

2010年度修士論文

Double Chooz実験における
ニュートリノのエネルギー測定に関する
反応位置依存性の研究

首都大学東京 理工学研究科 物理学専攻
高エネルギー実験研究室

09879321

棚田 祐介

平成23年2月17日

概要

ニュートリノには ν_e, ν_μ, ν_τ の 3 種類のフレーバーが存在し、それらが飛行中に互いにある確率で変化しあう現象をニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノ振動はフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) と質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) を関係付ける MNS(牧・中川・坂田) 行列によって説明される。この MNS 行列は $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と呼ばれている 3 つの混合角が含まれている。これらの混合角のうち、 θ_{12}, θ_{23} については既に測定されているが、 θ_{13} に関しては CHOOZ 実験で $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.15$ ($\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) という上限値が求められているのみである。Double Chooz 実験は Gd 入りの液体シンチレータを用いて、原子炉から発生する反電子ニュートリノを観測し、 θ_{13} の測定を目指す実験である。この検出器のシンチレータの構造は中心に Gd 入り液体シンチレータを構え、その外側を Gd 入り液体シンチレータから漏れ出た γ 線を捕獲するための液体シンチレータの層で覆う 2 層構造をしている。反電子ニュートリノは原子炉から 450 m, 1050 m の 2 カ所に設置された 2 基の同じ構造と性能を持った測定器で観測され、その欠損量から θ_{13} を測定する。

原子炉から発生した反電子ニュートリノはシンチレータ中の陽子と逆 β 崩壊反応を起こすことで陽電子と中性子を生成する。陽電子の質量は中性子の質量に比べ無視出来るほど小さいので反跳の影響をほとんど受けない。そのため反電子ニュートリノのエネルギーはこの陽電子のエネルギーを測定することで求められる。 $\sin^2 2\theta_{13}$ は欠損によるエネルギースペクトルの歪みを見ることによって調べることが可能であり、その為には検出器中で反応した反電子ニュートリノのエネルギースペクトルを精密に測定する必要がある。陽電子のエネルギーはシンチレーション光を光電子増倍管で検出した総光電子数で求められるが、この時エネルギーの測定精度を悪くするものとして、検出器の構造等の要因によって同じエネルギーでも粒子の発生位置などで検出光電子数が異なってしまう。このことがエネルギー再構成の不定性を大きくする要因であり、位置に依存した検出光電子数を正しく補正しなければ、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度を上げることはできない。

本研究はこの位置依存性を可能な限り少なくするようなエネルギー再構成を行う方法を開発する事を目的としている。まず GEANT4 を用いたシミュレータを使って Double Chooz 検出器内に様々なエネルギーを持つ陽電子を発生させた。粒子の発生点と検出光電子数の依存性を調べたところ、Gd 入りの液体シンチレータの領域で約 2 % の誤差を持つことが判った。そこで検出器をある領域に分け、各領域において実際の粒子の発生点と検出光電子数に依存した補正係数を決定し、検出光電子数に再構成した粒子の発生位置に対応した補正係数をかけることでエネルギーを再構成する手法を開発した。この結果を用いて位置に依存した検出光電子数を補正することで陽電子のエネルギー再構成における誤差を減らすことに成功した。また Gd 入りシンチレータの外側の層は検出器の占める相対的な体積が Gd 層よりも大きいにも関わらず、そのような位置で発生する事象はニュートリノ事象候補から除くことにしていた。しかし本研究で開発した手法を用いて失ったエネルギーに対してもエネルギーを再構成することによって、位置依存性の補正のみで外側の層でも解析に使える領域を確保した。この定義した領域までをニュートリノ検出可能な領域として拡張することでニュートリノ事象数を増加させ、 $\sin^2 2\theta_{13}$ 導出の統計誤差を減らすことに成功した。

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	2
1.2.1 物理的背景	2
1.3 ニュートリノ振動の観測	4
1.3.1 太陽ニュートリノ実験	4
1.3.2 大気ニュートリノ実験	4
1.3.3 加速器ニュートリノ振動実験	7
1.3.4 原子炉ニュートリノ振動実験	14
1.3.5 θ_{13} の測定に関する今後の展望	18
1.3.6 原子炉実験における $\bar{\nu}_e$ の検出原理	20
1.3.7 原子炉ニュートリノ実験におけるニュートリノ振動の解析方法	22
第2章 Double Chooz 実験	24
2.1 概要	24
2.2 Chooz centrale nucléaire (Chooz 原子力発電所)	27
2.3 Double Chooz 検出器	28
2.3.1 ν -target と γ -catcher	28
2.3.2 Nonscintillating buffer	29
2.3.3 Inner Veto	29
2.3.4 光電子増倍管 (PMT)	30
2.4 Background	31
2.4.1 Accidental Background	31
2.4.2 Correlated Background	31
第3章 シミュレーションを用いた エネルギー測定精度の評価	34
3.1 モンテカルロ・シミュレーション	34
3.1.1 概要	34
3.1.2 モンテカルロ・サンプル	34
3.2 検出光電子数の反応位置による依存性	35
3.2.1 反応位置による検出光電子数の違い	35
3.3 反応位置の再構成	38
3.4 発生エネルギーの再構成	40
3.4.1 target 領域におけるエネルギー再構成	40

3.4.2	target 領域におけるエネルギー再構成の精度評価	41
3.4.3	γ -catcher 領域におけるエネルギー再構成	47
3.4.4	位置依存性の考慮による再構成エネルギーの変化	53
第 4 章	エネルギー再構成法を使用した	
	θ_{13} の測定感度	54
4.1	再構成したニュートリノスペクトルの精度評価	54
4.1.1	理論スペクトルの作成	54
4.1.2	観測スペクトルの導出	55
4.1.3	χ^2 検定	56
4.2	θ_{13} の解析	57
4.2.1	解析の流れ	57
4.2.2	ν -target 領域における決定精度	57
4.2.3	γ -catcher 領域を含めた $\sin^2 2\theta_{13}$ の決定精度	60
第 5 章	まとめと今後	61
5.1	まとめ	61
5.2	今後	62

目次

1.1	SK 検出器の概略図	5
1.2	SK 実験における大気ニュートリノの天頂角分布	6
1.3	SK 実験における振動パラメータの許容範囲	6
1.4	K2K 長基線ニュートリノ振動実験の概略図	8
1.5	K2K 実験のレイアウト	9
1.6	K2K 実験におけるニュートリノ反応断面積	9
1.7	SK1R μ 事象のエネルギー分布	10
1.8	SK, K2K 実験の変数許容範囲	11
1.9	MINOS 実験の行われたフェルミ研究所と Soudan との位置関係	11
1.10	NuMI 施設における ν_μ 生成の概略図	12
1.11	MINOS 後置検出器	12
1.12	MINOS 後置検出器において測定された ν_μ のエネルギースペクトル	13
1.13	MINOS 実験により決定されるニュートリノ振動パラメータの許容領域	13
1.14	KamLAND 実験における prompt 信号のエネルギースペクトル	14
1.15	KamLAND 実験での許容領域	15
1.16	CHOOZ 実験サイトの外観	15
1.17	CHOOZ 実験における $\sin^2 \theta_{13}$ の排除領域	16
1.18	ニュートリノ振動の排除領域	17
1.19	T2K 実験で予想される $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度	18
1.20	RENO 実験サイトの外観	19
1.21	Daya Bay 実験サイトの外観	20
1.22	逆 β 崩壊反応の概念図	21
1.23	検出されるニュートリノのエネルギー分布	21
1.24	混合角を変えた時のニュートリノスペクトルと検出光電子数から再構成したスペクトルとの関係	22
2.1	Double Chooz 実験サイトの外観	24
2.2	原子炉からの距離と $\bar{\nu}_e$ の飛行距離との関係	25
2.3	Detector が設置されてからの $\sin^2 2\theta_{13}$ における上限値の推移	26
2.4	$\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の時間推移	26
2.5	核分裂反応 (^{235}U) の模型図	27
2.6	Double Chooz 実験検出器概略図	28
2.7	Double Chooz 実験で使用する PMT における QE \times CE の分布図	31
2.8	Double Chooz 実験における PMT の配置図	32
2.9	核破碎反応の模式図	32

3.1	2 MeV/c の陽電子を ν -target と γ -catcher 内一様に発生させた時に検出される総光電子数	36
3.2	陽電子の発生点による検出光電子数の違い	36
3.3	陽電子の発生点と検出光電子の 2 乗平均の分布	37
3.4	RecoBAMA による位置再構成能力。	39
3.5	detector の bin 分け	40
3.6	ν -target 内で失ったエネルギーと <i>Factor</i> との関係	41
3.7	ν -target 内の各領域における Factor の分布	42
3.8	エネルギー再構成の精度評価	43
3.9	陽電子の発生位置によるエネルギー再構成の精度評価	44
3.10	各エネルギーにおける bias (%), エネルギー分解能 (%), miss reconstruction (%) の関係	45
3.11	ν -target と γ -catcher との境界で発生した陽電子がシンチレータで失ったエネルギー分布	46
3.12	γ -catcher 領域の区分分け	47
3.13	領域 A における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%) の割合	47
3.14	領域 A における true の energy に対する Difference の分布	48
3.15	miss reconstruction のうち buffer 領域まで γ 線及び粒子が漏れでた割合	49
3.16	RecoBAMA による miss reconstruction の割合	49
3.17	領域 B における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%) の割合	50
3.18	領域 B における true の energy に対する Difference の分布	51
3.19	RecoBAMA による miss reconstruction の割合	51
3.20	領域 C における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%) の割合	52
3.21	観測ニュートリノスペクトルの変化	53
4.1	期待されるニュートリノスペクトルの導出の過程	55
4.2	検出光電子とエネルギーの関係	56
4.3	90 日分のデータを使用した時の $\sin^2 2\theta_{13}$ の観測スペクトルと $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を変えた時に期待されるスペクトルの比較	58
4.4	540 日分のデータを使用した時の観測スペクトルと理論スペクトルとの比較	59
4.5	ν -target 内における $\Delta\chi^2$ 分布	59
4.6	ν -target+A 領域における $\Delta\chi^2$ 分布	60

表 目 次

2.1	原子炉実験における各種パラメーターと最終的に期待される $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値	25
2.2	Dable Chooz 原子炉の核燃料構成比と ν 発生数	27
2.3	Double Chooz 実験における液体シンチレータの構成	29
2.4	Double Chooz 検出器の構造に関するパラメータ	29
2.5	buffer 領域で使用される PMT に関するパラメータ	30
3.1	発生させた陽電子の運動量に対すると検出されるべきエネルギーと事象数との関係	35

第1章 序論

W. Pauli によって予言された [1] ニュートリノは F. Reines と L. Cowan によって 1956 年に原子炉を用いた実験で始めてその存在が確認された [2]。この章ではニュートリノの特徴・ニュートリノ振動の物理的解釈を記す。

1.1 ニュートリノ

1930 年代に E. Fermi が理論体系を構築した β 崩壊におけるエネルギーの保存を説明する為に W. Pauli がニュートリノの存在を提唱した [3]。ニュートリノは弱い相互作用しか起こさず、また中性レプトンであることまた質量が 0 に近いとため、長い間その存在を確認出来なかった。1956 年に F. Reines と L. Cowan によってその存在が確認され、1964 年に M. Lerdeman らの実験により $\bar{\nu}_\mu$ が発見された [4]。その後 1989 年に LEP 実験による Z ボソンのエネルギー幅の測定により、ニュートリノが 3 世代しか存在しないことが証明され [5]、そして 1998 年の SK 実験によって一定の確率で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の世代交代が起こっていることが確認された [6]。このニュートリノの世代交代をニュートリノ振動といい、ニュートリノが質量を持つことが確認された。

これらの実験により、ニュートリノは以下の主な性質を持つことが分かっている。

- 弱い相互作用しか起こさないスピン $\frac{1}{2} \hbar$ の中性レプトンである。
- 質量は有限ではあるがほとんどゼロに近いということ。
- ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の 3 世代のニュートリノしか存在しないこと。

標準模型ではニュートリノの質量はゼロであるものとされていた。このままでも標準理論は過去の実験結果を説明はできたが、仮にニュートリノが質量を持つと仮定しても標準理論の予言に大きな影響は及ぼさない。しかしニュートリノの質量が非常に軽い理由は 1979 年に柳田勉が提唱した標準理論を超える物理を含んだシーソー機構による説明 [7] が最も有力とされている。これは現在発見されているニュートリノの他に質量が非常に重い右巻きニュートリノという未知のニュートリノの存在を仮定することでニュートリノの質量が軽いことを示す理論である。またこの理論では宇宙初期のビッグバン直後にはこの右巻きニュートリノが大量に存在し、それらの崩壊を通して宇宙の物質と反物質の量に差ができて物質が創成されたとして宇宙における物質と反物質の非対称を説明することが可能である。そのためニュートリノ振動における世代間の関係を正確に理解することは標準理論をより高度な次元に持っていけるものとして現在関心が高まっている。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 物理的背景

ニュートリノの振動を表すパラメータとして3つの振動角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と CP 非保存の位相 δ があり、 θ_{12} 、 θ_{23} は測定されているが、 θ_{13} に関しては未だその上限値が与えられているのみである。また δ に関しては現在の所何も分かっていない。

1.1 節で述べた通り、ニュートリノが質量を持つものと仮定すると、これら3つのフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) は3つの異なる質量固有状態を持つ (ν_1, ν_2, ν_3) の重ね合わせであると考えられている。すなわち、この2つの固有状態を 3×3 のユニタリ行列を使って表すと式 (1.1) のようになる。

$$|\nu_{l=e,\mu,\tau}\rangle = \sum U_{MNS} |\nu_{l=1,2,3}\rangle \quad (1.1)$$

ここで U_{MNS} はレプトンにおけるクォークセクターでの CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) 行列に対応する行列である。これは提案者の名前をとって MNS (牧、中川、坂田) 行列と呼ばれており、以下の空間回転行列で表すことができる。

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

ここで式 (1.2) における、 c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos \theta_{ij}, \sin \theta_{ij}$ を示す。

ニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態の重ね合わせ、及び質量の違いからくるニュートリノの異なる時間発展により、真空中もしくは物質中をニュートリノが飛行するときに任意のフレーバーから異なるフレーバーへ変化する現象が起こる。この異なるフレーバー間の遷移のことをニュートリノ振動という。ここで簡単のため、2 フレーバー間の遷移を考える。

$$\begin{aligned} |\bar{\nu}_e\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \\ |\bar{\nu}_\mu\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

ニュートリノはほぼ光速で運動しているので $L = ct$ 、 $E_\nu \gg m_\nu$ と近似すると、 ν_j がもつエネルギー E_ν は $\sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p}$ となる。この時の時間変化は

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.3)$$

となる。式 (1.3) から時刻 $t = 0$ で $\bar{\nu}_e$ だったものが時刻 t で $\bar{\nu}_\mu$ に変化する確率を求めると

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) &= |\langle \bar{\nu}_\mu(0) | \bar{\nu}_e(t) \rangle|^2 \\
&= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \{1 - \cos(E_1 - E_2)t\} \\
&= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left\{1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E} t\right\} \\
&= \sin 2\theta \frac{1 - \cos 2\left(\frac{\Delta m^2}{4E}\right)t}{2} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} t
\end{aligned}$$

となる。ただしここで

$$|E_1 - E_2| \sim \frac{|m_2^2 - m_1^2|}{2E} \equiv \frac{\Delta m^2}{2E}$$

とした。

以上より、 $t = c/L$ から ν_e が ν_μ に変化する確率: $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E}$$

となる。これより $\bar{\nu}_e$ が $\bar{\nu}_e$ のままでいる確率 (survival probability): $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 (eV^2) \frac{L(m)}{4E_\nu (MeV)}\right) \quad (1.4)
\end{aligned}$$

となる。(1.4) 式における 1.27 は自然単位系から MKS 単位系への変換係数を示しており、 $1.27 = 10^3/4\hbar c$ である。

同様の計算を行うことで 3 フレーバーにおける $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ の振動確率も求めることができる。ここでは細かい式変換の過程は省略するが 3 フレーバー間では

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\
&+ \frac{1}{2} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \\
&+ (\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \theta_{13} \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}) \\
&\times \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \quad (1.5)
\end{aligned}$$

と表せる。式 (1.6) の第二、三項は $|\Delta m_{31}^2| = (1.6 \sim 3.9) \times 10^{-3} (eV^2)$ と仮定した場合 $\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} \simeq 0.1 \sim 0.01$ となり無視できる。よって式 (1.6) は

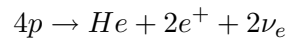
$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{13}^2 L}{E}\right) + O(10^{-3}) \quad (1.6)$$

となる。

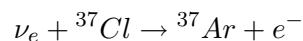
1.3 ニュートリノ振動の観測

1.3.1 太陽ニュートリノ実験

太陽ニュートリノとは太陽の中心付近における核融合反応、すなわち



によって発生する電子ニュートリノを観測する実験である。太陽ニュートリノの観測は、1960年代後半からアメリカの R. Davis らによる Homestake 実験で始まった [8]。Homestake 実験とは、太陽ニュートリノが Cl 原子核に衝突して Ar 原子核に変わる反応



を利用して太陽ニュートリノを観測を行った実験である。この反応は Ar の数がニュートリノの反応数であることを示す。この実験の結果、太陽モデルから予想される値に比べて約 30% しか観測されなかった。その後、Kamiokande 実験や他の太陽ニュートリノ観測実験が始まり、太陽ニュートリノの観測を試みたが、いずれも観測値は予想値の約 30~50 % という結果になった。この問題は「太陽ニュートリノ問題」として長年にわたるニュートリノ研究への対象となった。

1.3.2 大気ニュートリノ実験

大気ニュートリノとは、宇宙から地球に降り注ぐ宇宙線（主に陽子）が大気中の原子核と衝突した際にできる π 中間子や μ 粒子の崩壊から生じるニュートリノのことであり、電子ニュートリノとミューニュートリノの2種類のニュートリノがある。Kamioka 実験において、大気ニュートリノはカミオカンデ装置内の水と反応して4日に1回程度の頻度でチェレンコフ光を発生させる。

宇宙線と大気中原子との核反応で発生した π 中間子や K 中間子は直ちに崩壊してミューオンとミューニュートリノになる。エネルギーが低いとミューオンはさらに崩壊して電子、電子ニュートリノ、ミューニュートリノになる。よって数 GeV 以下のエネルギーでは電子型とミュー型の比は 1:2 になるはずである。しかし、その比はおおよそ 1.2:1 になることが確認された。すなわち、ミューニュートリノの数は期待される数の半分しかないことになる。これを「大気ニュートリノ異常」といい、太陽ニュートリノ問題と同じく解決すべき課題となった。

この大気ニュートリノについて代表的な実験として Super Kamiokande (SK) 実験がある。SK 実験は岐阜県神岡町 茂住鉱山地下 1,000 m に位置する大型水チェレンコフ検出器を使って、太陽ニュートリノ問題や、大気ニュートリノ異常における ν_μ の減少量を検証する実験である。検出器の概略図を図 1.1 に示す。大きさは高さ 41.4 m、直径 39.3 m、容積 5,000 t の 2 層式の水タンクに内側はタンク内向きに、外水槽の壁には外向きに合計 1,1146 本の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられている。鉱山地下に建設することでバックグラウンドとなる宇宙線を減らすことが可能になる。1,000 m の岩盤は宇宙線、特にミューオンを遮る役目を果たし、ミューオンのフラックスは地上のおおよそ 10^{-6} 程度となる。

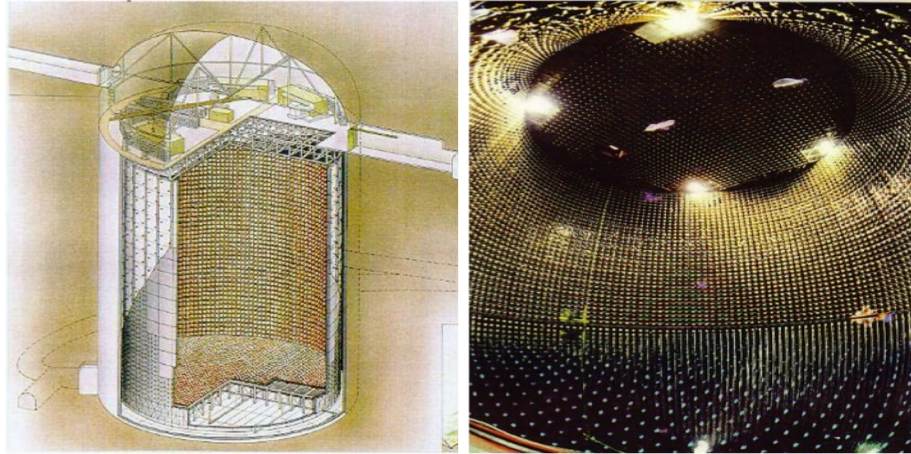
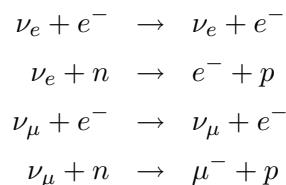


図 1.1: (左)SK 検出器の概略図 [9]。(右)SK の検出器内部の写真。高さ 41.4 m、直径 39.3 m、容積 5,000 t の水タンクに 11,146 本の光電子増倍管が内部に設置されている。

ニュートリノは直接検出することはできないが、以下の反応



のようにニュートリノと検出器の純水に含まれる粒子が反応することで荷電粒子が水中で放射するチェレンコフ光を光電子増倍管により検出する。

ニュートリノ振動に対する確証は、ニュートリノの天頂角分布で得られた (図 1.2)。

大気ニュートリノは地表においてはどこにでも一様に生産されるので、ニュートリノ振動が起これないと仮定した場合、ある一定の立体角内に入るニュートリノフラックスの値は天頂角にほとんど依存しない。ただし地表からの距離が短く、大気層の厚さが無視できない時は横方向に生産されるフラックス量は大きくなる。よって振動が起これない時の天頂角分布は $\cos \theta \approx 0$ 付近で大きくなり、かつ左右対称性を持つ。ニュートリノが地球物質内で相互作用する確率はほぼ無視できるので、上下対称性が存在すればそれはニュートリノ振動の効果によるものだと分かる。SK グループはこの天頂各分布の上下対称性からニュートリノ振動の存在を示した。図 1.2 から電子ニュートリノには上下非対称性は見られないが、ミューニュートリノは非対称性が確認出来る。

したがって $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ を仮定すると大気ニュートリノ異常は説明できず、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ がもっとも有力なモードであり、このモードに対する振動パラメータの許容範囲は 90 %C.L. で

$$\sin^2 2\theta_{23} \geq 0.92 \quad (1.7)$$

$$1.5 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3.4 \times 10^{-3} (eV^2) \quad (1.8)$$

となる。SK 実験における振動パラメータの許容範囲を図 1.3 に示す。

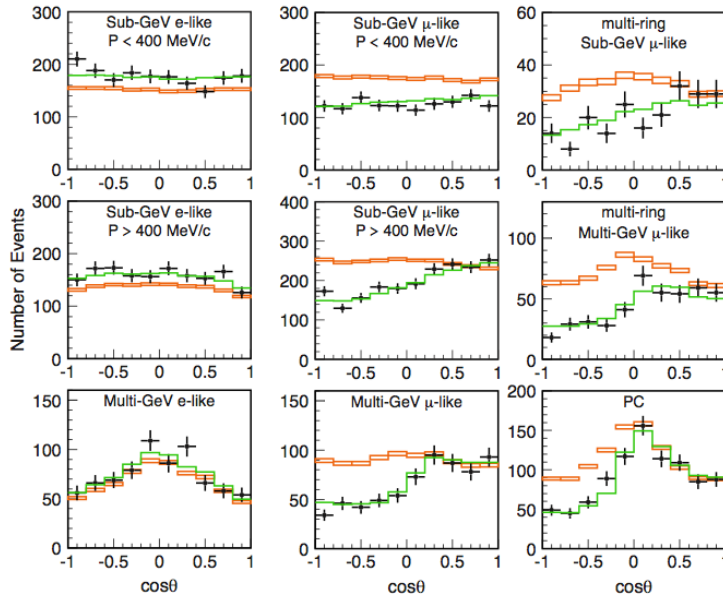


図 1.2: SK 実験における大気ニュートリノの天頂角分布 [10]。sub-GeV($E < 1.33$ GeV)、multi-GeV($E > 1.33$ GeV) の 1-ring および multi-ring のニュートリノ事象である。四角で表した点はニュートリノ振動が無い場合の統計誤差を考慮したときのモンテカルロ・データで、赤の破線はニュートリノ振動を仮定したときのベストフィットである。

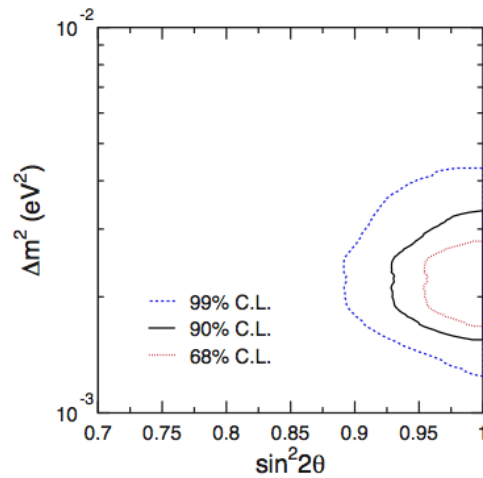


図 1.3: SK 実験における振動パラメータの許容範囲 [10]

1.3.3 加速器ニュートリノ振動実験

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ における式 1.5 は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27\Delta m^2 L}{E_\nu} \quad (1.9)$$

と表せる。大気ニュートリノ実験では式 1.9 の L は約 15 km から 13,000 km, E_ν は 100 MeV から 1 TeV にわたり、 Δm^2 を広範囲に渡って検証することに適している。一方、加速器ニュートリノ実験では L は固定され、 E_ν も比較的狭い範囲に限定されるので、予め許されるパラメータの領域が分かっている場合そのパラメータを精密測定することに適している。以降では加速器実験として代表的な K2K 実験と MINOS 実験についてその概要を解説する。

K2K 実験

K2K 実験は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12 GeV 陽子シンクロトロン加速器からの高エネルギー陽子ビームを用いてほぼ純粋なミューオンニュートリノ (ν_μ) ビーム (平均ニュートリノエネルギー 1.4 GeV) を生成し、KEK 所内に設置された前置検出器および約 250 km 離れた岐阜県吉城郡神岡町にある東京大学宇宙線研究所宇宙素粒子研究施設附属の大型水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置 (Super-Kamiokande) にてそのニュートリノを検出し、両者のデータからニュートリノの事象数の減少とエネルギー分布の歪みを求めて、ニュートリノ振動の有無を探索・検証する実験である。またこの実験は世界初の加速器ニュートリノによる長基線ニュートリノ振動実験である [11](図 1.4)。

K2K 実験は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ における欠損量を測定する実験である。図 1.5 に K2K 実験で使った陽子ビームラインを示す。検出に使用するミュー粒子とニュートリノは高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において 12 GeV に加速させた陽子ビームを遠方の後置検出器 (far detector) である、SK のある神岡方向に振り向けた後、標的 (Al) に当てて π を崩壊パイプ中に通過させて生成する。この過程で発生したニュートリノは ν_μ であり、この人工ニュートリノは大気ニュートリノと同程度のエネルギーを持っているため、飛行距離 250 km の振動実験を行うことで、大気ニュートリノ振動を再現することが可能となる。KEK からのビームは、約 2 秒に 1 回、約 100 万分の 1 秒のパルスとして約 1 兆個のニュートリノを神岡に向けて発射している。この時間情報により、自然ニュートリノ事象のバックグラウンド反応の中から KEK からのビームに起因するニュートリノ事象であることを判別する。この手法により大気ニュートリノなど自然ニュートリノの事象が入り込む確率は、1/1000 以下程度となる。

ニュートリノ発生源の近くに置いた前置検出器 (near detector) でミューニュートリノフラックスを測定する。前置検出器を通過したニュートリノは約 1 ms 後に遠方の後置検出器 (SK) に到達し再び測定される。前置検出器においては、ニュートリノ自身を用いたビームの安定性や方向のモニターを行うとともに、振動前のニュートリノフラックスとエネルギースペクトルを測定し、SK で期待される事象数やスペクトルを見積る。この前置

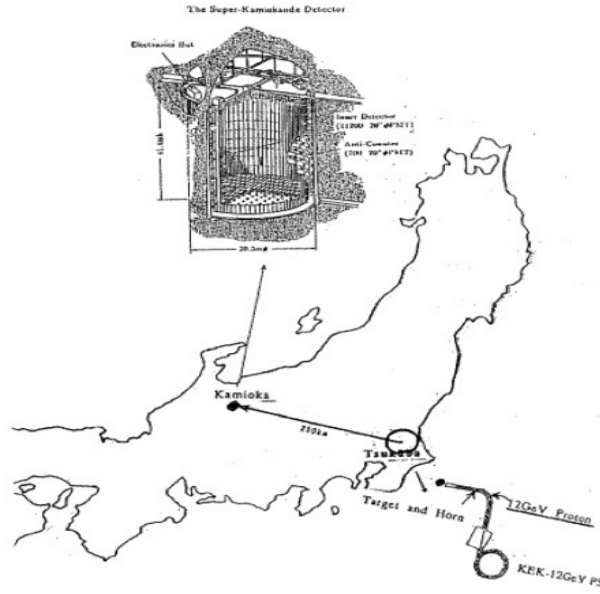


図 1.4: K2K 長基線ニュートリノ振動実験の概略図 [9]。高エネルギー加速器研究機構で生成したニュートリノビームを約 300 m 離れた前置検出器と 250 km 離れた Super-Kamiokande で検出する。

検出器から期待される事象数とスペクトルの分布と後置の測定結果とを比較することで振動効果の有無を判定する。ニュートリノフラックス測定には、

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p$$

を用いる。図 1.6 に K2K のエネルギー領域でのニュートリノ反応断面積を示す。

図 1.7 に SK で観測された ν のスペクトルを示す。大気ニュートリノ振動から得られた値 $\Delta m_{23}^2 \approx 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $L = 250 \text{ km}$ を入れると、振動効果が最大になる所は $E \approx 0.49 \text{ GeV}$ と予想される。

ニュートリノが振動を起こさず、統計的なふらつきのみでこのような観測結果を得ることは 4σ の信頼区間の割合でありえない。これらのデータから、 $\sin^2 2\theta_{23} - \Delta m_{23}^2$ 平面での許容領域を示すと、図 1.8 のようになる。

以上の結果から K2K 実験ではいずれも 90% C.L. で以下の結果が得られた。

$$1.9 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3.6 \times 10^{-3} \quad (1.10)$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \approx 1 \quad (1.11)$$

また、この結果は SK 実験の観測結果と一致している。

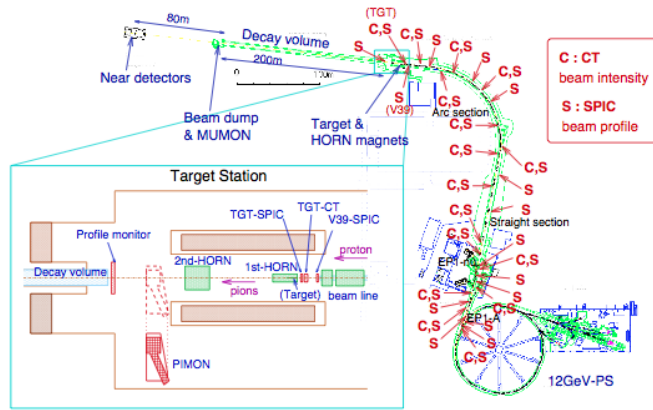


図 1.5: K2K 実験のレイアウト [12]。12 GeV に加速された陽子を target に照射することで π 粒子が発生する。 π 粒子を decay pipe 内で走らせ、ニュートリノとミュー粒子に崩壊させた後、ニュートリノを Near, Far 検出器に向けて照射する。一方でミュー粒子はビームダンプで止めている。

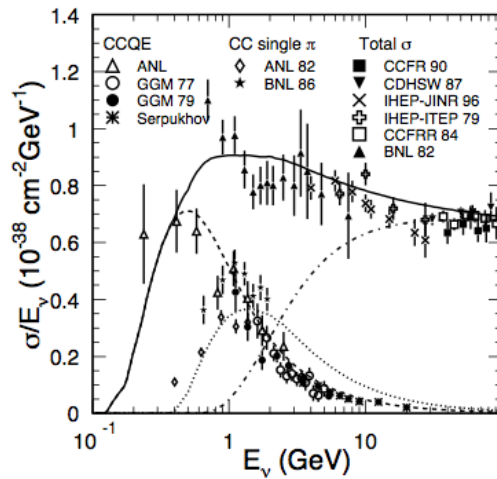


図 1.6: K2K 実験におけるニュートリノ反応断面積 [12]。実線が計算によって求められた反応断面積である。それらのうち準弾性散乱によるものを破線で、シングル・メソンを点線、非弾性散乱によるものを(破線+点線)で示す。

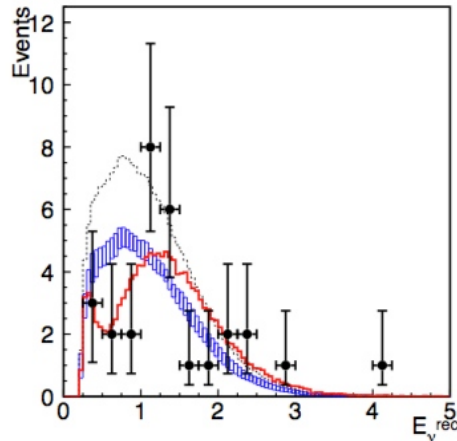


図 1.7: SK1 $R\mu$ 事象 (シングルリングのミューオン事象) のエネルギー分布 [13]。ボックスで示したヒストグラムはニュートリノが振動しない場合に期待される分布と系統誤差、実線は振動が起こった場合におけるベスト・フィットで期待される分布、破線は振動なしの場合の 1 $R\mu$ 事象数の期待値に規格化した分布である。

MINOS 実験

MINOS(Main Injector Neutrino Oscillation Search) 実験は大気ニュートリノの観測により確認された ν_μ の欠損を検証するための長基線ニュートリノ実験である [14]。図 1.9 に MINOS 実験の鳥観図を示す。この実験はフェルミ国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) において生成された ν_μ ビームをビームの発生点から 1040 m の地点に置いた前置検出器と、735 km 離れた Soudan に置かれた後置検出器で検出し、そのエネルギースペクトルを詳細に調べることでニュートリノ振動パラメータの測定を行う。

MINOS 後置検出器は 2003 年 7 月に完成し、大気ニュートリノの観測を開始している。2005 年 3 月にはニュートリノビームラインが稼働し、2008 年 8 月には 5×10^{20} POT (protons on target) のニュートリノビーム生成を達成している。ニュートリノビームの生成はフェルミ研究所に設置された NuMI (Neutrinos at the Main Injector) 施設により行われる。図 1.10 に NuMI 施設の ν_μ ビームを生成する実験装置の概略図を示す。

ニュートリノビームはメインインジェクター加速器により 120 GeV まで加速された陽子ビームを炭素固定標的に当てることで、主に π 中間子から成る二次粒子を標的内での反応により生成する。二次粒子のうち、正の電荷を持つ π^+ 中間子は二つの電磁ホーンによる磁場により前方方向へ収束され、下流に設置された全長 675 m の崩壊パイプ内で崩壊し、 ν_μ とミューオンを生成する。ミューオンは下流の岩盤中に止められる。よって発生した ν_μ とミューオンのうち、 ν_μ のみを前置検出器、および下流の MINOS 後置検出器 (図 1.11) において検出する。

後置検出器は厚さ 2.5 cm、磁化した 484 枚の鉄板と厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータが幾層にも重なり合ったサンドイッチ構造を持ち、全長は約 30 m ある。また、総質量は 5.4 kt であり、その中で有効質量 4.2 kt 内で発生した事象が解析に用いられる。

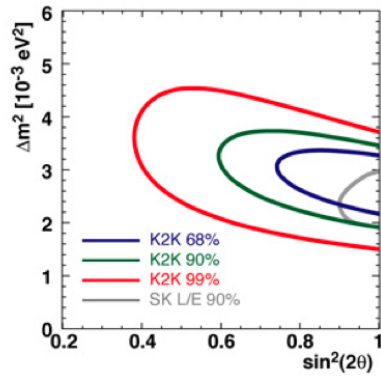


図 1.8: SK, K2K 実験の変数許容範囲 [11]。SK の発見した大気ニュートリノ振動効果を K2K 加速器実験でも確認された。

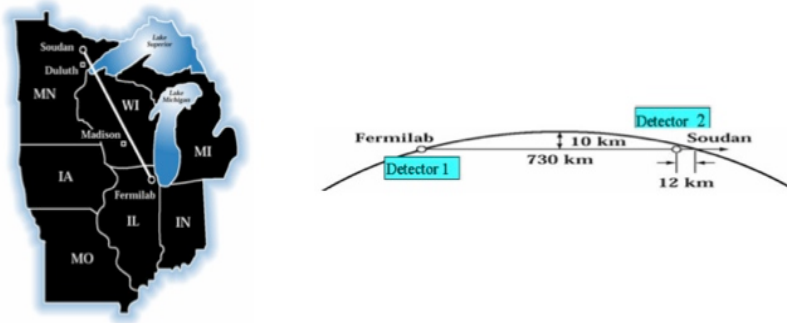


図 1.9: MINOS 実験の行われたフェルミ研究所と Soudan との位置関係

ミューオン以外のハドロン粒子による信号は事象発生点付近にシャワーを形作り、その総エネルギーは光量から決定される。この時のエネルギー分解能は 1 GeV のハドロンシャワーに対し、59 % となる。また、フェルミ研究所に設置された前置検出器は MINOS 後置検出器と同じ構造を持ち、その総質量は 1 kt である。MINOS 実験ではこの前置検出器と後置検出器の二つの同じ構造から成る検出器を用いてエネルギースペクトルを測定し、その比較をもとに解析を行うことによりニュートリノビームフラックス、検出器の性能、およびニュートリノ相互作用の不定性に起因するパラメータ測定の系統誤差を大幅に減らすことができる。

後置検出器において測定された ν_μ のエネルギースペクトルと、振動が無い場合の期待値および、前置検出器で測定をもとに得られた後置検出器での期待値との関係を図 1.12 に示す。

後置検出器において測定されたデータと前置検出器で測定されたデータをもとに得られた予言値との比較から Δm_{23}^2 と $\sin^2 2\theta_{23}$ の値を見積もり、これによって許されるパラメータ領域を SK 実験および K2K 実験で得られた結果を上乗せしたものを図 1.13 に示す。

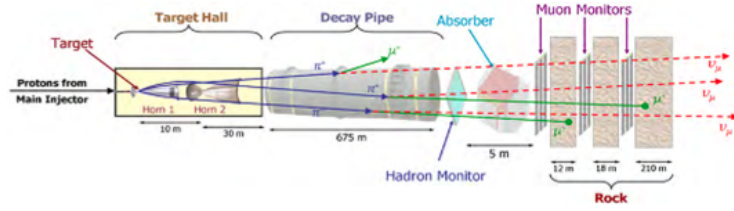


図 1.10: NuMI 施設における ν_μ 生成の概略図 [15]。標的の電磁収束ホーンに対する相対的な位置を調節することにより、収束される π^+ 中間子の運動量を変えることで、崩壊により生成されるニュートリノビームのエネルギーが可変である。

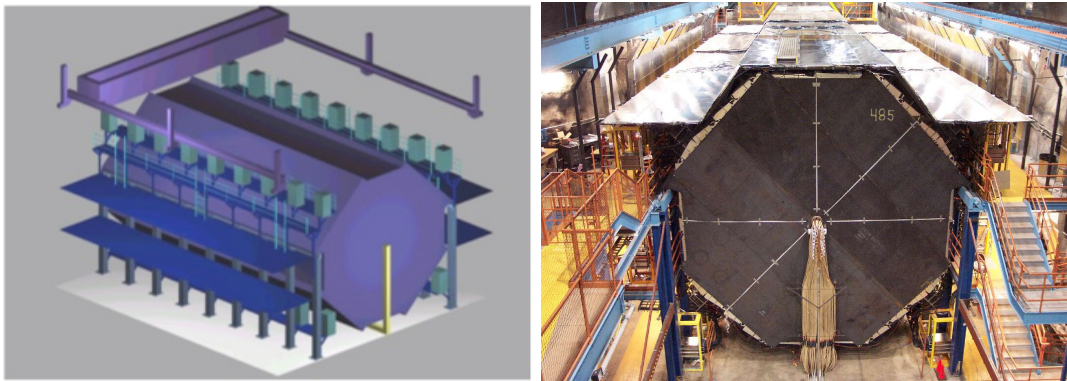


図 1.11: MINOS 後置検出器 [15]。上部はプラスチックシンチレータによる宇宙線 VETO カウンターである。

図 1.13 から Δm_{23}^2 と $\sin^2 2\theta_{23}$ の値は

$$\Delta m_{23}^2 = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ (eV}^2\text{)} \text{ (68\%C.L.)} \quad (1.12)$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \leq 0.90 \text{ (90\%C.L.)} \quad (1.13)$$

となる。また、この結果からニュートリノの欠損を予言するモデルの中でニュートリノ崩壊 [16]、ニュートリノデコヒーレンス [17] の仮説をそれぞれ 3.7σ , 5.7σ の可能性で否定できることが分かった。

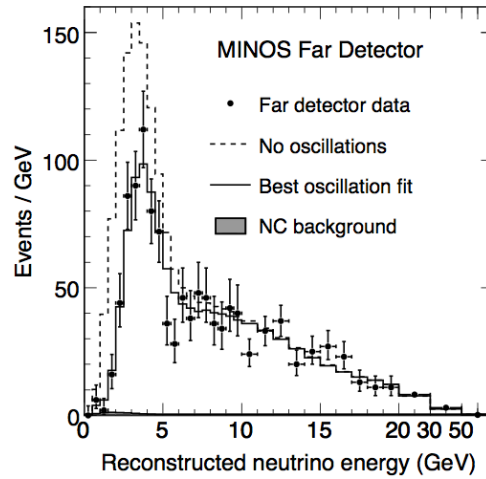


図 1.12: MINOS 後置検出器において測定された ν_μ のエネルギースペクトル [14]。破線はニュートリノ振動が無い場合の期待値を、実線は $\nu_\mu - \nu_\tau$ の振動を考慮に入れた場合の期待値を示す。

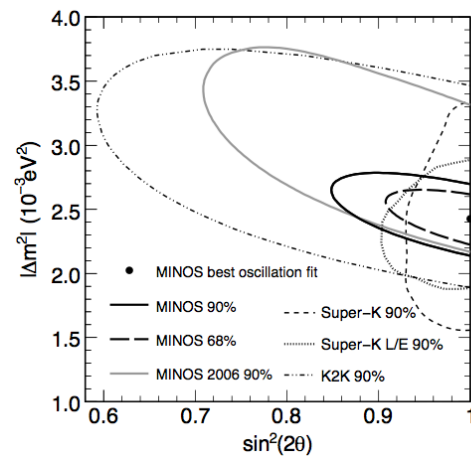


図 1.13: MINOS 実験により決定されるニュートリノ振動パラメータの許容領域 [14]

1.3.4 原子炉ニュートリノ振動実験

加速器ニュートリノ振動実験では主に $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の振動実験を行うことで、主に Δm_{23}^2 と $\sin^2 2\theta_{23}$ の禁止帯を求めてきた。一方で $\sin^2 \theta_{13}$ の値はその値が極微小な上、CP 非保存の位相 δ と θ_{23} における不定性と相関関係があるため長い間分かっていなかった。原子炉ニュートリノ振動実験では $\nu_e \rightarrow \nu_e$ の survival probability を測定することで純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を測定することが可能となる。よって θ_{13} の精密な値を求めることは素粒子標準模型を理解する上において非常に重要な課題とされている。ここでは $\sin^2 2\theta_{12}$ の値を決定した KamLAND 実験、また $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値を与えた CHOOZ 実験について概要を記述する。

KamLAND 実験

KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti - Neutrino Detector) は大容量高純度液体シンチレータを用いて低エネルギーニュートリノの検出を行う実験で 2002 年 1 月に完成し、データ収集を開始した [18]。検出器は SK と同じ神岡鉱山内地下 1,000 m の地点に設置され、1,000 t の液体シンチレータとそれを取り囲む 1,879 本の光電子増倍管から構成される。神岡はまわりに柏崎、敦賀、高浜等の原子力発電所があり、それぞれ神岡から ~180 km ほど離れており、 $\sin^2 \theta_{12}$ を測定するのに適した位置にある。KamLAND 実験における prompt 信号のエネルギースペクトルを図 1.14、それによって得られた許容領域を図 1.15 に示す。

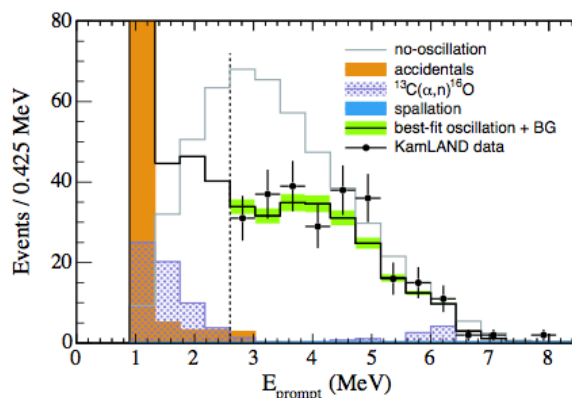


図 1.14: KamLAND 実験における prompt 信号のエネルギースペクトル [19]

以上の結果から KamLAND 実験では

$$7.4 \times 10^{-5} \leq \Delta m_{12}^2 \leq 8.5 \times 10^{-5} \text{ (eV}^2\text{)} \quad (1.14)$$

$$0.75 \leq \sin^2 2\theta_{12} \leq 0.89 \quad (1.15)$$

という結果が得られた。

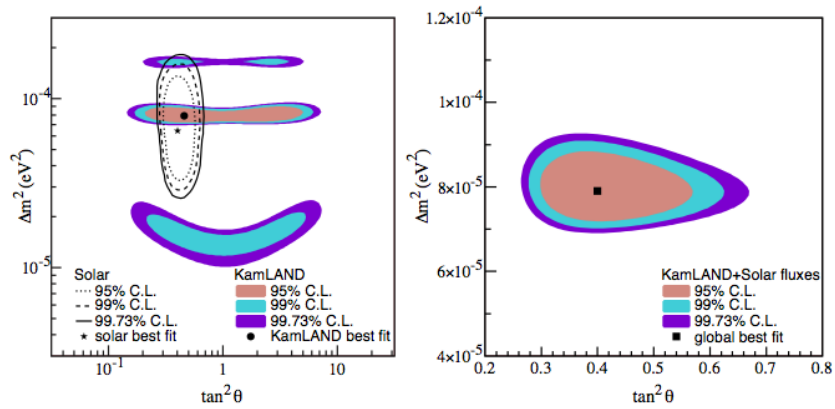


図 1.15: KamLAND 実験での許容領域 [19]。(左) 黒で示した領域は太陽ニュートリノ実験による許容領域を示す。(右) 太陽ニュートリノ実験と KamLAND 実験を合わせた許容領域。

CHOOZ 実験

CHOOZ 実験はフランスの北東部 Chamapgne-Ardenne 地方に位置する Chooz 村にある二基の原子炉を用いて混合角 θ_{13} を測定した原子炉ニュートリノ実験である [20]。原子炉の出力はおよそ 4.25 GW に達する。検出器は原子炉から約 1 km・300 mwe の地点に配置されている (図 1.16・左)。周りの岩盤はニュートリノイベントを選別する上で邪魔となる、宇宙線由来の高速中性子などによるバックグラウンドを軽減する役割を担う。

検出器は直径 5.5 m、深さ 5.5 m の円筒形の形をした鉄タンクの中に配置されている (図 1.16・右)。

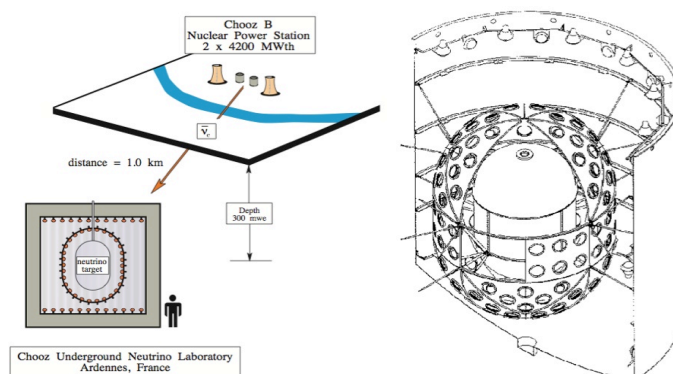


図 1.16: (左)CHOOZ 実験サイトの外観。(右)CHOOZ 検出器 [20]

鉄タンクの内壁は高い反射能力のある白色塗料で覆われており、直径 7 m、深さ 7 m の空洞の中に設置されている。更に岩盤からやってくる自然放射線を保護する為に鉄タンクの周りを 75 cm の低放射性の砂で覆っている。

検出器は中心を共有する 3 つの層でできている。その構造は中心が透明なプレキシガラ

スでできており、その中に 0.09 % の Gd 入った液体シンチレータ (重さ・5 t) で満たされている (Region(i))。そしてその周りを重さ 107 t, 厚さ 70 cm の層で覆っており (Region(ii))、更にその周りを厚さ 80 cm の層で覆っている (Region(iii))。

Region(ii) は Gd を含まない液体シンチレータで満たされている。Region(i) において n-capture によって発生した γ 線は失ったエネルギーが 6 MeV を超える場合、約 95 % がこの領域でエネルギーを落としきめるのだが、残り 5 % は Region(i) の外側へ逃げてしまうことが確認されている。Region(ii) はこの逃げてしまった γ 線を全て捉え光に変換する役割を持ち、その発光量は Region(i) と同じになるように設定されている。また、この層は PMT ガラスからの放射線を保護する役目も担う。CHOOZ 実験ではこの Region(ii) の層の周りに 192 本の 10 インチ PMT が内向きに配置されている。

Region(iii) の役割は主に宇宙線ミュオン veto シールドとして機能を果たす。このシールドの周りには 2 つのリングが配置されており、タンクの上側と下側に 24 本ずつ、計 48 本の検出器を通った宇宙線ミュオンを検出する為の 8 インチ PMT が配置されている。この Veto 信号はタグされ、宇宙線による主要なバックグラウンドを取り除くのに利用されている。

CHOOZ 実験では Region(ii) の層が PMT ガラスからの放射線を保護するのに十分な厚さを持っていなかったため、Background が予想より大きくなった。また Gd 入り液体シンチレータの透過率が悪化してしまったため、不連続な減衰長を示すことになってしまい、そのため $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度は期待していたものより悪くなり、約 5 年分の統計量で

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \text{ (90 \% C.L.)}$$

という上限値のみしか得られなかった。

図 1.17 は CHOOZ 実験で得られた $\sin^2 \theta_{13}$ の排他領域である。

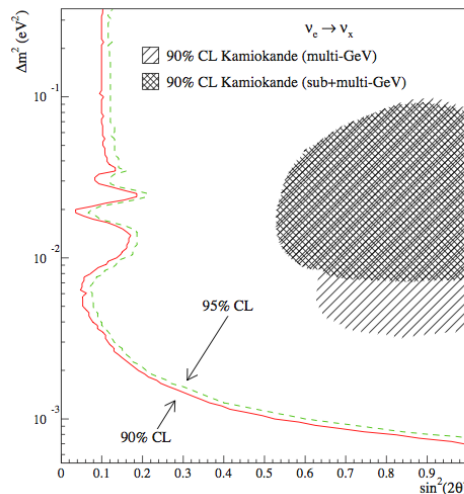


図 1.17: CHOOZ 実験における $\sin^2 \theta_{13}$ の排他領域 [20]。赤で示した曲線の領域が 90 % C.L. での排他領域を示す。

以上の結果をまとめると MNS 行列のパラメータは式 (1.16) のようになり、またこの他に NOMAD 実験 [21] [22]、SNO 実験 [23] などの結果から現在確認されているニュートリノ混合角の質量排他領域を図 1.18 に示す。

$$U_{MNS} = \begin{bmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

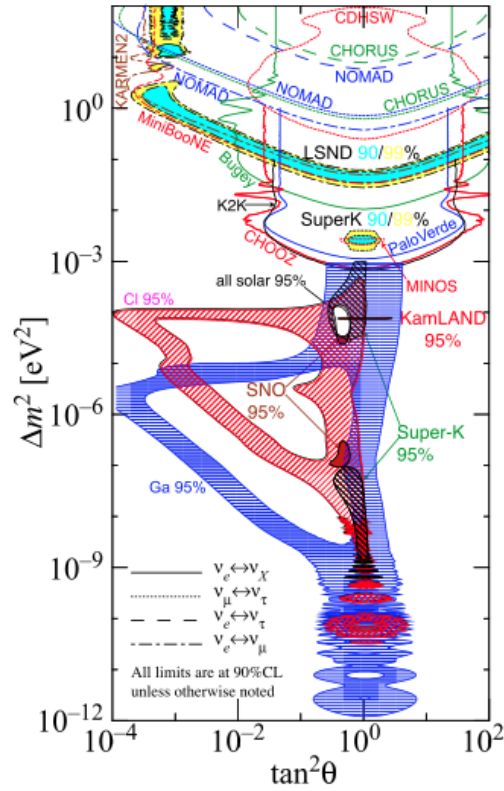


図 1.18: ニュートリノ振動の排他領域 [24]

1.3.5 θ_{13} の測定に関する今後の展望

未確定の混合角 θ_{13} について原子炉実験では RENO 実験, Daya Bay 実験そして Double Chooz 実験の 3 つの実験、加速器を用いた実験では T2K 実験がそれぞれ独立に精密測定を行う予定である。この章では現在準備中の T2K 実験、RENO 実験、Daya Bay 実験についての概要とそれぞれの実験が目指す上限値についてまとめる。また Double Chooz 実験については第 2 章で詳しく解説する。

T2K 実験

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は茨城県東海村の大強度陽子加速器 J-PARC にある 30 GeV 陽子シンクロトロンを用いてニュートリノビームを生成し、スーパーカミオカンデで検出する長基線ニュートリノ振動実験である [25]。この実験は ν_μ の振動 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) から $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定すること、そして ν_μ から ν_e の振動を発見する実験である。

図 1.19 に T2K 実験において予想される $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度についてまとめた。

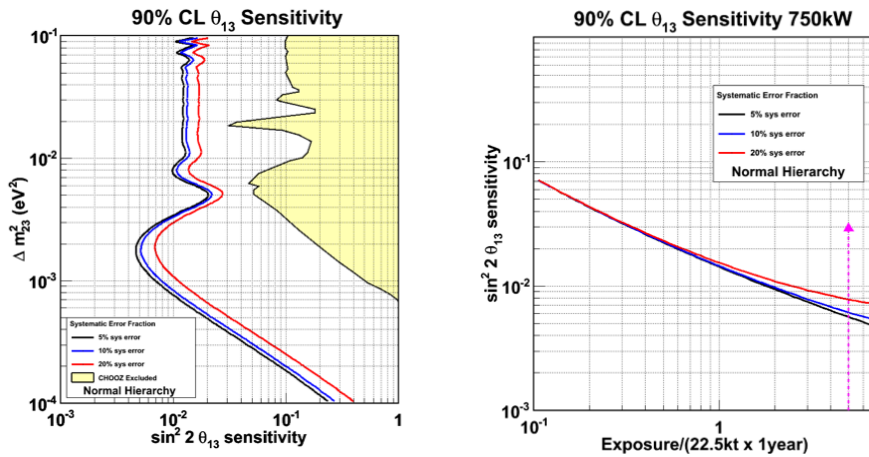


図 1.19: T2K 実験で予想される $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度 [26]。750 kW のビームを照射・5 年分の測定データを基にしている。黒で引いた曲線は 5%、青は 10%、赤は 20% の統計誤差をそれぞれ示している。(左)CHOOZ 実験 (黄色で示した領域) との比較。(右) 測定期間との関係。

T2K 実験は世界最大のニュートリノビーム強度を持ち、K2K の約 50 倍のニュートリノフラックスが期待され、約 5 年間の測定で $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度は $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} (\text{eV}^2)$ において 90% C.L. で $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$ まで到達できることが期待されている。しかし長基線ニュートリノ振動実験による $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定は系統誤差の他に未知の CP 非保存を示す項 δ を変数に含んでいるため純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を得ることは難しく、また実験期間が長いこと、その他に現在 J-PARC のビーム強度が目標値に達していないなどの問題があることから、早期でかつ純粋な θ_{13} を得るという意味では原子炉実験での測定が期待されている。

RENO 実験

RENO 実験は韓国・京城から南 250 km に位置する、6 基の Yonggwang 原子炉から発生する $\bar{\nu}_e$ の欠損量を測定して混合角 θ_{13} を決定する原子炉ニュートリノ振動実験である。原子炉はそれぞれ約 256 m の間隔を隔てて直線方向に計 6 基配置され、原子炉の出力は 1 基あたり約 2.73 GW、計 16.4 GW に達する。6 基の原子炉の重心から距離 290 m、1.4 km に同一構造を持つ 2 基の検出器が配置されている。(図 1.20・写真左)

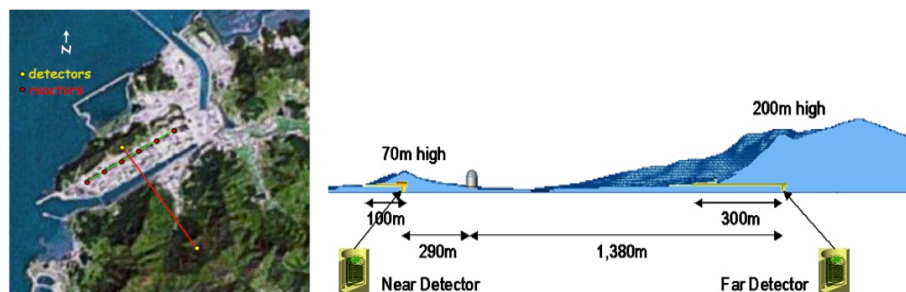


図 1.20: RENO 実験サイトの外観。(左) 原子炉と検出器の配置を上から見た図。(右) 原子炉と検出器の配置を横から見た図。同一構造を持つ 2 基の検出器を使って $\bar{\nu}_e$ の欠損量を測定する。

検出器は 0.1 % の Gd を含む 15 t の液体シンチレータを使用する。高さ 70 m の山を横に 130 m ほどくり抜いた所に Near detector を、高さ 200 m の山を横に 460 m くり抜いた場所に Near detector と同一構造を持つ Far detector をそれぞれ配置する (図 1.20)。RENO 実験は 3 年間の測定によって得られた実験データを 2 基の検出器を使って統計誤差と系統誤差の 2 つを 0.6 % 以下に抑えることで $\sin^2 \theta_{13}$ の上限値を 0.02 まで求めることを目標としている [28]。

Daya Bay 実験

Daya Bay 実験は中国南部に位置する 2 カ所の原子力発電所 (Daya Bay 原子力発電所・LingAo 原子力発電所) で、2 基ずつ計 4 基の原子炉で発生した $\bar{\nu}_e$ の欠損量から混合角 θ_{13} の測定を目指す原子炉ニュートリノ振動実験である [29]。2 基の原子力発電所は約 1,100 m ほど離れており、この他にもう 1 基原子力発電所 (Ling Ao-ii) が近く稼働する予定である。原子炉の出力は 1 基につきおよそ 2.9 GW で、Daya Bay・LingAo の 2 基の発電所で計 11.6 GW に達する。

実験サイトは図 1.21 のように配置されており、Near(Daya Bay・LingAo), far, そして Mid の計 4 カ所に同一構造を持つ検出器を配置して $\bar{\nu}_e$ の欠損量を測定する。検出器は Gd 入り液体シンチレータで約 20 t もの大きさがある。後発信号となる中性子イベントを 6 MeV 以上と要求した場合、中性子選別の効率 (92 ± 1) % であることがシミュレーションから見込まれている。Daya Bay 実験は最初の 1 年間の測定で $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度が 0.03 (90 % C.L.) で、その後 3 年間の測定で最終的に 0.01 まで感度を上げることを目標としている。

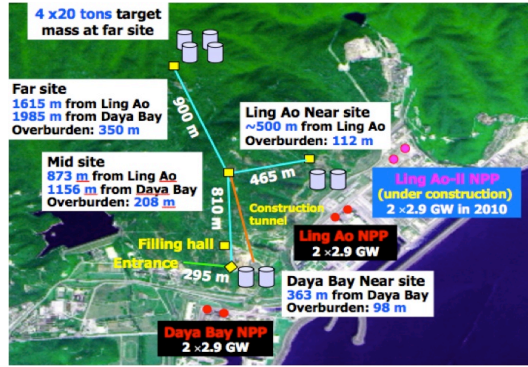


図 1.21: Daya Bay 実験サイトの外観。Daya Bay Near site に 2 基、Ling Ap Near site に 2 基、Far site に 4 基の同一構造を持つ検出器を配置して $\bar{\nu}_e$ の欠損量を測定する。

1.3.6 原子炉実験における $\bar{\nu}_e$ の検出原理

一般に原子炉ニュートリノ振動実験は液体シンチレータを使ってニュートリノ検出を行う。これは液体シンチレータに含まれる有機溶媒が水素原子を大量に含んでいることから逆 β 崩壊反応を起こすのに都合がいい為である。原子炉から発生した $\bar{\nu}_e$ は target 内の陽子と式 (1.17) で示すような逆 β 崩壊反応を起こす。



この反応のエネルギー閾値は 1.8 MeV である。図 1.22 にこの反応の概略図を示す。このとき生成された e^+ はエネルギーを失った後、すぐさま液体シンチレータ中の電子と対消滅を起こして 0.511 MeV のエネルギーを持つ γ 線を 2 本放出する。この陽電子による信号は prompt 信号と呼ばれている。一方で n は周囲にある陽子と弾性散乱を繰り返すことで熱中性子化し、prompt 信号から約 30 μ s 後に target 領域中の Gd に吸収されて約 8 MeV の γ 線を発生する。これらの発生したエネルギーを、

$$\begin{aligned} 0.7 \text{ MeV} &\leq \text{prompt} \leq 8 \text{ MeV} \\ 6 \text{ MeV} &\leq \text{delay} \leq 12 \text{ MeV} \\ 1 \mu\text{s} &\leq \Delta T \leq 200 \mu\text{s} \end{aligned}$$

の範囲でイベント選別をすることで、ニュートリノが逆 β 崩壊反応を起こした時の検出効率は 79.7 %となる。また発生した中性子は低確率ではあるが Gd ではなく H に吸収されて 2.2 MeV の一本の γ 線を発生させることが知られている。この信号も delayed 信号として扱うことで特定可能なニュートリノ事象数を増やせることが期待されている。

このように prompt 信号と delay 信号の 2 つのイベントからエネルギーと時間差からニュートリノイベントの候補を選ぶ方法を遅延同時計測法という。

ところで陽電子の質量は陽子及び中性子に比べて無視出来るほど小さいため反跳の影響を殆ど受けない。そのためこの反応による終状態の中性子の運動エネルギーは数十 keV 以下と非常に小さくなる。よって陽電子のエネルギーは $\bar{\nu}_e$ のエネルギーから閾値である 1.8 MeV を引いた値となる。すなわち、陽電子のエネルギーを測定すれば $\bar{\nu}_e$ のエネルギー

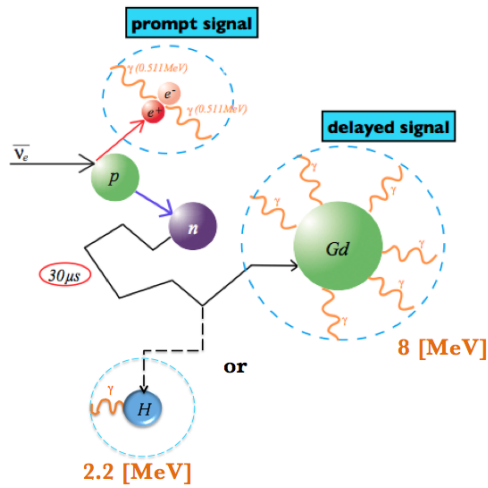


図 1.22: 逆 β 崩壊反応の概念図。この反応で $\bar{\nu}_e$ を e^+ に変換し、 p を n に変換する。

が分かる仕組みである。したがって観測可能な陽電子起源のエネルギー E_{vis} と $\bar{\nu}_e$ のエネルギーとの関係は、

$$E_{vis} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8 + 0.511 \times 2 \simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ MeV}$$

となる。すなわち観測可能な陽電子起源のエネルギー分解能を良くすることは $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分解能を良くすることと関連付けることができる。

検出器で検出される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルと、逆 β 崩壊反応断面積のエネルギー依存性を掛け合わせたものとなる (図 1.23)。

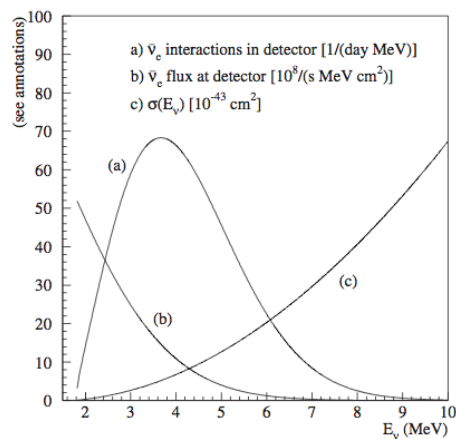


図 1.23: 検出されるニュートリノのエネルギー分布 [30]。(a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル (b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル (c) 逆 β 崩壊反応断面積

1.3.7 原子炉ニュートリノ実験におけるニュートリノ振動の解析方法

ここでは振動による効果を具体的にみるためパラメータ θ_{13} についての測定方法について述べる。原子炉ニュートリノ振動実験において振動の効果測定する方法は以下の2通りある。

- ニュートリノ振動における $\bar{\nu}_e$ の減少の割合を測定する方法 (=rate analysis)。
- (1.5) 式に示す survival probability からエネルギーに依存したスペクトルの変化を解析する手法 (= shape analysis)

実験初期の段階ではニュートリノイベントの統計量が少ない為、欠損量のみ解析を行う。しかしある程度の統計量をためることで、全体の欠損量だけでなく後者の energy spectrum の形を含めた解析を行うことで $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度を上げることが可能である。

一般に粒子が検出器中で失うエネルギー (= E_{dep}) とそれによって発生するシンチレーション光は相関関係にある。そこで図 1.24 に $\sin^2 2\theta_{13}=0.00, 0.10$ の時のニュートリノのエネルギースペクトルと $\sin^2 2\theta_{13}=0.00$ の時のエネルギースペクトルと p.e. $\propto E_{dep}$ としてエネルギーを再構成したときのスペクトルを示す。

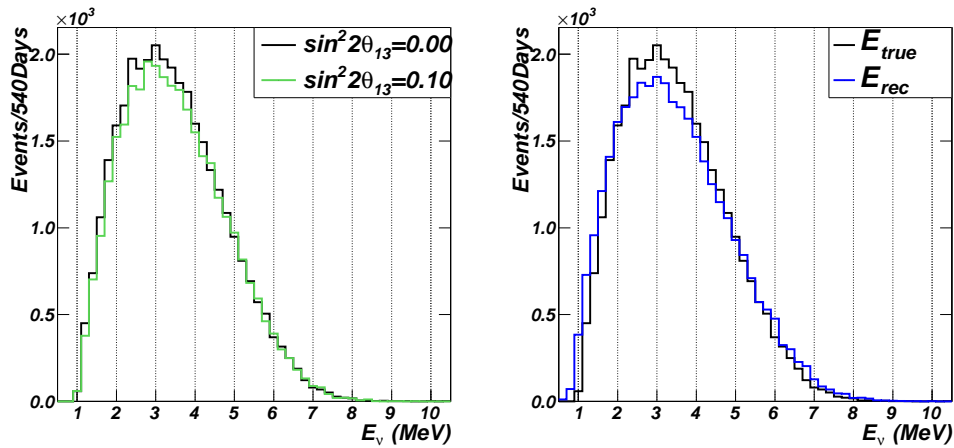


図 1.24: 混合角を変えた時のニュートリノスペクトルと検出光電子数から再構成したスペクトルとの関係。

(左) $\sin^2 2\theta_{13}=0.00$ (黒), 0.10 (緑) のニュートリノスペクトル。

(右) $\sin^2 2\theta_{13}=0.00$ におけるニュートリノスペクトル (黒) と p.e. $\propto E_{dep}$ として検出光電子数からエネルギーを再構成したときのスペクトル (青)。

このようにエネルギー再構成を行った場合においてその精度が悪いと shape analysis を使って $\sin^2 2\theta_{13}$ を導出する場合、振動による効果が見えなくなってしまう。よって $\sin^2 2\theta_{13}$ の精密測定においては非常によく精度でエネルギーを再構成することが要求とされる。エネルギー再構成の精度を悪くする一つの要因として、検出器内における逆 β 崩壊反応の反応位置によって検出光電子数に差が出ることで再構成したエネルギーに偏りが出ることが考えられる。

本研究ではこの逆 β 崩壊反応による検出光電子数の位置依存性を考慮に入れた解析を行うことで再構成したエネルギーの偏りを少なくし、(rate + shape) analysis による解析を行うことで θ_{13} の感度の向上を目指す。

第2章 Double Chooz実験

2.1 概要

Double Chooz 実験はフランスの北東部 Chamapgne-Ardenne に位置する Chooz 村にある二基の原子炉を用いて混合角 θ_{13} を精密測定する原子炉ニュートリノ実験である (図 2.1)。Double Chooz 実験では同一構造を持つ 2 基の測定器をそれぞれ別の箇所に配置し



図 2.1: Double Chooz 実験サイトの外観。写真中央に 2 基の原子炉が設置されている。

てニュートリノの測定を行う。検出器はそれぞれ原子炉から距離 250 m、深さ約 40 mwe の位置に配置した方を Near detector (Double Chooz-near)、距離 1,050 m、深さ 300 mwe の位置に配置した方を Far detector(Double Chooz-far) と呼ぶ。

図 2.2 は先に示した (1.5) 式に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} (eV^2)$ 、 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.52$ 、を代入したときの $\bar{\nu}_e$ の飛行距離と原子炉からの距離との関係である。Far detector の位置は混合角 θ_{13} が大きく影響することが確認出来る。

Double Chooz 実験は 2010 年 10 月より Far detector の液入れを開始し、2010 年 12 月より稼働を開始した。さらに Far detector 稼働後、約 1.5 年後に Near detector が完成する予定である。図 2.3 に Far detector 稼働後の $\sin^2 2\theta_{13}$ における上限値の推移を示した。実験開始時には Far detector のみを使ってデータ測定及び解析を行い、その後完成予定の Near detector を使用し、それぞれの検出器の観測量を比較することで原子炉の運転状況に由来するニュートリノフラックスの系統誤差 ($\sim 2.5\%$) や検出器から生じる系統誤差を

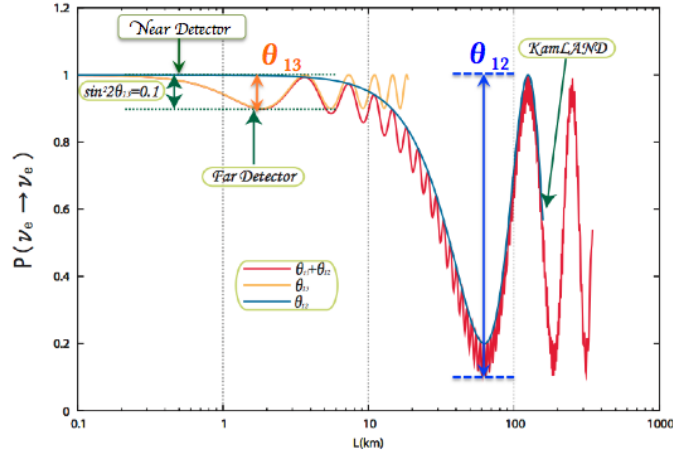


図 2.2: 原子炉からの距離と $\bar{\nu}_e$ の飛行距離との関係。この図では $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3}$ (eV^2) としている。黄色い線は θ_{13} のみ、青線は θ_{12} のみを考慮した図。(赤線はそれらの混合)

相殺し、ニュートリノの欠損量の精密な測定 ($\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.03$) を実現する。

本研究では実験初期 (～18ヶ月) の段階における Far detector のみのニュートリノイベントの検出精度の向上を目指し、モンテカルロ・シミュレーションを用いた解析を行った。このとき期待されるニュートリノ事象数は ν -target 領域 (2.4 節) で一日あたり 54 イベント程度である [31]。

Double Chooz 実験で期待される測定結果と加速器実験との結果を含めた $\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の時間推移を図 2.4 に示す。また表 2.1 には Double Chooz 実験、RENO 実験、Daya Bay 実験についてまとめた。

実験名	原子炉の総出力 (GW)	原子炉からの距離 (Near/far (m))	深さ (Near/far (mwe))	ν -target の重さ (t)	上限値
Double Chooz	8.7	410/1050	115/300	10/10	0.03
RENO	17.3	290/1380	120/450	16/16	0.02
Daya Bay	11.6	360(500)/1985(1613)	260/910	40 × 2/80	0.01

表 2.1: 原子炉実験における各種パラメーターと最終的に期待される $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値との関係。(2011 年現在、このうち Double Chooz 実験における Far detector のみが稼働)

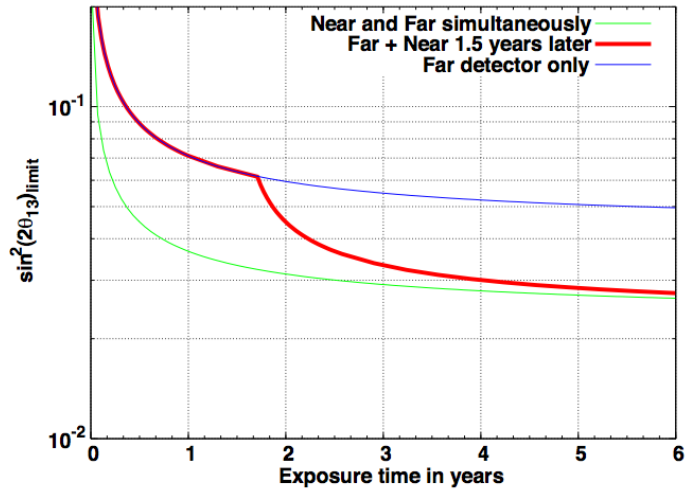


図 2.3: Detector が設置されてからの $\sin^2 2\theta_{13}$ における上限値の推移。横軸が時間 (/year)、縦軸が $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値を示す。Near detector が設置されることにより、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度が飛躍的に向上することが確認できる。

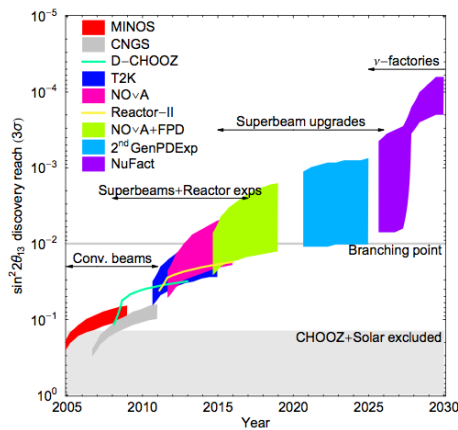


図 2.4: $\sin^2 2\theta_{13}$ の予想される上限値の時間推移 [27]。

2.2 Chooz centrale nucléaire (Chooz 原子力発電所)

Double Chooz 実験で使用される原子炉は N4 タイプ型 (4 steam generator) の 2 基の加圧水型原子炉である [31]。主燃料は酸化ウランウム (UO_x) を使用しており、2 基の原子炉は同じ構造・大きさを持っている。大きさはそれぞれ高さ 4.27 m、直径 3.47 m の円柱形をしており、出力は約 4.25 GW である。Chooz 原子炉に含まれる $^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu$ の燃料比と一回の崩壊で発生する ν の数を表 2.2 にまとめた。

核種	割合 (%)	ν 数/崩壊
^{235}U	55.6	1.92 ± 0.036
^{238}U	9.1	2.38 ± 0.048
^{239}Pu	32.6	1.45 ± 0.03
^{241}Pu	4.9	1.83 ± 0.035

表 2.2: Dable Chooz 原子炉の核燃料構成比と ν 発生数

1 個の核燃料原子核が安定になるまで平均して 6 回程度の β 崩壊をするため、1 回の核分裂で平均 6 個の $\bar{\nu}_e$ が発生する (図 2.5)。1 回の核分裂につき、約 200 MeV のエネルギー

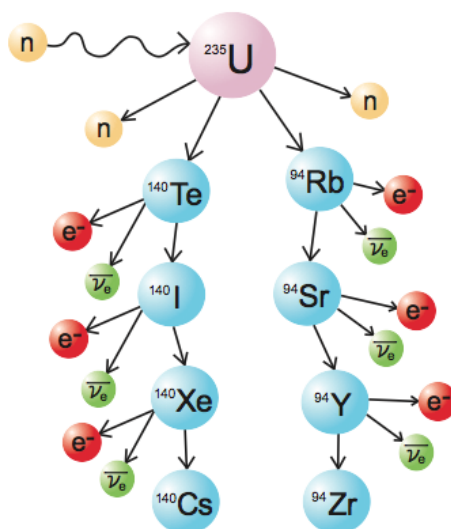


図 2.4: ^{235}U の崩壊過程

図 2.5: 核分裂反応 (^{235}U) の模型図

が発生するため、熱出力 3 GW の一般的な原子炉では、毎秒およそ 6.0×10^{20} 個の反電子ニュートリノが生成されることになる。ニュートリノのエネルギースペクトルは核分裂生成物の γ 線の測定データなどをもとに計算される。

2.3 Double Chooz 検出器

Double Chooz 検出器で用いる 2 基の検出器は全く同じ構造を持つ液体シンチレータを基本としたものである (図 2.6)。ここでは simulation で使用する Double Chooz 実験における検出器の構造について解説する。

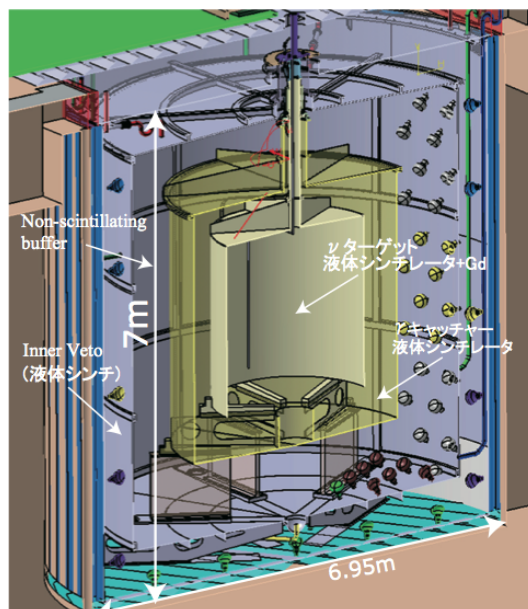


図 2.6: Double Chooz 実験検出器概略図

2.3.1 ν -target と γ -catcher

検出器の中心に Gd 入りの ν -target、そして ν -target と中心軸を共有した外側に γ -catcher が配置されている。液体シンチレータの内容は PPO(発光剤)、bis-MSB(発光剤/波長変換材)、Dodecane(溶媒)、PXE(溶媒)、Ondina909(溶媒) である。ここで波長変換材は主に紫外光を約 400 nm 付近の可視光に変換する役割を担う (これらの配合比に関しては表 2.3 にまとめた)。よって Double Chooz 実験の液体シンチレータは共に約 400 nm のシンチレーション光を放出するため、両者は紫外光と 400 nm 付近の光量が透過できる特殊なアクリルで作られている。また約 10 年の間密閉性を保つことが可能であり、少なくとも 5 年の間は液体シンチレータの劣化はないものとされ、安定した状態を保っていただける。

ν -target 容器のアクリルは高さ 2,458 mm, 直径 2,300 mm, 厚さ 8 mm の円柱形をしており、体積は 10.3 m³ である。 ν -target は主に逆 β 崩壊反応によって発生した陽電子が対消滅を起こしたものと中性子が Gd もしくは陽子に捕獲されて発生した γ 線をシンチレーション光に変換する。

γ -catcher は高さ 3,598 mm, 直径 3,300 mm, 厚さ 12 mm の円柱形をしたアクリル容器で出来ており、体積は 22.6 m³ である。これは target より内側における中性子捕獲により発生した γ 線が target 内で energy を落としきらず外に漏れ出た場合、残ったエネルギー

を光に変換する役割を担う。さらに 1.3.6 節で示した中性子 - 水素捕獲によって 2.2 MeV 相当の γ 線を発生させ、それをシンチレーション光に変換する (proton 捕獲)。

領域	(溶媒・配合比)/体積	発光剤 (g/cm ³)	体積 (m ³)
ν -target	PXE (20 %)+DD (80 %)+Gd (1.0×10^{-3} g/cm ³)	bisMSB (2.0×10^{-6})+PPO (7.0×10^{-3})	10.3
γ - catcher	PXE (4 %)+DD (30 %)+Ondina909 (66 %)	bisMSB (2.0×10^{-6})+PPO (2.0×10^{-3})	22.6

表 2.3: Double Chooz 実験における液体シンチレータの構成。DD はドデカン (DoDecane)、% は各検出器における体積比を示す。また、 ν -target には 0.1 % の Gd が混入されている。

Double Chooz 実験における実験初期の段階では proton 捕獲イベントを利用すれば統計誤差を減らすことができ、系統誤差を 2.5 % 程度に見積もった場合、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値を 95 % C.L. で 0.089 まで求めることが確認されている [32]。本研究ではこの proton 捕獲イベントを考慮に入れたエネルギー再構成を念頭に置き、さらに発生位置の分解能を視野に含んだ $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度を見積もる (第 3 章)。

2.3.2 Nonscintillating buffer

γ -catcher より外側 1,030 mm の領域に ν -target+ γ -catcher を囲む様に配置され、高さ 5,516 mm , 直径 56,094 mm, 厚さ 3 mm のステンレスタンクから成り、体積は 114.2 m³ である。内部は Mineral Oil で満たされており、その主な役割はステンレスタンクの内側に設置されている 390 本の PMT のガラスに含まれる放射性同位体からの γ 線による background の寄与を抑えることである。Double Chooz 実験では 2009 年 11 月に設置が完了した。

2.3.3 Inner Veto

Inner Veto 層は 500 mm の厚さを持つ液体シンチレータで満たされた層である。層の内側には 78 本の 8 inch PMT が配置されており、検出器の回りの岩盤から発生する高速中性子起源のバックグラウンド及び、宇宙線起源のバックグラウンドをタグすることができる。

表 2.4 にこれらの検出器の構造に関するパラメータをまとめた。

検出器	直径 (mm)	高さ (mm)	厚さ (mm)	構成物	体積 (m ³)
ν -target	2,300	2,458	8	表 2.2 参照	10.3
γ - catcher	3,300	3,598	12	表 2.2 参照	22.6
Nonscintillating buffer	5,516	5694	3	Mineral Oil	114.2
Innner Veto	6,590	6,640 \pm 100	10	Scintillator	90

表 2.4: Double Chooz 検出器の構造に関するパラメータ

buffer 領域・Inner Veto にある PMT のうち、以降の議論ではイベントを測定する上で特に重要な役割を担う buffer 領域側に配置されている 390 本の PMT を中心に解説していく。

2.3.4 光電子増倍管 (PMT)

Double Chooz 実験で使われる buffer タンクの内側に設置されている PMT は浜松ホトニクス株式会社製の 10 inch PMT(R7081MODASSY) である。10 inch PMT のパラメータを表 2.5 にまとめた。光電子増倍管は光電効果を利用してシンチレータ中で発生した光電子を電気信号として変換する装置である。この光電子増倍管は光電面と電子増幅部の 2 部分から構成される。光電面は薄いアルカリ金属からなっており、入射した光子は量子効率 (Quantum Efficiency = QE) に従った光電効果を起こし電子に変換され、変換された電子は光電面と電極 (ダイノード) 間にかけてられた高電圧によって加速された後、収集効率 (Collection Efficiency=CE) に従って第一ダイノードに達する。そして第一ダイノードに達した電子がダイノードから複数の電子をたたき出すことで電子の数は増幅される。更に R7081 のダイノードは全部で 10 段あり、これらの過程を各段において繰り返すことにより最終的に 1 つの光電子を $10^5 \sim 10^7$ 倍に増幅する。よって出力パルスの電圧は入射した光子数に比例した高さを持つことになる。図 2.7 に 1 本の PMT の光電面を正面から見る方向で QE \times CE の分布を示す [34]。本研究ではこのダイノードの向きも考慮に入れたシミュレーションを行っている。

光電面 (cm ²)	470~530
応答波長領域 (nm)	300~650
最適波長 (nm)	420
光電物質	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
段数	10
重さ (kg)	1.4

表 2.5: Double Chooz 実験における buffer 領域で使用される PMT に関するパラメータ [33]

図 2.8 で示したように Double Chooz 実験では PMT の配置は上面・下面が密になるよう配置され、地磁気の影響を受けないようその周りを μ -metal で cover している。また下面の PMT は検出器の中心よりやや上向き、上面の PMT はやや下を向く様に配置している。このため ν -target で発生したシンチレーション光は一様に観測できるようになっている (第三章参照)。

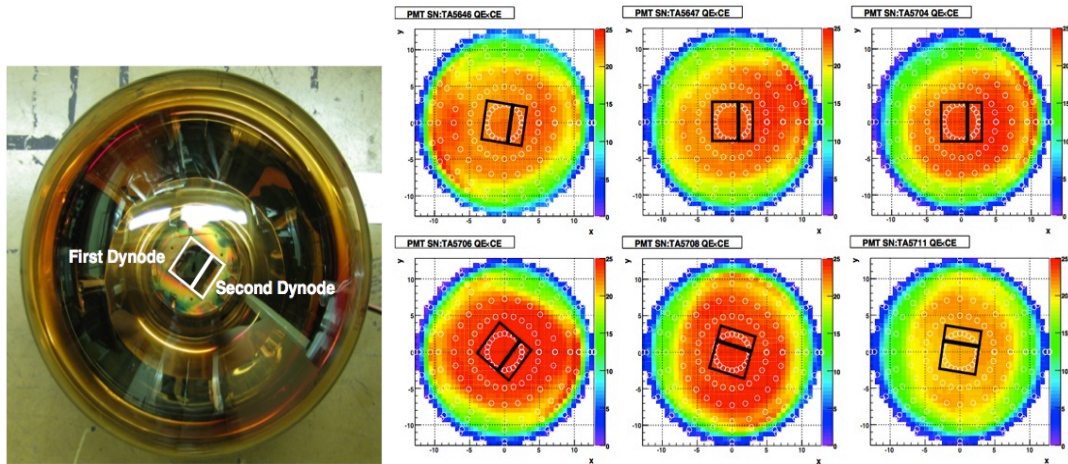


図 2.7: Double Chooz 実験で使用する PMT の写真 (左) 及び QE × CE の分布図 (右)[34]。左の写真で四角で表した領域は第一・第二ダイノードの向きを示し、QE × CE の分布を最大 25% で統一してある。この分布はダイノードの向きに依存していることがわかる。

2.4 Background

1.3.6 節で述べた様に、Double Chooz 実験を始めとする原子炉ニュートリノ実験は遅延同時計測法を使ってニュートリノ事象を測定する実験である。この測定方法にはイベント選別を満たす Background が生じることが広く知られている。Background はその発生過程において偶発的に発生する Accidental Background と相関的に発生する Correlated Background の 2 種類に分けられる。以下にこの 2 種類の Background について述べる。

2.4.1 Accidental Background

Accidental Background とはそれぞれ独立の過程で発生した擬似 Prompt 信号と擬似 Delayed 信号が遅延同時計測法における設定した時間幅に偶発的に入ることによって擬似ニュートリノ事象として検出される Background である。擬似 Prompt 信号は PMT のガラス容器などの検出器内部から発生した γ 線、 β 線によって発生し、擬似 Delayed 信号は主に宇宙線ミュオンが検出器内部やその周辺の土壌内の原子核と核反応を起こして発生した高速中性子が熱化して Gd に捕獲されることによって生じる。

この Background は Far detector が置かれる場所においては前身の CHOOZ 実験で 45 ± 2 事象/h と測定されている [20]。この結果から両者の検出器の大きさの比をとることで Double Chooz 実験ではこの Background は 83 事象/h 程度と見積もられている。

2.4.2 Correlated Background

Correlated Background とは同一の事象によって擬似 Prompt 信号と擬似 Delayed 信号が発生し、相関的に擬似ニュートリノ事象として検出される Background である。この Background は主に宇宙線ミュオンが原因で起こり、以下に示した 2 つの現象を起こす。

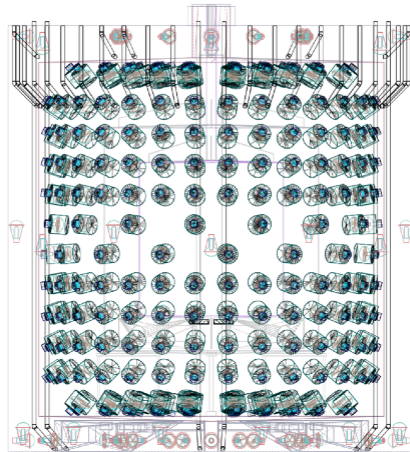


図 2.8: Double Chooz 実験における PMT の配置図。 緑色で表した部分が PMT を示す。

高速中性子に由来する Background

宇宙線起源の μ 粒子が検出器側面の岩盤の中の原子核と反応を起こして生成される高速中性子が検出器中心部の Gd を含む液体シンチレーター内に入し、液体シンチレーター中の陽子と衝突することによってこの陽子が擬似 Prompt 信号を発生させ、更にエネルギーを失った熱中性子が Gd に捕獲されることによって擬似 Delayed 信号を発生させる。この 2 つの信号が設定した時間幅で起こることにより Correlated Background となる。

核破碎反応によって引き起こされる Background

宇宙線ミュオンは検出器内で図 2.9 に示す様に液体シンチレーター中で核破碎反応を起こすことが知られている。

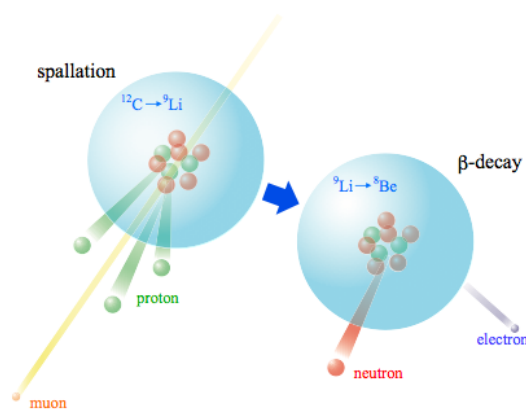
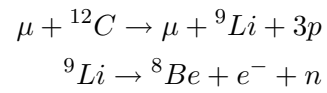


図 2.9: 核破碎反応の模式図 [35]

この反応



によって生成された不安定な原子核は崩壊し、 β 線や γ 線と共に中性子を放出する。このうち β 線や γ 線は疑似 Prompt 信号として検出され、中性子は熱中性子化した後に Gd に捕獲され疑似 Delayed 信号として検出され Correlated Background となる。

本研究ではこれらの Background に関しては観測される事象数も少ないことから考慮に入れていない。

第3章 シミュレーションを用いた エネルギー測定精度の評価

本章では GEANT4[36] を利用したモンテカルロ・シミュレーションの結果を用いて、粒子の反応位置を考慮に入れたエネルギー再構成方法の開発について述べる。

3.1 モンテカルロ・シミュレーション

3.1.1 概要

検出器のシミュレーションは dcglg4sim というプログラムによって行われる。この dcglg4sim は CERN で開発された GEANT4 をベースに、Double Chooz 検出器の構造を組み込んだものであり、発生させた粒子が液体シンチレータ中の粒子と相互作用を起こしエネルギーを落とし切って発生するシンチレーション光までを追う。

このプログラムで陽電子を発生させた場合、粒子は以下に示した過程をたどって計算される。

1. 発生した陽電子は運動エネルギーを落としきったあと、検出器内に存在する陽電子と対消滅を起こし、1 本当たり 0.511 MeV、計 2 本の γ 線を発生させる。
2. この γ 線がシンチレータ内で発生すると、 γ 線はシンチレータ中の電子とコンプトン散乱や光電効果を繰り返し起こし、シンチレータ中の電子を励起させる。
3. この励起した電子が元の軌道に戻る時、そのエネルギーの差分のシンチレーション光が発生する。
4. 発生したシンチレーション光が PMT に到達すると QE \times CE の確率に従って光電子へと変換され、ダイノードによって増幅された電気信号を検出する。

3.1.2 モンテカルロ・サンプル

1.3.6 節で述べたが $\bar{\nu}_e$ のエネルギーは陽電子のエネルギーから計算される。そこで本開発に使うサンプルとして 1~11 MeV/c の運動量を持った陽電子を発生させた。エネルギーは検出光電子数から計算するため、運動量をエネルギーに変換する必要がある。例として運動量が 2 MeV/c の陽電子を発生させた時の検出エネルギー E_{all}^{true} を求める。

陽電子の全エネルギー E_{all} は

$$E_{all} = \sqrt{pc^2 + (mc^2)^2} \approx \sqrt{(2 \cdot 1)^2 + (0.511 \cdot 1^2)^2} \approx 2.06$$

となるので、運動エネルギー E_{kin} は質量エネルギーを E_{mass} としたとき、

$$E_{kin} = E_{all} - E_{mass} = 2.06 - 0.511 \approx 1.55 \text{ (MeV)}$$

となり、発生した2本の γ 線がシンチレータ中でエネルギーを落とした場合、検出エネルギー E_{dep}^{all} は

$$E_{dep}^{all} = 1.55 + 0.511 \times 2 = 2.57 \text{ (MeV)}$$

となる。表 3.1 に発生させた運動量に対する検出されるべきエネルギーと発生事象数についてまとめる。また運動量が 2 MeV/c の陽電子を ν -target と γ -catcher の中で一様に発生させた場合の検出光電子数を図 3.1 に示す。

運動量 (MeV/c)	検出エネルギー (MeV)	発生事象数
1	1.63	1.0×10^6
2	2.57	1.0×10^6
3	3.55	1.0×10^6
4	4.54	1.0×10^6
5	5.54	1.0×10^6
6	6.53	1.0×10^6
7	7.53	1.0×10^6
8	8.52	1.0×10^6
9	9.53	1.0×10^6
10	10.52	1.0×10^6
11	11.52	1.0×10^6

表 3.1: 発生させた陽電子の運動量に対すると検出されるべきエネルギーと事象数との関係

3.2 検出光電子数の反応位置による依存性

3.2.1 反応位置による検出光電子数の違い

図 3.1 から検出される光電子数はきれいな正規分布に従わず、中心値からエネルギーの低い側へ 3σ 以上離れたところに連続的な分布を持つ。これは光電子はシンチレータで発生した光量に依存するので、電子-陽電子の対消滅によって発生した γ 線がシンチレータ中でエネルギーを落とし切らなかった場合、その差分の光量が得られなかった時に示すイベントだと考えられる。そこで運動量が 2 MeV/c と 8 MeV/c の陽電子を検出器内一様に発生させて、発生点と検出光電子数との関係を調べた。図 3.2 は ν -target 領域、 ν -target と γ -catcher の境界付近の領域、 γ -catcher 領域、 γ -catcher と buffer 領域で発生したときの光電子数の分布を示している。

図 3.1 は図 3.2・(左) の分布の重ね合わせを示している。よって図 3.1 のエネルギーの Peak の中心から低い側への連続的なイベントは粒子の発生位置による依存性 (=position

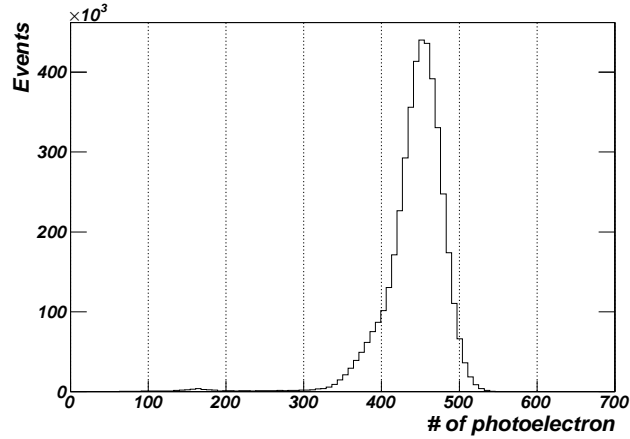


図 3.1: 2 MeV/c の陽電子を ν -target と γ -catcher 内一様に発生させた時に検出される総光電子数

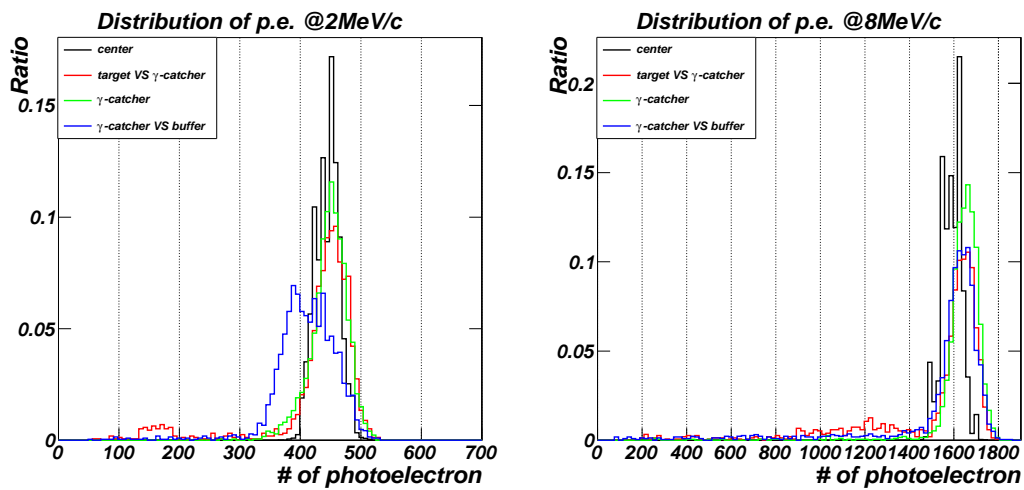


図 3.2: 陽電子の発生点による検出光電子数の違い。黒で表した線は ν -target 中心付近、赤線は ν -target と γ -catcher の境界付近、緑線は γ -catcher 領域、青線は γ -catcher と buffer との境界付近でそれぞれ発生させた場合の総光電子数の分布を示す。左図は陽電子の運動量が 2 MeV/c、右図は運動量が 8 MeV/c の時の分布を示す。

dependence) に関係していることが考えられる。そこでこの反応位置による依存性をより細かな領域で見してみた。例として運動量が 2 MeV/c の陽電子の発生点 (r, z) と検出光電子数の関係を、検出器の中心を原点にとったときの r - z 平面で示す。(図 3.3 は検出光電子数の平均の値を色付きで示した。)

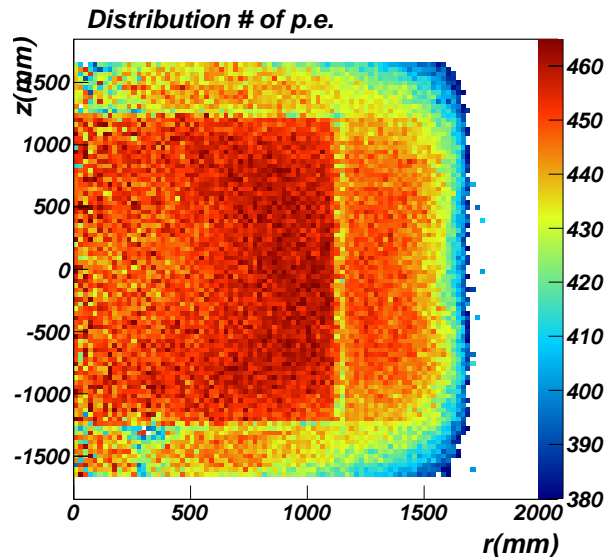


図 3.3: 陽電子の発生点と検出光電子の 2 乗平均の分布。検出光電子数の大きさを色付きで表した。

γ -catcher と buffer との境界付近は電子-陽電子対消滅の時に back to back で発生した 2 本の γ 線のうち 1 本がシンチレータの外側に逃げてしまう確率が高い。図 3.3 における $r \geq 1600$ が示す 400 p.e. 付近の分布はその効果によるものだと考えられる。1 本の γ 線がシンチレータの外側に逃げてしまった場合、式 3.1 から理論的にはシンチレータ中で 2.06 MeV に相当するエネルギーが落ちていることが考えられる。図 3.2 の青線で示した分布は peak 値が 2 つある。この 2 つの peak 値は低い方が 380 p.e., 高い方が 450 p.e. 付近にある。検出光電子はシンチレータ中で失ったエネルギーに比例するので、420 p.e. が 2.57 MeV の失ったエネルギーに相当すると仮定した場合、 $1\gamma + E_{kin}$ に相当する光電子は

$$P.E_{1\gamma+E_{kin}} = 450 \times 2.06 / 2.57 \approx 360.7$$

付近に期待できる。これは図 3.2 とほぼ一致する。よって図 3.2 の青線で示した分布が広がりを持っているのは 1 本の γ 線がシンチレータの外側に逃げてしまったことにより、検出光電子数が減ったものであるといえる。

そこで 3.4 章では図 3.3 より、まずそのような影響が見られない ν -target 領域における検出光電子数から陽電子のエネルギーを再構成したときの精度を調べる。この時のエネルギースケール、及びエネルギー分解能が本研究の位置依存性を考慮したエネルギー再構成の手法に対してもっとも精度の良い結果として得られることが期待出来る。この結果を参考にして γ 線がシンチレータの外側に逃げる効果が起こりうる γ -catcher 領域への拡張を見込む。

3.3 反応位置の再構成

粒子の反応位置を再構成する際において、本研究では RecoBAMA という再構成ツールを使用した。この RecoBAMA は

- 粒子の反応位置で発生したシンチレーション光が各 PMT に到達した時間差
- 各 PMT ごとにおける検出光電子数

による情報から最尤法を使って反応位置を再構成する。

粒子の反応エネルギー (E) と検出器中における座標 (x, y, z) 、PMT への到達時間 (t) のパラメータを $\vec{\alpha} = (x, y, z, t, E)$ とおくと、粒子の反応位置と i 番目の PMT の検出光電子数 (q_i) 及び時間情報 (t_i) の尤度関数は

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{NPMTs} \mathcal{L}(q_i; \vec{\alpha}) \mathcal{L}(t_i; \vec{\alpha}) \quad (3.1)$$

と書ける。すなわち、この (3.1) 式を最大にする $\vec{\alpha}$ が再構成した座標となる。シンチレーション光は粒子の反応点から全方向にエネルギーに比例して発生するので、 i 番目の PMT における検出光電子数の平均値 μ_i は反応位置との距離 r_i 、量子効率 ϵ_i 、立体角 Ω_i 、減衰長 λ を用いて

$$\mu_i = \epsilon_i \Omega_i \exp\left(-\frac{r_i}{\lambda}\right)$$

と書ける。PMT の半径 R が反応位置との距離 r_i に比べ無視出来るほど小さい時、各 PMT における立体角効率を $f(\cos \eta_i)$ とおくと (η :シンチレーション光の入射角度)、立体角 Ω_i は近似的に

$$\Omega_i = \frac{\pi R^2}{r_i^2} f(\cos \eta_i)$$

と表せる。 λ , Ω_i , ϵ_i はモンテカルロ・シミュレーションの結果から求める。(3.1) 式のうち、検出光電子数を示す尤度関数 $\mathcal{L}(q_i; \vec{\alpha})$ は μ から予測される光電子数 q を確率的に測定することで得られる。粒子の反応位置 $\vec{\alpha}$ に依存する確率分布を $P(q; n)$ とおくと、

$$\begin{aligned} P(n; \mu) &= \frac{1}{n!} e^{-\mu} \mu^n \\ \mathcal{P}(q; \mu) &= \sum_{n=0}^{\infty} P(q; n) P(n; \mu) \end{aligned} \quad (3.2)$$

と書き換えられる。 $P(q; n)$ は検出光電子数に依存する関数なので測定から求めることが可能である。よって尤度関数 $\mathcal{L}(q_i; \vec{\alpha})$ は

$$\mathcal{L}(q_i; \vec{\alpha}) = \frac{\mu_i}{q_i!} \quad (3.3)$$

となる。次に $P(n; \mu)$ について考える。光速を c_n とおくとこの時の尤度関数は基準となる時間 (t_0)、 i 番目の PMT の時間 (t_i)、反応位置と i 番目の PMT との距離 r_i との関係

$$t_{corr,(i)} = t_i - t_0 - \frac{r_i}{c_n}$$

を使って求めることができる。すなわち尤度関数 $\mathcal{L}(t_i; \vec{\alpha})$ は

$$\mathcal{L}(t_i; \vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^{N_{hit}} t_{corr,(i)}^2 = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left(t_i - t - \frac{r_i}{c_n} \right)^2 \quad (3.4)$$

となり、以上の定義による尤度関数を使って粒子の反応位置を再構成する。

図 3.4 に運動量が 2 MeV/c の陽電子を検出器内一様に発生させそれを再構成したときの分布を示す。粒子の反応位置と再構成した座標との関係について ν -target と γ -catcher 領域に分けて調べたところ、

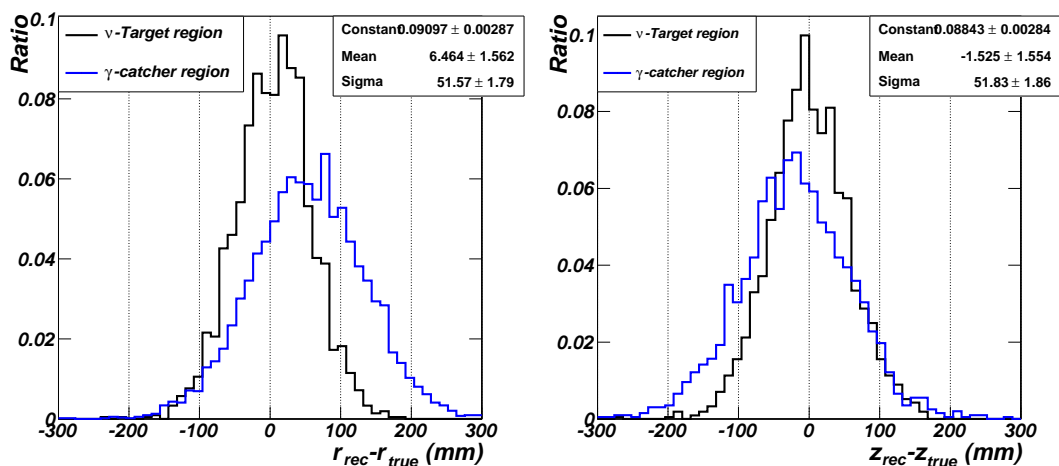


図 3.4: RecoBAMA による位置再構成能力。 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 方向 (左図) と z 方向 (右図) で示した。

図 3.4 から RecoBAMA は ν -target 領域内では位置分解能がおおよそ $\sqrt{4.7^2 + 5.3^2} \sim 7.1$ cm であるのに対し、 γ -catcher 領域内では分解能悪くなることが判った。また再構成する座標を外側へ引っ張る特性があることがわかる。

3.4 発生エネルギーの再構成

本研究では 3.2 節に示したような位置に依存した検出光電子数の違いを陽電子のエネルギーを正しく再構成する為に以下の手法を用いて補正をした。

1. 図 3.3 の $r - z$ 平面で表した検出器を細かい領域 (=bin) に分割する。(図 3.5)
2. 各 bin 毎に $E_{dep}/\text{photoelectron}$ の分布を得る。
3. $E_{dep}/\text{photoelectron}$ の分布の平均値 (=Factor) を求める。
4. 検出光電子数に RecoBAMA で再構成した位置に対応する bin の Factor をかける。

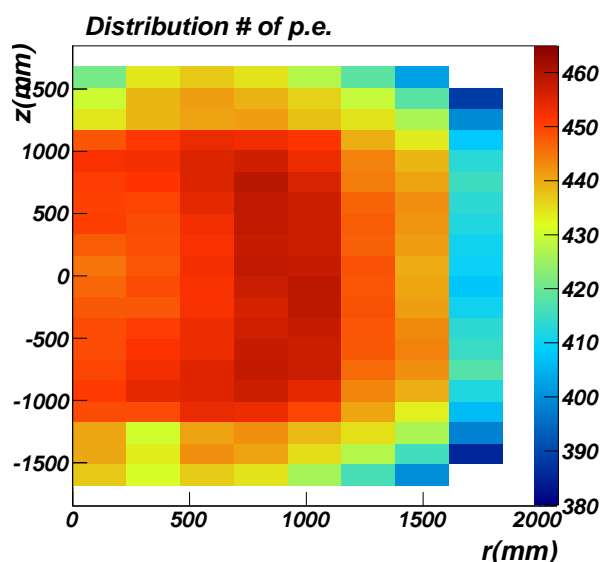


図 3.5: detector の bin 分け。各 bin 毎に $E_{dep}/\text{photoelectron}$ で定義した Factor を求め、粒子の発生位置がその bin に対応した座標の Factor に検出光電子をかけることで位置に依存した再構成を行う。

3.3 節より、Double Chooz 実験における位置再構成のツールの位置分解能は約 20 cm 程度であることから、領域の分割は各 bin につき幅 20 cm 四方の領域をとることにした。これによって 1bin につき、1,600 イベント以上の統計を稼ぐことが可能になった。このように分割したそれぞれの領域でエネルギーを再構成をすることで、粒子の発生位置による検出光電子数の位置依存を補正する。

3.4.1 target 領域におけるエネルギー再構成

3.2.1 節で ν -target 領域で発生した陽電子はシンチレータ中でエネルギーをほぼ落とすことが判った。そこでまずこの領域で失ったエネルギーはそのままシンチレーション光に寄与するものと仮定し、各領域において検出光電子数の分布からエネルギーを再構成

した。これとは別に ν -target 領域全体を 1bin とみなし 3.4 章と同様の再構成方法を用いてエネルギーを再構成し、位置依存性を考慮に入れなかった場合のエネルギーを得た。

再構成の際に導出した $Factor$ を横軸にシンチレータで失ったエネルギーをとったグラフ・図 3.6 に示す。これより $Factor$ はエネルギーに依存することが判った。

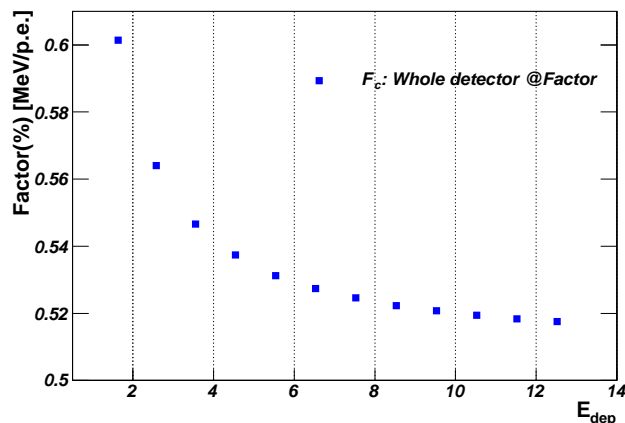


図 3.6: ν -target 内で失ったエネルギーと $Factor$ との関係。横軸は失ったエネルギー (MeV)、縦軸 $Factor$ はエネルギースケールの逆数を示す。

図 3.6 におけるシンチレータで失ったエネルギーと $Factor$ の関係から間を直線内挿することで、連続的な分布を持った光電子に対する $Factor$ の energy dependence を求めた。次に図 3.7 に ν -target 領域における $Factor$ の位置依存性を示す。

これにより、 $Factor$ はエネルギーと位置に依存することが確認できた。

本研究ではエネルギー依存は直線内挿することで補正し、位置に依存した効果を評価する。

3.4.2 target 領域におけるエネルギー再構成の精度評価

位置依存性を考慮に入れた再構成方法で得たエネルギーと考慮に入れなかった時のエネルギーを E_{dep} , 陽電子本来のエネルギー ($=E_{true}$) を使って比較することで、再構成したエネルギーの精度を判定する。実際の比較は $Difference=(E_{rec} - E_{dep})/E_{dep}$ の分布からシンチレータで失ったエネルギーに対する精度、また E_{dep} の代わりに陽電子の発生エネルギー E_{true} を代入した分布から陽電子本来のエネルギーに対する精度を判定した。実際の実験に必要なニュートリノスペクトルはシンチレータで失った陽電子のエネルギーによるものではなく、発生した陽電子の全エネルギーである。よってこの発生エネルギーと再構成したエネルギーに大きな差があつては精度の良いニュートリノスペクトルを得ることが出来ないといえる。

運動エネルギーが 2.57 MeV の時の position dependence の効果を考慮に入れた時と入っていない時の $Difference$ の分布を図 3.8 に示す。

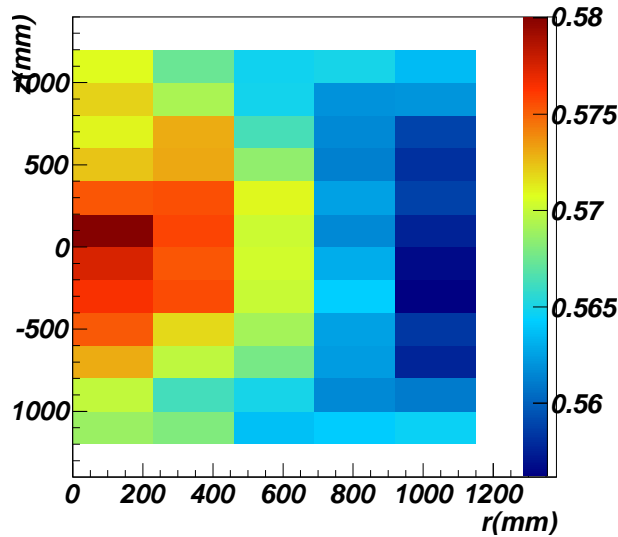


図 3.7: 運動量が 2 MeV/c のときにおける、 ν -target の中心を原点に取って横軸に r mm、縦軸に z mm をとったときの ν -target 内における $Factor$ の分布 %。Factor の分布は中心の値から $\pm 1.75\%$ の範囲内に収まる。

Difference の定義より、シンチレータで失ったエネルギーを 100 % の効率で再構成できると仮定すると、分布は中心を 0 とした δ 関数になるはずである。しかし、検出光電子は発生させた陽電子のエネルギー分解能に対応した分散を持つので、発生した陽電子がシンチレータ中でエネルギーを全て失った場合、検出光電子数から再構成したエネルギーは正規分布に近い分布となる。よって位置再構成による影響を受けなければ分散はエネルギーにのみ依存する値となるはずである。さらに、bin 切りをしたことにより bin の境界付近で図 3.2 で示したような発生位置による特定の効果が及ぼした場合、再構成したエネルギーに偏り (=bias) が生じることが考えられる。この効果はエネルギーに依存するので、bias はシンチレータ中で失ったエネルギーに対する検出光電子数 (=energy scale) に影響を及ぼす。以上の考察から Difference の分布において Mean 値の中心 (=0) からのズレ (=bias)、分散 (=energy resolution)、さらに Mean 値から 4σ 離れているイベントを miss reconstruction events と定義し、その割合 (=tail ratio) を求めた。miss reconstruction 割合は図 3.10 にまとめた。図 3.8 における下 2 つの図を比較すると、失ったエネルギーに対し両者とも Mean 値が中心 (=0) に戻ってなく、位置依存性を考慮に入れないでエネルギーを再構成した場合は全体としてマイナス側へ約 1 % ほどシフト、考慮に入れて再構成した場合はプラス側へ約 0.2 % シフトしている。これは position dependence を考慮に入っていない側は位置による依存性の効果を受け、考慮に入れている側は bin 分けによる影響を受けているためである。図 3.9 に陽電子の本来の発生位置を使った時の Difference の分布を示した。

図 3.8 と図 3.9 を比較することで ν -target 内では RecoBAMA によって約 0.04 % のエネルギースケールの誤差を生じ、また 20 cm 四方の bin 切りによって生じる bias は 0.14 % 生じることが分かった。

次に bias, energy resolution, miss reconstruction のエネルギー依存性をみた。図 3.10 は

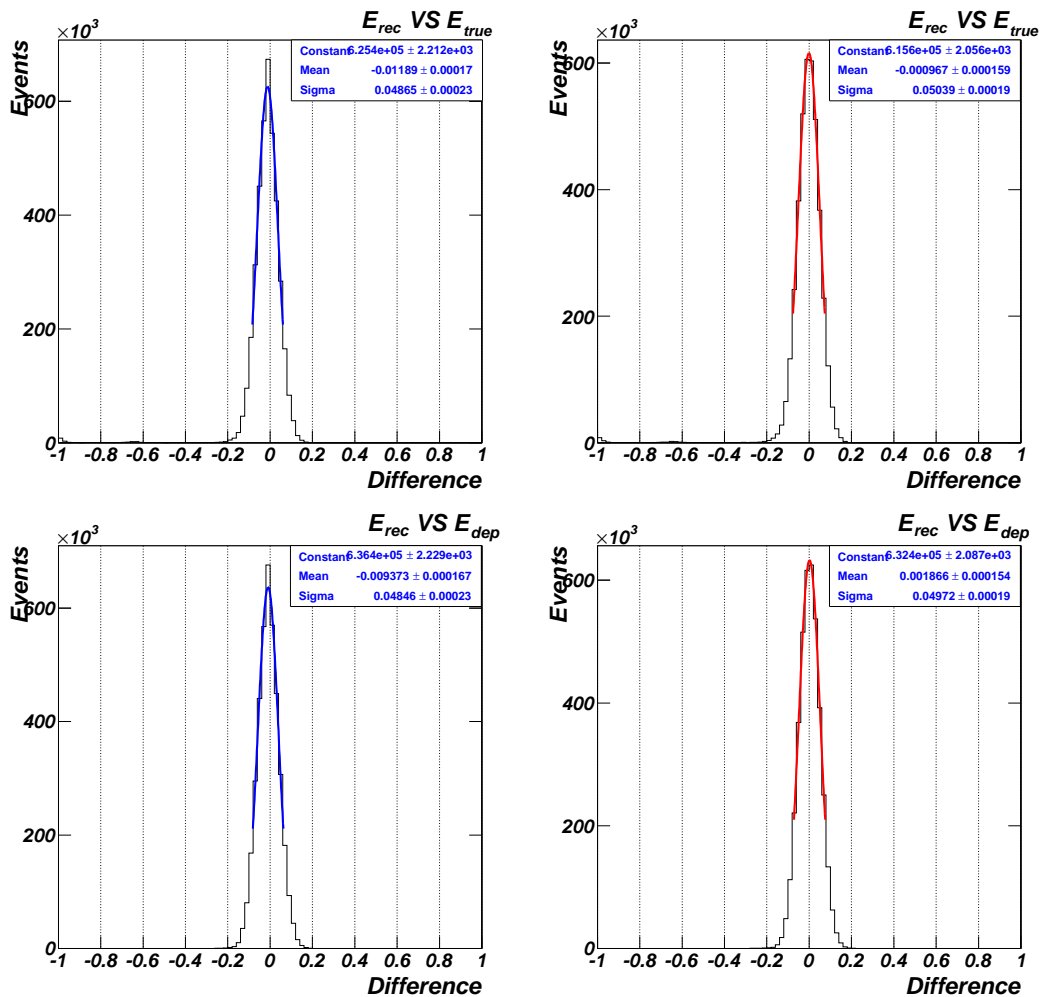


図 3.8: エネルギー再構成の精度評価。上側は陽電子本来の持つエネルギーとの比較、下側は ν -target 内で失ったエネルギーとの比較である。また、左は position dependence の効果を考慮に入れなかったとき、右図は効果に入れた時の Difference の分布を示している。

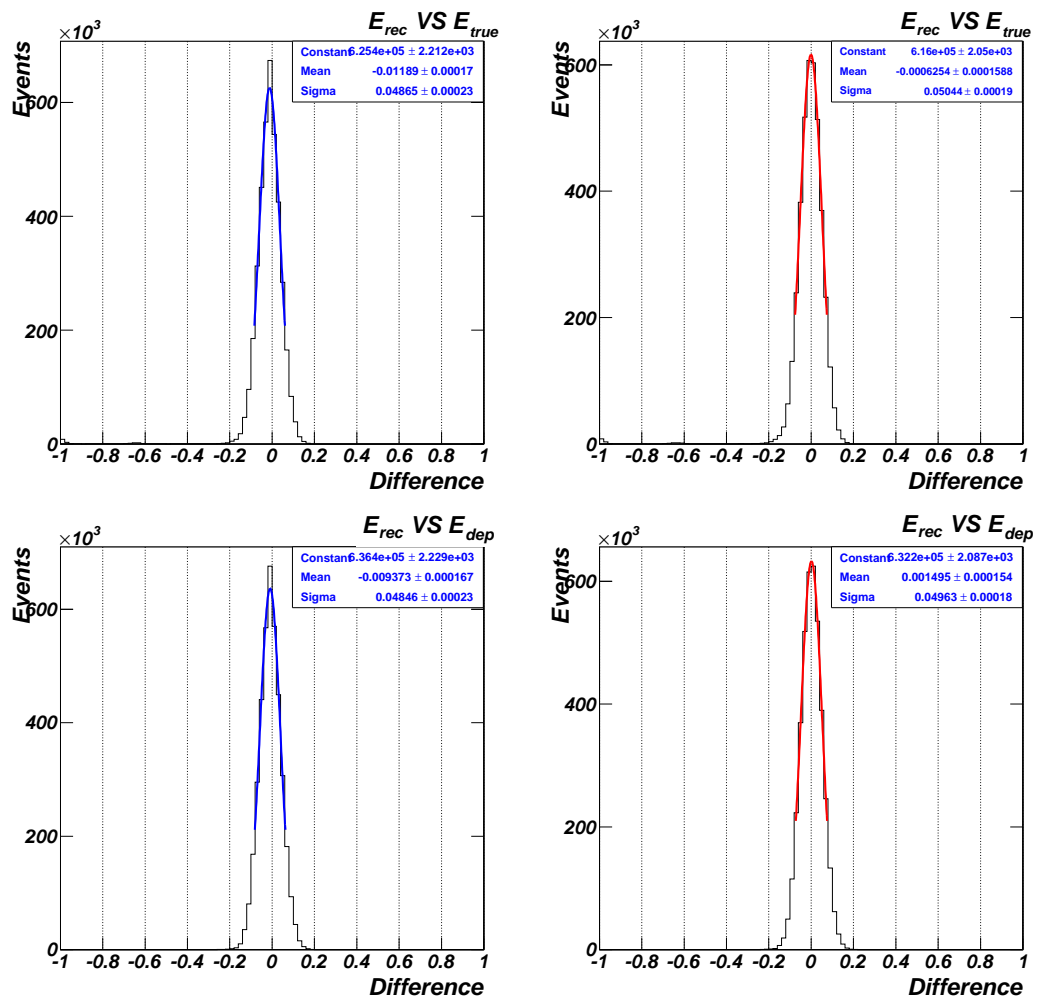


図 3.9: 陽電子の発生位置によるエネルギー再構成の精度評価。

横軸に target 内で陽電子が失ったエネルギーの平均をとり、縦軸に bias, energy resolution, miss reconstruction の割合をとったときの分布である。

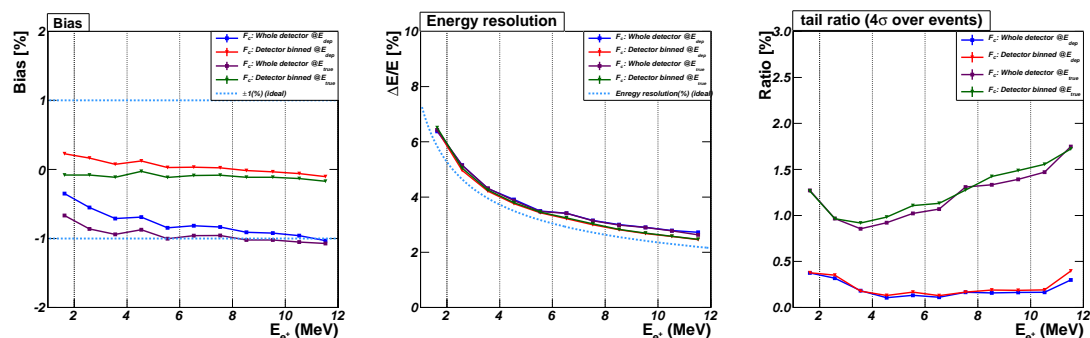


図 3.10: 各エネルギーにおける bias (%), エネルギー分解能 (%), miss reconstruction (%) の関係。青と赤はシンチレータ内で失ったエネルギーに対する E_{rec} との比較、紫と緑は陽電子本来のエネルギーに対する E_{rec} との比較である。また青・紫は反応位置依存性を考慮に入れない場合の E_{rec} 、赤・緑は position dependence を考慮に入れた場合の E_{rec} を示す。左図の破線で示した直線は shape analysis で要求される bias の許容範囲、真ん中の破線の曲線は Double Chooz 実験での液体シンチレータから期待されるエネルギー分解能 $7.5/\sqrt{E}$ (%) である。

エネルギースケールから生じる bias についてはニュートリノの測定に関する感度の研究から ± 1 % 程度の間に入らなければならないことが要求されている [37]。図 3.10・(左)のエネルギースケールの bias について示す図より、position dependence を考慮に入れてエネルギー再構成をすることで最大約 1 % 程度まで生じる bias をおよそ 0.2 % まで補正出来ることが確認出来た。

図 3.10・中心の図はエネルギー分解能について示す図である。Double Chooz 実験では 1 MeV の陽電子が液体シンチレータ中でエネルギーを失うことによって期待できる光電子数は 180 p.e. 程度である [31]。実際の実験ではこの値に position dependence などによる効果が加わり異なった分布を描く。よって、position dependence の影響を受けなかった場合の理想的なエネルギー分解能 σ_{ideal} は

$$\sigma_{ideal} = \frac{1}{\sqrt{180}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \approx 7.5 (\%) \times \frac{1}{\sqrt{E}}$$

と計算できる。図 3.10 ではこの曲線を水色の破線で示した。position dependence を考慮に入れて再構成したエネルギーの方が高エネルギー側において特に σ_{ideal} に近いことが判る。これは低エネルギー側ではエネルギー分解能が悪いため位置依存性による分散は効いてこないが、エネルギーが高くなるに連れ分解能が良くなるので位置依存性の効果が効いてくるためである。この影響は position dependence を考慮に入れてエネルギーを再構成することで、エネルギー分解能に対し最大で約 6 % まで補正することが可能である。

図 3.10・右図で tail の割合がエネルギーに依存して高くなっていくのは、運動エネルギーが高い場合は陽電子の発生位置からエネルギーを落としきるまでの移動距離が長いので、シンチレータの外側へ逃げた効果によるものと考えられる。また低エネルギー側で高

い値を示すのは陽電子本来持っていたエネルギーに対する失ったエネルギーの割合が高いためである。

図 3.11 に運動エネルギー 4 MeV, 6 MeV, 8 MeV, 10 MeV を持つ陽電子が ν -target と γ -catcher の境界で発生した際にシンチレータで失ったエネルギーとこれらのイベントのうち、buffer 領域まで侵入してエネルギーを失ったイベントの割合を示す。各エネルギー

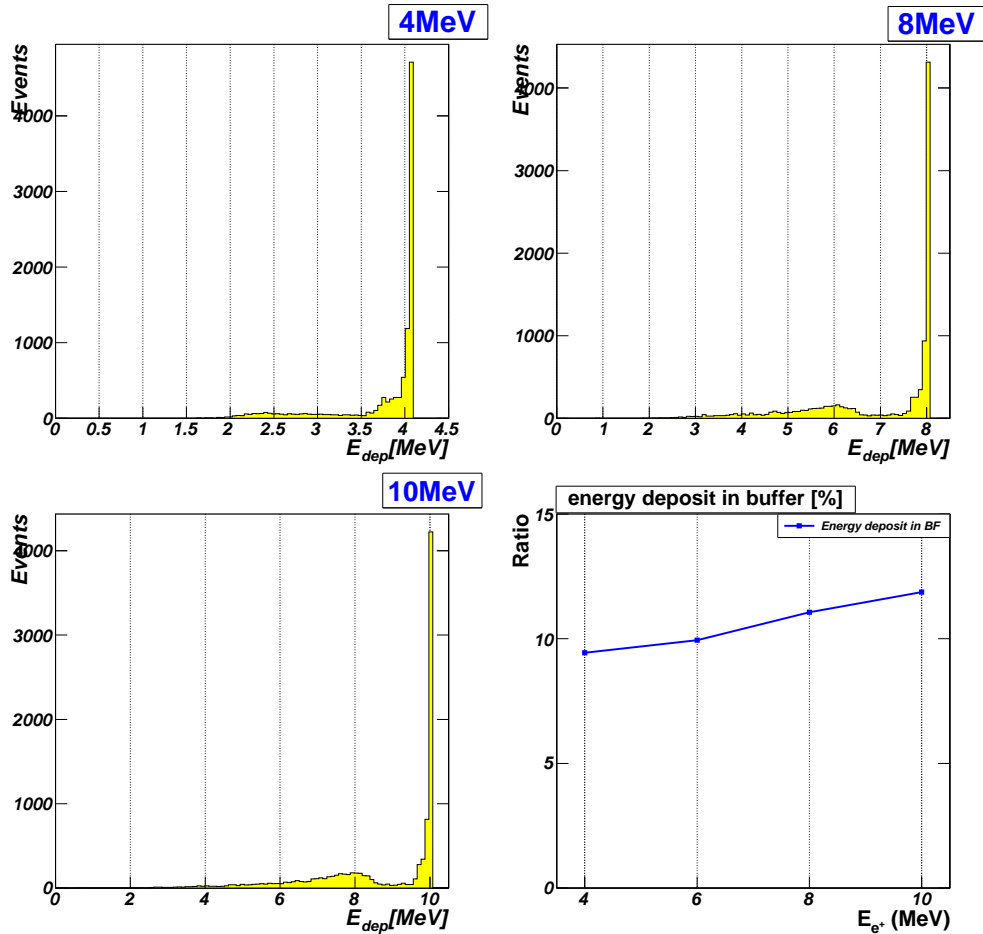


図 3.11: ν -target と γ -catcher との境界で発生した陽電子がシンチレータで失ったエネルギーの分布。図は各エネルギーに対しそれぞれ 10,000 イベント発生させた時のもの。右下は buffer 領域でエネルギーを失った割合を示す。

について、発生エネルギーに対し連続的に tail をひいている。これはたとえ ν -target 内で発生したイベントにおいても再構成できないイベントが存在することを示す。また陽電子のエネルギーが高くなるに連れ、buffer 領域まで逃げる確率が高くなることも確認できた。よってエネルギーが高くなるに連れて再構成できないエネルギー (=miss reconstruction) の割合が増えることがいえる。

以上より ν -target 領域では position dependence を考えることで最大 0.2 %以内での補正が可能であること、またニュートリノイベントに関しては失ったエネルギーのうち、最低でも 98 %はもとのエネルギーに戻すことができ、このうち振動の効果をもっとも影響

受ける領域 (~4 MeV) では約 1 % の miss reconstruction が起こりうるということが分かった。

3.4.3 γ -catcher 領域におけるエネルギー再構成

3.4.1, 3.4.2 節と同じ手法で γ -catcher 領域でエネルギーを再構成し、bias とエネルギー分解能を求めた。図 3.2 で見た様に、 r が大きくなるにつれ検出光電子数の分布に顕著な

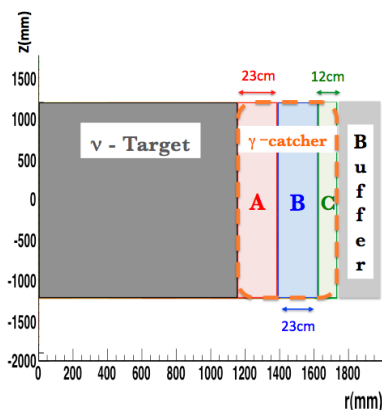


図 3.12: γ -catcher 領域の区分分け。target 領域から r 方向へ 23 cm 間隔に切り取った領域を A, B, buffer 領域から γ -catcher 領域側へ 17 cm 切り取った図を領域 C とした。

違いがあることから図 3.12 のように target 領域から 20 cm の間隔で検出器を z 方向へ層状に切り、各領域に対して bias とエネルギー分解能を導出した。このとき領域の決定は実際の実験を想定し、RecoBAMA によって再構成された粒子の発生位置に委ねた。

領域 A における解析

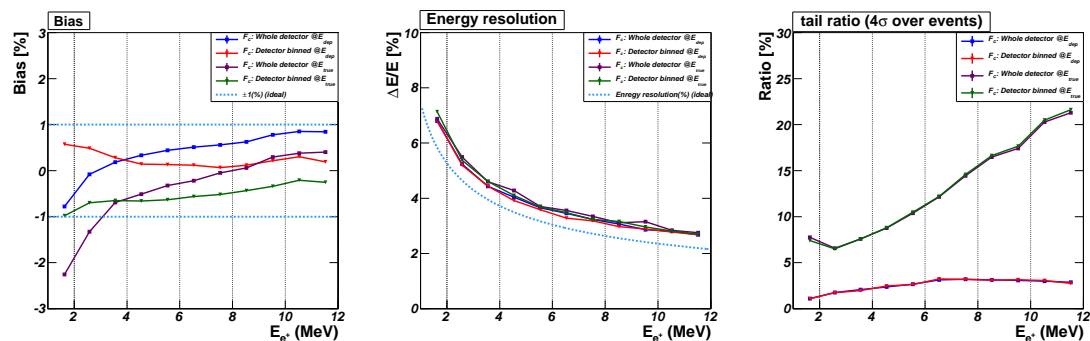


図 3.13: 領域 A における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%) の割合。

領域 A における、bias, energy resolution, miss reconstruction の割合を図 3.13 にまとめた。この領域においては粒子がシンチレータ中でエネルギーを落としきれないイベントが多数あるため、実際のエネルギーより低く再構成してしまう。しかし z 軸方向への position dependence を考慮に入れることで約 1 % の範囲内にまで bias を抑えることが可能なことが期待できる。ただし、この領域における miss reconstruction の割合は最大約 20 % と飛躍的に増加する。この時に使用した 1 MeV/c, 4 MeV/c, 8 MeV/c, 10 MeV/c の時の true のエネルギーに対する position dependence を考慮に入れた時の Difference の分布を図 3.14 に示す。

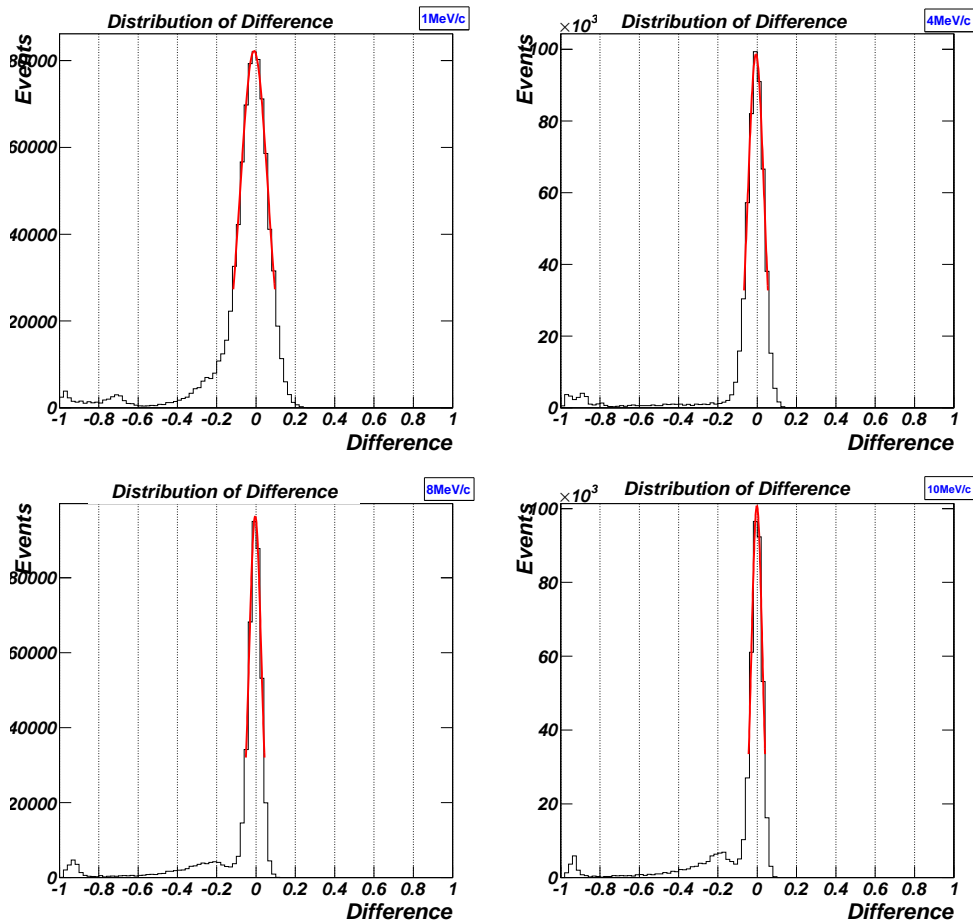


図 3.14: 領域 A における true の energy に対する Difference の分布

図 3.14 より、tail を連続的に引いていること、運動エネルギーが高いほどその割合が高いことからこの tail を引くイベントは陽電子がシンチレータの外側へ逃げた効果による影響が大きく現れたものと考えられる。図 3.15 はこの tail のイベントを示すイベントの内、buffer 領域まで侵入しエネルギーを失ったイベント数の比を示す。

また各エネルギーにおいて、 $-1 \leq \text{Difference} \leq -0.8$ に共通の peak があるのがわかる。そこでこの時の event を調べてみると実際の vertex position は全て buffer 領域であった。すなわち、シンチレータの外側で発生した陽電子を RecoBAMA が A 層で発生したものと

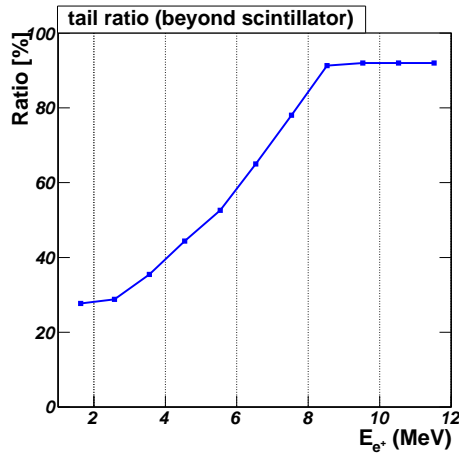


図 3.15: miss reconstruction のうち buffer 領域まで γ 線及び粒子が漏れでた割合

判断してしまったため、粒子がシンチレータに入射する前に失ったエネルギーの差分が検出できなかったためと考えられる。このように実際はシンチレータの外側で発生したイベントのうち、RecoBAMA によって miss reconstruction してしまったイベントと定義し、A 領域で発生したと思われるイベントのうち、このイベントの割合をプロットしたものと 4σ より外側へ再構成したイベントの中でこのイベントが占める割合を図 3.16 に示す。

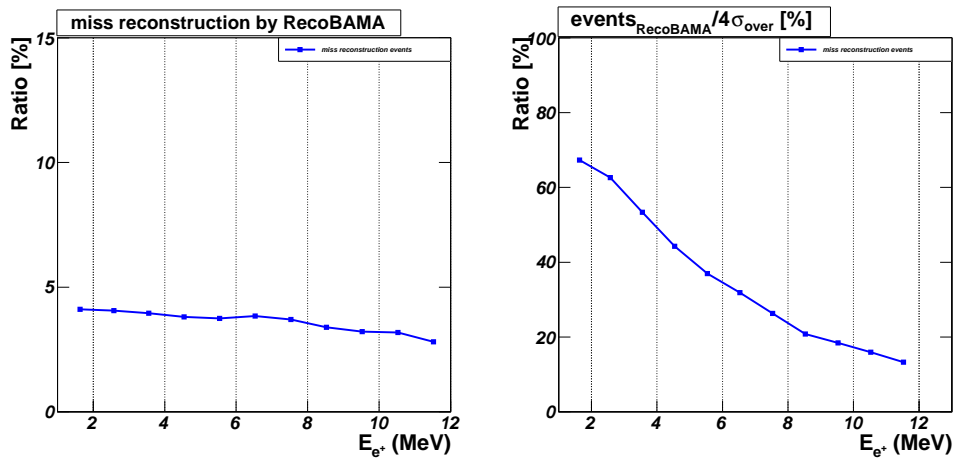


図 3.16: RecoBAMA による miss reconstruction の割合。左は全体のイベント数における割合、右は 4σ より外側に miss reconstruction したイベントのうち、RecoBAMA の miss reconstruction が占める割合。

以上の結果から ν -target 領域から 23 cm とった γ -catcher 領域では z 方向への position dependence を考慮に入れることで 2 % の bias を 1 % 以内まで抑えることが期待できるものの、miss reconstruction の割合がニュートリノ振動の効果が現れる領域で約 10 %、このうち RecoBAMA の影響による miss reconstruction は約 15~65 % 存在しうることが分

かった。

領域 B における解析

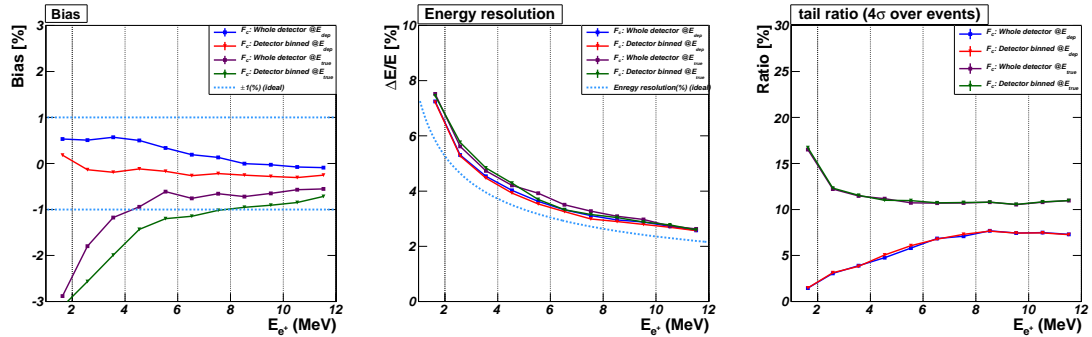


図 3.17: 領域 B における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%).

領域 A と同様に bias, energy resolution, miss reconstruction の割合を図 3.17 にまとめた。また、この時の Difference の分布と RecoBAMA による miss reconstruction の割合を図 3.18、図 3.19 に示す。

図 3.18 よりこの領域においては、1 MeV/c と運動量 (運動エネルギー) が比較的少ない場合でも発生した γ 線のみでもシンチレータの外側に逃げる確率が約 30 % と A 領域に比べ高い。発生した粒子は高確率でシンチレータの外側まで進んでしまうので、負の bias を持つ。また、 r が外側へ行くほど再構成した座標をより外側へ返す RecoBAMA の特性より、領域 A に比べ、 $-1 \leq \text{Difference} \leq -0.8$ の範囲における event 数が増えていることも確認できる。図 3.19 から再構成したエネルギーが 4σ より外側へ吐き出されるのは、RecoBAMA の位置再構成に依存することが分かる。よって図 3.17 で miss reconstruction の割合が 10 % に漸近するのは RecoBAMA による再構成した位置の不定性による影響であることが分かる。ニュートリノスペクトルにおいて、振動の効果を最も受ける領域で約 3 % もの bias が加かるので、本研究ではこの領域で発生したと判断されるニュートリノイベントは除くことにした。

領域 C における解析

領域 B における tail の割合が減少した原因を γ -catcher 側へ陽電子が逃げる確率が最も高い領域 C の bias, energy resolution, miss reconstruction の割合から考察する (図 3.20)。

図 3.20 より、bias がよりマイナス側へ働くこと、それに伴い tail の割合が減ることが確認できた。これは領域 A から B への分布の変化と共通する現象である。よって領域 B において領域 A にあった tail が少なくなったように見えたのは決まった割合でシンチレータの外側へ粒子が逃げてしまうことによって tail が bias へと移行したのが原因によるものと考えられる。

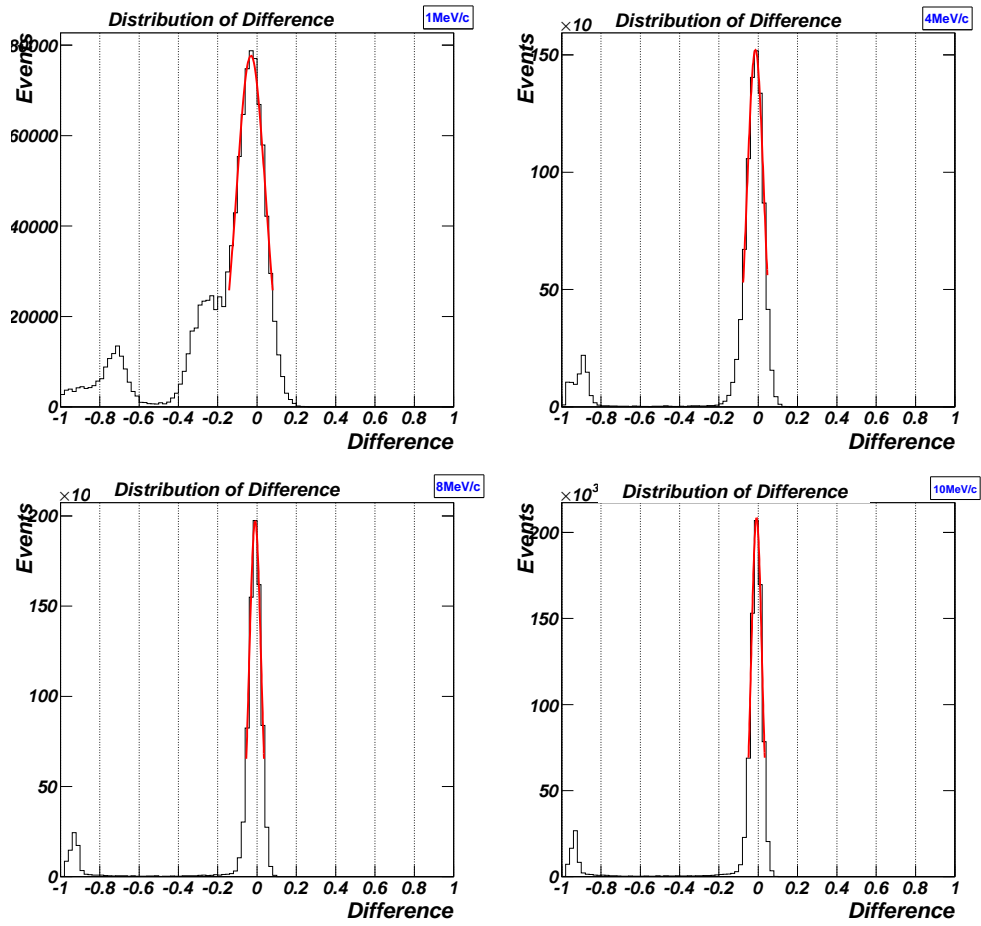


図 3.18: 領域 B における true の energy に対する Difference の分布

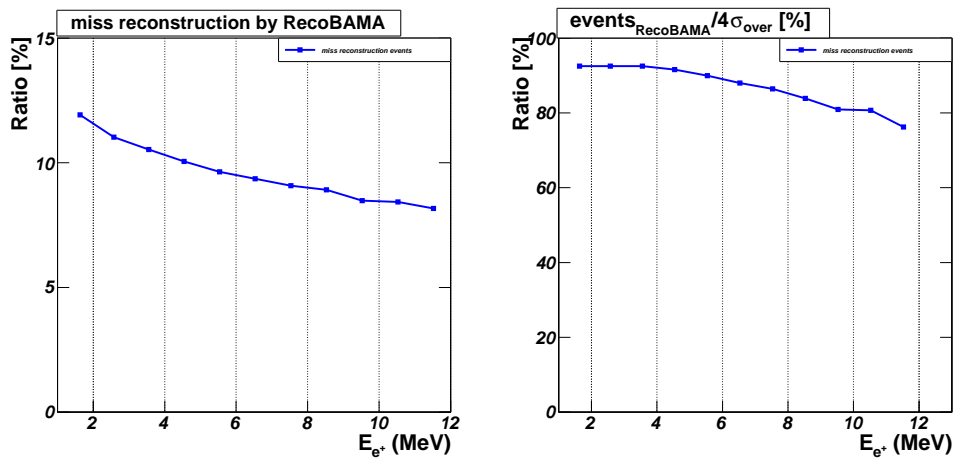


図 3.19: RecoBAMA による miss reconstruction の割合。

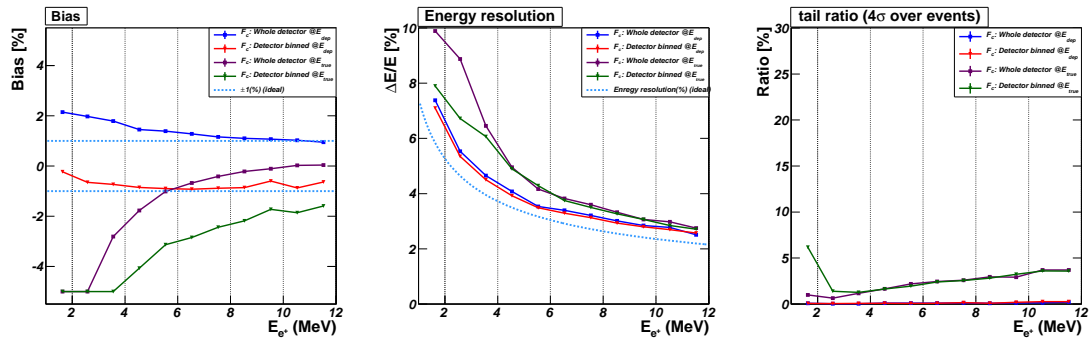


図 3.20: 領域 C における各エネルギーと bias (%), energy resolution (%), miss reconstruction (%) の割合

以上の結果から position dependence を考慮することで、シンチレータ中で失ったエネルギーを高い精度で再構成が可能だがシンチレータより外側へ漏れ出たエネルギーが多くある場合、このエネルギーは当然の如く元に戻すことはできなく、その現象は bias に大きく影響することが判った。

また、本研究では ν -target と γ -catcher の 2 つのシンチレータのうち、bias が 1 % 未満の粒子がシンチレータの外側へ逃げる可能性が比較的低い領域 A までをニュートリノイベントを観測する領域として解析を進めた。

3.4.4 位置依存性の考慮による再構成エネルギーの変化

以上の結果より target 領域、(target + A) 領域のそれぞれの場合で $\bar{\nu}_e$ の逆 β 崩壊反応が起こった場合における検出総光電子数から反応位置に依存したエネルギー再構成を行った。図 1.24・右図にこの結果を加えたものを図 3.21 に示す。

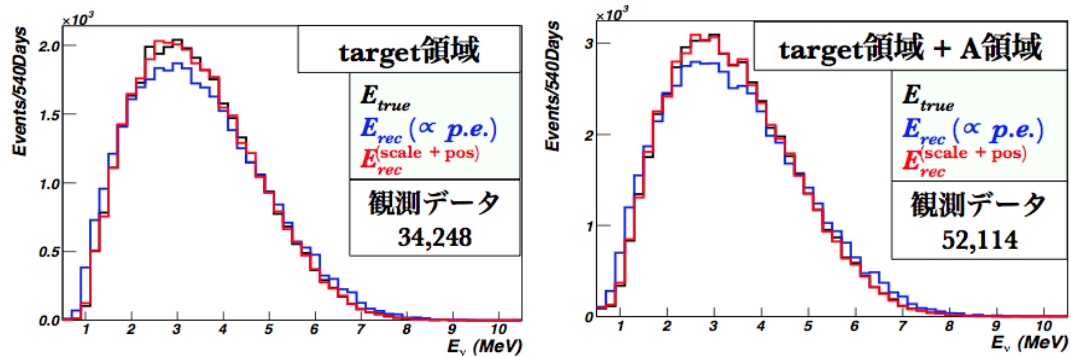


図 3.21: 反応位置に依存したエネルギー再構成による観測スペクトルの変化。(左)target 領域のみ (右)target + A 領域。赤で加えたスペクトルが反応位置を考慮して再構成を行った観測ニュートリノスペクトルを示す。

これより、検出光電子にそのまま比例定数をかけてエネルギーを再構成するのではなく、各エネルギーにおけるエネルギースケールの依存性に加え位置依存性を考慮に入れたエネルギー再構成を行うことで $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度が上がることが期待できる。

またこの手法は delayed 信号に水素捕獲によるイベントを考慮に入れることで γ -catcher 領域の一部である A 領域まで拡張して扱えることが期待でき、その結果統計数を約 1.5 倍にすることが可能となる。これはニュートリノ測定に関して極めて有用な条件である。

第4章 エネルギー再構成法を使用した θ_{13} の測定感度

本章では実験開始から3ヶ月及び1.5年で得られるデータをモンテカルロ・シミュレーションで作成し、本研究で開発した手法を用いてエネルギーを再構成した場合の $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度への影響を見積もった。

4.1 再構成したニュートリノスペクトルの精度評価

第3章で扱った解析の手法を用いて ν のエネルギースペクトルの解析を行った。混合角 $\sin^2 2\theta_{13}$ の値が $0.0 \leq \sin^2 2\theta_{13} \leq 0.15$ の範囲にあると仮定し、 $\sin^2 2\theta_{13}$ を動かしてニュートリノイベントを発生させた。このうち実験開始3ヶ月(90日)と1年半(540日)分のデータを使用してニュートリノスペクトルの光電子数の分布からエネルギーを再構成し、 χ^2 検定を使って位置依存性を考慮したエネルギー再構成法の精度を評価した。

4.1.1 理論スペクトルの作成

混合角が0の時の原子炉から発生したニュートリノスペクトルを図4.1・左図に示す。理論 generator を使って導出したスペクトルには10年分の統計量をとったものを用意することで、 χ^2 -Fitting に不要な理論スペクトルの統計誤差を限りなくゼロにした。

このスペクトルに式1.6で示した $\bar{\nu}_e$ の survival probability ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$) の式

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27\Delta m_{31}^2(eV^2) \frac{L(m)}{4E_\nu(MeV)}) \end{aligned}$$

におけるパラメーター

- L : 1.05 km (Far detector)
- Δm_{31}^2 : $\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$
- Δm_{31}^2 : 2.5×10^{-3} (第1章参照)
- $0.01 \leq \sin^2 2\theta_{13} \leq 0.15$

をそれぞれ代入して導出した各エネルギーに対応する確率を図4.1・左図に示したニュートリノスペクトルに掛けることで振動効果を考慮に入れたニュートリノスペクトルを導出した。さらにこのスペクトルと光電子の分布から再構成したニュートリノスペクトルと比

較するため、このスペクトルを検出器のエネルギー分解能 ($= 7.5 \times \frac{1}{\sqrt{E}}$) でぼかしたあと ($= E'^{exp}$)、スペクトルを 1 bin あたり 1 MeV の計 8 bin のエネルギーに bin 分けし、観測イベントの日数で標準化する。これによりエネルギーキャリブレーションによる誤差を限りなくゼロにしたニュートリノスペクトルを作成した。図 4.1・右図に混合角が 0 の時の E'^{exp} のスペクトルを示す。

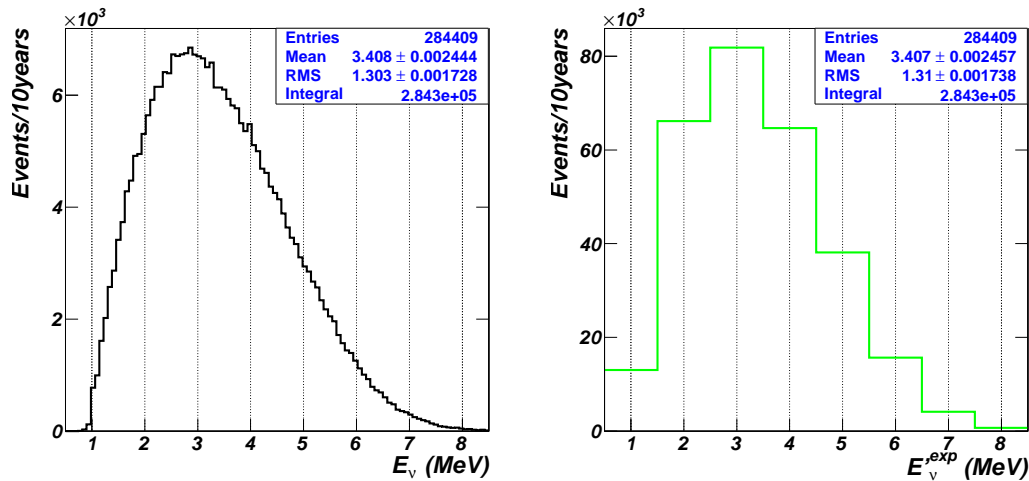


図 4.1: 期待されるニュートリノスペクトルの導出の過程。理論 generator から得られる分布 (左図) をエネルギー分解能で smearing したあと bin 分けする (右図)。

4.1.2 観測スペクトルの導出

観測イベントは 3 章で示した手法を使って検出光電子数からニュートリノのエネルギーを再構成したイベントとする。粒子の反応位置の依存性のみをみるため、粒子のエネルギースケールによるエネルギー依存性を補正し、位置依存のみを考慮に入れたエネルギー再構成による θ_{13} の感度の変化をみた。図 4.2 は 540 日分の検出光電子数から観測ニュートリノスペクトルを再構成していく過程である。左図より得られた検出光電子数を 3 章で示した手法を使ってエネルギーに変換したあと (中央図)、理論スペクトルと比較するため bin 分けする (右図)。青色で示したスペクトルは位置による補正を加える前、赤は加えた後のスペクトルを示す。

今回のシミュレーションでは実験開始から 90 日分のデータと 540 日分のデータを用いて解析を行った。またイベントセレクションは発生させたニュートリノイベントのうち、逆 β 崩壊によって陽電子と中性子のペアが生成されるイベントを選出し、最初の信号を prompt 信号によるイベントとした。

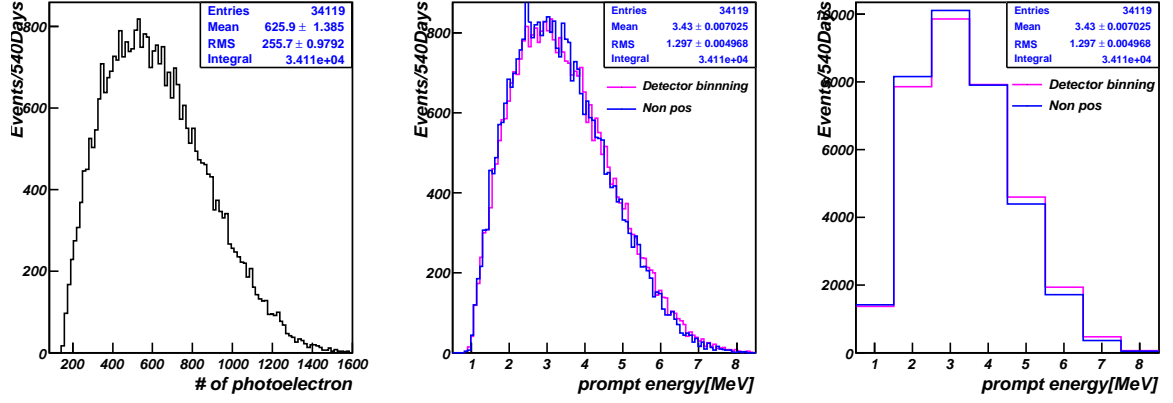


図 4.2: 検出光電子 (左) と再構成したエネルギー (中央) との関係。図は $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 、観測日数が 540 日分のニュートリノスペクトルを示す。

4.1.3 χ^2 検定

4.1.2 節で求めた観測イベントのエネルギー精度を 4.1.1 節で導出した理論 generator で作成したデータと比較することで判定する。以下で定義した (4.1) 式を使用して再構成したエネルギーの精度評価を χ^2 検定を使って行った。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nbin} \frac{(N_i^{obs} - (1 + \alpha)N_i^{exp}(\beta))^2}{(\sigma_i^{stat})^2} + \left(\frac{\alpha}{\sigma^{flux}}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma^{Escale}}\right)^2 \quad (4.1)$$

- \sum : 各エネルギー bin 毎の和。
- N_i^{exp} : 4.1.1 節で導出した理論スペクトルの各エネルギー bin におけるイベント数。
- N_i^{obs} : 4.1.2 節で求めた観測スペクトルの各エネルギー bin におけるイベント数。
- σ_i^{stat} : 観測スペクトルの各 Energy bin における統計誤差 ($=\sqrt{N_i^{obs}}$)。
- σ^{flux} : ニュートリノフラックスからくる系統誤差 ($=2.5\%$)。
- σ^{Escale} : Energy scale の不定性 ($=1.0\%$ [37])。
- α, β : フリーパラメータ。

式 (4.1) における α, β は系統誤差である $\sigma^{flux}, \sigma^{Escale}$ を考慮に入れた式 (4.1) をゼロにしないためのペナルティタームである。この項を動かして式 (4.1) を最小にする χ^2 を求める。

4.2 θ_{13} の解析

4.1 章で定義した期待されるニュートリノスペクトルと観測されるイベントのスペクトルから χ^2 検定を使って比較することで $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度を求めた。

4.2.1 解析の流れ

本研究の手法を使って再構成したニュートリノスペクトルを 4.1.3 節で定義した χ^2 を使用して新たに定義する $\Delta\chi^2$ を導出し、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度を調べる。以下に解析の手順を簡単にまとめる。

1. 観測スペクトルに $\sin^2 2\theta_{13} = 0.00$ の時のスペクトルを用意する。
2. $\sin^2 2\theta_{13} = \{0.00, 0.03, 0.05, 0.10, 0.15\}$ の時の観測日数 (=90 日, 540 日) で規格化した理論スペクトルを用意する。
3. 観測スペクトルと各混合角における理論スペクトルを χ^2 -Fitting して比較し、式 (4.1) を最小にする χ^2 を導出する。
4. 理論スペクトルの $\sin^2 2\theta_{13} = \{0.00, 0.03, 0.05, 0.10, 0.15\}$ においてそれぞれ導出した χ^2 の中から最小の値を選ぶ ($=\chi^2_{min}$)。
5. それぞれの混合角における $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ を求め、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度を調べる。

ここで新たに定義した $\Delta\chi^2$ を使うことで、ペネルティータームを含んだ χ^2 の値を confidence level (=C.L.) を使って議論することが可能になる。

4.2.2 ν -target 領域における決定精度

図 4.3, 図 4.4 に 4.2.1 節で使用した理論スペクトルと観測スペクトルとの関係を示す。観測スペクトルを赤線で示し、10 年分の統計をとった理論スペクトルを 90 日, 540 日でそれぞれ標準化したスペクトルを緑の線で、また ν -flux とエネルギースケールの不定性を考慮に入れたスペクトル ((4.1) 式を最小にする) を青で表示した。

図 4.3、図 4.4 からそれぞれ χ^2 の値を導出し、縦軸に先に定義した $\Delta\chi^2$ の値を、横軸にフリーパラメータである $\sin^2 2\theta_{13}$ をとった関係を図 4.5 に示した。

図 4.5 から target 内において位置依存性を考慮したエネルギー再構成を行うとやや感度が上がることが確認出来た。また、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.03$ のとき χ^2 の値が最小値を指すことからこの手法では理論スペクトルを観測スペクトルに再現しきれていないことが予想される。これには発生した陽電子が ν -target 内でエネルギーを失い切らなかった場合やアクリル板でエネルギーを失った場合などが原因として考えられる。本研究では陽電子の発生位置による検出光電子数の補正を加えることで 90 日の測定でおよそ 0.05、540 日の測定ではおよそ 0.04 (ともに 90 % C.L.) まで上限値を下げられることが期待出来る。ただし、本シミュレーションでは PMT からの信号に含まれる電氣的ノイズや増幅段階における電氣的ノイズに起因する系統誤差などは考慮に入れていない。

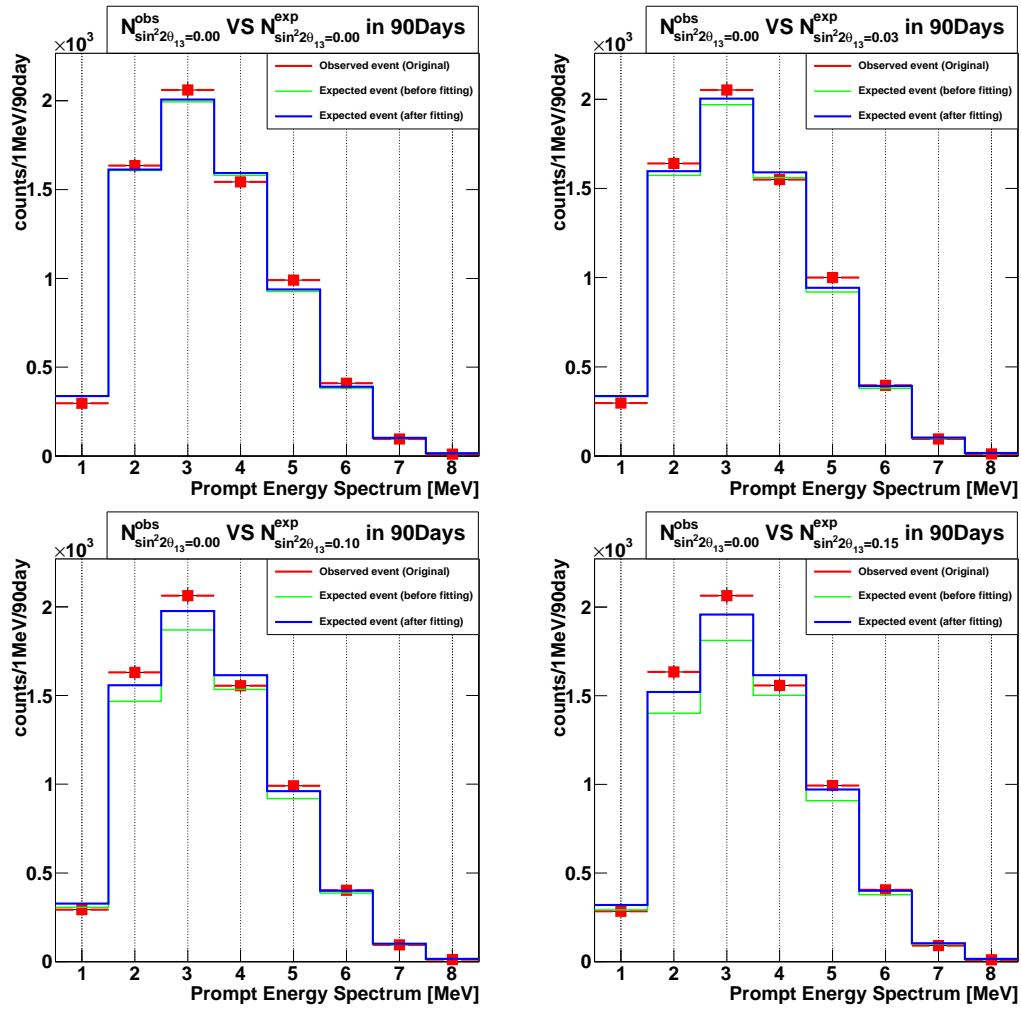


図 4.3: 90 日分のデータを使用した時の $\sin^2 2\theta_{13}$ の観測スペクトルと $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を変えた時に期待されるスペクトルの比較。赤は観測スペクトル、緑は理論スペクトル、青は χ^2 を最小にする α, β で Fitting した時のスペクトルである。

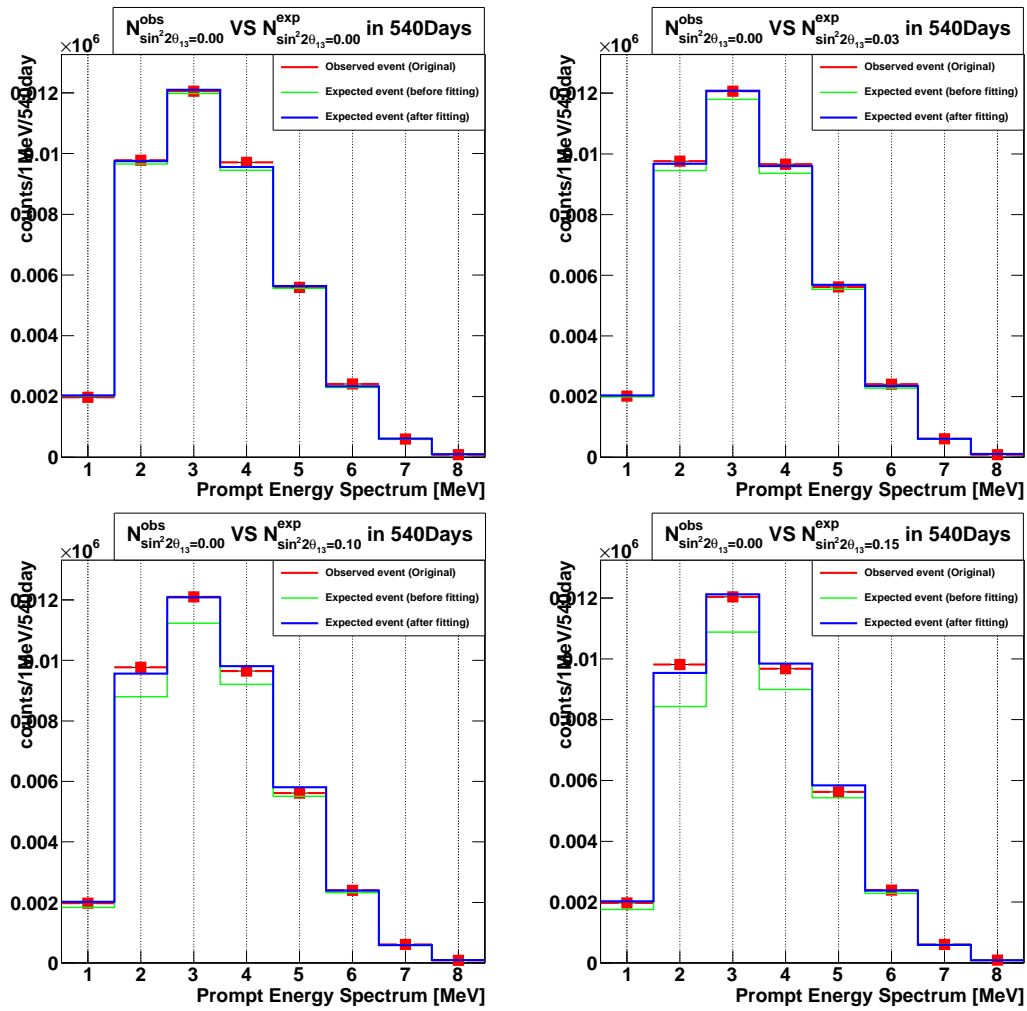


図 4.4: 540 日分のデータを使用した時の観測スペクトルと理論スペクトルとの比較

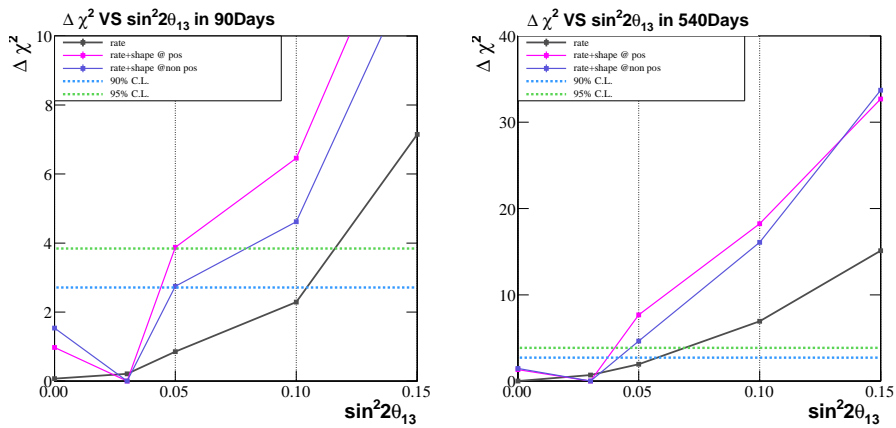


図 4.5: ν -target 内における $\Delta\chi^2$ 分布

4.2.3 γ - catcher 領域を含めた $\sin^2 2\theta_{13}$ の決定精度

3.4.1 節で定義した γ - catcher 領域を考慮に入れたスペクトルを使って $\sin^2 2\theta_{13}$ の決定精度を調べる。ニュートリノイベントの検出に使用する領域は ν -target 領域に加え、3.4.2 節で定義した γ -catcher + A 領域までとした。この領域において逆 β 崩壊反応により発生した陽電子のエネルギーを 4.2.1 節と同じ手法を使って $\Delta\chi^2$ を導出し、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度の変化を調べた。この領域を追加することで解析に使える検出領域がおおよそ 30 % 増え、それに伴い統計量を 1.5 倍に増やすことができる。領域の決定には RecoBAMA が再構成した vertex position を使用し、A 領域より外側へ再構成されたイベントは外した。

図 4.6 に $\Delta\chi^2$ と $\sin^2 2\theta_{13}$ の関係を示す。黒の破線は ν -target のみでの rate analysis、黒線は ν -target+A 領域での rate analysis、橙色で示した線は ν -target のみでの位置による補正をかけた rate + shape、青い線は ν -target+A 領域での位置による補正をかけた場合の rate + shape、赤で示した線は ν -target+A 領域での位置による補正をかけた場合の rate + shape を示す。

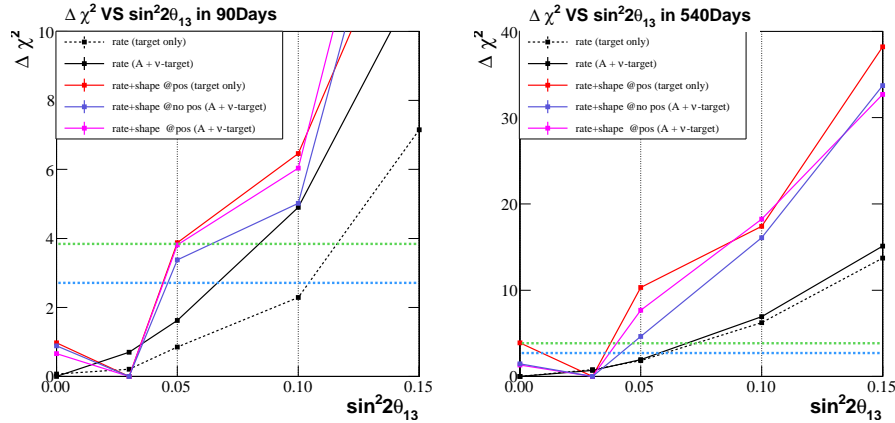


図 4.6: ν -target+A 領域における $\Delta\chi^2$ 分布

図 4.6 から水素捕獲イベントを考慮に入れた領域を使用した場合、スペクトルの形から判断する shape analysis にはそれほど有用な結果は得られなかった。しかし、単純な欠損量のみから判断する rate analysis においては $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度が上がることが確認できた。このとき rate analysis のみで得られる $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値は 90 日では 0.07, 540 日では 0.06 (ともに 90 % C.L.) と期待できる。しかしこの結果は 4.2.3 節で示した結果に対して有為ではない。 γ -catcher 領域を含め統計量が 1.5 倍になったにも関わらず $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度が上がらなかったのは 3.4.3 節で述べた miss reconstruction による影響と考えられる。この原因に関しては詳細な研究を進めているところである。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

Double Chooz 実験は同一構造を持つ2基の検出器を使って原子炉から発生した反電子ニュートリノを測定し、その欠損量を理論値と比較することで導出し未知の混合角 θ_{13} を精密測定する実験である。 θ_{13} の値は CP 非保存の項 δ と密接に関係しており、このためこの未知のパラメータの値を知ることは現在の素粒子物理学におけるもっとも重要な課題の一つとされ、これを精密測定するための様々な実験が始まろうとしている。その中でも原子炉実験は純粋な θ_{13} を測定できる唯一の実験であり、さらに Double Chooz 実験は他の原子炉実験に先駆けてこの値を求めようとする実験である。実験初期段階である 2011 年現在では2基の検出器のうち Far detector のみしか稼働しておらず、そのため統計量が少ない上、系統誤差による影響を大きく受けてしまい $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度がそれほどよくならない。

本研究では系統誤差をもたらす一つの要因であると考えられる粒子の検出器内における反応位置に依存した検出光電子数の偏りを考慮に入れたエネルギー再構成法を考案した。ニュートリノのエネルギーとほぼ等価である prompt 信号は陽電子由来であることに着目をし、検出器内に様々な運動エネルギーを持つ陽電子を発生させて陽電子の発生点とシンチレータ中で失ったエネルギー及び検出光電子との関係を明確にすることで、粒子の発生位置に依存した偏りとエネルギースケールにおける偏りを減らすことを可能にした。この偏りをなくすことで ν -target 内で逆 β 崩壊反応を起こした場合には 0.2 % の誤差内でエネルギーを再構成することが可能になった。

また ν -target と γ -catcher 領域において粒子が失ったエネルギーに関してはほぼ 1 % の誤差内でエネルギー再構成が可能になった。これによりニュートリノの測定感度を約 0.01 ほど上げられることが期待できる。粒子がエネルギーをシンチレータ中で落としきる割合が高い γ -catcher 領域まで検出領域を拡張して扱うことが可能となり、この領域において発生したイベントまでもニュートリノ事象として考慮に入れることが可能となった。これにより位置依存による偏りを無くすことに加え、統計量を約 1.5 倍までかせぐことが可能となり $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度を上げるきっかけとなり得る。

一方で γ -catcher 領域で発生した粒子及び γ 線はシンチレータの中でエネルギーを失い切らず外側の buffer 層まで逃げてしまう確率が高い。このため検出光電子数から真のエネルギーへ戻すことは難しく、エネルギースペクトルの歪みを使ってニュートリノ振動をみる解析には不向きである。しかし単純な欠損量をみる解析では水素捕獲を考慮に入れて γ -catcher 領域の一部まで検出領域を拡張することで統計量を増やすことができ、測定感度を上げることができる。しかしながらこの領域内では Gd 捕獲による 8 MeV peak のスペクトルが見えないため再構成した粒子の半応位置の不定性が大きく影響する。本シ

ミュレーションでは Background の見積もりは行わなかったが、本来この水素捕獲による 2 MeV 領域は Accidental Background による影響を大きく受けるため [38]、現状ではこの領域を使って ν -スペクトルを測定するのは難しい。

5.2 今後

本研究はモンテカルロを信用して行った研究である。しかし、実際の実験ではモンテカルロとデータが合わないことがよくあることが知られている。そのため本研究の手法を実機に実装する前にモンテカルロと実データを検証する必要がある。具体的には Calibration source を検出器内においてエネルギー較正を行う。Double Chooz 実験では ν -target の中心にあるチムニーに 2 MeV 程度の放射線を出す source を通してエネルギー較正を行う方法や、検出器内に設置した guide tube を利用して外からやってくる高速中性子を測定する方法、その他に環境放射線物質 (μ , B^{12} , K^{40}) を利用する方法などが考えられている。

またより精密な $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定感度を調べるには本研究で扱わなかった Background を正確に見積もる必要がある。

謝辞

本修士論文を執筆するにあたり様々な方々からのご指導・ご鞭撻を頂きました。皆様の助言がなければ本修士論文を書き上げることは不可能でした。この場を借りて厚く御礼申し上げます。また理解不足のため、仕事がかどらず皆様に多大なご迷惑をおかけいたしました。重ね重ね申し訳ありませんでした。

指導教官の住吉孝行教授にはこのような不甲斐ない自分でありながらも最後まで見放さず親身にわたって面倒をみて頂きたくさんの助言と叱咤激励を承りました。また私の拙い研究成果であっても真剣に聞いて頂き改善点をたくさん指摘して頂きました。本当にありがとうございました。他研究でありながらも汲田哲郎助教には私の研究に対して親身に相談にのって頂きました。深く感謝してるのと同時にそのご恩を結果で返せなかったことを深くお詫び致します。前田順平特別研究員には研究のアドバイスばかりでなく、解析の相談にまでのって頂きました。深く感謝しております。浜津良輔客員准教授にはソフトウェアについてのアドバイスを頂きました。

Double Chooz グループでは新潟大学の川崎健夫准教授に研究のアドバイスを頂きました。同大学の早川知克特別研究員には解析の手助けをしていただきました。他大学にも関わらずその上程度の低い相談にも懇切丁寧に答えてくださいました。またお二方には突然の訪問にも関わらず、お忙しい中時間を使っていただきました。とても申し訳なかったと同時に深く感謝しております。ありがとうございました。

また同グループの学生では新潟大学に出張の折、佐藤氏にお世話になりました。この他にも東北大学の井村氏・高橋氏、東工大の益田氏には研究生活の悩み等の相談にのって頂きました。

研究室ではご卒業された香山さんには解析の手ほどきをしていただきました。また五十嵐氏、岩田氏には同期として様々な意見やアドバイスをいただきました。後輩の下島氏、高垣氏、塚越氏そして学部生の方々には研究で辛い時々と助けていただきました。とても感謝しています。最後にお世話になった友人、私の生活を支えてくれたご両親に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] W. Pauli, letter to physicists' gathering at Tsubingen, December 4, 1930.
- [2] C. L. Cowan et al, Science 124, 103, 1956.
- [3] E. Fermi, Process for the production of radioactive substance, 1934.
- [4] L. M. Lederman, Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos, 1962.
- [5] The ALEPH Collaboration, Determination of the number of light neutrino species, 1989
- [6] S. Hatakeyama et al, Search for Muon Neutrino Oscillations in Kamiokande and Super-Kamiokande, 1998.
- [7] T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe, edited by A. Sawada and H. Sugawara, (KEK, Thukuba, Japan, 1979); M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in Supergravity, edited by F. van Nieuwenhuizen and D. Freedman, (North Holland, 1979).
- [8] B. T. Cleveland, Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector, 1998.
- [9] スーパーカミオカンデホームページ: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>
- [10] Y. Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I, Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004) [arXiv:hep-ex/0404034].
- [11] E. Aliu et al. [The K2K Collaboration], Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment, Physics Rev. Lett., Vol. 94, 081802, 2005.
- [12] M. H. Ahn, Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment (2006). [arXiv:hep-ex/0606032v3]
- [13] I. Kato, The Results of Oscillation Analysis in K2K Experiment and an Overview of JHFnu Experiment (2003). [arXiv:hep-ex/0306043]
- [14] P. Adamson. [Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam], [arXiv:hep-ex/0806.2237].

- [15] 石塚正基 MINOS 実験によるニュートリノ振動の精密測定
<http://www.jahep.org/hepnews/2008/Vol27No2-2008.7.8.9Ishitsuka.pdf>
- [16] V. Barger et al., Phys. Rev. Lett. 82 2640 (1999).
- [17] G. L. Fogli et al., Phys. Rev. D67 093006 (2003).
- [18] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
- [19] T. Araki et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005) [arXiv:hep-ex/0406035].
- [20] M. Apollonio et al. [CHOOZ Collaboration], Phys. Rev. Lett. B 466, 415(1999) [arXiv:hep-ex/9907037]; Eur. Phys. J. C 27, 331(2003) [arXiv:hep-ex/0301017].
- [21] Final NOMAD results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ and $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ oscillations including a new search for ν_τ appearance using hadronic τ decays (2001) [arXiv:hep-ex/0106102v1]
- [22] Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations in the NOMAD Experiment (2003) [arXiv:hep-ex/0306037]
- [23] Independent Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux Using an Array of 3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory (2008) [arXiv:0806.0989v3].
- [24] particle data group. NEUTRINO MASS, MIXING, AND OSCILLATIONS :
<http://pdg.lbl.gov/2010/reviews/>
- [25] Y. Oyama, Results from K2K and status of T2K (2008) [arXiv:hep-ex/0512041v2]
- [26] T2K Scientific Overview :
<http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/research/epp/exp/t2k/>
- [27] M. G. Albrow, et al., Physics at a Fermilab Proton Driver, hep-ex/0509019, 2005
- [28] J. Lee et al, Reactor experiment for neutrino oscillation at Yonggwang, J. Phys.: Conf. Ser. 120 052025 (2008) [<http://iopscience.iop.org/1742-6596/120/5/052025>]
- [29] D. E. Jaffe et al, A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay (2007) [arXiv:hep-ex/0701029]
- [30] Carlo Bemporad et al., Reactor-based Neutrino Oscillation Experiments, e-Print, hep-ph/0107277, 2001
- [31] M. Goodman. [Double Coz], A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} , (2006)[arXiv:hep-ex/0606025].

- [32] 香山翔: 原子炉ニュートリノ振動実験 Double Chooz の為のデータ解析手法の開発, 修士論文, 首都大学東京大学院理工学研究科, 2010
- [33] 浜松ホトニクス株式会社: <http://jp.hamamatsu.com/>
- [34] 春名毅: 原子炉ニュートリノ振動実験 Double Chooz のための 10 インチ光電子増倍管性能評価システムの開発, 修士論文, 首都大学東京大学院理工学研究科, 2007
- [35] 前田順平: 原子炉ニュートリノ振動実験のための宇宙線飛跡検出器の開発, 修士論文, 東京工業大学大学院理工学研究科, 2006
- [36] GEANT4: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [37] T. Matsubara. Detector construction and first data analysis for the Double Chooz reactor-neutrino experiment, (Dr. thesis submitted) 2010
- [38] private communication with H. Tabata