

修士論文

小型ニュートリノ検出器における Accidentalバックグラウンド除去方法の研究

東北大学 大学院 理学研究科

物理学専攻

新里 貴史

平成 23 年

概要

近年、原子炉ニュートリノ振動実験の検出技術を利用した小型原子炉ニュートリノ検出器の開発が世界中で活発化している。物質と相互作用しにくいニュートリノは遮蔽が不可能であるため、原子炉の運転状況を監視するのに適している。それにより、プルトニウムの違法な生産を防ぐことができ、核不拡散に繋がることが期待される。

アメリカで行われている SONGS 実験では、既に軽水炉からのニュートリノ観測が実現された。SONGS 実験では、バックグラウンドを遮蔽するためのシールドを用い、地下において測定されているが、本研究では、シールドを用いず、更に地上に設置しニュートリノを測定することを目指している。

我々の実験グループでは、2006 年から高速炉・常陽において試作型検出器を炉心近傍 (~ 24.3m) の地上に設置し、測定を行った。しかし、バックグラウンドとなる宇宙線起源の高速中性子事象が多いため、統計的に有意な事象数のニュートリノを観測することが出来なかった。また、液体シンチレーターの劣化により長期測定が出来なかった点など、種々の課題が浮かび上がった。

それらを踏まえ、我々は 2010 年より東北大学において改良型検出器を作成し、実験室においてバックグラウンド測定を行い、それを元に検出器の性能について評価を行った。

その結果、高速中性子イベントの低減に成功し、次に多いバックグラウンド要素として、宇宙線ミューオンを起源とし、偶発的に発生するバックグラウンド (以下、Accidental バックグラウンド) が問題として浮かび上がってきた。更なる性能向上を目指すためには、この Accidental バックグラウンド事象の除去が不可欠である。

改良型検出器は液体シンチレーターが充填されたターゲット層と、水道水が充填されたバッファ層の二層構造となっているが、本研究では、このバッファ層に新たな液体シンチレーターを導入することで、Accidental バックグラウンドの除去を目指す。

本論文では、液体シンチレーターの作成及び特性測定について説明し、モンテカルロシミュレーションを用いて、実際に検出器に入れた際の Accidental バックグラウンド除去能力について述べる。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 ニュートリノ検出による原子炉モニター	1
1.1.1 各国における小型ニュートリノ検出器の開発状況	1
1.1.2 今後要求される検出器像	4
1.2 原子炉ニュートリノ振動実験	5
1.2.1 Double Chooz 実験の概要	5
1.2.2 Very Near 検出器	5
1.3 本実験グループの活動	5
1.3.1 前回実験(常陽実験)の目的と概要	5
1.3.2 実験結果と課題	8
第 2 章 検出原理	10
2.1 原子炉ニュートリノ	10
2.1.1 崩壊過程	12
2.2 遅延同時計測法 (Delayed Coincidence)	13
2.3 ニュートリノ反応頻度	15
2.4 液体シンチレーターの発光原理	16
2.4.1 波形弁別法 (PSD)	17
2.5 事象位置再構成	19
第 3 章 改良型検出器	20
3.1 改良型検出器	20
3.1.1 常陽実験からの改良点	20
3.1.2 検出器本体の構造	21
3.2 ガドリニウム入り液体シンチレーターの組成と特性	23
3.3 光電子増倍管 (PMT)	28
3.4 データ取得システム	31
3.4.1 Flash Analog to Digital Converter(Flash ADC)	31
3.4.2 論理回路	31

3.5	キャリブレーション	32
3.5.1	Gain キャリブレーション	32
3.5.2	エネルギーキャリブレーション	33
3.6	モンテカルロシミュレーション	35
3.6.1	目的	35
3.6.2	Geant4	35
3.6.3	KAPST	35
3.6.4	ジェネレータ	36
第 4 章	改良型検出器によるバックグラウンド測定	37
4.1	目的	37
4.2	Single バックグラウンド	37
4.3	Delayed Coincidence におけるバックグラウンド	39
4.3.1	Accidental BG	41
4.3.2	Correlated BG	43
4.4	ニュートリノセレクション	47
4.4.1	Multi neutron 事象	51
4.5	PSD の適用	54
4.6	イベントレートと検出効率の評価	55
第 5 章	Accidental バックグラウンド除去方法の概要と基礎測定	58
5.1	背景	58
5.2	原理	59
5.2.1	予想されるデメリット	61
5.3	新型液体シンチレーターの開発	62
5.4	基礎測定	64
5.4.1	^{60}Co を用いた発光量・波形測定	64
5.4.2	宇宙線によるシンチレーション光測定	70
第 6 章	モンテカルロシミュレーションによる導入効果の見積もり	75
6.1	目的と概要	75
6.2	バイアルサイズの実験の再現	75
6.2.1	方法	75
6.2.2	New LS のシンチレーション光再現	76
6.3	改良型検出器への導入結果シミュレーション	77
6.3.1	^{60}Co を検出器中心へ設置した際の事象の再現	77
6.3.2	ニュートリノ事象の再現	79
6.3.3	宇宙線ミューオン事象の再現	80
6.4	考察	82

第 7 章	結論	83
7.1	総括	83
7.2	今後の予定と検出器改良案	83
参考文献		86
付録 A	光電子増倍管の入射光量に対する線形性試験	88
A.1	方法	88
付録 B	^{252}Cf を用いた波形弁別能力評価	93
B.1	方法	93
B.2	結果	93

図目次

1.1	SONGS 検出器の概観	2
1.2	原子炉と SONGS 検出器の位置関係	3
1.3	NUCIFER 検出器の概観	4
1.4	PANDA 検出器の概観	4
1.5	常陽検出器の概観	7
1.6	常陽検出器と原子炉の位置関係	7
2.1	常陽原子炉における各核種分裂レートの推移	11
2.2	各核種における 1 分裂あたりの反電子ニュートリノのエネルギー分布	11
2.3	原子炉内における ^{235}U の崩壊過程	13
2.4	遅延同時計測法によるニュートリノ検出原理	14
2.5	逆ベータ崩壊のファイマン図	15
2.6	検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトル	16
2.7	異種放射線におけるシンチレーション光波形の違い	18
2.8	Double Gate 法の概念図	19
3.1	検出器本体の概観 (現状)	21
3.2	検出器本体の概観写真 (2011 年 11 月 14 日撮影)	22
3.3	ワイヤー設置の模式図	23
3.4	窒素ガス及び水道水循環の概要	23
3.5	プソイドクメンの構造式	24
3.6	PPO の構造式	24
3.7	ガドリニウムに対するプソイドクメンの安定性	25
3.8	改良型液体シンチレーターの透過率測定 (透過率 100% 付近の拡大図)	26
3.9	改良型液体シンチレーターの透過率測定	26
3.10	PPO 濃度と発光量の関係	27
3.11	バイアルサイズでの PSD 能力検証結果 ($Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布)	28
3.12	PMT R5912 の概観と寸法	29
3.13	PMT R5912 の入射光波長に対する放射感度及び量子効率の関係	30
3.14	Flash ADC を用いて取得した波形データ	31

3.15	データ収集に用いる論理回路の概略	32
3.16	^{60}Co 線源によるエネルギーキャリブレーション	34
3.17	^{60}Co 線源によるエネルギーキャリブレーション	34
3.18	逆ベータ崩壊の反応断面積	36
4.1	常陽と東北大学での Single BG 比較	38
4.2	常陽実験におけるバックグラウンド・コンポーネント (モンテカルロシミュレーション)	39
4.3	Accidental BG 事象 (Prompt エネルギー)	42
4.4	Accidental BG 事象 (Delayed エネルギー)	42
4.5	Accidental BG 事象 (Δt)	43
4.6	Michel electron BG 事象 (Prompt エネルギー)	44
4.7	Michel electron BG 事象 (Delayed エネルギー)	44
4.8	Michel electron BG 事象 (Δt)	45
4.9	高速中性子 BG 事象 (Prompt エネルギー)	46
4.10	高速中性子 BG 事象 (Delayed エネルギー)	46
4.11	高速中性子 BG 事象 (Δt)	47
4.12	ニュートリノセレクション範囲 (Prompt エネルギー)	48
4.13	ニュートリノセレクション範囲 (Delayed エネルギー)	49
4.14	ニュートリノセレクション範囲 (Δt)	50
4.15	ニュートリノセレクション範囲 (Δr)	50
4.16	Multi neutron 事象の概念図	51
4.17	ある時間幅における Multi neutron 事象	52
4.18	ニュートリノセレクション適用後の $(Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}})_{\text{prompt}}$ 分布	52
4.19	エネルギー分布における Multi neutron 事象	53
4.20	$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布における Multi neutron 事象	53
4.21	Multi neutron 事象排除後の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	54
4.22	$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布におけるガウス分布 Fit	54
4.23	ガンマ線事象と中性子事象の収率	55
4.24	検出効率曲線	57
5.1	宇宙線ミュオンがターゲット層をわずかに通過した場合の模式図	59
5.2	新型液体シンチレーター導入後の検出器における宇宙線ミュオン通過の模式図	61
5.3	N12D の構造式	62
5.4	分光光度計を用いた N12D の透過率測定	63
5.5	放射線源を用いた発光量測定の回路図	65
5.6	Flash ADC で得られた波形データに対する積分範囲の定義	66
5.7	^{60}Co を用いた際の KamLAND-LS と RM-LS の ADC 分布	66
5.8	^{60}Co を用いた際の KamLAND-LS と RM-LS の ADC 分布 (BG との差分)	67

5.9	χ^2 検定の結果	68
5.10	^{60}Co を用いた際の各 New LS の ADC 分布	69
5.11	Flash ADC で得られた波形データに対する Double Gate 法の定義	69
5.12	^{60}Co を用いた際の各 New LS の平均波形	70
5.13	^{60}Co を用いた際の各 New LS の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	70
5.14	宇宙線シンチレーション光測定の回路図	72
5.15	宇宙線ミュオンによるシンチレーション光の ADC 分布 (RM-LS)	73
5.16	宇宙線ミュオンによるシンチレーション光の ADC 分布 (newLS)	73
5.17	PPO の濃度と発光量の関係	74
5.18	PPO の濃度と発光量の関係 (低濃度領域)	74
6.1	MC による波形再構成モデル	76
6.2	基礎実験をモンテカルロシミュレーションで再現した際の平均波形と $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	77
6.3	^{60}Co を検出器中心へ設置した際のエネルギー分布	78
6.4	^{60}Co を検出器中心へ設置した際の平均波形	78
6.5	^{60}Co を検出器中心へ設置した際の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	79
6.6	ニュートリノ事象を入射させた際の Prompt エネルギー及び Delayed エネル ギー分布	79
6.7	ニュートリノ事象を入射させた際の平均波形及び $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	80
6.8	モンテカルロシミュレーションにおける宇宙線ミュオン事象の概観	80
6.9	ミュオン事象における P_{prompt} エネルギー分布	81
6.10	ミュオン事象における平均波形	81
6.11	ミュオン事象における $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布	82
A.1	PMT 入射光量の飽和試験の回路図	89
A.2	P.G. の電圧値を変化させた際の平均波形の推移 (HV-1600V)	90
A.3	P.G. の電圧値を変化させた際の ADC 分布の推移 (HV-1600V)	90
A.4	HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較	91
A.5	HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較 (低領域)	91
A.6	HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較	92
A.7	HV 値-1600V と HV 値-110V についての ADC 分布のピーク値の比較 (低領域)	92
B.1	Flash ADC で得られた波形データに対する Double Gate 法の定義 (RM LS)	93
B.2	^{252}Cf を用いた際の RM-LS の ADC 分布	94
B.3	^{252}Cf を用いた際の Q_{tail} と Q_{total} の 2 次元ヒストグラム	94
B.4	^{252}Cf を用いた際の平均波形	95
B.5	^{252}Cf を用いた際の PSD 分布	96
B.6	ガンマ線事象と中性子事象の収率	96

B.7	γ -like な波形と n-like な波形	97
-----	--	----

表目次

1.1	Rovno 実験及び SONGS 実験の結果	2
1.2	常陽実験におけるニュートリノイベントセレクション適用後のイベントレート	8
2.1	1 分裂あたりに発生する反電子ニュートリノのレート及び原子炉内の主な同位体が放出する 1 秒あたりのエネルギー	11
3.1	常陽実験と本研究の液体シンチレーターの組成の比較	24
3.2	プソイドクメンの特性	24
3.3	常陽実験と本研究の液体シンチレーターの特性の比較	27
3.4	PMT R5912 の特性	30
3.5	各 PMT における印加電圧値と Gain	33
4.1	常陽実験と本実験における BG レートとニュートリノ事象数の比較	39
4.2	各 BG における Δt の定義	40
4.3	Total BG の Cut condition	41
4.4	Accidental BG の Cut condition	41
4.5	Michel electron BG の Cut condition	43
4.6	高速中性子 BG の Cut condition	45
4.7	Rough cut condition	47
4.8	ニュートリノセレクション	47
4.9	ニュートリノ MC の設定条件	48
4.10	イベントレートの推移	56
5.1	各経路とその観測エネルギー値	60
5.2	各領域における宇宙線イベントの Muon ID と除外の可否	60
5.3	N12D の物質特性	63
5.4	各 New LS の PPO 濃度	64
5.5	PMT H6410 の特性	65
6.1	MC におけるパルス再現のためのパラメーター	77

第 1 章

序論

本章では、小型ニュートリノ検出器研究の動機と背景について説明する。

1.1 ニュートリノ検出による原子炉モニター

原子炉内の核分裂の過程で生成されるニュートリノは、中性子やガンマ線のふるまいに比べて発生機構や検出原理が簡明である。弱い相互作用と重力相互作用でしか反応しないため、遮蔽が事実上不可能であり、壁を貫通し測定することが出来る。そのため、原子炉から発生するニュートリノ検出することで、原子力発電所の稼働状況、熱出力、核分裂性物質の含有量等様々な情報を得ることが期待できる。これにより、秘密裏に原子炉を運転し、違法にプルトニウムを生産することを防止できる。

1.1.1 各国における小型ニュートリノ検出器の開発状況

世界各国における小型ニュートリノ検出器のうち、開発中のものも含め、代表的な例として以下が挙げられる。

検出に成功した実験

■Rovno[1] まず、ウクライナの Rovno 実験であるが、小型検出器でニュートリノが測定可能であることを示唆した実験である。

検出器の構造としては、中央にガドリニウム入り液体シンチレーターから成る 510L のターゲット層、周囲に 540L のガンマキャッチャー層という二層構造である。小型ニュートリノ検出器における両層の役割については後述する (第 3.1.1 項)。検出器は炉心から下に垂直に 18m の地点に設置され、これにより宇宙線ミュオンを遮蔽している。ニュートリノ起源は熱出力は約 440MW_{th} の原子炉である。

確認された Rovno 実験の結果としては、原子炉稼働時 (以下、ON) の信号観測数は 909 ± 6 [events/day]、原子炉停止時 (以下、OFF) の観測数は 149 ± 4 [events/day] であり、ON-OFF の観測数を比較した際、原子炉ニュートリノの寄与によると思われる有意な差分が見られた。

■SONGS[1] 次に、アメリカの San Onofre Nuclear Generating Station (SONGS) 実験が挙げられる。SONGS 検出器の構造は図 1.1 のようになっている。総質量 0.64t のガドリニウム入り液体シンチレーターから成るターゲット層がステンレス製のセルに入れられ、その周囲 6 面には、水/ポリエチレンシールドが設置されている。これはバックグラウンドイベントとなる中性子及びガンマ線を遮蔽するためである。底面を除く最外の 5 面には宇宙線シンチレーションカウンターが設置されている。

検出器の総質量は約 1t である。この検出器は図 1.2 のように炉心から約 25m 離れた地下 10m の地点に設置してある。原子炉は熱出力約 $3.64\text{GW}_{\text{th}}$ の軽水炉である。

確認された SONGS 実験の結果としては、観測数は 564 ± 13 [events/day]、OFF 時に 105 ± 9 [events/day] であり、Rovno 実験と同様に原子炉ニュートリノの観測に成功している。

表 1.1 Rovno 実験及び SONGS 実験の結果 [1]

Experiment	Power [GW]	mass [ton]	Distance [m]	Depth [mwe]	Detector	-rate [/day]
Rovno	0.44	0.43	18	-	Gd scinti.	909
SONGS	3.64	0.64	24.5	10	Gd scinti.	564

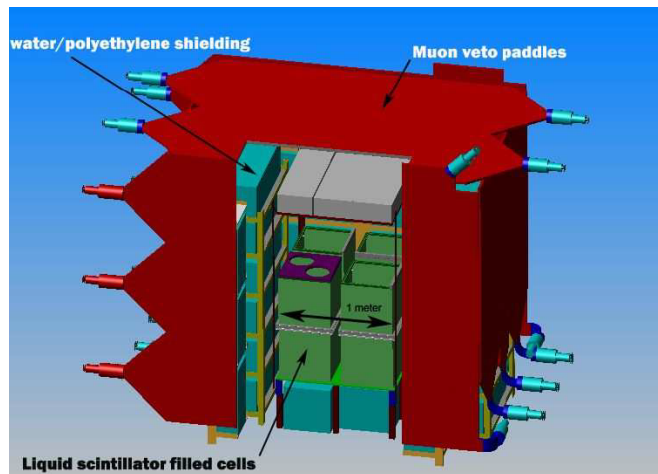


図 1.1 SONGS 検出器の概観

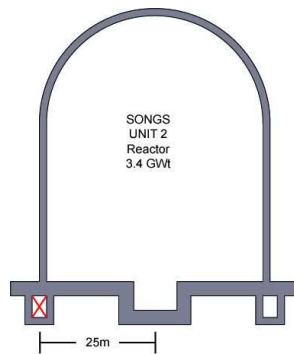


図 1.2 原子炉と SONGS 検出器の位置関係

開発中の実験

■NUCIFER[2] NUCIFER 実験はフランスにおいて開発中の実験である。0.85m³ のガドリニウム入り液体シンチレーターをターゲット層とし、検出器は鉛およびポリエチレンブロックによる遮蔽が行われている。また、SONGS 実験と同様に、宇宙線シンチレーションカウンターも備えており、宇宙線ミュオン事象を除外できるようになっている。熱出力 70MW_{th} の Osiris 実験炉において、炉心から 7m の地点での計測を想定し、開発が行われている。図 1.3 は、NUCIFER 検出器の概観である。

■PANDA[3] Plastic Scintillator Anti-Neutrino Detector Array (PANDA) 実験は、東京大学において開発中の小型検出器である。液体シンチレーターではなくガドリニウム含有フィルムを伴ったプラスチックシンチレーターを用いているのが特徴である。不燃性のため、検出器を移動して測定することが比較的容易である。長さ 1m の四角柱状のプラスチックシンチレーターの両端に PMT が取り付けられた形状のセグメントが 10×10 の配置で組み合わさっており、検出器の総質量は約 1t である。図 1.4 は、PANDA 検出器の概観である。

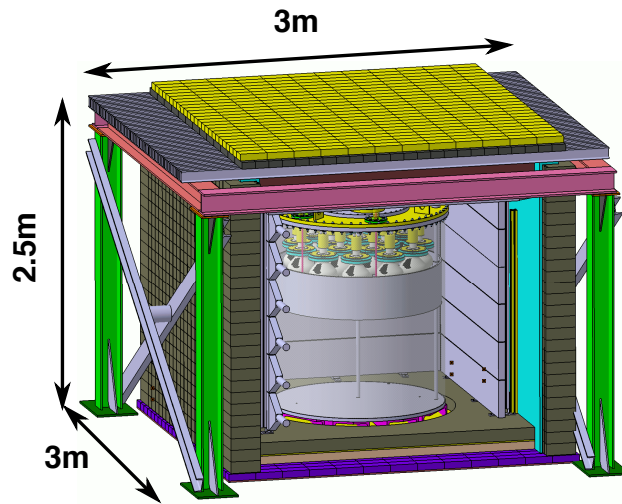


図 1.3 NUCIFER 検出器の概観

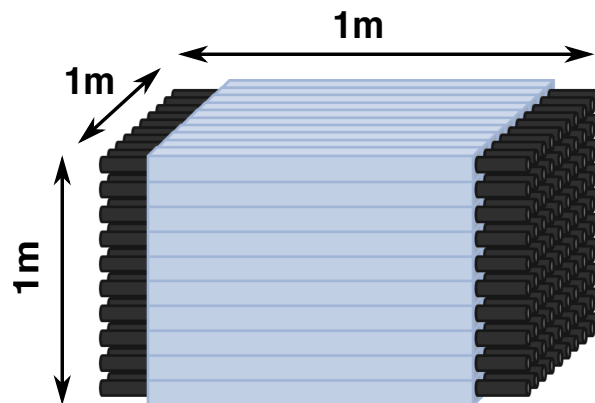


図 1.4 PANDA 検出器の概観 (遮蔽ブロック等を除く検出器本体部のみ)

1.1.2 今後要求される検出器像

ニュートリノ検出による原子炉モニターは国際原子力機関 (IAEA) から注目を集めており、IAEA が要求する条件としては、

- 独立性
- 低コスト
- 安全性
- 省スペース

が挙げられる。本研究における小型ニュートリノ検出器の研究開発はこれらの条件を満たすことを念頭に進めている。

ニュートリノ検出に成功した Rovno 実験、SONGS 実験は、バックグラウンドシールドを用い、地下で測定を行なっている。このような条件下での測定は高い検出効率を得られる一方、コストがかかり、将来的に普及性が得られない可能性がある。更に、前述した IAEA が要求する条件についても満たされていない。そのため、炉心から数 10m 離れた地上で測定が行え (独立性)、かつ約 1t 程度で不燃性のシンプルな検出器の開発が求められている。(第 3 章で後述する後述する我々が開発中の検出器は液体シンチレーターを用いているため、防火性について今後配慮する必要がある。)

1.2 原子炉ニュートリノ振動実験

1.2.1 Double Chooz 実験の概要

Double Chooz 実験は原子炉ニュートリノ振動の観測を目的とした実験である [4]。フランスの Chooz 原子炉 (4.27GW × 2 基) で生成された反電子ニュートリノを観測することで、未だ求められていないニュートリノ振動の混合角 θ_{13} を測定することを目的として実験である。

ところで、原子炉近傍におけるニュートリノ振動で、反電子ニュートリノがフレーバーを変えずに残る確率は、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{13}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) + \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.1)$$

となり、2 世代間の振動に近似できる。従って、この距離付近でのニュートリノの欠損量を測定することにより θ_{13} の測定が可能となる。そこで実験では全く同じ構造の 2 基の検出器を原子炉から異なる距離、(Near:平均 400m、Far:平均 1.05km) に設置して観測を行う。

測定は 2 段階に分けて行われ、始めの 1 年半は先に建設する Far 検出器のみを用いて観測を行い、現在までに知られる上限値 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の更新を目指す。その後 Near 検出器も建設し、2 基を用いた観測を約 4 年間行うことで目標の $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ に達成することを計画している。

1.2.2 Very Near 検出器

今後の原子炉ニュートリノ振動の超精密測定実験のためには、原子炉ニュートリノの量を正確に見積もるため、原子炉近傍に第三の検出器、いわば「Very Near」検出器が必要とされている。我々が本研究において開発している小型ニュートリノ検出器はこのような将来実験における Very Near 検出器として利用することも目的の一つとなっている。

1.3 本実験グループの活動

1.3.1 前回実験 (常陽実験) の目的と概要

常陽実験 [6] は、本研究の前身となった実験である。原子炉ニュートリノ振動実験 KASKA(2006 年に Double Chooz 実験に合流) の試作検出器を用いて、茨城県の高速実験炉「常陽」において行われた。

現在、SONGS 実験などに代表されるように地下実験での軽水炉からのニュートリノ検出は行われているが、高速炉からのニュートリノ検出は行われていない。常陽実験は世界初の高速炉からのニュートリノ検出を、地上測定で目指した点に特徴がある。

■**高速実験炉常陽** 高速実験炉常陽は、茨城県東茨城郡大洗町にある日本で最初の高速実験炉である。冷却材にナトリウムを用い、核燃料としてに二酸化プルトニウム (PuO_2) と二酸化ウラン (UO_2) の混合物である MOX 燃料を用いている。

炉心熱出力は 140MW_{th} である。これは一般的な発電用原子炉に比べ $1/20$ 以下と低い。一方、常陽は稼働 60 日間、停止 14~21 日を 1 サイクルとしている。この短いサイクルのために、検出器を用いて原子炉ニュートリノの測定を行う際、原子炉 ON/OFF のデータを比較することができる。

■**検出器の概要** 図 1.5 は、常陽検出器の概観である。直径約 120cm のアクリル球にガドリニウム入り液体シンチレーター (約 0.8t) を充填し、周囲に直径 8 インチの光電子増倍管 (PMT) を 16 本備えた。遮光のため、ナイロン製の絶縁ブラックシートで周囲が覆われた。

液体シンチレーターの酸素クエンチング (消光) 効果を減らすため、窒素によるバブリング ($100\text{mL}/\text{min}$) が行われた。

地上測定においては、宇宙線ミューオン及び高速中性子が、バックグラウンド事象としてニュートリノ検出の妨げとなる。そのため、宇宙線カウンターとしてプラスチックシンチレーターが暗箱の天井面と 4 側面に設置され、高速中性子を遮蔽するため、パラフィンブロックが設置された。更に、底面に環境ガンマ線を遮蔽するため、鉛シールドが設置された。検出器は原子炉から 24.3m の地上に設置された。(図 1.6)

本研究における小型ニュートリノ検出器の検出原理の多くは常陽実験のものを踏襲している。

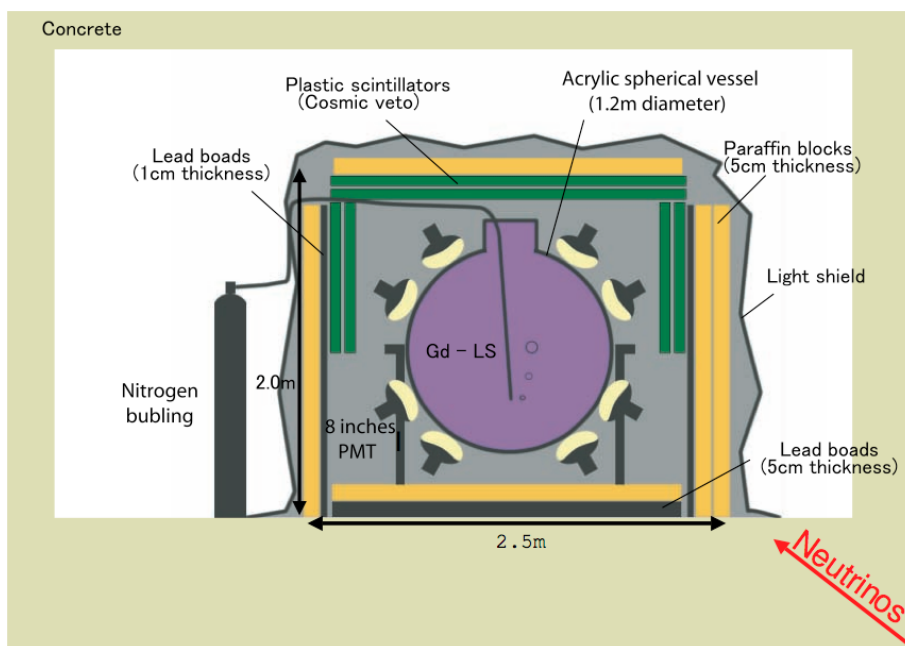


図 1.5 常陽検出器の概観

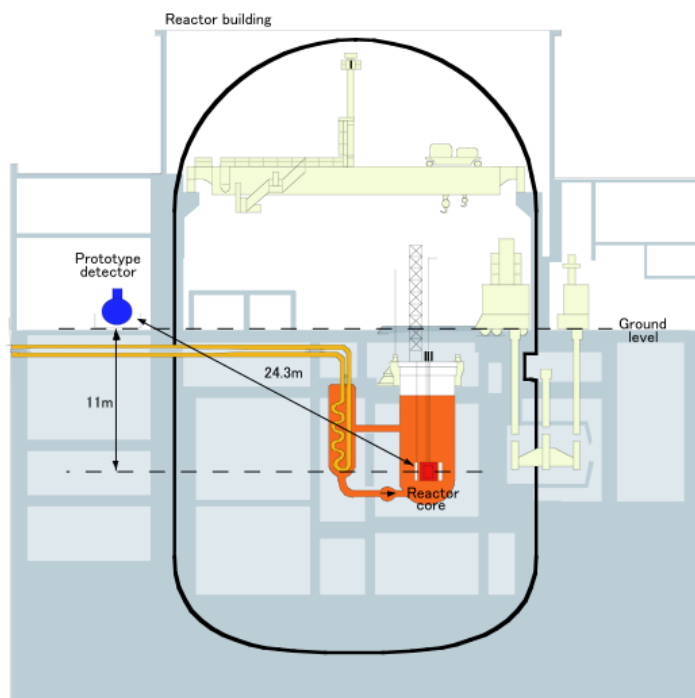


図 1.6 常陽検出器と原子炉の位置関係

1.3.2 実験結果と課題

実験は2006年9月より高速実験炉常陽において始まり、2007年末まで約1年余の間、ニュートリノ観測を試みた。原子炉ON時のデータとして約38.9日分、OFF時のデータとして、約18.5日分を得ることができた。

得られたデータに対し、エネルギーや反応位置等の各変数を条件として事象の選択(ニュートリノイベントセレクション [6])を行い、ニュートリノと期待されるイベントを抽出した。

表1.2は、セレクション適用後のイベントレートを示している。Total DataからAccidental Dataを差し引いたものをCorrelated Dataと呼ぶ。更にCorrelated DataにおけるONとOFFの差分をとったものがニュートリノと期待されるイベントである。(Accidental Data、Correlated Dataについては第4.3節)

Neutrino MCはモンテカルロシミュレーションによって見積もられるニュートリノイベントのレートを表している。

表1.2 常陽実験におけるニュートリノイベントセレクション適用後のイベントレート(括弧内の数値はTotal Dataに対する比を表している。)

	Reactor-ON rate [events/day]	Reactor-OFF rate [events/day]	$\Delta(\text{ON-OFF})$ [events/day]
Total Data	19.0 ± 0.70	17.2 ± 0.98	1.8 ± 1.2
Accidental Data	2.34 ± 0.25 (0.123)	1.74 ± 0.33 (0.101)	0.60 ± 0.41 (0.33)
Correlated Data (Total - Accidental)	16.7 ± 0.74 (0.85)	15.5 ± 1.0 (0.90)	1.20 ± 1.24 (0.67)
Neutrino MC	-	-	0.494 ± 0.063

このように、ニュートリノと期待される事象数は、 1.2 ± 1.24 [events/day]であった。検出器内でニュートリノが逆ベータ崩壊反応を起こす割合は、フラックスと反応断面積から計算され、 162 [events/day]である。よって、検出効率 (efficiency) は0.74%であった。モンテカルロシミュレーションの結果ではニュートリノ事象は1日当たり 0.494 ± 0.063 である。モンテカルロシミュレーションで算出した期待値と誤差内で一致したが、統計的に有意な事象数の差分 (excess) は観測できなかった。

常陽実験の結果から、判明した課題は以下の通りである。

- 液体シンチレーターの経年劣化により、長期測定が不可能になった。
- イベントセレクション適用後に残るバックグラウンドとして高速中性子事象が多い。
- データ解析において、事象位置再構成能力が低い [7]。(ニュートリノイベントの同定能力が低くなる。)

また、IAEAの要請(第1.1.2項)のうち「低コスト」「省スペース」といった点を実現するには、宇宙線カウンターやパラフィンブロックの実装は好ましくない。本研究ではこれらの課題点を加味し、改良型検出器の開発を行った。

第 2 章

検出原理

本章では、小型ニュートリノ検出器において、ニュートリノ検出を行う際に用いる原理について述べる。

2.1 原子炉ニュートリノ

小型ニュートリノ検出器による原子炉運転監視の動機のひとつとして、核分裂性物質の含有量を見積もる事が挙げられる。本節ではその原理について述べる。

原子炉の主な核分裂性同位体には ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu がある。原子炉の熱出力値がわかっているとき、原子炉ニュートリノフラックスを測定する事によって ^{235}U と ^{239}Pu の含有比を見積もることができる。

図 2.1 は、例として常陽原子炉における各核種の分裂レートを示している [9]。また、図 2.2 は主な核種の 1 分裂当たりの反電子ニュートリノのエネルギースペクトルを示している [10]。各核のスペクトルを逆ベータ崩壊 (第 2.2 節) のエネルギー閾値 1.8MeV 以上で積分した値が 1 分裂あたりの反電子ニュートリノの数 $N_{\bar{\nu}_e}$ である。また図 2.1 において、 ^{238}U と ^{241}Pu の割合は少ないため、無視できると仮定する。各々の同位体の 1 分裂あたりのエネルギーは、表 2.1 のように与えられる [11]。よって、 ^{235}U と ^{239}Pu の含有比 $(R_{235\text{U}})/(R_{239\text{Pu}})$ は次の式で計算できる。

$$201.7R_{235\text{U}} + 210.0R_{239\text{Pu}} = P_{\text{th}} \quad (2.1)$$

$$1.92R_{235\text{U}} + 1.45R_{239\text{Pu}} = R_{\bar{\nu}_e}^{\text{obs}} \quad (2.2)$$

ここで P_{th} は 1 秒あたりの熱出力 [MeV/s]、 $R_{235\text{U}}$ と $R_{239\text{Pu}}$ はそれぞれの燃焼による同位体の分裂レート [fission/s]、 $R_{\bar{\nu}_e}^{\text{obs}}$ は原子炉から放出される反電子ニュートリノのレート [fission/s] (観測される反電子ニュートリノのフラックスから換算) を表す。

表 2.1 1 分裂あたりに発生する反電子ニュートリノのレート及び原子炉内の主な同位体が放出する 1 秒あたりのエネルギー [11]

Isotope	$N_{\bar{\nu}_e}$ [fission/s]	Energy [MeV/s]
^{235}U	1.92 ± 0.019	201.7 ± 0.6
^{238}U	2.38 ± 0.020	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	1.45 ± 0.021	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	1.83 ± 0.019	212.4 ± 1.0

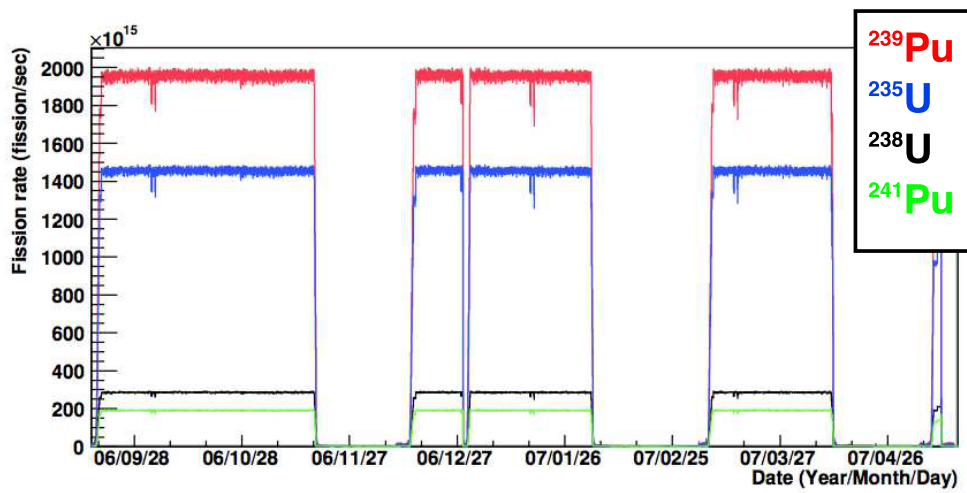


図 2.1 常陽原子炉における各核種分裂レートの推移 [9]

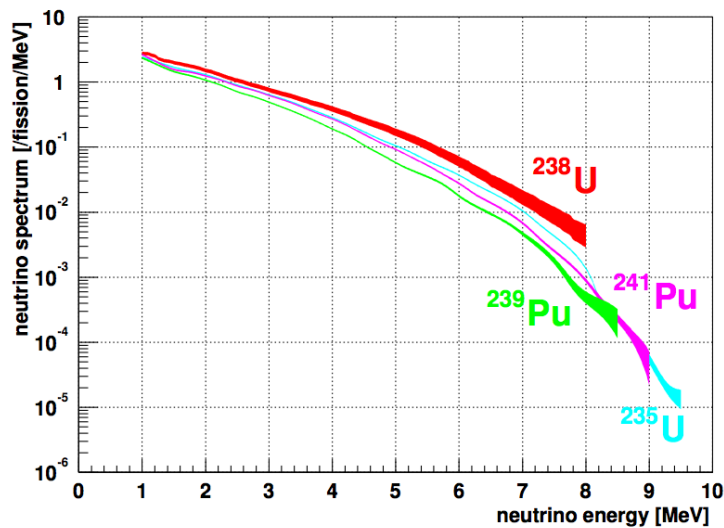
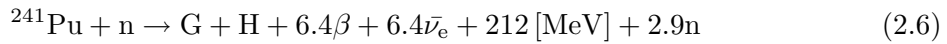
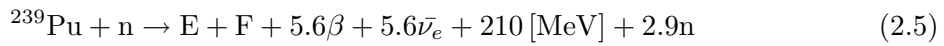
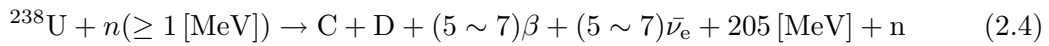
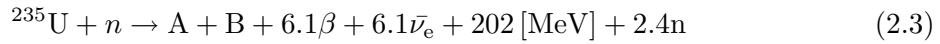


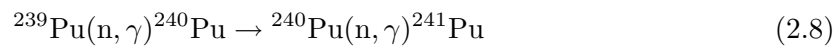
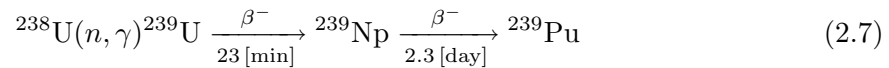
図 2.2 各核種における 1 分裂あたりの反電子ニュートリノのエネルギー分布 [10]

2.1.1 崩壊過程

原子炉の核分裂性核は中性子を吸収して核分裂を起こし、2~3個の中性子と2個の原子核を生成する。さらに原子核はベータ崩壊によって5~7個の反電子ニュートリノを放出する。図2.3は ^{235}U の崩壊から反電子ニュートリノ生成までの模式図を示す[12]。以下にその反応式の例を示す[13]。ここでA~Hは同位体の核分裂後に生成される原子核である。



その後、発生した中性子は次の核分裂に使用されるか次のように反応して核燃料の物質のために使用される。



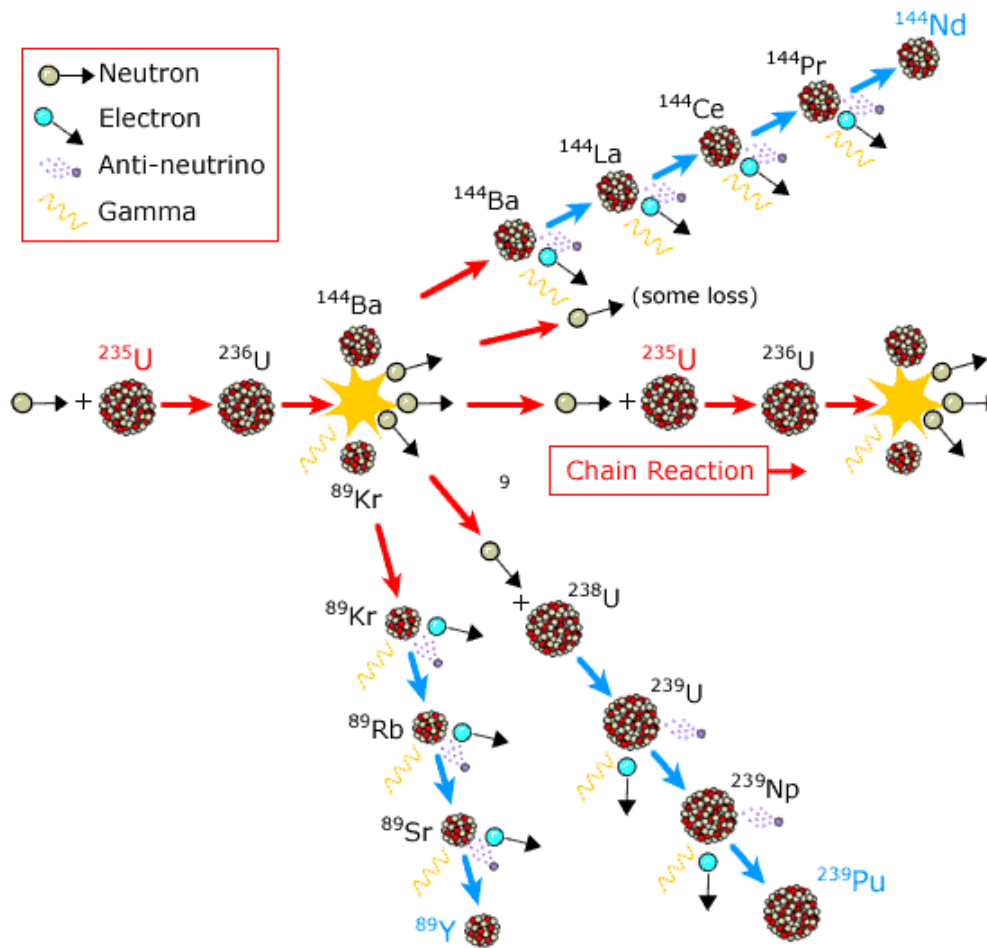


図 2.3 原子炉内における ^{235}U の崩壊過程 [12]

2.2 遅延同時計測法 (Delayed Coincidence)

本研究は、地上に検出器を設置しての観測を目指しているため、大量の宇宙線ミュオンと環境ガンマ線がバックグラウンド事象となる。そのため、バックグラウンド事象を減らし、反電子ニュートリノ事象を検出するための方法として、遅延同時計測法 (Delayed Coincidence) を採用した。図 2.4 は、その模式図であり、以下でその内容を説明する。(本研究はニュートリノが反応するターゲット層にガドリニウム入り液体シンチレーターを採用している。以下はニュートリノがターゲット層に入射した際の反応である。)

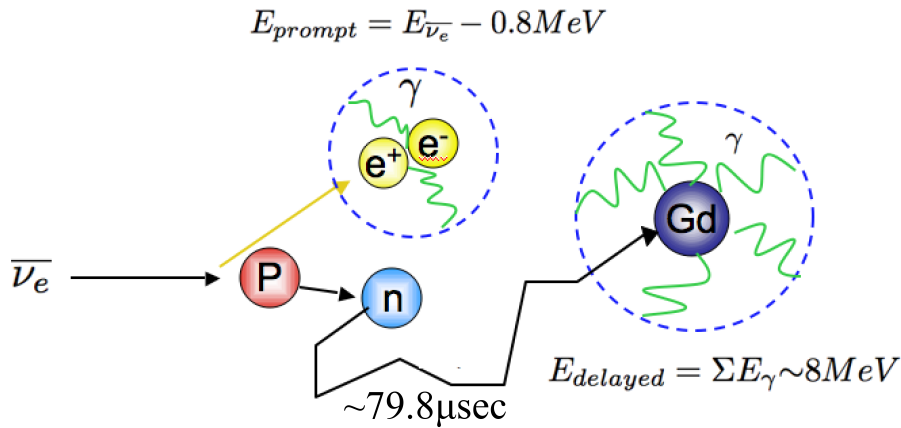


図 2.4 遅延同時計測法によるニュートリノ検出原理

先発信号 (Prompt Signal) 反電子ニュートリノは液体シンチレーター中で陽子と逆ベータ崩壊を起こし、陽電子と中性子を生成する。



陽電子は液体シンチレーター中で運動エネルギーを落とし、電子と対消滅を起こし、2本のガンマ線を放出する。中性子の反跳エネルギーは殆ど無視でき、陽電子からの信号の持つエネルギー E_{prompt} は、逆ベータ崩壊の閾値 1.804MeV を引き、対消滅でガンマ線になった質量 1.022MeV を足したものとなる。

$$\begin{aligned} E_{\text{prompt}} &= E_{\bar{\nu}_e} - 1.804 [\text{MeV}] + 1.022 [\text{MeV}] \\ &\simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 [\text{MeV}] \end{aligned} \quad (2.10)$$

後発信号 (Delayed Signal) 逆ベータ崩壊反応で生成された中性子は、液体シンチレーター中の陽子と衝突しながら、減衰して熱中性子 (エネルギー $\sim 0.025\text{eV}$) となる。その後、約 $2.5 \times 10^5 \text{barn}$ という非常に大きい熱中性子捕獲断面積を持つガドリニウムに吸収され、数本のガンマ線が放出されるか、水素に捕獲され、 2.2MeV のガンマ線を放出する。ガドリニウムからの信号のエネルギーを E_{delayed} とすると、合計のエネルギー値は、

$$E_{\text{delayed}} = \Sigma E_{\gamma} \sim 8 [\text{MeV}] \quad (2.11)$$

である。また、水素に捕獲される場合は、



の反応となる。

本研究の小型ニュートリノ検出器で用いている液体シンチレーターにおいては、ガドリニウムの濃度は約 $0.025\text{w}\%$ である。この濃度においては、中性子が捕獲される時間は、先発信号から平均 $79.8\mu\text{s}$ 後である (第 3.2 節)。

このように、先発信号 (Prompt) と後発信号 (Delayed) の2つの信号が組として、ある時間内に発生した事象だけを選ぶことで、バックグラウンド事象を大幅に減らすことが出来る。

2.3 ニュートリノ反応頻度

例として、熱出力 $0.14\text{GW}_{\text{th}}$ の常陽原子炉近傍 (距離 24.3m) に小型ニュートリノ検出器を設置した際、検出器内で相互作用する反電子ニュートリノの頻度 (レート) について考察する。

第2.1節で述べたように、 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu の核分裂によって放出されるエネルギーは約 200MeV である。 $1\text{[MeV]} = 1.6 \times 10^{-16}\text{[kW} \cdot \text{s]}$ なので、 $200\text{[MeV]} = 320 \times 10^{-16}\text{[kW} \cdot \text{s]}$ である。よって、 $0.14\text{GW}_{\text{th}}$ の原子炉における1秒あたりの核分裂回数は、

$$\frac{0.14\text{[GWth]}}{320 \times 10^{-16}\text{[kW} \cdot \text{s]}} = 4.3 \times 10^{18}\text{[}/\text{sec}] \quad (2.13)$$

となる。

一度の核分裂で約6個の反電子ニュートリノが発生するので1秒あたりに発生する反電子ニュートリノの個数 (ニュートリノ生成レート) は、

$$R_{\bar{\nu}_e} = 2.5 \times 10^{19}\text{[}/\text{s}] \quad (2.14)$$

となる。

逆ベータ崩壊反応の閾値は 1.8MeV で、全反応断面積は放出される陽電子のエネルギー $E_e^{(0)}$ と運動量 $p_e^{(0)} = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$ を使って次の式で表される。

$$\sigma_{\nu p}^{(0)} = \frac{2\pi^2}{1.7152m_e^5\tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)} = 9.5 \times 10^{-48} E_e^{(0)} p_e^{(0)}\text{[m}^2] \quad (2.15)$$

ここで m_e は陽電子の質量、 τ_n は中性子の寿命を意味する。

図2.5は逆ベータ崩壊反応のファイマン図である。この反応は中性子の崩壊反応と交叉対称性の関係にある。

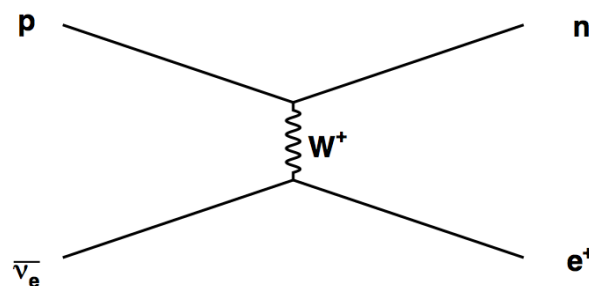


図 2.5 逆ベータ崩壊のファイマン図

ここで、

$$n \rightarrow p + e^+ + \bar{\nu}_e \quad (2.16)$$

は中性子の主なベータ崩壊反応である。ベータ崩壊の結合定数 G_w は $\tau_n \propto 1/G_w$ と表される。よって逆ベータ崩壊反応の反応断面積 $\sigma_{\nu p}$ は

$$\sigma_{\nu p} \propto G_w \propto 1/\tau_n \quad (2.17)$$

となり式 (2.15) が導かれる。

以上より液体シンチレータ中の自由陽子数 $N_p = 1.07 \times 10^{28}$ [個][8]、反応断面積 $\sigma_{\nu p}^{(0)}/4\pi L^2$ (炉心からの距離 $L = 24.3$ [m])、ニュートリノ生成レート $R_{\bar{\nu}_e}$ の積をとると、予想される検出器内の反応レート $f_{\bar{\nu}_e}$ は

$$f_{\bar{\nu}_e} = N_p \times \frac{\sigma_{\nu p}^{(0)}}{4\pi L^2} \times R_{\bar{\nu}_e} \times 86400 [\text{sec/day}] = 27.9 [\text{/day}] \quad (2.18)$$

と求まる。

図 2.6 は、検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトルを示している。反応頻度は、ニュートリノフラックスと反応断面積の積に比例し、4MeV 付近のニュートリノ事象がピークを持つことが分かる。

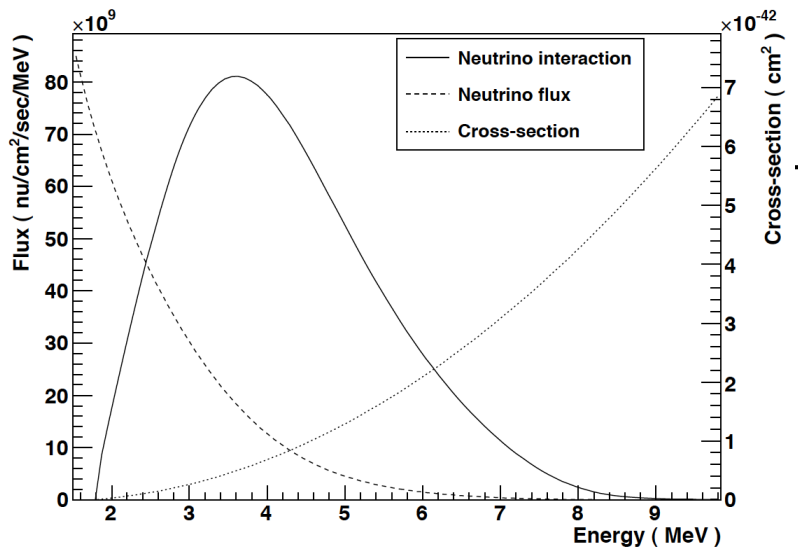


図 2.6 検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトル

2.4 液体シンチレーターの発光原理

液体シンチレーターは、溶質 (発光剤) と溶媒で構成されている溶液である。

溶媒の役割は、放射線のエネルギーを吸収して励起し、発光剤である溶質にエネルギーを伝達することである。溶媒に必要な条件としては、

- 発光剤へのエネルギー伝達効率が良い
- 溶媒の吸収スペクトル領域に発光剤の発光ピークが存在しない

- 発光剤を溶かしやすい

などがあり、これらの条件を満たす物質として、芳香族溶媒がよく用いられる。溶質としてよく用いられるのは、主に有機溶媒に対する溶解性が良く、弱い極性を持つPPOである。(発光スペクトルを通常の光電子増倍管のスペクトル応答によく合致させるよう移行させるための、第三の波長変換成分を加える場合がある。)

液体シンチレータは結晶シンチレータと比較して、発光機構が複雑なため未解決の問題も残っている。しかしおおよその発光過程は以下のようなものであると考えられている。

- (1) 溶媒分子が放射線のエネルギーを吸収して励起
- (2) 溶媒分子から他の溶媒分子へとエネルギーの移行
- (3) 励起した溶媒分子から溶質分子へのエネルギーの移行
- (4) 溶質分子が励起状態から遷移し発光

この、(4)における、励起された溶質分子の遷移による発光には大きく分けて、 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ sec という短い励起寿命の「蛍光」と、 $\sim 10^{-4}$ sec の非常に長い寿命である「燐光」がある。(蛍光も寿命によって数 ns の即発蛍光と数 10~ 数 100ns 以上の遅発蛍光に分かれる。)

蛍光状態が瞬間的に形成され、即発蛍光だけが観測されるなら、光パルスの時間的な形状は非常に早い立ち上がり部分に、単純な指数関数減衰がついたものとなる。

しかし、より詳しいモデルでは、次の二つの効果を考慮に入れている。そのひとつは、蛍光状態になるのに有する有限な時間であり、もうひとつは遅発蛍光や燐光に対応する遅いシンチレーションの成分である。数 ns という即発蛍光の減衰時間に比べ、遅い成分は数百 ns 以上の減衰時間である。光収率の多くの場合は即発成分なので、この長寿命の尾の部分は、次に述べる波形弁別法を用いる場合を除いて有用ではない。

2.4.1 波形弁別法 (PSD)

常陽実験の課題のひとつに、高速中性子事象がバックグラウンド事象として支配的であることが挙げられた。本研究では、高速中性子を除外するための手段として、波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination、以下 PSD) を採用した。

PSD とは、遅い成分に現れる光の割合が、励起粒子の種類に依存することを用いて、同じエネルギーを検出器に付与した異種の粒子間の弁別を行う方法である。

図 2.7 は、アルファ粒子、高速中性子、ガンマ線の異種粒子を、有機結晶シンチレーター・スチルベンを用いて観測した場合のシンチレーション光の波形の違いを示している [14]。

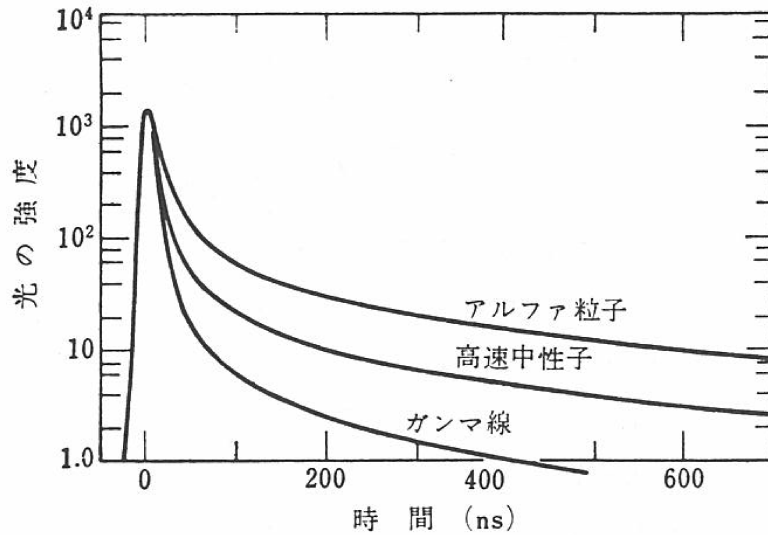


図 2.7 異種放射線におけるシンチレーション光波形の違い [14]

この波形の違いを用いて、入射粒子を同定することができる。

Double Gate 法

PSD の具体的な解析方法にはいくつかあるが、本研究においては、Double Gate 法 [14] と呼ばれる手法を用いた。

図 2.8 は、その概念図である。まず、波形全体の領域を Total と定義する。波形の後半の領域を Tail と定義する。それぞれの領域について積分した値 (\propto 電荷) を Q_{total} 、 Q_{tail} とする。たとえば、ガンマ線に比べ高速中性子は減衰が小さく、Tail の領域が占める割合が大きい。そのため $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の値が大きくなる。

この $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の値の分布を検証することで、高速中性子事象を効率的に除外することを本研究では行っている。

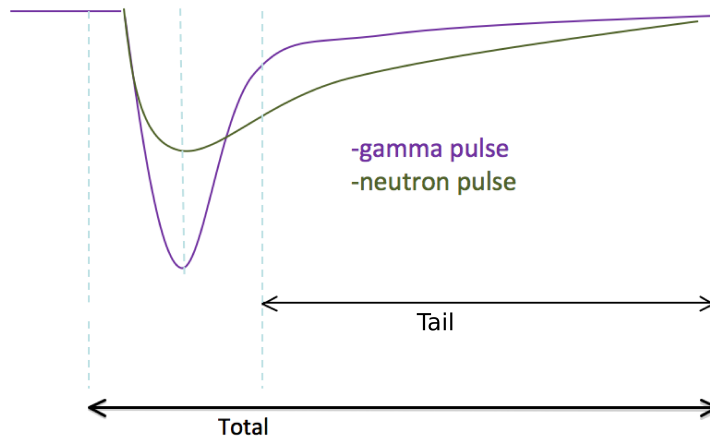


図 2.8 Double Gate 法の概念図

2.5 事象位置再構成

事象位置は各々の光電子増倍管の電荷分布によって決定する。予想される全光電子数に対する各々の光電子増倍管に入る光子数の比 R_i^{exp} は次のように表される。

$$R_i^{\text{exp}} = \frac{N_{\text{photon}} \times \Omega_i \times \exp(-\frac{L_i}{\tau})}{\sum_{i=0}^{24} N_{\text{photon}} \times \Omega_i \times \exp(-\frac{L_i}{\tau})} = \frac{\Omega_i \times \exp(-\frac{L_i}{\tau})}{\sum_{i=0}^{24} \Omega_i \times \exp(-\frac{L_i}{\tau})} \quad (2.19)$$

ここで i は光電子増倍管の番号、 Ω_i は事象位置からの光電子増倍管の光電面の立体角、 L_i は事象位置から光電面までの距離、 τ は液体シンチレータの発光減衰長、そして N_{photon} は事象位置の光子数である。事象位置は R_i^{exp} と観測率 R_i^{obs} を比較する事で求められる。観測率は光電子数に比例し、次のように表される。

$$R_i^{\text{obs}} = \frac{Q_i}{\sum_{i=0}^{24} Q_i} \quad (2.20)$$

また事象位置再構成の χ^2 は次のように表せ、 χ^2 が最小値になる点が事象位置である。

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{24} \frac{(R_i^{\text{exp}} - R_i^{\text{obs}})^2}{\sigma^2} \quad (2.21)$$

第 3 章

改良型検出器

本実験グループでは、常陽実験の課題を元に、2009 年より、改良型検出器の構築を行った。構築方法及び用いる実験機器について説明する。

3.1 改良型検出器

3.1.1 常陽実験からの改良点

常陽検出器と比較した改良型検出器の特徴は以下の通りである。

波形弁別 (PSD) 能力の実装 常陽実験においてバックグラウンドとして支配的だった高速中性子事象を除外する目的で実装した。具体的には、

- 波形情報をデータとして取得可能な Flash ADC の導入
- PSD 能力を備えた液体シンチレーターの導入

を行った。

検出器の二層化 直径約 120cm のアクリル球の内部に直径約 75cm のガラス球を備えた構造とした。外側はバッファ層として水道水を循環させており、環境ガンマ線や高速中性子を遮蔽する効果がある。内側は入射する反電子ニュートリノが反応するターゲット層であり、PSD 能力を備えた液体シンチレーターを充填する。

また、常陽実験では、ターゲット層外殻付近の事象位置再構成能力の精度が低いという問題があった。二層化により、ターゲット層を縮小し、光電子増倍管 (以下、PMT) から遠ざけることで、事象位置再構成能力の改良が期待できる [7]。

経年変化の少ない安定な液体シンチレーターの開発 常陽実験において、液体シンチレーターが経年劣化により白濁化し、長期測定が不能となる問題があった。

よって本研究においては組成を見直し、安定な液体シンチレーターを開発した。詳しくは第 3.2 節で述べる。

3.1.2 検出器本体の構造

図 3.1 は、現在の検出器本体の概要である。ニュートリノターゲット層として体積 199L の液体シンチレーターが充填されている。将来的には 230L を充填する予定だが、消防法による制限のため、一室に保管する可燃性液体の体積は 200L 以下に抑えなければならない。バッファ層として水道水を循環させている。外側に直径 8 インチの PMT16 本が装着されている。(PMT については第 3.3 節で詳述する。)。検出器全体を防爆、絶縁仕様のナイロン製ブラックシートで 2 重に覆うことで、遮光している。酸素クエンチングを抑え、発光量を高めるため、ターゲット層は窒素によるバブリングを行っている。現状では、常陽実験に比し、ターゲット層の体積 21.6%、表面積 36.0% となっている。

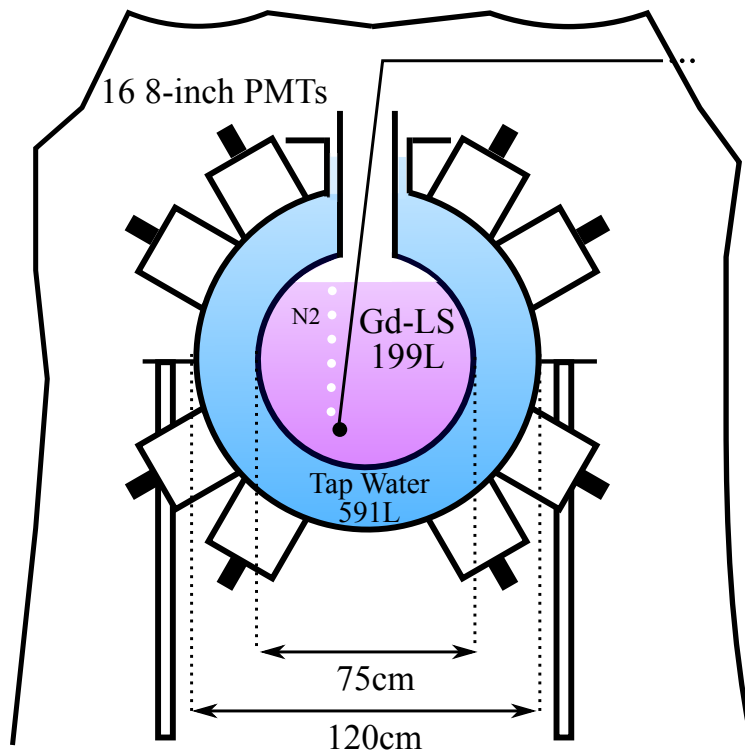


図 3.1 検出器本体の概観 (現状)

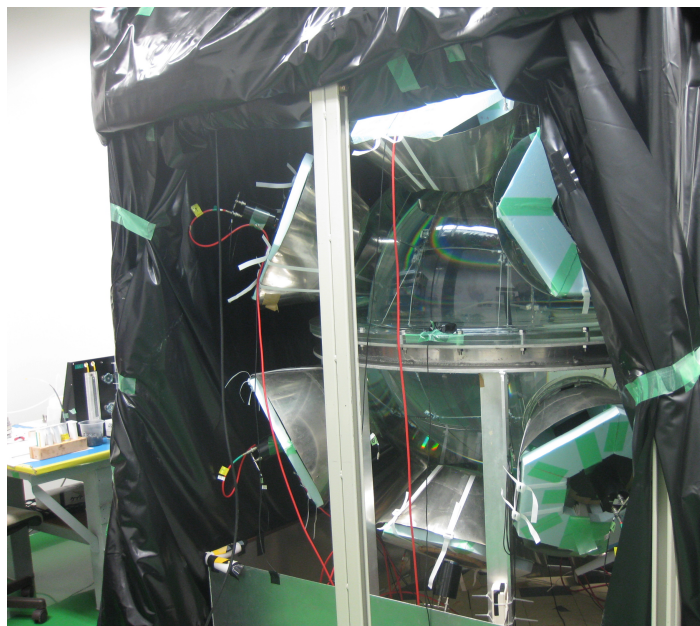


図 3.2 検出器本体の概観写真 (2011 年 11 月 14 日撮影)

ターゲット層となるガラス球は図 3.3 のように、ナイロン被覆のステンレスワイヤーによって吊るされている。

また、窒素ガスおよび水道水の循環は図 3.4 のように行われている。窒素ガスは G1 規格 (純度 99.99995%) のものを用いており、現在流量約 150ml/min でバブリングを行っている。ターゲット層下部でバブリングが行われ、ガスがガラス球上部に備えた排出経路から出て、室外に排出される。

水道水はバッファ層下部に注入され、アクリル球首部から溢れて排出されている。

逆流防止のため以下のような装置を介し Water IN に至っている。

蛇口 → 減圧弁 → 濾過装置 → 流量調節器 → 逆支弁

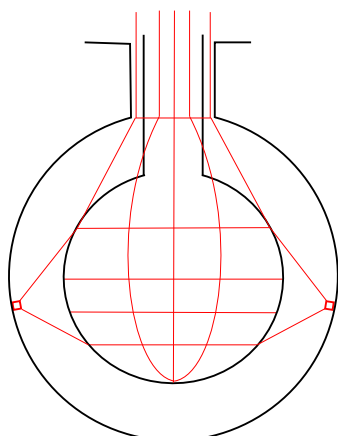


図 3.3 ワイヤ設置の模式図

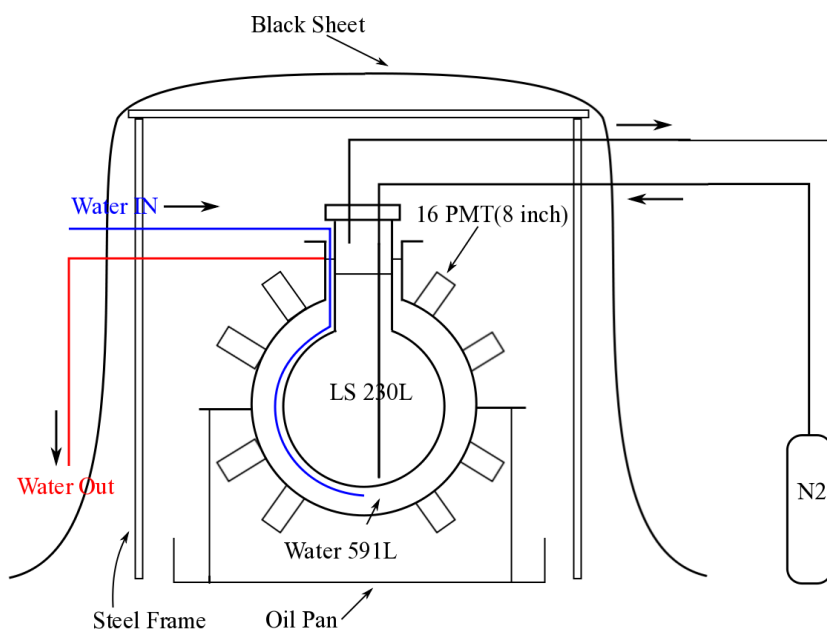


図 3.4 窒素ガス及び水道水循環の概要

3.2 ガドリニウム入り液体シンチレーターの組成と特性

改良型検出器における液体シンチレーターに対する要請としては、以下の2つがある。

- 経年変化が小さく安定であること
- PSD能力を備えること

我々は常陽実験で用いられたガドリニウム入り液体シンチレーターに対し改良を加えることで、この2点を満たす液体シンチレーターを開発した。表 3.1 は、常陽検出器と本研究の改良型検出

器の液体シンチレーターの組成の比較である。ただし、Paraol は商品名であり、ブテン、ブタン

表 3.1 常陽実験と本研究の液体シンチレーターの組成の比較

物質名	常陽検出器	改良型検出器
BC521	11.2w%	5.0w%
プソイドクメン	12.6w%	95.0w%
Paraol	76.3w%	0.0w%
PPO	1.53g/L	2.89g/L
bis-MSB	0.2g/L	0.0g/L

を原料として合成された低粘度パラフィン系炭化水素を基油とする合成加工油である。BC521 はガドリニウム (0.5w%) を含んだプソイドクメンベースの既製品の液体シンチレーターである (市販品であるため、詳しい組成を記すことは出来ない。)。bis-MSB は PMT の感度域にスペクトラムを合致させるための、波長変換成分であり、化学名は 1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼンである。

また、プソイドクメンおよび PPO の構造式を図 3.5、3.6 に示す。

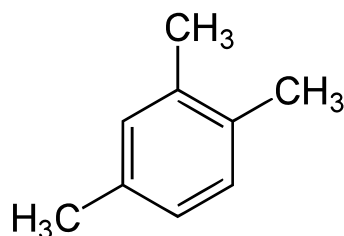


図 3.5 プソイドクメンの構造式

表 3.2 プソイドクメンの特性 [19]

分子量 [g/mol]	120.2
密度 [g/cm ³]	0.88
引火点 [°C]	54

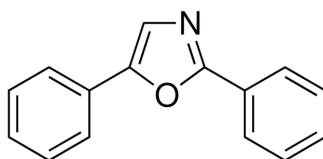


図 3.6 PPO の構造式

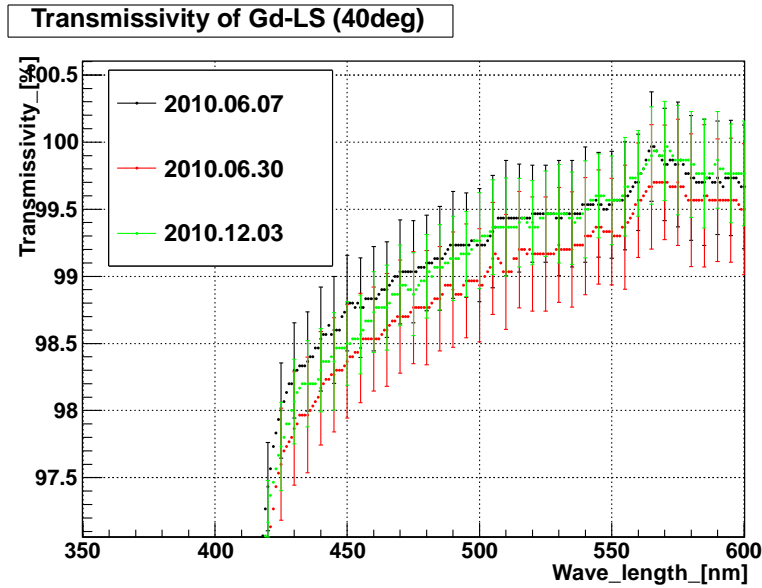


図 3.8 改良型液体シンチレーターの透過率測定 (透過率 100% 付近の拡大図)

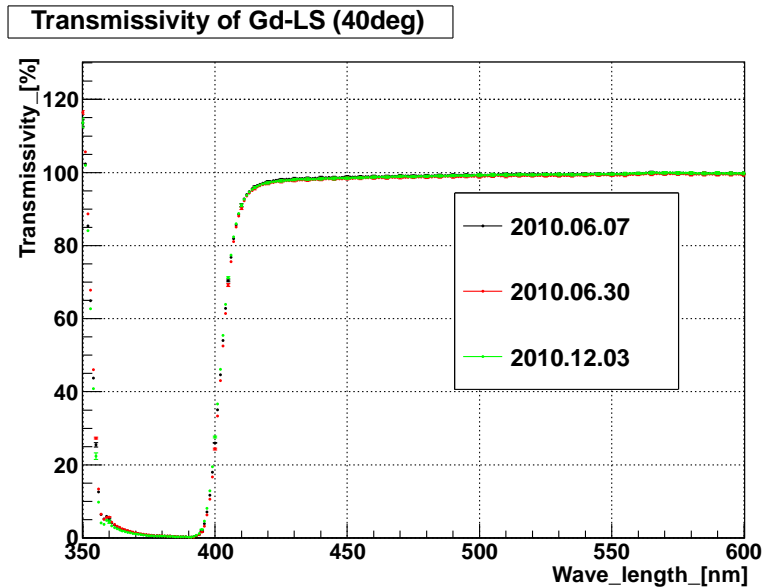


図 3.9 改良型液体シンチレーターの透過率測定

また、図 3.9 から、PPO による吸収再発光が波長 350~400nm で起きており、後述する光電子増倍管の感度域 (図 3.13) とよく合致していることが確認できた。

PPO 濃度の決定

液体シンチレーターの発光量は、溶質 (発光剤) の濃度に依存する。

図 3.10 は、PPO 濃度と発光量の関係を示したグラフである [8]。発光量が安定し始める値 3g/L 付近を本研究では採用した。

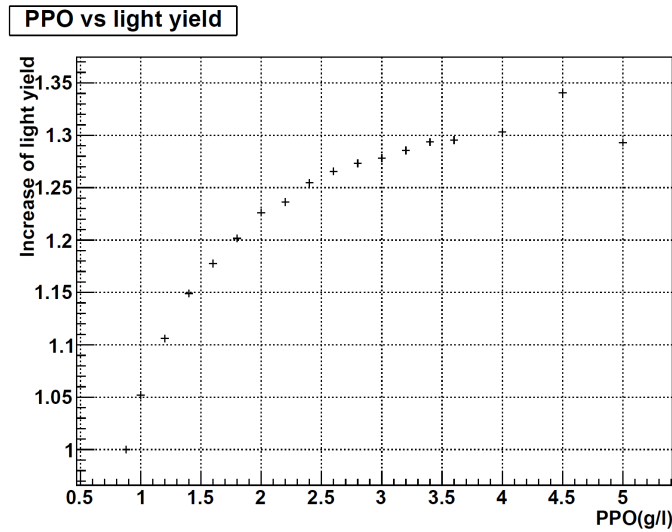


図 3.10 PPO 濃度と発光量の関係 [8]

特性

表 3.3 は、液体シンチレーターの特性を示している [8]。

表 3.3 常陽実験と本研究の液体シンチレーターの特性の比較 [8]

	常陽検出器	改良型検出器
密度 (at 20 °C)	0.838g/cm ³	0.890g/cm ³
H/C 比	1.94	1.33
体積	944L	199L
陽子数	6.22 × 10 ²⁸ 個	1.07 × 10 ²⁸ 個
発光量	9400photons/MeV (55%anthracene)	12500photons/MeV (74%anthracene)
ガドリニウム濃度	0.05w%	0.025w%
中性子捕獲時間	49.6μs	79.8μs

安定かつ PSD 能力を備えた液体シンチレーターの実現のため、ガドリニウム濃度を常陽実験に比し低くした。その結果、ガドリニウムの中性子捕獲時間が長くなった。

PSD 能力の検証

改良型液体シンチレーターを検出器本体に導入する前に、改良型液体シンチレーターに PSD 能力が備わっているか検証するため、バイアルサイズの改良型液体シンチレーターをに対して、中性子及びガンマ線を同時に放出する ^{252}Cf を用いて実験を行った [8]。

同様の実験を付録 B で行うため、ここでは過去の結果のみを示す。図 3.11 は、得られた波形に対し、Double Gate 法を適用し、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布のヒストグラムを描いたものである。(Total の幅は 180ns、Tail の幅は 150ns である。)

このように、バイアルサイズでは、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布に 2 種類のピークが確認でき、ガンマ線事象、中性子事象の弁別が確認できた。ただし、一般的に検出器サイズが大きくなると、PSD 能力は低くなると言われており、実機サイズで PSD 能力を有しているか確認することが改良型検出器の研究開発における目的の一つである。

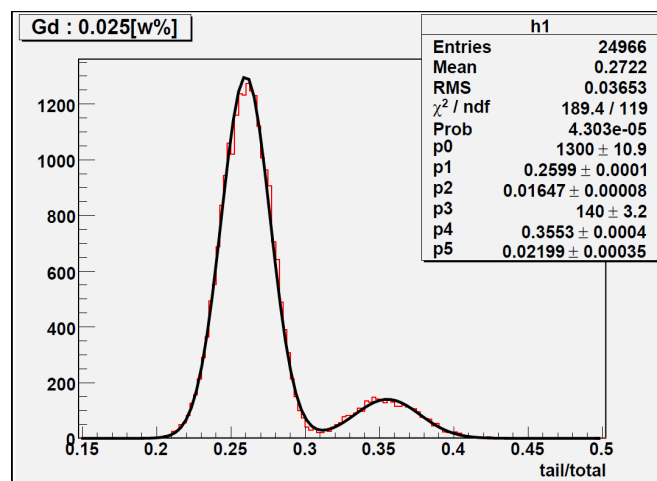


図 3.11 バイアルサイズでの PSD 能力検証結果 ($Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布)[8]

3.3 光電子増倍管 (PMT)

シンチレーション光の測定には、浜松ホトニクス製の 16 本の 8 インチ PMT R5912 を用いている。

PMT の動作原理について簡単に述べる。

- (1) 光電面に入射された光子は、ある確率 (量子効率、最大約 25%) で光電効果を起こし、電子 (以下、光電子) を生成する。
- (2) 生成された光電子は、PMT に印加された電圧により加速され、PMT 内部の第一ダイノードに衝突する。
- (3) 衝突した 1 個の光電子は数個の二次電子を叩き出し、それらは第二ダイノードに入ってさらに増倍される。

- (4) このサイクルを繰り返し、電子は隣り合うダイノード間の電位差により加速されながら次々と増倍される。
- (5) 電子は最終的には数10万個から1千万個になって陽極に到達し、信号電流として外部に取り出される。

1個の光電子から最終的にいくつの電子に増倍されるかを表した値を、PMTのGain(利得)と呼ぶ。そのキャリブレーションについては、第3.5.1項で述べる。

図3.12にPMT R5912の寸法や構造を示す。光電子増倍管は、アクリル製のハウジングに入れられており、透明のシリコンゴム(信越科学工業;型番KE-103)で固定されている。これらはアクリル球表面に設置されている。アクリル球の表面積に対して光電面は11.4%に相当する。また、各PMTの取り付け位置については表3.5で述べる。

光電子増倍管は地磁気の影響を受けやすい。地球上には地磁気があり、その影響を受けて光電子増倍管のゲインは増減する。これを防ぐために、光電子増倍管は磁場を遮蔽する効果を持つ μ メタルで包んでいる。ここで使用する μ メタルはKamiokande実験で使用されていたものを再利用している。

図3.13は、PMT R5912の光電面の入射波長に対する放電感度及び量子効率を示している[18]。約400nm付近で最も検出感度が高まることが分かる。

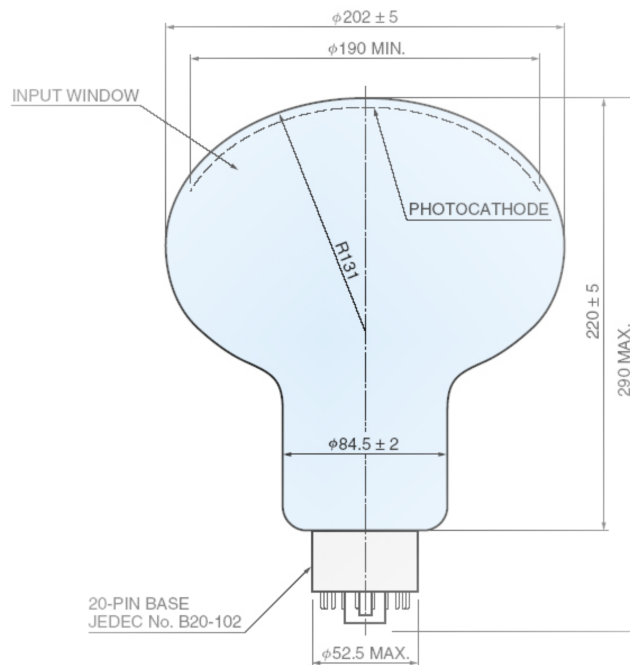


図3.12 PMT R5912の概観と寸法 [18]

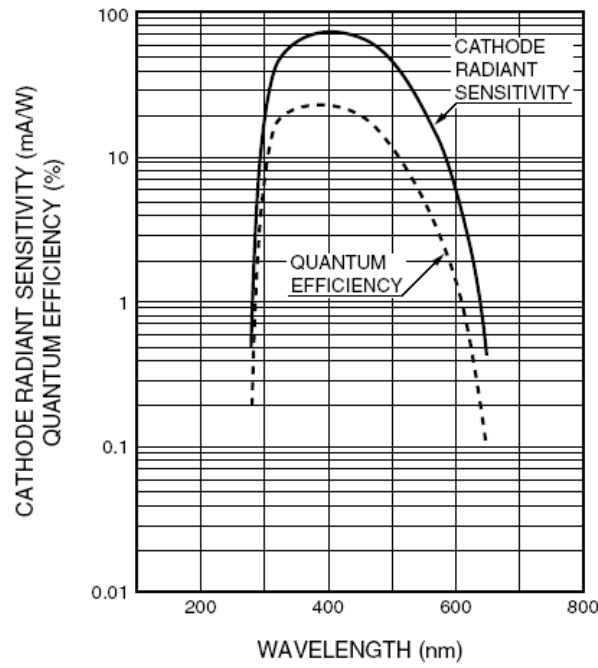


図 3.13 PMT R5912 の入射光波長に対する放射感度及び量子効率の関係 [18]

表 3.4 は、R5912 の特性を示している。

表 3.4 PMT R5912 の特性

管径	202mm (光電面直径 190mm)
光電面材質	バイアルカリ
最高感度波長	420nm
量子効率 at 420nm	~ 25%
最大印加電圧	-2000V
陽極暗電流	50nA
走行時間	55ns
走行時間拡がり (TTS)	2.4ns
パルス上昇時間	3.4 ns
パルスリニアリティ (5% 変動)	40mA

3.4 データ取得システム

3.4.1 Flash Analog to Digital Converter(Flash ADC)

本研究では、PSD を用いた解析を行うため、波形情報をデータとして取得可能な Flash ADC を採用した。

Flash ADC は CAEN 製 v1721 を用いている。v1721 は 8bit のデータブロックを 500MHz のサンプリングレートで取得することが可能であり、波形情報の時間分解能は 2nsec である。1 モジュールにつき 8ch まで同時取得が可能であり、現在、本研究では 16 本の PMT からの信号を取得しているため、2つのモジュールを備え、計 16ch のデータ取得を可能にしている。図 3.14 は、小型ニュートリノ検出器において、Flash ADC を用いて取得した波形情報のグラフである。

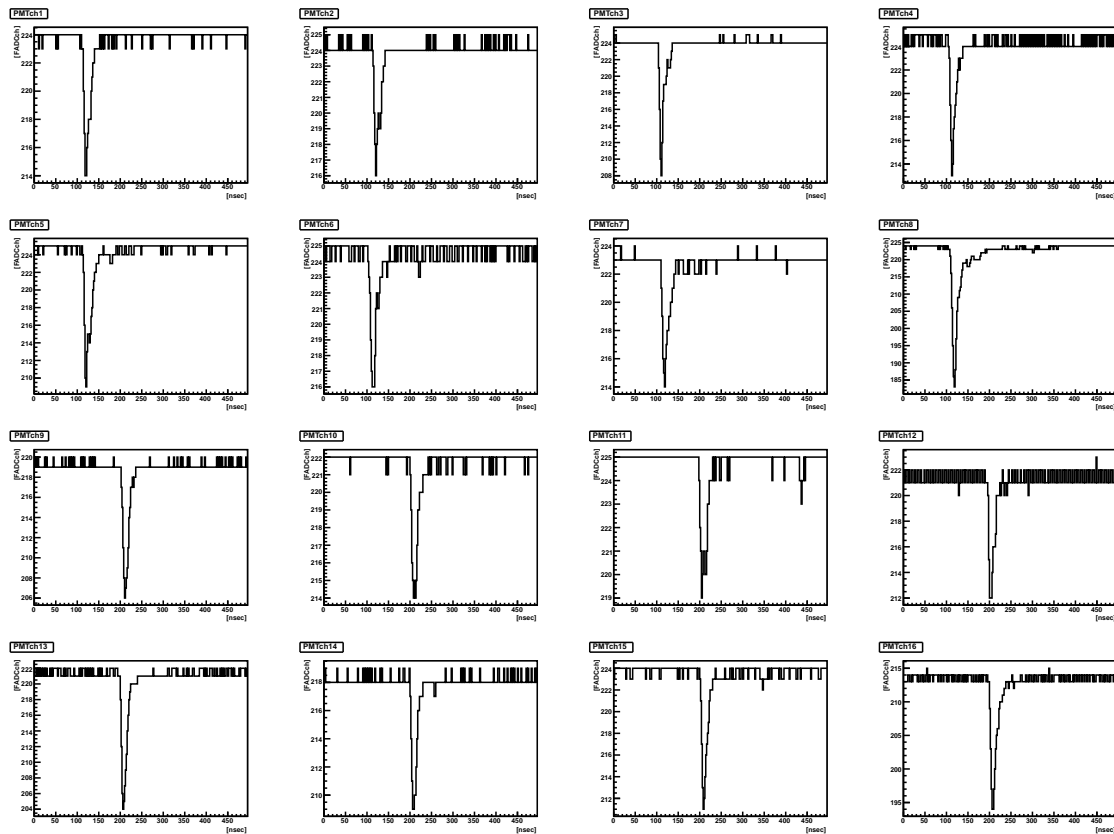


図 3.14 Flash ADC を用いて取得した波形データ

3.4.2 論理回路

図 3.15 は、本研究のデータ取得のために用いる各モジュールの回路図である。

常陽実験においては、遅延同時計測をハードウェアレベルで行っていたため、回路が複雑になっ

ていた。本研究では、閾値以上の全てのデータを取得し、遅延同時計測法による事象の選択は、データ取得後のオフライン解析で行う。これにより、データ量は多くなるが、回路を簡潔に出来るという利点がある。

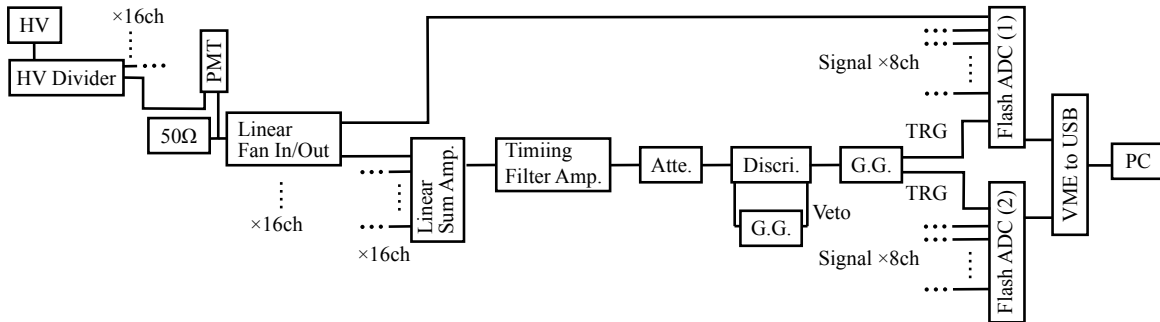


図 3.15 データ収集に用いる論理回路の概略

Discriminator の閾値については第 3.5.2 項で述べる。

3.5 キャリブレーション

改良型検出器における各パラメーターの較正 (キャリブレーション) について述べる。

3.5.1 Gain キャリブレーション

まず、発光ダイオード (LED) を用いて、各 PMT における、1 光電子に対する増倍率 (Gain) を求め、適切な印加電圧値を決定した [8]。本論文ではその結果のみを示す。表 3.5 は、各 PMT で採用した印加電圧値及びその際の Gain を示している。また、各 PMT の取り付け位置は検出器ターゲット層の中心を原点とした場合の球面極座標で表している。

表 3.5 各 PMT における印加電圧値と Gain

PMT 番号	印加電圧値 [V]	Gain[$\times 10^7$]	天頂角 [°]	方位角 [°]
1	-1240	1.23	33.3	0
2	-1220	2.24	33.3	90
3	-1330	1.44	33.3	180
4	-1180	1.86	33.3	270
5	-1260	2.57	66.6	45
6	-1700	2.20	66.6	135
7	-1500	2.38	66.6	225
8	-1500	2.38	66.6	315
9	-1420	2.10	147.7	45
10	-1440	1.92	147.7	135
11	-1500	1.84	147.7	225
12	-1700	1.45	147.7	315
13	-1440	2.08	113.4	0
14	-1480	2.21	113.4	90
15	-1380	2.06	113.4	180
16	-1460	2.38	113.4	270

3.5.2 エネルギーキャリブレーション

エネルギーキャリブレーションは、 ^{60}Co 線源を検出器のターゲット層中心に設置し行った。 ^{60}Co は崩壊時に 1.17MeV と 1.33MeV の 2 本のガンマ線を放出する線源である。

まず、各 PMT における、シンチレーション光波形を積分した値 (電荷) の分布を求めた。図 3.16 は、 ^{60}Co 設置時のデータを元に、電荷分布の横軸をエネルギースケールに変換したものである。

また、この分布から Discriminator の閾値が 1.6MeV 相当であることが分かる。(ただし、第 4 章における実際の解析においては、機器の不定性によるしみ出しを考慮し、1.8MeV 以下の事象をデータ処理の段階で除外した。)

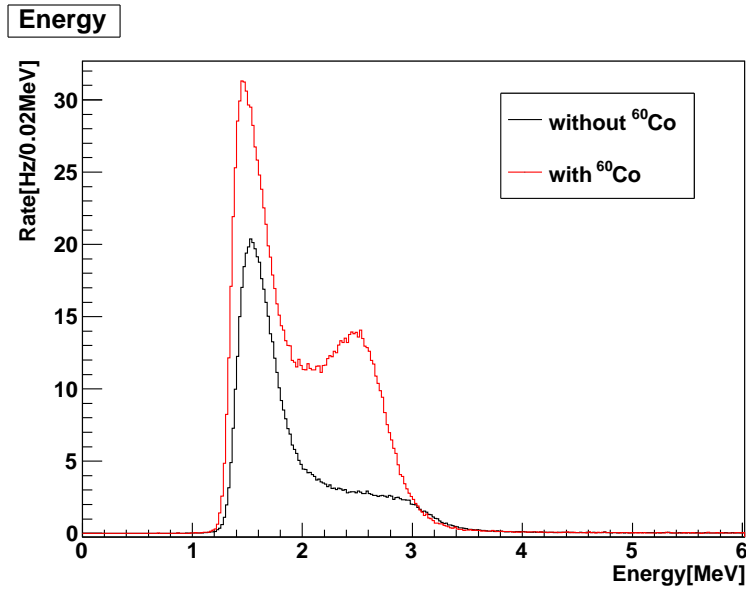


図 3.16 ^{60}Co 線源によるエネルギーキャリブレーション

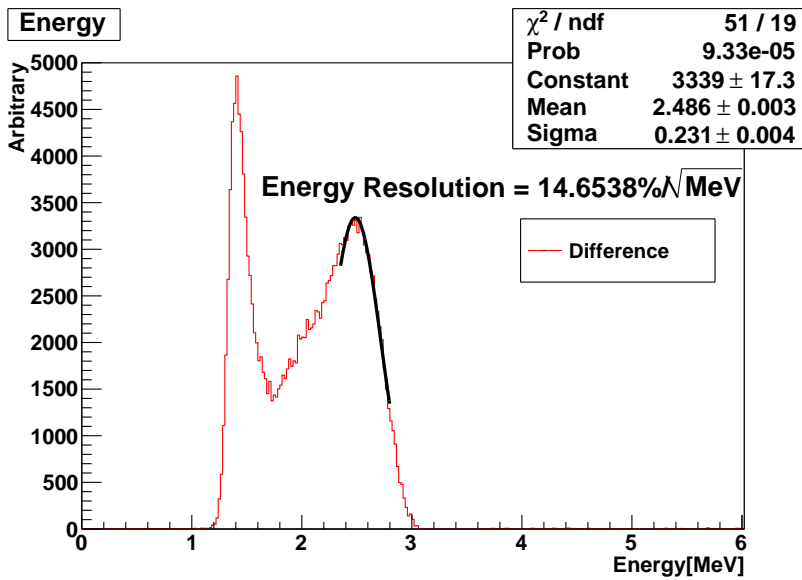


図 3.17 ^{60}Co 線源によるエネルギーキャリブレーション (差分)

図 3.16 における、 ^{60}Co によるピークに対してガウス分布で Fit を行い、偏差 σ を求めた。これにより、エネルギー分解能 R は、

$$R = \frac{\sigma}{\sqrt{2.5 [\text{MeV}]}} \times 100 = 14.7 [\%/\sqrt{\text{MeV}}] \quad (3.1)$$

と求まった。

3.6 モンテカルロシミュレーション

3.6.1 目的

本研究において、観測されるニュートリノ事象を見積もるために、モンテカルロシミュレーションを使用する。本研究で取得したデータをシミュレーションで再現することにより、検出器の性能評価を行う。

3.6.2 Geant4

シミュレーションには CERN が提供している Geant4 を使用する。本研究では Geant4 ver4.9.0.p01 を使用する。Geant4 とは粒子（光子）シミュレーションキットであり、高エネルギー分野で用いられている。Geant4 はオブジェクト指向の C++ ベースのシミュレータ開発用クラスライブラリで、測定データに基づいた粒子と物質の相互作用（電磁相互作用、ハドロン相互作用、光学相互作用）が関数やデータベースとなって組み込まれている。Geant4 の特徴として以下の点が挙げられる。

- 様々な形状の物質を定義することができ、その配置も容易
- 時系列を考慮
- 光子、電子、重荷電粒子、中性子などを取り扱える
- 2D 表示 (OpenGL)、3D 表示 (VRML) 可能

このような特徴からユーザは C++ 言語を利用して独自のプログラムを作成して、物質の幾何学的配置、発生させる粒子の種類と位置と方向、そして物理プロセスを記述することができる。

3.6.3 KAPST

Geant4 を用いた常陽検出器のシミュレータの作成は東京工業大学で行われた。作成したシミュレータは KASKA Prototype Detector Simulator Tokyo Tech(KAPST) と呼ばれる。KAPST での検出器の geometry はアクリル球、ガドリニウム入り液体シンチレータ、光電子増倍管の光電面、アクリルと光電子増倍管の光電面の間に入れたシリコンゴムから成る。物理プロセスには Hadronic interaction process のために QGSP BIC HP を採用している。QGSP BIC HP とは、20MeV 以下の低エネルギー範囲の中性子から、宇宙線ミューオンと検出器周りの物質との相互作用のような GeV スケールの高エネルギー範囲まで包含する。KAPST は荷電粒子のイオン化によって液体シンチレータ中で放出される光子の物理過程を追っている。シミュレータには光電子増倍管に入射する光子の時間情報と光子数情報が蓄積される。本研究では KAPST を用いて小型ニュートリノ検出器の性能評価を行う。

3.6.4 ジェネレータ

モンテカルロシミュレーション上で粒子反応を再現するプログラムであるジェネレータについて説明する。

ニュートリノジェネレータ

ニュートリノジェネレータは逆β崩壊反応後に放出される陽電子と中性子をシミュレートする。事象位置はターゲット層内に一様に飛ばす。陽電子の散乱角θの分布は次の式で表される微分反応断面積 $d\sigma/d\cos\theta$ に従う [13]。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)^{(0)} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(0)} \cos\theta] E_e^{(0)} P_e^{(0)} \quad (3.2)$$

ここで $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$ は陽電子の運動量、 $v_e = p_e/E_e$ は速度を意味する。f=1.0 と g=1.267 はベクトル結合定数と擬ベクトル結合定数である。また $E_e^0 = E_\nu - \Delta$ ($\Delta = M_n - M_p$) である。ニュートリノのエネルギー分布は図 2.2 の主な同位体のエネルギースペクトルを合計したものである。図 3.18 は逆ベータ崩壊の反応断面積を示す。左図は微分反応断面積を表し、右図は全反応断面積を表す。

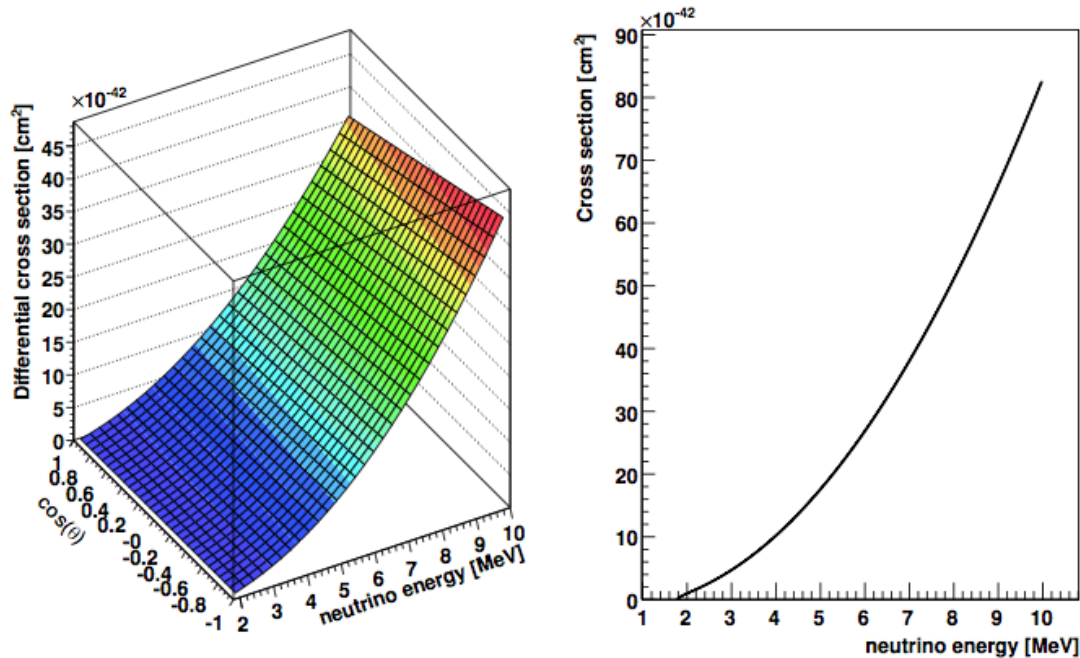


図 3.18 逆ベータ崩壊の反応断面積

(左図が微分反応断面積、右図が全反応断面積。)

第 4 章

改良型検出器によるバックグラウンド測定

東北大学の実験室において、改良型検出器を用いて、バックグラウンド測定を行った。本章では主にその解析結果と、課題について述べる。ここで判明した課題が Accidental バックグラウンド除去方法研究の動機となっている。

4.1 目的

常陽実験では予想されるニュートリノ事象数に対し、バックグラウンド (以下、BG) 事象数が多く原子炉 ON-OFF で有意な事象数の差分が観測できなかった。(cf. 第 1.3 節)

小型ニュートリノ検出器を実際に原子炉近傍に設置し、ニュートリノ観測を行うには、BG 事象を理解し、低減することが重要である。

そこで我々は改良型検出器を用いて、東北大学の実験室における BG の測定を行った。この結果を元に、検出器性能の評価を行った。特に、本研究において新たに導入された波形弁別法 (PSD) の有用性を検証することが重要である。

4.2 Single バックグラウンド

遅延同時計測法 (Delayed Coincidence) 適用前のバックグラウンドを Single バックグラウンドと呼ぶ。Single BG 事象を検証することは、測定環境における BG の構成要素を理解する上で重要である。

図 4.1 は、東北大学において、測定した Single BG 事象である。比較のため、常陽実験における実測データ、及び常陽で測定した際、予測されるニュートリノ事象のモンテカルロシミュレーションデータを常陽検出器、改良型検出器の場合それぞれについて描いている。この測定におけるレートは、約 473Hz であった。計測時間は約 1.1 日分相当である。

Single BG の実測データは、常陽実験、本実験において、スペクトラムの形状は概ね一致して

いる。2～10MeVの領域では、常陽実験のBGレートが高いが、測定環境の建造物構造の違いから、コンクリート由来の環境ガンマ線量の違いが現れたためと考えられる。

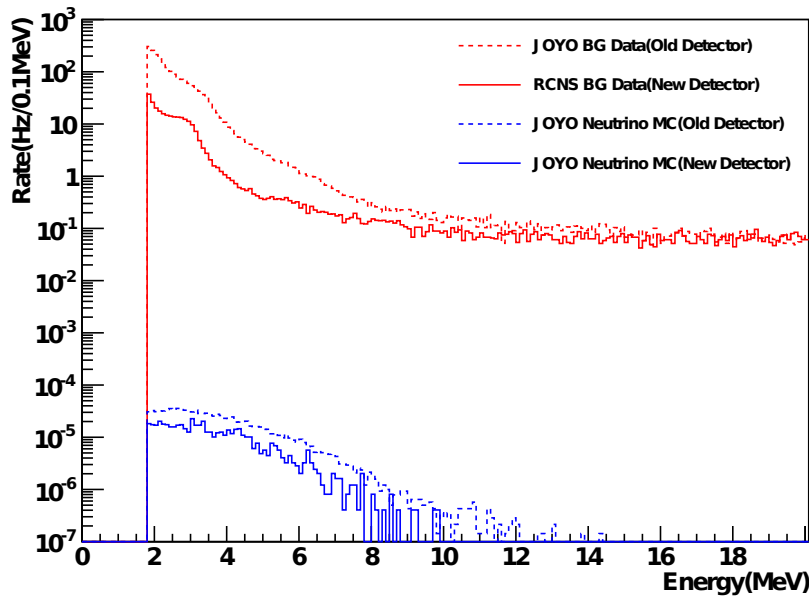


図 4.1 常陽と東北大学での Single BG 比較

図 4.2 は、常陽実験において、Single BG 事象のコンポーネント及びニュートリノ事象をモンテカルロシミュレーションで再現した結果である [13]。

環境ガンマ線は主に実験環境の物質中における放射性同位体 ^{40}K 、 ^{238}U 、 ^{232}Th 系列の崩壊過程で放出される。環境ガンマ線は最大 2.6MeV のエネルギーだが、エネルギー分解能により、それより高いエネルギーよりしみ出して観測される事象がある。エネルギー値が高い領域は宇宙線ミュオン事象の分布が緩やかに続く。表 4.1 は、エネルギー閾値 E_{th} を変化させた場合、残るニュートリノ事象数と、BG レートの推移を常陽実験と本実験について比較したものである。本実験は、ターゲット層の縮小により、ニュートリノ事象数は減らしているが、バッファ層の効果により、環境ガンマ線の減少にも成功している。常陽実験では $E_{th} = 4.0$ [MeV] で、BG レート 252.06Hz、ニュートリノ事象数 49.81[/day] という値を実現しているが、本実験では、 $E_{th} = 2.0$ [MeV] で、それに近い値を実現している。より低エネルギーのニュートリノ事象も確保できているということが言える。

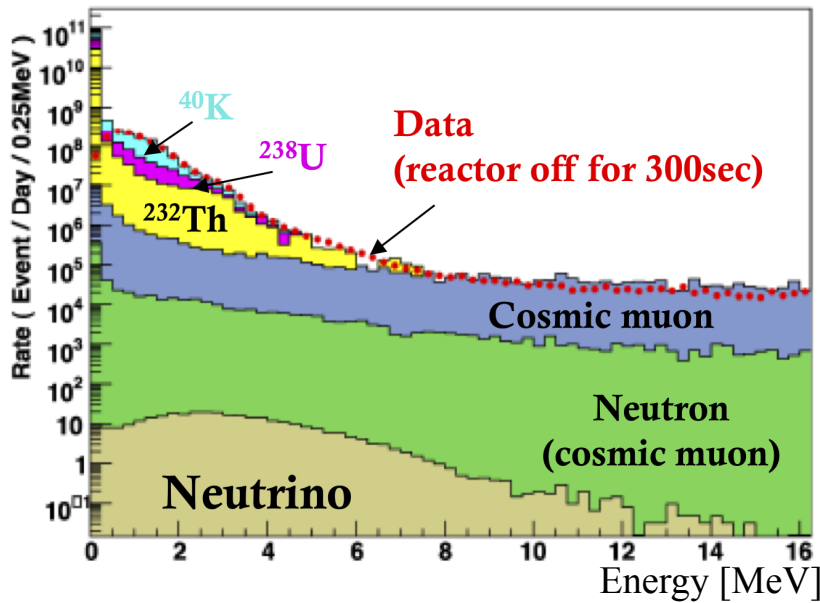


図 4.2 常陽実験におけるバックグラウンド・コンポーネント (モンテカルロシミュレーション)

表 4.1 常陽実験と本実験における BG レートとニュートリノ事象数の比較 (数値は上段がそれぞれ BG レート、下段がニュートリノ事象数を表している。)

	$E_{th} = 2.0$ [MeV]	$E_{th} = 3.0$ [MeV]	$E_{th} = 4.0$ [MeV]
常陽実験	1920.33[Hz] 121.26[/day]	598.85[Hz] 82.88[/day]	252.06[Hz] 49.81[/day]
本実験	297.19[Hz] 26.26[/day]	135.82[Hz] 17.42[/day]	90.35[Hz] 9.91[/day]

4.3 Delayed Coincidence におけるバックグラウンド

本実験では、閾値以上の Single バックグラウンド事象をデータとして取得後、データ解析の段階で Delayed Coincidence を適用した。Delayed Coincidence を適用することにより、環境ガンマ線事象や宇宙線ミュオン事象を大幅に除外できる。残る BG コンポーネントとしては、以下のようなものが考えられる。

Accidental BG Delayed Coincidence は指定した時間幅に入ってくる物理的相関性のある事象を選択する方法だが、物理的相関性が無いにも関わらず、偶発的 (Accidental) に、指定した時間幅に 2 つ以上の事象が入ってしまい、Delayed Coincidence 適用後に残ってしまう場合がある。これを Accidental BG 事象という。その主なコンポーネントとしては、

- 環境ガンマ線

- 宇宙線ミュオン

が挙げられ、これらがそれぞれ偽先発信号、偽後発信号として検出される。

Correlated BG ニュートリノ事象では、期待される先発信号と後発信号の時間差は、 $79.8\mu\text{s}$ である(第2.2節)。この時間幅では、ニュートリノ事象以外にも、物理的相関性を持った事象の組み合わせが存在し、それを Correlated BG 事象という。主なコンポーネントには以下の2つが主に挙げられる。

- Michel electron BG

先発信号 宇宙線ミュオンが検出器内でエネルギーを落としきり止まる事象。

後発信号 宇宙線ミュオンが平均寿命 $\tau \sim 2.2[\mu\text{s}]$ で崩壊し、電子(以下、Michel electron)を放出する事象。

$$\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \nu_\mu + e^- \quad (4.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ \quad (4.2)$$

エネルギー保存則と運動量保存則より、電子は最大でミュオンの静止質量の $1/2(\sim 53\text{MeV})$ のエネルギーを持ち観測される。

- 高速中性子 BG(宇宙線ミュオンが検出器周辺のコクリートで核破碎反応を起こし発生する)

先発信号 高速中性子が検出器内の陽子と弾性衝突を繰り返す。その反跳陽子(以下、Recoil proton)による事象。

後発信号 弾性衝突により高速中性子は熱中性子となり、液体シンチレーター中の水素もしくはガドリニウムに捕獲(約 $79.8\mu\text{s}$ 後)され、ガンマ線を放出する事象。水素捕獲であれば、約 2.2MeV 、ガドリニウム捕獲であれば約 8MeV のエネルギーのガンマ線となる。

以下の解析では、先発信号と後発信号の時間差 Δt によって、表4.2のように BG データを定義した。

$0 \leq \Delta t \leq 100[\mu\text{s}]$ の時間幅では、偶発的にこの時間幅に入る Accidental BG の中に、Correlated BG が混在しており、Total BG と呼ぶ。また、先発信号から十分時間が経った後は、物理的相関性のある事象は残らず、Accidental な事象のみとみなせる。そこで Accidental BG 事象のサンプルとして、 $1000 \leq \Delta t \leq 1100[\mu\text{s}]$ の時間幅に入る事象を定義した。よって、Total BG 事象と Accidental BG 事象の差分を取れば、Correlated BG が見積もれる。

表4.2 各BGにおける Δt の定義

Total BG	$0 \leq \Delta t \leq 100$
Accidental BG	$1000 \leq \Delta t \leq 1100$
Correlated BG	(Total BG) - (Accidental BG)

本節ではこの Accidental BG 事象、Correlated BG 事象が各変数(エネルギー、 Δt)でどのような分布をとっているのか検証する。データサンプルとして、東北大学の実験室において、改良

型検出器を用いて取得したデータを用いた。この際のトリガーレートは約 472Hz であり、計測時間は約 5.4 日である。

4.3.1 Accidental BG

まず、Accidental BG 事象について示す。図 4.3、4.4、4.5 は、Total BG 事象と Accidental BG 事象の Prompt エネルギー (先発信号のエネルギー)、Delayed エネルギー (後発信号のエネルギー)、 Δt 分布である。この際の各変数が表 4.3、4.4 の条件 (Cut condition) を満たす事象のみを選択した。

Prompt エネルギー、Delayed エネルギー共に Total BG 事象は Accidental BG 事象とスペクトラムがほぼ一致しているが、差分が見て取れる。この部分が Correlated BG 事象といえる。 Δt の分布は $0 < \Delta t < 10 [\mu\text{s}]$ で指数減衰する分布が見えるが、これは Correlated BG 事象のうち時定数 $\tau \sim 2.2 [\mu\text{s}]$ である 宇宙線ミュオンの崩壊 (Michel electron BG) によるものである。

表 4.3 Total BG の Cut condition

Prompt エネルギー E_p	$1.8 \leq E_p [\text{MeV}]$
Delayed エネルギー E_d	$1.8 \leq E_d [\text{MeV}]$
Δt	$0 \leq \Delta t \leq 100 [\mu\text{s}]$

表 4.4 Accidental BG の Cut condition

Prompt エネルギー E_p	$1.8 \leq E_p [\text{MeV}]$
Delayed エネルギー E_d	$1.8 \leq E_d [\text{MeV}]$
Δt	$1000 \leq \Delta t \leq 1100 [\mu\text{s}]$

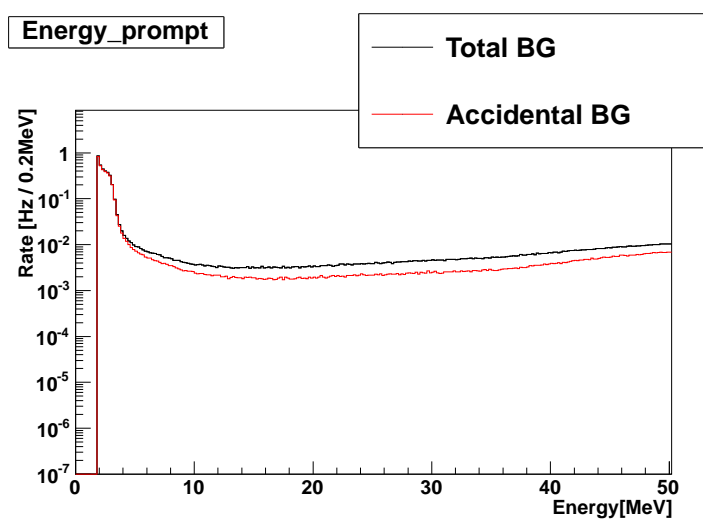


図 4.3 Accidental BG 事象 (Prompt エネルギー)

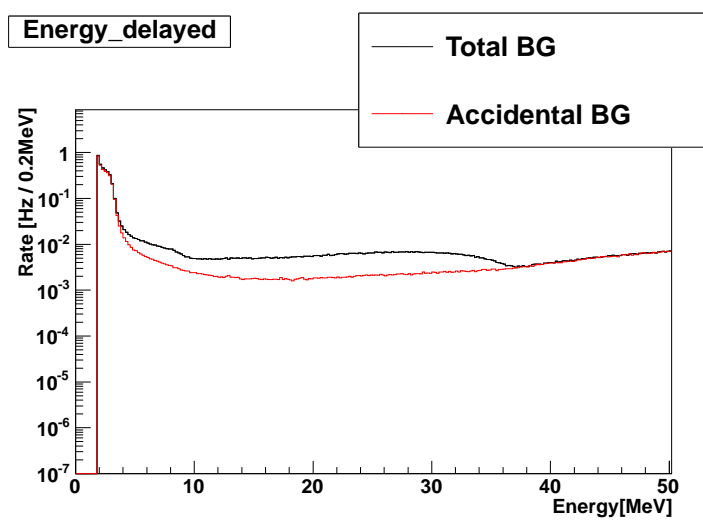
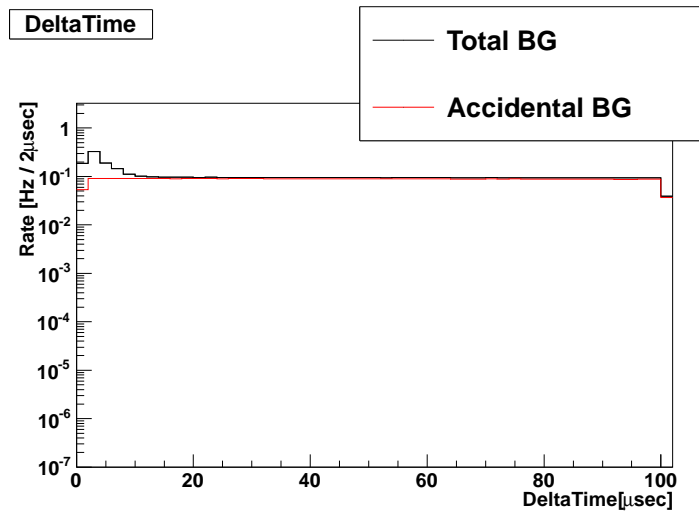


図 4.4 Accidental BG 事象 (Delayed エネルギー)

図 4.5 Accidental BG 事象 (Δt)

4.3.2 Correlated BG

Total BG 事象と Accidental BG 事象の差分を取った Correlated BG 事象について示す。この Correlated BG に含まれる各コンポーネントについて以下で検証する。

Michel electron BG

ミューオン崩壊による Michel electron BG が主に含まれている範囲として、表 4.5 のような Cut condition を定義した。

Michel electron のとりうるエネルギーは最大 53MeV まで分布する。そのうち高速中性子 BG を除外するため、Delayed エネルギーの低エネルギー領域 ($<10\text{MeV}$) を除外した。

図 4.6、4.7、4.8 は、Correlated BG 事象と Michel electron BG 事象における各変数の分布である。高エネルギー領域では Amp の線形性が保たれないため 40MeV 程度までだが、Delayed エネルギーの分布が緩やかに続いている。また Δt はミューオンの平均寿命 $2.2\mu\text{s}$ に近い $\tau = 2.169 \pm 0.007 [\mu\text{s}]$ で指数減衰する分布が見え、 Δt が大きい領域のイベントはほぼ無くなっている。これらの兆候からも、この Cut condition では Michel electron BG 事象が主に含まれていることが確認できた。

表 4.5 Michel electron BG の Cut condition

Prompt エネルギー E_p	$1.8 \leq E_p [\text{MeV}]$
Delayed エネルギー E_d	$10 \leq E_d [\text{MeV}]$
Δt	$0 \leq \Delta t \leq 100 [\mu\text{s}]$

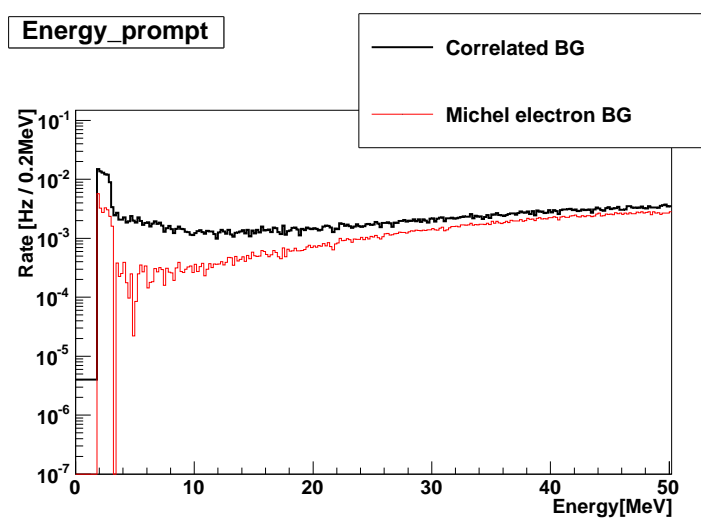


図 4.6 Michel electron BG 事象 (Prompt エネルギー)

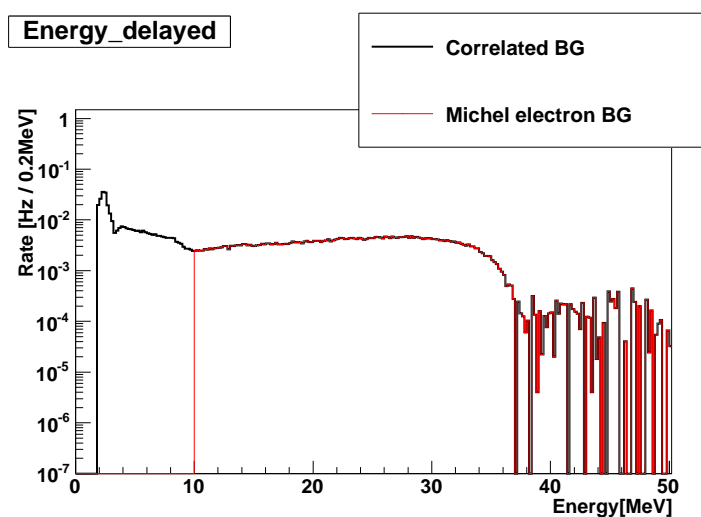


図 4.7 Michel electron BG 事象 (Delayed エネルギー)

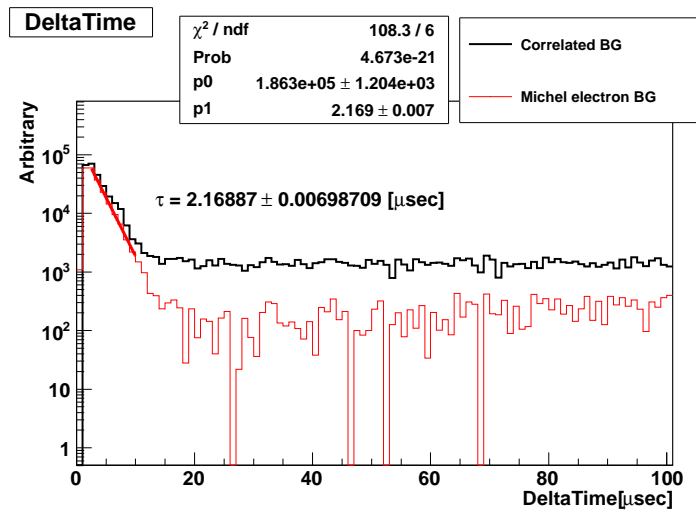


図 4.8 Michel electron BG 事象 (Δt)

高速中性子 BG

高速中性子 BG 事象が主に含まれている範囲として、表 4.6 の Cut condition を定義した。Michel electron BG を除外することにより、高速中性子 BG が主体的となる。Delayed エネルギーは、ガドリニウムが放出するガンマ線 (8MeV) の事象を確保し、高エネルギー領域の Michel electron を除外するため $1.8 \leq E_d \leq 10$ [MeV] とした。 Δt についてだが、小さい領域は、Michel electron が主であることが分かったので、それを除外するため、 $20 \leq \Delta t \leq 80$ [μ s] とした。

図 4.9、4.10、4.11 は Correlated BG 事象と Michel electron BG 事象における各変数の分布である。Delayed エネルギーは 2.2MeV 近辺に水素による中性子捕獲のピークが見え、ガドリニウムによる中性子捕獲の効果で 8 ~ 10MeV に分布が見える。高速中性子は宇宙線による核破砕が起源なので、Recoil proton のエネルギーは一定にはならず、分布に広がりをもつ。そのため、Prompt エネルギーは高エネルギー領域まで緩やかな広がりをもって続いている。

表 4.6 高速中性子 BG の Cut condition

Prompt エネルギー E_p	$1.8 \leq E_p$ [MeV]
Delayed エネルギー E_d	$1.8 \leq E_d \leq 10$ [MeV]
Δt	$20 \leq \Delta t \leq 80$ [μ s]

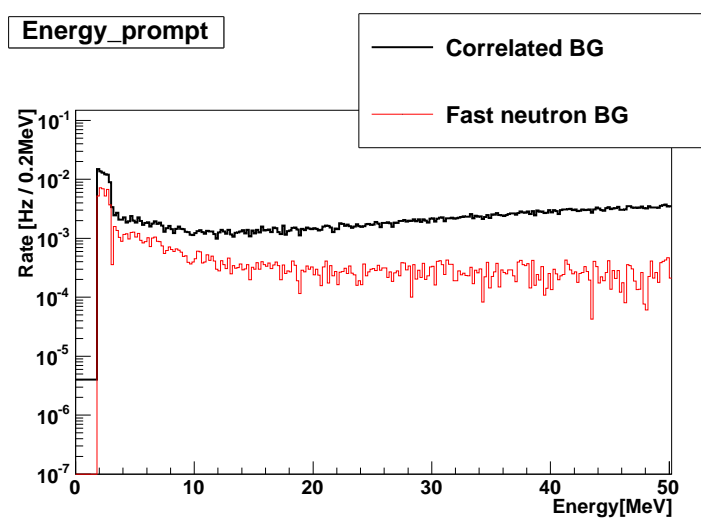


図 4.9 高速中性子 BG 事象 (Prompt エネルギー)

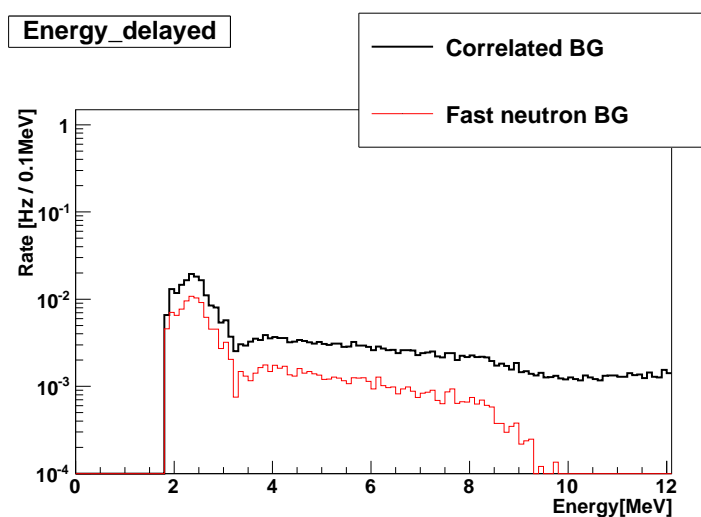
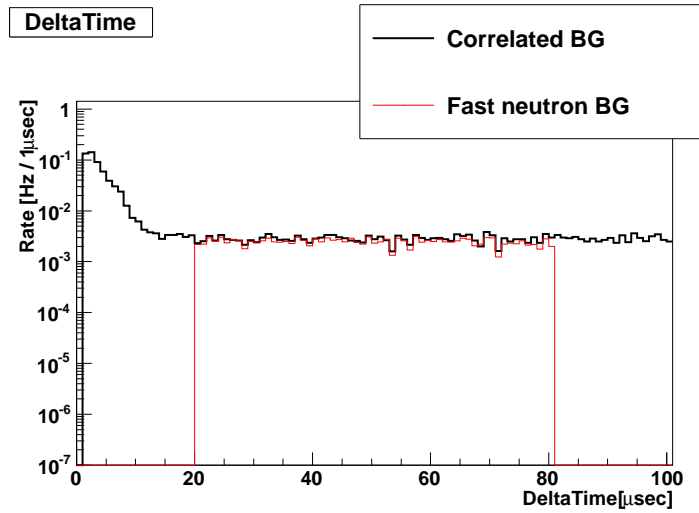


図 4.10 高速中性子 BG 事象 (Delayed エネルギー)

図 4.11 高速中性子 BG 事象 (Δt)

4.4 ニュートリノセレクション

前節 4.3 において、各 BG コンポーネントの分布が確認できた。この結果を元に、効率的にニュートリノ事象を残しつつ、BG 事象を除外するための Cut condition を定義した。以下、それをニュートリノセレクションと呼ぶ。本節では、まず表 4.7 のような広い範囲の Cut condition (以下、Rough cut condition) を適用した BG データサンプルを用意した。

この Rough cut condition のデータサンプルに対し、表 4.8 のようなニュートリノセレクションを適用することで、分布がどのように変化するかを示す。

表 4.7 Rough cut condition

Prompt エネルギー E_p	$1.8 \leq E_p \leq 20$ [MeV]
Delayed エネルギー E_d	$10 \leq E_d \leq 20$ [MeV]
Δt	$0 \leq \Delta t \leq 100$ [μ s]

表 4.8 ニュートリノセレクション

Prompt エネルギー E_p	$3.5 \leq E_p \leq 6$ [MeV]
Delayed エネルギー E_d	$3.5 \leq E_d \leq 10$ [MeV]
Δt	$10 \leq \Delta t \leq 100$ [μ s]
Δr	$\Delta r \leq 25$ [cm]

ここで Δr は先発信号と後発信号の事象位置再構成による反応位置の相対距離である (事象位置歳構成については第 2.5 節)。

また、モンテカルロシミュレーション (MC) で再現したニュートリノ事象に対して同様の Cut condition を適用することで、BG 事象に対してのニュートリノ事象の割合 (S/N 比) を求めた。ニュートリノ MC の設定条件は以下の通り。

表 4.9 ニュートリノ MC の設定条件

原子炉熱出力 [GW_{th}]	1.0
炉心からの距離 [m]	24.3
Interaction rate [events/day]	220

以下に、各変数にニュートリノセレクションをかけた際の BG 事象の分布と、モンテカルロシミュレーションで再現したニュートリノ事象の分布及びセレクションの範囲を示す。まず、図 4.12 だが、これは Delayed エネルギー、 Δt にのみニュートリノセレクションを適用した場合の Prompt エネルギーの分布である。Prompt エネルギーは、環境ガンマ線を落としつつ、ニュートリノ事象の先発信号である電子陽電子対消滅のガンマ線事象 (4MeV 近辺) を確保するため、セレクション範囲を $3.5 \leq E_d \leq 10$ [MeV] とした。

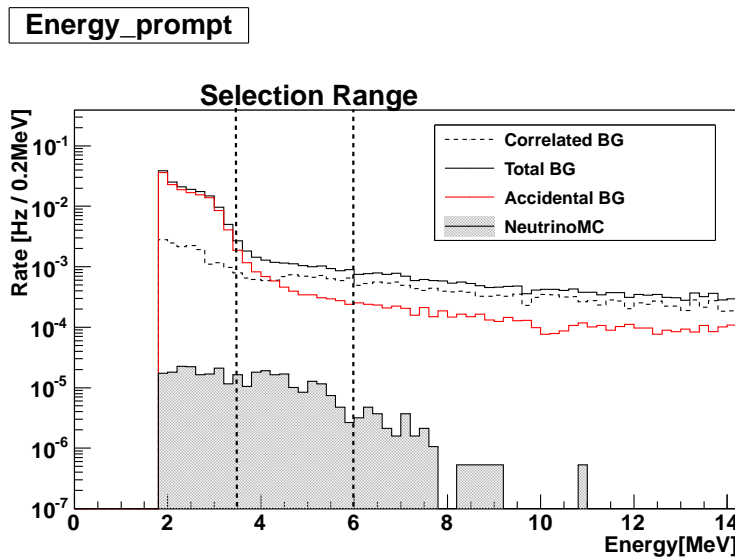


図 4.12 ニュートリノセレクション範囲 (Promot エネルギー)

次に図 4.13 だが、これは Prompt エネルギー、 Δt にのみニュートリノセレクションを適用した場合の Delayed エネルギーの分布である。水素捕獲によって 2.2MeV 付近にピークが見え、ガドリニウムの捕獲によるガンマ線 (8MeV) がエネルギー分解能の関係で 10MeV 付近まで分布を

持つ。これにより、ニュートリノセレクションで残る BG 事象は高速中性子事象が支配的である。

ガドリニウムの捕獲によるニュートリノ事象を確保するため、Delayed エネルギーに関しては、セレクション範囲を $3.5 \leq E_d \leq 10$ [MeV] と Prompt エネルギーに比べ、広くとっている。

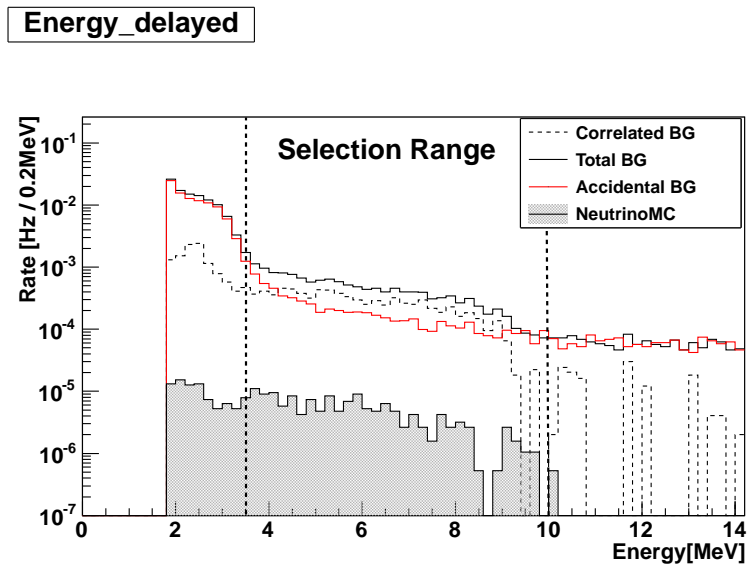


図 4.13 ニュートリノセレクション範囲 (Delayed エネルギー)

図 4.14 だが、これは Prompt エネルギー、Delayed エネルギーにのみニュートリノセレクションを適用した場合の Δt の分布である。 Δt については、Michel electron を除外するため、セレクション範囲を $10 \leq \Delta t \leq 100$ [μ s] とした。

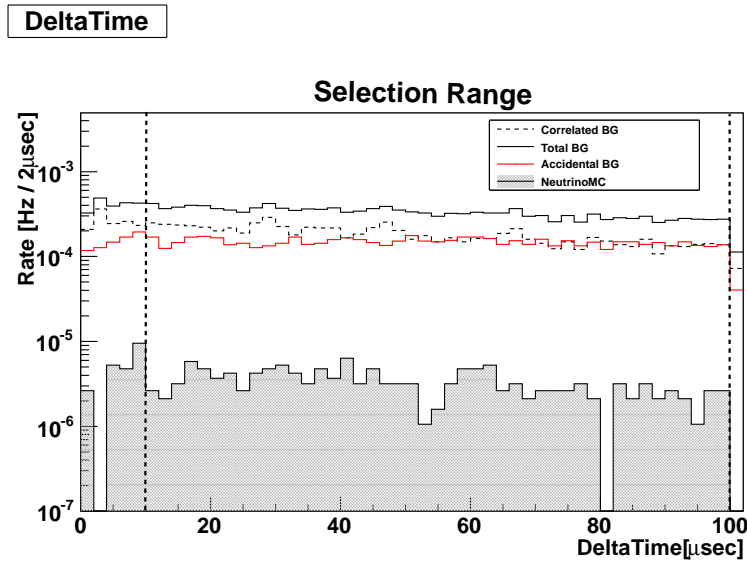


図 4.14 ニュートリノセレクション範囲 (Δt)

最後に、図 4.15 についてだが、Prompt エネルギー、Delayed エネルギー、 Δt にのみニュートリノセレクションを適用した場合の Δr の分布である。ニュートリノ事象は 15cm ほどでピークをもち分布している。 Δr が大きい領域で BG 事象が緩やかに分布しているのは、相対距離に物理的相関性のない Accidental BG が多いと考えられる。そのため、 $\Delta r \leq 25$ [cm] の範囲を選択した。

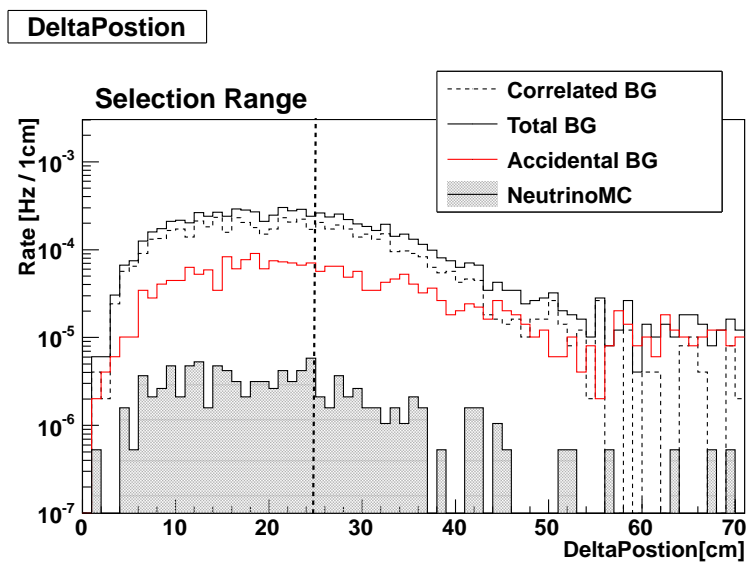


図 4.15 ニュートリノセレクション範囲 (Δr)

これらのニュートリノセレクションにより、環境ガンマ線由来の Accidental BG 事象及び

Michel electron BG 事象は減少し、主に残るコンポーネントは高速中性子 BG 事象である。(第 4.6 節で後述するが、実際はまだ他のコンポーネントが残っている。)

4.4.1 Multi neutron 事象

高速中性子 BG 事象を除外するため PSD を行う前に、高速中性子が 2 つ以上ほぼ同時に検出器へ入射する事象が問題となる。この事象を除外しなくては、PSD が効果的ではない。

原理と排除方法

高速中性子事象が 2 つ以上、ほぼ同時 (ここでは $\sim 100\mu\text{s}$) に検出器に入射するような事象を Multi neutron 事象と呼ぶ。

図 4.16 は、その概念図である。Recoil proton による信号が 2 つ、ガドリニウム捕獲のガンマ線による信号が 2 つあるため、本来 Recoil proton(先発)+Gd capture(後発) として検出すべき事象を、Gd capture(先発)+Gd capture(後発) として検出してしまうことが考えられる。

PSD は先発信号が電子陽電子対消滅のガンマ線由来の信号か、高速中性子由来の信号かを区別する方法であるが、Gd capture(先発)+Gd capture(後発) のような組み合わせでは、高速中性子由来にも関わらず先発信号がガンマ線の波形を示すことになり、区別ができなくなる。

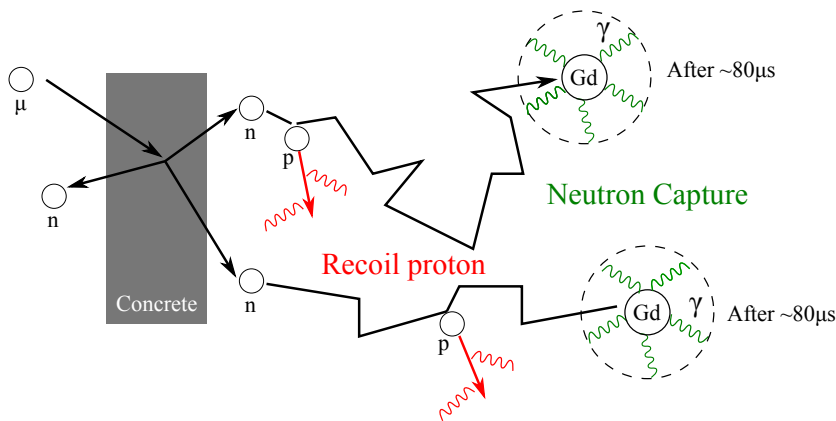


図 4.16 Multi neutron 事象の概念図

そこで、排除方法として、本研究では以下のような方法を実行した。ある指定した時間幅 ($200\mu\text{s}$) に 3 つ以上の事象が入った場合、それらは Multi neutron とみなし全て排除する。図 4.17 はその概念図である。本研究では Pre prompt、Prompt、Delayed というように 3 つの事象にタグを付け、Multi neutron 事象が実際に排除できているかを検証した。

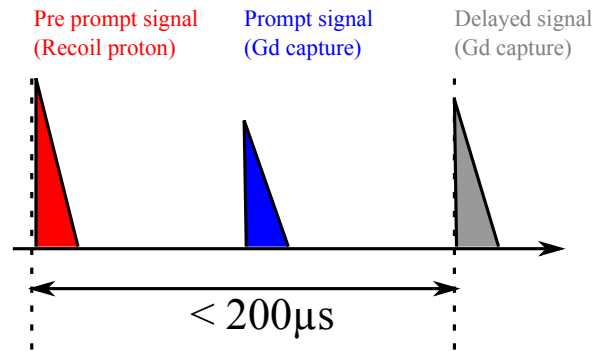


図 4.17 ある時間幅における Multi neutron 事象

Multi neutron cut

図 4.18 は、ニュートリノセレクション適用後の先発信号の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の分布である。 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布は、第 2.4.1 項の Double Gate 法を用いて計算した (ただし、Tail:120ns, Total:140ns)。比較のため、Accidental BG 事象と後発信号の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ も描いている。Correlated BG 事象は、主に高速中性子 BG 事象なので、分布は右側にピークを取る。Accidental BG 事象及び後発信号の Correlated BG 事象はガンマ線由来の信号なので、左側にピークを取る。しかし、Correlated BG 事象のピークの広がりや左右対象でなく、やや左のガンマ線の領域で盛り上がりが見える。この分布が Multi neutron 事象によるものと言える。

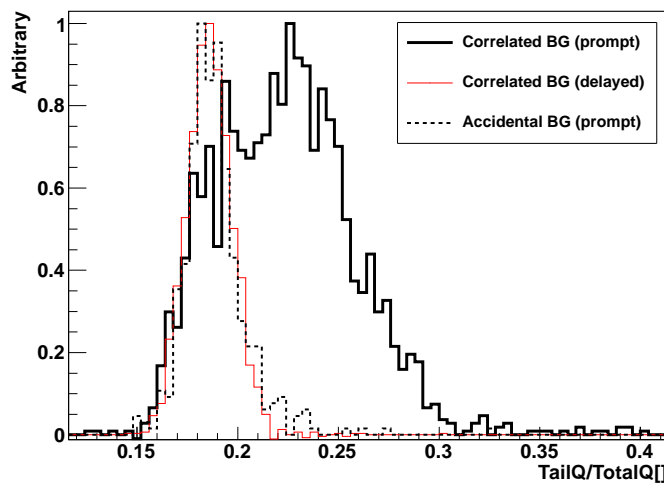


図 4.18 ニュートリノセレクション適用後の $(Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}})_{\text{prompt}}$ 分布

図 4.19 は $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} = 0.2$ を境に事象を分割して Prompt エネルギーの分布を描いたものである。 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.2$ では、先発信号にも関わらず、2.2MeV 付近に水素捕獲によるピークと、8 ~ 10MeV でガドリニウム捕獲による分布が見え、高速中性子事象が支配的であることが分

かる。

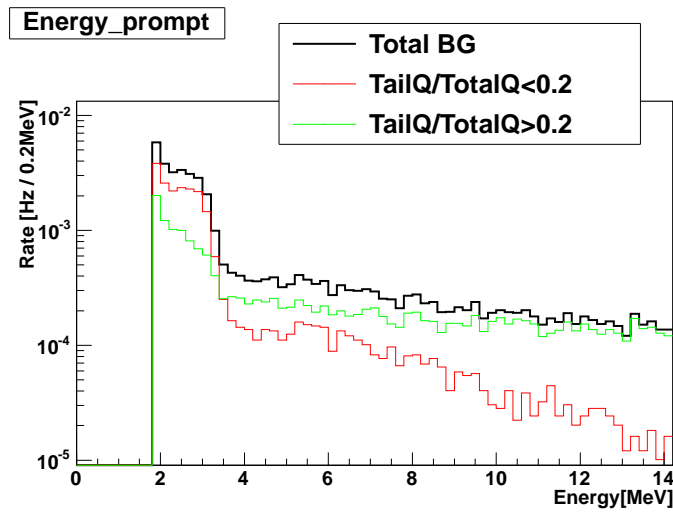


図 4.19 エネルギー分布における Multi neutron 事象

図 4.20 は、 $200\mu s$ の時間幅に入った 3 つの信号に対して、図 4.17 のように Pre prompt、Prompt、Delayed のタグ付けを実行した際の Q_{tail}/Q_{total} 分布である。Pre prompt 信号は右側にピークを示し、Recoil proton 由来が主であることを示している。また、Prompt 信号は左側にピークを示し、ガンマ線由来が主であることを示している。

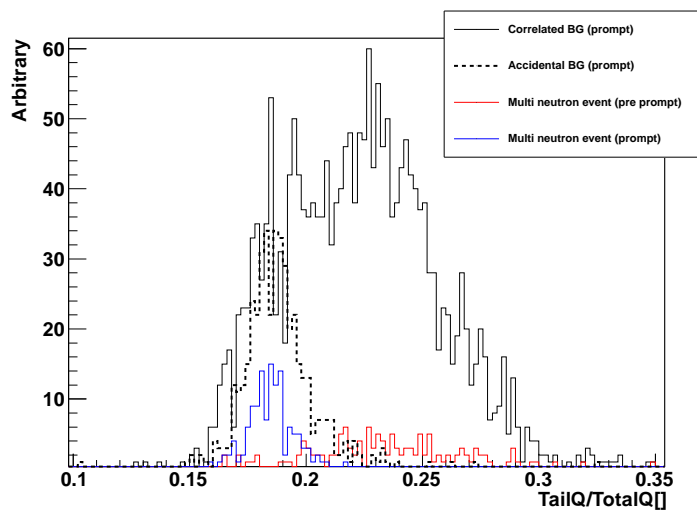


図 4.20 Q_{tail}/Q_{total} 分布における Multi neutron 事象

これらの兆候から、Multi neutron 事象が確認できた。図 4.21 は、 $200\mu s$ の時間幅に 3 つ以上信号が入った事象の組を全て排除した場合の Q_{tail}/Q_{total} 分布である。Correlated BG 事象の左側の盛り上がりが消え、Multi neutron 事象が除外出来た。

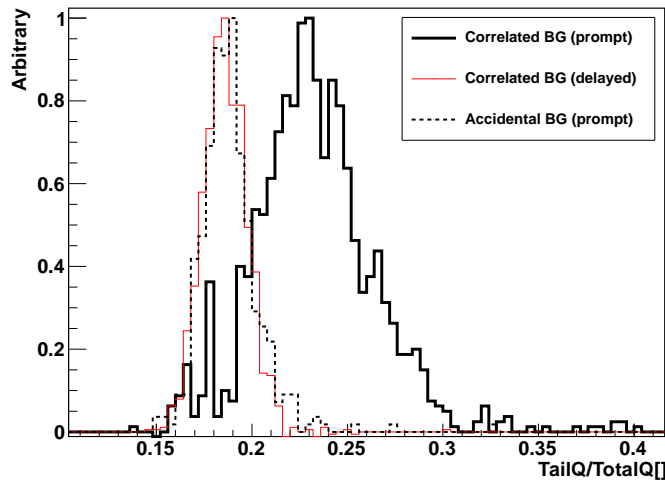


図 4.21 Multi neutron 事象排除後の Q_{tail}/Q_{total} 分布

4.5 PSD の適用

Multi neutron 事象の除外 (以下、Multi neutron cut) を行った後の Q_{tail}/Q_{total} に対し、2つのガウス分布による Fit を行った (図 4.22)。

ここでは中性子事象を Correlated BG の Prompt 信号、ガンマ線事象を Correlated BG の Delayed 信号とし、解析した。

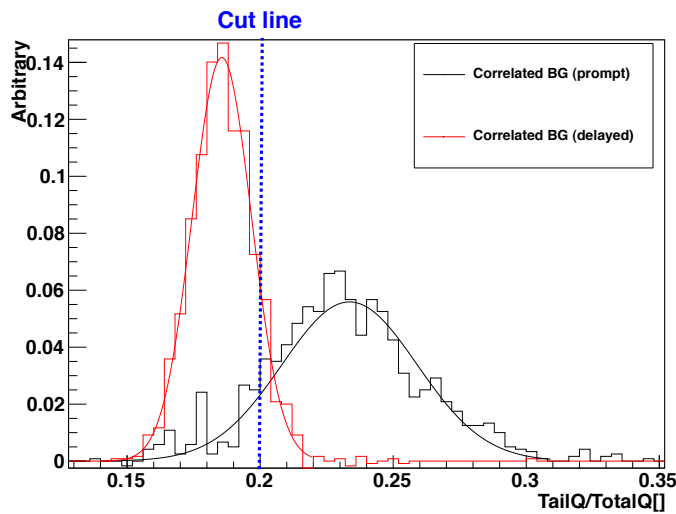


図 4.22 Q_{tail}/Q_{total} 分布におけるガウス分布 Fit

図 4.23 は、ガウス分布の積分値を元に、ガンマ線事象をある割合残した場合、中性子事象がい

くつ残るかという割合 (収率) をグラフにしたものである。

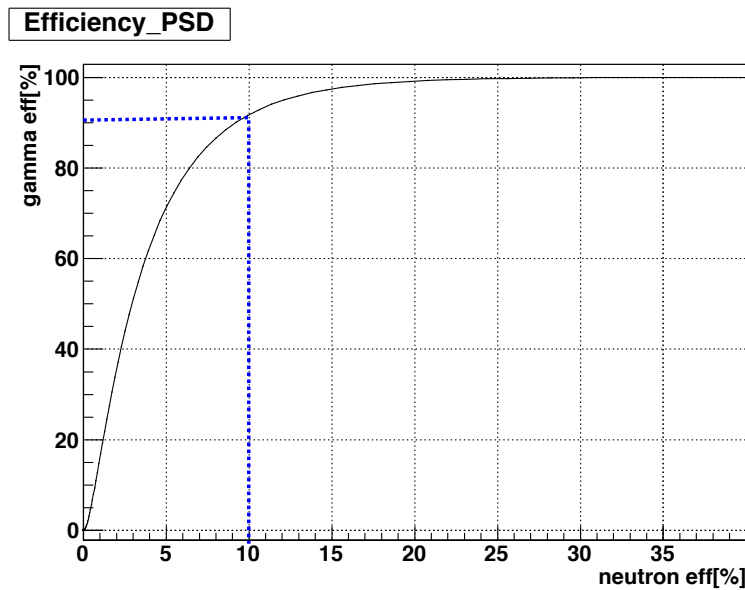


図 4.23 ガンマ線事象と中性子事象の収率

例えば、図 4.22 において $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.2$ の事象だけを残すと、ガンマ線事象は 90.7% 残り、中性子事象は 10.0% まで減少する。つまり、ニュートリノによるガンマ線事象を S 、中性子事象を N とすると、

$$\frac{S \times 0.907}{N \times 0.100} = \frac{S}{N} \times 9.07 \quad (4.3)$$

より、S/N 比が 9.07 倍向上する。

4.6 イベントレートと検出効率の評価

本節の結果は、本論文の主題「Accidental バックグラウンド除去」の動機となるものである。

表 4.10 は、それぞれの事象選択によってイベントレートの推移を示したものである。これにより、PSD cut を適用した後の最終的な S/N 比は (Neutrino MC 事象数)/(Total BG 事象数)= 1/37 といえる。

PSD により Correlated BG 事象は大幅に減り、Total BG 事象のうち、Accidental BG 事象が支配的になった。表 1.2 の常陽実験と比較しても、Accidental BG が Total BG に占める割合は大きい。常陽実験においては宇宙線ミュオンカウンターによって、宇宙線ミュオン由来の Accidental BG 事象を排除出来たが、本研究ではそれが無く、Accidental BG 事象がまだ多いということが要因として挙げられる。更なる S/N 比の向上の為に、この Accidental BG 事象の除去が必要となる。

表 4.10 イベントレートの推移 (括弧内の数字は上段に対する割合を表す。)

カット条件	Total BG [events/day]	Accidental BG [events/day]	Correlated BG [events/day]	Neutrino MC [events/day]	S/N 比
Rough cut condition (表 4.7)	512269 ± 385	483706 ± 374	28563 ± 537	53.8	1/9521.1
Neutrino selection (表 4.8)	1132.8 ± 18.1 (0.22%)	164.2 ± 6.9 (0.03%)	968.7 ± 19.4 (3.4%)	7.1 (13.2%)	1/159.6
Multi neutron cut	772.9 ± 14.9 (68.2%)	144.1 ± 6.5 (87.8%)	628.8 ± 16.3 (64.9%)	6.5 (91.1%)	1/119.5
PSD cut ($Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.2$)	215.5 ± 7.9 (27.9%)	122.4 ± 5.9 (84.9%)	93.1 ± 9.8 (14.8%)	5.8 (90.1%)	1/36.9

図 4.24 は、原子炉 OFF の期間を 30 日間と仮定し、ON-OFF の差分が統計的に有意な値 (2σ の信頼度) で得られるのに要する日数と原子炉出力の関係を示したものである。このグラフの導出については以下の通り。

まず、原子炉 ON 時の事象数を N_1 、OFF 時の事象数を N_2 と表す。求める差分 $S' = N_1 - N_2$ である。計数 n が十分大きい場合、統計誤差 $\sigma = \sqrt{n}$ となり、統計誤差に対しての S' の割合を信頼度 n_σ とすると、

$$n_\sigma = \frac{S'}{\sqrt{N_1 + N_2}} \quad (4.4)$$

と書ける。

イベントセレクション後に残るニュートリノ事象のレートを R'_ν [/day]、BG 事象のレートを R'_{BG} [/day]、原子炉 ON 時の測定日数を D [days] とすると、

$$n_\sigma = \frac{DR'_\nu}{\sqrt{DR'_\nu + (D + 30)R'_{\text{BG}}}} \quad (4.5)$$

と書ける。また、 R'_ν は、第 2.3 項より、原子炉熱出力 P [GW_{th}] に比例する。 $n_\sigma = 2$ とし、 D [days] と P [GW_{th}] のグラフを描いた。(ただし、赤線は Accidental BG を 1/10 まで除去出来たと仮定した場合で、青線は更に高速中性子を 1/10 まで除去できたと仮定した場合の検出効率曲線である。)

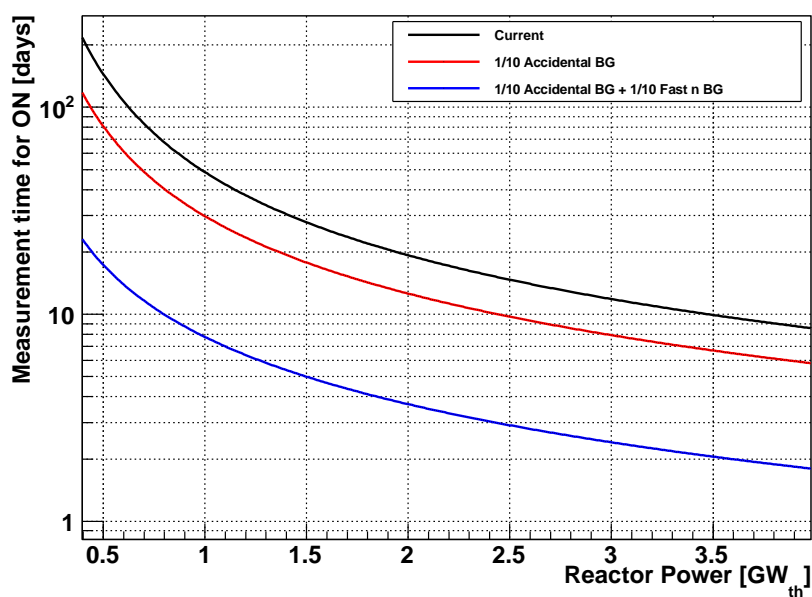


図 4.24 検出効率曲線

現状は 3GW_{th} の熱出力の原子炉近傍で測定を行っても 10 日以上測定日数を要する性能である。グラフに示すように、Accidental BG 事象の除外や PSD の能力向上による高速中性子事象の更なる除外を実現出来れば、2 日程度の測定でニュートリノ検出が可能となる。

第 5 章

Accidental バックグラウンド除去方法 の概要と基礎測定

5.1 背景

第 4 章の結果により、Accidental バックグラウンド事象の除去が課題として挙げられた。

$3.5 \leq E_p \leq 6$ [MeV]、 $3.5 \leq E_d \leq 10$ [MeV] というニュートリノセレクション適用後の、エネルギー範囲に残る Accidental な事象には環境ガンマ線はもはや支配的ではなく、宇宙線ミュオン事象が主と考えられる。

具体的には、図 5.1 のように宇宙線ミュオンがターゲット層をわずかに (~ 数cm) かすりエネルギーを落とし、シンチレーション光を発生し、ニュートリノセレクションの範囲に入ってしまうことが挙げられる。

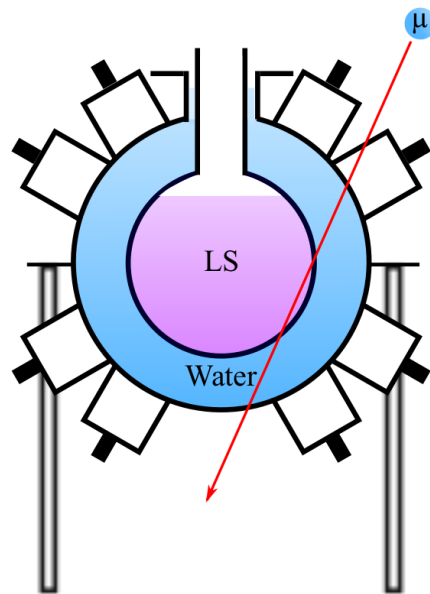


図 5.1 宇宙線ミュオンがターゲット層をわずかに通過した場合の模式図

そこで本研究においては、現在水道水を循環させているバッファ層に、新たな液体シンチレーターを導入することで、宇宙線事象を同定し、Accidental バックグラウンドイベントを除去する方法について検討した。

また、宇宙線ミュオンを同定しタグ付けを行い、その後一定時間の事象を排除すれば、検出器内で発生した宇宙線起源の高速中性子事象を減らせる可能性がある (以下、この手法を Muon ID と呼ぶ)。

以下にその原理を述べる。

5.2 原理

以下、現在ターゲット層に導入されているガドリニウム入り液体シンチレーターを RM LS(Reactor Monitor Liquid Scintillator)、導入予定の新型液体シンチレーターを New LS と呼ぶ。

もし、New LS と RM LS のシンチレーション光波形に有意な違いがあれば、PSD により、バッファ層を通過する宇宙線ミュオン事象を同定可能となる。本節では、New LS を、RM LS より低い発光量を持ち、シンチレーション光の波形の減衰が RM LS より小さい液体シンチレーターとして説明する。

図 5.2 は、New LS 導入後の検出器に宇宙線ミュオンが入射した際の模式図である。この模式図について以下で詳しく説明する。

経路

まず、表 5.1 のようなエネルギーが観測されるような宇宙線ミュオン通過経路 A、B、C について考える。

表 5.1 各経路とその観測エネルギー値

経路	観測されるエネルギー [MeV]	発光する液体シンチレーター
A	~ 3	New LS
B	~ 6	New LS
C	> 6	New LS & RM LS

経路 A New LS によるシンチレーション光とチェレンコフ光の合計であり、閾値近辺のエネルギーが検出される。

経路 B ニュートリノセレクションの範囲の上限付近のエネルギー (~ 6MeV) が検出される。

経路 C 経路 B よりエネルギー損失が大きく、発光量が New LS より大きな RM LS を通過するため、10MeV 以上となる。

領域

次に、各経路間の領域 (1)、(2)、(3)、(4) を垂直に通る宇宙線ミュオン事象について考える。

領域 (1) ここでは、エネルギー閾値以下の発光しかとりえない。宇宙線ミュオン事象はハードウェア的に排除される。解析的に事象の同定を行う Muon ID は使用できない。

領域 (2) おおよそ $3 < E < 6$ [MeV] のエネルギーを取り、宇宙線ミュオン事象がニュートリノセレクションの範囲のエネルギーで検出される。しかし PSD により同定し排除可能であり、Muon ID も使用できる。

領域 (3)、(4) $E > 6$ [MeV] の領域であり、ニュートリノセレクションの範囲外のため、宇宙線ミュオン事象は排除される。Muon ID も使用できる。

以上をまとめると、各領域について表 5.2 のような事が言える。

表 5.2 各領域における宇宙線イベントの Muon ID と除外の可否

領域	宇宙線事象の除外	Muon ID
(1)	可	不可
(2)	可	可
(3)	可	可
(4)	可	可

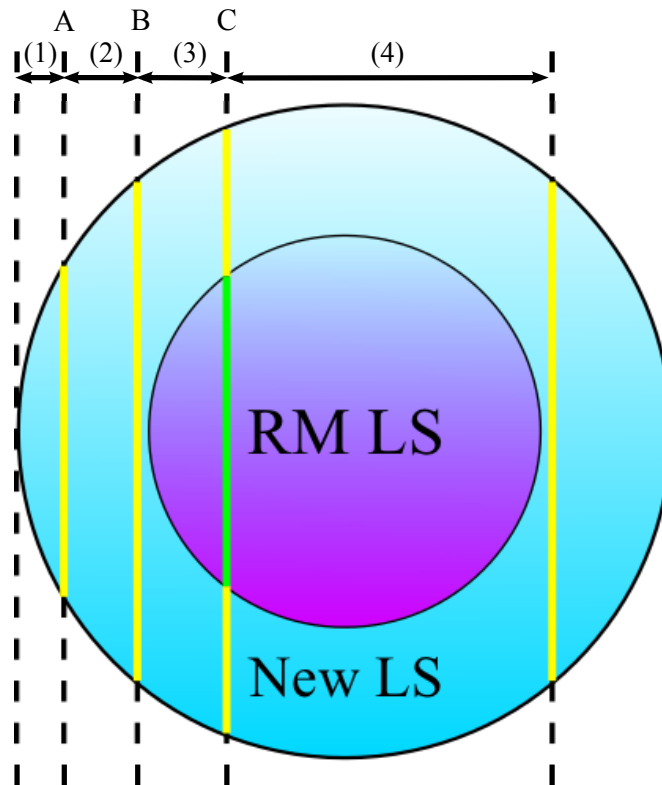


図 5.2 新型液体シンチレーター導入後の検出器における宇宙線ミュオン通過の様式図

ただし、後述する測定結果 (第 5.4.1 項) により、本研究で採用する New LS の発光量は RM LS の 1/3 程度であった。この場合は経路 A でバッファ層を通過する長さは約 3cm となり、(1) の領域は非常に狭い。

5.2.1 予想されるデメリット

New LS を導入することにより、予想されるデメリットについて述べる。

トリガーレートの上昇

バッファ層に液体シンチレーターが導入されることにより、従来はエネルギー閾値以下であった環境ガンマ線事象のシンチレーション光を検出してしまい、Single バックグラウンドのレート (トリガーレート) を上昇させてしまう可能性がある。

Escape gamma によるエネルギー分布の歪み

ターゲット層の RM LS において、ガドリニウムに捕獲された熱中性子が放出するガンマ線が、液体シンチレーター中で十分エネルギーを落としきらず、外へ逃げ出すことがある。これを Escape gamma と呼ぶ。バッファ層を New LS に変えた場合、Escape gamma が New LS でシンチレーション光を発し、観測されるエネルギースペクトルに歪みを発生させる可能性がある。

例えば E_{eg} [MeV] の Escape gamma が発生した場合 New LS の発光量が RM LS に対して $1/A$ とすると、 E_{eg}/A が加算されて観測されることになる。

New LS の発光量が多い場合、PSD 能力の向上が期待される一方、これら 2 つのデメリットが顕著になってくる。New LS 実装後にこれらのデメリットがどの程度影響するかを本研究ではモンテカルロシミュレーションを用いて確認していく。

5.3 新型液体シンチレーターの開発

新型液体シンチレーター (New LS) として求められる条件について以下のようなものが挙げられる。

- 発光量が RM LS に比べて小さいこと
- 宇宙線ミュオンによるシンチレーション光の波形が RM LS のそれと弁別出来ること (→ 減衰が小さく、波形の幅が広い)
- 経年変化に対し安定であること

本研究ではこの条件を満たす候補として、KamLAND 実験や Double Chooz 実験のバッファオイルとして使用実績のある、カクタスノルマルパラフィン N12D を溶媒とし、溶質 (発光剤) として PPO を加えた組成の液体シンチレーターについて測定を行った。

カクタスノルマルパラフィン N12D は商品名であり、ジャパンエナジー株式会社が製造するパラフィン系オイルである。分子式は $C_{12}H_{26}$ であり、直鎖型のドデカンである。構造式を図 5.3 を示す。また、表 5.3 は物質特性について示している [16]。

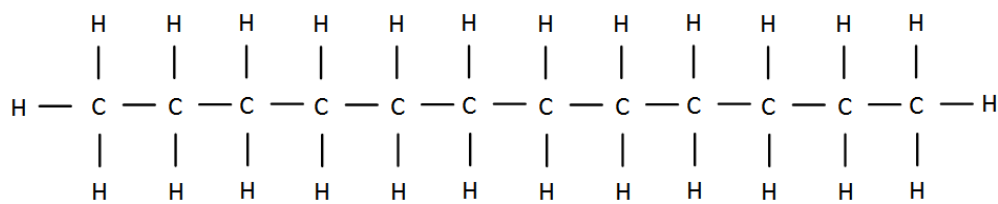


図 5.3 N12D の構造式

表 5.3 N12D の物質特性

発火温度	200°C
水溶解度	(25°C) ほぼ不溶
融点	-9.6°C
モル質量	170.34g/mol
比重	0.75g/cm ³ (20°C)
沸点	216.3°C (1013hPa)
引火点	74°C
動粘性率	< -7 mm ² /s (40°C)

図 5.4 は、N12D の経年変化測定の結果である。バイアル投入後、1 日後、2 日後、…、187 日後の各点において、分光光度計を用いて、透過率測定を行なっている (サンプル容器の光路長は約 9cm)。統計誤差の範囲内でスペクトラムが安定しており、有意な経年変化は見られない。

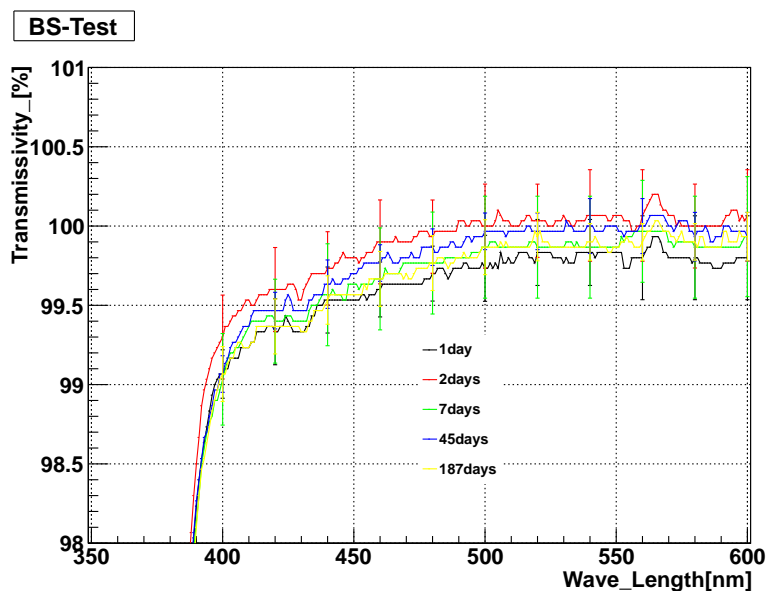


図 5.4 分光光度計を用いた N12D の透過率測定

PPO については第 3.2 節で既に述べたので省略する。

今回は表 5.4 のように、異なる PPO 濃度の New LS を数個用意した。PPO 濃度による発光量及び波形の違いを検証することが目的である。

表 5.4 各 New LS の PPO 濃度

試料番号	PPO 濃度 [w%]
(1)	0.00
(2)	0.10
(3)	0.15
(4)	0.20
(5)	0.25
(6)	0.30
(7)	0.60
(8)	1.50
(9)	3.00

5.4 基礎測定

バイアルサイズで New LS の特性について測定を行った。その目的は大きく分けて3つある。

- New LS の発光量と PPO 濃度の関係を見積もる。
- New LS の PSD 能力と PPO 濃度の関係を見積もる。
- モンテカルロシミュレーション上で New LS のシンチレーション光波形を再現するための、波形情報を取得する。

5.4.1 ^{60}Co を用いた発光量・波形測定

まず、放射線源 ^{60}Co を用いて、New LS の評価基準 (Reference) となる RM LS の発光量測定を行った。その後、RM LS を基準として、New LS の発光量及び波形について測定を行った。

方法

^{60}Co は崩壊の際 1.17MeV と 1.33MeV の2つのガンマ線を放出する放射性物質である。図 5.5 は、実験に用いる各機器の配置図である。バイアルに測定対象となる液体シンチレーター (約 100mL) を入れ、2 インチ PMT(浜松ホトニクス H6410) を用いてシンチレーション光の測定を行った。(PMT H6410 の特性については表 5.5)

線源とバイアル中心との距離は約 8cm である。データ取得には改良型検出器で用いられている Flash ADC(CAEN v1721) を用いた。

表 5.5 PMT H6410 の特性 [18]

管径	60.0mm (光電面直径 46mm)
光電面材質	バイアルカリ
最高感度波長	420nm
量子効率 at 420nm	-
最大印加電圧	-2700V
陽極暗電流	10nA
走行時間	40ns
走行時間拡がり (TTS)	1.1ns
パルス上昇時間	2.7 ns
パルスリニアリティ (5% 変動)	200mA

以下、波形を時間について積分した量 [mV × ns] を ADCch(∝ 電荷) と呼び、変数 Q で表す。積分範囲の定義は、図 5.6 のように、パルス波形のピーク位置を基準に、140ns の時間幅を定義した。

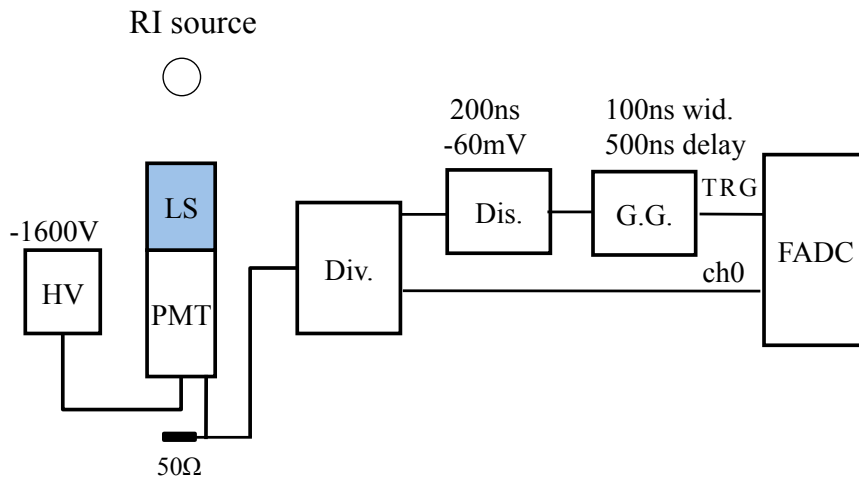


図 5.5 放射線源を用いた発光量測定の回路図

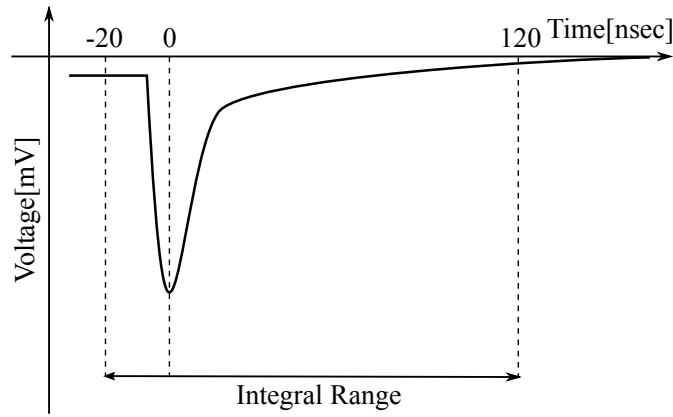


図 5.6 Flash ADC で得られた波形データに対する積分範囲の定義

RM LS

発光量の基準として、KamLAND 実験で使用されている液体シンチレーターを用いた (以下、KamLAND LS)。KamLAND LS は絶対光量が既知であり、49%anthracene(8300photons/MeV) である [17]。この値を基準値として、得られた ADC 分布に対しカイ自乗検定を行い、RM LS の相対的な発光量を求めた。図 5.7 は、 ^{60}Co 線源を設置した時の、RM LS 及び KamLAND LS の ADC 分布となる。バックグラウンドデータとして、線源が無い状態での ADC 分布も重ねて描いている。図 5.8 はバックグラウンドデータとの差分を取ったものである。

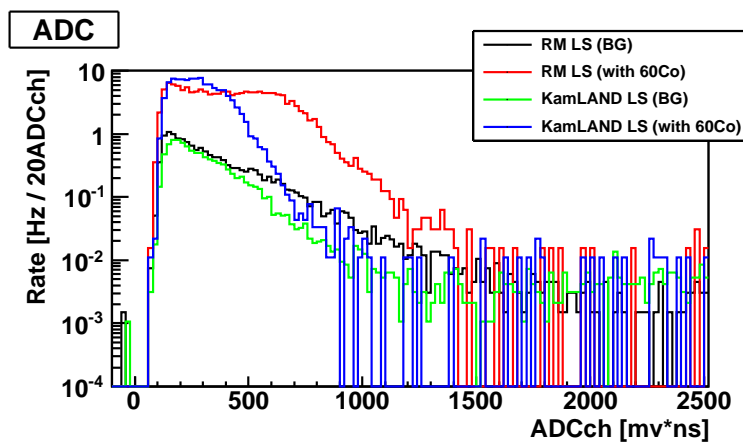


図 5.7 ^{60}Co を用いた際の KamLAND-LS と RM-LS の ADC 分布

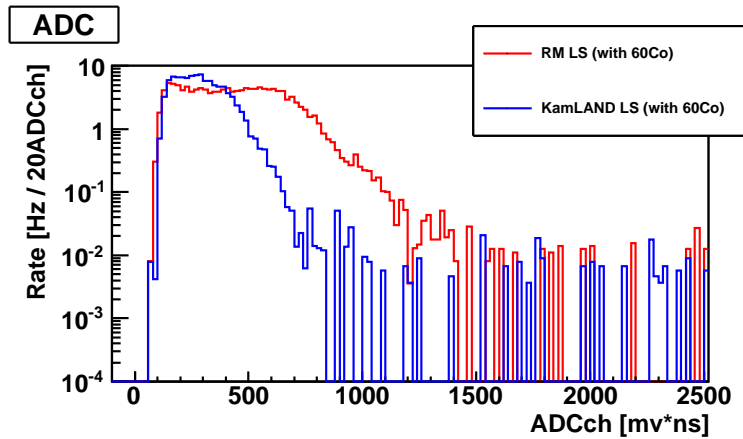


図 5.8 ^{60}Co を用いた際の KamLAND-LS と RM-LS の ADC 分布 (BG との差分)

■カイ二乗検定 図 5.8 のデータに対し、カイ二乗検定を行う。

カイ二乗検定の式は以下の式 (5.1) で表せられる。

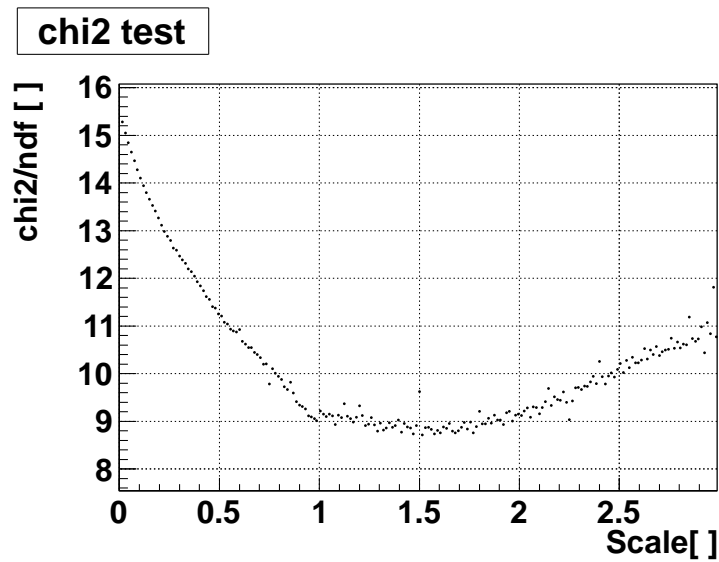
$$\chi^2 = \sum_{k=1}^n \frac{(E_k - O_k)^2}{E_k} \quad (5.1)$$

ここで、 O_k は観測値、 E_k は期待値を表し、 n はデータ数を表す。

ADC 分布にこの式を適用する具体的な手法について述べる。KamLAND LS の ADCch に対し、係数 a をかけたヒストグラムを新たに作る。その各ビンにおける値を O_k とする。また、RM LS のヒストグラムにおける各ビンの値を E_k とする。 n はビンの数となる。これらを式 (5.1) にあてはめ、ある係数 a における χ^2 を計算する。

このようにして、 χ^2 が最も小さくなる a_{min} を探す。それにより、KamLAND LS に比し RM LS は a_{min} 倍の発光量であるということが分かる。

図 5.9 は、 χ^2 と係数 a の関係を示したグラフである。 χ^2/ndf は係数 $a = 1.51$ で最小値をとった (ndf は自由度を意味し、本解析においては ndf はヒストグラムのビン数になる)。これにより、RM LS は KamLAND LS に対し 1.51 倍の光量、つまり 73%anthracene(15530 [photon/keV]) である。

図 5.9 χ^2 検定の結果

New LS

Attenuator(-10dB) と AMP(10 倍) を追加している。これは、発光量が小さい New LS において、閾値以下のシンチレーション光を増倍させ検出するためである。

用いた試料は、

- New LS (PPO 0.3w%)
- New LS (PPO 1.5w%)
- New LS (PPO 3.0w%)

の 3 種である。図 5.10 は、各試料でシンチレーション光を測定した際の ADC 分布である。PPO 濃度が 0.3-3w% の領域では、発光量はほぼ飽和していることが分かる。

この ADC 分布に対し、RM LS を比較対象に χ^2 検定を行うと、New LS(PPO 3.0w%) の発光量は 24.3%anthracene(4134photon/MeV) だった。

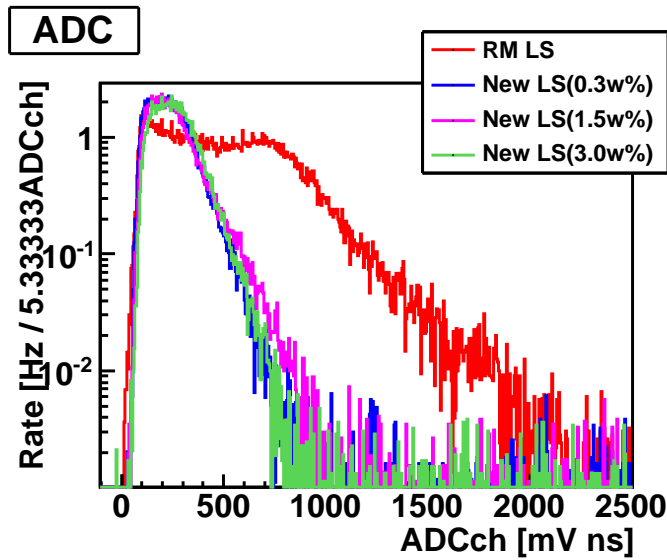


図 5.10 ^{60}Co を用いた際の各 New LS の ADC 分布

図 5.12 は、各 New LS の平均波形である。発光量が飽和しているにも関わらず、濃度の増加に伴い、波形の変化が見て取れる。

この波形を見ると、RM LS で中性子事象、ガンマ線事象を弁別する場合 (付録 B) に比べ、よりピークに近い位置で波形の違いが顕著である。

よって Double Gate 法における積分範囲の定義を、図 5.11 のように定義した。

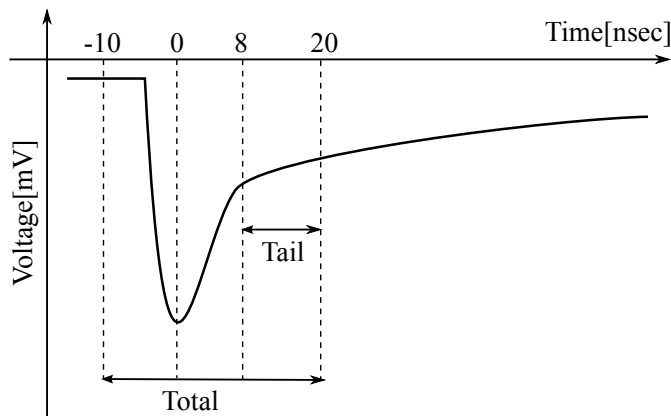


図 5.11 Flash ADC で得られた波形データに対する Double Gate 法の定義

この定義に従い図 5.13 のような $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布を描いた。これにより、3.0w% で高い弁別能力が示唆された。

よって、次章 6 では、この波形特性のデータを元に、モンテカルロシミュレーションで用いるパラメーターを求める。

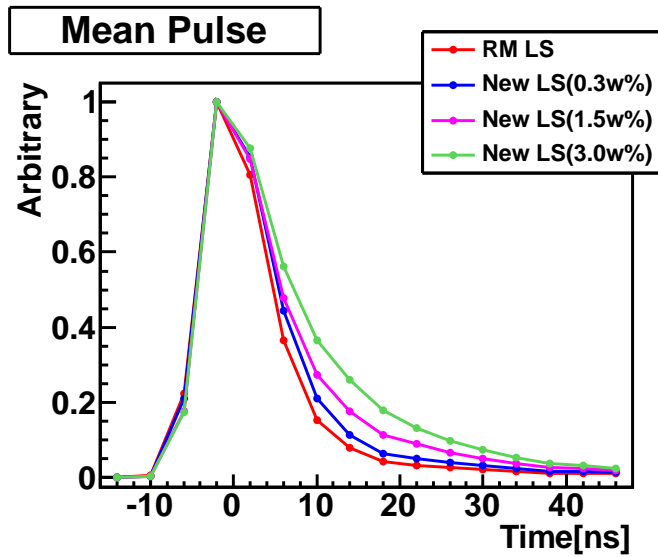


図 5.12 ⁶⁰Co を用いた際の各 New LS の平均波形

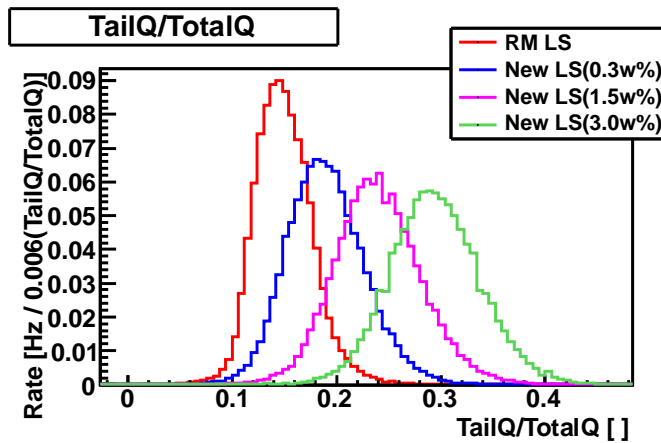


図 5.13 ⁶⁰Co を用いた際の各 New LS の Q_{tail}/Q_{total} 分布

5.4.2 宇宙線によるシンチレーション光測定

New LS の濃度と発光量の間を見積もるため、宇宙線ミューオンが通過した際のシンチレーション光を測定する実験を行った。⁶⁰Co などの線源が発するエネルギーは 1MeV 程度であり、仮に発光量 1/15 程度の New LS なら < 0.1MeV 相当にしか見えない。この値は閾値以下であり、検出が難しい。

そのため、New LS に関しては、宇宙線ミューオンによるシンチレーション光測定を行った。宇宙線ミューオンが液体シンチレーター中を通過する際の dE/dx は約 1.5MeV/cm であり、仮に

液面の高さが 10cm のバイアルを用いれば、約 15MeV のエネルギー損失が期待できる。RM LS 比 1/15 の発光量を持つ液体シンチレーターなら、約 1MeV 相当に見える換算である。

本実験では、まず、評価基準 (Reference) となる RM LS で宇宙線ミュオンからのシンチレーション光測定を行い、その後、PPO 濃度の異なる New LS について測定を行った。RM LS との比較により、相対発光量 [%anthracene] が分かる。その結果を元に、PPO 濃度と発光量の関係 (発光量曲線) を描くことが本実験の目的である。

方法

図 5.14 のような論理回路で実験を行った。第 5.4.1 項で用いた 2 インチ PMT の上下を 2 インチ PMT にプラスチックシンチレーターを接続した検出器で挟む配置となっている。

宇宙線ミュオンが上方から飛来し、両プラスチックシンチレーター、バイアルの液体シンチレーターを通過した場合を考える。以下、液体シンチレーターに接続された PMT を PMT0、上部のプラスチックシンチレーターに接続された PMT を PMT1、下部のプラスチックシンチレーターに接続された PMT を PMT2 と呼ぶ。

- (1) PMT0 からの信号は Divider を通るが、分割されず Attenuator を通り、Flash ADC の ch0 へ入力される。PMT1、PMT2 の信号は、Divider により、2 系統に分割される。
- (2) 2 系統の一方は Flash ADC の ch1、ch2 へ入力される。もう一方は Discriminator を通り、矩形波へと変換される。
- (3) 矩形波信号は Coincidence 回路と送られる。Coincidence 回路は指定した時間幅に 2 つの信号が入力されたときのみ、矩形波信号を出力する装置である。
- (4) Coincidence からの信号が入力された時、Flash ADC が ch0、ch1、ch2 の信号をデータとして記録する。

つまり、両プラスチックシンチレーターを宇宙線が通過したときのみ、バイアルからのシンチレーション光を観測するような論理回路となっている。これにより、バックグラウンドを効率的に排除し、レートが低い宇宙線事象をデータ取得できる回路となっている。

また、PMT0 の印加電圧や信号入力経路は第 5.4.1 項で行った放射線源を用いた実験と同様にあり、発光量や波形を相対比較できるようになっている。

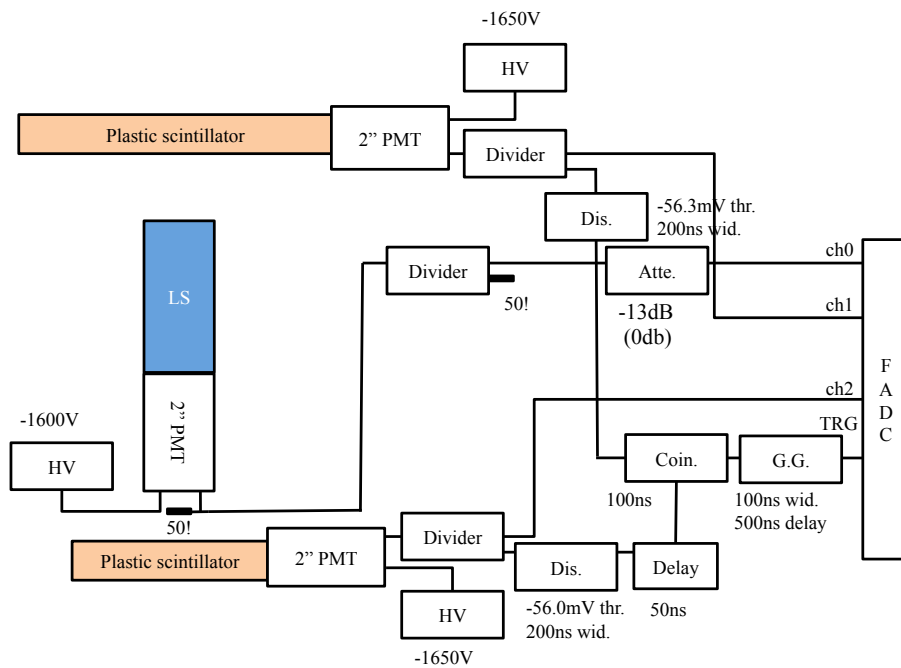


図 5.14 宇宙線シンチレーション光測定の回路図

結果

■濃度と光量の関係 (発光量曲線)

RM LS まず、RM LS における宇宙線ミューオンによるシンチレーション光を測定した。RM LS は発光量が大きいため、Flash ADC の取得可能電圧の最大値 (1V) を超えてしまう (以下、Flash ADC の saturation と呼ぶ)。そのため、Attenuator(-20dB) により信号を減衰させ、測定を行った。また、PMT が検出できる発光量の線形性についても考慮する必要がある。それについての検証は付録 A で行う。

図 5.15 は、PMT0 からの信号の ADC 分布である。Attenuator(-20dB) の効果を考慮して、横軸のスケールを 10 倍してある。 $Q \sim 15000$ 近辺にシンチレーション光によるピークがある。ガウス分布で Fit を行うと、中央値は、 $Q = 15080$ であり、以降、この値を基準値として、New LS の発光量を求める。

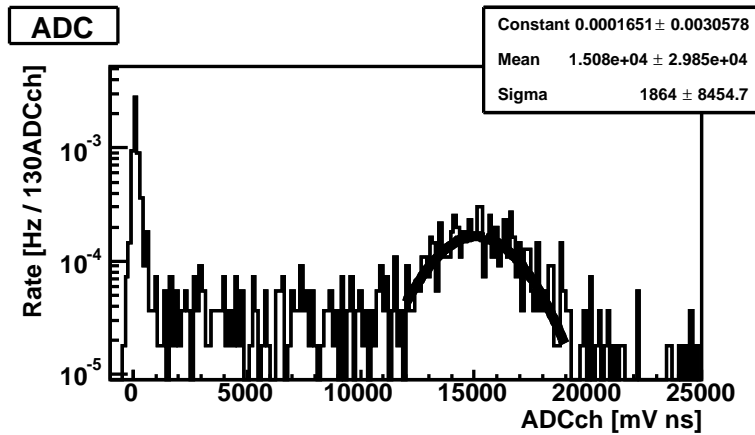


図 5.15 宇宙線ミューオンによるシンチレーション光の ADC 分布 (RM-LS)

New LS 次に、各濃度の New LS について、同様の測定を行った。ただし、Attenuator は 0dB でありパルスは減衰させていない。

図 5.16 は、各濃度の ADC 分布である。PPO 濃度の増加に伴い、発光量のピークが右へ移動しているのが分かる。

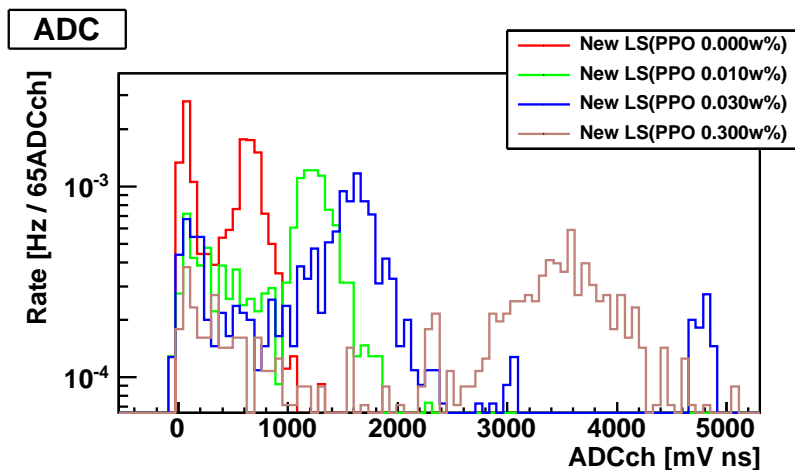


図 5.16 宇宙線ミューオンによるシンチレーション光の ADC 分布 (newLS)

図 5.16 の各ピークに対し、ガウス分布による Fit を行い、中央値と偏差を求めた。ガウス分布の mean 値を縦軸、PPO 濃度を横軸、偏差を誤差棒とし発光量曲線を描いたものが、図 5.17、図 5.18 である。PPO 濃度 0.3w% 以上の領域で発光量の飽和が見られる。

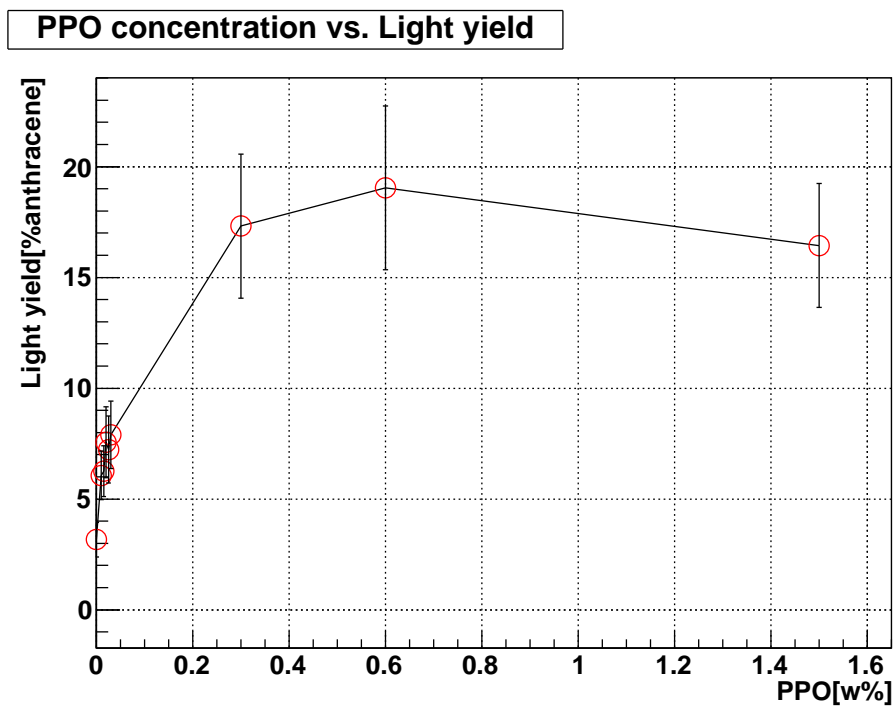


図 5.17 PPO の濃度と発光量の関係

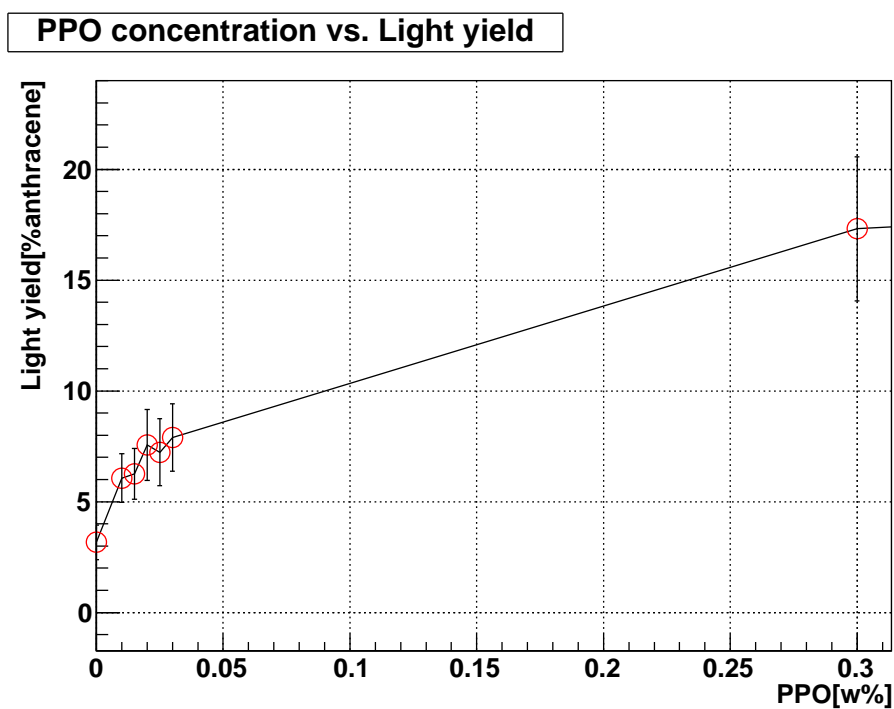


図 5.18 PPO の濃度と発光量の関係 (低濃度領域)

第 6 章

モンテカルロシミュレーションによる 導入効果の見積もり

6.1 目的と概要

第 5 章で述べた新型液体シンチレーター (New LS) をバッファ層に充填した際の効果についてモンテカルロシミュレーション (以下、MC) を用いて検証する。

具体的には、

- (1) RM LS、New LS のバイアルサイズにおける特性試験を MC で再現し、New LS の物理的パラメーターを求める。
- (2) 得られたパラメーターを元に、検出器バッファ層に New LS を導入した際の PSD 能力やエネルギー分布の Distortion について確認する。

といった流れで説明を行う。モンテカルロシミュレーションの方法や原理については第 3.6 節で述べた。

6.2 バイアルサイズの実験の再現

まず、MC を用いて、第 5.3 節で行ったバイアルサイズの実験について再現を行った。

6.2.1 方法

本シミュレーションでは、観測されるシンチレーション光の波形を指数関数的な減衰の重ね合わせのモデルとした。

速い成分、遅い成分の 2 成分の重ね合わせと仮定すると観測されるパルスの波高 P は、時間 t の関数として、定数 A 、 τ_1 、 τ_2 を用いて、

$$P = \frac{A}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{(1-A)}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (6.1)$$

と書ける。ただし、 $\tau_1 > \tau_2$ である。

シンチレーション光のパルスは、1光子のパルスがいくつも積算され出来たものとみなす。1光子のパルスは式(6.1)に沿うような分布でばらつきをもつ。

さらに、PMT内部の電子の走行時間のばらつき(Transit Time Spread、以下TTS)により、1光子のパルスがPMTの光電面に入射してから、実際に信号として観測されるまでの時間にばらつきが生じる。

以上をまとめて考慮すると、MCにおいて波形を再現するには、

- (1) ターゲット(バイアル中の液体シンチレーター)に粒子を打ち込む。
- (2) バイアル中でシンチレーション光の光子が生成され、光電面に入射する。
- (3) 入射した光子数に応じパルスが生成される。1光電子のパルス波形がガウス分布に従うとみなし、中央値 μ 、偏差 σ をパラメータとして、生成される。
- (4) 生成されたパルスは式(6.1)の分布に沿うようなばらつきをもって時間軸上に配置される。
- (5) 時間軸上に配置されたパルスに対して更にTTSの範囲内でばらつきを持たせる。
- (6) 配置されたパルスの和を取ることで、シンチレーション光が再現される。
- (7) 実験で得られたパルスとMCの波形をカイ自乗検定を用いて比較する。
- (8) パラメータ A 、 τ_1 、 τ_2 を変化させ、 χ^2 が最小になる各パラメータの値を求める。

という手順になる。

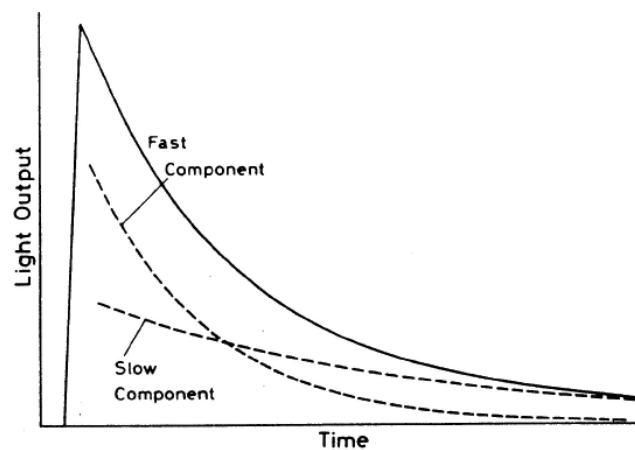


図 6.1 MCによる波形再構成モデル

6.2.2 New LSのシンチレーション光再現

図 6.2 は、前項 6.2.1 で述べた手順に従い、 ^{60}Co を用いた New LS の波形測定(第 5.4.1 項)を MC において再現したものである。ただし、試料とした New LS の PPO 濃度は 3.0w% である。

平均波形及び $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布は概ね一致したが、今後、よりよく再現するために更なるチューニングが必要である(本章の解析における $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布は全て図 5.11 の Double Gate 法の定義に従う)。

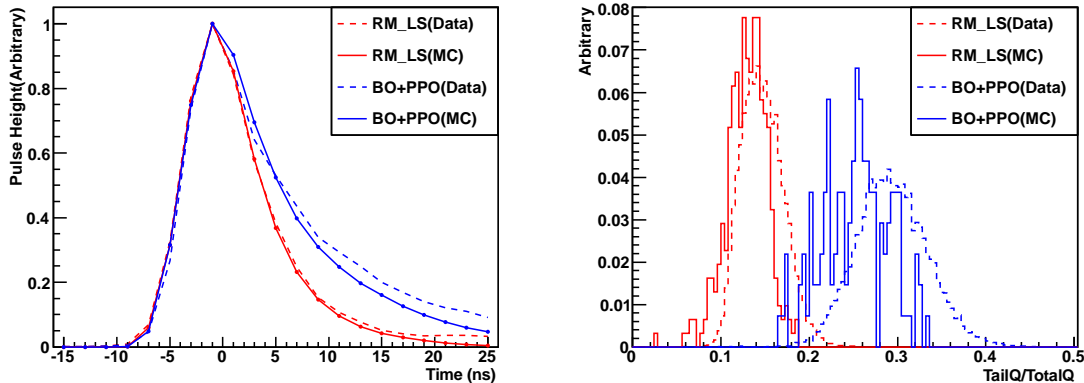


図 6.2 基礎実験をモンテカルロシミュレーションで再現した際の平均波形と $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布

この再現波形における各パラメーターは以下の通りである。

表 6.1 MC におけるパルス再現のためのパラメーター

パラメーター名	New LS	RM LS
A	0.3	0.85
τ_1	3.3ns	3.8ns
τ_2	12.0ns	13.6ns

6.3 改良型検出器への導入結果シミュレーション

前節 6.2 で求めた波形再現のパラメーターを適用し、New LS を検出器本体に充填した際の効果について述べる。具体的には、

- ^{60}Co を検出器中心へ設置した際の事象
- ニュートリノを検出器全体へ入射させた際の事象
- 宇宙線ミュオンを上方から入射させた際の事象

のそれぞれについて、各変数の分布を検証した。

6.3.1 ^{60}Co を検出器中心へ設置した際の事象の再現

バッファ層に水が充填されている条件で、ターゲット層の中心に ^{60}Co 線源を設置した際の事象を実測値と MC について比較した。これにより、改良型検出器による観測が MC で正しく再現されているか確認できる。図 6.3、6.4、6.5 はそれぞれエネルギー分布、平均波形、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布を示す。各分布に大きな違いが無いことが分かり、検出器の現状をよく再現できていること

が確認できた。

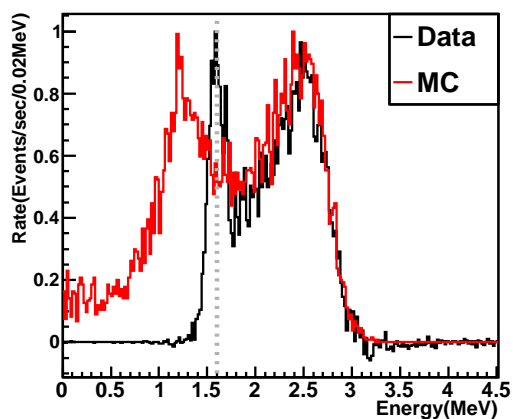


図 6.3 ^{60}Co を検出器中心へ設置した際のエネルギー分布

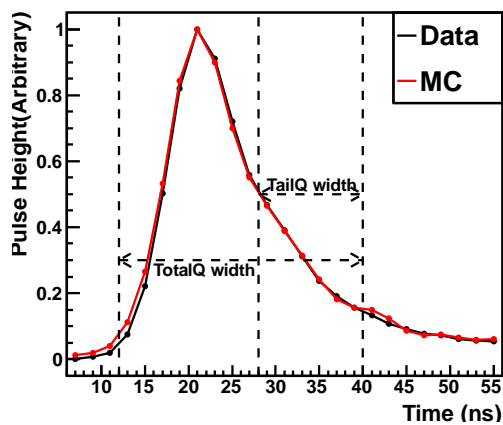


図 6.4 ^{60}Co を検出器中心へ設置した際の平均波形

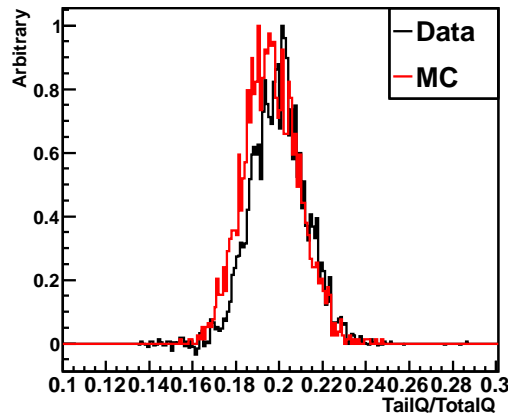


図 6.5 ^{60}Co を検出器中心へ設置した際の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布

6.3.2 ニュートリノ事象の再現

次に、MC によってニュートリノを発生させ、検出器全体へ入射させた際の事象について述べる。バッファ層が水の場合と、New LS(PPO 3.0w%) の場合について比較した。図 6.6、6.7 はエネルギー分布と平均波形、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布を示す。

平均波形、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布については有意な差は見られず、New LS 導入によってニュートリノ事象によるシンチレーション光波形に対して影響を及ぼすことは少ないといえる。

また、New LS 導入によるエネルギー分布は、5MeV 近辺に差が見えるが、スペクトラム全体での歪み (Distortion) は少ないように見える。しかし、定量的な評価は未だ行なっておらず、今後の課題である。

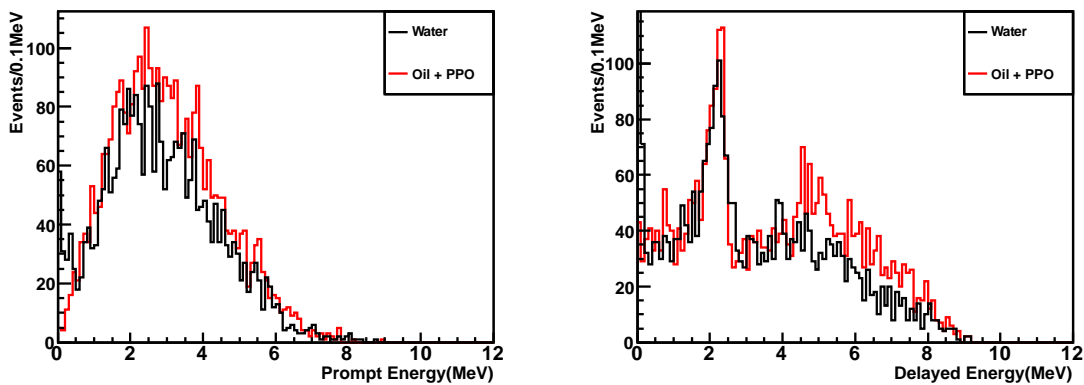


図 6.6 ニュートリノ事象を入射させた際の Prompt エネルギー及び Delayed エネルギー分布

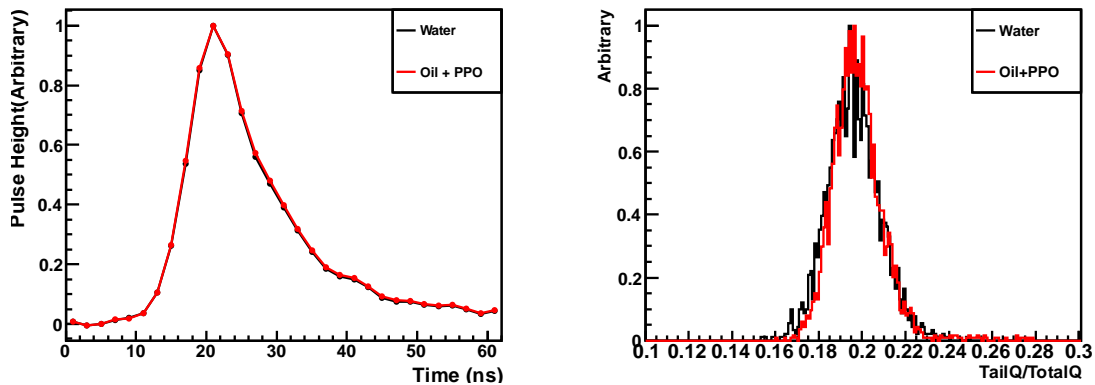


図 6.7 ニュートリノ事象を入射させた際の平均波形及び Q_{tail}/Q_{total} 分布

6.3.3 宇宙線ミュオン事象の再現

図 6.8 のように、検出器本体の上方 100cm の位置から、4GeV のミュオンがターゲット層をかすめるような事象を生成した。生成されたミュオンは鉛直下方に打ち込まれ、検出器中心から半径方向に約 58cm の位置でかすめる。バッファー層が水の場合と、New LS(PPO 3.0w%) の場合のそれぞれについて同様の MC を行った。また、比較のために前項 6.3.2 のニュートリノ事象の各分布を重ねて描いている。

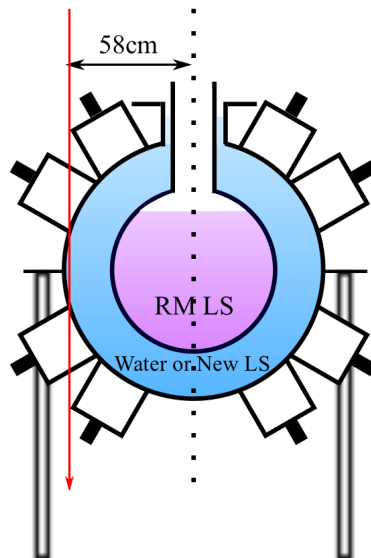


図 6.8 モンテカルロシミュレーションにおける宇宙線ミュオン事象の概観

まず、図 6.9 は Prompt エネルギー分布である。ミュオンがかすめる場合の事象のエネルギー

ギーは約6~7MeVであることが分かる。

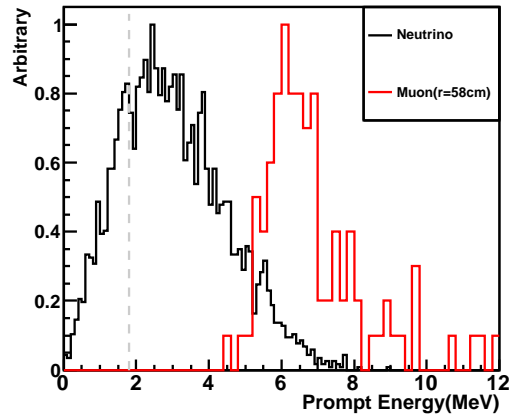


図 6.9 ミューオン事象における P_{prompt} エネルギー分布

図 6.3.3、6.3.3 は、平均波形及び $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布である。ニュートリノ事象とミューオンがかすめる事象でそれぞれ波形の違いが確認でき、バイアルサイズで実証された PSD 能力が検出器サイズでも実現できることが示唆された。

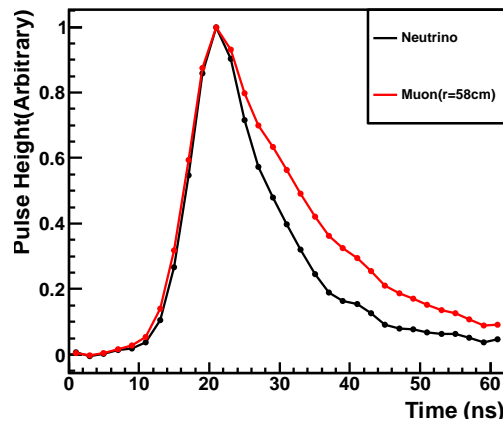
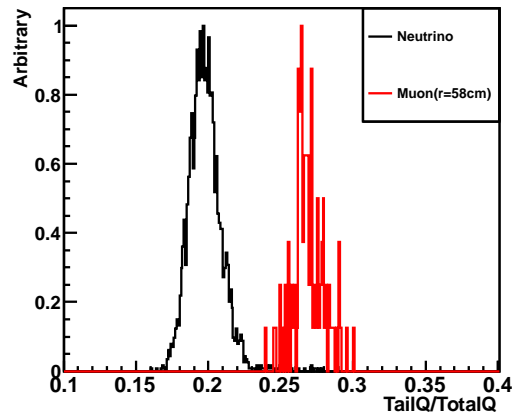


図 6.10 ミューオン事象における平均波形

図 6.11 ミューオン事象における $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 分布

6.4 考察

今回は PPO 濃度 3.0w% の New LS を試料として、PSD 能力の確認が出来た。ただし、これだけでは New LS 導入の際の検出効率向上を評価することは出来ない。New LS の発光量が高い場合、環境ガンマ線を検出し、バックグラウンドレートを高くしてしまう可能性があり、この寄与を定量的に見積もる必要がある。また、エネルギー分布の Distortion についても定量的な考察が必要だ。これらの考察を行わなければ、Accidental BG レートが具体的にどれほど減少するか見積もることは出来ない。

よって本章では具體的な検出効率向上の見積もりについては今後の課題とし、解析を終える。

第7章

結論

7.1 総括

第5、6章の結果より、新型液体シンチレーター (New LS) を用いての Accidental バックグラウンド除去の有用性を示すことが出来た。

仮に Accidental バックグラウンドを 1/10 まで除去出来たと仮定すると、図 4.24 における、赤線の検出効率曲線を示す (Accidental BG は、環境ガンマ線などのコンポーネントも含んでいるため、New LS 導入によって Accidental BG がどれほど低減するかは未知である。)。また、宇宙線ミュオンによる核破碎反応で発生する高速中性子事象は Muon ID を用いて除去できる。仮に Muon ID によって高速中性子事象を 1/10 まで除去できたとすると、青線の検出効率曲線を取り、熱出力 3GW_{th} の原子炉で 2 日程度の測定日数でニュートリノを検出できる。

今後は、New LS 導入によるエネルギー分布の Distortion や、トリガーレートの向上といったデメリットについて定量的に評価し、New LS 導入後の予想される検出効率を具体的に割り出すことが課題である。

7.2 今後の予定と検出器改良案

本論文では、Accidental バックグラウンド除去について主に述べたが、PSD による高速中性子除去能力の向上も今後の課題である。現在、PSD については暫定的に Double Gate 法を用いて解析を行っているが、その他の有効な解析手段について評価することが課題である。

また、10 インチ PMT10 本を増設し、光収率を向上させることで、PSD 能力の改善やエネルギー分解能の改善を図る案がある。これについては、PMT の特性試験や、Flash ADC の増設、それに伴う DAQ の改造など様々な課題があり、検討の余地がある。

また、バッファ層にホウ酸を混合することで熱中性子を捕獲し、Multi neutron 事象を更に低減する案があるが、こちらは十分な基礎測定と評価がなされておらず、今後研究の必要がある。

また、現在の実験室における防火対策状況では、消防法により液体シンチレーターが 200L 未満に抑えられている。消防設備を改善し、液体シンチレーターを当初の想定量 (230L) に充填することも必要だ。

将来的には、種々の改良により一定の性能 (例えば、 3GW_{th} の原子炉において 1 日未満の測定

でニュートリノが検出できる性能)を有し、実際に原子炉近傍に設置しニュートリノ検出を行うことが目標である。

謝辞

本研究を行うにあたり、研究室内外の多くの方々から指導と協力を頂いた。本章ではその感謝の弁を述べる。

指導教官である末包准教授には、本研究実施の機会を与えていただき、実験の遂行や論文執筆にあたって、大変多くの助言を頂いた。研究に行き詰まりがあったとき、物理学に対する深い知見を元に、私の思いも寄らないような解決策を提示して頂くことが多々あり、大変な助けになった。ここに感謝の意を表す。また、末包准教授が携わる Double Chooz 実験の成功を陰ながらお祈りさせて頂く。

研究員である古田久敬氏には、実験の遂行や、データ解析にあたって、様々なご助力を頂いた。修士論文に対しても細部にいたるまで助言を頂き、大変参考になった。特に本論文の第6章におけるモンテカルロ・シミュレーションを用いた研究は同氏の協力によるところが大きい。ここに感謝の意を表す。

本研究は、Double Chooz 実験日本グループの検出器開発の一環として行われている。Double Chooz 実験のコラボレーターである各大学の先生方には本研究に対してグループの共同会議で数々の助言を頂いた。ここに感謝の意を表す。

本実験グループは東北大学ニュートリノ科学研究センターに属する。KamLAND グループの先生方、学生の皆様には様々な実験器具を融通していただき、協力、助言も頂いた。同センターの技官職員、事務職員の方々にも研究生活を送るにあたって様々な協力を頂いた。皆様に感謝の意を表すると共に、今後の同センターの発展をお祈りする。

最後に、実験グループの先輩である田畑氏、Thiago. J. C. Bezerra 氏、井村氏、高橋氏、同輩である古田幸人氏、後輩である澤村氏、江澤氏には実験遂行や学生生活の両面で様々なご助力を頂いた。私生活でも友人として付き合っさせて頂き、研究を行うにあたって大きな励みとなった。ここに感謝の意を表すると共に、皆様の今後の活躍をお祈りする。

参考文献

- [1] A. Bernstein, G. Baldwin, B. Boyer, M. Goodman, J. Learned, J. Lund, D. Reyna, R. Svoboda, “Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors : Current Capabilities and Future Prospects”, 2009
- [2] A. Porta for the Nucifer collaboration, “Reactor neutrino detection for non proliferation with the Nucifer experiment”, 2010
- [3] M. Minowa, “Plastic Anti-Neutrino Detector Array (PANDA) at a nuclear power station in Japan”, Presentation at AAP2011, 2011
- [4] C. Mariani, “DoubleChooz: Experiment Status”, 2010
- [5] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, “Reactor Antineutrino Anomaly”, 2011
- [6] H. Furuta et al., “A Study of Reactor Neutrino Monitoring at Experimental Fast Reactor JOYO”, 2011
- [7] H. Tadokoro, Master thesis, Tohoku University, 2009
- [8] A. Imura, Master thesis, Tohoku University, 2010
- [9] T. Aoyama et al., “Nuclear Engineering and Design”, Vol.237, pp.353-368, 2007
- [10] I. Shimizu, Ph.D thesis, Tohoku University, 2004
- [11] Carlo Bemporad et al., “Reactor-based Neutrino Oscillation Experiment”, hep-ph/0107277, 2001
- [12] Nobelprize.org, <http://www.nobelprize.org/>
- [13] H. Furuta, Ph.D thesis, Tokyo Institute of Technology University, 2009
- [14] G. F. Knoll, “放射線計測ハンドブック”, 第3版, 日刊工業新聞社, 2001
- [15] Richard L. (Dick) Hahn, “Gd-Loaded Liquid Scintillator (Gd-LS): Past Problems, Current Solution, & Future Directions”, Presentation at LBNL, 2006
- [16] Merck Chemicals Japan, <http://www.merck-chemicals.com/japan/>
- [17] O. Tajima, Master thesis, Tohoku University, 2000
- [18] 浜松ホトニクス, <http://jp.hamamatsu.com/>
- [19] 丸善石油化学, <http://www.chemiway.co.jp/>
- [20] 石川 寛昭, “液体シンチレーション測定法”, 第2版, 南山堂, 1981
- [21] R. A. Reeder et al., “Dilute scintillators for large-volume tracking detectors”, 1993
- [22] J. R. TAYLOR, “計測における誤差解析入門”, 第1版, 東京化学同人, 2000

[23] 日本物理学会, “日本物理学会誌”, 2003 年 5 月号, 2003

[24] 浜松ホトニクス, “光電子増倍管－その基礎と応用－”, 第 3a 版, 2007

付録 A

光電子増倍管の入射光量に対する線形性試験

第 5.4.2 項の実験のように、発光量が大きい場合でも、PMT(浜松ホトニクス H6410)からの信号が線形性を保っているかについて、検証を行った。

光源として発光ダイオード(LED)を用い、電圧値を増加させ、PMTへ入射する光の光量を上げていき、入射光量と PMT から検出される電荷量の関係を調べた。

A.1 方法

本実験は、図 A.1 のような配置で実験を行った。

LED の電源として用いた Pulse Generator(P.G.)は、時間幅、波高、周波数を任意に調節して矩形波を出力できる装置である。本実験では時間幅を約 40ns、周波数 100Hz に固定して測定を行った。データ取得はオシロスコープを用いて行った。

信号の流れについて以下に記す。

- (1) P.G. から出力された矩形波は、T 字型コネクタにより 2 系統に分岐する。
- (2) 一方は LED の印加電流として、もう一方はオシロスコープの ch2 へ入力される。これにより、P.G. が LED に印加している電圧値を読み取ることが出来る。ただし、LED に流れる電流値が小さくならないように、オシロスコープのインピーダンスは十分大きく ($1M\Omega$) 設定した。
- (3) LED の発光により、PMT は光を検出し信号を発する。
- (4) PMT からの信号は、Divider を通り、Attenuator(-13dB) を介し、オシロスコープの ch1 へ入力される。Divider は第 5.4.1 項の実験と同様の条件にするために介しており、Attenuator(-13dB) は、PMT からの信号がオシロスコープの最大取得電圧値を超えないようにするために、パルスを減衰させる効果がある。
- (5) オシロスコープは ch2 に信号が入力されたとき、ch1 の信号をデータとして取得する。

このように、P.G. から矩形波が出力された時のみ、PMT からの信号を読み取る論理回路とした。これにより、LED が発する光のみを効率的に取得することが出来る。

具体的な検証方法について述べる。

P.G の電圧値を段階的に上げていき、その都度オシロスコープで波形を取得し、その積分値 (\propto 電荷量) を計算していく。しかし、LED の発光量が P.G の電圧値に対して線形であるという保証はなく、単純にオシロスコープで読み取った矩形波の電圧値と PMT の電荷量の相関関係を調べればよいというわけではない。そこで本実験では、以下のような手法を用いた。

入射光子数と PMT から得られる電荷量の比 (Gain) は、印加電圧 (HV 値) を下げれば小さくなる。いま、ある HV 値 V_a と、 V_b を想定する ($V_a > V_b$)。PMT が入射光子数に対して飽和を起こしていなければ、P.G の電圧値を上げていっても、 V_a での電荷量と V_b での電荷量は線形性を保っているはずである。

本実験では、検証対象である-1600V、それより小さい-1350V、-1100V の計 3 つの値について、測定を行った。

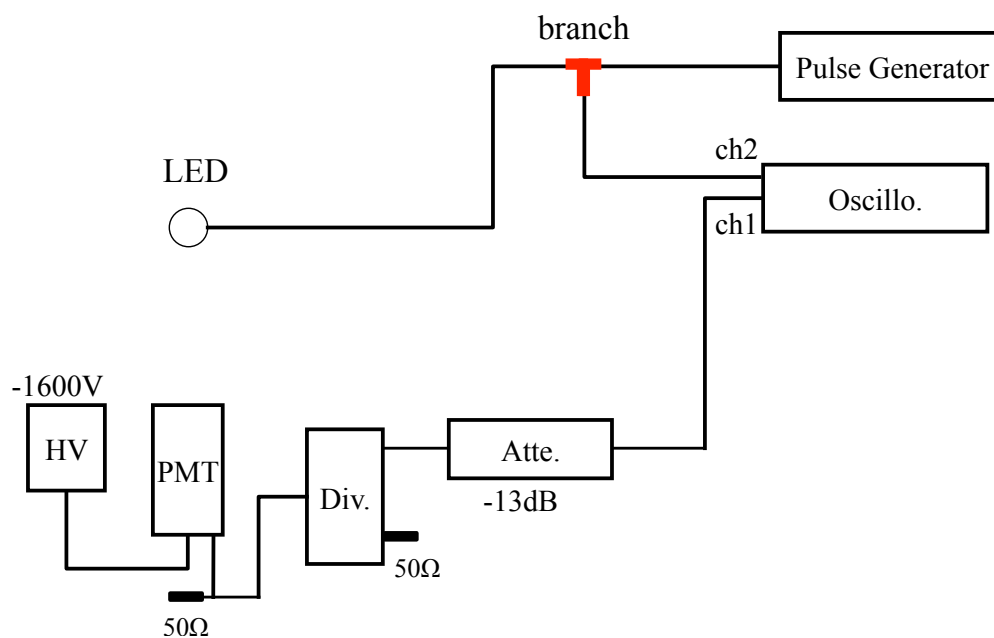


図 A.1 PMT 入射光量の飽和試験の回路図

結果

図 A.2、A.3 は、HV 値-1600V において、P.G. の電圧値を段階的に上げていった場合の、平均波形及び ADC 分布である。電圧値の増大に伴い、波形と ADC 分布のピークが大きくなっているのが分かる。

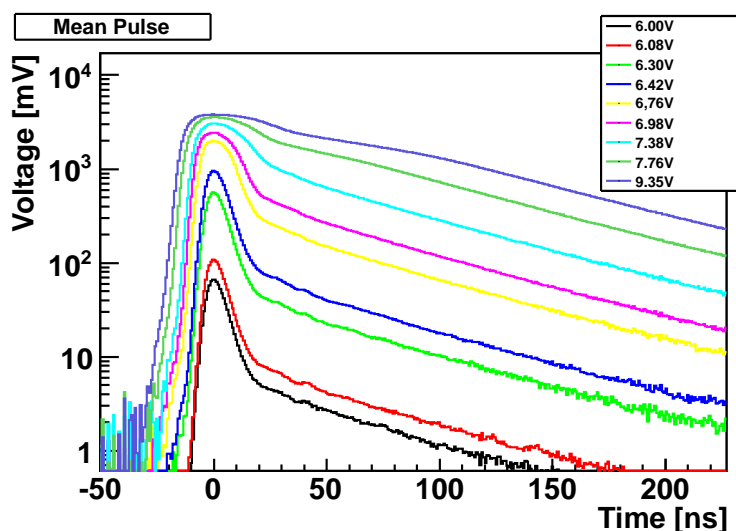


図 A.2 P.G. の電圧値を変化させた際の平均波形の推移 (HV-1600V)

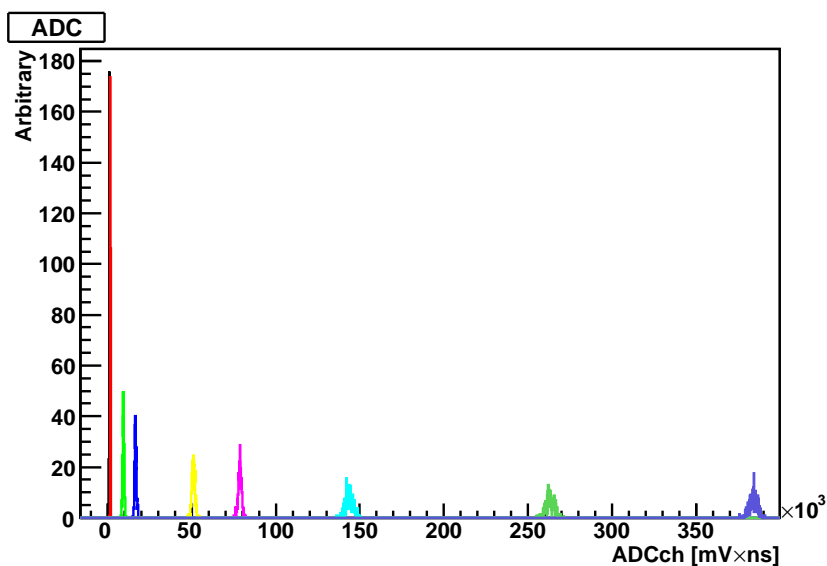


図 A.3 P.G. の電圧値を変化させた際の ADC 分布の推移 (HV-1600V)

同様の測定を印加電圧-1350V、-1100V について行い、ADC 分布の各ピークについてガウス分布で Fit を行い、各 HV 値について比較した。

各 HV 値の ADC ピーク値の相関関係を調べたグラフである。破線は、最初の 3 点について最小自乗法を適用し描いた一次直線である。(波高が低い最初の 3 点は、まだ飽和状態が起きていない十分小さい発光量と仮定し、線形性が保たれているとみなした。)

RM LS で宇宙線ミュオンのシンチレーション光を観測した際の発光量は $Q = 15000$ 程度で

あった。この付近では、一次直線と統計誤差の範囲で一致しており、線形性は保たれているといえる。

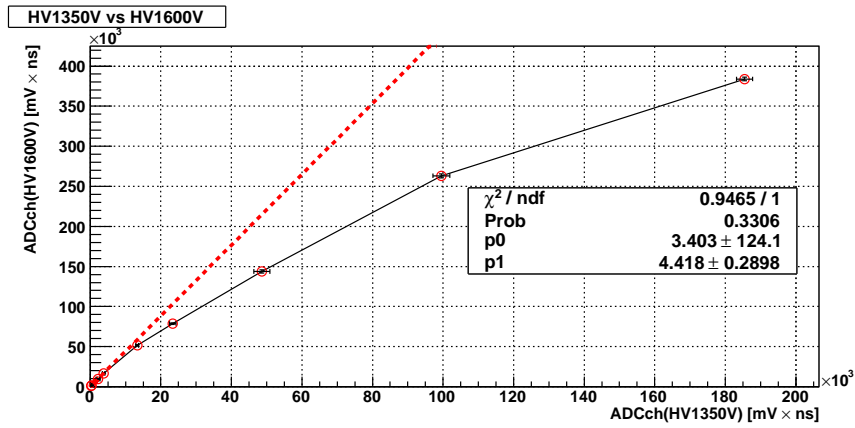


図 A.4 HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較

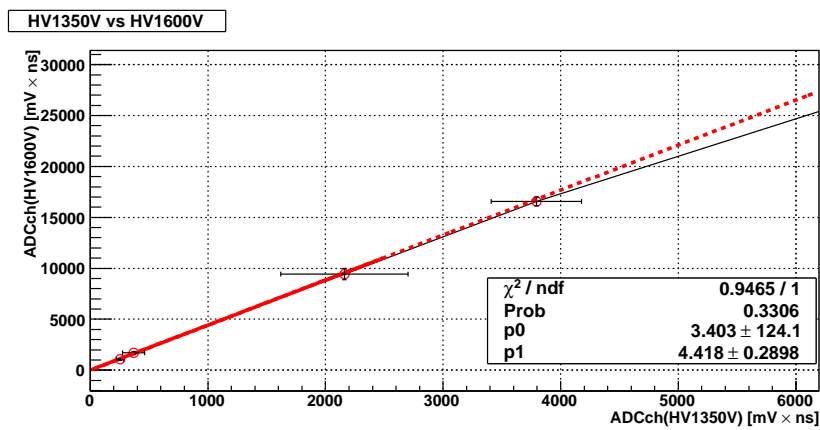


図 A.5 HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較 (低領域)

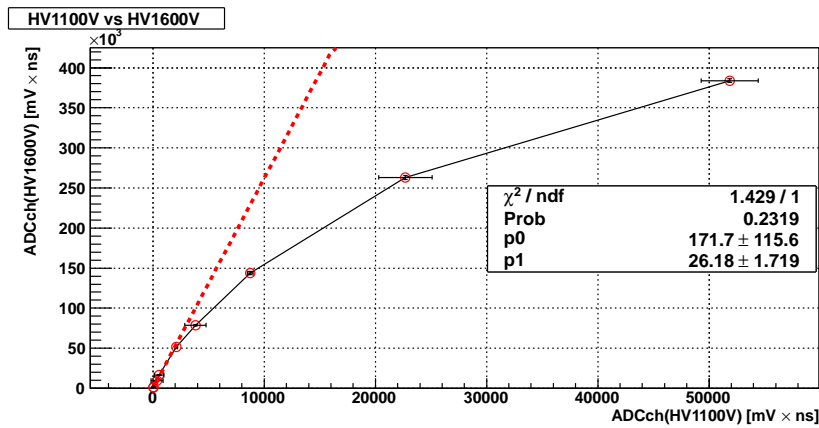


図 A.6 HV 値-1600V と HV 値-1350V についての ADC 分布のピーク値の比較

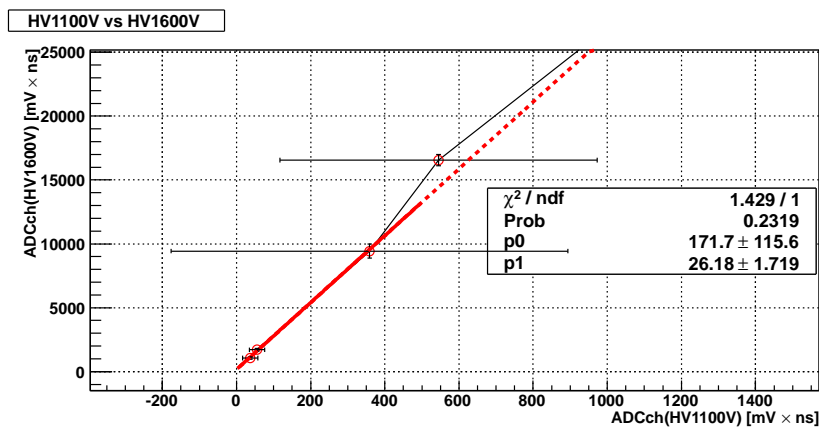


図 A.7 HV 値-1600V と HV 値-110V についての ADC 分布のピーク値の比較 (低領域)

付録 B

^{252}Cf を用いた波形弁別能力評価

バイアルサイズの実験において、改良型検出器のガドリニウム入り液体シンチレーター (RM LS) の中性子・ガンマ線弁別能力を検証した。

B.1 方法

この実験に用いた線源は、中性子とガンマ線を同時に放出する ^{252}Cf である。実験機器の配置は、 ^{60}Co を用いた発光量測定と同様に、図 5.5 のようにした。線源とバイアル中心との距離は約 8cm である。

ADC 分布及び PSD 分布を描く際に用いた積分範囲の定義は図 B.1 の通りである。

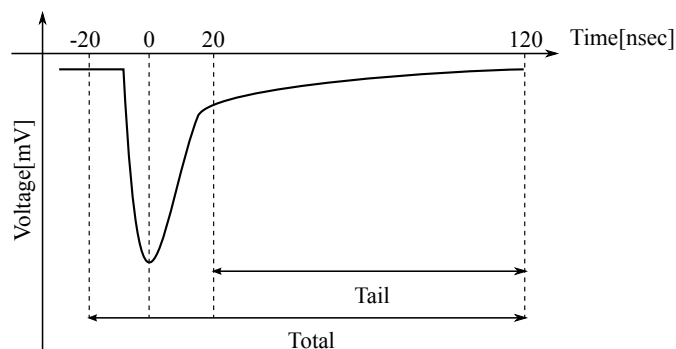


図 B.1 Flash ADC で得られた波形データに対する Double Gate 法の定義 (RM LS)

B.2 結果

図 B.2 は ^{252}Cf を設置した際の ADC 分布である。ADCch の積分範囲は図 B.1 の Total の領域と等しい。

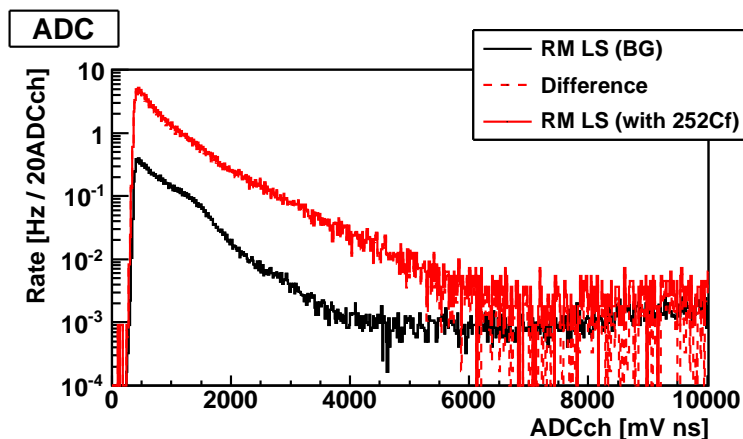


図 B.2 ^{252}Cf を用いた際の RM-LS の ADC 分布

図 B.3 は、図 B.1 の定義に従い、Total の積分範囲での $\text{ADCch}(Q_{\text{total}})$ を横軸に、Tail の積分範囲での $\text{ADCch}(Q_{\text{tail}})$ を縦軸に取り、2次元ヒストグラムを描いたものである。

このヒストグラムを見ると、 $Q > 2000$ で分布が別れ始めており、中性子とガンマ線のイベントが弁別できている。また、 $Q > 7000$ では、 Q_{tail} と Q_{total} の線形性が保たれず分布がカーブを描いているように見える。

そこで、以降の解析では $2000 < Q < 7000$ の事象のみを選び、グラフを描く。

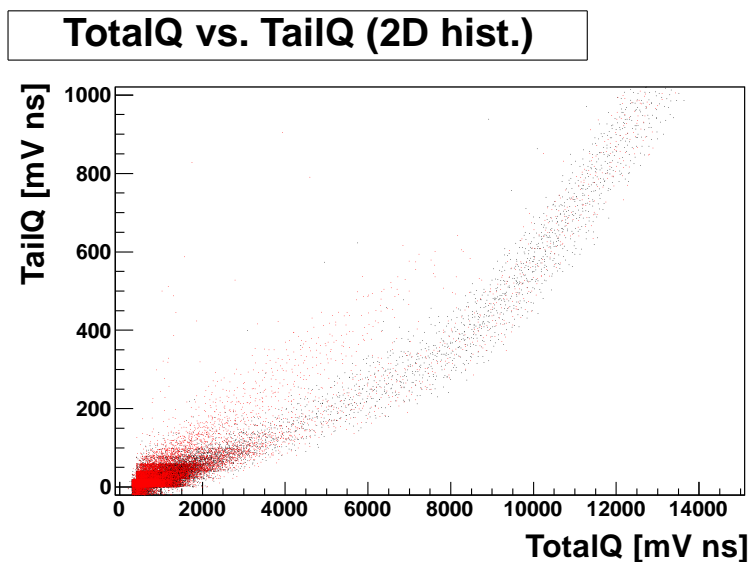


図 B.3 ^{252}Cf を用いた際の Q_{tail} と Q_{total} の 2次元ヒストグラム

図 B.4 は、 $2000 < Q < 7000$ の事象の平均波形である。ただし、縦軸を反転させ、波形のピークが正の値を示すようにしている。また、横軸についてはピーク位置を 0ns に合わせている。

ガンマ線事象と中性子事象の弁別を行っていないため、この状態では波形に有意な違いは見え

ない。

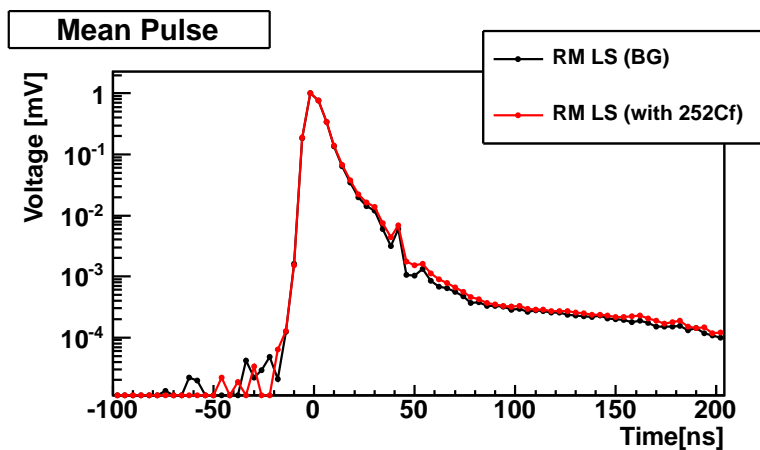


図 B.4 ^{252}Cf を用いた際の平均波形

図 B.5 は、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ のヒストグラムである。ただし、バックグラウンドとの差分を取り、二つのガウス分布で Fit を行っている。

中性子事象であれば、Tail の割合が大きくなるため、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ も大きくなり、ガンマ線事象であれば、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ はそれに比べて小さくなる。

よって、この分布でガンマ線と高速中性子それぞれのピークが確認でき、PSD 能力が確認できた。

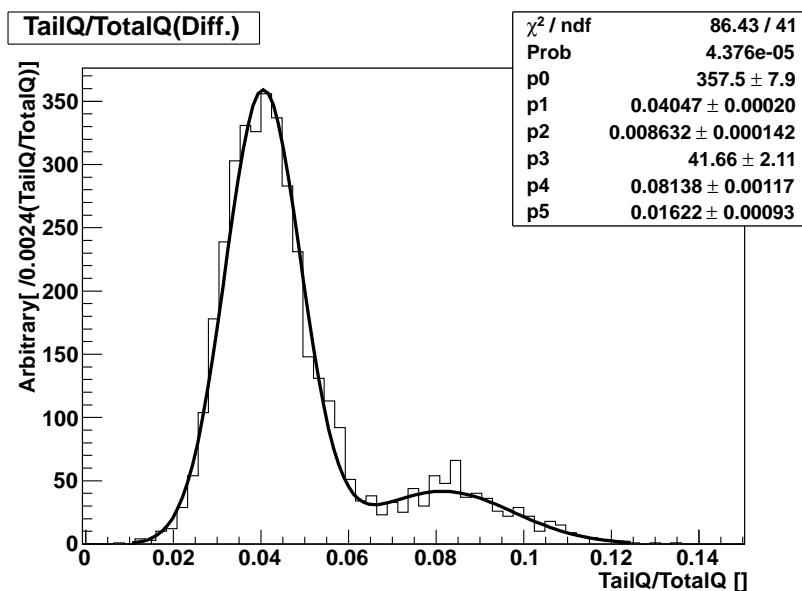


図 B.5 ^{252}Cf を用いた際の PSD 分布

図 B.6 は、ガンマ線と中性子事象の収率を表したグラフである。図 B.5 の分布において、ある $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 以上の事象を除外した場合、中性子事象が残る割合を横軸に、ガンマ事象が残る割合を縦軸に示したグラフである。

例えば、図 B.5 で $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.065$ の事象のみを選んだ場合、ガンマ線事象を 95% 確保しつつ、中性子事象を 5% まで減らすことが出来る。

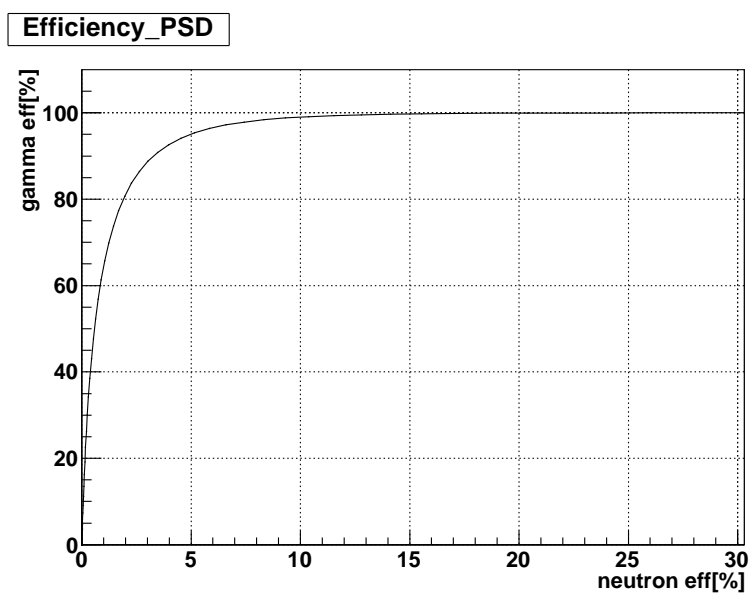


図 B.6 ガンマ線事象と中性子事象の収率

図 B.7 は、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.065$ の事象 (以下、 γ -like) と、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} \geq 0.065$ の事象 (以下、n-like) を分けて、平均波形を描いたものである。 γ -like な波形と n-like な波形で Tail の部分で差が大きくなっているのが確認できる。

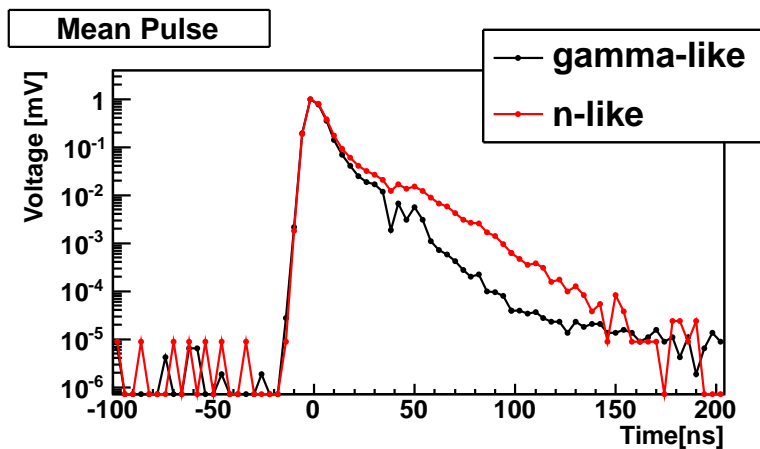


図 B.7 γ -like な波形と n-like な波形