

平成24年度 修士論文

ニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定化に向けた
Double Chooz 実験におけるエネルギー再構成手法の研究

首都大学東京大学院 理工学研究科
物理学専攻

学修番号 11879331

松本 浩平

2013年 1月10日

概要

素粒子物理学の標準模型において、ニュートリノはフレーバー固有状態として ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類で記述され、それらは飛行中に各々の間でフレーバー間遷移現象を起こすことが知られており、ニュートリノ振動と呼ばれる。その現象は、ニュートリノが質量をもち、ニュートリノのフレーバー固有状態が質量固有状態の混合であるとする牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) で説明される。この行列には θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} の3つの混合角が含まれ、さらに CP を破る複素位相 δ が含まれる。混合角 θ_{12} 、 θ_{23} に関してはこれまで様々な実験を通して有限値が求められてきたが、 θ_{13} に関しては CHOOZ 実験などで $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ という上限値のみが与えられてきた。最後の混合角である θ_{13} は、それ自体がニュートリノの基本的な物理量であるとともに、 δ や質量階層性の決定の問題とも関わり、素粒子物理学を発展させる上で重要なパラメータの一つである。Double Chooz 実験はこの混合角 θ_{13} の精密測定を目指す国際共同実験である。2011 年に Double Chooz, T2K, MINOS 実験が相次いで測定結果を出し全ての結果を総合すると、 3σ を超えて θ_{13} が 0 ではなく有限値であることが示唆された。さらに、2012 年には Daya Bay, RENO 実験による 5σ 以上の有意性で θ_{13} が 0 でないことが報告され、ニュートリノ物理の新しい時代が拓かれつつある。

Double Chooz 原子炉を用いたニュートリノ振動実験であり、原子炉から約 400 m の所にある前置検出器と約 1050 m の所にある後置検出器を使い系統誤差を低減した測定を行う実験である。2011 年秋、後置検出器のみの測定結果から、原子炉を用いた θ_{13} の精密測定として初めての結果を発表した。2012 年 8 月に結果を更新し、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.025(\text{syst.})$ が得られた。2013 年には前置検出器を完成させ、2014 年からは前置後置二つの検出器を用いた測定に入ることができる。そうすることで測定における系統誤差をより低減した測定を行うことができ、高い精度での測定が可能となる。両方の検出器を用いることで、最終的に $\Delta(\sin^2 2\theta_{13}) < 0.03$ の精度での測定が見込まれるが、さらなる測定精度の向上の為にはより一層の系統誤差の削減が必要となる。その一つとしてニュートリノのエネルギー測定において、測定器で得られた光量からエネルギーへの変換 (エネルギースケール) に起因する系統誤差が存在する。エネルギースケールを精度良く決定することは、ニュートリノやバックグラウンドのエネルギー測定に依存する系統誤差を減らし、 θ_{13} の測定の感度向上に寄与する。

本研究では、Double Chooz 実験におけるエネルギースケールとその系統誤差を改善することを目指し、2012 年 8 月の結果と比較を行いながら現状のエネルギースケールの見積り精度の向上可能性を検討する。まず、エネルギー再構成方法のチェックとして、エネルギー測定における位置依存性、長期安定性、非線形性を、既知の線源や宇宙線事象を用

いたキャリブレーションデータで評価した。その結果、エネルギー測定的位置依存性に由来する系統誤差を 0.39%、長期安定性に由来する系統誤差を 0.49%、非線形性に由来する系統誤差を 1.07%と見積り、全体では 1.24 % の系統誤差を見積もった。また、現在の実験結果の中では含まれていない系統誤差評価として、検出器の ϕ 方向に対する依存性を見積りを新たに行った。さらに、位置依存性が実験データとシミュレーションとで異なった応答をしている問題の解決へ向けて、検出器内の光学モデルや光検出器の配置を元に数値解析を行なった。数値解析の結果と実験データおよびシミュレーションで得られた位置依存性とを比較検討することにより、シミュレーションにおける非一様性が生じる要因を明らかにするとともに実験データとシミュレーション間で異なった応答を生じさせる要因について考察を行い、改善案を提示した。

目次

第1章 序論	1
1.1 ニュートリノ	1
1.2 ニュートリノ振動	1
1.2.1 2世代間ニュートリノ振動	2
1.2.2 3世代間ニュートリノ振動	3
1.3 ニュートリノ質量階層性	5
1.4 θ_{13} の精密測定を目指すニュートリノ振動実験	6
1.4.1 加速器ニュートリノ振動実験	6
1.4.2 原子炉ニュートリノ振動実験	8
1.5 θ_{13} の測定意義	9
第2章 Double Chooz 実験	12
2.1 Chooz 原子炉	12
2.2 反電子ニュートリノの検出原理	16
2.3 バックグラウンド	18
2.3.1 Accidental バックグラウンド	18
2.3.2 Correlated バックグラウンド	19
2.3.3 Reactor Off 解析	22
2.4 Double Chooz 実験における検出器	23
2.4.1 ν -target(ニュートリノターゲット)層	25
2.4.2 γ -catcher(ガンマキャッチャー)層	25
2.4.3 Buffer 層	26
2.4.4 Inner Veto 層	26
2.4.5 Outer Veto	26
2.4.6 光電子増倍管 (PMT)	26
2.4.7 検出器からの信号読み出しシステム	30
2.5 キャリブレーションシステム	31
2.5.1 エネルギーキャリブレーション	31

第3章	研究目的	34
3.1	θ_{13} 導出手法	34
3.2	エネルギースケール誤差と θ_{13} 測定感度の関係	39
第4章	事象位置再構成の評価	41
4.1	事象位置再構成手法	41
4.1.1	RecoBAMA	41
4.1.2	RecoJP	42
4.2	事象発生位置再構成精度の評価	44
4.2.1	各事象位置の違い	44
4.2.2	位置分解能	46
4.2.3	位置再構成精度	46
第5章	エネルギー再構成と系統誤差の評価	48
5.1	DoubleChooz 実験におけるエネルギーの定義	48
5.2	エネルギーに関する系統誤差の基本的考え方	49
5.3	検出光電子数の位置依存性	50
5.3.1	エネルギー応答位置補正マップ	51
5.3.2	検出光電子数の位置依存性における系統誤差評価	56
5.4	エネルギー決定精度の長期安定性	60
5.4.1	検出光電子数の長期安定性における系統誤差	61
5.5	光電子数からエネルギーへの変換	61
5.5.1	エネルギー非線形性	62
5.5.2	エネルギー非線形性の系統誤差	63
5.6	エネルギーに関係した全体の系統誤差	66
第6章	光子収集効率の数値計算による検出光電子数の位置依存性の理解	67
6.1	検出器内の光子収集効率の概念	67
6.2	光子収集効率における立体角	68
6.3	受光角補正と減衰長補正	68
6.3.1	液体シンチレータの発光量	72
6.3.2	PMTの向いている向きの影響	72
6.3.3	使用していないPMTの影響	72
6.4	光子収集効率 Ω の位置依存性とMCシミュレーションのエネルギー補正マップとの比較	74
6.5	実験データとMCシミュレーションにおける位置依存性の違いについて	74

第7章	方位角 ϕ 方向の位置依存性の評価	76
7.1	ϕ 方向で光子収集効率 Ω の傾向	76
7.2	エネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性	77
7.3	エネルギー測定における ϕ 方向位置依存性における系統誤差	79
第8章	結論	80
付録A	波形再構成	82
A.1	波形再構成手法	82

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

本章ではニュートリノの性質について述べる。ニュートリノは1930年に原子核の β 崩壊を起こす際に、放出される電子のエネルギー保存則の破れを説明する粒子として W. A. Pauli により導入された粒子であり [1]、1935年には E. Fermi が弱い相互作用の理論に取り入れ以後研究が進められてきた [2]。1956年には F. Reines と C. L. Cowan が原子炉から発生する電子ニュートリノの観測を行い、ニュートリノの発見に至った [3]。1962年にはブルックヘブン国立研究所の AGS 加速器において L. Lederman、M. Schwartz、J. Steinberger らによりミューニュートリノが発見され、ニュートリノに複数の世代があることが示された [4]。そして2000年には DONUT 実験によってタウニュートリノが発見され、ニュートリノに3世代あることが明らかになった [5]。

現在の素粒子物理理論で主流となっている標準模型において、ニュートリノはスピン $\frac{1}{2}$ の中性レプトンであり、 ν_e (電子ニュートリノ)、 ν_μ (ミューニュートリノ)、 ν_τ (タウニュートリノ)の3種類が存在することが知られている。そしてそれらは全て質量0の素粒子と考えられてきた。しかし1998年、大気中の原子核と反応することにより生成した ν_μ が、地球内部を通過する間で別のフレーバーへ変わる現象をスーパーカミオカンデグループが観測するのに成功した [6][7]。この事象はニュートリノに質量が存在することを間接的に示す。そしてニュートリノが質量を持つという問題は、現在標準模型から唯一外れた物理となっている。このニュートリノが別のフレーバー状態へと変わる「ニュートリノ振動」を Double Chooz 実験では研究の対象としている。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは殆ど弱い相互作用のみを通じて他粒子と反応をする。その為、実験にて観測されるのはそのフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) であり、質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) を実験にて直接観測することはできない。このフレーバーが別のフレーバーへ変化することを

ニュートリノ振動と呼ぶ。フレーバー固有状態は質量固有状態の重ね合わせで表現でき、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

と表現される。ここで U_{MNS} は牧-中川-坂田行列 [8] と呼ばれ、クォークセクターにおけるカビボ-小林-益川行列に対応する混合行列である。

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで、 s_{ij} と c_{ij} はそれぞれ三角関数 $\sin \theta_{ij}$ と $\cos \theta_{ij}$ を表し、 θ_{ij} は混合角を表す。ニュートリノ振動のパラメータは3つの混合角 $\theta_{12,23,13}$ と CP 非保存のパラメータ δ によって表される。現在測定されているニュートリノ振動のパラメータ $\sin^2 2\theta_{12} = 0.857$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0.95$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.098$ に従うと MNS 行列は、

$$U_{MNS} \approx \begin{pmatrix} 0.8 & 0.6 & 0.2e^{i\delta} \\ -0.5 & 0.6 & 0.6 \\ 0.2 & -0.6 & 0.8 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

として記述することができる [9]。もしこの行列がユニタリー行列でなければステライルニュートリノなどの新しい物理が他に含まれている必要がある。Double Chooz 実験は θ_{13} の精密測定を行い、ニュートリノ物理の検証を行うことを目的としている。

1.2.1 2世代間ニュートリノ振動

異種ニュートリノ間の混合現象を正確に扱うには3世代間の混合を理解する必要がある。そのために、ここでは簡易的に2世代間の混合現象を扱うことで異種ニュートリノ振動現象を理解する。弱い相互作用の固有状態である ν_e , ν_μ と質量固有状態である ν_1 , ν_2 との関係は混合角 θ_{12} を用いて以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

質量固有状態 $\nu_j (j = 1, 2, 3)$ にあるニュートリノの時間発展はシュレディンガー方程式より以下の式で表される。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j\rangle \quad (1.6)$$

これにより、各々の質量固有状態は時間とともに

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.7)$$

と変化する。式 (1.7) を用いると $t = 0$ で ν_e であったものが、時刻 t で ν_μ に変化する確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ は次のように表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{E_1 - E_2}{2} \right) t \end{aligned} \quad (1.8)$$

ニュートリノの質量は運動量 p に比べ十分小さいと考えられるので、エネルギー E_j は次式で近似できる。

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \simeq p + \frac{m_j^2}{2p} \quad (1.9)$$

この近似を用いるとニュートリノのエネルギー E_1 と E_2 の差は、

$$|E_1 - E_2| = \left| \sqrt{p^2 + m_1^2} - \sqrt{p^2 + m_2^2} \right| \sim \frac{|m_1^2 - m_2^2|}{2E} \equiv \frac{\Delta m_{12}^2}{2E} \quad (1.10)$$

と表される。従って ν_e が時刻 t で ν_μ に変化する確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \cdot \sin^2 \left(1.27 \cdot \Delta m_{12}^2 \cdot \frac{L}{E} \right) \quad (1.11)$$

と書くことができる。ただし、ここで $L = ct$ はニュートリノ発生位置から測定位置までの距離を表し、 $\Delta m_{12}^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ である。ニュートリノ振動は混合があり ($\theta \neq 0$)、かつ質量差があつて ($\Delta m^2 \neq 0$) 初めて振動現象が生じる。

1.2.2 3世代間ニュートリノ振動

現在ニュートリノは3世代で存在すると考えられており、MNS 行列を用いて3世代でフレーバー固有状態 ν_α から ν_β へのニュートリノ振動確率を計算すると、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

と表現される。これよりニュートリノ振動は混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、質量二乗差 $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2$ 、CP 非保存パラメータ δ の 6 パラメータで記述される。式 1.12 から反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が距離 L 飛行した後反電子ニュートリノである確率を計算すると、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.13)$$

と表される。ここで $\Phi_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E$ 、 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ である。また過去に測定されてきた実験結果より、 $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ が分かっているので、 $\Phi_{31} = \pi/2$ ($L = 1.5$ km 付近) では Φ_{21}, Φ_{32} を含む項は Φ_{31} の項に比べ十分小さくなる。従って、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \left(1.27 \cdot \Delta m_{31}^2 \cdot \frac{L}{E} \right) + O(10^{-3}) \quad (1.14)$$

と 2 世代間の振動に近似することができる。従って、ニュートリノの発生地点から $L = 1.5$ km 付近に検出器を設置し反電子ニュートリノの欠損量の測定を行うことで θ_{13} の精密測定を行うことができる。Double Chooz 実験は後置検出器を原子炉から 1.05 km の位置に配置し、他の混合角の影響を受けない純粋な θ_{13} の測定を行っている。図 1.1 に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $E = 4 \text{ MeV}$ (原子炉で発生する平均エネルギー) としたときの反電子ニュートリノ振動確率を示す。

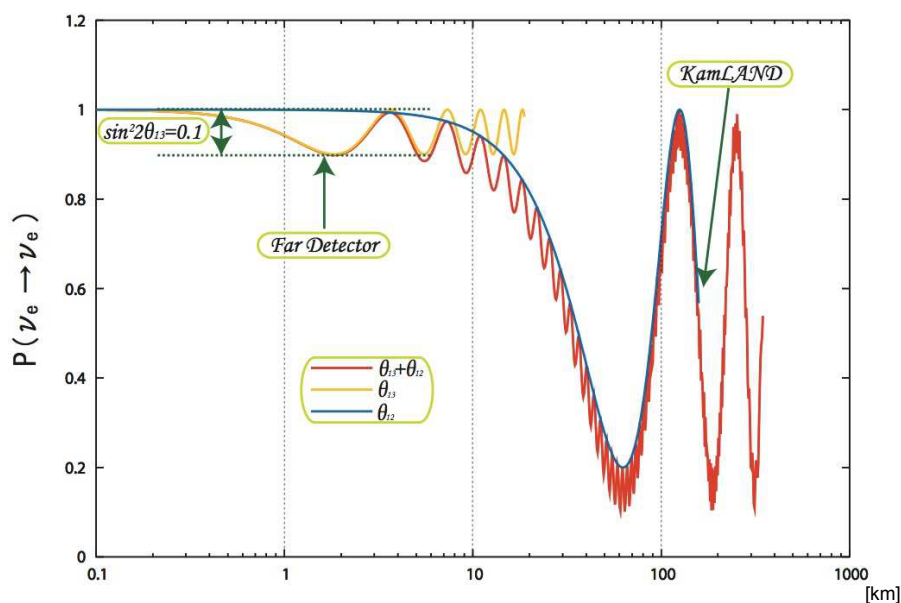


図 1.1: 原子炉を用いたニュートリノ振動確率。横軸：原子炉からの距離。縦軸：反電子ニュートリノの欠損確率を示す。 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $E = 4 \text{ MeV}$ としている。赤線が θ_{13} と θ_{12} 両方を考慮した場合、黄線が θ_{13} のみの場合、青線が θ_{12} のみを考慮した振動確率を示す。

1.3 ニュートリノ質量階層性

現在ニュートリノの質量は各々の固有質量の二乗差 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ でしか求める事が出来ない。それ故にニュートリノの質量 m_1 、 m_2 、 m_3 の階層順は決定されていない。しかし、実験の測定結果から $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ であることがわかっているため、ニュートリノの質量階層は二つに限定されている。 $m_1^2 \lesssim m_2^2 \ll m_3^2$ の順に並んだ階層を「正の質量階層」、 $m_3^2 \ll m_1^2 \lesssim m_2^2$ の順に並んだ階層を「逆の質量階層」と呼ぶ。図 1.2 にニュートリノ質量階層性の模式図を示す。質量階層を決める為には Δm_{31}^2 の精密測定を行なう必要があり、それは θ_{13} の測定をすることにより得られるため、現在より高い精度での θ_{13} 測定が求められている。

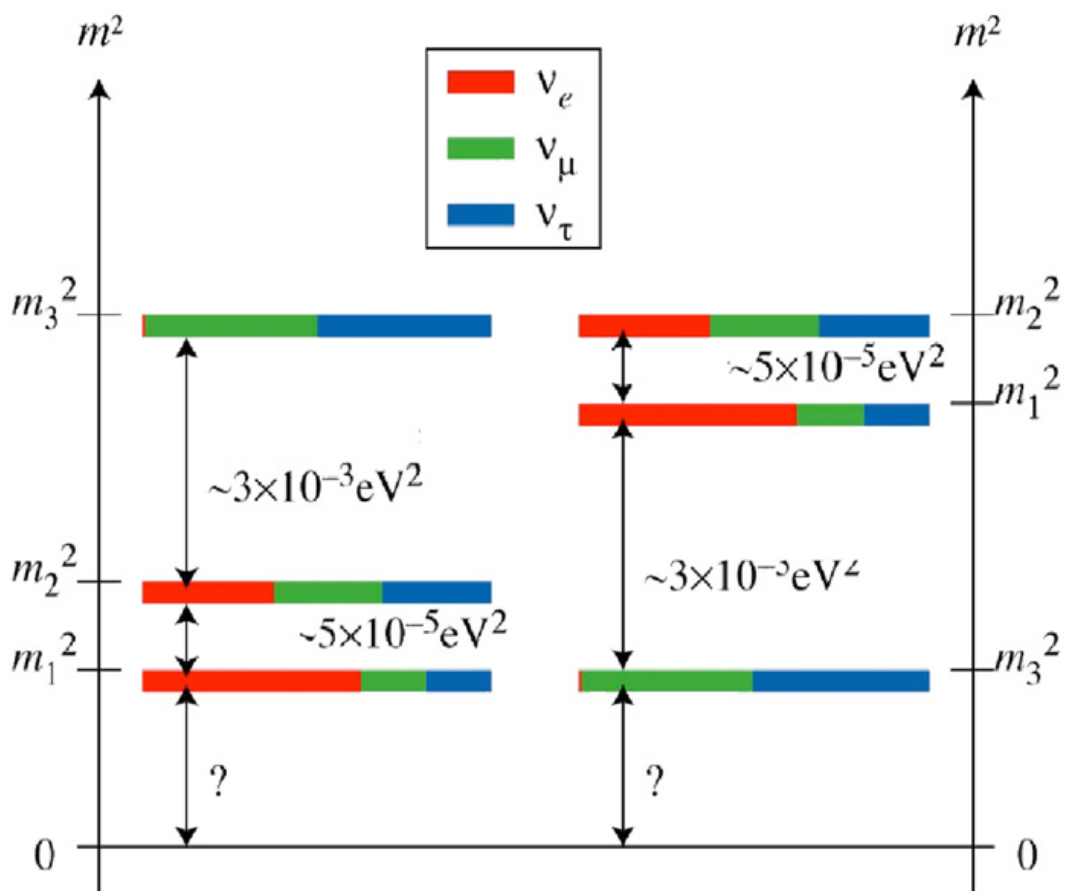


図 1.2: ニュートリノ質量階層性の模式図。左に「正の質量階層性」の場合を右に「負の質量階層性」の場合の図を示す [10]。

1.4 θ_{13} の精密測定を目指すニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動実験は Double Chooz 実験で行われている原子炉を用いた原子核崩壊由来のニュートリノを測定する実験 (原子炉ニュートリノ振動実験) の他、加速器で作られたビーム由来のニュートリノを測定する実験 (加速器ニュートリノ振動実験)、太陽由来のニュートリノを測定する実験 (太陽ニュートリノ実験)、宇宙から降り注ぐ宇宙線由来のニュートリノを測定する実験 (大気ニュートリノ実験) などに分類される。本節では特に我々が目指すニュートリノ混合角 θ_{13} の測定を行っている代表的な実験を紹介する。

1.4.1 加速器ニュートリノ振動実験

T2K (Tokai to Kamioka) 実験

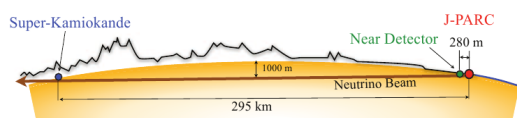


図 1.3: T2K 実験レイアウト

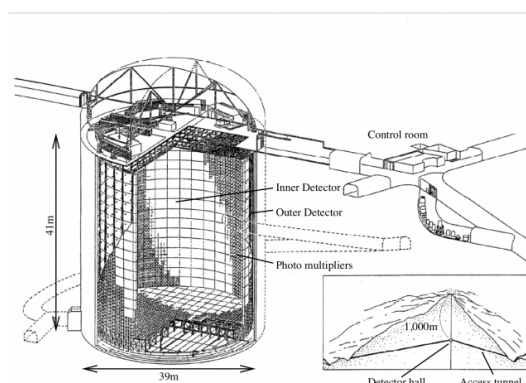


図 1.4: スーパーカミオカンデ検出器

茨城県東海村の J-PARC にある陽子加速器で作られたミュニュートリノビームを、岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデで電子ニュートリノとして観測する長基線ニュートリノ振動実験である。J-PARC の 30 GeV 陽子シンクロトロンを用いて陽子ビームを作りグラファイトに衝突させることでパイ中間子を生成する。生成されたパイ中間子がミュオン及びミュニュートリノに崩壊を起こす反応を利用してミュニュートリノビームを生成する。

$$\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.15)$$

生成されるミュニュートリノビームのエネルギーは、2.5 度の off-axis ビーム角をとることにより約 600 MeV にピークを持つ分布となる。そしてビーム生成部から 280 m 離れた前置検出器 (INGRID) を配置し、またニュートリノの振動が最大となる 295 km 離れた位置に後置検出器 (スーパーカミオカンデ) を配置し測定を行っている。後置検出器でミュニュートリノビームから電子ニュートリノに変化した現象をととして捉えることによ

り θ_{13} 測定を行う。図 1.4 に後置検出器であるスーパーカミオカンデの外観図を示す。後置検出器では電子ニュートリノをチェレンコフ放射されたイベントとして見る事ができる。図 1.5 に実際に電子ニュートリノとして観測された事象のイベント例を示す。2010 年 1 月にデータ取得を開始し、2011 年 3 月 11 日の東日本大震災による実験停止までの期間で取得した全データから、2011 年 6 月に初めて θ_{13} による振動の兆候としてミューニュートリノが電子ニュートリノに直接変化する事象を 6 イベント観測した [11]。さらに最新の結果では、11 イベントの観測例があげられている [12]。最新の結果によると、 $\delta = 0$ 、 $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\theta_{23} = \pi/4$ とした場合において、

$$\text{正の質量階層の場合} \quad \sin^2 2\theta_{13} = 0.094_{-0.040}^{+0.053} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

$$\text{逆の質量階層の場合} \quad \sin^2 2\theta_{13} = 0.116_{-0.049}^{+0.063} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

と測定が行われている。

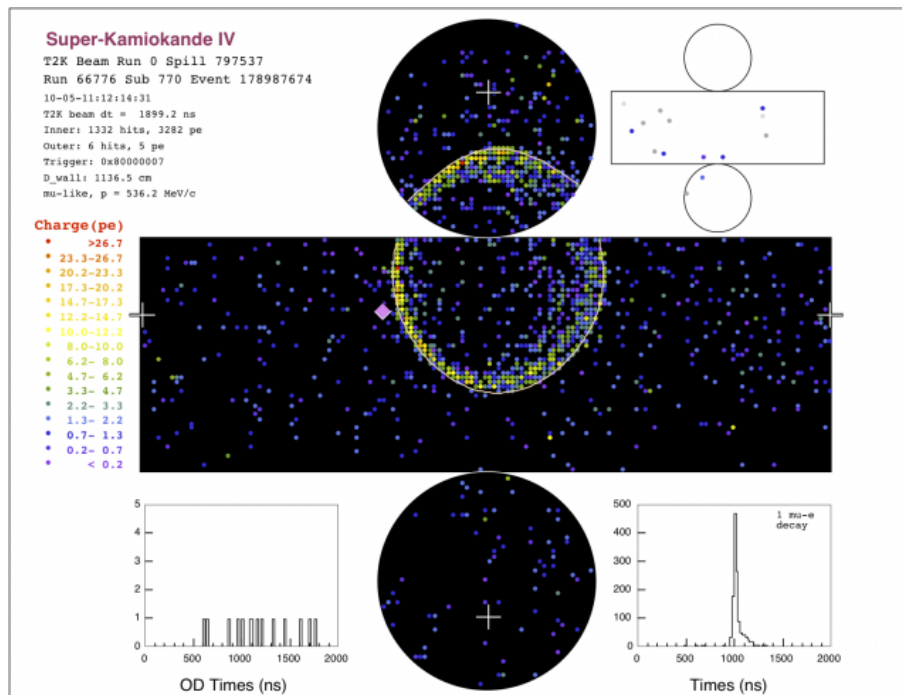


図 1.5: スーパーカミオカンデで観測された電子ニュートリノイベント

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) 実験

米国のフェルミ国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) にて行われている長基線ニュートリノ振動実験である。フェルミ研究所にある NuMI (Neutrinos at the Main Injector) より生成されたミューオンニュートリノビームを 1 km 先にある前置検出器と、約 735 km 先にある同一構造の後置検出器で検出を行う。MINOS 検出器

は、厚さ 2.5 cm の鉄板と厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータストリップが幾層にも重なった多層構造を持っている。ビームには 120 GeV まで加速された陽子ビームを炭素固定標的に照射し、パイ中間子を生成させる。その後、式 (1.15) と同様の反応を用いてミューニュートリノビームを取り出す。後置検出器で電子ニュートリノを観測した事象から、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.095^{+0.10}_{-0.11}(\text{stat.}) \pm 0.01(\text{syst.})$$

という結果を出している [13]。

1.4.2 原子炉ニュートリノ振動実験

Daya Bay 実験

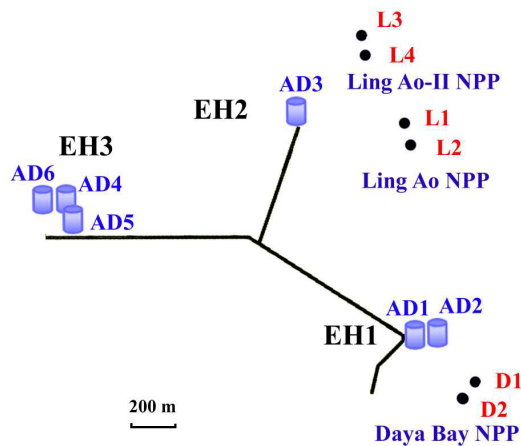


図 1.6: Daya Bay 実験レイアウト [15]

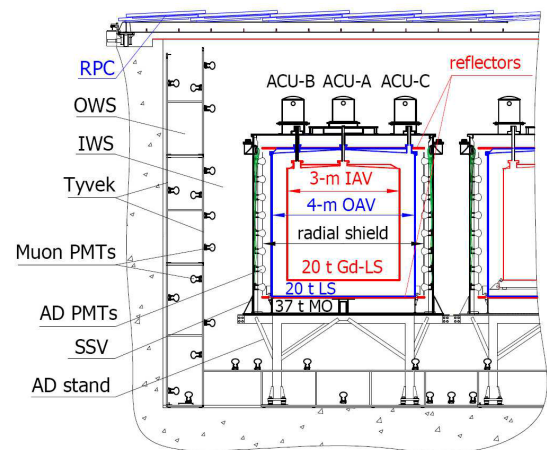


図 1.7: Daya Bay 実験検出器概要図 [15]

Daya Bay 実験は中国南部の香港近郊で行われている原子炉ニュートリノ実験である。中国・米国・ヨーロッパの 38 の研究機関・大学で行われている。図 1.6 に検出器のレイアウトを示す。Daya Bay 実験では Daya Bay 原子炉、Ling Ao 原子炉、Ling Ao-II 原子炉にある各々出力 2.9 GW の原子炉を 6 台使用しており、検出器は 2 箇所の前置検出器 (EH1、EH2) と 1 箇所の後置検出器 (EH3) からなる。それぞれ原子炉から 470 m、576 m、1648 m の所にあり、前置検出器は各 2 台ずつ、後置検出器は 4 台の計 8 台の同型検出器を用いている。図 1.7 に検出器概要図を示す。2011 年 11 月末に、後置検出器を用いたデータ取得を開始し、2012 年 3 月上旬に最初の結果を発表した [14]。さらに、最新の結果では 139 日間のデータを使用し、後置検出器では 28909 事象、前置検出器では 205308 事象の反電子ニュートリノ事象を捉えた。その結果によると欠損量を見る解析から、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.089 \pm 0.010(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.})$$

であり、 7.7σ の精度で $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ を除外した結果を出している [15]。図 1.8 に Daya Bay 実験で測定された最新結果における反電子ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

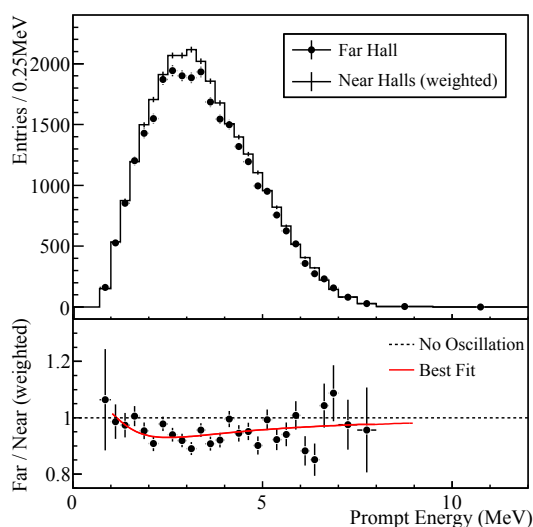


図 1.8: Daya Bay 最新結果におけるニュートリノエネルギースペクトル [15]

RENO 実験

RENO 実験は韓国で行われている原子炉ニュートリノ振動実験である。Yonggwang 原子力発電所にある 6 基の 2.8 GW の原子炉を使用している。6 基の原子炉の中心から 294 m の地点に前置検出器が、1383 m の地点には同一構造の後置検出器が設置されている。最新の結果では、2011 年 8 月 11 日のデータ取得開始から 2012 年 3 月 26 日まで 229 日間のデータを使用した結果が発表され、後置検出器では 17102 事象、前置検出器では 154088 事象の反電子ニュートリノ事象が観測された。図 1.9 に RENO 実験の検出器概要図を、図 1.10 に RENO 実験で測定された反電子ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。欠損量を見る解析から $\sin^2 2\theta_{13}$ の値は、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.019(\text{syst.})$$

と見積もられている [16]。

1.5 θ_{13} の測定意義

2011 年から 2012 年にかけて、1.4 節に記述した実験によって θ_{13} の測定結果が相次いで発表された。その結果により求められた $\sin^2 2\theta_{13}$ のグローバルフィットを図 1.11 に示す。図 1.11 に示すように、 $\theta_{13} = 0$ は除外され有限値を持つことが明らかにされた。 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.1$

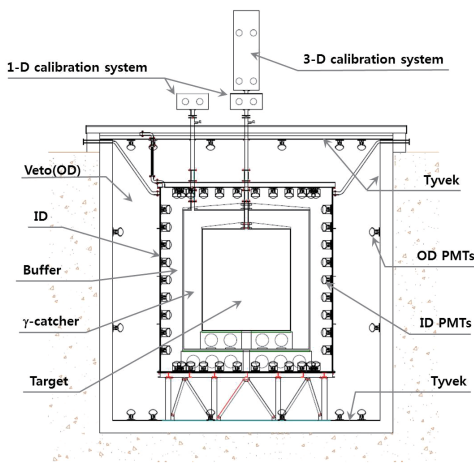


図 1.9: RENO 実験検出器概要図 [16]

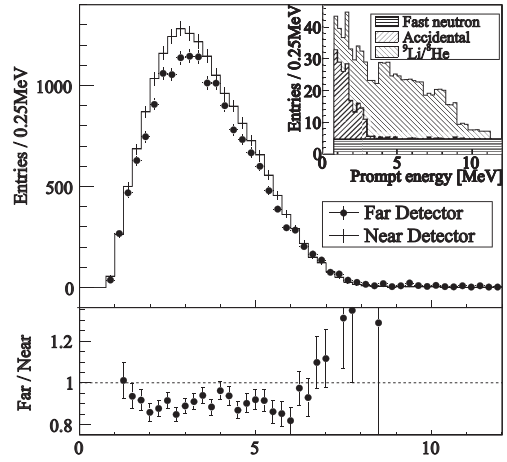


図 1.10: RENO 実験最新結果におけるニュートリノエネルギースペクトル [16]

であることがおよそ明らかになり、新しいニュートリノ物理への測定が期待できるとともに、 θ_{13} が有限値を持っていたことで、レプトンセクターにおける CP 非保存パラメータである δ の測定の可能性が拓かれた。 δ は素粒子物理における物質・反物質における対称性の破れの理解にも欠かせないパラメータである。今後 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定精度をさらに向上していくことは、原子炉ニュートリノ実験による純粋な Δm_{31}^2 の決定や加速器ニュートリノ実験結果を組み合わせることでニュートリノの質量階層性の決定に寄与する。また第四世代のニュートリノと仮定されるステライルニュートリノなどニュートリノの未解決問題の理解へとつながると思われる。このように、さらなるニュートリノ物理学の発展の為に、より高精度での $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定が必要となる。

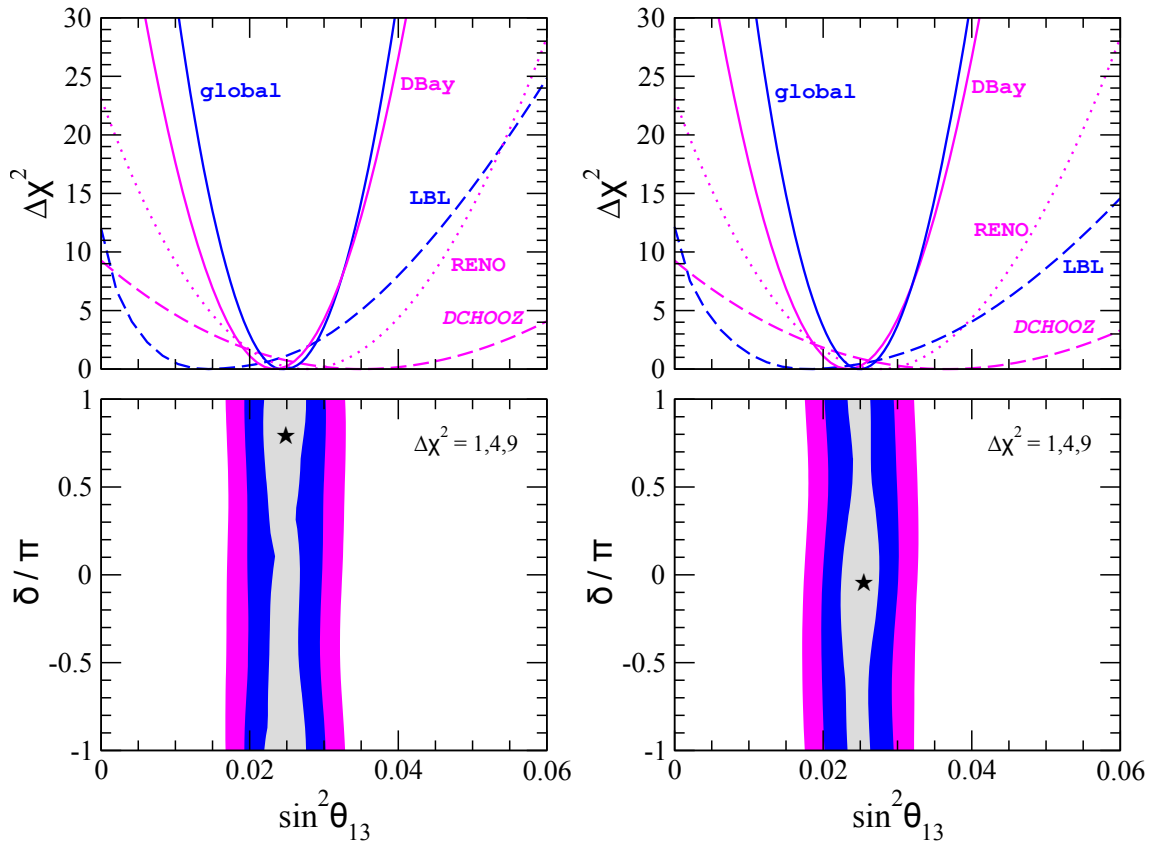


図 1.11: $\sin^2 \theta_{13}$ の関数として調べた Daya Bay、RENO、Double Chooz と加速器ニュートリノ実験 (LBL) の各実験の $\Delta\chi^2$ の変動値 [17]。青の実線は Global fit の線を示し、他の線は各実験のベストフィットの値を用いた $\Delta\chi^2$ の変動値である。図 1.11 の下の図は $\Delta\chi^2 = 1, 4, 9$ とした場合の $\sin^2 \theta_{13}$ と CP 非保存のパラメータ δ が許容される範囲を示した図である。左の図は質量階層性が「正の階層性」である場合を示し、右の図は「逆の階層性」である場合を示す。

第2章 Double Chooz 実験

Double Chooz 実験はニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした原子炉ニュートリノ実験である [18]。本実験は、フランス北東部、ベルギーとの国境近くに位置する Chooz 原子力発電所付近で行われている。2 基の原子炉から核分裂により生じる反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を検出器で測定し、その欠損量を求めることで θ_{13} の精密測定を目指している。Double Chooz 検出器は、原子炉から発生した反電子ニュートリノを約 400 m 離れた場所の地下にある前置検出器と 1050 m 離れた場所の地下 (300 m.w.e) にある同一構造の後置検出器で測定し、二つの検出器の測定データを比較することで θ_{13} の精密測定を目指す実験である。図 2.1 に鳥瞰図を示す。Double Chooz 実験グループは、フランス、ドイツ、日本、アメリカ、スペイン、ブラジル、ロシアの 7 カ国からなり、日本グループは首都大、東北大、東工大、新潟大、神戸大、東北学院大、広島工大からなる。

2010 年 12 月に後置検出器を完成させ、2011 年 4 月から物理データの取得を開始し、現在は反電子ニュートリノを観測した事象と原子炉の熱出力から予測される事象との差から θ_{13} の精密測定を行っている。2011 年 11 月には原子炉を用いた θ_{13} の精密測定として初めての結果を発表した [19]。2012 年 6 月には 2012 年 3 月までのデータを使って、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.025(\text{syst.}) \quad (2.1)$$

という結果を発表した [20]。今後、前置検出器を 2014 年に完成させ、さらに高い精度での混合角 θ_{13} の測定を目指す予定である。

2.1 Chooz 原子炉

Chooz 原子炉 [18] は 2 基の原子炉で構成されており、フランスの Electricité de France (EdF) によって運転されている N4 型 (4 stream generators) 出力 4.27 GW の加圧水型原子炉である。どちらの原子炉も 1 年のうち 1 ヶ月ほどは燃料棒置き換えの為に運転を停止する。

原子炉の燃料棒の主な放射性同位体は ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の 4 つである。 ^{235}U は中性子を吸収し核分裂を起こし、安定な核になるまでに 6 回程度の β 崩壊を起こす。

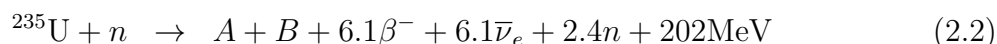
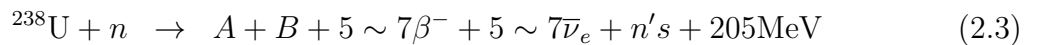


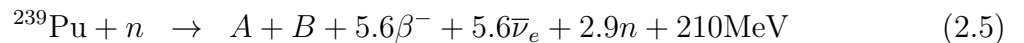
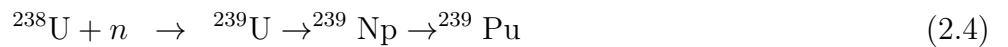


図 2.1: Chooz 原子力発電所鳥瞰図。図の中央に位置する二つの原子炉から発生する反電子ニュートリノを前置検出器 (図左側)、後置検出器 (図右側) で観測し、二つの測定データを比較することにより系統誤差を低減した θ_{13} の精密測定を行う。

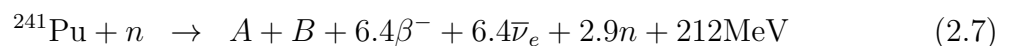
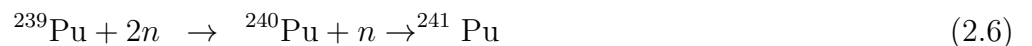
^{238}U は高速中性子であれば中性子捕獲を起こし ^{235}U と同様な β 崩壊を起こす。



しかし、熱中性子の場合、 ^{238}U は式 (2.4) の反応を起こし ^{239}Pu になる。 ^{239}Pu は放射性同位元素として中性子を捕獲して β 崩壊をする。



さらに ^{239}Pu は二つの熱中性子を吸収することで ^{241}Pu にもなる。 ^{241}Pu も同様に中性子を捕獲をして β 崩壊を起こす。



4 種類どの放射性同位体も約 6 回程度の β 崩壊を起こし安定な核となる。原子炉中における同位体 4 つの混合比率と崩壊により発生する反電子ニュートリノの数及び放出エネルギーを表 2.1 にまとめる。核種ごとに反電子ニュートリノを放出するエネルギーが異なる

ため、原子炉の燃料となる4つの同位体から放出する反電子ニュートリノエネルギー分布は図 2.2 になる。

各々の核種から平均6個の反電子ニュートリノが生じ、崩壊あたりに放出する平均エネルギーは約 200 MeV 程度であり、また原子力発電所の平均熱出力は 3 GW_{th} ($3 \times 10^9 \text{ J/s}$) であるので、1秒あたりに生成される反電子ニュートリノの平均数は、

$$\frac{3 \times 10^9 [\text{J/s}]}{1.6 \times 10^{-19} [\text{J/MeV}] \times 200 [\text{MeV/fission}]} \times 6 [\bar{\nu}_e/\text{fission}] \approx 6 \times 10^{20} [\bar{\nu}_e/\text{s}] \quad (2.8)$$

と見積もられる。

検出される反電子ニュートリノのエネルギー分布は図 2.2 の原子炉から発生する反電子ニュートリノのエネルギー分布と逆 β 崩壊の反応断面積の積によって決まる。逆 β 崩壊における崩壊の反応断面積は、

$$\sigma(E_{e^+}) \simeq \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (2.9)$$

として表される。式 (2.9) において p_{e^+}, E_{e^+} は逆ベータ崩壊で生じる陽電子の運動量とエネルギーを、 τ_n は自由中性子の寿命を f は自由中性子の位相空間因子を表す。従って反電子ニュートリノエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ の分布は図 2.3 の様になり、反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は約 4 MeV 付近で最大となる。

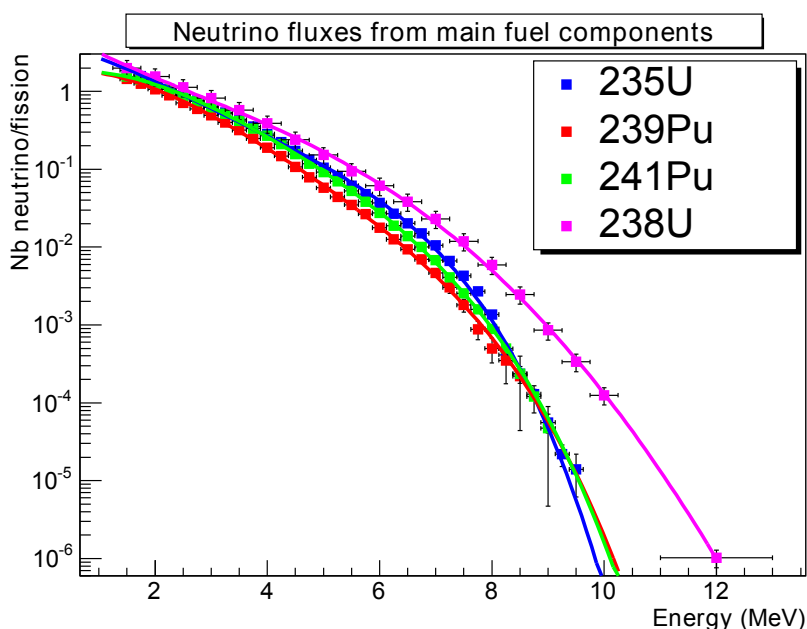


図 2.2: 原子炉で主となる4つの同位体から生じる反電子ニュートリノのエネルギースペクトル [21]

表 2.1: Chooz 原子炉における核燃料の構成比率および 1 崩壊あたりの $\bar{\nu}_e$ 発生数・放出エネルギー [21]

	$\bar{\nu}_e$ 数/崩壊	放出エネルギー/崩壊 (MeV)	燃料サイクル	
			開始時	終了時
^{235}U	1.92 ± 0.036	201.7 ± 0.6	60.5 %	45.0 %
^{238}U	2.38 ± 0.048	205.0 ± 0.9	7.7 %	8.3 %
^{239}Pu	1.45 ± 0.030	210.0 ± 0.9	27.2 %	38.8 %
^{241}Pu	1.83 ± 0.035	212.4 ± 1.0	4.6 %	7.9 %

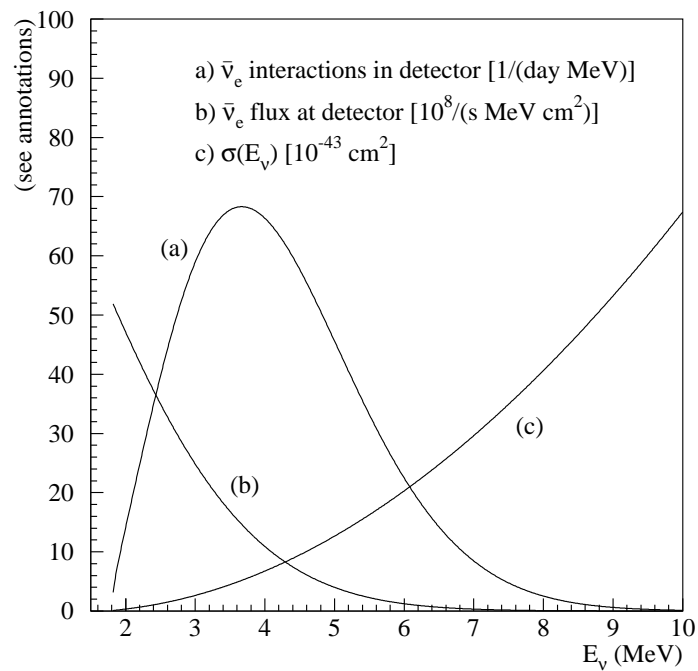


図 2.3: 原子炉から得られる反電子ニュートリノで得られるエネルギースペクトル [23]。

- (a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル
- (b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル
- (c) 逆 β 崩壊反応断面積

2.2 反電子ニュートリノの検出原理

本節では Double Chooz 実験における反電子ニュートリノの検出原理について説明する。図 2.4 に検出原理の模式図を示した。Double Chooz 実験では反電子ニュートリノの逆 β 崩壊反応で生じる先発信号と後発信号、およびその信号の時間差を利用した測定を行っている。この方法は遅延同時計測法と呼ばれ、F. Reines と C. L. Cowan が原子炉から発生するニュートリノを初めて測定したときから用いられている方法であり、原子炉ニュートリノ実験では一般的な方法となっている。この方法の利点としては 2 つの信号を要求することでバックグラウンドを低減した測定が行える所にある。

原子炉で発生した反電子ニュートリノは検出器内の陽子と逆 β 崩壊反応を起こす。これにより、先発信号となる陽電子と後発信号となる中性子を生成する。

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (2.10)$$

陽電子は、反電子ニュートリノから得た運動エネルギーを電離損失によって失ったのち、電子と対消滅を起こすことで 2 本のガンマ線 (各 0.511 MeV) を生じ先発信号となる。一方、中性子は熱中性子化した後、検出器のターゲットであるガドリニウムに捕獲される。ガドリニウムは合計エネルギー $E_{\text{delayed}} \sim 8$ MeV の複数のガンマ線を発し、後発信号となる。先発信号が発生する時間 T_{prompt} と後発信号が発生する時間 T_{delayed} の間には中性子がガドリニウムに捕獲される間での時間差 ($\Delta t = T_{\text{delayed}} - T_{\text{prompt}} \simeq 30 \mu\text{s}$) が存在する。

中性子と陽子の質量がほとんど同じであるため、逆 β 崩壊の際には反電子ニュートリノのエネルギーを陽電子が持っていく。この逆 β 崩壊の閾値 $E_{\text{threshold}}$ は、式 (2.11) で示されるように、

$$E_{\text{threshold}} = \frac{m_e^2 + m_n^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.8 \text{ MeV} \quad (2.11)$$

1.8 MeV である。ここで、 m_n 、 m_p 、 m_e はそれぞれ中性子、陽子、電子の質量を表す。従って、先発信号のエネルギー E_{prompt} に β 崩壊の閾値 $E_{\text{threshold}}$ を足し電子・陽電子の質量 $2m_e (= 1.022 \text{ MeV})$ を引いた値が反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ となる。

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_e} &= E_{\text{prompt}} + E_{\text{threshold}} - 2m_e \\ &= E_{\text{prompt}} + 0.78 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.12)$$

実際に観測することが可能であるエネルギー E_{prompt} の分布は式 (2.12) から、図 2.3 に比べ 1 MeV 程低い約 3 MeV 付近にピークを持つ分布となる。遅延同時計測法を用いた Double Chooz 実験における反電子ニュートリノイベントのセレクション条件を表 2.2 に記す。

またガドリニウムではなく、後発信号として中性子が水素に捕獲された事象も利用することができる。この場合、後発信号のエネルギー E_{delayed} は約 2.2 MeV にピークを持つ。水素捕獲事象はニュートリノ振動やエネルギーのキャリブレーションなどにも利用されている。これらの事象の利用については5章で述べる。

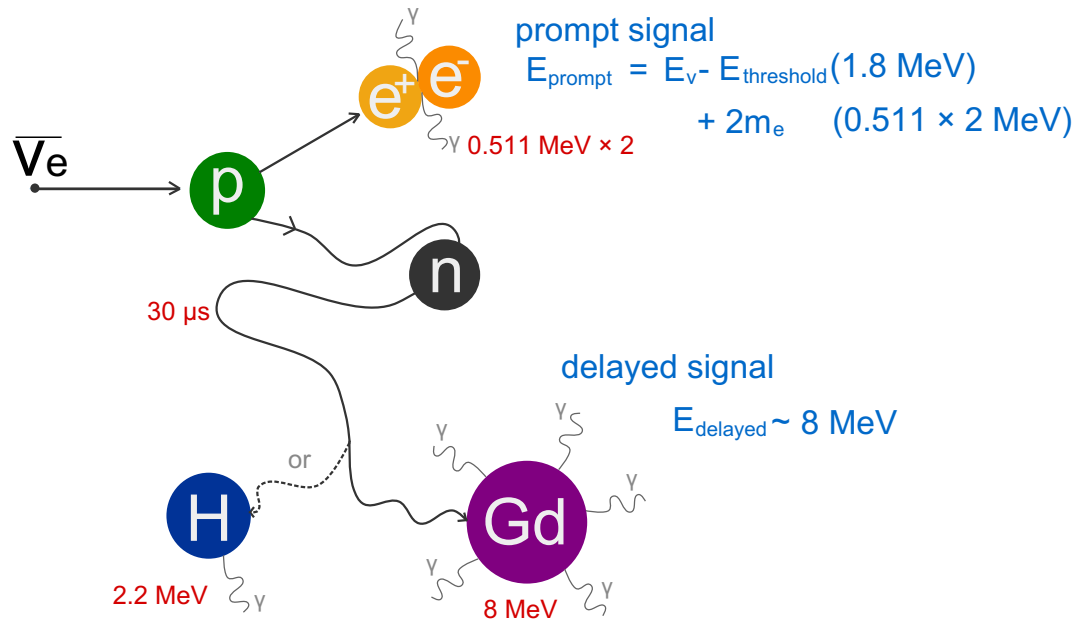


図 2.4: 遅延同時計測法模式図。反電子ニュートリノが陽子と逆 β 崩壊反応を起こし、陽電子と中性子が生成される。陽電子は電子と対消滅し先発信号のガンマ線を発する。中性子はガドリニウムに捕獲され後発信号となるガンマ線を発する。先発信号と後発信号およびその時間差を用いてニュートリノ事象の選別を行う。

表 2.2: Double Chooz 実験におけるエネルギーを用いたニュートリノセレクション条件

先発信号	$0.7 \text{ MeV} < E_{\text{prompt}} < 12.2 \text{ MeV}$
後発信号	$6.0 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 12.0 \text{ MeV}$
信号の時間差	$2 \mu\text{s} < \Delta t < 100 \mu\text{s}$

2.3 バックグラウンド

Double Chooz 検出器ではニュートリノ信号とともにバックグラウンドとなる信号が発生している。宇宙線ミュオン事象など特定が容易なものは簡単に除くことができるが、中にはニュートリノ信号と区別できず測定に影響を与える事象も存在する。このバックグラウンド事象を正確に評価することが精密なニュートリノ振動測定には欠かせないものとなる。それらバックグラウンド信号は大きく、Accidental バックグラウンドと Correlated バックグラウンドに分けられる。以下では各々のバックグラウンドの違い、および含まれるバックグラウンドの種類について述べていく。

2.3.1 Accidental バックグラウンド

先発信号と後発信号が独立した物理事象であり、遅延同時計測法に擬似的なニュートリノ事象として偶発的に検出される事象を Accidental バックグラウンドと呼ぶ。信号例としては、先発信号は光電子増倍管 (PMT) やタンクなどの検出器内に含まれる放射性同位体による γ 線もしくは β 線に由来し、後発信号は宇宙線ミュオンが原子核と反応し生成された高速中性子が擬似信号となる。Accidental バックグラウンドのエネルギースペクトルとその量は、ニュートリノ事象選別における信号時間差条件 $2 \mu\text{s} \leq \Delta t \leq 100 \mu\text{s}$ (on-time) に対し、 Δt にオフセットを与えた off-time を多数観測することにより統計的な不定性を抑えて見積もられている。図 2.5 に本実験にて見積もられた Accidental バックグラウンドのエネルギースペクトルを示す。見積もられたエネルギースペクトルは自然放射線のエネルギースペクトルとほぼ一致し、それに由来していると考えられる。Accidental バックグラウンドの量は 0.261 ± 0.002 events/day と求められた [20]。

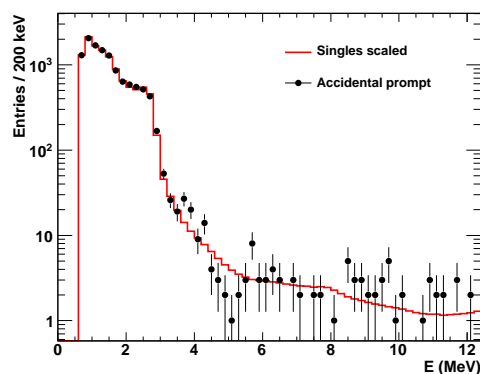


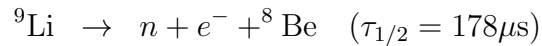
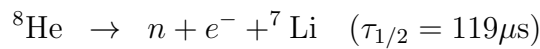
図 2.5: 黒点：先発信号における Accidental バックグラウンドのエネルギースペクトル
赤線：自然放射線のエネルギースペクトル。分布は統計量で正規化している [20]。

2.3.2 Correlated バックグラウンド

Correlated バックグラウンドは一つの物理過程の中でニュートリノ選別事象を満たす事象が起きるバックグラウンドである。このバックグラウンドは、主に宇宙線ミュオンを起源として起き、以下の3つに分類される。

核破碎反応によるバックグラウンド

宇宙線ミュオンは検出器内の ^{12}C を破碎し、同位体の ^8He と ^9Li を発生させる。



生成された ^8He と ^9Li は不安定であるため電子の放出もしくは電子と中性子の放出をして安定な核種になる。その崩壊過程を図 2.6 に示す。このとき生じる γ 線および β 線が先発信号となる。また崩壊で同時に生じる中性子が後発信号として検出されることでバックグラウンドとなる。本実験により求められた ^8He と ^9Li のエネルギースペクトルを図 2.7 に示す。 ^8He と ^9Li によるバックグラウンドは解析結果から 1.25 ± 0.54 events/day あると求められている [20]。崩壊までに数百 μs の時間を要するため、宇宙線レート (~ 40 Hz) からも宇宙線通過後に不感時間を設けて排除することは困難である。本実験では、ニュートリノ候補となる事象について宇宙線事象との時間相関および再構成された宇宙線の候補との距離相関をもとに、 ^9Li 、 ^8He バックグラウンド事象数の見積りを行った。

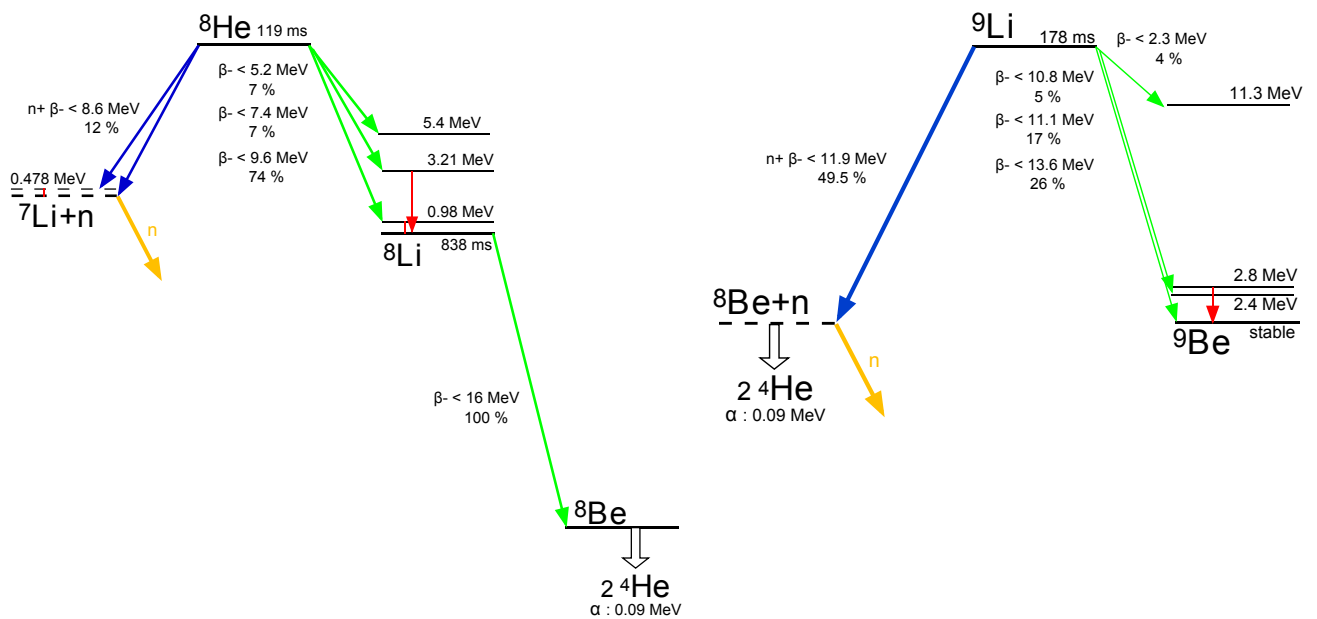


図 2.6: ${}^8\text{He}$ と ${}^9\text{Li}$ の崩壊過程図。青線で示した中性子と電子を含む崩壊事象が Correlated バックグラウンドになる。

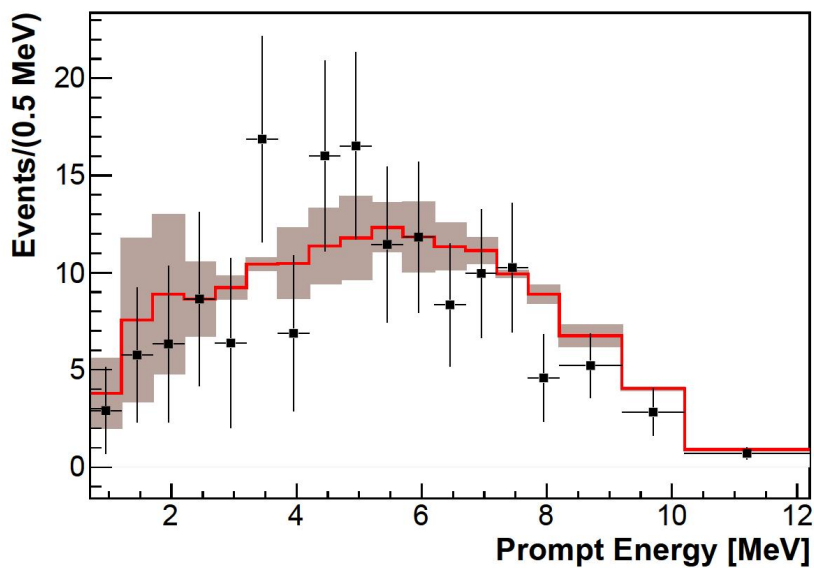


図 2.7: 本実験により求められた ${}^8\text{He}$ と ${}^9\text{Li}$ 由来のエネルギースペクトル [20]。黒点が実験データ、赤線がシミュレーションにおける分布である。茶色の領域はシミュレーションにおける不定性を表す。

高速中性子由来によるバックグラウンド及び Stopping-muon によるバックグラウンド

高速中性子が検出器内に侵入してきた際、陽子や原子核と衝突を起こすことにより反跳陽子ができる。この陽子が先発信号となり、中性子が Gd に捕らえられ後発信号となることでバックグラウンドとなる。また、宇宙線ミュオンが、検出器上部中央にあり信号の不感領域であるチムニーを通る場合、チムニーでエネルギーを失った Stopping-muon が擬似先発信号となる場合がある。さらに、エネルギーを失ったミュオンは検出器内で崩壊し電子を発生させ擬似後発信号となり、バックグラウンドとなる。これら、高速中性子と Stopping-muon 由来のバックグラウンドを求めたエネルギースペクトルを図 2.8 に示す。この解析結果から高速中性子と Stopping-muon 由来によるバックグラウンドは 0.67 ± 0.20 events/day と求められている [20]。

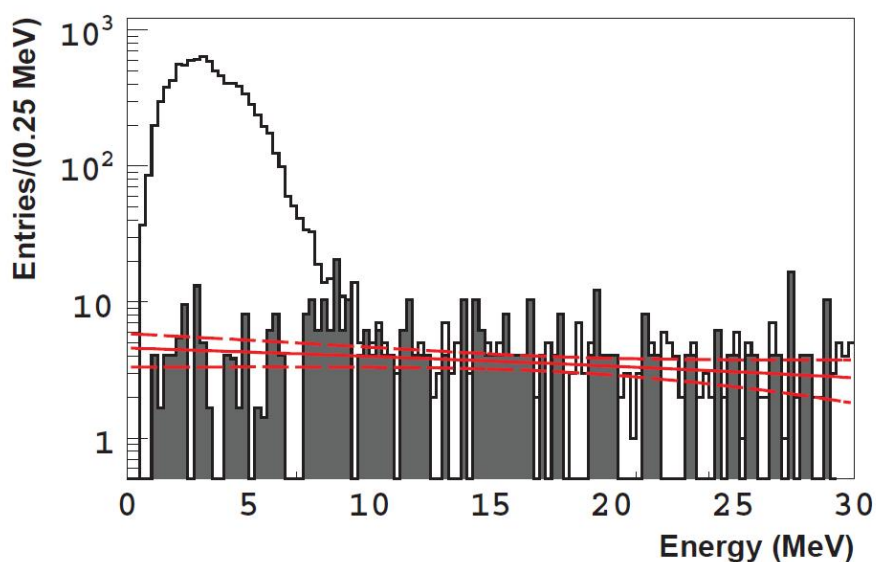


図 2.8: 本実験により求められた高速中性子と Stopping-muon によるエネルギースペクトル [20]。赤線が見積もった高速中性子と Stopping-ミュオンによるバックグラウンド分布。点線は 1σ 領域を表す。灰色の分布が実験データから選別された高速中性子と Stopping-muon 事象の分布。

2.3.3 Reactor Off 解析

Double Chooz 実験は他の原子炉ニュートリノ実験より少ない 2 基の原子炉から来る反電子ニュートリノを測定する。そのため 2 基の原子炉の運転停止期間が同時に起こることがまれに期待され、バックグラウンド測定に利用できる [22]。事象数は少ないが、現在実験において 7.53 日分の解析データが得られ、バックグラウンドのレートが 1.0 ± 0.4 events/day として見積もられた。この結果は前置の解析で期待されるバックグラウンド数と相違ない結果として得られている。図 2.9 に解析により得られた事象のエネルギースペクトルを示す。

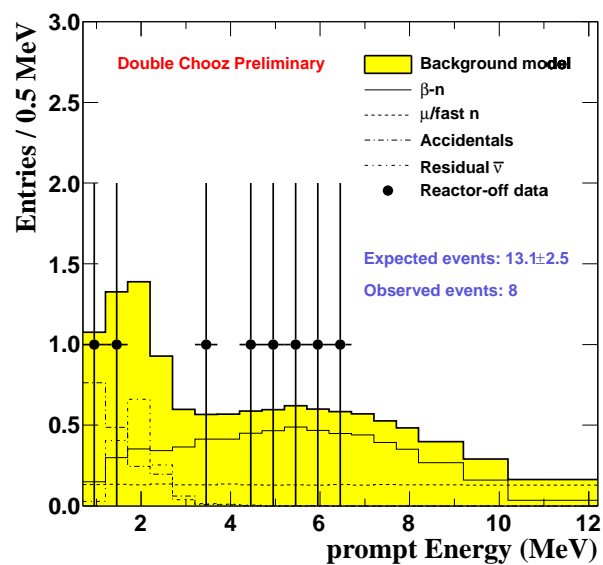


図 2.9: 2 基の原子炉が止まっているときに測定された事象のエネルギー分布 [22]。黒点はデータ、黄色は予測されるバックグラウンドのスペクトルを示す。期待される事象数 14.8 ± 4.0 に対して 8 事象観測された。

2.4 Double Chooz 実験における検出器

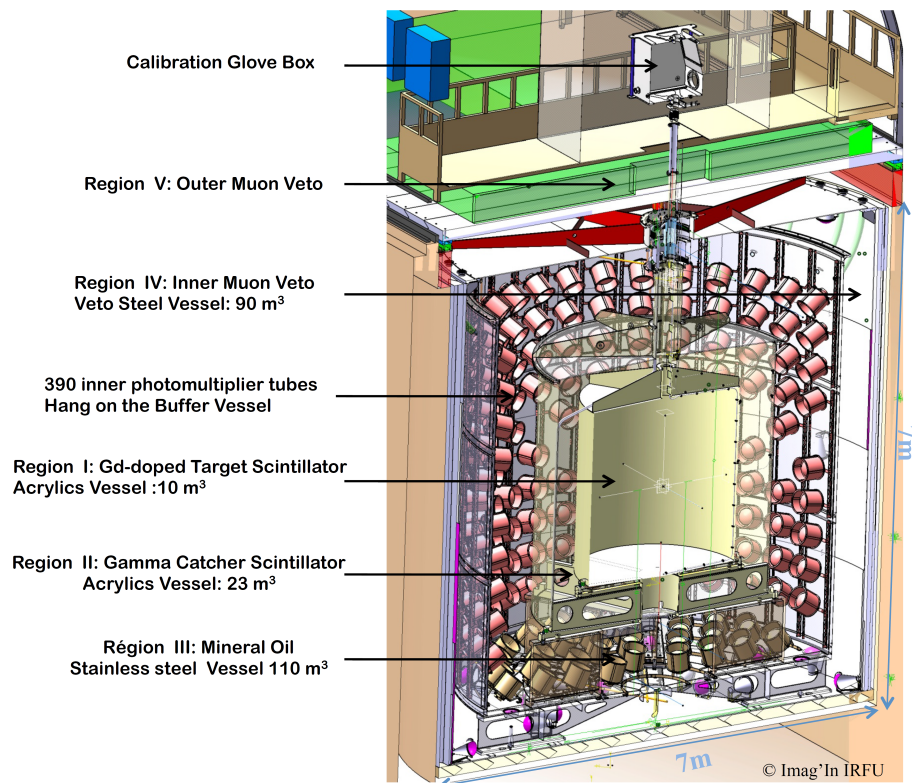


図 2.10: Double Chooz 検出器構造図

Double Chooz 検出器は、図 2.10 に示すように多層構造の検出器となっており、内側から順番に ν -target 層、 γ -catcher 層、Buffer 層、Inner Veto 層となっており、このうち前3つをまとめて Inner Detector 層と呼ぶ。また検出器上部に Outer Veto が設置されている。各層の役割を表 2.3 にまとめる。また図 2.11 に検出器の断面図を示す。表 2.4 に検出器の各構造部の寸法・体積・質量および内容物を、表 2.5 に検出器に満たされている液体の詳細をまとめる。

表 2.3: Double Chooz 検出器における各層の役割

ν -target 層	ニュートリノ検出
γ -catcher 層	ν -target 層で検出しきれなかった γ 線を検出
Buffer 層	環境 γ 線や高速中性子の遮蔽
Inner Veto 層	宇宙線ミュオンや中性子の同定
Outer Veto	宇宙線ミュオンの同定

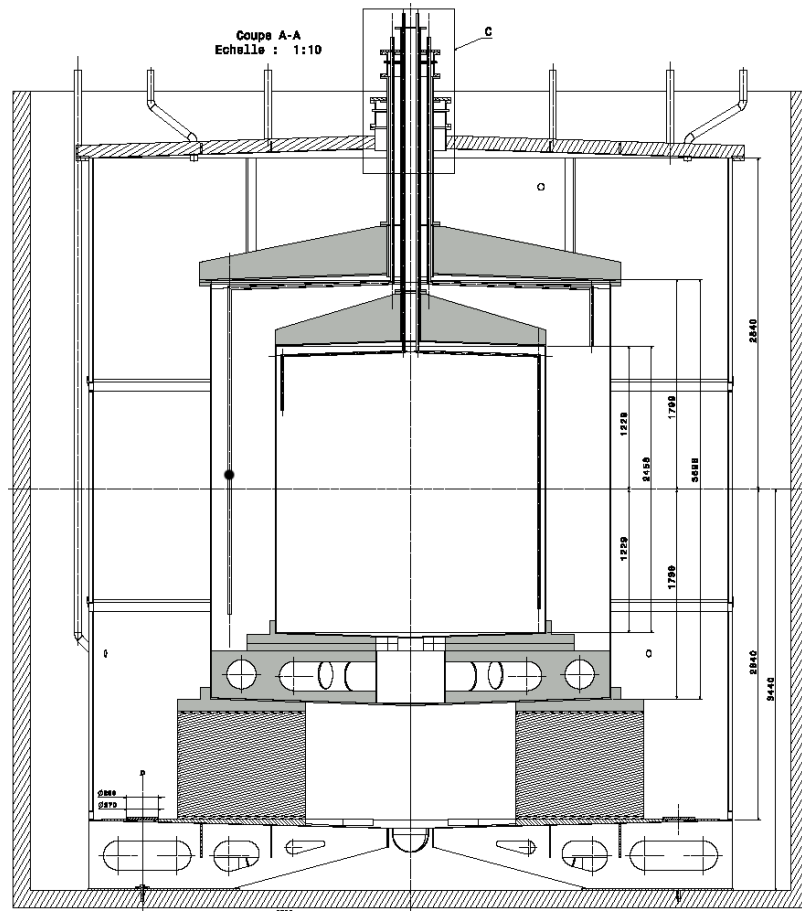


図 2.11: Double Chooz 検出器の断面図

表 2.4: 検出器の各構造部の寸法・体積・質量および内容物 [18]

領域	直径 (mm)	高さ (mm)	厚さ (mm)	体積 (m ³)	質量 (t)	内部液体
ν -target	2300	2458	8	10.3	0.35	Gd + 液体シンチレータ
γ -catcher	3392	3574	12(-15)	22.6	1.1 - 1.4	液体シンチレータ
Buffer	5516	5674	3	114.2	7.7	ミネラルオイル
Inner Veto	6590	6640	10	90	20	液体シンチレータ

表 2.5: 検出器に満たされている液体詳細 [18]

領域	溶媒	第一溶剤	第二溶剤	Gd(dpm) ₃
ν -target	Dodecane (80%)/PXE (20%)	PPO (7g/l)	bis-MGB (20 mg/l)	4.5 g/l
γ -catcher	Dedecane (30%)/PXE (4%)/Mineral oil(66%)	PPO (2g/l)	bis-MGB (20 mg/l)	-
Buffer	Mineral oil(~50%)/Tetradecane(~50%)	-	-	-
Inner Veto	LAB (38%)/Tetradecane (62%)	PPO(2 g/l)	bis-MSB (20 mg/l)	-

2.4.1 ν -target(ニュートリノターゲット)層

検出器の中心に位置し、反電子ニュートリノと逆 β 崩壊反応をを起こす層である。 ν -target層は0.1%のGd(ガドリニウム)を含む10.3 m³の液体シンチレータで満たされている。液体シンチレータはPXE (phenyl-xylylethane) とドデカン (C₁₂H₂₆) を1:4の割合で混合している。発光剤にPPO、波長変換剤にはbis-MSBが用いられている。発光量は約9600 photons/MeVと見積もられている。

液体シンチレータは実験が継続予定の5年間は化学的に安定であることが求められる。長期安定性はドイツのMPIKとイタリアのGran sasso研究所で測定が行われており、図2.12に示すように398日の測定において十分安定しているという結果が得られている。

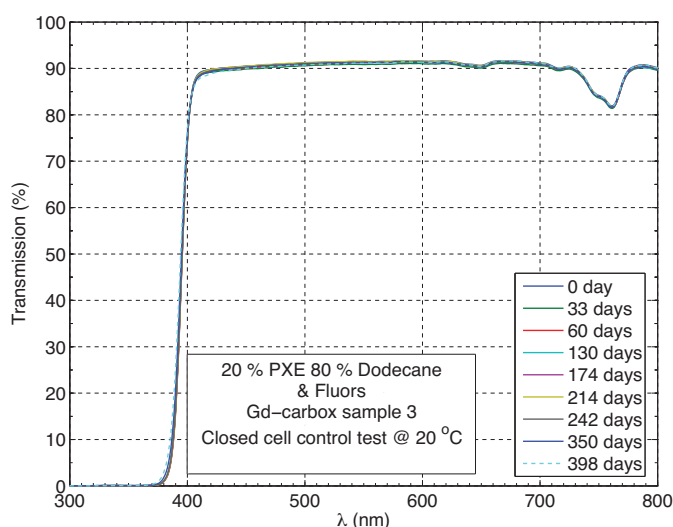


図 2.12: 液体シンチレータの長期安定性 [18]。横軸は波長を表し、縦軸は透過率を表す。各色で描かれた線が各々経過日時における波長と透過率の関係性を表す。

2.4.2 γ -catcher(ガンマキャッチャー)層

γ -catcher層は ν -target層と同様に液体シンチレータ(22.3 m³)からなるが、Gdは含まない。この層があることにより ν -target層で検出できなかったGdからのガンマ線も確実に検出でき、ニュートリノの検出効率の不定性を抑えることができる。また ν -target層と同じ発光量を目指して作られており、その発光量は約9200 photon/MeVと見積もられている。液体シンチレータは約400 nmの光を放出するので、 γ -catcher層と ν -target層の容器は波長が400 nmを超える紫外光と可視光を透過する紫外線透過型アクリルでできている。

2.4.3 Buffer 層

Buffer 容器は直径 5516mm、高さ 5694 mm、厚さ 3 mm のステンレスでできている。内壁には合計 390 本の光電子増倍管 (PMT) が設置されている。容器内はミネラルオイルで満たされており、PMT のガラスに含まれる放射性同位体によるバックグラウンド、および検出器まわりの岩盤からのバックグラウンドの抑制に利用されている。

2.4.4 Inner Veto 層

宇宙線ミュオンやそれらによる高速中性子のバックグラウンドの識別・遮蔽に用いられる領域である。液体シンチレータ (90 m³) と浜松ホトニクス社製の 8-inch PMT(R1408)78 本からなる。外壁が 170 mm の含有放射性物質の少ないスチールからでき、岩盤からの環境放射線を軽減する役割も持つ。

2.4.5 Outer Veto

主に宇宙線ミュオンの同定に用いられる。押し出し型プラスチックシンチレータを波長変換ファイバーで読み出す検出器である。1 本 50 × 10 mm² のシンチレータストリップを 32 本ずつ 2 段並列に並べられたユニットを使用。ユニットの読み出しには浜松ホトニクス社製 64 チャンネルマルチアノード型 PMT を使用している。このユニットをさらに横にいくつか並べ検出器を被っている。一つのユニットでは、一方向のみしか分からないため、方向を 90 度回転させたレイヤーを上段に配置し、x、y の 2 次元情報を読み出しを行う。宇宙線の飛跡特定のため、下段のレイヤーが検出器から 0.5 m に、上段のレイヤーが検出器から 5 m に配置されている。

2.4.6 光電子増倍管 (PMT)

Double Chooz 実験では、Inner Detector 層に低バックグラウンドの浜松ホトニクス社製 10 インチ PMT(R7081 MOD-ASSY) を、Inner Veto 層には 浜松ホトニクス社製 8 インチ PMT(R 1408) を使用している。図 2.13 のように Inner Detector 層には 390 本 (上面 60 本、側面 270 本、下面 60 本) 配置されている。全てが検出器中心を向いているわけではなく、検出器中心より奥を向くようにデザインすることによって、検出器の応答一様性を高めている。また Inner Veto 層には 78 本 (上面 24 本、側面 24 本、下面 42 本) 配置されており、検出全方向に感度を高くするために、上面と下面の PMT は検出器の内側・外側を向くように、側面の PMT では上向き・下向きが交互になるように配置されて

いる。10 インチ PMT の写真を 図 2.14 に、その基本特性を表 2.6 に、外観図と波長特性を 図 2.15 に示す。また、検出器内の光電子増倍管には個々に μ メタルの磁気シールドを被せ地磁気による影響を防いでいる [25][26]。

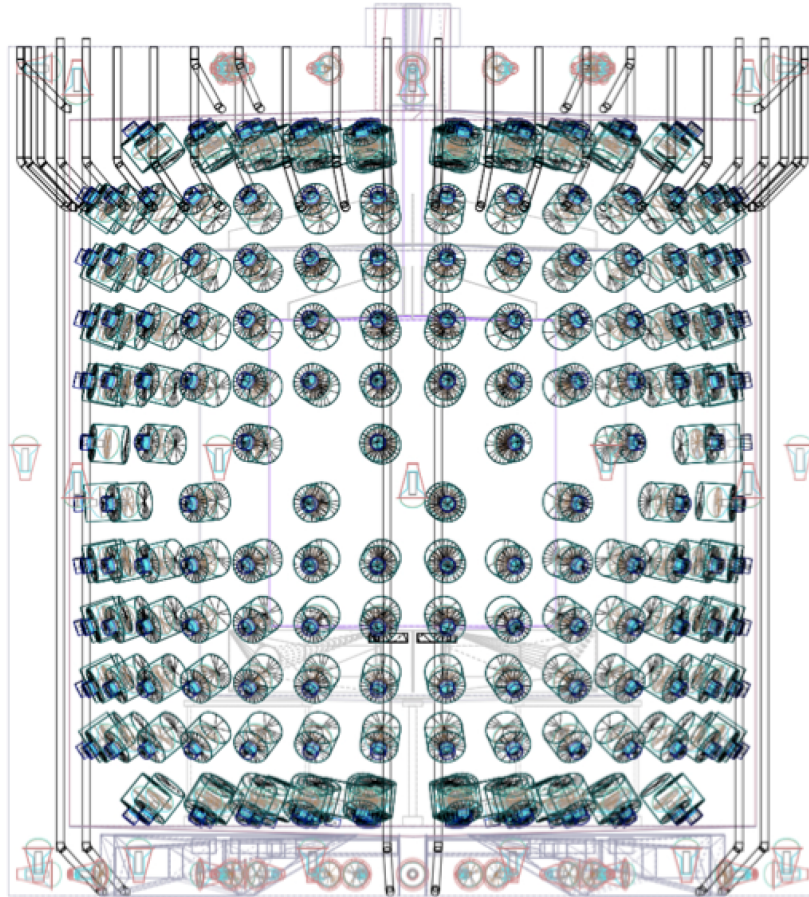


図 2.13: Double Chooz 実験における光電子増倍管の配置図



図 2.14: Inner Detector に使用されている 10 インチ光電子増倍管の写真

表 2.6: 10 インチ光電子増倍管の基本特性 [24]

項目	特性
光電面	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
波長領域	300 nm ~ 650 nm
ピーク波長	420 nm
直径	$\phi 253$ mm
Dynode 数	10
重量	約 1150 g

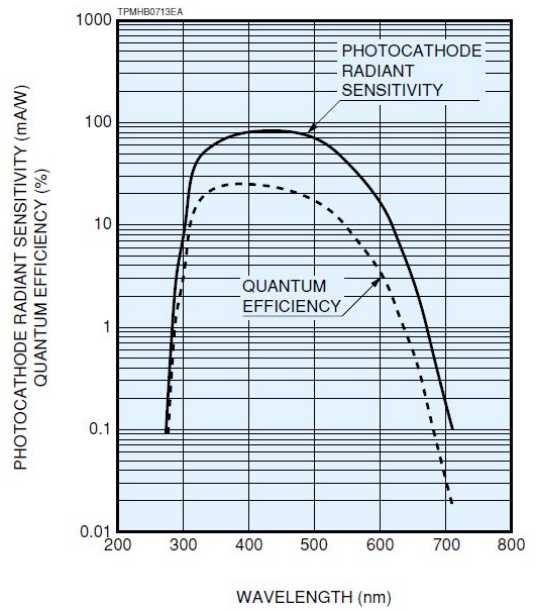
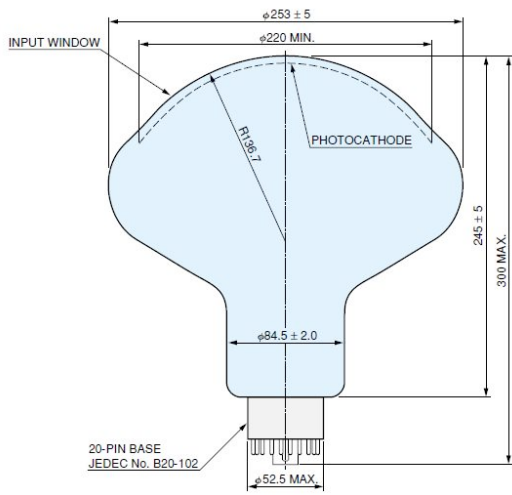


図 2.15: 10 インチ PMT(R7081 MOD-ASSY) の外観図と波長特性 [24]

2.4.7 検出器からの信号読み出しシステム

ここでは本実験における検出器からの信号読み出しシステムについて述べる。読み出しシステムのダイアグラムを図 2.16 に示す。

PMT では取得された信号を取り出すと同時に電圧の印加が必要とされるが、実験スペース削減のため、本実験では 1 本の PMT に対して 1 つのケーブルで信号読み出しと高電圧印加を行っている。一つのケーブルに収められている高電圧と信号は、検出器の外部でスプリッター回路を通じて 2 つに分離される仕組みである。分離された PMT からの信号は Front-End Electronics と呼ばれる波形整形アナログ回路に送られ、増幅された信号がニュートリノ信号の Flash ADC に送られる。このとき Front-End-Electronics から出されるストレッチャーシグナルをもとに取得基準となるトリガー情報とクロックが Flash ADC へ送られる。トリガーを受けた Flash ADC では、PMT のアナログ信号を CAEN 製の Flash ADC VX1721 を用いてデジタル情報へと変換し、波形再構成手法 (付録 A 参照) を用いて電荷量・時間情報など解析に必要な情報を得ている。図 2.17 に Flash ADC の写真を示す。

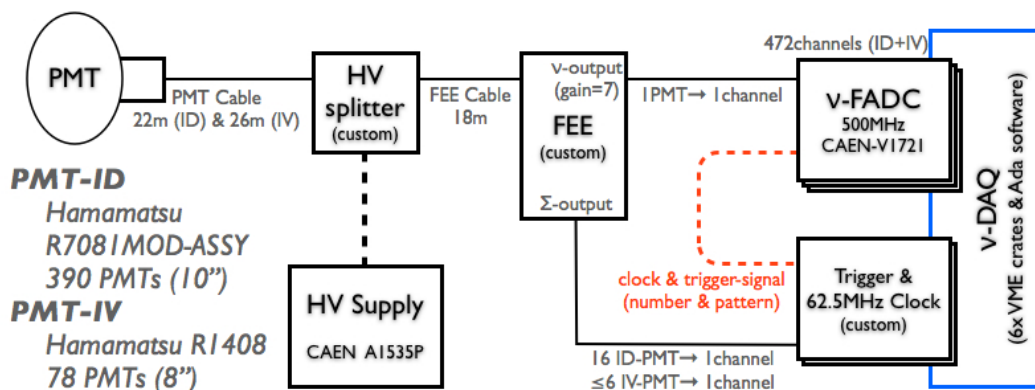


図 2.16: Double Chooz 実験における読み出しシステムのダイアグラム

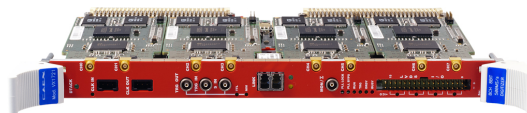


図 2.17: CAEN Flash ADC VX1721

2.5 キャリブレーションシステム

Double Chooz 実験におけるキャリブレーションシステムは、PMT の増幅率のキャリブレーションとエネルギーのキャリブレーションに分類される。本節では Double Chooz 実験におけるエネルギーキャリブレーション方法について説明する。

2.5.1 エネルギーキャリブレーション

放射線源を用いたエネルギーキャリブレーション

表 2.7 示すように既知のエネルギーを持つ放射線源として本実験のキャリブレーションに用いられているものには ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{68}Ge 、 ^{252}Cf の 4 つがある。4 つの線源を検出器の円筒軸上 (z-Axis) に設けられたパイプからワイヤーでつるしながら、約 100~200 mm ごとに測定を行い、円筒軸方向 z の位置依存性のキャリブレーションを行う。また、Guide tube と呼ばれる検出器の ν -target 層と γ -catcher 層の壁に沿って設置されているパイプの中にも同様に線源を配置しながら測定を行い、半径方向 ρ の位置依存性のキャリブレーションを行うことができる。図 2.18 に円筒軸上 (Z-Axis) と Guide tube の場所を示した。また図 2.19 に各線源と実際に測定された配置場所について示す。 ^{137}Cs 、 ^{60}Co はガンマ線源であるためそのガンマ線エネルギーを測定し、 ^{68}Ge は陽電子線源であるため、その電離エネルギーと近くの電子と対消滅した際に生じるガンマ線のエネルギーを測定する。また ^{252}Cf は中性子線源であるため、中性子が水素または Gd に捕獲され発するガンマ線を測定することができる。本研究において、この事象は 4.2 節の事象位置再構成の精度評価と 5.5 節の光電子数からエネルギーへの変換に使用した。

表 2.7: キャリブレーション用放射線源

放射線源	放射線の種類	放射線のエネルギー
^{60}Co	ガンマ線	1.173、 1.333 MeV
^{137}Cs	ガンマ線	0.662 MeV
^{68}Ge	陽電子線	平均 0.8 MeV
^{252}Cf	中性子線	平均 2.15 MeV

宇宙線起源事象を利用したキャリブレーション

既知の放射線源の他に、宇宙線が原子核破砕などを起こし中性子が生じる物理事象を利用してエネルギーキャリブレーションを行っている。事象の模式図を図 2.20 に示す。宇

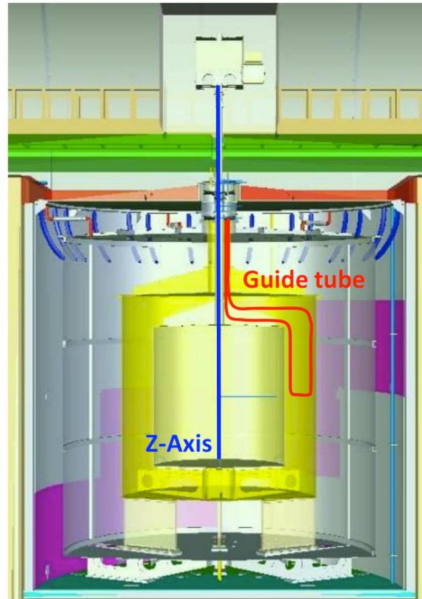


図 2.18: 検出器内における Z-Axis(青線) と Guide tube(赤線)

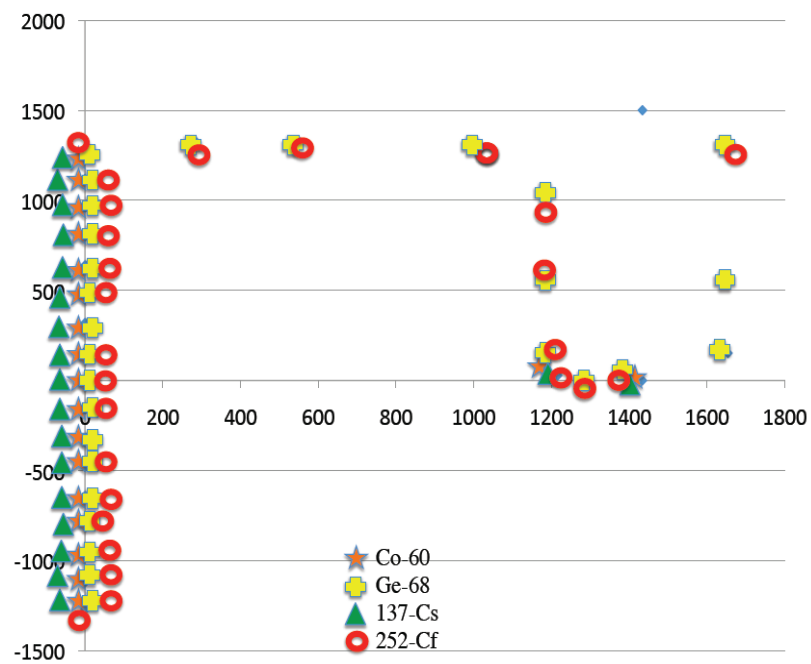


図 2.19: 各放射線源を配置し測定データを取得した箇所である。円筒系座標で横軸に半径 ρ 方向、縦軸に円筒軸 z 方向をとっている。赤星が ^{60}Co 、黄色が ^{68}Ge 、緑色が ^{137}Cs 、赤丸が ^{252}Cf で取得した測定データの配置場所である。

宇宙線起源の中性子捕獲事象を利用することで放射線源の設置できない場所の振る舞いを知ることや、多数の事象数を利用することができる。常に事象があり測定を続けることができるためエネルギーの安定性を調べることも有用である。本研究においてこの事象は5.3節と5.4節で説明する検出器のエネルギー応答位置依存性、エネルギー長期安定性の測定に用いた。

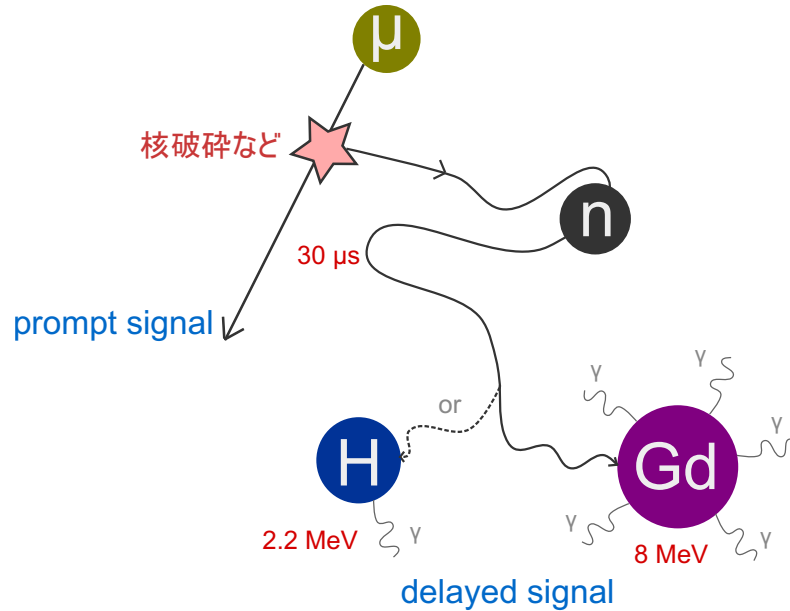


図 2.20: 宇宙線由来の捕獲事象の模式図。宇宙線ミュオンが原子核破碎などを起こし中性子が生じる。ミュオンが先発信号になるとともに、中性子が水素およびガドリニウムに捕獲され後発信号となるガンマ線を発する。二つの信号を利用した遅延同時計測法で測定を行う。

第3章 研究目的

Double Chooz 実験は、今後統計量の増加や系統誤差の削減により、より高精度な θ_{13} 測定を目指す。本研究は其中でも特に、エネルギー決定精度の評価・改善を目的とする。本章では本研究のテーマであるエネルギーの決定精度と θ_{13} の関連を示し、エネルギーに関係する系統誤差が θ_{13} 測定精度において重要であることを示す。

3.1 θ_{13} 導出手法

Double Chooz 実験は 2012 年 6 月に最新の θ_{13} 測定結果を発表した [20]。測定期間は 2011 年 4 月から 2012 年 3 月までの、Live time にして 227.93 日のデータ解析により 8249 事象の反電子ニュートリノ候補を得た。この観測結果から、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030(\text{stat.}) \pm 0.025(\text{syst.}) \quad (3.1)$$

を得た。まず、現状の Double Chooz 実験における θ_{13} 導出手法について説明する。

本実験では $\sin^2 2\theta_{13}$ をパラメータとする予測事象数 (N_i^{exp}) を用いて、実験データより得られた観測事象数 (N_i^{obs}) をフィッティングすることで混合角 θ_{13} の測定を行う。予測事象数には事象数の予測の際に生じる系統誤差を σ_j 、その系統誤差のを予測事象数に加味するための pull parameter を ϵ_j 、pull parameter が予測値から外れるに応じて χ^2 にペナルティーを与える項を ($\sum \epsilon_j^2$) とすると、

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(N_i^{obs} - (1 + \sum_j \epsilon_j \sigma_j) N_i^{exp}\right)^2}{\sigma_{stat}^2} + \sum_j \epsilon_j^2 \quad (3.2)$$

この手法は pull term approach と呼ばれ系統誤差を伴う χ^2 検定によく採用される統計的手法である。系統誤差が単純なパラメータで記述できる場合に有効であり、Best-fit pull parameter を得ることができる点で優れている。

一方、Double Chooz 実験のスペクトル解析においては、単純なパラメータで記述できない系統誤差が存在する。その場合には、それらの系統誤差を covariance matrix approach と呼ばれる統計的手法で扱う。この手法は各系統誤差が独立である場合に式 (3.2) が導かれ、行列式を解くことで最小化された χ^2 をえることができる。そのため Best-fit pull

parameter は得られないが、pull term approach のように単純なパラメータで扱えないような系統誤差であっても、各値の誤差相関を記述する covariance matrix を用いて扱うことができる。複雑な誤差相関を持つ複数実験間の結果を合わせるのに良く用いられ、本実験で予測されるニュートリノフラックスの系統誤差のように、エネルギービン間に複雑な相関を持つ場合にも有効となる。

以上の理由により、Double Chooz 実験では、pull term と covariance matrix approach を結合した χ^2 を θ_{13} の導出に用いる。

$$\chi_{cov+pull}^2 = \min \left[\sum_{i,j=1}^N \left(\Delta_i \left(\sum_n^{cov's} M_{ij}^n \right)^{-1} \Delta_j \right) + \sum_m^{pull's} (\epsilon^m)^2 \right], \quad (3.3)$$

$$\Delta_i = (N_i^{obs} - (1 + \epsilon^{eff} \sigma^{eff}) N_i^{exp,sig} - \sum_k^{BGs} (1 + \epsilon^k \sigma^k) N_i^k) \quad (3.4)$$

$$\Delta_j = \Delta_i^T \quad (3.5)$$

本実験の系統誤差のうち、ニュートリノ信号検出効率、核破砕反応によるバックグラウンド数、高速中性子と Stopping-muon によるバックグラウンド数、エネルギースケール、 Δm^2 に関する系統誤差は pull term で扱う。一方、ニュートリノフラックス、Accidental バックグラウンド、核破砕反応によるバックグラウンドシェイプ、高速中性子と Stopping-muon によるバックグラウンドシェイプは covariance matrix で扱う。

表 3.1 に、2012 年 6 月に得た最新結果でのニュートリノ候補事象数の観測数、予測数をまとめた。また、予測数の見積りに伴う系統誤差の大きさを、振動がない場合のニュートリノ数に対する割合で表 3.2 に示す。そのうち特に、エネルギーシェイプを用いた解析において用いた covariance matrix については、図 3.2 にその分布を示す。

これらの解析結果をもとに上述したフィッティングを行い、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の制限と Best-fit pull parameter を得た。図 3.1 にその最新結果を、表 3.3 に pull parameter の初期値と Best-fit pull parameter の対比を示す。振動なしの予測スペクトル (青色) に対し、データ点をフィッティングすることによって得られたベストフィットスペクトル (赤色) を比較することで振動の効果が見てとれる。それぞれ振動なしの予測スペクトルとの残差はニュートリノ振動による欠損量を示し、比はスペクトルの歪みを示している。また、表 3.3 より Best-fit energy scale は初期値から -1.4 % と、エネルギースケール系統誤差の $\sigma = 1.13\%$ に対して 1σ よりも大きくずれたスペクトルをフィット結果が好んでいることから、見積もられていない系統的なバイアスや誤差を過小評価している可能性も再検討する必要がある (5 章、7 章を参照)。

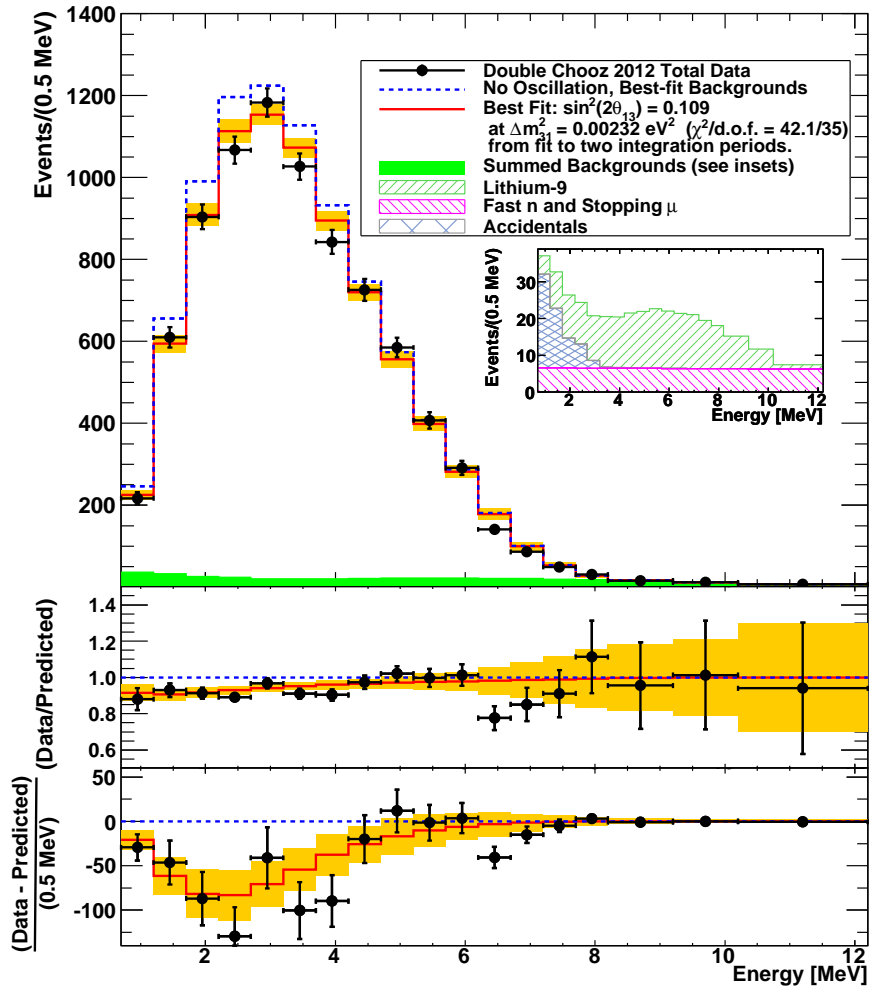


図 3.1: Double Chooz 実験の最新結果におけるニュートリノ候補の先発信号のエネルギースペクトル [20]。上の図は先発信号のエネルギースペクトルを示す。データ点：観測した先発信号のエネルギースペクトル。緑色の領域：バックグラウンド。青線：振動がないとしたときのエネルギースペクトル。赤線： $\sin^2 2\theta_{13} = 0.109$, $\Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ とした場合のエネルギースペクトル。中に埋め込まれた図はバックグラウンドのエネルギースペクトルを示す。下の図では、黒点が実験データと振動していないとした予測値の違いを、赤線が best-fit と振動していないとした予測値との差を、オレンジの領域が Best-fit での系統誤差を表している。

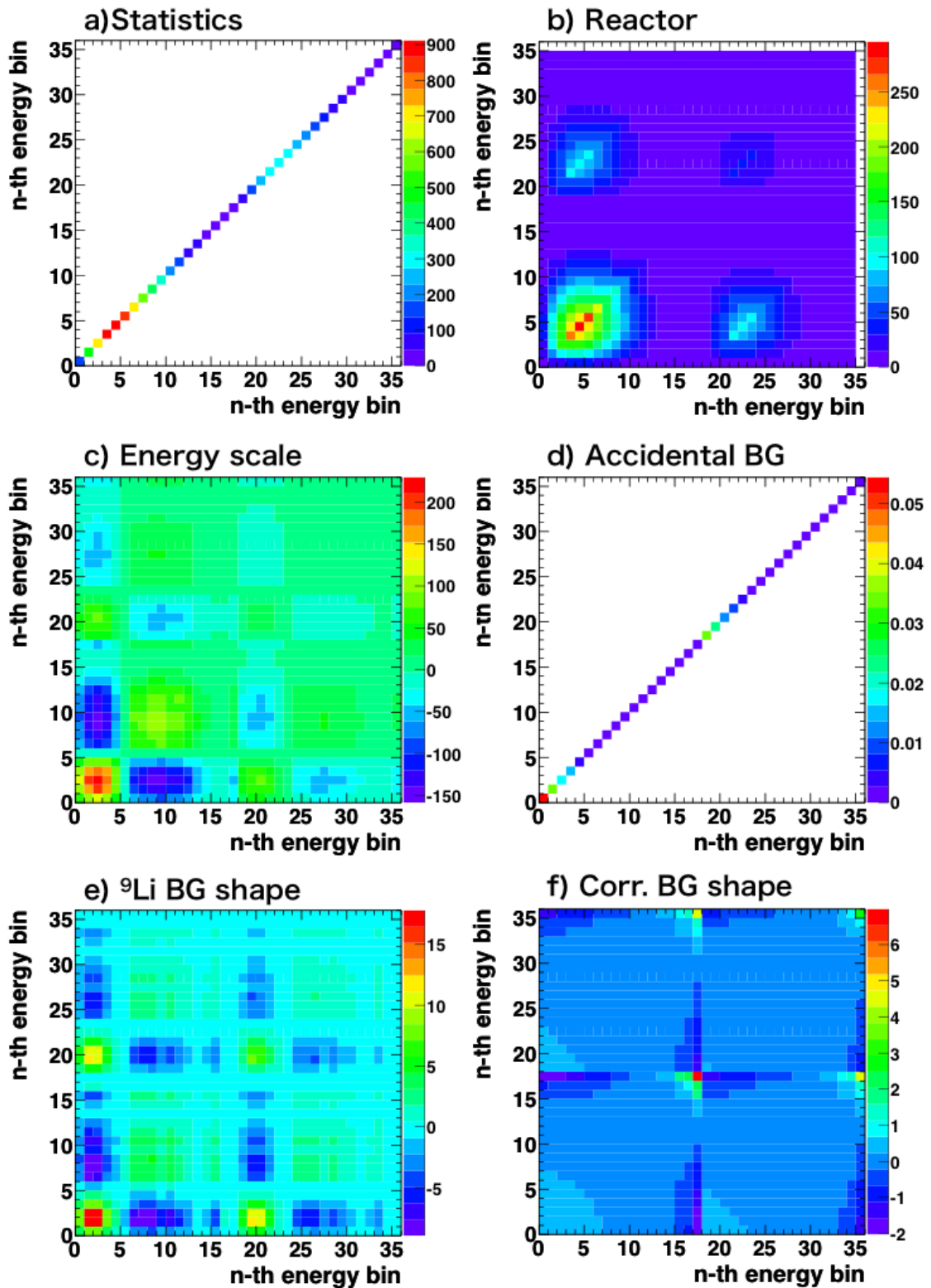


図 3.2: Covariance Matrix. 2つのIPに分けて計算を行っている。

表 3.1: 2012 年 6 月の解析結果におけるニュートリノ事象候補数、バックグラウンド事象数 [20]

Signal と Background	event 数
Signal	8249
Cosmogenic Isotope	284.9
Correlated Fast neutron & Stopping-muon	152.7
Accidentals	59.5

表 3.2: Doble Chooz 実験における測定誤差まとめ [20]。Detector response の誤差 0.32 %が Energy Scale に起因する。

Source	Uncertainty [%]
Detector response	0.32 %
Statistics	1.06 %
Efficiency	0.95 %
Cosmogenic isotope background	1.38 %
Fast neutron / stopping muon	0.51 %
Accidental background	0.01 %
Total	2.66 %

表 3.3: Best fit parameter [20]

Fit Parameter	Initial value	Best-fit value
${}^9\text{Li}$ Bkg. $\epsilon_{9\text{Li}}$	$(1.25 \pm 0.54) \text{ d}^{-1}$	$(1.00 \pm 0.29) \text{ d}^{-1}$
FN/SM Bkg. $\epsilon_{\text{FN/SM}}$	$(0.67 \pm 0.20) \text{ d}^{-1}$	$(0.64 \pm 0.13) \text{ d}^{-1}$
Energy Scale α_E	1.000 ± 0.011	0.986 ± 0.007
Δm_{31}^2 (10^{-3} eV^2)	2.32 ± 0.12	2.32 ± 0.12

3.2 エネルギースケール誤差と θ_{13} 測定感度の関係

エネルギースケール系統誤差が θ_{13} 測定精度とどのような関係にあるかを調べるために、モンテカルロシミュレーションを用いてエネルギースケール系統誤差の大きさを変えて、期待される $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定感度を見積もった。本実験の最新結果 2012 年 6 月の解析 [20] と同様の手法を元に、統計量が今後増加していくことを想定する。本研究においては以下を仮定した。

- 真のニュートリノ振動パラメータを $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ とする。
- これまで測定された一日当たりのニュートリノ事象観測数 (36.2 events/day) で今後も統計量が増加するとする。
- エネルギースケール以外の系統誤差は、最新結果を得た際に見積もられた値を用いて、測定期間によらず一定値が見積もられたと想定する。

以上の仮定の下、最新結果で見積もられた 1.13 % に加え、0、0.5、1.5 % と変化させて、測定期間と $\sin^2 2\theta_{13}$ の 68 % C.L. 測定感度を関係性を調べた結果を図 3.3 に示す。また二

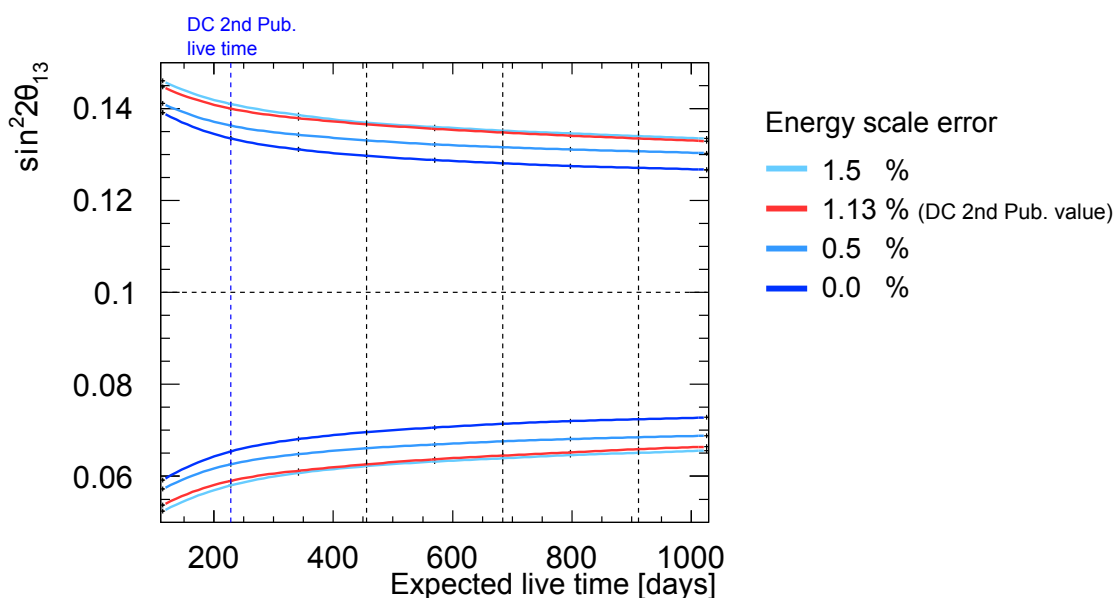


図 3.3: エネルギー系統誤差と $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定感度の関係性を示した図。エネルギー系統誤差を 0%, 0.5%, 1.0%, 1.5% と変化させ、 $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定感度が測定時間でどのように変動するかを示す。

つの測定期間 (統計量) において、エネルギー系統誤差と $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定感度をまとめたも

のを表 3.4 に示す。仮に現在の測定を続け、最新結果の測定量が 4 倍に達した時点でエネルギー系統誤差を現在の 1.13 % から 0.5 % に改善したと想定すると、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度 (68 % C.L.) は 0.0360 から 0.0327 までの向上が見込まれる。この様に Double Chooz 実験におけるエネルギー系統誤差の見積りは、 θ_{13} 測定において非常に重要となる。

表 3.4: エネルギー系統誤差を変化させたときに期待される $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度とその時間変化

エネルギー系統誤差	Live time [days]	
	227.93 [20]	227.93×4
1.5 %	0.0415	0.0364
1.13 %	0.0405	0.0360
0.5 %	0.0369	0.0327
0.0 %	0.0341	0.0291

第4章 事象位置再構成の評価

本実験において、位置再構成はニュートリノの選別条件に使用されていない。しかし、5章で述べるエネルギー再構成で用いられており、事象位置再構成の精度の向上はエネルギー再構成の精度向上に寄与する。よって、事象位置再構成の精度向上はニュートリノ選別精度向上にも関わるため重要な項目である。本章では再構成位置の評価を行い、エネルギー決定精度への寄与を調べることを目的とした。

4.1 事象位置再構成手法

はじめに実験における事象位置再構成手法について述べる。本実験では事象発生位置の再構成手法として、主に用いられている RecoBAMA とクロスチェック用途として用意されている RecoJP という手法が存在する。アルゴリズムの基本的な動作は下に示す通りであり、波形再構成 (付録 A 参照) で得た電荷情報と時間情報をもとに反応の位置再構成を行う。その手順は次の通りである。

1. 各光電子増倍管から波形再構成で得た電荷量をもとに、光量中心 (x_0, y_0, z_0) を求める。
2. ある事象位置を仮定しその likelihood が最大となる事象位置を求める。初期値には
 1. で求めた光量中心 (x_0, y_0, z_0) を使用する。

RecoBAMA と RecoJP どちらの手法も上に示した手順で事象発生位置の再構成を行う。しかし、両手法の likelihood の組み方は異なり、RecoBAMA は電荷情報と時間情報の関数として、RecoJP は時間のみの関数として書かれている。以下の節では、事象位置再構成手法の理解のために、RecoBAMA と RecoJP により位置再構成されるアルゴリズムの過程を述べる。

4.1.1 RecoBAMA

RecoBAMA は各 PMT ごとの電荷情報、時間の情報、事象発生位置に対応する各 PMT の立体角、減衰長が入力情報となり再構成を行う事象位置再構成アルゴリズムである。

RecoBAMA は本実験における事象発生位置再構成のメイン手法として使われている。本アルゴリズムでは最大電荷量の likelihood と時間情報の likelihood が組み合わせて用いられている。likelihood の最大値を計算する上で初期位置は発生光量の重心を元に定義をする。

$$X = (x_0, y_0, z_0, t_0, \Phi) \quad (4.1)$$

$$(x_0, y_0, z_0) = \sum_i^{PMTs} \frac{(pe_i \times (x_i, y_i, z_i))}{\sum_j pe_j} \quad (4.2)$$

式 (4.2) で pe_i は各 PMT で取得される光電子数を、 (x_i, y_i, z_i) は各 PMT の座標を表す。式 (4.1) の X を母関数として定義をして事象の再構成位置を求めていく。光量重心の位置 (x_0, y_0, z_0) を事象が発生した位置と仮定、 t_0 はイベント時間と定義する。また、 Φ は単位立体角あたりの光の強度 (単位 photons/sr) である。すると、 i 番目の PMT における光量と到達する時間は次のように考えられる。

$$\mu_i = \Phi \epsilon_i \Omega_i A_i \quad (4.3)$$

$$t_i^{(pred)} = t_0 + \frac{r_i}{c_n} \quad (4.4)$$

ここで ϵ_i は各 PMT の量子効率であり、 Ω_i は事象発生位置に対する各 PMT の立体角に受光角補正と減衰長補正を行った値、 A_i は light transmission amplitude、 c_n は媒質中での光速を表す。上記のように定義された X を用いて、事象の likelihood 関数 $\mathcal{L}(X)$ は式 (4.5) で定義される。

$$\mathcal{L}(X) = \prod_{q_i=0} f_q(0; \mu_i) \prod_{q_i>0} f_q(q_i; \mu_i) f_t(t_i; t_i^{(pred)}, \mu_i) \quad (4.5)$$

式 4.5 では各 PMT における電荷量の有無を分けて計算を行っている。電荷量の確率密度関数 f_q と時間に対する確率密度関数 f_t は MC シミュレーションを行い、期待される関数として求めている。実際には電荷情報と時間情報を分離した計算を行うため log-likelihood により分けて計算を行い、 $F(X)$ が最小となる位置 X を事象の再構成位置として求める。

$$F(X) = -\ln \mathcal{L}(X) \quad (4.6)$$

$$= -\sum_i \ln f_q(q_i; X) - \sum_{q_i>0} \ln f_t(t_i; X) \quad (4.7)$$

$$= F_q(X) + F_t(X) \quad (4.8)$$

4.1.2 RecoJP

RecoJP は Double Chooz 日本グループによって開発されている事象位置再構成アルゴリズムである [27]。方法のコンセプトは、発光位置の光子が各 PMT に届く時間 TOF (Time

Of Flight) を考え、TOF の分布がシンチレーターの発光モデルに近くなる場所を求めることにある。再構成の likelihood には時間情報のみを用い電荷情報を用いていない。時間情報のみを確率密度関数の変数としているのは、フィッティングパラメータを少なくし、チューニングの行いやすさを狙った作りとしているためである。各 PMT における Pulse の開始時間 T^{start} を確率変数、再構成される位置情報 $\vec{r}^{vertex} = (x, y, z)$ を母関数とし likelihood を計算することで再構成位置を求める。

はじめに、光子の飛行時間 TOF を考える。発光地点の位置ベクトル \vec{r}^{vertex} と各 PMT の位置ベクトルを \vec{r}_i^{PMT} とすると TOF_{*i*} は、

$$\text{TOF}_i = \frac{|\vec{r}^{vertex} - \vec{r}_i^{PMT}|}{c_n} \quad (4.9)$$

と表される。 c_n は媒質中の光速であり、屈折率は ν -target 層、 γ -catcher 層、buffer 層で同一と仮定している。ここで、各 PMT ごとに最も早く到達する光子について考える。それぞれの光子発生時間 t_i は、各 PMT_{*i*} における信号の開始時間 T_i^{start} と光子の飛行時間 TOF_{*i*} を用いて次式で表される。

$$t_i = T_i^{start} - \text{TOF}_i \quad (4.10)$$

さらに、液体シンチレーターの発光時間特性を考慮する。液体シンチレータでは発光時間特性により分布にばらつきを持ち、また、検出における時間特性により分布の立ち上がりがなまる。この分布を Landau 関数を用いて近似している。

$$f_L(t) = \frac{\exp[-(\lambda + e^{-\lambda})/2]}{\sqrt{2\pi}} \quad (4.11)$$

$$\lambda = \frac{t - t_0}{L_\sigma} \quad (4.12)$$

t_0 は最大発光時間を使用する。 L_σ は分布の成形パラメータである。検出器内の発光特性が Landau 関数に近似できることを利用して likelihood 関数 $\mathcal{L}(\vec{r}^{vertex}, t_0)$ は以下のように書くことができる。

$$\mathcal{L}(\vec{r}^{vertex}, t_0) = \prod_i^{PMTNumber} f_L(\lambda_i, \vec{r}^{vertex}) \quad (4.13)$$

$$= \prod_i^{PMTNumber} \frac{\exp[-(\lambda_i + e^{-\lambda_i})/2]}{\sqrt{2\pi}} \quad (4.14)$$

$$\lambda_i = \frac{t_i - t_0}{L_\sigma} \quad (4.15)$$

式 4.13 の likelihood 関数 \mathcal{L} を最大にする \vec{r}^{vertex} が事象の再構成位置として求められる。RecoBAMA との大きな違いとしては時間のみで likelihood を求めている点が異なる。

4.2 事象発生位置再構成精度の評価

4.1 節で述べた事象位置再構成手法 RecoBAMA、RecoJP のアルゴリズムの違いによって、6 章で述べるエネルギー再構成へ寄与の仕方は異なる。本節では各事象位置再構成手法の事象位置再構成精度の評価を行うことでエネルギー再構成への寄与を調べる事を目的とする。

評価は放射線源で取得された実験データとモンテカルロシミュレーション (MC シミュレーション) に基づいて行う。取得した再構成事象位置と基準となる事象位置を比較し、線源位置に対する事象発生位置再構成の傾向を調べた。実際には、次の 4 事象位置の円筒軸 z 方向の事象再構成位置の差について評価を行った。

- DATA : 実験データにおける再構成事象位置
- BAMA/JP : MC シミュレーションにおける再構成事象位置
- CMX : MC シミュレーションにおける真の事象発生位置
- Source : 放射線源の配置位置

事象位置の比較例として、ガンマ線源である ^{60}Co で取得したイベントにおける RecoBAMA を使用した場合の事象再構成位置の違いを図 4.1 に示す。

各事象位置の違い、分解能、位置再構成精度を調べるために、各事象 z 位置の差の分布はガウス関数を用いてフィッティングを行う。ガウス関数の中心値を各事象の位置の違いとし、 σ を分解能、全イベントのうち 3σ に含まれるイベントの割合を位置再構成精度として評価を行った。また、用いた放射線源は、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 、 ^{68}Ge 、 ^{252}Cf であり、それぞれ円筒軸 z 上に動かして測定して得たデータを用いて行った。

4.2.1 各事象位置の違い

図 4.2 に各事象位置の違いでの位置再構成手法の評価結果を示す。図 4.2 の RecoBAMA (左図) では線源を配置した $|z|$ 位置が大きい程、真の事象発生 $|z|$ 位置に対して再構成された $|z|$ 位置がより検出器の内側に再構成されている。図 4.2 の RecoJP (右図) では逆の傾向を示し、RecoJP は外向きに検出位置を再構成する傾向を持つ。再構成位置について、RecoJP では z 方向に対し線形な振る舞いを示すのに対し、RecoBAMA が $|z|=1000$ mm の部分でより内側に向く傾向をしている。また、DATA と RecoBAMA/RecoJP 間で、再構成事象位置の違いがある。その差は RecoBAMA に比べ RecoJP のときの方が小さい。

RecoJP が Landau 関数で近似し、全領域で同一の確率密度関数を用いているのに対し、RecoBAMA では ν -target 内で発生させた MC シミュレーションから求めた確率密度関数

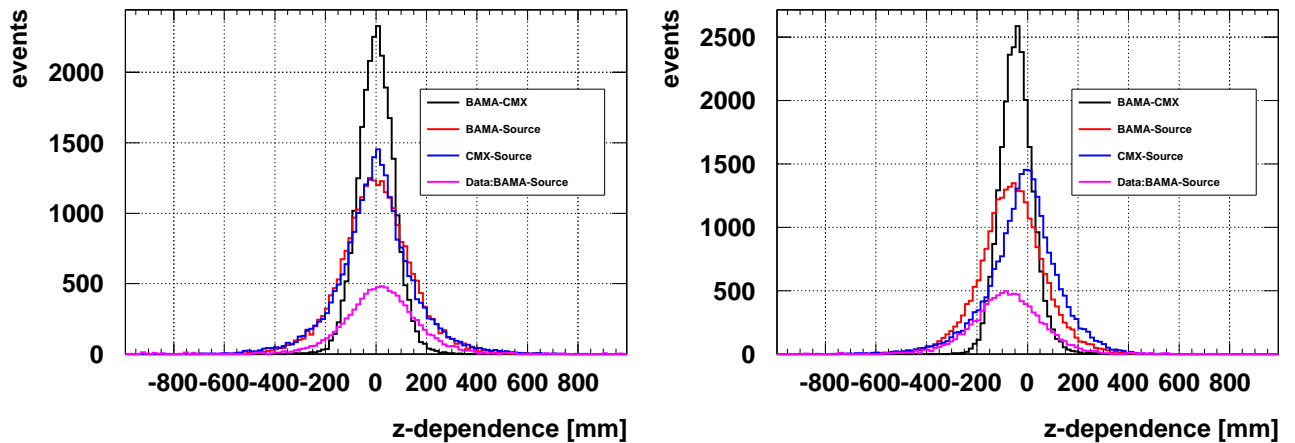


図 4.1: ^{60}Co を使用した、RecoBAMA での事象再構成位置の違い。左図は $z = 0$ mm に放射線源を配置した例を示し、右図は $z = 1250$ mm に放射線源を配置した例を示す。

を組んでいる。これより、 $|z|$ が大きい部分ではより大きな違いが生じると考えられる。また、RecoBAMA と RecoJP では再構成された位置が、線源の配置位置や真の事象位置に対して逆向きの方向に再構成される傾向を持っている。この傾向は、5章で述べるエネルギー再構成マップの作成に関わる。また、DATA と MC とで再構成のされ方の違いも RecoBAMA/RecoJP 各手法で存在するが、この違いについては5章のエネルギー再構成を DATA と MC とで個別に行っていることからエネルギー再構成精度への影響は小さいと考えられる。

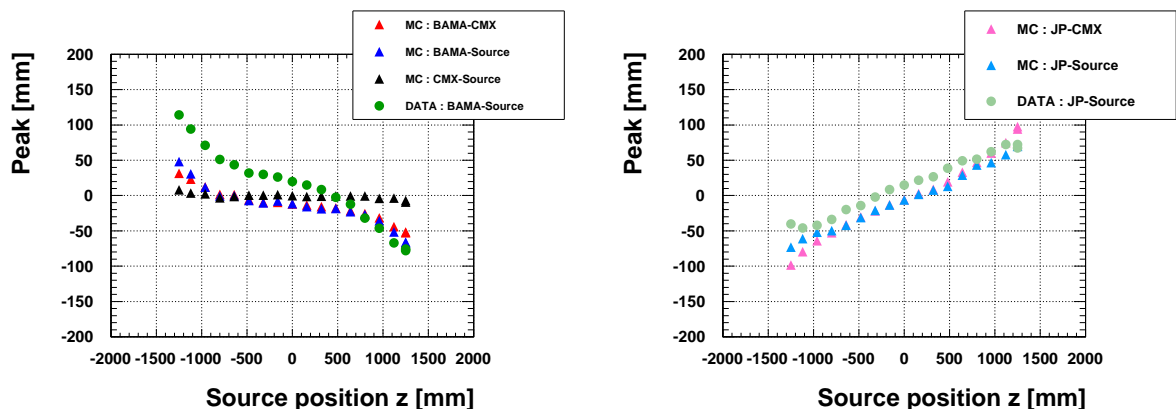


図 4.2: ^{60}Co における RecoBAMA と RecoJP による事象位置の違い。左図が RecoBAMA の再構成位置と他の事象位置との比較結果を表し、右図が RecoJP を用いた場合の結果を表す。 緑色 : DATA - Source、赤色 : BAMA/JP - Source、青色 : BAMA/JP - CMX、黒色 : Source - CMX

4.2.2 位置分解能

位置再構成における分解能の評価を図4.3に示す。分解能は、RecoJPに比べRecoBAMAの位置再構成分解能が良く、RecoBAMAを使用した場合は100 mm程度、RecoJPを用いた場合は150 mm程度である。また、RecoBAMAは z 方向に対し一様な分解能を持っているのに対し、RecoJPでは $|z|$ が大きくなるほど分解能も悪くなり、検出器の中心と端では約50 mmほど分解能に違いがある。

分解能の違いがエネルギー再構成に直接影響を与えることは少ないが、今後より精度の高い見積りの為に分解能の上昇を目指す事は大切である。

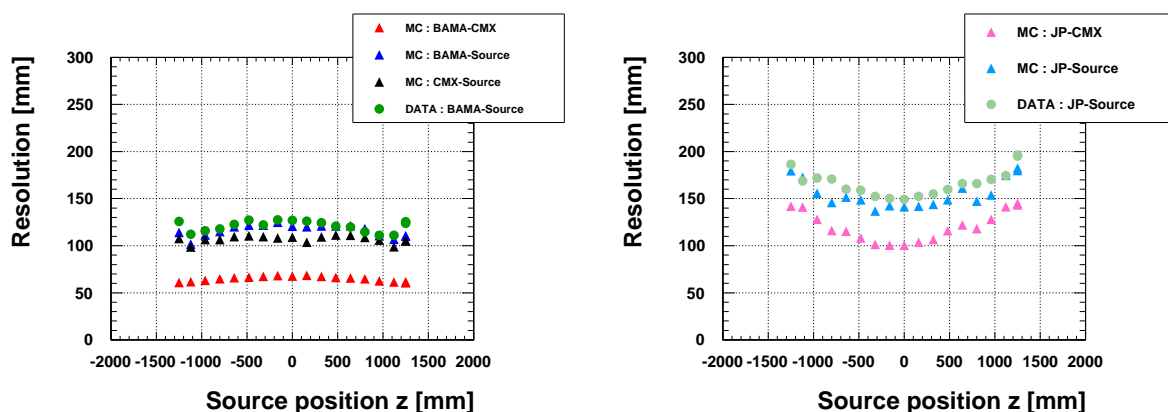


図 4.3: ^{60}Co における RecoBAMA と RecoJP による位置再構成分解能の違い。左図は RecoBAMA を用いた ^{60}Co の位置分解能を示し、右図は RecoJP を用いた場合を示す。緑色 : DATA - Source、赤色 : BAMA/JP - Source、青色 : BAMA/JP - CMX、黒色 : Source - CMX

4.2.3 位置再構成精度

本節では、位置再構成精度の評価として、全イベントの内フィッティングを行ったガウス関数の 3σ 以内に含まれている事象の割合を位置再構成精度として示した。位置再構成精度が悪いと、再構成を正しく行えなくなり、5章のエネルギー再構成マップでは正しい評価を行えないこととなる。ここでは位置再構成精度の評価を行い、RecoBAMA/RecoJP 各手法が問題なく再構成を行えていることを示す。図 4.2.3 に位置再構成精度について調べた結果を示す。RecoBAMA/RecoJP とともに位置再構成精度が変わらない。

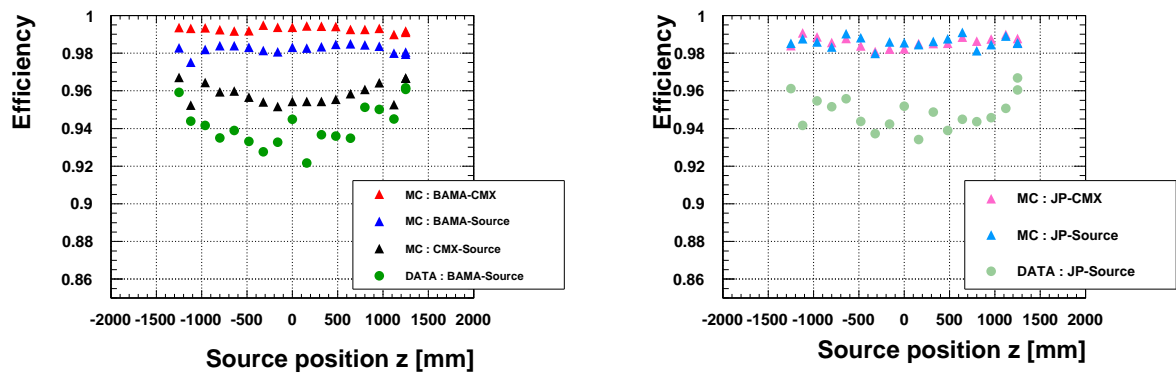


図 4.4: ^{60}Co における RecoBAMA と RecoJP による位置再構成精度の違い。左図が RecoBAMA を用いた場合を示し、右図が RecoJP を用いた場合を示す。緑色 : DATA - Source、赤色 : BAMA/JP - Source、青色 : BAMA/JP - CMX、黒色 : Source - CMX

第5章 エネルギー再構成と系統誤差の 評価

ニュートリノ振動測定においてエネルギー再構成は非常に重要な項目の一つである。エネルギーを再構成することで、ニュートリノのエネルギースペクトルを求めるのはもちろんのこと、ニュートリノ事象候補を選別するための選択条件やバックグラウンドの見積りなど解析における多くの事柄がエネルギーと関連している。エネルギーに関する誤差が実験に与える影響は3章で述べた通りであり、混合角 θ_{13} の測定精度と深く関連する。Double Chooz 実験における2012年8月の結果ではエネルギーの系統誤差は表5.1のように見積もられている。本研究では、この解析と同じ手法をとりエネルギー系統誤差の見積りを行った。これはクロスチェックであると同時に、エネルギーに関する系統誤差の改善点を探ることも目的とした。本章ではその解析手法、および系統誤差の評価手法について述べていく。

表 5.1: DoubleChooz 実験におけるエネルギーに関する系統誤差 [20]

	系統誤差 [%]
エネルギー位置依存性	0.43
エネルギー長期安定性	0.61
エネルギー線形性	0.85
全体	1.13

5.1 DoubleChooz 実験におけるエネルギーの定義

本実験では、液体シンチレーターでの発光を光電子増倍管 (PMT) で電気信号に変換し増幅を行う。電気信号を Flash ADC でデジタル波形として取得し、さらに波形再構成方法 (付録 A 参照) を用いて電荷量とし、それに変換係数をかけ合わせてエネルギーを求め

る。その定義は次式で表される。

$$E_{\text{visible}}^{\text{DATA}} = PE^{\text{DATA}} \times f_{\text{uniformity}}^{\text{DATA}}(\rho, z) \times f_{\text{MeV}}^{\text{DATA}} \times f_{\text{stability}}^{\text{DATA}}(t) \quad (5.1)$$

$$E_{\text{visible}}^{\text{MC}} = PE^{\text{MC}} \times f_{\text{uniformity}}^{\text{MC}}(\rho, z) \times f_{\text{MeV}}^{\text{MC}} \quad (5.2)$$

式 (5.1) が実験データの式を、式 (5.2) がモンテカルロシミュレーション (MC シミュレーション) の式を表す。Flash ADC で得られた電荷量 q に PMT の増幅率 $gain$ を補正した値が光電子数 pe 、光電子数を各 PMT について足し合わせた値が総光電子数 PE である。

$$PE = \sum_{i=0}^{PMTs} pe_i = \sum_{i=0}^{PMTs} q_i \div gain_i(q_i) \quad (5.3)$$

PMT の増幅率は PMT 一本一本に対し、図 5.1 の赤線で示す観測電荷量の関数として見積もっている。これは、Flash ADC の分解能に起因するペDESTAL の見積り不定性の影響であり、低電荷領域で増幅率の波形線形性を生じる。従って、光子が少ない領域では PMT の増幅率を観測電荷量の関数とすることが必要となる。本実験ではこの領域を一次関数で近似することで、増幅率の非線形性を見積もっている。この増幅率の見積りは、光電子増倍管に備え付けられたオプティカルファイバーから LED 光により擬似信号発生させた、キャリブレーション事象を使用している。

総光電子数 PE からエネルギー E_{visible} への変換には位置依存性補正 $f_{\text{uniformity}}$ 、長期安定性補正 $f_{\text{stability}}$ 、総光電子数からエネルギーに換算する係数 f_{MeV} が掛け合わされエネルギー E_{visible} への変換が行われている。本章では、位置依存性、長期安定性、エネルギー依存性、各々の補正方法の導出について述べ、またそれらに由来する系統誤差について記述する。

5.2 エネルギーに関係する系統誤差の基本的考え方

現在の Double Chooz 実験では、観測されたニュートリノ信号と MC シミュレーション等により予測された信号を用いて系統誤差を考慮した χ^2 検定によって最適な θ_{13} 測定を行っている。そのため、位置依存性、長期安定性、総光電子数からエネルギーへの変換のそれぞれにおける実験データと MC シミュレーションの補正後の違いを系統誤差として計上する。各系統誤差はそれぞれ相関をもたないものとし、式 (5.4) で示す足し合わせを行う。

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{\text{uniformity}}^2 + \sigma_{\text{stability}}^2 + \sigma_{\text{non-linearity}}^2} \quad (5.4)$$

ここで、 σ_{total} はエネルギーに関係する全体での系統誤差を、 $\sigma_{\text{uniformity}}$ は位置依存性に由来する系統誤差を、 $\sigma_{\text{stability}}$ は長期安定性に由来する系統誤差を、 $\sigma_{\text{non-linearity}}$ は非線形性

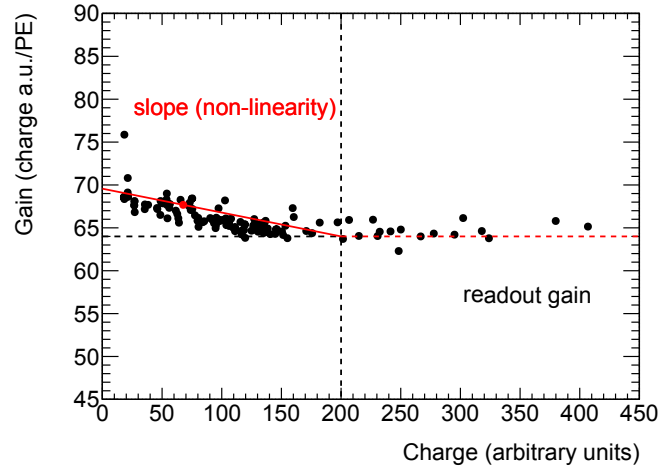


図 5.1: PMT の増幅率補正関数。赤線が補正される関数を示す。1 光子あたりの観測量が同等となる領域 ($\text{Charge} > 200 \text{ a.u.}$) では関数を定数で近似している。1 光子あたりの観測量が異なり非線形性を生む領域 ($\text{Charge} < 200 \text{ a.u.}$) では関数を一次関数で近似している。

に由来する系統誤差を表す。エネルギーに関連する 3 つの系統誤差を求めエネルギーに係する全体の系統誤差を求めた。

5.3 検出光電子数の位置依存性

Double Chooz 検出器において、検出位置により検出光電子数の位置依存性が実験データと MC シミュレーションでそれぞれ別の形で生じている為、検出器内の異なった位置での事象を単一のエネルギーに変換することは系統誤差を大きくすることになる。検出器内での検出光電子数の位置に対する補正を実験データと MC シミュレーションそれぞれについて行い、両者をより高精度なエネルギー再構成を行った上で系統誤差を抑えることがこの補正の目的である。検出光電子数の位置依存に対する一様性は、検出光電子数の位置依存性の分布である「エネルギー補正マップ」を作成し、エネルギー補正マップを各イベントごとに適用することにより得る。この手法は昨年までの間に Double Chooz 日本グループで開発されてきたが、それを発展させたものである [28]。またこのときの位置依存性の系統誤差は、エネルギー補正マップを適用後の実験データと MC シミュレーションの分布の違いから評価を行う。本節で考える検出光電子数の位置依存性は、円筒系座標の z 方向と ρ 方向のみを考えており、方位角 ϕ 方向の依存性については考慮していない。この点については、7 章で議論を行う。

5.3.1 エネルギー応答位置補正マップ

本節では検出光電子数の位置依存性の補正に用いるエネルギー補正マップの作成および補正方法について記述する。検出光電子数の位置依存性は測定に利用する ν -target 層、 γ -catcher 層の両方の領域に対して補正を行う必要があり、両方の領域に対して多くの事象が存在する中性子の水素捕獲事象を利用して調べた。よって、実験データ、MCシミュレーションでおのおの次の事象を用いた。

実験データ

2.5.1 節で述べた宇宙線起源で発生する中性子が液体シンチレータ中の水素に捕獲された事象を使用。

MCシミュレーション

ニュートリノ信号のMCシミュレーションを使用し、ニュートリノ逆ベータ崩壊反応で発生した中性子が液体シンチレータの水素に捕獲された事象を使用。

実験データとMCシミュレーションとの間で用いる事象に違いがあるものの、同じ中性子の水素捕獲事象を用いている。検出光電子数の位置依存性は反応の種類に依らないため、データとMCシミュレーションで異なるサンプルを用いることは問題にならない。エネルギー補正マップを作成するために、まず検出器の領域分けを行う。図 5.2 に示すように、 γ -catcher 層より内側の領域を円筒座標系で z 方向に 9 分割、 $\rho(= \sqrt{x^2 + y^2})$ 方向に 12 分割し各々の領域でエネルギースペクトルを求めた。このときエネルギー補正マップの作成に用いる事象反応位置は、4章の事象位置再構成手法で得られた再構成位置を用いて行う。

次に、分割した各領域で得られた中性子の水素捕獲事象のエネルギースペクトルから水素捕獲事象の光電ピークを求め、領域ごとのエネルギーの違いの分布を作成する。式 (5.5) を用いてフィッティングを行った。

$$f(x) = A \left(A_t N_t e^{sx} \mathcal{Erfc} \left(\frac{x - 0.89720}{\sigma} \right) + \mathcal{Gauss}(x, \mu, \sigma) \right) \quad (5.5)$$

式 (5.5) で \mathcal{Erfc} はガウスの誤差関数を、 \mathcal{Gauss} はガウス関数を表している。また第一項がコンプトン散乱を表しており、第二項が γ 線の光電ピークを表した式である。コンプトン散乱における \mathcal{Erfc} の中心はコンプトン散乱のエッジと光電ピークの中心値の比較により算出している。水素で捕獲された γ 線が放つ光電ピークのエネルギー $E_\gamma = 2.223$ MeV であり、コンプトン散乱のエッジのエネルギーを E_{CE} とすると、コンプトン散乱の式は、

$$E_\gamma - E_{CE} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{0.511}(1 - \cos\theta)} \quad (5.6)$$

であるので、光電ピークのエネルギーに対する、コンプトン散乱の持つエネルギーが最大となる角度 $\theta = 180^\circ$ のときのエネルギーのずれは、式 (5.6) より、

$$1 - \frac{1}{1 + 3.91389 \cdot 2.223} = 0.89720 \quad (5.7)$$

として求められている。フィッティング例として、分割したある領域において、フィッティングを行った分布を図 5.3 に示す。

各領域におけるフィッティングの中心値を求め、検出光電子数の位置依存性を分布にする。このとき、検出光電子数の位置依存性を相対的に調べるため、 ν -target 層の中心が 1 になるように規格化を行う。規格化して得られた位置依存性の分布を図 5.4、5.5 に示す。エネルギー補正マップを用いた補正は各事象ごとに行われる。従って、各々の事象位置ごとにより正確な補正を行う為に、内挿したエネルギー補正マップを作成する。この補正マップを内挿し得られたものが図 5.6, 5.7 になる。最終的な補正は、図 5.6, 5.7 のエネルギー補正マップの値 $\text{map}(\rho, z)$ の逆数、

$$f_{\text{uniformity}}(\rho, z) = \frac{1}{\text{map}(\rho, z)} \quad (5.8)$$

を総光電子数 PE に各事象ごとに掛け合わせて補正を行う。

エネルギー補正マップの作成、またそれを用いた補正は再構成された事象反応位置に基づいて補正が行われている。従って 4 章の事象反応位置の再構成精度を考慮し、再構成位置の違いがエネルギーの補正に関わる問題について考える必要がある。実際に、エネルギーの補正を行う際に事象位置再構成手法として、RecoBAMA と RecoJP のいずれを使うかでエネルギー補正マップの傾向は異なる。図 5.6、5.7 に示した RecoBAMA で作成されたエネルギー補正マップと、図 5.8、5.9 の RecoJP で作成したエネルギー補正マップの比較を行うと、全体的な分布に大きな違いはないが、RecoBAMA は内側に縮小させた傾向を、RecoJP の分布は外側に拡大させた傾向を持つことが分かる。これら位置再構成手法に依存したエネルギー補正マップの違いがエネルギーの補正におよぼす系統誤差への影響について 5.3.2 節以降で述べていく。また MC シミュレーションの分布が z 方向に対し非一様な分布を作る原因、および実験データと MC シミュレーションの間におけるエネルギー補正マップの傾向の違いについては 6 章で議論する。

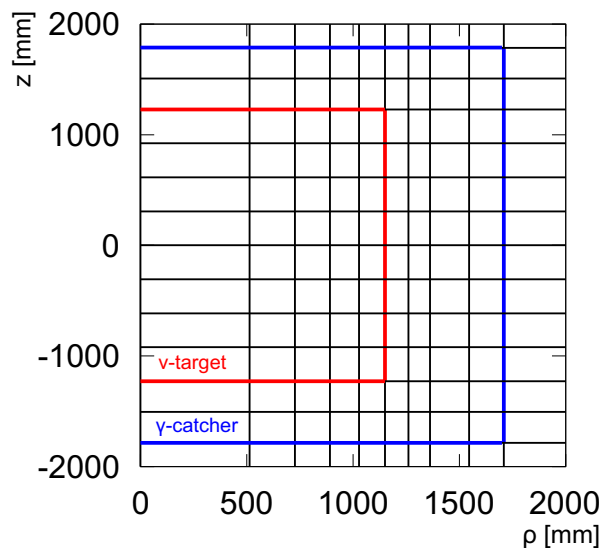


図 5.2: エネルギー補正マップのための検出器の領域分け図。赤線が ν -target 領域を、青線が γ -catcher 領域の外枠を示す。z 方向に 12 分割、 ρ 方向に 9 分割し、分割された各領域で図 5.3 のフィッティングを行う。

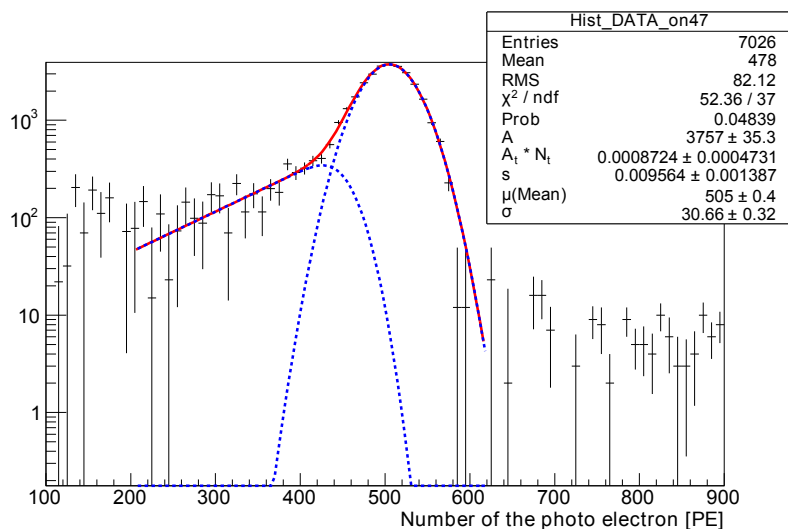


図 5.3: 実験データを使用した中性子の水素捕獲事象のフィッティング例。赤線が中性子の水素捕獲によって生じるガンマ線の光電ピーク、青線はガンマ線のコンプトン散乱によるコンプトンエッジのフィッティングを示す。

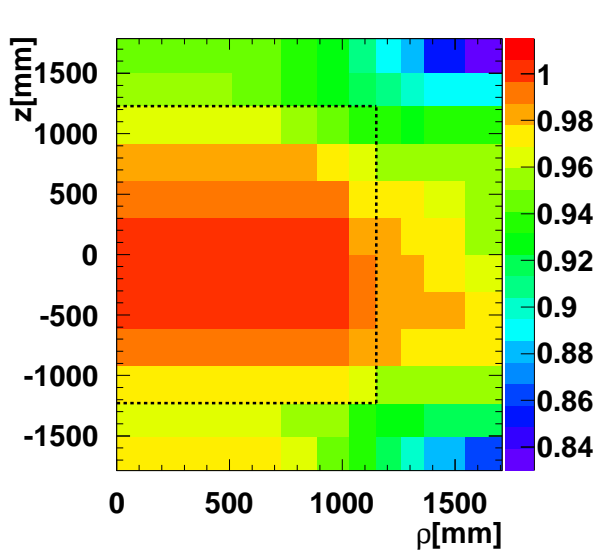


図 5.4: エネルギー補正マップ(実験データ)

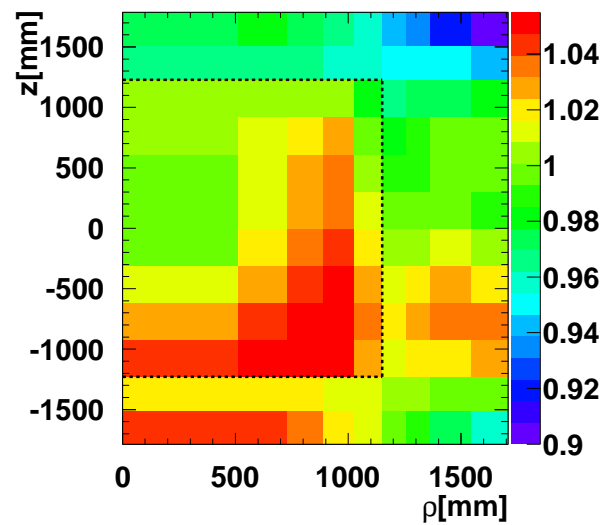


図 5.5: エネルギー補正マップ
(MC シミュレーション)

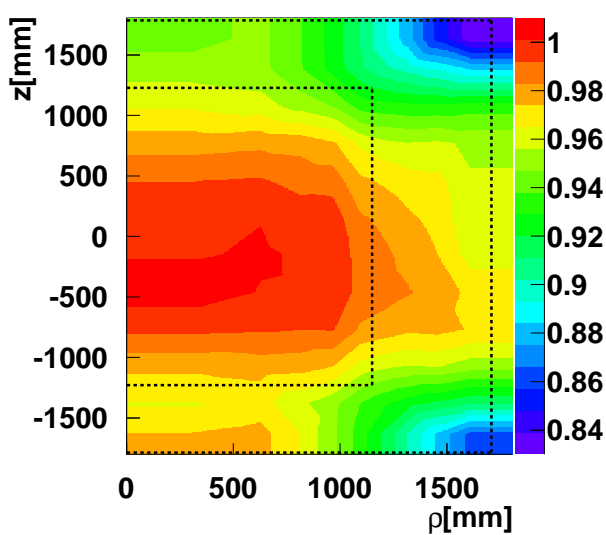


図 5.6: RecoBAMA を使用したエネルギー補
正マップ(実験データ)

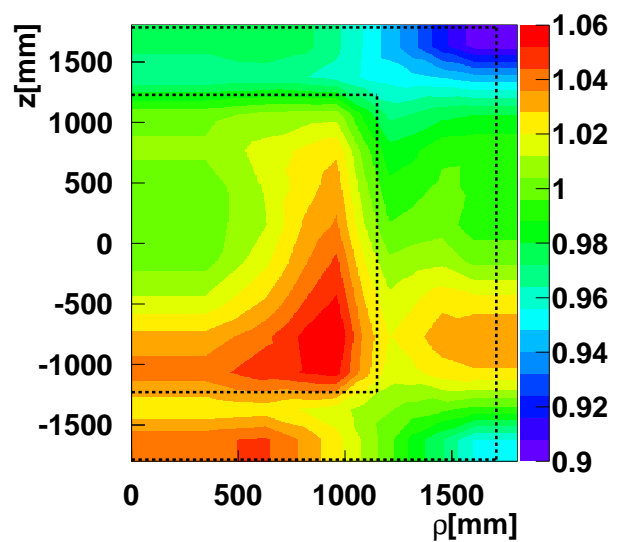


図 5.7: RecoBAMA を使用したエネルギー補
正マップ(MC シミュレーション)

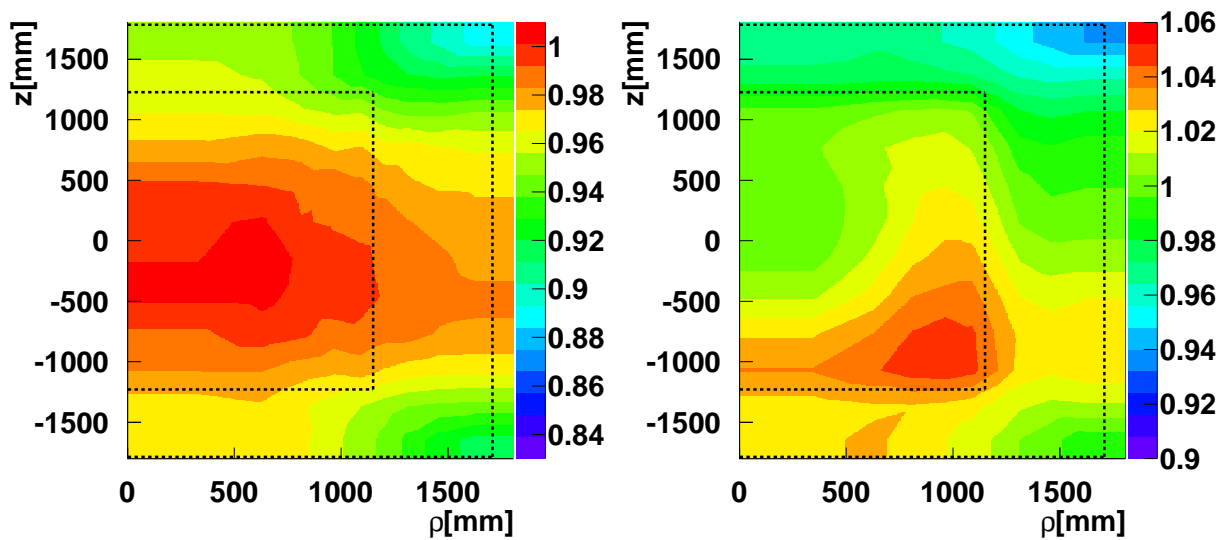


図 5.8: RecoJP を使用した エネルギー補正マップ (実験データ)

図 5.9: RecoJP を使用した エネルギー補正マップ (MCシミュレーション)

5.3.2 検出光電子数の位置依存性における系統誤差評価

本節では検出光電子数の位置依存性における系統誤差を求める。位置依存性の系統誤差評価として、エネルギー補正マップで補正した光電子数を使用し、中性子の Gd(ガドリニウム) 捕獲事象により評価を行う。実験データ、MC シミュレーションではそれぞれ下のイベントを使用して行った。

実験データ

宇宙線ミュオン起源の中性子捕獲事象のうち、Gd で捕獲されたイベントについて使用。

MC シミュレーション

ニュートリノ起源の中性子捕獲事象の中で Gd で捕獲されたイベントを使用。

水素から作られたエネルギー補正マップと同様に検出光電子数の位置依存性の分布を調べ、 ν -target 内部のみで調べた分布を作成する。その際 Gd のフィッティングには、

$$f(x) = A \left(\left(\frac{A_t + A_p}{0.22672} - 1 \right) e^{sx} \mathcal{E}r f c \left(\frac{x - 0.96881\mu}{\sigma} \right) + \mathcal{G}a u s s(x, \mu, \sigma) \right. \\ \left. + A_t e^{sx} \mathcal{E}r f c \left(\frac{x - 1.04422\mu}{1.03705\sigma} \right) + A_p \mathcal{G}a u s s(x, 1.07547\mu, 1.03705\sigma) \right) \quad (5.9)$$

の式を用いる。Gd の捕獲事象では同位体として、 ^{155}Gd 、 ^{157}Gd 二つの分布を足し合わせた式を使用した。光電ピークのエネルギーは $^{155}\text{Gd} = 8.536\text{MeV}$ 、 $^{157}\text{Gd} = 7.937\text{MeV}$ であり、この比から $\mathcal{G}a u s s$ の中心値の比を $E(^{155}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}) = 1.07547$ と求め、またコンプトンエッジをそれぞれ、 $1 - \frac{1}{1+3.91389 \cdot 8.536} = 0.97094$ 、 $1 - \frac{1}{1+3.91389 \cdot 7.937} = 0.96881$ として求めている。また、 $\mathcal{G}a u s s$ の σ は、 ^{155}Gd と ^{157}Gd の σ の比から $\sigma(^{155}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}) = \sqrt{E(^{155}\text{Gd}/^{157}\text{Gd})} = 1.03705$ として計算し、 ^{155}Gd 、 ^{157}Gd との存在比率から、 $I(^{155}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}) = 0.22672$ と計算している。式 (5.9) でフィッティングを行った結果を図 5.10 に示す。このフィッティングにより求めた Gd の光電ピークのエネルギーを実験データと MC シミュレーションで比較し、検出光電子数の位置依存性の分布を作成し系統誤差の評価を行う。

エネルギー補正マップで補正したあとの Gd の検出光電子数における位置依存性を調べた分布を図 5.11、5.12、5.13、5.14 に示す。事象位置再構成手法に RecoBAMA を用いて作成した図が図 5.11、5.12 であり、事象位置再構成手法に RecoJP を用いて作成した図が図 5.13、5.14 である。

実験データの傾向は両方の事象位置再構成手法によらず、 ν -target の外側が大きくなる傾向を示している。また図 5.12 に示す RecoBAMA の MC シミュレーションでは、 $\rho \sim 1000$ m 付近が低くなる。しかし RecoJP の MC シミュレーションでは低くなる傾向は見えず、一様に分布している。

この傾向をふまえて、系統誤差の評価を行うため、実験データとMCシミュレーションの位置補正を加えたエネルギーに対し式 (5.10) で表される DIF の値を計算する。

$$\text{DIF} = \frac{PE^{\text{MC}} - PE^{\text{DATA}}}{(PE^{\text{MC}} + PE^{\text{DATA}})/2} \quad (5.10)$$

実験データとMCシミュレーションの値とを比較した DIF 値の位置依存性分布を図 5.15、5.17 に示す。RecoBAMA を使用した分布が図 5.15 であり、RecoJP を使用した分布が図 5.17 である。また、図 5.16 と図 5.18 にはそれぞれの事象位置再構成手法を用いて DIF 値のばらつきを調べた分布を示す。系統誤差は DIF 値の RMS(Root Mean Square) とする。

$$\text{系統誤差 (RMS)} = 0.39\% \quad (\text{RecoBAMA})$$

$$\text{系統誤差 (RMS)} = 0.37\% \quad (\text{RecoJP}) \quad (5.11)$$

式 (5.11) の値と本実験における最新の解析結果 (0.42%) [20] を比較すると妥当な値である。また、両方の事象再構成手法で系統誤差が大きく異ならず、エネルギー測定的位置依存性系統誤差として妥当な値であることも示している。MCシミュレーションと実験データの分布の違いがこの差を生んでいることを考えると、MCシミュレーションのチューニングが正確に行われていないことが原因と考えられ、今後MCシミュレーションを改良することでこの系統誤差は小さくなると考えられる。この改善の取り組みについては 6 章で議論する。

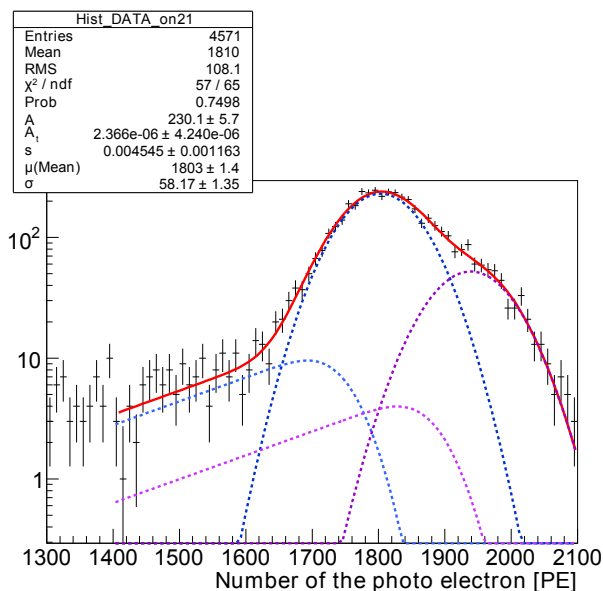


図 5.10: 実験データを使用した Gd における中性子捕獲事象のフィッティング例。青線が ^{157}Gd のフィッティングを示し、紫線が ^{155}Gd のフィッティングを示す。

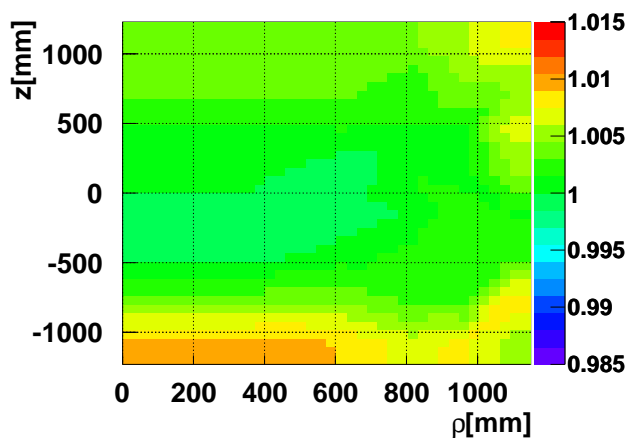


図 5.11: Gd の中性子捕獲事象における検出光電子数の位置依存分布 (実験データ・RecoBAMA)

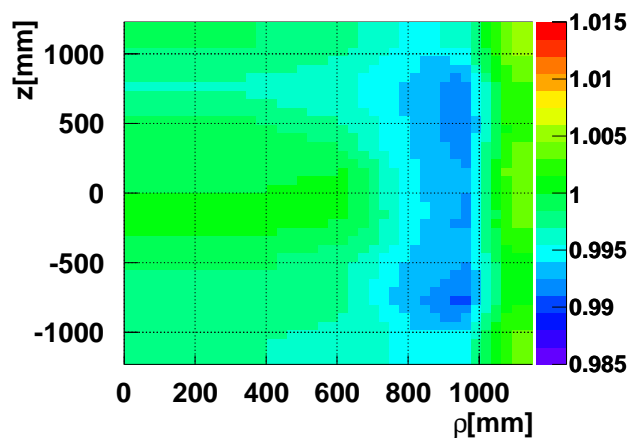


図 5.12: Gd の中性子捕獲事象における検出光電子数の位置依存分布 (MC シミュレーション・RecoBAMA)

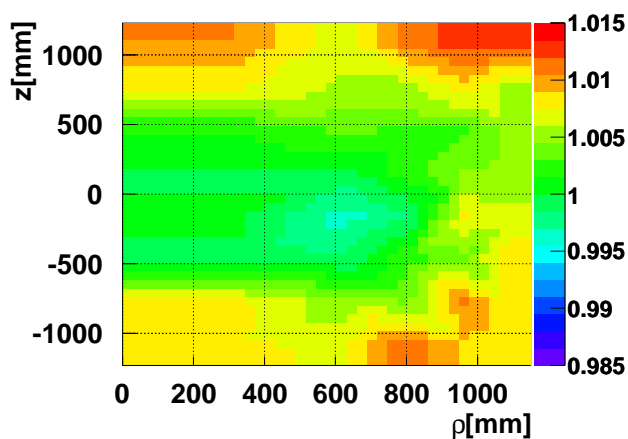


図 5.13: Gd の中性子捕獲事象における検出光電子数の位置依存分布 (実験データ・RecoJP)

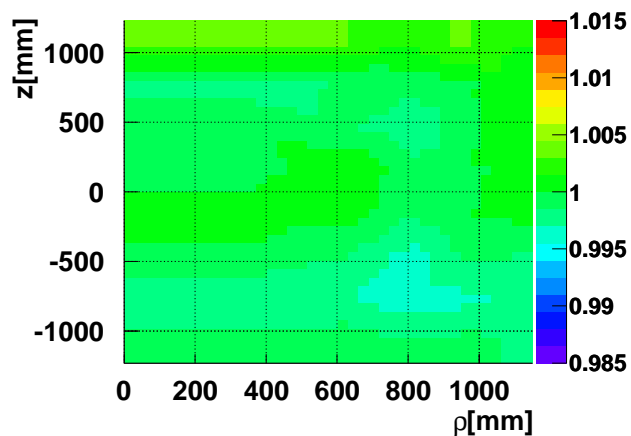


図 5.14: Gd の中性子捕獲事象における検出光電子数の位置依存分布 (MC シミュレーション・RecoJP)

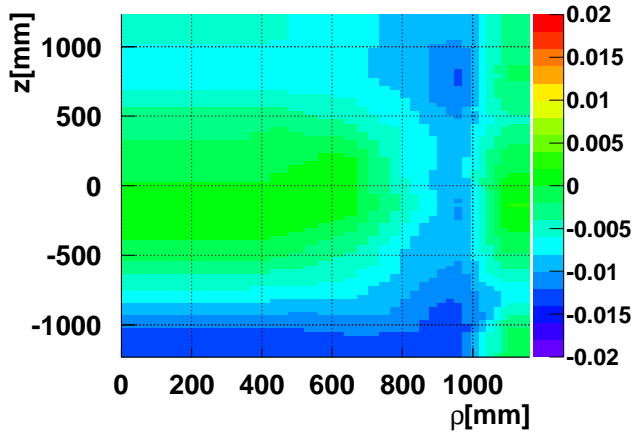


図 5.15: DIF 値の分布 (RecoBAMA)

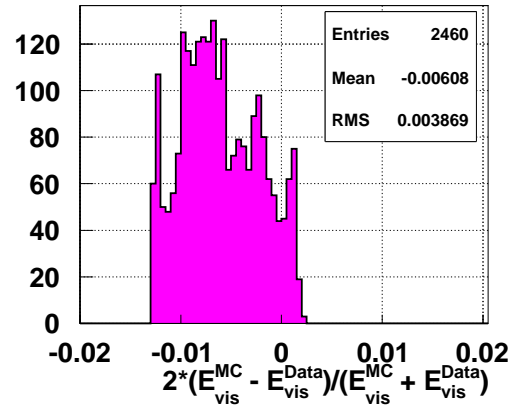


図 5.16: DIF 値のばらつき (RecoBAMA)

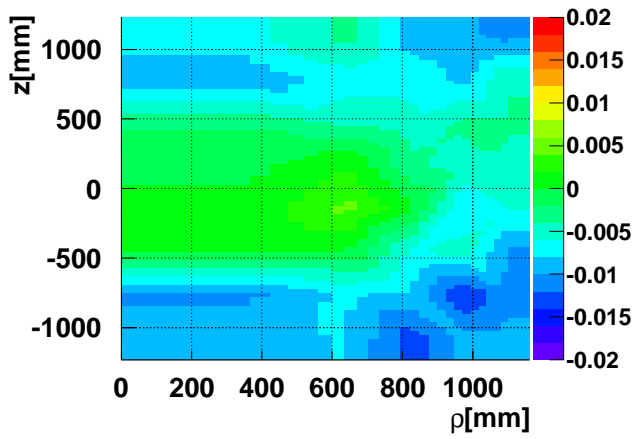


図 5.17: DIF 値の分布 (RecoJP)

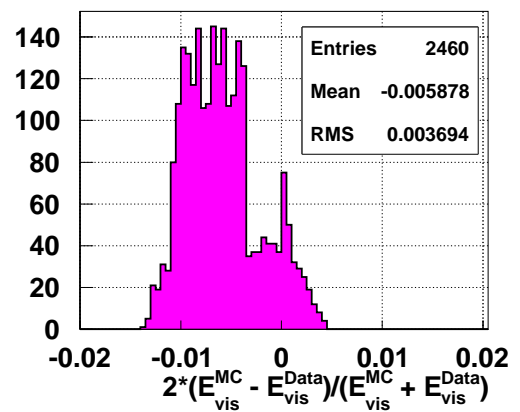


図 5.18: DIF 値のばらつき (RecoJP)

5.4 エネルギー決定精度の長期安定性

光電子増倍管の増幅率に関しては定期的にキャリブレーションを行うことで、各チャンネルの時間変動を加味して光電子数への変換を行っている。しかし、それにもかかわらず本実験の測定データはエネルギーが時間変動していることが分かっている。この原因としては、増幅率キャリブレーションの不定性に起因する観測された光電子数の変動や液体シンチレータの発光量の変動などが考えられる。これらは系統誤差として計上しており、つまり増幅率の非線形性の精度が上がれば良くなる可能性がある。

この影響を補正するため、5日ごとにそれぞれ中性子が Gd にて捕獲され生じた光電ピークの変動を $f_{\text{stability}}$ として実験データの補正を行う。5日ごとの間に位置する日においては、前後の変動値から内挿して求めた値を利用する。Gd の光電ピーク変動を図 5.19 に赤線で示す。Gd のエネルギーは 2011 年 4 月の測定初めに比べ 2012 年 3 月では 2% 程度上昇しており、この影響を補正できる。補正に Gd の中性子捕獲事象を使用する理由としては、比較的大きな光量が期待できるため、低光量での増幅率キャリブレーションの不定性の影響を抑えたエネルギーの時間変動を見積もることができるためである。

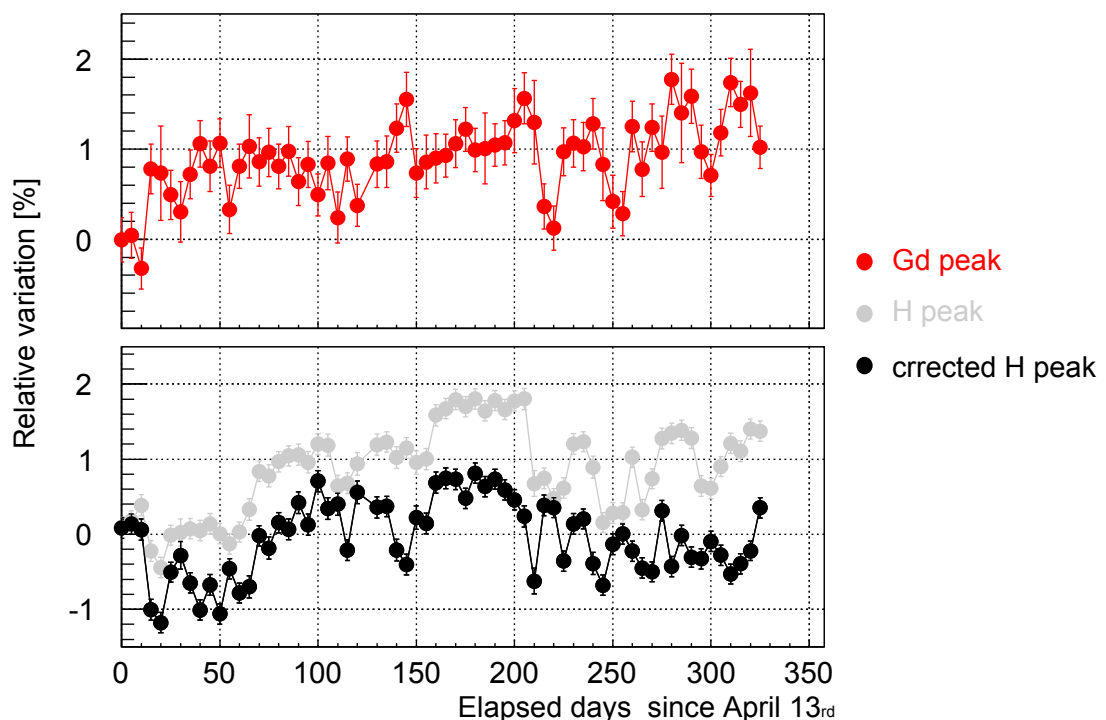


図 5.19: 5日ごとに調べた検出光電子数の時間依存性。赤線は中性子のガドリニウム捕獲事象の変動を表し、この変動に基づいて長期安定性の補正を行う。灰色線は中性子の水素捕獲事象の補正前の変動、黒線は補正後の変動である。黒線のばらつき (RMS) より系統誤差評価を行う。

5.4.1 検出光電子数の長期安定性における系統誤差

図 5.19 の灰色の線は宇宙線由来の中性子が水素で捕獲された光電ピークの変動を示す。時間依存の系統誤差は、時間依存性を補正した後の光電子数を用いて中性子が水素に捕獲され生じる光電ピークの変動を調べる。従って図 5.19 の灰色の線に赤線を掛け合わせた値の変動である黒線が補正された後の水素における中性子捕獲事象の変動であり、その変動について RMS を求めた値を系統誤差とする。それによると検出光電子数の時間依存における系統誤差は、

$$\text{系統誤差} = 0.49\% \quad (5.12)$$

として求まる。2012 年 8 月の結果で求められている系統誤差 (0.61 %) [20] と比較するとやや小さい値をとっており、長期安定性の系統誤差を過大評価している可能性を示唆する。

5.5 光電子数からエネルギーへの変換

最後に計算された光電子数から解析に用いるエネルギーへの変換を行う。変換される値の見積りには、キャリブレーション用の ^{252}Cf 線源を検出器の中心に配置し、中性子が水素に捕獲される事象の光電ピークを用いる。エネルギー応答位置補正マップ (RecoBAMA) で補正したあとの総光電子数を使用し、位置依存性と同様に式 (5.5) を用いてフィッティングを行う。フィッティングで得たピークの値を水素の光電ピークのエネルギー 2.223MeV に変換して得られる係数から、

$$\begin{aligned} \text{実験データ} & : f_{\text{MeV}}^{\text{DATA}} = 229.87 \text{ PE/MeV} \\ \text{MC シミュレーション} & : f_{\text{MeV}}^{\text{MC}} = 227.22 \text{ PE/MeV} \end{aligned} \quad (5.13)$$

として変換値を求めた。図 5.20 にキャリブレーション後の実験データと MC シミュレーションのエネルギースペクトルを示す。最新結果である 2012 年 8 月の実験解析では実験データを 229.9 PE/MeV、MC シミュレーションを 227.7 PE/MeV で変換が行われている [20]。実験データはほぼ相違ないが、MC シミュレーションの方がやや小さい値をとっている。原因としては、 ^{252}Cf から水素の中性子捕獲事象を取り出す選別条件が異なること、もしくはフィッティングにおける設定条件の違いから生じている可能性が考えられる。

またエネルギー応答位置補正マップ (RecoJP) を使用した場合には変換値も異なる。それにより求めた変換では、

$$\begin{aligned} \text{実験データ} & : f_{\text{MeV}}^{\text{DATA}} = 230.10 \text{ PE/MeV} \\ \text{MC シミュレーション} & : f_{\text{MeV}}^{\text{MC}} = 227.30 \text{ PE/MeV} \end{aligned} \quad (5.14)$$

として変換を行った。

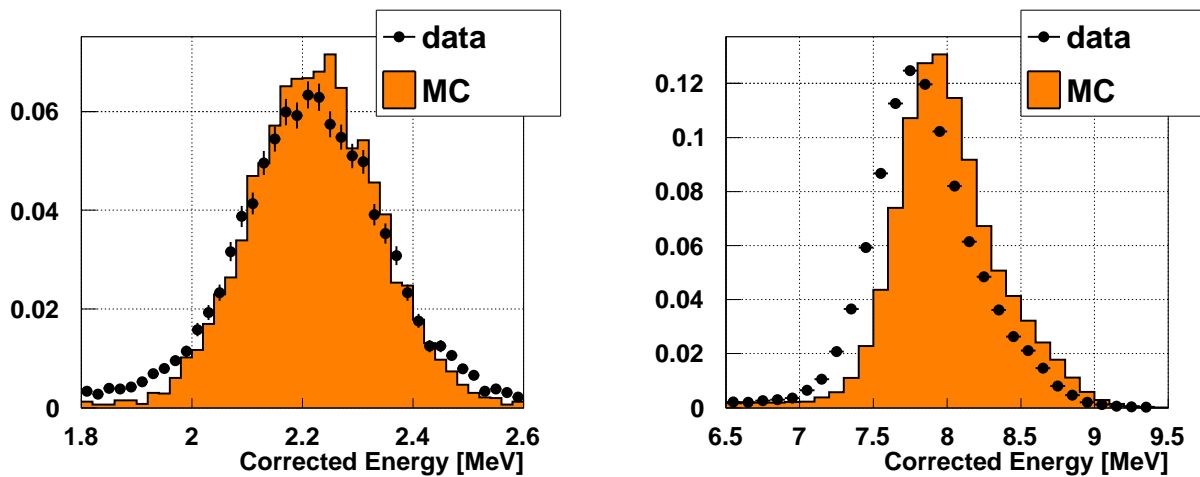


図 5.20: 光電子数からエネルギーに変換後の ^{252}Cf 線源由来の水素 (左図) と Gd (右図) における中性子捕獲事象のエネルギースペクトル。黒点が実験データを示し、オレンジ色が MC シミュレーションのスペクトルである。それぞれヒストグラムの面積を 1 に規格化している。

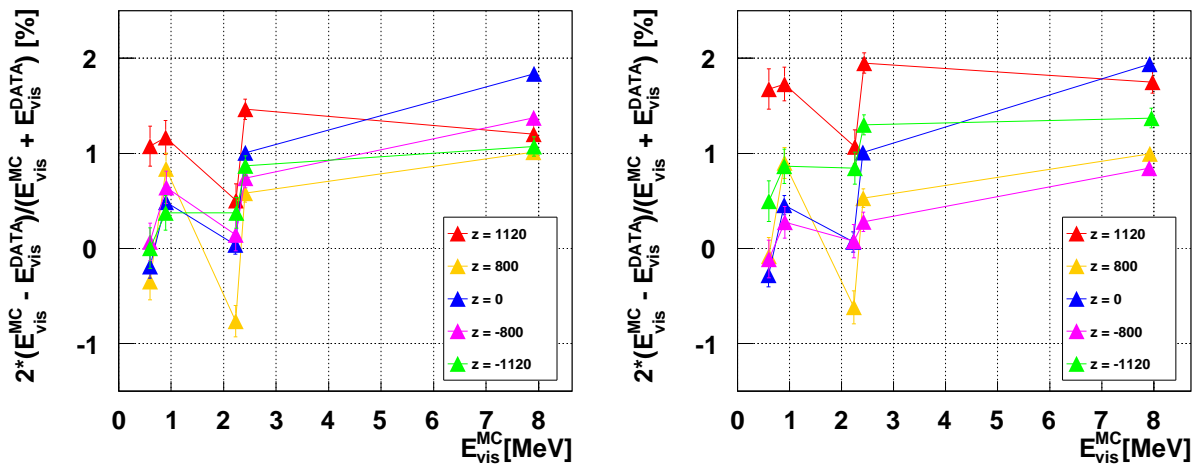


図 5.21: 左は RecoBAMA のエネルギー補正マップで補正を、右は RecoJP で補正をしたエネルギー非線形性を示す。横軸は MC シミュレーションで各線源から得られたエネルギー。縦軸は DIF 値を示す。それぞれの線は、赤線 : $z=1120$ mm、黄線 : $z=800$ mm、青線 : $z=0$ mm、ピンク線 : $z=-800$ mm、緑線 : $z=-1120$ mm に各線源を配置したときの値を示す。

5.5.1 エネルギー非線形性

光電子数からエネルギーへの変換は中性子の水素捕獲事象を基準に行ったが、図 5.20 で示すように Gd のエネルギー範囲ではエネルギー実験データと MC シミュレーションの

エネルギーが異なり一致しない。このエネルギー領域ごとに実験データとMCシミュレーションが一致しない「エネルギー非線形性」を調べるため、式(5.10)のDIF値を用いて実験データとMCシミュレーションとの比較を行った。

^{137}Cs 、 ^{68}Ge 、 ^{60}Co 、 ^{252}Cf 、4つの線源を使用し、それぞれz軸上に ± 1120 mm、 ± 800 mm、 0 mmの位置で取得した測定データを使用する。エネルギー補正マップにRecoBAMAを使用した場合のエネルギー非線形性を図5.21左図に、RecoJPを使用した場合の非線形性を図5.21右図に示す。全体的な傾向として低いエネルギー側に比べ ^{252}Cf 由来の中性子のGd捕獲事象(~ 8.0 MeV)では1~2%のずれが存在している。これら非線形性が生じる原因として考えられるのは、少ない光子領域においてFlash ADC、波形再構成、PMTの増幅率補正で精度良く電荷量の見積りを行えていない可能性があげられる。

また、RecoBAMAでは ^{252}Cf 由来の中性子の水素捕獲事象(~ 2.2 MeV)における実験データとMCシミュレーションとの違いが小さいのに対し、RecoJPを用いた場合、各線源のz位置に対する非線形の傾向は変わらないが、 $z = \pm 1120$ mmで全体的にDIF値が正にシフトしており、実験データに比べMCシミュレーションが大きくなっている。これは、RecoBAMAに比べRecoJPでは検出器の上端・下端では実験データとMCシミュレーションの再構成精度が異なることを示す。

混合角 θ_{13} の精密測定には、ニュートリノエネルギースペクトルの3~4 MeV付近のエネルギーを精度良く見積もることが重要である。そのためにもエネルギー非線形性が作る系統誤差を見積りエネルギーの信頼性を保証する必要がある。

5.5.2 エネルギー非線形性の系統誤差

エネルギー非線形性の系統誤差は二つの方法で見積もりを行い妥当性を評価した。

方法1

光電子数からエネルギーへの変換には中性子の水素捕獲事象を基準としているため、RecoBAMAを使用した図5.21左図において ~ 2.2 MeVでDIF値は0に近くなっている。このことから、低エネルギー側(0~2 MeV)でのデータとMCシミュレーションの違いはないと考え、高いエネルギー側(~ 8 MeV)のずれがどれだけ存在するかを計算する。 ^{252}Cf をz軸上で12点移動させて測定したデータを利用し、 ^{252}Cf に由来する中性子のGd捕獲事象のエネルギー変動を調べたのが図5.22になる。DIF値の平均値を求めて、エネルギー非線形性の系統誤差を求める。RecoBAMAを使用した場合はDIFの平均値は1.51

%, RecoJP を使用した場合には 1.85 % であるので、

$$\begin{aligned} \text{系統誤差} &= \sqrt{\frac{1.51^2 + 0^2}{2}} = 1.07\% \quad \text{RecoBAMA} \\ \text{系統誤差} &= \sqrt{\frac{1.85^2 + 0^2}{2}} = 1.31\% \quad \text{RecoJP} \end{aligned} \quad (5.15)$$

として求めた。最新結果である 2012 年 8 月の解析 [20] では 0.85 % であり、多少大きな値として見積もられた。

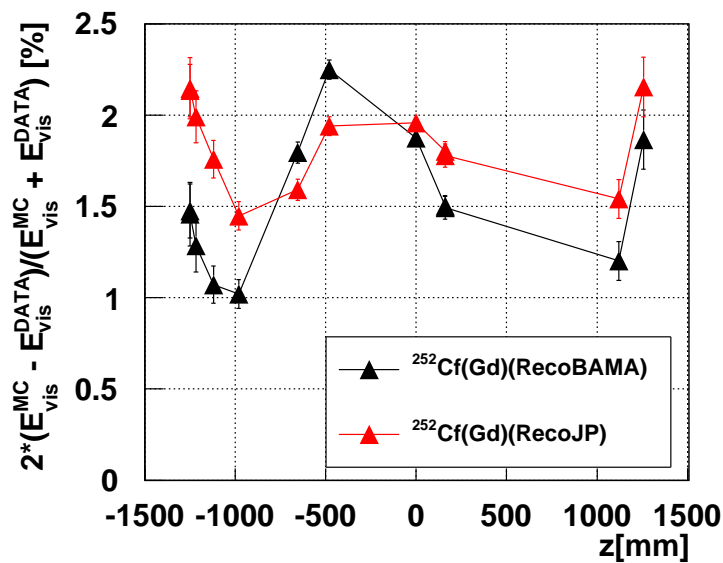


図 5.22: ^{252}Cf 由来の Gd における中性子捕獲事象のエネルギー変動。横軸に ^{252}Cf を配置した z 位置を示し、縦軸は DIF 値を示す。黒線はエネルギー応答位置補正マップで RecoBAMA を使用したデータ、赤線は RecoJP を使用したデータである。

方法 2

エネルギー非線形性の系統誤差を求める二つ目の方法は、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 、 ^{68}Ge 、 ^{252}Cf 線源を検出器の中心で測定したデータを用い、各エネルギースペクトルにおける DIF 値のばらつきをエネルギー非線形性の系統誤差とする方法である。図 5.23 に横軸を線源を配置した z 位置、縦軸 DIF 値として、各線源から得られたエネルギースペクトルでの DIF 値を示す。これらのうち、検出器の中心の測定データを利用する理由としては、 z の位置に対し DIF のばらつきが最大になる箇所であるためである。検出器の中心での DIF 値の

RMS を系統誤差として、エネルギー非線形の系統誤差は、

$$\text{系統誤差} = 0.72\% \quad \text{RecoBAMA}$$

$$\text{系統誤差} = 0.78\% \quad \text{RecoJP} \quad (5.16)$$

として求めた。最新結果である 2012 年 8 月の解析 [20] では 0.72 % であり、再現性がとれた結果となっている。

方法 1 では ^{252}Cf の線源を z 軸上で移動させて取得したデータを利用しているため、 z 方向の位置相関も含め考えている。対して、方法 2 では $z = 0$ mm のものだけを使用しており、 z 方向の位置との相関については考えていない。二つの方法を比較すると、方法 1 では RecoBAMA に比べ RecoJP を使用した系統誤差が大きく出ているのに対し、方法 2 では二つの事象位置再構成手法の間で系統誤差の違いが少ない。このことは、RecoJP に比べ RecoBAMA を使用した場合の方が、事象反応位置に対するエネルギー非線形の相関が小さいことを意味する。また、事象の位置依存性がエネルギーの非線形性に影響していることも示す。従って、検出光電子数の位置依存性の改善はエネルギー非線形性の改善にもつながると考えられる。

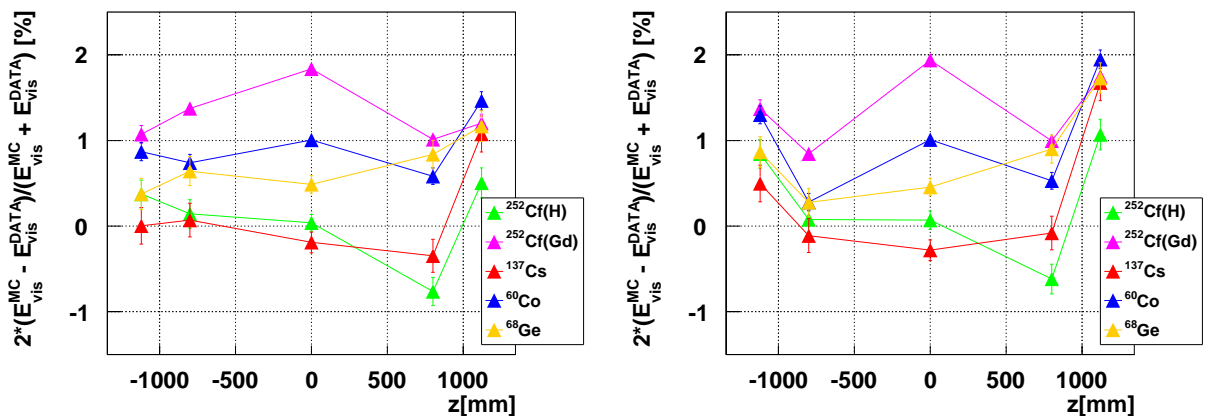


図 5.23: 横軸：各線源を配置した z 位置、縦軸：DIF 値を示す。左図はエネルギー応答位置補正マップに RecoBAMA、右図は RecoJP を適用したプロットである。各線は放射線源の違いを表す、 $z=0$ mm のところで両方のプロットとも DIF 値の広がりが最大となっているため、ここを基準として系統誤差を見積りを行う。

5.6 エネルギーに関係した全体の系統誤差

エネルギーに関係した系統誤差として式 (5.11)、(5.12)、(5.15) で見積もられた値から式 (5.4) を用いてエネルギーに関係する全体の系統誤差を計算する。全体の系統誤差をまとめたものを表 5.2 にまとめる。

表 5.2: エネルギーに関係する系統誤差

	エネルギーに関係した系統誤差			補正 基準	系統誤差の 見積り基準
	RecoBAMA [%]	RecoJP [%]	2012年8月の結果 [20] [%]		
検出光電子数の位置依存性	0.39	0.37	0.43	H-capture	Gd-capture
検出光電子数の長期安定性	0.49	0.49	0.61	Gd-capture	H-capture
エネルギー線形性	1.07	1.31	0.85	H-capture	Gd-capture
全体	1.24	1.44	1.13		

今回の見積りは、本実験での最新結果の解析結果と相違ない結果となりエネルギーに関係した系統誤差の見積りを現在の方法において保証する結果である。この結果をニュートリノの振動解析の系統誤差に換算すると、Detector response の誤差 $\sim 0.3\%$ になる

今後エネルギー測定精度を改善していくために、エネルギーの非線形性から由来する系統誤差を減らすことを考えていきたい。そのためには、まず実験データと MC シミュレーションでエネルギー測定における位置依存性を一致させていくことが必要である。これには MC シミュレーションの理解が必要であり、この取り組みと改善の提案については 6 章にて議論する。長期安定性を改善していくことは難しいと思われるが、今回解析を行った結果では 2012 年 8 月の最新結果 [20] に比べ小さい値となっており過小評価を行っている可能性も否めない。エネルギー非線形性の改善には波形再構成手法の改善や PMT 増幅率キャリブレーションの改善を行い、より正確なエネルギーへの見積りを行う必要がある。また、低いエネルギー領域の見積りの仕方、ニュートリノエネルギーの領域 (3~4 MeV) に対する見積りなどを改善することでエネルギー線形性の系統誤差の改善につながると思われる。

実際のフィッティングでは、エネルギーに関係した系統誤差 1.13 % に対し、ベストフィットでは系統誤差が -1.4 % になっている。これは、再構成の手法にバイアスがある、もしくは見積もられていない系統誤差が存在する可能性を示唆している。そこで、6 章では再構成精度を向上させる取り組みの点から系統誤差の改善を目指し、7 章では見積もられていないエネルギーに関係する系統誤差として、方位角 ϕ に依存する系統誤差の見積りを行った。

第6章 光子収集効率の数値計算による検出光電子数の位置依存性の理解

実験データとMCシミュレーションの違いにより、エネルギー応答位置補正マップの構造が異なる問題が存在することは5.3.1節にて述べた。エネルギー応答位置補正マップの違いを減らすことは検出器を良く理解するとともに、エネルギー再構成精度の向上につながるため重要である。そこで本章では目的を次の二つに置き研究を進めた。

- MCシミュレーションにおける検出光電子数の円筒軸 z 方向に非一様な傾向が何に由来して作成されているのか。
- 実験データとMCシミュレーションの位置依存性分布の違いがどのようなパラメータにより引き起こされるのか。

これらの原因を調べることは、より精度の高いエネルギー再構成を目指す上で必要となる知見を我々に与えると思われる。

6.1 検出器内の光子収集効率の概念

本節では検出器内の光子収集効率の考え方について述べる。5.1節で述べたとおり、PMTで測定された総光電子数に位置依存性の補正をかけエネルギーを求めた。しかし、この総光電子数が事象反応位置に対して非一様性を持つ問題が考えられる。事象反応位置を視点として考えると、各PMTの向きや距離は一様ではなく、各PMTで検出される光電子数にばらつきが生じる。このばらつきに対しては事象位置再構成手法のRecoBAMAにおいて、光電子増倍管の受光角度に対する補正と減衰長に対する補正の二つが施されている。採用されている補正方法を参考に、検出位置ごとの検出器内の光子収集効率 Ω を定義し、その傾向を調べ、検出器内全体でMCシミュレーションの位置依存性が生じる原因を調べる。

現在検出器内の光子収集効率として考えられている項目には、

- 立体角
- 受光角

- 減衰長
- 液体シンチレータの発光量
- 光電子増倍管の向き
- 使われていない光電子増倍管の影響

がある。本章以下では MC シミュレーションの定義をもとにこれらが位置依存性におよぼす影響について述べていく。

6.2 光子収集効率における立体角

本節では検出器内の光子収集効率 Ω を定義していく上でもととなる各事象反応位置から各光電子増倍管への立体角について述べる。事象反応位置に対する各光電子増倍管への位置ベクトルを \vec{r}_i 、各光電子増倍管の面ベクトルを $d\vec{S}_i$ 、二つのベクトルがなす角度を θ_i とする。すると事象反応位置に対する光電子増倍管の立体角 $d\Omega_i$ は、

$$d\Omega_i = \frac{\vec{r}_i \cdot d\vec{S}_i}{|\vec{r}_i|^3} = \frac{|\vec{r}_i| |d\vec{S}_i| \cos \theta_i}{|\vec{r}_i|^3} = \frac{|d\vec{S}_i| \cos \theta_i}{|\vec{r}_i|^2} \quad (6.1)$$

と表される。全 PMT の影響を考えるために、各 PMT の立体角を足し合わせて考える。従って光子収集効率 Ω は式 (6.2) で表される。

$$\Omega = \sum_i^{PMTs} \frac{\cos \theta_i}{|\vec{r}_i|^2} \quad (6.2)$$

光子収集効率を調べるため PMT の面ベクトルは全て等しく $|d\vec{S}_i| = 1$ として考えた。この Ω の位置依存性分布は図 6.3 で表される。分布は検出器の中心値で規格化した分布である。2.4.6 節で述べた通り、検出器内のある位置から見た光電子増倍管が向く角度は一様ではないため事象反応位置によって分布の値が異なるが、 z 方向には対称な分布となっている。

6.3 受光角補正と減衰長補正

次に、光電子増倍管の光電面の湾曲や検出器内およびミューメタル部分での光の反射など PMT の受光角による影響と、検出位置から光電子増倍管に到達するまでの減衰長の影響を考慮するために、MC シミュレーションから近似して求められた受光角補正 F_{Angle} と減衰長補正 F_{Att} を式 (6.2) に加える。これらの関数は 4 章の RecoBAMA の中で各 PMT

での受光量を求めるのために使われている関数である。二つの補正関数を考慮したときの光子収集効率 Ω は、

$$\Omega = \sum_i^{PMTs} \frac{F_{Angle}(\cos \theta_i) \times F_{Att}(r_i)}{|\vec{r}_i|^2} \quad (6.3)$$

と表される。ここで、 F_{Angle} と F_{Att} の補正関数はそれぞれ式 (6.4)、(6.5) で表される。

$\cos \theta > 0.72$ の場合、

$$F_{Angle}(\cos \theta) = 8.813 - 32.843 \cos \theta + 42.580 \cos^2 \theta + 17.546 \cos^3 \theta$$

$\cos \theta < 0.72$ の場合、

$$F_{Angle}(\cos \theta) = 0.4 + 0.4 \cos \theta \quad (6.4)$$

$$F_{Att}(r_i) = (1 - C) \exp(-r/\lambda) + C \quad (C = 0.3876, \lambda = 0.5245) \quad (6.5)$$

図 6.1 に式 (6.4) で表される F_{Angle} を、図 6.2 に式 (6.5) で表される F_{Att} の補正関数を示す。それぞれの関数は ν -target 層に 1MeV の電子を発生させた MC シミュレーションから見積りを行っている。シミュレーションにより求められた受光角補正の関数は $\cos \theta > 0.72$ の範囲だけであり、 $\cos \theta < 0.72$ の範囲は $f(-1) = 0$ を通るように一次関数でつながれ作られている。

図 6.4 には式 (6.2) に受光角補正を加えた分布を図 6.5 には式 (6.3) で示される受光角補正と減衰長補正を加えた分布を示す。受光角補正を加えることで ν -target 層の一様性は得られるが、 γ -catcher 層の一様性は得られていない。これは受光補正関数が ν -target で見積もられたことに依存すると考えられる。この影響は無視できないため、今後 γ -catcher 層まで評価が可能な補正関数を見積もる必要がある。また、減衰長は全ての領域を式 (6.5) で近似して求めているが、実際には ν -target、 γ -catcher、buffer の各領域で減衰長が異なるはずである。今後改良を加えるためには減衰長を各領域に分けて見積もる必要があると考えられる。

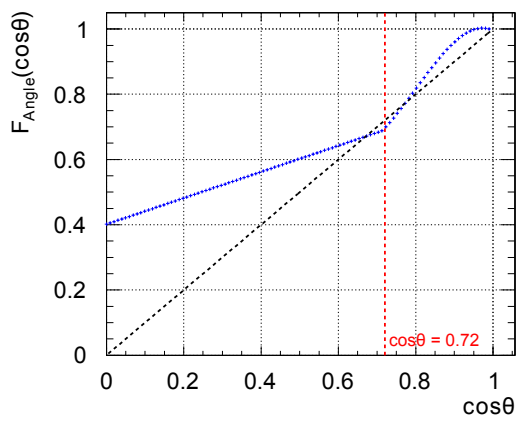


图 6.1: 受光角補正 $F_{Angle}(\cos\theta)$

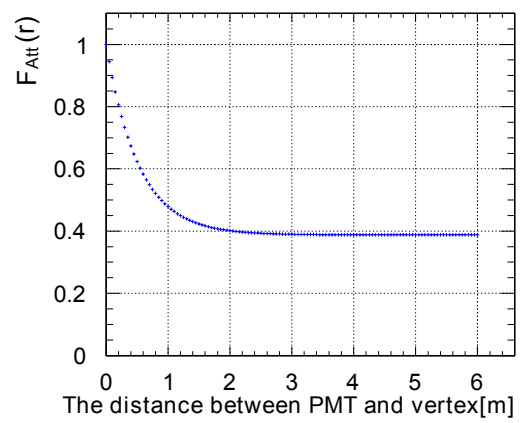


图 6.2: 減衰長補正 $F_{Att}(r)$

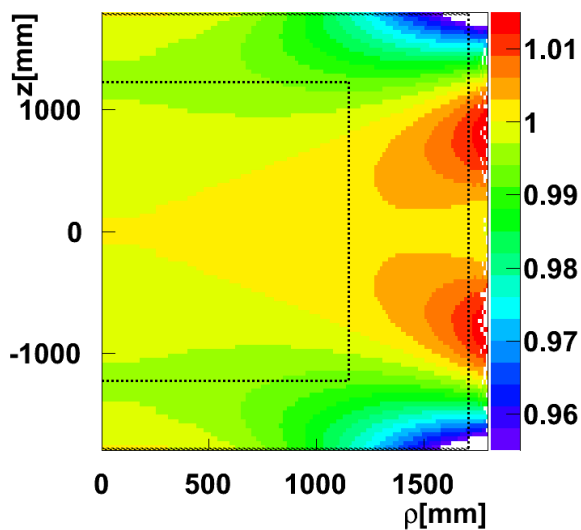


図 6.3: 光子収集効率 Ω の位置依存性

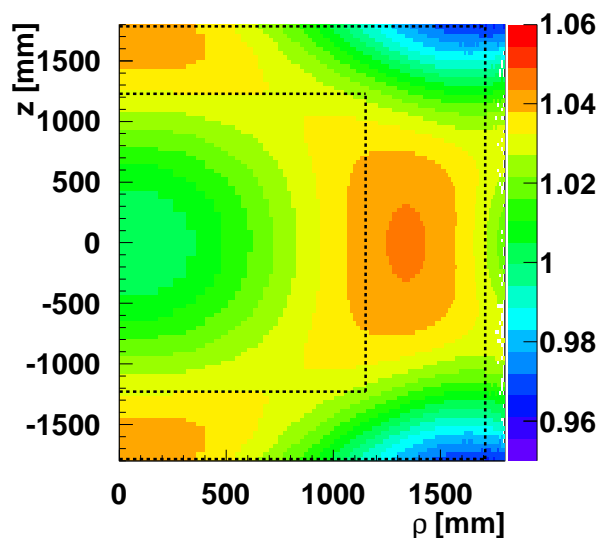


図 6.4: 光子収集効率 Ω に受光角補正 F_{Angle} で補正を行った位置依存性

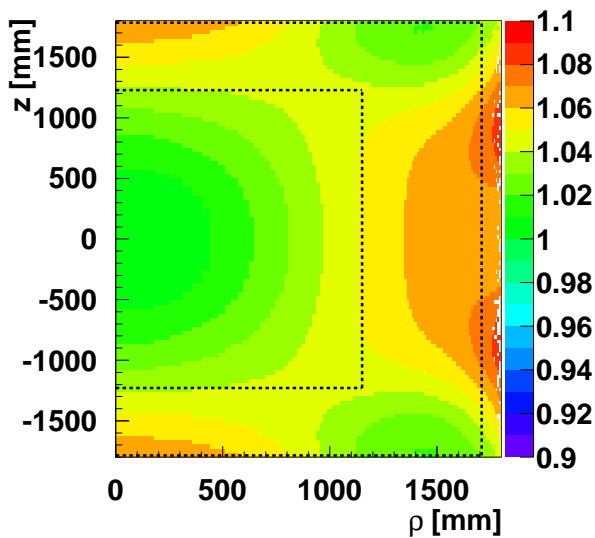


図 6.5: 光子収集効率 Ω に受光角補正 F_{Angle} と減衰長補正 F_{Att} を加えた位置依存性

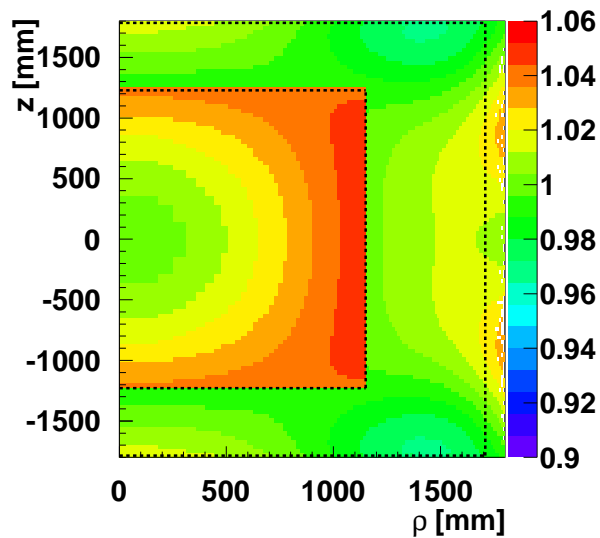


図 6.6: 液体シンチレータの発光量を図 6.5 に適用した Ω の位置依存性

6.3.1 液体シンチレータの発光量

2.4.1 節と 2.4.2 節で述べた通り、 ν -target 層、 γ -catcher 層では測定されている発光量が異なる。現在の MC シミュレーションでは ν -target では 9651 photon/MeV、 γ -catcher では 9185 photon/MeV と違う異なる値で光子数の変換が与えられているため、その影響を式 (6.3) に適用して計算を行う。すると二つの領域の光子収集効率 Ω は式 (6.6) で表される。

$$\Omega = \sum_i^{PMTs} \frac{F_{Angle}(\cos \theta_i) \times F_{Att}(r_i) \times F_{LY}(volume)}{|\vec{r}_i|^2}$$

(if volume = ν -target) $F_{LY} = 9651$ photon/MeV
(if volume = γ -catcher) $F_{LY} = 9185$ photon/MeV (6.6)

また、このときの光子収集効率 Ω の分布は図 6.6 で表されるように、 ν -target 層が高く、 γ -catcher 層が低い分布となる。

6.3.2 PMT の向いている向きの影響

2.4.6 節の図 2.13 に示すように、PMT の設置向きは、検出器中心に対して対称になるように設計されている。中心から各 PMT の角度を調べると図 6.7 左図のように上面と下面とで上下対称となっていることがわかる。しかし PMT 設置直後に測量したデータを用いて調べると、図 6.7 右図のように非一様な分布をとる。これは PMT の重みで検出器に設置をする際全体的に設計値より下を向いて設置をされたと考えられる。その影響によって、検出器の上側の PMT はより中心を、下側の PMT についてはより離れた方向を向いて設置したと考える。MC シミュレーションで使われている PMT の配置は、測量値を使用しているため、PMT が下方向に傾いている影響を考えていく。PMT 向きの影響を含んだ光子収集効率 Ω の位依存分布を図 6.8 に示す。PMT の配置を測量値の値にしたとき、 Ω の分布は検出器の下側が高くなり、 z 方向の非一様性を生む。

6.3.3 使用していない PMT の影響

多くの光電子増倍管は正常に動作するが、一部の光電子増倍管は基板からノイズとなる光 (Light Noise) を発しやすいものが存在する。そのためそれら PMT への供給電源を 0 V とし使わない状態にして測定を行っている。使用していない光電子増倍管が 14 本あるために生じる検出位置の非一様性を考慮する必要がある。図 6.9 に使用していない PMT の影響を考慮した Ω の分布を示す。使用していない 14 本の光電子増倍管の影響を加えると Ω の分布が検出器の下側に集中し、 z 方向の非一様性を生むことがわかる。

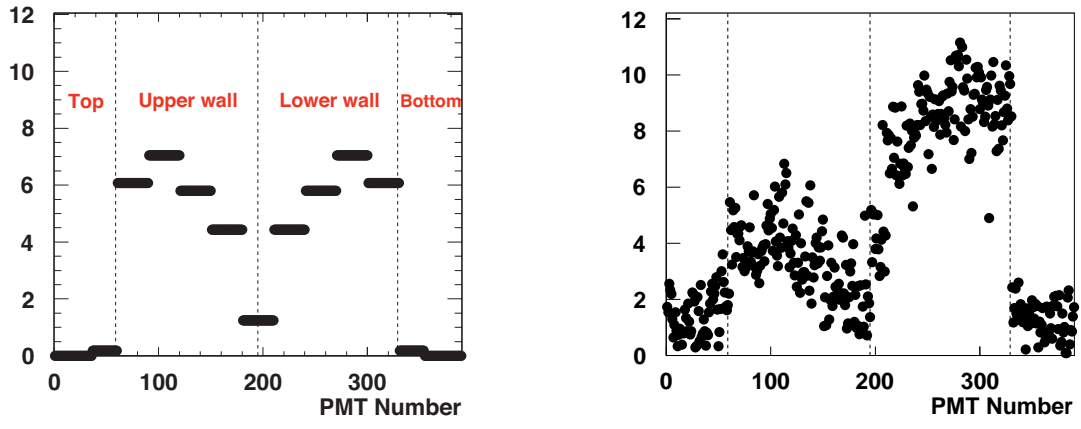


図 6.7: 左図は設計値、右図は測量値を使い、検出器中心から調べた光電子増倍管が向く方向のずれを表す。縦軸：中心から光電子増倍管の方向ベクトルと、光電子増倍管の向く方向とのなす角度の差。横軸：光電子増倍管の番号

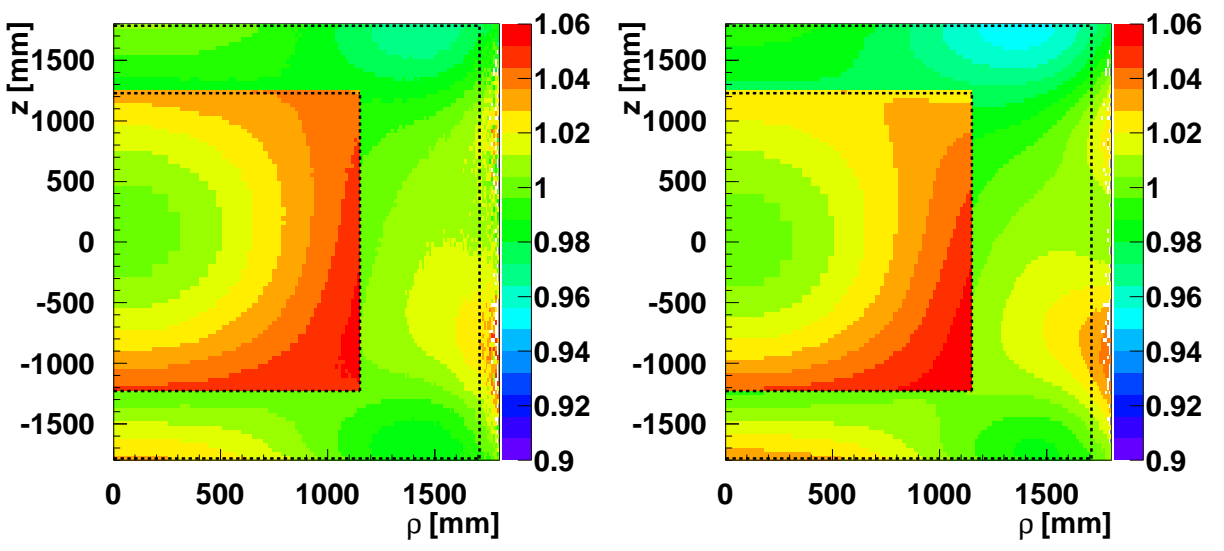


図 6.8: 図 6.6 に PMT の向きを設計値から測量値に変えた場合の Ω の位置依存性
 図 6.9: 図 6.6 に使われていない PMT の影響を含んで考えた Ω の位置依存性

6.4 光子収集効率 Ω の位置依存性とMCシミュレーションのエネルギー補正マップとの比較

最終的に全ての影響を考慮して作成した Ω の位置依存分布は図 6.10 に示した分布になる。この分布は、検出光電子数の位置依存性である図 5.7 の MC シミュレーションにおけるエネルギー補正マップの傾向をほぼ再現することができている。エネルギー補正マップが若干内側に偏りを持つ理由としては事象位置再構成手法である RecoBAMA の位置バイアスや分解能の影響が考えられる。以上考えてきた受光角補正、減衰長補正、発光量、光電子増倍管の向き、使われていない光電子増倍管の影響を考慮することで MC シミュレーションのエネルギー補正マップの傾向は作られ、そのうち z 方向の非一様性は PMT の向きと使われていない PMT が原因になって作られることが示された。

6.5 実験データとMCシミュレーションにおける位置依存性の違いについて

次に考える必要があることとして、エネルギー補正マップにおける実験データと MC シミュレーションの違いの理解がある。この理解のために、シミュレーションに含まれていないパラメータとして、 $\cos \theta$ を光子収集効率の数値計算中の受光角補正関数 F_{Angle} にかけて合わせた。 $\cos \theta$ をかける理由としては PMT の量子効率が入射角に依存すると考えられ、現在のシミュレーションではその影響を含んでいないためである。また、発光量が 6.3.1 節で述べた測定結果とは違い、 ν -target 層、 γ -catcher 層で違いが少ない可能性が提案されている。その二つの仮定の下で、光子収集効率 Ω の位置依存分布を確認すると図 6.12 の分布となる。この分布を図 5.6 の実験データのエネルギー補正マップと比較を行う。補正を適用したことにより、実験データの位置依存分布に近づいていることが確認された。

しかし、この結果にはそれぞれの補正を今後検討する必要がある、各パラメータが何に由来するかの検討も必要である。また、 F_{Angle} の補正関数は γ -catcher 領域では正確な見積りが行われていないため、 $\cos \theta$ の補正を行う前に、 ν -target、 γ -catcher どちらでも使用可能な補正関数を見積もる必要がある。

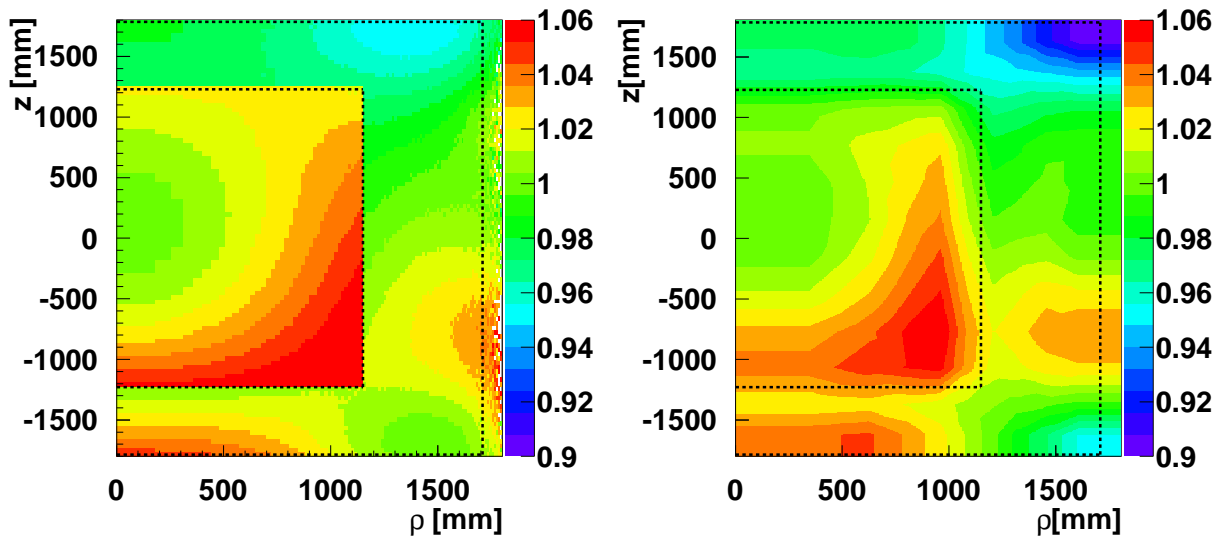


図 6.10: 6.1 節に述べた全ての影響を考慮した Ω の位置依存性

図 6.11: MC シミュレーションのエネルギー補正マップ

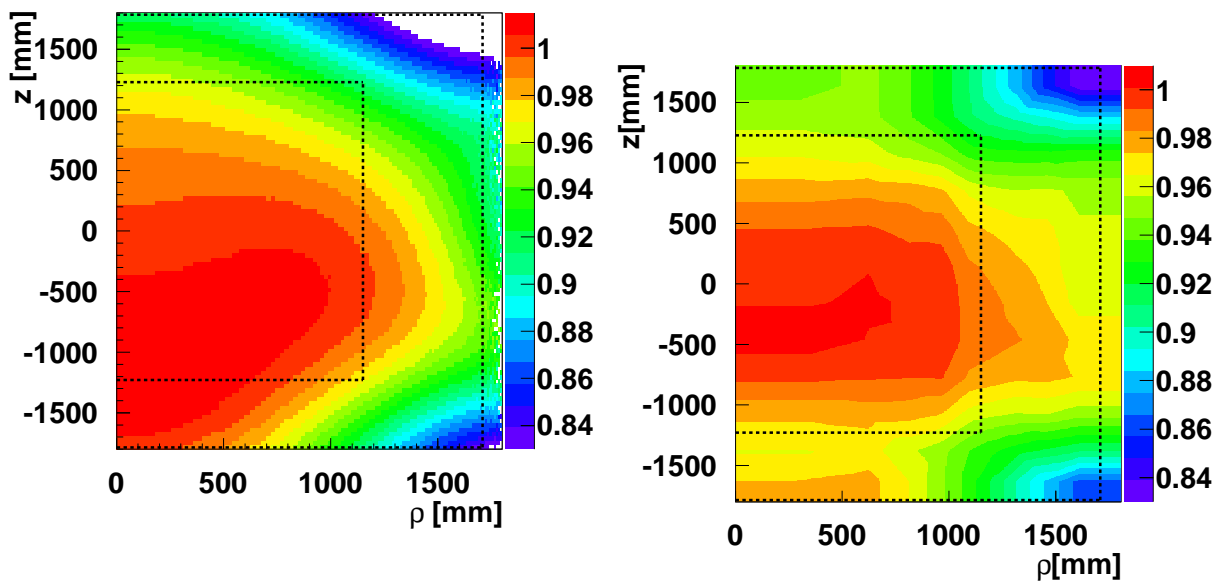


図 6.12: 図 6.10 の受光量補正関数 F_{Angle} に $\cos \theta$ を掛け合わせ、液体シンチレータの発光量が ν -target 層と γ -catcher 層の間で違いがないとした場合の Ω の位置依存性

図 6.13: 実験データにおけるエネルギー補正マップ

第7章 方位角 ϕ 方向の位置依存性の評価

5章のエネルギーに関係する系統誤差の見積りが十分出ない可能性が、 θ_{13} 解析におけるベストフィットエネルギー誤差-1.4%で示唆されている。今後より正確な解析を行うためには、見積りが行われていない系統誤差を考えエネルギーに関係する系統誤差への影響を調べておく必要がある。その一つとして検出器の方位角 ϕ 方向の位置依存性について考えた。

5.3節で検出器の半径 ρ 方向と円筒軸 z 方向のエネルギー測定における位置依存性の確認は行われエネルギーに関係する系統誤差も見積もられてきた。しかし、方位角 ϕ 方向の位置依存性については一定だと考えられており、系統誤差を見積もられてきていない。本章では、 ϕ 方向の位置依存性について確認を行い、その系統誤差評価を行った結果について述べる。

7.1 ϕ 方向で光子収集効率 Ω の傾向

まず ϕ 方向の位置依存性の傾向を調べるために、6章に記述した光子収集効率 Ω の ϕ 方向位置依存性について調べる。 z - ρ 方向の位置依存性と同様に、式(6.3)の定義を用いて Ω の ϕ 方向の位置依存性を調べた分布を図7.1に示す。この分布では、6.3.2節で示したPMT配置のうち測量値を用いている。従って、 ϕ 方向の位置依存性では、 z - ρ 方向とは異なり、PMT配置で非一様性が生じることは見られなかった。次に、6.3.3節で述べた使用していないPMTの影響を考慮する。その分布を図7.2に示す。使用していないPMTの影響を含めると、 ϕ 方向の分布のうち、検出位置が x, y ともに負の部分が高くなる傾向を持ち、非一様性が顕著に見られた。

これらのことから、 ϕ 方向には位置依存性が存在し、それは $\phi \sim 200^\circ$ で高くなる分布が作られる。この原因としては、使用していないPMTが検出器内で点在していることがあげられる。 z 方向に寄与があったPMT配置の影響については、その影響が z 方向に一樣に生じているため ϕ 方向には寄与しないと考えられる。

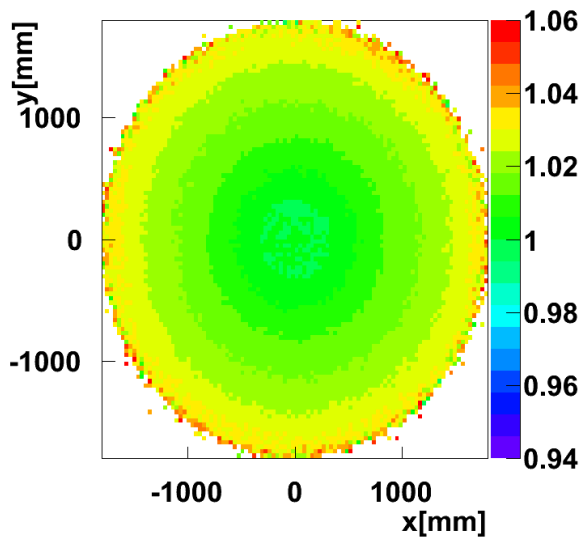


図 7.1: 立体角に受光角・減衰長の補正をした Ω の ϕ 方向依存性分布。PMT 配置には測量値を使用。

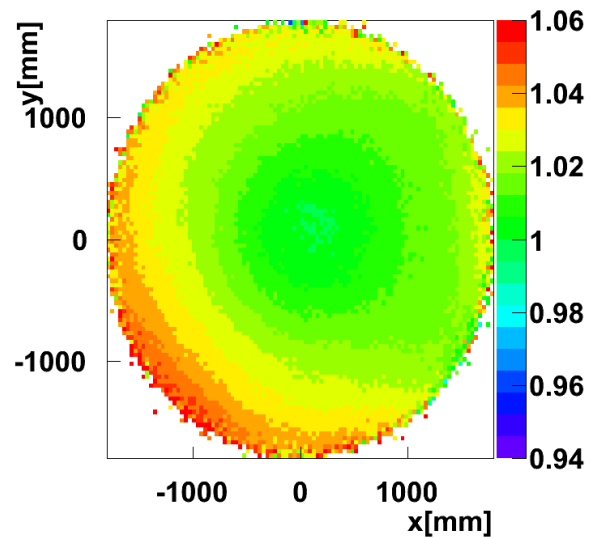


図 7.2: 図 7.1 に使用していない PMT の影響を適用した Ω の ϕ 方向依存性分布

7.2 エネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性

エネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性を求める。そのために、5.3 節で述べた z - ρ 方向の位置依存性を見積りを行った方法と同様の方法をとる。使用した事象それぞれ次の通りである。

実験データ

宇宙線起源で生じる中性子が水素およびガドリニウムに捕獲された事象

MC シミュレーション

ニュートリノ MC を使用し、中性子が水素およびガドリニウムに捕獲された事象

また、水素捕獲事象については ν -target と γ -catcher 両方の領域を使用し、Gd 捕獲事象については ν -target 領域のみを使用した。検出器の領域を $\phi = 10^\circ$ ごとに領域分けを行い、領域ごとに求めたエネルギースペクトルを水素捕獲事象については式 (5.5) で、Gd 捕獲事象については式 (5.9) の関数でフィッティングを行いエネルギーを求め ϕ 依存性について調べた。求めたエネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性の分布のうち、水素捕獲事象を用いた分布を図 7.3 に、Gd 捕獲事象を用いた分布を図 7.4 に示す。

それぞれの分布から実験データと MC シミュレーションで $\phi \sim 200^\circ$ が高くなる傾向が確認できる。またその傾向は水素、Gd 捕獲事象に依存せず起きている。この影響は、7.1 節

で示した、使用していないPMTにより、 ϕ 方向の非一様性が作られていると考えられる。

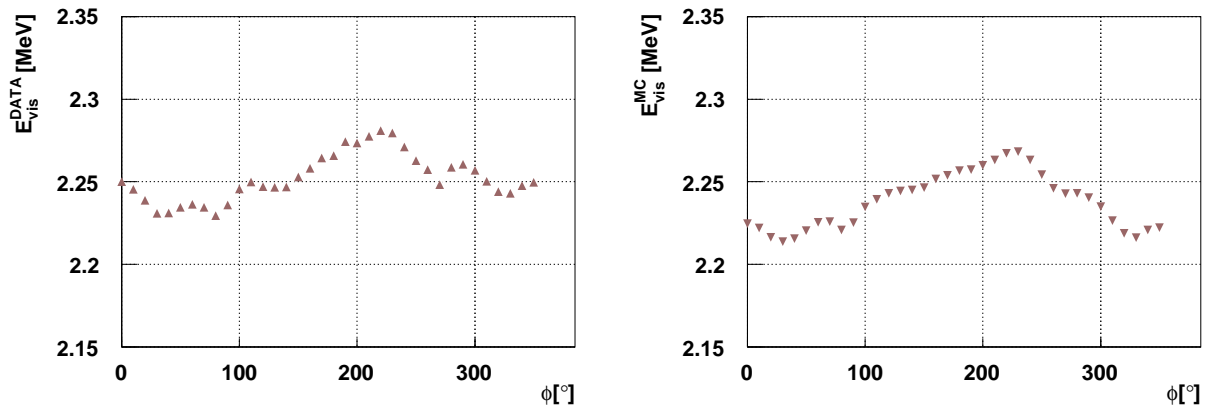


図 7.3: 中性子の水素捕獲事象のエネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性。左図は実験データを使用、右図はMCシミュレーションを使用した分布。

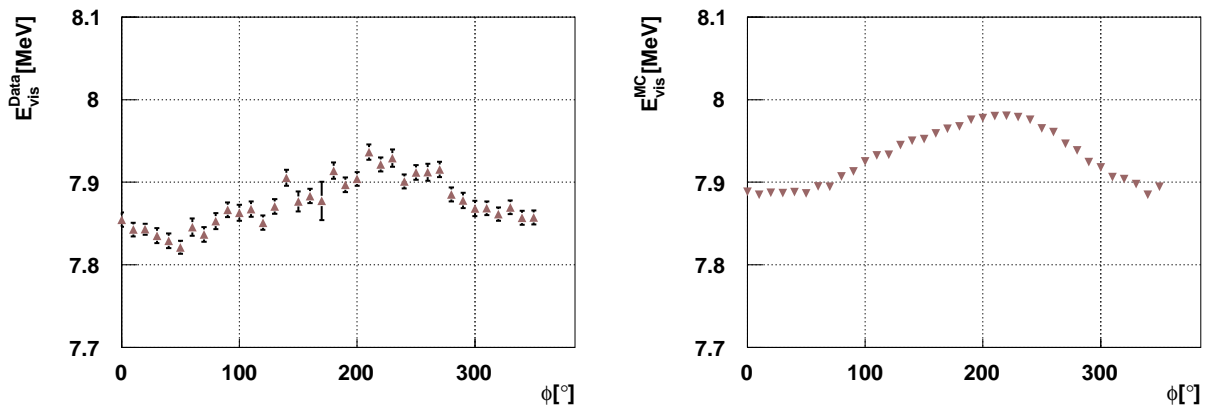


図 7.4: 中性子の Gd 捕獲事象のエネルギー測定における ϕ 方向の位置依存性。左図は実験データを使用、右図はMCシミュレーションを使用した分布。

7.3 エネルギー測定 of ϕ 方向位置依存性における系統誤差

求めた傾向を用いて、 ϕ 方向のエネルギーに関係した系統誤差を調べる。評価には z - ρ 方向の同様に実験データとシミュレーションデータとの間のエネルギーの違いを評価した式 (5.10) から DIF 値を計算してその RMS を系統誤差として評価を行う。中性子の水素と Gd 捕獲事象でそれぞれ DIF 値を計算し、 ϕ 方向の位置依存性を調べた分布を図 7.5 に示す。黒線が水素捕獲事象、青線が Gd 捕獲事象の DIF 値と ϕ の関係を示す。各点を用いて RMS を計算し、系統誤差を求めた。その結果、 ϕ 方向の系統誤差は、

$$\text{水素捕獲事象} : \sim 0.3\% \quad (7.1)$$

$$\text{Gd 捕獲事象} : \sim 0.2\% \quad (7.2)$$

となった。この結果から、他のエネルギーに関係した系統誤差と比較すると、 ϕ 方向の位置依存性の系統誤差は少ないことがわかった。また、2.5.1 節に記述した線源を通すパイプである Guide tube が $\phi \sim 60^\circ$ に存在する。しかし、結果ではその傾向は見え、それによる ϕ 方向の位置依存性に対する寄与も小さいと考えられる。

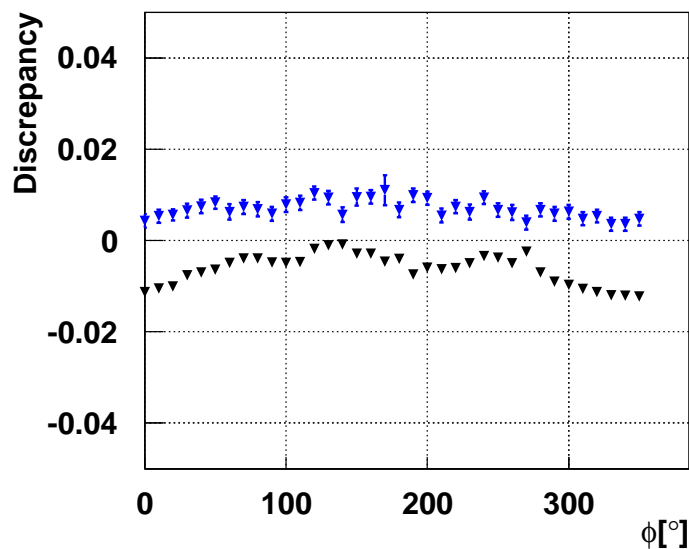


図 7.5: 横軸： ϕ 、縦軸：DIF 値を示す。黒線；水素捕獲事象、青線:Gd 捕獲事象を示す。

第8章 結論

標準理論においてニュートリノは、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類のフレーバーを持つと記述される。これらのニュートリノが質量を持ちかつ、フレーバー固有状態と質量固有状態 (ν_1 、 ν_2 、 ν_3) の混合として表されるとき、ニュートリノのフレーバーが変わるニュートリノ振動と呼ばれる現象を起こす。このニュートリノ振動は、混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と質量二乗差 Δm_{21}^2 、 Δm_{23}^2 と CP 非保存パラメータ δ の6パラメータで記述される。これらのパラメータのうち、混合角 θ_{13} の測定精度向上は、未知のニュートリノ物理の解明をしていく上で欠かせないものである。Double Chooz 実験では原子炉で生成される反電子ニュートリノの欠損量から混合角 θ_{13} の精密測定を目指している。本研究では Double Chooz 実験のエネルギー測定における系統誤差改善に向けた研究を行った。エネルギー再構成精度の改善は今後 θ_{13} の測定感度向上を目指していく上では欠かせない。

本研究では、光電子数からエネルギーへの再構成手法として、位置依存性、長期安定性、光電子数からエネルギーへの変換の3つの補正を行った。各補正について、実験データと MC シミュレーションで得られる違いをエネルギー測定の系統誤差として計上して評価を行い、位置依存性に由来する系統誤差を 0.39 %、長期安定性に由来する系統誤差を 0.49 %、非線形に由来する系統誤差を 1.07 %、全体では 1.24 % と見積もった。これは、2012年6月の解析結果である 1.13 % に対し妥当な結果を得た。

また、エネルギー再構成精度の改善する手段として二つの事柄に取り組んだ。一つ目は、MC シミュレーションと実験データの検出光電子数の反応位置依存性分布の違いの理解に向けて、光子収集効率の数値計算を行った。位置依存性分布を作成し、それぞれの反応位置依存性分布と比較検討した。数値計算では MC シミュレーションに含まれる立体角、受光角、減衰長、液体シンチレータの発光量、PMT の向き、使われていない PMT の影響を考慮し、そのうち円筒軸 z 方向の非対称性をつくるものが PMT の向きと使われていない PMT の影響であることを明らかにした。また、MC シミュレーションを実験データに合わせるには、受光角に $\cos \theta$ の補正をすると近くなり、同時に液体シンチレータの発光量にも補正を行う必要が示唆された。

二つ目は、現在実験で考慮していない系統誤差の評価として、方位角 ϕ 方向に対するエネルギー測定の位置依存性について評価を行った。 ϕ 方向の位置依存性は、使用されていない PMT から影響を受けていることが示唆された。しかし、その影響は実験データと

MCシミュレーションとの間で良く一致しているため、系統誤差は他のエネルギーに関する系統誤差に比べ無視できるほど小さい値 ($\sim 0.3\%$) であると結論づいた。

以上の研究より、実験データとMCシミュレーション間で位置依存性の改善が期待される。今後さらにエネルギー測定における系統誤差の改善の研究を突き詰めることで、より高精度での θ_{13} の精密測定が可能になると期待される。

付録 A 波形再構成

4章の事象位置再構成や、5章のエネルギー再構成において必要となる電荷・時間情報はPMTの信号から波形再構成を通じて得られている。本章では、エネルギー系統誤差の見積りで使用されるパラメータの理解のために、本実験で使用されている波形再構成手法について述べる。

ニュートリノ信号の読み出しにFlash ADCを用いていることは2.4.7節で述べた。図A.1に、本実験で取得された一つの光電子増倍管から取得された波形データ例を示す。横軸にFlash ADCの時間幅をとり、縦軸にはFlash ADCのcount数をとっている。サンプリングレート500 MHzで2 nsごとに取得され、時間幅256 nsの測定範囲で測定が行われる。またcount数は、8-bit Flash ADCであるので、測定範囲 ± 0.5 Vを256 ADC countsで分割した 3.90625 mV ($= 1$ [V] / 256 [counts])で1 ADC countが変化をする。そして、測定される波形データのベースラインは210 ADC countsになるように設定されている。

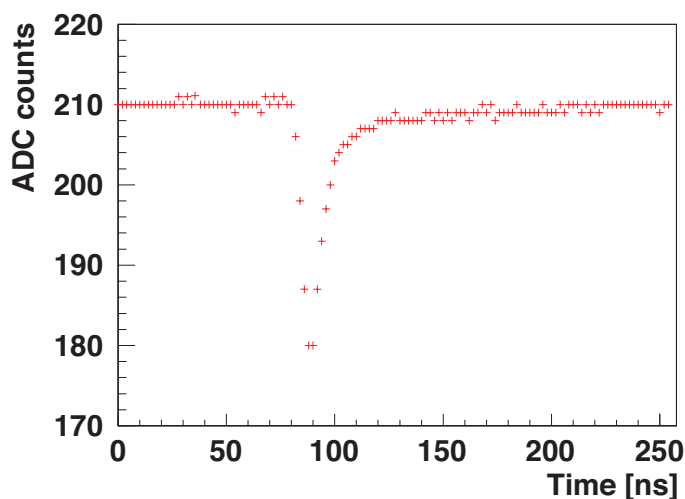


図 A.1: 実験で取得された波形データ例

A.1 波形再構成手法

波形再構成とは、取得されたデジタル波形から時間情報・電荷情報を取り出す操作である。これら情報の正確な見積もりは、次章以降で述べるエネルギー再構成精度および位置

再構成精度に必要となる。時間情報・電荷情報の取得のため、本実験では波形再構成アルゴリズム (RecoPulse) が用いられる。以下では RecoPulse を用いた波形再構成手法について記述する。

はじめにペDESTALを求める。ペDESTALとは波形のベースラインの値である。この方法には二つの方法がとられている。window 内のはじめ数 ns を用いて評価する方法 (floating baseline 法) と、1Hz の外部トリガーにより取得された特別な波形を使用した方法 (external baseline 法) が使用されている。floating baseline 法では、読み出し信号の波形の位置に依存し変動する。一方、external baseline 法では、ミュオンなど巨大なエネルギーを落とす粒子のあとでは値がふらついてしまう。これら理由より、二つの方法を組み合わせた方法を用いることで正確なペDESTALの見積もりを行っている。二つの方法のうち floating baseline 法がデフォルトで用いられている。しかし、Flash ADC count の RMS(Root Mean Square) が 0.5 を超える場合は external baseline 法を使用している。

次に電荷情報の取得を行う。RecoPulse では Flash ADC の時間幅 256 ns 内で、さらに 112 ns の時間領域の選択を行う。電荷量を信号の波高値とペDESTALとの差を時間領域 112 ns で積分し電荷量を求め、112 ns の時間領域を変動させて電荷量が最大になる箇所を求める。最大になったときの電荷が信号の電荷量情報となる。

時間領域を決定後、時間情報の取得を行う。図 A.2 に RecoPulse で時間情報を求める概略図を示す。ここでは、次の時間情報を得る。

- Start time 最大振幅に達する前の振幅が、最大振幅の 20%に達する時間
- End time 最大振幅に達する後の振幅が、最大振幅の 20%に達する時間
- Max amplitude time 信号が最大振幅に達するときの時間

これら RecoPulse により求められた電荷情報・時間情報を用いて解析を行っている。

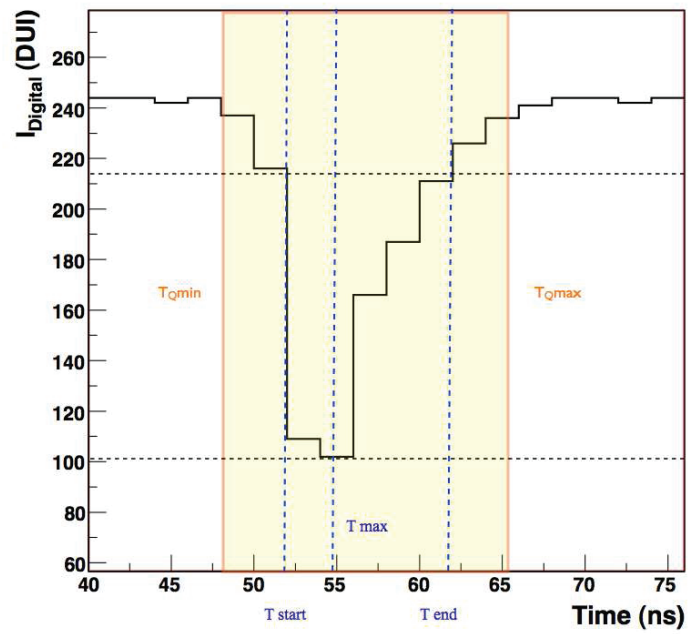


図 A.2: 波形再構成アルゴリズム RecoPulse により時間情報を求める概略図

謝辞

本論文の執筆にあたり、様々な指導とご鞭撻をして下さった全ての方々にこの場を借りて感謝を意を述べさせていただきます。

指導教官である住吉孝行教授には研究の方針と発表、論文の執筆など多大なご指導をして下さいました。心より感謝申し上げます。研究室での指導に当たって下さった角野秀一准教授、汲田哲郎助教、千葉雅美助教には、他の実験グループ視点で研究についてアドバイスを頂くとともに、高エネルギー物理学の基礎について教えて頂きました。前田順平特別研究員および松原綱之特別研究員には解析の基本から考察や発表そして論文の執筆にいたるまで感謝しきれない指導をして下さいました。ご二人の指導、協力なくしては本論文の執筆は出来ませんでした、大変感謝しております。

Double Chooz 実験グループのスタッフの方々にも多大な指導をして頂きました。大変感謝しております。また、同グループの Bernd Reinhold 博士には自分の未熟な研究に興味を示して頂け、様々な議論を交わせたことで実験グループへの貢献を行うことができたことに感謝しております。私の研究室の先輩でもある塚越氏からは、本研究に使用した光電子数の位置依存性補正の基礎的手法を教えることで、本研究を進めることができました。誠に感謝しております。同大学の先輩である佐藤氏からは普段のミーティングで研究への意見を頂いたり、実験や物理について分からない些細な疑問を解決して下さいました。また、同先輩である下島氏と後輩である末吉氏、神田氏や、同グループの同期である東京工業大学の伊藤氏、横山氏、新潟大学の矢野氏、東北大学の澤村氏と切磋琢磨しながら、ときには他愛ない会話を繰り広げて研究を行えたことで実りのある研究生生活を送ることができました。

また、研究室の先輩である岩田氏には研究生生活において様々な部分でお世話になりました。同期である坂下氏、谷川氏やその他の後輩には研究生生活における心の拠り所として大変お世話になりました。

その他、ここに書ききれない沢山の方々を支えられ研究生生活を送ることができました。そしてその生活は、大学院まで学業を支援をしてくれた両親のお陰であります。深く感謝致します。

参考文献

- [1] W. Pauli, Letter to L. Meitner and her colleagues (1930)
- [2] E. Fermi, *Nuovo Cimento* 11, 1 (1934)
- [3] F.Reines, and C.L.Cowan, [*Phys. Rev. Lett.* 109, 1015] (1958).
- [4] G. Danby *et al.*, Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos, [*Phys. Rev. Lett.* 9, 36] (1962)
- [5] K. Kodama *et al.*, Observation of tau neutrino interactions, [*Phys. Lett. B* 504, 218-224] (2001)
- [6] Y.Fukuda *et al.*, (Super-Kamiokande Collaboration), [*Phys. Rev. Lett.* 81, 1562] (1998).
- [7] S.Fukuda *et al.*, (Super-Kamiokande Collaboration), [*Phys. Rev. Lett.* 86, 5651] (2001) .
- [8] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, *Prog. [Theor. Phys.* 28, 820] (1962).
- [9] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), [*Phys. Rev. D* 86, 010001] (2012).
- [10] K. Nishikawa, Recent status of accelerator neutrino experiments. [*Nucl. Instru. Meth. A*623:17-22] (2010).
- [11] T2K Collaboration, Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam [*arXiv:hep-ex/1106.2822*] (2011) .
- [12] International Conference on High Eenergy Physics 2012,
<http://www.ichep2012.com.au/>
- [13] The MINOS Collaboration, Improved Measurement of Muon Antineutrino Disappearance in MINOS [*Phys. Rev. Lett.* 108, 191801] (2012).
- [14] Daya Bay Collaboration, Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay [*Phys. Rev. Lett.* 108, 171803] (2012).

- [15] Daya Bay Collaboration, Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay [arXiv:hep-ex/1210.6327] (2012).
- [16] RENO Collaboration, Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment [Phys. Rev. Lett. 108, 191802] (2012).
- [17] D. V. Forero. *etal.*, Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012 [arXiv:1205.4018] (2012).
- [18] Maury Goodman Thierry Lasserre, Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} [arXiv:hep-ex/0606025] (2006).
- [19] Double Chooz Collaboration, Indication Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment [Phys. Rev. Lett. 108, 131801] (2012)
- [20] Double Chooz Collaboration, Reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the Double Chooz experiment [Phys. Rev. D 86, 052008] (2012) .
- [21] F. Ardelier, *etal.*, Letter of intent for Double-CHOOZ: A Search for the mixing angle θ_{13} . [arXiv:hep-ex/0405032] (2004)
- [22] Double Chooz Collaboration, Direct Measurement of Backgrounds using Reactor-Off Data in Double Chooz[Phys. Rev. D 87, 011102(R)] (2013)
- [23] Carlo Bemporad, *etal.*, Reactor-based Neutrino Oscillation Experiments, [arXiv:hep-ph/0107277]
- [24] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管その基礎と応用, 第三版, 2005/8/1
- [25] E.Calvo, *etal.*, Passive magnetic cylindrical shielding at gauss-range static fields [Nucl. Instr. Meth. A:600 560-567] (2009)
- [26] E.Calvo, *etal.*, Characterization of large-area photomultipliers under low magnetic fields: Design and performance of the magnetic shielding for the Double Chooz neutrino experiment [Nucl. Instr. Meth. A:621 222-230] (2010).
- [27] 高橋 翔太, DoubleChooz 実験における 事象位置再構成アルゴリズムの開発, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科, (2010).
- [28] 塚越 健人, Double Chooz 実験のための高電圧電源システムの動作評価とエネルギー再構成方法の研究, 修士論文, 首都大学東京大学院理工学研究科, (2011)