

修士論文

スーパーカミオカンデにおける
検出器較正の研究

岡山大学大学院

自然科学研究科 数理物理学専攻

素粒子物理学研究室

学籍番号：41501204

酒井 聖矢

2021年3月1日

概要

太陽の約 8 倍以上の質量を持つ恒星はその一生を終える際に大爆発を起こす。この現象を超新星爆発と言い、超新星爆発で放出される全エネルギーの 99% 以上を超新星爆発ニュートリノが持ち去る。これを観測することによって、超新星爆発に関する様々な謎を解明できると考えられている。だが、銀河系近傍において超新星爆発は非常に稀な現象であり、1987 年に世界で初めて超新星爆発ニュートリノを観測して以降、超新星爆発ニュートリノは観測されていない。しかし、過去に起きた全ての超新星爆発によって放出されたニュートリノは背景放射として現在の宇宙を満たしていると考えられている。これを超新星背景ニュートリノ (SRN) と言い、SRN のエネルギーフラックスは個々の爆発からのニュートリノ放出量や宇宙全体での爆発発生率、恒星生成時の質量分布に依存する。よって、SRN を観測することができれば星形成の歴史や宇宙の質量分布などに関する理解が格段に進む。現在、スーパーカミオカンデではこの SRN の世界初観測に向けた研究を行っている。

スーパーカミオカンデは、岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1,000m に設置された巨大水チェレンコフ検出器であり、5 万トンの超純水で満たされた水タンクと光電子増倍管 (PMT) から構成されている。観測を開始したのは 1996 年で、検出器のアップデートを繰り返しながら四半世紀に渡って観測を続けている。また、観測で得られたデータの信頼性は検出器校正を正確に行うことによって得ることができる。スーパーカミオカンデでは定期的に、線源や光源、宇宙線ミュオンなどを用いた様々な検出器校正を行っている。そして今回私は、数ある検出器校正のうちの 1 つである量子効率の測定を行った。

量子効率を測定する目的は各 PMT の性質を理解することである。これがなぜ重要かというと、スーパーカミオカンデでは各 PMT が捉えた信号の情報を基に事象のエネルギー再構成を行っている。しかし、各 PMT の量子効率には個体差があり、これがエネルギー再構成の精度に影響するため、量子効率の測定が重要となる。各 PMT の性質を理解するため、Ni-Cf 線源を用いた検出器校正実験から各 PMT の量子効率の平均値との比 (相対的量子効率) を計算し、PMT の識別番号と相対的量子効率をまとめたものである QE テーブルを作成した。今回の測定結果から、各 PMT の相対的量子効率は PMT の製造年度の違いによって 0.8 から 1.2 までばらつきがあることを確認した。また、今回の結果が先行研究の結果と一致することや、今回作成した QE テーブルを検出器モンテカルロシミュレーション (MC) に導入することで MC がデータを高精度で再現するようになったことも確認した。さらに、この QE テーブルを用いてエネルギー再構成の系統誤差の見積もりを行った結果、位置依存性の系統誤差を 0.40% から 0.34% に減らすことができ、系統誤差の合計を 0.48% から 0.42% に減らすことができた。現在この QE テーブルが様々な解析で利用されている。

検出器校正は、2018 年 6 月から 2019 年 1 月に行われた改修工事の直後にも行われ、その際に私は量子効率の測定と水質の上下非対称性パラメータの調整を行った。そして、2020 年 7 月に SRN の世界初観測を目指す SK-Gd 実験が始まった。SK-Gd 実験で 5-10 年観測を行うことにより、超新星爆発や星形成の歴史に関する理解が大いに深まると考えられている。

本論文は 6 つの章で構成されている。第 1 章ではニュートリノの性質や超新星爆発ニュートリノ、超新星背景ニュートリノについて記す。第 2 章ではスーパーカミオカンデ検出器の構造や観測期間などについて記す。第 3 章ではスーパーカミオカンデで行われている検出器校正について述べ、私が行った量子効率の測定及びその結果について第 4 章で述べる。そして、SK-Gd 実験に向けてこれまで行ってきたことや SK-Gd 実験で期待されることについて第 5 章で述べ、これまでのまとめと考察について第 6 章で述べる。

目次

1	ニュートリノ	1
1.1	ニュートリノの性質	1
1.2	ニュートリノ振動	1
1.3	超新星ニュートリノ	4
1.3.1	超新星爆発の分類	4
1.3.2	重力崩壊型超新星爆発	5
1.3.3	超新星爆発ニュートリノ	10
1.3.4	超新星背景ニュートリノ	10
1.3.5	過去の超新星背景ニュートリノ探索	11
2	スーパーカミオカンデ	14
2.1	スーパーカミオカンデ検出器	14
2.1.1	内水槽 PMT	15
2.1.2	外水槽 PMT	17
2.1.3	磁気補償コイル	18
2.1.4	観測期間	18
2.2	検出原理	20
2.2.1	チェレンコフ放射	20
2.2.2	検出方法	21
2.3	水循環システム	22
2.3.1	超純水循環装置	22
2.3.2	硫酸ガドリニウム水循環装置	25
2.4	無ラドン空気システム	27
2.5	データ収集システム	28
2.5.1	SK-III 以前における内水槽データ収集システム	28
2.5.2	SK-III 以前における外水槽データ収集システム	29
2.5.3	SK-III 以前におけるトリガーシステム	31
2.5.4	SK-IV 以降における内水槽・外水槽データ収集システム	32
2.5.5	SK-IV 以降におけるトリガーシステム	33
3	検出器較正	35
3.1	内水槽の検出器較正	35
3.1.1	高電圧の決定	35
3.1.2	相対ゲインの測定	36
3.1.3	絶対ゲインの測定	37
3.1.4	量子効率の測定	38
3.1.5	時間応答の較正	38
3.2	光子輸送	40

3.2.1	水の透過率の測定	40
3.2.2	Top-Bottom Asymmetry	40
3.2.3	物質表面での光子の反射	42
3.3	LINAC・DTによるエネルギー較正	43
3.3.1	LINAC	44
3.3.2	DT	50
3.3.3	エネルギースケールの系統誤差	52
4	量子効率の測定	54
4.1	目的	54
4.2	Ni-Cf線源	54
4.3	過去の測定との違い	57
4.4	データの取得	57
4.5	解析手法	59
4.5.1	事象選択	59
4.5.2	ヒット数の幾何学的補正・ゲイン補正	63
4.5.3	MCとの比較	65
4.6	結果及び考察	66
4.7	エネルギースケールの系統誤差の見積もり	68
5	将来に向けて	70
6	総括	74
付録 A	その他の検出器較正	76
A.1	外水槽の検出器較正	76
A.1.1	電荷量の較正	76
A.1.2	時間応答の較正	76
A.1.3	光学特性	77
A.2	宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正	77
A.2.1	高エネルギーストップミュオン事象	78
A.2.2	低エネルギーストップミュオン事象	78
A.2.3	ニュートリノ反応で生成される π^0 中間子	79
A.2.4	ミュオンの崩壊で生成される電子	79
A.2.5	宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正のまとめ	80
付録 B	上下非対称性パラメータの調整	82
B.1	目的	82
B.2	上下非対称性パラメータの導出方法	82
B.3	結果	83
B.4	上下非対称性パラメータの調整のイテレーション	85

目次

1.1	スペクトル線と爆発メカニズムによる超新星爆発の分類	5
1.2	重力崩壊型超新星爆発メカニズムの模式図	6
1.3	pp チェイン過程	6
1.4	CNO サイクル過程	7
1.5	数値シミュレーションから得たニュートリノのルミノシティの時間分布と各フレーバーでの平均エネルギーの時間分布	9
1.6	SN1987A から飛来したニュートリノのエネルギー分布及び時間分布	10
1.7	SRN $\bar{\nu}_e$ のフラックス予想	11
1.8	スーパーカミオカンデにおけるニュートリノの反応断面積	12
1.9	理論モデルに依存しない SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 90% 信頼度での上限値	13
2.1	スーパーカミオカンデの概観	14
2.2	スーパーカミオカンデ検出器の模式図とスーパーモジュールの模式図	15
2.3	内水槽 PMT の模式図	16
2.4	内水槽 PMT の量子効率	16
2.5	波長 410 nm の光に対する内水槽 PMT の伝達時間分布	16
2.6	内水槽 PMT の 1 光電子分布	16
2.7	衝撃波防止ケースの概観	17
2.8	スーパーモジュール内における内水槽 PMT と外水槽 PMT の位置関係の模式図	17
2.9	磁気補償コイルの模式図	18
2.10	チェレンコフ放射の模式図	20
2.11	ミューニュートリノによるイベント	22
2.12	電子ニュートリノによるイベント	22
2.13	超純水循環装置の概略図	23
2.14	SK-IV における配管の模式図とタンク内部の水温の位置依存性	24
2.15	SK-V 以降における配管の模式図	24
2.16	SK-V におけるタンク内部の水温の位置依存性	25
2.17	硫酸ガドリニウム水循環装置の概略図	25
2.18	硫酸ガドリニウム八水和物の粉末を計量容器に移す様子	26
2.19	無ラドン空気システムの模式図	27
2.20	SK-III 以前における内水槽データ収集システムの概略図	28
2.21	ATM 回路の概略図	29
2.22	ATM 内における信号とトリガーのタイミングチャート	30
2.23	SK-III 以前における外水槽データ収集システムの概略図	30
2.24	QTC 及び周辺機器のブロック図	32
2.25	QTC 内における信号とトリガーのタイミングチャート	33
3.1	Standard PMT の位置と PMT のグループ分けの模式図	36
3.2	相対ゲインの 1 次元分布	37
3.3	SK-III での測定で得た 1 p.e. 信号の電荷分布	38

3.4	時間応答校正実験に用いる装置の模式図と拡散球の断面図	39
3.5	1つのPMTから得られる典型的なTQマップ	39
3.6	透過率測定の概要図	41
3.7	波長405nmのレーザー光によるデータとMCでのヒット時間分布	41
3.8	2009年4月の測定で得られた減衰係数の波長分布	41
3.9	SK-IVが始まってからのTBA測定結果の時期変動	42
3.10	ブラックシートの反射率測定概略図	43
3.11	LINACのセットアップの模式図	44
3.12	Ge検出器の出力電荷と γ 線のエネルギーの関係	45
3.13	データとフィッティングした直線のエネルギー差	45
3.14	LINAC解析における電子ビームの位置	45
3.15	LINAC校正で得られる $t_{res,i}$ に対する確率密度関数	47
3.16	尤度関数のエネルギー依存性	48
3.17	入射角度の定義	49
3.18	補正関数 $S(\theta_i, \phi_i)$ の分布	49
3.19	データとMCの間での各位置における N_{eff} 分布のピーク位置の違い	51
3.20	DT校正装置の模式図	52
3.21	データとMCの間での N_{eff} の違いの位置依存性	53
3.22	DT校正実験の方向依存性	53
3.23	SK-IVにおけるDT校正実験で得られたエネルギースケールの安定性	53
4.1	Ni-Cf線源	54
4.2	Ni-Cf線源の構造	54
4.3	^{252}Cf の自発核分裂で発生する中性子のエネルギースペクトル	55
4.4	^{252}Cf の自発核分裂による生成物の質量数と収率	55
4.5	$^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$ 反応の遷移ダイアグラム	56
4.6	通常のスーパーカミオカンデと対流時のスーパーカミオカンデ	57
4.7	データの取得に用いる装置の概要図	58
4.8	データの取得に用いる装置とキャリブレーションホール	58
4.9	座標の定義	58
4.10	解析の流れ	59
4.11	事象発生点分布	59
4.12	Ni-Cf線源から事象発生点までの距離	60
4.13	N_{50} 分布	61
4.14	goodness分布	61
4.15	T-TOF分布	62
4.16	$F(\theta)$ 及び見込み角の定義	63
4.17	SK-IVにおけるPMTのゲインの時間変動	64
4.18	Hitrate分布	64
4.19	データとMCでのHitrateの比較	65
4.20	QEの1次元分布	66

4.21	PMT の分布図	67
4.22	データと QE を導入した MC での Hitrate の比較	67
4.23	データと MC の間での各位置における再計算された N_{eff} 分布のピーク位置の違い	68
4.24	9 つの領域に分割した有効体積	69
5.1	Hitrate 分布	71
5.2	ガドリニウムの質量濃度に対する中性子捕獲効率	72
5.3	SK-Gd 実験の観測年数に対する SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 3σ 感度	73
A.1	下向き宇宙線ミューオン事象に対する内水槽と外水槽の時間分布	77
A.2	各観測期間でのエネルギースケール測定の結果	80
A.3	エネルギースケールの時間に対する安定性	81
B.1	データと MC ($\beta = 0$) での Hitrate の比較	83
B.2	横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロット	84
B.3	データと MC ($\beta = 0.007598$) での Hitrate の比較	84
B.4	イテレーション後の横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロット	86
B.5	イテレーション後のデータと MC ($\beta = 0.007802$) での Hitrate の比較	86
B.6	イテレーション後のデータと MC ($\beta = 0.007598$) での Hitrate の比較	87

表目次

1.1	ニュートリノ振動のパラメータ	3
2.1	各観測フェイズのまとめ	19
2.2	水中における主な荷電粒子のエネルギー閾値	21
2.3	各観測期間での最終的なトリガー閾値	31
2.4	QTC における各ゲインチャンネルでの検出可能な電荷のダイナミックレンジと電荷分解能	32
2.5	SK-IV 以降におけるトリガーの情報のまとめ	34
3.1	各観測期間での絶対ゲインの値	38
3.2	2009 年 4 月の測定で得られた減衰係数を定める各パラメータの値	40
3.3	LINAC 較正における電子ビームの位置とエネルギー	46
3.4	エネルギースケールの系統誤差のまとめ	52
4.1	$\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$ 反応の同位体による違い	56
4.2	w_p の値	69
4.3	再計算後のエネルギースケールの系統誤差のまとめ	69
B.1	β と χ^2	85

1 ニュートリノ

1.1 ニュートリノの性質

素粒子物理学の標準模型において、スピン 1/2 のフェルミ粒子であるニュートリノは、強い相互作用をしないレプトンに分類される。また、ニュートリノは電荷を持たず、質量も非常に小さい¹ため、他の物質と弱い相互作用でしか反応しない。故にニュートリノは透過性が非常に高く、観測が難しい粒子である。なお、ニュートリノには電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノ及びそれぞれの反粒子の計 3×2 種類あることが知られている。

ニュートリノの存在は、1930 年に W. Pauli (1900 - 1958) によって示唆された。かつて、 β 崩壊で飛び出してくる電子のエネルギースペクトルは線スペクトルだと予想された。ところが 1914 年に J. Chadwick (1891 - 1974) は、 β 崩壊で飛び出してくる電子のエネルギースペクトルは線スペクトルではなく連続スペクトルであることを見出した。Chadwick が報告した電子の連続スペクトルを説明するために、Pauli は、 β 崩壊では電子に加えてスピン 1/2 の電荷を持たない未知の粒子も放出されている、と主張したのである。なお、イタリア語で「中性の小さいもの」という意味のニュートリノという名前は、E. Fermi (1901 - 1954) によって名付けられた。

Pauli がニュートリノの存在を提唱してから 20 年以上経過した 1956 年、F. Reines (1918 - 1998) と C. Cowan (1920 - 2012) によって原子炉起源の反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が発見された [1]。1962 年には、L. Lederman (1922 - 2018)、M. Schwartz (1932 - 2006)、J. Steinberger (1921 - 2020) の加速器実験によってミューニュートリノ (ν_μ) が発見された [2]。また、2000 年に DONUT 実験によってタウニュートリノ (ν_τ) も発見された [3]。

1.2 ニュートリノ振動

現在の素粒子物理学の標準模型において、ニュートリノは質量がゼロだとされている。しかし、1998 年にスーパーカミオカンデ実験でニュートリノ振動が発見されたことにより、ニュートリノには質量があることが証明された [4]。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが空間を伝播する間にその種類（フレーバー）が変化する現象のことである。

以下では真空中でのニュートリノ振動を考える。フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) の重ね合わせで表される。

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

ここで、 U は 3×3 のユニタリ行列であり、ポンテコルボ・牧・中川・坂田行列と呼ばれる [5]。この行列は 4 つの独立したパラメータ（混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と位相角 δ_{CP} ）から成り立つ。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2) \end{aligned}$$

¹ 重力相互作用は無視できる。

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。

以下では簡単のため、ある 2 世代間のニュートリノ振動 ($\nu_a \rightarrow \nu_b$) について考える。この時、式 (1.1) は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} |\nu_a\rangle \\ |\nu_b\rangle \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \cos \theta + |\nu_2\rangle \sin \theta \\ -|\nu_1\rangle \sin \theta + |\nu_2\rangle \cos \theta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.3)$$

式 (1.3) より、

$$|\nu_1\rangle = |\nu_a\rangle \cos \theta - |\nu_b\rangle \sin \theta \quad (1.4)$$

$$|\nu_2\rangle = |\nu_a\rangle \sin \theta + |\nu_b\rangle \cos \theta \quad (1.5)$$

が得られる。また、質量固有状態の時間発展は、エネルギーが E_j のとき、

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t/\hbar} \quad (1.6)$$

となる。よって、時刻 $t = 0$ のとき、 $|\nu_a(0)\rangle = 1$ 、 $|\nu_b(0)\rangle = 0$ とすると、時刻 t において、

$$\begin{aligned} |\nu_a(t)\rangle &= |\nu_1(t)\rangle \cos \theta + |\nu_2(t)\rangle \sin \theta \\ &= |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1 t/\hbar} \cos \theta + |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2 t/\hbar} \sin \theta \\ &= \{|\nu_a(0)\rangle \cos \theta - |\nu_b(0)\rangle \sin \theta\} e^{-iE_1 t/\hbar} \cos \theta + \{|\nu_a(0)\rangle \sin \theta + |\nu_b(0)\rangle \cos \theta\} e^{-iE_2 t/\hbar} \sin \theta \\ &= e^{-iE_1 t/\hbar} \cos^2 \theta + e^{-iE_2 t/\hbar} \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} |\nu_b(t)\rangle &= -|\nu_1(t)\rangle \sin \theta + |\nu_2(t)\rangle \cos \theta \\ &= -|\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1 t/\hbar} \sin \theta + |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2 t/\hbar} \cos \theta \\ &= -\{|\nu_a(0)\rangle \cos \theta - |\nu_b(0)\rangle \sin \theta\} e^{-iE_1 t/\hbar} \sin \theta + \{|\nu_a(0)\rangle \sin \theta + |\nu_b(0)\rangle \cos \theta\} e^{-iE_2 t/\hbar} \cos \theta \\ &= -e^{-iE_1 t/\hbar} \sin \theta \cos \theta + e^{-iE_2 t/\hbar} \sin \theta \cos \theta \\ &= \sin \theta \cos \theta (-e^{-iE_1 t/\hbar} + e^{-iE_2 t/\hbar}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

となる。ゆえに、時刻 $t = 0$ のときに発生した ν_a が時刻 t で ν_b である確率 $P(\nu_a \rightarrow \nu_b)$ は、

$$\begin{aligned} P(\nu_a \rightarrow \nu_b) &= |\langle \nu_a(0) | \nu_b(t) \rangle|^2 \\ &= |(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) \sin \theta \cos \theta (-e^{-iE_1 t/\hbar} + e^{-iE_2 t/\hbar})|^2 \\ &= (\sin \theta \cos \theta)^2 (-e^{-iE_1 t/\hbar} + e^{-iE_2 t/\hbar})(-e^{iE_1 t/\hbar} + e^{iE_2 t/\hbar}) \\ &= \left(\frac{1}{2} \sin 2\theta\right)^2 [2 - \{e^{i(E_2 - E_1)t/\hbar} + e^{-i(E_2 - E_1)t/\hbar}\}] \\ &= \frac{1}{4} \sin^2 2\theta \left\{2 - 2 \cos \frac{(E_2 - E_1)t}{\hbar}\right\} \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2\hbar} \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。ここで、 $p_1 c \sim E$ 、 $p_2 c \sim E$ 、 $m_1 c^2 \ll p_1 c$ 、 $m_2 c^2 \ll p_2 c$ 、 $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ とすると、

$$\begin{aligned} E_2 - E_1 &= \sqrt{(p_2 c)^2 + (m_2 c^2)^2} - \sqrt{(p_1 c)^2 + (m_1 c^2)^2} \\ &= p_2 c \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c^2}{p_2 c}\right)^2} - p_1 c \sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c^2}{p_1 c}\right)^2} \\ &\sim E \left\{1 + \frac{(m_2 c^2)^2}{2E^2}\right\} - E \left\{1 + \frac{(m_1 c^2)^2}{2E^2}\right\} \\ &= \frac{\Delta m^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.10)$$

となるから、

$$\begin{aligned} P(\nu_a \rightarrow \nu_b) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 ct}{4E\hbar c} \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E\hbar c} \end{aligned} \quad (1.11)$$

となる。ここで、 $L = ct$ とおいた。また、

$$\hbar c = 1.974 \times 10^{-7} [\text{eV} \cdot \text{m}] \quad (1.12)$$

であるから、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m^2 L}{4E\hbar c} &= \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{eV}] \times 1.974 \times 10^{-7} [\text{eV} \cdot \text{m}]} \\ &= \frac{1.27 \times 10^6 \times \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{eV}] (\times 1 [\text{eV} \cdot \text{m}])} \\ &= \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \end{aligned} \quad (1.13)$$

となる。したがって、

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_b) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \quad (1.14)$$

が得られる。

ニュートリノ振動は、6つのニュートリノ振動パラメータ ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta_{\text{CP}}, \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2, \Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$) によって記述される。これらの値は、太陽ニュートリノや大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ、原子炉ニュートリノの振動現象を観測することによって測定できる。表 1.1 にニュートリノ振動パラメータのベストフィットの値を示す。現時点で、質量二乗差 ($\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$) の値はある程度理解されているが、 m_1, m_2, m_3 のそれぞれの値や m_2 と m_3 のどちらが大きいかは分かっていない。これはニュートリノ質量階層性問題と呼ばれており、 $m_1 < m_2 < m_3$ の場合は順階層、 $m_3 < m_1 < m_2$ の場合は逆階層と言う。これまでの実験結果から、現時点では順階層が若干優位である [6–8]。また、位相角 (δ_{CP}) の値も現時点では決まっていないが、最近の T2K 実験の結果から $\sin \delta_{\text{CP}} = 0$ は 95% 以上の信頼度で棄却されている [9]。

表 1.1 ニュートリノ振動のパラメータ [10]

ニュートリノ振動パラメータ	ベストフィットの値
$\sin^2 \theta_{12}$	0.307 ± 0.013
$\sin^2 \theta_{23}$ (順階層)	0.545 ± 0.021
$\sin^2 \theta_{23}$ (逆階層)	0.547 ± 0.021
$\sin^2 \theta_{13}$	$(2.18 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
Δm_{21}^2	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2 (順階層)	$(2.453 \pm 0.034) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2 (逆階層)	$(-2.546^{+0.034}_{-0.040}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

1.3 超新星ニュートリノ

太陽の約 8 倍以上の質量を持つ恒星はその一生を終える際に大爆発を起こす。この現象を超新星爆発といい、その運動エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg にも及ぶ²。また、超新星爆発が起きると大量のニュートリノが放出される。このニュートリノを観測することにより、超新星爆発頻度や超新星爆発メカニズムなど、超新星爆発に関する様々な謎を解明できると考えられている。この節では、まず超新星爆発そのものに焦点を当て、それから超新星爆発ニュートリノや超新星背景ニュートリノについて触れる。

1.3.1 超新星爆発の分類

超新星爆発はいくつかの種類に分類される。水素のスペクトル線を含まない超新星爆発は I 型、それを含む超新星爆発は II 型に分類される。I 型の中でもケイ素のスペクトル線を含む超新星爆発は Ia 型、ケイ素のスペクトル線は含まないがヘリウムのスペクトル線を含む超新星爆発は Ib 型、ケイ素のスペクトル線もヘリウムのスペクトル線も含まない超新星爆発は Ic 型に分類される。Ia 型超新星爆発は若い星が存在しない古い楕円銀河でよく観測される。一方、Ib 型、Ic 型、II 型の超新星爆発は星形成が活発に行われている領域でのみ観測される。このことから、Ia 型超新星爆発は他のタイプと違い、長寿命の恒星がその最期を迎えた時に起きると考えられる。その理由は、以下で説明する爆発メカニズムにある。

10^{51} erg という莫大な運動エネルギーは核エネルギーと重力エネルギーから生まれると考えられている [11]。まず、核エネルギーの放出を伴う超新星爆発について考える。太陽と同程度の質量を持った恒星がその内部で激しく核融合反応を起こしていることを想定すると、放出されるエネルギーは以下の式で表される。

$$E \sim 3 \times 10^{51} \left(\frac{M}{M_{\text{sun}}} \right) \text{ erg} \quad (1.15)$$

ここで、 $M_{\text{sun}} (= 1.989 \times 10^{30} \text{ kg})$ は太陽質量、 M はその恒星の質量を表す。またここでは炭素から鉄への核融合反応を想定している。このエネルギーは Ia 型超新星爆発のエネルギーに匹敵し、このタイプの爆発は熱核反応超新星爆発と呼ばれる。

次に、重力エネルギーの放出に基づいた超新星爆発について考える。ある恒星が重力によって崩壊し、太陽と同程度の質量を持つコンパクト天体を残すとき、放出されるエネルギーは、

$$E \sim 3 \times 10^{53} \left(\frac{M}{M_{\text{sun}}} \right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-1} \text{ erg} \quad (1.16)$$

となる。ここで、 R は重力崩壊後に残ったコンパクト天体の半径を表し、また 10 km というのは中性子星の典型的な半径である。このタイプの爆発は、重力崩壊型超新星爆発と呼ばれ、放出される全エネルギーのうち 99% 以上をニュートリノが持ち去る。重力崩壊型超新星爆発は太陽の 10 倍以上の質量を持つ恒星が起こすと考えられている。またそのような恒星の寿命は 10^7 年以下と考えられており、太陽程度の質量を持つ恒星の寿命 ($\sim 10^{10}$ 年) に比べてかなり短い。上で書いたように、Ia 型超新星爆発は古い楕円銀河でよく観測される。つまり、Ia 型超新星爆発は長寿命の (太陽程度の質量を持つ) 恒星による熱核反応超新星爆発であり、それ以外は短寿命の (太陽の 10 倍以上の質量を持つ) 恒星による重力崩壊型超新星爆発であることが考えられる。超新星爆発が起きると大量のニュートリノが放出されるが、その放出量は重力崩壊型超新星爆発の方がはるか

² $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$

に多い。なので本論文では重力崩壊型超新星爆発に焦点を当てる。最後に、上で書いた超新星爆発の分類について図 1.1 に示す。

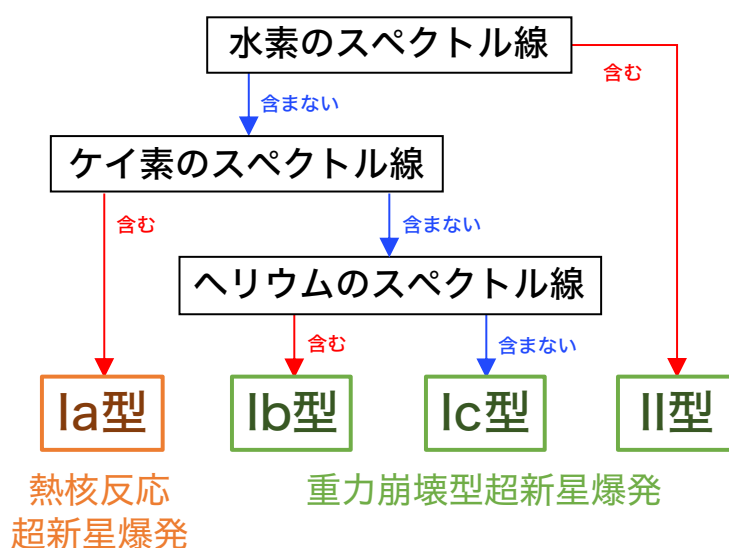


図 1.1 スペクトル線と爆発メカニズムによる超新星爆発の分類、現在ではさらに細かく分類されている。[12] を基に作成。

1.3.2 重力崩壊型超新星爆発

ここでは恒星が誕生してから重力崩壊型超新星爆発を起こすまでの過程について説明する。なお、説明は図 1.2 に基づいて行う。

1. 恒星の誕生は、星間空間に漂うガスが重力収縮を起こしてコアを形成するところから始まる。このコアに次々と物質が降着していき、大きくなっていく。また、降着物質から得た重力エネルギーが熱エネルギーに転換され、内部圧力が生じる。そして中心温度が 10^5 K 程度になると、放射スペクトルが可視領域に入って輝き始める。なお、誕生して間もない恒星は主に水素から構成されている。
2. 中心温度が 10^7 K を超えると、水素の核融合反応によってヘリウムが生成されるようになる。ヘリウムは pp チェインや CNO サイクルと呼ばれる核融合反応によって生成される。図 1.3、図 1.4 に pp チェインと CNO サイクルの反応過程を示す。また、pp チェインや CNO サイクルの反応過程をまとめると、以下の式で表すことができる。



なお、水素の核融合反応は温度の高い恒星の中心部で起こるため、ある程度核融合反応が進むと恒星内部は図 1.2 のような層状となる。また、恒星の形は重力と核融合反応によって生じる圧力の釣り合いによって保たれている。

3. 恒星の中心部で水素の核融合反応が終わると、再び重力収縮が始まる。そして中心温度が 10^8 K を超えると、ヘリウムが核融合反応を起こすようになる。まず、3つの ${}^4\text{He}$ から ${}^{12}\text{C}$ が生成される。この反応

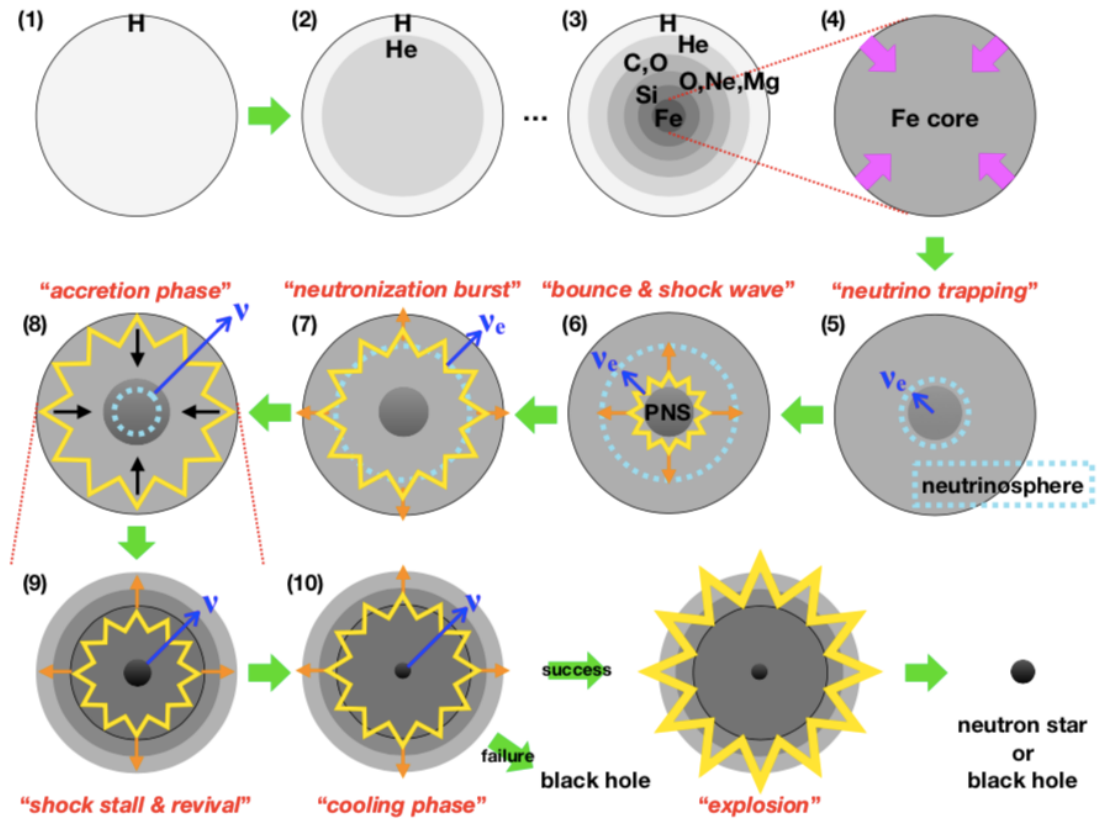


図 1.2 重力崩壊型超新星爆発メカニズムの模式図 [12], 括弧内の番号は文章に振られた番号と対応している。

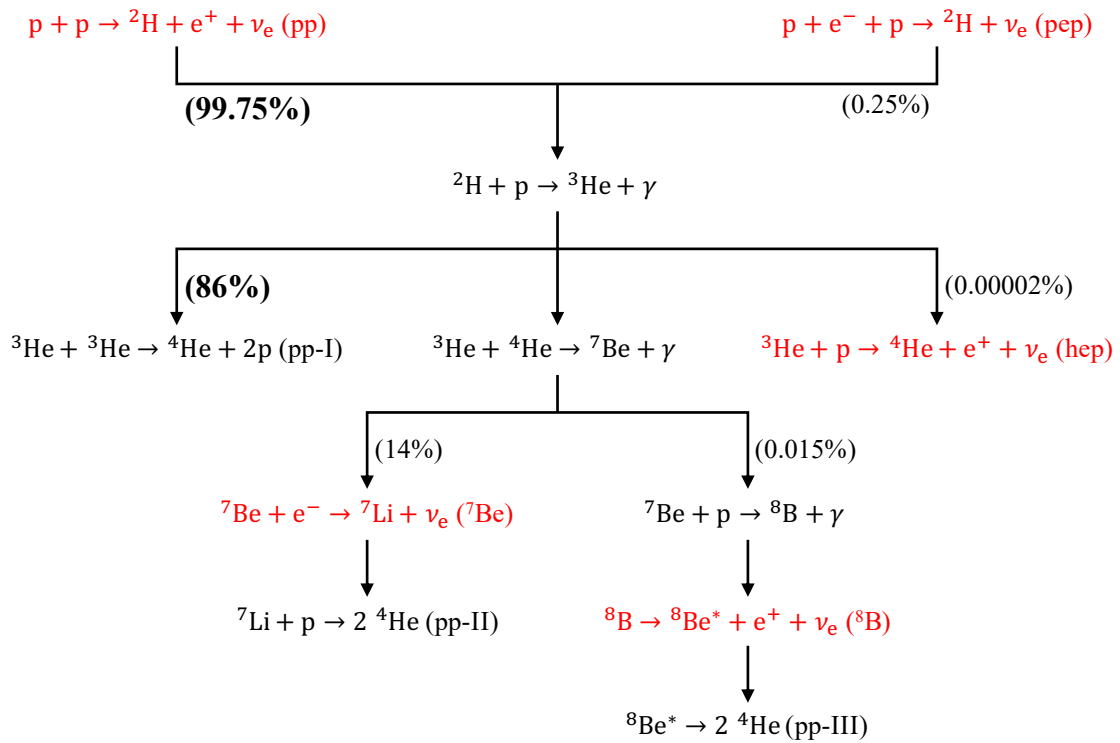


図 1.3 pp チェイン過程, [13] を基に作成。

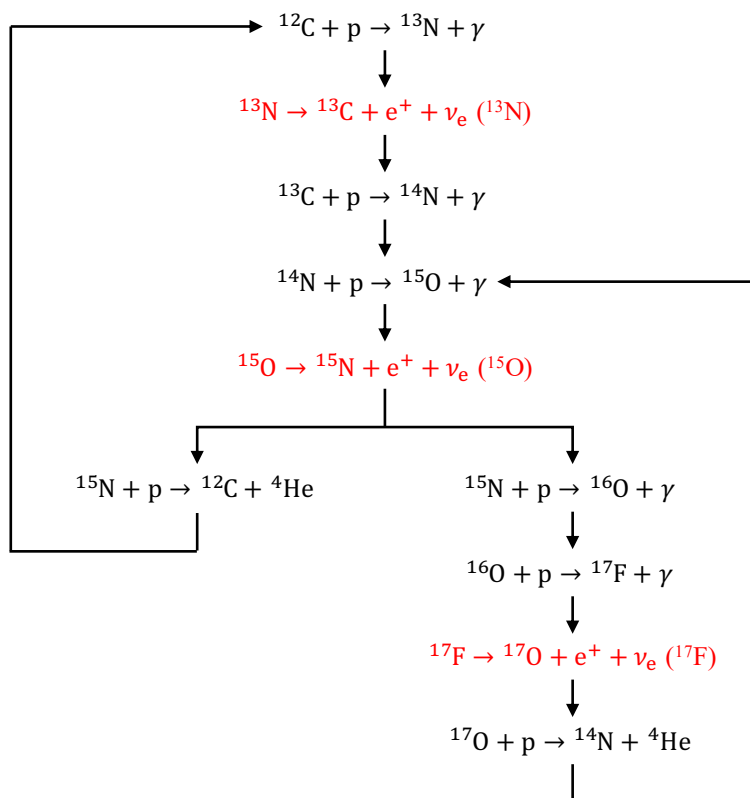


図 1.4 CNO サイクル過程, [14] を基に作成。

はトリプルアルファ反応と呼ばれ、以下の式で表される。

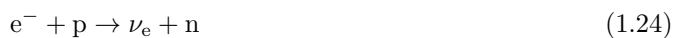


その後、アルファ反応と呼ばれる以下の反応によって、 ${}^{16}\text{O}$ や ${}^{20}\text{Ne}$ 、 ${}^{24}\text{Mg}$ 、 ${}^{28}\text{Si}$ が生成される。



そして核融合反応は鉄が生成されるまで続く。鉄は結合エネルギーの最も大きい元素であるため、核融合反応はそこで止まる。

4. 生成された鉄によって、恒星の中心にコアが形成される。そのコアに鉄が蓄積するにつれて、コアの温度と密度が上昇し、コア内部にある電子のフェルミエネルギーが増加する。すると、主に鉄内部の陽子による電子捕獲反応が促進される。電子捕獲反応は以下の反応式で示される。



電子捕獲反応が促進されることで、縮退圧が減少する。さらに、温度が $\sim 5 \times 10^9$ K を超えると、鉄の光分解が発生する。鉄の光分解は以下の反応式で示される。



吸熱反応である鉄の光分解によって、コア内部の圧力は減少する。これらの反応によって鉄コアは不安定となり、重力崩壊が発生する。この段階では、ニュートリノの平均自由行程は $\sim 10^9$ cm であり、鉄コアのサイズより大きい。故に電子捕獲反応で発生した ν_e は鉄コアから抜け出すことができる。

5. 重力崩壊中の鉄コアは、コアの半径に比例した速度で収縮する内部コアと、コアの半径の二乗に反比例する速度でほぼ自由落下する外部コアに分けることができる。この内部コアの密度が $\sim 10^{11}$ g/cm³ に達すると、電子捕獲反応で発生した ν_e は内部コアに閉じ込められるようになる。このように、ニュートリノが閉じ込められるだけの密度となる半径で与えられる球を、ニュートリノ球と呼ぶ。図 1.2 において、ニュートリノ球は青色の点線で示されている。そして重力崩壊は、内部コアの密度が原子核密度とほぼ同等 ($\sim 10^{14}$ g/cm³) になるまで続く。
6. 内部コアの密度が原子核密度に達すると、核力によって重力崩壊は止まり、膨張に転じる。この現象は反跳と呼ばれる。反跳が起きると、内部コアと外部コアの境界面で衝撃波が発生する。衝撃波は物質と反応しながらコアの外に向かって伝播する。また、内部コアには原始中性子星が形成される。
7. 衝撃波がニュートリノ球に達すると、ニュートリノの放出が始まる。このニュートリノ放出のことを中性子化バーストと呼び、これは衝撃波が物質密度の低い領域に達するまで続く。なお、中性子化バーストの継続時間は約 10 msec 以下である。
8. 衝撃波が通過した後、核子や電子、陽電子といった物質は原始中性子星に降着する。すると、降着物質が解放した重力エネルギーによって原始中性子星が加熱され、ニュートリノが生成される。この降着フェーズと呼ばれる段階では、全フレーバーのニュートリノが電子（陽電子）捕獲反応、電子陽電子対生成によって生成される。



電子（陽電子）捕獲反応により、 ν_e ($\bar{\nu}_e$) の数は ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) や ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) より多くなる。

9. 降着物質からの圧力や光分解、ニュートリノの放出によって、衝撃波はエネルギーを失い失速していく。超新星爆発が起きるためには、衝撃波の復活が要求される。衝撃波の復活は、ニュートリノ加熱によって引き起こされると考えられている³。このメカニズムでは、衝撃波の後部にある物質が原始中性子星領域から放出されたニュートリノを吸収することで加熱され、それによって衝撃波がエネルギーを取り戻す。
10. 復活した衝撃波のエネルギーが十分大きければ、物質の外層を吹き飛ばして超新星爆発が起こることになる。逆にエネルギーが小さければ、原始中性子星への物質の降着やニュートリノ放出が、ブラック

³ 対流や磁場によって衝撃波が復活するという説もあり、現在の多次元シミュレーションではこれらの説（特に対流）が有力である。

ホールが形成されるまで続く。超新星爆発が起こる場合、原始中性子星はニュートリノを放出することで冷却される。そして冷却された原始中性子星は、質量や親星の金属量⁴に応じて中性子星、あるいはブラックホールとなる。

超新星爆発で放出されるニュートリノのエネルギーはフレーバーに依存する。ニュートリノ発生点が温度の高いコア中心に近いほど、ニュートリノのエネルギーも大きくなる。 ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) や ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) は中性カレント反応⁵しか起こさないので、 ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) や ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) のニュートリノ球は ν_e ($\bar{\nu}_e$) のニュートリノ球よりも小さい。また、中性子が豊富な原始中性子星では

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.31)$$

という反応が起こりやすいため、 $\bar{\nu}_e$ のニュートリノ球は ν_e のニュートリノ球よりも小さくなる。ニュートリノ球が小さいということは、より温度の高い領域からニュートリノが放出されるということである。つまり、ニュートリノ球が小さいほど、ニュートリノのエネルギーも大きくなるということになる。図 1.5 は、数値シミュレーション [15] から得たニュートリノのルミノシティ及び各フレーバーでの平均エネルギーの時間分布である。図 1.5 におけるルミノシティの時間分布において、 ν_e の鋭いピークは中性化バーストと対応している。また、 $\nu_x = \frac{1}{4}(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau)$ として、 ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ 、 ν_x の平均エネルギーをそれぞれ $\langle E_{\nu_e} \rangle$ 、 $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle$ 、 $\langle E_{\nu_x} \rangle$ とすると、平均エネルギーの時間分布より、 $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle < \langle E_{\nu_x} \rangle$ となっている。これは、上で述べたニュートリノ球の大きさによる予想と一致する。

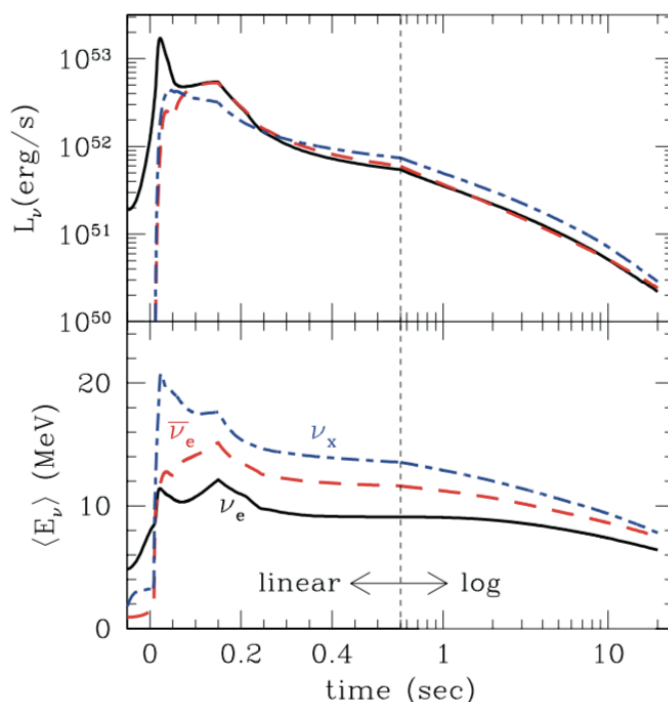


図 1.5 数値シミュレーション [15] から得たニュートリノのルミノシティの時間分布 (上) と各フレーバーでの平均エネルギーの時間分布 (下), 上の図で、 ν_e の鋭いピークは中性化バーストと対応している。また下の図より、 $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle < \langle E_{\nu_x} \rangle$ となっている。ここで、 $\nu_x = \frac{1}{4}(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau)$ である。

⁴ H, He 以外の元素の割合

⁵ $\nu + N \rightarrow \nu + N$ で表される反応。N は核子を表す。

1.3.3 超新星爆発ニュートリノ

1987年2月23日、カミオカンデとIMB、Baksanの3つの実験において、大マゼラン星雲内で発生した超新星爆発SN1987Aからのニュートリノを観測した[16–18]。図1.6はカミオカンデ検出器とIMB検出器で観測した、SN1987Aから飛来したニュートリノのエネルギー・時間分布である。この観測結果から、超新星爆発の理論が正しいことが証明された。また、超新星爆発ニュートリノ（太陽系外からのニュートリノ）の観測はこれが世界初であり、この出来事をもってニュートリノ天文学が幕を開けた。

超新星爆発についてさらに理解を深めるべく、スーパーカミオカンデを含む世界中の検出器が次なる超新星爆発の発生を待ち望んでいる。

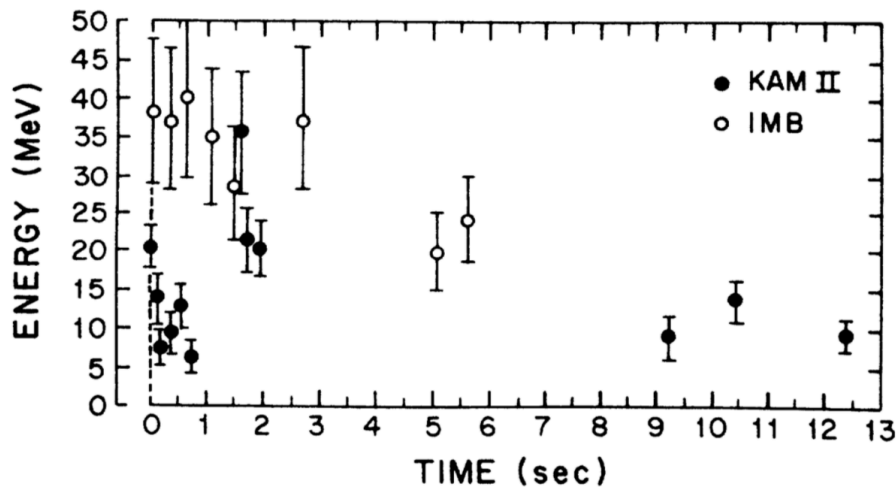


図1.6 SN1987Aから飛来したニュートリノのエネルギー・時間分布、横軸が最初にイベントを観測してから
の時間、縦軸がエネルギーである。カミオカンデでは12イベント、IMBでは8イベント検出した。[19]

1.3.4 超新星背景ニュートリノ

超新星爆発SN1987Aからのニュートリノが観測されたことにより、超新星爆発メカニズムの解明が進むと共にニュートリノを観測手段として用いることの有用性が明らかとなった。しかし、超新星爆発は1つの銀河で1世紀に数回しか起こらないと考えられている[20, 21]。実際、超新星爆発SN1987Aが起きて以降、銀河系近傍で超新星爆発は起きておらず、超新星爆発ニュートリノを観測したのもその1回だけである。

しかし宇宙空間には、宇宙創生以来至るところで起きた超新星爆発を起源とするニュートリノが漂っていると考えられている。このニュートリノを超新星背景ニュートリノ（SRN）と言う。SRNのエネルギーフラックスは個々の爆発からのニュートリノ放出量や宇宙全体での爆発発生率、恒星生成時の質量分布に依存する。よって、SRNを観測することができれば、超新星爆発の発生頻度やそのメカニズム、星形成の歴史、宇宙の質量分布などに関する理解が格段に進む。

図1.7は、様々な理論モデル[22–29]に基づいて計算された、SRN $\bar{\nu}_e$ のフラックス予想である。この図より、最もフラックスの大きい理論モデルと最もフラックスの小さい理論モデルを比較すると、フラックスに1桁程度の違いがあることがわかる。

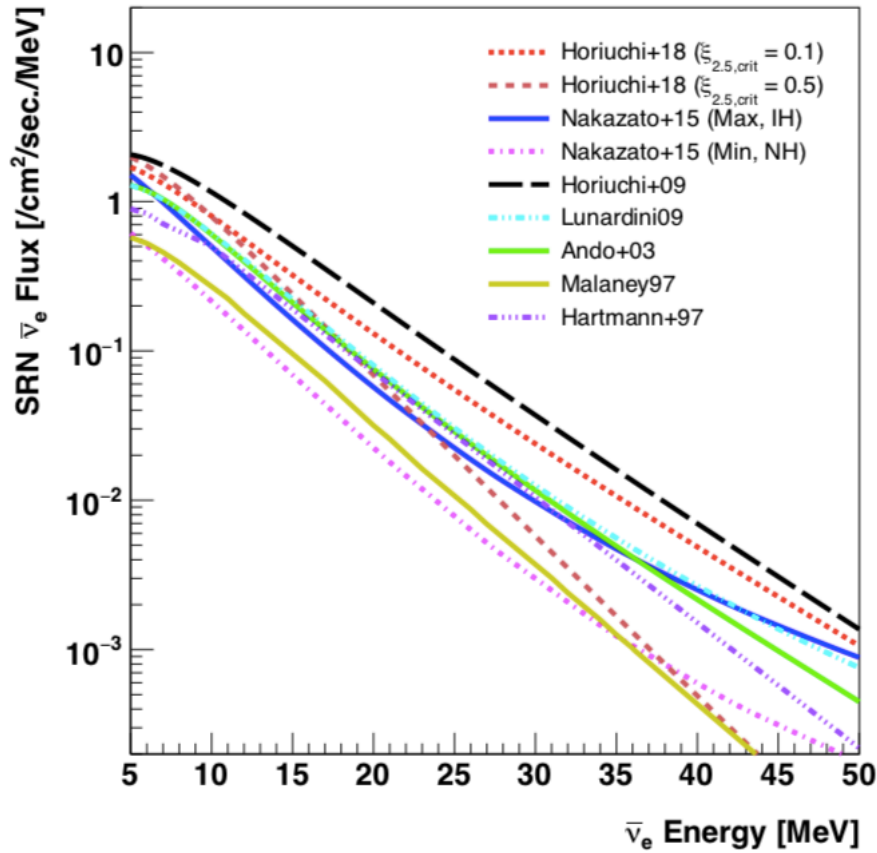


図 1.7 SRN $\bar{\nu}_e$ のフラックス予想 [12]

1.3.5 過去の超新星背景ニュートリノ探索

図 1.7 から分かるように、SRN フラックスの理論モデルは数多く存在する。SRN を観測することができれば、これらの理論モデルに制限を与えることができる。しかし、これまで様々な実験が行われてきたが、SRN の観測には未だ至っていない。

ほぼ全ての実験において、SRN 探索の観測対象は $\bar{\nu}_e$ の逆 β 崩壊 (IBD) である。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.32)$$

$\bar{\nu}_e$ の IBD が観測対象となる理由は、その反応断面積の大きさにある。図 1.8 は、スーパーカミオカンデにおけるニュートリノの反応断面積である。この図を見ると、 $\bar{\nu}_e$ の IBD の反応断面積が一番大きいことが分かる。特に、SRN $\bar{\nu}_e$ のフラックスが大きいと予想されている < 30 MeV の領域では、他の反応と比べて反応断面積が 2 桁も大きい。これらの理由から、 $\bar{\nu}_e$ の IBD が観測対象として選ばれるのである。

ここでは、スーパーカミオカンデと液体シンチレーター検出器の KamLAND でこれまで行われた SRN 探索について説明する。まず、1496 日分のデータを用いた SRN 探索がスーパーカミオカンデで行われた。SRN の発見には至らなかったが、 $E_{\bar{\nu}_e} > 19.3$ MeV の領域で当時世界最高のフラックス上限値を与えることができた [31]。その後統計量が増え、2853 日分のデータを用いた SRN 探索が新たに行われた。これにより、 $E_{\bar{\nu}_e} > 17.3$ MeV の領域でのフラックス上限値が与えられた [32]。また、スーパーカミオカンデでは 2008 年にデータ収集システムが一新された (2.5 節を参照)。これにより、IBD で発生する陽電子の信号に加えて、IBD

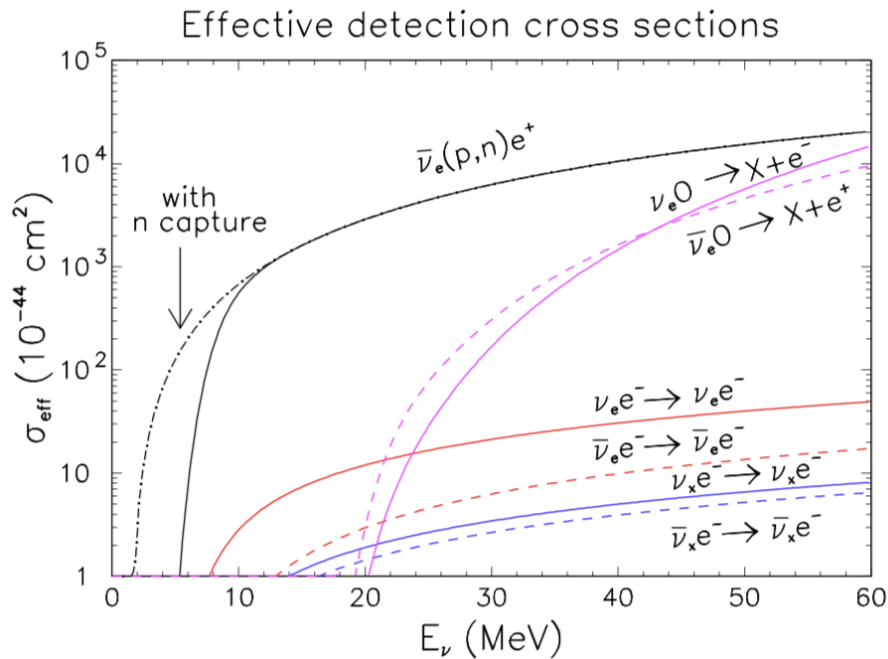


図 1.8 スーパーカミオカンデにおけるニュートリノの反応断面積 [30], 横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積を示す。反応断面積にはエネルギー分解能や検出器のエネルギー閾値による効果が含まれている。

で発生する中性子が陽子に捕獲されて発生する ~ 2.2 MeV の γ 線の信号も捉えられるようになった。この 2 つの信号を用いることで背景事象を大幅に削減でき、より低いエネルギー領域での SRN 探索が可能となった。ただこの ~ 2.2 MeV の γ 線はスーパーカミオカンデでは低エネルギー事象であり、同定効率が $\sim 20\%$ と低い。そのため、統計量は従来の SRN 探索よりも少なくなってしまう。2 つの信号を用いた SRN 探索は、まず 960 日分のデータを用いて行われた。その後統計量が増え、2778 日分、2970 日分のデータを用いた SRN 探索が新たに行われた。SRN は発見できなかったものの、 $E_\nu > 13.3$ MeV の領域で世界最高のフラックス上限値を与えることができた [12, 33, 34]。

2 つの信号を用いた SRN 探索は、KamLAND でも行われた。KamLAND の利点は、エネルギー閾値が低いこと、また ~ 2.2 MeV の γ 線を $\sim 100\%$ の効率で同定できることである。一方、欠点としては検出器の大きさがスーパーカミオカンデの約 20 分の 1 と小さいことが挙げられる。KamLAND での SRN 探索は 2343 日分のデータを用いて行われ、SRN の発見には至らなかったが、エネルギー領域によってはスーパーカミオカンデに匹敵するほどのフラックス上限値を与えている [35]。両実験で得られた SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値を図 1.9 に示す。

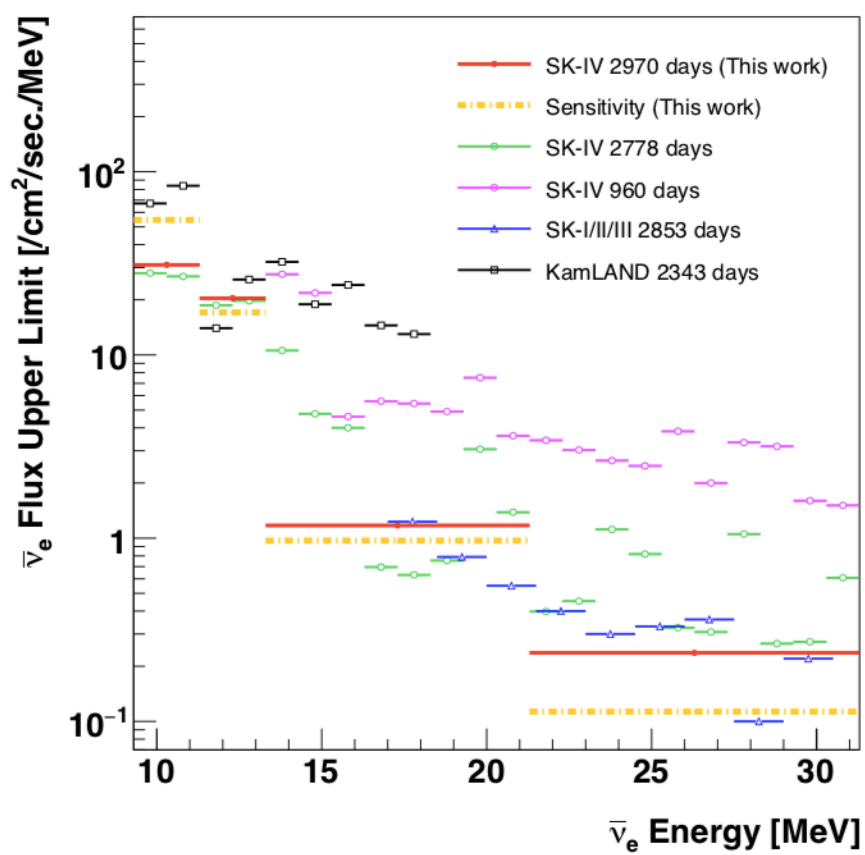


図 1.9 理論モデルに依存しない SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 90% 信頼度での上限値 [12]

2 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは、岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1,000 m に設置された、東京大学宇宙線研究所が運営する大型水チェレンコフ検出器である。スーパーカミオカンデの概観を図 2.1 に示す。スーパーカミオカンデは、Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment (超神岡ニュートリノ検出実験) と Super-Kamioka Nucleon Decay Experiment (超神岡核子崩壊実験) の双方を略した名称となっている。

スーパーカミオカンデがその場所に建設された理由として、地下水が豊富に存在すること、建設する上で十分に強固な岩盤があったこと、1,000 m 級の土かぶりがあったことが挙げられる。その土かぶりのおかげで、観測の妨げとなる宇宙線ミュオンの数は地表と比べて約 10 万分の 1 に抑えられる。なお、ニュートリノは前章で書いたように物質とほとんど反応しないため、それだけ厚い土かぶりがあっても問題はない。

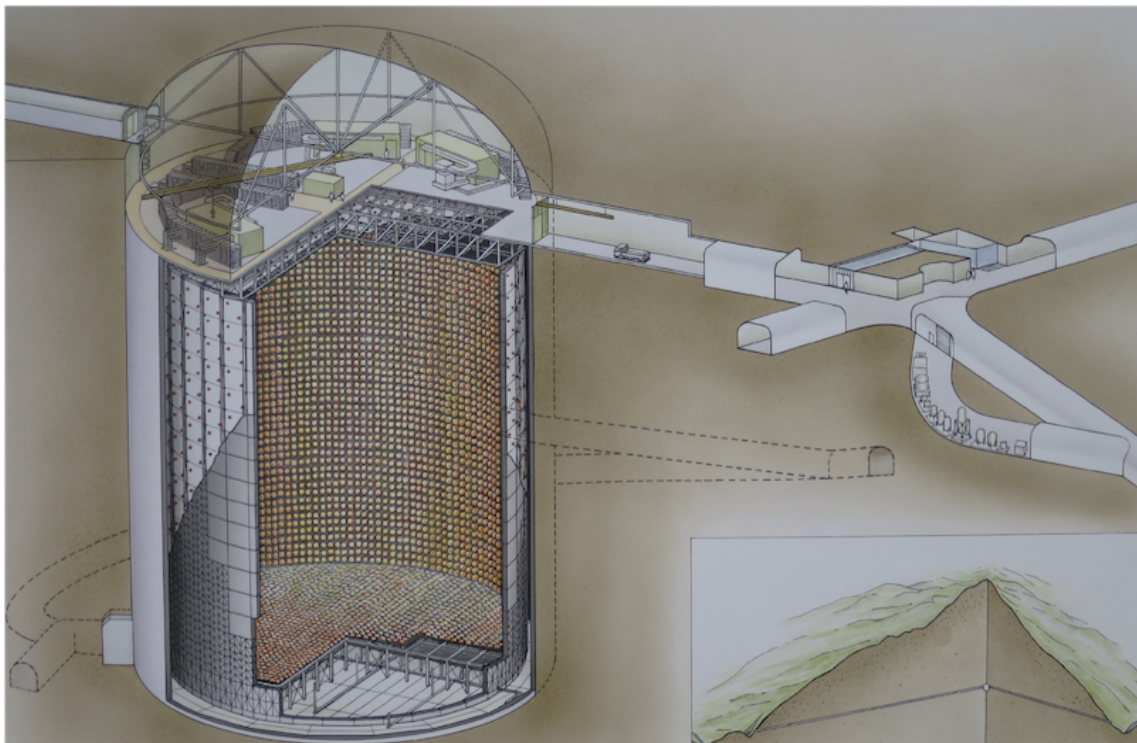


図 2.1 スーパーカミオカンデの概観 [36]

2.1 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、直径約 39.3 m、高さ約 41.4 m の円筒形ステンレス製水タンクとその内部に設置された光電子増倍管 (PMT, photomultiplier tube) と呼ばれる光センサーから構成されている。水タンクの内部は 5 万トンの超純水で満たされている。また水タンクはステンレス製のフレーム (スーパーモジュール) によって 2 槽式になっており、内側を内水槽、外側を外水槽と呼んでいる。スーパーカミオカンデ検出器の模式図及びスーパーモジュールの模式図を図 2.2 に示す。

内水槽は直径約 33.8 m、高さ約 36.2 m、体積約 3.25 万トン (有効体積約 2.25 万トン) で、スーパーモ

ジュールの内側に 20 インチ (約 50 cm) の PMT が 11,129 本取り付けられている。それぞれの PMT の間はブラックシートと呼ばれる、反射率が非常に低いシートで覆われている。このシートによって内水槽と外水槽を光学的に分離し、内水槽壁面での光の反射を防いでいる。

外水槽は厚さ約 2 m、体積約 1.75 万トンで、内水槽を囲むような設計となっており、スーパーモジュールの外側に 8 インチ (約 20cm) の PMT が 1,885 本取り付けられている。外水槽 PMT は主に宇宙線ミュオンや岩盤などからの放射性バックグラウンドを識別するために設置されている。また、それぞれの PMT の間はタイベックシート⁶と呼ばれる、表面が白色の反射率が大きいシートで覆われている。このシートによって光が内水槽に侵入するのを防いでいる。

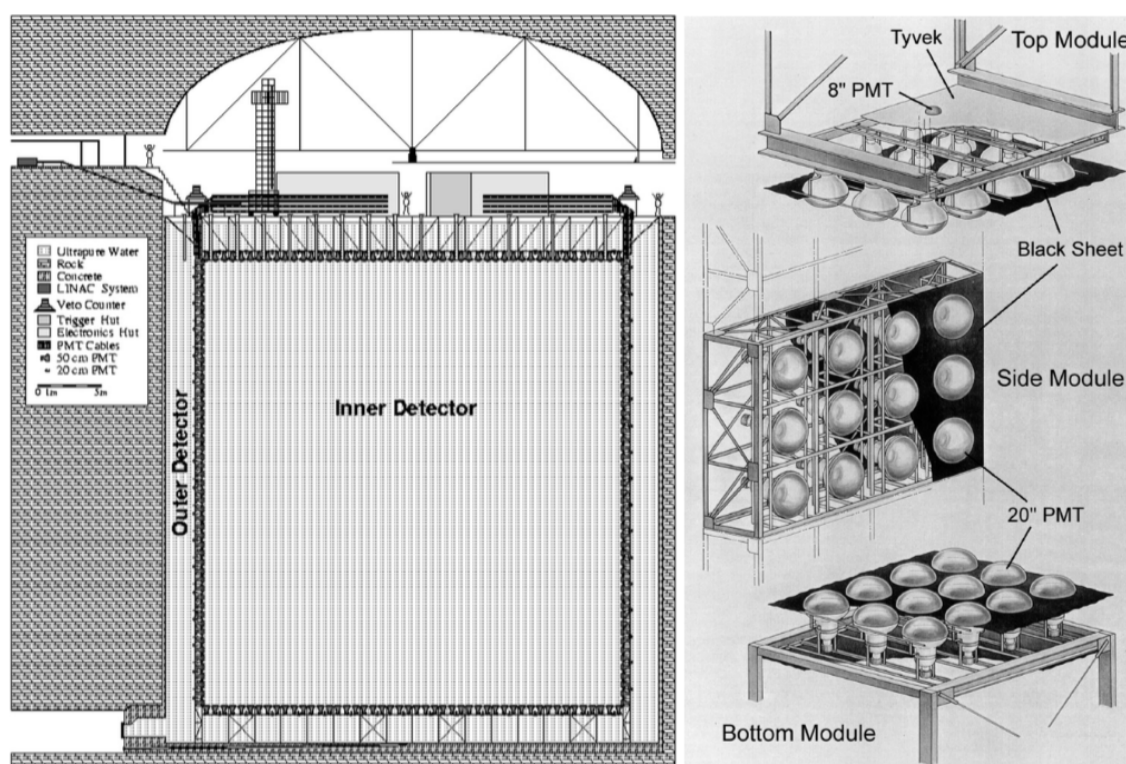


図 2.2 スーパーカミオカンデ検出器の模式図 (左) とスーパーモジュールの模式図 (右) [37]

2.1.1 内水槽 PMT

前節でも触れたが、スーパーカミオカンデの内水槽には浜松ホトニクス株式会社と共同開発した 20 インチの PMT が 11,129 本 (タンク側面に 7,650 本、タンク上面に 1,740 本、タンク底面に 1,739 本) 設置されている。図 2.3 は内水槽 PMT の模式図である。PMT は光電面の光電材料により光子を光電子に変換し、光電子をダイノードで 10^6 倍程度にまで増幅して電気信号として取り出す光センサーの一種で、20 インチは光電面の直径を示す。ちなみに、スーパーカミオカンデでは光電子を約 6.0×10^6 倍にまで増幅する。その理由は、電荷量が 1.602×10^{-19} C の光電子を約 6.0×10^6 倍に増幅すると、その全電荷量は約 10^{-12} C = 1 pC となり、スーパーカミオカンデにおいて 1 光子が十分観測可能となるからである。

⁶ 米国デュポン社が開発したポリエチレン不織布の一種。

光電材料には仕事関数の低い物質が適しており、その中で目的の波長に対して最適なものを選ぶ必要がある。なぜなら光電面で光子を光電子に変換する確率は 100% ではなく、また波長依存性を持つからである。この確率のことを量子効率という。スーパーカミオカンデの場合、典型的なチェレンコフ光の波長は 390 nm であり、PMT の光電材料にはその波長付近で最も感度の良いバイアルカリ (Sb-K-Cs) が使われている。図 2.4 に内水槽 PMT の量子効率を示す。また、波長 410 nm の光に対する内水槽 PMT の伝達時間分布と内水槽 PMT の 1 光電子分布をそれぞれ図 2.5、図 2.6 に示す。

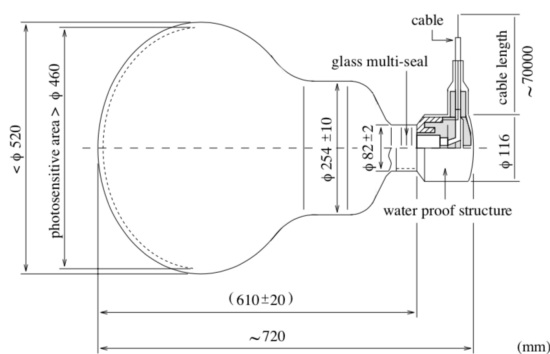


図 2.3 内水槽 PMT の模式図 [37]

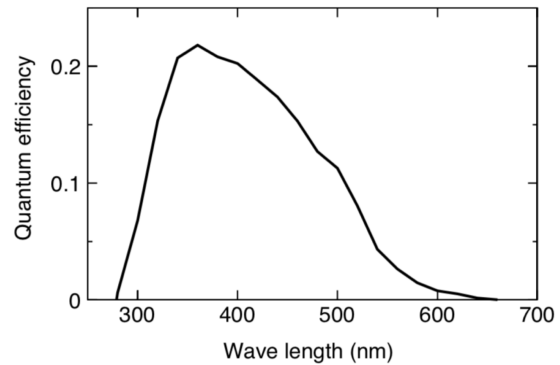


図 2.4 内水槽 PMT の量子効率 [37]

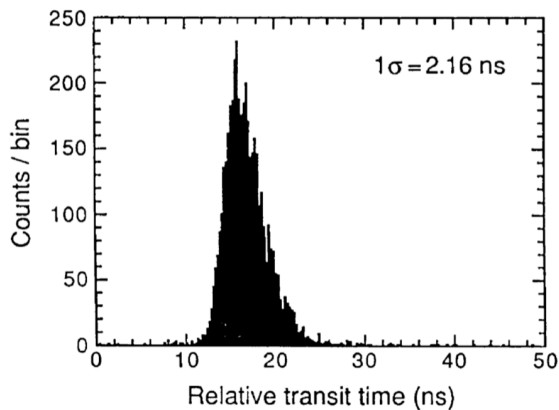


図 2.5 波長 410 nm の光に対する内水槽 PMT の伝達時間分布 [37]

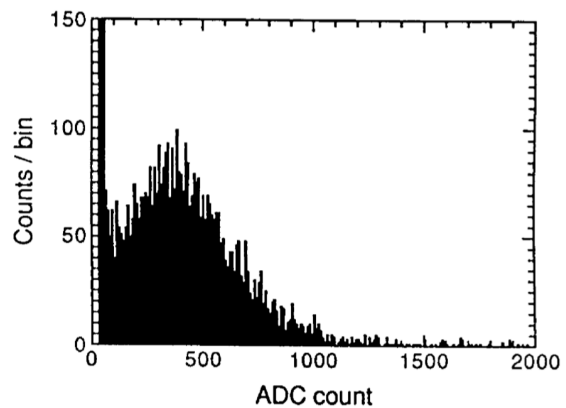


図 2.6 内水槽 PMT の 1 光電子分布 [37]

スーパーカミオカンデでは 2001 年に、PMT の約半数が破損してしまう大事故が発生した。光電子の収集効率を向上させ、内部での放電を防ぐために PMT の内部は真空状態になっている。そのため、タンク底面の PMT の破損によって衝撃波が発生し、その衝撃波によって他の PMT も連鎖的に破壊されてしまった。このような大事故が二度と起こらないように、これ以降 1 つ 1 つの内水槽 PMT に衝撃波防止ケースを取り付けるようになった。衝撃波防止ケースの概観を図 2.7 に示す。光電面を囲む部分は透明度の高いアクリルで作られており、それ以外の部分は耐久力の高い Fiber Reinforced Plastics (FRP, 繊維強化プラスチック) で構成されている。なお、アクリルの透過率は垂直に入射したチェレンコフ光に対して 95% 以上である。

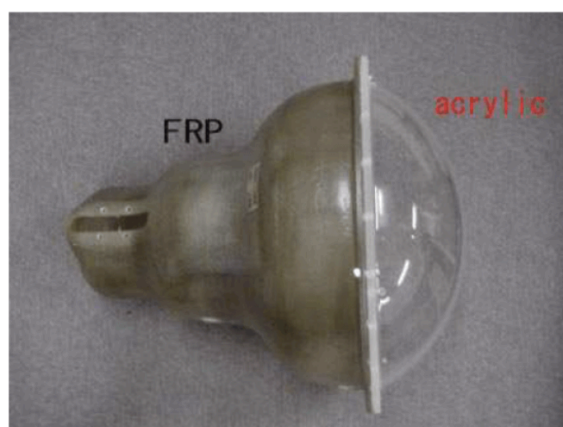


図 2.7 衝撃波防止ケースの概観 [14]

2.1.2 外水槽 PMT

前節で述べたように、スーパーカミオカンデの外水槽には 8 インチの PMT が 1,885 本（タンク側面に 1,275 本、タンク上面に 302 本、タンク底面に 308 本）設置されている。SK-I の期間中は、1991 年に終了した IMB 実験の PMT を再利用していた。しかし、2001 年の事故発生後は、浜松 R5912 という新しい PMT に取り替えられた。外水槽 PMT は本数の少なさを補うため、60 cm×60 cm×1.3 cm の Wavelength-shifter (WS) プレートに取り付けられている。WS はシンチレーターの bis-MSB ($C_{24}H_{22}$) を 50 mg/L ドープしたアクリル板であり、紫外領域の光を吸収して青-緑の光を放出する。WS によって外水槽での光子収集効率は 60% まで向上するが、1 光電子レベルの信号に対する時間分解能は 13 nsec から 15 nsec に低下する。

最後に、スーパーモジュール内における内水槽 PMT と外水槽 PMT の位置関係の模式図を図 2.8 に示す。

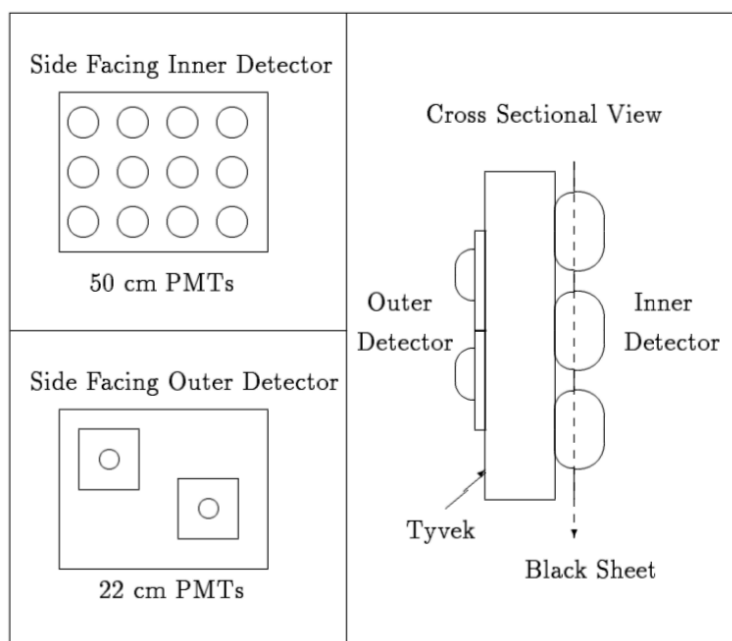


図 2.8 スーパーモジュール内における内水槽 PMT と外水槽 PMT の位置関係の模式図 [38]

2.1.3 磁気補償コイル

PMT の光電面で生成された光電子は印加電場によって PMT のダイノードに収集される。この光電子の収集効率は地磁気によって変化してしまうため、26 セットのヘルムホルツコイルを検出器の周囲に巻くことでタンク内での地磁気の影響を低減させている。その模式図を図 2.9 に示す。この磁気補償コイルによって、タンク内の平均磁束密度は 32 mG になっている [39]。

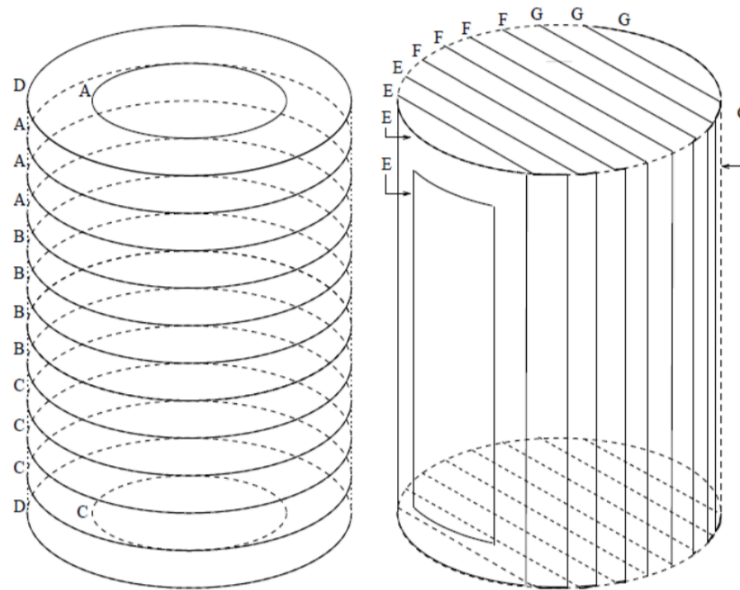


図 2.9 磁気補償コイルの模式図 [14]

2.1.4 観測期間

スーパーカミオカンデの観測期間は 1996 年 4 月に観測を開始してから現在までで 6 つの観測フェイズに分類されている。以下で各観測フェイズについて説明する。

SK-I

SK-I は 1996 年 4 月 1 日に開始され、2001 年 7 月まで稼働を続けた。内水槽には 11,146 本の PMT が設置され、被覆率は 40% であった。また、ニュートリノ振動の決定的証拠を掴んだのは、SK-I の期間中である 1998 年のことである [4]。さらに、長基線ニュートリノ実験である K2K (KEK to Kamioka) 実験 [40] もこの期間中に始まり、1999 年 6 月から 2004 年 11 月にかけてデータ取得が行われた。

SK-II

2001 年 11 月 12 日、検出器のメンテナンスを終えて給水を行っていた際にタンク底面に設置されていた 1 つの PMT が破損した。その際に発生した衝撃波によって他の PMT も連鎖的に破壊され、結果として内水槽 PMT を 6,779 本、外水槽 PMT を 1,017 本失う大事故となった。2002 年 10 月から 2005 年 10 月まで続いた SK-II では、残った内水槽 PMT 及び予備の内水槽 PMT 5,182 本と、残った外水槽 PMT 及び新しい外水槽

PMT の計 1,885 本を用いて観測を行った。この時の被覆率は 19% である。またその事故以来、1 つ 1 つの内水槽 PMT に衝撃波防止ケースを取り付けるようになった。

SK-III

2005 年 10 月に、事故で失った内水槽 PMT の取付け作業が始まった。その作業は 2006 年 7 月に完了し、11,129 本の内水槽 PMT を用いた観測が 2008 年 8 月まで行われた。SK-I と比べて内水槽 PMT の本数が 17 本減っているのは、衝撃波防止ケースのサイズが大きく、検出器の端に PMT を設置することが出来なかったからである。それでも、被覆率は 40% に戻った。

SK-IV

SK-IV は、データ取得システムが一新された 2008 年 9 月から 2018 年 6 月まで続いた。現時点で、観測期間としては SK-IV が最も長い。また、2009 年 4 月から T2K (Tokai to Kamioka) 実験が始まった。

SK-V

SRN の世界初観測を目指す SK-Gd 実験に向けた検出器の改修工事が 2018 年 6 月から始まった (第 5 章を参照)。SK-V は、改修工事が終了した 2019 年 1 月から 2020 年 7 月まで続いた。超純水をターゲットとした観測は SK-V が最後である。

SK-VI (SK-Gd)

2020 年 7 月 14 日から同年 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 ($Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$) を導入し、SK-Gd 実験での観測を開始した。ガドリニウムは熱中性子捕獲断面積が天然元素中で最大であり、熱中性子を捕獲した際に合計約 8 MeV の γ 線を放出する。この信号を用いることで、約 90% の効率で中性子を同定し、IBD (式 (1.32)) と背景事象を識別することが可能となる。現在、ガドリニウムの質量濃度は 0.01% であり、最終的には 0.1% まで上げることを目標としている。

最後に、各観測フェイズのまとめを表 2.1 に示す。

表 2.1 各観測フェイズのまとめ [41]

観測フェイズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V	SK-VI
開始	1996 年 4 月	2002 年 10 月	2006 年 7 月	2008 年 9 月	2019 年 1 月	2020 年 7 月
終了	2001 年 7 月	2005 年 10 月	2008 年 9 月	2018 年 6 月	2020 年 7 月	-
内水槽 PMT	11,146	5,182	11,129	11,129	11,129	11,129
外水槽 PMT	1,885	1,885	1,885	1,885	1,885	1,885
被覆率	40%	19%	40%	40%	40%	40%

2.2 検出原理

2.2.1 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、物質中を移動する荷電粒子の速度がその物質中での光速よりも速い場合に光を放出する現象のことをいう。また、このとき放出される光をチェレンコフ光という。チェレンコフ放射を日常生活で起こる現象に例えるならば、飛行機や弾丸が超音速で移動するときにソニックブームが発生する現象と似ている。図 2.10 にチェレンコフ放射の模式図を示す。

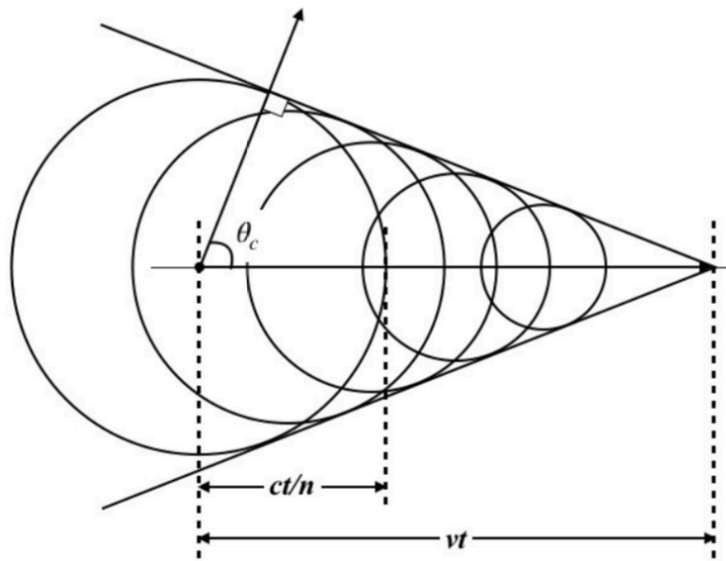


図 2.10 チェレンコフ放射の模式図 [41]

図 2.10 において、速度 v の荷電粒子は時間 t の間に距離 $vt = \frac{v}{c}ct = \beta ct$ 進む。ここで、 c は光速、 $\beta = \frac{v}{c}$ は荷電粒子の速度と光速の比である。一方、チェレンコフ光は時間 t の間に距離 $\frac{c}{n}t$ 進む。ここで、 n は屈折率である。よって、以下の式が成り立つ。

$$\cos \theta_C = \frac{\frac{c}{n}t}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

ここで、 θ_C は荷電粒子が進む方向とチェレンコフ光が進む方向のなす角度である。式 (2.1) において、 $n \sim 1.34$ (水の屈折率) とすると、 $\cos \theta_C \leq 1$ という条件から $\beta \geq \frac{1}{n} \sim 0.746$ となり、水中では荷電粒子の速度が光速の約 74.6% 以上になるとチェレンコフ光が放出される。また式 (2.1) において、 $n \sim 1.34$ 、 $\beta \sim 1$ とすると、 $\theta_C \sim 42^\circ$ となり、水中において荷電粒子が進む方向とチェレンコフ光が進む方向のなす角度は約 42° が最大となる。

静止質量 m の荷電粒子がチェレンコフ光を放出するのに必要なエネルギー (チェレンコフ閾値) E は、

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\left(\frac{1}{n}\right)^2}} = \frac{nmc^2}{\sqrt{n^2-1}} \quad (2.2)$$

となる。表 2.2 に、水中 ($n \sim 1.34$) における主な荷電粒子のエネルギー閾値を示す。

表 2.2 水中における主な荷電粒子のエネルギー閾値 [42]

荷電粒子	静止質量 [MeV/c ²]	チェレンコフ閾値 [MeV]
e [±]	0.511	0.768
μ [±]	105.7	158.8
π [±]	139.6	209.7
K [±]	493.7	741.7
p	938.3	1410

また、チェレンコフ光の強度は、荷電粒子が光子をどのくらい発生させるかで決まる。単位長さ dL あたりに放出するチェレンコフ光の光子数 N は、以下の式で与えられる [43]。

$$\frac{d^2N}{dLd\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

ここで、 λ は光子の波長、 α は微細構造定数 ($\sim \frac{1}{137}$)、 Z は荷電粒子の電荷である。式 (2.3) を積分すると、

$$\begin{aligned} N &= \int_0^l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \\ &= 2\pi\alpha Z^2 l \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。この式に電子の電荷 ($Z = 1$)、 $l = 1.0 \times 10^{-2}$ m、 $n = 1.34$ 、 $\beta = 1$ 、 $\lambda_1 = 300 \times 10^{-9}$ m、 $\lambda_2 = 600 \times 10^{-9}$ m を代入すると、 $N \sim 340$ となる。よって、電子が 1 cm 進むと、PMT の感度領域 (300 nm から 600 nm) で約 340 個の光子を放出することが分かる。

2.2.2 検出方法

スーパーカミオカンデでは荷電粒子から発生したチェレンコフ光を PMT で検出する。

図 2.11、2.12 は PMT が捕らえた光の情報を見ることのできるイベントディスプレイと呼ばれるものである。円筒形のスーパーカミオカンデ検出器の展開図が示されており、色の付いた小さな点は光を検出した PMT を表す。点の色は検出した光の強さ (光量) を示しており、赤いほど強い光を受けたということになる。なお、中央の大きな展開図は内水槽を、右上の小さな展開図は外水槽を示している。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して円錐状に放出されるため、図 2.11、2.12 のようにリング状に投影される。このようなリングをチェレンコフリングと呼ぶ。スーパーカミオカンデではチェレンコフリングのパターンや PMT が取得した時間情報、電荷情報を用いて荷電粒子の発生点や進行方向を再構成したり、荷電粒子のエネルギーや種類を決めることができる。

荷電粒子の種類についてももう少し触れておく。図 2.11 はミューニュートリノによるイベントディスプレイであり、ミューオンが放出したチェレンコフ光を検出している。図 2.11 から分かるように、ミューオンは綺麗なチェレンコフリングを描く。

一方、図 2.12 は電子ニュートリノによるイベントディスプレイであり、電子が放出したチェレンコフ光を検出している。電子は水中で電磁シャワーを起こすため、図 2.12 のようにチェレンコフリングの輪郭がぼやけて見える。

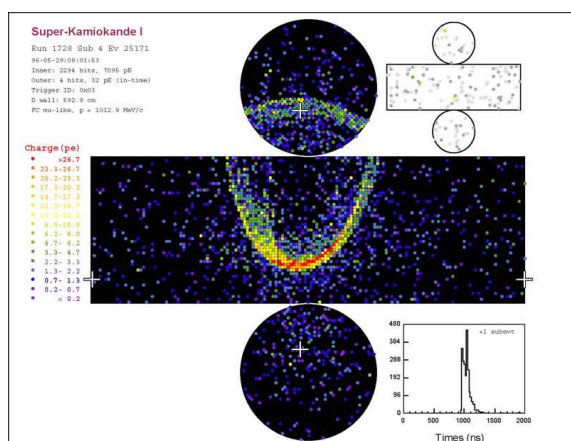


図 2.11 ミューニュートリノによるイベント [44]

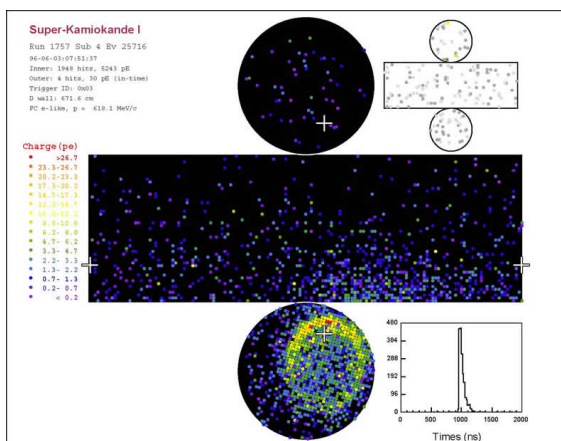


図 2.12 電子ニュートリノによるイベント [44]

2.3 水循環システム

2.3.1 超純水循環装置

スーパーカミオカンデ検出器で用いられている 5 万トンの超純水は、神岡鉱山内の綺麗で豊富な地下水から作られている。しかし、綺麗とは言え、地下水中には微小なごみやバクテリア、鉄・ニッケル・コバルトなどの金属類、ラドン・ラジウムなどの放射性物質が含まれている。これらの不純物は水の透過率の低下やバックグラウンドの要因となるため、除去しなければならない。

図 2.13 に、上で述べた不純物を取り除く超純水循環装置の概略図を示す。またこの装置の主な構成要素について、純化過程に沿って説明する。

1. 1 μm フィルター (1 μm Water Filter)

超純水装置の初段に取り付けられており、1 μm 以上のごみを取り除く。

2. 熱交換器 (Heat Exchanger)

超純水の温度は循環ポンプや PMT から熱を受けて高くなる。水温が高くなると PMT のダークノイズの増加に繋がるだけでなく、バクテリアの繁殖や水の透過率の悪化にも繋がる。そのため、熱交換器が 3 箇所に設置されており、水温を 0.01 $^{\circ}\text{C}$ の精度で常に 13 $^{\circ}\text{C}$ 程度に保っている。

3. イオン交換樹脂 (Ion Exchanger)

水中に溶け込んでいる Na^+ 、 Cl^- 、 Ca^{2+} 、 Fe^{2+} 、 Ni^{2+} 、 Co^{2+} などの金属イオンを除去する。また、二酸化炭素は炭酸イオンとして純水中に溶解しているため、この過程で除去される。

4. 紫外線照射装置 (UV sterilizer)

紫外線を照射し、バクテリアを死滅させる。

5. ラドン除去空気溶解システム (Rn less air dissolving system)

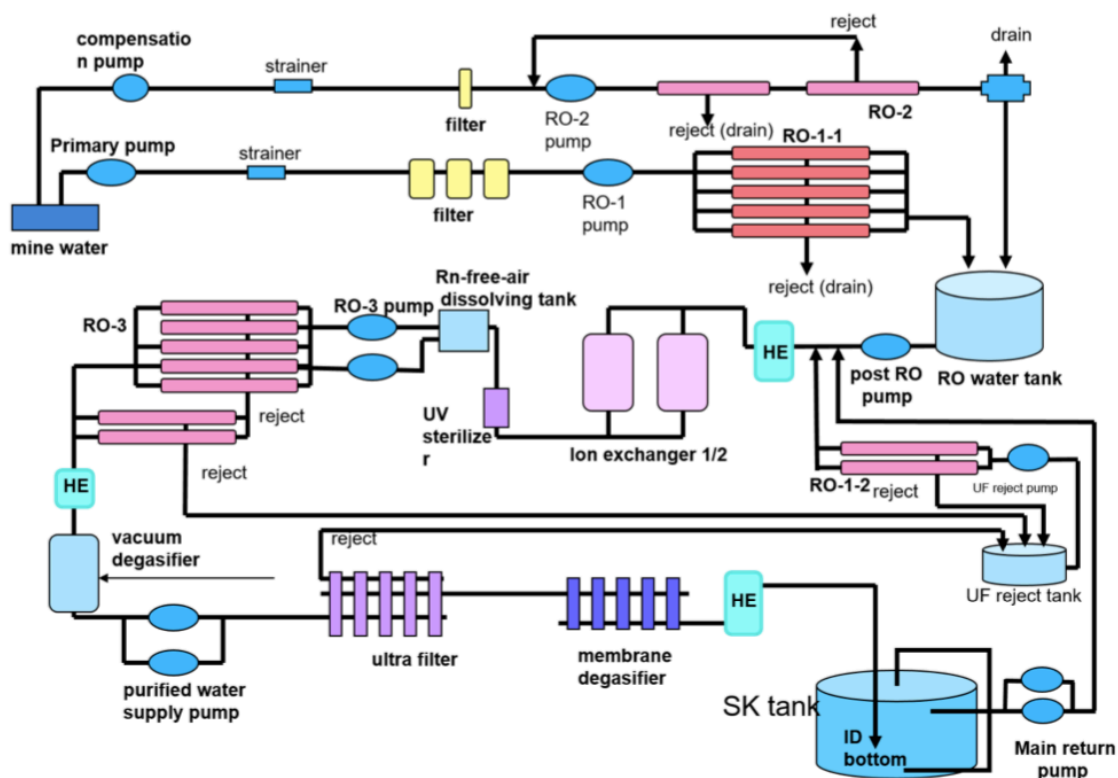


図 2.13 超純水循環装置の概略図 [45]

後の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、ラドンを取り除いた空気を純水に溶解させる。

6. 逆浸透膜 (Reverse Osmosis Filter)

浸透圧を用いて濾過を行う。分子量が 1000 を超える有機化合物を除去する。

7. 真空脱気装置 (Vacuum Degasifier system)

水中に溶けている気体を除去する。ラドンガスの約 96%、酸素の約 99% がこの過程で取り除かれる。

8. カード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ダイオンを選択的に除去する。除去率は 99% である。

9. ウルトラフィルター (Ultra Filter)

10 nm 以上の微小なごみを除去する。

10. 膜脱気 (Membrane Degasifier)

膜脱気は SK-I の終わりに導入された。水中に溶けたラドンや酸素を取り除く。

以上の過程により、超純水の透過長は 90 m 程度に保たれている。また、超純水中のラドン濃度は 1.0 mBq/m³ 以下に抑えられる。

超純水循環装置で純化された水は配管を通してタンク下部から供給され、タンク上部で回収している。図 2.14 左に、SK-IV における配管の模式図を示す。また、図 2.14 右にタンク内部の水温の位置依存性を示す。図 2.14 右を見ると、 $z = -11$ m より下の領域では温度が一様になっている。つまり、この領域では超純水が常に対流していることが分かる。一方、 $z = -11$ m より上の領域ではタンク上部に行くにつれて水温が上昇しているのが分かる。

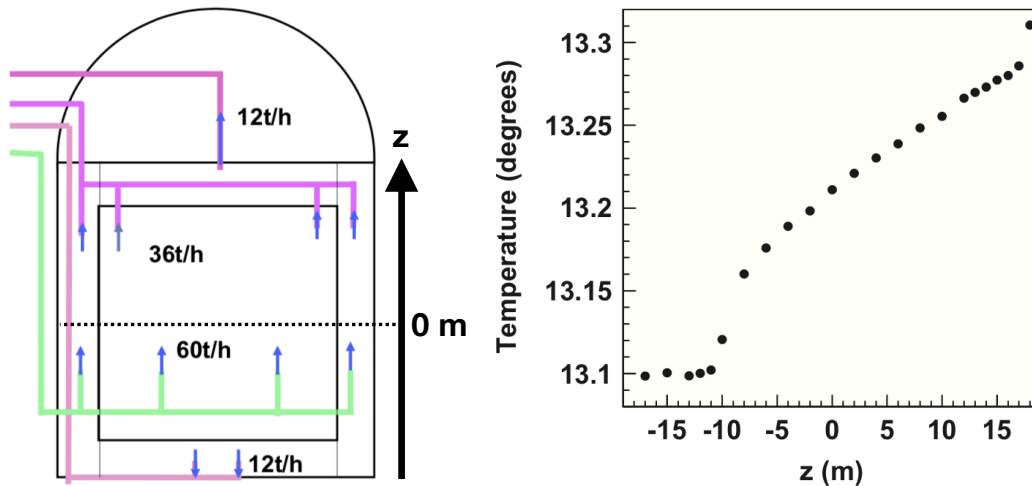


図 2.14 SK-IV における配管の模式図 (左) とタンク内部の水温の位置依存性 (右) [39], 右図において、横軸は左図に示した z 座標、縦軸は水温 [°C] を示す。 $z = -11$ m より下の領域において超純水は常に対流している。一方、 $z = -11$ m より上の領域ではタンク上部に行くにつれて水温が上昇している。

SK-V 開始前に、SK-Gd 実験に向けた検出器の改修工事が行われた。その主な目的の 1 つとして、タンク内の配管の改良があった。図 2.15 に、SK-V 以降における配管の模式図を示す。配管を改良したことにより、水の循環速度を上げられるようになった。循環速度を上げることで硫酸ガドリニウムの濃度にムラができるのを防ぐことができる。また、SK-V 以降は図 2.14 右で見られたような対流領域 (温度が一定の領域) は無くなっており、図 2.16 のようにタンク底部からタンク上部に向かって水温が上昇するようになっている。

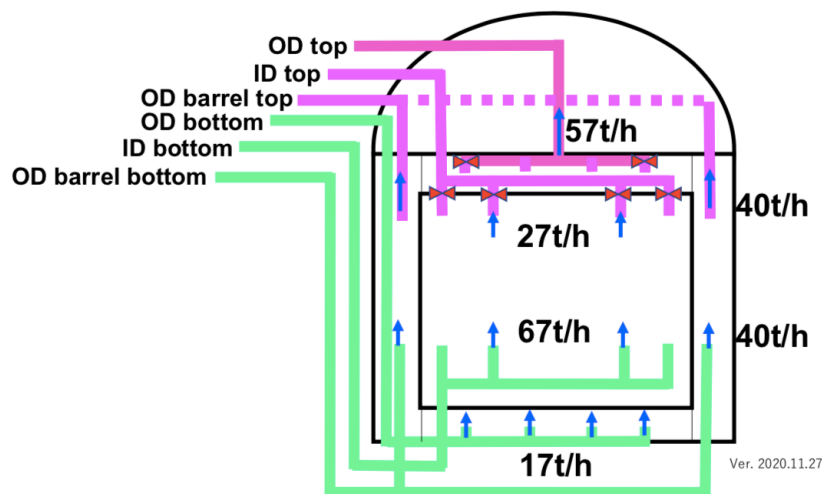


図 2.15 SK-V 以降における配管の模式図 [46]

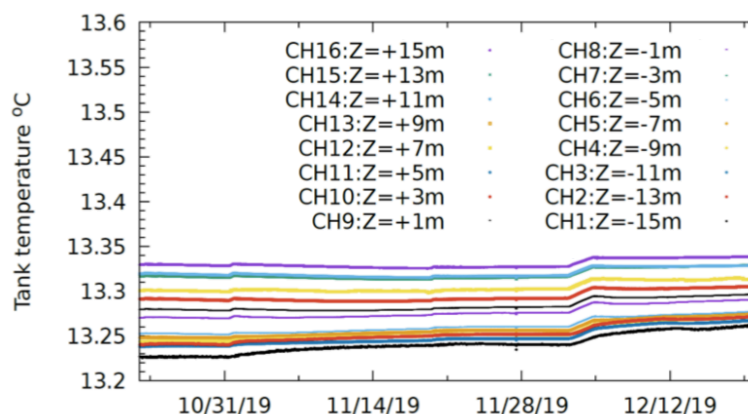


図 2.16 SK-V におけるタンク内部の水温の位置依存性 [47], 横軸は時間、縦軸は水温 [°C] を示す。線の色は図 2.14 左の z 座標を示しており、SK-V では図 2.14 右で見られたような対流領域（温度が一定の領域）が無くなっている。

2.3.2 硫酸ガドリニウム水循環装置

従来の超純水循環装置では純化過程で Gd^{3+} と SO_4^{2-} が取り除かれてしまう。そこで、SK-Gd 実験に向けて新たに硫酸ガドリニウム水循環装置が開発された。そして 2019 年 12 月に従来の超純水循環装置から硫酸ガドリニウム水循環装置への切り替えが行われた。図 2.17 に硫酸ガドリニウム水循環装置の概略図を示す。またこの装置の主な構成要素について説明する。

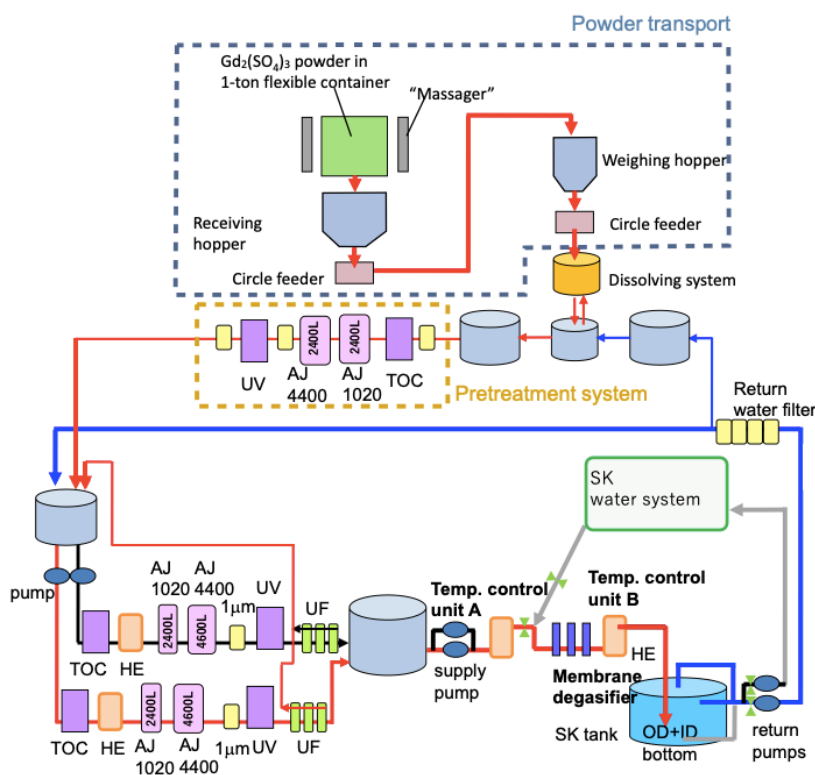


図 2.17 硫酸ガドリニウム水循環装置の概略図 [46]

1. 硫酸ガドリニウム運搬、溶解装置

粉末状の硫酸ガドリニウム八水和物を運搬、溶解する一連の装置である。

本来の予定では、まず一袋 500kg のフレキシブルコンテナ (Flexible Container) に入った硫酸ガドリニウム八水和物の粉末をほぐし器 (Massager) でほぐしながら全て粉受け容器 (Receiving Hopper) に入れ、サークルフィーダ (Circle Feeder) とパイプを用いて少しずつ計量容器 (Weighing Hopper) に移し、一定量ずつ溶解装置 (Dissolving System) に移して溶解し、タンクに輸送するはずだった。しかし、装置を動かして硫酸ガドリニウムを運搬しようと試みたところ、500kg の硫酸ガドリニウム八水和物の粉末が自重で固まって全くほぐれなかったり、粉受け容器から粉末が出てこなかったり、パイプ内で詰まったりとトラブルが相次いだ。いくつか対策を講じたもののうまくいかなかったため、結局スコップを用いて粉末をフレキシブルコンテナからバケツに移し、バケツに入った粉末を計量容器に手で導入する形となった。その様子を図 2.18 に示す。

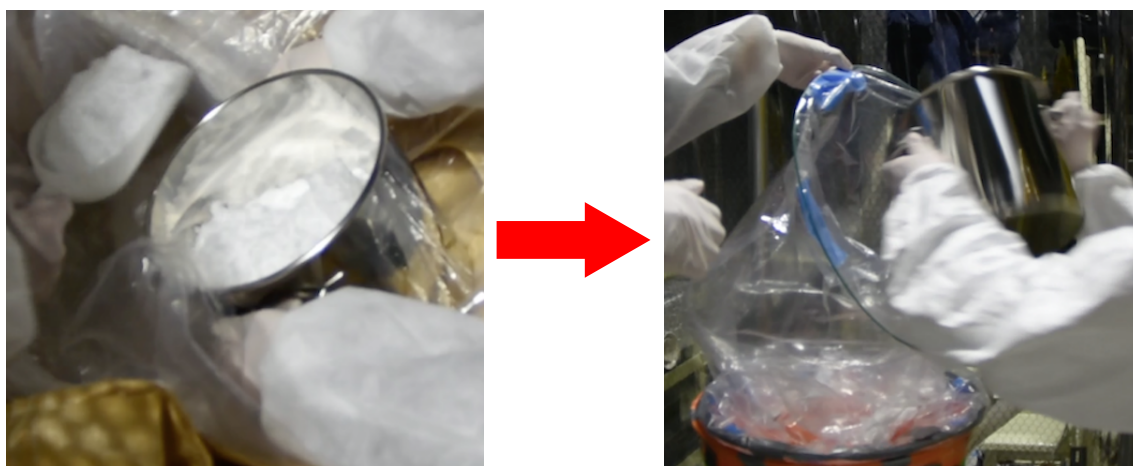


図 2.18 硫酸ガドリニウム八水和物の粉末を計量容器に移す様子，スコップを用いて粉末をフレキシブルコンテナからバケツに移し、バケツに入った粉末を計量容器に手で導入する。

2. 硫酸ガドリニウム水前処理装置

硫酸ガドリニウム水前処理装置では、まず Gd^{3+} に不活性な陽イオン交換樹脂により硫酸ガドリニウム水中の Gd^{3+} 以外の陽イオンが取り除かれる。この工程により、水中でイオン化しやすい ^{226}Ra の除去を行う。

次に有機不純物が紫外線酸化装置によって光分解され、 SO_4^{2-} に不活性な陰イオン交換樹脂によって取り除かれる。また、この樹脂はウランの除去も行う。

硫酸ガドリニウム水前処理装置にはそのほかに紫外線照射装置、 $3\ \mu m$ 、 $1\ \mu m$ 、 $0.2\ \mu m$ フィルターが組み込まれている。

3. 循環部

循環部は紫外線酸化装置、熱交換器、 Gd^{3+} に不活性な陽イオン交換樹脂、 SO_4^{2-} に不活性な陰イオン交換樹脂、 $1\ \mu m$ フィルター、紫外線照射装置、 $0.2\ \mu m$ フィルターの構成が二系統並列で接続されている。

2.4 無ラドン空気システム

神岡鉱山の岩盤がラドンを含んでいるため、鉱山内部の空気は外部の空気と比べてラドン濃度が高い。また季節によって鉱山内部の空気の流れ方が変わるため、ラドン濃度は季節によって異なり、5月から10月では1000 - 2000 Bq/m³、11月から4月では100 - 300 Bq/m³となる。

ラドン温泉などのように放射線の効果を健康のために利用しようとする動きもあるが、一方で研究機関などの疫学調査では、ラドン濃度の高い環境で作業を続けていると肺がんのリスクが上がることも示唆されている。また、空気中のラドンが超純水に溶け込むとそれが放射性バックグラウンドとなり、低エネルギーニュートリノの観測を難しくしてしまう。

そのため、タンク上部をポリウレタンで覆う、実験室の入り口を二重ドアにする、実験室内部の気圧を高くするなどして鉱山内部の空気が実験室へ入るのを防いでいる。さらに、ラドン濃度の高くない鉱山外部の空気を実験室に送り込んでいる。そして、図 2.19 に示したような純化装置によって送り込まれた空気のラドン濃度を常に低い状態にしてある。純化装置の主な構成要素について以下で説明する。

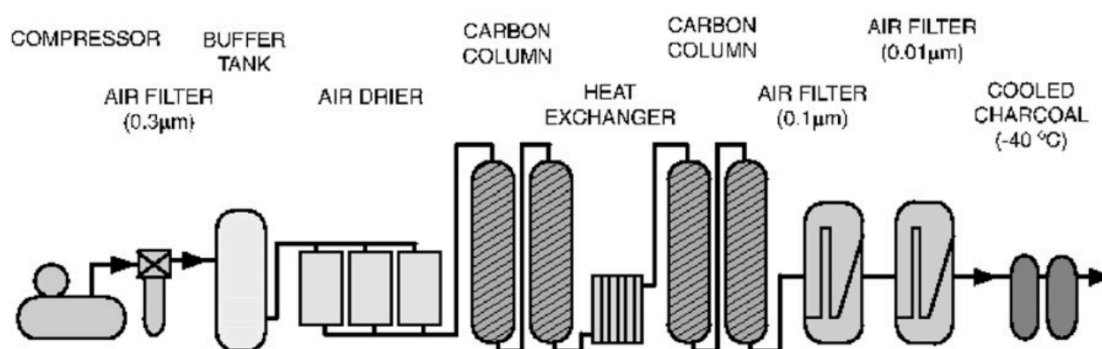


図 2.19 無ラドン空気システムの模式図 [37]

1. 圧縮機 (Compressor)

空気を 7.5-8 気圧に圧縮する。

2. 0.3、0.1、0.01 μm 空気フィルター (Air Filter)

圧縮された空気中のほこりを取り除く。0.3 μm 空気フィルターは圧縮機の後部に位置し、0.3 μm 空気フィルターを通過した空気は一時的にバッファタンク (Buffer Tank) に蓄えられる。他の空気フィルターは活性炭カラムの後部に位置している。

3. 除湿、除 CO₂ 装置 (Air Drier、CO₂ Extraction Equipment)

湿気と CO₂ を取り除く。

4. 活性炭カラム (Carbon Column)

活性炭でラドンを吸収する。

5. 冷却活性炭 (Cooled Charcoal)

−40 °C まで冷やした活性炭でラドンを吸収する。また、ラドンの除去効率をさらに上げるため、2013 年 3 月に冷却システムが改良された。これにより、活性炭を −60 °C 以下にまで下げられるようになった。この温度でのラドン除去効率は ~100% である。

以上の過程により、実験室内部の空気の平均的なラドン濃度は約 40 Bq/m³ となっている。

2.5 データ収集システム

2.5.1 SK-III 以前における内水槽データ収集システム

SK-III 以前における内水槽データ収集システムの概略図を図 2.20 に示す。まず、内水槽 PMT からの信号は Analog Timing Module (ATM) と呼ばれる Tristan KEK Online (TKO) 規格のフロントエンドに送られる。この ATM は 1 個につき 12 本の PMT の信号を処理することができる。また、タンク上部には電子回路のハットが 4 つあり、それぞれに 12 個の TKO クレートと 2 個の VME クレートが配置されている。1 個の TKO クレートには 20 個の ATM と、1 個の Super Control Header (SCH) と呼ばれるインターフェースモジュール、1 個の Go/NoGo (GONG) と呼ばれるトリガー信号分配モジュールが入っている。また、1 個の VME クレートには 6 個の Super Memory Partner (SMP) と呼ばれるデータ緩衝モジュールと 1 個の Sbus-VME インターフェースが入っている。

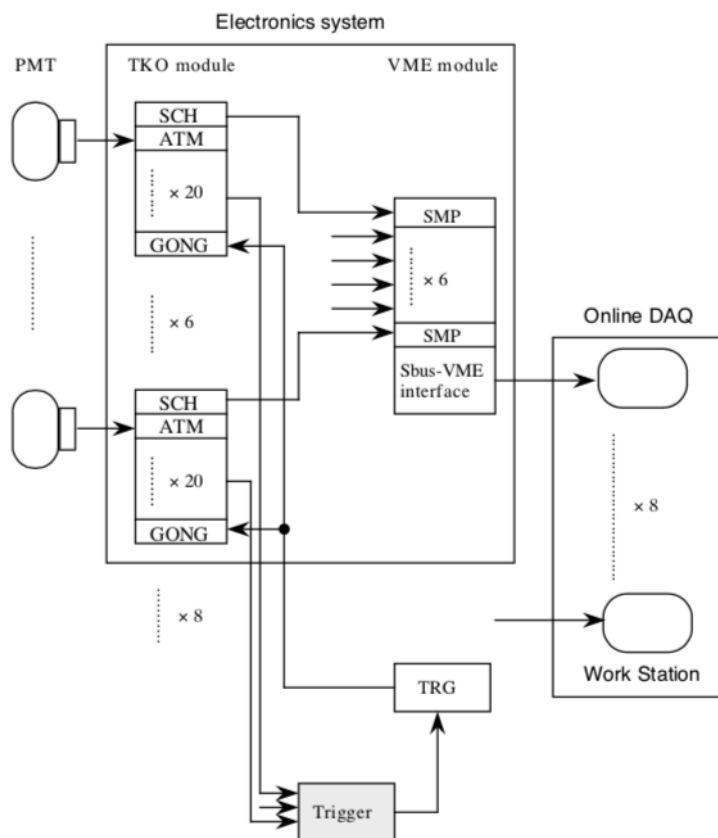


図 2.20 SK-III 以前における内水槽データ収集システムの概略図 [13]

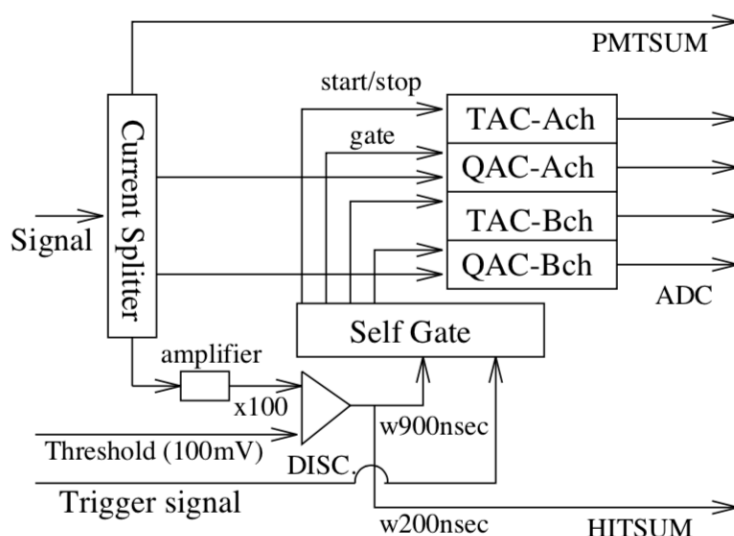


図 2.21 ATM 回路の概略図 [13]

ATM 回路の概略図を図 2.21 に示す。各 PMT で得られた信号は、入力パルス信号の電荷を測定する Charge to Analog Converter (QAC) と時間を測定する Time to Analog Converter (TAC) に送られる。QAC は 0.2 pC の分解能で 0 pC から 450 pC までの範囲を持ち、TAC は 0.4 nsec の分解能で -300 nsec から 1000 nsec までの範囲を持つ。PMT からの信号は 100 倍に増幅された後、4 つに分けられる。

4 つのうち 1 つは閾値が約 0.3 p.e.⁷ に設定されたディスクリミネータに通される。信号の波高が閾値を超えていた場合、HIT 信号としての 900 nsec のゲート信号と QAC 用の 400 nsec のゲート信号、さらに TAC 用のスタート信号が生成される。この 900 nsec の間、後続の PMT 信号は拒絶される。同時に、波高 15 mV、幅 200 nsec の矩形波が生成され、12 本の PMT の矩形波を合計した ID-HITSUM 信号が生成される。

他 2 つは QAC と TAC に送信される。HIT 信号の後 1.3 μ sec 以内にトリガーが掛かった場合、QAC と TAC の情報は Analog-Digital Converter (ADC) に送信される。トリガーが掛からなかった場合、QAC と TAC に保存されたデータは破棄される。ADC のデータはイベント番号と一緒に大容量メモリの First-in First-out (FIFO) メモリに保存される。アナログ信号をデジタル信号に変換してメモリに保存するまで 5.5 μ sec かかり、その間はデータの取得ができない。そのため、QAC と TAC は 2 チャンネル用意され、dead time を極力減らすようにしている。特に、ストップミュオン崩壊で発生する電子の観測に有益である。

残る 1 つはディスクリミネータに通さずに取り出される。この信号を PMTSUM 信号と呼ぶ。ATM 内における信号とトリガーのタイミングチャートを図 2.22 に示す。

2.5.2 SK-III 以前における外水槽データ収集システム

SK-III 以前における外水槽データ収集システムの概略図を図 2.23 に記す。外水槽 PMT の信号はまず Paddle カードに送られる。この Paddle カードは 1 個につき 12 本の外水槽 PMT の信号を処理できる。その後、4 個の Paddle カードの信号が Charge to Time Converter (QTC) モジュールに送られる。QTC の出力は、2 つの QTC パルス波まで保存できる LeCroy 1877 multi-hit Time to Digital Converter (TDC) によ

⁷ p.e. は photoelectron の略である。

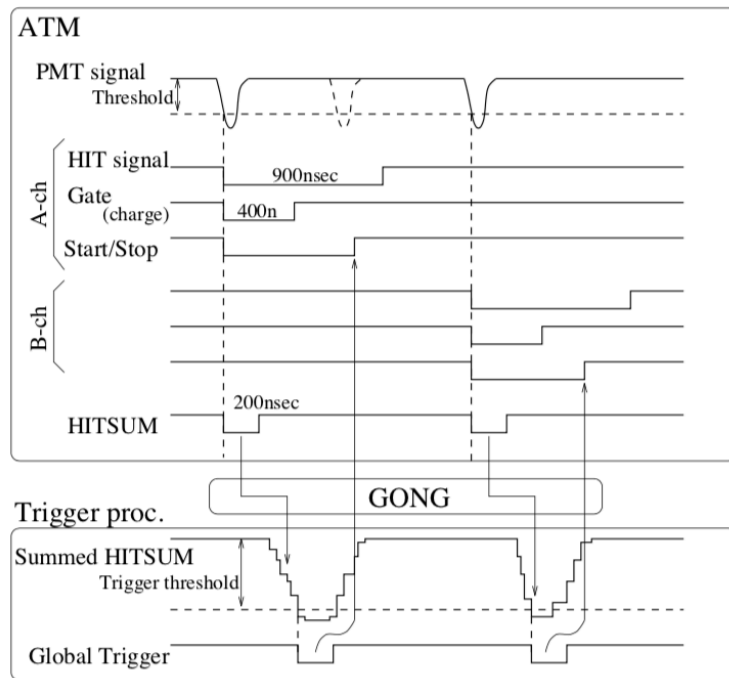


図 2.22 ATM 内における信号とトリガーのタイミングチャート [13]

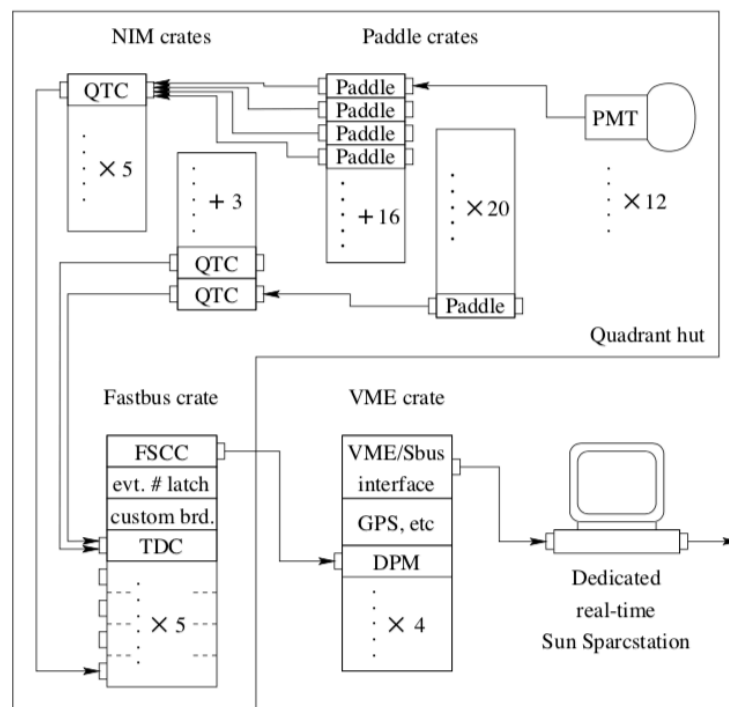


図 2.23 SK-III 以前における外水槽データ収集システムの概略図 [48]

てデジタル化される。TDC は Fastbus クレートに入っており、Fastbus クレートには 5 個の TDC と TDC の信号を読み取る Fastbus Smart Crate Controller (FSCC)、Event number latch、custom-built インターフェイスボードが入っている。また、Fastbus クレートはタンク上部の各ハットに配置されている。

QTC は外水槽 PMT 信号のヒット時間と電荷を測定する。QTC のパルス信号の終端が PMT 信号の到着時間を表し、幅が外水槽 PMT パルスの総電荷量を表す。また、QTC は 200 nsec の幅で 20 mV の波高を持つ、OD-HITSUM 信号を生成する。

各 TDC は 0.5 nsec の分解能を持ち、パルス波を保存するために用いられる。そのダイナミックレンジはトリガー時間を 0 μ sec として -16μ sec から 16μ sec に設定されていたが、1996 年 9 月からはデータサイズを減らすために、 -10μ sec から 6μ sec に設定されている。TDC 信号は FSCC で読み出され、VME クレートを通してオンラインのコンピュータに送信される。

2.5.3 SK-III 以前におけるトリガーシステム

内水槽のトリガーには、High Energy (HE) トリガーと Low Energy (LE) トリガー、Super Low Energy (SLE) トリガーの 3 種類がある。トリガー閾値は ID-HITSUM 信号により定義されている。HE トリガーは宇宙線ミューオンや大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ、陽子崩壊の信号を識別するために用いられる。LE トリガーは太陽ニュートリノ解析のために、1997 年 5 月に導入された SLE トリガーはより低いエネルギーでの太陽ニュートリノ解析のために用いられる。また、外水槽のトリガーには Outer Detector (OD) トリガーがある。

各観測期間での最終的なトリガー閾値を表 2.3 に示す。SK-I において、HE トリガーは 200 nsec の時間幅で ID-HITSUM 信号の波高が -340 mV を超えると掛かり、トリガーレートは 10 MeV の閾値で ~ 5 Hz である。LE トリガーの閾値は -320 mV で、トリガーレートは 8 MeV の閾値で ~ 11 Hz である。SLE トリガーに関してはコンピュータの性能が向上するに従い、トリガー閾値を適宜下げている。2000 年 7 月の時点で閾値は -186 mV で、これは電子のエネルギーで 4.6 MeV に相当する。また、トリガーレートは ~ 1 kHz である。SK-II から SK-III にかけては、定義はそのまま閾値がそれぞれ変更されている。

OD トリガーに関しては、200 nsec の時間幅での外水槽 PMT のヒット数 ($N_{200, OD}$) が 19 以上になると掛かる。

表 2.3 各観測期間での最終的なトリガー閾値 [41]

トリガーの種類	SK-I	SK-II	SK-III
HE	-340 mV	-180 mV	-320 mV
LE	-320 mV	-152 mV	-302 mV
SLE	-186 mV	-110 mV	-186 mV
OD	$N_{200, OD} \geq 19$	$N_{200, OD} \geq 19$	$N_{200, OD} \geq 19$

これらのトリガーはハードウェアトリガー (TRG) モジュールとして取り付けられている。トリガーが作動した場合、TRG モジュールはグローバルトリガー信号と 16 ビットのイベント番号を発信する。これがすべての電気回路に送信され、データ収集システムが計算を開始する。

2.5.4 SK-IV 以降における内水槽・外水槽データ収集システム

SK-IV からは PMT で得られたアナログ信号は QTC-Based Electronics with Ethernet (QBEE) によりデジタル化される。デジタル化された信号はオンラインにある 20 台のフロントエンド PC に送られ、時間順に並べ替えられる。その後信号は 10 台のマージャー PC に送られ、後述するソフトウェアトリガーによる事象選別が行われる。そして条件を満たす事象だけがデータ蓄積用のディスクに記録される。フロントエンドモジュールを ATM から QBEE に移行したことで、PMT の全ヒットを記録することが可能になった。また、QBEE は外水槽でも同様に使われている。

各 QBEE は 8 つの QTC を備えており、1 つの QTC は 3 つの PMT 信号を処理する。つまり 1 つの QBEE は 24 本の PMT 信号を処理することができる。QTC 及び周辺機器のブロック図を図 2.24 に示す。PMT からの信号が閾値を超えると、QTC は電荷に線形に比例した幅を持つタイミング信号を生成する。また、電荷の分解能を向上させつつ従来の ATM より広い範囲の電荷を扱うため、QTC には Small、Medium、Large という 3 つのゲインレンジのチャンネルがあり、それぞれのゲイン比は 1 : 1/7 : 1/49 に設定されている。各チャンネルでの検出可能な電荷のダイナミックレンジと電荷分解能を表 2.4 に示す。全チャンネルを考慮すると 0.2 - 2500 pC の範囲で観測可能であり、その最大電荷は ATM の約 5 倍にあたる。

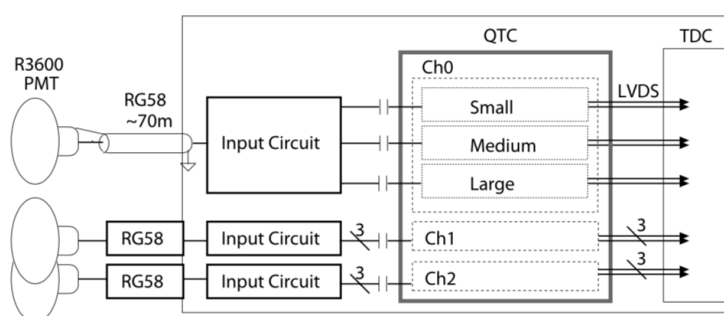


図 2.24 QBEE 及び周辺機器のブロック図 [49]

表 2.4 QTC における各ゲインチャンネルでの検出可能な電荷のダイナミックレンジと電荷分解能 [39]

ゲインチャンネル	検出可能な電荷レンジ	電荷分解能
Small	0.2 - 51 pC	0.1 pC/count (~ 0.04 p.e./count)
Medium	1 - 357 pC	0.7 pC/count (~ 0.26 p.e./count)
Large	5 - 2500 pC	4.9 pC/count (~ 1.8 p.e./count)

ゲインをかけた後、PMT からの信号を Low-Noise Amplifier (LNA) で増幅し、Low-Pass Filter (LPF) で遅らせて、Voltage-to-Current (V/I) Converter で変換する。V/I Converter からの出力波形のうち 1 つは PMTSUM 信号として保存され、もう 1 つはコンデンサに電荷を集積するために使われる。LNA の増幅信号がディスクリミネータの閾値を超えたとき、トリガーフラグ信号 (HIT) が生成される。また、出力信号のスタート時間は HIT が生成された時間となる。HIT が生成されると、Charge ゲート、Discharge ゲート、VETO ゲートの 3 つのゲートが開かれる。Charge ゲートが開いている 400 nsec の間は V/I Converter とコンデンサの間のスイッチが閉じ、コンデンサに電荷が集積される。その後、Discharge ゲートが 350 nsec の

間作動し、その間の信号は無視される。そして最後に VETO ゲートが開く。VETO ゲートは 150 nsec の間作動し、その間のすべての信号を破棄する。結果、1 つの入力信号に対するプロセス時間は 900 nsec となる。QTC 内における信号とトリガーのタイミングチャートを図 2.25 に記す。

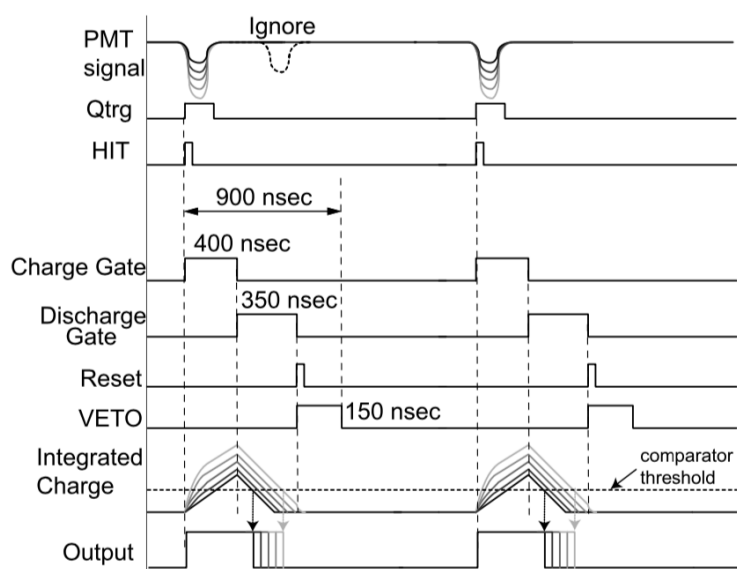


図 2.25 QTC 内における信号とトリガーのタイミングチャート，色の濃淡は信号の足し合わせを示す。[49]

2.5.5 SK-IV 以降におけるトリガーシステム

前で述べたように、PMT からの全ての信号は QBEE による高速デジタル処理を経てマージャー PC に送られ、ソフトウェアトリガーによる事象選別が行われる。事象の選別には、200 nsec の時間幅での PMT のヒット数 (N_{200}) を用いる。200 nsec の時間幅である理由は、光子が検出器の端から端まで移動するのに ~ 200 nsec の時間を要するからである。表 2.5 にトリガーの種類と閾値、イベントの時間幅を示す。SK-III 以前では、トリガーの種類に関係なくイベントの時間幅は $1.3 \mu\text{sec}$ に固定されていたが、SK-IV 以降ではトリガーの種類によってイベントの時間幅が変化する。表 2.5 を見ての通り、基本的にイベントの時間幅は $40 \mu\text{sec}$ に設定されている。しかし、SLE トリガーの閾値だと放射性バックグラウンドによってレートが非常に高くなり、イベントの時間幅を $40 \mu\text{sec}$ にするとデータ量が膨大になってしまう。そのため、SLE トリガーのイベントの時間幅は $1.5 \mu\text{sec}$ に設定されている。

また、SRN の研究のため、Super High Energy (SHE) トリガーと After Window (AFT) トリガーが追加された。 N_{200} が SHE トリガーの閾値を超えると AFT トリガーも掛かり、 $500 \mu\text{sec}$ の時間幅に含まれる全ヒットを記録する。この 2 つのトリガーにより、逆 β 崩壊で放出される中性子が陽子あるいはガドリニウムに捕獲される際に放出する γ 線を検出することができる。

これらに加えて、T2K トリガーという特別なトリガーも存在する。T2K 実験が行われている間、茨城県東海村の J-PARC からスーパーカミオカンデに向けてニュートリノビームが $\sim 3 \text{ sec}$ 毎に発射される。T2K トリガーはニュートリノビームがスーパーカミオカンデに届くタイミングに合わせて掛かる。T2K トリガーが掛かると、 $\sim 1 \text{ msec}$ の時間幅に含まれる全ヒットを記録する。

表 2.5 SK-IV 以降におけるトリガーの情報のまとめ [12], $N_{200, ID}$ は 200 nsec の時間幅での内水槽 PMT のヒット数、 $N_{200, OD}$ は 200 nsec の時間幅での外水槽 PMT のヒット数を示す。

トリガーの種類	閾値	時間幅 [μ sec]
SLE	$N_{200, ID} \geq 34$ $N_{200, ID} \geq 31$ (2015 年 5 月以降)	1.5 [-0.5, +1.0]
LE	$N_{200, ID} \geq 47$	40 [-5, +35]
HE	$N_{200, ID} \geq 50$	40 [-5, +35]
SHE	$N_{200, ID} \geq 70$ $N_{200, ID} \geq 58$ (2011 年 9 月以降)	40 [-5, +35]
AFT	$N_{200, ID} \geq 70$ & $N_{200, OD} < 22$ $N_{200, ID} \geq 58$ & $N_{200, OD} < 22$ (2011 年 9 月以降) $N_{200, ID} \geq 58$ (2020 年 6 月以降)	500 [+35, +535]
OD	$N_{200, OD} \geq 22$	40 [-5, +35]
T2K	—	1035 [-500, +535]

3 検出器較正

物理実験において、得られたデータの信頼性は検出器較正を正確に行うことにより得られる。検出器較正とは、検出器が正常に動作していることや測定精度が十分であることを確認し、必要であれば検出器の調整や実験結果を補正するパラメータを決定することを指す。また、検出器モンテカルロシミュレーション (MC) において、検出器内で起こる事象を再現するためのパラメータを決定することも重要である。

スーパーカミオカンデで行われている検出器較正は、大きく分けて以下のように分類される。

- 内水槽の検出器較正
- 光子輸送
- 外水槽の検出器較正
- 宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正
- LINAC・DT によるエネルギー較正

この章では、特に SRN のような低エネルギー事象 ($\lesssim 100$ MeV の事象) の観測で重要となる内水槽の検出器較正、光子輸送、LINAC・DT によるエネルギー較正について説明する。また、ここでは主に SK-III、SK-IV における検出器較正の手法及び結果について記載する。なお、外水槽の検出器較正と宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正については付録 A で説明する。

3.1 内水槽の検出器較正

各較正について説明をする前に、内水槽の検出器較正の手順について説明しておく。まず、各内水槽 PMT に印加する高電圧を決定し、全ての内水槽 PMT で同程度の電荷が出力されるようにする。この作業によって、検出器の非対称性が無くなり、エネルギー分解能が向上する。続いて、各内水槽 PMT のゲインと量子効率の違いを理解する。ここで、ゲインは PMT のダイノードに到達した光電子の増幅率として定義する。また、量子効率は本来であれば、PMT の光電面に当たった光子が光電子に変換される確率として定義される。しかし我々は、光電子が PMT の第一ダイノードまで到達する確率 (収集効率) も含めて量子効率と定義している。SRN のような低エネルギーの事象による信号はほとんどが 1 光電子レベルの信号であり、これらは量子効率の測定結果に大きく依存する。一方、宇宙線ミュオンのような高エネルギーの事象による信号はゲインの測定結果に大きく依存する。したがって、PMT 1 つ 1 つのゲイン及び量子効率について理解することは非常に重要である。そして、各内水槽 PMT の時間応答の較正も行い、信号を送るケーブルの長さや電気回路でのプロセス時間、PMT の信号波形の波高によって生じる時間応答のずれを補正する。

3.1.1 高電圧の決定

各内水槽 PMT に印加する高電圧を決定し、全ての内水槽 PMT で同程度の電荷が出力されるようにする。高電圧の決定は、タンクの中心に等方光源を設置して行う。等方光源は、キセノンフラッシュランプ (Xe ランプ) と UV 透過フィルター、直径 5 cm のシンチレーション球から構成されている。Xe ランプは、キセノンガスを封入したガラス管の中に電圧をかけて放電させることで発光する光源である。また、シンチレーション球には 15 ppm⁸ の POPOP と 2000 ppm の酸化マグネシウム (MgO) が含まれており、POPOP は光の波長を

⁸ ppm は parts per million の略であり、1 ppm = 0.0001% である。

変換する役割、MgO はシンチレーション球から光をできるだけ等方的に放出させる役割を持つ。

この測定では PMT と等方光源の間の距離を補正するだけではなく、水の透過率や PMT 表面での光子の反射率なども補正しなければならない。そのため、SK-III が開始される前（2005 年 8 月から 2005 年 9 月）に個別で高電圧を決定した 420 本の PMT (Standard PMT) をタンク内に設置して測定を行った。図 3.1 に Standard PMT の位置と付近の PMT のグループ分けについて示す。Standard PMT 以外の PMT の高電圧は、その PMT が得た電荷量が、その PMT のグループに属する Standard PMT が得た電荷量の平均と合うように設定される。そして、高電圧を決定した後、得られた高電圧を各 PMT に印加して再び測定を行った。その結果、各 PMT が得た電荷の平均値との差は RMS で 1.3% 以内となり、Standard PMT の事前の測定結果と一致した。なお、高電圧の決定は SK-III の開始直後に行われ、SK-IV では行われていない。また、等方光源は内水槽 PMT の長期的なゲイン変動を監視するため、高電圧決定後もタンクの中心に取り付けられている。

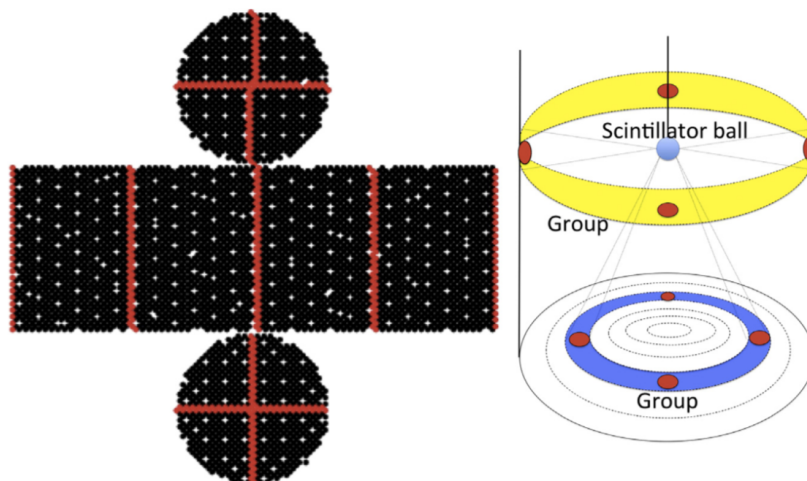


図 3.1 Standard PMT の位置 (左) と PMT のグループ分けの模式図 (右) [39], 赤い点が Standard PMT の位置を示している。グループの数はタンク側面で 17 グループ、タンク上面とタンク底面でそれぞれ 8 グループとなっている。

3.1.2 相対ゲインの測定

各 PMT のゲインを決定するためには、全 PMT でのゲインの平均値と、各 PMT のゲインの平均値からのずれ (相対ゲイン) が必要である。この相対ゲインを計算するために、等方光源を用いて 2 段階の測定を行う。

まず、全ての PMT が十分な光量を受け取るような高い強度の光を入射する。この時の i 番目の PMT での電荷の平均値を $Q_{\text{obs}}(i)$ とする。次に、PMT がごく少量の光子しか受け取らないような低い強度の光を入射し、1 p.e. のヒットを測定する。この測定で、 i 番目の PMT が閾値を超える電荷量を記録した回数 $N_{\text{obs}}(i)$ を得ることができる。この 2 つの測定を同じ光源・同じ位置で行うことにより、 i 番目の PMT の $Q_{\text{obs}}(i)$ と $N_{\text{obs}}(i)$ はそれぞれ、

$$Q_{\text{obs}}(i) \propto I_{\text{H}} \times a(i) \times \epsilon(i) \times G(i) \quad (3.1)$$

$$N_{\text{obs}}(i) \propto I_{\text{L}} \times a(i) \times \epsilon(i) \quad (3.2)$$

で計算できる。ここで、 I_{H} (I_{L}) は高い (低い) 強度の光の平均光量、 $a(i)$ は i 番目の PMT のアクセプタンス、 $\epsilon(i)$ は i 番目の PMT の量子効率、 $G(i)$ は i 番目の PMT のゲインを示す。この 2 つの式の比を取ること

で、各 PMT のゲインは、

$$G(i) \propto \frac{Q_{\text{obs}}(i)}{N_{\text{obs}}(i)} \quad (3.3)$$

で計算できる。これを全 PMT でのゲインの平均値で規格化することで、各 PMT の相対ゲインを得られる。なお、この規格化によって I_H/I_L も消去することができる。

図 3.2 は相対ゲインの 1 次元分布であり、この分布の RMS は 5.9% であった。各 PMT の高電圧の値は $Q_{\text{obs}}(i)$ が同じになるように設定されているため、この差異は各 PMT の量子効率の違いによるものと考えられる。各 PMT の相対ゲインは、出力電荷を光電子数に変換する際の補正係数として用いられる。

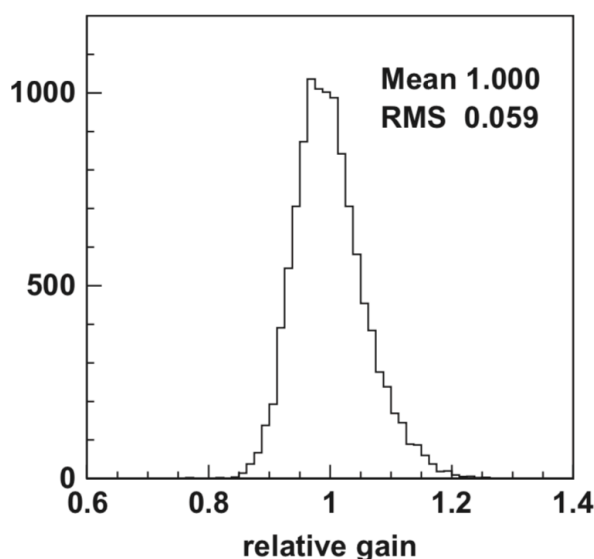


図 3.2 相対ゲインの 1 次元分布 [39]

3.1.3 絶対ゲインの測定

絶対ゲインは、pC で記録される電荷量を光電子数 p.e. に変換するために用いられる。絶対ゲインは 1 p.e. 信号の電荷分布から決定され、測定には約 9 MeV の γ 線を等方的に放出する Ni-Cf 線源を用いる。この Ni-Cf 線源を検出器の中心に設置した場合、99% 以上が 1 p.e. 信号となる。なお、Ni-Cf 線源の詳しい説明は 4.2 節に記載している。

図 3.3 に SK-III での測定で得た 1 p.e. 信号の電荷分布を示す。この分布は、相対ゲインの補正を行い、全 PMT の電荷分布を足し合わせることで得られる。また、PMT のダークノイズ⁹によるヒットの影響を極力抑えるため、Ni-Cf 線源による信号を含まない時間幅 (off time) と Ni-Cf 線源による信号を含む時間幅 (on time) それぞれで分布を作成し、on time の分布から off time の分布を差し引いている。図 3.3 において、電荷が 0 付近の鋭いピークは第一ダイノードで増幅されなかった光電子が作るものであり、2 つ目にある緩やかなピークが 1 p.e. を示す。また、分布の全範囲での平均値を pC から p.e. に変換するファクター (絶対ゲイン) として定義する。表 3.1 に、各観測期間での絶対ゲインの値を示す。SK-III と SK-IV で絶対ゲインの値が大きく変わっているのは、PMT のゲインが長期に渡って増加したからだと思われる。ゲイン増加の理由ははっきりとは分かっていないが、物理解析ではこのゲイン増加を考慮している (4.5.2 節を参照)。

⁹ 暗電流によるノイズ。

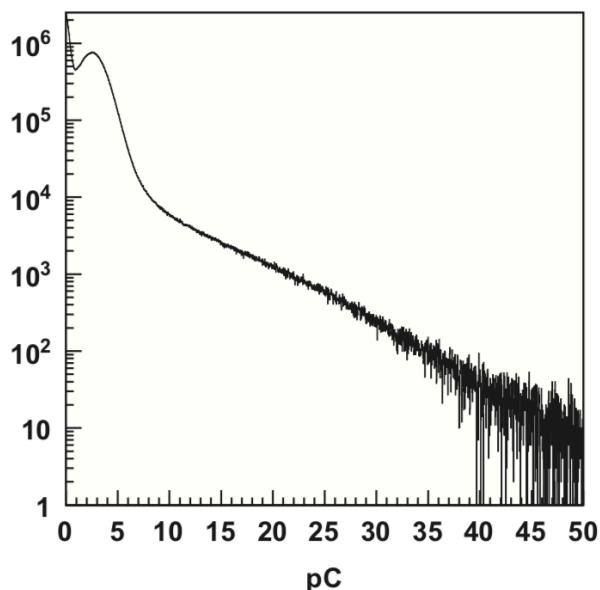


図 3.3 SK-III での測定で得た 1 p.e. 信号の電荷分布 [39], 電荷が 0 付近の鋭いピークは第一ダイノードで増幅されなかった光電子が作るものであり、2 つ目の緩やかなピークが 1 p.e. を示す。

表 3.1 各観測期間での絶対ゲインの値 [14], HK PMT については第 5 章を参照。

観測期間	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V
絶対ゲイン [pC/p.e.]	2.055	2.297	2.243	2.645	2.460 (SK PMT), 2.447 (HK PMT)

3.1.4 量子効率の測定

量子効率は低光量での測定に影響を与えるため、各 PMT について相対的な量子効率が測定されている。測定は、絶対ゲインの測定と同様に Ni-Cf 線源を用いて行う。詳しい測定方法は、第 4 章で説明する。

3.1.5 時間応答の較正

荷電粒子の飛跡や位置の再構成で重要となる各 PMT の時間応答は、信号を送るケーブルの長さや電気回路でのプロセス時間、PMT の信号波形の波高によってずれてしまう。これを Time walk 効果と呼ぶ。時間応答較正実験の目的は、検出器全体のプロセス時間を考慮した各 PMT の Time walk の補正係数を求めることである。

時間応答較正実験に用いる装置の模式図と拡散球の断面図を図 3.4 に示す。まず、波長 337 nm、半値全幅 0.4 nsec のパルス光を窒素レーザーで生成する。このパルス光が生成された時間は、時間応答の早い 2 インチ PMT を使って決めている。その後、パルス光の波長は PMT の量子効率が高くなる 398 nm にシフトされる。そしてパルス光は光ファイバーを通して拡散球まで行き、等方的に放出される。また、光の強度は光フィルターによって変える事ができ、様々なパルス波高で時間応答が測定できる。パルス波高は電荷に比例するため、この較正は TQ キャリブレーションと呼ばれる。

この測定では、個々の PMT について図 3.5 のような時間と電荷の 2 次元分布を作成できる。この図を TQ

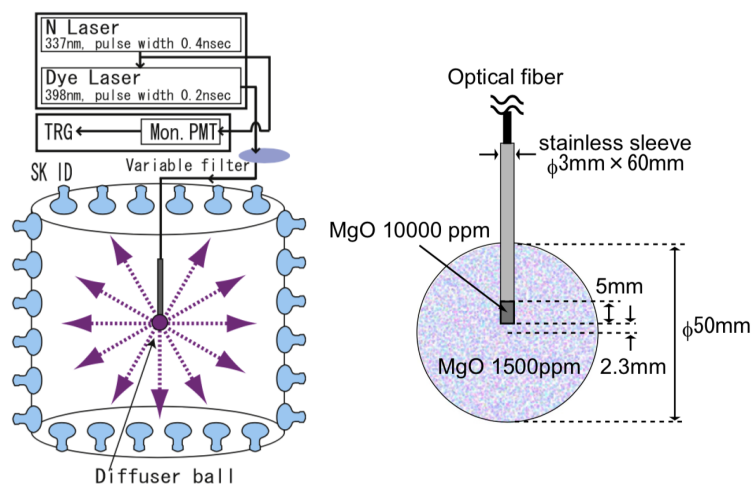


図 3.4 時間応答較正実験に用いる装置の模式図 (左) と拡散球の断面図 (右) [39]

マップと呼ぶ。図 3.5 の縦軸の時間情報は、光源と PMT の位置関係から TOF (Time of Flight) を計算し、PMT のヒット時間 T と 2 インチ PMT の信号発信時間 $T_{2\text{-inch}}$ を用いて $T - \text{TOF} - T_{2\text{-inch}}$ を計算することで得られる。TQ マップにおける各 QBin でのピークを QBin に依存した以下の多項式関数でフィットすることによって、計 15 個の補正係数を求めることができる。

$$\text{pol}N(x) \equiv p_0 + p_1x + p_2x^2 + \dots + p_Nx^N \quad (3.4)$$

$$\text{QBin} \leq 10 : F_1(x) \equiv \text{pol}3(x) \quad (3.5)$$

$$\text{QBin} \leq 50 : F_2(x) \equiv F_1(10) + (x - 10)[F_1'(10) + (x - 10)\text{pol}3(x - 10)] \quad (3.6)$$

$$\text{QBin} > 50 : F_3(x) \equiv F_2(50) + (x - 50)\text{pol}6(x - 50) \quad (3.7)$$

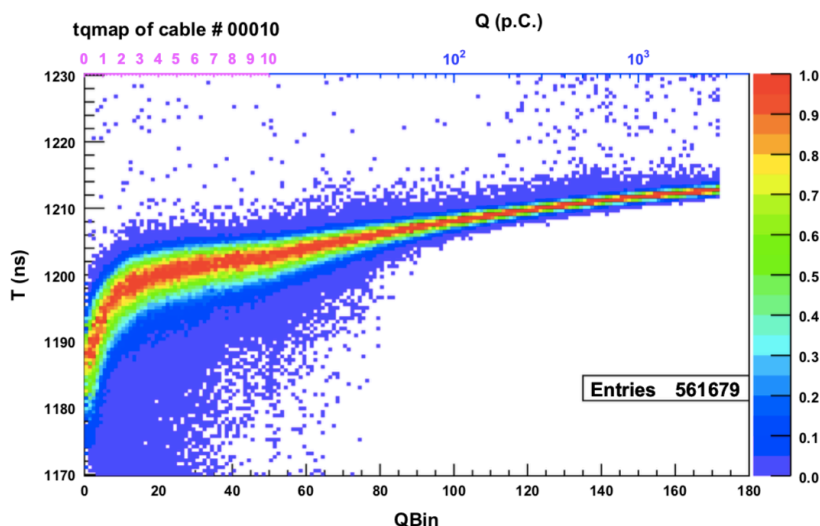


図 3.5 1 つの PMT から得られる典型的な TQ マップ [39]、横軸はそれぞれのヒットから得られた電荷、縦軸は TOF の補正を行った後のヒット時間である。横軸について、10 pC までは線形であるが、それ以上では対数スケールで描かれている。縦軸について、ヒット時間が早いものほど値が大きくなっている。

3.2 光子輸送

3.2.1 水の透過率の測定

MCにおける光子の輸送では、タンク内の物質による吸収や散乱などの特性を考慮する必要がある。水中での光の減衰は、光路長 l と、光子の波長 λ における減衰長 $L(\lambda)$ を用いて $\exp(-\frac{l}{L(\lambda)})$ で表される。また、MCにおいて $L(\lambda)$ は以下のように定義されている。

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}(\lambda) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asym}}(\lambda)} \quad (3.8)$$

ここで、 $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ 、 $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ 、 $\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$ はそれぞれ吸収、対称散乱、非対称散乱の減衰係数である。 $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ はレイリー散乱とミー散乱の対称成分を導入するため、 $\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$ は前方ミー散乱を導入するために用いられる。

それぞれの減衰係数を決定するため、様々な波長(337、375、405、445、473 nm)のレーザー光をタンク上部から真下方向に入射し、PMTのヒット時間を測定した。透過率測定の概要図を図3.6に示す。また、図3.7は上からそれぞれ、図3.6に示したタンク上部、B1、B2、B3、B4、B5の各領域におけるデータとMCでのヒット時間分布である。図3.7の横軸は、図3.6に示した水色の領域のPMTを用いて計算したTOFをヒット時間から差し引いたものである。また、図3.7の青線で囲まれた2つの領域のうち、左側の領域は散乱光子によるもので、この領域を減衰係数の決定に用いる。なお、右側の領域のピークはPMTやブラックシートで反射した光子によるものと考えられる。それぞれの減衰係数は、実験に基づいた以下の式でMCに導入されている。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda) = P_0 \times \frac{P_1}{\lambda^4} + C \quad (3.9)$$

$$C = P_0 \times P_2 \times \left(\frac{\lambda}{500}\right)^{P_3} \quad (3.10)$$

$$\alpha_{\text{sym}}(\lambda) = \frac{P_4}{\lambda^4} \times \left(1.0 + \frac{P_5}{\lambda^2}\right) \quad (3.11)$$

$$\alpha_{\text{asym}}(\lambda) = P_6 \times \left\{1.0 + \frac{P_7}{\lambda^4} \times (\lambda - P_8)^2\right\} \quad (3.12)$$

減衰係数は、この P_0 から P_8 までの9個のパラメータを変動させながら作成したMCでのヒット時間分布をデータでのヒット時間分布と比較し、 χ^2 が最小となるように決定される。

表3.2は2009年4月の測定で得られた減衰係数を定める各パラメータの値である。また、図3.8は2009年4月の測定で得られた減衰係数の波長分布である。なお、透過率特性の時間変化を監視するため、この測定は定期的に行われている。

表3.2 2009年4月の測定で得られた減衰係数を定める各パラメータの値 [39]

P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8
0.624	2.96×10^7	3.24×10^{-2}	10.9	8.51×10^7	1.14×10^5	1.00×10^{-4}	4.62×10^6	392

3.2.2 Top-Bottom Asymmetry

スーパーカミオカンデの超純水循環システムにおいて、タンク座標で $z = -11$ mより下の領域では常に水が循環しており、水質は一定に保たれている。しかし、それより上の領域では上部に行くにつれて水の温度

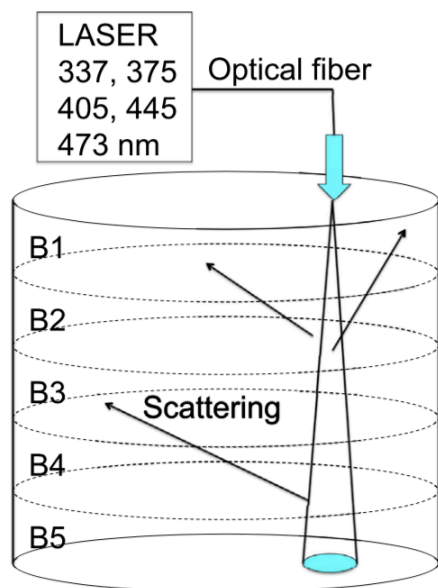


図 3.6 透過率測定の詳細図 [39], タンク上部、B1、B2、B3、B4、B5 の各領域について測定を行う。

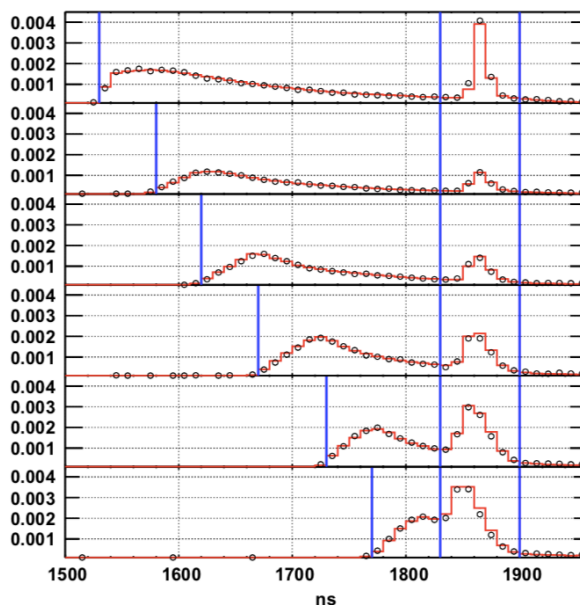


図 3.7 波長 405 nm のレーザー光によるデータと MC でのヒット時間分布 [39], 分布は上から、図 3.6 に示したタンク上部、B1、B2、B3、B4、B5 の順に並んでいる。黒い点がデータ、赤い線が MC を示している。横軸は、図 3.6 に示した水色の領域の PMT を用いて計算した TOF をヒット時間から差し引いたものである。青線で囲まれた 2 つの領域のうち、左側の領域は散乱光子によるもので、この領域を減衰係数の決定に用いる。右側の領域のピークは PMT やブラックシートで反射した光子によるものと考えられる。

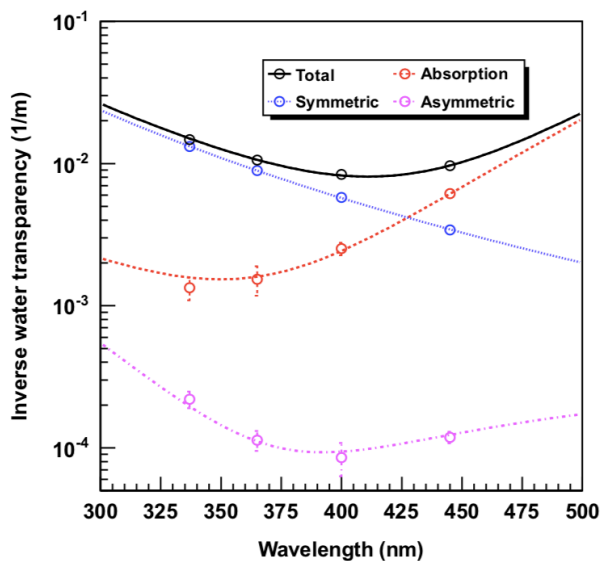


図 3.8 2009 年 4 月の測定で得られた減衰係数の波長分布 [39], 点は測定値であり、赤色の線、青色の線、桃色の線はそれぞれ $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ 、 $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ 、 $\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$ の式 (式 3.9、式 3.10、式 3.11、式 3.12) に従ってフィッティングした結果を表す。黒色の線は減衰係数の合計を示す。

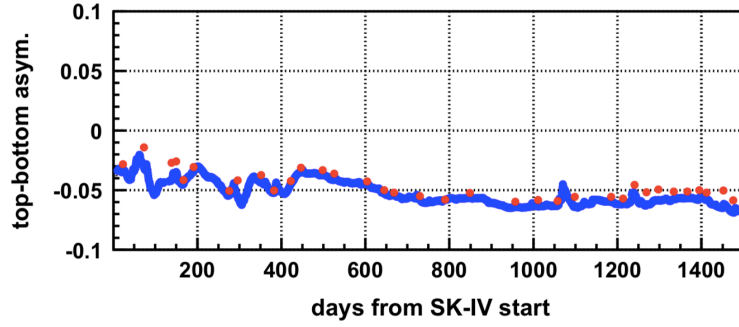


図 3.9 SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動 [39], 赤色の点は Ni-Cf 線源測定による結果、青色の線は等方光源によるリアルタイム測定結果を示す。

が上昇し、最大で 0.2°C の変化がある (図 2.14 を参照)。また、水質も徐々に悪くなり、水の透過率は最大で 5% 変動する。そのため、量子効率の測定の際には水の循環領域を拡大し、温度差を 0.01°C 以内にした状態、つまり水質がタンク内全体で均一になっている状態で測定を行う。一方、通常時は水質の上下非対称性がある状態で観測を行うため、それを理解する必要がある。そこで、前述した Ni-Cf 線源による測定と等方光源による測定系によりタンク内の上下非対称性を見積もっている。タンク内の上下非対称性 (TBA, Top-Bottom Asymmetry) α_{TBA} は以下の式で表される。

$$\alpha_{\text{TBA}} = \frac{\langle N_{\text{top}} \rangle - \langle N_{\text{bottom}} \rangle}{\langle N_{\text{barrel}} \rangle} \quad (3.13)$$

ここで、 $\langle N_{\text{barrel}} \rangle$ 、 $\langle N_{\text{top}} \rangle$ 、 $\langle N_{\text{bottom}} \rangle$ はそれぞれ内水槽の側面部、上面部、底面部での平均ヒット数を表す。図 3.9 は SK-IV が始まってからの α_{TBA} の時期変動である。内水槽上面部での平均ヒット数は底面部での平均ヒット数と比べて最大で 5% 少なくなっている。

図 3.9 に見られる時間変化は主に吸収の変動に起因するため、時間と z 方向に依存した水質は α_{abs} にファクター $A(z, t)$ を掛けることで MC に組み込まれている。 $A(z, t)$ は以下の式で定義される。

$$A(z, t) \equiv \begin{cases} 1 + \beta(t)z & (z \geq -11 \text{ m}) \\ 1 - 11\beta(t) & (z < -11 \text{ m}) \end{cases} \quad (3.14)$$

ここで、前述したように $z < -11 \text{ m}$ の領域では水質が一定のため、 $A(z, t)$ は一定の値になると仮定している。傾き $\beta(t)$ を求めるため、 $\beta(t)$ を変化させながら MC を作成し、Ni-Cf 線源のデータから計算した α_{TBA} と比較したところ、 $\beta(t)$ [1/m] と α_{TBA} [%] の間で、

$$\beta = (-0.163 \times \alpha_{\text{TBA}}^2 - 3.676 \times \alpha_{\text{TBA}}) \times 10^{-3} \quad (3.15)$$

を得た。2009 年 4 月の測定では、 $\alpha_{\text{TBA}} = 4.91\%$ 、 $\beta(t) \sim 0.01$ となっている。

3.2.3 物質表面での光子の反射

光子輸送を考えると、物質表面での光子の反射についても MC に導入する必要がある。この節では PMT とブラックシートについて、それぞれの物質における反射率測定について述べる。

PMT 表面での反射

PMT 表面での光子の反射は、前述した水の透過率の測定で得られる図 3.7 の分布の右側の領域をデータ

と MC で比較することによって見積もることができる。PMT 表面はガラスとバイアルカリ、真空の 3 層から成る多層膜であり、ガラスの屈折率、バイアルカリの屈折率、真空の屈折率はそれぞれ $1.472 + 3670/\lambda^2$ 、 $n_{\text{real}} + i \times n_{\text{img}}$ 、1.0 である。ここで、 λ は光子の波長 [nm] を示す。また、バイアルカリに対しては複素屈折率を考慮しており、 n_{real} と n_{img} はそれぞれ複素屈折率の実部と虚部を示す。データと MC を比較して得た n_{img} の最良値は 1.667 であった。また、 n_{real} の最良値は $\lambda = 337 \text{ nm}$ で 2.31、 $\lambda = 365 \text{ nm}$ で 2.69、 $\lambda = 400 \text{ nm}$ で 3.06、 $\lambda = 420 \text{ nm}$ で 3.24 であった。

ブラックシート表面での反射

チェレンコフ光はブラックシート表面で高確率で吸収されるが、反射される場合もある。MC に導入するブラックシートの反射率は、レーザー入射装置による測定結果を用いて調整されている。図 3.10 にブラックシートの反射率測定の概略図を示す。まず、レーザー入射装置をタンクの中に設置し、レーザー光を $\sim 10 \text{ cm}$ 離れたブラックシートに当て、その反射光による PMT の電荷量 ($Q_{\text{scattered}}$) を測定する。次に、ブラックシート無しで PMT の電荷量 (Q_{direct}) を測定する。そして、得られた 2 つの電荷量の比 $R = Q_{\text{scattered}}/Q_{\text{direct}}$ を用いて反射率を調整する。反射率を調整した結果、データと MC との差は 1% 以内に収まっている。なお、この測定は 3 つの波長 (337 nm、400 nm、420 nm) と 3 つの反射角 (30° 、 45° 、 60°) について行われた。

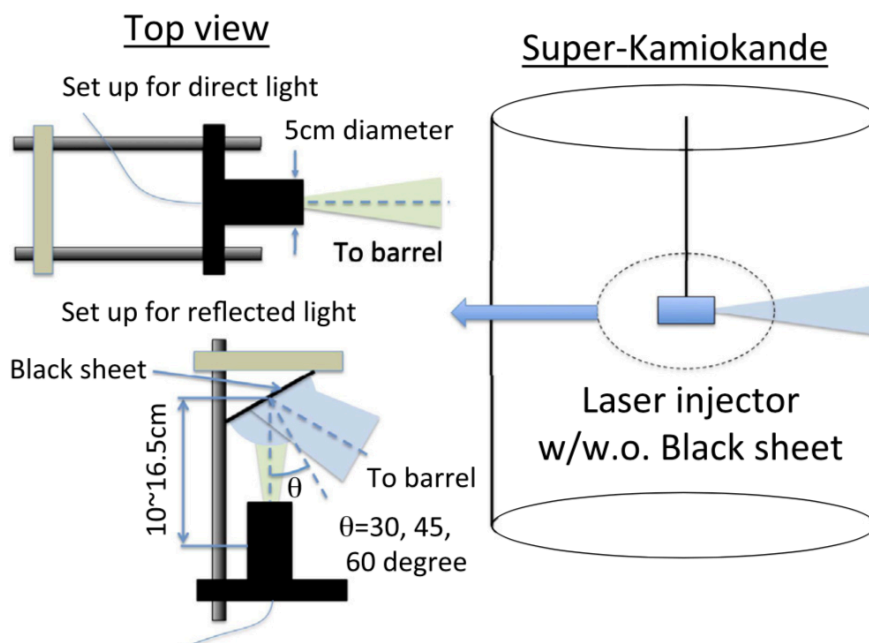


図 3.10 ブラックシートの反射率測定の概略図 [39]，左上はレーザー入射装置を上から見た図であり、レーザー入射装置をタンクの中に設置してブラックシートの反射光を内水槽 PMT で捉える。

3.3 LINAC・DT によるエネルギー較正

太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを精密に測定するためには、0.3 - 0.4% の系統誤差でエネルギースケールを決定する必要がある。このエネルギースケールを決定するために、LINAC と DT を用いた較正が行われた。LINAC と DT を用いた較正について、以下で説明する。

3.3.1 LINAC

概要

LINAC を用いた較正は、低エネルギー事象 ($\lesssim 100$ MeV の事象) のデータ解析において正確なエネルギースケールを決定するために重要である。この較正に基づき、荷電粒子から放出されたチェレンコフ光子の数とエネルギーの間の相関関係が導かれる。また、この較正を行うことによってエネルギースケールの位置依存性、方向依存性、時間依存性に関する情報も分かる。

較正に使われる装置は、1978年に製造された三菱 ML-15MIII 電子線形加速器 (LINAC) である。この装置は、1996年にスーパーカミオカンデに導入されるまでは宮崎医科大学附属病院で利用されていた。図 3.11 に、LINAC のセットアップの模式図を示す。LINAC 自体が発する X 線や γ 線などの影響を抑えるため、LINAC 本体は検出器から離れた場所に設置されている。LINAC で生成した電子ビームは、ステンレス製のビームパイプとマグネットを用いて検出器内部に導かれる。

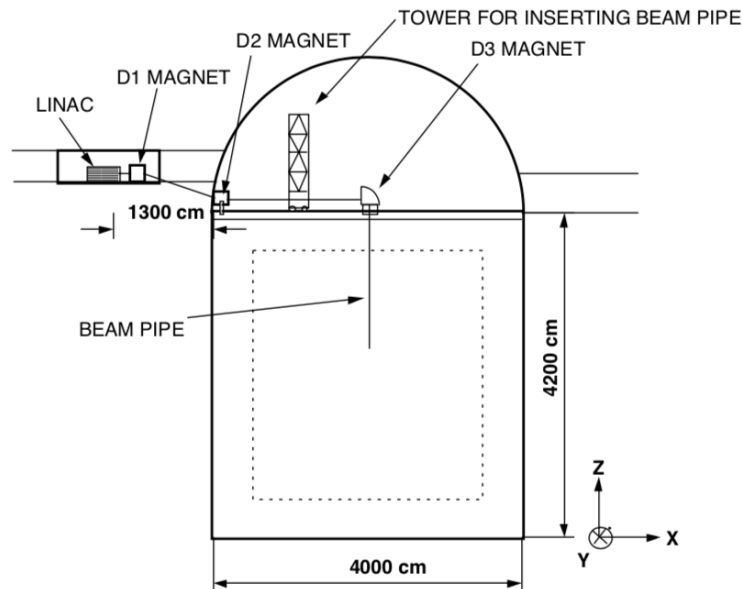


図 3.11 LINAC のセットアップの模式図 [50], LINAC とマグネット、ビームパイプ、ビームパイプを検出器内部に挿入する際に用いる鉄塔が描かれており、点線は有効体積を示している。

電子ビームのエネルギー測定

LINAC で生成される電子のエネルギーを測定するために、ゲルマニウム検出器 (Ge 検出器) が使われる。一般的に知られていることだが、Ge 検出器のエネルギー分解能は (1.33 MeV の電子に対して 1.92 keV と) 非常に高く、電子のエネルギーを決定するのに便利である。図 3.12 は Ge 検出器の出力電荷と γ 線のエネルギーの関係を示したものである。Ge 検出器自身は ^{137}Cs から発生する 0.662 MeV の γ 線と、 $\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$ 反応¹⁰で発生する γ 線を用いて較正されている。また、図 3.13 は図 3.12 に示したデータとフィッティングした直線のエネルギー差である。図 3.13 より、5 MeV 以上においてエネルギー差は 0.1% 以内に収まっている。

¹⁰ 4.2 節を参照。

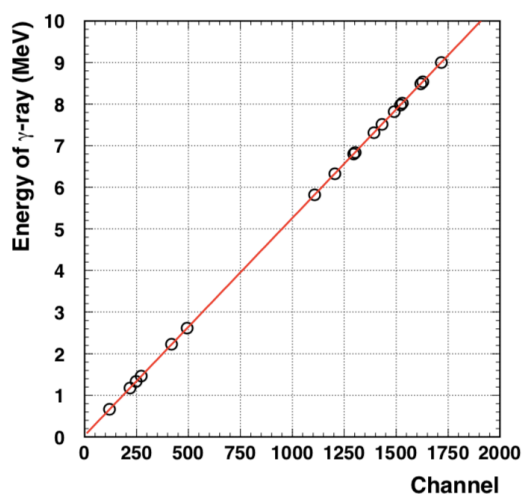


図 3.12 Ge 検出器の出力電荷と γ 線のエネルギーの関係 [14], 横軸は Ge 検出器の出力電荷 [Channel]、縦軸は γ 線のエネルギー [MeV] である。黒丸がデータで、赤線はデータをフィッティングした直線である。

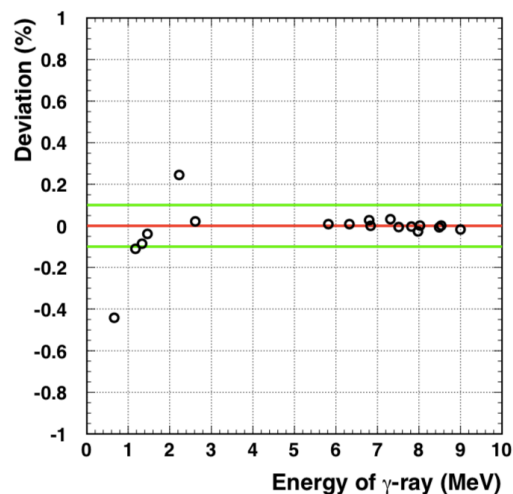


図 3.13 データとフィッティングした直線のエネルギー差 [14], 横軸は γ 線のエネルギー [MeV]、縦軸はデータとフィッティングした直線のエネルギー差 [%] である。2本の緑線はエネルギー差が 0.1% 以内の領域を示している。

データ取得

SK-IV の期間中における LINAC を用いた較正は、2009 年、2010 年、2012 年、2016 年、2017 年に行われた。しかし、水質が不安定だったことを理由に 2009 年のデータは解析には使用されていない。図 3.14 に電子ビームを照射した位置を示す。また、表 3.3 に 2010 年以降における電子ビームの位置とエネルギーをまとめている。

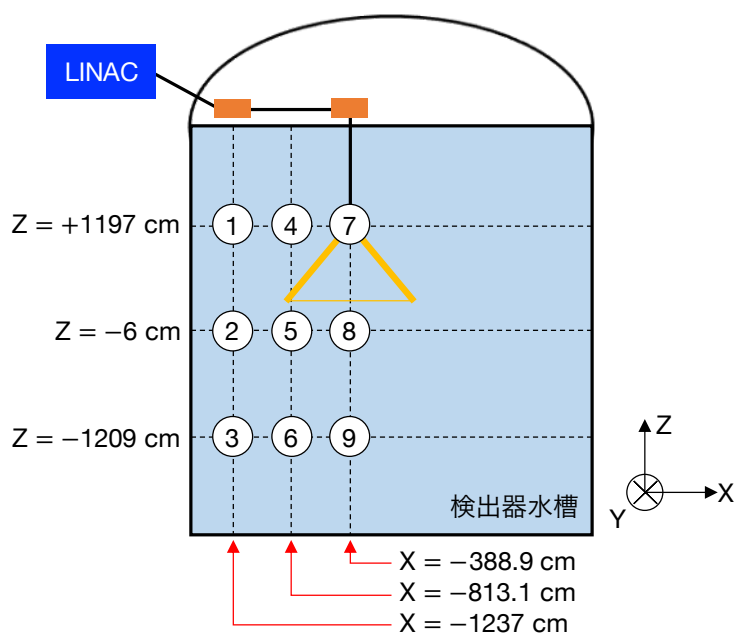


図 3.14 LINAC 解析における電子ビームの位置, 1 から 9 の番号は表 3.3 と対応している。[51] を基に作成。

表 3.3 LINAC 校正における電子ビームの位置とエネルギー [52], ○印は解析で使用したデータを示している。

年	位置				エネルギー [MeV]						
	番号	x [cm]	y [cm]	z [cm]	4.8	5.0	6.0	8.0	12.0	15.0	18.0
2010	1	-1237	-70.7	+1197			○	○	○		○
	2	-1237	-70.7	-6	○		○	○	○		○
	3	-1237	-70.7	-1209			○	○	○		○
	4	-813.1	-70.7	+1197							
	5	-813.1	-70.7	-6							
	6	-813.1	-70.7	-1209							
	7	-388.9	-70.7	+1197			○	○	○		○
	8	-388.9	-70.7	-6	○		○	○	○		○
	9	-388.9	-70.7	-1209	○		○	○	○		○
2012	1	-1237	-70.7	+1197	○		○	○			○
	2	-1237	-70.7	-6	○		○	○			○
	3	-1237	-70.7	-1209	○		○	○			○
	4	-813.1	-70.7	+1197							
	5	-813.1	-70.7	-6							
	6	-813.1	-70.7	-1209							
	7	-388.9	-70.7	+1197	○		○	○			○
	8	-388.9	-70.7	-6	○		○	○			○
	9	-388.9	-70.7	-1209	○		○	○			○
2016	1	-1237	-70.7	+1197							
	2	-1237	-70.7	-6	○	○		○	○		
	3	-1237	-70.7	-1209	○	○		○	○	○	
	4	-813.1	-70.7	+1197	○	○		○	○	○	
	5	-813.1	-70.7	-6	○	○		○	○	○	
	6	-813.1	-70.7	-1209		○		○	○		
	7	-388.9	-70.7	+1197							
	8	-388.9	-70.7	-6							
	9	-388.9	-70.7	-1209							
2017	1	-1237	-70.7	+1197		○		○	○	○	○
	2	-1237	-70.7	-6		○		○	○	○	○
	3	-1237	-70.7	-1209		○	○	○	○	○	○
	4	-813.1	-70.7	+1197		○	○	○	○	○	○
	5	-813.1	-70.7	-6		○		○	○	○	○
	6	-813.1	-70.7	-1209		○	○	○	○	○	○
	7	-388.9	-70.7	+1197		○	○	○	○	○	○
	8	-388.9	-70.7	-6			○	○	○	○	○
	9	-388.9	-70.7	-1209		○		○	○	○	○

データ解析

データ取得後、事象発生点、方向、そしてエネルギーの再構成を行い、LINAC による事象を選択する。ここでは、LINAC 事象をはじめとする、数 MeV から数十 MeV の低エネルギー事象に対する再構成方法を説明する。

● 事象発生点の再構成

事象発生点は、ヒットした PMT の時間情報を用いて再構成される。本来、事象発生点は荷電粒子の発生点を示す。しかし、低エネルギーの荷電粒子は水中を ~ 10 cm しか走らず、また検出器の大きさと PMT の時間分解能より、位置分解能は荷電粒子の飛跡長より悪い。よって、荷電粒子の飛跡を点として扱うことができる。

i 番目にヒットした PMT のヒット時間を t_i 、事象発生点 (x, y, z) からヒットした PMT までの飛行時間を t_{tof} 、荷電粒子が発生した時間を t_0 として、 $t_{\text{res}, i}$ を以下のように定義する。

$$t_{\text{res}, i} = t_i - t_{\text{tof}} - t_0 \quad (3.16)$$

また、尤度関数は $t_{\text{res}, i}$ を用いて以下の式で定義される。

$$\mathcal{L}(\vec{x}, t_0) = \sum_{i=1}^{N_{\text{hit}}} \log\{P(t_{\text{res}, i})\} \quad (3.17)$$

ここで、 $P(t_{\text{res}, i})$ は $t_{\text{res}, i}$ の確率密度関数である。図 3.15 に、LINAC 較正で得られる $t_{\text{res}, i}$ に対する確率密度関数を示す。図 3.15 に基づく最尤法によるフィッティングで、事象発生点と t_0 が決まる。

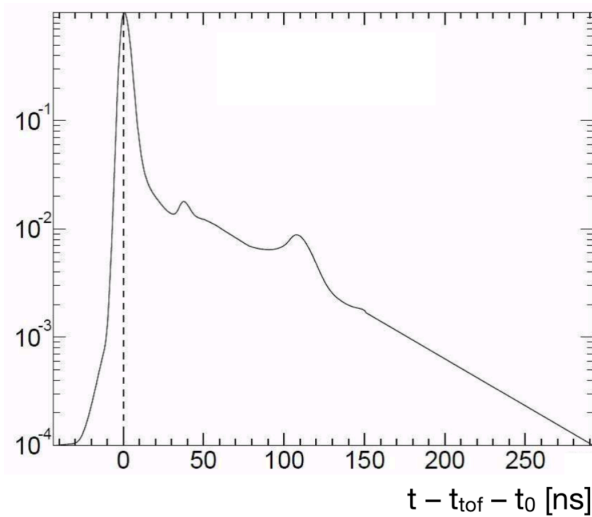


図 3.15 LINAC 較正で得られる $t_{\text{res}, i}$ に対する確率密度関数 [12], 40 nsec と 110 nsec 付近にあるピークは PMT のアフターパルスによるものである。

● 方向の再構成

事象発生点を決めた後は、事象方向を求める。事象方向は 20 nsec 内でヒットした PMT を用いた最尤法により再構成される。尤度関数は以下の式で定義される。

$$\mathcal{L}(\vec{d}) \equiv \sum_{i=1}^{N_{20}} \log\{f(\cos \theta_i, E)\} \times \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (3.18)$$

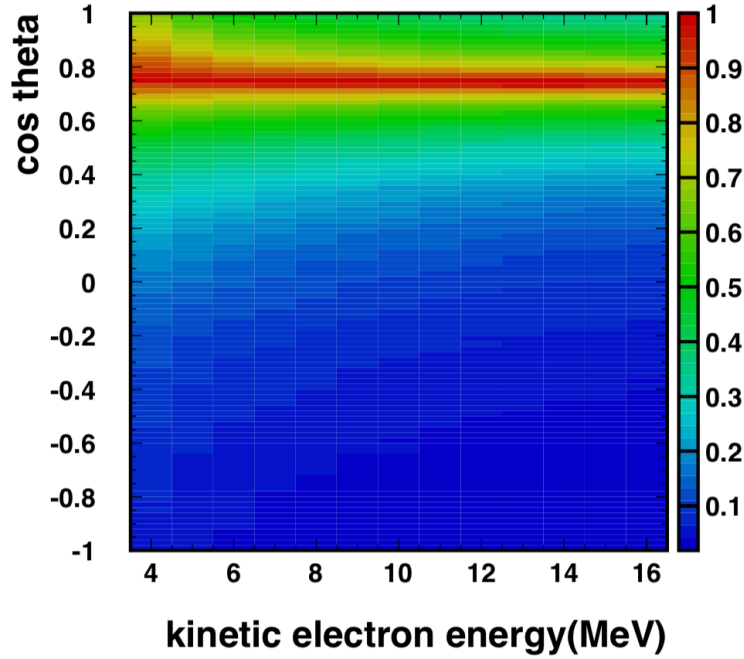


図 3.16 尤度関数のエネルギー依存性 [14]

ここで、 \vec{d} は事象方向、 N_{20} は 20 nsec 内でヒットした PMT の数、 θ_i は再構成された事象方向、 $f(\cos \theta_i, E)$ はエネルギーに依存するチェレンコフ光の放出角の確率密度関数、 $a(\theta_i)$ は PMT の見込み角に依存する補正関数である。図 3.16 に、尤度関数のエネルギー依存性を示す。なお、角度分解能は 10 MeV の電子に対して 25° である。

- エネルギーの再構成

エネルギーの再構成には、事象発生点や事象方向、不具合のある PMT、水質、各 PMT の量子効率などに依存しないヒット数 N_{eff} が用いられる。 N_{eff} は以下のように定義される。

$$N_{\text{eff}} \equiv \sum_i^{N_{50}} \left[(X_i + \epsilon_{\text{tail}} - \epsilon_{\text{dark}}) \times \frac{N_{\text{all}}}{N_{\text{alive}}} \times \frac{1.0}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp\left(\frac{r_i}{\lambda_{\text{eff}}}\right) \times \frac{1}{QE_i} \right] \quad (3.19)$$

ここで、 N_{50} は 50 nsec 内でヒットした PMT の数である。その他の各パラメータについて以下で説明する。

1. X_i : 複数光電子ヒットの補正

イベントが有効体積の端で起きた場合、あるいは高エネルギーの荷電粒子によるイベントの場合、事象発生点から近い PMT では 1 光子以上のヒットとなる可能性がある。その場合の補正として以下のように考える。ヒット PMT に隣り合う PMT の数を N_i として、その PMT の中でヒットした数を n_i とすると、その比 $x_i = n_i/N_i$ を用いて複数光電子ヒットの補正は以下のように定義される。

$$X_i = \begin{cases} \frac{\log\{1/(1-x_i)\}}{x_i} & (x_i < 1) \\ 3.0 & (x_i = 1) \end{cases} \quad (3.20)$$

2. ϵ_{tail} : 反射と散乱の補正

PMT やブラックシートで反射したチェレンコフ光は、50 nsec の時間幅から外れた時間に PMT に入射して光電子を発生させる可能性がある。これらの光子によるヒットも含めて元の粒子のエネルギーを計算するために、以下のような因子を加えて補正する。

$$\epsilon_{\text{tail}} = \frac{N_{100} - N_{50} - N_{\text{alive}} \times R_{\text{dark}} \times 50 \text{ nsec}}{N_{50}} \quad (3.21)$$

ここで、 N_{100} は 100 nsec 内でヒットした PMT の数、 N_{alive} は正常な PMT の数、 R_{dark} は各時期でのダークノイズのレート [ヒット/nsec] である。

3. ϵ_{dark} : PMT のダークノイズによるヒットの補正

50 nsec の時間幅に、ダークノイズによるヒットが入る可能性がある。ダークノイズのヒットはチェレンコフ光起源のヒットではないため、 ϵ_{dark} を以下のように定義し、ヒット数から差し引く。

$$\epsilon_{\text{dark}} = \frac{N_{\text{alive}} \times R_{\text{dark}} \times 50 \text{ nsec}}{N_{50}} \quad (3.22)$$

4. $N_{\text{all}}/N_{\text{alive}}$: 不具合のある PMT の補正

正常に動作しない PMT があると、ヒット数を少なく見積もってしまい、正しくエネルギーを計算できない。このような不具合のある PMT を考慮し、正常な PMT の数 N_{alive} と全 PMT の数 N_{all} の比 $N_{\text{alive}}/N_{\text{all}}$ を掛けて補正を行う。なお、 $N_{\text{all}} = 11,129$ である。

5. $S(\theta_i, \phi_i)$: 光電被覆の補正

図 3.17 に示すような PMT への入射角度の違いによって、光子に対する光電面の面積に違いが生じる。その補正関数を $S(\theta_i, \phi_i)$ とする。図 3.18 に補正関数 $S(\theta_i, \phi_i)$ の分布を示す。

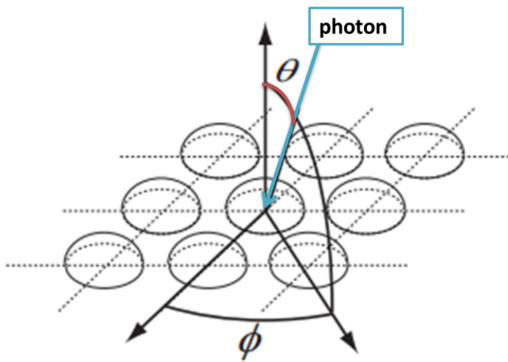


図 3.17 入射角度の定義 [14]

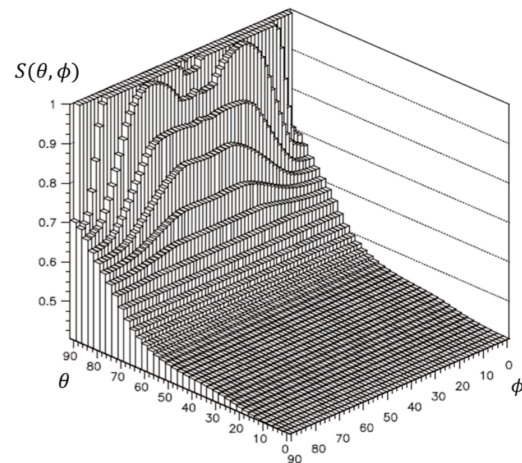


図 3.18 補正関数 $S(\theta_i, \phi_i)$ の分布 [14]

6. λ_{eff} : 水の透過率の補正

スーパーカミオカンデ検出器の超純水の減衰長は約 100 m であり、光子が事象発生点から PMT に届くまでに $\exp(r_i/\lambda_{\text{eff}})$ だけ減衰される。ここで、 r_i は事象発生点から PMT までの距離、 λ_{eff} は超純水の減衰長である。

7. QE_i : 量子効率の補正

各 PMT の量子効率の逆数を掛けることで補正を行う。この量子効率の導出については、第 4 章にまとめてある。

以上の補正によって求めた N_{eff} からエネルギーを求める。 N_{eff} とエネルギーの対応関係は、LINAC の結果を用いて求められる。

ここからは、LINAC 事象の選択について記述する。

- トリガーフラグによるカット

ビームパイプの先端にはシンチレータが取り付けられており、ビームパイプを電子が通過する際にトリガーが掛かるようにしている。解析では、このトリガーが発生している事象のみ使用する。

- 観測電子数によるカット

2 個の電子が観測される事象や背景事象が混在しているため、電子数が 1 個以外の事象を除く。

- ビームパイプからの距離によるカット

ビームパイプから再構成された事象発生点までの距離が 200 cm 以上の事象は再構成がうまく行われていない場合が多いため、取り除く。

データと MC の比較

データと MC の比較を行い、 N_{eff} の違いについて評価を行った。図 3.19 は、データと MC の間での各位置における N_{eff} 分布のピーク位置の違いを示している。図 3.19 を見ると、いずれのプロットもデータと MC の差が $\sim 1\%$ 以内に収まっていることが確認できる。

3.3.2 DT

概要

DT (deuterium-tritium neutron) は、以下の反応を通して中性子を発生させる較正装置である。



生成される中性子のエネルギーは 14.2 MeV であり、これは超純水中で ${}^{16}\text{N}$ を生成するのに十分なエネルギーである。



${}^{16}\text{N}$ の半減期は 7.13 sec で、いくつかの崩壊モードがある。主な崩壊モードとして、6.1 MeV の γ 線と 4.3 MeV の電子が発生するモード (66%) と、10.41 MeV の電子が発生するモード (28%) がある。



生成される電子のスペクトルは広範囲に及ぶため、エネルギースケールの決定には向いていない。しかし、DT には LINAC よりも優れた点がある。DT の較正システムはセッティングや移動が簡単なため、LINAC より

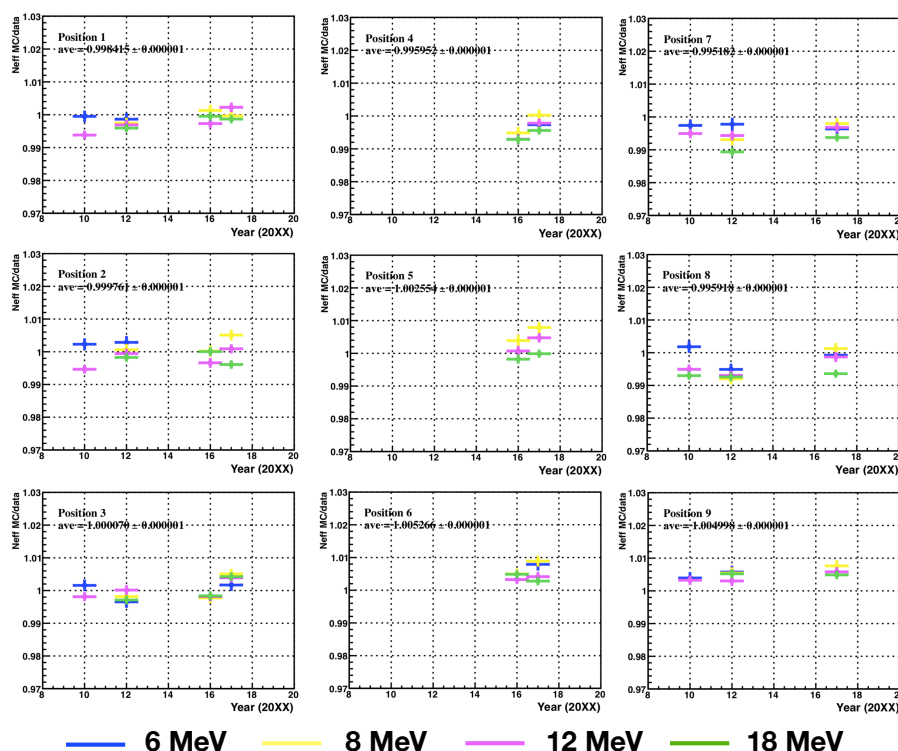


図 3.19 データと MC の間での各位置における N_{eff} 分布のピーク位置の違い [51], 各分布は図 3.14 の電子ビームの位置と対応している。各分布において、横軸は LINAC データの取得年、縦軸は N_{eff} のデータと MC の比を示している。また、プロットの色は電子ビームのエネルギーを示している。

も多くの位置でデータを取得することができる。また、LINAC ではタンクの下方向にしか事象を発生させることができないのに対し、 ^{16}N の崩壊で発生する電子や γ 線は等方的に発生する。これにより、エネルギースケールの方向依存性や位置依存性を詳細に検証できる。この方向依存性や位置依存性は太陽ニュートリノ解析において重要となる。なぜなら、太陽ニュートリノによる事象は太陽からの方向情報を持っており、タンクの体積内で均一に発生するからである。

較正装置とデータ取得

図 3.20 に DT 較正装置の模式図を示す。DT によるエネルギー較正は以下の手順で行われる。

1. クレーンを用いて DT 較正装置をタンク内に設置する。
2. DT 較正装置の周囲に $\sim 10^6$ 個の中性子を発生させ、超純水中に $\sim 10^4$ 個の ^{16}N を発生させる。
3. DT 較正装置が影となるのを防ぐため、DT 較正装置をクレーンで吊り上げる。吊り上げている間の数秒間はデータ取得を行わない。
4. 上記の手順を踏んだ後、 ^{16}N の崩壊事象によるデータの取得を開始する。
5. データと MC で平均再構成エネルギーを比較する。

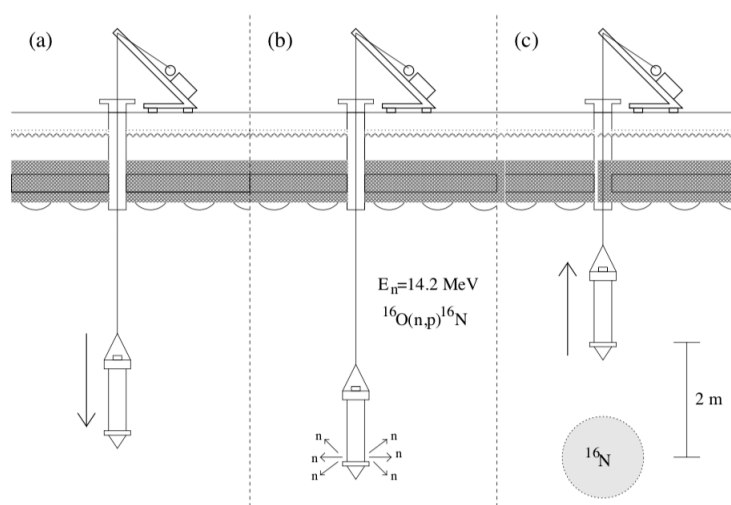


図 3.20 DT 校正装置の模式図 [53]

データと MC の違いを用いて、エネルギースケールの位置依存性や方向依存性、時間依存性を見積もる。

結果

SK-IV の期間中、DT を用いた校正は 20 回行われた。図 3.21、3.22 にエネルギースケールの位置依存性及び方向依存性を示す。また、図 3.23 に SK-IV における N_{eff} の安定性を示す。図 3.23 より、SK-IV の期間中における N_{eff} の時間による違いは 0.3% 以内で安定していることが分かった。

3.3.3 エネルギースケールの系統誤差

校正した結果を基に、エネルギースケールの系統誤差が見積もられた。

上記の通り、LINAC のビームエネルギーは Ge 検出器によって測定された。Ge 検出器自体は 2 つの放射線源を用いて校正されており、LINAC のビームエネルギーの系統誤差は 0.21% と見積もられた。これに加え、LINAC での校正実験中における水の透過率の時間変化もエネルギースケールの系統誤差を見積もる上で考慮すべきであり、水の透過率の時間変化による系統誤差は 0.11% となった。さらに、エネルギースケールの系統誤差を見積もる上で、位置依存性及び方向依存性も考慮される。位置依存性及び方向依存性による系統誤差は、それぞれ 0.4%、0.1% となった。

これらの系統誤差を組み合わせることで、エネルギースケールの全系統誤差は 0.48% と見積もられた。表 3.4 に、エネルギースケールの系統誤差のまとめを記す。

表 3.4 エネルギースケールの系統誤差のまとめ [51]

位置依存性	0.40%
方向依存性	0.10%
水の透過率	0.11%
LINAC のエネルギー	0.21%
合計	0.48%

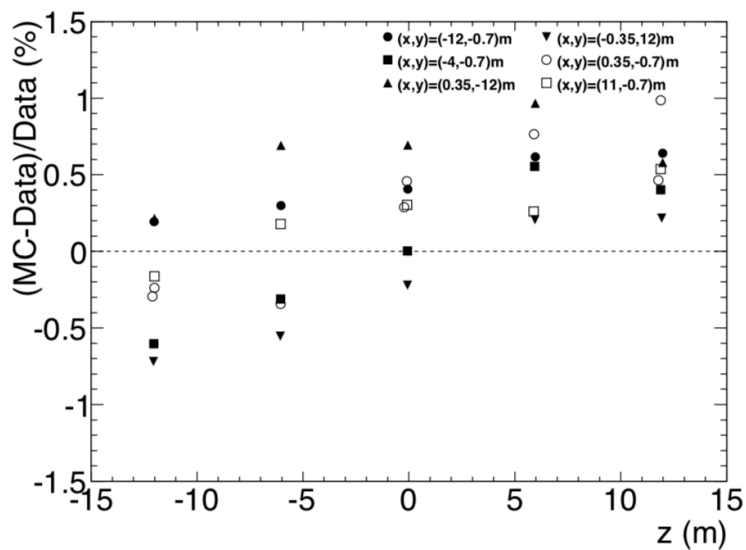


図 3.21 データと MC の間での N_{eff} の違いの位置依存性 [54], 横軸は z 座標、縦軸はデータと MC の間の違いを示している。

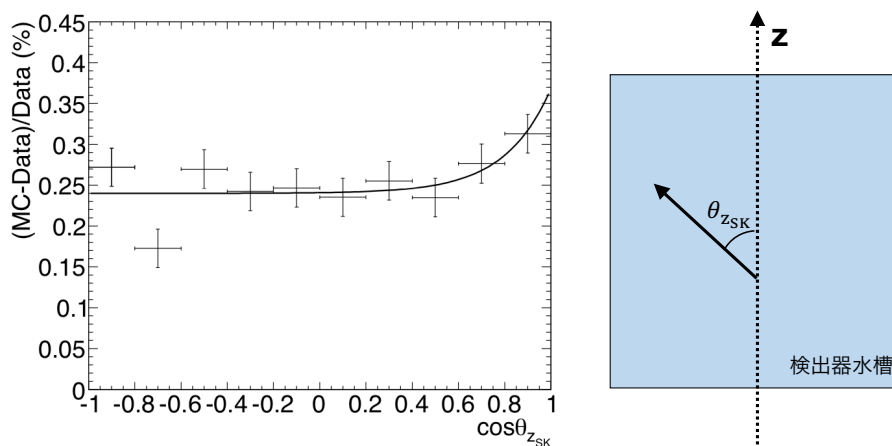


図 3.22 DT 較正実験の方向依存性 [54], 横軸は $\cos \theta_z$ (θ_z は右で定義)、縦軸はデータと MC の間での N_{eff} の違いを示している。

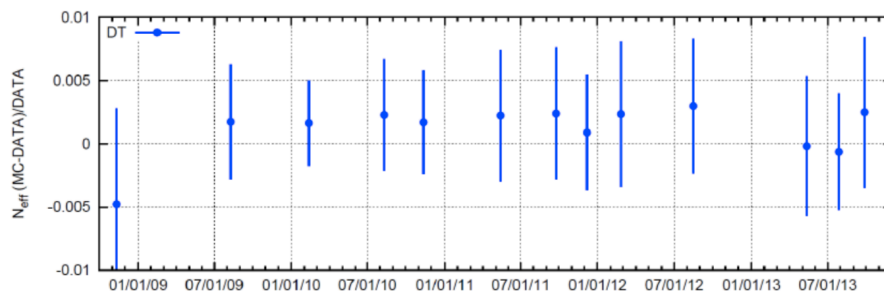


図 3.23 SK-IV における DT 較正実験で得られたエネルギースケールの安定性 [14], 横軸は時間、縦軸はデータと MC の間での N_{eff} の違いを示している。

4 量子効率の測定

4.1 目的

1つのPMTに1個の光子しか入らないような低エネルギー事象のエネルギー再構成には、その事象で反応したPMTの数（ヒット数）を使う。しかし、各PMTの性質には個体差があるため、それを考慮しなければエネルギー再構成の精度に大きな影響を及ぼす。また、スーパーカミオカンデ実験においてMCを用いて比較・検証することは必須であり、その個体差を理解し、導入することは精密な測定に直結する。したがって、スーパーカミオカンデ実験で精密な測定を行うためには、PMTの性質を理解しておくことが不可欠である。

各PMTの性質を理解するため、Ni-Cf線源を用いた検出器校正実験から各PMTの量子効率の平均値との比（相対的量子効率）を計算し、PMTの識別番号と相対的量子効率をまとめたものであるQEテーブルを作成した。事象のエネルギー再構成やMC計算で用いられるQEテーブルの作成について、以下で詳しく説明する。

4.2 Ni-Cf線源

相対的量子効率の測定にはNi-Cf線源（図4.1）を用いる。35%の酸化ニッケル（NiO）、65%のポリエチレンを直径18cmの球状に固めたものの中心に貫通する穴を開け、そこに中性子線源であるカリフォルニウム252（ ^{252}Cf ）を入れて上下から真鍮（銅と亜鉛の合金）のロッドで蓋をする構造となっている（図4.2）。総重量は約10kgである¹¹。



図 4.1 Ni-Cf 線源 [39]

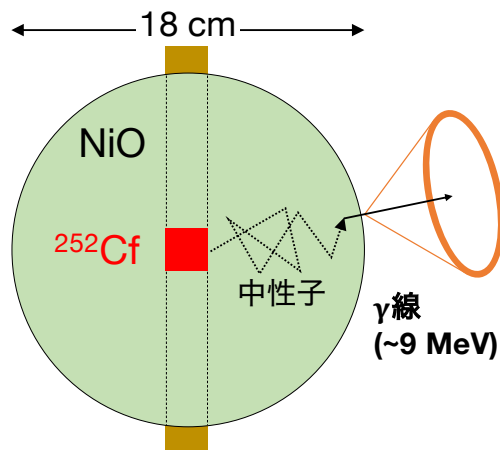


図 4.2 Ni-Cf 線源の構造

Ni-Cf線源からのチェレンコフ光の発生原理について以下で説明する。

^{252}Cf は半減期が2.65年で、そのうちの96.9%が α 崩壊する。



¹¹ 直径22cmのキャリブレーションホール（4.4節を参照）との余裕を持たせるため、SK-V以降は直径16cmのNi-Cf線源を使用している [55]。また、総重量は約6kgである。

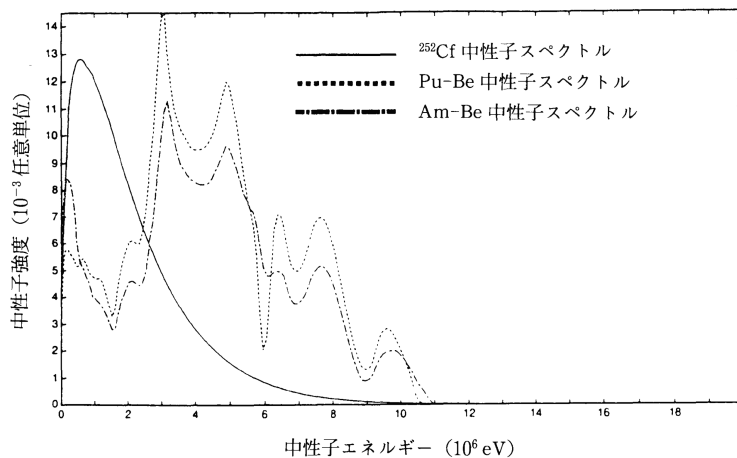


図 4.3 ^{252}Cf の自発核分裂で発生する中性子のエネルギースペクトル [56]

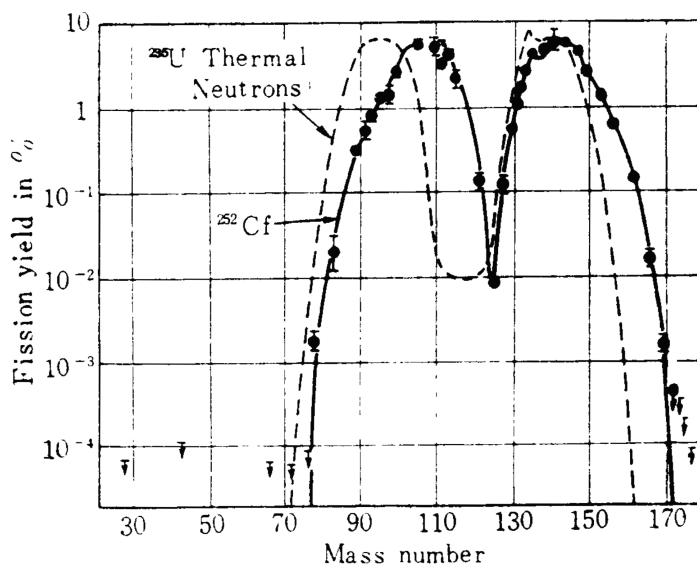


図 4.4 ^{252}Cf の自発核分裂による生成物の質量数と収率 [57]

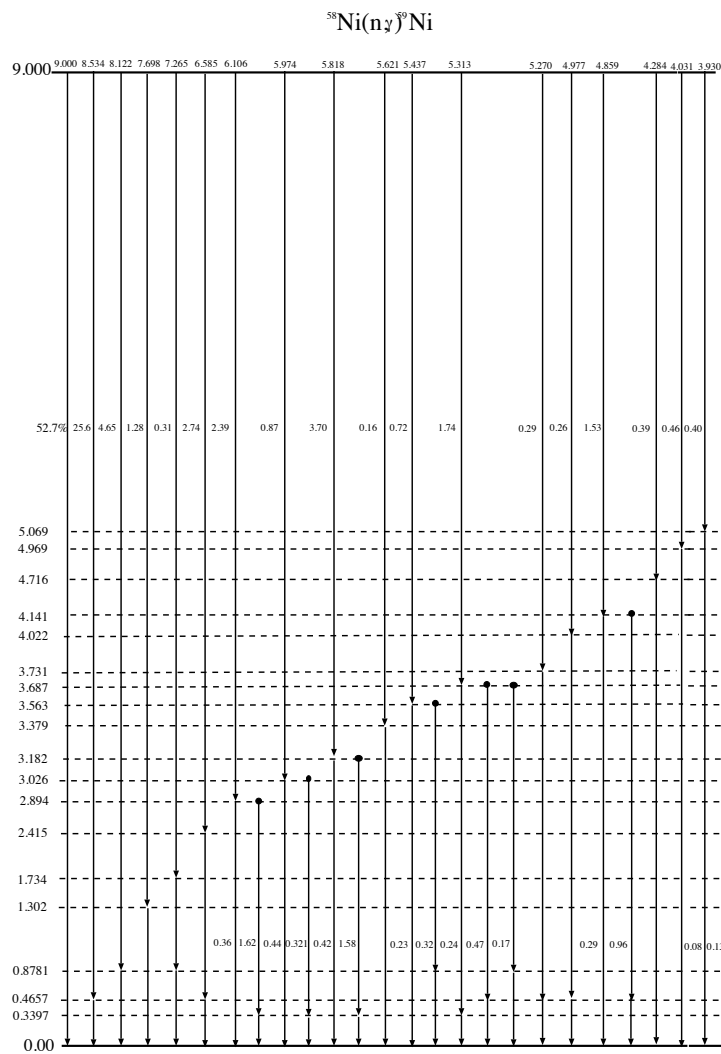
残りの 3.1% は自発核分裂をする。1 回の自発核分裂で、平均 2.1 MeV の中性子が平均 3.76 個、平均 1.0 MeV の γ 線が平均 10 個発生する。なお、中性子のエネルギースペクトルは図 4.3 のように 0.7 MeV 付近でピークを持つ。また、自発核分裂による生成物の質量数と収率は図 4.4 のようになる。

^{252}Cf の自発核分裂で発生した中性子はポリエチレン中の陽子と数 μsec の間に約 20 回の弾性散乱を起こす。弾性散乱を起こす度に中性子はエネルギーを失っていき、やがて熱化する。この熱化した中性子が Ni 原子核に捕獲されることで、 γ 線が発生する。その反応を $\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$ と書く。表 4.1 に $\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$ 反応の同位体による違いを示す。また、 $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$ 反応の遷移ダイアグラムは図 4.5 のようになっている。

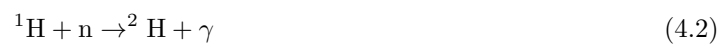
$\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$ 反応で発生した γ 線が超純水中でコンプトン散乱あるいは電子陽電子対生成を起こすことにより、チェレンコフ光が発生する。このチェレンコフ光は 1 つの PMT に 1 個の光子しか入らないような微弱な光であり、Ni-Cf 線源から等方的に放出されるため、相対的量子効率の測定に適している。

表 4.1 Ni(n,γ)Ni*反応の同位体による違い [13]

反応	天然存在比 [%]	捕獲断面積 [barn]	γ線の合計エネルギー [MeV]
$^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

図 4.5 $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$ 反応の遷移ダイアグラム [13]

一方、Ni 原子核に捕獲されずに Ni-Cf 線源の外部へ出た中性子は、約 200 μsec の捕獲時間で超純水中の陽子に捕獲され、2.2 MeV の γ 線を放出する。



4.3 過去の測定との違い

過去の量子効率の測定と今回の量子効率の測定との違いは2つある。

1つは水質の上下非対称性による影響を極力抑えるために対流を起こしたことである。高い透過率を保つためにスーパーカミオカンデでは超純水を常に循環しており、配管を用いてタンク下部から注水を行い、タンク上部で返水している。その結果、図 4.6 左のようにタンク上部の水質がタンク下部に比べて悪くなるため、水質が上下で非対称となってしまう。この上下非対称性による影響を抑えるために、タンク内に 0.3 度ほど温度の高い超純水を加えて対流を起こし、水質を一様にしてデータを取得した (図 4.6 右)。

もう1つの違いは、統計量を増やすことで統計誤差を抑えたことである。図 4.6 右のように、Ni-Cf 線源をタンクの中に配置してデータを取得し、各 PMT のヒット数の大きさを比較することで相対的量子効率を測定することができる。しかしタンクは円柱形なので、Ni-Cf 線源と PMT の間の距離が PMT ごとに異なり、Ni-Cf 線源から遠い PMT は Ni-Cf 線源から近い PMT と比べてヒット数が少ない。そこで、Ni-Cf 線源から遠い PMT でも十分なヒット数が得られるように同時期に取得したデータを複数用いて解析を行った。

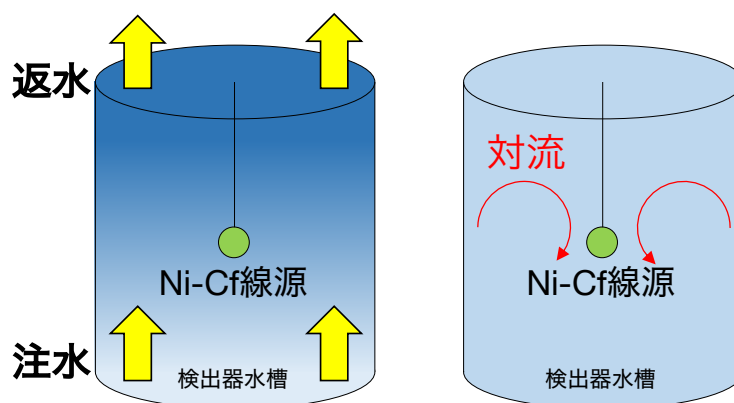


図 4.6 通常のスーパーカミオカンデ (左) と対流時のスーパーカミオカンデ (右)

4.4 データの取得

データの取得に用いる装置の概要及び写真を図 4.7、4.8 左に示す。装置は 1 mm の精度でワイヤーの長さを調節できる昇降機と滑車の付いた箱からなる。滑車の付いた箱をタンク上部にあるキャリブレーションホール (図 4.8 右) 上に設置し、ワイヤーの先端に Ni-Cf 線源を吊るして懸下を行いタンク内部に配置する。キャリブレーションホールは直径が 22cm、長さ約 3m のパイプからなり、内水槽に接続されている。また、キャリブレーションホールの開閉によってタンク内に光が入るのを防ぐため、データ取得は暗室内にて行われる¹²。

なお、今回使用したキャリブレーションホールの座標は $(x, y) = (0.353 \text{ m}, -0.707 \text{ m})$ であり、 $z = 0 \text{ m}$ の位置まで Ni-Cf 線源を懸下してデータを取得した。スーパーカミオカンデでの座標の定義について図 4.9 に示す。また、データの取得日は 2018 年 2 月 16 日、2018 年 2 月 21 日である。

¹² データ取得の準備には大人 4 人を要する。また、キャリブレーションホール付近で Ni-Cf 線源を移動させる時は、検出器を傷つけないように人間がワイヤーを手で持ちながら上下させる必要がある。このような状況を改善するために自動線源ポジショニング装置が開発され、SK-V 以降は自動線源ポジショニング装置を用いてデータの取得を行っている [55]。

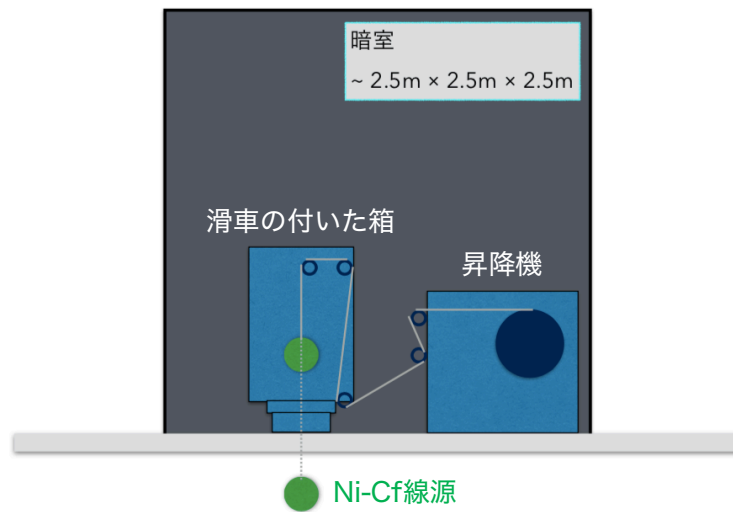


図 4.7 データの取得に用いる装置の概要図 [55]



図 4.8 データの取得に用いる装置 [55] (左) とキャリブレーションホール (右), 右の図における黄色の矢印は $(x, y) = (0 \text{ m}, 0 \text{ m})$ の点を示している。

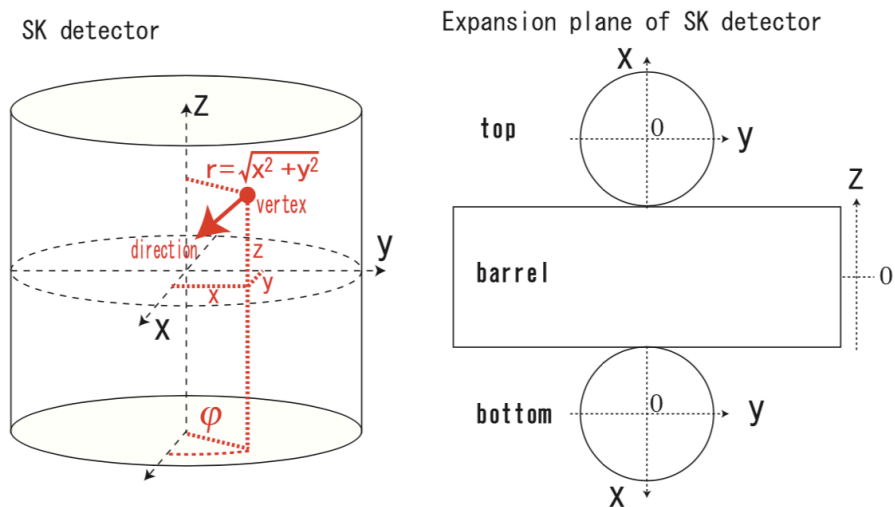


図 4.9 座標の定義 [58], 右の展開図において、top はタンク上面、barrel はタンク側面、bottom はタンク底面を示す。

4.5 解析手法

各 PMT の相対的量子効率を得るまでの簡単な解析の流れを図 4.10 に示す。

まず、取得したデータから Ni-Cf 線源による事象だけを選ぶ。次に各 PMT のヒット数を計算、補正し、相対的なヒット数（ヒットレート）を求める。そして同様の解析を MC に対しても行い、データでのヒットレートと MC でのヒットレートを比較することで相対的量子効率を得られる。この解析の流れについて、以下で詳しく説明する。

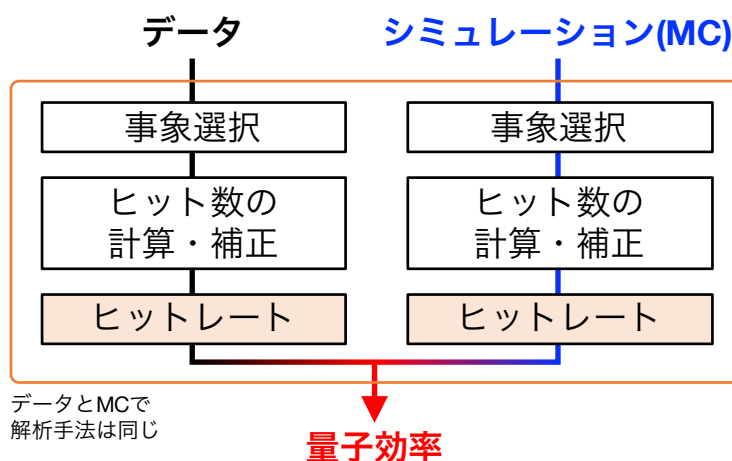


図 4.10 解析の流れ

4.5.1 事象選択

取得したデータから各 PMT のヒット数を計算するためには Ni-Cf 線源による事象だけを選ばなければならない。事象選択について、以下で詳しく説明する。

事象発生点分布

図 4.11 は事象発生点分布を示している。事象発生点はチェレンコフ光の時間情報などを使って求められる。この図を見ると Ni-Cf 線源が置かれた位置 $(x, y, z) = (0.353 \text{ m}, -0.707 \text{ m}, 0 \text{ m})$ に大きなピークがあり、これは Ni-Cf 線源からの γ 線によるものである。

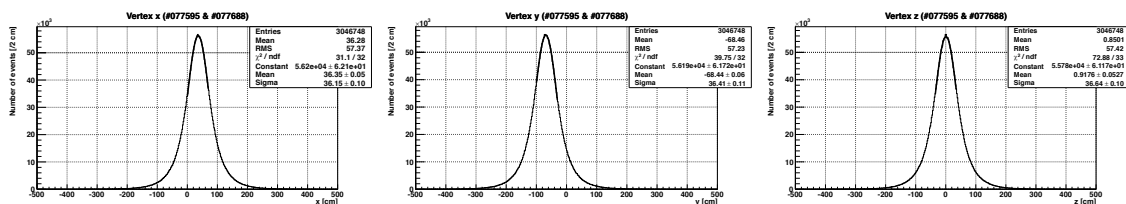


図 4.11 事象発生点分布，左は x 座標、中央は y 座標、右は z 座標についての分布である。

図 4.12 は Ni-Cf 線源から事象発生点までの距離である。これを r_{ver} と定義する。Ni-Cf 線源の事象を選ぶ

ために、

$$rver < 4.0 \text{ m} \quad (4.3)$$

を満たす事象だけを選択した。

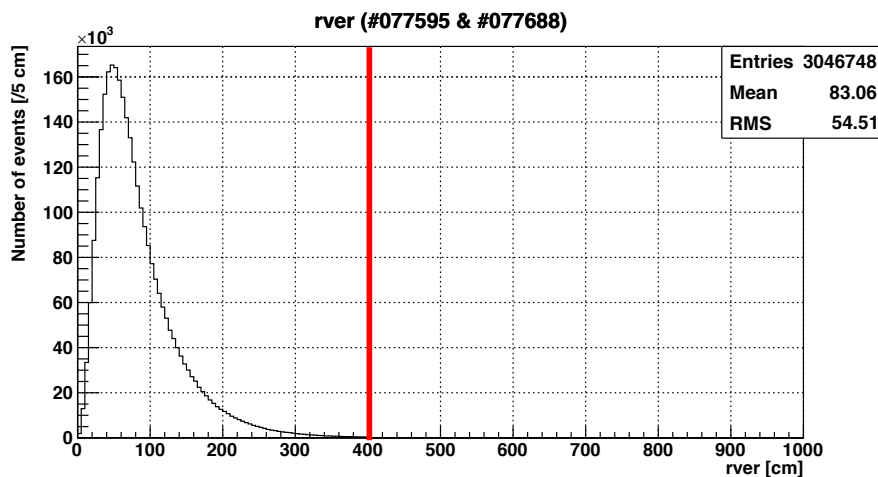


図 4.12 Ni-Cf 線源から事象発生点までの距離

N_{50} 分布

Ni(n, γ)Ni*反応で発生する γ 線の合計エネルギーは 6 MeV から 9 MeV 程度である。一方、ラドンなどの放射性バックグラウンドや ^{252}Cf が自発核分裂した際に発生する γ 線、超純水中の陽子が中性子を捕獲した際に発生する γ 線などといった事象のエネルギーはそれよりも低い。よって、エネルギーの大きさによる事象の選択も有効である。図 4.13 は N_{50} 分布を示している。これは 50 nsec の時間幅に入るヒット数を表しており、エネルギーの大きさと相関している。図 4.13 を見ると、 $N_{50} = 20$ 、45 付近にピークがある。 $N_{50} = 20$ 付近のピークは上で述べた低エネルギー事象によるもの、 $N_{50} = 45$ 付近のピークは Ni-Cf 線源からの γ 線によるものである。Ni-Cf 線源の事象を選ぶため、

$$N_{50} \geq 32 \quad (4.4)$$

を満たす事象を選択した。

光量

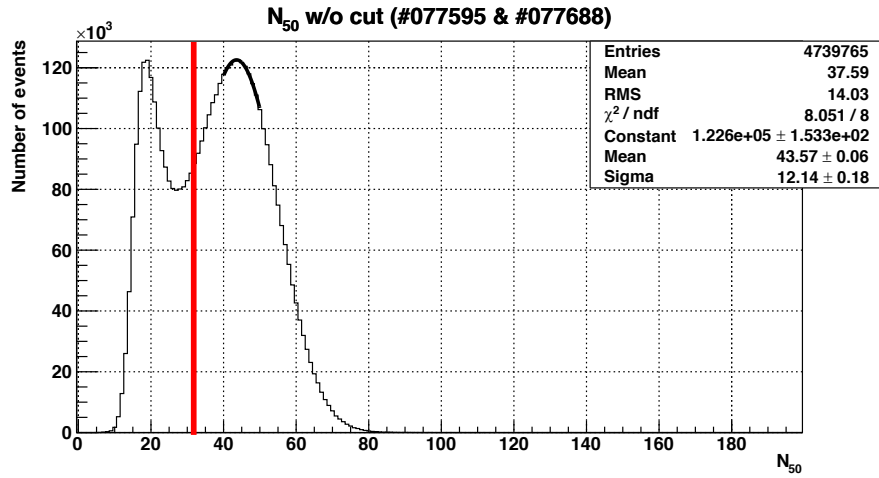
N_{50} 分布のカットでは Ni-Cf 線源からの γ 線よりも低いエネルギーの事象を除いた。逆に宇宙線ミューオンなどの高エネルギー事象を除くために、1 事象における PMT の信号の大きさの和 (QISMSK) を使う。Ni-Cf 線源の事象を選ぶため、

$$\text{QISMSK} < 1000 \text{ p.e.} \quad (4.5)$$

を満たす事象を選択した。

goodness 分布

図 4.14 は Ni-Cf 線源を用いて得られたデータの goodness 分布である。goodness は、事象の位置再構成が

図 4.13 N_{50} 分布

うまくできているかどうかを示すパラメータであり、ヒットした PMT の時間情報を使って求められる。式で表すと、

$$\text{goodness} = \frac{\sum_{\text{all hit}} e^{-\left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v})-t_0}{\sqrt{2}w}\right)^2} e^{-\left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v})-t_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2}}{\sum_{\text{all hit}} e^{-\left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v})-t_0}{\sqrt{2}w}\right)^2}} \quad (4.6)$$

となる。ここで、 $t_{\text{res},i}(\vec{v})$ は i 番目の PMT における飛行時間 (TOF) を差し引いた後のヒット時間、 t_0 は $t_{\text{res},i}(\vec{v})$ 分布のピークの時間、 w は $t_{\text{res},i}(\vec{v})$ 分布の分解能、 σ は PMT の時間分解能である。goodness が取りうる値の範囲は 0 から 1 であり、1 に近いほど事象の位置再構成がうまくできていることになる。Ni-Cf 線源の事象を選ぶため、

$$\text{goodness} > 0.4 \quad (4.7)$$

を満たす事象を選択した。

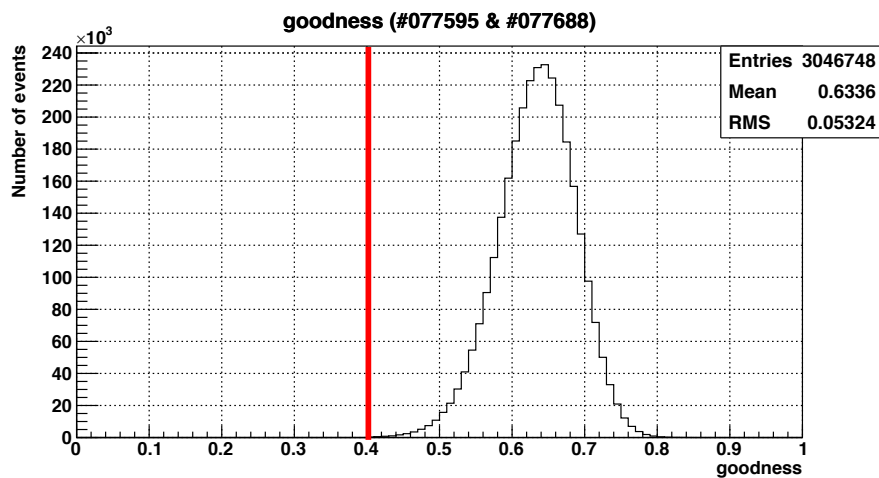


図 4.14 goodness 分布

時間分布によるカット 1

ある事象の起こった時刻を記録しておいて、そこから $5 \mu\text{sec}$ 以下に起きた事象はカットする。これは光を受けた後に PMT が出す電氣的ノイズによる事象を除くためである。また、宇宙線ミューオンによる大光量事象の後には電氣的ノイズが長く続くことがあるので、 $QISMSK > 1000 \text{ p.e.}$ の事象から $100 \mu\text{sec}$ 以内の事象は除くようにする。

時間分布によるカット 2

これまでの事象選択により選ばれた有効事象 1 つ 1 つの中には、内水槽のどの PMT がヒットしたかが記録されているので、以下のような方法で各 PMT のヒット数を数え上げていく。

スーパーカミオカンデでは内水槽にある 11,129 本の PMT について 1 から 11,146 までの識別番号が付けられている¹³。まず解析のプログラム内に 11,146 個の要素を持つ配列を用意する。各要素が 1 個 1 個の PMT に対応する。例えば、最初の有効事象で識別番号が 1、10、12、25 の PMT がヒットしていたとする。その場合、配列要素 1、10、12、25 に 1 追加する。次の有効事象で識別番号が 12、60、100、110 の PMT がヒットしていたら今度は配列要素 12、60、100、110 に 1 追加する。この時点で識別番号 = 12 には 2 つのヒットがあったので配列要素 12 の値も 2 となっている。これを最後の有効事象まで繰り返すと各 PMT のヒット数が求まる。

しかし、有効事象の中には Ni-Cf 線源からの γ 線によるチェレンコフ光が発生したのと偶然同じ時間に発生したダークノイズなども含まれているため、それは除外しなければならない。有効事象のヒットが Ni-Cf 線源からの γ 線のチェレンコフ光によるものかどうかを判別するために時間情報を使う。

図 4.15 は各 PMT についてのヒット時間 T から飛行時間 (TOF) を引いた値の分布である。0 nsec 付近にあるピークが Ni-Cf 線源からの γ 線のチェレンコフ光によるヒットなので、 -50 nsec から 350 nsec の時間幅 (on time) に入ったヒットを数える。それとは別に -450 nsec から -50 nsec の時間幅 (off time) に入ったヒット数も数える。off time にあるヒットはダークノイズによるものである。すべての有効事象で数え上げが終わったら、各 PMT ごとに on time でのヒット数から off time でのヒット数を引く。これによりダークノイズによるヒットを除くことができる。

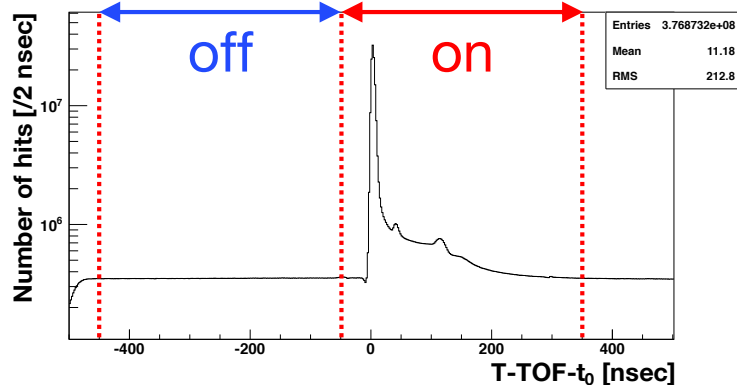


図 4.15 T-TOF 分布, 40 nsec 付近と 110 nsec 付近にある小さなピークは PMT のアフターパルスによるもの。

¹³ PMT の総数と識別番号の総数が一致していないのは、識別番号が割り振られていないものの PMT が設置されていない箇所があるからである。SK-II 始動前に発生した事故を踏まえて SK-III 始動時に各 PMT に衝撃波防止ケースを取り付けた結果、1 つの PMT が占有する空間が大きくなり、検出器の角付近で PMT を取り付けられない箇所ができたことによる (2.1.1 節、2.1.4 節を参照)。

4.5.2 ヒット数の幾何学的補正・ゲイン補正

以上の方法により、事象選択とヒット数の数え上げができた。しかし、Ni-Cf 線源と PMT の間の距離や光子の入射方向、反射の効果、水質などによって各 PMT のヒット数に影響が出る。これらは量子効率とは関係がないので、QE テーブルを作る際はこれらの効果を補正する必要がある。

距離や入射方向のような幾何学的補正については Ni-Cf 線源の位置が既知なので各 PMT で決まった値を算出できる。一方、反射の効果は検出器の隅において顕著となるものでどのように反射するかははっきりと分からない。また水質についても時期ごとに変化するので決まった計算式を用いての補正は難しい。よってこの2つの効果については、Ni-Cf 線源の事象を再現した MC を用いてデータを作成し、本物の Ni-Cf 線源によるデータと比較することで効果を取り除く。MC を使った補正については後で述べる。

まず距離の補正についてだが、3次元空間のある点で発生した光は距離の二乗に比例して拡散する。よって各 PMT について Ni-Cf 線源からの距離 (r) の二乗を計算し、それをヒット数に掛けることで補正する。

入射方向については、ヒット数を入射方向（見込み角） θ に依存する関数 ($F(\theta)$) で割ることで補正する。 $F(\theta)$ は以下の式

$$F(\theta) = 0.205 + 0.524 \times \cos\theta + 0.390 \times \cos^2\theta - 0.132 \times \cos^3\theta \quad (4.8)$$

で表される。また、図 4.16 は $F(\theta)$ のグラフ及び見込み角の定義である。

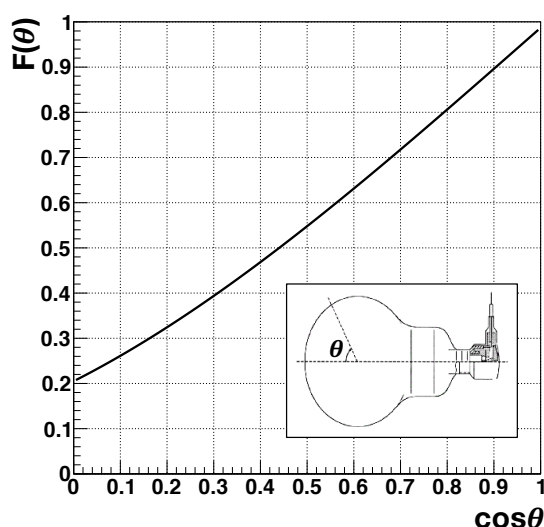


図 4.16 $F(\theta)$ 及び見込み角の定義

QE テーブルを作成する上でもう1つ考慮しなければならないのが、PMT のゲイン増加である。図 4.17 は、SK-IV における PMT のゲインの時間変動を示している。横軸は時間、縦軸はダークノイズによる 1 p.e. 信号の電荷分布のピークの位置で、2009 年 4 月でのピークの位置を 1 としている（図 3.3 を参照）。また、点の色は PMT の製造年度を示している。図 4.17 を見ると、PMT のゲインが徐々に増加していること、またゲイン増加の傾きが PMT の製造年度によって違うことが分かる。このゲイン増加による影響を抑えるため、ヒット数をゲイン増加の補正ファクター (G) で割ることで補正する。 G の値は、データと MC、PMT の製造年度、データの取得日によって異なる。

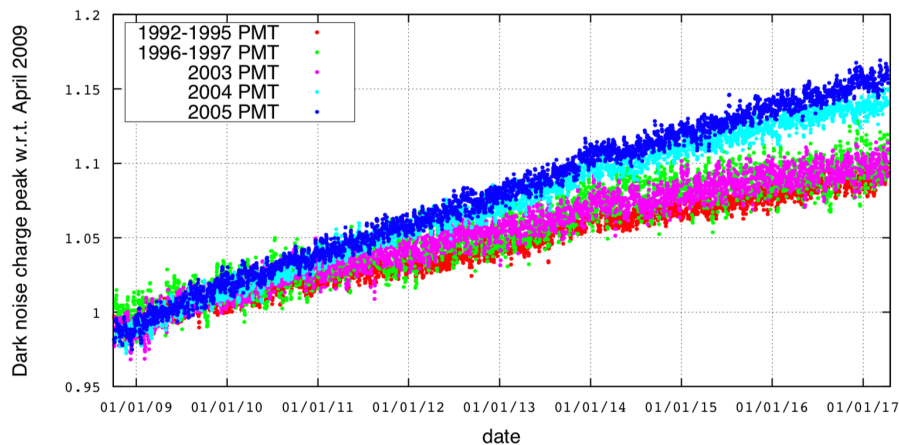


図 4.17 SK-IV における PMT のゲインの時間変動 [12], 横軸は時間、縦軸はダークノイズによる 1 p.e. 信号の電荷分布のピークの位置で、2009 年 4 月でのピークの位置を 1 としている。点の色は PMT の製造年度を示す。この図から、PMT のゲインが徐々に増加していること、ゲイン増加の傾きが PMT の製造年度によって違うことが分かる。

幾何学的補正・ゲイン補正前のヒット数を Hit とすると、幾何学的補正・ゲイン補正後のヒット数 (Hit_{corr}) は以下で与えられる。

$$\text{Hit}_{\text{corr}} = \text{Hit} \times \frac{r^2}{F(\theta)} \times \frac{1}{G} \quad (4.9)$$

この Hit_{corr} を規格化したものをヒットレート (Hitrate) と定義する。

$$\text{Hitrate} = \text{Hit}_{\text{corr}} \div \frac{\sum^N \text{Hit}_{\text{corr}}}{N} \quad (4.10)$$

ここで、 N は解析に使用した PMT の本数である。

図 4.18 は Hitrate の 1 次元分布である。図 4.18 を見ると、ヒット数の少ない PMT があることが分かる。ヒット数の少ない PMT は不具合のある PMT なので、これらを解析から取り除いて量子効率の測定を行った。

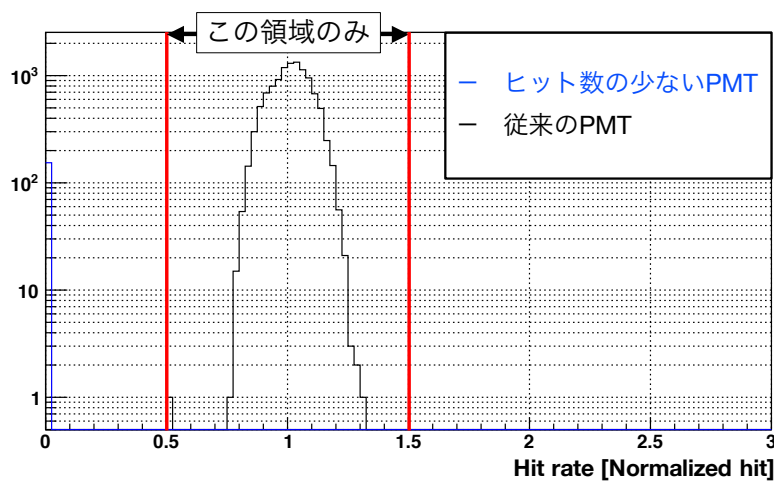


図 4.18 Hitrate 分布

4.5.3 MC との比較

各 PMT の Hitrate の値を求めることができた。しかしこのままでは反射や水質の効果を含んでいるため MC の結果を使って補正を行う。

補正の方法については、まず MC のデータを作成し、本物の Ni-Cf 線源によるデータと同様の条件で事象選択、ヒット数の数え上げを行い Hitrate の値を求める。そして各 PMT について Hitrate の比を取ることで相対的量子効率 (QE) を求めることができる。

$$QE = \frac{\text{Hitrate}_{\text{Data}}}{\text{Hitrate}_{\text{MC}}} \quad (4.11)$$

ここで、 $\text{Hitrate}_{\text{Data}}$ は本物の Ni-Cf 線源によるデータから計算した Hitrate、 $\text{Hitrate}_{\text{MC}}$ は MC のデータから計算した Hitrate を示す。なお、MC のデータを作成する際には各 PMT の相対的量子効率は全て 1 にしている。

図 4.19 はデータと MC それぞれの Hitrate の 2 次元分布を示している。黒の点がデータ、赤の点が MC の結果であり、横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している (図 4.9 を参照)。横軸を r^2 としているのは、各ビンに入る PMT の数を統一するためである。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。図 4.19 より、タンク側面とタンク底面に関してはデータと MC で分布に大きなずれが無いことが確認されたため、この MC を用いて量子効率の測定を行った。なお、タンク上面に関してはデータと MC で若干のずれがあるが、これについては後ほど詳しく説明する。

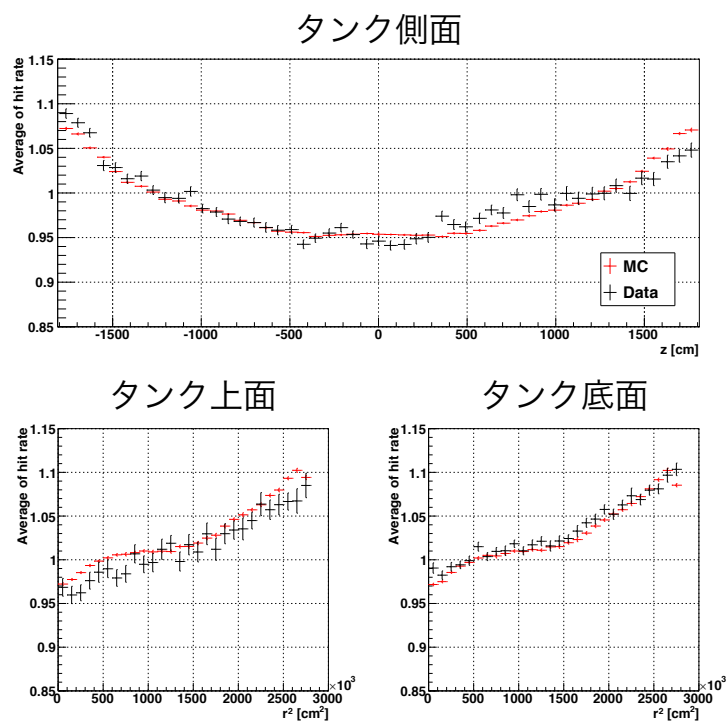


図 4.19 データと MC での Hitrate の比較、横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。

4.6 結果及び考察

上で説明した解析を行うことにより、各 PMT の QE を求めることができた。

図 4.20 は、今回求めた QE の 1 次元分布を示している。黒の線が全 PMT の分布で、色付きのものは PMT の製造年度ごとの分布である。図 4.20 より、各 PMT の QE は PMT の製造年度の違いによって 0.8 から 1.2 までばらつきがあることを確認した。また、今回の結果は先行研究の結果と一致することも確認した。

図 4.21 は、PMT の分布図を示している。この図において、点 1 つ 1 つは PMT を示しており、点の色は図 4.20 と対応している。この図を見ると、タンク上面には QE の小さい 1992 - 1995 年製の PMT が多く設置されていることが分かる。図 4.19 において、タンク上面に関してデータと MC で若干のずれがあったのはこの QE の小さい PMT が多く設置されていることが原因だと考えられる。

また、今回求めた QE を MC に導入することにより、MC がデータを再現するかどうか確認した。図 4.22 はデータと QE を導入した MC それぞれの Hitrate の 2 次元分布を示している。黒の点がデータ、赤の点が QE を導入した MC の結果であり、横軸と縦軸については図 4.19 と同じである。図 4.19 と図 4.22 を用いて、以下の式で定義される χ^2 を計算した。

$$\chi^2 = \sum^{107 \text{ bin}} \frac{(\text{Hitrate}_{\text{Ave, Data}} - \text{Hitrate}_{\text{Ave, MC}})^2}{\text{Error}_{\text{Data}}^2 + \text{Error}_{\text{MC}}^2} \quad (4.12)$$

ここで、 $\text{Hitrate}_{\text{Ave}}$ は各ビンでの Hitrate の平均値、Error は各ビンでの誤差である。また、107 bin というのはタンク側面の 51 bin、タンク上面の 28 bin、タンク底面の 28 bin の総和である。 χ^2 を計算した結果、図 4.19 では $\chi^2 = 302.671$ 、図 4.22 では $\chi^2 = 1.5799$ となった。このことから、今回求めた QE を MC に導入することで MC がデータを高精度で再現するようになったことが確認できた。

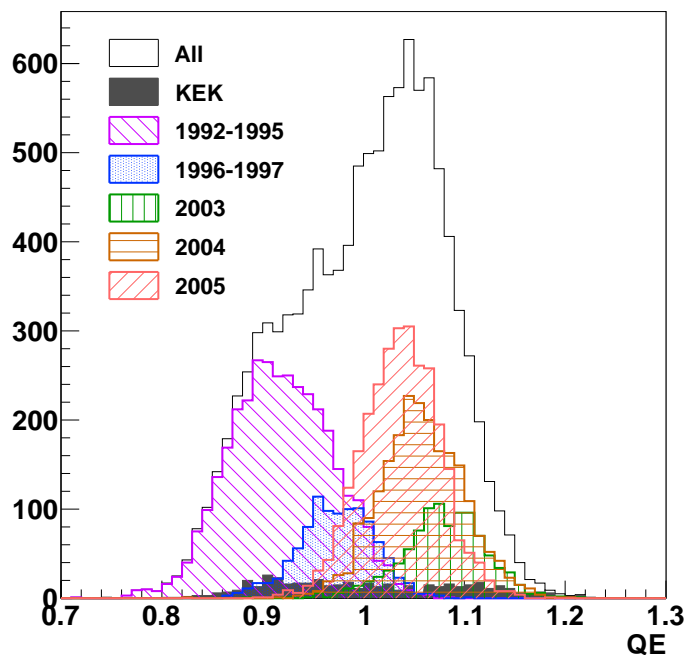


図 4.20 QE の 1 次元分布，KEK は、かつて KEK（高エネルギー加速器研究機構）で使用されていた PMT を示す。

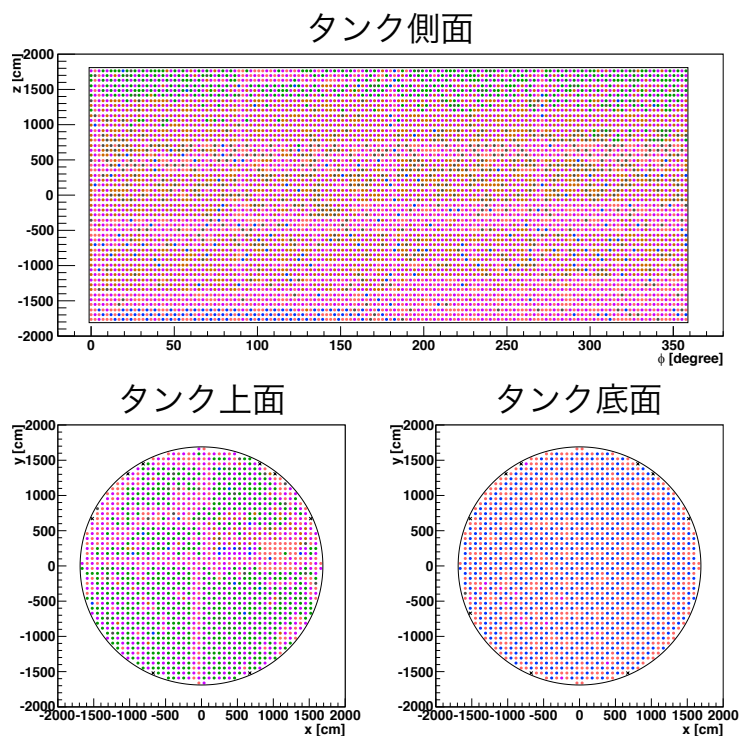


図 4.21 PMT の分布図，タンク上面とタンク底面の×印の部分には PMT は設置されていない。

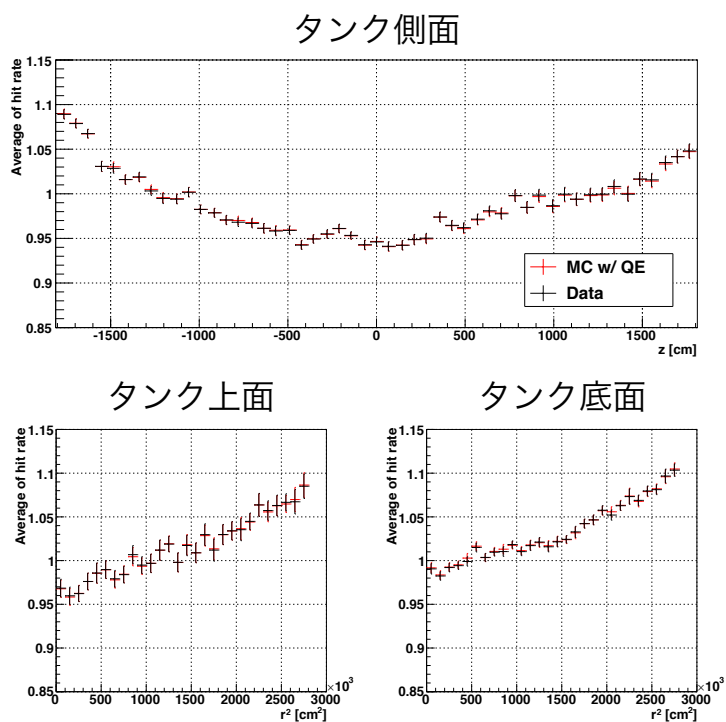


図 4.22 データと QE を導入した MC での Hitrate の比較，横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。

4.7 エネルギースケールの系統誤差の見積もり

新たな QE テーブルの作成に伴い、エネルギースケールの系統誤差の見積もりが行われた。エネルギースケールの系統誤差の見積もりには、LINAC を用いる。

位置依存性の系統誤差の見積もりについて説明する。まず、図 3.14 に示した 1 から 9 の位置から 6、8、12、18 MeV の電子を下向きに照射してデータを取得する。その後、今回作成した QE テーブルを用いてエネルギーの再構成を行い、 N_{eff} を計算する。同様に MC でも N_{eff} を計算し、データと MC で N_{eff} を比較する。図 4.23 に、データと MC の間での各位置における再計算された N_{eff} 分布のピーク位置の違いを示す。

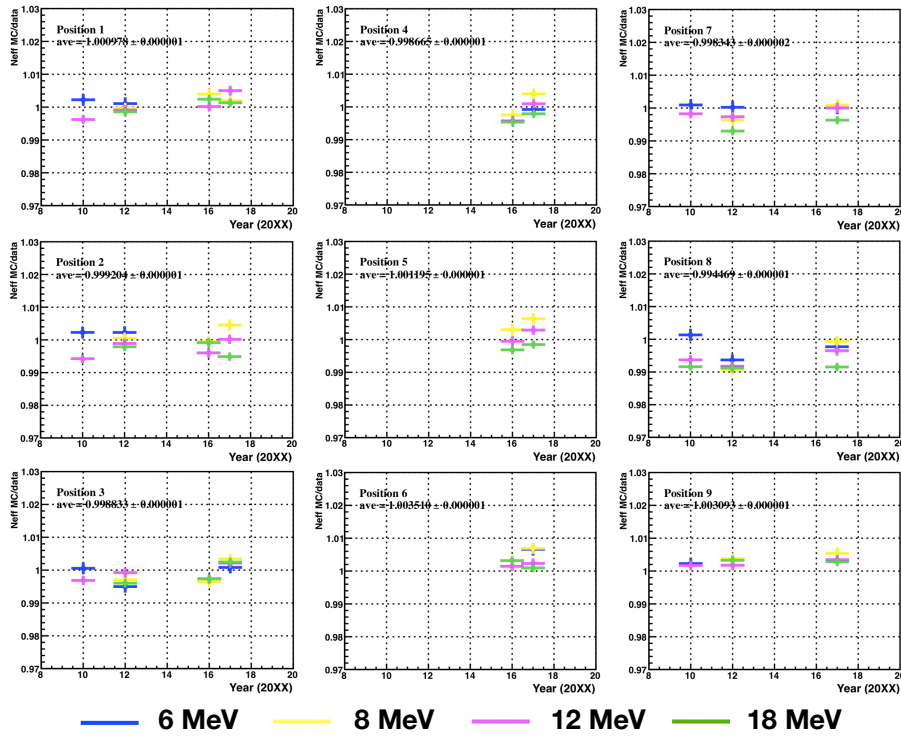


図 4.23 データと MC の間での各位置における再計算された N_{eff} 分布のピーク位置の違い [51], 各分布は図 3.14 の電子ビームの位置と対応している。各分布において、横軸は LINAC データの取得年、縦軸は N_{eff} のデータと MC の比を示している。また、プロットの色は電子ビームのエネルギーを示している。

また、図 4.23 の各プロットを r_i とすると、 r_i は以下の式で表される。

$$r_i = \frac{N_{\text{eff, MC}} - N_{\text{eff, Data}}}{N_{\text{eff, Data}}} \quad (4.13)$$

ここで、 $N_{\text{eff, MC}}$ は MC で計算した N_{eff} 、 $N_{\text{eff, Data}}$ はデータで計算した N_{eff} である。次に、各位置で r_i の RMS を計算する。

$$x_p = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_i r_i^2} \quad (4.14)$$

ここで、下付きの p は位置番号、 N_p は各位置における LINAC のデータ数を示す。そして、以下の式で系統

誤差を計算する。

$$(\text{系統誤差}) = \sqrt{\frac{\sum_{p=1}^9 w_p x_p^2}{\sum_{p=1}^9 w_p}} \times 100 [\%] \quad (4.15)$$

ここで、 w_p は図 4.24 のように有効体積を 9 つの領域に分割した時の各領域の体積であり、 w_p の値は表 4.2 のようになる。

表 4.2 w_p の値 [51], 単位はキロトン。

w_1	w_2	w_3	w_4	w_5	w_6	w_7	w_8	w_9
3.726	4.398	3.697	2.199	2.595	2.181	1.151	1.359	1.142

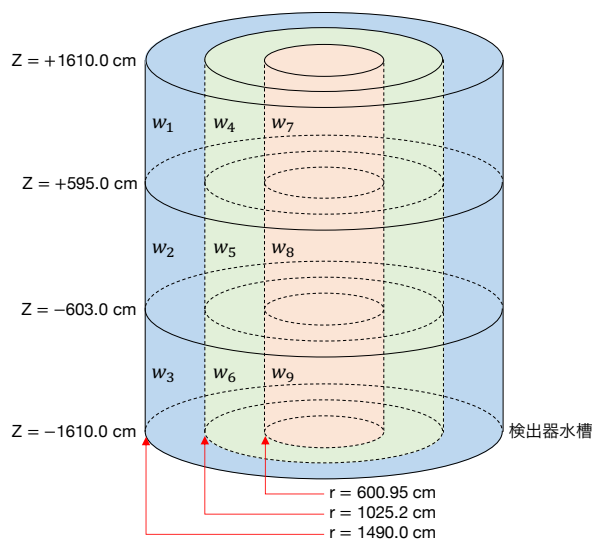


図 4.24 9 つの領域に分割した有効体積, [51] を基に作成。

系統誤差を計算した結果、位置依存性の系統誤差を 0.40% から 0.34% に減らすことができ、系統誤差の合計を 0.48% から 0.42% に減らすことができた。表 4.3 に、再計算後のエネルギースケールの系統誤差のまとめを記す。

表 4.3 再計算後のエネルギースケールの系統誤差のまとめ [51]

位置依存性	0.34%
方向依存性	0.10%
水の透過率	0.11%
LINAC のエネルギー	0.21%
合計	0.42%

5 将来に向けて

2018年5月31日から2019年1月29日にかけて、スーパーカミオカンデではSK-Gd実験に向けた検出器の改修工事が行われた。SK-Gd実験は、タンク内に硫酸ガドリニウムを溶解し、中性子由来の信号の検出効率を大幅に向上させることによってSRNの世界初観測を目指す実験である。SK-Gd実験に向けた改修工事の主な目的について、以下で説明する。

- タンクの止水補強

改修工事前は、1日に約1トンの超純水が検出器から漏れていた。この状態で硫酸ガドリニウムを溶解させると、硫酸ガドリニウムが環境に漏れてしまう。ガドリニウムに対する環境基準、排水基準などの法的な規制は無いが、河川にはあまり存在しない物質であり、十分配慮して取り扱うべきである。

そこで、改修工事の際にタンク内壁を構成するステンレスパネルの溶接部全てに止水剤を塗った。そして改修工事が終了した直後に、超純水循環装置を停止させた状態でタンク内の水位の測定を約1週間(2019年1月31日11時30分から2019年2月7日15時52分まで)行った。0.1mmの精度で測定できる水位計を用いて測定を行った結果、有意な水位の減少は見られず、水漏れの量は1日に0.017トン未満であることが確認された¹⁴。

- タンク内の配管の改良

改修工事前は、1時間に約60トンの速度でタンク内の超純水を循環していたが、今回タンク内の配管を改良したことにより、1時間に約120トンの速度で循環できるようになった。循環速度が上がったことで、水の透過率を高く保つことができ、また硫酸ガドリニウムの濃度にムラができるのを防ぐことができる。

- 不具合のあるPMTの交換

2005年10月から2006年7月にメンテナンスを行って以来、スーパーカミオカンデは約12年間観測を続けてきた。その間に136本のPMTに不具合が生じた。そこで、改修工事の際にこれらのPMTの交換作業を行った。なお、新たに取り付けられたPMTは、従来のPMTよりも高性能で、スーパーカミオカンデの後継器であるハイパーカミオカンデで利用される予定のPMT(HK PMT)である。

改修工事が無事に終了し、観測が再開された。そしてこの観測再開に伴い、検出器較正実験が行われた。その際、私は前述した量子効率の測定と、水質の上下非対称性パラメータの調整を行った。

量子効率の測定に用いるデータの取得は2020年4月8日に行った。その際、水質の上下非対称性による影響を抑えるためにタンク内で対流を起こし、水質を一様にした上でデータを取得した(4.3節を参照)。また、過去の測定結果やNi-Cf線源の大きさの変化、²⁵²Cfの半減期を基に、Ni-Cf線源から遠いPMTでもヒット数が10,000を超えるようなデータ取得時間を計算し、データの取得を行った。相対的量子効率の計算方法は基本的に4.5節で説明した通りだが、SK-IVと異なる点がある。SK-Vでは新たに高電圧の決定が行われ、全ての内水槽PMTでゲイン(1 p.e. 信号の電荷分布のピークの位置(図3.3を参照))が一致するように設定した¹⁵。そのため、SK-Vにおける量子効率の測定ではゲイン増加の補正は行っていない。また、式4.10で得

¹⁴ 温度が上昇して超純水が膨張したことにより、水位はむしろ0.2mm上昇していた。

¹⁵ ゲインの値がSK-III開始時の値と合うように高電圧を設定した。また、Xeランプの代わりに波長のピークが404nmのバルス光を使用しており、ゲイン増加によってStandard PMTは他のPMTの参照として使用することができない(3.1.1節を参照)。

られる Hitrate の 1 次元分布 (図 5.1) を見ると、ヒット数の少ない PMT に加えて、ヒット数が多い PMT があることが分かる。ヒット数が多い PMT は上で説明した HK PMT であり、量子効率が大いいために従来の PMT と比較して Hitrate が約 2 倍となっている。ただ今回は従来の PMT の量子効率を測定するのが目的なので、Hitrate が 0.5 から 1.5 までの PMT について量子効率の測定を行った。量子効率の測定結果から、SK-IV と同様の結果が得られたこと、今回求めた相対的量子効率を MC に導入することで MC がデータを高精度で再現するようになったことを確認した。

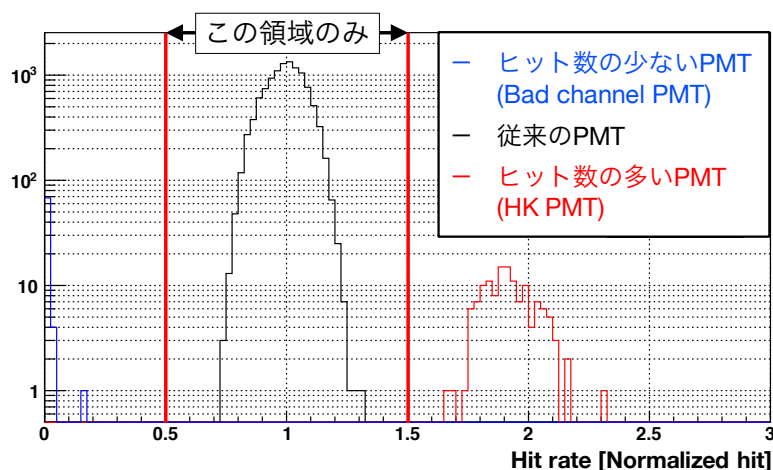


図 5.1 Hitrate 分布

また、水質の上下非対称性パラメータを調整したことによって、水質の上下非対称性を MC でも高精度で再現できるようになった。なお、水質の上下非対称性パラメータを調整する方法やその結果などについては付録 B で詳しく説明する。

そして、2020 年 7 月 14 日から同年 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 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) を導入し、SK-Gd 実験での観測が遂に始まった。現在、ガドリニウムの質量濃度は 0.01% であり、この濃度での中性子捕獲効率は $\sim 50\%$ である。また、2022 年にはガドリニウムの質量濃度を 0.03% まで上げる予定であり、最終的には 0.1% まで上げることを目標としている。質量濃度を 0.1% まで上げると、中性子捕獲効率は $\sim 90\%$ まで上がる。ガドリニウムの質量濃度に対する中性子捕獲効率を図 5.2 に示す。

SK-Gd 実験では、7-8 年の観測で SRN の世界初観測を目指す。図 5.3 は、SK-Gd 実験の観測年数に対する SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 3σ 感度である。この図は、たとえ SRN が観測されなくても 3σ の信頼度でこの上限値が付けられる、ということの意味している。図 5.3 を見ると、5-10 年の観測で検証可能な理論モデルと、5-10 年の観測では検証できない理論モデルが存在することが分かる。しかし、この図は現在の SRN 探索の系統誤差を基に作成された図である。つまり、今後の研究で SRN 探索における系統誤差を削減したり、解析手法を改善して背景事象をさらに減らすことができれば、より多くの理論モデルを検証できるようになる。このように、SK-Gd 実験は超新星爆発や星形成の歴史を理解する上で非常に重要な役割を持つ。

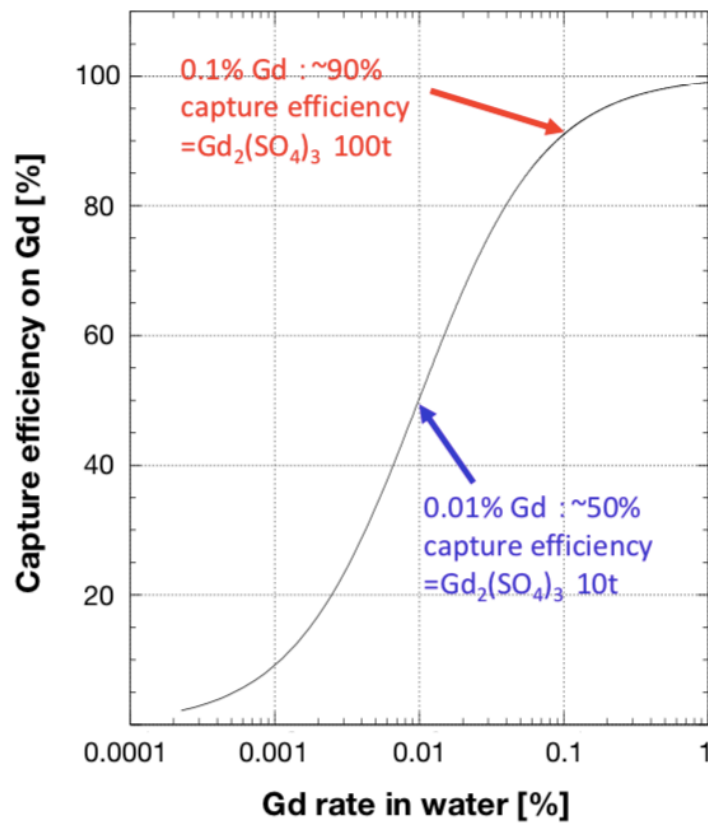


図 5.2 ガドリニウムの質量濃度に対する中性子捕獲効率 [12], 横軸がガドリニウムの質量濃度、縦軸がガドリニウムの中性子捕獲効率である。現在、ガドリニウムの質量濃度は 0.01% であり、この濃度での中性子捕獲効率は ~50% である。ガドリニウムの質量濃度を 0.1% まで上げると、中性子捕獲効率は ~90% まで上がる。

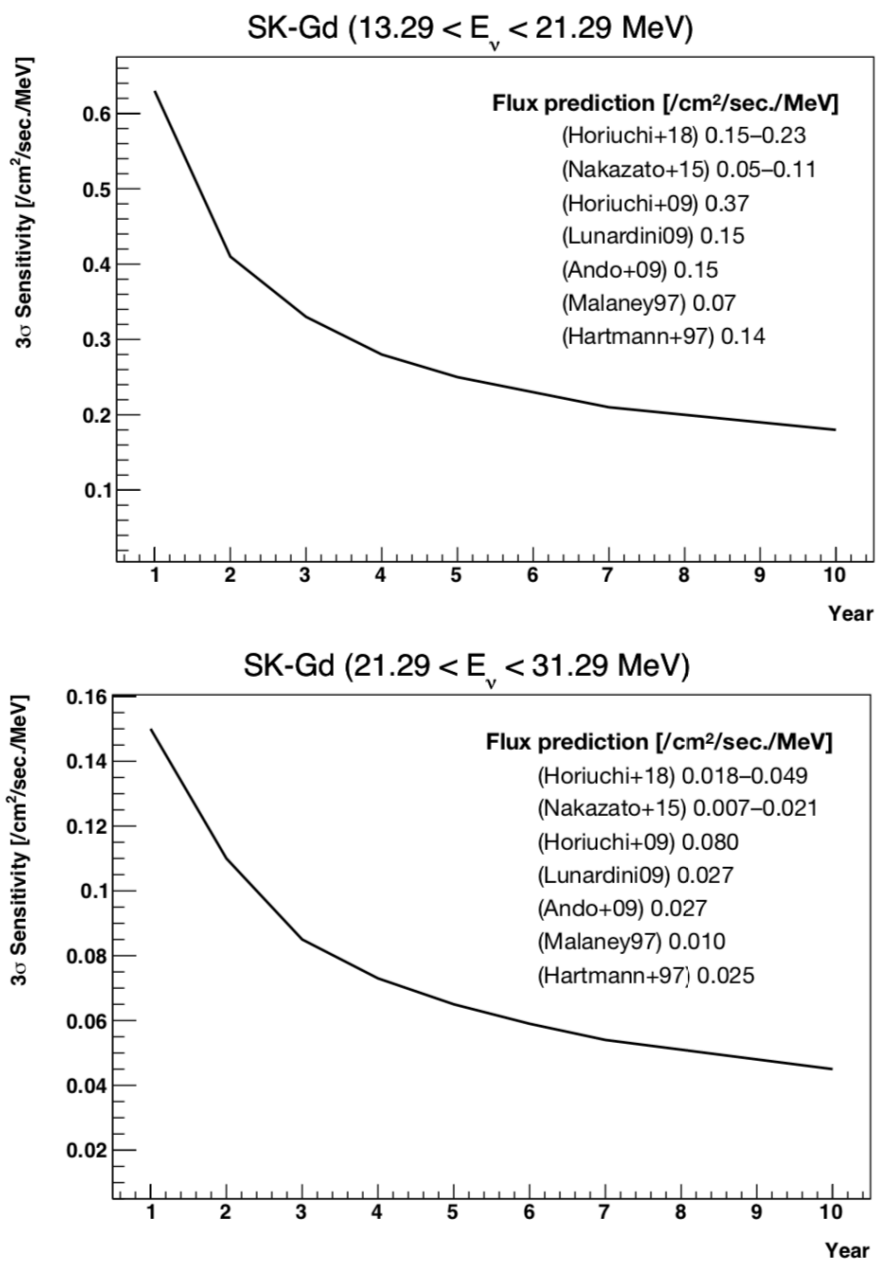


図 5.3 SK-Gd 実験の観測年数に対する SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 3σ 感度 [12], 上が $13.29 < E_\nu < 21.29$ MeV のエネルギー領域、下が $21.29 < E_\nu < 31.29$ MeV のエネルギー領域での図である。横軸はガドリニウムの質量濃度が 0.1% での SK-Gd 実験の観測年数、縦軸は SRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの 3σ 感度を示している。右上に、第 1 章で示した各理論モデルによる SRN $\bar{\nu}_e$ のフラックス予想も示している。

6 総括

太陽の約 8 倍以上の質量を持つ恒星はその一生を終える際に超新星爆発を起こし、大量の超新星爆発ニュートリノを放出する。この超新星爆発ニュートリノを観測することで、超新星爆発に関する様々な謎を解明できると考えられている。しかし、銀河系近傍において超新星爆発は非常に稀な現象であり、超新星爆発ニュートリノはこれまでに 1 回しか観測されていない。そこで有効となるのが、SRN の観測である。SRN のエネルギーフラックスは個々の爆発からのニュートリノ放出量や宇宙全体での爆発発生率、恒星生成時の質量分布に依存する。よって、SRN を観測することができれば星形成の歴史や宇宙の質量分布などに関する理解が格段に進む。現在、スーパーカミオカンデではこの SRN の世界初観測に向けた研究を行っている。

物理実験において、得られたデータの信頼性を得るには検出器校正を正確に行う必要があり、スーパーカミオカンデでは定期的に、線源や光源、宇宙線ミュオンなどを用いた様々な検出器校正を行っている。そして今回私は、そのうちの 1 つである量子効率の測定を行った。

量子効率を測定する目的は各 PMT の性質を理解することである。これがなぜ重要かという点、SRN のように 1 つの PMT に 1 個の光子しか入らないような低エネルギー事象のエネルギー再構成には PMT のヒット数を使う。しかし、各 PMT の量子効率には個体差があり、これがエネルギー再構成の精度に影響するため、量子効率の測定が重要となる。各 PMT の性質を理解するため、 ~ 9 MeV の γ 線を等方的に放出する Ni-Cf 線源を用いた検出器校正実験から各 PMT の量子効率の平均値との比（相対的量子効率）を計算した。そして、PMT の識別番号と相対的量子効率をまとめたものである QE テーブルを作成した。

データの取得における過去の測定と今回の測定との違いは 2 つある。1 つは水質の上下非対称性による影響を極力抑えるために対流を起こしたことである。もう 1 つは、統計量を増やすことで統計誤差を抑えたことである。データ取得後、解析によって相対的量子効率を計算した。まず、事象選択によって Ni-Cf 線源から遠い場所で起きた事象、低エネルギー事象、高エネルギー事象を取り除いた。さらに、T-TOF 分布を用いてダークノイズによるヒットも取り除き、各 PMT のヒット数を計算した。その後、ヒット数に Ni-Cf 線源と PMT の間の距離や入射方向といった幾何学的補正、ゲイン増加の補正を加えた。そして、光の反射や水質の効果を無視するためにデータと MC でヒット数の比を取り、相対的量子効率を計算した。その結果、各 PMT の相対的量子効率は PMT の製造年度の違いによって 0.8 から 1.2 までばらつきがあることを確認した。また、今回の結果が先行研究の結果と一致すること、今回作成した QE テーブルを MC に導入することで MC がデータを高精度で再現するようになったことが確認できた。さらに、新たな QE テーブルの作成に伴い、LINAC を用いたエネルギースケールの系統誤差の見積もりが行われた。系統誤差を計算した結果、位置依存性の系統誤差を 0.40% から 0.34% に減らすことができ、系統誤差の合計を 0.48% から 0.42% に減らすことができた。太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを精密に測定するためには、0.3 - 0.4% の系統誤差でエネルギースケールを決定する必要があり、今回の測定によって目標の系統誤差に近づくことができた。なお、現在この QE テーブルが物理解析や MC で利用されている。

2018 年 5 月 31 日から 2019 年 1 月 29 日にかけて、スーパーカミオカンデでは SK-Gd 実験に向けた検出器の改修工事が行われた。SK-Gd 実験に向けた改修工事の主な目的は、タンクの止水補強、タンク内の配管の改良、不具合のある PMT の交換であった。改修工事は無事に終了し、観測が再開されてから間もなく、検出器校正実験が行われた。その際、私は量子効率の測定と、水質の上下非対称性パラメータの調整を行った。量子効率の測定結果から、SK-IV と同様の結果が得られたこと、今回求めた相対的量子効率を MC に導入することで MC がデータを高精度で再現するようになったことを確認できた。また、水質の上下非対称性パラメータを調整したことによって、水質の上下非対称性を MC でも高精度で再現できるようになった。そして、

2020年7月14日から同年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 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) が導入され、SK-Gd 実験での観測が始まった。SK-Gd 実験では、7-8年の観測でSRNの世界初観測を目指す。また、SK-Gd 実験で5-10年観測を行うことにより、一部のSRN $\bar{\nu}_e$ フラックスの理論モデルは検証可能となるが、検証できない理論モデルも存在する。しかし、今後の研究でSRN探索における系統誤差を削減し、解析手法を改善して背景事象をさらに減らすことができれば、より多くの理論モデルを検証できるようになる。

付録 A その他の検出器較正

A.1 外水槽の検出器較正

外水槽の主な目的は宇宙線ミューオンの識別と、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子が内水槽から出て行く事象の識別である。事象の再構成が主な目的ではないため、外水槽の検出器較正は内水槽の検出器較正と比べて厳密ではない。スーパーカミオカンデが探索する物理解析のために要求される外水槽の電荷再構成精度は 10 - 20%、時間分解能は 5 - 10 nsec 程度である。また、検出器較正と MC へのパラメータの導入は内水槽と異なる手法で行われ、時間情報・電荷情報の較正は宇宙線ミューオンとレーザー光を用いて行われる。

A.1.1 電荷量の較正

外水槽での 1 p.e. に対する電荷量 (pC) の較正には、トリガー時間外でのダークノイズによるヒット情報を用いる。数 μsec の時間幅での電荷分布を各 PMT で足し合わせ、その平均値を pC/p.e. ファクターとする。また、低光量での電荷応答を検証するために、低光量のレーザー光を入射して測定を行った。ダークノイズとレーザー光の 2 つの測定で得られた結果は 10% 以内で一致している。また、典型的な pC/p.e. ファクターは 1 - 6 pC/p.e. となっており、この値の変動は 1 年間の測定で 5% 以内に収まっている。

A.1.2 時間応答の較正

外水槽 PMT の時間情報は物理解析での事象再構成には用いられてない。そのため、外水槽 PMT の時間応答の較正は各外水槽 PMT での相対時間オフセットと、内水槽と外水槽の間でのグローバル時間オフセットが数 nsec の時間幅に収まっているかどうかを確認するために行われる。なお、外水槽では 3.1.5 節で説明した Time walk の効果は考慮していない。

各外水槽 PMT での相対時間オフセットについては、外水槽 PMT の出力信号が通るケーブルの長さを考える。ケーブルの約 87% (外水槽 PMT1,885 本のうち 1,647 本のケーブル) は長さが 70 m となっており、残りのケーブルは 71 - 78 m の長さとなっている。ケーブルの長さから計算される相対時間差は数 nsec に抑えられている。

内水槽と外水槽の間でのグローバル時間オフセットについては、レーザー光による測定と宇宙線ミューオンを用いた測定の 2 種類を行う。レーザー光測定では、内水槽の中心と外水槽の上部から同時にレーザー光をフラッシュさせる。また、予期しない不定性が生じるのを防ぐために光ファイバーや拡散球は同じものを用いている。レーザー光測定の結果、内水槽と外水槽の時間差は数 nsec となった。一方、宇宙線ミューオンを用いた測定では、まず内水槽 PMT を用いて宇宙線ミューオンの飛跡などを再構成し、飛跡に最も近い内水槽 PMT と外水槽 PMT の時間記録を比較する。その結果、ミューオンの外水槽通過時間について図 A.1 の下の図のように 10 nsec 以内の分解能を持つことが確認されている。

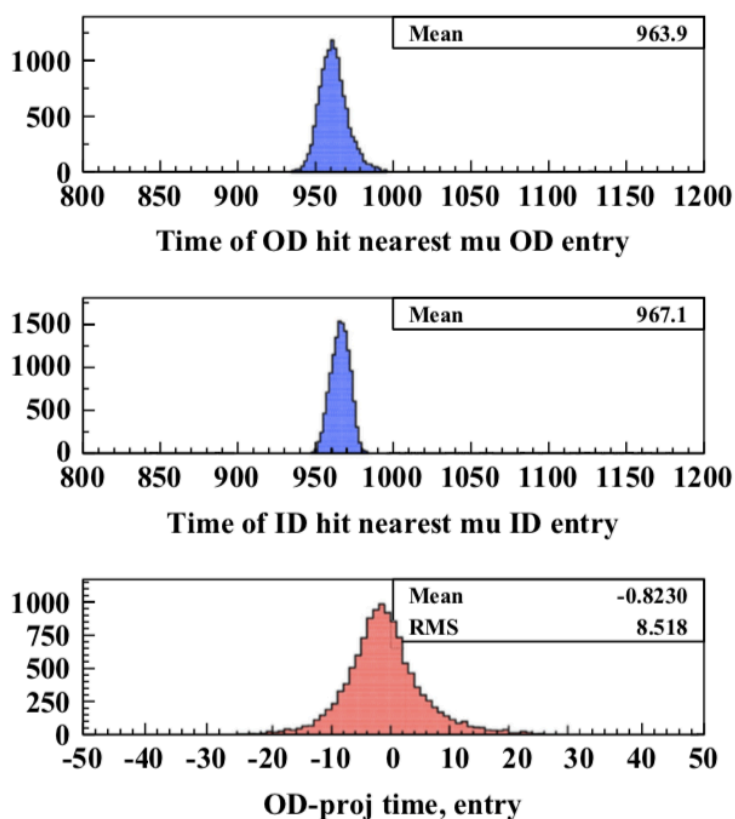


図 A.1 下向き宇宙線ミュオン事象に対する内水槽と外水槽の時間分布 [39], 上の図はミュオンの飛跡と最も近い外水槽 PMT のヒット時間分布、中の図はミュオンの飛跡と最も近い内水槽 PMT 群のヒット時間分布、下の図はミュオンの飛行時間で補正を行った後の内水槽と外水槽の時間差である。

A.1.3 光学特性

内水槽と異なり、外水槽内の物質の光学特性は直接的には測定されておらず、パラメータとして MC に実装されている。タイベックの光の反射については、入射角に対する正反射と乱反射の組み合わせの関数として MC に実装されている。各外水槽表面での相対反射率や、タイベックの透過率もパラメータを用いて調整されている。これらの値を調整し、宇宙線ミュオンのデータと比較することで最適なパラメータを決定している。また、外水槽の集光率についても、タンク側面、タンク上面、タンク底面のそれぞれで調整されている。

A.2 宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正

スーパーカミオカンデでは荷電粒子のエネルギーは内水槽 PMT が検出した電荷によって再構成される。荷電粒子のエネルギー再構成精度はニュートリノのエネルギー再構成精度に直結し、結果としてニュートリノ振動解析の精度に直結するため、エネルギースケールの不定性を求めることが重要となる。そこで、対象の運動量が異なる以下の 4 つの手法において、データと MC を比較することでエネルギースケールの不定性を見積もっている。

- 高エネルギーストップミュオン事象の飛跡長 (1 - 10 GeV/c)
- 低エネルギーストップミュオン事象のチェレンコフ角 (200 - 500 MeV/c)
- ニュートリノ反応で生成される π^0 中間子の不変質量 (~ 130 MeV/c)
- ミューオンの崩壊で生成される電子の運動量分布 (~ 40 MeV/c)

この節では、この4つの手法におけるエネルギースケールの不定性の見積もりについて述べる。

A.2.1 高エネルギーストップミュオン事象

高エネルギーストップミュオン事象 (高エネルギーミュオンがタンク内で全運動量を失う事象) は、単位移動距離あたりのエネルギー損失量 (dE/dx) がほぼ一定のため飛跡長がミュオンの運動量に比例する。よって飛跡長を用いて、ミュオンの運動量の再構成について独立して確認することができる。飛跡長はミュオンの侵入点と、崩壊電子の発生点の間の距離で決定される。ここで、ミュオンの侵入点と崩壊電子の発生点の位置は 50 cm 以内の精度で決定することができる。また、較正に用いるミュオン事象の条件は以下の4つである。

1. ミューオンの侵入点がタンク上部にある。
2. 方向が下向き ($\cos \theta > 0.94$) である。
3. 1つの崩壊電子事象を伴っている。
4. 再構成されたミュオンの飛跡長が 7 m より大きく、30 m より小さい。

1-3 番目の条件は下向きストップミュオン事象であること、4 番目の条件は高エネルギー事象であることを要求している。単位移動距離あたりの運動量損失についてデータと MC で比較が行われた。その結果、運動量損失は 1 cm あたり ~ 2.3 MeV/c であった。また、データと MC との差は SK-I で 2.1%、SK-II で 0.4%、SK-III で 1.7%、そして SK-IV で 0.7% 以内であった (図 A.2 の青色の点を参照)。

A.2.2 低エネルギーストップミュオン事象

低エネルギー (< 500 MeV/c) ストップミュオン事象の運動量はチェレンコフ角から見積もることができる。チェレンコフ角 θ_C とチェレンコフ角から見積もられた運動量 $P(\theta_C)$ の関係は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \cos \theta_C &= \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2}{P^2(\theta_C)}} \\ P(\theta_C) &= \frac{m}{\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 n は屈折率、 β は荷電粒子の速度と光速の比、 m は静止質量を表す。また、較正に用いるミュオン事象の条件は以下の4つである。

1. ミューオンの侵入点がタンク上部にある。
2. 方向が下向き ($\cos \theta > 0.9$) である。
3. 1つの崩壊電子事象を伴っている。
4. 内水槽での全電荷量が 1500 p.e. (SK-II では 750 p.e.) 未満である。

1-3 番目の条件は下向きストップミュオン事象であること、4 番目の条件は低エネルギーミュオン

であることを要求している。運動量の不定性は、電荷から見積もられた運動量 $P(\theta_{p.e.})$ と $P(\theta_C)$ との比 ($P(\theta_{p.e.})/P(\theta_C)$) をデータと MC で比較して求められる。データと MC との差は SK-I で 3.3%、SK-II で 2.1%、SK-III で 1.5%、そして SK-IV で 2.1% 以内であった (図 A.2 の水色の点を参照)。

A.2.3 ニュートリノ反応で生成される π^0 中間子

π^0 中間子は大気ニュートリノの中性カレント反応で生成される。 π^0 中間子はすぐに 2 つの γ 線に崩壊する¹⁶。よって、 π^0 中間子の不変質量 M_{π^0} は 2 つの γ 線の運動量 ($P_{\gamma 1}$ 、 $P_{\gamma 2}$) を再構成することにより計算することができる。 M_{π^0} は以下の式で表される。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2P_{\gamma 1}P_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 θ は 2 つの γ 線の間角度である。また、NC π^0 事象は大気ニュートリノ事象の中で以下の 3 つの条件を満たすものとする。

1. 電子タイプのチェレンコフリングが 2 つ検出される。
2. ミューオンの崩壊からの電子が検出されない。
3. 反応位置が有効体積内である。

2 番目の条件は荷電カレント反応¹⁷や、 π^0 中間子とともに π^\pm が生成される事象を除くために設定されている。

π^0 中間子の静止質量は $\sim 135 \text{ MeV}/c^2$ であるが、再構成により求められた不変質量は $\sim 139 \text{ MeV}/c^2$ であった。不変質量が若干大きくなっている原因として、ニュートリノと反応した酸素原子核から脱励起 γ 線が発生していること、 γ 線の再構成点がわずかに前にずれていることにより角度 θ が大きく見積もられていることが考えられる。ここで、MC では酸素原子核からの脱励起 γ 線も考慮されている。不変質量のピーク値をデータと MC で比較した結果、データと MC との差は SK-I で 0.3%、SK-II で 2.8%、SK-III で 0.9%、そして SK-IV で 1.0% 以内であった (図 A.2 の赤色の点を参照)。

A.2.4 ミューオンの崩壊で生成される電子

ミューオンが崩壊すると電子が生成される。この崩壊電子は 53 MeV 以下でミッシェルスペクトルと呼ばれるエネルギースペクトルを形成する。このスペクトルをデータと MC で比較することでエネルギーの再構成精度を評価できる。評価に用いた事象は、以下の 4 つの条件を満たすものである。

1. ストップミューオン事象との時間間隔が 2.0 - 8.0 μsec の事象。
2. 50 nsec の時間幅での PMT のヒット数が 60 (SK-II では 30) より多い。
3. 位置再構成の goodness が 0.5 より大きい。
4. 再構成位置が有効体積内である。

1 番目の条件は崩壊電子を精度良く見積もるために要求されている。2 番目の条件は原子核によるミューオン捕獲で放出される $\sim 6 \text{ MeV}$ の γ 線を識別するために用いられる。

観測された崩壊電子の運動量スペクトルは 70 MeV/c まで伸びている。これはミューオンが酸素原子核の K

¹⁶ π^0 中間子の平均寿命は $8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$ である。

¹⁷ $\nu_l + n \rightarrow l^- + p$ 、 $\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$ で表される反応。l には e、 μ 、 τ のいずれかが入る。

般に捕獲されることに起因している。データと MC でスペクトルの平均値を比較した結果、データと MC との差は SK-I で 1.0%、SK-II で 1.5%、SK-III で 0.2%、そして SK-IV で 1.5% 以内であった（図 A.2 の黄色の点を参照）。

A.2.5 宇宙線ミュオン・大気ニュートリノによるエネルギー較正のまとめ

対象の運動量が異なる 4 つの手法でエネルギースケールの測定が行われ、MC とデータの比を用いて不定性が見積もられた。各手法におけるデータと MC の比を図 A.2 に示す。

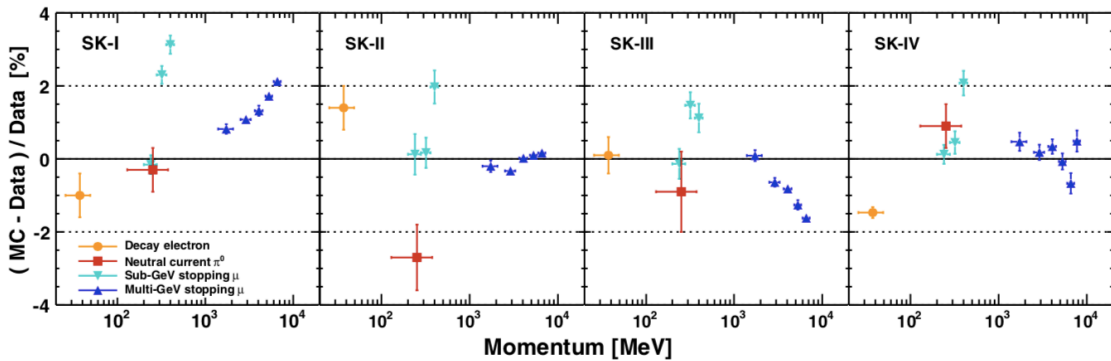


図 A.2 各観測期間でのエネルギースケール測定の結果 [59]、横軸は運動量、縦軸はデータと MC の比を示している。縦軸方向の誤差棒は統計誤差を表す。

崩壊電子はタンク内ではほぼ様かつ等方向に生成されるため、検出器内でのエネルギースケールの一様性を確認するのに良い指標となる。また、ミュオンの偏極については、崩壊電子の方向がミュオンの方向に対して垂直なものを用いて確認されている。事象選択の条件としては、ミュオンの方向と崩壊電子の方向の間の角度 $\theta_{\mu e}$ を用いて、 $|\cos \theta_{\mu e}| < 0.25$ を要求している。 $\theta_{\mu e}$ ごとの崩壊電子の平均運動量についてデータと MC で比較した結果、データと MC との差は SK-I で 0.6%、SK-II で 0.6%、SK-III で 1.3%、そして SK-IV で 0.5% 以内に収まっていることが確認された。

時間に対するエネルギースケールの安定性についてはストップミュオンと崩壊電子を用いて確認されている。エネルギースケールの時間変化について、図 A.3 に示す。SK-III の初期は水の透過率が低かったために、エネルギースケールの時間変動が大きかった。SK-IV では水循環システムの改良と PMT の時間応答の補正により、時間変動は小さくなっている。

これまでの結果に基づき、各観測期間でのエネルギースケールの不定性は、SK-I で 3.3%、SK-II で 2.8%、SK-III で 2.4%、そして SK-IV で 2.1% と見積もられる。

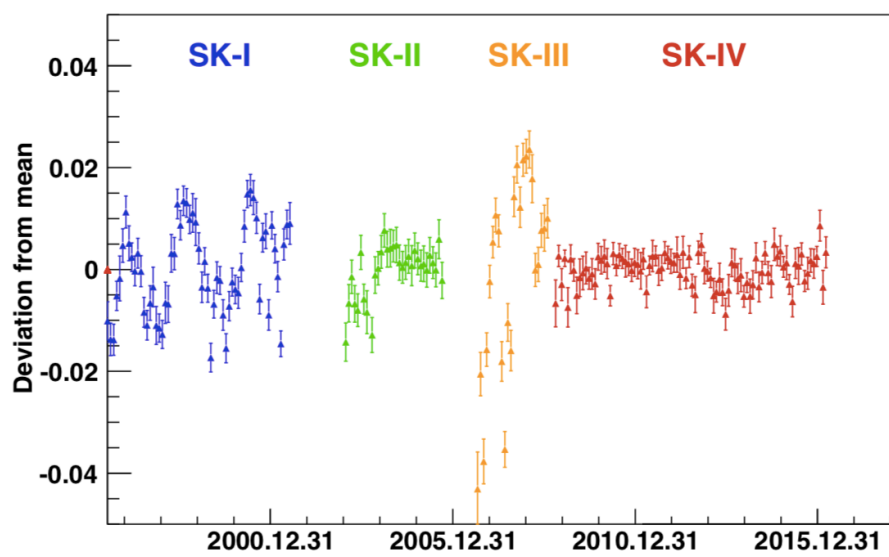


図 A.3 エネルギースケールの時間に対する安定性 [59], 横軸は時間、縦軸は各期間での平均値からの差を表している。

付録 B 上下非対称性パラメータの調整

B.1 目的

4.3 節で述べたように、高い透過率を保つためにスーパーカミオカンデでは超純水を常に循環しており、タンク下部から注水、タンク上部で返水している。その結果、水質はタンク下部からタンク上部に行くにつれて悪くなる。この水質の上下非対称性を MC でも再現するため、Ni-Cf 線源のデータを用いた水質の上下非対称性の度合いの調整を行った。

B.2 上下非対称性パラメータの導出方法

3.2.1 節で説明したように、水質のパラメータには、吸収 ($\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$)、対称性散乱 ($\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$)、非対称性散乱 ($\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$) がある。ここで、 λ は光子の波長を示している。 $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ と $\alpha_{\text{asym}}(\lambda)$ は水質によらずほぼ一定の値となるが、 $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ は水質によって変化することが確認されている。つまり、水質の違いは $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ の違いによって表現できる。光子の減衰長 ($L(\lambda)$) は、

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}(\lambda)(1 + \beta z) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asym}}(\lambda)} \quad (\text{B.1})$$

で表される。ここで、 β は水質の上下非対称性の度合いを表すパラメータ、 z は z 座標を表す。この β パラメータの導出について以下で説明する。

β パラメータの導出には Ni-Cf 線源のデータを用いる。まず、2019 年 8 月 26 日に取得された Ni-Cf 線源のデータ¹⁸を用いて、第 4 章と同様の方法で Hitrate を計算し、Hitrate の 2 次元分布を作成する。続いて、

$$\beta = -0.012, -0.008, -0.004, 0, 0.004, 0.008, 0.012, 0.016, 0.020, 0.024, 0.028 [1/\text{m}] \quad (\text{B.2})$$

をインプットした MC において同様に Hitrate を求め、Hitrate の 2 次元分布を作成する。例として、図 B.1 にデータと MC ($\beta = 0$) それぞれの Hitrate の 2 次元分布を示す。黒の点がデータ、青の点が MC ($\beta = 0$) の結果であり、横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している (図 4.9 を参照)。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。 $\beta = 0$ は、水質の上下非対称性が無い状態を指す。しかし、2019 年 8 月 26 日に Ni-Cf 線源のデータを取得した時には水質の上下非対称性があったため、データと MC を比較するとタンク上部ではデータの Hitrate が若干小さく、タンク底部ではデータの Hitrate が若干大きくなっている。

その後、Ni-Cf 線源を使って得られた Hitrate と各 β で作成した MC から得た Hitrate の差を χ^2 を用いて評価する。 χ^2 は式 (4.12) と同じ形で、

$$\chi^2 = \sum^{107 \text{ bin}} \frac{(\text{Hitrate}_{\text{Ave, Data}} - \text{Hitrate}_{\text{Ave, MC}})^2}{\text{Error}_{\text{Data}}^2 + \text{Error}_{\text{MC}}^2} \quad (\text{B.3})$$

で与えられる。この χ^2 の計算を上記の β の値全てに対して行う。そして、横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロットを作成し、それを二次関数でフィットして χ^2 を最小にする β パラメータの値を決定する。

¹⁸ 2019 年 8 月 26 日のデータを用いた理由は、水質のパラメータの調整に用いられた Laser データの取得期間 (2019 年 8 月 20 日から 2019 年 9 月 19 日) に合わせるためである。

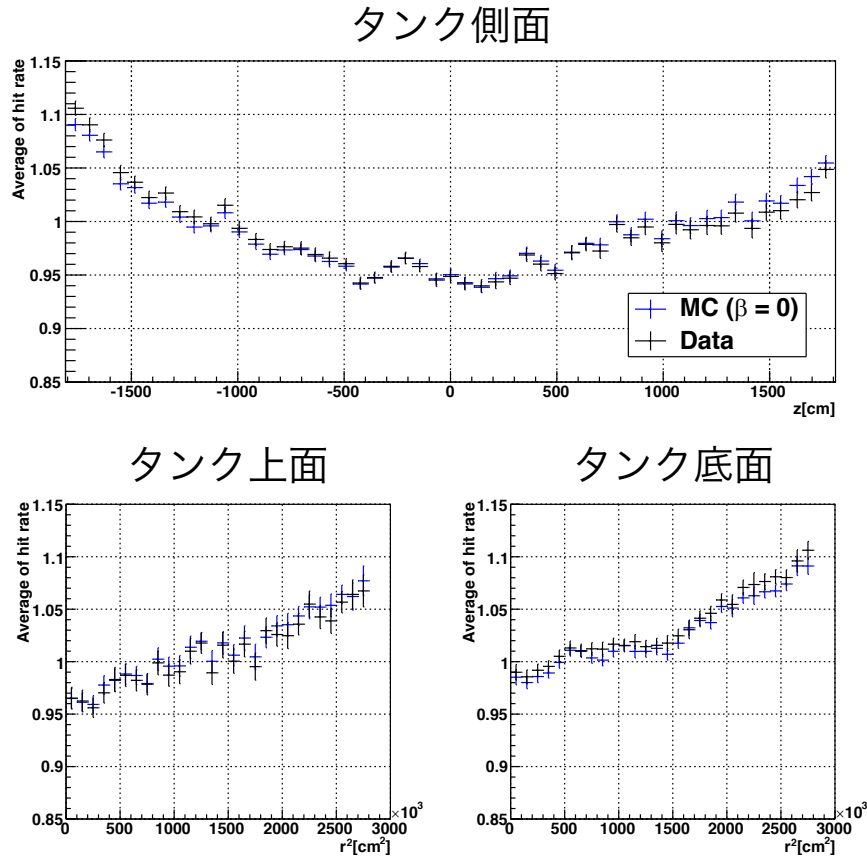


図 B.1 データと MC ($\beta = 0$) での Hitrate の比較, 横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。水質の上下非対称性により、タンク上面ではデータの Hitrate が若干小さく、タンク底面ではデータの Hitrate が若干大きい。

B.3 結果

図 B.2 は今回作成した横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロットである。このプロットを二次関数でフィットした結果、 χ^2 を最小にする β パラメータの値は、

$$\beta = 0.007598 \text{ [1/m]} \quad (\text{B.4})$$

となった。

$\beta = 0.007598 \text{ [1/m]}$ をインプットした MC を用いて作成した Hitrate の 2 次元分布を図 B.3 に示す。図 B.3 を見ると、MC がデータを高精度で再現していることが分かる。

また、Hitrate 分布の上下方向の違いを top bottom asymmetry (TBA) というパラメータで表す。TBA は以下の式で定義される。

$$\text{TBA} = \frac{\sum_{N_{\text{top}}} \frac{\text{Hitrate}}{N_{\text{top}}} - \sum_{N_{\text{bot}}} \frac{\text{Hitrate}}{N_{\text{bot}}}}{\sum_{N_{\text{bar}}} \frac{\text{Hitrate}}{N_{\text{bar}}}} \quad (\text{B.5})$$

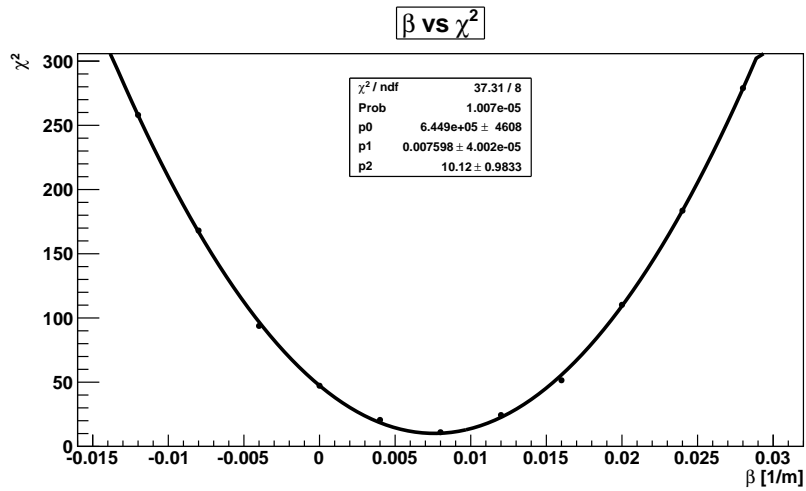
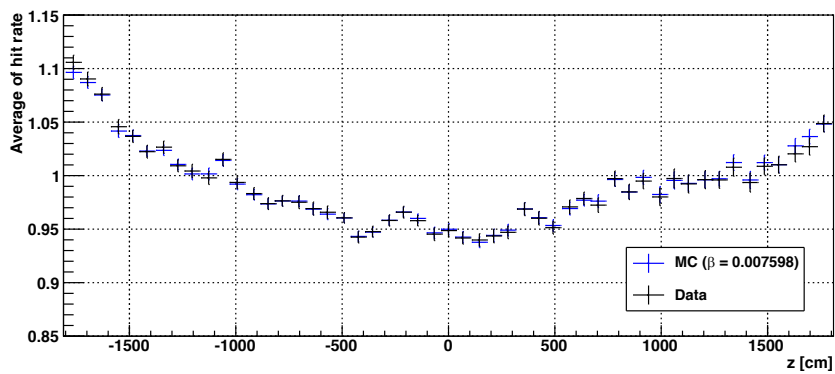
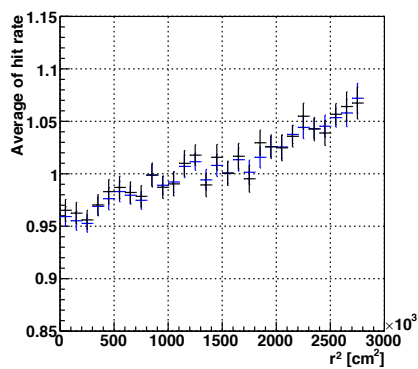


図 B.2 横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロット、 $\beta = 0.007598$ [1/m] で χ^2 が最小となる。

タンク側面



タンク上面



タンク底面

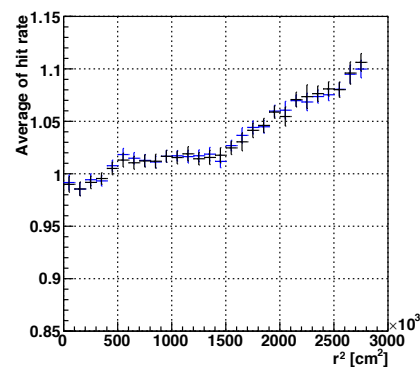


図 B.3 データと MC ($\beta = 0.007598$) での Hitrate の比較、横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。MC がデータを高精度で再現していることが分かる。

ここで、 N_{bar} 、 N_{top} 、 N_{bot} はそれぞれ解析に使用したタンク側面、タンク上面、タンク底面の PMT の本数を示している。TBA を計算した結果、データは -2.575% 、MC は -2.813% となり、データと MC で大まかに一致している。

B.4 上下非対称性パラメータの調整のイテレーション

B.3 節で、 $\beta = 0.007598 [1/\text{m}]$ という値を得ることができた。この値を用いて、水質のパラメータの再調整が行われた。そして水質のパラメータの再調整の結果を用いて、 β パラメータの再調整を行った。このように調整を繰り返すことを、調整のイテレーションと言う。イテレーションを行うことにより、調整の精度がより向上することが期待される。イテレーションをして得られた、横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロットを図 B.4 に示す。このプロットを二次関数でフィットした結果、 χ^2 を最小にする β パラメータの値は、

$$\beta = 0.007802 [1/\text{m}] \quad (\text{B.6})$$

となった。

$\beta = 0.007802 [1/\text{m}]$ をインプットした MC を用いて作成した Hitrate の 2 次元分布を図 B.5 に示す。図 B.5 を見ると、MC がデータを高精度で再現していることが分かる。なお、TBA の値は -2.841% となった。

一方、 $\beta = 0.007598 [1/\text{m}]$ をインプットした MC を用いて作成した Hitrate の 2 次元分布を図 B.6 に示す。図 B.6 を見ると、イテレーション前に得た $\beta = 0.007598 [1/\text{m}]$ をインプットした MC でもデータを高精度で再現していることが分かる。

実際、 χ^2 を計算すると表 B.1 のようになり、 χ^2 の値はほとんど変わらない。

表 B.1 β と χ^2

$\beta [1/\text{m}]$	χ^2
0.007598	11.8966
0.007802	10.2499

以上のことから、 $\beta = 0.007598 [1/\text{m}]$ を公式の値として使用することになった。

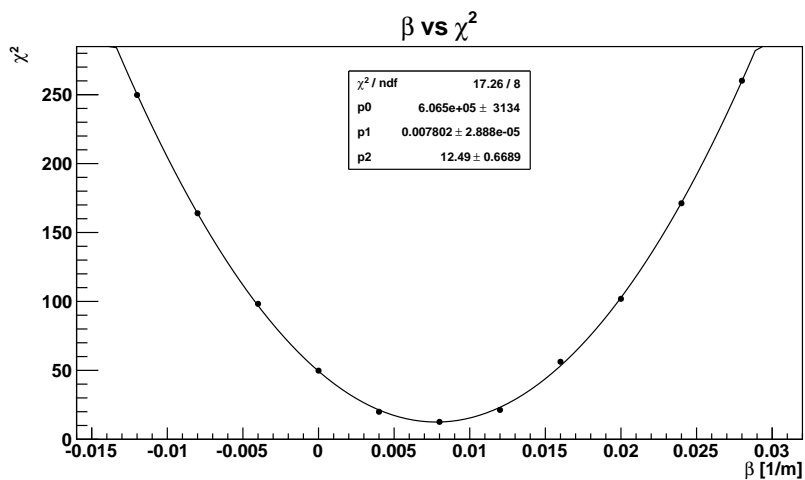
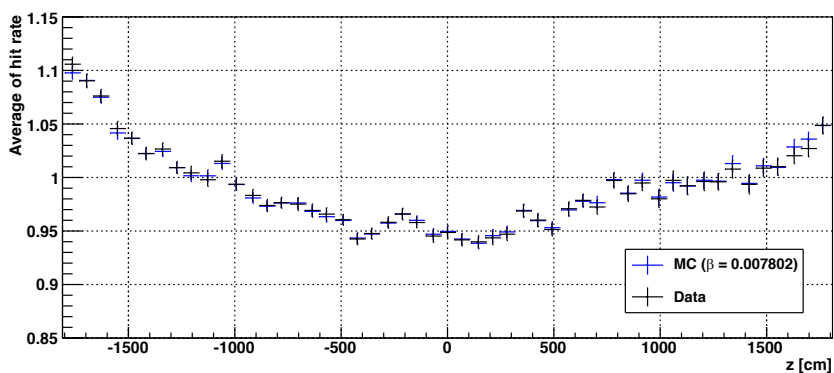
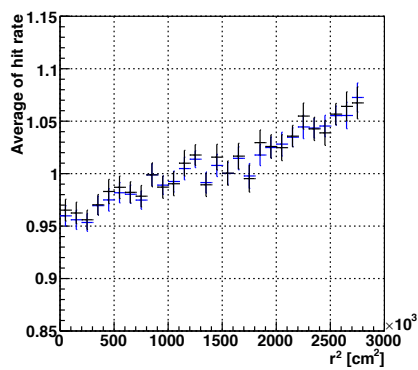


図 B.4 イテレーション後の横軸が β 、縦軸が χ^2 のプロット、 $\beta = 0.007802$ [1/m] で χ^2 が最小となる。

タンク側面



タンク上面



タンク底面

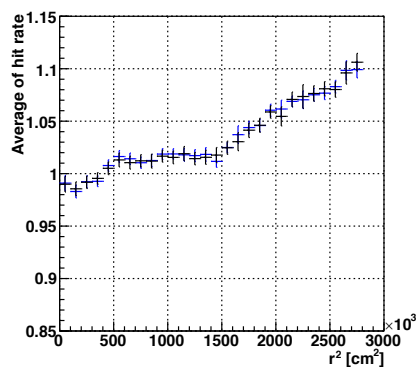


図 B.5 イテレーション後のデータと MC ($\beta = 0.007802$) での Hitrate の比較、横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのビンでの Hitrate の平均値を示している。イテレーション後に得た $\beta = 0.007802$ をインプットした結果、MC がデータを高精度で再現した。

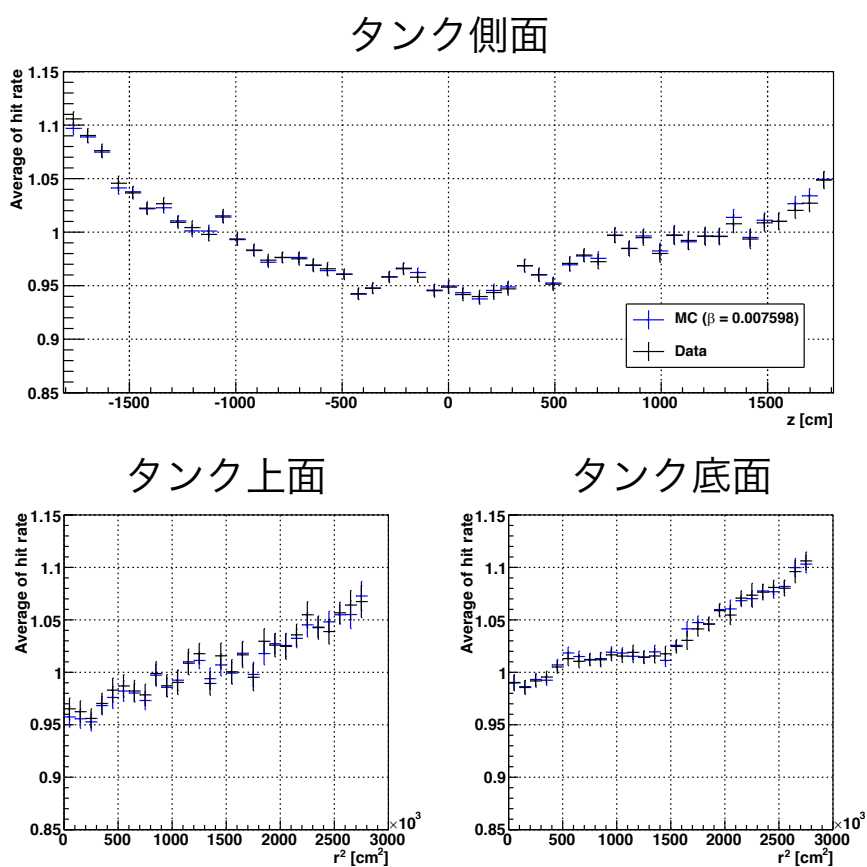


図 B.6 イテレーション後のデータと MC ($\beta = 0.007598$) での Hitrate の比較, 横軸は、タンク側面に関しては z 座標、タンク上面とタンク底面に関しては r^2 を示している。縦軸は、そのピンでの Hitrate の平均値を示している。イテレーション前に得た $\beta = 0.007598$ をインプットしても、結果はほとんど変わらない。

参考文献

- [1] F. Reines, C. L. Cowan. “Detection of the Free Neutrino”. *Phys. Rev.*, Vol. 92, pp. 830–831, (1953).
- [2] G. Danby *et al.* “OBSERVATION OF HIGH-ENERGY NEUTRINO REACTIONS AND THE EXISTENCE OF TWO KINDS OF NEUTRINOS”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, No. 1, pp. 36–44, (1962).
- [3] K. Kodama *et al.* “Observation of tau neutrino interactions”. *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.*, Vol. 504, No. 3, pp. 218–224, (2001).
- [4] Y. Fukuda *et al.* “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, No. 8, pp. 1562–1567, (1998).
- [5] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 28, No. 5, pp. 870–880, (1962).
- [6] K. Abe *et al.* “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. *Phys. Rev. D*, Vol. 96, No. 092006, (2017).
- [7] M. Jiang *et al.* “Atmospheric neutrino oscillation analysis with improved event reconstruction in Super-Kamiokande IV”. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, Vol. 2019, No. 053F01, (2019).
- [8] M. G. Aartsen *et al.* “Development of an analysis to probe the neutrino mass ordering with atmospheric neutrinos using three years of IceCube DeepCore data”. *The European Physical Journal C*, Vol. 80, No. 1, (2020).
- [9] K. Abe *et al.* “Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations”. *Nature*, Vol. 580, No. 7803, pp. 339–344, (2020).
- [10] P. A. Zyla *et al.* “LEPTONS”. <https://pdg.lbl.gov/2020/tables/rpp2020-sum-leptons.pdf>, (2020).
- [11] M. Fukugita, A. Suzuki. “Physics and Astrophysics of Neutrinos”. *Springer*, (1994).
- [12] Y. Ashida. “Measurement of Neutrino and Antineutrino Neutral-Current Quasielastic-like Interactions and Applications to Supernova Relic Neutrino Searches”. PhD thesis, Kyoto University, (2020).
- [13] Y. Koshio. “Study of Solar Neutrinos at Super Kamiokande”. PhD thesis, University of Tokyo, (1998).
- [14] Y. Nakano. “ ^8B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV”. PhD thesis, University of Tokyo, (2016).
- [15] K. Nakazato *et al.* “SUPERNOVA NEUTRINO LIGHT CURVES AND SPECTRA FOR VARIOUS PROGENITOR STARS: FROM CORE COLLAPSE TO PROTO-NEUTRON STAR COOLING”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 205, No. 1, (2013).
- [16] K. Hirata *et al.* “Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, No. 14, pp. 1490–1493, (1987).
- [17] R. M. Bionta *et al.* “Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, No. 14, pp. 1494–1496, (1987).
- [18] E. N. Alekseev *et al.* “Possible detection of a neutrino signal on 23 February 1987 at the Baksan underground scintillation telescope of the Institute of Nuclear Research”. *Journal of Experimental*

-
- and Theoretical Physics Letters*, Vol. 45, No. 10, pp. 461–464, (1987).
- [19] K. S. Hirata *et al.* “Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A”. *Phys. Rev. D*, Vol. 38, No. 2, pp. 448–458, (1988).
- [20] G. A. Tammann, W. Löffler, A. Schröder. “THE GALACTIC SUPERNOVA RATE”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 92, No. 2, pp. 487–493, (1994).
- [21] R. Diehl *et al.* “Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy”. *Nature*, Vol. 439, pp. 45–47, (2006).
- [22] K. Nakazato *et al.* “SPECTRUM OF THE SUPERNOVA RELIC NEUTRINO BACKGROUND AND METALLICITY EVOLUTION OF GALAXIES”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 804, No. 1, (2015).
- [23] K. Nakazato. “Web site of Supernova Relic Neutrino Background”. <http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/srn/>.
- [24] S. Horiuchi *et al.* “Diffuse supernova neutrino background from extensive core-collapse simulations of 8-100 M_{\odot} progenitors”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 475, No. 1, pp. 1363–1374, (2018).
- [25] S. Horiuchi, J. F. Beacom, E. Dwek. “Diffuse supernova neutrino background is detectable in Super-Kamiokande”. *Phys. Rev. D*, Vol. 79, No. 083013, (2009).
- [26] C. Lunardini. “Diffuse neutrino flux from failed supernovae”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, No. 231101, (2009).
- [27] S. Ando, K. Sato, T. Totani. “Detectability of the Supernova Relic Neutrinos and Neutrino Oscillation”. *Astroparticle Physics*, Vol. 18, No. 4, pp. 307–318, (2003).
- [28] R. A. Malaney. “Evolution of the Cosmic Gas and the Relic Supernova Neutrino Background”. *Astroparticle Physics*, Vol. 7, No. 1-2, pp. 125–136, (1997).
- [29] D. H. Hartmann, S. E. Woosley. “The cosmic supernova neutrino background”. *Astroparticle Physics*, Vol. 7, No. 1, pp. 137–146, (1997).
- [30] G. L. Fogli *et al.* “Probing supernova shock waves and neutrino flavour transitions in next-generation water Cherenkov detectors”. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2005, No. 04, (2005).
- [31] M. Malek *et al.* “Search for Supernova Relic Neutrinos at Super-Kamiokande”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, No. 6, (2002).
- [32] K. Bays *et al.* “Supernova relic neutrino search at super-Kamiokande”. *Phys. Rev. D*, Vol. 85, No. 052007, (2012).
- [33] H. Zhang *et al.* “Supernova Relic Neutrino Search with Neutron Tagging at Super-Kamiokande-IV”. *Astroparticle Physics*, Vol. 60, pp. 41–46, (2014).
- [34] W. Linyan. “Experimental Studies on Low Energy Electron Antineutrinos and Related Physics”. PhD thesis, Tsinghua University, (2018).
- [35] A. Gando *et al.* “SEARCH FOR EXTRATERRESTRIAL ANTINEUTRINO SOURCES WITH THE KamLAND DETECTOR”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 745, No. 2, (2012).
- [36] Y. Suzuki. “The Super-Kamiokande experiment”. *THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C*, Vol. 79, No. 4, (2019).

- [37] S. Fukuda *et al.* “The Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 501, pp. 418–462, (2003).
- [38] Z. Conner. “A STUDY OF SOLAR NEUTRINOS USING THE SUPER-KAMIOKANDE DETECTOR”. PhD thesis, University of Maryland, (1997).
- [39] K. Abe *et al.* “Calibration of the Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 737, pp. 253–272, (2014).
- [40] M. H. Ahn *et al.* “Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment”. *Phys. Rev. D*, Vol. 74, No. 7, (2006).
- [41] K. Hagiwara. “Search for Astronomical Neutrinos from Blazar TXS0506+056 in Super-Kamiokande”. PhD thesis, Okayama University, (2020).
- [42] 原康夫. 裳華房テキストシリーズ - 物理学 素粒子物理学. 裳華房, (2016).
- [43] 山本圭一 他. “チェレンコフ光観測の原子炉計測への適用 (1) —チェレンコフ光量による原子炉出力の推定—”. *JAEA-Technology*, Vol. 2014, No. 028, (2015).
- [44] 東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設. “スーパーカミオカンデ公式ホームページ”. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/eventdisplay.html>.
- [45] 岡田健. “SK-Gd プロジェクトに向けた放射性不純物の測定と検出器較正”. Master’s thesis, 東京大学, (2020).
- [46] H. Sekiya. “Overview of the T1-Step3 (Gd-loading)”. http://indico-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/event/4611/contributions/15615/attachments/15769/18515/2020DecStep3_reduced.pdf, (2020).
- [47] H. Sekiya. “SK water status before TOW Review of 120 m³/h test, Step 2b and Jan. Collab. Mtg. ”. <http://indico-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/event/4966/contributions/12142/attachments/12373/14151/20200527Step1Step2a.pdf>, (2020).
- [48] A. L. Stachyra. “A Search for Astrophysical Point Sources of Neutrinos with Super-Kamiokande”. PhD thesis, University of Washington, (2002).
- [49] H. Nishino *et al.* “High-Speed Charge-to-Time Converter ASIC for the Super-Kamiokande Detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 610, No. 3, pp. 710–717, (2009).
- [50] M. Nakahata *et al.* “CALIBRATION OF SUPER-KAMIOKANDE USING AN ELECTRON LINAC”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 421, pp. 113–129, (1998).
- [51] K. Okamoto. “SK-IV LINAC Calibration Analysis (Energy scale position dependence)”. https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/~sklowe/meeting/okamoto/escalereport_20200525.pdf.
- [52] K. Okamoto. “Neff calculation COREPMT check”. https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/~sklowe/meeting/okamoto/linac_analysis_sk4/shinoki_study_check_2020.04.20.pdf.
- [53] E. Blaufuss *et al.* “¹⁶N as a calibration source for Super-Kamiokande”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 458, pp. 638–649, (2001).
- [54] A. L. Renshaw. “First Direct Evidence for Matter Enhanced Neutrino Oscillation, Using Super-Kamiokande Solar Neutrino Data”. PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, (2013).
- [55] 磯部裕太. “ハイパーカミオカンデ/スーパーカミオカンデに向けた自動線源ポジショニング装置の改良, それを用いたデータ収集および解析”. Master’s thesis, 神戸大学, (2019).
- [56] 石川勇. “III. 中性子源 1. RI 中性子”. *RADIOISOTOPES*, Vol. 45, No. 10, pp. 646–651, (1996).
- [57] 松岡理, 上野馨, 川島勝弘. “理工学, 医学利用に共通の問題点 —²⁵²Cf 利用勉強会より—”. *RADIOISO-*

- TOPES*, Vol. 24, No. 4, pp. 262–272, (1975).
- [58] M. Ikeda. “Precise Measurement of Solar Neutrinos with Super-Kamiokande III”. PhD thesis, University of Tokyo, (2010).
- [59] K. Abe *et al.* “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”. *Phys. Rev. D*, Vol. 97, No. 072001, (2018).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。手短ではありますが、この場をお借りしてお礼申し上げます。

指導教員の小汐由介先生には、研究を進める上でたくさんお世話になりました。最初にお会いした時は穏やかな方だと思っていましたが、深く関わっていくにつれて情熱的な方だということが分かってきて、私が研究で困っている時や悩んでいる時に何度も激励の言葉を掛けて下さいました。また、お忙しい中でも学振の書類をマンツーマンで見て下さったことは今でも鮮明に覚えています。これについては感謝してもしきれません。他にも、私が初めてスーパーカミオカンデの中に入った時に装置の説明をして下さったこと、先生が筑波大学で特別講義をされた際に一緒に蕎麦を食べに行ったことなども思い出として心に残っています。そして、小汐先生にはたくさんご迷惑もお掛けしてしまいました。今だに先生を困らせてしまうような私ですが、そんな私でも決して見捨てること無く積極的にご指導下さったことを本当に感謝しています。

小汐研究室の皆様にも大変お世話になりました。ポスドクの伊藤慎太郎さんには時に厳しく、時に優しく素粒子物理学の様々な知識を教えて頂きました。私の知識量は伊藤さんと比べるとまだまだですが、伊藤さんの教えのおかげで昔よりは格段に成長していると思います。D2の中村亜津志さんにはROOTのインストール方法を教えて頂きました。また、3年実験の時にTAをされていたのが中村さんで、その頃から中村さんの知識量はすごいなと思っていました。D1の原田将之さんには日常生活や研究、学振の書類など様々な場面で助けて頂きました。正直、原田さんがいなければ私はここまで来れなかったと思います。これからも、原田さんにできるだけ近づけるよう精進していきたいと思っています。同期の岡田涼くんからは常に良い刺激をもらっていました。研究の際にいろんなアドバイスをくれたり、時にくだらない話をしたり、気分転換にキャッチボールをしたり、私の研究生生活が充実したのは岡田くんがいてくれたからだと思います。同じく同期の馬聞傑くんはとにかく優しくかったです。馬くんとの研究の話やたわいもない話が私の心の癒しになっていました。中国に帰ってしまうのは寂しいけど、必ずまた会えると信じています。M1の北川芙西音くんは頼りの無い私にも積極的に質問をしに来てくれました。独特な雰囲気を持つ北川くんと話をするのがすごく楽しかったです。B4の中西史美さんは常に研究に真剣に取り組んでいて、会う度に成長する姿から私はとても刺激を受けました。B3の白石悠樹くんはミーティングや学会の発表練習の際に積極的に質問していて、先輩でありながらその姿勢を見習わないといけないなと思っています。同じくB3の田野智大くんはとても優秀で、B3のこの時期ですでにここまで研究を進めているのかと常に驚かされています。秘書の山本里恵さんには様々な手続きでお世話になりました。また、時々する世間話で心のリフレッシュにもなりました。私がM1の時に秘書をされていた小枝菜穂子さんにも手続き等でお世話になりました。今でも、大学構内でお会いすると笑顔で挨拶して下さい嬉しそうです。石野研究室の秘書をされていた長綱花世子さんにもお世話になりました。お会いした際に笑顔で話しかけて下さり、研究生生活の合間の良いリフレッシュとなりました。私の服選びに付き合ってくれたことも良い思い出です。

すでに卒業された小汐研究室のOBの皆様、これまで小汐研究室に所属していた皆様にもお世話になりました。福田大輔さんとは当時部屋が違うということもあってあまり話ができませんでしたが、福田さんが他の方と話をしているのを聞いてとても面白かったです。徐宸原さんともあまり会話ができませんでしたが、とても研究熱心な徐さんから良い刺激を頂きました。永田寛貴さんはとても明るい方で、お会いした時に話ができてとても楽しかったです。萩原開人さんは後輩の面倒見がとても良く、私の質問に答えて下さるだけでなく、萩原さんのほうからも様子を伺って下さいました。私にとっての理想の先輩像は萩原さんです。高平康史さんには時々ボードゲームに誘って頂き、良い気分転換になりました。蓬莱明日さんは私が研究で困っている

時に色々アドバイスをくださりました。また、普段クールな蓬莱さんが時に見せるお茶目な姿に私も楽しい気持ちになりました。田中翔也くんとはあまり深い関わりがありませんでしたが、時々私の話に付き合ってくれてリフレッシュできました。Mandeep Singh さんはとても優しく、大学構内ですれ違う度に笑顔で挨拶をしてくれました。Nishtha Piplani さんはシャイな私を理解してくれて、いつも優しく接してくれました。出張先まで Nishtha さんと一緒に行ったことが今でも良い思い出として残っています。Nishtha さんと萩原さんの絡みも見ていて面白かったです。Alice Maurel さんとは短い間でしたが、拙い英語で会話していても笑顔で私に接してくれました。研究室内で一緒に軽くダンスしたことも思い出として残っています。

スーパーカミオカンデグループの共同研究者の方々にも、研究や神岡での生活において大変お世話になりました。東京大学宇宙線研究所の関谷洋之先生、中島康博先生、池田一得先生、中村輝石さんには SK-Gd 実験開始時の硫酸ガドリニウムを導入する作業で大変お世話になりました。森山茂栄先生、田中秀和先生、UCI の峰俊一先生には量子効率の測定でデータ解析を行う際に様々なアドバイスを頂きました。矢野孝臣先生には Ni-Cf 線源でのデータ取得の際に様々なことを教えて頂きました。また、学生の皆様にも大変お世話になりました。先輩の竹中彰さんや岡本幸平さん、今泉秀一さん、同期の柴田皆人くんや長尾芳樹くん、Han Seungho くん、後輩の三木信太郎くんにも仲良くして頂きました。神岡滞在中の生活がより刺激的で充実したものとなったのは、皆様のおかげだと確信しています。

他大学の共同研究者の皆様にもお世話になりました。神戸大学の中野祐樹先生にはデータ解析をする上でのアドバイスを頂きました。飲み会の場で普段とは違う面が見られたのも良い思い出です。同期である東京工業大学の泉山将大くん、東京理科大学の篠木正隆くん、神戸大学の山本祥太郎くんにも仲良くして頂きました。泉山くんと神岡でミーティングに参加した時に、泉山くんの発表を聞いてとても刺激を受けたことを今でも覚えています。篠木くんはとても優秀で、一緒に同じ解析をしていた際にとても心強かったことを今でも鮮明に覚えています。また、神岡で一緒にいるときに篠木くんはとても謙虚だなあと思うことが何度もありました。篠木くんの謙虚な姿勢と研究熱心な姿から私はとても良い刺激を受けました。山本くんと一番の思い出は、京都大学へ Geant4 初心者講習会を受けに行った際に一緒に京都の街を歩いたり、ご飯を食べに行ったりしたことでした。山本くんの研究室での話や趣味の話が聞けて、とても楽しかったことを覚えています。先輩である芦田洋輔さんや森正光さん、須藤高志さんにもお世話になりました。芦田さんは SRN 探索に関する様々な知識を私に授けて下さりました。そして芦田さんが教えて下さったことはその後の研究生生活の大きな糧となりました。また、飲み会にも誘って下さり、とても仲良くして頂きました。森さんにも飲み会の場で仲良くして頂き、とても楽しかったです。須藤さんには大阪大学へ移られてからも仲良くして頂きました。日本物理学会が終わって、山形から大阪まで一緒に帰ったことを鮮明に覚えています。

この他にも、多くの先生方や研究者の皆様、学科の友達や昔の友達、部活の先輩や同期、後輩など、たくさんの方々からの支えがありました。今私がこうして楽しく有意義な時間を過ごせているのは、皆様 1 人 1 人との出会いがあったからだと思っています。これまで私に関わって下さった全ての方々にお礼申し上げます。

最後に、私をここまで育ててくれた家族に心から感謝致します。

2021年3月1日
酒井聖矢