

2009年度 修士論文

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

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

08879313 香山 翔

概要

標準モデルに於ける基本粒子の一種であるニュートリノには ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類が存在しそれらが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牧・中川・坂田のMNS行列によって説明出来る。このMNS行列には θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} と呼ばれている3つの混合角と位相 (δ) が含まれている。この3つの内、 θ_{12} と θ_{23} は東北大学のKamLAND実験、KEKのK2K実験などで計測されているが、残る θ_{13} に関してはDouble Chooz実験の前身CHOOZ実験で $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 (\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3}) [eV^2]$ という上限値が求められているのみである。この θ_{13} の有限値を決定するか、もしくは上限値を下げる事がDouble Chooz実験の主目的である。更に競合する実験グループよりも結果を出来るだけ早急に出す事も重要になってくる。

その為に本研究ではデータ取得が開始されてから1年間という、実験初期段階のデータを使用した解析に於いて精度を上げられる可能性がある新しい解析方法を提案した。実験では原子炉から発生した反電子型ニュートリノ (以下、 $\bar{\nu}_e$ と書く) をGd入り液体シンチレータを用いた検出器を使って観測する。 $\bar{\nu}_e$ は液体シンチレータ内の陽子と逆 β 崩壊を起こして中性子と陽電子を発生させる。この中性子と陽電子のペアを観測する事によってニュートリノイベントを検出する。発生した中性子は、Gdに捕獲され合計約8MeVの γ 線を発生させるか、水素に捕獲されて2.2MeVの γ 線を発生させる。現在は様々なbackgroundと区別する為にGdに捕獲されて発生する高いエネルギーを持つ信号イベントのみニュートリノイベントとして解析に使用する事がDouble Chooz実験では考えられているが、水素に捕獲されたイベントまで使用すれば系統誤差は増えると予想される。しかし、ニュートリノイベント数を多くする事が可能であり、実験初期の統計が少ない時点で解析の精度に関して有利になると考えられる。

本研究では先ず、いくつかのBackgroundとなる要因をSimulationで再現したDouble Chooz実験検出器内に発生させ、ニュートリノ信号と誤認識してしまう確率などを調べ、系統誤差を見積もる枠組みを作成した。

更に、任意の $\sin^2 2\theta_{13}$ を設定したニュートリノイベントSimulationを行い、実際の実験で得られる物と同じ形式のデータを1年間分の統計エラーを付けて作成した。そして、それを使った設定した $\sin^2 2\theta_{13}$ を検出する解析手法の開発を行い、Gd捕獲のみとGd捕獲と水素捕獲合わせた場合とで $\sin^2 2\theta_{13}$ 決定精度がどの程度変化するかを調べた。今回は系統誤差を見積もる事はしなかったが、予想される値を設定してSimulationと解析を行ったところ、新しい解析方法の方が精度が上がる可能性がある事が確認出来た。

目次

第1章 序論	9
1.1 ニュートリノ	9
1.2 ニュートリノ振動	9
1.2.1 物理的背景	9
1.2.2 MNS 行列	10
1.3 Double Chooz 実験以外のニュートリノ振動実験	13
1.3.1 太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ観測実験	14
1.3.2 加速器ニュートリノ振動実験	17
1.3.3 原子炉ニュートリノ実験	18
1.3.4 Global Fit の結果と今後	19
第2章 Double Chooz 実験	22
2.1 Double Chooz 実験概要	22
2.2 実験サイト	22
2.2.1 原子炉から発生するニュートリノの Flux	22
2.2.2 遅延同時計測方による $\bar{\nu}_e$ の計測	23
2.3 Double Chooz 検出器	25
2.3.1 Far, Near 検出器配置	26
2.3.2 検出器中心部分の各層の詳細	26
2.3.3 PMT(光電子増倍管)	29
2.3.4 Double Chooz 実験まとめ	32
第3章 検出器 Simulation とニュートリノイベント Simulation	37
3.1 検出器 Simulation	37
3.1.1 エネルギー再構成とエネルギー分解能	39
3.2 ニュートリノイベント Simulation	40
3.2.1 ニュートリノイベント Simulation の流れ	40
3.2.2 prompt 信号,delayed 信号のシミュレーション	41
3.2.3 ニュートリノイベント Simulation まとめ	44

第 4 章	Background Simulation	48
4.1	Double Chooz における Background	48
4.2	検出器材質の含有放射能の Radio Active Decay による Background .	49
4.3	Background Simulation のまとめ、今後	54
第 5 章	ニュートリノ Oscillation Analysis	55
5.1	解析の流れ	55
5.2	観測データの作成	55
5.3	データ解析	58
5.4	まとめと今後の課題	67
第 6 章	まとめと今後	71
6.1	まとめ	71
6.2	今後	72
	謝辞	73
	参考文献	74

目次

1.1	ニュートリノ振動による世代変化の関係図	10
1.2	$\sin^2 2\theta_{13}$ の排他領域赤の図	12
1.3	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とした時の $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ と原子炉からの距離 L の関係 を表した図。黄線は θ_{13} のみ、青線は θ_{12} のみ、赤線は両方を考慮し た場合の振動	13
1.4	SK 実験検出器。純水のタンクの周りに光電子増倍管が設置されて いる。	14
1.5	SK 実験による大気ニュートリノ (ν_e :左と ν_μ :中央) の天頂角分布。緑 はモンテカルロデータで、黒は観測値である。オレンジはニュート リノ振動がない場合のモンテカルロの結果である。 ν_μ :中央の結果を 見ると、明らかに振動無しのモンテカルロと比較して検出数が少な くなっている	15
1.6	左:SNOI+SNOII 左:SNOIII データ	16
1.7	地表に到達する太陽ニュートリノの分布	17
1.8	MINOS 実験の ν_μ ビーム発生機構。加速器で加速された陽子を炭素 標的に当てて発生する π 中間子を崩壊させてビームを作る	18
1.9	MINOS 実験で観測されたニュートリノのエネルギー分布	19
1.10	2008 年に出された MINOS 実験による $\sin^2 2\theta_{13}$ と Δm の許容範囲 の結果。今回、解析結果と比較するデータとして 90% C.L. の結果 を用いた。	20
1.11	各実験の $n\text{-}\sigma$ での $\sin^2 \theta_{13}$ の結果	21
1.12	各実験の結果を合わせて求められる $\sin^2 \theta_{13}$ の結果	21
2.1	$\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値の推移の図。青線は Far Detector のみ、赤 線が途中から Near が稼働した場合	23
2.2	Chooz 村はベルギーとの国境に位置する	24
2.3	実験 Site の鳥観図。原子力発電所の周りは Meuse 川に囲まれている	25
2.4	^{235}U の崩壊過程	26
2.5	各核種から発生する $\bar{\nu}_e$ の Energy Flux	27

2.6	(a) E_{vis} , (b) $E_{\bar{\nu}_e}$ と陽子の反応断面積	28
2.7	$\bar{\nu}_e$ が逆 β 崩壊を起こし、Prompt Signal と Delayed Signal が発生するまでの概念図	29
2.8	Double Chooz 実験検出器の概観図	30
2.9	Target, γ Catcher のアクリル模型	31
2.10	2009 年 8 月 Far 検出器において側面の PMT 設置中の写真	32
2.11	10 インチ PMT の断面図 (左) と波長応答性	33
2.12	磁場が PMT に与える影響	34
2.13	サポートと μ メタル (写真背面の灰色の部分) が取り付けられた PMT。実際は側面全体を μ メタルで囲む	34
2.14	390 本 PMT の配置図。緑色の部分が 390 本の PMT	35
2.15	検出器一様性を確認した Simulation の結果。全体で平均から $\pm 10\%$ 以内の違いに収まっている	35
2.16	(左): 実際の PMT を光電面側から見た写真。白い四角はダイノードの向きを示している。(右): 光電面側から見た場合の QE \times CE の分布。赤い部分が約 25% である。四角はダイノードの向きを示していて、依存がある事が解る。	36
3.1	Double Chooz 実験公式の DOGS ロゴ	37
3.2	電子が落としたエネルギーによってシンチレーション光 (緑線) が発生する	38
3.3	1MeV の電子を Target 内で発生させた場合の発生光子 (左) と検出された光電子の数 (右)	39
3.4	Energy Deposit と光電子数の直線関係	40
3.5	各エネルギーデポジットに対する Energy Resolution	41
3.6	逆 β 崩壊反応を起こした $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布	42
3.7	Far, Near 検出器での 1 日に発生する逆 β 崩壊反応数の Simulation	43
3.8	prompt 信号のエネルギーデポジットの分布。	44
3.9	逆 β 崩壊反応が起きてから、prompt 信号が検出されるまでの時間分布。	45
3.10	delayed 信号のエネルギーデポジットの分布 左が陽子に捕獲された場合で、右が Gd にされた場合	45
3.11		46
3.12	prompt 信号と delayed 信号, 検出時間の時間差。殆どが数百 μ sec 以内に観測される	46
4.1	実際に計測された PMT の部分毎の含有放射能データ	49

4.2	核崩壊イベント発生ポイント右図は検出器然対を表していて、丸1つ1つがPMTである	50
4.3	PMTの含有放射能の核崩壊から発生した放射線(青線)液体シンチレータ層に到達した放射線(赤)	51
4.4	Targetタンクと γ Catcherタンクにおける核崩壊発生ポイント	52
4.5	Targetタンクの結果	53
4.6	γ -Catcherタンクの結果	54
5.1	$\sin^2 2\theta_{13}$ の値毎のFar検出器における逆 β 崩壊反応したニュートリノのEnergy分布	56
5.2	1イベントにPMTで観測される全光電子数の分布 (a):prompt signal (b):delayed signal	57
5.3	delayed signalイベントの光電子数分布の。2.2[MeV]のピークが水素捕獲によって発生した信号、8[MeV]のピークがGdに捕獲によって発生した信号。2つのピークを直線でFittingする事によって観測される光電子数をEnergy Depositに変換する。	58
5.4	赤線:Gd捕獲されたEventのみ 青線:Gd+水素に捕獲されたEvent	59
5.5	理論値generatorに使用するニュートリノ振動せずに検出器に到達し、逆 β 崩壊反応を起こした反電子型ニュートリノのエネルギー分布	60
5.6	$\sin^2 2\theta_{13}$ をフリーパラメータとして、エネルギーと $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu e})$ の関係を表す式。 $\sin^2 2\theta_{13}$ 青線: $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 、赤線: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$	61
5.7	検出器で観測した結果からEvisを求める事に依るAcceptance。赤線:Gd捕獲イベントのみ 青線:Gd+水素捕獲イベント	62
5.8	観測データと理論値generatorで作成したデータの比較	63
5.9	観測データ: $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ の $\Delta\chi^2$ 分布 Best-Fitは全て $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 。赤線:Gd Only、青線:Gd + 水素。実線:stat + 系統誤差, 点線:stat only データ	64
5.10	系統誤差の値を変えていった場合の $\sin^2 2\theta_{13}$ の95%C.L.での上限値。赤線:Gd only 青線:stat only データ	65
5.11	観測データ: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の $\Delta\chi^2$ 分布 赤線:Gd Only、青線:Gd + 水素。実線:stat + 系統誤差, 点線:stat only データ	66
5.12	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ で固定して、 Δm_{32}^2 の値を変えた場合。赤線: $\Delta m_{32}^2 = 2.0 \times 10^{-3}$ 、青線: $\Delta m_{32}^2 = 3.0 \times 10^{-3}$	67
5.13	$\sin^2 2\theta_{13}$ 、 Δm_{32}^2 を同時にFittingした場合のC.L.の排他領域の等高線。最大(赤線)で95%C.L.を示している。この図から設定した $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$ がベストフィットに近づけている事が解る。	68

5.14	95% C.L.における設定値に対する二次元解析の許容領域。赤線:Gd+水素 青線:Gdのみ。星印は今回設定した $\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{23}^2$ の値を示す。緑点線は2008年のMINOS実験によって出された Δm_{32}^2 の95% C.L.での領域で、今回はこの領域で比較すると、Gd+水素の方が許容領域を少なく出来ている事が解る。	69
5.15	オレンジ線:95% C.L. Line。赤:Gd捕獲のみ、青:Gd捕獲+水素捕獲。それぞれ設定した Truth($\sin^2 2\theta_{13}$)を変えて解析を行った。(a): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.$ 、(b): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.03$ 、(c): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ それぞれ必ず設定した Truth 値が Best Fit となる。	70
5.16	横軸: $\sin^2 2\theta_{13}$ の Discovery Potential, 縦軸:C.L.(%) 赤線:95% C.L.	70

表 目 次

2.1	Chooz 原子炉の核燃料構成比と、1 度の崩壊反応における $\bar{\nu}_e$ 発生数	24
2.2	検出器の各層のパラメータ (LS は液体シンチレータ)	29
2.3	Double Chooz 実験で使用する PMT の各性能	31
3.1	予測される Far,Near 検出器で 1 日に発生すると予想される逆 β 崩壊反応数	41
3.2	ニュートリノイベント Simulation まとめ	47
4.1	通常型 PMT と改良型 PMT に含まれる含有放射能	50
4.2	PMT 含有放射能による Background が作る疑似 prompt 信号	51
4.3	各アクリルタンクに含まれる含有放射能	51
4.4	各アクリルタンクの結果	53
4.5	検出器の含有放射能による Background まとめ	53
5.1	$\sin^2 2\theta_{13}=0$ の観測データの 95% C.L. での上限値の結果	63
5.2	$\sin^2 2\theta_{13}=0.1$ の観測データの 95% C.L. での結果	63
5.3	それぞれの、設定した真の値に対する上限値。系統誤差を考慮に入れても水素捕獲イベントまで使用した方が感度が上がる。	65
5.4	95% C.L. での $\sin^2 2\theta_{13}$ Discovery Potential	66

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

1930年頃、中性子の β 崩壊においてその前後の運動エネルギーの増加が質量の減少より小さいという問題が提起された。それを解決する為に W. Pauli は中性で検出されない粒子がその差分を持ち去っているという理論を提唱し、その中性粒子をニュートリノと名付けた。ニュートリノは以下の性質を持つ

- $\frac{1}{2}\hbar$ のスピンをもち、電荷を持たない中性なレプトンである。
- 標準理論ではその質量は殆どゼロに近いとされている。
- 他の素粒子とは弱い力と重力のみ相互作用する。
- 他の素粒子と相互作用をした結果、対となって現れる荷電レプトンの種類によって ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ に分類される。

ニュートリノは弱い相互作用での反応確率も小さいため物質中での透過力が非常に強く、検出が困難であった。1956年にフレデリック・ライネスとコーワン等が原子炉のそばに水と Cd(カドミウム) 入り液体シンチレーターで構成されている検出器を設置し、水中の陽子とニュートリノの反応で発生した陽電子と中性子を液体シンチレーターで捕らえる事でニュートリノの存在が発見された。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 物理的背景

1969年、R. Davis の HOMESTAKE 実験によって太陽から地球に到達するニュートリノを精密測定したところ、 ν_e との観測数が太陽内部の核融合理論で予想した結果と合わないという結果が出された。この問題は太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、その後様々な追実験が行われ、HOMESTAKE と矛盾の無い結果になった。

しかし、1962年に坂田昌一、牧二郎、中川昌美によってニュートリノが質量を持つ事によってフレーバーが変化する「ニュートリノ振動」という現象が理論的に提唱されていた。そして、1998年にスーパーカミオカンデ(SK)グループの大气ニュートリノの観測実験によってこの理論が実証された。このニュートリノ振動という現象は質量がゼロとされている標準理論の枠組みでは説明が出来ず、従ってこの現象を研究する事は今までの標準理論を超えた新たな理論の構築にも繋がると考えられる。

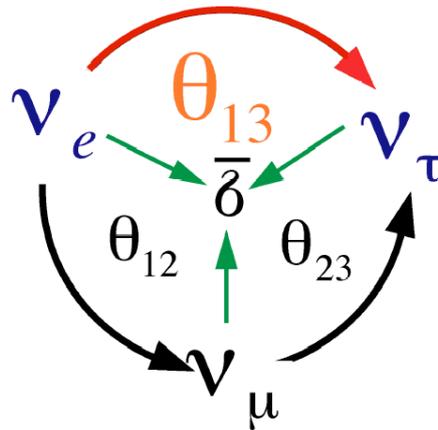


図 1.1: ニュートリノ振動による世代変化の関係図

1.2.2 MNS 行列

ニュートリノは3つのフレーバ(世代)の固有状態(ν_e, ν_μ, ν_τ)を持ち、ニュートリノの質量がゼロでないとすると、質量の固有状態(ν_1, ν_2, ν_3)の混合であると考えられる。この状態は以下の式のような 3×3 のユニタリ行列 U_{MNS} を使って記述出来る。

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

この U_{MNS} はMNS(牧, 中川, 坂田)行列と呼ばれ、以下の様に表される。

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

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

式中の c_{ik}, s_{ik} は $\cos \theta_{ik}, \sin \theta_{ik}$ を表していて、 δ は CP 対称性の破れを表すパラメータである。

上記の様に MNS 行列には $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ の3つの混合角 (パラメータ) が含まれている。この内 θ_{23} は SK 実験と K2K が、 θ_{12} は KamLAND 実験が計測をしている。一方で θ_{13} は Double Chooz 実験の前身の CHOOZ 実験で $|\Delta m_{13}^2| = 2.5 \times 10^{-3} [eV^2]$ の場合、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の上限値を出している。図 1.2.2 は CHOOZ 実験で得られた $\sin^2 2\theta_{13}$ の排除領域である。

質量固有状態 $|\nu_i(t)\rangle (i = 1 \sim 3)$ の時間発展は Schrödinger 方程式で表すと

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = H |\nu_i(t)\rangle = E |\nu_i(t)\rangle \quad (1.4)$$

H はハミルトニアンを表す。これより

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iHt} |\nu_i(0)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.5)$$

となる。よって $t=0$ の時フレーバー固有状態 $|\nu_i(\alpha)\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$ であるニュートリノが時刻 t で別の世代 $|\nu_i(\beta)\rangle$ に変化している確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\nu_\alpha \langle U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* | \nu_\beta \rangle|^2 \quad (1.6)$$

となる。ニュートリノを3世代と考慮すると、Double Chooz 実験で観測する反電子型ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が距離 L を飛行した後、別の世代に変わっている確率は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau) = 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.7)$$

となり、 $\bar{\nu}_e$ が変化していない確率は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.8)$$

と表される。ここで $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ であり、 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ はニュートリノの変化した世代間の質量の2乗差で E はそのエネルギーである。従って Φ_{ij} は世代間の質

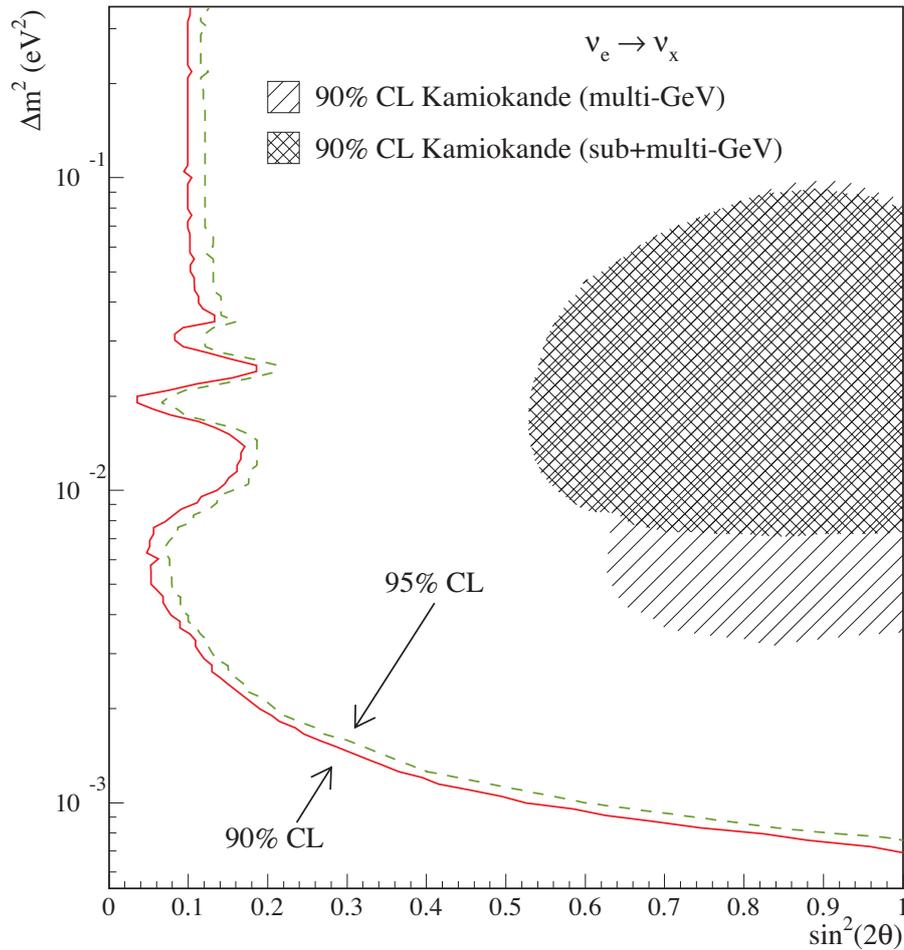


図 1.2: $\sin^2 2\theta_{13}$ の排他領域赤の図

量差で変化するニュートリノ振動の位相を表す事になる
 式(1.8)で第1, 第3項は ϕ_{21}, ϕ_{32} を含んでいる為 $|\Delta m_{23}^2|$ の振動が最大になった時 ϕ_{31} を含む第2項よりも無視出来るほど小さくなるので

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(1.27\Delta m_{31}^2 [eV^2] \frac{L[km]}{E[MeV]}\right) \quad (1.9)$$

と書ける。

Double Chooz 実験は Far Near 2つの検出器を原子炉からの距離を変えて設置し、観測されるニュートリノ量の差から θ_{13} を計測する実験である(2章)
 式(1.9)に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1, \Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} [eV^2]$ の値を代入して $\bar{\nu}_e$ の原子炉からの飛行距離と振動確率の関係を表した図が1.3である。Far 検出器は $L=1.05km$

の地点に設置する。図(1.3)よりその距離は $\bar{\nu}_e$ の変化量は Δm_{31}^2 にしか依らないので、 $\sin^2 2\theta_{13}$ を計測するのに適していると言える。

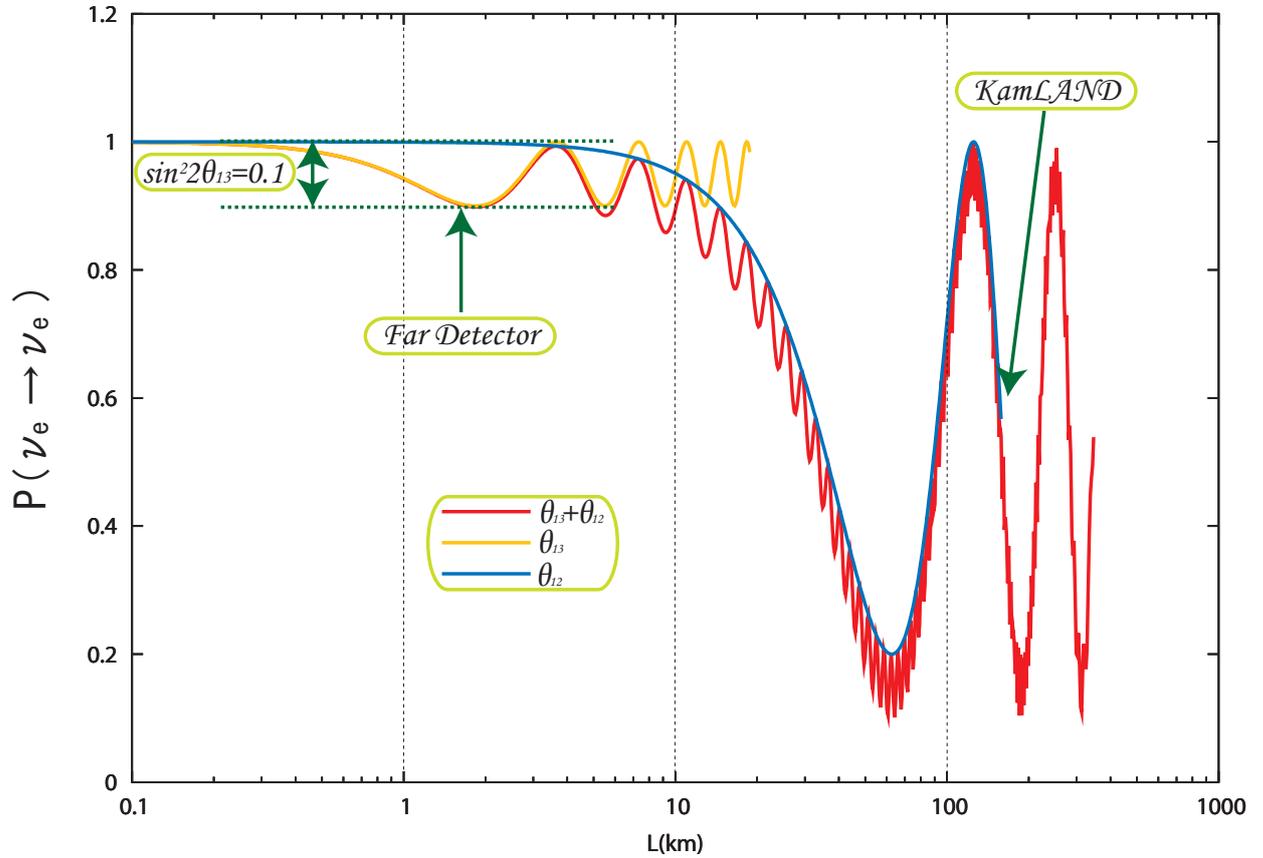


図 1.3: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とした時の $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ と原子炉からの距離 L の関係を表した図。黄線は θ_{13} のみ、青線は θ_{12} のみ、赤線は両方を考慮した場合の振動

1.3 Double Chooz 実験以外のニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動実験は対象にする世代と種類によって以下の様な手法がある

- 太陽、大気ニュートリノ振動実験
- 原子炉ニュートリノ振動実験
- 加速器による長基線ニュートリノ振動実験

Double Chooz 実験は原子炉ニュートリノ振動実験の一つである。

1.3.1 太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ観測実験

Super Kamiokande 実験

Super Kamiokande 実験 (SK) は 1996 年から、Kamiokande 実験の後継として始まった実験である。岐阜県神岡町の神岡鉱山内の地下 1000 メートルの場所に設置された約 50000 トンの純水で満たされた円筒型タンク (直径 41.4m 高さ 39.3m) 型の検出器を使用している。図 1.4 に検出器の概観を示す。ニュートリノが純水中を走る際に発生するチェレンコフ光をタンクを囲むように設置された 11,200 本の光電子増倍管で観測する。

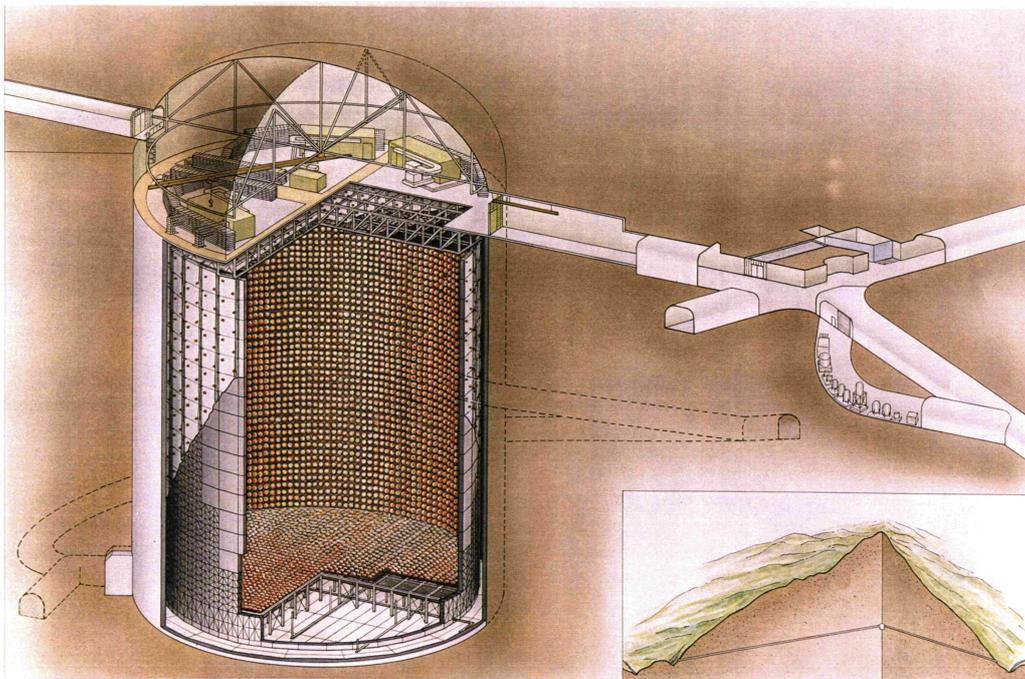
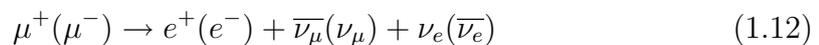


図 1.4: SK 実験検出器。純水のタンクの周りに光電子増倍管が設置されている。

SK 実験では宇宙から飛来してくる宇宙線と地表の大気中の原子核とが反応して発生する大気ニュートリノが観測出来る。大気ニュートリノは以下の式に示した過程で生成される。



大気ニュートリノの内、上方から検出器に入射する物はおよそ 10km の飛行距離であるのに対し、下方から来るものは地球の裏側の大气中で発生して地球内部を飛行して入射するので飛行距離は約 10,000km にもなる。したがってニュートリノ振動が起きていれば検出数に違いが見える。SK 実験はこの天頂角分布の上下非対称性からニュートリノ振動を確認した。図 1.5 にその天頂角分布を示す。観測値と振動無しのモンテカルロデータを比較したところ、明らかに検出数が減っている。これは $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動が起きないと説明が出来ない。この結果を使って求まる $\sin^2 2\theta_{23}$ と Δm_{23}^2 に対する 90% C.L. での許容範囲は以下の様に求まる。

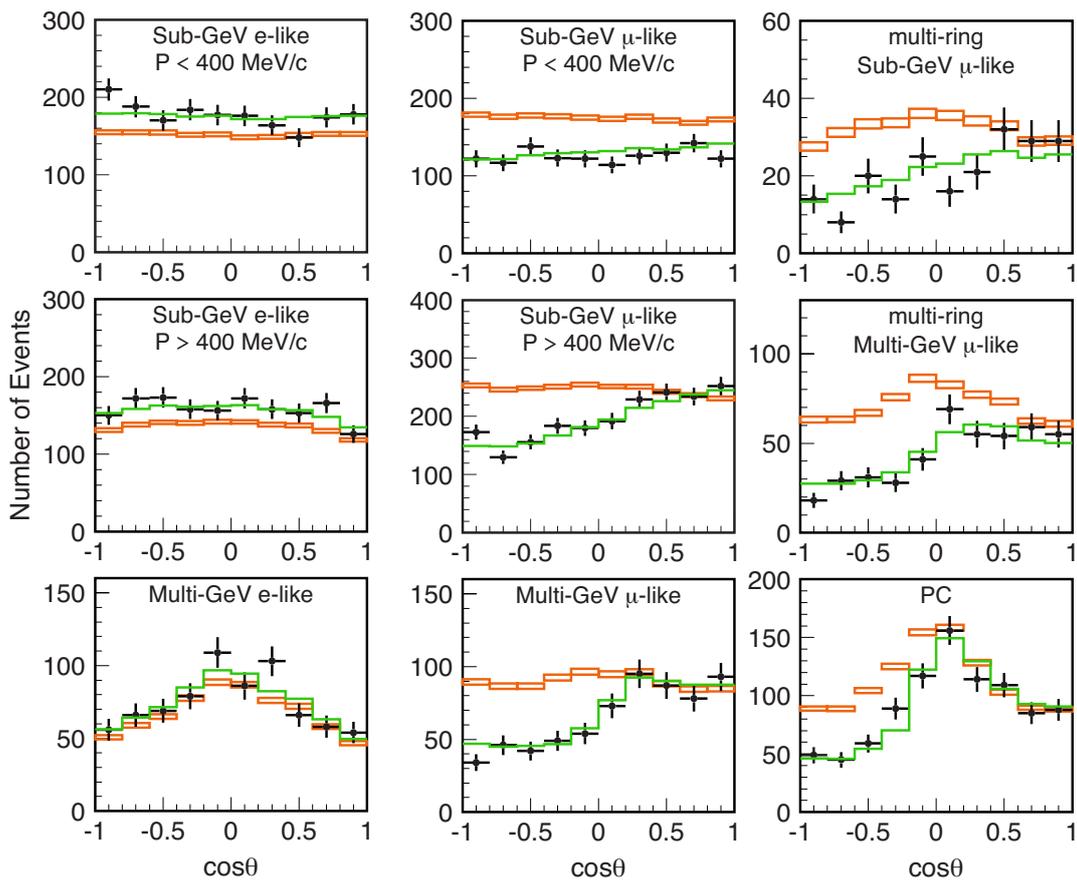


図 1.5: SK 実験による大気ニュートリノ (ν_e :左と ν_μ :中央) の天頂角分布。緑はモンテカルロデータで、黒は観測値である。オレンジはニュートリノ振動がない場合のモンテカルロの結果である。 ν_μ :中央の結果を見ると、明らかに振動無しのモンテカルロと比較して検出数が少なくなっている

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad (1.13)$$

$$1.5 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.4 \times 10^{-3} [eV^2] \quad (1.14)$$

SNO 実験

SNO(Sudbury Neutrino Observatory) 実験は1998年からカナダで行われている実験で2008年に測定自体は終了した。

SNO実験は太陽ニュートリノの中でも 8B の観測をする(図1.7)。地下2000mの地点に重水を使ったチェレンコフ光を検出するタイプの検出器を使用する。2001年にSKグループの太陽ニュートリノの観測結果と比較をして太陽ニュートリノ振動が確定された。図1.6はSKグループとの結果を合わせた 8B 全エネルギーで平均した太陽ニュートリノの地表で観測される量のFluxで、左図はSNOI+SNOII(1998~2005)で、右図はSNOIII(~2008)のデータである。図1.6の黒丸は全てのデータをフィットした範囲で、SNOIII データを使用した方が良くフィット出来ていると言える。

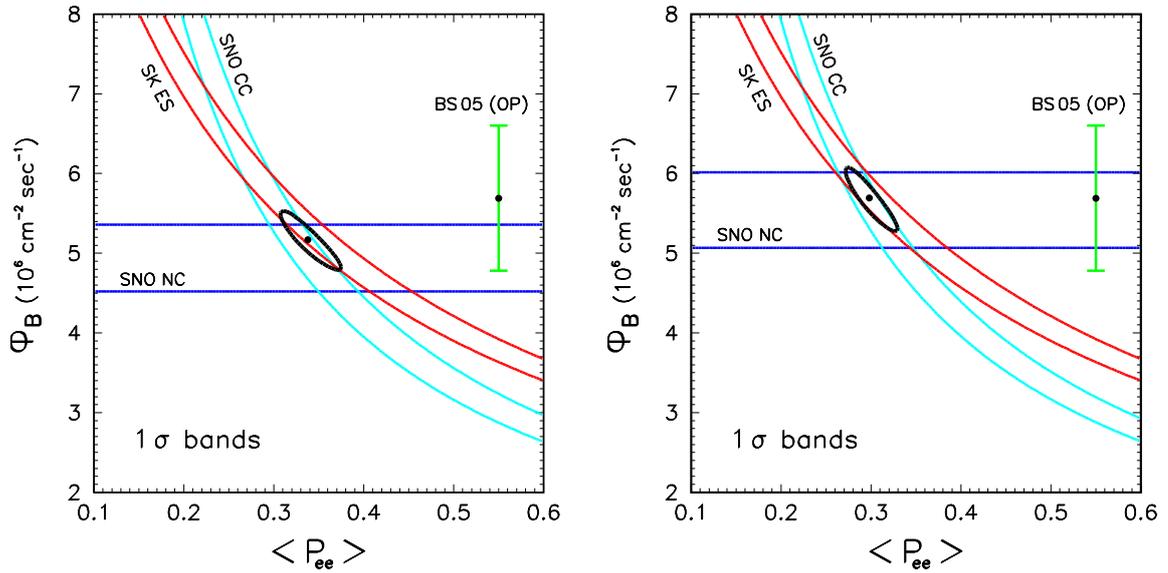


図 1.6: 左:SNOI+SNOII 右:SNOIII データ

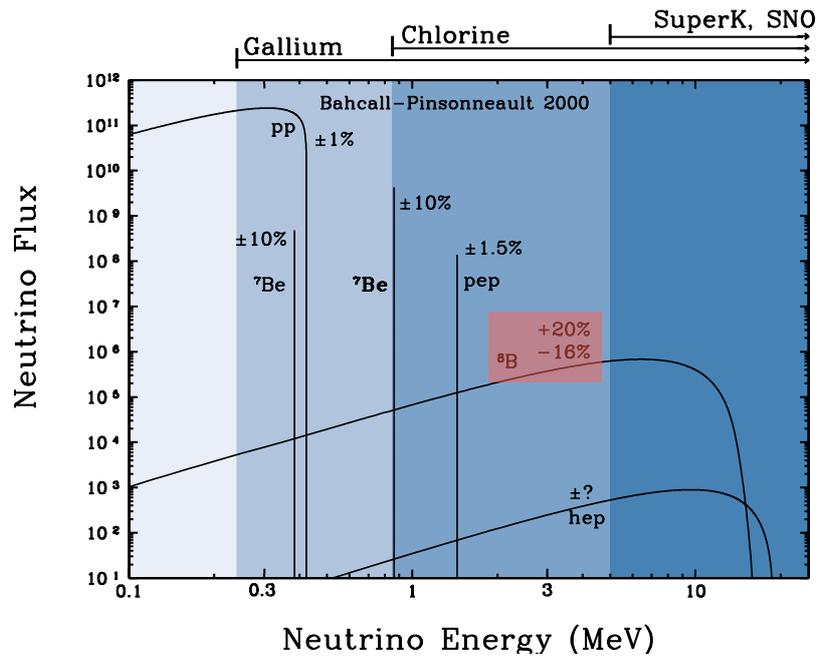


図 1.7: 地表に到達する太陽ニュートリノの分布

1.3.2 加速器ニュートリノ振動実験

K2K 実験

K2K 実験は π 粒子の崩壊で得られる平均 1.3GeV の ν_μ ビームを KEK にある前置検出器と 250km 離れた神岡のスーパーカミオカンデで検出する K2K 実験がある。

スーパーカミオカンデにおいて 108 事象のニュートリノイベントが検出されニュートリノが振動しないとした時の理論値 150.9 と比較すると、明らかにニュートリノ振動が起きている事を確認した。K2K 実験では 90% C.L で以下の結果が得られた。

$$\Delta m_{23}^2 = 1.9 \sim 3.6 \times 10^{-3} [\text{eV}^2] \quad (1.15)$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \simeq 1 \quad (1.16)$$

MINOS 実験

MINOS 実験は Fermi 国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory) で行われた加速器から発生したニュートリノを 735km 離れた検出器で観測する長基線ニュートリノ振動実験である。

図 1.8 に示されている様に加速器で 120GeV まで加速した陽子を炭素標的に当てて π 中間子を発生させる。その π 中間子を磁場で収束させながら Decay Pipe 内で崩壊させ、 ν_μ ビームを生成する。図 1.9 は観測されたニュートリノのエネルギー分布である。図 1.9 中の点線は振動をしなかった場合のモンテカルロデータで、実線は Background を除去した Best fit のデータである。それぞれを比較して、欠損分がニュートリノ振動による物と考えられる。

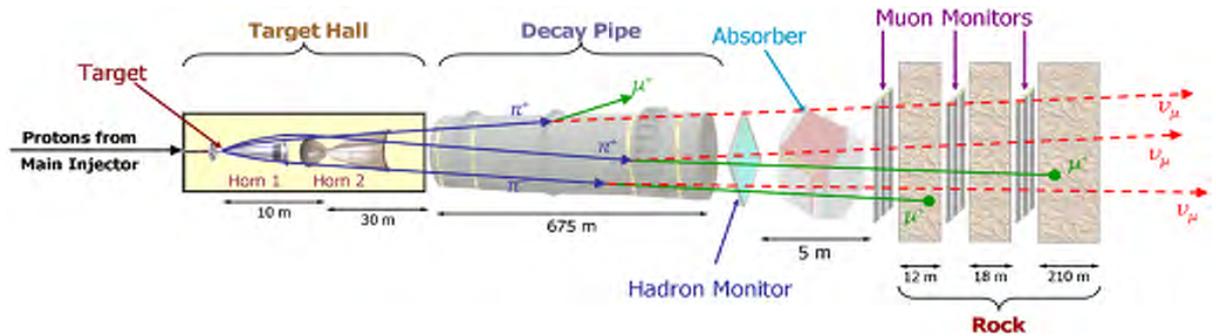


図 1.8: MINOS 実験の ν_μ ビーム発生機構。加速器で加速された陽子を炭素標的に当てて発生する π 中間子を崩壊させてビームを作る

MINOS 実験では図 1.10 に示した様に、以下の結果が得られた。この結果から観測した ν_μ の欠損を説明するのにニュートリノ振動以外の仮説を 3σ で否定する事が出来た。

$$\Delta m_{23}^2 = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} eV^2, \sin^2(2\theta_{23}) > 0.9 \quad (90\% C.L) \quad (1.17)$$

1.3.3 原子炉ニュートリノ実験

KamLAND 実験

一般的な原子炉ニュートリノ振動実験では主に原子力発電用の原子炉をニュートリノ源とし、その周りに検出器を設置しニュートリノを観測する。

KamLAND 実験は神岡の Kamiokande 実験跡地に検出器を設置し柏崎、敦賀、高

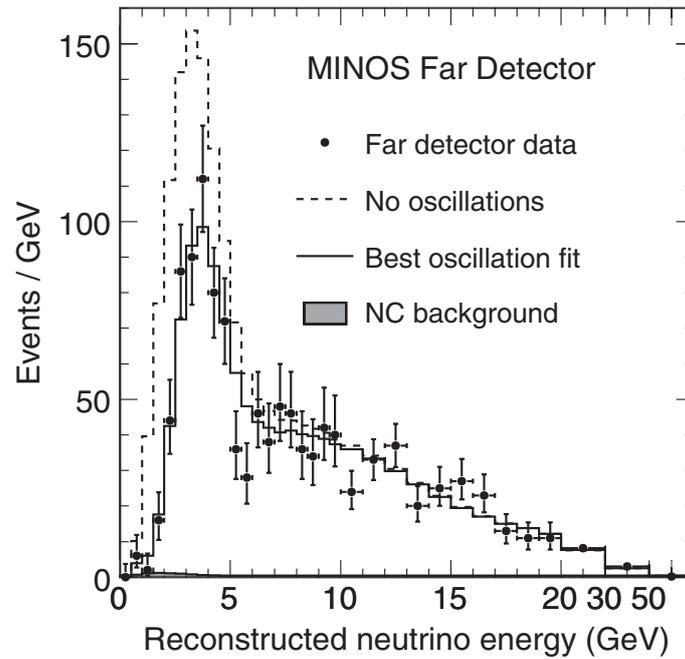


図 1.9: MINOS 実験で観測されたニュートリノのエネルギー分布

浜等の原子力発電所の原子炉から発生する反電子型ニュートリノを観測してニュートリノ振動のパラメータを測定した。

KamLAND 実験では以下の結果が得られている。

$$7.4 \times 10^{-5} < \Delta m_{13}^2 < 8.5 \times 10^{-5} [eV^2] \quad 0.75 < \sin^2 2\theta_{12} < 0.89 \quad (1.18)$$

1.3.4 Global Fit の結果と今後

2009 年現在の $\sin^2 2\theta_{13}$ の有限値

2009 年に出された最新の MINOS, SNO 実験グループなどのデータを使用して $\sin^2 \theta_{13}$ を求めたところ、結果は以下のようになった。

$$\sin^2 \theta_{13} \simeq 0.09 \pm 0.01 (1\sigma) \quad (1.19)$$

この結果から $2\sigma (95\% \text{C.L.})$ で $\sin^2 \theta_{13} > 0$ という事が言える。これはニュートリノ振動という現象の確実な証拠にもなる。

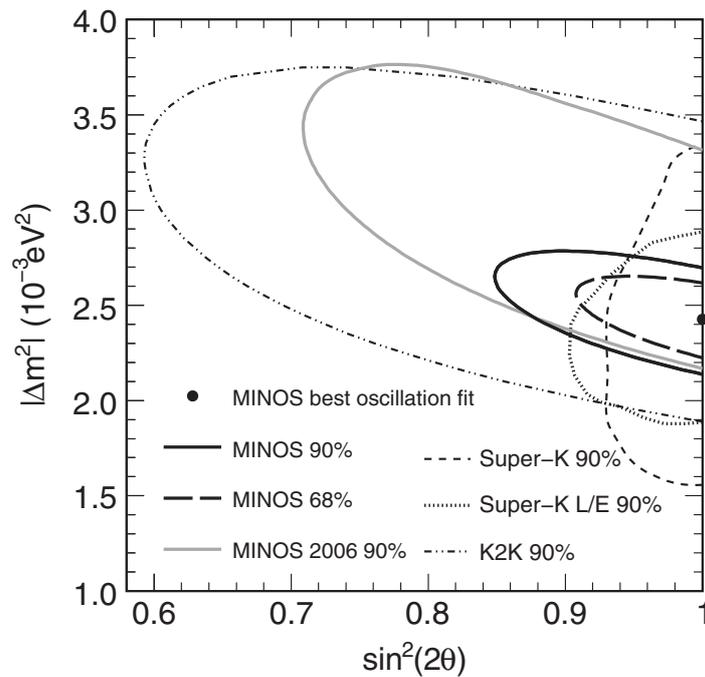


図 1.10: 2008 年に出された MINOS 実験による $\sin^2 2\theta_{13}$ と Δm の許容範囲の結果。今回、解析結果と比較するデータとして 90% C.L. の結果を用いた。

各実験の今後

SNO 実験は実験自体は終了したが、データ解析は現在も進められている。KamLAND 実験は今後は SNO 実験の太陽ニュートリノの観測結果を使用した共同解析が重要になっていく。今後データを更新していく事で現在の結果が $\pm 2\sigma$ までの信頼度になると予想されている。MINOS 実験と SK 実験は大気ニュートリノの観測データを使用する事で $\sin^2 \theta_{13} \pm 0.02 (2\sigma)$ まで求まると予想されている。各実験が上記の通りに進んだ場合、数年以内に全ての振動角などの結果を使用した Global Fit で、 $\theta_{13} > 0$ が 3σ 以上で確かになり、ニュートリノ振動が証明されると予想される。

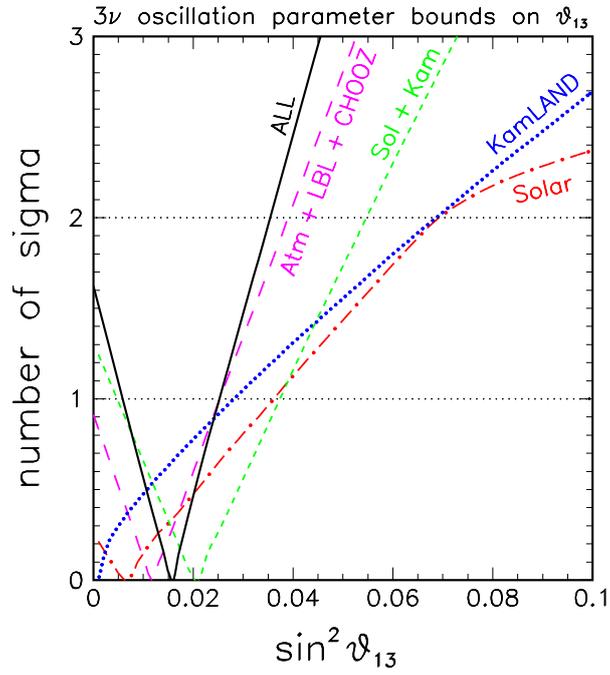


図 1.11: 各実験の $n\text{-}\sigma$ での $\sin^2 \theta_{13}$ の結果

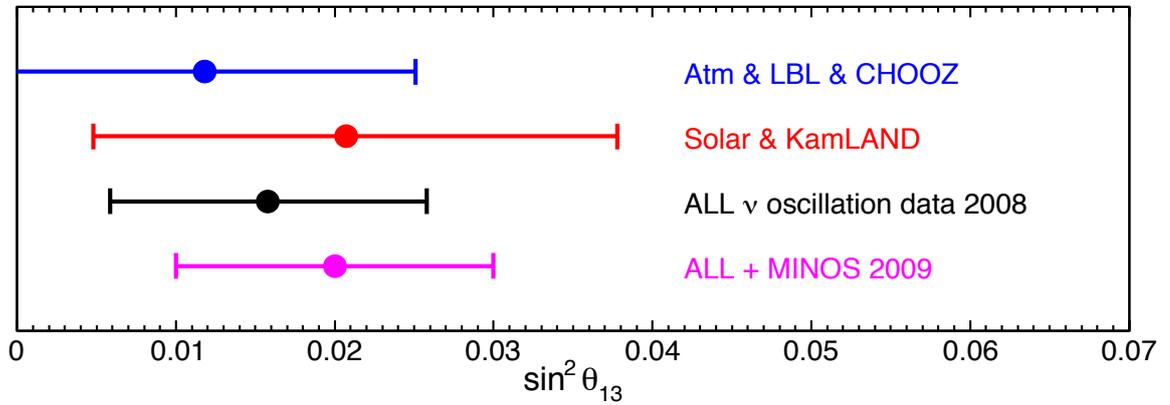


図 1.12: 各実験の結果を合わせて求められる $\sin^2 \theta_{13}$ の結果

第2章 Double Chooz実験

2.1 Double Chooz実験概要

Double Chooz 実験は CHOOZ 実験で求められた MNS 行列のパラメータ θ_{13} を更に精度良く測定する為に計画された実験である。

原子炉から発生した $\bar{\nu}_e$ を二つの違った距離 (炉心から Far \sim 1.05km、Near \sim 280m) に設置した検出器で観測し、二地点での減少量を見積もり理論で求めた値と比較する事により θ_{13} の有限確定値、又は上限値を決定する。

現在は CHOOZ 実験で $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の上限値が求められているのみである。図 2.1 は Double Chooz 実験がスタートしてから 2つの検出器が稼働した場合の $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値の推移を表している。

2.2 実験サイト

Double Chooz 実験はフランスの北東部 Ardennes(アルデンヌ) 地方 (図 2.2) に位置する Chooz(ショー) 村にある二基の原子炉を利用して行われる。Chooz 原子炉はフランスの EDF 社によって運営される加圧水型原子炉で、主燃料を酸化ウランウム (UO_x) としていて出力は1つの原子炉あたり約 $4.25GW_{th}$ である。図 2.3 で白い丸に囲まれた二基の原子炉の周りに Near 検出器と Far 検出器が設置される。

2.2.1 原子炉から発生するニュートリノの Flux

燃料に含まれる $^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu$ の割合を表 2.1 に示す。 $\bar{\nu}_e$ は図 2.4 の様に原子炉の燃料内の $^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu$ の β 崩壊によって発生する。各核種の β 崩壊による $\bar{\nu}_e$ のエネルギー flux は決まっており、その $\bar{\nu}_e$ の flux を図 2.5 に示す。

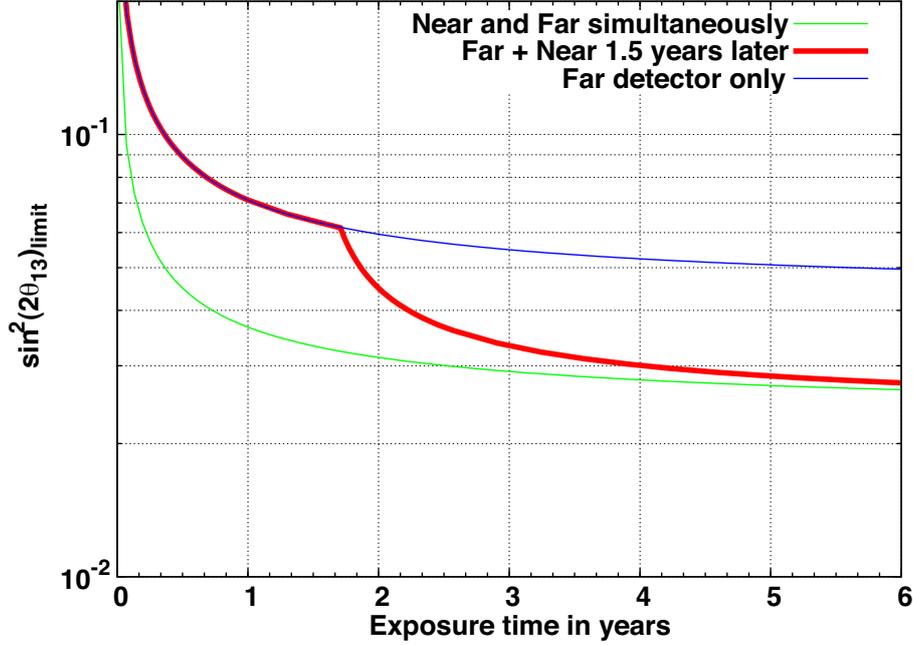
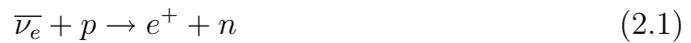


図 2.1: $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値の推移の図。青線は Far Detector のみ, 赤線が途中から Near が稼働した場合

2.2.2 遅延同時計測方による $\bar{\nu}_e$ の計測

原子炉から発生した $\bar{\nu}_e$ が検出器の液体シンチレータ中の陽子と逆 β 崩壊を起こし、陽電子と中性子に変化する。



この際 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーは殆ど陽電子が持って行く。その際 $\bar{\nu}_e$ のエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は陽電子のエネルギー E_{e^+} を用いて

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta_{e^+}} \quad (2.2)$$

と書ける。ここで M_p は陽子の質量、 M_n は中性子の質量、 m_e は電子の質量、 θ_{e^+} は逆 β 崩壊反応後に e^+ が出て行く角度である。実際に観測出来る $\bar{\nu}_e$ のエネルギー E_{vis} は、検出器に到達する $\bar{\nu}_e$ のエネルギーを $E_{\bar{\nu}_e}$ 、 $\Delta = M_n - M_p = 1.293 \text{ MeV}$ 、陽子との反応後、陽電子が $\bar{\nu}_e$ と平行な運動量を持っていると仮定して以下の様に再構成出来る。

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e \quad (2.3)$$

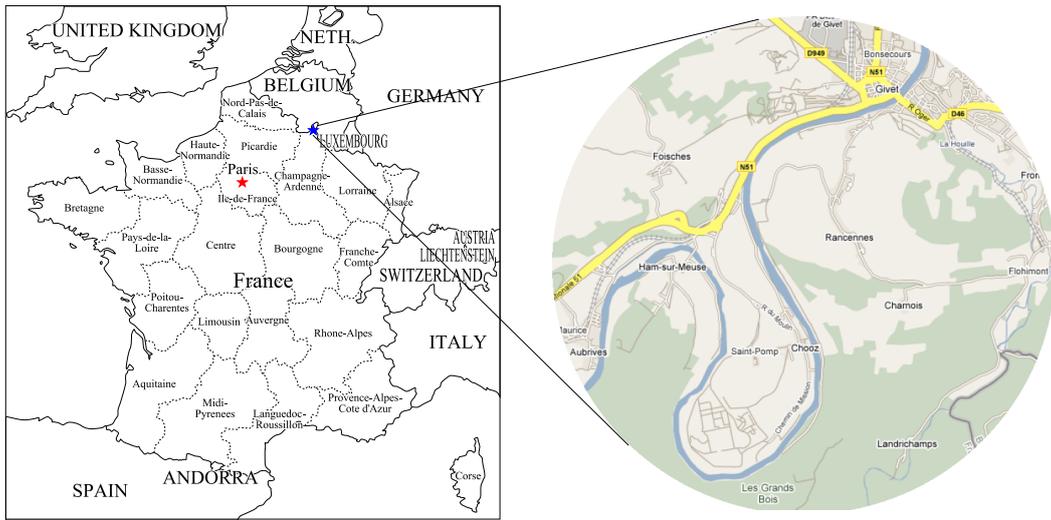


図 2.2: Chooz 村はベルギーとの国境に位置する

核種	割合	$\bar{\nu}_e$ 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 ± 0.030
^{241}Pu	4.9%	1.83 ± 0.035

表 2.1: Chooz 原子炉の核燃料構成比と、1 度の崩壊反応における $\bar{\nu}_e$ 発生数

図 2.6(a) は E_{vis} の分布を表す。これは $\bar{\nu}_e$ と陽子の反応断面積 flux(図 2.6 の c) に $\bar{\nu}_e$ のエネルギー flux(図 2.6 の b) を掛け合わせる事で得る事ができ、その期待値は 4MeV 付近が最大となる。Double Chooz 実験検出器の中心には中性子捕獲断面積が安定した原子では最も高い物質である Gd を 0.1% 含んだ Target と呼ばれる部分がある (2.3.2 節)。この部分で逆 β 崩壊が起こり、発生した陽電子と中性子は、先ず陽電子が電子と対消滅を起こし 2 本の γ 線を放出する。その過程の全エネルギー、陽電子と電子の静止質量エネルギー 1022 keV と陽子のエネルギーすなわち $E_{\bar{\nu}_e}$ 分のエネルギー損失が起こり、図 2.6(a) の分布の信号を観測する事が出来る。一方で中性子は液体シンチレータ中で数百マイクロ秒後に熱中性子化してから Gd に捕獲され、合計約 8MeV の信号が発生する。陽電子の信号を Prompt Signal、中性子捕獲による信号は Delayed Signal と呼ばれている。この 2 つの信号をそれぞれの Energy 条件、及びその検出時間差等を要求



図 2.3: 実験 Site の鳥観図。原子力発電所の周りは Meuse 川に囲まれている

して候補を選び出す事を同時遅延計測と呼ぶ。それぞれの検出条件、解析手法は第3章で述べる。

2.3 Double Chooz 検出器

CHOOZ 実験との大きな違いは同一の検出器を原子炉からの距離を変えた2つの地点に設置する事により、両検出器の結果を比較する事で様々な系統誤差を相殺する事が出来る事である。更に Double Chooz 実験の検出器は CHOOZ 実験の物よりも改良が行われており、Background の量が減る事が期待されている。図 2.8 に検出器の概念図と、各層の説明を示す。

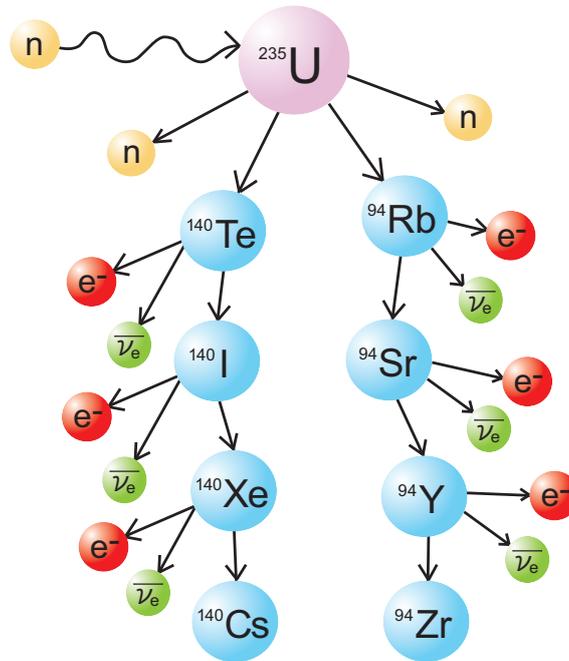


図 2.4: ^{235}U の崩壊過程

2.3.1 Far, Near 検出器配置

Far 検出器は炉心から 1.05 km の位置に設置される。この地点は図 (1.3) より、 $\bar{\nu}_e$ が別のフレーバーに変化している確率が高い。

Near 検出器は炉心から 450m の位置に設置され、この地点では $\bar{\nu}_e$ は殆ど変化していない。従って 2 つの検出器での $\bar{\nu}_e$ の検出数を比較する事により $\bar{\nu}_e$ の欠損量を計測し、ニュートリノ振動角 θ_{13} を測定する事が出来る。

2.3.2 検出器中心部分の各層の詳細

Double Chooz 検出器は様々な階層構造を持っていて各層役割が違う。中心から Target, γ catcher, Nonscintillating Buffer, Inner Veto と呼ばれている層があり、上部にはには網状に組み込まれたプラスチックシンチレータで構成された Outer Veto がある。ここでは本研究に重要な役割を持つ各層の詳細について述べる。

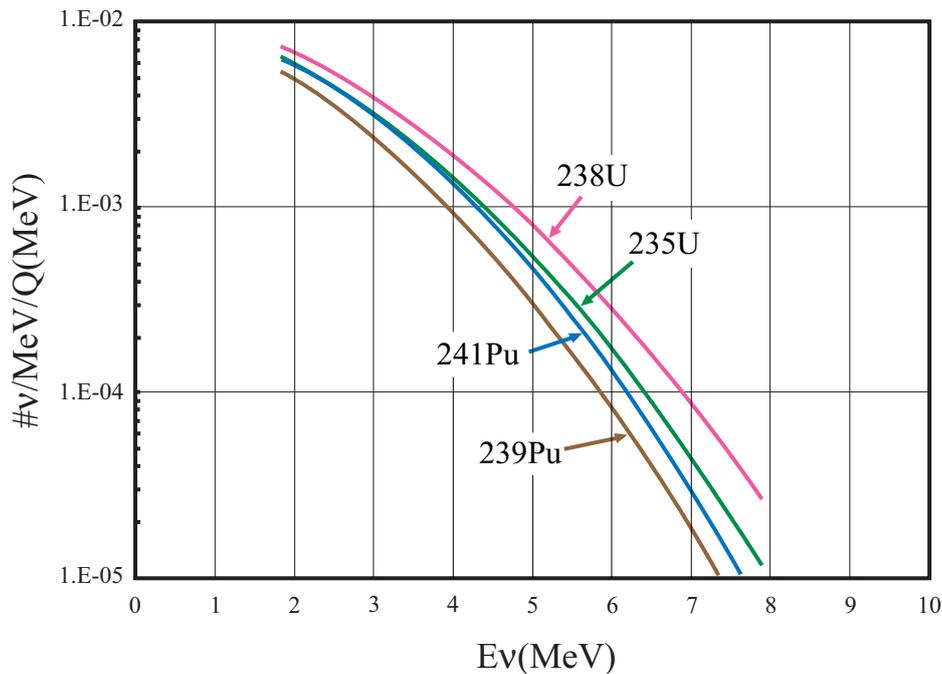


図 2.5: 各核種から発生する $\bar{\nu}_e$ の Energy Flux

Target と γ Catcher (液体シンチレータ層)

Target は Delayed Signal の中性子を捕獲する為に、0.1%の割合で Gd が含まれている液体シンチレータが入っている。高さは 2458mm , 直径 2300mm, 厚さ 8mm の円柱で、体積は 10.3m^3 である。

γ Catcher は Target と中心軸を共有した外側に設置されていて、高さは 3598mm, 直径 3300mm, 厚さは 12~15mm の円柱で体積は 22.6m^3 である。 γ catcher には Gd が含まれていない液体シンチレータが入っている。これは Target のアクリルタンクの内側で Delayed Signal の中性子が捕獲されて発生した γ 線が Target 内でエネルギーを落としきらなかった場合、漏れ出た γ 線も確実に液体シンチレータ内で Energy Deposit を起こしてシンチレーション光に還元させる為である。Double Chooz 実験の液体シンチレータは約 400nm のシンチレーション光を放出する為、この2つの層は紫外光と可視光を透過する事が出来る透明なアクリルで作られている。(図 2.9)

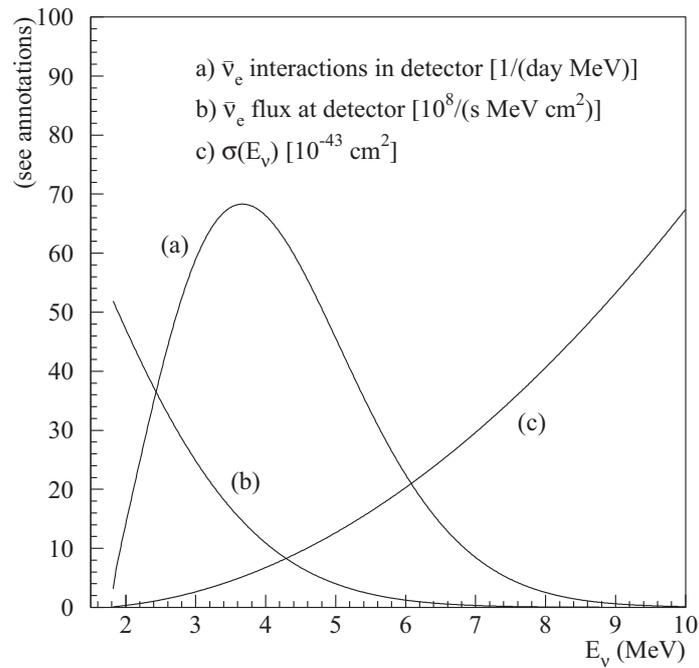


図 2.6: (a) E_{vis} , (b) $E_{\bar{\nu}_e} \bar{\nu}_e$ と陽子の反応断面積

Nonscintillating Buffer

Nonscintillating Buffer は高さ 5516mm, 直径 5694mm, 厚さ 3mm のステンレスで作られている。この Buffer Tank にはサポートと一緒に 390 本の PMT(光電子増倍管) が設置されている (2.3.3 節)。

この Nonscintillation Buffer は Mineral Oil で満たされており、そこでエネルギーを落としてもシンチレーション光は発生しない。これは PMT のガラスに含まれる含有放射能や検出器周りの土壌から発生する放射線を減衰させ、液体シンチレータに到達する数を減らしバックグラウンドを減らす為に設置される。更に、この層に液体シンチレータから発生する信号を検出する合計 390 本の PMT を設置する。2009 年 8 月から Far 検出器において側面の PMT が設置が行われ、2009 年 11 月に全ての設置が完了した。図 2.10 に PMT 設置時の写真を示す。

Inner Veto

Inner Veto は 50mm の厚さの液体シンチレータで、検出器周りの岩盤に含まれる ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K 系列の核崩壊を起源とする自然放射線や μ 粒子など宇宙線を検

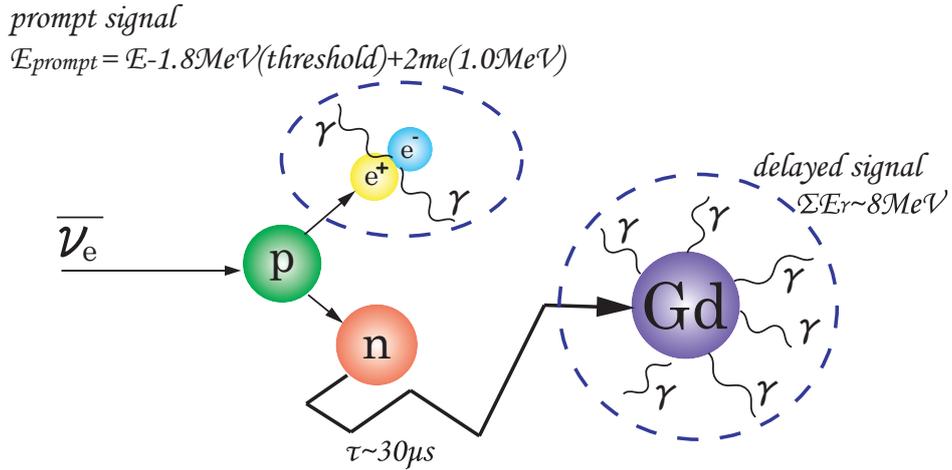


図 2.7: $\bar{\nu}_e$ が逆 β 崩壊を起こし、Prompt Signal と Delayed Signal が発生するまでの概念図

名前	直径 (mm)	高さ (mm)	厚さ (mm)	構成物	体積 (m^3)
Target	2300	2458	8	Gd 入り LS	10.3
γ Catcher	3300	3598	12~15	LS	22.6
Nonscintillating Buffer	5516	5694	3	Mineral Oil	114.2
Inner Veto	6590	6640 \pm 100	10	Mineral Oil	90

表 2.2: 検出器の各層のパラメータ (LS は液体シンチレータ)

出し、Background 排除に役立つ為に設置されている。

表 2.2 にここまで記述してきた、検出器の構造に関する寸法や体積、質量等を纏める。

2.3.3 PMT(光電子増倍管)

Double Chooz で使用する PMT(光電子増倍管) は表 2.3 に書かれた性能を持った 浜松ホトニクス株式会社製の 10 インチ PMT(R7081) である。

PMT の光電面に 300~700 nm の光が入射した時、光電効果により光電子が発生し高電場で加速され第一ダイノードに入る。10 インチ程の大きさの PMT では加速する間に外部磁場の影響を受けてしまう。図 2.12 にヘルムホルツコイル磁場生成装置内で発生させ、計測した磁場が PMT に与える影響を示す。実験を行う地点

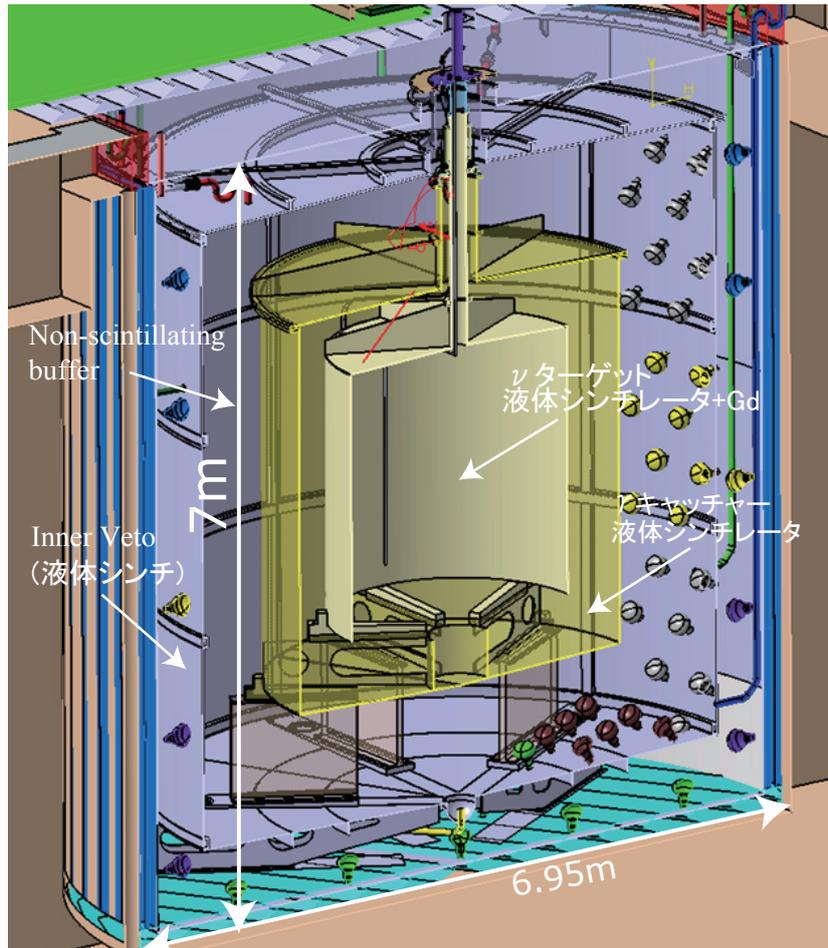


図 2.8: Double Chooz 実験検出器の概観図

の地磁気の大きさは絶対値で約 400mG であるので、その影響が無視出来ない事が解る。

その為、 μ メタルと呼ばれる Ni, Fe, Mo など組成された消磁効果のある金属を図 2.13 に示す様に、PMT を囲む様に設置する。

1つの検出器で Buffer Tank に設置される PMT は 390 本である。Double Chooz 実験の検出器は球ではなく円柱形なので、中心のシンチレータ部分で発生したシンチレーション光が一様に検出される様に、図 (2.14) の様に鉛直方向を z とすると $z=0$ 付近では PMT の間隔を疎らに、円柱の蓋と底周辺に行くに従って間隔を密になるように設置されている。また、全ての PMT が中心方向を向いているとシンチレータ内の発光点に対して一様性が無くなるので、各 PMT の向きもある程度ランダムに振っている。図 2.15 は Simulation で求めた Target, γ catcher 内で電子が



図 2.9: Target, γ Catcher のアクリル模型

応答波長領域	300～650 nm
最適波長	420nm
光電物質	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
ダイノード段数	10 段
重量	約 1kg

表 2.3: Double Chooz 実験で使用する PMT の各性能



図 2.10: 2009 年 8 月 Far 検出器において側面の PMT 設置中の写真

エネルギー損失を起こした時の、発生点と観測される光電子数の関係を表した物である。液体シンチレータ内の発生点の違いによる光量の差は $\pm 10\%$ 以内であると見積もられている。PMT の光電面において、光電効果により光電子が発生する効率を量子効率 (Quantum Efficiency) と呼ぶ。また、その光電子が第一ダイノードに入る効率を収集効率 (Collection Efficiency) と呼ぶ。その二つを掛け合わせた値は光子検出効率 ($QE \times CE$) と呼ばれ、PMT の性能の個体差の 1 つである。図 2.16 の右はある 1 本の PMT を光電面を正面から見る方向で $QE \times CE$ の分布を表した図である。図中で赤い部分が約 25% であり、ダイノードの向きに依存性がある事が解っている。

2.3.4 Double Chooz 実験まとめ

この章では先ず Double Chooz 実験が行われる Chooz 村の場所や $\bar{\nu}_e$ 源となる原子炉の燃料構成比や、発生する $\bar{\nu}_e$ の flux について述べた。また検出器の各層の内、本研究で重要になる Target, γ cather, Buffer, Inner Veto の詳細や PMT について述べた。Double Chooz 検出器は Far 検出器において 2009 年 11 月に全 PMT 390 本の設置が完了し、建設は最終段階に入っていて 2010 年 4 月にデータ取得を開始する

第2章 Double Chooz 実験

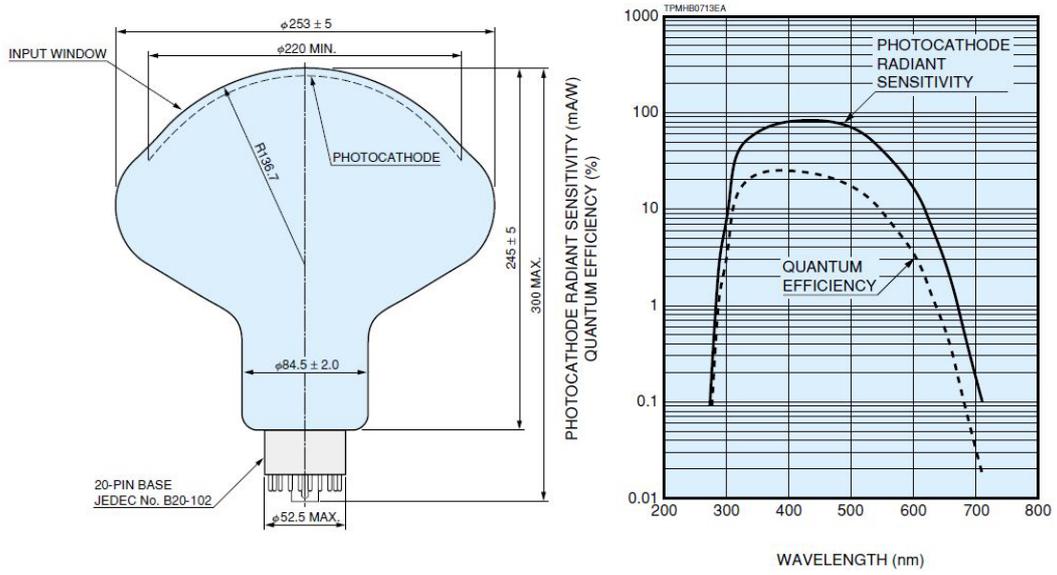


図 2.11: 10 インチ PMT の断面図 (左) と波長応答性

予定である。

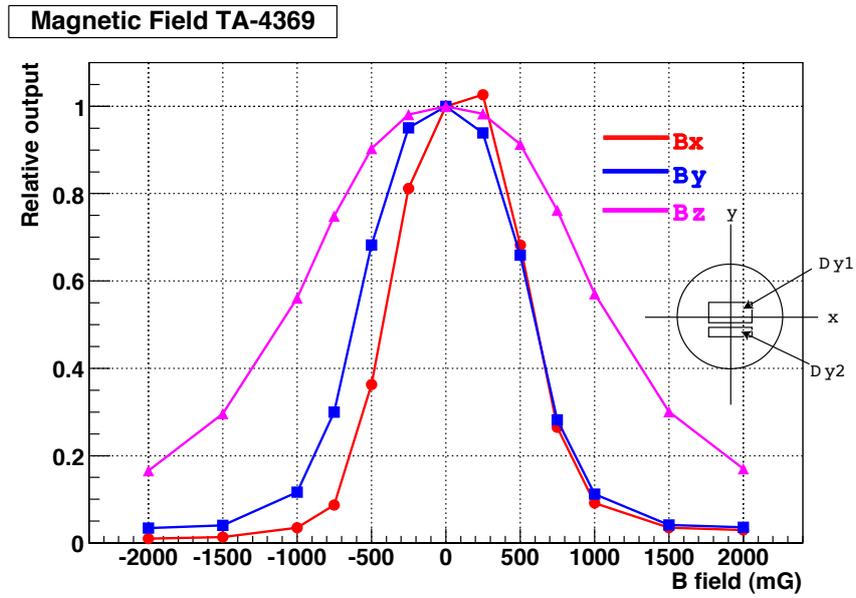


図 2.12: 磁場がPMT に与える影響



図 2.13: サポートと μ メタル (写真背面の灰色の部分) が取り付けられた PMT。実際は側面全体を μ メタルで囲む

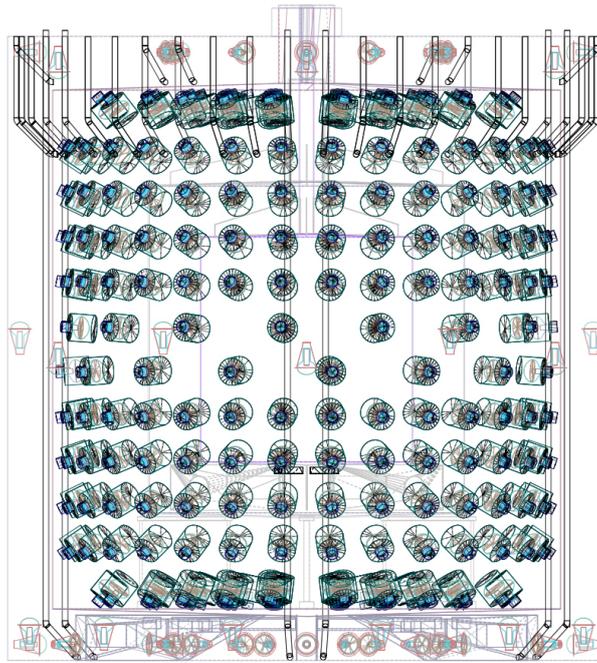


図 2.14: 390 本 PMT の配置図。緑色の部分が 390 本の PMT

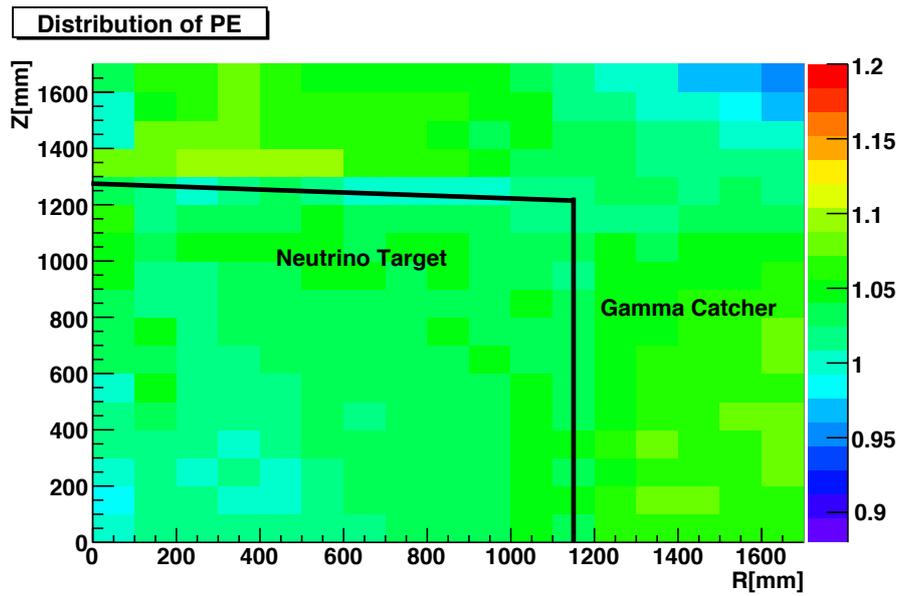


図 2.15: 検出器一様性を確認した Simulation の結果。全体で平均から $\pm 10\%$ 以内のの違いに収まっている

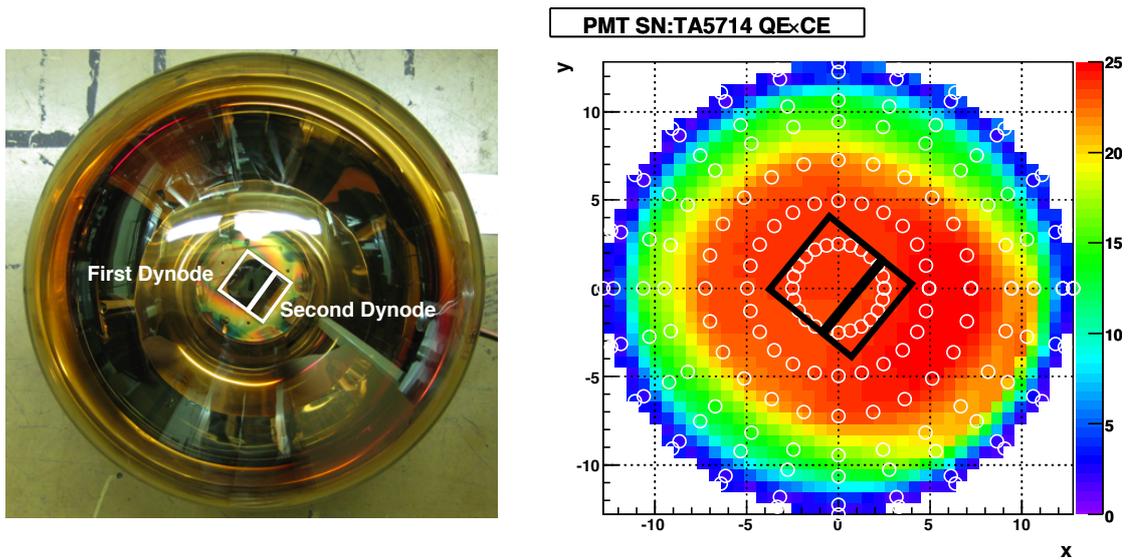


図 2.16: (左)：実際の PMT を光電面側から見た写真。白い四角はダイノードの向きを示している。(右)：光電面側から見た場合の $QE \times CE$ の分布。赤い部分が約 25% である。四角はダイノードの向きを示していて、依存がある事が解る。

第3章 検出器 Simulation とニュートリノイベント Simulation

3.1 検出器 Simulation

この章では Double Chooz 実験の為に作成されたソフトウェア群 DOGS(Double Chooz Offline Group Softwares) を用いた検出器 Simulation の詳細について述べる。図 3.1 は DOGS の公式ロゴである。

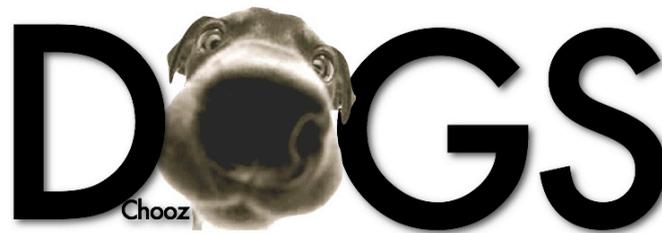


図 3.1: Double Chooz 実験公式の DOGS ロゴ

DOGS は粒子のモンテカルロ Simulation、検出器のトリガー Simulation や解析パッケージ等で構成されたソフトウェア群である。この内、粒子のモンテカルロ Simulation の機能は DCGLG4sim と呼ばれている。

DCGLG4sim は CERN(欧州原子核研究機構) で開発された素粒子モンテカルロシミュレータ Geant4 をベースに作られている。この Geant4 は物質中での粒子を追跡して、物質中の粒子や電磁場等との相互作用による複雑な振る舞いや反応を Simulation する。入射した一次粒子やその粒子が相互作用する事によって発生する 2次粒子等がどの様にエネルギーを落としたか、どの程度物質中を進むか等を Simulation する事が出来る。更に実際の実験で使用する検出器等の構造、シンチレータ等の物質も忠実に再現する事が出来る。

dcglg4sim では Double Chooz 実験の検出器が再現されていて、PMT の素材や形状までも再現されている。この Simulation の中の検出器内の液体シンチレータ

第3章 検出器 Simulation とニュートリノイベント Simulation

領域にエネルギーを持った粒子を発生させると、そのエネルギー損失に比例したシンチレーション光が発生する。液体シンチレータの屈折率等も考慮されており、発生したシンチレーション光は、1つ1つ390本のPMTどれかの光電面に到達するか、検出器の様々な物質に吸収又はぶつかるまでその軌跡を追い続け Simulation する。物質中で減衰したり境界面で反射屈折なども起こす。最終的にPMTの光電面に到達した光は量子効率などを考慮して光電子を発生させそれを出力する。

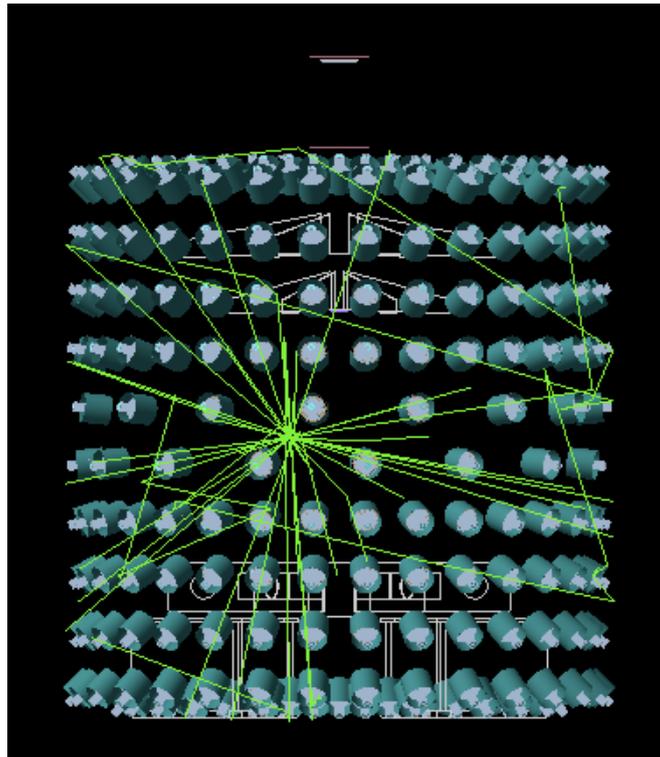


図 3.2: 電子が落としたエネルギーによってシンチレーション光 (緑線) が発生する

例として、Target(Gd入り液体シンチレータ)中で1MeVの電子を検出器中心から等方的に50,000イベント発生させるSimulationを行った。図3.2にSimulation中の画面を記す。

シンチレーション光に関する結果を図3.3に示す。図3.3の左図は電子が落としたエネルギーによって発生したシンチレーション光の数の分布を示していて、結果として1MeVのエネルギー損失で約7800個の光子が発生する事が解る。更に図3.3の右図は発生したシンチレーション光を390本のPMTが検出し、発生した光電子の分布である。結果として、発生したシンチレーション光のおよそ2.5%に相当す

る 200 個の光電子が PMT に検出される事が解る。

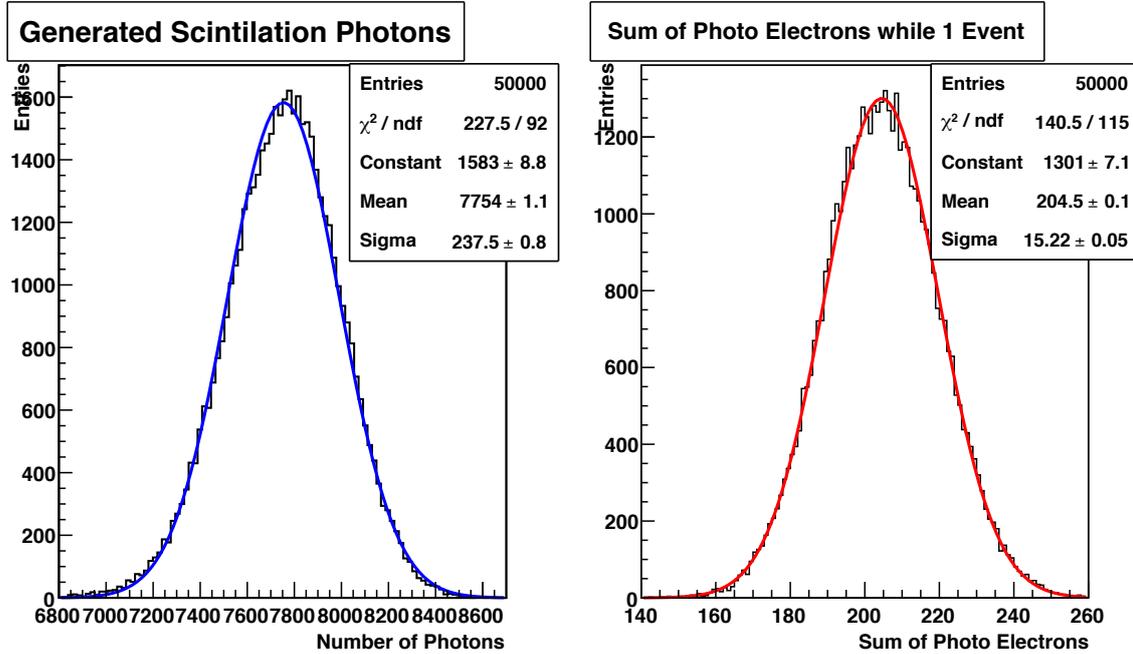


図 3.3: 1MeV の電子を Target 内で発生させた場合の発生光子 (左) と検出された光電子の数 (右)

3.1.1 エネルギー再構成とエネルギー分解能

実際の実験では PMT で観測した電荷や時間情報等を使って粒子が落としたエネルギー損失を見積もる。まずは液体シンチレータ内で、電子を発生させるエネルギーを変えて検出器内一様に発生させる Simulation を行った。電離損失によってエネルギーを落とす。この Simulation の結果を用いてエネルギー損失量と観測される光電子数の関係を求めた。

発生させる電子のエネルギーを 1~10MeV まで変化させて、各エネルギーに於ける観測された光電子数の平均を求める。その結果を図 3.4 に示す。図中で横軸は発生させた電子のエネルギーで、縦軸は観測される光電子数である。これを 1 次関数でフィットして光電子数とエネルギー損失量の関係を導出する事が出来た。また、同じデータを用いて各エネルギーに於けるエネルギー分解能 (標準偏差/平均値) を求めた物め、式 (3.1) でフィットした結果を図 3.5 に示す。図中で横軸は発生

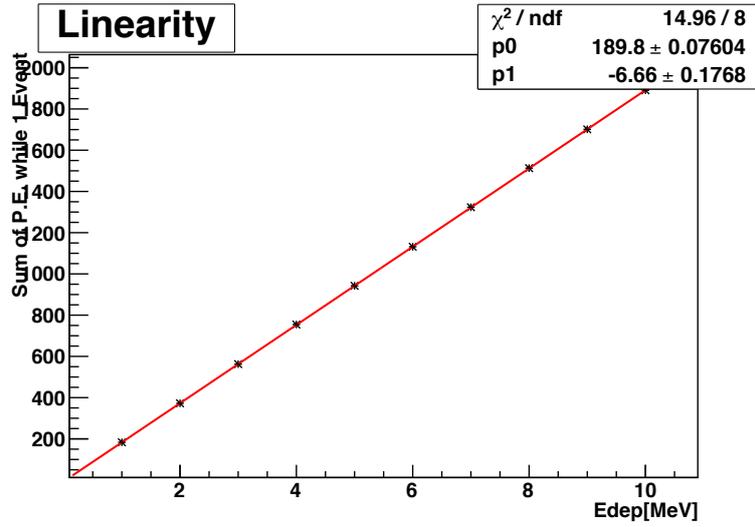


図 3.4: Energy Deposit と光電子数の直線関係

させた電子のエネルギーで、縦軸はエネルギー分解能である。この結果から 1MeV のエネルギー損失量の場合エネルギー分解能は約 7.8% である事が解った。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{p_0}{\sqrt{E_{\text{depos}}[\text{MeV}]}} + p_1 \quad (3.1)$$

3.2 ニュートリノイベント Simulation

3.2.1 ニュートリノイベント Simulation の流れ

DOGS には原子炉の燃料の構成比等をデータとして、発生する $\bar{\nu}_e$ の Energy と量を計算したり、それがニュートリノ振動を起こしながら検出器まで飛行した場合、 $\bar{\nu}_e$ の分布がどの様になるかの Simulation も出来る。その際ニュートリノ振動のパラメータ θ_{13} などは任意に設定出来る。

図 3.6 に第 2 章表 2.1 の燃料構成に設定した原子炉から発生した $\bar{\nu}_e$ がニュートリノ振動をしながら検出器に到達して、そこで逆 β 崩壊反応を起こした $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布を示す。図 (3.7) は原子炉と検出器までの距離や設置される深さ等を考慮した、Far, Near 検出器内それぞれの液体シンチレータ領域で 1 日に起きる逆 β 崩壊の事象数を示した図で、その結果を表 3.1 に書く。

本研究で行ったニュートリノイベントの Simulation は、 $\bar{\nu}_e$ が逆 β 崩壊を起こして発生した陽電子と中性子のペアを検出器内に発生させる。第 2 章で説明した様

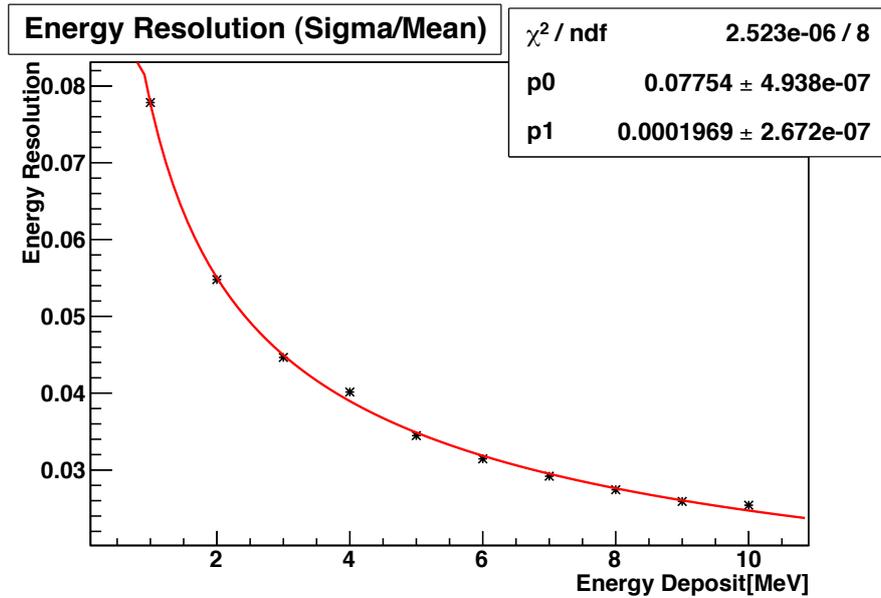


図 3.5: 各エネルギーデポジットに対する Energy Resolution

検出器	1日の逆 β 崩壊反応数
Far Detector	204 \pm 14.4
Near Detector	1410 \pm 37.8

表 3.1: 予測される Far, Near 検出器で1日に発生すると予想される逆 β 崩壊反応数

に陽電子は prompt 信号、中性子は delayed 信号となりシミュレータ内の PMT で観測される。

PMT が出力した光電子数は実際の実験と同じ形式の電荷データとなる。そのデータを Energy 損失量に変換し2つの信号の時間差のデータを求め、これらデータを遅延同時計測方で選別し最終的に $\bar{\nu}_e$ を検出する。

3.2.2 prompt 信号, delayed 信号のシミュレーション

この節では液体シンチレータ中で逆 β 崩壊反応が起こり、発生した prompt(陽電子による)と delayed(中性子による)がどのような信号となって PMT に観測されるのか、また2つの信号の時間差を説明する。

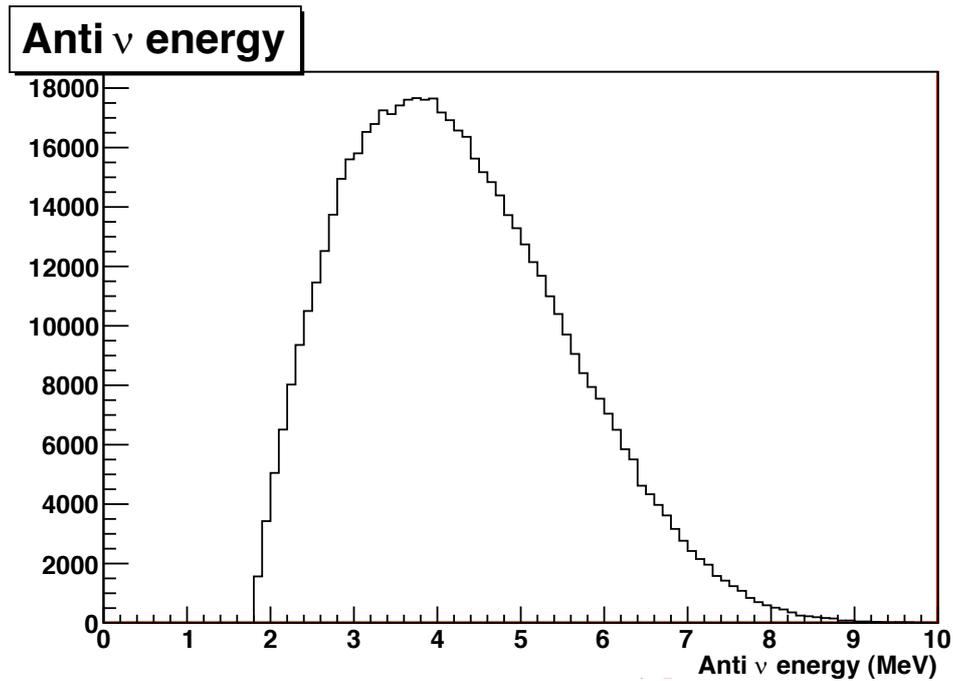


図 3.6: 逆β崩壊反応を起こした $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布

prompt 信号の Simulation

prompt 信号となる陽電子は元の $\bar{\nu}_e$ のエネルギーを殆ど持って行く。そして液体シンチレータ中の電子とすぐに対消滅をして $2\gamma(511\text{keV} \times 2)$ を発生する。つまり、(元の $\bar{\nu}_e$ のエネルギー) + (2γ) 分のエネルギーデポジットが起こり、その分のシンチレーション光が発生する。図 3.8 は prompt 信号の Simulation を行い、観測された電荷量を 3.1 節で説明した物を使って再構成したエネルギー損失量の分布を示した物である。

更に図 3.9 は逆β崩壊が起こった時間を 0 として、陽電子が発生しそれが信号となって PMT に検出されるまでの時間を示した物である。これから prompt 信号は逆β崩壊が起きてから ~100nano 秒で検出される事がわかる。

delayed 信号の Simulation

delayed 信号となる中性子は Gd 入り液体シンチレータである Target 中では 88% の確率で Gd に、残り 12% の確率でシンチレータ内の水素に捕獲される事が解っている。Gd に捕獲された場合は合計約 8MeV の複数の γ 線が発生し、水素に捕獲された場合は約 2.2MeV の γ 線 1 本が発生する。それぞれの γ 線が液体シンチ

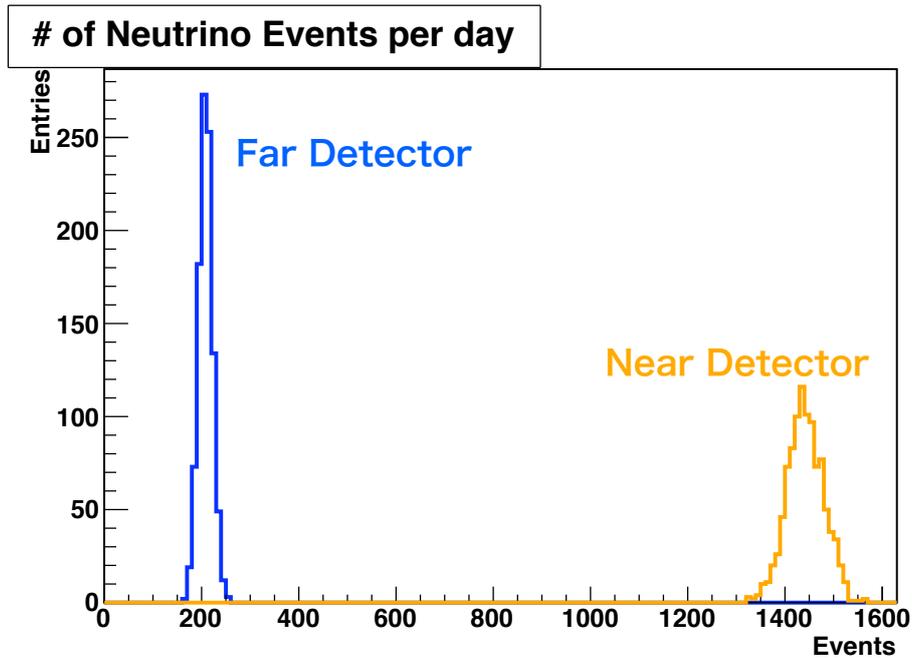


図 3.7: Far, Near 検出器での 1 日に発生する逆 β 崩壊反応数の Simulation

レータ内でエネルギーを落としシンチレーション光が発生する。図 3.10 は Target と γ catcher 内一様に delayed 信号を発生させる Simulation を行い、PMT で観測した光電子数を使って求めたエネルギー損失量を示した物である。図中で左のピークは水素に捕獲されたイベントで、右は Gd に捕獲されたものである。Target と γ catcher の体積を比較すると、 γ catcher の方が約 50% も大きいので水素に捕獲されたイベントの方が多くなる。また、それぞれのピークの左側に続いているテールは、発生した γ 線が液体シンチレータ内で完全にエネルギーを落とし切らなかったイベントである。

また、図 3.11 は上の prompt 信号と同様に逆 β 崩壊反応が起きて中性子が発生し、それが Gd もしくは水素に捕獲され発生した γ 線が信号となって PMT に検出されるまでの時間を示した図で、これを exponential 関数でフィットする。この結果 delayed 信号は逆 β 崩壊が起きてから水素に捕獲される場合は平均 \pm 数百マイクロ秒以内、Gd に捕獲される場合は平均 \pm 数十マイクロ秒以内に検出される事が解った。

図 3.12 はあるニュートリノイベントにおける delayed 信号と prompt 信号の観測時間の差を表した物である。これから各信号は数百 μ sec 以内の時間差で観測される事が解った。

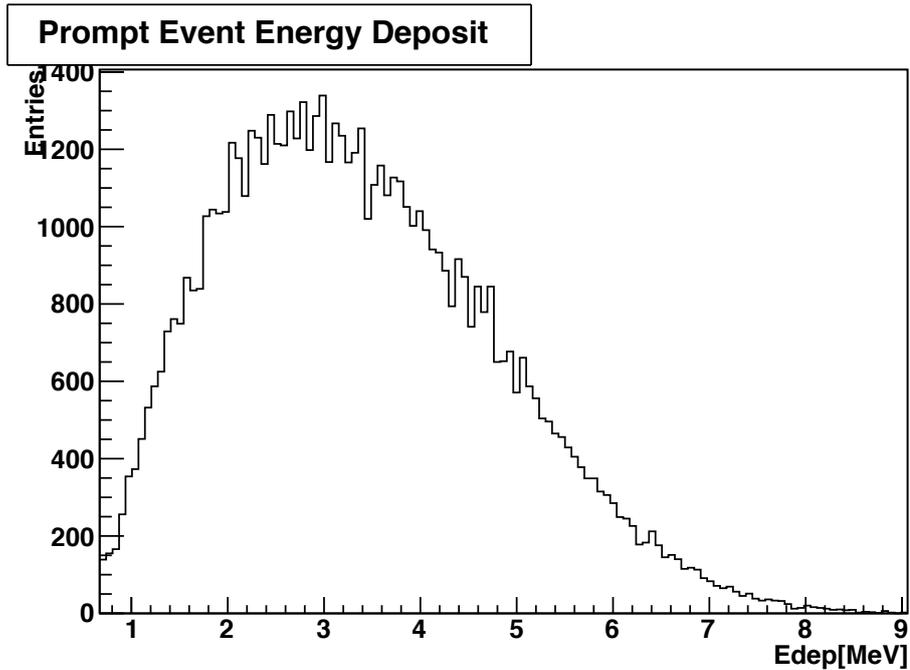


図 3.8: prompt 信号のエネルギーデポジットの分布。

3.2.3 ニュートリノイベント Simulation まとめ

今回の Simulation で得られた結果を表 3.2 に纏める。今回のニュートリノイベント Simulation の結果を解析に使用する際にいくつかの前提が必要になる。先ず今回は prompt 信号 (陽電子), delayed 信号 (中性子) を独立したイベントとして見なしていて、現実の実験とは違いニュートリノ以外の Background の要因となる物が間に入る事はない。4 章ではいくつかの Background を再現する Simulation をニュートリノイベントとは独立で行い、その発生レート見積もりニュートリノイベントと誤認識してしまうイベントがどの程度発生するかを見積っている。

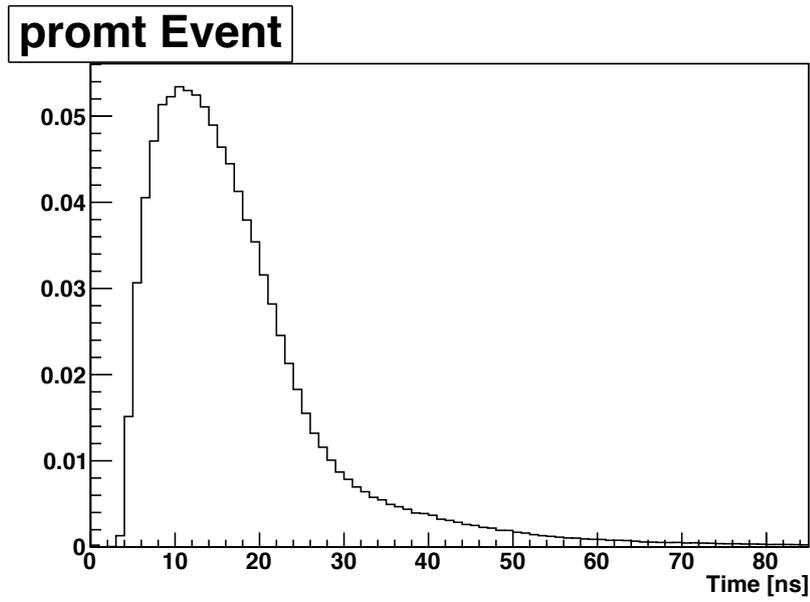


図 3.9: 逆 β 崩壊反応が起きてから、prompt 信号が検出されるまでの時間分布。

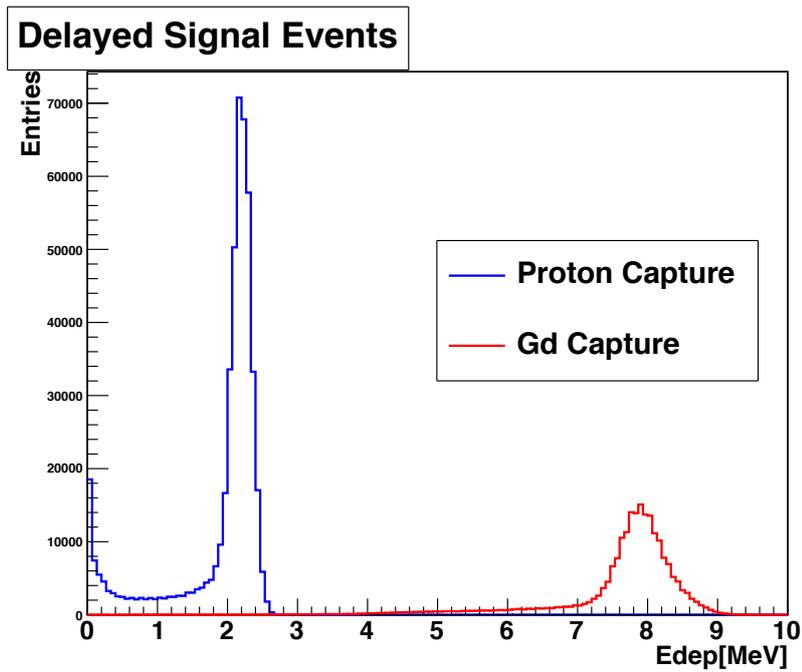


図 3.10: delayed 信号のエネルギーデポジットの分布 左が陽子に捕獲された場合で、右が Gd にされた場合

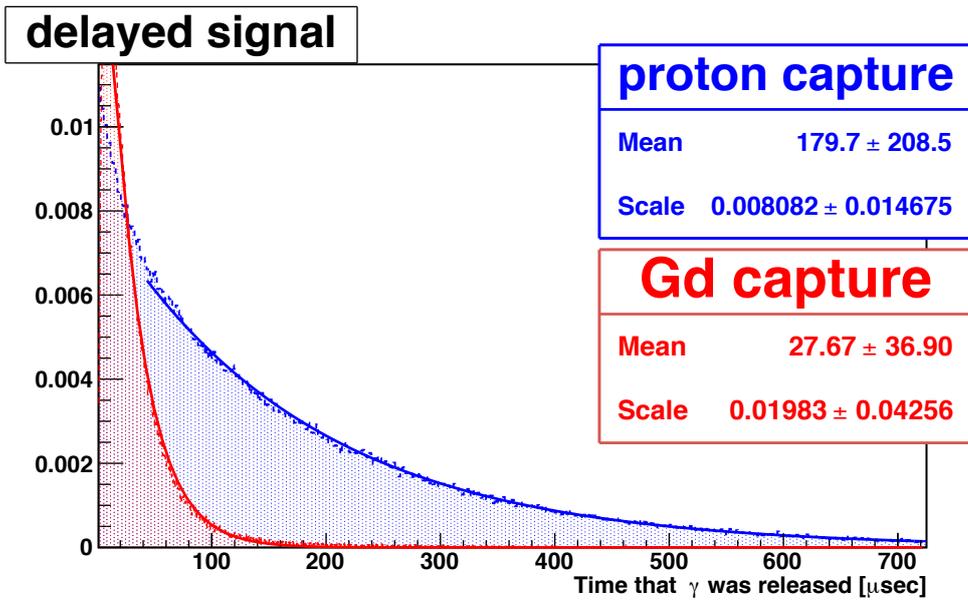


図 3.11:

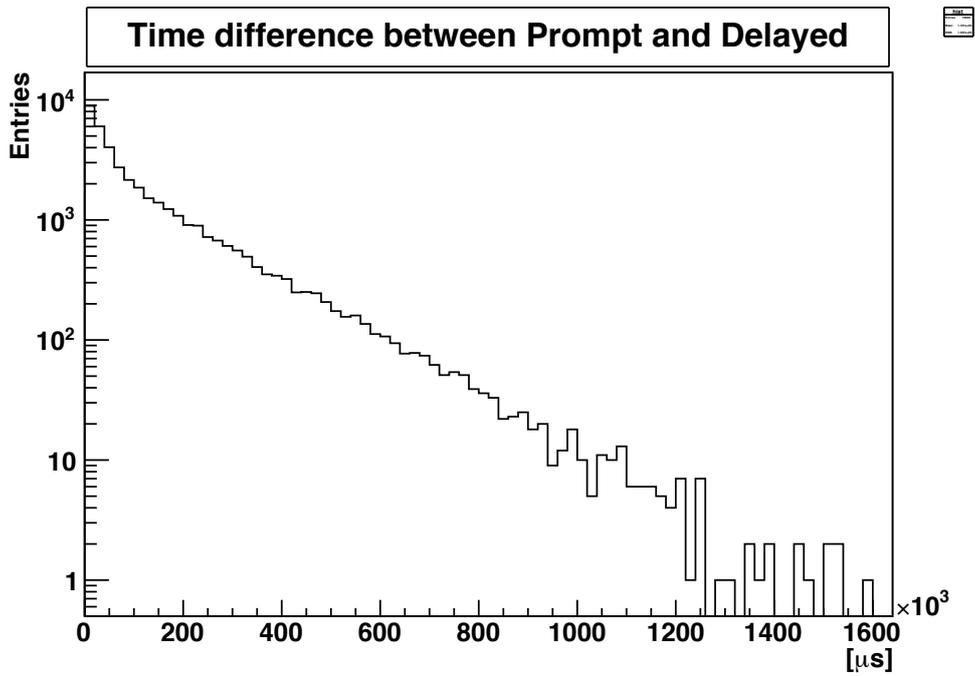


図 3.12: prompt 信号と delayed 信号, 検出時間の時間差。殆どが数百 μsec 以内に観測される

第3章 検出器 Simulation とニュートリノイベント Simulation

1日の逆 β 崩壊反応数 (Far 検出器)	65
1日の逆 β 崩壊反応数 (Near 検出器)	452
シンチレーション光発生数	約 7800 / MeV
光電子数検出数	約 200 / MeV
Energy Resolution	7.8 %
prompt,delayed 信号時間差	数百 μ sec

表 3.2: ニュートリノイベント Simulation まとめ

第4章 Background Simulation

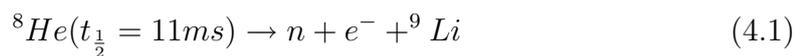
実際の実験では prompt 信号と delayed 信号のペアを膨大な量の Background から探し出す事になる。本章では主に検出器の各部分に含まれる含有放射能による Background を Simulation によって再現する方法と、その発生頻度等の結果を述べる。

4.1 Double Chooz における Background

Double Chooz 実験では prompt 信号、delayed 信号のペアを観測し、同時遅延計測によって選別する事によりニュートリノイベントを選び出す。その際様々な Background によってニュートリノイベントと間違っ認識してしまう事がある。Background はそれ自身が疑似 prompt 信号と疑似 delayed 信号の両方を相対的に演じる Correlated の物と、Background による偽信号と本当のニュートリノイベントによるどちらかの信号とで偽ニュートリノイベントとなる Accidental な物がある。

Correlated Background

Correlated Background は宇宙線 μ 粒子が検出器内に入射して来て、液体シンチレータ内で核破碎反応を起こした場合 ${}^8\text{He}$ 等の不安定な原子核が発生する。これは式 (4.1) のように崩壊し、発生した中性子が疑似 delayed 信号になり電子が疑似 prompt 信号になる。



また宇宙線が検出器周りの岩盤中の原子核と核反応を起こして叩き出した高速 (運動量が高い) 中性子が検出器内に入った場合、先ず自身のエネルギーを落とし疑似 prompt 信号となり、最後に Gd か水素に捕獲されて疑似 delayed 信号となる。

Accidental Background

Accidental Background は検出器材質の含有放射能の Radio Active Decay による Background による γ 線など放射線が疑似 prompt 信号となる。本章では主にこの Background を Simulation で再現し、その発生頻度を見積もる。更に疑似 delayed 信号は検出器周りの土壌から発生した中性子が検出器内に入り、Gd や水素に捕獲されることにより発生する。この Background は Double Chooz 実験の前身である CHOOZ 実験において、Far 検出器が建設される場所で約 45 イベント/h と測定されている。

4.2 検出器材質の含有放射能の Radio Active Decay による Background

PMT の材質に含まれる放射性物質の崩壊による Background

PMT のガラスや回路部分に含まれる含有放射能 $^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}, ^{40}\text{K}$ の核崩壊で発生する放射線が Accidental Background としてニュートリノイベントの信号と誤認識してしまう事がある。この為、Double Chooz 実験グループは浜松フォトニクスと共同で PMT のガラスを製造する際の炉を改良するなどして低 Background 型の PMT を開発した。図 4.1 は PMT の各部分に含まれる $^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}, ^{40}\text{K}$ の割合を示す PMT 1 本のガラス質量は約 1.2kg である。検出器に設置される全 390 本の PMT

activity(Bq/g) Max / Energy				4100 2.6MeV	12400	255000 1.5MeV			
Material	date	Place	Method	^{232}Th (ppb) error	^{238}U (ppb) error	^{40}K (ppb) error	^{60}Co (mBq/kg) error	siglerate	Comment
PMT Glass									
10" HPK	2007	LBL	Ge	250	140	14			Normal PMT
10" HPK	2007.1	LBL	Ge	350 18	170 9	26 1			
R1408	2007.1	LBL	Ge	360 18	620 31	13 0.6			
R5912		LBL	Ge	230 11	78 4	19 1			
Glsss for DC #1	2008.1		LBL Ge	27 3	75 3	2.5 0.3			Low-BG PMT
Glsss for DC #2	2008.2.23		LBL Ge	26 3	74 2	2.9 0.3			
Glsss for DC #3	2008.3.1		LBL Ge	26 3	73 2	2.6 0.3			
Glsss for DC #4	2008.4.4		LBL Ge	37 3	72 2	2 0.1			
Glsss for DC #5	2008.4.14		LBL Ge	28 3	79 2	2.8 0.3			
Glsss for DC #6	2008.5.12		LBL Ge	25 3	67 2	1.9 0.1			
Base	2008.1	LBL	Ge	80 6	28 3	1.6 0.3			m=0.95kg
Cable	2006.11	LBL	Ge	0 3	0 1	0 0.3			

図 4.1: 実際に計測された PMT の部分毎の含有放射能データ

のガラスの質量が全て同じとして換算すると、1つの検出器における PMT のガラスの含有放射エネルギーは表 4.1 となる。表から低 Background 型の PMT は通常型 PMT に比べて各核種とも約 1/10 の含有量に抑えられている事が解る。このデータを使

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K
Normal PMT	575.7 [Bq]	899.0 [Bq]	2386.0 [Bq]
Low-Background PMT	54.1 [Bq]	425.1 [Bq]	312.2 [Bq]

表 4.1: 通常型 PMT と改良型 PMT に含まれる含有放射能

用して Simulation を行い、低 Background 型の PMT と通常型 PMT で Accidental Background の発生量がどの程度違いがあるのか見積もる。

各核種の割合で全 PMT のガラス (図 4.2 の青点) を発生点として核種を α 、 β 、 γ 崩壊させた。PMT のガラスの厚さは全て 5[mm] とした。核崩壊によって発生した全放射線と、発生した放射線の内液体シンチレータ部分に到達して落としたエネルギーを各核種毎に図 4.3 に示す。この結果から、PMT の表面で発生した放射線は Buffer 等検出器の構造の為に液体シンチレータに到達して信号になるのは 0.6% 程度となる事が解る。また到達する放射線は γ 線のみで α 、 β 線は Non Scintillation Buffer 領域によって確実に止められる事も解った。

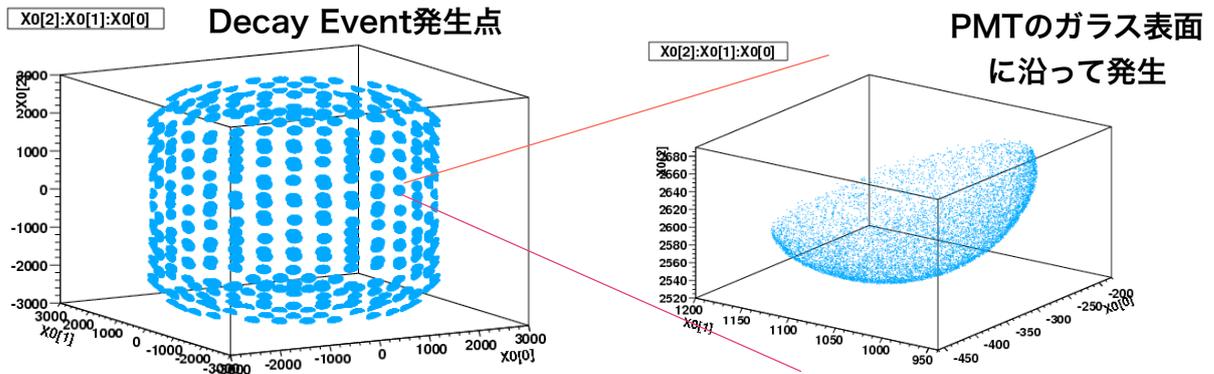


図 4.2: 核崩壊イベント発生ポイント右図は検出器然対を表していて、丸一つ一つが PMT である

γ 線の Background は最大でも 2.6MeV のエネルギーである。delayed 信号は約 8MeV の γ 線による信号なので、PMT の材質に含まれる含有放射能から発生する放射線は prompt 信号と誤認識してしまう可能性がある。prompt 信号のトリガー条件を 0.7MeV として各核種が作る疑似 prompt 信号の頻度を表 4.2 に示す。Low-Background の PMT では合計 2.13Hz となった。

また、CHOOZ 実験の際に Double Chooz 実験の Far Site での疑似 delayed 信号

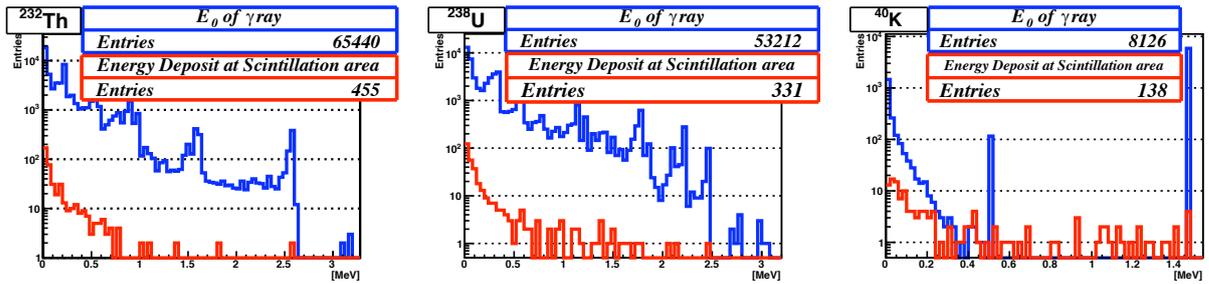


図 4.3: PMT の含有放射能の核崩壊から発生した放射線 (青線) 液体シンチレータ層に到達した放射線 (赤)

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K	合計
Normal PMT	2.87 [Hz]	3.91 [Hz]	0.08 [Hz]	6.86 [Hz]
Low-Background PMT	0.27 [Hz]	1.85 [Hz]	0.01 [Hz]	2.13 [Hz]

表 4.2: PMT 含有放射能による Background が作る疑似 prompt 信号

の Rate が 0.023[Hz] と計測されているので、これらが同時に起こり疑似ニュートリノ信号となってしまいうレートは 2.4×10^{-6} となり、これは 0.21 イベント/day となる。

液体シンチレータタンクの含有放射能による Background

Double Chooz 検出器には 2 種類の液体シンチレータ層が設けられており、それぞれはアクリル製のタンクで作られている。Target 層のアクリルの質量は 350kg、 γ Catcher は 1.2t である。それぞれのアクリルに含まれる核種毎の含有放射能を表 4.3 に示す。

PMT の材質に含まれる含有放射能量と比較すると微量であるが、アクリルタンク

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K
Target タンク	0.11 [Bq]	0.14 [Bq]	0.89 [Bq]
γ Catcher タンク	0.25 [Bq]	0.30 [Bq]	2.1 [Bq]

表 4.3: 各アクリルタンクに含まれる含有放射能

クはPMTと違い直接液体シンチレータに触れている為発生した放射線が信号になりやすいと予想される。

PMTの時と同様に各アクリルタンク内で表4.3の割合で核崩壊をさせる。図4.4のプロットは各アクリルタンク表面上で核崩壊が発生した場所で、青点が γ catcher、赤点がTargetのタンクである。それぞれのアクリルの厚みはTargetを8[mm]、 γ Catcherを12[mm]とした。

図4.5と図4.6に核崩壊によって発生した放射線のエネルギー分布(上)と、その内液体シンチレータに到達した放射線のエネルギーと、発生時のエネルギーをプロットしたグラフ(下)を示す。アクリルタンクの場合はPMTの時とは違い核崩壊によって発生した放射線が各核種とも約70%近く液体シンチレータに到達したという結果になった。更に発生した放射線は殆どエネルギーを失わずに液体シンチレータに入って来てBackground信号になってしまう可能性がある事が言える。

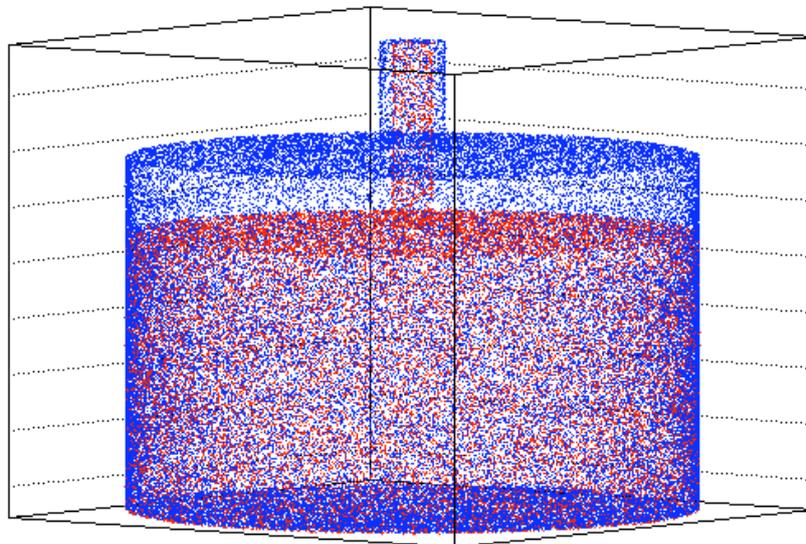


図 4.4: Target タンクと γ Catcher タンクにおける核崩壊発生ポイント

各アクリルタンクの含有放射能によるBackgroundは疑似prompt信号になる可能性があると言え、prompt信号のトリガーを0.7[MeV]とすると疑似prompt信号の頻度は各アクリルタンクで表4.4の様になり、合計0.45Hzとなった。

また、CHOOZ実験の際に計測された疑似delayed信号のレートを使って、疑似ニュートリノイベントとなってしまうレートは 1.1×10^{-6} [Hz]である。

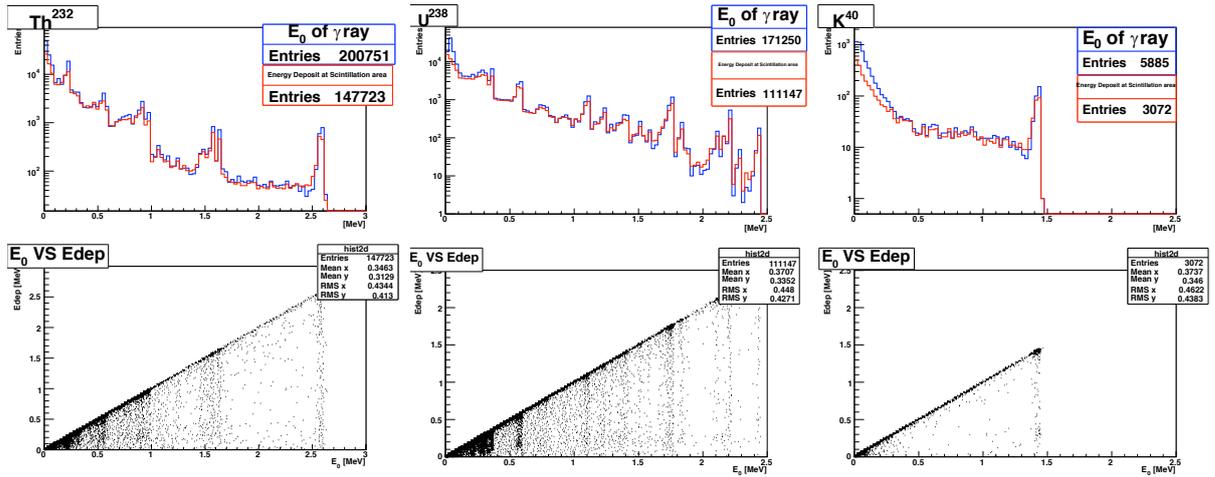


図 4.5: Target タンクの結果

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K	合計
Target タンク	0.09 [Hz]	0.09 [Hz]	0.03 [Hz]	0.21 [Hz]
γ Catcher タンク	0.1 [Hz]	0.09 [Hz]	0.05 [Hz]	0.24 [Hz]

表 4.4: 各アクリルタンクの結果

検出器材質の含有放射能による Background まとめ

検出器の材質の含有放射能による放射線が疑似 prompt 信号になるレートは表 4.5 に纏める。

これらが疑似ニュートリノイベントとなるレートは 2.58[Hz] で、表 3.1 の結果より Far 検出器に置ける SN 比 (Signal / Noise Ratio) は約 103.2 となり、Signal に対し十分に Noise は小さくなるという結果になった。これは Neutrino イベント Selection をする際に Delayed Coincidence を取る為に prompt ,delayed 疑似信号が決まった

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K	合計
Low-Background PMT(390 本)	0.27 [Hz]	1.85 [Hz]	0.01 [Hz]	2.13 [Hz]
Target タンク	0.09 [Hz]	0.09 [Hz]	0.03 [Hz]	0.21 [Hz]
γ Catcher タンク	0.1 [Hz]	0.09 [Hz]	0.05 [Hz]	0.24 [Hz]

表 4.5: 検出器の含有放射能による Background まとめ

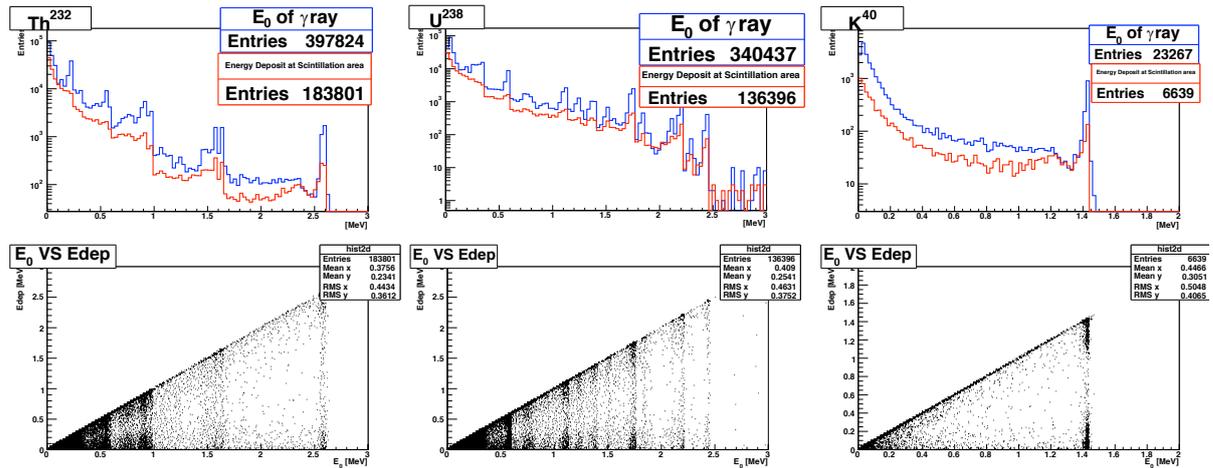


図 4.6: γ -Catcher タンクの結果

Time Window 内で同時に起きない限りニュートリノイベントとならない為である。

4.3 Background Simulation のまとめ、今後

今回は検出器自身の含有放射能の核崩壊による Background Simulation を行い、Far 検出器における、ニュートリノ信号と誤認識してしまうイベントの発生数を見積もった。今回行った PMT とアクリルタンク以外にも、液体シンチレータ自身の含有放射能の影響も考えられる。更に 4.1 節で記した様に、これ以外にも宇宙線 μ 粒子やそれが作り出す高速中性子による Background の研究も今後必要になる。今回はニュートリノイベントと独立に Simulation を行ったが今後は核種の半減期や含有量、そしてニュートリノ似信号の発生レート等を考慮して全てを同時に Simulation して同じ Time Window 内に入り疑似ニュートリノイベントとなる確率を求める必要がある。また Background の発生量による不定性から来る振動解析の為の系統誤差を見積もる必要もある。

第5章 ニュートリノ Oscillation Analysis

この章では、3章の検出器 Simulation、ニュートリノイベント Simulation で作成したデータを用いて $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を決定する方法の開発について述べる。

5.1 解析の流れ

- $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を設定し、検出器 Simulation によって検出器で観測されるデータを使ってニュートリノイベントとそのエネルギー分布を再構成し、それを真の $\sin^2 2\theta_{13}$ が解らない観測データと考える。
- 観測データと比較する様々な $\sin^2 2\theta_{13}$ で理論的にニュートリノエネルギー分布を作成し、 χ^2 Minimum Fitting に最も良く合う値を算出する。
- Fitting の結果から 95% C.L. に於ける誤差や真の値に対する上限値を見積もる。

5.2 観測データの作成

3章で説明したニュートリノイベント Simulation を行って観測データを作成する。今回は MINOS 実験や KamLAND 実験から得られた結果を考慮し、 $\sin^2 2\theta_{13}$ 以外のニュートリノ振動に関するパラメータと検出器の前提条件を以下の様に決めた。

- $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$
- $\Delta m_{21}^2 = 7.7 \times 10^{-5}$
- $\sin^2(2\theta_{12}) = 0.52$
- Far Detector のみ稼働させる

- 原子炉は常に一定の運転状況である
- データ取得期間は1年間である

これに $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を設定し Simulation を行うが、まずは $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ としてデータを作成した。

図 5.2 は Far 検出器において予想される逆 β 崩壊する反電子型ニュートリノのエネルギー分布である。この反応に依って陽電子と中性子が発生し、prompt 信号と delayed 信号となる。

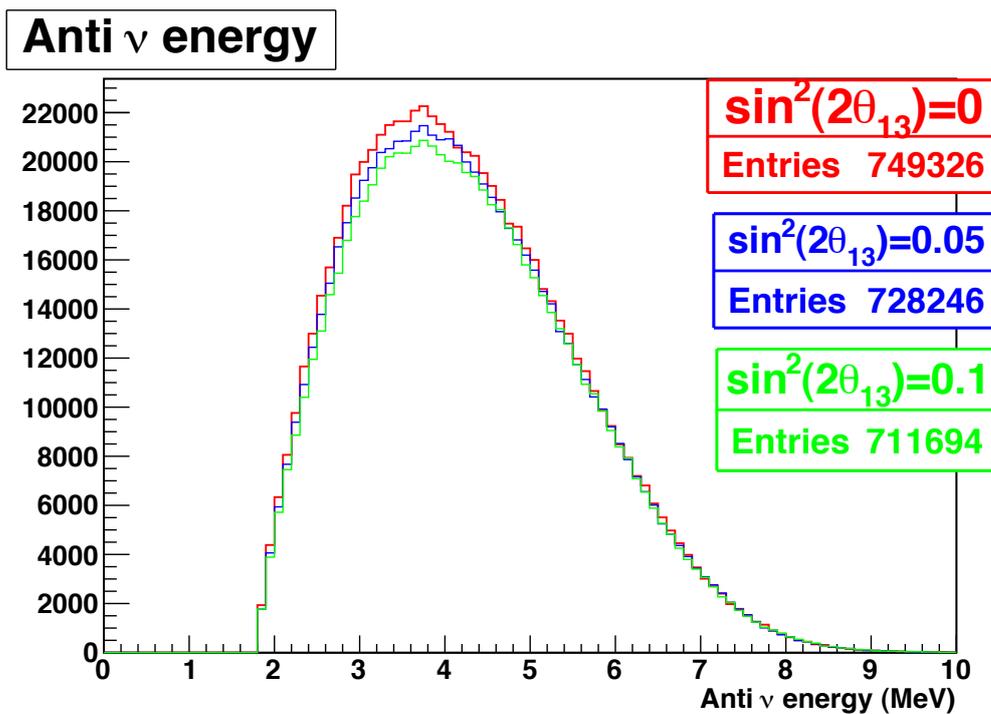


図 5.1: $\sin^2 2\theta_{13}$ の値毎の Far 検出器における逆 β 崩壊反応したニュートリノの Energy 分布

まずは PMT によって観測された光電子数をエネルギー損失量に焼き直すエネルギー較正を行う。図 5.2 の (a) は prompt 信号,(b) は delayed 信号のエネルギー損失によって発生した信号を PMT で観測した光電子分布なのである。(b) 中で2つのピークは中性子がそれぞれ Gd と水素原子に捕獲された物である。この2つのピークを使用して PMT で観測される光電子を Energy Deposit に変換する。それぞれのピークの平均値求め、その2点を1次関数でフィットする。図 5.2 にその結果を示す。この1次関数を使って prompt 信号の光電子数のデータを液体シンチ

レータ内でのエネルギー損失量にし、式 (5.1) から $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布 $E_{\bar{\nu}_e}^{rec}$ を得る。prompt signal の Energy Deposit から、以下の式でニュートリノの再構成エネ

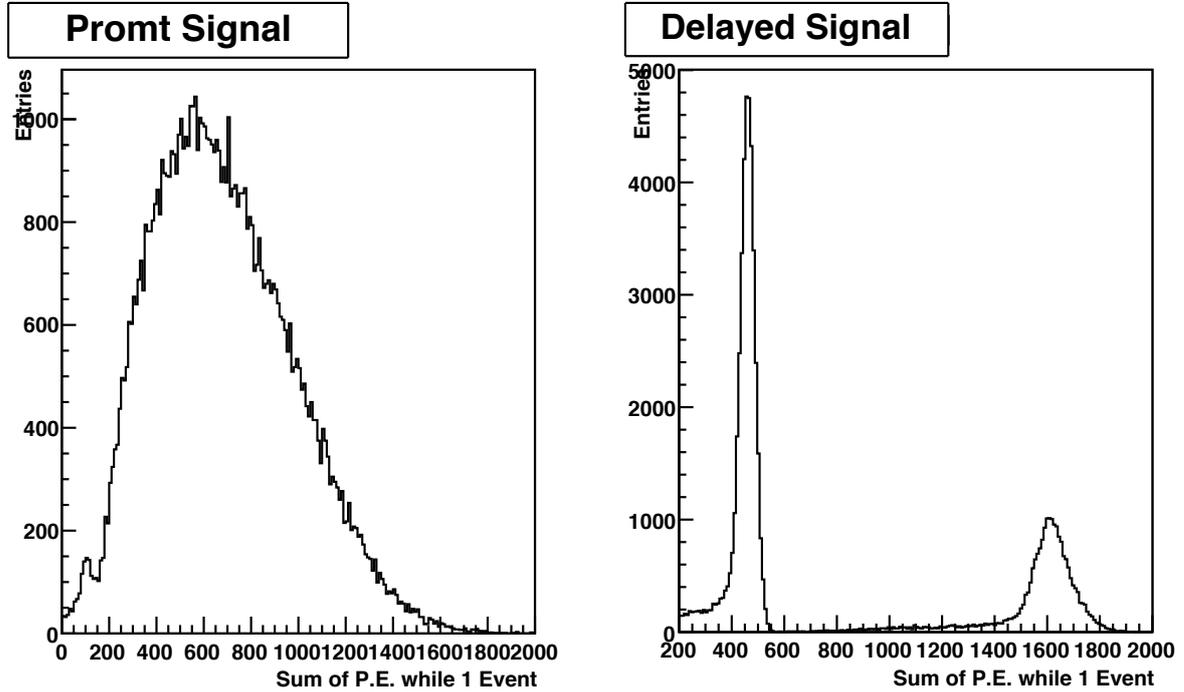


図 5.2: 1 イベントに PMT で観測される全光電子数の分布 (a):prompt signal (b):delayed signal

ルギー ($E_{\bar{\nu}_e}^{rec}$) を求める。(図 5.2)

$$\text{ニュートリノ } E_{\bar{\nu}_e}^{rec}[\text{MeV}] = (\text{prompt } E_{\text{dep}}) - (M_{\text{neutrino}} - M_{\text{陽子}}) + M_{\text{electron}} \quad (5.1)$$

この $E_{\bar{\nu}_e}^{rec}$ の分布は全てニュートリノイベントと解っているが、現実の実験では様々なバックグラウンドに埋もれてしまっている状態からこの E 分布を得る為にイベント選別が必要になる。今回は以下の選別条件を適用した。

- 5MeV を超える信号を見つけ出し、それを delayed 信号とする。
- その信号から過去に 1 数百 μ sec の Time Window を取り、prompt signal が見つければ、ニュートリノイベントとする。($T_{\text{delayed}} - T_{\text{prompt}} > 1\mu\text{s}$)

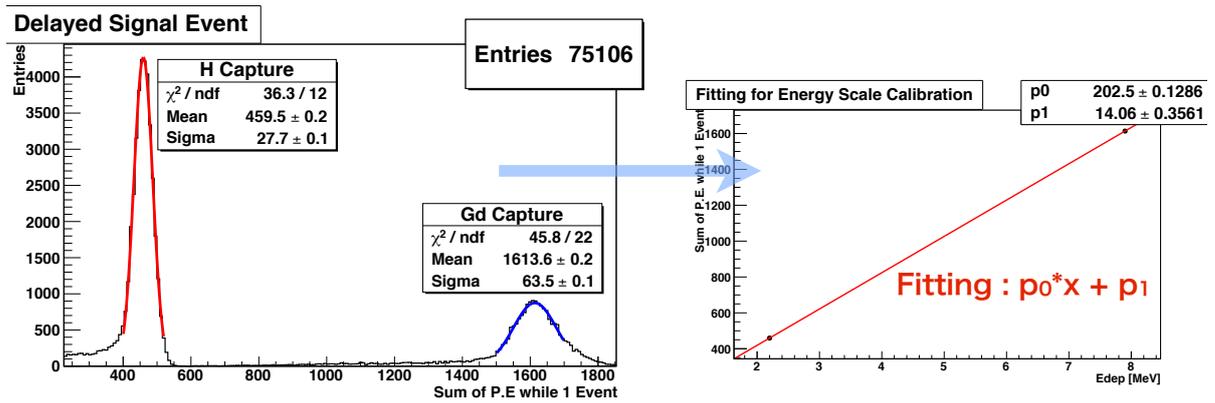


図 5.3: delayed signal イベントの光電子数分布の。2.2[MeV] のピークが水素捕獲によって発生した信号、8[MeV] のピークが Gd に捕獲によって発生した信号。2 つのピークを直線で Fitting する事によって観測される光電子数を Energy Deposit に変換する。

この選別条件を適用する事によって delayed signal が Gd に捕獲されたイベントのみが選別される。図 5.2 は Gd に捕獲されたイベントのみと、水素捕獲まで含めたニュートリノイベントの比較を示した図である。これから、Gd に捕獲されたイベントのみを選別すると、統計数が約 1/4 になる事が解る。5 ここまでで Simulation によってニュートリノ $E_{\nu_e}^{rec}$ の分布を得る事が出来た。これを $\sin^2 2\theta_{13}$ の値が解らない観測データと考えて、それを再構成する解析を行っていく。

5.3 データ解析

データ解析は様々な $\sin^2 2\theta_{13}$ の値で理論的に $E_{\nu_e}^{rec}$ 分布を作成し、観測データに最も良く合う物を見つける χ^2 Fitting を行う。その為に $\sin^2 2\theta_{13}$ を入力して、その時の $E_{\nu_e}^{rec}$ 分布を作成する理論値 generator を作成する。

理論値 generator

まずは原子炉から発生したニュートリノがニュートリノ振動をせずに検出器に到達して、逆β崩壊反応を起こした場合のその Energy 分布図 5.3 を用意する。この分布は統計誤差が観測データに比べて限りなく 0 と考えられる様に 1 年分の観測データの 1000 倍の統計数を発生させた。この分布にニュートリノ振動の効果を

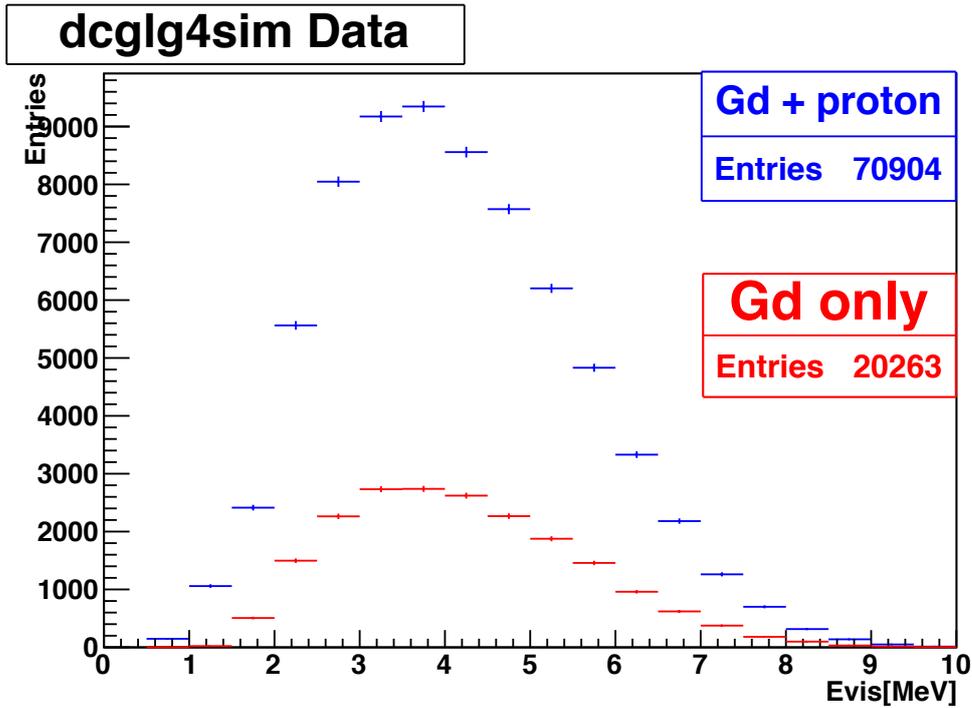


図 5.4: 赤線:Gd 捕獲された Event のみ 青線:Gd+水素に捕獲された Event

入れる為、エネルギー bin 毎に $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ (反電子型ニュートリノがニュートリノ振動を起こさない、もしくは起こして最終的に反電子型ニュートリノに戻っている確率) を式 (5.3) で表現する。

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = & 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{21}^2 L}{E} \right) \\
 & - \sin^2 2\theta_{13} \left[\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{31}^2 L}{E} \right) \right. \\
 & \left. + \left(1 - \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 L}{E} \right) \right) \right] \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

- $L : 1.05[\text{km}]$
- $\Delta m_{32}^2 : 2.4 \times 10^{-3}$ (MINOS 実験や KamLAND 実験の結果を使い、 Δm^2 は固定する)
- $\Delta m_{31}^2 : \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$

式 (5.3) 中で、 θ_{13} を含む項が Free パラメータとなる。図 5.3 は $\sin^2 2\theta_{13}$ が 0 (振動無し) と 0.1 (振動有り) だった場合を示した図である。図 5.3 と図 5.3 を各エネルギー

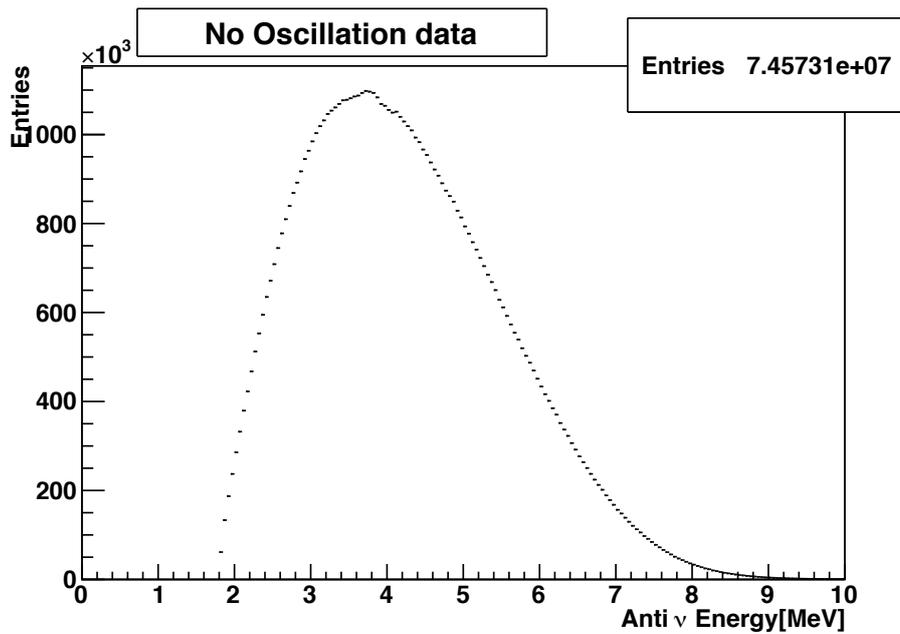


図 5.5: 理論値 generator に使用するニュートリノ振動せずに検出器に到達し、逆β崩壊反応を起こした反電子型ニュートリノのエネルギー分布

Bin 毎に掛け合わせる事により、ある $\sin^2 2\theta_{13}$ の場合の検出器内で逆β崩壊反応を起こしたニュートリノのエネルギー分布になる。この分布に検出器 Simulation を通す効果を入れる為に Acceptance(検出器 Simulation に於ける検出数/そのニュートリノ Simulation の発生数) を求めて、各エネルギー bin 毎に掛け合わせる。これは $\sin^2 2\theta_{13}$ の値とは関係がない物なので、図 5.2 と図 5.3 のデータ使って、Gd 捕獲のみと、水素捕獲まで含めた Event それぞれの Acceptance を求め物が図 5.3 である。今回は検出器 Simulation の統計数が少ない為に 7MeV 以上の bin で誤差が大きくなってしまっている。今回の解析では Acceptance の誤差を含めないで、比較的誤差が小さい 2~6MeV の bin を解析に使用する。図 5.3、図 5.3、図 5.3 を掛け合わせる事により、 $\sin^2 2\theta_{13}$ をパラメータとして入力すれば、検出器で観測した結果を使った $E_{\nu_e}^{rec}$ の分布が再現できる理論値 generator が出来る。この理論値 generator で作成したデータと観測データの比較が図 5.3 である。理論値データの統計誤差は無視している。

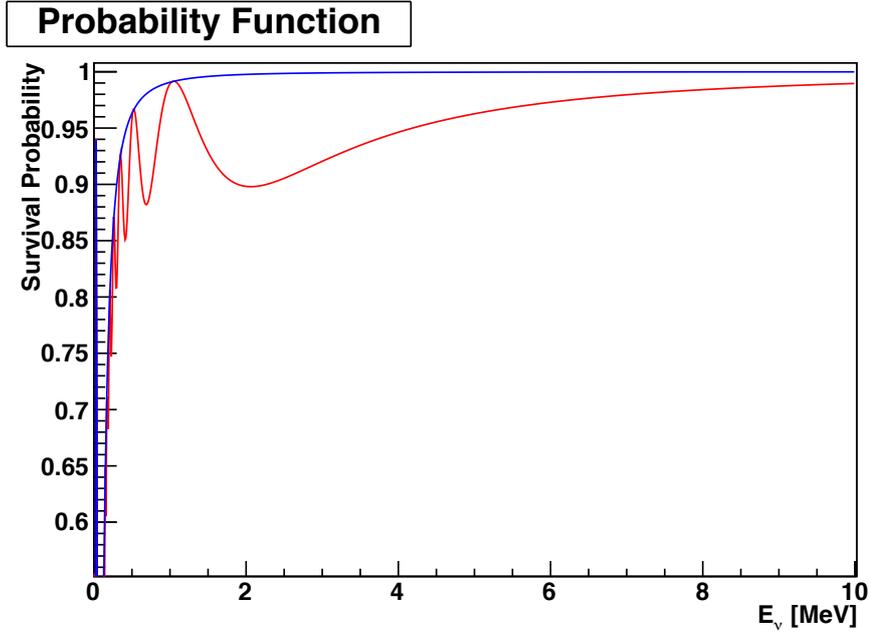


図 5.6: $\sin^2 2\theta_{13}$ をフリーパラメータとして、エネルギーと $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ の関係を表す式。青線: $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 、赤線: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$

χ^2 minimum Fitting

観測データと前節で説明した理論値 generator で作成したデータの各エネルギー bin 毎に χ^2 を以下の式を使って計算する。

$$\chi^2 = \sum \frac{(Ndata_i - Ngen_i)^2}{(\sigma_i^{stat})^2} \quad (5.3)$$

$$\chi^2 = \sum \frac{(Ndata_i - Ngen_i)^2}{(\sigma_i^{stat})^2 + (Ndata_i \times \sigma_i^{sys})^2} \quad (5.4)$$

- Σ : 各エネルギー bin 毎の Sum
- $Ndata_i$: 観測データの各 Energy bin の Entry
- $Ngen_i$: 理論値 generator で作成したデータの各 Energy bin の Entry
- σ_i^{stat} : 観測データの各 Energy bin 毎の統計誤差 ($\sqrt{Ndata_i}$)
- σ_i^{sys} : 観測データに付加される系統誤差 (2.5%)

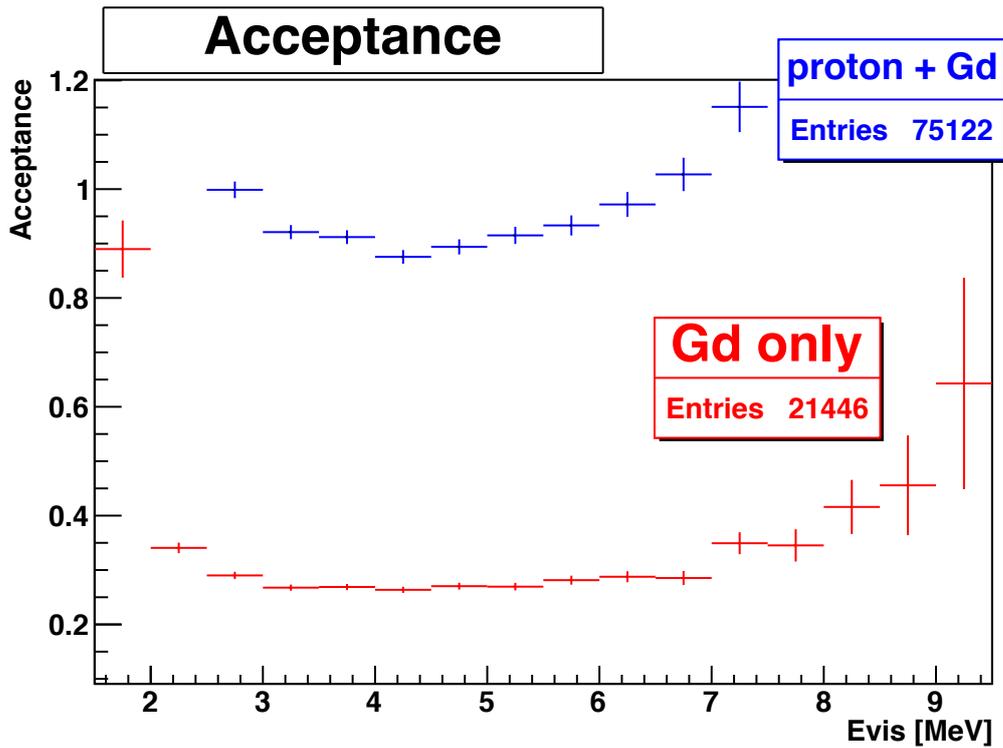


図 5.7: 検出器で観測した結果から Evis を求める事に依る Acceptance。赤線 :Gd 捕獲イベントのみ 青線:Gd+水素捕獲イベント

式 (5.4) はデータに系統誤差を付加した場合である。現在 Double Chooz 実験では全体で 2.5%程度と見積もられている為、今回もその値を使用する。

$\sin^2 2\theta_{13}$ の値を変えてその都度 χ^2 を求めて、最小となった時の $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を Best-Fit 値とする。さらに、Best-Fit の値での χ^2 を 0 とする $\Delta(\chi^2)$ 分布を作成して C.L.(Confidence Level) と Best-Fit の値に Error や上限値をつける。

Fitting 結果

$\sin^2 2\theta_{13} = 0$ とした時の観測データを使って、今回の解析によって求まる真の値に対する上限値を求める。

図 5.3 は前節で説明した方法で求めた $\Delta\chi^2$ 分布で、水平に引かれている青点線が 65% C.L. で、黄点線が 95% C.L. での上限値となる。95% C.L. での結果を表 5.3 にまとめる。

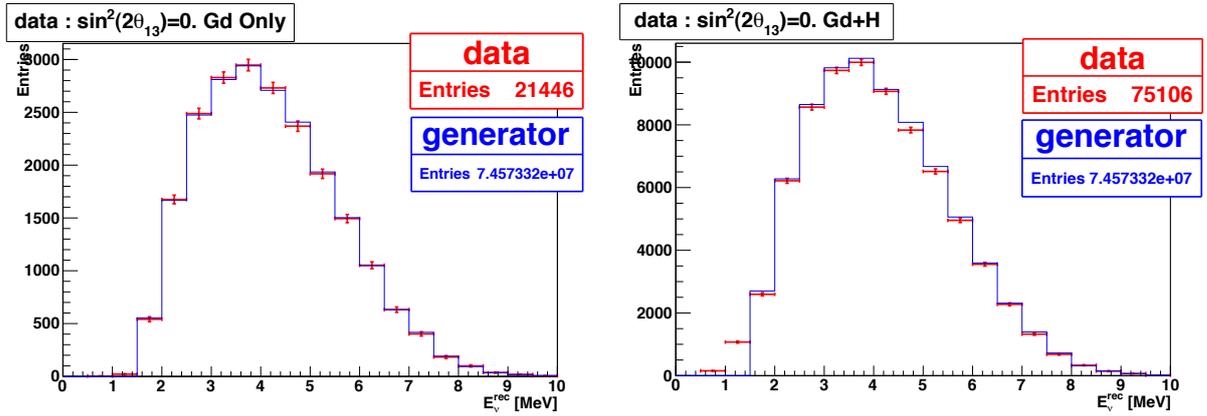


図 5.8: 観測データと理論値 generator で作成したデータの比較

	stat only	stat ± 系統誤差 (2.5%)
Gd 捕獲のみ	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.058$	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.092$
Gd + 水素捕獲	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.034$	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.089$

表 5.1: $\sin^2 2\theta_{13}=0$. の観測データの 95% C.L. での上限値の結果

また、図 5.3 はデータに付加する系統誤差を変えてそれぞれの場合の $\sin^2(2\theta_{13})$ の上限値を求めた結果である。この結果から、統計数が大きくなる程系統誤差の影響が大きくなっていくが、1 年分の統計数の時点で系統誤差を約 3.5% 以下に抑えられた場合、水素捕獲まで入れたイベント s までしようして統計数を増やした方が優位である事が解る。

次に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とニュートリノ振動があった場合の観測データで同じ解析を行ったのが図 5.3 で、95% C.L. での結果を表 5.3 にまとめる。

	stat only	stat ± 系統誤差 (2.5%)
Gd 捕獲のみ	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.096^{+0.08}_{-0.07}$	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.211$
Gd + 水素捕獲	$\sin^2 2\theta_{13} = 0.078^{+0.04}_{-0.04}$	$\sin^2 2\theta_{13} < 0.171$

表 5.2: $\sin^2 2\theta_{13}=0.1$ の観測データの 95% C.L. での結果

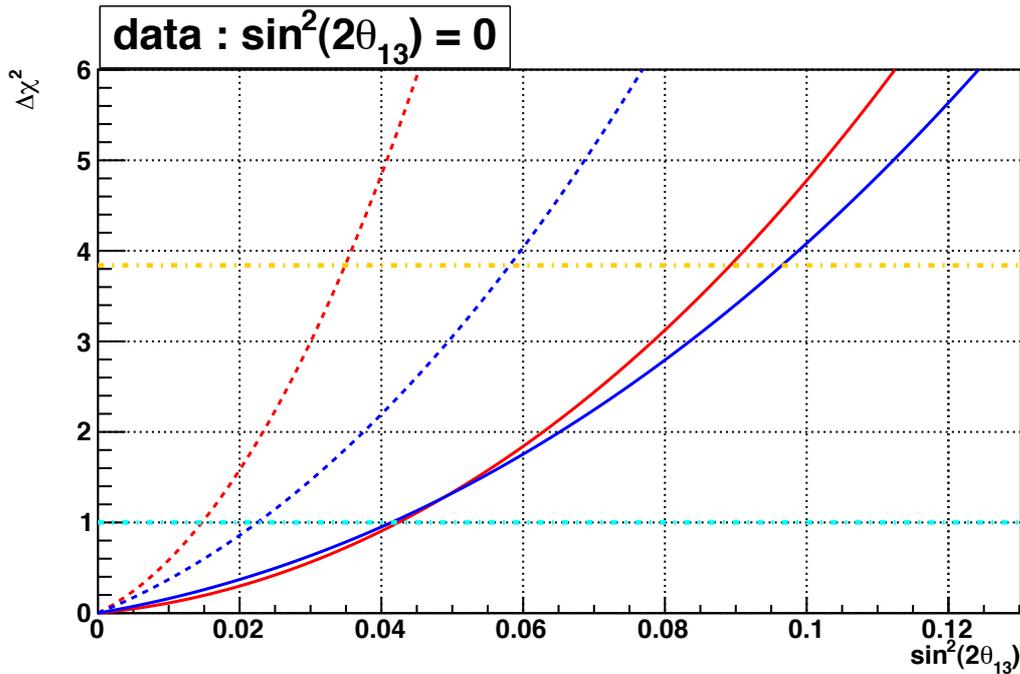


図 5.9: 観測データ: $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ の $\Delta\chi^2$ 分布 Best-Fit は全て $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 。赤線: Gd Only、青線: Gd + 水素。実線: stat + 系統誤差, 点線: stat only データ

2次元解析

前節までは解析する際に Δm_{32}^2 を input した真の値 2.4×10^{-3} としていたが、次は Δm_{32}^2 も値が不明と想定した解析を行った。具体的には理論値 generator の時点で式 5.3 を、式中の Δm_{32}^2 と $\sin^2 2\theta_{13}$ をフリーパラメータとする 2次元関数と考える。図 5.12 は $\sin^2(2\theta_{13})$ を固定して Δm_{32}^2 を変えたときの式 5.3 である。

観測データは前節で使用した物と同じ、 $\Delta m_{32}^2 = 2.4eV^2 \times 10^{-3}$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ 。で 1 年間分のデータである。 Δm_{32}^2 と $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を変えて理論値を作り、それとの χ^2 を求め最小値を Best-Fit として $\Delta\chi^2$ 分布の plot を描いたのが図 5.13 である。図中、色の plot は Confidence Level に換算して示している。解析データを前節と同じ、Gd 捕獲イベントのみ又は Gd+水素捕獲まで含めたイベントを使用し更に 2.5%の系統誤差を付加した合計 4 種類で 2次元解析を行いそれぞれの 95% C.L. での結果を図 5.14 に示す。この結果から、やはり 1 年分のデータを使用した場合系統誤差を考慮しても今回セットした真の $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ が

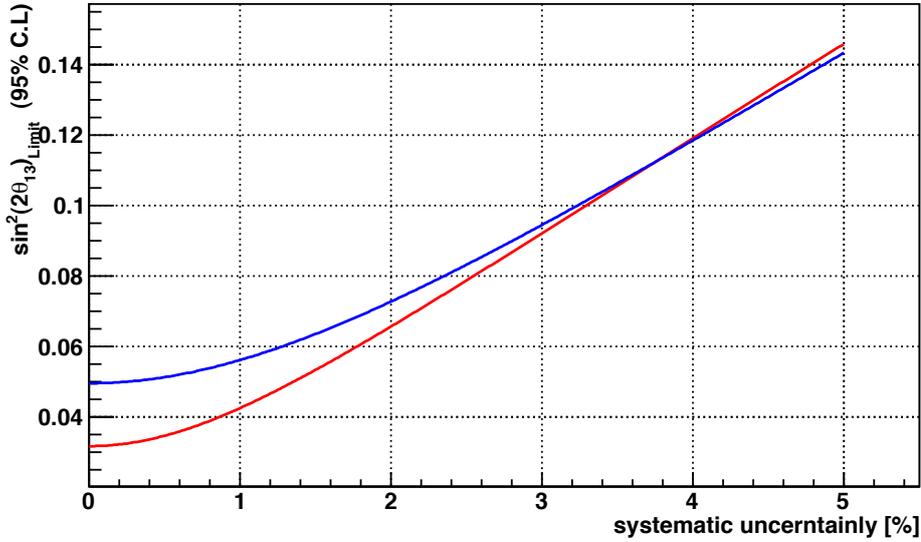


図 5.10: 系統誤差の値を変えていった場合の $\sin^2 2\theta_{13}$ の 95% C.L. での上限値。赤線: Gd only 青線: stat only データ

Gd only	0.83
Gd + 水素	0.079

表 5.3: それぞれの、設定した真の値に対する上限値。系統誤差を考慮に入れても水素捕獲イベントまで使用した方が感度が上がる。

含まれている、領域を狭く検出出来ている事が解った。

Discovery Potential の見積もり

ここまで説明してきた $\sin^2 2\theta_{13}$ 決定の解析手法を 1 年間分の観測データで行った場合の Discovery Potential (解析限界) を求める。前節までは観測データと解析に使用する理論値 generator のニュートリノエネルギー分布のデータは別々にして、現実の実験と状況にする事によってこの解析手法の性能をみた。

しかし、この方法では観測データ, generator のソースとの間の統計的な揺らぎが入ってくる為に、得られる結果が truth の値とずれる事が解っていてもどの程度の広がりを持ってそのずれが分布するかは解らない。

よって、次は理論値 generator のソースに観測データと同じ物を使用し解析結果の

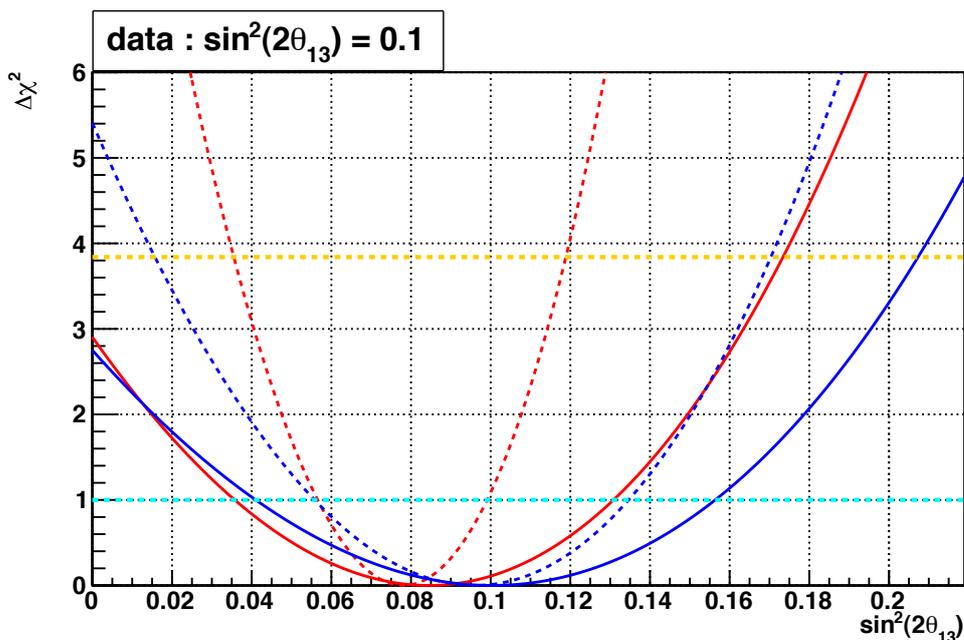


図 5.11: 観測データ: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の $\Delta\chi^2$ 分布 赤線:Gd Only、青線:Gd + 水素。実線:stat + 系統誤差, 点線:stat only データ

Gd only	0.042
Gd + 水素	0.035

表 5.4: 95%C.L. での $\sin^2 2\theta_{13}$ Discovery Potential

truth の値とのずれを完全に 0 にする。

具体的にはニュートリノ振動がない場合の観測データを使用し、それに振動の効果を入れて、任意の $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を持った観測データを作成する。そしてそれと比較する理論値 generator のソースも同にする事により任意に仮定した $\sin^2 2\theta_{13}$ の時が必ず Best-Fit の値となる。図 fig:NoErrorAna はこの方法で前節の解析を行った結果である。更に、この方法の利点は任意の $\sin^2 2\theta_{13}$ の値での観測データが作れ、解析が出来るという事である。(図 5.15) この方法を使って、この章で説明して来た解析手法の Confidence Level 毎の Discovery Potential を求めたのが図 5.16 である。

図 5.16 から求められる 95%C.L. での Discovery Potential を表 5.4 に示す。

Probability Function

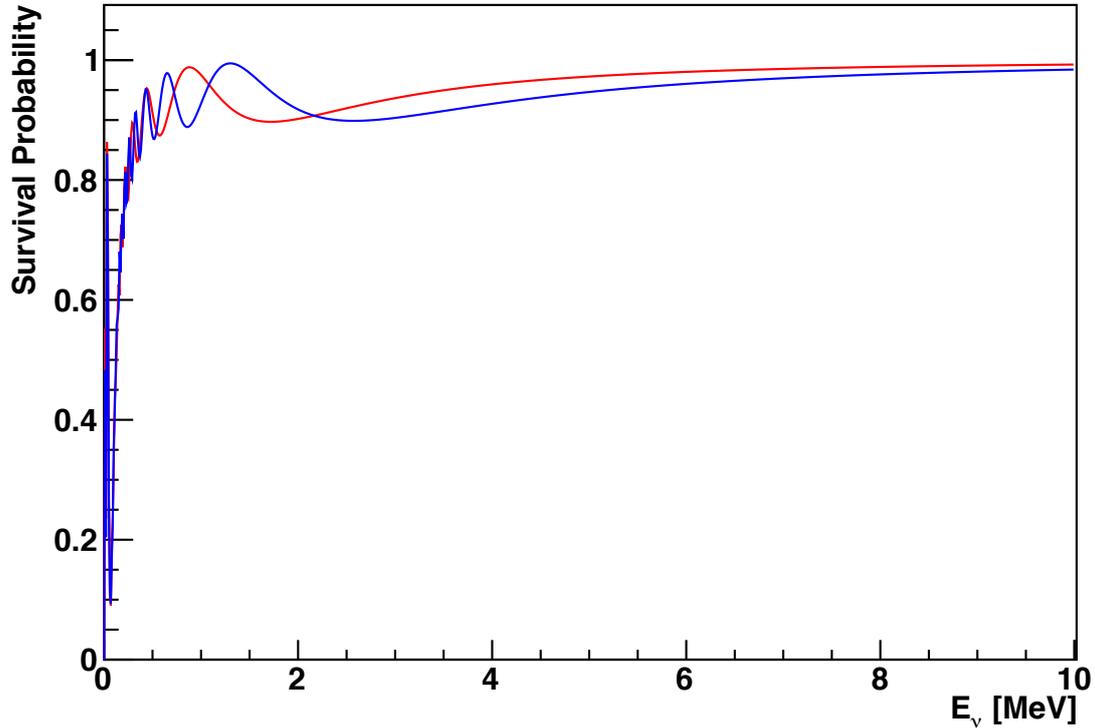


図 5.12: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ で固定して、 Δm_{32}^2 の値を変えた場合。赤線: $\Delta m_{32}^2 = 2.0 \times 10^{-3}$ 、青線: $\Delta m_{32}^2 = 3.0 \times 10^{-3}$

5.4 まとめと今後の課題

Simulation で作成した実際の実験と同じ形式になるデータを使用して、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を決定するまでの解析手法を開発し、更に実験開始から 1 年間分のデータの場合、delayed signal の内、水素に捕獲された物まで含める事で解析の感度を上げられる可能性を示す事が出来た。

今回は系統誤差を予想される値 2.5% で全 Energy bin 同じ値と決めてしまったが、この数字は様々な Background 等に起因する物も含まれるので、それぞれ別途 study をして求める必要が有る。

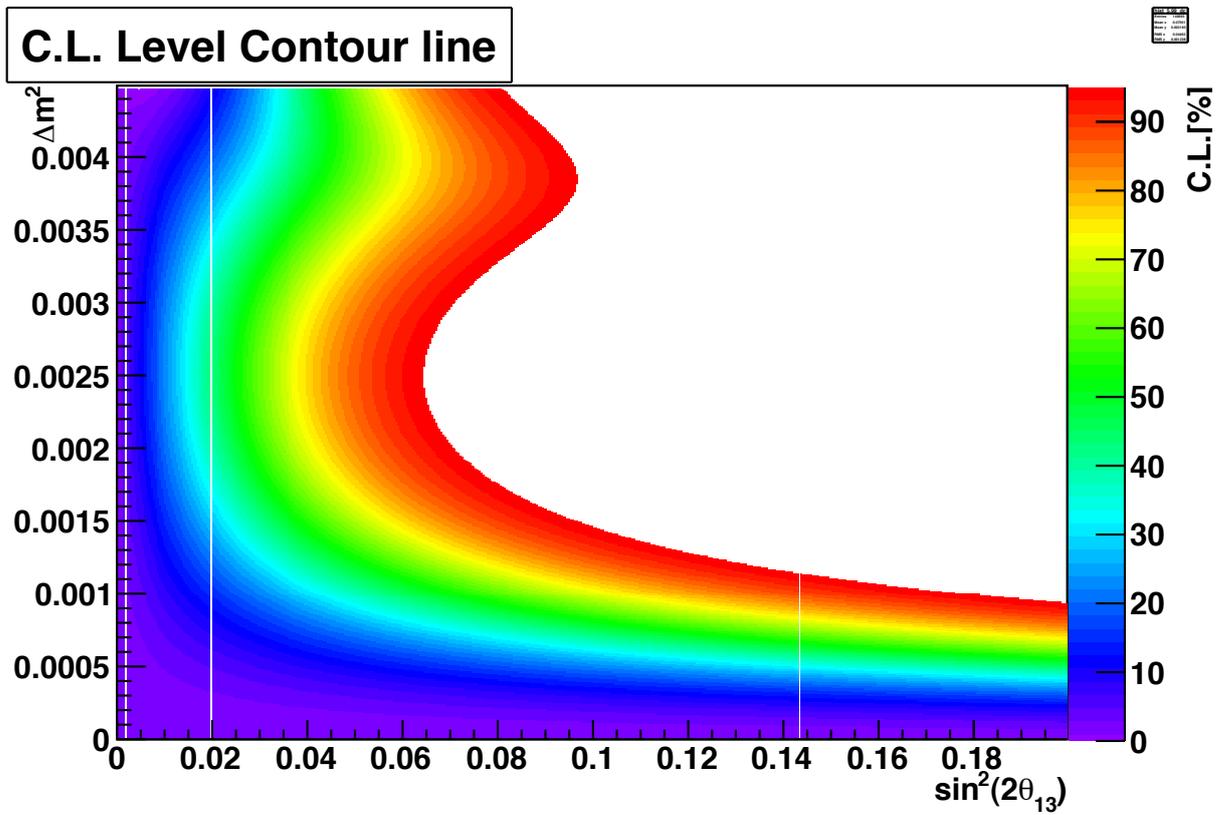


図 5.13: $\sin^2 2\theta_{13}$ 、 Δm_{32}^2 を同時に Fitting した場合の C.L. の排除領域の等高線。最大 (赤線) で 95% C.L. を示している。この図から設定した $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$ がベストフィットに近づけている事が解る。

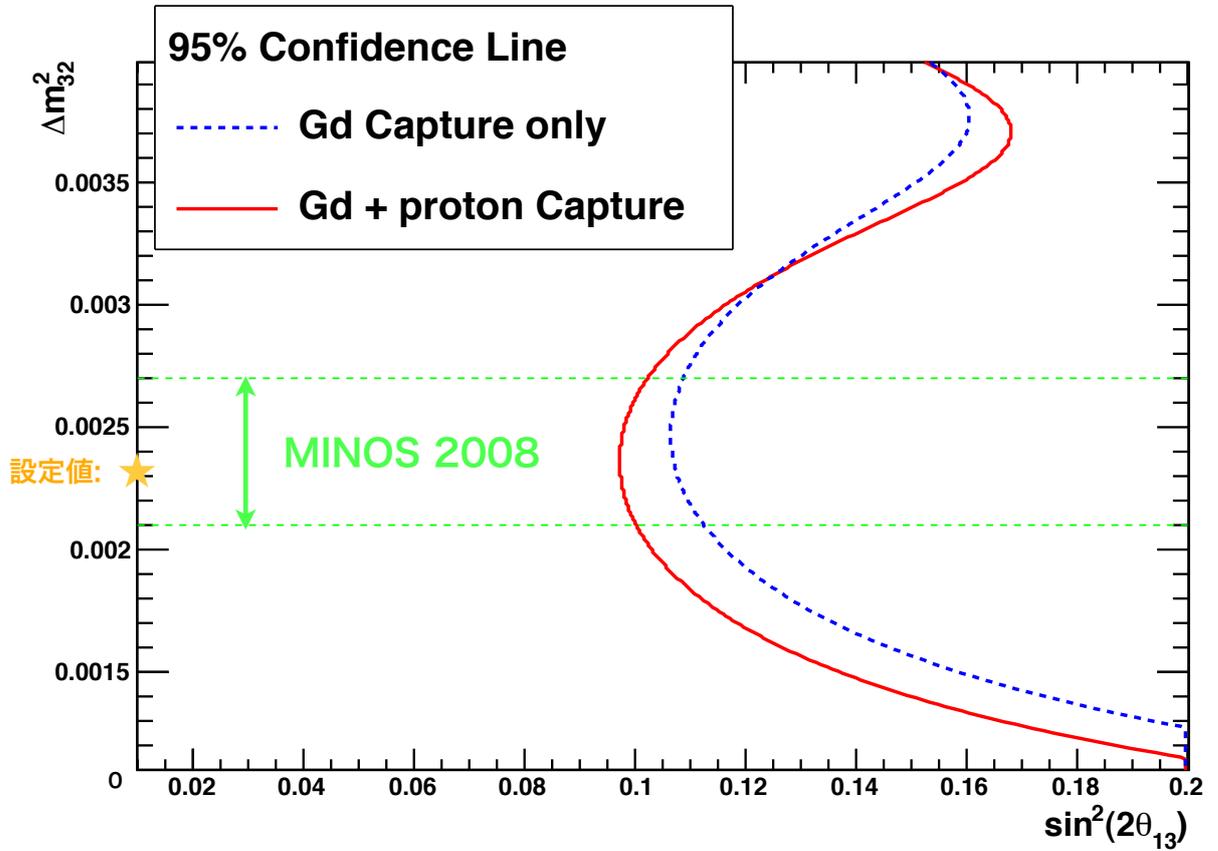


図 5.14: 95% C.L.における設定値に対する二次元解析の許容領域。赤線: Gd+水素
 青線: Gdのみ。星印は今回設定した $\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{23}^2$ の値を示す。緑点線は2008年
 のMINOS実験によって出された Δm_{32}^2 の95% C.L.での領域で、今回はこの領域で
 比較すると、Gd+水素の方が許容領域を少なく出来ている事が解る。

第5章 ニュートリノ Oscillation Analysis

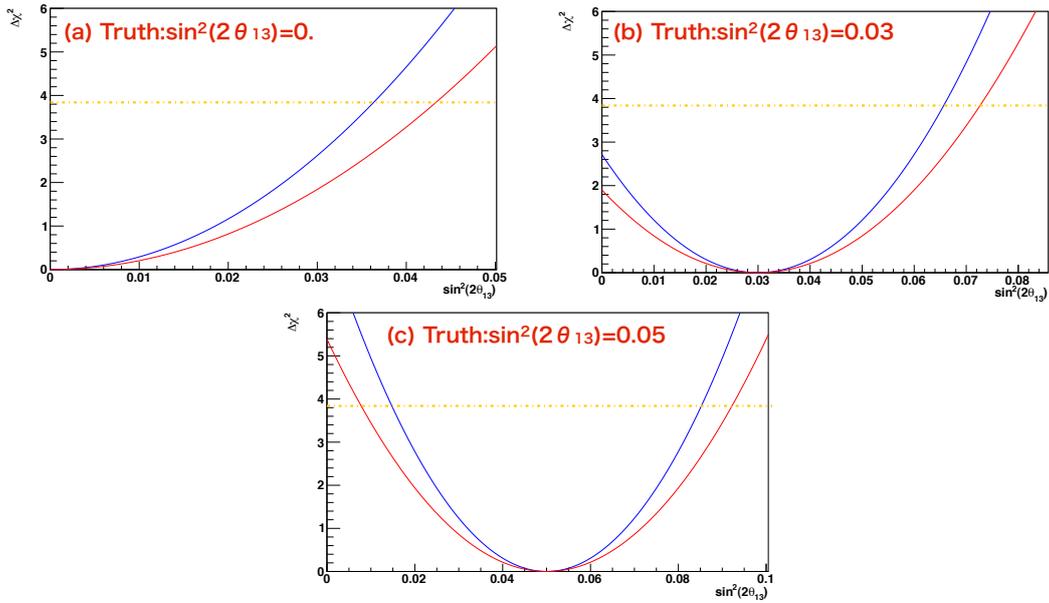


図 5.15: オレンジ線:95%C.L. Line。赤:Gd 捕獲のみ、青:Gd 捕獲+水素捕獲。それぞれ設定した Truth($\sin^2 2\theta_{13}$) を変えて解析を行った。(a): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.$ 、(b): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.03$ 、(c): $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ それぞれ必ず設定した Truth 値が Best Fit となる。

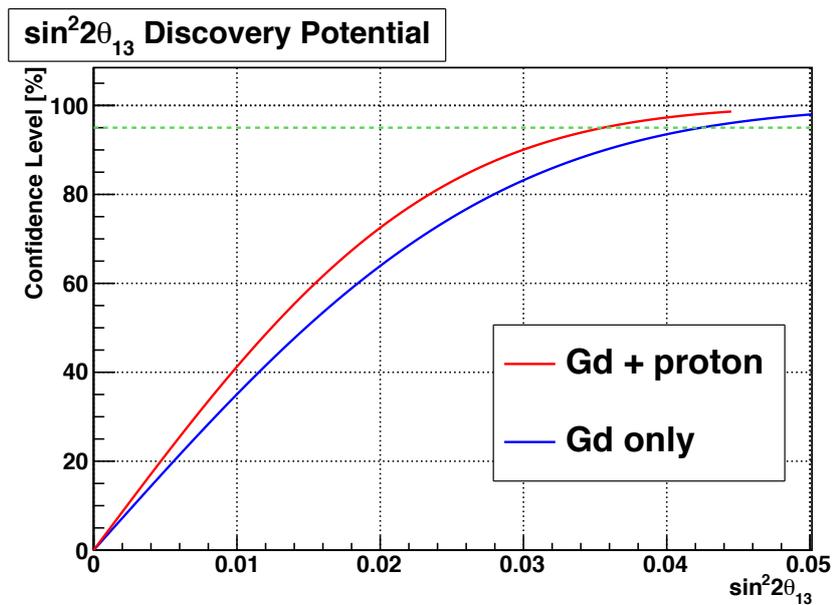


図 5.16: 横軸: $\sin^2 2\theta_{13}$ の Discovery Potential, 縦軸:C.L.(%) 赤線:95%C.L.

第6章 まとめと今後

6.1 まとめ

Double Chooz 実験はニュートリノ振動を記述する MNS 行列に含まれるパラメータの内、残された最後の混合角である θ_{13} の有限値を決定する事を主目的とした原子炉ニュートリノ実験で、現在は原子炉から 1.05km 離れた Far 検出器の建設が最終段階に入っている。そして 2010 年 4 月からデータ取得を開始する予定である。

今回の研究は、検出器 Simulation として層構造を持った液体シンチレータや PMT など Double Chooz 実験検出器を詳細に再現して、粒子を入射し発生した信号(シンチレーション光)を PMT で観測して実際の実験と同じ形式の Charge データ等を作成した。そして、その Charge データを使って入射した粒子のエネルギーの再構成を行い、エネルギー分解能等を求めた。

更に PMT に含まれる含有放射能の核崩壊による物など、いくつかの Background となる要因を Simulation で再現し、それがニュートリノ信号と誤認識してしまう確率やその Event Rate 等を求めた。

次に、先ず任意に $\sin^2 2\theta_{13}$ 等ニュートリノ振動に関するパラメータを設定して、原子炉で発生した $\bar{\nu}_e$ の内、検出器にニュートリノ振動をしながら到達し逆 β 崩壊反応を起こす物のエネルギー毎の分布を作成して、その際に発生する陽電子と中性子のペアを検出器の液体シンチレータ内で発生させるニュートリノイベント Simulation を行った。そして、得られたデータを使用して始めに設定した $\sin^2 2\theta_{13}$ の値と Error を決定する解析手法を開発した。

我々は今回、実験開始から 1 年間分のデータを解析に使用する際の新しい解析方法として、発生するエネルギーが低い為に Background が含まれるなど Systematic Error が増える可能性がある為に使用しない事になっている、逆 β 崩壊反応によって発生した中性子が水素に捕獲されたニュートリノイベントまで解析に使用した場合解析の感度が上がるかどうかを調べた。今回は Systematic Error を観測データに予想される値 2.5% をそれぞれ付加して 2 種類のデータで比較を行った所、Systematic Error を考慮に入れても $\sin^2 2\theta_{13}$ の設定した真の値に対する上限値を下げられる事が解った。

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.211 \text{ (Gd 捕獲のみ)} \rightarrow \sin^2 2\theta_{13} < 0.171 \text{ (Gd 捕獲+水素捕獲)}$$

6.2 今後

今後は今回行った検出器 Simulation やニュートリノイベント Simulation を更に現実近づける必要が有る。

具体的には検出器 Simulation では今回はシンチレーション光が各 PMT の光電面に到達して発生した光電子数をそのまま Charge データとして使用したが実際に得られるのは波形データであり、更に今回は全 PMT は同じ物をコピーして設置したが、Gain や Quantum Efficiency×Collection Efficiency などの PMT 毎の個体差のバラツキ等を入れる必要が有る。

またニュートリノイベント Simulation、解析では、今回は別々に行った様々な Background と同時に Simulation してそうして得られたデータを使用して $\sin^2 2\theta_{13}$ の解析を行って、Background 毎に解析結果に対する Systematic Error を求めるべきである。そうして求めた Systematic Error を使用した場合、今回検証した新しい解析方法と以前の方法との差が小さくなってしまう可能性はある。

謝辞

本修士論文を執筆するにあたり非常に多くの方の御指導、御協力を頂きました。この場を借りて感謝の気持ちを表したいと思います。

浜津良輔客員准教授には、学部4年生の卒業研究の時から Double Chooz 実験シミュレーションの研究を手伝って頂き、その際に様々なプログラミングの技法や研究のアイデアを教えてくださいました。現在の私があるのは浜津さんのおかげです。心より御礼を申し上げます。新潟大学川崎健夫准教授には、他大学であるにも関わらず毎週のミーティングなどを通して研究の方法や方針のアドバイスを頂き、大変お世話になりました。前田順平氏には卒業前の短い期間でしたが、本修士論文の重要な点でのニュートリノ振動解析の手法の開発に関して非常に丁寧なご指導をして頂きました。Zeus 実験など他の実験グループの体験談なども沢山して頂きありがとうございます。卒業した先輩方、春名氏、遠藤氏は私を Double Chooz グループに入れて頂いたり、遠藤氏はドイツでの出張中、様々な面で大変お世話になりました。Double Chooz Japan グループの学生やスタッフの皆様、特に新潟大学の山崎氏、三品氏、佐藤氏、東京工業大学の松原氏には同じシミュレーション、解析グループとして様々な意見やアドバイスを頂きました。また、同じ研究室の黒田氏、石川氏、佐藤氏、そして後輩の棚田氏、五十嵐氏、岩田氏、そして学部生の後輩達には助けていただいた事も多く、感謝いたします。

最後に私の学生生活を支えてくれた親と家族、お世話になった友人の皆さんに心より深く感謝いたします。

参考文献

- [1] Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} , hep-ex/0606025,2006
- [2] 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
- [3] 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.
- [4] G.L. FOGLI NEUTRINO OSCILLATIONS, GLOBAL ANALYSIS AND THETA(13)
- [5] 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>
- [6] MINOS Collaboration Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam
- [7] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I, Physics Rev. D, Vol. 71, 112005, 2005.
- [8] Carmen Palomares(Double Chooz Collaborator),Single events background(@ Collaboration Meeting)
- [9] 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
- [10] 安部創, 原子炉ニュートリノ実験 Double Chooz における検出器シミュレーション, 卒業論文, 神戸大学理学部物理学科, 2009