

修士論文

ステライルニュートリノ探索実験 JSNS² における
波形弁別法の開発

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

百々 拓

令和 3 年

概要

現在、ニュートリノとして電子ニュートリノ 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種類が確認されている。これら3つのニュートリノはフレーバー固有状態にあり、3つの質量固有状態の重ね合わせで表せると考えられている。よって、質量固有状態の時間発展から、あるフレーバーが異なるフレーバーへ時間発展するニュートリノ振動が起こる。ニュートリノ振動の観測から得られるパラメータである質量二乗差 Δm^2 は様々なニュートリノ振動実験により測定されており、最も大きい値でも $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$ とされている。しかし、LSND 実験や MiniBooNE 実験は $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 出現モードの観測から $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$ に相当するニュートリノ振動が観測されたと報告している。この質量二乗差は既存の質量二乗差の100倍以上に相当し、既存の物理学では説明ができない。そこで、弱い相互作用をするニュートリノの世代数が3であることを踏まえ、新たなニュートリノの存在として弱い相互作用をしないニュートリノ (ステライルニュートリノ) の存在が考えられることとなった。ステライルニュートリノの存在を示唆する実験はいくつか存在するが、その存在を確証するまでには至っていない。

JSNS² 実験は茨城県東海村にある大型加速器施設 J-PARC 内の物質・生命科学実験施設 (MLF) で行われているステライルニュートリノ探索実験である。 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を逆 β 崩壊で検出するという点、ニュートリノ源として μ^+ の静止崩壊を利用するという点に加え、ニュートリノのエネルギーの範囲という点でもはじめてステライルニュートリノの存在が示唆された LSND 実験と完全に同一になっている。また、LSND 実験と同様の原理を利用しながらも、ガドリニウムの中性子捕獲により中性子の信号を観測する、発光量が大きくエネルギー分解能が良い液体シンチレータを用いる、など多くの改良がなされており、LSND 実験よりも信頼度が高い結果を得られる。JSNS² 実験では、LSND 実験の直接検証という形でのステライルニュートリノ探索を行っている。

JSNS² 実験はすでにデータ取得を開始しており、2021 年 1 月から 6 月には初となる長期物理ランを行った。現在取得したデータに対する解析が進んでおり、背景事象に対する解析の結果として、宇宙線に由来する高速中性子が大きな背景事象となっていることが確認できた。そこで、高速中性子をステライルニュートリノ探索の信号と弁別する手段として、実際に JSNS² 実験で取得したデータを用いて波形弁別法を開発した。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 ステライルニュートリノ	1
1.1.1 ニュートリノ振動	1
1.1.2 ステライルニュートリノの存在を示唆する実験結果	4
1.2 現在計画中・進行中のステライルニュートリノ探索実験	5
1.3 本論文の構成	6
第 2 章 J-PARC MLF 中性子源を用いたステライルニュートリノ探索実験： JSNS²	7
2.1 実験概要	7
2.2 JSNS ² に用いるニュートリノ源	10
2.2.1 MLF の陽子ビームと水銀標的	10
2.2.2 ニュートリノ振動後のエネルギースペクトル	14
2.3 反電子ニュートリノの検出原理	15
2.4 検出器の設置場所	16
第 3 章 JSNS² 検出器と実験のセットアップ	18
3.1 検出器の構造	18
3.2 光電子増倍管	19
3.3 液体シンチレータ	20
3.4 データ取得	21
3.5 Slow Control and Monitoring System: SCMS	23
3.6 液漏れ監視システム	25
第 4 章 2021 年 1 月から 6 月の長期物理ラン	27
4.1 DIN の追加	27
4.2 窒素バブリングと窒素フロー	28

4.3 シフト	33
第 5 章 JSNS² で得られた基礎データ	34
5.1 検出器較正	34
5.2 JSNS ² における背景事象	36
5.2.1 相関的背景事象	37
5.2.2 偶発的背景事象	38
第 6 章 JSNS² における波形弁別法の開発	39
6.1 本章の流れについて	39
6.2 波形弁別法 (PSD) の原理	39
6.3 JSNS ² で得られる信号波形	41
6.4 波形弁別法開発に使用したサンプルデータ	42
6.5 JSNS ² における波形弁別法の原理	44
6.5.1 確率密度関数 (PDF) の作成	45
6.5.2 最尤法を用いたスコアの計算方法	46
6.5.3 波形弁別法に使用する光量の範囲	48
6.6 波形弁別法による解析の流れについて	49
6.7 波形弁別法に使用するイベントの選別	49
6.8 波形の電荷依存性	55
6.9 高エネルギーミューオンによる影響を受けたイベントの分類	57
6.10 波形弁別法を用いた実際の解析	63
6.11 波形弁別能力の解析結果	66
第 7 章 まとめと展望	71
7.1 まとめ	71
7.2 展望	71
謝辞	73
参考文献	i

図目次

2.1	J-PARC の陽子ビームライン (鳥瞰図)	8
2.2	ステライルニュートリノの有無と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率	9
2.3	MLF の中性子源構造	11
2.4	MLF の水銀標的	12
2.5	水銀標的で生成されるニュートリノのエネルギースペクトル	13
2.6	水銀標的で生成されるニュートリノの時間依存性	13
2.7	基線長 $L = 24\text{m}$ で Δm^2 が 0.5, 2.5, 3.5, 4.5 eV ² の場合の $\bar{\nu}_e$ のエネルギー スペクトル	15
2.8	逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図	16
2.9	MLF 3F の平面図	17
2.10	MLF 夏季メンテナンスに伴う JSNS ² 検出器の搬出入のイメージ図	17
3.1	JSNS ² 検出器の概念図	19
3.2	JSNS ² 検出器において optical separator の内側に設置されている光電子 増倍管 (96 本) の配置図	20
3.3	JSNS ² におけるデータ取得回路の概略図	21
3.4	JSNS ² におけるトリガー回路の概略図	22
3.5	セルフトリガーのトリガー効率	23
3.6	JSNS ² における Slow Control and Monitoring System の概略図	24
3.7	JSNS ² における HV の電圧の監視画面	25
3.8	液漏れ監視システムの画面表示	26
4.1	DIN 追加時の様子	28
4.2	酸素濃度と発光量の関係	29
4.3	バイアル測定時の窒素バブリング前後の波形弁別能力	29

4.4	検出器の気層部分の構造	30
4.5	2021 年 1 月から 3 月における酸素濃度計と差圧計の数値の変化	31
4.6	窒素バブリングの概略図	31
4.7	窒素バブリング中の気層部分の酸素濃度計の数値の変化	32
4.8	Gd の宇宙線由来の高速中性子捕獲による γ 線 (8 MeV) の光量	33
5.1	JSNS ² で使用している Cf 線源	35
5.2	JSNS ² で使用しているキャリブレーションシステム	35
5.3	再構成されたエネルギーと高さ	36
6.1	通常の波形弁別法のイメージ図	40
6.2	信号波形 (combined waveform)	41
6.3	ME のエネルギーと時間相関の分布	43
6.4	FN のエネルギーと時間相関、空間相関の分布	43
6.5	JSNS ² における波形弁別法のイメージ図	45
6.6	確率密度関数 (PDF) の例	46
6.7	最尤法 (likelihood) によるスコア計算のイメージ図	47
6.8	PE 数が小さい波形の例	49
6.9	DIN 領域の ME と非 DIN 領域の ME の平均波形	51
6.10	アクリルタンク内外のイベントのイメージ図	51
6.11	$1400 < R < 1600\text{mm}, z < 600\text{mm}$ の ME の場合の DIN likelihood に よって得られるスコアの分布	52
6.12	各 R^2 領域における ME の DIN イベントの割合	54
6.13	各 z 領域における ME の DIN イベントの割合	54
6.14	R 方向一定範囲の各領域における電荷の分布	55
6.15	PE 数ごとのピークとの電荷比 (Q_{ratio}) の分布の例	56
6.16	PE 数が小さいときと大きいときにおけるピークとの電荷比 (Q_{ratio}) の分 布 (PDF) の例	56
6.17	高エネルギーミューオンにより生成される afterpulse とそのエネルギー	58
6.18	高エネルギーミューオンによりペデスタルに生成される afterpulse の例	59
6.19	通常の ME、afterpulse がある ME、FN の信号波形	60
6.20	各イベントの電荷の和の比の例	62
6.21	normal ME、high ME、FN の PDF の例	63

6.22 近い時期に取得された 2 つのデータセットから得られた PSD スコアの分布	66
6.23 PSD スコアの分布の詳細	67
6.24 近い時期に取得された 2 つのデータセットから得られた波形弁別能力 . . .	68
6.25 5 つのデータセットを用いて得られた波形弁別能力	70

表目次

1.1	ステライルニュートリノの存在を示唆する実験とその結果	5
5.1	Cf を用いて得られたエネルギー、位置分解能	36
6.1	波形弁別法開発に使用したサンプルの選択条件の詳細	42
6.2	近い時期に取得された 2 つのデータセットから得られた PSD の結果 . . .	68
6.3	4 つのデータセットから得られた PSD の結果	69

第 1 章

序論

1.1 ステライルニュートリノ

1.1.1 ニュートリノ振動

現在確認されているニュートリノは、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 種類である。この 3 種のニュートリノはフレーバー固有状態にあり、質量固有状態 $^t(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ の重ね合わせで次のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ここで、式 (1.1) 中の U_{MNS} は牧・中川・坂田行列と呼ばれ、各質量固有状態の混合を表している。 U_{MNS} は各質量固有状態間のニュートリノ混合角 θ_{ij} と CP 対称性の破れを表す位相因子 δ を用いて次のように表せる。

$$\begin{aligned} U_{\text{MNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \\ &\quad (s_{ij} = \sin \theta_{ij}, \quad c_{ij} = \cos \theta_{ij}) \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで、質量固有状態の時間発展はエネルギー固有値 E_i を用いて Schrödinger 方程式

より

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle &= \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle \\ &= E_i |\nu_i(t)\rangle \end{aligned} \quad (1.3)$$

と表せる。また、一般解は $t = 0$ の状態を用いて

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-iE_i t} \quad (1.4)$$

と表せる。

フレーバー固有状態である 3 種のニュートリノは質量固有状態の重ね合わせで与えられる。したがって、フレーバー α の時間発展は他のフレーバー β を用いて次のように表せる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i(t=0)\rangle e^{-iE_i t} \\ &= \sum_{\beta} \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} |\nu_\beta(t=0)\rangle e^{-iE_i t} \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここで、ニュートリノの質量 m_i は運動量 $\mathbf{p}$ に対して十分小さいため、エネルギー固有値 E_i はニュートリノのエネルギー E を用いて

$$E_i = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m_i^2} \sim |\mathbf{p}| + \frac{m_i^2}{2|\mathbf{p}|} \sim E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.6)$$

と近似できる。また、ニュートリノの飛行時間 t は飛行距離 L を用いて $t \sim \frac{L}{c}$ と表せる。よって、ニュートリノの振動確率は式 (1.5) と質量二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ 、クロネッカーのデルタ $\delta_{\alpha\beta}$ を用いて

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\ &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

と表せる。この振動の位相 Φ_{ij} は

$$\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} = \frac{\Delta m_{ij}^2 c^4 L}{4\hbar c E} = 1.27 \times \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \times L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \quad (1.8)$$

となる。

質量二乗差 Δm_{ij}^2 は太陽ニュートリノ、加速器ニュートリノ、大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノのニュートリノ振動の観測より以下のようにになっている [1]。

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2 \\ \Delta m_{32}^2 &= \begin{cases} (2.453 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{eV}^2 & (\text{順階層}) \\ (-2.536 \pm 0.034) \times 10^{-3} \text{eV}^2 & (\text{逆階層}) \end{cases} \end{aligned} \quad (1.9)$$

一方、LSND 実験 [2] と MiniBooNE 実験 [3] より、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 出現モードの観測から $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$ に相当するニュートリノ振動が観測されたと報告されている。これは現在確認されているニュートリノ振動の Δm^2 (式 (1.9)) の 100 倍以上の大きさに相当する。この質量二乗差を説明するためには新たなニュートリノの質量固有状態を考える必要があるが、 Z^0 ボゾンの崩壊幅の測定を行った LEP 実験 [4] より、弱い相互作用をするニュートリノの世代数が 3 であることがわかっている。したがって、新たなニュートリノとして、弱い相互作用をしないニュートリノ (ステライルニュートリノ) ν_s の存在が考えられることとなった。

ステライルニュートリノを含めた 4 種のニュートリノについて考えると、フレーバー固有状態 (式 (1.1)) は以下のように拡張される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

よって、ステライルニュートリノを考慮した $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{ei} U_{\mu i}^* U_{ej}^* U_{\mu j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{ei} U_{\mu i}^* U_{ej}^* U_{\mu j}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

となる。

ここで、 $m_4 \gg m_{1,2,3}$ と $U_{s4} \sim 1 \gg U_{f4}$ ($f = e, \mu, \tau$) を仮定すると、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\sim 4|U_{e4}|^2|U_{\mu4}|^2 \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin\left(1.27 \times \frac{\Delta m^2[\text{eV}^2] \times L[\text{m}]}{E[\text{MeV}]}\right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

となる。

1.1.2 ステライルニュートリノの存在を示唆する実験結果

Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND) 実験 [2] は世界で初めて $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ のニュートリノ振動と、ステライルニュートリノの存在を示唆した。

LSND 実験では μ^+ の静止崩壊 (式 (1.13)) から生じる $\bar{\nu}_\mu$ からニュートリノ振動によって出現する $\bar{\nu}_e$ の観測を行った。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.13)$$

生成されたおよそ 20 MeV から 60 MeV のエネルギーを持つニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) をニュートリノ源から 30 m 離れた地点に設置された 167 t の液体シンチレータで観測することでニュートリノ振動を測定している。実験結果として、 $87.9 \pm 22.4(\text{stat.}) \pm 6.0(\text{syst.})$ 事象の $\bar{\nu}_e$ 超過 (3.8σ) が報告されている。

LSND 実験で報告されたステライルニュートリノの存在についての検証として Mini-BooNE 実験 [3] が行われた。MiniBooNE 実験ではニュートリノ源から 541 m 離れた地点に設置された 800 t のミネラルオイル (CH_2) を用いたチェレンコフ検出器でニュートリノの観測を行った。実験結果として、エネルギーが 200 から 1250 MeV であるニュートリノについて $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ で 381.2 ± 85.2 事象 (4.5σ) の超過、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ と合わせて 460.5 ± 99.0 事象 (4.7σ) の超過が報告されている [5]。

その他、表 1.1 にあるようにいくつかの実験からステライルニュートリノの存在が示唆されているが、存在を確証するまでには至っていない。

表 1.1 ステライルニュートリノの存在を示唆する実験とその結果。

実験	ニュートリノ源	振動モード (信号)	σ
LSND	μ decay at rest	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	3.8σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	4.5σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e \ \& \ \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	4.7σ
Gallium/SAGE	e capture	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	2.7σ
Reactor	β decay	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	3.0σ

1.2 現在計画中・進行中のステライルニュートリノ探索実験

現在、ステライルニュートリノの探索のための様々な実験が世界中で進められている。

例えば、Fermilab の Booster Neutrino Beam (BNB) を用いた Short-Baseline Neutrino (SBN) Program[6] では、共通のニュートリノ源から出るニュートリノを異なる位置にある複数の Liquid Argon Time Projection Chamber (LArTPC) 検出器で観測することでステライルニュートリノの探索を行う。SBN ではニュートリノ源から 110 m の位置にある Short-Baseline Near Detector (SBND) の検出器、470 m の位置にある Micro Booster Neutrino Experiment (MicroBooNE) 検出器、600 m の位置にある Imaging Cosmic And Rare Underground Signals (ICARUS: ICARUS-T600) 検出器における $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動を測定する。

また、同一のビームラインでほぼ同じ基線長である MicroBooNE と MiniBooNE 間の解析も進んでいる [7]。MicroBooNE は MiniBooNE で見られた $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ に振動するような事象は見られなかったと発表しており、なぜ 2 つの実験から異なる結果が得られたのかななどを精査する必要がある。

Gallium としては Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST)[8] が進行中である。こちらは SAGE の実験と全く同じ結果が得られたという報告を行っている。

Reactor 実験としては、DANSS[9], STEREO[10], PROSPECT (PROSPECT-II)[11], Neutrino-4[12] などの実験が計画・進行中であり、世界中で測定や解析が進められている。Neutrino-4 は肯定的な結果を、他は否定的な振動パラメータ領域を示しつつあり、結果のさらなる更新に注視が必要である。

1.3 本論文の構成

本論文では、2 章で JSNS² の概要について述べ、3 章で JSNS² の検出器とセットアップについて述べる。また、4 章で初の長期物理ラン期間中のオペレーションについて述べ、5 章でデータ取得を通して得られた基礎データについて述べる。最後に、6 章で背景事象削減のための波形弁別法の開発について述べ、7 章でまとめと展望について述べる。

第 2 章

J-PARC MLF 中性子源を用いたステ ライルニュートリノ探索実験： JSNS²

2.1 実験概要

JSNS² 実験は茨城県東海村にある大型加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) 内の物質・生命科学実験施設 (Materials and Life science experimental Facility: MLF) で行われる。MLF の水銀標的から生成されるニュートリノが短距離で振動するかどうかを観測することで、LSND 実験や MiniBooNE 実験などで示唆された $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ に相当するステライルニュートリノに関連するニュートリノ振動の探索を行うことを目的としている。

8 第2章 J-PARC MLF 中性子源を用いたステライルニュートリノ探索実験：JSNS²



図 2.1 J-PARC の陽子ビームライン [13]。JSNS² は中央の物質・生命科学実験施設 (MLF) 内で行われる。リニアックで 400 MeV まで加速された陽子ビームが 3 GeV シンクロトロンでさらに加速され MLF まで届けられる。

図 2.1 は J-PARC の陽子ビームラインを表している。陽子ビームはリニアック内で 400 MeV まで加速された後、3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron: RCS) でさらに 3 GeV まで加速される。加速された陽子ビームの大多数が MLF へと届けられ、MLF の水銀標的に照射されると、 π^+ が生成される。 π^+ は水銀標的の中で崩壊して μ^+ を生成する。さらに、 μ^+ は水銀標的の中で静止崩壊して $\bar{\nu}_\mu$ を生成する。

生成される $\bar{\nu}_\mu$ は 0 から 52.8 MeV のエネルギーを持ち、標準的な 3 世代のニュートリノのみでは短距離では $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ とならない。重いニュートリノ (ステライルニュートリノ) が存在する場合、短距離で $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ となり第 4 の質量固有状態を介して反ミューニュートリノから反電子ニュートリノが出現する確率が大きくなる。図 2.2 はステライルニュートリノの有無と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率の関係を表している。ステライルニュートリノが存在する場合は短距離における振動確率が大きくなる。

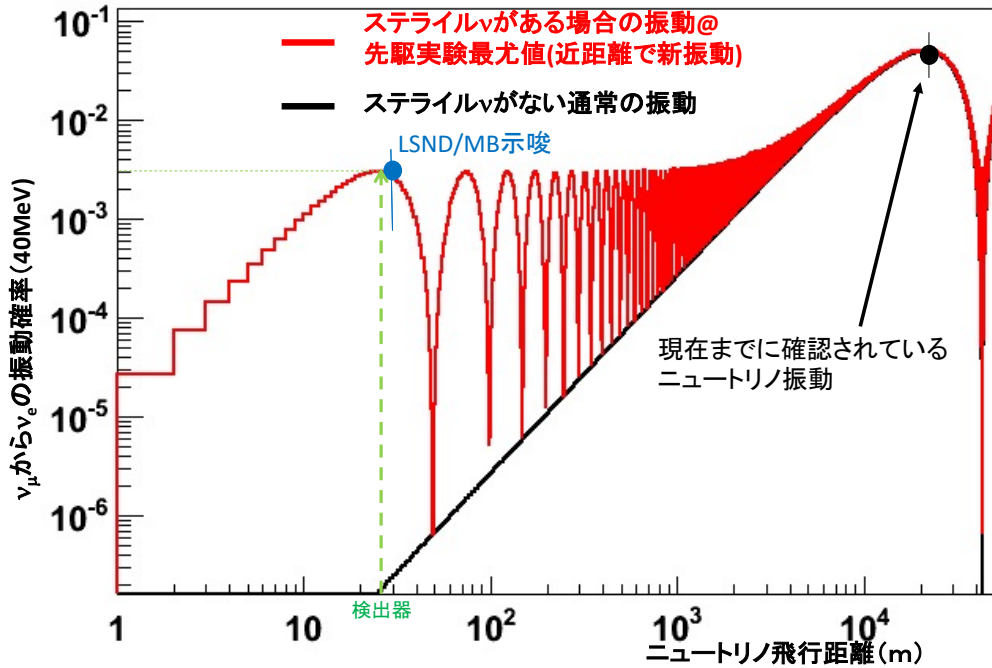


図 2.2 ステライルニュートリノの有無と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率。ニュートリノのエネルギーは 40 MeV、ステライルニュートリノのパラメータは先駆実験の最尤値となっている。図中の緑線は JSNS² の検出器の位置 (24m) を示している。ステライルニュートリノが存在する場合、短距離における振動確率が大きくなる。

JSNS² では J-PARC MLF 3F 大型機器取扱室内の水銀標的から 24m 離れた位置に検出器を置いている。検出器内の計 48t の液体シンチレータにより $\bar{\nu}_e$ による逆 β 崩壊を観測することでステライルニュートリノの探索を行う。

JSNS² のステライルニュートリノ探索原理は、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を逆 β 崩壊で検出するという点、ニュートリノ源として μ^+ の静止崩壊を利用するという点に加え、ニュートリノのエネルギーの範囲という点でもはじめてステライルニュートリノの存在が示唆された LSND 実験と完全に同一になっている。LSND 実験と同様の原理を利用しながらも、ガドリニウムの中性子捕獲により中性子の信号を観測する、発光量が大きくエネルギー分解能が良い液体シンチレータを用いる、など多くの改良がなされており、LSND 実験よりも信頼度が高い結果を得られる。ステライルニュートリノの存在を示唆した LSND 実験の直接的な検証を行うという意味でも JSNS² 実験は重要である。

2.2 JSNS² に用いるニュートリノ源

3 GeV まで加速された陽子ビームが MLF の水銀標的に照射されると π^+ が生成される。生成された π^+ が μ^+ に崩壊した後、その μ^+ が静止崩壊 (Decay-At-Rest: DAR) し、式 (2.1) のように $\bar{\nu}_\mu$ が生成される。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e\end{aligned}\tag{2.1}$$

JSNS² では MLF の水銀標的から生成されるこの $\bar{\nu}_\mu$ をニュートリノ源として利用してステライルニュートリノの探索を行う。これには、以下のような利点が存在する。

- 陽子ビームのパワーが 1 MW (デザイン値) と大きいことから LSND 実験と比べて大きいニュートリノフラックスが見込める。
- ビームによって生成される π^- と μ^- はそれぞれ水銀標的中で原子核に吸収される。したがって、背景事象となりうる μ^- の崩壊から生じる $\bar{\nu}_e$ の事象数を抑えることができる。
- 短パルスビームであるため、ビームのタイミングを外すことで寿命が短い K や π の崩壊から生成されるニュートリノを除外することができる。また、ビーム後 10 μ s 後から 40 ms までの時間に起こった事象を排除することにより、宇宙線に由来する背景事象を大きく除去することができる。したがって、寿命が比較的長い μ^+ の DAR から生じる $\bar{\nu}_\mu$ のみを選択することができる。
- $\mu^\pm$ の静止崩壊 (三体崩壊) はよく理解されており、生成されるニュートリノのエネルギースペクトルや反応断面積もよく理解されている。

以下では MLF の性質と MLF で生成されるニュートリノの性質について詳述する。

2.2.1 MLF の陽子ビームと水銀標的

MLF において、陽子ビームは各 spill ごと (MLF の方向へ陽子ビームが 1 回射出されるたび) に 600 ns 間隔で 2 つの 100 ns のパルスとして水銀標的に照射される。また、spill の間隔は 40 ms となっており、陽子ビームは 25 Hz で MLF の方向へ射出される。この陽子ビームがビーム強度 1 MW で 5000 h/year 稼働した場合、年間 3.7×10^{22} の陽子が水銀標的に照射されることになる。

図 2.3 は MLF の中性子源構造を表している。水銀標的の周りには Be 反射体が設置されている。また、 γ 線遮蔽のための鉄シールドが設置されている。図 2.4 は MLF の水銀

標的を表している。

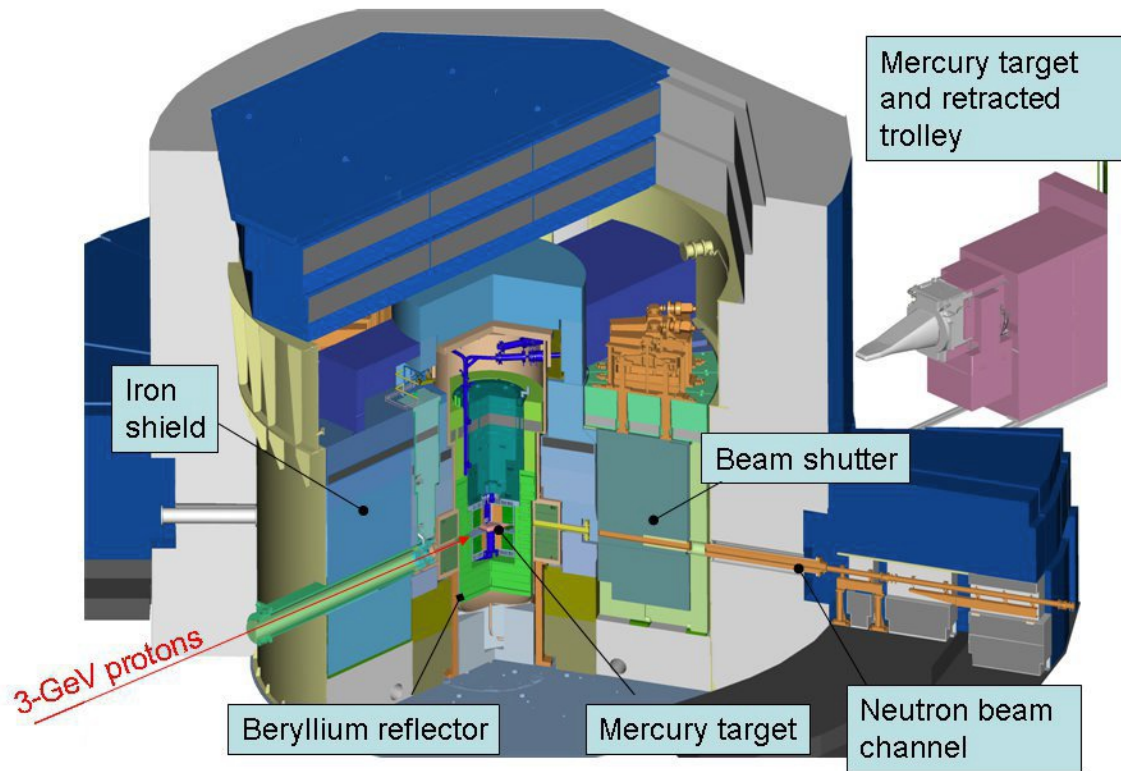


図 2.3 MLF の中性子源構造 [14]。

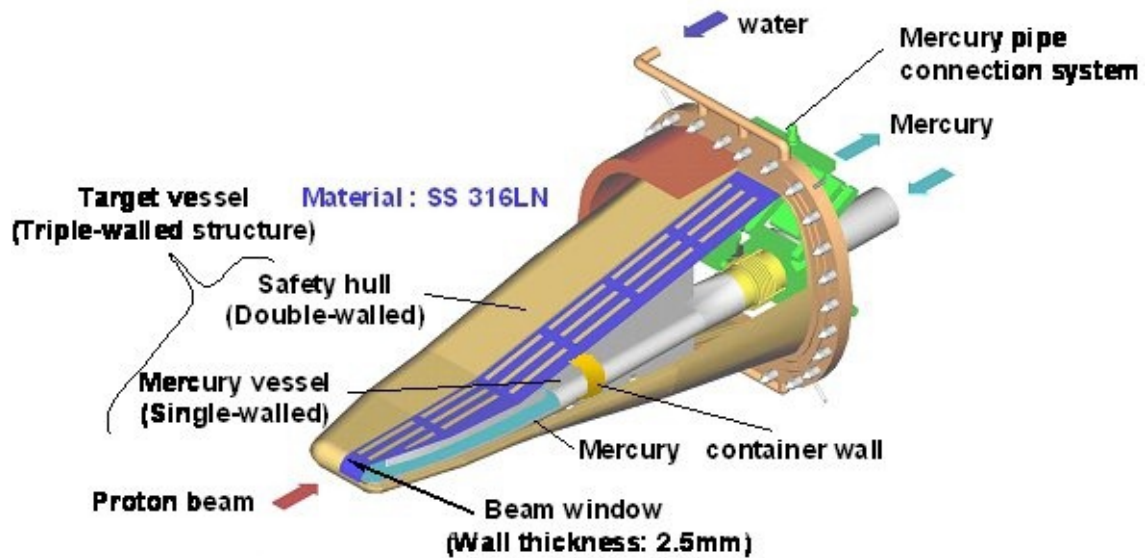


図 2.4 MLF の水銀標的 [14]。

水銀標的では陽子ビームの照射によってニュートリノが生成される。図 2.5 は Geant4 での計算に基づく水銀標的で生成されるニュートリノのエネルギースペクトルを表している。横軸はエネルギー (MeV)、縦軸はターゲットに照射された陽子 1 個 (Proton-On-Target: POT) ごとのニュートリノの数を表している。

また、生成されるニュートリノは、親寿命の寿命によって生成されるタイミングが異なる。図 2.6 は水銀標的で生成されるニュートリノの時間依存性を表している。横軸はビームタイミングからの経過時間 (ns)、縦軸は POT ごとのニュートリノの数を表している。 μ^+ は π^+ や K のおよそ 100 倍の寿命 (~ 2200 ns) を持つことから、ビームタイミングから十分に時間が経過した後のニュートリノのみを利用することで μ^+ から生成されるニュートリノのみを選択することができる。JSNS² ではビームタイミングから $1\mu\text{s}$ 後かつ $10\mu\text{s}$ 以内のニュートリノを利用する。なお、これは μ^+ を親とするニュートリノ全体の 74% に相当する。

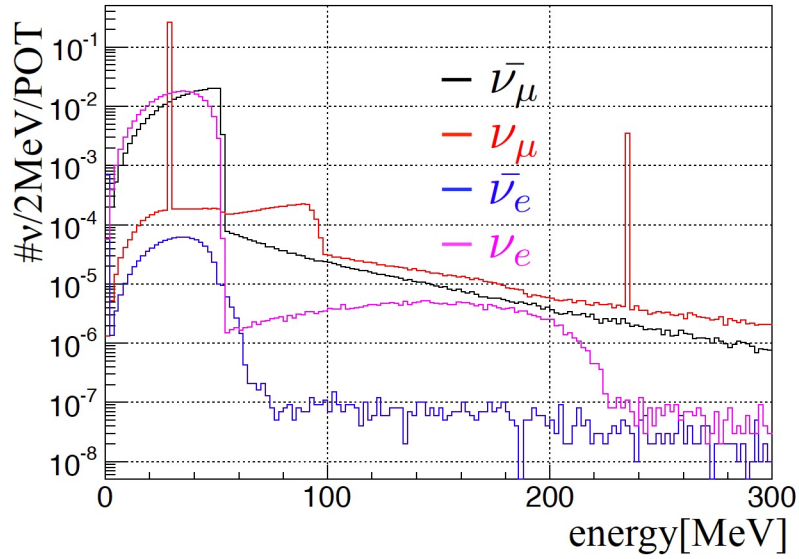


図 2.5 Geant4 での計算に基づく水銀標的で生成されるニュートリノのエネルギースペクトル [15]。横軸はエネルギー (MeV)、縦軸は POT ごとのニュートリノの数を表している。黒線は $\bar{\nu}_\mu$ 、赤線は ν_μ 、青線は $\bar{\nu}_e$ 、桃線は ν_e を表している。

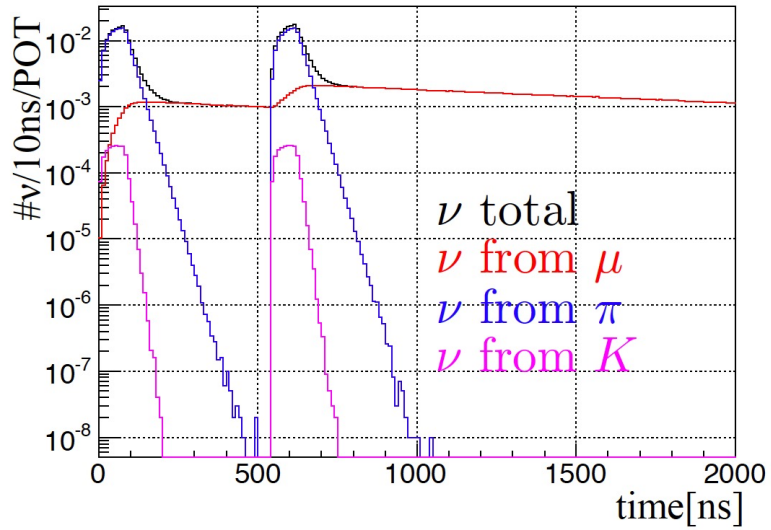


図 2.6 水銀標的で生成されるニュートリノの時間依存性 [15]。横軸はビームタイミングからの経過時間、縦軸は POT ごとのニュートリノの数を表している。親粒子の寿命によって生成されるタイミングが異なる。

2.2.2 ニュートリノ振動後のエネルギースペクトル

μ^+ の静止崩壊によって生じる $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギースペクトルは以下の式で表される [16]。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{12\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \left(3 - 4 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) \quad (2.2)$$

これはミッシェル電子と同じスペクトルであり、 $\bar{\nu}_\mu$ の運動エネルギーの最大値は $m_\mu/2$ となる。なお、式中の G_F は Fermi 定数であり、 $G_F \sim 1.17 \times 10^{-17} [\text{GeV}^{-2}]$ である。

図 2.7 は基線長を $L = 24\text{m}$ としたときに Δm^2 が 0.5, 2.5, 3.5, 4.5 eV² の場合の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを表している。赤線は $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動によって出現する $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル、青線は背景事象となる μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを表している。 μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは以下の式で表される [16]。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{2\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \left(1 - 2 \frac{E_\nu}{m_\mu} \right) \quad (2.3)$$

π^- や μ^- が原子核に吸収されることで、 $\bar{\nu}_e$ の生成量は μ^+ から生成される $\bar{\nu}_\mu$ の 1000 分の 1 程度にまで抑えることができる。しかし、探索している振動確率自体が 1000 分の 1 程度であるため、最終的には支配的な背景事象の一つとなる。

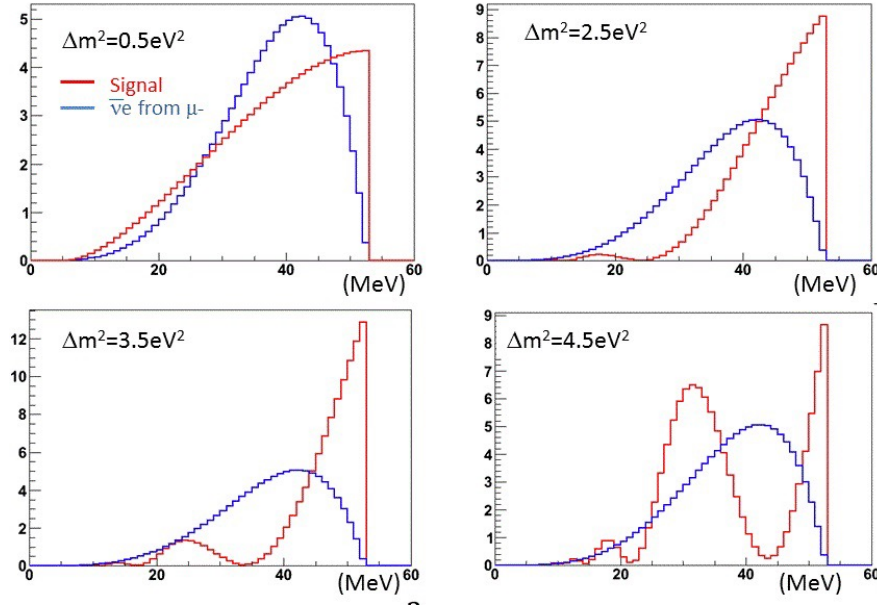


図 2.7 基線長 $L = 24\text{m}$ で Δm^2 が $0.5, 2.5, 3.5, 4.5\text{eV}^2$ の場合の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル [14]。赤線は $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ にの振動によって出現する $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル、青線は背景事象となる μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル。

2.3 反電子ニュートリノの検出原理

JSNS² では、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ によって出現する $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ の遅延同時計測によって検出する。逆 β 崩壊を利用する利点としては以下の点が挙げられる。

- ニュートリノの運動エネルギーの再構成が容易にできる。
- 先発信号と後発信号の間の時間・空間相関を使うことで偶発的な背景事象を大幅に減らすことができる。

逆 β 崩壊によって生成される e^+ と n が、 $\bar{\nu}_e$ を検出する際の先発信号と後発信号になる。図 2.8 は逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図を表している。

先発信号

先発信号は e^+ によってつくられる。 e^+ は n に対して質量が非常に小さく、逆 β 崩壊の際 $\bar{\nu}_e$ の運動エネルギーの大部分を引き継ぐ。液体シンチレータ中でエネルギーを落とした e^+ は最終的に e^- と対消滅し 0.511MeV の γ 線を 2 本放出する。したがって、先発

信号のエネルギー E_{prompt} はニュートリノのエネルギー E_ν 、中性子のエネルギー E_n を用いて以下の式で表される。

$$E_{prompt} = E_\nu - E_n + 1.022(\text{pair annihilation gamma}) - 1.8(\text{threshold}) [\text{MeV}] \quad (2.4)$$

中性子のエネルギーは小さく、先発信号のエネルギーは 0 から 52 MeV 程度となる。

後発信号

後発信号は n によってつくられる。逆 β 崩壊によって生成された n は液体シンチレータ中の陽子と衝突することで減速し、熱化する。この熱中性子がガドリニウムの原子核に捕獲されると合計しておよそ 8 MeV となる γ 線を 3、4 本放出する。中性子が捕獲されるまでの時間はガドリニウムの濃度に依存し、JSNS² では約 $30 \mu\text{s}$ となる。

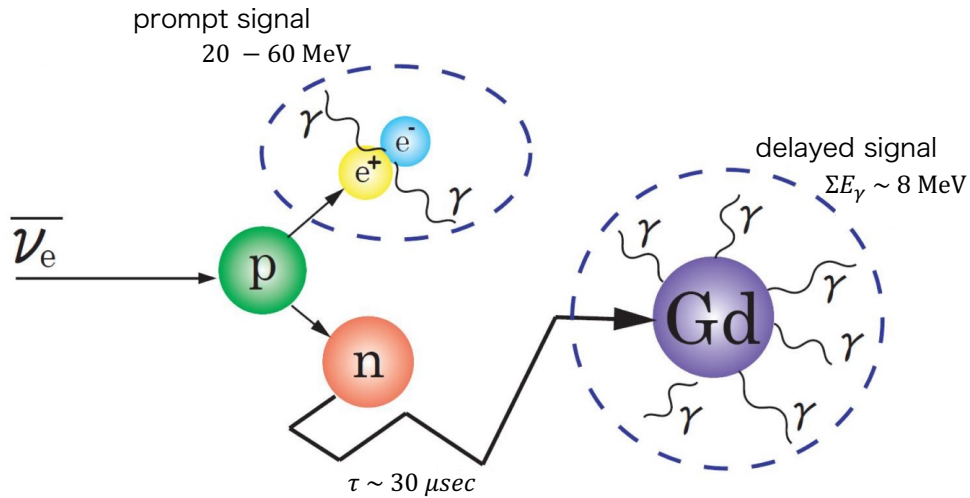


図 2.8 逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図。

2.4 検出器の設置場所

図 2.9 は MLF 3F の平面図であり、図中赤枠は JSNS² 検出器の設置場所を示している。検出器設置場所は水銀標的からビーム下流方向に基線長 24m の位置になっている。この場所は水銀標的メンテナンス用ハッチの真上にあたり、MLF の夏季メンテナンスの際にはこのハッチを開ける必要がある。

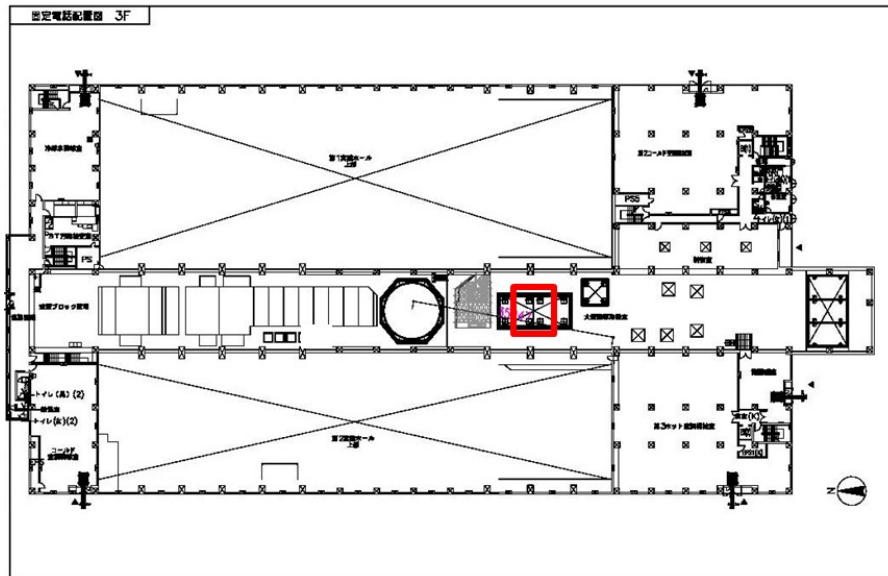


図 2.9 MLF 3F の平面図 [14]。JSNS² 検出器の設置場所が赤枠で示されている。MLF 3F 大型機器取扱室の水銀標的メンテナンス用ハッチの真上にあたる。

そのため、JSNS² 検出器は毎年夏季ビーム・標的メンテナンス前に MLF から J-PARC 内の HENDEL 建屋に搬出され、メンテナンス後に再度 MLF に搬入される。また、それに伴い液体シンチレータの出し入れも毎年行われる (図 2.10)。

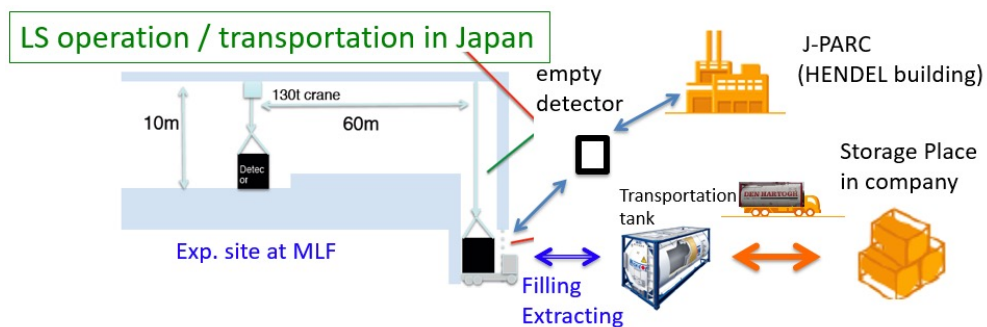


図 2.10 MLF 夏季メンテナンスに伴う JSNS² 検出器の搬出入のイメージ図 [17]。

JSNS² 検出器については次章で詳述する。

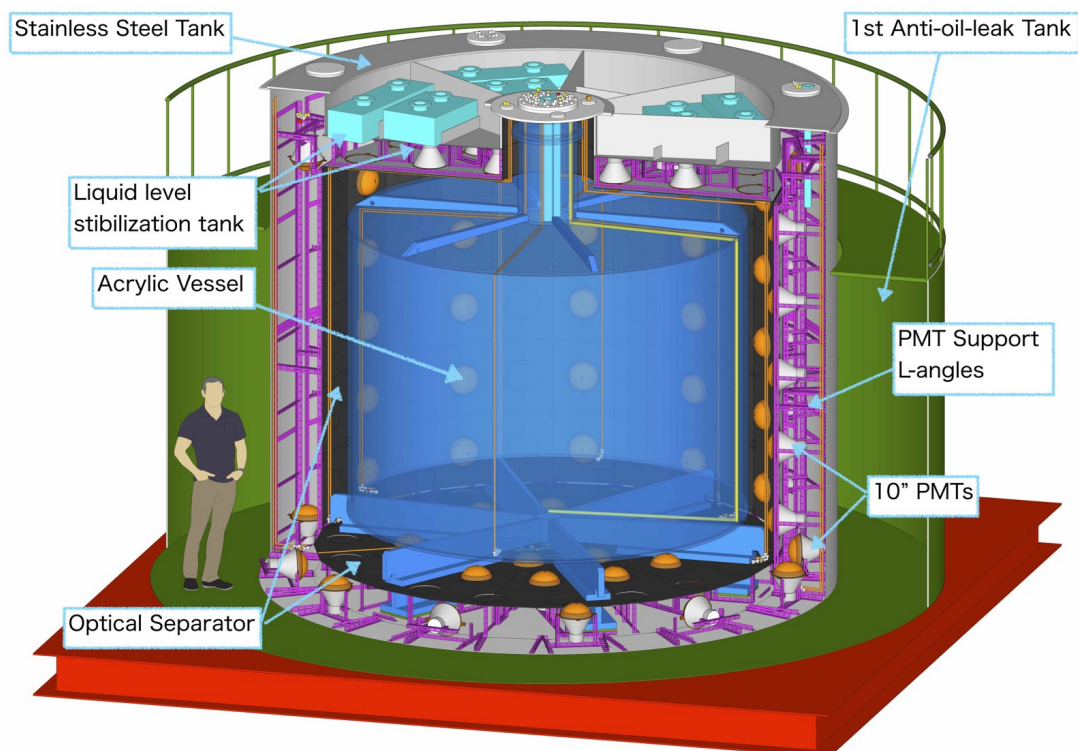
第 3 章

JSNS² 検出器と実験のセットアップ

3.1 検出器の構造

図 3.1 に JSNS² 検出器の概念図を表す。JSNS² 検出器はステンレスタンクの内側にアクリルタンクを持つ 2 層構造となっている。アクリルタンク内はガドリニウム (Gd) 入り液体シンチレータ (GdLS) で満たされており、これが Target 層となっている。また、アクリルタンク外のステンレスタンクはガドリニウムが入っていない液体シンチレータ (LS) で満たされている。LS 層はさらに optical separator によって光学的に分断されており、内側が熱中性子捕獲によって生じる γ 線を捕らえるガンマキャッチャー (GC) 層、外側が宇宙線事象のタグに使用する veto 層となっている。したがって、JSNS² 検出器は液体シンチレータが機能面で 3 層になっている。

また、ステンレスタンクの外側には液体シンチレータが漏れたときのための防油堤があり、万が一の場合にも液体シンチレータが外部へ漏れることがないようにになっている。

図 3.1 JSNS² 検出器の概念図。

3.2 光電子増倍管

JSNS² 検出器には合計 120 本の 10inch 光電子増倍管 (PMT) が取り付けられている。120 本の内 96 本は Target と GC からの信号を検出するように optical separator の内側につけられており、24 本は veto 層の信号を検出するように optical separator の外側につけられている。

図 3.2 は optical separator の内側の 96 本の PMT の配置を表している。それぞれの PMT は固有の ID をつけられ、ID によって管理されている。また、それぞれの PMT については検出器に取り付ける前にキャリブレーションを行っており、その性能を確認済みである [18]。

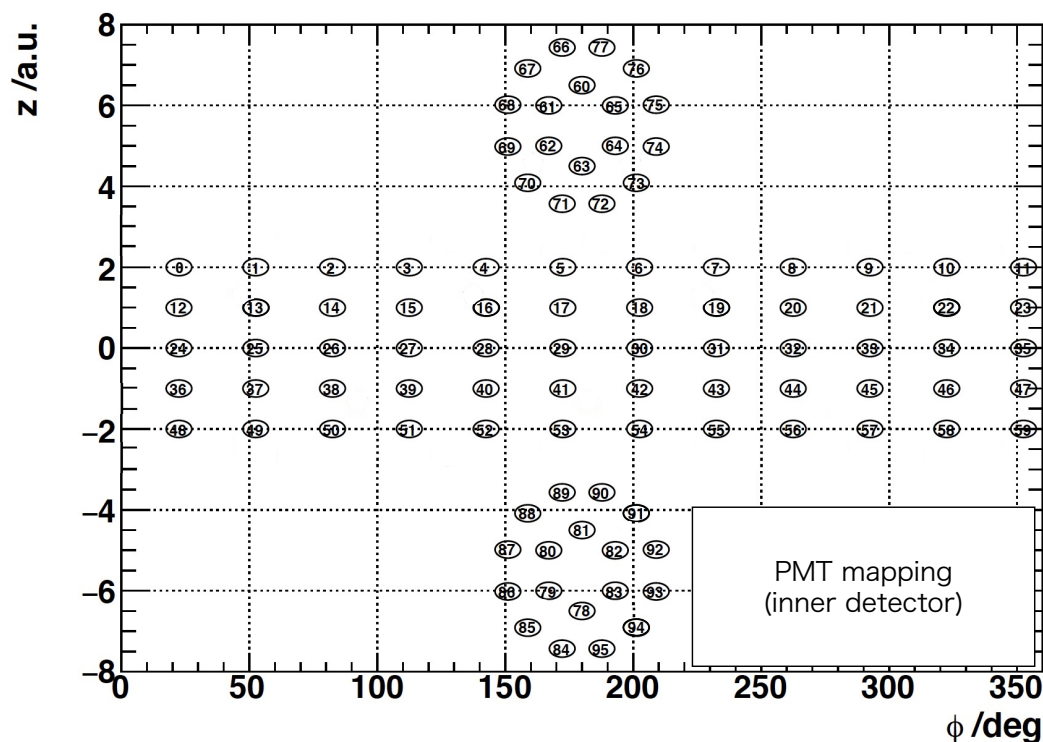


図 3.2 JSNS² 検出器において optical separator の内側に設置されている光電子増倍管 (96 本) の配置図。数字は ID を表す。

3.3 液体シンチレータ

前述 (3.1) のように、JSNS² では 2 種類の液体シンチレータを使用している。

ニュートリノの Target となる GdLS はアクリルタンク内で 17t 使用している。GdLS はリニアアルキルベンゼン (LAB) に 3g/L の PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール) と 15 mg/L の bis-MSB (1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン) を加え、Gd が 0.1w% となるように Gd を溶解している。PPO は蛍光体として、bis-MSB は波長変換剤として加えられている。GdLS は 2019 年に Daya-Bay より寄贈されたものを使用している [19]。

GdLS には 2020 年 12 月に波形弁別能力の向上のために DIN (ジイソプロピルナフタレン) を質量比 8% となるように溶解している。また、2021 年 6 月に DIN を 10% となるように追加で溶解した。DIN を実際に追加した際のオペレーションについては次章で触れる。

LS はアクリルタンクの外、ステンレスタンク内で 31t 使用している。LS は LAB に 3 g/L の PPO と 30mg/L の bis-MSB を加えている。LS は 2018 年に韓国のコラボレータ

が作成したものを使用している [20]。

3.4 データ取得

図 3.3 は JSNS² におけるデータ取得回路の概略図を表している。また、図 3.4 は JSNS² におけるトリガー回路の概略図を表している。最終的に、Trigger が入る FADC1 枚、High Gain の信号が入る FADC12 枚、Low Gain の信号が入る FADC12 枚、veto からの High Gain の信号が入る FADC3 枚からのデジタル信号をまとめてデータとして扱っている。なお、High Gain は 16 倍に増幅された波形、Low Gain は 0.6 倍に減衰された波形である。信号波形の Tail 部分に High Gain、Peak 部分に Low Gain を用いることで Tail 部分と Peak 部分の両方の解像度を高めることができるようになっている。信号波形については 6.3 節でその詳細について述べる。

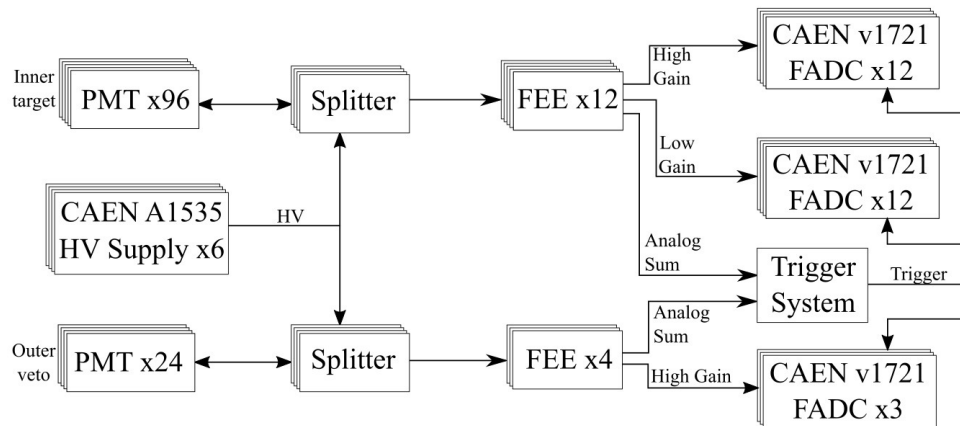


図 3.3 JSNS² におけるデータ取得回路の概略図 [19]。“Trigger System” は図 3.4 に示されているトリガーを表す。High Gain は 16 倍に増幅された波形、Low Gain は 0.6 倍に減衰された波形を意味している。

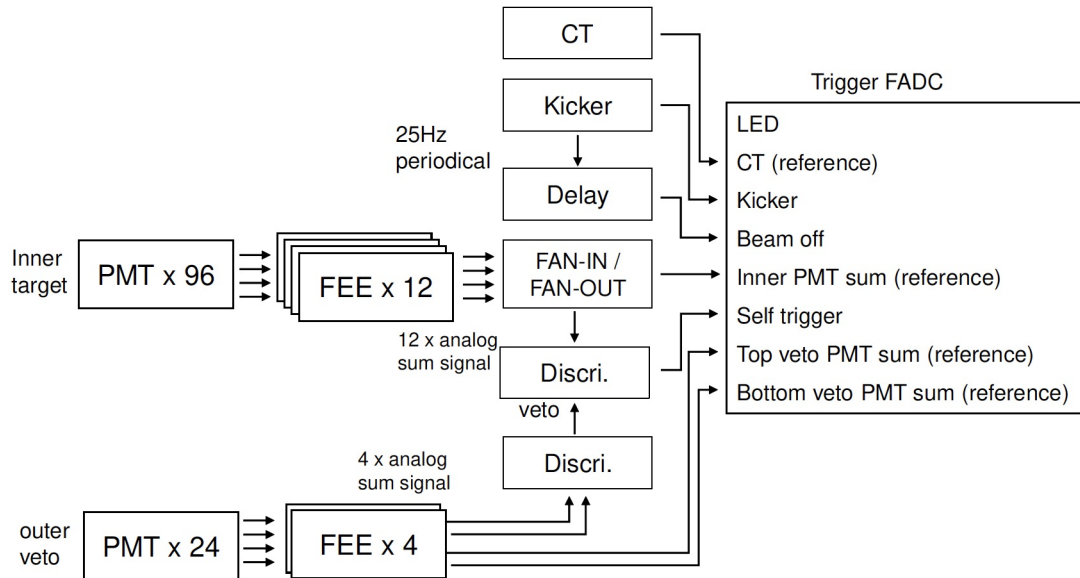


図 3.4 JSNS² におけるトリガー回路の概略図 [19]。 “Trigger FADC” 内の “reference” は、波形の記録は行っているがトリガーとして直接的に使用はしていないことを表している。

波形弁別法の開発においては、セルフトリガーと呼ばれる、96 個の PMT のアナログサム信号がある閾値を超えたイベントのみを使用している。セルフトリガーで取得されたデータのエネルギー閾値は、ガドリニウムの中性子捕獲による信号のエネルギーである 8 MeV よりも十分に小さい。

図 3.5 はセルフトリガーのトリガー効率を表している。現在 100 mV (2-3 MeV 程度) の閾値でトリガーをかけており、オフライン事象選択での 7 MeV の閾値でほぼ 100 % になっている。

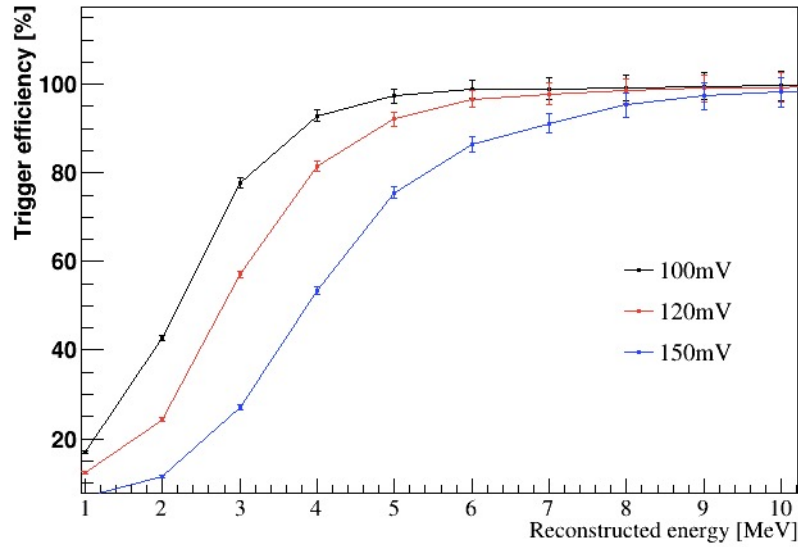


図 3.5 セルフトリガーのトリガー効率。現在 100 mV を閾値としている。

データ取得が正常に行われているのかについては、次節の Slow Control and Monitoring System と合わせて長期物理ラン期間中 24 時間体制でシフトが監視を行なっている。

3.5 Slow Control and Monitoring System: SCMS

JSNS² では、実験の安全性を監視し正常なデータ取得が行われていることを確認するために Slow Control and Monitoring System: SCMS を運用している [21]。図 3.6 は JSNS² における SCMS の概略図を表している。SCMS では液面計、温度計、圧力計、酸素濃度計などの各種計測器によって測定された値とともに、HV にかかっている電圧を監視している。これらの計測器は全て、National Instrument (NI)[22] のモジュールもしくは LabVIEW[23] を入れた PC に接続されている。NI のモジュールと LabVIEW は各種計測器からの信号をデータへ変換している。また、データベース管理システムである MySQL[24] を用いてデータを記録している。図中の Arduino[25] はマイクロコンピュータであり、液面計のデータ取得に用いている。Grafana[26] はデータ可視化ツールであり、データをグラフ化して変化量をモニターしやすいようにしている。

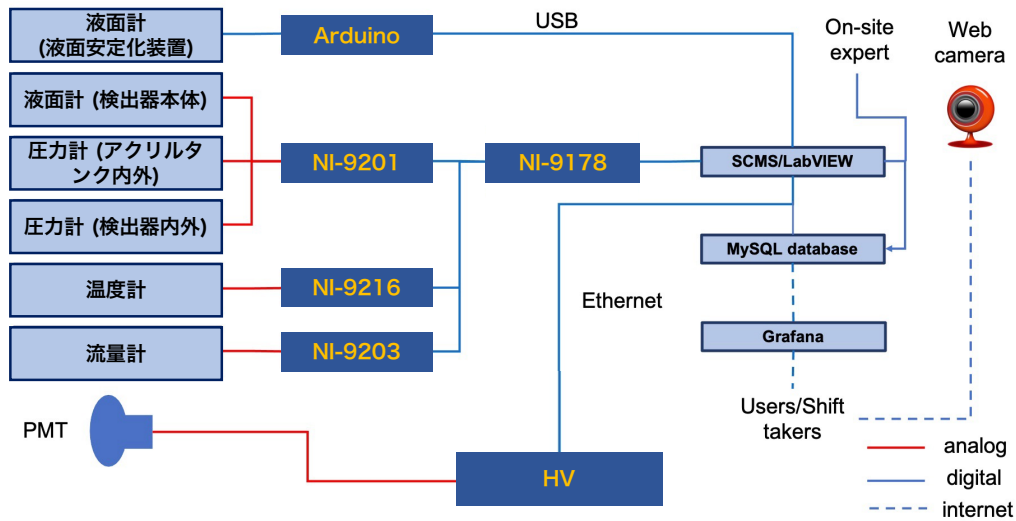


図 3.6 JSNS² における SCMS の概略図。NI はモジュールを表す。LabVIEW、MySQL、Grafana はシステム (ツール) を表し、Arduino はマイクロコンピュータを表している。液面安定化装置は検出器上部に設置されている予備タンクを指している。図には掲載していないが、酸素濃度計も同様に NI のモジュールに接続されている。

また、図 3.7 は HV の監視画面を表す。図中の左下を除く緑の丸はそれぞれ PMT を表しており、規定値から 10V 以内の正常な電圧がかかっている場合にのみ点灯する。左下の 6 つの数字はモジュールの温度を表しており、左下の緑の丸はモジュールの温度が正常な場合にのみ点灯する。図中の緑の丸が点灯していない場合は HV に異常が生じていることを表す。

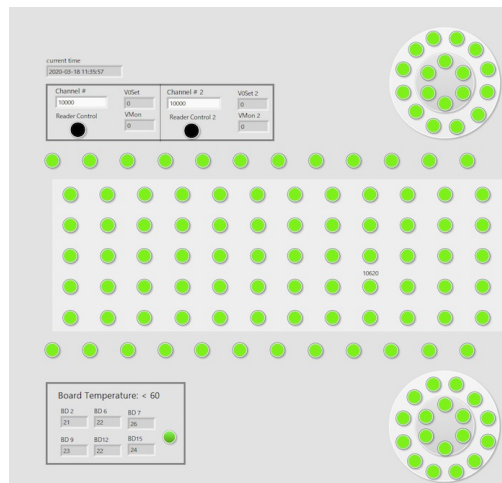


図 3.7 JSNS² における HV の電圧の監視画面 [19]。緑の丸はそれぞれ PMT を表しており、正常な電圧がかかっていることを表している。また、左下の数字はモジュールの温度を表している。左上の 2 つを除いて緑に点灯していない場合は異常が発生していることを表している。

3.6 液漏れ監視システム

JSNS² 検出器はビームラインや標的に近い、放射線管理区域の建屋内に設置されている。また、使用している液体シンチレータは消防法で危険物となっている。そのため、液体シンチレータの漏れには特に注意する必要がある。そこで、JSNS² ではデータ取得期間中常に防油堤への液漏れの監視を行っている [27]。防油堤内に設置されたカメラから 2 分ごとに送られてくる画像を解析し、防油堤内の油試験紙の色の変化の有無を確認することで液漏れの監視を行っている。液漏れが起こった場合、油試験紙の色が濃い青色に変化する。そこで、画像認識プログラムにより濃い青色になったかどうかを検知できるシステムを構築した。図 3.8 は液漏れ監視システムの画面表示を表している。画面には防油堤内の固定点 4 箇所の写真と、それぞれの油試験紙の拡大図が表示されている。液漏れが起こった際にはその旨を画面表示と警告音でシフトに知らせるとともに、自動的に担当者へメールを送信するようになっている。

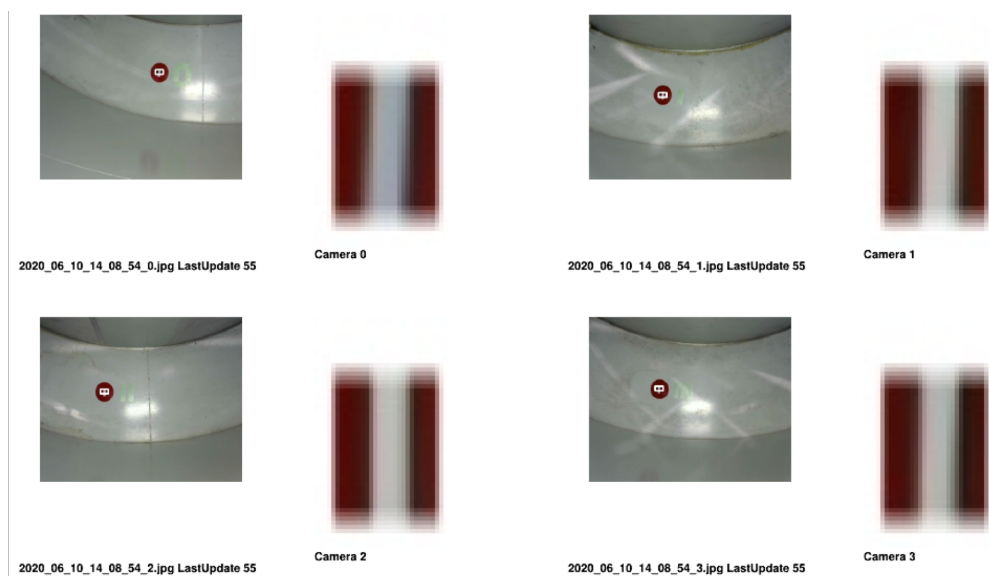


図 3.8 液漏れ監視システムの画面表示 [27]。防油堤内の 4 箇所における写真と油試験紙の拡大図が表示されている。写真は取得時間と共に自動的に更新される。データ取得期間中はシフトによって 24 時間体制で監視される。液漏れが発生した場合は警告音と共に画面表示が変化する。

第 4 章

2021 年 1 月から 6 月の長期物理ラン

JSNS² では 2021 年 1 月から 6 月にかけて初となる長期物理ランを行った。本章では、長期物理ランの際に行ったオペレーションについて述べる。前章の SCMS と関連して、シフトについても述べる。

4.1 DIN の追加

長期物理ラン開始前に GdLS へ DIN を追加した。これにより、波形弁別能力の向上が期待できる [28]。なお、波形弁別能力の向上については JSNS² でもバイアルでは確認済みとなっている。

長期物理ランの開始前に濃度が 8% となるように DIN を追加し、長期物理ランの終了時に濃度が 10% となるようにさらに DIN を追加した。よって、2021 年 1 月から 6 月の長期物理ランにおけるデータは DIN が 8% の状態のものである。

図 4.1 は DIN 追加時の様子を表している。ドラム缶からアイソタンク内の GdLS に DIN を追加している。十数トン級の検出器への DIN の追加は世界初となっている。



図 4.1 DIN 追加時の様子。ドラム缶に入っている DIN をアイソタンク内の GdLS へ追加している。

4.2 窒素バブリングと窒素フロー

JSNS² ではエネルギー分解能の向上と波形弁別能力の向上、液体シンチレータの劣化防止のために窒素フローと窒素バブリングを実装し、運用している。窒素バブリングによって低下させた液中酸素濃度を窒素フローにより維持している。窒素バブリングはデータ取得開始時に行い、データ取得期間中は常時窒素フローを行っている。

窒素バブリングはアクリルタンク内の液体シンチレータ中に窒素の気泡を送ることで液体シンチレータ中の酸素濃度を低下させる。酸素濃度の低下によって液体シンチレータの酸化 (劣化) が抑えられる。また、酸素によるクエンチングが抑えられることなどから液体シンチレータの光量が増加するため、エネルギー分解能が向上し、また、波形弁別能力が向上する。

図 4.2 はバイアルで測定した酸素濃度と発光量の間係を表している。酸素濃度を飽和させた状態から窒素バブリングにより酸素濃度を低下させており、酸素濃度の低下と共に相対的光量が向上しているのが確認できる。

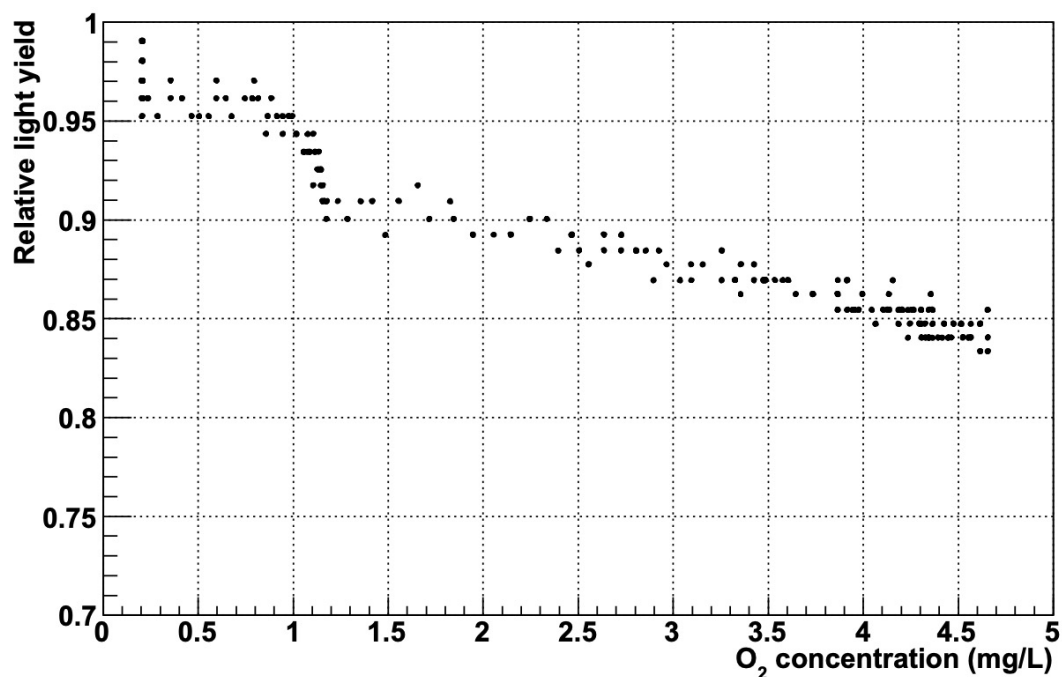


図 4.2 酸素濃度と発光量の関係 [29]。酸素濃度の低下と共に相対的光量が向上しているのが確認できる。

また、図 4.3 はバイアルで行った窒素バブリング前後の波形弁別能力を表している。バイアルサイズの測定において窒素バブリングにより実際に波形弁別能力が向上しているのが確認できる。縦軸の PSD (波形弁別能力) の定義、方法については後述する。

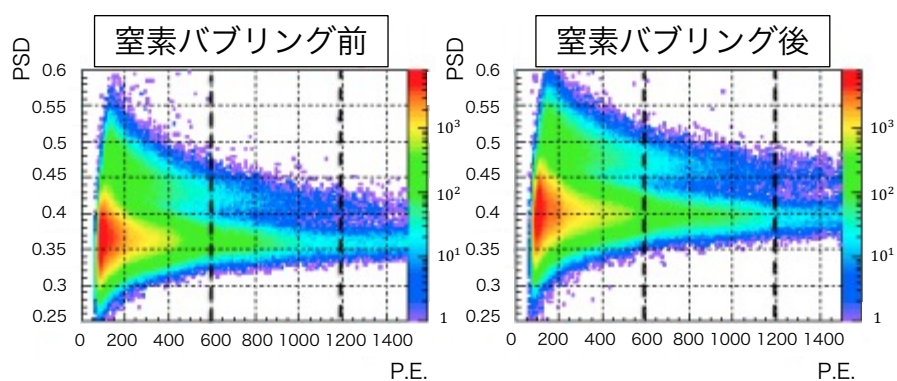


図 4.3 バイアル測定時の窒素バブリング前後の波形弁別能力。窒素バブリング後は谷部分 (P.E.: 600, PSD: 0.45 付近) が広がっており、2つの山がより分かれている。縦軸の PSD (波形弁別能力) については後の章で詳述する。

窒素フローはアクリルタンク上部の空気層に窒素を送ることで液面からの酸素の溶解を防ぐ。また、外部に対して内部を正圧に保つことで外部からの空気 (酸素) の流入を防ぐ。これにより、窒素バブリングによって向上した光量が維持される。

以下では実際に行った窒素フローと窒素バブリングの運用について詳述する。

・窒素フロー

検出器上部の気層に窒素を送る。検出器内部の気層はつながっており、中心部から気層全体に窒素を送っている。図 4.4 は検出器の気層部分の構造を表している。図には掲載していないが、安全のため圧力を逃すためのバブラーが設置されている。

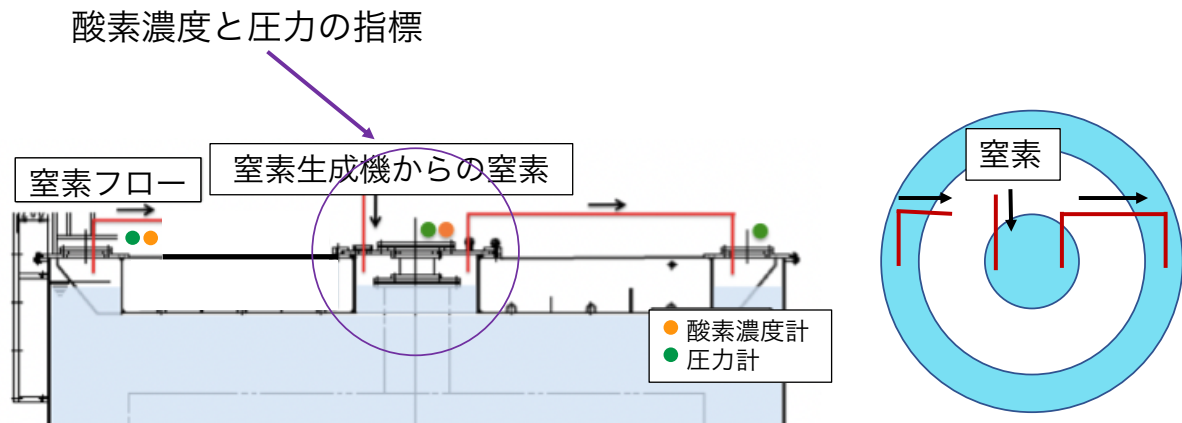


図 4.4 検出器の気層部分の構造。左は横から、右は上から見た図を表している。検出器は円筒状であり、左右の気層はつながっている。中央部分の酸素濃度と圧力を窒素フローと窒素バブリングを運用する際の指標としている。

窒素フローでは純度 99% 以上の窒素を 3.4L/min で送り、内部を正圧に保つことで外部からの酸素の流入を防いでいる。図 4.5 は 2021 年 1 月から 3 月における酸素濃度計と差圧計の数値の変化を表している。酸素濃度計の数値は 0% ほどで安定している。また、差圧は 0.24kPa ほどの正圧で安定している。

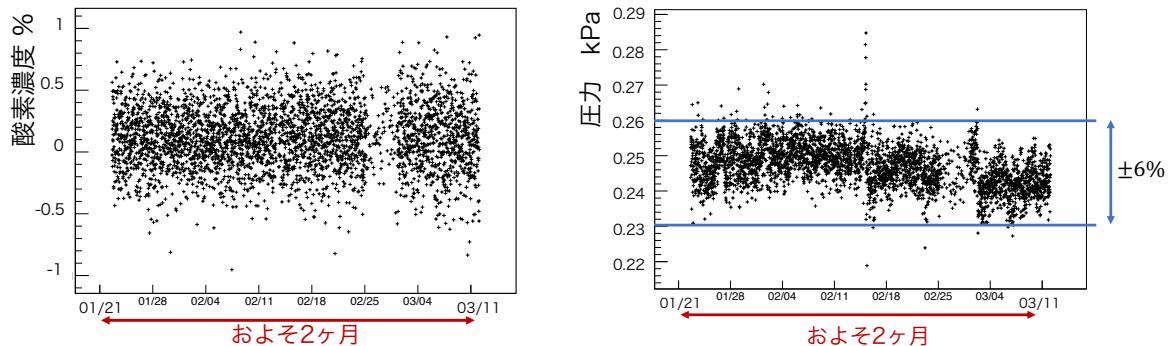


図 4.5 2021 年 1 月から 3 月における酸素濃度計と差圧計の数値の変化。ともに安定しており、差圧は常に正圧になっている。

酸素濃度と圧力は窒素フロー運用中、シフトによって 24 時間体制で監視される。ここでは図を掲載していないが、4 月から 6 月の期間においても確実な酸素除去に関する運用を行った。

・窒素バブリング

バブラーによってできた $10\mu\text{m}$ サイズの気泡を液体シンチレータの流れで全体に行き渡らせる。液体シンチレータは、アクリルタンク内からポンプによって吸い出された後、バブラーに沿った流れを作る。これにより、液体シンチレータ全体の酸素濃度を低下させる。図 4.6 は窒素バブリングの概略図を表している。

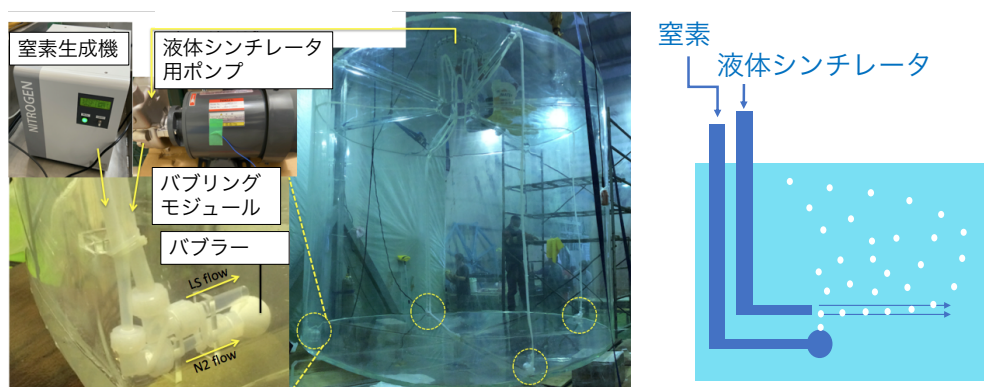


図 4.6 窒素バブリングの概略図。バブラーから出た気泡が液体シンチレータの流れでアクリルタンク内に行き渡る。

窒素バブリングは、窒素の流量を 0.8L/min にした状態で計 120 時間の運用を行った。複数回の短時間の運用 (計 20 時間) ののちに 2021 年 1 月 14 日から 18 日にかけて 100 時間の運用を行った。図 4.7 は窒素バブリング運用時の酸素濃度計の数値の変化を表している。

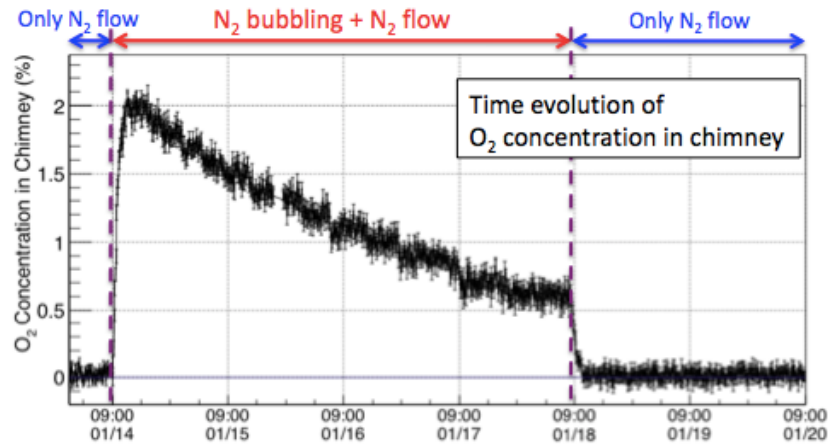


図 4.7 窒素バブリング中の気層部分の酸素濃度計の数値の変化。

窒素バブリング開始時に酸素濃度計の数値が上昇している。これは、窒素バブリングによって液体シンチレータ中の酸素が気層に出るために気層の酸素濃度が一時的に大きくなっていることを表している。また、その後液体シンチレータ中の酸素濃度が低下して気層に出る酸素の量が小さくなることで酸素濃度計の数値が低下している。さらに、窒素バブリングの開始時と終了時の酸素濃度計の数値からは、窒素フローのみの状態では液体シンチレータ中の酸素が効率よく気層に出てこないことを表している。

図 4.8 は Gd の宇宙線由来の高速中性子捕獲による γ 線 (8MeV) の光量を表している。窒素バブリングによって光量がおおよそ 10% 増加し、その後窒素フローによってデータ取得期間中は光量が維持されていることが確認できる。セルフトリガーで取得された高速中性子事象に関する事象選択等は後述する。

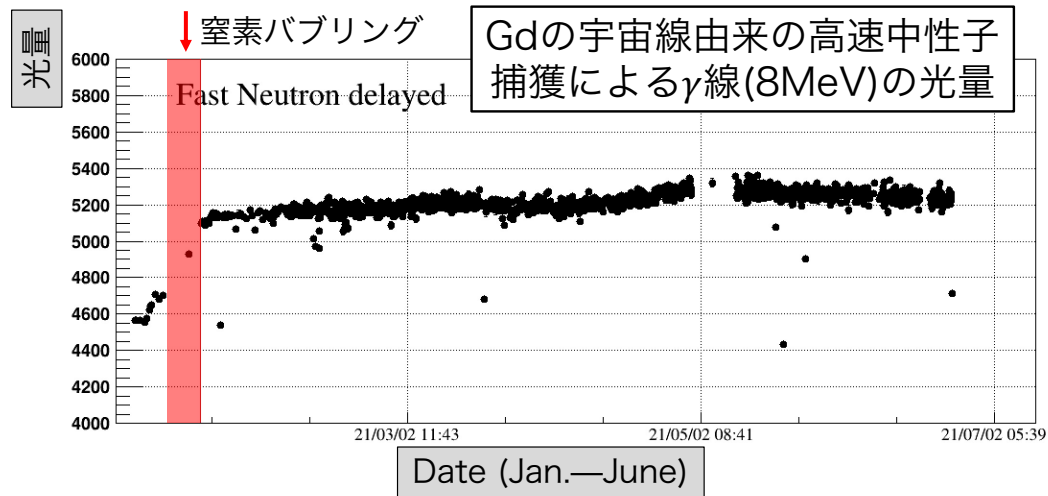


図 4.8 Gd の宇宙線由来の高速中性子捕獲による γ 線 (8 MeV) の光量。窒素バブリングによって光量がおおよそ 10% 増加し、その後窒素フローによって光量が維持されている。

DIN の追加と窒素バブリング、窒素フローによる光量の増加から波形弁別能力の向上が期待される。波形弁別能力に関する波形弁別法については後述する。窒素バブリングと窒素フローは著者が主となって運用を行っている。

4.3 シフト

長期物理ラン期間中、24 時間体制でシフトを行っている。シフト時は HV 電源の供給状況、液面計の数値、温度計の数値、圧力計の数値、酸素濃度計の数値、データ取得状況、データの簡易解析結果、液漏れ監視システムの表示画面の確認に加えて MLF におけるビームの状態の記録を行い、異常があれば即座に対応を行う。また、通常のシフトとは別に対応の窓口となるエキスパートシフトを用意しており、基本的にはエキスパートシフトが問題に対する対応を行うようになっている。

なお、著者は通常のシフトを全体のうちの約 9% (JSNS² 全体で上から 3 番目の量) 担当し、エキスパートシフトを約 13% (JSNS² 全体で上から 5 番目の量) 担当した。

第 5 章

JSNS² で得られた基礎データ

本章では JSNS² で得られた基礎データとして、実際に行った検出器較正によって得られた結果とデータから確認できた背景事象について述べる。

5.1 検出器較正

JSNS² では、解析の際にエネルギーと位置の再構成を行う。そのため、検出器較正として再構成した際にバイアスがないことを確認する必要がある。なお、ここでは詳述していないが、LED を用いた較正も行っている [19]。

LED による 1PE 信号の較正とゲインの調整の後、Cf 線源 (^{252}Cf) を用いてエネルギーと高さの再構成について較正を行った。エネルギーについては、 ^{157}Gd の中性子捕獲による合計 7.937 MeV の γ 線が支配的である [30]。

検出器中央上部からアクリルタンク内へ Cf 線源を入れ、高さを変えて複数回測定を行った。図 5.1 は JSNS² で使用している Cf 線源を表している。



図 5.1 JSNS² で使用している Cf 線源。

図 5.2 は JSNS² で使用しているキャリブレーションシステムを表している。グローブボックスにより窒素フローによる窒素の封入を保ちつつ、モーターによって Cf の高さを制御している。

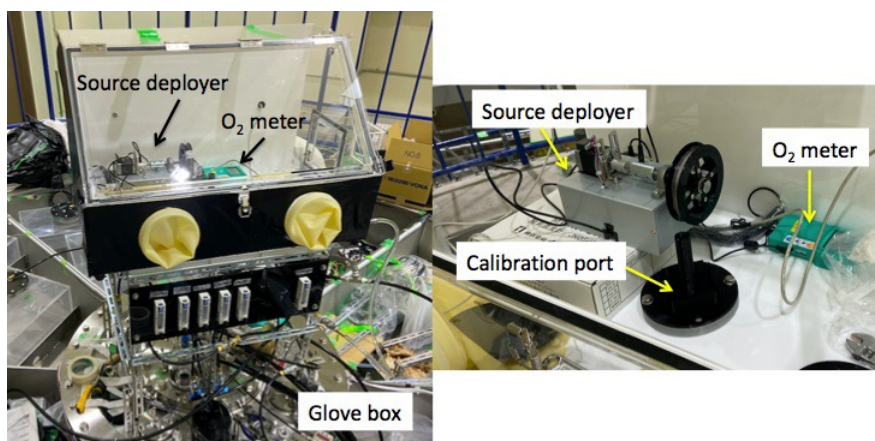


図 5.2 JSNS² で使用しているキャリブレーションシステム。グローブボックスにより機密性を確保している。Cf の高さをモーターで制御している。

図 5.3 はエネルギーと高さの再構成についての結果を表している。左はエネルギーの再構成、右は高さの再構成の結果を表している。また、ともにアクリルタンクの中心を基準として高さ $0, \pm 50, \pm 75$ cm の地点に Cf 線源があるときのデータを用いている。エネルギーの再構成の結果より、エネルギーに関してほとんどバイアスがないことがわかってい

る。また、高さの再構成の結果より、高さに関してもほとんどバイアスがないことがわかっていてる。なお、円筒形であるアクリルタンクの半径方向の再構成については、高さ方向と同程度であることが予想される。MC からもその予想が支持されているが、データを使用した研究が現在進行中である。

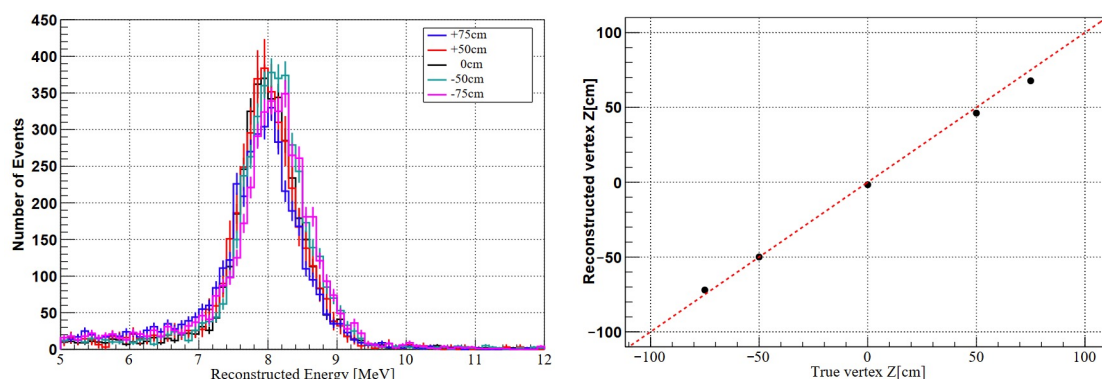


図 5.3 再構成されたエネルギーと高さ。左: 横軸は再構成されたエネルギーを表す。右: 横軸は Cf 線源の実際の高さ、縦軸は再構成された高さを表す。

表 5.1 はキャリブレーションから得たデータと MC によるシミュレーションから得た結果から得られたエネルギー、位置分解能を表している。ともに Cf を利用しており、data と MC は十分に一致している。

表 5.1 Cf を用いて得られたエネルギー、位置分解能。

	Energy Resolution	Vertex Resolution
data	$5.1 \pm 0.1\%$	$92 \pm 3\text{mm}$
MC	$5.3 \pm 0.2\%$	$78 \pm 2\text{mm}$

5.2 JSNS² における背景事象

JSNS² 実験では逆 β 崩壊の遅延同時計測によってニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) を観測する。これに対する背景事象は以下の 2 種が考えられる。

- 相関的背景事象

時間相関を持つ逆 β 崩壊でない反応がニュートリノの先発信号と後発信号に相当する信号を出すことにより生じる。

- 偶発的背景事象

時間相関を持たない 2 つの信号がそれぞれニュートリノの先発信号と後発信号に相当する信号となることにより生じる。

以下ではそれぞれの背景事象について詳述する。

なお、実際に JSNS² で取得したデータの解析から、相関的背景事象の特性の理解と相関的背景事象を考慮したステライルニュートリノ探索のためのイベント選択についての研究も進めている [31]。JSNS² は地上実験であることから、宇宙線由来の背景事象の影響が大きくなっている。

5.2.1 相関的背景事象

相関的背景事象として、以下の 2 種が考えられる。

- 「 $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ 」

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ によって生成される ν_e は検出器内の ${}^{12}\text{C}$ と反応して ${}^{12}\text{N}$ と電子を生成する。この電子はニュートリノの先発信号に相当する信号をつくる。

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \quad (5.1)$$

さらに、この反応でつくられた ${}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ は寿命 16ms で β^+ 崩壊し陽電子を放出する。この陽電子がニュートリノの後発信号に相当する信号をつくる。

$${}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^{12}\text{C} \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (5.2)$$

通常逆 β 崩壊の事象選択では後発信号として $100\mu\text{s}$ までの信号を使用する。したがって、実際のステライルニュートリノ探索においては本事象の選択効率は非常に小さく、最終的な背景事象としてはほぼ無視できるほど小さい。

- 宇宙線由来の高速中性子

検出器がある MLF 建屋のコンクリート内で宇宙線が核破砕を起こすと、高速中性子がつくられることがある。つくられた高速中性子が検出器内で 20 から 60 MeV のエネルギーを落とすとニュートリノの先発信号に相当する信号となる。また、この中性子は検出

器内で熱化し Gd の原子核に中性子捕獲される場合がある。これによりニュートリノの後発信号がつくられる。

宇宙線由来の高速中性子は、JSNS² のデータから実際に数 Hz 程度のレートであることが確認できている。また、除去率が最低でも数十から 100 程度はないとステライルニュートリノの最終的な解析が難しいことがわかっている。宇宙線由来の高速中性子は本実験における最大の背景事象であり、後述する波形弁別法によって削減する。

5.2.2 偶発的背景事象

偶発的背景事象は逆 β 崩壊の先発信号に相当するものと後発信号に相当するものが組み合わさって生じる。

・宇宙線由来の γ 線

検出器がある MLF 建屋のコンクリート内で宇宙線が核破砕を起こすと、 γ 線がつくられることがある。この γ 線が検出器内で 20 から 60 MeV のエネルギーを落とすとニュートリノの先発信号に相当する信号となる。

・ビーム運転時に存在する γ 線

ビーム運転時に生成される高速中性子は検出器がある MLF 建屋のコンクリートや遮蔽体で熱化して捕獲される。これにより熱中性子捕獲による γ 線が放出される。この γ 線が検出器内で 7 から 12 MeV のエネルギーを落とすとニュートリノの後発信号に相当する信号となる。

・ビーム由来の高速中性子

この中性子が検出器内で熱化して Gd の原子核に捕獲されると、ニュートリノの後発信号に相当する信号となる。

ビーム由来の高速中性子はビームタイミングと関連があることから、時間や位置情報をもとにある程度削減できる。

第 6 章

JSNS² における波形弁別法の開発

本章では、著者が開発した波形弁別法について述べる。

6.1 本章の流れについて

本章では、JSNS² における波形弁別法について詳述する。まず、一般的な波形弁別法について述べる。次に、JSNS² における波形弁別法に用いるデータについて述べる。続いて、JSNS² における波形弁別法について述べる。その後、改めて波形弁別法による解析の流れを述べる。

6.2 波形弁別法 (PSD) の原理

液体シンチレータに荷電粒子が入射すると、シンチレータ内の分子における電子の励起(状態遷移)によって発光が生じる。電子の励起には励起状態と基底状態の電子のスピンによって一重項状態と三重項状態があり、前者は短寿命(数 ns)であることから速い発光成分となり、後者は長寿命であることから遅い発光成分となる。速い発光成分と遅い発光成分の比は粒子の単位長さあたりのエネルギー損失に依存するので、結果として粒子の種類によって、特に単位長さあたりのエネルギー損失が大きく異なる陽子と電子などでは波形の形状が異なることになる。

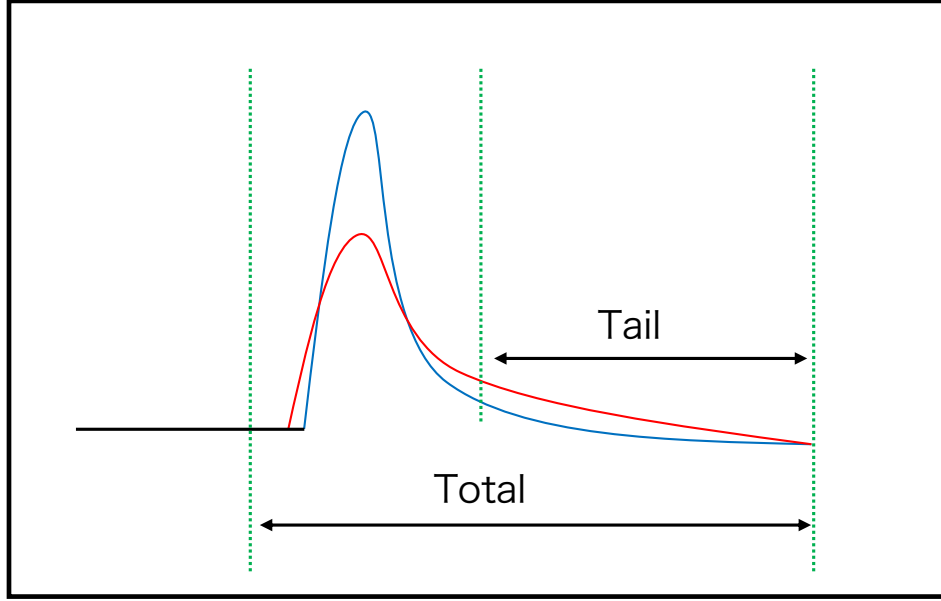


図 6.1 通常の波形弁別法のイメージ図。波形全体の電荷の和 (Q_{Total}) に対するテイル部分の電荷の和 (Q_{Tail}) が波形の元となる粒子によって異なることを利用する。

波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination: PSD) は、信号波形の元となる粒子を波形の形状から弁別する手法である。通常、図 6.1 のように形状が異なる 2 種類の波形に対して波形全体の電荷の和 (Q_{Total}) とテイル部分の電荷の和 (Q_{Tail}) を計算し、その比 (Q_{Ratio}) から波形の元となっている粒子を特定する。

$$Q_{Ratio} = \frac{Q_{Tail}}{Q_{Total}} \quad (6.1)$$

前述 (5.2 節) のように、JSNS² における最大の背景事象は宇宙線由来の高速中性子である。検出器に入射した高速中性子が液体シンチレータ中の陽子と衝突し、衝突された陽子 (反跳陽子) が先発信号をつくる。また、入射した中性子は最終的に熱化し Gd に吸収されることで後発信号をつくる。これにより、ステライルニュートリノ探索信号と同じような先発、後発信号を持つ時間相関のある背景事象となっている。そこで、背景事象である高速中性子由来の信号とステライルニュートリノ探索のために用いる反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊由来の信号を弁別するために PSD を用いる。JSNS² では、式 6.1 に示されているような電荷の積分量に関する解析のみでは中性子の除去率が十分でない。そこで、後述するようなさらに改良した方法が必要となる。

6.3 JSNS² で得られる信号波形

JSNS² では、PMT からの信号を FADC (CAEN v1721, サンプルングレート: 500 MHz) を用いて 2 ns を 1 FADC bin として取得している。また、各 PMT からの信号について Front End Electronics (FEE) により gain を 16 倍にした波形 (high gain waveform) と 0.6 倍にした波形 (low gain waveform) を組み合わせた波形 (combined waveform) を取得している [32]。このとき、high gain waveform と low gain waveform の電子回路の違いから出力のタイミングがずれるため χ 二乗法を用いてタイミングを合わせている。high gain waveform をベースとしてピーク周辺の飽和している箇所を low gain waveform で補うことで、波形全体の解像度を高くしている。すなわち、Tail 部分に high gain waveform、Peak 部分に low gain waveform を用いることで Tail と Peak がともに高い解像度を持つようにしている。

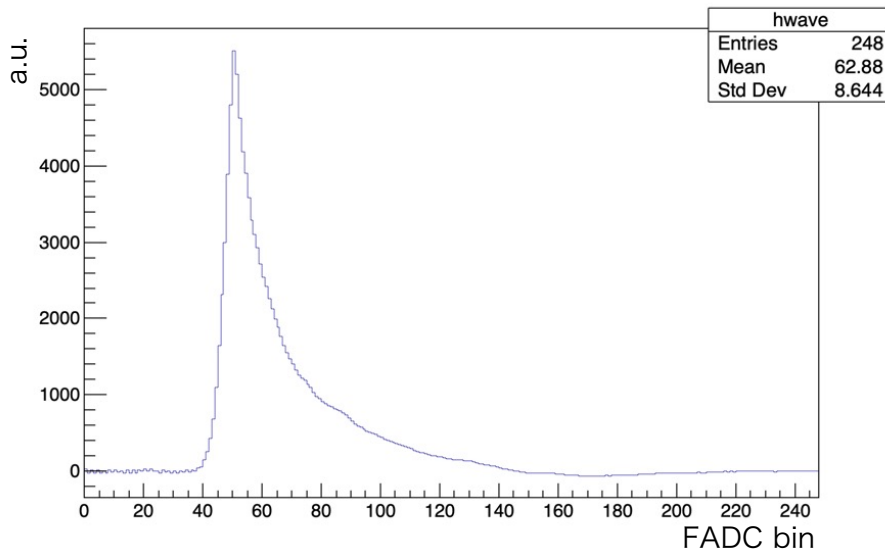


図 6.2 信号波形 (combined waveform) の例。496 ns = 248 FADC bin のウィンドウに波形が収められている。ピークの位置は 50 FADC bin にある。

最終的な combined waveform は図 6.2 のように 496 ns のタイムウィンドウに入れられる。FADC では 2 ns を 1 bin としてデータを取得しているため、FADC の bin (FADC timing bin) に換算すると 248 となる。また、96PMT の各波形のピークの位置はタイミングを合わせる便宜上 50 FADC bin に揃えられ、40 FADC bin より前の領域はペデスタルとして扱われる。

JSNS² の検出器内部には 96 本の PMT があるため、1 回のイベントにつき 96 個の信号波形 (combined waveform) が得られる。基本的に波形弁別はこれら全ての信号を用いて行う。ただし、光量が小さい、もしくは大きい信号は PSD の解析には使用しない。使用する光量の具体的な範囲とその理由については 6.5 節で後述する。

なお、図 6.2 においてピークから 100 FADC bin (200 ns) ほど後より 50 FADC bin ほど波形が負の値を取っている。これはオーバーシュートと呼ばれる PMT の特性に由来する現象であり、一度ペデスタルより低い値まで振れている。ただし、これは電荷の計算や波形弁別に影響しない。

6.4 波形弁別法開発に使用したサンプルデータ

波形弁別法の開発においては、2021 年の長期物理ランの期間中に取得したデータを用いた。その際、宇宙線ミュオンが検出器内で停止して静止崩壊すること ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$) で生じるミッセル電子 (Michel electron: ME) と背景事象となる高速中性子 (fast neutron: FN) のサンプルデータを用いた。ステライルニュートリノ由来の逆 β 崩壊による信号は探索目標であり、また事象数が非常に少ないことから PSD の開発を行ううえでコントロールサンプルとするのは相応しくない。そこでよく似たエネルギーを持つ粒子である ME による信号を用いている。

実際のサンプルデータの選択条件は下記の表 6.1 のようになっている。FN についてはステライルニュートリノ由来の逆 β 崩壊による信号に近い、実際の背景事象となるようなイベントを選択している。なお、ME については先発信号として宇宙線ミュオンを検出するため、先発信号のエネルギーの範囲が広がっている。

表 6.1 波形弁別法開発に使用したサンプルの選択条件の詳細。ME の delayed と FN の prompt をコントロールサンプルとしている。最終的な選択条件として表中の条件に加えて prompt-delayed 間の空間相関 (ME: 1300 mm 以内、FN: 600 mm 以内) も用いた。

	energy (ME)	timing (ME)	energy (FN)	timing (FN)
prompt	10 – 800 MeV	- (self-trigger)	20 – 60 MeV	- (self-trigger)
delayed	20 – 60 MeV	$\Delta t < 10 \mu\text{s}$	7 – 12 MeV	$\Delta t < 100 \mu\text{s}$

ME のエネルギーと時間相関の分布は図 6.3 のようになっている。また、FN のエネルギーと時間相関、空間相関の分布は図 6.4 のようになっている。

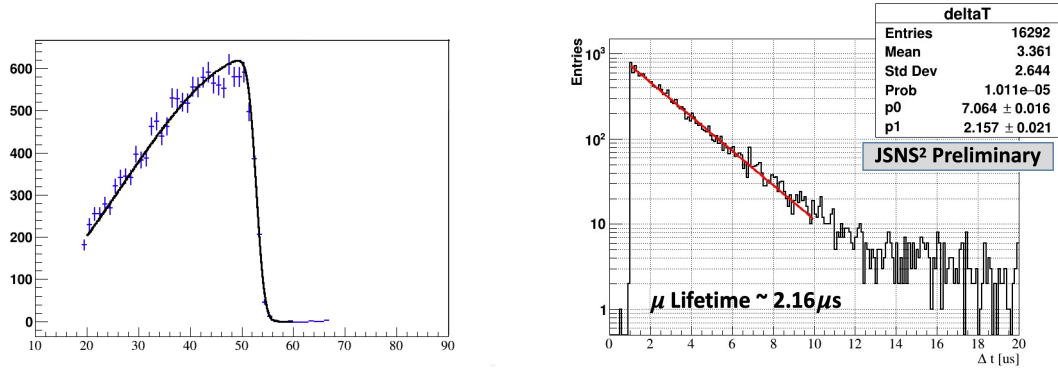


図 6.3 ME のエネルギーと時間相関の分布。左: 横軸は ME のエネルギー (MeV) を表す。右: 横軸は ME の先発信号と後発信号の時間差を表す。

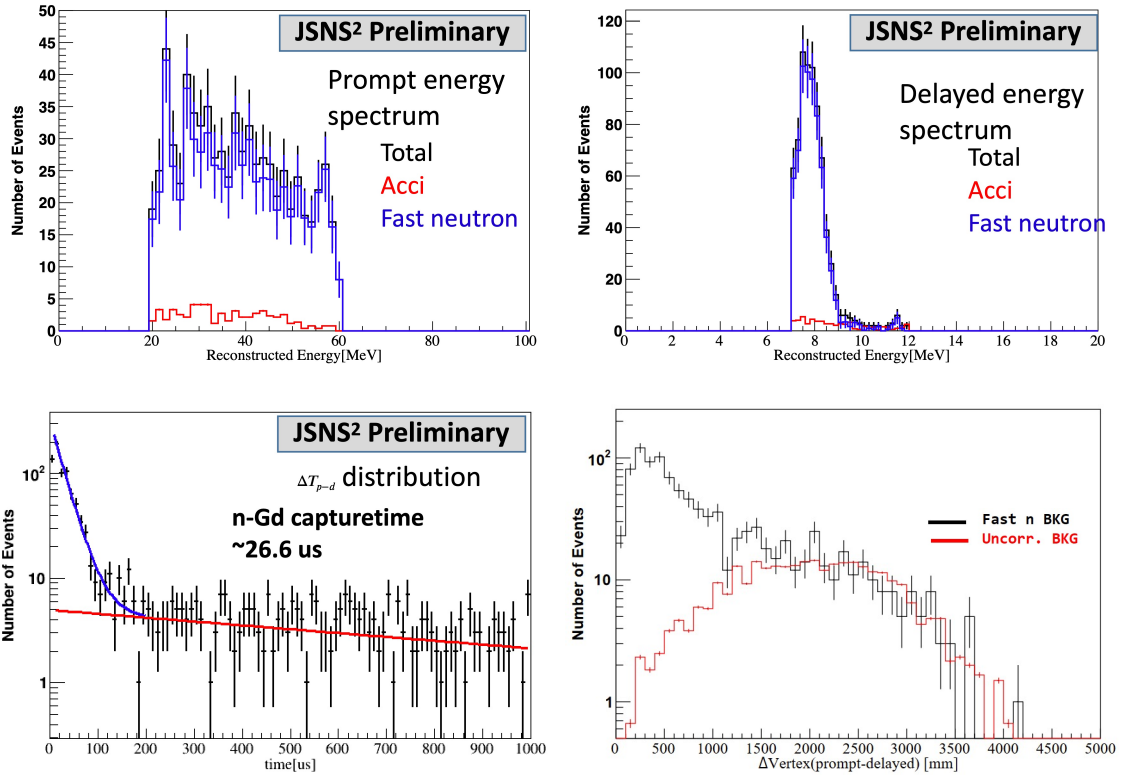


図 6.4 FN のエネルギーと時間相関、空間相関の分布。左上: 横軸は FN の先発信号のエネルギーを表す。右上: 横軸は FN の後発信号のエネルギーを表す。左下: 横軸は FN の先発信号と後発信号の時間差を表す。右下: 横軸は FN の先発信号と後発信号の距離を表す。

JSNS² における波形弁別法の開発には JSNS² の長期物理ラン期間中に実際に取得さ

れた物理データを使用しており、MC によるデータは一切使用していない。これにより、MC と実際のデータの違いから生じる差を小さくすることができ、PSD 全体の系統誤差を減らすことができる。

6.5 JSNS² における波形弁別法の原理

JSNS² では高速中性子が大きな背景事象であり、PSD によってその大部分を排除することから PSD には高い波形弁別能力が求められる。そこで、波形弁別能力向上のために、より詳細な波形情報を用いる PSD を開発した。JSNS² における PSD の中性子除去目標は rejection factor > 数十となっている。

JSNS² における PSD では、形状が異なる ME と FN の 2 種類の波形に対してピークの電荷 (Q_{peak}) と各 FADC bin の電荷 (Q_{bin}) を計算し、その比 (Q_{ratio}) から波形の元となっている粒子を特定する。

$$Q_{ratio} = \frac{Q_{bin}}{Q_{peak}} \quad (6.2)$$

図 6.5 は JSNS² における波形弁別法のイメージ図を表している。それぞれのピークの電荷を基準としているため、ピークの高さは 1 に揃えられる。

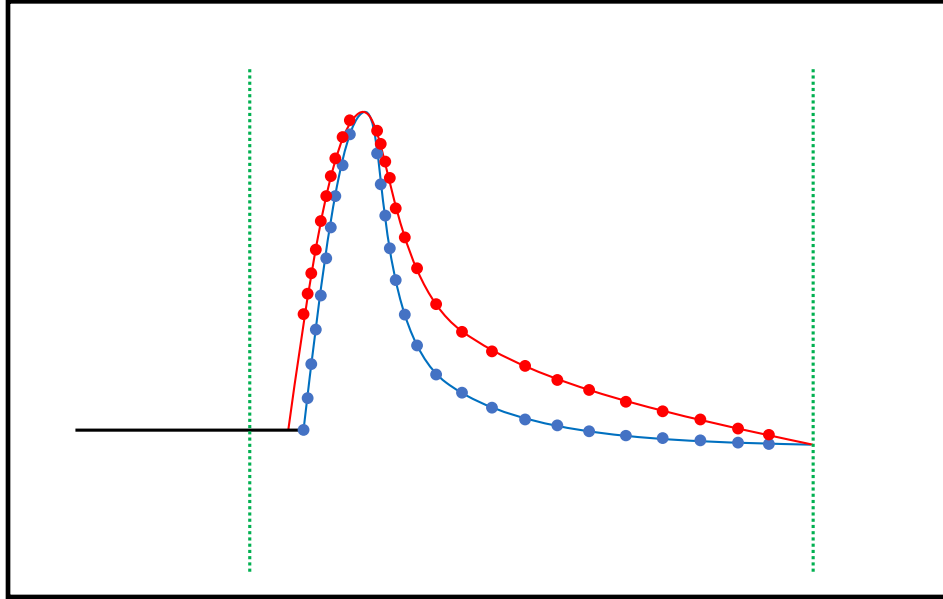


図 6.5 JSNS² における波形弁別法のイメージ図。ピークの電荷 (Q_{peak}) に対する各 FADC bin の電荷 (Q_{bin}) が異なることを利用する。それぞれのピークの電荷が基準となるためピークの高さがあわせられている。

信号波形は事象ごとにある程度の揺らぎを持っている。また、248 ある FADC bin のそれぞれに対して Q_{ratio} を計算することから、それらの結果を重ね合わせて確率分布とし、波形を弁別する必要がある。そこで、確率密度関数を用いた最尤法によってイベントごとのスコアを計算することで波形を弁別する。

6.5.1 確率密度関数 (PDF) の作成

確率密度関数 (Probability Density Function: PDF) は、確率的な分布を持つデータを用いて各事象が起こる = 各数値をとりうる確率を表したものである。

図 6.6 は PDF の例を表している。十分な量の信号波形を用意することで各 FADC bin ごとにピークで規格化した電荷比 (Q_{ratio}) の分布を作成することができる。

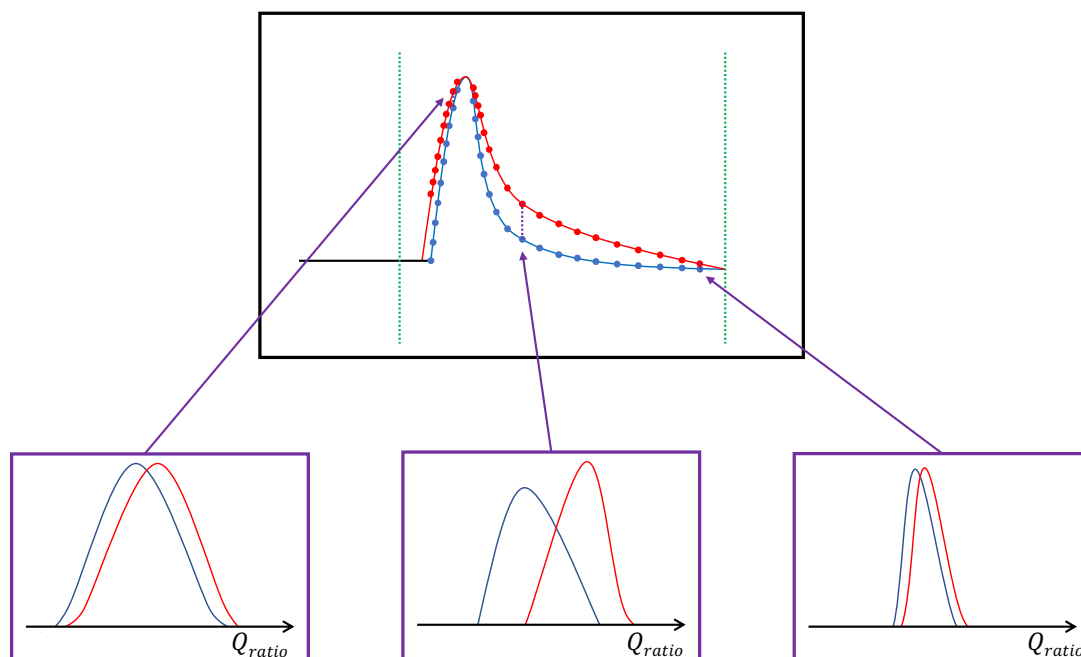


図 6.6 確率密度関数 (PDF) の例。上図は 2 種の波形を表している。下図の 3 つは各 FADC bin におけるピークで規格化した電荷比 (Q_{ratio}) の分布を表している。分布は確率を表すように積分値で規格化されており、PDF となっている。

前述 (6.3 節) のように、波形弁別には JSNS² の検出器内部にある 96 本の PMT から得られる 96 個の信号波形を用いて行う。各 PMT はそれぞれ個性があり、結果として作成される PDF も異なる。そこで、各 PMT ごとに PDF を作成する。これにより PDF の質が向上することが見込まれ、結果として波形弁別能力の向上が期待できる。

したがって、248 (FADC bins) $\times$ 96 (PMTs) 個の Q_{ratio} に関する PDF を波形の種類ごとに作成する。

6.5.2 最尤法を用いたスコアの計算方法

ここでは JSNS² における最尤法 (likelihood) を用いたスコアの計算方法を述べる。

前述 (6.5.1 節) のように、各 PMT、各 FADC bin における PDF を用いて likelihood によるスコアを計算する。図 6.7 は likelihood によるスコア計算のイメージ図を表している。各 FADC bin において Q_{ratio} がその値を取る確率を計算し、重ね合わせる。

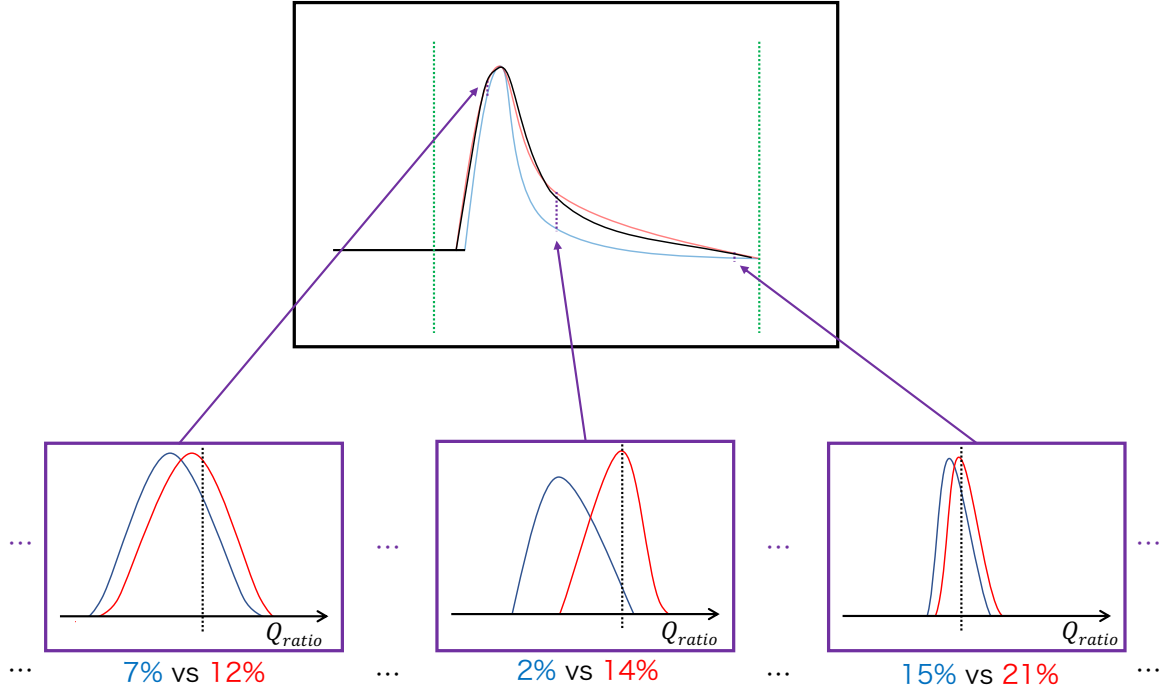


図 6.7 最尤法 (likelihood) によるスコア計算のイメージ図。上図に黒線で表された波形が青線と赤線のどちらの波形に近いかを表している。下図の 3 つのように各 FADC bin においてそれぞれの波形においてその値をとる確率を計算する。

likelihood によるスコア ($\mathcal{L}$) は次のように表せる。

$$\mathcal{L} = \prod_{j=40}^{247} [P_j(Q_{ratio})] \quad (6.3)$$

式 (6.3) 中の j は FADC bin を表している。また、 $P_j(Q_{ratio})$ は PDF から計算される、各 FADC bin における各波形のピークとの電荷比 $\left(Q_{ratio} = \frac{Q_{bin}}{Q_{peak}}\right)$ がその値をとる確率を表す。なお、likelihood によるスコアの計算には 40-247 FADC bin が使われ、ペDESTAL領域である 0-39 FADC bin は使われていない。

JSNS² における PSD では、2 種の粒子に由来する 2 種の波形を、形状のわずかな違いをもとに分離する。そこで、対数を用いた最尤法 (log-likelihood: 以下単に likelihood と呼ぶ) を用いる。例えば、ME と FN についての likelihood のスコア (Natural logarithm Likelihood Ratio: $\ln LR$) は次のように表せる。

$$\ln LR = \sum_{i=0}^{95} Q_i^{tot} \cdot [\ln(\mathcal{L}_{ME}) - \ln(\mathcal{L}_{FN})] \quad (6.4)$$

式 (6.4) 中の i は PMT ID (図 3.2) を表している。また、 $\mathcal{L}_{\text{ME}}$ と $\mathcal{L}_{\text{FN}}$ は ME と FN それぞれの PDF をもとにして式 (6.3) で計算された likelihood のスコアを表す。さらに、JSNS² では FADC を用いていることから、総電荷が大きい波形は総電荷が小さい波形に比べて波形全体の解像度が高く、その信頼性も高いと考えられる。したがって、各 PMT の電荷 (Q_i^{tot} : 単位 p.e.) が重みとしてかけられている。

なお、この場合、 $\ln\text{LR}$ が大きい値 (正) であれば ME-like なイベントであることを表し、小さい値 (負) であれば FN-like なイベントであることを表す。

6.5.3 波形弁別法に使用する光量の範囲

JSNS² では 1 回のイベントに対して 96 本の PMT からそれぞれ 1 個ずつ、計 96 個の信号波形が得られる。波形弁別法においては、96 個の信号波形のうちそれぞれの PMT の電荷 (Number of photo-electron: PE 数) が 20 から 500 (p.e.) の信号波形のみを使用する。

上限である 500 については、信号波形の飽和対策のために設定している。ある PMT の PE 数が 500 を超える場合、その PMT の信号波形は飽和している可能性がある。飽和した PMT の波形はピークが相対的に低くなる傾向にあり、PSD に誤った情報を与える可能性が高い。そこで、あるイベントにおいて PE 数が 500 を超える PMT があった場合、その PMT は PSD に使用しない。

下限である 20 については、複数の single PE から構成される波形の排除のために設定している。通常、シンチレーション光の放出時間は複数の指数関数で表され、single PE が時間的にランダムに出現する。波形全体の PE 数が小さい場合、ランダムに出現する single PE による影響が大きくなり、 Q_{ratio} が大きく変動する。

図 6.8 は PE 数が小さい波形の例を表している。複数の 1PE のピークによって波形が構成されているのが見える。例えば 80FADC bin のときの Q_{ratio} を見てみると、左の波形は 80FADC bin で $Q_{\text{ratio}} \sim 0.1$ 、右の波形は 80FADC bin で $Q_{\text{ratio}} \sim 0.6$ となっている。このような波形は PDF のピークを小さくし分布の幅を広げることに繋がる。したがって、PDF を使用する likelihood 全体に影響し、最終的な波形弁別能力にも影響を及ぼす。そこで、あるイベントにおいて PE 数が 20 未満の PMT があった場合、その PMT は PSD に使用しない。

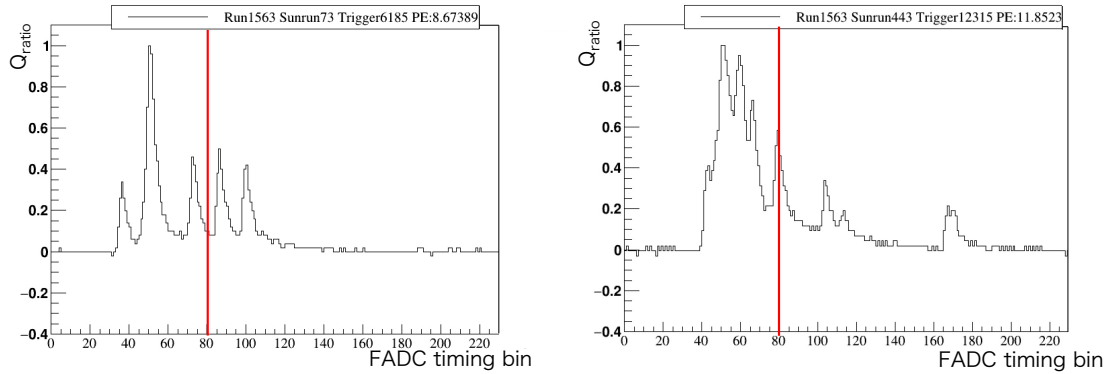


図 6.8 PE 数が小さい波形の例 (PMT ID: 0)。複数の 1PE のピークが見える。横軸は FADC bin、縦軸は Q_{ratio} 。赤線は 80 FADC bin の位置を示す。左: 80 FADC bin で $Q_{ratio} \sim 0.1$ 、右: 80 FADC bin で $Q_{ratio} \sim 0.6$ 。

6.6 波形弁別法による解析の流れについて

この節以降では、PSD による解析について述べる。PSD による解析を行う際には実際のデータから作成した ME と FN のコントロールサンプル (6.4 節) を用いる。よって、この節以降は ME と FN に対する PSD について述べる。

なお、以降では信号の再構成された反応点を示す際に R と z を用いる。これらは、円筒形である JSNS² のアクリルタンクとステンレスタンクに対する円筒座標系を表している。円筒の中心軸からの半径方向を R 、円筒の中心軸方向を z で表している。また、 z については検出器中央の高さを基準としている。

まず、PSD に使用するイベントの選別について述べる。ここでは、使用する領域 (R , z) を示すとともに、アクリルタンクの内外で発光するようなイベントについて触れる。

次に、波形の電荷依存性と高エネルギーミュオンによる影響を受けたイベントを取り除く方法について述べる。ここでは、PSD に使用するイベントの選別を行ったうえでさらに波形弁別能力を向上させるためのメソッドを述べる。

最後に、実際に行った PSD の解析とその結果について述べる。

6.7 波形弁別法に使用するイベントの選別

前述 (3.3 節) のように、JSNS² ではアクリルタンクの内外で 2 種類の液体シンチレータを使用している。アクリルタンク内部の GdLS にのみ DIN が溶解されており、これによりアクリルタンク内外で生じる信号波形は大きく異なる。JSNS² の解析においては、ア

クリルタンク内の DIN が溶解している領域 (DIN 領域) の液体シンチレータの発光によるイベント (DIN イベント) とアクリルタンク外の DIN が溶解していない領域 (非 DIN 領域) の液体シンチレータの発光によるイベント (非 DIN イベント) を区別する必要がある。これは、非 DIN イベントは波形弁別能力が小さいためである。ただし、アクリルタンクの境界付近で発生するイベントはアクリルタンクの内外に影響することから DIN イベントと非 DIN イベントの領域の境界は明確でなく、位置情報等を用いて単に分離することはできない。

なお、この節における「DIN 領域」は実際の検出器におけるアクリルタンク内の全領域を表してはいない。これは、アクリルタンクから十分内側の領域のみを解析に使用していることによる。

また、「DIN イベント」は likelihood による解析の結果として得られたスコアからの分類であり、先発・後発信号の位置関係などの実際の検出器に関する情報から得られたものではない。したがって、「DIN イベント」と「非 DIN イベント」が必ずしもアクリルタンク内外のイベントを示しているわけではない。

図 6.9 は DIN 領域 ($R < 600\text{mm}$, $|z| < 600\text{mm}$) の ME と非 DIN 領域 ($1600 < R < 1800\text{mm}$, $|z| < 600\text{mm}$) の ME の平均波形を表している。2つの波形は形状が大きく異なる。そこで、DIN 領域の ME と非 DIN 領域の ME を用いて、新たに DIN イベントかどうかを判別する likelihood (DIN likelihood) を構築する。

また、図 6.10 は検出器の断面図と DIN 領域と非 DIN 領域を表す。DIN 領域については十分にアクリルタンクの内側である領域として $R < 600\text{mm}$, $|z| < 600\text{mm}$ とし、非 DIN 領域については十分にアクリルタンクの外側である、かつ DIN 領域と比較が容易である領域として $1600 < R < 1800\text{mm}$, $|z| < 600\text{mm}$ としている。

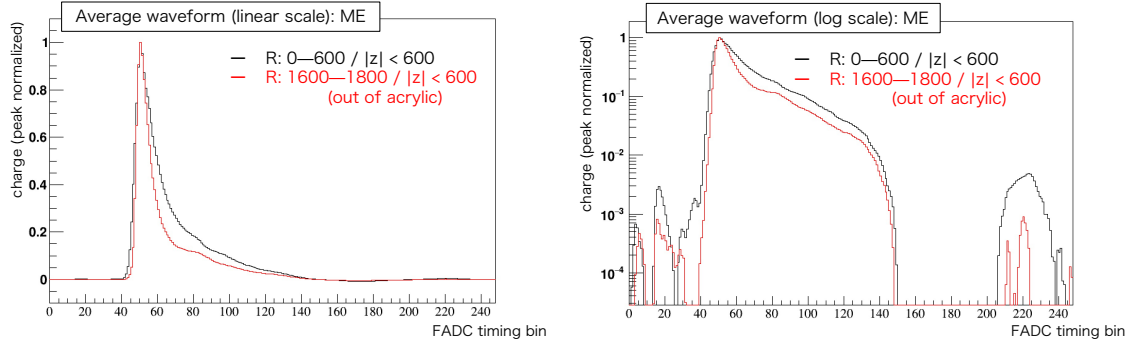


図 6.9 DIN 領域 ($R < 600 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$) の ME (黒線) と非 DIN 領域 ($1600 < R < 1800 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$) の ME (赤線) の平均波形。横軸は FADC bin。縦軸はそれぞれのピークとの電荷比 (左: linear scale、右: log scale)。ピークは 50 FADC bin にある。なお、PMT のオーバーシュートのために pedestal より小さい、負の電荷をとる箇所がある。

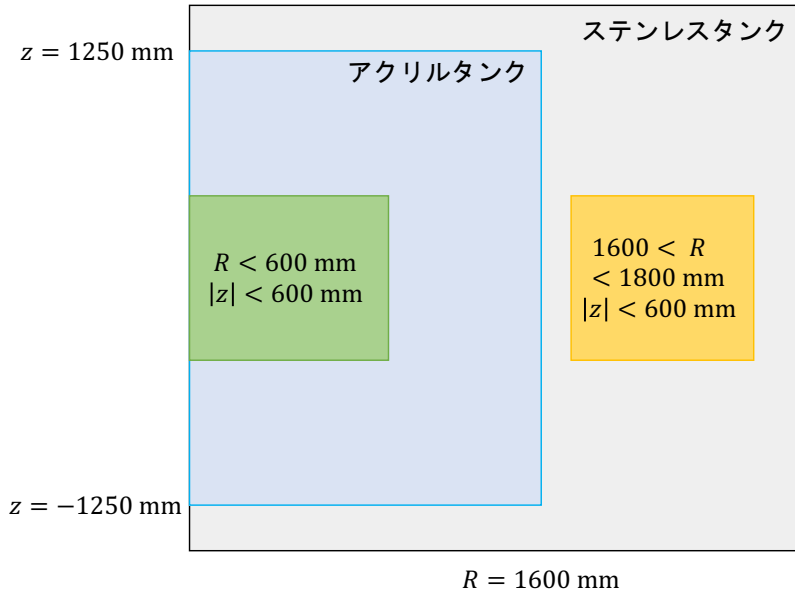


図 6.10 アクリルタンク内外のイベントのイメージ図。緑、橙はそれぞれ DIN 領域、非 DIN 領域を表す。

まず、DIN 領域 ($R < 600 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$) の ME から各 PMT、各 FADC bin ごとにピークとの電荷比 (Q_{ratio}) についての PDF (DIN PDF) を作成した。同様に、非 DIN 領域 ($1600 < R < 1800 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$) の ME から各 PMT、各 FADC bin ごとに Q_{ratio} についての PDF (Non-DIN PDF) を作成した。なお、PMT は 96 本、FADC

bin は 248 bin あり、PDF は各 PMT、各 FADC bin ごとに確率を表すように 1 に規格化されている。

DIN likelihood のスコア ($\ln\text{LR}_{\text{DIN}}$) は前述 (6.5.2 節) と同様、次のように表せる。

$$\ln\text{LR}_{\text{DIN}} = \sum_{i=0}^{95} Q_i^{\text{tot}} \cdot [\ln(\mathcal{L}_{\text{DIN}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{Non-DIN}})]$$

$$\left(\mathcal{L} = \prod_{j=40}^{247} [P_j(Q_{\text{ratio}})] \right) \quad (6.5)$$

式 (6.5) 中の i は PMT ID、 j は FADC bin を表している。また、スコアには各 PMT の電荷 (Q_i^{tot} : 単位 p.e.) が重みとしてかけられている。 $\mathcal{L}_{\text{DIN}}$ と $\mathcal{L}_{\text{Non-DIN}}$ はそれぞれ DIN PDF と Non-DIN PDF をもとにして計算された likelihood のスコアを表し、 $P_j(Q_{\text{ratio}})$ は PDF から計算される、各 FADC bin における各波形のピークとの電荷比 ($Q_{\text{ratio}} = \frac{Q_{\text{bin}}}{Q_{\text{peak}}}$) がその値をとる確率を表す。likelihood によるスコアの計算には 40-247 FADC bin が使われ、ペDESTAL である 0-39 FADC bin は使われていない。 $\ln\text{LR}_{\text{DIN}}$ が大きい値 (正) であれば DIN-like なイベントであることを表し、小さい値 (負) であれば Non-DIN-like なイベントであることを表す。

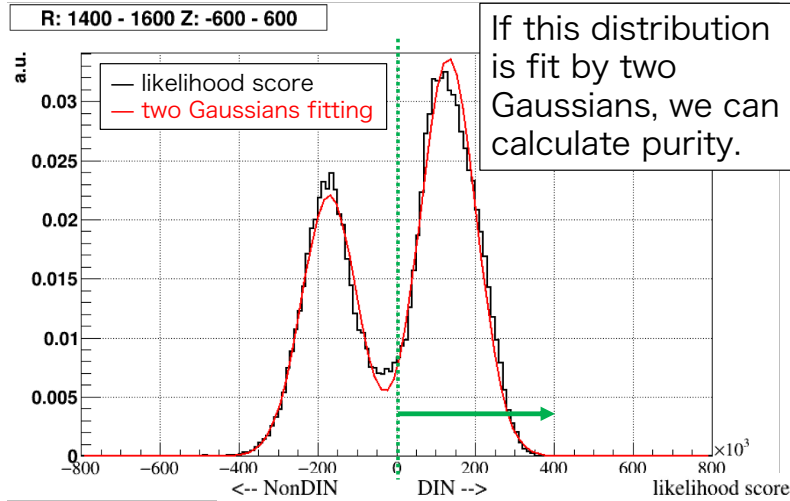


図 6.11 1400 < R < 1600 mm, $|z|$ < 600 mm の ME の場合の DIN likelihood によって得られるスコアの分布。正の (大きい) スコアは DIN-like であることを表し、負の (小さい) スコアは Non-DIN-like であることを表す。黒線はスコアの分布、赤線は 2 つのガウシアンによるフィットの結果を表す。緑線と緑矢印はスコアが 0 以上の領域を示している。分布が完全に 2 つのガウシアンで表せる場合を仮定すると、スコアが 0 以上のイベント全体に対する DIN イベントの割合は 98% 程度となる。

図 6.11 の黒線は $1400 < R < 1600 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$ の ME を使用した場合に DIN likelihood によって得られるスコア分布を表している。図中のスコアについて、正の (大きい) スコアは DIN-like であることを表し、負の (小さい) スコアは Non-DIN-like であることを表している。また、DIN イベントと非 DIN イベントのスコアの分布がそれぞれガウシアンで与えられると仮定した場合、以下の式を用いてフィットできる。

$$p_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - p_1)}{p_2} \right)^2 \right) + p_3 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - p_4)}{p_5} \right)^2 \right) \quad (6.6)$$

フィット結果は図 6.11 に赤線で示されている。

likelihood のスコアは通常、0 を境界として 2 種に分ける。また、2 つのガウシアンによるフィットからも 0 付近で 2 つに分かれている。例えば、図 6.11 にあるように、 $1400 < R < 1600 \text{ mm}$, $|z| < 600 \text{ mm}$ の ME に対して分布が完全に 2 つのガウシアンで表せる場合、DIN イベントの純度は 98% 程度となる。よって、DIN likelihood のスコアが 0 以上のイベントを以降 DIN イベントとして扱うことにした。

図 6.12 は各 R^2 領域における ME ($|z| < 1000 \text{ mm}$) の DIN イベント (DIN likelihood のスコアが 0 以上) の割合を示している。ME の DIN イベントの割合は $R^2 = 2000 \times 10^3 \text{ mm}^2$ ($R \sim 1400 \text{ mm}$) 付近から急激に落ちていることが確認できる。

同様に、図 6.13 は各 z 領域における ME ($R < 600 \text{ mm}$) の DIN イベントの割合を示している。ME の DIN イベントの割合は $z = \pm 1000 \text{ mm}$ ($|z| = 1000 \text{ mm}$) 付近から急激に落ちていることが確認できる。

また、DIN イベントの割合が急激に落ちていることはアクリルタンクの境界付近であることを表している。アクリルタンクの境界付近では内から外あるいは外から内へ向かうような、アクリルタンクの内外で発光するイベントが増えることにより非 DIN イベントの割合が増加する。アクリルタンクの内外で発光する、境界付近のイベントは不安定である可能性が考えられる。したがって、DIN イベントの割合が急激に落ちるより前、 $R < 1400 \text{ mm}$ ($R^2 \sim 2000 \times 10^3 \text{ mm}^2$), $|z| < 1000 \text{ mm}$ の領域のイベントを PSD の開発で用いる。

なお、DIN likelihood の PDF は ME イベントのみから作成する。これは非 DIN 領域における波形弁別能力が低く、また DIN 領域と非 DIN 領域の波形の違いは ME と FN の違いよりも大きいためである。

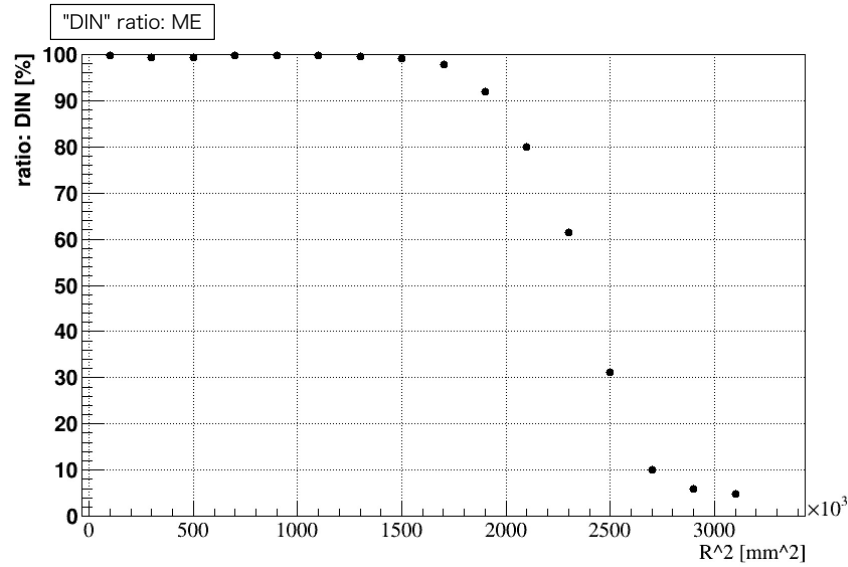


図 6.12 各 R^2 領域における ME の DIN イベント (DIN likelihood のスコアが 0 以上) の割合。 $|z| < 1000\text{mm}$ の ME イベントが使用されている。横軸は $R^2(\text{mm}^2)$ を表す。縦軸は ME の DIN イベントの割合 (%) を表す。各点は $200 \times 10^3 \text{mm}^2$ の範囲ごとの ME の DIN イベントの割合を示している。例えば、最も左の点は $0 < R^2 < 200 \times 10^3 \text{mm}^2$ における ME の DIN イベントの割合を示す。

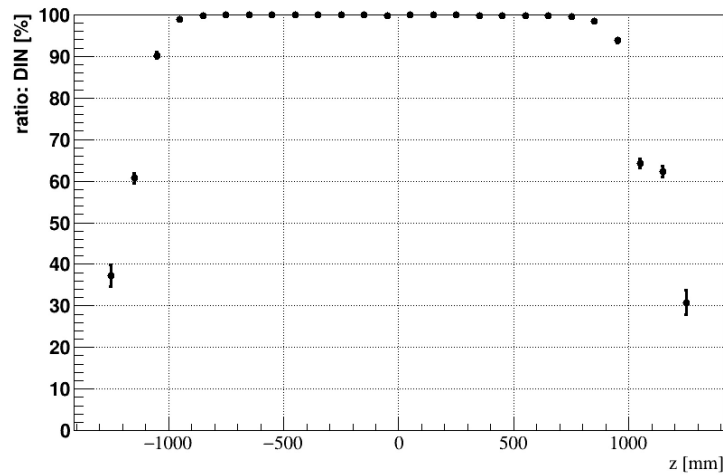


図 6.13 各 z 領域における ME の DIN イベント (DIN likelihood のスコアが 0 以上) の割合。 $R < 600\text{mm}$ の ME イベントが使用されている。横軸は $z(\text{mm})$ を表す。縦軸は ME の DIN イベントの割合 (%) を表す。各点は 100mm の範囲ごとの ME の DIN イベントの割合を示している。例えば、最も左の点は $-1300 < z < -1200\text{mm}$ における ME の DIN イベントの割合を示す。

DIN likelihood より、 $R < 1400 \text{ mm}$, $|z| < 1000 \text{ mm}$ の領域にある DIN likelihood のスコアが 0 以上のイベントを PSD の解析で用いる。十分にアクリルタンク内の事象を選択していることもあり、DIN likelihood における除去事象の割合は 2% 程度である。これにより波形弁別能力の向上が見込めるが、これらのイベントのみを用いたうえでさらに 2 つのメソッドを導入することにより、さらなる波形弁別能力向上を図る。さらなる波形弁別能力のために加えた 2 つのメソッドについては次の節とさらにその次の節で述べる。

6.8 波形の電荷依存性

ある信号に対する各 PMT の PE 数は、信号の生成点と各 PMT の距離や角度に依存する。図 6.14 は R 方向一定範囲の各領域に対して PMT ID: 0 で得られる PE 数の分布を表している。中心から外縁部に行くにつれて PE 数のピークが小さくなるとともに分布が広がっているのが確認できる。

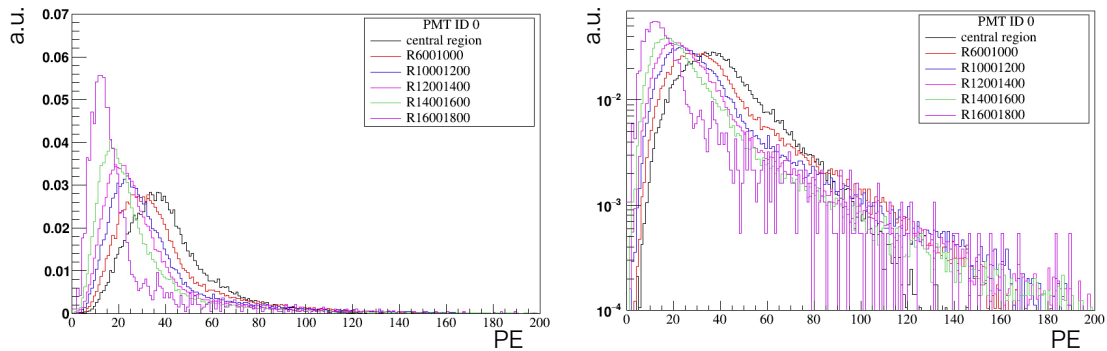


図 6.14 R 方向一定範囲の各領域における PE 数の分布 (PMT ID: 0)。各分布は比較のため積分値で規格化されている。横軸は PMT ID:0 の PE 数を表す。 $|z| < 600 \text{ mm}$ の ME イベントを使用している。黒線は $R < 600 \text{ mm}$ 、赤線は $600 < R < 1000 \text{ mm}$ 、青線は $1000 < R < 1200 \text{ mm}$ 、桃線は $1200 < R < 1400 \text{ mm}$ 、緑線は $1400 < R < 1600 \text{ mm}$ 、紫線は $1600 < R < 1800 \text{ mm}$ の領域を表す。左: linear scale、右: log scale。

図 6.15 は PE 数の関数としてみたピークとの電荷比 (Q_{ratio}) の分布の典型的な例を表している。また、図 6.16 は PE 数が小さい場合と PE 数が大きい場合における Q_{ratio} の分布 (PDF) の典型的な例を表している。PE 数が大きいほど PE 数が小さいときと比べて Q_{ratio} の幅が狭くなっていることが確認できる。これは、6.5.3 節 (図 6.8) で説明したように、光量が増えるほど single PE の波形が現れにくくなり波形が安定することを表し

ている。

Q_{ratio} は波形の形状によるものであることから、PE 数が波形の形状に影響を与えているといえる。そこで、波形弁別能力の向上のため PMT ごとの PE 数を考慮した PDF を作成して使用する。

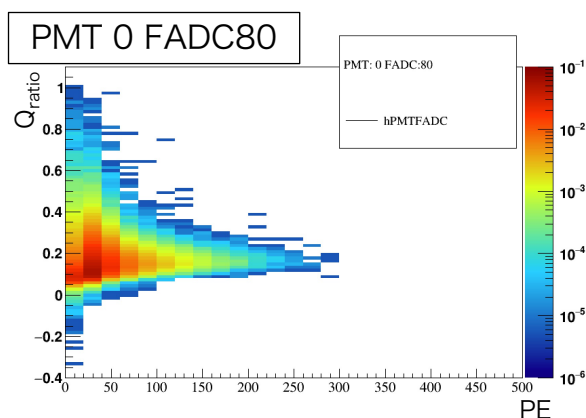


図 6.15 PE 数ごとの Q_{ratio} の分布の例 (PMT ID: 0, 80FADC bin)。ME イベントが使われている。横軸は PE 数、縦軸は Q_{ratio} 。各 bin の色は全体に対してその bin が占める割合を表す。

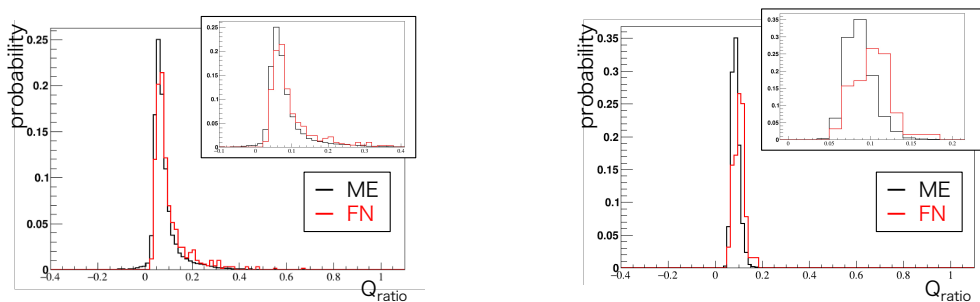


図 6.16 PE 数が小さい場合と大きい場合における Q_{ratio} の分布 (PDF) の例 (PMT ID: 24, 100FADC bin)。黒線は ME の PDF、赤線は FN の PDF を表す。横軸は Q_{ratio} 、縦軸はそれぞれの Q_{ratio} をとる確率。左: $0 < PE < 20$ 、右: $200 < PE < 220$ 。それぞれの右上のウィンドウはピーク付近の拡大図。

PMT ごとの PE 数を考慮し、0 から 20、20 から 40 のように PE 数を 0 から 500 までの 25 の範囲に分けたうえで Q_{ratio} についての PDF を作成する。なお、便宜上 0 から 20 の範囲の PDF を作成しているが、スコアの計算時には使用しない。

6.9 高エネルギーミューオンによる影響を受けたイベントの分類

ME と FN を弁別する前に、まず ME のうち高エネルギーミューオンによる影響を受けたイベント进行分类する。ME イベントの前に高エネルギーミューオンが検出器内に入ると afterpulse が発生する。これは PMT の特性によるものであり、Double Chooz や RENO などの実験でも確認されている [33], [34]。JSNS² は地上実験でありミューオンのレートが 2 kHz 程度と高いことから、特に afterpulse の影響が大きい。

図 6.17 は JSNS² における高エネルギーミューオンによる影響を表している。高エネルギーミューオンが通過して数 μs 後に、ミューオンのエネルギーに依存したパルスが生成されている。これが afterpulse となる。

実際、図 6.18 のようにミューオン事象の後にはペDESTAL 領域に afterpulse を確認することができる。

ここでは例としてペDESTAL 領域における afterpulse を挙げたが、実際には波形の全領域に afterpulse が出現する可能性がある。これは、高エネルギーミューオンによる影響が数 μs に及ぶためである。しかし、現在の JSNS² のデータ取得において、波形と一体化しているピーク以降に存在する afterpulse を取り除くことは難しい。これはステライルニュートリノ探索においても同様であり、afterpulse の影響を考慮したうえで解析を行う必要がある。そこで、PSD 内で高エネルギーミューオンによる afterpulse の有無进行分类する。

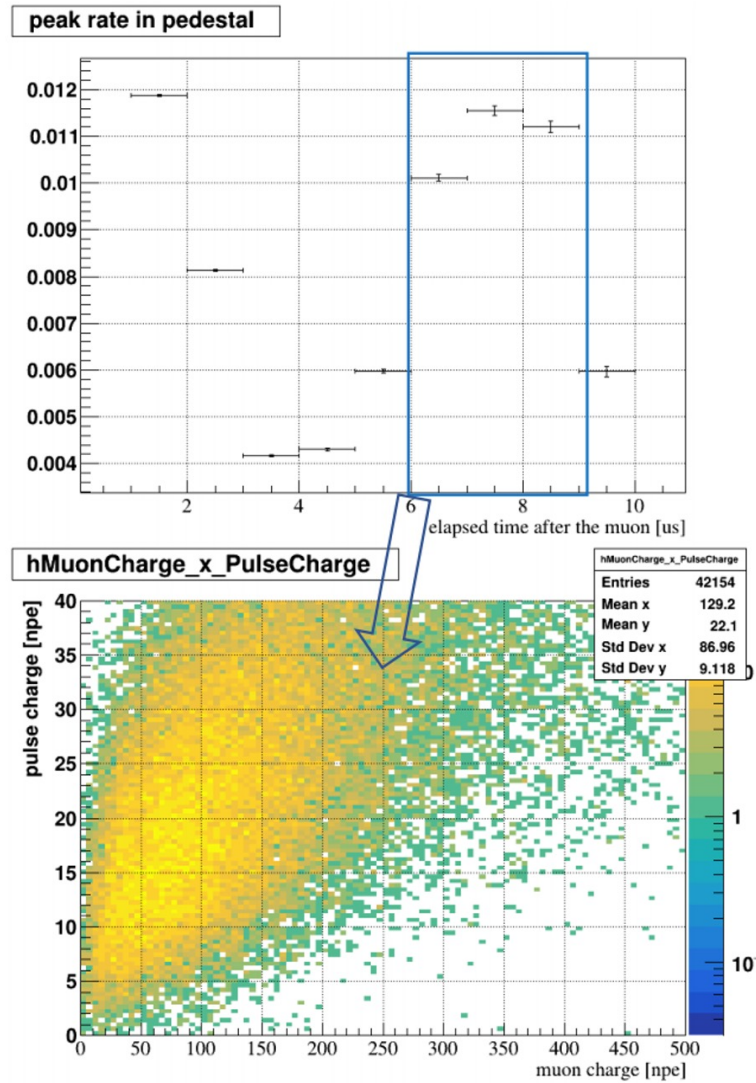


図 6.17 上図：高エネルギーミュオンが afterpulse を生成するまでの時間（横軸）と高エネルギーミュオンにより生成される afterpulse のペデスタルにおけるイベントレート（縦軸）。下図：高エネルギーミュオンが 6-9 μs 後にパルスを生じた際のミュオンの光電子数（横軸）と生成された afterpulse の光電子数（縦軸）。高エネルギーミュオンが通過して数 μs 後に、ミュオンのエネルギーに依存した強さの afterpulse が生成されている。

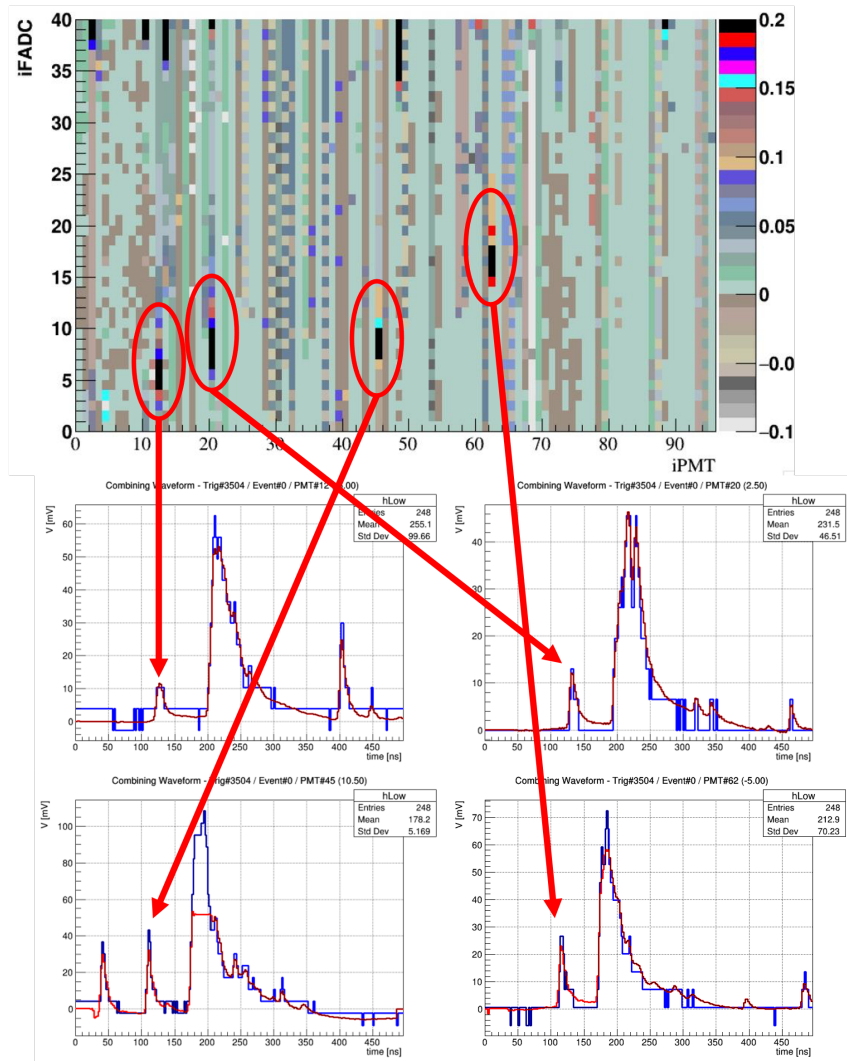


図 6.18 上図：PMT の ID (横軸) と FADC bin (0-39: ベデスタル) (縦軸) におけるピークとの電荷比。0.2 より大きい電荷比は 0.2、 -0.1 よりも小さい電荷比は -0.1 として表示されている。下図：afterpulse が現れている PMT の波形。ベデスタルに afterpulse が出現しているのが確認できる。

図 6.19 は通常の ME、afterpulse がある ME、FN の信号波形を示している。図中の波形はそれぞれ PMT96 本分の波形を重ねたものになっている。図中の黒線と青線は同じ ME 由来の波形であるにもかかわらず、afterpulse によってその差が大きくなっている。黒線は通常の ME イベント、青線は afterpulse の影響がある ME イベントの波形である。青線の波形は afterpulse によりピーク以外の部分の電荷の割合が大きくなっているためにこのような波形になっている。

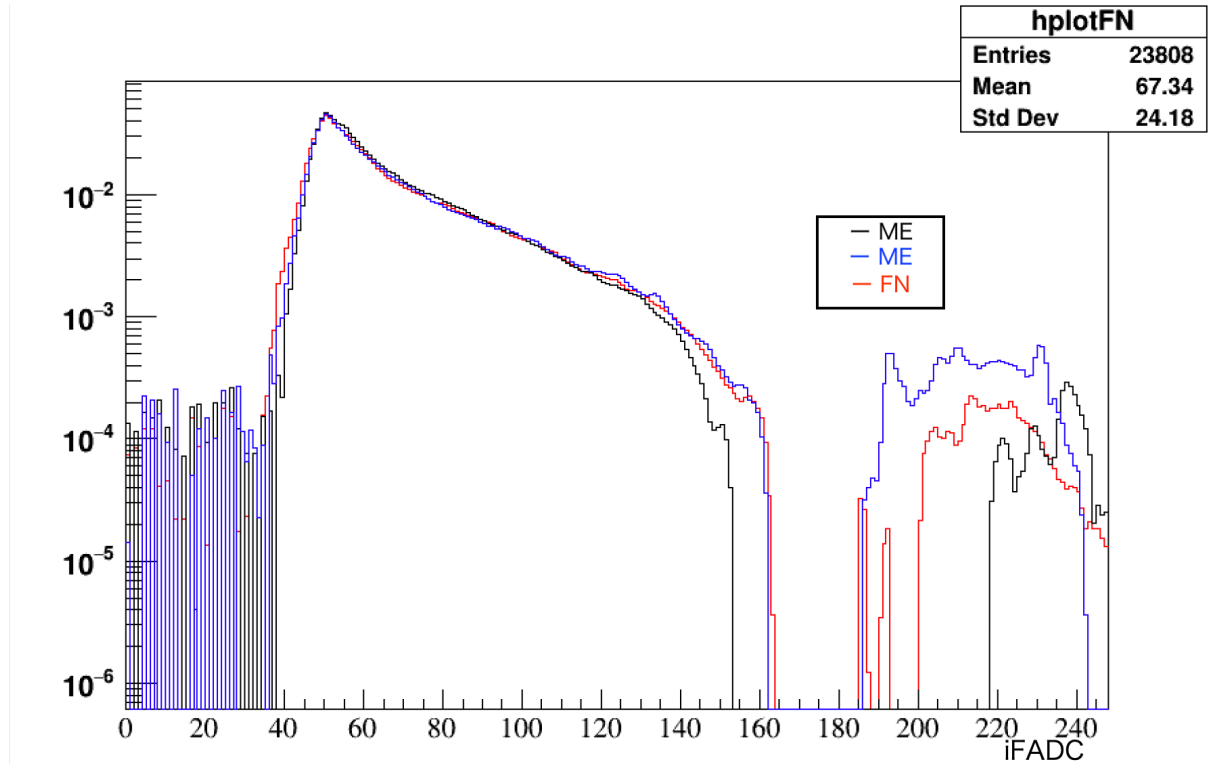


図 6.19 通常の ME、afterpulse がある ME、FN の信号波形。横軸は FADC bin、縦軸は積分値で規格化された電荷を表している黒線は通常の ME、青線は afterpulse がある ME、赤線は FN を表す。それぞれ PMT96 本分の波形を重ねている。なお、図中の 0-39 FADC bin はペDESTAL 領域である。

以下では簡単のために“通常の ME”を“normal ME”、“高エネルギーミューオンによる afterpulse がある ME”を“high ME”と呼ぶ。また、単に“ME”とある場合はミッセル電子、もしくはミッセル電子由来の信号のことを指し、同様に“FN”とある場合は高速中性子、もしくは高速中性子由来の信号のことを指す。

図 6.19 にあるように normal ME と high ME の差は ME と FN の差よりも大きい。また、high ME は FN に近い波形を持つ。そこで、ME を normal ME と high ME の 2 種に分類することで波形弁別能力の向上を図る。すなわち、ME と FN による PSD ではなく、normal ME と FN、high ME と FN による 2 次元的な PSD を考える。PSD の具体的な手順等は後にまわし、ここではその準備として ME を normal ME と high ME の 2 種に分類することを考える。

まず、PSD に必要な PDF をつくるため、ME を normal ME と high ME の 2 種類に一時的に分類することを考える。分類の際は後述する 2 つの値を用いる。なお、この分類

はあくまで PDF の作成のためだけに行い、ここで計算される値は ME を 2 種類に分類するためだけに使用される。

ME の分類においては以下に定義する 3 つの電荷の和から計算される 2 つの値を用いる。電荷の和については PMT96 本分を足し合わせたものを用いる。

“Peak”: 46-74 FADC bin の電荷の和

“Tail”: 75-124 FADC bin の電荷の和

“Valley”: 125-199 FADC bin の電荷の和

各イベントごとに、“Peak”、“Tail”、“Valley”の 3 つの電荷の和を計算し、さらに “Tail”/“Peak” (TP) と “Valley”/“Peak” (VP) を計算する。TP と VP を用いて ME を 2 種類に分類する。

図 6.20 は各イベントに対して計算した TP と VP の値の例を表している。図中の青線は $VP = -TP + 0.38$ を表しており、この直線を基準として FN の塊から遠い ME を normal ME、近い ME を high ME とする。この直線は FN の塊のほとんどをほぼ垂直に切っており、これにより FN から遠い波形を持つ normal ME を効率よく分類している。

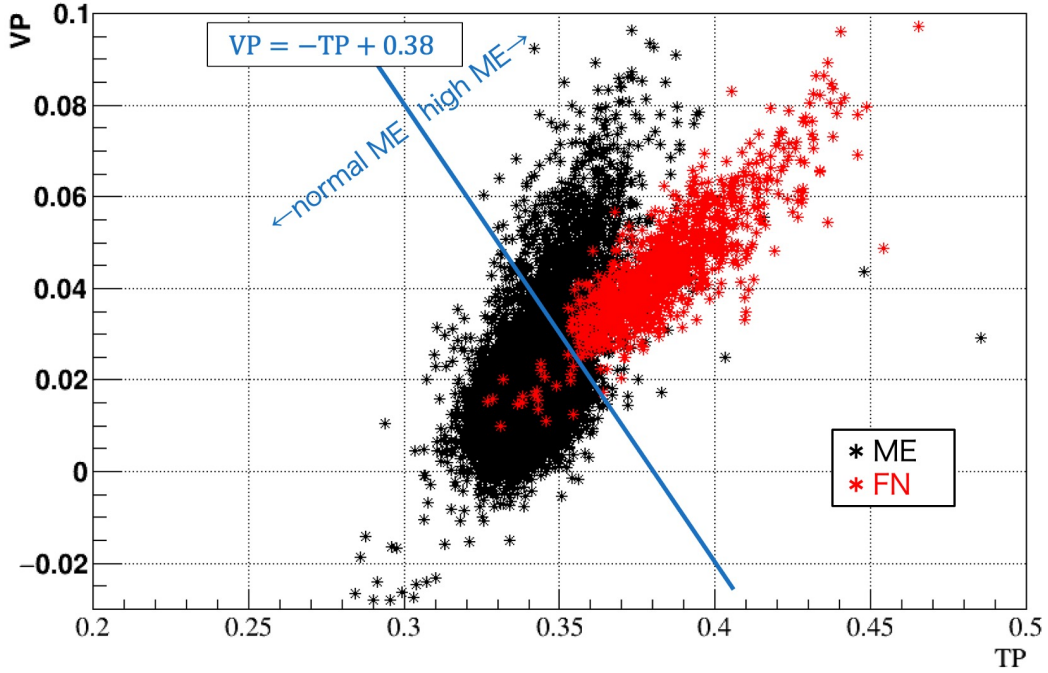


図 6.20 各イベントの電荷の和の比の例。各イベントごとに TP (横軸) と VP (縦軸) の値をプロットしている。黒点は ME、赤点は FN を示している。また、青線は $VP = -TP + 0.38$ を表しており、この線よりも右上の領域にある ME を high ME、左下の領域にある ME を normal ME として定義する。

ここまで、PSD の準備として ME を 2 種類に分類した。図 6.20 を見ると likelihood を使わずとも TP や VP のような電荷に関する積分情報のみでも ME と FN の弁別を行うことができるように見える。しかし、実際に電荷に関する積分情報のみで ME と FN の弁別を試みても、ME と FN で重なる部分が多く十分に弁別することができない。これは PSD の中性子除去目標 (rejection factor > 数十) を達成できないことを意味する。例えば、図 6.20 において (図中の青線と関係なく) 直線や楕円等を用いて ME と FN の弁別を試みても $TP = 0.37$, $VP = 0.04$ 付近で ME と FN で重なっており弁別しきれない。これは “Peak”、“Tail”、“Valley” の領域を調整するなどしても同様である。したがって、電荷に関する積分情報のみでは弁別しきれない。そこで、青線により一時的に ME を 2 種類 (normal ME/high ME) に分けたうえで全波形情報を用いた likelihood を導入することで ME と FN の弁別を行う。

図 6.21 は normal ME、high ME、FN の PDF の例を表している。3 つの PDF を用いて PSD による解析を行い、最終的に ME と FN を弁別する。波形の電荷依存性と高エネルギーミューオンによる影響を考慮した具体的な解析手順については次の節で述べる。

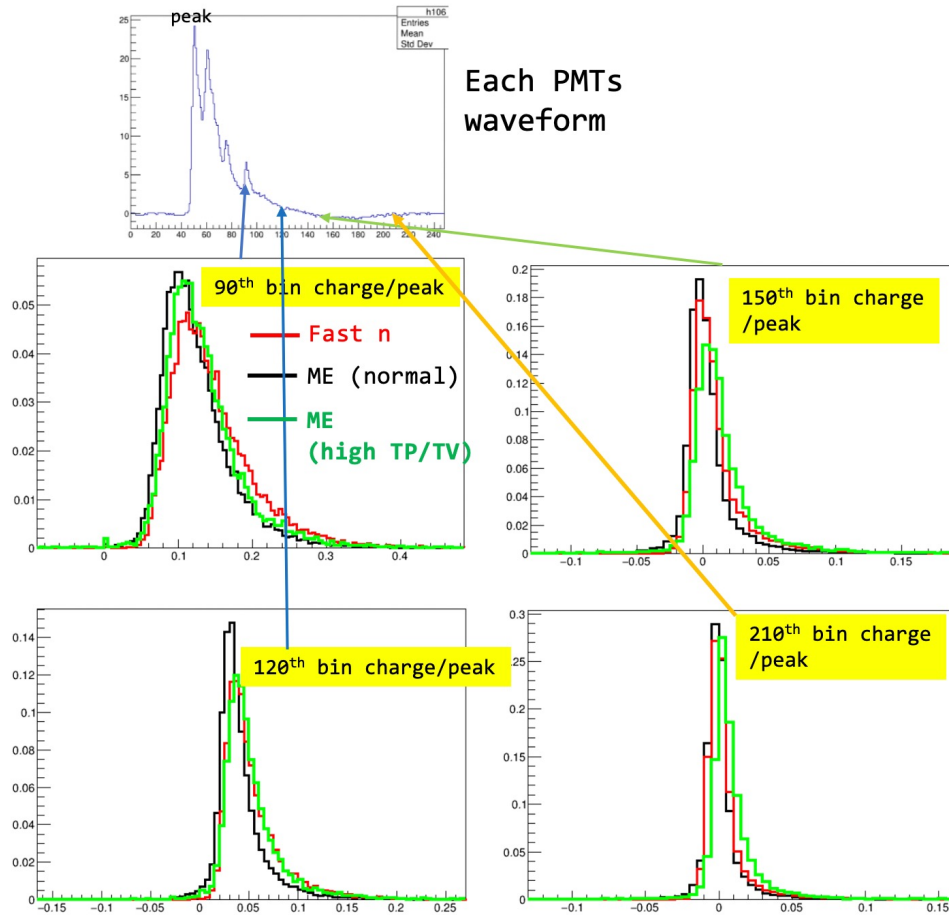


図 6.21 normal ME、high ME、FN の PDF の例。下の 4 つの図において、黒線は normal ME、緑線は high ME、赤線は FN を表している。横軸は各 FADC bin (左上: 90th FADC bin、左下: 120th FADC bin、右上: 150th FADC bin、右下: 210th FADC bin) におけるピークで規格化した電荷比を表している。また、各線は確率を表すように積分値で規格化されている。なお、PMT のオーバーシュートがあるため、bin によっては負の電荷をとりピークで規格化した電荷比も負となることがある。

なお、high ME は事象数が少なく、normal ME のおよそ 10% 程度となっている。

6.10 波形弁別法を用いた実際の解析

ここでは、PSD による実際の解析の手順を示す。

PSD による実際の解析には、まず、近い時期に取得された 2 つのデータセットを用いた。これらのデータセットはそれぞれ 2021 年 1 月 18 日から 20 日、1 月 22 日から 25 日に取得されたものである。一方のデータセットを用いて DIN likelihood の PDF と PSD

の PDF の作成を行い、もう片方のデータセットの波形弁別能力を測った。また、役割を交換して同様の解析を行った。役割を交換することで最終的に得られる 2 つの結果から、PSD 自体の安定性を確認した。

次に、さらに別の 3 つのデータセットを用いて波形弁別能力の時間安定性を確認した。これらの 3 つのデータセットは 2021 年 4 月 7 日から 8 日、4 月 14 日、4 月 21 日に取得されたデータである。前述した 1 月 18 日から 20 日に取得されたデータセットから作成された DIN likelihood の PDF と 2D likelihood の PDF を用いて、これら 3 つのデータセットの波形弁別能力を測った。

これら 5 つのデータセットは全て JSNS² で実際に取得されたデータであり、ME や FN のイベントの選択条件 (6.4 節に詳述) は同一のものを使用している。

以下では、簡単のために時間順にデータセットに 1 から番号を振る。1 月 18 日から 20 日に取得されたデータセットを “data1”、1 月 22 日から 25 日に取得されたデータセットを “data2”、4 月 7 日から 8 日に取得されたデータセットを “data3”、4 月 14 日に取得されたデータセットを “data4”、4 月 21 日に取得されたデータセットを “data5” と呼ぶ。また、DIN likelihood の PDF と 2D likelihood の PDF の作成を行うデータセットを “PDF data”、波形弁別能力を測るデータセットを “score data” と呼ぶ。これらを組み合わせ、例えば、“PDF: data1, score: data2” は data1 を用いて DIN likelihood の PDF と 2D likelihood の PDF の作成を行い、data2 の波形弁別能力を測ったことを意味する。

ここでは、例として “PDF: data1, score: data2” の際の解析手順を述べる。

まず、data1 のイベントを用いて DIN likelihood の PDF の作成 (6.7 節に詳述) を行う。 $R < 600\text{mm}, |z| < 600\text{mm}$ の領域内にある ME イベントから DIN PDF、 $1600 < R < 1800\text{mm}, |z| < 600\text{mm}$ の領域内にある ME イベントから Non-DIN PDF を作成する。その際、各 PMT、各 FADC bin についてピークとの電荷比 (Q_{ratio}) についての PDF を作成する。よって、 Q_{ratio} についての PDF が 248 (FADC bins) $\times$ 96 (PMTs) $\times$ 2 (DINPDF/Non-DIN PDF) 個作られることになる。なお、あるイベントにおいて PE 数が 20 より小さい、もしくは 500 を超える PMT は使用しない。

次に、作成した DIN PDF と Non-DIN PDF を用いて data1 のイベントに対する DIN likelihood による事象の選択を後述する PDF の作成のために行う。 $R < 1400\text{mm}, |z| < 1000\text{mm}$ の領域内にある ME/FN イベントについて DIN likelihood のスコア ($\ln\text{LR}_{\text{DIN}}$) を計算する。具体的な計算式については式 (6.5) に示されている。PDF の作成時と同様に、あるイベントにおいて PE 数が 20 より小さい、もしくは 500 を超える PMT は使用しない。

続いて、data1 のイベントを用いて 2D likelihood の PDF の作成を行う。その際、DIN likelihood (6.7 節に詳述)、高エネルギーミューオンによる影響 (6.9 節に詳述)、波形の電荷依存性 (6.8 節に詳述) を考慮して PDF の作成を行う。 $R < 1400\text{ mm}$, $|z| < 1000\text{ mm}$ の領域内にあり、かつ DIN likelihood によるスコアが 0 以上であるイベントのみを PDF の作成に使用する。まず、図 6.20 のように、ME イベントを電荷の和の情報を元に一時的に normal ME と high ME に分ける。次に、それぞれのイベントについて各 PMT の PE 数を計算する。最後に PE 数を 20 刻みで 25 の範囲 (0 から 20、20 から 40、...、480 から 500) に分けた状態で、normal ME、high ME、FN それぞれのイベントから各 PMT、各 FADC bin ごとにピークとの電荷比 (Q_{ratio}) についての PDF を作成する。最終的に Q_{ratio} についての PDF が $248\text{ (FADC bins)} \times 96\text{ (PMTs)} \times 25\text{ (PE 数: 0-20/20-40/.../480-500)} \times 3\text{ (normal ME/high ME/FN)}$ 個作られることになる。

最後に、data2 のイベントを用いて 2D likelihood によるスコアの計算を行う。まず、data1 と同様に data2 の $R < 1400\text{ mm}$, $|z| < 1000\text{ mm}$ の領域内にあるイベントに対する DIN likelihood のスコアの計算を行い、以降では DIN likelihood によるスコアが 0 以上となるイベントのみを使用する。ME/FN イベントに対して各 PMT の PE 数を計算し、その PE 数に対応する PDF を用いてスコアの計算を行う。その際、normal ME の PDF と FN の PDF を用いた際に得られる likelihood のスコア (normal ME vs FN スコア) と high ME の PDF と FN の PDF を用いた際に得られる likelihood のスコア (high ME vs FN スコア) を計算する。これにより、ME/FN イベントはそれぞれ 2 つのスコアを持つことになる。normal ME vs FN スコア ($\ln\text{LR}_{\text{normal ME}}$) と high ME vs FN スコア ($\ln\text{LR}_{\text{high ME}}$) は次のように表せる。

$$\begin{aligned}\ln\text{LR}_{\text{normal ME}} &= \sum_{i=0}^{95} Q_i^{\text{tot}} \cdot [\ln(\mathcal{L}_{\text{normal ME}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{FN}})] \\ \ln\text{LR}_{\text{high ME}} &= \sum_{i=0}^{95} Q_i^{\text{tot}} \cdot [\ln(\mathcal{L}_{\text{high ME}}) - \ln(\mathcal{L}_{\text{FN}})] \\ &\quad \left(\mathcal{L} = \prod_{j=40}^{247} [P_j(Q_{ratio})] \right)\end{aligned}\tag{6.7}$$

式 (6.7) 中の i は PMT ID、 j は FADC bin を表している。また、 Q_i^{tot} は重みとしての各 PMT の電荷 (単位: p.e.) を表す。 $P_j(Q_{ratio})$ はそれぞれの PDF から計算される、各 FADC bin における各波形のピークとの電荷比 $\left(Q_{ratio} = \frac{Q_{bin}}{Q_{peak}}\right)$ がそのイベントにおける値をとる確率を表す。PDF は、PE 数に応じて 0 から 20、20 から 40、...、480 か

ら 500 の 25 種類あるため、各 PMT ごとにそれぞれの PE 数に対応したものを使用する。あるイベントにおいて PE 数が 20 より小さい、もしくは 500 を超える PMT は使用しない。なお、スコアの計算には 40 から 247 までの FADC bin が使われ、0 から 39 までの FADC bin は使われていない。

$R < 1400\text{mm}$, $|z| < 1000\text{mm}$ の領域内にあり、かつ DIN likelihood によるスコアが 0 以上であるイベントに対して、各イベントが持つ 2 つのスコア (normal ME vs FN スコアと high ME vs FN スコア) を用いて波形弁別能力についての解析を行った。

6.11 波形弁別能力の解析結果

以下では、特に断りがない限り $R < 1400\text{mm}$, $|z| < 1000\text{mm}$ の領域内にあり、かつ DIN likelihood によるスコアが 0 以上であるイベントのみを使用している。まず、近い時期に取得された 2 つのデータセット、data1 と data2 を用いて解析を行った。PDF: data1, score: data2 と PDF: data2, score: data1 の結果を比較し、PSD の安定性を確認した。

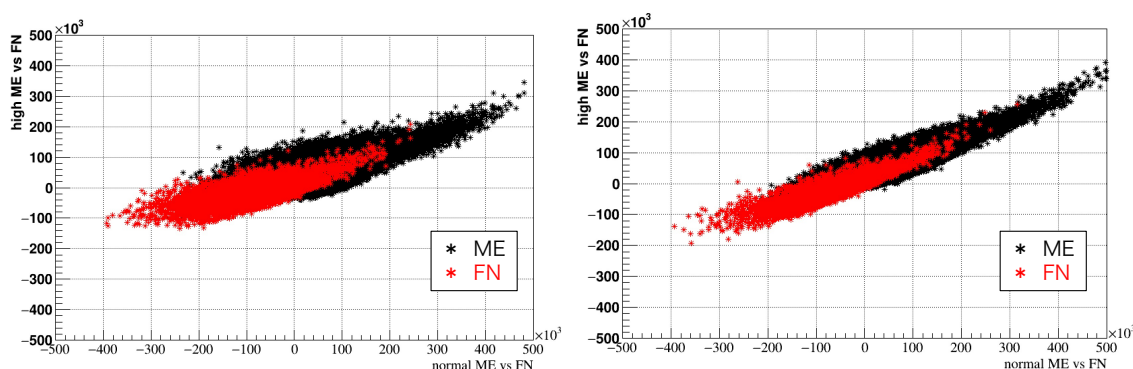


図 6.22 近い時期に取得された 2 つのデータセット (data1, 2) から得られた PSD スコアの分布。黒点は ME のイベント、赤点は FN のイベント。各イベントは normal ME vs FN スコアと high ME vs FN スコアの 2 つのスコアを持っており、前者を x 座標、後者を y 座標としてプロットされている。したがって、横軸は normal ME vs FN スコア、縦軸は high ME vs FN スコア。左は PDF: data1, score: data2、右は PDF: data2, score: data1。

図 6.22 は data1, 2 から得られた PSD スコアの分布を表している。黒点は ME のイベント、赤点は FN のイベントとなっている。各点はそれぞれ normal ME vs FN スコアを x 座標、high ME vs FN スコアを y 座標としてプロットされている。 x 座標、 y 座標と

もに大きい (正の) 値は (normal/high) ME-like であることを表し、小さい (負の) 値は FN-like であることを表す。

また、図 6.23 は図 6.22 の ME のイベントと FN のイベントそれぞれの分布の詳細を表している。

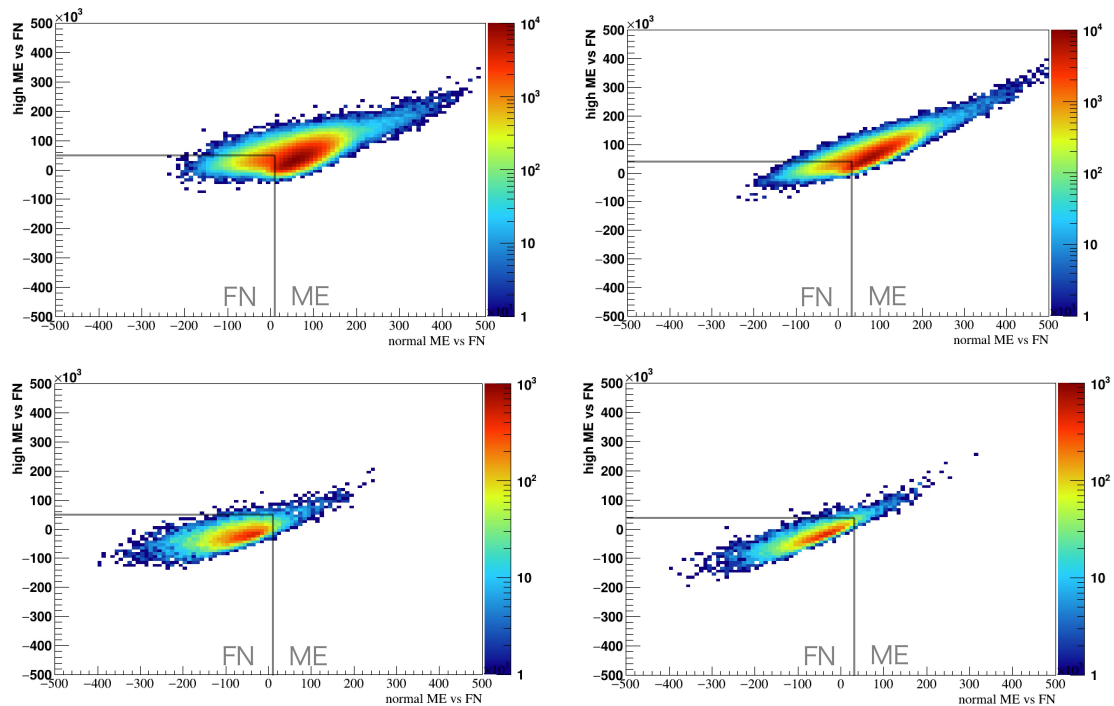


図 6.23 図 6.22 にある 2 つのデータセット (data1, 2) から得られた PSD スコアの分布の詳細。左上は PDF: data1, score: data2 の ME イベントのみ、右上は PDF: data2, score: data1 の ME イベントのみ。左下は PDF: data1, score: data2 の FN イベントのみ、右下は PDF: data2, score: data1 の FN イベントのみ。灰色の線はそれぞれの基準点を表しており、PSD における ME と FN の判断基準を表している。灰色の線で囲まれた左下の領域にあるイベントは PSD において FN と判断される。それ以外の領域にあるイベントは PSD において ME と判断される。

これらを元に PSD による波形弁別能力を測る。波形弁別能力は、基準点を元に計算される、ME イベントのうち PSD において ME イベントと判断されるイベントの割合 (ME efficiency) と FN イベントのうち PSD において FN イベントと判断されるイベントの割合 (FN rejection) を用いて評価する。基準点は図 6.22 や図 6.23 のような 2 次元プロット内における座標を表し、PSD において ME イベントと FN イベントを判断する基準となる。例えば、基準点が (10000, 30000) のとき、normal ME vs FN スコア (x 座標) が 10000 未満かつ high ME vs FN スコア (y 座標) が 30000 未満であるイベントは

PSD において FN イベントであると判断され、その他のイベントは ME イベントであると判断される。すなわち、基準点を元にして normal ME vs FN スコア (x 座標) と high ME vs FN スコア (y 座標) がともに FN-like であるイベントのみが PSD において FN イベントであると判断される。通常 likelihood はスコアの正負で判断するが、本解析においてはデータにおける傾向を踏まえた補正項として基準点を導入し、基準点を元に波形弁別能力を測っている。

data1, 2 から得られた PSD の結果は表 6.2 のようになる。表中のエラーは統計誤差を表している。

表 6.2 近い時期に取得された 2 つのデータセット (data1, 2) から得られた PSD の結果。エラーは統計誤差を表している。また、基準点は PSD において ME イベントか FN イベントかを判断する基準となる点 (座標) を表している。

	ME efficiency	FN rejection	基準点
score: data2 (PDF: data1)	$89.6 \pm 0.04 \%$	$95.2 \pm 0.2 \%$	(10000, 50000)
score: data1 (PDF: data2)	$88.6 \pm 0.1 \%$	$94.6 \pm 0.2 \%$	(30000, 40000)

また、波形弁別能力の視覚化のために表中の基準点を元にした各イベントの距離を計算した。PSD において FN と判断された全てのイベントに対して便宜上負の符号をつけている。

図 6.24 はこのようにして視覚化された波形弁別能力を表している。

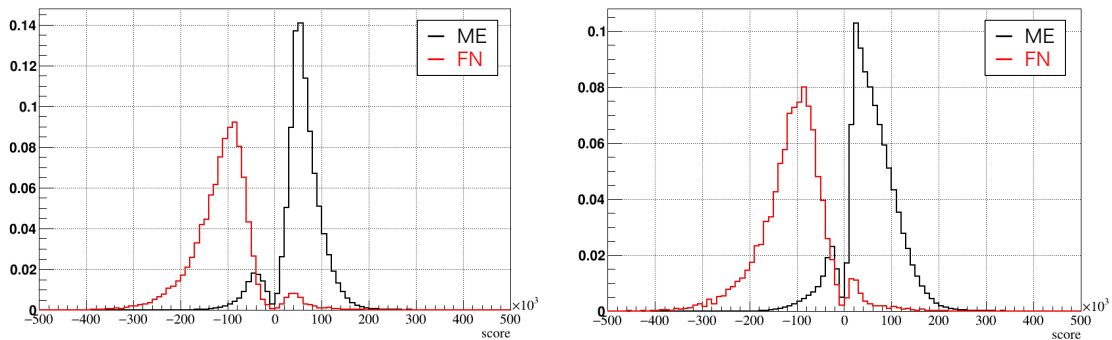


図 6.24 基準点を元にして各イベントの距離を計算することにより視覚化された波形弁別能力。PSD において FN と判断されたイベントは負の符号がつけられている。黒線は ME のイベント、赤線は FN のイベント。左は PDF: data1, score: data2、右は PDF: data2, score: data1。

表 6.2 より、data1, 2 から得られた波形弁別能力は以下のようなになる。

ME efficiency: 89.6 ± 0.04 (statistical error) ± 1.0 (PSD stability error) %

FN rejection: 95.2 ± 0.2 (statistical error) ± 0.6 (PSD stability error) %

PSD 自体の安定性を表す PSD stability error は data1, 2 間の差を用いている。これは、理想的には data1, 2 間の差は統計誤差内に収まるはずであり、データを取得した時間的な差も小さいことから統計誤差を超える差は PSD の安定性から生じると考えられるためである。

data1, 2 の結果を踏まえ、別の 3 つのデータセット (data3, 4, 5) を用いて取得データの時間安定性を確認した。data3, 4, 5 は 4 月に取得されたデータであり、1 月に取得された data1, 2 とは異なる。data1 から作った PDF を用いてそれぞれの波形弁別能力を測り、data2 の時と比較した。

PDF を data1 としたときの data2,3,4,5 から得られた PSD の結果は表 6.3 のようになる。表中のエラーは統計誤差と PSD 自体の安定性から以下のように計算されている。

$$\text{error} = \sqrt{(\text{statistical error})^2 + (\text{PSD stability error})^2} \quad (6.8)$$

なお、PSD 自体の安定性は全て data1, 2 の結果 (ME efficiency: 1.0 %, FN rejection: 0.6 %) を用いた。

表 6.3 4 つのデータセット (data2, 3, 4, 5) から得られた PSD の結果。PDF は data1 から作られた同じものを使用している。エラーは式 (6.8) を用いて統計誤差と PSD 自体の安定性を重ね合わせたものを表す。また、基準点は PSD において ME イベントか FN イベントかを判断する基準となる点 (座標) を表している。

	ME efficiency	FN rejection	基準点
score: data2 (PDF: data1)	89.6 ± 1.0 %	95.2 ± 0.6 %	(10000, 50000)
score: data3 (PDF: data1)	92.1 ± 1.0 %	95.1 ± 0.6 %	(30000, 140000)
score: data4 (PDF: data1)	92.0 ± 1.0 %	95.7 ± 0.7 %	(30000, 140000)
score: data5 (PDF: data1)	91.9 ± 1.0 %	95.7 ± 0.6 %	(30000, 140000)

図 6.25 は表 6.3 の結果と、ME/FN それぞれについて誤差を考慮した重み付き平均を計算した結果を表している。計算結果として以下の ME efficiency/FN rejection が得られた。

ME efficiency: 91.4 ± 0.5 %

FN rejection: 95.4 ± 0.3 %

これらは十分に高い信号取得率、背景事象排除率である。

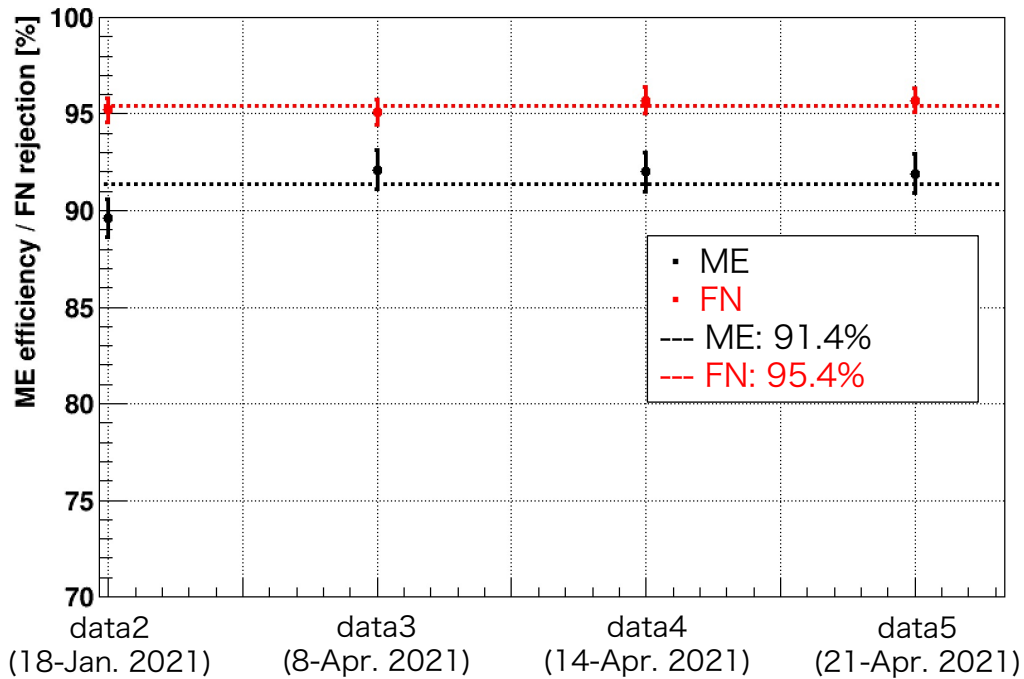


図 6.25 5つのデータセット (data1, 2, 3, 4, 5) を用いて得られた波形弁別能力。黒点は ME、赤点は FN を表す。横軸はデータセット (時間)、縦軸は ME efficiency/FN rejection (%)。黒点線は ME のデータについて、赤点線は FN のデータについてそれぞれ水平線でフィットした結果を表し、それぞれ 91.4%/95.4% となっている。

また、各データは統計誤差と PSD 自体の安定性をエラーとして含んでいる。したがって、上記の ME efficiency/FN rejection のエラーには時間安定性に加えて統計誤差と PSD 自体の安定性も含まれており、data1,2,3,4,5 における統計誤差、PSD 自体の安定性、時間安定性を含めた波形弁別能力を表している。

第 7 章

まとめと展望

7.1 まとめ

J-PARC MLF 中性子源を用いたステライルニュートリノ探索実験：JSNS² は初めての長期物理ランを 2021 年 1 月から 6 月に行い、現在解析が進んでいる。JSNS² において最大の背景事象は高速中性子であり、高速中性子の排除方法の確立が急務となっている。そこで、実際に JSNS² で取得されたデータを用いて高速中性子の排除についての研究を進め、PSD を開発した。1 月、4 月に取得された 5 つのデータセットに対して PSD を用いて解析を行ったところ、統計誤差、PSD 自体の安定性、時間安定性を含む PSD 性能として下記の ME efficiency/FN rejection が得られた。

ME efficiency: 91.4 ± 0.5 %

FN rejection: 95.4 ± 0.3 %

7.2 展望

現在の PSD 性能である ME efficiency: 91.4 ± 0.5 %/FN rejection: 95.4 ± 0.3 % は十分に高い信号取得率、背景事象排除率ではあるが、JSNS² における排除率の最終目標 (rejection factor 200 = FN rejection: 99.5 %) にはまだ達していない。性能を向上する手段として、現在以下のような手段を考えている。

サンプルの純度の精査

PSD の開発に用いているサンプルデータは実際に JSNS² で取得されたデータから

ME と FN を抽出している。したがって、サンプルデータ内に不純物が含まれている可能性が高い。不純物としては宇宙線 (γ 線) による偶発的な事象が考えられる。この偶発的な事象は PSD では ME-like であると判断されるため、FN のサンプルデータ内の不純物は波形弁別能力に直接的に影響すると考えられる。現在 FN の不純物は数 % 程度と計算されているが、不純物の割合は直接的に波形弁別能力に影響を与えることから、波形弁別能力の正式な評価を行うにあたってサンプルの純度を決定する必要がある。サンプルの純度を計算するためには背景事象とその rate を完全に理解する必要がある、現在 PSD の開発と並行して背景事象の理解のための解析が進行中である。

波形 1 つ 1 つに対する精査

サンプルの純度の精査に関連して、波形 1 つ 1 つに対する精査も進めていく。DIN likelihood により、アクリルタンクの十分内側であっても非 DIN イベントと判定されるイベントが非常に少ない割合ではあるが存在することが判明した。このイベントが likelihood で偶然 (統計的に) 非 DIN イベントと判断されたのか、波形に何か特徴はあるのかについて精査する。これにより、サンプルの純度の精査を行うとともに DIN likelihood の改良を行う。

2022 年のデータを用いての解析

現在の PSD 開発で使用しているデータは 2021 年 1 月から 6 月のものであり、DIN が GdLS 中に 8 % 溶解されている状態のデータとなっている。データ取得が終了した 2021 年 6 月に新たに DIN を追加したことから、現在の DIN の濃度は 10 % となっている。DIN を追加したことにより波形弁別能力は向上していると考えられるので、2022 年のデータからその向上と PSD の安定性を確認する。

謝辞

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教員である末包文彦教授、高エネルギー加速器研究機構の丸山和純准教授、Jungsic Park 特任助教、DongHa Lee 氏、日本原子力研究開発機構先端基礎研究センターの長谷川勝一氏、JSNS² コラボレーションの皆様、東北大学ニュートリノ科学研究センターの皆様には多大なるご指導とご協力をいただきました。この場を借りてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] P.A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020) and 2021 update
- [2] A. Aguilar *et al.* (LSND Collaboration), “Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam”, Phys. Rev. D 64, 112007 (2001)
- [3] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), “Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBoone Experiment”, Phys. Rev. Lett. 110, 161801 (2013)
- [4] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, Phys. Rept. 427:257-454 (2006).
- [5] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), “Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment”, Phys. Rev. Lett. 121, 221801 (2018)
- [6] Pedro A. N. Machado *et al.*, “The Short-Baseline Neutrino Program at Fermilab”, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2019. 69:363-87 (2019)
- [7] P. Abratenko *et al.*, “Search for an Excess of Electron Neutrino Interactions in MicroBooNE Using Multiple Final State Topologies”, arXiv:2110.14054 [hep-ex] (2021)
- [8] V. V. Barinov *et al.*, “Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST)”, arXiv:2109.11482 [nucl-ex] (2021)
- [9] D Svirida and for the DANSS Collaboration, “DANSS experiment: current status and future plans” 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1690 012179 (2020)
- [10] H. Almazán *et al.* (STEREO Collaboration), “Improved sterile neutrino con-

- straints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data”, Phys. Rev. D 102, 052002 (2020)
- [11] M. Andriamirado *et al.* (The PROSPECT Collaboration), “PROSPECT-II Physics Opportunities”, arXiv:2107.03934 [hep-ex] (2021)
- [12] A. P. Serebrov *et al.*, “Experiment Neutrino-4 search for sterile neutrino and results of measurements”, Phys. Rev. D 104, 032003 (2021)
- [13] 「J-PARC とは？」
<https://j-parc.jp/public/about/about/index.html> (2021/12/23 時点)
- [14] S. Ajimura *et al.*, “Technical Design Report (TDR): Searching for a Sterile Neutrino at J-PARC MLF (E56, JSNS²)”, arXiv:1705.08629 [physics.ins-det] (2017)
- [15] M. Harada *et al.*, “Proposal: A Search for Sterile Neutrino at J-PARC Materials and Life Science Experimental Facility”, arXiv:1310.1437 [physics.ins-det] (2013)
- [16] F. Suekane, “Neutrino Oscillations”, Lecture Notes in Physics 898, Springer (2015)
- [17] 日野 陽太, 修士論文「ステライルニュートリノ探索実験 JSNS² における中性粒子由来の背景事象についての研究」 (2018)
- [18] J.S. Park *et al.*, “Performance of PMTs for the JSNS² experiment”, JINST 15 (2020) no.10, T07003
- [19] S. Ajimura *et al.*, “The JSNS² detector”, Nucl. Inst. Meth. A 1014 (2021) 165742
- [20] J.S. Park *et al.*, “Production and optical properties of liquid scintillator for the JSNS² experiment”, JINST 14 (2019) no.09, T09010
- [21] J.S. Park *et al.*, “Slow control and monitoring system at the JSNS²”, PTEP 2021 (2021) 6, 063C01
- [22] “NI”
<https://www.ni.com/en-us.html> (2022/1/3 時点)
- [23] “What is LabVIEW ?”
<https://www.ni.com/en-us/shop/labview.html> (2022/1/3 時点)
- [24] “MySQL”
<https://www.mysql.com> (2022/1/3 時点)
- [25] “What is Arduino ?”
<https://www.arduino.cc/en/Guide/Introduction> (2022/1/3 時点)
- [26] “Grafana: the open observability platform”

<https://grafana.com> (2022/1/3 時点)

- [27] 氏家 亮祐, 修士論文「J-PARC MLF 施設におけるステライルニュートリノ探索実験 JSNS² のための液漏れ監視システムの開発および 1MW 運転時の背景事象の研究」 (2021)
- [28] NEOS Collaboration, B. R. Kim *et al.*, “Development and Mass Production of a Mixture of LAB- and DIN-based Gadolinium-loaded Liquid Scintillator for the NEOS Short-baseline Neutrino Experiment”, J. Radioanal. Nucl. Chem. 310 (2016) 1, 311-316
- [29] 澤村 慶幸, 修士論文「小型原子炉ニュートリノ検出器におけるバックグラウンド除去のための波形弁別法の研究」 (2012)
- [30] K. Hagiwara *et al.*, “Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157”, PTEP 2019, 2 (2019) 023D01
- [31] Y.Hino *et al.*, “Characterization of the correlated background for a sterile neutrino search using the first dataset of the JSNS² experiment”, arXiv:2111.07482 [hep-ex] (2021) (submitted to Eur. Phys. Journal C)
- [32] J.S. Park *et al.*, “The JSNS² data acquisition system”, JINST 15 (2020) no.09, T09002
- [33] Julia Haser *et al.*, “Afterpulse measurement of R7081 Photomultipliers for the Double Chooz Experiment”, arXiv:1301.2508 [physics.ins-det] (2013)
- [34] K.J. Ma *et al.*, “Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube”, arXiv:0911.5336 [physics.ins-det] (2009)