

# J-PARC MLF でのステライルニュートリノ探索実験 JSNS<sup>2</sup>(J-PARC E56)

KEK 素粒子原子核研究所

岩井 瑛人

丸山 和純

eito@post.kek.jp

takasumi.maruyama@kek.jp

東北大学ニュートリノ科学研究センター

古田 久敬

末包 文彦

furuta@awa.tohoku.ac.jp

suekane@awa.tohoku.ac.jp

2015 年 (平成 27 年) 5 月 7 日

## 1 はじめに

この研究紹介では、J-PARC MLF 水銀標的から発生しているニュートリノを利用したステライルニュートリノ探索実験 JSNS<sup>2</sup>(J-PARC Sterile Neutrino Search using  $\nu_s$  from J-PARC Spallation Neutron Source) [1]<sup>1</sup>の解説を行う。この解説文は、2013 年から 2015 年までの実験グループの報告 [2-4] およびプロポーザル [5] をまとめ、さらに情報をアップデートしたものである。

### 1.1 ステライルニュートリノ

われわれはフェルミオンを、それが行う相互作用で分類している。強い相互作用をするフェルミオンをクォークと呼び、強い相互作用をしないフェルミオンをレプトンと呼ぶ。レプトンのうち、電磁相互作用をしないものをニュートリノと呼び、するものを荷電レプトンと呼ぶ。図 1 のように相互作用は入れ子構造になっている。

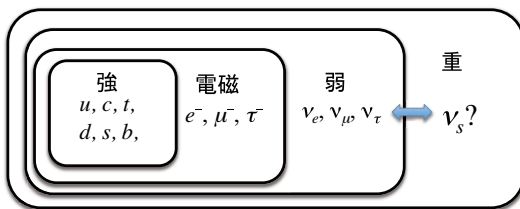


図 1: 入れ子構造のフェルミオン

強い相互作用をするものはすべて電磁相互作用を行い、電磁相互作用をするものはすべて弱い相互作用を行う。われわれは今ニュートリノも質量を持つことを知っているので、すべてのフェルミオンは重力相互作用を行うこ

とになる。それでは、この入れ子構造を拡大して、弱い相互作用の外で重力相互作用のみを行うフェルミオンは存在しないのだろうか？もしそのようなフェルミオンが存在してもわれわれは素粒子反応を用いてそれを検出することはできない。しかし、なんらかの効果、たとえばニュートリノ振動の元になっている、ニュートリノフレーバー間の遷移を引き起こしている効果が、この中性フェルミオンをニュートリノに変化させる場合、この中性フェルミオンが振動を通してわれわれのニュートリノに影響を与え、それを測定できる可能性がある。このような電弱強の相互作用をしないフェルミオンをわれわれは、ステライル (不毛な) ニュートリノと呼んでいる。

### 1.2 LSND 実験とこれまでの実験結果

ステライルニュートリノの存在を実験的に示唆したきっかけとなり、現在でも最も有力とみなされている結果の一つが 1993~1998 年に米国ロスアラモス国立研究所で行われた LSND(Liquid Scintillator Neutrino Detector) 実験のものである。LSND 実験では、800 MeV の陽子加速器を用いて  $\pi^+$  を生成し、それをターゲット中でストップさせた後、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  の崩壊で出て来る  $\bar{\nu}_\mu$  が約 30 メートル飛行する間に  $\bar{\nu}_e$  に変換する現象を 88 イベント報告した [6]。これがニュートリノ振動だとした場合、振動パラメータは、 $\Delta m^2 > 10^{-2} \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta > 10^{-3}$  程度となる。この大きな  $\Delta m^2$  は、知られている 3 世代のニュートリノでは説明することができず、第 4 のニュートリノの存在を示唆する。一方、LEP/MARK-II の実験で  $Z^0$  と反応するニュートリノは 3 種類であることが知られているため [7,8]、もし第 4 のニュートリノが存在すれば、そのニュートリノは弱い相互作用を行わないステライルニュートリノであることになる。しかしながら、

<sup>1</sup>現在のコラボレーターは、JAEA, KEK, 京都大学, 大阪大学, 東北大学, アラバマ大学, BNL, フロリダ大学, LANL, MIT。

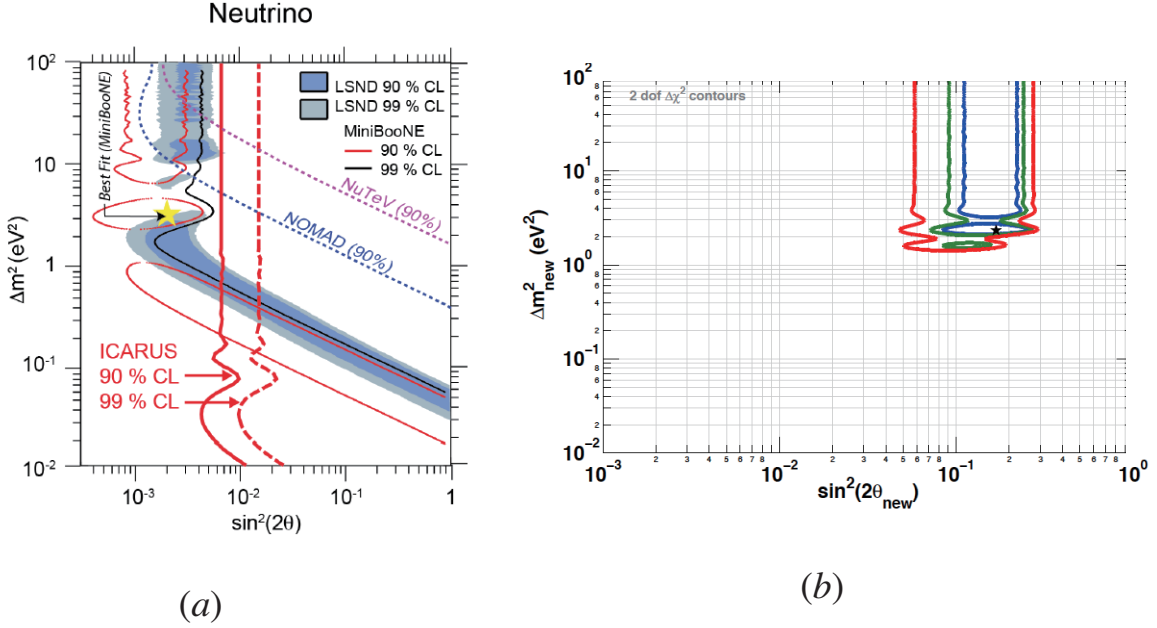


図 2: ステライルニュートリノの探索領域。(a)  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  出現モード [9]。LSND と MiniBooNE の 90% CL の結果は許容領域。そのほかは排除領域。(b)  $\nu_e \rightarrow \nu_e$  消失モード (原子炉実験と Gallex, SAGE のキャリブレーションソース実験) の許容領域 [10]。外側からそれぞれ 99%, 95%, 90% CL。

LSND 実験はバックグラウンド (BKG) が多く、その除去の解析が複雑であり、知られていない不定性が侵入している可能性が排除できず、現在研究者コミュニティには、確定的な結果とは受け入れられていない。また、結果の発表当時、グループ内の別の研究者から否定的な論文が出るなどの混乱もあった。しかし、もしこの結果が本当ならば、ことは重大なので、いくつかの追試が行われた。一つは KARMEN 実験で、LSND と同じ物理モードで実験を行い、否定的な結果を得たがベースラインが 17.7 m と LSND に比べ短いこともあり、LSND の領域を完全に排除するには至らなかった。もう一つは、MiniBooNE 実験で、飛行中に崩壊する  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  を用いて  $\nu_e$  のアピランスを測定したところ、最終的に positive な結果を得た。しかし、 $\nu_e$  信号の過剰が、中性カレント反応に伴って発生する  $\gamma$  線によるものではないかという指摘もあり、これも現在ははっきりしていない。

ステライルニュートリノのほかの兆候としては、原子炉ニュートリノの測定量が予想量に比較して 6% 少ないという報告や、太陽ニュートリノのガリウム実験で、ニュートリノソースを用いたキャリブレーションデータは、ニュートリノフラックスが予想より 14% 少ないという結果なども報告されている。これらは、ステライルニュートリノ振動の大きな  $\Delta m^2$  のため、検出器に届くまでに、ニュートリノが振動してしまっ、ニュートリノ欠損として観測されていると解釈することもできる。これらの議論は、文献 [10] にまとめられている。図 2 は、これまでの実験で得られたステライルニュートリノ振動のパラメータ領域である [10]。

今、簡単のために、ステライルニュートリノが 1 個存

在する場合を考える。ニュートリノ質量固有状態の数は 4 つになり、混合行列は一般に次のように拡張される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

ステライルニュートリノ振動の  $\Delta m^2$  は、ほかの  $\Delta m_{ij}^2 (i, j = 1 \sim 3)$  と比較し非常に大きいため、 $\Delta m_{i4}^2 \sim m_4^2$  とみなすことができる。また、この  $L/E$  では、 $\sin^2(\Delta m_{ij}^2 L / (4E_\nu)) \sim 0$  とみなして良い。その結果、 $\nu_e \rightarrow \nu_e$  と  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動確率は、それぞれ

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \sim 1 - 4|U_{s4}|^2 |U_{e4}|^2 \sin^2 \left( \frac{m_4^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (2)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \sim 4|U_{e4}|^2 |U_{\mu4}|^2 \sin^2 \left( \frac{m_4^2 L}{4E_\nu} \right)$$

で表される。もし  $|U_{s4}|^2 \cong 0.9$ ,  $|U_{e4}|^2 \cong 0.1$ ,  $|U_{\mu4}|^2 \cong 0.01$  ならば、両方の振動モードの結果をステライルニュートリノの存在で同時に満たすことができる可能性がある<sup>2</sup>。

ステライルニュートリノの探索のため、現在様々なアイデアで多くの実験が提案されている [10]。しかしそのほとんどは LSND とは異なった振動モードや、ニュートリノ検出に異なった物理過程を使っており、仮にそれらの実験が否定的な結果を出しても LSND の結果を完全に否定することは難しい。これでは、LSND の亡霊がいつまでもわれわれにつきまとうことになる。

<sup>2</sup>詳細な解析によると 3 (standard neutrinos) + 1 (sterile neutrino) は合わないという報告もある。

表 1: JSNS<sup>2</sup> 実験と LSND 実験の比較。

	JSNS <sup>2</sup> (50 トン)	LSND (167 トン) [6]
イベント数(カット後)	~500 イベント/5 年 (@ $\sin^2 2\theta = 3 \times 10^{-3}$ , $\Delta m^2 = 3.0 \text{ eV}^2$ )	88 イベント/6 年
基線長	~20 m (option ~40 m)	~30 m
パルスビーム Duty factor	$5 \times 10^{-6}$	0.072
Decay In Flight $\nu$ 除去	Yes	No
宇宙線 BKG 低減率	1/4,000	1/14
宇宙線頻度	~10 kHz (イベントゲート内~2 Hz)	10 kHz(ゲート内~700 Hz)
後発信号	Gd 吸収 (8 MeV, $\Delta T = 30 \mu\text{s}$ )	H 吸収 (2.2 MeV, $\Delta T = 200 \mu\text{s}$ )
振動スペクトル解析	可 ( $\Delta E/E \sim 3\%$ @35 MeV)	難 (LS は低発光量)

### 1.3 JSNS<sup>2</sup>(J-PARC E56) 実験

本実験計画では、J-PARC の MLF で、LSND と同じ  $\mu^+$  の Decay at Rest からのニュートリノを使い、同じ  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  の振動を、同じニュートリノ検出原理(陽子との逆  $\beta$  崩壊反応)で探索する。MLF の強力な短パルスビームとガドリニウム (Gd) 入り液体シンチレーターで統計と S/N を格段に向上し、LSND の結果の完全な確認か否定を行うことが目的である。本実験は、世界に先駆けてアピアランスモードでタイムリーに勝負できる可能性が高い。

本実験でのニュートリノの生成機構および検出原理は 2 章で詳しく説明する。その特徴をまとめると、次の (i) ~ (iv) に述べるようにステライルニュートリノ検出精度は、LSND 実験と比較し格段に向上する。(i) ビームのパルス幅 (100 ns) は、 $\bar{\nu}_\mu$  を生成する  $\mu$  粒子の寿命 (2.2  $\mu\text{s}$ ) より十分短いため、ビームの時間をマスクすることで  $\pi$  粒子や K 粒子の Decay in flight のニュートリノなどのバックグラウンドを取り除くことができる。(ii) ビームの繰り返しは 40 ms 毎であるため、ビームが ON の時間の割合 (duty factor) は小さく、ゲート幅を 10  $\mu\text{s}$  とすると、ビーム起源以外のバックグラウンドは 1/4,000(宇宙線頻度に換算して地下 500 m 相当)になる。(iii) 静止  $\mu^+$  を作るターゲットは Z の大きい水銀であるため、静止した  $\pi^-$  と  $\mu^-$  は、崩壊前に原子核反応を起こし、 $\mu^-$  の崩壊から来てバックグラウンドとなる  $\bar{\nu}_e$  も強く ( $\sim 10^{-3}$ ) 抑制される。(iv) ニュートリノターゲットとして Gd 入り液体シンチレーターを使用することにより、環境  $\gamma$  線バックグラウンドを排除し、ニュートリノ同定のコインシデンス幅を LSND の 1/7 にできることで、アクシデンタルバックグラウンドも劇的に下げることができる。また、オプションとして基線長 40 m 程度で LSND の低  $\Delta m^2$  領域も完全にカバーする実験の検討も行っている。表 1 に JSNS<sup>2</sup> 実験と LSND 実験の比較を行う。

われわれはこれまでに MLF 上の実験候補地点で、

500 kg のプラスチックシンチレーターを用いバックグラウンドの測定を行った [2, 3]。2013 年には、プロポーザルを出し [5]、2014 年の PAC で認められ、E56 の実験番号をいただいた。これを機にグループ内で投票を行い、実験名 JSNS<sup>2</sup>(J-PARC E56) を決めた。今後は R&D を本格化させ、予算獲得とコラボレーターの募集に力を入れる。

以下第 2 章で本実験装置の詳細、第 3 章で現場でのバックグラウンド測定について解説を行い、第 4 章でまとめを行う。

## 2 本実験デザイン概要

### 2.1 ニュートリノ源

本実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) 内の物質・生命科学実験施設 (MLF) を利用して行う (図 3)。J-PARC では、まず陽子を Linac で 400 MeV まで加速し、次にシンクロトロン加速器 (RCS) で 3 GeV まで加速する。ここで加速された陽子は、30 GeV の主シンクロトロン (MR) と MLF に振り分けられる。MLF 内には水銀ターゲットが設置されており (図 4)、中性子を生成させるために大強度の陽子ビーム (デザイン値で 1 MW<sup>3</sup>, エネルギー 3 GeV, 25 Hz, 100 ns 幅, 2 バンチ) を水銀ターゲットに衝突させている (稼働時間を 5000 時間/年とした場合、スビル数が  $4.5 \times 10^8$  で  $3.7 \times 10^{22}$  個の陽子を衝突させる)。その際大量の  $\pi$  粒子および K 粒子を生成する。 $\pi$  粒子や K 粒子からの崩壊によりニュートリノも大量に発生する。図 5 は、ビーム衝突により発生するニュートリノ発生時間分布を示す。図 5 から、オンバンチのタイミングから約 1  $\mu\text{s}$  後は、 $\pi$  粒子崩壊後に発生した  $\mu$  粒子の静止崩壊からのニュートリノのみであることが分かる。これは静

<sup>3</sup>2015 年 1 月には、通常利用運転 300 kW のビーム強度であったが、2015 年 4 月現在までに 500 kW への増強を達成している。

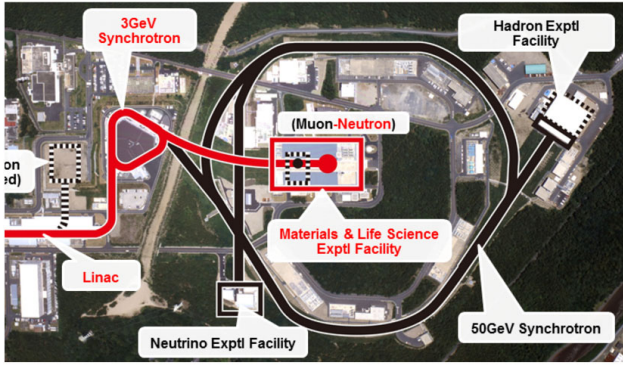


図 3: J-PARC 施設内図

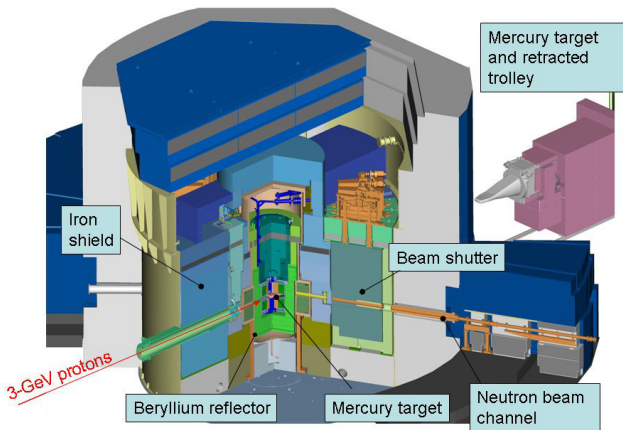
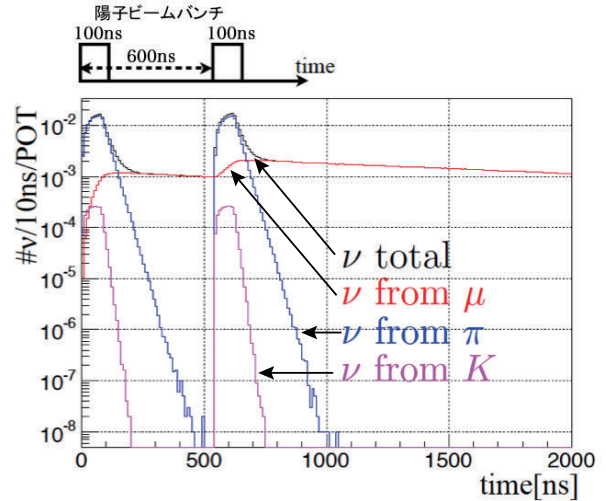


図 4: MLF の水銀ターゲット

止  $\mu$  粒子の寿命が  $2.2 \mu\text{s}$  とほかから発生するニュートリノに比べ発生するまでの時間が長いものが多く、 $1 \mu\text{s}$  後はほぼ静止  $\mu$  粒子からのニュートリノのみ発生しているからである。本実験では、ビームのタイミングから  $1 \mu\text{s}$  後の事象を選別することにより、特に静止  $\mu^+$  崩壊後の  $\bar{\nu}_\mu$  をニュートリノ源として利用する。静止  $\mu^+$  崩壊後のニュートリノは、 $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  の三体崩壊で、エネルギー分布はミシエル電子とほぼ同じで、不定性の少ないニュートリノ源である。

ニュートリノは等方的に水銀ターゲットから発生するため、検出器でのフラックスは水銀ターゲットから検出器までの基線長で決まる。稼働時間を 5,000 時間/年とした場合、 $\bar{\nu}_\mu$  のフラックスは  $1.2 \times 10^{14} / \text{cm}^2 / \text{年}$  ( $1 \mu\text{s}$  後の事象選別による効率 74% を考慮) である。実際には、振動があった場合に  $\bar{\nu}_\mu$  から  $\bar{\nu}_e$  に変化したものを検出器で観測する。そのため、静止  $\mu^-$  崩壊により直接発生する  $\bar{\nu}_e (\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)$  はバックグラウンドに成る。ほとんどの  $\mu^-$  は、崩壊前に原子核に捕獲されてしまうため、その崩壊は、 $\mu^+$  の崩壊と比べて  $1/1000$  程度まで抑制されるが、依然重要なバックグラウンドの一つである。これはエネルギー分布の違いを用いてニュートリノ振動による  $\bar{\nu}_e$  と区別する。

図 5: ニュートリノの発生時間分布 (MC)。800 ns 以降ではほとんどが  $\mu$  からの  $\nu$  になっている。

## 2.2 $\bar{\nu}_e$ 検出器および検出器設置候補地

### 2.2.1 $\bar{\nu}_e$ 検出器

$\bar{\nu}_e$  の検出には、原子炉ニュートリノ振動実験 Double-Chooz, DayaBay, RENO [11–13] でも使われている Gd 入り液体シンチレータを用いる。 $\bar{\nu}_e$  は、液体シンチレータ内の自由陽子との逆  $\beta$  崩壊反応により、陽電子と中性子を発生させる ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ )。陽電子は電離および対消滅  $\gamma$  線による先発信号を作る。中性子は、熱化後平均約  $30 \mu\text{s}$  後に Gd に捕獲され総計 8 MeV の  $\gamma$  線を出しこれが後発信号を作る。この先発信号と後発信号の両方を捕らえることにより  $\bar{\nu}_e$  事象の同定をする (遅延同時計測法)。

Gd は熱中性子捕獲断面積が元素中最大で、捕獲までの時間が H による捕獲 ( $\sim 200 \mu\text{s}$ ) に比べて短い。また Gd による熱中性子捕獲後の  $\gamma$  線のエネルギーは、H による捕獲後の  $\gamma$  線 2.2 MeV に比べて高いため、環境  $\gamma$  線 (最大 2.6 MeV) の影響を受けにくい。そのため、アクシデンタルバックグラウンド量 (詳細は 2.3.7 節) を大幅に軽減することができる。LSND 実験では H による熱中性子捕獲を利用していたため、このアクシデンタルバックグラウンド量が多かった。本実験では、Gd を採用することで、環境  $\gamma$  線の影響を排除し、かつ H 捕獲に比べて捕獲時間を短くことができ、環境  $\gamma$  線以外の要因によるアクシデンタルバックグラウンド量も軽減することができる。

先発信号の陽電子は、ほぼ  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布を保存しているため、先発信号のエネルギー分布から  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布を再構成できる ( $E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + 0.8 \text{ MeV}$ )。静止  $\mu^+$  崩壊からの  $\bar{\nu}_\mu$  エネルギー分布および逆  $\beta$  崩壊反応の反応断面積も良く理解されているため、振動パラメータに基づいた  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布を精度良く算出

することが可能であり、測定された分布と比較することで、振動パラメータを測定することが可能である。

図 6 は、現在の検出器デザインである。検出器は円筒形 3 層構造であり、一番内側が透明のアクリルタンクに入った Gd 入り液体シンチレータのニュートリノターゲット層 (直径 3.4 m × 高さ 3.4 m) で、その外側にステンレスタンクに入った 50 cm 厚の Gd 無しの液体シンチレータを実装しており、25 cm 厚ずつに光学的に仕切られている。その境界沿いに内側を向いてターゲット層を囲むように 150 本の 10 インチ PMT を設置させ、逆  $\beta$  崩壊反応により発生した先発事象と後発事象のシンチレーション光を検出する。また境界外側は、別途境界外側に PMT を設置し、主に宇宙線ミュオンを検出することで宇宙線ベト層として使用する。Gd 入り液体シンチレータのエネルギー分解能は  $\sim 15\%/\sqrt{\text{MeV}}$ 、位置分解能は  $\sim 20$  cm である。

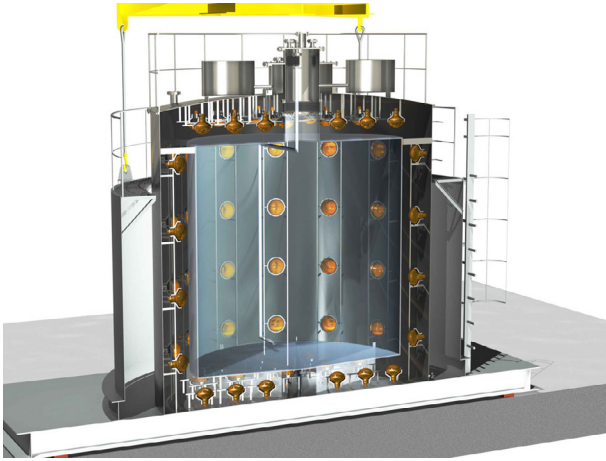


図 6: 検出器デザイン図

### 2.2.2 検出器設置候補地

検出器は現在 MLF3 階大型機器取扱室内に設置することを検討している。検出器を 2 基設置することを検討しており、ニュートリノターゲットの総質量は 50 トンになる。現在のデザインにおける水銀ターゲットからの基線長は平均 24 m である。図 7 に現在検討している設置候補地点を示す。

## 2.3 ニュートリノ事象選別条件および予想されるバックグラウンド

### 2.3.1 ニュートリノ事象選別条件

静止  $\mu^+$  崩壊後の  $\bar{\nu}_\mu$  から振動により出現した  $\bar{\nu}_e$  を観測するため、表 2 に示す事象選別条件を解析で要請する。先発信号のビームからの時間は、静止  $\mu^+$  崩壊からの  $\bar{\nu}_\mu$  由来事象を選別するための選別条件、それ以外は同時遅延計測のための選別条件である。

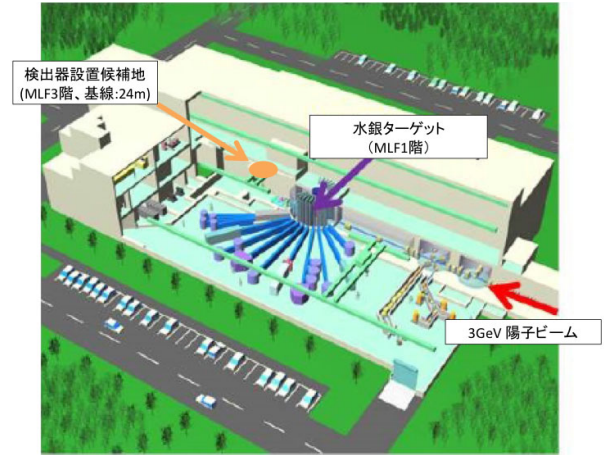


図 7: MLF3 階大型機器取扱室

これ以外にも、バンチのタイミングに事象がないことの要請、再構成事象位置による選別などを行う。すべての選別条件後のニュートリノ信号の効率率は 36% である。

表 2: 主な事象選別条件

選別項目	選別条件
先発信号の時間	$1 \leq t_{\text{prompt}} \leq 10 \mu\text{s}$
先発と後発信号の時間差	$\Delta t \leq 100 \mu\text{s}$
先発信号のエネルギー	$20 \leq E_{\text{prompt}} \leq 60 \text{ MeV}$
後発信号のエネルギー	$7 \leq E_{\text{delayed}} \leq 12 \text{ MeV}$

### 2.3.2 主なバックグラウンド

表 3 は、表 2 の選別条件をクリアする主なバックグラウンドをまとめたものである。主なバックグラウンドの要因としては、ビーム起源の事象および、宇宙線起源の事象が偶発的にビームのタイミングで入ってくるものがある。

ビーム起源のものは、静止  $\mu^-$  崩壊から直接出てくる  $\bar{\nu}_e$ 、静止  $\mu^+$  崩壊から出てくる  $\nu_e$  とシンチレータ中の炭素との反応によるもの、水銀ターゲットで生成された高速中性子、またその中性子が実験施設内の物質 (コンクリートや鉄など) に捕獲されて出た  $\gamma$  線などがある。一方宇宙線起源の事象が偶発的にビームのタイミングに入ってくるものは、宇宙線起源  $\gamma$  線および高速中性子である。後の節でバックグラウンドとして特に注意すべき事象についてさらに詳しく説明する。

### 2.3.3 静止 $\mu^-$ 崩壊から直接出てくる $\bar{\nu}_e$ 事象

本実験で支配的なバックグラウンドは、静止  $\mu^-$  崩壊から直接出てくる  $\bar{\nu}_e$  である ( $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ )。これは、 $\bar{\nu}_\mu$  から振動により出現した  $\bar{\nu}_e$  と検出器内で全く

表 3: 主なバックグラウンド

バックグラウンド	先発信号	後発信号
静止 $\mu^-$ 崩壊後の $\bar{\nu}_e$	$e^+$	熱中性子捕獲 $\gamma$
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	$e^-$	$e^+$
ビーム起源 高速中性子	$\pi$ 発生 $\rightarrow \mu$ 崩壊 $\rightarrow$ Michel 電子	熱中性子捕獲 $\gamma$
宇宙線起源 高速中性子	反跳陽子	熱中性子捕獲 $\gamma$
アクシデンタル バックグラウンド	宇宙線起源 $\gamma$	ビーム起源 $\gamma, n$

同じ振る舞いをするため、事象ごとには区別することができない。しかし、この  $\bar{\nu}_e$  バックグラウンドのエネルギー分布は良く理解されている一方、 $\bar{\nu}_\mu$  から振動により出現する  $\bar{\nu}_e$  のエネルギー分布はそれと異なるため、エネルギー分布を精度良く測定することで、振動により出現した  $\bar{\nu}_e$  事象の有無は統計を貯めれば判別可能である。図 8 は、直接発生した  $\bar{\nu}_e$  バックグラウンドのエネルギー分布と、振動により出現した  $\bar{\nu}_e$  事象の 4 つの  $\Delta m^2$  のケースについてのエネルギー分布との比較を示している。両者で明らかなエネルギー分布の違いが見れる。

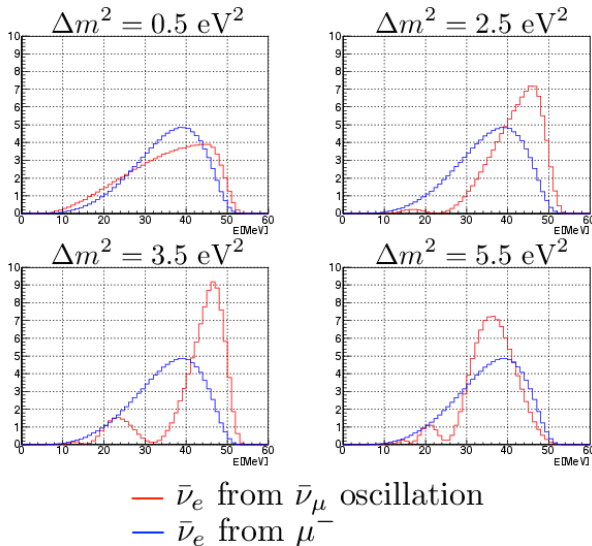
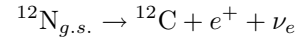
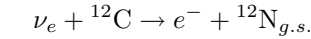


図 8: 振動により出現した  $\bar{\nu}_e$  信号と  $\mu^-$  崩壊から直接出てくる  $\bar{\nu}_e$  バックグラウンドのエネルギー分布の比較。振動による信号は  $\Delta m^2$  によりエネルギー分布が異なる。

### 2.3.4 $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ 反応

静止  $\mu^+$  崩壊から出てくる  $\nu_e$  とシンチレータ中の炭素が反応する場合がある。その際下記の順次起こる反応

が特にバックグラウンドに成りうる。



( $g.s.$ は *ground state* の略)

$\nu_e$  と  $^{12}\text{C}$  との反応により、 $e^-$  と  $^{12}\text{N}_{g.s.}$  が発生し、まず  $e^-$  が疑似先発信号を作る (エンドポイント  $\sim 36$  MeV)。 $^{12}\text{N}_{g.s.}$  は 15.9 ms の寿命を持ち、崩壊後に  $e^+$  を発生させ疑似後発信号を作る可能性がある (エンドポイント  $\sim 16$  MeV)。これは、先発信号の時間と後発信号の時間差による選別が有効であり、この事象選別により事象が残る割合は 0.17% である。

逆に、時間差幅を広げてこの事象を積極的にとらえることで  $\nu_e$  のフラックスを高統計で測定すれば、静止  $\mu^+$  崩壊後の  $\bar{\nu}_\mu$  の量を精度良く測定できる ( $\sim 10\%$ )。

### 2.3.5 ビーム起源の高速中性子事象 ( $\geq 200$ MeV)

ビームが物質をたたくことで発生し、検出器に飛来した約 200 MeV 以上の中性子は、検出器中で  $\pi$  粒子を生成する可能性がある ( $n + p(\text{or } C) \rightarrow X + \pi$ )。特に検出器内で  $\pi^+$  粒子が発生し且つ中性子も同時に発生した場合、 $\pi^+$  粒子は  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$  に逐次崩壊し、その際  $e^+$  が疑似先発信号を作り、また中性子が検出器内で熱化して Gd に捕獲され  $\gamma$  線を出し疑似後発信号を作る可能性がある。この事象の多くは、ビームのタイミングに  $\pi^+$  粒子の運動エネルギー損失による信号があり、この情報 (エネルギーや事象位置など) を使った事象選別条件を課せば、信号効率を大きく落とすことなく効果的に除去できることが MC スタディにより期待されている (除去率  $\sim 99\%$ )。またこの反応で発生する中性子数は 2 個以上であることが多いため ( $\sim 95\%$ )、後発信号の時間選別幅内に中性子捕獲事象が一つしかないことを要請することにより、さらに効果的にこのバックグラウンドを落とせることが期待できる。

これらのバックグラウンド事象量を測定するために 2014 年に検出器設置候補地で測定を行った。これについては第 3 章で詳しく説明する。

### 2.3.6 宇宙線起源高速中性子事象

先発信号の事象選択時間幅内に宇宙線起源の高速中性子が検出器内に偶発的に入る可能性がある。その際、中性子は検出器内の陽子を反跳させながら熱化し、Gd に捕獲され  $\gamma$  線を発生させる。反跳陽子が疑似先発信号を作り、Gd からの  $\gamma$  線が疑似後発信号を作る。

本実験は地上での測定のため、この宇宙線起源高速中性子事象量が問題になる可能性がある。そのため、検出

器で使用する液体シンチレータは粒子識別能力を実装させる。 $n/\gamma$  波形弁別能力 (PSD) もしくは LSND 実験で使用されたチェレンコフ光を利用した方法を用いることを現在検討している。これにより 2桁程度この宇宙線起源高速中性子事象を軽減できることが期待される。

### 2.3.7 アクシデンタルバックグラウンド

先発信号と後発信号の両方の事象選別条件内に別々の2つのバックグラウンドが偶発的に入る可能性がある。疑似先発信号に成りうるのは主に宇宙線起源の $\gamma$ 線、疑似後発信号に成りうるのはビーム起源の $\gamma$ 線および中性子(検出器内でGd熱中性子捕獲されて発生する $\gamma$ 線)である。

アクシデンタルバックグラウンドの除去には、先発信号と後発信号の再構成された事象位置間の距離( $\Delta VTX$ )を使って事象選別することが有効である。MCスタディにより、アクシデンタルバックグラウンドを約1/50程度まで落とせることが期待される。アクシデンタルバックグラウンド事象は近似的に先発疑似信号レート $\times$ 後発疑似信号レート $\times 100 \mu s(\Delta t$  カット幅) $\times \Delta VTX$  カット効率( $\sim 1/50$ )で算出することができる。

これら宇宙線起源 $\gamma$ 線(中性子含む)、ビーム起源の $\gamma$ 線および中性子も検出器設置候補地で測定された。この検出器設置候補地でのバックグラウンド測定に関しては次章で詳細を説明する。次章の最後に、現在の実験デザインにおけるバックグラウンド量をMCシミュレーションスタディにより見積もったものを載せている。特にニュートリノバックグラウンド量以外は、検出器設置候補地点におけるバックグラウンド測定の結果を基に事象量を見積もった。またその事象量を基に振動パラメータの探索可能領域(測定感度)についても算出し、合わせて次章の最後に載せている。

## 3 バックグラウンド測定

### 3.1 動機・経緯

J-PARC MLF でのステライルニュートリノ探索実験を計画するにあたり、同施設1階のBL13ビームラインにて1トンのプラスチックシンチレータを用いたバックグラウンド測定を行ったところ、ビーム起源の高速中性子由来のMichel electron 事象(ビーム Michel-e 事象):  $n+p(\text{or } C) \rightarrow X+\pi(\rightarrow \mu \rightarrow e)$  がバックグラウンドに成りうることを示唆された。この高速中性子フラックスを実験候補地で実際に測って確認するために、J-PARC MLF 3F メンテナンスエリアにてバックグラウンドの直接測定を行った。図9はそのバックグラウンド測定時に撮った写真である。



図9: J-PARC MLF 3F メンテナンスエリアでのバックグラウンド測定時の様子。メンバーの背後に写っているのが、測定に用いた検出器(後述)。測定は2014年の4月から7月にかけて行った。

### 3.2 実験

このバックグラウンド測定のもっとも重要な目的の一つは、ビーム Michel-e 事象の測定である。図10に今回の測定の信号事象とそのバックグラウンドをまとめた。

標的となる本体500kgプラスチックシンチレータを2層のベトー検出器が囲んでおり、荷電粒子の検出効率は99.5%以上である。

本測定では後発信号は見ないので、バンチ後の先発事象ライクな信号が観測対象である。ビーム Michel-e 事象はビーム時にしか観測されないのに対し、そのバックグラウンドはビームの有無に依らない。ビームの有無を比較することによってビーム Michel-e 事象を選び出すというのが本測定の基本方針である。さらに1) 主要なバックグラウンドである宇宙線ミューオンを除去するために、標的となる本体検出器を高い検出効率を持った荷電粒子ベトー検出器で囲い、2) オンバンチに高速中性子の反応に対応する、外部からの荷電粒子によるものではないアクティビティを要請(オンバンチカット)することで、ビーム Michel-e 事象に対する感度向上を図った。

図11に今回のバックグラウンド測定で用いた500kgプラスチックシンチレータ検出器の概要図を示す。

### 3.3 解析

図12はこの500kg検出器で観測されたアクティビティのエネルギーと時間の相関である。陽子ビームの2バンチ構造がはっきりと見えている。最初のバンチの立ち上がりから  $1.75 < t[\mu s] < 4.65$  のアクティビティを先発信号事象候補とした。この時間領域のアクティビティをエネルギー方向に射影したものが図13である。先発事象のエネルギー領域:  $20 < E[\text{MeV}] < 60$  のアクティビティは、荷電粒子ベトー適用前後共に、ビームの有無で有為

	beam-on	beam-off	コメント
(今回の測定の) 信号 “ビームMichel-e”		×	本測定では後発事象を見ない
宇宙線ミュオン		○	母数が多い, ベトーで落とす
宇宙線ミュオンからの Michel-e		○	親ミュオンのタイミングによって抑止
他宇宙線起源		○	オンバンチにアクシデンタル

図 10: J-PARC MLF 3F でのバックグラウンド測定の信号事象 (ビーム Michel-e) とそのバックグラウンド。信号事象はビーム時にしか観測されないのに対し, バックグラウンドはビームの有無に依らない。

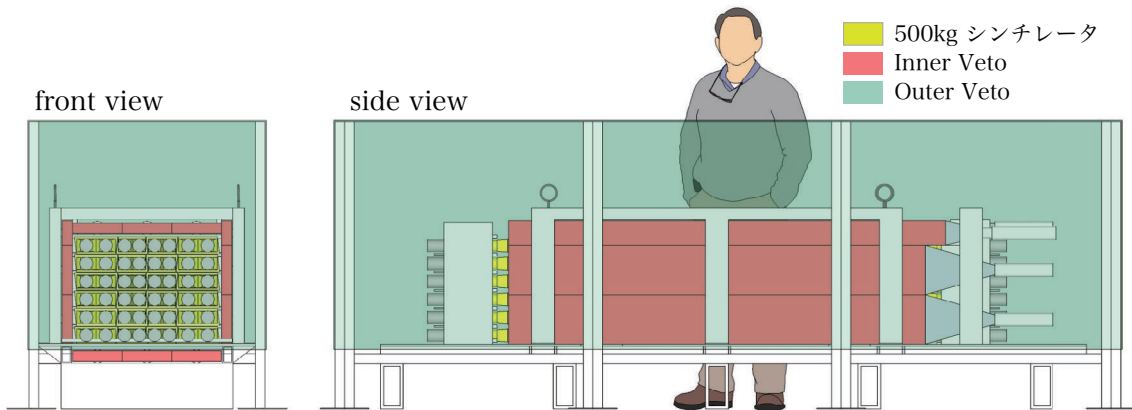


図 11: 500 kg プラスチックシンチレータ検出器の概念図 (左: 正面, 右: 横面)。本体である 500 kg プラスチックシンチレータは Inner Veto と Outer Veto の 2 層のベトーに囲われている。

な差は観測されなかった。これらのアクティビティに対し, さらにオンバンチに前述の要請 2) ( $E_{thres} > 4 \text{ MeV}$ ) を課したのが 図 14 である。非ビーム由来のアクティビティは, ビーム無時のアクティビティに, ビーム有時のオンバンチに該当アクティビティがアクシデンタルに存在する確率 3.1% を乗ずることによって見積もった。これらの結果を表 4 にまとめた。すべてのカット適用後のビーム時, 非ビーム由来のバックグラウンドはそれぞれ  $(4.6 \pm 1.5) \times 10^{-7}/\text{spill}$ ,  $(4.9 \pm 0.3) \times 10^{-7}/\text{spill}$  とコンシステントであり, これによりビームバンチ後  $1 < t[\mu\text{s}] < 10$  に対して  $4.7 \times 10^{-7}/\text{spill}$  (90% C.L.) の上限値を得た。

ビームの有無に依らず先発事象候補として残る事象についても調べた。これらは先発, 後発事象の起源が異なる偶然同時バックグラウンドの要因となる。図 15 は, ビーム無し時の先発信号候補のエネルギー分布である。荷電粒子ベトーの検出効率は 99.5% 以上であるので, 観

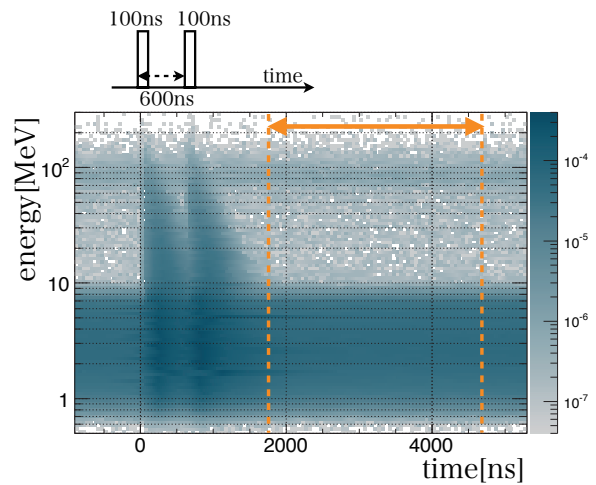


図 12: J-PARC MLF 3F で観測されたアクティビティのエネルギーと時間の相関図。0 ns 付近の二つの集団が, 陽子ビームの 2 バンチ構造に対応する。最初のバンチの立ち上がりから  $1.75 < t[\mu\text{s}] < 4.65$  のアクティビティが本測定の事象候補である。



表 4: ビーム高速中性子由来の Michel electron 測定結果。

#/spill/300 kW	ビーム有	ビーム無	ビーム有無の差
荷電ベトー適用前	$(1.68 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(1.64 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(4.0 \pm 4.2) \times 10^{-6}$
荷電ベトー適用後	$(1.58 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(1.52 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(0.6 \pm 1.3) \times 10^{-6}$
+オンバンチカット	$(4.6 \pm 1.5) \times 10^{-7}$	$(4.9 \pm 0.3) \times 10^{-7}$	$(-0.3 \pm 1.6) \times 10^{-7}$

測されたイベントは宇宙線起源の  $\gamma$  線と中性子である。そこでまず東北大学において  $\gamma/n$  の粒子識別が行える液体シンチレータを用いて宇宙線由来の中性子と  $\gamma$  線を分離して測定した [3]。

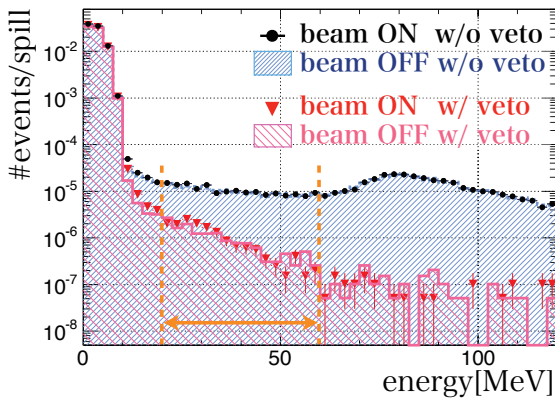


図 13: 先発事象時間領域内のアクティビティのエネルギー分布。丸ドット (細線ハッチ) がビーム有 (ビーム無) 時の荷電粒子ベトー適用前のアクティビティ, 三角ドット (粗線ハッチ) がビーム有 (ビーム無) 時の荷電粒子ベトー適用後のアクティビティである。

そのエネルギー分布,  $\gamma/n$  比を用いて 500 kg プラスチックシンチレータ検出器のシミュレーションを行ったところ, 絶対量 6% 以内で一致した。JSNS<sup>2</sup> 本実験の検出器は  $\gamma/n$  識別能力があり, 中性子を 1/100 以下に抑制することができるため, 先発バックグラウンドの主な要因となるのは  $\gamma$  線である。東北大学で測定した  $\gamma/n$  比を仮定すると先発バックグラウンドとなる  $\gamma$  線は  $(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-6}/\mu\text{s}$  となった。後発バックグラウンド

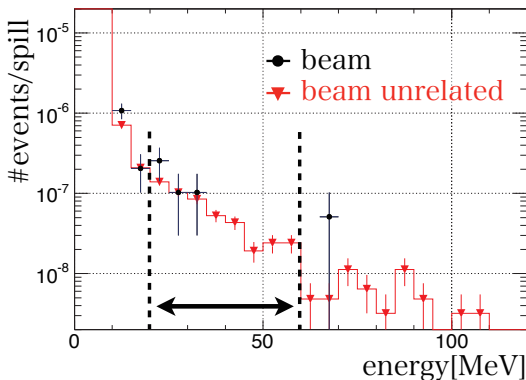


図 14: すべてのカット適用後の先発事象時間領域内のアクティビティのエネルギー分布。丸ドット, ヒストグラムがそれぞれビーム時, 非ビーム由来である。

についても測定を行った。図 16 はビーム有時の後発事象領域近辺のエネルギー分布である。後発事象のエネルギー領域:  $7 < E[\text{MeV}] < 12$  に多くのビーム由来の  $\gamma$  線が観測され, これらは検出器下のコンクリートが発生源であることが示唆された。

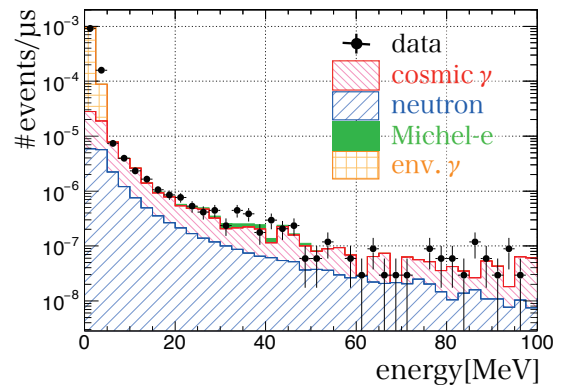


図 15: ビーム無し時の先発信号候補のエネルギー分布。丸ドットがバックグラウンド測定の結果。ヒストグラムは下から, 中性子, 宇宙線起源  $\gamma$  線, 環境  $\gamma$  線, Michel electron, のモンテカルロシミュレーションである。 $\gamma$  線, 中性子の比は東北大学での液体シンチレータを用いた測定で決定した。

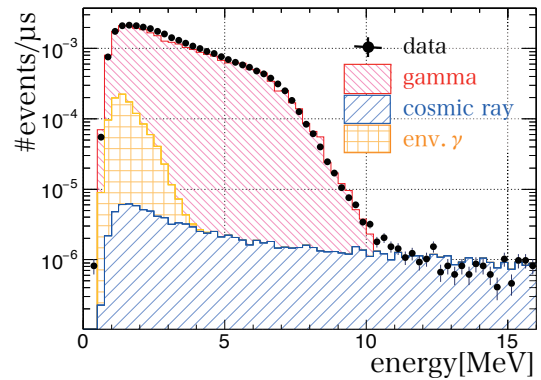


図 16: 後発バックグラウンドのエネルギー分布。丸ドットが測定データ。ヒストグラムは下から, 宇宙線, 環境  $\gamma$  線, ビーム由来の  $\gamma$  線のモンテカルロシミュレーションである。

図 12 が示すようにバンチタイミングから 40 ms 後<sup>4</sup>も, エネルギー分布の量, 形共にほとんど変わっていない。観測された事象数は  $(8.26 \pm 0.07) \times 10^{-4}/\mu\text{s}$  である。また, 別途小さなシンチレータの測定に於いて, 遮蔽体 (鉛ブロック) の配置や厚みを最大 10 cm 厚まで変えながらこの  $\gamma$  線に対する遮蔽効果を確認したところ [3],

<sup>4</sup>陽子ビームの繰り返しレートは 25 Hz であるため, バンチタイミングから 40 ms 後の状況は, バンチの直前を見れば良い。

本実験では検出器下に 12.5 cm の鉛を敷くことにより十分低いレベルに抑えられることが分かった。

### 3.4 結果

今回のバックグラウンド測定結果を踏まえた、JSNS<sup>2</sup> 実験 5 年間の信号、バックグラウンド数の見積もりを表 5 に示す。主要なニュートリノ起源のバックグラウンドである  $\mu^-$  からの  $\bar{\nu}_e$  と比べ、ほかのバックグラウンド数は低いレベルに抑えることができることが分かった。比較のため、JSNS<sup>2</sup> 実験で最も感度がよくなる場合 ( $\Delta m^2 = 2.5 \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.003$ ), LSND のベストフィットの場合 ( $\Delta m^2 = 1.2 \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.003$ ), 2 つのパラメータセットについての信号事象の見積もりも合わせて載せた。

最後に予想される JSNS<sup>2</sup> 実験の到達感度について述べる。はじめに各振動パラメータ ( $\Delta m^2$ ,  $\sin^2 2\theta$ ) について、信号事象、およびバックグラウンドの予想されるエネルギー分布を足し合わせた分布を作成する。図 17 は前述の二つのパラメータセットについての予想されるエネルギー分布の例である。これらの分布に対して、ニュートリノ振動が無かった場合に排除できる領域を示したのが図 18 である。系統誤差として信号事象の  $\bar{\nu}_\mu$  のフラックスの誤差として 10%,  $\bar{\nu}_e$  バックグラウンドのフラックスの誤差として 50% を考慮した。LSND の示唆するほぼ全領域に対して  $3\sigma$  以上の感度,  $\Delta m^2 > 2 \text{ eV}^2$  に至っては  $5\sigma$  の感度を達成することが期待される。

## 4 まとめ

JSNS<sup>2</sup>(J-PARC E56) 実験は、J-PARC MLF での特徴的なパルスビームと Gd を溶かした液体シンチレータを使用することで、信号・バックグラウンド比を LSND 実験に比べて大幅に改善し、LSND 実験結果の完全なる肯定または否定を目指す。この実験では、新しいビームラインも検出器建屋も必要がないため、検出器を設置しさえすれば有用な結果が出るというコストパフォーマンスの高さが売りである。そのため、世界に先駆けて  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  モードの結果をタイムリーに出していくことができる。また、共同研究者に MLF の関係者が多く、施設チームと共同で実験を進めていく雰囲気に満ちていることや KamLAND, Double Chooz 実験や Daya Bay 実験の検出器作製に関わったものが出て、検出器作製の点からも強力なチームとなっている点も大きな強みとなっている。実際に、2013 年に提出した proposal [5] には、実験で使用する光電子増倍管やエレクトロニクスなどが既にかかなり詳しく述べられており、また、2014 年の 12 月の PAC へ提出したレポート [4] には、検出器タ

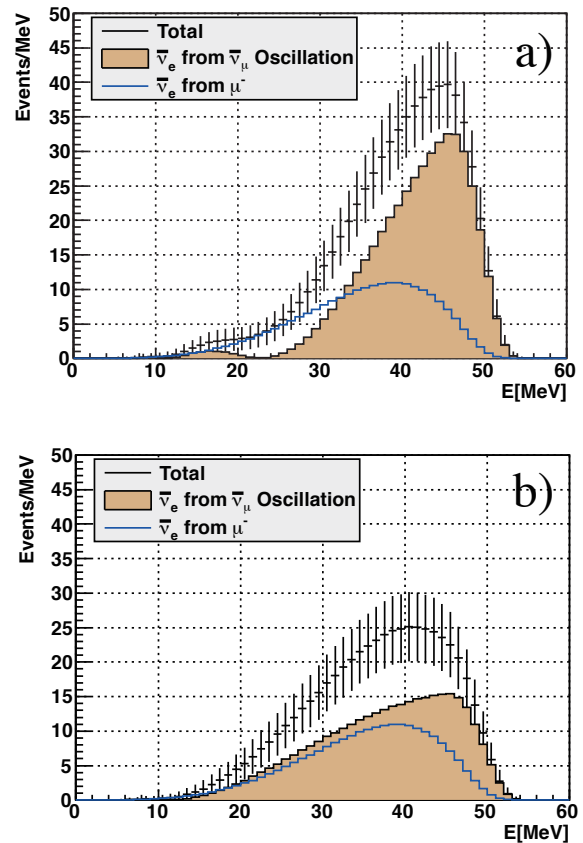


図 17: JSNS<sup>2</sup> 実験で期待される信号とバックグラウンドのエネルギー分布 (MW×5 年)。2 つの振動パラメータセットについて載せた。a) JSNS<sup>2</sup> 実験で最も感度が良くなる場合:  $\Delta m^2 = 2.5 \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.003$ , b) LSND 実験のベストフィットの場合:  $\Delta m^2 = 1.2 \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0.003$ 。最も支配的なバックグラウンドである  $\mu^-$  崩壊から直接出てくる  $\bar{\nu}_e$  のみを表示している。

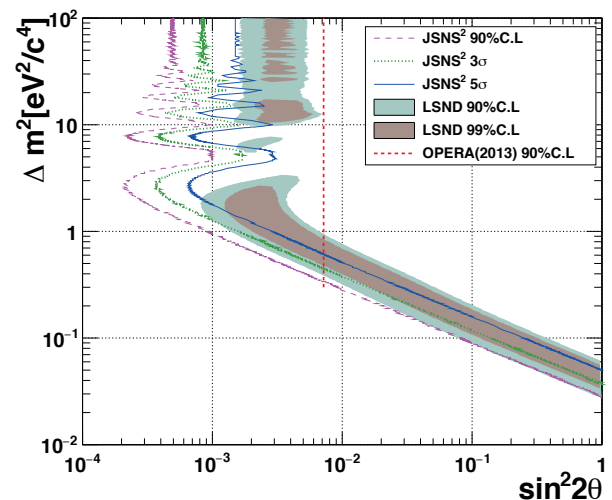


図 18: MW × 5 年での JSNS<sup>2</sup> 実験の到達感度の見積もり。感度の線は左から、90% C.L.,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  に対応する。

表 5: JSNS<sup>2</sup> 実験のバックグラウンドと信号事象数の見積。いずれも 50 t の有効体積, MW ×5 年での数字である。

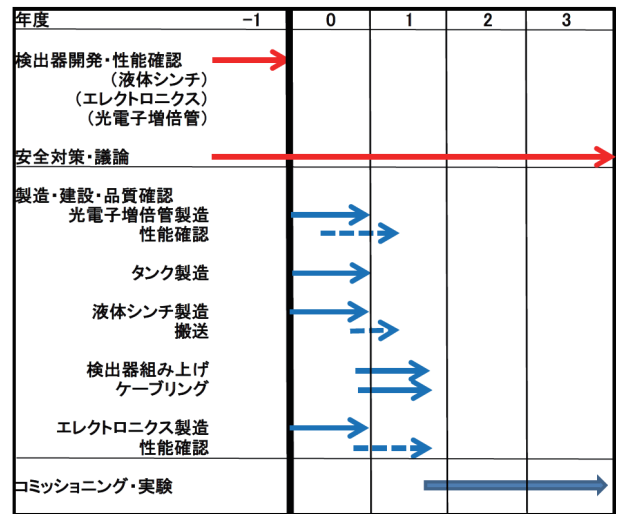
	Contents	#/50 t/5yrs/MW	コメント
BG	$\bar{\nu}_e$ from $\mu^-$	<b>233</b>	主たるバックグラウンド
	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	15	
	Beam Michel-e	<b>≤13 (90% C.L.)</b>	今回の直接測定に基づく
	Cosmic fast n	<b>33</b>	今回の直接測定に基づく
	Accidental	<b>32</b>	今回の直接測定に基づく
Signal	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	470	$\Delta m^2 = 2.5 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 0.003$ (JSNS <sup>2</sup> best sensitivity values)
		336	$\Delta m^2 = 1.2 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 0.003$ (LSND best fit values)

ンクのデザインや強度計算が詳しく述べられている。これらは、テクニカルデザインレポート (TDR) に掲載されるべきことの一部分が既に前倒しで議論されているということであり、ほかの実験での検出器作製経験が為せる技であると言える。

現在の状況を述べる。昨年 12 月に行われた第 19 回 J-PARC PAC で、前章で述べたバックグラウンド測定の結果を発表した。この結果を受け、ステージ 1 アプローチを獲得し、J-PARC から正式な実験として認められた。これに伴い、新しい正式実験 J-PARC E56 (JSNS<sup>2</sup>) 実験が誕生した。現在、実際の実験遂行へと爆走中であり、すべての実験要素が 1.5 年程度で揃うことをかんがみて、2018 年の実験開始を目指している。図 19 には、予算が付いた時点の時間を 0 原点とした工程表を掲載する。

また、最近 2015 年 1 月に、J-PARC の 3 GeV 加速器 (RCS) での試験運転において、初期性能である 1 MW 相当の陽子ビームの加速に成功し、本方式の加速器として、世界最高性能を大幅に向上した [14] ことも大きな追い風となっている。2015 年 1 月には、通常利用運転 300 kW のビーム強度であったが、2015 年 4 月現在までに 500 kW への増強を達成した。さらにビーム試験を重ね、利用運転時の陽子ビーム強度を徐々に増加させ、1 MW のビーム供給を目指す予定である。

R&D として進んでいるのは、米側と共同で行っている中性子と陽電子の識別能力が高い液体シンチレータの開発である。前述したとおり、ビームから来る中性子はバックグラウンドとして問題ないことを示したが、宇宙線が作り出す高速中性子は proposal にあるとおり、100 分の 1 以下にする必要がある。液体シンチレータの陽電子と中性子の発光波形の違い (中性子の方が波形が広い) を使った技術かチェレンコフ光を使った技術を使用する中性子事象の除去を考えている。先行実験で既に性能を実証済みの (チェレンコフ光を使う) 技術を使えば、要求性能は満たすことは理解されているが、実験開始までに現在行っている開発を活かしてさらに高性能なものを

図 19: JSNS<sup>2</sup> (J-PARC E56) 実験の工程表。0 が予算が付いた時間。

作製する。識別向上に必須である早いエレクトロニクスは、既製品より安価な FADC を使うための開発を行うことを考えている。

現実的な実験のオペレーションの面から言うと、この実験で非常に重要な点は、MLF の 3 階で行われる水銀・ミュオン標的や陽子ビーム関連物品などの施設メンテナンス作業と干渉しないように実験を行わなければならない点である。MLF3 階は大型機器取扱い室と呼ばれるメンテナンスエリアであり、特に長期シャットダウン時には大型の遮蔽ブロックや標的関連の大型物品がクレーンで頻りに移動されている。このため、われわれの検出器は、長期シャットダウン時や緊急時には液体シンチレータを入れたまま建屋外に移動しなくてはならない可能性が高い。現在、このような様々な問題点を実験内外の施設関係者と共に洗い出し、どのように対処すべきか検討している段階である。

J-PARC は様々な物理に関するポテンシャルを持った施設であり、未だそのポテンシャルの底は見えないと言っ

て良い。そして、われわれはそのポテンシャルの一部である MLF の良さを最大限に活かした実験を立ち上げたと考えている。そのポテンシャルとこの立ち上がったばかりの実験の熱気を感じながら、いっしょに実験していただける方の参加を心から歓迎いたします。

## 5 謝辞

MLF 内のテスト実験を行うにあたり、多くの人にお世話になりました。前 MLF ディビジョン長の新井さん、現ディビジョン長の二川さんをはじめとして、中性子源グループ、ミュオングループ、利用運転グループの皆様にもいろいろなサポートを受けました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。LEPS2 実験の方々には、プラスチックシンチ 500 kg 分のみならず、光電子増倍管やエレクトロニクスなどを貸していただき、大変ありがとうございました。また、ほかにもケーブル、エレクトロニクス、シンチレータなどを J-PARC ハドロンググループ、京都大学、JAEA、KEK エレクトロニクスシステムグループ、Belle2 実験、T2K 実験からお借りしました。ありがとうございました。

最後に、科研費その他の援助、J-PARC、KEK からのサポートに感謝いたします。

## 参考文献

- [1] <http://research.kek.jp/group/mlfnu/>
- [2] S. Ajimura *et al.*, ArXiv:1502.06324 [physics.ins-det], Feb.23, 2015, 24 pp. (PTEP に掲載決定。)
- [3] M. Harada *et al.*, ArXiv:1502.02255 [physics.ins-det], Feb.8, 2015, 59 pp
- [4] [http://research.kek.jp/group/mlfnu/status\\_report\\_141118.pdf](http://research.kek.jp/group/mlfnu/status_report_141118.pdf)
- [5] M. Harada *et al.*, ArXiv:1310.1437 [physics.ins-det], Oct.4, 2013, 59 pp
- [6] LSND Collaboration, Phys. Rev. D. **64** 112007 (2001)
- [7] Particle Data Group, Chin. Phys. C, **38** 090001 (2014)
- [8] Mark-II Collaboration, Phys. Rev. Lett. **63** 2173 (1989)
- [9] ICARUS Collaboration, ArXiv:1209.0122 [hep-ph], Feb.19, 2013, 10 pp
- [10] K.N. Abazajian *et al.*, ArXiv:1204.5379 [hep-ph], Apr.18, 2012, 281 pp
- [11] F. Ardellier *et al.* (Double Chooz Collaboration), arXiv:hep-ex/0606025
- [12] X. Guo *et al.* (Daya Bay Collaboration), arXiv:hep-ex/0701029
- [13] J.K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), arXiv:hep-ex/1003.1391
- [14] <http://j-parc.jp/ja/topics/2015/Pulse150206.html>