

# 修士学位論文

題 名 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

指導教授

住吉孝行 教授

平成24年 1月10日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科

物理学専攻

学修番号 10879318

氏 名 塚越健人

## 学位論文要旨（修士（理学））

論文著者名 塚越 健人

論文題名：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

ニュートリノは、1930年にW. Pauliによって $\beta$ 崩壊におけるエネルギー保存を説明するためにその存在仮説が提唱された中性レプトンである。ニュートリノには  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  の3つのフレーバーが存在し、時間発展と共にこのフレーバーが変化する現象のこと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( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ )と質量固有状態( $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ )を関係付けるMNS(牧・中川・坂田)行列によって説明され、この行列には $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ と呼ばれている3つの混合角が含まれている。3つのニュートリノ振動の混合角の内 $\theta_{12}$ と $\theta_{23}$ に関しては今までに測定されていたが、 $\theta_{13}$ に関してはその上限値が与えられているのみであった。しかし、2011年 Double Chooz, T2K, MINOS の実験結果を合わせることで、 $\theta_{13}$ が有限値を取ることが示唆された。このことにより、今後数年でレプトンセクターでのCP対称性と質量階層性の検証への道が拓かれると期待される。Double Chooz実験は今後、 $\Delta(\sin^2 2\theta_{13}) < 0.03$ という高精度での測定を目指していく。そのためには、様々な不定性から生じる系統誤差を削減する必要がある。本研究では高電圧電源とニュートリノのエネルギー再構成の2点についてそれぞれが持つ不定性の評価・削減を目指した。

高電圧電源に関しては光電子増倍管に正確な電圧を印加するために、現地で較正作業を行った。また、高電圧電源を安定的に動作させるために、高電圧電源を操作するソフトウェアの改良を行い、新たに外部から操作できるソフトウェアを開発した。さらに長期的な安定性について評価するために、モニタリングソフトウェアを開発し、実際に5ヶ月間にわたって安定性を評価した。

ニュートリノのエネルギー再構成に関しては、線源キャリブレーションに基づいてデータとモンテカルロシミュレーション間の光電子数の違いを補正した後、1つの換算係数を用いて観測された光電子数からエネルギーに変換する方法の位置依存性の評価を行った。さらに、再構成精度を向上させるために高精度なエネルギー再構成方法の開発を2つの方法で進めた。1つは現在使用されている光電子数補正方法の改善で、もう1つは今までの方法とは異なり、シミュレーションを用いて光電子数をより実際のエネルギーに近いシンチレータ中に落としたエネルギーに位置依存性を考慮して変換する方法である。2番目の手法はモンテカルロシミュレーションに強く依存するため、シミュレーションがデータを良く再現する



必要がある。検出器の応答がよく理解された上でこの再構成法を用いることにより、エネルギー再構成の検出器内非一様性に由来する系統誤差の抑制が見込まれる。

2011 年度 修士論文

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

首都大学東京大学院 理工学研究科 物理学専攻  
高エネルギー実験研究室

塚越健人

学修番号 10879318

平成 24 年 1 月 10 日



## 概要

ニュートリノは、1930年に W. Pauli によって  $\beta$  崩壊におけるエネルギー保存を説明するためにその存在仮説が提唱された中性レプトンである。ニュートリノには  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  の3つのフレーバーが存在し、時間発展と共にこのフレーバーが変化する現象のこと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 ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) と質量固有状態 ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ ) を関係付ける MNS(牧・中川・坂田) 行列によって説明され、この行列には  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  と呼ばれている3つの混合角が含まれている。3つのニュートリノ振動の混合角の内  $\theta_{12}$  と  $\theta_{23}$  に関しては今までに測定されていたが、 $\theta_{13}$  に関してはその上限値が与えられているのみであった。しかし、2011年 Double Chooz, T2K, MINOS の実験結果を合わせることで、 $\theta_{13}$  が有限値を取ることが示唆された。このことにより、今後数年でレプトンセクターでの CP 対称性と質量階層性の検証への道が拓かれると期待される。Double Chooz 実験は今後、 $\Delta(\sin^2 2\theta_{13}) < 0.03$  という高精度での測定を目指していく。そのためには、様々な不定性から生じる系統誤差を削減する必要がある。本研究では高電圧電源とニュートリノのエネルギー再構成の2点についてそれぞれが持つ不定性の評価・削減を目指した。

高電圧電源に関しては光電子増倍管に正確な電圧を印加するために、現地で較正作業を行った。また、高電圧電源を安定的に動作させるために、高電圧電源を操作するソフトウェアの改良を行い、新たに外部から操作できるソフトウェアを開発した。さらに長期的な安定性について評価するために、モニタリングソフトウェアを開発し、実際に9ヶ月にわたって安定性を評価した。

ニュートリノのエネルギー再構成に関しては、線源キャリブレーションに基づいてデータとモンテカルロシミュレーション間の光電子数の違いを補正した後、1つの換算係数を用いて観測された光電子数からエネルギーに変換する方法の位置依存性の評価を行った。さらに、再構成精度を向上させるために高精度なエネルギー再構成方法の開発を2つの方法で進めた。1つは現在使用されている光電子数補正方法の改善で、もう1つは今までの方法とは異なり、シミュレーションを用いて光電子数をより実際のエネルギーに近いシンチレータ中に落としたエネルギーに位置依存性を考慮して変換する方法である。2番目の手法はモンテカルロシミュレーションに強く依存するため、シミュレーションがデータを良く再現する必要がある。検出器の応答がよく理解された上でこの再構成法を用いることにより、エネルギー再構成の検出器内非一様性に由来する系統誤差の抑制が見込まれる。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>はじめに</b>	<b>1</b>
1.1	ニュートリノ	1
1.2	研究目的	2
1.2.1	Double Chooz 実験の目的	2
1.2.2	高電圧電源の安定性	2
1.2.3	エネルギー再構成方法	2
<b>第2章</b>	<b>ニュートリノ振動</b>	<b>4</b>
2.1	ニュートリノ振動	4
2.2	ニュートリノ振動実験	6
2.2.1	ニュートリノ振動パラメータの測定	6
2.2.2	混合角 $\theta_{13}$ の測定実験	10
<b>第3章</b>	<b>Double Chooz 実験</b>	<b>14</b>
3.1	概要	14
3.2	Chooz 原子力発電所	17
3.3	検出器	18
3.3.1	検出原理	18
3.3.2	$\nu$ -target 層と $\gamma$ -catcher 層	21
3.3.3	Non-scintillating Buffer 層	21
3.3.4	光電子増倍管 (PMT)	21
3.3.5	Inner Veto	24
3.3.6	Outer Veto	24
3.3.7	読み出しシステム	25
3.3.8	検出器まとめ	26
3.4	バックグラウンド	27
3.4.1	Accidental バックグラウンド	27
3.4.2	Correlated バックグラウンド	28
<b>第4章</b>	<b>高電圧電源システムの開発</b>	<b>30</b>
4.1	CAEN 高電圧電源	30

4.1.1	SY1527LC	30
4.1.2	A1535P	32
4.2	出力電圧値の測定	35
4.3	異常が確認されたモジュール・チャンネル	38
4.4	ノイズ測定	39
4.5	モジュールキャリブレーション	40
4.5.1	モジュールのキャリブレーション方法	41
4.5.2	モジュールのキャリブレーション結果	43
4.6	出力の長期安定性	45
4.7	高電圧電源制御・モニターシステムの開発	47
4.7.1	コントロールサーバ	47
4.7.2	コントロール GUI	48
4.7.3	オンラインモニター	49
4.7.4	データベース	49
4.8	Offline DQM (Data Quality Monitoring)	51
4.9	まとめ	52
<b>第 5 章</b>	<b>エネルギー再構成とその精度評価</b>	<b>53</b>
5.1	概要	53
5.2	線源キャリブレーション	53
5.3	シミュレーション	55
5.4	エネルギー再構成手順	55
5.5	エネルギー再構成の精度評価	57
5.5.1	Deployment source を用いた評価	57
5.5.2	Natural source を用いた評価	61
5.6	まとめ	67
<b>第 6 章</b>	<b>ニュートリノイベントの高精度エネルギー再構成手法の開発</b>	<b>68</b>
6.1	概要	68
6.2	エネルギー再構成のための MC に対する光電子数補正方法の改善	68
6.2.1	光電子数補正手法	69
6.2.2	Deployment source を用いた評価	71
6.3	位置依存性を考慮したエネルギー再構成方法	75
6.3.1	エネルギー再構成関数の作成手順	75
6.3.2	陽電子 MC を用いたエネルギー再構成精度の評価	78
6.3.3	ニュートリノ MC のエネルギー再構成	78
6.4	まとめ	81

<b>第 7 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>82</b>
7.1	まとめ . . . . .	82
7.2	今後 . . . . .	83
<b>付 録 A</b>	<b>高電圧電源用コントロール GUI</b>	<b>84</b>

# 目 次

2.1	K2K で得られたデータ . . . . .	6
2.2	SK 実験における大気ニュートリノの天頂角分布 . . . . .	8
2.3	Double Chooz, T2K, MINOS, CHOOZ 実験の結果を合わせて求めた $\sin^2 2\theta_{13}$ の値 . . . . .	9
2.4	J-PARC とスーパーカミオカンデの位置関係 . . . . .	10
2.5	T2K 実験の $\theta_{13}$ への感度 (1) . . . . .	11
2.6	T2K 実験の $\theta_{13}$ への感度 (2) . . . . .	11
2.7	RENO 実験に於ける原子炉と検出器の位置関係 . . . . .	12
2.8	Daya Bay 実験に於ける原子炉と検出器の位置関係 . . . . .	13
3.1	Chooz 原子炉 . . . . .	14
3.2	$\bar{\nu}_e$ の飛行距離と振動確率の関係。 . . . .	15
3.3	Double Chooz 実験で期待される $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の時間推移 . . . . .	16
3.4	原子炉内での $^{235}\text{U}$ の崩壊過程の例 . . . . .	17
3.5	Double Chooz 検出器の概略図 . . . . .	18
3.6	逆 $\beta$ 崩壊後の先発信号と後発信号の模式図 . . . . .	19
3.7	原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル . . . . .	20
3.8	実際の 10 インチ PMT の写真 . . . . .	22
3.9	低バックグラウンド 10 インチ PMT の概略図と波長特性 . . . . .	23
3.10	Double Chooz 実験における PMT の配置図 . . . . .	23
3.11	Inner Veto, Outer Veto を設置したときの高速中性子バックグラウンドの量の変化 . . . . .	24
3.12	Double Chooz 実験で使用されている読み出しシステムの模式図 . . . . .	25
3.13	FADC で取得された波形の例 . . . . .	26
3.14	核破碎反応の模式図 . . . . .	29
4.1	CAEN SY1527LC メインフレーム . . . . .	31
4.2	CAEN A1535P モジュール . . . . .	32
4.3	A1535P から HV チップを取り外した様子 . . . . .	33
4.4	Patch panel . . . . .	33
4.5	出力電圧測定回路 . . . . .	35



4.6	HV の設定電圧に対する出力電圧とモニター電圧の関係 . . . . .	36
4.7	(出力電圧 - 設定電圧) のモジュール依存性 . . . . .	37
4.8	出力電圧のリニアリティ測定の結果 . . . . .	37
4.9	Splitter 回路 . . . . .	39
4.10	Splitter 回路の回路図 . . . . .	40
4.11	Peak to Peak 値による HV ノイズの分布 . . . . .	41
4.12	モジュールキャリブレーション時の様子 . . . . .	42
4.13	設定電圧 $V_{\text{set}}$ とモニター電圧 $V_{\text{mon}}$ の差のキャリブレーション前後での比較 . . . . .	43
4.14	設定電圧 $V_{\text{set}}$ と測定電圧 $V_{\text{mea}}$ の差のキャリブレーション前後での比較 . . . . .	44
4.15	設定電圧 $V_{\text{set}}$ とモニター電圧 $V_{\text{mon}}$ の差のキャリブレーション前後での比較 . . . . .	44
4.16	設定電圧 $V_{\text{set}}$ と測定電圧 $V_{\text{mea}}$ の差のキャリブレーション前後での比較 . . . . .	45
4.17	設定電圧に対するモニター電圧の時間変動 . . . . .	46
4.18	9ヶ月間の測定において、平均モニター電圧から最も離れたモニター電圧。 . . . .	46
4.19	高電圧電源システムの概念図 . . . . .	47
4.20	コントロール GUI - メインウインドウ . . . . .	48
4.21	オンラインモニターの一例 . . . . .	50
4.22	Offline DQM の Web ページ . . . . .	51
5.1	線源キャリブレーションシステムの検出器内での位置 . . . . .	54
5.2	検出光電子数の非線形性に関する光電子数補正 . . . . .	56
5.3	粒子発生位置の鉛直方向成分に関する光電子数補正 . . . . .	56
5.4	deployment source のエネルギースペクトル . . . . .	59
5.5	H キャプチャーピークの線源位置依存性 . . . . .	60
5.6	Gd キャプチャーピークの線源位置依存性 . . . . .	60
5.7	H キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 . . . . .	60
5.8	Gd キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 . . . . .	60
5.9	ニュートリノ MC の位置再構成結果 . . . . .	62
5.10	再構成位置で分類する前の natural source のエネルギースペクトル . . . . .	62
5.11	再構成位置を R で分類した後の natural source のエネルギースペクトル . . . . .	63
5.12	再構成位置を Z で分類した後の natural source のエネルギースペクトル . . . . .	64
5.13	H キャプチャーピークの粒子発生位置依存性 (Z 成分) . . . . .	65
5.14	Gd キャプチャーピークの粒子発生位置依存性 (Z 成分) . . . . .	65
5.15	H キャプチャーピークの粒子発生位置依存性のデータと MC の比較 (Z 成分) . . . . .	65

5.16 Gd キャプチャーピークの粒子発生位置依存性のデータと MC の比較 (Z 成分) . . . . .	65
5.17 H キャプチャーピークの粒子発生位置依存性 (R 成分) . . . . .	66
5.18 Gd キャプチャーピークの粒子発生位置依存性 (R 成分) . . . . .	66
5.19 H キャプチャーピークの粒子発生位置依存性のデータと MC の比較 (R 成分) . . . . .	66
5.20 Gd キャプチャーピークの粒子発生位置依存性のデータと MC の比較 (R 成分) . . . . .	66
6.1 true position に対する $R(\text{rec})-R(\text{true})$ 値 . . . . .	69
6.2 true position に対する $Z(\text{rec})-Z(\text{true})$ 値 . . . . .	69
6.3 H キャプチャーピークを元にした光電子数補正マップ . . . . .	70
6.4 Gd キャプチャーピークを元にした光電子数補正マップ . . . . .	70
6.5 H, Gd ピークで作ったマップを合わせた光電子数補正マップ . . . . .	70
6.6 結合後の光電子数補正マップを R と Z で内挿したもの . . . . .	70
6.7 H キャプチャーピークの線源位置依存性 (Z-Axis) . . . . .	72
6.8 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性 (Z-Axis) . . . . .	72
6.9 H キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Z-Axis) . . . . .	72
6.10 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Z-Axis) . . . . .	72
6.11 H キャプチャーピークの線源位置依存性 (Guide tube, $Z=1320$ mm) . . . . .	73
6.12 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性 (Guide tube, $Z=1320$ mm) . . . . .	73
6.13 H キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Guide tube, $Z=1320$ mm) . . . . .	73
6.14 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Guide tube, $Z=1320$ mm) . . . . .	73
6.15 H キャプチャーピークの線源位置依存性 (Guide tube, $R=1188$ mm) . . . . .	74
6.16 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性 (Guide tube, $R=1188$ mm) . . . . .	74
6.17 H キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Guide tube, $R=1188$ mm) . . . . .	74
6.18 Gd キャプチャーピークの線源位置依存性のデータと MC の比較 (Guide tube, $R=1188$ mm) . . . . .	74
6.19 3 MeV の陽電子を発生させた時の総光電子数の R, Z 分布 . . . . .	76
6.20 3 MeV の陽電子を発生させた時の再構成位置に対する総光電子数 . . . . .	76
6.21 ある領域での $E_{\text{dep}}/\text{PE}$ の分布 . . . . .	77
6.22 ある領域での PE, Factor グラフ . . . . .	77
6.23 1000PE の Factor の R, Z 分布 . . . . .	78
6.24 エネルギー分解能と deposit energy の関係 . . . . .	79
6.25 エネルギー再構成精度と粒子発生位置の関係 . . . . .	79

6.26	ニュートリノ MC のエネルギースペクトル . . . . .	80
6.27	ニュートリノのエネルギースペクトルに於ける deposit energy のイベント数に対する再構成エネルギーのイベント数の割合 . . . . .	80
A.1	HV GUI - Login window . . . . .	84
A.2	HV GUI - Main window . . . . .	85
A.3	HV GUI - See channel window . . . . .	86
A.4	HV GUI - See module window . . . . .	87
A.5	HV GUI - ON/OFF window . . . . .	88
A.6	HV GUI - Set value window . . . . .	89
A.7	HV GUI - Change config window . . . . .	90
A.8	HV GUI - Warning window . . . . .	91

# 表 目 次

3.1	原子核崩壊における各核種の $\bar{\nu}_e$ の発生数と放出エネルギー . . . . .	17
3.2	Double Chooz 実験における液体シンチレータの構成 . . . . .	21
3.3	10 インチ PMT の基本特性 . . . . .	22
3.4	Double Chooz 検出器の構造に関する諸元 . . . . .	26
3.5	CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の検出器由来の系統誤差 . . . . .	27
4.1	CAEN SY1527 の基本特性 . . . . .	31
4.2	CAEN A1525P の基本特性 . . . . .	34
4.3	異常が確認されたモジュール・チャンネル . . . . .	38
4.4	HV チップを交換したチャンネル . . . . .	38
5.1	キャリブレーションに用いられる放射線源 . . . . .	54

# 第1章 はじめに

## 1.1 ニュートリノ

ニュートリノは、1930年に W. Pauli によって  $\beta$  崩壊におけるエネルギー保存を説明するためにその存在仮説が提唱された中性レプトンである [1]。"Liebe radioaktive Damen und Herren" (親愛なる放射性紳士淑女の皆様) と題して研究者仲間に送られた手紙のなかでニュートリノの存在が予言されていたことは有名である。ニュートリノは弱い相互作用しか起こさず質量が 0 に近いいため、長年その存在が確認されていなかった。しかし、1956年に F. Reines と L. Cowan の原子炉ニュートリノの測定実験によりその存在が確認され [2]、1964年に M. Lederman らの陽子加速器を用いたニュートリノの測定実験により  $\bar{\nu}_\mu$  が発見された [3]。その後 1989年に LEP 実験による Z の見えないモードへの崩壊幅の測定から質量が 45 GeV 以下のニュートリノは、電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )・ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )・タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の三代しか存在しないことが証明された [4]。一方、太陽ニュートリノ問題として 1998年には SK(スーパーカミオカンデ)による大気ニュートリノの測定実験によって地球の裏側から飛来するニュートリノが一定の確率で  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の世代交代を起こしていることが確認された [5]。この時間発展と共にニュートリノの世代が変化する現象をニュートリノ振動といい、この発見によりニュートリノが質量を持つことが確認された。ニュートリノ振動には3つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  が存在し、その内  $\theta_{12}$  と  $\theta_{23}$  に関しては様々な実験で測定されてきたが  $\theta_{13}$  に関しては、その値が比較的小さいことからその上限値が求められているだけであった。しかし 2011年に原子炉ニュートリノ実験 Double Chooz と加速器ニュートリノ実験 T2K と MINOS それぞれの実験結果を合わせることで、はじめて  $\theta_{13}$  が有限値を取ることが示唆された。このことにより、今後数年でレプトンセクターでの CP 対称性と質量階層性の検証への道が拓かれると期待される。ニュートリノ振動についての詳しい説明は第2章で記述する。

## 1.2 研究目的

### 1.2.1 Double Chooz 実験の目的

原子炉ニュートリノ実験 Double Chooz は、混合角  $\theta_{13}$  の精密測定を目指す国際共同実験である [7]。加速器ニュートリノ実験と異なり純粋に  $\theta_{13}$  を測定できることが原子炉ニュートリノ実験の特徴である。その中でも Double Chooz 実験はいち早く実験を開始し、2011 年には最初の結果として  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.085 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$  という結果を報告した [6]。今後は  $\Delta(\sin^2 2\theta_{13}) < 0.03$  というより高精度での測定を目標とする。そのためには種々のバックグラウンドの理解と除去、測定器の安定性、また様々な不定性から生じる系統誤差の理解が不可欠となる。本研究では高電圧電源とニュートリノのエネルギー再構成の 2 点について、それぞれが持つ不定性の評価・削減を目指した。第 3 章で Double Chooz 実験について記述する。

### 1.2.2 高電圧電源の安定性

Double Chooz 実験において、高電圧電源はニュートリノイベント検出用の 390 本の PMT とバックグラウンド同定用の 78 本への電圧印加に用いられる。高電圧電源の出力電圧の変動は PMT の増幅率へ直接関係するので、エネルギー測定に影響を及ぼす。本研究では、PMT へ正確な電圧を印加するために実験サイトで高電圧電源の性能評価と校正作業を行った。また、高電圧電源を安定的に動作させるために、高電圧電源を操作するソフトウェアの構造の改良を行い、新たに外部から操作できるソフトウェアを開発した。さらに長期的な安定性について評価するために、モニタリングソフトウェアを開発し実際に安定性を評価した。高電圧電源の安定性については第 4 章で記述する。

### 1.2.3 エネルギー再構成方法

Double Chooz 実験ではニュートリノ振動による効果を測定する方法として、反電子ニュートリノの欠損量を測定する方法と、欠損量に加えてニュートリノ振動によるエネルギースペクトルの変化を観測する 2 つの方法を用いる。ニュートリノ振動によるエネルギースペクトルの変化はとて小さいので後者の方法を用いるためには、ニュートリノスペクトルの歪みを高精度で測定することが重要となる。現在使用されているエネルギー再構成法はデータとモンテカルロシミュレーションの結果の違いを補正した後、1 つの変数を用いて検出光電子数からエネルギーに変換している。補正する際に用いる関数は検出光電子数の非線形性に関するものと、粒子発生位置の鉛直方向成分に関するものをかけ合わせたものである。この手法はシミュレーショ

ンで得られた結果に対して2つの補正関数をかけ合わせるため、この関数の見積もりが重要となる。

本研究では初めにこの手法の評価を行い、その後、より高精度なエネルギー再構成方法として2つの異なる方法を試みた。1つの方法は現在使用されている方法を発展させたもので、粒子発生位置に関するシミュレーションの補正を3次元に拡張することでエネルギー再構成精度の向上を図るものである。もう1つの方法は上記の方法とは異なり検出光電子数からシンチレータ中に落としたエネルギーまで戻す手法で、モンテカルロシミュレーションで検出光電子数と粒子の発生位置の2つの情報をもとにエネルギーに変換する係数を求める。この手法はモンテカルロシミュレーションに強く依存する手法であるため、モンテカルロがデータを良く再現する必要がある。検出器がよく理解された上でこの再構成法を用いることにより、エネルギー再構成の検出器内非一様性に由来する系統誤差の抑制が見込まれる。第5章で現在使用されているエネルギー再構成方法とその評価、第6章で高精度エネルギー再構成手法の開発について記述する。

## 第2章 ニュートリノ振動

### 2.1 ニュートリノ振動

1.1 節で記述した通り、ニュートリノ振動とはニュートリノが質量を持つとすると時間発展と共に  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  のフレーバー間で変化する現象のことである。この理論は1962年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって提唱された [8]。以下ではこの理論について簡略に説明する。

まずニュートリノは質量を持ち、その弱い相互作用の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) と質量の固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) は異なっており、弱い相互作用の固有状態は以下のように質量の固有状態の混合状態として表されたとする。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\text{MNS}}^{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

$U_{\text{MNS}}$  は牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) と呼ばれる 3 行 3 列のユニタリー行列であり、以下のように表される。

$$\begin{aligned} U_{\text{MNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1) \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}s_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

ここで  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$  であり  $\theta_{ij}$  は質量の固有状態  $\nu_i$  と  $\nu_j$  の混合角、 $\delta$  は複素位相である。 $\delta$  が 0 でない場合、MNS 行列は虚部を含み、それは CP 対称性の破れを生むため、 $\delta$  は CP 位相と呼ばれる。

簡単のために 2 世代間での混合を考える。弱い相互作用の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$  は質量の固有状態  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  の混合状態として表される。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}$$

質量の固有状態の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (i = 1, 2)$$



と表される。ここで  $E_i, p_i$  は  $\nu_i$  のエネルギー、運動量を表す。よって弱い相互作用の固有状態の時間発展は、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E_1 t - p_1 x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix}$$

と表される。ニュートリノは相対論的 ( $m_i \ll E_i$ ) であるため、 $t \approx L, p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$  と近似することができ、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix}$$

と近似することができる。これより  $\nu_\alpha$  が距離  $L$  を飛行した後に  $\nu_\beta (\alpha \neq \beta)$  になる確率は、質量固有状態  $i, j$  間の質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$  を用いて、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

と表される。また飛行後に  $\nu_\alpha$  のままである確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

となる。実際にはニュートリノは3世代あるため、式 (2.2), (2.3) では不十分であり、3世代での振動確率は、

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

と表される。

このようにニュートリノ振動はニュートリノが有限の質量を持ち、弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なり、さらに3つの質量固有状態が1つに縮退していない場合に起こり、3つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  と3つの独立な質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  ならびに1つの位相  $\delta$  によって記述される。これは、ニュートリノが質量を持たないことと共に、レプトンフレーバー保存則を破るという素粒子物理学の標準模型を超える現象である。

## 2.2 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動は1998年にSKグループの行った大気ニュートリノの観測により初めて発見され[9]、2004年にK2K実験によりその存在が確立された[10]。図2.1にK2Kで観測されたニュートリノスペクトルと振動パラメータの許容範囲を示す。

また2010年にはOPERA実験が $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動現象を直接的に確認したことが発表された[11]。

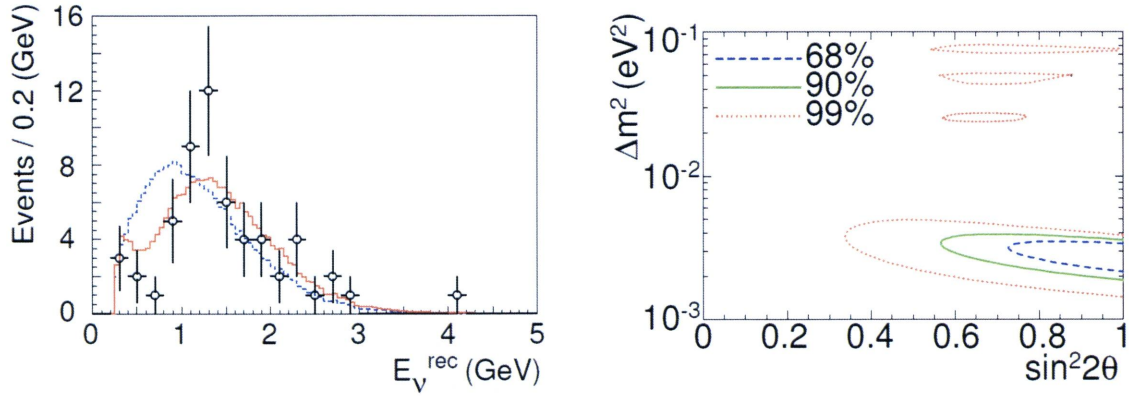


図 2.1: K2K で得られたデータ [10]。(左) 青線は振動がない場合、赤線は振動を仮定した場合のベストフィット。(右) K2K 実験での振動パラメータの許容領域。

### 2.2.1 ニュートリノ振動パラメータの測定

ニュートリノ振動に関するパラメータは全部で7つある。3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、3つの質量二乗差 $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \Delta m_{13}^2$ 、及びCP位相 $\delta$ である。以下にニュートリノ振動パラメータ測定の現状をまとめる。

$\theta_{12}, \Delta m_{12}^2$

スーパーカミオカンデ、SNOによる太陽ニュートリノ観測[12][13]とKamLANDでの原子炉ニュートリノ観測[14]から測定されている。KamLAND実験はカミオカンデ検出器跡地に設置された1000 tonsの液体シンチレータ検出器により日本中の原子炉で発生するニュートリノを検出し、その欠損量から反電子ニュートリノ振動を測定する実験である。これらの実験から

$\Delta m_{12}^2 = 7.58_{-0.13}^{+0.14} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ ,  $\tan^2 2\theta_{12} = 0.56_{-0.07}^{+0.10}$  が得られている。

$\theta_{23}, \Delta m_{23}^2$

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測[9]、K2K実験[10]、MINOS実

験 [15] によって測定されている。MINOS 実験は大気ニュートリノの観測により確認されたミューニュートリノの欠損を検証する長基線ニュートリノ振動実験である。これらの実験により  $2.1 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 2.7 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  (90 % C.L),  $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92$ ,  $\theta_{23} = 45 \pm 8^\circ$  (90 % C.L) が得られている。また、図 2.2 は SK 実験によって得られたミューニュートリノの天頂角分布である。この分布の上下非対称性によりニュートリノ振動の存在が示された。

$\theta_{13}, \Delta m_{13}^2$

CHOOZ 実験により  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$  (@  $\Delta m_{13}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ , 90 % C.L.) という上限値が与えられているのみであったが、2011 年に後述する Double Chooz 実験が  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$  という結果を報告し [6]、T2K, MINOS 実験の結果と合わせる事により  $\sin^2 2\theta_{13}$  が有限値をとることが示された (図 2.3)。ここで、 $|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{23}^2|$  より  $|\Delta m_{13}^2| \sim |\Delta m_{23}^2| \sim 2.4 \times 10^{-3}$  としている。 $\sin^2 2\theta_{13}$  が 0 でないとき式 (2.1) の  $\delta$  を含む項が意味を持つことになるので、レプトンセクターでの CP 対称性の検証を行うことが可能となる。

$\delta$

MNS 行列式 (2.1) が表すように、 $\delta$  は  $\theta_{13}$  が 0 でないときに初めて意味を持つ量である。 $\delta$  が 0 でないとき MNS 行列は虚部を含むので振動の確率は  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ 、つまり CP 対称性の破れが生じる。レプトンセクターでの CP 対称性の破れの検証は、宇宙で反物質に対して物質が優勢である原因を解明する可能性があるので重要な課題の一つである。

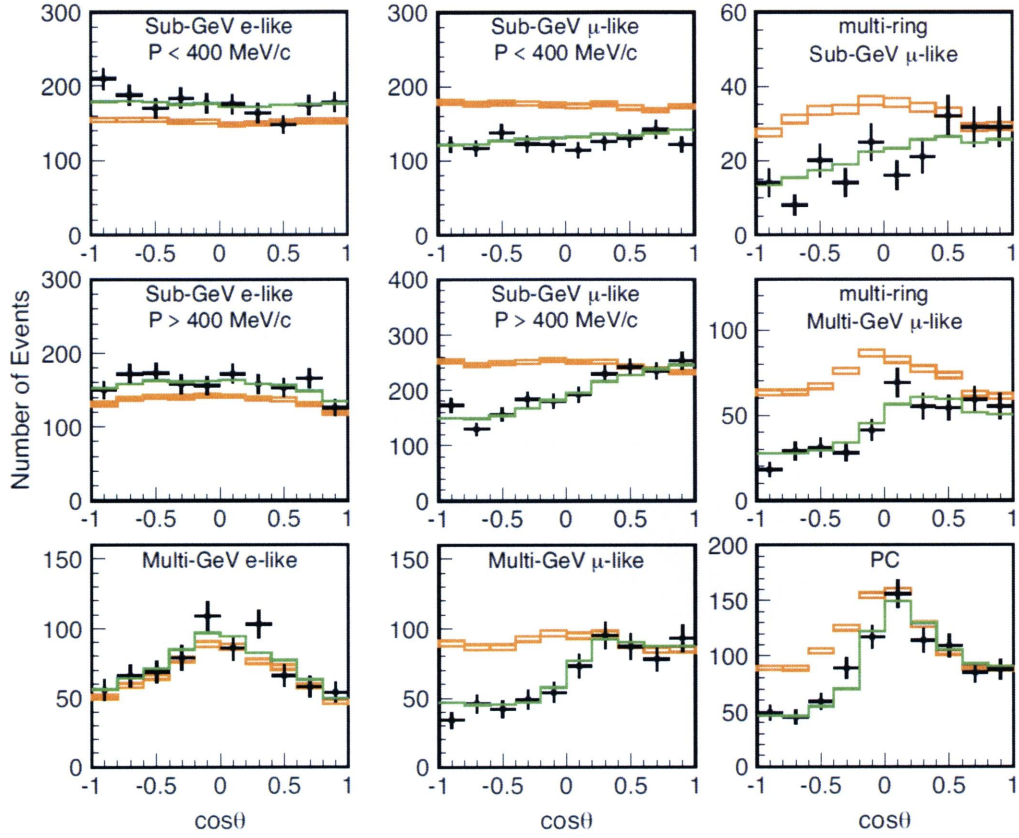


図 2.2: SK 実験における大気ニュートリノの天頂角分布 [9]。sub-GeV( $E < 1.33$  GeV)、multi-GeV( $E > 1.33$  GeV) の 1-ring および multi-ring のニュートリノ事象である。四角で表した点はニュートリノ振動が無い場合の統計誤差を考慮したときのモンテカルロ・データで、赤の破線はニュートリノ振動を仮定したときのベストフィットである。

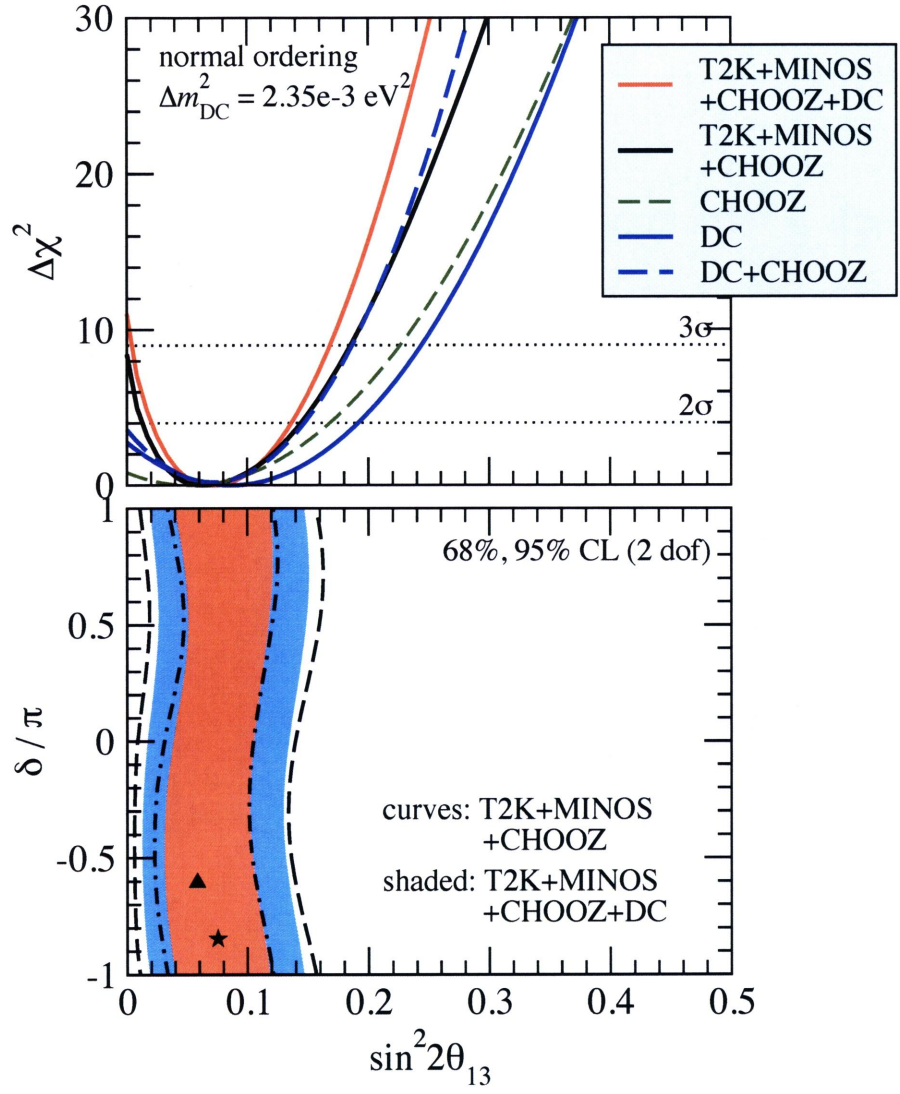


図 2.3: Double Chooz, T2K, MINOS, CHOOZ 実験の結果を合わせて求めた  $\sin^2 2\theta_{13}$  の値



## 2.2.2 混合角 $\theta_{13}$ の測定実験

未確定の混合角  $\theta_{13}$  を求めるため、現在世界中で様々な実験が推進されている。主な実験として原子炉を用いた実験では Double Chooz 実験、RENO 実験、Daya Bay 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。以下では T2K 実験、RENO 実験、Daya Bay 実験の概要をまとめる。なお本研究のための Double Chooz 実験については第 3 章で詳しく解説する。

### T2K 実験

T2K 実験は加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村に建設された大強度陽子加速器 J-PARC[17] の 30 GeV 陽子シンクロトロンからの大強度陽子ビームにより K2K 実験の約 50 倍の強度のほぼ純粋なミューニュートリノビームを生成し、それを生成点直後に設置された前置検出器と 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町に位置する後置検出器、スーパーカミオカンデで観測する。J-PARC とスーパーカミオカンデの位置関係を図 2.4 に示す。

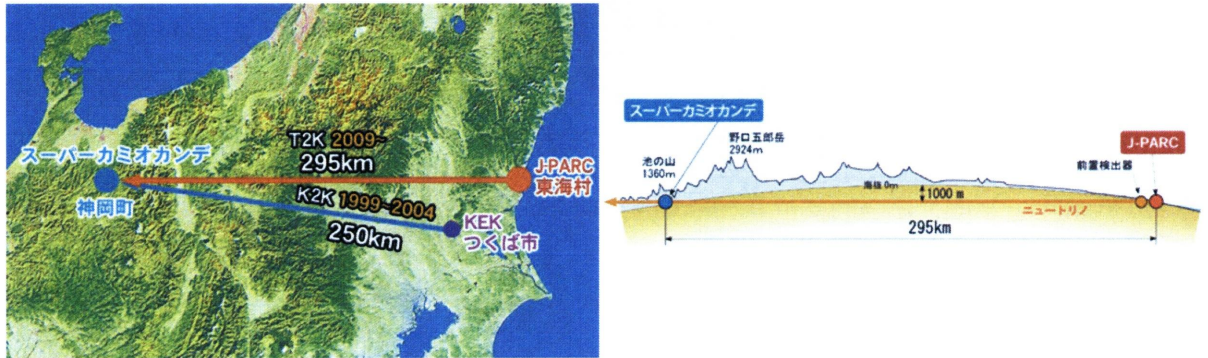


図 2.4: J-PARC とスーパーカミオカンデの位置関係

この実験の最大の目的は振動モード  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  を発見し、混合角  $\theta_{13}$  の有限値の測定をすることである。この振動モードの振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  は以下のように近似できる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right)$$

T2K 実験グループは 2010 年 1 月の本格的なデータ取得開始から 2011 年 3 月 11 日の東日本大震災による J-PARC 加速器施設の停止までの間に取得した全データ合計  $1.43 \times 10^{20}$  POT (Protons on Target) を用いた解析において振動現象の兆候を捉えたと

発表した [16]。今後実験再開から約5年間のデータ取得により、 $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  において現在の上限値の 20 倍にあたる  $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$  の感度までの測定を予定している (図 2.5)。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  $\delta$  と質量階層性を含んでいるため純粋な  $\sin^2 2\theta_{13}$  を得ることは難しい。図 2.6 に T2K 実験によって到達することが予想されている  $\sin^2 2\theta_{13}$  の測定感度を示す。

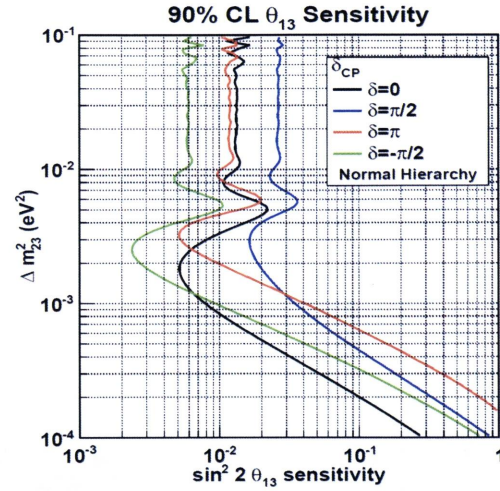
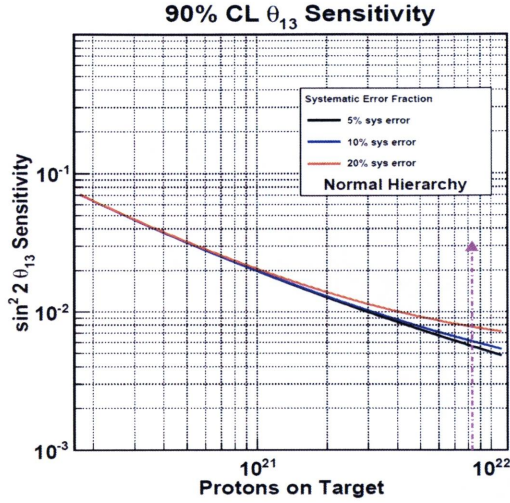


図 2.5: T2K 実験の  $\theta_{13}$  への感度 (90 % C.L.)  
 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8704$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  
 $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  
 $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\delta_{CP} = 0$   
 標準階層のとき。  
 横軸が Protons on Target、  
 縦軸が  $\sin^2 2\theta_{13}$  への感度を示す。

図 2.6: T2K 実験の  $\theta_{13}$  への感度 (90 % C.L.)  
 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8704$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  
 $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $5 \times 10^{21} \text{POT}$   
 標準階層, 系統誤差 = 10% のとき。  
 横軸が  $\sin^2 2\theta_{13}$  への感度、  
 縦軸が  $\Delta m_{23}^2$  を示す。

## RENO 実験

RENO 実験は、韓国・京城から南に 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、混合角  $\theta_{13}$  の決定を目指す原子炉ニュートリノ振動実験である [18]。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 に同一構造の検出器が配置されている。検出器は高さ 70 m の山を横に 130 m 程くり抜いた所に Near detector、高さ 200 m の山を 460 m くり抜いた所に Far detector をそれぞれ配置する。図 2.7 に原子炉と検出器の位置関係



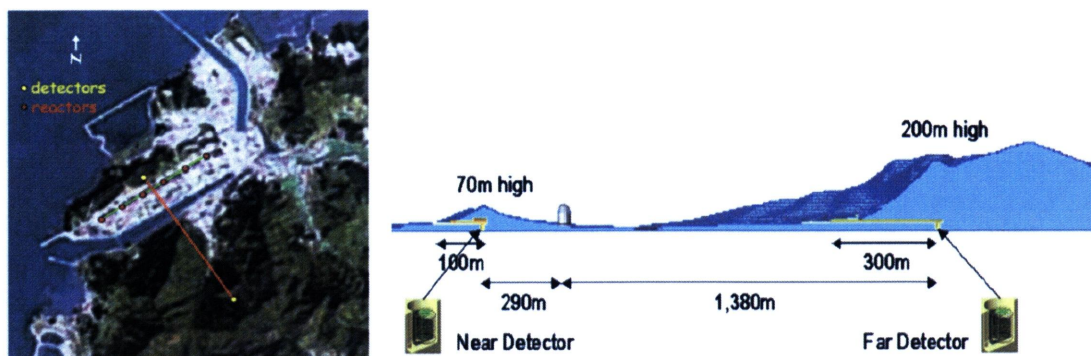


図 2.7: RENO 実験に於ける原子炉と検出器の位置関係

を示す。また検出には 0.1% の Gd を含む 15 tons の液体シンチレータが使用される。RENO 実験は 2011 年夏からデータ取得を開始しており、今後 3 年間に得られた実験データの統計誤差と系統誤差の 2 つを、2 基の検出器を使うことで 0.6% 以下に抑え、 $\sin^2 2\theta_{13}$  の上限値を 0.02 まで求めることを目標としている。

### Daya Bay 実験

Daya Bay 実験は中国南部香港郊外に位置する 2ヶ所の原子力発電所 (Daya Bay 原子力発電所, Ling Ao 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  $\theta_{13}$  の測定を目指す原子炉ニュートリノ振動実験である [19]。2 つの原子力発電所は約 1,100 m 程離れており、今後更にもう 1ヶ所の原子力発電所 (Ling Ao-ii) が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, Ling Ao の 2 基の発電所で計 11.6 GW に達する。

原子炉と検出器は図 2.8 の様に配置されており、Near (Daya Bay, Ling Ao), Far そして Mid の計 4ヶ所に同一構造の検出器を配置する。検出には約 20 tons の Gd 入り液体シンチレータが使用される。Daya Bay 実験は 2012 年夏からのデータ取得を予定しており、最初の 1 年間で  $\sin^2 2\theta_{13}$  の感度を 0.03 (90% C.L) とし、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。



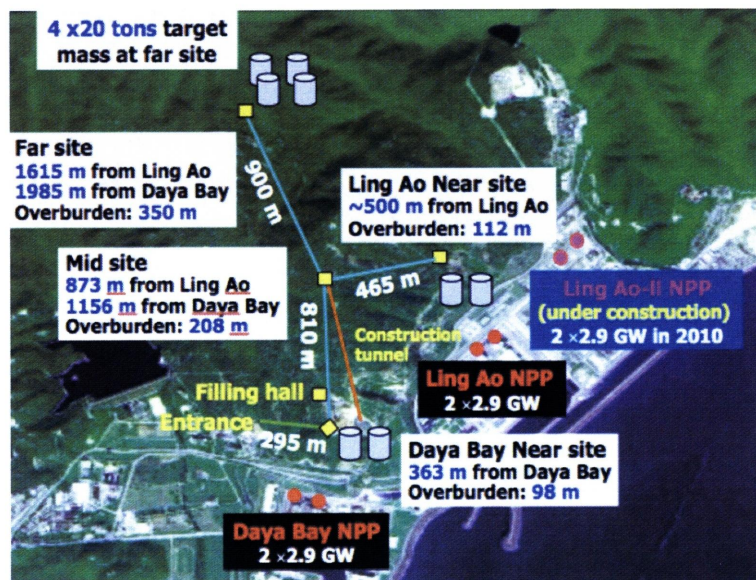


図 2.8: Daya Bay 実験に於ける原子炉と検出器の位置関係

## 第3章 Double Chooz 実験

### 3.1 概要



図 3.1: Chooz 原子炉

Double Chooz 実験は、フランスの Chooz 原子炉で発生した反電子ニュートリノを観測することにより、混合角  $\theta_{13}$  の精密測定を目指す国際共同実験である。Double Chooz 実験はフランス北部のベルギー国境付近にある Chooz 原子力発電所の 2 基の原子炉 ( $4.27 \text{ GW} \times 2$ ) から発生した反電子ニュートリノを、炉心からの距離 400 m に設置された前置検出器と 1050 m に設置された後置検出器の 2 つの同一構造をした検出器を用いて観測する (図 3.1)。図 3.2 に  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ ,  $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12} = 0.52$  としたときの  $\bar{\nu}_e$  の飛行距離と振動確率の関係を示す。後置検出器の位置は  $\theta_{13}$  による振幅確率がほぼ最大付近となる位置に設置されている。

Double Chooz 実験は 2011 年春より後置検出器のみでの本格的なデータ取得を開

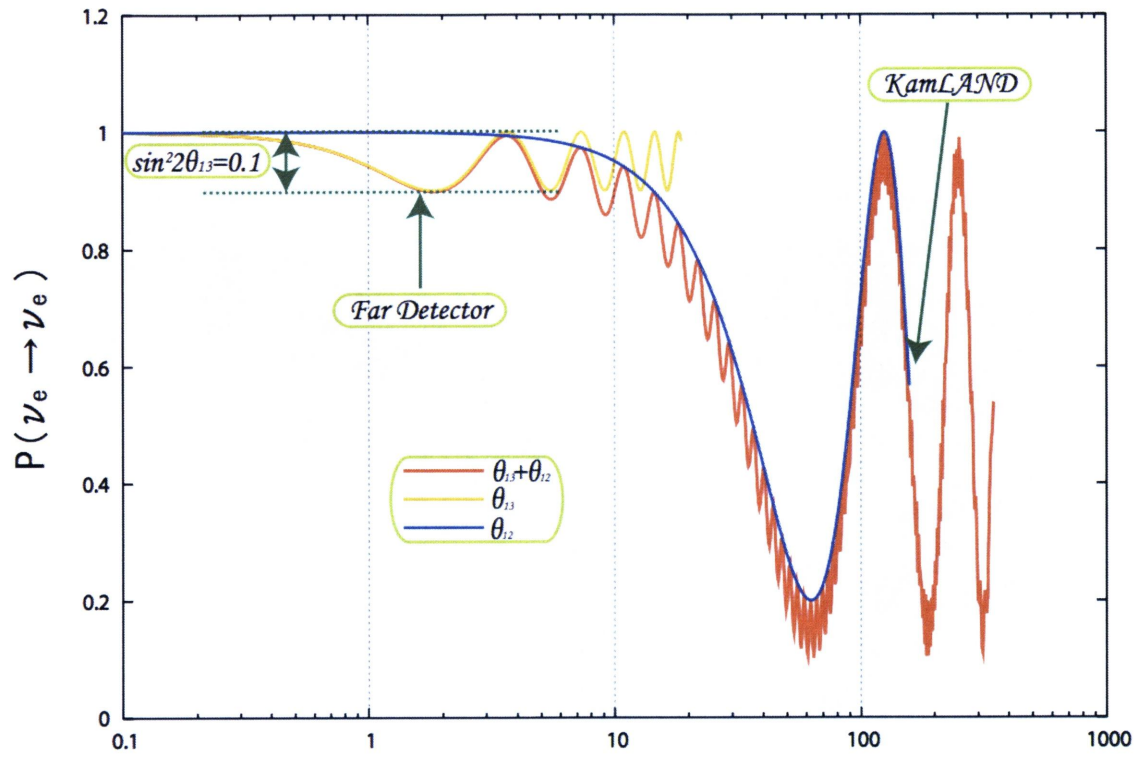


図 3.2:  $\bar{\nu}_e$  の飛行距離と振動確率の関係。  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1, \Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 。  
黄線は  $\theta_{13}$  のみ、青線は  $\theta_{12}$  のみを考慮した図（赤線はそれらの混合）。



始している。後置検出器のみのデータで1年半後には  $\Delta \sin^2 2\theta_{13} < 0.06$  (90 % C.L.) の精度での測定が見込まれている。さらに後置検出器のデータ取得開始から1年半後には前置検出器でのデータ取得も開始され、2つの検出器のデータを比較することによりニュートリノフラックスの不定性や検出器由来の系統誤差を大幅に削減することができる。それにより、 $\Delta \sin^2 2\theta_{13} < 0.03$  (90 % C.L.) までの感度での測定が見込まれている。図 3.3 に Double Chooz 実験で得られる振動がない場合の  $\sin^2 2\theta_{13}$  に対する感度の時間推移のグラフを示す。横軸の時間には、データ取得効率、及び原子炉の稼働効率も考慮されており、実際のタイムスケールに近いと考えられる。

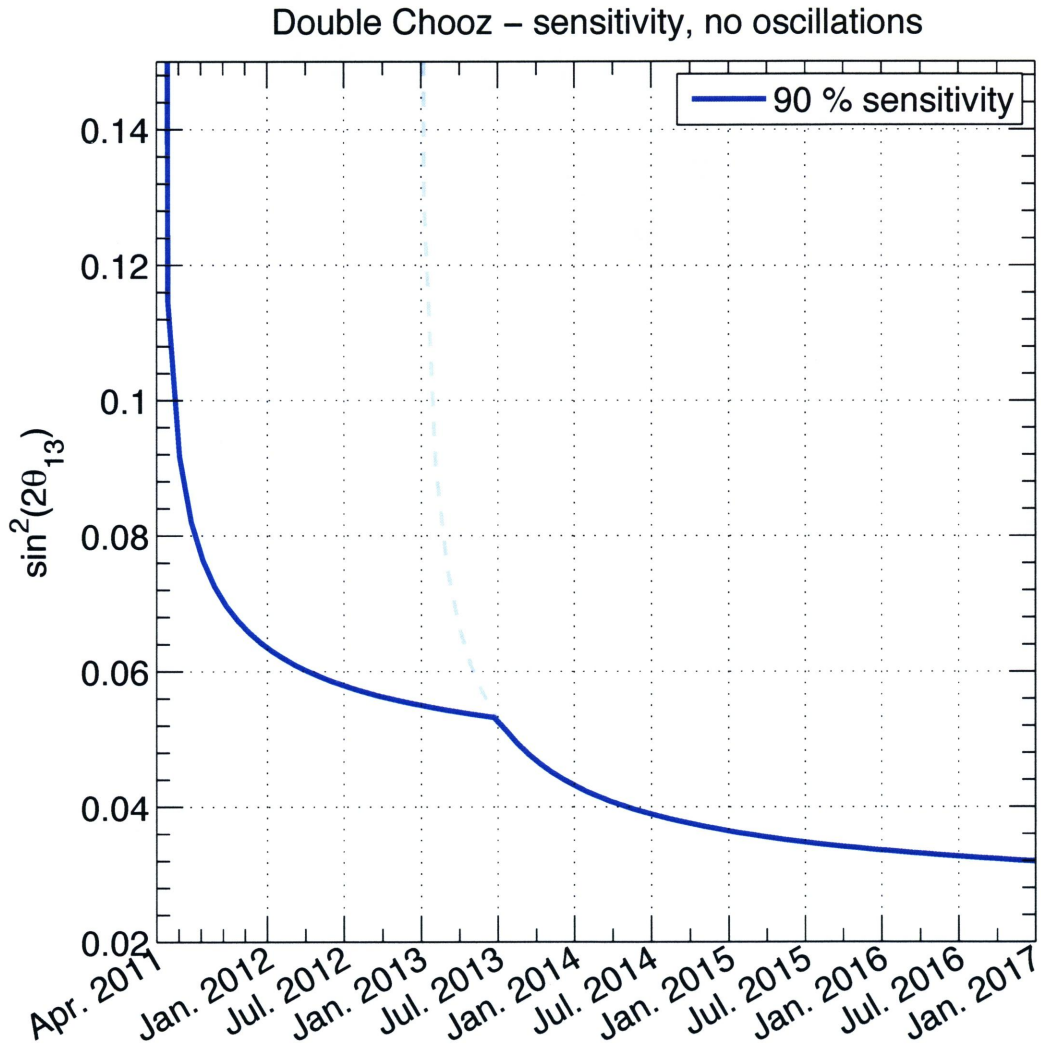


図 3.3: DoubleChooz 実験で期待される  $\sin^2 2\theta_{13}$  の上限値の時間推移。青線は Near 検出器が 2013 年に稼働を開始した際の時間推移予定。

## 3.2 Chooz 原子力発電所

Double Chooz 実験で使用する原子炉は N4 タイプ型（4 steam generator）の 2 基の加圧水型原子炉である [20]。主燃料は酸化ウランウム（ $\text{UO}_x$ ）を使用しており、2 基の原子炉は同一構造である。大きさは高さ 4.24 m、直径 3.47 m で円筒形をしている。出力は約 4.25 GW である。Chooz 原子炉に含まれる  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  の燃料比と一回の崩壊で発生する反電子ニュートリノの数と放出するエネルギーを表 3.1 にまとめた。

	比率	$\bar{\nu}_e$ の発生数	エネルギー放出 (MeV)
$^{235}\text{U}$	55.6%	6	$201.7 \pm 0.6$
$^{238}\text{U}$	7.1%	8	$205.0 \pm 0.9$
$^{239}\text{Pu}$	32.6%	6	$210.0 \pm 0.9$
$^{241}\text{Pu}$	4.7%	10	$212.4 \pm 1.0$

表 3.1: 原子核崩壊における各核種の  $\bar{\nu}_e$  の発生数と放出エネルギー

原子炉ではウランやプルトニウムが中性子を吸収し、2 つの原子核に分裂することでエネルギーが発生する。核分裂で生じた原子核は中性子過剰なため、 $\beta$  崩壊を繰り返して安定した原子核になる。1 回の  $\beta$  崩壊により 1 個の  $\bar{\nu}_e$  が生成され、1 個の核燃料原子核は安定になるまでおよそ 6 回程度の  $\beta$  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 3.4 に  $^{235}\text{U}$  の崩壊過程の例を示す。

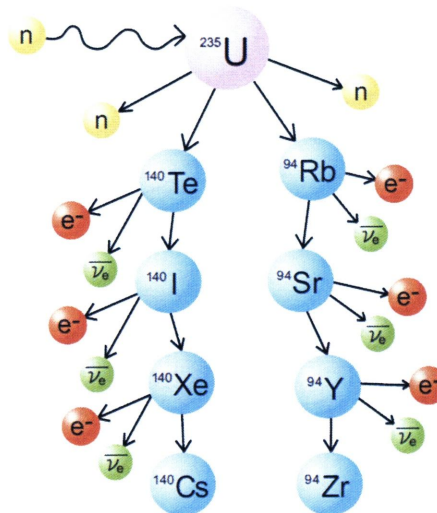


図 3.4: 原子炉内での  $^{235}\text{U}$  の崩壊過程の例

### 3.3 検出器

Double Chooz 実験では同一構造の2基の検出器が用いられる。これにより、ニュートリノフラックスや検出効率に由来する系統誤差を大幅に相殺することができる。図 3.5 に検出器の概略図を示す。本節ではこの Double Chooz 検出器に関して記述する。

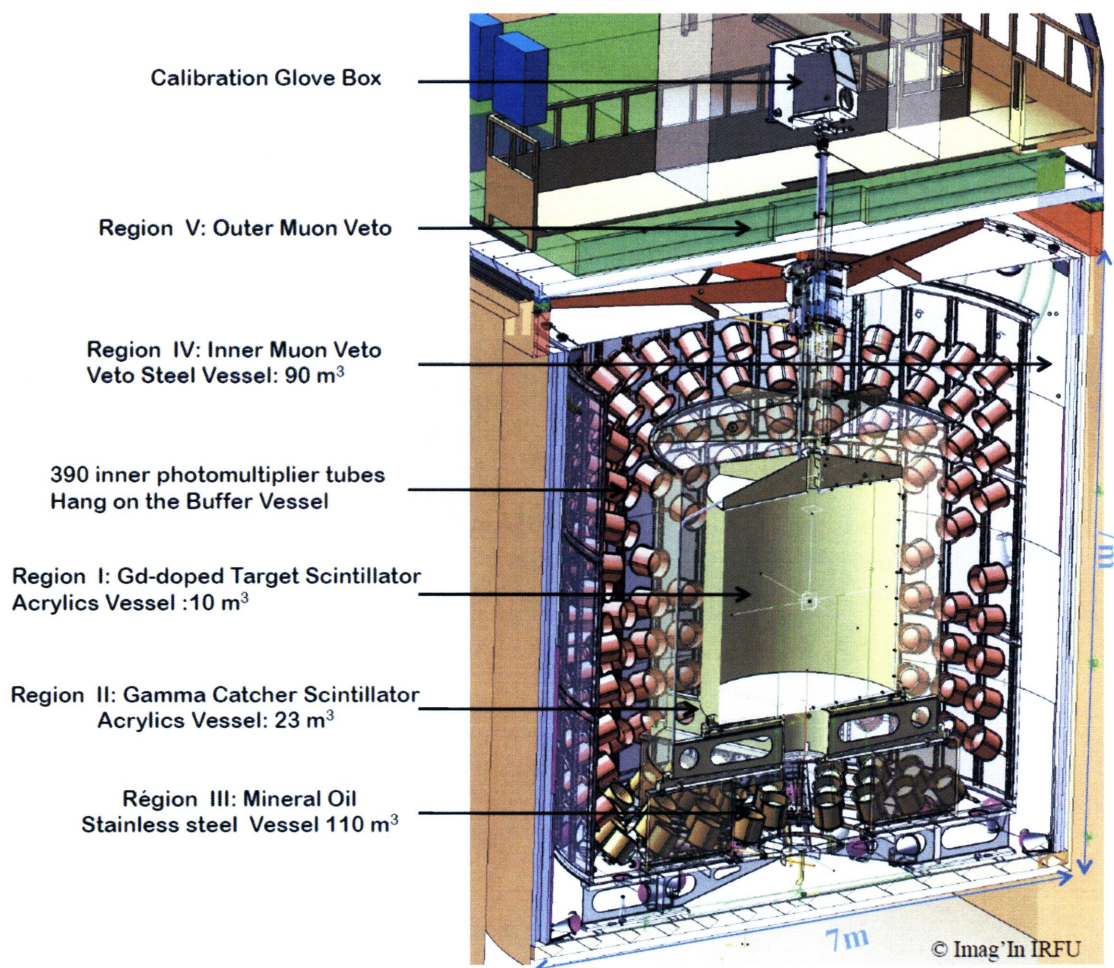


図 3.5: Double Chooz 検出器の概略図

#### 3.3.1 検出原理

Double Chooz 実験ではニュートリノの信号を遅延同時計測法を用いて識別する。まず Chooz 原子炉で発生した反電子ニュートリノは、ガドリニウム (Gd) を 0.1% 含んだ液体シンチレータで満たされた検出器内の陽子と反応し、逆  $\beta$  崩壊を起こす。





この反応の閾値は 1.8 MeV である。この反応により陽電子と中性子が生成される。陽電子はすぐにターゲットタンク内の電子と対消滅反応を起こし、0.511 MeV のエネルギーを持つ 2 本の  $\gamma$  線を放出して先発信号をつくる。一方、中性子は逆  $\beta$  崩壊から平均 30  $\mu\text{sec}$  後にターゲット内のガドリニウムに捕獲され、合計約 8 MeV の複数の  $\gamma$  線を放出して後発信号をつくる。この 2 つの信号のエネルギーと時間差によりニュートリノ事象を選別する。この遅延同時計測法によってバックグラウンドを大幅に抑えることができる。また、中性子はガドリニウムと同様に水素に捕獲される場合もあり、この際には約 2.2 MeV の  $\gamma$  が放出される。

この逆  $\beta$  崩壊反応では中性子の質量が陽電子のものと比べて十分に大きいため、ニュートリノのエネルギーをほとんど陽電子が持ち去ることになる。よって先発信号のエネルギーからニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  を見積もる事ができる。

ニュートリノのエネルギーは、

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{prompt}} + 1.8(\beta_{th}) - 1.022(2m_e) \quad (\text{MeV})$$

と表される。図 3.6 に検出原理の模式図を示す。また、図 3.7 に原子炉ニュートリノのエネルギー分布を示す。検出されるニュートリノのエネルギーは、原子炉ニュートリノのエネルギー分布と逆  $\beta$  崩壊の反応断面積の関係により、4 MeV 付近で多く観測されることが分かる。

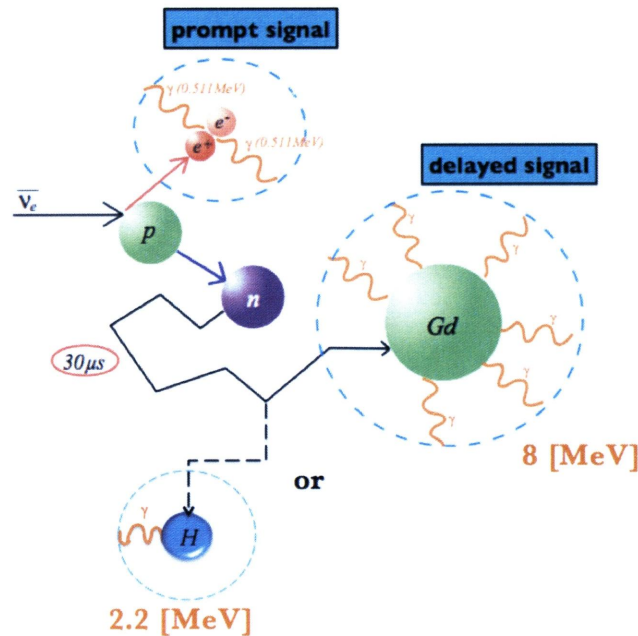


図 3.6: 逆  $\beta$  崩壊後の先発信号と後発信号の模式図

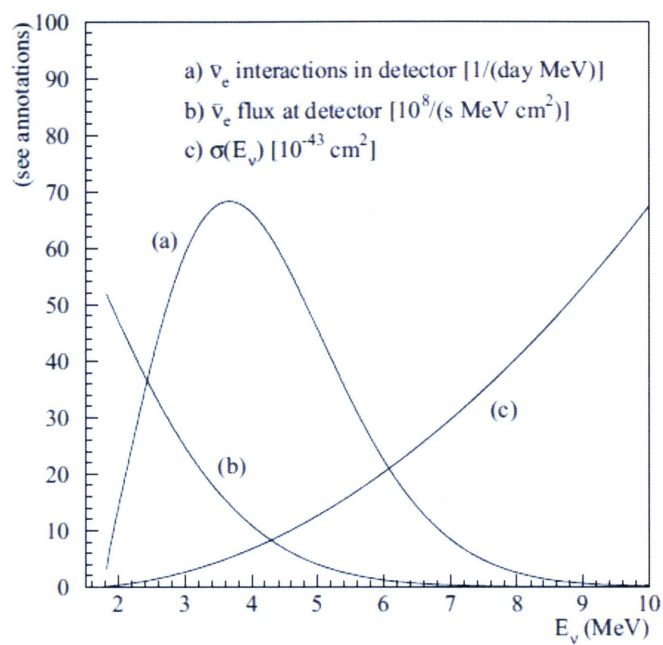


図 3.7: 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル。(a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル (b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル (c) 逆 $\beta$ 崩壊の反応断面積



### 3.3.2 $\nu$ -target 層と $\gamma$ -catcher 層

検出器の中心に Gd 入りシンチレータで満たされた  $\nu$ -target 層があり、Gd を含まないシンチレータで満たされた  $\gamma$ -catcher 層が、 $\nu$ -target 層を囲み中心軸を共有する形で設置されている。液体シンチレータの構成は、PPO(波長変換剤)、bis-MSB(波長変換剤)、Dodecane(溶媒)、PXE(溶媒)、Ondina909(溶媒)である。これらの配合比について、表 3.2 にまとめる。

$\nu$ -target 層と  $\gamma$ -catcher 層は共に紫外光と波長約 400 nm のシンチレーション光も透過できる特殊なアクリル容器で作られている。 $\nu$ -target のアクリル容器は高さ 2,458 mm、直径 2,300 mm、厚さ 8 mm の円筒形をしており、 $\nu$ -target 部の体積は 10.3 m<sup>3</sup> である。主に、逆  $\beta$  崩壊反応による陽電子が対消滅を起こした際に発生した  $\gamma$  線と中性子が Gd もしくは陽子に捕獲されて発生した  $\gamma$  線のエネルギーに比例したシンチレーション光を発生する。 $\gamma$ -catcher のアクリル容器は、高さ 3,598 mm、直径 3,300 mm、厚さ 12 mm の円筒形をしており、 $\gamma$ -catcher 部の体積は 22.6 m<sup>3</sup> である。 $\gamma$ -catcher 層では、target 層内での中性子捕獲事象により発生した  $\gamma$  線が target 層内でエネルギーを落としきらずに外に漏れでた場合、残ったエネルギーをシンチレーション光に変換するために設置されている。

領域	(溶媒・配合比)/体積	発光剤 (g/cm <sup>3</sup> )	体積 (m <sup>3</sup> )
$\nu$ -target	PXE(20%) + DD(80%) + Gd( $1.0 \times 10^{-3}$ g/cm <sup>3</sup> )	PPO( $7.0 \times 10^{-3}$ ) + bisMSB( $2.0 \times 10^{-6}$ )	10.3
$\gamma$ -catcher	PXE(4%) + DD(30%) + Ondina909(66%)	PPO( $2.0 \times 10^{-3}$ ) + bisMSB( $2.0 \times 10^{-6}$ )	22.6
Buffer	Mineral Oil		114.2
Inner Veto	LAB(50.5%) + Cobersol C70(49.5%)	PPO( $2.0 \times 10^{-5}$ ) + bisMSB( $2.0 \times 10^{-3}$ )	90

表 3.2: 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。

### 3.3.3 Non-scintillating Buffer 層

Non-scintillating Buffer は  $\gamma$ -catcher と Inner Veto の間のミネラルオイルで満たされた領域である。その容器は、高さ 5,516 mm、直径 56,94 mm、厚さ 3 mm のステンレスタンクから成り、体積は 114.2 m<sup>3</sup> である。容器の内側にはニュートリノイベント検出用の 390 本の PMT が設置されている。この PMT のガラスやブリーダー回路に含まれる放射性同位体 (不純物) からの  $\gamma$  線や、高速中性子によるバックグラウンドを減らすことが Buffer 層の主な役割である。

### 3.3.4 光電子増倍管 (PMT)

Double Chooz 検出器の Buffer タンクの内壁に設置されている PMT は、浜松ホトニクス社製の低バックグラウンド 10 インチ PMT(R7081 MOD-ASSY) である。この

PMT の写真を図 3.8、基本特性を表 3.3、外観図と波長特性を図 3.9 に示す。

本実験では、1つの PMT に対して1本のケーブルで電圧印加と信号読み出しを行っているため、検出器内の Dead volume が小さく抑えられている。PMT は、図 3.10 の様に Inner detector 層に 390 本(上面:60 本, 側面:270 本, 下面:60 本) 設置され、検出器の応答の一様性を上げるために検出器の中心付近方向に一定の角度で固定されている。Inner veto 層には 78 本(上面:24 本, 側面:24 本, 下面:42 本) 設置され、検出器全方向に感度を持たせるために、上面・下面の PMT は内向き・外向きに側面の PMT は上向き・下向き交互に配置されている。これにより、全面積の約 15% が PMT で覆われることとなる。また、その PMT 一本一本が  $\mu$  メタルの磁気シールドによってカバーされている。



図 3.8: 実際の 10 インチ PMT の写真

項目	特性
光電面の大きさ	470～530 cm <sup>2</sup>
応答波長領域	300～650 nm
最適波長	420 nm
光電物質	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
ダイノード段数	10
重さ	1.4 kg

表 3.3: 10 インチ PMT の基本特性 [22]

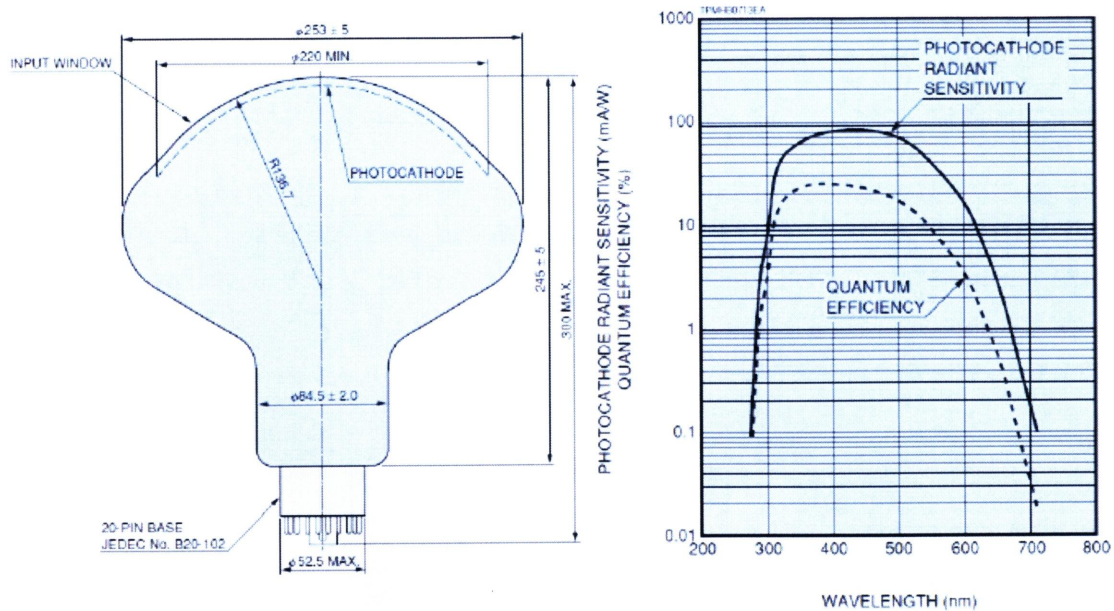


図 3.9: 低バックグラウンド 10 インチ PMT の波長特性 [21]

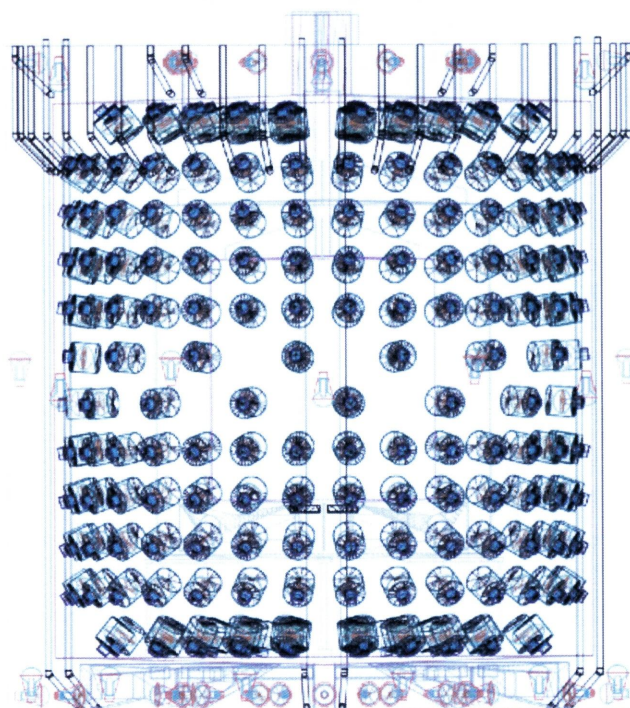


図 3.10: Double Chooz 実験における PMT の配置図。緑色で表した部分が PMT を示す。

### 3.3.5 Inner Veto

Inner Veto は、宇宙線ミュオンやそれによる高速中性子などの検出器外部からのバックグラウンドの同定に用いられる領域である。90 m<sup>3</sup> の液体シンチレータと内側に設置された 78 本の 8 インチ PMT(R1408) によりバックグラウンド事象を検出する。外壁は 170 mm の含有放射線物質の少ないスチールシールドで囲まれており、検出器周りの岩盤からの自然放射線を軽減する。

### 3.3.6 Outer Veto

Outer Veto は検出器上部に 14.1×7.2 m<sup>2</sup>、またトンネルの上部 3.2×6.4 m<sup>2</sup> の広さで配置されている。宇宙線ミュオンの同定と高精度の飛跡再構成により、高速中性子や核破碎反応で生じるバックグラウンドの見積もりを精度良く行うために用いられる。Outer Veto は波長変換ファイバーを通したストリップ型プラスチックシンチレータを重ねて構成され、モジュールごとにまとめられたファイバーを浜松ホトニクス社製 64 チャンネルマルチアノード型 PMT により読み出している。

Inner Veto と Outer Veto を用いて宇宙線ミュオンの飛跡を求めることにより、高速中性子バックグラウンドの量を見積もることが出来る。図 3.11 に Inner Veto, Outer Veto を設置したときの高速中性子バックグラウンドの量の変化を示す。

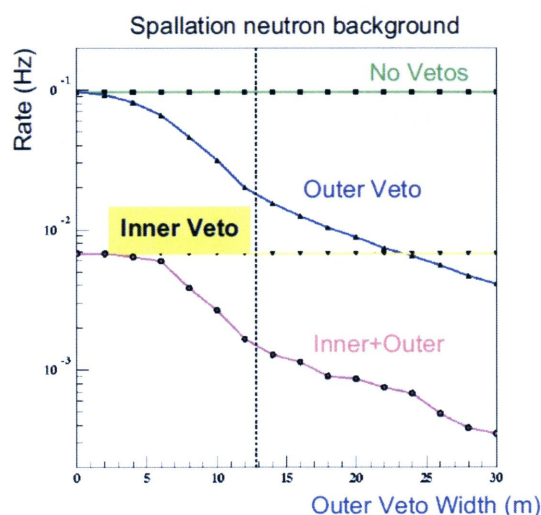


図 3.11: Inner Veto, Outer Veto を設置したときの高速中性子バックグラウンドの量の変化



### 3.3.7 読み出しシステム

読み出しシステムの模式図を図 3.12 に示す。Inner detector と Inner veto の PMT は電圧印加とシグナルの読み出しを 1 本の PMT に対し 1 つのケーブルで行い、検出器外部でスプリッター回路を用いて 2 つに分離される。その後 PMT から信号は、Front-End Electronics と呼ばれる波形整形アナログ回路に送られ、信号の電荷量に応じてニュートリノ信号用、ミューオン信号用それぞれの Flash-ADC(FADC) に送られる。トリガーシステムでは Front-End Electronics から送られたストレッチャーシグナルを元にトリガーとクロック情報を FADC へ送る。FADC ではエネルギーや PMT のヒットパターンによるトリガーパターンとクロックを元に Front-End Electronics から送られた波形のデジタル化が行われる。図 3.13 に本読み出しシステムによって取得された FADC 波形を示す。

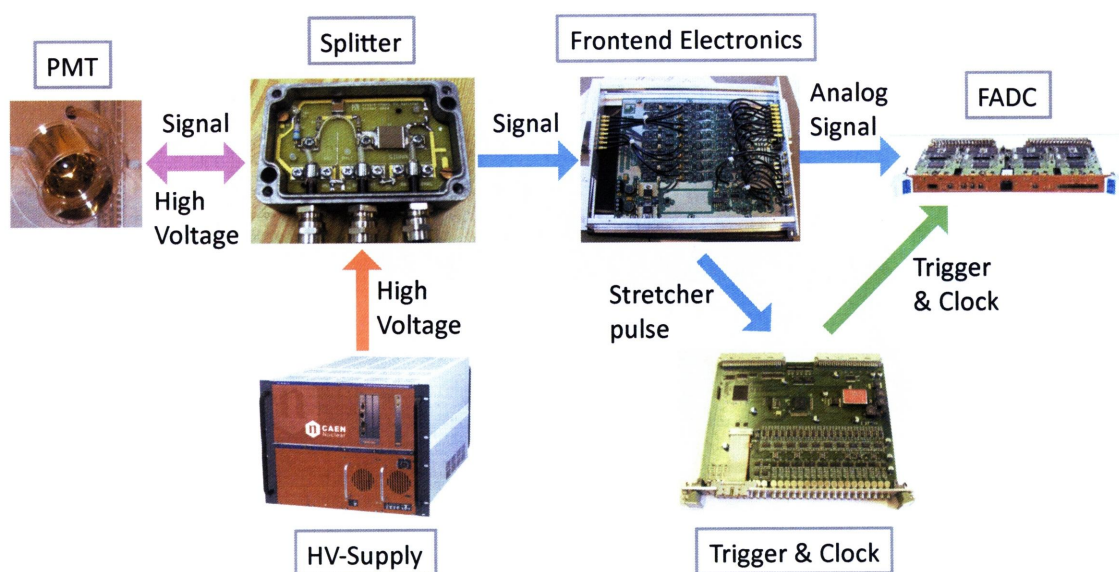


図 3.12: Double Chooz 実験で使用されている読み出しシステムの模式図

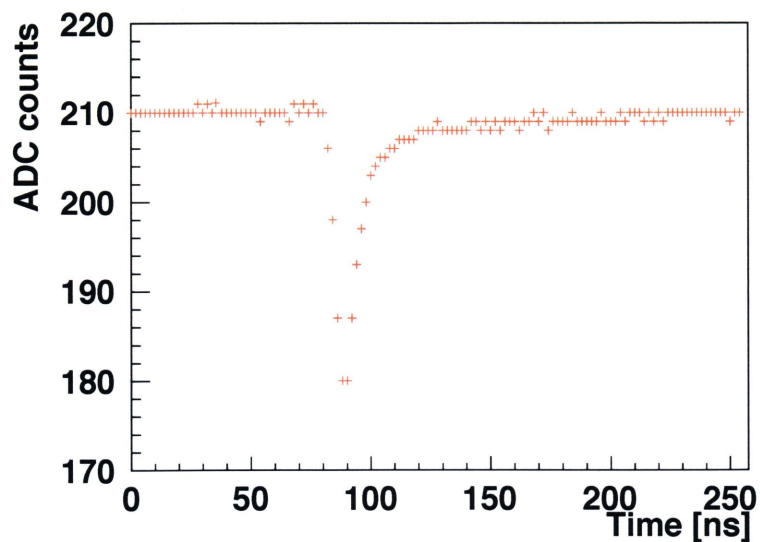


図 3.13: FADC で取得された波形の例

### 3.3.8 検出器まとめ

表 3.4 に Double Chooz 検出器の構造に関する諸元を、表 3.5 に検出器由来の系統誤差を CHOOZ 実験と比較してまとめる。

	直径 (mm)	高さ (mm)	厚さ (mm)	構成物	体積 (m <sup>3</sup> )	質量 (tons)
Target	2300	2458	8	GD-LS	10.3	0.35
$\gamma$ -Catcher	3392	3578	12	LS	22.6	1.1-1.4
Burrer	5516	5674	3	ミネラルオイル	114.2	7.7
Veto	6590	6640 $\pm$ 100	10	LS	90	20
Shielding	6610	6660 $\pm$ 100	170	Steel	-	300
Pit	6950	7000	-	-	-	-

表 3.4: Double Chooz 検出器の構造に関する諸元

			CHOOZ	Double Chooz
原子炉		立体角	-	0.2%
検出器	ターゲット内水素原子核	体積	0.3%	0.2%
		有効領域	0.2%	0
		密度		0.1%
		H/C	0.8%	0
検出器	電子機器	デッドタイム		0
粒子識別	陽電子	エスケープ	0.1%	0
		キャプチャー	0	0
		識別カット	0.8%	0.1%
粒子識別	中性子	エスケープ	1.0%	0
		キャプチャー (Gd)	0.85%	0.3%
		識別カット	0.4%	0.1%
粒子識別	反ニュートリノ	時間カット	0.4%	0.1%
		距離カット	0.3%	0
		単一性	0.5%	0
合計			1.5%	0.5%

表 3.5: CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の検出器由来の系統誤差

## 3.4 バックグラウンド

3.3.1 節で記述した通り、Double Chooz 実験では遅延同時計測法を使ってニュートリノ事象を選別する。この選別方法によりバックグラウンドを大幅に抑えることができる。残るバックグラウンドは、その発生過程において2つの独立な事象が偶発的に起こる Accidental バックグラウンドと1つの物理事象が起こす Correlated バックグラウンドの2種類に大別される。ニュートリノの検出数に対する割合は少ないものの、系統誤差1%を目指す Double Chooz 実験では、これらバックグラウンドの量とその系統誤差の見積もりは重要である。以下ではこの2種類のバックグラウンドについて記述する。

### 3.4.1 Accidental バックグラウンド

Accidental バックグラウンドとは、それぞれ独立の過程で発生した擬似先発信号と擬似後発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てしまうバックグラウンドである。擬似



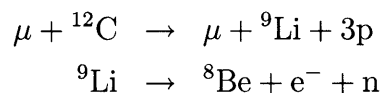
先発信号はPMTやタンク等の検出器内に含まれる放射性同位体による $\gamma$ 線・ $\beta$ 線によって発生する。一方、擬似後発信号は主に宇宙線ミューオンが検出器内部やその周辺の土壌内の原子核と核反応を起こして発生した高速中性子が熱化し、Gdに捕獲されることによって生じる。

### 3.4.2 Correlated バックグラウンド

Correlated バックグラウンドとは一つの物理過程によってニュートリノイベント選別条件を満たす時間相関を持った擬似先発信号と擬似後発信号が発生し、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ーオンが原因で起こり、以下に示した2つの現象に分けられる。

#### 核破碎反応によるバックグラウンド

図 3.14 に示すように宇宙線ミューオンは液体シンチレータ中で $^{12}\text{C}$ の核破碎反応を起こすことが知られている。この反応、



によって生成された不安定な原子核は崩壊し、 $\beta$ 線や $\gamma$ 線と共に中性子を放出する。このうち $\beta$ 線や $\gamma$ は擬似先発信号として検出される。中性子は熱中性子化した後にGdに捕獲され、擬似後発信号として検出されることでCorrelated バックグラウンドとなる。

#### 高速中性子に由来するバックグラウンド

宇宙線起源のミューオンと検出器側面の岩盤中の原子核とが反応して生成された高速中性子が検出器内に侵入し、液体シンチレータ内の陽子と衝突することによって陽子が叩き出される。この反跳陽子が擬似先発信号となる。更にエネルギーを失った熱中性子がGdに捕獲されて擬似後発信号を発生させる。この2つの信号がニュートリノ選別条件を満たす時間幅で起こることにより Correlated バックグラウンドとなる。

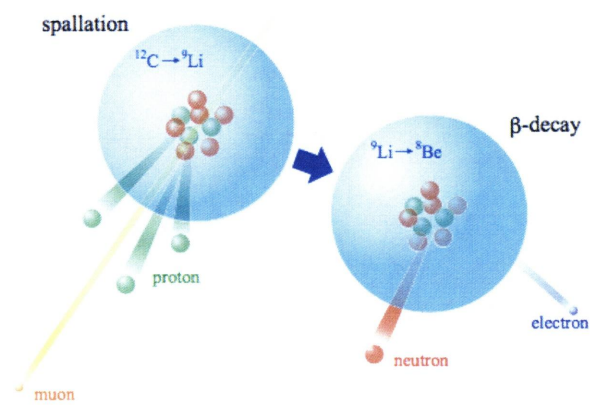


図 3.14: 核破砕反応の模式図 [24]

## 第4章 高電圧電源システムの開発

Double Chooz 実験では、ニュートリノイベント検出に用いる 10 インチ PMT を Buffer タンク内に 390 本、宇宙線や高速中性子バックグラウンド同定に用いる 8 インチ PMT を Inner Veto 層に 78 本設置している。首都大学東京グループはこれらの PMT への電圧印加のための高電圧電源を担当している。

本章では、本実験で使用されている高電圧電源の性能評価と高電圧電源用コントロールシステム、モニターシステムについて記述する。

### 4.1 CAEN 高電圧電源

本実験で使用する高電圧電源に求められる性能は、

- 多チャンネル電源 ( $390 + 78 = 468$  ch 以上)
- 2000 V までの電圧印加が可能
- 低ノイズ (Peak to Peak 値で 3 mV 以下)
- 安定性 (全チャンネルの平均電圧の変動が 0.125% 以内)

などがあげられる。これらの要求を満たすものとして、Double Chooz 実験ではイタリアの CAEN 社製の SY1527LC フレーム [25]、A1535P モジュール [26] を採用した。本節では高電圧電源の詳細についてまとめる。

#### 4.1.1 SY1527LC

SY1527LC は高電圧電源モジュールのためのメインフレームである。このフレームは最大 16 個のモジュールを設置することが出来る。SY1527LC はそれ自体に CPU と OS を搭載しており、キーボードとディスプレイを直接接続することで印加電圧値や電流値などをコントロール、モニターする事ができる。また、リモートコントロールのインターフェイスとして Ethernet、RS232、CAENET を使用することができるので、外部のコンピュータからネットワーク経由で高電圧電源を操作することも可能である。このメインフレームは電圧 100~230 V・周波数 50~60 Hz の電源で使用

可能であり、日本・フランスどちらにおいても変圧器無しで使用することができる。  
図 4.1 に SY1527CL の写真を、表 4.1 に基本性能を示す。



図 4.1: CAEN SY1527LC メインフレーム

Packing	19" wide, 8U-high Euro-mechanics rack Depth : 720 mm
Weight	Main frame : 24 kg
Power requirements	Voltage range : 100/230 V Frequency : 50/60 Hz Power : 3400 W
Max number of boards per crate	16
Max number of power supply units per crate	3
Max output power	2250 W
Operating temperature	From 0 °C(dry atmosphere) to + 40 °C
Storage temperature	From -20 °C(dry atmosphere) to + 50 °C

表 4.1: CAEN SY1527 の基本特性 [26]

### 4.1.2 A1535P

A1535P モジュールは SY1527LC にスロット形式で取り付けられるモジュールである。1 モジュールにつき 24 チャンネルの出力があるので、SY1527 クレート 1 つあたり最大 384 チャンネル分の電圧出力を得ることができる。1 モジュール内の 24 個の HV チップはそれぞれ独立に取り外せるので (図 4.3)、故障の際には 1 チャンネル単位で交換することが可能である。A1535P モジュールの印加最高電圧は +3.5 kV で、最高電流値は 3 mA/ch である。また、電圧印加の上昇、下降速度を 1~500 V/sec の幅で設定することができる。印加電圧の最大値はフロントパネル部分にあるポテンショメータを用いてモジュール単位で設定可能であり、ソフトウェアでもチャンネル単位で設定することができる。電流の最大値はソフトウェア上で設定可能であり、過電流時の動作は自動で電源を落とすか一定の電流値を保つかを選択できる。A1535P モジュールの出力には Radial 社製 52 pin コネクタが使用されており、図 4.4 に示した、Patch panel と呼ばれる変換 box を用いて 24 チャンネルの SHV コネクタへ変換している。図 4.2 に A1535P モジュールの写真、表 4.2 には基本特性を示す。

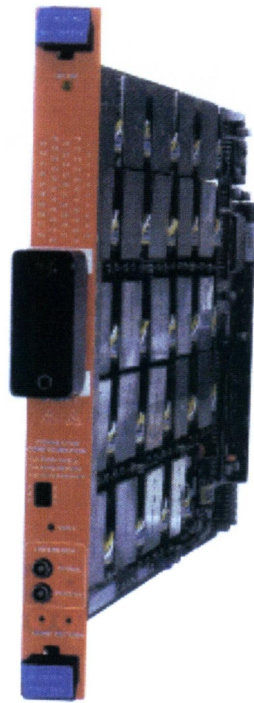


図 4.2: CAEN A1535P モジュール

Double Chooz 実験では 10 モジュール設置されたメインフレームを 1 検出器に対して 2 台使用している。



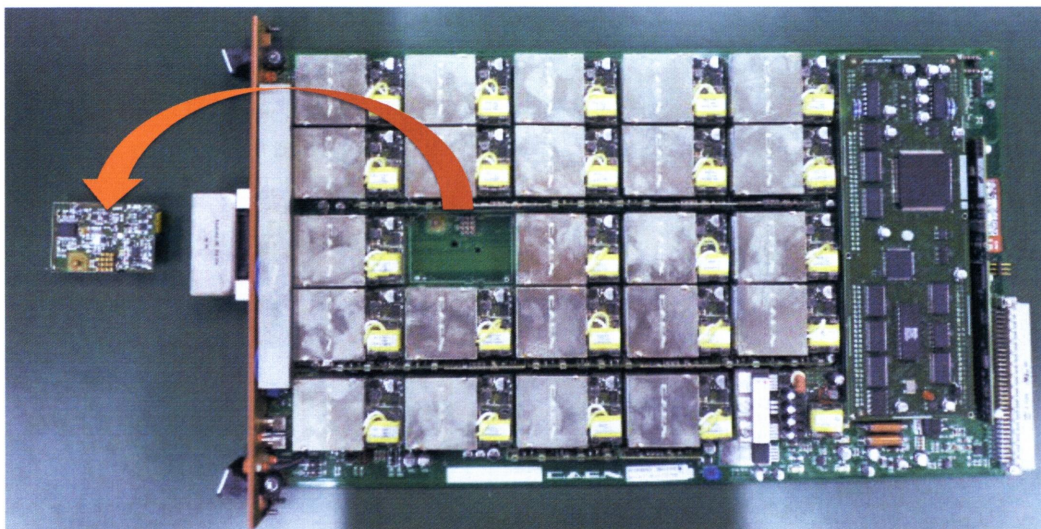


図 4.3: A1535P から HV チップを取り外した様子



図 4.4: Patch panel

Polarity	Positive
Output Voltage	0~3.5 kV
Max Output Current	3 mA
Voltage Set/Monutir Resorution	0.5 V
Current Set/Monutir Resorution	500 nA
Hardware Voltage Max	0~3.5 kV
Hardware Voltage Max Accuracy	$\pm 2\%$ of Full Scale Range
Software Voltage Max	3.5 kV
Software Voltage Max Accuracy	1 V
Ramp Up/Down	1 500 V/sec, 1 V/sec step
Voltage Ripple	<20 mV typical : 30 mV max
Voltage Monitor vs Output Voltage Accuracy	typical : $\pm 0.3\% \pm 0.5$ V max : $\pm 0.3\% \pm 2$ V
Voltage Set vs Voltage Monitor Accuracy	typical : $\pm 0.3\% \pm 0.5$ V max : $\pm 0.3\% \pm 2$ V
Current Monitor vs Output Current Accuracy	typical : $\pm 2\% \pm 1$ $\mu$ A max : $\pm 2\% \pm 5$ $\mu$ A
Current Set vs Current Monito Accuracy	typical : $\pm 3\% \pm 1$ $\mu$ A max : $\pm 2\% \pm 5$ $\mu$ A
Maximum output power	8 W(per channel, software limit)
Power consumption	310 W @full power

表 4.2: CAEN A1525P の基本特性 [26]



## 4.2 出力電圧値の測定

表 4.2 に示した通り、CAEN A1538P モジュールの出力電圧は 1 V 単位で設定でき、モニター電圧の分解能は 0.5 V である。設定した電圧が正しく出力されているかどうか、また正しくモニターできているかを設定電圧 2000 V として確認した。さらに設定電圧を 100～2000 V の間で 100 V ごとに変化させリニアリティについても調べた。出力電圧測定の際には 1/1000 ディバイダー回路を用いて実際に印加されている電圧の約 1/1000 の値を読み取ることで測定を行った。図 4.5 に測定回路の概念図を示す。

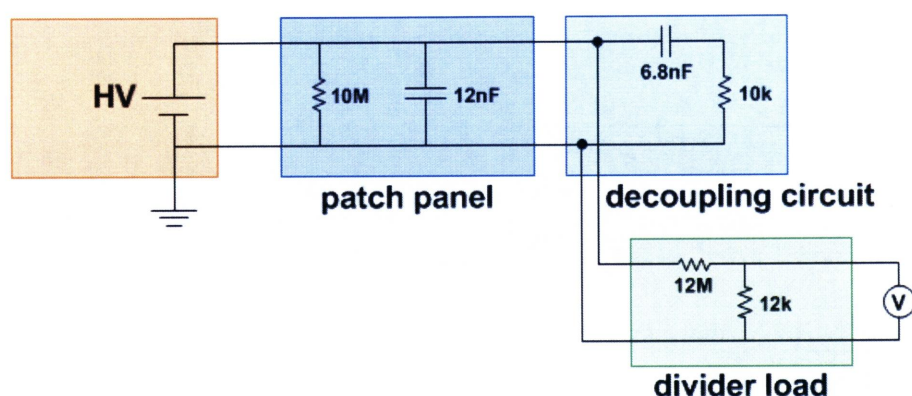


図 4.5: 出力電圧測定回路

12 モジュール全 288 チャンネルをテストした結果、図 4.6 の様に設定電圧とモニター電圧の差の分布は 5 V 程度、設定電圧と出力電圧の測定値との差の分布は 9 V 程度の広がりを持つことが分かった。また、図 4.7 に示した通り、設定電圧と出力電圧の差は正の方向に偏りを持っていて、モジュール依存性も存在することを確認した。

リニアリティについては 5 モジュールからそれぞれ 3 チャンネルを選び測定した。設定電圧と出力電圧の比は低電圧領域では最大 5%、500 V 以上の領域では 0.5 % 以内で安定していた (図 4.8)。この傾向は今回測定した全チャンネルで見ることができた。

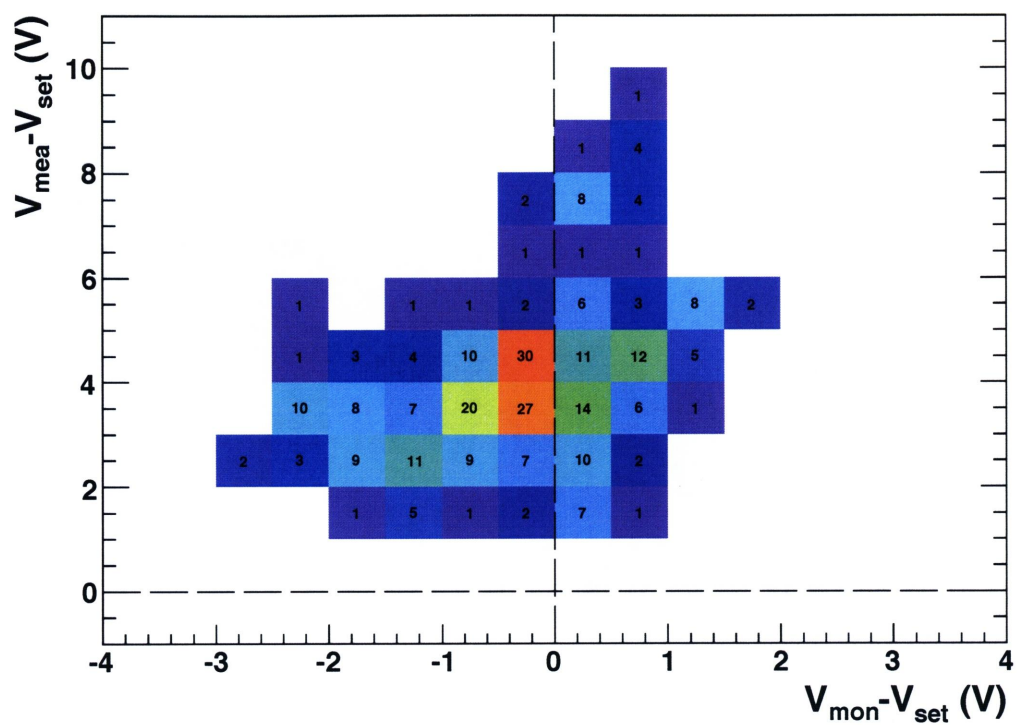


図 4.6: HV の設定電圧に対する出力電圧とモニター電圧の関係。横軸が（モニター電圧－設定電圧）、縦軸が（出力電圧－設定電圧）、Bin 内の数字はチャンネル数を示す。

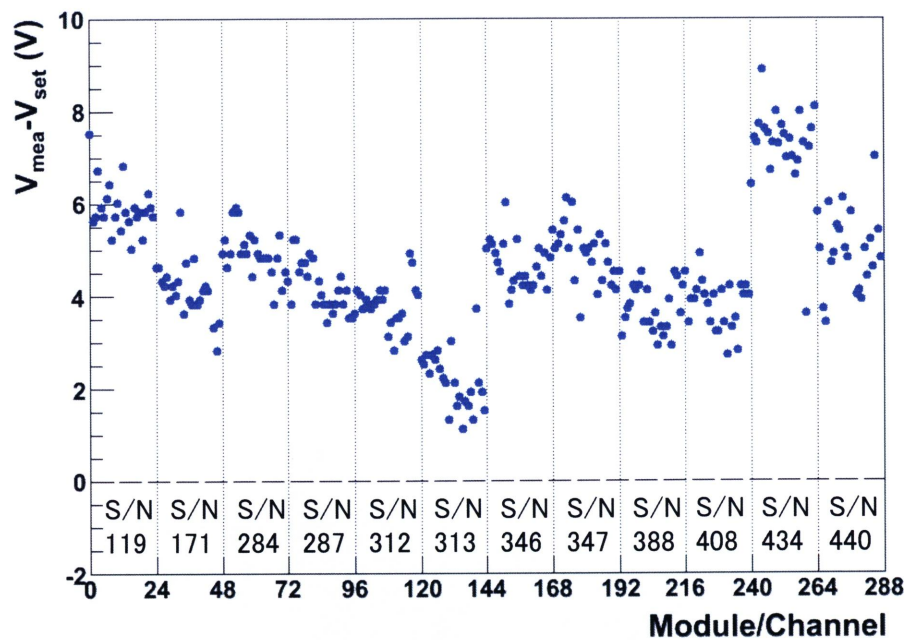


図 4.7: (出力電圧 - 設定電圧) のモジュール依存性。1 点が 1 チャンネルに対応し点線がモジュールごとの区切りを表す。全チャンネルを通して正方向に偏りを持っている。

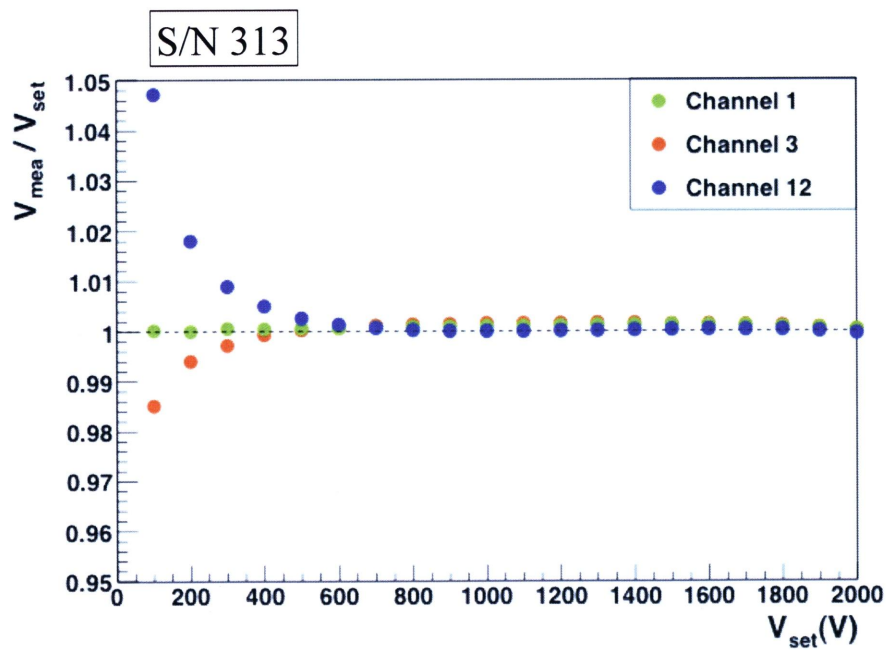


図 4.8: 出力電圧のリニアリティ測定の結果。

### 4.3 異常が確認されたモジュール・チャンネル

4.2 節の出力電圧の測定の際、幾つかのモジュールとチャンネルの異常を確認した。その状態とモジュールのシリアルナンバー、チャンネルナンバーを表 4.3 にまとめる。この表中のショートカットなしで電圧印加可能とは、A1535P モジュールの出力コネクタの 9 番及び 10 番ピンが短絡状態でなければ電圧を印加することができないという仕様に反していることを意味する。

今回異常が確認されたモジュールはすべて CAEN 社に発送し、修理を終えている。発送の前には異常の確認されたチャンネルを異常のあるモジュールにすべてまとめるために、表 4.4 の様に HV チップを交換した。

	S/N	Channel No
ショートカット無しで電圧印加可能	171	—
	312	—
	313	—
	346	—
	388	—
	434	—
	440	—
電圧印加不可能	440	13
モニター電圧が設定電圧を超えて上昇	171	20
設定電圧が 100 V 以下のときモニター電圧が 0 V	434	4
	434	5
モニター電圧が不安定	334	18
	347	21

表 4.3: 異常が確認されたモジュール・チャンネル

異常が確認されたチャンネル		正常なチャンネル
S/N334, Ch.18	$\longleftrightarrow$	S/N171, Ch.0
S/N347, Ch.21	$\longleftrightarrow$	S/N171, Ch.1

表 4.4: HV チップを交換したチャンネル



## 4.4 ノイズ測定

Double Chooz 実験では検出器内の Dead volume を減らすために PMT への電圧印加とシグナル読み出しは同一のケーブルで行い、検出器の外で Splitter 回路を用いてそれらを分離している。図 4.9 に Splitter 回路の写真、図 4.10 に Splitter 回路の回路図を示す。

図 4.10 の回路で高電圧電源は DC なので電圧は PMT のみに印加され、PMT からのシグナルは AC なので 6.8 nF のコンデンサーを通ることができシグナルアウトプットより出力される。また、回路に並列に配置された 12 nF のコンデンサーは高電圧電源由来の高周波ノイズをカットする働きをする。一般的に、図 4.10 のような最もシンプルな RC 回路のよるローパスフィルタでは、

$$f \geq \frac{1}{2\pi RC}$$

の周波数成分をフィルターできる。この Splitter 回路では  $R = 470 \text{ k}\Omega$ ,  $C = 6.8 \text{ nF}$  なので、50 Hz 以上の周波数成分をカットすることが期待される。また本実験では、PMT からのシグナルを 1/4 SPE(Single Photo Electron) レベルの Threshold をもって検出するので、高電圧電源由来のノイズがこのレベル (約 1.5 mV) 以下になっている必要がある。

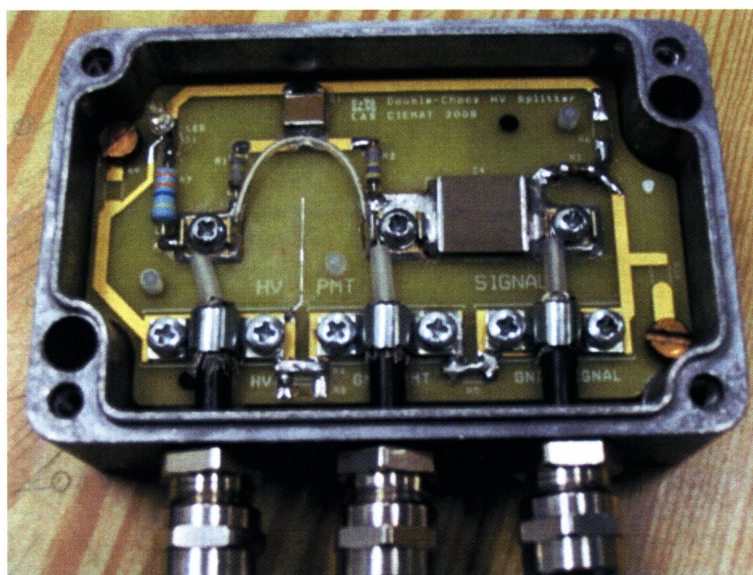


図 4.9: Splitter 回路

ノイズ測定は 5 モジュール全 120 チャンネルを対象に行なった。初めに全チャンネルに 2000 V を印加させておき、その状態で 1 チャンネルずつ Splitter 回路からのシグナルアウトプットの Peak to Peak をオシロスコープで測定した。

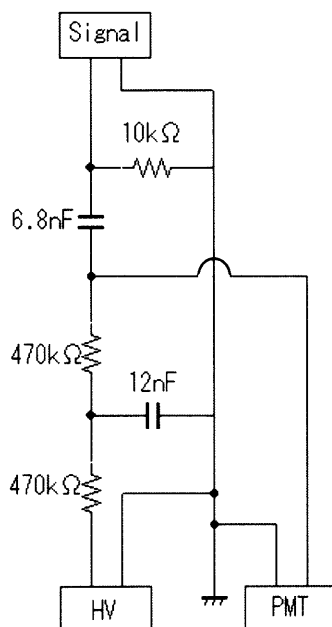


図 4.10: Splitter 回路の回路図

Splitter を通した後のノイズはモジュールごとのばらつきが見られたものの、全体を通して要求されているレベル ( $3\text{mV}_{\text{PP}}$ ) を下回った。図 4.11 にノイズの Peak to Peak 値の分布を示す。

## 4.5 モジュールキャリブレーション

Double Chooz 実験において、各 PMT への印加電圧は増幅率が一定になるよう個別に設定されている。PMT の増幅率の変動はエネルギー測定の変動性となるので、高電圧電源の出力電圧は設定電圧どおりの値である必要がある。また、実験中は出力電圧値としてモジュールがモニターする値を信用することになるので、正確にモニター出来ているかどうかも重要である。しかし、4.2 節で確認したように高電圧電源の設定電圧と出力電圧・モニター電圧との差はバラつきを持つ。このバラつきを本格的なデータ取得開始前に取り除いておくためにモジュールキャリブレーションを行った。以下にその方法と結果について記述する。

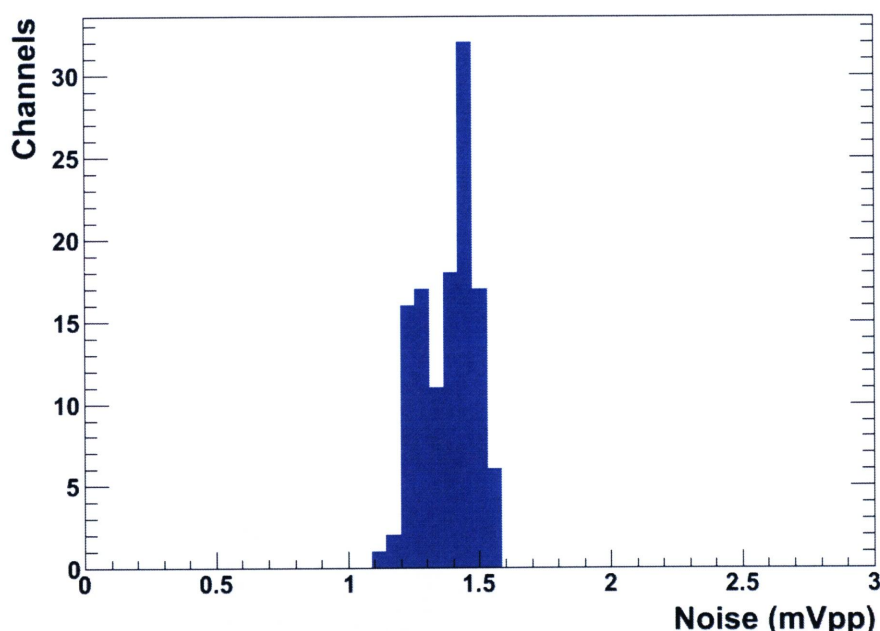


図 4.11: Peak to Peak 値による HV ノイズの分布

#### 4.5.1 モジュールのキャリブレーション方法

HV モジュールのキャリブレーションは専用のキャリブレーションモジュールを用いて行う。このキャリブレーションモジュールは HV モジュールと同じ外形をしているが、内部には HV チップの代わりに 24 個のデジタルボルトメーターが設置されている。キャリブレーションを行う際には HV モジュールとキャリブレーションモジュールをメインフレームのスロットにセットし、2つのモジュールを図 4.12 のようにケーブルで繋ぐ。その後、CAEN 標準のコントロールソフトウェアの“キャリブレーションモード”を利用することで自動的に行うことができる。

具体的にキャリブレーションで行われていることは、クレートがモジュールに渡す設定電圧  $V_{\text{set}}$ 、モジュールがクレートに返すモニター電圧  $V_{\text{mon}}$ 、およびモジュールの出力電圧  $V_{\text{out}}$  の 3つの値を一致させる作業である。クレート内でモニター電圧と設定電圧は出力電圧を含む次のような多項式で関係付けられている。

$$V_{\text{set(mon)}} = f(V_{\text{out}} | \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$$

ここで  $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  はキャリブレーションコンスタントを示す。

キャリブレーションの際には出力電圧を 0 V から 3000 V まで変化させていき、 $V_{\text{set}} = V_{\text{out}}, V_{\text{mon}} = V_{\text{out}}$  になるようにキャリブレーションコンスタントを書き換えていく。



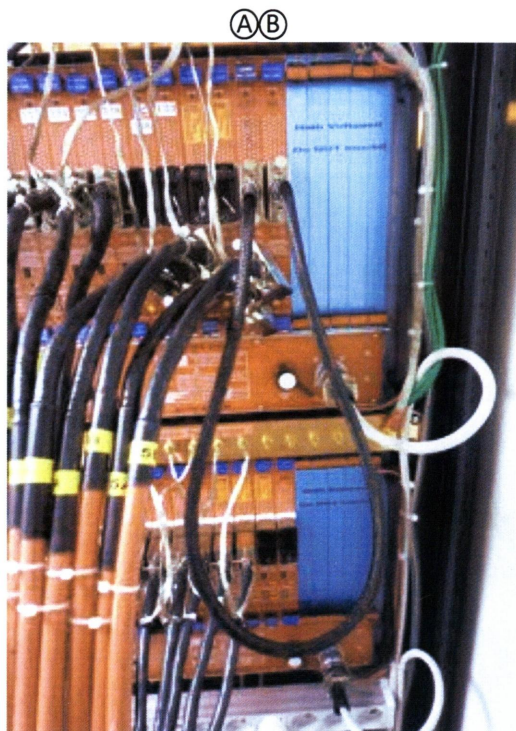


図 4.12: モジュールキャリブレーション時の様子。Aがキャリブレーションモジュール、BがHVモジュール。

#### 4.5.2 モジュールのキャリブレーション結果

モジュールのキャリブレーションを行う際には、その前後でモジュールによるモニター電圧と、4.2節で使用した回路を用いて測定した出力電圧  $V_{\text{mea}}$  を記録した。また、設定電圧は実験で実際に用いられる値を使用した。ここでは実験で使用される20モジュール全480チャンネルに対して行ったモジュールのキャリブレーションについてまとめる。

図4.13, 図4.14に示した様に、キャリブレーション前後で比較すると設定値とモニター値の差、設定値と測定値の差それぞれ分布の幅は小さくなった。設定値と測定値の差の分布については僅かにバイアスを持ちはしたが、これは測定環境の違いによるものと考えられ、エネルギー測定に影響を与えるとは考えられない(4.6節)。また、図4.15, 図4.16に示した通りモジュール依存性もほぼ解消された。

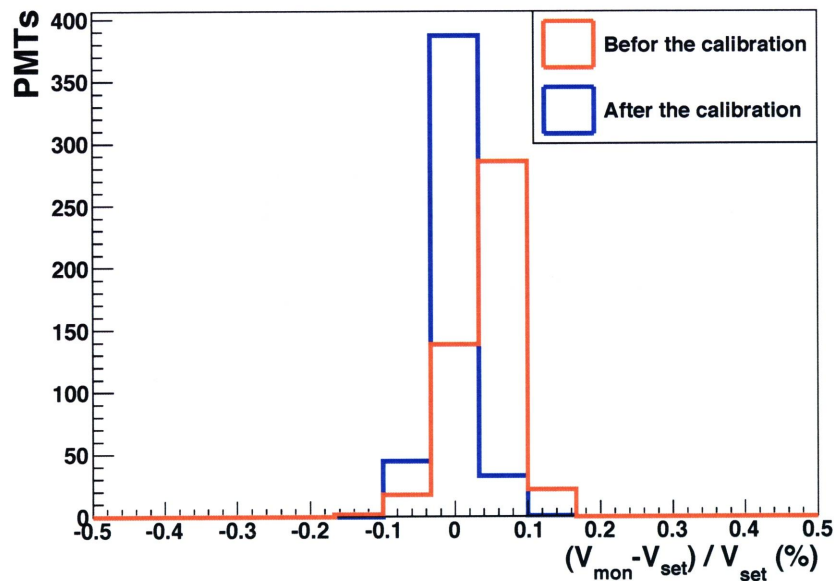


図 4.13: 設定電圧  $V_{\text{set}}$  とモニター電圧  $V_{\text{mon}}$  の差のキャリブレーション前後での比較。赤線がキャリブレーション前、青線がキャリブレーション後を示す。

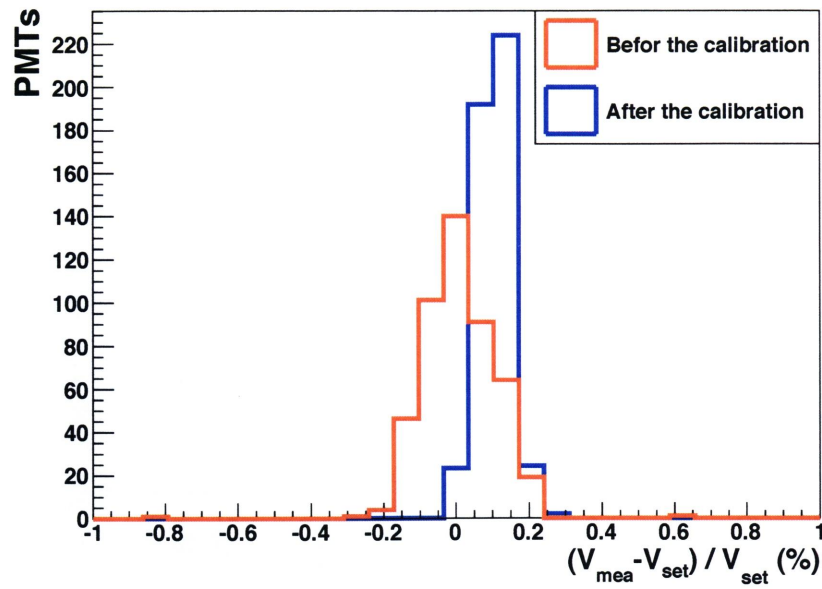


図 4.14: 設定電圧  $V_{\text{set}}$  と測定電圧  $V_{\text{mea}}$  の差のキャリブレーション前後での比較。赤線がキャリブレーション前、青線がキャリブレーション後を示す。

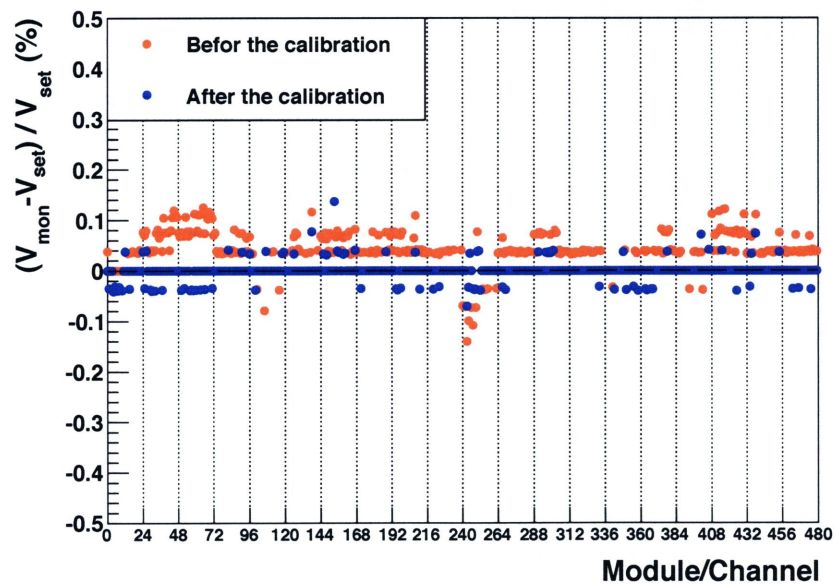


図 4.15: 設定電圧  $V_{\text{set}}$  とモニター電圧  $V_{\text{mon}}$  の差のキャリブレーション前後での比較。赤点がキャリブレーション前、青点がキャリブレーション後、点線はモジュールごとの区切りを表す。

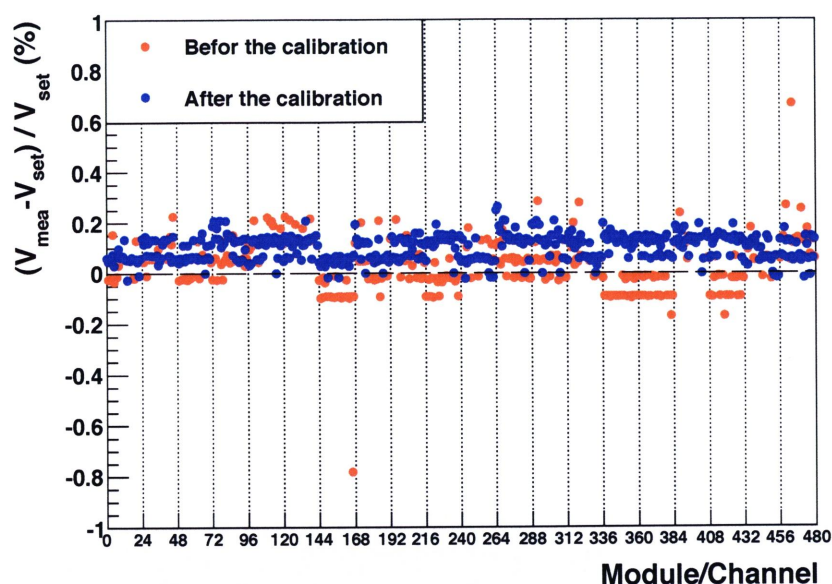


図 4.16: 設定電圧  $V_{\text{set}}$  と測定電圧  $V_{\text{mea}}$  の差のキャリブレーション前後での比較。赤点がキャリブレーション前、青点がキャリブレーション後、点線はモジュールごとの区切りを表す。

## 4.6 出力の長期安定性

PMT の増幅率  $\mu$  は出力電圧を  $V$  とすると、

$$\mu = AV^\alpha$$

で与えられる。ここで  $A$ ,  $\alpha$  は PMT の構造や素材から決まる定数であり、これにより電圧が  $\Delta V$  だけ変化したときの増幅率の変化  $\Delta\mu$  は、

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \alpha \frac{\Delta V}{V}$$

と表される。このように PMT への印加電圧の変動は直接的に PMT の増幅率の変動と関係しているので、エネルギー測定に不定性に影響を与えうる。そこで本格的なデータ取得を開始した 2011 年春から 2 分毎に記録された約 9 ヶ月間のデータを用いて、PMT への印加電圧の変動による PMT の増幅率への影響を調べた。

図 4.17, 図 4.18 に示した通り、9 ヶ月間の測定で設定電圧に対するモニター電圧の変動はほぼ 0.2 % 以内に収まっていた。図 4.17 において 0.2 % 以上変動している期間もあるが、これは 1 つの Bad チャンネルの影響であることが分かっているのでモニター電圧の変動が大きかったランは物理解析に用いない。また全チャンネルの平均の変動は 0.07 % 以内であった。Double Chooz 実験において  $\alpha$  は約 8 なので印加電圧



に関する PMT の増幅率の変動は 0.56 % 以内に抑えられていることとなる。これは Double Chooz 実験が目標とするキャリブレーション精度である 1% よりも小さいので、少なくともこの期間において PMT への印加電圧の変動がエネルギー測定に影響を及ぼしてはいないことを意味する。

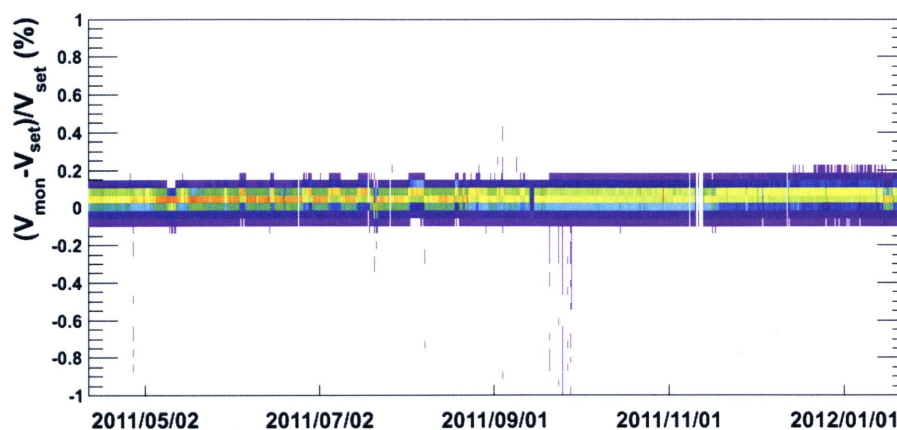


図 4.17: 設定電圧に対するモニター電圧の時間変動。色はチャンネル数を表す。

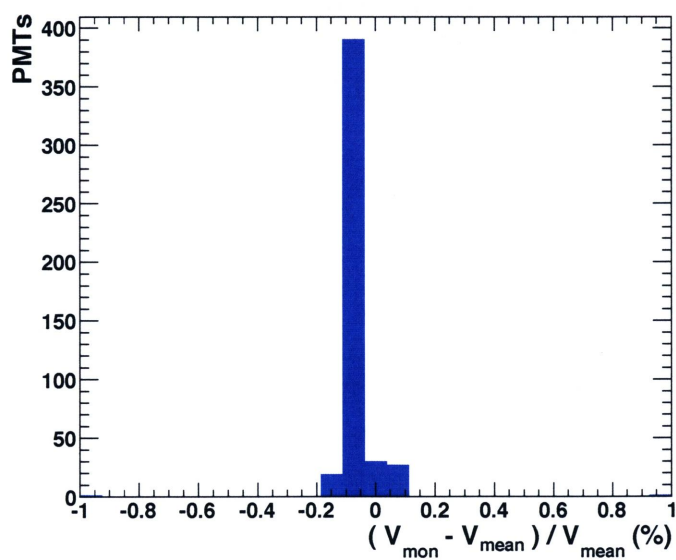


図 4.18: 9ヶ月間の測定において、平均モニター電圧から最も離れたモニター電圧。

## 4.7 高電圧電源制御・モニターシステムの開発

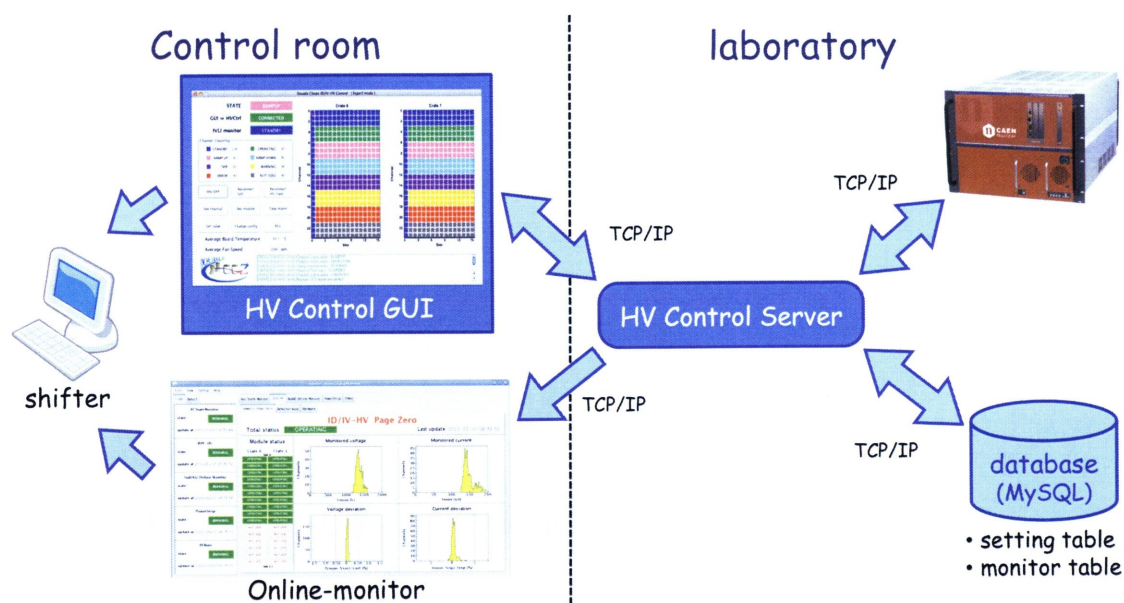


図 4.19: 高電圧電源システムの概念図

Double Chooz 実験の実験室は Chooz 原子炉の敷地内にあり高電圧電源の置かれているエレキハットへのアクセスは制限されている。そのため高電圧電源は原子炉敷地外から制御する必要がある。4.1.1 節に記したように CAEN 高電圧電源フレーム SY1527 には Ethernet ポートが備わっているので、これを利用し TCP/IP 通信で制御を行う。

また、4.6 節に記したように PMT への印加電圧の変動は直接 PMT の増幅率に影響を与えエネルギー測定の不定性と成り得るので、高電圧電源を常時モニターすることが必要である。そこで高電圧電源システムの安定性を高めるためにソフトウェア構造の変更を行った。また、操作ミスを減らすために、誰でも簡単に操作できるようなコントロール GUIを開発した。以下では高電圧電源用ソフトウェアの構成要素を紹介する。図 4.19 に高電圧電源システムの概念図を示す。

### 4.7.1 コントロールサーバ

コントロールサーバは常に HV モジュールのモニター情報を取得して、モニターのためにオンラインモニター・コントロール GUI、記録のためにデータベースへと情報を送る。さらに、コントロールサーバはコントロール GUIからの命令を元に HV モジュールの設定を変更する。また、既定値を設定する場合にはデータベースに保

存されている値を利用する。内部ではクレートコントロール・コントロール GUI・オンラインモニター・データベース・アラートのための5つのスレッドが同時に動いており、コントロールとモニターのための処理を同時に行うことが出来る。コントロールサーバと GUI、オンラインモニター、HV クレート、データベース間の通信はソケットを用いた TCP/IP 通信で行われる。HV クレートの制御は CAEN 社が配布しているライブラリを利用した。

また、著者が開発に関わる以前は高電圧電源を制御するサーバとモニターするサーバが別々に存在し、ネットワークコミュニケーションによるデータフローが複雑化していて安定性も悪かったが、2つのサーバを統合し、オブジェクト指向へ変更した結果、安定性が向上した。

## 4.7.2 コントロール GUI

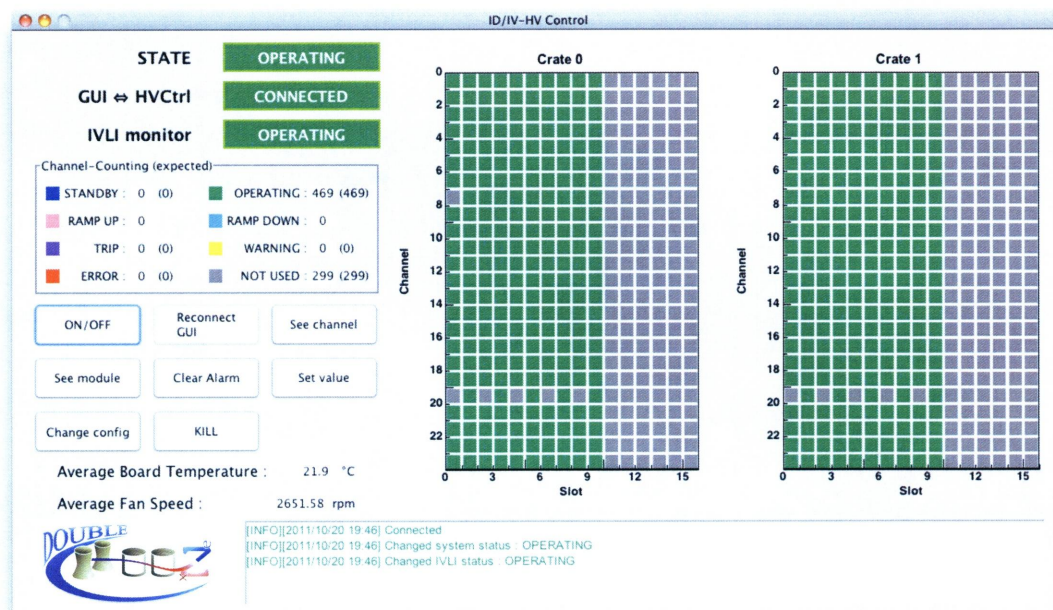


図 4.20: コントロール GUI - メインウィンドウ

高電圧電源は直接ディスプレイとキーボードを接続すれば CAEN 標準のソフトウェアを用いて制御可能であるが、原子力発電所外からは制御できない。また、データ取得を行うシフターでも簡単に扱えるソフトウェアが必要とされていたこともあり、新たにコントロール GUI を開発した。



コントロール GUI は Java を用いて開発した。このアプリケーションには常時高電圧電源のモニターが出来ることと、必要なときに高電圧電源の設定を変更出来ることが要求される。そのためこのアプリケーションはウインドウやボタンを管理するメインのスレッドに加え、コントロールサーバとメッセージの送信と受信を行うスレッドが存在し、全部で3つのスレッドが同時に動いている。そして送信用と受信用ソケットのインスタンスはメインスレッド内で排他処理として制御されているので割り込みが起こることはない。

この GUI では、電源の ON/OFF はもちろん各設定値のモニターと設定変更、モジュールやチャンネルの状態・クレート内のファンの回転数・モジュールの温度のモニターができる。またログイン時には Shifter mode と Expert mode が用意されており、Shifter mode でログインした場合には使える機能が制限される。コントロール GUI の詳細については付録 A にまとめた。

### 4.7.3 オンラインモニター

オンラインモニターは高電圧電源の情報や測定に必要な様々なコンポーネントの情報をオンラインで統一的に監視するシステムである。このシステムは共同実験者によって開発された Double Chooz 全体の統一システムであり [27]、HV コントロールサーバからデータを送ることによって示すことができる。図 4.21 にオンラインモニターのスクリーンショットを示す。

### 4.7.4 データベース

Double Chooz 実験のデータベースシステムは MySQL[28] を用いて構築されている。MySQL はサン・マイクロシステムズ [29] から配布されており、現在世界で最も普及しているオープンソースデータベースソフトウェアである。MySQL は高速で検索を行えたり、様々な言語によるアクセスのためのライブラリが用意されているため使いやすく信頼性も高い。

高電圧電源システムで用いるデータベースは電圧値等を随時書き出していくためのテーブルと、HV の設定値の規定値を保存しておくためのテーブルから成る。データベースに保存された高電圧電源のデータは解析にも使用されている。



## 4.8 Offline DQM (Data Quality Monitoring)

Offline DQM とは高電圧電源のデータベースと DAQ のデータベースを利用して、高電圧電源が原因で物理解析に利用できないデータがないかどうかを明らかにするシステムである。4.7.3 節で説明したオンラインモニターを用いれば簡単に高電圧電源をモニターすることも可能であるが、その結果は永続的に残るわけではない。Offline DQM ではオンラインモニターには出来ない複雑な解析を行い、1 日または 1Run ごとの時間幅など様々なプロットをオフラインで作成する。プロットの種類としては、設定値から最もずれたモニター電圧値の時間変化・マップ・ヒストグラム、モニター電圧値や電流値の RMS ヒストグラムなどがある。

これらのプロットは図 4.22 の様に、PHP 等を用いて Web 上で閲覧可能にした。コンボボックスから日付もしくは Run ナンバーを指定することで、その時間に対応したプロットが表示される。

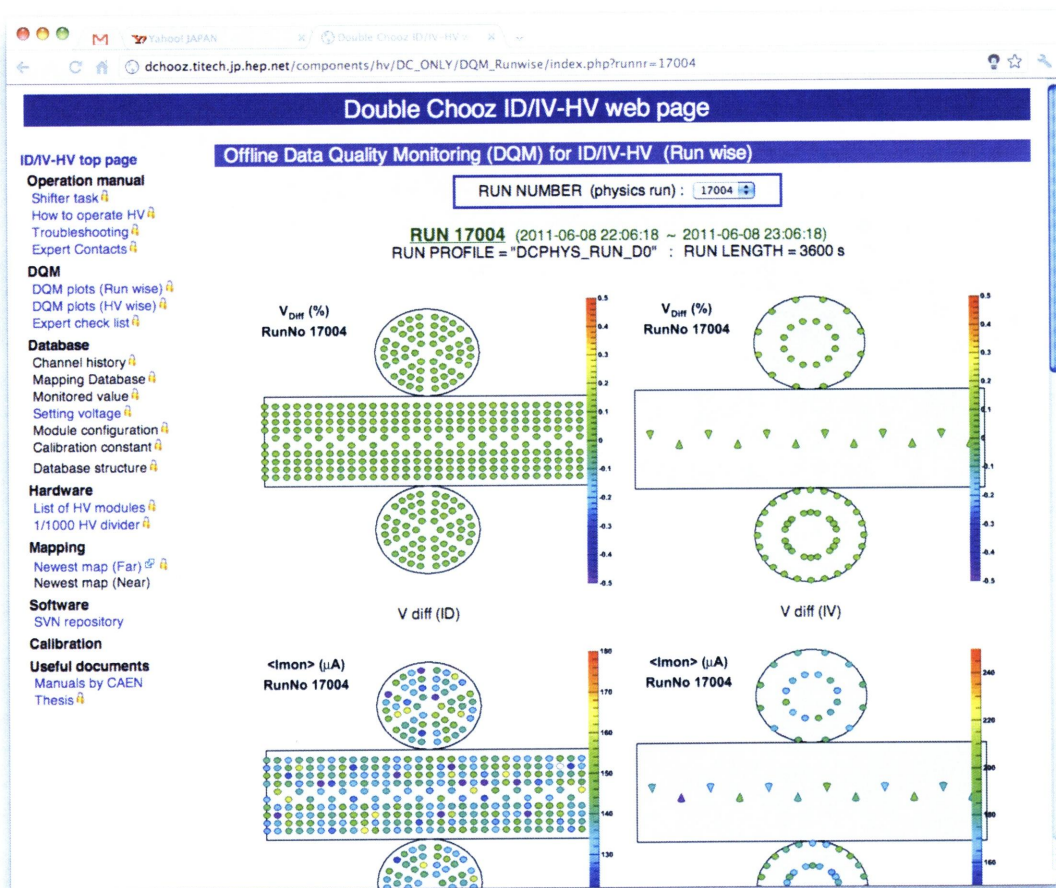


図 4.22: Offline DQM の Web ページ

## 4.9 まとめ

Double Chooz 実験に用いる高電圧電源の性能評価を行った。その際、設定電圧とモニター電圧・出力電圧の間でバラツキが確認されたので、実験サイトでモジュールキャリブレーションを行った。実験開始後、9ヶ月間の全チャンネルの平均モニター電圧の変動は0.07%以内であった。このことから、印加電圧に関するPMTの増幅率の変動は0.56%以内に抑えられていることとなるので、高電圧電源がエネルギー測定に影響を与えないことが確認できた。また、高電圧電源システムの開発を行い、ソフトウェア構造の変更や新しくコントロールGUIを開発することで、安定性と操作性を向上させた。さらに、高電圧電源システムのモニターのために、オンラインモニターおよびOffline DQM システムを開発した。これまで高電圧電源システムは安定動作しているが、仮に電源システムに異常が生じた際には、その原因を調べるためにこれらのシステムが役立つと期待される。

## 第5章 エネルギー再構成とその精度評価

### 5.1 概要

本実験の初期解析におけるエネルギー再構成とは、検出電荷量から検出光電子数を経て、1つの係数を用いてエネルギー(“visible energy”と呼ばれる)に換算することである。visible energy への換算の際には、検出された総光電子数とエネルギーの関係が線形であるとみなしている。一方、将来的な解析ではシンチレータ中に落としたエネルギー(deposit energy)へのエネルギー再構成を目指す。この場合、検出電荷量から検出光電子数、シンチレーション光子数を経て deposit energy へと換算される。

本章では、初期解析で採用された visible energy へのエネルギー再構成手法の説明を行った後、その手法の評価結果をまとめる。現在採用されている visible energy へのエネルギー再構成方法の改善や、将来的な deposit energy へのエネルギー再構成手法の開発については6章にまとめる。

### 5.2 線源キャリブレーション

エネルギー再構成を行う上で、線源キャリブレーションデータは重要な情報となる。Double Chooz 検出器には Z-Axis システムと Guide tube システムと呼ばれる2種類の線源キャリブレーションシステムが使用されている。Z-Axis システムは target 領域、Guide tube システムは  $\gamma$ -catcher 領域に図 5.1 の様に設置されている。どちらの場合もワイヤーの先に付けられたカプセル入りの線源を移動させて、任意の位置でデータを取ることが出来る。現在使用されている線源を表 5.1 にまとめた。 $^{68}\text{Ge}$  から放出される陽電子は電子と対消滅後にガンマ線として検出され、 $^{252}\text{Cf}$  から放出される中性子は H もしくは Gd による捕獲後に放出するガンマ線として検出される。

放射線源	放射線の種類	放射線のエネルギー
$^{60}\text{Co}$	ガンマ線	1.173 MeV, 1.333 MeV
$^{137}\text{Cs}$	ガンマ線	662 keV
$^{68}\text{Ge}$	陽電子線	平均 800 keV
$^{252}\text{Cf}$	中性子線	平均 2.15 MeV

表 5.1: キャリブレーションに用いられる放射線源

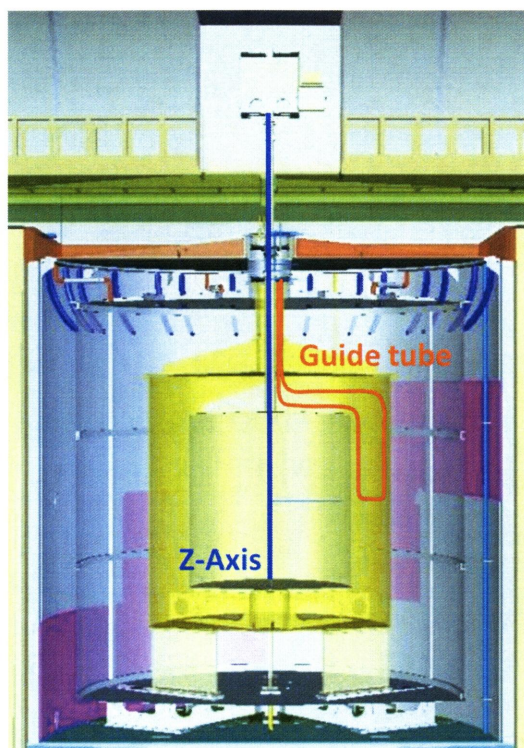


図 5.1: 線源キャリブレーションシステムの検出器内での位置。青線が Z-Axis システム、赤線が Guide tube システムを示す。



## 5.3 シミュレーション

本章でエネルギー再構成精度を評価する際や Double Chooz 実験の目的である  $\sin^2 2\theta_{13}$  を求める際にもデータとモンテカルロシミュレーション (MC) 結果の比較が必要となるので、シミュレーションには高度な再現性が求められる。その要求を満たすものとして、Double Chooz 実験では CERN で開発された GEANT4[30] と呼ばれる C++ベースのシミュレーションツールを採用した。GEANT4 は多くの物理過程を再現することができ、チェレンコフ光もサポートしている。検出器の構造と組成を入力し、必要な初期条件で粒子を生成すれば、検出器中の粒子の振る舞いをシミュレートすることができる。検出器シミュレーション後には、読み出しシミュレーションによって PMT から FADC でデータが取得されるまでをシミュレートする。この時点でシミュレーションデータは測定データと同様の形式となり、最後に波形再構成によって得られた電荷や時間情報が解析で使用されることとなる。また、反応位置の再構成は各 PMT の検出時間差と検出光電子数を元にして求められている。

## 5.4 エネルギー再構成手順

Double Chooz 実験の初期解析では、総光電子数 (PE) を 1 つの定数 (214PE/MeV) を使って visible energy に変換している。

$$\text{visible energy}(\text{DATA})[\text{MeV}] = \text{光電子数}[\text{PE}] / 214. [\text{PE}/\text{MeV}]$$

本来であれば再構成されたエネルギーはデータとモンテカルロシミュレーション (MC) の結果で一致していることが期待されるが、図 5.2、図 5.3 の線源キャリブレーションデータとその MC の検出光電子数ピーク比較の様に、検出光電子数と粒子の発生位置に対してデータと MC が一致していない。検出光電子数の非線形性が現れる理由は、低エネルギー領域での 1、2 光子を元にした波形再構成が FADC のスレッシュホールドに近い場合うまく再構成出来ていないことが原因と考えられる。また、粒子の発生位置に対する不一致は、液体シンチレータの発光量や減衰長など MC で使用されているパラメータが正しく見積もられていないことが原因と考えられる。今後は MC の結果をデータに近づけることが必要であるが、現時点では MC に光電子数補正を加えてデータとの比較を行なっている。光電子数補正には 2 種類の関数をかけ合わせたものが使用される。1 つ目は式 5.1 に示したエネルギーの非線形性に関する補正 (cor1)、2 つ目は式 5.2 の粒子発生位置の鉛直方向成分 (Z 座標) に関する補正 (cor2) である。

$$\text{visible energy}(\text{MC})[\text{MeV}] = (\text{光電子数}[\text{PE}] \times \text{cor1} \times \text{cor2}) / 214. [\text{PE}/\text{MeV}]$$

$$\text{cor1} = 0.0286966 \times \log(\text{光電子数} - 56.1478) + 0.842321 \quad (5.1)$$

$$\text{cor2} = 0.998201 - 9.51483^{-6} \times Z - 3.259858^{-8} \times Z^2 \quad (5.2)$$

1つ目の補正には検出器中心で測定された様々な線源のキャリブレーションデータを使用した。2つ目の補正には Z-axis システムで Z の位置を変えて取った  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  と複数の線源のキャリブレーションデータを用いた。どちらの場合も各種線源から出る放射線に対応する光電子数を求め、その値をデータと MC で比較している。

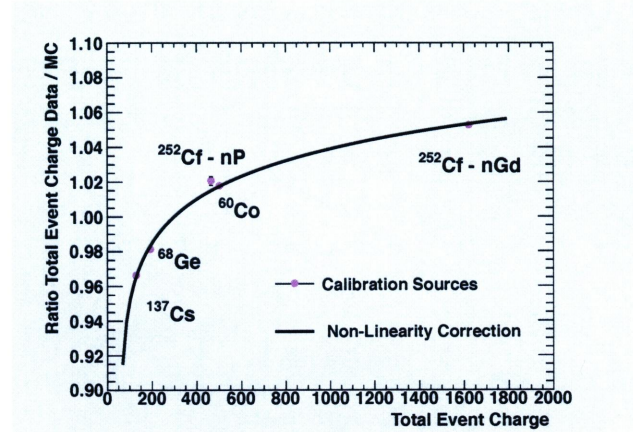


図 5.2: 検出光電子数の非線形性に関する光電子数補正。横軸が検出光電子数、縦軸が検出光電子数のデータと MC の比を示す。

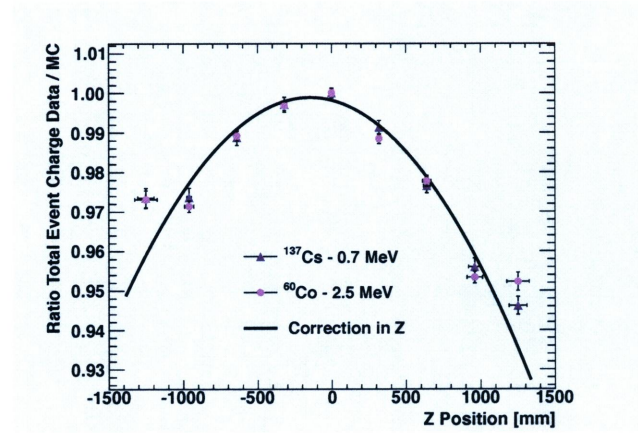


図 5.3: 粒子発生位置の鉛直方向成分に関する光電子数補正。横軸が放射線源の Z 座標、縦軸が検出光電子数のデータと MC の比を示す。

## 5.5 エネルギー再構成の精度評価

線源キャリブレーションシステムを用いて一時的に検出器中に配置された放射線源 (Deployment source) とそれ以外の利用可能な放射線源 (Natural source) による中性子捕獲事象のデータ解析を行い、現在使用されているエネルギー再構成方法の評価を行った。

### 5.5.1 Deployment source を用いた評価

$^{252}\text{Cf}$  中性子源を使用して線源の位置とピークエネルギーの関係を比較した。ピークとなるエネルギーは 8 MeV と 2.2 MeV の 2 つある。8 MeV のピークはニュートリノ検出の際に後発信号として利用されているもので、ガドリニウムが中性子を捕獲した際に放出されるガンマ線の総エネルギー量に対応する。一方、2.2 MeV は中性子がガドリニウムではなく水素によって捕獲された際に放出される単一ガンマ線のエネルギー量に対応する。また、今回使用したデータは Z-Axis システムを利用したもので、計 7 つの位置で取られたものである。中性子捕獲事象のイベント選択条件を以下に示す。

- ミューオンタグ :  $\text{Total } Q_{\text{IV}} > 10000 \text{ DUQ}$ ,  $E_{\text{ID}} > 30 \text{ MeV}$   
(IV : Inner veto、ID : Inner detector、DUQ : デジタル化された電荷量の単位)
- ミューオン Veto : ミューオンからの時間  $> 1 \text{ ms}$
- ライトノイズカット :  $\text{MaxQ}/\text{TotalQ} < 0.09$ , 各 PMT の検出時間の  $\text{RMS} < 40 \text{ ns}$   
(MaxQ : 電荷量波形の振幅、TotalQ : 電荷量波形の積分値)
- 遅延同時計測法 :
  - 先発信号 : トリガーからの時間  $> 1.5 \text{ ms}$ ,  $3 < E < 30 \text{ MeV}$
  - 後発信号 : 先発信号からの時間  $< 1 \text{ ms}$ ,  $0.7 < E < 25 \text{ MeV}$

宇宙線ミューオンによるバックグラウンドを削減するためにミューオンと思われる大光量が発生したイベントから 1 ms 内のイベントは除外する。また、PMT で発生するライトノイズを除去するための条件を加える。さらに、 $^{252}\text{Cf}$  はガンマ線 (平均 6.95 MeV) と中性子線をほぼ同時に放出するので、遅延同時計測法を用いてイベントを選び出す。

各線源位置ごとにデータ、補正なしの MC、検出光電子数の非線形性の光電子数補正を加えた MC ( $\text{MC} \times \text{cor1}$ )、検出光電子数の非線形性の光電子数補正と粒子発生位置の Z 座標依存性の光電子数補正を加えた現在使用されている MC ( $\text{MC} \times \text{cor1} \times \text{cor2}$ )、計 4 種類のエネルギースペクトルを図 5.4 に示す。検出光電子数の非線形性の光電子数補正を加えることで全線源位置でのピークエネルギーが移動して、線源の Z 座標

が0の場合にデータとMCがほぼ等しくなる。図5.5, 図5.6に示した通り、さらに粒子発生位置のZ座標依存性の光電子数補正を加えることで全線源位置でMCがデータに近づいた。これらの補正によって、図5.7, 図5.8の様に各線源位置でのデータとMCの違いは中央で約1%、Targetの端で5%以内に抑えられる。HとGdでキャプチャーピークの位置依存性の傾向が異なるのは、検出光電子数の非線形性も位置に依存していることが原因と考えられる。

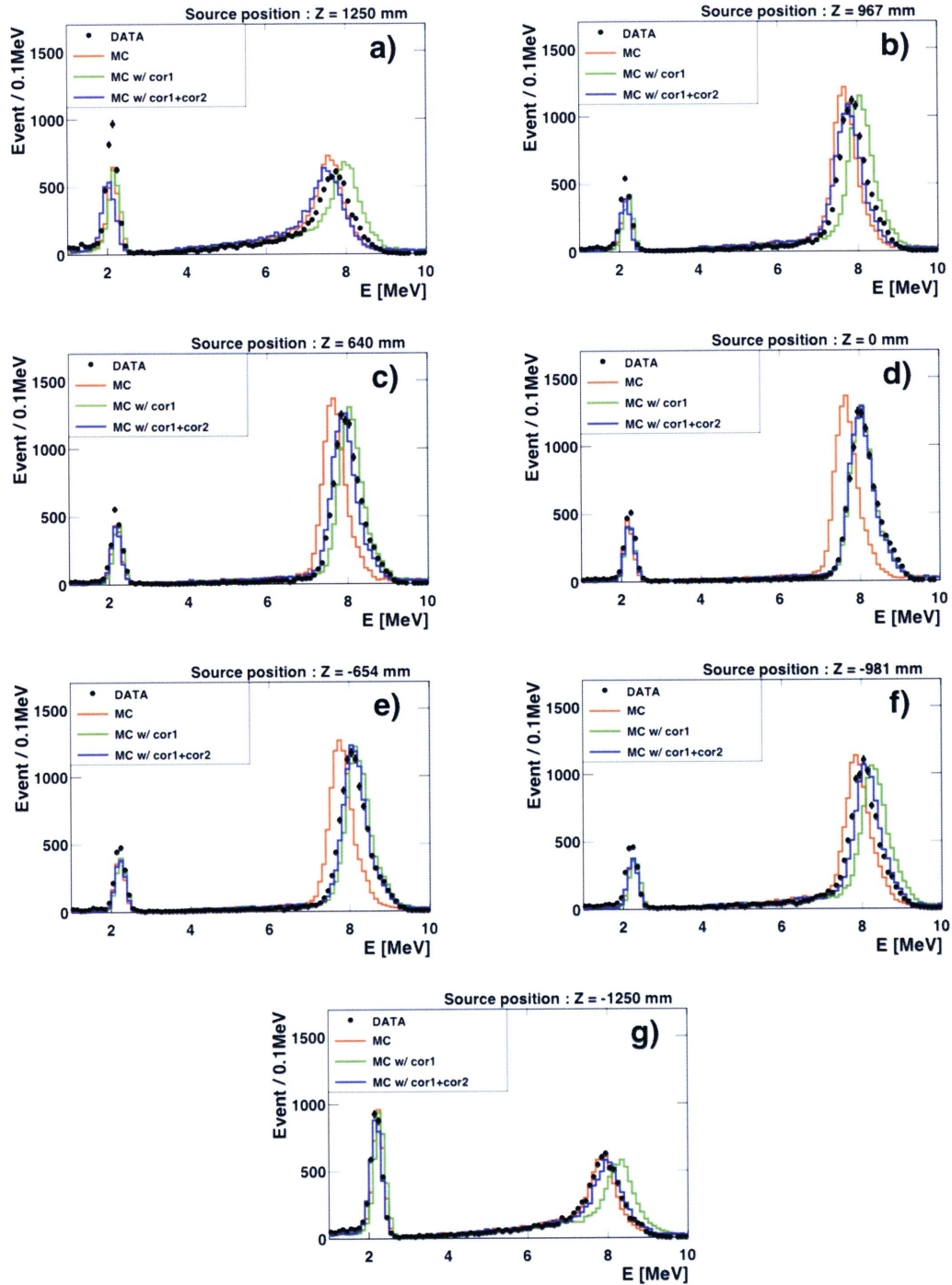


図 5.4: deployment source のエネルギースペクトル。黒点がデータ、赤線がモンテカルロ、緑線がモンテカルロに非線形性の光電子数補正を加えたもの、青線がモンテカルロに非線形性と Z 依存性の光電子数補正を加えたもの。a) は  $Z=1250$  mm、b) は  $Z=967$  mm、c) は  $Z=640$  mm、d) は  $Z=0$  mm、e) は  $Z=-654$  mm、f) は  $Z=-981$  mm、g) は  $Z=-1250$  mm に線源を置いた場合を示す。

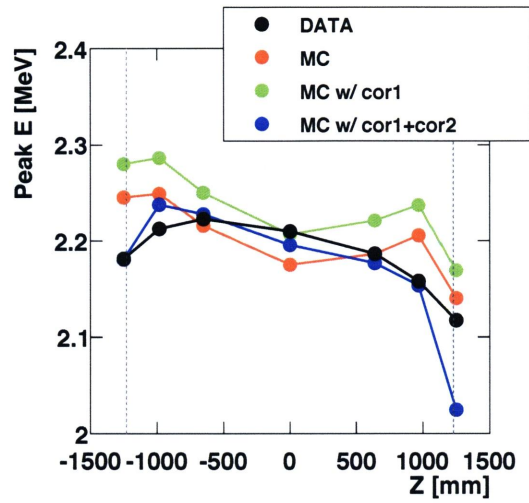


図 5.5: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性

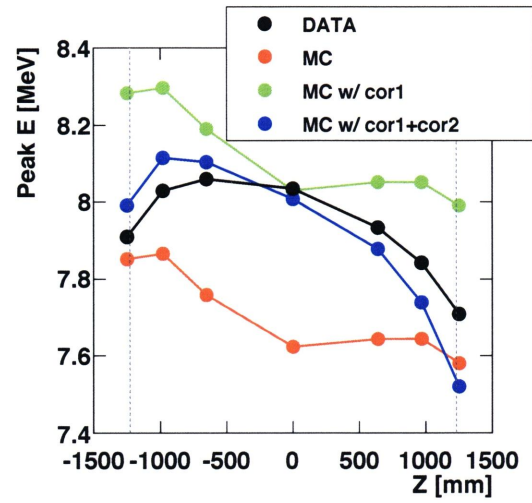


図 5.6: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性

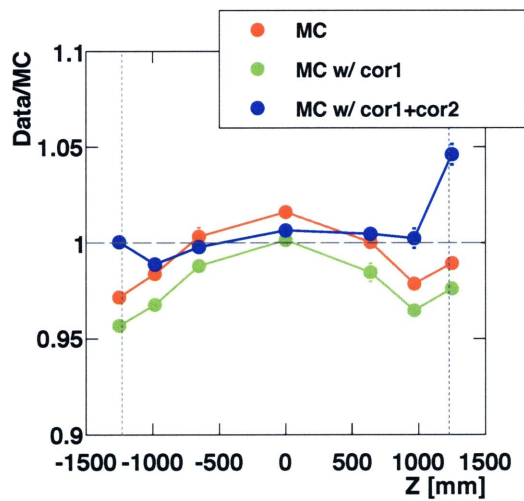


図 5.7: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較

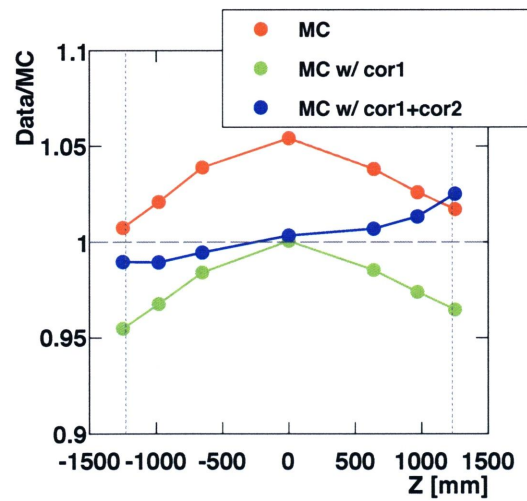


図 5.8: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較



## 5.5.2 Natural source を用いた評価

5.5.1 と同様に次は、ニュートリノによる後発信号の H, Gd キャプチャーピークと粒子発生位置の関係を比較した。ニュートリノ後発信号を得るためのイベントの選択条件を以下に示す。

- ミューオンタグ :  $\text{Total } Q_{IV} > 10000 \text{ DUQ}$ ,  $E_{ID} > 30 \text{ MeV}$
- ミューオン Veto : ミューオンからの時間  $> 1 \text{ ms}$
- ライトノイズカット :  $\text{Max}Q/\text{Total}Q < 0.09$ , 各 PMT の検出時間の RMS  $< 40 \text{ ns}$
- 遅延同時計測法 :
  - 先発信号 :  $3.5 < E < 12 \text{ MeV}$
  - 後発信号 : 先発信号からの時間  $< 0.5 \text{ ms}$ ,  $1 < E < 12 \text{ MeV}$

5.5.1 と同様にミューオンとライトノイズイベントを除去した後、遅延同時計測法によりニュートリノイベントを選び出す。その際 accidental バックグラウンドのほとんどは  $3.5 \text{ MeV}$  以下に分布するため、先発信号の低エネルギーカット条件をニュートリノ選別条件 ( $0.7 < E < 12 \text{ MeV}$ ) に対してきつくすることを取り除いた。

領域分けする前のエネルギースペクトルを図 5.10 に示す。MC に補正を加えるごとにデータのエネルギースペクトルに近づく様子が分かる。評価の際、初めに検出器を円柱座標系の R, Z 各成分で体積が等しくなるように領域分けをする。ここでは粒子発生位置が分かっていないので再構成されたものを使用した。シミュレーションにより期待される位置再構成精度を図 5.9 に示す。これより精度は  $\pm 70 \text{ mm}$  と見積もられる。R で領域分けする場合には、はじめに  $|Z| < 1 \text{ m}$  を要求し、その後 R を 0, 663.953, 938.971, 1150., 1327.91, 1486.64 mm の 5 つの領域に分割した。Z で領域分けする場合には、はじめに  $R < 1 \text{ m}$  を要求し、その後 Z を -2048.35, -1229.01, -409.67, 409.67, 1229.01, 2048.35 mm の 5 つの領域に分割した。それぞれの領域で集められた事象を元にしたエネルギースペクトルを図 5.11, 図 5.12 に示す。領域によるエネルギースペクトルの違いが現れている。最後に節 5.5.1 と同様に図 5.11, 図 5.12 のピークエネルギーをデータと各 MC で比較した。図 5.13, 5.14, 5.17, 5.18 に示した通り、各光電子数補正によってピークがデータを再現するように近づく傾向は見られたが、図 5.15, 5.16, 5.19, 5.20 に示したとおり、deployment source の結果から期待されるほどの光電子数補正効果は得られなかった。特に  $|Z|$  が大きい  $\gamma$ -catcher 層に相当する領域では、データと MC の違いが大きかった。これは図 5.3 の光電子数補正関数が  $\gamma$ -catcher 領域で、MC がデータを再現するよう十分に働いていないことと、 $\gamma$ -catcher 領域の位置再構成精度が  $\nu$ -target 領域よりも悪いことが原因と考えられる。

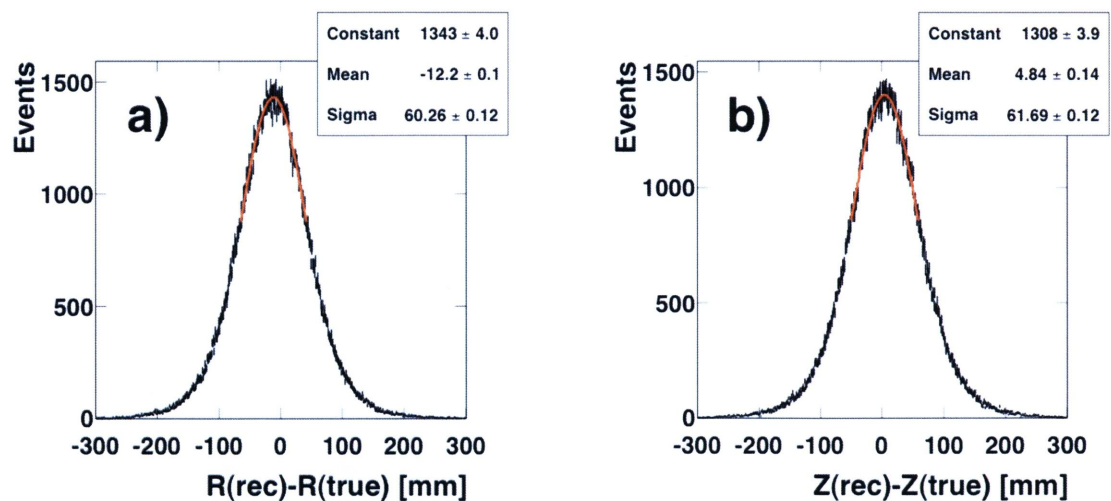


図 5.9: ニュートリノ MC の位置再構成結果 (Target 内)。再構成位置と True の位置の差の R 成分を a)、Z 成分を b) に示す。

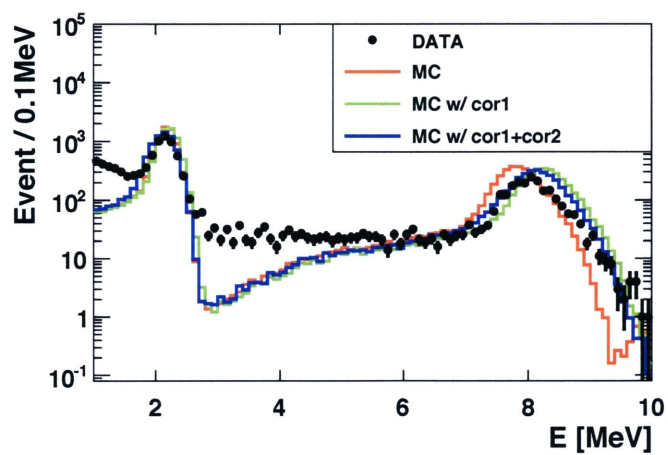


図 5.10: 再構成位置で分類する前の natural source のエネルギースペクトル

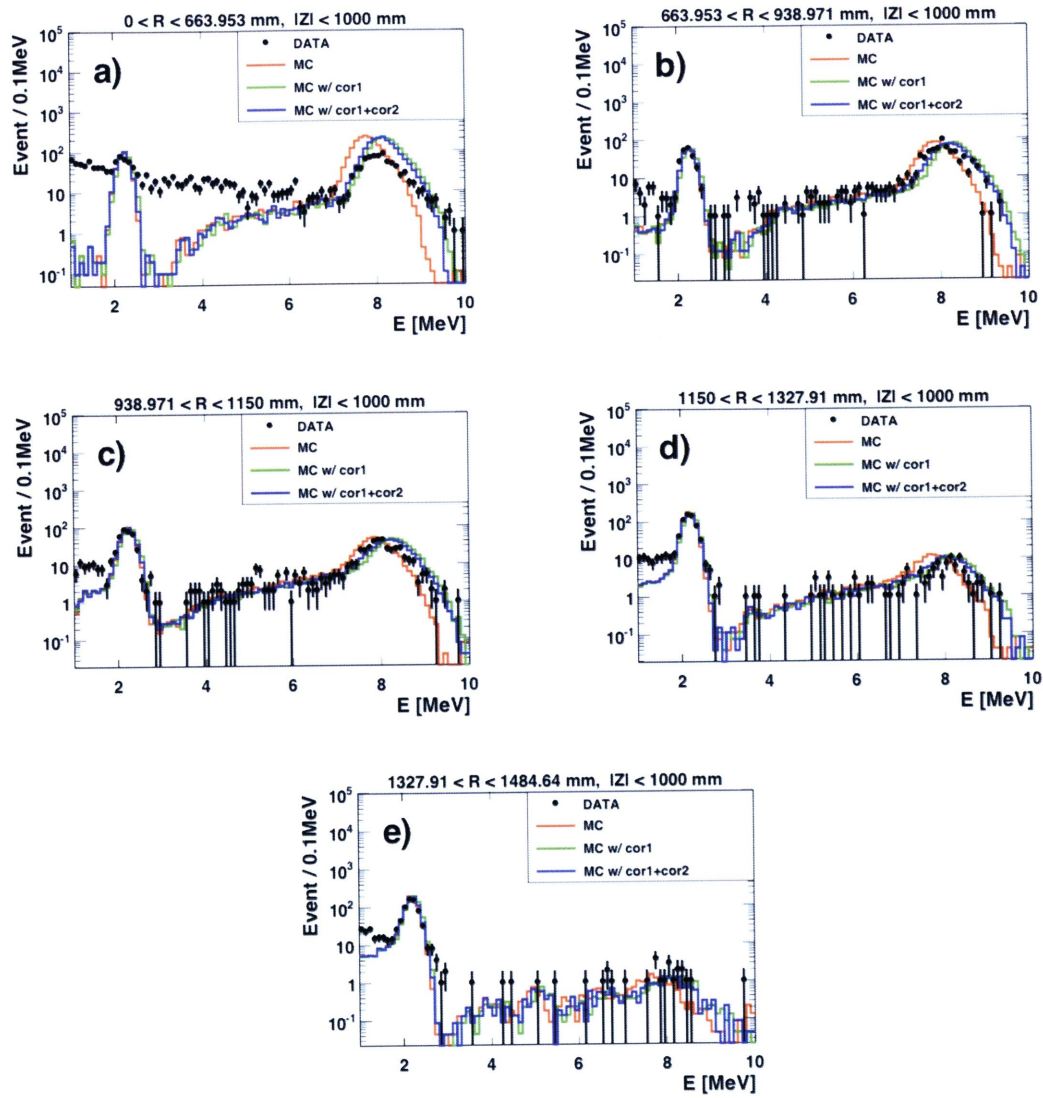


図 5.11: 再構成位置を  $R$  で分類した後の natural source のエネルギースペクトル。すべての図において  $|Z| < 1\text{ m}$ 、 $R$  に関しては a) が  $0 < R < 663.953\text{ mm}$ 、b) が  $663.953 < R < 938.971\text{ mm}$ 、c) が  $938.971 < R < 1150\text{ mm}$ 、d) が  $1150 < R < 1327.91\text{ mm}$ 、e) が  $1327.91 < R < 1484.64\text{ mm}$  で発生した事象を元になっている。

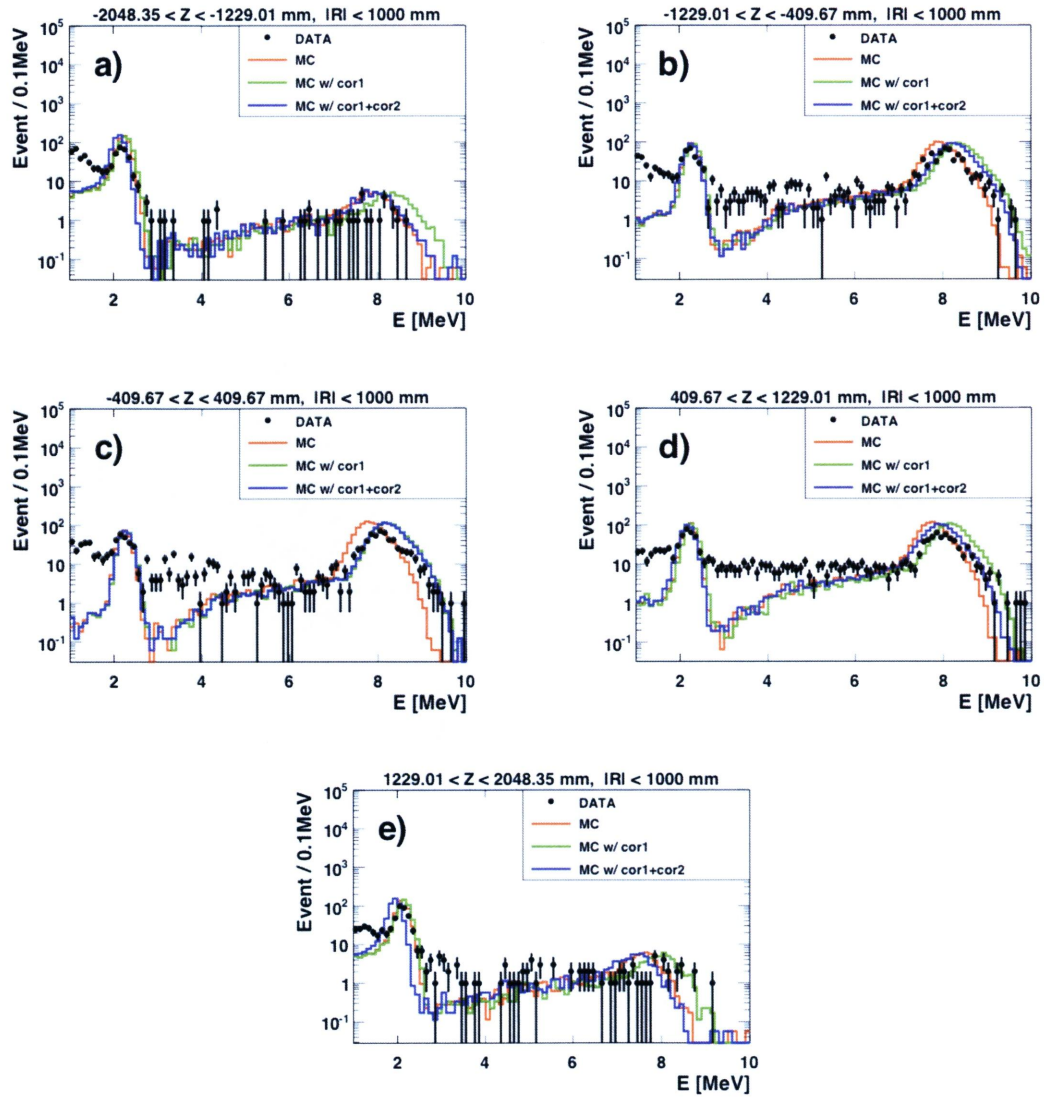


図 5.12: 構成位置を Z で分類した後の natural source のエネルギースペクトル。すべての図において  $R < 1\text{ m}$ 、Z に関しては a) が  $-2048.35 < Z < -1229.01\text{ mm}$ 、b) が  $-1229.01 < Z < -409.67\text{ mm}$ 、c) が  $-409.67 < Z < 409.67\text{ mm}$ 、d) が  $409.67 < Z < 1229.01\text{ mm}$ 、e) が  $1229.01 < Z < 2048.35\text{ mm}$  で発生した事象を元になっている。

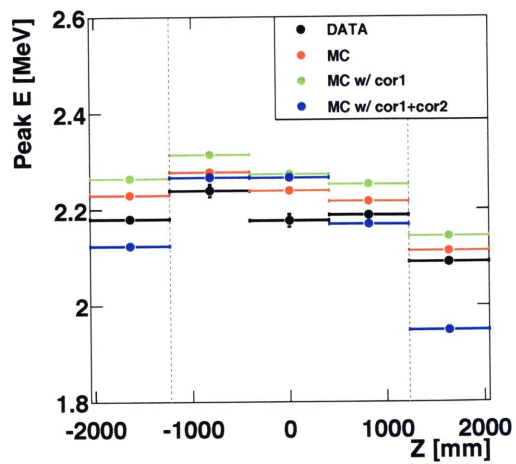


図 5.13: H キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性 (Z 成分)

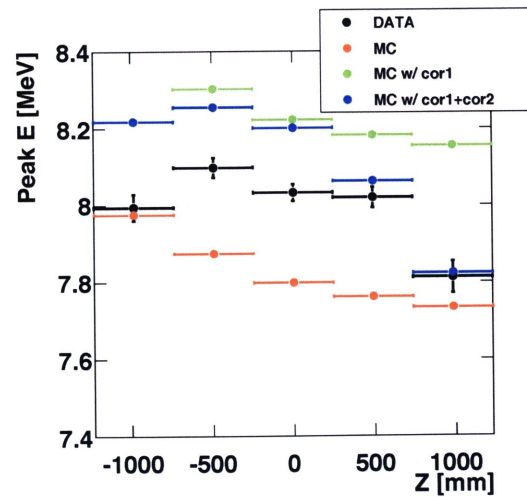


図 5.14: Gd キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性 (Z 成分)

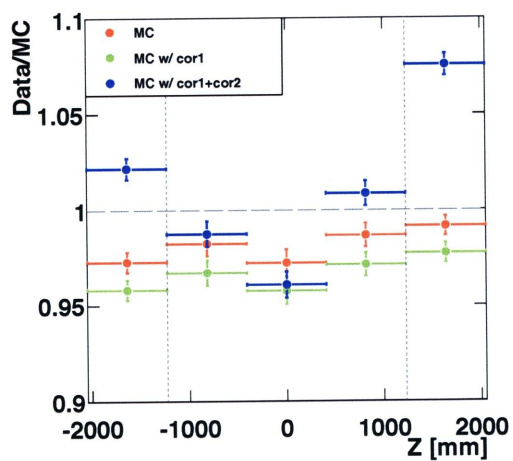


図 5.15: H キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性の  
データと MC の比較 (Z 成分)

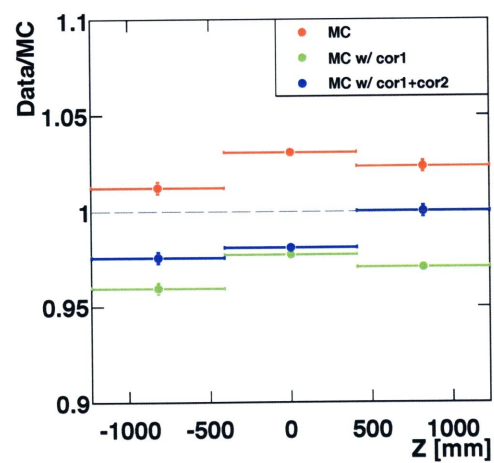


図 5.16: Gd キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性  
データと MC の比較 (Z 成分)



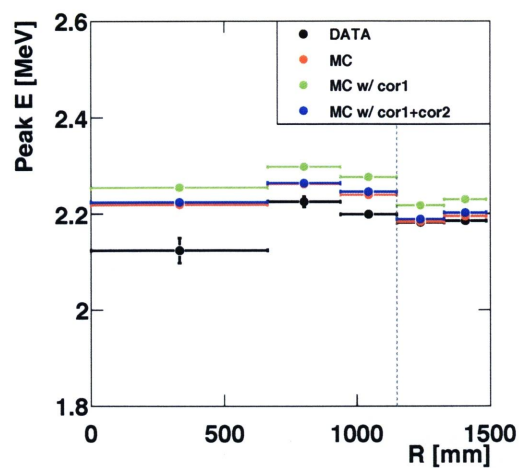


図 5.17: H キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性 (R 成分)

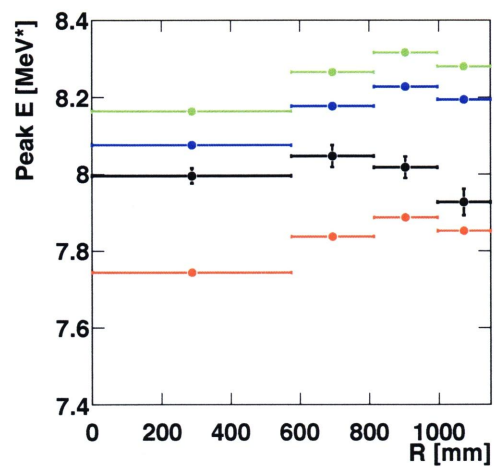


図 5.18: Gd キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性 (R 成分)

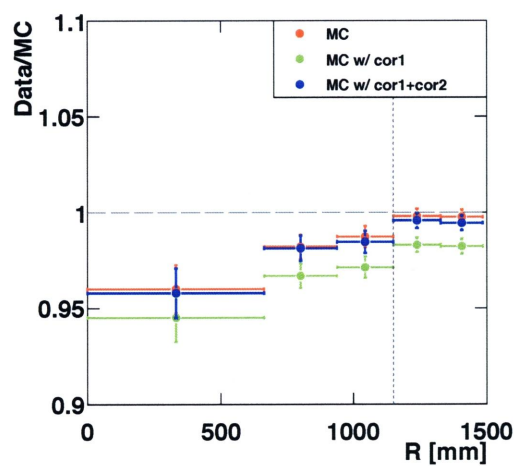


図 5.19: H キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性の  
データと MC の比較 (R 成分)

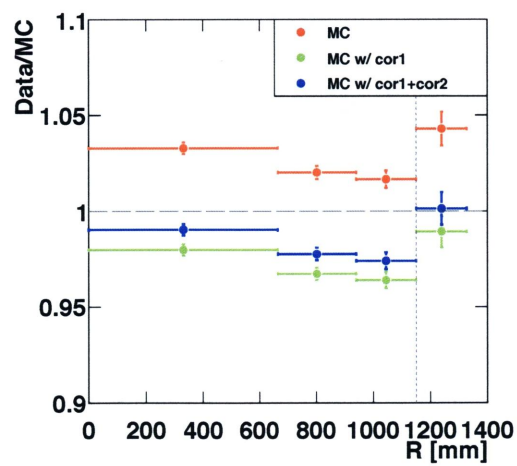


図 5.20: Gd キャプチャーピークの  
粒子発生位置依存性の  
データと MC の比較 (R 成分)

## 5.6 まとめ

現在 Double Chooz 実験で使用されているエネルギー再構成方法の評価を deployment source と natural source を用いて行った。deployment source に関する解析では各線源位置において、光電子数補正を加えることで MC のスペクトルとキャプチャーピークがより再現している期待通りの結果が得られた。一方、natural source をに関する解析では MC 補正による一定のデータを再現する補正効果が  $\nu$ -target 層で確認されたが、 $\gamma$ -catcher 層に相当する  $|Z|$  が大きい領域ではデータと MC で約 7% の違いが見られた。MC の補正が上手くいっていない理由として、補正関数を正確に見積もれていないことが考えられる。この手法で再構成精度を上げるためには、補正関数の見直しやより多くのエネルギー・位置でのキャリブレーションが必要である。

## 第6章 ニュートリノイベントの高精度エネルギー再構成手法の開発

### 6.1 概要

5.4 節で解説した通り、現在 Double Chooz 実験で使用されているエネルギー再構成手法では、1つの換算係数を用いて検出光電子数から visible energy に変換している。その際、MC にキャリブレーションデータに基づく光電子数補正を加えることで、データと MC の一致は改善している。本章の前半ではエネルギー再構成の精度を向上させるために、現在 MC に対し使用されている光電子数補正方法の改善を目指した。この手法は現在使用されている手法を拡張したもので、粒子発生位置に関する MC の光電子数補正を鉛直方向のみから 3次元に変更したものである。さらに本章の後半では、将来的に visible energy ではなく、より本来のエネルギーに近い deposit energy を用いた解析手法を取り入れるために、MC を用いて検出光電子数から deposit energy に変換する手法を開発した。

### 6.2 エネルギー再構成のための MC に対する光電子数補正方法の改善

現在使用されている光電子数補正方法を改善する 1つの方法として粒子発生位置に関する MC 補正を 3次元に拡張する方法が考えられる。光電子数補正を行う場合には 5.4 節で行ったように deployment source から補正関数を見積もり、natural source で評価することが正しいプロセスであるが、現在のところ本実験の 3次元キャリブレーションシステムは建設準備中であり、解析可能な 3次元キャリブレーションデータも存在しない。そこで本研究では、将来 3次元キャリブレーションシステムが運用された場合に備え、逆プロセスである natural source を用いた光電子数補正方法の開発を行い、現在使用可能である限られた deployment source を用いてエネルギー再構成精度の評価を行った。また、光電子数補正を行う際に光電子数の非線形性に対する補正は 5.4 節の  $cor1$  をそのまま用いた。

### 6.2.1 光電子数補正手法

ニュートリノによる後発信号の H・Gd キャプチャーピークを用いて光電子数補正関数を作成する。初めに 5.5.2 節で用いた手法と同様に、検出器を R と Z で領域分けをした後、粒子の再構成位置を元に各イベント进行分类する。図 6.1、図 6.2 に領域の大きさと再構成精度の関係を示す。 $\gamma$ -catcher 領域で位置再構成精度は落ちるが、領域の大きさに比べると小さいのでこの手法の効果がなくなることはない。次に各領域で集められたイベントを元にエネルギースペクトルを作成し、ピークエネルギーをその領域重心での値と考える。この方法を、データと検出光電子数の非線形性の光電子数補正を施した MC それぞれに対して行い、各領域に於ける DATA/MC の値を光電子数補正係数とする。また、今回は統計数が十分ではなかったため、 $\nu$ -target 領域の光電子数補正係数は Gd キャプチャーピーク (図 6.4)、 $\gamma$ -catcher 領域の光電子数補正係数は H キャプチャーピーク (図 6.3) の値を用いた (図 6.5)。最後に各光電子数補正係数を R と Z の 2 次元で内挿して、すべての位置での適した光電子数補正係数 (cor3) を得る (図 6.6)。

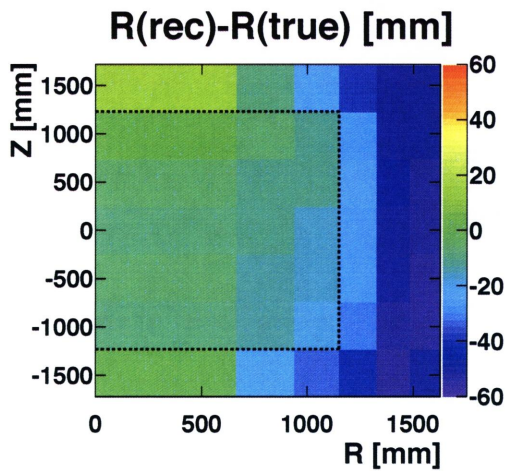


図 6.1: true position に対する  
 $R(\text{rec})-R(\text{true})$  値

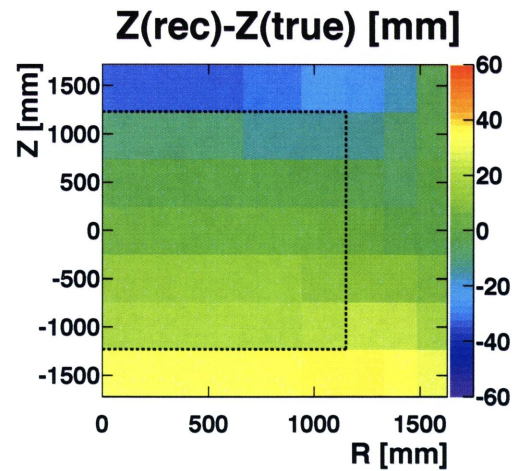


図 6.2: true position に対する  
 $Z(\text{rec})-Z(\text{true})$  値

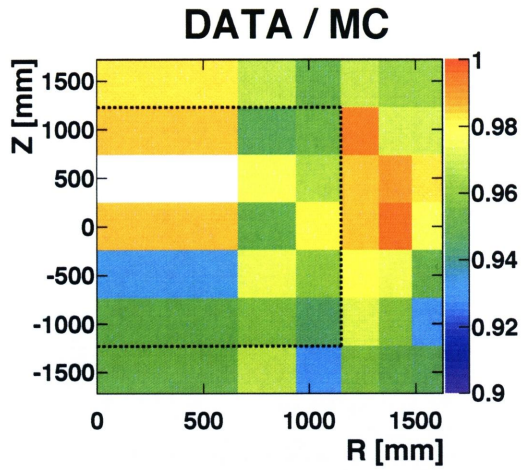


図 6.3: H キャプチャーピークを  
元にした光電子数補正マップ

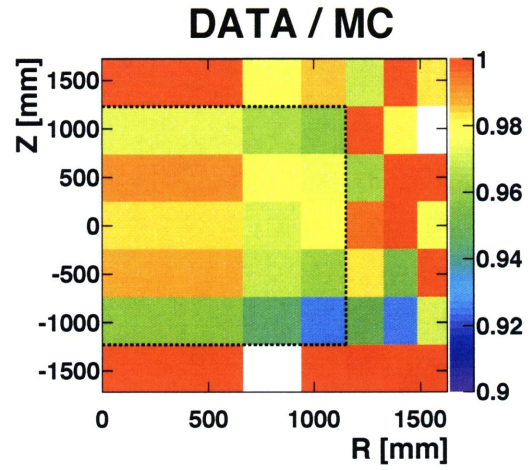


図 6.4: Gd キャプチャーピークを  
元にした光電子数補正マップ

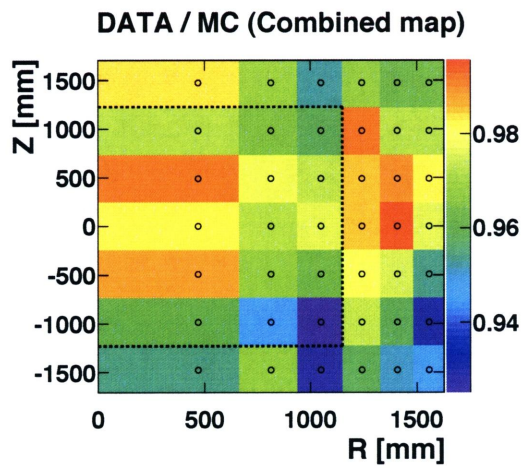


図 6.5: H,Gd ピークで作ったマップを  
合わせた光電子数補正マップ。  
点線は  $\nu$ -target と  $\gamma$ -catcher の境界、  
黒丸は各領域の重心を示す。

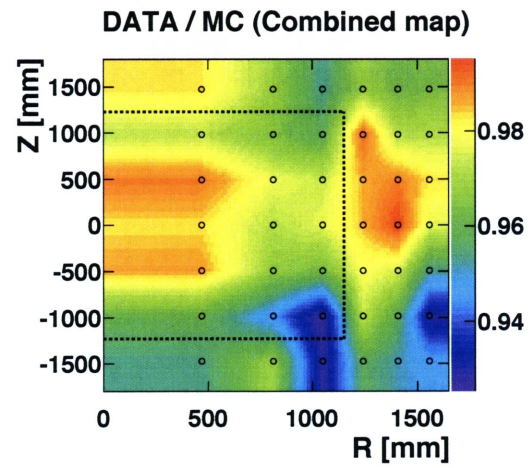


図 6.6: 結合後の光電子数補正マップを  
R と Z で内挿したもの。  
点線は  $\nu$ -target と  $\gamma$ -catcher の境界、  
黒丸は各領域の重心を示す。



## 6.2.2 Deployment source を用いた評価

5.5.1 節と同様に  $^{252}\text{Cf}$  線源を使用して評価を行った。イベント選択条件も変わりはない。また、今回は Z-Axis システムにより得られたデータに加えて、Guide tube システムにより得られたデータも評価に利用した。各線源位置毎に、データ・光量と粒子発生位置の Z 軸方向に関する光電子数補正を施した MC ( $\text{MC} \times \text{cor1} \times \text{cor2}$ , 現在採用されている方法)・光量と粒子発生位置の R・Z 軸方向に関する非線形性の補正を施した MC ( $\text{MC} \times \text{cor1} \times \text{cor3}$ , 本章で説明した方法)、の場合でピークエネルギーと DATA/MC の比較を行った。

図 6.7、図 6.8 に Z-Axis システムにより得られたキャプチャーピーク、図 6.9、図 6.10 にデータと MC の比較結果を示す。新しい光電子数補正により、Z が大きい場合のデータと MC の不一致は小さくなったが、検出器の中心付近では現行の光電子数補正の方が精度が高かった。これは  $\text{cor2}$  が  $Z=0$  に置かれた線源によって見積もられた関数であるのに対し、 $\text{cor3}$  の Z 軸付近の光電子変換係数は  $Z \simeq 500 \text{ mm}$  に対応することが原因と考えられる。同様に図 6.11、図 6.12 には Guide tube システムにより得られたキャプチャーピークの R 依存性、図 6.13、図 6.14 にはデータと MC の比較結果を示す。R 依存性が解消され、高い再構成精度となっている。図 6.15、6.16 には Guide tube システムにより得られたキャプチャーピークの Z 依存性、図 6.17、6.18 にはデータに対する MC の比較結果を示す。光電子数補正方法に関わらず高い再構成精度であった。これは図 6.6 を見て分かる通り、線源位置 ( $R=1188 \text{ mm}$ ) と Z 軸上でのデータと MC のズレが同じ傾向を持っていることによると考えられる。

今回評価を行った全線源位置において、新しい光電子数補正は高精度で行われていた。Z が大きい場合に現行の光電子数補正方法で現れていたデータと MC の大きな違いも解消された。新しい光電子補正方法が不得意とする Z 軸上においても、データと MC の違いはおよそ 2% 以下であった。中心付近では現行の光電子数補正の方が精度が高い結果で合ったが、これに関してはデータの統計数が増えて光電子数補正マップの領域分けを細かくすることで改善できると考えられる。

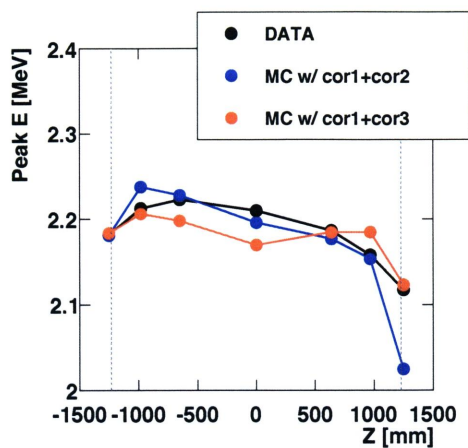


図 6.7: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性 (Z-Axis)

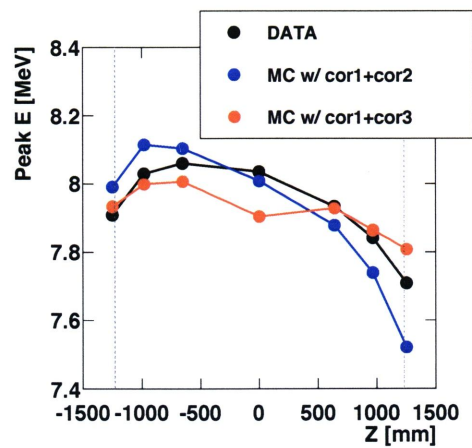


図 6.8: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性 (Z-Axis)

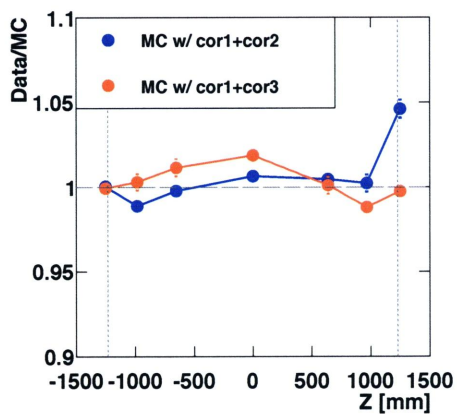


図 6.9: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較 (Z-Axis)

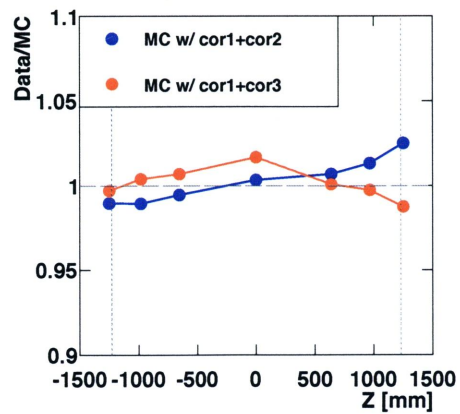


図 6.10: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較 (Z-Axis)

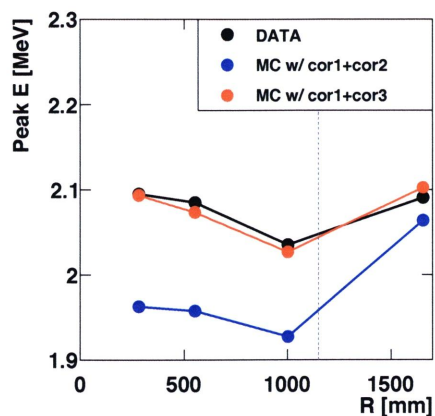


図 6.11: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性  
(Guide tube, Z=1320 mm)

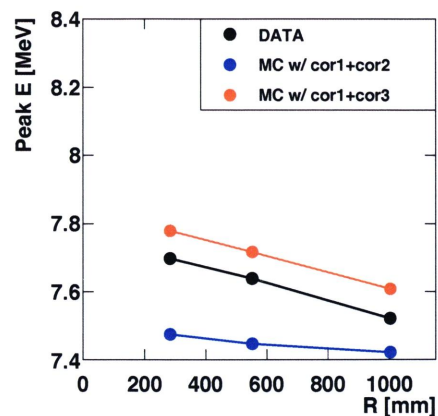


図 6.12: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性  
(Guide tube, Z=1320 mm)

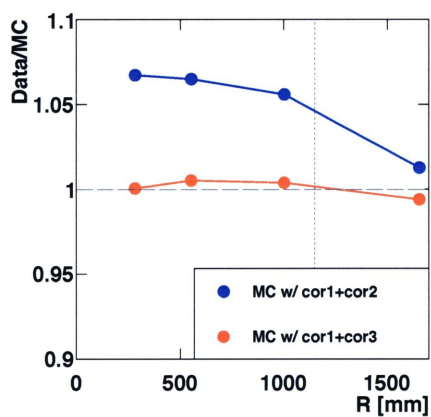


図 6.13: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較  
(Guide tube, Z=1320 mm)

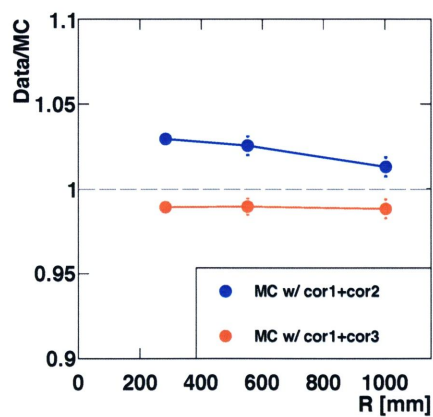


図 6.14: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較  
(Guide tube, Z=1320 mm)

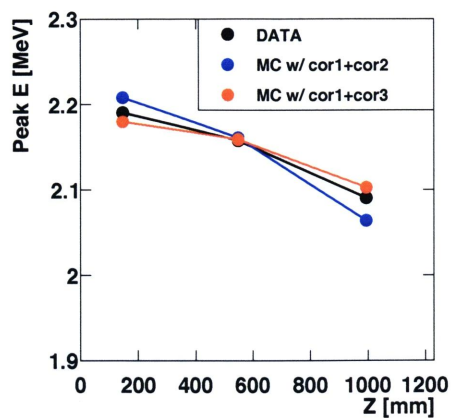


図 6.15: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性  
(Guide tube, R=1188 mm)

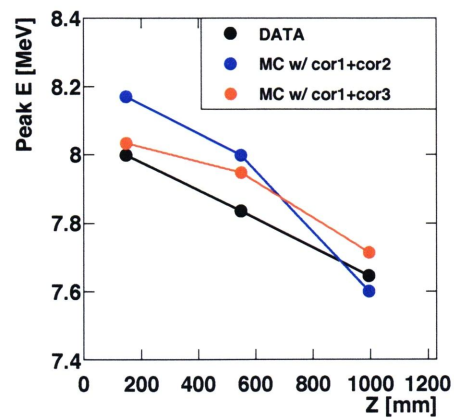


図 6.16: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性  
(Guide tube, R=1188 mm)

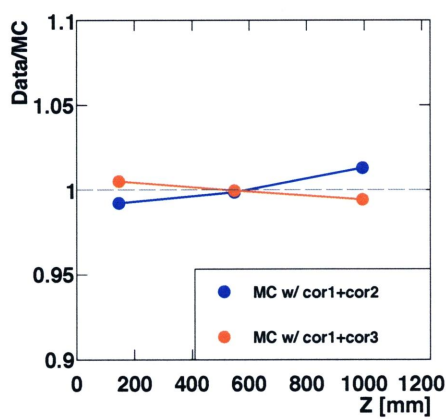


図 6.17: H キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較  
(Guide tube, R=1188 mm)

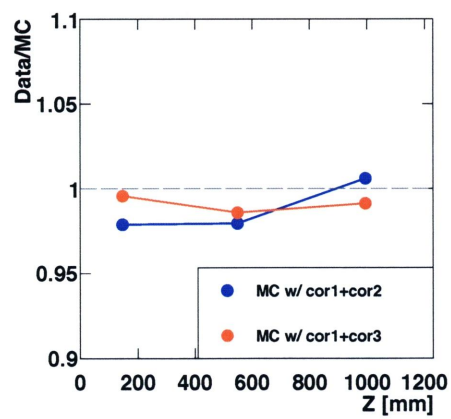


図 6.18: Gd キャプチャーピークの  
線源位置依存性の  
データと MC の比較  
(Guide tube, R=1188 mm)

## 6.3 位置依存性を考慮したエネルギー再構成方法

本節では十分に MC チューニングが行われた時のことを想定して開発した、より高精度なエネルギー再構成手法の解説と評価を行う。ここで紹介する新しいエネルギー再構成手法とは総光電子数 (PE) と粒子の発生位置 (R,Z) から deposit energy( $E_{\text{dep}}$ ) に変換する関数 ( $F_c(\text{PE}, R, Z) = E_{\text{dep}}$ ) をモンテカルロ・シミュレーションから求めるものである。

### 6.3.1 エネルギー再構成関数の作成手順

最終的に総光電子数と粒子の発生位置から deposit energy に変換する連続的な関数を求めるために、第一段階として一定間隔のエネルギー・位置ごとに deposit energy に変換する係数 (Factor) を求め、第二段階として第一段階で得られた Factor を総光電子数、粒子の発生位置それぞれで内挿して連続的な変換関数を求める。

1. 一定間隔のエネルギー・位置での Factor を求める。
  - (a) 1 MeV～12 MeV まで 1 MeV 毎のエネルギーの陽電子を検出器中に一様発生させた MC を作成する (図 6.19)。
  - (b) 検出器を R と Z で 200 mm 毎の領域に分け、再構成位置を用いて MC イベントを分類する (図 6.20)。
  - (c) 各領域で deposit energy を総光電子数で割ったものの平均値を領域中心での Factor とする (図 6.21)。
2. Factor を内挿して連続な関数にする。
  - (a) 各領域毎に Factor と総光電子数のグラフを作成し内挿する (図 6.22)。
  - (b) 各総光電子数ごとに対応する Factor の R, Z 分布を作成し R, Z それぞれで内挿する (図 6.23)。



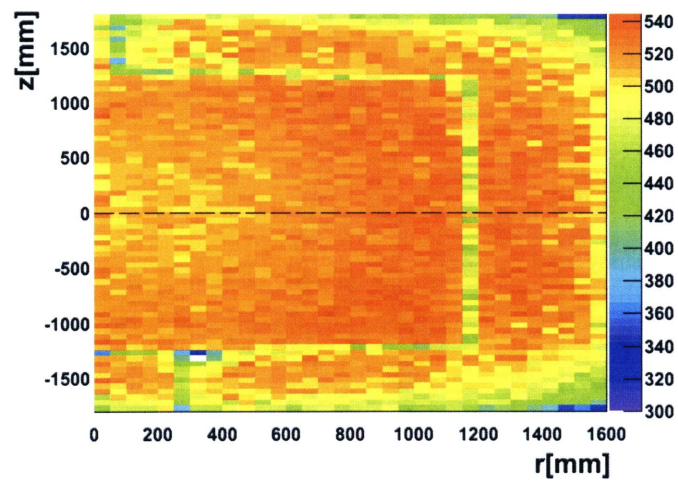


図 6.19: 3 MeV の陽電子を発生させた時の総光電子数の R, Z 分布

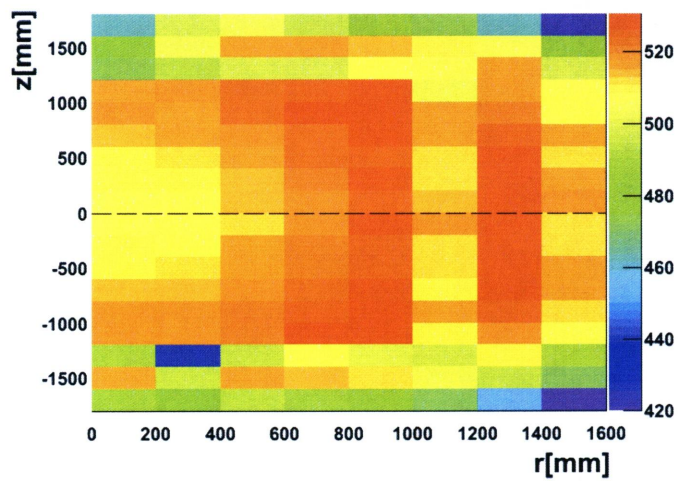


図 6.20: 3 MeV の陽電子を発生させた時の再構成位置に対する総光電子数

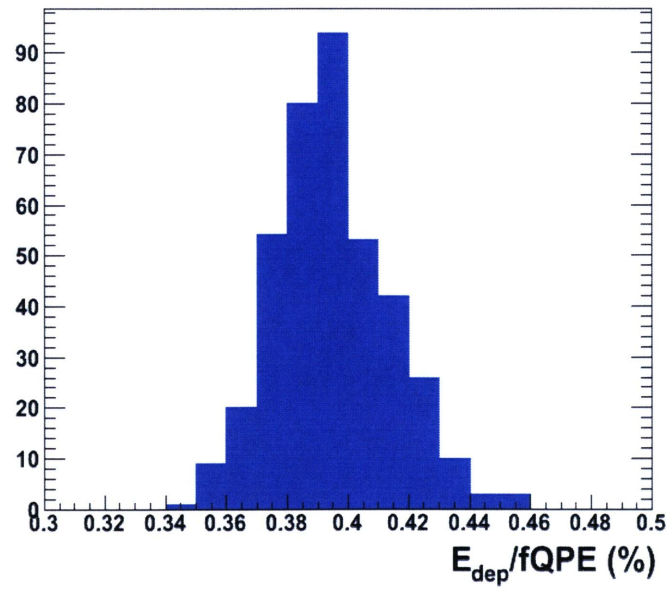


図 6.21: ある領域での  $E_{\text{dep}}/\text{PE}$  の分布

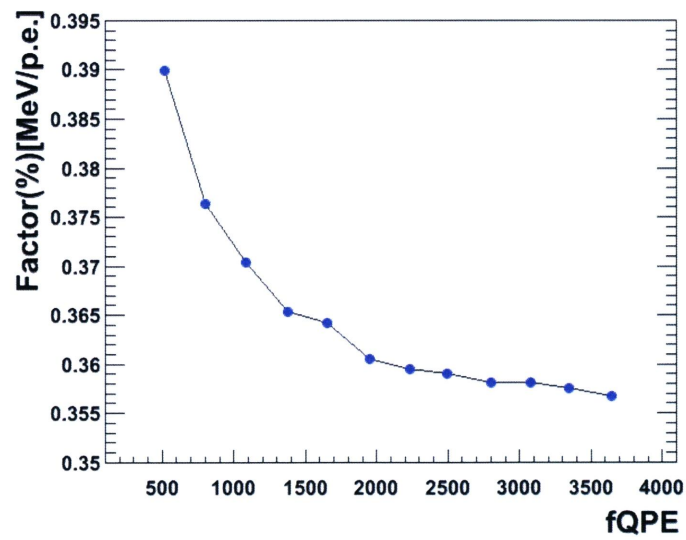


図 6.22: ある領域での PE, Factor グラフ

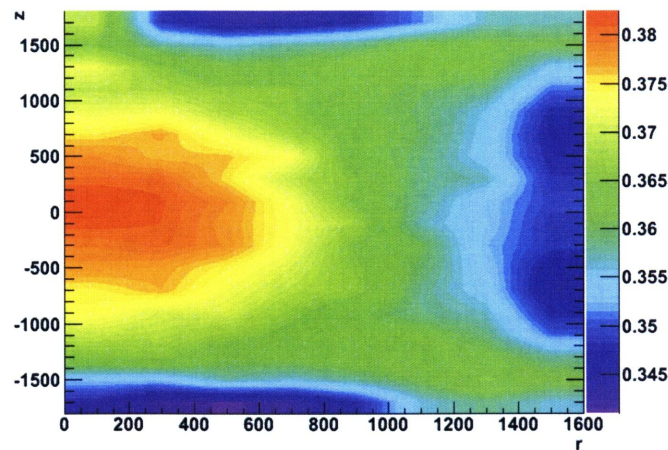


図 6.23: 1000PE の Factor の R, Z 分布

### 6.3.2 陽電子 MC を用いたエネルギー再構成精度の評価

光電子数から deposit energy に変換する際に作成した陽電子の MC を利用して、エネルギー分解能と deposit energy との関係を調べた。位置依存性を考慮することで、エネルギー分解能が向上していることが分る (図 6.24)。また著者が本研究を行う以前に報告された同様の研究結果 [31] と比較してもエネルギー分解能は向上している。これは Fc を R と Z で内挿したことが影響していると考えられる。次に、粒子発生位置とエネルギー再構成精度の関係を調べた。図 6.25 の赤線はエネルギー再構成精度が悪かった場合の再構成位置を示し、全ての位置に於いて高いエネルギー再構成精度ではあるが、R が大きくなるに連れてエネルギー再構成精度が低下しているのが分かる。同じものを True の位置に対して見たものが桃色の部分で、ほとんどが R の大きい  $\gamma$ -catcher 領域に存在していることが分かる。

### 6.3.3 ニュートリノ MC のエネルギー再構成

原子炉から発生するニュートリノ MC のエネルギー再構成を行った。図 6.26 にそのエネルギースペクトルを示す。Fc を定数とした場合と比較して位置依存性を考慮してエネルギー再構成を行った場合のほうが deposit energy に近づけることができた (図 6.27)。

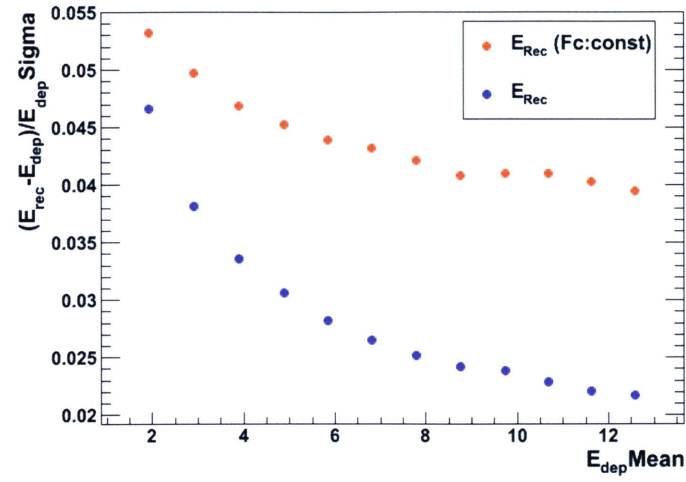


図 6.24: エネルギー分解能と deposit energy の関係。赤点が Fc を一定とした場合、青点が 6.3.1 節で説明した変換関数を用いた場合

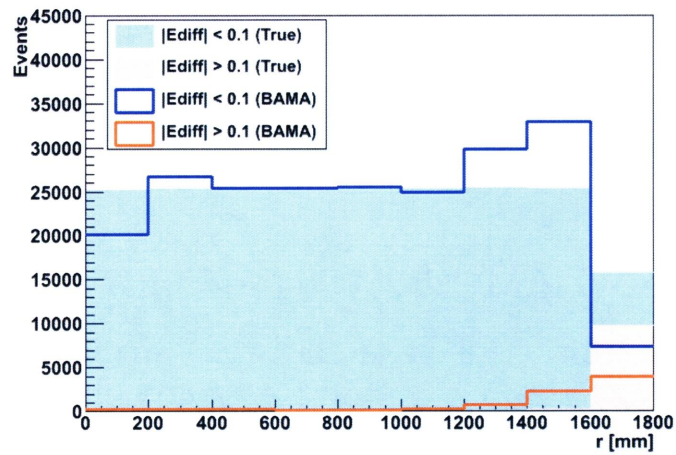


図 6.25: エネルギー再構成精度と粒子発生位置の関係。再構成位置と true の位置を  $Ediff = (E_{rec} - E_{dep}) / E_{dep} = 0.1$  を区切りにプロットしている。

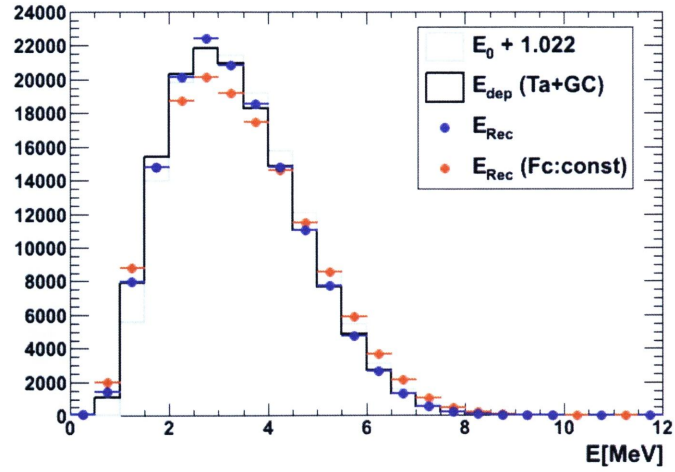


図 6.26: ニュートリノ MC のエネルギースペクトル。黒線が deposit energy、青点が位置依存性を考慮して再構成されたエネルギー、赤点が  $F_c$  を定数として再構成されたエネルギー (visible energy)、灰色の線は true energy を示す。

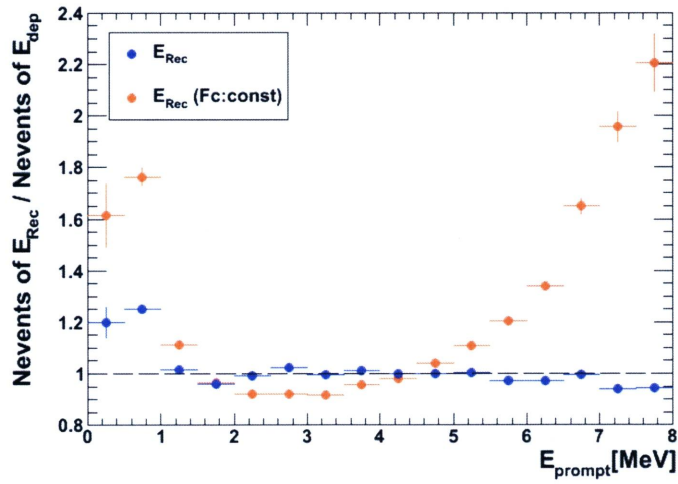


図 6.27: ニュートリノ MC のエネルギースペクトルに於ける deposit energy のイベント数に対する再構成エネルギーのイベント数の割合。青点が位置依存性を考慮して再構成されたエネルギー、赤点が  $F_c$  を定数として再構成されたエネルギーを示す。



## 6.4 まとめ

2つの異なる方法によりエネルギー再構成精度の向上に取り組んだ。1つ目の方法は従来の方法を発展させたもので、MCの粒子発生位置に関する光電子数補正方法を3次元に拡張させたものである。この手法を用いる事により、現行の手法で見られた $Z$ が大きい領域でのデータとMCの違いを解消することができた。このことから3次元キャリブレーションシステムを導入する事により、エネルギー再構成精度がより向上すると期待される。2つ目の方法は、MCを用いて光電子数から deposit energy に変換する関数を求める方法である。この手法では粒子の発生位置を考慮することでエネルギー再構成精度が向上することがわかった。今後、現行の visible energy までの再構成を行う方法と、deposit energy までの再構成を行う方法での  $\sin^2 2\theta_{13}$  の測定感度に与える影響を比較する必要がある。

## 第7章 まとめと今後

### 7.1 まとめ

Double Chooz 実験の目的である  $\sin^2 2\theta_{13}$  の精密測定を行うために、高電圧電源とニュートリノのエネルギー再構成に関する不定性の評価と削減を行った。

高電圧電源に関しては、新しく購入したモジュールの性能評価を行った結果、設定電圧とモニター電圧と出力電圧の間でバラツキが確認されたので、実験サイトでモジュールキャリブレーションを行った。その結果バラツキは小さくなりモジュール依存性もほぼ解消された。9ヶ月間の長期的なモニター電圧の変動を調べた結果、全チャンネルの平均モニター電圧の変動は 0.125 % 以内に収まっており、エネルギー測定に影響を与えないことを確認した。また、コントロールソフトウェアの構造の改良や原子力発電所外からも操作できるコントロール GUI を開発し安定性を向上させた。さらに高電圧電源が原因で物理解析に利用できないデータを明らかにするために、Offline DQM を開発した。

ニュートリノのエネルギー再構成に関しては、初めに現在使用されているエネルギー再構成方法の評価を行った。この方法はデータと MC の違いを MC に光電子数補正を加えることで解消した後、1つの変換係数を用いて光電子数から visible energy に変換する方法である。deployment source と natural source を用いて評価を行った結果、データと MC の違いは MC の光電子数補正によって縮小していることが分かった。違いが大きかったのは  $|Z|$  が大きい場合で、この原因は Z 軸に関する光電子数補正関数が  $|Z|$  が大きい場合に正しく見積もれていなかったことと考えられる。次に、より高精度なエネルギー再構成手法の開発を2つの方法で行った。1つは現行の手法を発展させたもので、粒子発生位置に関する MC の補正を3次元に拡張させたものである。この手法を用いることにより、データと MC の違いは全測定位置において 2 % 以下となった。しかし、この手法で用いた MC の補正関数は natural source のデータを元に見積もられているので、そのまま使用することはできない。今後、deployment source を用いて MC の補正関数を見積もるために、3次元キャリブレーションシステムの導入が期待される。さらに、もう1つの方法として MC を用いて光電子数から deposit energy に変換する変数を求める方法の開発を進めた。粒子の発生位置を考慮することで、エネルギー再構成精度が向上することが確認できた。

## 7.2 今後

今回高電圧電源モジュールのキャリブレーションを初めて行ったが、今後時間経過と共に再び設定電圧とモニター電圧と出力電圧がバラツキ始めると考えられる。そのため、できるだけ早くモジュールの性能の再評価を行い、モジュールキャリブレーションを行うのに適した時間間隔を見積もる必要がある。エネルギー再構成関連では、Data/MCの光電子数に関する非線形性も粒子発生位置に依存している可能性が考えられる。そうした場合、6.2節で説明した新しい光電子数補正方法を様々なエネルギーの放射線源で行うことで、位置とエネルギーによる光電子数補正関数を作る事ができるので更なるエネルギー再構成精度の向上が見込まれる。

# 付 録 A 高電圧電源用コントロール GUI

## Login window

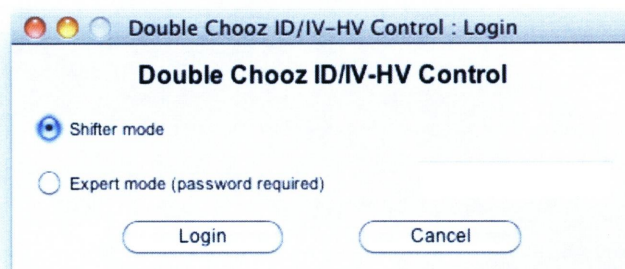


図 A.1: HV GUI - Login window

Login window はアプリケーション起動後一番初めに現れるウインドウである。このウインドウの目的はシフターによる高電圧電源の操作を制限することである。Login window 内のラジオボタンで Shifter mode か Expert mode(パスワードが必要) を選ぶことにより次に現れる Main window で、どのボタンが操作可能かが変化する。

## Main window

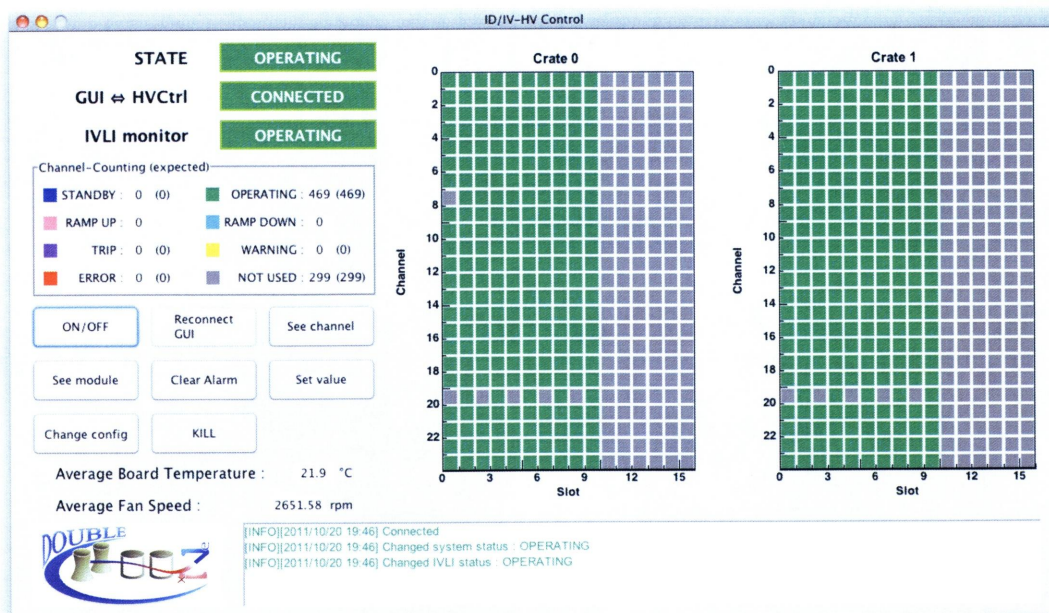


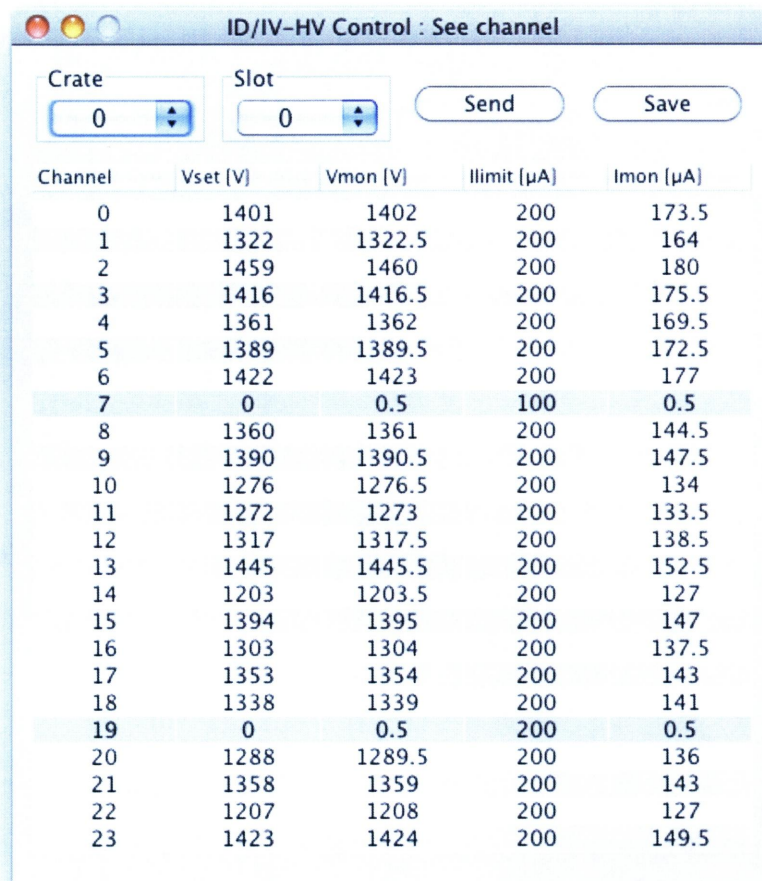
図 A.2: HV GUI - Main window

Main window はログイン後に現れるウインドウである。主な役割は設定の変更などを行うウインドウを開くためのボタンの設置と高電圧電源モジュールのモニターである。各部分の役割を順番に説明していく。

ウインドウの左上には、高電圧電源の State、コントロールサーバとの接続状態、IVLI の State を表すパネルが配置されている。その下のパネルはウインドウの右半分には設置されている Channel state monitor をまとめたものである。各 State にある現在のチャンネル数と並べて、設定値から期待されるチャンネル数を比較することができる。その下には様々な操作をするための8つのボタン (ON/OFF, Reconnect GUI, See channel, Clear Alarm, See module, Change config, kill) がまとめられたパネルが設置されている。更に下のパネルではモジュールの平均温度とクレートに設置されているファンの回転数の平均値をモニターすることができる。最後にウインドウの一番下にはログが流れるパネルが設置されている。



See channel window



Channel	Vset [V]	Vmon [V]	Ilimit [μA]	Imon [μA]
0	1401	1402	200	173.5
1	1322	1322.5	200	164
2	1459	1460	200	180
3	1416	1416.5	200	175.5
4	1361	1362	200	169.5
5	1389	1389.5	200	172.5
6	1422	1423	200	177
7	0	0.5	100	0.5
8	1360	1361	200	144.5
9	1390	1390.5	200	147.5
10	1276	1276.5	200	134
11	1272	1273	200	133.5
12	1317	1317.5	200	138.5
13	1445	1445.5	200	152.5
14	1203	1203.5	200	127
15	1394	1395	200	147
16	1303	1304	200	137.5
17	1353	1354	200	143
18	1338	1339	200	141
19	0	0.5	200	0.5
20	1288	1289.5	200	136
21	1358	1359	200	143
22	1207	1208	200	127
23	1423	1424	200	149.5

図 A.3: HV GUI - See channel window

See channel window では各チャンネルごとに設定電圧値、モニター電圧値、設定限界電流値、モニター電流値を確認することができる。コンボボックスからクレートナンバーとスロットナンバーを選び Send ボタンを押すことによって、指定したモジュールの情報をまとめて見ることができる。また Channel state がエラーなどの特殊な状態であった場合には、その行に State に対応した色がつく。さらにこの表を記録したいときには Save ボタンを押せば保存ダイアログが開くので、好きなローカル環境にテキストファイル形式で保存することができる。

See module window

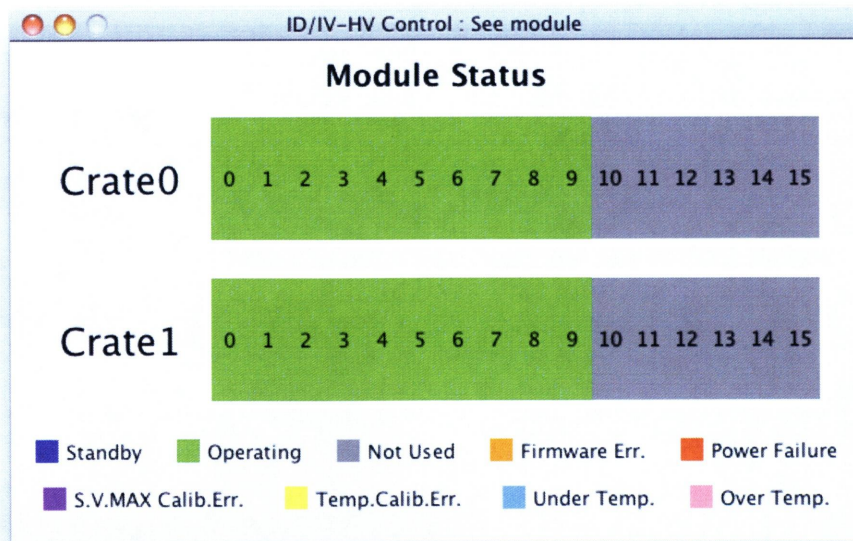


図 A.4: HV GUI - See module window

See module window では Module state をグラフィカルに確認できる。ウインドウ下部に列挙された Module state と色の対応に従って、ウインドウ上部に実際のモジュールの様に配置したパネルの色が変化する。

## ON/OFF window



図 A.5: HV GUI - ON/OFF window

ON/OFF window は高電圧電源を ON または OFF するために使われる。初めにウインドウ上部のラジオボタンで ON/OFF の対象エリアを選ぶ。Individually を選んだ時のみ、下のコンボボックスを利用して対象チャンネルを自由に選ぶことができる。その後、その下のラジオボタンから ON か OFF かを選択し Submit ボタンを押せば設定が変更される。

## Set value window

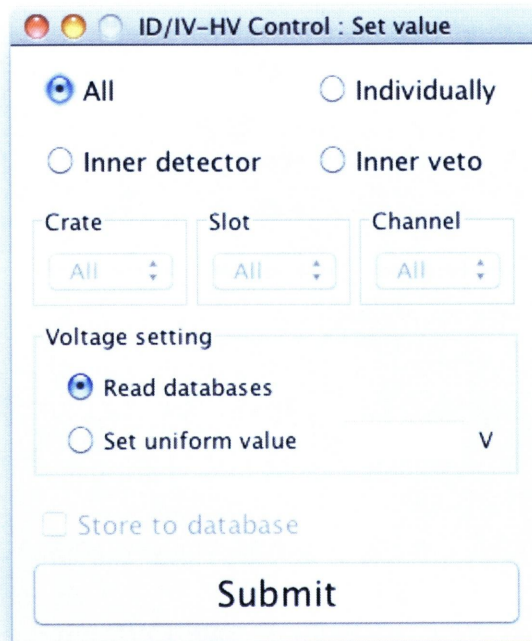


図 A.6: HV GUI - Set value window

Set value window は設定電圧を変更するために使われる。このウィンドウは Expert mode でのみ開くことができる。操作方法は ON/OFF window と同様に対象エリアを選んだ後、ラジオボタンで電圧の設定方法を選択する。Read databases を選んだ場合は設定値としてデータベースに保存されているデフォルト値が用いられる。Set uniform value を選んだ場合は隣のテキストフィールドが使用可能になり 0 V から 2000 V の間で自由に設定できる。



## Change config window

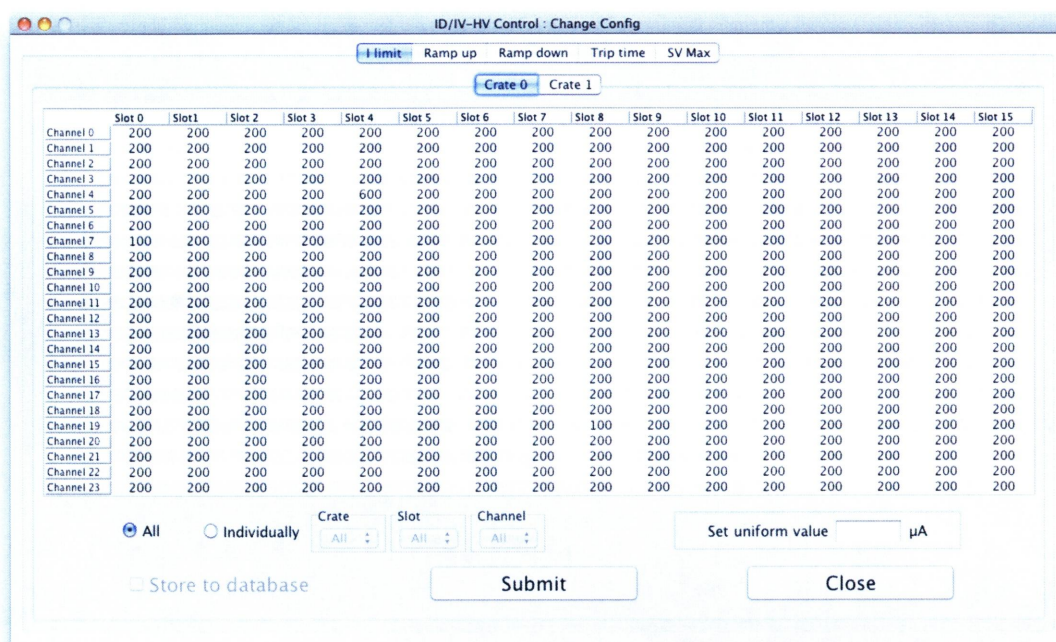


図 A.7: HV GUI - Change config window

Change config window では設定電圧以外の設定値の変更と確認を同時に行う。このウインドウも Expert mode でのみ開くことができる。対象となる設定値は、限界電流値、電圧の上昇速度、電圧の下降速度、限界電流値に達してからトリップさせるまでの時間間隔、ソフトウェア的な設定電圧の上限値の5つである。ウインドウ上部のタブで設定値の種類とクレーンナンバーを選ぶと、1 クレーン分の設定値一覧を確認することができる。設定値の変更も Set value window と同様にできる。送信後はそのままの状態新しい設定値が反映されているかどうか確認することもできる。

## Warning window

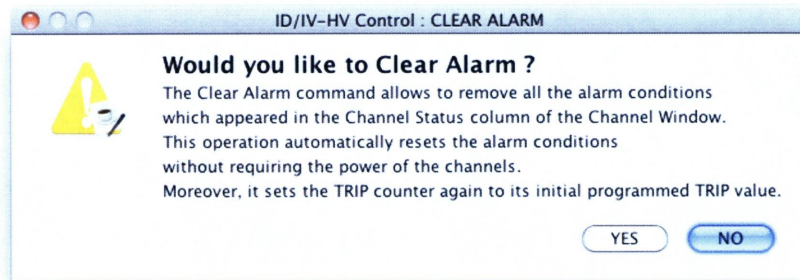


図 A.8: HV GUI - Warning window

Warning window は Clear Alarm, Kill ボタンを押したときや必要な項目を入力せずに Submit ボタンを押した時などに現れる。これにより誤った操作を減らしたり、設定変更がされていないことに気づくことができる。



# 謝辞

本修士論文を執筆するにあたり、様々な方々のご指導、ご鞭撻をいただきました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

指導教官の住吉孝行教授には研究方針から発表方法、論文内容に関してまでたくさんの助言を頂きました。また、Double Chooz 実験のとても面白い時期に参加させていただいた上、未熟な私に海外で研究する機会を与えて頂きました。心より感謝申し上げます。研究室スタッフの角野秀一准教授、千葉雅美助教、汲田哲郎助教には他研究でありながら、研究に関して様々なアドバイスを頂きました。前田順平特別研究員には特にソフトウェアに関して厳しくご指導いただき、私をキーボードもまともに叩けなかった状態から、他者に利用してもらえるソフトウェアを作れるまで鍛えて頂きました。松原綱之特任研究員には解析に関して常に的確で完璧なアドバイスを頂きました。皆様のお陰で修士論文を完成させることが出来ました。ただただ感謝いたしております。

Double Chooz グループのスタッフの皆様には、コラボレーションミーティングの際にたくさんのご指導と、お力添えを頂きました。大変感謝しております。Double Chooz グループの学生では、私の研究室の先輩である佐藤氏に HV のテストにご協力いただきました。研究室生活においても、答えの見えないくだらない話に度々付き合っていました。東京工業大学の今野氏には HV コントロール GUI 作成の際に Java を一から教えていただきました。その後も私の些細な質問に対してさえも丁寧に答えて頂きました。ありがとうございました。また同期では、東京工業大学の田村氏は常に大きな声を出していて元気な様子が伺えました。同大学の阿部氏とは中身の無い会話をたくさんして研究と現実のバランスを保つことが出来ました。東北大学の新里氏、古田氏、新潟大学の江森氏とも出張の際には共に楽しくお酒を飲んだ記憶があるような気がします。

研究室では、先輩の岩田氏には研究に関することから、その他の事まで大変お世話になりました。同期の下島氏、高垣氏には共に鍛錬することで一回り大きく成長できたことを感謝しております。後輩の坂下氏、谷川氏、松本氏、末吉氏、田島氏、松澤氏、矢野氏、山見氏には研究室を盛り上げてもらい、とても楽しい生活に変えて頂きました。

その他ここには書き切れないほど沢山の皆様にご支援を頂きました。本当にありがとうございました。

最後に、これまで私を育て大学院まで進学させてくれた両親に深く感謝します。

## 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] L. M. Lederman, Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos (1962).
- [4] The ALEPH Collaboration, Determination of the number of light neutrino species (1989)
- [5] S. Hatakeyama *et al.* Search for Muon Neutrino Oscillations in Kamiokande and Super-Kamiokande (1998).
- [6] [Double Chooz Collaboration], "Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment" (2011)[arXiv:1112.6353v1].
- [7] Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle  $\Theta_{13}$  [arXiv:hep-ex/0405032v1](2004).
- [8] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. "Remarks on the unified model of elementary particles" Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962).
- [9] 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].
- [10] E. Aliu et al. [The K2K Collaboration], Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment, Physics Rev. Lett., Vol. 94, 081802 (2005).
- [11] N.Agafonova *et al.* [OPERA collaboration], "Observation of a first  $\nu_\tau$  candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam", Phys. Lett. B 691 (2010).
- [12] S.Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], "Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data", Phys. Lett. B 539 (2002).

- [13] S.N.Ahmed *et al.* [The SNO Collaboration], "Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity", Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004).
- [14] T. Araki *et al.* [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005) [arXiv:hep-ex/0406035].
- [15] D.G.Michael *et al.* [MINOS Collaboration], "Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam" Phys. Rev. Lett. 97, 191801 (2006). [arXiv:hep-ex/9907037]; Eur. Phys. J. C 27, 331(2003) [arXiv:hep-ex/0301017].
- [16] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration] "Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced O-axis Muon Neutrino Beam", Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011).
- [17] Y.Yamazaki *et al.* "Accelerator Technical Design Report for J-PARC" KEK-Report 2002-13; JAERI-Tech 2003-044 (2003)
- [18] 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>]
- [19] D. E. Jaffe *et al.*, A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$  using Reactor Antineutrinos at Daya Bay (2007) [arXiv:hep-ex/0701029]
- [20] M. Goodman. [Double Cooz], A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$ , (2006)[arXiv:hep-ex/0606025].
- [21] 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
- [22] 浜松ホトニクス株式会社: <http://jp.hamamatsu.com/>
- [23] 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].
- [24] 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
- [25] MOD. SY 1527 UNIVERSAL MULTICHANNEL POWER SUPPLY SYSTEM USER ' S MANUAL REV.15
- [26] MOD. A1535 24 CH 3.5KV/3mA COMMON FLOATING RTN BOARD, Technical Information Manual Revision n.5 4 December 2008.

- [27] 今野 智之：Double Chooz 実験のためのオンラインモニターシステムの開発、修士論文、東京工業大学大学院理工学研究科、2009
- [28] <http://www.mysql.com/about/>
- [29] <http://www.sun.com/>
- [30] <http://geant4.cern.ch/>
- [31] 棚田祐介：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、修士論文、首都大学東京理工学研究科、2010