

スーパーカミオカンデにおける
陽電子と未知粒子に崩壊するモードでの
陽子崩壊の探索

藤澤 千緒里

指導教員 准教授 西村康宏

2023 年 3 月

慶應義塾大学大学院理工学研究科
基礎理工学専攻

論文要旨

スーパーカミオカンデにおける陽電子と未知粒子 X (質量 0 の現在の技術では観測にかからない未知の粒子) に崩壊する $p \rightarrow e^+ X$ モードの陽子崩壊の探索に対して中性子信号検出を新たに取り入れることにより、陽子崩壊の寿命の下限値に対する感度を向上できることをシミュレーションを用いた研究を行うことで明らかにした。

陽子崩壊は、現代物理学の枠組みの 1 つである素粒子の標準模型では説明できない現象の 1 つであり、観測されれば標準模型を超える物理の証拠となり得ると考えられている。そのため、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ をはじめとした様々な陽子崩壊の崩壊モードに対して探索が行われている。

本研究では、2015 年にスーパーカミオカンデで行われた先行研究^{*1} で適用されていたイベント選別に加え、新たに中性子信号検出によるイベント選別を適用した。このイベント選別を適用する前後での信号検出効率、想定されるバックグラウンド数、陽子崩壊の寿命の下限値に対する期待感度を求めることで、 $p \rightarrow e^+ X$ モードの陽子崩壊探索において、中性子信号検出が大気中で生成されるニュートリノからのバックグラウンド低減にどの程度有効であり、感度向上が見込めるかを見積もった。

スーパーカミオカンデの SK-IV 期間における 3244.4 日分の観測データを想定した感度解析として、 $p \rightarrow e^+ X$ モードの陽子崩壊信号のシミュレーションサンプルと、バックグラウンドとして大気ニュートリノのシミュレーションサンプルを用いた。信号検出効率と想定されるバックグラウンド数はそれぞれ、先行研究と同様のイベント選別基準では $95.46 \pm 0.07 \%$ と 5727 ± 69 イベント、中性子信号検出によるイベント選別を追加で適用することで $90.94 \pm 0.10 \%$ と 4112 ± 60 イベントと見積もられた。

本研究では、イベント選別を通過して最終的に得られた陽子崩壊信号と大気ニュートリノのシミュレーションサンプルの運動量分布に対して尤度解析を行い、陽子崩壊の寿命の下限値に対する期待感度を見積もった。90 % 信頼度における感度は、先行研究と同様のイベント選別基準では 8.1×10^{32} 年と見積もられたが、中性子信号検出によるイベント選別を追加で適用することで 9.4×10^{32} 年にまで向上できることを明らかにし、本研究で新たに追加したイベント選別の適用により 16 % 向上できることがわかった。

^{*1} V. Takhistov *et al.*, Phys. Rev. Lett. 115, 121803, Sep 2015 [1].
V. Takhistov, PhD thesis, University of California, Jun 2016 [2].

Thesis Abstract

Thesis Title:

Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+ X$ in Super-Kamiokande

I attempted to improve the sensitivity of proton decay via $p \rightarrow e^+ X$ (where X is an unknown invisible massless particle) by newly applying neutron tagging. I carried out a study using simulation and clarified that the sensitivity can be improved by applying neutron tagging.

Proton decay is one of the phenomena which cannot be explained by Standard Model. If we could obtain the proton decay signal, it is an evidence for Beyond Standard Model. Thus, various proton decay modes such as $p \rightarrow e^+ \pi^0$ have been searched by many experiments.

In this study, I applied an event selection by neutron tagging in addition to event selections that was adopted in the previous study in 2015 at Super-Kamiokande*². Therefore, I report the results before and after applying neutron tagging to show how effective the application of neutron tagging to the event selections is for the analysis of this proton decay via $p \rightarrow e^+ X$.

I studied simulation data of Super-Kamiokande for 3244.4 days livetime as SK-IV period from 2008 to 2018. As a proton decay signal I made Monte Carlo simulation samples. Atmospheric neutrino samples by the Monte Carlos simulation were also used as a major background. The number of expected background in the SK-IV simulation data was estimated to be 5727 ± 69 events when applying the same event selections as in the previous study. It was reduced to 4112 ± 60 events with applying the neutron tagging in addition. Accordingly, the signal detection efficiency changed from 95.46 ± 0.07 % to 90.94 ± 0.10 % by introducing the neutron tagging. The relative change of the signal detection efficiency was a little degraded by 4.73 ± 0.14 %, while the expected background was significantly reduced by a ratio of 28.2 ± 1.3 %.

I used “pulls” method which is used for a general neutrino oscillation analysis in Super-Kamiokande to estimate the sensitivity to limit the proton-decay life time. The sensitivity at 90 % confidence level was estimated to be 8.1×10^{32} years when the same event selections as in the previous study was applied. It was improved to be 9.4×10^{32}

*² V. Takhistov *et al.*, Phys. Rev. Lett. 115, 121803, Sep 2015 [1].

V. Takhistov, PhD thesis, University of California, Jun 2016 [2].

years when the event selection by neutron tagging was newly applied in addition. I achieved the better sensitivity at 90 % confidence level that was improved by 16 % with the developed method in the thesis.

目次

論文要旨	i
Thesis Abstract	ii
図目次	vi
表目次	x
第 1 章 導入	1
1.1 理論	1
1.2 陽子崩壊	9
1.3 モード	11
1.4 陽子崩壊の解析手法	17
第 2 章 スーパーカミオカンデ	18
2.1 概要	18
2.2 スーパーカミオカンデの観測フェーズ	18
2.3 実験装置	21
2.4 検出原理	37
2.5 中性子信号検出	43
第 3 章 シミュレーション	45
3.1 陽子崩壊シミュレーション	46
3.2 大気ニュートリノのシミュレーション	52
3.3 検出器シミュレーション	53
3.4 イベント再構成	55
3.5 中性子信号検出	64
第 4 章 イベント選別	68
4.1 イベント選別方法	69
4.2 イベント選別結果	84

目次

第 5 章	陽子崩壊寿命の解析	94
5.1	系統誤差	97
5.2	尤度解析による感度の見積もり	104
第 6 章	まとめと今後の展望	111
6.1	結果	111
6.2	今後の課題	113
第 7 章	参考文献	116
謝辞		128
付録		130
付録 A	系統誤差の相関係数 f_i^j	130
付録 B	系統誤差 ϵ_j/σ_j のベストフィット値	159

図目次

1.1	標準理論の基本粒子 (ひっぐすたん [4] より引用)	2
2.1	スーパーカミオカンデ ([46] Fig. 1 より引用)	21
2.2	本研究で扱う陽子崩壊モード $p \rightarrow e^+ X$ のシミュレーションサンプルのイベントディスプレイの一例	22
2.3	QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) ([47] 図 1 より引用) . .	25
2.4	QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) での信号処理の流れ ([47] 図 2 より引用)	26
2.5	オンライン DAQ システムの概略図 ([47] 図 9 より引用)	28
2.6	空気純化システム *3 ([59] Fig.23 より引用)	33
2.7	衝撃波防止ケース ([60] Figure 3.4 より引用)	35
2.8	地磁気補償コイル ([63] Figure 3.14 より引用)	36
2.9	チェレンコフ光の放射原理 ([64] Figure 1 より引用)	37
2.10	スーパーモジュールに取り付けられた光電子増倍管 ([59] Fig.11 より引用)	40
2.11	20 inch 光電子増倍管の概略図 ([59] Fig.7 より引用)	41
2.12	20 inch 光電子増倍管の量子効率と波長の関係 ([59] Fig.8 より引用) . . .	41
3.1	崩壊前の陽子の状態とその割合	46
3.2	陽子崩壊前の陽子の運動量	47
3.3	束縛エネルギーの影響を含んだ陽子質量 m'_p ([74] Figure 4-2 より引用) .	48
3.4	陽子崩壊により生成した陽電子と見えない未知の粒子 X の運動量から再構成した陽子の運動量	49
3.5	陽子崩壊前の陽子の不変質量	50
3.6	陽子崩壊前の陽子の不変質量 (拡大)	50
3.7	チェレンコフリング候補の選定 におけるハフ変換 ([74] Figure A-5 より引用)	58
3.8	中性子信号検出効率 (横軸: 対数, $0 \sim 1.0 \times 10^{4.5}$ MeV/c)	66
3.9	中性子信号検出効率 ($0 \sim 30$ MeV/c)	67
4.1	FC Reduction を通過したイベントの電子を仮定した時の総エネルギー分布	70
4.2	FC Reduction を通過したイベントの外水槽の光電子増倍管のクラスター内の光電子増倍管ヒット数の分布 (縦軸 対数)	71
4.3	FC Reduction 及び FC カットを通過したイベントの再構成されたバーテックスの内水槽壁面からの距離分布	72

4.4	FCFV カットを通過したイベントの総エネルギー分布	74
4.5	表 4.1 の 1 ~ 4 のイベント選別を通過したイベントのリング数の分布 . . .	75
4.6	表 4.1 の 1 ~ 5 のイベント選別を通過したイベントの粒子識別ライクリ フッド分布	76
4.7	表 4.1 の 1 ~ 5 のイベント選別を通過したイベントの粒子識別パラメータ 分布	77
4.8	表 4.1 の 1 ~ 6 のイベント選別を通過したイベントの Michel 電子数の分布	78
4.9	表 4.1 の 1 ~ 7 のイベント選別を通過したイベントの運動量分布	81
4.10	表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別を通過したイベントの中性子検出数の分布 .	82
4.11	全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布	85
4.12	陽子崩壊信号のシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数に よるイベント選別の前と後の比較	87
4.13	陽子崩壊信号のシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数に よるイベント選別の前と後の比	87
4.14	エネルギー準位の種類と陽電子の運動量の関係	88
4.15	大気ニュートリノシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数 によるイベント選別の前と後の比較	90
4.16	大気ニュートリノシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数 によるイベント選別の前と後の比	90
4.17	ニュートリノの運動量と中性子検出数によるイベント選別の前と後の比 . .	91
4.18	信号検出効率の推移	92
4.19	想定されるバックグラウンド数の推移	93
5.1	全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布 N_i^{sig} (青線) 及び N_i^{back} (赤線) (中性子検出数によるイベント選別あり)	95
5.2	中性子検出数によるイベント選別以外の全てのイベント選別を通過したイ ベントの運動量分布 N_i^{sig} (青線) 及び N_i^{back} (赤線) (中性子検出数によるイ ベント選別なし)	95
5.3	陽子崩壊の信号と大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションサンプ ルのフェルミ運動量分布	101
5.4	フェルミ運動量分布の違いによる運動量分布の変化	102
5.5	フェルミモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	103
5.6	中性子検出数によるイベント選別を行う前後での尤度解析 (系統誤差を考慮 しない場合)	105

5.7	系統誤差を考慮する場合としない場合における尤度解析 (中性子検出数によるイベント選別あり)	107
5.8	中性子検出数によるイベント選別を行う前後での尤度解析 (系統誤差を考慮する場合)	108
5.9	系統誤差のパラメータ ϵ_j/σ_j のベストフィット値	110
6.1	ガドリニウムによる中性子捕獲 (ひっぐすたん [103] より引用)	114
A.1	ニュートリノフラックス ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	130
A.2	ニュートリノフラックス ($E_\nu > 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	131
A.3	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	131
A.4	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	132
A.5	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	132
A.6	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	133
A.7	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	133
A.8	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	134
A.9	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	134
A.10	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	135
A.11	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	135
A.12	ニュートリノ up / down フラックス比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	136
A.13	ニュートリノ水平/垂直フラックス比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	136
A.14	K/π 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	137
A.15	ニュートリノの飛跡の長さに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	137
A.16	太陽活動に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	138
A.17	物質効果に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	138
A.18	CCQE 断面積の形状 (モデル間の違い) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	139
A.19	CCQE 断面積 (Sub-GeV 領域) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	139
A.20	CCQE 断面積 (Multi-GeV 領域) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	140
A.21	CCQE 断面積 $\bar{\nu}/\nu$ に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	140
A.22	CCQE 断面積 ν_μ/ν_e に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	141
A.23	MEC に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	141
A.24	DIS のモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	142
A.25	DIS 断面積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	142

A.26	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	143
A.27	DIS の Q^2 ($W > 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	143
A.28	DIS のハドロン多重度に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	144
A.29	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Vector part) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	144
A.30	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Axial part) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	145
A.31	DIS の構造関数 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	145
A.32	NC イベントにおけるコヒーレント π の断面積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	146
A.33	NC イベントの断面積/CC イベントの断面積の比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	146
A.34	π^0/π^\pm 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	147
A.35	$\bar{\nu}/\nu$ 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	147
A.36	M_A に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	148
A.37	1π のパラメータ (M_A) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	148
A.38	1π のパラメータ ($C_5^A(0)$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	149
A.39	1π のパラメータ (バックグラウンド) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	149
A.40	ニュートリノ振動パラメータ θ_{13} に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	150
A.41	ニュートリノ振動パラメータ Δm_{12}^2 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	150
A.42	ニュートリノ振動パラメータ θ_{12} に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	151
A.43	FSI のパラメータ 1 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	151
A.44	FSI のパラメータ 2 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	152
A.45	FC Reduction に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	152
A.46	ν イベント以外の混入 (e-like) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	153
A.47	リングの分離に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	153
A.48	single ring イベントに対する PID に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	154
A.49	エネルギースケールに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	154
A.50	エネルギースケール (up/down asymmetry) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	155
A.51	Michel 電子の捕獲効率に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	155
A.52	有効体積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	156
A.53	中性子信号検出に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	156
A.54	中性子多重度に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	157
A.55	中性子多重度に関するモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	157
A.56	核子相関崩壊に対する系統誤差の相関係数 f_i^j	158
A.57	フェルミ運動量のモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j	158

表目次

1.1	ゲルマンとツバイクによるクォーク模型の 3 種類のクォークの諸量 ([9] Table 15.1 より引用 (筆者翻訳) し抜粋・改変)	5
1.2	陽子崩壊におけるバリオン数とレプトン数の非保存	8
1.3	世界の陽子崩壊探索実験 (一例) [13–18]	10
1.4	陽子崩壊のモード ([9] より引用 (筆者翻訳) し改変)	11
1.5	先行研究 [1,2] との比較 ([2] p.36 より引用し本研究との比較を作成) . . .	16
1.6	先行研究 [1,2] と本研究で使用したライブラリやツールのバージョン ([2] p.64 より引用し本研究との比較を作成)	16
2.1	スーパーカミオカンデの観測フェーズ	18
2.2	チャンネルごとのダイナミックレンジ ([48] Table 1 より引用・抜粋して作成)	27
2.3	SK-IV におけるソフトウェアトリガーと N_{200} ヒット数 ([44] Table 1. より引用 (筆者翻訳) し一部改変)	29
2.4	主な荷電粒子の水中におけるチェレンコフ閾値 E	38
2.5	中性子信号検出の性能 ([44] Table 3 より引用 (筆者翻訳))	43
3.1	励起状態の ^{15}N から放出される粒子 ([54] Table 4.1 より引用 (筆者翻訳))	51
3.2	シミュレーションで考慮されている粒子の種類と水中の相互作用 ([50] 表 4.2 より引用)	53
3.3	中性子信号検出効率	65
4.1	本研究で適用したイベント選別 ([2] Table 6.1 より引用 (筆者翻訳) し本研究のイベント選別を追加して作成)	68
4.2	各イベント選別で残ったイベント数の推移	84
5.1	本研究で考慮した系統誤差のカテゴリー	97
5.2	本研究で考慮した系統誤差の種類と σ の値	97
5.3	自由度 1 の χ^2 の値	104
5.4	中性子検出数によるイベント選別を行う前後での 90 % 信頼度における感度 (系統誤差を考慮しない場合)	106
5.5	系統誤差を考慮に入れることによる 90 % 信頼度における感度の変化 (中性子検出数によるイベント選別あり)	108
5.6	中性子検出数によるイベント選別を行う前後での 90 % 信頼度における感度 (系統誤差を考慮する場合)	109

6.1	中性子検出数によるイベント選別を適用する前後での結果	112
B.1	系統誤差のパラメータ ϵ_j/σ_j のベストフィット値	159

第 1 章

導入

陽子崩壊は、現代物理学の枠組みの 1 つである標準模型では説明できない現象の 1 つとして、観測されれば標準模型を超える物理の証拠となり得ると考えられている。スーパーカミオカンデを始めとした実験では、様々な陽子崩壊の崩壊モードに対して解析が行われてきたが、本研究では $p \rightarrow e^+ X$ に対する評価を行った。

1.1 理論

そもそも陽子崩壊の探索が重視されているのはなぜだろうか。その理由は、

1. 現在の物理学の枠組みとして多くの実験と矛盾しない“標準理論”によって説明できない
2. “標準理論”を超える“大統一理論”において起きると予言されている

ことによる。この節では、現代素粒子物理学の基本的な枠組みとして考えられており、多くの実験結果と一致している“標準理論”と、標準理論において残された様々な疑問を解決する理論として考えられている“大統一理論”について述べる。

1.1.1 標準理論 (Standard Model, SM)

現代素粒子物理学の基本的な枠組みの1つに標準理論がある。現在に至るまで、実験結果の多くを説明してきており、また、ヒッグス粒子^{*1}などの当時未知であった粒子の存在を予言してきた。

標準理論では図 1.1 のような粒子を基本粒子であると考えている。まずスピン角運動量の大きさが整数か半整数かの違いから、物質を形作る粒子 (物質粒子) であるフェルミオンと、ボソンに大別できる。フェルミオンはスピン角運動量の大きさが半整数であり、ボソンは整数である。フェルミオンはさらにクォークとレプトンに分類することができる。ボソンはゲージ粒子とヒッグス粒子に分類でき、ゲージ粒子は相互作用を媒介する粒子である。



図 1.1 標準理論の基本粒子 (ひぐすたん [4] より引用)

^{*1} 2012年にCERNのATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)とCMS(Compact Muon Solenoid)のコラボレーションにより発見された [3].

ここで、フェルミオンの世代は図 1.1 にまとめられているように

第 1 世代:

アップクォーク u , ダウンクォーク d , 電子 e^- , 電子ニュートリノ ν_e

第 2 世代:

チャームクォーク c , ストレンジクォーク s , ミュー粒子 (ミューオン) μ^- ,
ミューニュートリノ ν_μ

第 3 世代:

トップクォーク t , ボトムクォーク b , タウ粒子 (タウオン) τ^- , タウニュートリノ ν_τ

のように 3 世代まで見つかっているが、この世代については

疑問 1. 2 種類のクォークとレプトンで構成される理由

疑問 2. 複数ある理由

疑問 3. 世代数

のような疑問が依然残されている [5].

一方、ゲージ粒子によって媒介される相互作用として、標準理論では

1. 電磁相互作用
2. 弱い相互作用
3. 強い相互作用

の 3 つの相互作用が説明されている.*² またその内、電磁相互作用と弱い相互作用の 2 つの相互作用については電弱統一理論 (ワインバーグ・サラム理論) として統一もなされている. 強い相互作用は量子色力学 (Quantum ChromoDynamics, QCD) として説明される. 一方で、電弱相互作用と強い相互作用の統一、つまり 3 つの相互作用全ての統一はできておらず、それを成し遂げることを目指して考えられている理論の 1 つが大統一理論である.

*² 重力相互作用は他 3 つの相互作用の大きさに比べて小さく、また素粒子反応において影響を考慮しなくても良い程度の大きさのため、標準理論には含まれていない.

1.1.1.1 電弱統一理論 (ワインバーグ・サラム理論)

自然界に存在する 4 つの相互作用 (電磁相互作用, 弱い相互作用, 強い相互作用, 重力相互作用) の内, 電磁相互作用と弱い相互作用は電弱統一理論 (ワインバーグ・サラム理論) として統一されている. この理論は, 対称性の自発的な破れにより枝分かれしたもので, 共通した起源を持つ, という理論で, スティーブン・ワインバーグ (Steven Weinberg) とアブダス・サラム (Abdus Salam) が同時期に別々に完成させた [6].

この理論では, 電弱相互作用になる電磁対称性が存在し, 質量が 0 のゲージボソン W^+ , W^- , W^0 , B^0 が存在して力を媒介するが, ヒッグス機構により, 電弱対称性が自発的に破れ, 弱い相互作用の荷電カレントゲージボソン W^+ , W^- が生じ, また, W^0 , B^0 が混合することで弱い相互作用の中性カレントゲージボソン Z^0 , 電弱相互作用のゲージボソン γ^0 (光子) が生じる. この時, γ^0 の質量は 0 であるが, W^+ , W^- は 80 GeV 程度の質量 M_W を, Z^0 は 90 GeV 程度の質量 M_Z を得る [5].

この理論により

予言 1. W^\pm , Z^0 の存在

予言 2. 中性弱流の存在

が予言され, 後に実際に発見された^{*3*4} [6].

^{*3} W^\pm , Z^0 は, 1983 年に CERN の Sp \bar{p} S (Super proton-antiproton Synchrotron) で発見された [7].

^{*4} 中性弱流は, 1973 年に CERN の Gargamelle バブルチャンバー検出器で確認された [8].

1.1.1.2 量子色力学 (Quantum ChromoDynamics, QCD)

強い相互作用を説明する理論について、考案された歴史と共に確認する。陽子や中性子など、強い相互作用をする粒子を“ハドロン”^{*5}と呼び、ハドロンはさらにメソンとバリオンに大別される。

当初、ハドロンは素粒子^{*6}であると考えられていたが、次々に様々な種類のハドロンが発見され、ハドロンが素粒子ではないのではないかと考えられるようになった。様々な素粒子模型が提唱される中で、1964年にマレー・ゲルマン (Murray Gell-Mann) とジョージ・ツバイク (George Zweig) により提唱されたのが“クォーク模型”である。クォーク模型では、ハドロンはさらにクォークに分解でき、3種類のクォーク (アップクォーク u , ダウンクォーク d , ストレンジクォーク s) とその反粒子 (反クォーク) が組み合わせられてできている、というものである [5]。ここで、クォークの種類の違いは“フレーバー”と呼ばれ、これら3つのフレーバーのクォークの性質をまとめると表 1.1 のようになる。

表 1.1 ゲルマンとツバイクによるクォーク模型の3種類のクォークの諸量 ([9] Table 15.1 より引用 (筆者翻訳) し抜粋・改変)

クォークの フレーバー	電荷 Q	アイソスピン I	アイソスピンの z 成分 I_z	ストレンジネス S
アップクォーク u	+2/3	1/2	+1/2	0
ダウンクォーク d	-1/3	1/2	-1/2	0
ストレンジクォーク s	-1/3	0	0	-1

この表は以下の著作 [9] を引用 (筆者翻訳) し、クリエイティブコモンズライセンスに基づき抜粋・改変した。
©R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022),
doi: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097)
Table 15.1 Quark quantum numbers. in “Review of Particle Physics”.

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>), which permits non-commercial re-use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited. For commercial re-use, please contact journals.permissions@oup.com

クォーク模型では、メソンはクォーク 1 個と反クォーク 1 個により構成され、バリオンはクォーク 3 個により構成されると考えられた。しかし、メソンに関しては予想と実験で良い一致が得られたが、バリオンに関しては予想と実験の一致が部分的であり、不十分であった。そこで“フレーバー”に加えた新たな自由度として導入されたのが“カラー”である。ここで

^{*5} 強い粒子という意味である [5].

^{*6} それ以上分解することのできない物質の最小単位.

クォークのカラーは光の三原色になぞらえて赤 (R), 緑 (G), 青 (B) の 3 色であり, 反クォークの場合, その補色であると考えている. また, 実際に観測されるハドロンの色は白であるとし, バリオンの場合は R, G, B (又は \bar{R} , \bar{G} , \bar{B}) が 1 つずつ揃っている状態, メソンの場合は R と \bar{R} など補色との組み合わせのみが許される. このようにクォーク模型を修正することで実験と良い一致を得られるようになった [5].

そこでクォークを探す実験が行われるようになったが, 表 1.1 にまとめたような $+2/3$, $-1/3$ のように整数でない半端な電荷を持つ粒子は見つからなかった. そこで考えられたのが量子色力学 (Quantum ChromoDynamics, QCD) である. この理論では, クォークが単体では存在しないというクォークの閉じ込めと, クォーク間に働く強い相互作用は近距離になると弱くなるという近距離での漸近的自由度を説明できる [5].

量子色力学により, クォークと強い相互作用についてうまく説明できたように思われた. しかし, ゲルマンとツバイクによる 3 種類のクォーク模型では時間反転に対して不変であり, その後の実験で明らかとなった時間反転に対する不変性の破れを説明できなかった. その不一致を解決するため, クォークの種類は 6 種類であるという理論が小林 誠, 益川 敏英により提唱された. 実際にその後の実験により, 6 種類のクォークに対応するハドロンの発見され, 現在ではクォークは 6 種類であると考えられている [6].

1.1.2 大統一理論 (Grand Unified Theory, GUT)

標準模型を超える物理として期待される理論の1つに大統一理論がある。1.1.1項で述べたように、大統一理論で“統一”されるのは標準理論で統一できていない電弱相互作用と強い相互作用、つまりワインバーグ・サラム理論と量子色力学である。ここで大統一理論への要請 [6] をまとめる。

要請 1. ゲージ理論である [6].

要請 2. ワインバーグ・サラム理論と量子色力学の対称性を含んだより大きな対称性を持ち、それが自発的に破れてワインバーグ・サラム理論と量子色力学に相転移を起こす [6].

要請 1 は、大統一理論で統一する電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用が全てゲージ理論を基礎としていることに由来する。要請 2 は、ワインバーグ・サラム理論において電磁相互作用と弱い相互作用を電弱相互作用として統一した時と同様の考え方で統一するために必要である [6] .

これらの要請は、1つの結合定数を持つ統一的なゲージ理論が自発的に破れて3つのゲージ理論が生じると言い換えることができるが、これはつまり、対称性の破れていない超高エネルギー領域では強い相互作用と弱い相互作用の区別がなくなることを意味する。これにより、強い相互作用の有無で区別されるクォークとレプトンの区別がなくなることで、バリオン数とレプトン数の保存が成り立たなくなり、本研究で扱う陽子崩壊が起きる可能性があることになる [5].

ここで、陽子崩壊においてバリオン数とレプトン数の保存が成り立っていないことを確認しておく。バリオン数は陽子や中性子などのバリオンの個数、レプトン数は電子やニュートリノなどのレプトンの個数をそれぞれ表し、それらの反粒子が存在する場合、それぞれ1個あたり -1 を計上する。表 1.2 は、代表的な陽子崩壊のモード^{*7} $p \rightarrow e^+ \pi^0$ と、既に現象が実際に観測されており、バリオン数とレプトン数の保存が成り立っている β 崩壊における、反応の前後でのバリオン数とレプトン数の変化をまとめた表である。表 1.2 から陽子崩壊ではバリオン数とレプトン数の保存が成り立っていないことが確認できる。

^{*7} 陽子崩壊の“モード”については 1.3 節モードを参照。

表 1.2 陽子崩壊におけるバリオン数とレプトン数の非保存

	陽子崩壊		β 崩壊	
	p	$\rightarrow e^+ + \pi^0$	n	$\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
バリオン数	1	$\rightarrow 0$	1	$\rightarrow 1$
レプトン数	0	$\rightarrow -1$	0	$\rightarrow 0 (= 1 - 1)$

また大統一理論としては、様々なモデルが考えられている。電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用はそれぞれ、 $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ というゲージ群で記述されるゲージ群であるが、これらを含んだより大きな対称性を持つ最も単純なゲージ群は $SU(5)$ である [10]. すなわち上述の大統一理論に対する要請を最も簡単に満たす理論は、1974 年にハワード・ジョージアイ (Howard Georgi) とシェルドン・グラショウ (Sheldon Glashow) によって提案された $SU(5)$ 対称性に基づく $SU(5)$ 大統一理論である。この $SU(5)$ 大統一理論では、陽子の寿命は $10^{29} \sim 10^{30}$ 年程度であると予測された。一方、実験結果と比較するためには陽子崩壊には様々なモード*8 が考えられることを考慮しなければならない。特定の崩壊モード $p \rightarrow f$ に対する“部分崩壊寿命” $\tau(p \rightarrow f)$ の下限は、その特定の崩壊モードの逆数であり、次の式 (1.1) ([11] 式 12.11 より引用) のように表すことができる。

$$\tau(p \rightarrow f) = \frac{\tau_p}{B(p \rightarrow f)} \quad (1.1)$$

ここで、 τ_p は陽子の寿命、 $B(p \rightarrow f)$ は崩壊モード $p \rightarrow f$ の崩壊分岐比である。 $SU(5)$ 大統一理論では、陽子崩壊 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ モードに対する分岐比 $B(p \rightarrow e^+ \pi^0)$ は約 0.3 であると予想されていることから、 $\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0)$ は

$$\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) = \frac{\tau_p}{B(p \rightarrow e^+ \pi^0)} \approx \frac{10^{29} \sim 10^{30} \text{ 年}}{0.3} < 10^{32} \text{ 年} \quad (1.2)$$

であると計算できる。しかしスーパーカミオカンデによる観測結果 [12] から、

$$\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) = \frac{\tau_p}{B(p \rightarrow e^+ \pi^0)} > 1.6 \times 10^{34} \text{ 年} \quad (1.3)$$

と求められており、 $SU(5)$ 大統一理論は実験的に否定された [5, 11] .

*8 陽子崩壊の“モード”については 1.3 節 モード を参照。

1.2 陽子崩壊

標準理論では説明できず、大統一理論で起きると言われている陽子崩壊を観測することができれば、大統一理論の証拠となるだけでなく、どの大統一理論のモデルが正しいかを検証することもできる。本節では陽子崩壊とはどのような現象か、陽子崩壊探索の現状、そして本研究で解析を行った陽子崩壊のモードについて順に確認する。

1.2.1 陽子崩壊とは

陽子崩壊は、陽子がレプトンやメソンなど他の粒子に崩壊する現象の総称である。そのため、崩壊先の粒子としては様々な粒子を考えることができる。例えば、1個の陽子が1個の陽電子 e^+ と1個のパイオン π^0 に崩壊する $p \rightarrow e^+\pi^0$ や、1個の陽子が1個の反ニュートリノ $\bar{\nu}$ と1個の荷電ケーオン K^+ に崩壊する $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ などがある。これらの崩壊する粒子の組み合わせをモードと呼ぶ。考えられる様々なモードに対して、1.2.2項に挙げるような実験によって陽子崩壊の探索が行われているが、どのモードにおいても陽子崩壊は観測されていない。そこで、観測期間と観測した陽子の数を用いて陽子の寿命の下限値が求められ、大統一理論で予想される陽子の寿命との比較により、大統一理論のモデルの検証が行われている。

1.2.2 陽子崩壊の探索

陽子崩壊の探索は世界中で行われてきた。既に観測終了している実験及び建設中の実験を含め、その一例を表 1.3 にまとめた。

表 1.3: 世界の陽子崩壊探索実験 (一例) [13–18]

実験名	観測期間	場所
Soudan 1	1981 年 ~ 1982 年	アメリカ
IMB ^{*9}	1982 年 ~ 1991 年	アメリカ
カミオカンデ	1983 年 ~ 1996 年	日本
Fréjus	1984 年 ~ 1988 年	フランス
Soudan 2	1989 年 ~ 2001 年	アメリカ
スーパーカミオカンデ	1996 年 ~ (現在)	日本
JUNO ^{*10}	2023 年 (予定) ~	中国
ハイパーカミオカンデ	2027 年 (予定) ~	日本
DUNE ^{*11}	2030 年代半ば (予定) ~	アメリカ

この内、本研究では日本のスーパーカミオカンデにおける観測を想定して作成したシミュレーションサンプルを解析した。

^{*9} Irvine-Michigan-Brookhaven

^{*10} Jiangmen Underground Neutrino Observatory

^{*11} Deep Underground Neutrino Experiment

1.3 モード

1.3.1 陽子崩壊のモード

1.2.1 項 で述べたように、陽子崩壊の様々なモードに対して研究が行われている。ここでは R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group) (2022, [9]) によって 2022 年現在の値としてまとめられた、陽子崩壊のモードと現在求められている寿命の下限値の一覧を表 1.4 に論文ごとにまとめ直した。表 1.4 において一番左に τ_1 のようにふられている番号は R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group) (2022, [9]) において用いられている通し番号である。崩壊先の粒子が同じ場合、崩壊前の粒子が異なっても同じ番号が用いられている。

表 1.4: 陽子崩壊のモード ([9] より引用 (筆者翻訳) し改変)

	モード	寿命の下限値 [10^{30} 年](90 % 信頼度)	実験と論文
τ_1	$p \rightarrow e^+ \pi$	>24000	SK, 2020 [19]
τ_2	$p \rightarrow \mu^+ \pi$	>16000	
τ_1	$n \rightarrow e^+ \pi$	>5300	SK, 2017 [20]
τ_2	$n \rightarrow \mu^+ \pi$	>3500	
τ_4	$p \rightarrow e^+ \eta$ * ¹²	>10000	
τ_5	$p \rightarrow \mu^+ \eta$	>4700	
τ_7	$p \rightarrow e^+ \rho$ * ¹³	>720	
τ_8	$p \rightarrow \mu^+ \rho$	>570	
τ_{10}	$p \rightarrow e^+ \omega$ * ¹⁴	>1600	
τ_{11}	$p \rightarrow \mu^+ \omega$	>2800	
τ_3	$p \rightarrow \nu \pi$	>390	SK, 2014 [21]
τ_3	$n \rightarrow \nu \pi$	>1100	

表は次ページに続く

*¹² η : メソンの 1 つで、質量 547.862 ± 0.017 MeV, 崩壊幅 1.31 ± 0.05 MeV, 主な崩壊モードは $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ などがある。 $d\bar{d} + u\bar{u}$, $s\bar{s}$ により構成される。 [9]

*¹³ ρ : メソンの 1 つで、質量 775.26 ± 0.23 MeV, 崩壊幅 147.4 ± 0.8 MeV, 主な崩壊モードは $\rho \rightarrow \pi\pi(\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ である。 $u\bar{d}$, $u\bar{u} - d\bar{d}$, $d\bar{u}$ により構成される。 [9]

*¹⁴ ω : メソンの 1 つで、質量 782.66 ± 0.13 MeV, 崩壊幅 8.68 ± 0.13 MeV, 主な崩壊モードは $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ である。 $d\bar{d} + u\bar{u}$, $s\bar{s}$ により構成される。 [9]

	モード	寿命の下限值 [10^{30} 年](90 % 信頼度)	実験と論文
τ_6	$n \rightarrow \nu\eta$	>158	
τ_7	$n \rightarrow e^+\rho$	>217	
τ_8	$n \rightarrow \mu^+\rho$	>228	
τ_9	$p \rightarrow \nu\rho$	>162	
τ_{12}	$n \rightarrow \nu\omega$	>108	
τ_{13}	$n \rightarrow e^+K$	>17	
τ_{16}	$n \rightarrow \mu^+K$	>26	
τ_{21}	$p \rightarrow e^+K^*(892)^0$	>84	
τ_{22}	$p \rightarrow \nu K^*(892)$	>51	
τ_{22}	$n \rightarrow \nu K^*(892)$	>78	
τ_{23}	$p \rightarrow e^+\pi^+\pi^-$	>82	
τ_{24}	$p \rightarrow e^+\pi^0\pi^0$	>147	
τ_{25}	$n \rightarrow e^+\pi^-\pi^0$	>52	IMB-3, 1999 [22]
τ_{26}	$p \rightarrow \mu^+\pi^+\pi^-$	>133	
τ_{27}	$p \rightarrow \mu^+\pi^0\pi^0$	>101	
τ_{28}	$n \rightarrow \mu^+\pi^-\pi^0$	>74	
τ_{40}	$p \rightarrow e^-\pi^+K^+$	>75	
τ_{41}	$p \rightarrow \mu^-\pi^+K^+$	>245	
τ_{42}	$p \rightarrow e^+\gamma$	>670	
τ_{43}	$p \rightarrow \mu^+\gamma$	>478	
τ_{46}	$n \rightarrow \nu\gamma\gamma$	>219	
τ_{52}	$n \rightarrow e^+e^-\nu$	>257	
τ_{53}	$n \rightarrow \mu^+e^-\nu$	>83	
τ_{54}	$n \rightarrow \mu^+\mu^-\nu$	>79	
τ_{49}	$p \rightarrow e^+e^+e^-$	>793	
τ_{50}	$p \rightarrow e^+\mu^+\mu^-$	>359	
τ_{55}	$p \rightarrow \mu^+e^+e^-$	>529	
τ_{56}	$p \rightarrow \mu^-e^+e^+$	>19000	SK, 2020 [23]
τ_{57}	$p \rightarrow \mu^+\mu^+\mu^-$	>675	
τ_{59}	$p \rightarrow e^-\mu^+\mu^+$	>6.0	

表は次ページに続く

	モード	寿命の下限值 [10^{30} 年](90 % 信頼度)	実験と論文
τ_9	$n \rightarrow \nu\rho$	>19	
τ_{30}	$n \rightarrow e^- \pi^+$	>65	
τ_{31}	$n \rightarrow \mu^- \pi^+$	>49	IMB-3, 1988 [24]
τ_{32}	$n \rightarrow e^- \rho^+$	>62	
τ_{33}	$n \rightarrow \mu^- \rho^+$	>7	
τ_{13}	$p \rightarrow e^+ K$	>1000	
τ_{20}	$n \rightarrow \nu K_S^0$	>260	SK, 2005 [25]
τ_{16}	$p \rightarrow \mu^+ K$	>1600	SK, 2012 [26]
τ_{19}	$p \rightarrow \nu K$	>5900	SK, 2014 [27]
τ_{19}	$n \rightarrow \nu K$	>86	Kamiokande, 1989 [28]
τ_{29}	$n \rightarrow e^+ K^0 \pi^-$	>18	
τ_{45}	$p \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	>100	FREJ, 1991 [29]
τ_{34}	$n \rightarrow e^- K^+$	>32	
τ_{35}	$n \rightarrow \mu^- K^+$	>57	
τ_{36}	$p \rightarrow e^- \pi^+ \pi^+$	>30	
τ_{37}	$n \rightarrow e^- \pi^+ \pi^0$	>29	
τ_{38}	$p \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^+$	>17	
τ_{39}	$n \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^0$	>34	FREJ, 1991 [30]
τ_{69}	$nn \rightarrow \pi^+ \pi^-$	>0.7	
τ_{72}	$pp \rightarrow e^+ e^+$	>5.8	
τ_{73}	$pp \rightarrow e^+ \mu^+$	>3.6	
τ_{74}	$pp \rightarrow \mu^+ \mu^+$	>1.7	
τ_{44}	$n \rightarrow \nu \gamma$	>550	
τ_{47}	$p \rightarrow e^+ X$	>790	
τ_{48}	$p \rightarrow \mu^+ X$	>410	
τ_{75}	$pn \rightarrow e^+ \bar{\nu}$	>260	SK, 2015 [1]
τ_{76}	$pn \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}$	>200	
τ_{77}	$pn \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau$	>29	
τ_{51}	$p \rightarrow e^+ \nu \nu$	>170	
τ_{58}	$p \rightarrow \mu^+ \nu \nu$	>220	SK, 2014 [31]
τ_{60}	$n \rightarrow 3\nu$	>0.00049	Kamiokande, 1993 [32]

表は次ページに続く

	モード	寿命の下限值 [10^{30} 年](90 % 信頼度)	実験と論文
τ_{62}	$n \rightarrow e^+$ anything	>0.6	RVUE, 1979 [33, 34]
τ_{65}	$n \rightarrow e^+\pi^0$ anything	>0.6	
τ_{63}	$n \rightarrow \mu^+$ anything	>12	Homestake, 1981 [35]
τ_{67}	$pp \rightarrow \pi^+\pi^+$	>72.2	
τ_{68}	$pn \rightarrow \pi^+\pi^0$	>170	SK, 2015 [36]
τ_{70}	$nn \rightarrow \pi^0\pi^0$	>404	
τ_{71}	$pp \rightarrow K^+K^+$	>170	SK, 2014 [37]
τ_{78}	$nn \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e$	>1.4	KamLAND, 2006 [38]
τ_{79}	$nn \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	>1.4	LIMIT
τ_{80}	$pn \rightarrow$ invisible	>0.026	SNO+, 2019 [39]
		>0.000021	Homestake, 2004 [40]
τ_{81}	$pp \rightarrow$ invisible	>0.047	SNO+, 2019 [39]
τ_{82}	$\bar{p} \rightarrow e^-\gamma$	$>7 \times 10^5$	
τ_{83}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-\gamma$	$>5 \times 10^4$	
τ_{84}	$\bar{p} \rightarrow e^-\pi^0$	$>4 \times 10^5$	
τ_{85}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-\pi^0$	$>5 \times 10^4$	
τ_{86}	$\bar{p} \rightarrow e^-\eta$	$>2 \times 10^4$	
τ_{87}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-\eta$	$>8 \times 10^3$	
τ_{88}	$\bar{p} \rightarrow e^-K_S^0$	>900	Fermilab, 2000 [41–43]
τ_{89}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-K_S^0$	$>4 \times 10^3$	
τ_{90}	$\bar{p} \rightarrow e^-K_L^0$	$>9 \times 10^3$	
τ_{91}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-K_L^0$	$>7 \times 10^3$	
τ_{92}	$\bar{p} \rightarrow e^-\gamma\gamma$	$>2 \times 10^4$	
τ_{93}	$\bar{p} \rightarrow \mu^-\gamma\gamma$	$>2 \times 10^4$	
τ_{94}	$\bar{p} \rightarrow e^-\omega$	>200	

この表と表に付随する脚注は以下の著作 [9] を引用 (筆者翻訳) し, クリエイティブコモンズライセンスに基づき改変した。

©R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022),

doi: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097)

p PARTIAL MEAN LIVES(in Baryon Particle Listings), LIGHT UNFLAVORED MESONS(in Meson Particle Listings), and Naming scheme for hadrons(in REVIEWS, TABLES, AND PLOTS) in “Review of Particle Physics”.

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>), which permits non-commercial re-use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited. For commercial re-use, please contact journals.permissions@oup.com

1.3.2 本研究で解析する陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$

本研究では、1個の陽子が1個の陽電子 e^+ と1個の質量0の現在の技術では観測にかからない未知の粒子 X (以下、見えない未知の粒子 X) に崩壊する $p \rightarrow e^+ X$ モードを対象とした。表 1.4 の τ_{47} に書かれているように、 $p \rightarrow e^+ X$ の解析はスーパーカミオカンデで 2015 年に行われており、下限値は $\tau(p \rightarrow e^+ X) > 7.9 \times 10^{32}$ 年と求められている [1, 9].

スーパーカミオカンデでは $p \rightarrow e^+ X$ の信号は、1個の陽電子 e^+ による信号のみが見えると考えられる。この崩壊は2体崩壊であることから、運動量とエネルギーの保存則より

$$0 = \mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_X \quad (1.4)$$

$$m_p = \sqrt{m_{e^+}^2 + \mathbf{p}_{e^+}^2} + \sqrt{m_X^2 + \mathbf{p}_X^2} \quad (1.5)$$

が成り立ち、粒子 X の質量 m_X は0であることを用いると

$$|\mathbf{p}_{e^+}| = \frac{m_p^2 - m_{e^+}^2}{2m_p} \quad (1.6)$$

となる。また、 $m_p \gg m_{e^+}$ より、観測される信号の運動量は $\frac{m_p^2 - m_{e^+}^2}{2m_p} \simeq \frac{m_p}{2}$ となる。ここで、 m_p は崩壊前の陽子の質量、 m_{e^+} 、 m_X はそれぞれ崩壊後に生成する陽電子 e^+ 、見えない未知の粒子 X の質量、 \mathbf{p}_{e^+} 、 \mathbf{p}_X はそれぞれ崩壊後に生成する陽電子 e^+ 、見えない未知の粒子 X の運動量である。

しかし後述 (3.1 節 陽子崩壊シミュレーション) するように、スーパーカミオカンデで観測している陽子は自由陽子だけでなく、酸素原子核内の陽子も存在する。酸素原子核内の陽子はフェルミ運動量 \mathbf{p}_p を持っているため、運動量とエネルギーの保存則の式は

$$\mathbf{p}_p = \mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_X \quad (1.7)$$

$$\sqrt{m_p^2 + \mathbf{p}_p^2} = \sqrt{m_{e^+}^2 + \mathbf{p}_{e^+}^2} + \sqrt{m_X^2 + \mathbf{p}_X^2} \quad (1.8)$$

となり、粒子 X の質量 m_X は0であることを用いると

$$\begin{aligned} \sqrt{m_p^2 + \mathbf{p}_p^2} &= \sqrt{m_{e^+}^2 + \mathbf{p}_{e^+}^2} + |\mathbf{p}_X| \\ &= \sqrt{m_{e^+}^2 + \mathbf{p}_{e^+}^2} + |\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_{e^+}| \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。そのため、観測される信号の運動量 \mathbf{p}_{e^+} は $\frac{m_p^2 - m_{e^+}^2}{2m_p} \simeq \frac{m_p}{2}$ 付近にピークを持つ広がりを持った分布をとる。

1.3.3 先行研究からの改善点

先行研究 [1, 2] からの改善点として表 1.5 にまとめた通り、データの期間と中性子信号検出の有無の 2 点が主な違いである。中性子信号検出は SK-IV 以降で可能になる手法であり、本研究ではその SK-IV の全期間を対象とした。中性子を放出するイベントは主に大気ニュートリノ由来のイベントであると考えられるため、この中性子を検出することができればバックグラウンドを減らすことができる。本研究で扱う $p \rightarrow e^+ X$ は先行研究と同様のイベント選別基準全てを適用してもバックグラウンドが多く残るため、中性子信号検出を適用しイベント選別に用いることで、バックグラウンドを大幅に削減できるのではないかと考えられる。

表 1.5 先行研究 [1, 2] との比較 ([2] p.36 より引用し本研究との比較を作成)

	先行研究	本研究
データの期間	SK-I~SK-IV(途中まで) (1996 年 7 月 ~ 2013 年 10 月) (計 4438.2 日)	SK-IV の全期間 (2008 年 9 月 ~ 2018 年 5 月) (3244.4 日)
中性子信号検出	なし	あり

また、使用したライブラリやツールのバージョンにおいても表 1.6 にまとめた通り、更新した。ここで、NEUT はニュートリノと原子核の相互作用をシミュレーションするライブラリ [44] であり、SKDETSIM はスーパーカミオカンデ用に開発された検出器シミュレーションソフトウェアライブラリ [44] である。

表 1.6 先行研究 [1, 2] と本研究で使用したライブラリやツールのバージョン ([2] p.64 より引用し本研究との比較を作成)

	先行研究		本研究
	SK-I~SK-III	SK-IV	SK-IV
SK ライブラリ	11d	13a	19b
NEUT	5.1.4.1	5.1.4.2	5.4.0.1
SKDETSIM	v12p80	v13p80	v14_gcc8

1.4 陽子崩壊の解析手法

まず、感度を見積もるため、見つかっていない陽子崩壊の信号を使用する代わりにシミュレーションで疑似データを作成した。この際、陽子崩壊の信号とバックグラウンドのシミュレーションサンプルをそれぞれ別々に作成した。陽子崩壊の信号のシミュレーションサンプルは、本研究のモード^{*15} のイベントを 100,000 イベント作成した。バックグラウンドとしては大気ニュートリノによるイベントを仮定^{*16} し、スーパーカミオカンデで既に作成されている 500 年分の大気ニュートリノのシミュレーションサンプルを使用した。

本研究の解析は

1. 陽子崩壊シミュレーションの作成
2. 検出器シミュレーション
3. イベント再構成
4. 中性子信号検出
5. イベント選別
6. 尤度解析

の 6 段階に分かれている。まず、陽子崩壊自体のシミュレーションを作成した。ここでは崩壊する前の陽子と崩壊後の粒子の位置や運動量などをシミュレーションした。次に、作成したシミュレーションにおける反応が、スーパーカミオカンデ内で起きた時にどのような信号として得られるのか、検出器シミュレーションを用いて検討した。このままでは光電子増倍管の応答がそれぞれ値としてあるだけで、どのようなイベントだったかわからないため、イベントの情報をパラメータ化するため、イベント再構成を行った。中性子信号検出アルゴリズムを使用して中性子の信号を検出し、イベントごとに見積もられた中性子信号数をパラメータとして得た。イベント再構成、中性子信号検出の手順で得たパラメータを用いてイベント選別を行った。最後に、イベント選別を通過したイベントに対して尤度解析を行い、陽子崩壊 $p \rightarrow e^+ X$ モードに対する感度を計算した。スーパーカミオカンデにおける他のモードの解析ではイベント数を用いた計算方法を用いることが多いが、本研究のモードではバックグラウンドが多く残ること、感度向上の観点から、先行研究 [1, 2] と同様に尤度解析を用いた。

^{*15} スーパーカミオカンデで使用されている陽子崩壊のモンテカルロシミュレーションは、スピンの影響を受けず、さらに終状態の ν の質量も効果的には 0 としているため、本研究では $p \rightarrow e^+ X$ のサンプルを $p \rightarrow e^+ \nu$ として生成して用いた。

^{*16} 太陽ニュートリノを仮定しない理由については 3.2 節大気ニュートリノのシミュレーションを参照。

第2章

スーパーカミオカンデ

2.1 概要

スーパーカミオカンデは日本の岐阜県の神岡鉱山の地下にある実験施設で、陽子崩壊やニュートリノなどを観測している。観測開始は1996年4月で、現在も観測を行っている。

2.2 スーパーカミオカンデの観測フェーズ

カミオカンデ^{*1} (1983年～1996年, 日本) の次世代の実験として1996年4月に観測を開始したスーパーカミオカンデは、現在に至るまで時期ごとに7つのフェーズに分類されている。表2.1にフェーズごとの違いをまとめた。

表 2.1: スーパーカミオカンデの観測フェーズ

	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V	SK-VI	SK-VII
観測開始	1996年4月	2002年10月	2006年7月	2008年9月	2019年1月	2020年7月	2022年6月
観測終了	2001年7月	2005年10月	2008年8月	2018年5月	2020年7月	2022年5月	—
観測期間	1489.2日	798.6日	518.1日	3244.4日	461.0日	583.3日	—
内水槽光電子増倍管	11146本	5182本	11129本	11129本	11129本	11129本	11129本
外水槽光電子増倍管	1885本	1885本	1885本	1885本	1885本	1885本	1885本
光電子増倍管被覆率	40%	19%	40%	40%	40%	40%	40%
エレクトロニクス	ATM ^{*2}	ATM	ATM	QBEE ^{*3}	QBEE	QBEE	QBEE
中性子信号検出	不可	不可	不可	可	可	可	可
ガドリニウム濃度	0%	0%	0%	0%	0%	～0.01%	～0.03%

^{*1} 跡地ではカムランドが2002年1月より稼働している。

^{*2} ATM(Analog Timing Module)はSK-IからSK-IIIまでの間使用されていた、ヒット情報をもとに閾値を超えたイベントをハードウェアにおいて識別して出力する形のエレクトロニクス

^{*3} 2.3.1.1 フロントエンドエレクトロニクス (QBEE) 参照。

また、以下にそれぞれのフェーズごとの特徴をまとめる。

2.2.1 SK-I

1983年7月から運転していたカミオカンデの後継として1996年4月に観測を開始した。2001年7月にタンクを開け、不具合のあった光電子増倍管の取り換え作業を行った。取り換え作業を終えて注水作業を行っていた2001年11月12日に連鎖爆縮^{*4}が起き、約6割の光電子増倍管を失った。

2.2.2 SK-II

2001年11月12日の事故により約6割の光電子増倍管を失ってしまったため、スーパーカミオカンデ壁面に対する光電子増倍管の被覆率が19%での観測が2002年10月から行われた。これによりエネルギー分解能と閾値が悪化した[45]。また、連鎖爆縮による事故を防ぐため、2.3.4項にまとめた衝撃波防止ケースが設置された。

2.2.3 SK-III

2005年10月に、2001年11月12日の事故で失った光電子増倍管を新たに取り付ける作業を行い、2006年7月からスーパーカミオカンデ壁面に対する光電子増倍管の被覆率が40%での観測が再開された。新たに設置した光電子増倍管にも衝撃波防止ケースが設置された。

2.2.4 SK-IV

2.3.1項で説明するように、データ取得ボードがATMからQBEEに刷新された。これにより、ハードウェアイベントトリガーの代わりにソフトウェアトリガーを用いるようになったことで、これ以降のフェーズでは中性子捕獲が可能となった。2008年9月から新しいデータ処理システムQBEEを使用した観測が開始された。

^{*4} 光電子増倍管は表面がガラス、中が真空の検出器のため、ガラスが破損するとそこから水が一気に検出器内に流れ込み、圧力で一気に押しつぶされてしまう爆縮と呼ばれる現象が起きる恐れがある。また、隣り合っている光電子増倍管が設置されていると、1個の光電子増倍管の爆縮の衝撃波が隣の光電子増倍管の爆縮を誘発し、連鎖的に爆縮してしまう、連鎖爆縮が起きてしまう可能性がある。

2.2.5 SK-V

スーパーカミオカンデ内の純水をガドリニウム水に切り替えた SK Gd 実験を行う準備を行うため, SK-IV と SK-V の間にタンクを開けた. その際, 光電子増倍管やタンク内の洗浄や, 補修工事を行った. 改修作業終了後, 2019 年 1 月から超純水での観測を開始した.

2.2.6 SK-VI

2020 年 7 月から超純水にガドリニウムを追加し, 最終的に 0.01 % 濃度の硫酸ガドリニウム水にして観測を行った.

2.2.7 SK-VII

2022 年 6 月からさらにガドリニウムを追加し, ガドリニウム濃度を 0.01 % から 0.03 % まで増やした. 本修士論文執筆現在 (2023 年 1 月現在), ガドリニウム濃度 0.03 % での観測が行われている.

2.3 実験装置

図 2.1 のように, 円筒型のタンクに水が 5 万トン蓄えられており, そのタンクの高さは 41.4 m, 直径は 39.3 m である.

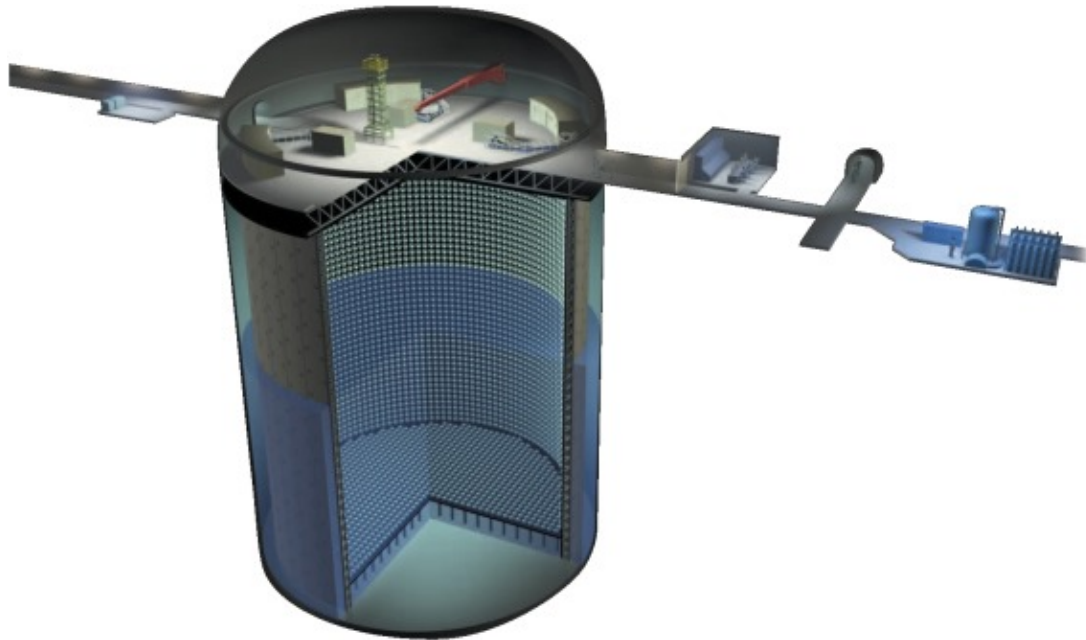


図 2.1 スーパーカミオカンデ ([46] Fig. 1 より引用)

©2016 by T. Kajita, E. Kearns, M. Shiozawa for the Super Kamiokande Collaboration.,
doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.017>

Fig. 1. The Super-Kamiokande detector, in cutaway, showing the inner and outer detector, partially filled with water. The detector dome contains front-end electronics and calibration devices such as the electron LINAC (tower is shown). Also shown are access drifts, the control room, and water purification system. in “Establishing atmospheric neutrino oscillations with Super-Kamiokande”.

0550-3213/Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). Funded by SCOAP³.

タンクはさらにフレームによって外水槽と内水槽に分けられており, フレーム上に内向き及び外向きに検出器を設置している. 設置している検出器は, チェレンコフ光という微弱な光を検出する光電子増倍管という光検出器で, 内向きには口径 20 inch(約 50 cm) の光電子増倍管が 11,129 本, 外向きには口径 8 inch(約 20 cm) の光電子増倍管が 1,885 本設置されている. 外向きにつけられた口径 8 inch の光電子増倍管により, 外から流入する粒子による信号とスーパーカミオカンデ内部で相互作用等により発生した粒子による信号を分けることができる.

本研究で使用したスーパーカミオカンデでの観測を想定したシミュレーションサンプルの一例として図 2.2 にイベントディスプレイを示す。図 2.2 の真ん中の黒地の部分が内水槽、右上の白地の部分が外水槽を表しており、応答した光電子増倍管の位置と検出光量が色で表されている。スーパーカミオカンデでは、壁面に取り付けられた光電子増倍管の位置と検出光量が 2.3.1 項のデータ収集システムにより取得され、ソフトウェアトリガーで選別された後、記録される。

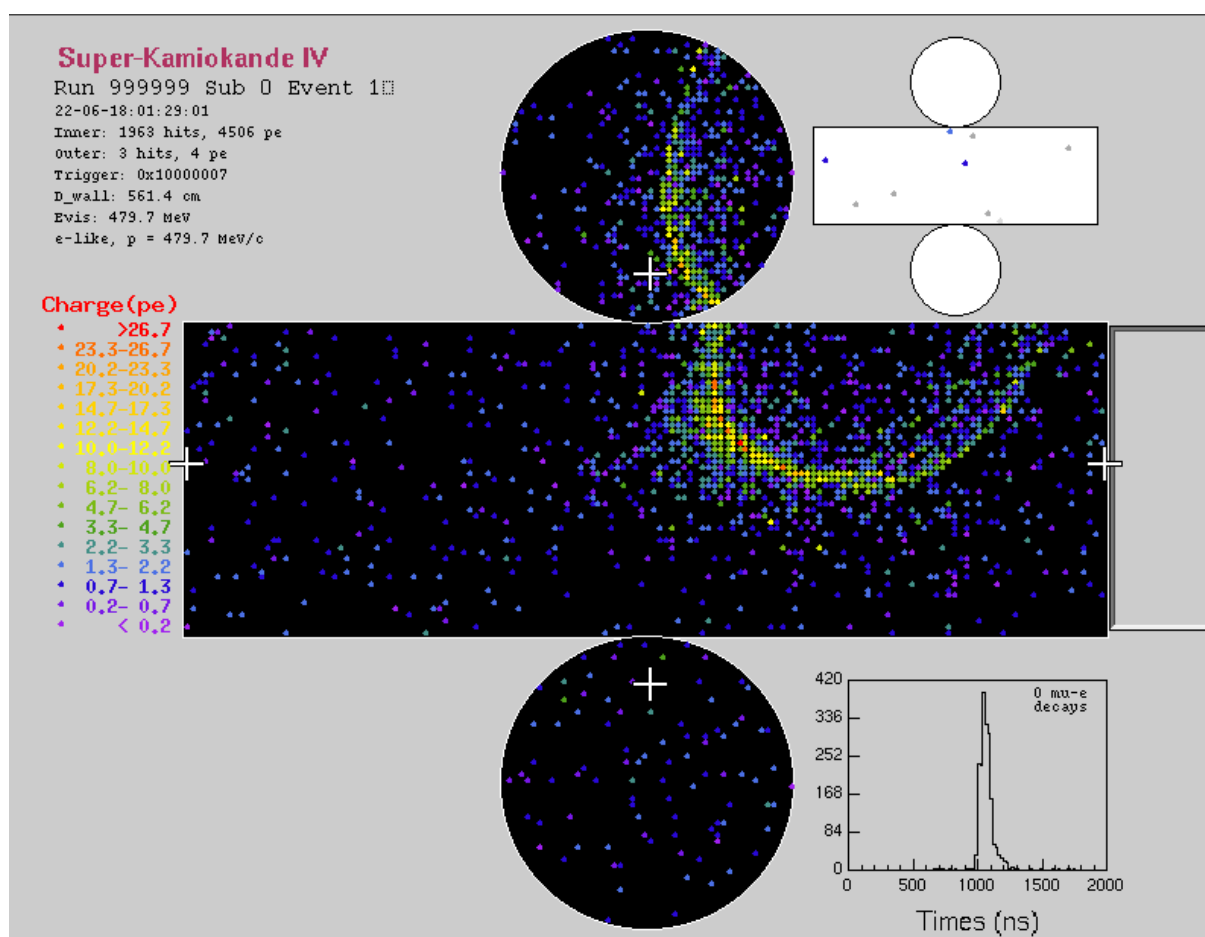


図 2.2 本研究で扱う陽子崩壊モード $p \rightarrow e^+ X$ のシミュレーションサンプルのイベントディスプレイの一例

内水槽の高さは 36.2 m、直径は 33.8 m であるが、さらにその壁面から 2 m 以上離れたタンク内側の部分を有効体積 (Fiducial Volume, FV) と呼び、そこで起きたとされるイベントを本研究を含むスーパーカミオカンデにおける多くの研究で解析対象として扱っている。

スーパーカミオカンデでは、高精度、低バックグラウンドでの観測を行うため、様々な仕組みがとられている。本節では、スーパーカミオカンデにおける観測を支えている様々な機器

について1つずつ役割と仕組みを述べる.

2.3.1 DAQ(Data Acquisition, データ収集システム)

スーパーカミオカンデのデータ収集システムは,

1. 低エネルギーイベントの観測 [47]
2. 高エネルギーイベントの観測 [47]
3. 高速処理 [47]

を満たすため, 2.2 節 で述べたスーパーカミオカンデの観測フェーズの SK-IV が始まった 2008 年 9 月に現在用いているデータ収集システムに刷新された. この刷新により, 光電子増倍管の全てのヒットを取得し, データ解析の際に見たい信号を探す方式である, record every hit 方式を取るようになった. これにより, 遅延信号などの複雑なトリガー条件を適用することが可能となり, 刷新前のハードウェアで設定した閾値を超えたイベントを記録する方式のイベントトリガー*⁵ では不可能であった本研究の中核を担う中性子信号検出*⁶ が可能となった [47].

本項ではフロントエンドエレクトロニクス, オンライン DAQ システム, トリガーシステムの順に, それらにおける信号処理の流れを述べる.

*⁵ ハードウェアで設定した閾値を超えたイベントを記録する方式のトリガーのため, その閾値以下のイベントを探すことはできない.

*⁶ 2.2 MeV のガンマ線を捉える必要があり, 従来のハードウェアイベントトリガーでは閾値を 2.2 MeV のガンマ線を捉えることができる値まで下げることができなかつたため, 従来のハードウェアイベントトリガーでは実現が不可能であった. [47]

2.3.1.1 フロントエンドエレクトロニクス (QBEE)

フロントエンドエレクトロニクスには QBEE(QTC-Based Electronics with Ethernet) が使用されている。核となる QTC(Charge-to-Time Converter) ASIC, マルチヒット TDC(multi-hit Time-to-Digital Converter) に加え, FPGA(Field Programmable Gate Array), 1.5 MeV FIFO メモリ (First-In First-Out Memory), イーサネットサブボードなどで構成されている [47]. 図 2.3 は QBEE の写真で, 各モジュールの位置が重ねて示されている。光電子増倍管の信号は左側の PMT input と書かれている部分から入力される。

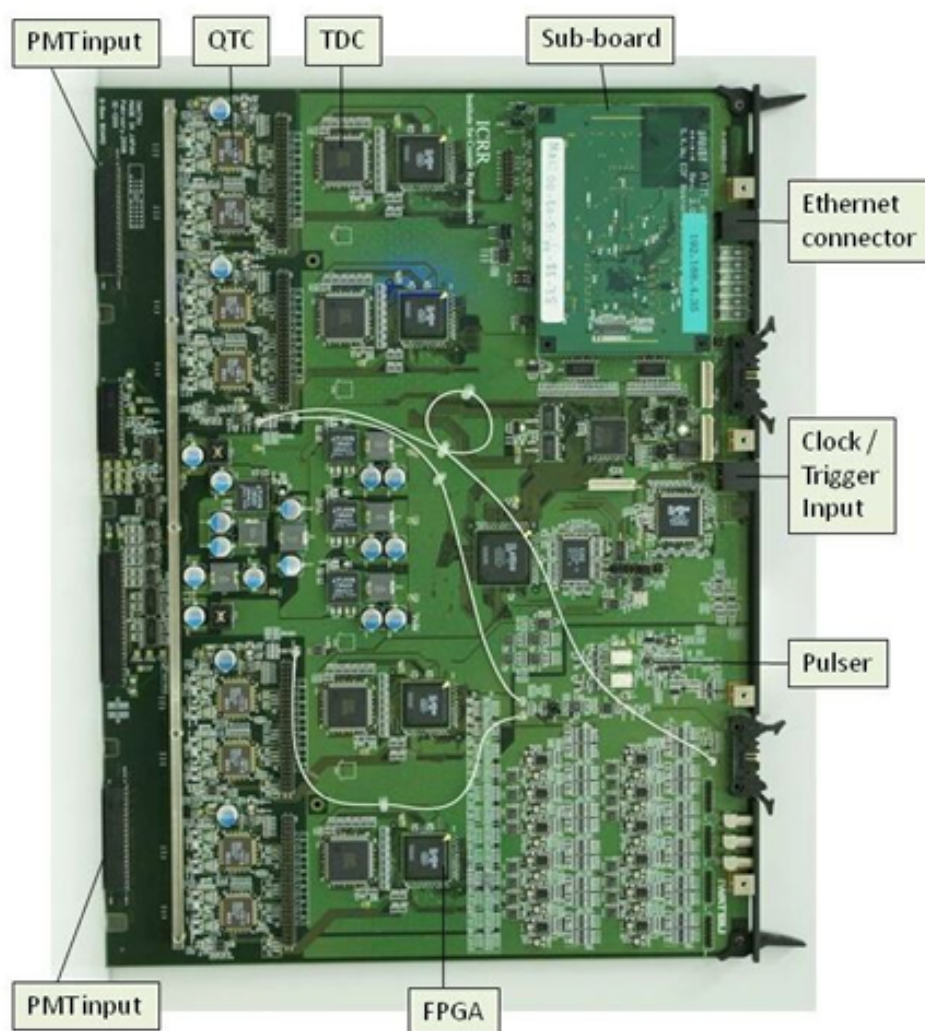


図 2.3 QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) ([47] 図 1 より引用)

信号処理の流れを図 2.4 に示す. まず光電子増倍管からの信号は QTC に入力され, QTC は入力された信号を矩形波としてマルチヒット TDC に出力する. 矩形波の立ち上がり時間が光電子増倍管のヒットタイミングを表し, 矩形波のパルス幅が電荷を表すため, マルチヒット TDC は矩形波の立ち上がりと立ち下りの時間をデジタル信号化する. 信号はマルチヒット TDC のバッファに一時的に蓄積され, 後段の FPGA に約 $17 \mu\text{s}^{*7}$ ごとに読み出され, データ圧縮などの処理がされた後, FIFO メモリに記録される [47].

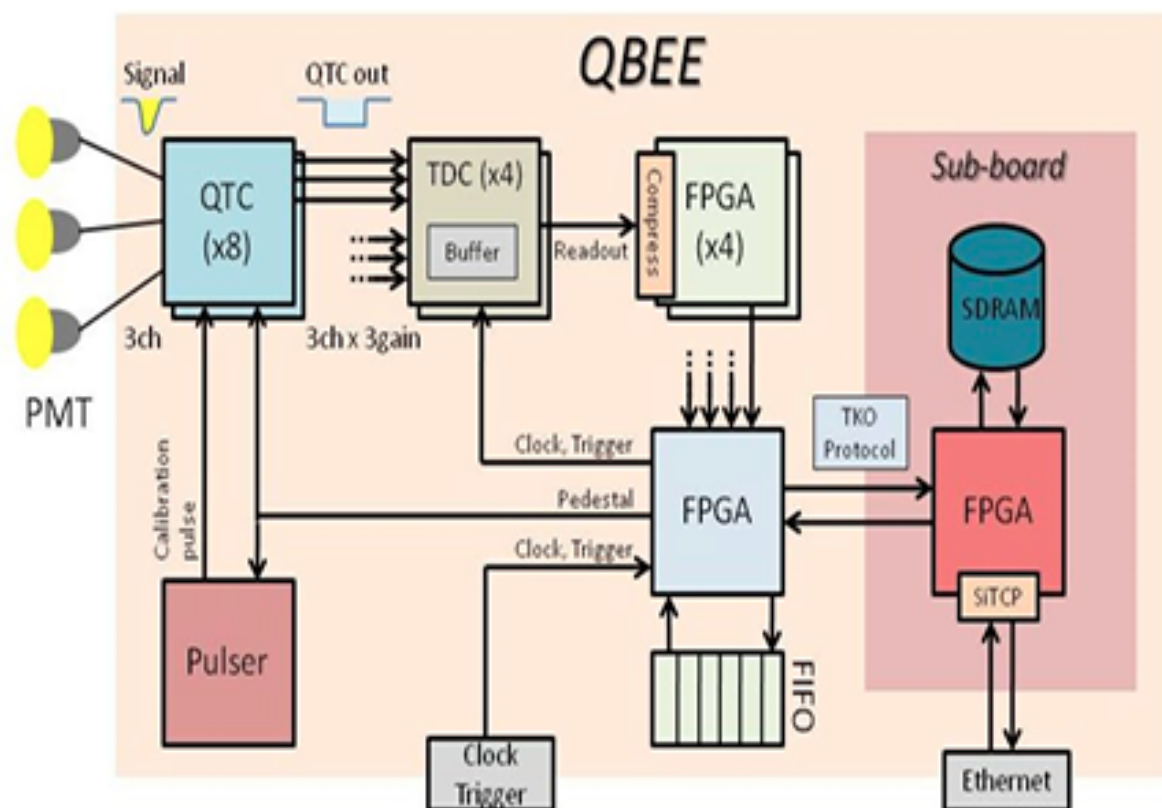


図 2.4 QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) での信号処理の流れ ([47] 図 2 より引用)

スーパーカミオカンデでは約 560 枚の QBEE ボードが使用されているが, その TDC は 60 MHz のシステムクロックにより同期されている [47].

*7 60 MHz のシステムクロックの 1024 クロック分

2.3.1 項 のはじめで述べたように, 低エネルギーイベントと高エネルギーイベントの両方を観測するため, QTC はゲインレンジを 3 つ持っている. その電荷レンジと電荷分解能をまとめたのが表 2.2 である.

表 2.2 チャンネルごとのダイナミックレンジ ([48] Table 1 より引用・抜粋して作成)

ゲインチャンネル	ダイナミックレンジ	ゲインの比	電荷分解能
Small	0.2 ~ 51 pC	1	~ 0.2 pC
Medium	1 ~ 357 pC	1/7	—
Large	5 ~ 2500 pC	1/49	—

SK-III まで使用していた ATM では 800 pC で飽和してしまっていた [45] ので, フロントエンドエレクトロニクス of 刷新により, より高エネルギーのイベントを観測できるようになった.

2.3.1.2 オンラインDAQシステム

オンラインDAQシステムの概略図を図2.5に示す。スーパーカミオカンデでは複数のLinux PCをイーサネットで並列につなぎ、分散処理を行っている。まず、QBEEから20台のフロントエンドPCに信号が入力され、処理されて時系列順に22msごとのブロックに分割される。その後、10台のMerger PCにブロックごとに別々に送られ、並列処理される。Merger PCではソフトウェアトリガーによりイベント選択が行われた後、オーガナイザーPCに送られて時系列順につなぎ合わされて保存される [47]。

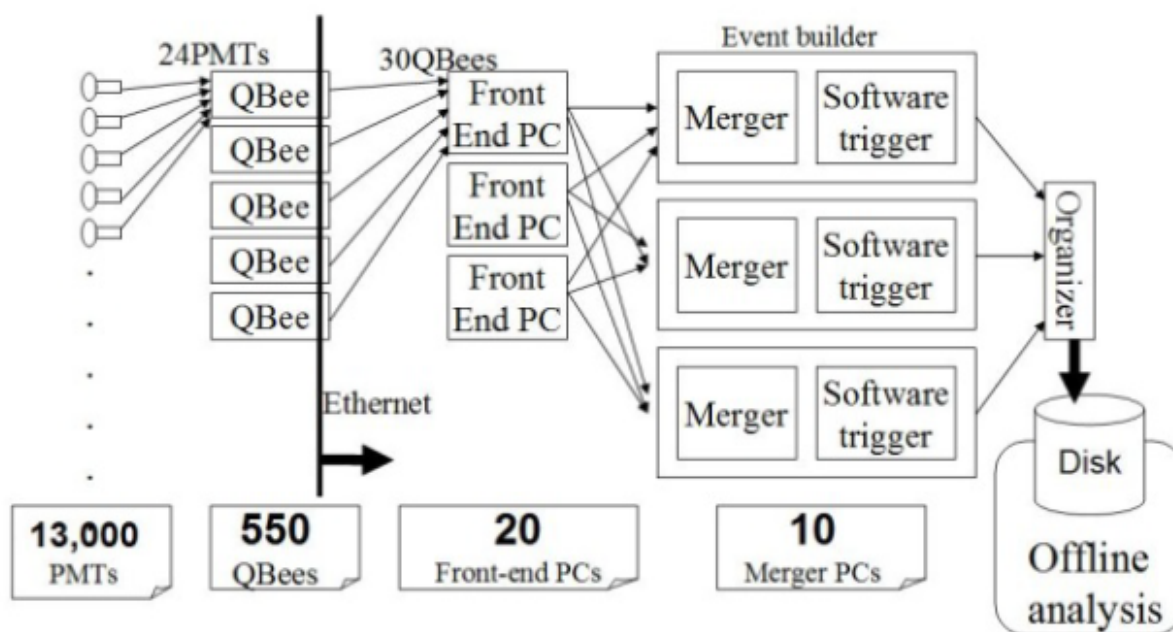


図2.5 オンラインDAQシステムの概略図 ([47] 図9より引用)

2.3.1.3 トリガーシステム

スーパーカミオカンデではSK-IIIまで、ヒット情報をもとに閾値を超えたイベントをハードウェアで識別して出力する形式のハードウェアイベントトリガーであるATMを用いていた。その後、SK-IIIとSK-IVの間にエレクトロニクスがQBEEに刷新され、ソフトウェアトリガーと呼ばれる、信号取得後ソフトウェアによりイベントを選択するトリガーを用いるようになった。

スーパーカミオカンデでは様々なイベントの解析を行うため、複数のソフトウェアトリガーのタイプを用いている。200 nsの間にヒットした光電子増倍管の数を N_{200} と呼び、その値を各トリガーごとの閾値と比較し、上回った場合にそのトリガーにかかったイベントとして記録する [49]。各トリガーの N_{200} ヒット数とイベント幅を表 2.3 にまとめた。

表 2.3: SK-IV におけるソフトウェアトリガーと N_{200} ヒット数 ([44])

Table 1. より引用 (筆者翻訳) し一部改変)

トリガータイプ	N_{200} ヒット数	イベント幅 (μs)
Outer Detector(OD)	22(in OD)	-5 ~ 35
Super Low Energy(SLE)	34 → 31	-0.5 ~ 1.0
High Energy(HE)	50	-5 ~ 35
Super High Energy(SHE)	70 → 58 ^{*8}	-5 ~ 35
After(AFT)	SHE, no OD	35 ~ 535

この表は以下の著作 [44] を引用 (筆者翻訳) し、クリエイティブコモンズライセンスに基づき改変した。

©K. Abe *et al.* 2022 *JINST* **17** P10029, doi: [10.1088/1748-0221/17/10/P10029](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/10/P10029)

Table 1. Trigger information for SK-IV. The abbreviations are as follows: OD (Outer Detector), SLE (Super Low Energy), HE (High Energy), SHE (Super High Energy) and AFT (After). There are ~ 9 hits of dark noise in 200 ns, and 6 hits correspond to ~ 1 MeV electron-equivalent energy. There are two trigger threshold values for SLE and SHE in the table. In the beginning of SK4, we set the threshold of SLE to 34 hits but later the threshold value was lowered by 3 hits. Similarly, the SHE threshold was changed from 70 to 58 during SK4. in “Neutron tagging following atmospheric neutrino events in a water Cherenkov detector”.

Published by IOP Publishing Ltd on behalf of Sissa Medialab. Original content from this work may be used under the terms of the [Creative Commons Attribution 4.0 licence](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/). Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the work, journal citation and DOI.

本研究で使用したシミュレーションと対応するスーパーカミオカンデでの観測データは SHE トリガーと AFT トリガーで取得されたデータである。

*8 2011 年 9 月 14 日に 70 ヒットから 58 ヒットに引き下げられた [50].

2.3.2 水システム

スーパーカミオカンデでは、高透過率と低放射性バックグラウンドを実現するため、現在の SK Gd 実験に切り替わるまで超純水を用いてきた。神岡鉱山内の地下水に含まれている微小なごみ、バクテリアなどの不純物は、光を吸収・散乱させてしまう [51]。また放射性不純物のうち、 ^{222}Rn の娘核種 ^{214}Bi が β 崩壊する際に Q 値*⁹ 3.27 MeV の電子を放出するため、太陽ニュートリノ観測のバックグラウンドとなり得る [52]。これらの不純物を取り除き、超純水を製造する装置が超純水製造循環装置である。また、2019 年 12 月よりそれまで使用していた超純水製造循環装置から硫酸ガドリニウム水製造循環装置に切り替えられた。以下ではそれぞれの装置をそれぞれのコンポーネントごとに簡単に説明する。

2.3.2.1 超純水製造循環装置

地下水から不純物を取り除くため、SK Gd 実験が始まるまで超純水製造循環装置が使用されていた。SK-IV における超純水製造循環装置は以下のコンポーネント [53, 54] からなる。以下に各コンポーネントの詳細 [53, 54] ををまとめる。

- 1 μm フィルター
1 μm 以上の塵を取り除く [54].
- 熱交換器 (HE1)
スーパーカミオカンデ内で水を循環させていると、光電子増倍管が発する熱により徐々に温まってきてしまう。スーパーカミオカンデ内部の超純水の温度を一定に保つため、熱交換器が使用されている [54].
- イオン交換樹脂 (Ion Exchanger, IE)
高分子や重イオンを除去する [54].
- 紫外線照射装置
バクテリアを除去する [54].
- ラドン除去空気溶解システム
真空脱気装置におけるラドン除去率を向上させるため、ラドンの含まれている量の少ない空気を超純水に溶かす [54].
- 逆浸透膜 (RO)
微粒子を除去する [54].
- 熱交換器 (HE3)
SK-III より、既存の熱交換器 (HE1) に加えて設置された [53].

*⁹ Q 値: 反応の際に放出されるエネルギーの総量の最大値.

- 真空脱気装置
空気に含まれる酸素はバクテリアを増殖させてしまうため、ラドンガスだけでなく空気も含め超純水に溶解込んだ気体を除去する [54].
- 高品質カードリッジ式イオン交換樹脂 (Cartridge Polisher, CP)
超純水中のイオンを除去する [54].
- ウルトラフィルター
10 nm 以上の微粒子を除去する [54].
- 熱交換器 (HE4)
SK-IV より、既存の熱交換器 (HE1), 熱交換器 (HE3) に加えて設置された。既存の熱交換器と比べて高性能化されており、タンク内部の対流も抑制している [53].
- 膜脱気装置
超純水に溶解込んだラドンガスをさらに除去する [54].

本研究で作成したシミュレーションにおいて想定している SK-IV の期間のデータ取得には、この超純水製造循環装置が用いられていた。

2.3.2.2 硫酸ガドリニウム水製造循環装置

超純水での観測において用いられてきた超純水製造循環装置では SK Gd 実験において加える Gd^{3+} と SO_4^{2+} も不純物と一緒に取り除かれてしまうため、新しい水システムである硫酸ガドリニウム水製造循環装置が開発・導入された [51]. 6.2.5 項にて本研究の今後の課題として SK Gd 実験について議論するため、ここで SK Gd 実験の中核を担う装置である硫酸ガドリニウム水製造循環装置の仕組みを確認する.

スーパーカミオカンデへのガドリニウムの追加は現在までに 2 回行われ、2020 年 7 月～8 月に 13 t [55], 2022 年 6 月～7 月に 26 t [56, 57] の硫酸ガドリニウム 8 水和物が追加された. 硫酸ガドリニウム水製造循環装置は、主に溶解部、前処理部、循環部からなる. それぞれ以下のコンポーネント [51, 55, 58] から構成されている. 以下に 2020 年のガドリニウム追加時に各コンポーネントごとに行われた作業を示す.

- 溶解部

スーパーカミオカンデから送られてきた 60 t/h の水は 12 t/h と 48 t/h に分けられ、12 t/h は溶解部に、48 t/h は main return line に送られる. 送粉機に加えられたガドリニウムは、一定時間ごとに一定量ずつ送られてきた 12 t/h の水に加えられ、キャビテーションポンプに送られて溶解タンクとの間を循環することで溶かされる [55].

- 前処理部

溶解部で溶かされたガドリニウム水から Gd^{3+} と SO_4^{2+} 以外のイオン等の不純物を取り除くため、イオン交換樹脂や紫外線照射装置などが組み込まれている. まず Gd^{3+} に不活性なカチオン樹脂による陽イオン除去を行い、 ^{226}Rn を取り除く. 次に SO_4^{2+} に不活性なアニオン樹脂により陰イオン除去を行う. これらのイオン交換樹脂は企業との共同研究で開発された [51, 55].

- 循環部

前処理を終えたガドリニウム水は、main return line に送られていた 48 t/h の水と合流し、スーパーカミオカンデのタンクに戻される. ガドリニウムを追加しない時には循環部のシステムを 2 重にして 120 t/h で循環させている [55].

2.3.3 空気純化システム

スーパーカミオカンデのある神岡鉱山の岩盤には ^{238}U (ウラン) が多く含まれており、そのウランが崩壊してできる子孫核種 ^{222}Rn (ラドン) ガスにより、鉱山内部のラドン濃度は外部の空気に比べて高くなってしまふ [45]。その濃度は季節により変動するが、5月～10月には $2,000 \sim 3,000 \text{ Bq/m}^3$ 、11月～4月には $100 \sim 300 \text{ Bq/m}^3$ となっている [59]。

水に溶け込んだラドンは放射性バックグラウンドとなり得るだけでなく、高濃度のラドンガスは人体にも有害である恐れがある。そのためスーパーカミオカンデでは、鉱山外部の空気を純化装置により純化し、ラドン濃度が低減された空気を鉱山内部に送り込む仕組みがとられている [54]。空気純化システムの概略図が図 2.6 である。

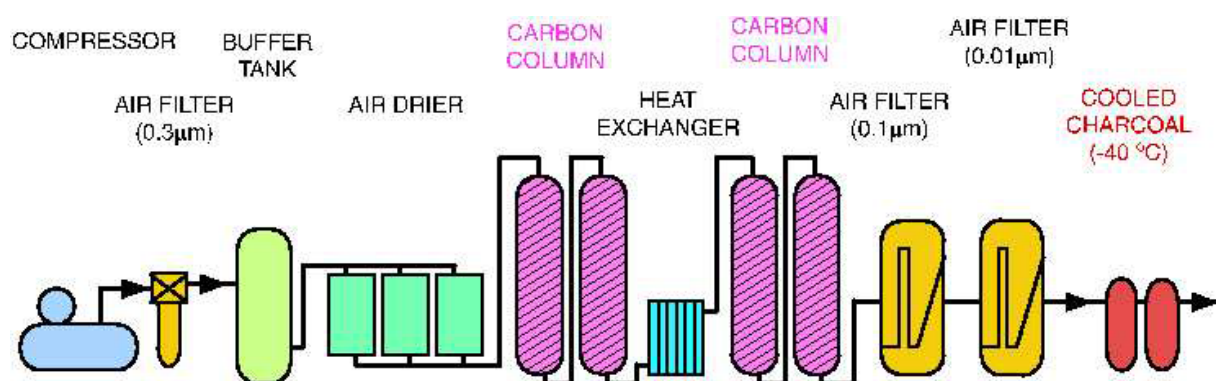


図 2.6 空気純化システム^{*10} ([59] Fig.23 より引用)

図 2.6 の各コンポーネント [54, 60] の役割をまとめる。

- 圧縮機 (COMPRESSOR)
空気を 7.5 ～ 8 気圧まで圧縮する [60]。
- エアフィルター (AIR FILTER)
網目状のフィルターが 3 枚設置されており、空気中の塵を除去する。その目の大きさはそれぞれ $0.3 \mu\text{m}$ 、 $0.1 \mu\text{m}$ 、 $0.01 \mu\text{m}$ である [54]。
- 空気乾燥機 (AIR DRIER)
水分を除去する [54]。
- 炭素カラム (CARBON COLUMN)
ラドンガスが炭素に吸収され除去される [54]。

^{*10} 2013 年 3 月に冷却木炭 (COOLED CHARCOAL) の冷却温度は $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ から $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ に変更された [60]。

- 冷却木炭 (COOLED CHARCOAL)

ラドンガスがさらに吸収され除去される。木炭は冷やされていることにより、ラドン除去率が向上されている [54]。2013 年 3 月に冷却温度が $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ に変更されたことにより、除去率は約 100 % となった [60]。

空気純化システムにより、鉱山内部に送り込まれる空気のラドン濃度は $0.06 \pm 0.05\text{ mBq/m}^3$ まで低減されている [60]。

2.3.4 衝撃波防止ケース

光電子増倍管は表面がガラスでできており、内部が真空になっている検出器のため、ガラスが破損するとそこから水が一気に検出器内に流れ込み、圧力で一気に押しつぶされてしまう爆縮と呼ばれる現象が起こる恐れがある。さらにスーパーカミオカンデでは、タンク内に光電子増倍管が隣り合って設置されていることから、1個の光電子増倍管の爆縮の衝撃波が隣の光電子増倍管の爆縮を誘発し、爆縮が連鎖してしまう可能性がある。スーパーカミオカンデでは2001年11月12日に起きた、連鎖爆縮により6割の光電子増倍管を失った破損事故を受け、連鎖して破損することを防ぐために内水槽の20 inch 光電子増倍管それぞれに衝撃波防止ケースが設置された。

衝撃波防止ケースは図 2.7 のようにアクリルと FRP(Fiber Reinforced Plastic, 繊維強化プラスチック) でできており、光電面側のアクリル部分の透過度は波長が 350 nm 以上の領域で 96 % 以上である [60]。



図 2.7 衝撃波防止ケース ([60] Figure 3.4 より引用)

2.3.5 地磁気補償コイル

地球には地磁気と呼ばれる磁場があり、常に約 460 mG(磁束密度, 現在の日本) [61] の磁場がかかっている。

スーパーカミオカンデで用いている検出器, 光電子増倍管は 2.4.2 項 で述べる通り, 光子を電子に変換し, その電子がダイノード間を通過する際に電位差によって増幅し, 出力する検出器である。電子は負電荷を持つため, 光電面からダイノード間を移動する際に地磁気の影響を受ける可能性があり, 光電子増倍管を用いた測定において収集効率などが想定と異なる恐れがある。

そこでスーパーカミオカンデでは, 地磁気補償コイルを用いて地磁気を低減させて観測を行っている。設置されている地磁気補償コイルの概略図を図 2.8 に示す。図 2.8 にあるように, 26 セットのヘルムホルツコイルが水平方向と垂直方向に設置されており [59], これにより磁場強度は 32 mG まで低減され, 光電子増倍管のダイノード軸方向には 20 mG となり, 光電子の収集効率の偏差は 2 % となる [62]。

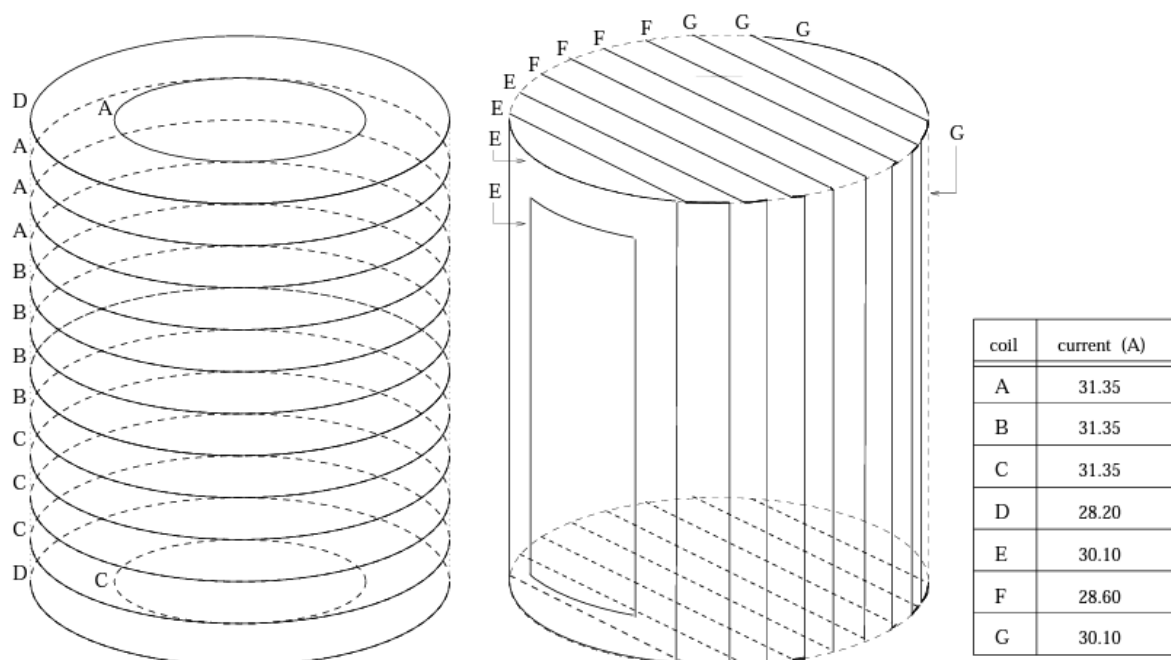


図 2.8 地磁気補償コイル ([63] Figure 3.14 より引用)

2.4 検出原理

2.3 節 で述べた通り、スーパーカミオカンデでは粒子の出すチェレンコフ光という微弱な光を光電子増倍管で捉えることで観測を行っている。この節ではチェレンコフ光の放出原理と光電子増倍管での検出原理を記す。

2.4.1 チェレンコフ光

高エネルギーの荷電粒子が媒質中を移動する時、その媒質中の光の位相速度を超える速度で移動するとチェレンコフ光と呼ばれる衝撃波が放出される。図 2.9 はチェレンコフ光が放出される原理を表した模式図である。

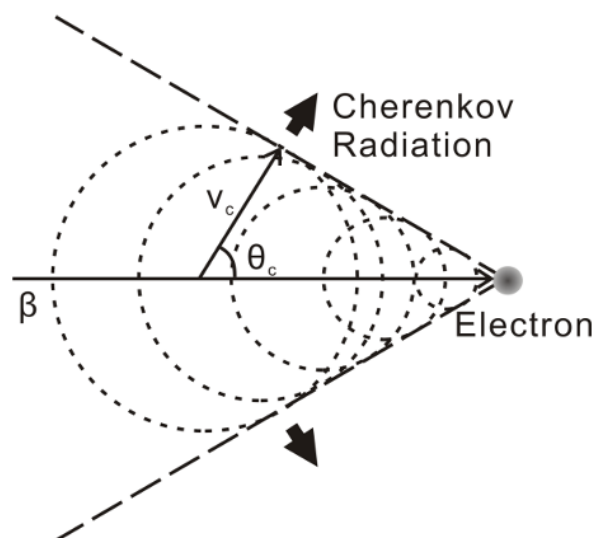


図 2.9 チェレンコフ光の放射原理 ([64] Figure 1 より引用)

©2017 by JACoW, Geneva, Switzerland, doi: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA024>
cc [Creative Commons Attribution 3.0](https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/).

Figure 1: Schematic of Cherenkov radiation. in “Investigation of the Coherent Cherenkov Radiation Using Tilted Electron Bunch”.

媒質中の光の位相速度は、真空中の光速 c 、媒質の屈折率 n を用いて c/n と表せる。高エネルギーの荷電粒子は媒質中において真空中の光速 c を超える速度では運動できないが、媒質中の光の位相速度 c/n を超える速度 $v_c = \beta c$ で移動することは可能であり、この時図 2.9 のように放出される衝撃波がチェレンコフ光である。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に円錐型に放出され、この時のチェレンコフ光の放出角度 θ_c は

$$\cos \theta_c = (1/n\beta) \quad (2.1)$$

$$\tan \theta_c = \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (2.2)$$

([9] 式 34.41 より抜粋して引用) と表せる [9]. $\cos \theta_c \leq 1$ より, チェレンコフ光が放出される β の閾値 β_t は $\beta_t \geq 1/n$ と表すことができる.

静止質量 m の荷電粒子がチェレンコフ光を放出するために必要なエネルギーであるチェレンコフ閾値 E は

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-(1/n)^2}} \quad (2.3)$$

([65] 式 2.2 より抜粋して引用) と表せる [65]. 水の屈折率 $n = 1.3330(20^\circ\text{C})$ [66] を用いて計算した主な荷電粒子の水中におけるチェレンコフ閾値 E を表 2.4 にまとめた.

表 2.4 主な荷電粒子の水中におけるチェレンコフ閾値 E

荷電粒子	静止質量 $m[\text{MeV}/c^2]$	チェレンコフ閾値 $E[\text{MeV}]$
e^\pm	0.51099895000(15) [67]	0.773
μ^\pm	105.6583755(23) [68]	159.8
陽子 p	938.27208816(29) [69]	1419

また, ze の電荷を持つ荷電粒子が通過する際に放出するチェレンコフ光の光子数は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dE dx} &= \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right) \\ &\approx 370 \sin^2 \theta_c(E) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (z=1) \end{aligned} \quad (2.4)$$

([9] 式 34.43 より引用) と表せる. ここで, dx は単位経路長, dE は単位エネルギー間隔, α は微細構造定数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$, r_e は古典電子半径 $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.817903227(19) \text{ fm}$, m_e は電子の質量, E は入射粒子のエネルギーである. 放出される光の波長 λ に対しての式に変形すると, 式 (2.5) ([9] 式 34.44 より引用) のように

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.5)$$

と書ける [9].

2.4.2 光電子増倍管

微弱な光であるチェレンコフ光を観測するため、スーパーカミオカンデでは光電子増倍管を用いて観測を行っている。光電子増倍管は、光電面と呼ばれる電球型の表面の部分で光子を電子に変換し、変換した電子を多段になっているダイノード部で増幅して出力する光検出器である。ダイノード部での増幅率 δ は、ダイノード間の電圧 E 、係数 $k(0.7 \sim 0.8)$ 、定数 a を用いて

$$\delta = a \cdot E^k \quad (2.6)$$

([70] 式 4-3 より引用) と表すことができ、ゲイン μ^{*11} はダイノードの段数 n を用いて

$$\mu = (a \cdot E^k)^n \quad (2.7)$$

([70] 式 4-9 より引用) となる。内水槽 20 inch 光電子増倍管にかかる電圧は 2000 V 程度であり、また、ダイノードが 11 段になっていることにより、最終的には 1×10^7 程度のゲインとなる。

*11 光電子増倍管全体の増幅率を意味する。

2.4. 検出原理

スーパーカミオカンデはスーパーモジュールにより外水槽と内水槽に分けられており、スーパーモジュール上に内水槽内向きで 20 inch 光電子増倍管を 11,129 本、外水槽外向きで 8 inch 光電子増倍管を 1,885 本設置している。図 2.10 は、スーパーカミオカンデの壁面にどのように 20 inch 光電子増倍管及び 8 inch 光電子増倍管が取り付けられているかを表す概略図である。図 2.10 にあるように、光電子増倍管の無い部分はブラックシートで覆われており、光学的にも内水槽と外水槽は分けられている。

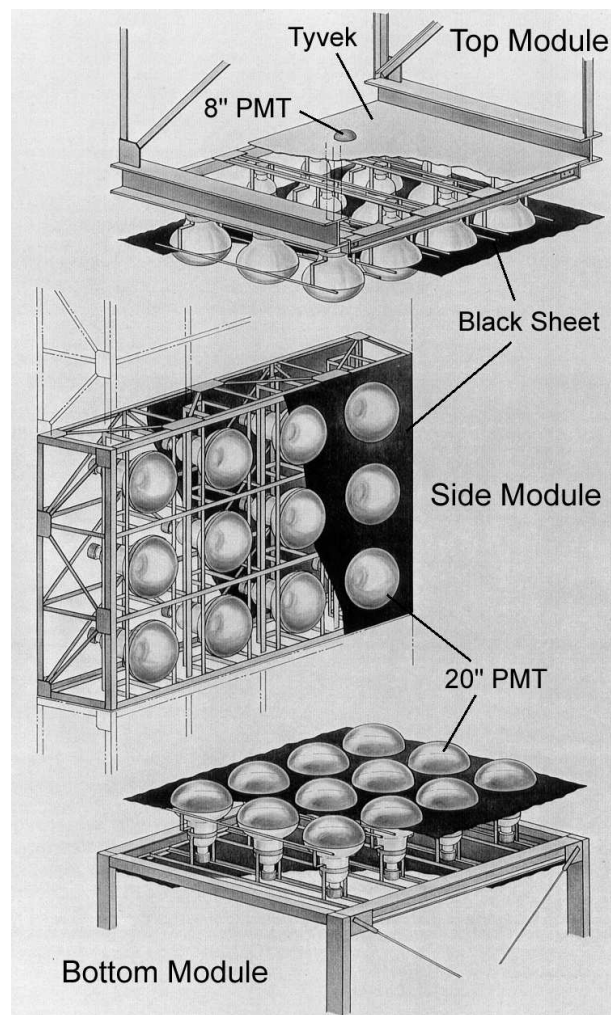


図 2.10 スーパーモジュールに取り付けられた光電子増倍管 ([59] Fig.11 より引用)

2.4.2.1 内水槽 20 inch 光電子増倍管

スーパーカミオカンデの内水槽には、浜松ホトニクスにより開発・製造された、光電面の直径が 20 inch(約 50 cm) の光電子増倍管が 11,129 本 (タンクの側面に 7,650 本, 上面に 1,740 本, 底面に 1,739 本 [65]) 設置されており、スーパーカミオカンデにおける観測を支えている。

図 2.11 は内水槽に設置されている 20 inch 光電子増倍管の概略図である。左側の丸い部分がガラスでできた光電面で、そこで光子を電子に変換し、右側のダイノード部分で光電子の増幅を行っている。図 2.12 は光電面における量子効率 (光子と電子の変換効率) と光の波長の関係を表しており、有感波長帯は 280 ~ 660 nm で、360 ~ 400 nm の波長領域における量子効率の最大値は 21 % である [59]。このような量子効率特性を持つのは、光電面にバイアルカリ (Sb-K-Cs) を用いていることに由来する [49]。

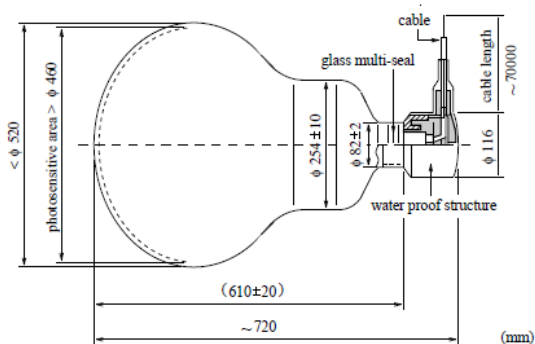


図 2.11 20 inch 光電子増倍管の概略図 ([59] Fig.7 より引用)

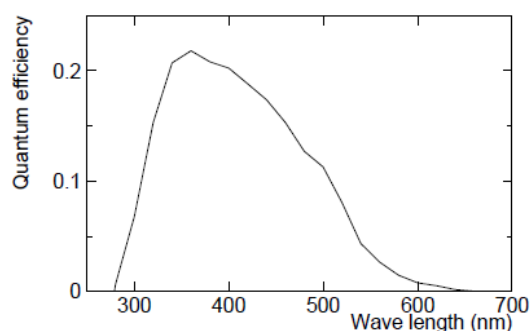


図 2.12 20 inch 光電子増倍管の量子効率と波長の関係 ([59] Fig.8 より引用)

2.4.2.2 外水槽 8 inch 光電子増倍管

スーパーカミオカンデの外水槽には、浜松ホトニクスにより開発・製造された、光電面の直径が 8 inch(約 20 cm) の光電子増倍管が 1,885 本 (タンクの側面に 1,275 本, 上面に 302 本, 底面に 308 本 [65]) 設置されており, 主にタンク外から流入する宇宙線ミューオンなどによるバックグラウンドの除去を担っている.

本数の少なさを補うため, 外水槽光電子増倍管には 60 cm × 60 cm × 1.3 cm の波長変換 (Wavelength shifting, WLS) プレートが取り付けられている. この波長変換プレートは, シンチレーターの bis-MSB($C_{24}H_{22}$) を 50mg/L ドープしたアクリル板で, 紫外領域の光を青～緑の光に変換して放出することで, 集光効率を 60 % まで向上させている [65].

さらに, 波長変換プレートに加え, 壁面に白い反射シートを張ることでスーパーカミオカンデにおける集光効率を向上させている [15].

2.5 中性子信号検出

ニュートリノと水中の粒子との相互作用や陽子崩壊の過程などで発生した中性子は、寿命 $204.8 \pm 0.4 \mu\text{s}$ の間水中を漂った後、水中の陽子によって捕獲され、2.2 MeV のガンマ線を放出する [44]. 式 (2.8) ([44] 式 1.1 より引用) はその反応式である.

$$n + p \rightarrow d + \gamma(2.2 \text{ MeV}) \quad (2.8)$$

中性子を放出するイベントは主に大気ニュートリノ由来のイベントであると考えられるため、この中性子を検出することができればバックグラウンドを減らすことができる. 本研究では K. Abe *et al.* (2022, [44]) にまとめられている中性子信号検出アルゴリズムを用いたので、ここではその仕組みについてまとめる.

中性子信号検出アルゴリズムは大きく分けて

1. 初期候補選択
2. ニューラルネットワークを用いた最終候補選択

の2段階に分けられる. SK-IV で用いられている中性子信号検出の性能を段階ごとに表 2.5 にまとめた.

表 2.5 中性子信号検出の性能 ([44] Table 3 より引用 (筆者翻訳))

候補選択の段階	中性子信号検出効率	バックグラウンド / イベント
初期候補選択	49 %	22
最終候補選択	26 %	0.016

2.5.1 項, 2.5.2 項 では、中性子信号検出アルゴリズムの初期候補選択, 最終候補選択においてそれぞれどのように中性子信号の候補を選択するか述べる.

2.5.1 初期候補選択

中性子が放出された最初のイベントの $18 \mu\text{s} \sim 535 \mu\text{s}^{*12}$ 後の光電子増倍管のヒット数からクラスターを探索し、中性子が水中の陽子に捕獲された際に放出した 2.2 MeV のガンマ線と思われるイベントを選び出す。クラスターの探索には 10 ns のスライディングウィンドウを用い、 10 ns 間にヒットした光電子増倍管の数 N_{10}^{RAW} が 5 以上の時、中性子信号の候補として選択される。このままでは、同じイベントを多重にカウントしている可能性や、光電子増倍管のガラスに含まれる放射性不純物が発するシンチレーション光などを中性子信号として誤検出してしまっている可能性があるため、それらを除去する処理を行い、ニューラルネットワークに入力する中性子候補イベントを決定している [44]。

2.5.2 ニューラルネットワークを用いた最終候補選択

中性子信号検出アルゴリズムではニューラルネットワークとして、CERN が提供している ROOT の、TMultiLayerPerception(TMLP) というソフトウェアフレームワークが用いられ、フィードフォワード型の多重パーセプトロンが実装されている。ニューラルネットワークは、250 年相当の大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションサンプルでトレーニングされた。23 個の変数がニューラルネットワークに入力され、ニューラルネットワークの出力が閾値を超えた時、最終的な中性子信号候補として出力される [44]。

*12 この時間領域の中で中性子が水中の陽子に捕獲される確率が 84 % であると見積もられている。そのため、この中性子信号検出アルゴリズムで中性子信号を検出できる効率は最大で 84 % であると考えられる。

第3章

シミュレーション

スーパーカミオカンデではモンテカルロ法を用いてシミュレーションを生成している。本研究ではスーパーカミオカンデで使用されているシミュレーションを使用して使用するサンプルを生成した。

1.4節 にまとめたように、

1. 陽子崩壊シミュレーション, 大気ニュートリノのシミュレーション
2. 検出器シミュレーション
3. イベント再構成
4. 中性子信号検出

の順にシミュレーション生成, イベント再構成, 中性子信号検出を行ったため, 本章ではこの順に説明する。

3.1 陽子崩壊シミュレーション

本研究ではスーパーカミオカンデで使用されている陽子崩壊のモンテカルロシミュレーションを使用して、本研究で扱う陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ に対応するイベントを 100,000 個生成した。^{*1}

崩壊する陽子としては、スーパーカミオカンデに満たされている超純水の水分子に含まれる水素原子と酸素原子核内の陽子を想定しており、それぞれの陽子が崩壊する確率は等しいと仮定している。ここで、水分子には陽子が 10 個含まれており、その内、水素原子由来の陽子は 2 個、酸素原子核内の陽子は 8 個であること、及びそれらの崩壊する確率は等しいと仮定されていることを用いると、水素原子由来の束縛されていない陽子 (自由陽子) は 20 % であると推測できる。実際に生成したシミュレーションサンプルの比率図 3.1 を確認すると、想定通り自由陽子の割合が 20 % であることが確認できる。

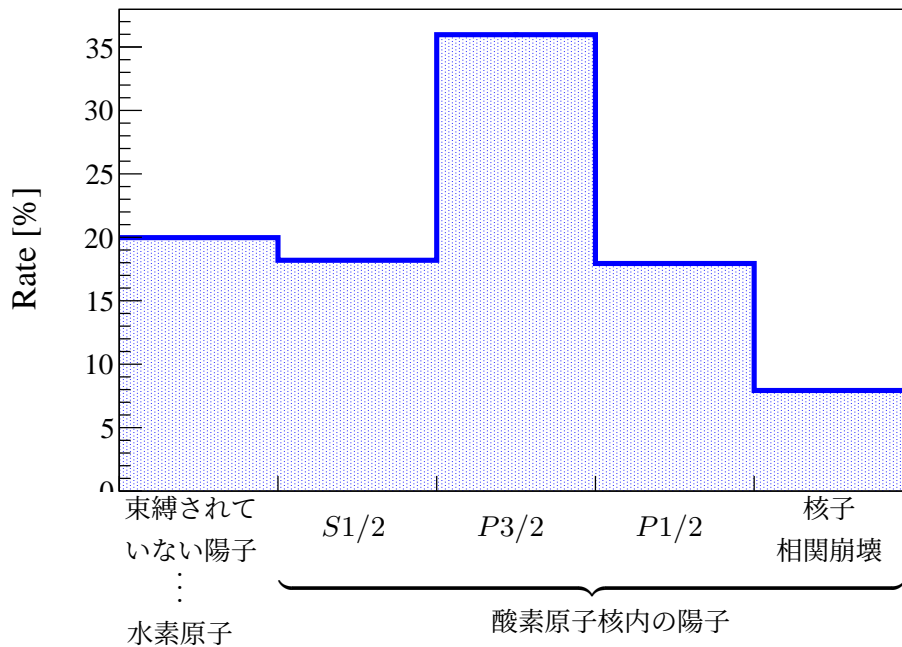


図 3.1 崩壊前の陽子の状態とその割合

一方、酸素原子核内の陽子に関しては、原子核のシェルモデル [71] に基づき、 S 準位と P 準

^{*1} スーパーカミオカンデで使用されている陽子崩壊のモンテカルロシミュレーションは、スピンの影響を受けず、さらに終状態の ν の質量も効果的には 0 としている [2] ため、本研究では先行研究 [1, 2] と同様に $p \rightarrow e^+ X$ のサンプルを $p \rightarrow e^+ \nu$ として生成して用いた。

位の比は 1 : 3 であると考えられる [54].

また、酸素原子核内には複数の核子が存在することによりそれらの波動関数が重なり合うことで、古典的に見ると陽子崩壊中にぶつかり合ってエネルギーのやり取りをし、陽子の運動量や、反応後の粒子から再構成された陽子の不変質量が変化することがある。これを核子相関崩壊 (“correlated decay” [72]) と呼んでおり、酸素原子核内の陽子の 10 % がこの影響を受けると考えている。しかし、この核子相関崩壊はまだよく理解されていないため、尤度解析における系統誤差として考える際、 $\sigma = 100\%$ として考慮する [2].

さらに酸素原子核内の陽子については、フェルミ運動、崩壊位置、束縛エネルギー、他の核子との相互作用を考慮する必要がある。まず、酸素原子核内の核子の運動量は電子を ^{12}C に衝突させる実験及び理論値との比較 [73] を参考に、実験値が理論値とよく一致していることから本シミュレーションでは理論値を用いて考慮に入れている [2]. 図 3.2 は崩壊前の陽子の運動量分布を水素原子の陽子、酸素原子内の陽子で分けて描いた図である。赤線が水素原子の陽子、青線が酸素原子内の陽子であるが、水素原子の陽子は運動量が 0 である一方、酸素原子は上記を考慮することにより有限の運動量を持っていることが確認できる。

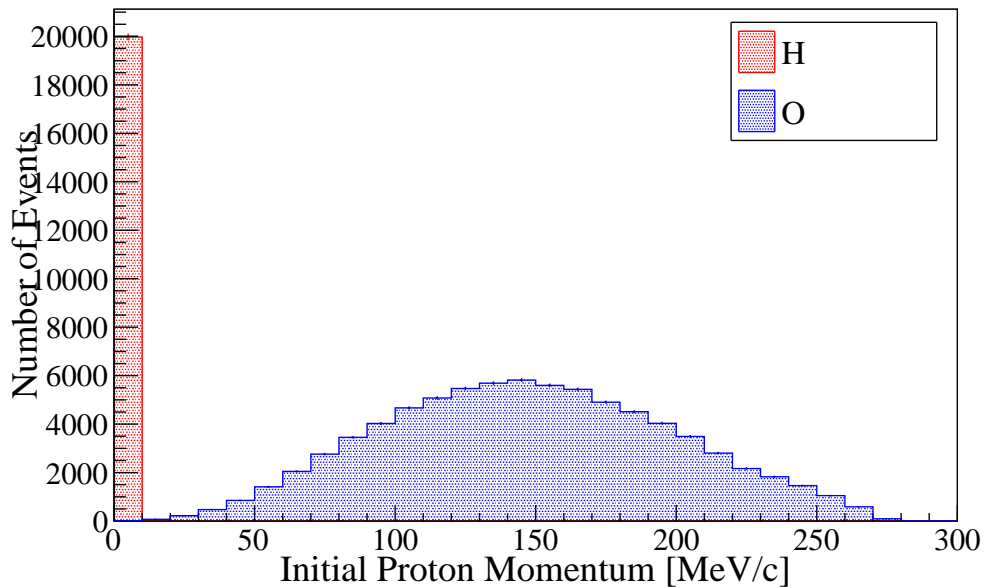


図 3.2 陽子崩壊前の陽子の運動量

3.1. 陽子崩壊シミュレーション

一方束縛エネルギーの影響は、束縛エネルギーの値 $E_{\text{束縛エネルギー}}$ を

$$m'_p = m_p - E_{\text{束縛エネルギー}} \quad (3.1)$$

([74] p.31 を参考) のように、陽子の静止質量 m_p を m'_p に変更することで考慮に入れている。束縛エネルギーの値は、陽子のエネルギー準位によって異なるガウス分布型の確率分布 (平均値 μ , 標準偏差 σ) に従ってランダムに選択される。陽子のエネルギー準位が S 準位の場合、ガウス分布の平均値 μ , 標準偏差 σ は $(\mu, \sigma) = (39.0 \text{ MeV}, 10.2 \text{ MeV})$, P 準位の場合、 $(\mu, \sigma) = (15.5 \text{ MeV}, 3.82 \text{ MeV})$ が用いられている [74]。図 3.3 は束縛エネルギーの影響を含んだ陽子質量 m'_p の分布であり、陽子の静止質量 $m_p = 938.27208816 \text{ MeV}/c^2$ [69] からガウス分布の平均値 μ 引かれた位置にそれぞれピークを持っているのが確認できる。本研究におけるシミュレーションでは、陽子のエネルギー準位が S 準位, P 準位の場合、図 3.3 に示されている分布に従った陽子質量 m'_p が陽子の静止質量 $m_p = 938.27208816 \text{ MeV}/c^2$ [69] の代わりに使用されている。

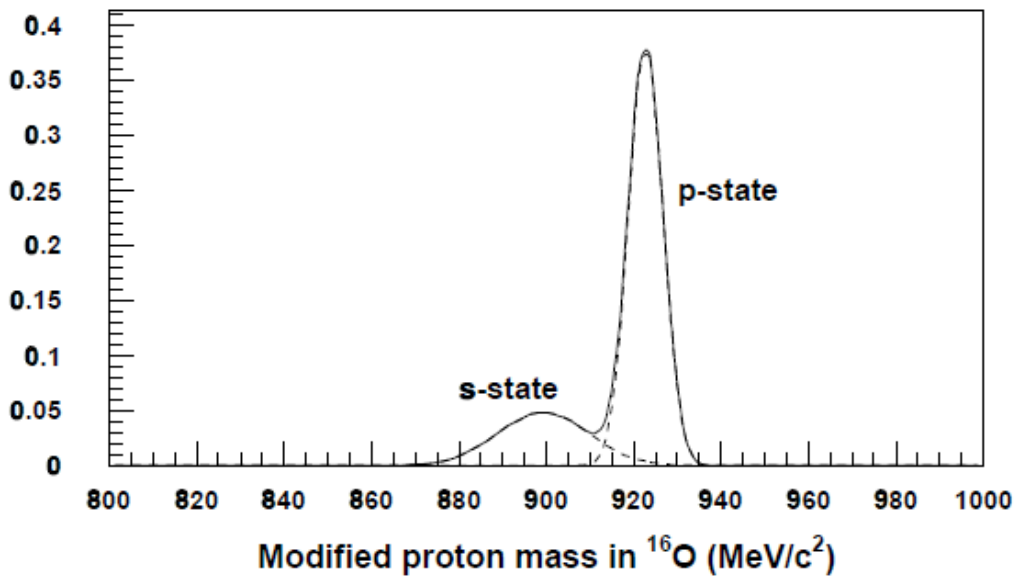


図 3.3 束縛エネルギーの影響を含んだ陽子質量 m'_p ([74] Figure 4-2 より引用)

3.1. 陽子崩壊シミュレーション

ここで、陽電子と見えない未知の粒子 X の運動量から再構成した陽子の運動量と不変質量を反応前の陽子の状態ごとに確認する。図 3.4 は陽電子と見えない未知の粒子 X の運動量から再構成した陽子の運動量を反応前の陽子の状態ごとにプロットした図、図 3.5 は陽子の不変質量を反応前の陽子の状態ごとにプロットした図、図 3.6 は図 3.5 の横軸を拡大した図である。図 3.4, 図 3.5, 図 3.6 において、赤線が水素原子由来の自由陽子、それ以外が酸素原子核内由来の陽子である。さらに、紫線が陽子のエネルギー準位が $S_{1/2}$ 、青線が陽子のエネルギー準位が $P_{3/2}$ 、黄緑線が陽子のエネルギー準位が $P_{1/2}$ の陽子であり、水色線が核子相関崩壊をした陽子である。図 3.4 から、自由陽子は運動量を持っておらず、酸素原子核内の陽子はフェルミ運動量を持っているのが確認できる。さらに核子相関崩壊をした陽子に関しては、核子相関崩壊の際に他の原子核内核子から与えられた運動量の分、広がった運動量分布となっているのが確認できる。

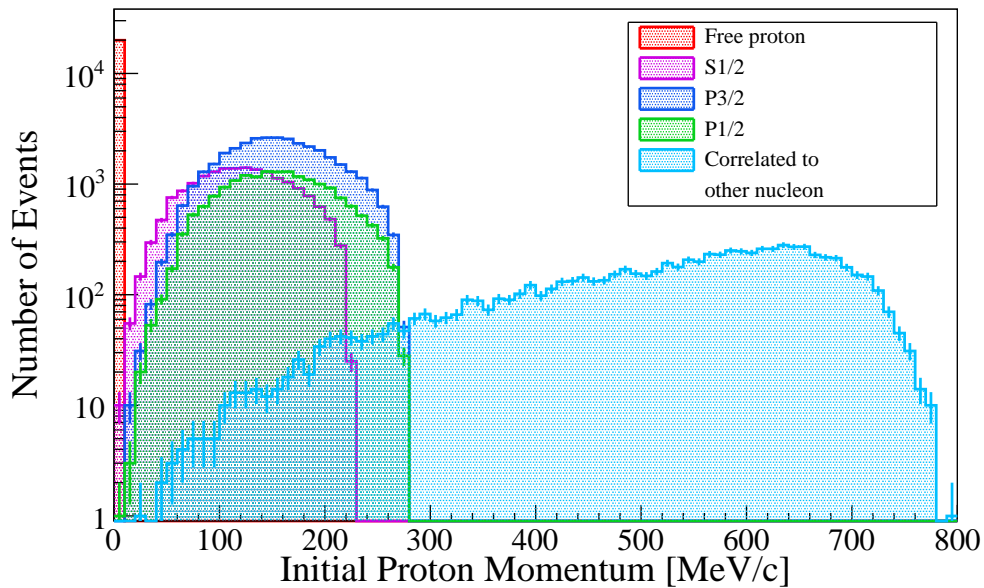


図 3.4 陽子崩壊により生成した陽電子と見えない未知の粒子 X の運動量から再構成した陽子の運動量

図 3.5, 図 3.6 を見ると、自由陽子の反応における不変質量は陽子質量に等しくなっているのが確認できる。また、図 3.6 右上部に書かれている矢印と数値は、自由陽子と酸素原子核内の陽子それぞれの、反応における不変質量の分布の平均値同士の質量差を表しているが、酸素原子核内の陽子の反応における不変質量は束縛エネルギーの分、左にピークがずれているのが確認できる。さらに核子相関崩壊をした陽子に関しては、不変質量が変更され、広がった分布となっているのが確認できる。

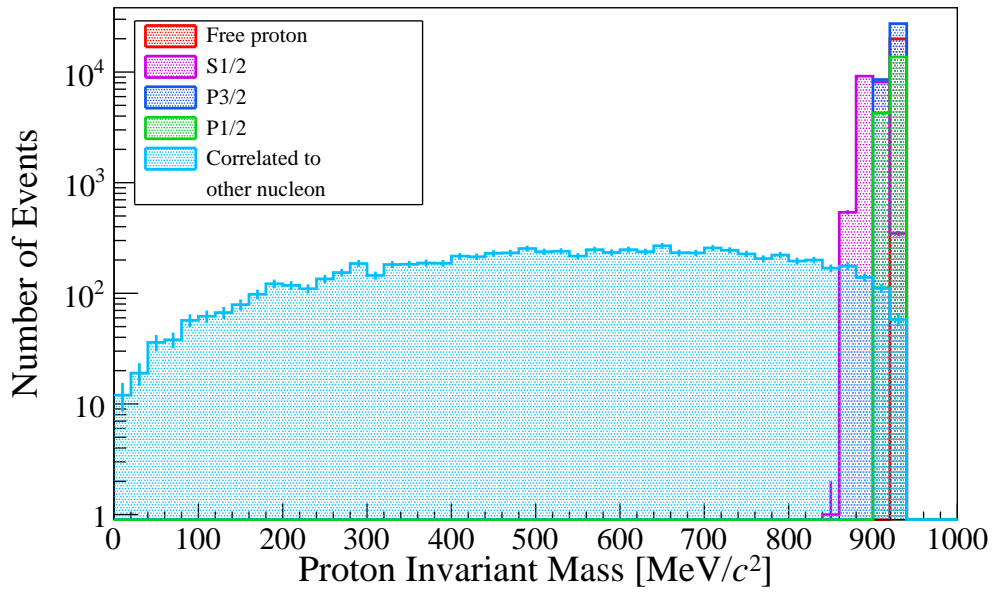


図 3.5 陽子崩壊前の陽子の不変質量

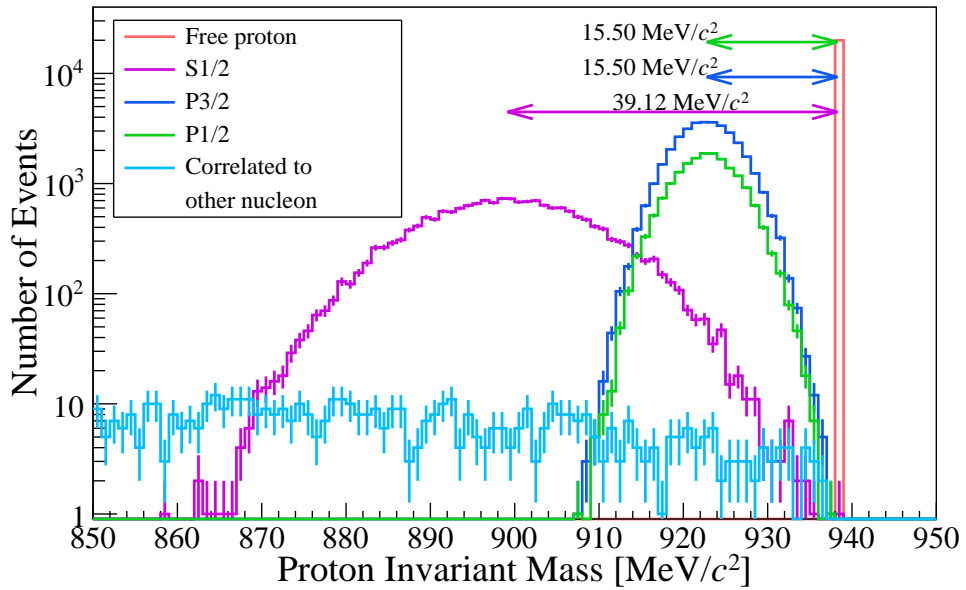


図 3.6 陽子崩壊前の陽子の不変質量 (拡大)

核子の崩壊位置は Woods-Saxon model [75] に基づいた原子核密度関数

$$\rho_n(r) = \frac{Z}{A} \times \frac{\rho(0)}{1 + \exp\left[\frac{r-a}{b}\right]} \quad (3.2)$$

([2] 式 3.1 より引用) により求めている. ここで, $\rho_n(r)$ は原子核中心から r 離れた場所での原子核密度を表しており, $\rho(0)$ は密度の平均として $\rho(0) = 0.48 m_\pi^3$, a は酸素の最大核半径として $a = 2.69$ fm, b は酸素原子核の”surface thickness”として $b = 0.41$ fm を用いている [2].

酸素原子核内の陽子は崩壊後に励起状態の ^{15}N となるが, 崩壊前の陽子のエネルギー準位ごとに励起状態の ^{15}N から放出される粒子が異なると考えられている. その放出粒子と割合は, H. Ejiri (1993, [76]) を基に計算された割合を用いて, 表 3.1 のように見積もられている.

表 3.1 励起状態の ^{15}N から放出される粒子 ([54] Table 4.1 より引用 (筆者翻訳))

崩壊前の陽子のエネルギー準位	放出粒子	確率
$S_{1/2}$	n	1.8 %
	$\gamma(7.03 \text{ MeV}), n$	1.8 %
	p, n	4.1 %
	p	1.8 %
	$\gamma(7.01 \text{ MeV}), p$	1.8 %
	$\gamma(3.50 \text{ MeV}), n$	4.9 %
	$\gamma(3.50 \text{ MeV})$	9.4 %
$P_{3/2}$	$\gamma(6.32 \text{ MeV})$	43.6 %
	$\gamma(9.93 \text{ MeV})$	3.2 %
	p	3.2 %
$P_{1/2}$	なし	25.0 %

よって陽子崩壊において中性子は, 水素原子の陽子からは放出されず, 酸素原子内の陽子のエネルギー準位が $S_{1/2}$ 又は核子相関崩壊の場合のみ中性子が放出される.

3.2 大気ニュートリノのシミュレーション

本研究では陽子崩壊の信号と似た信号である大気ニュートリノをバックグラウンドイベントとして考えた。太陽ニュートリノもバックグラウンドとして考えられるが、エネルギーが 10 MeV 以下と小さく [77], 本研究のイベント選別において棄却されてしまうため考慮しない。

大気ニュートリノのフラックスは Honda フラックスモデル [78–81] を基に計算されている。大気ニュートリノのフラックスを計算するモデルとして、他に FLUKA^{*2} フラックスモデル [82], Bartol フラックスモデル [83] が存在するが、本研究においてこれらは大気ニュートリノのフラックスの系統誤差を計算する際に使用されている。Honda フラックスモデルでは、AMS^{*3} [84] 及び BESS^{*4} による測定 [85, 86] と U.S. Standard Atmosphere の大気モデル [87] を参考に大気密度構造を計算している [54]。

ニュートリノの水中における相互作用と核内の相互作用、及び核内の相互作用で生成された粒子の伝播は、NEUT^{*5} を用いてシミュレーションされている [44]。

低運動量の π 以外のハドロンのシミュレーションには、エネルギーが 10 GeV 未満の場合は HETC [88], 10 GeV を超える場合は FLUKA [89], エネルギーが 20 MeV 未満の中性子のシミュレーションには MICAP [90] が用いられている [44]。さらに、32 GeV 以上では DPMJET-III [91] が、32 GeV 以下では JAM [92] が用いられ、ハドロン相互作用の微調整には様々な実験結果 [85, 86, 93–95] が用いられている [54]。

また、宇宙線の粒子の相互作用とその伝播を計算する際には、地球磁場による荷電粒子の曲率が考慮されている [54]。

ニュートリノ振動による影響を考慮に入れる際、本研究ではニュートリノの 3 世代振動を仮定して計算された値を用いた。

陽子崩壊シミュレーションと大気ニュートリノのシミュレーションでは酸素原子核内の核子の運動量をシミュレーションする際に使用しているモデルが異なる。陽子崩壊シミュレーションにおける酸素原子核内の核子の運動量の値は、3.1 節 で述べたように電子を ^{12}C に衝突させる実験及び理論値との比較 [73] を参考に、理論値を用いている [2]。一方、大気ニュートリノのシミュレーションではフェルミガスモデルを用いて求めている。この違いによる系統誤差は 5.1.1 項 で議論する。

本研究では、スーパーカミオカンデで既に作成されている 500 年分の大気ニュートリノのシミュレーションサンプルを使用した。

^{*2} Fully integrated particle physics Monte-Carlo simulation package [44]

^{*3} Alpha Magnetic Spectrometer

^{*4} Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer

^{*5} ニュートリノと原子核の相互作用をシミュレーションするライブラリ [44]

3.3 検出器シミュレーション

検出器シミュレーションでは, 3.1 節 で生成した陽子崩壊のモンテカルロシミュレーションのデータが, スーパーカミオカンデでどのようなイベントとして観測されるかシミュレーションする. GEANT3 [96]^{*6} に基づいて作成された SKDETSIM というスーパーカミオカンデで使用されているモンテカルロシミュレーションソフトウェアライブラリを用いた. SKDETSIM では, 表 3.2 にある粒子の相互作用が考慮され, 粒子の伝播, チェレンコフ光の放出と伝播, 光子に対する光電子増倍管の応答, データ取得, トリガーシステムなどがシミュレーションされる [50].

表 3.2 シミュレーションで考慮されている粒子の種類と水中の相互作用 ([50] 表 4.2 より引用)

ガンマ線	電子対生成
	コンプトン散乱
	光電効果
電子, 陽電子	多重散乱
	イオン化, デルタ線生成
	制動放射
	対消滅
	チェレンコフ光生成
ミューオン	崩壊反応
	多重散乱
	イオン化, デルタ線生成
	制動放射
	直接電子対生成
	原子核相互作用
チェレンコフ光生成	
ハドロン	崩壊反応
	多重散乱
	イオン化, デルタ線生成
	ハドロン相互作用
	チェレンコフ光生成

^{*6} 高エネルギー物理実験用に CERN で開発された検出器のシミュレーションソフトウェア [96]

3.3. 検出器シミュレーション

SKDETSIM では、水中におけるチェレンコフ光の伝播方法として、吸収、ミー散乱、及びレイリー散乱が再現されている [50].

また光電子増倍管の応答は、キャリブレーションの情報をもとに光電子増倍管の性能を考慮に入れて電荷と時間応答がランダムにシミュレーションされているため、シミュレーションで生成したサンプルは観測データと同等に扱うことができる [50].

3.4 イベント再構成

本研究では APFit というスーパーカミオカンデで使用されているイベント再構成プログラムを用いた。APFit は

1. バーテックス再構成
2. リングの数え上げ
3. 粒子識別
4. より正確なバーテックス再構成
5. リングの分離
6. 運動量再構成
7. リング数の修正
8. Michel 電子の識別

の順で行われる [54, 74]. 以下にそれぞれの詳細をまとめる.

3.4.1 バーテックス再構成

光電子増倍管のヒットタイミングの時間情報を基に光子の TOF(Time Of Flight, 飛行時間) を考慮し, バーテックス*⁷ 位置と最大エネルギーのリングを再構成する. 次の 3 ステップで構成される [54].

1. “Point-Fit”
2. チェレンコフリングのエッジ探索
3. “TDC-fit”

3.4.1.1 “Point-Fit”

このステップでは, チェレンコフ光が同時刻にある 1 点から放出されたと仮定し, バーテックスを探す. 式 (3.3) ([54] 式 6.1 より引用) を用いて G を計算し, この値を最大化することで求める.

$$G = \frac{1}{N} \sum_i \exp \left(-\frac{(t'_i - t_0)^2}{2 \times (\langle \sigma \rangle \times 1.5)^2} \right) \quad (3.3)$$

ここで, N は応答した光電子増倍管の数, i は光電子増倍管の ID, t_i は TOF を差し引いた i 番目の光電子増倍管のヒットタイミングで, i 番目の光電子増倍管が光子を検出したタイミング t_i , 光電子増倍管の位置を表すベクトル \mathbf{P}_i , バーテックス位置を表すベクトル \mathbf{vtx} を用いて式 (3.4) ([54] 式 6.2 より引用) のように求めている.

$$t'_i = t_i - \frac{n}{c} |\mathbf{P}_i - \mathbf{vtx}| \quad (3.4)$$

また, t_0 は G が最大になるように最適化された反応が起きたタイミング, 1.5 はフィッティングの精度を最適化するために選択された係数で, $\langle \sigma \rangle$ は光電子増倍管の時間分解能で 2.5 ns を用いている.

チェレンコフリングを放出した粒子の進行方向も再構成したバーテックス位置を次の式 (3.5) ([54] 式 6.3 より引用) に代入して決定される.

$$\mathbf{dir} = \sum_i q_i^{\text{obs}} \times \frac{\mathbf{P}_i - \mathbf{vtx}}{|\mathbf{P}_i - \mathbf{vtx}|} \quad (3.5)$$

ここで, \mathbf{dir} はチェレンコフリングを放出した粒子の進行方向を表すベクトル, q_i^{obs} は i 番目の光電子増倍管が観測した電荷である [54].

*⁷ 反応が起きた点のこと.

3.4.1.2 チェレンコフリングのエッジ探索

次に、最もエネルギーの高いチェレンコフリングのエッジと、そのリングを放出した粒子の進行方向を $Q(\theta_{\text{edge}})$ を最大化することで再決定する。

まず、式 (3.6) ([54] 式 6.4 より引用) で定義される $Q(\theta_{\text{edge}})$ を最大化することで最もエネルギーの高いチェレンコフリングを放出した粒子の進行方向が決定される。

$$Q(\theta_{\text{edge}}) = \frac{\int_0^{\theta_{\text{edge}}} \text{PE}^{\text{cor}}(\theta) d\theta}{\sin \theta_{\text{edge}}} \left(\left[\frac{d\text{PE}^{\text{cor}}(\theta)}{d\theta} \right]_{\theta=\theta_{\text{edge}}} \right)^2 \exp \left(-\frac{(\theta_{\text{edge}} - \theta_{\text{exp}})^2}{2\sigma_\theta^2} \right) \quad (3.6)$$

ここで、 θ_{edge} は粒子の方向から推定されたチェレンコフ光の開口角、 θ_{exp} はチェレンコフ光の円錐内の総電荷から想定されるチェレンコフ光の開口角、 σ_θ は θ_{exp} の分解能、 $\text{PE}^{\text{cor}}(\theta)$ は粒子の方向からの角度 θ の関数としての観測された電荷分布で、水の減衰長と光電子増倍管のアクセプタンスで補正されている。

次に、再決定されたチェレンコフリングを放出した粒子の進行方向を用いてチェレンコフリングのエッジ θ_{edge} を再決定する。この際、次の2つの条件式 (3.7) ([54] p.74 より引用) を満たす θ が採用される。

$$\begin{cases} 1. & \theta_{\text{edge}} > \theta_{\text{peak}} \\ 2. & \left. \frac{d^2\text{PE}^{\text{cor}}(\theta)}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{\text{edge}}} = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

ここで、 θ_{peak} は $\text{PE}^{\text{cor}}(\theta)$ のピークとなる θ である [54].

3.4.1.3 “TDC-fit”

バーテックス再構成の最後のステップである“TDC-fit”では、粒子の飛跡長と散乱光子の影響が考慮に入れられ、新たな推定量が計算される。ここで計算された値は“より正確なバーテックス再構成”のステップで、より正確なバーテックスを見積もる際に使用される [54].

3.4.2 リングの数え上げ

スーパーカミオカンデでは図 2.2 のように光電子増倍管の検出光量と位置分布が得られる。そこで、得られた光電子増倍管の検出光量と位置分布に対してハフ変換を用いることでチェレンコフリングの総数を推定している。

リングの数え上げは、以下の 2 ステップで構成されている。

1. チェレンコフリング候補の選定
2. チェレンコフリング候補のテスト

“チェレンコフリング候補の選定” でチェレンコフリングの候補が選出され、選出されたチェレンコフリングに対し“チェレンコフリング候補のテスト” で本当にチェレンコフリングであるか確かめられる。この 2 つのステップで構成されたサイクルは、リングの候補 1 個ずつに対して行われる。また、既に“バーテックス再構成” で扱った最もエネルギーの高いチェレンコフリング以外のチェレンコフリングがこのステップでは探される [54]。

3.4.2.1 チェレンコフリング候補の選定

ハフ変換に基づくリングパターン認識アルゴリズムを用いてチェレンコフリングを順に探す。ハフ変換に基づくリングパターン認識アルゴリズムの概略図を図 3.7 に示す。図 3.7 左図のように半径 r の円周上の 4 個の光電子増倍管がヒットした時、各光電子増倍管で観測された電荷はそれぞれ、水の減衰長と光電子増倍管のアクセプタンスで補正されて重み付けとして用いられ、図 3.7 右図のようにハフ空間に半径 r の円に変換される。これにより、図 3.7 右図で確認できるように、ハフ空間において元の円の中心にピークが現れ、リングを認識できる [54]。

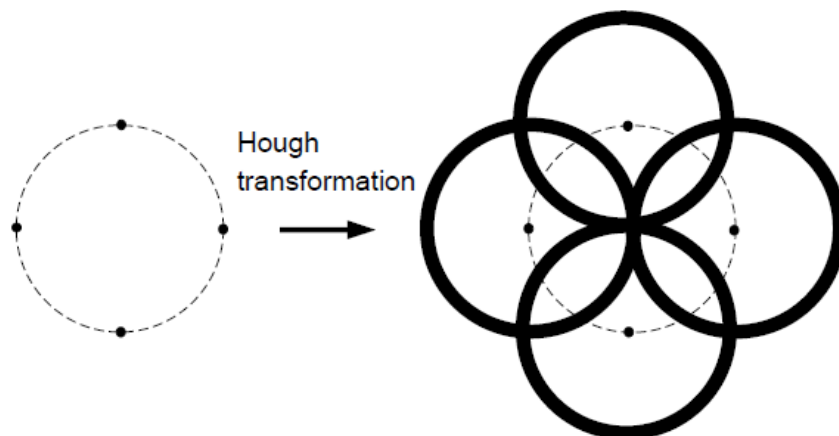


図 3.7 チェレンコフリング候補の選定 におけるハフ変換 ([74] Figure A-5 より引用)

3.4.2.2 チェレンコフリング候補のテスト

3.4.2.1 で認識されたチェレンコフリングの候補は尤度法を用いてテストされる。既に N 個のリングがテストされ、チェレンコフリングとして認識されている時、 $N + 1$ 個目のチェレンコフリングの候補に対して次の式 (3.8), 式 (3.9) ([54] 式 6.16, 6.17 より引用) が計算される。

$$L^{N+1} = \sum_i^{\exists n \in N+1, \theta_{i,n} < 1.2 \times \theta_{C,n}} \log \left(P \left(q_i^{\text{obs}}, \sum_n^{N+1} \alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}} \right) \right) \quad (3.8)$$

$$L^N = \sum_i^{\exists n \in N+1, \theta_{i,n} < 1.2 \times \theta_{C,n}} \log \left(P \left(q_i^{\text{obs}}, \sum_n^N \alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}} \right) \right) \quad (3.9)$$

ここで、 $\theta_{C,n}$ は n 番目のチェレンコフリングの開口角、 $\alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}}$ は i 番目の光電子増倍管において n 番目のリングにより与えられると想定される電荷、 $P \left(q_i^{\text{obs}}, \sum_n^N \alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}} \right)$ は期待値 $\sum_n^N \alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}}$ で電荷 q_i^{obs} を観測する確率密度関数である [54].

$L^{N+1} \leq L^N$ を満たすとき、 $N + 1$ 番目のチェレンコフリング候補は棄却され、そうでなければさらに調査が行われ、 $N + 1$ 個目のチェレンコフリング候補がチェレンコフリングであるかが判別される [74].

3.4.3 粒子識別

リングパターンと開口角の情報を用いて、3.4.2 項 で識別したリングがそれぞれ e-like か mu-like か判定する. e-like か mu-like かは電磁シャワーを起こしているか否かで判別し、電子 e^- や陽電子 e^+ 、光子 γ などの電磁シャワーを起こす粒子は e-like として、ミューオン μ^- や反ミューオン μ^+ 、パイオン π^\pm などの質量が大きく電磁シャワーを起こさない粒子は mu-like として識別される.

粒子識別は、次の式 (3.10) ([54] 式 6.23 より引用) を用いて計算されるライクリフッド $L_n(e, \mu)$ を用いて行っている.

$$L_n(e, \mu) = \begin{cases} \prod_{\theta_{i,n} < 1.5 \times \theta_{C,n}} P(q_i^{\text{obs}}, q_{i,n}^{\text{exp}}(e, \mu) + \sum_{n' \neq n} q_{i,n'}^{\text{exp}}) \\ \prod_{\theta_{i,n} < 1.5 \times \theta_{C,n}} P\left(0, \left(q_{i,n}^{\text{exp}}(e, \mu) + \sum_{n' \neq n} q_{i,n'}^{\text{exp}} - q_i^{\text{obs}}\right) + (q_{i,n}^{\text{obs}} - q_{i,n}^{\text{indirect}})\right) \\ \times P(q_i^{\text{obs}}, q_{i,n}^{\text{indirect}} + q_i^{\text{obs}} - q_{i,n}^{\text{obs}}) \end{cases} \quad (3.10)$$

ここで、 i 番目の光電子増倍管において n 番目のチェレンコフリングにより与えられると想定される電荷の期待値 $q_{i,n}^{\text{exp}}$ は

$$q_{i,n}^{\text{exp}}(e, \mu) = q_{i,n}^{\text{direct}}(e, \mu) + q_{i,n}^{\text{indirect}} \quad (3.11)$$

([54] 式 6.22 より引用) で与えられる. i 番目の光電子増倍管において n 番目の電子由来のチェレンコフリングにより与えられると想定される電荷 $q_{i,n}^{\text{direct}}(e)$ 及び n 番目のミューオン由来のチェレンコフリングにより与えられると想定される電荷 $q_{i,n}^{\text{direct}}(\mu)$ はそれぞれ式 (3.12), 式 (3.13) ([54] 式 6.18, 6.19 より引用) を用いて計算される.

$$q_{i,n}^{\text{direct}}(e) = \alpha_n(e) \times Q^{\text{exp}}(p_n, \theta_{i,n}, r_i) \times \exp\left(-\frac{r_i}{L}\right) \times f(\Theta_i) \quad (3.12)$$

$$q_{i,n}^{\text{direct}}(\mu) = \left(\alpha_n(\mu) \times \left(r_i \times \left(\sin \theta_{x_{i,n}} + r_i \times \frac{d\theta}{dx} \Big|_{x=x_{i,n}} \right) \right)^{-1} \times \sin^2 \theta_{x_{i,n}} \right) \times \exp\left(-\frac{r_i}{L}\right) \times f(\Theta_i) \quad (3.13)$$

一方、 $q_{i,n}^{\text{indirect}}$ は散乱や反射して光電子増倍管に捕らえられた間接的な光の寄与を表しており、散乱又は反射した光子が散乱又は反射した場所から等方的に散乱又は反射したと仮定して n 番目のチェレンコフリングで観測された電荷から推定されている. また、 $\sum_{n' \neq n} q_{i,n'}^{\text{exp}}$ は他のリングからの寄与の期待値、 $P(q_i^{\text{obs}}, q_i^{\text{exp}})$ は期待値 q_i^{exp} で電荷 q_i^{obs} を観測する確率密度関数である [54].

3.4.4 より正確なバーテックス再構成

リング 1 個のイベントに対してのみ, 時間と電荷の情報を用いてより正確なバーテックスを再構成する処理が行われる [54].

3.4.5 リングの分離

3.4.3 項 で識別した粒子の種類を用いて, 想定される電荷分布を作成し, 複数あるチェレンコフリングの各リングの電荷を計算する. ライクリフッド L_n は次の式 (3.14) ([54] 式 6.28 より引用) を用いて計算される.

$$L_n = \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} \log \left(P \left(q_i^{\text{obs}}, \sum_{n'} \alpha_{n'} \times q_{i,n}^{\text{exp}} \right) \right) \quad (3.14)$$

ここで, $\alpha_{n'} \times q_{i,n}^{\text{exp}}$ は i 番目の光電子増倍管において n' 番目のリングにより与えられると想定される電荷である. また, 想定される電荷 $q_{i,n}^{\text{exp}}$ は式 (3.12), 式 (3.13) を用いて計算される. $\alpha_{n'}$ は規格化係数で, L_n を最大化することで求められる.

i 番目の光電子増倍管において n' 番目のリングにより与えられ, 観測された電荷 $q_{i,n}^{\text{obs}}$ を, 最適化された $\alpha_{n'}$ を用いて次の式 (3.15) ([54] 式 6.29 より引用) を用いて計算する [54].

$$q_{i,n}^{\text{obs}} = q_i^{\text{obs}} \times \frac{\alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}}}{\sum_{n'} \alpha_n \times q_{i,n}^{\text{exp}}} \quad (3.15)$$

3.4.6 運動量再構成

リングを放出した粒子の運動量をリングごとにそれぞれ再構成する. n 番目のリングの総運動量 $RTOT_n$ は, 水の散乱, 吸収, 光電子増倍管のアクセプタンス, 反射光子の影響を考慮するため, 次の式 (3.16) ([54] 式 6.29 より引用) のように, チェレンコフ光を放出した粒子の進行方向から 70° 以内となる円錐内で観測された総電荷数を用いて求められる.

$$RTOT_n = \frac{G^{\text{MC}}}{G^{\text{data}}} \left(\alpha \times \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ, t_1 < t_i < t_2} \left(q_i^{\text{obs}} \times \exp \left(\frac{r_i}{L} \right) \times \frac{\cos \Theta_i}{f(\Theta_i)} \right) - \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} (S_i + R_i) \right) \quad (3.16)$$

ここで, G^{MC} はモンテカルロシミュレーションにおけるゲインファクター, G^{data} はデータにおけるゲインファクター, α は規格化係数, $q_{i,n}^{\text{obs}}$ は 3.4.5 項 で求めた, i 番目の光電子増倍管において n' 番目のリングにより与えられて観測された電荷, r_i はイベントのバーテックスと i 番目の光電子増倍管との間の距離, L は水の減衰長, $\cos \Theta_i$ は光電子増倍管の密度補

正係数, $f(\Theta_i)$ は光電子増倍管のアクセプタンスの補正係数, S_i, R_i は散乱光子と反射光子の寄与である [54].

3.4.7 リング数の修正

このステップはチェレンコフリングが複数あるとされたイベントに対してのみ行われる。まず, 2つのチェレンコフリング A, B に対して以下の条件 ([54] p.87 より引用) を満たすか調べる。

条件 1-a. $E_{\text{visA}} < E_{\text{visB}}$

条件 1-b. $\theta_{\text{A-B}} < 30^\circ$

条件 1-c. $E_{\text{visA}} \times \sin \theta_{\text{A-B}} < 60 \text{ MeV}$

チェレンコフリング A がこれらの条件を満たした場合, そのリングはチェレンコフリングではないとして棄却する。ここで, E_{visA} はチェレンコフリング A が電子由来のリングであると仮定した時に算出されるイベントの総エネルギー (visible energy), $\theta_{\text{A-B}}$ はチェレンコフリング A, B を放出した粒子の進行方向がなす角である。

上記条件 1 で棄却されなかったチェレンコフリング A に対してさらに以下の条件 ([54] p.87 より引用) を満たすか調べる。

条件 2-a. $\frac{E_{\text{visA}}}{E_{\text{vistot}}} < 0.05$

条件 2-b. $E_{\text{visA}} < 40 \text{ MeV}$

チェレンコフリング A がこれらの条件を満たした場合, そのリングはチェレンコフリングではないとして棄却する。ここで, E_{vistot} はイベント全体に対して算出されるイベントの総エネルギーである。

このリング数の修正のステップにおいて 1 つでもチェレンコフリングが棄却された場合, その他のチェレンコフリングの運動量は再計算される [54].

3.4.8 Michel 電子の識別

ミューオンは

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.17)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.18)$$

のように崩壊し、この崩壊で放出される電子は Michel 電子と呼ばれる。放出された Michel 電子を識別して検出するため、以下の 5 つの選別基準を適用する。ここで、本研究で扱った SK-IV に対して使用される選別基準 ([54] p.88 より引用) を以下に列挙する。

選別基準 1. イベントから 20 μs 以内である。

選別基準 2. ヒットクラスタータイミング付近で固定された 1.3 μs のタイムウィンドウにおいて、応答した内水槽光電子増倍管の数が 50 より多い。

選別基準 3. ヒットクラスタータイミング付近で固定された 1.3 μs のタイムウィンドウにおいて観測された総電荷数は 2000 光電子より少ない。

選別基準 4. 低エネルギーのフィットのグッドネスが 0.5 より大きい。

選別基準 5. 50 ns のスライディングタイムウィンドウ内で応答した内水槽光電子増倍管の数の最大が 30 より多い。

ここで、選別基準 4 の低エネルギーのフィットのグッドネスは次の式 (3.19) ([54] 式 5.3 より引用) のように計算される。

$$\text{goodness} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \times \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{(t'_i - t_0)^2}{2 \times (\sigma_i \times 1.5)^2}\right) \quad (3.19)$$

ここで、 σ_i は i 番目の光電子増倍管の時間分解能、 t'_i は TOF で補正された後の i 番目の光電子増倍管のヒットタイミング、 t_0 はグッドネスが最大になるよう最適化された値である [54].

この識別効率は SK-IV より用いているフロントエンドエレクトロニクス, QBEE の導入により、15 % 向上した [97].

3.5 中性子信号検出

中性子信号検出を行わない従来のシミュレーション作成では、低エネルギーバックグラウンドとして光電子増倍管からのダークノイズのみを考慮しており、岩盤からの放射性崩壊、スーパーカミオカンデの超純水に溶けているラドン、タンク内の放射性物質などもランダムな低エネルギーバックグラウンドをもたらすが、ダークノイズ以外のそれらの要因による低エネルギーバックグラウンドは考慮していない。中性子信号検出を行わない従来の陽子崩壊探索の解析では高エネルギー領域を見ているため、それらの低エネルギーバックグラウンドを考慮していなくても問題ない。しかし、中性子信号検出では 2.2 MeV のガンマ線という低エネルギーイベントを探すため、光電子増倍管からのダークノイズのみを低エネルギーバックグラウンドとして考慮に入れるのでは不十分だが、これらの低エネルギーバックグラウンドはモデル化が難しい。そこで中性子信号検出を行う際には、低エネルギーバックグラウンドをモデル化して考慮する代わりに、ランダムにトリガーを立てて取得された実際のデータを使用するシミュレーションサンプルに重ねることでこれらの低エネルギーバックグラウンドを再現している [44].

3.5.1 陽子崩壊信号における中性子信号検出効率の調査

2.5 節 でまとめた通り, SK-IV で使用されている中性子信号検出アルゴリズムの中性子信号検出効率は 26 % [44] である. ここで, 陽子崩壊の信号のシミュレーションサンプルにおける中性子信号検出アルゴリズムのパフォーマンスを確認する. 表 3.3 は, 陽子崩壊のシミュレーションサンプルと大気ニュートリノのシミュレーションサンプルそれぞれにおいて, 中性子信号検出効率と, 間違っって中性子として検出される割合をまとめた表である. ここで, K. Abe *et al.* (2022, [44]) によると, 電子を仮定した時のイベントの総エネルギーが 30 GeV より高い領域ではニュートリノフラックスが抑制され, さらにニュートリノ反応において大きな中性子多重度を持つが, これらはスーパーカミオカンデで使用しているシミュレーションではよくモデル化されていない. そのため本項では, K. Abe *et al.* (2022, [44]) を参考に, FCFV(Fully Contained かつ有効体積内^{*8}) イベントに対し, 高エネルギーのカットを適用して用いた. 本節の図を作成する際も同様のカットを適用した.

表 3.3 中性子信号検出効率

シミュレーションサンプル	中性子信号検出効率	バックグラウンド / イベント
陽子崩壊	32 %	0.017
大気ニュートリノ	26 %	0.016

^{*8} FCFV カットの詳細は 4.1.2 項 及び 4.1.3 項 を参照.

表 3.3 を見ると、陽子崩壊のシミュレーションサンプルの中性子信号検出効率が、大気ニュートリノのシミュレーションサンプルの中性子信号検出効率より高くなっていることがわかる。この理由について調査を行った。陽子崩壊の際に発生する中性子と大気ニュートリノと水との相互作用で発生する中性子は、運動量が異なるのではないかと考えることができるため、それらの運動量ごとに中性子信号検出効率を計算すると図 3.8 のようになる。ここで、青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルを示し、横軸は対数をとった中性子の運動量である。

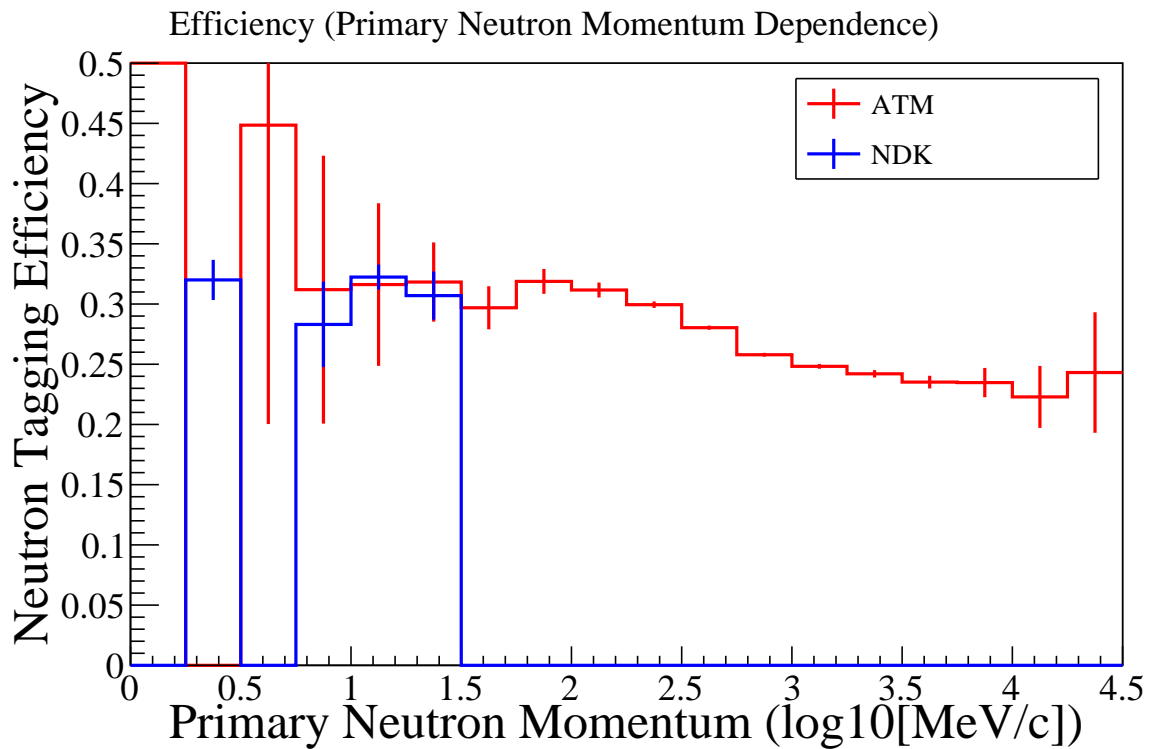


図 3.8 中性子信号検出効率 (横軸: 対数, $0 \sim 1.0 \times 10^{4.5}$ MeV/c)

図 3.8 の低運動量領域を見ると、陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルも大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルも同程度の中性子信号検出効率であることがわかる。一方、高運動量領域を見ると、運動量が大きい中性子は大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルにしかないことが確認できる。さらに、大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルの中性子信号検出効率の推移から、中性子信号検出効率の中性子運動量依存性を確認すると、中性子の運動量が大きくなるにつれて中性子信号検出アルゴリズムで検出しにくくなっていることが確認できる。

図 3.8 から陽子崩壊由来の中性子は運動量が小さく, $\log_{10}(p_n[\text{MeV}/c]) < 1.5$ (p_n は中性子の運動量) を満たす低運動量領域にしか存在しないことがわかったので, 低運動量領域に着目してさらに見てみることにする. 図 3.9 は $p_n < 30 \text{ MeV}/c$ の領域の中性子の運動量を横軸にとった中性子信号検出効率を計算した図である. ここで, 図 3.8 では幅広い運動量領域を確認するため横軸を対数に取っていたが, 低運動量領域を詳しく確認するため, 対数を取らずに図示した. また, 図 3.8 と同様に, 青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルを示している.

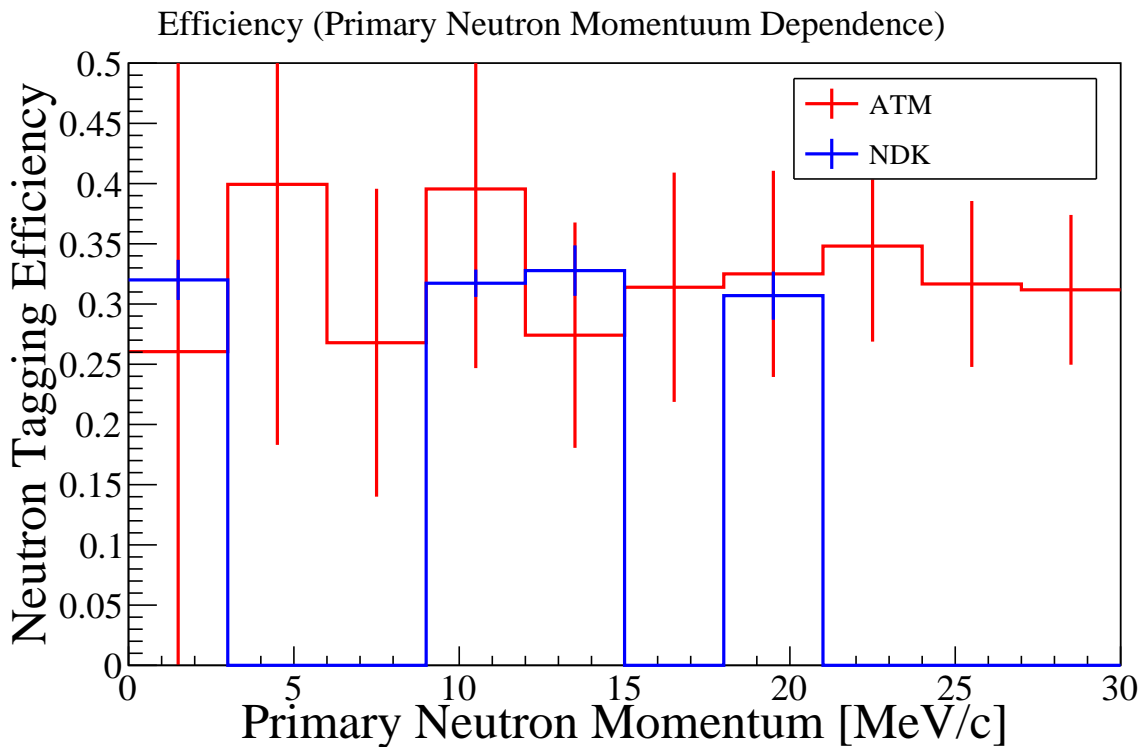


図 3.9 中性子信号検出効率 (0 ~ 30 MeV/c)

図 3.9 より, 低運動量領域において中性子信号検出効率を確認すると, 陽子崩壊のシミュレーションサンプルでも大気ニュートリノのシミュレーションサンプルでも同程度の中性子信号検出効率であることが確認できた. この結果から, 表 3.3 で確認された中性子信号検出効率の違いは, 検出される中性子自体の運動量が異なることに由来すると推測できる.

第4章

イベント選別

本研究では以下の表 4.1 に示すイベント選別基準を適用した。

表 4.1 本研究で適用したイベント選別 ([2] Table 6.1 より引用 (筆者翻訳) し本研究のイベント選別を追加して作成)

	選別基準	パラメータ
1	FC Reduction	—
2	FC	$evis > 30$. かつ $nhitac < 16$
3	FV	$wall > 200$.
4	総エネルギー < 1330 MeV	$evis < 1330$.
5	リングの数 = 1	$nring = 1$
6	粒子識別による e-like 選別	$ip[0] = 2$
7	Michel 電子の数 = 0	$nmue = 0$
8	運動量 > 100 MeV/c	$amome[0] > 100$.
9	運動量 < 1000 MeV/c	$amome[0] < 1000$.
10	中性子検出数 = 0	$ntag_nn = 0$

この内, 1 から 9 までのイベント選別基準は先行研究 [1, 2] と同様のもので, 10 の中性子検出数に関するイベント選別基準は本研究で新たに追加したイベント選別基準である。

4.1 イベント選別方法

4.1.1 FC Reduction

多くのイベントから解析に使う FC(Fully Contained) イベントを効率よく残すため、スーパーカミオカンデでは FC Reduction という 5 ステップで構成されたりダクションを行っている [54]. ここで FC イベントとは、再構成された反応点が内水槽内、かつ外水槽光電子増倍管のクラスター (1 か所にまとまったヒット) の無いイベントのことである.

4.1.1.1 FC Reduction 1

簡単な選別により低エネルギーイベントと宇宙線ミュオンによるイベントを除去する [54].

4.1.1.2 FC Reduction 2

FC Reduction 1 と同様に、簡単な選別により低エネルギーイベントと宇宙線ミュオンによるイベントを除去する [54].

4.1.1.3 FC Reduction 3

複雑な選別により宇宙線ミュオンによるイベントと光電子増倍管発光ノイズをより除去する [54].

4.1.1.4 FC Reduction 4

光電子増倍管発光ノイズを除去する [54].

4.1.1.5 FC Reduction 5

FC Reduction 1 ~ 4 では除けなかったその他のバックグラウンドイベントを除去する [54].

4.1.2 FC

FC カットは低エネルギーイベントと外水槽にクラスターのあるイベントを除く 2つのパラメータによるカットで構成されている。まず低エネルギーイベントの除去としては、観測されたリングが電子由来のリングであると仮定した時に算出されるイベントの総エネルギー (visible energy) が 30 MeV 以下のイベントを除去する。次に外水槽クラスターイベントの除去としては、外水槽のクラスター内の光電子増倍管ヒット数 (nhitac) が 16 未満のイベントを除去する。この外水槽クラスターイベントの除去基準は 2.2 節 でまとめたスーパーカミオカンデの観測フェーズ が SK-I の時のみ $nhitac < 9$ が、それ以外のスーパーカミオカンデの観測フェーズ では $nhitac < 16$ が用いられており、本研究では SK-IV のシミュレーションを行ったため $nhitac < 16$ を用いた。これらのイベント選別は 4.1.1 項 の FV カットと共に、FC イベントを使用する際にスーパーカミオカンデで多く用いられている基準となるカットである。FC カットを適用する前の FC Reduction のみを適用した後の総エネルギーと外水槽のクラスターヒット数の分布を示す。図 4.1 は総エネルギー分布、図 4.2 は外水槽クラスター内の反応数の分布である。どちらも青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

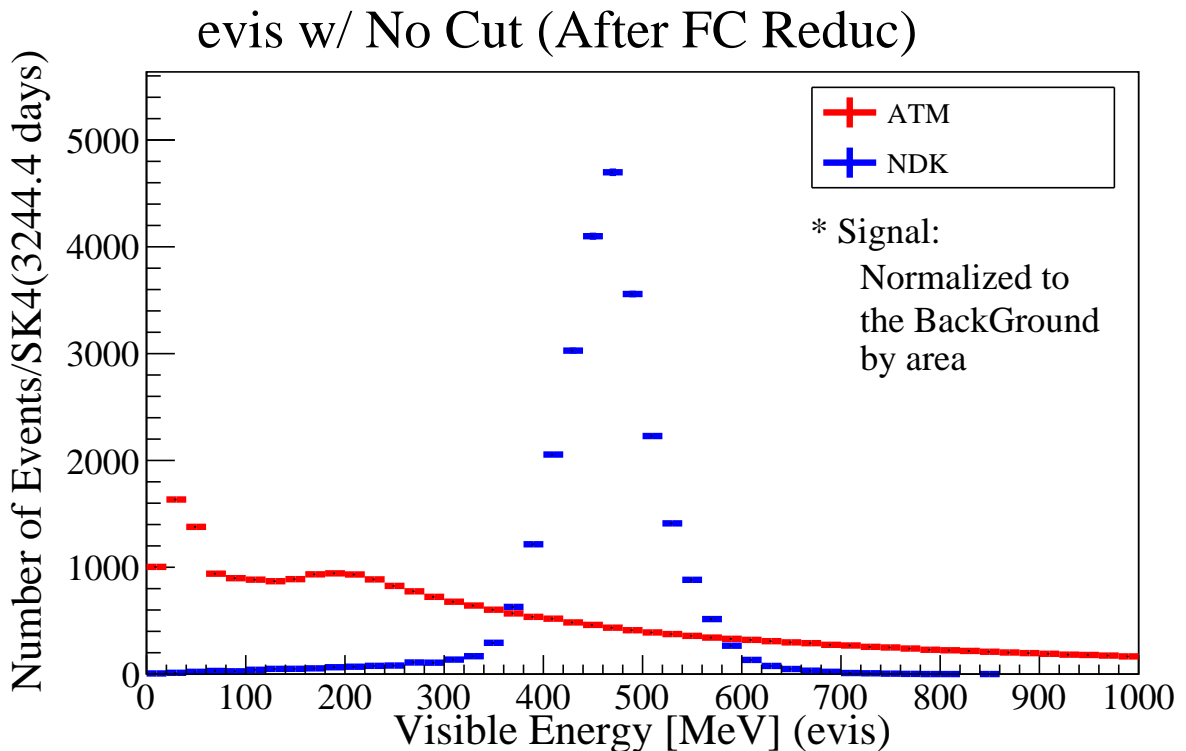


図 4.1 FC Reduction を通過したイベントの電子を仮定した時の総エネルギー分布

4.1. イベント選別方法

図 4.1 を見ると、陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルは総エネルギーが 30 MeV 以下の領域にほとんどイベントがない。一方、大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルは総エネルギーが 30 MeV 付近にピークがあることから、このエネルギーによるカットによりバックグラウンド数を減らすことができることを確認できる。

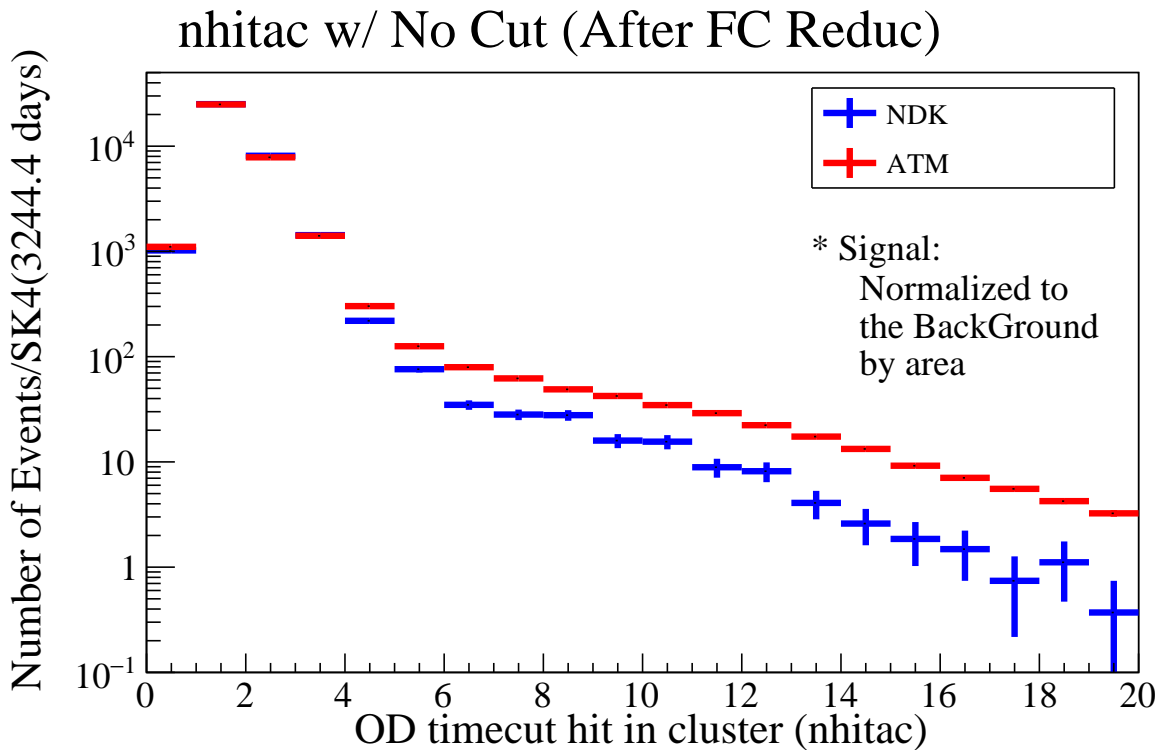


図 4.2 FC Reduction を通過したイベントの外水槽の光電子増倍管のクラスター内の光電子増倍管ヒット数の分布 (縦軸 対数)

また、図 4.2 の縦軸は対数のため、陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルも大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルもどちらも、外水槽の光電子増倍管のクラスター内の光電子増倍管ヒット数が多いイベントは少ないことが確認できる。

4.1.3 FV

FV(Fiducial Volume, 有効体積) カットは, 再構成されたバーテックスの内水槽壁面からの距離 (wall) が内水槽壁面から 200 cm 離れた点より内側であるイベント (有効体積内で発生したと考えられるイベント) のみ残すカットで, このイベント選別により再構成精度の高いイベントのみ残すことができる. 本研究では先行研究 [1,2] と同様の従来通りの有効体積を採用したが, スーパーカミオカンデでは近年, 有効体積の定義を内水槽壁面から 200 cm より離れた点であったところを 100 cm より離れた点に変更し, 有効体積を広げる研究も行われている. FV カットを適用する前の, FC Reduction と FC カットとした後の再構成された反応点の壁面からの距離の分布を図 4.3 に示す. 青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである.

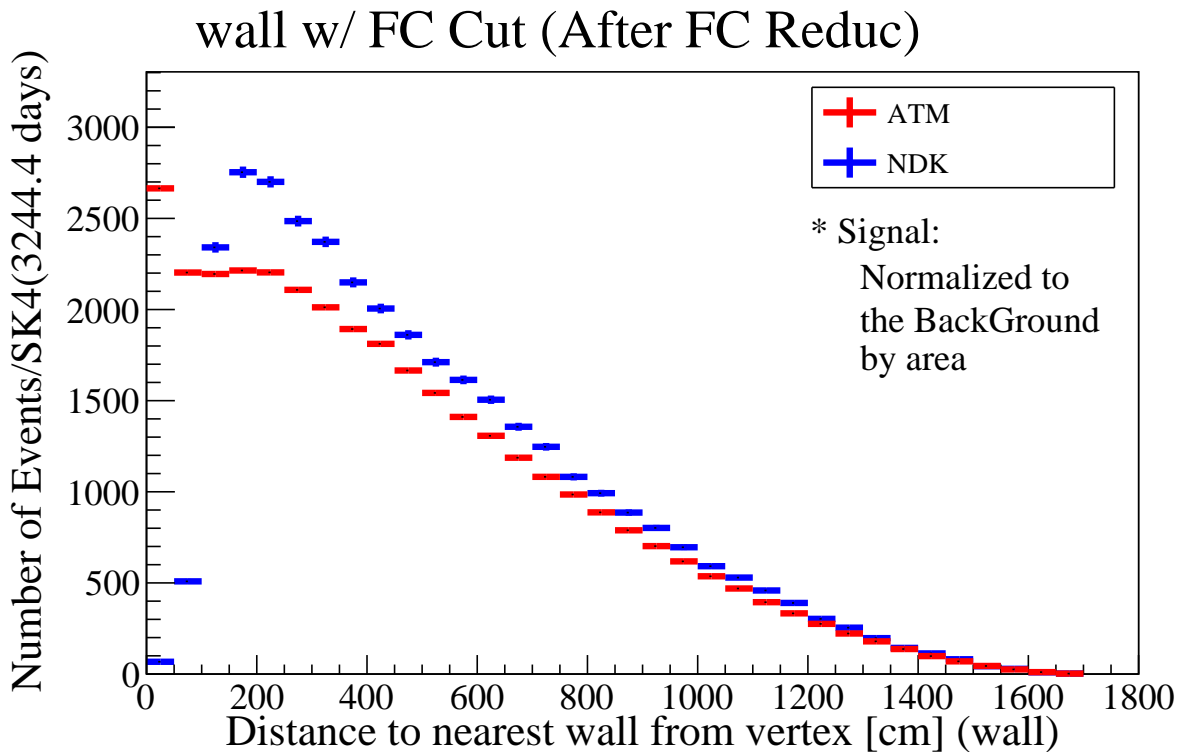


図 4.3 FC Reduction 及び FC カットを通過したイベントの再構成されたバーテックスの内水槽壁面からの距離分布

陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルの再構成されたバーテックスの内水槽壁面からの距離分布を見ると, 0 ~ 100 cm の領域には少ないが, これはシミュレーショ

4.1. イベント選別方法

ン生成時点で内水槽壁面から 100 cm 以内で生成しているためと推測される.

4.1.4 総エネルギー < 1330 MeV

表 4.1 の 1～3 のイベント選別, すなわち FC Reduction と FCFV カットを通過し, 総エネルギーの値による総エネルギー < 1330 MeV のカットを適用する前のイベントの総エネルギー分布が図 4.4 である. 青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである. このカットにより, Sub-GeV 領域のイベントを選択することができ, 感度を求める際に, Sug-GeV 領域のイベントとして扱うことができる.

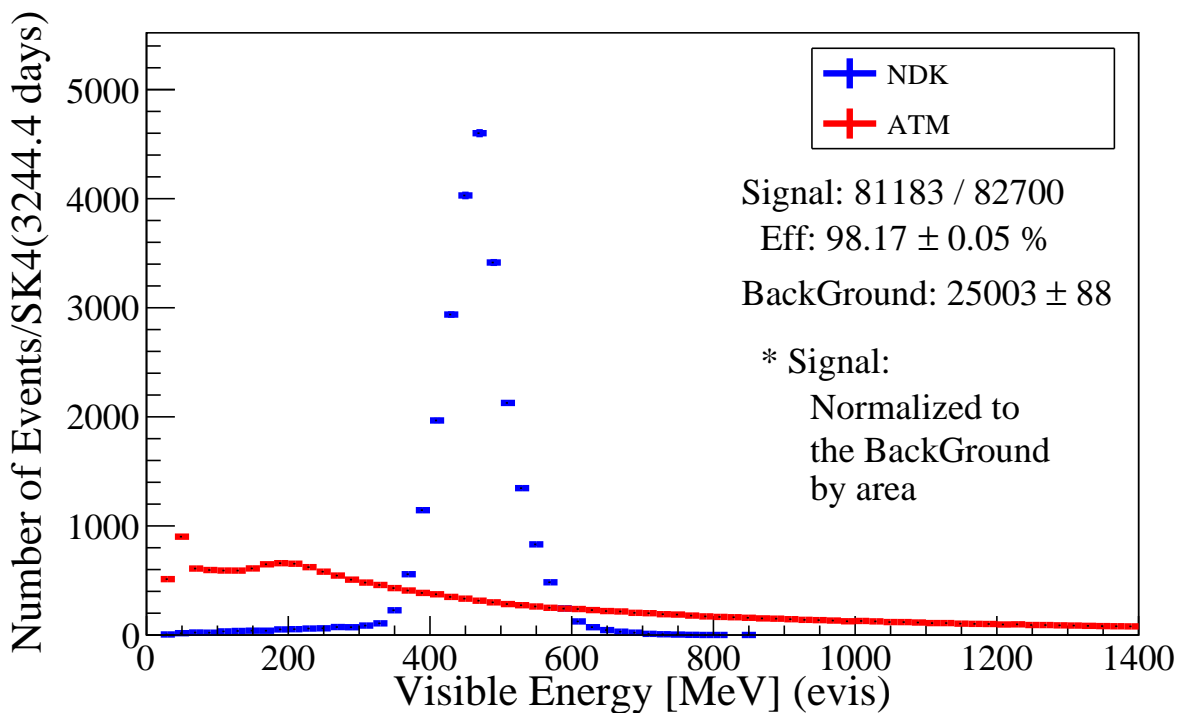


図 4.4 FCFV カットを通過したイベントの総エネルギー分布

図 4.4 を見ると, 信号のイベントは総エネルギーが 1330 MeV より大きい領域には存在しないことから, このカットではバックグラウンド数のみ減らすことができる.

4.1.5 リングの数 = 1

表 4.1 の 1 ~ 4 のイベント選別, すなわち FC Reduction と FCFV カットと総エネルギーによるカットを通過し, リングの数によるリングの数 = 1 のカットを適用する前のイベントのリング数分布が図 4.5 である. 青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである. 本研究で扱うモード $p \rightarrow e^+ X$ で放出される粒子は陽電子 e^+ と見えない未知の粒子 X のみであり, 粒子 X は定義より観測できないため, 観測できる粒子は陽電子 e^+ のみである. そのため, 観測されるリングは陽電子 e^+ 由来のリング 1 個のみと推測できるため, このイベント選別を行った.

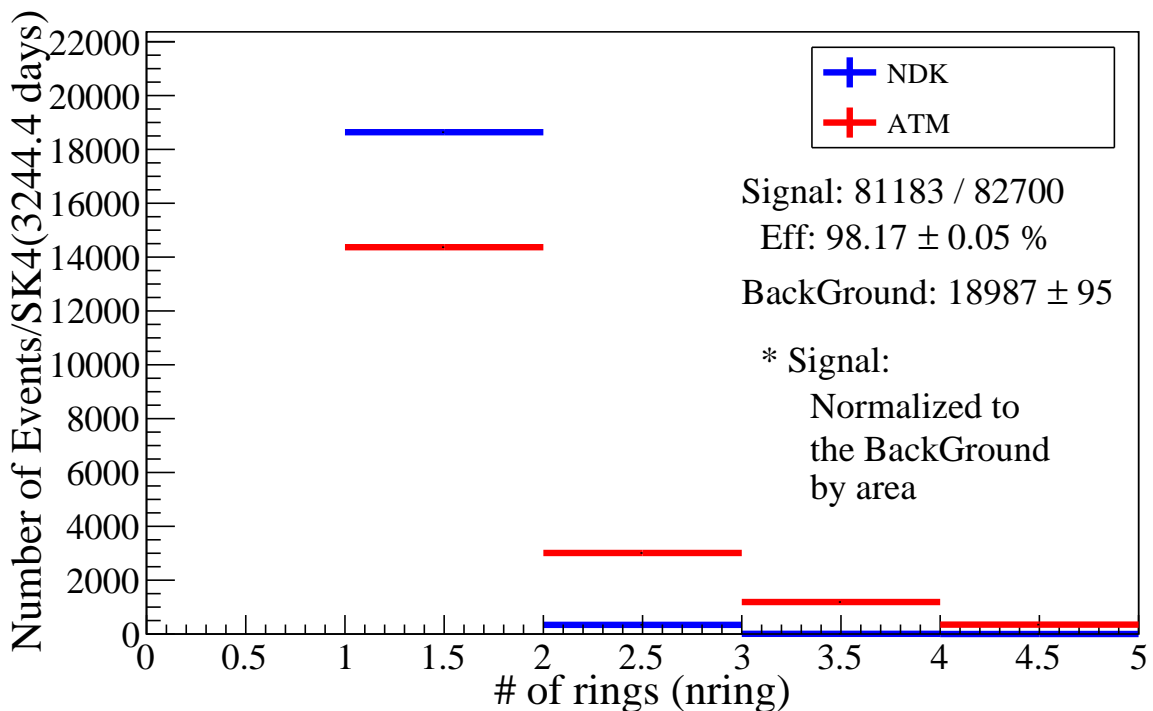


図 4.5 表 4.1 の 1 ~ 4 のイベント選別を通過したイベントのリング数の分布

図 4.5 を見ると, 信号のイベントにも 2 個以上のリングが再構成されたイベントが存在するが, 2 個以上のリングを持つイベントの割合は大気ニュートリノのイベントの方が多いため, このカットでも信号に対するバックグラウンドの割合を減らすことができる.

4.1.6 粒子識別による e-like 選別

粒子識別は再構成されたリングの種類が e-like であるか mu-like であるか識別するためのパラメータであり、電子 e^- や陽電子 e^+ 、光子 γ などの電磁シャワーを起こす粒子は e-like として、ミューオン μ^- や反ミューオン μ^+ 、パイオン π^\pm などの質量が大きく電磁シャワーを起こさない粒子は mu-like として識別される。前項 4.1.5 項 で述べたように、本研究で扱うモード $p \rightarrow e^+ X$ で検出されるリングは陽電子 e^+ 由来のリング 1 個のみのため、粒子識別により識別される粒子の種類も e-like であるはずである。

表 4.1 の 1 ~ 5 のイベント選別, すなわち FCFV カットと, 総エネルギー, リングの数によるカットを通過し, 粒子識別によるカットを適用する前のイベントの粒子識別ライクリフッド分布が図 4.6 である。青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。ここで粒子識別ライクリフッドの値が負の場合は e-like, 正の場合は mu-like として識別できる。

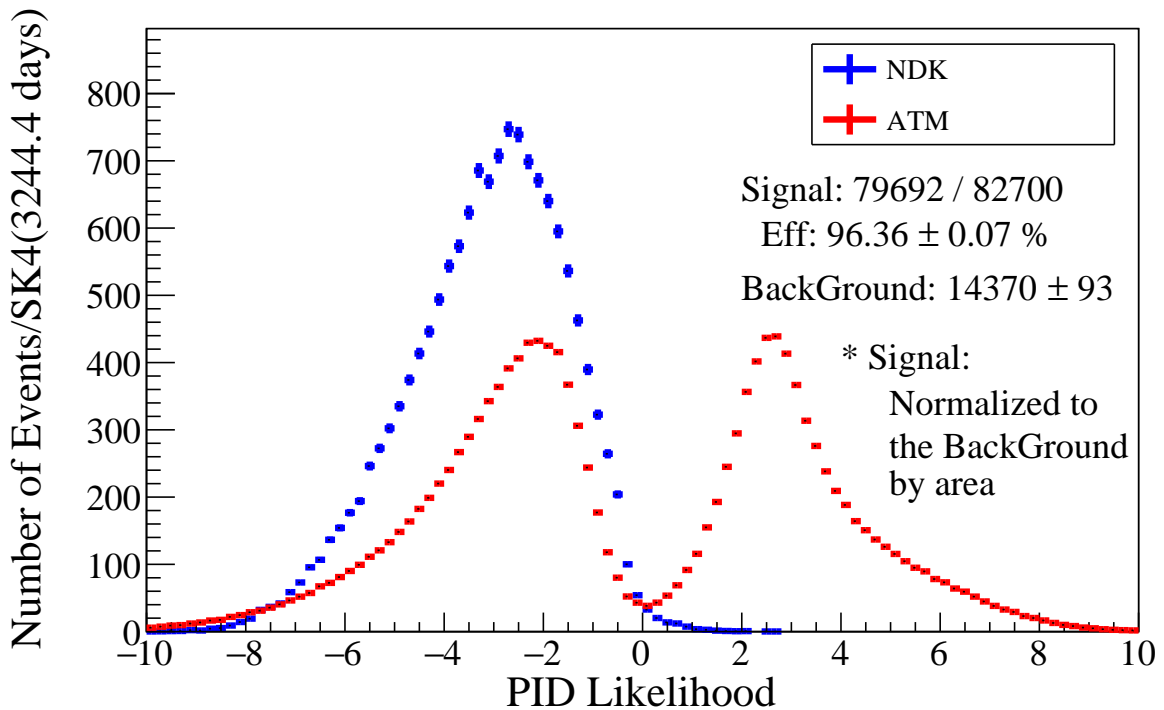


図 4.6 表 4.1 の 1 ~ 5 のイベント選別を通過したイベントの粒子識別ライクリフッド分布

4.1. イベント選別方法

本研究では粒子識別のライクリフッドによって判別した結果を詰め込んだ $ip[0]$ というパラメータを用いて粒子識別によるカットを行った。このパラメータ $ip[0]$ は粒子識別ライクリフッドの値が正の場合 3, 負の場合 2 となるパラメータである。本研究の信号は e-like であるはずのため, $ip[0]$ が 2 であるという “ $ip[0] = 2$ ” というカットを適用した。粒子識別によるカットを適用する前の $ip[0]$ 分布が図 4.7 である。青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

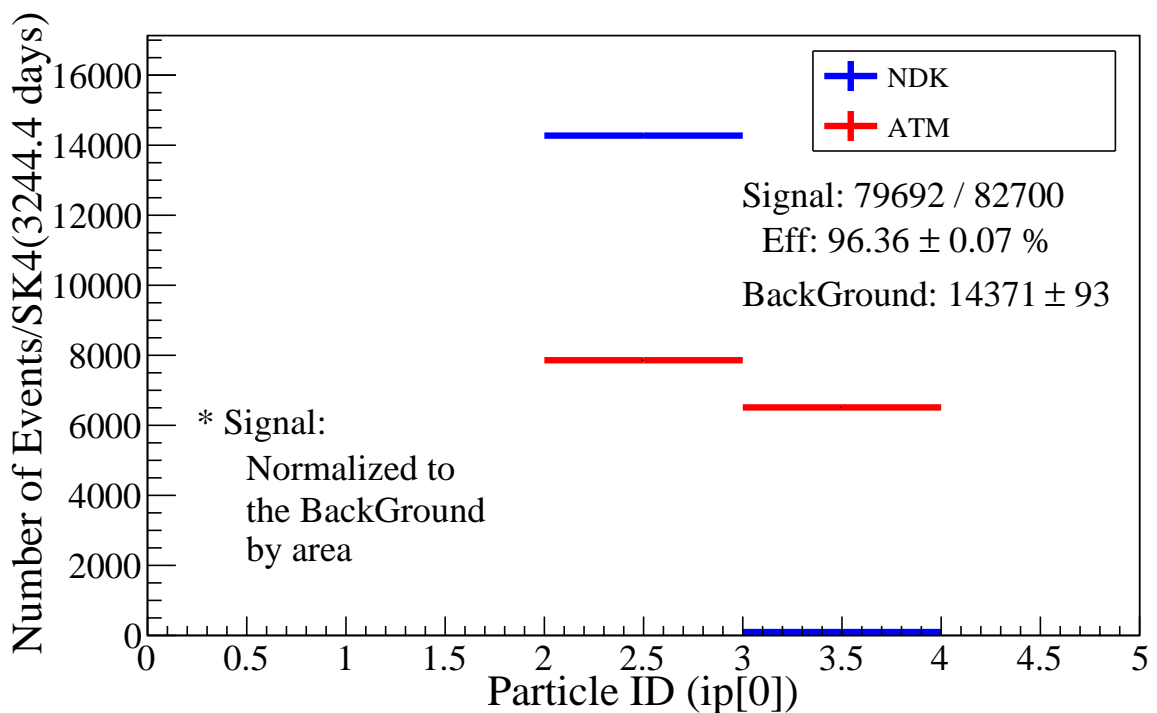


図 4.7 表 4.1 の 1 ~ 5 のイベント選別を通過したイベントの粒子識別パラメータ分布

図 4.7 を見ると, 信号のイベントにも mu-like と誤識別されたイベントが存在するが, mu-like として識別されるイベントの割合は大気ニュートリノのイベントの方が多いため, このカットでも信号に対するバックグラウンドの割合を減らすことができる。

4.1.7 Michel 電子の数 = 0

このイベント選別では、大気ニュートリノのシミュレーションサンプルの内、ミューオンや反ミューオンが生成するイベントにおいて、式 (3.17), 式 (3.18) の様に Michel 電子を放出することにより、e-like なチェレンコフリングを放出する可能性がある。一方 4.1.5 項で述べたように、本研究で扱うモード $p \rightarrow e^+ X$ で放出される粒子は陽電子 e^+ と見えない未知の粒子 X のみで、ミューオン μ^\pm は放出されないため、Michel 電子は存在しないはずである。そのため、Michel 電子の数は 0 個であるというカットを適用する。

表 4.1 の 1 ~ 6 のイベント選別、すなわち FCFV カットと、総エネルギー、リングの数、粒子識別によるカットを通過し、Michel 電子数によるカットを適用する前のイベントの Michel 電子数分布が図 4.8 である。青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

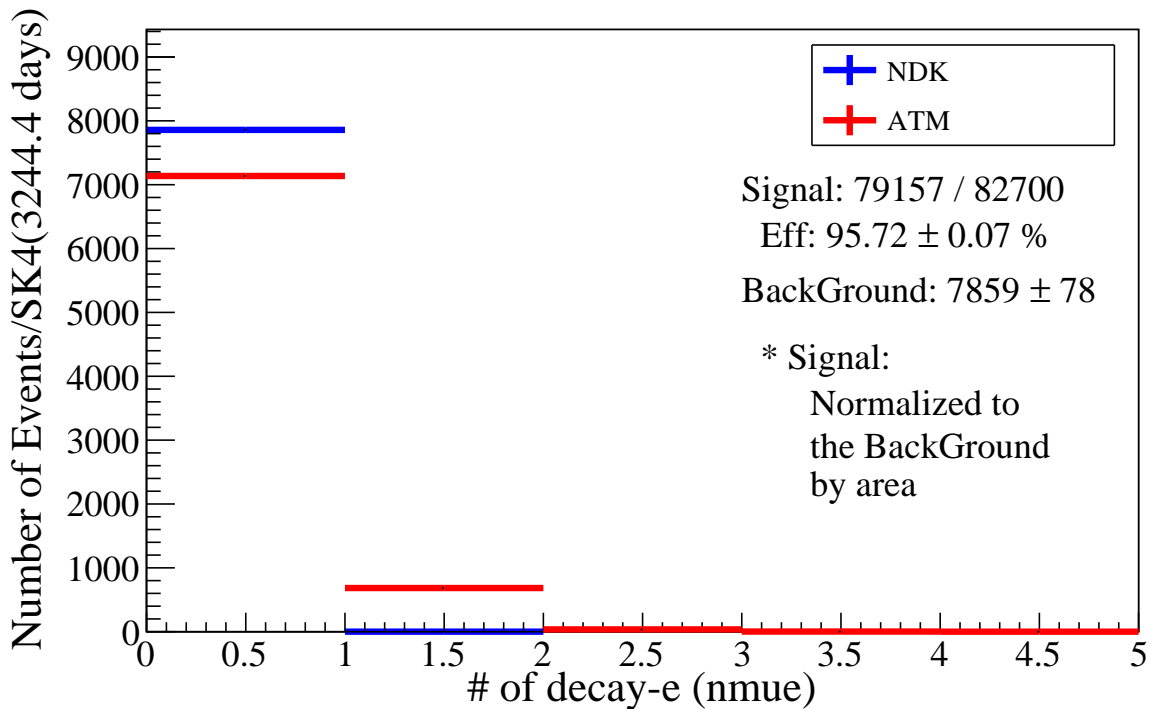


図 4.8 表 4.1 の 1 ~ 6 のイベント選別を通過したイベントの Michel 電子数の分布

図 4.8 を見ると、信号のイベントにも Michel 電子が 1 個以上あると誤識別されたイベントが存在するが、Michel 電子が 1 個以上あると識別されるイベントの割合は大気ニュートリノのイベントの方が多いため、このカットでも信号に対するバックグラウンドの割合を減らす

4.1. イベント選別方法

ことができる.

4.1.8 $100 \text{ MeV}/c < \text{運動量} < 1000 \text{ MeV}/c$

1.3.2 項で確認したように, 本研究で扱うモード $p \rightarrow e^+ X$ は 2 体崩壊であり, 崩壊後の粒子の片方の粒子 X の質量は 0 である. また, 粒子 X は見えない粒子であることから, 陽電子 e^+ のみの信号が観測できるはずである. よって, 観測される信号は陽電子 e^+ のものであり, その信号の大きさは, 崩壊前の粒子, すなわち陽子 p の質量 m_p の半分程度の運動量 $\frac{m_p}{2}$ を持つと考えることができる.

崩壊前の陽子 p が水素原子の陽子, つまり自由陽子である場合, 崩壊後の粒子の運動量は $\frac{m_p^2 - m_{e^+}^2}{2m_p} \simeq \frac{m_p}{2}$ となる. 一方, 崩壊前の陽子 p が自由陽子でない場合, 崩壊前の陽子が束縛エネルギーの分運動量を持つため崩壊後の粒子の運動量は $\frac{m_p^2 - m_{e^+}^2}{2m_p} \simeq \frac{m_p}{2}$ 付近にピークを持つ. ここで, 陽子の質量 m_p が $938.27208816 \text{ MeV}/c^2$ [69] であることを用いると, 信号の運動量分布は $469 \text{ MeV}/c$ 付近にピークを持つはずである.

本研究ではイベント選別の後で運動量分布に対して尤度解析を行うため, ここではバックグラウンドの形状も十分に残るように $100 \text{ MeV}/c < \text{運動量} < 1000 \text{ MeV}/c$ というカットを適用する. この際, 運動量はチェレンコフリングが e-like と仮定して計算した運動量を用いた.

4.1. イベント選別方法

表 4.1 の 1 ~ 7 のイベント選別, すなわち FCFV カットと, 総エネルギー, リングの数, 粒子識別, Michel 電子の数によるカットを通過し, 運動量によるカットを適用する前のイベントの運動量分布が図 4.9 である. 青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで, 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである.

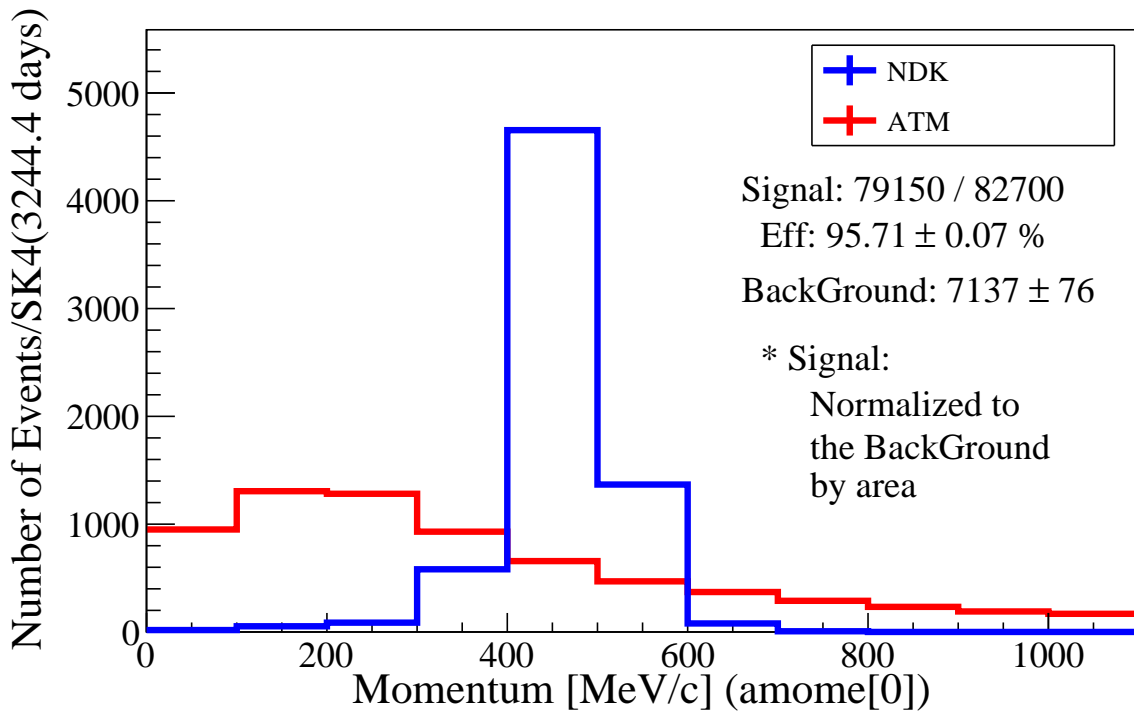


図 4.9 表 4.1 の 1 ~ 7 のイベント選別を通過したイベントの運動量分布

このカットにより, 信号, バックグラウンドともに, それぞれの分布の特徴が表れた運動量分布が得られた.

4.1.9 中性子検出数 = 0

本研究でバックグラウンドとして用いており、陽子崩壊探索における主なバックグラウンド源として考えられる大気ニュートリノイベントには、中性子を放出するイベントが多く含まれている。一方で陽子崩壊において中性子を放出する可能性があるのは、表 3.1 にまとめた通りエネルギー準位が $S_{1/2}$ の陽子と、核子相関崩壊の陽子で、大きく見積もっても 20 % を超えない。そのため、中性子検出数が 0 個であるというカットを適用することで信号を残し、バックグラウンドを減らすことができる。

表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別、すなわち FCFV カットと、総エネルギー、リングの数、粒子識別、Michel 電子の数、運動量によるカットを通過し、中性子検出数によるイベント選別を適用する前のイベントの中性子検出数分布が図 4.10 である。青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

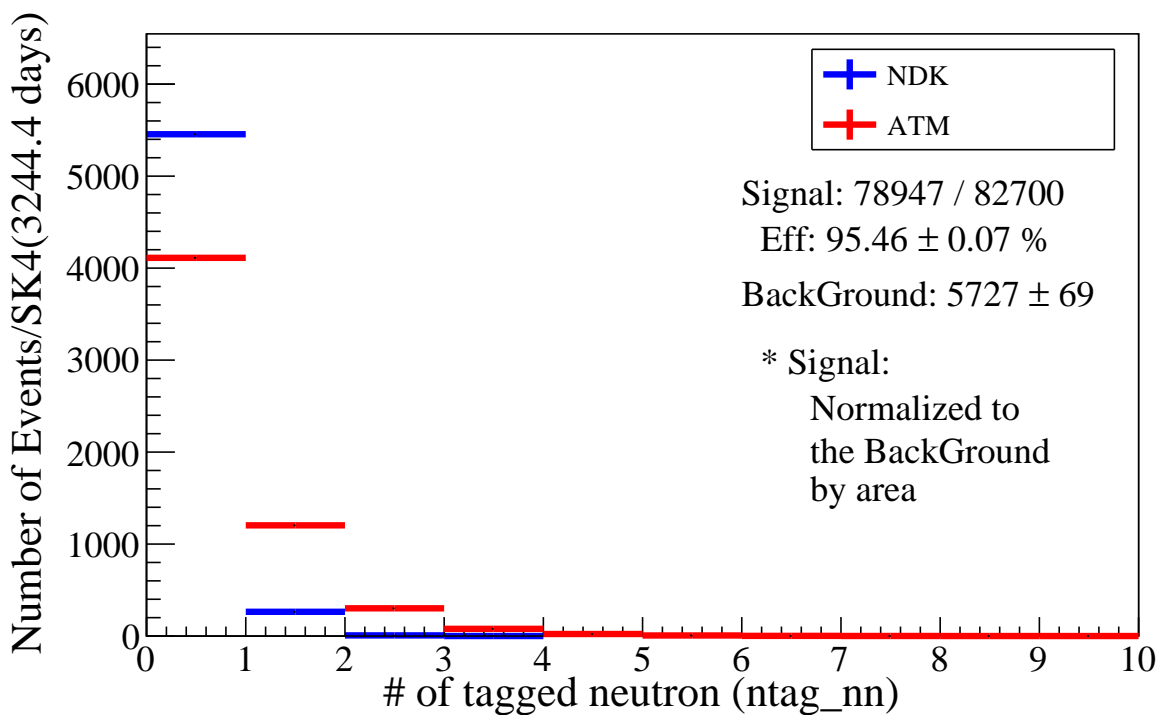


図 4.10 表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別を通過したイベントの中性子検出数の分布

図 4.10 を見ると想定通り中性子が検出されたイベントの割合は、信号より大気ニュートリノのイベントの方が多いため、このカットでも信号に対するバックグラウンドの割合を減ら

4.1. イベント選別方法

すことができる.

4.2 イベント選別結果

各イベント選別で残ったイベント数の推移を表にしたのが表 4.2 である. ここで, 信号検出効率は先行研究 [1, 2] と同様に, 生成した全イベントの内, 再構成したバーテックスではなく真のバーテックスが有効体積の中だったイベント, つまり有効体積内で起きたイベントの数 82700 を分母に用いて算出した.

表 4.2 各イベント選別で残ったイベント数の推移

	選別基準	陽子崩壊の信号		想定される
		イベント数	信号検出効率 [%]	バックグラウンド数
1	FC Reduction	97327	—	36141
2	FC	97273	—	34280 ± 42
3	FV	81183	98.17 ± 0.05	25003 ± 88
4	総エネルギー < 1330 MeV	81183	98.17 ± 0.05	18987 ± 95
5	リングの数 = 1	79692	96.36 ± 0.07	14370 ± 93
6	粒子識別による e-like 選別	79157	95.72 ± 0.07	7859 ± 78
7	Michel 電子の数 = 0	79150	95.71 ± 0.07	7137 ± 76
8	運動量 > 100 MeV/c	78947	95.46 ± 0.07	6186 ± 72
9	運動量 < 1000 MeV/c	78947	95.46 ± 0.07	5727 ± 69
10	中性子検出数 = 0	75210	90.94 ± 0.10	4112 ± 60

表 4.2 から, 全てのイベント選別を適用しても SK-IV(3244.4 日) の観測に対してバックグラウンドが 4112 ± 60 イベント残ると想定されることがわかる. そこで, 本研究ではイベント選別を適用した後のサンプルの運動量分布を用いて尤度解析を行うことで感度を計算する. 尤度解析を用いた感度の算出については次章で述べるが, 本節では尤度解析に入力するサンプルを確認する.

4.2.1 運動量分布

全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布が図 4.11 である。青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

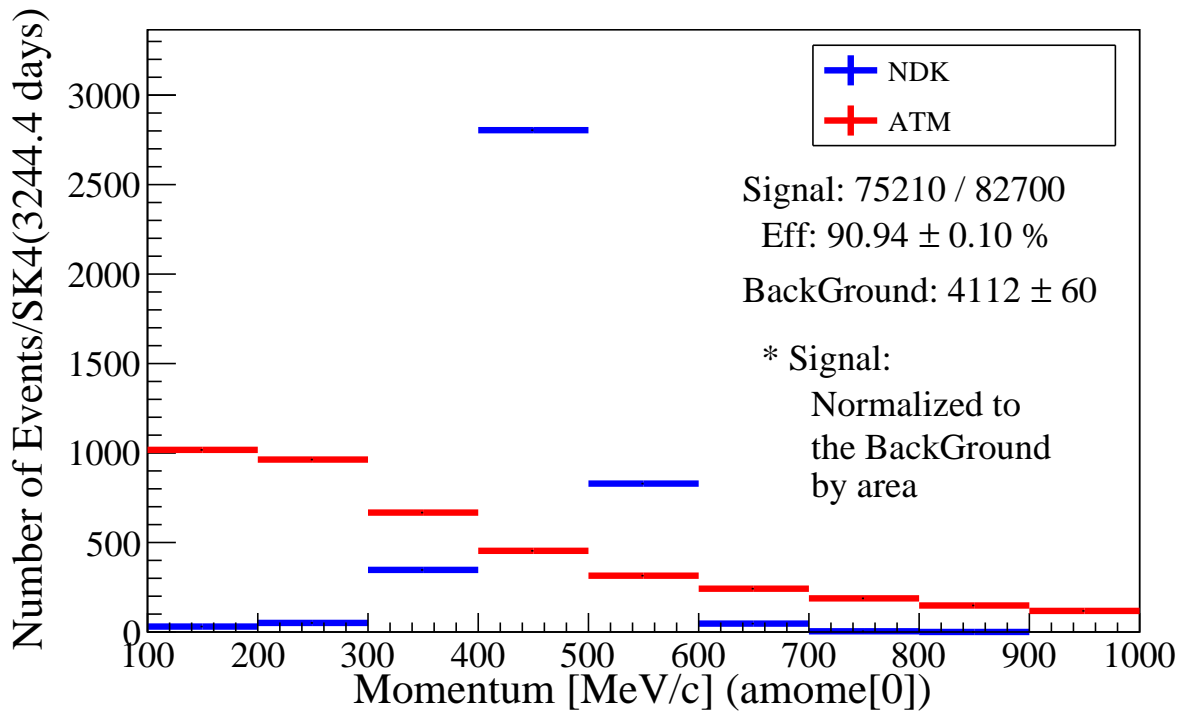


図 4.11 全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布

本研究で用いる尤度解析は分布の違いが重要である。図 4.11 を見ると、2 者の分布は重なっているものの、ピーク位置や分布の形状が異なる分布であることが確認できる。

4.2.1.1 陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルの運動量分布

ここで、本研究で新たに導入した中性子検出数によるイベント選別による影響を確認しておく。図 4.12 は陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルにおいて、中性子検出数によるイベント選別の前と後それぞれの運動量分布である。青線が中性子検出数によるイベント選別の前で、水色線が中性子検出数によるイベント選別の後の分布である。また図 4.13 は、中性子検出数によるイベント選別の前と後の比と運動量の関係を表した図で、縦軸は

$$\text{縦軸} = \frac{\text{中性子検出数によるイベント選別の後のイベント数}}{\text{中性子検出数によるイベント選別の前のイベント数}} \quad (4.1)$$

である。縦軸の値は 0 から 1 の間の値をとり、またその値が小さいほど中性子信号検出で中性子が検出されてイベントから棄却された割合が多いことを表し、大きいほどイベントとして残った割合が多いことを表している。つまり図 4.13 からは、中性子検出数によるイベント選別を適用した時にどの程度イベントが残るかを各運動量ごとに確認することができるが、800 MeV/c 以上のサンプル数が少ない領域を除き、中性子検出数によるイベント選別によってピーク付近の領域はピーク位置以外の領域に比べてサンプルが残りやすい傾向にあることが確認できる。これは、3.1 節 で述べたように、中性子を放出する陽子のエネルギー準位が $S_{1/2}$ の陽子、又は陽子崩壊が核子相関崩壊の場合のみと限られていることが影響していると推測できる。そこで、崩壊前の陽子の状態やエネルギー準位ごとに陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルを分類し、運動量分布を確認することにした。

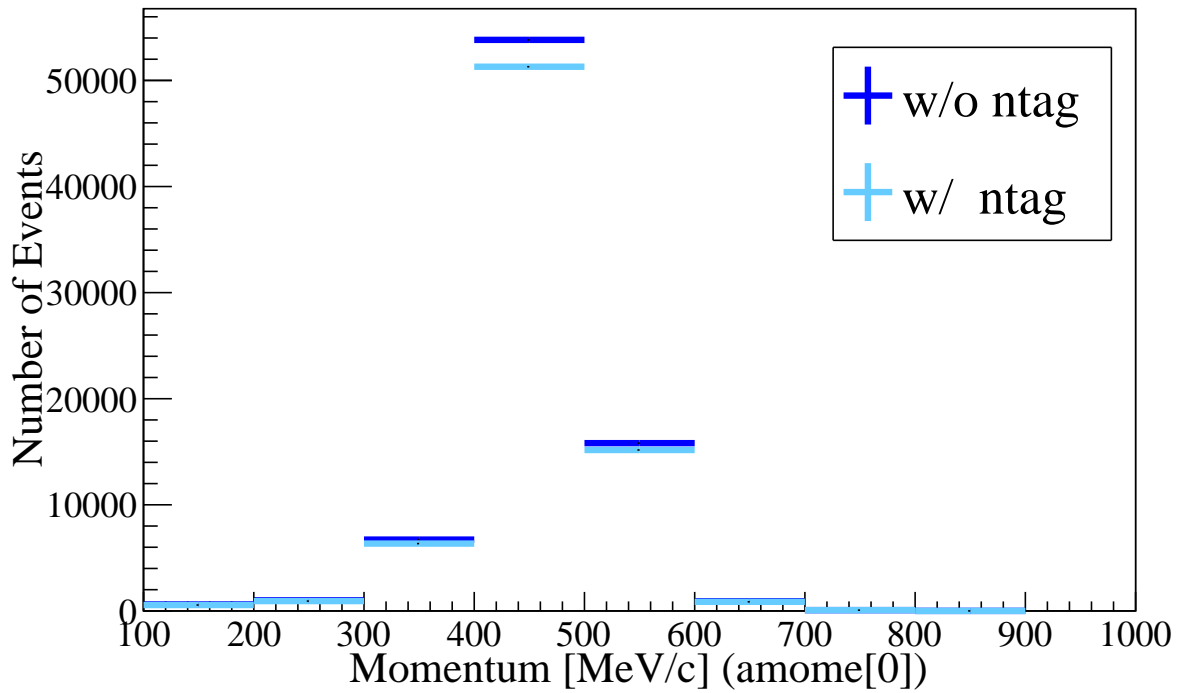


図 4.12 陽子崩壊信号のシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数によるイベント選別の前と後の比較

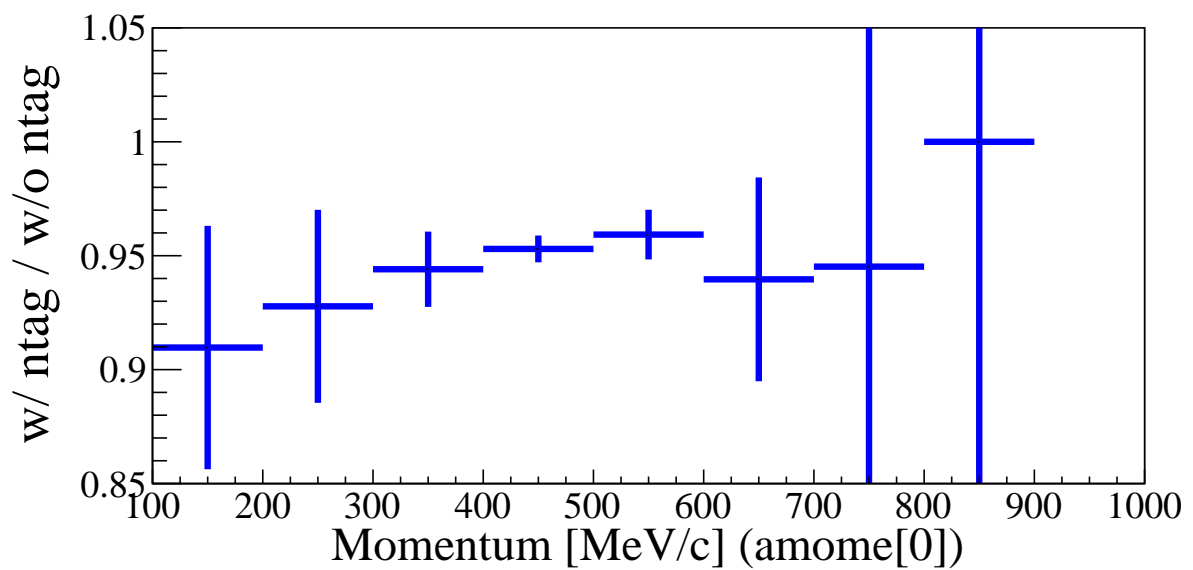


図 4.13 陽子崩壊信号のシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数によるイベント選別の前と後の比

図 4.14 は、崩壊前の陽子の状態やエネルギー準位ごとに陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルを分類し、崩壊後に生成した陽電子の運動量分布を描いた図である。ここで、陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルには、中性子検出数によるイベント選別以外の全てのイベント選別基準を適用した。赤線が水素原子の陽子、紫線がエネルギー準位が $S_{1/2}$ の陽子、青線がエネルギー準位が $P_{3/2}$ の陽子、黄緑線がエネルギー準位が $P_{1/2}$ の陽子、水色線が核子相関崩壊を表している。つまり、紫線と水色線が中性子を放出する可能性があることになる。ここで分布の広がりを確認すると、赤線の分布が最も分布の広がりが小さく、水色線が最も分布が広がっている。一方で赤線で表されている水素原子の陽子からは中性子は放出されず、水色線で表されている核子相関崩壊からは中性子が放出されるため、中性子検出数によるイベント選別によってピーク付近の領域はピーク位置以外の領域に比べてサンプルが残りやすい傾向になると考えられる。

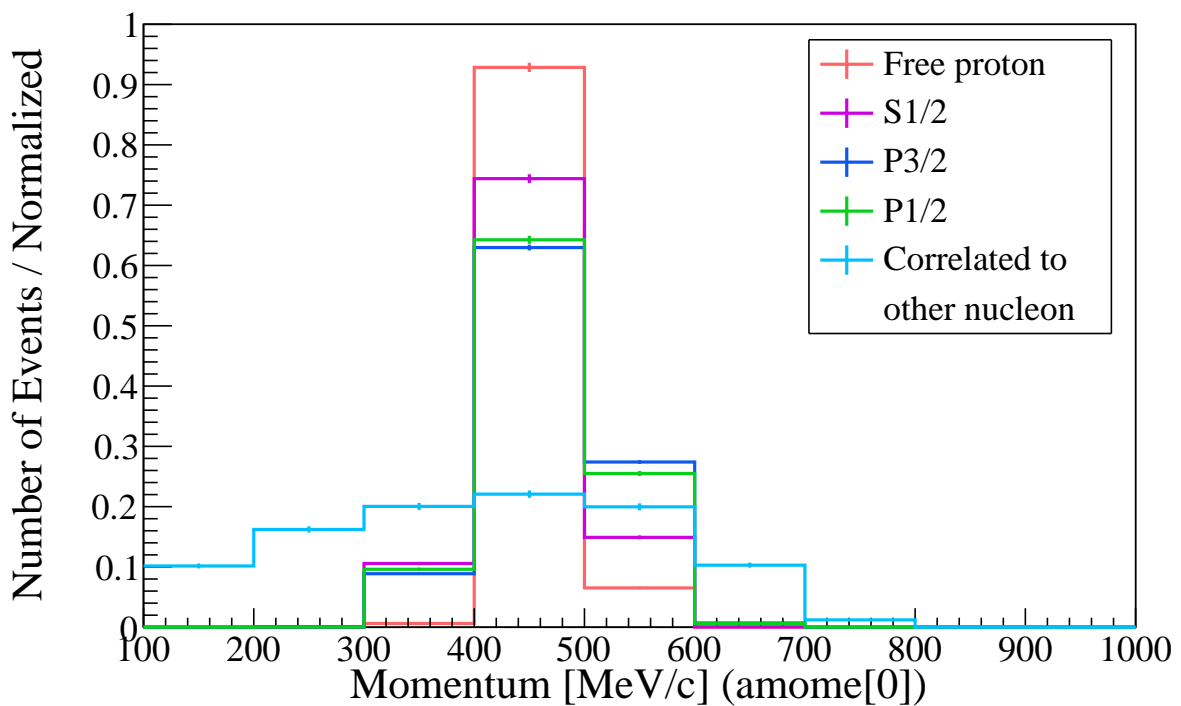


図 4.14 エネルギー準位の種類と陽電子の運動量の関係

4.2.1.2 大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルの運動量分布

本研究で新たに導入した中性子検出数によるイベント選別による影響について、大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルについても確認する。図 4.15 は大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルにおいて、中性子検出数によるイベント選別の前と後それぞれの運動量分布である。赤線が中性子検出数によるイベント選別の前で、桃色線が中性子検出数によるイベント選別の後の分布である。また図 4.16 は、中性子検出数によるイベント選別の前と後の比と運動量の関係を表した図で、縦軸は図 4.13 と同様に式 (4.1) , つまり

$$\text{縦軸} = \frac{\text{中性子検出数によるイベント選別の後のイベント数}}{\text{中性子検出数によるイベント選別の前のイベント数}}$$

である。縦軸の値は 0 から 1 の間の値をとり、またその値が小さいほど中性子信号検出で中性子が検出されてイベントから棄却された割合が多いことを表し、大きいほどイベントとして残った割合が多いことを表している。つまり図 4.16 からは、大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルに対して表 4.1 の 1 ~ 9 までのイベント選別基準に加えて中性子検出数によるイベント選別を適用した時にどの程度イベントが残るかを各運動量ごとに確認することができるが、中性子検出数によるイベント選別によって低運動量側が残りやすく、高運動量側がカットされやすい傾向にあることが確認できる。ここで、高エネルギーニュートリノ反応において中性子が捕獲されやすいのではないかと、という仮定を立て、ニュートリノの運動量と中性子検出数によるイベント選別の前と後の比のグラフをしてみる。

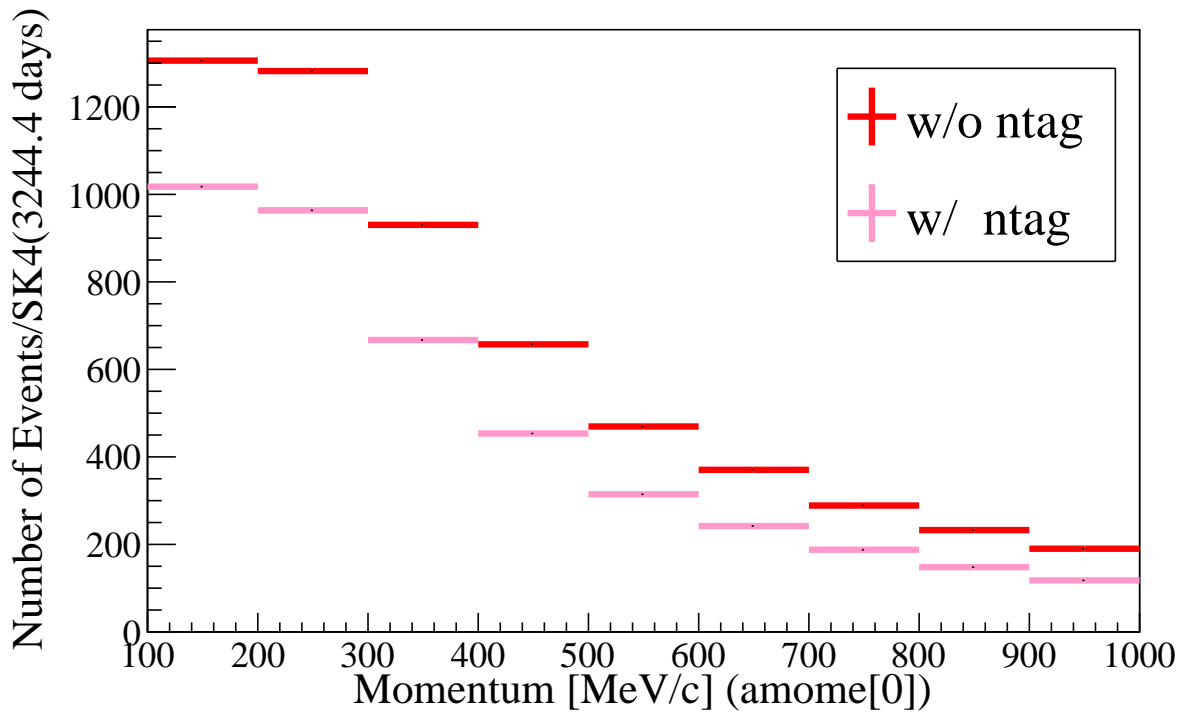


図 4.15 大気ニュートリノシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数によるイベント選別の前と後の比較

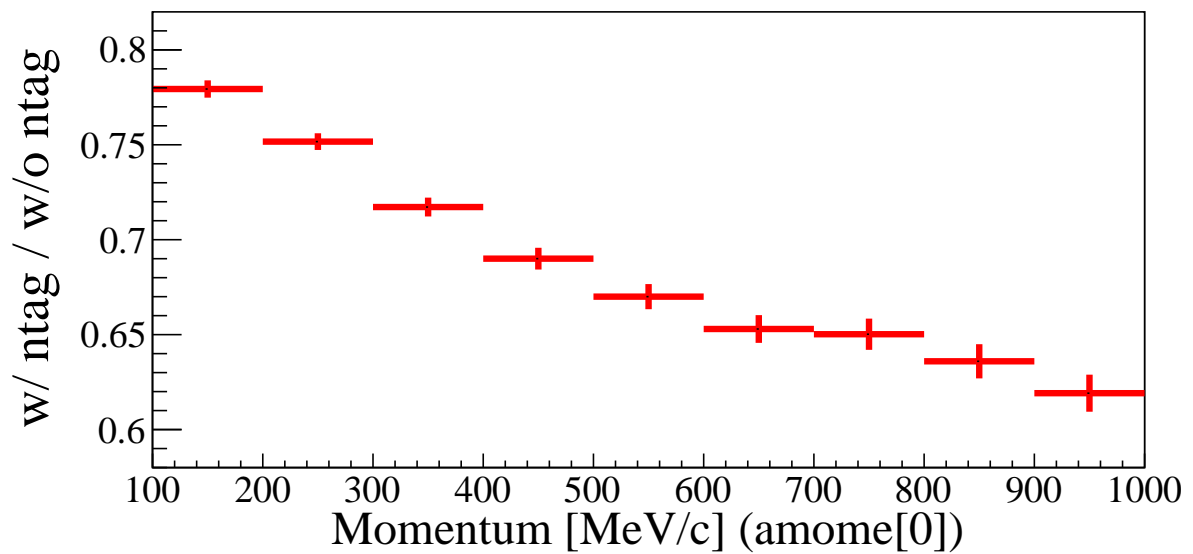


図 4.16 大気ニュートリノシミュレーションサンプルの運動量分布の中性子検出数によるイベント選別の前と後の比

4.2. イベント選別結果

図 4.17 がそのニュートリノの運動量と中性子検出数によるイベント選別の前と後の比のグラフである。縦軸の値は図 4.16 と同様に 0 から 1 の間の値をとり、またその値が小さいほど中性子信号検出で中性子が検出されてイベントから棄却された割合が多いことを表し、大きいほどイベントとして残った割合が多いことを表している。図 4.17 を見ると、たしかにニュートリノのエネルギーが高いほど縦軸の値が小さくなっており、高運動量のニュートリノはカットされやすい傾向にあることが確認できた。

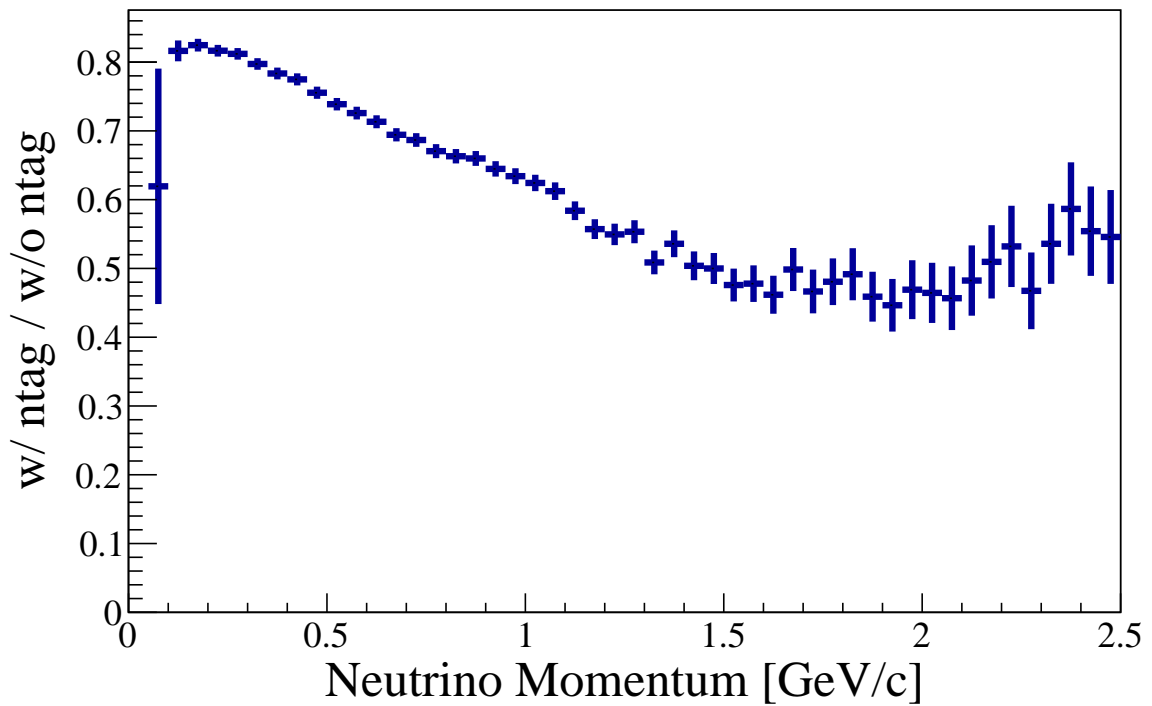


図 4.17 ニュートリノの運動量と中性子検出数によるイベント選別の前と後の比

4.2.2 信号検出効率

各イベント選別を順に適用していき、それぞれの段階で求められた信号検出効率の推移が図 4.18 である。ここで、信号検出効率を求める際の分母は生成した全イベントの内、再構成したバーテックスではなく真のバーテックスが有効体積の中だったイベント、つまり有効体積内で起きたイベントの数であり、分子は対象のイベント選別を含めてそれまでのイベント選別を全て通過したイベントの数である。

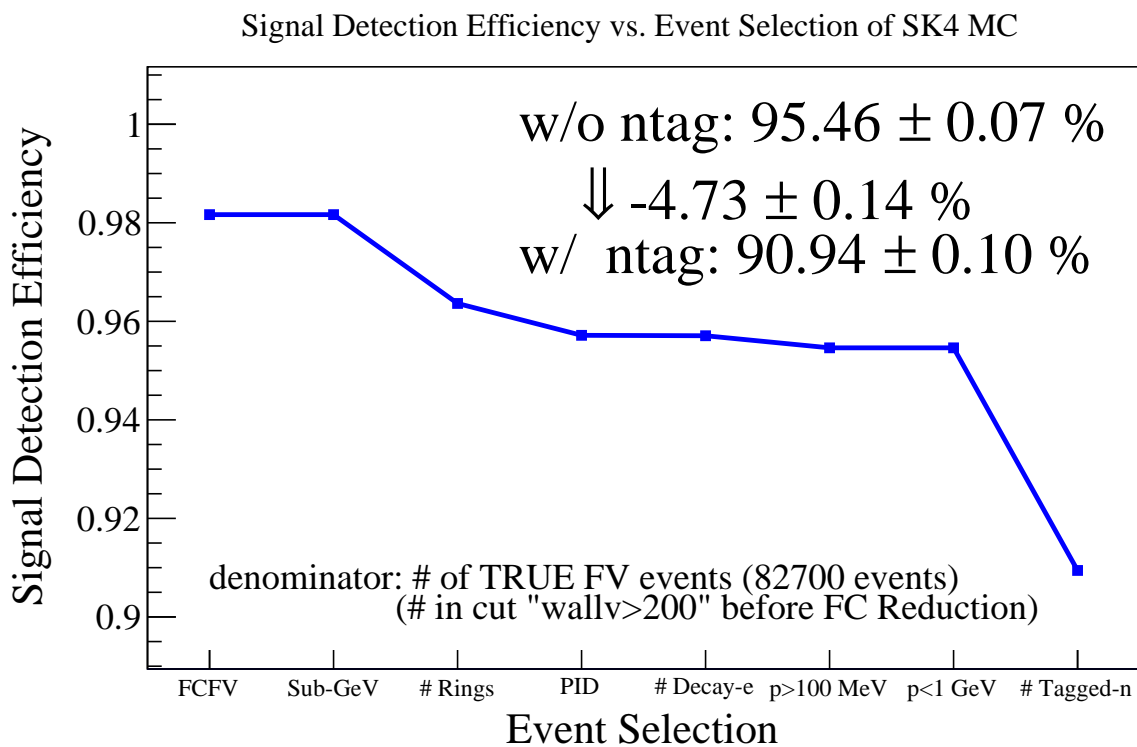


図 4.18 信号検出効率の推移

図 4.18 より、中性子検出数によるイベント選別を適用する前の信号検出効率は $95.46 \pm 0.07 \%$ 、適用した後の信号検出効率は $90.94 \pm 0.10 \%$ と求められた。比較すると、適用する前に比べて信号検出効率は $4.73 \pm 0.14 \%$ *¹ 減少すると見積もられた。

*¹ 適用する前の信号検出効率 $95.46 \pm 0.07 \%$ を分母として求めた相対的な減少率

4.2.3 想定されるバックグラウンド数

各イベント選別を順に適用していった時に、それぞれの段階で残っていると想定されるバックグラウンド数の推移が図 4.19 である。

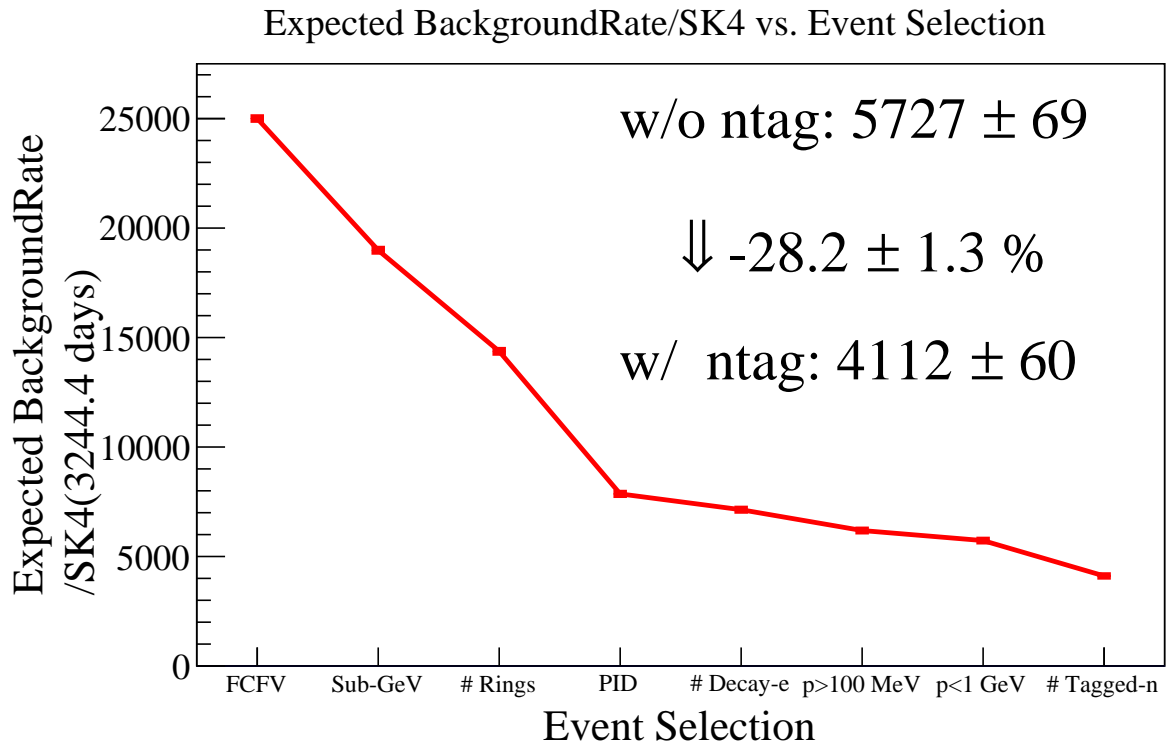


図 4.19 想定されるバックグラウンド数の推移

図 4.19 より、中性子検出数によるイベント選別を適用する前に想定されるバックグラウンド数は 5727 ± 69 、適用した後に想定されるバックグラウンド数は 4112 ± 60 と見積もられた。比較すると想定されるバックグラウンド数は、適用する前に比べて $28.2 \pm 1.3 \%$ 減少すると見積もられた。つまり、中性子信号検出アルゴリズムを適用し、中性子検出数によるイベント選別を導入することで 1/4 以上バックグラウンドを削減できることがわかった。

第 5 章

陽子崩壊寿命の解析

本研究では先行研究 [1, 2] と同様に、スーパーカミオカンデで主に振動解析に用いられている尤度解析プログラム Osc3++ [98] を使用して本研究の陽子崩壊モード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する感度を求めた。本研究では χ^2 は次の式 (5.1) ([2] 式 6.1 より引用) のように計算される。

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=1}^{\text{nbins}} \left(N_i^{\text{exp}} + N_i^{\text{obs}} \left[\ln \frac{N_i^{\text{obs}}}{N_i^{\text{exp}}} - 1 \right] \right) + \sum_{j=1}^{N_{\text{syserr}}} \left(\frac{\epsilon_j}{\sigma_j} \right)^2 \quad (5.1)$$

この χ^2 はポワソン分布に従っており、“pulls” 手法 [99] を用いて系統誤差を考慮した尤度解析を行う [2]。また、 i は運動量分布の各ビンであり、 N_i^{exp} , N_i^{obs} , N_i^{sig} , N_i^{back} は次の式 (5.2) ([2] 式 6.1 より引用) ~ 式 (5.5) ([2] p.70 ~ 71 を参考) のように定義されている。

$$N_i^{\text{exp}} = \left[\alpha \cdot N_i^{\text{back}} + \beta \cdot N_i^{\text{sig}} \right] \left(1 + \sum_{j=1}^{N_{\text{syserr}}} f_i^j \frac{\epsilon_j}{\sigma_j} \right) \quad (5.2)$$

$$N_i^{\text{obs}} = \text{観測データ} \quad (5.3)$$

$$N_i^{\text{sig}} = \text{信号のモンテカルロシミュレーションサンプル} \quad (5.4)$$

$$N_i^{\text{back}} = \text{大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプル} \quad (5.5)$$

また、 σ_j は $1\sigma_j$ 変化した時の N_i^{exp} の変化の変分、 ϵ_j は系統誤差の ϵ_j は系統誤差のフィットパラメータであり [2]、 α , β はそれぞれ N_i^{sig} , N_i^{back} の混合具合を表すパラメータである。

ここで、 $\alpha = 1$ の時 3244.4 日 (SK-IV の観測期間) 分の大気ニュートリノの数に一致し、 $\beta = 1$ の時得られる 90 % 信頼度における感度が 1.0×10^{33} 年になるように N_i^{sig} , N_i^{back} を規格化した。また、 N_i^{sig} , N_i^{back} のビニングは既によく研究されている系統誤差を用いるため、100 MeV 刻みを用いた。以上より、この尤度解析に入力される N_i^{sig} , N_i^{back} は図 5.1, 図 5.2 である。図 5.1 は全てのイベント選別基準 (表 4.1 の 1 ~ 10 のイベント選別基準) を適用した運動量分布、図 5.2 はイベント選別基準 10 の中性子検出数によるイベント選別以外 (表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別基準) を適用した運動量分布であり、どちらも青線は陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプル N_i^{sig} , 赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプル N_i^{back} である。

Input to Osc3++ (w/ ntag)

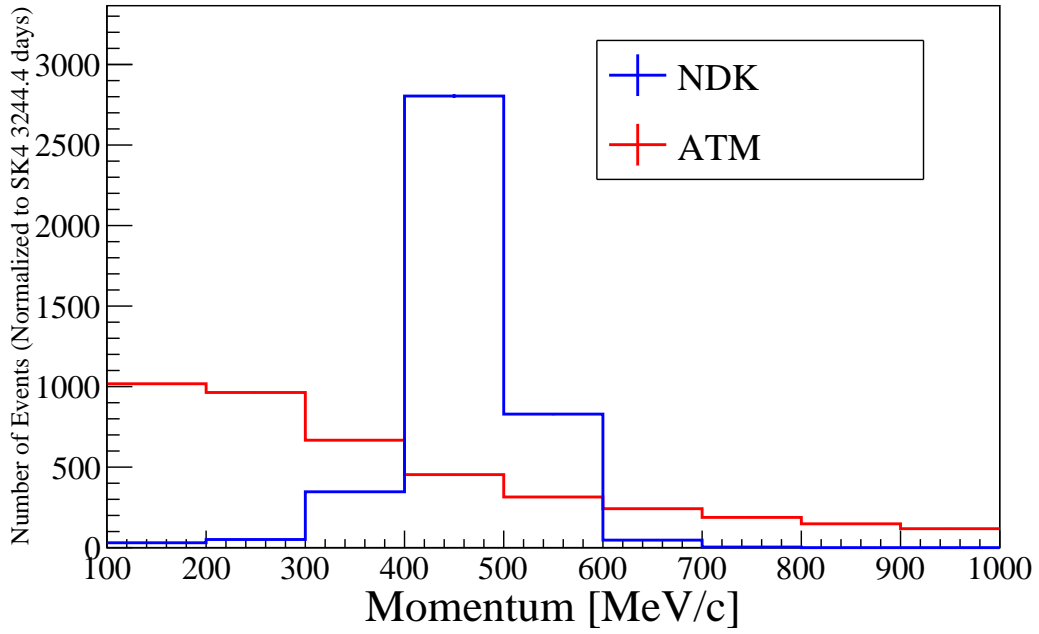


図 5.1 全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布 N_i^{sig} (青線) 及び N_i^{back} (赤線) (中性子検出数によるイベント選別あり)

Input to Osc3++ (w/o ntag)

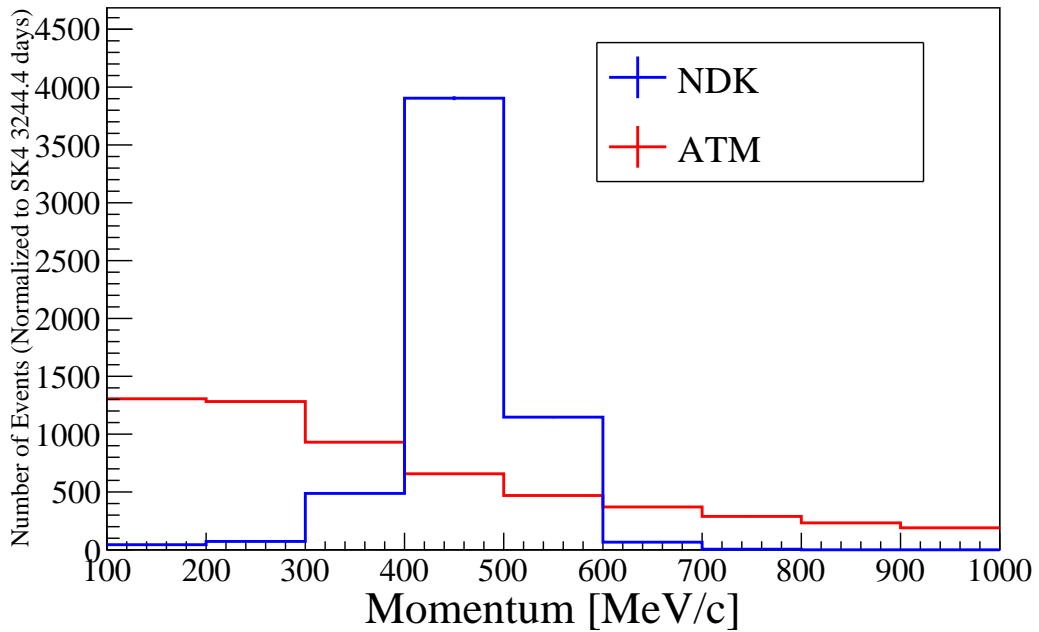


図 5.2 中性子検出数によるイベント選別以外の全てのイベント選別を通過したイベントの運動量分布 N_i^{sig} (青線) 及び N_i^{back} (赤線) (中性子検出数によるイベント選別なし)

図 5.1, 図 5.2 では, 陽子崩壊の信号と大気ニュートリノのシミュレーションサンプルそれぞれの分布の形状を確認するため, 大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルは 3244.4 日の大気ニュートリノの数, 陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルは大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルと面積が同じになるように規格化した.

5.1 系統誤差

本研究の解析に関わる系統誤差は大きく分けると表 5.1 の 7 つの系統誤差のカテゴリーに分類できる。ここで、表 5.1 の一番右の欄が S の系統誤差は信号のみに影響し、B の系統誤差はバックグラウンドのみに影響し、SB の系統誤差は信号とバックグラウンドの両方に影響する系統誤差である。

表 5.1 本研究で考慮した系統誤差のカテゴリー

	系統誤差のカテゴリー	どちらの系統誤差か
a	ニュートリノフラックス	B
b	ニュートリノ相互作用	B
c	ニュートリノ振動	B
d	FSI (Final State Interaction, 終状態相互作用)	B
e	イベント選別, 再構成	SB
f	中性子信号検出	SB
g	信号	S

表 5.1 で挙げた系統誤差をさらに細かく分類すると表 5.2 のようになる。^{*1}

表 5.2: 本研究で考慮した系統誤差の種類と σ の値

	系統誤差	σ [%]	カテゴリー	
1	ニュートリノフラックス ($E_\nu < 1$ GeV)	25	a	B
2	ニュートリノフラックス ($E_\nu > 1$ GeV)	15	a	B
3	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	2	a	B
4	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	5	a	B
5	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	3	a	B
6	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	5	a	B
7	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	8	a	B
8	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	5	a	B

表は次ページに続く

^{*1} ここで 1σ の値は、本解析のイベント選別に最も近いイベント選別を適用したイベント群に対してスーパーカミオカンデで見積もられているものを用いた。また、一部のエネルギー依存性のある系統誤差については代表値を載せた。各系統誤差の詳細は K. Abe *et al.* (2018, [100]) を参照してほしい。

	系統誤差	σ [%]	カテゴリー	
9	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	2	a	B
10	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	15	a	B
11	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	6	a	B
12	ニュートリノ up/down フラックス比	1	a	B
13	ニュートリノ水平/垂直フラックス比	1	a	B
14	K/π 比	10	a	B
15	ニュートリノの飛跡の長さ	10	a	B
16	太陽活動*2	7	a	B
17	物質効果*3	6.8	a	B
18	CCQE*4 断面積の形状 (モデル間の違い)	10	b	B
19	CCQE 断面積 (Sub-GeV 領域)	10	b	B
20	CCQE 断面積 (Multi-GeV 領域)	10	b	B
21	CCQE 断面積 $\bar{\nu}/\nu$	10	b	B
22	CCQE 断面積 ν_μ/ν_e	10	b	B
23	MEC*5	10	b	B
24	DIS*6 のモデルの違い	10	b	B
25	DIS 断面積	10	b	B
26	DIS の Q^2 ($W^{*7} < 2.0$ GeV/ c^2)	10	b	B
27	DIS の Q^2 ($W > 2.0$ GeV/ c^2)	10	b	B
28	DIS のハドロン多重度	10	b	B
29	DIS の Q^2 ($W < 2.0$ GeV/ c^2 , Vector part)	10	b	B
30	DIS の Q^2 ($W < 2.0$ GeV/ c^2 , Axial part)	10	b	B
31	DIS の構造関数 ($W < 2.0$ GeV/ c^2)	10	b	B
32	NC イベントにおけるコヒーレント π の断面積	100	b	B
33	NC イベントの断面積/CC イベントの断面積の比	20	b	B
34	π^0/π^\pm 比	40	b	B

表は次ページに続く

*2 太陽活動の周期は 11 年であり, その活動の影響で磁場が変化することによる宇宙線のフラックスの変化が不定性として考慮されている [101].

*3 化学組成に依存した地球の核の電子密度に関してはまだ不定性があり, 物質中におけるニュートリノ振動を計算する際に影響するため考慮されている [101].

*4 CCQE: Charged Current Quasi-Elastic Scattering, 荷電カレント準弾性散乱

*5 MEC: Meson Exchange Current, 中間子交換流

*6 DIS: Deep Inelastic Scattering, 深部非弾性散乱

*7 W : ハドロン系の不変質量

5.1. 系統誤差

	系統誤差	σ [%]	カテゴリー	
35	$\bar{\nu}/\nu$ 比	10	b	B
36	M_A * ⁸	10	b	B
37	1π のパラメータ (M_A)	10	b	B
38	1π のパラメータ ($C_5^A(0)$)	10	b	B
39	1π のパラメータ (バックグラウンド)	10	b	B
40	ニュートリノ振動パラメータ θ_{13}	0.07	c	B
41	ニュートリノ振動パラメータ Δm_{12}^2	0.00018	c	B
42	ニュートリノ振動パラメータ θ_{12}	1.3	c	B
43	FSI* ⁹ のパラメータ 1	10	d	B
44	FSI のパラメータ 2	10	d	B
45	FC Reduction	1.3	e	SB
46	ν イベント以外の混入 (e-like)	1	e	SB
47	リングの分離	10	e	SB
48	single ring イベントに対する PID	1	e	SB
49	エネルギースケール	2.1	e	SB
50	エネルギースケール (up/down asymmetry)	0.5	e	SB
51	Michel 電子の捕獲効率	10	e	SB
52	有効体積	2	e	SB
53	中性子信号検出	10	f	SB
54	中性子多重度	10	f	SB
55	中性子多重度に関するモデルの違い	10	f	SB
56	核子相関崩壊	100	g	S
57	フェルミ運動量のモデルの違い	10	g	S

本研究ではこれら 57 個の系統誤差を考慮に入れて、式 (5.1) のフィッティングを行った。*¹⁰

*⁸ CCQE などの準弾性散乱を考える際に必要な準弾性形状因子 M_A の不定性により、“axial mass” 及び CCQE の反応断面積に影響するため考慮されている [98].

*⁹ FSI: Final State Interaction, 終状態相互作用

*¹⁰ 先行研究では次の項 5.1.1 項 で述べる系統誤差の相関係数 f_i^j の値を参照し、 $|f_i^j| > 0.05$ というカットを適用して系統誤差を減らしていたが、先行研究とは異なりこのカットを 0.01 にすると結果が異なることが確認されたため本研究ではこのカットは適用しないこととした。

5.1.1 系統誤差の相関係数 f_i^j の見積もり

式 (5.2) の系統誤差の相関係数 f_i^j は次の式 (5.6) ([98] 式 6.5 より引用) のように定義されている.

$$f_i^j \equiv \frac{(N_i^{+\sigma_j} - N_i^{-\sigma_j})}{2N_i^0} \quad (5.6)$$

ここで, i は運動量の各ビン, j は系統誤差, N_i^0 は i 番目のビンに詰められたイベント数, $N_i^{+\sigma_j}$ 及び $N_i^{-\sigma_j}$ は j 番目の系統誤差の影響を受けて $+\sigma_j$ 及び $-\sigma_j$ だけ変化した時のイベント数を表している. 本解析を行うにあたり, フィッティングの前に各系統誤差, 各運動量ビンに対しこの系統誤差の相関係数 f_i^j を計算する必要がある.

本研究でバックグラウンドとして用いている大気ニュートリノに影響する系統誤差 (表 5.1 及び表 5.2 において B が表記されている系統誤差) は本解析で使用した Osc3++ を用いて計算できる. 一方, 信号にのみ影響する系統誤差 (表 5.1 及び表 5.2 において S のみが表記されている系統誤差) は Osc3++ では計算できない. そのため, 表 5.1 で g に分類されている, 信号のみに影響する系統誤差である核子相関崩壊とフェルミモデルの系統誤差の相関係数 f_i^j のみ別途計算する必要がある.

ここではフェルミモデルの系統誤差の相関係数 f_i^j の算出について述べる。本研究では信号のモンテカルロシミュレーションと大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションの2つを用いているが、3.2節で述べたようにこの2者間でフェルミ運動量の計算に用いているモデルが異なる。そのため、モデルの違いが本研究で尤度解析に入力する最終的な運動量分布にどの程度影響を与えるか見積もり、系統誤差として考慮する。

フェルミ運動量の計算に用いているモデルの違いにより、フェルミ運動量は図 5.3 のように異なる分布を持つ。ここで青線が陽子崩壊の信号のモンテカルロシミュレーションサンプルで、赤線が大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプルである。

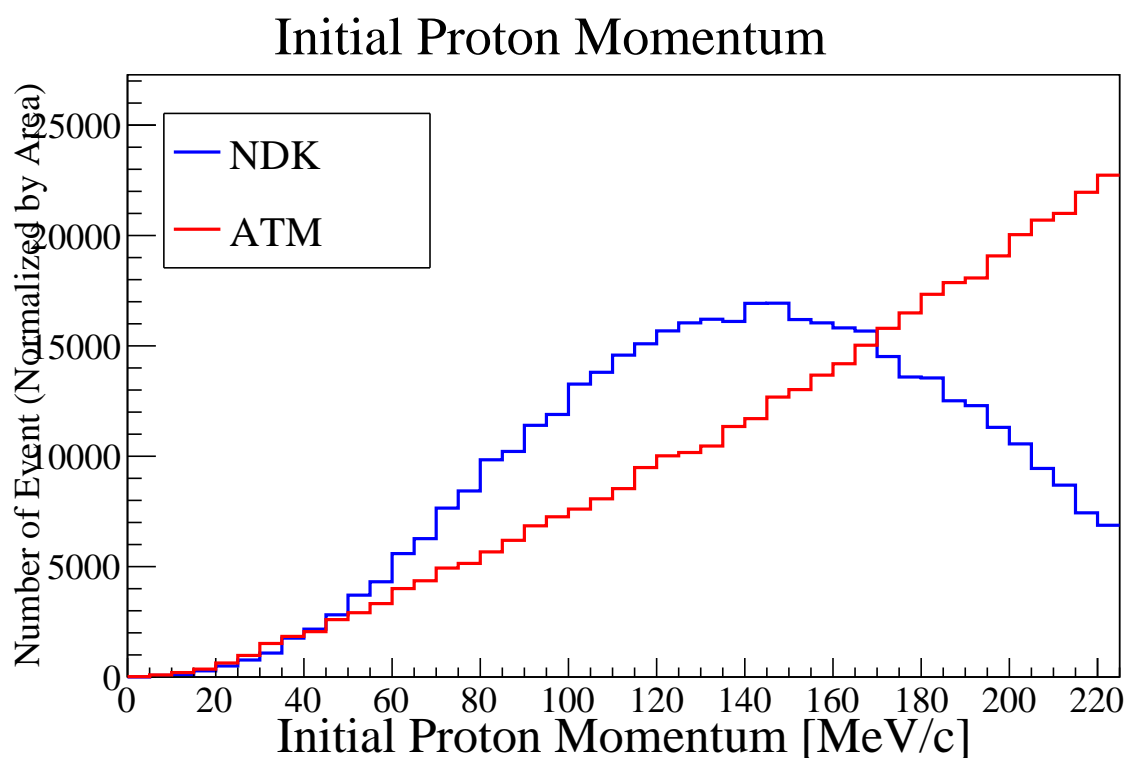


図 5.3 陽子崩壊の信号と大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションサンプルのフェルミ運動量分布

この違いが本研究で尤度解析に入力する最終的な運動量分布にどの程度影響を与えるかを見積もるため、図 5.3 のヒストグラムの各ビンのイベント数をもとに重み付け係数 $w[k]$ を式 (5.7) のように求めた。

$$w[k] = \frac{p_{\text{陽子}}^{\text{大気ニュートリノ}}[k] \text{ のイベント数}}{p_{\text{陽子}}^{\text{陽子崩壊の信号}}[k] \text{ のイベント数}} \quad (5.7)$$

ここで k は図 5.3 の横軸である, 陽子の運動量の各ビンである. さらに求めた重み付け係数 $w[k]$ を用いて重み付けした運動量分布を作成し, 重み付けしていない運動量分布と比較した. 図 5.4 は赤線で重み付け係数 $w[k]$ を用いて重み付けした運動量分布を, 青線で重み付けしていない運動量分布を描いた図である.

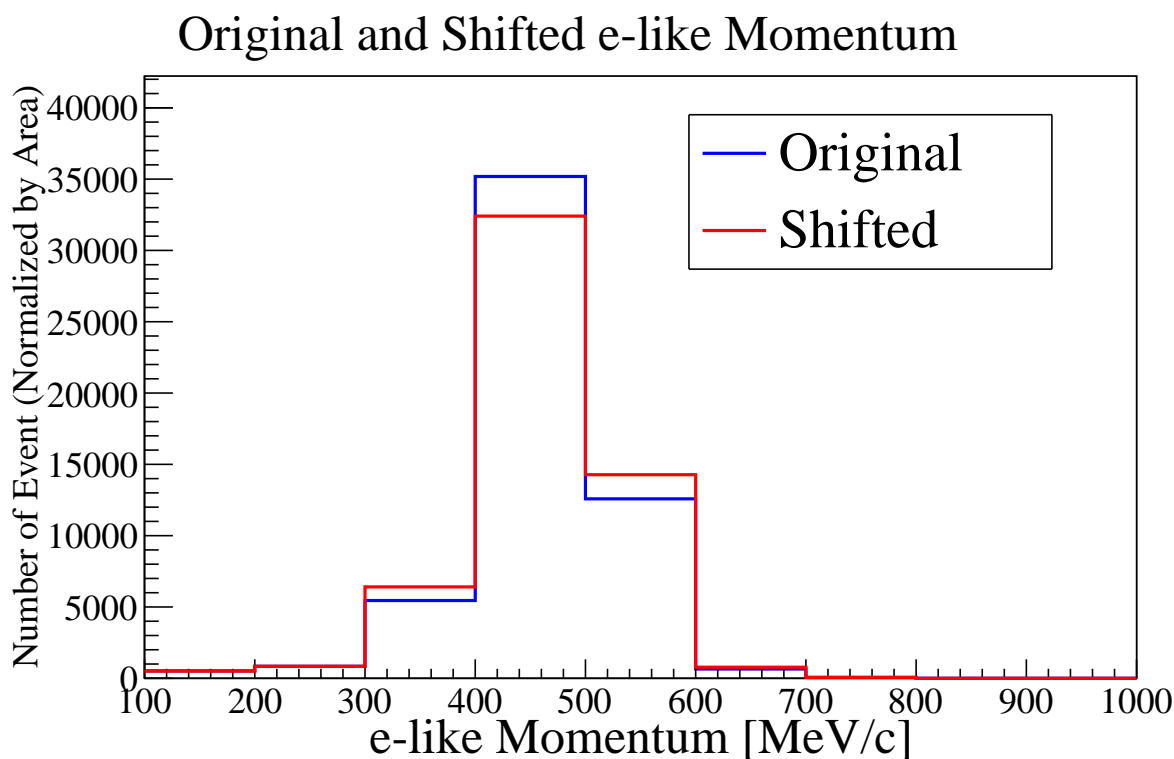


図 5.4 フェルミ運動量分布の違いによる運動量分布の変化

図 5.4 のヒストグラムの各ビンのイベント数を用いて式 (5.8) ([2] 式 6.3 より引用 (筆者翻訳)) に代入し, フェルミ運動量のモデルの違いに関する系統誤差の相関係数 f_i^j , $f_i^{\text{フェルミ}}$ を求めた.

$$f_i^{\text{フェルミ}} = \frac{N_i^{\text{重み付けした陽子崩壊の信号のイベント数}} - N_i^{\text{元の陽子崩壊の信号のイベント数}}}{N_i^{\text{元の陽子崩壊の信号のイベント数}}} \quad (5.8)$$

図 5.5 は求められたフェルミ運動量のモデルの違いに関する系統誤差の相関係数 f_i^j , $f_i^{\text{フェルミ}}$ である. ここで, 黒線が全ての選別基準を適用した時の系統誤差の相関係数 $f_i^{\text{フェルミ}}$, 赤線が全ての選別基準の内, 中性子検出数によるイベント選別以外を適用した時の系統誤差の相関係数 $f_i^{\text{フェルミ}}$ を表している. また系統誤差の相関係数 f_i^j は, 0 ~ 8 までが大気ニュートリノに対する系統誤差の相関係数 f_i^j , 9 ~ 17 までが陽子崩壊の信号に対する系統誤差の相関係数 f_i^j を表している.

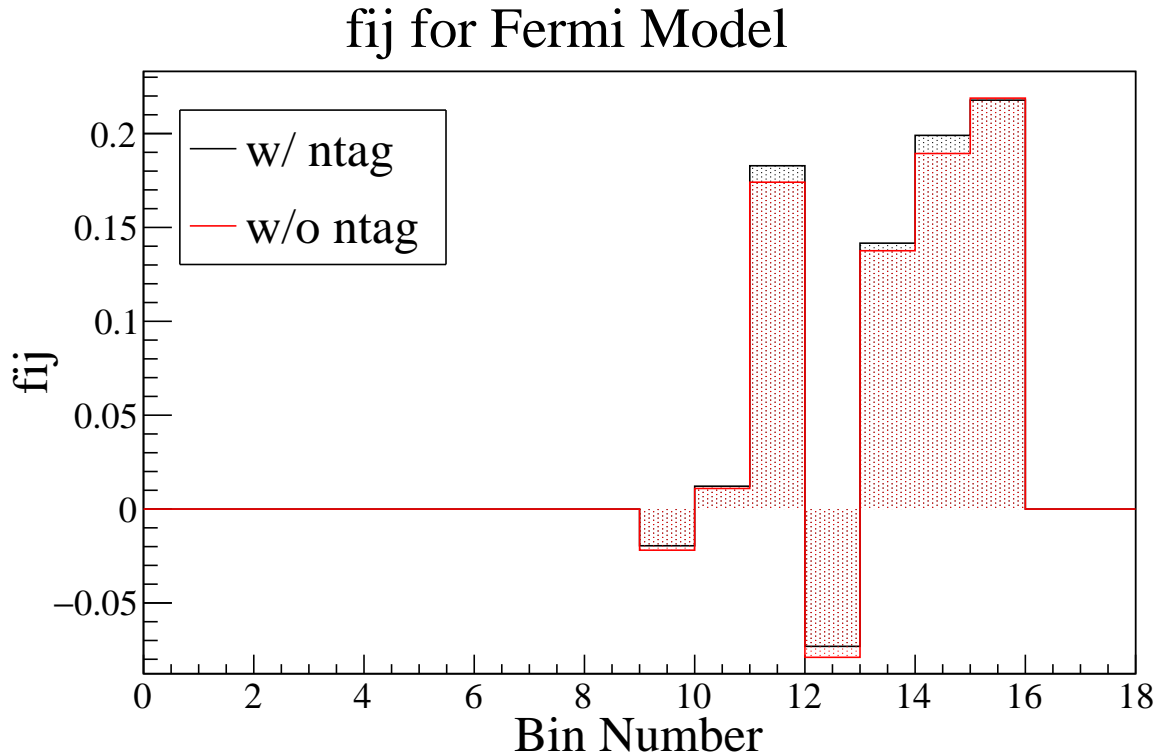


図 5.5 フェルミモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

本研究では“pulls”手法 [99] における計算と異なり, 系統誤差として表 5.1 にまとめたように, 信号にのみ影響する系統誤差やバックグラウンドにのみ影響する系統誤差がある. そのため, 系統誤差の相関係数 f_i^j 及び系統誤差の項を計算する際には, 図 5.5 のように運動量のビン i として $9 \times 2 = 18$ 個 (運動量のビン数 9 に対して信号とバックグラウンドを別々に考える必要があるため $\times 2$ となる) のビンを考えているが, χ^2 の計算の際には同じ運動量に対して信号とバックグラウンドは重ねて考えることで i は 9 個になる.

その他の系統誤差の相関係数 f_i^j の値については Osc3++ を用いて計算できる系統誤差の相関係数 f_i^j も含め付録 A にまとめた.

5.2 尤度解析による感度の見積もり

本研究では式 (5.1) の N_i^{obs} に、観測データの代わりに大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプル N_i^{back} を代入することで、観測データに陽子崩壊の信号が全く含まれておらず大気ニュートリノのみのイベントが存在した場合に、90 % の信頼度で信号がないといえる感度を見積もった。つまり、この感度の見積もりにより 90 % の信頼度で本研究の陽子崩壊モード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する感度 $\tau_{90\text{CL}}/B$ が \mathcal{T} と求まったとすると、SK-IV の 3244.4 日の観測データを解析することで、90 % の信頼度における陽子の寿命が \mathcal{T} までの期間を探索することができ、さらに $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する感度 $\tau_{90\text{CL}}/B$ が \mathcal{T} 以下だった場合、陽子崩壊を 90 % の確率で発見することができるが見込まれる。

また、本研究では β のみを動かすため、信頼区間を定めるのに自由度 1 の χ^2 の値を参照した。表 5.3 に参照した値をまとめた。

表 5.3 自由度 1 の χ^2 の値

信頼区間	χ^2 の値
68 %	0.988946
90 %	2.70554
95 %	3.84146

この後の尤度解析の図では、青線、赤線、緑線はそれぞれ、信頼区間 68 %, 90 %, 95 % の χ^2 の値を表す。

5.2.1 系統誤差を含まない場合の感度の見積もり

系統誤差を含む尤度解析を行う前に、統計数のみでどの程度の感度が得られるのか調べるため、式 (5.1)、式 (5.2) の系統誤差の項を全て 0 として次の式 (5.9)、式 (5.10) に対して χ^2 を計算した。

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=1}^{\text{nbins}} \left(N_i^{\text{exp}} + N_i^{\text{obs}} \left[\ln \frac{N_i^{\text{obs}}}{N_i^{\text{exp}}} - 1 \right] \right) \quad (5.9)$$

$$N_i^{\text{exp}} = \left[\alpha \cdot N_i^{\text{back}} + \beta \cdot N_i^{\text{sig}} \right] \quad (5.10)$$

ここで、 N_i^{sig} は信号のモンテカルロシミュレーションサンプル、 N_i^{back} は大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプル、 N_i^{obs} には感度計算のため大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションサンプル N_i^{back} を代入した。

計算した結果が図 5.6 である。ここで、黒の実線が全てのイベント選別基準 (表 4.1 の 1 ~ 10 のイベント選別基準) を適用した時の結果、グレーの破線が表 4.1 のイベント選別基準の内 10 の中性子検出数によるイベント選別のみを適用しなかった時 (表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別基準を適用した時) の結果を表している。

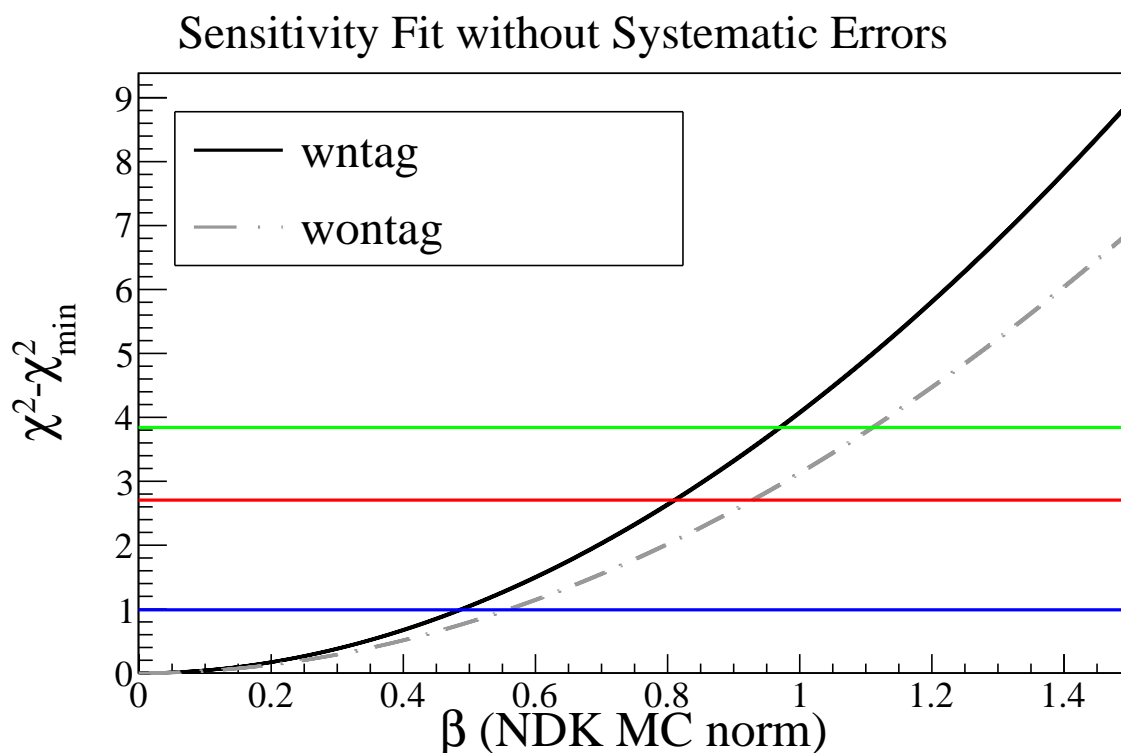


図 5.6 中性子検出数によるイベント選別を行う前後での尤度解析 (系統誤差を考慮しない場合)

5.2. 尤度解析による感度の見積もり

図 5.6 から赤線を初めてこえる χ^2 を持つ β である $\beta_{90\text{CL}}$ を読み取り, 式 (5.11) ([2] p.74 を参考) を用いて信号数 $N_{90\text{CL}}$ に変換した.

$$N_{90\text{CL}} = \beta_{90\text{CL}} \times \sum_{i=1}^{\text{nbins}} N_i^{\text{sig}} \quad (5.11)$$

求められた $N_{90\text{CL}}$ を式 (5.12) ([2] 式 6.4 を参考) に代入して 90 % 信頼度における本研究の陽子崩壊モード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する感度 $\tau_{90\text{CL}}/\mathcal{B}$ を求めた.

$$\tau_{90\text{CL}}/\mathcal{B} = \frac{\lambda \times \eta \times N^{\text{protons}}}{N_{90\text{CL}}} \quad (5.12)$$

ここで, λ はエクスポージャー (観測期間 \times 有効体積 [kton \cdot 年]), η は信号検出効率, N^{protons} は 1 kton に含まれる陽子の数, $N_{90\text{CL}}$ は 90 % の信頼度で許される陽子崩壊の信号数である. 値は, 以下の式 (5.13), 式 (5.14) で求められる値を用いた.

$$\lambda = \frac{3244.4 \text{ 日} \times 22.5 \text{ kton}}{365.25 \text{ 日/年}} \quad (5.13)$$

$$N^{\text{protons}} = 3.34 \times 10^{32} (\text{kton})^{-1} \quad (5.14)$$

式 (5.12) に代入した諸量と求められた 90 % 信頼度における感度を表 5.4 にまとめた.

表 5.4 中性子検出数によるイベント選別を行う前後での 90 % 信頼度における感度 (系統誤差を考慮しない場合)

	信号検出効率 η	$\beta_{90\text{CL}}$	$N_{90\text{CL}}$	感度 (90 % 信頼度)
中性子検出数による イベント選別なし	$95.46 \pm 0.07 \%$	0.9300	59.3	1.1×10^{33} 年
中性子検出数による イベント選別あり	$90.94 \pm 0.10 \%$	0.8115	49.3	1.2×10^{33} 年

表 4.1 の 10 の中性子検出数によるイベント選別を適用することで, 系統誤差を全て 0 としたときの感度は 15 % 向上した.

5.2.2 系統誤差を考慮した感度の見積もり

表 5.2 の系統誤差を考慮に入れて式 (5.1) の尤度解析を行った。本研究で新たに増やした中性子検出数によるイベント選別を含む全てのイベント選別基準を適用した場合について、系統誤差を考慮する場合としない場合の結果の比較を行う。図 5.7 が系統誤差を考慮する場合としない場合の尤度解析の結果である。ここで、グレーの破線が系統誤差を考慮しない場合の結果、黒の実線が表 5.2 の系統誤差を考慮した場合の結果を表している。

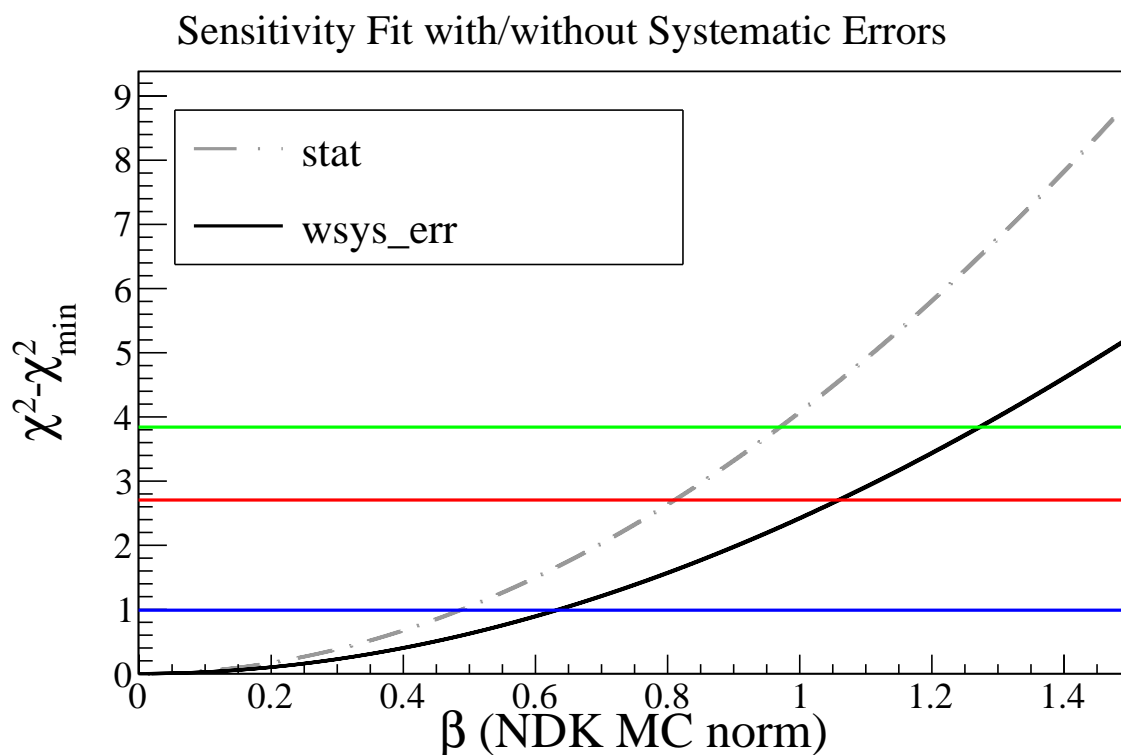


図 5.7 系統誤差を考慮する場合としない場合における尤度解析 (中性子検出数によるイベント選別あり)

図 5.7 より読み取った $\beta_{90\text{CL}}$ の値と共に、式 (5.12) に代入した諸量と求められた 90 % 信頼度における感度を表 5.5 にまとめた。

5.2. 尤度解析による感度の見積もり

表 5.5 系統誤差を考慮に入れることによる 90 % 信頼度における感度の変化 (中性子検出数によるイベント選別あり)

	信号検出効率 η	系統誤差の数	$\beta_{90\text{CL}}$	$N_{90\text{CL}}$	感度 (90 % 信頼度)
系統誤差を考慮しない	$90.94 \pm 0.10 \%$	0	0.8115	49.3	1.2×10^{33} 年
系統誤差を考慮する	$90.94 \pm 0.10 \%$	57	1.0605	64.4	9.4×10^{32} 年

系統誤差を含めて計算することにより、90 % 信頼度における感度は 9.4×10^{32} 年と求めることができた。

中性子検出数によるイベント選別を適用する前後で系統誤差を含めて χ^2 を計算した結果が図 5.8 である。ここで、黒の実線が全てのイベント選別基準 (表 4.1 の 1 ~ 10 のイベント選別基準) を適用した時の結果、グレーの破線がイベント選別基準の内 10 番目の中性子検出数によるイベント選別のみを適用しなかった時 (表 4.1 の 1 ~ 9 のイベント選別基準を適用した時) の結果を表している。

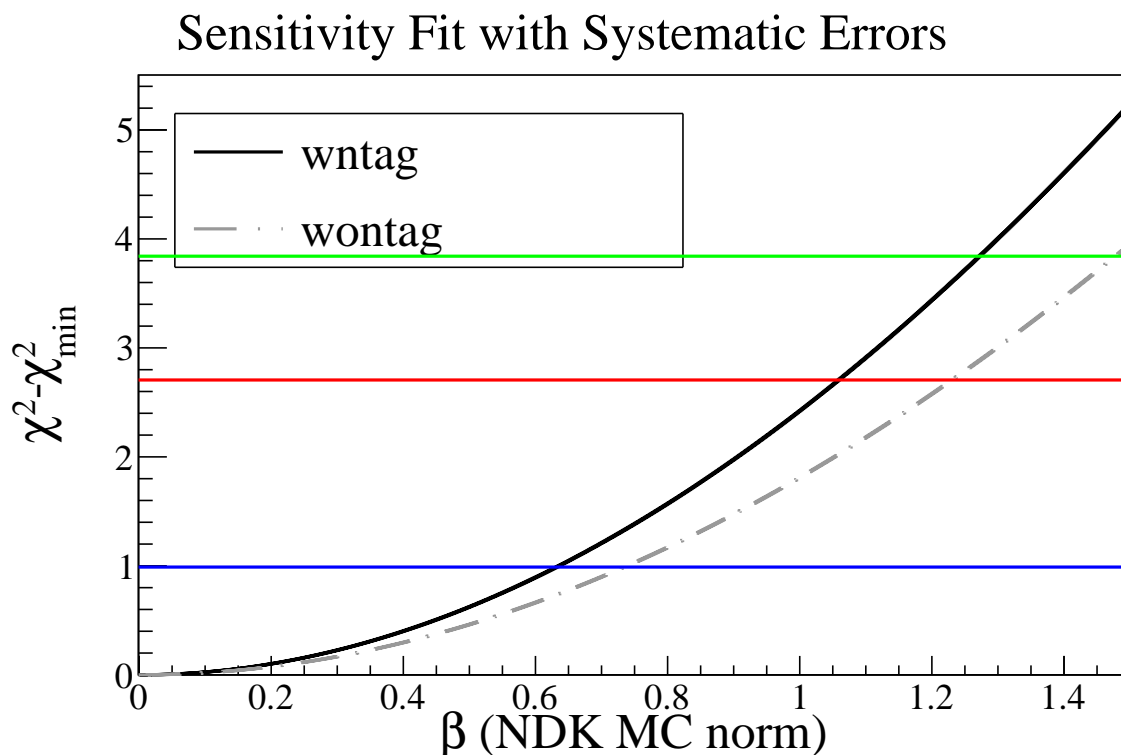


図 5.8 中性子検出数によるイベント選別を行う前後での尤度解析 (系統誤差を考慮する場合)

5.2. 尤度解析による感度の見積もり

式 (5.12) に代入した諸量と求められた 90 % 信頼度における感度を表 5.6 にまとめた.

表 5.6 中性子検出数によるイベント選別を行う前後での 90 % 信頼度における感度 (系統誤差を考慮する場合)

	信号検出効率 η	系統誤差の数	β_{90CL}	N_{90CL}	感度 (90 % 信頼度)
中性子検出数による イベント選別なし	$95.46 \pm 0.07 \%$	54	1.2315	78.5	8.1×10^{32} 年
中性子検出数による イベント選別あり	$90.94 \pm 0.10 \%$	57	1.0605	64.4	9.4×10^{32} 年

中性子検出数によるイベント選別を含まない, 先行研究と同等のイベント選別を適用することで得られた 90 % 信頼度における感度は 8.1×10^{32} 年であり, 先行研究と同等のイベント選別に加え, 中性子検出数によるイベント選別を行った結果得られた 90 % 信頼度における感度は 9.4×10^{32} 年であった. 以上より, 中性子検出数によるイベント選別を行うことで, 90 % 信頼度における感度は 16 % の向上が見込めることがわかった.

5.2.3 系統誤差の見積もり

系統誤差のパラメータ ϵ_j は各系統誤差 j に対して $\partial\chi^2/\partial\epsilon_j = 0$ となる点が探され、採用される [98]. 図 5.9 は、全てのイベント選別基準を適用した場合に対して求められた全ての ϵ_j/σ_j の値を黒の実線で、中性子検出数によるイベント選別以外の全てのイベント選別基準を適用した場合に対して求められた全ての ϵ_j/σ_j の値を青のクロスで表した図である。ここで、中性子検出数によるイベント選別を適用しない場合は中性子検出数によるイベント選別に関する系統誤差 (53 中性子信号検出, 54 中性子多重度, 55 中性子多重度に関するモデルの違いの 3 個の系統誤差) は計算に含まないが、図 5.9 では 0 と表した。

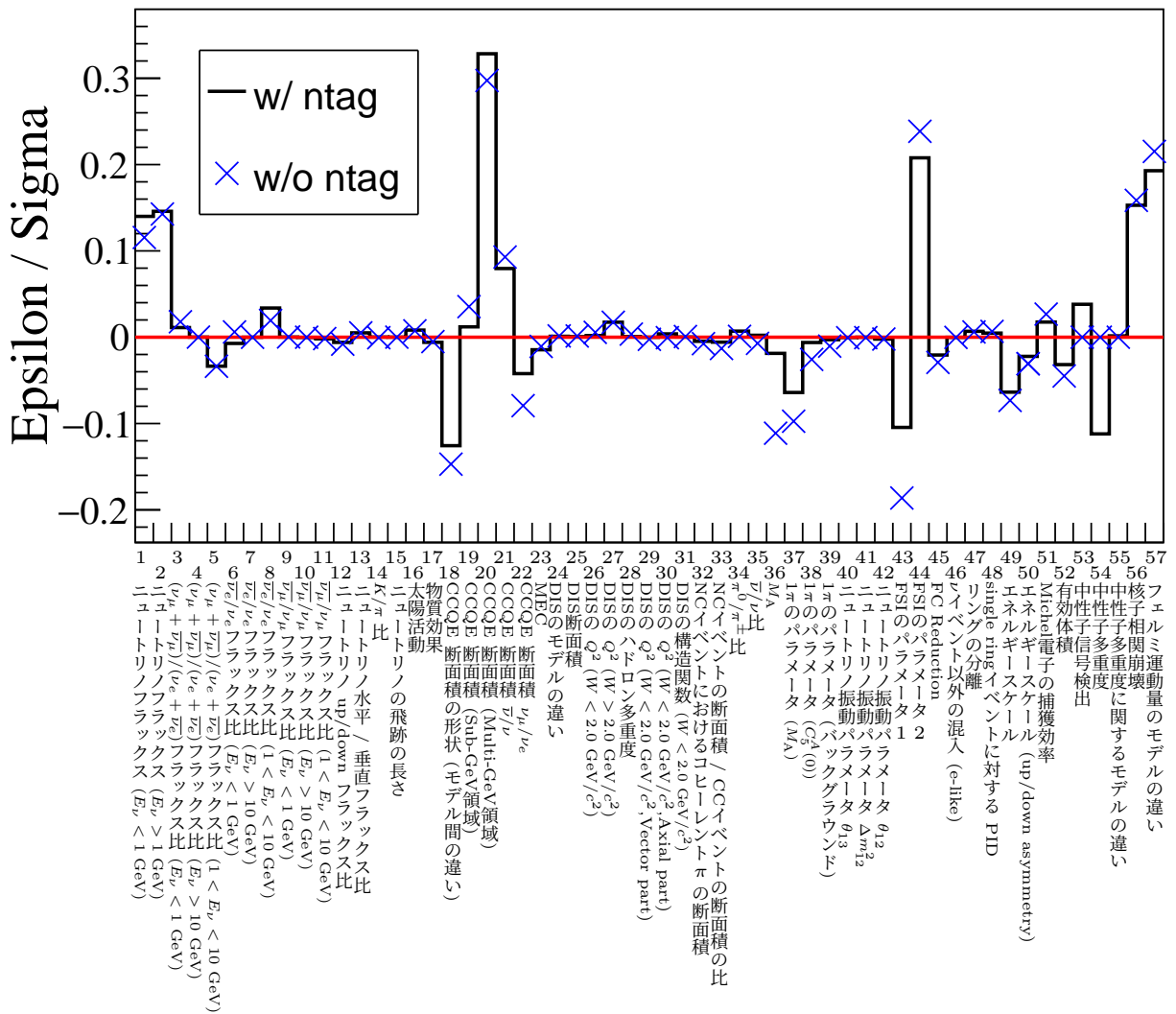


図 5.9 系統誤差のパラメータ ϵ_j/σ_j のベストフィット値

系統誤差のパラメータ ϵ_j/σ_j の詳細なベストフィット値は付録 B にまとめた。

第 6 章

まとめと今後の展望

6.1 結果

スーパーカミオカンデのシミュレーションを用いて $p \rightarrow e^+ X$ モードの陽子崩壊のシミュレーションサンプルを生成し、中性子信号検出を適用して解析することで、陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する探索感度の向上を試みた。

陽子崩壊は、現代物理学の枠組みの 1 つである標準模型では説明できない現象の 1 つとして、観測されれば標準模型を超える物理の証拠となり得ると考えられており、世界では様々な陽子崩壊の崩壊モードに対して解析が行われてきた。本研究で対象とした陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ は、2015 年にスーパーカミオカンデで初めて解析されたモードで、陽子の寿命の下限値は $\tau(p \rightarrow e^+ X) > 7.9 \times 10^{32}$ 年と求められている [1, 102]。

本研究では先行研究 [1, 2] において適用されていない中性子信号検出によるイベント選別を先行研究と同様のイベント選別に加えて行うことで感度向上を試みた。解析では、スーパーカミオカンデの SK-IV の期間 (3244.4 日) を対象とし、 $p \rightarrow e^+ X$ モードの陽子崩壊のシミュレーションサンプルを陽子崩壊の信号、大気ニュートリノのシミュレーションサンプルをバックグラウンドとして用いた。陽子崩壊の信号のシミュレーションサンプルは、本研究のモードに対応するイベントを 100,000 イベント作成した。大気ニュートリノのシミュレーションサンプルは、スーパーカミオカンデで既に作成されている 500 年分の大気ニュートリノのシミュレーションサンプルを SK-IV の期間 (3244.4 日) に規格化して使用した。

表 6.1 は, 中性子信号検出数によるカットを適用する前後での信号検出効率, 想定されるバックグラウンドの数, 尤度解析により見積もられた陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する探索感度をまとめた表である.

表 6.1 中性子検出数によるイベント選別を適用する前後での結果

中性子検出数による イベント選別	信号検出効率 η	想定される バックグラウンドの数	感度 (90 % 信頼度)
なし	$95.46 \pm 0.07 \%$	5727 ± 69	8.1×10^{32} 年
あり	$90.94 \pm 0.10 \%$	4112 ± 60	9.4×10^{32} 年

先行研究と同様のイベント選別基準を適用した場合, つまり中性子検出数によるイベント選別を適用しない場合, 信号検出効率は $95.46 \pm 0.07 \%$, 想定されるバックグラウンド数は 5727 ± 69 と見積もられた. 一方, 先行研究のイベント選別基準に加えて中性子検出数によるイベントセレクションを適用した場合の信号検出効率は $90.94 \pm 0.10 \%$, 想定されるバックグラウンド数は 4112 ± 60 と見積もられた. 陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する探索感度は, 中性子信号検出によるイベント選別を適用しない場合には 8.1×10^{32} 年 (90 % 信頼度) のところ, 適用することで 9.4×10^{32} 年 (90 % 信頼度) になり, 中性子検出数によるイベント選別を導入することにより 16 % の感度の向上が見込めることが示せた.

6.2 今後の課題

今後の課題として挙げられる内容を列挙する.

1. 各系統誤差の影響の見積もり
2. データとの比較により陽子崩壊の寿命の下限値を推定
3. 有効体積の拡張
4. 中性子信号検出アルゴリズムのさらなる改善
5. SK Gd 実験の結果を使用した解析
6. ハイパーカミオカンデ実験

以下, 1 つずつ議論する.

6.2.1 各系統誤差の影響の見積もり

本研究では 7 個のカテゴリー, 計 57 個の系統誤差を考慮に入れた. これらの系統誤差の内, どの系統誤差の影響が大きいかわかり, つまりどの系統誤差を減らすことが感度向上につながるかわかり, その系統誤差を減らすことでさらなる感度向上を目指すことができると考えられる.

6.2.2 データとの比較により陽子崩壊の寿命の下限値を推定

本研究ではシミュレーションを用いて陽子崩壊のモード $p \rightarrow e^+ X$ の部分崩壊寿命に対する探索感度を求めた. この解析結果をスーパーカミオカンデにおける実際の観測データと比較し, 本研究で用いた Osc3++ ツールを用いて尤度解析を行うことで, 陽子崩壊の寿命の下限値を推定することができると思われる.

6.2.3 有効体積の拡張

スーパーカミオカンデでは, 有効体積を従来の内水槽壁面から 200 cm より離れた点から, 100 cm より離れた点まで拡張しようという取り組みが行われており, これにより有効体積は 22.5 kton から 27.2 kton まで拡張される [54]. 既に有効体積 27.2 kton で実際に解析された陽子崩壊のモード [19] も存在する. 本研究では, 陽子崩壊 $p \rightarrow e^+ X$ における中性子信号検出の効果を明らかにすることが主軸であったため従来の有効体積で解析を行ったが, 今後 $p \rightarrow e^+ X$ においても有効体積を拡張した解析を行うことでさらなる感度向上を見込むことができると考えられる.

6.2.4 中性子信号検出アルゴリズムのさらなる改善

中性子検出数によるイベント選別を行ったことで信号検出効率は、中性子検出数によるイベント選別適用前と比較して $4.73 \pm 0.14 \%$ (差分で $4.52 \pm 0.12 \%$) 減少した。大気ニュートリノと水との相互作用に比べると少ない割合ではあるが、陽子崩壊の信号においても中性子は放出されるため、ある程度信号検出効率が下がってしまうのは防げない。しかし、中性子の誤検出により減ってしまっている点に関しては改善の余地が残されていると考える。

6.2.5 SK Gd 実験の結果を使用した解析

スーパーカミオカンデでは、従来の超純水の代わりにガドリニウム水を用いて観測を行う SK Gd 実験が 2020 年 7 月から行われているが、これにより、中性子信号検出の検出効率が大きく改善されることが既に明らかになっている [50]。

図 6.1 はガドリニウム (Gd) により中性子 (n) が捕獲される様子を表した概略図である。

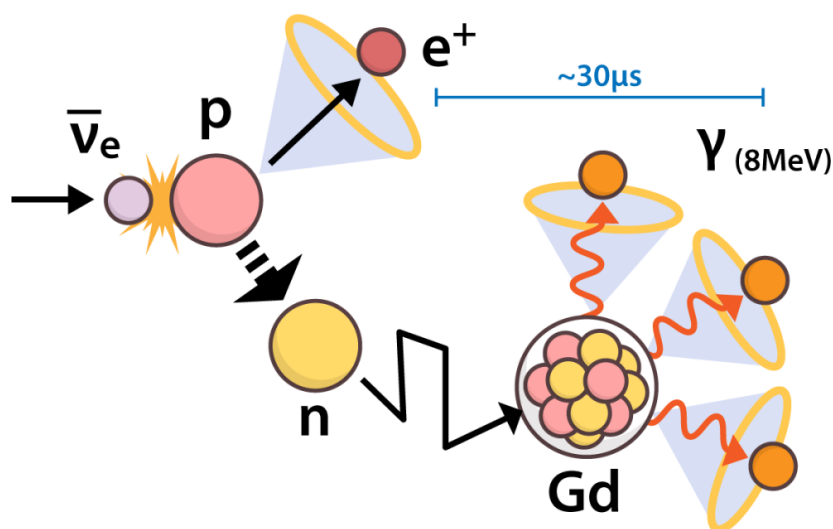


図 6.1 ガドリニウムによる中性子捕獲 (ひぐすたん [103] より引用)

図 6.1 に描かれているように、ガドリニウムにより中性子が捕らえられると合計 8 MeV の複数のガンマ線 (γ) を放出する。純水中での中性子の捕獲の際に放出されるガンマ線は 2.2 MeV であることと比較すると、大きな光量であるため検出効率が高い。SK-VI における濃度である 0.011 % (重量比) のガドリニウム溶液における中性子信号検出効率は約 50 % [49] であり、SK Gd 実験で最終的に目指している濃度である 0.1 % (重量比) のガドリ

ニウム溶液における中性子信号検出効率は約 90 % [50] である。純水中における中性子信号検出効率は 26 % [44] であったことと比較すると、大きく改善されていることがわかる。本研究で解析した陽子崩壊 $p \rightarrow e^+ X$ モードでは大気ニュートリノによるバックグラウンドが優勢であることから、中性子信号検出の検出効率の向上は感度向上に大きく影響すると推測でき、SK Gd 実験の結果を使用することでさらなる感度向上を見込むことができると考えられる。

6.2.6 ハイパーカミオカンデ実験

ハイパーカミオカンデは、現在稼働しているスーパーカミオカンデの後継として 2021 年*1 から建設が進められており*2、2027 年からの観測開始が予定されている。有効体積がスーパーカミオカンデの約 8.5 倍 (19 万トン [104]) のため、スーパーカミオカンデでの 8.5 年の観測に相当するデータが 1 年で取得できることになる。式 (5.12) のエクスポージャー λ が観測期間と有効体積の積であるため、有効体積が大きくなることで短期間の観測で高い感度への到達を見込むことができる。

また、本研究の中核である中性子信号検出の効率もハイパーカミオカンデでは向上する見込みである [105, 106].

*1 2021 年 5 月 6 日にアクセストンネルの掘削が開始された [104].

*2 2022 年 6 月 23 日にトンネル掘削が空洞ドームの中心部に到達 [104].

第7章

参考文献

- [1] V. Takhistov *et al.* Search for nucleon and dinucleon decays with an invisible particle and a charged lepton in the final state at the Super-Kamiokande experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 115:121803, Sep 2015. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.121803>, doi:10.1103/PhysRevLett.115.121803.
- [2] V. Takhistov. *SEARCHES FOR EXOTIC BARYON NUMBER-VIOLATING PROCESSES AT SUPER-KAMIOKANDE*. PhD thesis, University of California, Jun 2016. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2016/PhD_Thesis_Takhistov.pdf.
- [3] CERN. How did we discover the Higgs boson? URL: <https://home.cern/science/physics/higgs-boson/how>. (Accessed on 2023/01/13).
- [4] Y. Akimoto. 標準模型の基本粒子. HiggsTan (ひっぐすたん). URL: <https://higgstan.com/standerd-model/>. (Accessed on 2023/01/16).
- [5] 原 康夫. 素粒子物理学. 裳華房テキストシリーズ. 物理学. 裳華房, 東京, 2003.
- [6] 統一理論 : 自然界の 4 つの力は統一できるか? 最新科学論選書. 学習研究社, 東京, 1993.
- [7] CERN. The Super Proton Synchrotron. URL: <https://www.home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>. (Accessed on 2023/01/13).
- [8] CERN. Gargamelle. URL: <https://home.cern/science/experiments/gargamelle>. (Accessed on 2023/01/13).
- [9] R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2022(8), Aug 2022. 083C01. arXiv:<https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/45434166/ptac097.pdf>, doi:10.1093/ptep/ptac097.
- [10] 公益社団法人 日本天文学会. 大統一理論. (Accessed on 2023/01/12). URL: <https://astro-dic.jp/grand-unified-theory/>.
- [11] ブライアン R. マーティン, グレアム ショー. マーティン/ショー 素粒子物理学. 講談

- 社, 東京, 2020.
- [12] K. Abe *et al.* Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in 0.31 megaton \cdot years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector. *Phys. Rev. D*, 95:012004, Jan 2017. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.012004>, doi:10.1103/PhysRevD.95.012004.
- [13] University of Michigan. IMB Proton Decay Experiment. URL: <http://www-personal.umich.edu/~jcv/imb/imb.html>. (Accessed on 2022/11/04).
- [14] O. Perdereau. Final results of the Frejus proton decay experiment on atmospheric neutrinos. In *11th Moriond Workshop: Tests of Fundamental Laws in Physics*, pages 117–122, 1991.
- [15] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. スーパーカミオカンデ 公式ホームページ. URL: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>. (Accessed on 2022/11/04).
- [16] T. Kafka, (for the Soudan-2 collaboration). Final atmospheric neutrino oscillation results from Soudan 2. *Journal of Physics: Conference Series*, 39(1):310, May 2006. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/39/1/078>, doi:10.1088/1742-6596/39/1/078.
- [17] Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO). JUNO Completes Main Supporting Structure for Its Gigantic Acrylic Vessel. URL: http://juno.ihep.cas.cn/PPjuno/202208/t20220822_311649.html, Jul 2022. (Accessed on 2022/11/04).
- [18] T. Lewton. Troubled U.S. Neutrino Project Faces Uncertain Future – and Fresh Opportunities. URL: <https://www.scientificamerican.com/article/troubled-u-s-neutrino-project-faces-uncertain-future-and-fresh-opportunities/>, Apr 2022. (Accessed on 2022/11/04).
- [19] A. Takenaka *et al.* Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ with an enlarged fiducial volume in Super-Kamiokande I-IV. *Phys. Rev. D*, 102:112011, Dec 2020. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.112011>, doi:10.1103/PhysRevD.102.112011.
- [20] K. Abe *et al.* Search for nucleon decay into charged antilepton plus meson in 0.316 megaton \cdot years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector. *Phys. Rev. D*, 96:012003, Jul 2017. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.012003>, doi:10.1103/PhysRevD.96.012003.
- [21] K. Abe *et al.* Search for nucleon decay via $n \rightarrow \bar{\nu}\pi^0$ and $p \rightarrow \bar{\nu}\pi^+$ in Super-

- Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 113:121802, Sep 2014. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.121802>, doi:10.1103/PhysRevLett.113.121802.
- [22] C. McGrew *et al.* Search for nucleon decay using the IMB-3 detector. *Phys. Rev. D*, 59:052004, Feb 1999. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.052004>, doi:10.1103/PhysRevD.59.052004.
- [23] M. Tanaka *et al.* Search for proton decay into three charged leptons in 0.37 megaton-years exposure of the Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 101:052011, Mar 2020. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.101.052011>, doi:10.1103/PhysRevD.101.052011.
- [24] S. Seidel *et al.* Search for multitrack nucleon decay. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2522–2525, Nov 1988. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2522>, doi:10.1103/PhysRevLett.61.2522.
- [25] K. Kobayashi *et al.* Search for nucleon decay via modes favored by supersymmetric grand unification models in Super-Kamiokande-i. *Phys. Rev. D*, 72:052007, Sep 2005. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.052007>, doi:10.1103/PhysRevD.72.052007.
- [26] C. Regis *et al.* Search for proton decay via $p \rightarrow \mu^+ K^0$ in Super-Kamiokande I, II, and III. *Phys. Rev. D*, 86:012006, Jul 2012. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.012006>, doi:10.1103/PhysRevD.86.012006.
- [27] K. Abe *et al.* Search for proton decay via $p \rightarrow \nu K^+$ using 260 kiloton · year data of Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 90:072005, Oct 2014. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.072005>, doi:10.1103/PhysRevD.90.072005.
- [28] K. Hirata *et al.* Experimental limits on nucleon lifetime for lepton+meson decay modes. *Physics Letters B*, 220(1):308–316, 1989. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269389900580>, doi:[https://doi.org/10.1016/0370-2693\(89\)90058-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(89)90058-0).
- [29] C. Berger *et al.* Results from the Fréjus experiment on nucleon decay modes with charged leptons. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 50(3):385–394, Sep 1991. doi:10.1007/BF01551450.
- [30] C. Berger *et al.* Lifetime limits on (B-L)-violating nucleon decay and di-nucleon decay modes from the Fréjus experiment. *Physics Letters B*, 269(1):227–233, 1991. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/>

- 037026939191479F, doi:[https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)91479-F](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91479-F).
- [31] V. Takhistov *et al.* Search for trilepton nucleon decay via $p \rightarrow e^+ \nu \nu$ and $p \rightarrow \mu^+ \nu \nu$ in the Super-Kamiokande experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 113:101801, Sep 2014. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.101801>, doi:10.1103/PhysRevLett.113.101801.
- [32] Y. Suzuki *et al.* Study of invisible nucleon decay, $n \rightarrow \nu \nu \nu$, and a forbidden nuclear transition in the Kamiokande detector. *Physics Letters B*, 311(1):357–361, 1993. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269393905823>, doi:[https://doi.org/10.1016/0370-2693\(93\)90582-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(93)90582-3).
- [33] J. Learned, F. Reines, A. Soni. Limits on nonconservation of baryon number. *Phys. Rev. Lett.*, 43:907–910, Sep 1979. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.907>, doi:10.1103/PhysRevLett.43.907.
- [34] J. Learned, F. Reines, A. Soni. Limits on nonconservation of baryon number. *Phys. Rev. Lett.*, 43:1626–1626, Nov 1979. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.1626>, doi:10.1103/PhysRevLett.43.1626.
- [35] M. L. Cherry *et al.* Experimental test of baryon conservation: A new limit on the nucleon lifetime. *Phys. Rev. Lett.*, 47:1507–1510, Nov 1981. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.47.1507>, doi:10.1103/PhysRevLett.47.1507.
- [36] J. Gustafson *et al.* Search for dinucleon decay into pions at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 91:072009, Apr 2015. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.072009>, doi:10.1103/PhysRevD.91.072009.
- [37] M. Litos *et al.* Search for dinucleon decay into kaons in Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 112:131803, Apr 2014. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.131803>, doi:10.1103/PhysRevLett.112.131803.
- [38] T. Araki *et al.* Search for the invisible decay of neutrons with KamLAND. *Phys. Rev. Lett.*, 96:101802, Mar 2006. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.101802>, doi:10.1103/PhysRevLett.96.101802.
- [39] M. Anderson *et al.* Search for invisible modes of nucleon decay in water with the SNO+ detector. *Phys. Rev. D*, 99:032008, Feb 2019. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.032008>, doi:10.1103/PhysRevD.99.032008.
- [40] V. I. Tretyak, V. Y. Denisov, Y. G. Zdesenko. New limits on dinucleon decay into invisible channels. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 79(3):106–108, Feb 2004. doi:10.1134/1.1719123.

- [41] S. Geer *et al.* New limit on *CPT* violation. *Phys. Rev. Lett.*, 84:590–593, Jan 2000. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.590>, doi: [10.1103/PhysRevLett.84.590](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.590).
- [42] S. Geer *et al.* Search for antiproton decay at the Fermilab Antiproton Accumulator. *Phys. Rev. D*, 62:052004, Aug 2000. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.052004>, doi: [10.1103/PhysRevD.62.052004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.052004).
- [43] S. Geer *et al.* Erratum: New limit on *CPT* violation [phys. rev. lett. 84, 590 (2000)]. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3546–3546, Oct 2000. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3546>, doi: [10.1103/PhysRevLett.85.3546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.3546).
- [44] K. Abe *et al.* Neutron tagging following atmospheric neutrino events in a water Cherenkov detector. *Journal of Instrumentation*, 17(10):P10029, Oct 2022. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/17/10/P10029>, doi: [10.1088/1748-0221/17/10/P10029](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/10/P10029).
- [45] 兼村 侑希. スーパーカミオカンデガドリニウム実験のための エネルギースケール評価と Rn 濃度解析. Master’s thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Jan 2022. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2022/Kanemura_s_Master_Thesis.pdf.
- [46] T. Kajita, E. Kearns, M. Shiozawa. Establishing atmospheric neutrino oscillations with Super-Kamiokande. *Nuclear Physics B*, 908:14–29, 2016. Neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300554>, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.017>.
- [47] 奥村 公宏 *et al.* スーパーカミオカンデのデータ収集システムのアップグレード. In *高エネルギーニュース*, volume 28, pages 10–17. 高エネルギー物理学研究者会議, May 2009. URL: <http://www.jahep.org/hepnews/2009/Vol28No1-2009.4.5.60kumuraShiozawaNakayamaHayatoYamada.pdf>, (Accessed on 2022/12/10).
- [48] H. Nishino *et al.* High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 610(3):710–717, 2009. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209017495>, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.09.026>.
- [49] 三木 信太郎. SK-Gd における中性子検出を用いたニュートリノ事象再構成手法. Master’s thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Jan

2022. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2022/miki_thesis_final.pdf.
- [50] 芳賀 侑斗. スーパーカミオカンデにおける中性子信号を用いた陽子崩壊探索. Master's thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Jan 2014. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/Haga_master_thesis_2014.pdf.
- [51] 岡田 健. SK-Gd プロジェクトに向けた放射性不純物の測定と検出器較正. Master's thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Jan 2020. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2020/OKADA_masterthesis_final.pdf.
- [52] Y. Nakano, for the Super-Kamiokande Collaboration. Radon background study in Super-Kamiokande. *Journal of Physics: Conference Series*, 888(1):012191, Sep 2017. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012191>, doi: [10.1088/1742-6596/888/1/012191](https://doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012191).
- [53] Y. Nakano *et al.* Measurement of the radon concentration in purified water in the Super-Kamiokande iv detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 977:164297, 2020. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220306938>, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164297>.
- [54] 竹中 彰. Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ with an Enlarged Fiducial Mass of the Super-Kamiokande Detector. PhD thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Dec 2020. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2021/thesis.Akira.Takenaka.20210118.submit.pdf.
- [55] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. 【詳報】新生スーパーカミオカンデがスタート、ガドリニウムを加え、新たに観測開始. URL: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/news/detail/422/>, Aug 2020. (Accessed on 2022/12/11).
- [56] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. スーパーカミオカンデへのガドリニウム追加を開始しました. URL: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/news/detail/390/>, Jun 2022. (Accessed on 2023/01/19).
- [57] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. スーパーカミオカンデへのガドリニウム追加導入の完了. URL: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/news/detail/853/>, Jul 2022. (Accessed on 2023/01/19).
- [58] K. Abe *et al.* First gadolinium loading to Super-Kamiokande. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrom-*

- eters, *Detectors and Associated Equipment*, 1027:166248, 2022. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221010883>, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166248>.
- [59] S. Fukuda *et al.* The Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2):418–462, 2003. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020300425X>, doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X).
- [60] 中野 佑樹. ${}^8\text{B}$ solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV. PhD thesis, 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻, Feb 2016. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2016/doc_thesis_naknao.pdf.
- [61] 気象庁 地磁気観測所. 地球電磁気の Q & A. URL: <https://www.kakioka-jma.go.jp/knowledge/qanda.html>, 2007. (Accessed on 2022/12/10).
- [62] K. Abe *et al.* Calibration of the Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 737:253–272, 2014. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021301646X>, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.081>.
- [63] T. Yamaguchi. *Observation of ${}^8\text{B}$ Solar Neutrinos from 300-day data at Super-Kamiokande*. PhD thesis, University of Osaka, Jan 1998. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/guchi.pdf.
- [64] K. Sakaue *et al.* Investigation of the Coherent Cherenkov Radiation Using Tilted Electron Bunch. In *Proc. 8th of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, May, 2017*, number 8 in International Particle Accelerator Conference, pages 905–907, Geneva, Switzerland, May 2017. JACoW. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA024>. URL: <http://jacow.org/ipac2017/papers/mopva024.pdf>, doi:<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA024>.
- [65] 酒井 聖矢. スーパーカミオカンデにおける検出器較正の研究. Master's thesis, 岡山大学大学院 自然科学研究科 数理物理学専攻, Mar 2021. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2021/Master_thesis_Sakai_final.pdf.
- [66] 自然科学研究機構 国立天文台, 丸善出版株式会社. 気体および液体の屈折率. (Accessed

- on 2023/01/11).
- [67] NIST. CODATA Value: electron mass energy equivalent in MeV. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mec2mev>. 2018 CODATA recommended values, (Accessed on 2023/01/11).
- [68] NIST. CODATA Value: muon mass energy equivalent in MeV. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mmuc2mev>. 2018 CODATA recommended values, (Accessed on 2023/01/11).
- [69] NIST. CODATA Value: proton mass energy equivalent in MeV. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpc2mev>. 2018 CODATA recommended values, (Accessed on 2022/12/31).
- [70] Hamamatsu Photonics. 光電子増倍管ハンドブック. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4J.pdf, Apr 2017. (Accessed on 2022/12/10).
- [71] M. G. Mayer. *Elementary theory of nuclear shell structure*. Structure of matter series. Wiley, New York, 1955.
- [72] T. Yamazaki, Y. Akaishi. Nuclear medium effects on invariant mass spectra of hadrons decaying in nuclei. *Physics Letters B*, 453(1):1–6, 1999. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026939900163X>, doi: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(99\)00163-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00163-X).
- [73] K. Nakamura *et al.* The reaction $^{12}\text{C}(e, e'p)$ at 700 MeV and DWIA analysis. *Nuclear Physics A*, 268(3):381–407, 1976. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594747690539X>, doi: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(76\)90539-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(76)90539-X).
- [74] M. Shiozawa. *Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector*. PhD thesis, University of Tokyo, Nov 1999. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/shiozawa.pdf.
- [75] R. D. Woods, D. S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev.*, 95:577–578, Jul 1954. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.95.577>, doi: [10.1103/PhysRev.95.577](https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.577).
- [76] H. Ejiri. Nuclear deexcitations of nucleon holes associated with nucleon decays in nuclei. *Phys. Rev. C*, 48:1442–1444, Sep 1993. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.48.1442>, doi: [10.1103/PhysRevC.48.1442](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.48.1442).
- [77] F. Jiahui. Study of Neutrinos from Monopole-Catalyzed Proton Decay in Super-

- Kamiokande. Master's thesis, Kyoto University, Aug 2021. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2021/thesis-Feng.pdf.
- [78] M. Honda *et al.* Comparison of 3-dimensional and 1-dimensional schemes in the calculation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. D*, 64:053011, Aug 2001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.053011>, doi: [10.1103/PhysRevD.64.053011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.053011).
- [79] M. Honda *et al.* New calculation of the atmospheric neutrino flux in a three-dimensional scheme. *Phys. Rev. D*, 70:043008, Aug 2004. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.043008>, doi: [10.1103/PhysRevD.70.043008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.043008).
- [80] M. Honda *et al.* Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev. D*, 75:043006, Feb 2007. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.75.043006>, doi: [10.1103/PhysRevD.75.043006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.043006).
- [81] M. Honda *et al.* Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the jam nuclear interaction model. *Phys. Rev. D*, 83:123001, Jun 2011. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.123001>, doi: [10.1103/PhysRevD.83.123001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.123001).
- [82] G. Battistoni *et al.* The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation. *Astroparticle Physics*, 19(2):269–290, 2003. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650502002463>, doi: [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00246-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00246-3).
- [83] G. D. Barr *et al.* Three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. D*, 70:023006, Jul 2004. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.023006>, doi: [10.1103/PhysRevD.70.023006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.023006).
- [84] J. Alcaraz *et al.* Cosmic protons. *Physics Letters B*, 490(1):27–35, 2000. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269300009709>, doi: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00970-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00970-9).
- [85] T. Sanuki *et al.* Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra with the BESS Spectrometer. *The Astrophysical Journal*, 545(2):1135, Dec 2000. URL: <https://dx.doi.org/10.1086/317873>, doi: [10.1086/317873](https://doi.org/10.1086/317873).
- [86] S. Haino *et al.* Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. *Physics Letters B*, 594(1):35–46, 2004. URL: <https://doi.org/10.1016/j.phllet.2004.07.011>.

- [//www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304007567](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304007567), doi:
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.05.019>.
- [87] NASA. U.S. Standard Atmosphere. URL: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19770009539/downloads/19770009539.pdf>, Oct 1976. (Accessed on 2023/01/11).
- [88] HETC: Monte Carlo High-Energy Nucleon-Meson Transport Code. *RSIC Computer Code Collection*, CCC-178, 1977.
- [89] A. Fassò *et al.* FLUKA92. In *Proc. Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments*, Santa Fe, New Mexico, U.S.A., pages 134–144, Jan 1993. [Tech. Rep., LA-12835-C, Los Alamos, NM, U.S.A.].
- [90] J. O. Johnson, T. A. Gabriel. A user’s guide to MICAP: A Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Package. *RSIC Computer Code Collection*, Jan 1988. URL: <https://www.osti.gov/biblio/5567506>, doi:10.2172/5567506.
- [91] S. Roesler, R. Engel, J. Ranft. The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III. In A. Kling *et al.*, editors, *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, pages 1033–1038, Berlin, Heidelberg, 2001. Springer Berlin Heidelberg.
- [92] K. Niita *et al.* PHITS—a particle and heavy ion transport code system. *Radiation Measurements*, 41(9):1080–1090, 2006. Space Radiation Transport, Shielding, and Risk Assessment Models. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350448706001351>, doi:<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2006.07.013>.
- [93] P. Achard *et al.* Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20 to 3000 GeV. *Physics Letters B*, 598(1):15–32, 2004. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304011438>, doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.08.003>.
- [94] T. Sanuki *et al.* Measurements of atmospheric muon spectra at mountain altitude. *Physics Letters B*, 541(3):234–242, 2002. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302022657>, doi:[https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)02265-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02265-7).
- [95] K. Abe *et al.* Measurements of proton, helium and muon spectra at small atmospheric depths with the BESS spectrometer. *Physics Letters B*, 564(1):8–20, 2003. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303006762>, doi:[https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00676-](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00676-)

- 2.
- [96] R. Brun *et al.* *GEANT 3: user's guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version.* CERN, Geneva, 1987. URL: <https://cds.cern.ch/record/1119728>.
- [97] 梶 裕志. スーパーカミオカンデ実験における大気ニュートリノ解析の現状. URL: <https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~kaji/presentations/FPW09-atm-nu.pdf>. (Accessed on 2023/01/02).
- [98] R. A. Wendell. *Three flavor oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande.* PhD thesis, Duke University, 2008. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/rvw-dissertation.pdf.
- [99] G. L. Fogli *et al.* Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations. *Phys. Rev. D*, 66:053010, Sep 2002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.053010>, doi:10.1103/PhysRevD.66.053010.
- [100] K. Abe *et al.* Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV. *Phys. Rev. D*, 97:072001, Apr 2018. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.072001>, doi:10.1103/PhysRevD.97.072001.
- [101] S. Tobayama. *An Analysis of the Oscillation of Atmospheric Neutrinos.* PhD thesis, The University of British Columbia, Dec 2016. URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2017/ubc_2017_february_tobayama_shimpei.pdf.
- [102] R. L. Workman, Others. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022. doi:10.1093/ptep/ptac097.
- [103] Y. Akimoto. スーパーカミオカンデの中のガドリニウム. HiggsTan (ひっぐすたん). URL: <https://higgstan.com/gadolinium-in-sk/>. (Accessed on 2023/01/16).
- [104] Kamioka Observatory, ICRR, The Univ. of Tokyo. ハイパーカミオカンデ ホームページ. URL: <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/>. (Accessed on 2023/01/05).
- [105] Y. Okajima. Development of neutron tagging algorithm for hyper-kamiokande with pure water. *Journal of Physics: Conference Series*, 888(1):012155, Sep 2017. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012155>, doi:10.1088/1742-6596/888/1/012155.
- [106] S. Izumiya, the Hyper-Kamiokande Collaboration. Evaluation of neutron tagging performance in the hyper-kamiokande experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, 2156(1):012204, Dec 2021. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/>

1742-6596/2156/1/012204, doi:10.1088/1742-6596/2156/1/012204.

謝辞

本研究及び修士論文の執筆において多くの方々にお世話になりました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

指導教員の慶應義塾大学 理工学研究科 基礎理工学専攻 物理学専修 西村 康宏准教授には研究の進め方や様々なツールの使用法, エラーが出た時の対処など, 様々なことを大変丁寧にご指導・ご教授いただいたうえ, 研究の機会や環境の準備など, 幅広く研究のサポートをしていただきました。また, Gd 導入などのシフトやコラボレーションミーティングの現地参加など, 様々な機会をいただき多くの貴重な経験をさせていただきました。本修士論文や資料等の添削なども, 大変丁寧にご指導いただきました。おかげさまで本研究及び本修士論文の執筆をつつがなく終わることができました。ここに深謝の意を表します。

同専修 中迫 雅由教授, 並びに檜垣 徹太郎専任講師には, 本修士論文の作成にあたり, 副査として大変丁寧なご助言を賜りました。心から感謝いたします。

東京大学 宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設 三浦 真先生, 峰 俊一先生をはじめとした陽子崩壊探索のグループの皆さまには本研究を行うにあたり, 陽子崩壊探索の研究の進め方や確認事項のアドバイスなど大変丁寧にご指導いただきました。また, よりわかりやすい資料の作成方法を教えていただいたり, 資料を添削していただいたり, 大変お世話になりました。深く感謝いたします。

東京大学 国際高等研究所 カブリ数物連携宇宙研究機構 Volodymyr Takhistov さんには先行研究に関して大変丁寧に教えていただき, おかげさまで本研究の理解を深めることができました。また, 研究に使用したスクリプトのご提供など様々なサポートをしていただきました。心から感謝いたします。

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻粒子物理学講座 Roger Alexandre Wendell 准教授には本研究で尤度解析に使用した Osc3++ の陽子崩壊探索用モジュールを開発していただきました。また, Osc3++ の仕組みや使用法についても大変丁寧に教えていただきました。心から感謝いたします。

東京大学 宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設 早戸 良成准教授には中性子信号検出アルゴリズムや NEUT の更新箇所について大変丁寧に教えていただき, 特に, 陽子崩壊の信号のシミュレーションサンプルにおける中性子信号検出効率を算出する際, 様々なアドバイスをいただき, 大変お世話になりました。心から感謝いたします。

同施設 野口 陽平さんには陽子崩壊探索の研究や素粒子実験に関して様々なことを教えていただき, 本研究の理解を深めることができました。心から感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所 宇宙ニュートリノ観測情報融合センター Han Seungho さんには

中性子信号検出アルゴリズムについてわかりやすく教えていただきました。心から感謝いたします。

東京理科大学 理工学部 物理学科 素粒子実験 石塚研究室 松本 遼さんには NEUT の更新箇所についてわかりやすく教えていただきました。心から感謝いたします。

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室 Jiahui Feng さんには Osc3++ の仕組みや使用方法について、大変丁寧に教えていただきました。心から感謝いたします。

西村研究室の先輩の前川 雄音さんには研究で困った時や進め方についてのアドバイスなど、様々な場面でお世話になりました。普段の進捗報告や研究室でのゼミの際にも、不足している箇所を教えていただいたり、理解を深めるのを助けていただいたり、大変お世話になりました。また、中性子信号検出アルゴリズムについてもわかりやすく教えていただき、おかげさまで理解を深めることができました。心から感謝いたします。

西村研究室の後輩の岡崎 玲大君、小林 美咲さん、佐藤 太希君には研究室でのゼミや普段の研究室生活において大変お世話になりました。心から感謝いたします。

最後に、今まで育ててくれ、学生生活を支えてくれた家族に心からの感謝を述べたいと思います。

付録

付録 A 系統誤差の相関係数 f_i^j

本研究で用いた、各系統誤差の相関係数 f_i^j の値を図 A.1～図 A.57 に示す。ここで、黒線が全ての選別基準を適用した時の系統誤差の相関係数 f_i^j 、赤線が全ての選別基準の内、中性子検出数によるカットによる選別基準以外を適用した時の系統誤差の相関係数 f_i^j を表している。また、系統誤差の相関係数 f_i^j は 0～9 までが大気ニュートリノに対する系統誤差の相関係数 f_i^j 、9～18 までが陽子崩壊の信号に対する系統誤差の相関係数 f_i^j を表している。

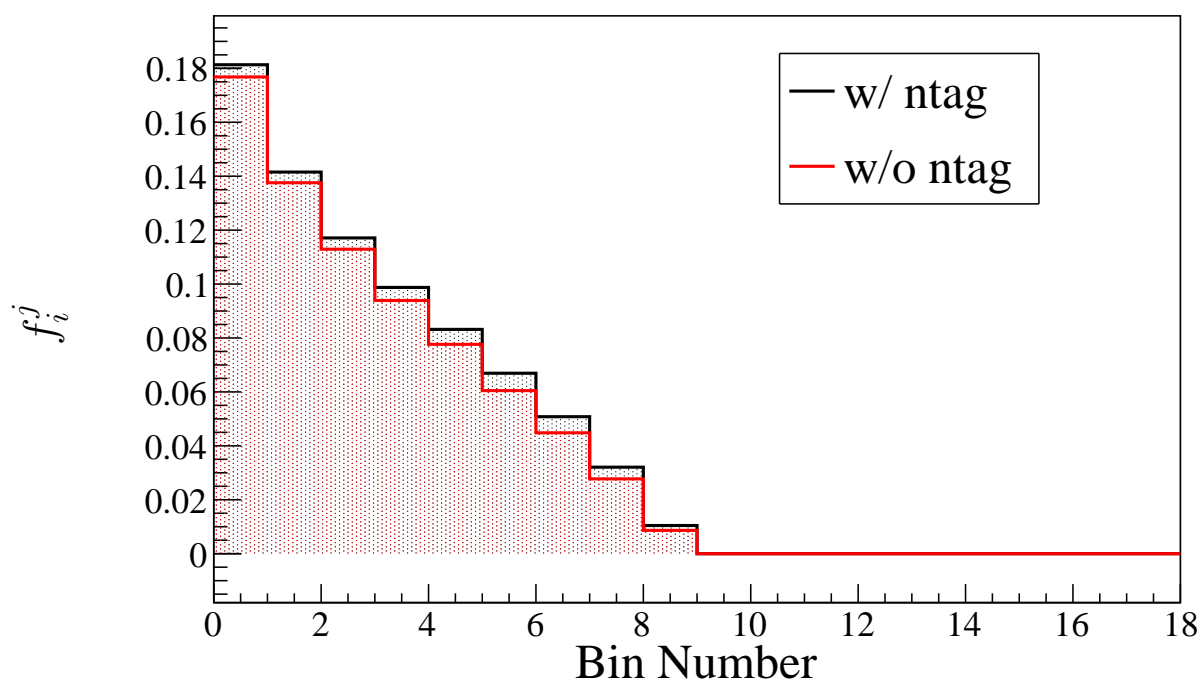


図 A.1 ニュートリノフラックス ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

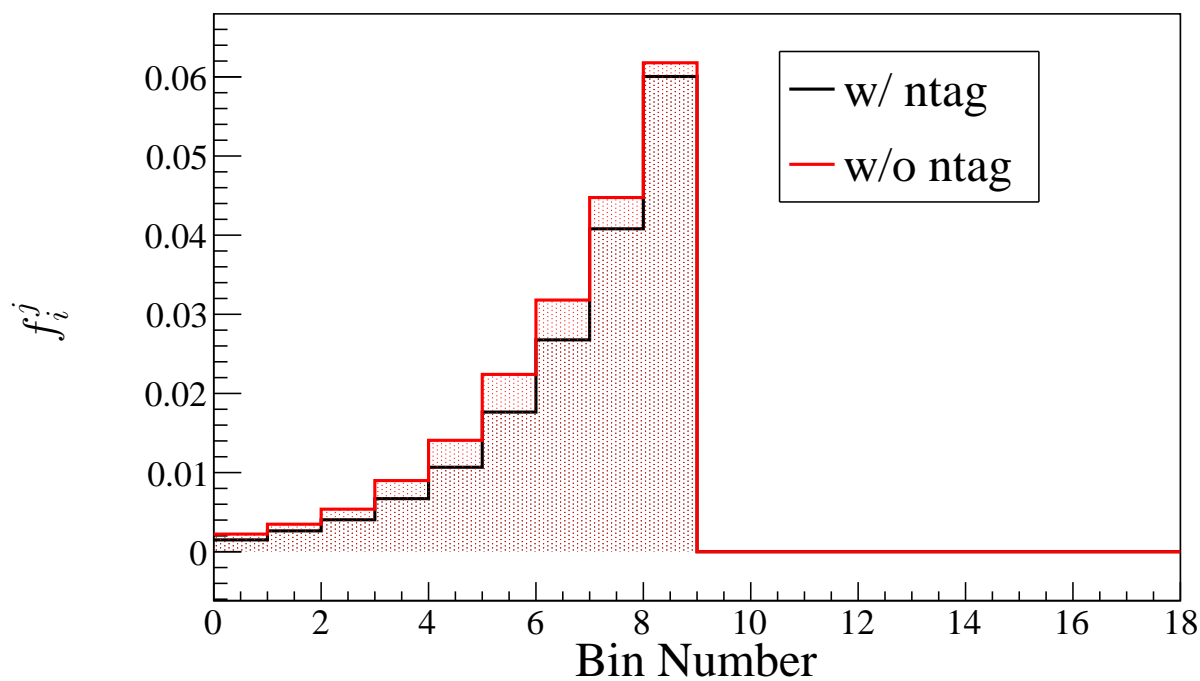


図 A.2 ニュートリノフラックス ($E_\nu > 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

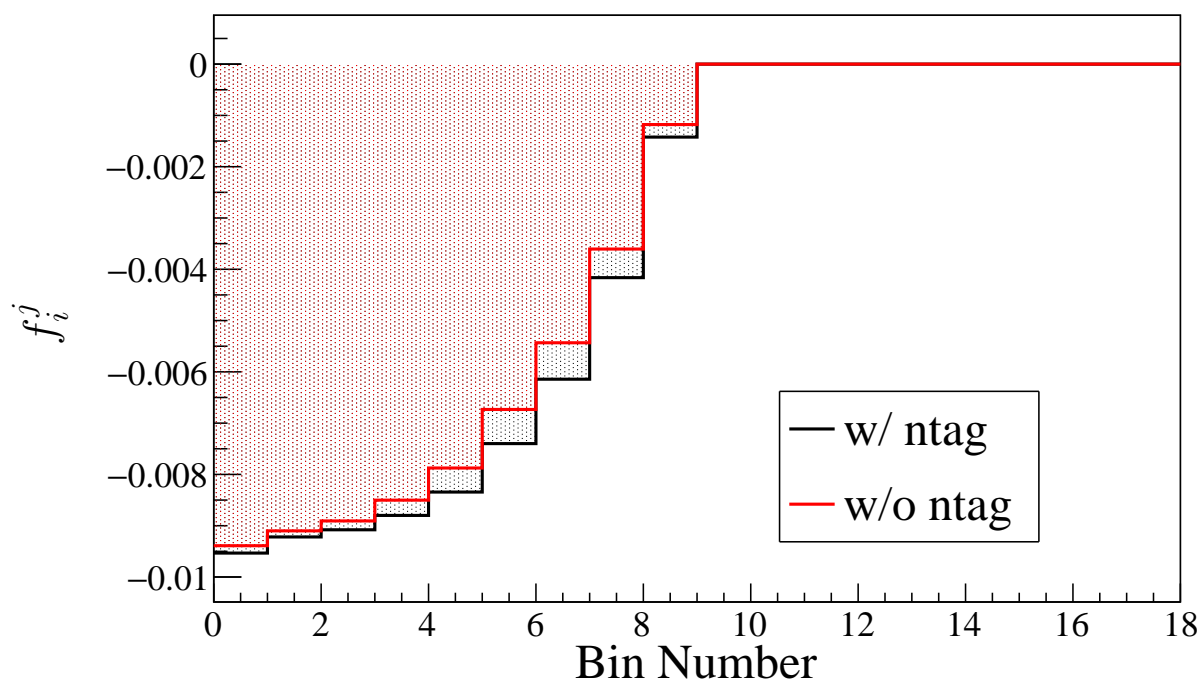


図 A.3 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

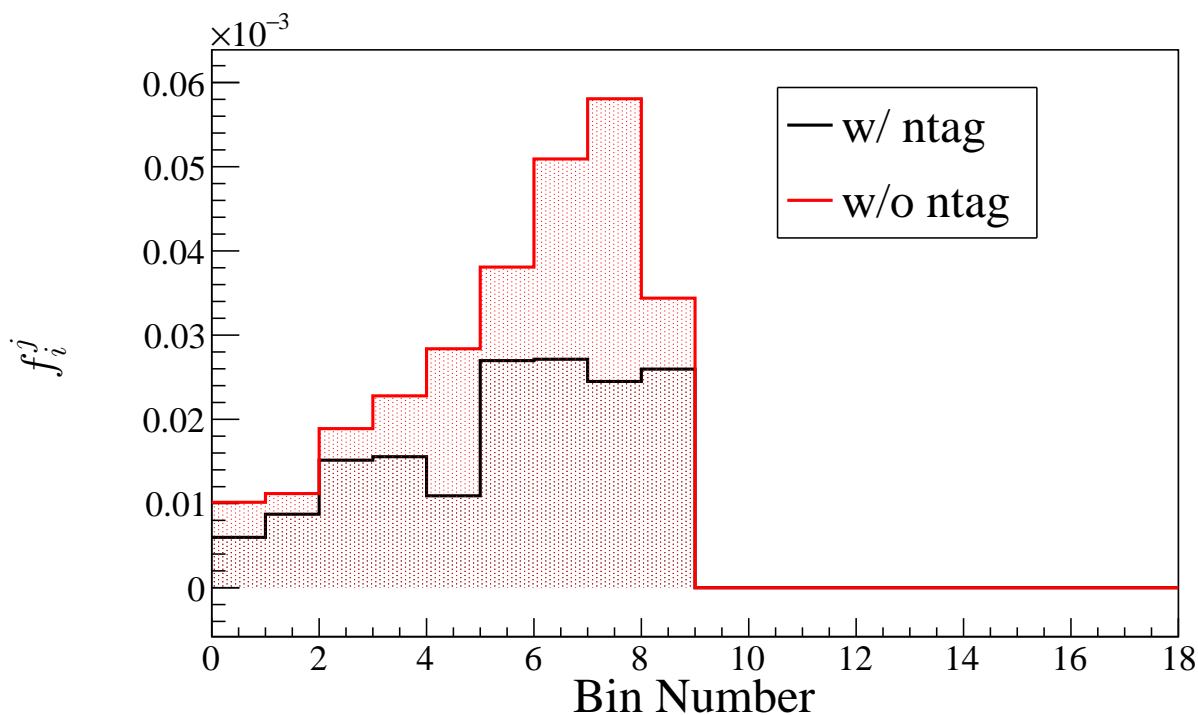


図 A.4 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

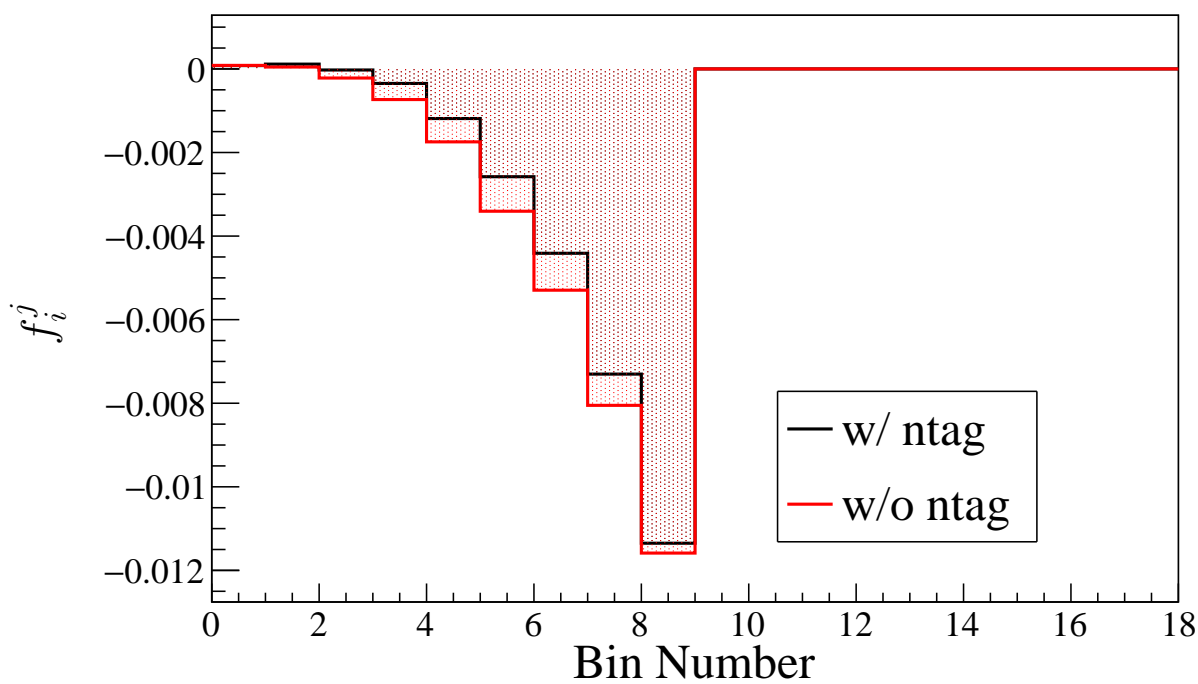


図 A.5 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

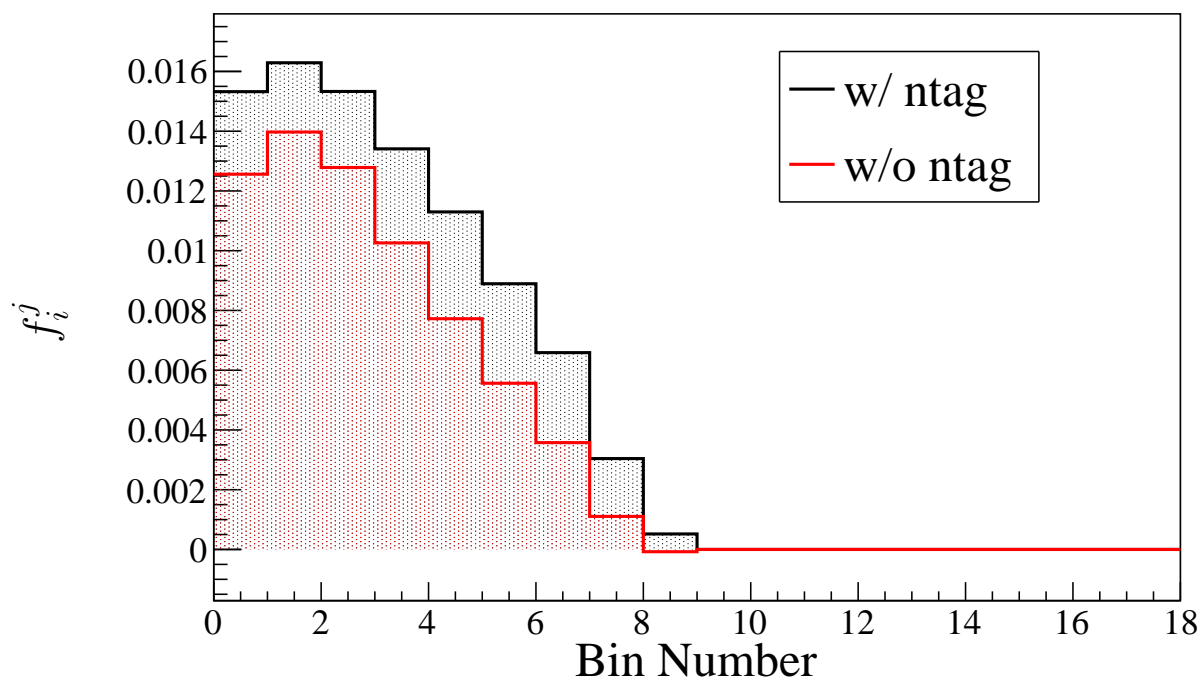


図 A.6 $\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

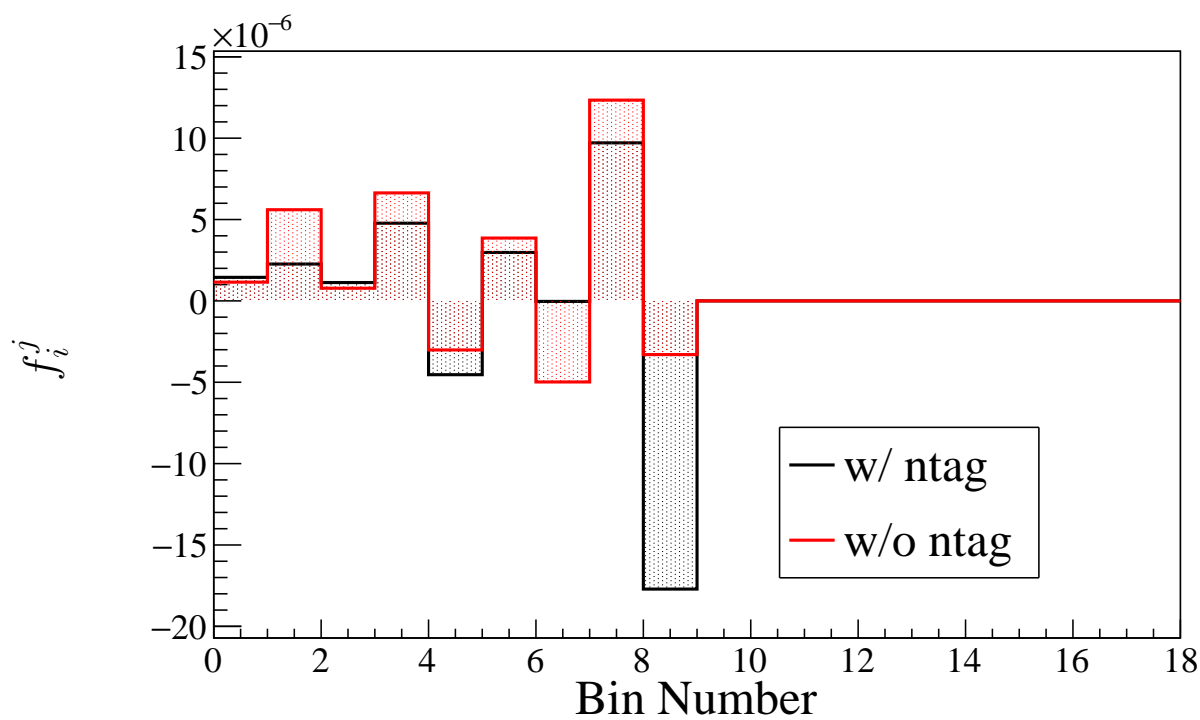


図 A.7 $\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

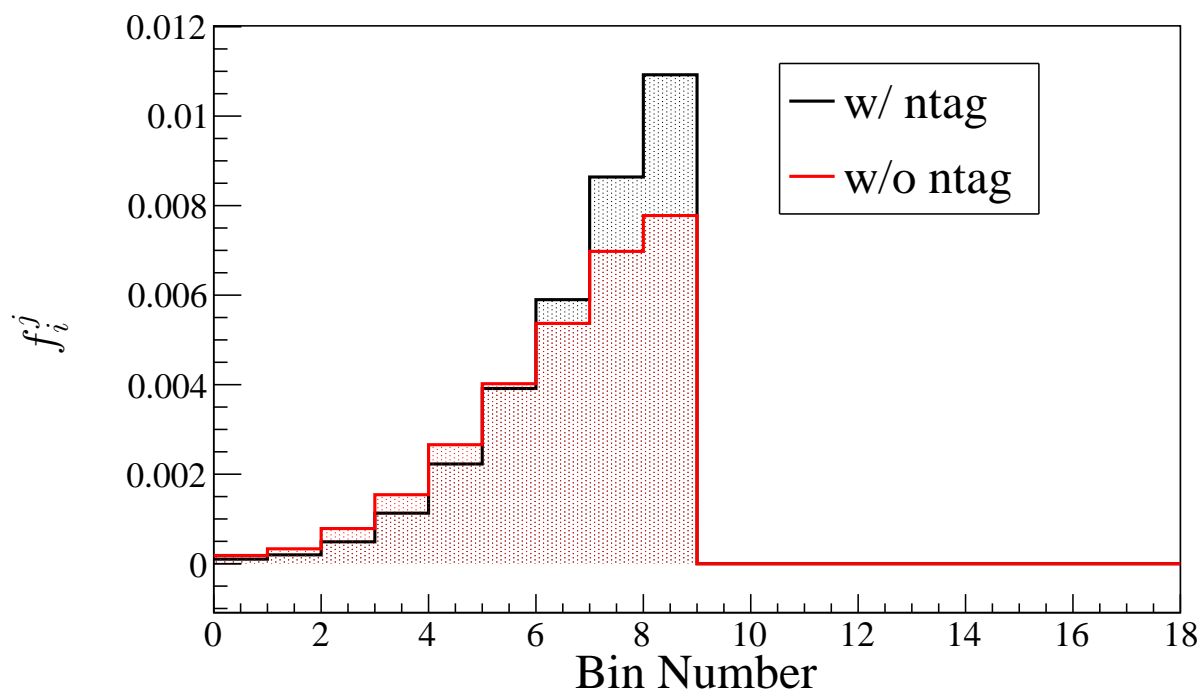


図 A.8 $\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

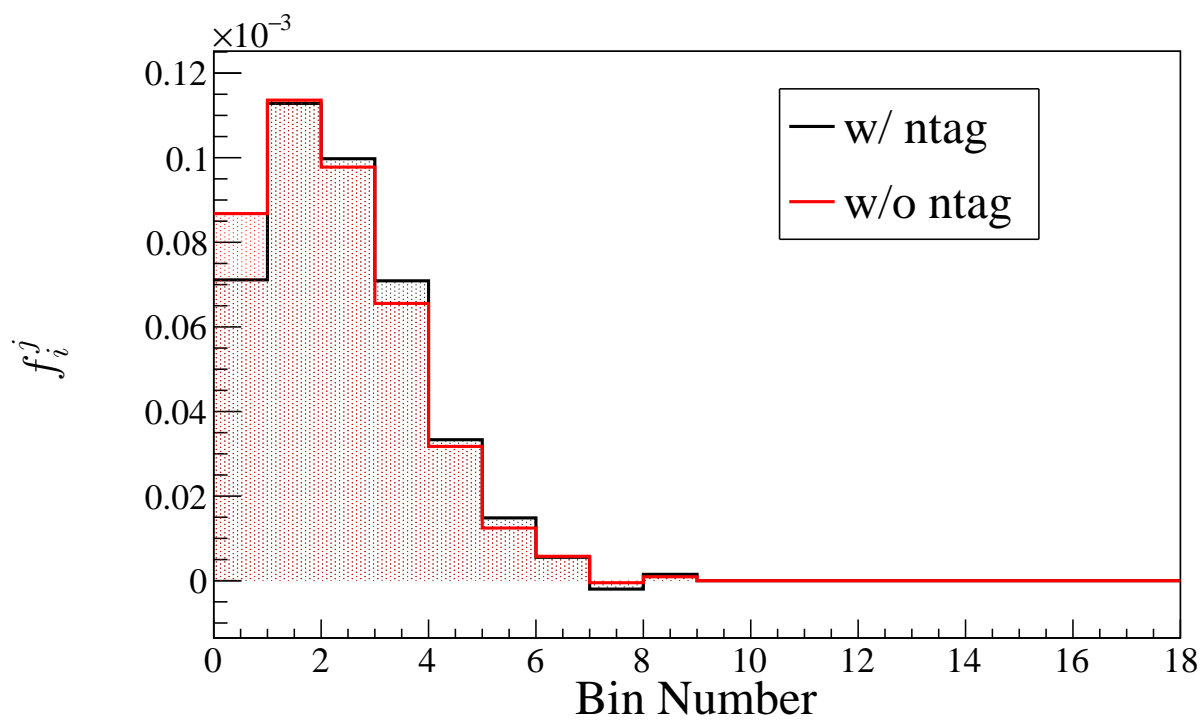


図 A.9 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

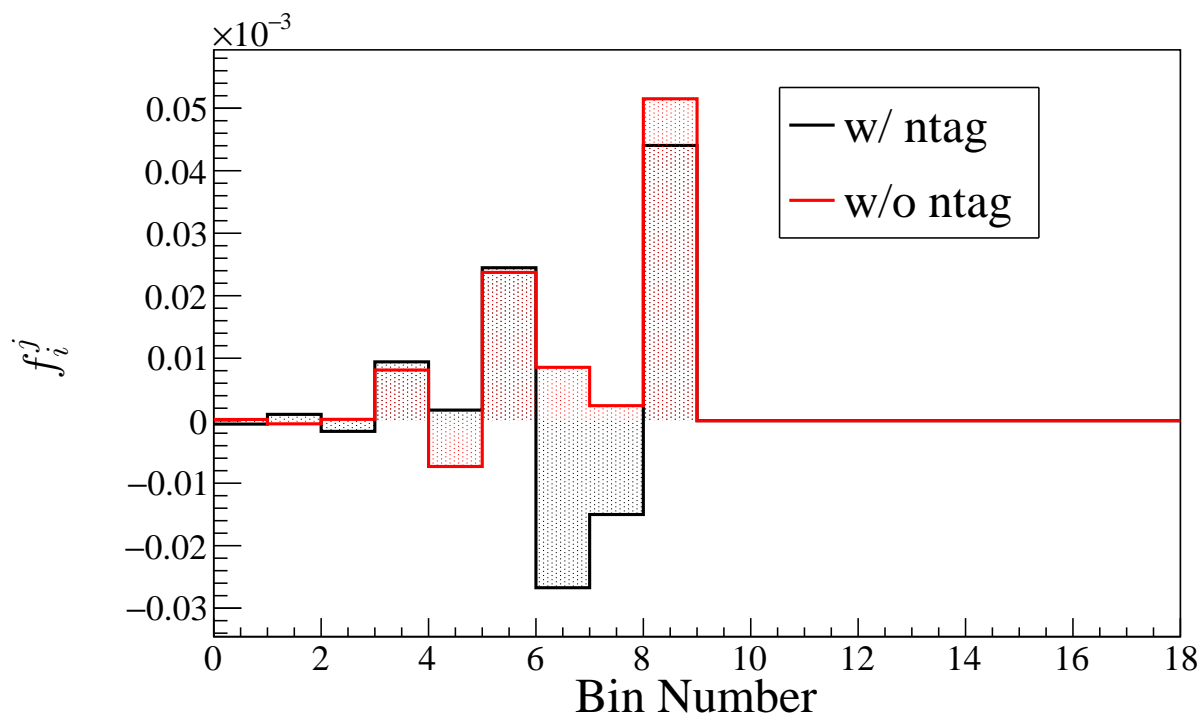


図 A.10 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

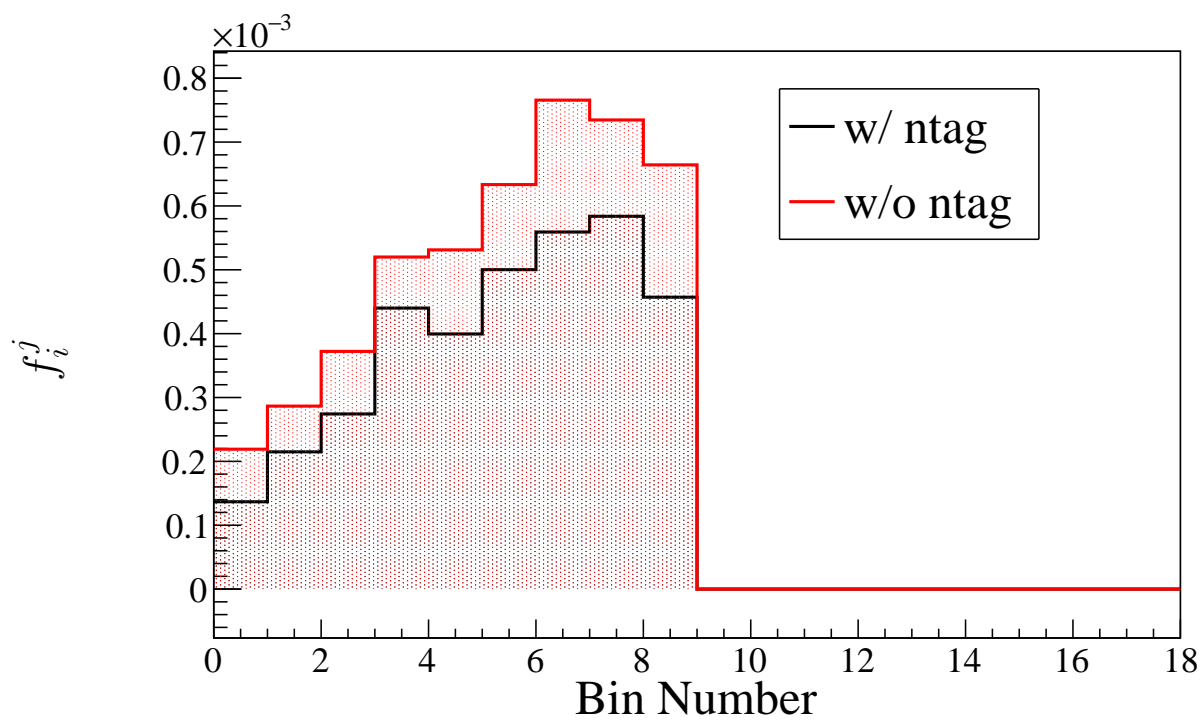


図 A.11 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

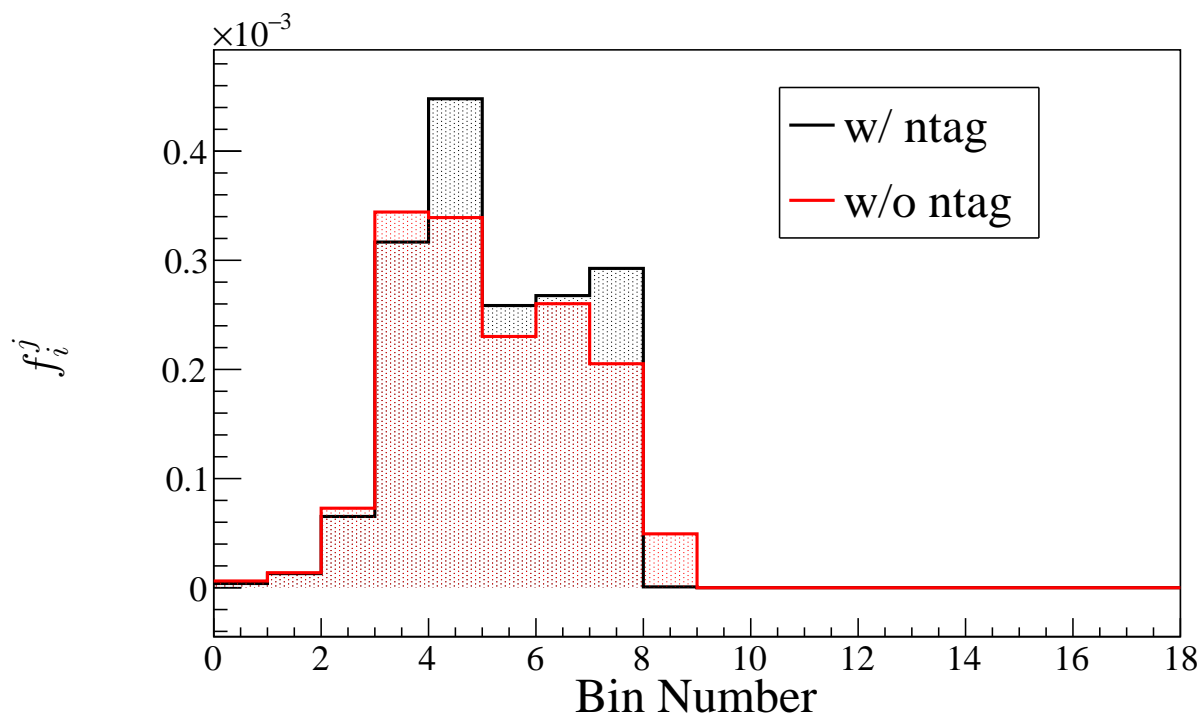


図 A.12 ニュートリノ up / down フラックス比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

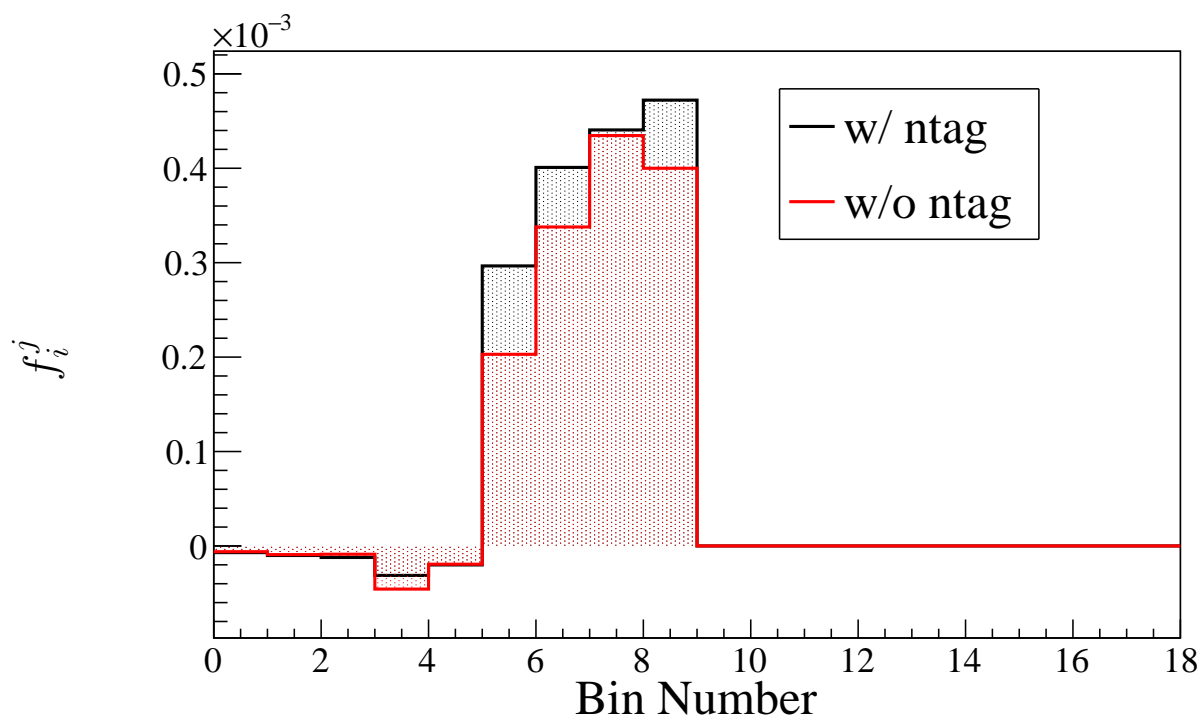


図 A.13 ニュートリノ水平/垂直フラックス比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

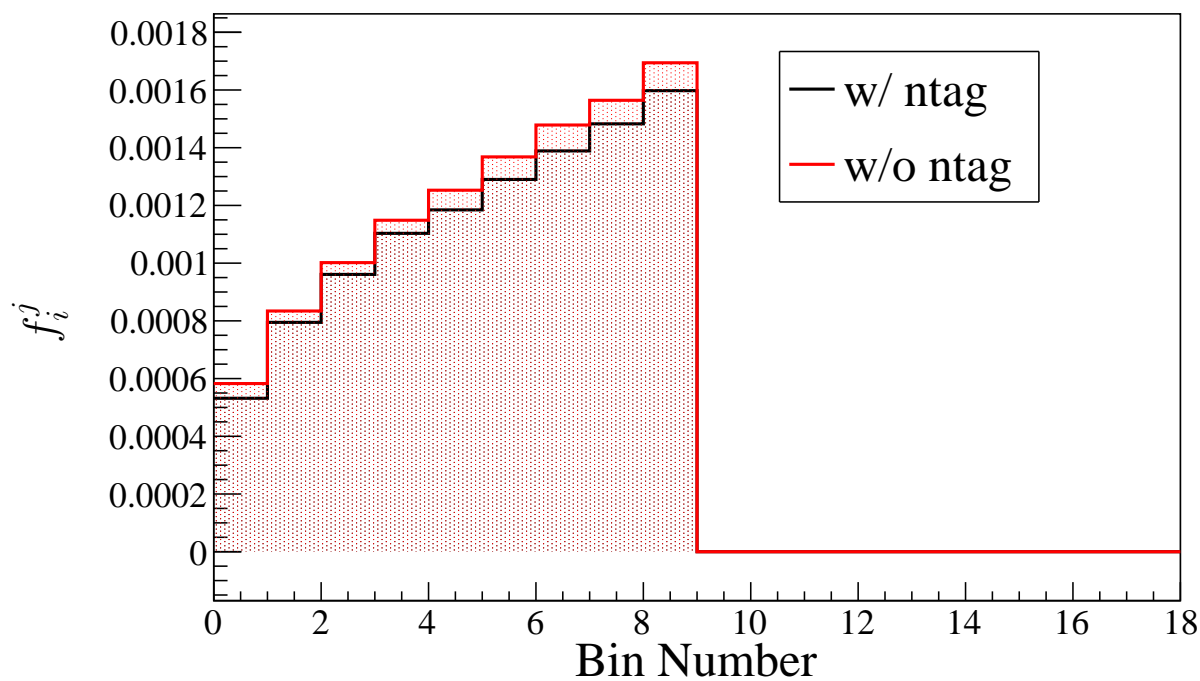


図 A.14 K/π 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

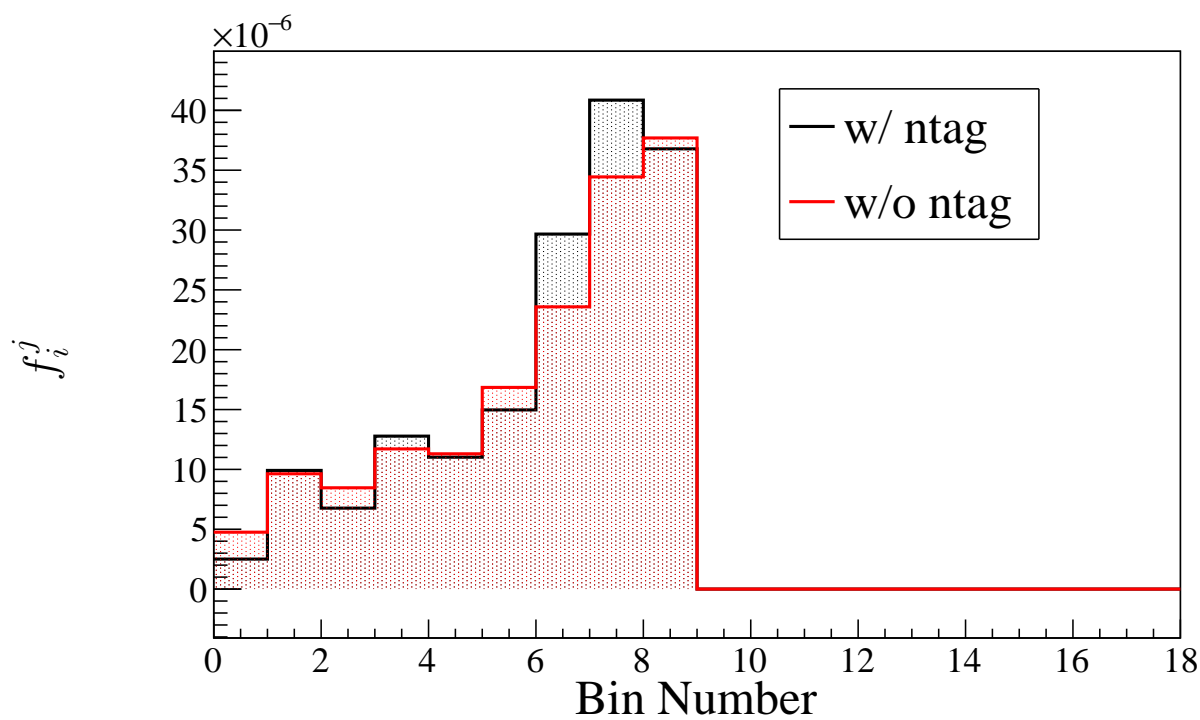


図 A.15 ニュートリノの飛跡の長さに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

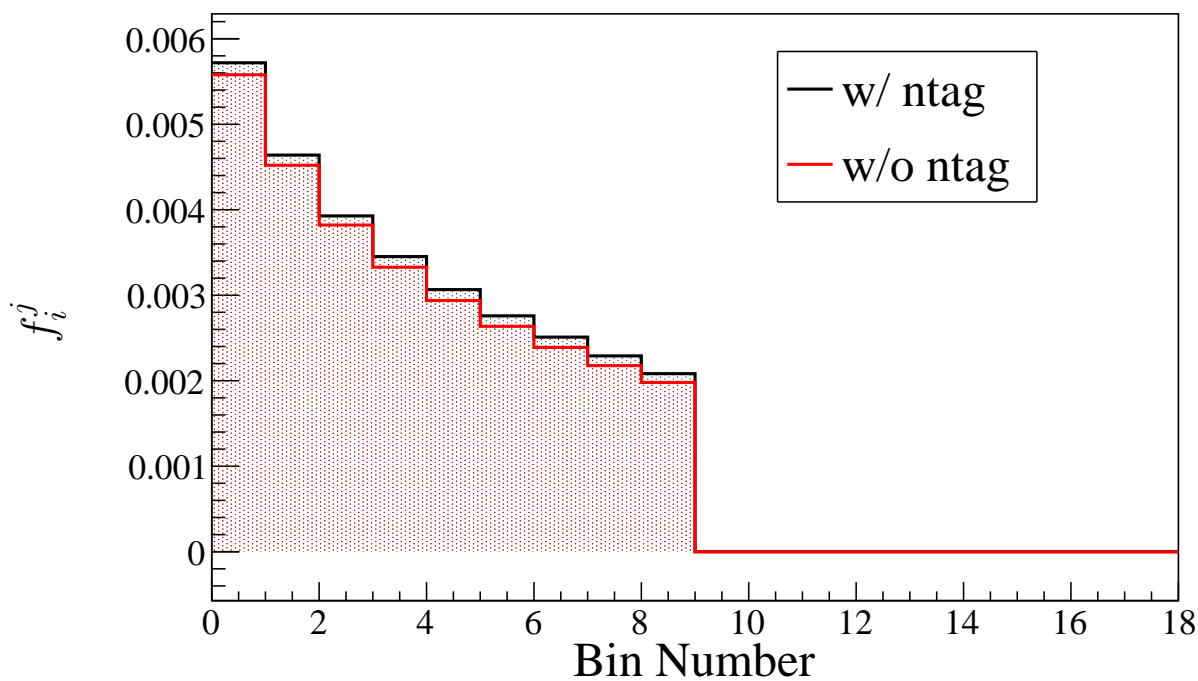


図 A.16 太陽活動に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

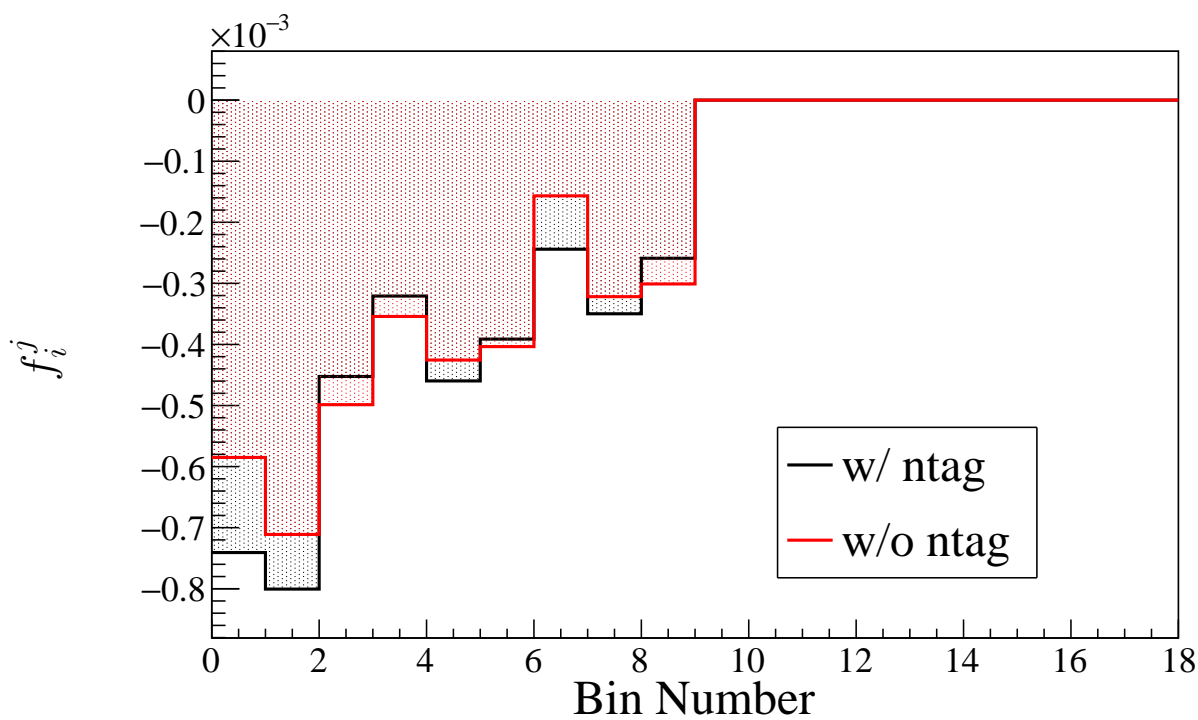


図 A.17 物質効果に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

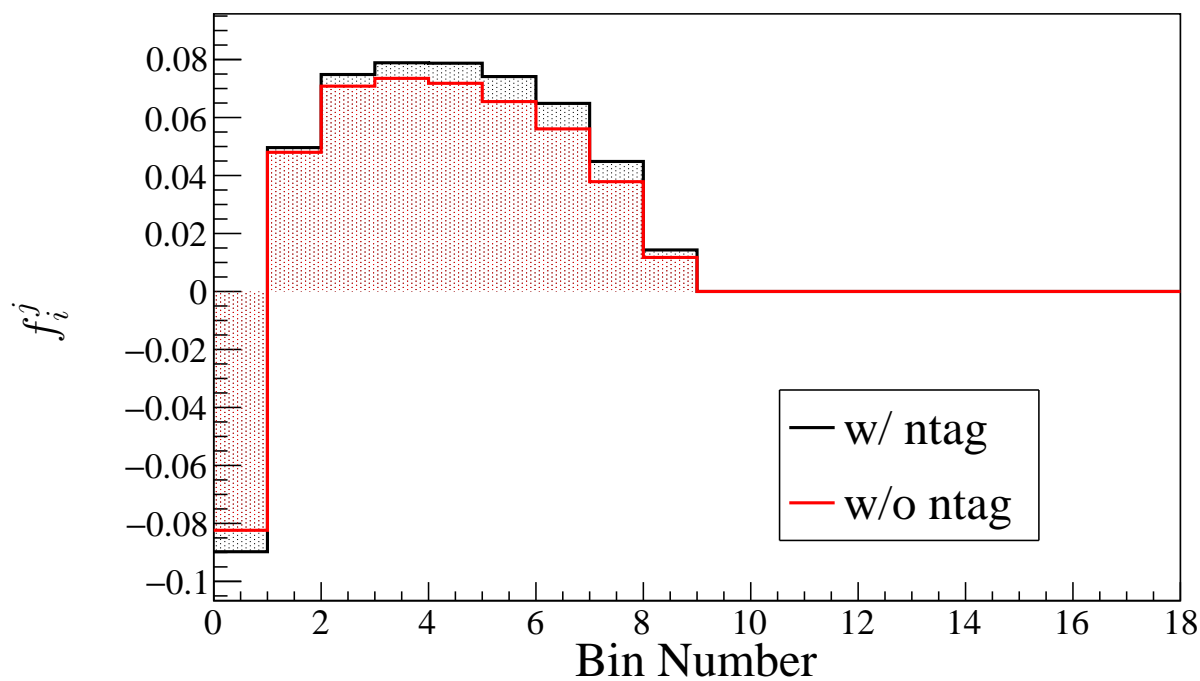


図 A.18 CCQE 断面積の形状 (モデル間の違い) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

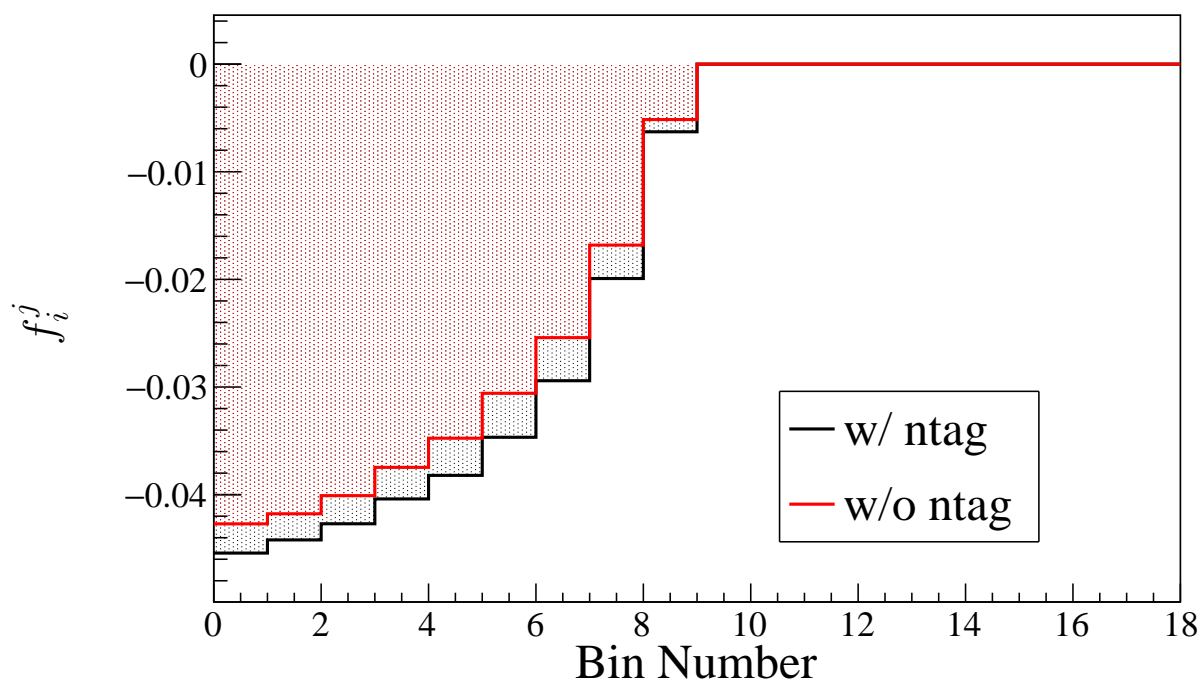


図 A.19 CCQE 断面積 (Sub-GeV 領域) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

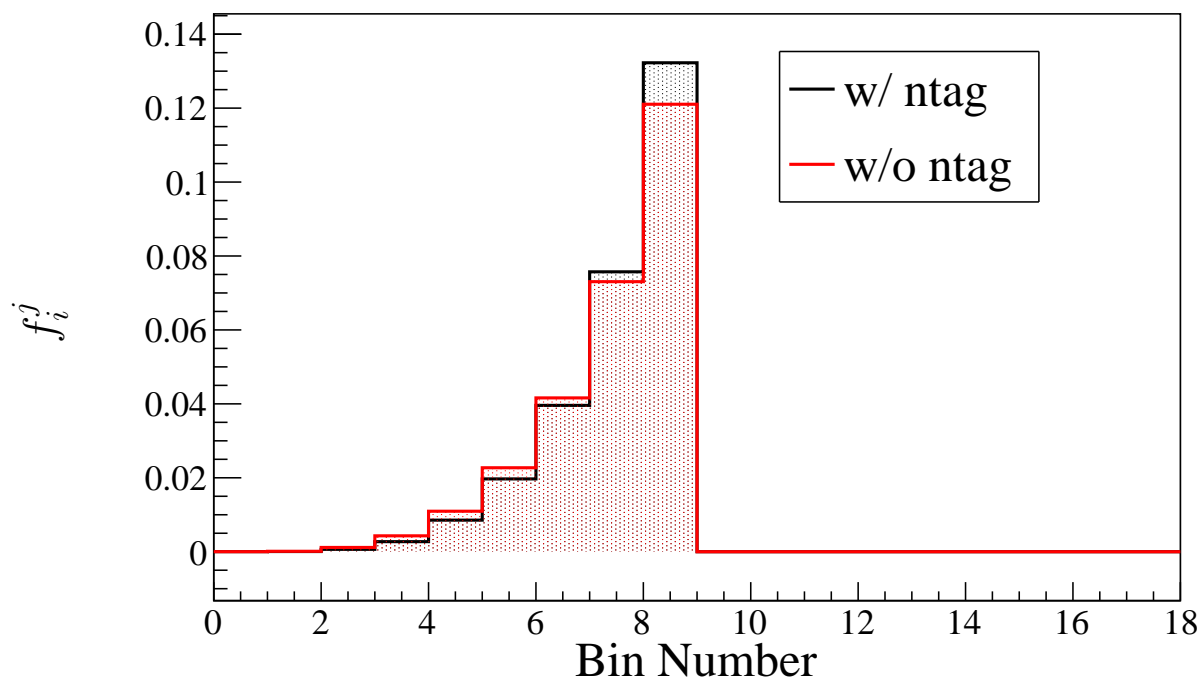


図 A.20 CCQE 断面積 (Multi-GeV 領域) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

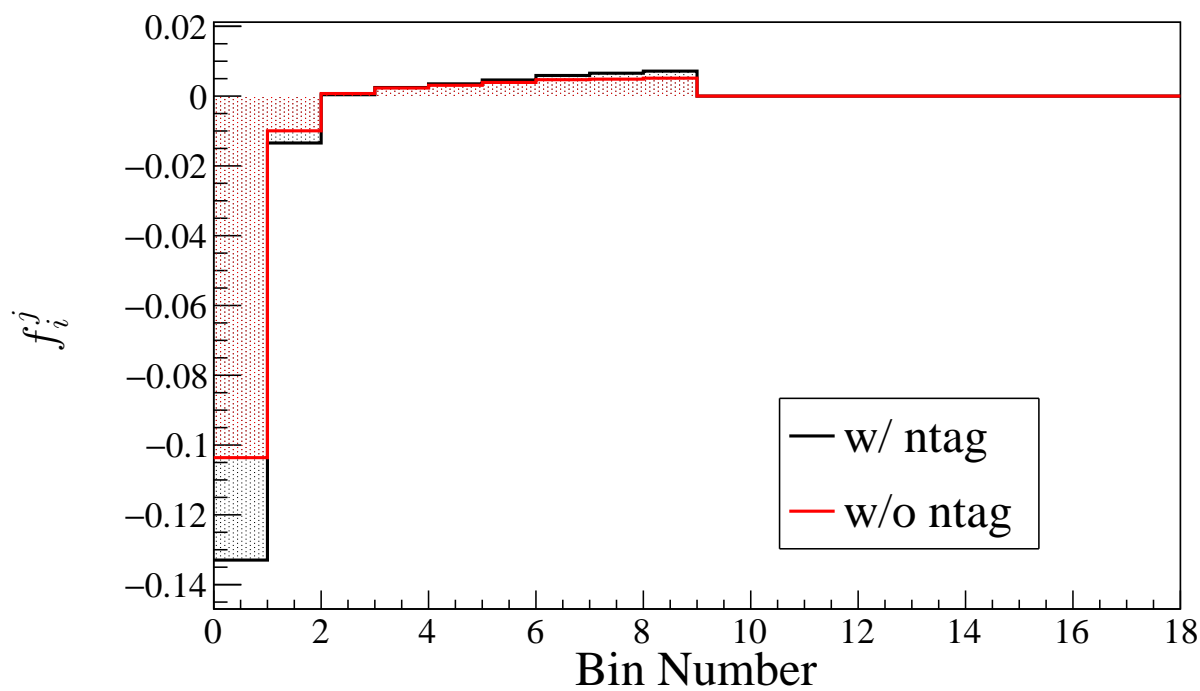


図 A.21 CCQE 断面積 $\bar{\nu}/\nu$ に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

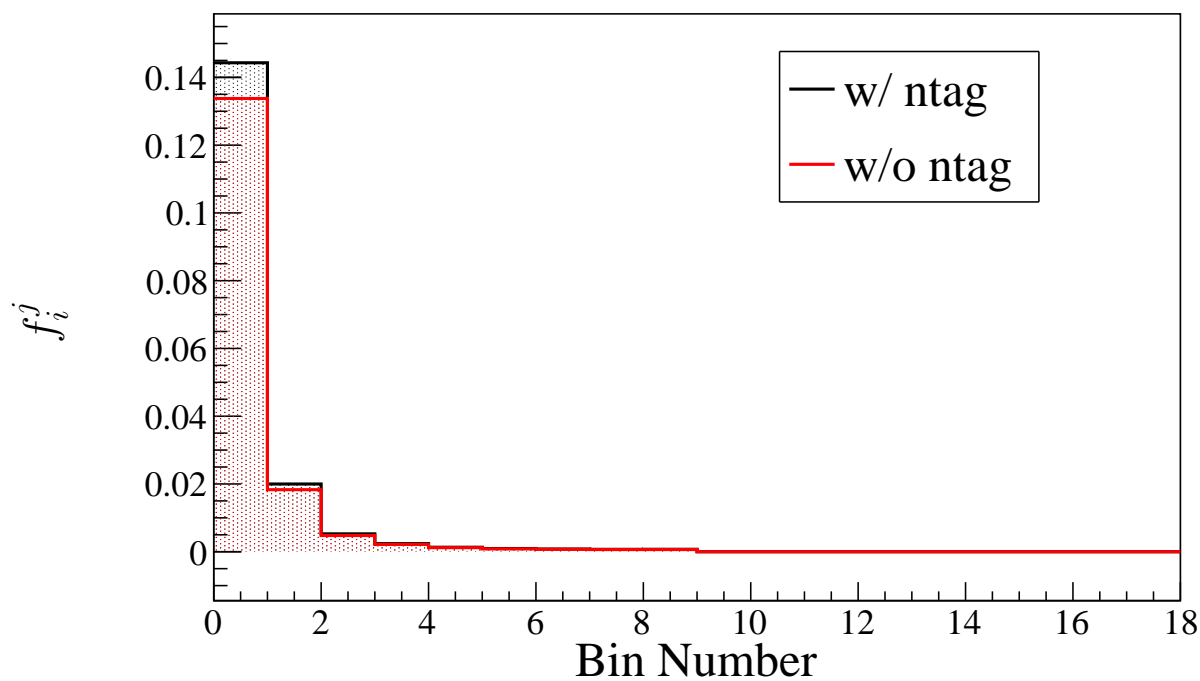


図 A.22 CCQE 断面積 ν_μ/ν_e に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

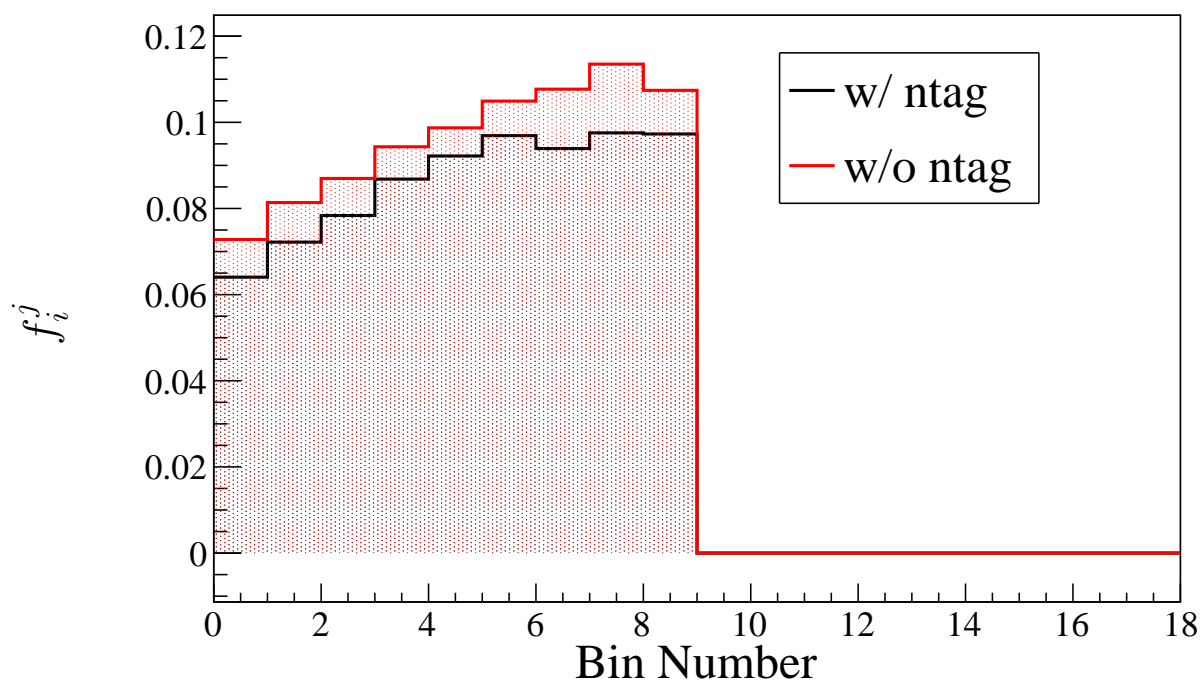


図 A.23 MEC に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

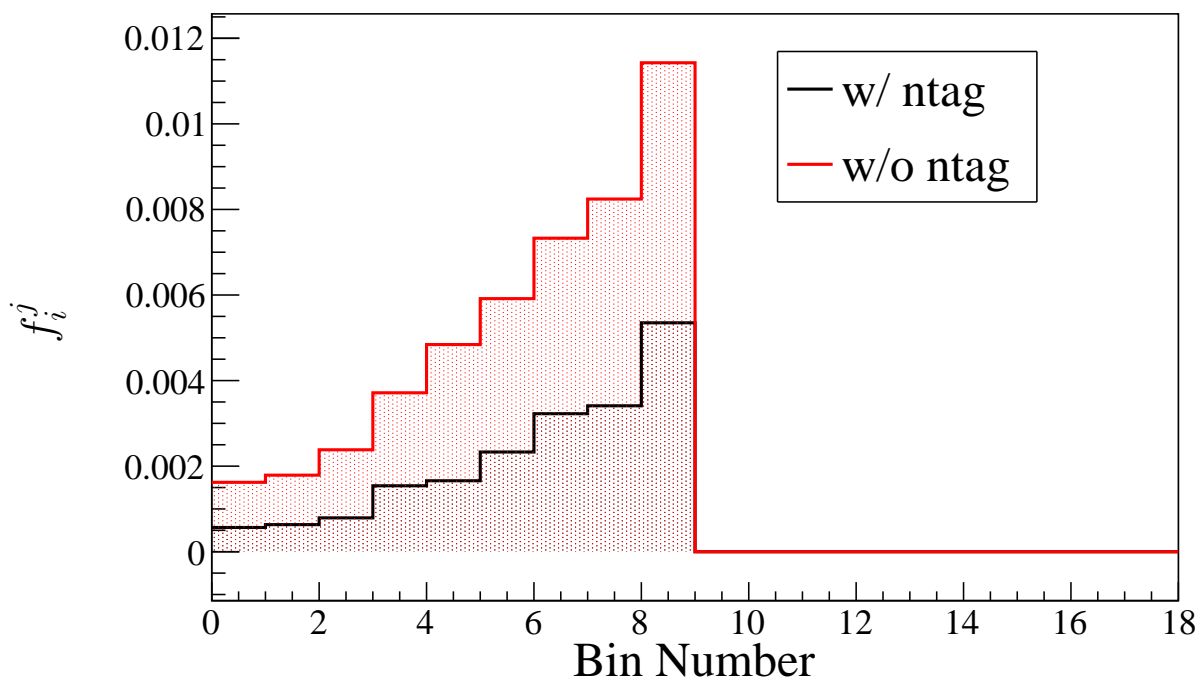


図 A.24 DIS のモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

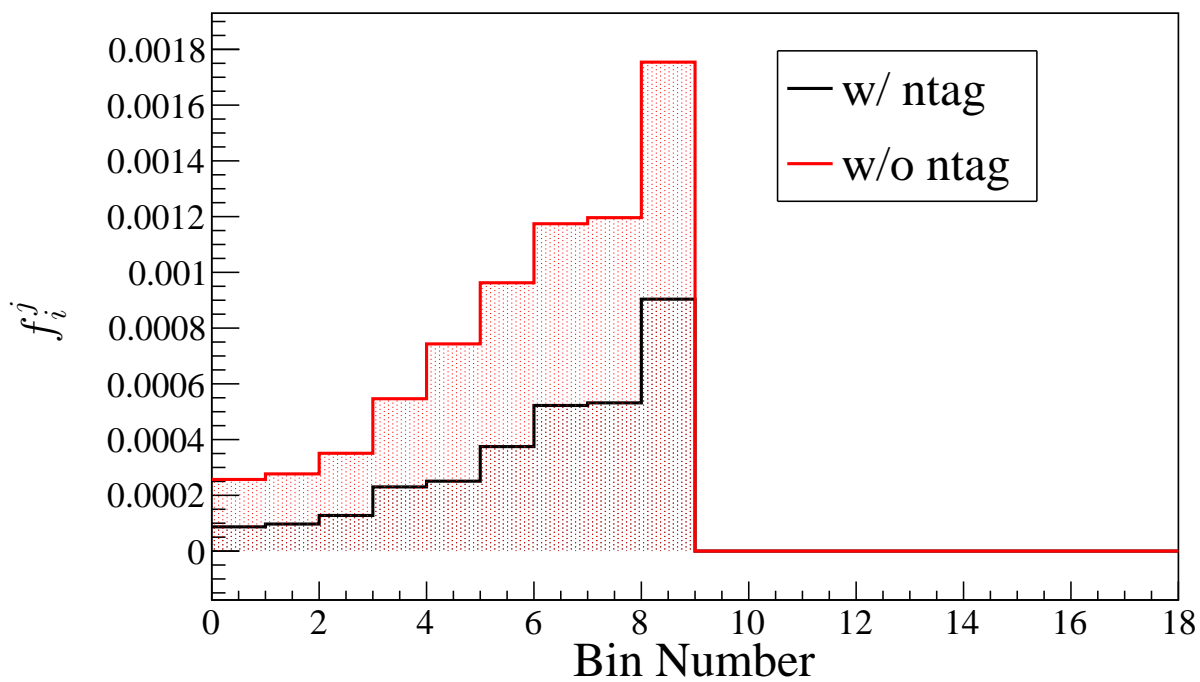


図 A.25 DIS 断面積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

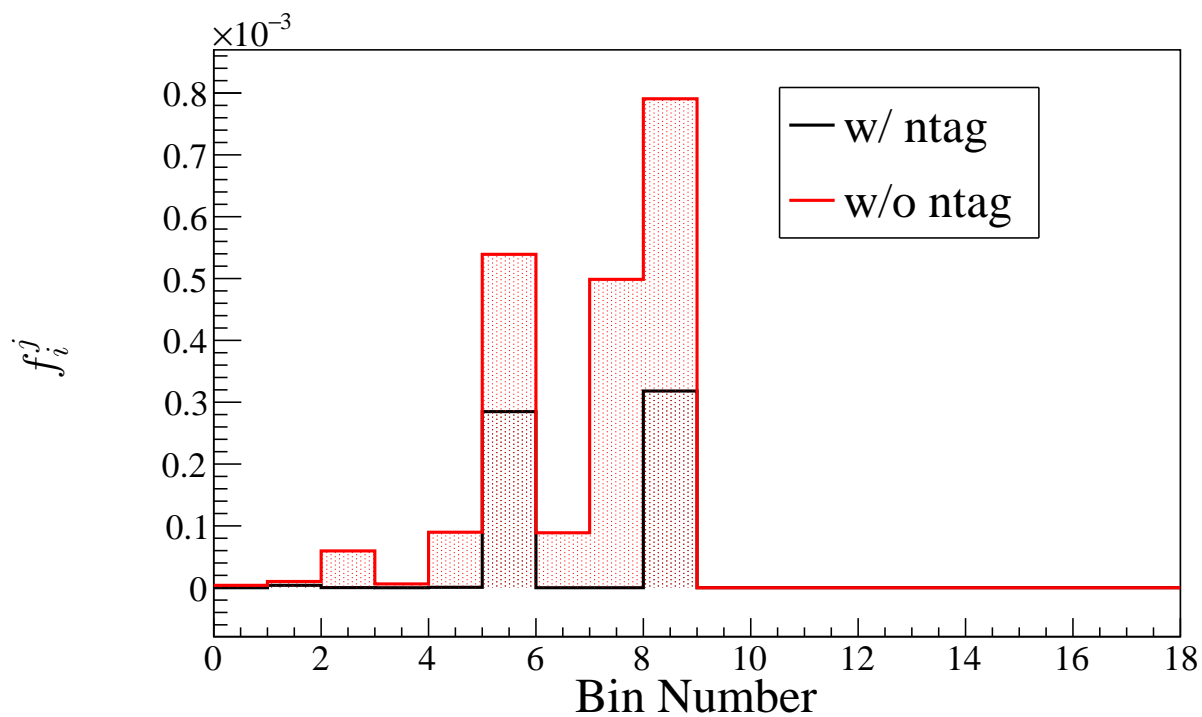


図 A.26 DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

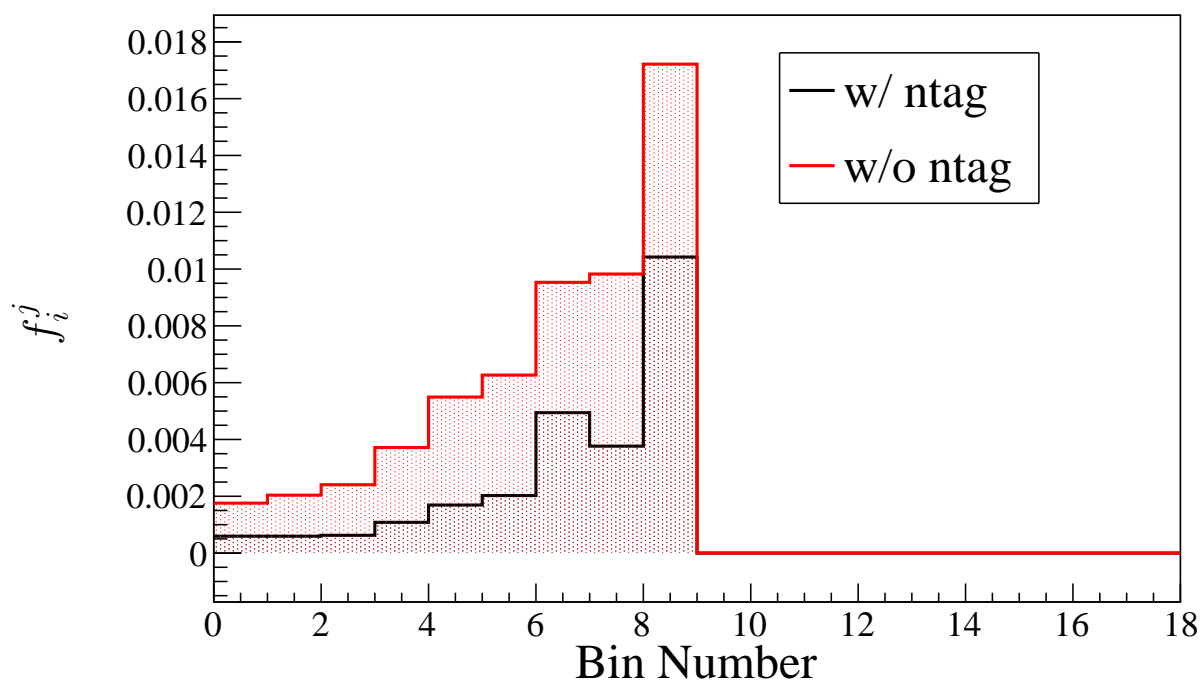


図 A.27 DIS の Q^2 ($W > 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

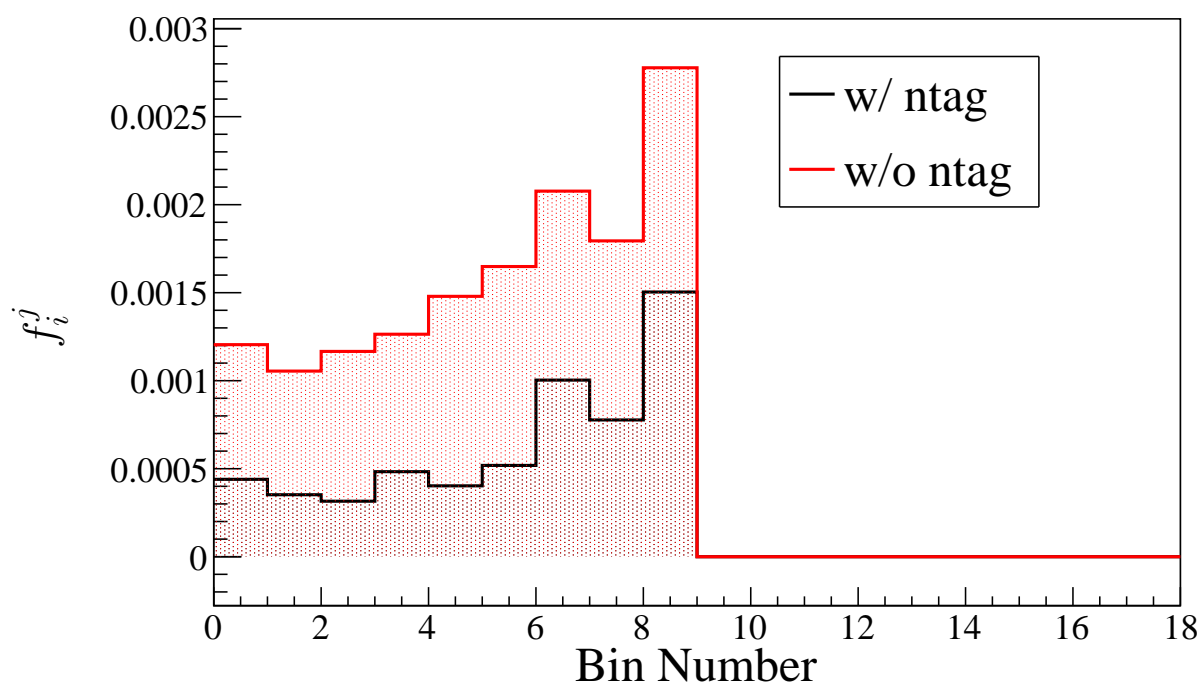


図 A.28 DIS のハドロン多重度に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

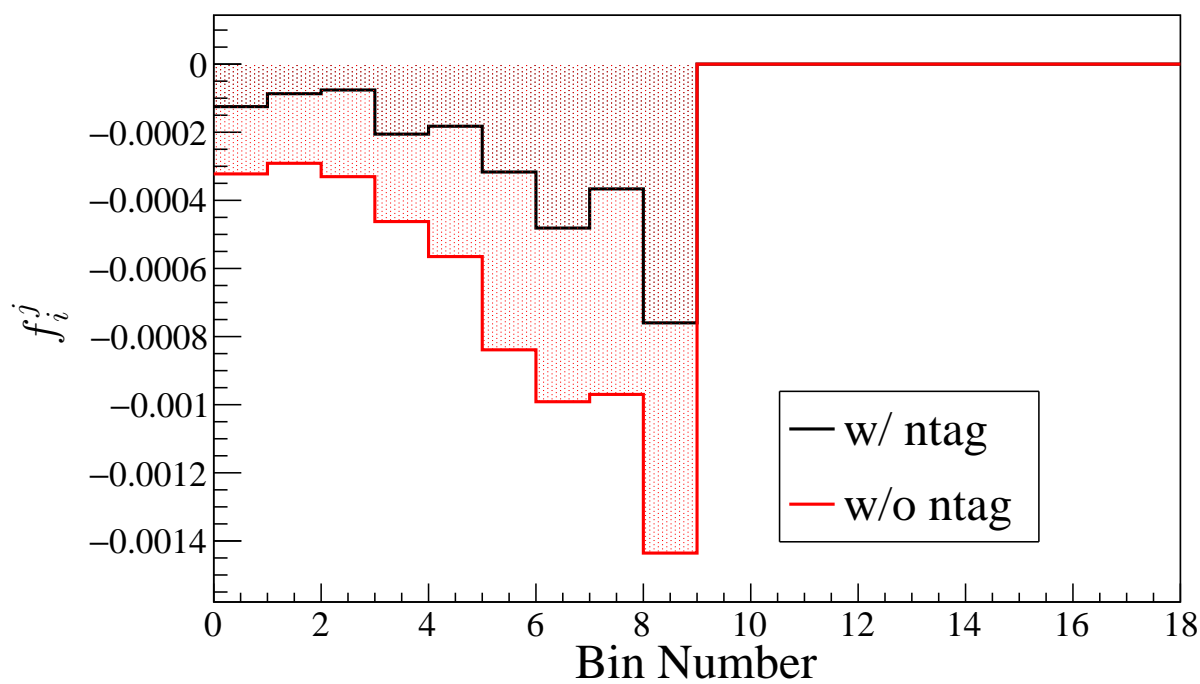


図 A.29 DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Vector part) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

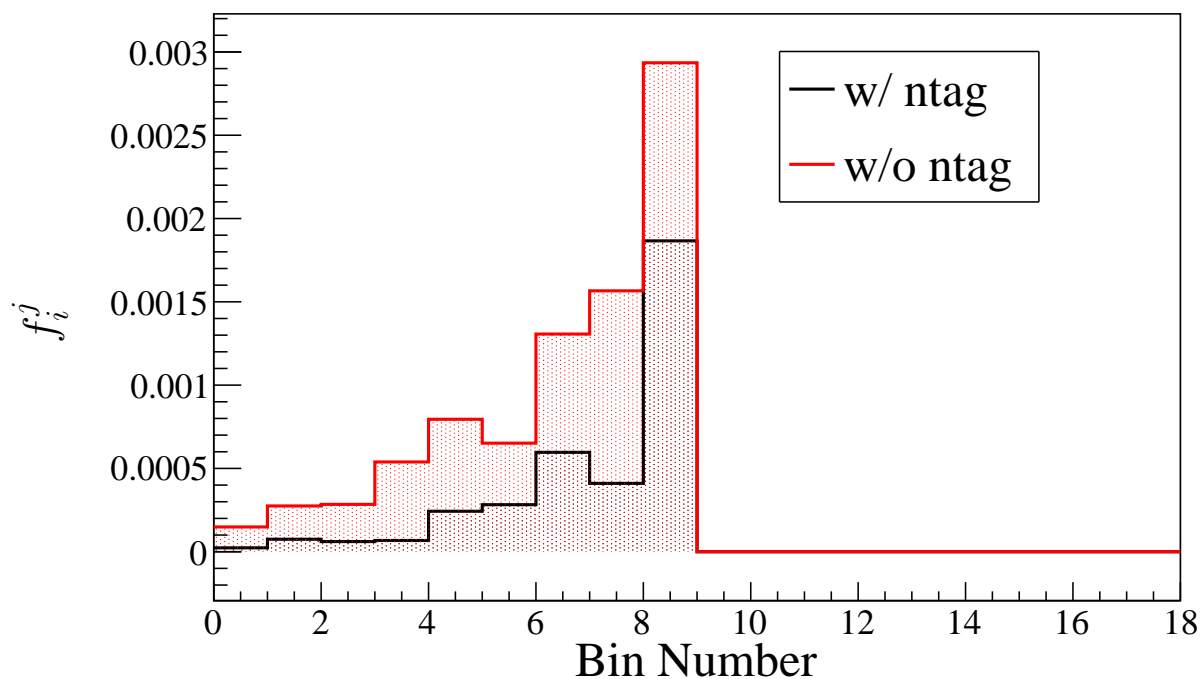


図 A.30 DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Axial part) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

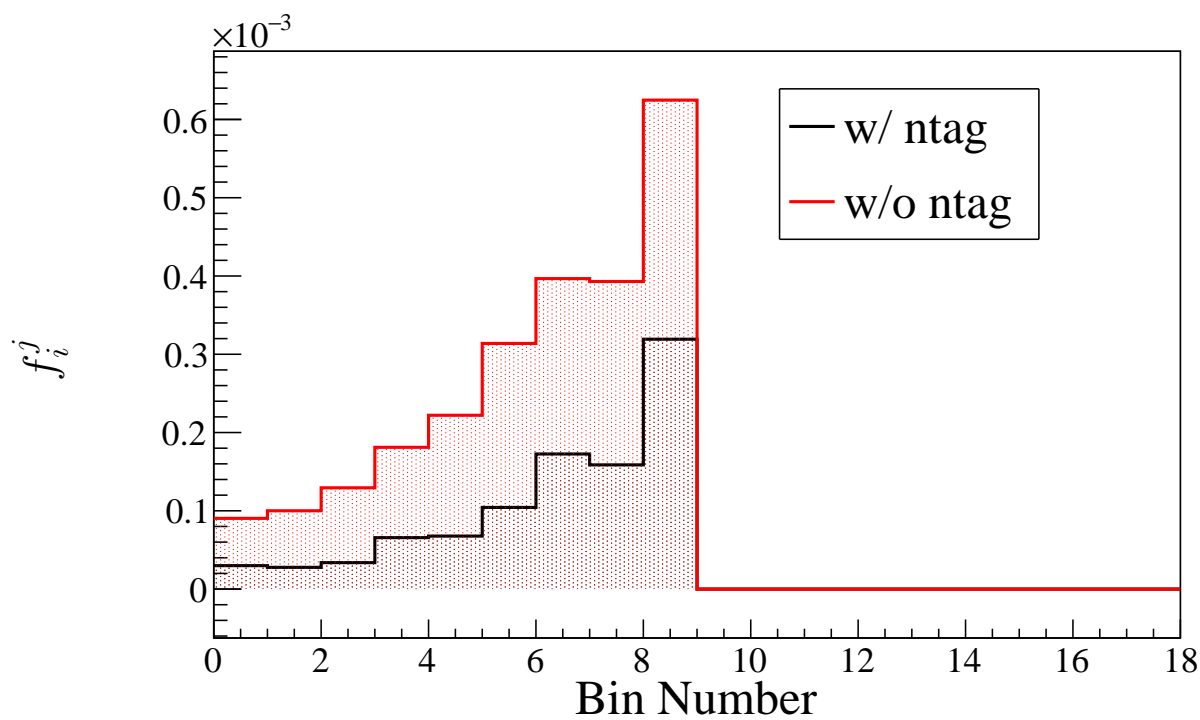


図 A.31 DIS の構造関数 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

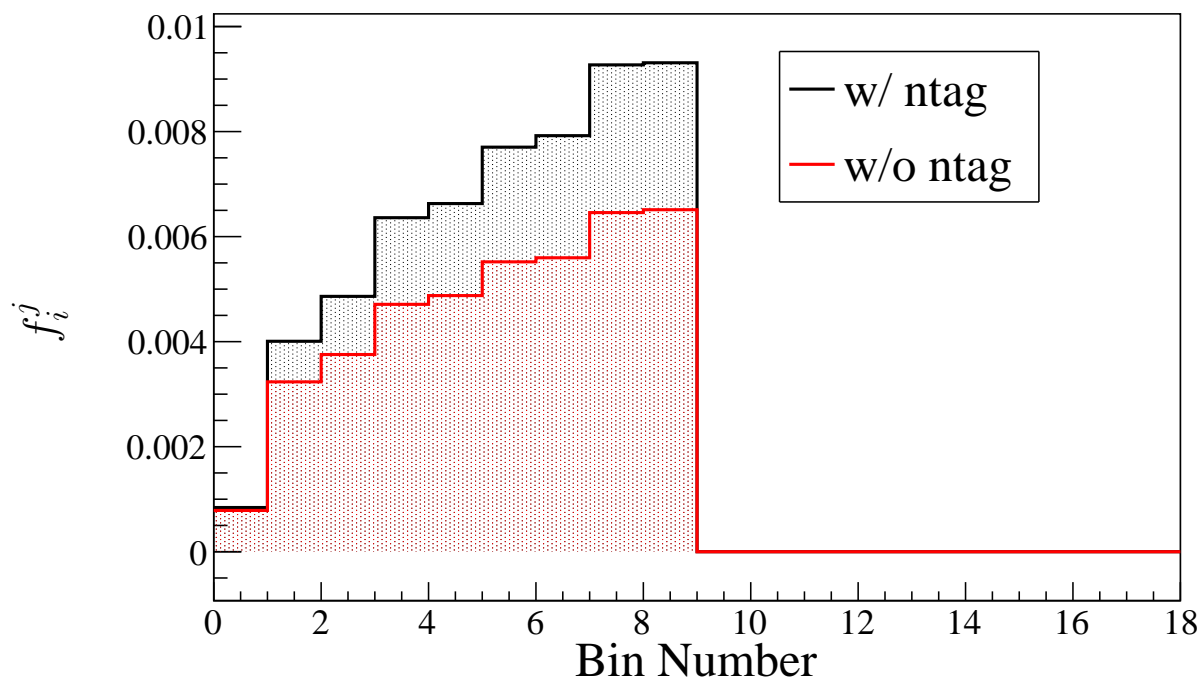


図 A.32 NC イベントにおけるコヒーレント π の断面積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

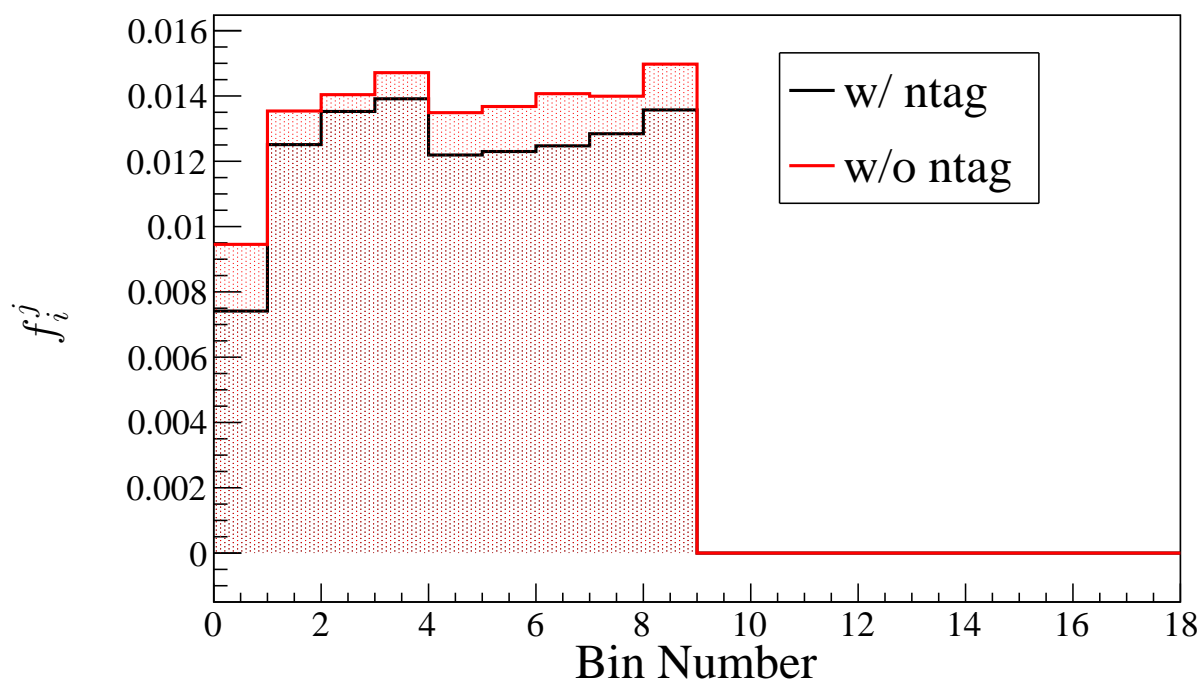


図 A.33 NC イベントの断面積/CC イベントの断面積の比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

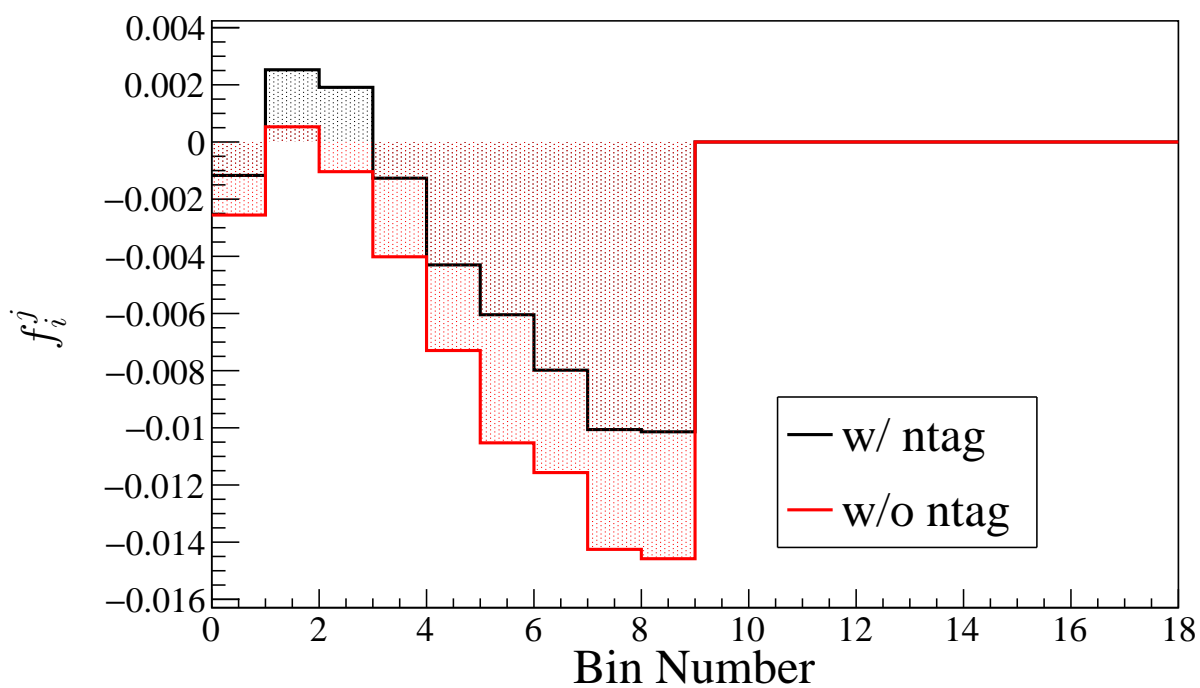


図 A.34 π^0/π^\pm 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

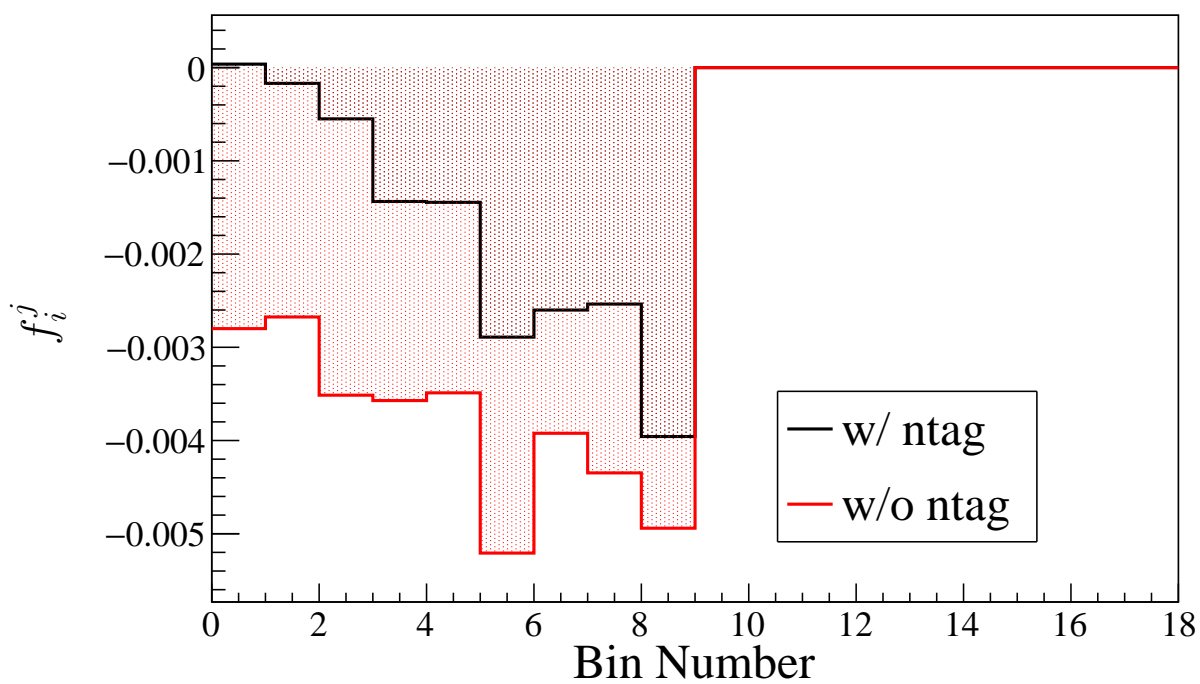


図 A.35 $\bar{\nu}/\nu$ 比に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

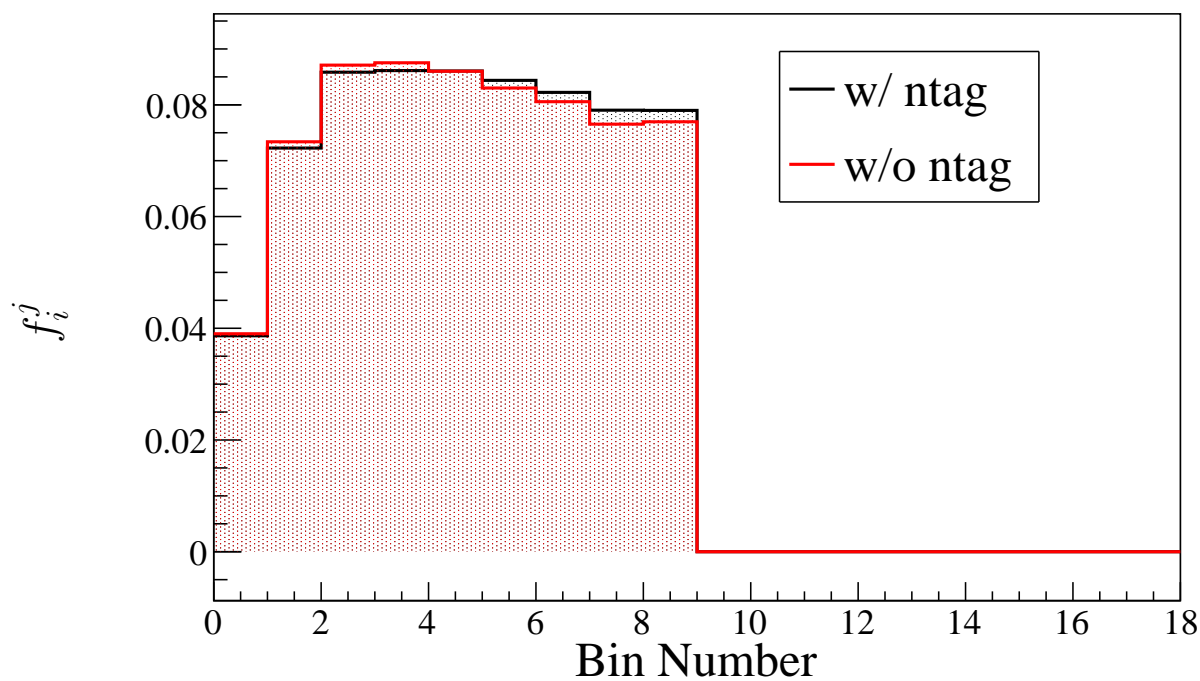


図 A.36 M_A に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

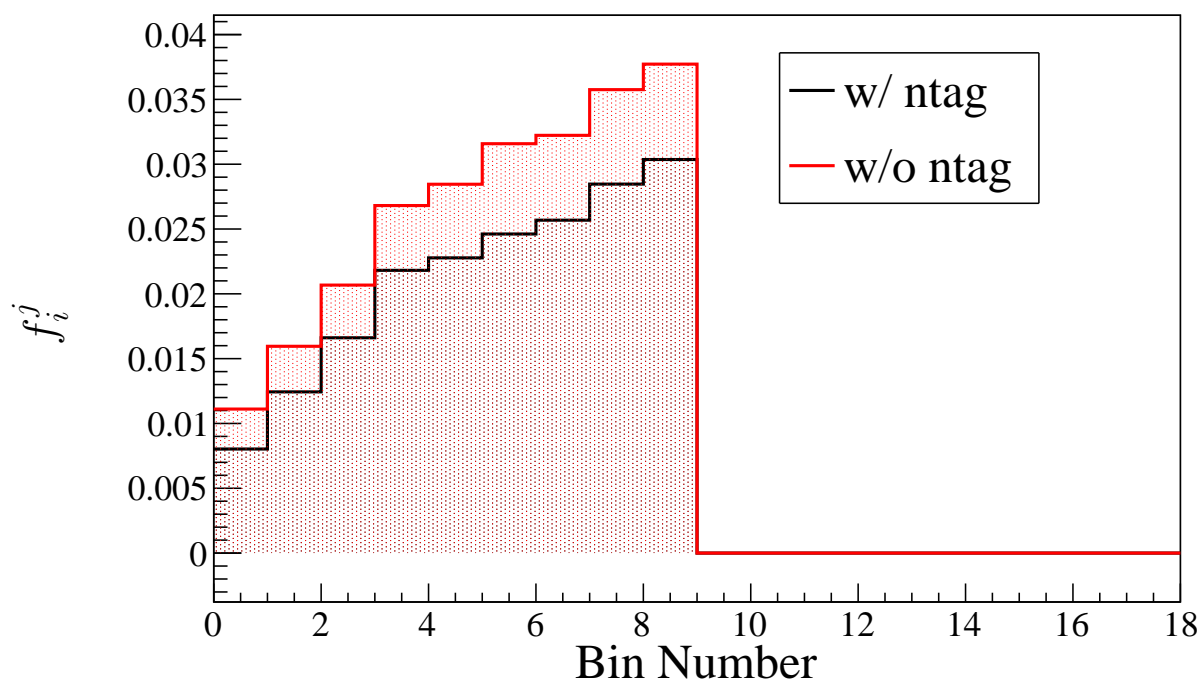


図 A.37 1π のパラメータ (M_A) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

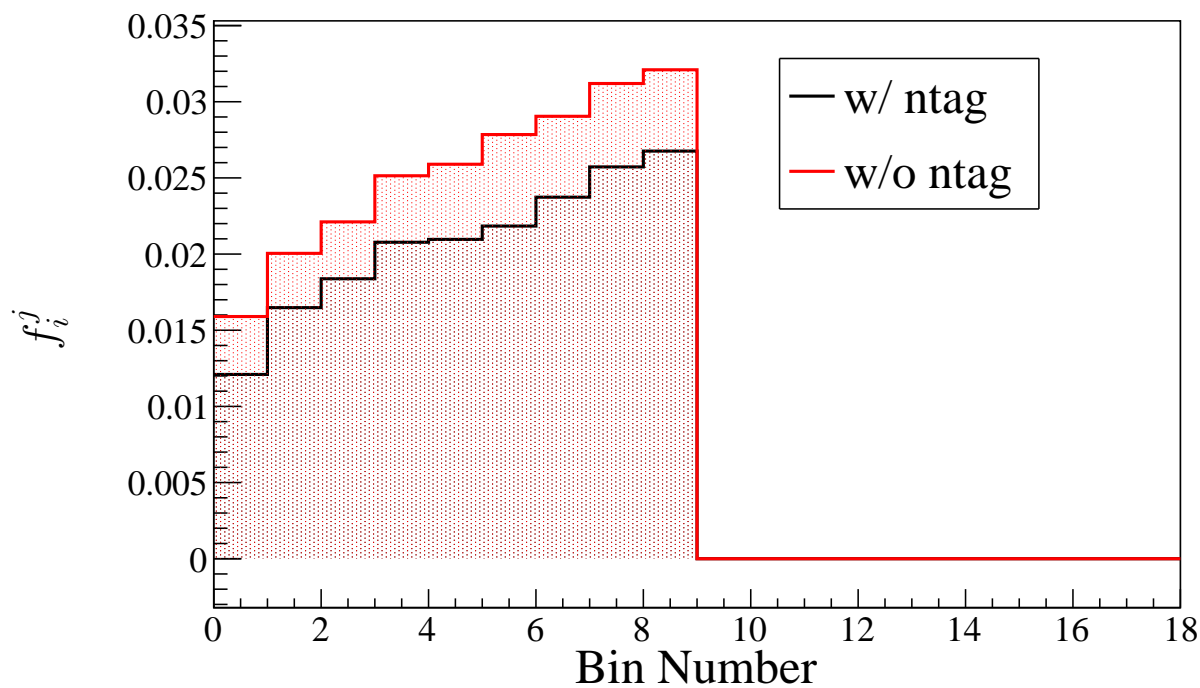


図 A.38 1π のパラメータ ($C_5^A(0)$) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

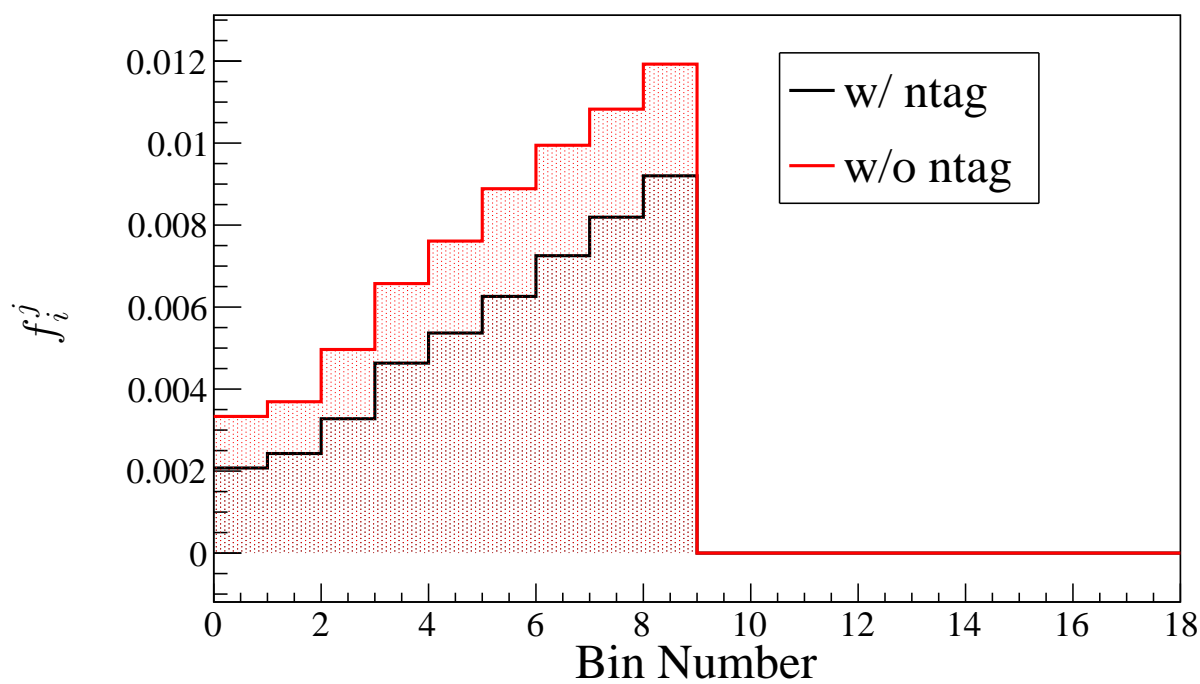


図 A.39 1π のパラメータ (バックグラウンド) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

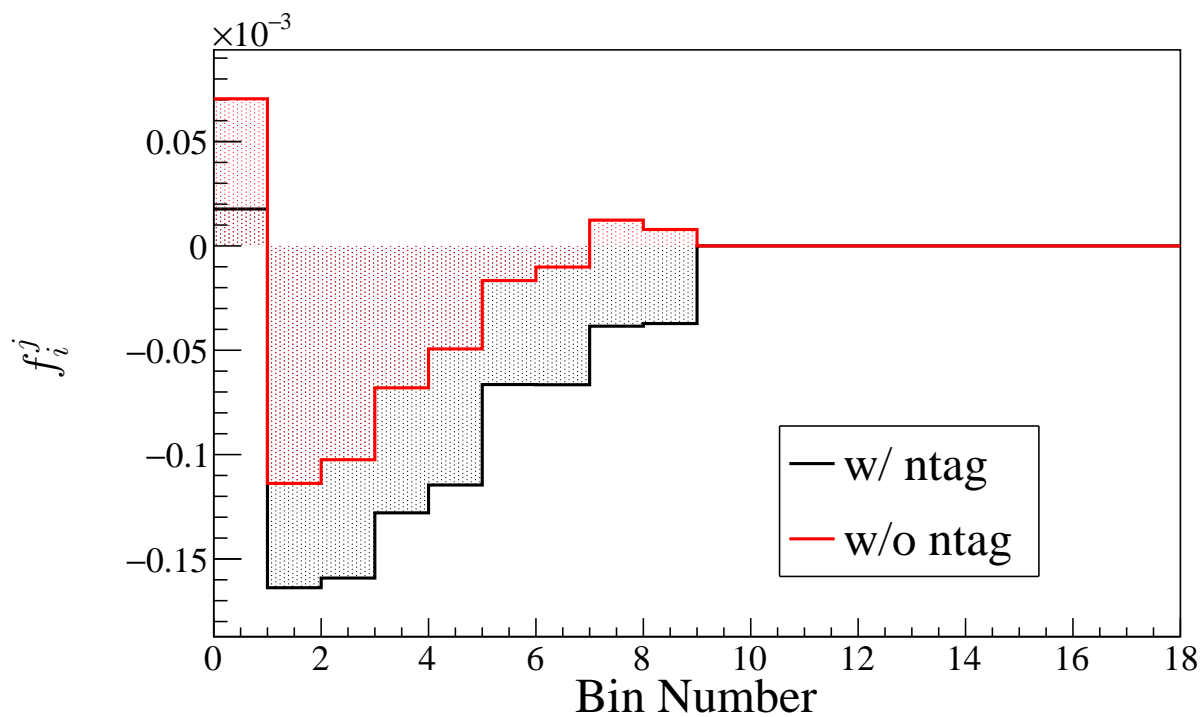


図 A.40 ニュートリノ振動パラメータ θ_{13} に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

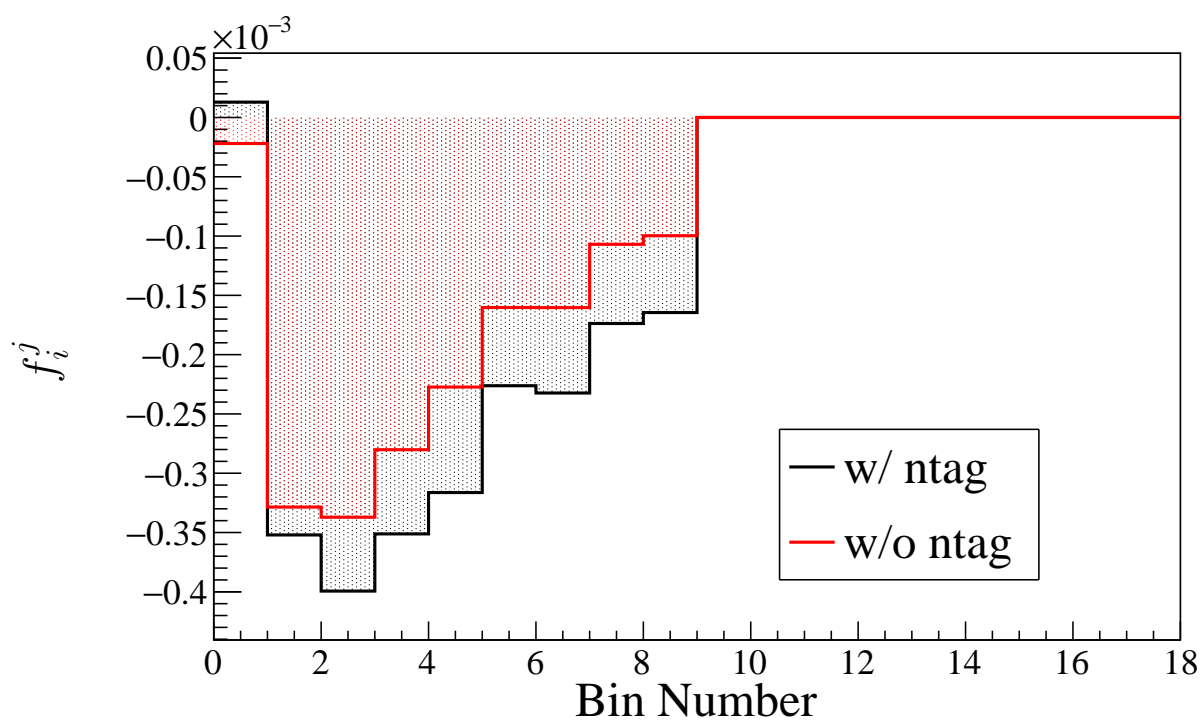


図 A.41 ニュートリノ振動パラメータ Δm_{12}^2 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

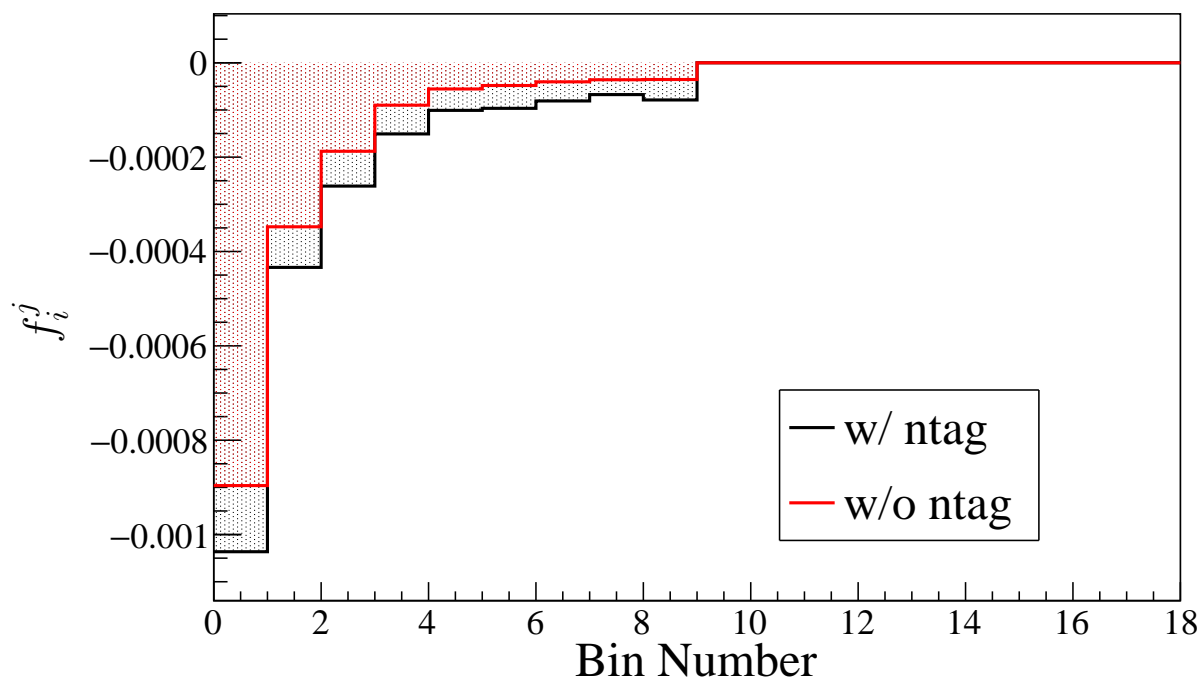


図 A.42 ニュートリノ振動パラメータ θ_{12} に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

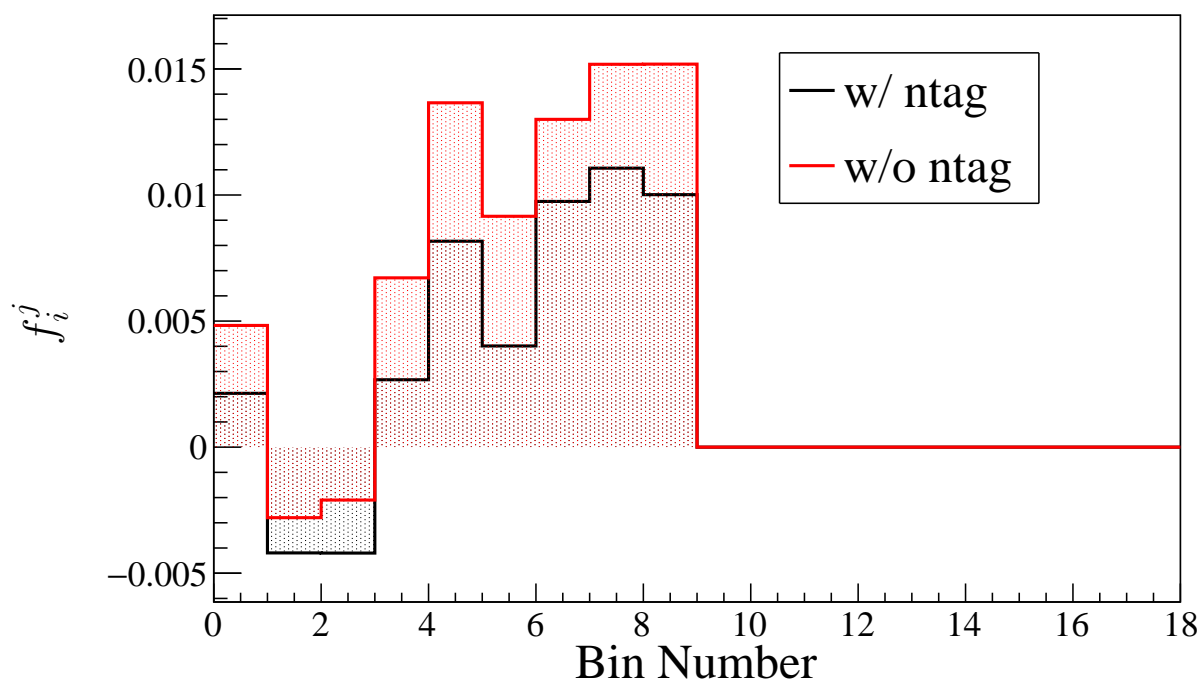


図 A.43 FSI のパラメータ 1 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

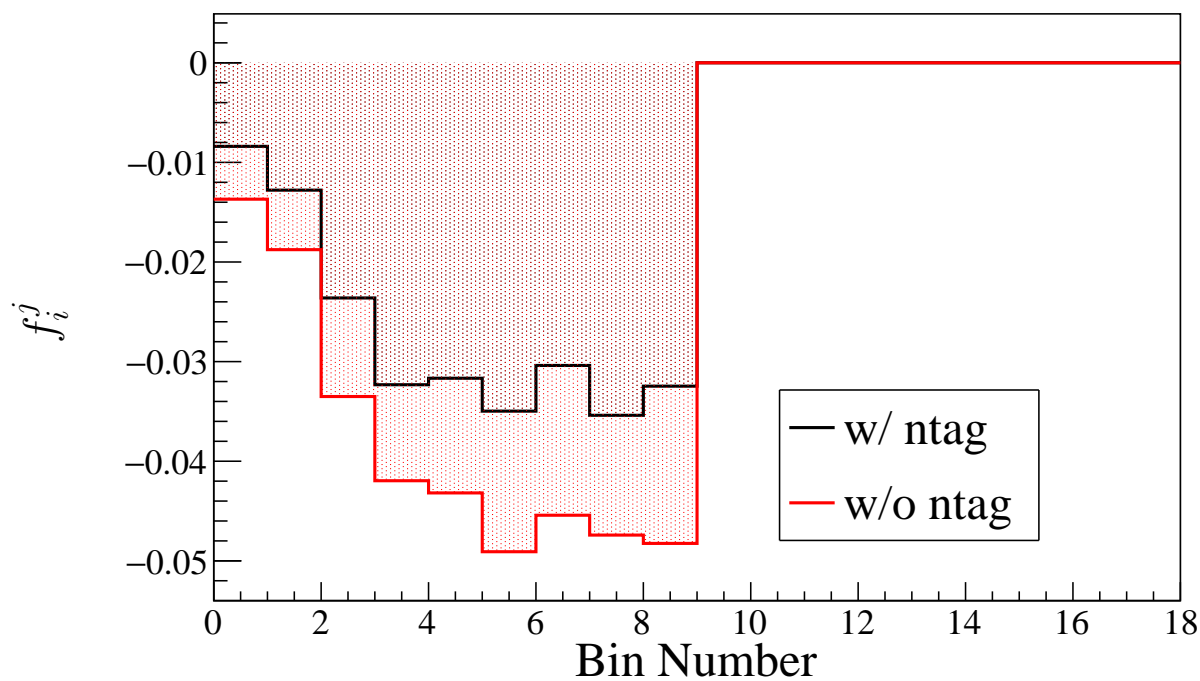


図 A.44 FSI のパラメータ 2 に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

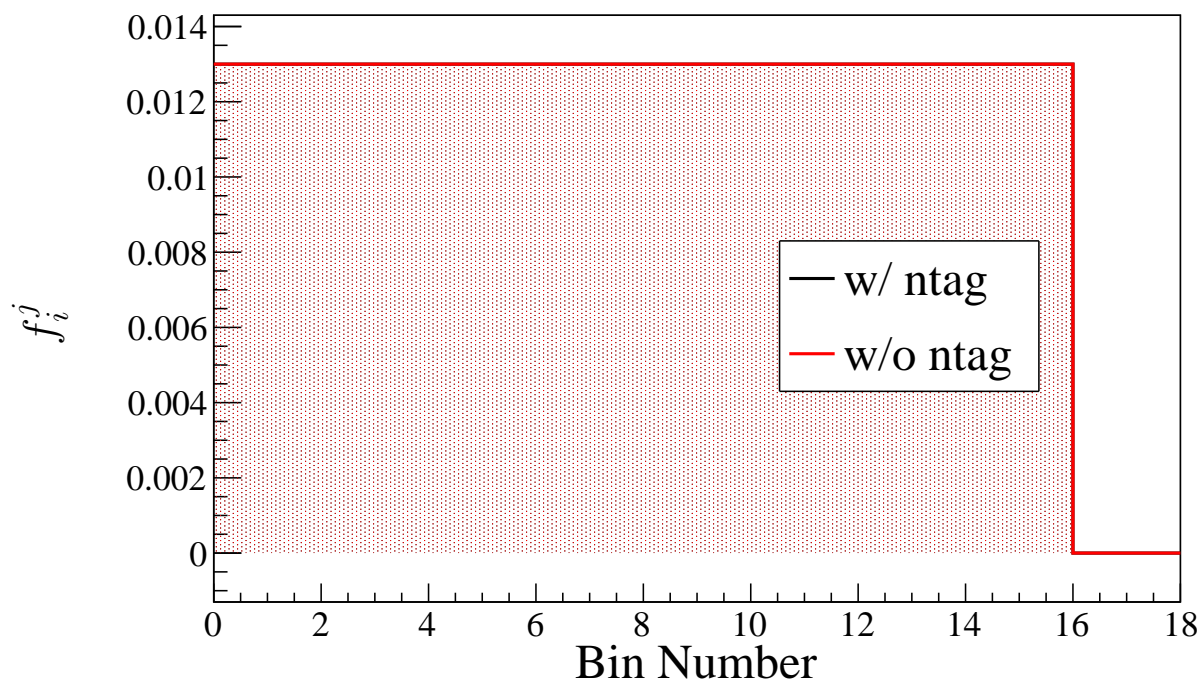


図 A.45 FC Reduction に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

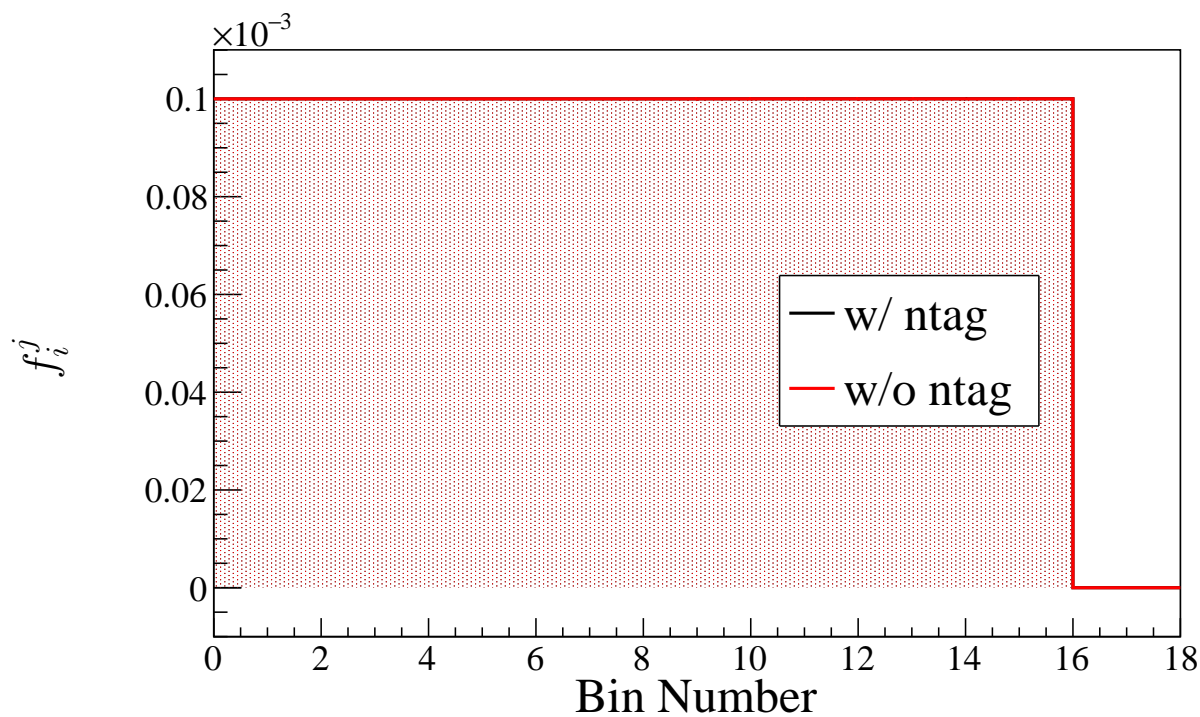


図 A.46 ν イベント以外の混入 (e-like) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

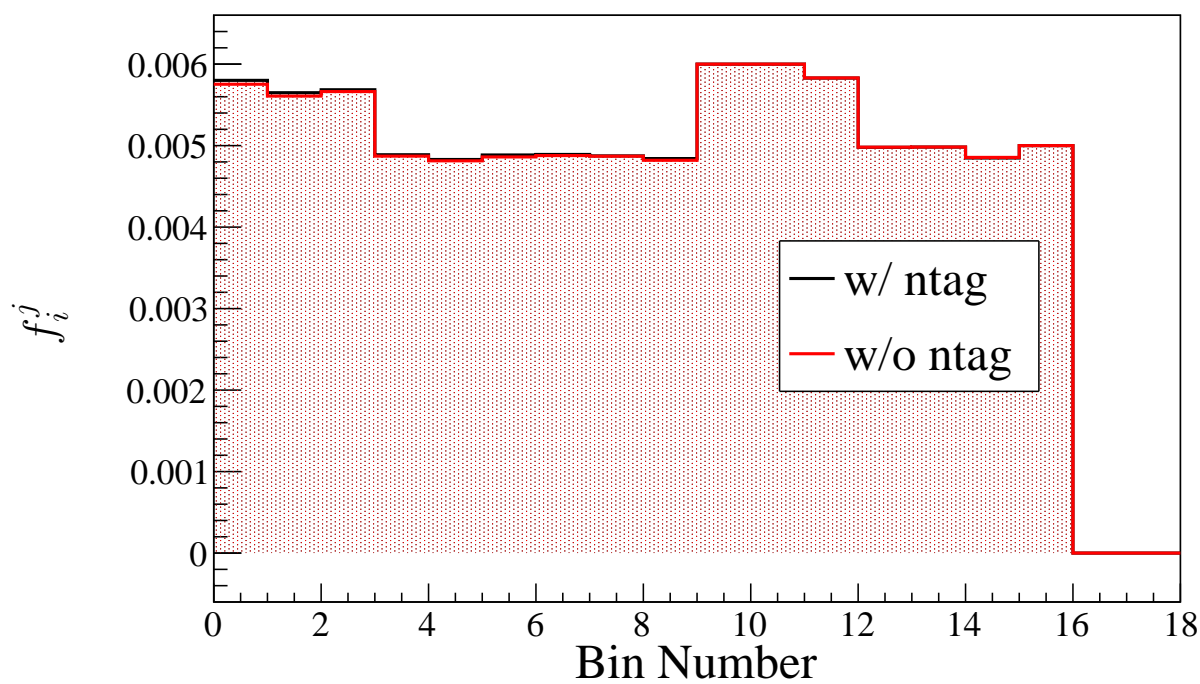


図 A.47 リングの分離に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

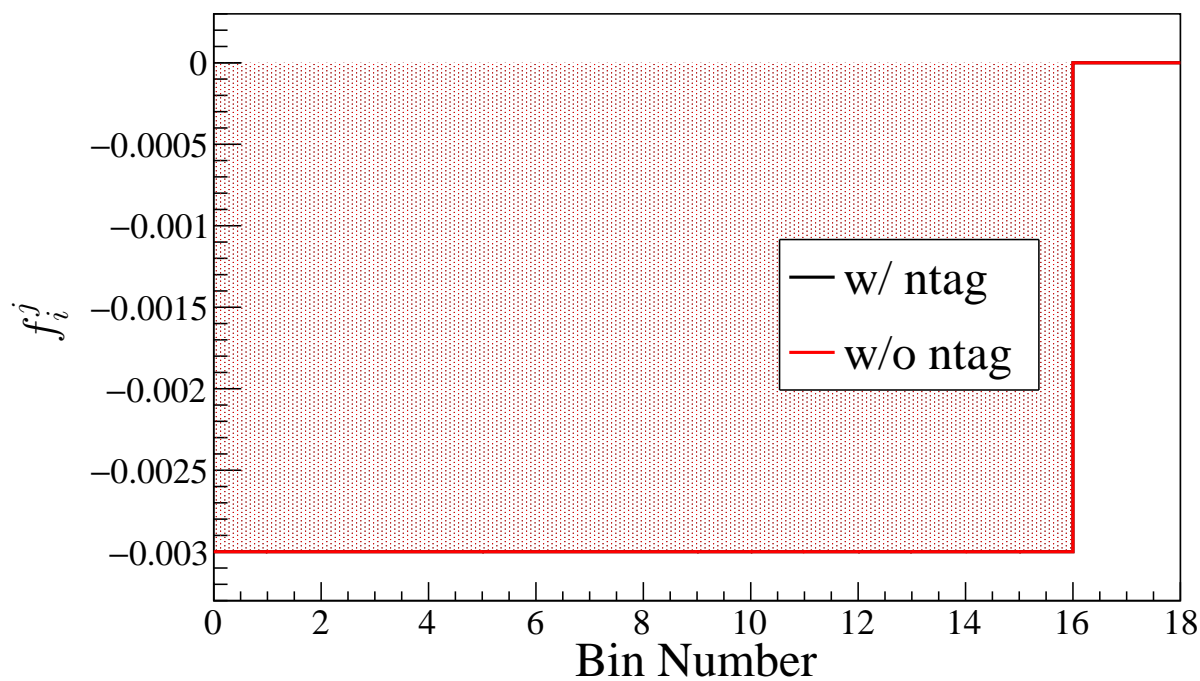


図 A.48 single ring イベントに対する PID に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

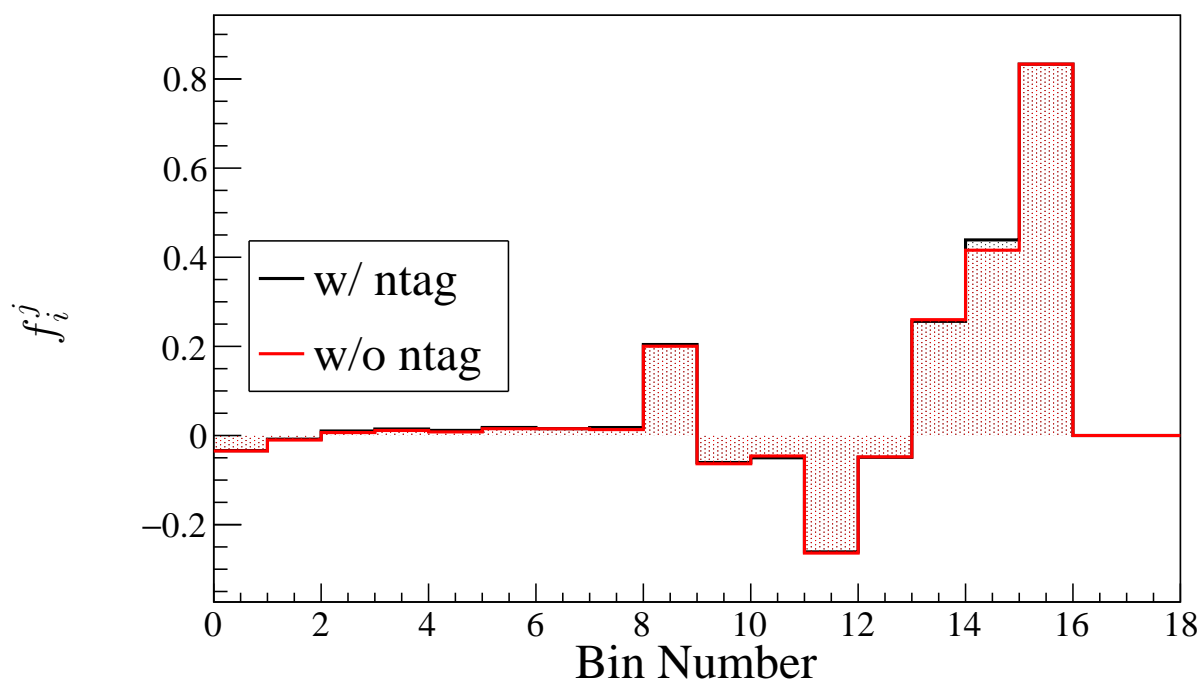


図 A.49 エネルギースケールに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

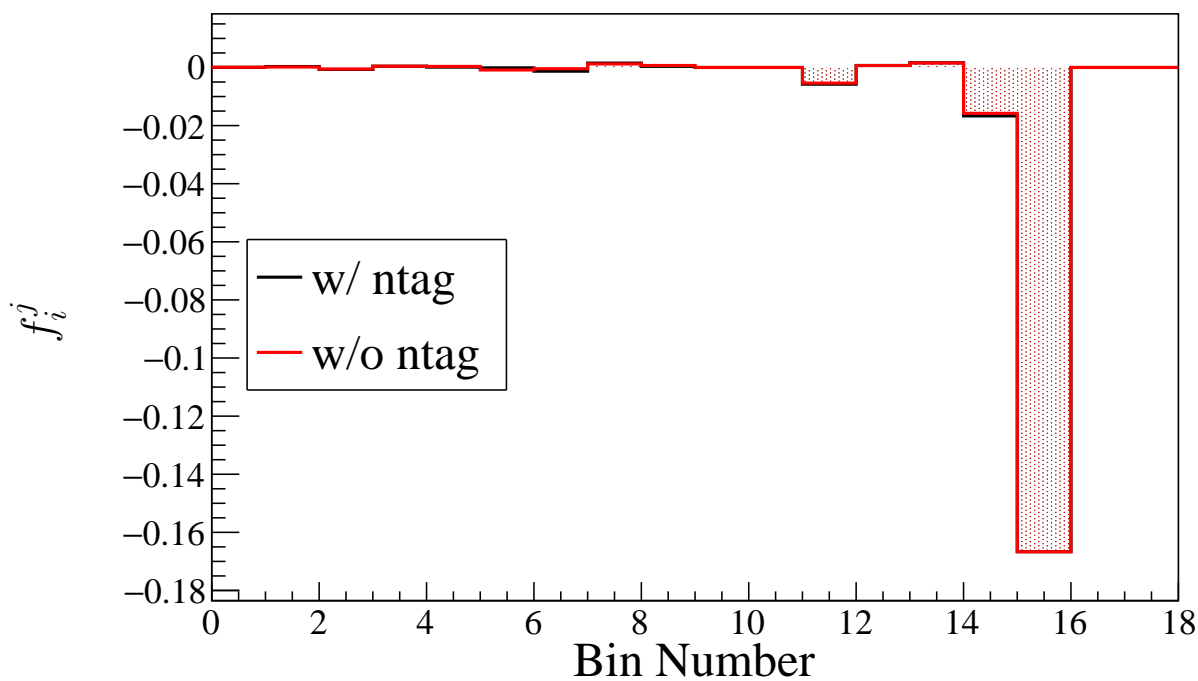


図 A.50 エネルギースケール (up/down asymmetry) に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

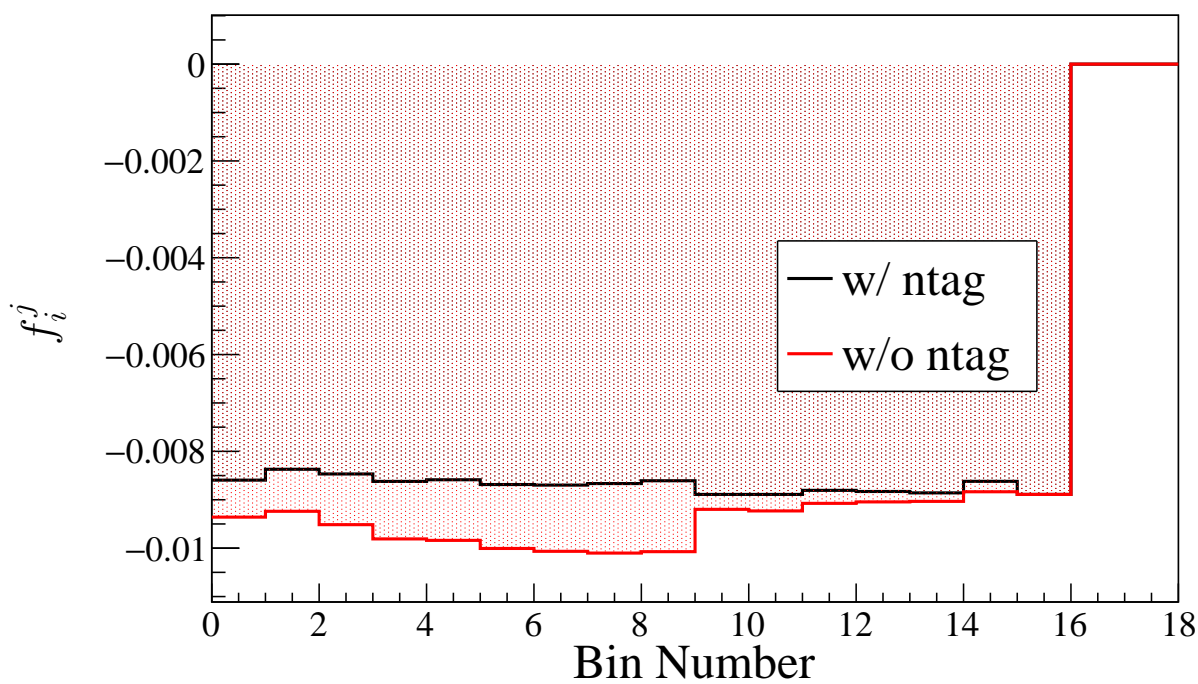


図 A.51 Michel 電子の捕獲効率に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

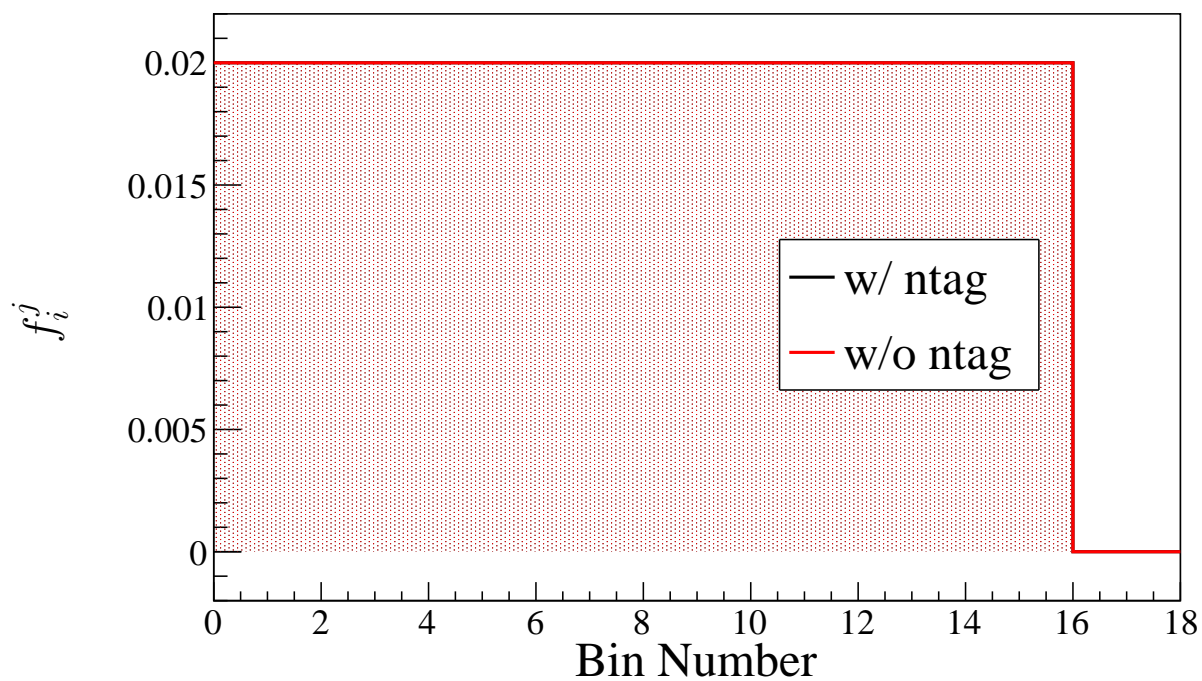


図 A.52 有効体積に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

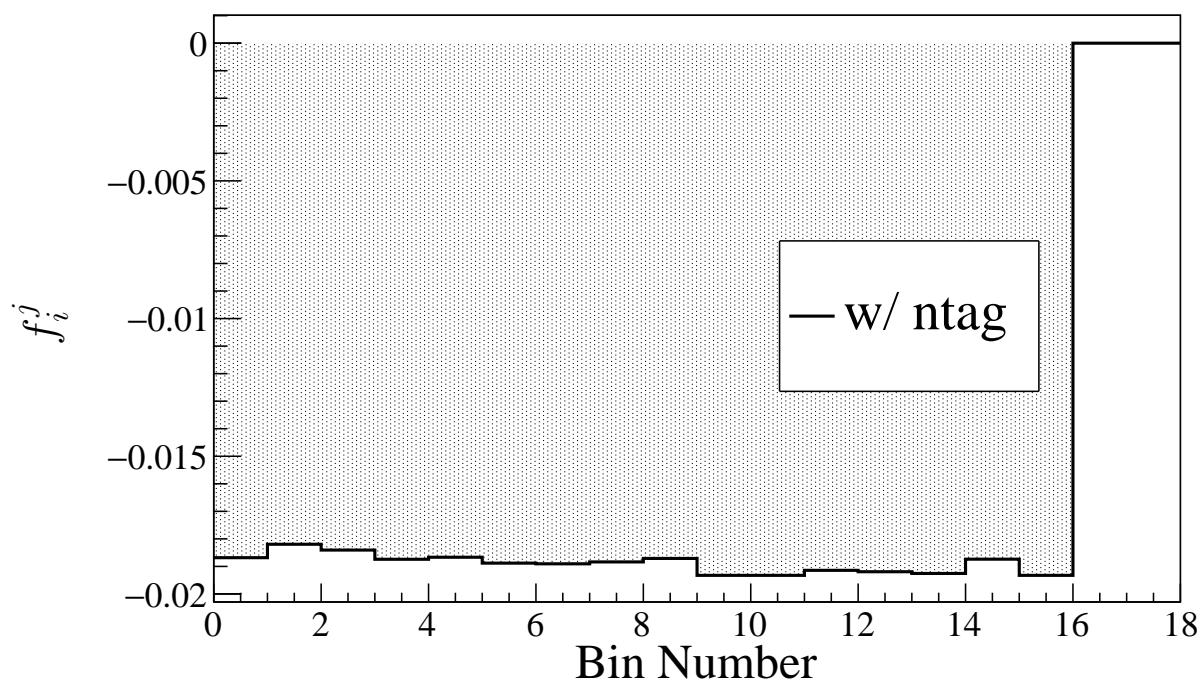


図 A.53 中性子信号検出に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

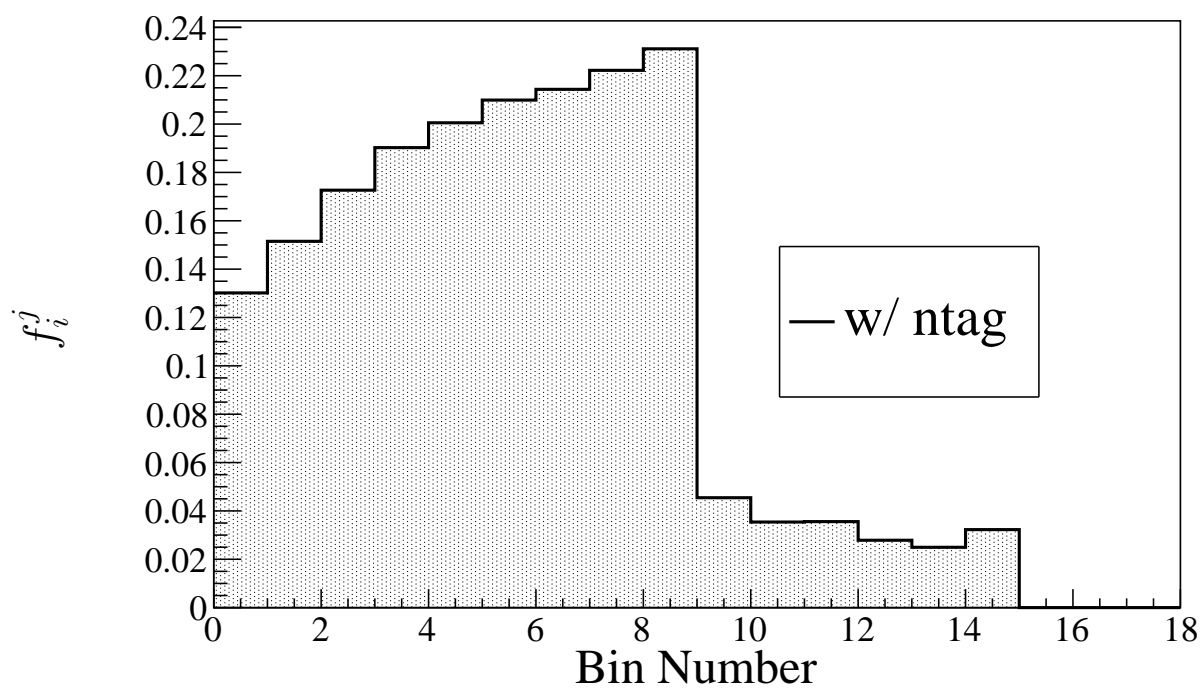


図 A.54 中性子多重度に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

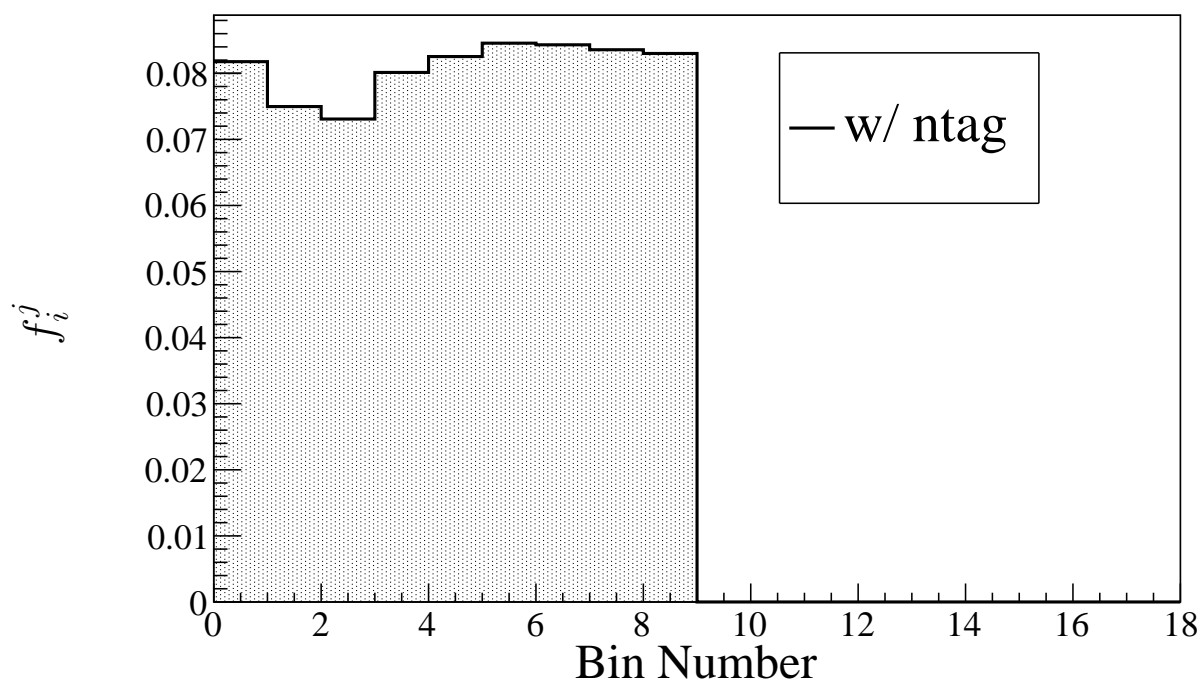


図 A.55 中性子多重度に関するモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

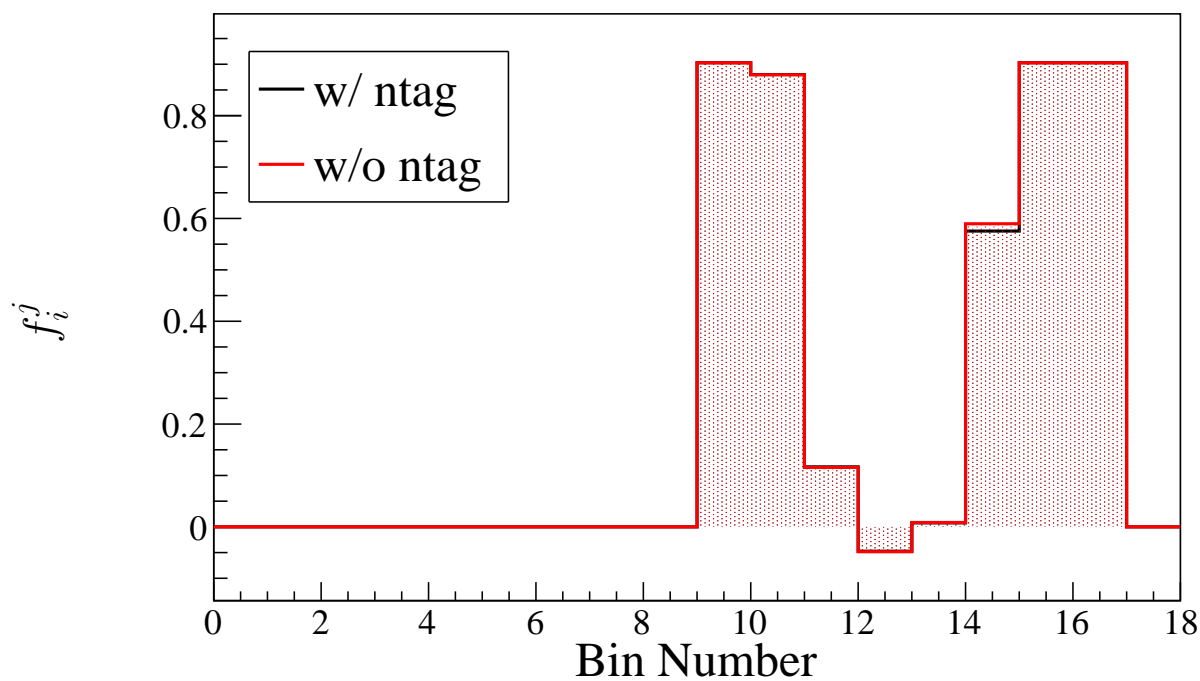


図 A.56 核子相関崩壊に対する系統誤差の相関係数 f_i^j

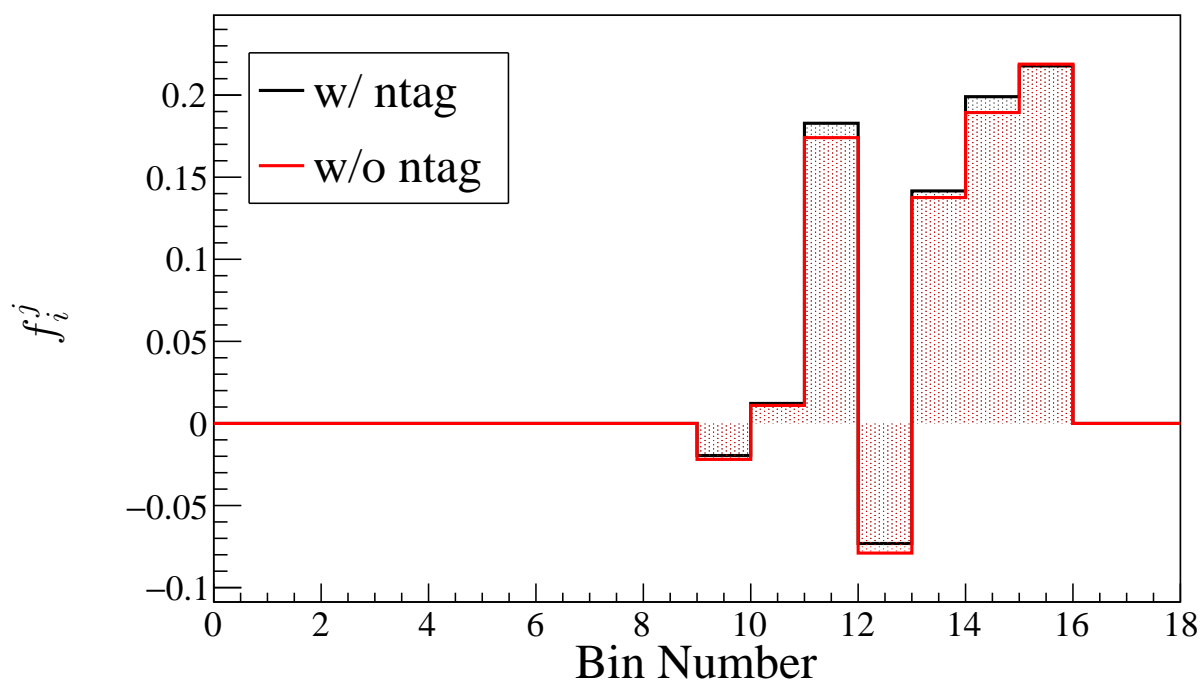


図 A.57 フェルミ運動量のモデルの違いに対する系統誤差の相関係数 f_i^j

付録 B 系統誤差 ϵ_j/σ_j のベストフィット値

全てのイベント選別基準を適用した場合及び中性子検出数によるイベント選別のみ行わなかった場合に対して求められた全ての ϵ_j/σ_j のベストフィット値が表 B.1 である。

表 B.1: 系統誤差のパラメータ ϵ_j/σ_j のベストフィット値

j	系統誤差	σ_j [%]	ϵ_j/σ_j	
			中性子信号検出なし	あり
1	ニュートリノフラックス ($E_\nu < 1$ GeV)	25	0.12	0.14
2	ニュートリノフラックス ($E_\nu > 1$ GeV)	15	0.14	0.15
3	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	2	0.02	0.01
4	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	5	0.00	0.00
5	$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	3	-0.03	-0.03
6	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	5	0.01	-0.01
7	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	8	0.00	0.00
8	$\bar{\nu}_e/\nu_e$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	5	0.02	0.03
9	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu < 1$ GeV)	2	0.00	0.00
10	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($E_\nu > 10$ GeV)	15	0.00	0.00
11	$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ フラックス比 ($1 < E_\nu < 10$ GeV)	6	0.00	0.00
12	ニュートリノ up / down フラックス比	1	-0.01	-0.01
13	ニュートリノ水平/垂直フラックス比	1	0.01	0.01
14	K/π 比	10	0.00	0.00
15	ニュートリノの飛跡の長さ	10	0.00	0.00
16	太陽活動	7	0.01	0.01
17	物質効果	6.8	-0.01	-0.01
18	CCQE 断面積の形状 (モデル間の違い)	10	-0.15	-0.13
19	CCQE 断面積 (Sub-GeV 領域)	10	0.04	0.01
20	CCQE 断面積 (Multi-GeV 領域)	10	0.3	0.33
21	CCQE 断面積 $\bar{\nu}/\nu$	10	0.09	0.08
22	CCQE 断面積 ν_μ/ν_e	10	-0.08	-0.04
23	MEC	10	-0.01	-0.01
24	DIS のモデルの違い	10	0.00	0.00

表は次ページに続く

付録 B. 系統誤差 ϵ_j/σ_j のベストフィット値

j	系統誤差	σ_j [%]	ϵ_j/σ_j	
			中性子信号検出 なし	あり
25	DIS 断面積	10	0.00	0.00
26	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$)	10	0.01	0.00
27	DIS の Q^2 ($W > 2.0 \text{ GeV}/c^2$)	10	0.02	0.02
28	DIS のハドロン多重度	10	0.00	0.00
29	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Vector part)	10	0.00	0.00
30	DIS の Q^2 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, Axial part)	10	0.00	0.00
31	DIS の構造関数 ($W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$)	10	0.00	0.00
32	NC イベントにおけるコヒーレント π の断面積	100	-0.01	0.00
33	NC イベントの断面積/CC イベントの断面積の比	20	-0.01	-0.01
34	π^0/π^\pm 比	40	0.00	0.01
35	$\bar{\nu}/\nu$ 比	10	-0.01	0.00
36	M_A	10	-0.11	-0.02
37	1π のパラメータ (M_A)	10	-0.1	-0.06
38	1π のパラメータ ($C_5^A(0)$)	10	-0.03	-0.01
39	1π のパラメータ (バックグラウンド)	10	-0.01	0.00
40	ニュートリノ振動パラメータ θ_{13}	0.07	0.00	0.00
41	ニュートリノ振動パラメータ Δm_{12}^2	0.00018	0.00	0.00
42	ニュートリノ振動パラメータ θ_{12}	1.3	0.00	0.00
43	FSI のパラメータ 1	10	-0.19	-0.1
44	FSI のパラメータ 2	10	0.24	0.21
45	FC Reduction	1.3	-0.03	-0.02
46	ν イベント以外の混入 (e-like)	1	0.00	0.00
47	Ring Separation	10	0.01	0.01
48	single ring イベントに対する PID	1	0.01	0.00
49	エネルギースケール	2.1	-0.07	-0.06
50	エネルギースケール (up/down asymmetry)	0.5	-0.03	-0.02
51	Michel 電子の捕獲効率	10	0.03	0.02
52	有効体積	2	-0.04	-0.03
53	中性子検出数によるイベント選別	10	-	0.04
54	中性子多重度	10	-	-0.11
55	中性子多重度に関するモデルの違い	10	-	0.00

表は次ページに続く

付録 B. 系統誤差 ϵ_j/σ_j のベストフィット値

j	系統誤差	σ_j [%]	ϵ_j/σ_j	
			中性子信号検出 なし	あり
56	核子相関崩壊	100	0.16	0.15
57	フェルミ運動量のモデルの違い	10	0.22	0.19