

岡山大学大学院 環境生命自然科学研究科

修士学位論文

スーパーカミオカンデにおける超新星背景ニュートリノ探索に向けた検出器較正
及び原子核反応の研究

— Study of detector calibration and nuclear interaction for
the diffuse supernova neutrino background search in
Super-Kamiokande —

素粒子物理学研究室

学籍番号：50M24040

濱口 紘希

2026年2月

目次

第 1 章	物理的背景	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノ振動	2
1.3	超新星爆発とニュートリノ	3
1.3.1	超新星爆発	4
1.3.2	超新星ニュートリノ	9
1.3.3	超新星背景ニュートリノ	10
第 2 章	スーパーカミオカンデ	13
2.1	検出器	14
2.1.1	検出器の構造	14
2.1.2	内水槽 (ID) PMT	15
2.1.3	外水槽 (OD) PMT	16
2.1.4	磁気補償コイル	17
2.1.5	SK の観測の歴史	18
2.2	検出原理	19
2.2.1	チェレンコフ放射	19
2.2.2	検出方法	20
2.2.3	データ取得	22
2.3	検出器校正	23
2.3.1	内水槽の校正	23
2.3.2	水中での光子伝搬の校正	29
2.3.3	エネルギー校正	35
2.4	得られた物理結果	38
2.4.1	T2K 実験での振動解析結果	38
2.4.2	超新星背景ニュートリノ探索	42
第 3 章	SK における光収集効率解析	46
3.1	SK の磁場環境と PMT 応答	46

3.1.1	コイル故障	46
3.1.2	コイル故障の影響	47
3.1.3	コイル補修作業	49
3.1.4	研究の目的	50
3.2	データ取得、解析	50
3.2.1	Ni-Cf 線源	50
3.2.2	データ取得方法	53
3.2.3	事象選別	54
3.2.4	時間分布によるヒット選別	56
3.3	相対収集効率の測定	57
3.3.1	相対収集効率の測定の算出	57
3.3.2	相対収集効率の結果	58
3.4	相対収集効率の特性	60
3.4.1	磁場との相関	60
3.4.2	ダイノード角度との相関	63
3.4.3	位置依存性	67
3.5	結果・議論	67
3.5.1	補正	67
3.5.2	議論	69
第 4 章	パイオン核内反応モデル比較	71
4.1	イントロダクション	71
4.1.1	パイオンとは	71
4.1.2	パイオン核内反応	72
4.1.3	T2K 実験におけるパイオン生成反応	72
4.1.4	研究動機	74
4.2	核内反応モデル	75
4.2.1	核内反応の描像	75
4.2.2	カスケードモデルの基本構造	76
4.3	NEUT におけるパイオン核内反応モデル	78
4.3.1	カスケード実装の流れ	78
4.3.2	粒子伝搬の実装	79
4.3.3	反応過程の扱い	79
4.3.4	π -核散乱データによる FSI パラメータの決定	81
4.4	INCL++ におけるパイオン核内反応モデル	84
4.4.1	核内粒子の伝搬と衝突判定	84
4.4.2	反応過程の取り扱い	84

4.4.3	平均場ポテンシャル	87
4.4.4	Pauli ブロッキングの実装	88
4.4.5	カスケード停止条件と脱励起モデルへの接続	89
4.5	比較結果	90
4.5.1	検出器シミュレーション	91
4.5.2	比較手法	91
4.5.3	比較結果	91
4.6	考察・展望	94
第 5 章	WCTE における ${}^9\text{Li}$ 信号解析	96
5.1	Water Cherenkov Test Experiment (WCTE)	96
5.1.1	実験概要	96
5.1.2	WCTE の物理ターゲット	97
5.2	検出器概要	99
5.2.1	mPMT	100
5.2.2	CERN T9 ビームライン	101
5.2.3	ビームモニター	102
5.2.4	粒子識別 (PID) の方法	106
5.2.5	検出器の較正	107
5.2.6	データ取得システム (DAQ)	108
5.2.7	水システム	109
5.2.8	取得されたデータ	114
5.3	${}^9\text{Li}$ と研究の目的	114
5.3.1	DSNB 解析における ${}^9\text{Li}$ 背景	114
5.3.2	スパレーションにおける ${}^9\text{Li}$ 生成機構について	116
5.3.3	本研究の目的	118
5.3.4	${}^9\text{Li}$ の基本性質	119
5.4	解析手法	119
5.4.1	${}^9\text{Li}$ トリガー (LEP9Li 2.0)	119
5.4.2	解析の流れ	120
5.4.3	時間クラスタリング	121
5.4.4	Nhit (エネルギー) カット	122
5.5	Vertex fitter の開発	123
5.6	解析結果	124
5.6.1	クラスタリング結果	125
5.6.2	再構成結果・vertex cut	126
5.6.3	時間分布の解析	127

5.7	考察・展望	131
5.7.1	考察	131
5.7.2	展望	131
第6章	まとめ	133
参考文献		135

目次

1.1	超新星の分類	5
1.2	重力崩壊型超新星爆発の機構	10
1.3	観測された超新星ニュートリノ	10
1.4	モデルごとの DSNB フラックス予想	12
2.1	スーパーカミオカンデの概観	13
2.2	スーパーカミオカンデの断面図とスーパーモジュールの模式図	14
2.3	内水槽 PMT の概略図	15
2.4	PMT の量子効率の波長依存性	15
2.5	内水槽 PMT	16
2.6	SK-II から PMT に取り付けられた FRP とアクリルケースの概観	16
2.7	ID と OD における PMT の相対配置	17
2.8	磁気補償コイルの模式図	18
2.9	チェレンコフ放射の模式図	21
2.10	ミューニュートリノ事象、電子ニュートリノ事象	21
2.11	QBEE のブロック図	22
2.12	Standard PMT の位置と PMT のグループ分けの模式図	24
2.13	各 PMT の相対ゲインの一次元分布	25
2.14	SK-III での測定で得た 1 p.e. 信号の電荷分布	26
2.15	PMT のアクセプタンスの補正関数の θ 依存性	27
2.16	相対量子効率の一次元分布	28
2.17	時間応答較正実験に用いる装置の模式図	29
2.18	TQ マップ	29
2.19	透過率測定	31
2.20	SK-IV(2009 年 4 月) のレーザーデータから測定された透過率の波長依存性	31
2.21	SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動	33
2.22	SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動	34
2.23	LINAC のセットアップ	36

2.24	LINAC でのエネルギー再構成結果	36
2.25	DT の模試図	38
2.26	T2K 実験	38
2.27	CCQE ダイアグラム	40
2.28	ミューニュートリノ-水反応断面積と、典型的な振動を伴う T2K ミューオンニュートリノフラックス	40
2.29	T2K 実験の結果	41
2.30	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	43
2.31	SK-Gd による再構成エネルギースペクトルの結果	44
2.32	得られた $\bar{\nu}_e$ フラックス上限	45
3.1	SK における補償コイル配置の模式図	47
3.2	PMT における QE と CE の模式図	48
3.3	Z 方向の磁場シミュレーション	49
3.4	新しい水平コイル	50
3.5	Ni-Cf 線源の外観と構造	51
3.6	Ni 反応遷移ダイアグラム	52
3.7	座標の定義	53
3.8	Ni-Cf データ取得に用いた装置の概略図	53
3.9	事象発生点分布	54
3.10	rvertex 分布	55
3.11	goodness 分布	56
3.12	N_{50} 分布	56
3.13	T - TOF 分布	57
3.14	相対収集効率 (relative CE) 分布	59
3.15	relative CE の二次元マップ	60
3.16	磁場成分の分離の模式図	61
3.17	relative CE と磁場強度 $ \vec{B}_\perp $ の関係	62
3.18	PMT 分離後の relative CE 分布	63
3.19	PMT のダイノードと光電子の増幅過程	64
3.20	ダイノード角度分布	64
3.21	PMT のダイノード構造	65
3.22	ダイノード方向と θ の定義	65
3.23	relative CE と θ の相関	66
3.24	θ で分離した relative CE 分布	66
3.25	線源位置依存性	68
3.26	CEtable による補正前の SK7.5 Decay 解析結果	68

3.27	CEtable による補正後の SK7.5 Decay 解析結果	69
3.28	SK7 で relativeCE の平均値の時期変動	70
4.1	パイオンの最終状態相互作用 (FSI) と二次相互作用 (SI)	73
4.2	主要なパイオン反応	73
4.3	CC1 π ダイアグラム	74
4.4	カスケード過程と脱励起過程の模式図	76
4.5	Woods-Saxon 分布	77
4.6	NEUT のパイオン核内モデルの模式図	79
4.7	DUET 実験による π -核散乱断面積の測定例	82
4.8	FSI パラメータによる π^+ -炭素原子核散乱に対する反応断面積のフィット結果 . . .	83
4.9	FSI パラメータによる π^+ -酸素原子核散乱に対する反応断面積のフィット結果 . . .	83
4.10	INCL での粒子伝播の模式図	85
4.11	1 GeV 陽子と鉛の衝突実験における各物理量とカスケード停止時間	90
4.12	作成したイベントの模式図	92
4.13	INCL++ でシミュレートした生成中性子エネルギースペクトル	92
4.14	生成パイオンの多重度比較	93
4.15	生成パイオンのエネルギースペクトル比較	93
4.16	生成核子の多重度比較	94
4.17	生成核子のエネルギースペクトル比較	94
4.18	生成核子の散乱角度比較	95
5.1	WCTE 検出器の光センサーの配置の模式図	97
5.2	IWCD の模式図	98
5.3	水チェレンコフ検出器内を伝播するハドロンによって生成された二次中性子生成多重度	99
5.4	WCTE 検出器外観	100
5.5	イベントディスプレイ	100
5.6	mPMT の外観	101
5.7	T9 ビームの写真	102
5.8	ビーム構造	103
5.9	スピル構造	103
5.10	ビームモニターのセットアップ (荷電粒子の時)	104
5.11	ビームモニターのセットアップ (Tagged Photon 時)	104
5.12	ACT の外観	105
5.13	チェレンコフ閾値	105
5.14	e-veto 前後の T1-T0 分布	106

5.15	e-veto 前後の T1-T0、ACT 分布	106
5.16	CDS の外観	107
5.17	WCTE の読み出しの概要	109
5.18	水純化システムフローダイアグラム	111
5.19	水供給中のタンク内の写真	111
5.20	水システムの全体像	112
5.21	水純化システムフローダイアグラム Gd 供給時	112
5.22	Gd パウダー	113
5.23	Gd mixing tank での Gd 攪拌の様子	113
5.24	DSNB 事象と ${}^9\text{Li}$ バックグラウンドの模式図	116
5.25	3.5MeV を超えるエネルギーにおける半減期と予測収量	118
5.26	${}^9\text{Li}$ の崩壊図	119
5.27	${}^9\text{Li}$ トリガーの模式図	120
5.28	${}^9\text{Li}$ トリガーの時間分布	121
5.29	クラスタリング手法	123
5.30	あるクラスタの Δt 分布	125
5.31	クラスタの時間分布	126
5.32	T_{RMS} 分布	127
5.33	再構成頂点の XZ 分布	128
5.34	再構成頂点の XY 分布	128
5.35	再構成頂点の ZY 分布	129
5.36	vertex cut 後のクラスタ時間分布	129
5.37	クラスタの時間分布の指数関数フィット結果	130

表目次

1.1	ニュートリノ振動パラメータの測定結果	3
2.1	SK におけるソフトウェアトリガーの例	23
2.2	SK の各観測期間における絶対ゲインの変換係数	26
2.3	2009 年 4 月の測定で得られた減衰係数パラメータの値	32
3.1	SK におけるコイル故障・補修の時系列まとめ	47
3.2	新水平コイルの高さ位置	50
3.3	$\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応の同位体による違い	51
3.4	CE table 作成に使った Ni Run list	59
3.5	異なる高さで取得された Ni run list	67
3.6	SK7 での Ni center run	70
4.1	T2K における物理モデルが主要な振動パラメータに与えるバイアス	75
4.2	NEUT において考慮されるパイオン反応チャンネル	80
4.3	FSI パラメータの値	82
5.1	WCTE において取得されたデータの概要	114
5.2	SK における宇宙線ミューオン破碎反応によって生成される可能性のある放射性同位体の一覧	117
5.3	解析に使用したデータの取得条件	125
5.4	時間分布フィットにより得られたパラメータ	130

第 1 章

物理的背景

1.1 ニュートリノ

ニュートリノ (ν) は、素粒子物理学の標準模型においてレプトンに分類されるスピン 1/2 のフェルミ粒子であり、電荷を持たず質量が極めて小さい粒子である。標準模型には電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の 3 種類のフレーバーと、それぞれの反粒子が存在し、合計で 3×2 種類のニュートリノが存在する。

ニュートリノは電荷を持たないため電磁相互作用を起こさず、また強い相互作用にも関与しない。自然界でニュートリノが関与するのは弱い相互作用のみ^{*1}であり、その相互作用断面積は非常に小さい。このためニュートリノは高い透過性を持ち、膨大な数が存在しているにもかかわらず物質中でほとんど反応しない。例えば、地球を通過する太陽ニュートリノの多くは何の相互作用も起こさずに通り抜けてしまう。ゆえにニュートリノの検出は困難であり、大規模で高感度の検出器が必要とされる。

ニュートリノの概念は 1930 年、 β 崩壊におけるエネルギー保存則を説明するために W. Pauli によって最初に提唱された。 β 崩壊で放出される電子の運動エネルギーが連続分布を持つことは、当時の理論では説明がつかなかったため、Pauli は電子に加えて電荷を持たない未知の粒子が放出されていると仮定した。その後、E. Fermi によってこの粒子は「ニュートリノ」と名付けられ、弱い相互作用の理論とともに枠組みが整えられた。

ニュートリノが実在することは、1956 年に F. Reines と C. Cowan による原子炉実験によって初めて確認された [1]。彼らは原子炉から放出される反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) を用い、逆ベータ崩壊

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.1)$$

を観測することでニュートリノの存在を実験的に証明した。続いて 1962 年には加速器実験によりミューニュートリノが発見され [2]、2000 年には DONUT 実験でタウニュートリノが観測された [3] ことで、標準模型が予言する 3 種類のフレーバーがすべて実験的に確認された。ニュートリノは弱い相互作用により生成されるため、多様な天体・物理環境から放出される。太陽中心での核融合反応で生成される太陽ニュートリノや、宇宙線と大気原子核の反応による大気ニュートリノは代表的な例で

^{*1} 厳密には重力相互作用も受けるが、極めて小さいため素粒子物理の議論では通常無視される。

ある。また、超新星爆発、原子炉、加速器実験などもニュートリノ源であり、これらを用いた観測は素粒子物理・宇宙物理双方における重要な研究テーマとなっている。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは3種類のフレーバー (ν_e, ν_μ, ν_τ) を持つが、これらの状態は必ずしも質量固有状態と一致しない。ニュートリノが飛行する過程で異なるフレーバーへと変化していく現象はニュートリノ振動と呼ばれ、1998年のスーパーカミオカンデ実験による大気ニュートリノ解析によって証拠が示された [4]。現在では、太陽・大気・加速器・原子炉を用いた複数の実験によって確認されている。

振動が起こる理由は、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ がユニタリ変換によって結びつくためである。すなわち、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

で与えられ、 U は Pontecorvo – Maki – Nakagawa – Sakata (PMNS) 行列と呼ばれる。一般的なパラメタリゼーションでは、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と CP 破れを表す複素位相 δ_{CP} によって

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と書くことができる。ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。

ニュートリノが真空中を飛行する場合を考えると、初期に $|\nu_\alpha\rangle$ として生成された状態は、時間発展し、別のフレーバー $|\nu_\beta\rangle$ として観測される確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \quad (1.4)$$

ここで、単純な2フレーバーでの振動を考える。質量固有状態 $|\nu_i\rangle, |\nu_j\rangle$ とフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$ の関係を

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{ij} & \sin \theta_{ij} \\ -\sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

とすると、 $t=0$ で $|\nu_\alpha\rangle$ が生成されたとき、時間発展は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta_{ij} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle + \sin \theta_{ij} e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle \quad (1.6)$$

となる。これを $|\nu_\beta\rangle$ に対して内積を取ることで、 ν_β として観測される確率振幅を求めると、遷移確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2\left(\frac{E_i - E_j}{2} t\right) \quad (1.7)$$

相対論的近似 $E_i \simeq p + \frac{m_i^2}{2E}$ を使い、ニュートリノの飛行距離を $L \simeq t$ とすると、

$$E_i - E_j \simeq \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (1.8)$$

となり、振動確率は以下のような形

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \simeq \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.9)$$

に整理される。ここで $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ はニュートリノ質量二乗差であり、振動を特徴づける基本量である。この現象はニュートリノが質量を有することを証明するものであり、ニュートリノを質量ゼロの粒子として記述する現在の素粒子標準模型で説明することができない。ニュートリノ振動は標準模型を超えた物理の証拠であり、素粒子物理における新たな理論構築の出発点となっている。現在に至るまでニュートリノに関するパラメータは様々な実験で測定されており、表 1.1 に示す値が得られている。 δ_{CP} の観測にはさらに統計量が必要であり、加速器実験による測定が進められている [5]。

さらに、質量の並び順 (m_3 が最も重い正順階層か、最も軽い逆順階層か) は依然として未解決の問題であり、現在も国際的に活発な研究が続いている。

表 1.1: ニュートリノ振動パラメータの測定結果 [6]

振動パラメータ	測定値
$\sin^2 \theta_{12}$	0.307 ± 0.013
Δm_{21}^2	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{23}$ (逆階層)	$0.553^{+0.016}_{-0.024}$
$\sin^2 \theta_{23}$ (順階層)	$0.558^{+0.021}_{-0.021}$
Δm_{32}^2 (逆階層)	$(-2.529 \pm 0.029) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2 (順階層)	$(2.455 \pm 0.028) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{13}$	$(2.19 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
δ_{CP}	$(1.19 \pm 0.22)\pi$

1.3 超新星爆発とニュートリノ

ニュートリノは、素粒子標準模型の検証やその拡張のみならず、宇宙や天体现象の理解においても重要な役割を果たしている。宇宙から飛来するニュートリノを観測することで天体内部の物理に迫る「ニュートリノ天文学」は、新たな観測手法として発展してきた分野である。

ニュートリノは電荷を持たず、物質との相互作用が極めて弱いため、星内部や高密度領域で起こる物理過程を損なうことなく運ぶ宇宙のメッセンジャーとして注目されている [7,8]。

なかでも超新星爆発は、膨大な重力エネルギーが放出される際にその大部分をニュートリノとして放出する天体现象であり、超新星から放出されるニュートリノの観測は、爆発機構や高密度物質の性質に関する理解を深める有力な手がかりとなることが期待されている [9]。

本節ではまず超新星爆発の概略について述べ、続いて超新星ニュートリノおよび宇宙史を通じて蓄積された超新星背景ニュートリノの性質について概説する。

1.3.1 超新星爆発

太陽の約 8 倍以上の質量をもつ恒星は、その一生の最終段階で大規模な爆発現象「超新星爆発」を起こす。この爆発では、運動エネルギーとしておよそ $\sim 10^{51}$ erg が放出されるとされ、宇宙における最もエネルギーの大きい現象の一つである。また、超新星爆発時には膨大な数のニュートリノが放出されるため、その観測は超新星爆発頻度や爆発メカニズム、さらには恒星進化の理解に重要である。

超新星の分類

超新星は主に光学スペクトルと光度曲線の特徴にもとづいて分類される。図 1.1 にその概要を示す。まず、水素スペクトルの有無により大きく 2 つに分けられる。

- I 型超新星：水素スペクトルが見られない。
- II 型超新星：水素のスペクトルが見られる。

I 型超新星はさらにケイ素の吸収線の有無により

- Ia 型（ケイ素吸収線あり）
- Ib 型（ケイ素吸収線なし・ヘリウム線あり）
- Ic 型（ケイ素吸収線なし・ヘリウム線なし）

に分類される。

一方、II 型超新星は光度曲線の形状によって分類される。極大後およそ 100 日間にわたり光度がほぼ一定に保たれるものは III 型、光度が単調に減衰していくものは IIP 型と呼ばれる。星の外層に保持されている水素量の違いがこの分類の主要因と考えられており、外層の水素が多い星では IIP 型、少ない星では III 型になると考えられている。さらに、典型的な型に属さないものとして IIb 型・IIln 型・Ibn 型など多様な超新星も観測されている。

超新星爆発の機構

超新星爆発の起源となる物理機構は大きく 2 つに分けられる。

核爆発型超新星 (Ia 型) Ia 型超新星は、白色矮星の熱核爆発によって生じる超新星である。白色矮星は電子の縮退圧によって支えられている恒星の残骸であり、その質量にはチャンドラセカール限界（約 $1.4M_{\odot}$ ）と呼ばれる上限が存在する。Ia 型超新星の形成モデルの一つとして、近接した連星系において白色矮星が伴星から物質を降着するシナリオが考えられている。

このような系では、連星進化の過程で、主星の外層膨張により 2 つの恒星が外層を共有することで白色矮星への質量降着が長時間にわたって継続する。その結果、白色矮星の中心密度と温度が上昇し、核融合反応が進行することで、熱核爆発に至ると考えられている。白色矮星は古い星であり水素の層は他の恒星の影響で引き剥がされているため、この爆発に伴うスペクトルには水素線が見られないことが Ia 型超新星の特徴である。

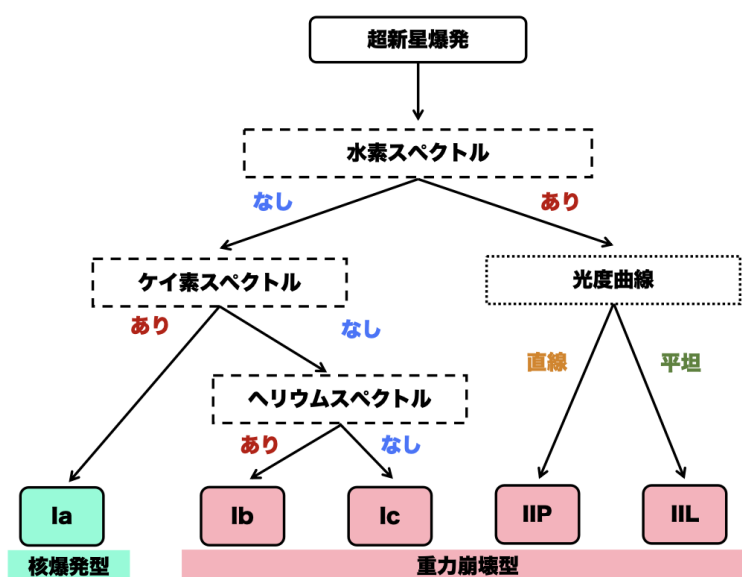


図 1.1: 超新星の分類。光学スペクトルと光度曲線の特徴に基づいて主に 5 つのタイプに分類される。

重力崩壊型超新星 (Ib 型・Ic 型・II 型) Ib 型、Ic 型、II 型超新星は、大質量星のコアが重力崩壊を起こすことで生じる重力崩壊型超新星である。以下では、典型的な大質量星がどのように進化してコア崩壊と爆発に至るのかを詳しく述べる。

重力崩壊型超新星の機構

大質量星の重力崩壊と爆発に至る過程は、おおまかに以下のステップに分けて説明することができる。

1. 水素燃焼とヘリウム燃焼

恒星は中心部での水素の核融合反応によってエネルギーを放出し輝いている。代表的な反応は pp チェインや CNO サイクルであり、まとめて書くと



のように表される。水素が消費されて中心部にヘリウムが蓄積すると、次第に恒星は、ヘリウムの核融合反応によって輝くようになる。反応は、まず三つの ${}^4\text{He}$ から炭素核をつくるトリプルアルファ反応



が進み、続いて ${}^{12}\text{C}$ と ${}^4\text{He}$ の反応により酸素が生成される。

2. 進行する核融合段階と鉄コアの形成

ヘリウム燃焼が終わると、より高温・高密度の環境で炭素、酸素、ネオン、マグネシウム、ケ

イ素といった元素の燃焼が次々と起こる。これらはそれぞれ、 ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si などを経て、最終的には鉄へと至る核融合反応である。鉄は結合エネルギーが最大の元素であり、最も安定な原子核のため、核融合反応はここで止まり、鉄コアが形成される。

この段階の星は、重力によるポテンシャルエネルギー W と内部エネルギー U の和が極値をとるような半径 R_* を保つことで力学的平衡を維持していると考えられる。重力エネルギーを

$$W = -k_1 \frac{GM^2}{R} \quad (1.13)$$

と書き (k_1 は星の状態による係数)、内部エネルギー密度 e とガス密度 ρ の関係を

$$e = k_2 \rho^\Gamma \quad (1.14)$$

で近似できるとすると、内部エネルギーは

$$U \sim k_2 \frac{M^\Gamma}{R^{3\Gamma-3}} \quad (1.15)$$

と見積もられる。ここで Γ は断熱指数で、

$$\Gamma = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right)_s \quad (1.16)$$

で定義される (p は圧力、 s はエントロピー)。

$W + U$ を R で微分してゼロとおくことで、平衡半径 R_* は

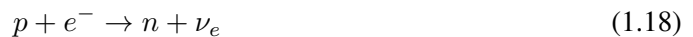
$$R_* = \left(\frac{(3\Gamma - 3) k_2}{k_1 G} \right)^{\frac{1}{3\Gamma-4}} M^{\frac{\Gamma-2}{3\Gamma-4}} \quad (1.17)$$

と表される。この表式から、 $\Gamma \neq 4/3$ のときに力学的平衡半径が定まり、 $\Gamma > 4/3$ では平衡が安定、 $\Gamma < 4/3$ では不安定となる。したがって、星が圧縮されたときに内部圧力の増加の方が重力の増加より大きければ ($\Gamma > 4/3$) 元の半径に戻ろうとし、逆に $\Gamma < 4/3$ の場合は重力の増加に圧力支持が追いつかず星は崩壊に向かう。

このとき、鉄コアの中心密度は $\sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$ 程度に達し、電子はほぼ光速近くで運動する相対論的縮退ガスとなり、統計力学的には $\Gamma \simeq 4/3$ となる。このため鉄コアはちょうど安定と不安定の境界に位置している。

3. 電子捕獲と光分解による不安定化

鉄コアの密度がさらに上昇すると、陽子と電子の相互作用による電子捕獲反応



が盛んに起こる。電子捕獲が進むと電子数が減少し、電子縮退圧が低下するため、圧力支持が弱まり星はより不安定になる。また、温度が $T \sim 10^{10} \text{ K}$ に達する高温のコアでは、原子核の光分解反応が起こる。これは



のような吸熱反応であり、密度上昇に伴う内部エネルギーの上昇が吸熱反応に使われ、圧力上昇が抑えられてしまう。これにより断熱指数 Γ は臨界値 $4/3$ より小さい値へと押し下げられ、鉄コアは重力的に不安定な状態に陥り、重力崩壊が始まる。

4. ニュートリノの平均自由行程とニュートリノ球

電子捕獲反応によって多数の電子型ニュートリノが放出される。ニュートリノは弱い相互作用しかしないため、低密度では物質との相互作用断面積が極めて小さく、ほとんど散乱されることなく外へ逃げていく。しかし、コアの密度が 10^{11} – 10^{12} g/cm³ に達する頃には、ニュートリノと物質との散乱頻度が増え、ニュートリノはコア内部で多重散乱を繰り返しながら拡散的に伝播するようになる。

ニュートリノの平均自由行程 l_{mfp} は、断面積 σ と標的核の数密度 n_A に対して

$$l_{\text{mfp}} = \frac{1}{\sigma n_A} \quad (1.20)$$

と書け、適当なスケールリングを用いると

$$l_{\text{mfp}} \simeq 6 \times 10^7 \text{ cm} \left(\frac{\rho}{10^{10} \text{ g/cm}^3} \right)^{-5/3} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{-2/3} \left(\frac{A}{56} \right)^{-1} \quad (1.21)$$

と見積もられる。ここで Y_e は一核子当たりの電子数、 A は質量数である。

平均自由行程が星の半径より十分短くなると、ニュートリノは星内部に閉じ込められ外へ出られない。これをニュートリノの閉じ込めといい、この領域をニュートリノ球と呼ぶ。重力崩壊に伴いニュートリノがコアに閉じ込めることは、超新星 1987A からのニュートリノバーストが拡散タイムスケールに相当する 10 秒間にわたって観測されたことで確認された。

5. コア崩壊の時間スケールとバウンス

コアが半径 R で一定の加速度のもとに重力崩壊するのに要する時間スケールは、ダイナミカルタイムスケール

$$t_{\text{dyn}} \sim \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \simeq 100 \text{ ms} \left(\frac{\rho}{10^{11} \text{ g/cm}^3} \right)^{-1/2} \quad (1.22)$$

で与えられる。一方、ニュートリノがコアの内部から表面まで拡散するのにかかる時間は

$$t_{\text{diff}} \sim \frac{3R^2}{l_{\text{mfp}}c} \simeq 300 \text{ ms} \left(\frac{\rho}{10^{11} \text{ g/cm}^3} \right) \left(\frac{Y_e}{0.4} \right)^2 \left(\frac{A}{60} \right) \quad (1.23)$$

と評価される。密度が $\rho \sim 10^{11}$ g/cm³ 程度になると、 t_{diff} は t_{dyn} より長くなり、崩壊の時間スケールよりも早くニュートリノが外へ逃げることはできなくなる。したがって、この段階以降の崩壊ではニュートリノはコア内部に閉じ込められたまま重力崩壊が進行する。

中心密度が核密度 $\rho \sim 10^{14}$ g/cm³ を越えると、核力による斥力が重要になり、断熱指数が $4/3$ を超えて再び自己重力を圧力で支えられるようになる。

中心がそれ以上潰れなくなるとその情報が音波として伝わっていき、全体的に減速していくことになる。その一方で、外部コアは超音速で落下しているため音波で情報が伝わらず、減速する内部コアにぶつかって初めて減速する。このような状況下では、内部コアと外部コアの境界に衝撃波が生じる。この衝撃波のことをバウンス衝撃波と呼ぶ。

この段階で、コアはバウンスした内部コアと衝撃波を通過してきた外部コア物質や外層が中心に降り積もってできた「原始中性子星 (proto-neutron star; PNS)」となり、その半径はニュートリノ球にほぼ等しい。

6. 衝撃波の進展と停滞、中性子化バースト

形成された衝撃波は、外側に向かって伝播しながら、通過域の鉄核を解離し、陽子と電子の電子捕獲反応



を促進する。この過程では大量の電子型ニュートリノが放出される。衝撃波がニュートリノ球近傍に達した時点で、ニュートリノの一部は自由空間へ脱出できるようになり、時間幅 ~ 10 ms の鋭いニュートリノパルス（中性子化バースト）として観測されることが考えられている。これにより、バウンス後 10 ms 程度で電子ニュートリノ光度に急峻なピークが現れる。

バウンス衝撃波がそのまま星の表面まで到達すれば、超新星爆発が起こると期待されていた。しかし、実際には衝撃波は伝搬しながら鉄の分解や、ニュートリノ放出によってエネルギーを消費し、星の表面まで到達せずに止まることがシミュレーションによって確かめられている。したがって、超新星爆発を成立させるためには、停滞した衝撃波を再加速し、外層を銀河空間へ吹き飛ばすための衝撃波復活機構が必要となる。

7. ニュートリノ加熱による衝撃波復活

現在もっとも有力とされるシナリオがニュートリノ加熱機構である。

原始中性子星内部では高エネルギーのニュートリノが閉じ込められている。このニュートリノが拡散によって PNS から滲み出し、 $\sim 10^{53}$ erg のエネルギーを持ち出す。ニュートリノは弱い相互作用でのみ物質と反応するため、大多数は反応せずに星から抜け出していく。しかしその一部が衝撃波直後の物質に吸収されるとそこで物質を加熱し、衝撃波にエネルギーを与える。代表的な反応は



であり、これらの逆ベータ反応を通じてニュートリノのエネルギーがバリオンへ移される。この加熱によって、十分なエネルギーが供給されると、衝撃波は星の外層を貫いて外に飛び出し、いわゆる光学的な超新星爆発が起こる。

8. 原始中性子星の冷却とニュートリノ放出

重力崩壊によって解放された重力エネルギーの大部分 ($\sim 10^{53}$ erg) は、PNS 内部の熱エネルギーとして蓄えられ、その後数十秒程度の時間スケールでニュートリノとして放出される。PNS の温度が $T \sim 10^{11}$ K から低下していく過程では

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e \quad (1.27)$$

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.28)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (1.29)$$

などの反応によって、 ν_e , $\bar{\nu}_e$ に加え、 $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ もほぼ熱的に生成される。これにより中性子星の温度は下がり、さらに中性子化が進行する。この過程を、PNS 冷却と呼ぶ。PNS が形成された当初、陽子が占める割合は約 30% 程度であったが、PNS 冷却によって中性子星の典型的な値である 10% に近づいていく。

このように、重力崩壊型超新星では

1. 鉄コアの形成と電子捕獲・光分解による不安定化
2. コア崩壊とニュートリノトラッピング
3. コアバウンスと衝撃波形成
4. ニュートリノ加熱による衝撃波復活
5. 原始中性子星の冷却とニュートリノ放出

という一連のプロセスを経て爆発に至る。この過程のほとんどのエネルギーはニュートリノとして放出される。

1.3.2 超新星ニュートリノ

超新星爆発で放出されるニュートリノは、全解放エネルギーの約 99% を担う。ニュートリノは電荷を持たず相互作用が極めて弱いため、銀河磁場や星間物質、高密度天体の内部でもほとんど減衰せずに通る高い透過性を持つ。この性質により、爆発のごく初期に星内部で生成されたニュートリノがほぼそのまま地球へ到達する。一方で、可視光は外層が十分に薄くなるまで外へ出られないため、観測可能になるのは爆発開始から数時間後である。したがって、超新星ニュートリノを観測することで、光学観測よりも初期の情報を得ることができる。

1987 年 2 月 23 日、大マゼラン星雲で発生した超新星 SN1987A では、可視光の検出に先立つ数時間前にニュートリノバーストが観測された。日本のカミオカンデ [11]、アメリカの IMB [12]、ロシアの Baksan [13] の 3 つの検出器が、合計 21 個の反ニュートリノ事象を約 13 秒間にわたり捉えている。図 1.3 に各検出器の観測結果を示す。SN1987A は太陽系外の超新星から到来したニュートリノが直接検出された世界で初めての例である。現在も国内外のニュートリノ検出器は、次に銀河内で発生する超新星爆発を待ち構えている。

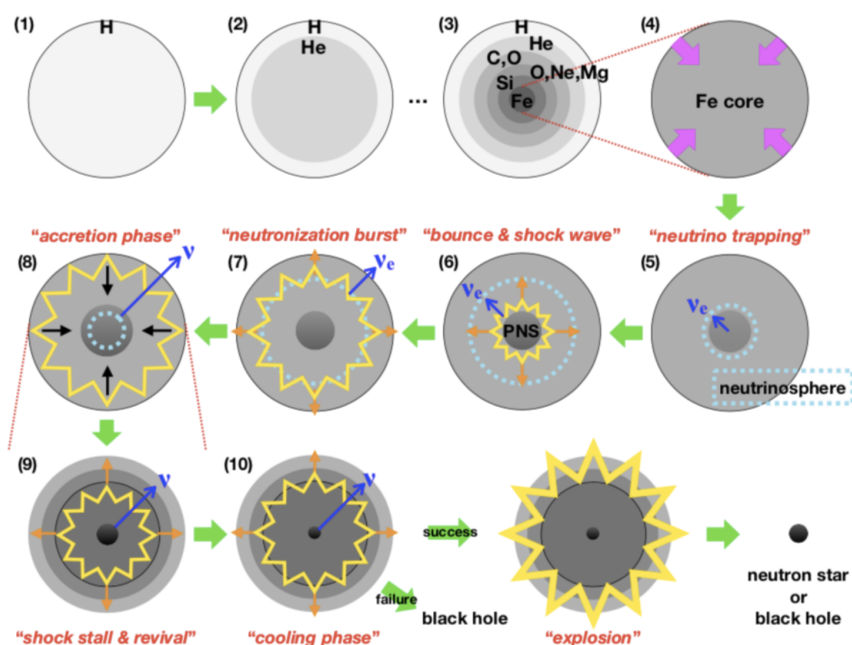


図 1.2: 重力崩壊型超新星爆発の機構 [10]

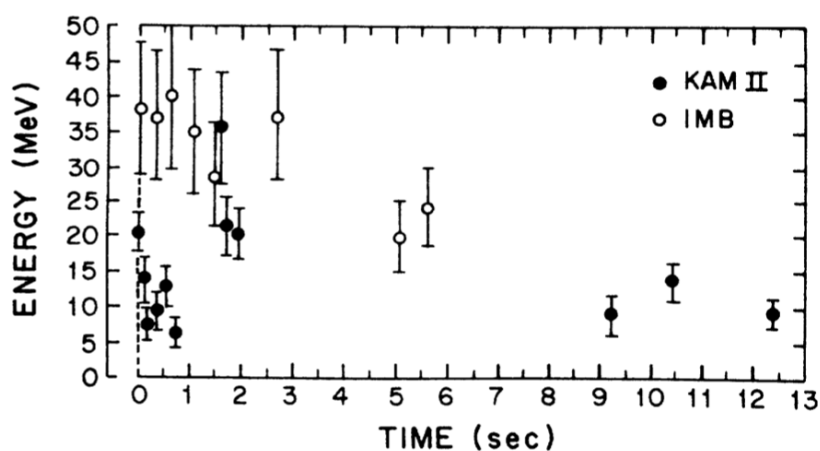


図 1.3: 観測された超新星ニュートリノ [14]

1.3.3 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、超新星爆発が大量のニュートリノを放出すること、そしてその観測が爆発機構の理解に重要であることが示された。しかし超新星爆発は 1 つの銀河あたりでは 100 年に数回しか起こらないと考えられており、SN1987A 以降、地球近傍で超新星ニュートリノが再び観測された例はない。一方、宇宙全体では宇宙誕生以来、多数の重力崩壊型超新星が発生してきた。それらすべての超新星から放出されたニュートリノが現在の宇宙空間に積み重なって存在すると考えられ、超新星背景ニュートリノ (Diffuse Supernova Neutrino)

Background; DSNB) と呼ぶ。DSNB は宇宙全体の重力崩壊型超新星レート、恒星形成史、金属量分布、および個々の超新星が放出するニュートリノスペクトルに依存しており、その観測は星形成史と超新星爆発機構に対して強い制約を与えると期待されている。地球で観測される DSNB のフラックスは、[15] に従えば

次式で表される：

$$\frac{dF(E_\nu)}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \left[R_{\text{CC}}(z) \int_0^{Z_{\max}} \psi_{ZF}(z, Z) \left\{ \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) \frac{dN(M, Z, E'_\nu)}{dE'_\nu} dM \right\} dZ \right] \quad (1.30)$$

ここで $E'_\nu = (1+z)E_\nu$ は赤方偏移補正後のニュートリノエネルギーである。 $R_{\text{CC}}(z)$ は赤方偏移 z での重力崩壊型超新星発生率、 $\psi_{\text{IMF}}(M)$ は初期質量関数、 $\psi_{ZF}(z, Z)$ は金属量分布を表す。また dN/dE'_ν は 1 つの超新星が放出するニュートリノ数スペクトルである。これらはそれぞれ次式で規格化されている

$$\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) dM = 1, \quad \int_0^{z_{\max}} \psi_{ZF}(z, Z) dZ = 1 \quad (1.31)$$

図 1.4 は代表的な理論モデルに基づいて計算された DSNB フラックスの予測である。モデル間には最大で 1 桁程度の差が見られる。

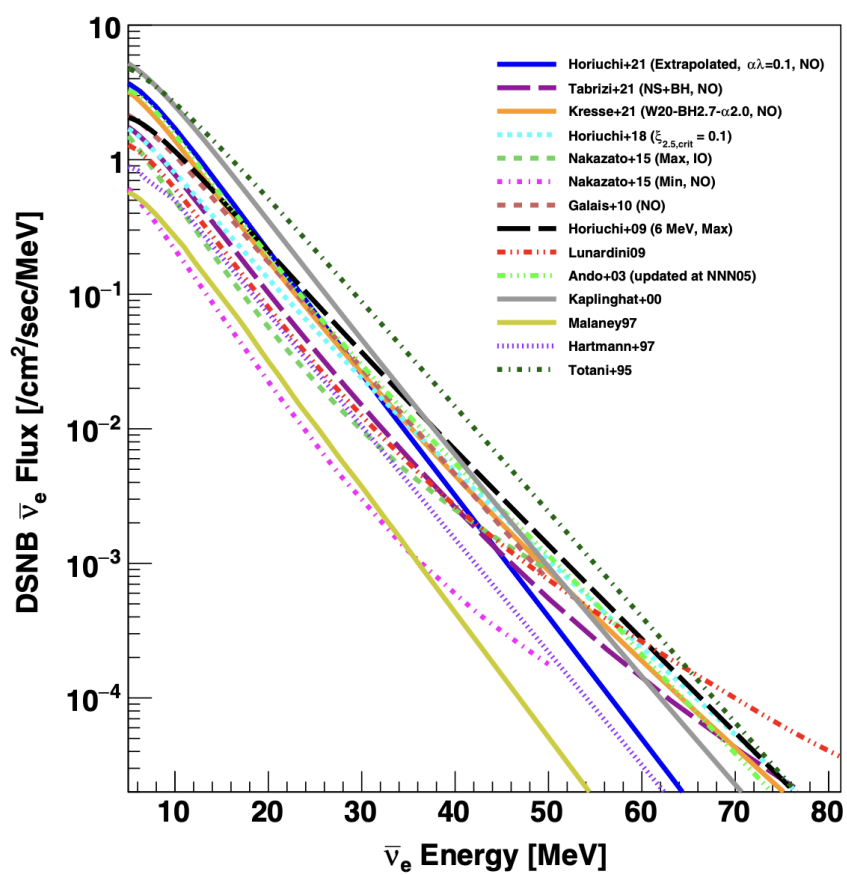


図 1.4: モデルごとの DSNB フラックス予想 [16]

第2章

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（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。

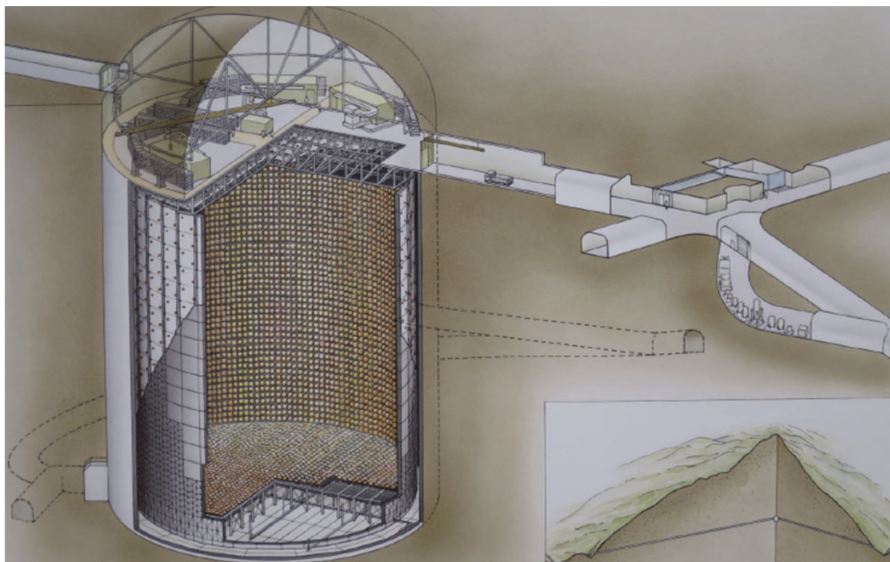


図 2.1: スーパーカミオカンデの概観 [17]

2.1 検出器

2.1.1 検出器の構造

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande; SK) 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、その内部に配置された光電子増倍管 (Photomultiplier Tube; PMT) から構成される大型水チェレンコフ検出器である。タンク内には約 5 万トンの超純水が満たされており、ニュートリノ事象や宇宙線ミュオンによって生成されるチェレンコフ光を観測することで粒子の種類やエネルギーを測定する。

タンク内部はステンレス製の支持構造 (スーパー・モジュール) によって内水槽 (Inner Detector; ID) と外水槽 (Outer Detector; OD) の二重構造に分割されている。ID は観測の主要領域であり、OD は外部からのバックグラウンドを識別するための領域である。

ID の寸法は直径約 33.8 m、高さ約 36.2 m で、体積は約 3.25 万トンである。内水槽壁面には直径 20 インチ (約 50 cm) の PMT が 11,129 本取り付けられており、その間には反射率の低いブラックシート*1が貼られている。これにより壁面での光反射が抑制され、チェレンコフ光を光学的にクリーンな状態で検出することが可能となっている。

OD は厚さ約 2 m、体積約 1.75 万トンで、ID 全体を取り囲む構造となっている。外側には直径 8 インチ (約 20 cm) の PMT が 1,885 本設置されており、主に宇宙線ミュオンなどのバックグラウンド事象の識別に用いられる。さらに、OD PMT 間には高反射率のタイベックシート (Tyvek sheet) が配置されており、外水槽で生じた光が内水槽へ侵入することを防いでいる。

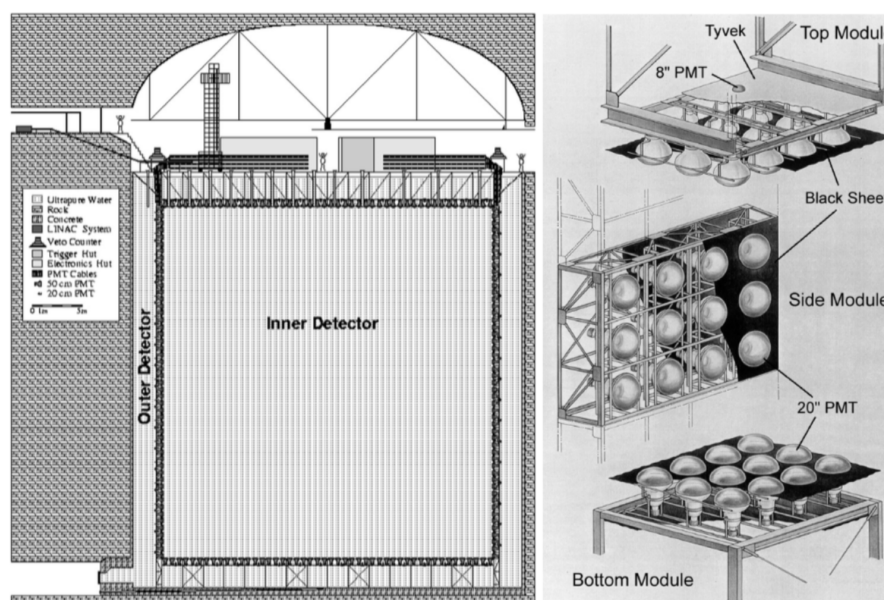


図 2.2: スーパーカミオカンデの断面図と (左) とスーパーモジュールの模試図 (右) [18]

*1 ポリエチレンテレフタレート製

2.1.2 内水槽 (ID) PMT

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された直径 20 インチの PMT が設置されている。ID 全体では 11,129 本の PMT がタンク側面 (7,650 本)、上面 (1,740 本)、底面 (1,739 本) に均一に配置されている。PMT の概略図を図 2.3 に示す。

PMT は光電面に入射した光子を光電子に変換し、光電子を複数段のダイノードで約 10^6 倍に増幅することで電気信号として取り出す光センサーである。20 インチという大口径により広い受光面積が確保されており、水中で発生するチェレンコフ光を高効率で検出することができる。SK で使用される PMT の増幅率 (ゲイン) は約 6.0×10^6 に設定されており、光電子電荷 ($\sim 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) がこの倍率で増幅されることで 1 光電子レベルの信号 (約 $10^{-12} \text{ C} = 1 \text{ pC}$) を十分に識別できる。

光電面材料には、チェレンコフ光の主な波長帯である 350 – 400 nm 付近に高い感度を示すバイアルカリ (Sb – K – Cs) が採用されている。ID PMT の量子効率の波長依存性を図 2.4 に示す。また、波長 410 nm の光に対する伝搬時間分布はおよそ $\sigma \sim 2.2 \text{ ns}$ であり (図 2.5a)、頂点再構成や粒子識別に十分な時間分解能を備えている。1 光電子応答分布を図 2.5b に示す。

スーパーカミオカンデでは 2001 年に PMT 約半数が破損する事故が発生した。真空構造である PMT が破裂した際に生じた衝撃波が水中を伝搬し、周囲の PMT を連鎖的に破損させてしまったことが原因である。この事故後に再建され、すべての PMT に衝撃波防止ケースが装着されている。

衝撃波防止ケースの光電面側は透明度の高いアクリルで構成されており、チェレンコフ光に対する透過率は垂直入射で 95% 以上である。その他の部分は耐久性の高い繊維強化プラスチック (Fiber Reinforelative CEd Plastic; FRP) で覆われている。ケースの外観を図 2.6 に示す。さらに SK-III で追加導入された PMT では、FRP 内側に反射した光が PMT に戻らないよう、ブラックシート (PMT collar) が取り付けられている。

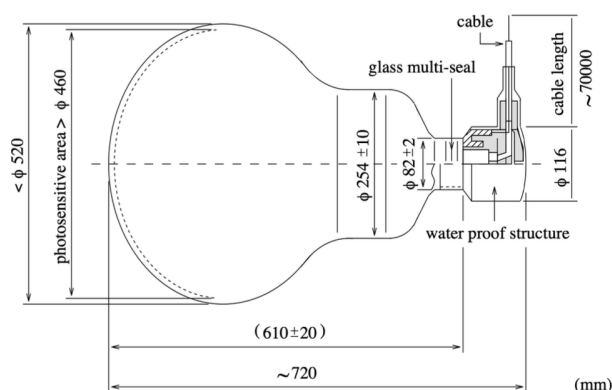


図 2.3: 内水槽 PMT の概略図 [18]

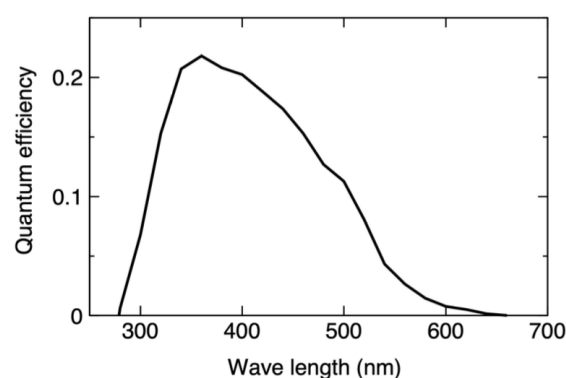
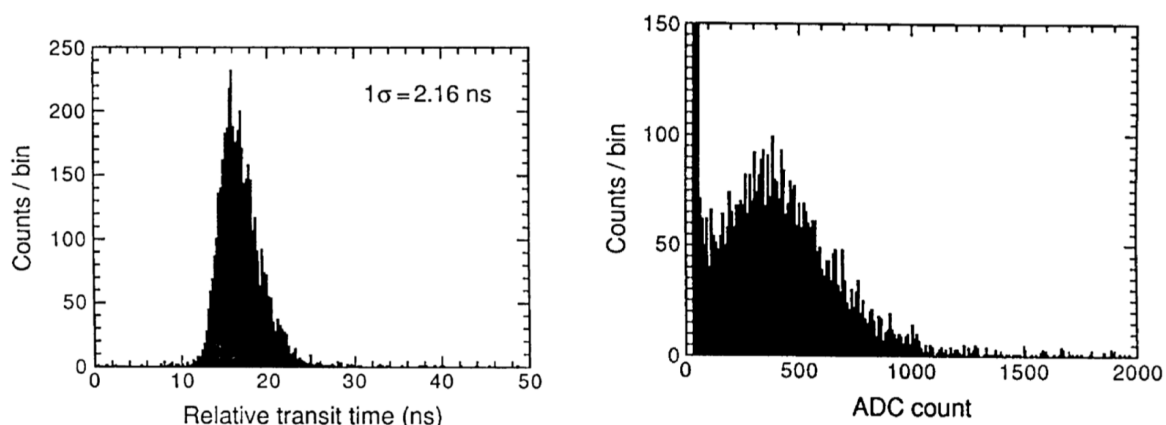


図 2.4: PMT の量子効率の波長依存性 [18]



(a) 内水槽 PMT の伝達時間分布 [18]

(b) 内水槽 PMT の 1 光電子分布 [18]

図 2.5: 内水槽 PMT

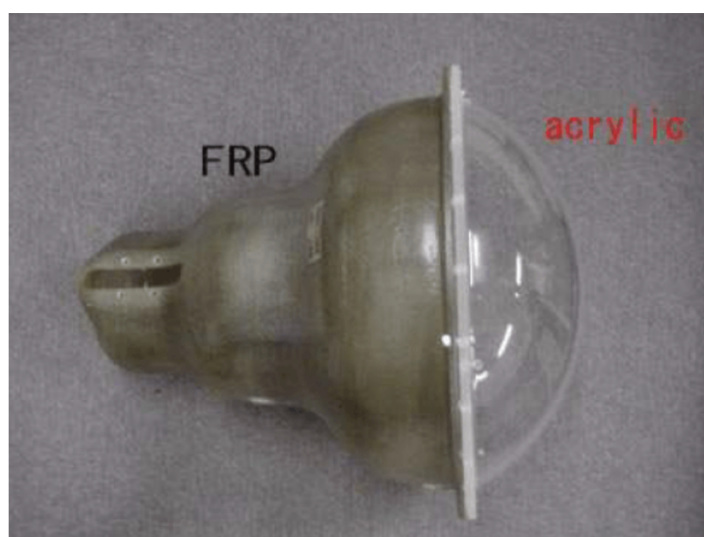


図 2.6: SK-II から PMT に取り付けられた FRP とアクリルケースの概観 [19]

2.1.3 外水槽 (OD) PMT

スーパーカミオカンデの外水槽には、直径 8 インチの小型光電子増倍管 (PMT) が 1,885 本設置されている。その内訳は、タンク側面に 1,275 本、タンク上面に 302 本、タンク底面に 308 本である。初めの期間では、1991 年に終了した IMB 実験で使用されていた PMT が再利用されていたが、2001 年の PMT 破損事故以降は、浜松ホトニクス製 R5912 型 PMT に順次置き換えられた。

OD PMT は ID PMT と比べて受光面積が小さいため、その光収集能力を補う目的で、60 cm × 60 cm × 1.3 cm のアクリル板に波長シフター (Wavelength Shifter; WS) をドーブしたプレート (WS プレート) が取り付けられている。WS にはシンチレーター材料である bis-MSB ($C_{24}H_{22}$) が 50 mg/L の濃度で混入されており、紫外領域の光を吸収して青～緑の光を再放出する。これにより OD PMT

の光子検出効率は最大で約 60 % まで向上する。

一方で、WS を通過した光は波長変換過程によって時間分解能が低下する。OD PMT の 1 光電子レベルの信号に対する時間分解能は、13 ns から 15 ns 程度であり、ID PMT と比較するとやや劣るが、主に宇宙線ミュオンのタグ付けや外部バックグラウンドの識別を目的とする OD の用途には十分な性能である。

ID と OD における PMT の相対配置を図 2.7 に示す。ID 側には反射率の低いブラックシートが、OD 側には高反射率のタイベックシートが貼られており、互いの光が領域を越えて侵入することを防いでいる。

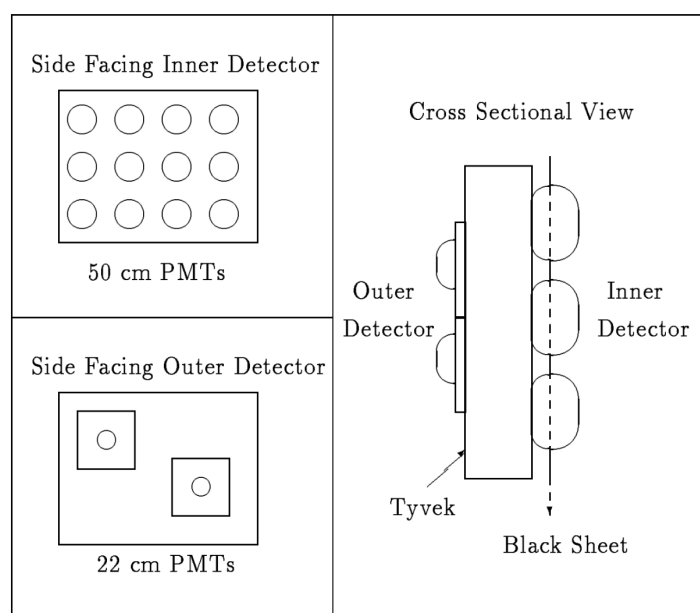


図 2.7: ID と OD における PMT の相対配置 [20]

2.1.4 磁気補償コイル

PMT の光電面で生成された光電子は、PMT 内部の印加電場によってダイノードに収集され、段階的に増幅されて電気信号として読み出される。この光電子収集効率は地磁気の影響を強く受け、PMT の向きや設置場所によって変化してしまう。そのためスーパーカミオカンデでは、タンク周囲に磁場補償用のヘルムホルツコイルを巻き付けることで、検出器内部の地磁気を低減している。

磁気補償コイルは全部で 26 セットあり、図 2.8 に示すように、検出器外周に対して水平方向および垂直方向に配置されている。これによりタンク内部の磁束密度は平均で約 32 mG に抑えられており、PMT の光電子収集効率を安定させることができる。図 2.8 に磁気補償コイルの模式図を示す。

この磁気補償コイルの挙動と PMT 応答の関係は、本論文における重要な研究対象の一つであり、第 3 章において詳しく取り扱っている。

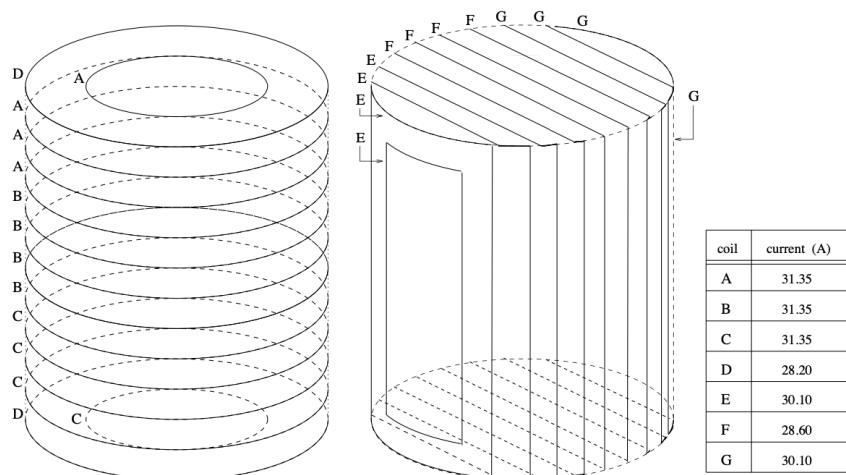


図 2.8: 磁気補償コイルの模式図 [21]

2.1.5 SK の観測の歴史

SK は 1996 年の観測開始以来、検出器の状態やデータ収集システムの変更に応じて複数の観測フェーズに分かれている。本節では SK-I から現在稼働中の SK-VIII までの概要を示す。

SK-I

SK-I は 1996 年 4 月 1 日から稼働を開始し、2001 年 7 月まで継続した。Analog Timing Module (ATM) というエレクトロニクスを用いたデータ収集を行い、総観測日数は 1496 日に及んだ。この期間には太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、陽子崩壊探索など多くの成果が得られた。特に、大気ニュートリノにおけるニュートリノ振動の実験的証拠は世界的な成果として知られる。

SK-II

2001 年の PMT 事故後、タンク水の排水と PMT の交換、さらにアクリルと FRP による衝撃波防止ケースの装着が行われた。これにより PMT の破壊連鎖を防ぐ構造が確立された。SK-II の観測は 2002 年 10 月から 2005 年 10 月まで行われ、ID に設置された PMT 数は SK-I の約半数に減少した。

SK-III

SK-II と SK-III の間に新たな IDPMT が製造され、全ての PMT が再び設置された。SK-III は 2006 年 7 月に開始され、タンク全面に PMT が復旧し、光検出効率が向上した。観測は 2008 年 8 月まで継続した。

SK-IV

2008 年 9 月に開始した SK-IV では、データ収集システムが ATM から QBEE に置き換えられ、後発のヒット情報を記録可能になった。これにより低エネルギーイベントの検出能力が大幅に向上し

た。SK-IV は 2018 年まで約 10 年間継続し、最も長い観測フェーズとなった。

SK-V

SK-IV 終了後 2018 年から SK-Gd 導入の準備としてタンク改修が行われた。タンク壁の補修や水循環装置の改良、PMT の交換などが実施され、2019 年 1 月より SK-V の観測が開始された。この期間はまた超純水を使用しており、主に流量調整や水質安定化が行われた。

SK-VI (SK-Gd Phase 1)

2020 年 7 月より、超純水に約 13 トンの硫酸ガドリニウム 8 水和物 ($\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) を溶解し、SK-Gd 実験のフェーズ 1 (SK-VI) が開始された。Gd 濃度は質量比で 0.011% 程度であり、中性子捕獲時に放出される 8 MeV ガンマ線の検出により、中性子識別効率が大きく向上した。SK-VI の観測は 2022 年 5 月まで継続した。

SK-VII (SK-Gd Phase 2)

2022 年 6 月より Gd の追加の投入が行われ、Gd 濃度は約 0.03% に達した。これによって中性子検出効率は約 60% まで向上した。

一方、2023 年 12 月には磁気補償コイルの一部に故障が発生し、修繕されないまま運用が継続された。この磁気補償コイル故障期間を便宜的に SK-VII.5 (SK7.5) と呼び、通常の SK-VII と区別する。本期間は 2024 年 7 月の補修作業まで続いた。このコイル故障による影響については、第 3 章において詳しく議論する。

SK-VIII (SK-Gd Phase 2)

SK は磁気補償コイルの補修完了後、2024 年 9 月に運転を再開し、現在も運転を続けている。Gd 濃度は前フェーズと同様に約 0.03% である。磁気補償コイル補修後として初の運転フェーズであるため、LINAC によるエネルギー較正が実施された。(2.3.3 節)

2.2 検出原理

スーパーカミオカンデでは、荷電粒子が水中を通過する際に放出するチェレンコフ光を光電子増倍管 (PMT) によって検出することで、粒子の種類や運動量、入射方向を再構成する。本節では、チェレンコフ放射の原理と、PMT を用いた検出方法について述べる。

2.2.1 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、荷電粒子が媒質中の光速 (c/n) よりも大きな速度で運動する際に媒質中へ放出される光のことである。荷電粒子が水 (屈折率 $n \simeq 1.33$) 中を真空中の光速 c に近い速度で進むと

$$v > \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

を満たす場合にチェレンコフ光が放射される。このとき放射される光は、進行方向に対して一定角度 θ_C をもって円錐状に広がる。

チェレンコフ角 θ_C は以下で与えられる。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.2)$$

SK の純水に近い屈折率 $n \simeq 1.33$ を代入すると、 $\beta \simeq 1$ の相対論的粒子では

$$\theta_C \simeq 42^\circ$$

となり、大部分の荷電粒子（電子、ミューオンなど）は明瞭なチェレンコフリングを形成する。

さらに、チェレンコフ光が放出される最小エネルギー（チェレンコフ閾値）は

$$E_{\text{thr}} = m\gamma_{\text{thr}} = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta_{\text{thr}}^2}} = \frac{m}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{n}\right)^2}} \quad (2.3)$$

で与えられ、粒子の質量が大きいほど閾値が高くなる。例えば電子では約 0.77 MeV、陽子では約 1.41 GeV である。

また、単位長さあたりに放出される光子数はフランク-タム公式により

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

で与えられ、短波長ほど多く光子が放出される。

この式を波長領域 $\lambda_1 - \lambda_2$ で積分し、粒子が距離 l だけ進むと、生成される光子数 N は

$$N = \int_0^l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda dx \quad (2.5)$$

となる。積分すると

$$N = 2\pi\alpha Z^2 l \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \quad (2.6)$$

を得る。

水中で電子 ($Z = 1$) が $l = 1$ cm 進み、SK の PMT が感度を持つ $\lambda_1 = 300$ nm から $\lambda_2 = 600$ nm を代入すると、

$$N \approx 340 \quad (2.7)$$

となり、300-600 nm の範囲におよそ 340 個の光子が放出される。

2.2.2 検出方法

チェレンコフ光は水タンク内の PMT により検出される。チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して円錐状に広がり、タンク壁面ではリング状のヒット分布として観測される。PMT によって検出される情報は主に以下の 2 つである。

- 各 PMT に到達した光量（電荷）：粒子のエネルギーや種類に関する情報を与える

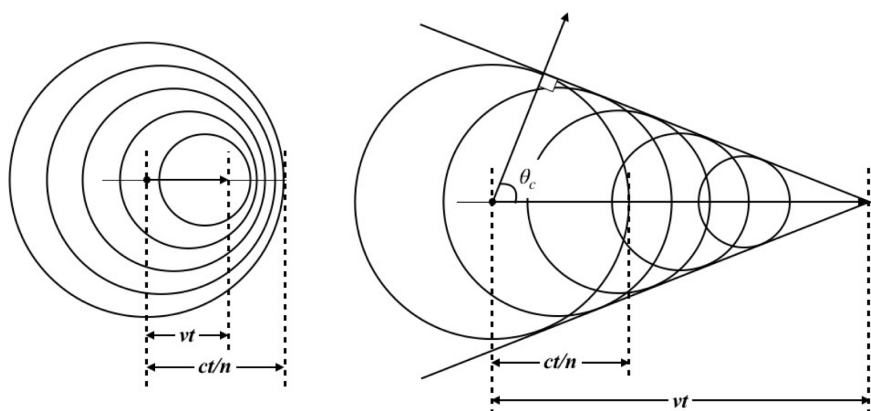


図 2.9: チェレンコフ放射の模式図 [22]

- 光到達時刻 (TDC) : 粒子の飛跡、頂点位置、再構成に利用される

図 2.10 に示すように、SK ではミューオン事象では細いリングが、電子事象では多重散乱により広がったリングが形成される。このリングの形状・強度・時間構造を解析することで、粒子種の識別 (PID)、運動量再構成、事象頂点再構成が可能となる。

特に、SK では約 1 万本の 20 インチ PMT と外水槽に設置された 8 インチ PMT を用いた検出システムにより、チェレンコフ光の時間を数ナノ秒の精度で測定できる。

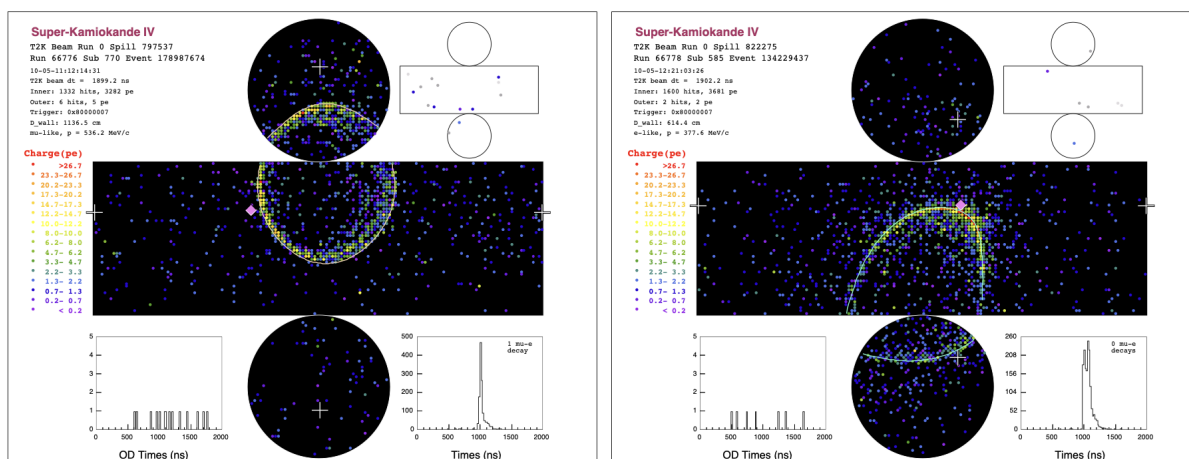


図 2.10: ミューニュートリノ事象 (左)、電子ニュートリノ事象 (右) 色付きの点はそれぞれ PMT を表し、色は電荷量に対応している。再構成された円錐は白い線で示されている。右上の 2 番目の図は、OD の同じヒットマップを示している。白い十字は再構成された頂点の位置を示している。ひし形はイベント頂点からビームの方向に向かう光線が検出器の壁と交差する位置を示している。[23]

2.2.3 データ取得

SK では各 PMT から読み出されるアナログ信号をデジタル化し、トリガー判定に基づいてイベントとして保存している。本節では、PMT 信号がどのように処理されイベントデータとして蓄積されるかを簡単に述べる。

PMT 信号の読み出しとデジタル化

各 PMT のアナログ信号は、QBEE (QTC-Based Electronics with Ethernet) と呼ばれる読み出しモジュールによって処理される。QBEE 内部での処理はおおまかに次の二段階からなる。

1. QTC (charge-to-time converter) による電荷量の測定

PMT 信号が所定の閾値 (約 0.25 p.e. に相当) を超えると QTC が動作し、パルスの面積 (電荷量) に比例した幅を持つ矩形波を出力する。このとき、矩形波の立ち上がり時刻がヒット時刻、幅が電荷量に対応する。

2. TDC (time-to-digital converter) によるデジタル化

QTC から出力された矩形波の立ち上がり・立ち下がり時刻が TDC によってデジタル値へ変換され、各 PMT のヒット時刻と電荷量情報が得られる。

QTC には Small / Medium / Large の 3 つのゲインチャンネルが用意されており電荷量の大きさに応じて適切なゲインが自動的に選択される。1 回の PMT 信号を処理するのに約 900 ns を要し、この間は同一 PMT からの次の信号を受け付けられない。これを不感時間 (dead time) と呼ぶ。

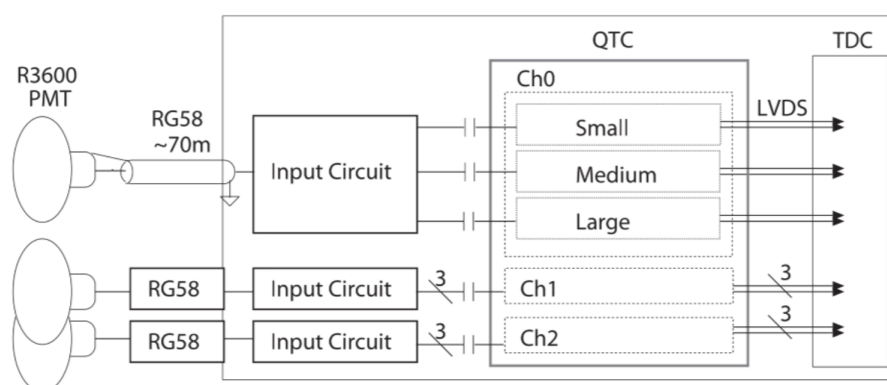


図 2.11: QBEE のブロック図 [24]

トリガー条件

読み出された PMT のデジタル信号はオンラインで集約され、200 ns の時間幅ごとに検出器全体のヒット本数 N_{200} が計算される。この N_{200} が設定された閾値を超えるとソフトウェアトリガーが発生し、表 2.1 に示すようにトリガー種別ごとに定められた時間窓が 1 つの事象として記録される。

200 ns という幅は、光が内水槽の端から端まで伝播するのに要する時間をもとに設定されている。ID 用にはエネルギーに応じて 4 種類のソフトウェアトリガーが定義されている。

表 2.1: SK におけるソフトウェアトリガーの例

水槽	トリガー	種別	閾値 N_{200}	時間幅 [μs]	レート [Hz]
ID	SHE	Super High Energy	60	40	~ 3
ID	HE	High Energy	52	40	~ 30
ID	LE	Low Energy	49	40	~ 80
ID	SLE	Super Low Energy	34	1.5	~ 1.4×10^4
OD	OD	Outer Detector	22	40	–

特に SLE トリガーは閾値が最も低く、低エネルギー事象の観測に用いられる。閾値が低い分、バックグラウンド事象も多く含まれるため、後段の解析での選別が重要となる。

2.3 検出器較正

得られるデータの信頼性は検出器較正によって担保される。較正では、検出器の分解能が十分であることを確認するとともに、検出器シミュレーションにおいて検出器内で起こる事象を再現するための各種パラメータを決定する。SK では事象再構成におけるエネルギーおよび位置の較正、測定対象に対する分解能の評価を目的として行われている。

実際に行われている較正は以下のように分類される。

- 内水槽 PMT の較正
- 外水槽 PMT の較正
- 水中における光子伝搬の較正
- エネルギー較正

本節では、これらのうち内水槽 PMT の較正、水中での光子伝搬の較正、およびエネルギー較正についてその概要を述べる。

2.3.1 内水槽の較正

電圧値の較正

SK では、各 PMT が同じ量の光を受光した際に同程度の出力電荷になるよう、高電圧 (HV: High Voltage) を個別に設定している。PMT の光の出力が異なると、検出器応答に非一様性が生じ、エネルギー分解能の低下を招く。これを防ぐため、等方的光源 (Xe フラッシュランプ) を検出器中心に設置し、PMT ごとに応答電荷が基準値となるように HV を調整する。

ただし、検出器中心からの距離や水中伝搬に伴う散乱・吸収により、PMT に到達する光量は最大

で 2 倍程度異なる。そこで、SK-III の開始前、2005 年 8 月から 9 月にかけて、あらかじめ個別に高電圧を決定した 420 本の PMT (Standard PMT) をタンク内に設置して較正測定が行われた。

図 2.12 に Standard PMT の配置および周囲の PMT のグループ分けを示す。Standard PMT 以外の PMT については、同一グループに属する Standard PMT が得た電荷量の平均と一致するように HV が設定されている。

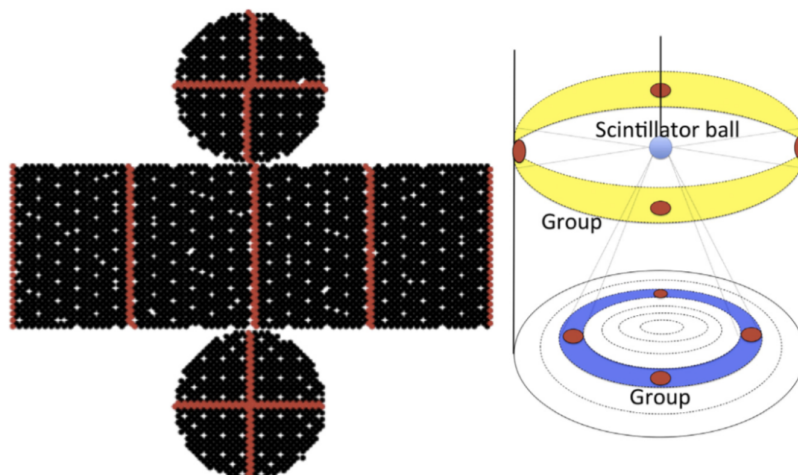


図 2.12: Standard PMT の位置 (左) と PMT のグループ分けの模式図 (右) [25]

ゲインの較正

PMT のゲインは、入射した光電子がダイノードを通過することで増幅されて得られる電荷量を決定する重要な量である。SK では、PMT 間のばらつきを補正するための 相対ゲイン較正 と、電荷量 [pC] を光電子数 (p.e.) に変換するための 絶対ゲイン較正 の 2 種類の較正を行っている。

- 相対ゲインの測定

相対ゲイン較正には、等方光源を使用した 2 段階の測定を行う。まず、高強度の光を照射し、各 PMT で平均電荷量 $Q_{\text{obs}}(i)$ (i は PMT 番号) を測定する。次に、1 p.e. 程度の低強度の光を用いて、閾値を超えて記録されたヒット数 $N_{\text{obs}}(i)$ を測定する。

このとき、観測量は以下のように書ける。

$$Q_{\text{obs}}(i) \propto I_H a(i) \varepsilon(i) G(i) \quad (2.8)$$

$$N_{\text{obs}}(i) \propto I_L a(i) \varepsilon(i) \quad (2.9)$$

ここで I_H と I_L は高強度・低強度光の平均光量、 $a(i)$ は PMT の受光効率 (アクセプタンス)、 $\varepsilon(i)$ は量子効率、 $G(i)$ がゲインである。

両式の比を取ることで $a(i)$ と $\varepsilon(i)$ の依存性が消去され、ゲインは次のように決まる

$$G(i) \propto \frac{Q_{\text{obs}}(i)}{N_{\text{obs}}(i)} \quad (2.10)$$

これを全 PMT の平均値で規格化することで、PMT のばらつきを反映した各 PMT の相対ゲインが得られる。図 2.13 は各 PMT の相対ゲインの 1 次元分布である。

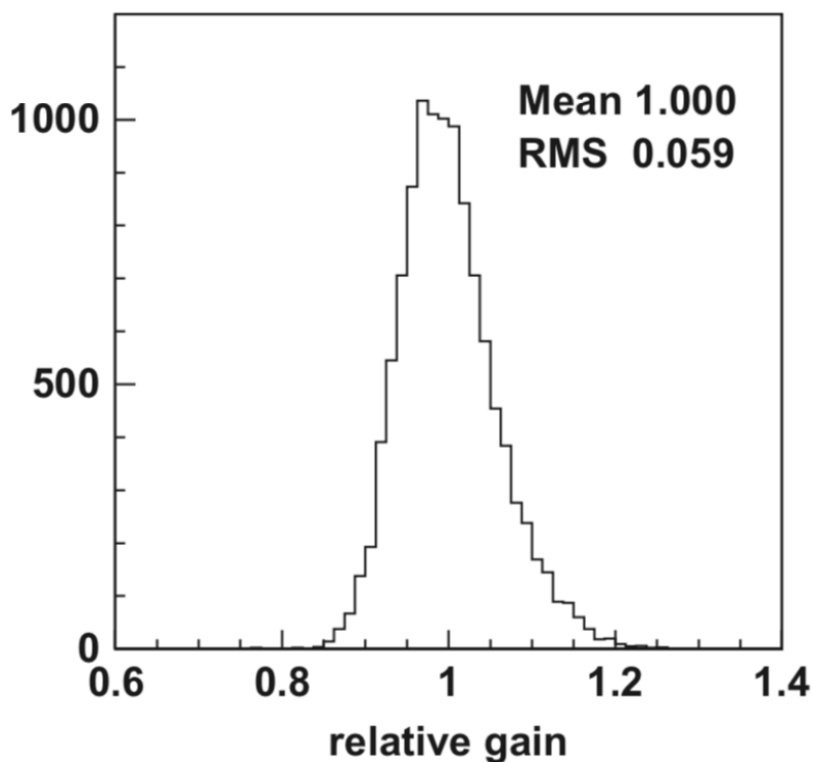


図 2.13: 各 PMT の相対ゲインの一次元分布 [25]

- 絶対ゲインの測定

絶対ゲイン較正は、観測された電荷量 [pC] を光電子数 (p.e.) に変換する係数を決定するために行う。SK では 1 p.e. 程度の信号を生成する等方光源として、約 9 MeV のガンマ線を放出する Ni-Cf 線源を用いる。

Ni-Cf 線源は ^{252}Cf を含む Ni 球と PE (ポリエチレン) から構成される。 ^{252}Cf の自発核分裂により放出される中性子は Ni 中で減速・捕獲され、捕獲ガンマ線 (~ 9 MeV) を放出する。このガンマ線によって発生するチェレンコフ光は球対称に分布し、ほとんどが 1 p.e. 程度の信号として観測されるため、PMT の絶対ゲイン較正に適している。

測定では、Ni-Cf 線源による信号を含む時間幅でのヒット分布からダークノイズを差し引き、電荷分布のピークを得る。図 2.14 に、SK-III において Ni-Cf 線源を用いた測定から得られた単一光電子に対する電荷分布を示す。この分布は、全 PMT の電荷分布を足し合わせることで作成されている。電荷が 0 付近に現れる鋭いピークは、光電子が第一ダイノードで増幅されなかった事象に対応する。一方、その右側に現れる緩やかなピークが 1 p.e. に対応する電荷量を

表している。また、分布の全範囲での平均値から、電荷→ p.e. 変換係数が定義される。この係数はおよそ 2.0 – 2.6 pC/p.e. の範囲で安定している。得られた絶対ゲイン値は、MC シミュレーションにおける PMT モデルにも適用される。

表 2.2: SK の各観測期間における絶対ゲインの変換係数

観測期間	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V	SK-VI · SK-VII
変換係数 [pC/p.e.]	2.055	2.297	2.243	2.658	2.460	2.460

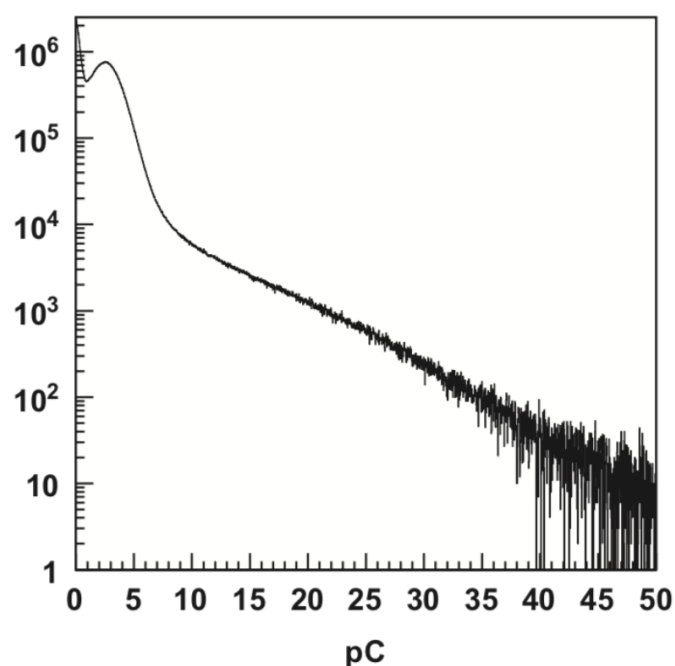


図 2.14: SK-III での測定で得た 1 p.e. 信号の電荷分布 [25]

量子効率の較正

PMT の量子効率は、入射した光子が光電子に変換される確率を表し、PMT 個体により値が異なる。解析では PMT 応答のばらつきを抑えるため量子効率の較正が必要となる。

こちらも、Ni-Cf 線源を用いて較正を行っている。等方的かつ、各 PMT へ概ね 1 光子程度しか到達しない弱い線源は、量子効率の評価にも適している。

ただし、線源と各 PMT の距離や光の入射角度は PMT ごとに異なるため、Ni 線源で観測されるヒット数には幾何学的なバイアスが含まれる。このため、以上の補正を施した補正後ヒット数 $N_{\text{corr}}(i)$ を定義する。

$$N_{\text{corr}}(i) = N(i) \times \frac{r^2}{a(\theta)} \times \frac{1}{G(i)} \quad (2.11)$$

ここで、 r はヒットした PMT と Ni-Cf 線源の距離であり、ある点から等方的に広がる光は距離の 2 乗に反比例して減衰するため、その効果を補正する必要がある。 $G(i)$ は PMT のゲイン差を補正する係数であり、製造年度やゲイン測定時期の違いに応じて値が異なる。 $a(\theta)$ は PMT に入射する光子の角度 θ に依存したアクセプタンスの補正関数であり次式で与えられる。

$$a(\theta) = 0.205 + 0.524 \cos \theta + 0.390 \cos^2 \theta - 0.132 \cos^3 \theta \quad (2.12)$$

この補正により、各 PMT が異なる幾何条件で受光する効果を取り除くことができる。

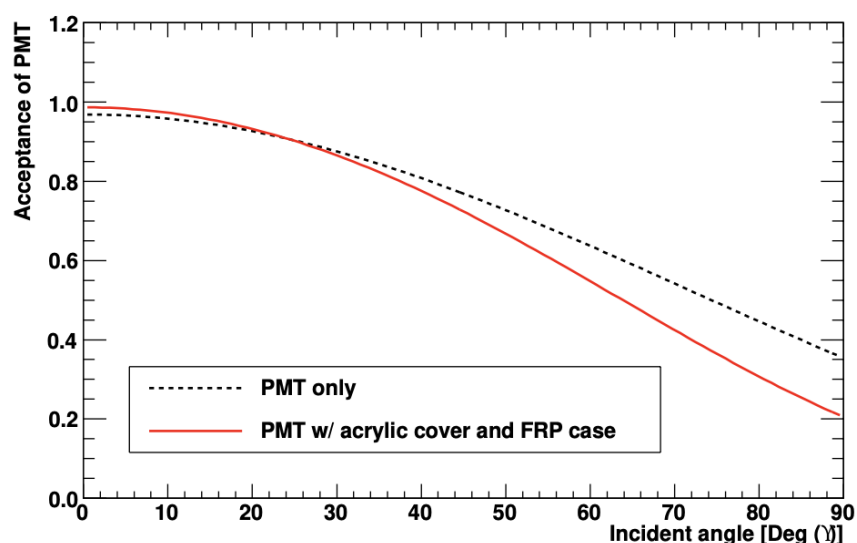


図 2.15: PMT のアクセプタンスの補正関数の θ 依存性 [26]

補正後のヒット数を PMT 全体平均で規格化して Data と MC の比を取ることで、水中の光吸収・散乱および反射効果を除いた PMT 個体の相対量子効率 (relative QE) を求める。

$$relativeQE(i) = \frac{N_{corr}(i)_{Data}}{N_{corr}(i)_{MC}} \quad (2.13)$$

SK-IV で得られた内水槽 PMT の relative QE の一次元分布を図 2.16 に示す。

時間応答の較正

荷電粒子の飛跡や頂点位置を再構成する際、各 PMT のヒット時刻のずれは大きな系統誤差となる。実際には、信号ケーブルの長さや読み出し回路の処理時間の違いやパルス波高の違いによってヒット時刻が変化する Time walk 効果が存在する。そのため、全 PMT の時刻情報をそろえるために、PMT の時間応答を測定し、得られた補正関数を適用する。

時間応答較正に用いる装置の模式図を図 2.17 に示す。波長 337 nm、半値全幅 0.4 ns の窒素レーザーを用いて光パルスを生成する。その後、光パルスは PMT の量子効率が高い 398 nm にシフトされる。生成されたパルス光の一部は時間応答の速い 2 インチ PMT (モニター PMT) に導かれ、パル

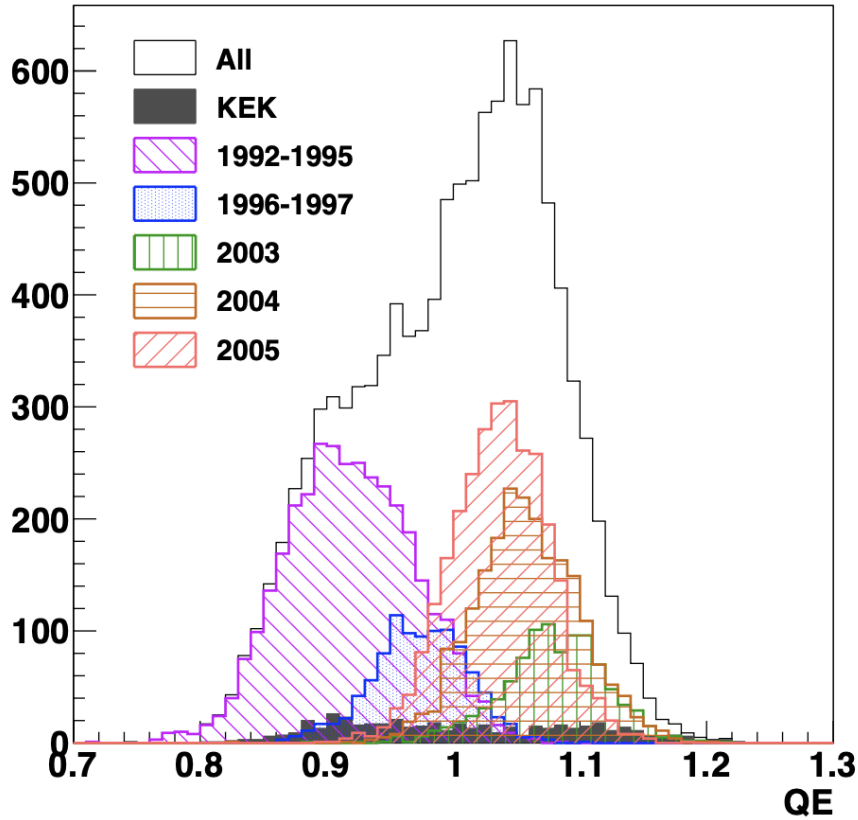


図 2.16: 相対量子効率の一次元分布 [27]

スの基準時刻を決定する。残りは光ファイバーを通じて拡散球 (diffuser ball) に送られ、検出器内部へ等方的に放出される。

各 PMT について、拡散球から PMT へ光が直線飛行する時間 T_{ToF} とモニター PMT の時刻 T_{monitor} を用いて、観測ヒット時刻 T_{obs} から

$$t \equiv T_{\text{obs}} - T_{\text{ToF}} - T_{\text{monitor}} \quad (2.14)$$

を計算し、縦軸を t 、横軸をヒット電荷として 2 次元分布を作成する。この分布は TQ マップと呼ばれ、典型例を図 2.18 に示す。横軸の電荷は、低電荷では一定幅ビン、高電荷では対数スケールへ移行する QBin と呼ばれるビン番号で表す。

TQ マップにおける各 QBin でのピーク位置を求め、それらを QBin の関数として多項式でフィットすることで、PMT ごとの時間補正関数を得る。使用される多項式は以下に示す通りで、異なる領域で関数をつなぎ合わせる形になっている。

$$\text{pol}N(x) \equiv p_0 + p_1x + p_2x^2 + \cdots + p_Nx^N \quad (2.15)$$

$$\text{QBin} \leq 10 : F_1(x) \equiv \text{pol}3(x) \quad (2.16)$$

$$\text{QBin} \leq 50 : F_2(x) \equiv F_1(10) + (x - 10) [F_1'(10) + (x - 10)\text{pol}3(x - 10)] \quad (2.17)$$

$$\text{QBin} > 50 : F_3(x) \equiv F_2(50) + (x - 50)\text{pol}6(x - 50) \quad (2.18)$$

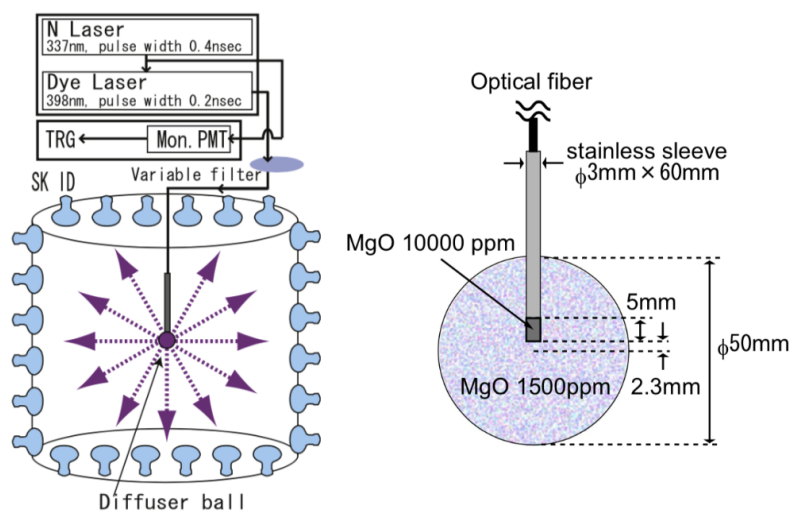


図 2.17: 時間応答較正実験に用いる装置の模式図 [25]

最終的に、 F_1 、 F_2 、 F_3 に含まれる計 15 個のパラメータが PMT の電荷依存時間補正として決定される。

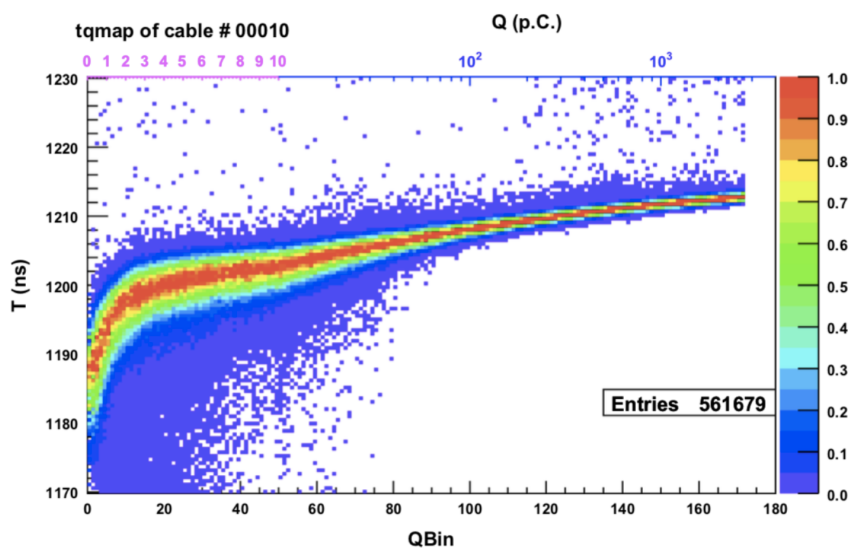


図 2.18: TQ マップ [25]

2.3.2 水中での光子伝搬の較正

水の透過率の測定

SK 内で発生したチェレンコフ光は、水中を伝搬しタンク壁面に取り付けられた PMT に到達するまでに水中での吸収および散乱の効果によって強度が減衰する。光子の波長を λ 、光路長を x とする

と、光強度の減衰は

$$\begin{aligned} I(\lambda, x) &= I_0(\lambda) e^{-\alpha_{\text{abs}}(\lambda)x} e^{-\alpha_{\text{sym}}(\lambda)x} e^{-\alpha_{\text{asy}}(\lambda)x} \\ &= I_0(\lambda) e^{-\{\alpha_{\text{abs}}(\lambda) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asy}}(\lambda)\}x} = I_0(\lambda) e^{-x/L(\lambda)} \end{aligned} \quad (2.19)$$

と書ける。ここで $I_0(\lambda)$ は入射光の強度であり、 $L(\lambda)$ は波長ごとの減衰長である。減衰長は

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}(\lambda) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asy}}(\lambda)} \quad (2.20)$$

と定義される。 $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$, $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$, $\alpha_{\text{asy}}(\lambda)$ はそれぞれ吸収、等方散乱、非等方散乱に関する減衰係数である。 $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ はレイリー散乱とミー散乱の対称成分を導入するための項、 $\alpha_{\text{asy}}(\lambda)$ は散乱の前方成分を導入するために用いられるパラメータである。

これらの減衰係数を決定するために、337, 375, 405, 445, 473 nm のレーザー光をタンク上部から真下方向へ入射し、PMT のヒット時間を測定する。透過率測定の大略図を図 2.19 に示す。図のように、タンク内を鉛直方向に Top と Barrel1~Barrel5 の 6 領域に分割し、各領域ごとにレーザー光によるヒット時間分布を取得する。また、レーザー波長 405 nm のときのヒット時間分布の例を合わせて示す。黒丸がデータ、赤線がシミュレーションである。

図中の青線で囲まれた 2 つの時間領域のうち左側の領域が散乱光によるものであり、この領域を主に $\alpha_{\text{sym}}(\lambda)$ および $\alpha_{\text{asy}}(\lambda)$ の決定に用いる。一方、右側のピークは PMT の表面やブラックシートで反射した光による成分と考えられ、散乱光とは区別して扱う。各領域におけるヒット時間分布について、データと MC の分布を比較し、 χ^2 が最小となるように減衰係数のパラメータを決定する。

MC では、減衰係数の波長依存性を次のような経験的関数で表現している。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda) = P_0 \times \left\{ \frac{P_1}{\lambda^4} + P_2 \left(\frac{\lambda}{500} \right)^{P_3} \right\} \quad (2.21)$$

$$\alpha_{\text{sym}}(\lambda) = \frac{P_4}{\lambda^4} \left(1.0 + \frac{P_5}{\lambda^2} \right) \quad (2.22)$$

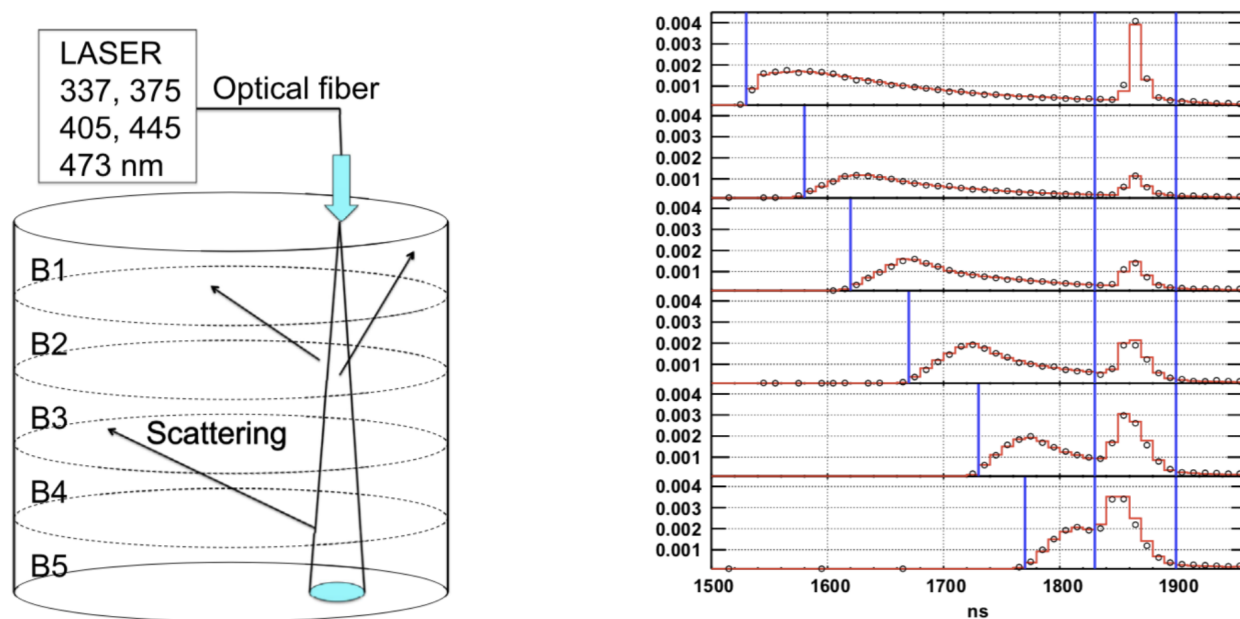
$$\alpha_{\text{asy}}(\lambda) = P_6 \times \left\{ 1.0 + \frac{P_7}{\lambda^4} (\lambda - P_8)^2 \right\} \quad (2.23)$$

ここで 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 MC でヒット時間分布を作成し、データの分布と比較して χ^2 が最小となるようにパラメータを決定する。2009 年 4 月の測定で得られたパラメータの値を表 2.3 に、それに対応する減衰係数の波長分布を図 2.20 に示す。全体の減衰係数に加え、吸収・対称散乱・非対称散乱それぞれの寄与が併せてプロットされている。

さらに、これらのパラメータの時間変動を補正するため、宇宙線ミュオンを用いた水の透過率モニタも併用している。宇宙線ミュオンは通常のデータ取得中にも測定できるため、水の透過率を連続的に監視できる。ミュオンの崩壊電子から発生したチェレンコフ光の電荷を各 PMT で測定すると、観測される電荷 Q は

$$Q = Q_0 \frac{F(\theta)}{l} \exp\left(-\frac{l}{L(\lambda)}\right) \quad (2.24)$$

と表される。ここで Q_0 は定数、 $F(\theta)$ は PMT のアクセプタンスを表す関数、 l は光路長、 $L(\lambda)$ は減衰長である。式 (2.24) を用いて得られた Q の時間変化から、水の減衰長の長期変動を補正している。



(a) 透過率測定の概要図 [25]

(b) レーザー光によるヒット時間分布 [25]

図 2.19: 透過率測定

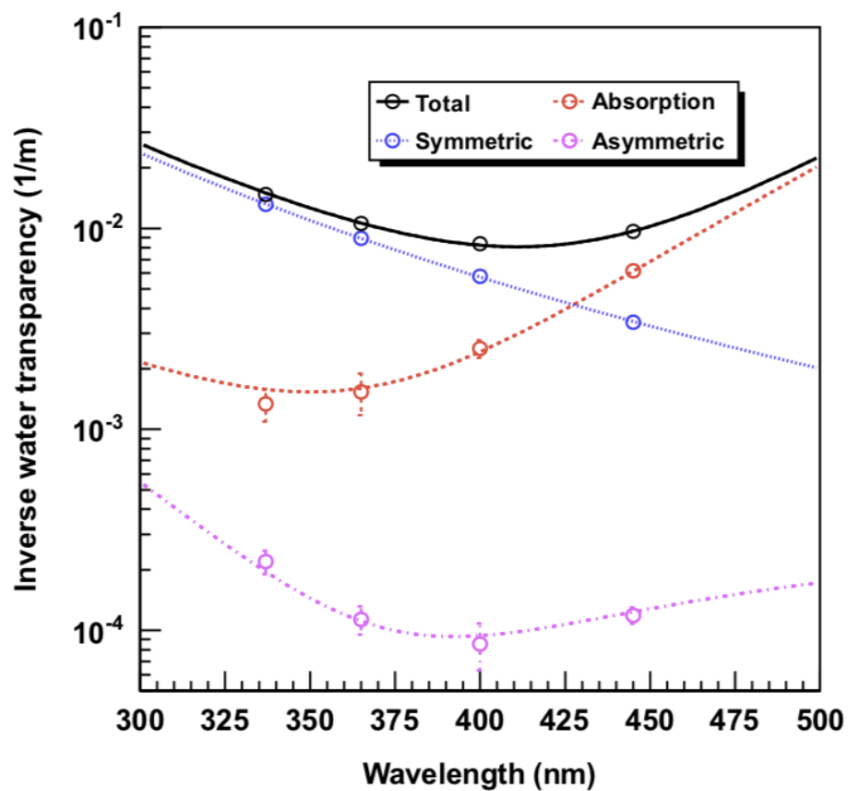


図 2.20: SK-IV(2009年4月)のレーザーデータから測定された透過率の波長依存性 [25]

表 2.3: 2009 年 4 月の測定で得られた減衰係数パラメータの値

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

水質の上下非対称性による透過率の補正

SK では、タンク座標で $z = -11$ m より下の領域では常に超純水が循環しているため水温が一定に保たれている。一方、それより上部の領域では循環が行われていないため、上方に行くほど水温が上昇し、検出器全体で最大 0.2°C 程度の温度差が生じる。この温度差は水質に影響し、光の透過率に差を生じさせることが知られている。したがって、PMT の量子効率測定やエネルギー較正を高精度に行うためには、水質が上下方向に不均一である状況を適切に補正する必要がある。

この水質の上下非対称性を評価するため、Ni - Cf 線源および Xe 線源を用いて、タンク上部 (Top) と下部 (Bottom) の PMT におけるヒット数を比較し、水質の上下非対称性指標 Top - Bottom Asymmetry (TBA) を以下のように定義する

$$\alpha_{\text{TBA}} = \frac{\langle N_{\text{top}} \rangle - \langle N_{\text{bottom}} \rangle}{\langle N_{\text{barrel}} \rangle} \quad (2.25)$$

ここで $\langle N_{\text{top}} \rangle$, $\langle N_{\text{bottom}} \rangle$, $\langle N_{\text{barrel}} \rangle$ はそれぞれタンク上面、下面、側面の PMT における平均ヒット数を表す。図 2.21 に示すように、TBA は経年変化を示し、タンク上部と下部の水質差が時間とともに変動していることが確認されている。

水質の上下非対称性は主に吸収係数 $\alpha_{\text{abs}}(\lambda)$ の変動として現れると仮定し、この効果を MC 光子伝搬に導入するため、吸収係数に高さ依存補正 $A(z)$ を乗じた次式を使用する

$$A(z) \equiv \begin{cases} 1 + \beta \cdot z & (z \geq -11 \text{ m}) \\ 1 - 11 \cdot \beta & (z < -11 \text{ m}) \end{cases} \quad (2.26)$$

ここで β は上下方向の線形勾配を表すパラメータであり、Ni - Cf 線源の較正データおよび MC を比較することで決定される。 $z = -11$ m より下では水質が一定とみなし $A(z)$ は一定値となる。

さらに、水質の上下非対称性は時間変動を持つため、 β も時間とともに変動するパラメータとして扱う。Ni - Cf 線源の月次データを用いて α_{TBA} と β の相関を調べた結果、両者の間に、

$$\beta [1/\text{m}] = 0.01 \times (-0.006332 \times 100 \times \alpha_{\text{TBA}} - 0.004130) \quad (2.27)$$

の関係が得られている。この関係式により、実際のデータの TBA を最もよく再現する β を決定できる。

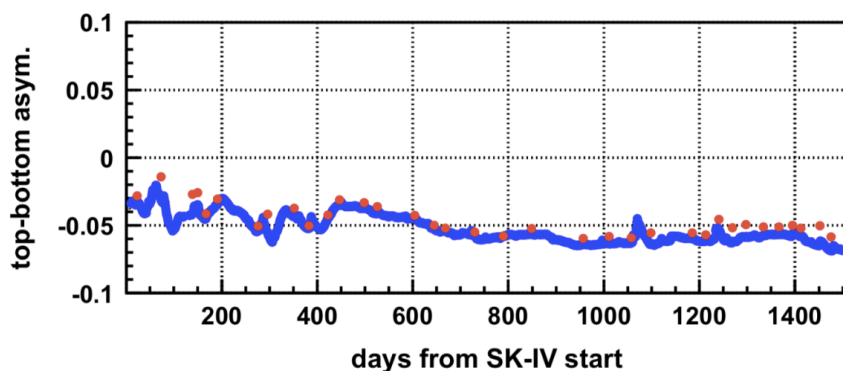


図 2.21: SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動 [25]

物質表面における光子反射

チェレンコフ光が検出器内を伝搬する際、その一部は PMT 表面やブラックシート表面で反射される。これらの反射光は PMT のヒット時間分布に影響を与えるため、MC では反射の物理過程を適切にモデル化する必要がある。

- PMT 表面での反射

PMT 表面はガラス層・バイアルカリ光電面・真空の 3 層構造を持ち、光子はそれぞれの界面で屈折・反射を繰り返す。反射率は光電面の複素屈折率

$$n = n_{\text{real}} + i n_{\text{img}} \quad (2.28)$$

により決まるため、波長依存の複素屈折率を用いて PMT 表面での反射強度を計算し、MC に導入する。

ガラスおよびバイアルカリ光電面の複素屈折率は実測に基づいて決定されている。例えばバイアルカリ光電面では、 $\lambda = 337, 365, 400, 420 \text{ nm}$ における屈折率は $n_{\text{real}} = 2.31, 2.69, 3.06, 3.24$, $n_{\text{img}} = 1.667$ (best 値) と測定されている。

これらの値で計算された反射光成分はレーザー測定におけるヒット時間分布と良い一致を示し、PMT 表面反射の寄与を正しく再現できていることが確認されている。

- ブラックシート表面での反射

検出器内側壁には、光の吸収を目的としてブラックシートが配置されている。理想的には光を完全吸収するが、実際には波長依存の反射成分が存在するため、レーザー光を用いた専用の反射測定によって反射率を求めている。

測定ではレーザー光源をタンク中心に設置し、ブラックシート表面に光を入射させる(図 2.22)。ブラックシートで反射した光による PMT の電荷量を $Q_{\text{scattered}}$ 、直接 PMT に入射した場合の電荷量を Q_{direct} とし、反射率 R を

$$R = \frac{Q_{\text{scattered}}}{Q_{\text{direct}}} \quad (2.29)$$

で定義する。

337, 400, 420 nm の 3 波長で、入射角 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ の条件で測定が行われ、得られた反射率を MC に導入することで、データと MC の反射強度の差は 1% 程度に抑えられている。

- 反射光が MC に与える影響

PMT 表面およびブラックシートの反射光成分は、レーザー測定におけるヒット時間分布の後段にピークを形成する。散乱光 (Rayleigh や Mie 散乱) とは到達時間が異なるため、MC ではこれらの反射成分を個別に扱う。反射モデルを適切に導入することで、MC における光子伝搬の後段成分が改善される。

以上のように、PMT 表面・ブラックシート表面の反射率は測定に基づいて決定され、SK の MC にパラメータとして組み込まれている。

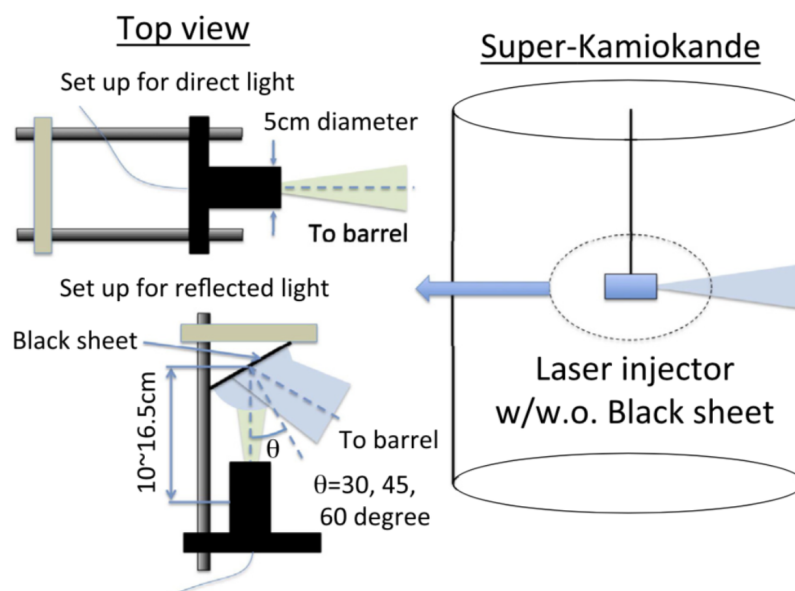


図 2.22: SK-IV が始まってからの TBA 測定結果の時期変動 [25]

2.3.3 エネルギー較正

LINAC によるエネルギー基準の測定

SK では低エネルギー事象（100 MeV 以下）の解析において、チェレンコフ光量と電子エネルギーの対応関係を決定する必要がある。そのための絶対エネルギースケールの基準として、電子線形加速器（LINAC）を用いたエネルギー較正が実施されている。この較正により、荷電粒子が放出するチェレンコフ光子数と電子の運動エネルギーとの相関が直接得られ、エネルギースケールの位置依存性、方向依存性、時間変動に関する情報が得られる。

較正に使用される装置は、三菱電機製の ML-15MIII 電子線形加速器（LINAC）であり、当初は宮崎医科大学附属病院で利用されていたものを 1996 年に導入したものである。図 2.23 に LINAC のセットアップの模式図を示す。LINAC 本体は、電子の加速に伴って発生する X 線や γ 線の背景を抑えるため、検出器から離れた位置に設置されている。加速された電子ビームはステンレス製のビームパイプ、複数のマグネットを用いて検出器内部へ挿入される。

LINAC によって生成された電子ビームのエネルギーを決定するために、ゲルマニウム検出器（Ge 検出器）による測定が行われる。Ge 検出器は高いエネルギー分解能を持ち、例えば 1.33 MeV の γ 線に対して 1.92 keV の分解能を有するため、電子線のエネルギーを精密に決定することができる。図 2.24a は Ge 検出器で測定した出力電荷と γ 線エネルギーの関係を示したものである。Ge 検出器は、 ^{137}Cs からの 0.662 MeV の γ 線や、 $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}$ 反応によって生成される線源を用いて校正されている。

図 2.24a および図 2.24b に示すように、得られた校正データをフィッティングすることで電子ビームのエネルギーを高精度で決定する。特に、5 MeV 以上の領域では、電子エネルギーの決定誤差は 0.1% 以下に抑えられている。

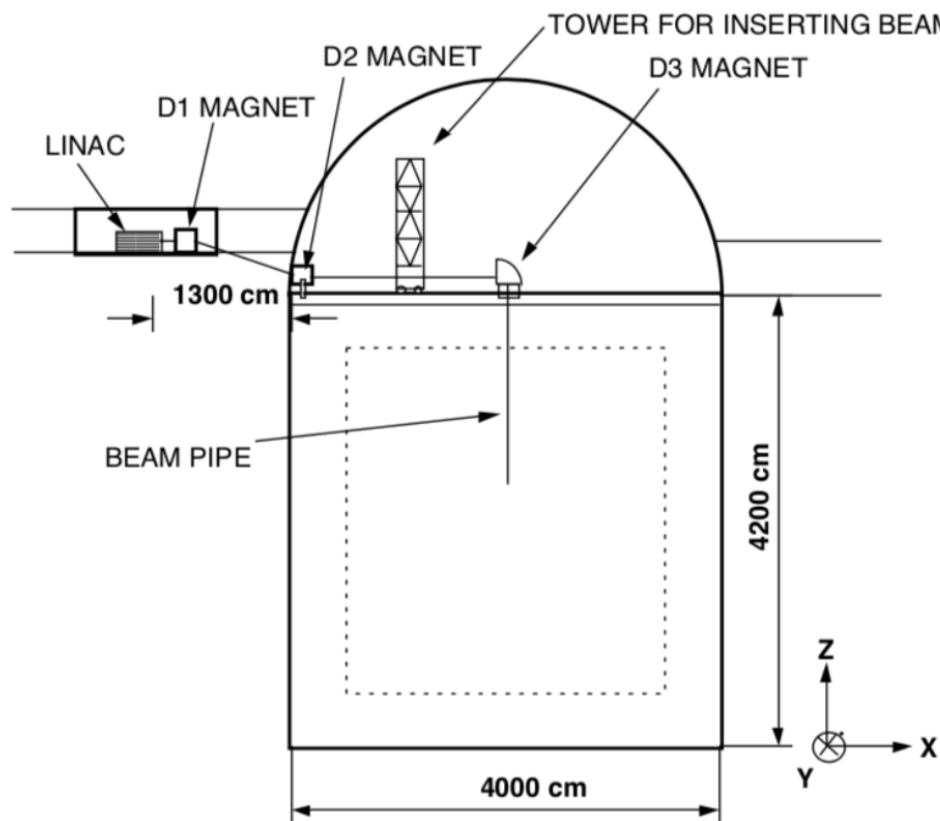
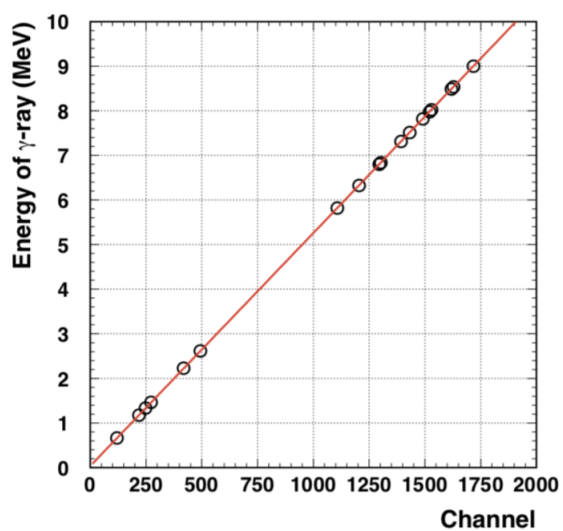
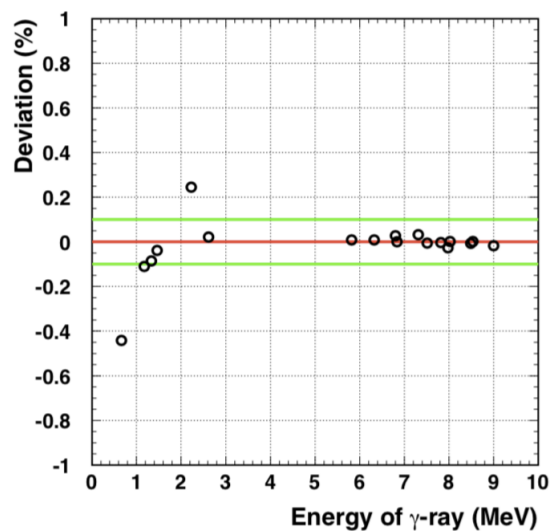


図 2.23: LINAC のセットアップ [28]



(a) Ge 検出器の出力電荷と γ 線のエネルギーの関係 [19]



(b) データとフィッティングした直線のエネルギー差 [19]

図 2.24: LINAC でのエネルギー再構成結果

DT を用いた検出器校正

DT (deuterium - tritium) ジェネレータは、以下の核反応により 14.2MeV の中性子を生成する校正装置である。



生成された中性子は水中で以下の反応を起こし、 ${}^{16}\text{N}$ が生成される。



${}^{16}\text{N}$ は半減期 7.16 s の短寿命核であり、崩壊時に以下のような γ 線やベータ線を放出する。



主な崩壊モードは

- 6.1 MeV の γ 線と 4.3 MeV のベータ線を 1 本ずつ放出 (分岐比 66%)
- 10.41 MeV のベータ線を 1 本放出 (分岐比 28%)

である。

図 2.25 に装置の模式図を示す。測定は以下の手順で行われる。

1. DT ジェネレータをクレーンで所定の位置に吊り下げる。
2. DT を稼働させ、周囲に約 10^6 個の中性子を発生させる。
3. 中性子が水中で ${}^{16}\text{N}$ を生成し、その崩壊を利用してデータを取得する。
4. 装置本体の影響を除くため、DT 装置を 2 m 引き上げるなどの処置を施し、再度データを取得する。

これらのデータと DT 事象を模擬した検出器 MC との比較することで、エネルギースケールの位置依存性・方向依存性・時間変動を評価する。

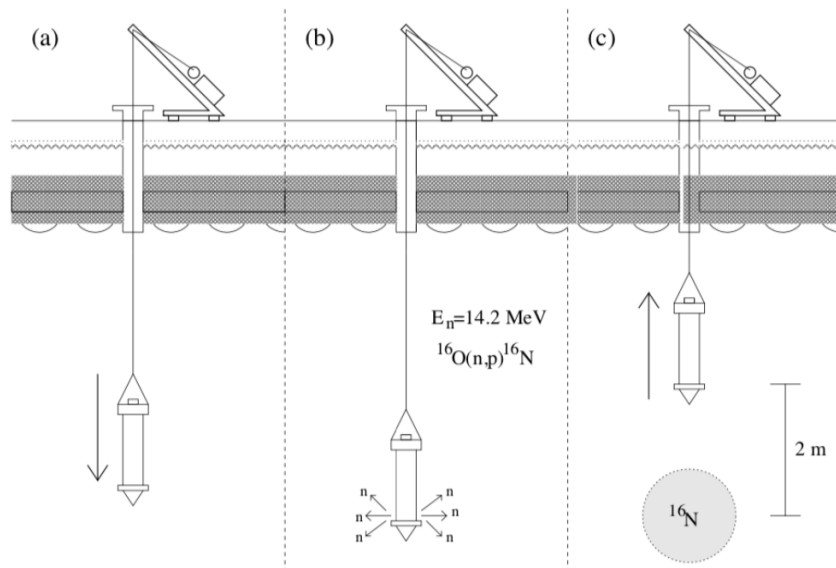


図 2.25: DT の模試図 [29]

2.4 得られた物理結果

SK は大気ニュートリノや太陽ニュートリノ、加速器ニュートリノなどさまざまなニュートリノを観測してきた。本節では、本論文と関わりの深い T2K 実験によるニュートリノ振動解析結果と、超新星背景ニュートリノ探索について述べる。

2.4.1 T2K 実験での振動解析結果

T2K 実験の概要

T2K 実験は、茨城県東海村にある J-PARC 加速器で人工的に生成した高強度の ν_μ (または $\bar{\nu}_\mu$) ビームを、295 km 離れた SK に照射しニュートリノ振動を測定する長基線加速器実験である [30]。

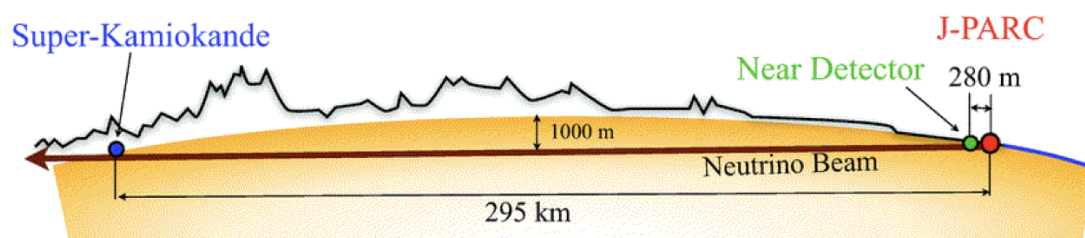


図 2.26: T2K 実験の模式図 [31]

1.2 節で説明したように、ニュートリノは飛行中に種類（フレーバー）を変化させるニュートリノ振動を起こす。T2K 実験では主に、ミュー型ニュートリノ ν_μ がどれだけ減少するか、そして電子型

ニュートリノ ν_e がどれだけ新たに出現するか（出現： $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ）を観測する。これらの測定から、 θ_{23} , Δm_{32}^2 , δ_{CP} といった振動パラメータを高精度で決定することが目的であり、特にレプトン系での CP 対称性の破れを調べるのが課題となっている。

T2K 実験では、J-PARC 近傍に設置された ND280（近傍検出器）と遠方の SK（遠方検出器）を組み合わせて観測を行う。まず ND280 で、ビームのフラックスやニュートリノ相互作用の性質を詳細に測定し、理論モデルや系統誤差を強く制約する。その後、同じビームを受ける SK において、振動後のフレーバー組成を精密に測定し、ND280 の情報と統合した同時フィットにより、振動パラメータが導出される。

このように、SK は T2K 実験における遠方検出器（FD）として機能し、ニュートリノ振動観測に重要な役割を担っている。

SK におけるニュートリノエネルギー再構成

T2K のビームエネルギー領域（ $\sim 0.6 \text{ GeV}$ ）では、荷電カレント準弾性散乱（CCQE）が主要な相互作用である。CCQE は入射ニュートリノと標的核子の二体系で記述される相互作用であり、最終的に観測される荷電レプトンの運動学量（エネルギー E_ℓ , 運動量 p_ℓ , 角度 θ_ℓ ）だけで入射ニュートリノのエネルギーを計算できる。このため SK では、観測された荷電レプトンの情報のみからニュートリノエネルギー E_ν を再構成することが可能となる。

CCQE 過程を仮定すると、運動学から導かれるニュートリノエネルギー再構成式は次のように与えられる

$$E_\nu^{\text{rec}} = \frac{2E_\ell \tilde{M} - (m_\ell^2 + \tilde{M}^2 - M_f^2)}{2(\tilde{M} - E_\ell + p_\ell \cos \theta_\ell)} \quad (2.33)$$

ここで

$$\tilde{M} = M_i - E_b \quad (2.34)$$

E_ℓ は観測されたレプトンの全エネルギー、 p_ℓ はレプトン運動量、 θ_ℓ はレプトンと入射ニュートリノ方向の角度、 m_ℓ はレプトン質量、 M_i は初期核子質量、 M_f は最終状態核子質量、 E_b は核子の結合エネルギーである。

図 2.27 に CCQE 相互作用のダイアグラムを、図 2.28 に T2K ビームエネルギー領域における主要相互作用断面積を示す。このエネルギー領域では CCQE が最大の寄与を持つため、SK のようにレプトンのみを観測する検出器においても、高精度のニュートリノエネルギー再構成が可能となる。

再構成された E_ν^{rec} のスペクトルを用いて、振動によるスペクトル変形を比較し、T2K の振動パラメータ解析が行われている。

T2K による振動パラメータ測定結果

T2K 実験は 2010 年の運転開始以降、ニュートリノモードおよび反ニュートリノモードのデータを蓄積してきた。最新の解析では、 $\nu \cdot \bar{\nu}$ データを同時に用いた解析により、CP 保存を仮定した位相 $\delta_{\text{CP}} = 0, \pi$ が 90% を超える信頼水準で排除される傾向が示されており、レプトン系における CP 対

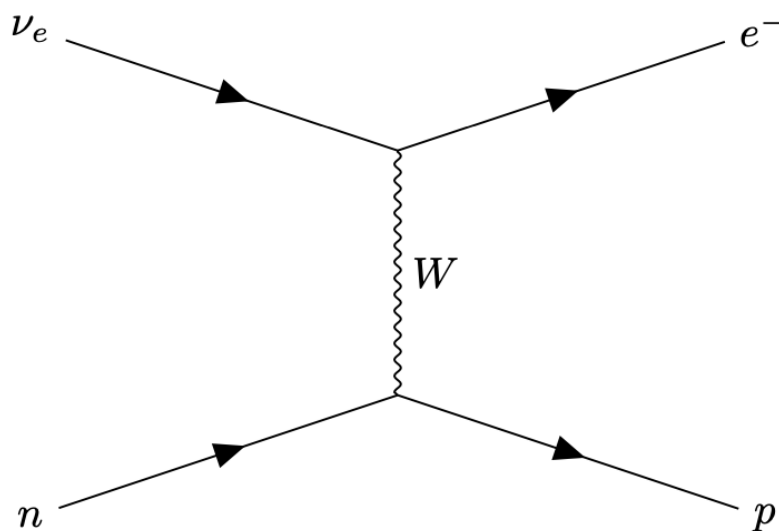


図 2.27: CCQE ダイアグラム

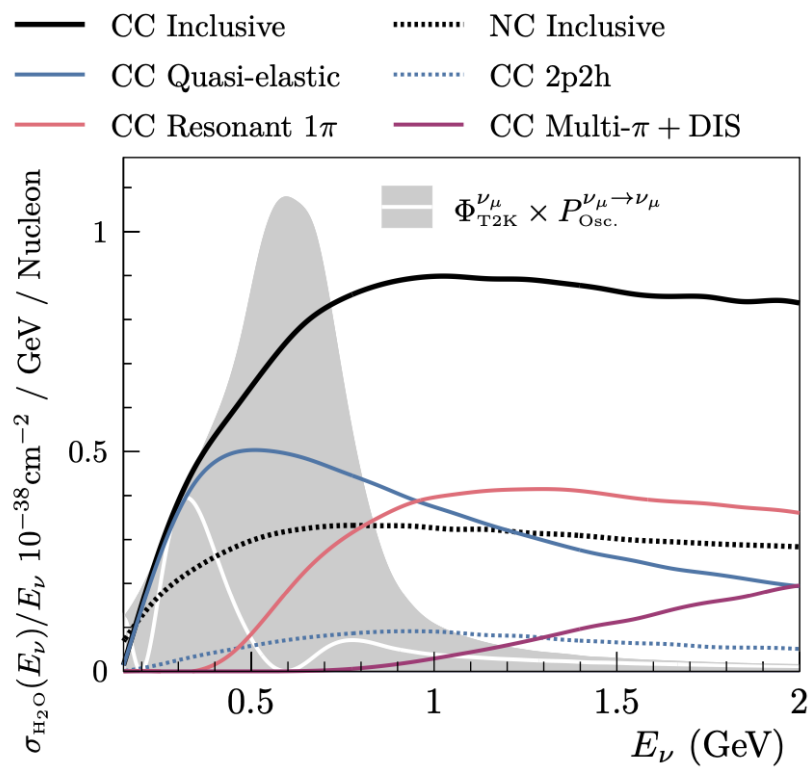


図 2.28: ミューニュートリノ-水反応断面積と、典型的な振動を伴う T2K ミューオンニュートリノフラックス [32]

称性の破れを示唆する重要な結果となっている [33] (図 2.29)。また、 θ_{23} は最大混合付近にあり、 Δm_{32}^2 は $\mathcal{O}(10^{-3}, \text{eV}^2)$ の領域にあることが示されており、これらの結果は他の長基線実験とも整合的である。

T2K は現在もデータ取得を継続しており、J-PARC 加速器の高強度化や ND のアップグレード [31] によって、統計精度の向上が見込まれている。将来的には SK さらに大きい検出器であるハイパーカミオカンデを用いて、CP 位相の決定精度を大幅に高めることが期待されている。一方で、フラックス予測、ニュートリノ相互作用モデル、および検出器応答に起因する系統誤差の寄与が相対的に支配的となる。そのため、今後の T2K 実験では、これらの系統誤差を低減していくことが不可欠な課題となっている。

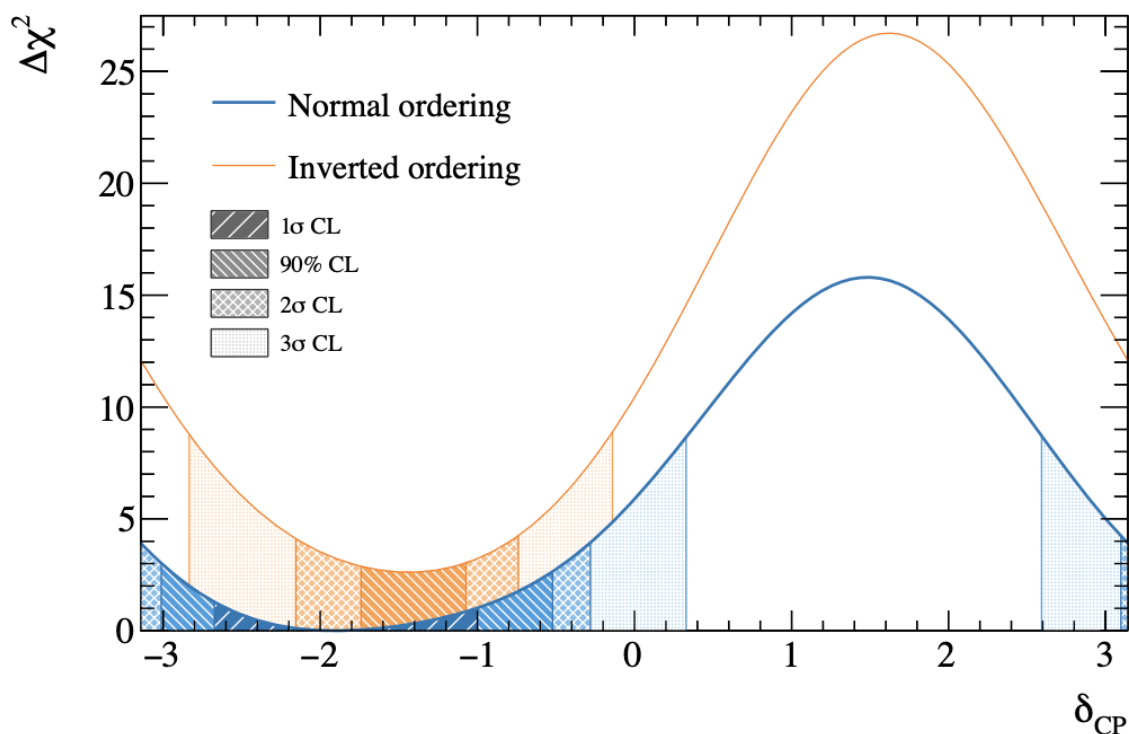


図 2.29: T2K 実験の結果 [33]

2.4.2 超新星背景ニュートリノ探索

宇宙史を通じて発生したすべての重力崩壊型超新星（CCSN）は反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を放出する。これらの寄与を宇宙時間にわたって積分したものが超新星背景ニュートリノ（DSNB）である。DSNB の観測は、宇宙における CCSN 発生率や星形成史と深く結びついており、ニュートリノを通じて宇宙史を直接制約する手段として重要である。

観測対象と検出原理

DSNB 探索では、水チェレンコフ検出器においてもっとも支配的な反応である逆ベータ崩壊（IBD）



を用いる。図 2.30 に示すように、IBD の反応断面積は $E_\nu \sim 10\text{--}30 \text{ MeV}$ の DSNB 領域で他の反応に比べて最大となるため、探索の主要チャンネルとして用いられている [34]。

検出シグナルは、陽電子による prompt チェレンコフ光と、中性子捕獲に伴う delayed γ 線の 2 つから成る。陽電子は生成直後に減速・消滅し、その運動エネルギーに対応したチェレンコフ光を放出する。これは DSNB ニュートリノエネルギーと対応するため、エネルギースペクトルの観測に用いられる。一方、中性子は数十～数百 μs の時間スケールで媒質中の原子核に捕獲され、その際の γ 線が delayed シグナルとして観測される。

従来純水での SK では、中性子は水素に捕獲され 2.2 MeV の γ 線を放出するが、エネルギーが低いためタグ効率は約 20% と小さい。

過去の観測と背景事象

DSNB 探索は継続的に行われており、その都度、世界で最も厳しい上限値が更新されてきた [36,37]。このエネルギー領域での主な背景事象は次のとおりである。

- 原子炉ニュートリノ（低エネルギー側）
- 宇宙線ミューオンに起因するスパレーション核種（特に ${}^9\text{Li}$ ）の遅延ベータ崩壊
- 大気ニュートリノによる中性カレント（NC）相互作用

純水では delayed 信号の識別が困難であるため、これらが探索感度を制限していた。

SK-IV では、イベント選択の洗練と背景モデリング・統計手法の高度化により、 $E_\nu > 17.3 \text{ MeV}$ に対して DSNB $\bar{\nu}_e$ フラックスの 90% C.L. 上限として「 $\Phi_{\bar{\nu}_e} < 2.7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 」が得られており、当時として世界最高感度であった [37]。

SK-Gd による改善と解析手法

SK-Gd では、水にガドリニウム（Gd）を質量比で 0.01%（SK-VI）、さらに 0.03%（SK-VII）で添加することで、水素に加えて Gd でも中性子が捕獲されるようになった。Gd による中性子捕獲では、総エネルギー $\sim 8 \text{ MeV}$ の γ カスケードが放出されるため、従来 2.2 MeV γ に比べて検出が容易であり、中性子タグ効率は $\sim 90\%$ にまで大幅に向上した [38]。これにより、IBD 事象の同定が高効率

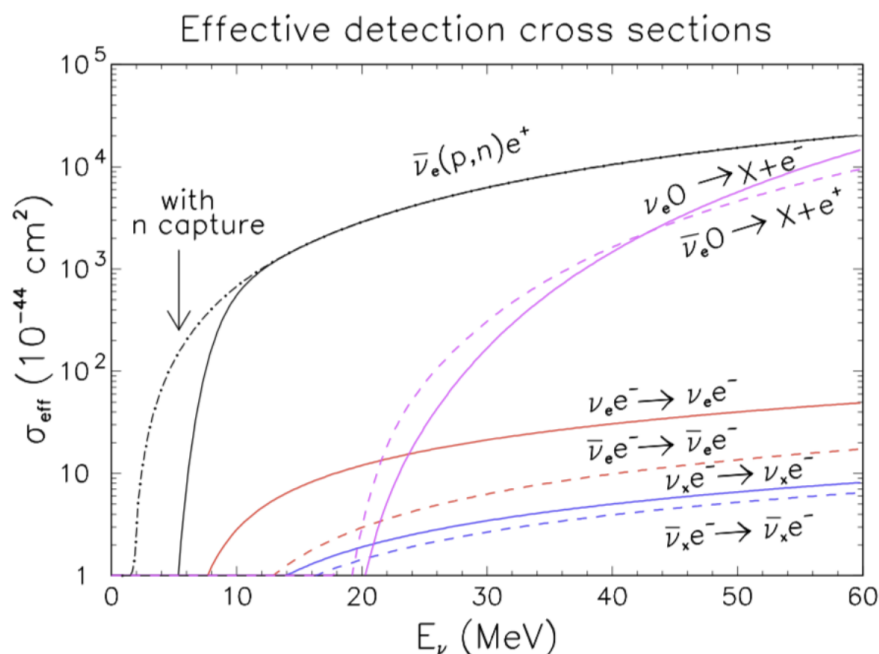


図 2.30: スーパーカミオカンデにおけるニュートリノの反応断面積 [35]。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積を示す。反応断面積にはエネルギー分解能や検出器のエネルギー閾値による効果が含まれている。

で実現されている。

最新の SK-Gd 解析では、SK-VI (0.01% Gd, 552.2 日) および SK-VII (0.03% Gd, 404.0 日) を合わせた 956.2 日のデータセットを用いて DSNB 探索が行われた [39]。IBD 候補の選別は概ね以下の手順で行われる。

1. 再構成エネルギーと事象トポロジーに基づく prompt (陽電子) 候補の選択
2. prompt 事象の後方に $\mathcal{O}(100 \mu\text{s})$ の時間窓と適切な空間窓を設定し、Gd 捕獲 γ による delayed 中性子候補を探索
3. prompt - delayed 再構成位置の距離・エネルギー情報を用いた選別

この過程で、中性子同定には Gd 捕獲シグナルを入力とする 2 種類の機械学習アルゴリズム (Neural Net と Boosted Decision Tree) が用いられ、純水期に比べて n-tag の性能が大幅に向上している。また、大気ニュートリノ NC 事象の抑制手法もあわせて導入されている。

観測結果

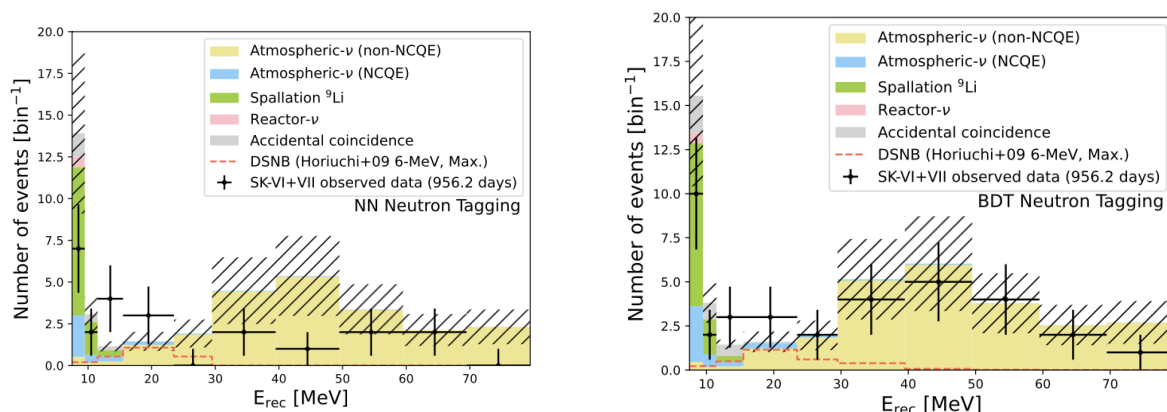
図 2.31 に、すべての選別条件を適用した後に得られた再構成エネルギースペクトルを示す。背景期待値と比較すると、DSNB シグナルに対応する明瞭なピークは現れておらず、統計的に有意な過剰は観測されなかった。そのため、複数のエネルギー領域に対して DSNB $\bar{\nu}_e$ フラックスの 90% C.L. 上限が設定されている (図 2.32)。

一方で、スペクトルフィット解析では、DSNB が存在しないという帰無仮説に対して、約 1.2σ 程度のわずかな過剰が示されている。本結果は発見を主張できる統計的有意性には達していないものの、DSNB シグナルの兆候として、今後の統計蓄積により初観測へ近づくことが期待される [39]。

得られた感度図 2.32 は、エネルギー領域によって特徴的な振る舞いを示す。

- $E_\nu > 17.3$ MeV の領域：SK-Gd による最新結果は、長期間の純水データ（SK-IV, 2970 日）と同程度の感度に到達しており、いくつかの DSNB 理論予測と同等な水準である。Gd 期のライブタイムは SK-IV より短いにもかかわらず、高効率な中性子タグによって純水期に匹敵する感度が得られている。
- 13.3 – 17.3 MeV の領域：Gd による中性子タグの高効率化と偶発一致率の低減により、この領域では純水期 SK-IV より明確な改善が見られる。特に、予測フラックスが大きい DSNB モデルに対しては、理論予測値のおよそ 2 倍以内まで感度が接近しており、理論的に有力なシナリオの一部を排除しつつある。

一方、より高いエネルギー領域では、小さい背景事象推定における系統的な不確かさと長いライブタイムにより、純水期 SK-IV が依然として厳しい制限を与えている。



(a) Neural Net

(b) Boosted Decision Tree

図 2.31: SK-Gd による再構成エネルギースペクトルの結果 [39]

今後の展望

SK-Gd は現在も運転を継続しており、さらなる統計の蓄積が進められている。これに加えて、大気ニュートリノ NC 散乱や、スパレーション核種（特に ${}^9\text{Li}$ ）背景の理解・抑制が進展することで、DSNB 探索感度は理論予測バンドに本格的に到達すると見込まれている。現在の SK-Gd の結果は、まだ DSNB の直接観測には至っていないものの、理論予測と競合する領域に入りつつあり、今後のデータ蓄積によって初観測が現実的なターゲットとなっている。SK はこの長期観測と解析手法の高度化を通じて、世界初となる DSNB 直接観測の実現を目指している。

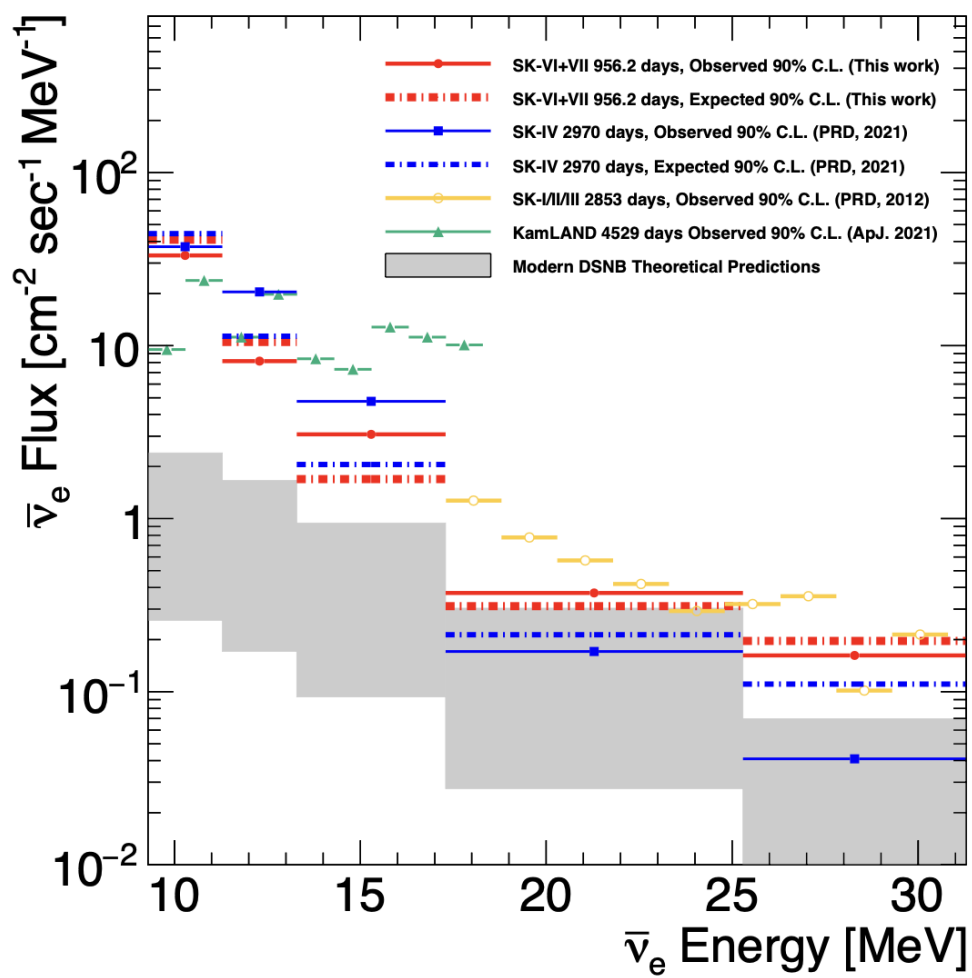


図 2.32: 得られた $\bar{\nu}_e$ フラックス上限 [39]

第3章

SKにおける光収集効率解析

SKは多様な物理目標を長期にわたり達成するため、安定した検出器運用が不可欠である。その基盤を支えるのが、時々刻々と変化する装置状態を適切に補正するための較正作業である。SKで実施される各種較正については2.3節で述べた。本章では、2023年に発生した磁気補償コイル故障に起因するPMT収集効率の変化に着目し、その影響評価および補正手法について述べる。

3.1 SKの磁場環境とPMT応答

3.1.1 コイル故障

SKタンク内には地磁気が侵入しており、その大きさは位置に応じて数百mG程度である。PMTは微弱な磁場でも電子軌道が変化しうるため、地磁気はその応答に無視できない影響を与える。この影響を抑制するため、SKではタンクを取り囲むように複数の磁気補償コイルを配置し、内部磁場を打ち消すように運用されていた。しかしSK7期間中に、この補償コイルの複数箇所で断線が発生し、磁場補償が正常に機能しない状態となった。

表3.1にコイル故障の時系列を、図3.1に磁気補償コイルの模式図を示している。

初めてのコイル故障は2023年10月25日に垂直方向のコイルV06 (coil #2に対応)の断線であった。続いて2023年11月15日にはV01 (coil #1に対応)が断線した。これらの垂直コイルは比較的アクセスが容易であり、12月の頭には電源側でのバイパス処理により系列としての機能が復旧した。一方、より深刻で長期にわたり影響を及ぼしたのが水平方向のコイルの故障である。2023年12月8日にH09が断線した。水平コイル群は複数のケーブルが直列に接続されているため、その電源構成上、H06、H07、H08を含む系列全体 (coil #5)が停止した。さらに、水平コイルはタンク外周の水中に完全に沈んで設置されており、垂直コイルとは異なりバイパス処理が不可能であった。このためcoil #5の故障は長期間復旧できず、磁場補償機能の喪失が継続することとなった。

coil #5は、図2.8に示す水平方向のコイル (領域B)に対応しており、タンク中央付近を広く取り囲んでいる。タンク中央部分で磁場補償がほぼ失われた状態であるこの期間を、SK7.5と呼ぶ。SK7.5では内部磁場が非対称に増大し、その結果PMT応答に影響を与える。

表 3.1: SK におけるコイル故障・補修の時系列まとめ

Date	起きたこと	Coil state	SK phase
2023-10-25	Coil #2 failure	#2 off	SK7
2023-11-15	Coil #1 failure	#1, #2 off	SK7
2023-12-01 – 12-03	Coil repair	coil all on	SK7
2023-12-08	Coil #5 failure	#5 off	SK7.5
2024-06-27	排水開始	–	–
2024-07-26 – 08-09	コイル補修作業	–	–
2024-08	純水補填、Gd 再投入	–	–
2024-09-12	SK-VIII (SK8) 開始	coil all on	SK8

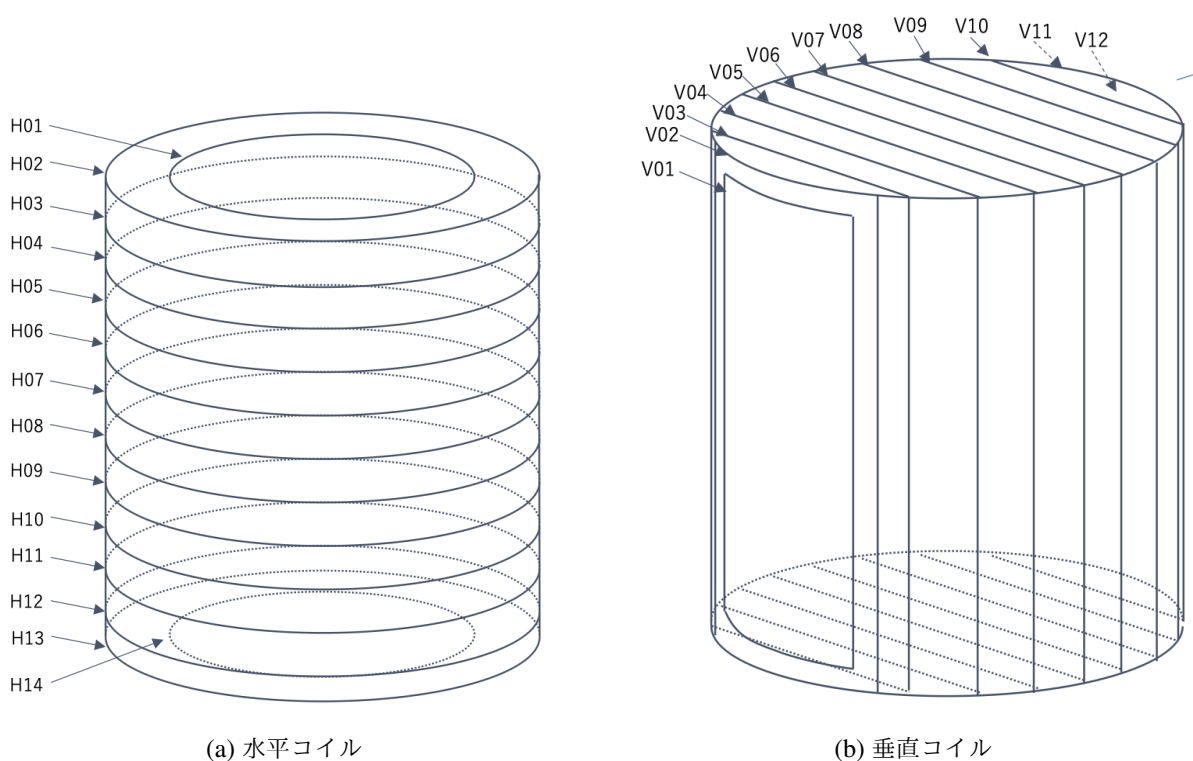


図 3.1: SK における補償コイル配置の模式図

3.1.2 コイル故障の影響

前節では、磁気補償コイルの故障によって PMT が影響を受けることを述べたが、厳密には影響を受けるのは PMT そのものではなく、PMT における光電子の収集効率である。ここでは、PMT の動作原理と、磁場が検出器応答に与える影響を整理する（詳細は 2.1.2 節を参照）。

PMT に入射した光子は、光電面において光電効果により光電子へと変換される。生成された光電子は、PMT 内部に印加された電場によって第一ダイノードへ導かれ、複数段のダイノードに衝突す

ることで二次電子放出を繰り返し、印加高電圧（HV）によって段階的に増幅され、最終的に電気信号として読み出される。

PMT の応答は、光電面において光子が光電子へ変換される過程と、生成された光電子が第一ダイノードへ正しく導かれる過程に依存する。前者を量子効率（Quantum Efficiency; QE）、後者を収集効率（Collection Efficiency; CE）と呼ぶ。

磁場が存在すると光電子はローレンツ力を受けて軌道が曲げられ、第一ダイノードに到達できない光電子の割合が増加する。その結果、収集効率が低下し、PMT が検出する光電子数、すなわちヒット数が減少する。シミュレーションによって得られた磁気補償コイル故障前後におけるタンク内磁場の z 成分の分布を図 3.3 に示す。横軸はタンクの z 方向位置、縦軸は磁場の z 成分である。コイル故障前（SK7）では、タンク全体にわたって磁場の z 成分は比較的小さいが、コイル故障後（SK7.5）では、タンク中央付近で磁場の z 成分が大きく増大し、タンク全体で非対称な分布となっている。

SK では、ヒット数に対する各種補正を施して得られる effective hit（実効ヒット数）を用いてエネルギー再構成を行っている。この補正過程には、PMT の収集効率を考慮した補正が含まれており、検出器全体で平均的な PMT 応答を補正する仕組みになっている。

従来の解析では、磁気補償コイルが正常に機能していたため、検出器内の磁場は抑えられており、PMT 間の収集効率の違いは無視できる、あるいは平均的な補正によって十分に吸収できる。しかし、今回の磁気補償コイル故障により、タンク内磁場が非対称に増大した結果、PMT ごとに収集効率の変化が異なるため、検出器全体で一様な収集効率を仮定した従来の補正手法では、故障期間のデータを補正しることができない。ゆえに、故障期間に取得されたデータの解析では、PMT ごとの収集効率変化を個別に評価し、それを反映した新たな補正手法を導入する必要がある。

なお、磁気補償コイルの故障は、収集効率以外にも検出器応答にさまざまな影響を及ぼす可能性があるが、それらについても調査が進められている。

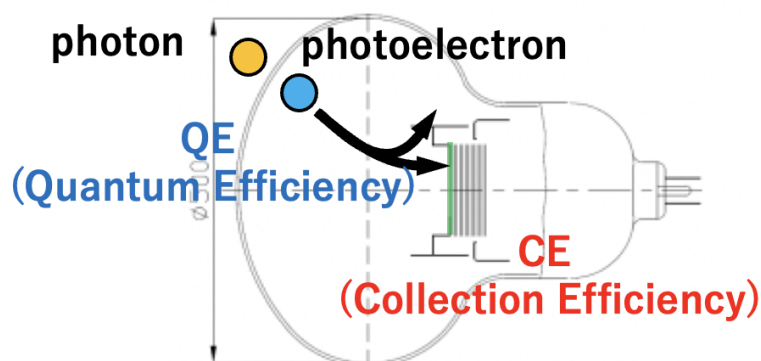
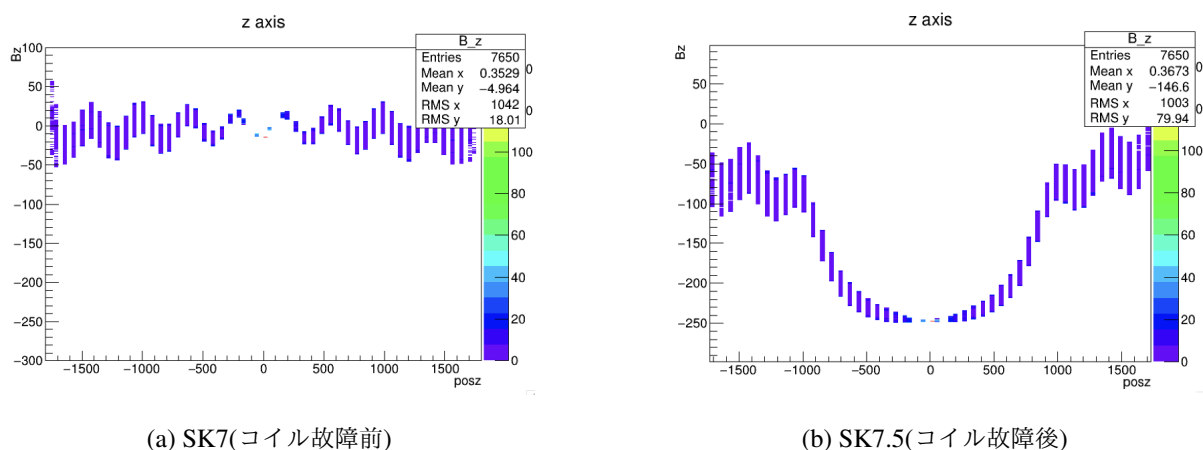


図 3.2: PMT における QE と CE の模式図



(a) SK7(コイル故障前)

(b) SK7.5(コイル故障後)

図 3.3: Z 方向の磁場シミュレーション 横軸はタンクの Z 方向、縦軸は磁場の Z 成分。コイル故障の影響の大きい barrel を見る

3.1.3 コイル補修作業

コイル故障により失われた地磁気補償機能を回復させるために、表 3.1 に示すように、2024 年夏に大規模なコイル補修作業が実施された。従来の水平コイルはタンク外周の水中に設置されており、断線時にはタンクの大規模排水が必要で、補修が非常に困難であった。

そこで、今回の補修では、既存の水平コイルの代わりに、新たに 6 基の水平コイル (HH01–HH06) が ID と OD の間の空間に等間隔で吊り下げる形で設置された (図 3.4)。この作業のために SK-VII の水位を約 2m 低下させた。coil #5 の補償のために、HH03、HH04 が実際の補償電流を担う主力コイルとして使用され、HH01、HH02、HH05、HH06 は将来の断線に備えたバックアップとして待機させる構成となっている。この新しい設計により、将来さらに断線が発生した場合でも、タンクを開放することなく外部からの切り替えで復旧可能となる。

垂直コイル系についても、信頼性向上のための改良が行われた。従来 V01 はバイパス配線で運用されていたが、今回の補修で新しいコイル VV01 に置き換えられた。また V03–V10 については、将来断線してもタンクを開けずに復旧できるよう、外部からバイパス可能な配線構成に改修された。

コイル設置後は、水位を下げていたタンクに対し、2m 分の純水を再び補給し通常の満水状態へ戻した。その後、 $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ の追加投入を行い、Gd 濃度を SK7 と同じに戻した。

すべての補修工程が終了し、2024 年 9 月に SK-VIII (SK8) として観測運転を再開した。

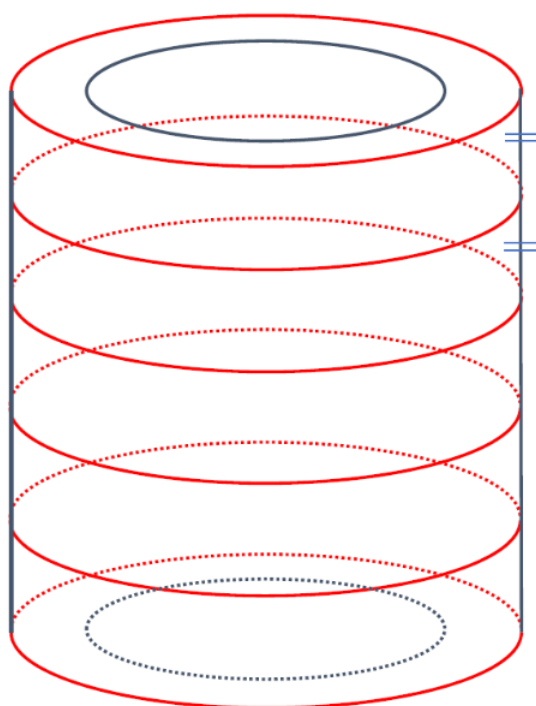


図 3.4: 新しい水平コイル

表 3.2: 新水平コイルの高さ位置

Coil	Z [m]
HH01	+20.5
HH02	+12.4
HH03	+4.1
HH04	-4.1
HH05	-12.6
HH06	-19.6

3.1.4 研究の目的

磁気補償コイルが故障していた期間はおおよそ1年弱であるが、この期間のデータを解析対象としなければならない明確な理由がある。最大の理由の一つは、この期間がT2K実験におけるビームデータ取得期間と重なっている点である。2.4.1節で述べたように、T2K実験はニュートリノ振動パラメータの測定精度向上のために統計量の蓄積を続けており、SKにおけるデータ取得期間の損失はそのまま物理感度の低下につながる。したがって、SK7.5データを解析可能にすることが求められている。

本研究の目的は、以下の二点に集約される。第一に、磁気補償コイル故障がPMTの収集効率に与える影響を定量的に評価することである。第二に、SK7と同等の検出器応答を再現するためにSK7.5データに対する収集効率補正手法を構築することである。

これらを通じて、故障期間に収集されたデータを解析対象として再び活用できるようにし、SKの長期運用における較正の信頼性向上に寄与することを目指す。

3.2 データ取得、解析

3.2.1 Ni-Cf 線源

収集効率の測定には、Ni-Cf線源（図3.5）を用いる。この線源は、直径18cmの球状ポリエチレン中に35%の酸化ニッケル（NiO）と65%のポリエチレンを固め、その中心にカリフォルニウム

^{252}Cf を封入した構造をもつ。中心部には上下方向から金属ロッドでアクセスできる貫通孔が開けられており、線源全体の総重量は約 10 kg である。

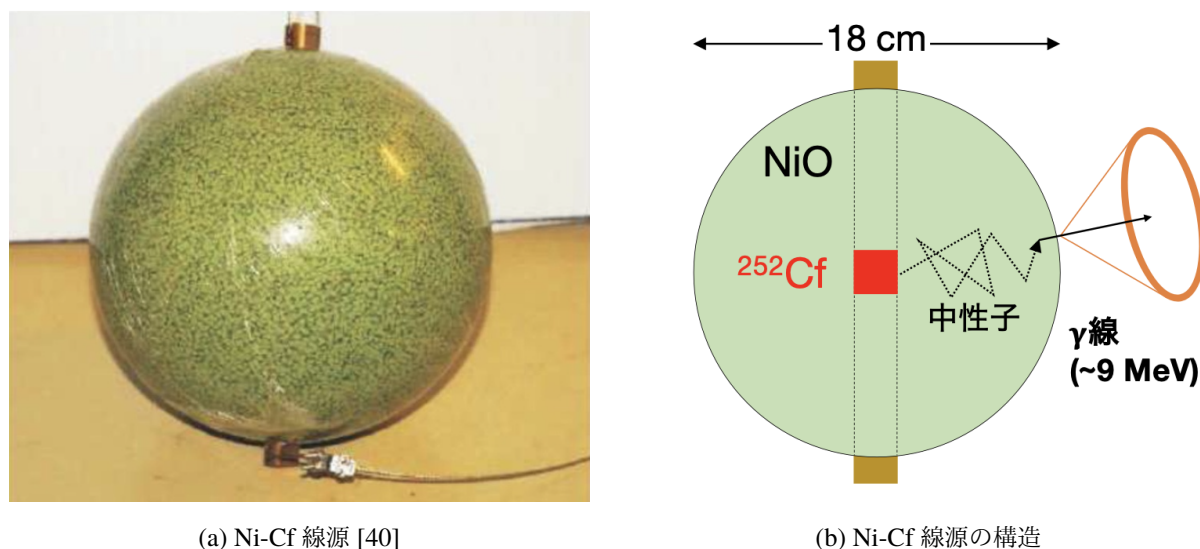
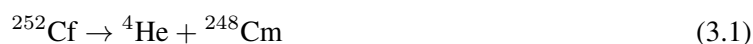


図 3.5: Ni-Cf 線源の外観と構造

^{252}Cf は半減期 2.65 年で自発核分裂を起こし、その崩壊の 96.9% は α 崩壊、残りが自発核分裂である。 α 崩壊は次式で表される。



自発核分裂で放出される中性子は平均エネルギー約 2.1 MeV、平均 3.76 個/分裂であり、平均 1.0 MeV の γ 線を 10 個ほど伴う。

線源内部の中性子はポリエチレン中の陽子と多数回の弾性散乱を経て熱化し、Ni 原子核に吸収され $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応を起こす。この過程で合計で 6–9 MeV の高エネルギー γ 線が放出される。 $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ の同位体ごとの捕獲断面積と遷移レベルは表 3.3, 図 3.6 に示す。

表 3.3: $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$ 反応の同位体による違い [41]

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

一方、線源外へ漏れ出た中性子は純水中の陽子に捕獲され、次の反応が生じる。

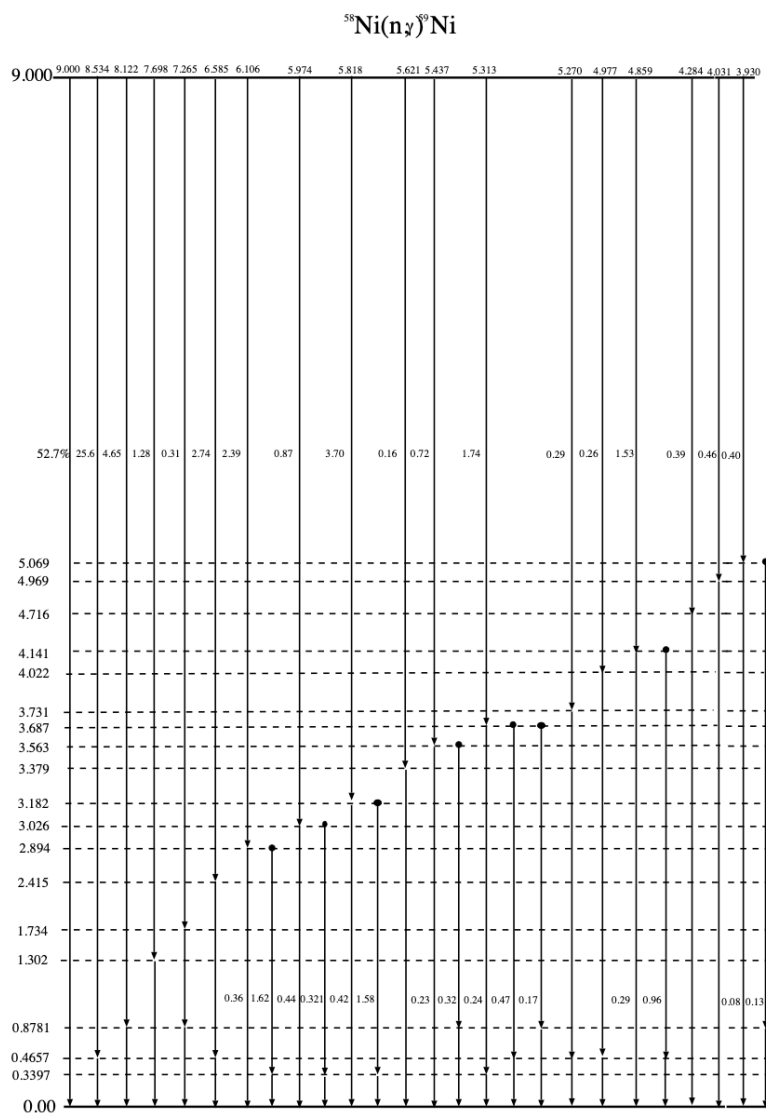


図 3.6: Ni 反応遷移ダイアグラム



この 2.2 MeV γ は純水中の標準的な中性子捕獲信号であるが、Ni-Cf 線源からの主要信号は Ni(n, γ) による 6–9 MeV の γ 線であり、単一 PMT あたりの光量が非常に弱い低強度の光源である。

Ni-Cf 線源は等方的にチェレンコフ光を生成するため、PMT ごとの相対的な光収集効率を評価するのに適したキャリブレーション線源である。本研究でも、Ni-Cf 線源を用いて relative CE の測定を行う。

3.2.2 データ取得方法

Ni-Cf 線源を用いた相対収集効率測定のためのデータ取得は、キャリブレーションホールを經由して線源をタンク内部へ吊り下げることで行った。使用した装置の概略図を図 3.8 に示す。キャリブレーションホールは直径 22 cm、長さ約 3 m のパイプ構造を持ち、外部の昇降機と接続されている。昇降機には 1 mm 精度で長さ制御可能なワイヤーを備えた滑車付きの箱を取り付け、この箱に Ni-Cf 線源を吊り下げてタンク中心方向へ移動させる。ホールの開閉時には外光がタンク内に入射するおそれがあるため、データ取得は完全に暗室状態を確保した上で実施した。本解析で用いた線源位置は、キャリブレーションホールの標準位置 $(x, y, z) = (0.353 \text{ m}, -0.707 \text{ m}, 0 \text{ m})$ に相当する点であり、線源をタンク中心近傍に静止させてデータを取得した。図 3.7 に SK で用いられる座標系の定義を示す。較正のためのデータ取得は毎月行っており、本研究では SK7.5 期間にとれた run を使う。

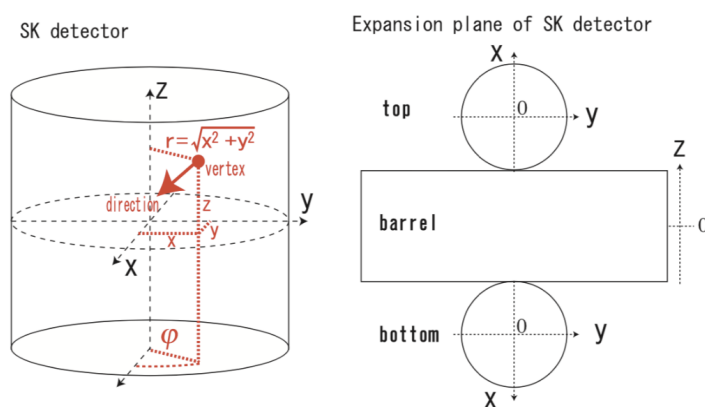


図 3.7: 座標の定義

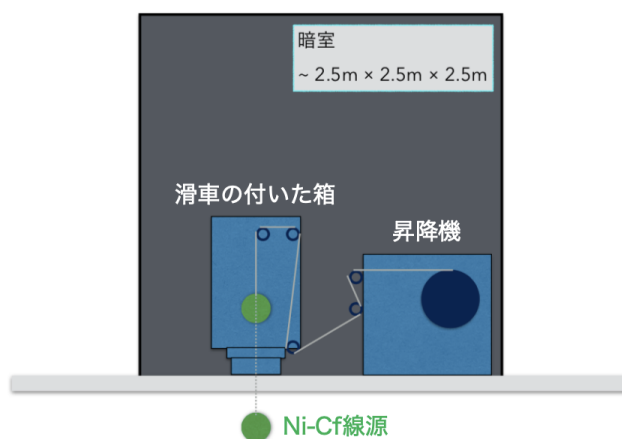


図 3.8: Ni-Cf データ取得に用いた装置の概略図

3.2.3 事象選別

Ni - Cf 線源を用いて収集効率を測定するためには、取得データから Ni - Cf に由来する事象のみを適切に抽出する必要がある。本節では、頂点位置分布・光量分布・再構成の精度指標を用いた事象選別手法について述べる。

頂点位置分布による選別

図 3.9 は再構成された事象頂点の x, y, z 分布を示す。Ni - Cf 線源はキャリブレーションホールに吊り下げられており、その位置はおおよそ

$$(x, y, z) = (0.353 \text{ m}, -0.707 \text{ m}, 0.0 \text{ m}) \quad (3.3)$$

に対応する。分布にはこの位置に明確なピークが見られ、Ni - Cf 線源からの γ 線による事象が優勢であることが確認できる。

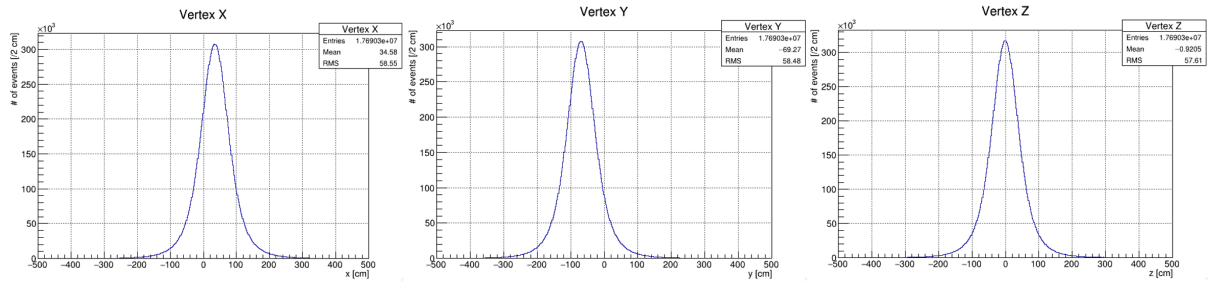


図 3.9: 事象発生点分布

さらに、線源位置から再構成頂点までの距離を

$$r_{\text{ver}} = |\mathbf{r}_{\text{vertex}} - \mathbf{r}_{\text{source}}| \quad (3.4)$$

と定義する。図 3.10 に示すように、Ni - Cf 事象は r_{ver} が小さい領域に集中するため、

$$r_{\text{ver}} < 4.0 \text{ m} \quad (3.5)$$

を満たす事象を選択した。

goodness による選別

事象の頂点再構成が適切に行われているかを評価する指標として、本解析では goodness を用いる。goodness は、各 PMT のヒット時刻が再構成頂点から期待される時間分布にどれだけ従っているかを表す量であり、次のように定義される。

$$\text{goodness} \equiv \frac{\sum_{\text{All hits}} \exp \left[- \left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v}) - t_0}{\sqrt{2} w} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v}) - t_0}{\sqrt{2} \sigma} \right)^2 \right]}{\sum_{\text{All hits}} \exp \left[- \left(\frac{t_{\text{res},i}(\vec{v}) - t_0}{\sqrt{2} w} \right)^2 \right]} \quad (3.6)$$

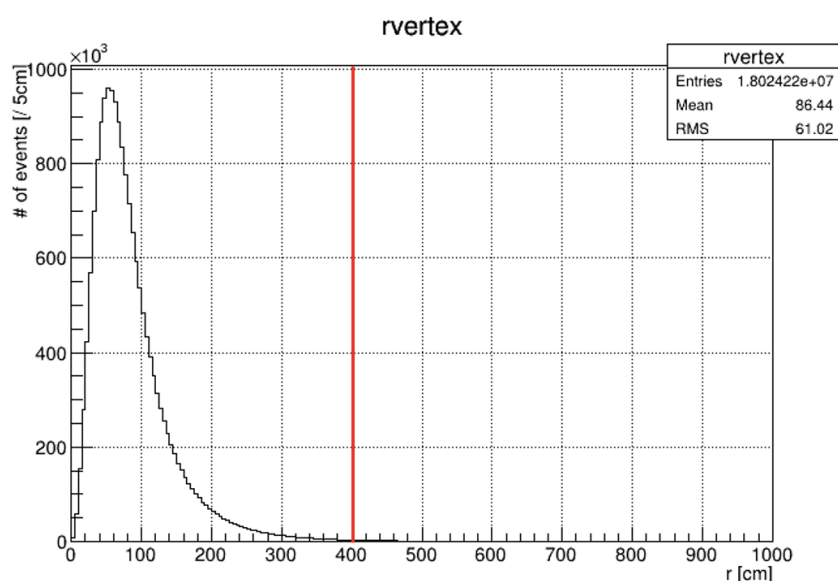


図 3.10: rvertex 分布

ここで、 $t_{\text{res},i}(\vec{v})$ は i 番目の PMT ヒットから再構成頂点までの飛行時間 (ToF) を差し引いた残差時間、 t_0 はその平均値、 w は分布の幅を表し、 σ は PMT の時間分解能である。goodness の値は 0 から 1 の範囲を取り、1 に近いほど PMT ヒット時刻が理想的な分布に整っており、頂点再構成が良好であることを意味する。

Ni - Cf 線源事象では、線源位置が既知であり、かつ光量が安定しているため、良好な頂点再構成が得られる。そのため goodness の分布を用いることで、Ni - Cf 線源からの事象を効果的に選別できる。本解析では

$$\text{goodness} > 0.4 \quad (3.7)$$

を満たす事象のみを選択した。

N_{50} 分布による選別

Ni(n,γ)Ni* 反応により放出される γ 線の合計エネルギーは 6-9 MeV 程度である。一方、ラドン起因の放射性バックグラウンドや、 ^{252}Cf の自発核分裂で生じる低エネルギー γ 線はより光量が小さい。

光量の指標として、本解析では 50 ns の時間窓に入ったヒット数 N_{50} を用いる。図 3.12 に示すように、 N_{50} 分布には低エネルギー事象のピーク ($N_{50} \sim 20$) と、Ni - Cf 線源に対応する高光量のピーク ($N_{50} \sim 45$) が存在する。

Ni - Cf 事象を抽出するため、以下の条件を課した

$$N_{50} \geq 32. \quad (3.8)$$

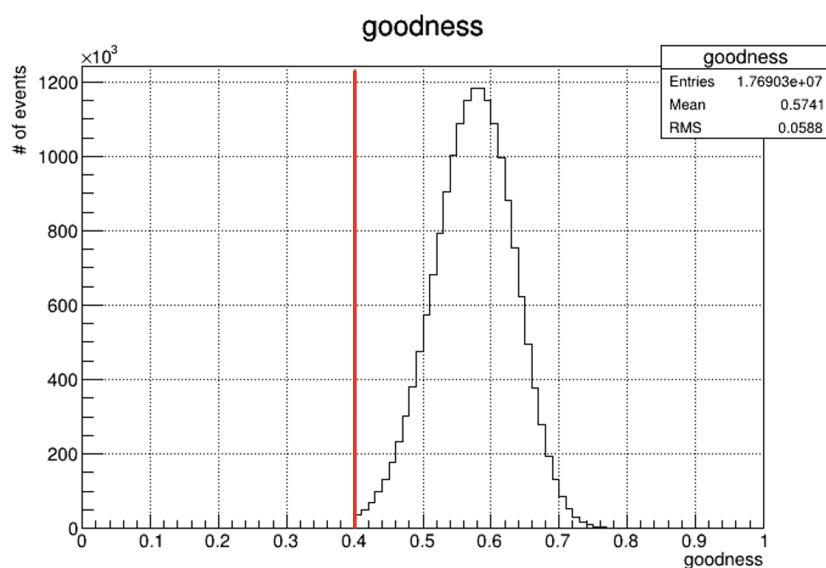
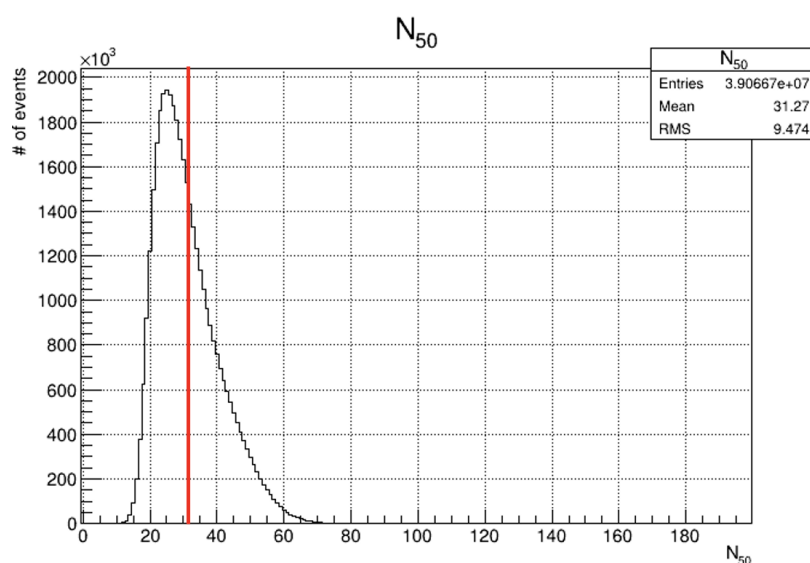


図 3.11: goodness 分布

図 3.12: N_{50} 分布

3.2.4 時間分布によるヒット選別

事象選別によって Ni-Cf 由来の有効事象のみを抽出したが、各イベント内の PMT ヒットには、線源由来のチェレンコフ光だけでなく、ダークノイズや水中での散乱光・反射光によるヒットも含まれている。収集効率を正しく評価するためには、これらの不要なヒットを除去する必要がある。本解析では、各 PMT のヒット時刻 t から飛行時間 (TOF) と基準時刻 t_0 を差し引いた

$$t - \text{ToF} - t_0 \quad (3.9)$$

の分布を用いて選別を行う。

図 3.13 に示すように、 $t - \text{ToF} - t_0 = 0 \text{ ns}$ 付近には Ni-Cf 線源からの γ 線により生成されたチェレンコフ光の鋭いピークが現れる。この主要ピークを含む

$$-50 \text{ ns} \leq t - \text{ToF} - t_0 \leq 350 \text{ ns} \quad (3.10)$$

の領域を本解析では *on time* と定義し、線源由来の有効ヒットとして数え上げる。

一方、チェレンコフ光と無関係なバックグラウンドを評価するため、

$$-450 \text{ ns} \leq t - \text{ToF} - t_0 \leq -50 \text{ ns} \quad (3.11)$$

の領域を *off time* と定義する。各イベントについて PMT ごとに *on time* と *off time* のヒット数を数え、最終的に

$$N = N_{\text{on}} - N_{\text{off}} \quad (3.12)$$

を計算することで、ダークノイズの寄与を補正したヒット数を得る。

以上により、各 PMT について線源由来の純粋なヒット数を抽出し、後の相対収集効率の算出に用いる。

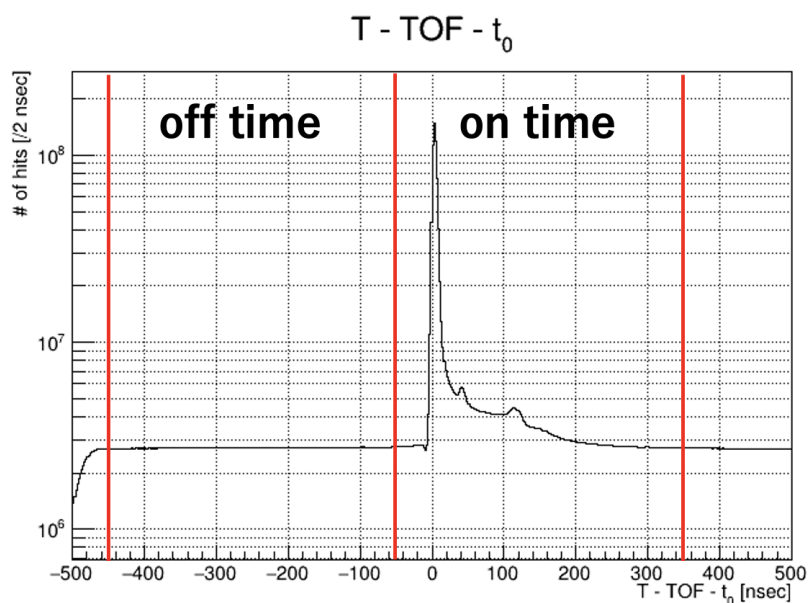


図 3.13: T - TOF 分布

3.3 相対収集効率の測定

3.3.1 相対収集効率の測定の算出

本節では、Ni 線源データを用いて PMT ごとの相対収集効率 (relative Collection Efficiency, relative CE) を算出する方法について述べる。

PMT i における観測ヒット数 $N(i)$ は、以下の要因に依存する

- 事象選別効率 ϵ_{cut} (goodness や N_{50} cut による)
- PMT の収集効率 $\text{CE}(i)$
- PMT の量子効率 $\text{QE}(i)$
- 増幅率 (gain)、水の光学特性、反射光の寄与など

これらをまとめると、ヒット数は概ね次のように書ける

$$N(i) \propto \epsilon_{\text{cut}} \times \text{CE}(i) \times \text{QE}(i) \times C \quad (3.13)$$

ここで C は水の状態や反射などの効果である。

ヒット率 (Hit rate) は、事象数 (イベント数) で規格化した PMT ごとのヒット数として定義する

$$\text{hitrate}(i) = \frac{N(i)}{\# \text{ of events}} \quad (3.14)$$

さらに、Ni 線源を用いた複数の運転期間 (SK7、SK7.5) に対し、同じ PMT i で測定された hitrate を比較する。

SK7 と SK7.5 の Ni-Cf データは取得時期が近く、水質 (散乱長・吸収長) の条件もほぼ同一であると仮定すれば、式 (3.15) の比を取ることで QE や水の光学特性など共通因子 C が打ち消され、PMT の収集効率を抽出することができる。

これを相対収集効率 (relative Collection Efficiency, relative CE) として次式で評価する

$$\text{relativeCE}(i) = \frac{\text{hitrate}_{\text{SK7.5}}(i)}{\text{hitrate}_{\text{SK7}}(i)} \quad (3.15)$$

ここで SK7 を基準とし、その PMT の hitrate を分母としていることから、相対収集効率は、SK7 に対して SK7.5 で PMT の収集効率がどれだけ変化したかをあわらす量である。

本解析では Ni 線源を用いた SK7 および SK7.5 の Run (表 3.4 に掲載) を使用し、各 PMT ごとに式 (3.15) を適用して相対収集効率を算出した。大幅にはなれた PMT は badch としてカットする。

$$0.5 < \text{relativeCE} < 1.5 \quad (3.16)$$

を満たす PMT を良好な PMT として採用した。この条件は挙動が異常な PMT を除外するために適切である。後述する CE table には値は 1 として入っている。

3.3.2 相対収集効率の結果

前節の導出で説明したように、CE 測定には Ni run が 2 つ必要である。今回は SK7、SK7.5 のそれぞれの時期に線源をタンク中央に設置してとられた Ni データを使って測定を行った。情報を表 3.4 にしめす。

表 3.4: CE table 作成に使った Ni Run list

Run #	Date	Livetime [s]	# of events	SK phase	Coil status
91826	2023-08-07	904	5183468	SK7	All coils on
93414	2024-02-02	3566	17690304	SK7.5	Coil #5 off

relativeCE 分布を図 3.14 に示す。分布は、全体として $\text{relativeCE} \simeq 1$ 付近にピークを持つ一方で、Barrel 領域の分布の低い側に特徴的な構造が現れている。この構造の起源は、二次元分布を確認することで理解できる。図 3.15 に示した relativeCE の SK タンク内分布を見ると、relativeCE が低下している領域がタンク中央付近に局在していることが分かる。この領域は磁気補償コイルが故障していた位置に相当し、コイル故障による磁場の影響が relativeCE の低下として顕在化していることを示している。

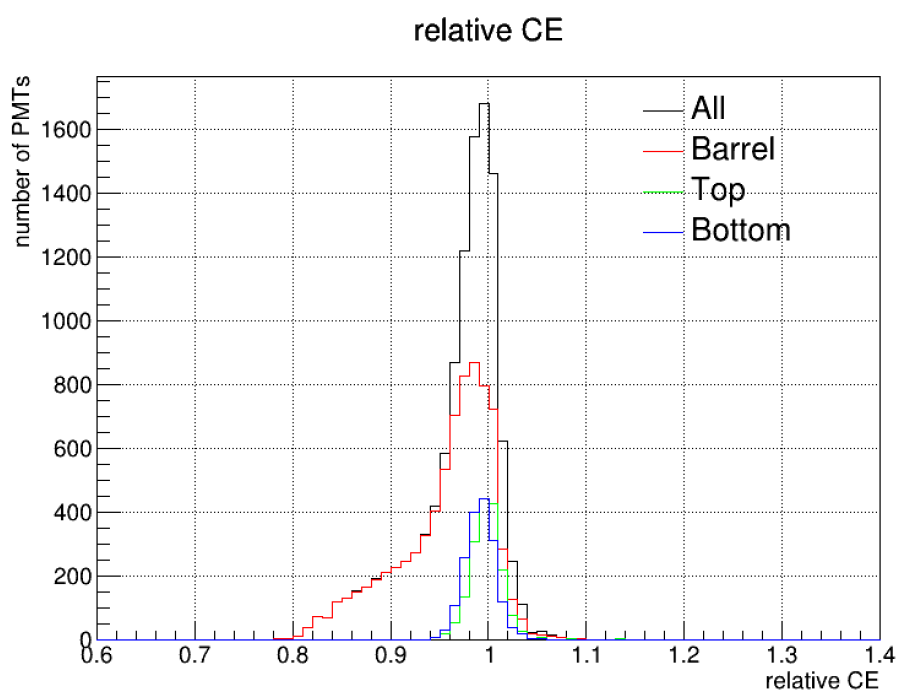


図 3.14: 相対収集効率 (relative CE) 分布

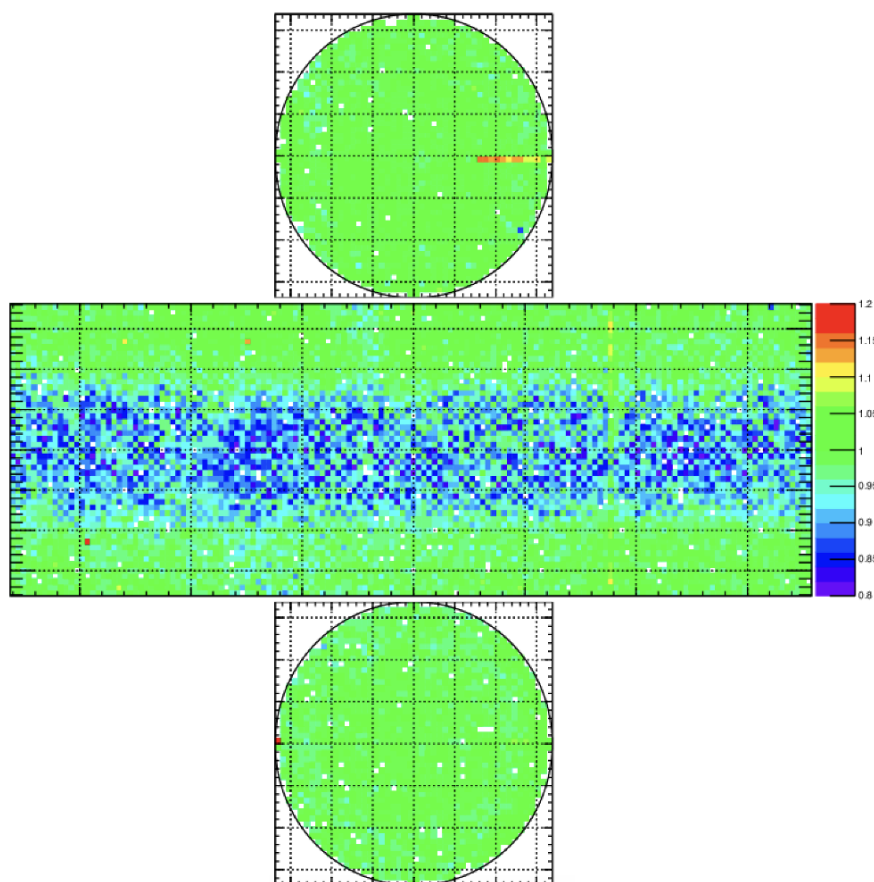


図 3.15: relative CE の二次元マップ

3.4 相対収集効率の特性

相対収集効率は今回初めて導入された量であり、その振る舞いを理解しておく必要がある。前節で示したように、この量はコイルの影響を特徴づけるパラメータとして機能しており、磁場に依存するはずである。

3.4.1 磁場との相関

磁場の影響評価には SK7.5 の状態を反映した磁場シミュレーションを用いる。本研究では、とくに磁場の影響が大きく現れている Barrel 領域の PMT に着目して解析を行った。

PMT の収集効率に影響するのは、光電面で生成された光電子の進行方向とそのまわりに存在する磁場ベクトルの相対関係である。

ローレンツ力は

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.17)$$

で与えられるため、電子の進行方向に平行な磁場成分は軌道を曲げることができない。軌道を曲げ

るのは、あくまで進行方向に対して垂直な成分である。

そこで、各 PMT について、磁場ベクトル \vec{B} を

- PMT の向きに平行な成分： \vec{B}_{\parallel} (B_{parallel})
- PMT の向きに垂直な成分： \vec{B}_{\perp} ($B_{\text{perpendicular}}$)

に分解する。PMT の向きベクトルを \vec{n} (単位ベクトル) とすると、

$$\vec{B}_{\parallel} = (\vec{B} \cdot \vec{n}) \vec{n}, \quad \vec{B}_{\perp} = \vec{B} - \vec{B}_{\parallel} \quad (3.18)$$

と書ける。物理的には、 \vec{B}_{\perp} が大きいほど光電子の軌道が曲がりやすくなり、第一ダイノードに届かない電子が増えることで CE が低下すると期待される。

Barrel の PMT はタンク中心方向を向いており、その向きベクトル \vec{n} は水平方向 (xy 平面内) にある。Barrel PMT は \vec{n} が xy 平面上にあるため、 \vec{B}_{\parallel} は必然的に xy 平面成分を拾うことになる。本研究では、特に CE に寄与する成分として \vec{B}_{\perp} (とその大きさ $|\vec{B}_{\perp}|$) に着目する。

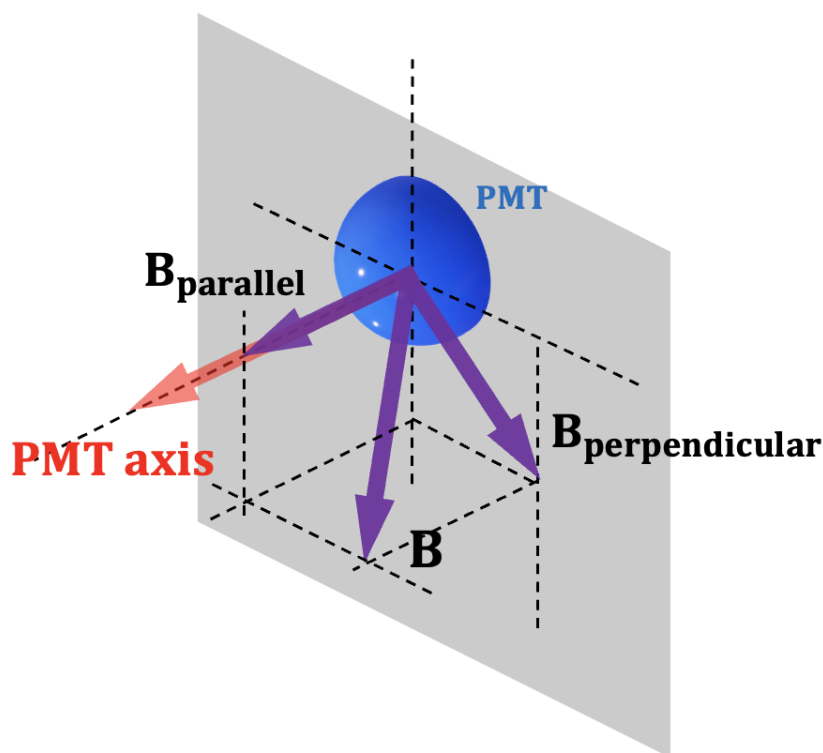


図 3.16: 磁場成分の分離の模式図

図 3.17 に、磁場強度 ($|\vec{B}_{\perp}|$) と相対収集効率 (relativeCE) の関係を示す。磁場強度が小さい PMT では relativeCE は 1 付近に集中しており、収集効率がほとんど変化していないことが分かる。一方、磁場強度が大きい PMT では relativeCE が低下したり、分布が大きく広がったりする傾向が見られる。

この分布を利用して、「コイル故障の影響を強く受けた PMT」と「ほとんど影響を受けていな

い PMT」を分類する。本解析では、 $|\vec{B}_\perp|$ が約 180 mG を境に分布の振る舞いに変化することから、180 mG をしきい値として PMT を 2 つのグループに分けた。

- $|\vec{B}_\perp| < 180 \text{ mG}$: unaffected PMT (磁場の影響が小さいグループ)
- $|\vec{B}_\perp| \geq 180 \text{ mG}$: affected PMT (磁場の影響が大きいグループ)

図 3.18 に、この分類に基づく relativeCE の分布を示す。unaffected PMT は relativeCE = 1 を中心とした対称な分布を示し、故障前の SK7 と同程度の応答が保たれている。一方、affected PMT では relativeCE の低下が顕著であり、図 3.14 に見られた Barrel 領域の低いテールは、主にこの成分によって説明できる。

しかし、affected PMT の分布形状は歪んでおり、単純に収集効率が一様に低下しただけでは説明できない複雑な構造を示す。さらに、図 3.17 に示したように、磁場強度がほぼ同じ (250 mG 付近) であるにもかかわらず、relativeCE に大きなばらつきが存在することも確認された。

このことは、磁場シミュレーションから得られる $|\vec{B}_\perp|$ の情報だけでは、収集効率の挙動を完全には説明できないことを示唆している。すなわち、磁場強度以外の要因が収集効率の変化に寄与している可能性が高い。次節では、この点を検証するため、ダイノード方向に着目した解析を行う。

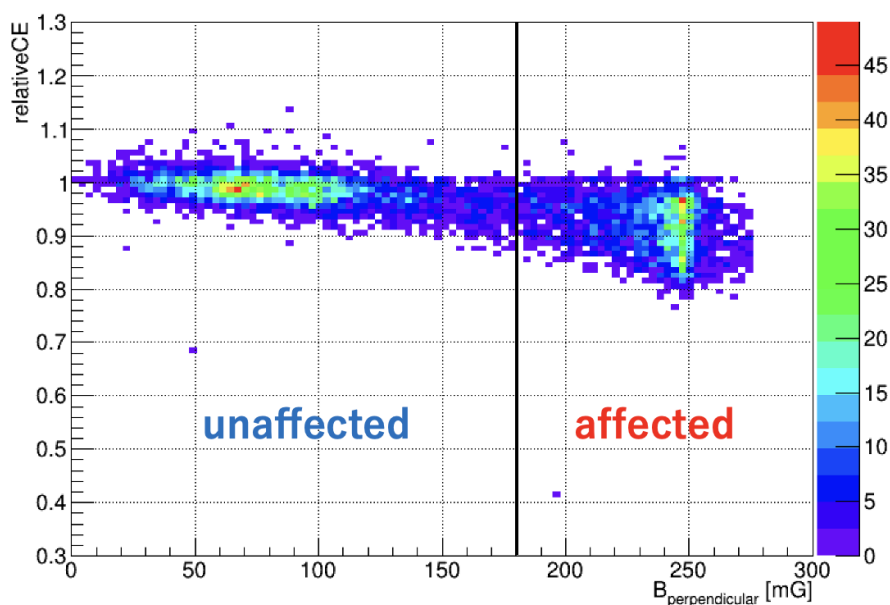


図 3.17: relative CE と磁場強度 $|\vec{B}_\perp|$ の関係

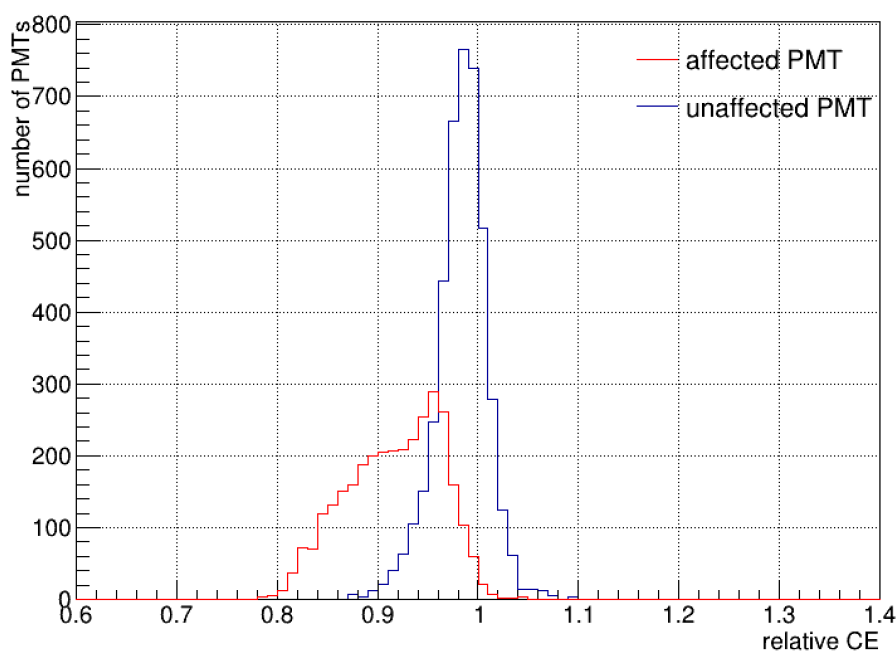


図 3.18: PMT 分離後の relative CE 分布

3.4.2 ダイノード角度との相関

PMT の収集効率、光電子が第一ダイノードに到達できるかどうかによって決まるため、外部磁場だけでなく、ダイノードの向きにも依存すると推察できる。

SK のダイノードは「ベネチアンブラインド型 (Venetian-blind dynode)」構造を持ち、ダイノード面が細かい板状の電極として並んでいる (図 3.19) この構造は、光電子がダイノード面に沿って集められやすい特徴を持つため、ダイノードの向きと磁場方向の相対角は CE に強く影響すると考えられる。図 3.21 は PMT を正面から撮影したものである。中央の円部分が第一ダイノードで、板状の電極が敷き詰められているのがわかる。中央の線はこの並びの方向を示しており、これをダイノード方向という。SK では、このダイノード方向が PMT ごとにバラバラに配置されており、全体としてはダイノード方向の非一様性が平均化されるよう設計されている。そのため各 PMT でダイノード方向は xy 平面に対して一定の角度を持つ。これをダイノード角度として、図 3.20 に分布を示す。収集効率の微細な変化を理解するには、各 PMT が持つダイノード方向を個別に考慮する必要がある。

そこで本研究では、各 PMT について

- ダイノード方向ベクトル \vec{d}
- PMT が向いている方向への垂直磁場成分 \vec{B}_\perp

を用いて、両者のなす角 θ を

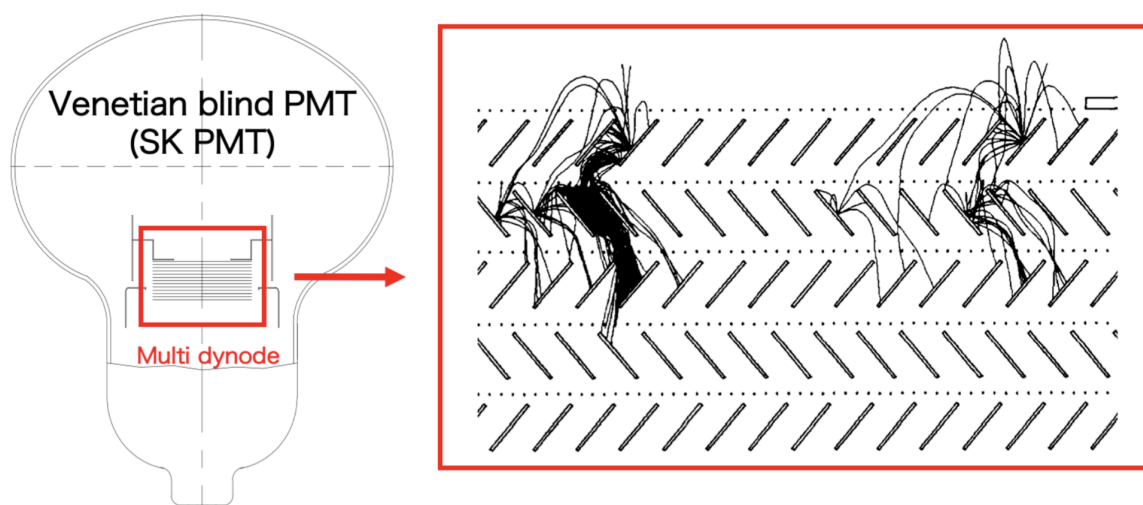


図 3.19: PMT のダイノードと光電子の増幅過程 [42]。この図ではダイノード方向は紙面突き破る方向

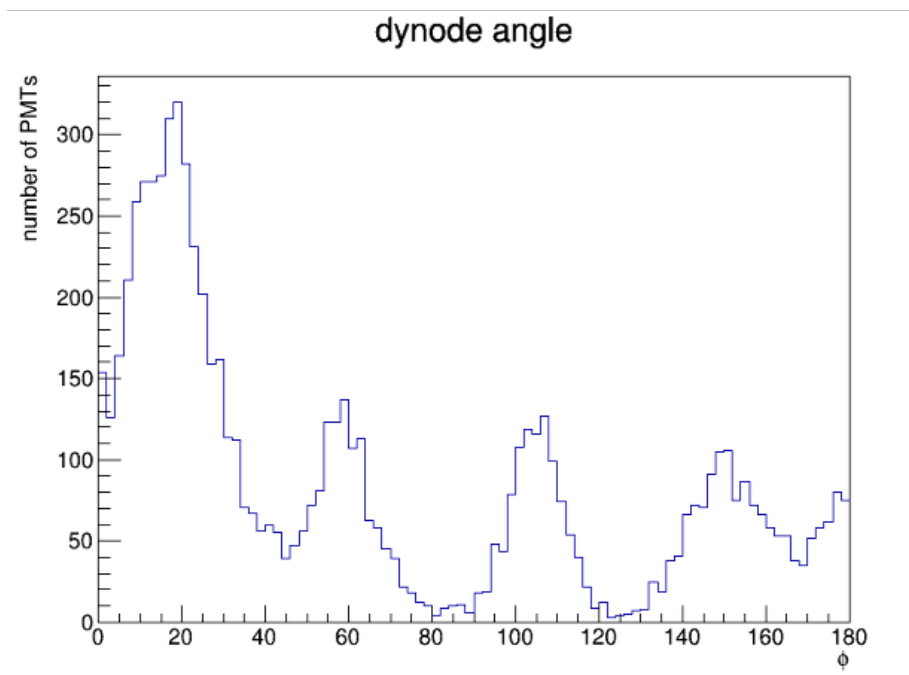


図 3.20: ダイノード角度分布。ダイノードの向きを軸として定義しているため、角度は $0^\circ \leq \theta < 180^\circ$ の範囲で表される ($\theta = 180^\circ$ は $\theta = 0^\circ$ と同一である)。分布中の 4 つのピークはダイノードが 4 つの代表的な向きに配置されていることを示している。

$$\cos \theta = \frac{\vec{d} \cdot \vec{B}_{\perp}}{|\vec{d}| |\vec{B}_{\perp}|} \quad (3.19)$$

として定義した(図 3.22)。 θ は「磁場がダイノード方向にどれだけ沿っているか」を示す指標であり、 $\theta \simeq 0^{\circ}$ は磁場がダイノード方向と平行、 $\theta \simeq 90^{\circ}$ は磁場がダイノードと垂直であることを意味する。

図 3.23 に θ と relativeCE の相関を示す。明確な負の相関が見られ、磁場がダイノード方向と平行(θ が小さい)になるほど relativeCE が低下する傾向が確認された。これは、磁場がダイノード方向に沿うと、光電子の軌道が乱されて第一ダイノードへ効率よく集められなくなるためと解釈できる。

さらに、このダイノード角を用いて affected PMT を分類した結果を図 3.24 に示す。前節で示したように、affected PMT の relativeCE 分布には不自然な広がりが見られたが、これは異なるダイノード角を持つ PMT の応答が重なり合っていたためである。角度に基づき分類すると分布は明確に分離し、磁場方向とダイノード方向の相対角が CE の支配的因子であることが分かる。

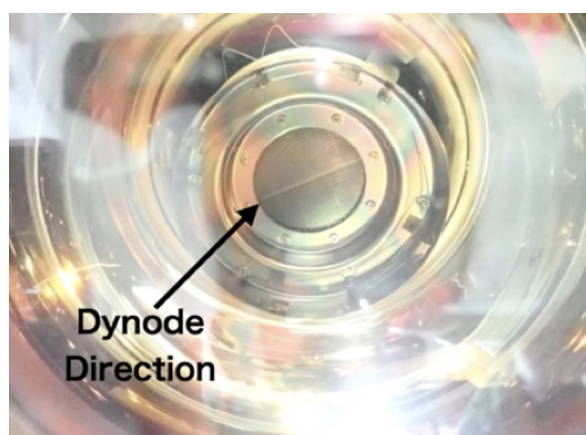


図 3.21: PMT のダイノード構造。PMT を正面から撮影したもの。中央の円が第一ダイノードで、真ん中の線がダイノード方向を表す。

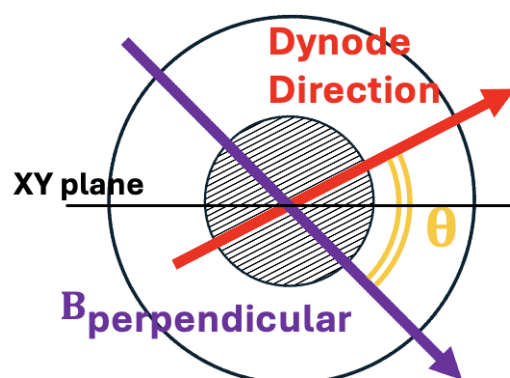
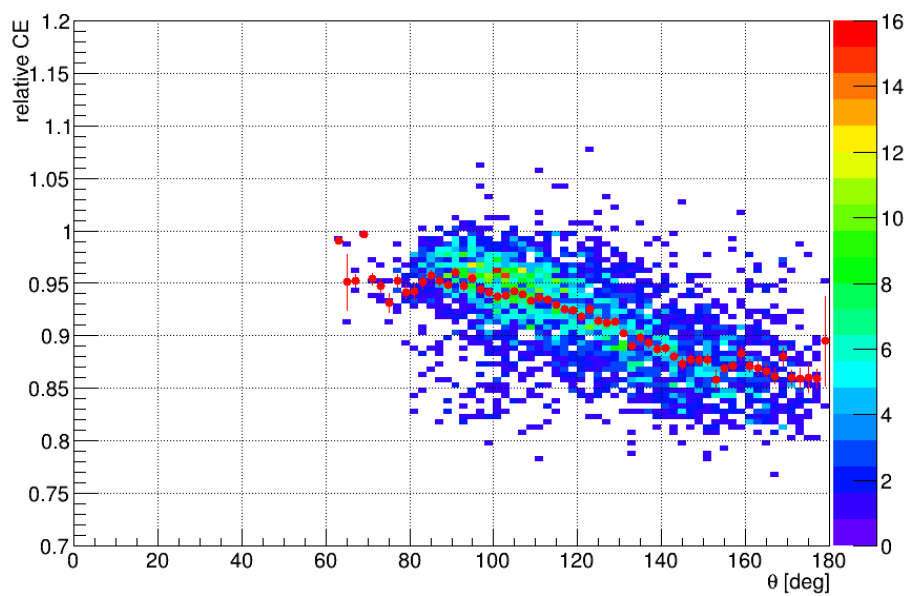
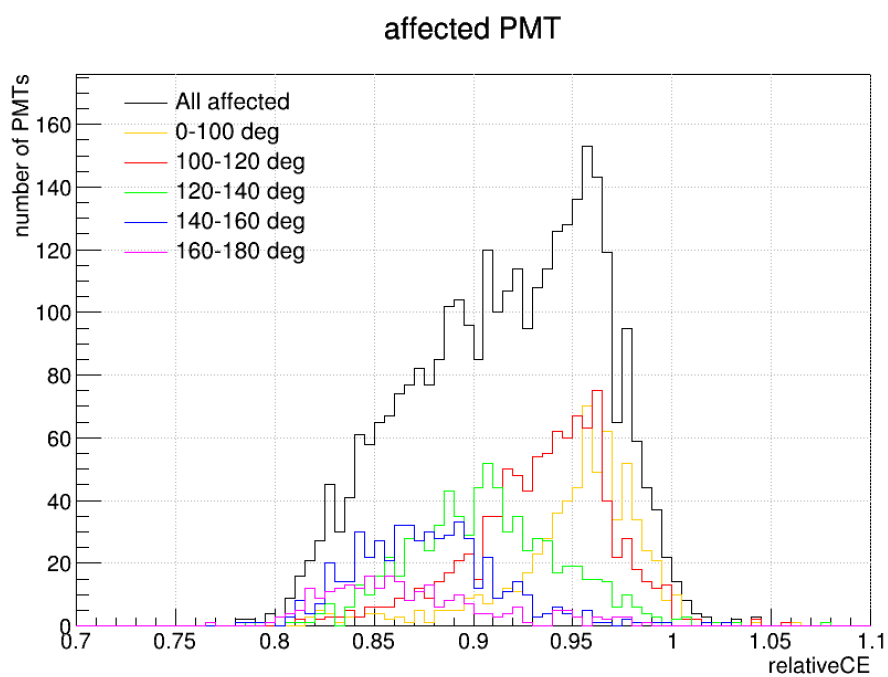


図 3.22: ダイノード方向と θ の定義

図 3.23: relative CE と θ の相関図 3.24: θ で分離した relative CE 分布

3.4.3 位置依存性

前節で述べたように、本研究で用いる Ni 線源データ（表 3.4）はタンク中心に配置したときの測定を基準としている。しかし、relativeCE が線源位置の違いによって系統的に変化する可能性がある以上、センター位置（ $Z = 0$ ）のみのデータを用いることの妥当性を事前に検証する必要がある。

Ni 線源は SK タンク内の複数位置（中央、 $Z = \pm 12$ m など）で取得されているため、これらのデータを用いて線源位置依存性を評価した。定義として、線源位置 $Z = z$ における相対収集効率 $\text{relativeCE}(z)$ と中央位置での値 $\text{relativeCE}(0)$ の比を

$$\text{ratio} = \frac{\text{relativeCE}(z = \pm 12 \text{ m})}{\text{relativeCE}(z = 0)} \quad (3.20)$$

とする。 $R(z)$ が 1 から大きくずれる場合は、線源位置が収集効率評価にバイアスを与えていることを意味する。

表 3.5 に ratio 計算に使った Run 情報をまとめた。本表は同じ日に線源位置を変えて取得した 3 つの run を示しており、上から順に $z = -12$ m、 $z = 0$ m (center)、 $z = +12$ m に対応している。ratio 計算では中央位置（ $z = 0$ m）の run を基準（分母）とし、他の位置の応答比を算出した。

図 3.25 に $Z = \pm 12$ m に対する ratio 分布を示す。結果として、いずれの位置においても ratio は 1 を中心とした分布になっており顕著な位置依存性は確認されなかった。このことから、タンク中心で取得された Ni データを用いて relativeCE を評価する手法は妥当であると結論づけられる。

表 3.5: 異なる高さで取得された Ni run list

Run #	Date	Sourelative CE position (x, y, z) [m]	# of events
93412	2024-02-02	(0.353, -0.707, -12.0)	10927304
93414	2024-02-02	(0.353, -0.707, 0.0)	17690304
93416	2024-02-02	(0.353, -0.707, 12.0)	10961548

3.5 結果・議論

前節までで、相対収集効率 relativeCE を用いた PMT 応答の評価手法を確立し、その振る舞いを理解した。本節では、得られた結果を用いた補正方法について述べるとともに、その検証と今後の議論につなげる。

3.5.1 補正

各 PMT で測定した相対収集効率を、補正用のテーブルとしてまとめた。これを CE table という。CE table には、各 PMT に対して測定された relativeCE の値をそのまま格納しており、affected PMT ・ unaffected PMT といった分類による処理分岐は行っていない。

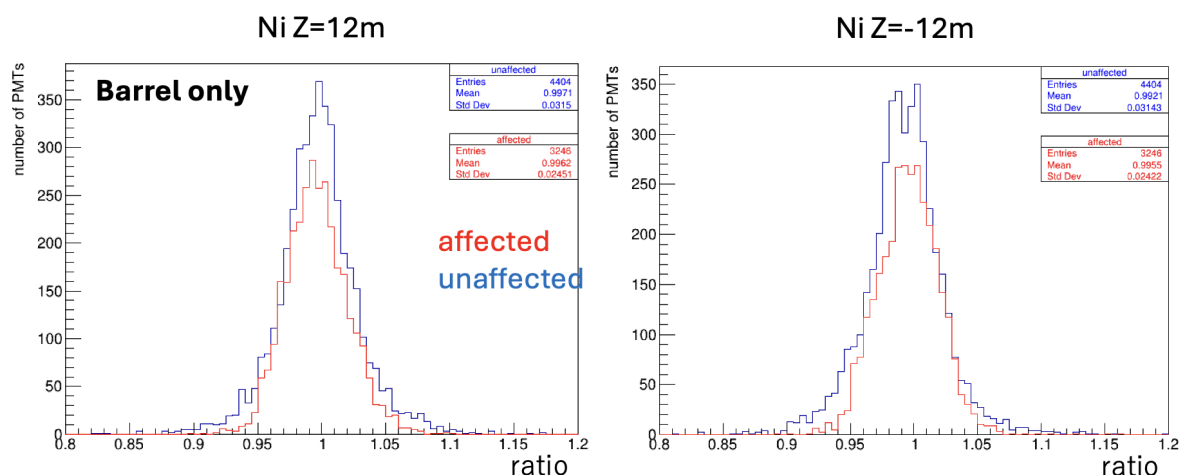


図 3.25: 線源位置依存性

SK では、観測されたヒット数に対してさまざまな補正を施すことで effective hit (実効ヒット数) を定義し、これを用いて事象のエネルギー再構成を行っている。SK7.5 期間においては、従来の補正に加えて、磁気補償コイル故障に起因する収集効率変動を考慮する必要がある。

具体的には、相対量子効率 (詳細は 2.3.1 節) をまとめた QE table に CE table を掛け合わせた $QE \times CE$ table を新たに構築し、これを補正に用いた。

この新たなテーブルを用いた補正の妥当性の検証に、Decay- e データを用いた解析結果を比較する。図 3.26 に、CE table 導入前の Decay- e 解析結果を示す。再構成エネルギーおよび effective hit のいずれにおいても、SK7 と SK7.5 の間に不自然な断絶が確認できる。一方、図 3.27 に示す CE table 導入後の結果では、これらの不連続性が解消され、SK7 と SK7.5 の分布が滑らかに接続していることが分かる。このことから、構築した CE table により、SK7.5 における収集効率低下の影響が適切に補正されていることが確認された。

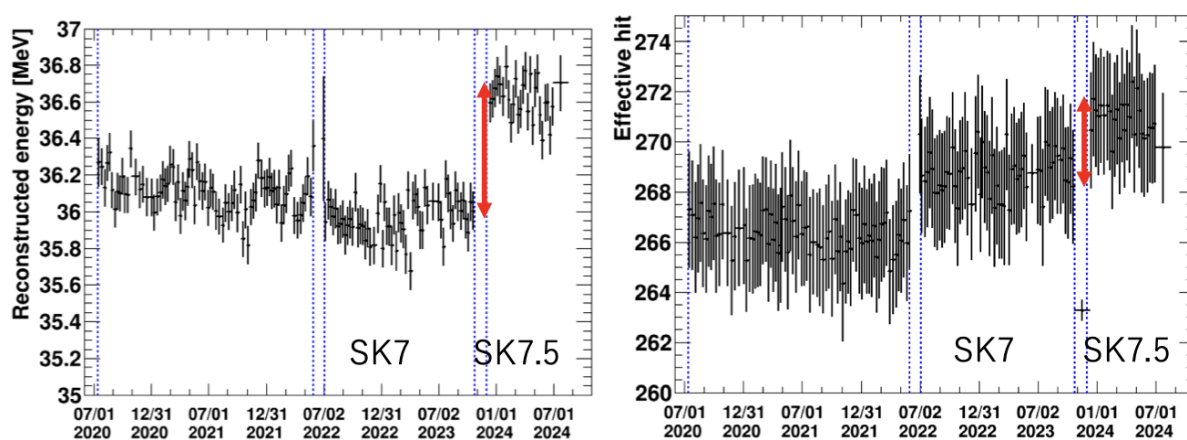


図 3.26: SK7.5 Decay 解析結果 CEtable による補正前 再構成エネルギー (左)、Effective hit(右)

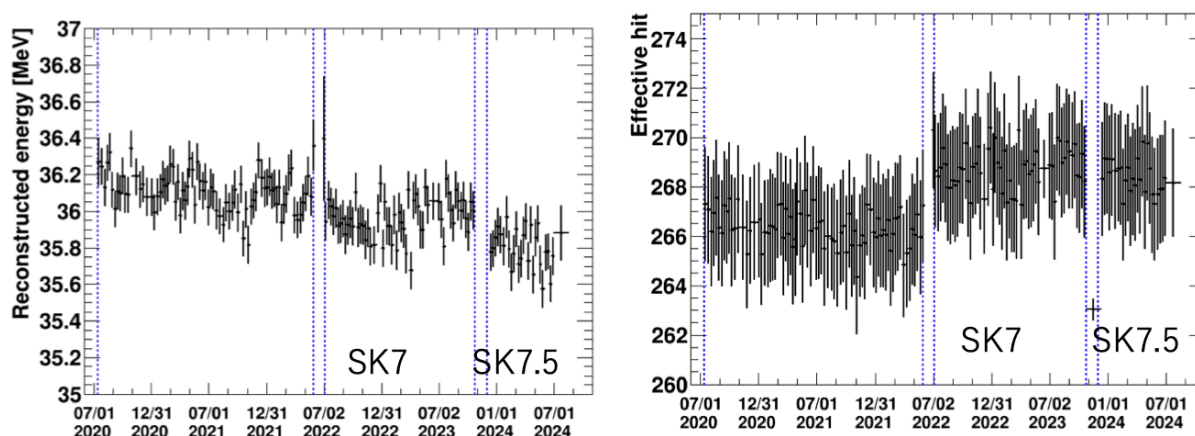


図 3.27: SK7.5 Decay 解析結果 CEtable による補正後 再構成エネルギー (左)、Effective hit(右)

3.5.2 議論

磁気補償コイルは修繕され、検出器内の磁場環境は再び一樣な状態へと回復した。SK はこの補修作業を境に SK8 へとフェーズを移行し、現在運用されている。一方で、将来同様のコイル故障が再び発生した場合にどのように対処するか、また本研究で得られた結果をどのように活用するかについては、議論が進められている。実際、SK8 ではこれまでに複数回のコイル故障が発生しており、いずれも短期間で修繕されているものの、その都度タンク内のコイル状態は変化している。

SK7.5 期間においては、相対収集効率を測定し CE table を導入し、量子効率テーブルと組み合わせた QE × CE table を用いる補正手法を採用した。前節で示したとおり、この方法により収集効率低下の影響を適切に補正できることが確認されており、同様の手法が SK8 においても適用可能かどうかを検討されている。本手法の大きな利点は、補正用テーブルを Ni データのみから構築できる点にある。今後、コイル故障が発生するたびに、その期間に取得された Ni データを用いて対応する CE table を作成して QE table と組み合わせれば良い。

CE table は SK7.5 における補正を目的として導入されたものであるが、原理的には他の期間のデータを用いても相対収集効率 $relativeCE$ を算出することが可能である。そこで、磁気補償コイルの状態が安定していた SK7 期間において、定期的に取り得られた Ni データを用いて $relativeCE$ を計算した。具体的には、式 3.15 における分子として、表 3.6 に示した SK7 期間で取得された各 Ni run の hitrate を用い、分母には Run #91826 (表 3.4 参照) を採用した。この分母の定義は、3.3.2 節で用いたものから変更していない。したがって、ここで算出される $relativeCE$ とは、SK7 期間内で PMT の収集効率がどの程度変動しているかを示す指標となる。図 3.28 に算出した $relativeCE$ の平均値を時系列で示す。これらの結果から、SK7 期間においては $relativeCE$ が時間的に安定しており、コイル状態が変化していないことと整合的である。

この結果は、SK8 以降においても、相対収集効率を QE table に掛け合わせる本手法が有効に機能する可能性を示唆している。ただし、SK7.5 の補正では参照データと補正対象データの取得時期が近かったのに対し、SK7 を基準とした SK8 以降の補正では参照期間との間に約 2 年程度の時間差が存

在する。このような場合には、ゲイン変動や水質変化などの影響が無視できない可能性があり、単純な仮定が成立しないことも考えられる。今後、長期運用において磁気補償コイルの影響を適切に補正していくためには、これらの要因が収集効率に与える影響を含めた、さらなる理解と検証が必要だと考える。

表 3.6: SK7 での Ni center run

Date	Ni run #	# of events
2022-09-28	90323	5035201
2022-11-14	90574	6719257
2023-04-20	91223	5906420
2023-05-23	91316	5588832
2023-07-12	91724	5938111
2023-09-21	91956	6342334
2023-10-04	91999	5324385

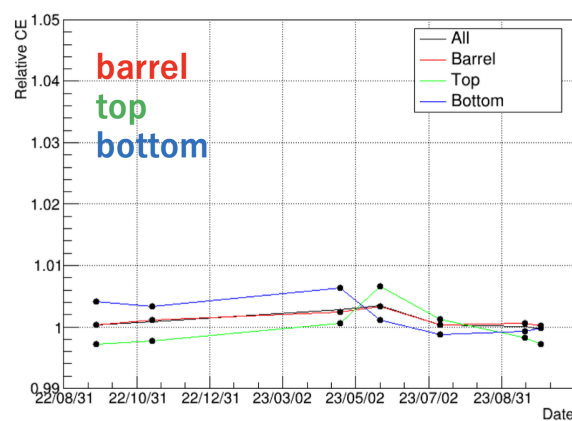


図 3.28: SK7 で relativeCE の平均値の時期変動

第4章

パイオン核内反応モデル比較

前章まででは、本研究で用いる水チェレンコフ検出器に対する校正手法について述べた。これらの校正は、検出器の応答を正確に理解するために不可欠であり、以降の物理解析の基盤となる。検出器応答が適切に校正された上で、次に重要となるのは、ニュートリノ反応における物理過程を正確にモデル化することである。特に、SK が関与する T2K 実験のニュートリノ振動解析においては、パイオンを含む反応の取り扱いが重要である。パイオン反応は振動解析における主要なバックグラウンドとなる一方で、原子核内部での相互作用が複雑であり、核内反応に対するモデリングの違いが、最終状態粒子や観測量に与える影響を理解することが求められている。

本章では、ニュートリノ反応シミュレーションにおいて用いられているパイオン核内反応モデルに着目し、異なるモデル間の比較を通して、その特徴と影響について議論する。

4.1 イントロダクション

4.1.1 パイオンとは

パイオンは、強い相互作用を媒介する最も軽い中間子であり、原子核物理および素粒子物理において重要な役割を果たす粒子である。パイオンはクォークと反クォークから構成されるメソンであり、電荷の異なる三つの状態 π^+ 、 π^0 、 π^- が存在する。パイオンは、量子色力学における自発的カイラル対称性の破れに伴って現れる擬ゴールドストーン粒子として理解されている [43]。そのため、質量が他のハドロンに比べて非常に小さく、低エネルギー領域における強い相互作用を支配する粒子である。原子核スケールにおいては、パイオンは核子間に働く強い相互作用の担い手として振る舞う。特に、核力の長距離成分はパイオン交換によって記述されることが多い。

ニュートリノ反応においても、パイオンは重要である。数百 MeV から数 GeV 程度のエネルギー領域では、ニュートリノが核子と相互作用することで、パイオンが生成される反応が頻繁に起こる。このエネルギー領域では、 $\Delta(1232)$ 共鳴の励起とその崩壊によるパイオン生成が主要な反応過程となる [44]。生成されたパイオンは、原子核の外へ出るまでに核内を伝播する。この過程で、パイオンは核子と強い相互作用を起こす。その結果、パイオンの運動量や進行方向が変化したり、最終状態とし

て検出されなくなったりする場合がある。このように、パイオンは生成過程から核内伝播、検出器での観測に至るまで、複数の物理過程に参与する。そのため、パイオンを含む反応を正確に記述するためには、パイオンの性質と核内での振る舞いを適切にモデル化することが不可欠である。

4.1.2 パイオン核内反応

ニュートリノ反応によって生成されたパイオンは、原子核内を伝播する。この過程で、パイオンは核子と強い相互作用を起こし、さまざまな相互作用を引き起こす。これらの反応は、パイオン核内反応、またはパイオンの最終状態相互作用 (FSI) と呼ばれる。図 4.2 に主要なパイオン反応を示す。

吸収反応 (Absorption; ABS)

パイオンが核内で核子と相互作用し消失する反応である。代表的には、 $\pi NN \rightarrow NN$ のような過程が考えられる。この反応が起こると、生成されたパイオンは検出器に到達しないため、パイオン生成反応であった事象が、パイオンを含まない事象として観測される。

電荷交換反応 (Charge Exchange; CX)

パイオンが核子と相互作用することで、その電荷を変化させる反応である。例えば、 $\pi^+n \rightarrow \pi^0p$ や $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ といった過程が存在する。電荷交換反応によって生成された中性パイオンは二つのガンマ線に崩壊する。

準弾性散乱 (Quasi-Elastic Scattering; QE)

準弾性散乱は、パイオンが核子と衝突するものの、パイオンの種類や数が増減しない $\pi N \rightarrow \pi N$ のような反応である。この反応では、パイオンの運動量や進行方向のみが変化する。

非弾性散乱 (Inelastic Scattering; Inel)

非弾性散乱は、パイオンと核子の相互作用によって、追加の粒子が生成される。この過程では、 $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ のように複数のパイオンが生成される場合がある。この反応は特にエネルギーの高い領域において重要となる。

これらの吸収、電荷交換、弾性、非弾性反応は、核内の密度分布やパイオンの運動量に依存する。さらに、これらの反応確率は理論モデルに依存している。そのため、モデルの違いは最終状態粒子の分布に差を生じさせる。これらの差は、ニュートリノエネルギー再構成や事象分類に影響し、最終的にはニュートリノ振動解析における系統誤差の一因となる。

次節では、T2K 実験においてパイオン反応がどのような役割を果たしているかについて述べる。

4.1.3 T2K 実験におけるパイオン生成反応

T2K 実験は、数百 MeV から数 GeV 程度のエネルギー領域にピークを持つニュートリノビームを用いた長基線ニュートリノ振動実験である。このエネルギー領域では、荷電カレント準弾性散乱 (CCQE) に加えて、パイオン生成反応も発生する。特に、 $\Delta(1232)$ 共鳴の励起とその崩壊による単一パイオン生成反応 (CC1 π) は、このエネルギー領域における主要な反応である [44]。図 4.3 にこ

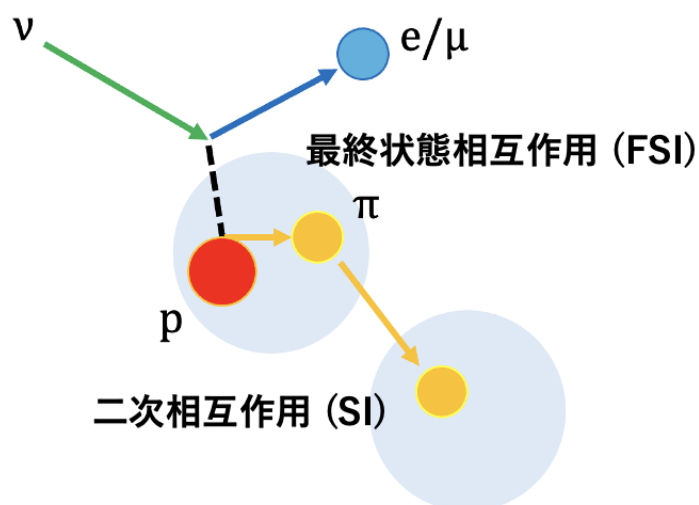


図 4.1: パイオンの最終状態相互作用 (FSI) と二次相互作用 (SI)

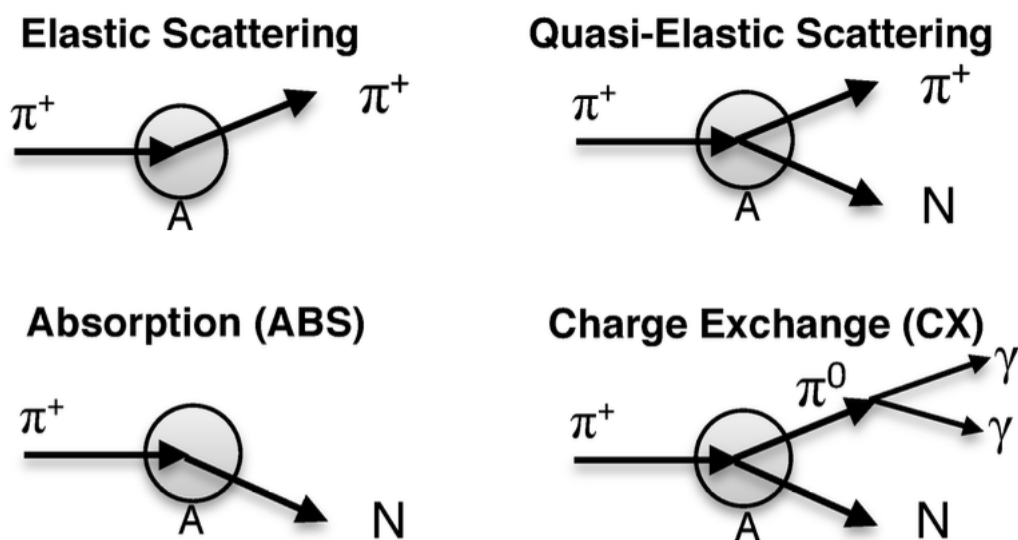


図 4.2: 主要なパイオン反応

の反応のダイアグラムを示す。

振動解析では、SK での最終状態における粒子の種類や運動量が、事象の識別およびエネルギー再構成に直接する。単一パイオン生成反応で特に問題となるのは、生成されたパイオンが検出されない場合である。このような事象は、検出器レベルで CCQE 反応と区別できず、CCQE-like 事象として扱われる。CCQE-like 事象の混入は、エネルギー再構成の系統誤差を増大させ、振動解析の精度を低下させる要因となる。生成されたパイオンが検出されない主な理由の一つは、原子核内部での最終状態相互作用である。前節で述べたように、パイオンは核内で吸収、電荷交換、準弾性散乱、非弾性散

乱といった反応を起こす。これらの反応によって、パイオンは運動量を変えたり、消失したりするのである。実際に T2K 実験の振動解析では、異なる相互作用モデルを用いた調査が行われている。表 4.1 は、モデルの違いが振動パラメータにどれだけの影響を与えるかを示している。Non-CCQE や pion-SI は特に大きく、パイオン反応に関するモデル差が振動パラメータの推定に無視できない影響を与えることがわかる。したがって、T2K 実験におけるパイオン生成反応を正確に扱うためには、生成だけでなく、核内でのパイオン反応を含めた理解が必要となる。

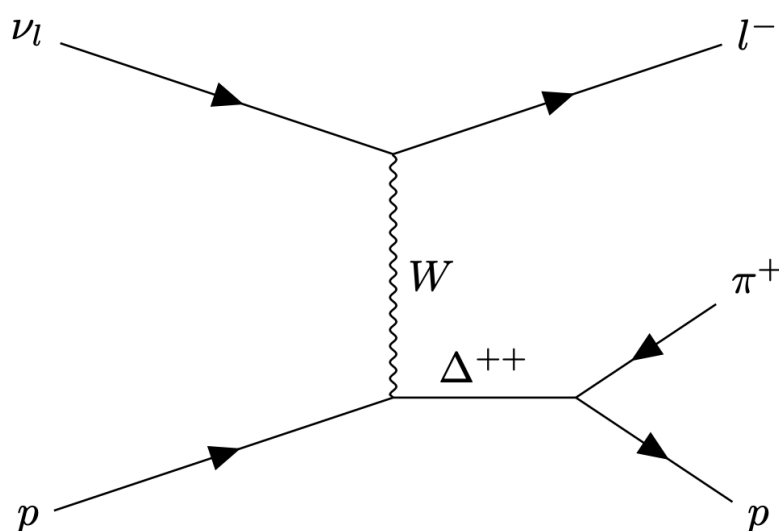


図 4.3: CC1 π ダイアグラム

4.1.4 研究動機

これまでに述べたように、パイオンの核内反応は、事象分類やエネルギー再構成に影響するため、そのモデル化が重要である。現在、SK や T2K の解析では、ニュートリノ事象生成器 NEUT に実装されたパイオンの核内反応モデルが標準的に用いられている。一方で、別のモデルとして INCL (Liège intranuclear cascade) も存在する。INCL に関しては、近年 SK において、大気ニュートリノ事象の後に発生する中性子捕獲を用いた解析が行われた。この解析では、核内輸送モデルの違いによって中性子多重度の予測が変化し、核子反応を含む核内輸送の記述においては、INCL がデータを最も良く再現することが示された [45]。一方で、この結果は主に核子反応に関するものであり、パイオンの核内反応については検証されていない。そこで本研究では、INCL がパイオンの核内反応においても有効であるかを明らかにするため、NEUT に実装されたパイオン核内反応モデルと、INCL に基づくパイオン反応モデルを比較する。具体的な比較については 4.5 節から取り扱う。

表 4.1: T2K における、物理モデルが主要な振動パラメータに与えるバイアス。文献 [33] の Table15 を基に作成した

Simulated data set	Relative to	$\sin^2 \theta_{23}$	Δm_{32}^2	δ_{CP}
CCQE z-exp high	Total	0.3%	2.1%	0.4%
	Syst.	0.7%	5.7%	1.7%
CCQE removal energy	Total	0.0%	4.8%	1.3%
	Syst.	0.0%	13.4%	5.2%
Non-CCQE	Total	8.7%	11.8%	1.7%
	Syst.	21.3%	32.7%	6.9%
2p2h Martini	Total	0.7%	2.7%	0.4%
	Syst.	1.6%	7.3%	1.6%
MINERvA pion tune	Total	2.9%	2.5%	0.9%
	Syst.	7.2%	6.8%	3.5%
Data-driven pion	Total	4.7%	6.5%	1.0%
	Syst.	11.6%	17.9%	3.9%
Pion SI	Total	0.7%	20.8%	1.0%
	Syst.	1.9%	57.8%	4.6%

4.2 核内反応モデル

4.2.1 核内反応の描像

ニュートリノと原子核との反応は、単一の散乱過程として記述できるほど単純ではない。一次相互作用によって核子やパイオンが生成された後も、それらの粒子は原子核内部を伝播しながら、他の核子との相互作用を起こす。その結果、観測される最終状態は、一次相互作用だけでなく、原子核内部で起こる一連の過程に依存する。原子核内部では、入射粒子あるいは生成粒子が核内を進む過程で、個々の核子と非平衡な状態で衝突を繰り返す。この段階は前平衡過程と呼ばれる [46]。さらに時間が経過すると、入射粒子のエネルギーは核内核子全体に分配され、原子核は熱平衡状態に近づく。この状態に達した原子核は励起状態にあり、脱励起過程として低エネルギーの粒子を放出する。この過程は複合核過程、あるいは蒸発過程と呼ばれる。このように、核子が原子核に入射した際の反応は、短時間で起こる直接過程、核内衝突を経た非平衡状態からの前平衡過程、熱平衡に達した後の複合核過程といった、異なる時間スケールをもつ複数の過程が重なったものとして理解されている。これらの原子核内部で起こる一連の反応をまとめて核内反応と呼ぶ。この核内反応を理論的に記述するための代表的な手法の一つが、核内カスケードモデルである。核内カスケードモデルでは、原子核内部を伝播する粒子の運動、衝突を扱い、非平衡状態から複合核形成に至るまでの過程を記述する。本章で扱

う NEUT のパイオン核内反応モデルや INCL も核内カスケードモデルである。次節では、この核内カスケードモデルの基本的な考え方について述べる。

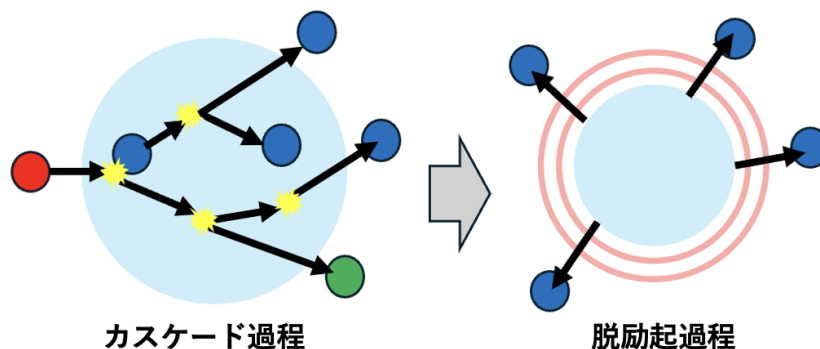


図 4.4: カスケード過程と脱励起過程の模式図

4.2.2 カスケードモデルの基本構造

核内カスケードモデルは、核内を伝播するハドロンと核子との相互作用を、確率論的な多体衝突過程として逐次的に追跡する半古典的モデルである。この手法では、粒子の位置と運動量を古典的変数として扱いながら、反応確率のみを量子論的断面積によって与える。そのため、前平衡段階における非平衡な粒子伝播を効率よく記述できる点が特徴であり、多くのニュートリノ反応ジェネレータで採用されている [47,48]。

カスケードモデルの計算は、大きく分けて初期状態の設定、粒子の核内伝播、衝突過程の処理、カスケードの終了判定という段階から構成される。

まず、原子核の初期状態として、核子の空間分布と運動量分布が定義される。核子の空間分布には、経験的に知られている Woods-Saxon 型の密度分布が用いられることが多い。この分布は、半径 r における核密度を

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (4.1)$$

と表す。式をみるとわかるように、原子核内部では密度がほぼ一定で、表面付近で滑らかに減少するという核密度分布を表している。分布を図 4.5 に示す。運動量分布は局所フェルミ気体モデルに基づいて与えられる。この仮定により、核子は束縛されたフェルミ粒子として表現される。

一次反応によって生成されたパイオンや核子は、初期位置と運動量を持つ粒子として核内を伝播する。伝播は小さなステップ長で直線的に行われ、量子力学的な波動性や干渉効果は考えない。

粒子の次の衝突までの距離は、核密度と反応断面積に基づいて確率的に決定される。位置 r における平均自由行程 $\lambda(E, r)$ は、局所核密度 $\rho(r)$ と反応断面積 $\sigma(E, r)$ を用いて

$$\lambda(E, r) = \frac{1}{\rho(r) \sigma(E, r)} \quad (4.2)$$

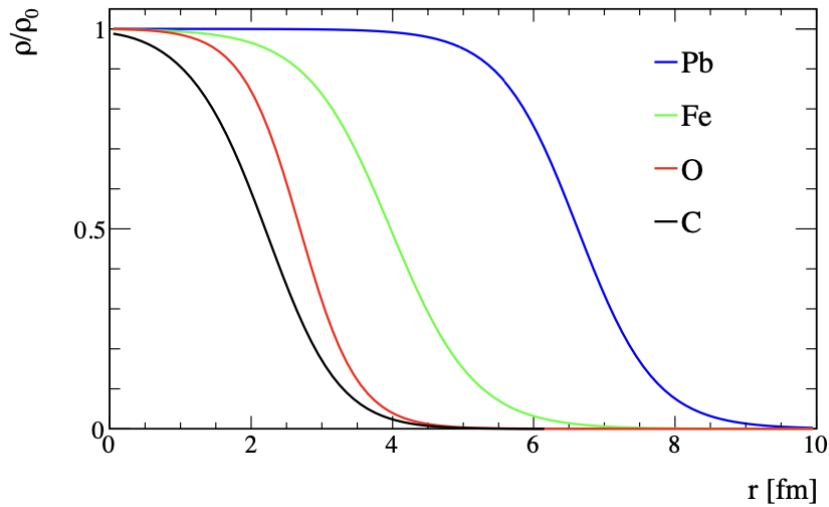


図 4.5: Woods-Saxon 分布 [49]

と定義される。実際の衝突距離 ℓ は、この平均自由行程に基づく指数分布

$$P(\ell) = \exp\left(-\frac{\ell}{\lambda(E, r)}\right) \quad (4.3)$$

に従ってサンプリングされる。

粒子が衝突点に到達すると、どの反応が起こるかが決定される。反応の種類は、粒子のエネルギーと反応断面積によって決まり、パイオンでは、準弾性散乱、電荷交換、吸収、非弾性散乱などの過程が考慮される。実際の計算では、これらの断面積に基づいて確率的に決定され、選ばれた反応に対して、エネルギー保存則と運動量保存則を満たすように生成粒子の運動量と角度が生成される。

核子の終状態に対しては Pauli ブロッキングが適用される。これは、フェルミ粒子である核子がすでに占有されている量子状態には遷移できないというパウリの排他原理に基づく効果である。この効果を以下のように取り入れている。局所フェルミ気体モデルでは、位置 r におけるフェルミ運動量 $p_F(r)$ を密度 $\rho(r)$ から

$$p_F(r) = (3\pi^2\rho(r))^{1/3} \quad (4.4)$$

として定義し、散乱後の核子運動量が $p_F(r)$ 未満である場合はその終状態は既に占有されているとみなされ、反応は棄却される。

粒子が核外に出た場合、あるいは吸収された場合には、その粒子はカスケード対象から外れる。カスケード過程が終了した時点で残された原子核は励起状態にある。この励起核については、蒸発モデルを用いて、低エネルギーの核子や軽い原子核の放出が記述される。

以上がカスケードモデルの基本設計であるが、核密度分布、反応断面積、カスケードの停止条件、蒸発モデルへの接続方法などはモデル依存であり、モデルによって最終状態の粒子分布は異なる。

4.3 NEUT におけるパイオン核内反応モデル

NEUT は、ニュートリノと原子核の反応をシミュレーションするためのモンテカルロイベントジェネレータである。ニュートリノが原子核と反応したときに生成される粒子の種類や運動量分布を計算する。さらに、生成された粒子が原子核内で受ける相互作用も含めて記述することができ、SK や T2K などのニュートリノ実験の解析に用いられている [50]。NEUT には、核内でのハドロン相互作用を記述するモデルが実装されており、パイオンの核内相互作用もその一部として扱われる。本節では、NEUT におけるパイオン核内相互作用モデルについて説明する。

4.3.1 カスケード実装の流れ

NEUT におけるパイオン核内モデルは、以下の手順に従って記述される。[51]

1. 粒子の生成点の決定

一次相互作用によって生成されたパイオンや核子の初期位置は、原子核の密度分布に基づいて決定される。核密度分布には Woods–Saxon 型分布が用いられ、粒子の生成位置はこの分布に従って確率的にサンプリングされる。

2. 核内伝播

生成された粒子は、核内を有限の距離ステップで伝播する。各ステップにおいて、粒子は直線運動を行うと仮定され、核内での位置と運動量が更新される。

3. 衝突の判定

粒子の次の衝突までの距離は、局所的な核密度と反応断面積に基づいて確率的に決定される。衝突が発生した場合、粒子は核子との二体衝突を起こす。

4. 反応過程の決定

衝突が起こった場合、準弾性散乱、電荷交換、吸収、非弾性散乱などの反応過程が考慮される。反応過程は、チャンネル別断面積に基づいて確率的に決定される。

5. 二次粒子の生成と再伝播

衝突によって生成された二次粒子は、新たなカスケード粒子として同様に追跡される。

6. カスケードの終了

粒子が吸収された場合、あるいは粒子の位置が核半径 R_N を超えた場合に終了する。

図 4.6 にカスケードの模式図をしめす。ここからは細かい実装について説明する。

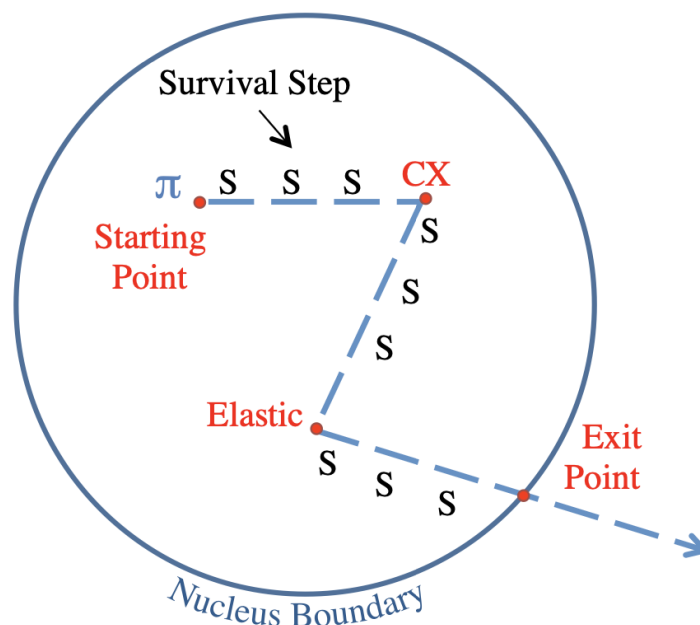


図 4.6: NEUT のパイオン核内モデルの模式図

4.3.2 粒子伝搬の実装

NEUT では、粒子の伝搬は空間的に離散化され、ステップ長 dx は核サイズ R_N に基づいて

$$dx = \frac{R_N}{100} \quad (4.5)$$

と設定される。このステップ幅は、各ステップ内で二回以上の相互作用が起こる確率が無視できるような幅である。各ステップにおいて、粒子の位置が更新され、その度に反応確率が計算され、反応が起こるかどうか、どの反応が起こるかが評価される。

4.3.3 反応過程の扱い

反応過程は核密度と反応断面積に基づいて確率的に記述される。考慮される反応は 6 種類に分類される。低運動量領域と高運動量領域で用いられる反応チャンネルが明確に区別されている点が特徴である。表 4.2 に NEUT で考慮されている反応チャンネルを示す。各反応チャンネルの断面積は、理論計算および実験データに基づいて構築されたテーブルとして保持される。カスケードの各ステップにおいて、断面積はこれらのテーブルから直接読み出される。各ステップでは、まずパイオンが相互作用を起こさずに伝播する確率が評価される。位置 r 、粒子種 h 、運動量 p における生存確率は

$$P_{\text{surv}}(r, h, p) = 1 - \sum_i P_i(r, h, p) \quad (4.6)$$

と定義される。ここで $P_i(r, h, p)$ は、吸収、準弾性散乱、電荷交換、ハドロン生成などの反応チャンネル i に対応する確率である。

一つの事象に対する確率は、全ステップにおける確率の積として

$$P_{\text{evt}} = \prod_{\text{all steps}} P_{\text{step}} \quad (4.7)$$

と表される。ここで P_{step} は、生存ステップでは P_{surv} 、反応ステップでは対応する P_i を取る [52]。また、このモデルではパイオン運動量 $p_\pi \simeq 500 \text{ MeV}/c$ を境として、考慮されるパイオン反応が切り替わっている。

表 4.2: NEUT において考慮されるパイオン反応チャネル

運動量領域	考慮される反応	相互作用確率の扱い
$p_\pi < 500 \text{ MeV}/c$	低運動量 π 準弾性散乱	理論モデルによる計算 (Oset らのモデル)
	低運動量 π 荷電交換	
	π 中間子吸収	
$p_\pi > 500 \text{ MeV}/c$	高運動量 π 準弾性散乱	π -A 散乱データに基づく計算
	高運動量 π 荷電交換	
	高運動量 π 非弾性散乱 (π 中間子生成)	

低運動量領域における反応モデル

低運動量領域では、パイオンの核内相互作用は核媒質効果の影響を強く受ける。この領域では、準弾性散乱、単一電荷交換、吸収の3種類の反応が考慮される。NEUT では、これらの反応確率は、Oset らによる核媒質中パイオン相互作用の理論計算に基づいて与えられる。これは、核媒質中における Δ 共鳴の性質を記述する理論モデルである [53]。このモデルは、パイオンと原子核の相互作用を光学模型として扱い、複雑な核内相互作用を有効ポテンシャルで表現する。光学模型では、パイオンと原子核の相互作用は複素ポテンシャルで記述される。ポテンシャルの実部は弾性散乱に対応し、虚部は吸収など非弾性散乱に対応する。反応確率は、パイオン運動量 p_π と核内位置 r の関数として計算され、断面積テーブルとして保存される。具体的には、酸素原子核に対して計算された反応確率が用いられる。他の原子核に対しては、核密度分布を用いて酸素中の有効位置を対応付けることで、同じテーブルが適用される。

高運動量領域における反応モデル

高運動量領域では、核内媒質効果よりもパイオンと核子の二体散乱が支配的となる。パイオン運動量が約 $500 \text{ MeV}/c$ を超える領域において、反応確率は自由核子散乱の実験データに基づいて定義される。考慮される反応チャネルは、弾性散乱、単一電荷交換、非弾性散乱である。反応チャネル i に対する確率は、自由散乱断面積 σ_i と核密度 $\rho(r)$ を用いて

$$P_i(r, p_\pi) = \rho(r) \sigma_i(p_\pi) dx \quad (4.8)$$

と表される。ここで dx はカスケードにおける伝播ステップ幅である。用いられる断面積 σ_i は、 πN 散乱の実験データから与えられる。

4.3.4 π -核散乱データによる FSI パラメータの決定

これまで説明したように、NEUT のパイオン最終状態相互作用 (FSI) は、核内カスケードにより確率的に記述される。ただし核媒質中の π 相互作用には理論的不確かさが残るため、NEUT では反応確率を調整可能なパラメータで表し、外部の π -核散乱データにフィットする。この調整パラメータを FSI パラメータと呼ぶ。

NEUT では、吸収、準弾性散乱、単一電荷交換、非弾性反応などの反応チャンネルごとに確率を持ち、各チャンネル i の確率にスケール因子 f_i を導入して調整する。すなわち、カスケードの各ステップにおける反応確率 P_i を

$$P_i \rightarrow P'_i = f_i P_i \quad (4.9)$$

のように変換する。このとき f_i が FSI パラメータであり、チャンネルごとに独立に定義される。[52]

FSI パラメータは、複数の標的核に対する π^\pm -核散乱データを用いて決定される。具体的には、過去測定された全断面積、反応断面積、吸収断面積、電荷交換断面積などを用い、NEUT の予測と実験値のずれが最小となるようにパラメータを最適化する。Pinzon らは、 π -核散乱データを用いて FSI パラメータをフィットし、各チャンネルの最適値を求めている [51]。具体的には、NEUT の予測断面積 $\sigma^{\text{NEUT}}(f_{\text{FSI}})$ と実験値 σ^{data} のずれを最小化する χ^2 関数の最小化として定式化される。通常の π -核散乱データに対しては、各実験データセットごとに正規化因子 λ_i を導入し、

$$\chi_{\text{scat}}^2 = \sum_i \left[\sum_j \frac{1}{n_i} \left(\frac{\sigma_{ij}^{\text{data}} - \lambda_i^{-1} \sigma_{ij}^{\text{NEUT}}(f_{\text{FSI}})}{\Delta \sigma_{ij}^{\text{data}}} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_i - 1}{\epsilon_i} \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

と表される。ここで i はデータセット、 j はデータ点、 ϵ_i は正規化誤差を表す。この項で NEUT の予測値とデータ点がどれだけ一致するかを測る。

これに加えて、データ点間の相関を考慮するために共分散行列を用いた項が導入される。この共分散行列は、DUET 実験 [54] による π -核散乱測定から与えられる。DUET 実験で測定された断面積を図 4.7 に示す。

DUET データに対する χ^2 は、共分散行列 $(V^{\text{DUET}})_{ij}$ を用いて次のように定義される。

$$\chi_{\text{DUET}}^2 = \sum_{i,j} (\sigma_i^{\text{DUET}} - \sigma_i^{\text{NEUT}}(f_{\text{FSI}})) (V^{\text{DUET}})_{ij}^{-1} (\sigma_j^{\text{DUET}} - \sigma_j^{\text{NEUT}}(f_{\text{FSI}})) \quad (4.11)$$

最終的な χ^2 は、これらの項の和として定義され、

$$\chi^2(f_{\text{FSI}}) = \chi_{\text{scat}}^2 + \chi_{\text{DUET}}^2 \quad (4.12)$$

を最小化することで

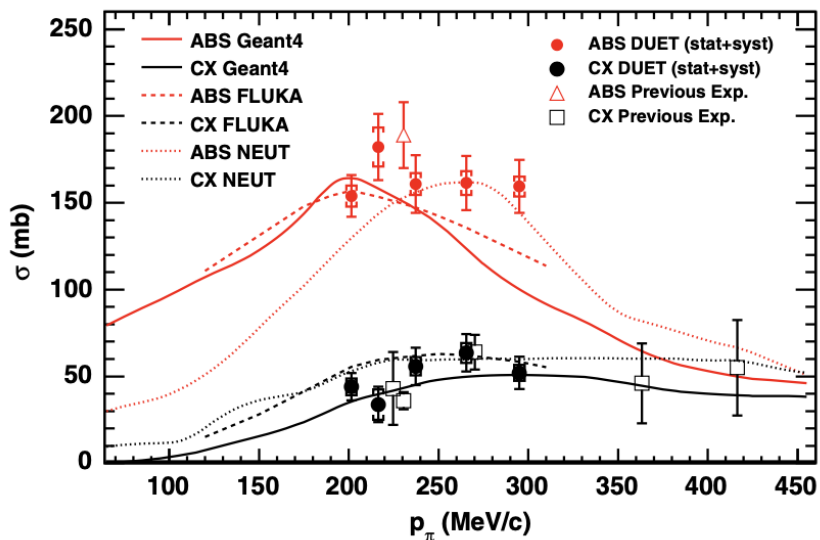


図 4.7: DUET 実験による π -核散乱断面積の測定例 [54]

FSI パラメータの最適値およびその相関が決定される。それぞれの反応チャンネルの FSI パラメータを表 4.3 に、FSI パラメータによる炭素、酸素散乱に対する反応断面積のフィット結果を図 4.8、4.9 に示す。

表 4.3: FSI パラメータの値 [51]

FSI パラメータ	値
f_{QE}	1.07
f_{ABS}	1.40
f_{CX}	0.70
f_{INEL}	1.00
f_{QEH}	1.82

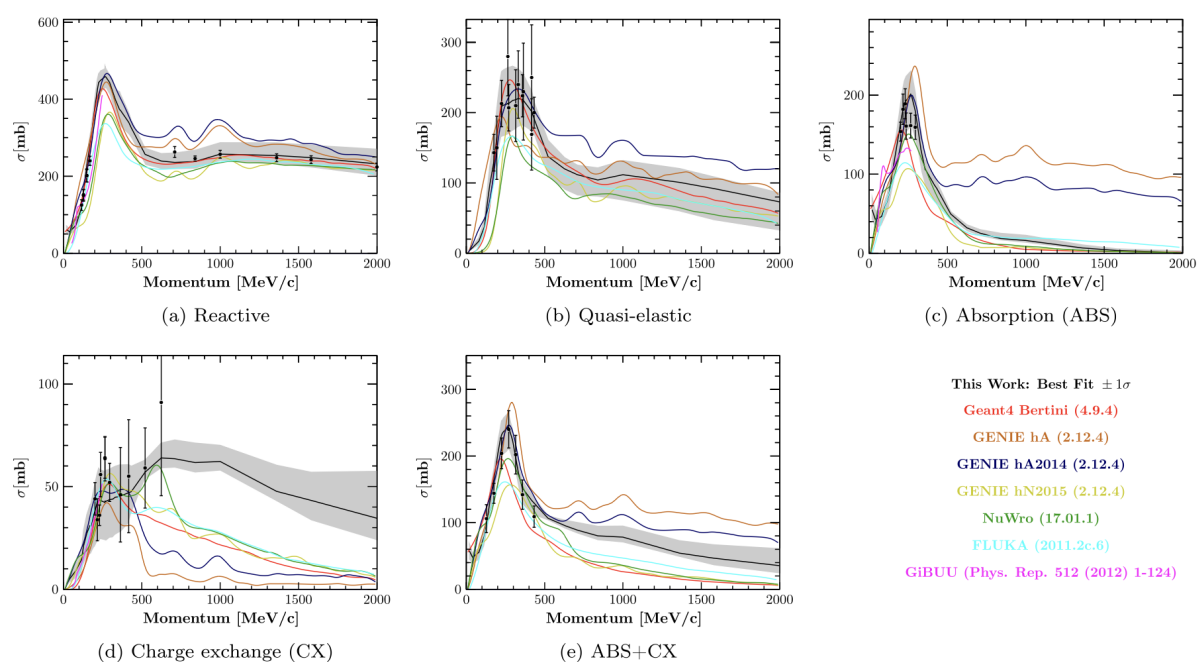


図 4.8: FSI パラメータによる π^+ -炭素原子核散乱に対する反応断面積のフィット結果 [51]

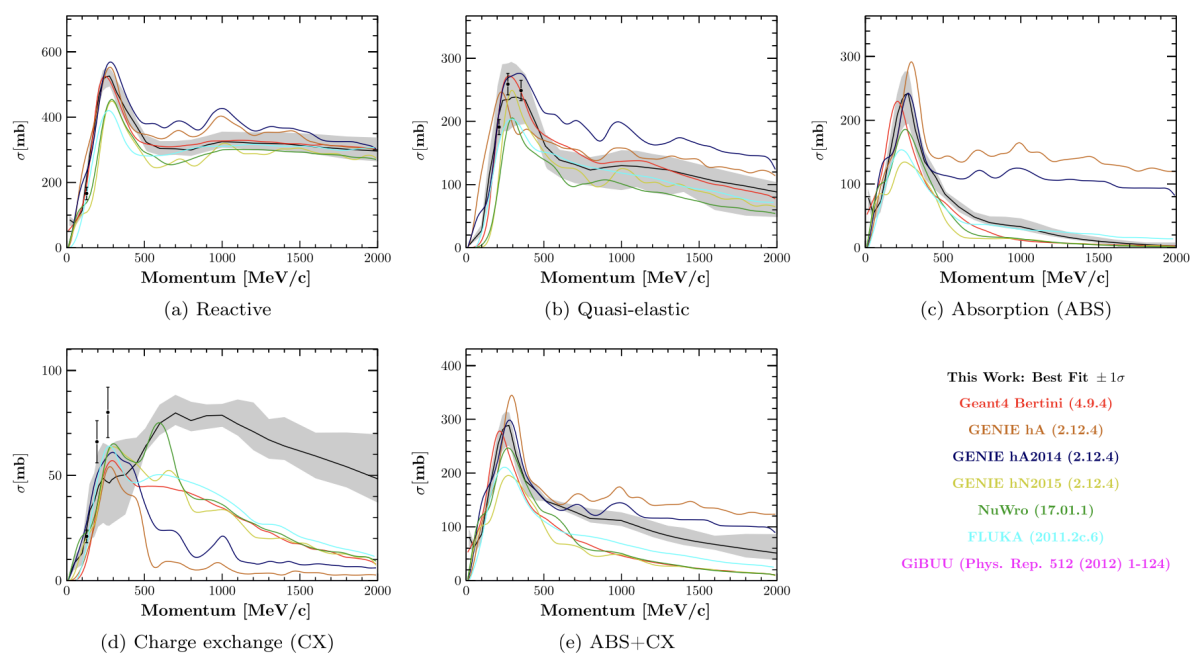


図 4.9: FSI パラメータによる π^+ -酸素原子核散乱に対する反応断面積のフィット結果 [51]

4.4 INCL++ におけるパイオン核内反応モデル

INCL++ (Liège Intranuclear Cascade model の C++ 実装) は、核内カスケード (intranuclear cascade; INC) 型の半古典的輸送モデルであり、核子・パイオン・軽イオンによる核反応を数 10 MeV ~ 数 GeV 程度まで記述することを目的としている。C++ 版である INCL++ は、古い Fortran 版 INCL4.6 と物理的に等価になるように設計されており、核子・パイオン入射反応に関しては INCL4.6 の改良版である。

ニュートリノ-酸素相互作用のような数百 MeV ~ 数 GeV のエネルギー域では、一次相互作用で生成されたパイオンや核子の FSI を記述するための候補モデルの一つとして INCL++ が用いられており、Geant4 では FTFP_INCLXX_HP などの物理リストを通じて利用可能である。

4.4.1 核内粒子の伝搬と衝突判定

INCL における核内カスケードは、粒子の運動を時刻で管理する時間発展型で記述される。これにより、衝突過程と共鳴崩壊過程を同一の時間軸で扱うことが可能になる。[55,56]。

核内に存在する粒子は、位置と運動量を持つ点粒子として扱われる。粒子は相互作用が起こるまで、核内を直線的に運動すると仮定される。INCL では、粒子が次に起こす衝突までの時間を直接計算する。具体的には、すべての核内粒子について、対象粒子と互いに最も近づく時刻が求められる。その中で最も早い時刻を持つ粒子対が選ばれ、その時刻まで全ての粒子が一斉に伝搬される。この操作を繰り返すことで、核内でどの衝突がどの順番で起こるかが時間の流れに沿って決定されるのである。

衝突の成立条件は、粒子 i と j の間の最近接距離 d_{ij} (図 4.10) が反応断面積に対応する有効半径より小さいことで与えられる。すなわち、衝突条件は

$$d_{ij} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{ij}}{\pi}} \quad (4.13)$$

と表される。ここで σ_{ij} は粒子 i と j の間の反応断面積である。

さらに、INCL では participants と spectators が区別される。相互作用を経験した核子は participants として扱われ、以後の衝突に参加する。一方、相互作用を経験していない核子は spectators として扱われ、spectators 同士の衝突は許されない [56]。

以上のように、INCL の核内粒子伝搬は、時間発展型のカスケードとして定式化されており、これが INCL モデルの特徴の一つである。

4.4.2 反応過程の取り扱い

INCL におけるパイオンの核内相互作用は、反応チャンネルをあらかじめ分けて計算するのではなく、 Δ 共鳴の生成と崩壊を含む過程として記述される。つまり、パイオン生成、吸収、散乱は、いずれも Δ 共鳴を介した反応の結果として区別される [55,57]。例えば、負のパイオン π^- が核子と相互作用すると、 Δ 共鳴が生成される。生成された Δ 共鳴が崩壊し、最終状態にパイオンが現れない場

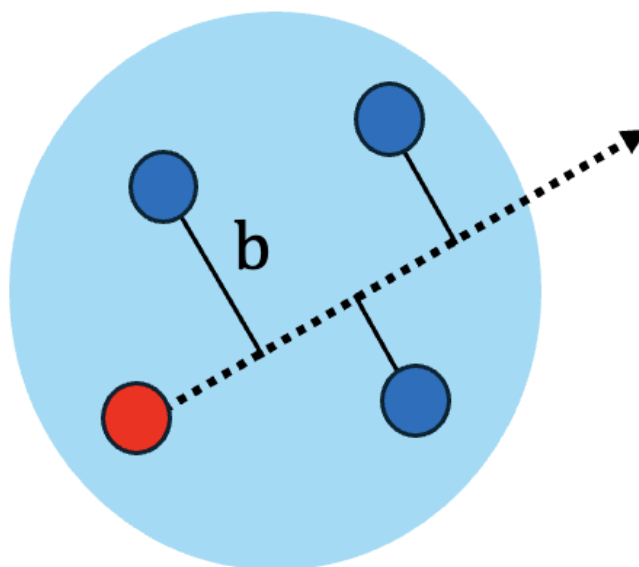


図 4.10: INCL での粒子伝播の模式図

合、この過程はパイオン吸収として解釈される。一方、正のパイオン π^+ が核子と相互作用して生成された Δ 共鳴が、異なる電荷のパイオンと核子に崩壊する場合、この過程は荷電交換反応として理解される。

Δ 共鳴に基づくパイオン反応の記述

パイオン生成は、核子から直接生成するのではなく、まず Δ 共鳴の生成を経由する二段階過程としてモデル化される。代表的な素過程は



であり、生成された Δ 共鳴は強い相互作用によって



と崩壊し、最終状態としてパイオンが現れる。

同様に、パイオン吸収過程は、 Δ 共鳴を介した逆過程として記述される。すなわち、パイオンと核子の相互作用により Δ 共鳴が生成され、



の過程を通じてパイオンが消失する。

さらに、 πN 散乱過程も、 Δ 共鳴を中間状態として記述される。つまり、 πN 相互作用は



という共鳴過程によって表される。この仮定により、INCL では πN 相互作用を、 Δ 共鳴の生成と崩壊によって記述する [57]。

△ 共鳴の質量分布と寿命

先に述べたように、INCL ではパイオン生成と吸収を $NN \rightarrow N\Delta$ と $\Delta \rightarrow N\pi$ の二段階過程として扱う。このとき、生成される △ 共鳴は安定粒子ではなく、有限の寿命を持つ不安定粒子である。そのため、△ の質量は固定値ではなく、一定の幅を持つ分布として記述される。この質量分布は、共鳴状態の生成確率を表す Breit-Wigner 型分布 [58] によって表現される。

一般に、共鳴粒子の質量分布は次の形で与えられる。

$$P(m_\Delta) \propto \frac{\Gamma_\Delta}{(m_\Delta - m_{\Delta 0})^2 + \Gamma_\Delta^2/4} \quad (4.18)$$

ここで、 $m_{\Delta 0}$ は △ 共鳴の中心質量、 Γ_Δ は共鳴幅であり、崩壊の速さを表す量である。

式 (4.18) は、質量が $m_{\Delta 0}$ 付近で最大となり、そこから離れるにつれて確率が減少することを示している。すなわち、△ 共鳴は中心質量の周辺に広がった質量分布を持つ。

さらに、共鳴幅 Γ_Δ は寿命 τ_Δ と

$$\tau_\Delta = \frac{\hbar}{\Gamma_\Delta} \quad (4.19)$$

の関係で結ばれる。したがって、幅が大きいほど寿命は短くなり、△ 共鳴は速やかに崩壊する。

INCL では、△ 共鳴の質量はこの Breit-Wigner 型分布に基づいて確率的にサンプリングされる。ただし、単純な Breit-Wigner 分布だけでは低い相対運動量の領域で実験データを再現できないため、 πN 系の位相空間の抑制を表す補正因子を掛け合わせた形が用いられる [55]。

例えば、INCL4 の実装では、△ の質量分布を

$$f(m_\Delta) = F_N \frac{q^3}{q^3 + q_0^3} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{m_\Delta - m_{\Delta 0}}{\Gamma_0} \right)^2} \quad (4.20)$$

の形で与える [55]。ここで F_N は規格化定数であり、 $m_{\Delta 0}$ は共鳴質量の中心値、 Γ_0 は幅の代表値である。 q は △ を πN の相関状態とみなしたときの πN 系の重心系相対運動量であり、

$$q^2 = \frac{\left[m_\Delta^2 - (m_N - m_\pi)^2 \right] \left[m_\Delta^2 - (m_N + m_\pi)^2 \right]}{4m_\Delta^2} \quad (4.21)$$

で定義される [55]。また、 q_0 は低運動量領域での抑制の強さを決めるパラメータである。式 (4.20) の $\frac{q^3}{q^3 + q_0^3}$ は、 πN 系の位相空間が小さい領域では △ の生成確率を抑える効果を持ち、 $NN \rightarrow N\Delta$ の実験データに合わせるために導入される [55]。

また、運動学的制約として m_Δ は常に

$$m_N + m_\pi \leq m_\Delta \leq \sqrt{s} - m_N \quad (4.22)$$

の範囲にあり、ここで \sqrt{s} は衝突系の重心系エネルギーである。この制約により、エネルギー-運動量保存を満たす範囲でのみ △ の質量がサンプリングされる。

生成された △ は、有限の寿命で崩壊して $N\pi$ を生成する。INCL では、崩壊の待ち時間を指数分布に従って乱数で与え、

$$P(t) dt = \frac{1}{\tau_\Delta} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\Delta}\right) dt \quad (4.23)$$

として崩壊時刻を決める [57]。

さらに、INCL4 の改良では、低い m_Δ では位相空間が小さくなり崩壊幅が減少することを反映して、寿命を質量依存にする実装が採用されている。具体的には、基準寿命 $\tau_0 = \hbar/\Gamma_0$ を用いて

$$\frac{1}{\tau_\Delta} = \frac{q^3}{q^3 + q_0^3} \frac{1}{\tau_0} \quad (4.24)$$

の形で崩壊率を与える。この式は、 q が小さい領域では崩壊率が小さくなり、結果として Δ の平均寿命が長くなることを意味する。

INCL が時間発展型カスケードであることの利点は、 Δ の崩壊も核内衝突と同じ枠組みで次に起こるイベント候補として比較できる点にある。つまり、再衝突の時間と崩壊の時間を比べることで、崩壊が起こるか、再衝突が起こるかを時間を使って記述できる [57]。

$NN \rightarrow N\Delta$ と $\pi N \rightarrow \Delta$ の断面積

INCL では基本過程として、 $NN \rightarrow NN$ 、 $NN \rightarrow N\Delta$ 、 $\pi N \rightarrow \pi N$ 、 $\pi N \rightarrow \Delta$ などの反応が、実験データや理論計算の結果として導入されている。一方で、パイオン吸収や荷電交換といった核内反応は、独立した断面積として直接与えられるのではなく、 Δ 共鳴の生成と崩壊、 Δ と核子の再相互作用の結果として自然に現れる。 $NN \rightarrow N\Delta$ の断面積は、NN 非弾性の主要成分は Δ 生成であるという仮定から、 NN の全反応断面積を用いる。これは核内で NN 衝突が起こり、かつ非弾性が選ばれた場合には、まず $N\Delta$ が生成されることを表す。また、 $NN \rightarrow N\Delta$ の断面積と、逆反応 $N\Delta \rightarrow NN$ の断面積は同一ではない。 Δ は不安定粒子であり、衝突の最中にも πN チャネルへフラックスが流出し得るため、安定粒子を仮定した釣り合いをそのまま適用できない。この点を補正するため、 $N\Delta \rightarrow NN$ 断面積に経験的な補正を入れる。

$$\sigma_{N\Delta \rightarrow NN} = g \sigma_{NN \rightarrow N\Delta} \exp\left(\frac{t_{\text{coll}}}{\tau_\Delta}\right) \quad (4.25)$$

の形を採用する。ここで g は位相空間因子と縮退度に由来する通常の詳細釣り合いの係数である。 t_{coll} は衝突時間スケールであり、モデルでは指数の係数を経験的に調整する。この補正は、特に核内での π 吸収を適切に再現するために導入される。

πN 相互作用についても、INCL は π と核子が一旦 Δ 的な複合状態を作るとみなす。実装上は、 $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}$ の全断面積を、そのまま $\pi N \rightarrow \Delta$ の入力として用いる。この断面積は共鳴領域でのデータを良く再現するように調整されている。例えば共鳴領域では次式が与えられている。

$$\sigma_{\pi^+ p}^{\text{tot}} = \frac{326.5 q^3}{q^3 + 180^3} \left[1 + 4 \left(\frac{\sqrt{s} - 1215}{110} \right)^2 \right] \quad (4.26)$$

ここで q は重心系での π 運動量である。単位系は、 σ を mb、 \sqrt{s} を MeV、 q を MeV/c とする [55]。

4.4.3 平均場ポテンシャル

原子核内部では、多数の核子が強い相互作用によって束縛されている。個々の核子間相互作用をすべて厳密に扱うことは困難であるため、INCL では、他の核子の影響を平均化した有効ポテンシャル

を仮定する。この平均場ポテンシャルによって、核子が核内に束縛され、核外に出るためには一定のエネルギーが必要となる。INCLにおける核子の平均場は、深さ V_0 が一定の角型 (square well) ポテンシャルとして与えられる。ただし、核子の空間分布と運動量分布を同時に再現するために、ポテンシャル井戸の半径は核子の運動量 p に依存する形で定義される [55]。すなわち、運動量の小さい核子ほど核内深くに存在し、高い運動量を持つ核子ほど核表面付近に分布するようにモデル化されている。

π 中間子に対する平均場の取り扱い、核子の場合と比べて簡略化されている。核内では π の吸収が強く、伝播する π は良い準粒子として振る舞わないため、現象論的光学模型ポテンシャルをそのまま適用することは困難である [57]。これらの事情を踏まえ、INCL では実用的な取り扱いとして、 π に対して核内で一定値を持つ平均場ポテンシャルを導入している。具体的には、 π の平均場ポテンシャルは

$$V(r, \tau) = \begin{cases} V_t(\tau) = V_N(\tau) + \bar{V}_C, & r < R_c, \\ V_C = \frac{Z_T \tau e^2}{r}, & r > R_c, \end{cases} \quad (4.27)$$

と定義される [57]。ここで τ は π の同位旋の第3成分であり、 Z_T は標的核の陽子数である。核内の核力成分 $V_N(\tau)$ は、

$$V_N(\tau) = V_N^0 + V_N^1 \tau \xi, \quad \xi = \frac{N - Z}{A}, \quad (4.28)$$

で与えられる。パラメータ V_N^0 および V_N^1 は、 π を入射粒子または生成粒子とする反応に関する実験データへのフィットにより決定されており、 $V_N^0 = -30.6 \text{ MeV}$ 、 $V_N^1 = -71.0 \text{ MeV}$ が用いられる [57]。核内では一定値の平均場が与えられ、核外ではクーロンポテンシャルのみが作用する。この平均場の導入により、INCL における π 生成断面積の記述が大きく改善されることが示されている [57]。

4.4.4 Pauli ブロッキングの実装

反応後の粒子の取れる状態はパウリの排他原理によって制限される。終状態に現れる核子の量子状態がすでに占有されている場合、その衝突過程は物理的に許されない。

多くのモデルでは、核子がフェルミ運動量 p_F まで占有されていると仮定し、終状態核子の運動量が p_F 未満の場合に衝突を棄却するという単純な Pauli 条件が用いられる。

一方、INCL では、核内カスケードの進行に伴って核子の分布が変化することを考慮し、位相空間における占有率に基づく動的な Pauli ブロッキングが導入されている。具体的には、ある核子 i の周囲の位相空間に存在する核子の数を数えることで占有率 f_i を次のように評価する [55]。

$$f_i = \frac{1}{2} \frac{(2\pi\hbar)^3}{\left(\frac{4\pi}{3} r_{\text{PB}}^3\right) \left(\frac{4\pi}{3} p_{\text{PB}}^3\right)} \sum_{k \neq i} \Theta(r_{\text{PB}} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|) \Theta(p_{\text{PB}} - |\vec{p}_k - \vec{p}_i|), \quad (4.29)$$

ここで \mathbf{r}_i 、 \mathbf{p}_i は核子 i の位置および運動量、 r_{PB} と p_{PB} は位相空間の評価範囲を決めるパラメータであり、 Θ はステップ関数である。式 (4.29) は、核子の近傍の位相空間にどの程度状態が占有されているかを表す量である。

二体衝突の終状態に現れる核子 i および j に対して、衝突が許される確率は

$$P = (1 - f_i)(1 - f_j) \quad (4.30)$$

で与えられる。この確率に基づいて、衝突が起こるか棄却されるかが決定される。

4.4.5 カスケード停止条件と脱励起モデルへの接続

カスケード過程の終了段階について説明する。ここは最終的に出力される粒子の種類や分布を決める上で重要である。INCL では、カスケードの停止条件は時間によって定義される。核内での衝突が連続的に起こる初期段階では、粒子は高いエネルギーを持ち、非平衡な状態にある。しかし時間の経過とともに衝突頻度は減少し平衡に近づく。このとき、一定の時間 t_{stop} を超えた段階でカスケードを終了する。図 4.11 に 1 GeV 陽子と鉛の衝突実験における各物理量とカスケード停止時間を示す。カスケード停止時刻 t_{stop} は、核のサイズに依存して次のように与えられる [55]。

$$t_{\text{stop}} = t_0 \left(\frac{A}{208} \right)^{1/3} \quad (4.31)$$

ここで A は標的核の質量数、 t_0 はモデルパラメータであり、典型的には数十 fm/c のオーダーである。

また、カスケードの終盤では、核表面付近に到達した核子に対して表面コアレスセンスによるクラスタ形成が評価される。これは、脱出しようとする核子の近傍に、位置および運動量の両方で十分近い核子が存在する場合、それらが束縛状態を形成し、軽クラスタとして放出される効果である。この過程により、重陽子、三重水素、ヘリウム 3、アルファ粒子などの軽核が、カスケード段階において生成される。したがって、INCL では、軽クラスタは脱励起段階の蒸発によってのみ生成されるのではなく、カスケード過程の結果としても生成され得る。

さらに、カスケード終了時点で、核外に放出されなかった核子からなる残留核は、励起状態にある。残留核の励起エネルギーは、初期核のエネルギーとカスケード中に放出された粒子のエネルギーとの差から評価される。この残留核に対して、INCL は励起状態の状態を保持しており、後続の脱励起モデルに励起エネルギーを受け渡すことができる。つまり、脱励起モデルとの接続が可能である。例えば、ABLA などの蒸発モデルが用いられ、残留核の質量数、電荷数、励起エネルギーが脱励起計算の入力として渡される。

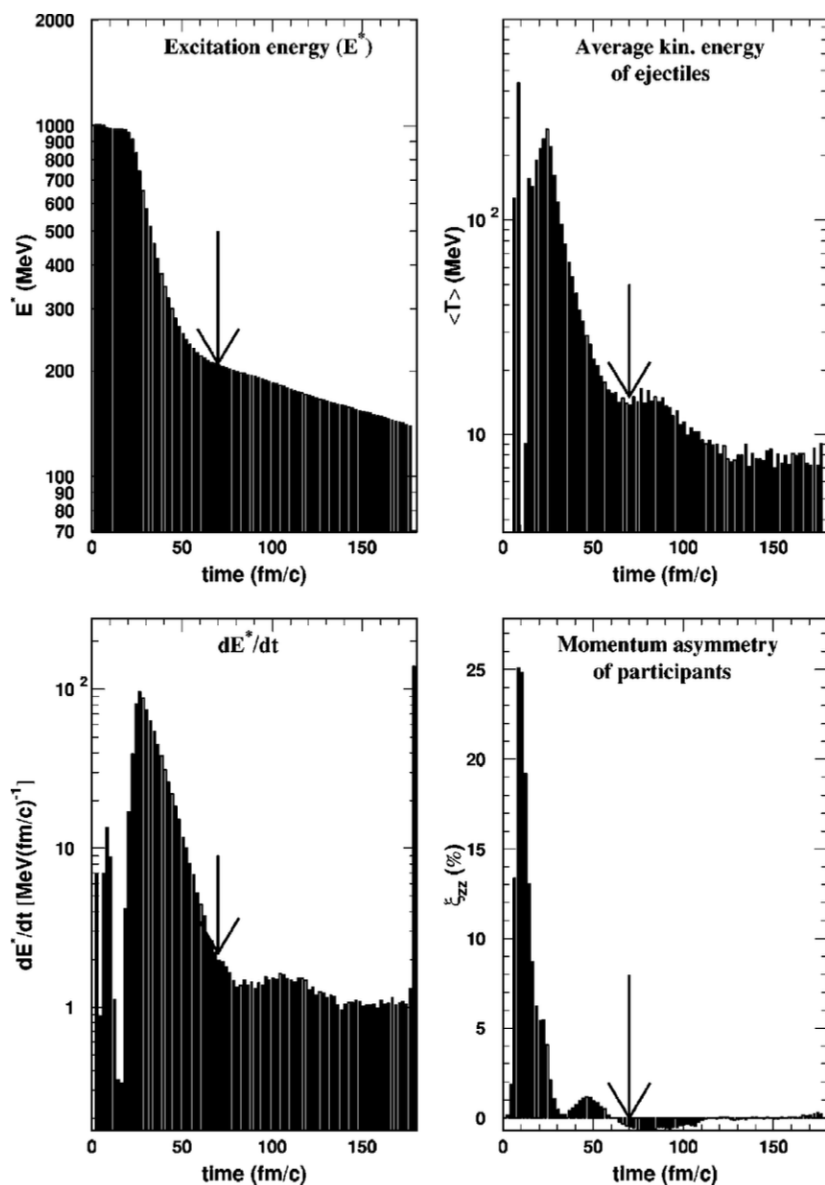


図 4.11: 1 GeV 陽子と鉛の衝突実験における励起エネルギー（左上）、放出核子の平均運動エネルギー（右上）、励起エネルギーの時間微分（左下）、運動量の非対称性（右下）の時間変化。図中の矢印は t_{stop} の位置を表す。

4.5 比較結果

本節では、SK 検出器シミュレーションを用いて行った、パイオン核内反応モデルの比較結果について述べる。本研究では、検出器条件を共通とした上で、原子核内反応モデルのみを切り替えることで、モデル間の違いを評価した。

4.5.1 検出器シミュレーション

本研究における比較は、SK 検出器シミュレーションである SKG4 を用いて行った。SKG4 は、Geant4 [59,60] を基盤とした SK 検出器モンテカルロシミュレーションである。Geant4 は、検出器ジオメトリと物理過程を分離して記述する設計が採用されており、同一の検出器条件の下で物理モデルのみを変更することが可能である。SKG4 では、検出器内における粒子の輸送と相互作用に加えて、原子核内で起こる反応、すなわち FSI をシミュレーションすることができる。これまでに説明したように、原子核内を伝播するパイオンは複数の反応を起こし得るが、これらの過程は SKG4 内に組み込まれた核内反応モデルによって記述される。Geant4 では、ハドロン反応モデルがモジュール化されており、用途に応じて異なるモデルを選択することができる [60]。SKG4 においてもこの構造を利用し、NEUT および INCL++ のパイオンモデルを切り替えて使用することが可能である。本研究では、検出器条件を固定したまま、パイオン核内反応モデルのみを変更した比較を行った。

4.5.2 比較手法

パイオン核内反応モデルの違いを明確に比較するため、本研究では単純化したイベント設定を用いた。具体的には、単色のパイオンを検出器内に打ち込む、いわゆるパイオンガンイベントを用いてシミュレーションを行った。本解析では、運動量 $500 \text{ MeV}/c$ の π^+ および π^- を用いた。この運動量領域では、準弾性散乱、荷電交換、吸収、非弾性散乱といった複数の核内反応が競合して起こる。これらのパイオンを、SK 検出器の中心位置から、負の z 方向に向けて打ち込む。各条件について、 π^+ および π^- それぞれ 100000 イベントを生成した。

現実の検出器では、核内反応によって生成された粒子は検出器内を伝播し、その過程で他の原子核と再び相互作用を起こす。しかし、今回注目するのは核内反応過程におけるモデル依存性である。そのため、本研究では一次相互作用によって生成された粒子のみを解析対象とし、検出器内での二次相互作用の影響を排除する。

また、INCL++ では、カスケード過程に続く脱励起過程の寄与も記述される。図 4.13 は INCL++ でシミュレートした生成中性子エネルギースペクトルであるが、ここからわかるように、脱励起過程による低エネルギー粒子が多数生成されている。しかし、本研究で注目するのはカスケード過程そのものにおけるモデルの違いであるので脱励起過程に由来する粒子の寄与を除外し、カスケード過程に由来する粒子のみを抽出して比較を行った。

4.5.3 比較結果

生成パイオンの比較結果

パイオンガンイベントにおいて生成されたパイオンの比較結果について述べる。まず生成されたパイオンの多重度分布を比較した。図 4.14 に、生成パイオンの多重度分布を示す。 π^0 生成イベントは、入射した π^+ が核内で電荷交換反応を起こした結果と解釈できる。したがって、 π^0 生成率は荷電交換反応の発生率を反映している。荷電交換反応の発生率は、NEUT で 10.1%、INCL++ で 12.3% とな

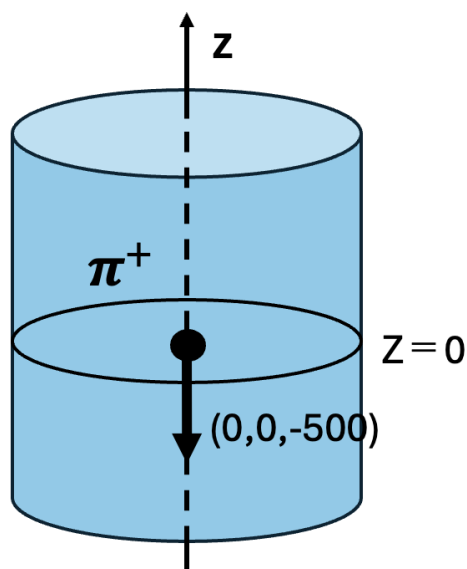


図 4.12: 作成したイベントの模式図

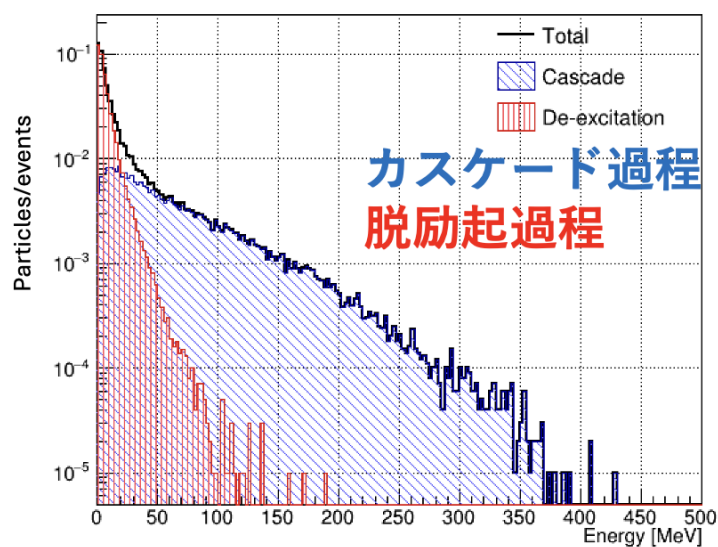


図 4.13: INCL++ でシミュレートした生成中性子エネルギースペクトル

り両モデルの予測はおおむね一致していた。一方、 π^+ 生成イベントにおいて、最終状態で π^+ が消失したイベントの割合には、モデル間で差が見られた。具体的には、 π^+ 消失率は、NEUT で 50.0%、INCL++ で 61.7% となり、約 10% 程度の差が存在する。

次に、生成されたパイオンのエネルギー分布を比較した。図 4.15 に π^+ および π^0 のエネルギースペクトルを示す。エネルギースペクトルの形状には、NEUT と INCL++ の間で違いが見られる。特に π^+ のエネルギースペクトルにおいて、NEUT の分布は 250–300 MeV 付近で増大する構造がみえる。一方、INCL++ ではそのような構造は見えない。

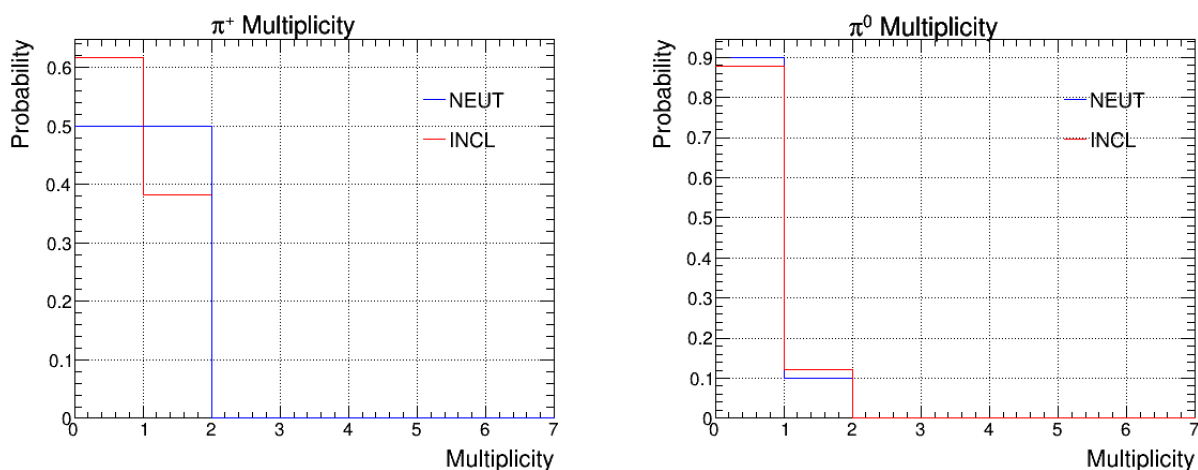


図 4.14: 生成パイオンの多重度。 π^+ (左) および π^0 (右)

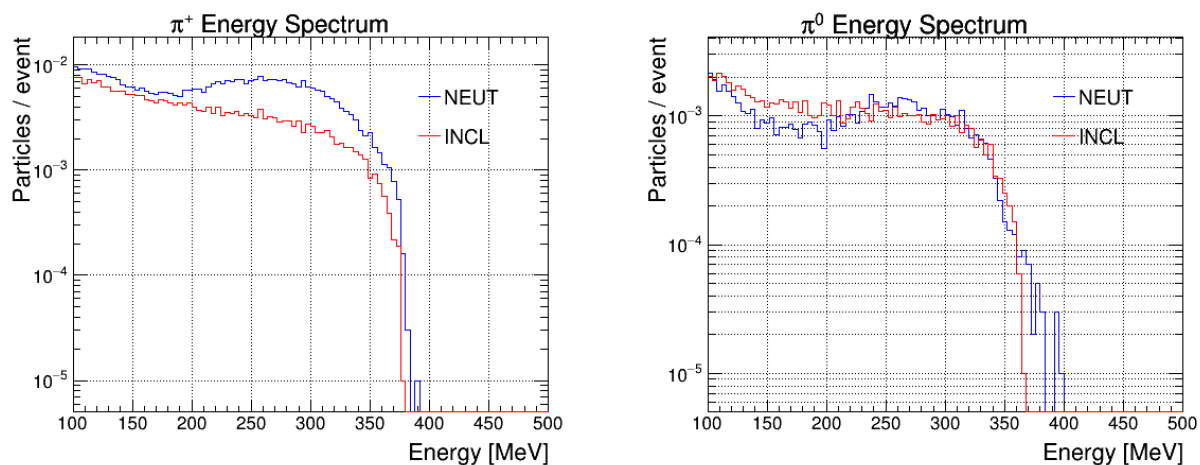


図 4.15: 生成パイオンのエネルギースペクトル。 π^+ (左) および π^0 (右)

生成核子の比較結果

パイオンガンイベントにおいて生成された核子の比較結果について述べる。

生成された核子の多重度分布を比較した。図 4.16 に、NEUT、INCL++ (カスケード過程のみ)、INCL++ (カスケード過程と脱励起過程を含む) の結果を併記した。NEUT (青) と INCL++ (赤) の比較に注目すると、INCL++ の方が多重度の大きいイベントの割合が高いことが分かる。これは、INCL++ が核内カスケード過程において、より多くの核子を生成する傾向を持つことを表している。

図 4.17 に生成された核子のエネルギー分布比較を示す。全体として、エネルギースペクトルの形状はモデル間で明確な差異が見られた。特に低エネルギー領域において、INCL++ は NEUT と比較して多くの核子が生成されていた。さらに、INCL++ において脱励起過程を含めた (緑) 場合、低エネルギーの粒子はさらに大きく増加する。

生成された陽子および中性子の散乱角度分布の比較結果を図 4.18 に示す。横軸は散乱角の余弦 $\cos \theta$ 、縦軸はイベントあたりの生成核子数である。陽子散乱に注目すると、 $\cos \theta > 0$ の前方領域に

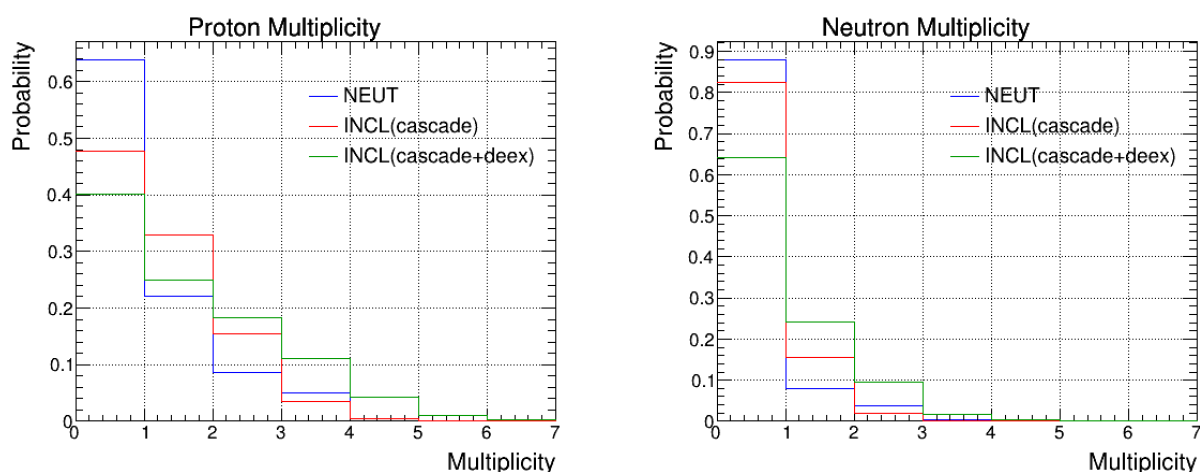


図 4.16: 生成核子の多重度。陽子（左）中性子（右）

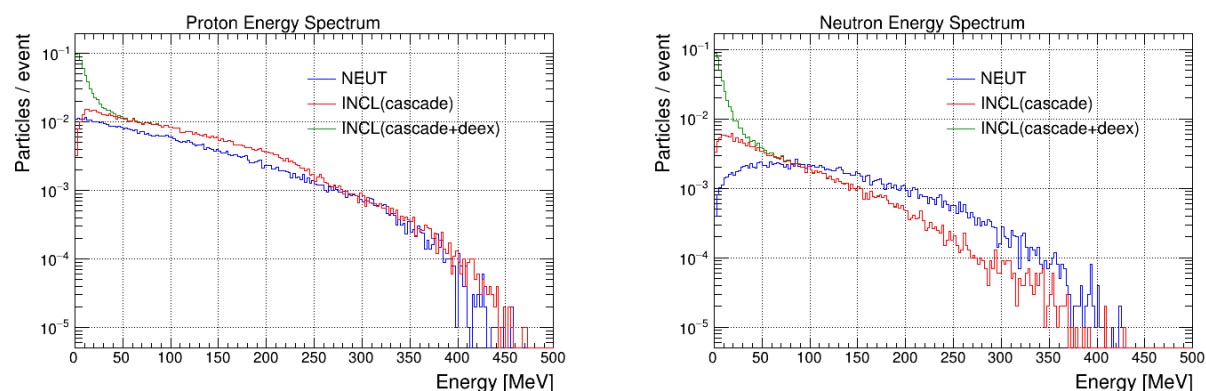


図 4.17: 生成核子のエネルギースペクトル。陽子（左）中性子（右）

において INCL++ の予測が NEUT よりも大きい。特に、 $\cos \theta \gtrsim 0.4$ の領域で差は顕著であり INCL++ はより前方方向に陽子を放出する傾向を示している。中性子散乱についても同様に、前方領域において INCL++ の寄与が増大する傾向が見られるが、その差は陽子の場合に比べて小さい。

4.6 考察・展望

本研究では、NEUT と INCL++ の 2 つの核内反応モデルを用いてパイオン核内反応の比較を行い、最終状態粒子の分布にいくつかの違いが存在することを確認した。

まず、パイオン多重度の比較では、INCL++ において π^+ が最終状態に残らないイベントが NEUT より多いという差が見られた。この要因として、両モデルにおけるパイオン反応の取り扱いの違いが考えられる。NEUT では、パイオンが核内で吸収される過程は事前にパラメータ化された単一の確率過程として扱われる。一方 INCL++ では、吸収されるかどうかは動的に計算される。つまりパイオンが吸収に至るまでの物理的経路が多数存在する。その結果として最終的にパイオンが生存しないイベント数に差が生じる可能性がある。

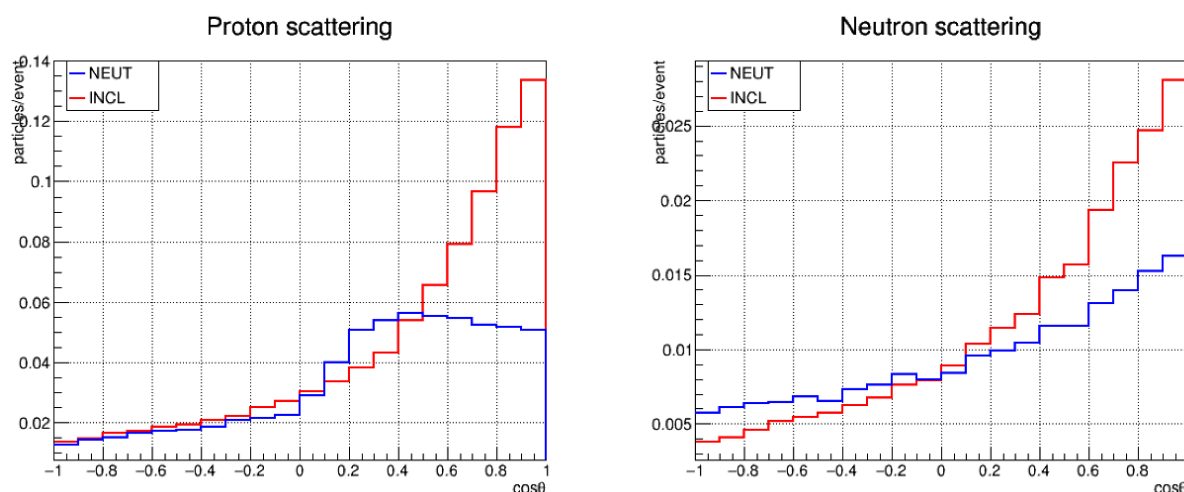


図 4.18: 生成核子の散乱角度。陽子（左）中性子（右）

次に、核子エネルギースペクトルにおいて INCL++ が低エネルギー核子を多く予測した点について考察する。第一の要因として、Pauli blocking の実装の違いが挙げられる。INCL++ では、各衝突ごとに生成される核子の運動量に対して動的に Pauli blocking が評価される。そのため、フェルミ面付近の境界領域にある低運動量核子が比較的許容されやすい。その結果、低エネルギー核子の割合が増加すると考えられる。一方 NEUT では、衝突後の核子がフェルミ運動量以下となる場合を棄却する。このため、低エネルギー核子が INCL++ よりも抑制される傾向がある可能性が高い。また、核子伝播の違いも影響すると考える。INCL++ では核子は平均場ポテンシャル中を伝播し、散乱を繰り返しながら連続的にエネルギーを失う。その結果、核外へ放出される核子は自然に減速した状態となりやすく、低エネルギー成分が増加する。一方 NEUT では、核子は基本的に自由粒子として直線的に伝播し、エネルギーの変化は衝突時にのみ離散的に生じるため、連続的な減速過程は考慮されない。この違いは、観測される核子エネルギースペクトルに差を生じさせてもおかしくない。

これらを確認するためには、モデル内部の情報をより詳細に比較することが重要である。例えば、各反応チャンネルの発生頻度や、内部で用いられている断面積、平均場ポテンシャルの具体的な設定などを直接確認することが必要である。さらに重要な展望は、シミュレーション結果を実験データと突き合わせて検証することである。本研究で確認されたモデル差が実際のデータに対してどの程度妥当であるかを判断するためには、水標的に対するパイオン反応の実測との比較が不可欠である。次章で扱う WCTE 実験はその検証に適している。実験データとの比較を通じて、どのモデルがより実データをよく再現するかを明らかにしていくことが今後重要となるだろう。

第 5 章

WCTE における ${}^9\text{Li}$ 信号解析

前章で議論したパイオン-酸素 (π -O) 相互作用モデルの検証には、理論計算やシミュレーションだけでなく、実際の水中における π -O 反応データとの照合が不可欠である。しかし、これまで水を標的とした低エネルギー π ビーム入射の実験データは限られている。Water Cherenkov Test Experiment (WCTE) は水中での π -O 相互作用とその最終状態 (FSI) を実験的に捉えることができる。この点で WCTE は、 π -O 反応の直接観測ができるテストビーム実験である。

さらに π -O 反応で生成される核破砕生成物の理解は、ニュートリノ検出における背景評価の観点からも重要である。特に、 ${}^9\text{Li}$ は遅延電子と中性子を伴う崩壊を示すため、DSNB 探索における主要な背景の一つとである。本章では、前半では WCTE の概要と、測定原理について解説し、後半では本研究の ${}^9\text{Li}$ 崩壊事象の解析について述べる。

5.1 Water Cherenkov Test Experiment (WCTE)

5.1.1 実験概要

WCTE は、約 40 トンの水チェレンコフ検出器を用いて、数百 MeV/c から $1\text{GeV}/c$ 程度の電子、ミュオン、パイオン、陽子ビームに対する検出器応答を測定するテスト実験である。WCTE は、欧州原子核研究機構 (CERN) の T9 ビームラインにおいて、2024 年冬から 2025 年夏にかけて運転された。検出器は図 5.1 に示すように、直径 4.1m、高さ 3.0m の円筒形の水タンクから構成される。水タンクの内壁には光センサーが配置されており、粒子が水中を通過する際に放出されるチェレンコフ光を検出する。WCTE の目的は、将来の大型水チェレンコフ検出器であるハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande; HK) と関係している。

HK は、ニュートリノ振動測定、核子崩壊探索、超新星ニュートリノ検出、暗黒物質探索などを目的とする世代素粒子物理学実験である [62]。HK における加速器ニュートリノ測定では、日本の茨城県東海村にある J-PARC 加速器施設で生成されたミュンニュートリノビームを、約 295km 離れた検出器で観測する。HK では、電子ニュートリノ出現事象およびミュンニュートリノ事象の数を測定し、ニュートリノ振動確率と振動パラメータを決定する。高精度な振動測定を実現するためには、

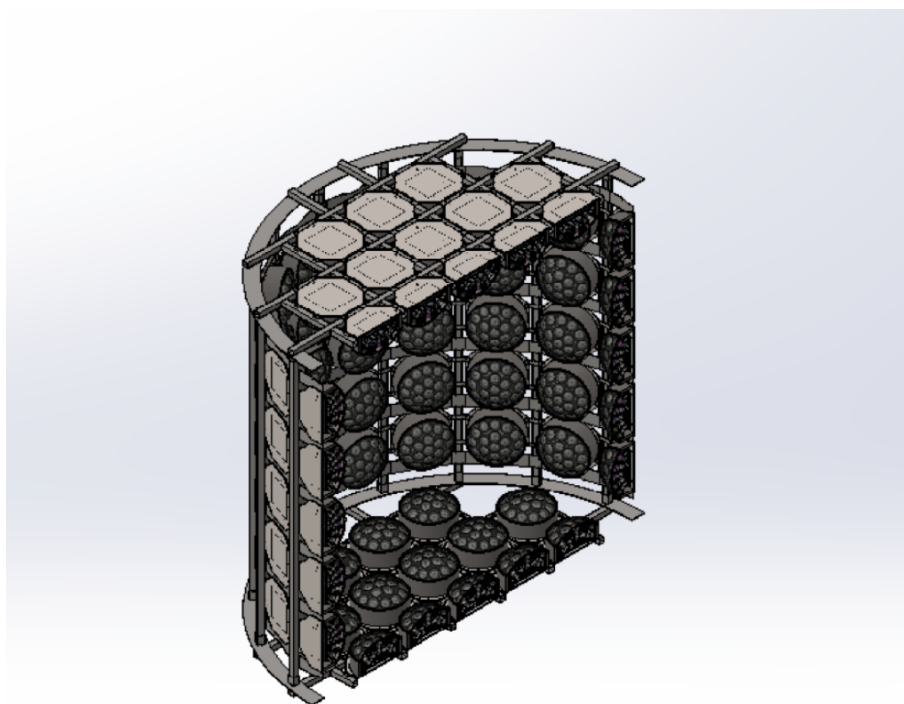


図 5.1: WCTE 検出器の光センサーの配置の模式図。円筒形の検出器を輪切りにしたものであり、壁面には光センサが敷き詰められている [61]。

ニュートリノフラックス、相互作用、検出器応答に起因する系統不確かさを抑制することが不可欠である。この課題に対応するため、ニュートリノが振動する前のビーム特性を測定する検出器として、中間水チェレンコフ検出器 Intermediate Water Cherenkov Detector (IWCD) の建設が計画されている (図 5.2)。IWCD は直径約 8m、高さ約 6m の水チェレンコフ検出器であり、ニュートリノ源から約 1km 下流に設置される予定である。IWCD は鉛直方向に移動可能な構造を待ち、異なるオフアキシス角に対応するニュートリノエネルギー領域を測定できる。これにより、エネルギー依存の系統不確かさの制御が期待されている。IWCD では、より高い角度分解能および粒子識別性能を実現するため、複数の 3 インチ PMT から構成される multi-PMT (mPMT) モジュールを導入する。WCTE では、IWCD と可能な限り同一の光検出器および水システム用い、実際の荷電粒子ビームに対する検出器応答を測定する。

5.1.2 WCTE の物理ターゲット

WCTE は、IWCD に向けた検出器性能の検証を目的としたテスト実験である一方で、制御された複数種類の荷電粒子ビームを水チェレンコフ検出器に直接入射できるため、水中における粒子相互作用の物理を調べることも可能である。本節では、WCTE の代表的な物理モチベーションについて述べる。

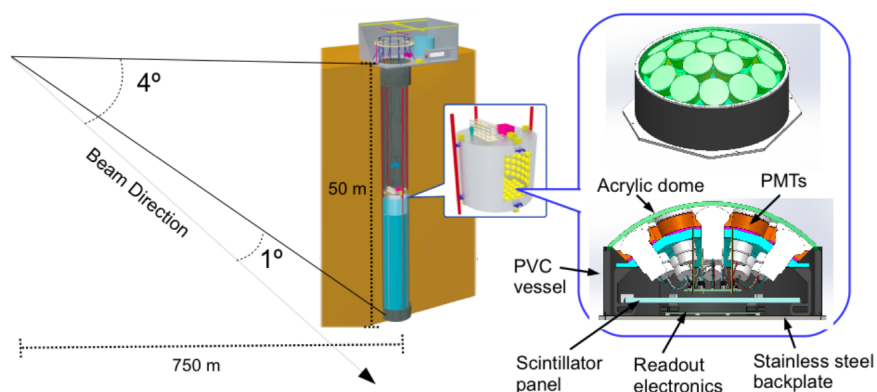


図 5.2: IWCD の模式図 [63]

水中におけるハドロン相互作用

ハドロン相互作用は、第一原理から正確に計算することが困難であり、シミュレーションにおける不確かさは数十%程度に達する。特に、パイオンの散乱、吸収、電荷交換反応は、ニュートリノ反応の理解において重要な役割を持つ(節 4.1.3 参照) WCTE では、運動量が既知のパイ中間子ビームを水チェレンコフ検出器に入射し、反応を測定することができる。これは、第 4 章で議論したパイオン反応モデルに対する実験的な検証に直接なる。さらに、パイオンの相互作用の理解は、 $CC1\pi$ 事象と他の反応の識別精度の向上につながる。

荷電レプトンおよび光子の散乱過程

WCTE では、電子およびミューオンビームを用いることで、水中における荷電レプトンの散乱過程を調べることができる。荷電レプトンが検出器に入射すると、相互作用点までの飛跡に沿ってチェレンコフ光が放出され、散乱後の粒子によって新たなチェレンコフリングが形成される。入射粒子の方向と位置が既知であるため、散乱前のエネルギー損失は、チェレンコフリングの形状から決定される主要な物理量となる。この情報は、事象再構成の検証や、ニュートリノ相互作用モデルの理解に利用できる。また、WCTE では、電子およびミューオンの散乱、正負電荷の比較、全立体角にわたる散乱粒子の観測が可能である。さらに、水標的におけるエネルギー損失、チェレンコフ閾値、制動放射、ハドロン相互作用などの検出器応答を直接測定できる。これらのデータは、事象再構成の検証や機械学習解析の学習データとしても利用される。

中性子生成の測定

図 5.3 は、一次ハドロンが水チェレンコフ検出器を通過した際に生成される中性子の予測多重度を示している。二次中性子の生成が予想され、その多重度はモデルによって異なる。 $Gd_2(SO_4)_3$ を装填した WCTE では、これらの中性子多重度を測定することが可能である。ハドロン相互作用に伴う中性子生成に加えて、酸素原子核によるミューオン捕獲に起因する中性子生成も観測される。この過程は、二次中性子生成の重要な発生源の一つである。これらの中性子情報は、ミューオンニュートリノ

および反ニュートリノの電荷カレント相互作用において、ニュートリノと反ニュートリノを統計的に識別するための手がかりとなる。

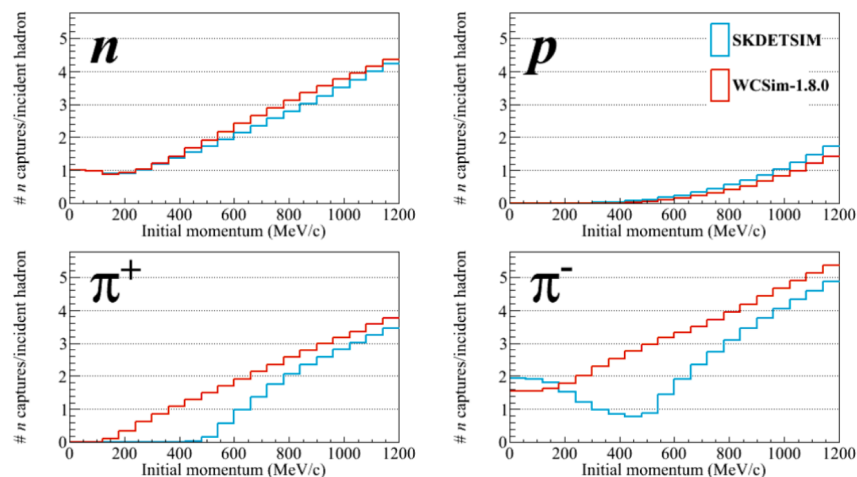


図 5.3: 水チェレンコフ検出器内を伝播するハドロンによって生成された二次中性子生成多重度。GEANT4 ベースの WCSim と SK 用シミュレーションパッケージ SKDETSIM を用いてシミュレーションされている [63]

核破碎過程の理解

本研究で対象とする重要な物理課題の一つは、水中における核破碎過程の理解である。水チェレンコフ検出器において、宇宙線ミューオンやハドロンによる核破碎反応は、低エネルギーニュートリノ事象の解析において主要なバックグラウンドとなる。したがって、核破碎過程の理解は、低エネルギー領域の解析において不可欠である。特に、2.4.2 節で述べた DSNB の探索において、 ${}^9\text{Li}$ などのスパレーション核種は主要なバックグラウンドとなり、測定精度を大きく制限する。WCTE では、核破碎の起源となる粒子を直接水チェレンコフ検出器に入射できるため、スパレーション過程を詳細に調べることが可能である。これにより、核破碎反応の理解が進むことが期待される。本研究における核破碎過程の解析については、後述する 5.3 節で詳しく議論する。

5.2 検出器概要

WCTE 検出器の概要を図 5.4 に示す。WCTE は、SK や HK と比較すると、小型の検出器である。加速器からのビームを検出器内部に直接入射するため、タンク側面にビーム入射用の開口部が設けられている。この開口部を通して、電子、ミューオン、パイオンなどの荷電粒子ビームが水中に入射する。図 5.5 に、WCTE で取得された測定データのイベントディスプレイの例を示す。荷電粒子が水中を通過することで発生したチェレンコフ光が、光センサーによって検出されている様子が確認できる。

以下では、WCTE 検出器の構成要素について詳しく説明する。

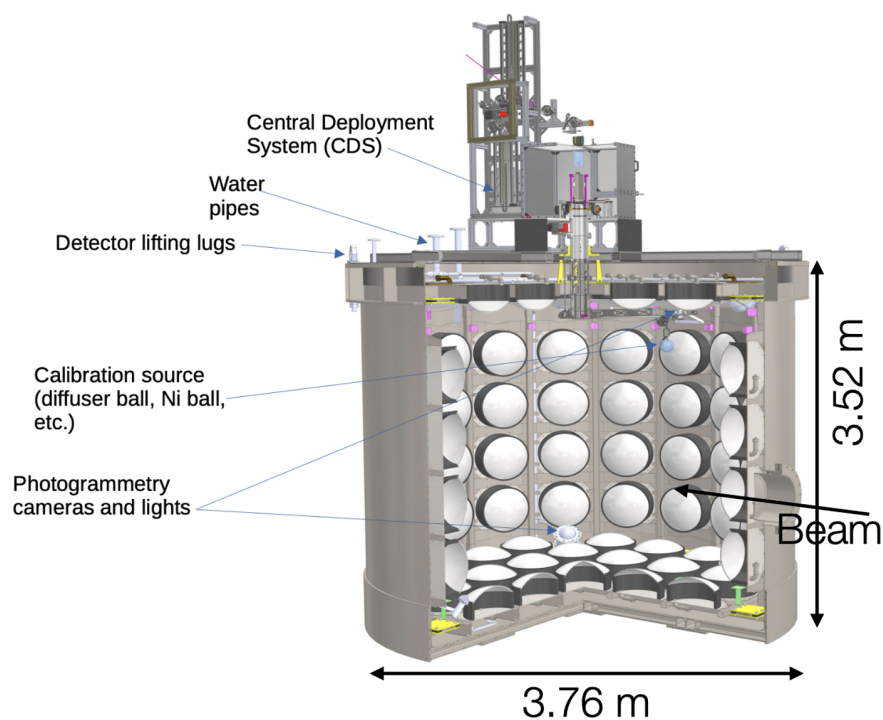


図 5.4: WCTE 検出器外観 [64]

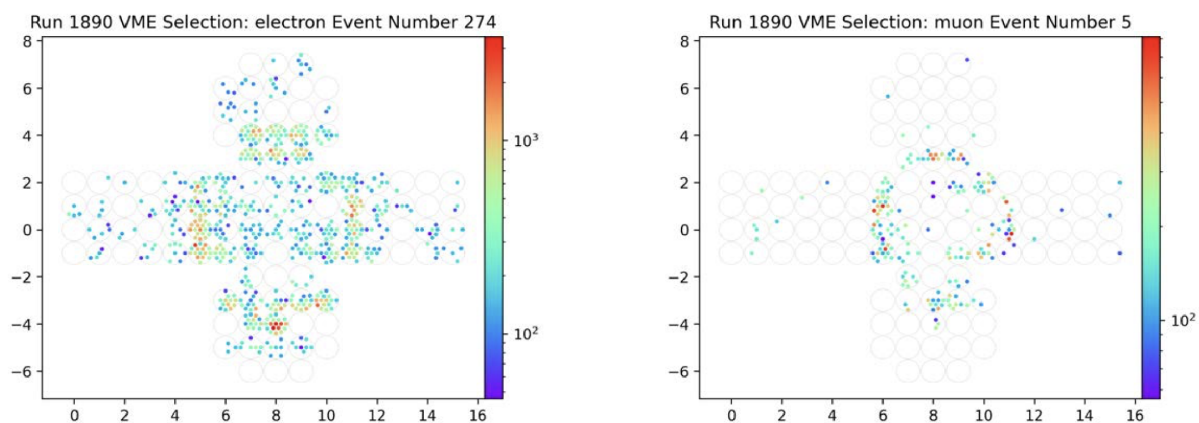


図 5.5: イベントディスプレイ。左が 250MeV/c 電子イベント、250MeV/c ミューオンイベント

5.2.1 mPMT

WCTE では新たに開発されたマルチ PMT (mPMT) が使用される。mPMT は、図 5.6 のように 19 個の 8 cm の PMT を組み合わせた直径 50 cm の光センサであり、複数個の PMT が組み合わさること SK などで使用される 50cmPMT と比較して、2 位置分解能や時間分解能を向上させている。時間

分解能はおよそ 700ps RMS であり、これは検出器内での移動距離 15cm に相当する。

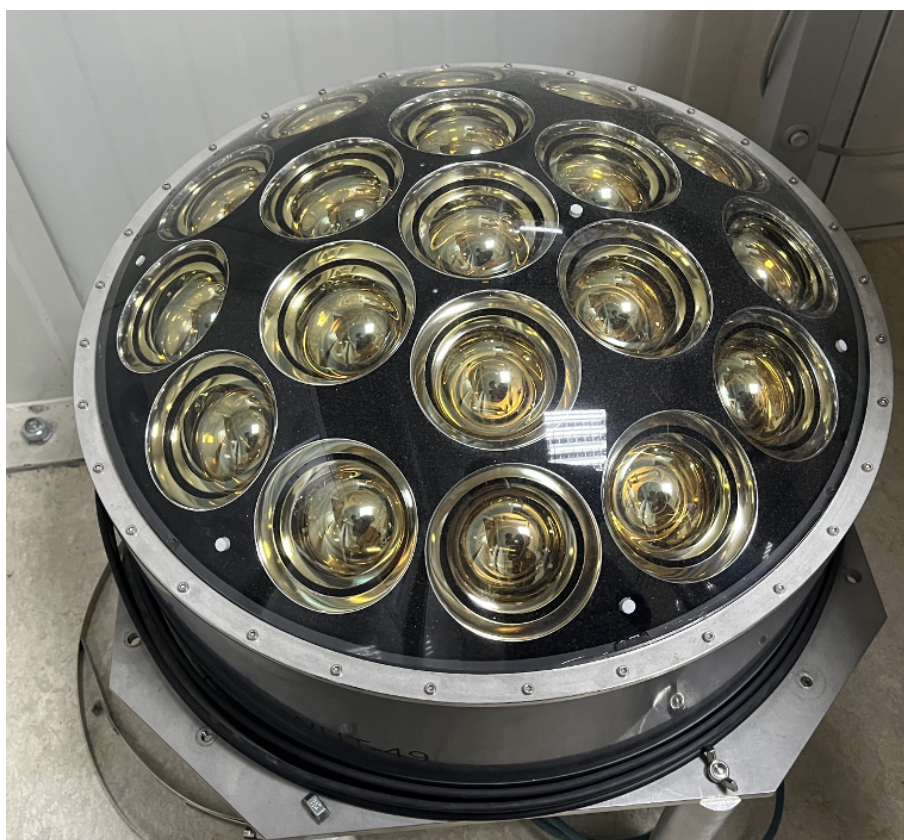


図 5.6: mPMT の外観。直径 8 cm の PMT が 19 個並んでいる。

5.2.2 CERN T9 ビームライン

WCTE に照射されるビームは、CERN の陽子加速器 Proton Synchrotron (PS) から供給される。PS は、運動量 $24\text{GeV}/c$ の陽子ビームを加速し、CERN East Area において二次ビームを生成する。WCTE では、PS から供給される $24\text{GeV}/c$ 陽子を T9 ターゲットに入射し、生成された二次粒子を利用する。 $24\text{GeV}/c$ 陽子がターゲットに衝突すると、パイオン、陽子、電子、光子などの二次粒子が生成される。これらの粒子は磁石によって水平方向 -60mrad 、鉛直方向 -30mrad に偏向され、スリットコリメータに導かれる。スリットコリメータでは運動量選別が行われ、選別された粒子が実験エリアに輸送される。実験エリアにおけるビームラインを図 5.7 に示す。T9 ビームに含まれる粒子種の割合は、使用するターゲットの種類によって大きく変化する。T9 ビームラインは、遠隔操作によってターゲットを切り替えることが可能なマルチターゲット機構を備えており、これは CESAR と呼ばれる。WCTE では、主に 2 種類のターゲットが用いられる。Be+W ターゲットでは、陽子がベリリウム (Be) と一次反応を起こし、続いてタングステン (W) において電磁シャワーが生成される。この過程において、 $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 過程が強く寄与するため、電子および陽電子を多く含むビームが得られる。そのため、電子ビームを得たい場合には Be+W ターゲットが用いられる。一方、Al ターゲット

では、タングステンによる電磁シャワーが存在しないため、電子成分が相対的に減少し、パイオンおよび陽子を多く含むビームが得られる。したがって、ハドロンビームを得たい場合には AI ターゲットが選択される。ただし、ハドロンビームを選択した場合であっても、電子成分が完全に除去されるわけではない。そのため、粒子種を正確に識別するためには、ビームモニタによる粒子識別が重要となる。WCTE では、検出器に入射する前段に複数のビームモニタが設置されている。

T9 ビームは、47 秒周期で供給される時間構造を持つ二次ビームである。1 周期の中で、2.4 秒のゲートが開き、そのうち約 0.8~0.9 秒の間にビームが供給される。このような時間的に区切られたビーム構造をスピル (spill) と呼ぶ。図 5.9 に、スピル構造を示す。T9 ビームラインには最大で 1 周期あたり 3 スピルが供給される。なお、T9 ビームラインは、T8、T10、T11 など他の実験と共有されている。さらに、T9 ビームは 331ns 間隔のバンチ (bunch) 構造を持つ。図 5.8 に、ビーム構造の模式図を示す。ビームデータの解析から、バンチ幅は約 30ns であることが確認されている。



図 5.7: T9 ビームの写真

5.2.3 ビームモニター

WCTE では、検出器に入射する粒子の種類を識別するために、ビームライン上に複数のビームモニターが設置されている。ビームモニターの配置を図 5.10、図 5.11 に示す。図 5.10 は、荷電粒子ビームに対する基本的なビームモニターのセットアップを示す。一方、Tagged Photon ビームを用いる場合には、図 5.11 に示すようにビームモニターの構成が変更される。Tagged Photon ビームでは、磁場によって電子を偏向し、直進する光子のみを水チェレンコフ検出器に入射させる。この方法により、エネルギーが 0.2~0.8GeV のタグ付き光子ビームを生成することが可能となる。WCTE のビームモ

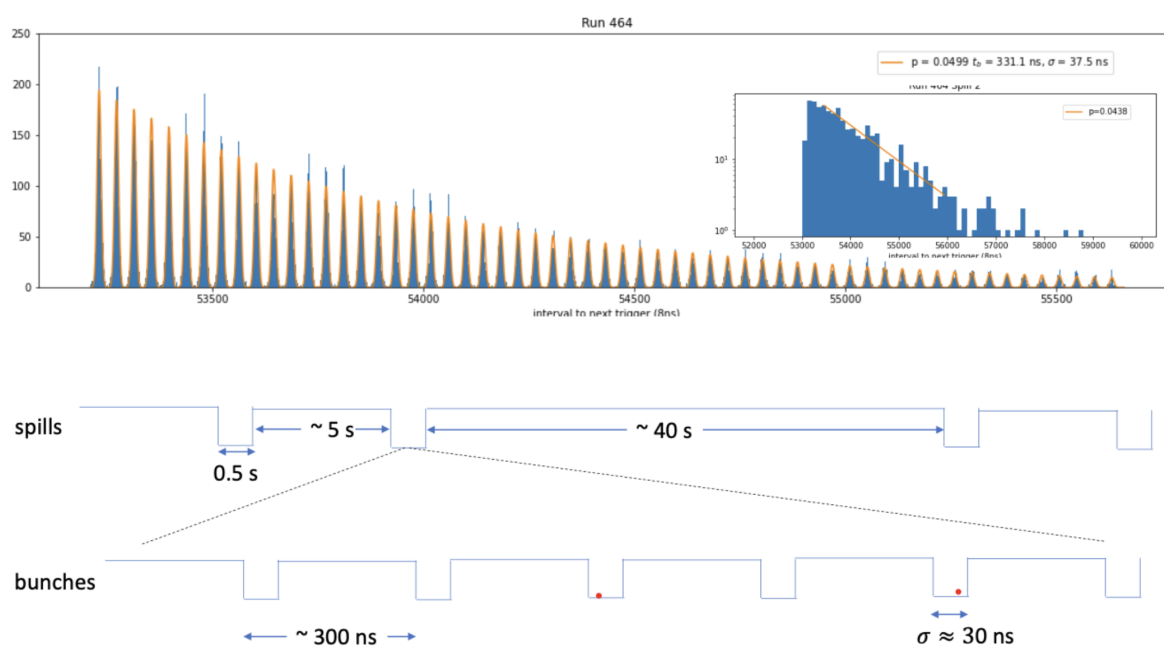


図 5.8: ビーム構造 [65]

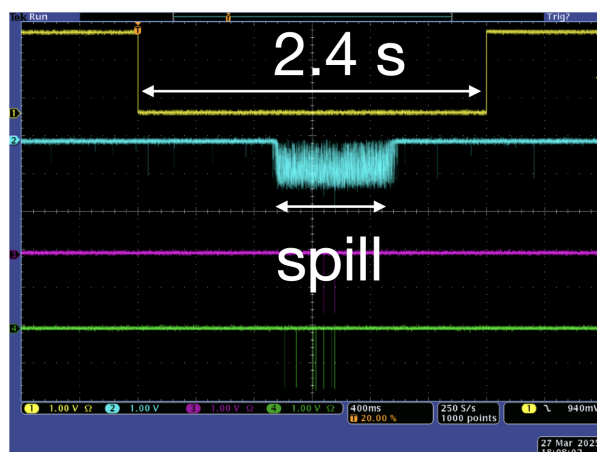


図 5.9: スピル構造

ニターは、トリガーシンチレータ、エアロゲル閾値型チェレンコフ検出器、ハローカウンター、飛行時間測定器、から構成される。Tagged Photon ビームを用いる場合には、さらに鉛ガラスカロリメータおよびホドスコープが追加される。

以下に、各ビームモニターの役割を示す。

トリガーシンチレータ (T0、T1、T4)

トリガーシンチレータは、荷電粒子の入射を検出するために設置されたシンチレーション検出器である。ビーム粒子の通過をトリガー信号として取得し、後段の検出器のデータ取得の基準信号として用いられる。

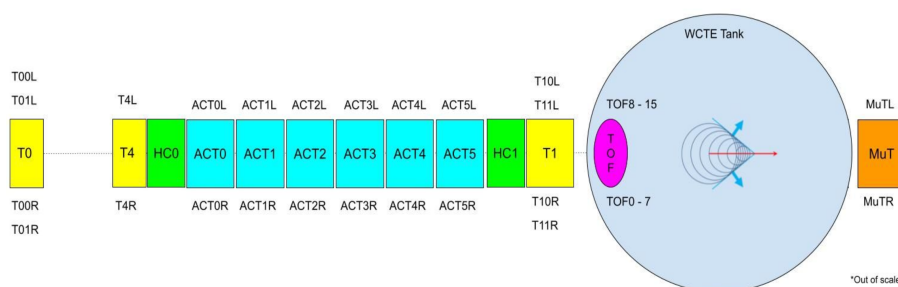


図 5.10: ビームモニターのセットアップ (荷電粒子の時) [66]

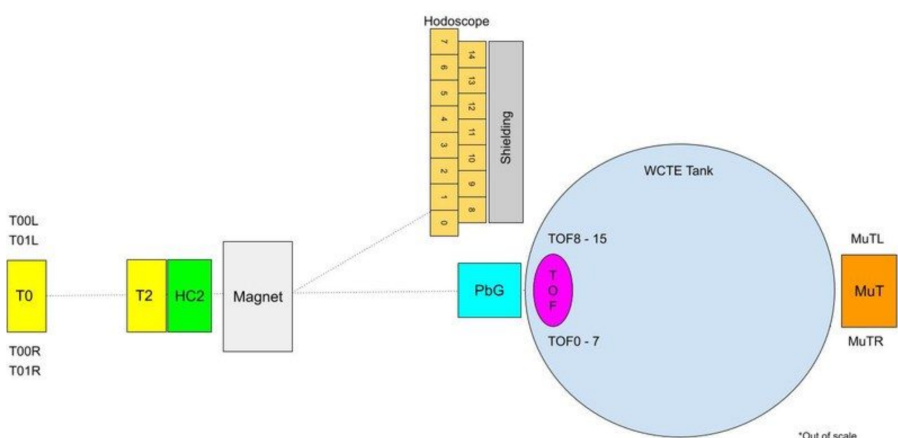


図 5.11: ビームモニターのセットアップ (Tagged Photon 時) [66]

エアロゲル閾値型チェレンコフ検出器 (ACT0~5)

屈折率 n を持つ媒質におけるチェレンコフ放射の閾値条件 $\beta > 1/n$ を利用し、粒子がチェレンコフ光を出すかどうかで粒子識別を行う検出器である。屈折率の異なるエアロゲルを選ぶことで、特定の運動量領域において、ある粒子のみが閾値を超えるように設計する。ACT0-ACT2 は主に電子のタグ付けに用いられ、屈折率を低く揃えることで電子のみが閾値を超える条件を作る。これらは電子成分を除去するための *electron veto* として利用される。ACT3-ACT5 はパイオン、ミューオンの分離を目的とし、運動量領域に応じて適切な屈折率を選択することで、粒子種ごとの閾値差を利用した識別をおこなっている。

ハローカウンター (HC0、HC1)

中央部に穴の開いたシンチレーション検出器である。ビーム中心から大きく外れた粒子を検出し、ビーム品質の評価、背景事象の除去を目的として設置されている。

飛行時間測定器 (TOF)

飛行時間測定器は、二点間の粒子の飛行時間差を測定することで、粒子の速度を求める検出器である。粒子の速度情報は、粒子の種類、運動量の識別に利用される。



図 5.12: ACT の外観。データ取得中はこれがビームライン上に並ぶ

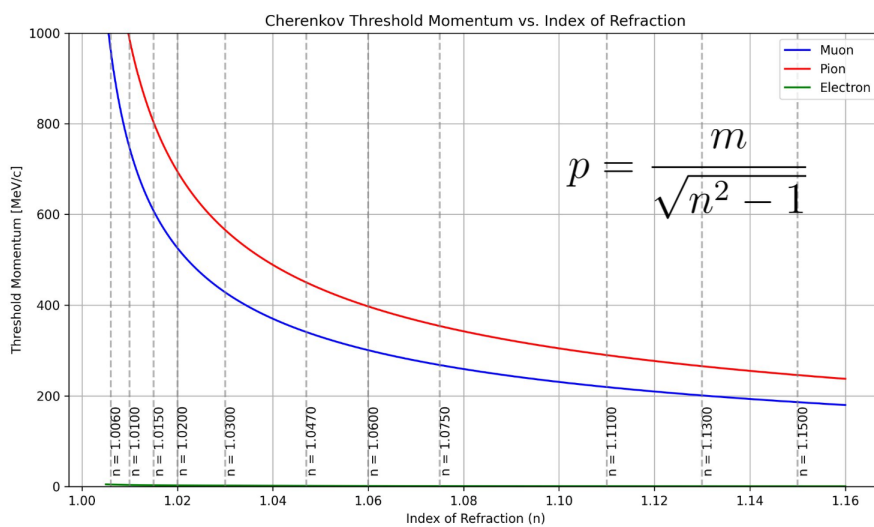


図 5.13: チェレンコフ閾値

鉛ガラスカロリメータ (PbG)

鉛ガラスカロリメータは、鉛ガラスを用いたカロリメータである。鉛ガラス中で発生する電磁シャワーや、ハドロンによるチェレンコフ光を検出することで、粒子のエネルギーを測定する。

ホドスコープ

ホドスコープは、位置感度を持つ検出器であり、磁場で曲げられた電子、陽電子の検出に用いられる。図 5.11 のセットアップの際に使われる。

以上のビームモニターを組み合わせることで、電子、ミューオン、パイオン、などの粒子種を識別しながら、水チェレンコフ検出器へのビーム入射を制御することが可能となる。

5.2.4 粒子識別 (PID) の方法

複数のビームモニター検出器の情報を用いて粒子識別を行う。特に、トリガーシンチレータによる飛行時間差と、ACT の情報を組み合わせる手法が有効である。トリガーシンチレータ T0 および T1 により測定される時間差 $T1 - T0$ は、粒子の飛行時間に対応を与える。粒子の質量が異なる場合、同じ運動量でも飛行時間が異なるため、 $T1 - T0$ 分布を用いることで粒子の分離が可能となる。ACT は、媒質の屈折率に基づくチェレンコフ放射の閾値条件を利用し、粒子がチェレンコフ光を放出するかどうかによって粒子識別を行う。屈折率を適切に選ぶことで、特定の粒子のみがチェレンコフ光を放出するように設計できる。また、ACT を用いてビーム中の電子を veto することが可能である。以下に、図 5.14 に $T1 - T0$ の分布を示し、図 5.15 に $T1 - T0$ と ACT の分布を示す。これらの分布から分かるように、e-veto を適用することで電子成分が除去される。

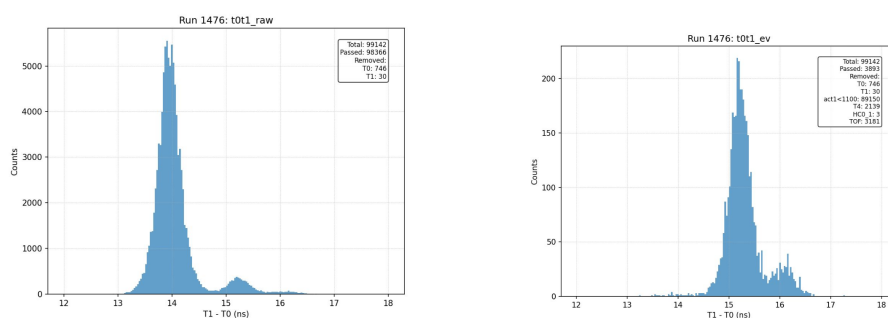


図 5.14: e-veto 前後の T1-T0 分布

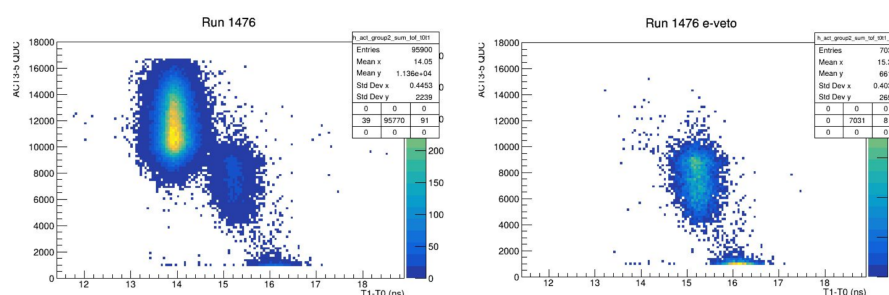


図 5.15: e-veto 前後の T1-T0、ACT 分布

5.2.5 検出器の較正

第2章および第3章で述べたように、検出器較正は極めて重要である。WCTEでは、SKと同様のキャリブレーション線源を用いて、検出器の較正が行われている。

検出器に取り付けられたLEDを用いて、個々のPMTのタイミング応答、電荷分布、およびPMTとブラックシートからの反射成分を評価する。レーザー拡散機（Laser diffuser）を用いた較正では、上記の評価に加えて、タイミングおよび電荷分布（TQ）の測定が行われる。TQの定義については、○節で詳しく述べている。量子効率および角度応答の評価には、Ni-Cf線源が用いられる。中性子タグ付け効率の較正には、AmBe線源が用いられる。さらに、写真測量を用いて、検出器の幾何形状の測定が行われている。エネルギースケールの評価には、テストビームおよび宇宙線ミュオンが用いられる。

WCTEでは、キャリブレーション線源を検出器内部に導入するための装置として、Central Deployment System（CDS）が開発されている。CDSの構造を図5.16に示す。CDSは、線源をワイヤーで吊り下げ、検出器内部に導入する機構を持つ。これにより、Ni-Cf線源、AmBe線源、レーザー拡散機などを検出器内部に配置することが可能となる。また、検出器内部には回転可能なアームが設置されており、これによりタンク内の複数の位置に線源を固定することができる。



図 5.16: CDS の外観。検出器の屋上に設置されている。

5.2.6 データ取得システム (DAQ)

本節では、WCTE において検出器信号がどのように取得され、イベントとして構築されるかを概説する。WCTE では、検出器信号の取得、保存、イベント構築を行うために、専用のデータ取得システム (Data Acquisition, DAQ) が用いられている。検出器には複数の読み出しモードおよびトリガーモードが存在し、測定目的に応じて適切な設定が選択される。DAQ システムの概要を図 5.17 に示す。WCTE の DAQ には、ToolDAQ と呼ばれるソフトウェアフレームワークが用いられている。ToolDAQ は、検出器から送られてくるデータの収集、トリガー処理、イベント構築、データ保存を統合的に制御するためのシステムである。mPMT から送信された信号は、読み出しバッファユニット (Readout Buffer Unit; RBU) に集約され、ToolDAQ によって処理される。

WCTE における mPMT トリガーには、主に以下の 3 種類が存在する。

Self-triggering (自己トリガー)

PMT に信号が入力された際に、閾値を超えた場合のみヒット情報や波形データが DAQ に送信される。閾値以下の信号は送信されない。WCTE のほとんどの Run はこのトリガーで動いている。

Hardware triggering (ハードウェアトリガー)

外部トリガー信号を受信した際に、その周囲の時間領域の波形データが DAQ に送信される。主にトリガーレートが高い Run において用いられる。

Software triggering (ソフトウェアトリガー)

あらかじめ設定された時刻に波形データを取得するようにすることも可能である。これは主に LED 較正データの取得に用いられる。以上の方法で取得された mPMT 信号は、RBU に送信される。

WCTE におけるトリガー信号は、ビーム粒子がビームモニターを通過した時刻など、関心のある時間領域を指定する役割を持つ。トリガー信号は、トリガーメインボードを介して DAQ に送信される。DAQ は、トリガー信号の周囲に時間ウィンドウ (readout window) を設定し、そのウィンドウ内に含まれるヒットおよび波形データを記録する。このようにして取得されたデータが、一つのイベントとして構築される。なお、readout window が重ならないように、トリガーにはデッドタイムが設定されている。

WCTE では、DAQ がイベント構築に用いるトリガーとして、主に以下が用いられる。

LEP5.1

LEP5.1 は、ビーム粒子の到来を要求するビームトリガーである。WCTE の多くのビーム Run において採用されている。また、電子ビーム成分を除去するための veto 条件を含む。

LEP9Li 2.0

LEP9Li 2.0 は、LEP5.1 の条件に加えて、スピル終了後も一定時間データを取得するトリガーである。このトリガーの目的は、 ${}^9\text{Li}$ の崩壊信号を探索することである。本研究では、主にこ

のトリガーによって取得されたデータを解析対象とする。LEP9Li 2.0 の詳細については、5.4.1 節で述べる。

LEE5.1

LEE5.1 は、電子ビーム事象を選択するトリガーである。主に電子散乱の測定に用いられる。

LEMB5.1

LEMB5.1 は、低エネルギー事象を広く取得するための最小バイアストリガーである。

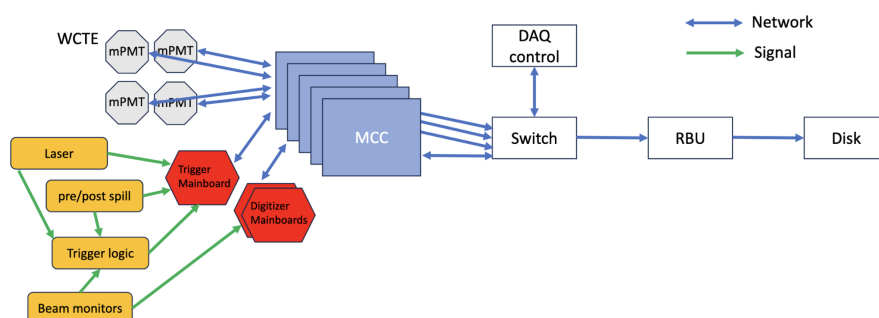


図 5.17: WCTE の読み出しの概要

5.2.7 水システム

WCTE で使用される水は、CERN 地下から供給される。供給された水は、水純化システムを通じて浄化された後、検出器に送られる。検出器から排出された水は、再び水システムに戻され、データ取得中は連続的に循環される。この循環により、検出器内部には常に高純度の水が供給され続ける。WCTE の水システムは、Gd を溶解した水を用いる点も含め、EGADS における水システムと類似した構築になっている [67]。

水純化システムのフロー模式図を図 5.18 に示し、実際の装置写真を図 5.20 に示す。水は図中に示すように時計回りに循環し、検出器下部から供給され、上部から排出される。配管には複数のバルブが設置されており、これらを開閉することで水の流路を調整することが可能である。また、フロー上には複数のセンサーおよびフィルターが設置されており、水中の不純物が段階的に除去される。

以下に、主要な水処理要素の役割を示す。

TOC 除去装置

TOC (Total Organic Carbon) 除去装置は、水中の有機物を除去するための装置である。有機物は光吸収や細菌増殖の原因となるため、水純度を維持する上で重要な要素である。

イオン交換樹脂

イオン交換樹脂は、水中のイオン性不純物を除去するために用いられる。純水運転の場合には、水純度の維持を目的として使用される。一方、Gd を溶解した水を用いる場合には、Gd 濃度を低下させ

ることなく、不純物のみを除去する必要がある。そのため、Gd を保持しながら不純物を選択的に除去するためのイオン交換樹脂が導入されている。

マイクロフィルター

マイクロフィルターは、微粒子を除去するためのフィルターである。WCTE では、 $5 \mu\text{m}$ および $0.2 \mu\text{m}$ のフィルターが用いられている。

紫外線殺菌装置

紫外線ランプは、水中に侵入した細菌を殺菌するために使用される。殺菌された細菌は、後段のフィルターによって除去される。

ウルトラフィルター

ウルトラフィルターは、微細な粒子やコロイド成分を除去するための装置である。

熱交換器（チラー）

熱交換器は、水温を制御するための装置である。ポンプやフィルターの動作により水温が上昇するため、水温上昇を抑制する目的で導入されている。水温を低く保つことで、細菌の増殖を抑制する効果も期待される。また、硫酸ガドリニウムの溶解過程は発熱反応を伴うため、低温環境を維持することで沈殿の発生を防ぐ役割も果たす。

Gd loading

WCTE では、中性子検出効率を向上させる目的で、検出器水中にガドリニウム（Gd）を溶解した。この手法は、SK-Gd と同様の考え方に基づく。2025 年 5 月末頃に、検出器への Gd 導入が実施された。Gd は、 $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ の形態の粉末（図 5.22）として用いられた。Gd 粉末は、まず Gd mixing tank 内で水とともに攪拌され、溶解された後に検出器へ段階的に導入された。導入時には、図 5.21 に示すように一部のバルブを閉じることで循環系を制御し、Gd 溶液が検出器内に供給された。最終的に、20kg の Gd 粉末が投入され、検出器水中の Gd 濃度は 0.030% に達した。

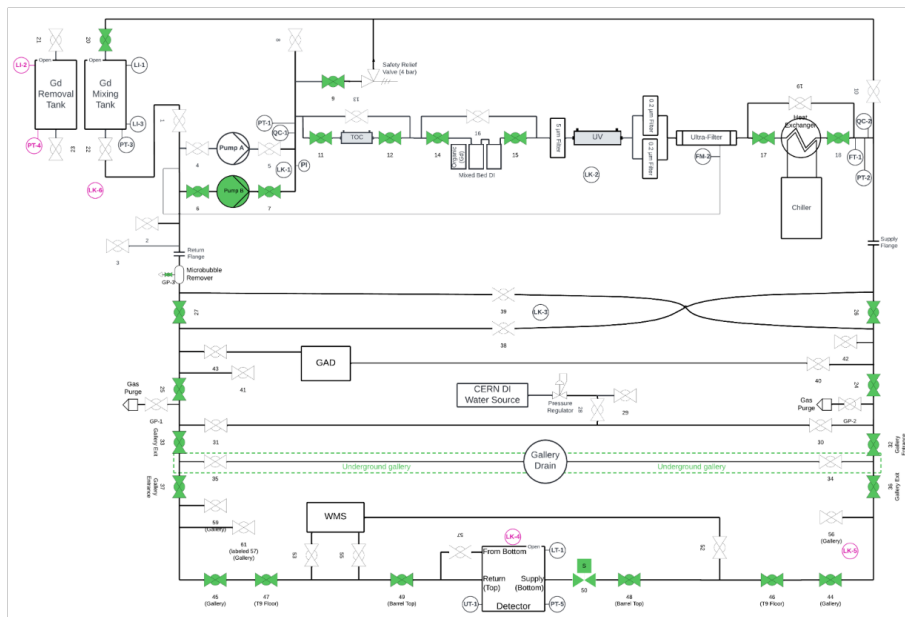


図 5.18: 水純化システムフローダイアグラム

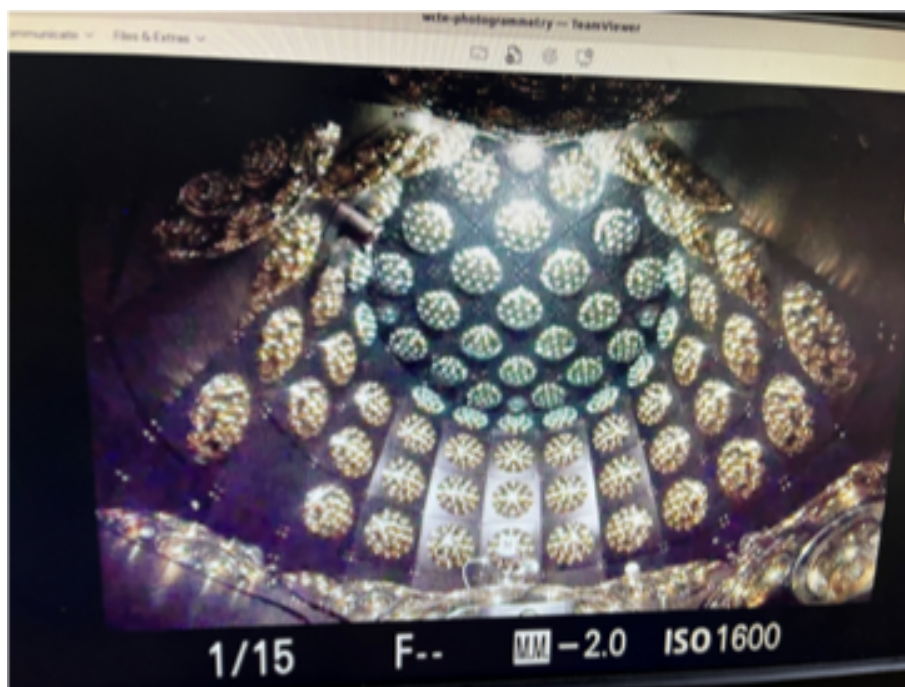


図 5.19: 水供給中のタンク内の写真 これはタンク上から下向きに撮影したもので、側面 mPMT の最下段まで水が埋まっている。

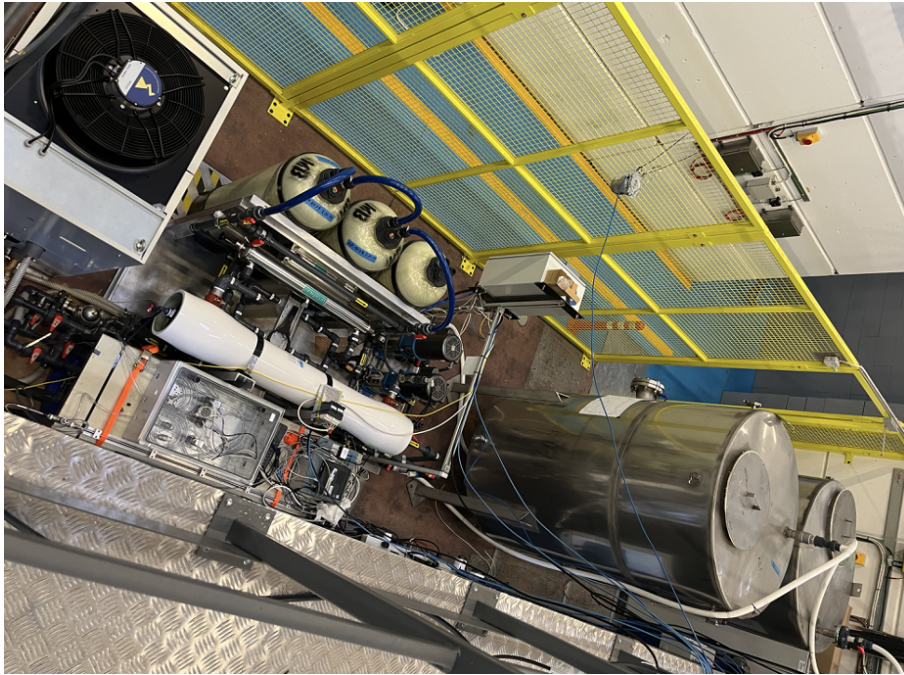


図 5.20: 水システムの全体像

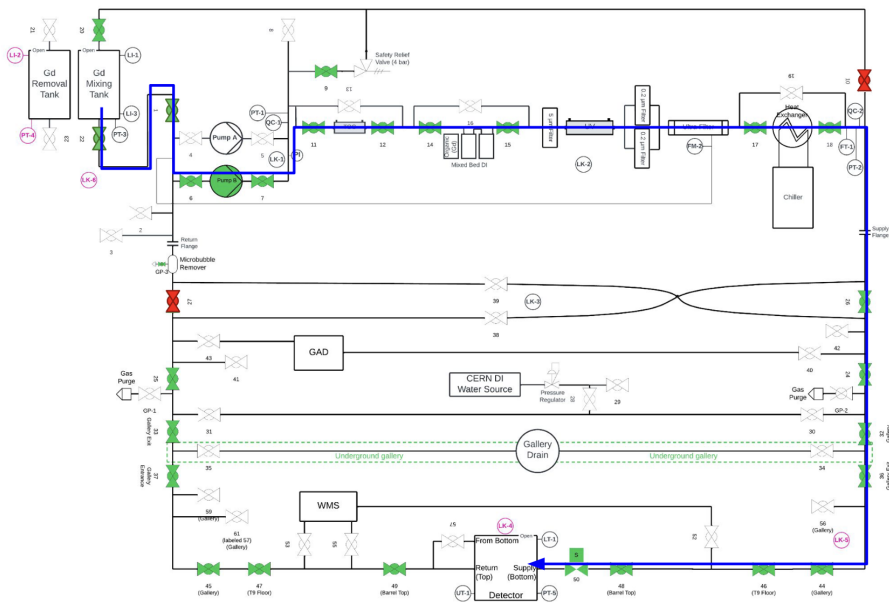


図 5.21: 水純化システムフローダイアグラム Gd 供給時 緑が開けるバルブ、赤が締めるバルブ、青の矢印が Gd 水のルート

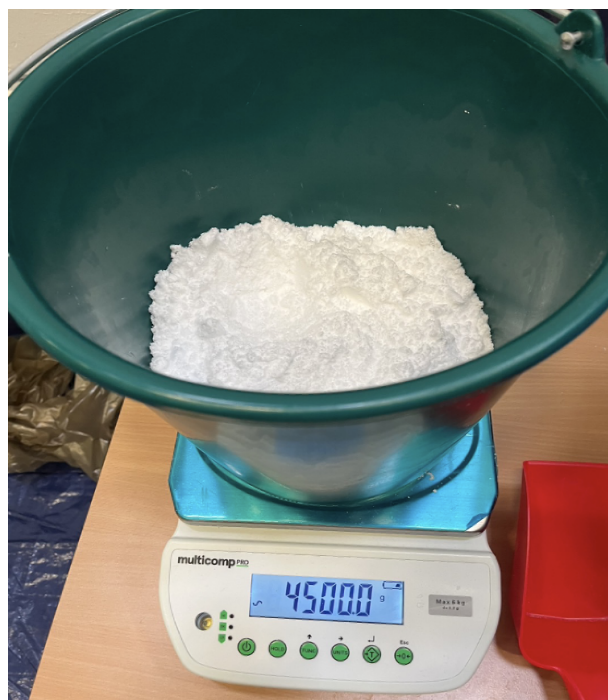


図 5.22: Gd パウダー

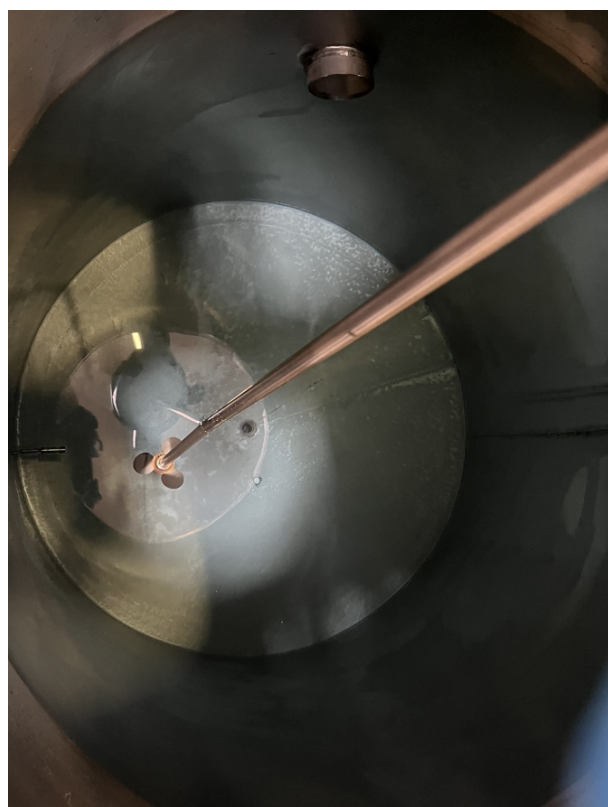


図 5.23: Gd mixing tank での Gd 攪拌の様子

5.2.8 取得されたデータ

実験ではビーム種類、運動量、トリガー条件の異なる複数のデータを取得した。ビームタイムは2025年6月まで実施され、その期間にわたりデータが収集された。

取得されたデータを表 5.1 にまとめる。現在は、取得されたデータに対する解析フェーズに移行し進められている。

表 5.1: WCTE において取得されたデータの概要

Data Type	Water Type	Beam Configuration	Beam Momentum (MeV/c)
Pion scattering, PID, energy scale, ${}^9\text{Li}$	Pure	Charged particle (\pm)	200–500
Lepton scattering	Pure	Charged particle (\pm)	780–900
Gamma particle identification	Pure	Tagged photon	500, 650, 800, 1000
Proton reconstruction	Pure	Charged particle (+)	1100–1500
Trigger minimum bias data	Pure	Charged particle (+)	80–500
Kaon reconstruction	Pure	Charged particle (\pm)	1100–1150
${}^9\text{Li}$ and $2p$ – $2h$ in π quasi-elastic scattering	Gd	Charged particle (\pm)	260–360
Secondary neutron production	Gd	Charged particle (\pm)	400–1200
Lepton scattering	Gd	Charged particle (\pm)	800, 1000
Photonuclear scattering	Gd	Tagged photon	500, 650, 800, 1000

5.3 ${}^9\text{Li}$ と研究の目的

これまでに、WCTE の概要および装置構成について説明してきた。本研究の目的は、この WCTE 環境を活用し、DSNB 解析における背景の理解である。

本節では、研究動機として、まず SK における DSNB 解析と ${}^9\text{Li}$ 背景の問題について概観し、次に WCTE がこれにどのような実験的インプットを与え得るかを述べる。

5.3.1 DSNB 解析における ${}^9\text{Li}$ 背景

DSNB の探索では、数十 MeV 以下の低エネルギー事象が信号領域となる。このエネルギー領域では、宇宙線ミューオンに起因するスパレーション生成物が主要な背景源となり、その抑制が解析において重要な課題である。スパレーションとは、宇宙線ミューオンが検出器中を通過する際に、原子核が壊され、元の核とは異なる軽い放射性同位体が生成される現象である。これは高エネルギー粒子による核破砕反応であり、水チェレンコフ検出器では避けることのできない背景源となる。ミューオン自体は原子核と強い相互作用を直接起こす粒子ではない。しかし、ミューオンが物質中を通過する際には、電磁相互作用を通じて核を励起させ、パイオンや中性子などの二次粒子が生成される。これらの二次粒子は原子核と強く相互作用し、核内に大きなエネルギーを与える。ミューオンに伴って生成

されるパイオンや核子が連鎖的に原子核と反応する過程は、ハドロンシャワーと呼ばれる。このハドロンシャワーによって原子核は励起され、複数の核子が放出されることで、さまざまなスパレーション同位体が生成される。

特に、 β 崩壊と同時に中性子を放出するスパレーション同位体は、逆ベータ崩壊信号と酷似しており、DSNB解析における背景となる。SKのDSNB解析では、これらの同位体の中でも、寿命、分岐比、エネルギースペクトルの観点から、 ${}^9\text{Li}$ が支配的な背景である。 ${}^9\text{Li}$ は平均寿命 $\tau \simeq 0.26$ sを持ち、約50%の確率で中性子を伴う β 崩壊を起こす。このため、ミューオン通過後数百msの時間領域において、IBD信号と区別が困難な事象を生成する。SKのDSNB解析では、この ${}^9\text{Li}$ 背景の期待事象数 $N_{9\text{Li}}$ を、以下の式で評価している。

$$N_{9\text{Li}} = R_{9\text{Li}} \times T_{\text{live}} \times M \times \text{Br}(\beta + n) \times f_{\text{win}} \times \epsilon_{\text{reduc}} \quad (5.1)$$

ここで、 $R_{9\text{Li}}$ は単位質量および単位時間あたりの ${}^9\text{Li}$ 生成率、 T_{live} は有効測定時間、 M は有効検出質量、 $\text{Br}(\beta + n)$ は $\beta + n$ 崩壊の分岐比、 f_{win} は解析エネルギー窓に入る割合を表す。 ϵ_{reduc} は、各種スパレーション除去カットを適用した後に ${}^9\text{Li}$ 事象が残存する割合、すなわち背景削減効率である。生成率 $R_{9\text{Li}}$ については、過去に行われたSKにおけるスパレーション同位体測定の結果が用いられている。測定では、ミューオン通過後の時間差分布、エネルギースペクトルを用いて ${}^9\text{Li}$ 成分が抽出されており、その不確かさは統計誤差と系統誤差を合わせて約22%と評価されている。

一方で、式(5.1)において最も支配的な不確かさを持つのが、削減効率 ϵ_{reduc} である。SKのDSNB解析では、スパレーション背景を抑制するために、ミューオン通過後の時間差、ミューオントラックからの距離、トラック上の位置、ミューオンの総光量 Q_{μ} 、および残差光量 Q_{res} などを用いたスパレーション尤度カットが適用されている。これらの変数は、ミューオンに伴うハドロンシャワーの強さや局所性を間接的に反映する指標として導入されている。しかしながら、 ${}^9\text{Li}$ については統計量が限られているため、尤度分布をデータから直接構築することが困難である。その結果、SKのDSNB解析では、「同位体固有の情報はミューオンからの時間差 Δt のみである」という近似が採用されている。具体的には、 ${}^9\text{Li}$ の尤度評価において、 Δt 分布のみを ${}^9\text{Li}$ の寿命に基づく指数関数分布として与え、空間相関やシャワー構造に関する情報は、他のスパレーション同位体と同一であると仮定している。この近似は、 ${}^9\text{Li}$ 生成の物理過程を十分に反映していない可能性を含んでいる。SKにおいては、ミューオン起源スパレーションに関する信頼できるモンテカルロシミュレーションが無い場合、同位体ごとの生成機構や空間相関を第一原理的に評価することが困難である。このため、 ${}^9\text{Li}$ 固有の情報として確実に用いることができる量は、ミューオン通過からの時間差に限られている。また、 ${}^9\text{Li}$ は中性子過剰な核種であり、その生成には中性子数を増加させる反応過程が関与していると考えられている。理論的には、ミューオンに伴って生成される π^- が原子核と反応し、中性子数を増やす過程が候補として考えられる。しかしながら、実際に π^- がどの核反応を通じて ${}^9\text{Li}$ 生成に寄与しているのか、あるいは π^- 以外のハドロン反応が支配的であるのかについては、現時点では実験的に十分に解明されていない。

このように、 ${}^9\text{Li}$ 背景の不確かさの原因は、生成の物理過程が十分に理解されていないこと、再現

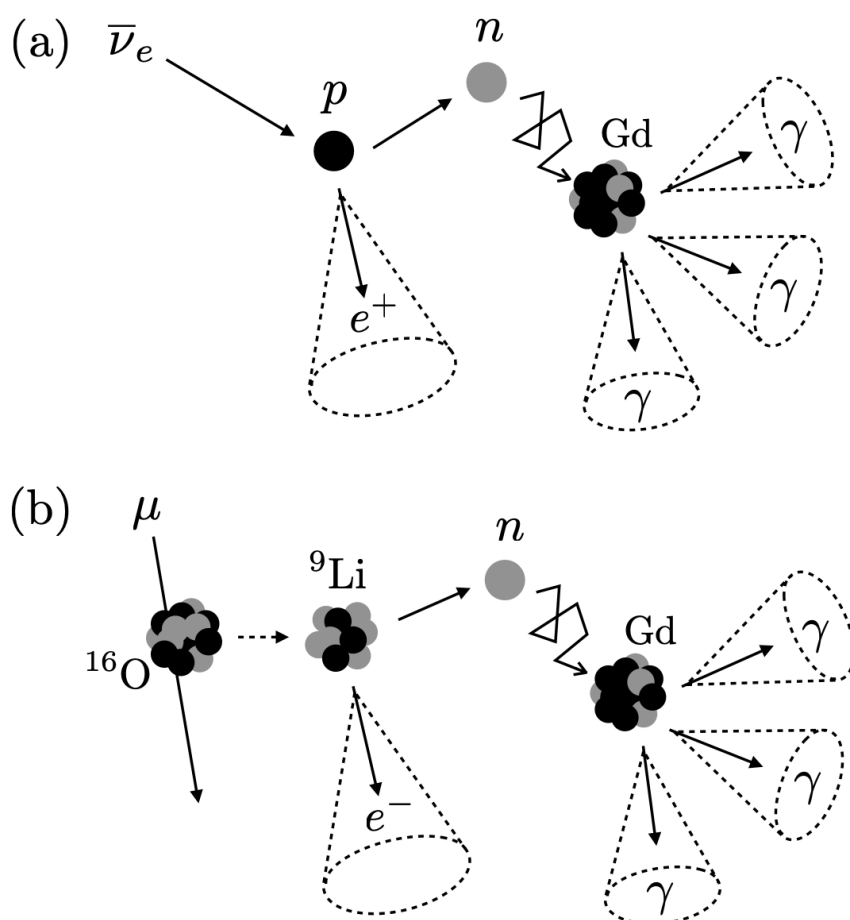


図 5.24: DSNB 事象と ${}^9\text{Li}$ バックグラウンドの模式図。(a) IBD 事象、(b) ${}^9\text{Li}$ 崩壊事象。

するシミュレーションモデルが存在しない点にある。このため、削減効率は物理モデルに基づいて検証されておらず、実験的な検証が必要である。表 5.2 に、DSNB 領域で重要となる主要スパレーション核種をまとめる。特に、中性子を伴随する核種に関しては、DSNB 解析において優先的に注意すべきである。

5.3.2 スパレーションにおける ${}^9\text{Li}$ 生成機構について

水チェレンコフ検出器中の主な標的核は ${}^{16}\text{O}$ である。スパレーションによって生成される同位体は、この ${}^{16}\text{O}$ が核反応を起こすことで作られる。しかし、 ${}^9\text{Li}$ は中性子過剰な核種であり、単純に核子を叩き出すだけの反応では生成されにくい。この点が、 ${}^{12}\text{B}$ などの他のスパレーション同位体と異なる点である。

例えば、 ${}^{12}\text{B}$ は



のように、 α 粒子を放出する反応によって比較的自然に生成され得る。このため、 ${}^{12}\text{B}$ はスパレー

シオン同位体の中でも生成量が多い。一方で、 ${}^9\text{Li}$ を生成するためには、質量数を減らすだけでなく、中性子数を相対的に増やすなんらかの過程が必要となる。このことは、 ${}^9\text{Li}$ の生成が、複雑な核内反応を伴っている可能性を示唆している。特に、ハドロンシャワーで生成するパイオンのうち、 π^- は荷電交換反応 (4.1.2 節参照) などから中性子数を増加させる反応を起こしやすいため、 ${}^9\text{Li}$ 生成に関与している可能性が高いと考えられている。しかしながら、 π^- が本当に ${}^9\text{Li}$ 生成に関わっているのか、どのような形で寄与しているのかについては、現時点では明確な結論はない。例えば、生成された π^- が停止し、そのまま核に捕獲される過程からくるのか、あるいは Δ 共鳴を介した反応過程が重要なのかについても定かではなく、興味深い点である。

表 5.2: SK における宇宙線ミューオン破砕反応によって生成される可能性のある放射性同位体の一覧。第 4 列は終点運動エネルギーを第 5 列は各放射性同位体の主な生成過程を示す [68]。

Radioactive isotope	τ (s)	Decay mode	E_{kin} (MeV)	Primary process
${}^{11}\text{Be}$	19.9	β^-	11.51	${}^{16}\text{O}(n, \alpha + 2p){}^{11}\text{Be}$
		$\beta^- \gamma$	$9.41 + 2.1(\gamma)$	
${}^{16}\text{N}$	10.3	β^-	10.44	${}^{16}\text{O}(n, p){}^{16}\text{N}$
		$\beta^- \gamma$	$4.27 + 6.13(\gamma)$	
${}^{15}\text{C}$	3.53	β^-	9.77	${}^{16}\text{O}(n, 2p){}^{15}\text{C}$
		$\beta^- \gamma$	$4.51 + 5.30(\gamma)$	
${}^8\text{Li}$	1.21	β^-	~ 13.0	${}^{16}\text{O}(\pi^-, \alpha + {}^2\text{H} + p + n){}^8\text{Li}$
${}^8\text{B}$	1.11	β^+	~ 13.9	${}^{16}\text{O}(\pi^+, \alpha + 2p + 2n){}^8\text{B}$
${}^{16}\text{C}$	1.08	$\beta^- + n$	~ 4	${}^{18}\text{O}(\pi^-, n + p){}^{16}\text{C}$
${}^9\text{Li}$	0.26	β^-	13.6	${}^{16}\text{O}(\pi^-, \alpha + 2p + n){}^9\text{Li}$
		$\beta^- + n$	~ 10	
${}^9\text{C}$	0.18	$\beta^+ + p$	3–15	${}^{16}\text{O}(n, \alpha + 4n){}^9\text{C}$
${}^8\text{He}$	0.17	$\beta^- \gamma$	$9.67 + 0.98(\gamma)$	${}^{16}\text{O}(\pi^-, {}^3\text{H} + 4p + n){}^8\text{He}$
		$\beta^- + n$		
${}^{12}\text{Be}$	0.034	β^-	11.71	${}^{18}\text{O}(\pi^-, \alpha + p + n){}^{12}\text{Be}$
${}^{12}\text{B}$	0.029	β^-	13.37	${}^{16}\text{O}(n, \alpha + p){}^{12}\text{B}$
${}^{13}\text{B}$	0.025	β^-	13.44	${}^{16}\text{O}(\pi^-, 2p + n){}^{13}\text{B}$
${}^{14}\text{B}$	0.02	$\beta^- \gamma$	$14.55 + 6.09(\gamma)$	${}^{16}\text{O}(n, 3p){}^{14}\text{B}$
${}^{12}\text{N}$	0.016	β^+	16.38	${}^{16}\text{O}(\pi^+, 2p + 2n){}^{12}\text{N}$
${}^{13}\text{O}$	0.013	$\beta^+ + p$	8–14	${}^{16}\text{O}(\mu^-, \mu^- + p + 2n + \pi^-){}^{13}\text{O}$
${}^{11}\text{Li}$	0.012	β^-	20.62	${}^{16}\text{O}(\pi^+, 5p + \pi^0 + \pi^+){}^{11}\text{Li}$
		$\beta^- + n$	~ 16	

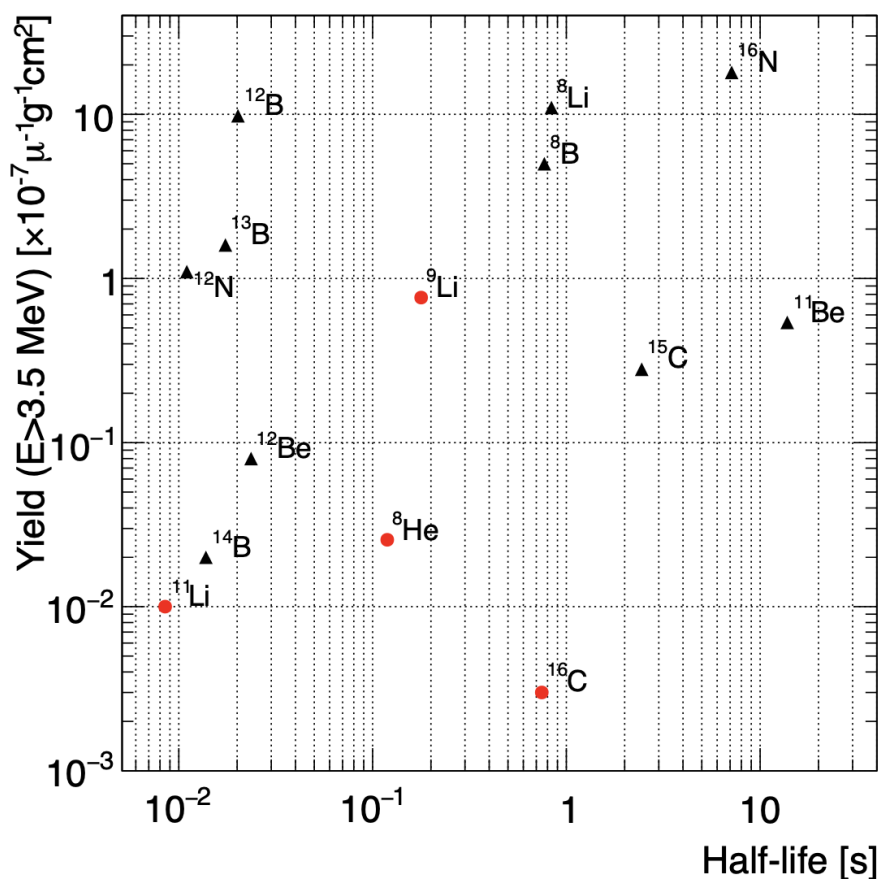


図 5.25: 3.5MeV を超えるエネルギーにおける半減期と予測収量 [69]

5.3.3 本研究の目的

このような背景から、本研究の目的は、数百 MeV/ c の運動量を持つパイオンビームを WCTE 検出器に直接入射させることで、スパレーション過程における ${}^9\text{Li}$ の生成を測定し、その生成率および生成機構に対する理解を深めることである。特に、 ${}^9\text{Li}$ の生成率をパイオン運動量ごとに測定し、生成の運動量依存性を定量的に明らかにすることは重要である。WCTE では、入射粒子の種類および運動量が制御された条件下で、パイオン起源の核反応を探索することが可能である。この特性を活かし、パイオン入射に伴って生成される事象の時間的および空間的特徴を解析することで、 ${}^9\text{Li}$ 生成の反応過程をより理解できると考える。さらに、本研究で得られる ${}^9\text{Li}$ 生成の運動量依存性および事象特性を、既存のスパレーションモデルやハドロン反応モデルと比較することで、 ${}^9\text{Li}$ を記述する上でふさわしいモデルの選択や検証を行うことも可能である。最終的には、本研究で得られた知見を SK の DSNB 解析へ提供し、 ${}^9\text{Li}$ 背景評価の信頼性向上に貢献することを目的とする。

5.3.4 ${}^9\text{Li}$ の基本性質

${}^9\text{Li}$ の基本的性質について整理する。 ${}^9\text{Li}$ は、ミューオンによる核破碎過程によって水中で生成される不安定核種である。半減期は約 178ms であり、ミューオン事象の後に遅れて崩壊する特徴を持つ。崩壊は主に β 崩壊によって進行し、以下のような崩壊モードを持つ。

まず ${}^9\text{Li}$ は β 崩壊によって ${}^9\text{Be}$ へ遷移する。この崩壊の Q 値は約 13.6MeV である。また、 ${}^9\text{Li}$ は β 崩壊と同時に中性子を放出し、 ${}^8\text{Be}$ へ遷移する崩壊モードを持つ。この崩壊モードの分岐比は約 50% であり、Q 値は約 11.9MeV である。

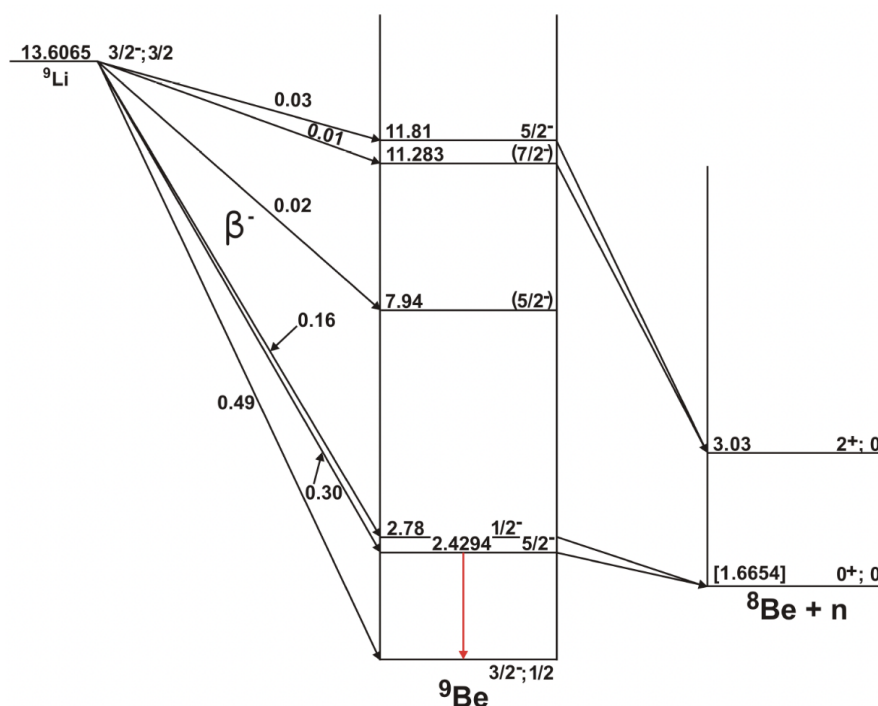


図 5.26: ${}^9\text{Li}$ の崩壊図 [70]

5.4 解析手法

5.4.1 ${}^9\text{Li}$ トリガー (LEP9Li 2.0)

${}^9\text{Li}$ トリガー (LEP9Li 2.0) は、 ${}^9\text{Li}$ 崩壊信号を効率的に取得することを目的として設計されたトリガーである。 ${}^9\text{Li}$ は、ビームによるパイオン反応などの核破碎過程によって生成され、その後 β 崩壊によって崩壊する。したがって、 ${}^9\text{Li}$ の崩壊事象は主にビームスピル終了後に出現する。ビーム事象と重ならずに ${}^9\text{Li}$ 信号を観測するためには、ビームスピル終了後の時間領域における事象を取得することが有効である。この考えに基づき、LEP9Li 2.0 では、通常のビームトリガーである LEP5.1 に加えて、ビームスピル終了後に一定時間データを取得する外部トリガーが導入された。図 5.27 に、 ${}^9\text{Li}$ トリガーの模式図を示す。LEP9Li 2.0 では、End of Spill 信号を受信した後、約 0.5 秒間にわたっ

て連続的に readout window を開く。LEP9Li 2.0 の論理条件は、概念的には次のように表される。

$$\text{LEP9Li2.0} = \text{L1NOEVD} \vee \text{L1EVD} \vee \text{XTRIG} \quad (5.3)$$

ここで、トリガー信号 L1NOEVD と L1EVD は、ビームモニターを用いて作られる条件で、

$$\text{L1NOEVD} = T0 \wedge T1 \wedge \overline{\text{HC}} \wedge \overline{\text{ACT0}} \quad (5.4)$$

$$\text{L1EVD} = T0 \wedge T1 \wedge \overline{\text{HC}} \wedge \text{ACT0} \quad (5.5)$$

と、ビームが来ていることを要求するものである。XTRIG が外部トリガーであり、スピル終了信号を受信した後、外部トリガー信号が約 5000 回のバーストとして生成される。このとき、1 つの readout window の幅は約 $111 \mu\text{s}$ であり、隣接する window の間には約 $8 \mu\text{s}$ の非読み出し領域が存在する。図 5.28 に、LEP9Li 2.0 におけるトリガー時間分布を示す。図中に示すように、スピル終了後の 0.5 秒にわたって高いトリガーレートが観測される。この時間領域が、 ${}^9\text{Li}$ 崩壊事象を取得するための領域である。本研究では、LEP9Li2.0 によって取得されたデータのうち、スピル終了後に取得された事象のみを解析対象とする。なお、LEP9Li 2.0 によるデータ取得は、スピル終了後の時間領域を一様に記録するものであり、 ${}^9\text{Li}$ 事象に対する選択は行われていない。そのため、取得されたデータには、雑音や他の物理過程による事象も含まれる。したがって、WCTE データから ${}^9\text{Li}$ 信号を適切に抽出することが、本解析における重要な課題となる。

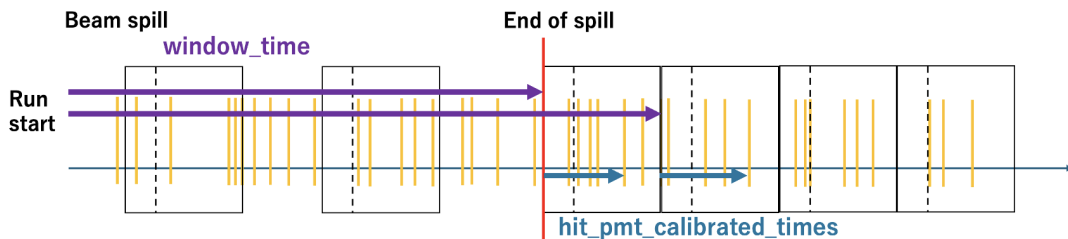


図 5.27: ${}^9\text{Li}$ トリガーの模式図 Beam spill 中は通常のビームトリガー (LEP5.1) がたち、spill 後は外部トリガーが走る

5.4.2 解析の流れ

本研究で行った、 ${}^9\text{Li}$ 候補事象を選択し、その時間構造を評価するための解析手法を以下に示す。探索する信号は、 ${}^9\text{Li}$ の β 崩壊によって生成される電子の信号である。したがって、解析では、スピル終了後に出現する低エネルギー電子事象を抽出することを目的とする。

本研究における解析手順を以下に示す。

1. 時間クラスタリング

スピル終了後 0.5 秒間のデータから、物理事象に対応するヒットの集まりをクラスターとして

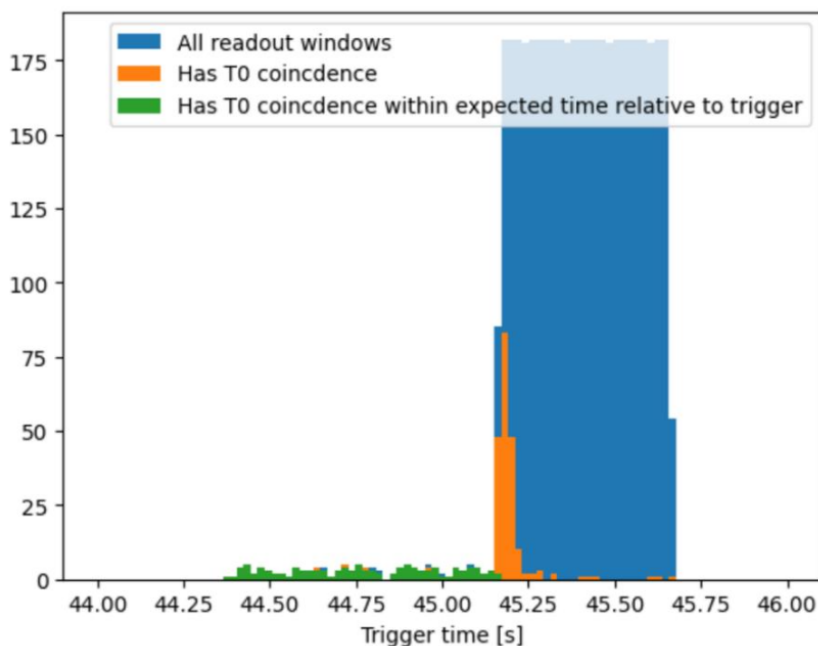


図 5.28: ${}^9\text{Li}$ トリガー時間分布 青色は全トリガー事象を示し、その大部分が ${}^9\text{Li}$ トリガーである。スピル終了後約 0.5 秒間にわたり連続的に取得されている。

抽出する。

2. **Nhit** (エネルギー) カット

${}^9\text{Li}$ の β 崩壊が低エネルギー領域に分布することを利用し、対応するエネルギー範囲のクラスターを選択する。

3. 頂点再構成と **vertex** カット

${}^9\text{Li}$ がビーム由来の核破砕過程によって生成されることを利用し、ビーム軸近傍に位置するクラスターを選択する。

4. 時間分布の解析

選択されたクラスターの時間分布を作成し、指数関数によるフィットを行うことで ${}^9\text{Li}$ 信号を評価する。

5.4.3 時間クラスタリング

本研究では、 ${}^9\text{Li}$ 候補事象を抽出するために、ヒットの時間情報を用いたクラスタリングを行った。本節では、時間情報の再定義およびクラスタリング手法について述べる。

グローバル時間の定義

LEP9Li 2.0 トリガーでは、スピル終了後 0.5 秒間にわたって連続的に readout window が開かれる。外部トリガーは、この時間領域を一様に取得するだけであり、単一の readout window 内に物理事象

が必ず含まれるとは限らない。さらに、本研究で評価したい時間分布は、readout window の時間幅を超えるスケールを持つ。したがって、単一の readout window を基準とした解析ではなく、run 開始時刻を基準としたグローバル時間でヒット時刻を再定義する必要がある。取得データには、各ヒットについて、readout window の開始時刻と、window 内でのヒット時刻が記録されている。図 5.28 に示すように、それぞれは run 開始時刻および window 開始時刻を基準とした時間である。これらを用いて、ヒットのグローバル時間を以下のように定義した。

$$t_{\text{hit}} = t_{\text{window}} + t_{\text{hit}} \quad (5.6)$$

ここで、 t_{window} は readout window の開始時刻、 t_{hit} は PMT の較正後ヒット時刻である。さらに、各スピルにおいて最初の ${}^9\text{Li}$ トリガー window の開始時刻を $t_{\text{window}}^{(1)}$ とすると、スピル終了時刻を基準とした時間は次のように定義される。

$$t = t_{\text{hit}} - t_{\text{window}}^{(1)} \quad (5.7)$$

この操作をすべてのスピルに対して行い、スピル終了後の時間軸でヒット時刻を再構成した。

クラスタリング手法

再定義した時間情報を用いて、ヒットの時間分布に基づくクラスタリングを行った。図 5.29 に、ヒットの時間分布の模式図を示す。ヒットが時間的に集中している領域を、一つの物理事象に対応するクラスターとして定義する。クラスタリングには、25ns 幅のスライディングウィンドウを用いた。この時間幅は、点状の発光源を仮定し、検出器のサイズおよび光伝播時間を考慮した場合に、同一事象に由来するヒットの時間差が最大でも数十 ns 程度であることに基づいて設定した。

具体的な手順は以下の通りである。

- 時間軸上に 25ns 幅のスライディングウィンドウを設定する
- 各ウィンドウ内に含まれるヒット数を計数する
- ヒット数が最大となる時間領域をクラスターの中心として定義する
- クラスターに含まれるヒットの時刻および PMT ID を記録する

この方法により、時間的に孤立したヒットを除去し、物理事象に対応するようなヒット集合を抽出する。

5.4.4 N_{hit} (エネルギー) カット

時間クラスタリングによって抽出されたクラスターに対して、ヒット数 N_{hit} に基づく選別を行った。N_{hit} は事象のエネルギーに対応する量であり、低エネルギー事象の選択に用いることができる。 ${}^9\text{Li}$ の β 崩壊は、Q 値が約 10~15MeV の低エネルギー領域に分布する。したがって、 ${}^9\text{Li}$ 信号に対応するクラスターは、ヒット数が比較的少ない領域に現れると期待される。この特徴を利用し、以下の条件で N_{hit} カットを適用する。

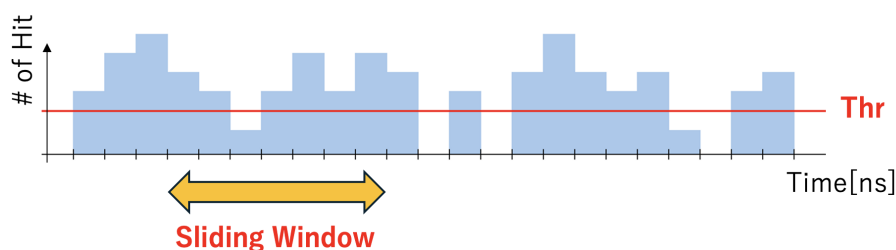


図 5.29: クラスタリング手法

$$15 \leq N_{\text{hit}} \leq 40 \quad (5.8)$$

このカットにより、高エネルギー事象および雑音成分を除去し、 ${}^9\text{Li}$ 信号に対応するエネルギー領域のクラスターを選択した。

図○に、 N_{hit} カット後のクラスターの時間分布を示す。カット後も、スピル終了後の初期領域においてクラスター数の増加が見られ、時間の経過とともに一定成分が現れる。

N_{hit} カット後に残存する事象は、 ${}^9\text{Li}$ 信号に加えて、同じエネルギー帯に分布する他の核種由来の事象や、偶発的背景事象の寄与を含むと考えられる。

5.5 Vertex fitter の開発

前述の通り、 ${}^9\text{Li}$ はビームパイオンの核反応によって生成される。したがって、その生成位置はビーム軸近傍に集中すると期待される。また、生成された ${}^9\text{Li}$ は大きく移動することなく β 崩壊するため、崩壊事象の発生位置もビーム軸上に分布すると考えられる。

一方で、宇宙線ミューオンや中性子などに由来する他の核種は、検出器内にほぼ一様に分布する。したがって、事象の発生位置 (vertex) を用いることで、 ${}^9\text{Li}$ 由来事象と背景事象を分離できる可能性がある。

この目的のため、ヒット情報から事象の発生位置を再構成する vertex fitter を新たに開発した。

本研究で開発した vertex fitter は、以下の特徴を持つ。

- グリッドサーチに基づく vertex 探索
- 二段階探索による計算
- ヒット時間残差に基づく RMS カット

以下にその実装原理を説明する。

ある仮定された vertex \vec{x} に対して、各 PMT における光の飛行時間補正を行う。 i 番目のヒットに対する飛行時間補正後の時間は、

$$t_i^{\text{corr}} = t_i - \frac{L_i(\vec{x})}{v} \quad (5.9)$$

と定義する。ここで、 t_i は PMT に記録されたヒット時間、 $L_i(\vec{x})$ は仮定した vertex から PMT までの距離、 v は水中の光速である。補正後のヒット時間から事象時刻 t_0 を推定し、

$$t_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i^{\text{corr}} \quad (5.10)$$

と定義する。さらに、各ヒットの時間残差を

$$\Delta t_i = t_i^{\text{corr}} - t_0 \quad (5.11)$$

とし、その RMS を

$$T_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta t_i)^2} \quad (5.12)$$

と定義する。正しい vertex が選ばれた場合、ヒット時間残差は最小化されるため、 T_{RMS} が最小となる。

vertex の探索には、検出器内に仮想的な格子点を配置するグリッドサーチ手法を用いた。各格子点を vertex の候補とし、すべての候補点について T_{RMS} を計算する。その中で、 T_{RMS} が最小となる点を最適 vertex として選択する。

計算負荷を抑えつつ精度を向上させるため、探索は二段階で行った。第一段階では、粗い格子間隔で全領域を探索し、大まかな vertex 位置を決定する。その後、決定された暫定 vertex での Δt_i を評価する。

図 5.30 に Δt_i 分布の例を示す。中央から大きく外れたヒットが確認できる。実際のデータには、水槽壁面からの反射光や散乱光が含まれる。これらのヒットは、時間残差の大きな成分として現れ、 T_{RMS} を悪化させる。そこで、時間残差に対して以下のカットを施して大きく離れたヒットを取り除いている。

$$|\Delta t_i| < 3 \text{ ns} \quad (5.13)$$

残ったヒット情報を用いて第二段階のサーチを行う。第二段階では第一段階で得られた vertex 周辺に限定して、より細かい格子間隔で再探索を行う。

5.6 解析結果

本節では、本研究で開発した解析手法を適用した ${}^9\text{Li}$ 探索結果を示す。今回の解析で使用したデータを表 5.3 にまとめる。解析には、WCTE において取得されたビームデータのうち、運動量 $-340 \text{ MeV}/c$ の Run を使用した。

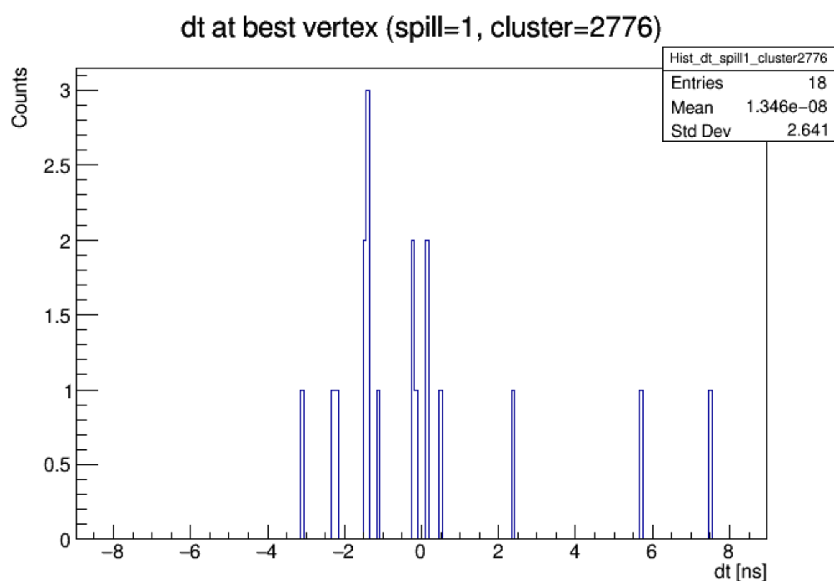


図 5.30: あるクラスターの Δt 分布。中心から数 ns 離れたヒットが確認できる。

表 5.3: 解析に使用したデータの取得条件

項目	内容
取得日時	2024/04/29
取得時間	359 min (Run1846 : 01:39–04:40, Run1848 : 04:56–07:54)
Run 番号	1846, 1848
Beam	negative hadron
運動量	340 MeV/c
トリガー	LEP9Li 2.0
ACT0-5	1.01, 1.01, 1.01, 1.11, 1.11, ×
水状態	純水 (circulation ON)
ターゲット	Be200 + W3

5.6.1 クラスタリング結果

まず、クラスタリングする。図 5.31 に、抽出されたクラスターの時間分布を示す。ビームスプリエンド直後ではクラスター数が多く、時間の経過とともに減少し、一定の成分が現れてくる。さらに、このクラスタリング結果に対し、式 5.8 で定義した条件に基づくヒット数カットを適用しクラスターを選別した。

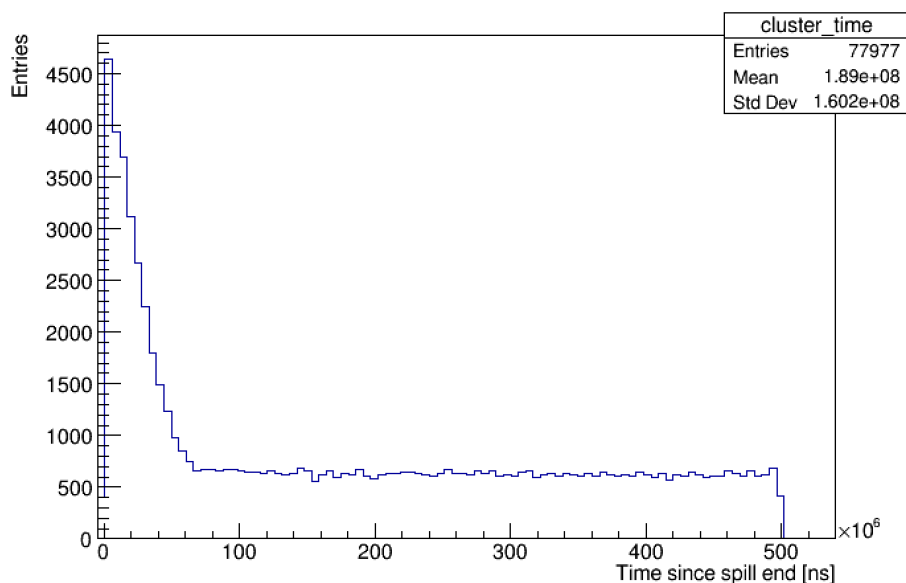


図 5.31: クラスターの時間分布。Nhit cut を施している。

5.6.2 再構成結果・vertex cut

選別された各クラスターに対して本研究で開発した vertex fitter を適用し、事象の発生位置の再構成を行った。

図 5.32 に、再構成により得られた各クラスターの T_{RMS} 分布を示す。平均が 1 ns 以下に分布しており、ヒット時間の整合性が良好であることが確認できる。なお、水中における光の伝播速度を考えると、おおよそ 1 ns は約 20 cm の距離に対応する。

続いて、再構成された vertex 位置の空間分布を確認し、ビーム由来事象を選択するための cut 条件を検討した。ここでは、ビーム起因の反応が多く含まれると考えられるスパイル終了後 0 – 50 ms の時間領域に限定して分布を評価した。

図 5.33、図 5.34、および図 5.35 に、再構成された vertex の空間分布を示す。座標系は、 z 軸をビーム進行方向、 y 軸を鉛直上向き方向、 x 軸をそれらに直交する方向として定義している。

xy 平面の分布 (図 5.34) では、ビーム軸周辺にクラスターが集中しており、ビームに沿った反応事象が再構成されていることが分かる。

また、 zx 平面の分布 (図 5.33) は、検出器を上方から見たような分布であり、検出器の形状に対応する構造が明瞭に確認された。本研究で用いた vertex fitter は、検出器ジオメトリの情報を与えることなく再構成を行っているため、この結果は fitter の妥当性を示すものである。さらに、340 MeV/c のパイオンは水中でおよそ 1 m 程度で停止すると期待されるため、パイオン反応に由来する事象はビーム入射点近傍の比較的 z が小さい領域に集中すると予想される。実際に観測された vertex 分布はこの期待と整合しており、パイオン反応由来の事象が捉えられていることが分かる。

zy 平面の分布 (図 5.35) においても、ビーム入射領域付近にクラスターの集中が確認された。一方で、 y が大きい領域にも比較的密なクラスター分布が見られた。

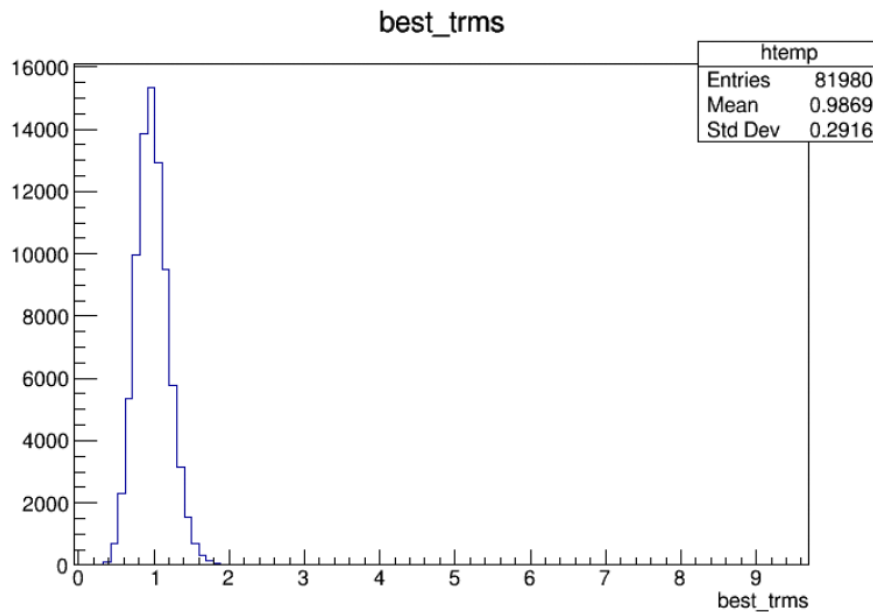


図 5.32: T_{RMS} 分布

以上の結果から、パイオンビームに起因する反応事象は、再構成 vertex 分布上で識別可能であることと考え、ビーム由来事象を選択するための vertex cut を以下のように定めた。

$$\begin{aligned}
 & -20 \text{ cm} < x < 20 \text{ cm} \\
 & -20 \text{ cm} < y < 20 \text{ cm} \\
 & -160 \text{ cm} < z < -60 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{5.14}$$

5.6.3 時間分布の解析

前節までの解析により、Nhit 条件および vertex cut を適用することで、ビーム由来と考えられるクラスター事象を選別した。本節では、これらの条件で抽出されたクラスターに対して時間分布を評価する。重要なのは、ビームスピル後に観測されるクラスターが、核破碎反応によって生成された放射性同位体の崩壊に由来するかどうかである。もし放射性同位体崩壊に起因する事象であれば、その時間分布は指数関数的な減衰を示すだろう。図 5.36 に、Nhit および vertex cut を適用した後のクラスター時間分布を示す。

この分布に対して、スピル終了後 20 ms から 100 ms の時間範囲で、単一の指数関数モデルによるフィットを行った。この時間領域を選択した理由はビーム直後に残存するビーム成分の影響を避けつつ、放射性同位体崩壊が支配的となるような領域を評価するためである。

フィット関数は以下の形で与えた。

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + C
 \tag{5.15}$$

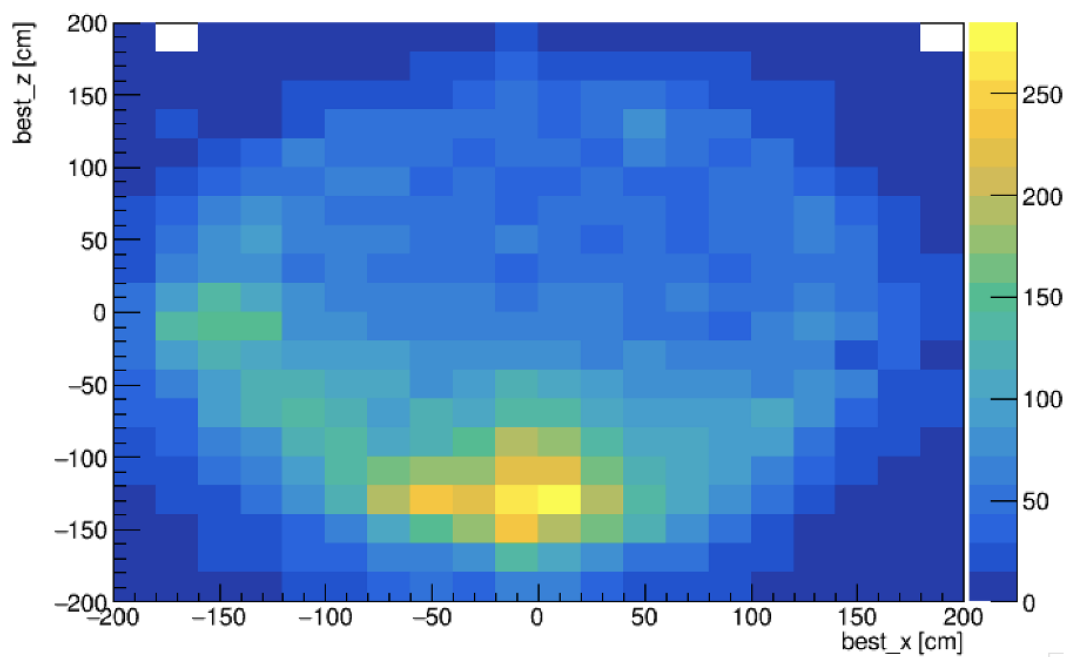


図 5.33: 再構成頂点の XZ 分布

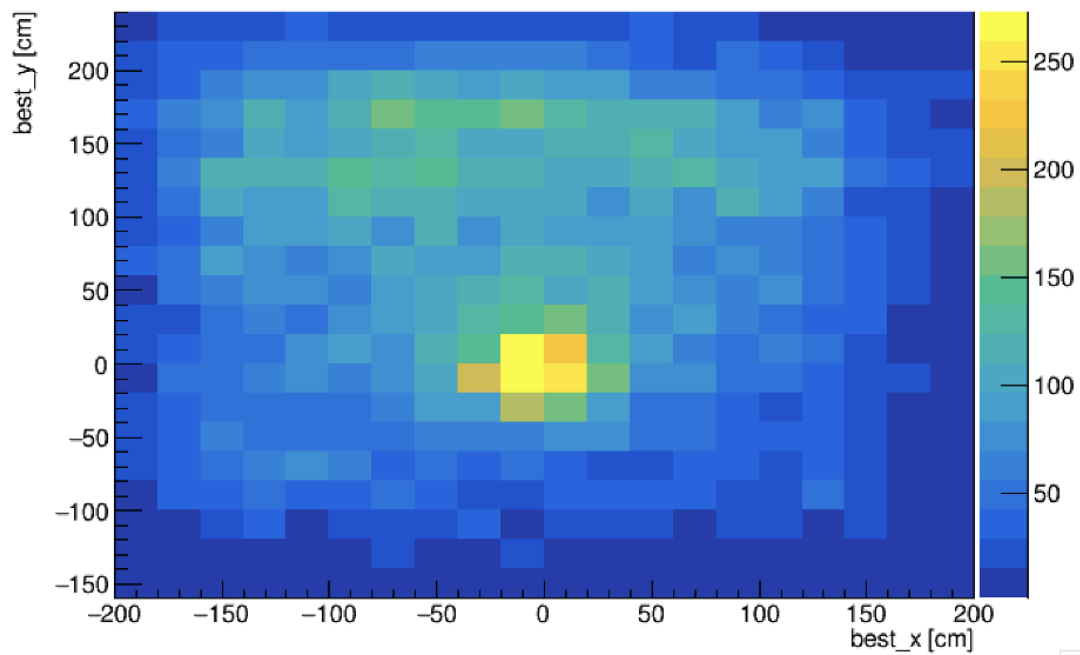


図 5.34: 再構成頂点の XY 分布

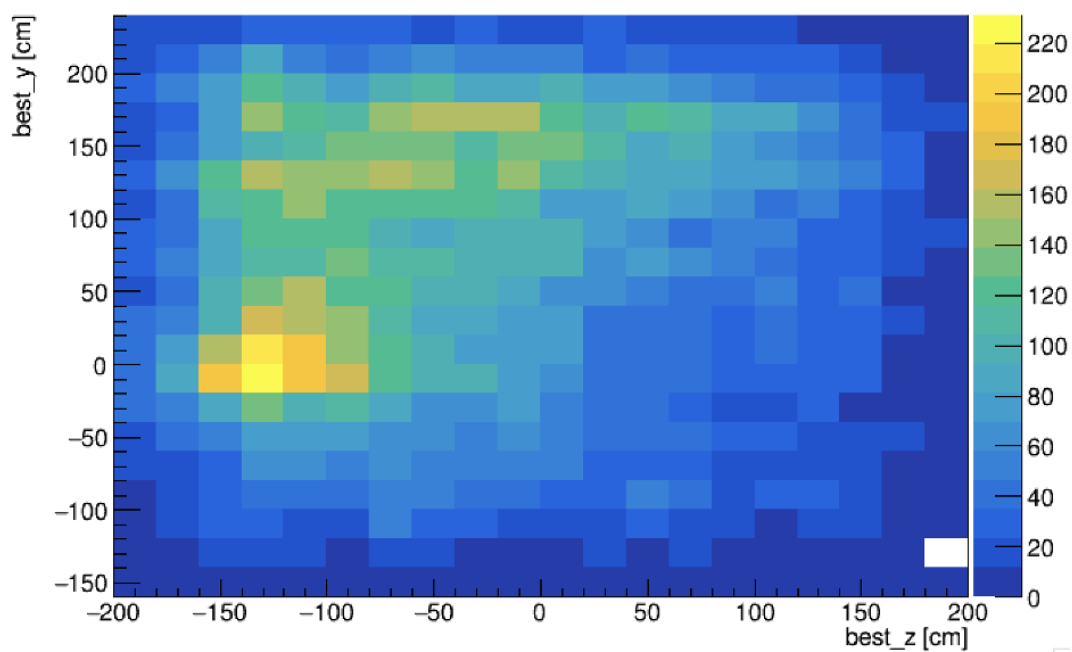


図 5.35: 再構成頂点の ZY 分布

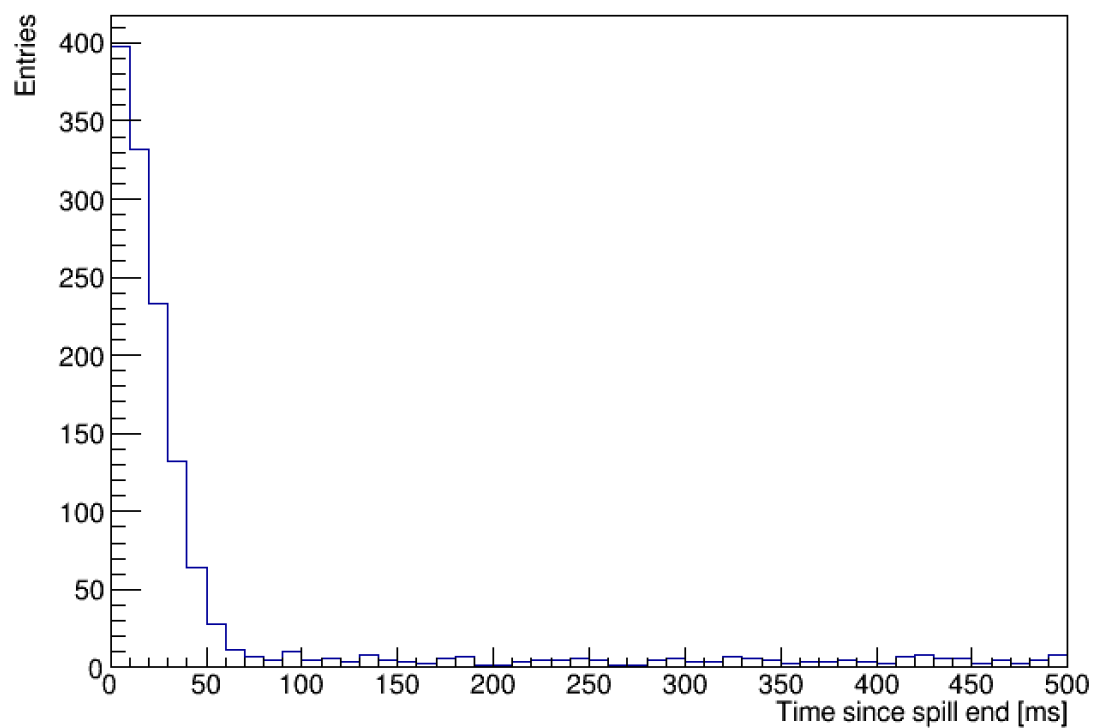


図 5.36: vertex cut 後のクラスター時間分布

ここで τ は寿命を、 C は時間に依存しない定常バックグラウンド成分を表す。

図 5.37、表 5.4 にクラスターの時間分布の指数関数フィット結果を示す。観測された時間分布は単一の指数関数によって良好に再現された。一方で、得られた時定数は

$$\tau \simeq 13.6 \pm 0.9 \text{ ms} \quad (5.16)$$

であり、典型的な核破砕生成核種である ^{12}B ($\tau = 29.1 \text{ ms}$) や、 ^9Li ($\tau = 257 \text{ ms}$) とは異なる値となった。

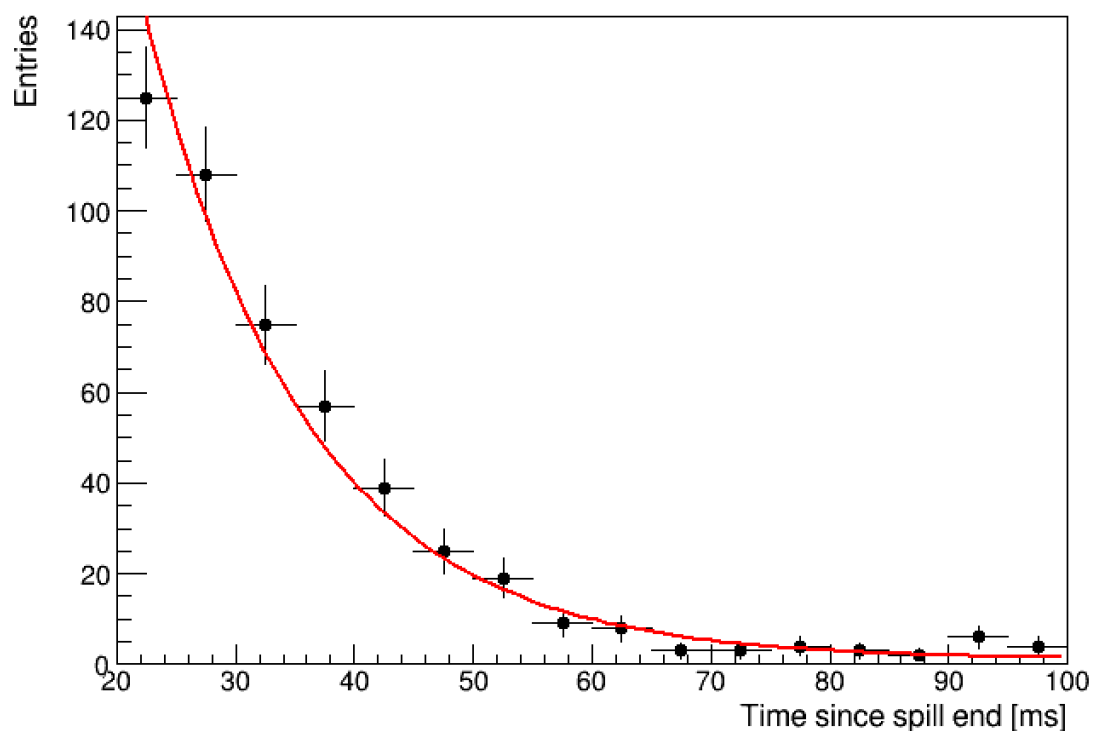


図 5.37: クラスターの時間分布の指数関数フィット結果

表 5.4: 時間分布フィットにより得られたパラメータ

パラメータ	値	単位
N_0	734.7 ± 113.1	—
τ	13.6 ± 0.9	ms
C	0.98 ± 0.97	—
χ^2/NDF	$15.89/13 = 1.22$	—
EDM	2.9×10^{-7}	—

5.7 考察・展望

5.7.1 考察

抽出されたクラスターの時間分布に対しては、20–100 ms の範囲で単一指数関数モデルによるフィットを行った。その結果、観測された時間分布は指数関数によって良好に再現されたものの、得られた有効寿命は約 13 ms であり、既知の核破砕生成同位体の寿命とは整合しない値となった。

この不一致の主な要因として、現在の解析では単一の指数関数モデルを仮定している点が挙げられる。実際のデータには、複数の放射性同位体成分や、宇宙線起因のバックグラウンド成分などが同時に含まれている可能性が高く、単一成分のみを仮定したフィットでは、これらを十分に表現できていないと考えられる。したがって、本解析で得られた 13 ms という時定数は、特定の核種の寿命を直接反映したものではなく、複数成分が混在した分布を単一指数関数で近似した結果として得られた有効的な時定数であると解釈するのが妥当である。本研究の目的は、パイオンビームによって生成される可能性のある ${}^9\text{Li}$ 崩壊事象であった。しかし、今回得られた時間分布からは、 ${}^9\text{Li}$ が主要な成分として含まれている兆候は明確には確認されなかった。もし ${}^9\text{Li}$ が支配的な成分として存在していれば、100 ms 付近からさらに長時間側にかけて緩やかな指数関数的テール構造が現れる。しかし、本解析で得られた分布には、そのようなテールは確認されていない。このことから、少なくとも現在の選別条件、統計量の範囲では、 ${}^9\text{Li}$ 崩壊が支配的である可能性は低いのであろう。一方で、 ${}^9\text{Li}$ 成分が完全に存在しないと断定することはできない。他の短寿命核種やバックグラウンドに埋もれている可能性も十分に考えられるため、 ${}^9\text{Li}$ の寄与をより厳密に評価するためには、さらなる解析と理解が必要である。

また、本研究で開発した *vertex fitter* によって得られた空間分布は、重要な洞察を与えている。 zy 平面の分布においては、ビーム入射領域とは異なる高い y 領域にクラスターが集中する特徴的な構造が観測された。この成分の起源は現時点では明らかではないが、検出器上部から入射する宇宙線ミュオン起因事象、フィッターの系統的な位置依存性など、複数の要因が考えられる。この構造の理解は今後の課題である。

5.7.2 展望

本研究により、WCTE において、*vertex* 再構成を用いた時間分布解析が実行可能であることが示された。しかし同時に、放射性同位体成分の識別やバックグラウンドの理解において、いくつかの課題も明らかとなった。今後はこれらの課題を解決することで、より精度の高い解析へと発展させることが可能である。今後の展望として重要なのが、Gd を導入したデータの活用である。本研究では純水データを用いた解析を行ったが、Gd を添加した環境では中性子捕獲によるガンマ線信号を高効率で検出することができる。 ${}^9\text{Li}$ 崩壊は中性子放出を伴う過程であるため、Gd による中性子タグを用いることで、 ${}^9\text{Li}$ 事象を他のバックグラウンドから大きく分離できると期待される。したがって、本研究で開発した解析手法を Gd ランデータに適用することは、 ${}^9\text{Li}$ 探索において極めて有効であると考えられる。さらに、本研究で開発した *vertex fitter* の性能を定量的に評価することも必要である。モンテ

カルロシミュレーションを用いて、位置再構成精度、時間分解能、ジオメトリ依存性などを詳細に検証することで、フィッターの特性をより明確に理解することができる。解析の適用範囲を拡張することも必要である。本研究では $340 \text{ MeV}/c$ のデータを対象としたが、WCTE では他のビーム運動量のデータも取得されている。異なる運動量条件に対して同様の解析を適用することで、核破碎生成核種の運動量依存性の違いを調べることが可能となる。

以上のように、本研究は WCTE における核破碎起源事象の理解に向けた基礎的な枠組みを構築したものであり、Gd ランデータの活用、vertex fitter の性能評価などを進めることで、さらなる発展が期待される。

第 6 章

まとめ

太陽の約 8 倍以上の質量を持つ恒星は、その一生の最終段階で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。これらのニュートリノを観測することで、超新星爆発の機構や高密度物質の性質など、天体物理における多くの謎を解明できると考えられている。しかし、銀河系近傍で発生する超新星爆発は極めて稀な現象であり、超新星爆発ニュートリノはこれまでに一度しか直接観測されていない。そこで重要となるのが、超新星背景ニュートリノ (DSNB) の観測である。DSNB は、宇宙の歴史の中で起こったすべての超新星爆発から放出されたニュートリノの積み重ねであり、そのフラックスは個々の爆発からのニュートリノ放出量、宇宙全体での超新星爆発発生率、さらに恒星生成時の質量分布などに依存する。したがって、DSNB 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を大きく進展させることができる。スーパーカミオカンデは、長年にわたりニュートリノ観測をおこなってきた実験であり、DSNB の観測も重要な目標の一つである。その観測を実現するためには、検出器応答の精密な理解と、背景事象の詳細な理解が不可欠である。本研究では、この課題に対して検出器較正、原子核内反応モデルの比較、リチウム 9 背景解析という三つの側面から取り組んだ。

検出器較正に関する研究では、スーパーカミオカンデにおいて発生した磁気補償コイルの故障の影響を評価した。コイルの故障によって検出器内部の磁場環境が変化し、光電子増倍管 (PMT) の収集効率が変化する。この変化はエネルギー再構成の精度を低下させてしまう。本研究では Ni-Cf 線源データを用いて各 PMT の相対収集効率を測定し、その特性を詳細に調べた。その結果、相対収集効率がコイル故障の影響で低下していること、さらに磁場の向きと PMT のダイノード方向の関係によって収集効率が大きく影響することを確認した。これらの結果をもとに補正テーブルを作成し、実際のデータ解析に適用することでコイルの影響を補正できることを示した。

原子核内反応モデルの比較研究では、ニュートリノ反応に伴うパイオンの核内反応の扱いに注目した。スーパーカミオカンデや T2K などのニュートリノ実験では、生成されたパイオンが原子核内部でどのように相互作用するかが事象分類やエネルギー再構成に大きく影響する。本研究では、核内反応モデルの違いが観測量に与える影響を明らかにすることを目的として、NEUT のパイオンモデルと、INCL++ を用いてパイオン核内反応の振る舞いを比較した。その結果、両モデルの間には生成核子のエネルギー分布や多重度に違いが存在することが分かった。特に INCL++ では低エネルギー核

子の生成が多くなる傾向が見られ、Pauli blocking や平均場ポテンシャルの実装の違いが結果に影響している可能性がある。今後は実験データとの比較を通じてさらなるモデルの検証を進めていく必要がある。

DSNB 探索では、宇宙線ミューオンの核破碎反応によって生成されるリチウム 9 の崩壊事象が主要なバックグラウンドとなる。そのため、リチウム 9 背景の理解は DSNB 観測の実現に直結する重要な課題である。WCTE は CERN で行われた水チェレンコフ検出器を用いたテスト実験である。電子やミューオン、パイオンなど複数種類の粒子ビームをエネルギーを選択して入射する実験であり、特にパイオンビームを用いた測定では、宇宙線ミューオン由来のリチウム 9 生成過程を実験的に検証できることが期待される。本研究では WCTE で使う新たな vertex fitter を開発し、WCTE で取得されたデータを用いて、リチウム 9 崩壊事象の探索を行った。その結果、検出器内で発生した事象を再構成でき、時間で崩壊成分を確認し、ビーム由来の同位体成分がデータ中に存在することを示唆する結果を得た。今後は Gd 添加水データの活用や中性子タグ情報の導入により、リチウム 9 の識別精度をさらに向上させることが期待される。本研究では WCTE で用いる新たな vertex fitter を開発し、取得されたデータを用いてリチウム 9 崩壊事象の探索を行った。その結果、検出器内で発生した事象を時間的、空間的に再構成できることを示した。また、長時間スケールにわたる崩壊成分を確認し、ビーム入射に伴って生成された同位体成分がデータ中に存在することを示唆する結果を得た。一方で、複数の核種が混在している可能性も明らかとなり、より高度な識別手法の必要性が示された。今後は Gd 添加水データの活用や解析手法の精密化により、リチウム 9 の探索精度をさらに向上させることが必要である。

参考文献

- [1] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the free neutrino. *Phys. Rev.*, 92:830–831, Nov 1953.
- [2] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, Jul 1962.
- [3] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504(3):218–224, 2001.
- [4] Y Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, Aug 1998.
- [5] K. Abe et al. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. *Nature*, 580(7803):339–344, 2020.
- [6] S. Navas et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 110:030001, Aug 2024.
- [7] Georg G. Raffelt. Supernova neutrino observations: What can we learn? *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 221:218–229, 2011.
- [8] John F. Beacom. The Diffuse Supernova Neutrino Background. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60:439–462, 2010.
- [9] Hans-Thomas Janka. Explosion mechanisms of core-collapse supernovae. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62(1):407 – 451, November 2012.
- [10] K Abe et al. Measurement of neutrino and antineutrino neutral-current quasielasticlike interactions on oxygen by detecting nuclear deexcitation γ rays. *Phys. Rev. D*, 100:112009, Dec 2019.
- [11] K Hirata et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493, Apr 1987.
- [12] R. M. Bionta et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1494–1496, Apr 1987.
- [13] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, I. V. Krivosheina, and V. I. Volchenko. Detection of the Neutrino Signal From SN1987A in the LMC Using the Inr Baksan Underground Scintillation Telescope. *Phys. Lett. B*, 205:209–214, 1988.
- [14] K. S. Hirata et al. Observation in the Kamiokande-II Detector of the Neutrino Burst from Supernova SN 1987a. *Phys. Rev. D*, 38:448–458, 1988.
- [15] Shin’ichiro Ando and Katsuhiko Sato. Relic neutrino background from cosmological supernovae. *New J. Phys.*, 6:170, 2004.

-
- [16] K. Abe et al. Diffuse supernova neutrino background search at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 104(12):122002, 2021.
- [17] Yoichiro Suzuki. The Super-Kamiokande experiment. *Eur. Phys. J. C*, 79(4):298, 2019.
- [18] Y. Fukuda et al. The Super-Kamiokande detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 501:418–462, 2003.
- [19] Y. Nakano. ^8B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV. PhD thesis, Tokyo U., 2016.
- [20] Z. Conner. *A Study of Solar Neutrinos Using the Super-Kamiokande Detector*. PhD thesis, University of Maryland, 1997.
- [21] T. Yamaguchi. *Observation of ^8B Solar Neutrinos from 300-day Data at Super-Kamiokande*. PhD thesis, Osaka U., 1998.
- [22] K. Hagiwara. *Search for Astronomical Neutrinos from Blazar TXS0506+056 in Super-Kamiokande*. PhD thesis, Okayama U., 2020.
- [23] K. Abe et al. The T2K Experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 659:106–135, 2011.
- [24] H. Nishino et al. High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 610:710–717, 2009.
- [25] K. Abe et al. Calibration of the Super-Kamiokande Detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 737:253–272, 2014.
- [26] K. Abe and others. Solar neutrino measurements using the full data period of super-kamiokande-iv. *Phys. Rev. D*, 109:092001, May 2024.
- [27] S. Sakai. スーパーカミオカンデにおける検出器校正の研究. Master’s thesis, Okayama U., 2020.
- [28] M. Nakahata et al. Calibration of Super-Kamiokande using an electron linac. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 421:113–129, 1999.
- [29] E. Blaufuss et al. N-16 as a calibration source for Super-Kamiokande. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 458:638–649, 2001.
- [30] K. Abe et al. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. *Nature*, 580(7803):339–344, 2020. [Erratum: *Nature* 583, E16 (2020)].
- [31] K. Abe et al. The T2K Experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 659:106–135, 2011.
- [32] Y. Hayato and L. Pickering. Neutrino interaction modeling at t2k. *European Physical Journal Special Topics*, 230:4469–4481, 2021.
- [33] K. Abe et al. Updated T2K measurements of muon neutrino and antineutrino disappearance using 3.6×10^{21} protons on target. *Phys. Rev. D*, 108(7):072011, 2023.
- [34] A. Strumia and F. Vissani. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section. *Phys. Lett. B*, 564:42–54, 2003.
- [35] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Mirizzi, and D. Montanino. Probing supernova shock waves and neutrino flavor transitions in next-generation water-Cerenkov detectors. *JCAP*, 04:002, 2005.
- [36] K. Bays et al. Supernova Relic Neutrino Search at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 85:052007,

- 2012.
- [37] K. Abe et al. Diffuse supernova neutrino background search at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 104(12):122002, 2021.
- [38] M. Harada. First result of a search for Diffuse Supernova Neutrino Background in SK-Gd experiment. *PoS, ICRC2023*:1173, 2023.
- [39] K. Abe et al. Search for Diffuse Supernova Neutrino Background with 956.2 days of Super-Kamiokande Gadolinium Dataset. 11 2025.
- [40] K. Abe et al. Calibration of the Super-Kamiokande Detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 737:253–272, 2014.
- [41] Y. Koshio. *Study of Solar Neutrinos at Super-Kamiokande*. PhD thesis, The University of Tokyo, 1998.
- [42] A. Suzuki, M. Mori, K. Kaneyuki, T. Tanimori, J. Takeuchi, H. Kyushima, and Y. Ohashi. Improvement of 20-inch diameter photomultiplier tubes. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 329:299–313, 1993.
- [43] T. Ericson and W. Weise. *Pions and Nuclei*. Oxford University Press, 1988.
- [44] Dieter Rein and Lalit M. Sehgal. Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production. *Annals Phys.*, 133:79–153, 1981.
- [45] S. Han et al. Measurement of neutron production in atmospheric neutrino interactions at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 112(1):012004, 2025.
- [46] M. Blann. Hybrid Model for Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 27(6):337, 1971.
- [47] H. W. Bertini. Intranuclear-cascade calculation of the secondary nucleon spectra from nucleon-nucleus interactions in the energy range 340 to 2900 mev and comparisons with experiment. *Phys. Rev.*, 188:1711–1730, 1969.
- [48] J. Cugnon, J. Vandermeulen, and D. L’Hote. Simple parametrization of cross-sections for nuclear transport studies up to the GeV range. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 111:215–220, 1996.
- [49] H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries. Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering. *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, 36:495–536, 1987.
- [50] Yoshinari Hayato and Luke Pickering. The NEUT neutrino interaction simulation program library. *Eur. Phys. J. ST*, 230(24):4469–4481, 2021.
- [51] E. S. Pinzon Guerra et al. Using world charged π^\pm –nucleus scattering data to constrain an intranuclear cascade model. *Phys. Rev. D*, 99(5):052007, 2019.
- [52] Patrick de Perio. NEUT pion FSI. *AIP Conf. Proc.*, 1405(1):223–228, 2011.
- [53] E. Oset and L. L. Salcedo. Δ Selfenergy in Nuclear Matter. *Nucl. Phys. A*, 468:631–652, 1987.
- [54] E. S. Pinzon Guerra et al. Measurement of σ_{ABS} and σ_{CX} of π^+ on carbon by the Dual Use Experiment at TRIUMF (DUET). *Phys. Rev. C*, 95(4):045203, 2017.
- [55] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive

- description of spallation reaction data. *Phys. Rev. C*, 66:044615, 2002.
- [56] Davide Mancusi, Alain Boudard, Joseph Cugnon, Jean-Christophe David, Pekka Kaitaniemi, and Sylvie Leray. Extension of the Liège intranuclear-cascade model to reactions induced by light nuclei. *Phys. Rev. C*, 90(5):054602, 2014.
- [57] Th. Aoust and J. Cugnon. Pion physics in the Liege intranuclear cascade model. *Phys. Rev. C*, 74:064607, 2006.
- [58] G. Breit and E. Wigner. Capture of Slow Neutrons. *Phys. Rev.*, 49:519–531, 1936.
- [59] S. Agostinelli et al. GEANT4 - A Simulation Toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250–303, 2003.
- [60] J. Allison et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 835:186–225, 2016.
- [61] M. Barbi et al. Proposal for a water cherenkov test beam experiment for hyper-kamiokande and future large-scale water-based detectors. Technical report, CERN, Geneva, 2020.
- [62] K. Abe et al. Hyper-kamiokande design report. Technical report, Hyper-Kamiokande Collaboration, 2018.
- [63] A water cherenkov test beam experiment for hyper-kamiokande and future large-scale water-based detectors. Technical Report CERN-SPSC-2019-042; SPSC-I-254, CERN, 2019.
- [64] M. Hartz. Status of the water cherenkov test experiment. Presentation at the Neutrinos@CERN Workshop. On behalf of the WCTE Collaboration, TRIUMF, January 23, 2025.
- [65] A. Fiorentini. T9 beamline, targets and collimators. Presentation at the WCTE Workshop. TRIUMF, August 5, 2025.
- [66] B. Ferrazzi. Wcte vme analysis. Presentation at the WCTE Workshop. TRIUMF, August 5, 2025.
- [67] Ll. Marti et al. Evaluation of gadolinium’s action on water Cherenkov detector systems with EGADS. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 959:163549, 2020.
- [68] Y. Zhang et al. First measurement of radioactive isotope production through cosmic-ray muon spallation in Super-Kamiokande IV. *Phys. Rev. D*, 93(1):012004, 2016.
- [69] Masataka Shinoki. *Measurement of Cosmic-Ray Muon Spallation Products in Super-Kamiokande with Gadolinium Loaded Water*. PhD thesis, Tokyo University of Science, Tokyo U. of Sci., 2024.
- [70] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller. Energy levels of light nuclei $a = 8, 9, 10$. *Nuclear Physics A*, 745:155–362, 2004.