

ニュートリノ検出器

横山 将志

(東京大学大学院理学系研究科物理学専攻)

1 はじめに

日本でのニュートリノの研究は2度のノーベル物理学賞 [1,2] が象徴するように数々の成果をあげており、いまや日本のお家芸と呼ばれることもある。ニュートリノの実験的研究にはニュートリノを検出する装置が必要であり、そこには最先端の技術が使われている。それらを紹介するのが本講義の目的である。

ただ、ひとくちにニュートリノ検出器、と言っても、ニュートリノの関わる実験は幅広く、それに対応して検出器にも様々な種類がある¹。この講義ではニュートリノ実験の概略を簡単に述べた後、ニュートリノ検出器の中でも、特にスーパーカミオカンデと T2K 実験の前置検出器を中心に説明することにする。

2 ニュートリノとは

2.1 素粒子物理におけるニュートリノ

まず、測定対象となるニュートリノとは何か、について簡単に述べる。

現代の素粒子物理学の標準模型では、陽子や中性子を構成する「クォーク」と、電子やニュートリノの仲間である「レプトン」を物質の構成要素とし、その間に働く3種類²の相互作用（「弱い相互作用」、「電磁相互作用」、「強い相互作用」）をゲ

ージ理論で記述する。物質構成粒子であるクォークとレプトンはスピン $\frac{1}{2}$ を、相互作用を伝えるゲージ粒子はスピン1を持つ。さらに、素粒子に質量を与える機構として対称性の自発的破れによるヒッグス機構がある。ヒッグス機構の帰結として存在が予言されていたスピン0のヒッグス粒子が LHC での実験で発見されたことは記憶に新しい。

現在知られているクォークとレプトンを表1にまとめる。電荷や、どの相互作用が作用するかという分類も示した。強い相互作用が働く粒子をクォーク、働かない粒子をレプトンと分類する。ニュートリノは強い相互作用が働かないレプトンである上に電荷を持たないため電磁相互作用も関与せず、弱い相互作用のみで反応することが大きな特徴である。クォークもレプトンも、質量以外は同じ性質を持った粒子のペアが3つ繰り返して存在することがわかっており、これを世代構造と呼ぶ。なぜ世代が存在するのかは、わかっていない。ニュートリノには、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の3種類が存在する。

ニュートリノは、元々放射性同位元素のベータ崩壊でエネルギー保存則を満たすために1930年にパウリによって仮説として導入されたものである。その当初から、ニュートリノの質量は非常に小さいことがわかっていた。1950年代にニュートリノが実験的に観測されて以降、ニュートリノの質量を測定する試みは続けられているが、現在まで実験値は測定誤差の範囲で0と無矛盾であり、上限値しか知られていない³。このため、標

¹ニュートリノ実験でもニュートリノを検出しない検出器もある。

²重力相互作用は非常に小さいため通常考慮しないが、重力を素粒子の理論に組み入れることはアインシュタイン以来長年の課題である。

³過去にはいくつか有限値を報告した実験もあるが、いず

表 1: 素粒子標準模型のフェルミオンの分類

| | 電荷 | 粒子 | | | 弱い 相互作用 | 電磁 相互作用 | 強い 相互作用 |
|------|----------------|-----------|-------------|-------------|------------|------------|------------|
| | | 第1世代 | 第2世代 | 第3世代 | | | |
| クォーク | $+\frac{2}{3}$ | u (アップ) | c (チャーム) | t (トップ) | ○ | ○ | ○ |
| | $-\frac{1}{2}$ | d (ダウン) | s (ストレンジ) | b (ボトム) | ○ | ○ | ○ |
| レプトン | -1 | e (電子) | μ (ミュー) | τ (タウ) | ○ | ○ | × |
| | 0 | ν_e | ν_μ | ν_τ | ○ | × | × |

表 2: ニュートリノ質量の上限値 [3].

| 種類 | 質量上限値 |
|------|----------|
| 電子型 | 2 eV |
| ミュー型 | 190 keV |
| タウ型 | 18.2 MeV |

準模型では長らくニュートリノの質量は0として扱われてきた。

ニュートリノ振動の存在によりニュートリノの質量がゼロでないことはわかったが、ニュートリノ質量で測定できるのは質量の差だけであり、絶対値については他の手段で測定する必要がある。表 2 に、Particle Data Group [3] による 2015 年時点のニュートリノ質量の上限値を示す。トリチウムの崩壊で放出される電子のエネルギー分布の端点を精密に測ることで得られた(反)電子ニュートリノの質量⁴の上限値は2 eVであり、ニュートリノの次に質量の小さい電子の質量が511 keVであることを考えると、25万倍以上の差があることになる。なぜ、ニュートリノの質量が他の素粒子に比べ極端に小さいのか、は大きな謎である。他の素粒子の質量の起源はヒッグス機構によるものであることが確認されつつあるが、もしかするとニュートリノには他の質量獲得機構が働いているのではないか、という仮説もある。その代表的なものとして、シーソー機構が知られている [4-7]。今後、ニュートリノ振動やダブルベータ崩壊の研

れもその後の追試で否定された。

⁴正確には、質量固有状態ではないので、混合行列要素による重みつき平均に相当する。

究を進め、微小なニュートリノ質量の背後にある物理を解き明かすことがニュートリノ物理の大きな目標のひとつである。

2.2 ニュートリノ源

ニュートリノの研究には大量のニュートリノが必要となるため、強力なニュートリノ源は、ニュートリノ検出器と並んで研究に必須の要素である。では、ニュートリノの発生源にはどのようなものがあるだろうか。

電子や陽子に比べても一般にはおそらくなじみのうすいニュートリノという粒子だが、宇宙全体でみると、光子(宇宙マイクロ波背景放射, CMB)に次いで多く存在する。宇宙におけるニュートリノの数は、陽子の数の実に 10^9 倍にもなる。そのほとんどは宇宙初期に生成されたニュートリノであるが、我々により身近なニュートリノ源としては、太陽がある。太陽内部では、例えば $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ のような核融合反応が起こっており、このとき電子ニュートリノが生成される。太陽では莫大なエネルギーが生成されているため、そこから降り注ぐニュートリノの数は地球上でも660億個/秒/cm²という膨大な数である。また、宇宙線と大気の衝突でも絶えずニュートリノが作られている。その他に、超新星爆発等の天体現象や放射性物質の崩壊でもニュートリノは生成される(人体も放射性同位元素を含むため、あなたもニュートリノ源とも言える)。また、研究に使われる人工的なニュートリノ源として代表的なものに、原子炉や加速器がある。

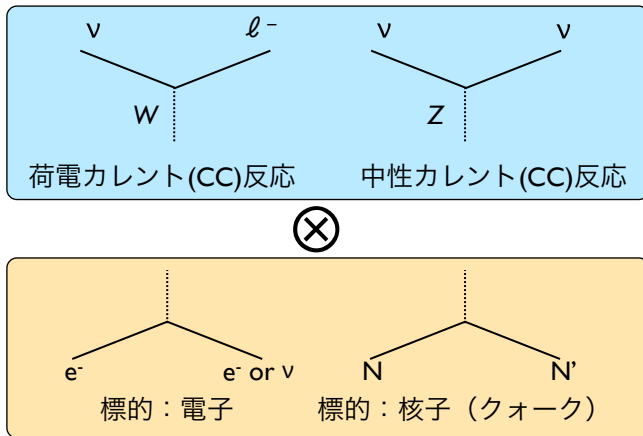


図 1: ニュートリノ反応の分類

2.3 ニュートリノの反応と検出

おおよそあらゆる粒子検出器は電磁相互作用による信号を利用するが、ニュートリノは電荷を持たないため検出器に痕跡を残さない。そのため、検出器内でニュートリノを反応させ、生成される終状態の粒子を観測することでニュートリノの数やエネルギー、種類などの情報を得る。これは別に特殊な手法ではなく、やはり電氣的に中性な光子や中性子などの検出も同様の原理に基づく。ただし、ニュートリノの場合には反応率が極端に低いため、前述の強力なニュートリノ源とともに、巨大で高性能な検出器が必要となる。例えば、10 MeV のエネルギーを持った電子ニュートリノと電子の反応断面積はおおよそ 10^{-43} cm^2 である。このニュートリノの水中での平均自由行程を考えると、水 1 g (= 1 cm^3) に含まれる電子の数はアボガドロ数くらいの桁 ($O(10^{23})$) なので、

$$L \simeq \frac{1}{10^{23} \times 10^{-43}} = 10^{20} \text{ cm} = 10^{18} \text{ m}$$

1 光年が約 10^{16} m であるから、100 光年程度の平均自由行程があることがわかる。ひとつのニュートリノだけをみると観測をすることは現実的ではないが、 10^{18} 個のニュートリノを用意して観測してやれば、平均 1 m 程度で 1 回の反応が期待できる。

ニュートリノの反応は、弱い相互作用を介してのみ起こる。弱い相互作用には、大きく分けて W^\pm 粒子が媒介し 反応の前後で電荷が変わる 荷電カレント反応 (Charged Current, CC) と、 Z^0 粒子が媒介し 反応の前後で粒子の電荷が変わらない 中性カレント反応 (Neutral Current, NC) の 2 種類がある。荷電カレント反応の場合、ニュートリノが反応すると対応する荷電レプトン (電子ニュートリノであれば電子) になるが、中性カレントではニュートリノは終状態でニュートリノのままである。さらに、反応の標的として、物質内の電子と反応する場合と、原子核 (あるいはその内部の核子やクォーク) と反応する場合がある (図 1)。ニュートリノ検出器では、これらの反応で生成された荷電粒子や光子を検出することで、元々のニュートリノの情報を引き出すことになる。

荷電カレント反応では、終状態に荷電レプトンが現れる。素粒子の世界では粒子が生成・消滅したり別の種類の粒子に変わったりするが、その際に「レプトン数」が世代ごとに保存することが知られている。例えば電子や電子ニュートリノは「電子数」+1 を持ち、陽電子や反電子ニュートリノは電子数 -1 をもつ。「ミューオン数」や「タウ数」についても同様であり、これらの数の和はそれぞれ反応の前後で変わらない。すなわち、 $\nu_e + n \rightarrow \mu^- + p$ や、 $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$ のような反応は起こらない⁵。従って、反応でどの荷電粒子が生成されたか調べれば、ニュートリノの種類を知ることができる。

電子、 μ 、 τ はそれぞれ 511 keV、106 MeV、1.78 GeV の質量をもつため、ニュートリノのエネルギーが十分でない場合にはこれらの粒子を作ることができず、従って荷電カレント反応が起こらない。相対論的運動学からエネルギー閾値を計算すると、表 3 のようになる。次の節で説明するように、ニュートリノの種類が変化するニュートリノ振動という現象が知られている。ニュートリノ

⁵それぞれ、なぜ起こらないか、説明してみよう。

表 3: 荷電カレント反応のエネルギー閾値

| 標的 | ν_e | ν_μ | ν_τ |
|----|----------------|-----------|------------|
| 電子 | 0 | 11 GeV | 3.1 TeV |
| 核子 | ~ 0.5 MeV | 110 MeV | 3.5 GeV |

振動の種類が変化したときに、エネルギーが閾値よりも低いものは荷電カレント反応を起こさず、あたかもニュートリノが消えてしまったようにみえる。これを（ニュートリノ自体が消えてしまうわけではないが）「消失」（disappearance）と呼ぶことが多い。たとえば、太陽からのニュートリノは最大でも約 10 MeV のエネルギーしか持たないため、生成時は電子ニュートリノであったものが他の種類に変わってしまった場合、荷電カレント反応を起こすことはできなくなる。あるいは、1 GeV のエネルギーを持ったミューニュートリノがタウニュートリノに変化した場合、やはり荷電カレント反応は起こらないことがわかる。

2.4 ニュートリノ振動

弱い相互作用による荷電カレント反応では、ニュートリノが相互作用したとき、電子・ μ ・ τ のいずれかが現れる。これは、ニュートリノの波動関数に対し、弱い相互作用の固有状態への射影を取っていることに相当する。一方で、ニュートリノ質量（またはエネルギー）に対する固有状態を基底とした系を考えることもできる。一般に、弱い相互作用の固有状態と、質量の固有状態が一致する必要はない。

以下ではしばらく、簡単のためにニュートリノの世代が 2 世代しかない場合を考える。弱い相互作用の固有状態を ν_α, ν_β とし、質量の固有状態を ν_1, ν_2 とすると、これらの間の関係は、混合角 θ を用いて

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

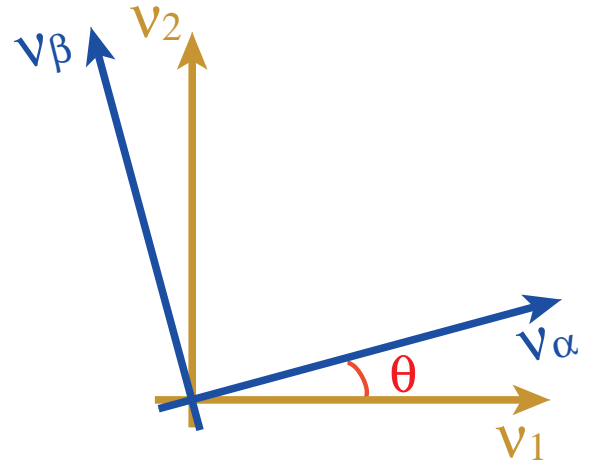


図 2: 2 世代の場合のニュートリノの混合。ふたつの基底が、混合角 θ だけずれている

のように表される。これは図 2 に示すような、ふたつの基底（座標軸）間の回転と考えられる。基底どうしがどのくらいずれているかを示す回転角が θ である。 $\theta = 0^\circ$ のときにはふたつの基底は一致する。適当に座標軸のラベリングと向きを再定義することが可能なため、混合角 θ の最大値は 45° となる。

ニュートリノは弱い相互作用で生成されるため、生成時には弱い相互作用の固有状態である。これを質量の基底でみると、固有状態の重ね合わせとして書くことができる。例えば、生成時にあるニュートリノが ν_α であったとする。式 1 より、

$$|\nu_\alpha\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \quad (2)$$

である。自由粒子としての時間発展はそれぞれの質量固有状態の時間発展を考えればよく、

$$|\nu_\alpha; t\rangle = e^{-iE_1 t/\hbar} \cos \theta |\nu_1\rangle + e^{-iE_2 t/\hbar} \sin \theta |\nu_2\rangle \quad (3)$$

となる。2 種類のニュートリノの質量 m_1 と m_2 が異なるときには、時間が経つと相対的に位相がずれてくるため、弱い相互作用の基底でみたときには別の種類の成分が混じることになる。これが、ニュートリノ振動と呼ばれる現象である。

先ほどの生成時に ν_α であったニュートリノが、距離 L 飛行したのちに $\nu_\alpha(\nu_\beta)$ として観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)(P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta))$ は、ニュートリノのエネルギーを E 、質量の2乗の差 $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ と定義すると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (4)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (5)$$

となる。変化の確率が L/E をパラメータとして \sin^2 の形で変動し、異なる状態を行ったり来たりすることから、ニュートリノ振動 (neutrino oscillation) と呼ばれる。

式 (4), (5) からわかるように、ニュートリノ振動が起こるためには混合角 θ が0でなく、かつ Δm^2 が0でない必要がある。逆に言えば、ニュートリノ振動が存在すれば、それはすなわちニュー

トリノの世代間の混合が存在し、質量が0でないことの証拠である。ニュートリノ振動を利用して、ニュートリノの種類が変化する確率を測ることにより、式 (4), (5) から混合角 θ や質量二乗差 Δm^2 を測定することが可能である。

実際はニュートリノは3世代あるので、混合行列も 3×3 の行列であり、以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (6)$$

この行列 U はクォークの混合を表す小林-益川行列と同じ構造であり、牧-中川-坂田 (MNS) 行列 [8] と呼ばれる。MNS 行列に独立なパラメータは4つ (回転角: 3, 位相: 1) あり、パラメータの取り方は一意ではないが、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ とひとつの複素位相 δ_{CP} を用いて、以下のような表式が慣習的によく使われる [3]。

$$U = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & & s_{12}c_{13} & & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} & & \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} \end{bmatrix} \quad (9)$$

ここで、 s_{ij}, c_{ij} はそれぞれ $\sin \theta_{ij}, \cos \theta_{ij}$ の略である。複素位相 δ_{CP} は、クォークで小林-益川 [9] が提唱したのと同じ機構で、CP 対称性 (粒子-反粒子の対称性) を破る。CP 対称性の破れは、宇宙の物質-反物質の非対称性を説明するためのサハロフの3条件 [10] のひとつであり、その起源の

研究は素粒子と宇宙の研究において大きな課題である。クォークの CP 対称性は、1964年に破れていることが実験的に発見されて以来長く研究されており、KEK の Belle 実験などで小林-益川機構が正しいことが確認されて、2008年のノーベル物理学賞 [11] につながった。一方でニュートリ

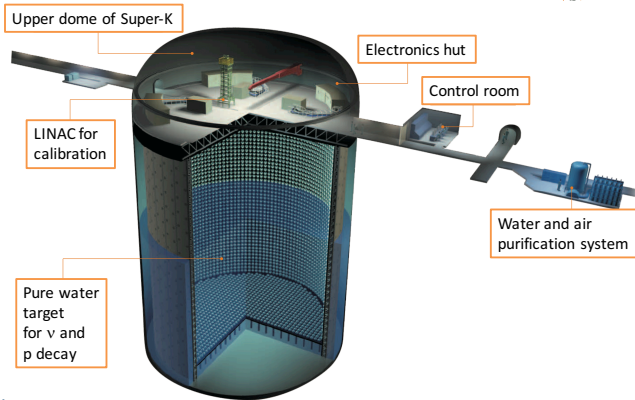


図 3: スーパーカミオカンデ検出器の概略図

ノで CP 対称性が破れているかどうかは、これまで実験的に確認されておらず、ニュートリノ振動実験の今後の大きな目標となっている。

式 (9) の最後の項に含まれる α_1, α_2 はマヨラナ位相と呼ばれ、ニュートリノがマヨラナ粒子（粒子と反粒子の区別がつかない素粒子）であった場合に存在する位相であるが、ニュートリノ振動には寄与しない。ニュートリノがマヨラナ粒子かどうかは非常に重要な問題であり、ニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊の探索により実験的な検証が進んでいる。日本でも KamLAND-Zen 実験が世界最高感度の探索結果を出しており [12], 他にも実験計画が進んでいるが、以下ではニュートリノ振動に主点を置くため、あまり触れない。

ニュートリノ振動は、長い間実験的に探索されてきたが、なかなか確実な証拠は得られなかった。1960 年代末からの Davis らによる太陽ニュートリノの観測に端を発する太陽ニュートリノ問題や、1980 年代半ばにカミオカンデでの梶田さんの発見に始まった大気ニュートリノ異常が、ニュートリノ振動で説明できる可能性は知られていたが、ニュートリノ振動が確かに存在すると誰の目にも明らかな確証を得るためには、1996 年に稼働を開始したスーパーカミオカンデによる観測を待たねばならなかった。

3 スーパーカミオカンデ

3.1 装置概要

スーパーカミオカンデは、岐阜県飛騨市神岡町にある大型水チェレンコフ観測装置である [13]。バックグラウンドとなる宇宙線を避けるため、池の山の山頂から約 1000 m の地下に大空洞を掘削して建設された⁶。検出器本体は、基本的には直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形をしたステンレス製タンクと、内側に取り付けられた多数の光電子増倍管からなる。

水タンクは 2 層構造になっており、内水槽と外水槽の間は光を遮蔽する構造体で仕切られている。内水槽の壁面には、内向きに 50 cm 径の光電子増倍管が 11,000 本以上取り付けられている。外水槽は、主に宇宙線ミューオンなど外部から入ってくる粒子を識別するために使われ、20 cm 径の光電子増倍管が 1,800 本以上外向きに取り付けられている。これらの光電子増倍管で、水中で荷電粒子が発するチェレンコフ光と呼ばれる微弱な光をとらえることでニュートリノ等の観測を行う。タンク全体では約 5 万トンの水が使用されているが、そのうち内水槽の内側にある水は約 3.3 万トンで、多くのデータ解析では、事象の反応点が内壁から 2 m 以上離れていることを要求するため、有効質量は約 2.25 万トンである。

タンクの上部や周辺には、光電子増倍管からの電気信号を処理するための電子回路や較正のための装置群、超純水を精製するための装置などが設置されている。装置は 24 時間運用を続けているため、共同研究者が 8 時間ずつ 3 交代制のシフトで監視する。現在は、日中のシフトは検出器のすぐそばの坑内のコントロールルームで監視し、夜間は近くにある施設で監視を行っている。

なお、スーパーカミオカンデのタンクの外周には、地磁気を打ち消すためのヘルムホルツコイル

⁶1000 m の地下といっても山頂から 1000 m のエレベータがあるわけではなく、中腹からほぼ水平に出入りする。初期は鉱山のトロッコで入坑していたそうだが、現在は自動車で行けるアクセストンネルが整備されている。

表 4: スーパーカミオカンデの検出器構成と実験期間。エネルギー閾値は、太陽ニュートリノ解析に用いる反跳電子の運動エネルギーの閾値を示す。

| | SK-I | SK-II | SK-III | SK-IV |
|-----------|-----------------|-----------------|-----------------|------------|
| 期間 | 1996/04–2001/07 | 2002/10–2005/10 | 2006/07–2008/08 | 2008/09–現在 |
| 内水槽の光電被覆率 | 40% | 19% | 40% | 40% |
| 読み出し回路 | ATM | ATM | ATM | QBEE |
| エネルギー閾値 | 4.5 MeV | 6.5 MeV | 4.0 MeV | 3.5 MeV |

が巻かれている。光電子増倍管は電子の軌道が曲げられるため磁場の影響を受けやすいが、大口径の光電子増倍管は光電面からダイノードまでの距離が長く、地磁気程度でも影響があるためである。

以下で述べるように、20年にわたる実験の間に時期によって検出器の構成が異なる。これを区別するため、これまでの実験期間を表4のように4つに分け、SK-I, II, III, IVと呼ぶことがある。

3.2 検出原理

粒子の速度が真空中の光速 c を超えることはないが⁷、屈折率 n の物質中では光速が c/n となる。荷電粒子の速度 v が物質中の光速 c/n を超えたとき放出されるのがチェレンコフ光 [14] である。チェレンコフ光は、荷電粒子の運動方向に対し $\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$ ($\beta = v/c$) を満たす角度 θ の向きに、リング状に放出される。水の屈折率は1.34程度であり⁸、 $\beta = 1$ の粒子に対するチェレンコフ角 θ_C は約 42° となる。粒子検出に広く使われるシンチレータのシンチレーション光と単位距離あたりに放出される光の量を比べると、チェレンコフ光の光量は桁違いに少ないため、検出には光検出器の性能が重要となる。

荷電粒子がチェレンコフ光を発するためには、速度 β が $1/n$ を超える必要がある。各種の粒子に対する水中でのチェレンコフ光の閾値を表5に示す。質量の大きな粒子ほど高い運動量が必要に

⁷たとえニュートリノでも!

⁸波長依存性があるため、シミュレーションや解析ではその効果も考慮する。

表 5: 各種の粒子に対する水中でのチェレンコフ閾値に対応するエネルギー E_{th} と運動量 p_{th}

| 粒子 | e | μ | π^\pm | p |
|------------------------|-----|-------|-----------|------|
| $E_{th}(\text{MeV})$ | 0.8 | 160 | 210 | 1400 |
| $p_{th}(\text{MeV}/c)$ | 0.6 | 120 | 160 | 1070 |

なり、陽子がチェレンコフ光を放出するためには $1 \text{ GeV}/c$ 以上の運動量が必要となる。

加速器を用いた素粒子原子核実験の検出器では、チェレンコフ光の光量や角度の速度依存性を利用して、粒子識別に用いることが多い。スーパーカミオカンデでは、リング状のチェレンコフ光を内水槽の壁面に取り付けられた光電子増倍管で検出し、その時間・光量分布から粒子の発生点・エネルギー・方向・種類の情報を得る。事象の再構成に関しては、後で概略を述べる。

3.3 光電子増倍管

3.3.1 内水槽

内水槽に使用されているのは、50 cm (20 インチ) 径の大口径光電子増倍管である。もともと、小柴先生らがカミオカンデを設計した際、検出器の大きさで勝るアメリカでのライバル実験 IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) に対し競争力をもつために浜松ホトニクス (当時は浜松テレビ) と開発したのが 50 cm 径光電子増倍管の始まりであり、その経緯はいろいろところで語られて

表 6: 光電子増倍管 R3600 の性能 (典型的な値)

| | |
|---------|---------------------|
| 光電面の直径 | 50 cm |
| 光電面 | バイアルカリ (Sb-K-Cs) |
| 収集効率 | 70% |
| 量子効率 | ~21% (360–400 nm) |
| ゲイン | ~ 10^7 |
| ダイークノイズ | 4.5 kHz |
| 時間分解能 | 2.2 ns (RMS, 1p.e.) |

いる。また、このオリジナル 50 cm 径光電子増倍管 R1449 は 2014 年に IEEE マイルストーンに選ばれた。スーパーカミオカンデで使用されているのは、改良を施し感度や時間分解能を向上させた R3600 というタイプの光電子増倍管である [15]。R3600 の主な性能を表 6 に示す。

2001 年、改修作業後の注水中に大量の光電子増倍管が破損する事故があった。底面の光電子増倍管の一つが割れ爆縮が起きて水が流れ込むことで衝撃波が起き、近隣の光電子増倍管が連鎖的に破壊されていったことが原因であった。故・戸塚洋二氏の強力なリーダーシップのもと [16]、すぐさま原因究明、再発防止対策の立案、復旧シナリオの策定に向けた作業が始まった。ありがたいことに国内外からの支援を受け、1 年後に光電子増倍管の数を半分に減らして実験を再開することができた。当時は KEK の 12 GeV 陽子シンクロトロンからニュートリノビームを 250 km 飛ばす K2K 実験が行われており、そのためにも早期の復旧が急務であった。K2K 実験終了後の 2005-2006 年には新たに作り足した光電子増倍管を取り付け、検出器を完全に復旧する作業が行われた。

2002 年以降、内水槽の光電子増倍管にはすべて FRP (fiber reinforced plastic) とアクリルでできたカバーが取り付けられている。時々誤解されるが、このカバーはそれ自体が水圧に耐えるためのもではなく、実は水を通す小さな穴がいくつ空いている。万一内部で光電子増倍管が割れてしまったときに、水流を抑え衝撃波の生成を防い

で、連鎖反応を起こさないようにする設計である。光電面側につけたアクリルのカバーによる光子の損失は 350 nm 以上の波長に対し 4% 以下である。

3.3.2 外水槽

外水槽は、主な目的が外部からの粒子の VETO であり内水槽ほどの精度が必要ない。20 cm (8 インチ) 径の光電子増倍管に 60 cm 角の波長変換プレートを取り付け、さらに光電子増倍管以外の部分を白色のシートで覆うことで、光量を稼いでいる。外水槽の光電子増倍管は、もともと IMB 実験で使われていたものを再利用しているが、2002 年以降は新たに製造したものも使われている。

3.4 データ収集システム

スーパーカミオカンデでは、合わせて 13,000 本以上の光電子増倍管からの電荷と時間の情報を記録する必要がある。太陽ニュートリノのような低エネルギー事象の観測のためには 1 光電子レベルの信号をとらえなければならない。ニュートリノの反応による事象は様々なニュートリノを合わせても 1 日あたり数十事象なのに対し、光電子増倍管には数 kHz のダークノイズがある。データ転送の帯域、記録媒体の容量、データ解析のためのリソースなどの制限から、閾値を超えるヒットの情報をすべて記録することはできないため、事象をうまく選び出す必要がある。一方で、高エネルギーの大气ニュートリノによる反応などでは、ひとつの光電子増倍管に大量の光子が到達する場合があります。読み出し回路は幅広いレンジの信号に対応する必要がある。

実験開始当初のデータ収集システムは、ATM と名付けられたフロントエンドエレクトロニクスモジュールを使い、複数の光電子増倍管が同時に閾値を超える信号を出したことをハードウェアで判定してトリガーを出して、その前後の信号の時間と電荷情報をデジタル化してオンラインコンピュータに送っていた。2008 年にデータ収集シ

システムを一新してからは [17], ダークヒットも含めすべての信号をデジタル化して一度オンラインコンピュータに送り込み, ソフトウェアでイベント選択をするようになった。このために, QBEE と呼ばれるフロントエンドエレクトロニクスモジュールを開発した。QBEE ボードには, 電荷を時間に変換する QTC チップ [18] とマルチヒット TDC [19] が載っており, パイプライン処理により高速でのデータ処理が可能となっている。

この新たなデータ収集システムでは, ソフトウェアで事象を選ぶため, 柔軟なトリガーを実現することが可能になった。例えば, 反電子ニュートリノ反応で生成される中性子が水素に捕獲されるとき放出される 2.2 MeV の γ 線をつかまえることができれば超新星背景ニュートリノ事象の感度を向上させることができるが, 従来のハードウェアトリガーでは閾値をそこまで下げることができなかった。ソフトウェアによるトリガーでは, ある程度高いエネルギーを持つ事象がトリガーされた後しばらくの間だけ閾値を下げてデータを記録する, ということが容易に可能である。また, 後述する T2K 実験向けのトリガーでは, J-PARC でニュートリノビームを生成した時刻を GPS で正確に測り, その情報をすぐさま神岡に送ってソフトウェアトリガーのインプットとすることで, ヒットのあるなしに関わらずビームが神岡に到達した時間の前後 1 ms のすべての光電子増倍管の情報を残すという, バイアスのないトリガーを実現している。

3.5 計算機

24 時間稼働し続けるスーパーカミオカンデからのデータは, 1 日あたり約 500GB にもなる。このデータを記録し, 較正・事象再構成のためのソフトウェアに通して物理解析に使える形にするための計算機資源も実験の重要なコンポーネントである。また, 実験に参加する研究者は世界中に散らばっているため, データをやりとりしたりビデオ会議を行ったりするためのネットワークも重要

である。

3.6 純水

水チェレンコフ検出器において, 標的でもありチェレンコフ光を発するための媒質である水は検出器の性能を決める中心的な要素の一つであり, その品質を維持するためには並々ならぬ努力が払われている。不純物があると透過率の悪化や光の散乱の原因となり, チェレンコフ光の伝搬に大きな影響がある。さらに, ラドンなどの放射性物質は低エネルギー事象のバックグラウンドになる。

スーパーカミオカンデでは, 超純水生成システムを通して水を毎時 60 トンの流速で循環させることで水中の不純物濃度を抑えている。純水システムは継続的に改良を繰り返しており, 各種のフィルターや紫外線照射 (バクテリアを殺すため), 真空脱気, 浸透膜など, 様々な装置の組み合わせで構成される。純水装置を通過した後の超純水は比抵抗がおよそ $18.20 \text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ であり, ラドンの含有率は $2 \text{ mBq}/\text{m}^3$ 程度である。タンクには複数の箇所に水の出入り口となる配管が繋がっており, わざとラドン濃度の高い水を入れてタンク中の水流を観測するなど, 水の制御に関する情報を集めた上で, 循環の方向や量を最適化している。さらに, タンクに注入する水の温度を 0.01°C 単位で制御し, 上下で約 0.2°C の微妙な温度勾配を保つことによりタンク中の水流を制御し, 中心部の放射性物質濃度を低く保っている。タンク中の光の減衰長は 400 nm 付近の波長に対し約 100 m である。

坑道内の空気には岩盤から放出されるラドンが高濃度で含まれるため, 実験エリアには外部からフィルターを通した空気が絶えず送り込まれる。スーパーカミオカンデのタンク最上部には 60 cm ほどの空気の層があり, ここにはさらに特別なフィルターシステムでラドンを除去した空気が送られている。

3.7 較正

検出器の性能を最大限に発揮するには、精密な較正が不可欠である。スーパーカミオカンデでは幅広いエネルギーレンジの事象が研究対象となるため、様々な方法を組み合わせて較正を行う必要がある。巨大な検出器を20年以上の期間にわたって運用することはそれだけでも容易ではないが、経験を重ねるに従い較正方法も改善され、精度は向上を続けている [20]。

キセノンランプやレーザーなどの光源、 ^{252}Cf 、 ^{58}Ni などの放射線源などを駆使して、光電子増倍管のゲインやタイミング、水中の光の減衰や散乱の較正を行う。また、宇宙線ミュオンや、検出器中で止まったミュオンからの崩壊電子も、水の透過率やエネルギースケールを較正するために重要なソースである。得られた検出器の応答の情報は、モンテカルロシミュレーションに反映される。

低エネルギーでのエネルギースケールの絶対値や事象再構成の精度を較正するため、スーパーカミオカンデの上には電子加速器 (LINAC) が設置されている [21]。上部の蓋に複数ある較正のための穴を通して LINAC からのビームパイプを検出器内部に伸ばし、いくつかの場所にエネルギーの決まった電子を打ち込んでその応答をみることで、較正を行う。さらに、比較的位置を動かしやすい重水素-三重水素 (D-T) 反応による中性子発生装置を使って、 $^{16}\text{O} + n \rightarrow ^{16}\text{N} + p$ 、 $^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O} + e^- + \nu_e$ の反応からの β 線による信号を用い、場所依存性や方向依存性を較正する。これらのエネルギー絶対値の較正は、特に太陽ニュートリノのエネルギースペクトル測定では決定的に重要である。SK-IV での低エネルギーでのエネルギースケールの不定性は 0.54% と見積もられている。

高エネルギーでのエネルギースケールは、ミュオンからの崩壊電子や、大気ニュートリノの反応で生成される $\pi^0 (\rightarrow \gamma\gamma)$ の不変質量、200–400 MeV/c のミュオンのチェレンコフ光の角

度と運動量、1–10 GeV/c のミュオンの検出器内でのレンジと運動量の関係などを用いて較正される。時間変動の効果も含め、エネルギースケールの不定性は 2% 程度である。

3.8 事象再構成

各光電子増倍管で記録された信号の電荷と時間の情報からチェレンコフ光を発生した粒子の情報を再構成する方法の概略を述べる。なお、エネルギーが 1–10 MeV 程度 (太陽ニュートリノ、超新星ニュートリノなど) の事象と、100 MeV 以上 (大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ、陽子崩壊探索など) の事象では、事象再構成が多少異なる。

3.8.1 発生点 (vertex)

事象の発生点 (vertex) は、各光電子増倍管で観測された信号の時間情報を用いて再構成される。ある一点からチェレンコフ光が放出されたと仮定すると、各光電子増倍管で観測された信号の時間から光源から各光電子増倍管の位置まで光が水中を伝搬するのにかかる時間を差し引いたものは、理想的にはすべての光電子増倍管で一致するはずである。そこで、水中の伝搬時間を差し引いた時間分布のピークが最大化される点を探すことで発生点を再構成する。さらに、後段のステップで再構成された情報を用いて、リングのパターンなどの付加的な情報を用いることでさらに位置精度が改善される。また、時間分布から、チェレンコフリングの方向も再構成される。

3.8.2 リング数

複数の粒子が発生しうる高エネルギー事象では、リングの数 (= 粒子数) を決定する必要がある。2 目以降のリングの探索には、Hough 変換を使う。ヒットのあった光電子増倍管の位置に対しそれぞれ発生点から 42° の角度を持ったコーンを描き、コーンが重なる点 (= チェレンコフリン

グの中心の方向)を角度空間上でのピークとして探す。見つかったリング候補に対して、光量分布に基づいて計算した likelihood を新しいリングを付け足した場合と付け足さなかった場合について比較し、またさらに詳細な光量分布の比較による判定関数を用いて、本物のリングらしいかどうかを判断する。本物らしければリングを付け足し、そうでなければその候補は捨てる。新しいリングの候補がなくなるまでこの手順を繰り返し、最終的なリング数を決める。

3.8.3 粒子識別

ニュートリノの種類(フレーバー)は、荷電カレント反応でどの荷電レプトンが生成されたかによって識別される。特に、大気ニュートリノや加速器ニュートリノによるニュートリノ振動の研究では、電子ニュートリノとミューニュートリノの識別が重要であり、すなわち電子とミューオンを区別する必要がある。低エネルギー事象では、ミューオンやタウは生成されず、ニュートリノ-電子の弾性散乱が主な反応となるため、終状態の粒子は常に電子である。

ミューオンは水中を比較的まっすぐ飛んで端のシャープなリングを作るが、電子は電磁シャワーを起こすため多数の粒子からのチェレンコフ光の重ね合わせになり、ぼやけたリングとして観測される(図4)。このパターンの違いを使うことで、各チェレンコフリングを μ -like (non-showering) か e -like (showering) かに分ける。

電子やミューオン以外の粒子も、この2種類のどちらかに判別されることになる。 π^\pm や陽子は電磁シャワーを起こさないので、 μ -like と判別される。ただし、陽子は前述したようにチェレンコフ閾値が高いため、検出されないことも多い。光子は電磁シャワーを起こすため、 e -like と判別されることになる。

カミオカンデの時代には、「大気ニュートリノ異常」の原因として水チェレンコフ検出器で本当に上記のような粒子識別が可能なのか疑問視する

向きもあり、1キロトンの水チェレンコフ検出器を用いて KEK-PS から粒子を打ち込み性能を証明するビームテストも行われた [22]。なお、この実験で建設したタンクはその後、K2K 実験の前置検出器のひとつ、1キロトン水チェレンコフ検出器として再利用された。

粒子識別には、観測された光量のパターンを電子・ミューオンそれぞれの仮定の元に予想される光量分布と比べて作った likelihood を用いる。図5に大気ニュートリノ事象での log-likelihood 分布を示す。横軸は左側(負)が e -like, 右側(正)が μ -like である。 e -like 事象と μ -like 事象が非常に綺麗に分離されていることがわかる。誤識別の確率は約1%である。

3.8.4 エネルギー

荷電粒子が物質中を通ると、イオン化等でエネルギーを失ってやがて止まる。エネルギーが大きな粒子ほど飛程が長く多くのチェレンコフ光を発するため、チェレンコフ光の量を測ることで粒子の当初のエネルギーを知ることができる。高エネルギー事象では、リングの内側にある光電子増倍管で検出された光量の和からエネルギーを求め、ひとつの光電子増倍管でせいぜい1光電子しか検出されないような低エネルギーの事象の場合には、光量の和を使うよりも分解能が良くなるため信号が検出された光電子増倍管の数をエネルギーの指標として使う。低エネルギー事象では、1 MeV に対し平均で約6本の光電子増倍管にヒットがある。

3.8.5 分解能まとめ

表7に、スーパーカミオカンデの各種分解能をまとめる。ひとつの測定器で大きさと精密さを兼ね備えており、数 MeV から TeV まで、検出できる事象のエネルギー範囲が広いことが特徴である。大気ニュートリノと太陽ニュートリノを同時に研究できる装置は、他に存在しない。

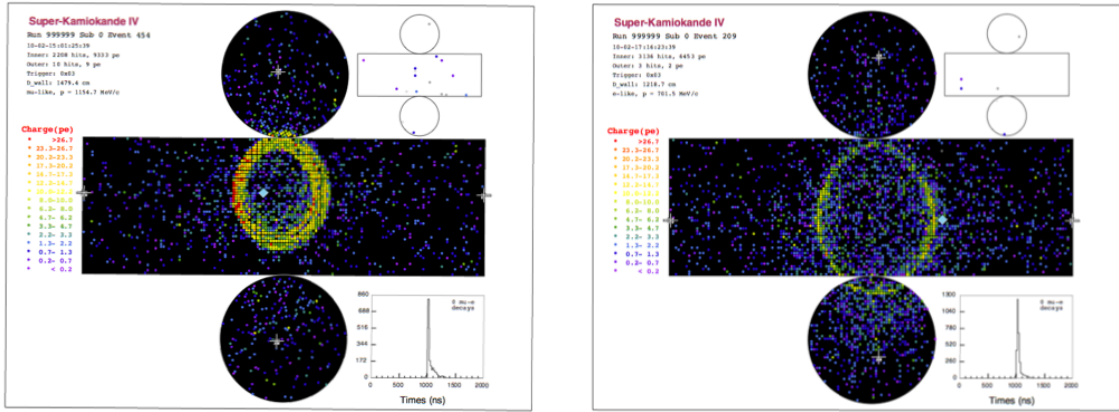


図 4: スーパーカミオカンデで観測されるミュオン (左) と電子 (右) によるチェレンコフリングの例 (シミュレーション)。円筒形の検出器の展開図で、各点が光電子増倍管の信号を示す。色の違いは光電子増倍管で記録された電荷の量を表す。ミュオンはくっきりとしたリングを、電子はぼやけたリングを作ることを使い、粒子識別を行うことができる。

表 7: スーパーカミオカンデ検出器の各種分解能

| | 10 MeV | Sub-GeV | | Multi-GeV | |
|-------------|--------|------------|--------------|------------|--------------|
| | e | 1-ring e | 1-ring μ | 1-ring e | 1-ring μ |
| バーテックス位置分解能 | 50 cm | 31 cm | 24 cm | 34 cm | 24 cm |
| 角度分解能 | 23° | 3.0° | 1.9° | 1.2° | 0.8° |
| エネルギー分解能 | 14% | 3% | 2% | | |

3.9 成果

20 年の間にスーパーカミオカンデで得られた成果は広い分野にわたる。以下では、そのうちで独断で選んだ主な成果を紹介する。加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験に関しては、次の章で述べる。

3.9.1 大気ニュートリノ

大気ニュートリノは、宇宙から飛来する陽子などの宇宙線が地球の大気と衝突するときに行われる π 中間子などの崩壊によって生成される。荷電 π 中間子はミュオン粒子とミュオン型 (反) ニュートリノ

ノに

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (10)$$

と崩壊し、さらにミュオン粒子は (陽) 電子、電子型 (反) ニュートリノ、ミュオン型 (反) ニュートリノに

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (11)$$

と崩壊する。

カミオカンデやスーパーカミオカンデは宇宙線の影響を減らすために地下に作られたが、大気ニュートリノは地球を易々と通り抜けることができるため、遮蔽が不可能である。ニュートリノが原子核と反応すると陽子崩壊の信号に似た事象を

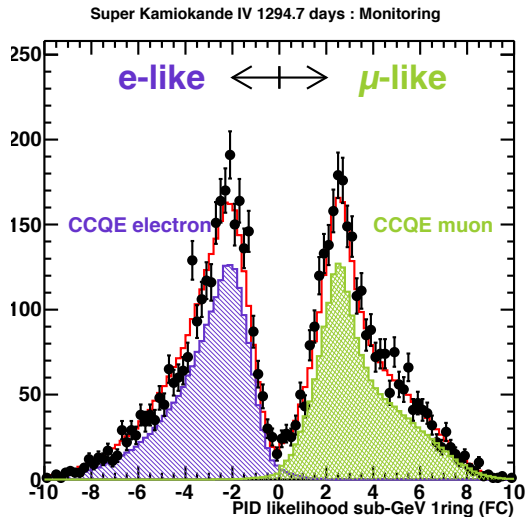


図 5: 大気ニュートリノ事象 (Sub-GeV, 1ring 事象) における粒子識別の log-likelihood 分布。横軸は左側 (負) が e -like, 右側 (正) が μ -like。統計誤差のエラーバーつき黒点は実データを, ヒストグラムはニュートリノ振動の効果を検討した MC シミュレーションを示す。MC シミュレーションのうち, ハッチつきの部分は荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi-Elastic interaction, ニュートリノと核子の 2 体反応) による反応を表す。

作ることがありうるため, 大気ニュートリノはもともと陽子崩壊のバックグラウンドとして邪魔な存在であった。

大気ニュートリノ観測の対象となるエネルギー領域は 100 MeV 程度以上であり, 原子核との反応でできた電子やミュオン, 反跳核子や生成された π 中間子などの終状態粒子を観測する。検出器の中で全ての粒子が止まった事象 (Fully Contained, FC) に加え, ミューオンのエネルギーが高く検出器外へ抜けていったもの (Partially Contained, PC) や検出器直下の岩盤で反応した高エネルギーニュートリノに起因する上向きのミュオンによる事象も使用することで観測できる事象のエネルギー範囲を広げ, TeV 程度までのニュートリノを観測することができる。生成される電子やミュオンの方向には元のニュートリノのエネルギーと

相関があることを利用して, ニュートリノの到来方向を測定する。大気ニュートリノでは, ニュートリノの方向は飛行距離に対応する。また, 生成された粒子のエネルギーを足し合わせることで, ニュートリノのエネルギーを知ることができる。ニュートリノの方向やエネルギーを完全に知ることはできないので, ニュートリノ反応の詳細や検出器の応答を考慮したモンテカルロシミュレーションと比較することで解析を行う。

ニュートリノ振動の発見 ニュートリノ振動の確実な証拠が初めて得られたのはスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測であるが, その発端はカミオカンデの時代にさかのぼる。カミオカンデの目的は, 素粒子の大統一理論で预言される陽子崩壊を探索することであった。当時の理論では陽子の寿命は 10^{30-32} 年程度と预言されており, 実験を始めればすぐみつかると思われていた。しかし, 数年経ってもなかなかみつからないことから, 梶田さんは陽子崩壊探索の感度を上げるために複数のリングがある事象に対し電子とミュオンを識別するプログラムを開発した。まず動作をチェックするために, 手頃なデータとして使われたのが大気ニュートリノであった。

式 (10), (11) から, ミューオン型と電子型のニュートリノの数の比はおよそ 2 : 1 となることが期待される。ところが, 実際に観測された数の比は 1.2 : 1 程度であった。カミオカンデによる最初の大気ニュートリノの論文は 1988 年に出版された [23]。この論文の最後に, ニュートリノ振動が原因である可能性も指摘されている。しかし, この結果をニュートリノ振動で説明するには, 混合角が最大に近くなければいけない。当時すでに測られていたクォークの混合角はどれもかなり小さかったため, レプトンの混合角も同じように小さいはずだという思い込みがあり, 大きな混合角の存在はなかなか受け入れられなかったようである。また実験側でも, 他の実験からはミュオンニュートリノの数は予想と一致するという結果が出てきたりした。カミオカンデでもデータを増や

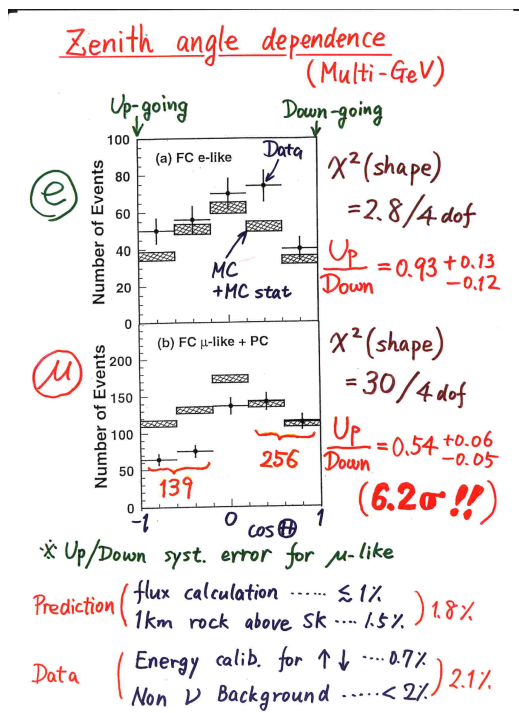


図 6: NEUTRINO98 での発表で使われた OHP の 1 枚 [26]

し、角度分布などの解析も行ったが、統計が少なく決定的な結果には至らなかった [24, 25]。

そして 1996 年 4 月、スーパーカミオカンデが稼働を始めた。カミオカンデに比べて 20 倍以上の有効質量を使って、統計量はまさに桁違いに増えた。1998 年 6 月に高山で開かれた⁹ ニュートリノ国際会議（隔年で開かれる、ニュートリノ物理に関する最大の会議）で梶田さんが歴史的な発表を行ったことはみなさんご存知の通りである。実際に使われたプレゼンの 1 枚（当時はまだ OHP の時代である）を図 6 に示す [26]。天頂角分布により地球の裏側からくるミューニュートリノが確かに減っており、上下の非対称性があることを 6.2 σ の有意度で示した、美しいデータである。

大気ニュートリノの観測データから（後のより精度の良い測定結果により）、 $\Delta m_{32}^2 \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$ であり、混合角 θ_{23} は最大の 45° に近いことがわかった。

⁹当初はこの年の会議はカナダで開催、日本はその 2 年後の予定だったが、それぞれの実験の進行状況等から急遽順番を入れ替えて日本での開催になったらしい。

本当にニュートリノ振動か？ 図 6 の天頂各分布は、長い距離を飛行するとミューニュートリノの数が減ることを明確に示している。しかし、その背後にある物理がニュートリノ振動であるとは限らず、ニュートリノの崩壊や波動関数のデコヒーレンスでも説明ができるのではないかというモデルも提唱された。原因がニュートリノ振動であれば、ニュートリノの種類が変化する確率は式 (4) に表される通り、ニュートリノの飛行距離とエネルギーの比 L/E の関数として振動し、ミューニュートリノの観測数はある L/E で極小値を取ったあと増加するはずである。一方で、他の理論ではミューニュートリノの数が L/E に対し単調に減少することが予想され、ニュートリノ振動に特徴的な L/E 分布のディップ構造は現れない。大気ニュートリノ事象の中で L/E に対する誤差が小さいものを選び出し、 L/E 依存性を解析したところ、確かにディップが観測されニュートリノ振動の予想と一致することがわかり、他の理論は棄却された [27]。

タウニュートリノになっているのか？ では次に、ニュートリノ振動でミューニュートリノはどの種類に変化したのだろうか。質量が Z ボソンの半分以下かつ弱い相互作用で反応するニュートリノは 3 世代しかないことがわかっているため、標準的な枠組みでは電子ニュートリノかタウニュートリノに変化していることになる。図 6 で電子ニュートリノの分布は予想と一致していることから、タウニュートリノに変化していることが示唆される。しかし、弱い相互作用すら働かない、「ステライル (sterile)」ニュートリノなるものが理論的には存在し得る。ひょっとすると、タウニュートリノではなくステライルニュートリノに変化しているのではという仮説もあったが、大気ニュートリノデータの解析により、100%ステライルニュートリノへ変化しているという仮定は棄却された [28]。

最後の確認として、実際にタウニュートリノが反応してタウ粒子を生成した事象を観測すること

が重要である。タウ粒子は 290 fs の寿命で崩壊してしまうため、スーパーカミオカンデではタウニュートリノの反応を事象ごとに識別することは不可能である。しかし、観測された粒子の数や運動学的変数など、事象の「タウらしさ」を表す指標を集めてニューラルネットを使い、統計的にタウの事象候補を集めてくる解析を行った結果、確かにタウが生成されていることが示された [29,30]。タウニュートリノの出現は、加速器ニュートリノを用いた OPERA 実験でも確認された [31]。

非標準的な物理現象の探索 大気ニュートリノの特徴のひとつは、飛行距離が 10 km から 10,000 km, エネルギーが 0.1 GeV から 1 TeV までの広い領域にわたるデータを与えてくれることである。この特徴を生かし、スーパーカミオカンデによる大統計データを使うと、様々な非標準的な物理現象の探索も可能である。例として、ローレンツ対称性の破れ [32] や、ステライルニュートリノの存在 [33] に対し強い制限を与えている。

大気ニュートリノの今後 大気ニュートリノは、その幅広いエネルギーと飛距離を生かすことで、今後も後述の加速器ニュートリノ実験と相補的な形でニュートリノの研究に重要な役割を果たし続けられると思われる。特に、ニュートリノの質量固有状態のうち ν_3 が ν_1, ν_2 よりも重いか軽いか (mass ordering あるいは mass hierarchy と呼ばれる) に対する感度が期待されている。また、大気ニュートリノが地球の内部を通過してくることを利用して、地球内部の構造に関する情報を得られるのではないかという研究もある [34]。

3.9.2 太陽ニュートリノ

太陽の中で起きている核融合反応では大量の電子ニュートリノが生成されている。生成された時にはすべて電子ニュートリノであり、エネルギーは 1MeV 以下から 10MeV 程度までの範囲である。

太陽ニュートリノ問題 太陽ニュートリノの観測は、1960 年代末から米国で行われた R. Davis の先駆的な実験に始まる [35,36]。四塩化炭素を用いて、 $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ という反応でできた ^{37}Ar (半減期 35 日) を回収し、カウンターにより原子の数を数えるという手法で、600 トンの四塩化炭素を用いても 1 日に生成される ^{37}Ar は約 0.5 個という難しい実験であるが、Davis は周到に実験を行い、1990 年代まで継続して観測を行った。その結果、観測されるニュートリノの量が理論的予想の約 1/3 しかないことがわかり、太陽ニュートリノ問題と呼ばれる謎を生むことになった [37]。

太陽ニュートリノ問題に関しては、太陽のモデルに原因があるのか、実験手法に問題があるのか、それともニュートリノ振動が起きているのか、いろいろな原因が考えられた。やがて、カミオカンデを含む手法の違ういくつかの実験でもやはりニュートリノの量が太陽モデルより少ないことが確認され、実験手法の問題ではないことがわかった。また、太陽モデルを改変してもすべての実験の結果を矛盾なく説明することは難しく、ニュートリノ振動の可能性が有力視されるようになった。

太陽ニュートリノ問題の解決 Davis の実験やその検証として行われたガリウムを使った実験では、ニュートリノ反応による原子核の変化を利用するが、ある程度反応数がたまるまで何日も待つてから原子の数を数えるため、各事象の時刻やエネルギーを知ることはできなかった。スーパーカミオカンデによる太陽ニュートリノ観測では電子がニュートリノに散乱される反応を用いており、反跳電子の測定により、時間、方向、エネルギーの情報を得ることができる。無論、大質量を生かして大統計のデータを得られることもスーパーカミオカンデの大きな利点であり、2000 年には非常に高い精度で電子散乱による太陽ニュートリノ観測の結果を発表した [38]。電子散乱は全ての種類のニュートリノが起こすことができるが、電子ニュートリノのみに W ボソンを介した荷電カレ

ント反応の寄与があるために、電子ニュートリノの反応断面積が大きく、ミューニュートリノとタウニュートリノの反応断面積の約6倍となる。

2001年に、カナダで行われたSNO実験が重水素との荷電カレント反応によって太陽ニュートリノのうち電子ニュートリノ成分だけを測定した[39]。スーパーカミオカンデとSNOの結果を合わせることで、太陽内部でできたときには電子ニュートリノだったものが、地上では別の種類に変わっている、つまりニュートリノ振動が起きていることが示された。2002年4月にはSNOが重水素との中性カレントを使って種類によらず太陽からくる全てのニュートリノの数を計測した結果を公表し、ニュートリノの種類が変化していることを確実なものとした[40]。さらに同年12月には旧カミオカンデのホールに作った1キロトンの液体シンチレータ検出器で平均180 km離れた原子炉からのニュートリノを検出するKamLAND実験が、反電子ニュートリノの消失を観測した[41]。これにより、混合角が大きい、いわゆるLarge Mixing Angle(LMA)解が太陽ニュートリノ振動の解であることがわかった。

こうして、30年にわたる謎であった太陽ニュートリノ問題が解決した。太陽ニュートリノ振動に対応するパラメータは、 $\Delta m_{21}^2 \simeq 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$ および $\sin^2 \theta_{12} \simeq 0.3$ である。

太陽ニュートリノ研究の現状と今後 ニュートリノが物質中を伝播するときには、電子ニュートリノ成分のみが物質中の電子と余分な相互作用をするため、ニュートリノ振動のパラメータが補正を受ける。この効果を物質効果と呼ぶ。太陽の中心付近は高密度であり、約5 MeV以上のエネルギーを持つニュートリノは太陽中心から表面に出てくる間に物質効果により共鳴的に種類が変化する(Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein, MSW効果[42-44])。一方で、1 MeV以下のニュートリノに対しては物質効果による影響が少なく、真空中の伝播による位相差での振動で記述できる。結果として、3 MeV付近ではニュートリノ振動の

確率がエネルギーに依存して変化する様子がみられることになる。

Borexino実験による低エネルギー太陽ニュートリノの観測結果[45]とスーパーカミオカンデやSNOによる観測結果から、1 MeV以下と5 MeV以上の領域では振動確率は予想通りになっていることがわかった。しかし、振動確率が変化しているエネルギー領域でのデータは十分でなく、MSW効果ではない非標準的な現象が起きている可能性も提案されている。現在スーパーカミオカンデによる太陽ニュートリノ観測のエネルギー閾値は反跳電子の運動エネルギーで3.5 MeVであるが、これをさらに下げ、振動確率が変化していると期待される領域のエネルギースペクトルを測定することは今後の課題である。

また、地球を通り抜ける際にもわずかながら物質効果を受けるため、日中(地球を通らない)と夜間(地球を通ってくる)とで、観測される太陽ニュートリノの数がわずかに変化することが予想される。これまでにスーパーカミオカンデのデータにより、昼夜の変化を約 3σ の有意度で観測することに成功している[46]。

太陽の中心で発生した熱が表面に到達するには約10万年かかるのに対し、ニュートリノはほとんど反応せずほぼ光速で飛ぶので、地球まで約8分で到達する。ニュートリノ観測により、太陽内部の状況をほぼリアルタイムでモニターできるほか、光学による観測では得られない内部組成に関する情報など、太陽自体に関する研究も今後進展が期待される。

3.9.3 核子崩壊探索

素粒子の標準模型では、電磁相互作用と弱い相互作用が統一される。これに加えて強い力も超高エネルギーで統一されるとする大統一理論では、一般的な帰結として陽子の崩壊が预言される。核子崩壊の探索は、実験的に唯一可能な大統一理論の直接的検証の手段であり、もし発見されればその影響は計り知れない。ひとつの核子の寿命は

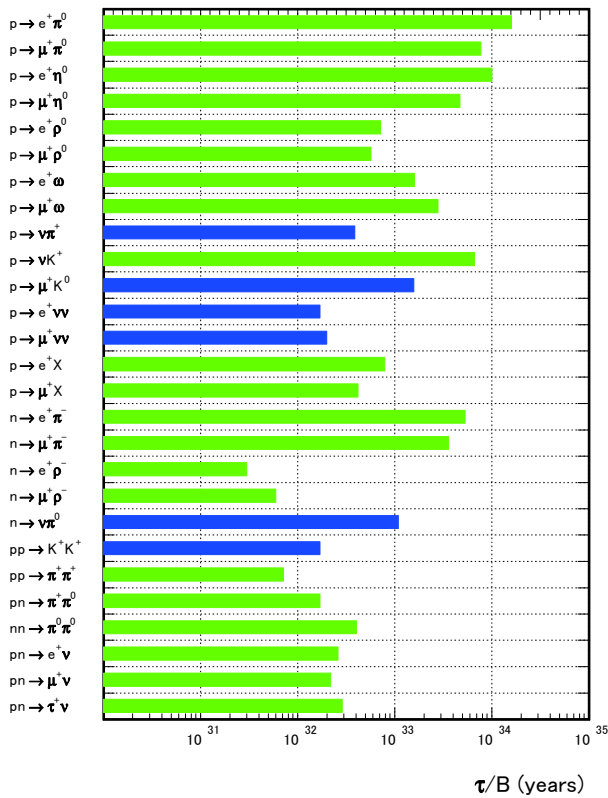


図 7: 様々なバリオン数非保存モードに対する、スーパーカミオカンデによる寿命の下限値。

10^{30} 年以上と、宇宙の年齢 1.38×10^{10} 年に比べてもずっと長いですが、1 g の物質にはおよそアボガドロ数 (6×10^{23}) の核子が含まれる。そこで、たとえば 10 キロトン (10^{10} g) の物質を 1 年観測すれば、 10^{33} 年程度の寿命に感度のある測定が可能となる。スーパーカミオカンデは核子崩壊に感度のある検出器として群を抜いた性能を持ち、実験開始以来 20 年にわたりほとんどの核子崩壊モードで最も厳しい寿命の下限を与えている。

陽子崩壊の代表的な崩壊モードとして、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ がある。また、超対称性を考えると $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ が優勢なモードとなる場合が多いとされる。現在の寿命の下限値はそれぞれ 90% の信頼度で、 $\tau/\text{Br}(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 1.6 \times 10^{34}$ 年、 $\tau/\text{Br}(p \rightarrow \bar{\nu} K^+) > 6.6 \times 10^{33}$ 年である。このほかにも、様々な崩壊モードや、二つの核子が同時に崩壊するモード、中性子-反中性子振動など、様々なモードでバリオン数を保存しない現象を探索して

いる。図 7 に、近年スーパーカミオカンデで探索されたバリオン数非保存モードに対する寿命の下限値を示す。ここに示されたすべてのモードで、スーパーカミオカンデが最も厳しい制限を与えている。

3.9.4 超新星ニュートリノ

超新星爆発では、エネルギーの 99% 以上をニュートリノが持ち去る。大マゼラン星雲で起きた超新星 1987A ではカミオカンデで約 10 秒間に 11 事象が観測された [47, 48]。その後、残念ながら我々がニュートリノで観測可能な超新星爆発は起きていないが、我々の銀河系内では数十年に一度の頻度で超新星爆発が起きると予想されている。もし仮に銀河系の中心で超新星爆発が起きた場合、スーパーカミオカンデでは約 8,000 事象を観測できるはずであり、エネルギーや到達時間の詳細な測定から超新星爆発のメカニズムに関して飛躍的に多くの情報が得られると期待される。

超新星爆発ではニュートリノが光よりも早く放出されるため、超新星の信号が検出された場合には直ちにデータを解析し 1 時間以内に世界中の天文台や研究者にアナウンスを出す体制が整備されている [49]。また、世界各地のニュートリノ検出器を結び、早期にアラートを出すための SNEWS(Supernova Early Warning System) と呼ばれるシステム [50, 51] も稼働している。

銀河系内での超新星爆発はいつ起こるか予測できないが、宇宙全体では 1 秒に 1 回どこかで超新星爆発が起きていると考えられる。最初の星ができてから現在までの超新星爆発で放出されたニュートリノは宇宙中を漂っており、これらは超新星背景ニュートリノと呼ばれている。超新星背景ニュートリノのエネルギーやフラックスを測定することで、星形成や重元素合成の歴史についての重要な情報を得ることができる。低エネルギーでは宇宙線による核破砕で生成される放射性同位元素が、高エネルギーでは大気ニュートリノがバックグラウンドとなるが、16-30 MeV 付近に

観測可能なウィンドウがあり、探索が行われている。超新星背景ニュートリノはまだ観測されていないが、スーパーカミオカンデで得られたフラックスの上限値はモデルから予想される値の数倍のところまで達している [52, 53]。後述する SK-Gd 計画によって逆ベータ崩壊の中性子を捉え、バックグラウンドを削減できれば、5 年程度のデータ収集で超新星背景ニュートリノの信号を世界で初めて検出できると期待される。

3.9.5 ダークマター探索

宇宙観測から、宇宙のエネルギーの約 27% をダークマター（暗黒物質）と呼ばれる未知の粒子がしめていることがわかっている。もし銀河中心や太陽、地球等の重力ポテンシャルにダークマターが捕獲されてある程度の密度になると、対消滅が起きて一部はニュートリノを放出する可能性がある。そのようなニュートリノ事象を探索することで、間接的なダークマター探索を行うことができる。スーパーカミオカンデは、他の検出器に比べて比較的低エネルギーにまで感度があるのが特徴で、200 GeV 以下の質量のダークマターに対する、スピンに依存した反応断面積に関しては最もよい制限を与えている [54]。

3.10 今後の展望

スーパーカミオカンデは、実験開始から 20 年経った今も世界で一級の成果を出し続けている驚くべき装置であるが、さらに性能を向上させるべく、努力が続けられている。

そのひとつが、事象再構成のアルゴリズムを新しくすることにより、再構成の精度を上げることである。すでにその一部は T2K 実験でバックグラウンド事象の除去に使われているが、大気ニュートリノの研究や陽子崩壊探索にも適用することで感度が向上すると期待されている。

大規模な検出器のアップグレードとして、水にガドリニウムを溶かしこみ、中性子の検出能力

を付加する SK-Gd 計画がある [55]。ガドリニウムは中性子の捕獲断面積が大きく、捕獲時に合計 8 MeV の γ 線を出す。これを使って中性子をタグすることで、超新星背景ニュートリノのバックグラウンドを除去し信号の観測が可能になると期待されている。また、ニュートリノと反ニュートリノで原子核と反応した際の中性子の放出数が異なるため、ニュートリノと反ニュートリノを統計的に識別する性能が向上することも期待できる。

最新の情報については、スーパーカミオカンデのホームページ [56] などをご覧ください。

4 T2K 実験

2009 年から、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC で人工的に作り出したニュートリノビームを 295 km 離れたスーパーカミオカンデで観測し、ニュートリノ振動を精密に測定する T2K（東海-to-神岡）実験が行われている [57]。この実験ではスーパーカミオカンデに加えて、J-PARC 内に設置された前置ニュートリノ検出器でもニュートリノを測定している。以下では、若干の導入のあと実験全体の概要を説明し、前置ニュートリノ検出器について解説する。

4.1 加速器ニュートリノ

加速器を用いたニュートリノ実験は、1962 年に ν_μ を発見した BNL-AGS での実験 [58, 59] に始まり、弱い相互作用の中性カレントの発見 [60] や核子構造の研究、電弱相互作用の研究など、素粒子の標準模型の確立に重要な役割を果たした。加速器ニュートリノを用いたニュートリノ振動の探索も各地で行われたが、研究所の敷地内に検出器を置くため、基線（ニュートリノの発生点から測定点までの距離）は 1km 程度のオーダーであった。

加速器によるニュートリノビーム生成の原理は、基本的に大気ニュートリノの生成プロセスと同じであり、高エネルギーの陽子ビームを標的に照射したときに生じる π 中間子や K 中間子の崩

壊でできたニュートリノを用いる。中でも主要な寄与をする π^\pm は 99%以上の確率で

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (12)$$

と崩壊するため¹⁰，加速器ニュートリノビームは基本的にミュー型のニュートリノからなる。K中間子の崩壊や μ の崩壊から生まれる電子型のニュートリノも若干含まれることになるが、ビーム中にどのくらいの割合が混入するかはビームラインの設計による。T2K 実験では、最もフラックスの多い 0.6 GeV 付近での電子ニュートリノの混入は 1%以下である。

陽子ビームと標的の反応で粒子は広い角度に生成されるが、検出器に到達するニュートリノの数を増やすためには、できるだけ絞ったビームを作りたい。ニュートリノは弱い相互作用しかしないため制御することができないが、崩壊前の π^\pm は電荷を持つため電磁気力で制御可能である。 π^\pm を収束するために用いられるのが電磁ホーンと呼ばれる装置であり、確率冷却で W/Z の発見に貢献しノーベル賞を取った Simon van der Meer [61] の発明品である [62]。T2K の第 1 ホーンの断面図を図 8 に示す。ビームのタイミングに合わせ数百キロアンペアのパルス電流を流すことでトロイダル磁場を作りビームを収束する。電流の向きにより磁場の向きを反転させることが可能であり、 π^+ を収束すればビーム中の主な成分がニュートリノになり π^- を収束すれば反ニュートリノになる。T2K では 3 台の電磁ホーンを使用している [63]。それぞれ 320 kA の電流が流せるよう設計されていて、現在までのところ 250 kA で運転している。

4.2 長基線ニュートリノ振動実験

大気ニュートリノにより測られた質量二乗差 $\Delta m_{32}^2 \simeq 2.5 \times 10^{-3}$ から、対応するニュートリノ振動の効果が最初に極大になるのは $L/E \simeq 500(\text{km})/1(\text{GeV})$ であることがわかる。すなわ

¹⁰ $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ に崩壊しにくいのは、ヘリシティサプレッションによる。

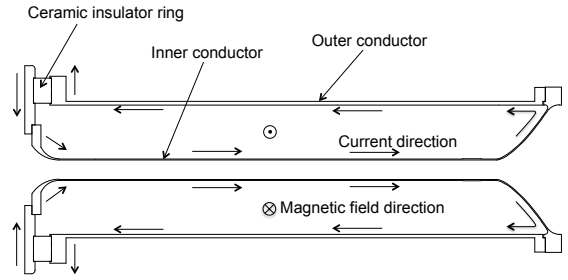


図 8: T2K の第 1 ホーンの断面図 [64]

ち、加速器で作る 1 GeV 程度のニュートリノを数百キロ飛ばす実験ができれば、ニュートリノ振動の精密測定が可能になる。ニュートリノは物質中を飛んで行ってもほとんど遮られることがないため、数百キロ飛ばすことは可能である。しかし当然、数百キロ先では検出器内に入るニュートリノの数が減ってしまうため、強力なニュートリノ源と巨大で高性能なニュートリノ検出器が必要になる。

世界で初めての長基線ニュートリノ振動実験は KEK にあった 12 GeV 陽子シンクロトロンでニュートリノビームを作り、250 km 離れたスーパーカミオカンデに打ち込む K2K (KEK-to-Kamioka) 実験であった。K2K 実験は西川公一郎氏によって提案され、ニュートリノ振動発見の直後、1999 年から実験を行った。実験に必要な大規模な施設の準備は数年かかるもので、スーパーカミオカンデの結果が判明するよりも前から建設が始められていた。これは当時の菅原機構長の英断によるものであったようだ。K2K は 2004 年まで実験を行い、世界で初めて大気ニュートリノの結果を人工ニュートリノで確認した [65]。

K2K 実験は、GPS による時間同期や前置検出器の使用など長基線実験の基本的な技術を確認し、長基線ニュートリノ振動実験が可能であるばかりでなく、ニュートリノ振動の研究に非常に有効な手段であることを証明した。少し遅れて米国では MINOS 実験が、ヨーロッパでは OPERA 実験が行われ、長基線ニュートリノ振動実験は素粒子物理実験のひとつの分野として確立した。

4.3 T2K 実験概要

K2K 実験の経験をもとに、日本での第 2 世代の長基線ニュートリノ振動実験として始まったのが T2K 実験である。2 次粒子の生成数は大まかに言って陽子のエネルギーと数の積に比例するため、単位時間当たりの粒子生成数は [エネルギー] / [時間]、つまりワットの単位で表されるビームパワーに比例する。KEK 12GeV-PS のビームパワーが約 5 kW であったのに対し、J-PARC の設計ビームパワーは 750 kW、2016 年 7 月現在の達成値は 425 kW であり、ざっくり 100 倍のオーダーの強度のビームが利用できることになる。

ニュートリノ振動が発見されたのち、ニュートリノ振動を新たな研究手段として用いることでニュートリノの性質が明らかになってきた。今後の最も重要な目標は、ニュートリノの CP 対称性の破れの探索である。C は荷電共役（電荷等の符号を入れ替える）、P はパリティ（空間座標の符号を変える）であり、CP 変換は粒子と反粒子を入れ替えることに対応する。ニュートリノ振動の確率をニュートリノと反ニュートリノで比べることで、レプトンにおける CP 対称性の破れの観測が可能となる。ところが、ニュートリノ振動の観測方法のうち「消失」モードでは、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \xrightarrow{CPT} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$$

であり、CPT 対称性を仮定するとニュートリノと反ニュートリノの振動確率に違いはない。CP 対称性の破れの探索には、「出現」モードで $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ と $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ を精密に測定して比較することが必要となる。前述の通り、加速器ビームで作れるのはミューニュートリノである。タウニュートリノは検出が難しいため、ミューニュートリノから電子ニュートリノへの変化 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, 電子ニュートリノ出現) を使うことができれば CP 対称性の破れの探索が可能になる。大気ニュートリノや第 1 世代の長基線実験の結果から、ミューニュートリノはほとんどがタウニュートリノに変化しているとわかったが、ごく一部が電子ニュー

トリノに変化している可能性は残っていた。電子ニュートリノ出現の確率は、ニュートリノの 3 つの混合角（式 (9) 参照）のうち θ_{13} の大きさに依存する。大気ニュートリノと加速器ニュートリノから θ_{23} が 45° に近く、太陽ニュートリノと KamLAND から θ_{12} が約 34° であることがわかったが、第 3 の混合角 θ_{13} の値については過去の原子炉実験から約 12° よりも小さいことしかわかっていなかった。

そこで、T2K 実験の最初の大きな目標は J-PARC とスーパーカミオカンデを組み合わせた大統計・高精度のデータで電子ニュートリノ出現の探索を行うことであった。もしみつければ、さらにニュートリノと反ニュートリノでの測定を比較することで CP 対称性の破れの探索へと進む戦略である。また同時に、ニュートリノ混合のパラメータの精密測定やニュートリノ-原子核反応断面積の詳細な研究、ニュートリノを使った新物理の探索なども行うことができる。

4.4 ニュートリノビームライン

J-PARC 加速器から供給される大強度の陽子ビームを使ってニュートリノを作り出すニュートリノビームラインも、最先端の技術の塊である。加速器から陽子を取り出される箇所以降のビームラインは T2K 実験グループの設計・運用によるが、ビームパワー向上と安定な運用は加速器グループと実験グループの緊密な協力により成り立っている。

図 9 に J-PARC ニュートリノビームラインの概略を示す。J-PARC メインリングで 30GeV に加速された陽子ビームは 2.48 秒に一度（2016 年現在）、リングの内側にあるビームライン¹¹に取り出され、神岡の方向へ約 80 度曲げられた後、標的まで輸送される。標的で発生した π 中間子は 3 台の電磁ホーンで収束され [66]、崩壊領域で

¹¹通常は、リングの外側に取り出すものであるが、敷地の都合でこのような設計となっている。世界でもユニークなビームラインと思われる。

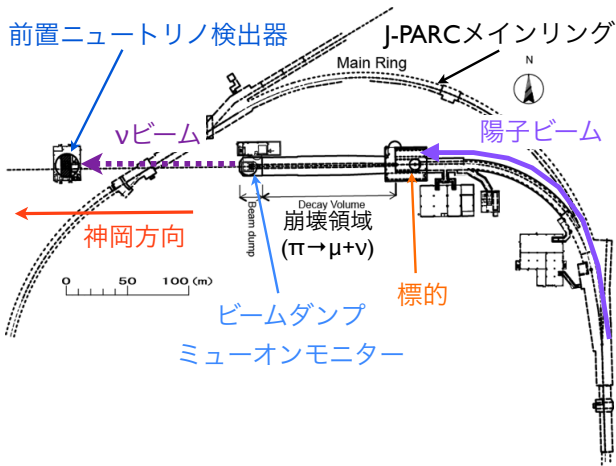


図 9: J-PARC ニュートリノビームラインの概略

$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ の崩壊によりニュートリノを生成する。ニュートリノ以外のほとんどの粒子を止めるビームダンプの背後には、ダンプを突き抜けてくる高エネルギーのミュオンを測定することで標的に生成された 2 次・3 次ビームの状況をリアルタイムで監視するミュオンモニターが設置されている [67]。

T2K のニュートリノビームの大きな特徴として、「オフアクシス法」 [68] を用いていることが挙げられる。 π 中間子を収束する方向をわざと少しだけスーパーカミオカンデの方向からずらしてやると、スーパーカミオカンデの方向に飛んでいくニュートリノのエネルギーが運動学的制約によりほぼ単色になる。これにより、ニュートリノのフラックスが最大となるエネルギーを振動確率が最大となる値に合わせ、しかもバックグラウンドの原因となる高エネルギーのニュートリノの数を減らしたビームを作り出すことが可能となる。

図 10 に、T2K での基線長 295 km でのニュートリノ振動確率のエネルギー依存性と、オフアクシス角を変化させた時のニュートリノエネルギースペクトルの予想値を示す。T2K では、ニュートリノ振動確率が最大となるエネルギーに合わせ、2.5 度のオフアクシス角を採用している。スーパーカミオカンデに向けてビームを収束した場合（オフアクシス 0 度）に比べ、ニュートリノフラックス

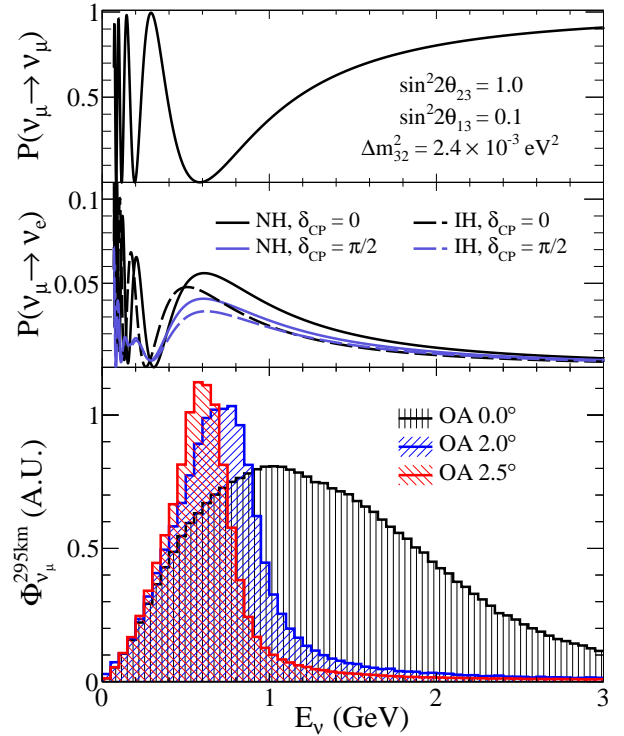


図 10: 基線 295 km でのニュートリノ振動確率のエネルギー依存性と、オフアクシス角を変化させた時のニュートリノエネルギースペクトルの予想値

がピーク部では増えている一方で、高エネルギー成分が抑えられていることがわかる。このようなオフアクシス法を実際に使用した実験は T2K が世界で初めてである（その後、米国での NO ν A 実験でも採用されている）。

J-PARC のように大強度の陽子ビームを用いるには、ビームの状態を高精度で監視し制御することが決定的に重要となる。例えばビームライン中で陽子ビームの軌道がずれるなどしてビームロスが増えると、周囲の機器が放射化して保守ができなくなる恐れがある¹²。あるいは、大強度の陽子ビームがパルス状に照射される標的は絶えず熱衝撃にさらされているため、ビームの位置が標的の中心からずれたりビームが細過ぎたりすると破損する恐れがある。また、ビームが標的に当たる位

¹² 標的周辺部など運用上高度の放射化が避けられない場所は、人が近づくことなくリモートで保守できる設計となっている。

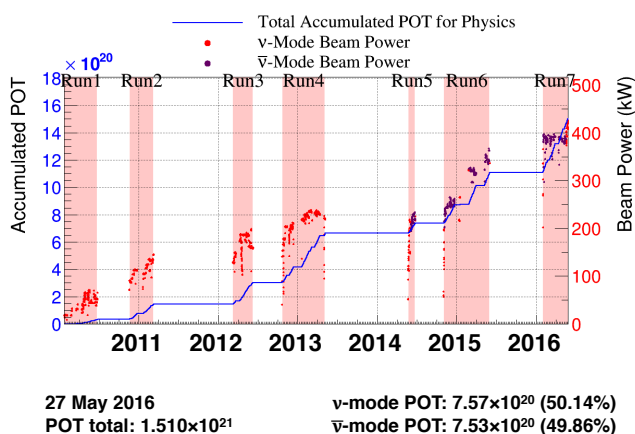


図 11: 2016 年夏までの T2K 実験のデータ収集状況。点は各時点でのビームパワー（右軸）を、実線は標的に当たった陽子の数 (POT) の積算値（左軸）を表す。

置がずれるとニュートリノビームの方向がずれ、スーパーカミオカンデで観測されるニュートリノのエネルギーが変わってしまう。このため、運転中のビームパラメータを正確に知ることは実験の成功に不可欠であり、これらの要請を満たすため、ビームラインの全長にわたって陽子ビームの強度や位置、広がりを知るための種々のモニターが設置されている [69]。

ニュートリノビームのフラックスは、実測されたビームパラメータをもとにモンテカルロシミュレーションで求められる [70]。不定性の大きな原因となる π 中間子の生成断面積に関しては、CERN で行った NA61 実験で実測した断面積 [71–74] を使ってシミュレーションをチューンすることで不定性を抑えている。

ビームラインのコミッショニングは 2009 年 4 月に始まり、2010 年初頭から本格的な実験を始めた。大強度ビームラインの運用は一筋縄ではいかず、放射化や機器の故障、水漏れなど、実験が進むにつれ新たな問題が発生しその対応に追われたが、1 年目は 50 kW 程度であったビームパワーも 425 kW まで上がり安定なデータ収集を達成できている。図 11 にこれまでのデータ収集状況を示

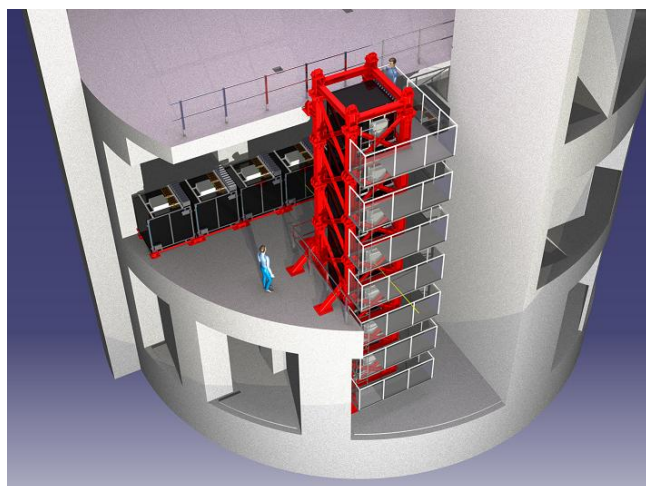


図 12: INGRID 検出器

す。点はビームパワー（右軸）を、実線は標的に当たった陽子の数 (POT) の積算値（左軸）を表す。2016 年夏までに標的に当たった陽子の数 (protons on target, POT) として当初目標 (7.8×10^{21}) の約 19% に当たる 1.5×10^{21} POT のデータを収集している。2014 年から 2016 年は主に反ニュートリノのモードで実験を行い、これまでにニュートリノと反ニュートリノのデータを POT としておおよそ半々の割合で収集している。

4.5 前置検出器

スーパーカミオカンデで観測したニュートリノの反応数やエネルギー分布を、ニュートリノ振動のパラメータを仮定したときの予想と比較することで、ニュートリノ振動のパラメータを測定することができる。しかし、標的での π 中間子の生成断面積やニュートリノの反応断面積の不定性が高いため、そのままでは高精度の測定は難しい。そこで、生成直後のニュートリノを直接測定してビームの特性やニュートリノ反応断面積を理解することで、ニュートリノ振動測定の精度と信頼度を上げるための装置が、標的から約 280 m 下流に置かれた前置検出器である。

T2K 実験の前置検出器は、大きく分けて 2 種類の検出器システムから構成されている。ひとつ目

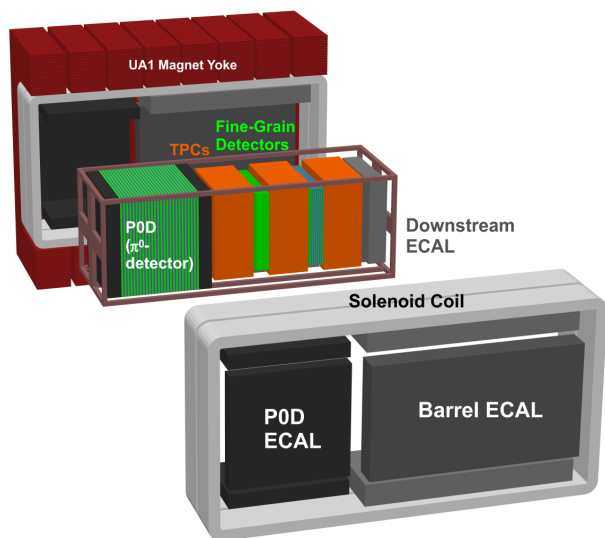


図 13: ND280 検出器

の検出器はニュートリノビームの方向、プロファイル、強度、安定性をモニターするニュートリノモニター INGRID (Interactive Neutrino GRID, 図 12) である。もうひとつは、スーパーカミオカンデ方向に向かうニュートリノの種類、フラックス、エネルギースペクトル、反応断面積の測定が主な目的とするニュートリノ測定器 ND280 (図 13) である。

表 8 に前置検出器の諸元をまとめる。

4.6 前置検出器の共通技術

前置検出器のうち、ガス検出器である TPC (Time Projection Chamber) を除いた検出器は、プラスチックシンチレータからの光を半導体光検出器 MPPC[®] で読み出すという技術を共通して用いている。その総数は約 56,000 チャンネルに及ぶ。また、信号を処理する読み出し回路も共通のものを用いている。個々の検出器の説明の前に、これらの共通技術を簡単に紹介する。

4.6.1 プラスチックシンチレータ

シンチレータは、米国のフェルミ国立加速器研究所 (Fermilab) で開発された押し出し成型による

プラスチックシンチレータを使用している [75]。ただし、FGD は Fermilab で開発された処方に従ってカナダで製作したものを、SMRD はロシアで独自に製作したものを採用している。ポリスチレンをベースに PPO と POPOP を質量比でそれぞれ 1% と 0.03% の比で混たもので、押し出し成型により安価に大量のシンチレータが生産できる。また、制作時に波長変換ファイバーを通すための穴と酸化チタンベースの反射材を含んだ外層が同時に成形される。シンチレータからの光は波長変換ファイバーで集光し、光検出器まで導く。波長変換ファイバーは全ての検出器でクラレ社による直径 1mm の Y-11(200)MS を使っている。

4.6.2 MPPC[®]

シンチレータからの光を電気信号に変える光検出器として、浜松ホトニクス社製の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC[®]) を使用した。MPPC[®] は、ガイガーモードで動作する微小なアバランシェフォトダイオードを多数並列につないだ構造をしている。各ダイオード (ピクセル) は独立に動作し、受光面に光子が入射して生成された電子-正孔対が逆電圧がかけられた増幅領域に到達すると、ガイガー放電が起きる。この放電は各ピクセルにつながった抵抗によってクエンチするが、ピクセルの特性が均一であれば各放電で放出される電荷 Q は一定であり、全ピクセルからの電荷量の総和は $Q \times$ (放電を起こしたピクセル数) となる。つまり、出力電荷は Q を単位に量子化されており、これを測ることで入射光子数を数えることができる。図 14 に示すように、微弱光を入射した時の電荷分布はピークがはっきり分離しており、電荷測定により入射光子数の情報を得ることができる。

MPPC[®] の開発は 2005 年頃から始まり他の実験とも共同で進めた [76, 77] が、同様の原理に基づく他社の製品も含め、大規模な実用化は T2K が世界で初めての例であった。T2K では、図 15 のように波長変換ファイバーの大きさに合わせ

表 8: T2K 前置検出器の各サブ検出器まとめ

| 名前 | 種別 | |
|--------|--|---|
| INGRID | 鉄 (6.5 cm)+シンチレータ | 1.2 × 1.2 × 0.9 m ³ × 14 台 + 2 台 110 トン 9,592 チャンネル |
| | シンチレータ (プロトンモジュール) | 1.42 × 1.42 × 0.96 m ³ 1,204 チャンネル |
| 磁石 | 常伝導ダイポール | 7.6 × 5.6 × 6.1 m ³ 900 トン 0.2 T |
| FGD | 2 台のうち 上流側の 1 台はシンチレータのみ 下流側の 1 台はシンチレータ+水標的 | 2.3 × 2.4 × 0.37 m ³ × 2 台 1 トン × 2 8,448 チャンネル |
| TPC | Time Projection Chamber | 2.5 × 2.5 × 0.9 m ³ × 3 台 ガス : 95%Ar+2%iso-C ₄ H ₁₀ +3%CF ₄ Micromegas(36 × 34 cm ² × 72 枚) による増幅 124,416 チャンネル |
| P0D | 鉛 (0.6 mm) +シンチレータ | 2.1 × 2.2 × 2.4 m ³ 16 トン 10,400 チャンネル |
| ECAL | 鉛 (1.75 mm)+シンチレータ | DS-ECAL, P0D-ECAL, Barrel-ECAL 74 トン (計 13 モジュール) 22,336 チャンネル |
| SMRD | 鉄 (48 mm)+シンチレータ | 磁石ヨークの隙間に設置 4,016 チャンネル |

(位置あわせの精度も考慮して) 受光面の面積を $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ とし, $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ のピクセルが 667 個並んだ素子を開発し使用した [78]。MPPC[®] は, 光子検出率が高く, 磁場の影響を受けない, コンパクトである, 70–80V の印加電圧で高い増幅率 (10^5 – 10^6) をもつ, など, 数々の優れた特性をもつ。一方で, T2K で使用したバージョンにはダークノイズレイトが高い, アフターパルスやピクセル間のクロストークがある, 性能に強い温度依存性があるなど, 改良が望まれる点もあった。これらは, その後の素子の性能向上により大幅に改善されつつある。

4.6.3 読み出し回路

FGD 以外の検出器では, MPPC[®] の信号を記録するデータ収集システムに Fermilab で開発された Trip-t チップという ASIC を使っている [79,80]。ビームのタイミングに合わせてゲートを開き, 信号の積分電荷量と時間情報を記録するシステムである。電荷に関しては, 同じ信号を 10 倍ゲインの違う 2 つのチャンネルで記録することでダイナミックレンジを広げている。1 枚のボードで 64 チャンネルの信号を記録でき, MPPC[®] への印加電圧を調整する機能も備わっている。バックエンド回路には, フロントエンド回路のコントロールとタイミングやトリガーの制御を行うための数種

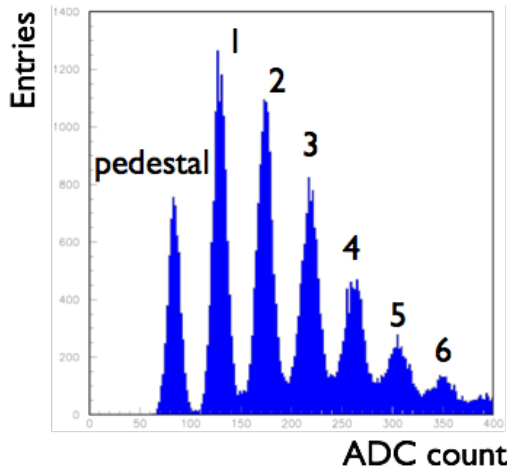


図 14: MPPC[®] に微弱光を入射した時の電荷分布。ガイガー放電を起こしたピクセルの数に相当するピークが分離している。

のボードがあるが、全てハードウェアは同一で、FPGA のファームウェアを変更することで種々の機能に対応するよう設計されている。

FGD と TPC のエレクトロニクスは T2K 実験用に Saclay 研究所で開発された AFTER チップ [81] を使用している。FGD では、信号は 100 nsec の時定数をもつプリアンプで成形された後、50 MHz(20 nsec 毎) で 10 msec にわたってサンプリングされる。エレクトロニクスは 1 チャンネル 12 ビットの分解能を持つが、信号を 2 分割し減衰比率を 1 : 8 に調整することで、実効 15 ビットの分解能を有している。また、事象毎にパルス波形をフィットすることで、3 nsec の時間分解能を達成する。TPC のデータ収集システムは 25 MHz(40 nsec 毎) で稼働し、20 msec にわたって信号をサンプリングできる。

4.7 オン軸ス検出器 : INGRID

INGRID 検出器 [82–84] の主な目的は、ニュートリノビームが正しく意図した方向に生成されていることを確認し、またその方向と強度の安定性をモニターすることにある。T2K ではオフ軸ス法のためにビームの方向と SK に向かうニュートリノエネルギーには強い相関があり、目標とす

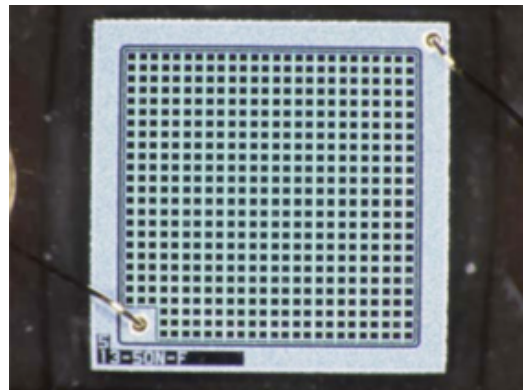


図 15: T2K 向け MPPC[®] の受光面拡大図。有感部の面積は $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ であり、 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ のピクセルが 667 個並んでいる。左下の 3×3 ピクセル分の領域はワイヤボンディングのパッドが置かれており不感になっている。

る測定精度を達成するためにはビーム方向の不定性が 1 mrad 以内であることが要請されている。また、標的や電磁ホーンの健全性の確認を含め、ニュートリノビーム強度の安定性を担保することも重要である。ビームライン最下流のミュオンモニターではビーム強度や方向の情報をスリットごとに測定することができリアルタイムのフィードバックが可能であるが、ビームダンプの背後にあるため高エネルギー ($> 5 \text{ GeV}$) のミュオンにしか感度がなく、ニュートリノフラックスの主要な部分の情報は直接には得られない。そこで、ニュートリノビームの安定性をニュートリノ自体で確認することが不可欠である。前置検出器の地点ではニュートリノビームは大きく広がっており、ビームプロファイル及びその方向を測定するためには $10 \times 10 \text{ m}^2$ 程度の領域をカバーする必要がある。ニュートリノの検出には大量の標的が必要となるが、広い領域を全てカバーする検出器を置くのは現実的でない。そこで、1 台約 10 トンの測定器を複数グリッド状に配置することで、ビームプロファイルを測定するデザインとした。

測定器 1 台 (INGRID モジュールと呼ぶ) は、図 16 に示すように 11 枚のトラッキングプレートと $120 \times 120 \times 6.5 \text{ cm}^3$ の鉄板 9 枚を交互に並べた構造をしている。トラッキングプレートは長さ

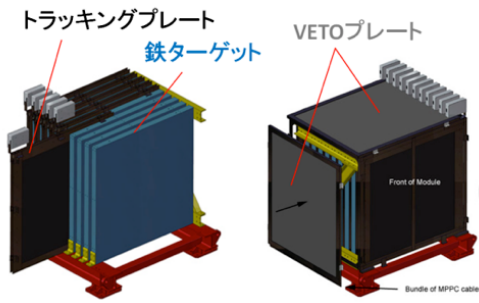


図 16: INGRID モジュールの模式図

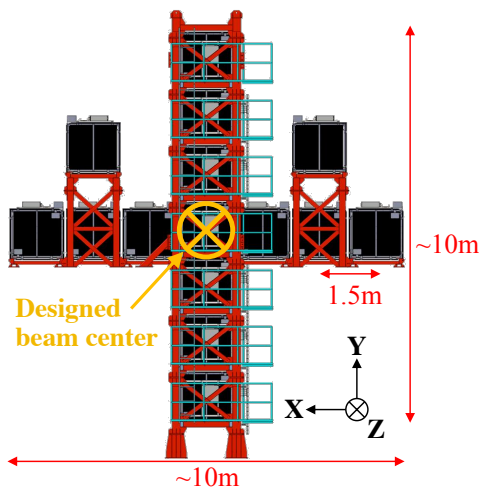


図 17: ビーム上流側から見た INGRID モジュールの配置。プロトンモジュールはビームの中心軸上、鉛直のモジュールと水平のモジュール間に設置された。

1.2 m, 幅 5 cm, 厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータを 24 個ずつ縦横 2 層に並べた構造となっている。最後の 2 枚のトラッキングプレート間には鉄板が入っていない。モジュールの側面や上下の面は、宇宙線やモジュール外での反応から来る粒子を識別するためにシンチレータ 1 層の VETO プレートで覆われている。図 17 のように、水平・鉛直それぞれ 7 モジュールずつを並べることでビームの中心から ± 5 m をカバーし、鉄で起きたニュートリノ反応事象をシンチレータで検出し、その数をモジュールごとに数えることで、ニュートリノビームの空間分布を再構成する。モジュール

一台は構造体も含め約 9 トン、14 台を合わせると標的質量が約 100 トンとなる。当初の 14 台のモジュールに加えて、ビームの空間非対称性を測るために 2 台のモジュールが十字から外れた位置に、またビームの中心軸上に、陽子や π に対する検出効率を上げてニュートリノ反応を研究することを目的として、鉄板のないシンチレータだけのモジュール（プロトンモジュール）[85] が 1 台設置された。

4.8 オフアクシス検出器：ND280

ND280 [86] では、スーパーカミオカンデで観測される事象を精度よく予想するために、ミューニュートリノのフラックスおよびエネルギー分布やビーム中の電子ニュートリノのフラックスを測定する必要がある。また、ニュートリノエネルギー測定の際にバックグラウンドとなる、荷電カレント非弾性散乱や、電子ニュートリノ測定のバックグラウンドとなる非弾性散乱（主に中性カレント π^0 生成反応）も測定する必要がある。

これらの要求を満たすため、ND280 は、

- 大型中空電磁石
- 細分割された高解像度ニュートリノ反応点検出器 (FGD:Fine-Grained-Detector)
- 高精度・大アクセプタンスのトラッキングを行う 3 台の TPC
- 中性カレント π^0 生成反応測定のための検出器 (P0D:Pi-zero Detector)
- 大立体角を覆う電磁カロリメータ (ECAL)
- 大立体角を覆うミューオン飛程検出器 (SMRD: Side-Muon-Range-Detector)

を組み合わせた測定器となっている。ND280 のレプトン（ミューオンと電子）識別には ECAL のレスポンスと TPC での dE/dx 測定が使われる。また、スーパーカミオカンデのニュートリノ

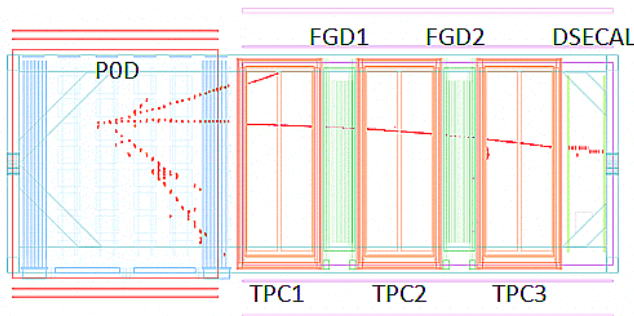


図 18: ND280 で観測されたニュートリノ反応事象の側面図

反応標的が水であることから、FGD と P0D は測定器内に水標的の部分を持つ。

図 18 に ND280 で観測されたニュートリノ事象の一例を示す。左から入射したニュートリノが P0D で反応を起こし、生成された粒子の飛跡が磁場で曲げられながら 3 台の TPC, 2 台の FGD, および最下流の ECAL(DSECAL) を通っているのが分かる。

前置ニュートリノ測定器は後置測定器であるスーパーカミオカンデとまったく異なるタイプの検出器になっているが、これは J-PARC の敷地内ではニュートリノビームの強度が強すぎて、一体型の大型水チェレンコフ測定器では 1 度のビームスピルで多数のイベントが発生し、チェレンコフ光が重なってうまく機能しないためである。

以下に、個々の測定器を簡単に紹介する。

4.8.1 磁石

ND280 で使用している電磁石は、かつて CERN で W/Z を発見した UA1 実験のために建設されたもので、CERN から寄贈された。UA1 実験の後おなじく CERN の NOMARD 実験で使用されているので、T2K 実験で 3 度目の利用ということになる。電磁石はコイルとヨークからなり、ヨーク部の総重量は 850 トン、外形は長さ 7.6 m、幅 5.6 m、高さ 6.1 m で内側 88 m^3 の領域に 0.2 T の磁場を水平方向に印加する。磁石の内側にはバスケットと呼ばれる検出器を設置する構造体（長

さ 6.5 m、幅 2.5 m、高さ 2.6 m）が置かれており、バスケット内側に P0D, 3 台の TPC, 2 台の FGD, DS-ECAL（最下流の電磁カロリメータ）が設置されている。

4.8.2 FGD

FGD(Fine Grained Detector) [87] は細分割された構造のシンチレータトラッカーで、ニュートリノ反応の標的かつ粒子検出器として働き、ニュートリノ反応点の検出と FGD 内で止まる低エネルギー粒子の測定を主目的とする。FGD は反応点に飛跡を残す荷電粒子に対して不感領域がないように、大部分がシンチレータのみで構成されている。この設計思想は K2K 実験の前置検出器として開発され、その後 Fermilab に移設されて SciBooNE 実験でも使われた SciBar 測定器 [88] のデザインを継承しており、SciBar($1.3 \times 2.5 \text{ cm}^2$) よりもさらに細分割されたシンチレータを採用することで、より高解像度を達成できるようデザインされた。

$0.96 \times 0.96 \times 184.3 \text{ cm}^3$ の棒状シンチレータを 192 本並べて一層を形成し、その層をシンチレータ棒の縦方向と横方向を交互に変えた積層構造で検出器を構成する。FGD は 2 台あり、上流側を FGD1, 下流側を FGD2 と呼んでいる。FGD1 は計 30 層、合計 5,760 本のシンチレータで構成されている。FGD2 は 14 層のシンチレータ層の間に厚さ 2.5 cm の水標的層 6 層が組み込まれた構造（シンチレータ 2 層ごとに水 1 層）で、ニュートリノと水の反応断面積を測定できるようデザインされている。

4.8.3 TPC

FGD で起こったニュートリノ反応で生成された荷電粒子の運動量を測定する検出器が TPC(Time Projection Chamber) である [89]。TPC を通過する荷電粒子は、水平方向 0.2 T の磁場で鉛直方向に曲げられる。その曲率を測定することで運動

量が測定できる。また荷電粒子の単位長さ当たりのエネルギー損失 (dE/dx) を測定することで、電子、 μ 粒子 (および π^\pm)、陽子を識別することが可能である。電子ニュートリノ出現のバックグラウンドとなる、最初からビーム中に混入している電子ニュートリノを測定するために、TPC での電子識別は ECAL でのシャワー識別と並んで極めて重要である。

T2K 実験では外形が幅 2.5 m、高さ 2.5 m、奥行 0.9 m の大型 TPC を 3 台制作した。ガスは拡散の少ない Ar(95%)+iso-C₄H₁₀(2%)+CF₄(3%) を採用し、モジュール外層に CO₂ を満たすことで不純物混入を抑えている。電子の増幅部には微細加工技術を用いたマイクロパターンガス検出器 (Micro Pattern Gas Detector, MPGD) の 1 種であるマイクロメガス (micromegas \equiv MICRO MESH GAS counter) を採用した。36 \times 34 cm² のモジュールひとつに 6.9 \times 9.7 mm² のパッドが 1,728 チャンネルあり、1 TPC モジュールには片端 12 枚 (2 \times 6)、両端で 24 枚のマイクロメガスが使用されている。MPGD 技術をこれだけの大面積の検出器に使用したのも、T2K 実験が初めてであった。ビーム方向に向かうトラックに対し、垂直方向に 0.6 mm、水平方向 (ドリフト方向) に 1.42 mm の位置分解能を達成している。運動量分解能は 1GeV/c の粒子に対し約 7% である。

4.8.4 P0D

P0D (Pi 0[Zero] Detector) [90] は、磁石内の最上流に設置された π^0 生成反応測定に特化した検出器である。P0D は 0.6 mm 厚の鉛と 1.7 cm 厚のシンチレータのサンドイッチ構造を採用したシンチレータトラッカーである。各シンチレータは幅 3.25 cm、高さ 1.7 cm、長さ 210 cm (もしくは 223 cm) の三角柱シンチレータ棒で、126 本 (もしくは 134 本) で 1 層を構成する。合計 40 層の鉛箔+シンチレータで構成され、外形は 2.1 \times 2.2 \times 2.4 m³、総重量は 16 トンである。また、各層の間には水標的層が組み込まれており、水標的

の π^0 生成断面積が測定可能である。

4.8.5 ECAL

ECAL (Electromagnetic Calorimeter) [91] は磁石内側の最外層に位置し、内部の検出器で起こったニュートリノ反応で生成される電子と γ 線 (主に π^0 起源) の電磁シャワーを捕え、エネルギーを測定する装置である。ECAL は最下流に設置された DS-ECAL (DownStream ECAL)、P0D の横を覆う P0D-ECAL、TPC と FGD の横側を覆う Barrel-ECAL からなる。断面 4 \times 1 cm² のシンチレータと鉛のサンドイッチ構造で、サンプリング型のカロリメータを形成している。鉛層の厚みは DS-ECAL と Barrel-ECAL で 1.75 mm、P0D-ECAL は 5 mm である。DS-ECAL は全 34 層で 11 X_0 (放射長)、Barrel-ECAL は全 32 層で 10.5 X_0 、P0D-ECAL は 6 層で 4.5 X_0 の厚みをもつ。P0D-ECAL の厚みが薄いのは、P0D そのものが電磁シャワーに対して厚みを持っており、漏れてくる電磁シャワーを捕えればよいからである。

4.8.6 SMRD

ND280 の電磁石のヨークは、48 mm 厚の鉄板が 17 mm の間隔をあけて並ぶ構造となっている。この電磁石を最初に使用した CERN でのコライダー実験 UA1 では、この隙間にシンチレータを挿入してタワー型のハドロンカロリメータとして使用していた。SMRD (Side Muon Range Detector) [92] はこの 17 mm の間隔にシンチレータモジュールを挿入することで、内部検出器でのニュートリノ反応で生成され側面に抜けたミュオンの飛程を測り、運動量を測定する。特に大角度で生成され側面に飛ぶミュオンは TPC を十分に通過せず運動量測定ができないため、SMRD による運動量測定は重要である。また、その大きさを生かして、ビームスピルの合間に較正用の宇宙線データを取得するためのトリガーを供給している。

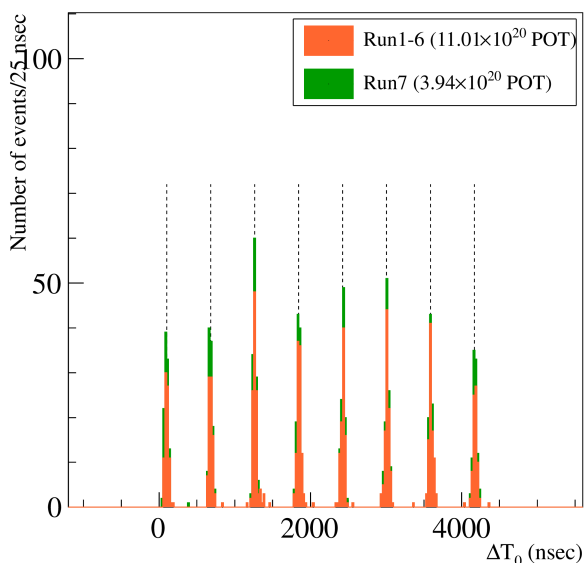


図 19: スーパーカミオカンデで観測された、T2K 事象の時間分布

4.9 成果

T2K 実験でこれまでに得られた成果について、ごく簡単に述べる。

スーパーカミオカンデでの事象選択 T2K のデータ収集中のスーパーカミオカンデ稼働率は、99%以上である。T2K ビームによるスーパーカミオカンデでの事象の選択は、予想到達時刻の $\pm 500 \mu\text{s}$ 以内のデータから、電子として換算したエネルギーが 30 MeV 以上で、外水槽にアクティビティがない (Fully Contained, FC) 事象を選ぶことから始まる。図 19 に、選択された FC 事象の時間分布¹³を示す。J-PARC メインリングの 8 バンチ構造に対応する時間分布が明確にみえており、J-PARC 加速器からのニュートリノビームによる事象が捉えられていることがわかる。ここからさらに、反応点が内水槽の壁から 2 m 以上離れている (Fiducial Volume, FV) ことを要求する。この時点で、大気ニュートリノによるバックグラウンドは 10^{-2} 事象のオーダーである。

¹³ 水中の光の伝搬時刻や、検出器内のニュートリノの飛行時間を補正したもの。

ニュートリノ振動解析には、2 体反応である荷電カレント準弾性反応 ($\nu_\ell + n \rightarrow \ell^- + p$ または $\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \ell^+ + n$, Charged Current Quasi-Elastic: CCQE) を信号として選ぶ。T2K ではニュートリノの飛んでくる方向がわかっているため、荷電カレント準弾性反応を仮定すると終状態のレプトンの方向と運動量の測定から元のニュートリノのエネルギーが再構成可能である。

ミューニュートリノ事象の選択では、さらに

- リングが 1 つだけで、粒子識別で μ -like と判定される
- ミューオンと仮定して再構成された運動量が $> 200 \text{ MeV}/c$
- 付随する崩壊電子の数が 0 か 1

という条件を課す。

電子ニュートリノ事象の選択では、

- リングが 1 つだけで、粒子識別で e -like と判定される
- 電子と仮定して再構成されたエネルギーが $> 100 \text{ MeV}$
- 付随する崩壊電子の数が 0
- 再構成されたニュートリノのエネルギーが 1250 MeV 以下
- 中性カレント π^0 生成で $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の γ をひとつ見失うと電子ニュートリノ事象と区別がつかないため、 π^0 を再構成するアルゴリズムで π^0 を除去

という条件を課す。

表 9 にミューニュートリノ (反ミューニュートリノ) の事象選択を、表 10 に電子ニュートリノ (反電子ニュートリノ) の選ばれた事象とモンテカルロシミュレーションによる予想をまとめた。信号に対し高い効率をもち、バックグラウンドは低く抑えられていることがわかる。また、図 20 に、2016 年夏までにスーパーカミオカンデで観

表 9: ν_μ 型事象選択のまとめ

| | | バックグラウンド | | | 信号 | | 予想合計 | データ |
|-----------------|------|---------------------------------------|-----------------------------|------|-------------------|-------------------------|-------|-----|
| | | $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ non-CCQE | $\nu_e + \bar{\nu}_e$ CC | NC | ν_μ CCQE | $\bar{\nu}_\mu$ CCQE | | |
| ν モード | 事象数 | 52.7 | 0.5 | 8.8 | 71.5 | 4.6 | 138.1 | 135 |
| | 選択効率 | 20.4% | 0.8% | 2.7% | 71.2% | 71.7% | | |
| $\bar{\nu}$ モード | 事象数 | 27.8 | 0.1 | 3.4 | 13.2 | 23.8 | 68.3 | 66 |
| | 選択効率 | 24.6% | 0.6% | 2.5% | 65.8% | 77.5% | | |

表 10: ν_e 型事象選択のまとめ

| | | バックグラウンド | | | | BG 合計 | 信号 | データ |
|-----------------|------|---------------------------------|-----------------------------|------|--|-------|--|-----|
| | | $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC | $\nu_e + \bar{\nu}_e$ CC | NC | $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) | | $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) | |
| ν モード | 事象数 | 0.1 | 3.7 | 1.4 | 0.2 | 5.3 | 23.3 | 32 |
| | 選択効率 | 0.0% | 19.8% | 0.4% | 46.2% | 0.7% | 65.6% | |
| $\bar{\nu}$ モード | 事象数 | 0.0 | 1.6 | 0.6 | 1.0 | 3.2 | 3.0 | 4 |
| | 選択効率 | 0.0% | 17.5% | 0.4% | 45.7% | 1.1% | 70.8% | |

測されたニュートリノ事象の再構成されたニュートリノエネルギー分布を示す。上段がニュートリノビーム、下段が反ニュートリノビームのデータであり、それぞれ左側が μ -like、右側が e -like 事象を示す。

前置検出器による系統誤差の削減 前置検出器で、ミューニュートリノ反応を使ってニュートリノビームのフラックス、エネルギースペクトル、ニュートリノ反応モデルのパラメータに制限をかけることで、ニュートリノ振動解析の系統誤差を削減することができる。実験の初期には全ての事象をひとくくりにして解析していたが、現在はデータが増えるとともに検出器の理解が進み、より詳細な解析が可能となった。ミューニュートリノの反応事象に対し、ミューオンに加えて π^+ がいくつ観測されたかでカテゴリー分けすることで、それぞれのサンプルで異なる反応モードをエンハンスし、ニュートリノ反応の種類に応じてモ

デルのパラメータに対する制限をかけることができる。ニュートリノモードでの、前置検出器で測られたミューオンの運動量分布を図 21 に示す。解析では、運動量と散乱角の2次元の情報を用いてフィットを行う。また、反ニュートリノモードのデータに対しても、同様の解析を行っている。

スーパーカミオカンデで観測される電子ニュートリノ出現事象数の予想値に対する系統誤差を表 11 にまとめる。前置検出器の測定によりニュートリノのフラックスと断面積に制限をかけることで、系統誤差を抑えられていることがわかる。

電子ニュートリノ出現の発見 実験開始からの目標であった電子ニュートリノ出現の発見であるが、東日本大震災直後の 2011 年 6 月には、地震の影響で実験が停止する直前までのデータをすべて解析し、6 事象の候補を見つけ、 2.5σ の有意度の兆候を報告した [93]。さらにその後データを増やして、2012 年には 11 事象 [94]、2013 年には 28

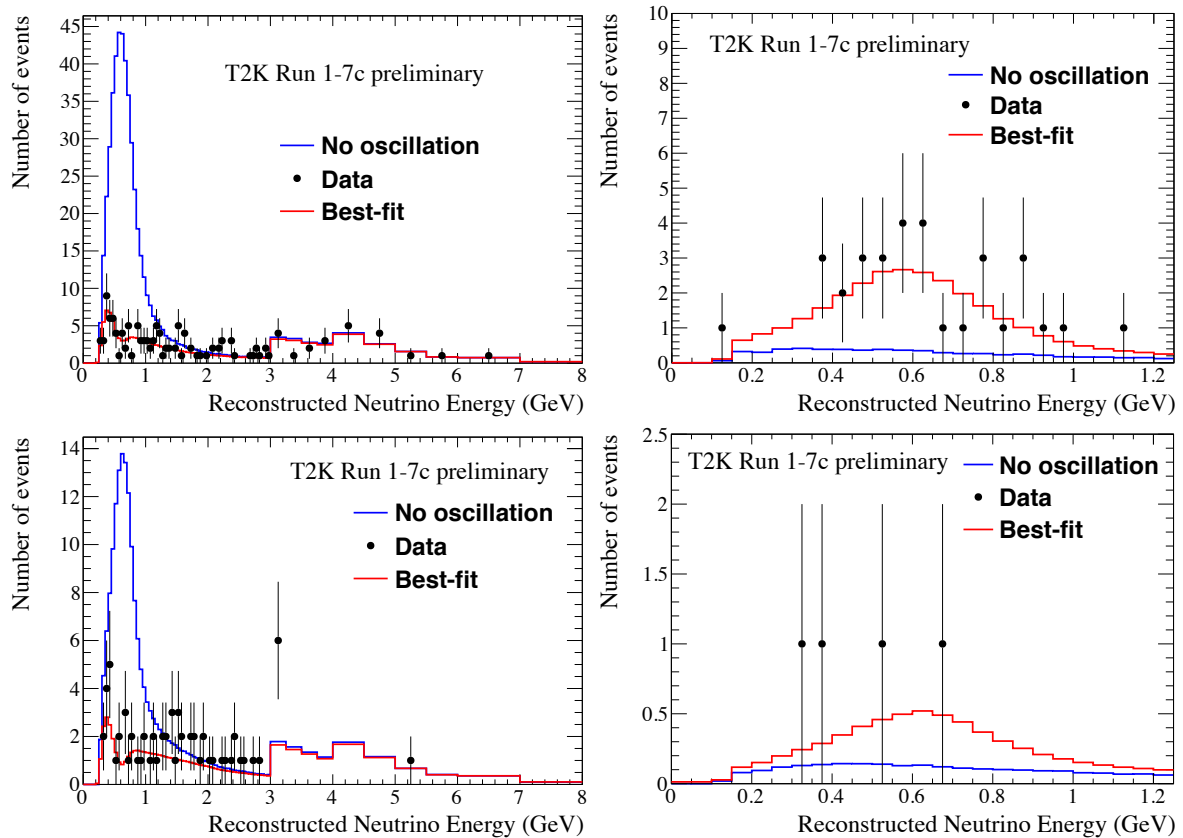


図 20: T2K 実験で観測されたスーパーカミオカンデでのニュートリノ事象の再構成されたニュートリノエネルギー分布。上段がニュートリノビーム, 下段が反ニュートリノビームのデータ。それぞれ左側が μ -like, 右側が e -like 事象。ニュートリノ振動が仮になかった場合と、もっともデータとフィットする振動パラメータを仮定した場合の予想値を実線で示す。

事象の候補を確認し、有意度を 7σ 以上として発見を確実にした [95]。図 22 に、電子ニュートリノ出現候補事象のイベントディスプレイを示す。

この間、2012 年にはやはり θ_{13} に感度のある原子炉からの反電子ニュートリノ消失を測定する実験からも結果が次々に報告され [96–98], θ_{13} がゼロでなく、以前の実験からの上限値のすぐ下、約 8° であることがわかった。

ミューニュートリノ消失の精密測定 1998 年の発見以降、混合角 θ_{23} はスーパーカミオカンデでの大気ニュートリノによる測定がもっとも精度の良い結果を与えてきた。 θ_{23} は振動の振幅から決まるので、どのくらいの数のミューニュートリノが減っているかを測る必要がある。T2K 実験では、オフ軸法を用いることでニュートリノ

振動の極大値にニュートリノフラックスのピークを合わせたビームを実現しており、精度の高い測定が可能となった。2013 年の結果で大気ニュートリノの測定を精度で上回り [99], 以降世界最高精度の測定を行っている。

反ニュートリノ振動の測定 2014 年から電磁ホーンの電流の向きを逆にして、反ニュートリノビームでのデータ収集を行っている。反ニュートリノでは、原子核との断面積が約 $1/3$ であるため¹⁴, ニュートリノと同じ事象数を得るのにデータが余計に必要となる。また、ニュートリノビームでの反ニュートリノ成分は断面積の違いから影響が無視できるが、反ニュートリノビームでのニュート

¹⁴検出器は物質しか含んでいないので、実験装置は CP 対称性を破っている。

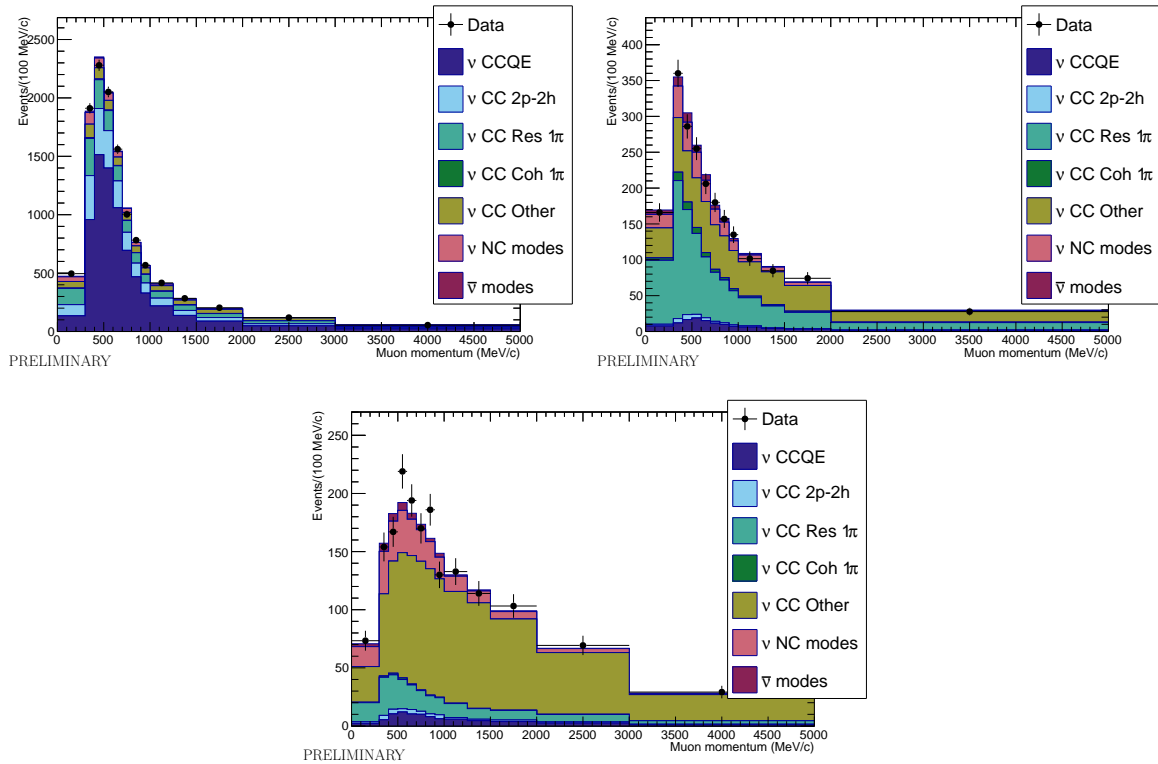


図 21: 前置検出器でのカテゴリー分けされた事象に対するミューオンの運動量分布。(左上) π^+ がない事象, (右上) π^+ がひとつだけ観測された事象, (下) それ以外。ヒストグラムはデータにフィットした MC シミュレーションの予想を反応モードで分けたもの。それぞれのサンプルで, 異なるモードの反応が選ばれていることがわかる。

表 11: スーパーカミオカンデでの電子ニュートリノ出現事象数の予想値に対する系統誤差

| 系統誤差の原因 | ν 1 リング e | $\bar{\nu}$ 1 リング e | $\nu/\bar{\nu}$ |
|------------------------------|-----------------|-----------------------|-----------------|
| SK 検出器 | 2.3% | 3.1% | 1.6% |
| SK での核内終状態反応/2 次反応 | 2.6% | 2.4% | 3.5% |
| 前置検出器の測定で制限をかけたフラックスと断面積 | 2.9% | 3.2% | 2.3% |
| 中性カレント 1γ 生成 | 1.5% | 3.0% | 1.5% |
| ν_e と $\bar{\nu}_e$ の断面積 | 2.6% | 1.5% | 3.1% |
| 中性カレントのその他の反応 | 0.2% | 0.3% | 0.2% |
| 合計 | 5.5% | 6.3% | 5.9% |
| 前置検出器の測定がなかった場合 | (12.1%) | (13.5%) | |

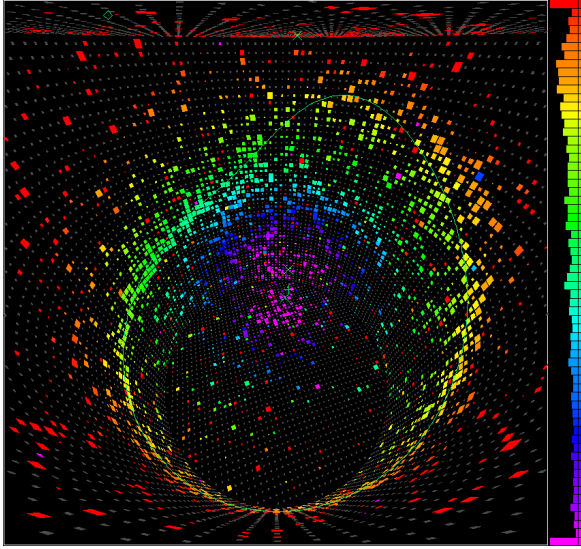


図 22: T2K 実験で、ミューニュートリノがニュートリノ振動によって変化した電子ニュートリノによる反応事象の候補。四角ひとつひとつが光電子増倍管を表し、大きさは検出された光の量を、色はそれぞれの光電子増倍管に信号が検出された時間を表す。

リノ成分は断面積が逆に働き影響が大きくなるため、注意が必要である。スーパーカミオカンデではニュートリノと反ニュートリノの区別が基本的にできないが、前置検出器では磁場があるために用意に区別可能である。

反ミューニュートリノ消失の測定から、ニュートリノでの振動パラメータ Δm_{32}^2 および θ_{23} と、反ニュートリノでのパラメータ $\Delta \bar{m}_{32}^2$ および $\bar{\theta}_{23}$ を独立なパラメータとする解析を行った。もしこれらが違っていた場合には CPT 対称性が破れていることになるが、図 23 に示す通り、ニュートリノの場合と矛盾ないパラメータという結果であった [100]。

CP 対称性の破れの探索 電子ニュートリノ出現を発見したことで、CP 対称性の破れに関する測定が可能となった。T2K での電子ニュートリノ出現の確率は、 θ_{13} と δ_{CP} 、および質量順序に依存するが、原子炉反ニュートリノ消失実験ではほぼ純粋に θ_{13} だけを測ることができる。そこで、標

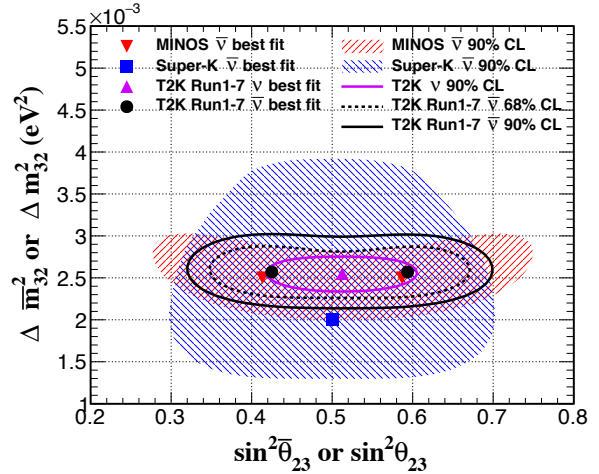


図 23: ニュートリノに対する Δm_{32}^2 および θ_{23} と反ニュートリノに対する $\Delta \bar{m}_{32}^2$ および $\bar{\theta}_{23}$ を独立に測定した場合の 90%信頼度の許容領域。他の実験の結果も重ねてある。

準的な 3 世代の混合行列の枠組みを仮定すれば、ニュートリノモードの電子ニュートリノ出現を原子炉反ニュートリノ消失実験の結果と組み合わせることで、 δ_{CP} に関する制限を得ることができる。こうして、世界で初めてのレプトンセクターでの CP 対称性の破れに関する制限を 2013 年に得た [101]。統計量が十分ではないが、もっともデータと一致するのは、CP 対称性の破れが最大限に破れている、 $\delta_{CP} = -90^\circ$ 付近のパラメータであった。

さらに 2016 年夏には、T2K 実験のニュートリノと反ニュートリノのデータすべてを原子炉反ニュートリノ実験の結果と合わせることで、図 24 に示すように、 δ_{CP} に対し 90%信頼度で $[-179^\circ < \delta_{CP} < -22^\circ]$ という制限を得た。 $\delta_{CP} = 0^\circ$ または $\pm 180^\circ$ の時、CP 対称性が保存されるので、この結果は 90%信頼度で CP 対称性が保存されるケースを棄却していることになる。NO ν A 実験でも、ニュートリノモードだけのデータであり、またやはり統計は少ないながら、同じような傾向を示す結果が得られている。まだデータが少なく、統計的ふらつきが大きい状況であるため、今後さらにデータを増やしてより感度の高い測定を行う必要

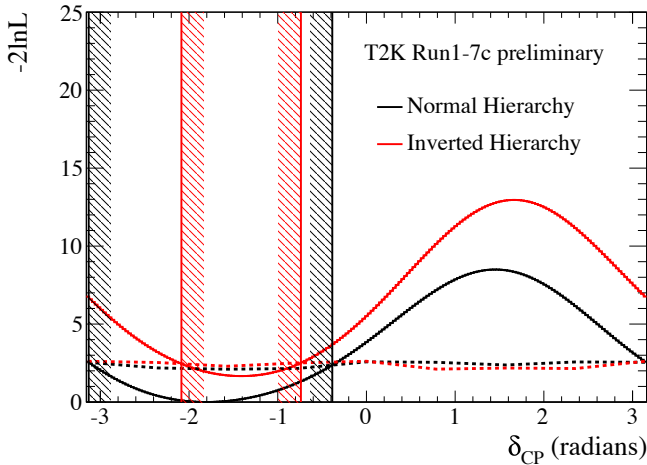


図 24: CP 対称性を破る位相のパラメータ δ_{CP} に対する, negative log likelihood の値。通常質量順序と逆質量順序の場合を分けて示す。ハッチのついた縦線は通常質量順序または逆質量順序に対する信頼度 90% の許容区間を表す。T2K 実験の 2016 年夏までに得られたニュートリノと反ニュートリノのデータを, 原子炉反ニュートリノ実験の結果と合わせて得られたもの。

があるが, レプトンセクターでの CP 対称性の破れに関する測定の第 1 歩を踏み出すことができたこと自体が大きな進展である。なおかつ, これまでの初期のデータからすでに興味深い結果が得られており, 後で述べるように今後の進展に期待がかかる。

その他 ここで紹介したニュートリノ振動の測定以外にも, 前置検出器のデータによるニュートリノ-原子核反応断面積の測定やステライルニュートリノなどの新物理の探索など, 成果が続々と上がっている。それらについては, T2K 実験の一般向け Web ページ [102] などをご覧いただきたい。

4.10 今後の展望

レプトンセクターでの CP 対称性の破れの測定は, ようやく始まったばかりである。今後感度を上げるには, 何よりもまずデータ量を増やすことが重要である。J-PARC 加速器は今後数年で繰

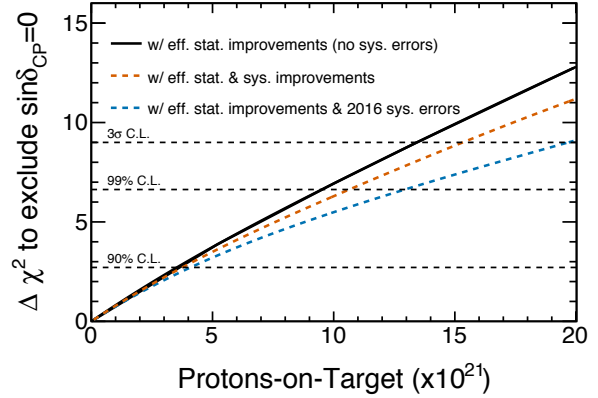


図 25: T2K のデータ収集を続けた場合に CP 非対称性を発見できる感度の予想

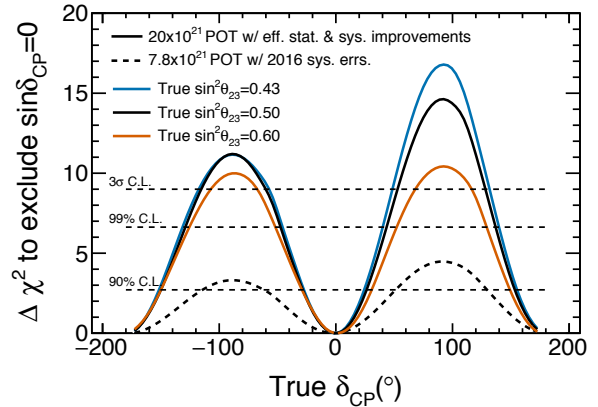


図 26: 真の δ_{CP} の値に対して CP 非対称性を発見できる感度。点線は現在の T2K 実験の目標, 7.8×10^{21} POT の場合。実線は 20×10^{21} POT のデータをためたときに, いくつかの θ_{23} の値を仮定した場合。質量順序は既知として解析している。

り返し周期を現在の 2.48 秒から 1 秒近くまで短くすることで, >1 MW のビームパワーを目指せる見通しがある。そこで, T2K 実験ではこのビーム強度の向上を生かし, 実験期間を延長して 2×10^{22} POT のデータをためることで, CP 対称性の破れの発見を目指すことを提案している [103]。この延長計画を T2K フェーズ 2, あるいは T2K-II と呼んでいる。

図 25 は, 仮に真の値が $\delta_{CP} = -90^\circ$ だった場合に, $\sin \delta_{CP} = 0$ を棄却できる, すなわち CP 非対称性を発見できる感度を POT の関数として示したものである。電磁ホーンの電流を増やした

り、解析の改善を行ったりすることで、実効的な効率を現在の 1.5 倍に増やせると仮定している。また、複数ある線は、系統誤差がない場合、現在のままの場合、改善があった場合、を示している。図 26 は、真の δ_{CP} の値をいろいろ仮定した場合に、CP 非対称性を発見できる感度がどのくらいあるかを示している。 2×10^{22} POT のデータを集めれば、CP 対称性の破れがもし比較的大きければ、 3σ かそれ以上の有意度で発見が可能ながわかる。

T2K-II の目標を達成するために系統誤差をさらに減少させるためのオプションとして、前置検出器をアップグレードする可能性が議論されている。改良型の MPPC[®] を用いた検出器や、新たな TPC を制作して、大角度に出た粒子の検出効率を改善することが基本的な考え方で、現在シミュレーション等で検討が進んでいる。また、現在の前置検出器に加えて、標的から 1–2 km のところに水チェレンコフ検出器を建設する中間検出器のアイデアも提案されており [104, 105]、今後さらに議論が進むものと思われる。

5 ハイパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは実験開始から 20 年が経ち、多くのデータを集め驚異的な成果を出してきた。しかし、ニュートリノの性質に隠されているであろうより基本的な物理や、核子崩壊の発見により大統一理論に迫り、より精密な研究を行うためには、さらに多くのデータが必要となる。そこで、スーパーカミオカンデよりもさらに一桁大きな検出器を建設し、ニュートリノの CP 非対称性や陽子崩壊の探索、ニュートリノ天文学の研究を一桁高い感度で行うべく提案されているのが、ハイパーカミオカンデ計画 [106, 107] である。

図 27 にハイパーカミオカンデの概念図を示す。ハイパーカミオカンデ検出器は、直径 74 m、深さ 60 m の円筒形のタンク 2 個から構成される。タンクの体積は 1 基あたり 26 万トンであり、有効

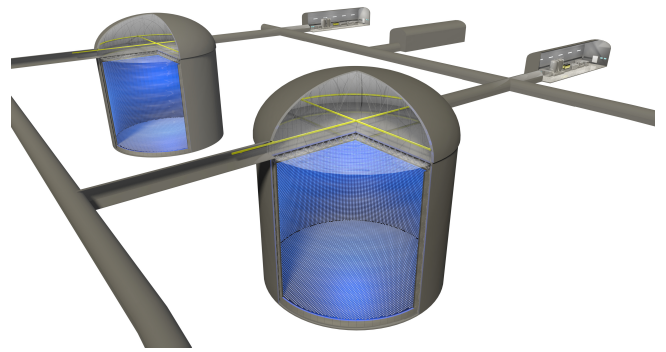


図 27: ハイパーカミオカンデの概念図

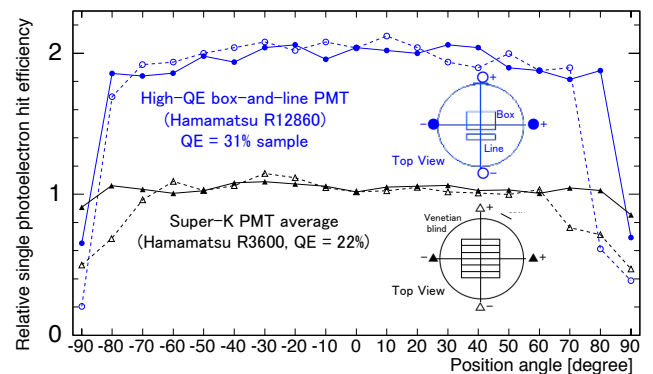


図 28: スーパーカミオカンデの光電子増倍管と、新たに開発した新型の光電子増倍管の光子検出効率の比較。横軸は光電面に光子が入射する位置を角度で表したものの。

体積は 19 万トンでスーパーカミオカンデの約 10 倍になる。チェレンコフ光をとらえる光センサーの数は 40,000 本となる。スーパーカミオカンデで使われているものよりも、さらに改良したものを使用する予定である。スーパーカミオカンデの光電子増倍管と、新たに開発した新型の光電子増倍管の光子検出効率の比較を図 28 に示す。現行の光電子増倍管に比べ、約 2 倍の効率が得られている。

ハイパーカミオカンデが実現されれば、J-PARC からの 1.3 MW のニュートリノビームを使うことで、ニュートリノ・反ニュートリノそれぞれ 1,000 事象オーダーの電子ニュートリノ出現現象を観測することができ、レプトンセクターで CP 対称性の破れがもしあればほぼ確実に捉えられ、そのより精密な研究が可能になるとと思われる [108]。ま

た、大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測も一桁多くの事象を集めることでより精密な研究が可能になり、超新星ニュートリノなどのニュートリノ天文学も発展すると期待される。陽子崩壊の寿命も発見感度が 10^{35} 年に届く見込みであり、数十年探し続けた信号の発見がいよいよ期待できる。ハイパーカミオカンデを建設するための技術は、大空洞の掘削や構造体の設計、高性能光検出器、純水システムを含めスーパーカミオカンデの経験に基づいてさらに改良されたものが確立しており、国際的な研究グループで実現に向けた研究が推進されている。

今後も、ニュートリノ検出器は最先端技術で進化を続け、素粒子や宇宙に関する驚くべき謎を明らかにし続けるだろう。

参考文献

- [1] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/koshiiba-facts.html.
- [2] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/kajita-facts.html.
- [3] **Particle Data Group** Collaboration, K. A. Olive *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001. <http://pdg.lbl.gov>.
- [4] P. Minkowski, “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays?,” *Phys. Lett.* **B67** (1977) 421–428.
- [5] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, “Complex Spinors and Unified Theories,” *Conf. Proc.* **C790927** (1979) 315–321, [arXiv:1306.4669](https://arxiv.org/abs/1306.4669) [hep-th].
- [6] T. Yanagida, “HORIZONTAL SYMMETRY AND MASSES OF NEUTRINOS,” *Conf. Proc.* **C7902131** (1979) 95–99. [Conf. Proc.C7902131,95(1979)].
- [7] R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, “Neutrino Mass and Spontaneous Parity Violation,” *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 912.
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the unified model of elementary particles,” *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870–880.
- [9] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [10] A. D. Sakharov, “Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe,” *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5** (1967) 32–35. [Usp. Fiz. Nauk161,61(1991)].
- [11] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/.
- [12] **KamLAND-Zen** Collaboration, A. Gando *et al.*, “Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen,” [arXiv:1605.02889](https://arxiv.org/abs/1605.02889) [hep-ex].
- [13] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, M. Ishitsuka, Y. Itow, *et al.*, “The Super-Kamiokande detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A501** (2003) 418–462.
- [14] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1958/.
- [15] A. Suzuki, M. Mori, K. Kaneyuki, T. Tanimori, J. Takeuchi, H. Kyushima, and Y. Ohashi, “Improvement of 20-inch diameter photomultiplier tubes,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A329** (1993) 299–313.
- [16] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/news/appeal.html>.
- [17] 奥村公宏, 塩澤真人, 中山祥英, 早戸良成, and 山田悟, “スーパーカミオカンデのデータ収集システムのアップグレード,” *高エネルギーニュース* **28** (2009) 10–17.
- [18] H. Nishino *et al.*, “High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A610** (2009) 710–717, [arXiv:0911.0986](https://arxiv.org/abs/0911.0986) [physics.ins-det].
- [19] Y. Arai, “Development of front end electronics and TDC LSI for the ATLAS MDT,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A453** (2000) 365–371.
- [20] K. Abe *et al.*, “Calibration of the Super-Kamiokande Detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A737** (2014) 253–272, [arXiv:1307.0162](https://arxiv.org/abs/1307.0162) [physics.ins-det].
- [21] **Super-Kamiokande** Collaboration, M. Nakahata *et al.*, “Calibration of Super-Kamiokande using an electron linac,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A421** (1999) 113–129, [arXiv:hep-ex/9807027](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9807027) [hep-ex].

- [22] S. Kasuga *et al.*, “A Study on the e/μ identification capability of a water Cherenkov detector and the atmospheric neutrino problem,” *Phys. Lett.* **B374** (1996) 238–242.
- [23] **Kamiokande-II** Collaboration, K. S. Hirata *et al.*, “Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux,” *Phys. Lett.* **B205** (1988) 416. [[447\(1988\)](#)].
- [24] **Kamiokande-II** Collaboration, K. S. Hirata *et al.*, “Observation of a small atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in Kamiokande,” *Phys. Lett.* **B280** (1992) 146–152.
- [25] **Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, “Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range,” *Phys. Lett.* **B335** (1994) 237–245.
- [26] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu98/scan/index.html>.
- [27] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Ashie *et al.*, “Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation,” *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 101801, [arXiv:hep-ex/0404034](#).
- [28] **Super-Kamiokande** Collaboration, S. Fukuda *et al.*, “Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon-neutrino oscillations,” *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 3999–4003, [arXiv:hep-ex/0009001](#) [[hep-ex](#)].
- [29] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe *et al.*, “A Measurement of Atmospheric Neutrino Flux Consistent with Tau Neutrino Appearance,” *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 171801, [arXiv:hep-ex/0607059](#).
- [30] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Evidence for the Appearance of Atmospheric Tau Neutrinos in Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. Lett.* **110** no. 18, (2013) 181802, [arXiv:1206.0328](#) [[hep-ex](#)].
- [31] **OPERA** Collaboration, N. Agafonova *et al.*, “Observation of tau neutrino appearance in the CNGS beam with the OPERA experiment,” *PTEP* **2014** no. 10, (2014) 101C01, [arXiv:1407.3513](#) [[hep-ex](#)].
- [32] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Test of Lorentz invariance with atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev.* **D91** no. 5, (2015) 052003, [arXiv:1410.4267](#) [[hep-ex](#)].
- [33] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Limits on sterile neutrino mixing using atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande,” *Phys. Rev.* **D91** (2015) 052019, [arXiv:1410.2008](#) [[hep-ex](#)].
- [34] C. Rott, A. Taketa, and D. Bose, “Spectrometry of the Earth using Neutrino Oscillations,” *Scientific Reports* **5** (2015) 15225, [arXiv:1502.04930](#) [[physics.geo-ph](#)].
- [35] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, “Search for neutrinos from the sun,” *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205–1209.
- [36] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/davis-facts.html.
- [37] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain, and J. Ullman, “Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector,” *Astrophys. J.* **496** (1998) 505–526.
- [38] **Super-Kamiokande** Collaboration, S. Fukuda *et al.*, “Solar B-8 and hep neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data,” *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5651–5655, [arXiv:hep-ex/0103032](#) [[hep-ex](#)].
- [39] **SNO** Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, “Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301, [arXiv:nucl-ex/0106015](#) [[nucl-ex](#)].
- [40] **SNO** Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301, [arXiv:nucl-ex/0204008](#) [[nucl-ex](#)].
- [41] **KamLAND** Collaboration, K. Eguchi *et al.*, “First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance,” *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802, [arXiv:hep-ex/0212021](#) [[hep-ex](#)].
- [42] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter,” *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2369–2374.
- [43] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** (1985) 913–917. [[Yad. Fiz.42,1441\(1985\)](#)].

- [44] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, “Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy,” *Nuovo Cim.* **C9** (1986) 17–26.
- [45] **Borexino** Collaboration, G. Bellini *et al.*, “Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy,” *Phys. Rev.* **D89** no. 11, (2014) 112007, [arXiv:1308.0443](https://arxiv.org/abs/1308.0443) [hep-ex].
- [46] **Super-Kamiokande** Collaboration, A. Renshaw *et al.*, “First Indication of Terrestrial Matter Effects on Solar Neutrino Oscillation,” *Phys. Rev. Lett.* **112** no. 9, (2014) 091805, [arXiv:1312.5176](https://arxiv.org/abs/1312.5176) [hep-ex].
- [47] **KAMIOKANDE-II** Collaboration, K. Hirata *et al.*, “Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a,” *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1490–1493.
- [48] **KAMIOKANDE-II** Collaboration, K. S. Hirata *et al.*, “Observation in the Kamiokande-II Detector of the Neutrino Burst from Supernova SN 1987a,” *Phys. Rev.* **D38** (1988) 448–458.
- [49] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Real-Time Supernova Neutrino Burst Monitor at Super-Kamiokande,” *Astropart. Phys.* **81** (2016) 39–48, [arXiv:1601.04778](https://arxiv.org/abs/1601.04778) [astro-ph.HE].
- [50] P. Antonioli *et al.*, “SNEWS: The Supernova Early Warning System,” *New J. Phys.* **6** (2004) 114, [arXiv:astro-ph/0406214](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406214) [astro-ph].
- [51] SNEWS Web Page: <http://snews.bnl.gov>.
- [52] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Bays *et al.*, “Supernova Relic Neutrino Search at Super-Kamiokande,” *Phys. Rev.* **D85** (2012) 052007, [arXiv:1111.5031](https://arxiv.org/abs/1111.5031) [hep-ex].
- [53] **Super-Kamiokande** Collaboration, H. Zhang *et al.*, “Supernova Relic Neutrino Search with Neutron Tagging at Super-Kamiokande-IV,” *Astropart. Phys.* **60** (2015) 41–46, [arXiv:1311.3738](https://arxiv.org/abs/1311.3738) [hep-ex].
- [54] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Choi *et al.*, “Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. Lett.* **114** no. 14, (2015) 141301, [arXiv:1503.04858](https://arxiv.org/abs/1503.04858) [hep-ex].
- [55] J. F. Beacom and M. R. Vagins, “GADZOOKS! Antineutrino spectroscopy with large water Cherenkov detectors,” *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 171101, [arXiv:hep-ph/0309300](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0309300).
- [56] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>.
- [57] **T2K Collaboration** Collaboration, K. Abe *et al.*, “The T2K Experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A659** (2011) 106–135.
- [58] G. Danby, J. M. Gaillard, K. A. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36–44.
- [59] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1988/.
- [60] **Gargamelle Neutrino** Collaboration, F. J. Hasert *et al.*, “Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment,” *Phys. Lett.* **B46** (1973) 138–140.
- [61] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1984/meer-facts.html.
- [62] S. van der Meer, “A Directive Device for Charged Particles and Its use in an Enhanced Neutrino Beam,”.
- [63] A. K. Ichikawa, “Design concept of the magnetic horn system for the T2K neutrino beam,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A690** (2012) 27–33.
- [64] **T2K** Collaboration, T. Sekiguchi *et al.*, “Development and operational experience of magnetic horn system for T2K experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A789** (2015) 57–80, [arXiv:1502.01737](https://arxiv.org/abs/1502.01737) [physics.ins-det].
- [65] **K2K** Collaboration, M. H. Ahn *et al.*, “Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment,” *Phys. Rev.* **D74** (2006) 072003, [arXiv:hep-ex/0606032](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606032).
- [66] 市川温子, 関口哲郎, and 中平武, “T2K 実験ニュートリノ生成機器,” *高エネルギーニュース* **28** (2010) 246–254.
- [67] 松岡広大, 久保一, and 横山将志, “T2K 実験ミューオンモニターの開発,” *高エネルギーニュース* **29** (2010) 1–9.
- [68] D. Beavis, A. Carroll, I. Chiang, *et al.*, “Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at the AGS (Proposal E889),”. Physics Design Report, BNL-52459.

- [69] 柴田政宏, N. C. Hastings, 石井孝信, and 角野秀一, “T2K 実験の陽子ビームモニター,” *高エネルギーニュース* **28** (2010) 239–245.
- [70] **T2K** Collaboration, K. Abe *et al.*, “T2K neutrino flux prediction,” *Phys. Rev.* **D87** no. 1, (2013) 012001, [arXiv:1211.0469](#) [[hep-ex](#)]. [Addendum: *Phys. Rev.* **D87**, no. 1, 019902 (2013)].
- [71] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c,” *Phys. Rev.* **C84** (2011) 034604, [arXiv:1102.0983](#) [[hep-ex](#)].
- [72] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c,” *Phys. Rev.* **C85** (2012) 035210, [arXiv:1112.0150](#) [[hep-ex](#)].
- [73] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “Pion emission from the T2K replica target: method, results and application,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A701** (2013) 99–114, [arXiv:1207.2114](#) [[hep-ex](#)].
- [74] **NA61** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system,” *JINST* **9** (2014) P06005, [arXiv:1401.4699](#) [[physics.ins-det](#)].
- [75] **MINOS Scintillator Group** Collaboration, A. Pla-Dalmau, “Extruded plastic scintillator for the MINOS calorimeters,” *Frascati Phys. Ser.* **21** (2001) 513–522. [[513\(2001\)](#)].
- [76] M. Yokoyama *et al.*, “Development of Multi-Pixel Photon Counters,” *eConf* **C0604032** (2006) 0126, [arXiv:physics/0605241](#) [[physics](#)].
- [77] 横山将志 and 魚住聖, “Multi Pixel Photon Counter の研究開発,” *高エネルギーニュース* **27** (2007) 216–224.
- [78] M. Yokoyama *et al.*, “Performance of Multi-Pixel Photon Counters for the T2K near detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A622** (2010) 567–573, [arXiv:1007.2712](#) [[physics.ins-det](#)].
- [79] J. Estrada, C. Garcia, B. Hoeneisen, and P. Rubinov, “MCM II and the trip chip.”
- [80] A. Vacheret, M. Noy, M. Raymond, and A. Weber, “First results of the Trip-t based T2K front end electronics performance with GM-APD,” *PoS* **PD07** (2006) 027.
- [81] P. Baron, D. Calvet, E. Delagnes, X. de la Broise, A. Delbart, F. Druillole, E. Monmarthe, E. Mazzucato, F. Pierre, and M. Zito, “AFTER, an ASIC for the readout of the large T2K time projection chambers,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55** (2008) 1744–1752.
- [82] M. Otani *et al.*, “Design and construction of INGRID neutrino beam monitor for T2K neutrino experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A623** (2010) 368–370.
- [83] K. Abe *et al.*, “Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A694** (2012) 211–223, [arXiv:1111.3119](#) [[physics.ins-det](#)].
- [84] 南野彰宏 and 大谷将士, “T2K 実験 ニュートリノビームモニター (INGRID),” *高エネルギーニュース* **29** (2010) 10–19.
- [85] **T2K** Collaboration, T. Kikawa, “Development of the new T2K on-axis neutrino detector, INGRID proton module,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **229-232** (2012) 451.
- [86] 青木茂樹, 中家剛, and 塚本敏文, “T2K 実験 前置ニュートリノ測定器 ND280 Off-Axis,” *高エネルギーニュース* **29** (2010) 57–69.
- [87] **T2K ND280 FGD** Collaboration, P. A. Amaudruz *et al.*, “The T2K Fine-Grained Detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A696** (2012) 1–31, [arXiv:1204.3666](#) [[physics.ins-det](#)].
- [88] K. Nitta *et al.*, “The K2K SciBar detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A535** (2004) 147–151, [arXiv:hep-ex/0406023](#) [[hep-ex](#)].
- [89] **T2K ND280 TPC** Collaboration, N. Abgrall *et al.*, “Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A637** (2011) 25–46, [arXiv:1012.0865](#) [[physics.ins-det](#)].
- [90] S. Assylbekov *et al.*, “The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A686** (2012) 48–63, [arXiv:1111.5030](#) [[physics.ins-det](#)].
- [91] **T2K UK** Collaboration, D. Allan *et al.*, “The Electromagnetic Calorimeter for the T2K Near Detector ND280,” *JINST* **8** (2013) P10019, [arXiv:1308.3445](#) [[physics.ins-det](#)].
- [92] S. Aoki *et al.*, “The T2K Side Muon Range Detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A698** (2013) 135–146, [arXiv:1206.3553](#) [[physics.ins-det](#)].

- [93] **T2K** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **107** no. 4, (Jul, 2011) 041801, [arXiv:1106.2822](#) [[hep-ex](#)].
- [94] **T2K** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam,” *Phys. Rev.* **D88** no. 3, (2013) 032002, [arXiv:1304.0841](#) [[hep-ex](#)].
- [95] **T2K Collaboration** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 061802, [arXiv:1311.4750](#) [[hep-ex](#)].
- [96] **Double Chooz** Collaboration, Y. Abe *et al.*, “Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 131801, [arXiv:1112.6353](#) [[hep-ex](#)].
- [97] **Daya Bay** Collaboration, F. P. An *et al.*, “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay,” *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 171803, [arXiv:1203.1669](#) [[hep-ex](#)].
- [98] **RENO** Collaboration, J. K. Ahn *et al.*, “Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 191802, [arXiv:1204.0626](#) [[hep-ex](#)].
- [99] **T2K Collaboration** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Precise Measurement of the Neutrino Mixing Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-Axis Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **112** no. 18, (2014) 181801, [arXiv:1403.1532](#) [[hep-ex](#)].
- [100] **T2K** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Measurement of Muon Antineutrino Oscillations with an Accelerator-Produced Off-Axis Beam,” *Phys. Rev. Lett.* **116** no. 18, (2016) 181801, [arXiv:1512.02495](#) [[hep-ex](#)].
- [101] **T2K** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6×10^{20} protons on target,” *Phys. Rev.* **D91** no. 7, (2015) 072010, [arXiv:1502.01550](#) [[hep-ex](#)].
- [102] <http://t2k-experiment.org/ja/>.
- [103] K. Abe *et al.*, “Sensitivity of the T2K accelerator-based neutrino experiment with an Extended run to 20×10^{21} POT,” [arXiv:1607.08004](#) [[hep-ex](#)].
- [104] **nuPRISM** Collaboration, S. Bhadra *et al.*, “Letter of Intent to Construct a nuPRISM Detector in the J-PARC Neutrino Beamline,” [arXiv:1412.3086](#) [[physics.ins-det](#)].
- [105] C. Andreopoulos *et al.*, “TITUS: the Tokai Intermediate Tank for the Unoscillated Spectrum,” [arXiv:1606.08114](#) [[physics.ins-det](#)].
- [106] K. Abe *et al.*, “Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —,” [arXiv:1109.3262](#) [[hep-ex](#)].
- [107] <http://www.hyper-k.org/>.
- [108] **Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration** Collaboration, K. Abe *et al.*, “Physics potential of a long-baseline neutrino oscillation experiment using a J-PARC neutrino beam and Hyper-Kamiokande,” *PTEP* **2015** no. 5, (2015) 053C02, [arXiv:1502.05199](#) [[hep-ex](#)].