

修士学位論文

スーパーカミオカンデ検出器における deuterium-tritium neutron generator(DTG) の モンテカルロシミュレーション開発と エネルギースケールの評価

令和3年2月5日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 195s119s

氏名 山本祥太郎

概要

スーパーカミオカンデ検出器の検出器シミュレーションには、GEANT3 ベースの SKDetSim(Super-Kamiokande Detector Simulation) というものが使用されている。現在、プログラムの維持や拡張性、高速化、新しい物理モデルを使用するために、C++ で書かれた最新の Geant4 ベースのモンテカルロシミュレーター SKG4 が開発されている。本研究では SKG4 がスーパーカミオカンデにおける低エネルギー事象解析 (20MeV 以下) に対し使用可能であることを示すために、SKG4 への DTG キャリブレーションシステムの導入を行なった。本研究で開発したエネルギースケールの評価方法の正当性を示すために SKDetSim を使用した電子線形加速器 (Linear Accelerator 以下 LINAC)、DTG(deuterium-tritium neutron generator) とデータのエネルギースケールを比較し、解析の正当性を確認した。SKG4 を使用し DTG キャリブレーションを行い、同様の評価方法を使用したデータと SKG4 のエネルギースケールの評価を行なった。この結果、SKG4 とデータのエネルギースケールの差は 1 %以内であった。さらにエネルギースケールの位置依存性、角度依存性を確認し、データと SKG4 の差は 1 %以内であることがわかった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノの歴史	1
1.1.2	ニュートリノ振動	1
1.2	物質中でのニュートリノ振動 [1]	2
1.3	太陽ニュートリノ	3
1.3.1	太陽ニュートリノ実験 [2]	6
1.4	研究目標、動機	7
1.4.1	研究背景	7
1.4.2	研究目的	8
第 2 章	スーパーカミオカンデ検出器	11
2.1	検出器の概要	12
2.1.1	スーパーカミオカンデ検出器稼働時期	12
2.1.2	内水槽 外水槽	13
2.1.3	20-inch 光電子増倍管 (20-inch PMT)	13
2.1.4	ラドン (^{222}Rn)	15
2.1.5	純水製造装置	16
2.1.6	空気純化装置	17
2.1.7	検出原理	18
第 3 章	スーパーカミオカンデ検出器におけるキャリブレーションシステム	21
3.1	電子線形加速器 (LINAC)	21
3.2	DTG キャリブレーションシステム	22
3.2.1	^{16}N の生成方法	22
3.2.2	実際の実験操作	23
3.3	スーパーカミオカンデ検出器におけるモンテカルロシミュレーター	23
3.3.1	SKG4	24
第 4 章	キャリブレーションデータの解析	27
4.1	イベントの再構成方法	27
4.1.1	バーテックスの再構成	27
4.1.2	方向の再構成	29
4.1.3	エネルギーの再構成	29

4.2	DTG のデータ、MC に対するリダクション	32
4.2.1	1st リダクション	32
4.3	解析結果	35
4.3.1	DTG キャリブレーション (DTG)	35
4.3.2	detsim を使用した DTG による COREPMT 値	40
4.3.3	detsim を使用した LINAC による COREPMT 値	44
4.3.4	SKG4 を使用した DTG による COREPMT 値	47
第 5 章	結論	51
	付録	53
	謝辞	59
	参考文献	61

目次

1.1	太陽内での核融合過程の一つである pp chain	4
1.2	CNO cycle	5
1.3	pp chain、CNO cycle から生成される太陽ニュートリノのフラックスのエネルギースペクトラム	5
1.4	電子ニュートリノの生存確率のエネルギー依存性	9
2.1	スーパーカミオカンデ検出器の全体像	11
2.2	スーパーモジュールの外観図	13
2.3	20-inch PMT 概略図	14
2.4	スーパーカミオカンデに使用されている 20-inch PMT の量子効率の波長依存性	14
2.5	衝撃波防止カバー	15
2.6	ウラン壊変系列	16
2.7	純水製造装置の概略図	17
2.8	空気純化装置の概略図	18
2.9	スーパーカミオカンデにおける検出方法	19
3.1	スーパーカミオカンデ検出器での LINAC とそのビームライン	21
3.2	ステンレス製のハウジングにパルス形成エレクトロニクス、加速器ユニットが内蔵されている DTG の概略図	22
3.3	DTG キャリブレーションのデータ取得サイクル	23
3.4	10MeV 電子から放出されたチェレンコフ光子の波長分布。下：SKG4 と detsim の比率。	24
3.5	チェレンコフ光放射角度の SKDETSIM と SKG4 の比較。	24
3.6	PMT に到達する光子の数を用いた吸収の効果を示した detsim と SKG4 の比較。	25
4.1	$t - t_{\text{tof}} - t_0$ を変数とする尤度関数。30 ns と 100 ns 付近のピークは PMT のアフターパルスによるものである。[3]	28
4.2	スーパーカミオカンデ検出器における座標の定義。	28
4.3	θ_i と ϕ の定義。	30
4.4	光子の入射方向から見たときの PMT の光電面被覆率の補正関数 $S(\theta, \phi)$	31
4.5	N_{eff} と電子のエネルギーの関係	32
4.6	DTG カット前データ (左) とカット後データ (右) の G_v^2 と $DirKS$ の相関。	33
4.7	3m カットを行う前の DTG データ (左) と 3 m カットを行った後の DTG データ (右) のイベントの xy 分布。	33
4.8	z 方向カットを行う前の DTG データ (左) とカットを行った後の DTG データ (右) の z 方向分布。	34
4.9	d_{eff} の定義	35

4.10	キャリブレーションの位置を表す数字の定義	36
4.11	detsim シミュレーションとデータの再構成されたバーテックス分布	36
4.12	detsim シミュレーションとデータの再構成された方向分布	37
4.13	detsim シミュレーションとデータの再構成されたエネルギー分布	37
4.14	detsim での 2017 年各キャリブレーションホールでの再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} の z 依存性	38
4.15	データでの 2017 年各キャリブレーションホールでの再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} の z 依存性	39
4.16	2017 年中心での再構成されたエネルギーの z 依存性	40
4.17	detsim での N_{50} 、 N_{eff} ヒストグラム	41
4.18	COREPMT を変化させた際の detsim での N_{50} 、 N_{eff} のピークの値 (上図) と MC との比 (下図)	42
4.19	2017 年 8 月 ラン 76648 ~ 76726 での SKG4 による COREPMT の値	43
4.20	上段は位置依存性、中、下段は角度依存性	44
4.21	LINAC を用いた detsim とデータの再構成されたエネルギー (上段)、バーテックス (中段)、方向分布 (下段)	45
4.22	LINAC、detsim での N_{50} 、 N_{eff} のピークの値 (紫点)	46
4.23	2017 年 8 月 ラン 76344 ~ 76597 での detsim による COREPMT の値	46
4.24	上段は位置依存性、下段はエネルギー依存性	47
4.25	SKG4 とデータのエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} 分布。	48
4.26	SKG4 での N_{50} 、 N_{eff} ヒストグラム	48
4.27	COREPMT を変化させた際の SKG4 での N_{50} 、 N_{eff} のピークの値 (上図) と MC との比 (下図)	49
4.28	2017 年 8 月 ラン 76648 ~ 76726 での SKG4 による COREPMT の値	49
4.29	上図は位置依存性を表し、中、下段は角度依存性	50

表目次

1.1	振動パラメータの測定結果	2
2.1	フェーズごとのスーパーカミオカンデ検出器のステータス	12
2.2	20-inch PMT の仕様	15
2.3	スーパーカミオカンデ検出器で観測される主な粒子の臨界エネルギー	19
A.1	2017 年 8 月での DTG キャリブレーションの設定	54
A.2	2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定 (1)	55
A.3	2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定 (2)	56
A.4	2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定 (3)	57

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

1.1.1 ニュートリノの歴史

1899年に E.Rutherford によって β 崩壊が発見され、1914年に J.Chadwick は崩壊の電子エネルギースペクトルが連続的であることを発見した。ニュートリノの存在は W.E.Pauli によって β 崩壊のエネルギー保存則を成立させるために提唱された。1956年、F.Reines と C.L.Cowan らは原子炉からニュートリノを検出し、ニュートリノの存在が実験的に確認された [4]。ニュートリノが有限の質量をもつかどうかはニュートリノの存在が確認され以来長く謎であったが、1998年に大気ニュートリノ振動が発見されニュートリノが質量を持つことが実験的に確認された [5]。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の3世代が存在し、また、それらの反粒子である反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$)、反ミューニュートリノ ($\bar{\nu}_\mu$)、反タウニュートリノ ($\bar{\nu}_\tau$) が存在する。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが伝播する場合、あるフレーバーから他のフレーバーに時間を経るにつれて変化する現象である。ニュートリノのフレーバー固有状態は、質量固有状態の重ね合わせとして記述することができる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

$|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) はフレーバーの固有状態を、 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) は質量固有状態である。簡単のために二世代間での混合を考える。この時、ユニタリー行列 U は以下のように書ける。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ニュートリノが伝播すると各質量固有状態はそれぞれ別々の時間発展をする。よってフレーバー固有状態の時間発展は以下のように書ける。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.3)$$

また2世代の混合においてフレーバーの固有状態は以下のように書ける。

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \quad (1.4)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle \quad (1.5)$$

$t = 0$ の時、電子ニュートリノ ν_e であるニュートリノが、時間 t でミューニュートリノ ν_μ に振動する確率は以下のようなのである。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = |\sin \theta \cos \theta (1 - e^{-i(E_1 - E_2)t})|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2}{E} L) \quad (1.6)$$

ここでニュートリノは光速で伝播していると考え、伝播した長さを $L = t$ とし、質量の二乗差 $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ とした。これより電子ニュートリノの生存確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ は以下のようなになる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2}{E} L) \quad (1.7)$$

表 1.1.2 に本論文執筆時点でのニュートリノ振動を表すパラメータを示す。

表 1.1 振動パラメータの測定結果 [6]。順階層とは質量の大きさが $m_1 < m_2 < m_3$ の順番の場合、逆階層とは $m_3 < m_2 < m_1$ の順番の場合を指す。 Δm_{31}^2 と Δm_{23}^2 は正の値をとるのでそれぞれ順階層と逆階層のみで定義。

変数名	順階層		逆階層	
	best-fit と 1σ の誤差	3σ の範囲	best-fit と 1σ の誤差	3σ の範囲
$\Delta m_{21}^2 [\times 10^{-5} \text{ eV}^2]$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	6.82 - 8.04	$7.42^{+0.28}_{-0.28}$	6.82 - 8.04
$\Delta m_{31}^2 [\times 10^{-3} \text{ eV}^2]$	$2.517^{+0.026}_{-0.028}$	2.435 - 2.598	***	
$\Delta m_{23}^2 [\times 10^{-3} \text{ eV}^2]$	***		$2.498^{+0.028}_{-0.028}$	-2.581 - -2.414
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.304^{+0.012}_{-0.012}$	0.269 - 0.343	$0.304^{+0.013}_{-0.012}$	0.269 - 0.343
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.573^{+0.016}_{-0.020}$	0.415 - 0.616	$0.575^{+0.016}_{-0.019}$	0.419 - 0.617
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02219^{+0.00062}_{-0.00063}$	0.02032 - 0.02410	$0.02238^{+0.00063}_{-0.00062}$	0.02052 - 0.02428
$\delta [^\circ]$	195^{+51}_{-25}	120 - 369	282^{+26}_{-30}	193 - 352

1.2 物質中でのニュートリノ振動 [1]

ニュートリノ振動の振る舞いは真空中と物質中で異なり、物質効果と呼ばれる。電子ニュートリノは物質中において荷電カレント相互反応 (Charged-Current interaction : CC) と中性カレント相互反応 (Neutral-Current interaction:NC) に影響を受ける。物質中のミューニュートリノとタウニュートリノは中性カレント相互反応に影響を受ける。物質中では荷電カレント相互作用、中性カレント相互作用による位置エネルギーが存在する。この位置エネルギーを考慮し、2 世代間の電子ニュートリノ、ミューニュートリノの振動を考慮した場合、フレーバー固有状態の時間発展は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$$H = \frac{\Delta m^2}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + \sqrt{2}G_F n_e & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

ここで荷電カレント相互作用による位置エネルギー $V_{CC} = \sqrt{2}G_F n_e$ である。 n_e 、 n_n はそれぞれ物質中の電子数密度、中性子数密度である。このハミルトニアンを対角化すると、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \tilde{\theta} & \sin \tilde{\theta} \\ -\sin \tilde{\theta} & \cos \tilde{\theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_1 \\ \tilde{\nu}_2 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

ここで $\tilde{\nu}$ は物質中のエネルギー固有状態である。 $\tilde{\theta}$ は

$$\cos 2\tilde{\theta} = \frac{-A/\Delta m^2 + \cos 2\theta}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (1.11)$$

$$\sin 2\tilde{\theta} = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (1.12)$$

$$A = 2\sqrt{2}EG_F n_e \quad (1.13)$$

この時、物質中でのニュートリノの有効質量は

$$\tilde{m}_{12}^2 = \frac{A}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{(A - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta} \quad (1.14)$$

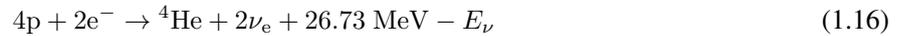
共鳴が起こる条件は

$$n_e = \frac{1}{2\sqrt{2}G_F} \frac{\Delta m^2}{E} \cos 2\theta \quad (1.15)$$

式 1.15 の関係を満たす共鳴状態において、フレーバーが変化することを MSW 効果と呼ぶ。太陽ニュートリノの場合、約 6 MeV 以上のニュートリノには物質効果の影響がよく見え、約 1 MeV 以下のニュートリノは物質効果の影響が顕著ではない。

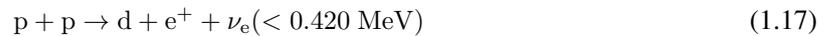
1.3 太陽ニュートリノ

太陽は主に水素で構成されており、核融合反応は様々なプロセスで進行するが、



が主な反応である。ここで、平均ニュートリノエネルギー E_ν は、 $\sim 0.6 \text{ MeV}$ である。実際の太陽の核融合反応は複雑である。ニュートリノのエネルギーは生成過程によって異なるが、 ν_e の主な生成過程は pp chain(図 1.1) である。pp chain の中で最も反応率が高いニュートリノは pp ニュートリノである。

- pp ニュートリノ [7]



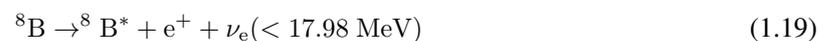
太陽の核融合の 98 %以上がこのプロセスを経ている。pp ニュートリノは 3 体崩壊によって生成されるためにエネルギースペクトルは連続的であり、最大エネルギーは 0.42 MeV である。太陽ニュートリノのスペクトラムを図 1.3 に示す。最もエネルギーが高い太陽ニュートリノは hep ニュートリノであり、最大エネルギーは 18.77 MeV である。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノの最大エネルギーと近いがフラックスが他の物より小さい。

- hep ニュートリノ [8]



${}^8\text{B}$ ニュートリノの最大エネルギーは 17.98 MeV、フラックスは hep ニュートリノの約 1000 倍である。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノは次の過程から生成される。

- ${}^8\text{B}$ ニュートリノ [9]

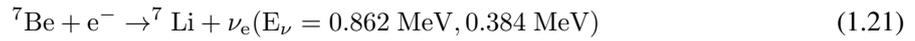


またその他の pp chain におけるニュートリノを伴う反応は

- pep ニュートリノ [7]

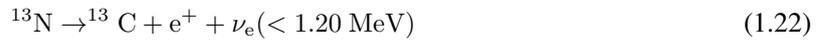


- ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ [10]

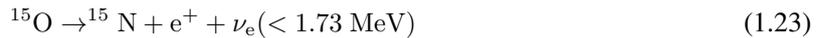


太陽でのニュートリノ生成過程は pp chain だけでなく、CNO cycle という過程も存在し、太陽内で炭素、窒素、酸素の原子核が関わり、水素からヘリウムが生成される核融合反応も存在する (図 1.2)。

- ${}^{13}\text{N}$ ニュートリノ [11]



- ${}^{15}\text{O}$ ニュートリノ [11]



- ${}^{17}\text{F}$ ニュートリノ [11]

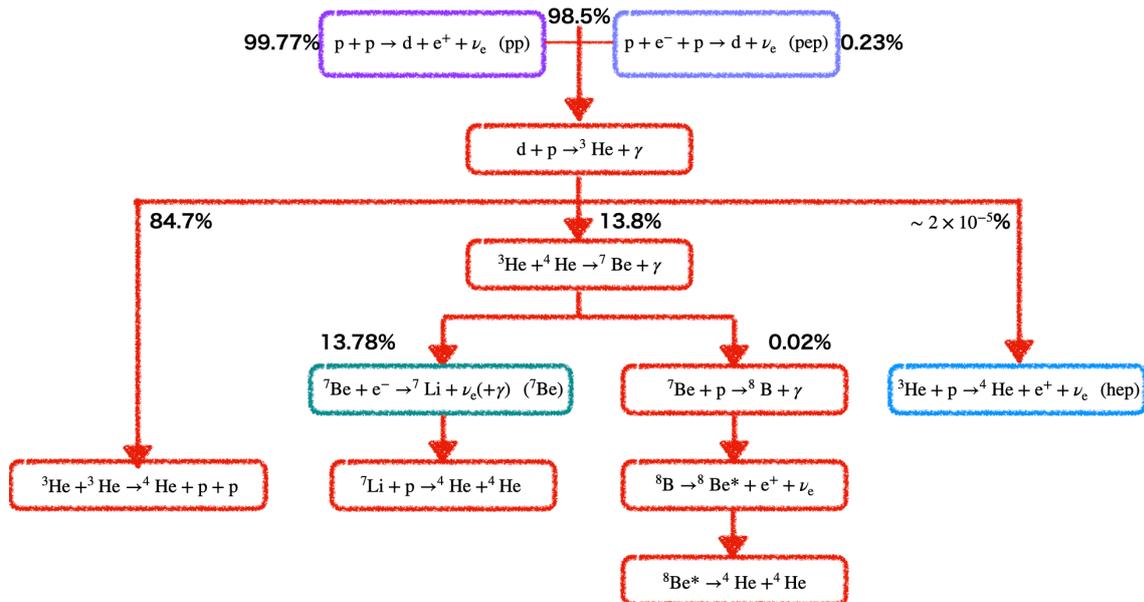
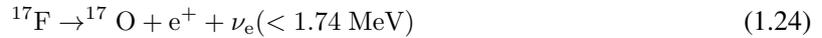


図 1.1 太陽内での核融合過程の一つである pp chain。ニュートリノは、pp、pep、 ${}^7\text{Be}$ 、hep、 ${}^8\text{B}$ の各プロセスで生成される。図中の数値は分岐比、一番上の数値は pp chain に対する分岐比。

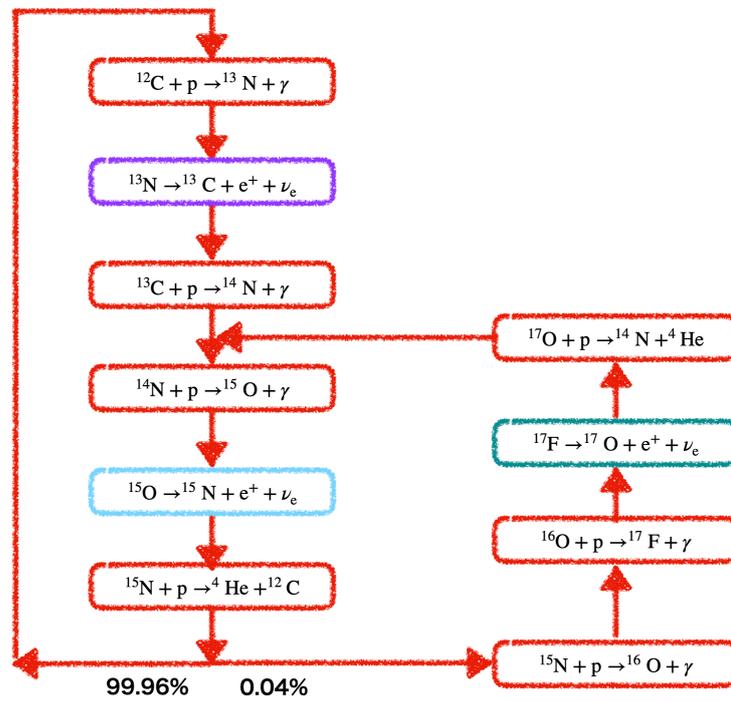


図 1.2 太陽内での核融合過程の一つである CNO cycle。太陽の核融合の 1.5 % は、CNO cycle を介して行われる。ニュートリノは、 ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{17}F の各プロセスで生成される。

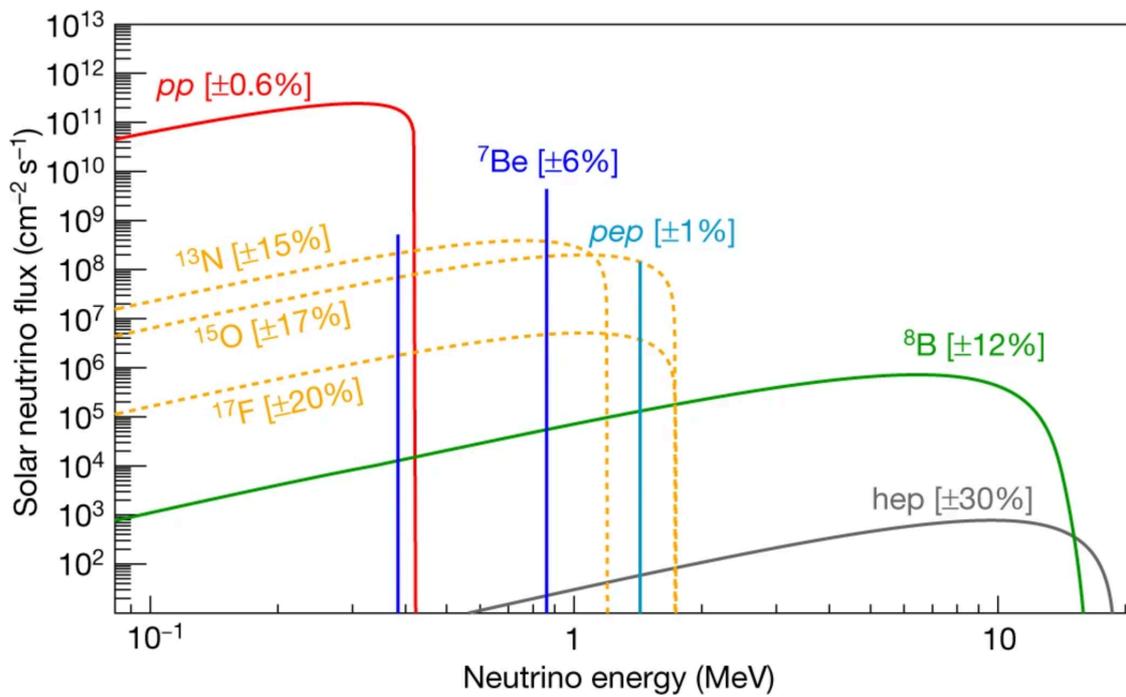


図 1.3 pp chain、CNO cycle から生成される太陽ニュートリノフラックス [12]

1.3.1 太陽ニュートリノ実験 [2]

太陽ニュートリノを観測した実験を挙げる。

The Homestake Experiment [13]

R.Davis はホームステーク鉱山で初めて太陽ニュートリノを観測した。彼はニュートリノターゲットとして ^{37}Cl を使用した。地下 1500 m に 380 m^3 のタンクを作り、それをパークロロエチレン ($\text{Cl}_2\text{C} = \text{CCl}_2$) で満たした。

エネルギーが 0.82 MeV を超える太陽ニュートリノが ^{37}Cl と相互作用すると、次の反応が起こる。



半減期が約 35 日の ^{37}Ar は崩壊し、電子を放出する。

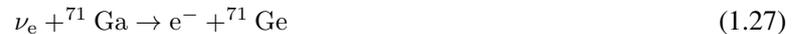


^{37}Ar の崩壊率は、低バックグラウンド比例計数管で測定を行った。

この実験の結果、測定されたニュートリノフラックスが標準太陽モデル (SSM) から計算された期待値の約 30 % であることを示された。

The GNO、GALLEX and SAGE Experiments [14][15]

^{37}Cl を使用した実験の弱点は、反応のエネルギー閾値が pp ニュートリノのエネルギーよりも高いことである。 ^{71}Ga を使用した実験は、pp ニュートリノを検出できるため、太陽ニュートリノフラックスの問題を解決するための非常に有望な方法であった。 ν_e と ^{71}Ga との相互作用は、 ^{37}Cl の反応よりもエネルギー閾値が低い。



^{71}Ge は半減期約 11 日で崩壊する。



^{71}Ga を使用した実験は 3 回おこなわれ、グランサツソ研究所では、GALLEX (GALLium EXperiment) が 30 トンのターゲットを使用し、その後継の GNO (Gallium Neutrino Observatory) が 100 トンを使用した。SAGE (Soviet American Gallium Experiment) は、バクサン地下研究所で 50 トンの Ga ターゲットを使用した。それぞれの実験において、SSM によって予測された太陽ニュートリノフラックスの約 50 % を観測した。

The Super-Kamiokande Experiment

スーパーカミオカンデでは、太陽ニュートリノによって水分子中の電子が弾性散乱されることによって検出される。



50 キロトンの純水で満たされたスーパーカミオカンデ検出器は、散乱電子によって生成されたチェレンコフ光を検出することにより、太陽ニュートリノをリアルタイムで測定できる。詳細は二章以降に示す。

The SNO Experiment [16]

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) 実験はカナダの Sudbury にある Vale Inco が所有する Creighton 鉱山の地下 2070 m で行われていた実験である。太陽ニュートリノの中性カレント相互作用を測定するためのニュートリノ

ターゲットとして 1000 トンの重水 (D₂O) を使用している。重水は直径 12 m のアクリル球に含まれている。チェレンコフ光は、9456 個の 8-inch PMT によって検出される。ニュートリノとデューテロンとの相互作用を示す。



反応のエネルギー閾値は 2.2 MeV であり、⁸B の太陽ニュートリノを検出できる。中性子は、重水素または酸素原子核による散乱によって熱化され、重陽子によって捕獲され、トリチウムを形成し 6.25 MeV の γ を放出する。



6.25 MeV の γ 線イベントを測定することにより、フレーバーに関係なく全ニュートリノフラックスを測定することができる。電子ニュートリノにおいては、荷電カレント反応を通じデューテロンと相互作用する。



電子からのチェレンコフ光によって識別できる。これらの反応を通じ、SNO 検出器は ⁸B 太陽ニュートリノを観測している。この実験により、中性カレント相互作用で測定されたニュートリノフラックスが標準太陽モデルの予測と一致していることを示した。電子ニュートリノの生存確率は、約 30 % であると測定された。

The Borexino Experiment [17]

Borexino 検出器はイタリアのグランサッソ研究所の地下 1400 m にある、液体シンチレータを用いてニュートリノを検出する実験である。エネルギー分解能はチェレンコフ検出器よりも優れており、水チェレンコフ検出器より低いエネルギー領域のニュートリノを検出できる。一方、シンチレーション光は等方的に放射されるので、ニュートリノの方向性情報は失われる。Borexino 検出器の中心には 300 トンの低バックグラウンド液体シンチレータで満たされた直径 8.5 m のナイロンバルーンが存在する。バルーンの外側はナイロン容器があり、その外側には非シンチレーション緩衝油で満たされた直径 13.7 m の球形のステンレスタンクがある。ステンレスタンクは水タンクの中にある。ステンレスタンクの内壁に取り付けられたウィンストンコーンを備えた 2200 個の 8-inch PMT によってシンチレーションライトを検出する。Borexino 検出器はニュートリノと電子弾性散乱を使用し、⁷Be、pp、pep の太陽ニュートリノのフラックスを精度よく観測できる。電子ニュートリノの生存確率は、約 50 % であると測定された。

The KamLAND Experiment [18]

カムランド実験では 1000 トンの液体シンチレータを使用し、主に数百キロメートル離れた原子炉から来る原子炉ニュートリノを検出している。太陽ニュートリノ観測では ⁸B ニュートリノや ⁷Be ニュートリノを観測している。カムランド検出器はカミオカンデ検出器があった洞窟に存在する。カムランド検出器の中心には 1000 トンの低バックグラウンド液体シンチレータで満たされた直径 13 m の透明なプラスチックバルーンが存在する。バルーンは 2000 トンの非シンチレーション緩衝油に浮かんでいる。PMT は直径 18 m 球形のステンレスタンクの内壁に取り付けられている。ステンレスのタンクは 3000 トンの純水に浮いている。緩衝油中の直径 17 または 20-inch PMT がシンチレーション光を検出することで太陽ニュートリノを観測する。

1.4 研究目標、動機

1.4.1 研究背景

スーパーカミオカンデ実験の研究対象の一つに太陽ニュートリノを用いた電子ニュートリノの生存確率の MSW アップターンがある。電子ニュートリノの生存確率はエネルギーに依存しており、約 1 MeV 以下のエネルギー領域

では真空中での振動が支配的であり生存確率は約 60 %程度であり、一方でスーパーカミオカンデ検出器によって観測されるエネルギー領域での生存確率は約 30 %程度である。このような振る舞いをアップターンと呼ぶ(図 1.4)。約 1 MeV 未満の真空中での振動が支配するエネルギー領域、約 5 MeV 以上の物質効果が支配するエネルギー領域では太陽ニュートリノの観測が行われてきたが、この間のエネルギー領域では正確な測定が存在しない問題がある。

スーパーカミオカンデ実験では太陽ニュートリノを用いたニュートリノ振動パラメーターの解析が行われている。 Δm_{21}^2 の best-fit の数値は太陽ニュートリノ実験 +KamLAND($4.82_{-0.60}^{+1.22}$) と SK+SNO($7.49_{-0.17}^{+0.19}$) は差が存在する問題が存在する(図 1.4)[19]。

1.4.2 研究目的

この問題を解決するために、系統誤差の低減は重要である。なぜなら太陽ニュートリノスペクトラムを解析することで電子ニュートリノの生存確率、そしてニュートリノ振動のパラメーターを得ることができ、太陽ニュートリノスペクトラムの特徴は反跳電子のスペクトラムを解析することによって得られるからである。系統誤差を低減するには、キャリブレーションデータを使用し、検出器シミュレーションが実際の検出器の振る舞いを再現するように調整をしなければならない。特に Δm_{21}^2 の精密な解析のため、エネルギースケールのシミュレーションとデータの差は小さくなくてはならない。本論文では 1 %以内に抑えるという目標を立てた。また使用されるキャリブレーションにはいくつか存在するが、本論文では LINAC(章 3.1)、DTG(章 3.2)を使用する。LINAC は一つの電子を検出器下方向に垂直に打ち込むことができ、発射した電子のエネルギー、方向、入射位置を精密に知ることができるので、エネルギースケールや角度分解能、バーテックス分解能などの研究に用いられる。DTG は LINAC のエネルギースケールのクロスチェックを行うために製作された。DTG は LINAC よりも多くの位置でキャリブレーションができ、中性子を発生させることでガンマ線と電子を等方的に生成することができる特徴からエネルギースケールの位置依存性、角度依存性を確認するために用いられる。太陽ニュートリノは 4π 方向から到来し、地球の物質効果の影響から昼夜で太陽ニュートリノのイベント数に変動するので、検出器全体でのエネルギースケールの位置依存性、角度依存性を確認することは重要である。本論文ではキャリブレーションのデータを使用し、SKG4 が太陽ニュートリノ解析に使用可能かを調査するため、SKG4 への DTG の導入及びシミュレーション (LINAC、DTG) の調整を行い、シミュレーションとデータのエネルギースケールの評価を行った。

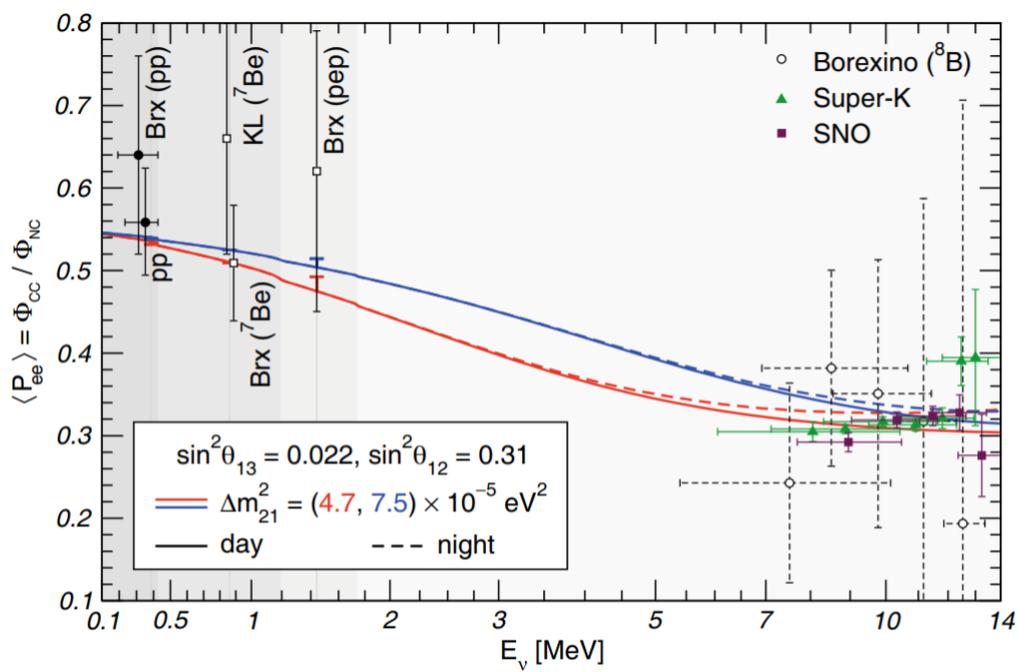


図 1.4 電子ニュートリノの生存確率のエネルギー依存性 [20]

第2章

スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある池ノ山地下約 1 km にある神岡鉱山内に建設された総体積 5 万トンの大型水チェレンコフ検出器である。検出器は大きく二つのものから構成されており、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形ステンレス製水タンクと壁に設置された合計 13014 本の光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube : 以後 PMT) から構成されている。スーパーカミオカンデ検出器を地下に建設する事によって、実験の背景事象になり得る宇宙線ミュオンを 10 万分の 1 に低減させることができる。図 2.1 にスーパーカミオカンデ検出器の全体像を示す。

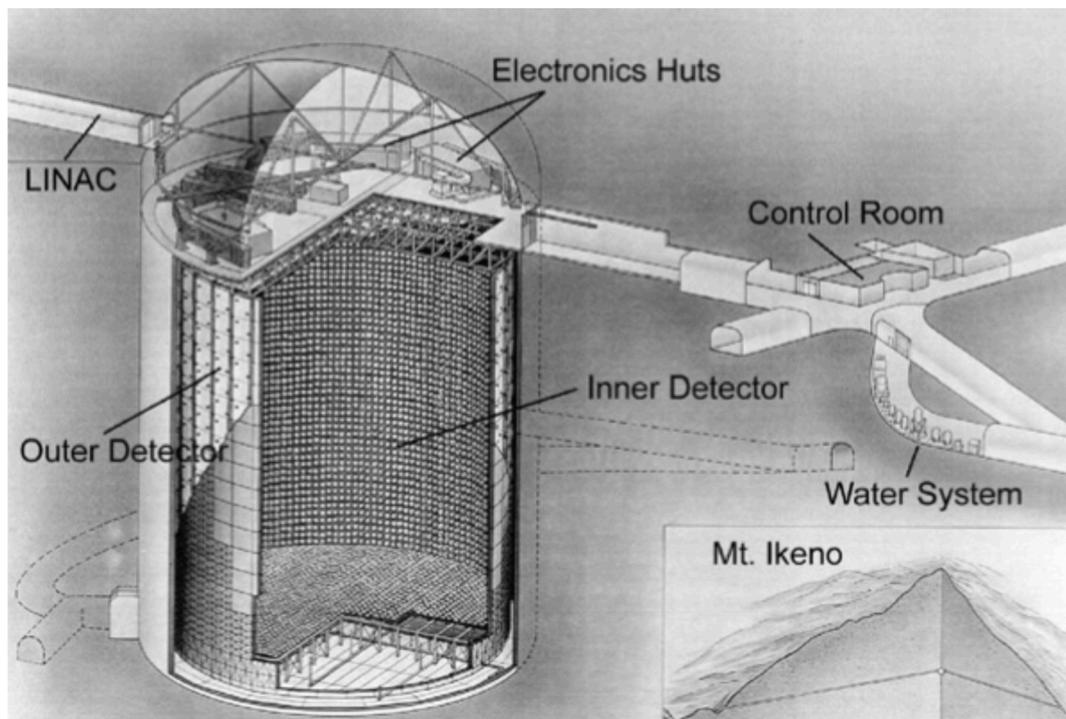


図 2.1 スーパーカミオカンデ検出器の全体像 [21]

2.1 検出器の概要

2.1.1 スーパーカミオカンデ検出器稼働時期

スーパーカミオカンデ検出器が稼働して以来、稼働時期をフェーズとして区切っている。それぞれのフェーズでのスーパーカミオカンデ検出器のステータスを表 2.1 に示す。

表 2.1 フェーズごとのスーパーカミオカンデ検出器のステータス

フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V	SK-VI
データ取得開始	1996 年 4 月	2002 年 10 月	2006 年 7 月	2008 年 9 月	2019 年 1 月	2020 年 8 月
データ取得終了	2001 年 7 月	2005 年 10 月	2008 年 8 月	2018 年 5 月	2020 年 7 月	
内水槽 20-inch PMT の本数	11146	5182	11129	11129	11129	11129
外水槽 8-inch PMT の本数	1885	1885	1885	1885	1885	1885
被覆率	40%	19%	40%	40%	40%	40%
衝撃波防止ケースの有無	無し	有り	有り	有り	有り	有り
エレクトロニクス	ATM	ATM	ATM	QBEE	QBEE	QBEE
解析閾値 (total energy)	5 MeV	7 MeV	4.5 MeV	4.0 MeV	4.0 MeV	4.0 MeV

検出器フェーズ

スーパーカミオカンデ実験は、SK-VI と呼ばれる 6 番目の運用フェーズを開始した。スーパーカミオカンデのこれまでの運用フェーズの概要を以下に示す。

- SK-I
20-inch PMT が内水槽に 11,146 本設置され、被覆率は 40 %である。このフェーズ中、PMT の破壊事故があり内水槽の PMT が 6777 本、外水槽の PMT が 1100 本失われた。
- SK-II
SK-I での事故後、検出器は再建築され各 PMT の衝撃保護シールドが設置された。被覆率は 19 %である。
- SK-III
SK-I で失われた PMT を交換し、内水槽の PMT が 11,129 本に復元され、被覆率は 40 %になった。
- SK-IV
エレクトロニクスが一新された。特に QBEE と呼ばれる DAQ はすべての PMT ヒットを記録し、ソフトウェアトリガーを用いる様になった。
- SK-V
2018 年に SK-Gd 実験に備えた補修作業が行われた。タンク内の清掃、止水作業、一部 PMT の交換などが行われた。このフェーズまでは検出器は純水で運用されている。
- SK-VI

2020年7月14日から8月17日までの35日間でスーパーカミオカンデに13トンの硫酸ガドリニウム八水和物を導入し、このフェーズが2020年8月から開始され現在稼働中である。

2.1.2 内水槽 外水槽

スーパーカミオカンデ検出器は内水槽 (Inner Detector 以下 ID) と外水槽 (Outer Detector 以下 OD) の二つの領域に別れている。ブラックシートは内水槽側が光の反射を抑えるために黒色になっている。外水槽側ではタイベックシートが貼られており、光を反射させるために白色になっている。SK-III以降、内水槽には内側向きに11129本の20-inch PMTが取り付けられており、このPMTは内水槽の壁面の表面積の40%を占めている。外水槽は2mの厚みで内水槽を囲んでおり、8-inch PMTが外側に向けて1885本取り付けられている。それぞれのPMT、ブラックシートなどはスーパーモジュール (図2.2) という構造体に取り付けられている。内水槽と外水槽は構造的にはスーパーモジュール、光学的にはブラックシートで仕切られている。図2.2にスーパーモジュールを示す。

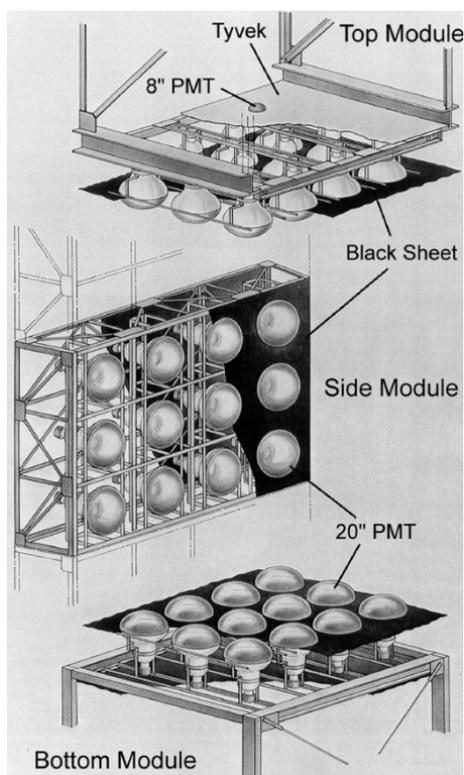


図 2.2 スーパーモジュールの外観図 [21]

2.1.3 20-inch 光電子増倍管 (20-inch PMT)

スーパーカミオカンデ検出器の内水槽に使用されているPMTは浜松フォトニクス製R3600という20-inch PMTを使用している。図2.3に概略図を、表2.2に主な性能を示す。このPMTの有感波長領域は280 nm ~ 660 nmである。図2.4に示す通り、量子効率には波長依存性があり、390 nmの波長の光に対し最大22%の量子効率を持つ。PMTは内部での放電を防ぎ、光電子のダイオードへの収集効率をあげるために内部は真空状態になっている。SK-I期間中である平成13年11月12日午前11時、PMTが大量に破壊される事故があった [22]。PMTが水圧

に耐えきれず破壊され発生した衝撃波により、11146 本 (SK-I での 20-inch PMT の本数) のうち約 60 % にあたる 6665 本が連鎖的に数秒間で破壊された。この連鎖的な破壊を防ぐために、SK-II 以降から PMT には FRP (Fiber Reinforced Plastics) でできた衝撃波防止カバーが設置されている。このケースは PMT 光電面には透明度の高いアクリル、その他の部分には耐久性に優れた FRP が使用されている。図 2.5 に衝撃波防止カバーを示す。

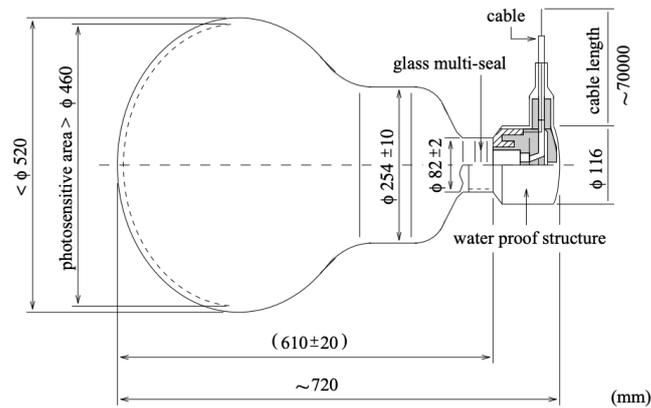


図 2.3 20-inch PMT 概略図 [21]

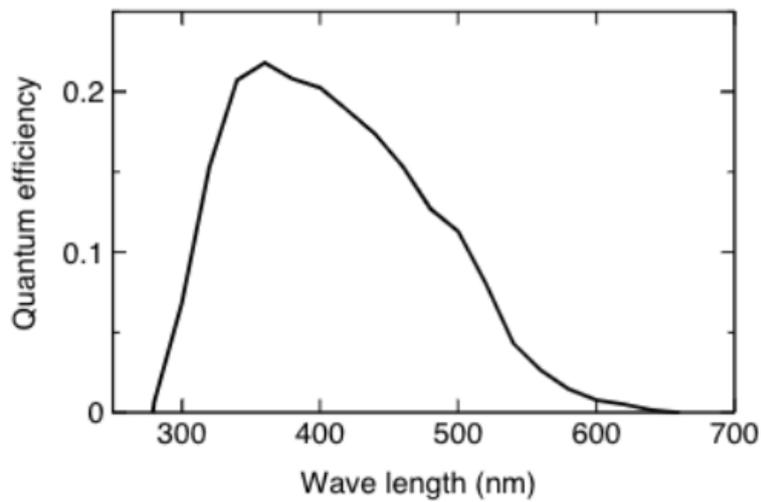


図 2.4 スーパーカミオカンデに使用されている 20-inch PMT の量子効率の波長依存性 [21]



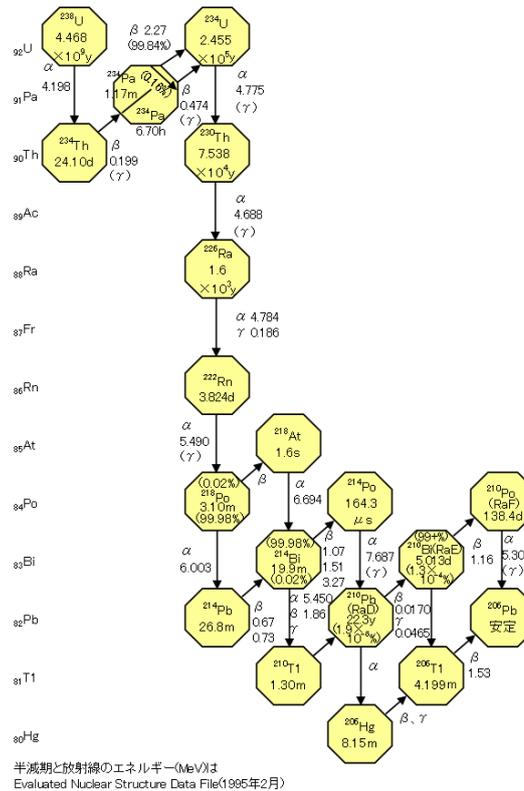
図 2.5 衝撃波防止カバー

表 2.2 20-inch PMT の仕様

型名	R3600
光電面	20-inch
光電面の素材	バイアルカリ (Sb-K-Cs)
ダイノードタイプ	11 段ベネチアンブラインドタイプ
量子効率	22 % (390 nm 時)
収集効率	70 %
電子走行時間の広がり	2.2 ns

2.1.4 ラドン (^{222}Rn)

スーパーカミオカンデ実験の様な稀事象探索実験では宇宙線由来の背景事象を抑えるため、地下に検出器を設置し実験を行なっている。地下環境では周囲が岩盤であり、岩盤から放出される放射性元素が崩壊した際に生じる放射線が背景事象となりえる。岩盤中に含まれるラジウム (^{226}Ra) は崩壊し、ラドン (^{222}Rn) という貴ガス性放射性元素を放出する。特にスーパーカミオカンデ検出器のある鉱山内では、岩盤から ^{222}Rn が放出されることで、鉱山内の ^{222}Rn 濃度は屋外の最大 100 倍にもなる。 ^{222}Rn の子孫核種は keV、MeV オーダーの放射線を放出する。太陽ニュートリノ測定のような低エネルギー領域では ^{222}Rn 子孫核種の崩壊による電子は背景事象になり得るので ^{222}Rn は極力除去され、純水に溶けないように工夫がされている。図 2.6 にウラン壊変系列を示す。

図2 ウラン(^{238}U)壊変系列

[出典] 日本アイントープ協会(編):アイントープ手帳、丸善(2002年7月)、p.13

図 2.6 ウラン壊変系列 [23]

2.1.5 純水製造装置

スーパーカミオカンデ検出器で使用している純水は、鉱山内の地下水から精製されている。スーパーカミオカンデ検出器に使用するには地下水は不純物が多い。光の透過率の悪化につながる不純物やニュートリノ観測の背景事象になる放射性物質を取り除く必要がある。スーパーカミオカンデ検出器では図 2.7 に示すような、純水製造装置を使用し不純物を取り除いている (SK-IV 時点)。

- 1 μm フィルター (1 μm Water Filter)
1 μm 以上の大きさの塵を取り除く。
- 熱交換機 (Heat Exchanger)
高電圧を印加されている PMT はそれ自身が発熱し温度が上がるとダークノイズの増加を引き起こす。また PMT や循環ポンプらの熱源により純水が加熱され、水槽内での対流やバクテリアの繁殖などを引き起こす。これを防ぐため送水の水温は約 13°C となるように設定されている [24]。
- イオン交換樹脂 (Ion Exchanger)
水中に溶け込んでいる金属イオンを除去する。特に Fe^{2+} 、 Ni^{2+} 、 Co^{2+} などが除去される。
- 紫外線照射装置 (UV sterilizer)

紫外線を照射することで、水中で繁殖しているバクテリアを死滅させる。

- 無ラドン空気溶解システム (Rn less air dissolving system)
真空脱気過程におけるラドンガスの除去効率を向上させるために、ラドンを取り除いた空気を純水に溶解させる。
- 逆浸透膜 (Reverse Osmosis Filter)
浸透圧を用いた濾過を行い、分子量が 100 程度の有機化合物を除去する。
- 真空脱気装置 (Vacuum Degasifier system)
水中に溶けている気体を除去する。
- カートリッジ式イオン交換樹脂 (Cartridge Ion Exchanger)
イオン交換樹脂を用いて純水中に溶け込んだイオンを選択的に除去する。除去率は 99 % になる。
- ウルトラフィルター (Ultra Filter)
10 nm 以上の大きさの微小な塵を除去する。
- 膜脱気 (Membrane Degasifier)
水中に溶けたラドンや酸素を膜脱気により取り除く。

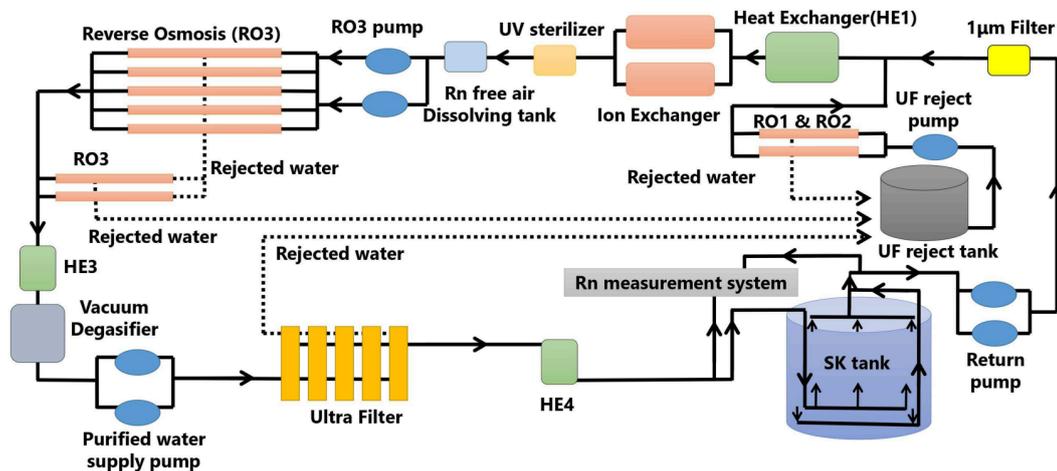


図 2.7 純水製造装置の概略図 [24]

2.1.6 空気純化装置

鉱山内の空気はラドン濃度が高く、純水に混ざると太陽ニュートリノ測定の背景事象になる。スーパーカミオカンデ検出器では、坑外の空気を純化し装置に流している。例えば純化された空気はスーパーカミオカンデ検出器の上部に送られており、タンクの空気圧を外気よりも高くすることでタンク内の純水にラドンが溶け込むのを防いで

いる。図 2.8 に空気純化装置の概略図を示す (SK-IV 時点)。

- 圧縮機 (Compressor)
空気を 7 ~ 8.5 気圧に圧縮する。
- 空気フィルター (Air Filter)
空気中のほこりを取り除く。
- 除湿、除 CO₂ 装置
空気中に含まれる水分、CO₂ を取り除く。
- 活性炭カラム
活性炭に空気を通過させ空気中に含まれるラドンを活性炭の表面に吸着させ除去する。
- 冷却活性炭カラム
空気中のラドンを冷却した活性炭にラドンを吸着させラドン濃度を下げる。COOLED CHARCOAL(冷却活性炭) は活性炭を -60 °C に冷却しラドンを取り除く。

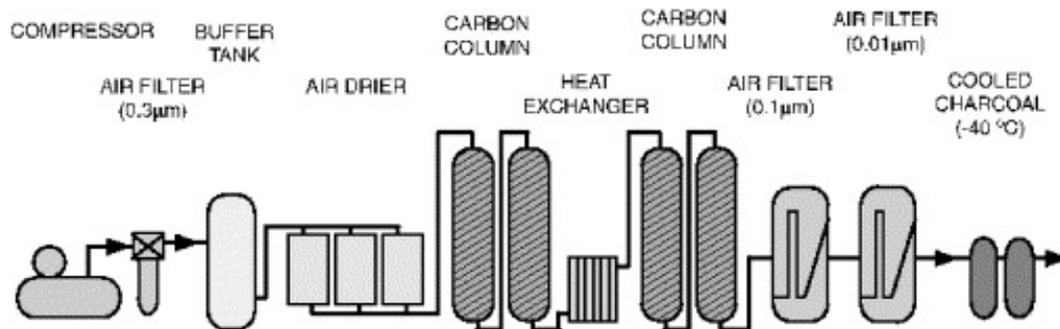


図 2.8 空気純化装置の概略図 [21]

2.1.7 検出原理

媒質中で光速よりも速く移動する荷電粒子からはチェレンコフ光が放射される。スーパーカミオカンデ検出器ではチェレンコフ光を観測することで粒子の情報 (粒子の進行方向、イベントの発生点、イベントの発生時間) を得ている。粒子の進行方向とチェレンコフ光が放射される方向のなす角を θ とすると、

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

と書ける。ただしここでの β は真空での光速度を 1 とした時の粒子の速度、 n は媒質の屈折率である。媒質中で粒子が光速よりも速く移動している場合を考えているので、 $\beta > 1/n$ となる。チェレンコフ光を放射するエネルギー下限値を臨界エネルギー E_{thr} といい

$$E_{\text{thr}} = \frac{nm}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2)$$

とかける。ここで m は粒子の静止質量。特に媒質が水である時は、

$$E_{\text{thr}} \approx 1.50 m \quad (2.3)$$

となる。スーパーカミオカンデ検出器で観測される主な粒子の臨界エネルギーを表 2.3 に示す。

表 2.3 スーパーカミオカンデ検出器で観測される主な粒子の臨界エネルギー

粒子	静止質量 (MeV)	臨界エネルギー (MeV)
e	0.511	0.767
μ^\pm	105.7	158.5
π^\pm	139.7	209.4

チェレンコフ光の強度は、

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (2.4)$$

ここで dN は微小区間 dx を進行する間に放射される光子の数、 λ は光の波長、 α は微細構造定数、 Z は素電荷を 1 とした粒子の荷電量である。

PMT が検出感度を持つ 300 nm ~ 600 nm での波長領域においての粒子 $Z=1$ が 1 cm 進んだ時の光子数 N は

$$N = \int_0^{0.01 \text{ m}} dx \int_{300 \text{ nm}}^{600 \text{ nm}} d\lambda \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \approx 340 \text{ [個/cm]} \quad (2.5)$$

と書ける。

スーパーカミオカンデ検出器では図 2.9 のように、内水槽に取り付けられた PMT でチェレンコフ光を検出し、リングパターンから、荷電粒子の進行方向、イベントの発生点、イベントの発生時間、PMT で検出された全光量から粒子のエネルギーを知ることができる。

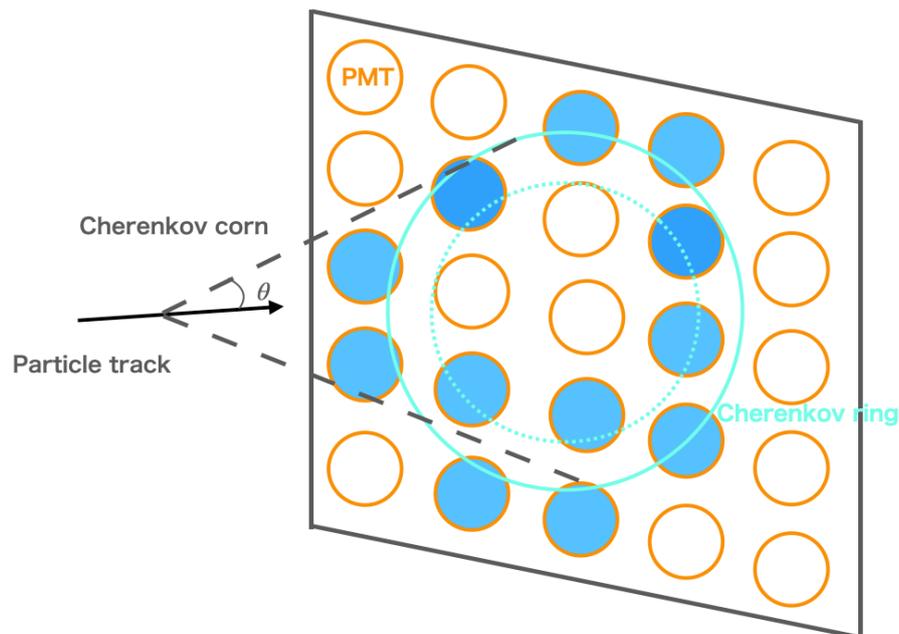


図 2.9 スーパーカミオカンデにおける検出方法

第3章

スーパーカミオカンデ検出器におけるキャリブレーションシステム

スーパーカミオカンデ検出器には検出器のモニター、観測対象、エネルギー帯によって使用するキャリブレーション装置を使い分けている。ここでは特に太陽ニュートリノのエネルギー領域で使用される電子線形加速器 (Linear Accelerator 以下 LINAC)、DTG(deuterium-tritium neutron generator 以下 DTG) を紹介する。

3.1 電子線形加速器 (LINAC)

スーパーカミオカンデ検出器の太陽ニュートリノ測定のような低エネルギー帯でのエネルギースケールのキャリブレーションには LINAC が使用される [25]。LINAC は一つの電子を検出器下方向に垂直に打ち込むことができ、発射した電子のエネルギー、方向、入射位置を正確に設定することができるので、エネルギースケールや角度分解能、バーテックス分解能などの研究に用いられる。LINAC 電子銃から電子を発生させ、コリメーターによって特定の運動量の電子を選び出し、磁石によって進行方向を曲げ、検出器の水槽に電子を打ち込む。この時、電子の運動量は事前に計測器で測られている。しかし LINAC の特性上、電子の入射方向は下への一方向のみ、大掛かりな装置ゆえキャリブレーション可能な位置が少ないなどの制約がある。図 3.1 に LINAC の設置位置を示す。

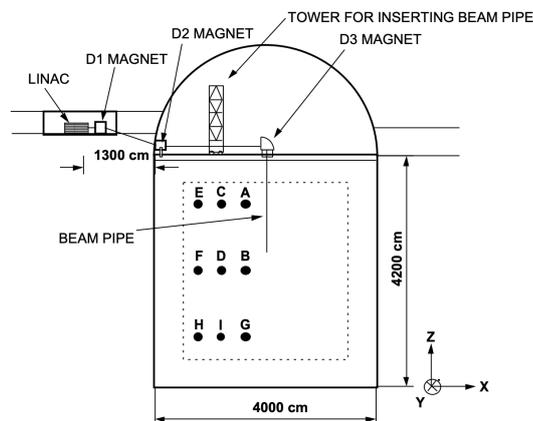


図 3.1 スーパーカミオカンデ検出器での LINAC とそのビームライン [21]。黒い点はキャリブレーションデータが LINAC で取得された場所を示している。

3.2 DTG キャリブレーションシステム

デュートリウムトリチウム中性子発生器 (deuterium–tritium neutron generator) は LINAC の制約に対処し、LINAC のエネルギースケールへのクロスチェックを行うために作られた [26]。図 3.2 に DTG の概略図を示す。DTG はキャリブレーションホールからクレーンを使用しスーパーカミオカンデ検出器の中に入れる。水中で中性子を発生させ、 ^{16}O を生成、(n,p) 反応により ^{16}N を生成する。 10.4 MeV の Q 値を持つ ^{16}N の崩壊は、 6.1 MeV のガンマ線と 4.3 MeV の最大エネルギーを持つ電子によって支配されている。このことから発生する電子のエネルギーを LINAC ほど精度良く知ることはできない。DTG は太陽ニュートリノ測定のエネルギースケールをクロスチェックするのに適している。太陽ニュートリノ解析では太陽から到来したイベントであることを確認するため、エネルギースケールが検出器の位置、到来角度に依存してはならない。 ^{16}N は DTG の周辺に分布するので、エネルギースケールの位置依存性、角度依存性を確認することができる。DTG は持ち運びが可能なサイズであるので LINAC よりも多くの位置でキャリブレーションをすることが出来る。

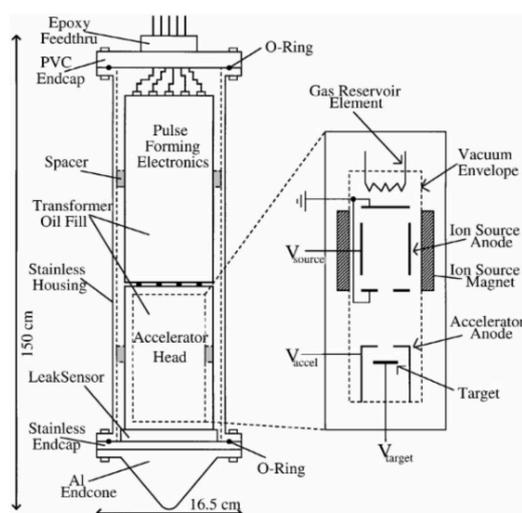


図 3.2 ステンレス製のハウジングにパルス形成エレクトロニクス、加速器ユニットが内蔵されている DTG の概略図 [26]。

3.2.1 ^{16}N の生成方法

DTG の内部中心には MF PhysicsModel A-211 パルス中静止発生装置がある。この中性子発生装置は、式 3.1 に示すような反応から中性子を発生させる。



この反応により、DTG はエネルギーが 14.2 MeV の中性子を生成する。中性子発生器は、大きく 3 つ装置で構成されている。

- 加速器制御ユニット
- パルス形成エレクトロニクス
- 加速器ユニット

DTG はこれらの装置を防水ステンレスの筒に入れ込んだものである。DTG はデュテリウムイオンとトリチウムイオンを、それぞれのイオンを含む固定されたターゲットに衝突させ中性子を発生させる。加速器ユニットにはデュテリウム/トリチウムイオン源とターゲットが組み込まれ、これらのイオンはペニング効果^{*1}を使用し生成され、80～180 kV の加速電圧によってターゲット方向に加速される。二次電子がイオン源を損傷するのを防ぐために、ターゲットは加速陽極に対して正にバイアスされている。イオン源、加速アノード、およびターゲットは、真空のエンクロージャーに収納されており、真空のエンクロージャーは保護アルミニウムハウジングに収納されている。DTG は 100 Hz の最大レートでパルス化でき、各パルスで約 10^6 個の中性子を生成することができる。

3.2.2 実際の実験操作

DTG は持ち運び可能なコンピューター制御クレーンによって上下方向の操作することができ、スーパーカミオカンデ検出器の所定の場所に移動することができる。DTG キャリブレーションのデータ取得サイクルはコンピューターによって制御されている。まず初めにスーパーカミオカンデ検出器でキャリブレーションデータを取得する時、 ^{16}N を発生させたいポイント上 1 m の位置に DTG をセットする。その後、クレーンが DTG を 1 m 下げてデータ収集位置にセットする。次に、中性子ジェネレーターが起動され、DTG を中心とした ^{16}N のバブルを作成する。中性子ジェネレーターは最大レート 100 Hz で 3 回パルスされ、約 300 万個の中性子を生成する。そして DTG を 1 m 上昇させ、 ^{16}N を含むエリアから DTG を出す。中性子を発生させた後、装置が完全に引き出されるまでに約 10 秒かかり、 ^{16}N の約 60 % が減衰する。クレーンによって生成される電気ノイズがデータを汚染するのを防ぐために、引き出す作業中にはデータの収集は行われぬ。クレーンの上昇が停止すると、スーパーカミオカンデ検出器で 40 秒間データが収集される。このサイクルは、スーパーカミオカンデ検出器の 1 つのキャリブレーションポイントで ~25 回繰り返し行われ、~300,000 個の ^{16}N イベントのデータが得られる。

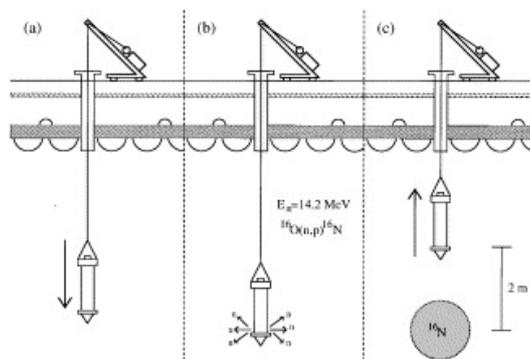


図 3.3 DTG キャリブレーションのデータ取得サイクル [26]

3.3 スーパーカミオカンデ検出器におけるモンテカルロシミュレーター

スーパーカミオカンデ検出器の粒子シミュレーションには長く FORTRAN で書かれたシミュレーションツールキットである GEANT3 [27] ベースの SKDetSim (Super-Kamiokande Detector Simulation 以下 detsim) というものが使用されている。detsim の物理モデルはほぼ GEANT3 に沿っているが、detsim が開発された当時の GEANT3 バージョンにはチェレンコフプロセスのパッケージがなかったため、チェレンコフ光子生成と水中での光子伝搬の部分が SK グループによって独自のものに開発されている。GEANT3 は、1994 年を終了したため、最

^{*1} 準安定状態の励起原子が、それよりも低いイオン化電位をもつ第二の気体分子に衝突して、イオン化を起し自らは基底状態に戻る現象を利用した効果。放電管に 2 種類の気体を封入して放電させると、単独の気体だけの場合よりも低い電圧で放電が起きる。

新しい物理モデルを使用するのが困難である。

一方、Geant4は1998年にGEANT3の後継としてリリースされ、現在まで物理モデルが更新されている。プログラムの維持や拡張性、高速化、新しい物理モデルを使用するためにC++で書かれた最新のGeant4[28][29][30]ベースのモンテカルロシミュレーターSKG4[31][32]が開発された。

3.3.1 SKG4

判明しているdetsimとSKG4の物理現象の違いを以下に示す。

電磁物理

電磁プロセスは、低エネルギー電磁物理学用のリバモア物理モデル(モデルの推奨されるエネルギー適用限界が電子では10 eV~100 GeV)を使用し、10 MeVの電子を検出器中心から打ち込んだ場合のチェレンコフ光子の波長分布を示す(図3.4)。

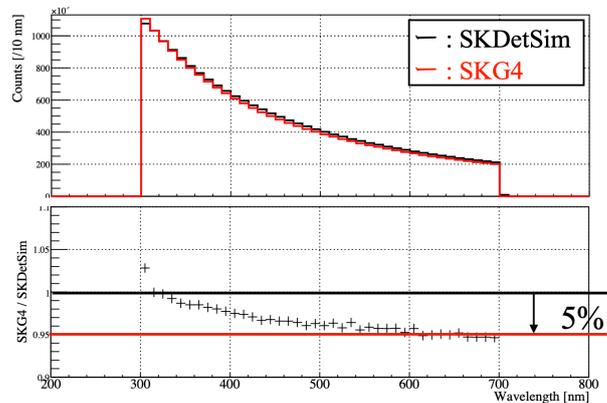


図3.4 上:SKG4(赤)とSKDETSIM(黒)の10MeV電子から放出されたチェレンコフ光子の波長分布。
下:SKG4とdetsimの比率。[33]

detsimはSKG4より波長300~700 nmにおいて2.6%多い光子を放出するが、この違いはdetsimが水の屈折率の波長依存性を考慮していなかったために発生している。

電子の多重散乱の効果を確認するため、チェレンコフ光放射角度の分布を示す(図3.5)。

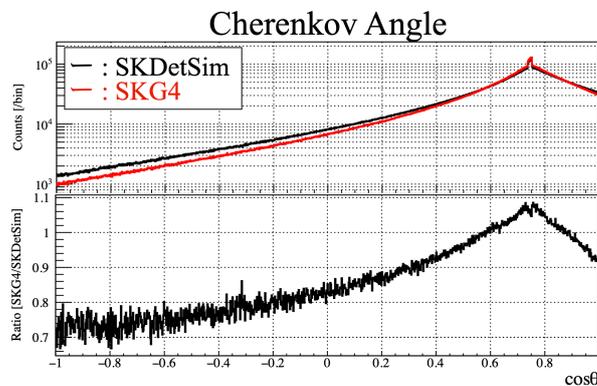


図3.5 上図はチェレンコフ光放射角度のdetsimとSKG4の比較。下図はSKG4とdetsimの比率。黒い線はdetsimの結果であり、赤い線はSKG4の結果。[33]

ここで粒子の進行方向とチェレンコフ光が放射される方向のなす角を θ としている。detsim と SKG4 の電子の多重散乱の効果による違いが $\cos \theta \sim -1$ に近づくと見られる。

光学光子物理

リバモア物理モデルを採用し、10 MeV の電子を検出器中心から打ち込んだ場合を考える。内水槽で発生したチェレンコフ光子は、水中を移動中、波長に応じ散乱および吸収されるので、水の吸収効果がある場合とない場合において、PMT に到達する光子の数は変わる (図 3.6)。

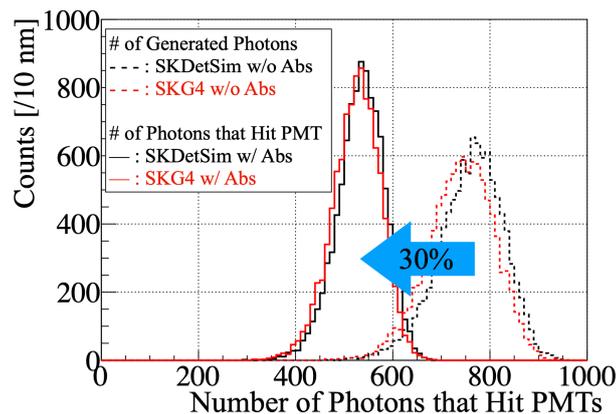


図 3.6 PMT に到達する光子の数をういた吸収の効果を示した detsim と SKG4 の比較。実線は吸収の影響を考慮したシミュレーション結果であり、破線は吸収の影響を無視した結果。黒い線は detsim の結果であり、赤い線は SKG4 の結果。[33]

PMT に到達する光子の数は detsim では 29.8 % 減少し、SKG4 は 29.2 % 減少する、内水槽の壁面に到達した光子は、ブラックシートに吸収または反射される。PMT に到達する一部の光子は吸収または反射され、約 20 % が光電子を生成する。光電子の生成は光子の波長に依存し、390 nm の波長で 22 % である。光子波長の影響を考慮しなかった場合、SKG4 におけるブラックシートと PMT での光子の動作は、detsim の動作を再現している。

SKG4 で未実装の機能

SKG4 には detsim の機能がいくつかまだ実装されていない。その一例が DTG を用いたキャリブレーションシステムである。よって、本研究では SKG4 に DTG によるキャリブレーションシステムを実装し、エネルギースケールの評価を行うことが目的の一つである。従来の detsim においては、DTG そのもののジオメトリが実装されていないという問題があった。よって、本研究では、DTG ジオメトリの導入を行い、より整合性の取れた MC を作成することを目指す。

detsim、SKG4 シミュレーションには、変更可能なパラメーターがありキャリブレーションデータを使用し、シミュレーターを較正することができる。その中で COREPMT (global parameter of collection efficiency) と呼ばれているものがある。COREPMT は全ての PMT の量子効率を表すパラメーターである。光子が PMT 表面に到達すると、反射または吸収される。生成された光子が PMT の表面に到達したときに PMT が 1 つの光電子を生成する確率 $Prob(\lambda, i)$ を式 3.2 示す。

$$Prob(\lambda, i) = QE(\lambda) \times Prob_{obs}(\lambda, \theta) \times COREPMT \times getable(i) \quad (3.2)$$

$QE(\lambda)$ は 20 インチ PMT の量子効率、光子の波長依存性がある。 $Prob_{obs}(\lambda, \theta)$ は光子が PMT カソードによって吸収され、反射または透過されない確率、COREPMT は平均量子効率を修正するため、すべての PMT に使用さ

れるパラメーター、 $q_{table}(i)$ は Ni キャリブレーションによって測定される、 i 番目の PMT の相対的な量子効率である。

第 4 章

キャリブレーションデータの解析

この章ではキャリブレーションのデータの解析方法について述べる。DTG、LINAC のデータ、MC(Monte Carlo simulation) は太陽ニュートリノと同様の方法で再構成される。そして再構成されたイベントにカットをかける事により解析に適切なイベントを選び出し解析を行う。

4.1 イベントの再構成方法

スーパーカミオカンデ検出器での太陽ニュートリノのような低エネルギー帯でのイベントは、PMT のヒットタイミングからバーテックス (発生点)、PMT のヒットパターンから方向、検出器のキャリブレーションから得たパラメーターからエネルギーを再構成する。

4.1.1 バーテックスの再構成

太陽ニュートリノによる散乱から得られる反跳電子が水中で移動する距離は ~ 10 cm である。これは検出器の位置分解能 (~ 60 cm、電子のエネルギーが 8 MeV の時) よりも小さく、荷電粒子の軌跡は点として見なすことができる。尤度関数を定義し、BONSAI(Branch Optimization Navigating Successive Annealing Interactions) と呼ばれる事象再構成アルゴリズムを使いバーテックスを決定する。まず残留時間 $t_{\text{ref},i}$ を定義する。

$$t_{\text{ref},i} \equiv t_i - t_{\text{tof}} \quad (4.1)$$

$$t_{\text{tof}} \equiv \frac{n}{c} \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad (4.2)$$

イベントのバーテックス (x, y, z) *¹、 i 番目 PMT の位置を (x_i, y_i, z_i) 、 i 番目の PMT のヒットタイミングを t_i とする。 t_{tof} というのはチェレンコフ光発生点から特定の i 番目の PMT までの飛行時間 (Time-Of-Flight) である。 $t - t_{\text{tof}} - t_0$ を変数とする以下の尤度関数 (図 4.1) を定義する。

$$\mathcal{L}(\vec{x}, t_0) = \sum_{i=0}^{N_{\text{hit}}} \log P(t - t_{\text{tof}} - t_0) \quad (4.3)$$

t_0 は残留時間、 $t_{\text{ref},i}$ の平均時間、 $P(t - t_{\text{tof}} - t_0)$ は $t - t_{\text{tof}} - t_0$ の確率密度関数である。 \vec{x} はイベントの発生候補位置である。 \vec{x} を変更しながらそれぞれの場所で尤度関数を計算し、最大となった場所をイベントのバーテックスと決定する。

*¹ 原点がタンクのあるデカルト座標系 (図 4.2)。

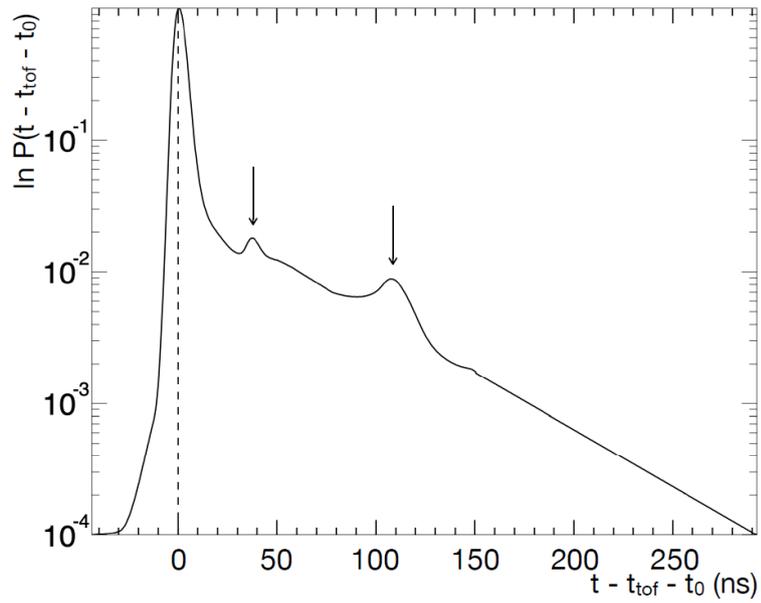


図 4.1 $t - t_{\text{tof}} - t_0$ を変数とする尤度関数。30 ns と 100 ns 付近のピークは PMT のアフターパルスによるものである。[3]

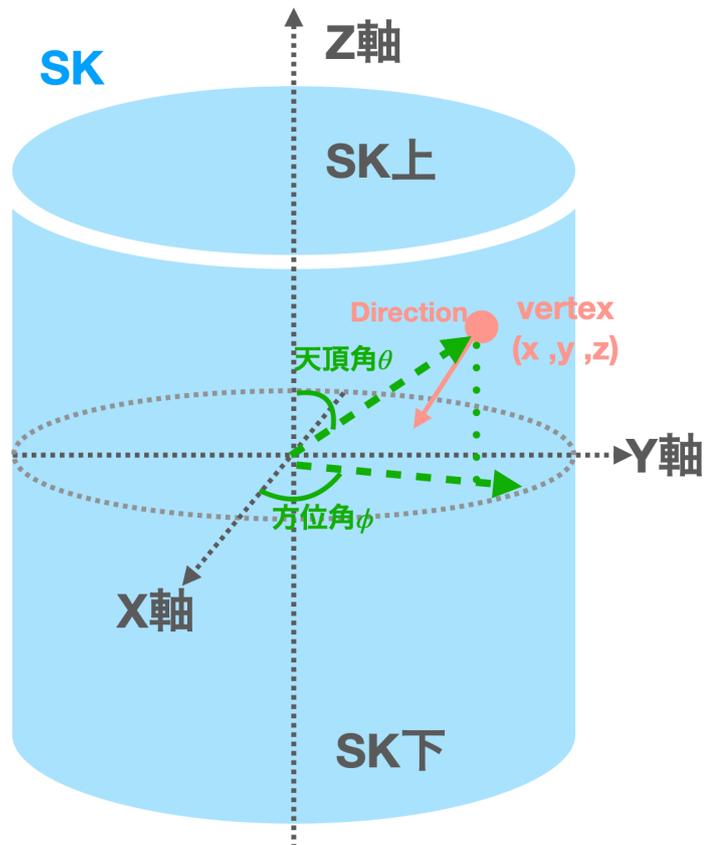


図 4.2 スーパーカミオカンデ検出器における座標の定義。

4.1.2 方向の再構成

チェレンコフ光はリング状に光子を放射するので、イベントの進行方向を再構成することが可能である。方向の再構成でも最尤法が用いられており、尤度関数は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}(\vec{d}) = \sum_{i=0}^{N_{20}} \log f(\cos \theta_i, E) \times \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (4.4)$$

N_{20} は $t - t_{\text{tof}} - t_0$ が 20 nsec 以内にヒットした PMT の数である。 $\frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)}$ は、PMT に対するアクセプタンスの補正因子である。 $a(\theta_i)$ は以下のように定義される。

$$a(\theta_i) = 0.205 + 0.524 \cos \theta_i + 0.390 \cos^2 \theta_i - 0.132 \cos^3 \theta_i \quad (4.5)$$

θ_i は再構築された頂点から i 番目のヒット PMT までのベクトルと PMT 表面に垂直なベクトルがなす角度である。 $f(\cos \theta_i, E)$ は荷電粒子と観測された光子のバーテックスからの方向がなす角の分布関数である。 $f(\cos \theta_i, E)$ は単一のエネルギーを持った電子を使った MC から取得される。多重クーロン散乱によって電子の方向が変化するため $f(\cos \theta_i, E)$ はエネルギーに依存する。エネルギーの低い電子は多重散乱が多くなり、PMT ヒットの分布がより広く分散する。

4.1.3 エネルギーの再構成

荷電粒子のエネルギーとチェレンコフ光による光子の数は比例関係にあるので、観測された光子数から荷電粒子のエネルギーは再構成することができる。低エネルギー領域のイベントでは、放出される光子の数が少なく PMT にヒットする光子は平均一個であり、再構成にはヒット PMT の数が用いられる。ヒット PMT に対して $t - t_{\text{tof}} - t_0$ を求め、50 ns の時間幅でヒット PMT の値が最大になる場所を探す。50 ns でのヒット PMT の数を N_{50} とする。実際に講師を観測する PMT の数はイベントのバーテックス、方向、水の透過率、PMT の量子効率などに依存するため、これらの条件に依存しないように修正されたヒット数 N_{eff} を定義する [3]。

$$N_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^{N_{50}} \left((X_i - \varepsilon_{\text{tail}}^i - \varepsilon_{\text{dark}}^i) \times \frac{N_{\text{all}}}{N_{\text{alive}}} \times \frac{S(0, 0)}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp\left(\frac{r_i}{L_{\text{eff}}^i}\right) \times \frac{1}{QE_i(1 + C \times G_i(t))} \right) \quad (4.6)$$

この N_{eff} を使用し、荷電粒子のエネルギーを決定する。

- 多重光電子ヒットの補正 X_i

再構成されたバーテックスが有効体積の端部分であり、側面に向かってチェレンコフ光を放出するイベントの場合、ヒット PMT に複数の光子がヒットすることがある。各 PMT にヒットする光電子数の期待値はその PMT を囲む 8 つの PMT の占有度を用いて見積もられる。

$$X_i = \begin{cases} \log \frac{1-x_i}{x_i}, & x_i < 1 \\ 3.0, & x_i = 1 \end{cases} \quad (4.7)$$

i 番目の PMT を囲む PMT の本数 N_i 、そのうちのヒット PMT の本数 n_i 、 $x_i = n_i/N_i$ である。

- 遅延ヒットの補正 $\varepsilon_{\text{tail}}^i$

チェレンコフ光が PMT の側面で散乱、反射することで 50 ns の時間幅よりも遅れた光子を考慮に入れるための補正である。

$$\varepsilon_{\text{tail}}^i = \frac{N_{100} - N_{50}}{N_{50}} - r_{\text{dark}}^{\text{ave}} \times 50 \text{ ns} \times \frac{N_{\text{alive}}}{N_{50}} \quad (4.8)$$

N_{100}, N_{50} はそれぞれ 100 ns、50 ns の時間幅での最大ヒット数。 N_{alive} は内水槽の正常に動作している PMT の本数である。PMT は入射光がない状況でも信号を発しており、これをダークノイズと呼び、発生率をダークレートと呼ぶ。 $r_{\text{dark}}^{\text{ave}}$ はランごとの PMT のダークレートの平均である。

- ダークノイズの補正 $\varepsilon_{\text{dark}}^i$

ダークノイズによるヒット PMT に対する補正はダークレートの時間変動が考慮されており、以下のように定義される。

$$\varepsilon_{\text{dark}}^i = r_{\text{dark}}^{\text{ave}} \times 50\text{ns} \times \frac{N_{\text{alive}}}{N_{50}} \times \frac{r_{\text{dark}}^i}{\sum_i N_{50} \frac{r_{\text{dark}}^i}{N_{50}}} \quad (4.9)$$

- 不良 PMT の補正 $N_{\text{all}}/N_{\text{alive}}$

N_{all} は内水槽に設置されている PMT の本数である。データ取得中は PMT が故障しても交換することができず、正常に動作しない PMT の本数が増える。この項は、正常な PMT の本数の時間変動に対する補正項である。

- 被覆率補正 $S(\theta_i, \phi_i)$

$S(\theta_i, \phi_i)$ は i 番目の PMT に対して、光子の入射方向から見たときの光電面被覆率を補正する関数である。光子の入射角 θ, ϕ の定義を図 4.3 に示す。 $S(\theta, \phi)$ は以下のように定義される。

$$S(\theta, \phi) = \frac{N_{\text{obs}}(\theta, \phi)}{N_{\text{ph}}(\theta, \phi)} \quad (4.10)$$

N_{obs} は光子が PMT に対し入射角 (θ, ϕ) で入射し、生成された光電子の総数である。 N_{ph} は PMT に対し入射角 (θ, ϕ) で入射した光子の総数である。関数 $S(\theta, \phi)$ の概形を示す (図 4.4)。

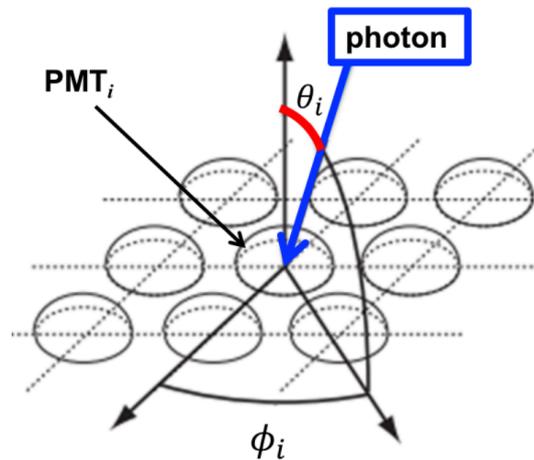


図 4.3 θ と ϕ の定義。

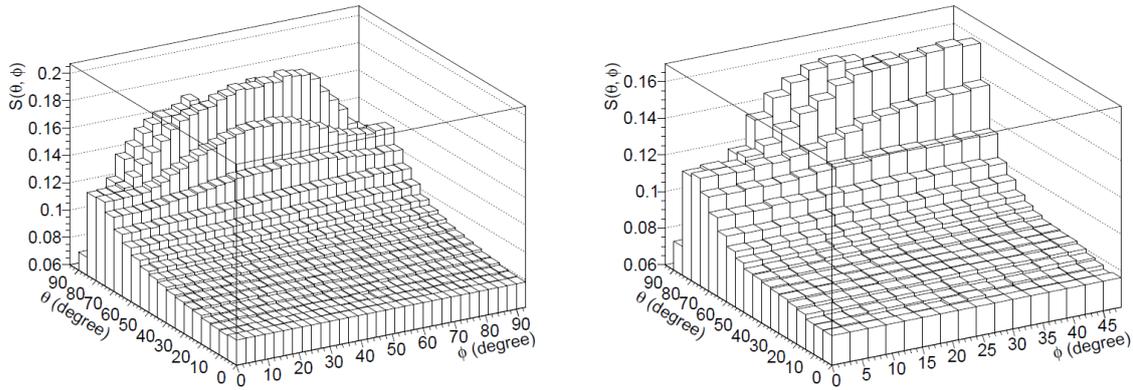


図 4.4 PMT の光電面被覆率の補正関数 $S(\theta, \phi)$ [3]。左図が側面の PMT に対する補正関数 $S(\theta, \phi)$ 、右図が底面と上面の PMT に対する補正関数 $S(\theta, \phi)$

- 透過率補正 $\exp(r_i/L_{eff}^i)$

チェレンコフ光はイベントの発生点から PMT の位置に進む時に $\exp(-r_i/L_{eff}^i)$ だけ減衰する。 $\exp(-r_i/L_{eff}^i)$ をかけることで、純水中での光の減衰の効果を補正している。 L_{eff}^i はイベントのバーテックスの位置から i 番目の PMT までの水質の変化を考慮した純水中の光の透過長である。 L_{eff}^i 以下のように定義される。

$$L_{eff}^i = -\frac{r_i}{\log(\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} w_0(\lambda) \exp(-\sigma_i(\lambda) \times r_i) d\lambda)} \quad (4.11)$$

$w_0(\lambda)$ はチェレンコフ光子の波長の確率密度分布である。 $\sigma_i(\lambda)$ は光子が純水中を進むときの水との反応断面積である。 r_i はイベントのバーテックスの位置から i 番目の PMT までの距離である。

- PMT の量子効率の補正 $QE_i(1 + C \times G_i(t))$

各 PMT ごとに量子効率が異なる。PMT の量子効率の非均一性を補正するため、 $QE_i(1 + C \times G_i(t))$ をかけている。 C は PMT ゲインの時間変動とヒットレートの時間変動が比例していると仮定し求められた係数であり $C = 0.226$ 、 QE_i は i 番目の PMT の量子効率、 $G_i(t)$ は PMT のゲインである。

これらの変数を使用し N_{eff} を決定する。この N_{eff} を用いて荷電粒子のエネルギーを決定する。 N_{eff} からエネルギーへの変換関数は MC によって決定される。 N_{eff} と再構成されたエネルギーの関係は、 $N_{eff} < 234.1$ の場合以下のように定義される。

$$E_{rec} = \sum_{i=0}^5 c_i (N_{eff})^i \quad (4.12)$$

$c_0 = 0.759$ 、 $c_1 = 0.127$ 、 $c_2 = -1.99 \times 10^{-4}$ 、 $c_3 = 2.24 \times 10^{-6}$ 、 $c_4 = -9.38 \times 10^{-9}$ 、 $c_5 = 1.40 \times 10^{-11}$ である。 N_{eff} が 234.1 を超える場合は以下の関数で定義される。

$$E_{rec} = \sum_{i=0}^5 c_i (234)^i + 0.116(N_{eff} - 234.1) \quad (4.13)$$

このエネルギー再構成方法は電子や陽電子に対して使用される。

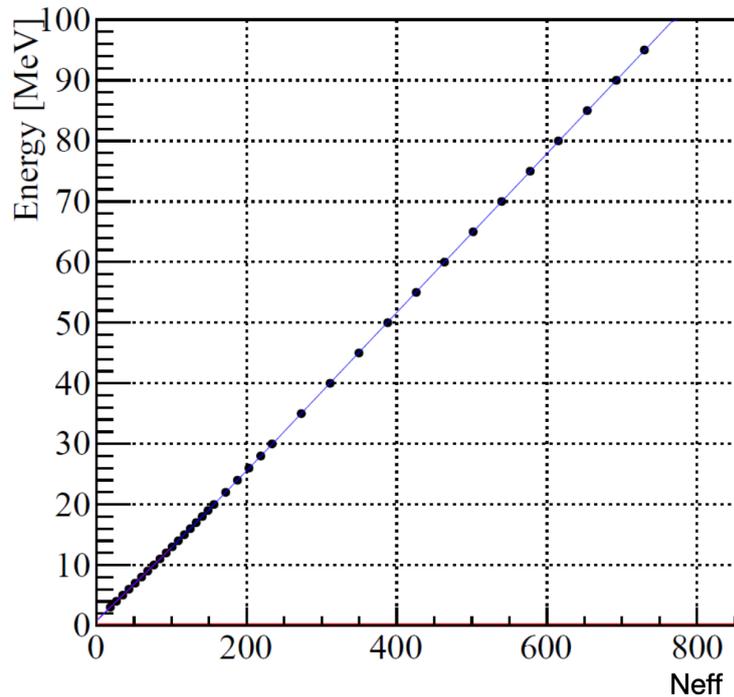


図 4.5 N_{eff} と電子のエネルギーの関係

4.2 DTG のデータ、MC に対するリダクション

4.2.1 1st リダクション

1st リダクションで、検出器由来のノイズ、宇宙線によるイベントをカットする。1st リダクションのカットの条件を以下に示す。

- キャリブレーションイベントカット

LED Laser によるキャリブレーションやエレクトロニクスのパダスタルデータは通常のランでも収集されている。これらをデータからカットする。

- OD トリガーカット

荷電粒子である宇宙線 μ 粒子は外水槽でチェレンコフ光を発する。OD トリガーがかかったイベント (OD ヒット数 22 以上) をカット。

- 時間差カット

主に μ 粒子が崩壊し発する電子のイベントを除去するために、前のイベントから $50 \mu\text{s}$ 以内の時間差を持つイベントを除去する。

- 有効体積カット

岩盤、PMT やスーパーモジュールなどの構造体から発生する放射線源由来のイベントをカットするため、内水槽の壁から 2 m 以内で発生したイベントをカット。

- グッドネスカット

イベント再構成ツール BONSAI のにおいてバーテックス再構成の確からしさを表す変数 G_v が定義される。 $0 < G_v < 1$ の値をとり、1 に近いほど再構成が確からしいことを示す。さらにリングパターン再構成の確からしさを示す変数 $DirKS$ も定義される。 $0 < DirKS < 1$ の値をとり、0 に近いほど再構成が確からしいことを示す。これらを使用し変数 $ovaQ \equiv G_v^2 - DirKS^2$ を定義する。 $ovaQ < 0.2$ であるイベントは再構成がうまくいかなかったとしカットする。図 4.6 に DTG を使用した G_v^2 と $DirKS^2$ の相関を示す。

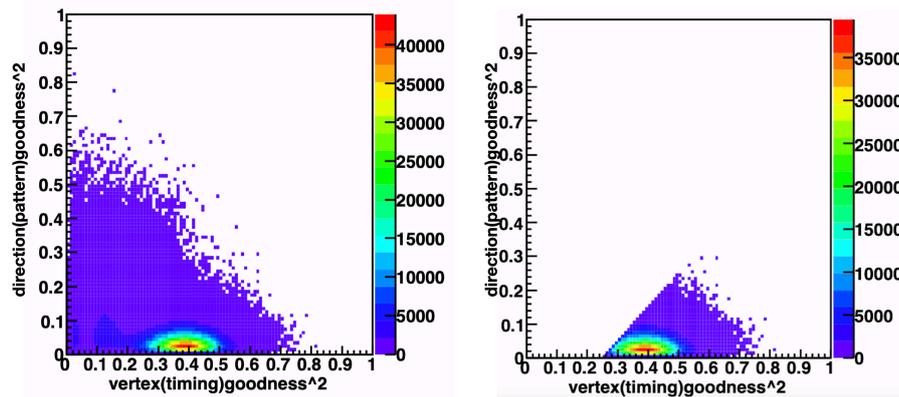


図 4.6 DTG カット前データ (左) とカット後データ (右) の G_v^2 と $DirKS^2$ の相関。

DTG においてかけるデータリダクション

- 3 m カット

再構成されたバーテックスと DTG が中性子を発生させた中心点から 3 m 以上離れているイベントをカットする。図 4.8 に 3m カットを行う前の DTG データと 3 m カットを行った後の DTG データのイベントの xy 分布を示す。

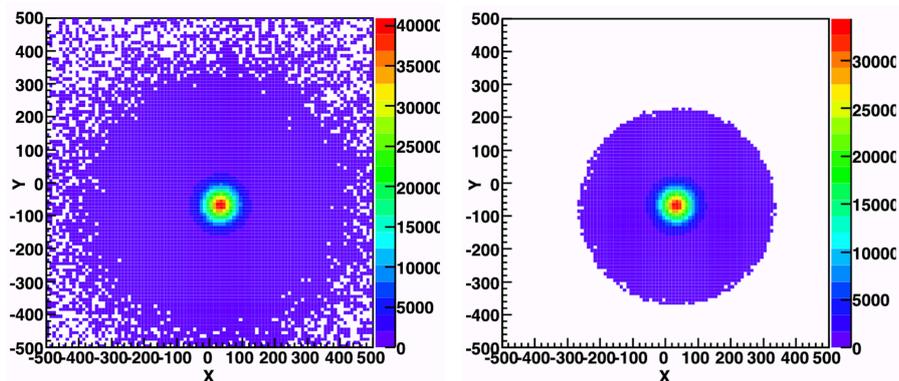


図 4.7 3m カットを行う前の DTG データ (左) と 3 m カットを行った後の DTG データ (右) のイベントの xy 分布。DTG による中性子発生位置が (34.45, -70.7, 0cm) である。

- z 方向カット

中性子発生中心点上 1 m 付近には DTG があり、検出器上側に進むイベント、チェレンコフ光の進行の障害

物になるため z 方向 > 0.8 をカットする。図 4.8 に z 方向カットを行う前の DTG データとカットを行った後の DTG データのイベントの z 方向分布を示す。

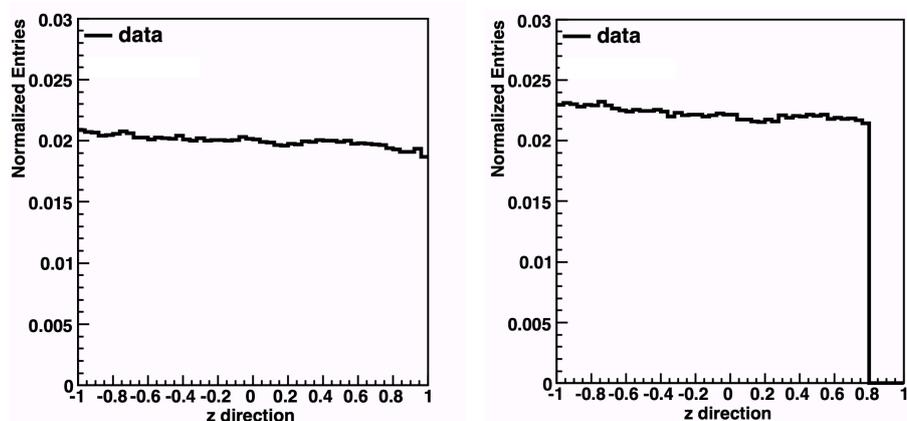


図 4.8 z 方向カットを行う前の DTG データ (左) とカットを行った後の DTG データ (右) のイベントの z 方向分布。

- エネルギーカット

イベントの支配的なものは DTG による ^{16}N 崩壊からの 6.1 MeV の γ 線である。電子のエネルギーが 20 MeV 以上のイベントは DTG からのイベントでないとカット。

- Effwall Cut

一般的に検出器の壁面付近では有効体積内と比べ、イベント数が多くなる。壁面は PMT やスーパーモジュールなどの構造体からの γ 線由来、低エネルギーの大気ニュートリノ起源の μ 粒子が検出器外で崩壊し電子として検出器に入り込んだものによりイベント数が増加する。これらのバックグラウンド事象を除外するために Effwall Cut というカットが行われる。まずイベントを再構成する、粒子の進行方向と逆方向にある壁面とバーテックスの距離を出す。この距離を d_{eff} と定義。図 4.9 に d_{eff} の定義の図を示す。本解析では $d_{eff} < 400$ cm であるものをカットした。

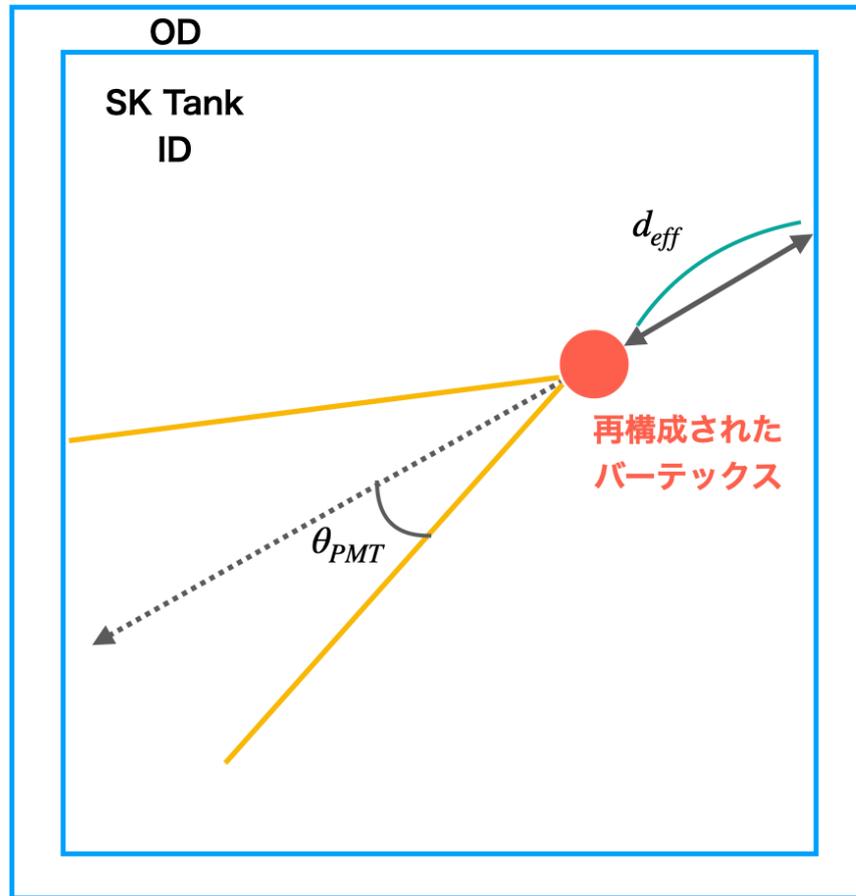


図 4.9 d_{eff} の定義。パラメータ d_{eff} は粒子の進行方向と逆方向にある壁面とバーテックスの距離と定義する。

4.3 解析結果

4.3.1 DTG キャリブレーション (DTG)

本研究では SK-IV フェーズで行われたキャリブレーションデータ (2017 年のラン 76648 ~ 76726(表 A.1)) を対象とし解析を行なった。シミュレーションのランごとの DTG による中性子発生位置 x, y, z 、その場所に対応する場所に記号を便宜のためにつける (図 4.10)。

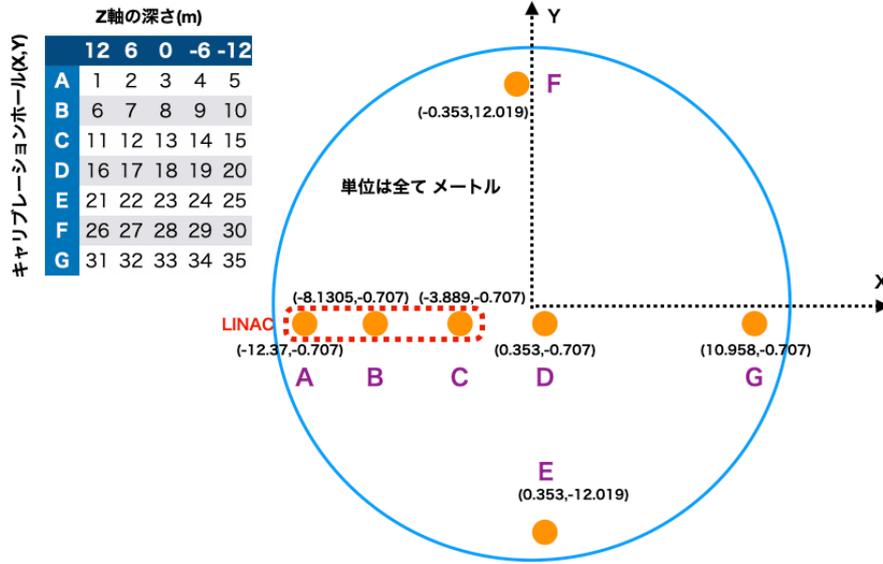


図 4.10 キャリブレーションの位置を表す数字の定義。オレンジの円はキャリブレーションホールと言われるスーパーカミオカンデ検出器にキャリブレーションシステムを外挿するための穴である。

シミュレーションはデータが取得された各位置で生成される。データとシミュレーションは同じツールによって再構成される。図 4.11 に典型的なランでの DTG における detsim シミュレーションとデータの再構成されたバーテックス分布を示す。

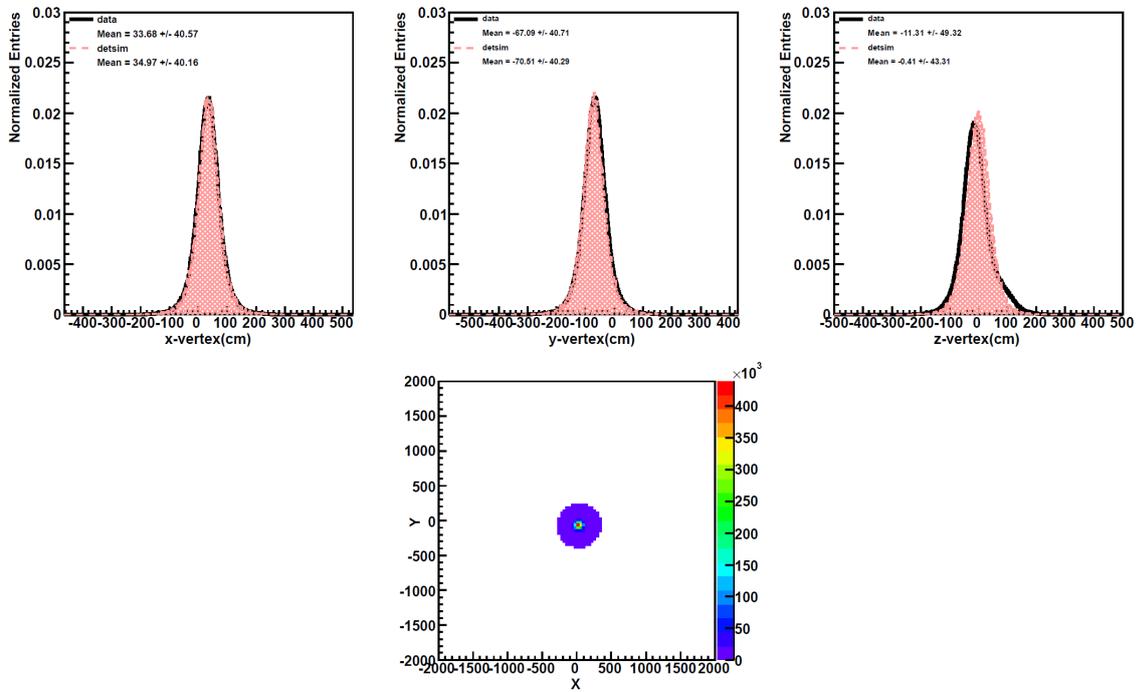


図 4.11 detsim シミュレーション (赤の網掛け領域) とデータ (黒線) の再構成されたバーテックス分布。下段の図は再構成されたイベントの多い領域を示している。この分布は DTG による中性子発生位置が $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0\text{m})$ 引き上げ長 100 cm、COREPMT = 0.866169 で取得された。

このデータは DTG による中性子発生位置 (34.45, -70.7, 0 cm) 引き上げ長 100 cm で取得された。detsim シミュレーションでは (34.45, -70.7, 0 cm) を中心とし等方的に γ 線と電子を発生させている。この x, y のバーテックスはスーパーカミオカンデ検出器にあるキャリブレーションホールによって決定され、測定する時の DTG の設置位置 x, y の正確さは最大 3 cm である。 z バーテックスの位置はクレーンの位置によって決まり、DTG の位置 z バーテックスの正確さは最大 25 cm である。図 4.11 に示したバーテックス分布で detsim シミュレーションとデータでの z バーテックスのピークの差はクレーンの性能によるものである。またデータでは z バーテックスの上半分に多くのイベントが見えるが、これは DTG を引き上げた際の水の移動により引き起こされる。detsim シミュレーションでは水の流れが再現されていないので z バーテックスの上半分でのイベントの増加が見られない。

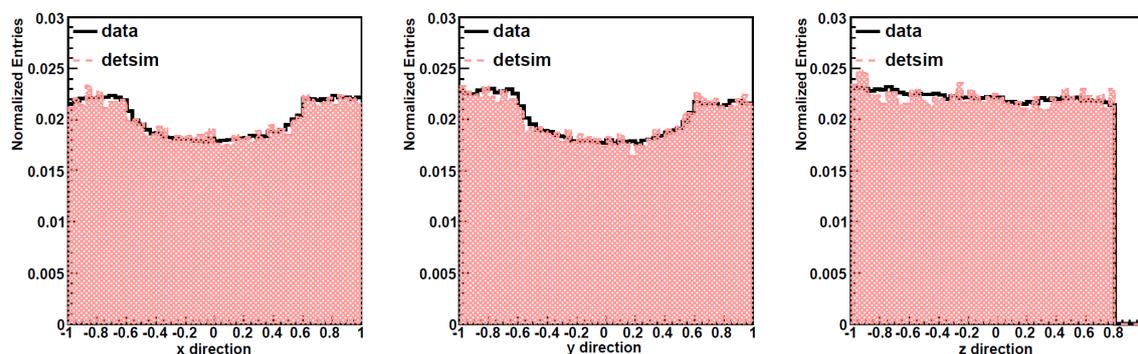


図 4.12 detsim シミュレーションとデータの再構成された方向分布。方向分布 (x, y, z direction) はそれぞれ方向余弦の x, y, z 成分。この分布は $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0m)$ 、引き上げ長 100cm、COREPMT = 0.866169 で取得された。

DTG から γ, β 線は等方的に発生しているので、 x, y, z 方向分布は等方的に分布するはずである。 z 方向 = 1 では、DTG 自身が ^{16}N からの光子の進行を妨げる。detsim では DTG のジオメトリが再現されておらずデータと detsim の結果に差異が出るので解析では z 方向 > 0.8 以上のイベントをカットしている。これにより x, y 方向 ~ 0 のイベントが減少している。

次に典型的なランでのエネルギースペクトラムを図 4.13 に示す。

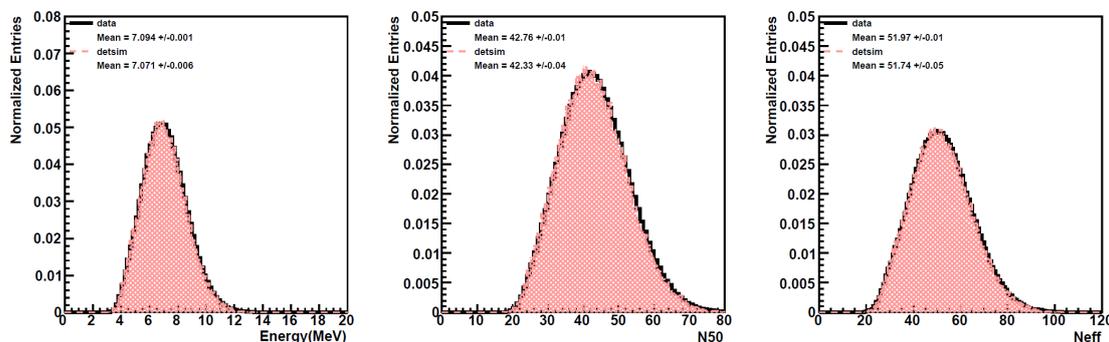


図 4.13 detsim シミュレーションとデータの再構成されたエネルギー分布。この分布は $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0m)$ 、引き上げ長 100cm、COREPMT = 0.866169 で取得された。

再構成されたエネルギー分布のピークは主に ^{16}N の崩壊による 6.1 MeV の γ 線のイベントによって支配されている。これらのヒストグラムをガウス関数でフィットしピーク位置を取得する。

DTG からのデータはエネルギースケールの位置依存性の研究にも使用することが出来る。図 4.14、図 4.15 に detsim とデータを用いた再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} 及びそれぞれの場所で再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} とスーパーカミオカンデ検出器中心 $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0\text{m})$ における結果との差の位置依存性を示す。

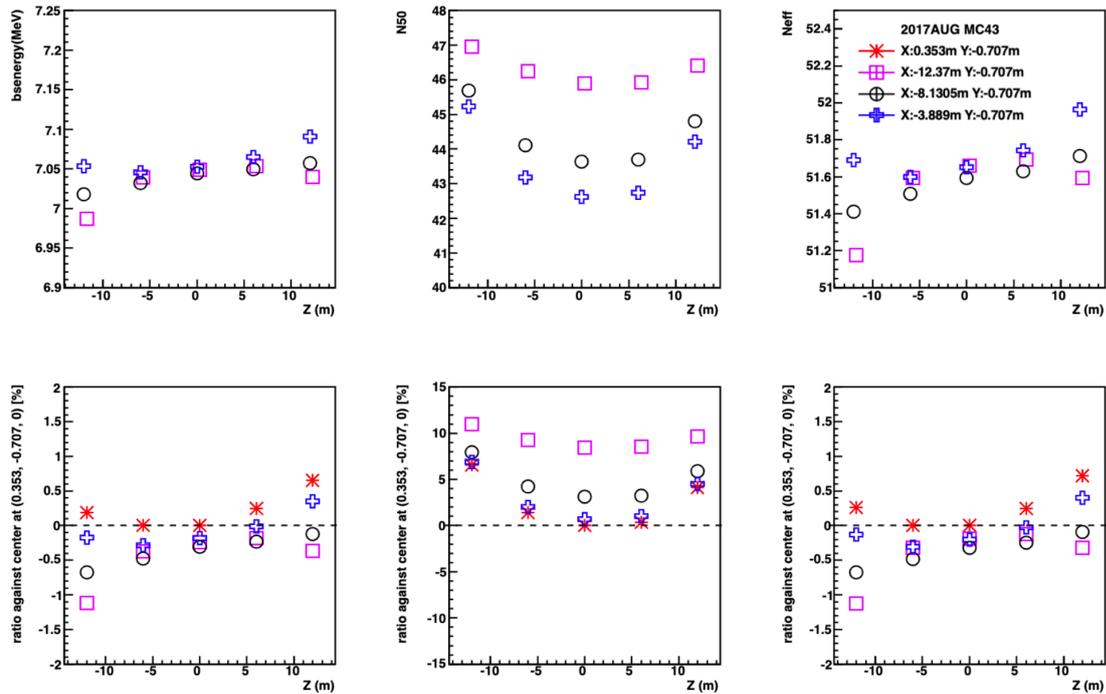


図 4.14 detsim での 2017 年各キャリブレーションホールでの再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} の z 依存性

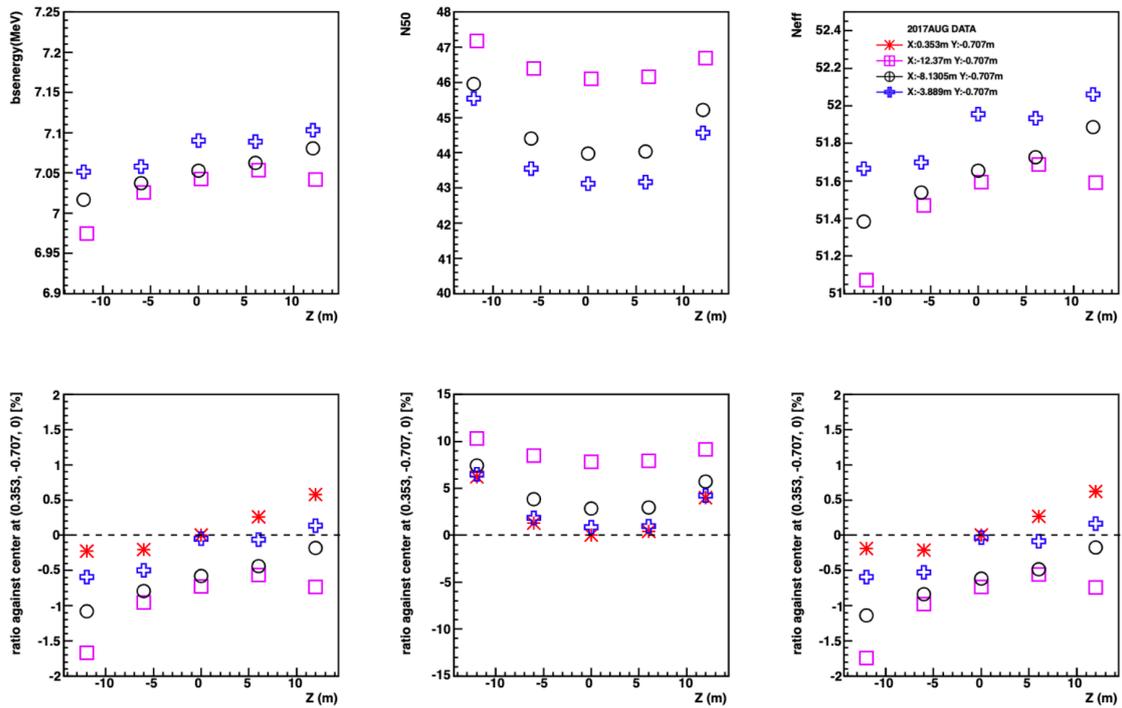


図 4.15 データでの 2017 年各キャリブレーションホールでの再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} の z 依存性

DTG が検出器の壁際に近いほど PMT に多くの光子がヒットするので N_{50} は z 位置が壁際に近いほど大きくなる。また N_{eff} は検出器の環境に依存しないように再構成されたヒット数なので、中心点からの差が N_{50} より少なく detsim、データにおいてそれぞれ最大 1.10 %、1.75 %である。

検出器中心点でのデータ、detsim での比較を図 4.16 に示す。

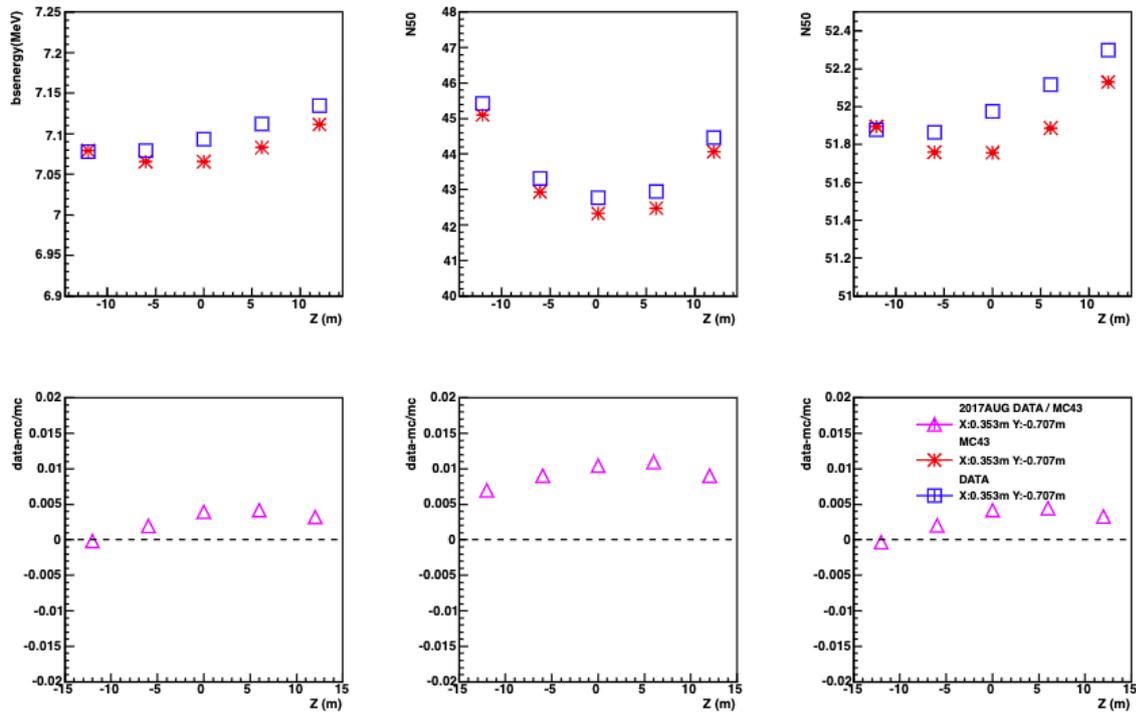


図 4.16 2017 年中心での再構成されたエネルギーの z 依存性

上半分はそれぞれのキャリブレーションホールで、 z 軸位置を変えた再構成されたエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} 、下半分はそれぞれのデータ取得ポイントでの $(data - mc)/mc$ (この時、 mc は $detsim$ の結果) である。エネルギースケールのデータと $detsim$ の差は約 0.5% 以下であり、シミュレーションや再構成が行われていることが確認できた。

4.3.2 $detsim$ を使用した DTG による COREPMT 値

現在、 $detsim$ では $COREPMT = 0.8661694$ という値が使用されている。本研究で開発した解析方法の妥当性を示すため、 $detsim$ を使用し $COREPMT$ を決定する。

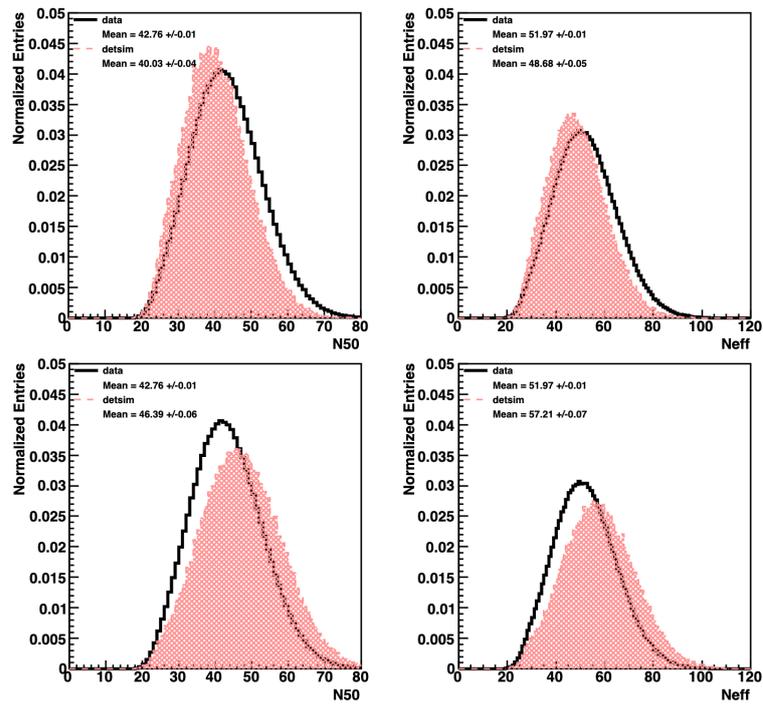


図 4.17 detsim での N_{50} 、 N_{eff} ヒストグラム。2017 年 8 月の $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0m)$ でのデータと detsim。上段の図が COREPMT = 0.800 下段の図が COREPMT = 0.980。

COREPMT は全 PMT の量子効率を表すパラメーターなので小さく設定すれば N_{50} の値は小さくなり、大きく設定すれば N_{50} の値は大きくなる事が確認できる (図 4.17)。ヒストグラムをガウシアンでフィットすることで得られるピークの値によってエネルギースケールを評価する。

2017 年のラン 76648 ~ 76726 をそれぞれ COREPMT の値を 0.05 刻みで 0.85 ~ 0.88 までシミュレーションした。それぞれのデータ、detsim でのピークの値を比較した (図 4.18)。

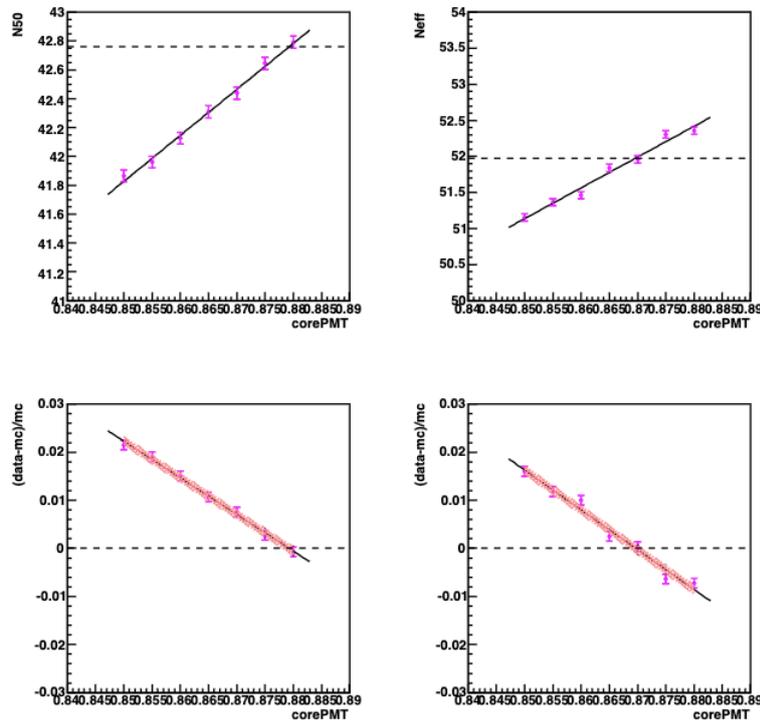


図 4.18 COREPMT を変化させた際の detsim での N_{50} 、 N_{eff} のピークの値 (上図) と MC との比 (下図)。紫点がデータ点、黒線はピークの値のフィット線、赤色の線はフィットエラー。2017 年 8 月の $(x, y, z) = (0.353, -0.707, 0\text{m})$ でのデータと detsim。

図 4.18 の上図は横軸が COREPMT、縦軸にそれぞれ N_{50} 、 N_{eff} であり、紫の点が detsim、横に引いている黒線がデータを表している。図 4.18 の下図は横に COREPMT、縦軸に N_{50} 、 N_{eff} とそれぞれの data と detsim の差 $(\text{data} - \text{mc})/\text{mc}$ (ここでは mc は detsim の結果) としている。エネルギースケールの評価には再構成されたヒット数である N_{eff} を使用する。 N_{eff} においてデータと detsim の差 $(\text{data} - \text{mc})/\text{mc}$ が 0 である時の COREPMT の値を評価に使用する。

これをラン 76648 ~ 76726 (表 A.2、表 A.3、表 A.4) の期間中の分だけ行う。図 4.19 にランごとの COREPMT の値を示す。

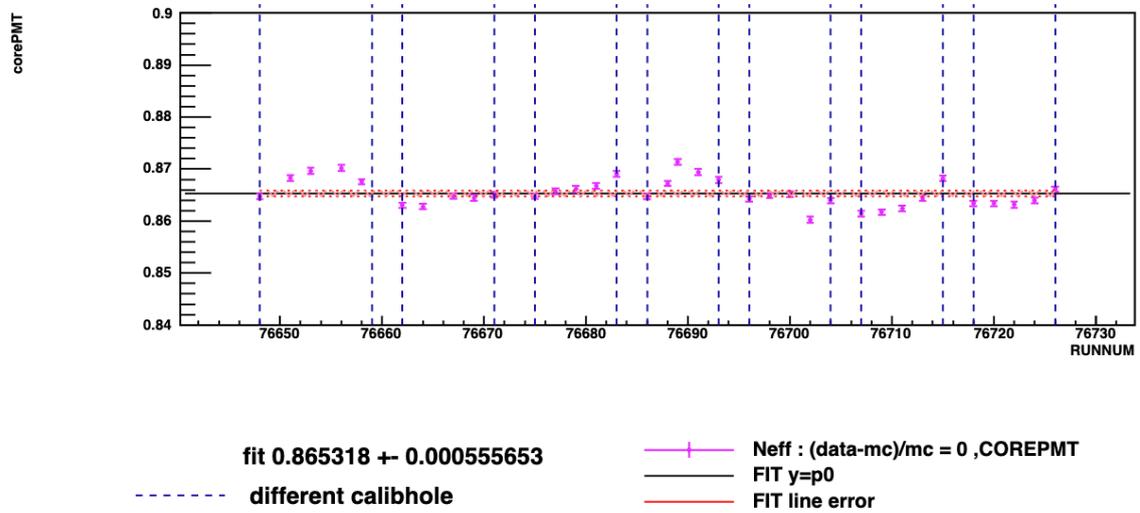


図 4.19 2017 年 8 月 ラン 76648 ~ 76726 での detsim による COREPMT の値。

DTG から決定した COREPMT の最適値は 0.865 ± 0.001 となる。

DTG は太陽ニュートリノによる反跳電子の入射角、入射位置に依存性を持たずエネルギー再構成することができるかを確認することに用いられる。図 4.20 に決定した COREPMT を使用し、DTG データと detsim でのエネルギースケールの $(data - mc)/mc$ の位置依存性、角度 (方位角、天頂角) 依存性を確認した図を示す。

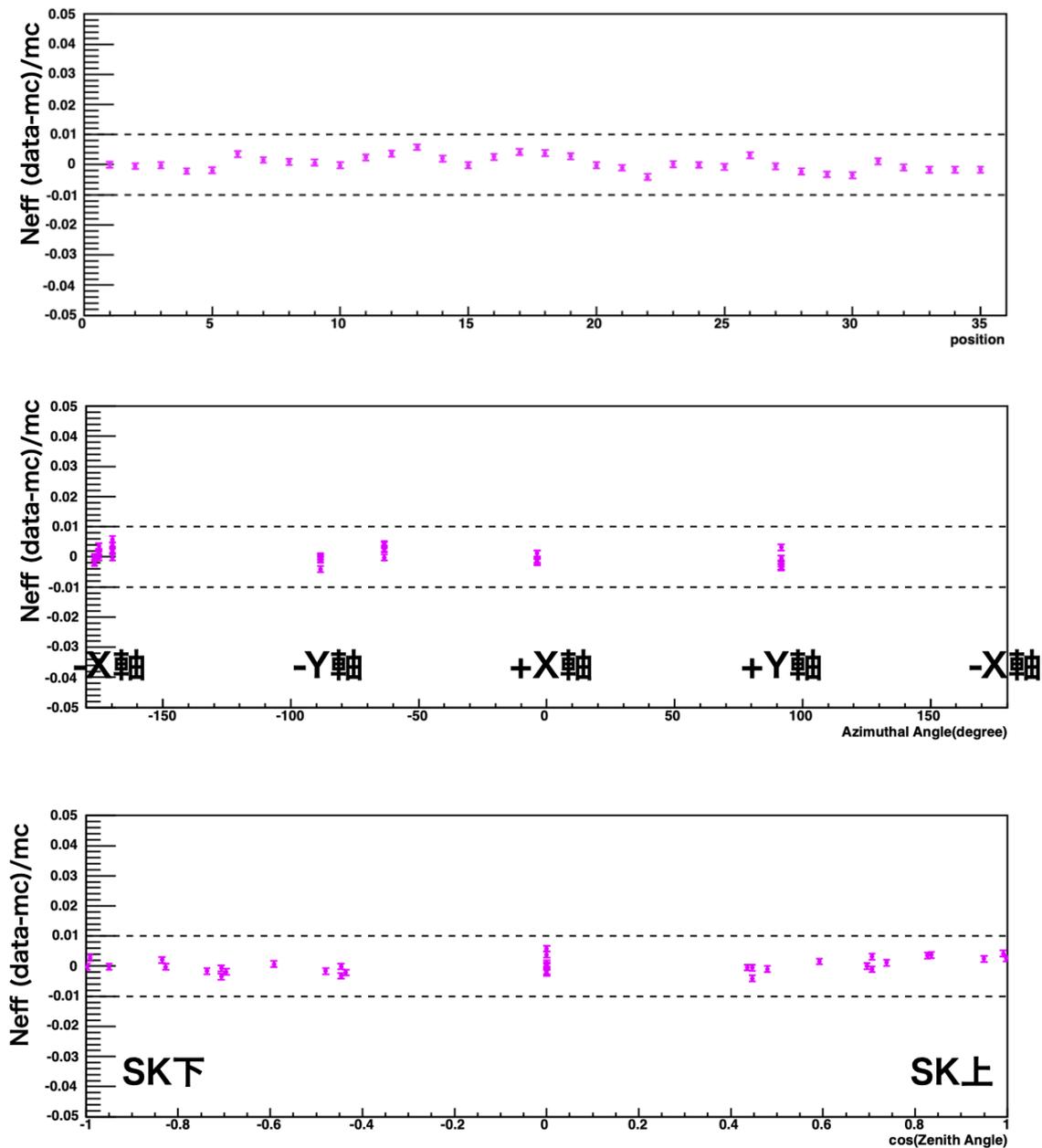


図 4.20 上段は位置依存性、中、下段は角度 (方位角、天頂角) 依存性を表している。全ての図で縦軸は N_{eff} の $(data - mc) / mc$ である。上段の図は横軸に DTG の位置を、中段の図は横軸に検出器 $(x, y) = (0, 0)$ を中心とした DTG への方位角、下段の図は横軸に検出器 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ を中心とした DTG への天頂角をとった図である。DTG の位置を表す数字の定義は図 4.10 に示した通りである。

DTG では data と detsim でのエネルギースケールの位置依存性、角度 (方位角、天頂角) 依存性は 1% 以内であることがわかり、位置依存性、角度依存性がなくデータと合致していることが確認できた。

4.3.3 detsim を使用した LINAC による COREPMT 値

次は LINAC でのエネルギースケールの比較を行なった。シミュレーションのランごとの x, y, z その場所に対応する名前を示す (表 A.2、表 A.3、表 A.4)。最初に典型的なランでのデータと detsim の再構成されたエネルギー、

バーテックス、方向分布を示す (図 4.21)。

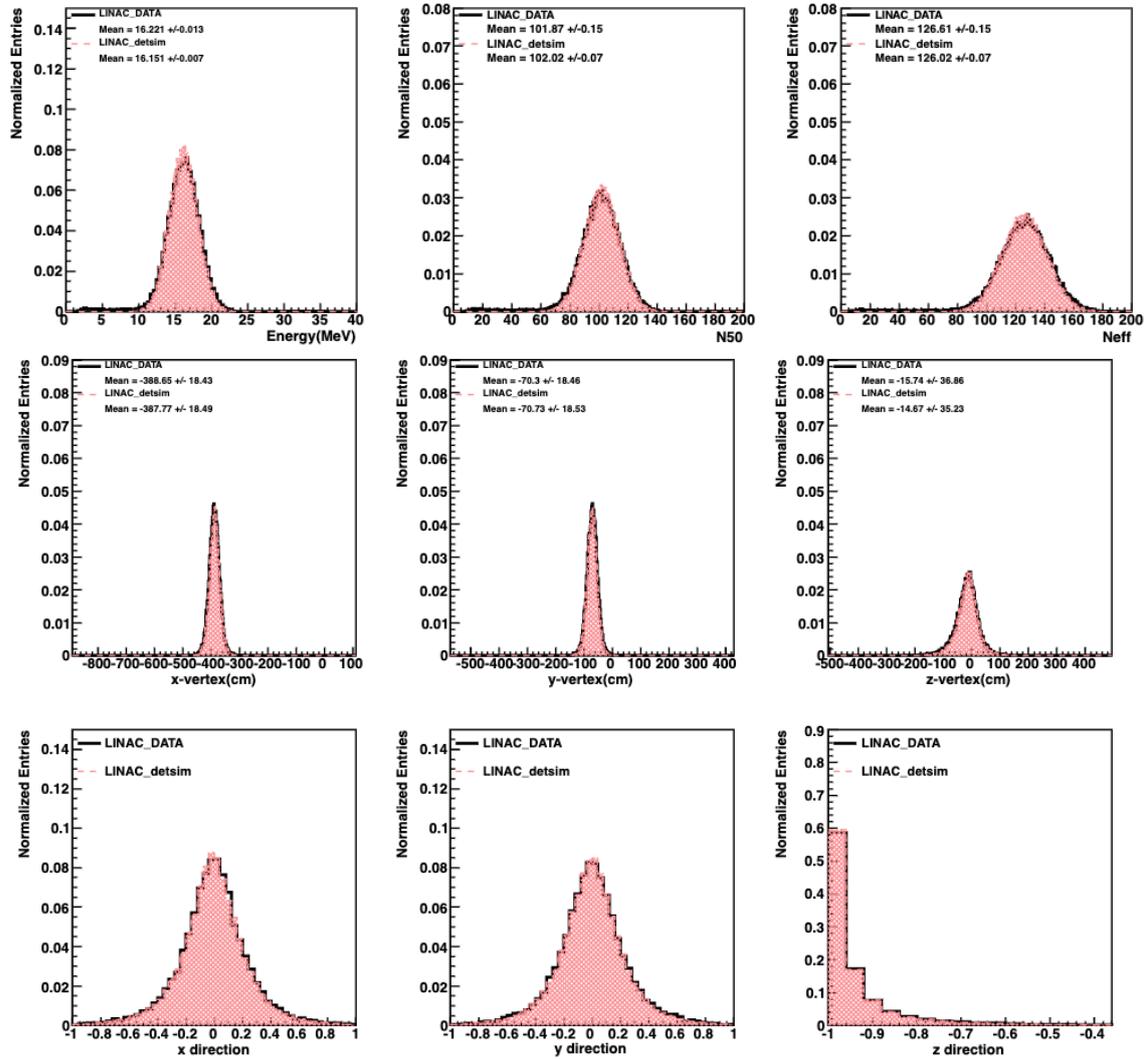


図 4.21 LINAC を用いた detsim とデータの再構成されたエネルギー (上段)、バーテックス (中段)、方向分布 (下段)。この分布はラン 76453、 $(x, y, z) = (-3.8885, -0.707, -0.06\text{cm})$ 、運動量 16.283 MeV、COREPMT = 0.866169 で取得された。

これらの図にガウス関数をフィットし、ピーク位置を取得する。図 4.22 に detsim において 2017 年のラン 76344 ~ 76597 をそれぞれ COREPMT の値を 0.850 ~ 0.880 までシミュレーションしてゆき、データ、detsim のピークの値を比較した図を示す。

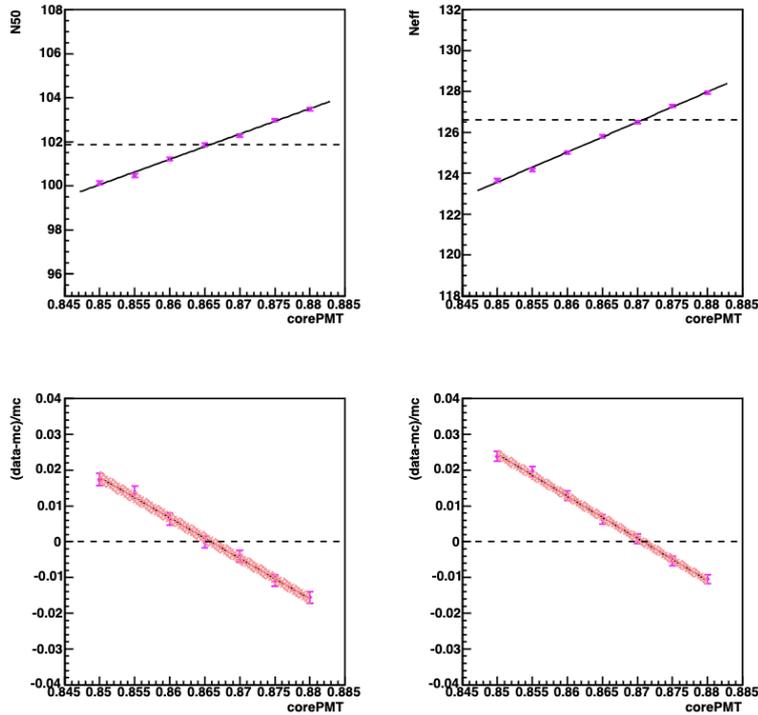


図 4.22 LINAC、detsim での N_{50} 、 N_{eff} のピーク値 (紫点)。黒線はピーク値のフィット線、赤色の線はフィットエラー。2017 年 8 月ラン 76453 の $(x, y, z) = (-3.885, -0.707, -0.06\text{cm})$ でのデータと detsim。

図 4.22 の上段では横軸に COREPMT、縦軸にそれぞれ N_{50} 、 N_{eff} であり、紫の点が detsim、黒の破線がデータを表している。図 4.22 の下段は横軸を COREPMT、縦軸を N_{50} 、 N_{eff} の data と detsim の差 $(\text{data} - \text{mc})/\text{mc}$ (ここでは mc は detsim の結果) としている。 N_{eff} においてデータと detsim の差 $(\text{data} - \text{mc})/\text{mc}$ が 0 である時の COREPMT の値を評価に使用する。

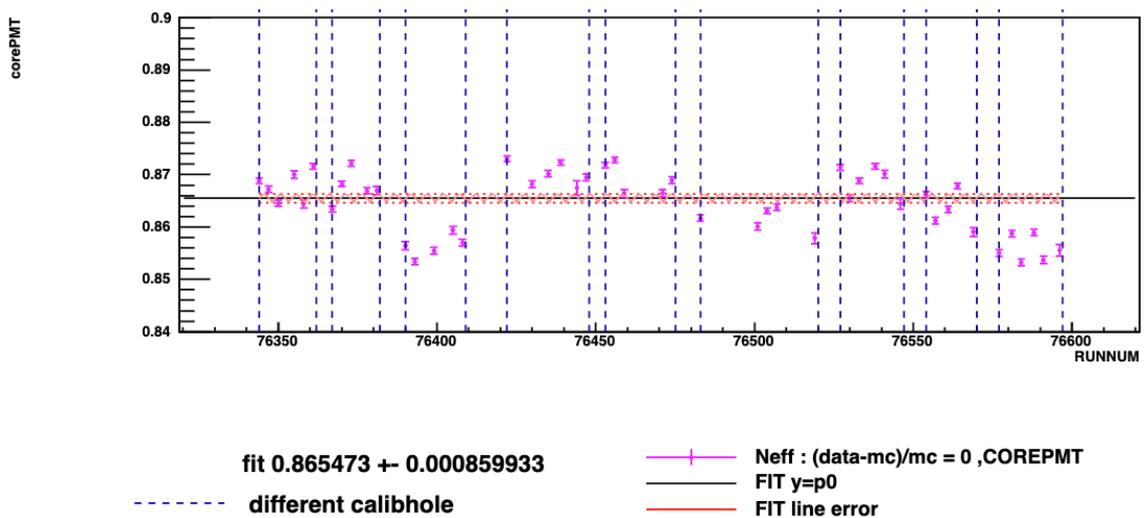


図 4.23 2017 年 8 月ラン 76344 ~ 76597 での detsim による COREPMT の値。

LINAC から決定した COREPMT の最適値は 0.865 ± 0.001 である。次にこの COREPMT を使用し、LINAC

データと detsim でのエネルギースケールの差 $(data - mc)/mc$ の位置依存性、エネルギー依存性を確認する (図 4.24)。

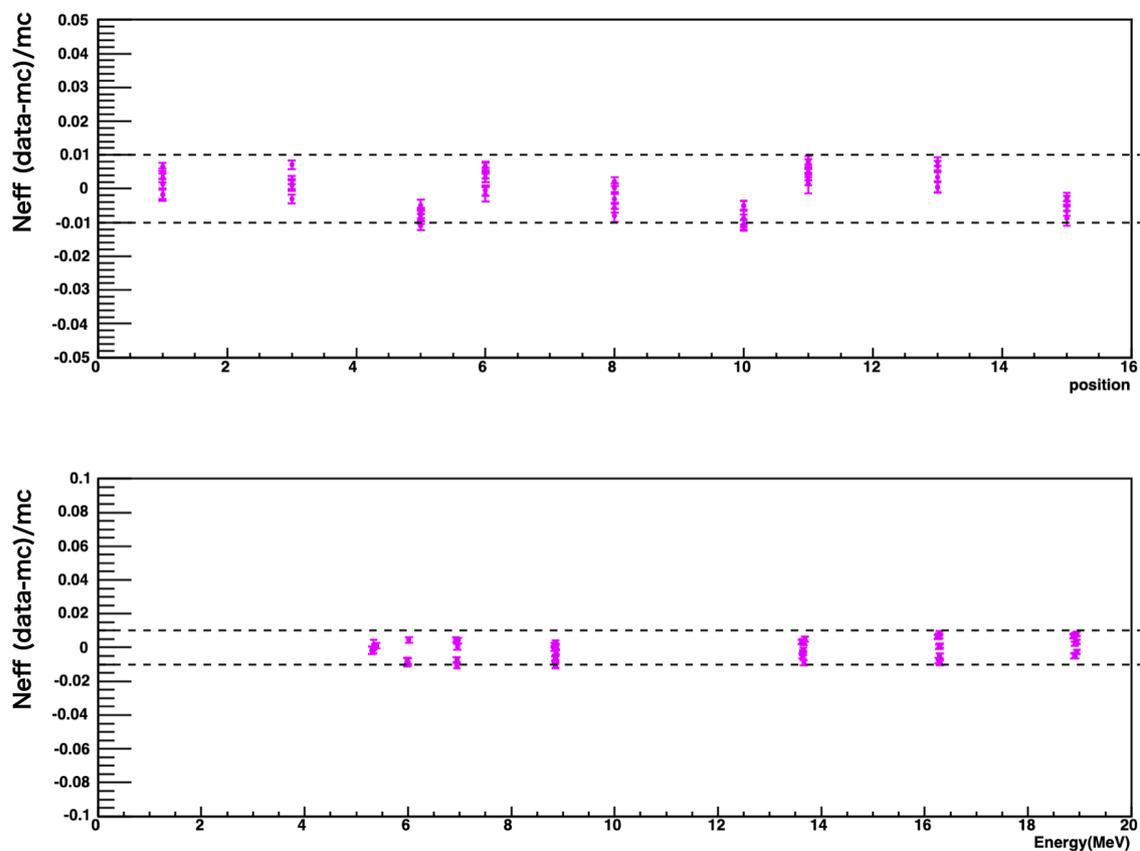


図 4.24 上段の図は位置依存性、下段の図はエネルギー依存性を表す。全ての図で縦軸は N_{eff} の $(data - mc)/mc$ 、上段の図は横軸に LINAC の位置、下段の図は横軸に入射した電子の運動量をとった図である。

LINAC では data と detsim でのエネルギースケールの位置依存性、エネルギー依存性は 1% 以内であることがわかり、detsim とデータが合致していることが確認できた。

detsim を使用した DTG、LINAC 解析の結果、COREPMT の最適値は 0.865 ± 0.001 であり、これは太陽ニュートリノ解析に用いられている detsim の COREPMT = 0.86616 の値と誤差の範囲内で一致している。本研究で使用する解析手法が妥当性が示された。

4.3.4 SKG4 を使用した DTG による COREPMT 値

現在、SKG4 は detsim やデータにシミュレーション結果が合致するように適切に調整がされていない。パラメータの中でも COREPMT の値が未知の値である。先ず COREPMT = 0.8661694 という detsim で使われている値で SKG4 を使用しシミュレーションを行なった結果を以下に示す (図 4.25)。

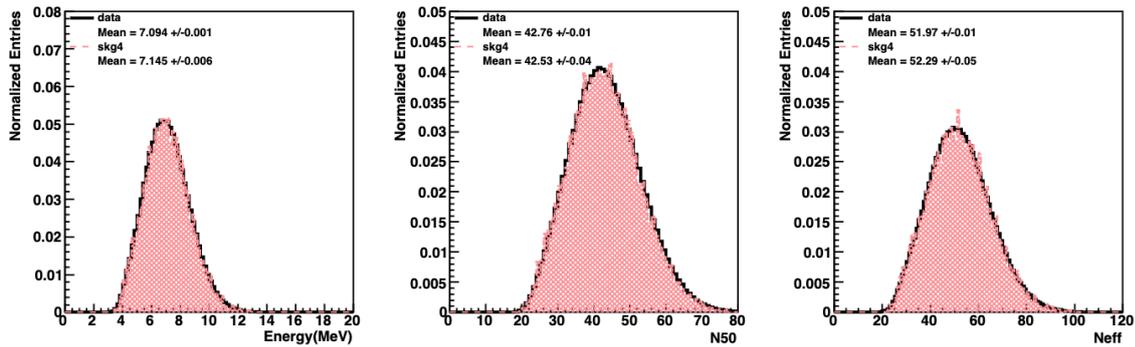


図 4.25 SKG4 とデータのエネルギー、 N_{50} 、 N_{eff} 分布。2017 年 8 月の $(x, y, z) = (0.353, -0.707, -12m)$ 、 $COREPMT = 0.8661694$ における分布。

現在の detsim で使用されている $COREPMT$ の値ではデータのピークの値よりも SKG4 のピークの値が小さいので、 $COREPMT$ の値が大きい時、データと合致するピークの値が得られると考えられる。 $COREPMT$ の値を変更しシミュレーションを行うと、ピークの値は右側へシフトしてゆく (図 4.26)。

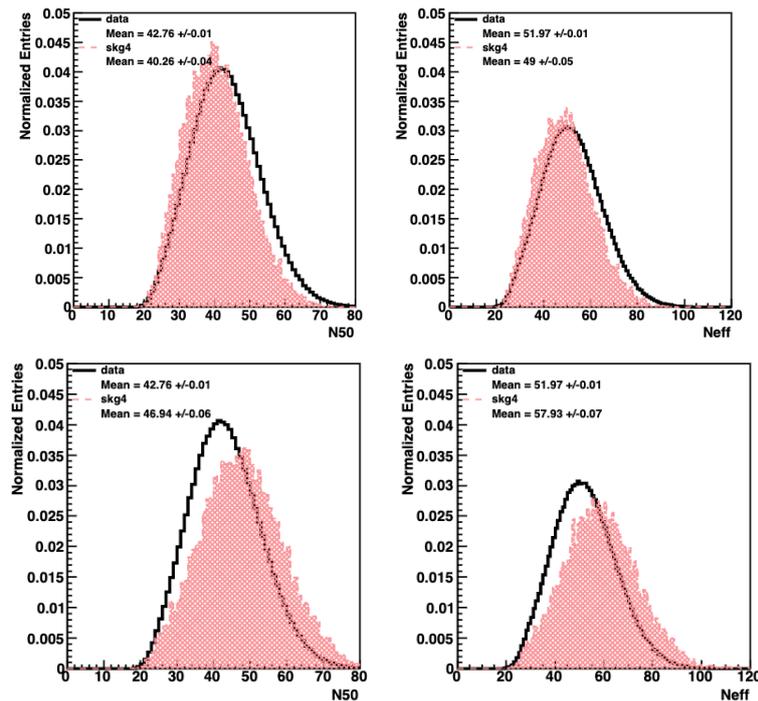


図 4.26 SKG4 とデータの N_{50} 、 N_{eff} ヒストグラム。2017 年 8 月の $(x, y, z) = (0.353, -0.707, -0m)$ でのデータと SKG4。上図が $COREPMT = 0.800$ 下図が $COREPMT = 0.990$ 時の分布である。

これらの図にガウス関数をフィットし、ピーク位置を取得する。2017 年のラン 76648 ~ 76726 (表 A.1) をそれぞれ $COREPMT$ の値を 0.850 ~ 0.950 までシミュレーションした。それぞれのデータ、SKG4 でのピークの値を比較した (図 4.27)。

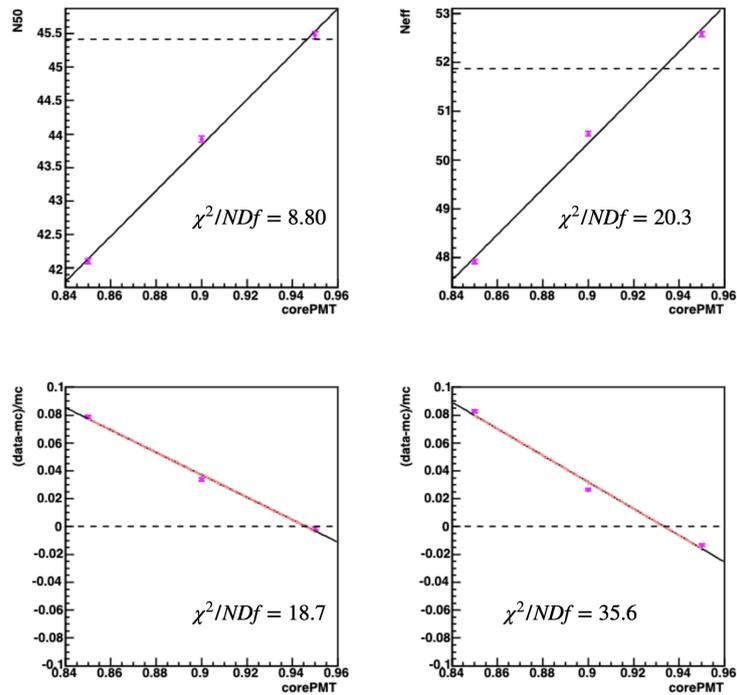


図 4.27 COREPMT を変化させた際の SKG4 での N_{50} 、 N_{eff} のピークの数 (上図) と MC との差 (下図)。紫点がデータ、黒線はピークの数値のフィット線、赤色の領域はフィットエラー。2017 年 8 月の $(x, y, z) = (0.353, -0.707, -0m)$ でのデータと SKG4。

上図では横軸を COREPMT、縦軸をそれぞれ N_{50} 、 N_{eff} とし、紫の点が SKG4、黒の破線がデータを表している。下図は横軸を COREPMT、縦軸を N_{50} 、 N_{eff} とそれぞれの data の比較に $(data - mc)/mc$ としている。 N_{eff} においてデータと SKG4 の差 $(data - mc)/mc$ がエラー区間に入っている COREPMT の値を評価に使用する。

これをラン 76648 ~ 76726 の期間中の分だけ行う。以下にランごとの COREPMT の値を示す (図 4.28)。

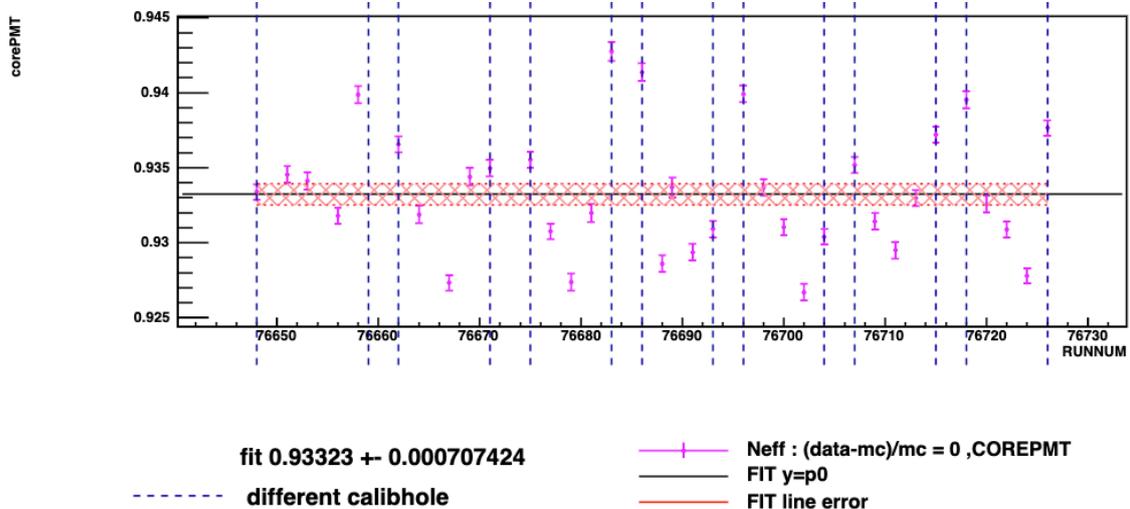


図 4.28 2017 年 8 月 ラン 76648 ~ 76726 での SKG4 による COREPMT の値。

DTG での COREPMT の最適値は 0.933 ± 0.001 となる。

次にこの COREPMT を使用し、データと SKG4 でのエネルギースケールの差 $(data - mc)/mc$ の位置依存性、角度依存性を確認する (図 4.29)。

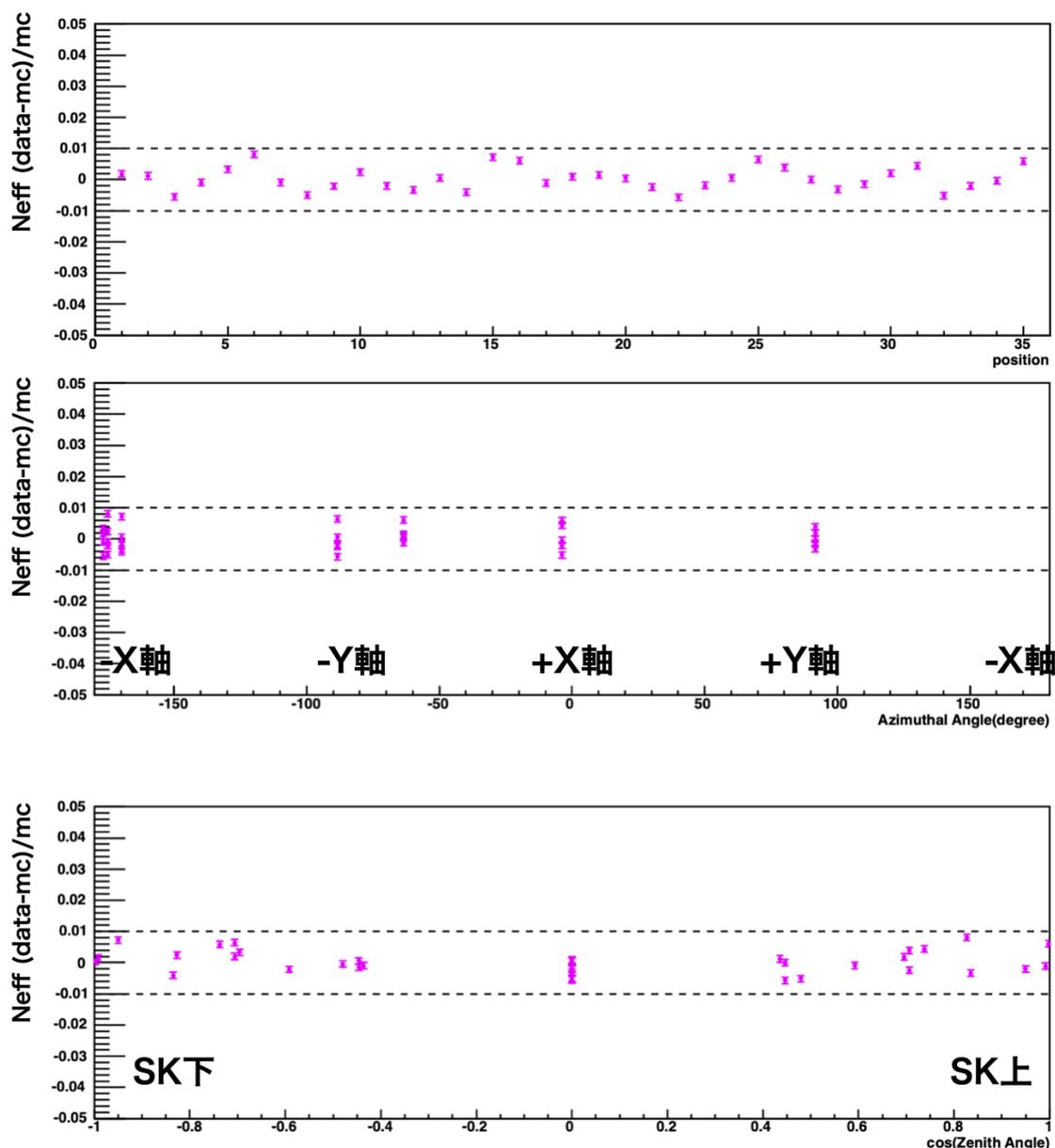


図 4.29 SKG4 を使用した時の DTG データと SKG4 でのエネルギースケールの差。上段は位置依存性、中、下段は角度 (方位角、天頂角) 依存性を表している。全ての図で縦軸は N_{eff} の $(data - mc)/mc$ である。上段の図は横軸に DTG の位置を、中段の図は横軸に検出器 $(x, y) = (0, 0)$ を中心とした DTG への方位角、下段の図は横軸に検出器 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ を中心とした DTG への天頂角をとった図である。DTG の位置を表す数字の定義は図 4.10 に示した通りであ

DTG ではデータと SKG4 での位置依存性、角度 (方位角、天頂角) 依存性は 1% 以内であることがわかり、SKG4 での DTG シミュレーションはデータと比べ位置依存性、角度依存性がなくデータと合致していることが確認できた。

第 5 章

結論

スーパーカミオカンデ検出器の検出器シミュレーションには、GEANT3 ベースの SKDetSim というものが使用されている。現在、プログラムの維持や拡張性、高速化、新しい物理モデルを使用するために、C++ で書かれた最新の Geant4 ベースのモンテカルロシミュレーター SKG4 が開発されている。本研究では SKG4 がスーパーカミオカンデにおける低エネルギー事象解析に対し使用可能であることを示すために、SKG4 への DTG キャリブレーションシステムの導入を行なった。本研究で開発したエネルギースケールの評価方法の正当性を示すために SKDetSim を使用した LINAC、DTG キャリブレーションとデータのエネルギースケールを比較し、COREPMT を決定した。本研究の解析で決定した COREPMT と detsim で使用されている COREPMT の値は誤差の範囲内で一致し解析の正当性を確認した。SKG4 を使用し DTG キャリブレーションを行い、data と SKG4 のエネルギースケールの評価を行なった。この結果、SKG4 とデータのエネルギースケールの差は 1 %以内であった。さらにエネルギースケールの位置依存性、角度依存性を確認し、エネルギースケールの差は 1 %以内であった。この結果より SKG4 を用いた DTG キャリブレーションにより、太陽ニュートリノ解析においてイベントのエネルギーを再構成するために必要なパラメーターである COREPMT を新たに提供することができた。

付録

以下に 2017 年 8 月に行われた DTG、LINAC キャリブレーションの主な設定を示す。

表 A.1 2017 年 8 月での DTG キャリブレーションの設定

Run number	X[m]	Y[m]	Z[m]	引き上げ [m]	記号
76648	0.353	-0.707	-12	1	D1
76649	0.353	-0.707	-12	1.85	D1
76651	0.353	-0.707	-6	1	D2
76653	0.353	-0.707	0	1	D3
76654	0.353	-0.707	0	1.85	D3
76656	0.353	-0.707	6	1	D4
76658	0.353	-0.707	12	1	D5
76659	0.353	-0.707	12	1.85	D5
76662	-12.37	-0.707	-12	1	A1
76664	-12.37	-0.707	-6	1	A2
76667	-12.37	-0.707	0	1	A3
76669	-12.37	-0.707	6	1	A4
76671	-12.37	-0.707	12	1	A5
76675	-8.1305	-0.707	-12	1	B1
76677	-8.1305	-0.707	-6	1	B2
76679	-8.1305	-0.707	0	1	B3
76681	-8.1305	-0.707	6	1	B4
76683	-8.1305	-0.707	12	1	B5
76686	-3.889	-0.707	-12	1	C1
76688	-3.889	-0.707	-6	1	C2
76689	-3.889	-0.707	0	1	C3
76691	-3.889	-0.707	6	1	C4
76693	-3.889	-0.707	12	1	C5
76696	0.353	-12.019	-12	1	E1
76698	0.353	-12.019	-6	1	E2
76700	0.353	-12.019	0	1	E3
76702	0.353	-12.019	6	1	E4
76704	0.353	-12.019	12	1	E5
76707	-0.353	12.019	-12	1	F1
76709	-0.353	12.019	-6	1	F2
76711	-0.353	12.019	0	1	F3
76713	-0.353	12.019	6	1	F4
76715	-0.353	12.019	12	1	F5
76718	10.958	-0.707	-12	1	G1
76720	10.958	-0.707	-6	1	G2
76722	10.958	-0.707	0	1	G3
76724	10.958	-0.707	6	1	G4
76726	10.958	-0.707	12	1	G5

表 A.2 2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定

Run number	X[m]	Y[m]	Z[m]	引き上げ [m]	記号
76344	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76345	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76347	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76348	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76350	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76351	-1237.25	-70.7	1197	76342	A1
76355	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76356	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76358	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76359	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76361	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76362	-1237.25	-70.7	1197	76353	A1
76367	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76368	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76370	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76371	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76373	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76374	-1237.25	-70.7	-6	76364	A2
76378	-1237.25	-70.7	-6	76376	A2
76379	-1237.25	-70.7	-6	76376	A2
76381	-1237.25	-70.7	-6	76376	A2
76382	-1237.25	-70.7	-6	76376	A2
76390	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76391	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76393	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76394	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76396	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76397	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76399	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76400	-1237.25	-70.7	-1209	76387	A3
76405	-1237.25	-70.7	-1209	76403	A3
76406	-1237.25	-70.7	-1209	76403	A3
76408	-1237.25	-70.7	-1209	76403	A3
76409	-1237.25	-70.7	-1209	76403	A3

表 A.3 2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定

76422	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76427	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76430	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76432	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76435	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76437	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76439	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76440	-388.85	-70.7	1197	76420	B1
76444	-388.85	-70.7	1197	76442	B1
76445	-388.85	-70.7	1197	76442	B1
76447	-388.85	-70.7	1197	76442	B1
76448	-388.85	-70.7	1197	76442	B1
76453	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76454	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76456	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76457	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76459	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76462	-388.85	-70.7	-6	76451	B2
76471	-388.85	-70.7	-6	76464	B2
76472	-388.85	-70.7	-6	76464	B2
76474	-388.85	-70.7	-6	76464	B2
76475	-388.85	-70.7	-6	76464	B2
76483	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76485	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76501	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76502	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76504	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76505	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76507	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76508	-388.85	-70.7	-1209	76481	B3
76519	-388.85	-70.7	-1209	76510	B3
76520	-388.85	-70.7	-1209	76510	B3

表 A.4 2017 年 8 月での LINAC キャリブレーションの設定

76527	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76528	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76530	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76531	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76533	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76534	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76538	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76539	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76541	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76542	-813.05	-70.7	1197	76524	C1
76546	-813.05	-70.7	1197	76544	C1
76547	-813.05	-70.7	1197	76544	C1
76554	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76555	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76557	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76559	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76561	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76562	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76564	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76565	-813.05	-70.7	-6	76552	C2
76569	-813.05	-70.7	-6	76567	C2
76570	-813.05	-70.7	-6	76567	C2
76577	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76578	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76581	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76582	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76584	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76585	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76589	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76588	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76591	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76592	-813.05	-70.7	-1209	76573	C3
76596	-813.05	-70.7	-1209	76594	C3
76597	-813.05	-70.7	-1209	76594	C3

謝辞

私が本論文を執筆するにあたって、さまざまな協力をしてくれた人に先ず感謝を申し上げます。その他、ラドン実験でも多くのご協力ありがとうございました。特に2年間私にラドン実験、本論文の解析に対し多くの労力をかけてくださった中野先生には感謝しかありません。神岡の人に話しかけやすい雰囲気を作ってくださったりと、実験以外のところでもお気を使わせてしまって申し訳なかったです。でもそのおかげで神岡の人とのコミュニケーションが多くとれ少ない神岡での生活は苦しくもあり楽しいものでした。ありがとうございます。鈴木先生には実験の相談に多く乗ってもらい真摯に対応してくれてありがとうございました。竹内先生もとても貴重な指摘をいくつもいただきありがとうございました。蔵重先生は私が解析がどうしようもなくなっている時に、議論の相談に乗って問題を解決に導いてくださりありがとうございました。M1の時のコンピューティングサマースクールにおいて、私と蔵重先生とも移動中荷物をとり忘れ KEK の事務室に一緒に行ったことが思い出深いです。岡山大学の小汐由介准教授には `detsim` のことや、開いてくださった講習会にてさまざまなことを学ばせていただきました。岡山大学の伊藤慎太郎様には DTG の解析方法を、修論の添削などを行っていただきました。SKG4 の開発者である岡山大学の萩原開人様の製作した数百ページに及ぶ SKG4 のマニュアルはかけがえのない物でした。岡山大学の原田将之様には C++ のプログラミング、SKG4 のシミュレーション、物理解析さまざまなことを教えていただきました。東京大学の岡本幸平様にはラドン実験、スーパーカミオカンデ検出器のこと、超純水システム、LINAC のことなど多くのことを教えていただきました。Neff と電子のエネルギーの関係の図の提供、ご教授有難うございました。東京大学の竹田敦様にはラドン実験において、Ge 検出器を使用した実験を全面的に面倒を見てくださりとてもありがたかったです。東北大学の市村晃一助教には Geant4 のインストール、IsoDAR 実験のシミュレーションの相談に乗っていただきました。大阪物療大学の中村健悟教授には、KamLAND の紹介、IsoDAR 実験のシミュレーションの相談に乗っていただきました。神岡での先輩である今泉秀一様、陳育勤 (Chen Yu-chin) 様、岡田健様、同級生である芝田皆人さん、長尾芳樹さん、韓昇皓 (HAN Seungho) さん、ありがとうございました。神岡で生活できていたのは皆様のおかげでした。神戸大学の先輩である日比宏明様、水越慧太様、石浦宏尚様、塩沢知晃様、説田暉様、山下和輝様、同級生である塩見 崇宏さん、島田拓弥さん、角源一郎さん、谷口 浩平さん、末田 皓介さんありがとうございます。

後輩一特に神岡グループの尾崎博紀さん、Kotsar Yurii さんありがとうございました。最後に現在も支えてれている両親、祖父祖母に感謝を述べます。

山本祥太郎

参考文献

- [1] M.Fukugita and T.Yanagida. Physics of neutrinos and applications to astrophysics. Vol. 593, .
- [2] Fumihiko Suekane. Neutrino oscillations a practical guide to basics and applications. Vol. 195, .
- [3] M shinoki. Improvement of low energy reconstruction for super-kamiokande. *master Dissertation*.
- [4] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, Vol. 124, No. 3212, pp. 103–104, 1956.
- [5] Y. Fukuda, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, 1998.
- [6] Ivan Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou. The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. *JHEP*, Vol. 09, p. 178, 2020.
- [7] John N. Bahcall. Line versus continuum solar neutrinos. *Phys. Rev. D*, Vol. 41, pp. 2964–2966, May 1990.
- [8] V.A. Kuzmin. Neutrino production in the $3\text{He}(p, e+\nu)4\text{He}$ reaction in solar interiors. *Physics Letters*, Vol. 17, No. 1, pp. 27 – 28, 1965.
- [9] John N. Bahcall, E. Lisi, D. E. Alburger, L. De Braekeleer, S. J. Freedman, and J. Napolitano. Standard neutrino spectrum from ^8B decay. *Phys. Rev. C*, Vol. 54, pp. 411–422, Jul 1996.
- [10] John N. Bahcall. ^7Be solar neutrino line: A reflection of the central temperature distribution of the sun. *Phys. Rev. D*, Vol. 49, pp. 3923–3945, Apr 1994.
- [11] John N. Bahcall and Roger K. Ulrich. Solar models, neutrino experiments, and helioseismology. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 60, pp. 297–372, Apr 1988.
- [12] M. Agostini, et al. Comprehensive measurement of pp -chain solar neutrinos. *Nature*, Vol. 562, No. 7728, pp. 505–510, 2018.
- [13] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr. Raymond Davis, James R. Distel, Kenneth Lande, C. K. Lee, Paul S. Wildenhain, and Jack Ullman. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, Vol. 496, No. 1, pp. 505–526, mar 1998.
- [14] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, P. P. Gurkina, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov, N. G. Khairnasov, T. V. Knodel, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, and et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. iii. results for the 2002–2007 data-taking period. *Physical Review C*, Vol. 80, No. 1, Jul 2009.
- [15] M. Altmann, et al. Complete results for five years of gno solar neutrino observations. *Physics Letters B*, Vol. 616, No. 3, pp. 174–190, 2005.
- [16] B. Aharmim, S. N.Ahmed, A. E.Anthony, N. Barros, E. W.Beier, A. Bellerive, B. Beltran, M. Bergevin, S. D.Biller, K. Boudjemline, et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the sudbury neutrino observatory. *Physical Review C*, Vol. 88, No. 2, Aug 2013.
- [17] G. Bellini, et al. Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy. *Phys. Rev. D*,

- Vol. 89, No. 11, p. 112007, 2014.
- [18] The KamLAND Collaboration. Reactor on-off antineutrino measurement with kamland. 2013.
- [19] M hasegawa. Solar neutrino measurement in super-kamiokande-iv. *Doctoral Dissertation*.
- [20] Michele Maltoni and Alexei Yu. Smirnov. Solar neutrinos and neutrino physics. *The European Physical Journal A*, Vol. 52, No. 4, Apr 2016.
- [21] S. Fukuda, et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 501, No. 2, pp. 418 – 462, 2003.
- [22] スーパーカミオカンデ事故等報告（平成13年11月22現在）.
- [23] Radioisotope Pocket Data Book. p. 13, 2020.
- [24] Y. Nakano, T. Hokama, M. Matsubara, M. Miwa, M. Nakahata, T. Nakamura, H. Sekiya, Y. Takeuchi, S. Tasaka, and R.A. Wendell. Measurement of the radon concentration in purified water in the super-kamiokande iv detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 977, p. 164297, Oct 2020.
- [25] M Nakahata, et al. Calibration of super-kamiokande using an electron linac: The super-kamiokande collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 421, No. 1, pp. 113–129, 1999.
- [26] E Blaufuss, et al. ^{16}N as a calibration source for super-kamiokande. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 458, No. 3, pp. 638 – 649, 2001.
- [27] RenéBrunほか. Geant: Detector description and simulation tool.
- [28] S. Agostinelli, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [29] J. Allison and title=Geant4 developments and applications year=2006 volume=53 number=1 pages=270-278 doi=10.1109/TNS.2006.869826 others, journal=IEEE Transactions on Nuclear Science.
- [30] J. Allison, et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 835, pp. 186–225, 2016.
- [31] Masayuki Harada, Yusuke Koshio, and Kaito Hagiwara. Development of Geant4 based simulation for Super-Kamiokande. *PoS*, Vol. KMI2019, p. 049, 2019.
- [32] Masayuki Harada. Development of Super-Kamiokande detector simulation based on Geant4. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 907, 2020.
- [33] Hagiwara Kaito, et al. スーパーカミオカンデにおける Geant4 ベースのシミュレーション開発. p. 16, 2018.