光電子増倍管ノイズ低減による スーパーカミオカンデの中性子識別向上

前川 雄音

(学籍番号:82012899)

指導教員 准教授 西村康宏

2022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

概要

本研究では、スーパーカミオカンデで用いられる光電子増倍管の解析的なノイズ低減を行い、検 出器全体の性能向上を目的としている。スーパーカミオカンデは核子崩壊やニュートリノ検出を目 的として建造された大型検出器である。スーパーカミオカンデは巨大な水タンクを持ち、内部には 約 11000 本の 50 cm 直径の光電子増倍管が取り付けられている。荷電粒子が水中で発生させるチ ェレンコフ光が複数の光電子増倍管で同時に検出された時、検出時間と電荷を利用して荷電粒子の 座標やエネルギーを再構成している。スーパーカミオカンデでは電子と陽電子の区別のため、中性 子の原子核捕獲によるガンマ線の検出も可能であるが、効率の良い検出には低エネルギーの高い検 出精度が求められる。しかし、光電子増倍管には熱電子や放射性不純物によるランダムなノイズや、 本来の検出時間からずれて検出されるオフタイミング信号が存在し、検出精度の悪化を引き起こし てしまう。本研究ではスーパーカミオカンデの検出精度向上のため、光電子増倍管のオフタイミン グ信号とノイズの調査を行った。調査したノイズの性質から、解析的手段でノイズを除去する方法 を考案した。

スーパーカミオカンデで測定されたデータを解析して行ったオフタイミング信号調査では、光電 子増倍管の個体ごとにオフタイミング信号量を計算して、位置や光量に対する依存性を明らかにし た。さらに、放射性不純物を原因とする光電子増倍管ノイズの時間構造を調査し、ノイズの特徴を 利用した解析的な除去手法を考案した。中性子検出効率への効果を確認するため、スーパーカミオ カンデのデータとシミュレーションに対して除去手法を適用した。この結果、中性子検出効率をノ イズ除去前の 34% から 36% まで向上させることができた。

Abstract

Neutron-Tagging Improvement by Noise Suppression of Photomultiplier Tube at Super-Kamiokande

The purpose of this study is to improve the overall performance of the Super-Kamiokande detector by analytically reducing the noise of the photomultiplier tubes. Super-Kamiokande is a large detector built for the purpose of nucleon decay and neutrino detection. Super-Kamiokande has a huge water tank with about 11,000 large aperture photomultiplier tubes installed inside. Cherenkov light generated in the water by charged particles is detected simultaneously by multiple photomultiplier tubes, and a vertex position of the charged particle is reconstructed by the detection time. Super-Kamiokande can also detect gamma-ray signals by neutron capture of nuclei. To detect the signal efficiently, high detection accuracy at low energy is required. However, photomultiplier tubes have noise due to random thermal electrons and radioactive contamination, as well as off-timing signals that are detected out of the original detection time, causing the detection accuracy to deteriorate.

In this study, I investigated the off-timing signal and noise of photomultiplier tubes in order to improve the detection efficiency of Super-Kamiokande. Based on the nature of the investigated noise, I devised a method to remove the noise by analytical means. In the off-timing signal survey conducted by analyzing the data measured in Super-Kamiokande, I calculated the amount of off-timing signal for each individual photomultiplier tube and clarified its dependence on position or light intensity. In addition, the time-properties of the photomultiplier tube noise caused by radioactive impurities was investigated. Using the characteristics of the noise, an analytical removal method was devised. In order to confirm the improvement on the neutron detection efficiency, the removal method was applied to Super-Kamiokande data and simulations. As a result, the neutron detection efficiency was increased from 34% to 36% after the noise removal.

目次

第1章	イントロダクション	7
第2章	物理背景	9
2.1	ニュートリノ	. 9
	2.1.1 太陽ニュートリノ	. 9
2.2	超新星爆発	. 10
	2.2.1 超新星ニュートリノ	. 10
	2.2.2 超新星背景ニュートリノ	. 11
第3章	スーパーカミオカンデ	15
3.1	スーパーカミオカンデ	. 15
3.2	光電子増倍管	. 16
3.3	検出原理	. 19
	3.3.1 チェレンコフ光	. 19
	3.3.2 SK IV 以降におけるデータ取得エレクトロニクス	. 20
	3.3.3 イベントトリガー	. 22
3.4	超新星背景ニュートリノ探索	. 22
	3.4.1 スーパーカミオカンデでみられる超新星背景ニュートリノ信号	. 22
	3.4.2 スーパーカミオカンデにおける中性子信号検出	. 23
3.5	SK-Gd 実験	. 24
3.6	低エネルギーイベント再構成	. 25
	3.6.1 座標再構成	. 26
	3.6.2 方向再構成	. 27
	3.6.3 エネルギー再構成	. 29
	3.6.4 イベント再構成品質パラメータ	. 29
第4章	50 cm 径光電子增倍管	31
4.1	光電子増倍管のノイズ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	. 31
	4.1.1 熱電子	. 31
	4.1.2 シンチレーション光ノイズ	. 32
4.2	オフタイミング信号	. 32

4.2.1 アフターパルス		33
4.2.2 プレパルス・レイトパルス		33
オフタイミング信号調査	38	
アフターパルス		38
プレパルス		41
レイトパルス		44
50 cm 光電子増倍管のノイズ調査	50	
シンチレーション光ノイズ調査.................................		50
6.1.1 電荷-ヒット数調査		51
6.1.2 ヒットタイミング調査		52
シンチレーション光ノイズ除去手法の開発	56	
除去アルゴリズムの方針....................................		56
除去アルゴリズムの検証.................................		57
7.2.1 AmBe 線源		57
7.2.2 SKG4 シミュレーション		58
中性子信号の選出		62
7.3.1 プロンプトイベントの選出		62
7.3.2 中性子信号候補の選出		63
中性子検出効率の計算....................................		72
中性子信号選別の調整....................................		73
ノイズ除去効率向上に向けたイベント記録範囲拡大の検証	75	
プロンプト信号への影響の調査................................		75
記録時間拡大による中性子検出効率への効果.................		77
結論	84	
参考文献	87	
	4.2.1 アフターパルス 4.2.2 プレパルス・レイトパルス オフタイミング信号調査 アフターパルス プレパルス レイトパルス 50 cm 光電子増倍管のノイズ調査 シンチレーション光ノイズ調査 6.1.1 電荷-ヒット数調査 6.1.2 ヒットタイミング調査 シンチレーション光ノイズ除去手法の開発 除去アルゴリズムの方針 除去アルゴリズムの検証 7.2.1 AmBe 線源 7.2.2 SKG4 シミュレーション 中性子信号の選出 7.3.1 プロンプトイペントの選出 7.3.2 中性子信号候補の選出 中性子信号週別の調整 ノイズ除去効率向上に向けたイベント記録範囲拡大の検証 プロンプト信号への影響の調査 記録時間拡大による中性子検出効率への効果 結論 参考文献	4.2.1 アフターパルス



2.1	重力崩壊型超新星爆発のメカニズム・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	11
2.2	カミオカンデ、IMB で観測された 1987A によるニュートリノ	12
2.3	超新星背景ニュートリノフラックスの理論予測	14

3.1	スーパーカミオカンデ概観 1	.5
3.2	50 cm 径光電子増倍管の模式図	.7
3.3	50 cm 径光電子増倍管の検出時間分布 1	7
3.4	量子効率の波長依存性1	8
3.5	チェレンコフリングの模式図 (左図)、チェレンコフ光の検出例 (右図) 1	9
3.6	電子型のチェレンコフリング 2	20
3.7	ミューオン型のチェレンコフリング2	20
3.8	ガンマ線の起こす電磁シャワーの模式図 2	20
3.9	QTC とその周辺機器の関係 2	21
3.10	QTC のタイミングチャート 2	21
3.11	ニュートリノの反応断面積 2	23
3.12	反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊 2	23
3.13	電子ニュートリノによる弾性散乱 2	23
3.14	SK IV で検出された信号のエネルギースペクトル 2	24
3.15	中性子捕獲事象の模式図2	25
3.16	Gd ₂ (SO ₄) ₃ ·8H ₂ O 濃度と中性子捕獲効率 2	25
3.17	スーパーカミオカンデ内におけるチェレンコフ光発生時の模式図 2	26
3.18	線形加速器キャリブレーションデータによる r に関する確率密度関数 2	27
3.19	チェレンコフ角の確率密度関数(各エネルギーごとのピークを1にスケール) 2	28
3.20	アクセプタンスの確率密度関数 2	28
4.1		
4.1	シンテレーション光ノイス波形	52 52
4.2	×1ンハルス年生の模式図)3 ⊳4
4.3	$f / y = / \mu / \lambda$ 先生の模式図 3	54 54
4.4	スーハーカミオカンナで測定した元電子増信官とツトダイミンクガ中3	9 4
4.5	レーサーによる検出器キャリノレーションの模式図 (左図)、取り付けられたアイノ	
1.0	ユーザーホー μ の断面図 (石図)	55 56
4.6	スーハーカミオカンテで測定した1本の光電于増倍官の検出光重と検出時間分布3	66 16
4.7	ノレハルス発生の模式図 (左図)、レイトハルス発生の模式図 (石図) · · · · · · · · 3	6
5.1	アフターパルス解析の概念図 3	39
5.2	各光電子増倍管のアフターパルス率分布3	39
5.3	製造年代毎の 2 ~ 10 μs のアフターパルス率分布	10
5.4	$2 \sim 10 \mu s$ のアフターパルス率分布 (本数を製造年代ごとに規格化) 4	10
5.5	製造年代毎の 10 ~ 30 μs のアフターパルス率分布 4	1
5.6	10 ~ 30 μs のアフターパルス率分布 (本数を製造年代ごとに規格化) 4	1
5.7	検出光量 1000 ~ 1047 pC でのプレパルスの時間分布	12

5.8	プレパルス率の電荷依存性 (ケーブル番号 11111 の光電子増倍管) 43
5.9	入射角 θ の定義 (左図)、プレパルス率の入射角依存性 (1000~1047 pC)(右図) . 43
5.10	光電子増倍管のレイトパルス時間分布 44
5.11	タンク側面に取り付けられた光電子増倍管のレイトパルス時間分布 (シミュレーシ
	$\exists \mathcal{V}) \dots \dots$
5.12	反射による遅延信号の発生原理 45
5.13	側面に取り付けられた光電子増倍管のデータとシミュレーションの時間分布比較 46
5.14	側面に取り付けられた光電子増倍管のデータとシミュレーションの差の分布 (左
	図)、差の分布の拡大図 (右図)
5.15	レイトパルス遅延時間の見積もりの模式図 47
5.16	上下面に取り付けられた光電子増倍管のシミュレーション減算前の遅延信号率の位
	置依存性 (左図)、減算後のレイトパルス率の位置依存性 (右図) 48
5.17	側面に取り付けられた光電子増倍管のシミュレーション減算前の遅延信号率の位置
	依存性 (左図)、減算後のレイトパルス率の位置依存性 (右図) 48
5.18	各光電子増倍管のレイトパルス率分布 49
6.1	2020 年6日6日 (SK V) の時期のダークヒットレート 50
0.1 6.2	2020 + 0 万 0 L (SK V) の時期のメ シビノドレート
6.3	ビット以一トの1ct ヒット光景広友性 59
6.4	1st ヒット1つに対する後続ヒット数の期待値 52
6.5	タイミング調査方針の模式図 53
6.6	後続ビットの時間分布 53
6.7	1st ヒットからの時間に対する後続ヒットが含まれる割合 55
0.1	
7.1	シンチレーションノイズ除去アルゴリズムの模式図 56
7.2	シンチレーションノイズ識別の概念図 57
7.3	AmBe 線源と BGO シンチレータ 57
7.4	AmBe 線源から放出される中性子の運動エネルギー 58
7.5	シミュレーションと中性子探索範囲の概要 59
7.6	シミュレーションで生成したイベントの中性子信号時間分布60
7.7	シミュレーションで作成した 1225 イベントの光電子増倍管ヒット時間分布 60
7.8	ノイズ除去アルゴリズム適用後の信号残存率およびノイズ除去率 61
7.9	光電子増倍管ヒットの時間分布 61
7.10	外水槽光電子増倍管ヒット数分布 62
7.11	トリガーされたプロンプトイベントの総検出電荷数63
7.12	中性子信号候補の探索
7.13	バックグラウンド信号の N200 分布

7.14	水素原子核に捕獲された信号の N200 分布 65
7.15	ガドリニウム原子核に捕獲された信号の N200 分布 65
7.16	N200 閾値と候補事象数の計算 66
7.17	N200 閾値に対する候補事象数の残存数と割合 (ノイズ除去前の N ₂₀₀ 閾値 =15 を
	基準)
7.18	N200 分布とカット基準 67
7.19	候補事象の再構成時間分布 68
7.20	候補事象の再構成座標分布 (r ² 分布) 68
7.21	候補事象の再構成座標分布 (z 分布)
7.22	候補事象の goodness 分布
7.23	候補事象の DirKS 分布 70
7.24	候補事象のエネルギー分布 70
7.25	プロンプトイベント発生点 (タンク中心) から候補事象再構成点までの距離 71
7.26	中性子信号候補の再構成された時間72
7.27	ノイズ除去後のエネルギーカットの条件緩和 73
0.1	
8.1	アーダ記録範囲を拡大して取得した AmBe 線源アーダの時間分布
8.2	ノイス除去による時間分布の変化
8.3	ノイス除去による時間分布の変化
8.4	記録範囲拡大時の候補事象再構成時間分布
8.5	記録範囲拡大時の候補事象再構成座標分布 $(r^2 分 \pi)$
8.6	記録範囲拡大時の候補事象冉構成座標分布 (z 分布) 79
8.7	記録範囲拡大時の候補事象 goodness 分布
8.8	記録範囲拡大時の候補事象 DirKS 分布
8.9	記録範囲拡大時の候補事象エネルギー分布 80
8.10	記録範囲拡大時のブロンプトイベントから候補事象再構成点までの距離81



3.1	スーパーカミオカンデ検出フェイズ概要	16
3.2	スーパーカミオカンデのイベントトリガー概要	22
4.1	スーパーカミオカンデ光電子増倍管のオフタイミング信号概要	33

5.1	カット条件緩和後の中性子検出効率計算結果.................	40
5.2	2 ~ 10 μs のアフターパルス率の平均値と RMS 値	41
5.3	10 ~ 30 μs のアフターパルス率の平均値と RMS 値	41
5.4	減算後のレイトパルス率の平均値と RMS 値	48
6.1	フィッティング結果	54
7.1	N200 カットにおけるバックグラウンドと信号の残存割合	67
7.2	各カットにおけるバックグラウンドと信号の残存候補数 (プロンプトイベント数に	
	対する割合)	71
7.3	中性子検出効率計算結果	73
7.4	カット条件緩和後のバックグラウンドと信号の残存候補数 (プロンプトイベント数	
	に対する割合)	74
7.5	カット条件緩和後の中性子検出効率計算結果......................	74
8.1	プロンプトイベント信号数とノイズ除去後の信号残存率	76
8.2	各カットにおけるバックグラウンドと信号の残存候補数	82
8.3	中性子検出効率計算結果	82
8.4	カット条件緩和後のバックグラウンドと信号の残存候補数.........	83
8.5	エネルギー条件緩和後の中性子検出効率計算結果	83

第1章

イントロダクション

スーパーカミオカンデは 1996 年から観測を開始した核子の崩壊やニュートリノの検出を目指す 大型水チェレンコフ検出器である。本研究では、これらの物理への感度向上を目指すため、スーパ ーカミオカンデで使用する光検出器のもたらすバックグラウンドに着目した調査を行った。この検 出器は荷電粒子の起こすチェレンコフ光を高い精度で検出することで、電子型かミューオン型か、 などの粒子識別や、エネルギーと方向の再構成を行う。しかし、この検出原理では電子と陽電子な ど荷電共役な信号の区別ができない。

星が自らの重力により爆発を引き起こす超新星爆発では、そのエネルギーが大量のニュートリノ として放出される。スーパーカミオカンデでは超新星爆発でバースト的に放出されたニュートリノ に加え、過去の超新星爆発で放出された低エネルギーの背景ニュートリノの検出が期待される。し かし背景ニュートリノの発見は実現しておらず、その原因としてバックグラウンド事象の排除が難 しく、バックグラウンドを超過する十分な統計が得られていないことである。

背景ニュートリノがスーパーカミオカンデで起こす主な相互作用では陽電子と中性子を生成する ため、スーパーカミオカンデでは中性子に由来する信号を検出する取り組みが進められている。電 子型信号に伴った中性子信号の有無により超新星背景ニュートリノ信号とその他の電子型信号の 分離が可能になる。しかし、スーパーカミオカンデで検出される中性子信号はエネルギーが低く、 検出の効率が悪い。中性子を効率よく検出するための取り組みとしてスーパーカミオカンデ Gd (SK-Gd)実験が2020年に始まったが、中性子検出において光電子増倍管のノイズの影響が無視で きない。今回、スーパーカミオカンデで測定されたデータを解析して光電子増倍管に由来するバッ クグラウンドの調査を行うことで、中性子検出感度の改善を目指した。

第2章では、中性子検出を利用してスーパーカミオカンデでの発見を目指す超新星背景ニュート リノなどについて述べる。第3章ではスーパーカミオカンデの検出原理について述べる。中性子信 号を効率よく検出するための取り組みである SK-Gd 実験について説明し、スーパーカミオカンデ におけるイベント再構成手法について述べる。イベント検出に影響する光電子増倍管のバックグラ ウンドとなるオフタイミング信号やノイズに関して第4章で説明する。第5章ではスーパーカミオ カンデのデータを解析してオフタイミング信号量を調査した。第6章ではスーパーカミオカンデの データを利用して光電子増倍管ノイズの持つ特徴を調査した。第7章にて、前章で調査したノイズ の特徴を利用し、ノイズの解析的除去手法の開発に取り組んだ。ノイズ除去手法を SK-Gd で測定 されたデータに適用することでその効果を確認した。第8章では従来のスーパーカミオカンデの データ取得方法を見直すことで、効率的なノイズ除去が実現されることを確認し、その効果を検証 した。

第2章

物理背景

2.1 ニュートリノ

ニュートリノは β 崩壊におけるエネルギー保存則の問題を解決するため、1930 年に W.E.Pauli によって予言された中性の素粒子である。Bethe と Baker によって、逆ベータ崩壊 (式2.1) による 検出の可能性が示唆された。

$$\bar{\nu_e} + p \to e^+ + n \tag{2.1}$$

ニュートリノは標準理論内で弱い相互作用のみ起こす反応断面積の小さい素粒子であるため、大型の検出器が必要となり、1951年に200Lのカドミウム水のタンク2つに、1400Lの液体シンチレータ3つを用意した実験により、初めて核反応炉からの反ニュートリノによる逆ベータ崩壊を検出した[1]。現在、標準理論内でニュートリノは電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3つのフレーバーにそれぞれの反粒子を加えた6種類が存在する[2]。

2.1.1 太陽ニュートリノ

太陽内部の水素がヘリウムに変換される核融合反応の過程で、ニュートリノは以下のような反応 により生成され、地表に大量に到達している [3]。

$$p + p \to d + e^+ + \nu_e \tag{2.2}$$

$$p + e^- + p \to d + \nu_e \tag{2.3}$$

$$^{7}\mathrm{Be} + e^{-} \rightarrow^{7}\mathrm{Li} + \nu_{e}$$
 (2.4)

$$^{8}\mathrm{B} \rightarrow^{8}\mathrm{Be}^{*} + e^{+} + \nu_{e} \tag{2.5}$$

$${}^{3}\mathrm{He} + p \to {}^{4}\mathrm{He} + e^{+} + \nu_{e} \tag{2.6}$$

太陽ニュートリノは全て電子ニュートリノとして放出され、放出されるニュートリノ数の約 86% は式 (2.3) と (2.4) によって生成されている。

2.2 超新星爆発

超新星爆発は太陽質量の約8倍以上の質量を持った星が引き起こす大規模な爆発である。超新星 爆発はそのスペクトルの特徴から、Ia型, Ib型, Ic型, II型に区分される。このうち、Ib型, Ic 型, II型は重力崩壊型と呼ばれ、爆発の際に大量のニュートリノが放出され、エネルギーのおよそ 99%をニュートリノが担う [4]。

図2.1に有力とされる超新星爆発のモデルであるニュートリノ加熱のメカニズムを示している。

- 1. 初め、天体は水素がヘリウムへと変換される核融合反応による圧力で、重力との釣り合いを 取っている。
- 3. 密度と温度の向上によりさらに重い原子核まで合成され、多層構造となる。
- 4. 束縛エネルギーの最も大きい鉄の原子核まで生成され、核融合反応が停止する。
- 5. 鉄の核の密度が上昇し、 $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ の電子捕獲反応が進む (重力崩壊)。ニュートリノ は内部の核にトラップされ、ニュートリノ球と呼ばれる電子ニュートリノの到達限界面が作 られる。
- 6. 重力崩壊が進み、内部に原子中性子星 (Proto Nutron Star; PNS) が作られる。PNS に鉄の原子核が衝突して衝撃波を発生させる。
- 7. 衝撃波がニュートリノ球に到達した際、電子ニュートリノが放出される。
- 8. PNS に核子や電子、陽電子などが落ち込み、PNS は熱されニュートリノを放出する。 核子による電子・陽電子の捕獲 ($e^- + p \rightarrow \nu_e + n, e^+ + n \rightarrow \bar{\nu_e} + p$) に加え、対生成 ($e^- + e^+ \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + \bar{\nu}_{e,\mu,\tau}$) により全てのフレーバーのニュートリノが放出される。
- 9.10.放出されるニュートリノの一部が弱い相互作用を起こし吸収され、ニュートリノ加熱が 起こる。加熱により衝撃波が再び発生し、天体の外部層を吹き飛ばすほどのエネルギーを持 っていた場合超新星爆発として観測される。

多くの超新星爆発理論モデルが提唱され爆発のシミュレーションがされている。超新星爆発で放出 されたニュートリノを実験で検出することで、ニュートリノ放出の時間変化やスペクトルの情報を 得ることができ、より正確なモデルの構築ができる。

2.2.1 超新星ニュートリノ

超新星爆発はエネルギーの約99%をニュートリノとして大量に放出する。このため超新星爆発 のメカニズム理解にはニュートリノによる観測が重要であるが、これまでニュートリノによって観 測された超新星爆発は1つしかない。1987年1月23日に大マゼラン星雲で発生した II 型の超新 星爆発1987Aは日本のカミオカンデ、アメリカの IMB、ロシアの Baksan 実験によってニュー



図2.1 重力崩壊型超新星爆発のメカニズム [5]

トリノ信号として世界で初めて検出され、超新星爆発がニュートリノを放出することを実証した。 図2.2に 1987A から放出されたニュートリノの時間-エネルギー分布を示している。カミオカンデ では 11 事象、IMB では 8 事象のニュートリノが観測された。様々な理論モデルから、放出される ニュートリノの時間変化が予測されており、1987A の観測でも 10 数秒間に渡るニュートリノ信号 の時間変化を確認したが、統計量が少ないため正確な理論モデルの判断が難しい。そのため、次の 超新星爆発ニュートリノ観測に向け世界中でニュートリノ実験が継続して進められており、第3章 で説明するスーパーカミオカンデもその1つである。

2.2.2 超新星背景ニュートリノ

超新星爆発ニュートリノの観測を目指しているが、ニュートリノによる超新星爆発がスーパーカ ミオカンデで観測される範囲は1つの銀河スケールであるおよそ100万光年程度と予測されてい る。我々の銀河では100年に数回程度の極めて稀な事象と予測されており、次の観測は実現してい ない。



図2.2 カミオカンデ、IMB で観測された 1987A によるニュートリノ [6]

一方で、宇宙にはこれまでの超新星爆発で放出された低エネルギーのニュートリノが宇宙空間に 超新星背景ニュートリノとして蓄積していると考えられている [7]。超新星背景ニュートリノの観 測により、超新星爆発頻度やニュートリノ放出過程の解明が期待されている。

ここから、超新星背景ニュートリノのフラックス予測について述べる (参照: [8], [5])。赤方偏移が $z \sim z + dz$ の場所でエネルギーが $E'_{\nu} \sim E'_{\nu} + dE'_{\nu}$ の超新星背景ニュートリノの数密度は式2.7で表せられる。

$$dn'(E'_{\nu}) = R_{CCSN}(z)(1+z)^3 \frac{dt}{dz} dz \frac{dN(E'_{\nu})}{dE'_{\nu}} dE'_{\nu}$$
(2.7)

ここで R_{CCSN} は赤方偏移を考慮した単位共動体積あたりの重力崩壊型超新星爆発の頻度である。 また、t は時間、 $\frac{dN(E'_{\nu})}{dE'_{\nu}}$ は重力崩壊型超新星爆発のニュートリノスペクトルを表す。

この超新星背景ニュートリノ密度は、観測地点において以下の式2.8で書かれる。

$$dn(E'_{\nu}) = \frac{dn'(E'_{\nu})}{(1+z)^3}$$
(2.8)

エネルギーは赤方偏移で $E'_{\nu} = (1+z)E_{\nu}$ となるため、観測地点での超新星背景ニュートリノの数 密度は、次の式2.9で表される。

$$dn(E_{\nu}) = R_{CCSN}(z) \frac{dt}{dz} dz \frac{dN(E_{\nu}')}{dE_{\nu}'} (1+z) dE_{\nu}$$
(2.9)

赤方偏移 z と時間 t の関係は Friedmann 方程式から式2.10のように得られる。

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}$$
(2.10)

ここで H_0 はハッブル定数、 Ω_m は物質密度、 Ω_Λ は宇宙定数を表す。ここから超新星背景ニュートリノのフラックスは次の式2.11で書かれる。

$$\frac{d\Phi(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = c \frac{dn(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = c \int_{0}^{\infty} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} R_{CCSN}(z) \frac{dN(E_{\nu}')}{dE_{\nu}'}$$
(2.11)

残る超新星爆発のスペクトルは、親星の初期質量 Mの関数 $\Phi_{IMF}(M)$ と金属量 Zの関数 $\Phi_{ZF}(z,Z)$ で表され、最終的に超新星背景ニュートリノのフラックスは式2.12で書かれる。

$$\frac{d\Phi(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = c \int_{0}^{\infty} \frac{dz}{H_{0}\sqrt{\Omega_{m}(1+z)^{3} + \Omega_{\Lambda}}} \times R_{CCSN}(z) \int_{0}^{Z_{max}} \Phi_{ZF}(z,Z) \left\{ \int_{M_{min}}^{M_{max}} \Phi_{IMF}(M) \frac{dN(M,Z,E_{\nu}')}{dE_{\nu}'} dM \right\} dZ$$
(2.12)

このように超新星背景ニュートリノのフラックス予測には多くの変数が含まれており、さらにニュ ートリノのフレーバーが変化するニュートリノ振動や超新星爆発後に生まれるブラックホールの影 響を考慮して多くの理論モデルが構築されている [9][10][8][11][12][13][14]。図2.3に理論モデルに よる超新星背景ニュートリノのフラックス予測を示している。

ここで簡単に各モデルの特徴を説明する。

- Horiuchi+18[10]:ブラックホールになるかどうかを決定する臨界コンパクトネスの値に着 目した予測である。臨界コンパクトネスが小さいほど、多くのブラックホール形成に繋がる。
- Nakazato+15[8]:このモデルではブラックホール形成の赤方偏移依存性に加え、ニュートリノ振動や星形成率などが超新星背景ニュートリノフラックスへ与える効果を調査している。
- Horiuchi+09[9]:星形成の歴史から重力崩壊型超新星爆発の頻度を導いている。
- Lunardini09[11]:ブラックホールの形成により超新星爆発の衝撃波が発生しない場合 (Failed Supernoba)を考慮したモデル。
- Ando+9[12]:ニュートリノ振動を初めて考慮したモデルであり、ニュートリノの質量階層 性は順階層を仮定している。
- Malaney97[13]:準恒星天体の吸収線の観測から決定される宇宙ガスの赤方偏移を考慮した モデル。
- Hartmann+97[14]:宇宙の化学的進化を利用してフラックスを計算したモデル。

フラックス予測にはモデルによる不定性が残っており、超新星背景ニュートリノの観測を行うこと で超新星爆発のモデルに制限を加えることができると考えられている。

スーパーカミオカンデにおいて、超新星背景ニュートリノは主に反電子ニュートリノの逆ベータ 崩壊 ($\bar{\nu_e} + p \rightarrow e^+ + n$)を起こす。しかしながら、超新星背景ニュートリノは低エネルギー・低頻 度の信号でありバックグラウンド事象との区別が課題となっている。



図2.3 超新星背景ニュートリノフラックスの理論予測 [9][10][8][11][12][13][14]

第3章

スーパーカミオカンデ

3.1 スーパーカミオカンデ

図3.1に示すのは、日本の岐阜県飛騨市池ノ山地下 1000 m に建設された大型水チェレンコフ検 出器のスーパーカミオカンデである。50 kt の超純水を蓄えた 2 層の円筒状の水槽を持ち、外水槽 (Outer Detector; OD) では水槽を通り抜ける宇宙線の検出を行い、内水槽 (Inner Detector; ID) には 1 万本以上の 50 cm 直径の光電子増倍管が取り付けられ、ニュートリノなどが起こす素粒子 反応の検出を行っている [15]。



図3.1 スーパーカミオカンデ概観 [15]

スーパーカミオカンデはその観測期間によって名称を区別している (表3.1)。スーパーカミオカ

ンデでは 2001 年に 1 つの光電子増倍管が破損した結果、その衝撃波によって光電子増倍管 6777 本を失う事故が発生した。1996 年の観測開始から事故までの期間を SK I と呼ぶ。これに伴い実 験は中断し、光電子増倍管にはガラス繊維強化プラスチックとアクリルを利用した衝撃波防止カバ ーが必要となった。2002 年に約半数の光電子増倍管で観測を再開し、2006 年には観測初期とほぼ 同数の 11129 本の光電子増倍管で観測が再開した。事故後から 2006 年までを SK II、本数を増加 してからの時期を SK III と呼ぶ。さらに、2008 年には新しいデータ取得システムで観測を始め、 この期間を SK IV とする。スーパーカミオカンデの水タンク改修工事のため一時的に観測を中断 し、2019 年に SK V の観測が始まった。さらに 2020 年にはガドリニウムを水タンクに添加した SK-Gd 実験の観測フェイズ SK VI が開始している (3.5章で後述)[16]。本研究で行う解析は、SK IV 以降の新しいデータシステムで取得されたデータに適用できる。

孜 3.1 ハーハー ハミス ハノノ 一 牧山 ノエヨ へ 城	表3.1	スーパー	・カミフ	オカンラ	デ検出フ	エイ	ズ概要
-----------------------------------	------	------	------	------	------	----	-----

観測フェイズ	SK I	SK II	SK III	SK IV	SK V	SK VI
開始時期	1996年4月	2002年10月	2006年7月	2008年9月	2019年1月	2020年8月
終了時期	2001年7月	2005 年 10 月	2008年8月	2018年5月	2020年7月	観測中
観測期間	1496 日	791 日	548 日	2970 日	532 日	観測中
内水槽光電子增倍管本数	11146	5182	11129	11129	11129	11129
内水槽光電子增倍管被覆率	40%	19%	40%	40%	40%	40%

3.2 光電子増倍管

光電子増倍管は光電効果を利用した光検出器である。光電面で発生した光電子が電圧により加速 されダイノードに衝突することで複数の二次電子が放出される。

スーパーカミオカンデでは浜松ホトニクスの製造した 50 cm 直径の光電子増倍管 R3600 (図3.2) を使用している。R3600 は 11 段のダイノードで二次電子の増幅を繰り返すことで約 10⁷ 倍の電子 を得ることができる。また、図3.3には波長 410 nm の1 光子光量を入射してから検出までの時間分 布を表している。 この光電子増倍管には 2 種類のアルカリ金属を用いたバイアルカリ光電面を使 用している。図3.4に示すように短波長の可視光に対して高い感度を持っており、水中のチェレン コフ光検出に適した光電子増倍管となっている。



図3.2 50 cm 径光電子増倍管の模式図 [15]



図3.3 50 cm 径光電子増倍管の検出時間分布 [15]



3.3 検出原理

3.3.1 チェレンコフ光

ニュートリノは極めて相互作用を起こしにくい素粒子であるが、スーパーカミオカンデの蓄える 大量の水が標的となり反応が起こる。スーパーカミオカンデでは、ニュートリノ反応で発生した荷 電粒子が水中の光速を超えて通過した際に発生させるチェレンコフ光を検出することでニュートリ ノのイベントを再構成している [17]。チェレンコフ光は粒子の進行方向に対し、チェレンコフ角 θ_c で放出される。以下の式3.1では、屈折率 n の媒質を速度 β で荷電粒子が通過した際のチェレンコ フ角を表す。

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}, \ \beta = \frac{v}{c} \tag{3.1}$$

スーパーカミオカンデにおいてチェレンコフ光は図3.5の左図のようにリング状に検出され、チェ



図3.5 チェレンコフリングの模式図 (左図)、チェレンコフ光の検出例 (右図)

レンコフリングと呼ぶ。右図はスーパーカミオカンデのイベントディスプレイを表しており、円筒 状の内水槽に取り付けられた光電子増倍管の信号分布、検出電荷、検出タイミングを確認できる。

また、粒子の飛程 dx、波長 $d\lambda$ あたりのチェレンコフ光の放出光子数は式3.2で表される。 λ の小さい短波長の光子数が多く放出されることがわかる。

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = 2\pi Z^2 \alpha \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2}$$
(3.2)

さらに、チェレンコフ光は発生させる荷電粒子によりヒットパターンが変化する。図3.6、図3.7に それぞれ電子、ミューオンが発生させたチェレンコフ光のリングパターンを表している。粒子質量 の違いが原因で、ミューオン型リングは電子型のリングと比べてはっきりとした形状になる。電子



図3.6 電子型のチェレンコフリング

図3.7 ミューオン型のチェレンコフリング

は水中で制動放射と対生成を繰り返し電磁シャワーを発生させ、複数の電子と陽電子が生成する。 これにより複数のチェレンコフリングが発生し、ぼやけたリング形状となる。

ガンマ線は電気的に中性の粒子であるが、図3.8に示すように、電子-陽電子の対生成と制動放射 を繰り返しす電磁シャワーを起こし、電子型のチェレンコフ光を発生させる。後述する中性子信号 検出は、ガンマ線によるチェレンコフ光の検出を利用している。



図3.8 ガンマ線の起こす電磁シャワーの模式図

3.3.2 SK IV 以降におけるデータ取得エレクトロニクス

SK IV では光電子増倍管のデータ取得システムが刷新された。本節では光電子増倍管の信号を 処理するエレクトロニクスの QBEE (QTC-Based Electronics with Ethernet) について説明する [18]。

QBEE は主に QTC (charge-to-time converter) と TDC (time-to-digital converter) で構成さ れている。1 つの QBEE に 8 つの QTC が用いられ、1 つの QTC は 3 本の光電子増倍管からデー タを取得するためのチャンネルがある。図3.9には QTC 周辺の関係をブロック図で表している。1 つのチャンネルは3種類のゲインを持ち、それぞれ図3.9中の Small, Medium, Large に対応して いる。これにより光電子増倍管のサチュレーションを抑え、幅広いレンジを確保できる。



図3.9 QTC とその周辺機器の関係 [18]

次に、QTCによるデータ取得のタイミングチャートを図3.10に示す。光電子増倍管の信号 (PMT signal) が検出され、信号の電圧がディスクリミネーターの閾値を超えたとき QTC のトリガー (Qtrg) が立ち上がり1ヒット (HIT) と識別される。Qtrg の立ち上がりから400 ns の間は電荷の 積分区間 (Charge Gate) であり、その後に350 ns 間の電荷放出区間 (Discharge Gate) に入る。 Discharge Gate 終了後に150 ns 間の VETO 区間を経て1つのプロセスが終了する。Discharge Gate と VETO の区間の光電子増倍管信号は取得されない。合計で1つのヒット取得に900 ns を 要する。この SK IV のエレクトロニクス改良により、常に全ての光電子増倍管のヒットを利用し、 ヒット情報からソフトウェアでイベント識別を行うことができるようになった。



図3.10 QTC のタイミングチャート [18]

3.3.3 イベントトリガー

スーパーカミオカンデにおいて電子は1MeV あたり約6つの光電子増倍管ヒットを引き起こす。 スーパーカミオカンデでは200ns間の光電子増倍管の合計ヒット数を基準としてイベントを区別 している。記録された光電子増倍管ヒット数からソフトウェアによるトリガーで記録するイベント を決定している。トリガータイプとその閾値、イベント記録時間を以下の表3.2にまとめる。 トリガーは、主に Super-Low Energy (SLE)、Low Energy (LE)、High Energy (HE)、Super-High

20.2		
トリガータイプ	ヒット閾値	記錄時間
SLE	36 (2022 年 1 月時点)	$[-0.5\mu{\rm s},+1.0\mu{\rm s}]$
LE	49 (2022 年 1 月時点)	$[-5\mu\mathrm{s},+35\mu\mathrm{s}]$
HE	52 (2022 年 1 月時点)	$[-5\mu\mathrm{s},+35\mu\mathrm{s}]$
SHE	60 (2022 年 1 月時点)	$[-5\mu\mathrm{s},+35\mu\mathrm{s}]$
OD	22 (in OD)	$[-5\mu\mathrm{s},+35\mu\mathrm{s}]$
AFT	SHE + no OD	$[+35 \mu s. +535 \mu s]$

表3.2 スーパーカミオカンデのイベントトリガー概要

Energy (SHE) に分けられる。さらに、特殊なトリガーとして外水槽の光電子増倍管ヒット数を用 いた Outer Detector(OD) がある。また AFT(After) トリガーは SHE トリガーに引き続いて取得 され、合わせて $[-5 \mu s, +535 \mu s]$ の範囲で記録される。本研究で取り扱う中性子検出では、200 ns 間に 60 ヒット以上で取得される SHE+AFT トリガーで取得された信号を使用している。

3.4 超新星背景ニュートリノ探索

3.4.1 スーパーカミオカンデでみられる超新星背景ニュートリノ信号

超新星爆発では全ての種類のニュートリノを放出するが、スーパーカミオカンデでは図3.11に示 すように反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊の反応が主である。

$$\bar{\nu_e} + p \to e^+ + n \,($$
逆ベータ崩壊) (3.3)

図3.12、図3.13にはそれぞれ反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊と電子ニュートリノによる 電子の弾性散乱の模式図を表している。逆ベータ崩壊では陽電子が放出されることで電子型のチェ レンコフ光が確認されるが、電子ニュートリノによる電子のチェレンコフ光と区別ができない。そ のため太陽ニュートリノや大気からのニュートリノ、高エネルギー宇宙線が引き起こす核破砕など が電子のチェレンコフ光を引き起こし、陽電子と区別できずバックグラウンドとなっている。



図3.11 ニュートリノの反応断面積[19]



図3.12 反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊



図3.13 電子ニュートリノによる弾性散乱

3.4.2 スーパーカミオカンデにおける中性子信号検出

反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊信号をバックグラウンドと区別して検出するために、ス ーパーカミオカンデでは中性子に由来する信号の検出を行っている。水中の水素原子核が中性子を 捕獲して励起し、2.2 MeV のガンマ線を放出する中性子捕獲事象が存在する。2.2 MeV のガンマ線 は電磁シャワーを起こし、電子型のチェレンコフ光を発生させる。そのため、逆ベータ崩壊では陽 電子によるチェレンコフ光に加え、200 µs 程度遅れて中性子捕獲によるチェレンコフ光の信号が検 出される。しかし水素原子核による中性子捕獲は断面積が小さく、放出するガンマ線のエネルギー も小さいことから、スーパーカミオカンデでは約 20% の中性子検出効率に留まっている。

SK IV の測定データから超新星背景ニュートリノ探索のためのデータ選択を行った結果、残存 した信号のエネルギースペクトルを図3.14[20] に示す。横軸は再構成された粒子のエネルギーであ



図3.14 SK IV で検出された信号のエネルギースペクトル [20]

る。色付けされたヒストグラムはバックグラウンドの要素を表し、残る系統誤差は斜線部分で示し ている。超新星背景ニュートリノは Horiuchi+09[9]のスペクトル予測を表している。背景ニュー トリノは 10 MeV から 30 MeV あたりの領域で検出が期待されるが、超純水で検出を行っている SK IV では中性子の検出効率が低く、10 MeV 以下の低エネルギーでは原子炉から発生する反電子 ニュートリノが電子型の信号を引き起こし、15 MeV あたりまでの範囲では宇宙線の核破砕で発生 した不安定な ⁹Li 原子核が放出する電子信号がバックグラウンドとして残存している。また。大気 ニュートリノによるバックグラウンドが広いエネルギー範囲で見られる。

3.5 SK-Gd 実験

中性子検出効率の向上を目指し、スーパーカミオカンデにレアアースのガドリニウム (Gd) を 添加して測定する SK-Gd 実験を開始した [16]。ガドリニウムは大きい熱中性子捕獲断面積を持 ち、捕獲から 30 μ s のスケールで合計で 8 MeV の光子を放出するため、水素原子核による信号と 比べ高い中性子検出効率が実現できる (図3.15)。スーパーカミオカンデに Gd が 0.1% の質量パー セント濃度で添加されたとき、中性子捕獲効率は 90% に至る (図3.16 硫酸ガドリニウム八水和物 (Gd₂(SO₄)₃·8H₂O: 分子量 746.81) が 0.2% 添加された時、Gd 濃度は 0.1%)。

2020 年よりガドリニウムの添加が開始し、現在ガドリニウム濃度 0.01% で SK-Gd の運用を行



図3.15 中性子捕獲事象の模式図



図3.16 Gd₂(SO₄)₃・8H₂O 濃度と中性子捕獲効率 [21]

っている。

3.6 低エネルギーイベント再構成

ここでは中性子信号探索で利用されているイベント再構成の手法について説明する。中性子信号 のエネルギーは 10 MeV を下回る事象であり、ヒット数の少ない事象を再構成するツールである BONSAI(Branch Optimization Navigating Successive Annealing Iterations) について説明する (参照: [22])。

図3.17にチェレンコフ光発生時の模式図を示す。スーパーカミオカンデでは光電子増倍管で取得 された情報から、タンク内のイベントの座標*x*や方向*d*、エネルギーを再構成する。



図3.17 スーパーカミオカンデ内におけるチェレンコフ光発生時の模式図

3.6.1 座標再構成

イベント発生座標の再構成には光電子増倍管の検出時間を利用している [22]。スーパーカミオカ ンデのタンク上部に設置された電子の線形加速器を利用し、既知のタイミングで信号を発生させる キャリブレーションを行うことで、以下のように検出器ヒットタイミングの尤度関数 (式3.4) が決 められている。

$$\tau_i = t_i - t_{tof,i} - t_0$$

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, t_0) = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \log P(\tau_i)$$
(3.4)

ここで、xはイベント発生座標、 t_0 はイベント発生時間を表す。 t_i は光電子増倍管のヒット時間、 t_{tof} はイベント発生点から光電子増倍管までの通過時間 (time-of-flight; TOF)を表す。Pが τ_i に関する確率密度関数であり、尤度関数が最大になるようなイベント発生座標を再構成する。図3.18には線形加速器キャリブレーションから得た光電子増倍管ヒットタイミングの確率密度関数を表している。水中での光の散乱やタンク壁面での反射、さらに光電子増倍管に由来するオフタイミング信号によって遅延した信号が存在する。



図3.18 線形加速器キャリブレーションデータによる r に関する確率密度関数

3.6.2 方向再構成

チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向から一定のチェレンコフ角で放射される。そのため方向の 再構成では、チェレンコフ角を想定した尤度関数 (式3.5) で尤度が最大となる粒子方向 d を探す [22]。

$$\mathcal{L}(\mathbf{d}) = \sum_{i}^{N_{20}} \log \left(f_{dir} \left(\cos \theta_{dir,i}, E \right) \right)_{i} \times \frac{\cos \theta_{i}}{a(\theta_{i})}$$
(3.5)

ここで、N₂₀ は TOF を引いた後の 20 ns 間の光電子増倍管のヒット数最大値を表し、 $\theta_{dir,i}$ は再 構成座標から *i* 番目の光電子増倍管への方向と粒子方向*d*のなす角である。 f_{dir} は角度に対する確 率密度関数であり、これは粒子エネルギーにも依存する。このエネルギー依存性は単一エネルギー の電子のモンテカルロシミュレーションを用いて見積もられている。図3.19には f_{dir} のエネルギ ーと角度に対する分布を示した。ただし、各エネルギーでのピークを1にスケールしている。ピー クとなる角度はおよそ 42 度である。

さらに θ_i は光電子増倍管の正面を基準とした光子の入射角を表し、 $a(\theta_i)$ は光電子増倍管のアク



図3.19 チェレンコフ角の確率密度関数(各エネルギーごとのピークを1にスケール)

セプタンスを表す関数である。図3.20にアクセプタンスの分布を示している。光子の入射角が大き い場合、正面と比べて検出されない確率が高いことが分かる。



図3.20 アクセプタンスの確率密度関数

以上のことを考慮した尤度関数で方向の再構成を行う。

3.6.3 エネルギー再構成

粒子のエネルギーはチェレンコフ光の光量と関連付けられる。低エネルギーの信号の場合、1 光 電子の信号がほとんどであり光電子増倍管のヒット数がエネルギーに比例する。再構成されるエネ ルギーに有効な光電子増倍管ヒット数を N_{eff} と呼び、式3.6で表される [22]。

$$N_{eff} = \sum_{i}^{N_{50}} \left\{ (X_i + \epsilon_{tail} - \epsilon_{dark}) \times \frac{N_{all}}{N_{alive}} \times \frac{1}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp\left(\frac{r_i}{\lambda(run)}/QE_i\right) \right\}$$
(3.6)

式で用いられるパラメータの簡単な説明を以下に列挙する。

- N₅₀: 50 ns 間のヒット数の最大値。
- *X_i*:複数光電子ヒットの補正パラメータ。1光電子のヒットを想定しているが、壁際でチェレンコフ光が発生して複数の光電子数が検出される場合の補正。
- $\epsilon_{tail}: 遅延ヒット補正。水中の散乱などで遅延した信号の補正をここで行う。$
- ϵ_{dark} :ダークヒットノイズ補正。光電子増倍管ノイズのヒット数を考慮した補正。
- $\frac{N_{all}}{N_{alive}}$:一時的に電圧を落としている光電子増倍管などを考慮した補正。
- <u>1</u> *S*(θ_i, φ_i): 光電面への入射角の補正。光電面とダイノードの形状を原因として光子の入射角 で検出効率が変化する。
- $\exp\left(\frac{r_i}{\lambda(run)}\right)$:水の透過率補正。 r_i は再構成座標からi番目の光電子増倍管までの距離、 $\lambda(run)$ は測定時期の水の透過率を表す。
- *QE_i*:光電子増倍管の量子効率。

モンテカルロシミュレーションを用いて、*N_{eff}*とエネルギーの関係を得ることで、ヒット数から エネルギーへの再構成が可能になる。

3.6.4 イベント再構成品質パラメータ

座標再構成および粒子方向再構成の品質を評価するため、それぞれ goodness、DirKS というパラメータが以下の式3.7、3.8で定義されている。

$$goodness = \frac{\sum^{hitall} e^{-\frac{1}{2}(\frac{\tau_i(\mathbf{x})}{w})^2} e^{-\frac{1}{2}(\frac{\tau_i(\mathbf{x})}{\sigma})^2}}{\sum^{hitall} e^{-\frac{1}{2}(\frac{\tau_i(\mathbf{x})}{w})^2}}$$
(3.7)

ここで w は τ の分布の分解能、σ は光電子増倍管の時間分解能を表す。

$$DirKS = \frac{max\{\angle_{uniform}(i) - \angle_{Data}(i)\} - min\{\angle_{uniform}(i) - \angle_{Data}(i)\}}{2\pi} \quad (3.8)$$

 $\angle_{Data}(i)$ は再構成された i 番目の光電子増倍管の方位角を表し、 $\angle_{uniform}(i)$ はチェレンコフ光の 一様な角度を想定した場合の i 番目の光電子増倍管の方位角である。 goodness と DirKS は 0 から 1 の間の値を取るパラメータであり、良い再構成の場合 goodness は 1 に近づき、DirKS は 0 に近づく。

第4章

50 cm 径光電子增倍管

本章では、スーパーカミオカンデ内水槽に約 11000 本取り付けられた 50 cm 径光電子増倍管の ノイズ・オフタイミング信号について述べる。

4.1 光電子増倍管のノイズ

光電子増倍管には光の有無に関わらず発生するダークヒットノイズが存在する。スーパーカミオ カンデでは 200 ns 間の合計ヒット数をイベントトリガーとして利用しているため、特に低エネル ギーの信号に対してノイズヒットの混入の影響が無視できない。

本節では 50 cm 径光電子増倍管でみられる主なダークヒットノイズを紹介するとともに、再構成に影響を及ぼすオフタイミング信号についても述べる。

4.1.1 熱電子

金属の温度により仕事関数を上回るエネルギーを持った電子が金属表面から放出されることが あり、これを熱電子と呼ぶ。金属表面に電位差がない場合の熱電子の電流密度 J は Richardson-Dashman の式4.1で説明される。

$$J = \frac{4\pi m_e \left(kT^2\right)}{h^3} \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right) \tag{4.1}$$

ここでkはボルツマン定数、 m_e は電子質量、Tは金属温度、hはプランク定数、 ϕ は金属の仕事 関数である。

光電子増倍管には光電子の加速のために光電面-ダイノード間に高電圧が印加されている。金属 表面に電場 E が存在するとき電流密度が変化し、以下の式で表される。

$$J = \frac{4\pi m_e \left(kT^2\right)}{h^3} \exp\left(\frac{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \cdot \sqrt{E} - \phi}{kT}\right)$$
(4.2)

ここでeは素電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

ダークヒットノイズの原因には、熱電子の信号に加え、光電子増倍管に用いられるガラスが発光 するシンチレーション光が認められている [23]。

4.1.2 シンチレーション光ノイズ

光電子増倍管のノイズ調査により、光電子増倍管に使用しているホウケイ酸ガラスにシンチレー タの性質がありダークヒットノイズの原因となっていることが確認された。シンチレータは放射線 によって励起され発光する物質の総称であり、シンチレーション発光は固有の時定数をもって減衰 する。ガラス中の放射性不純物によってガラスがシンチレーション発光を起こし、図4.1に示すよ うな信号が見られた。熱電子は単独で放出される信号であるのに対し、図4.1の波形は数 10 μs に渡 り連続的に複数の信号が検出されている。さらに、シンチレーション光は微弱であるが 1 光電子 (photoelectron; pe)を超える信号の可能性がある。



図4.1 シンチレーション光ノイズ波形 [23]

4.2 オフタイミング信号

図4.2に示すように、光電子増倍管では主に、光電面での光電効果により放出される光電子がダ イノードで増幅されて信号(ここではメインパルスと称する)が検出される。しかし、スーパーカ ミオカンデで使用する光電子増倍管ではメインパルスと異なるタイミングで発生するオフタイミン グ信号が存在している。

メインパルスのタイミングを基準とした時、数 10 ns 早く検出されるプレパルスや約 100 ns 遅 れるレイトパルス、さらに数 10 µs まで遅延して検出されるアフターパルスが存在する。光電子増 倍管の検出タイミング情報は座標の再構成に利用されており、プレパルスやレイトパルスによる性 能の悪化が考えられる。アフターパルスは数 10 µs 遅延して別の信号として検出されるため、陽電 子信号から遅延して発生する中性子信号の探索に影響が考えられる。本節では、アフターパルス、 プレパルス、レイトパルスの 3 つのオフタイミング信号について述べる。表4.1にオフタイミング 信号の概要を表示している。ここで、検出時間はメインパルスタイミングを基準としている。



図4.2 メインパルス発生の模式図

表4.1 スーパーカミオカンデ光電子増倍管のオフタイミング信号概要

	アフターパルス	プレパルス	レイトパルス
検出時間	${\sim}4~\mu{\rm s},{\sim}15~\mu{\rm s}$	\sim -40 ns \sim -20 ns	${\sim}100~{\rm ns}$
発生原因	残留ガスのイオン化	光子のダイノードへの直接入射	ダイノードでの光電子の反跳
メインパルス光量領域	全範囲 (光量に依存して増加)	大光量領域 (~ 1000 pC)	1 光電子領域

4.2.1 アフターパルス

アフターパルスはメインパルスより数 µs から数 10µs 遅れて現れる信号である。図4.3にアフタ ーパルスの発生原理の模式図を示す。光電子増倍管内部に残留したガスが光電子によりイオン化さ れ、残留ガスが光電面と衝突することで放出される電子の信号がアフターパルスである。図4.4に スーパーカミオカンデで 2020 年 6 月に測定された信号の全光電子増倍管の時間分布を示している。 イベントトリガータイミングを 0 µs の基準としており、1 µs 付近のピークはメインパルスを表し ている。メインパルスピーク後はデータ取得の VETO 区間により信号数が減少している。ここで、 4 µs と 15 µs に見られるピークがアフターパルスによるものであり、ダークヒットノイズはメイン パルスのタイミングによらずランダムに発生するため、フラットな成分として現れている。アフタ ーパルスのタイミングは残留ガスの種類によって異なり、軽いメタン系の残留ガスは早く、光電面 に利用されるセシウムなどの金属の残留ガスは遅いピークとして現れる。

4.2.2 プレパルス・レイトパルス

プレパルスやレイトパルスは数 10 ns のスケールで現れる信号であり、レーザーを利用した光電 子増倍管のキャリブレーションにて確認できる。

キャリブレーションは図4.5に示すようなセットアップで行われる。短波長の窒素レーザーを色素レーザーにより 398 nm の波長にし、スーパーカミオカンデタンクの中心 (正確には中心から


図4.3 アフターパルス発生の模式図



図4.4 スーパーカミオカンデで測定した光電子増倍管ヒットタイミング分布

79.0 cm 水平にずれた位置) に取り付けられたディフューザーボールで拡散させる。ディフューザ ーボールは酸化マグネシウム粉末を含んだ球体状の樹脂であり、等方的に光を放出させることを目 的としている。フィルターにより光量を変化させることで、様々な光量における光電子増倍管のヒ



図4.5 レーザーによる検出器キャリブレーションの模式図 (左図)、取り付けられたディフュー ザーボールの断面図 (右図)[24]

ットタイミングを計測できる。入力の波高によって応答時間が変化するタイムウォークの特性を補 正し、メインパルスのピークを 0 ns に合わせた結果を図4.6に示す。これは SK V の時期に測定さ れたものである。縦軸は検出タイミング、横軸は検出光量を表し、*QBin* は検出光量 *Q* に応じて以 下の関係式4.3で表される。1 光電子 (1 pe; photoeletron) 信号は 2.46 pC で検出される。高い光 量領域で現れるメインパルスより早い信号がプレパルスであり、低光量領域で現れる遅い信号がレ イトパルスである。

$$QBin = \begin{cases} 5Q & (0 \,\mathrm{pC} < Q \le 10 \,\mathrm{pC}) \\ 50 \cdot \log_{10} Q & (10 \,\mathrm{pC} < Q < 3981 \,\mathrm{pC}) \end{cases}$$
(4.3)

ここで、図4.7の左図にプレパルスの発生原理の模式図を示している。光が直接ダイノードに入 射して発生した光電子による信号がプレパルスとなる。

また、図4.7の右図にはレイトパルスの発生原理の模式図を示している。光電子がダイノードで反跳 し、レイトパルスとして遅れて検出される。プレパルス・レイトパルスは 400 ns の電荷積分範囲



図4.6 スーパーカミオカンデで測定した1本の光電子増倍管の検出光量と検出時間分布



図4.7 プレパルス発生の模式図 (左図)、レイトパルス発生の模式図 (右図)

に含まれるため、メインパルスと同時に発生した場合、同一のヒットとして扱われる。しかしヒッ トのタイミングはデータ取得エレキである QTC によって決定されてしまうため、誤った時間情報 で記録されてしまう。ヒットタイミング情報のずれは荷電粒子の位置再構成へ影響しうる。。オフ タイミング信号が検出光量や光の入射角などに対して依存性を持つ可能性があるが、スーパーカミ オカンデのシミュレーションでプレパルス・レイトパルスのこれらに依存性は考慮されていない。 オフタイミング信号の量を正しく見積もることにより、再構成精度の向上や中性子信号探索範囲の 拡大を実現するため、SK V で測定されたデータを利用して、光電子増倍管1本ごとにオフタイミング信号量を調査した。

第5章

オフタイミング信号調査

光電子増倍管は光電面で発生した光電子をダイノードで増幅することで光の時間・電荷情報を検 出している。4.2節で紹介したように、光電子増倍管にはオフタイミング信号が存在し、プレパル ス・レイトパルスは誤った時間情報として記録され、アフターパルスはノイズヒットとして検出さ れてしまう。オフタイミング信号はイベントの再構成や中性子信号の検出に影響があるため、具体 的な量やばらつきを理解することで解析やシミュレーションの改善に繋がると考えられる。本章で はスーパーカミオカンデ内で測定されたデータからオフタイミング信号の調査を行った結果を記述 する。

5.1 アフターパルス

スーパーカミオカンデで 2020 年 6 月に測定されたデータを用いて、取り付けられた光電子増倍 管1本ごとにアフターパルスの量を調査した。

図5.1には、表3.2で示した SHE トリガーで取得された全イベントの全光電子増倍管の積算ヒット数の時間分布を表している。メインパルスのタイミングから 1 μ s 遡ったタイミングを 0 μ s の基準としている。今回、2 ~ 30 μ s の領域を 2 ~ 10 μ s と 10 ~ 30 μ s の 2 つのアフターパルス領域に分ける。ダークヒットノイズによるフラットな成分 ($-4 \sim -1 \mu$ s) を減算し、各領域の面積を計算することでアフターパルスの量を見積もる。

アフターパルスの量を評価するため、メインパルスの光量との比較を行った。以下の式5.1でア フターパルス率を定義する。

アフターパルス率 = $\frac{7 \text{ フターパルス領域のヒット数} - (-4 \sim -1 \,\mu \text{s} \,\text{omps/supervised} \times 1 \,\mu \text{s} \,\text{s} \,\text{omps/supervised} \times 1 \,\mu \text{s} \,\text{s} \,\text{omps/supervised} \times 1 \,\mu \text{s} \,\text{s} \,\text{s}$

ここで平均ダークヒットレートはフラットな -4 ~ -1 µs の領域のヒット数から計算した。スーパ ーカミオカンデに取り付けられた各光電子増倍管で領域ごとにアフターパルス率を計算し、その結 果を図5.2と表5.1に示す。

この結果より、アフターパルスはメインパルスの光量に対して平均1.3%のアフターパルスを引



図5.1 アフターパルス解析の概念図



図5.2 各光電子増倍管のアフターパルス率分布

表5.1 カット条件緩和後の中性子検出効率計算結果

アフターパルス時	間領域 平均アフター	パルス率
$2\mu\mathrm{s}\sim10\mu\mathrm{s}$	s 0.22%)
$10\mu\mathrm{s}\sim30\mu$	us 1.1%	
$2\mu{ m s}\sim30\mu{ m s}$	s 1.3%	

き起こし、そのうち 1.1% は 10 ~ 30 µs に含まれるアフターパルスであることが分かった。

光電子増倍管の製造時期による品質の違いが、アフターパルス率の系統的なばらつきの原因とな る可能性がある。そのため、個々の光電子増倍管に関して、アフターパルス率の製造時期毎の違 いも加えて調査した。製造時期は SK I から使用している 1996 年以前のもの、さらに 2006 年か ら開始した SK III で新たに取り付けられた光電子増倍管を製造時期によって 1996 年 ~ 1998 年、 1998 年 ~ 2004 年、2004 年 ~ 2005 年、2005 年 ~ 2006 年 に分け、以下に示す合計 5 つの場合を 考える。

- (製造年代)<1996年
- 1996 年 ≤(製造年代)<1998 年
- 1998 年 ≤(製造年代)<2004 年
- 2004 年 ≤(製造年代)<2005 年
- 2005 年 ≤(製造年代)<2006 年

図5.3に 2 ~ 10 μ s の、図5.5に 10 ~ 30 μ s のアフターパルス率分布を示している。さらに、各製造 時期ごとに光電子増倍管本数を規格化したものを図5.4、図5.6に示す。各製造年代ごとのアフター パルス率の平均値と RMS 値を表5.2、表5.3に示しており、それぞれ 2 ~ 10 μ s と 10 ~ 30 μ s の 領域のアフターパルス率である。アフターパルス量は製造時期による分布の違いが見られており、 例えば ~ 1996 年、1996 年 ~ 1998 年 では 10 ~ 30 μ s アフターパルス率の平均値が 1.28% から 0.83% へと減少している。



図5.3 製造年代毎の 2 ~ 10 µs のアフターパル ス率分布



図5.4 2 ~ 10 μs のアフターパルス率分布 (本 数を製造年代ごとに規格化)



図5.5 製造年代毎の 10 ~ 30 µs のアフターパ ルス率分布

図5.6 10 ~ 30 µs のアフターパルス率分布 (本 数を製造年代ごとに規格化)

表5.2 2~10μsのデノターハルス率の平均値と RA	/IS 値
------------------------------	-------

製造年代	<1996	$1996{\sim}1998$	$1998{\sim}2004$	$2004 \sim 2005$	$2005 \sim 2006$
平均值 [%]	0.26	0.17	0.35	0.18	0.17
RMS 値 [%]	0.21	0.092	0.24	0.12	0.14

表5.3 10~30 µs のアフターパルス率の平均値と RMS 値

製造年代	<1996	$1996{\sim}1998$	$1998{\sim}2004$	$2004 \sim 2005$	$2005 \sim 2006$
平均值 [%]	1.28	0.83	1.79	1.00	0.92
RMS 値 [%]	0.77	0.39	0.86	0.44	0.57

アフターパルス量は光電子増倍管内部の残留ガス量で決定されるため個体差によるばらつきが存 在し、さらに製造時期による系統的な差が存在することが明らかになった。製造時期によるアフタ ーパルス率の違いの原因は、光電子増倍管製造環境の変化やスーパーカミオカンデ内観測での経年 変化が考えられる。

5.2 プレパルス

4.2.2節で紹介したキャリブレーションで測定された検出光量と時間の分布を利用してプレパル ス量の検出光量と光の入射角に対する依存性を調査した。図5.7に検出電荷が1000~1047 pC(約 400 光電子光量に相当)での時間分布を示している。プレパルスはメインパルスと比べて30 ns 程 度早い信号である。-100~-10 ns の範囲をプレパルスの領域として、プレパルス量の見積もりを 行った。

スーパーカミオカンデで使用している光電子増倍管 R3600の口径を 51 cm、光電面頂上部から ダイノードまでの距離を 30 cm、電子の収束電極の電圧を 553 V と仮定した時、電場による加速度 を受けた光電子の自由落下を計算すると、光電面から第 1 ダイノードへの到達時間はおよそ 43.0 ns となる。光が直接第 1 ダイノードに入射する場合、到達時間はおよそ 1 ns である。この差は 30



図5.7 検出光量 1000 ~ 1047 pC でのプレパルスの時間分布

ns 早く検出されるプレパルスとおおよそ一致している。プレパルスの量を見積もるため、プレパル ス率を以下の式5.2で定義する。

各光電子増倍管、各検出光量毎にプレパルス率の計算を行い、検出光量および光の入射角に対する 依存性が確認された。図5.8には1本の光電子増倍管に対する、プレパルス率の検出光量依存性を 両対数グラフで表している。このグラフの直線関係から、プレパルス率が検出光量のべき乗に比例 して増加することが確認された。

次に、各光電子増倍管のプレパルス率の入射角依存性を図5.9に示す。ここで光電子増倍管の光 電面頂点の法線方向から中心に取り付けられた光源までの角度を入射角 θ と定義している。プレ パルス率は入射角が大きい (cos θ が小さい) 領域で減少している確認された。減少した原因として、 プレパルスは光が直接ダイノードへ入射することで発生するため、入射角が大きい場合では光電子 増倍管の内部構造によりダイノードに光が入射しないことが考えられる。

以上の調査により、プレパルスには検出光量および光の入射角に対する依存性が確認された。高 エネルギーイベントやタンク壁面に近いイベントでは光電子増倍管の検出光量が大きくなり、プレ パルスにより検出時間がずれる確率が高くなる。このことから、大光量を検出した場合、検出タイ ミングを利用する粒子座標再構成への影響が考えられる。



図5.8 プレパルス率の電荷依存性 (ケーブル番号 11111 の光電子増倍管)



図5.9 入射角 θ の定義 (左図)、プレパルス率の入射角依存性 (1000~1047 pC)(右図)

5.3 レイトパルス

続いてレイトパルスの調査結果について報告する。図5.10にプレパルスと同じキャリブレーション測定で得られたデータで、検出光量が1光電子(2.46 pC)であった信号の時間分布を、光電子 増倍管の取り付け位置毎に表している。タンクの上面に取り付けられた光電子増倍管の信号を左図 に、側面部は中央の図、下面の結果は右図に表している。0 µs 付近のメインパルスから遅れた信号



図5.10 光電子増倍管のレイトパルス時間分布

には、テール成分に加え3つのピークが確認できる。光電子増倍管に由来するレイトパルスに加え て、スーパーカミオカンデでは水中での光の散乱や壁面での反射による遅延信号が含まれる。

スーパーカミオカンデの検出器シミュレーション SKDETSIM を利用して、レイトパルスは考 慮せず、水中の粒子により発生するレイリー散乱やミー散乱に加え、タンク壁面で使用されるブラ ックシートや光電子増倍管での反射の成分を考慮したシミュレーションを行なって、測定データと 比較することでレイトパルスの量を見積もる。SKDETSIM は Geant3[25] ベースに作られたモン テカルロシミュレーションである。図5.11にシミュレーションで生成した 1 光電子信号の時間分布 を示している。図5.11のシミュレーションでは、遅れたテール成分と 1 つのピークが確認された。 図5.12に示すように、側面に取り付けられた光電子増倍管はタンク中心から約 17 m の位置にある ため、正面の壁面で光が反射した場合 34 m 長く光が伝播し、水中では約 150 ns 遅延した信号と して現れる。

測定データとシミュレーションを比較し、レイトパルス量を見積もる。ダークヒットノイズ成分 を減算後、測定データとシミュレーションの時間分布をそれぞれメインパルス分布の面積で規格化 して比較した結果を図5.13に示す。ただし、メインパルスの面積は以下の関数5.3でピークタイミン グから ±20 ns の範囲をフィッティングして計算した。ここで λ , μ , σ がフィッティングパラメー タであり、式5.4で示す erfc は相補誤差関数である。

$$y = \frac{\lambda}{2} \exp\left(\lambda\mu + \frac{1}{2}\lambda^2\sigma^2\right) \exp\left(-\lambda t\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right)$$
(5.3)

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x}^{+\infty} e^{-t^{2}} dt$$
(5.4)



図5.11 タンク側面に取り付けられた光電子増倍管のレイトパルス時間分布 (シミュレーション)



図5.12 反射による遅延信号の発生原理

側面に取り付けられた光電子増倍管に対して、データとシミュレーションを図5.13に示し、これ ら2つの分布の差分を図5.14に示した。差の分布の30~300 µs を光電子増倍管由来のレイトパル スの領域として量を計算した。 模式図5.15)。スーパーカミオカンデで使用している光電子増倍管 R3600 は口径 51 cm で光電面頂上部からダイノードまでの距離はおよそ 30 cm とし、光電子増倍 管に 2000V の電圧を印加したとき、R3600 では第1 ダイノード電圧が約 553 V となる。

(到達時間) =
$$L\sqrt{\frac{2m_e}{eV}}$$
 (5.5)

式5.5により、L=30 cm、 m_e は電子質量、e は電気素量、V=553 V として電場による加速度を受けた光電子の自由落下を計算すると、光電面から第1ダイノードへの到達時間はおよそ 43 ns とな



図5.13 側面に取り付けられた光電子増倍管のデータとシミュレーションの時間分布比較



図5.14 側面に取り付けられた光電子増倍管のデータとシミュレーションの差の分布 (左図)、差の分布の拡大図 (右図)

る。光電子が第1ダイノードで弾性的に反跳した場合、到達時間は本来のものの3倍となる。その ため反跳された電子の信号は86 ns 程度遅れて検出されると見積もられる。プレパルスと同様に、 レイトパルス率の以下の式5.6で定義する。

レイトパルス率 =
$$\frac{減算後のレイトパルスのヒット数}{メインパルスのヒット数}$$
 (5.6)

シミュレーションを減算する前のメインパルスに対する遅延信号率と減算後のレイトパルス率の光 源からの距離依存性を図5.16、図5.17に示している。それぞれ上下面部、側面部に取り付けられた 光電子増倍管の結果を表している。



図5.15 レイトパルス遅延時間の見積もりの模式図



図5.16 上下面に取り付けられた光電子増倍管のシミュレーション減算前の遅延信号率の位置 依存性 (左図)、減算後のレイトパルス率の位置依存性 (右図)



図5.17 側面に取り付けられた光電子増倍管のシミュレーション減算前の遅延信号率の位置依存性 (左図)、減算後のレイトパルス率の位置依存性 (右図)

水中の散乱や反射は光源からの距離などに依存しており、この要素をシミュレーションを利用して取り除くことで、光電子増倍管の取り付け位置に対する依存性が抑えられていることが確認できる。それぞれの取り付け位置に対するレイトパルスの平均値と RMS 値を表5.4に示す。上下面と側面に分け、平均値はそれぞれ 10.1% と 12.3% になった。

	上下面取り付け	側面取り付け
平均值 [%]	10.1	12.3
RMS 值 [%]	1.2	2.0

表5.4 減算後のレイトパルス率の平均値と RMS 値

図5.18に全ての光電子増倍管に対してのレイトパルス率の分布を示している。スーパーカミオカ ンデで使用される PMT では、1 光電子の信号に対して、平均 10.8% で RMS 値は 1.8% のレイト パルスが発生することが明らかになった。



図5.18 各光電子増倍管のレイトパルス率分布

第6章

50 cm 光電子増倍管のノイズ調査

スーパーカミオカンデで使用する光電子増倍管は 50 cm の直径を持つ大型の検出器であり、使 用するガラス体積や光電面面積も大きく、数 kHz のダークヒットノイズが発生している。

ダークヒットノイズの原因の一部であり、ダークヒットノイズのおよそ半数を占める [23]、ガラ スのシンチレーション光ノイズの解析的除去に向け、スーパーカミオカンデで測定されたデータか らシンチレーション光ノイズの特徴を調査した。

6.1 シンチレーション光ノイズ調査

今回、SK V 中の 2020 年 6 月 6 日に測定されたスーパーカミオカンデのデータを利用し、シン チレーション光ノイズの特徴となるヒット数およびヒットタイミングを調査した。データを利用し た時期のダークヒットレートの分布を図6.1に示している。ダークヒットレートの平均は 6.17 kHz であった。



図6.1 2020年6月6日 (SK V)の時期のダークヒットレート

6.1.1 電荷-ヒット数調査

シンチレーション光は同一の光電子増倍管に複数のヒットを引き起こすため、ヒット数に特徴が 現れる。また、シンチレーション光ノイズは熱電子と異なり、1光電子 (photo-electron; pe)を超 える光量を発生させる場合があるため、電荷の情報も利用した解析を行う。ヒット数調査の方針を 以下に記す。また、調査方針の概念図を図6.2に示す。

- 特定の電荷条件を満たすヒットを探し、1st ヒットと呼ぶ
- ヒット後 20 µs 間のヒットを後続ヒットと呼ぶ
- 20 µs 後、再び電荷条件を満たす 1st ヒットを探す

1st ヒットの電荷条件は

X - 0.5 pe < (ヒット電荷) < X + 0.5 pe (Xは整数)

を満たすヒットとする。以上の操作を各光電子増倍管、各イベントに対し行い、1st ヒットと後続



図6.2 ヒット数調査方針の模式図

ヒットの量を調査した。図6.3に1st ヒットおよび後続ヒットのレートを表している。1st ヒット電荷が増加するほど合計のノイズレートは減少している。

仮に 6.2 kHz の熱電子ノイズを仮定した時、20 μs 間に 0.12 個の後続ヒット期待値が得られる。 しかし実際はシンチレーション光の連続ヒットが存在するため後続ヒット数期待値は高くなる。 1st ヒット 1 つに対する後続ヒット数の期待値を得るため、後続ヒット数と 1st ヒット数の比を計 算した。

図6.4に1st ヒット電荷毎の後続ヒット数の期待値を示す。1 光電子 (X = 1 pe) レベルでは主に 熱電子信号が1st ヒットとなり、後続ヒット数は少なっていると考えられる。それに対し、3 光電 子以上の1st ヒットに対しては後続ヒット数も多く、シンチレーション光による信号が多いことが わかる。次節のヒットタイミング調査において、X = 4 pe の信号に対して解析を行った。



図6.3 ヒットレートの 1st ヒット光量依存性



図6.4 1st ヒット1つに対する後続ヒット数の期待値

6.1.2 ヒットタイミング調査

シンチレーション光の時間的特徴を得るために、後続ヒットの時間分布を調査する。 図6.5に示すように、電荷が3.5 pe を超え、4.5 pe を下回る信号を1st ヒットとし、1st ヒットか ら各後続ヒットまでの時間を調べた結果を図6.6に示す。赤線は後続ヒットの時間分布を表し、縦 軸はイベント取得期間から計算した頻度を表している。黒線は後述するフィッティング関数でフィ ットを行った結果を表している。



図6.5 タイミング調査方針の模式図



図6.6 後続ヒットの時間分布

同一光電子増倍管のヒットは、記録されない区間である VETO 区間の影響があるため 1 µs 以降 のヒットが取得されており、2 µs にみられるピークも VETO 区間の影響で現れている。1st ヒッ トからの時間に依存して後続ヒットは減少していく時間構造が確認された。シンチレーション光は 組成や材質により複数の時定数を持つことがある。シンチレーション光による時定数を持った分布 は指数関数、ランダムなタイミングで発生する熱電子信号は定数のフラット成分で考慮し、アフタ ーパルスによるピークをガウス分布で仮定し、以下の式6.1で図6.6の 3 ~ 50 µs の範囲をフィッテ ィングした。

$$y = p_0 \exp\left(-\frac{x}{p_1}\right) + p_2 \exp\left(-\frac{x}{p_3}\right) + p_4 + p_5 \exp\left(-\frac{(x-p_6)^2}{p_7^2}\right)$$
(6.1)

第一項、第二項はシンチレーション光による時定数を持ったヒットを表し、第三項の定数はランダ ムな熱電子成分、第四項のガウス分布はアフターパルスによるピークを持った分布を表している。

フィッティングの結果を以下の表6.1に示す。シンチレーション光の時定数は 3.41 μ s と 16.0 μ s であることが分かった。さらに、熱電子のフラット成分に対応するパラメータ p_4 の値から、熱電子のレートが 2.28 kHz と計算できる。平均ダークヒットレート 6.17 kHz から、シンチレーション 光ノイズの寄与が 6.17 kHz – 2.28 kHz = 3.89 kHz と計算できる。シンチレーション光ノイズがダークヒットノイズの半数以上を占めていることがわかる。

衣0.1 / / / / / / / / / / / / / / / / / / /				
フィッティングパラメータ				
p_0	$1.75 \times 10^{-3}/0.1\mu{\rm s}$			
p_1	$3.41\mu{ m s}$			
p_2	$6.37 \times 10^{-4}/0.1\mu{\rm s}$			
p_3	$16.0\mu{ m s}$			
p_4	$2.28 \times 10^{-4}/0.1\mu{ m s}$			
p_5	$5.67 imes 10^{-5}/0.1 \mu { m s}$			
p_6	$14.0\mu{ m s}$			
p_7	$3.71\mu{ m s}$			

表6.1 フィッティング結果

得られたフィッティングパラメータから、シンチレーション光の後続ヒットが含まれる範囲を見 積もる。図6.7には時定数の値をもとに、後続ヒットの含まれる割合を1st ヒットからの時間の関数 として示している。これより、1st ヒットから35 µs 以内に80%のシンチレーション光後続ヒット が含まれることがわかる。

以上の調査により、シンチレーション光の電荷およびタイムスケールの特徴を得ることができた。 この特性を活かして解析的なノイズ除去に取り組む。



図6.7 1st ヒットからの時間に対する後続ヒットが含まれる割合

第7章

シンチレーション光ノイズ除去手法 の開発

シンチレーション光の特徴を調査した結果を利用し、シンチレーション光の判別および除去を目 指す。今回、連続ヒットを伴うノイズ除去のため、同一の光電子増倍管のヒット時間や電荷情報か らノイズの判別を行う。

7.1 除去アルゴリズムの方針

シンチレーション光は前章の調査により、3、4 光電子のヒットの後に数 10 µs 内に複数のヒット を引き起こしていることわかる。そのため、図7.1に示すように、Y µs のウィンドウ内のヒット数 が Z hits 以上、さらにヒット電荷の最大値が X pe を超えていた場合、ノイズと判別する。図7.2で



図7.1 シンチレーションノイズ除去アルゴリズムの模式図

は、ヒットに対して除去アルゴリズムを適用した場合の概念図を示している。ウィンドウ内のヒット数と電荷の条件を同時に満たしたヒットクラスターはノイズと判別され除去し、電荷の条件のみ、またはヒット数の条件のみを満たしたものは除去しない。ヒット電荷 X、探索ウィンドウ幅 Y およびヒット数 Z の 3 つのパラメータを設定し、最適なノイズ除去アルゴリズムを構築する。



図7.2 シンチレーションノイズ識別の概念図

7.2 除去アルゴリズムの検証

ヒット情報によるノイズ除去では、検出すべき中性子の信号も誤って除去する可能性がある。ノ イズ除去による信号への影響を調査するため、中性子信号のシミュレーションを利用しノイズの除 去率と信号の残存率を調査した。

7.2.1 AmBe 線源

スーパーカミオカンデでは、中性子信号の検出効率を評価するために中性子線源を利用した定期 的な測定を行なっている。中性子の線源として²⁴¹AmO₂と⁹Beの粉末を固めた AmBe 線源を、 シンチレータの性質を持つ BGO(Bi₄Ge₃O₁₂)結晶の中心に入れている (図7.3)。今回、SK-Gd 期 間に AmBe 線源をスーパーカミオカンデのタンク中心に取り付けて測定した結果を利用する。



図7.3 AmBe 線源と BGO シンチレータ

²⁴¹Am は α 崩壊を起こす。放出された α 粒子が ⁹Be と反応することで、励起した炭素原子核と 中性子を発生させる。励起した炭素原子核は 4.4 MeV のガンマ線を放出し、ガンマ線が BGO シ ンチレータを励起させることで BGO シンチレータの発光が起きる。

$$\alpha + {}^9 \operatorname{Be} \to {}^{12} \operatorname{C}^* + n, \tag{7.1}$$

$${}^{12}C^* \to {}^{12}C + \gamma \ (4.43 \,\mathrm{MeV})$$
(7.2)

BGO シンチレータによって増幅された光がプロンプトイベントとなり、スーパーカミオカンデの SHE イベントトリガーを立ち上げ光電子増倍管ヒットを記録する。AmBe 線源から放出された中 性子は水中の水素原子核やガドリニウム原子核に捕獲され光子が放出される。中性子の捕獲信号が 検出されるタイムスケールは *O*(100 µs) であるため、トリガータイミングから 535 µs まで記録さ れる SHE+AFT トリガーのイベントを使用して中性子信号探索を行う。

AmBe 線源の信号にはバックグラウンドとして以下の反応も発生する。

$$\alpha + {}^9 \operatorname{Be} \to {}^{12} \operatorname{C} + n \tag{7.3}$$

この反応では炭素原子核が励起せず光子の放出が起こらないため、BGO シンチレータの発光が発 生せず SHE イベントトリガーを生じない。そのため、この反応による中性子信号はプロンプトイ ベントを伴わず、偶発的に他のイベントに混入して検出されることがあり、時間に依らずフラット な時間分布となる。

ガンマ線を伴う中性子信号の割合はおよそ 60% 程度 [26] である。また、放出される中性子の運動エネルギーを以下の図7.4[27][28] に示す。



図7.4 AmBe 線源から放出される中性子の運動エネルギー

7.2.2 SKG4 シミュレーション

AmBe 線源で測定したデータのバックグラウンドと信号量を見積もるために、シミュレーショ ンデータに対しても中性子信号探索を同時に行う。中性子信号のシミュレーションには CERN の 開発したモンテカルロシミュレーションの Geant4[29] をベースとしたスーパーカミオカンデの検 出器シミュレーションである SKG4 を利用した。以下シミュレーションは SKG4 を表す。



図7.5 シミュレーションと中性子探索範囲の概要

図7.5にはシミュレーションと中性子探索を行う時間範囲の概要を示している。シミュレーショ ンでは AmBe 線源から放出された中性子の捕獲信号および BGO の発光信号を生成している。こ こから生成した信号にノイズのデータを追加する。スーパーカミオカンデではタンク内の発光イベ ントに関係のないタイミングでランダムに取得しており、この実測データをノイズのサンプルとし て使用する。今回は SHE+AFT トリガーで記録される [-5 µs, 535 µs] の範囲にノイズを導入した。 本研究で開発したノイズ除去は [-5 µs, 535 µs] 全範囲のヒットに対して行い、中性子信号候補探索 は [0 µs, 500 µs] の範囲で行った。

シミュレーションで 102697 イベント生成した際の中性子信号のタイミング分布を図7.6に示す。 0 μ s 付近のピークは BGO シンチレータによるプロンプトイベントの信号である。陽子や原子核に よる中性子捕獲は時定数を持ち、検出される中性子信号は時間依存性を持った分布として現れる。 シミュレーションによって生成された中性子捕獲信号に、スーパーカミオカンデでランダムに取 得されたデータをノイズとして混入させることで、図7.7に示すようなフラットな成分として現れ るノイズを含めた光電子増倍管のヒット時間分布が得られた。シミュレーションで生成した信号に ノイズ除去アルゴリズムを適用することで、ノイズ除去率および信号ヒットの残存率を評価する。 図7.8には 1 つの AmBe シミュレーションイベントに対して、電荷の閾値 X、ウィンドウ幅 Y、ヒ ット閾値 Z の 3 つのパラメータを変更して除去を行なった際の結果を示している。ヒット電荷閾 値 X を下げるほどノイズ除去率は向上するが、信号の残存率は減少してしまう。今回、シンチレー ション光を効率よく除去するため、X = 3.5 pe, $Y = 35 \mu$ s, Z = 3 hits としてノイズ除去を行なっ た。図7.9にはノイズ除去前と除去後の 2000 イベントのヒット時間分布の比較を示している。ウィ ンドウ幅 35 μ s 内のヒット数でノイズの判別を行なっているので、記録時間の両端ではウィンドウ 幅を十分に広くとれずノイズ除去の効率が落ちている。



図7.6 シミュレーションで生成したイベントの中性子信号時間分布



図7.7 シミュレーションで作成した 1225 イベントの光電子増倍管ヒット時間分布



図7.8 ノイズ除去アルゴリズム適用後の信号残存率およびノイズ除去率



図7.9 光電子増倍管ヒットの時間分布

7.3 中性子信号の選出

AmBe線源を用いて取得した光電子増倍管ヒットの中から中性子捕獲によるものを探索し、中 性子検出効率を算出する。今回、0 µs から 500 µs の範囲で中性子信号の探索を行なった。

7.3.1 プロンプトイベントの選出

中性子信号探索では、200 ns に 60 以上のヒットのあった際に取得される SHE+AFT トリガー イベントを利用する。SHE トリガーでは –5 µs から 35 µs まで記録され、その後 35 µs から 535 µs までを AFT トリガーとして記録している。このトリガーされたイベントを中性子信号を引き起こ す最初の信号として、プロンプトイベントと呼ぶ。取得されたイベントの中から、AmBe 線源が発 生させたガンマ線によるプロンプトイベントの選別を行う。プロンプトイベントのバックグラウン ドの1つに、宇宙から届く宇宙線ミューオンが存在する。AmBe 線源測定中に、スーパーカミオカ ンデを宇宙線が通過した場合、宇宙線によるチェレンコフ光が発生してイベントが取得されてしま うが、外水槽でもチェレンコフ光を起こしているため、外水槽の光電子増倍管でも検出される。今 回、外水槽でのヒット数が10 ヒット未満のプロンプトイベントを選択した (図7.10)。



図7.10 外水槽光電子増倍管ヒット数分布

図7.11には、トリガーされたイベントで光電子増倍管が取得した総電荷数 (QISMSK) の分布を 表している。AmBe 線源から放出される 4.4 MeV のガンマ線がチェレンコフ光を起こしてプロン プトイベントとして識別される場合があるが、BGO による発光と比べて光量が小さい。ガンマ線 を伴わない中性子信号などのバックグラウンドを除去し、4.4 MeV のガンマ線を放出したイベント を選択するため、QISMSK の範囲を制限して中性子探索を行う。



図7.11 トリガーされたプロンプトイベントの総検出電荷数

今回、AmBe 線源による 4.4 MeV のガンマ線によるプロンプトイベントを選択するため、以下 の条件を設けた。

SHE + AFT trigger event(Outer detector hits) < 10 hits 850 pe < QISMSK < 1100 pe

7.3.2 中性子信号候補の選出

プロンプトイベントの選択により、ガンマ線を伴った中性子信号のあるイベントを選出した。選 ばれたイベントの0µsから500µsの範囲にある光電子増倍管ヒットから中性子による信号を探索 する。プロンプトイベント以後のヒットの中から、200ns内のヒット閾値を超えたものを中性子捕 獲による信号の候補とし、そのイベントの発生点や放出されるガンマ線の方向、イベントのエネル ギーを再構成する。



図7.12 中性子信号候補の探索

7.3.2.1 N200 によるカット

中性子捕獲で発生したガンマ線は電子型のチェレンコフリングを発生させる。そのためチェレン コフ光によって複数の光電子増倍管で同タイミングに光が検出される信号を中性子信号候補として 探索する。初めに、中性子信号のヒット群を探すため、光電子増倍管ヒットから TOF を引いた後、 200 ns 幅の光電子増倍管のヒット数 (N200) を利用して初期の中性子候補を選ぶ。N200 探索の模 式図を図7.12に示している。1 つのイベントの全光電子増倍管のヒットに対し、200 ns の探索ウィ ンドウをスライドさせ、ウィンドウ内のヒット数が極大となる時間を探す。そして、極大となった ヒット数 N200 が閾値を超えた場合、そのヒット群を1 つの中性子信号候補とする。



図7.13 バックグラウンド信号の N200 分布



図7.14 水素原子核に捕獲された信号の N200 分布



図7.15 ガドリニウム原子核に捕獲された信号の N200 分布

図7.13、図 7.14、図7.15に N200 が 15 ヒット以上で選ばれた候補事象の N200 分布を示している。それぞれ、バックグラウンド、水素による信号、ガドリニウムによる信号のノイズ除去前後を 比較している。ここから、ノイズ除去により N200 の分布が変化していることが確認できる。



図7.16 N200 閾値と候補事象数の計算



図7.17 N200 閾値に対する候補事象数の残存数と割合 (ノイズ除去前の N200 閾値 =15 を基準)

N200の閾値が与える候補事象数への影響の見積もりを行う。図7.16に示すように N200 閾値から N200=200 までの候補事象数を計算する (式7.4)。

候補事象数 =
$$\int_{N_{200}= []{f B}[d]}^{N_{200}=200} (Candidates/1 ヒット) d(N_{200})$$
 (7.4)

図7.17ではノイズ除去以前における閾値 =15 の候補事象数を基準としたときの候補事象数の割合 を閾値ごとに示した。同一の N200 閾値 (図中では閾値= 25) ではノイズ除去を行うことでバック グラウンドの割合が減少しているが、同時に水素原子核による候補事象数も減少している。N200 の減少による水素信号の候補事象数低下を防ぐため、ノイズ除去前後で N200 閾値の値を変更する。

今回、ノイズ除去以前では N200 が 25 以上のものを候補として選び、ノイズ除去後では N200 が 22 ヒット以上の候補事象に対して中性子探索を行った。表7.1に N200 の各カットによる候補 事象数の変化と割合を示した。ただし割合はプロンプトイベント数を基準にしている。表7.1より、

	Before reduction			After reduction		
カット基準	BG	Н	Gd	BG	Н	Gd
N200 > 15	12951748(16575%)	17303(22%)	35863(46%)	11509410(14730%)	17426(22%)	35988(46%)
$\rm N200>25$	5233204 (6697%)	13346(17%)	35705(46%)	1295387(1658%)	7306(9.4%)	35062(45%)
N200>22	—	_	—	3494833(4473%)	12241(16%)	35752(46%)

表7.1 N200 カットにおけるバックグラウンドと信号の残存割合

N200 の閾値が 25 の場合ではノイズ除去後の信号数が減少してしまうことがわかる。そのためノ イズ除去後に対して N200 閾値を下げ、N200 以上が 22 以上の候補を選んだところ、ノイズ除去前 と同程度の信号数を確保できた。図7.18にノイズ除去前後の N200 分布とカットの基準を示した。



図7.18 N200 分布とカット基準

7.3.2.2 再構成時間によるカット

図7.19には N200 のカットで選ばれた候補事象の再構成されたタイミング分布を示している。測 定データとシミュレーションデータはそれぞれプロンプトイベント数で規格化されている。シミュ レーションデータは MC(BG), MC(H), MC(Gd) で表され、それぞれノイズ、H 原子核による信 号、Gd 原子核による信号を表している。ここで、H 原子核と Gd 原子核による信号はガンマ線の エネルギーで区別している。また、測定データ点もプロットしている。4 µs 以下で見られるピーク は BGO シンチレータの発光によるものである。今回、候補事象の発生時間が 4 µs を超えたものを 選択した。



図7.19 候補事象の再構成時間分布

7.3.2.3 有効体積によるカット

スーパーカミオカンデではタンク壁面から放射性物質由来のバックグラウンドとなる発光が起き ているため、解析に利用する有効体積 (Fiducial Volume) を設け、壁面から 2 m 以内の場所で再構 成されたイベントは除去している。図7.20では、再構成時間によるカットを経た候補事象の座標を 径方向 r と高さ方向 z の円筒座標で表した場合の r² 分布を示し、図7.21では z 分布を表している。 左図はノイズ除去を行う前、右図はノイズ除去適用後の分布を表し、黄色矢印で囲まれた有効体積 内の候補を解析する。



図7.20 候補事象の再構成座標分布 (r² 分布)



図7.21 候補事象の再構成座標分布 (z 分布)

7.3.2.4 goodness によるカット

有効体積によるカットを行なった後、式3.7で計算される座標再構成の品質を表す goodness によるカットを行う。goodness の分布を図7.22に示す。goodness は1に近いほど良い再構成であることを表しており、今回 goodness が 0.4 より大きい事象を選択した。



図7.22 候補事象の goodness 分布

7.3.2.5 DirKS によるカット

続いて goodness カットの後、方向再構成の品質を表す式3.8で計算される DirKS による選択を 行う。DirKS は 0 に近い値ほど再構成の良いイベントであり、今回は DirKS が 0.4 より小さい候 補事象を選択した。


図7.23 候補事象の DirKS 分布

7.3.2.6 再構成エネルギーによるカット

水素原子核による中性子捕獲では 2.2 MeV、ガドリニウム原子核では 8 MeV のガンマ線が放出 される。バックグラウンドを排除するため、DirKS カットで残った候補事象のうち、再構成された エネルギーが 3 MeV より大きい候補事象を選択した。



図7.24 候補事象のエネルギー分布

7.3.2.7 中性子線源からの距離によるカット

AmBe 線源と BGO シンチレータの発光によるプロンプトイベントと同時に放出された中性子 は水中の原子核に捕獲される。そのため、AmBe 線源より離れた場所の候補事象はノイズによるバ ックグラウンドの可能性が高い。今回利用したデータでは AmBe 線源はタンクの中心に取り付け ており、再構成エネルギーによる選択で残った候補事象のうち AmBe 線源から 300 cm 以内の候補 事象を選択した。



図7.25 プロンプトイベント発生点 (タンク中心) から候補事象再構成点までの距離

今回行った中性子信号の選択を以下にまとめる。

再構成時間 > 4 μs 壁面からの距離 > 2 m goodness > 0.4 DirKS < 0.4 Energy > 3 MeV Distance < 300 cm

以上の選択により、初期の候補事象から最終的な中性子候補事象を決定した。表7.2には、各カット 後の候補事象数とプロンプトイベント数に対する割合を表している。ノイズ除去前を表の左部に、 ノイズ除去適用後の結果を右部に示している。ノイズ除去適用後では最初のカットの時点で、23% 程度までノイズによるバックグラウンドを低減できている。

	Before reduction		After reduction			
候補事象選択項目	BG	Н	Gd	BG	Н	Gd
再構成時間	5178171(6627%)	13099(17%)	35548(45%)	3438884(4401%)	11986(15%)	35593(46%)
有効体積	3637817(4656%)	11725(15%)	35258(45%)	2145562(2746%)	10704(14%)	35289(45%)
goodness	759155(972%)	6070(7.8%)	32056(41%)	773888(990%)	7520(9.6%)	33190(42%)
DirKS	662127(847%)	5763(7.4%)	31946(41%)	673493(862%)	7155(9.2%)	33058(42%)
Energy	27871(36%)	1346(1.7%)	30381(39%)	14184(18%)	817(1.0%)	30026(38%)
線源からの距離	182(0.23%)	907(1.2%)	29559(38%)	69(0.09%)	563(0.72%)	29338(38%)

表7.2 各カットにおけるバックグラウンドと信号の残存候補数(プロンプトイベント数に対する割合)

さらに、再構成時間によるカットから順に各カットを行った結果、最終的な中性子候補のバック グラウンド混入数は182から69に減少し、ノイズを除去することにより <u>BG</u>の値が、 $\frac{BG}{BG+H+Gd} = \frac{182}{182+907+29559} = 0.59\% \rightarrow \frac{69}{69+563+29338} = 0.23\%$ となり、ノイズの混入率を低下できていることがわかる。

7.4 中性子検出効率の計算

様々なカットを経て、最終的な中性子信号候補事象を得た、しかし候補事象中にはノイズによる バックグラウンドに加え、式7.3のガンマ線を伴わない中性子信号も含まれてしまう。これらのバ ックグラウンドはプロンプトイベントタイミングに依存しないフラットな分布として現れるため、 候補事象の時間分布からバックグラウンド量を見積もることができる。最終候補事象の時間分布を 図7.26に示す。中性子信号の時間分布を以下の式7.5でフィッティングを行う。



図7.26 中性子信号候補の再構成された時間

$$A\left(e^{-\frac{t}{\tau}}\right)\left(1-e^{-\frac{t}{\mu}}\right)+B\tag{7.5}$$

ここで、A, B は定数、t は再構成時間、 τ は中性子捕獲時定数 (~ 115 μ s)、 μ は中性子の熱化の時 定数 (3.4 μ s で固定) である。残存するノイズや、ガンマ線を伴わない中性子信号などのバックグラ ウンドは時間に依存しないバックグラウンドとなるため、定数成分として現れる。フィッティング の結果を利用して中性子の検出効率を以下の式7.6で計算する。ただし今回、再構成された時間が 0 μ s から 500 μ s に含まれる中性子候補の検出効率を計算している。

$$(中性子検出効率) = \frac{(最終中性子候補数) - (フラット成分)}{(プロンプトイベント数)}$$
(7.6)

ノイズ除去の有無、データとシミュレーションの4通りの場合に検出効率の計算を行い、結果を 表7.3に示す。

	最終中性子候補数	フラット成分	プロンプトイベント数	検出効率
Data (before reduction)	17744	2522.2	44356	$34.317 \pm 0.569\%$
Data (after reduction)	17187	2376.36	44356	$33.390 \pm 0.550\%$
MC (before reduction)	19114.4	0	49406.2	$38.688 \pm 0.461\%$
MC (after reduction)	18621.7	0	49406.2	$37.690 \pm 0.451\%$

表7.3 中性子検出効率計算結果

シミュレーションの結果を確認すると、ノイズ除去前では検出効率は 38.7% であるのに対し、ノ イズ除去後では 37.7% であった。信号を 1% の低下に抑えたまま、ノイズの混入割合を約4割ま で抑えることができた。これにより超新星背景ニュートリノ探索における偶発ノイズのバックグラ ウンドの減少が期待される。

7.5 中性子信号選別の調整

今回のノイズ除去により4割程度までノイズを抑制することができたが、中性子の検出効率の点 では1%ではあるが減少している。ノイズ量より中性子検出効率が感度に大きく効く物理を探索す る場合、検出効率の低下は望ましくない。そこで、バックグラウンド混入量をノイズ除去以前の量 まで許容した際、どこまで中性子検出効率が上げられるか検証する。具体的には、ノイズ除去によ り光電子増倍管の同時ヒット数が減少し、再構成されるエネルギーが低下することを考慮してエネ ルギーのカット基準を減少させる。

図7.27には DirKS カット後の候補事象のエネルギー分布を示している。ノイズ除去前では、エ ネルギーが 3 MeV より大きい事象を選択し、0.5% のノイズ混入があった。最終的なバックグラ ウンド量をノイズ除去前と同程度になるよう調整し、エネルギーカットの基準を 3.0 MeV から 2.7 MeV に緩和した。バックグラウンドと信号の候補事象数とプロンプトイベント数に対する割合



図7.27 ノイズ除去後のエネルギーカットの条件緩和

の結果を以下の表7.4に示す。

エネルギー条件の緩和後、候補数はノイズが171, Hが1197, Gdが30640であった。

After reduction(条件緩和後) Before reduction BGBGΗ \mathbf{Gd} Η \mathbf{Gd} 再構成時間 5178171(6627%) 13099(17%) 35548(45%)3438884(4401%) 11986(15%) 35593(46%) 有効体積 3637817(4656%) 11725(15%)35258(45%)2145562(2746%) 10704(14%)35289(45%)759155(972%) 6070(7.8%) 32056(41%)773888(990%) 7520(9.6%) 33190(42%) goodness DirKS 662127 (847%)5763(7.4%)31946(41%)673493 (862%)7155(9.2%) 33058(42%)Energy(条件緩和) 1346(1.7%)30381(39%) 37870(48%) 1893(2.4%)31604(40%) 27871(36%) 線源からの距離 182(0.23%)907(1.2%)29559(38%) 171(0.22%)1197(1.5%)30640(39%)

表7.4 カット条件緩和後のバックグラウンドと信号の残存候補数 (プロンプトイベント数に対する割合)

ノイズの混入率は

$$\frac{BG}{BG+H+Gd} = \frac{182}{182+907+29559} = 0.59\% \rightarrow \frac{171}{171+1197+30640} = 0.53\%$$

となった。エネルギーのカット基準を変更した結果、最終候補事象のノイズ量は混入に対して、中 性子信号数の増加が実現できた。

この条件で中性子検出効率の計算を行った結果を表7.5に示す。中性子信号選択の条件を緩和することで、測定データでは35.8%、シミュレーションでは40.4%の検出効率となった。さらにデータでは1.5%、シミュレーションでは1.7%の差で検出効率向上が確認できた。

	最終中性子候補数	フラット成分	プロンプトイベント数	検出効率
Data (before reduction)	17744	2522.2	44356	$34.317 \pm 0.569\%$
Data (after reduction 条件緩和後)	18447	2566	44356	$35.804 \pm 0.585\%$
MC (before reduction)	19114.4	0	49406.2	$38.688 \pm 0.461\%$
MC (after reduction 条件緩和後)	19958.2	0	49406.2	$40.409 \pm 0.474\%$

表7.5 カット条件緩和後の中性子検出効率計算結果

第8章

ノイズ除去効率向上に向けたイベント 記録範囲拡大の検証

中性子検出効率の検証では、十分な発光を起こす AmBe 線源の BGO シンチレータをプロンプ トイベントとしていたが、SK-Gd で検出を目指す逆ベータ崩壊では、陽電子のチェレンコフ光が プロンプトイベントとなる。そのため、低エネルギーの陽電子信号の場合には光電子増倍管ノイズ の混入がプロンプトイベントの再構成を悪化させる可能性がある。開発したノイズ除去をプロンプ トイベントの再構成改善に活かすため、SK-Gd で特別な条件でデータ取得を行った。

8.1 プロンプト信号への影響の調査

ノイズ除去には 35 μ s の探索ウィンドウを利用してるため、 $[-5 \mu$ s, 535 μ s] までデータが記録さ れている場合、両端から 35 μ s は除去効率が悪化し、十分な除去効率が保たれるのが [30 μ s, 500 μ s] の範囲となってしまう。0 μ s のプロンプトイベントに含まれるノイズを効率よく除去するために は、プロンプトイベント以前のデータ領域を拡大する必要がある。そこで 2021 年 9 月 22 日に SK-Gd において、特別に $[-50 \mu$ s, 535 μ s] の範囲で AmBe 線源のデータを 1754 イベント取得し た。図8.1に取得されたヒットの時間分布を示す。

取得されたデータに対しノイズ除去を行い、時間分布を比較した結果を図8.2に示している。記 録範囲を拡大したことにより、プロンプトイベント領域におけるノイズのフラットな成分が除去で きていることがわかる。ノイズ除去は 35 µs 秒内のヒット数を基準に行なっているため、記録範囲 の両端では除去の効率が低下している。

ノイズ除去によってプロンプトイベントを誤って除去する可能性があるため、プロンプトイベントヒット数の比較も行う。ダークヒットによるフラットな成分をそれぞれ減算し、プロンプトイベントの領域を拡大して示した分布を図8.3に示す。

ダークヒットの成分を除いた図8.3の0~6µs までの面積を計算し、ノイズ除去後にプロンプト イベントの信号が残存している割合を求めた。その結果を表8.1に示す。以上より、スーパーカミオ



図8.1 データ記録範囲を拡大して取得した AmBe 線源データの時間分布



図8.2 ノイズ除去による時間分布の変化

13.0.1 ノビノノトト・ノトロリ級にノトハかム後ツロリル日	8.1 ノロンフトイベント信号数とノイス除去後の信号残住	存率
---------------------------------	------------------------------	----

ノイズ除去前	ノイズ除去後	信号の残存率
1.13×10^6	1.08×10^6	95.4%



図8.3 ノイズ除去による時間分布の変化

カンデにおけるデータの記録時間を拡張することで、プロンプトイベントに混入するノイズを一定 の効率で除去することができる。

8.2 記録時間拡大による中性子検出効率への効果

記録時間の拡大により、中性子信号の多いプロンプトイベントに近い領域でのノイズ除去効率が 向上するため中性子検出効率の改善が期待される。今回、記録時間を拡大したデータとシミュレー ションを利用して、中性子検出効率を求める。 中性子信号の選択条件は以下の通りである。

> $(Before\ reduction)$ N200 > 25 hit, $(After\ reduction)$ N200 > 22 hit 再構成時間 > 4 μs 壁面からの距離 > 2 m goodness > 0.4DirKS < 0.4Energy > 3 MeV Distance < 300 cm

図8.4~8.10に記録時間拡大後の各中性子選択過程の各パラメータ分布を示している。ただしシミ ユレーションに導入したノイズデータは第7章の中性子探索で使用している SK V の 2020 年 6 月 近辺の時期のものを使用している。



図8.4 記録範囲拡大時の候補事象再構成時間分布



図8.5 記録範囲拡大時の候補事象再構成座標分布 (r² 分布)



図8.6 記録範囲拡大時の候補事象再構成座標分布 (z 分布)



図8.7 記録範囲拡大時の候補事象 goodness 分布



図8.8 記録範囲拡大時の候補事象 DirKS 分布



図8.9 記録範囲拡大時の候補事象エネルギー分布



図8.10 記録範囲拡大時のプロンプトイベントから候補事象再構成点までの距離

パラメータによる中性子信号選択を行い、候補数の変化を表8.2に示す。

	Before reduction			After reduction		
	BG	Н	Gd	BG	Н	Gd
再構成時間	5008768(6556%)	12851(17%)	34915(46%)	3305047(4326%)	11611(15%)	34957(46%)
有効体積	3510716(4595%)	11510(15%)	34625(45%)	2053638(2688%)	10305(13%)	34957(46%)
goodness	737533(965%)	11510(15%)	31494(41%)	743864(974%)	7218(9.4%)	32586(43%)
DirKS	643767(843%)	6031(7.9%)	31375(41%)	647090(847%)	6841(9.0%)	32453(42%)
Energy	27361(36%)	1289(1.7%)	29718(39%)	13689(18%)	752(2.3%)	29198(38%)
Distance	140(0.18%)	855(1.1%)	28910(38%)	58(0.076%)	509(0.67%)	28492(37%)

表8.2 各カットにおけるバックグラウンドと信号の残存候補数

ここからノイズの混入率を計算し、

 $\frac{BG}{BG+H+Gd} = \frac{140}{140+855+28910} = 0.47\% \rightarrow \frac{58}{58+509+28942} = 0.20\%$

となった。さらに、中性子検出効率を計算し、結果は表8.3のようになった。シミュレーションの結 果を確認すると、ノイズ除去前では検出効率は 38.5% であるのに対し、ノイズ除去後では 37.4% であった。信号を 1% の低下に抑えたまま、ノイズの混入割合を約4割まで抑えた結果となった。

表8.3 中性子検出効率計算結果

	最終中性子候補数	フラット成分	プロンプトイベント数	検出効率
Data (before reduction)	8739	1064.74	21618	$35.499 \pm 0.907\%$
Data (after reduction)	8459	1034.75	21618	$34.343 \pm 0.883\%$
MC (before reduction)	18679.2	0	48564.2	$38.463 \pm 0.457\%$
MC (after reduction)	18145	0	48564.2	$37.364{\pm}0.445\%$

また第7章で行ったエネルギー条件の緩和後の検出効率も計算した。条件は以下の通りである。

(Before reduction) N200 > 25 hit, (After reduction) N200 > 22 hit

再構成時間 > 4 μs 壁面からの距離 > 2 m goodness > 0.4 DirKS < 0.4Energy > 2.7 MeV Distance < 300 cm この条件における中性子候補数を表8.4に示す。

	Before reduction		After reduction			
	BG	Н	Gd	BG	Н	Gd
再構成時間	5008768(6556%)	12851(17%)	34915(46%)	3305047(4326%)	11611(15%)	34957(46%)
有効体積	3510716(4595%)	11510(15%)	34625(45%)	2053638(2688%)	10305(13%)	34957(46%)
goodness	737533 (965%)	11510(15%)	31494(41%)	743864(974%)	7218(9.4%)	32586(43%)
DirKS	643767(843%)	6031(7.9%)	31375(41%)	647090(847%)	6841(9.0%)	32453(42%)
Energy(<mark>条件緩和</mark>)	27361(36%)	1289(1.7%)	29718(39%)	36789(48%)	1773(2.3%)	30934(40%)
線源からの距離	140(0.18%)	855(1.1%)	28910(38%)	136(0.18%)	1141(1.5%)	29990(39%)

表8.4 カット条件緩和後のバックグラウンドと信号の残存候補数

表8.4の線源からの距離によるカットで残った最終候補事象数の値から、ノイズの混入率は、

$$\frac{BG}{BG+H+Gd} = \frac{140}{140+855+28910} = 0.47\% \rightarrow \frac{136}{136+1141+29990} = 0.43\%$$

となった。

さらにこの場合の中性子検出効率結果を表8.5に示す。

	最終中性子候補数	フラット成分	プロンプトイベント数	検出効率
Data (before reduction)	8739	1064.74	21618	$35.499 \pm 0.907\%$
Data (after reduction)	9108	1201.68	21618	$36.573 \pm 0.904\%$
MC (before reduction)	18679.2	0	48564.2	$38.463 \pm 0.457\%$
MC (after reduction)	19518.8	0	48564.2	$40.192 \pm 0.470\%$

表8.5 エネルギー条件緩和後の中性子検出効率計算結果

エネルギーを拡大することで、測定データでは 35.5% から 36.6% へ、シミュレーションでは 38.5% から 40.2% へ検出効率が向上した。時間幅を拡大した場合でもノイズ混入率を同程度に抑 えたまま、中性子検出効率の向上が実現できた。また、時間幅を広げることでプロンプトイベント に含まれるノイズの削減も行うことができるため、中性子検出効率のみならず、プロンプトイベン ト再構成精度の向上への応用も期待できる。

第9章

結論

本論文では、スーパーカミオカンデで利用される 50 cm 径光電子増倍管の解析的ノイズ低減を 目指して研究を行なった。スーパーカミオカンデでは光電子増倍管の検出情報からイベントの取得 と再構成を行っている。そのため、光電子増倍管のノイズ混入やオフタイミング信号の存在がイベ ントの再構成に影響を与える可能性がある。

まず、アフターパルス、プレパルス、レイトパルスの3つのオフタイミング信号を各光電子増倍 管で調査し、依存性や値のばらつきを評価した。アフターパルスにはメインパルス光量の依存性が あり、平均1.3%のアフターパルス率であった。プレパルスでは検出光量と光の入射角に対する依 存性を確認した。光電子増倍管のレイトパルスを評価するためシミュレーションを用い、1光電子 の検出光量では平均10.8%のレイトパルス率となることが分かった。現在のスーパーカミオカン デのシミュレーションでは、これらのオフタイミング信号量は平均的な確率でのみ導入されている。 今後は、オフタイミング信号の量や依存性を調査したことにより、シミュレーションの改善を行う ことができる。本論文の解析では中性子信号探索は0 μs 以降の領域で行っているが、現状のスー パーカミオカンデではアフターパルスの混入を考慮して 18 μs 以降の領域で中性子探索を行ってい る。アフターパルスを正確に見積もることにより、0~18 μs の範囲を中性子探索に活用すること が検討できる。大光量の検出の際に現れるプレパルスや低光量で起きるレイトパルスの正確な考慮 は、荷電粒子の位置の再構成精度向上に繋がる。

さらに、光電子増倍管のダークノイズの一因となっていたシンチレーション光の性質を調査し、 ノイズの除去手法の開発を行った。ノイズ除去の効果を確認するため、シミュレーションを利用し てバックグラウンドの混入率を算出した。ノイズ除去に合わせて中性子信号候補選択を調整した結 果、除去前から除去後で中性子検出効率は 34.3% から 35.8% に向上した。

また、ノイズ除去効率の向上を見据えてデータ記録時間を拡張して中性子信号の検出を行い、記 録時間を拡大したデータでは、中性子検出効率は35.5%から36.6%に向上できた。今後、プロン プトイベントの再構成精度が向上できる。単純な光電子増倍管ヒット数を用いた現状のソフトウェ アトリガーに、ヒット情報を利用したノイズ識別を応用することで、ノイズの影響を受けにくい新 しいソフトウェアトリガーの実装ができると考える。

スーパーカミオカンデの通常データ取得でも記録時間を拡張できれば、ソフトウェアトリガー閾

値の低下も可能となり、エネルギーレンジの拡大が期待できる。超新星背景ニュートリノ探索において、SK-Gdの観測により⁹Liなどのバックグラウンドを大きく抑制できるが、光電子増倍管ノイズによる偶発的バックグラウンドは残ってしまう。今回のノイズ除去システムを活用することで中性子候補事象に含まれるノイズを4割程度まで抑制できたため、偶発ノイズバックグラウンドを低減した背景ニュートリノ発見感度の向上が今後の課題である。

2027 年より観測開始予定のハイパーカミオカンデでは、50 cm 直径の光電子増倍管を 40000 本 使用予定である。超純水で実験を行うハイパーカミオカンデでは中性子信号のエネルギーが小さく、 光電子増倍管のダークヒットノイズが課題となる。今回のノイズ除去手法はハイパーカミオカンデ の光電子増倍管でも活用することができ、低エネルギー事象への感度を高めることができる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導、ご協力頂きました。この場で感謝の意を述べさせ ていただきます。指導教官の西村康宏先生には、研究の取り組み方や発表資料の作り方をはじめ神 岡出張の際には様々な場所に連れて行って下さり貴重な経験ができました。多くの時間を割いて幅 広いご指導、アドバイスを頂き深く感謝申し上げます。宇宙線研究所の矢野考臣先生には、時間幅 を広げた AmBe 線源の測定の際にご協力頂き測定の手順や仕組みを教えていただきました、さら に、AmBe 線源のシミュレーションに関してもソースコードの改善など、多くのご指導いただきま した。また、宇宙線研究所の早戸良成先生には時間幅を広げた AmBe 測定にご協力頂き、さらに 解析の際にもご指導、アドバイスを頂きました。亀田純先生には、複雑な SKDETSIM の理解に行 き詰まっていた私に多くの助言やコードの修正などを行って下さりました。中性子信号検出では、 Seungho Han さん、原田将之さんの開発したソースコードを提供していただきました。西村研究 室の藤澤千緒里さん、岡崎玲大くん、佐々木鳳社くんとは研究のことから他愛もないことまで話す ことで研究のモチベーションを貰っていました。

最後に、心身の面で応援してくれた家族に感謝を申し上げます。

参考文献

- Frederick Reines. Neutrino interactions. <u>Annual Review of Nuclear Science</u>, Vol. 10, No. 1, pp. 1–26, 1960.
- [2] Michael E Peskin and Daniel V Schroeder. An Introduction to Quantum Field Theory (Boulder, CO), 1995.
- [3] Y Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, K Inoue, K Ishihara, H Ishino, Y Itow, T Kajita, J Kameda, and S Kasuga *et al.* Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days. Physical review letters, Vol. 81, No. 6, p. 1158, 1998.
- [4] GA Tammann, W Loeffler, and A Schroeder. The Galactic supernova rate. <u>The</u> Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 92, pp. 487–493, 1994.
- [5] Yosuke Ashida. Measurement of Neutrino and Antineutrino Neutral-Current Quasielasticlike Interactions and Applications to Supernova Relic Neutrino Searches. 2020.
- [6] KS Hirata, T Kajita, M Koshiba, M Nakahata, Y Oyama, N Sato, A Suzuki, M Takita, Y Totsuka, and T Kifune *et al.* Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A. Physical Review D, Vol. 38, No. 2, p. 448, 1988.
- [7] John F Beacom. The diffuse supernova neutrino background. <u>Annual Review of Nuclear</u> and Particle Science, Vol. 60, pp. 439–462, 2010.
- [8] Ken' ichiroNakazato, Eri Mochida, Yuu Niino, Hideyuki Suzuki. Spectrum of the supernova relic neutrino background and metallicity evolution of galaxies. <u>The Astrophysical</u> Journal, Vol. 804, No. 1, p. 75, 2015.
- [9] Shunsaku Horiuchi, John F Beacom, and Eli Dwek. Diffuse supernova neutrino background is detectable in Super-Kamiokande. <u>Physical Review D</u>, Vol. 79, No. 8, p. 083013, 2009.
- [10] Shunsaku Horiuchi, Kohsuke Sumiyoshi, Ko Nakamura, Tobias Fischer, Alexander Summa, Tomoya Takiwaki, Hans-Thomas Janka, and Kei Kotake. Diffuse supernova neutrino background from extensive core-collapse simulations of 8–100 M_{\odot} progenitors. <u>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</u>, Vol. 475, No. 1, pp. 1363–1374, 2018.
- [11] Cecilia Lunardini. Diffuse neutrino flux from failed supernovae. <u>Physical review letters</u>, Vol. 102, No. 23, p. 231101, 2009.

- [12] S Ando, K Sato, and T Totani. Astroparticle Physics, 18, 307, doi: 10.1016. <u>S0927-6505</u> (02), pp. 00152–4, 2003.
- [13] Robert A Malaney. Evolution of the cosmic gas and the relic supernova neutrino background. Astroparticle Physics, Vol. 7, No. 1-2, pp. 125–136, 1997.
- [14] DH Hartmann and SE Woosley. The cosmic supernova neutrino background. <u>Astroparticle</u> Physics, Vol. 7, No. 1-2, pp. 137–146, 1997.
- [15] S Fukuda, Y Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, M Ishitsuka, Y Itow, T Kajita, J Kameda, K Kaneyuki, and S Kasuga *et al.* The Super-Kamiokande detector. <u>Nuclear Instruments</u> and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 501, No. 2-3, pp. 418–462, 2003.
- [16] K Abe, C Bronner, Y Hayato, K Hiraide, M Ikeda, S Imaizumi, J Kameda, Y Kanemura, Y Kataoka, S Miki, et al. First gadolinium loading to Super-Kamiokande. <u>Nuclear</u> <u>Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,</u> <u>Detectors and Associated Equipment, p. 166248, 2021.</u>
- [17] Michael Smy. Low Energy Event Reconstruction and Selection in Super-Kamiokande-III. In International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, pp. 1279–1282, 2008.
- [18] H Nishino, K Awai, Y Hayato, S Nakayama, K Okumura, M Shiozawa, A Takeda, K Ishikawa, A Minegishi, and Y Arai. High-speed charge-to-time converter ASIC for the Super-Kamiokande detector. <u>Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment</u>, Vol. 610, No. 3, pp. 710–717, 2009.
- [19] GL Fogli, E Lisi, A Mirizzi, and D Montanino. Probing supernova shock waves and neutrino flavour transitions in next-generation water Cherenkov detectors. <u>Journal of</u> Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2005, No. 04, p. 002, 2005.
- [20] Super-Kamiokande Collaboration, K Abe, C Bronner, Y Hayato, K Hiraide, M Ikeda, S Imaizumi, J Kameda, Y Kanemura, and Y Kataoka *et al.* Diffuse Supernova Neutrino Background Search at Super-Kamiokande. arXiv preprint arXiv:2109.11174, 2021.
- [21] Takaaki Mori. Development of a gadolinium-doped water cherenkov detector for the observation of supernova relic neutrinos. PhD thesis, The University of Okayama, 2015.
- [22] Takaaki Yokozawa. <u>Precision solar neutrino measurements with Super-Kamiokande-IV</u>. PhD thesis, University of Tokyo, 2012.
- [23] T Mochzuki. Development of 50-cm Diameter Photomultiplier Tubes and a Neutron Tagging Algorithm for Hyper-Kamiokande. Master thesis, University of Tokyo, 2019.
- [24] K Abe, Y Hayato, T Iida, K Iyogi, J Kameda, Y Kishimoto, Y Koshio, Ll Marti, M Miura, and S Moriyama *et al.* Calibration of the Super-Kamiokande detector. <u>Nuclear</u> <u>Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,</u> <u>Detectors and Associated Equipment</u>, Vol. 737, pp. 253–272, 2014.

- [25] R Brun, F Bruyant, M Maire, C McPherson, and P Zanarini. GEANT 3 : user's guide Geant 3.10, Geant 3.11. CERN-DD-EE-84-01.
- [26] Zhenzhou Liu, Jinxiang Chen, Pei Zhu, Yongming Li, and Guohui Zhang. The 4.438 MeV gamma to neutron ratio for the Am–Be neutron source. <u>Applied Radiation and Isotopes</u>, Vol. 65, No. 12, pp. 1318–1321, 2007.
- [27] Julius Scherzinger, Ramsey Al Jebali, JRM Annand, KG Fissum, Richard Hall-Wilton, Sharareh Koufigar, Nicholai Mauritzson, Francesco Messi, Hanno Perrey, and Emil Rofors. A comparison of untagged gamma-ray and tagged-neutron yields from 241AmBe and 238PuBe sources. Applied Radiation and Isotopes, Vol. 127, pp. 98–102, 2017.
- [28] Edgar A Lorch. Neutron Spectra of ²¹⁴Am/B, ²⁴¹Am/Be, ²⁴¹Am/F, ²⁴²Cm/Be, ²³⁸Pu/¹³C and ²⁵²Cf isotopic neutron sources. <u>The International journal of applied radiation and isotopes</u>, Vol. 24, No. 10, pp. 585–591, 1973.
- [29] E Mendoza and D Cano-Ott. Update of the Evaluated Neutron Cross Section Librariesfor the Geant4 Code.