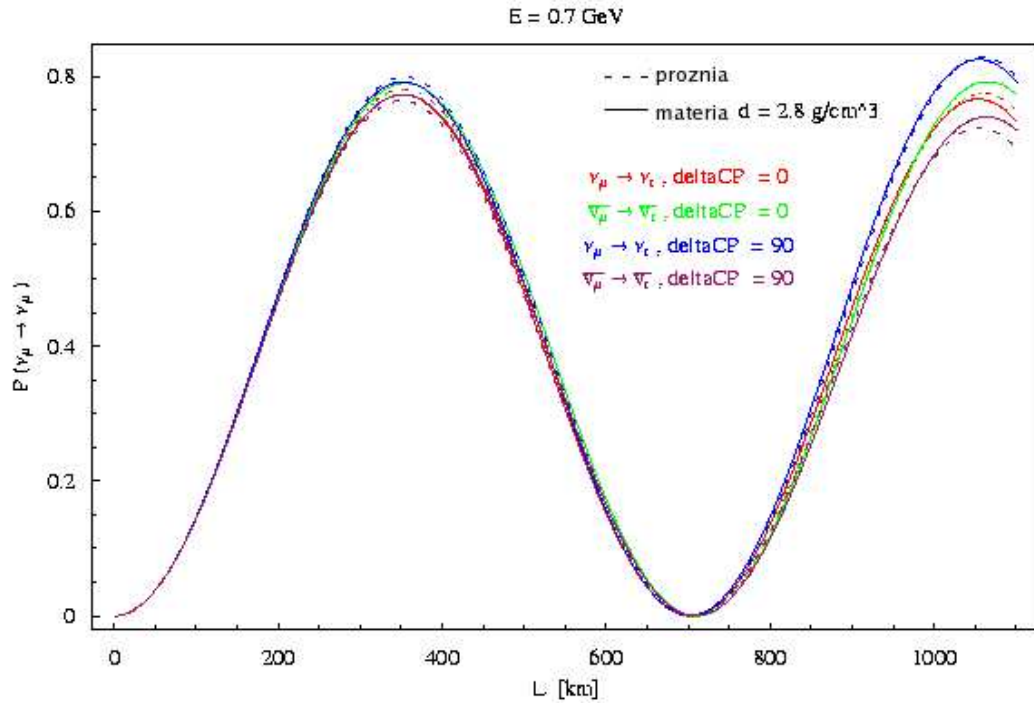
Prawdopodobieństwo przeoscyłowania ν_μ w ν_τ jest znacznie większe niż w ν_e , nie dziwi więc fakt, że rysunki 4.3 i 4.4 są niemalże „lustrzanymi odbiciami” rysunków 4.1 i 4.2. Podobnie jak w przypadku $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ zauważyć można wcześniejsze pojawianie się kolejnych maksimów przy niższych energiach neutrino oraz to, że dla $\delta_{CP} = 0^\circ$ amplitudy drugich maksimów są nieco mniejsze niż pierwszych. Widać również nieco większe niż dla $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$, ale nadal niewielkie, rozbieżności między przejściami w próżni i w materii. Porównanie zachowania neutrino i antyneutrino dla skrajnych wartości δ_{CP} ujawnia większe różnice, które jednak nie będą mogły być zmierzone, gdyż energia progowa na wytworzenie



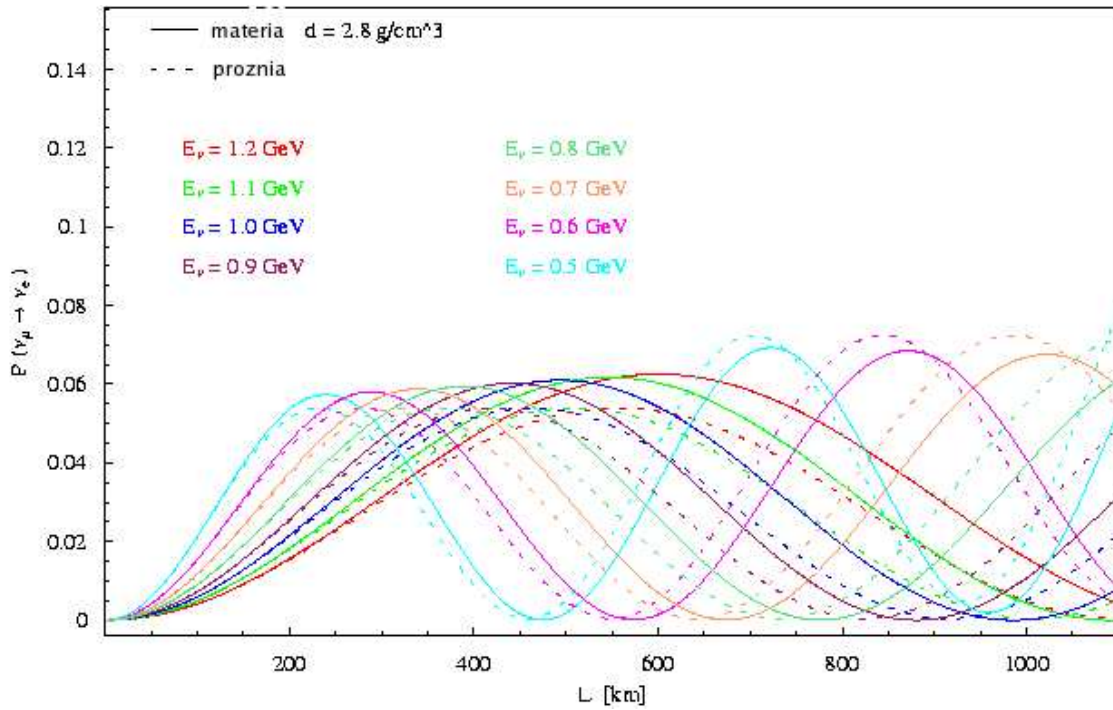
Rysunek 4.2: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrina (antyneutrina) w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ dla energii neutrin (antyneutrino) $E_\nu = 0.7$ [GeV]. Linie czerwone (zielone) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$ dla neutrino (antyneutrino) przy całkowitym zachowaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 0^\circ$). Linie niebieskie (fioletowe) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$ dla neutrino (antyneutrino) przy całkowitym łamaniu symetrii CP $\delta_{CP} = 90^\circ$.



Rysunek 4.3: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau)$ od odległości $L [km]$ przebytej przez neutrino w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{g}{cm^3}$ dla różnych wartości energii neutrino $E_\nu [GeV]$. Obliczenia dokonane dla parametrów mieszania o wartościach: $\sin\theta_{23} = 0.5$, $\sin^2\theta_{13} = 0.1$, $\sin^2\theta_{12} = 0.8$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\Delta m_{21}^2 = 7.5 \times 10^{-5} eV^2$, $\delta_{CP} = 0^\circ$.



Rysunek 4.4: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrina (antyneutrina) w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{g}{cm^3}$ dla energii neutrin (antyneutrino) $E_\nu = 0.7$ [GeV]. Linie czerwone (zielone) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau)$ dla neutrin (antyneutrino) przy całkowitym zachowaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 0^\circ$). Linie niebieskie (fioletowe) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau)$ dla neutrin (antyneutrino) przy całkowitym łamaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 90^\circ$).

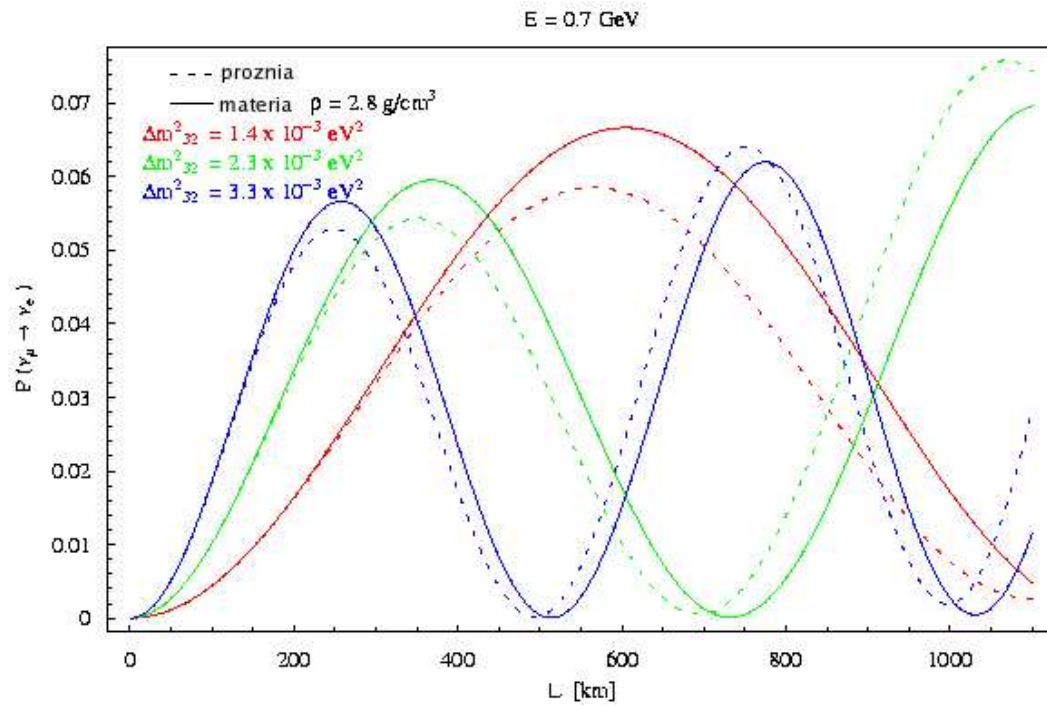


Rysunek 4.5: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrino w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{g}{cm^3}$ dla różnych wartości energii neutrino E_ν [GeV]. Obliczenia dokonane dla parametrów mieszania o wartościach: $\sin\theta_{23} = 0.5$, $\sin^2\theta_{13} = 0.1$, $\sin^2\theta_{12} = 0.8$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\Delta m_{21}^2 = 7.5 \times 10^{-5} eV^2$, $\delta_{CP} = 0^\circ$.

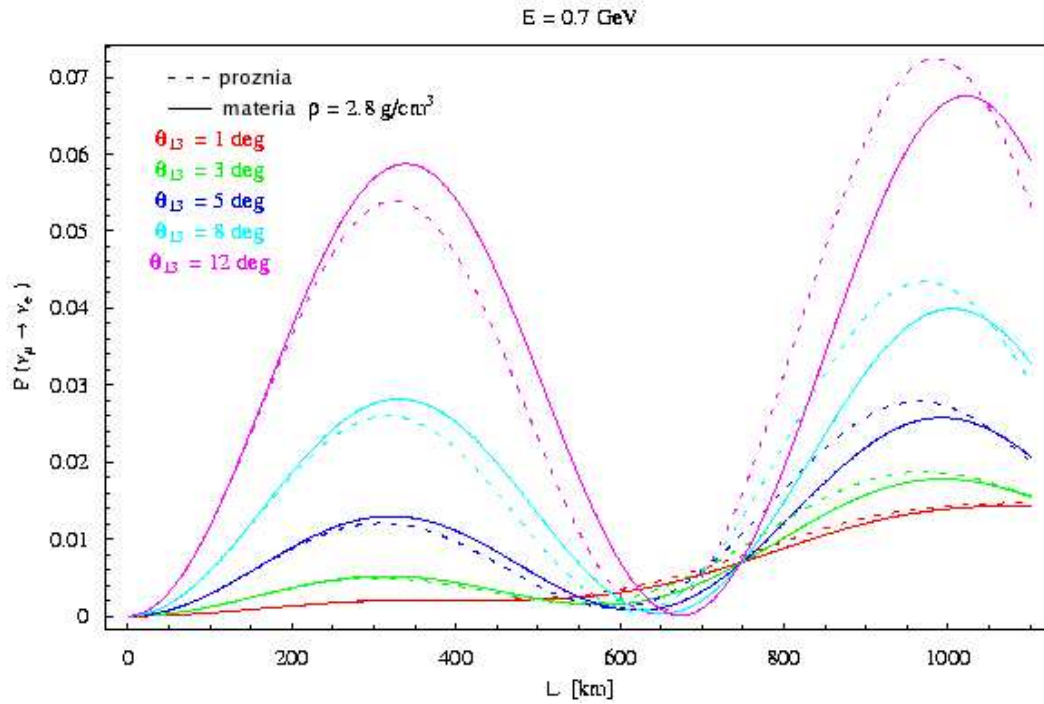
leptonu τ w oddziaływaniu ν_τ wynosi ok. 3.5 GeV.

Przejdźmy teraz do najbardziej interesującego, z punktu widzenia przyszłych badań oscylacji, a w szczególności eksperymentu T2K, kanału oscylacyjnego: $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ (patrz wzór 1.2.2 na $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$). Tak jak poprzednio, przyjrzyjmy się najpierw wykresom przedstawiającym zależność $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ od L [km] dla różnych energii neutrino (E_ν [GeV]) - rys.4.5. Dla dużych L różnica pomiędzy oscylacjami w próżni i w materii jest znacznie bardziej widoczna. Zauważyć można też, że kolejne maksima pojawiają się tym wcześniej im niższa jest energia, a ich wartości rosną wraz z odległością.

Parametry oscylacji są ze sobą skorelowane, w szczególności prawdopodobieństwo oscylacji $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ zależy od wartości Δm_{23}^2 . Rysunek 4.6 pokazuje zależność tego prawdopodobieństwa od różnych wartości Δm_{23}^2 (dwóch skrajnych i najbardziej prawdopodobnej - patrz tabela 1.1), dla neutrino o energii 0.7 GeV. Zgodnie z oczekiwaniami, im mniejszą Δm_{23}^2 zakładamy, tym dalej od źródła możemy spodziewać się kolejnych maksimów oscylacyjnych. Z tego punktu widzenia SK ($L = 295$ km) oraz detektor LAr



Rysunek 4.6: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrino w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ dla różnych wartości Δm^2_{23} i energii neutrin $E_\nu = 0.7$ [GeV].

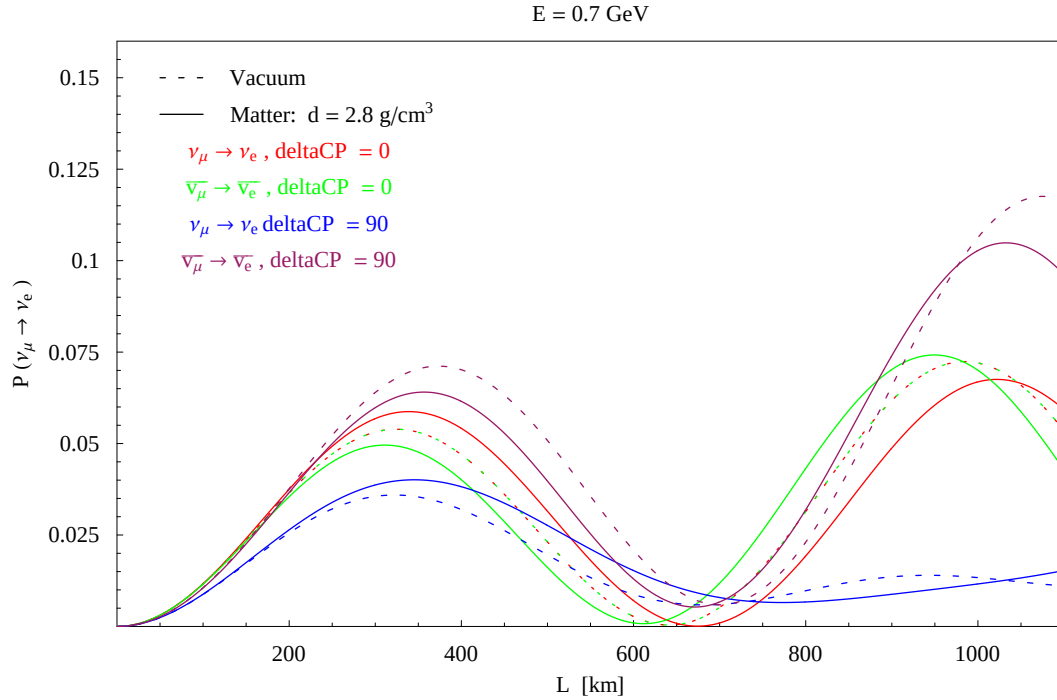


Rysunek 4.7: Zależności prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrino w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ dla różnych wartości kąta mieszania θ_{13} i energii neutrin $E_\nu = 0.7$ [GeV].

dla J2K ($L = 1000$ km) zmierzają największą liczbę przypadków, jeżeli Δm_{23}^2 ma wartość ok. $2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Kluczowym parametrem dla pomiaru $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ jest jednak kąt mieszania θ_{13} . Dobrze ilustruje to rysunek 4.7. Pokazuje on dramatyczne różnice w wartości $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, w zależności od wielkości θ_{13} . Gdy okaże się, że jest on niewiele mniejszy niż ok. 12° (górne ograniczenie z eksperymentu CHOOZ [12]) mamy nieporównywalnie większe szanse na zaobserwowanie oscylacji w tym kanale niż gdyby miał on wartość bliską np. 1° .

Na koniec warto przyrzeć się rysunkowi 4.8. Zakładając najbardziej optymistyczny scenariusz ($\theta_{13} = 12^\circ$) przedstawia on zależność $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ od L dla neutrin i antyneutrin przy dwóch skrajnych wartościach δ_{CP} . Widać, że gdy symetria CP jest zachowana ($\delta_{CP} = 0^\circ$), prawdopodobieństwo oscylacji dla neutrin jest w próżni takie samo jak dla antyneutrin. Także dla oscylacji w materii różnice między $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ a $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$ nie są uderzające. Natomiast maksymalne łamanie CP owocuje w odległości ok. 1000 km gwałtownym wzrostem $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ przy równoczesnym wyraźnym zaniku $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. Nie jest to efekt tak znaczący jak dla baz rzędu 3000 lub 7000 km (fabryki neutrin), jednak, o czym już pisałam w poprzednich rozdziałach, znacznie bardziej widoczny niż

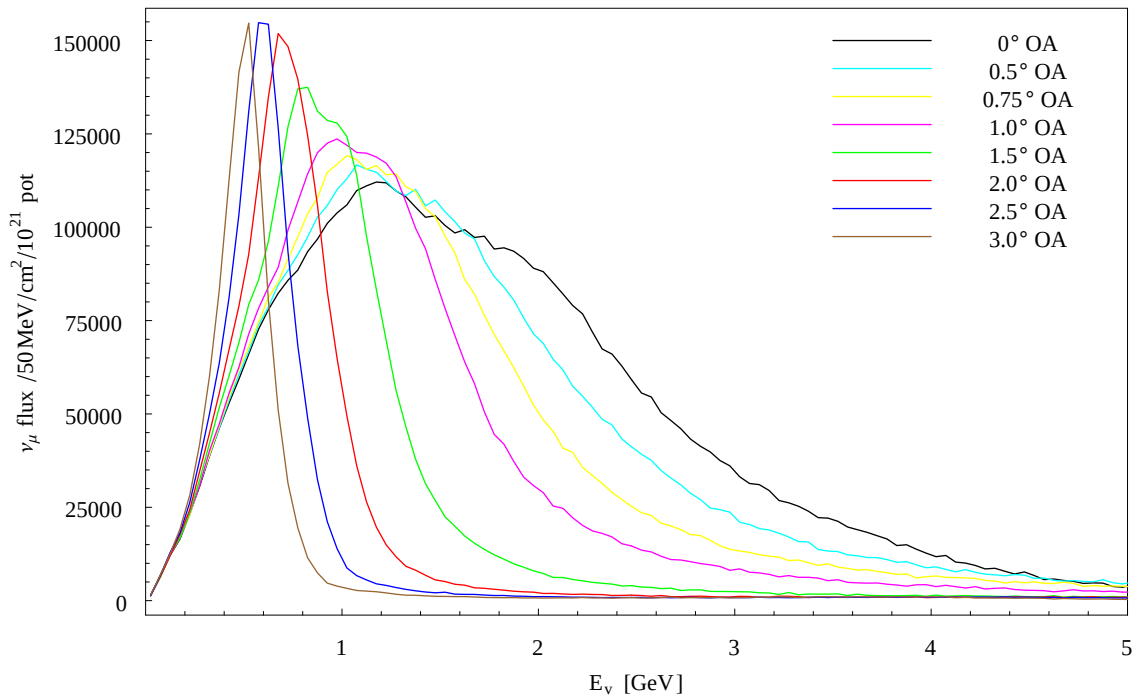


Rysunek 4.8: Zależność prawdopodobieństwa $P(\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e)$ od odległości L [km] przebytej przez neutrina w próżni (linie kreskowane) lub w materii (linie ciągłe) o gęstości $2.8 \frac{g}{cm^3}$ dla $\theta_{13} = 12^\circ$ i energii neutrin (antyneutrin) $E_\nu = 0.7$ [GeV]. Linie czerwone (zielone) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ dla neutrin (antyneutrin) przy całkowitym zachowaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 0^\circ$). Linie niebieskie (fioletowe) oznaczają $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ dla neutrin (antyneutrin) przy całkowitym łamaniu symetrii CP ($\delta_{CP} = 90^\circ$).

dla detektora w odległości $L = 295$ km (SK).

4.2 Widma energetyczne neutrin w różnych warunkach oscylacji

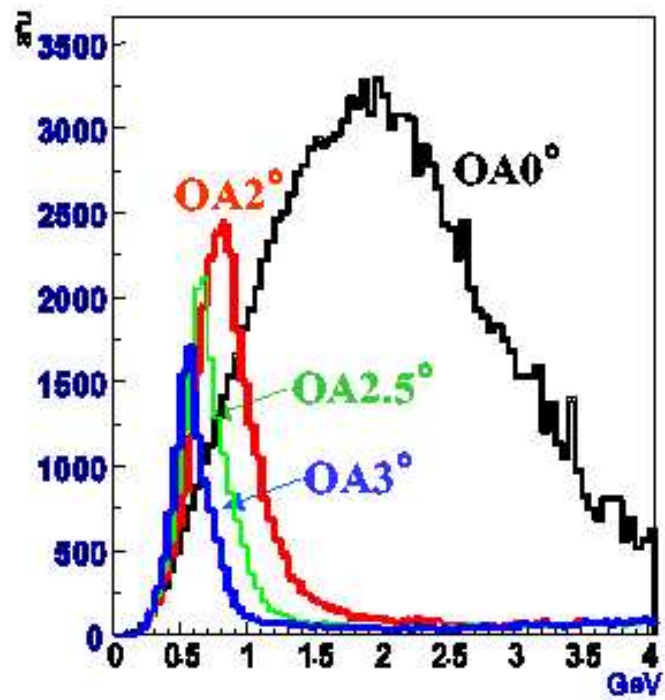
Koncepcja, na której opiera się eksperyment T2K, zakłada wykorzystanie istniejącego już detektora SK i ewentualne, późniejsze dobudowanie kolejnego, większego, wodnego Czerenkowa - HK. Nawet dalej posunięte rozważania na temat programu J2K koncentrują się raczej na tego typu detektorach [32], [33]. Dlatego też dyskutowane w tych projektach rozwiązania dotyczące wiązki neutrinowej opierają się na pomysłe zastosowania ogniskowania kinematycznego i użycia wiązki „off-axis”. Pozwala to na znaczną redukcję tła od wyżej energetycznych neutrin i stosunkowo łatwą interpretację przypadków, ze względu na przewagę oddziaływań typu QE przy niskich energiach neutrin.



Rysunek 4.9: Strumień neutrin w odległości 1000 km od źródła dla różnych kątów „off-axis” (OA) [34].

Jeżeli jednak przyjrzymy się rysunkom 4.9 i 4.10 od razu widać, że dla detektora, który posiada wysoką energetyczną zdolność rozdzielczą oraz możliwość precyzyjnej rekonstrukcji torów cząstek znacznie korzystniejszy jest tradycyjny układ „on-axis”, pozwalający na zebranie znacznie większej liczby oddziaływań neutrin. Takim detektorem jest niewątpliwie LAr TPC zaproponowana, przez A.Rubbię [34]. O projekcie postulującym jej użycie wspominałam już w rozdziale trzecim. Ponieważ ten pomysł jest stosunkowo nowy, przeprowadziłam dla niego symulacje przy użyciu programu GLoBES i uzyskałam kilka interesujących wyników, które teraz przedstawię. O ile zmiana parametrów nie jest explicite zaznaczona, to obliczenia wykonane zostały dla następujących parametrów: masa czynna detektora - $FV = 100 \text{ kt}$, odległość od źródła - $L = 1000 \text{ km}$, gęstość materii - $\rho = 2.8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, normalna hierarchia mas, moc wiązki ν_μ - $P = 4 \text{ MW}$ ($7 \times 10^{21} \text{ p.o.t.}$), czas trwania eksperymentu - $t = 4 \text{ lata}$.

Jednym z pierwszych testów, które wykonałam, było zbadanie zgodności symulatora Monte Carlo NUX [36], używanego przez A.Rubbię, z programem GLoBES. Polegało ono na porównaniu liczby przypadków danego typu, otrzymanej przy założeniu braku oscylacji, dla trzech wiązek: 0.5° OA, 1.0° OA i 2.5° OA. Uzyskane wyniki umieszczone są w Tabeli 4.1. Ich analiza ujawnia 20-30% rozbieżności między liczbami przypadków po-



Rysunek 4.10: Strumień neutrin dla różnych kątów „off-axis” (OA) przemnożony przez całkowity przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z wymianą prądów naładowanych [27].

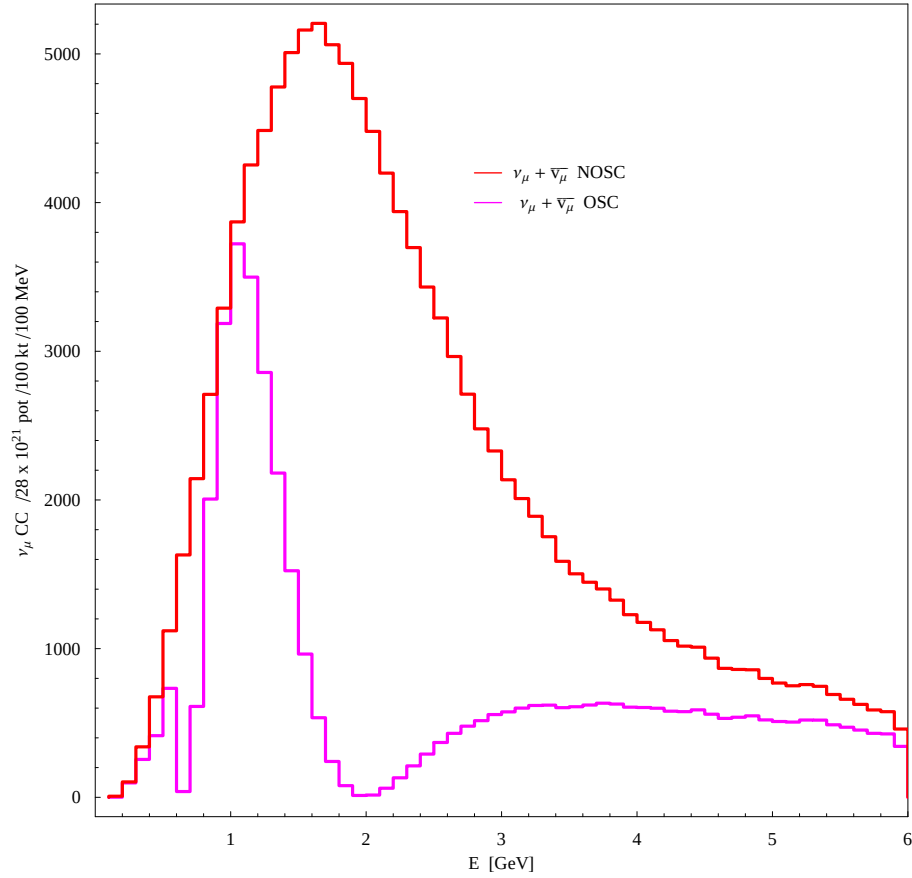
OA	$\nu_\mu CC (QE)$		$\bar{\nu}_\mu CC (QE)$		$\nu_e CC (QE)$		$\bar{\nu}_e CC (QE)$	
	NUX	GL	NUX	GL	NUX	GL	NUX	GL
0.5°	26566 (10157)	26567 (7999)	634 (272)	752 (265)	166 (59)	159 (45)	9.7 (2.5)	10.7 (3.6)
1.0°	17363 (7755)	16636 (6071)	447 (143)	520 (197)	143 (55)	134 (42)	8.6 (2.3)	9.3 (3.2)
2.5°	3851 (2627)	3229 (2001)	108 (44)	123 (59)	77 (32)	70 (24)	6.2 (1.7)	7.0 (2.5)

Tablica 4.1: Porównanie liczby przypadków danego typu dla programów NUX i GLoBES (GL), dla trzech wiązek: 0.5° OA, 1.0° OA i 2.5° OA, przy założeniu braku oscylacji. Dane dla NUX z [34].

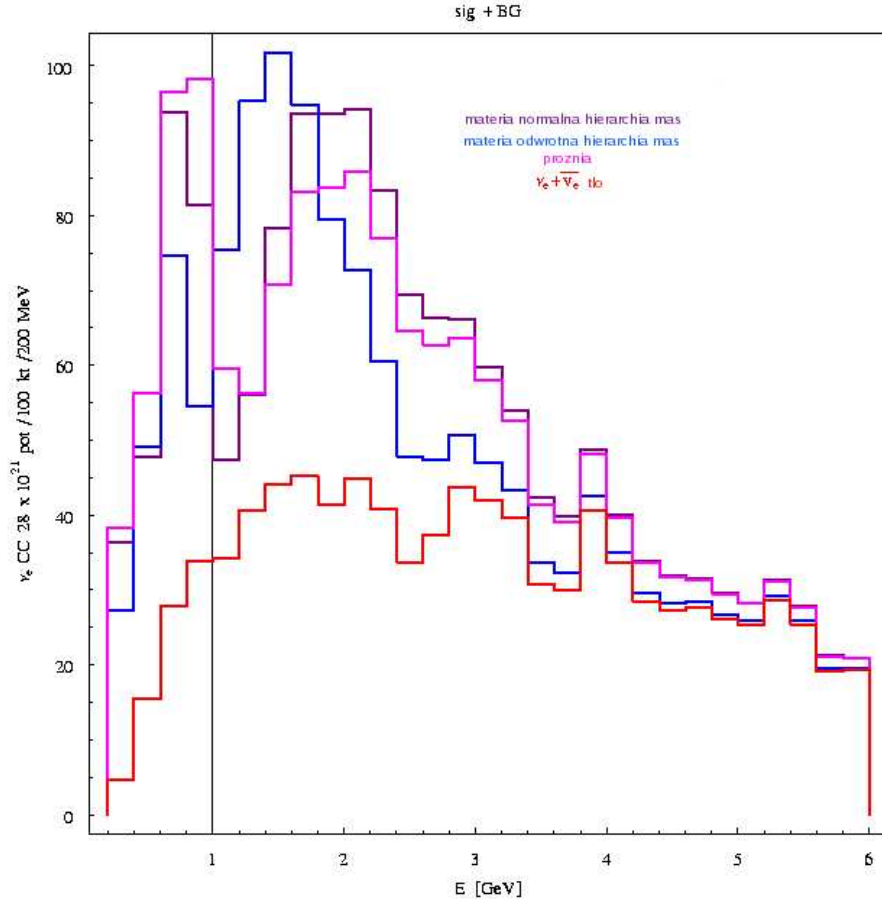
dawanymi przez NUX i GLoBES. Wynikają one przede wszystkim z tego, że do symulacji użyte zostały różne przekroje czynne: w GLoBES dla wody, a w NUX dla argonu.

Związane jest to z szerszym problemem złej znajomości przekrojów czynnych na oddziaływania niskoenergetycznych neutrin [37]. Istnieje szereg modeli, które je opisują, niestety mamy niewiele danych eksperymentalnych i najlepsza dokładność, z jaką możemy podać wartości przekrojów czynnych, jest rzędu 30%. Jest to obecnie jedna z szeroko dyskutowanych w fizyce neutrin kwestii. Od roku 2001, co rok, odbywają się poświęcone temu zagadnieniu konferencje NuInt [38], na których spotykają się specjaliści w zakresie teorii oddziaływań neutrin, twórcy oprogramowania oraz przedstawiciele eksperymentów. Wielkie nadzieje związane są z mającym rozpocząć zbieranie danych w 2009 roku eksperymentem MINER ν A [39], którego głównym zadaniem będzie wyznaczenie przekrojów czynnych na oddziaływania neutrin w zakresie energii 0.5-10 GeV. W tych warunkach uznaliśmy więc, że możemy traktować nasze wyniki jako zgodne w granicach opisanych niepewności i wszystkie wykresy, które prezentuję, wykonane są na podstawie obliczeń wykorzystujących wbudowane w GLoBES pliki z przekrojami czynnymi.

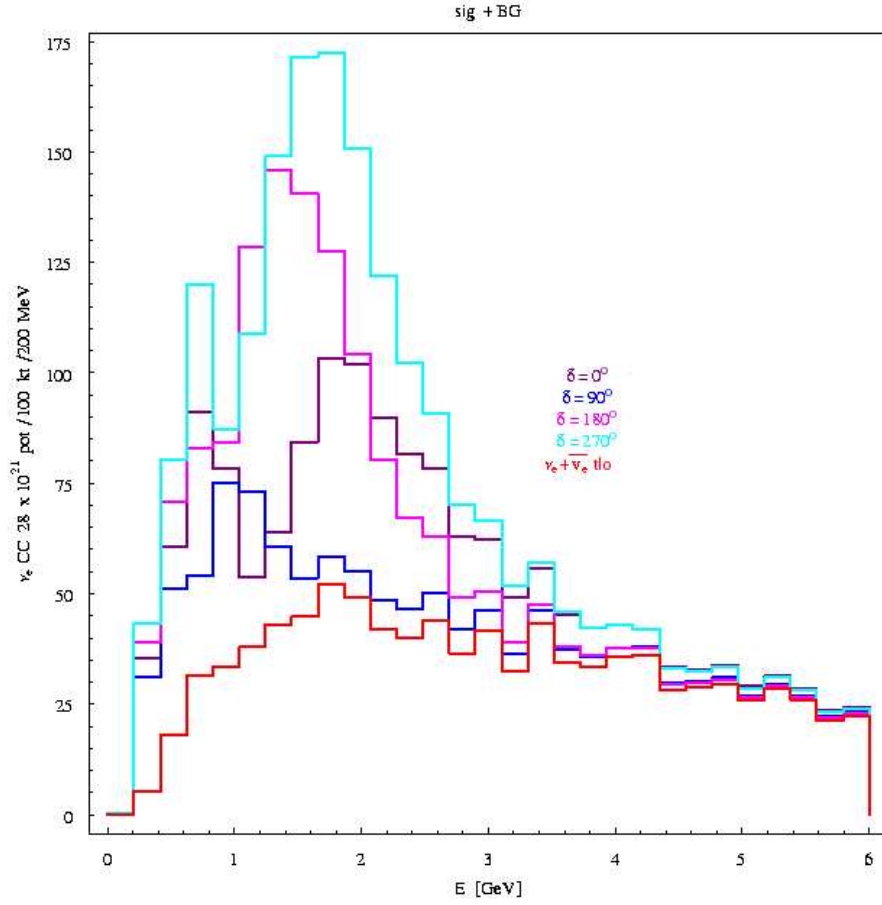
Na rysunku 4.11 przedstawione są widma energetyczne neutrin (główna wiązka) i antyneutrin (tło) mionowych (w przypadku detektora niemagnetycznego sygnały od neutrin i antyneutrin danego zapachu są nierozróżnialne) przy założeniu oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\alpha$ ($\alpha = \tau, e$) lub ich braku. Istotny wpływ na kształt widm mają w tym przypadku: kąt mieszania $\theta_{23} = 45^\circ$ (maksymalny) i $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Jest to wyraźnie widoczne na rys.4.11 (linia różowa) gdzie kwadrat różnicy mas odpowiada za położenie, a kąt mieszania za głębokość minimum przy 0.6 i 2 GeV (odpowiadającym odległościom 300 km i 1000 km).



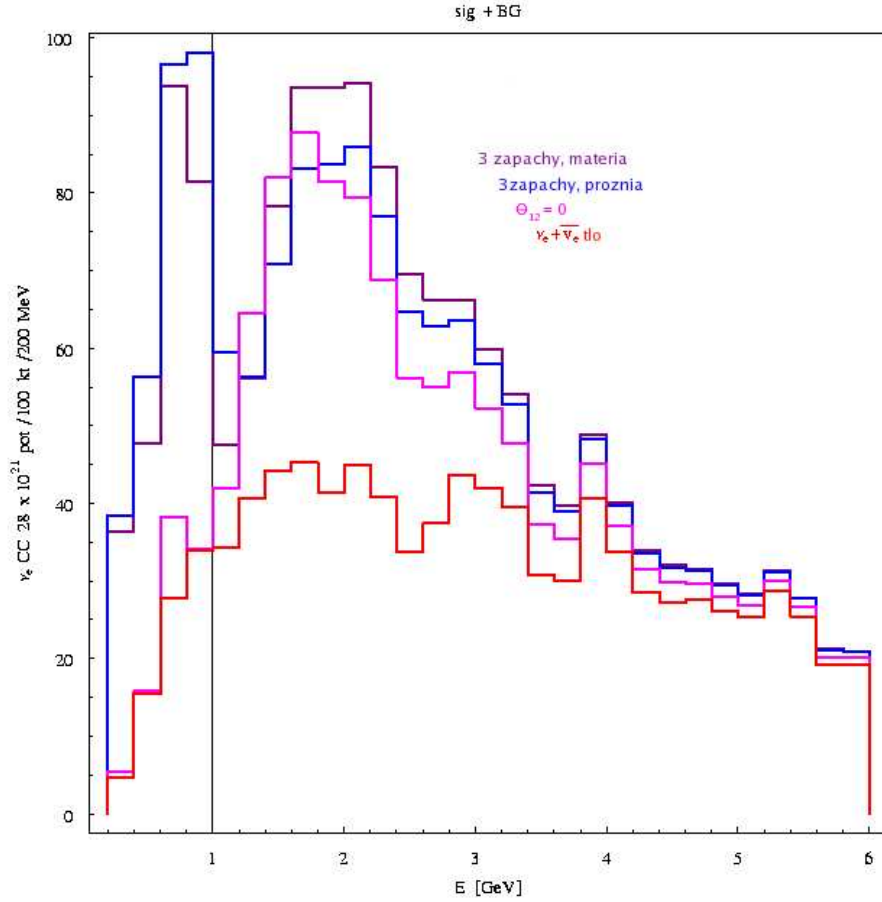
Rysunek 4.11: Widma energetyczne neutrin i antyneutrin mionowych dla wiązki 0.5° OA. Linia czerwona (różowa) oznacza widmo bez uwzględnienia oscylacji (z uwzględnieniem oscylacji). Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0$.



Rysunek 4.12: Widma energetyczne neutrin elektronowych po oscylacjach w próżni (linia różowa) i materii ($\rho = 2.8 \frac{g}{cm^3}$) dla normalnej (linia fioletowa) i odwrotnej (linia niebieska) hierarchii mas. Linia czerwona oznacza tło pochodzące od ν_e i $\bar{\nu}_e$ z wiązki. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = \pm 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} eV^2$, $\delta_{CP} = 0$, dla wiązki 0.5° OA.



Rysunek 4.13: Widma energetyczne neutrin elektronowych po oscylacjach dla różnych wartości δ_{CP} : 0° (linia fioletowa), 90° (linia ciemno niebieska), 180° (linia różowa), 270° (linia jasno niebieska). Linia czerwona oznacza tło pochodzące od ν_e i $\bar{\nu}_e$ z wiązki. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, dla wiązki 0.5° OA.



Rysunek 4.14: Widma energetyczne neutrin elektronowych po oscylacjach przy uwzględnieniu wszystkich trzech zapachów neutrin (w materii linia fioletowa, w próżni linia niebieska) lub po odrzuceniu członów słonecznego i interferencyjnych (linia różowa, ($\theta_{12} = 0^\circ$)). Linia czerwona oznacza tło pochodzące od ν_e i $\bar{\nu}_e$ z wiązki. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0$, dla wiązki 0.5° OA.

Kolejne trzy wykresy dotyczą oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ oraz $\bar{\nu}_\mu \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$, zakładając pesymistyczny scenariusz, że $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ ($\theta_{13} = 3^\circ$).

Pierwszy (rys. 4.12) przedstawia zależność liczby przypadków typu ν_e CC od energii dla oscylacji w próżni i w materii ($\rho = 2.8 \frac{g}{cm^3}$) dla normalnej i odwrotnej hierarchii mas. Zaobserwować można różne położenia drugiego maksimum dla normalnej (ok. 2 GeV) i odwrotnej (ok. 1.5 GeV) hierarchii mas.

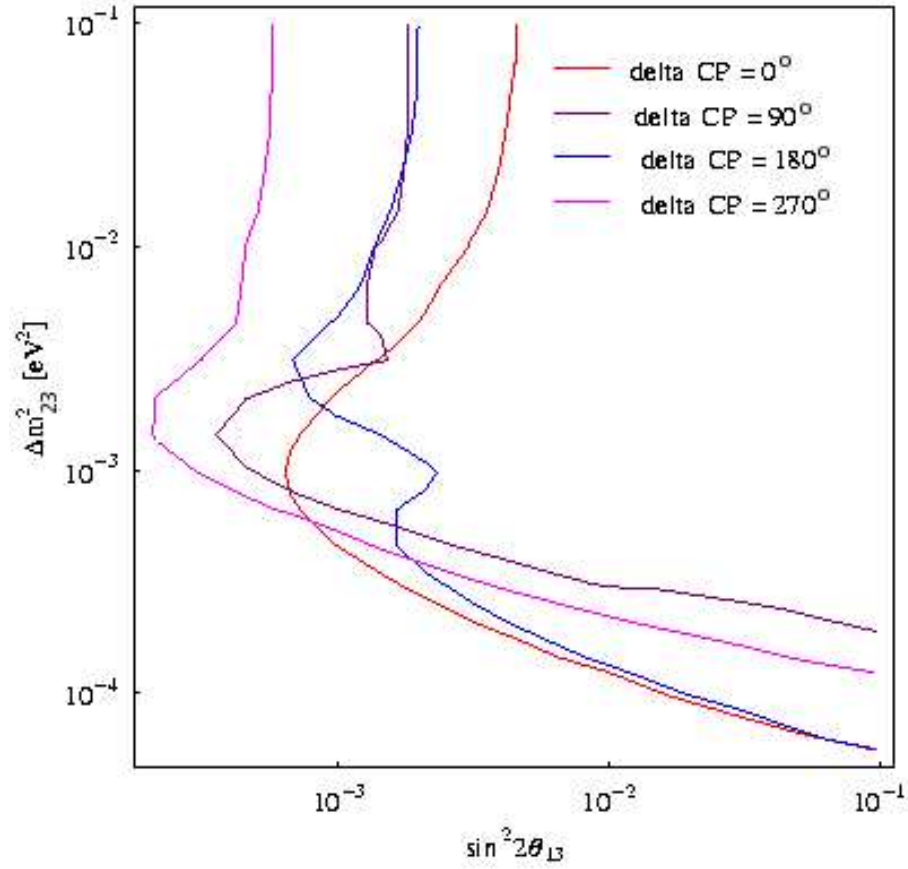
Drugi (rys. 4.13) ilustruje tę samą zależność dla różnych wartości fazy δ_{CP} . Szczególnie interesujące są różnice w kształcie widm dla $\delta_{CP} = 0^\circ$ i $\delta_{CP} = 90^\circ$ oraz wyraźnie mniejsza spodziewana liczba przypadków przy założeniu całkowitego łamania symetrii CP.

Rozkłady z rysunków 4.12 i 4.13 wymagają dokładniejszej analizy, w szczególności błędów systematycznych, ale wydaje się, że przy przyjętych założeniach możliwe byłoby ustalenie hierarchii mas i pomiar fazy δ_{CP} . Trzeci (rys. 4.14) natomiast pokazuje przebieg tej zależności przy uwzględnieniu wszystkich trzech zapachów neutrin („3 flavours”) lub odrzuceniu członów zawierających θ_{12} . Gdy przyjmiemy $\theta_{12} = 0^\circ$ znika pierwsze maksimum, za którego położenie odpowiada przyjęta wartość Δm_{12}^2 , ponieważ te dwa parametry występują zwykle w tych samych członach równania na $P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_e)$ (patrz: rozdział 1, wzór 1.2.2).

4.3 Czulość pomiaru kąta mieszania θ_{13}

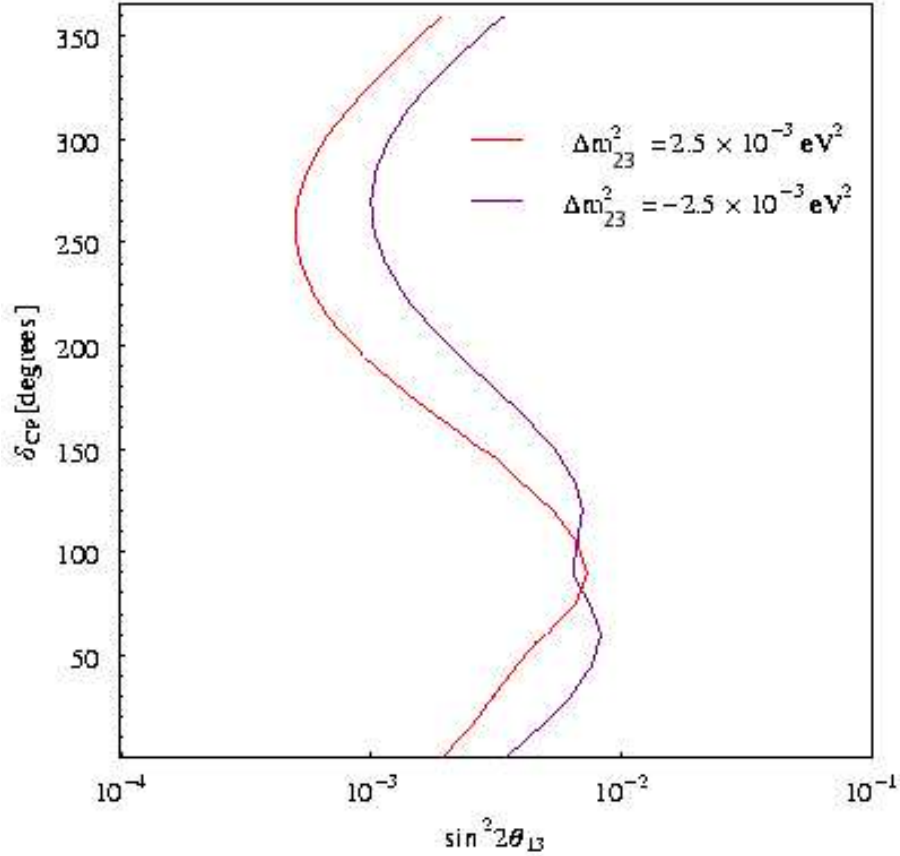
Pomysłodawcy eksperymentu T2K za główny cel wyznaczyli sobie odkrycie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ oraz pomiar parametru $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie 0.006. Obecnie górne ograniczenie, pochodzące z eksperymentu CHOOZ, podaje wartość $\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$, natomiast w Double-CHOOZ planuje się osiągnąć po trzech latach zbierania danych (w 2011) czulość ok. 0.03 [40]. Naturalne jest w tych warunkach pytanie, czy przy pomocy stukilotonowej LAr TPC udałoby się otrzymać lepszy wynik.

Dla dokonanych obliczeń założyłam te same warunki, co w poprzednim podrozdziale: masa czynna detektora - FV = 100 kt, odległość od źródła - L = 1000 km, wiązka neutrin - 0.5° , gęstość materii - $\rho = 2.8 \frac{g}{cm^3}$. Rysunek 4.15 przedstawia, na poziomie ufności 90%, czulość pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ w zależności od wartości Δm_{23}^2 dla różnych wartości fazy δ_{CP} . W obliczeniach założyłam, że $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ oraz uwzględniłam tylko błędy statystyczne. Jak widać, dozwolony obszar sięga poniżej 10^{-3} dla Δm_{23}^2 równego około $2.5 \times 10^{-3} eV^2$, co oznacza, że uzyskana czulość jest lepsza niż w przypadku T2K (0.006). Widać też wyraźnie, że dla θ_{13} bliskiego 0 trudno będzie z całą pewnością określić stopień łamania symetrii CP. Interesujące jest także spojrzenie na zależność czulości pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ od wartości fazy δ_{CP} (rys. 4.16) dla normalnej i odwrotnej hierarchii mas. Tu-



Rysunek 4.15: Czulość pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie ufności 90% w zależności od wartości Δm^2_{23} , dla różnych wartości δ_{CP} . Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 0^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m^2_{12} = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, dla wiązki 0.5° OA.

taj również osiąga się wysoką czułość, jednak wyznaczenie znaku Δm_{23}^2 dla δ_{CP} równej ok. 90° (maksymalne łamanie CP), wyłącznie w oparciu o wiązkę neutrin nie będzie możliwe. Przeprowadzenie dodatkowych pomiarów z wykorzystaniem wiązki $\bar{\nu}_\mu$ znacznie zwiększyłoby możliwość rozróżnienia hierarchii mas w całym obszarze zmienności δ_{CP} .

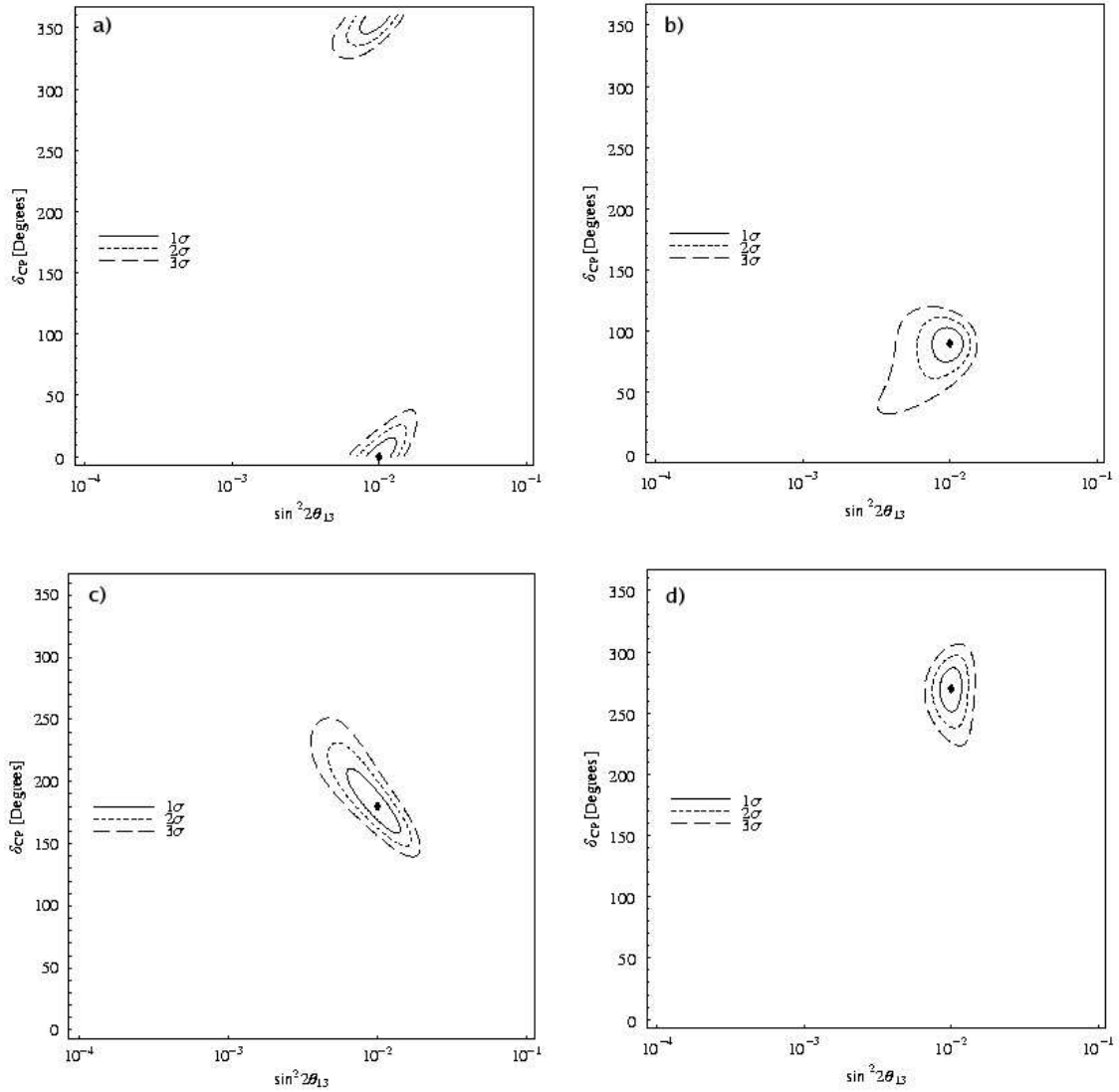


Rysunek 4.16: Czułość pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie ufności 3σ w zależności od wartości δ_{CP} , dla normalnej (linia fioletowa) i odwrotnej (linia czerwona) hierarchii mas. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 0^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0$, dla wiązki 0.5° OA .

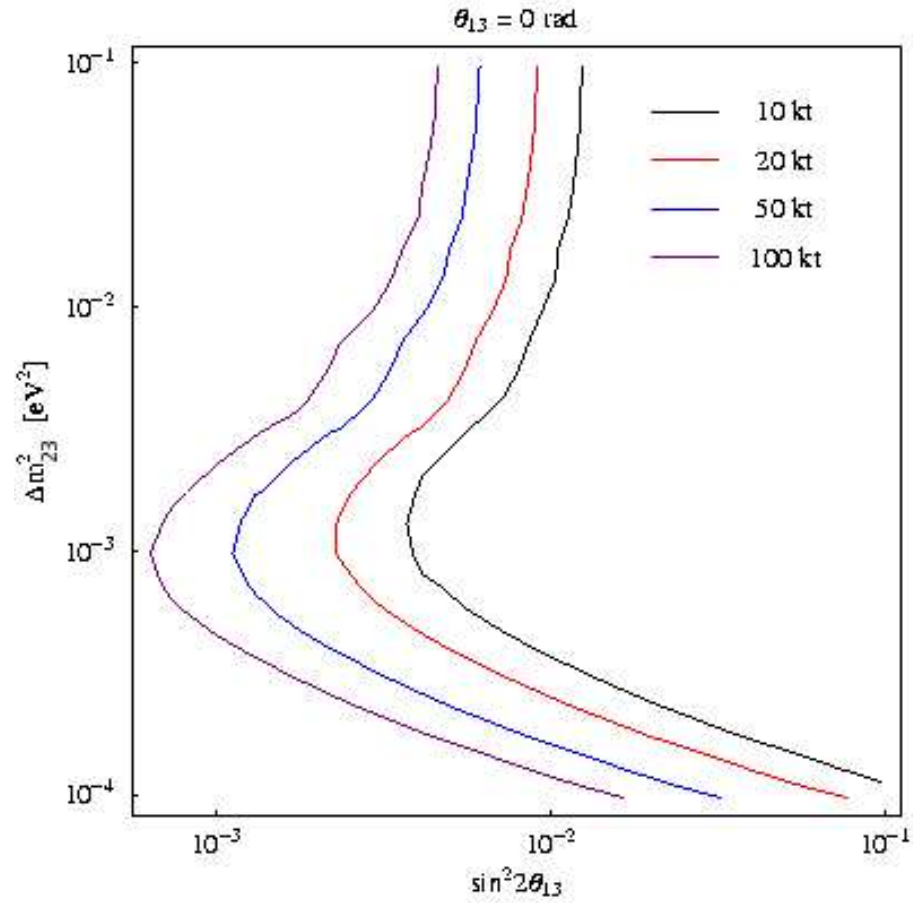
Kolejne cztery wykresy (4.17) przedstawiają obszary dozwolone na płaszczyźnie $(\sin^2 2\theta_{13}, \delta_{CP})$ dla $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ oraz czterech różnych wartości δ_{CP} . Tutaj również uwzględnione zostały tylko błędy statystyczne. Na poziomie 1σ możliwe jest wyznaczenie δ_{CP} z dokładnością do kilkunastu stopni, co daje wynik porównywalny z projektem „SK + 100 kt H_2O Č” gdzie przewiduje się precyzję ok. 20° (rys. 2.10).

Na koniec warto przyjrzeć się, jak czułość pomiaru kąta θ_{13} zmienia się w zależności

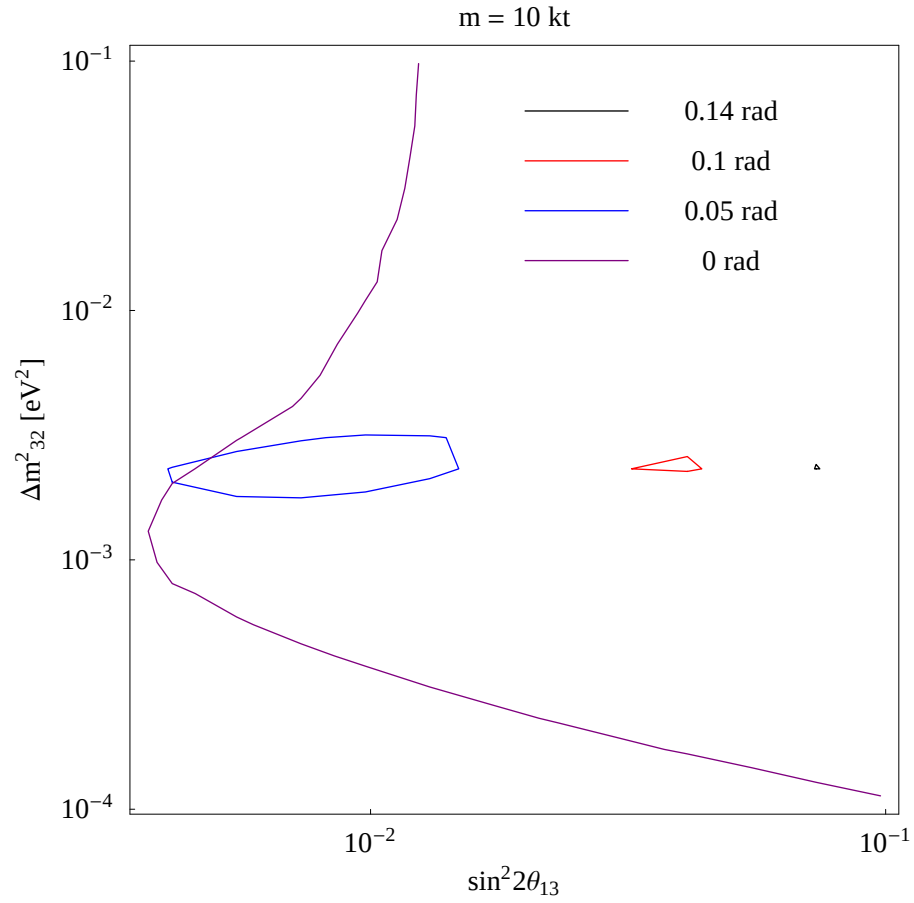
od masy czynnej detektora. Ilustrują to rysunki 4.18 i 4.19 . Pierwszy pokazuje, że zasięg obszaru dozwolonego na płaszczyźnie $(\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{23}^2)$ skaluje się w przybliżeniu tak, jak masa detektora. Drugi przekonuje, że nawet w przypadku wartości θ_{13} bliskiej ok. 3° (0.05 radiana) już 10 kilotonowy detektor byłby w stanie znacznie ograniczyć dozwolony obszar parametrów, osiągając dokładność lepszą niż Double-CHOOZ.



Rysunek 4.17: Dozwolone obszary na płaszczyźnie $\sin^2 2\theta_{13}$ i δ_{CP} . Założone wartości $\sin^2 2\theta_{13}$ i δ_{CP} zaznaczone są czarnymi punktami, obszary o $\Delta\chi^2$ mniejszym od 2.30, 6.18 i 11.83 (co odpowiada poziomowi ufności 1σ , 2σ , 3σ dla dwóch parametrów) są zaznaczone odpowiednio ciągłą, kropkowaną i kreskowaną linią. Założonym wartościom: $\delta_{CP} = 0^\circ$, $\delta_{CP} = 90^\circ$, $\delta_{CP} = 180^\circ$, $\delta_{CP} = 270^\circ$ odpowiadają wykresy a), b), c) i d). Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutron: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, dla wiązki 0.5° OA.



Rysunek 4.18: Czulość pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie ufności 90%, w zależności od wartości Δm^2_{23} , dla różnych wartości masy czynnej detektora. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{13} = 0^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m^2_{12} = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0^\circ$, dla wiązki 0.5° OA.



Rysunek 4.19: Czułość pomiaru $\sin^2 2\theta_{13}$ na poziomie ufności 90%, w zależności od wartości Δm_{23}^2 , dla różnych wartości θ_{13} . Założona wartość masy czynnej detektora: 10 kt. Obliczenia wykonane zostały dla następujących wartości parametrów mieszania się neutrin: $\theta_{23} = 45^\circ$, $\theta_{12} = 34^\circ$, $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0^\circ$, dla wiązki 0.5° OA.

Podsumowanie

Przedstawiona praca opiera się na symulacjach, wykonanych za pomocą programu GLoBES i dotyczących projektu T2K, ze szczególnym uzględnieniem jego rozszerzenia J2K. W trakcie dokonywania tych obliczeń przekonałam się, jak skomplikowane i subtelne są zależności między parametrami mieszania się neutrin i jak wiele czynników należy wziąć pod uwagę w planowaniu eksperymentu. Szczególnie ważne są długość bazy i energia neutrin, nie należy jednak zapominać o materii, przez którą neutrina przechodzą oraz o wpływie, jaki na rezultat eksperymentu mają parametry techniczne źródła i detektora.

Nowa koncepcja dotycząca użycia w projekcie J2K ciekło-argonowej komory TPC o masie 100 kt była świetną okazją do zastosowania po raz pierwszy programu GLoBES do symulacji tego układu eksperymentalnego. Program posłużył do zbadania prawdopodobieństw przejścia $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$, $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ i $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ w zależności od długości bazy pomiarowej dla różnych energii neutrin (od 0.5 GeV do 1.2 GeV), różnych wartości parametrów mieszania się neutrin (Δm_{23}^2 , θ_{13} i δ_{CP}) oraz przy założeniu oscylacji w próżni i w materii.

Obliczenia wykonane zostały głównie dla wiązki neutrinowej, gdyż na razie wiązka antyneutrinowa nie została zatwierdzona dla eksperymentu T2K. Wybrana została wiązka 0.5° OA, ponieważ zapewnia większą liczbę oddziaływań neutrin niż wiązki bardziej oddalone od osi, a detektor ciekło-argonowy pozwala na dobry pomiar energii neutrin. Wygenerowane dla niej widma energii neutrin, zmierzonych w detektorze, pokazują jak na podstawie ich kształtów można odszyfrować wartości parametrów oscylacji. Potwierdzają również trafność wyboru długości baz dla SK (295 km) i LAr TPC (1000 km) - to właśnie w tych odległościach $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ osiąga swoje minima dla energii ok. 0.7 GeV i 2.0 GeV, przy założeniu $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Następnie badałam zagadnienia związane z problemem czułości pomiaru tak ważnego parametru, jakim jest kąt mieszania θ_{13} oraz możliwość wyznaczenia δ_{CP} i hierarchii mas. Jedną ze szczególnie interesujących właściwości programu GLoBES jest możliwość przyjrzenia się korelacjom między tymi trzema parametrami. Z przedstawionych wyników możemy wnioskować, że za pomocą 100 kt LAr TPC umieszczonej w odległości 1000 km

od źródła będzie można osiągnąć czułość pomiaru θ_{13} rzędu 10^{-3} , nawet jeśli $\sin^2 2\theta_{13}$ jest bliski 0 i wyznaczyć δ_{CP} z dokładnością do $\pm 20^\circ$ dla $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$. Niestety nie uda się rozstrzygnąć, z którą z hierarchii mas mamy do czynienia w przypadku δ_{CP} bliskiej 90° . Przeprowadzenie dodatkowych pomiarów z wykorzystaniem wiązki $\bar{\nu}_\mu$ znacznie zwiększyłoby możliwość rozróżnienia hierarchii mas w całym obszarze zmienności δ_{CP} .

Na koniec należy zaznaczyć, że w przeprowadzanych symulacjach wzięłam pod uwagę jedynie błędy statystyczne, a uwzględnienie błędów systematycznych może wpłynąć na pogorszenie uzyskanych wyników. Zbadanie tego zagadnienia wykroczyło jednak poza zakres tej pracy.

Podziękowania

Serdecznie dziękuję mojej promotorce, Pani prof. dr hab. Agnieszce Zalewskiej, za jej nieocenioną opiekę, za wszystko czego się nauczyłam w trakcie naszej wspólnej pracy oraz za umożliwienie mi zrealizowania mojego największego marzenia z czasów licealnych - pracy w CERN-ie chociaż przez kilka dni.

Dziękuję również Panom doc. dr hab. Januszowi Chwastowskiemu i dr Stanisławowi Mikockiemu za cenne uwagi i wskazówki, których udzielali podczas seminariów magisterskich. Dr Mikockiemu, mojemu recenzentowi, dodatkowo za cierpliwość i wyrozumiałość, gdy na sam koniec dała o sobie znać złośliwość rzeczy martwych...

Dorocie Stefan i Tomkowi Wąchale dziękuję za niezliczone rady i pomoc przy rozwiązywaniu problemów natury komputerowej i nie tylko :)

Moim rodzicom, za wsparcie moralne i finansowe w trudnych chwilach.

Justynie - za jogę - Om!

Ich danke ganz besonders Mark Rolinec, die immer Geduld hatt und bereit war mir zu helfen. Von seinen Briefe habe ich viel von GLoBES, Mathematica, Mundial und Nutella gelernt.

Juergen, baby, waerest du immer so geduldig mit mir wie in dem letzten Monat...!

Tante grazie ance per André Rubbia e Anselmo Mereaglia, con coloro ho lavorato a CERN.

Bibliografia

- [1] CERN-PH-EP/2005-04, hep-ex/0509008.
- [2] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- [3] SuperKamiokande Collab., Y. Fukuda et al., „Evidence For Oscillation Of Atmospheric Neutrinos”, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562-1567, hep-ex/9807003
- [4] SuperKamiokande Collab., Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2644.
- [5] K2K Collab., S.H. Ahn et al., Phys. Lett. **B511** (2001) 178, hep-ex/0103001.
- [6] K2K Collab., H.M. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 041801.
- [7] Homestake Collab., B.T. Cleveland et al., Astrophys. J. **496** (1998) 505.
- [8] SNO Collab., Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071301; Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301 i 011302.
- [9] SNO Collab., S. N. Ahmed et al., nucl-ex/0309004 v1.
- [10] KAMLand Collab., K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802.
- [11] L. Wolfenstein Phys. Rev. **D17** (1978) 2369; S.P. Mikheev,, A.Yu. Smirnow, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913.
- [12] CHOOZ Collab., M. Apollonio et al. Phys. Lett. **B466** (1999) 415, Eur. Phys. J. **C27** (2003) 331.
- [13] LSND Collab., C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3082; LSND Collab., A. Aguilar et al., Phys. Rev. **D64** (2001) 112007.
- [14] KARMEN Collab., B.Armbuster et al., Phys. Rev. **D65** (2002) 112001.
- [15] A.Bazarko hep-ex/0210020.

- [16] M. Maltoni et al., hep-ph/0405172.
- [17] KAMLand Collab., T. Araki et al., Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801.
- [18] MINOS Collab., E. Ables et al., FERMILAB-PROPOSAL-0875.
- [19] OPERA Collab., M. Guler et al., CERN-SPSC-2000-028.
- [20] ICARUS Collab., P. Aprili et al., CERN-SPSC-2002-027.
- [21] NOvA Collab., D. Ayres et al., hep-ex/0210005.
- [22] T2K Collab., Y. Itow et al., Letter of Intent, hep-ex/0106019.
- [23] B. Autin, A. Blondel, J. Ellis (editors); „Prospective Study of Muon Storage Rings at CERN”, CERN 99-02, April 1999; <http://muonstoragerings.web.cern.ch/muonstoragerings>; S. Geer, „Neutrino beams from muon storage rings: characteristics and physics potential”, Phys.Rev. **D57** (1998) 6989; www.fnal.gov/projects/muon-collider.
- [24] P.Zucchelli, Phys. Lett. **B532** (2002) 166.
- [25] <http://j-parc.jp> .
- [26] T2K Collab., Y. Itow et al., Letter of Intent, v.2, hep-ex/030528.
- [27] D.L. Wark et al., „A Proposal for Seedcorn Funds for UK Involvement in the T2K Experiment”, 2004.
- [28] E. Aprile et al., „A Proposal for a Detector 2 km Away From the T2K Neutrino Source”, May 30, 2005.
- [29] K. Nakamura, „Overview of the Hyper-Kamiokande R&D”, referat wygłoszony na NNN05, April 7-9.2005, Aussois, Savoie, France.
- [30] M. Aoki et.al., hep-ph/01123388.
- [31] <http://newton.kias.re.kr/hepph/J2K/>
- [32] K. Hagiwara et.al., hep-ph/0504061.
- [33] M. Ishitsuka et.al., Phys. Rev. **D72** (2005) 033003.

- [34] A. Rubbia, „Concept and R&D for very large liquid Argon Time Projection Chambers”, referat wygłoszony na International Workshop on a Far Detector in Korea for the J-PARC Neutrino Beam, Nov 18-19.2005, Seoul, Korea.
- [35] P. Huber, M. Lindner, W. Winter, „Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLoBES”, 2004, hep-ph/0407333.
- [36] A. Rubbia, „NUX - neutrino generator”, referat wygłoszony na The First International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few GeV Region, December 13-16, 2001, KEK, Tsukuba, Japonia
- [37] J. Sobczyk, „Modelling neutrino cross sections”, referat wygłoszony na Cracow Epiphany Conference on Neutrino and Dark Matter, January 5-8, 2006, Cracow, Poland.
- [38] <http://neutrino.kek.jp/nuint01/>
- [39] <http://minerva.fnal.gov/>
- [40] Double-CHOOZ Collab., Letter of Intent, hep-ex/0405032