



# Odkrycie oscylacji neutrin atmosferycznych<sup>1</sup>



Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 2015

Takaaki Kajita

Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, Japan

Opublikowany w języku polskim za zgodą Nobel Foundation

©the Nobel Foundation 2015

Przekład dokonany przy wsparciu finansowym Fundacji Pro-Physica

**Słowa kluczowe:** neutrina, zapachy neutrin, oscylacje neutrin, neutrina atmosferyczne, detektor promieniowania Czerenkowa  
**Keywords:** neutrinos, neutrino flavours, neutrino oscillations, atmospheric neutrinos, Cherenkov detector

## 1. Wprowadzenie

Neutrina, tak jak elektron i kwarki, są rodzajem fundamentalnych cząstek elementarnych. Nie mają jednak ładunku elektrycznego. Występują w trzech odmianach (zwanym zapachami), mianowicie jako neutrina elektronowe ( $\nu_e$ ), mionowe ( $\nu_\mu$ ) i taonowe ( $\nu_\tau$ ). Są one produkowane w wielu miejscach, np. w ziemskiej atmosferze i we wnętrzu Słońca. Oddziaływania neutrin z materią są tak słabe, że z łatwością przenikają one przez Ziemię, a nawet przez Słońce. Oddziałują wprawdzie z materią, ale bardzo rzadko. Dzięki temu, że w reakcjach zwanych oddziaływaniem prądów naładowanych<sup>2</sup> (CC) inicjowanych przez neutrina elektronowe (mionowe, taonowe) powstaje elektron (mion, tau), fizycy są w stanie określić zapach neutrina rejestrując powstały w takim oddziaływaniu [naładowany]<sup>3</sup> lepton.

Model standardowy oddziaływań cząstek elementarnych, który został stworzony w początku lat siedemdziesiątych XX w., bardzo dobrze opisuje oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe. W ramach tego modelu oddziaływania te nie są jednak zunifikowane – są one potraktowane jak niezależne. Przy konstrukcji modelu standardowego przyjęto, że neutrina są bezmasowe.

dziane przez Makiego, Nakagawę i Sakatę [1] oraz przez Pontecorvo [2]. Wyobraźmy sobie np., że dzięki oscylacjom neutrina  $\nu_\mu$  i  $\nu_\tau$  mogą przechodzić wzajemnie jedno w drugie. Przy założeniu, że tylko te dwa zapachy uczestniczą w oscylacjach (tzw. dwuzapachowe przybliżenie), prawdopodobieństwo tego, że neutrina  $\nu_\mu$  o energii  $E_\nu$  pozostanie neutrinem mionowym po przebyciu dystansu  $L$  jest dane wzorem

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( \frac{1,27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E_\nu (\text{GeV})} \right),$$

w którym  $\theta$  jest [parametrem zwanym] kątem mieszania neutrin, a  $\Delta m^2 = |m_3^2 - m_2^2|$  jest różnicą kwadratów ich mas. Gdy [wskutek oscylacji] znika neutrina mionowe powstaje w jego miejsce neutrina  $\nu_\tau$ , więc prawdopodobieństwo tego, że neutrina jest albo mionowe albo taonowe jest równe jeden. Jak widać z przytoczonego wzoru, długość oscylacji neutrina[, tj. odległość jaką musi ono przebyć, by prawdopodobieństwo  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  było znacząco mniejsze od jednościi,] jest tym większa, im mniejsza jest różnica kwadratów mas.

W końcu lat siedemdziesiątych zaproponowane zostały nowe teorie unifikujące oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe. Przewidywały one, że protony, które razem z neutronami są zwane nukleonami, powinny ulegać rozpadowi i mieć czas życia mieszczący się w przedziale od  $10^{28}$  do  $10^{32}$  lat. Aby sprawdzić te przewidywania, uruchomiono w początku lat osiemdziesiątych kilka eksperymentów mających poszukiwać rozpadu protonu. Detektorami we wszystkich tych eksperymentach były wielkie, ważące od 100 do kilku tysięcy ton masy materii, w której rozpady protonów mogłyby zdarzać się

1. Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2015 podzielili między siebie Arthur B. McDonald i Takaaki Kajita. Artykuł jest tekstem jednego z dwóch wykładów wygłoszonych z tej okazji (przyp. red.).

2. Pod tą historyczną nazwą kryje się po prostu oddziaływanie zachodzące poprzez wymianę wirtualnego bozonu  $W$  (przyp. tłum.).

3. Teksty w nawiasach kwadratowych dodał tłumacz z uwagi na zbyt zwięzły, a czasem wręcz niezrozumiały język oryginału (przyp. red.). Fizycy zastanawiali się jednak, czy tak rzeczywiście jest, gdyby bowiem neutrina miały niezerowe masy, mogłyby zmieniać swój zapach na inny (inne). Zjawisko takie, zwane *oscylacjami neutrin*, zostało teoretycznie przewi-

dostatecznie często, gdyby czas życia protonu był taki, jak przewidywały teorie unifikacji. Jednym z tych eksperymentów był Kamiokande (od Kamioka Nucleon Decay Experiment), w którym tzw. detektor Czerenkowa stanowiła [najbardziej wewnętrzna] masa, tzw. masa odniesienia (ang. *fiducial*), ok. 1000 ton wody wydzielone z całej masy trzech tysięcy ton wody zgromadzonych na głębokości 1000 metrów pod ziemią w kopalni Mozumi w Kamioka w Japonii. Gdy naładowana cząstka przechodzi przez wodę z relatywistyczną [(tj. bliską prędkości światła w próżni)] prędkością, wypromieniowuje fotony Czerenkowa. W eksperymencie Kamiokande fotony takie były rejestrowane przez fotopowielacze zamontowane na wewnętrznych ścianach zbiornika z wodą. Ponieważ fotony Czerenkowa są emitowane w wąskim stożku wokół kierunku ruchu cząstki, dają one na ścianach detektora pierścienie światła zwane pierścieniami Czerenkowa.

## 2. Anomalia w zliczaniu neutrin atmosferycznych

Eksperyment Kamiokande zaczął działać w lipcu roku 1983. Jako doktorant byłem weń zaangażowany od samych jego początków. W marcu 1986 roku otrzymałem tytuł doktorski za rozprawę nt. poszukiwania w danych zgromadzonych w tym eksperymencie sygnału rozpadu protonu na mezon i antyneutrino. Żaden ślad takiego rozpadu nie został wykryty.

Zacząłem wtedy mieć poczucie, że wykorzystywane przy tej analizie oprogramowanie nie jest wystarczająco dobre, by dostatecznie efektywnie wyodrębnić sygnał rozpadu protonu z tła dominujących reakcji inicjowanych przez pochodzące z atmosfery neutrina. Zaraz po złożeniu rozprawy doktorskiej zebrałem się więc za jego ulepszenie. Jeden z elementów oprogramowania był odpowiedzialny za identyfikację rodzaju cząstki rejestrowanej poprzez wytwarzane przez nią wielokrotne pierścienie Czerenkowa. Chodziło o to, by wiedzieć, czy dany pierścień został wytworzony przez elektron, czy przez mion. Zadanie to nie było proste, gdyż pierścienie często się przekrywają. Trzeba więc było sprawdzić działanie oprogramowania krok po kroku, zaczynając od [symulowania] najprostszych przypadków, aż do najtrudniejszych.

Oprogramowanie działało rzeczywiście dobrze przy analizie najprostszego przypadku, tj. gdy symulowana była, inicjowana przez neutrinę atmosferyczną, reakcja, której towarzyszył pojedynczy pierścień Czerenkowa. Miony i elektrony pochodzące z takich symulowanych oddziaływań atmosferycznych neutrin  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$  były identyfikowane poprawnie w około 98% przypadków. Wiedząc to, można było sprawdzić zapach neutrin atmosferycznych inicjujących reakcje [rzeczywiście] zarejestrowane przez detektor. Rezultat tego sprawdzianu okazał

się dziwny: [rzeczywista] liczba przypadków inicjowanych przez neutrinę  $\nu_\mu$  była dużo mniejsza niż przewidziana przez symulacje. Zarazem liczba przypadków inicjowanych przez neutrinę  $\nu_e$  nie wykazywała takiego odstępstwa. Z początku myślałem że popełniłem byłem jakiś poważny błąd i postanowiłem naocznie sprawdzić te przypadki w zebranych danych. Rychło przekonałem się, że analiza przeprowadzana przez oprogramowanie poprawnie identyfikowała rodzaj cząstki. Niestety uznałem, że problem nie może być taki prosty, że najprawdopodobniej jest jakiś błąd ukryty gdzieś głęboko w symulacjach, selekcji danych lub w oprogramowaniu rekonstruującym przypadki oddziaływań [na podstawie rejestrowanych danych]. W końcu roku 1986 wraz z Masato Takitą wziąłem się za różne studia mające na celu sprawdzenie kodów i ostateczne wykrycie błędów.

Po roku takich studiów nie znaleźliśmy żadnego poważnego błędu i stwierdziliśmy, iż deficyt neutrin mionowych nie może być skutkiem jakiegoś dużego problemu w analizie danych lub w symulacjach. Trzeba tu wspomnieć, że stosunek strumieni atmosferycznych neutrin  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$  może być dokładnie przewidziany na podstawie samego mechanizmu powstawania neutrin i jest niezależny od bezwzględnych wartości tych strumieni. Atmosferyczne neutrina  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$  powstają w łańcuchu rozpadu pionów (tj. mezonów  $\pi$ ) produkowanych w atmosferze w wyniku oddziaływania z nią promieni kosmicznych. Pion rozpada się na mion i  $\nu_\mu$ , a z kolei mion rozpada się na elektron i parę  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$ . Wszystkie trzy neutrina [powstałe w jednym takim łańcuchu] mają niemal takie same energie wobec czego oczekiwany stosunek strumieni atmosferycznych neutrin  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$  jest mniej więcej równy dwa, niezależnie od szczegółowego składu strumienia promieni kosmicznych. W istocie, bardziej szczegółowe obliczenia przewidywały, że stosunek strumieni neutrin  $\nu_\mu$  i  $\nu_e$  jest bliski dwa w przypadku neutrin o energiach około 1 GeV. W roku 1988 oszacowaliśmy niepewność tego przewidywania na ok. 5%. Wartości bezwzględne strumieni neutrin były zaś przewidywane tylko z dokładnością pomiędzy 20% i 30%. Wyniki te wskazywały, że trudno wyjaśnić dane Kamiokande niepewnościami obliczeń strumieni neutrin.

W roku 1988 napisana i opublikowana została praca [3], w której liczby zarejestrowanych zdarzeń typu mionowego (będących w większości skutkiem oddziaływań neutrin  $\nu_\mu$ ) i zdarzeń typu elektronowego (w większości powodowanych oddziaływaniami neutrin  $\nu_e$ ) zostały porównane z odpowiadającymi im liczbami uzyskanymi z symulacji. Rezultaty tego porównania są podsumowane w tabeli 3.1. Należy tu powiedzieć, że symulacje te wykorzystywały [teoretycznie] obliczone strumienie neutrin atmosferycznych i przyjmowały standardowe

Tab. 1. Porównanie liczb przypadków zarejestrowanych rzeczywiście przez detektor Kamiokande z liczbami otrzymanymi z symulacji. Liczby odpowiadają 2,87 kilotonolatom detektorowym

	dane	przewidywanie
typ elektronowy (głównie oddziaływania $\nu_e$ typu CC)	93	88,5
typ mionowy (głównie oddziaływania $\nu_\mu$ typu CC)	85	144,0

właściwości neutrin, tj. nie uwzględniały możliwego wpływu oscylacji.

Na podstawie tych rozważań zespół Kamiokande wyciągał w pracy [3] następujący wniosek: „Nie możemy wyjaśnić tych danych ani systematycznymi efektami detektorowymi, ani niepewnościami przewidywań strumieni neutrin atmosferycznych. Dane te mogłyby wyjaśniać jakaś nieuwzględniona dotąd [w analizie] fizyka, taka jak np. oscylacje neutrin.” W istocie najbardziej interesowała mnie możliwość oscylacji powodowanych przez dużą wartość kąta mieszania: neutrina  $\nu_\mu$  wydawały się bowiem niemal całkowicie przechodzić wskutek oscylacji w neutrina jakiegoś innego rodzaju. W tamtym czasie jednak nikt nie spodziewał się, że kąt mieszania może być duży. Dało mi to silny impuls do kontynuowania badań nad neutrinami atmosferycznymi.

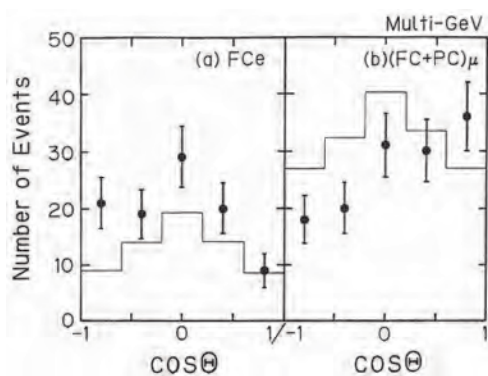
Nieco później zespół IMB, prowadzący inny eksperyment wykorzystujący duży wodny detektor Czerenkowa, potwierdził w publikacjach [4] i [5] deficyt reakcji inicjowanych przez neutrina mionowe. Zespół Kamiokande opublikował wtedy na temat neutrin atmosferycznych drugą pracę [6] zawierającą szczegółową ocenę błędów systematycznych w wyznaczaniu stosunku liczby przypadków mionowych do liczby przypadków elektronowych zarówno z danych, jak i z symulacji oraz przedstawiającą [wynikające z danych] możliwe zakresy wartości parametrów, od których zależą oscylacje, jeśli się przyjęło hipotezę oscylacji. Rezultaty analizy wskazywały, że dane dotyczące neutrin atmosferycznych mogą być wyjaśnione oscylacjami neutrin. Wciąż było to jednak tylko jedno z możliwych wyjaśnień, co wynikało częściowo z tego, że jedynym obserwowanym efektem był zbyt mały stosunek liczby przypadków typu mionowego do liczby przypadków typu elektronowego. Istotnie, wielkość deficytu przypadków typu mionowego o energiach poniżej 1 GeV (tzw. przypadków subGeV-owych) rejestrowanych przez Kamiokande i przez IMB nie wykazywała silnej zależności od kąta (zwanego azymutalnym), jaki kierunek lotu [rejestrowanego mionu] tworzył z kierunkiem pionowej osi detektora, ani od pędu [tej cząstki].

Przewidywany strumień neutrin atmosferycznych jest [w zasadzie] symetryczny względem zamiany góra-dół, wskutek izotropowego charakteru strumienia promieni kosmicznych: jakkolwiek z powodu wpływu pola

magnetycznego Ziemi na strumień promieni kosmicznych nie jest to ściśle prawdą, gdy chodzi o atmosferyczne neutrina o energiach w zakresie subGeV-owym, strumień neutrin o energiach w zakresie wielu GeV jest rzeczywiście niemal symetryczny. Jeśliby neutrina miały małe masy, długość ich oscylacji mogłaby być rzędu 100 km lub nawet dłuższa. W takim wypadku neutrina nadlatujące od góry [z obszarów atmosfery położonych bezpośrednio nad detektorem], typowo przebywające przed dotarciem do detektora odległości rzędu dziesiątków kilometrów, nie zdążyłyby oscylować przed oddziaływaniem z detektorem. Natomiast neutrina nadlatujące od dołu [z obszarów atmosfery położonych nad antypodami detektora], które mogą przebywać odległości aż do około 12800 km, mogłyby mieć dość czasu na to, by wskutek oscylacji zmienić swój zapach. Zaobserwowanie efektu znikania neutrin nadlatujących od dołu przy jednoczesnym braku takiego znikania neutrin nadlatujących od góry byłoby więc bardzo mocnym argumentem na rzecz oscylacji neutrin.

Wkrótce po wysłaniu do publikacji pierwszej pracy na temat deficytu atmosferycznych neutrin mionowych przystąpiliśmy w roku 1988 do wyselekcjonowania z danych i przebadania przypadków inicjowanych przez mionowe neutrina atmosferyczne o energiach wyższych niż 1 GeV (tzw. przypadków wieloGeV-owych). Neutrino mionowe o takiej energii typowo produkuje też wieloGeV-owy mion. Miony o takich energiach powstające w wewnętrznym detektorze często przelatują przezeń i docierają do otaczającej detektor skalnej ściany kopalni. Przypadki takie nazwaliśmy przypadkami PC (od ang. *partially contained*) – mieszczącymi się częściowo. Te właśnie przypadki wybraliśmy do analizy. Korelacja kąta pod jakim porusza się mion z kątem z jakiego nadleciało neutrin dające mu początek w wyniku oddziaływania staje się coraz ściślejsza wraz ze wzrostem energii neutrina dzięki czemu rozkład wieloGeV-owych mionów w funkcji kąta azymutalnego powinien wystarczająco dokładnie odzwierciedlać analogiczny kątowy rozkład neutrin. Wobec tego zajęliśmy się zbadaniem rozkładu kąтового przypadków wieloGeV-owych.

Ponieważ strumień atmosferycznych neutrin gwałtownie maleje ze wzrostem ich energii, wieloGeV-owych przypadków przybywało w detektorze Kamiokande w tempie ok. 20 na rok. Zebranie statystycznie istotnej ich próbki zajęło więc kilka lat. Ostatecznie analiza danych dotyczących przypadków wieloGeV-owych została przez zespół Kamiokande opublikowana [7] w roku 1994. Dane dotyczące mionów wykazały deficyt takich przypadków, w których miony leciały w kierunku do góry; nie było natomiast deficytu przypadków z mionami lecącymi w dół. Z kolei podobna analiza przypadków typu elektronowego z elektronami lecącymi do góry nie wyka-



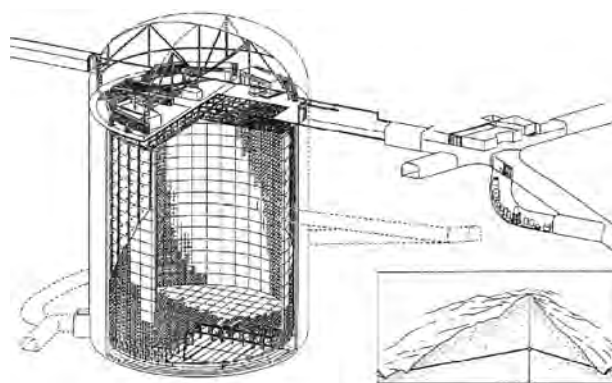
Ryc. 1. Rozkład w kącie azymutalnym rejestrowanych przez detektor Kamiokande wieloGeV-owych przypadków typu elektronowego (a) i mionowego (b) [7]. Liniami ciągłymi na histogramie zaznaczono rozkład przewidywany przy założeniu, że oscylacje nie występują

zała żadnego ich deficytu (ryc. 1). Odpowiednie stosunki liczb przypadków z naładowanymi leptonami lecącymi do góry i lecącymi w dół (tzw. stosunek góra-dół) wyniosły  $0,58^{+0,3}_{-0,11}$ , gdy idzie o miony i  $1,38^{+0,3}_{-0,3}$  gdy chodzi o elektrony. Statystyczna istotność zaobserwowanej w danych mionowych asymetrii odpowiadała 2,8 odchylenia standardowego. Mówiąc inaczej, prawdopodobieństwo tego, że obserwowany efekt jest tylko fluktuacją statystyczną było mniejsze niż 1%. Był to więc ważny wynik, po raz pierwszy pokazujący zależność deficytu neutrin mionowych od długości przebywanej przez nie drogi, tak jak przewidywała to hipoteza oscylacji. Statystyczna istotność tego rezultatu nie była jednak wystarczająca, by umożliwić jednoznaczną konkluzję i to było źródłem zapotrzebowania na jeszcze większy zbiór danych, którego mógł dostarczyć tylko większy detektor.

### 3. Odkrycie oscylacji neutrin

Detektor Superkamiokande jest wodnym detektorem Czerenkowa o cylindrycznym kształcie, wysokim na 41,4 metrów i mającym średnicę 39,3 metra. Jego masa całkowita wynosi 50,000 ton. Jest on podzielony na dwie części: na wewnętrzny detektor, który bada szczegóły oddziaływań neutrin i detektor zewnętrzny, zapewniający identyfikację wlatujących i wylatujących cząstek naładowanych. Wydzieloną część masy detektora stanowi 22500 ton wody; jest więc ona mniej więcej dwudziestokrotnie większa od masy detektora Kamiokande. Schemat detektora Superkamiokande pokazuje ryc. 2.

Zespół Superkamiokande tworzy międzynarodowa grupa badawcza. Umowa o współpracy grup z USA i Japonii została podpisana w październiku 1992 roku. Do [nowego] eksperymentu dołączyło wielu członków [dawnych] zespołów Kamiokande i IMB. Detektor Superkamiokande zaprojektowano wykorzystując doświadczenie zdobyte przy tamtych przedsięwzięciach z uwzględnieniem różnych technicznych udoskonaleń. W chwili obec-



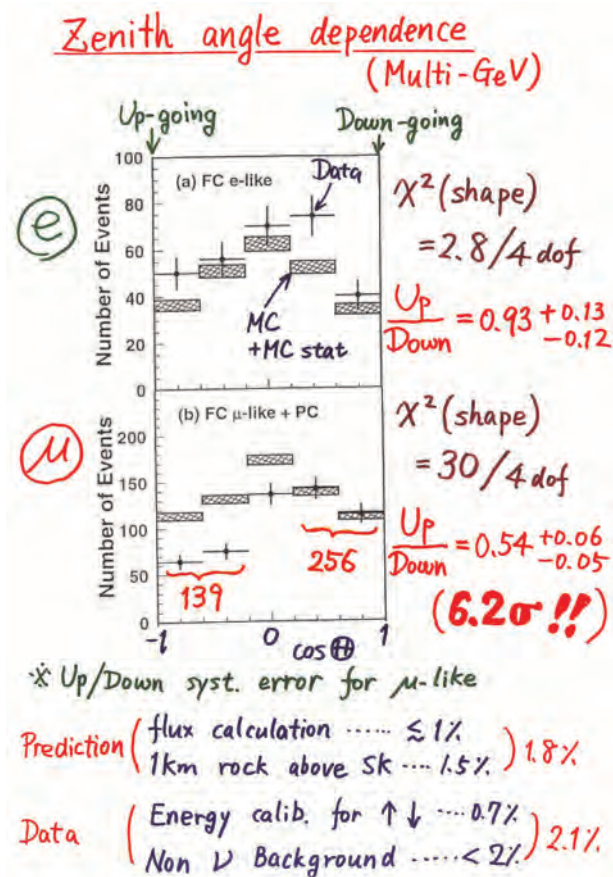
Ryc. 2. Schematyczny widok detektora Superkamiokande

nej, tj. w roku 2015, ta grupa liczy sobie 120 członków pochodzących z siedmiu krajów.

Eksperyment Superkamiokande zaczął działać wiosną 1996 roku po pięciu latach, jakie zajęła konstrukcja detektora. Dzięki swojej olbrzymiej masie detektor Superkamiokande rejestruje przypadki oddziaływania neutrin w przybliżeniu dwudziestokrotnie częściej niż robił to detektor Kamiokande. Co więcej, pierścienie Czerenkowa są w nim rejestrowane przez 11200 fotopowielaczy, co umożliwia bardzo szczegółowe badanie takich przypadków. Sposoby analizowania oddziaływań neutrin atmosferycznych zostały dostatecznie dobrze opracowane i opatowane przy poprzednich eksperymentach. Dzięki temu od samego początku działania detektora Superkamiokande można było analizować różne typy przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych, w tym także przypadki w pełni mieszczące się, tj. takie, przy których żadne cząstki naładowane nie opuszczają wewnętrznego detektora, oraz częściowo mieszczące się (PC) przypadki, przy których przynajmniej jedna naładowana cząstka opuszcza wewnętrzny detektor [8, 9]. Analizowane były także przypadki lecących do góry mionów wytwarzanych w oddziaływaniach neutrin zachodzących w skale pod detektorem: takie, w których mion przelatuje przez detektor [10] i takie w których mion zatrzymuje się w detektorze [11]. Topologie<sup>4</sup> i inne charakterystyki tych dwóch typów przypadków różnią się od siebie znacznie. Dlatego zespołowa praca wielu uczonych, w tym młodych badaczy, była przy analizie danych niezwykle istotna. Zespół Superkamiokande opracował symulacje i programy do analizy danych wykorzystując te stworzone na potrzeby Kamiokande i IMB. Dzięki temu był w stanie produkować wiarygodne wyniki już wkrótce po uruchomieniu eksperymentu.

Do wiosny 1998 roku zespół Superkamiokande zdołał przeanalizować dane zebrane podczas 585 dni działania detektora, co jest równoważne 33 kilotonolatom detek-

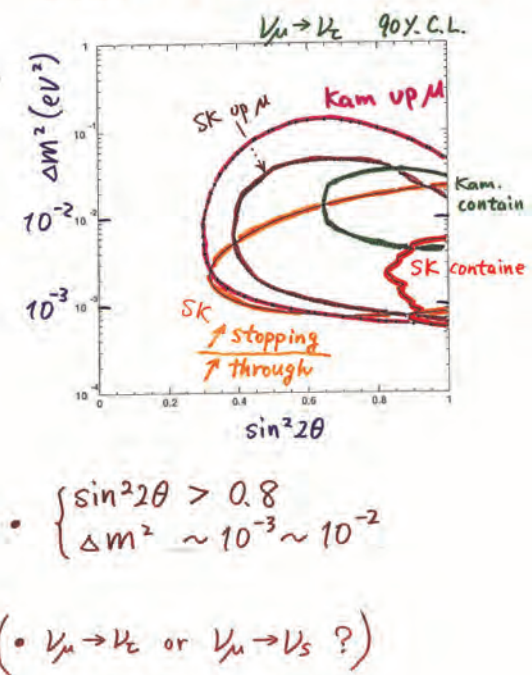
4. Topologią Autor nazywa tu kształt „drzewka” tworzonego przez ślady cząstek (przyp. tłum.).



Ryc. 3. Rozkład w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych przedstawiony przez zespół Superkamiokande na 18. Międzynarodowej Konferencji poświęconej fizyce i astrofizyce neutrin (Neutrino'98) [12]

cji. W sumie dane zawierały 5400 przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych, co już siedmiokrotnie przewyższało liczbę takich przypadków znalezionych w danych zebranych przez wcześniejsze eksperymenty. Na 18. Międzynarodowej Konferencji poświęconej Fizyce i Astrofizyce Neutrin (Neutrino'98) zespół Superkamiokande ogłosił dowody na oscylacje neutrin atmosferycznych [12, 13]. Przedstawione na tej konferencji zależności liczb przypadków od kąta azymutalnego są tu przytoczone na ryc. 3. Histogramy górny i dolny pokazują rozkłady w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków typu mionowego i elektronowego (przypadki w pełni mieszczące się w detektorze i mieszczące się tylko częściowo zostały tu zebrane razem). Podczas gdy rozkład przypadków typu elektronowego nie wykazuje żadnej statystycznie istotnej asymetrii góra-dół, można zaobserwować wyraźny deficyt przypadków z mionami lecącymi do góry. Statystyczna istotność tego efektu przekracza 6 odchyleń standardowych, co oznacza, iż deficyt ten nie jest statystyczną fluktuacją. Na ryc. 4 przedstawiono pokazane na tej konferencji podsumowanie analizy oscylacji. Zakresy parametrów teoretycznego modelu oscylacji dopuszczane przez dane ze starego i z nowego eksperymentu przekrywały się, wskazując, że spójne wyjaśnienie

Summary  
Evidence for  $\nu_\mu$  oscillations



Ryc. 4. Ostatni (zawierający podsumowanie referatu) slajd przedstawiony przez zespół Superkamiokande na konferencji Neutrino'98

danych w ramach tej hipotezy jest możliwe. Z wykonanej analizy tych danych zespół Superkamiokande wyciągnął wniosek, że neutrina mionowe oscylują w inny rodzaj neutrin, najprawdopodobniej w neutrina taonowe.

[Oprócz Superkamiokande na świecie] działały w tym samym czasie jeszcze dwa inne eksperymenty rejestrujące neutrina atmosferyczne: Soudan-2 i MACRO. Detektor śladowy pierwszego z nich, który stanowiło 1000 ton żelaza, zbierał dane już od roku 1989. Eksperyment ten potwierdził [14] zależność deficytu neutrin mionowych od kąta azymutalnego. Z kolei eksperyment MACRO dysponował dużym podziemnym detektorem, który mógł rejestrować lecące do góry miony, w tym także przypadki oddziaływania neutrin częściowo mieszczące się w detektorze. Także i w tym eksperymencie zaobserwowano zależność od kąta azymutalnego zarówno deficytu lecących do góry mionów [15], jak i częściowo mieszczących się przypadków oddziaływania neutrin mionowych [16]. Wyniki uzyskane przez te dwa eksperymenty były całkowicie zgodne z wynikami otrzymanymi z Superkamiokande. Dzięki temu oscylacje neutrin zostały szybko zaakceptowane przez społeczność fizyków neutrinowych.

#### 4. Najnowsze wyniki i przyszłość

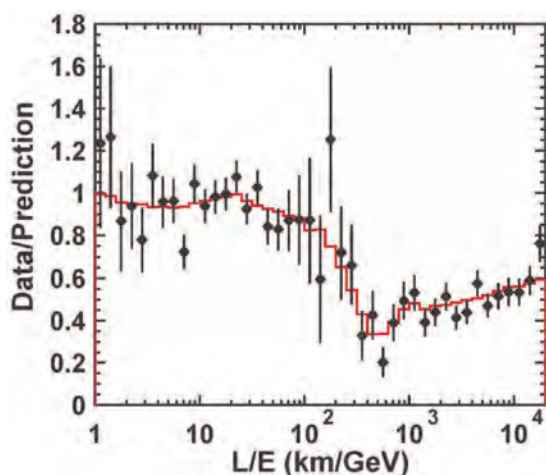
Dane zebrane przez Superkamiokande pokazały, iż mniej więcej 50% neutrin mionowych znika po przebyciu dłu-

giego dystansu. Efekt ten został powszechnie zinterpretowany jako oscylacje neutrin. Jednak bez odpowiedzi pozostawało jeszcze kilka pytań takich, jak: Jakie są wartości  $\Delta m^2$  – różnicy kwadratów mas neutrin i kąta mieszania  $\theta$ ? Czy prawdopodobieństwo zniknięcia neutrina mionowego rzeczywiście zmienia się z odległością tak, jak przewiduje teoria oscylacji neutrin? Czy można potwierdzić oscylacje  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  rejestrując oddziaływania neutrina taonowego? Odpowiedzi na te pytania dały [dalej] eksperymenty.

#### 4.1. Zaobserwowanie oscylacji

Zgodnie z przytoczonym na początku wzorem, prawdopodobieństwo tego, że neutrino pozostanie sobą, powinno mieć sinusoidalny charakter. W szczególności, przy ustalonej energii  $E_\nu$  neutrina, prawdopodobieństwo to powinno być najmniejsze przy pewnej wartości stosunku  $L/E_\nu$ , a następnie, przy przebytej dwukrotnie większej odległości  $L$ , przybierać znów wartość równą jedności. Prawdopodobieństwo powinno dalej w ten sposób oscylować tam i z powrotem przy zwiększaniu odległości  $L$ . Na histogramie pokazanym na ryc. 3 w każdym przedziale kąta azymutalnego zostały zebrane przypadki neutrinowe odpowiadające różnym stosunkom  $L/E_\nu$ , co powoduje, że [na jego podstawie] można badać tylko uśrednione prawdopodobieństwo  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ .

Zespół Superkamiokande przeprowadził specjalną analizę wykorzystując tylko te przypadki oddziaływań, w których możliwe było dostatecznie dokładne wyznaczenie stosunku  $L/E_\nu$ . Streszczając krótko całą sprawę: w analizie tej nie zostały wykorzystane przypadki neutrinowe, w których kierunek lotu cząstki był niemal horyzontalny, ponieważ szacowana długość  $L$  lotu neutrina w takiej sytuacji zmienia się znacznie nawet przy niewielkich zmianach kierunku, z którego nadleciało neutrino. W analizie tej nie zostały też wykorzystane przypadki



Ryc. 5. Stosunek danych do przewidywań [otrzymanych bez uwzględnienia oscylacji] jako funkcja czynnika  $L/E_\nu$ . Wykres pochodzi z publikacji [17] zespołu Superkamiokande

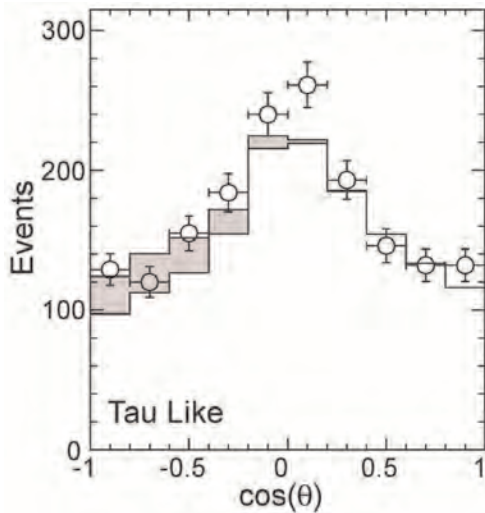
odpowiadające małej energii neutrina, ponieważ kąt pod jakim przy oddziaływaniu takich neutrin rozproszony zostaje naładowany lepton jest duży, co skutkuje dużą niepewnością szacowanej długości lotu neutrina. Wykorzystując jedynie przypadki o dobrze określonym stosunku  $L/E_\nu$  zespół Superkamiokande pokazał, iż wyznaczone z danych prawdopodobieństwo  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  ma dołek, odpowiadający pierwszemu minimum w teoretycznym wzorze na to prawdopodobieństwo, mniej więcej przy wartości  $L/E_\nu = 500 \text{ km/GeV}$  [17]. Jest to pokazane na ryc. 5. Był to pierwszy dowód, że prawdopodobieństwo „przeżycia” neutrina mionowego zachowuje się zgodnie z przewidywaniem opartym na hipotezie oscylacji.

#### 4.2. Zarejestrowanie neutrina taonowego

Jeśli oscylacje neutrin atmosferycznych rzeczywiście zachodzą między  $\nu_\mu$  i  $\nu_\tau$ , powinno być możliwe zarejestrowanie wytworzonego dzięki oscylacjom  $\nu_\tau$  poprzez jego oddziaływanie typu prądu naładowanego. Typowo w takim oddziaływaniu  $\nu_\tau$  powstaje lepton  $\tau$ , któremu towarzyszy kilka hadronów, zwykle są to piony. Z powodu dużej masy ( $1,78 \text{ GeV}/c^2$ ) leptonu  $\tau$ , próg energetyczny takiej reakcji jest rzędu  $3,5 \text{ GeV}$ . Ponieważ jest on tak wysoki, a strumień neutrin atmosferycznych o energiach tego rzędu jest dość słaby, oczekiwana liczba takich przypadków wynosi mniej więcej jeden na kilotonę [wody] na rok. Oddziaływania neutrin taonowych poprzez prądy naładowane stanowią więc tylko 0,5% wszystkich oddziaływań neutrin atmosferycznych. Trzeba też wziąć pod uwagę to, że czas życia leptonu  $\tau$  wynosi tylko  $2,9 \times 10^{-13} \text{ s}$ , więc każdy lepton  $\tau$  wyprodukowany w oddziaływaniu neutrin atmosferycznych natychmiast rozpada się na kilka hadronów i neutrino taonowe. Z tego powodu na stan końcowy typowego oddziaływania neutrina taonowego składa się wiele hadronów. Z drugiej strony, wiele hadronów bierze udział w wysokoenergetycznych oddziaływaniach typu prądów neutralnych.<sup>5</sup> Poszukiwanie przypadków oddziaływania neutrin taonowych za pomocą wodnego detektora Czerenkowa jest więc skomplikowane z powodu tych procesów tła.

Mimo takich trudności zespół Superkamiokande szukał w detektorze oddziaływań  $\nu_\tau$  zachodzących poprzez prądy naładowane. Poszukiwania te zostały przeprowadzone z wykorzystaniem różnych zmiennych kinematycznych i zaawansowanych metod statystycznych [18], m.in. sztucznych sieci neuronowych. Histogram przedstawiony na ryc. 6 obrazuje rozkład w kącie azymutalnym przypadków, które można interpretować jako oddziaływania  $\nu_\tau$  [19]. Mimo wykorzystania zaawansowanych metod, końcowa próbka zawiera w sobie także wiele

5. To znaczy w oddziaływaniach zachodzących poprzez wymianę wirtualnego bozonu  $Z^0$  (przyp. tłum.).

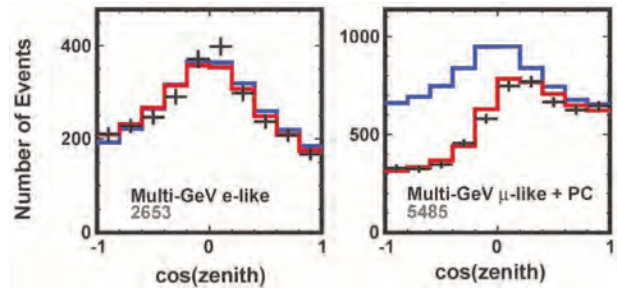


Ryc. 6. Rozkład w kącie azymutalnym przypadków oddziaływań typu taonowego wyselekcjonowanych z danych zarejestrowanych przez detektor Superkamiokande [19]. Kółka z kreskami uwidaczniającymi błędy reprezentują dane. Histogram narysowany ciągłymi liniami pokazuje uzyskane z symulacji typu Monte Carlo przewidywania uwzględniające oscylacje  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , ale nie uwzględniające oddziaływań  $\nu_\tau$  poprzez prądy naładowane, szare histogramy pokazują dopasowanie uwzględniające te oddziaływania

przypadków należących do tła. Widoczny jest jednak pewien nadmiar przypadków, w których naładowany lepton leci do góry, a występowania którego nie można wyjaśnić samymi tylko przypadkami należącymi do tła. Po uwzględnieniu różnych systematycznych niepewności, statystyczna istotność tej nadwyżki wynosi 3,8 odchylenia standardowego [19]. Dane te są rzeczywiście zgodne z pojawianiem się neutrin taonowych wskutek oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  neutrin atmosferycznych.

#### 4.3. Uaktualnienie danych, masy neutrin i kąty mieszania

Do roku 2015 detektor Superkamiokande zbierał dane łącznie przez około 5000 dni, co oznacza, że zbiór danych jest już dziesięciokrotnie większy niż w roku 1998. Histogram z ryc. 7 przedstawia rozkład zebranych przypadków w kącie azymutalnym. Porównanie z histogramem z ryc. 3 sporządzonym na podstawie danych z 1998 roku wyraźnie pokazuje znaczne zmniejszenie się błędów statystycznych. Na podstawie tych przypadków zostały wyznaczone parametry oscylacji neutrin. Dane wskazują, że różnica  $\Delta m^2$  (kwadratów mas) wynosi około  $0,0024 \text{ (eV}/c^2)^2$ . Jeśli przyjąć, że masy neutrin różnego rodzaju nie są zbyt bliskie sobie, najcięższe z nich musi mieć masę około  $0,05 \text{ eV}/c^2$ , tj. 10 milionów razy mniejszą niż elektron (i ponad trylion razy mniejszą niż kwark  $t$ ). Sugeruje to, że masy neutrin są nadzwyczaj małe w porównaniu z masami innych cząstek fundamentalnych. Takie małe wartości mas neutrin mogą być naturalnie wyjaśnione [20, 21, 22] przez tzw. mechanizm huśtawkowy [powsta-



Ryc. 7. Rozkład w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków oddziaływań typu elektronowego (lewy histogram) i typu mionowego (prawy histogram) neutrin atmosferycznych zarejestrowanych przez detektor Superkamiokande do roku 2015

wania mas]. Wiązałyby się one w ten sposób z ekstremalnie wysokimi skalami energii.

Mierzony kąt mieszania jest zgodny z maksymalnym możliwym, tj.  $\sin^2 2\theta \sim 1$ . W porównaniu z ich oszacowaniami dokonany w roku 1998, parametry te zostały wyznaczone teraz ze znacznie większą dokładnością. Należy zauważyć, że kąty mieszania neutrin różnią się znacznie od kątów mieszania kwarków:  $\sin^2 2\theta \sim 1$  odpowiada kątowi  $\theta$  bliskiemu  $45^\circ$ , podczas gdy analogiczny kąt mieszania kwarków jest równy  $2,4^\circ$ . Przed odkryciem oscylacji neutrin taka różnica nie była oczekiwana. W istocie, różnice między kątami mieszania kwarków i kątami mieszania neutrin mogą stanowić wskazówkę do zrozumienia głębokiego związku między kwarkami i leptonami.

#### 4.4. Eksperymenty z oscylacjami neutrin: przeszłość, teraźniejszość i przyszłość

Tak jak to było omówione wyżej, deficyt przypadków oddziaływań neutrin mionowych widoczny już około roku 1990 w pierwszych danych dotyczących neutrin atmosferycznych został w roku 1998 potwierdzony przez następną generację eksperymentów jako efekt oscylacji neutrin. Należy też podkreślić, że strumień neutrin atmosferycznych charakteryzuje się szerokim widmem energii i dostarcza neutrin przebywających drogi o bardzo zróżnicowanych długościach. Te właśnie cechy neutrin atmosferycznych umożliwiły zbadanie oscylacji w dużym zakresie wartości parametru  $L/E_\nu$ , co doprowadziło do odkrycia oscylacji neutrin.

Początkowe dane dotyczące neutrin atmosferycznych i odkrycie ich oscylacji dały impuls do badania tego zjawiska w eksperymentach akceleratorowych o długiej bazie. W eksperymentach takich długość drogi przebywanej przez neutrina jest ustalona (ma tylko jedną wartość), ponieważ wiązka neutrin jest produkowana przez akcelerator i rejestrowana przez detektor umieszczony w ustalonej odeń odległości. Dodatkowo wiązka neutrin w takich eksperymentach charakteryzuje się dużą czystością – składa się niemal wyłącznie z  $\nu_\mu$  (lub  $\bar{\nu}_\mu$ ), podczas gdy strumień neutrin atmosferycznych jest mieszaniną

$\nu_e$ ,  $\text{anty-}\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  i  $\text{anty-}\nu_\mu$ . Z tego powodu eksperymenty o długiej bazie znakomicie nadają się do przeprowadzania precyzyjnych pomiarów.

Pierwsza generacja takich eksperymentów została przeprowadzona w latach 2000–2010. Należały do niej eksperymenty K2K (od Kek to Kamiokande) oraz MINOS. Potwierdziły one występowanie zjawiska oscylacji mierząc niezależnie parametry  $\Delta m^2$  i  $\theta$  [23, 24]. Eksperymentem o długiej bazie był także eksperyment OPERA, który zarejestrował leptony  $\tau$  wytwarzane w oddziaływaniach  $\nu_\tau$  pojawiających się wskutek oscylacji [25].

Oscylacje zachodzące między neutrinami  $\nu_\mu$  i  $\nu_\tau$  zostały dobrze zbadane zarówno przez eksperymenty o długiej bazie, jak też eksperymenty z neutrinami atmosferycznymi. Następnym etapem badania oscylacji koncentruje się na efektach oscylacji zachodzących między trzema zapachami neutrin. Pierwszym krokiem w realizacji tego celu było wyznaczenie kąta  $\theta_{13}$  [mieszania neutrin]. Aby sprawdzić, czy ma on niezerową wartość przeprowadzono kilka reaktorowych eksperymentów (Daya Bay, RENO i Double-Chooz) oraz eksperymentów o długiej bazie (T2K and NO $\nu$ A). W eksperymentach tych zdołano wyznaczyć wartość kąta  $\theta_{13}$  [26, 30] [i rzeczywiście jest ona różna od zera].

W rezultacie połączenia [omówionych wyżej wyników] z pomiarami wykonanymi w eksperymentach z neutrinami słonecznymi [31] i w reaktorowym eksperymencie KamLAND o długiej bazie [32] wyznaczone zostały wszystkie trzy kąty ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  i  $\theta_{13}$ ) mieszania neutrin oraz wartości bezwzględne różnic  $\Delta m_{12}^2$  i  $\Delta m_{23}^2$  kwadratów mas neutrin, które są wolnymi parametrami teoretycznego modelu oscylacji trzech zapachów neutrin. Jest oczywiste, że od roku 1988 nasze zrozumienie tego zjawiska znacznie się polepszyło. Wciąż jednak niezmiernie pozostają pewne istotne parametry. Wyznaczenie ich wartości będzie celem przyszłych eksperymentów neutrinowych. Konieczne jest przede wszystkim ustalenie hierarchii wartości mas neutrin oraz zbadanie możliwości łamania w oscylacjach parzystości kombinowanej CP. Jeśli chodzi o hierarchię mas neutrin, to zazwyczaj zakłada się, że  $m_{\nu_1} < m_{\nu_2} < m_{\nu_3}$ . Rzeczywiście, z pomiarów oscylacji neutrin słonecznych wiemy, że  $m_{\nu_1} < m_{\nu_2}$ . Nie wiemy jednak jeszcze, czy  $\nu_3$  jest najcięższym neutrinem. Trzeba to sprawdzić eksperymentalnie. Jeśli parzystość kombinowana CP jest łamana w sektorze neutrin, prawdopodobieństwa oscylacji  $\nu_\mu$  w  $\nu_\tau$  i oscylacji  $\text{anty-}\nu_\mu$  w  $\text{anty-}\nu_\tau$  nie będą takie same. Odkrycie łamania CP w sektorze neutrin mogłoby głęboko wpłynąć na nasze zrozumienie barionowej asymetrii Wszechświata [33]. W związku z tym obecnie się planuje lub już kontynuuje kilka eksperymentów o długiej bazie [34, 35], eksperymentów z neutrinami atmosferycznymi [36–38] i eksperymentów reaktorowych [39, 40] mających zbadać te

zagadnienia. Mam nadzieję, że eksperymenty badające oscylacje neutrin będą nadal przynosić wyniki o fundamentalnym znaczeniu dla naszego zrozumienia cząstek elementarnych i zrozumienia Wszechświata.

## Podsumowanie

Nieoczekiwany deficyt neutrin mionowych w strumieniu neutrin atmosferycznych zaobserwowano w roku 1988 w eksperymencie Kamiokande. Już wtedy oscylacje neutrin były rozpatrywane jako możliwe wyjaśnienie danych. Następnie, dzięki badaniom neutrin atmosferycznych, w eksperymencie Superkamiokande odkryto oscylacje neutrin i tym samym dowiedziono, że neutrina mają niezerowe masy. Mam poczucie, że miałem niesamowite szczęście, ponieważ byłem zaangażowany w to odkrycie od samych jego początków.

Odkrycie niezerowych mas neutrin otworzyło okno umożliwiające badanie fizyki nieujmowanej przez model standardowy oddziaływań cząstek elementarnych, czyli fizyki przy bardzo wysokich skalach energii, np. wielkiej unifikacji. Zarazem jest wciąż wiele rzeczy do zaobserwowania, gdy chodzi o same neutrina. Dalsze badania tych cząstek mogą przynieść informacje o wielkiej doniosłości dla naszego zrozumienia przyrody, m.in. dla zrozumienia pochodzenia materii we Wszechświecie.

## Podziękowania

Chciałbym podziękować członkom eksperymentów Kamiokande i Superkamiokande. W szczególności chciałbym podziękować Masatoshi Koshibie i Yoji Totsuka za ich stałe wspieranie mnie i dawanie zachęty do badań w trakcie całej mojej kariery. Ponadto chciałbym następującym osobom podziękować za ich wkład w te badania. Ed Kearns wiele lat pracował ze mną w eksperymencie Superkamiokande przy analizie neutrin atmosferycznych. Masato Takita i Kenji Kaneyuki pracowali ze mną przy analizach w zespole Kamiokande. Yoji Totsuka, Yoichiro Suzuki i Masayuki Nakahata prowadzili [ze mną] eksperyment Superkamiokande. Hank Sobel i Jim Stone byli w Superkamiokande wiodącymi badaczami z USA. Kenzo Nakamura i Atsuto Suzuki odegrali bardzo ważne role na początkowych etapach eksperymentu Superkamiokande. Ciężka praca wielu młodych współpracowników tego eksperymentu była kluczowa dla odkrycia oscylacji neutrin. Chciałbym także podziękować Morihiko Hondzie za jego obliczenia strumienia neutrin.

Na koniec, Zespół Superkamiokande składa podziękowania spółce górniczo-hutniczej Kamioka. Eksperyment Superkamiokande został zbudowany i działał wykorzystując fundusze przyznawane przez japońskie Ministerstwo Edukacji, Kultury, Sportu, Nauki i Technologii,



Departament Energii USA i amerykańską Narodową Fundację Nauki (NSF). Finansowanie uzyskiwane z tych źródeł było także uzupełniane przez różne agencje Korei, Chin, Unii Europejskiej, Japonii i Kanady.

#### Literatura

1. Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870–880.
2. B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53** (1967) 1717–1725 [Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984–988].
3. K. Hirata et al., *Phys. Lett. B* **205** (1988) 416–420.
4. D. Casper, et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2561–2564.
5. R. Becker-Szendy, et al., *Phys. Rev. D* **46** (1992) 3720–3724.
6. K. S. Hirata, et al., *Phys. Lett. B* **280** (1992) 146–152.
7. Y. Fukuda, et al., *Phys. Lett. B* **335** (1994) 237–245.
8. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **433** (1998) 9–18.
9. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **436** (1998) 33–41.
10. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82** (1998) 2644–2648.
11. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **467** (1999) 185–193.
12. Takaaki Kajita, for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations, talk presented at the 18th International Conference in Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino '98), Takayama, Japan, June 1998: Takaaki Kajita (for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations), *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77** (1999) 123–132.
13. Y. Fukuda, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562–1567.
14. W. W. M. Allison, et al., (Soudan-2 collaboration), *Phys. Lett. B* **449** (1999) 137–144.
15. M. Ambrosio, et al. (MACRO collaboration), *Phys. Lett. B* **434** (1998) 451–457.
16. M. Ambrosio, et al. (MACRO collaboration), *Phys. Lett. B* **478** (2000) 5–13.
17. Y. Ashie, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 101801.
18. K. Abe, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 171801.
19. K. Abe, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 181802.
20. P. Minkowski, *Phys. Lett. B* **67**, (1977) 421–428.
21. T. Yanagida, in *Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK Report No. 79–18) (1979) p. 95–98.
22. M. Gell-mann and P. Ramond, and R. Slansky, in *Supergravity*, edited by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North-Holland, Amsterdam) (1979) p. 315–321.
23. E. Aliu, et al. (K2K collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **94**, (2005) 081802.
24. P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 131802.
25. N. Agafonova, et al. (OPERA collaboration), *Phys. Rev. D* **89** (2014) 051102.
26. F. P. An, et al. (Daya Bay collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 171803.
27. J. K. Ahn, et al. (RENO collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 191802.
28. Y. Abe, et al. (Double Chooz experiment), *Phys. Rev. D* **86** (2012) 052008.
29. K. Abe, et al. (T2K collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 041801.
30. P. Adamson, et al. (NOvA collaboration), arXiv:1601.05022.
31. A. McDonald, Nobel Lecture (2015).
32. K. Eguchi, et al. (KamLAND collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802.
33. M. Fukugita and T. Yanagida, *Phys. Lett. B* **174**, (1986) 45–47.
34. DUNE collaboration, Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 1 to 4, arXiv:1512.06148, arXiv:1601.02984, arXiv:1601.05471, arXiv:1601.05823.
35. K. Abe, et al. (Hyper-Kamiokande working group), arXiv:1109.3262.
36. M. S. Athar, et al. (INO Collaboration), “India-based Neutrino Observatory: Project Report,” INO-2006-01.
37. M. G. Artsen, et al. (IceCube PINGU collaboration), arXiv:1401.2046.
38. V. Van Elewyck (for the KM3NeT collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* **598** (2015) 1, 012033.
39. Z. Djurcic et al. (JUNO collaboration), arXiv:1508.07166.
40. S. B. Kim, *Nucl. Part. Phys. Proc.* **265–266** (2015) 93–98.