

修士論文

反電子ニュートリノの到来方向測定に向けた  
新型検出器の開発

(Development of new type detector for electron anti-neutrino  
directional measurement)

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
白旗 豊

平成27年



## 概要

液体シンチレータ検出器は地球ニュートリノのような低エネルギーのニュートリノに感度がある反面、従来の検出方法では水チェレンコフ検出器のようにニュートリノの到来方向に感度がない。液体シンチレータ検出器にニュートリノの方向感度を持たせ、低エネルギーニュートリノの方向を知る事により新たな知見を得る事が出来ると期待される。

反電子ニュートリノの検出は逆崩壊反応 ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ) を利用している。陽電子による発光と平均  $210\mu\text{sec}$  後に陽子により中性子が捕獲された際に放出される  $2.2\text{MeV}$  のガンマ線の発光を測定すること(遅延同時計測)により検出は行われている。逆ベータ崩壊反応により放出される中性子は反電子ニュートリノの到来方向情報を有しており、中性子が反電子ニュートリノの到来方向情報を失う前に測定が出来れば、液体シンチレータ検出器でもニュートリノの到来方向を測定する事は可能である。しかし、現在の液体シンチレータ検出器では陽子の中性子捕獲断面積が小さい事と放出されるガンマ線が長距離移動するため中性子は方向情報を失ってしまう。これらの問題の解決策として、中性子捕獲断面積が大きく ( $940\text{barn}$ )、 $(n, \gamma)$  反応を起こす  ${}^6\text{Li}$  を液体シンチレータに導入し開発が行われている(リチウム含有液体シンチレータ)。また、陽電子の発光点と中性子の捕獲点を精度良く見積もる事が出来る高位置分解能の検出器の開発も必要である。高位置分解能を達成する手段として発光点を撮像することが考えられており、その開発も進められている(イメージング検出器)。

本研究では液体シンチレータ検出器を用いた反電子ニュートリノの到来方向測定の原理検証に向けた新型検出器の開発を目指す。これまでの先行研究から要求性能を定義し、要求値を満たすようリチウム含有液体シンチレータの開発とイメージング検出器の開発を行った。これらの検出器を組み合わせた”新型検出器”を作成し、後発信号となる  ${}^6\text{Li}$  の中性子捕獲イベントの撮像を行い、新技術の確立を目指した。



# 目次

第1章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノ振動	2
1.1.2	ニュートリノの質量階層構造	3
1.1.3	太陽ニュートリノ問題	4
1.2	電子型反ニュートリノの検出	6
1.2.1	逆崩壊反応による反電子ニュートリノ検出	6
	逆崩壊反応の反応断面積	7
第2章	ニュートリノの到来方向測定	10
2.1	到来方向測定の観測対象	10
2.1.1	地球ニュートリノ	10
2.1.2	原子炉ニュートリノ	16
2.1.3	超新星ニュートリノ	18
2.2	液体シンチレータによる到来方向測定原理	19
2.2.1	液体シンチレータの基本的性質	19
	構成物質:溶媒	19
	構成物質:溶質	19
	発光機構	20
	クエンチング	21
2.2.2	到来方向測定原理	22
	陽電子	22
	中性子	22
	到来方向測定原理	23
2.3	ニュートリノの到来方向観測の歴史と進行中の新技術の開発	26
2.3.1	到来方向観測のこれまでの結果	26
	水チェレンコフ光	26
	CHOOZ	27
2.3.2	観測技術の研究状況	27
	Liを含有したシンチレータを用いた小型実験	27
	方向検出技術を利用する小型実験	28
第3章	研究目的	29
3.1	先行研究の成果と問題点	29
	リチウムを含有した液体シンチレータ (LiLS)	29
	イメージング検出器	30
3.2	本研究の開発	36

<b>第 4 章</b>	<b>LiLS の開発</b>	<b>37</b>
4.1	LiLS の作成	37
4.1.1	LiLS の作成手法	37
4.1.2	ベースとなる溶媒の選定	38
4.1.3	リチウム化合物・界面活性剤の選定	38
	1. リチウム化合物の選定	38
	2. 界面活性剤の選定	39
4.2	LiLS の基礎性能評価: 発光量測定	41
4.2.1	測定原理	41
4.2.2	測定手法	43
4.2.3	測定結果	43
4.3	LiLS の基礎性能評価: 透過率測定	45
4.3.1	測定原理	45
4.3.2	測定手法	46
4.3.3	測定結果・考察	46
4.4	LiLS の構成の決定	47
4.5	bis-MSB 添加 LiLS	47
4.5.1	測定結果・考察	47
4.6	長期安定性の評価	49
4.6.1	測定原理	49
4.6.2	測定結果・考察	50
4.7	後発信号のエネルギー測定	52
4.7.1	測定原理	52
4.7.2	測定手法	53
4.7.3	エネルギーキャリブレーション	55
4.7.4	モンテカルロシミュレーション	56
4.7.5	測定結果・考察	58
4.8	LiLS の波形弁別性能の評価	59
4.8.1	測定原理	59
4.8.2	測定手法	60
4.8.3	測定結果・考察	61
4.9	結論: LiLS の開発	65
<b>第 5 章</b>	<b>新型検出器の開発</b>	<b>66</b>
5.1	シミュレーションによる性能評価	66
5.1.1	シミュレーションの条件	66
	シミュレーションのセットアップ	68
	フォトンシミュレーションの初期条件	68
5.1.2	シミュレーション結果	69
5.1.3	シミュレーションによる性能評価: 考察・結論	72
5.2	後発信号の撮像	73
5.2.1	実験準備	73
	30L サイズ LiLS の作成	73
	試作品イメージング検出器	75

5.2.2	LiLS の劣化チェック . . . . .	77
5.2.3	シンチレーション光の撮像 . . . . .	78
5.2.4	後発信号の撮像 . . . . .	80
	測定手法 . . . . .	80
5.2.5	測定結果 . . . . .	83
	バックグラウンドと $^{137}\text{Cs}$ 線源を用いた測定 . . . . .	85
	MAPMT による後発信号の撮像 . . . . .	86
5.2.6	後発信号の撮像：考察・結論 . . . . .	90
<b>第 6 章</b>	<b>結論と今後の課題</b>	<b>91</b>
	リチウム含有液体シンチレータの開発 . . . . .	91
	シミュレーションによる評価 . . . . .	91
	新技術のデモンストレーション . . . . .	92
	結論 . . . . .	92
	今後の課題 . . . . .	92
<b>付録 A</b>	<b>LiLS の開発</b>	<b>93</b>
A.1	発光波長の測定 . . . . .	93
A.1.1	測定手法 . . . . .	93
A.1.2	測定結果 . . . . .	93
A.1.3	考察・結論 . . . . .	93
A.2	屈折率測定 . . . . .	95
A.2.1	測定手法 . . . . .	95
A.2.2	測定結果 . . . . .	96
A.2.3	考察・結論 . . . . .	96
<b>付録 B</b>	<b>光学系の開発</b>	<b>97</b>
B.1	光学系の開発 . . . . .	97
B.1.1	屈折型の開発 . . . . .	97
B.2	試作品光学系の性能評価 . . . . .	99
<b>付録 C</b>	<b><math>^{238}\text{U}</math>、<math>^{232}\text{Th}</math> 崩壊系列</b>	<b>101</b>

# 目 次

1.1	pp チェイン核融合連鎖	5
1.2	CNO サイクル	5
1.3	逆 崩壊反応	6
1.4	逆 崩壊の全反応断面積の分布	9
1.5	反応断面積と陽電子放出角の関係 ( $E_{\bar{\nu}_e}=5\text{MeV}$ )	9
2.1	$^{238}\text{U}$ 系列、 $^{232}\text{Th}$ 系列、 $^{40}\text{K}$ のエネルギースペクトル	11
2.2	KamLAND 実験の装置	12
2.3	KamLAND で観測される地球ニュートリノのフラックスと検出器からの距離の関係	14
2.4	KamLAND で観測される地球ニュートリノのフラックスと検出器とニュートリノ源と検出器の角度の関係	14
2.5	KamLAND 地球ニュートリノデータ (2013)	15
2.6	KamLAND と Borexino の比較	15
2.7	原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル	17
2.8	2013 年の KamLAND における原子炉ニュートリノの測定結果	17
2.9	分子のエネルギー移動と電子遷移	20
2.10	逆 崩壊反応の全散乱断面積と発生陽電子の平均角度分布	22
2.11	ニュートリノのエネルギーごとの中性子の運動エネルギーと反跳角の相関	23
2.12	中性子捕獲原子核による位置決定精度の違い	25
2.13	反ニュートリノ到来方向に対する中性子捕獲点の角度分布	25
2.14	SK 実験：ニュートリノの角度分布	26
2.15	CHOOZ 実験：原子炉ニュートリノの角度分布	27
2.16	SANTA 実験	28
2.17	SANTA 実験：角度分布	28
3.1	リチウム含有液体シンチレータ内の逆 崩壊反応	30
3.2	仮想実験室	31
3.3	位置分解能の影響前後の方向ベクトル	31
3.4	位置分解能と角度分解能の関係	32
3.5	反射型	33
3.6	反射型:被写界深度	33
3.7	256ch MAPMT(H13700A)	34
4.1	LiLS の作成手法	37
4.2	作成された LiLS の状態	40
4.3	$^{137}\text{Cs}$ 線源の崩壊図	42



4.4	ガンマ線と炭素の反応断面積	42
4.5	発光量測定の設定アップ	43
4.6	発光量測定の結果	44
4.7	Absorption Meter	45
4.8	透過率測定の結果	46
4.9	発光量測定の結果:bis-MSB 入り LiLS	48
4.10	透過率測定の結果	48
4.11	常温,45 度の恒温槽での長期安定性の評価	51
4.12	加速劣化試験による長期安定性の評価	51
4.13	$^{252}\text{Cf}$ の崩壊図	52
4.14	$^{60}\text{Co}$ の崩壊図	52
4.15	実験セットアップ (5 インチ (拡大))	53
4.16	実験セットアップ (全体像)	53
4.17	回路図	54
4.18	時間相関図	54
4.19	エネルギーキャリブレーションセットアップ	55
4.20	エネルギーキャリブレーションの測定結果	55
4.21	simulation のセットアップ	56
4.22	シミュレーション結果	56
4.23	実測データとシミュレーションの比較	57
4.24	キャリブレーション補正関数	57
4.25	後発信号の測定結果	58
4.26	波形弁別の図	59
4.27	Double Gate 法の定義	59
4.28	回路図 (波形弁別)	60
4.29	タイミング相関図 (波形弁別)	61
4.30	Total Charge と Tail Charge の charge 分布	62
4.31	時間分布	62
4.32	Charge Ratio vs Total Charge	63
4.33	ガンマ線と後発信号の charge 分布	63
4.34	ガンマ線と後発信号の Charge Ratio の比較	64
5.1	新型検出器の性能評価:セットアップ	68
5.2	角度分布:(ピクセルサイズ考慮無し)	70
5.3	角度分布:(MAPMT 256ch)	70
5.4	角度分布:(MAPMT64ch)	71
5.5	LiLS の作成過程	74
5.6	古い超純水を使用した時と新しい超純水を使用したときの LiLS の比較	74
5.7	試作品反射型光学系	75
5.8	試作品反射型光学系の反射率測定	75
5.9	暗室内セットアップ 1	76
5.10	$^{137}\text{Cs}$ 線源と $^{60}\text{Co}$ 線源による LiLS の劣化の確認	77
5.11	$^{137}\text{Cs}$ 線源と $^{60}\text{Co}$ 線源を用いて発光量測定した時の発光量の時間変化	77
5.12	$^{137}\text{Cs}$ 線源の配置	78

5.13	$^{137}\text{Cs}$ 線源撮像の為の回路図	79
5.14	バックグラウンドの撮像	79
5.15	$^{137}\text{Cs}$ 線源の撮像	79
5.16	後発信号撮像実験のセットアップ	80
5.17	後発信号撮像の為の回路図	81
5.18	先発信号のタイミング相関図	82
5.19	後発信号のタイミング相関図	82
5.20	後発信号の撮像：エネルギー分布	83
5.21	後発信号の撮像：中性子の平均捕獲時間	84
5.22	後発信号の撮像：後発信号測定における Charge Ratio と Total Charge の二次元分布	84
5.23	後発信号の撮像：バックグラウンド測定における Charge Ratio と Total Charge の関係	85
5.24	後発信号の撮像： $^{137}\text{Cs}$ 線源によるガンマ線測定における Charge Ratio と Total Charge の関係	85
5.25	MAPMT の光電子数の分布	86
5.26	Dark の光電子数の分布	87
5.27	後発信号の撮像：後発信号の撮像結果 (ポジション 1)	88
5.28	後発信号の撮像：後発信号の撮像結果 (ポジション 2)	88
5.29	MAPMT のカット領域	89
5.30	エネルギー分布：MAPMT によるカット	89
5.31	後発信号の撮像：MAPMT によるイベントセレクション後の Charge Ratio と Total Charge の二次元分布	90
6.1	本研究の位置付け	92
A.1	LiLS の発光波長	93
A.2	屈折率測定装置	95
A.3	bis-MSB 入り LiLS の屈折率測定	96
B.1	屈折型	97
B.2	屈折型:被写界深度	97
B.3	試作品光学系 (反射型):セットアップ	99
B.4	試作品光学系 (反射型)：像の形の確認	100
B.5	試作品光学系 (反射型)：像の大きさと光軸方向の距離の関係	100
C.1	ウラン系列の崩壊系列	101
C.2	トリウム系列の崩壊系列	102

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノ

素粒子は大きく分けて、フェルミオンとボソンに分ける事が出来る。その中でもフェルミオンは6種類のクォークと6種類のレプトンから構成されていると考えられている(表 1.1)。ニュートリノはレプトンの一種であり、電荷は0、スピン  $1/2$  であり強い相互作用や電磁相互作用はしない。反応断面積が非常に小さいことから高い透過率を持っている反面、検出が非常に困難である。ニュートリノの存在は1930年に Wolfgang Ernst Pauli によって 崩壊におけるエネルギー非保存則を解決する為に提唱され、1934年に Enrico Fermi にニュートリノと名付けられた。中性の小さい粒子という意味が込められている。初めてニュートリノの観測に成功したのは、Frederick Reines と Clyde Cowan である。彼らは原子爆弾の爆発によって生成されるニュートリノの一部を捕獲する計画を立てた。しかし、計画の詳細を詰める過程で原子爆弾ほど大きなニュートリノ源とはならないが、原子炉を使用することが可能である事に気づいた。これは、逆 崩壊反応により放出される陽電子による信号から、ある一定の時間だけ遅れてくる信号を取得することにより(遅延同時計測)、大幅にバックグラウンドを除去する事が出来ると考えたからである。結果として1400リットルの液体シンチレータと塩化カドミウムが溶けた水を用いることにより原子炉から飛来するニュートリノの検出に成功した [1]。その後、ミューニュートリノが1962年 Brookhaven 国立研究所にて [2]、タウニュートリノが DONUT 実験で発見され [3]、現在3世代までのニュートリノの存在が確認されている。

	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	-1	e	$\mu$	$\tau$
	0	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

表 1.1: 物質を構成する素粒子

### 1.1.1 ニュートリノ振動

標準理論においてニュートリノの質量は0であると考えられていた。しかし、大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測値が予測される値と異なる事からニュートリノには有限質量があると考えられるようになった。

ニュートリノには電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の3種類がある事が分かっている。ニュートリノが質量を持っている場合、それぞれのニュートリノは異なる質量の固有状態の重ね合わせであると考えられ、その飛行距離により異なるフレーバー状態に変化したり、元の状態に戻ったりする。3種類のニュートリノは3種類の質量固有状態が混合した状態で表され、それぞれのニュートリノの固有状態 (フレーバー固有状態) は以下の式 (1.1) で計算出来る。

$$|\nu\rangle = \sum_j U_{j\alpha} |\nu_j\rangle \quad (j = 1, 2, 3 \quad \alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.1)$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\sigma_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\sigma_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\sigma_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\sigma_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\sigma_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで、行列  $U$  は Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (MNS 行列) と呼ばれるユニタリ行列である [4]。  $c_{ab} = \cos \theta_{ab}$ 、  $s_{ab} = \sin \theta_{ab}$  は  $a$  番目と  $b$  番目の世代間混合を表すパラメータである。

簡略化のため、2世代間のニュートリノ振動を考えた時、ニュートリノ振動が起こる確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2}{4E} D \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 D}{E} \right) \quad (1.3)$$

ここで、  $\Delta m^2$  は2世代間の質量2乗差 ( $eV^2$ )、  $D$  はニュートリノの飛行距離 (km)、  $E$  はニュートリノのエネルギー (GeV) となっている。

また、ニュートリノが物質中を伝搬する際のポテンシャルエネルギーは、真空中を伝搬する際のポテンシャルエネルギーとは異なる。よって、ニュートリノ振動も真空中とは異なる振る舞いをする。これを MSW 効果といい Wolfenstein らにより提唱された [5]。

最近では、2011年頃まで観測されていなかった振動パラメータ  $\theta_{13}$  について、Daya Bay [8] や RENO [9]、Double Chooz [10] などにより原子炉ニュートリノを用いて精密測定が行われ未観測であった CP phase ( $\sigma$ ) やニュートリノ質量階層構造の観測に向けて実験的な示唆を与えた。表 1.2 に現在測定されているニュートリノ振動のパラメータを示す [11]。

Parameter	Best fit	1 range	3 range
$\Delta m_{21}^2 / 10^{-5} \text{ eV}^2$	7.54	7.32-7.80	6.99-8.18
$\Delta m_{31}^2 / 10^{-3} \text{ eV}^2$	2.47	2.41-2.53	2.27-2.65
$\sin^2 \theta_{12} / 10^{-1}$	3.08	2.91-3.25	2.59-3.59
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$	2.34	2.15-2.54	1.76-2.95
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$	4.37	4.14-4.70	3.74-6.26
$\sigma_{13} / 180^\circ$	1.39	1.12-1.77	0.00-2.00

表 1.2: ニュートリノ振動解析による振動パラメータ (標準階層:  $m_1 < m_2 \ll m_3$ )

LEP 実験 [12] の Z ボソンの崩壊幅の測定により、弱い相互作用を起こすニュートリノの世代数は 3 であると限定されているが、LSND 実験 [13] と MiniBooNE 実験 [14] などにより  $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$  のニュートリノ振動 ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) が測定されており、弱い相互作用を起こさない第 4 世代のステライルニュートリノの存在についても議論されるようになってきている。ステライルニュートリノが存在する場合、質量固有状態は以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \\ |\nu_s\rangle \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* & U_{e4}^* & \cdots \\ U_{\mu 1}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\mu 3}^* & U_{\mu 4}^* & \cdots \\ U_{\tau 1}^* & U_{\tau 2}^* & U_{\tau 3}^* & U_{\tau 4}^* & \cdots \\ U_{s1}^* & U_{s2}^* & U_{s3}^* & U_{s4}^* & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \\ |\nu_4\rangle \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

ここで、 $m_4 \sim 1\text{eV}^2$  と  $|U_{s4}|^2 \gg |U_{\alpha 4}|^2 (\alpha = 1, 2, 3)$  と仮定したとき  $\frac{E}{L} \sim 1\text{eV}^2$  での振動確率は

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_s} \sim 4|U_{s4}|^2|U_{e4}|^2 \sin^2\left(\frac{m_4^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (1.5)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \sim 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \sin^2\left(\frac{m_4^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (1.6)$$

と表す事が出来、 $|U_{s4}|^2 \sim 0.5, |U_{e4}|^2 \sim 0.1, |U_{\mu 4}|^2 \sim 0.01$  であるとき LSND 実験や MiniBooNE 実験などの結果が説明出来ると考えられる。

### 1.1.2 ニュートリノの質量階層構造

太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノの観測により  $m_1$  と  $m_2$  の質量の 2 乗差である  $m_2^2 - m_1^2$  が得られ、大気ニュートリノの観測から  $m_2$  と  $m_3$  の二乗差である  $|m_2^2 - m_3^2|$  が測定されているが、 $m_1 \sim m_3$  のそれぞれの値や  $m_2$ 、 $m_3$  のどちらが重いのかなどはいまだ分かっていない。ニュートリノの質量階層構造のモデルとして以下のモデルが考えられている。1 つ目は正常階層構造であり、 $m_3$  が最も大きいと考えられているモデルであり、2 つ目は逆階層構造で  $m_2$  が最も大きい。これらの階層構造を解き明かす手段としてニュートリノレス二重ベータ崩壊の観測や階層性による物質効果の影響の違いを利用したニュートリノ振動解析などが行われている。

1. 標準階層 (Normal Hierarchy) :  $m_1 < m_2 \ll m_3$
2. 逆階層 (Inverted Hierarchy) :  $m_3 \ll m_1 < m_2$

### 1.1.3 太陽ニュートリノ問題

標準太陽模型において太陽の内部では水素核融合反応が起こっており、この反応は太陽の主要な熱源となっていると考えられている。その際の主な反応は pp チェインと呼ばれている連鎖反応 (98.5%)(図 1.1) と、CNO サイクル (1.5%)(図 1.2) と呼ばれる反応である。それらの反応をまとめると以下の式ようになる。



ニュートリノが二つ生成されるごとに 26MeV のエネルギーが放出されており、太陽表面の輝度測定値が  $38 \times 10^{26} \text{J/sec}$  であることからニュートリノは毎秒約  $2 \times 10^{38}$  個生成されている。太陽から飛来して来るニュートリノは Raymond Davis により検出された。Davis が開発したニュートリノ検出器は塩素化合物の入った水溶液であり、 ${}^{37}\text{Cl}$  がニュートリノを吸収した際、 ${}^{37}\text{Ar}$  に変わる。その時、同時に電子も放出される。



その後、35 日の半減期を経由して軌道電子を捕獲、より安定な状態の  ${}^{37}\text{Cl}$  に戻る。この反応により、原子核内の電子軌道に空孔が残り、空孔より外側にある軌道電子は空孔に落下してしまう。この際放出される X 線により第三番目の電子は外側に叩き出され、エネルギーが放出される。この時に放出される特定のエネルギーを検出することにより、 ${}^{37}\text{Cl}$  が  ${}^{37}\text{Ar}$  に変化していた証拠となる。このような原理の検出器によりデービスは太陽から飛来するニュートリノの初観測に成功した [15]。1970 年から 1988 年にホームステーキで行われた  ${}^{37}\text{Cl}$  実験により塩素原子 1 個あたりの捕獲率は  ${}^{37}\text{Cl}$  原子 1 個あたり毎秒  $10^{-36}$  個の捕獲率を 1 とする (SNU (Solar Neutrino Unit) : Events/ $10^{36}$ atom/sec) と  $2.05 \pm 0.3[\text{SNU}]$  である事が判明した。標準太陽模型により計算される太陽ニュートリノフラックスの理論値は  $7.9 \pm 2.6[\text{SNU}]$  となり実験と予測値が合わないことが判明した。このように、実験と予測値が食い違っている問題を太陽ニュートリノ問題といい、この問題はニュートリノ振動の観測により解決された。

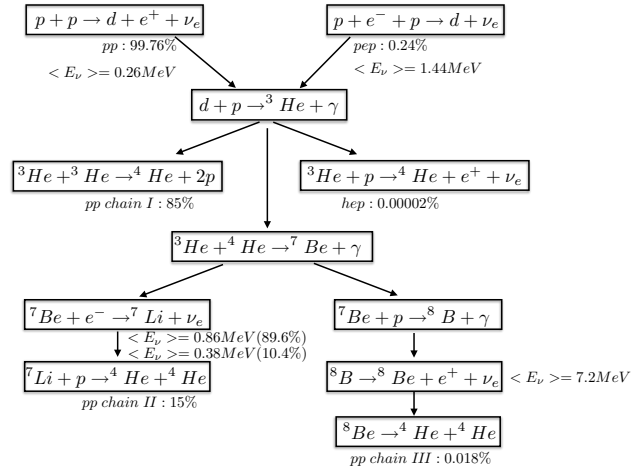


図 1.1: pp チェイン核融合連鎖

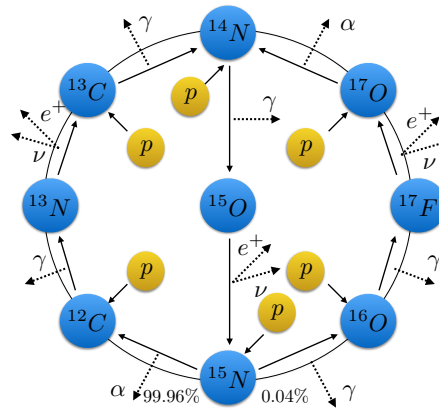


図 1.2: CNO サイクル

## 1.2 電子型反ニュートリノの検出

### 1.2.1 逆崩壊反応による反電子ニュートリノ検出

液体シンチレータ内を反電子ニュートリノが通過する際、陽子と反応して逆崩壊反応(式(1.9))を起こし、陽電子と中性子を放出する。



この際、陽電子はすぐに電子と反応して対消滅を起こし0.511MeVのガンマ線を2本放出する。また放出された中性子は陽子に捕獲され2.2MeVのガンマ線を放出する。対消滅による2本のガンマ線と陽電子の運動エネルギーを先発信号(式(1.10))、陽子が中性子を捕獲した際に放出するガンマ線を後発信号(式(1.11))として遅延同時計測により反電子ニュートリノの観測を行っている。



二つの信号を遅延同時計測により測定することで、反電子ニュートリノイベントとバックグラウンドイベントを精度良く識別する事が出来る。図1.3に逆崩壊の図を示す。

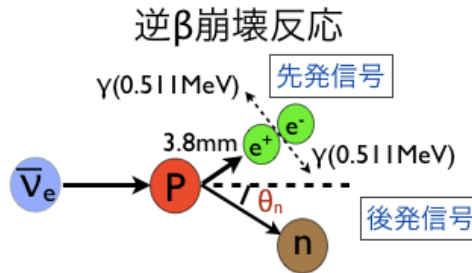


図 1.3: 逆崩壊反応

次に逆崩壊を起こす為に必要な反電子ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  を求める。先発信号のエネルギーを  $E_{\text{prompt}}$  とし、後発信号のエネルギーを  $E_{\text{delayed}}$  とするとエネルギー保存則より式(1.12)と式(1.13)を得る。

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = K_{e^+} + m_{e^+} + K_n + M_n \quad (1.12)$$

$$K_{e^+} + m_{e^+} + m_e = E_{\text{prompt}} \quad (K_n \approx 0) \quad (1.13)$$

ここで、 $M_p$  は陽子の質量、 $K_{e^+}$  は陽電子の運動エネルギー、 $m_{e^+}$  は陽電子の質量、 $K_n$  は中性子の運動エネルギー、 $M_n$  は中性子の質量となっている。中性子は陽電子に比べ質量が非常に大きいので、エネルギーの大半は陽電子が得る。従って、観測される先発信号のエネルギー  $E_{\text{prompt}}$  は、式(1.14)のように計算する事が出来る。

$$\begin{aligned} E_{\text{prompt}} &= E_{\bar{\nu}_e} + M_p + m_e - M_n \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - 0.78[\text{MeV}] \end{aligned} \quad (1.14)$$



逆崩壊反応により放出される中性子は約  $210\mu\text{sec}$  後に陽子により捕獲される。その際に放出されるガンマ線のエネルギーを式 (1.15) により計算する事が出来る。

$$\begin{aligned} M_n + M_p &= M_d + E_{\text{delayed}} \\ E_{\text{delayed}} &= (M_n + M_p) - M_d = 2.22[\text{MeV}] \end{aligned} \quad (1.15)$$

ここで  $M_d$  は重水素原子の静止質量である。以上より、後発信号のエネルギーは  $2.22[\text{MeV}]$  となる。また、反電子ニュートリノのエネルギー閾値は式 (1.9) の反応前後の質量差から

$$\begin{aligned} E_{\text{threshold}} &= \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} \\ &= 1.8[\text{MeV}] \end{aligned} \quad (1.16)$$

となる。

#### 逆崩壊反応の反応断面積

反電子ニュートリノの逆崩壊反応における微分断面積 ( $d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ ) を見積もる [16]。

$$\left(\frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{d\cos\theta_e}\right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)}\cos\theta_e] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{1}{M}\right] E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (1.17)$$

ここで、 $E_{\bar{\nu}_e}$  は反電子ニュートリノのエネルギー、 $E_e^{(i)}, p_e^{(i)}, v_e^{(i)}$  は、陽電子のエネルギー、運動量、速度の第  $i$  近似 ( $i=0,1$ ) を表す。また、 $M$  は平均核子質量である。これらは、それぞれ以下のように表せる。

$$E_e^{(0)} = E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p) \quad (1.18)$$

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left(1 - \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos\theta_e)\right) - \frac{y^2}{M} \quad (1.19)$$

$$p_e^{(i)} = \sqrt{(E_e^{(i)})^2 - m_e^2} \quad (i = 0, 1) \quad (1.20)$$

$$v_e^{(i)} = \frac{p_e^{(i)}}{E_e^{(i)}} \quad (1.21)$$

ここで、 $f$  はベクトル結合定数、 $g$  は軸性ベクトル結合定数であり、それぞれ  $f=1.0$ 、 $g=1.26$  となる。 $y^2$  は式 (1.22) により中性子、陽子、電子の質量により決まる定数である。

$$y^2 = \frac{2 - m_e^2}{2} \quad (1.22)$$

また、 $\sigma_0$  は内部輻射補正を含む規格化定数で、式 (1.23) で表される。

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c}{2} \left(1 + \frac{\text{rad}}{\text{inner}}\right) \quad (1.23)$$

ここで  $G_F$  は  $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.16637 \times 10^{-5} \text{G}_e \text{V}^{-2}$  で表され、フェルミ結合定数である。 $\frac{\text{rad}}{\text{inner}}$  は内部輻射補正規格化定数であり  $\frac{\text{rad}}{\text{inner}} \simeq 0.024$ 、 $\theta_c$  は定数で  $\theta_c = 0.974$  である。式 (1.24) のように書ける。

$$\begin{aligned}
&= 2(f + f_2)g((2E_e^{(0)} + \dots)(1 - v_e^{(0)}\cos\theta_e - \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}})) \\
&+ (f^2 + g^2)(\dots(1 + v_e^{(0)}\cos\theta_e) + \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}}) \\
&+ (f^2 + 3g^2)((E_e^{(0)} + \dots)(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}}\cos\theta_e - \dots)) \\
&+ (f^2 - g^2)((E_e^{(0)} + \dots)(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}}\cos\theta_e - \dots))v_e^{(0)}\cos\theta_e \quad (1.24)
\end{aligned}$$

ここで、 $f_2$  は  $f_2 = \mu_p - \mu_n (= 3.706)$  である。以上より、微分反応断面積は  $E_{\bar{\nu}_e}$  と  $\cos\theta_e$  によって決まる量となっている。 $E_{\bar{\nu}_e}$  の値が分かっている時、式 (1.17) は  $\cos\theta_e$  の関数となり次のように書ける。

$$\frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{d\cos\theta_e} = Af(\cos\theta_e) \quad (A \in \mathbb{R}) \quad (1.25)$$

よって、あるエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する全反応断面積を  $\sigma_{\text{tot}}$  とした時、式 (1.26) のように書くことが出来る。

$$\sigma_{\text{tot}} = A \int f(\cos\theta_e) d\cos\theta_e \quad (1.26)$$

各々のエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する全反応断面積の分布は図 1.4、 $E_{\bar{\nu}_e}$  が 5MeV の時の陽電子の放出角と反応断面積の関係は図 1.5 のようになる。

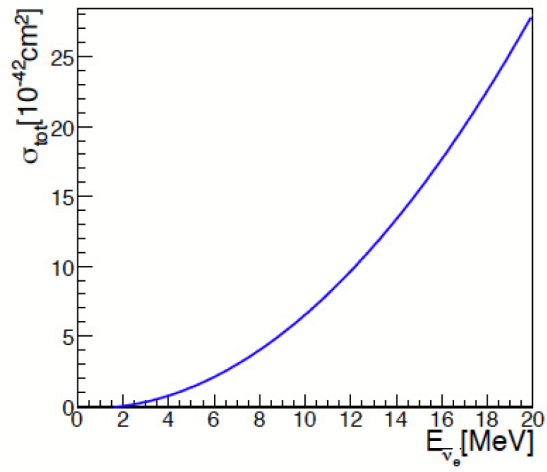


図 1.4: 反電子ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する、逆崩壊反応の全反応断面積の分布

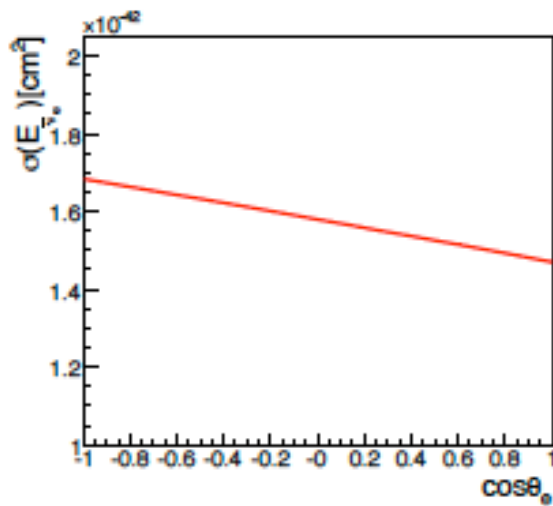


図 1.5: 反電子ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e} = 5 \text{MeV}$  とした時の反応断面積の分布と陽電子放出角の関係

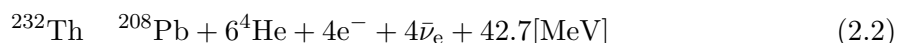
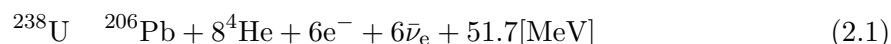
## 第2章 ニュートリノの到来方向測定

反電子ニュートリノの到来方向測定では、地球ニュートリノ・原子炉ニュートリノ・超新星ニュートリノを観測対象とする。本節ではそれぞれのニュートリノについての説明と到来方向測定の意義について述べる。また、本研究の目的である液体シンチレータによる反電子ニュートリノの到来方向測定の原理について述べた後に、到来方向観測の先行研究について紹介する。

### 2.1 到来方向測定の観測対象

#### 2.1.1 地球ニュートリノ

地球内部に存在する放射性物質の崩壊時に放出される反ニュートリノは地球ニュートリノと呼ばれ、主に  $^{238}\text{U}$  系列,  $^{232}\text{Th}$  系列,  $^{40}\text{K}$  崩壊により生成される。以下にそれぞれの崩壊を示す。



上記の式より、地球ニュートリノの発生量から放射性物質の地球内存在量や放射性物質を起源とする熱量を見積もる事が出来る。地球の化学組成のモデルは BSE(bulk silicate Earth) モデルと呼ばれ、隕石粒(コンドライト)を化学的に分析する事によって求められている。総熱量は  $47 \pm 2\text{TW}$  がよく知られている値であり [17]、世界中の至る所に熱流量計を設置して観測して求められた値である。総熱量のうち地殻や堆積物、マントルに存在する放射性物質による熱量は様々な地球モデルを計算する事により  $10\sim 30\text{TW}$  と見積もられている (Geodynamical[18]、Geochemical[19]、Cosmochemical[20] など)。このような、モデルによる放射性物質を起源とする熱量の開きや  $^{238}\text{U}$  崩壊系列と  $^{232}\text{Th}$  崩壊系列、 $^{40}\text{K}$  による崩壊がどの程度の割合を占めるかなど、地球ニュートリノを観測する事によって直接的に見積もる事が出来ると期待されている。また、総熱量のうち放射性物質以外からの熱量として、地球が誕生した際の残留熱、液体核の固化熱が考えられている。その他には地球内原子炉の存在等も考えられる。

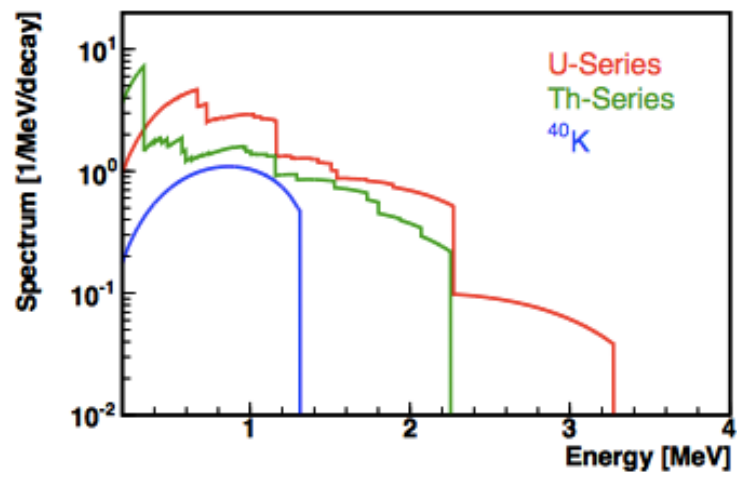


図 2.1:  $^{238}\text{U}$  系列、 $^{232}\text{Th}$  系列、 $^{40}\text{K}$  のエネルギースペクトル: 赤軸は  $^{238}\text{U}$  系列、緑軸は  $^{232}\text{Th}$  系列、青軸は  $^{40}\text{K}$  から地球ニュートリノのエネルギースペクトルを表している。

地球ニュートリノは KamLAND が世界で初めて観測した [21]。ここでは、地球ニュートリノ観測を行っている大型検出器の例として KamLAND について説明する。

KamLAND は低エネルギー反ニュートリノの観測に特化した世界最大規模の液体シンチレータ検出器である。岐阜県神岡鉱山の地下約 1000m に設置されており、1kt の液体シンチレータを有する。実験装置の概要を図 2.2 に示す。KamLAND の検出器は、円柱タンクの内部に OD(外部検出器) と ID(内部検出器) がある。OD は 3,200t の超純水で満たされており外部からのガンマ線や岩盤からの中性子などのバックグラウンドを除去する役割を担っている。ID は内部にバルーンが設置されており、バルーンの外側にバッファオイル、内部は液体シンチレータによって満たされている。反電子ニュートリノの検出はバルーン内部の液体シンチレータの層で行われる。液体シンチレータは N-12(ドデカン)、PC(1,2,4 トリメチルベンゼン) が体積比 8:2 で作られており、PPO(2,5 ジフェニルオキサゾール) は 1.36g/l 含まれている (KamLAND 液シン)。バッファオイルは N-12(ドデカン) とイソパラフィン (パラオール 250) が体積比 53:47 で作られており、液体シンチレータとの密度差は 0.04% 以下となっている。また、発光剤である PPO は入っておらず全く発光がなく、放射線強度が高くなっている壁際の発光を抑え、イベントレートを下げることによって、エネルギー閾値を下げる役割や accidental ガンマ線等のバックグラウンド除去にも役立っている。

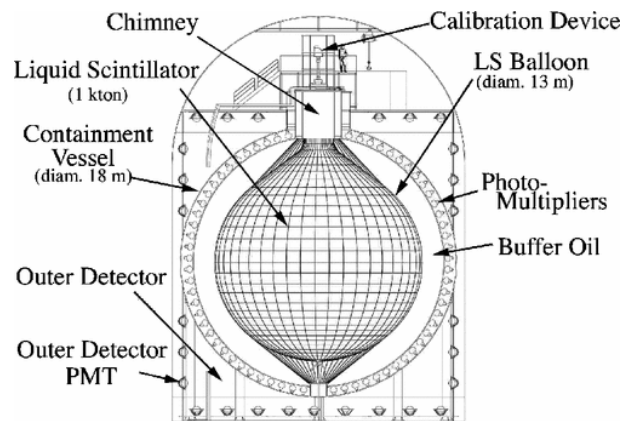


図 2.2: KamLAND 実験の装置

地球からの反電子ニュートリノの観測には逆崩壊反応を利用しており、エネルギー閾値は 1.8MeV となっている。よって、最大エネルギーが 3.3MeV である  $^{238}\text{U}$  と 2.3MeV である  $^{232}\text{Th}$  からの地球ニュートリノの一部は観測出来るが、最大エネルギーが 1.3MeV である  $^{40}\text{K}$  は閾値以下で観測する事が出来ない。

地震波速度の測定や岩石の化学組成を測定することにより、地球の内部構造を推測する事が出来る。その推測された地球の内部構造から地球ニュートリノのフラックスを計算する事が出来る。

$$\frac{d\phi(E_\nu, \mathbf{r})}{dE_\nu} = A \frac{dn(E_\nu)}{E_\nu} \int_{V_\oplus} d^3\mathbf{r}' \frac{a(\mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')P(E_\nu, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \quad (2.5)$$

- A : 単位質量当たりの崩壊数  
 $\frac{dn(E_\nu)}{E_\nu}$  : 単位エネルギー当たりのニュートリノ放出数  
 $a(\mathbf{r}')$  : 岩石単位質量当たりの放射性物質質量  
 $\rho(\mathbf{r}')$  : 岩石密度

ここで、 $P(E_\nu, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$  は距離  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  通過後のニュートリノ生存確率であり、ニュートリノ振動の式から以下ようになる。

$$P(E_\nu, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) \quad (2.6)$$

ここで、 $L = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  であり、 $E_\nu [\text{MeV}]$  はニュートリノのエネルギーである。また、地球内部では物質効果がニュートリノのフラックスに与える影響は誤差 1% 以下であり無視出来る。

図 2.3 に KamLAND で観測される地球ニュートリノのフラックスと距離 (検出器と地球ニュートリノ生成点の距離) の関係を示す。全フラックスのうちフラックスの割合は 25% が半径 50km 以内から、50% が半径 500km 以内となっている。また、全フラックスのうち地殻からの寄与が大きくなっており、検出器に近い領域の地殻の構造を正確に見積もる事は重要である。図 2.4 に地球ニュートリノのフラックスと天頂角 (検出器と地球ニュートリノ生成点の角度) の関係を示す。地殻から飛来する地球ニュートリノのフラックスは 80 ° ~ 90 ° 付近の領域が多くなっている。地殻に比べ、上部マントルは 80 ° 以下の領域が多くなっており、下部マントルは 60 ° 以下から地球ニュートリノが多く飛来している。従って、地殻やマントルから飛来する地球ニュートリノのフラックスには角度依存性があり、地球ニュートリノの到来方向を測定する事により、地殻やマントルを分離した上でそれぞれの熱分布を調べることが出来ると期待される。次に、KamLAND で観測された地球ニュートリノのフラックスとバックグラウンドデータの関係を図 2.6 に示す [6]。地球ニュートリノ観測において大きなバックグラウンドとなっているのは原子炉から飛来するニュートリノであり、ニュートリノの到来方向測定により原子炉の運転状況に依存しない高精度データが得られるようになることも期待される。

地球ニュートリノ観測は、イタリアにある Borexio[22] でも同様に観測されており、将来的には中国の JUNO[11]、ハワイ海洋の HANO HANO[23]、カナダの SNO+[25]、ヨーロッパでは LENA[24] が地球ニュートリノ観測を行う予定である。世界中で方向感度を持った検出器を作成し地球ニュートリノ観測を行う事により地球内部の熱源マップを作成することが出来る可能性がある。

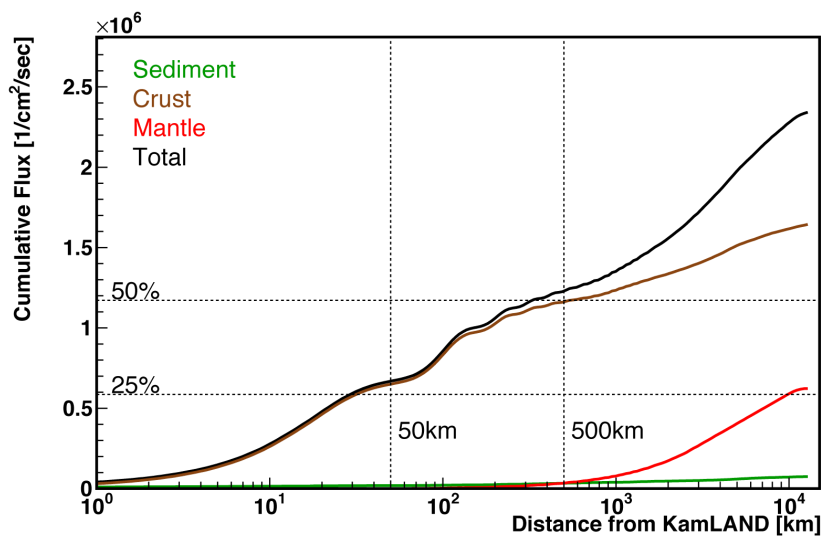


図 2.3: KamLAND で観測される地球ニュートリノのフラックスと距離の関係:黒いグラフが合計フラックス、緑のグラフが堆積物、茶色いグラフが地殻、赤いグラフがマントルからの地球ニュートリノフラックスを表している。

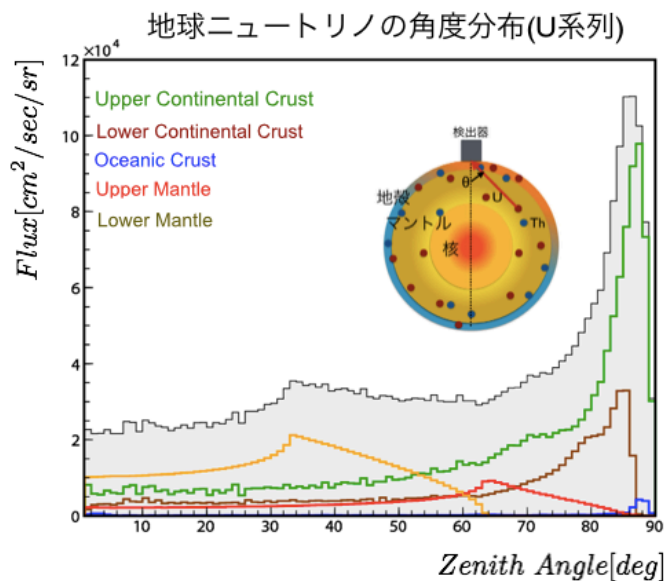


図 2.4: KamLAND で観測される地球ニュートリノのフラックスとニュートリノ源と検出器の角度の関係:黒いグラフが合計フラックス、緑のグラフが上部地殻、茶色いグラフが下部地殻、青いグラフが海洋地殻、赤いグラフが上部マントル、黄色いグラフが下部地殻からの地球ニュートリノフラックスを表している。



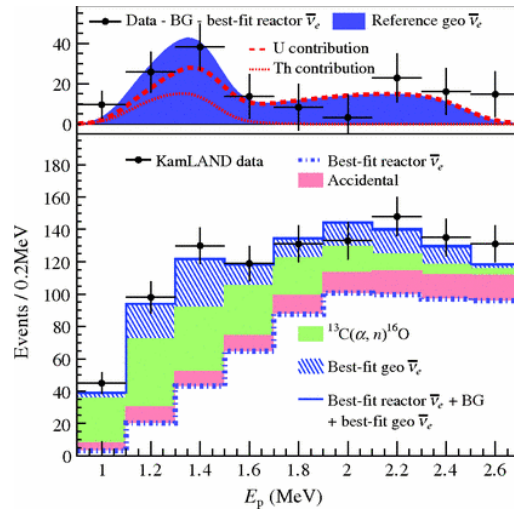


図 2.5: KamLAND における地球ニュートリノの 2002 年からの観測データ (2013):横軸は逆崩壊反応により放出される陽電子のエネルギー。下部にあるグラフは、バックグラウンドと地球ニュートリノのデータであり、黒のエラーバー付きのヒストグラムは KamLAND で実測されたデータである。下の青い点線のヒストグラムから順に原子炉ニュートリノ、accidental、 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 、地球ニュートリノの Best fit となっている。上部にあるヒストグラムは、データから原子炉ニュートリノとバックグラウンドを差引いたあとの地球ニュートリノのイベントを表している。

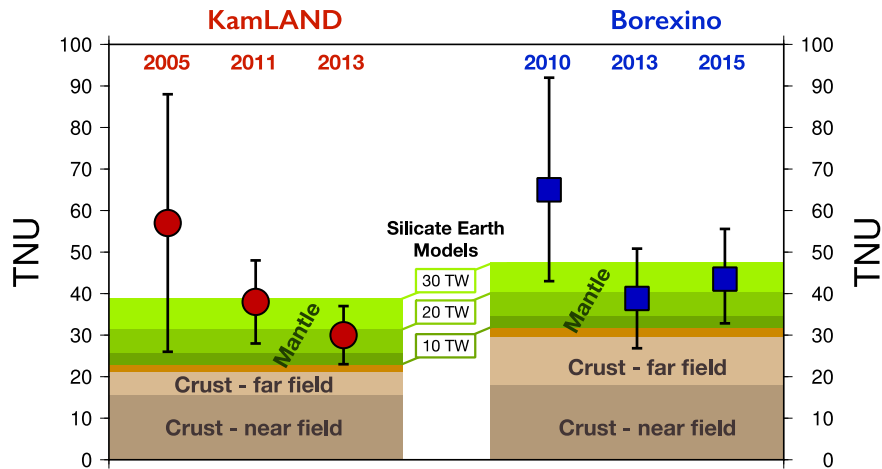


図 2.6: KamLAND と Borexino の比較：縦軸は TNU(Terrestrial Neutrino Unit= $\text{events}/10^{32}$  target-proton/year) でそれぞれのモデルによる TNU の値の違いを示している (10TW : Cosmochemical、20TW : Geochemical、30TW : Geodynamical)。KamLAND、Borexino それぞれ年度が上がるごとに誤差が小さくなっており、モデルへの制限が厳しくなっているのが分かる。

## 2.1.2 原子炉ニュートリノ

原子炉の運転状況を知る事により、反電子ニュートリノの発生数やエネルギーを精度良く見積もる事が出来る。そのため、原子炉から飛来するニュートリノの予測値と実際に観測されたデータを比較することにより、ニュートリノ振動のパラメータを測定することが出来る。

原子炉は核分裂核種として主にウランやプルトニウムが使用されており、原子炉からのニュートリノは以下の過程で生成される。

$${}^{235}\text{U} + n \quad A + B + 6.1e^- + 6.1\nu_e + x \cdot n + 202[\text{MeV}] \quad (2.7)$$

$${}^{238}\text{U} + n \quad C + D + 5 \sim 7e^- + 5 \sim 7\nu_e + y \cdot n + 205[\text{MeV}] \quad (2.8)$$

$${}^{239}\text{Pu} + n \quad E + F + 5.6e^- + 5.6\nu_e + z \cdot n + 210[\text{MeV}] \quad (2.9)$$

$${}^{241}\text{Pu} + n \quad G + H + 6.4e^- + 6.4\nu_e + w \cdot n + 212[\text{MeV}] \quad (2.10)$$

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。

上記の式からも分かるように、 ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{241}\text{Pu}$  の核分裂から放出されるエネルギーは約 200MeV となっており、1 回の核分裂により放出されるエネルギーは

$$1.6 \times 10^{-16}[\text{kJ/MeV}] \times 200[\text{MeV}] = 320 \times 10^{-16}[\text{kJ}] \quad (2.11)$$

である。ある熱出力  $x[\text{GWth}]$  の原子炉を仮定した場合 1 秒あたりの核分裂回数は、

$$\frac{x[\text{GWth}]}{320 \times 10^{-16}[\text{kJ}]} \quad [/\text{sec}] \quad (2.12)$$

である。核分裂により生成される原子核は中性子過剰である為、安定になるまで崩壊を繰り返す。その過程で反電子ニュートリノが生成される個数は約 6 個である。よって、1 秒あたり

$$\frac{x[\text{GWth}]}{320 \times 10^{-16}[\text{kJ}]} \times 6 = \frac{x \times 3}{160} \times 10^{22} [/\text{sec}] \quad (2.13)$$

の反電子ニュートリノが放出されている。また、予測される反電子ニュートリノのフラックスは以下のように計算される。

$$\begin{aligned} \Psi(E_{\bar{\nu}_e}) = & \sum_{\text{reactor}} \left( 1 - P(\Delta m^2, \sin^2 2\theta, E_{\bar{\nu}_e}, L_{\text{reactor}}) \right) \frac{1}{4\pi L_{\text{reactor}}^2} \\ & \times \sum_{\text{isotope}} \psi_{\text{isotope}}(E_{\bar{\nu}_e}) \int_{\text{lifetime}} dt f_{\text{reactor}}^{\text{isotope}}(t) \end{aligned} \quad (2.14)$$

ここで、 $L_{\text{reactor}}$  は原子炉から検出器までの距離、 $P(\Delta m^2, \sin^2 2\theta, E_{\bar{\nu}_e}, L_{\text{reactor}})$  は振動確率、 $f_{\text{reactor}}^{\text{isotope}}(t)$  はそれぞれの原子炉、核種ごとの時間相関がある核分裂速度である。

上記の式に反応断面積をかけることにより、観測される原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルが得られる。図 2.7 に原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

原子炉ニュートリノの観測実験はニュートリノ振動の精密測定のために様々な研究グループにより観測が行われている。その中でも KamLAND 実験は、原子炉ニュートリノの振動現象を世界で初めて観測した検出器である [26]。KamLAND 実験の周りには日本の原子力発電所が多数存在しているが、特にニュートリノフラックスに影響を与えているのは 138km~214km の距離に

ある原子力発電所である。図 2.8 に KamLAND の 2013 年の原子炉ニュートリノの測定結果を示す。KamLAND の結果と太陽ニュートリノ実験、short-baseline の原子炉ニュートリノ実験や加速器実験から得られている振動パラメータの測定結果と組み合わせる事により  $\Delta m_{21}^2 = 7.53_{-0.18}^{+0.18}$ 、 $\tan^2\theta_{12} = 0.436_{-0.025}^{+0.029}$ 、 $\sin^2\theta_{13} = 0.023_{-0.002}^{+0.002}$  といった結果が得られている。このような多数の原子力発電所が密集している地域にある検出器に反電子ニュートリノの方向情報を加える事で、それぞれの原子力発電所の基線長情報が分かり、原子炉ごとにニュートリノ振動の解析が行えるようになることが期待される。

また、反電子ニュートリノの到来方向に感度がある小型検出器を作る事により、原子炉の運転状況の確認等を行う原子炉モニターへの応用も期待する事が出来る。

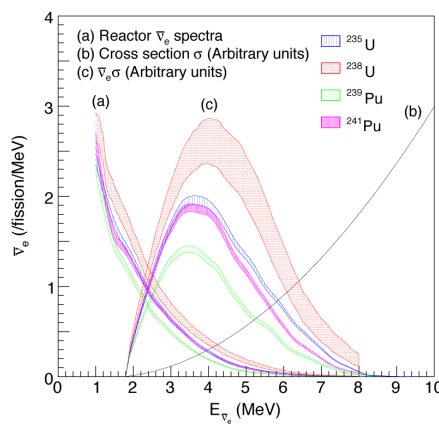


図 2.7: 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル：(a) はそれぞれの核種、エネルギーごとの検出器で観測される原子炉ニュートリノのフラックスを表している [27]。(b) は反電子ニュートリノのエネルギーごとの反応断面積 [16]。(c) はニュートリノ振動を考慮していないときの原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルで、(a) と (b) を掛け合わせたもの。

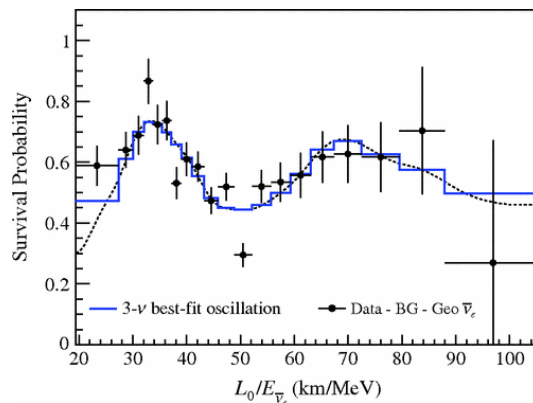


図 2.8: 2013 年の KamLAND における原子炉ニュートリノの測定結果：横軸は距離と反電子ニュートリノのエネルギーの比、縦軸はニュートリノ振動が起こらないと仮定した時の期待される反電子ニュートリノのエネルギースペクトルと観測された反電子ニュートリノのエネルギースペクトルの比。青いヒストグラムは 3 世代ニュートリノの振動による best fit 曲線である。

### 2.1.3 超新星ニュートリノ

超新星爆発には、連星系の合体によるものと重力崩壊によるものの2種類がある。連星系の合体によるものはニュートリノの放出が微量となるため、太陽の8倍以上ある恒星が起こす重力崩壊型超新星爆発が一般的である。恒星の中心部で、ppチェーンやCNOサイクルといった熱核融合反応が進むことにより、恒星内の水素原子核が減少してくる。水素原子核の減少に伴いエネルギーの供給が減少し、コアは重力による収縮を始める。結果として、密度が上昇して行き、ある値を超えた時、電子は自由電子の状態よりも陽子に捕獲された状態の方がエネルギーが低く安定になる。よって、以下のような電子捕獲反応が起こり、コアが不安定になることで圧縮は進んで行く。



さらに重力崩壊が進んで行くと恒星の中心部は空洞のような状態になり、周りにある物質が急激に中心部に落ち込み圧縮される。高密度となったコアで反射した衝撃波が外部に広がり、超新星爆発が生じる。

重力崩壊を起こしていく過程で大量のニュートリノが生成される。しかしコアの密度が高い為、生成されたニュートリノはコヒーレント散乱により外部に出る事が出来なくなり、コア内部に閉じ込められてしまう。閉じ込められたニュートリノは衝撃波が外部に広がるのと同時に外部に放出され、中性子化バーストと呼ばれる現象を起こす。このとき、生じる衝撃波がコア外部に放出される時にもニュートリノが生成される。これは、衝撃波によりコア内部の原子核が破壊されることで陽子と中性子が生成され、衝撃波通過後に生成された陽子によって電子捕獲が起こり中性子とニュートリノが生成される為である。また、衝撃波がコア通過後、電子捕獲、陽電子捕獲、電子・陽電子対消滅により、3世代のニュートリノ・反ニュートリノが生成される事になる。以下に、陽電子捕獲、電子・陽電子対消滅反応の式を示す。



ここで、 $x$  は  $e, \mu, \tau$  の3世代ニュートリノの内のどれか一つが選択される。ニュートリノが放出されてから光学を用いた観測が行えるようになるまで数時間の時間差があり、ニュートリノを観測する事により重力崩壊直後の星の観測を行う事が出来るようになる。

SNEWS(The SuperNova Early Warning System)[28] と呼ばれるニュートリノ信号の観測を光学系の観測に生かすというシステムが考えられており、ニュートリノの到来方向情報を加える事により、超新星爆発の発生点への制限を与えることが期待される。

## 2.2 液体シンチレータによる到来方向測定 of 原理

1 イベントごとの液体シンチレータによる反電子ニュートリノの到来方向測定は未だ行う事が出来ていない新技術である。本節では到来方向の測定原理について述べる。

### 2.2.1 液体シンチレータの基本的性質

液体シンチレータは主に有機溶媒及び溶質 (蛍光体) で構成されているが、その他界面活性剤や何かしらの添加物が加わっている場合がある。これらの使用量によって液体シンチレータとしての特性が決まる。

#### 構成物質:溶媒

溶媒は液体シンチレータの大部分を占めており、次の条件を満たす事が望ましい。

- シンチレーションの発光過程におけるエネルギー伝達効率が良い
- 溶質の発光スペクトル付近に溶質の吸収スペクトルが存在しない
- 溶質を良く溶かす事

#### 構成物質:溶質

蛍光体は放射線エネルギーを光エネルギーに変換するもので、一般に溶質と呼ばれている。溶質はその作用によって第一溶質と第二溶質に分かれている。第一溶質は蛍光体、第二溶質は波長変換剤として使用される。溶質の性質は次のようになる。

- 蛍光量子収率の大きなもの

$$(\text{蛍光量子収率}) = \frac{(\text{蛍光放出の分子数})}{(\text{励起状態の分子数})} \quad (2.19)$$

- 最大発光の波長が光電子増倍管の最高感度の波長と一致する
- 蛍光の減衰時間が短い (クエンチングの影響を少なくするため)
- ストークス・シフトが大きい (溶質の吸収スペクトルと発光スペクトルの重なりが小さいこと)
- 溶媒に十分な量の溶質が溶解する

溶質は通常略号で表されており、第一溶質として PPO 及び Butyl-PBD などが広く用いられており、第二溶質としては DMPOPOP 及び bis-MSB などが良く用いられている。

## 発光機構

放射線励起による液体シンチレータの発光は次のような段階を得て起こる。

1. 放射線エネルギー吸収による溶媒分子の励起
2. 溶媒分子間のエネルギー移行
3. 励起溶媒分子から溶質分子へのエネルギー移行
4. 第一溶質分子による発光

1重項-1重項間の輻射的遷移によって生じるものを蛍光、3重項-1重項間の輻射的遷移によって生じたものを燐光という。蛍光は数 nsec 以内に生じるため、シンチレーション光の速い成分を形成し、燐光はスピンの反転を伴う禁制遷移である為、 $\sim 10^{-4}\text{sec}$  以上の長い寿命を持つ。速い成分と遅い成分との相対的な強度は放射線の電離能によって決まり、パルス波形弁別の基礎となっている。

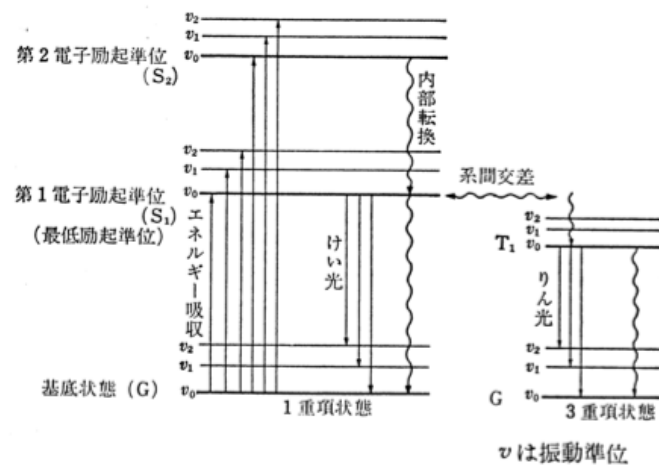


図 2.9: 分子のエネルギー移動と電子遷移 [36]

## クエンチング

液体シンチレータの発光性能を低下させる原因としてクエンチングがある。クエンチングの原因として次のようなものがある。

### 1. 化学クエンチング

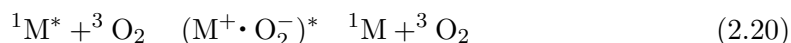
放射線励起により溶媒が励起し、そのエネルギーが溶質によって伝達されるまでの過程で起こるエネルギー移動によるエネルギー損失のことを化学クエンチングと言う。これは、物質の化学的性質により決まる。

### 2. 色クエンチング

溶質の発光スペクトルと重なるような吸収スペクトルを持つ物質が液体シンチレータ中に存在する場合、生じた蛍光の一部が吸収される。このようなクエンチングを色クエンチングという。

### 3. 酸素クエンチング

液体シンチレータ中の溶存酸素によるクエンチングを酸素クエンチングという。酸素分子は強い電子受容性を持つため、放射線エネルギーにより励起された1重項状態の溶媒分子とエキシプレックスを形成しやすい。エキシプレックスとは、励起状態の分子が異なった種類の基底状態の分子と会合して出来る励起錯体のことである。エキシプレックスにより次のようなクエンチングが起こる。



ここで ${}^1M$ は1重項状態の溶媒分子、 ${}^3O_2$ は3重項状態の酸素分子である。光エネルギーが酸素分子の方へ移動してしまいクエンチングが生ずる。シンチレータ内の酸素を取り除く為に窒素ガスやアルゴンガスによるバブリングが行われる事がある。

### 4. 濃度クエンチング

溶質の濃度を増やしすぎた際に起こるクエンチング。溶質の発光スペクトルが吸収スペクトルと重なっている時に溶質が蛍光を自己吸収してしまうことにより起きる。

### 5. 電離クエンチング

重粒子のようなエネルギー損失が大きな粒子が液体シンチレータ中を飛行する時に起こるクエンチング。粒子の飛跡にそって電離・励起分子の密度が高い領域が作られ、発光効率が低下してしまう事が原因であると考えられる。

## 2.2.2 到来方向測定原理

ここでは反電子ニュートリノの到来方向測定の原理について述べる。反電子ニュートリノの到来方向測定は陽電子の発光点と中性子の捕獲点をベクトルで結ぶ事により行う事が出来る。逆崩壊反応により放出される陽電子や中性子の放出角、飛行距離について述べ、原理的にニュートリノの到来方向測定が可能である事を示す。

### 陽電子

逆崩壊反応により放出される陽電子は放出方向に偏りがなく等方的に放出される。以下に逆崩壊反応の反応断面積の計算により導き出される陽電子の平均放出角と反電子ニュートリノのエネルギーの関係を示す [16]。図 2.10 より陽電子の平均放出角  $\langle \cos\theta_e \rangle$  はほぼ 0 となっている。また、陽電子は放出されてから即座にエネルギーを落とし対消滅を起こす。その飛行距離は数 mm 程度であり、陽電子の発光点はほぼ反電子ニュートリノの発生点であると考えられる事が出来る。

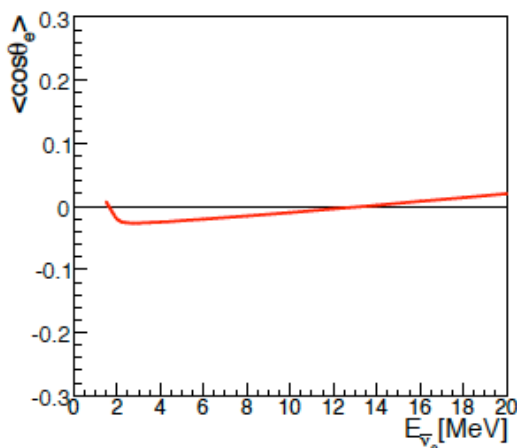


図 2.10: 逆崩壊反応の全散乱断面積と発生陽電子の平均角度分布

### 中性子

逆崩壊反応により放出される中性子は、ニュートリノが数 MeV 程度の低エネルギーの場合、運動エネルギーは 100keV 程度となる。放出された中性子は液体シンチレータ中で弾性・非弾性散乱を繰り返して熱化中性子になる。中性子の進行方向に対する中性子の散乱角  $\cos\theta_{\text{scat.}}$  は以下ようになる [29]。

$$\langle \cos\theta_{\text{scat.}} \rangle = \frac{2}{3A} \quad (2.21)$$

ここで、A は中性子が散乱される原子の原子番号である。1MeV 以下のエネルギーでは炭素原子による散乱よりも水素原子による散乱の方が散乱断面積が大きくなるため、式 (2.21) では  $A=1$  と考える事が出来、散乱角は小さい。反電子ニュートリノのエネルギーごとの中性子の放出角



と中性子の運動エネルギーの関係を図 2.11 に示す。ニュートリノのエネルギーが 3MeV 以下の時は、中性子の運動エネルギーは十数 keV 以下であり中性子の反跳角は 35 °以下に抑えられている。以上より、中性子は反電子ニュートリノの到来方向の情報を保持していると考えられる事が出来る。

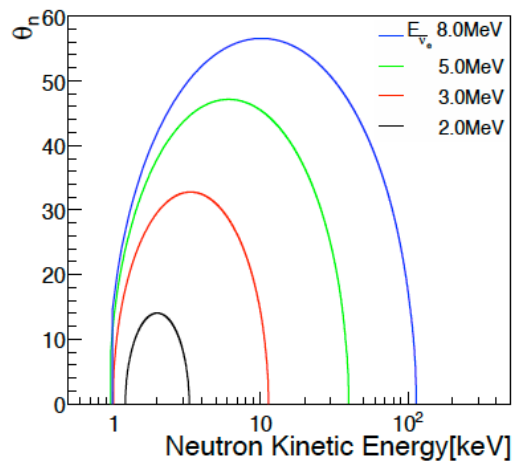


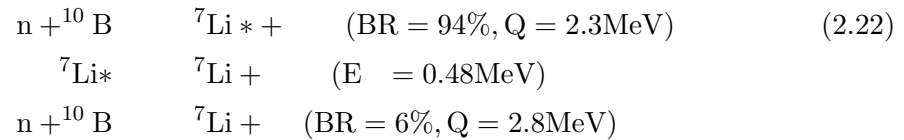
図 2.11: ニュートリノのエネルギーごとの中性子の運動エネルギーと反跳角の相関:ニュートリノのエネルギーが 3MeV 以下の時は中性子の運動エネルギーは十数 keV 以下であり、中性子の反跳角は 35 °以下に抑えられている。

#### 到来方向測定原理

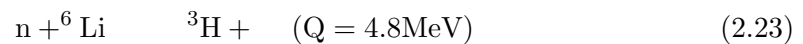
液体シンチレータ内での陽電子の飛行距離が短い事と中性子の放出角が小さいため、陽電子の発光点と中性子の捕獲点をベクトルで結ぶ事でニュートリノの到来方向測定は可能である。しかし、従来の液体シンチレータ検出器では到来方向測定をする為にはいくつかの問題点がある。一つは逆崩壊反応により放出された中性子が陽子に捕獲されるまでの時間が平均 210 $\mu$ sec と長く、中性子が液体シンチレータ内で弾性・非弾性散乱を得て方向情報を失ってしまうことである。二つ目は、中性子捕獲原子核が陽子であることから、陽子が中性子を捕獲した際 2.2MeV のガンマ線を放出する。ガンマ線は液体シンチレータ内を長距離飛行するため中性子の捕獲点を正確に見積もることが難しくなる。

そこで、陽子よりも中性子捕獲断面積が大きく、中性子を捕獲した際に液体シンチレータ内を長距離移動しない重粒子を放出する原子核を液体シンチレータ内に添加する事を考える。候補としては以下の二つの原子核が挙げられる。

1.  $^{10}\text{B}$  (3835barn)



2.  $^6\text{Li}$  (940barn)



$^{10}\text{B}$  は中性子捕獲断面積が 3835barn と大きく  $\gamma$  線を放出する反応があるが、94% の確率で 0.48MeV のガンマ線を放出してしまう。そのため、ガンマ線により中性子捕獲点の情報がぼやけてしまう。 $^6\text{Li}$  は中性子捕獲断面積は 940barn と  $^{10}\text{B}$  より低い、中性子捕獲時は  $\alpha$  線と  $^3\text{H}$  の二つの重粒子しか放出しない為、中性子捕獲点を精度良く見積もる事が出来ると考えられる。図 2.12 と図 2.13 にそれぞれの原子核を液体シンチレータに添加したときの中性子捕獲点の位置決定精度と反電子ニュートリノの到来方向に対する中性子吸収点の角度分布を示したヒストグラムを示す。中性子捕獲原子核の添加が無い場合や  $^{10}\text{B}$  を導入した時に比べると  $^6\text{Li}$  を液体シンチレータに添加した時の中性子捕獲点の位置決定精度、中性子捕獲点の角度分布は共に良くなっていることが分かる。全イベント数の 68% のイベント数を角度分解能と定義した時、角度分解能はそれぞれ表 2.1 のようになる。以上よりニュートリノの方向検出には  $^6\text{Li}$  を液体シンチレータ内に添加する事が最適である。

原子核	角度分解能
中性子捕獲原子核無し	118.6 度
$^{10}\text{B}$ (1.0wt%)	114.1 度
$^6\text{Li}$ (0.15wt%)	90.1

表 2.1: 中性子捕獲原子核と角度分解能

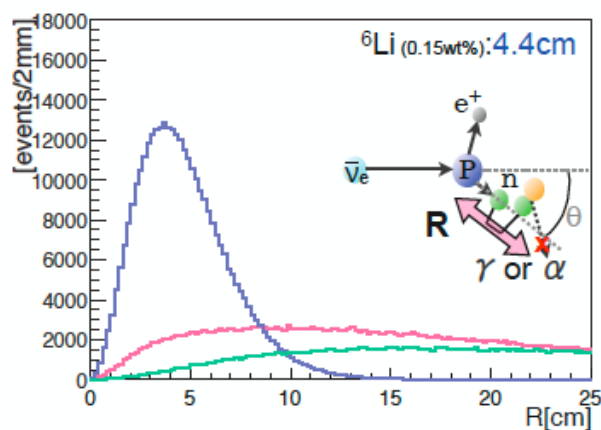


図 2.12: 中性子捕獲原子核添加による位置決定精度の違い:青いヒストグラムは ${}^6\text{Li}$ を液体シンチレータに添加した時の位置決定精度。赤いヒストグラムは ${}^{10}\text{B}$ を添加したときで、緑のヒストグラムは中性子捕獲原子核を液体シンチレータに添加していない時の中性子捕獲点の位置決定精度。

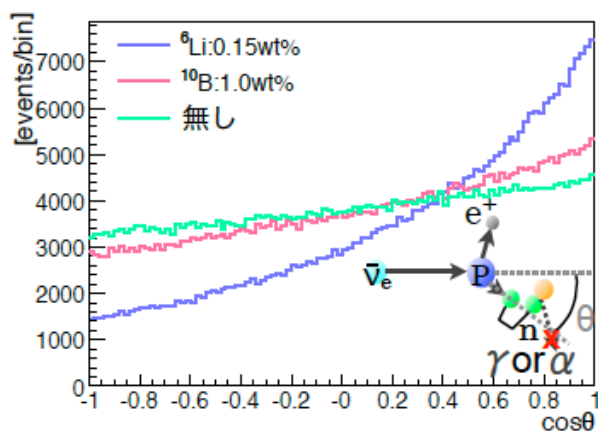


図 2.13: 反ニュートリノ到来方向に対する中性子捕獲点の角度分布:青いヒストグラムは ${}^6\text{Li}$ を液体シンチレータに添加した時、赤いヒストグラムは ${}^{10}\text{B}$ を添加した時で、緑のヒストグラムは中性子捕獲原子核を液体シンチレータに添加していない時の中性子捕獲点の角度分布

## 2.3 ニュートリノの到来方向観測の歴史と進行中の新技術の開発

到来方向観測のこれまでの研究やリチウム含有液体シンチレータを用いた観測実験についてまとめる。

### 2.3.1 到来方向観測のこれまでの結果

これまで、ニュートリノの到来方向観測を行った検出器として水チェレンコフ光を用いたSK(スーパーカミオカンデ)[30] やSNO 実験 [7] と解析的に到来方向測定を行った CHOOZ 実験などがある。

#### 水チェレンコフ光

水チェレンコフ光による測定は次のような反応を利用している。



電子散乱によって放出される電子はその進行方向にリング状のチェレンコフ光を放出する。この時、チェレンコフ光と電子の進行方向の成す角  $\theta$  は以下のように計算される。

$$\cos\theta = \frac{c}{nv} \quad (2.25)$$

ここで、 $n$  は媒質の屈折率、 $v$  は粒子の速度、 $c$  は光速である。図 2.14 は太陽ニュートリノの角度分布を表しており、 $\cos(\theta_{sun})=1$  にイベントが集中しているのが見て取れる。しかし、水チェレンコフ光での方向検出のエネルギー閾値は地球ニュートリノのような低エネルギー領域までには感度がない。

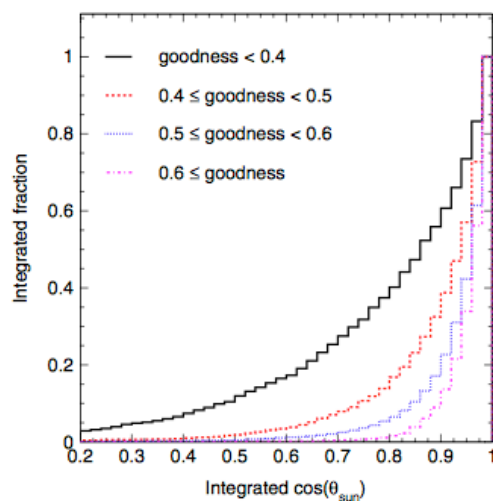


図 2.14: SK : 太陽ニュートリノの角度分布 [30]

## CHOOZ

CHOOZの検出器は5トンのガドリニウム入りの液体シンチレータを有しており、約1km離れた二つの原子炉からのニュートリノを観測している。図2.15のように、~2500イベントの逆崩壊イベントを測定し角度分布について議論している。ガドリニウムは中性子を捕獲した際にガンマ線を放出するため中性子捕獲点の決定精度が悪く、ニュートリノの方向感度は十分とはいえない。

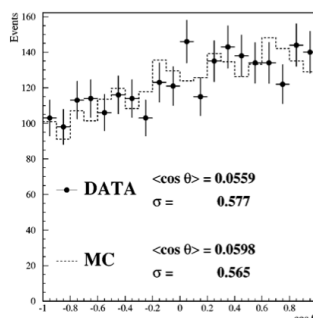


図 2.15: CHOOZ 実験：原子炉ニュートリノの到来方向に対する中性子吸収点の角度分布 [31]

### 2.3.2 観測技術の研究状況

リチウム含有液体シンチレータは小型実験で実用化に向けた開発が行われ始めている。本節ではリチウム含有液体シンチレータを将来的に使用する予定である小型実験やニュートリノの方向検出技術を1イベントごとに行おうとしている実験について述べる。

#### Li を含有したシンチレータを用いた小型実験

将来的に Li を含有したシンチレータを使用してニュートリノ振動の解析を行おうとしている実験として NuLat[32] や SoLid[33], PROSPECT[34] などがある。それぞれの検出器の質量とニュートリノ源までの距離は以下のようにになっている。どれも短期線長のニュートリノ振動実験であり、ステライルニュートリノの観測をモチベーションとしている。これらの実験は独自に開発したリチウムを含有したシンチレータを使用しており、その作成方法の公開や商品化はされていない。また、多数のセルに分けてセグメント化した検出器をデザインしているなど、本研究とは異なる検出機構を持ち、本研究の要求性能にあたりリチウムを含有したシンチレータの開発は必須である。リチウムを含有したシンチレータを使用するメリットとしては波形弁別能力が良く、Accidental ガンマ線などのバックグラウンド除去に有効な点である。

実験	添加物	MW <sub>th</sub>	L(m)	M <sub>target</sub> (ton)
PROSPECT(USA)	Gd, <sup>6</sup> Li	20-120	4 & 10	1&10
SoLid(UK)	<sup>6</sup> Li	45-80	6~8	3
NuLat(USA)	<sup>10</sup> B, <sup>6</sup> Li	1500	3~8	1.0

表 2.2: Li を含有したシンチレータを有する小型検出器

### 方向検出技術を利用する小型実験

反電子ニュートリノの到来方向測定を将来的に行おうとしている実験として  $^{10}\text{B}$  を利用した SANTA (Segmented AntiNeutrino Tomography Apparatus) 実験がある [35]。ターゲットとするシンチレータの質量は数百トンとなっている。検出器の概要を図 2.16 に示す。Capture Layer と Target Layer が層状に並んでおり、Target Layer で逆崩壊反応を検出し、 $^{10}\text{B}$  が含有されている Capture Layer で中性子捕獲イベントを検出する。エネルギー、時間情報を用いて陽電子と中性子の運動量ベクトルを計算することにより、式 (2.26) のように  $\vec{p}_{\bar{\nu}_e}$  を計算し、間接的に反電子ニュートリノの到来方向を測定しようとしている。シミュレーションにより見積もられた角度分布を図 2.17 に示す。大型の検出器では角度のエラーの割合が大きくなっているが、検出器の層の厚みが小さくなるにつれて方向感度が増しているのが分かる。

$$\vec{p}_{\bar{\nu}_e} = \vec{p}_n + \vec{p}_e \quad (2.26)$$

ここで、 $\vec{p}_n$  と  $\vec{p}_e$  は中性子、陽電子の方向ベクトル (単位ベクトル) である。

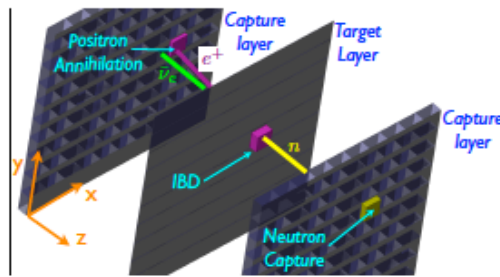


図 2.16: SANTA 実験

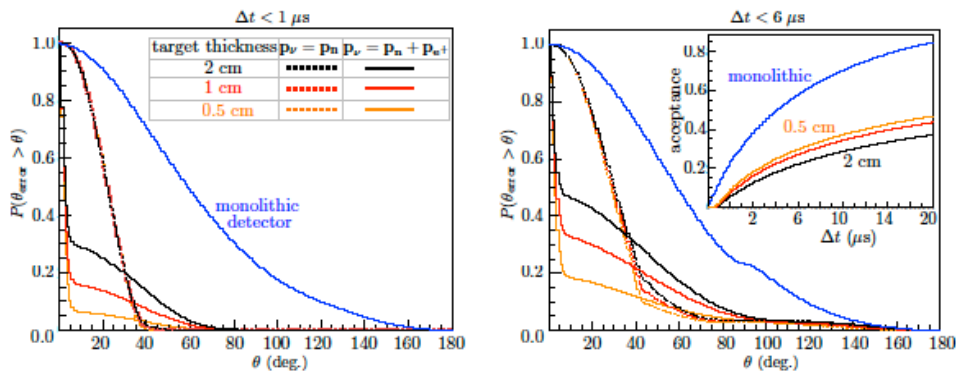


図 2.17: SANTA 実験:角度分布。点線は中性子の方向のみを考慮した時、実線は中性子の捕獲点と陽電子の発光点をどちらも考慮した時。横軸はニュートリノの角度分布を表しており、縦軸は計算された角度分布よりも角度のエラーが大きくなる確率である。

## 第3章 研究目的

反電子ニュートリノの到来方向測定に向けて必要な技術であるリチウム含有液体シンチレータと高位置分解能を持つイメージング検出器の開発はこれまで独立に行われて来た。本研究では、原子炉などの高レート反ニュートリノ源を用いた小型サイズの到来方向感度を持った新型検出器の開発を目標に、独立に行われてきた先行研究の成果と問題点を見直し、新たな目標設定を行った。

### 3.1 先行研究の成果と問題点

反電子ニュートリノの到来方向測定を行う為には、リチウムを含有した液体シンチレータとイメージング検出器の開発が必要である。本節ではこれらを組み合わせた新型検出器に要求される性能について述べる。

#### リチウムを含有した液体シンチレータ (LiLS)

リチウムを含有した液体シンチレータは開発途上の液体シンチレータであり、新たに要求値を決め開発する必要がある。到来方向観測の検出効率を上げる為、逆崩壊反応によって放出される中性子は ${}^6\text{Li}$ によって高確率で捕獲される必要がある。 ${}^6\text{Li}$ を0.15wt%溶かすと中性子の捕獲率が90%となる事が分かっており、先行研究では0.15wt%の ${}^6\text{Li}$ を含有させる事を目標としていた[38]。 ${}^6\text{Li}$ の含有量の要求性能を満たす事を目標に開発されたLiLSの構成と性能を以下の表3.1、表3.2に示す。

	物質名	混合比
有機溶剤	プソイドクメン	40 wt%
界面活性剤	POE(10) ノニルフェニルエーテル	40 wt%
リチウム化合物	臭化リチウム水溶液	20 wt%
発光物質	PPO	5.0 g/l

表 3.1: 先行研究における LiLS の構成物質と混合比

	Li[wt%]	${}^6\text{Li}$ [wt%]	減衰長 [cm]	発光量 [%]	後発信号のエネルギー [MeV]
作成結果	1.04	0.078	64.6	47.1 ± 0.1	0.38
先行研究での目標	2.0	0.15	70	100	-

表 3.2: LiLS の性能と先行研究における目標値の比較：減衰長は波長 400nm における値、発光量は KamLAND の液体シンチレータとの比較値。

先行研究では、 ${}^6\text{Li}$  の含有量を含め基礎性能は目標値に達していない。しかし、本研究室で既に入手に成功している  ${}^6\text{Li}$  が 95% に濃縮してある  $\text{LiBr} \cdot \text{H}_2\text{O}$  を使用することにより目標性能に到達する事が出来ると考えられている。[39] にて濃縮してあるリチウム化合物を使用した際の LiLS の性能が記してある。

	${}^6\text{Li}$ [wt%]	減衰長 [cm]	発光量 [%]
濃縮 LiBr	0.15	135	122

表 3.3: 濃縮した  $\text{LiBr} \cdot \text{H}_2\text{O}$  の使用を仮定した LiLS の性能 : 減衰長は波長 400nm における値、発光量は KamLAND の液体シンチレータとの比較値。

しかし、表 3.3 については、濃縮した  $\text{LiBr} \cdot \text{H}_2\text{O}$  を使用した際の詳細な混合比についてや発光量測定の詳細が記述されていなかったため、本研究では再現性の確認を行った。

### イメージング検出器

反電子ニュートリノの到来方向測定を達成する為には先発信号と後発信号を十分分離出来るような位置分解能が必要である。ここでは先行研究の結果からイメージング検出器に要求される位置分解能について議論する。

0.15wt% の  ${}^6\text{Li}$  を液体シンチレータに含有した場合の中性子の平均飛行距離と平均捕獲時間は Geant4 シミュレーション [37] により見積もられており、それぞれ 4.4cm と  $20\mu\text{sec}$  である [38]。

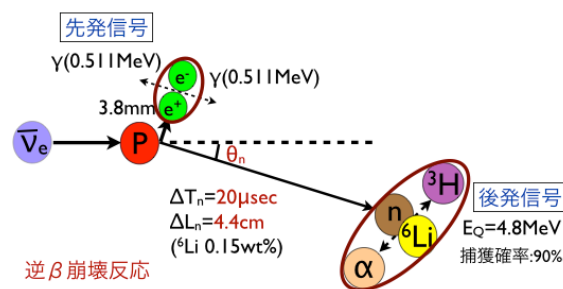


図 3.1: リチウム含有液体シンチレータ内の逆崩壊反応

従って、4cm 以下の位置分解能があれば先発信号と後発信号を分離する事は可能であるが、イメージング検出器の位置分解能が悪くなるに従って、反電子ニュートリノの到来方向情報の精度は悪くなってしまふ。先行研究により行われたシミュレーション結果 ([39]) を元に位置分解能と角度分解能の関係を見積もった。このシミュレーションでは、原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルから陽電子のエネルギーと中性子のエネルギー、中性子の放出角を計算しシミュレーションにインプットパラメータとして入れている。図 3.3 に示す様に、ある一定方向から反電子ニュートリノが飛来して来たと仮定し、陽電子反応点(点 A)と中性子捕獲点(点 B)を結ぶベクトルとの成す角を位置分解能を考慮して評価している。ここで、Vector1 は陽電子反応点と中性子捕獲点を結んでおり位置分解能を考慮していない時の方向ベクトルであり、Vector2 は陽電子反応点と中性子の捕獲点に位置分解能の効果を入れた時の方向ベクトルである。また、 ${}^6\text{Li}$  の含有量は 0.15wt% で、図 3.2 のように検出器は 30L サイズを仮定している。



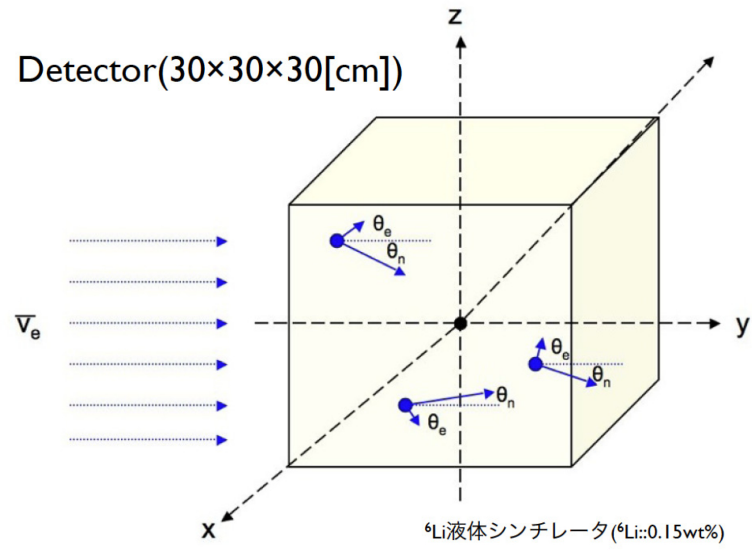


図 3.2: 仮想実験室

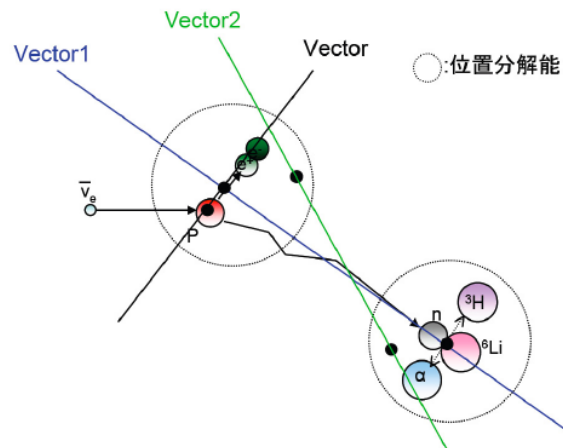


図 3.3: 位置分解能の影響前後の方向ベクトル

理想的な状況での位置分解能と角度分解能の関係は以下ようになる。位置分解能が0.5cmの時と1.5cmの時の角度分解能は、位置分解能を考慮する前とした後で違いはあまり見られない。位置分解能が1.5cmから、1cm悪くなっていくごとに角度分布はフラットな方向へ変化して行き、反電子ニュートリノの到来方向の情報は失われていっている。よって、本研究では90度程度の角度分解能の達成を目標に1.5cm以下の位置分解能を有する光学系の開発を目指す。

位置分解能	角度分解能
考慮無し	90 °
0.5	90 °
1.5	91 °
2.5	95 °
3.5	98 °
4.5	100 °

表 3.4: 理想的な場合の位置分解能と角度分解能の関係

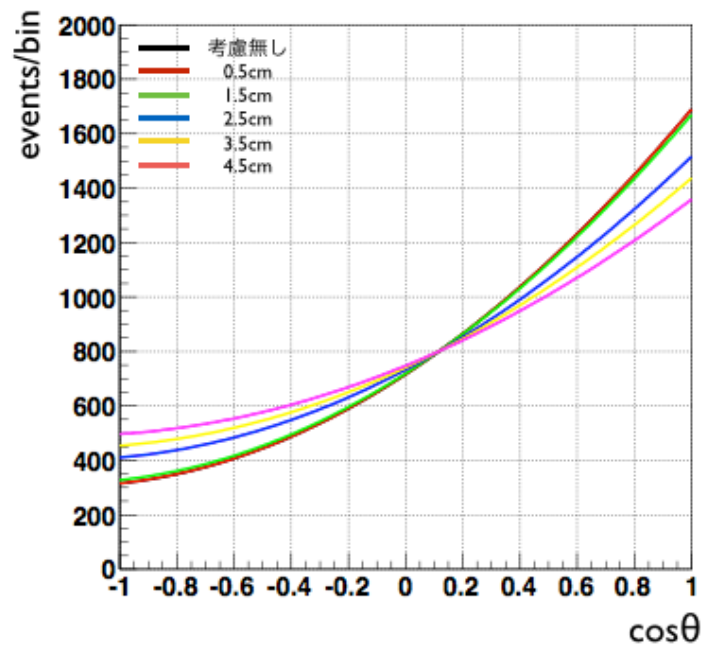


図 3.4: 位置分解能と角度分解能の関係:黒いグラフが位置分解能を考慮しない時、赤いグラフが0.5cm、緑のグラフが1.5cm、青いグラフが2.5cm、黄色いグラフが3.5cm、マゼンタのグラフが4.5cmの位置分解能を考慮したときの角度分布。

ここで、イメージング検出器については [40] にて particle ID を目的に開発されている。この反射型の光学系は KamLAND の内部にいれることを想定して開発が行われていたが、反電子ニュートリノの到来方向測定にも応用することが可能である。以下に 30L サイズの検出器を想定した、光学系の性能を示す。図 3.6 は反射型の光学系の被写界深度内の物体面での像の大きさを表している。最も悪くなるところで約 18mm、最も良くて 7mm 以下の大きさとなっておりほとんどの場所で要求値を満たしている事が分かる。

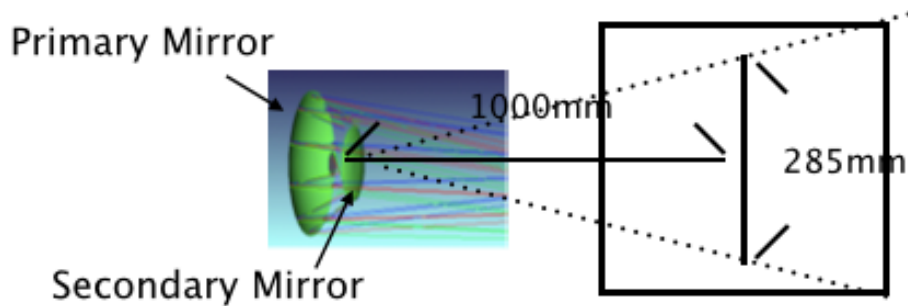


図 3.5: 反射型の光学系

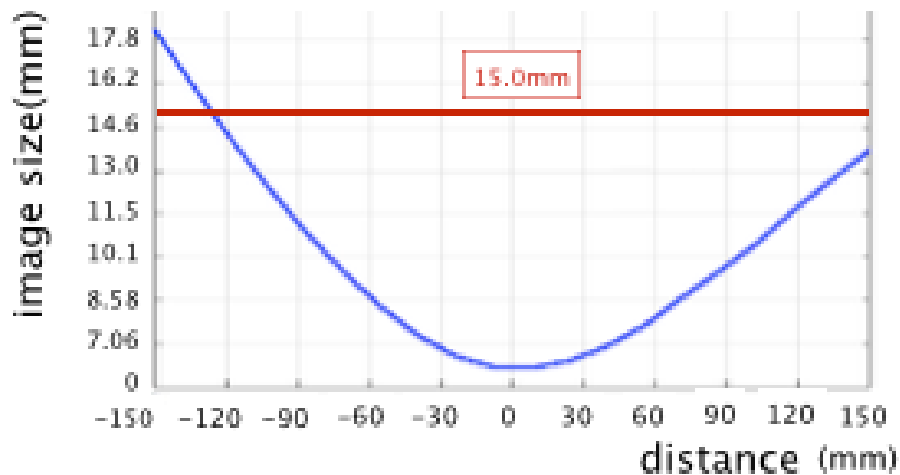


図 3.6: 反射型の被写界深度:縦軸は物体面での像の大きさ、横軸は焦点距離を 0mm としたときの前後 150mm での光源の位置を表している。

反射率	材質により様々
Primary Mirror(半径)	145mm
Secondary Mirror(半径)	75mm
焦点距離	1000mm
画角	8 °(焦点距離の位置で ± 142.5mm)
位置分解能 (物質サイズ)	18mm (被写界深度 ± 150mm)

表 3.5: 反射型の仕様

この光学系は光検出器とともに使用する必要があり、浜松フォトニクス社の 256ch マルチアノード光電子増倍管アッセンブリ H13700A の使用が第一候補としてあがっている。256ch MAPMT は 1 ピクセルの大きさは約 3mm と小さい。また、ダークノイズも少なく本研究の目的に適している。本研究での測定では、256ch のマルチアノード光電子増倍管の使用の前段階として安価に手に入り、比較的簡易に使用できる 64ch マルチアノード PMT(H12700 型) を用いている。

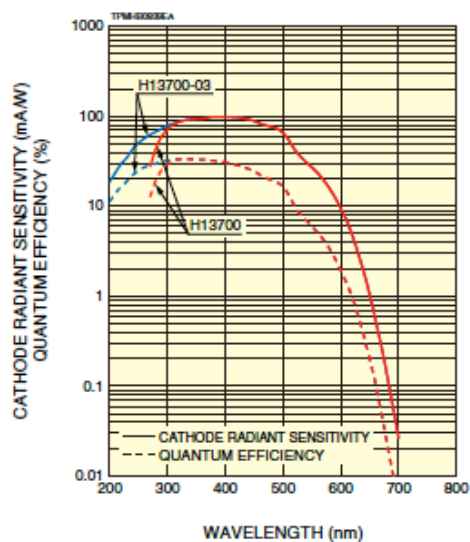
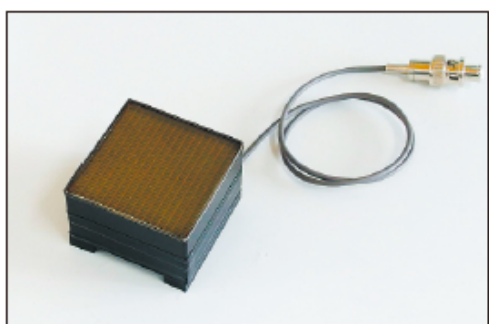


図 3.7: 256ch MAPMT(H13700A)

到来方向測定の原理検証は高レートのニュートリノ源(原子炉など)の近くに検出器を設置して行う事を考える。この時、先発信号のエネルギーよりも後発信号のエネルギーの方が低くなると考えられるため後発信号を基準に取得光電子数を考える。取得される光電子数は以下の式で計算出来る。

$$\begin{aligned} \text{取得光電子数} &= (\text{液体シンチレータの発光効率}) \times (\text{後発信号の見た目のエネルギー}) \\ &\times \exp\left(\frac{\text{飛行距離}}{\text{減衰長}}\right) \times (\text{光学系の集光率}) \times (\text{光検出器の量子効率}) \quad (3.1) \end{aligned}$$

先行研究において開発が行われている LiLS とイメージング検出器を組み合わせた際の取得光電子数は以下のように求める事が出来、取得光電子数は 1p.e. に満たない事が分かる。

$$\begin{aligned} 9050(\text{photon/MeV}) \times 0.471(\text{発光量}) \times 0.38(\text{後発信号の見た目のエネルギー (MeV)}) \\ \exp\left(-\frac{150\text{mm}}{646\text{mm}}\right)(\text{減衰長}) \times \left(\frac{\times 125^2}{4 \times 1000^2} - \frac{\times 75^2}{4 \times 875^2}\right) \times 1.0^2(\text{反射率: 100\%を仮定}) \\ \times 0.24(\text{量子効率 (MAPMT256ch)}) = 0.64\text{p.e.} \quad (3.2) \end{aligned}$$

(3.3)

ここで、1MeV あたりの photon 数は KamLAND で最適化された値を使用しており、発光量は KamLAND で使用されている液体シンチレータの発光量との比を取った値になっている。現状で達している LiLS+イメージング検出器の性能を表 3.6 に示す。

	<sup>6</sup> Li 含有量	取得光電子数	位置分解能 (光学系のみ)
先行研究の性能	0.078wt%	0.64 p.e.	~1.8cm

表 3.6: 独立に行われて来た先行研究の開発を組み合わせたときの検出器の性能

## 3.2 本研究の開発

先行研究を組み合わせることで達成出来ている性能と本研究の要求値について表 3.7 にまとめる。取得光電子数は現状では要求値を満たしていません、新しく発光量の高い LiLS の開発または集光能力の高いイメージング検出器の開発が必要である。

本研究では、リチウム含有液体シンチレータの性能を悪化させている界面活性剤の改善を行い、性能が最も良くなる構成を決定した。また、リチウム含有液体シンチレータの特徴の理解として波形弁別性能の測定を行い、後発信号撮像の際にバックグラウンドとなりうる accidental ガンマの除去能力を見積もった。

作成されたリチウム含有液体シンチレータとイメージング検出器で後発信号の撮像を行い評価を行った。この測定により、シンチレーション光の位置を撮像により特定するという新技術の確立を目指した。

	$^6\text{Li}$ 含有量	取得光電子数	角度分解能 (位置分解能)
先行研究における検出器の性能	0.078wt%	0.64 p.e.	未測定 (数 mm~1.8cm)
要求性能	0.15wt%	1 p.e. 以上	90 度程度 (1.5cm 以下)

表 3.7: 新型検出器の性能と要求される性能 : 先行研究では要求性能を満たす事が出来ていない。

以下では各章ごとの開発について述べる。

”第 4 章 LiLS の開発”にて、より性能が良くなるような LiLS の開発のために素材の見直しを行い評価した。最適な LiLS を開発後、長期安定性の評価・後発信号の測定を行った。また、新型検出器の設置時にバックグラウンドとなる可能性がある accidental ガンマ線の除去率を測定により見積もる為に波形弁別性能の評価を行った。

”第 5 章 新型検出器の開発”では、単体のイメージング検出器と 30L サイズの LiLS を組み合わせた新型検出器を作成し、後発信号の撮像を行った。また、複数のイメージング検出器の使用を想定したフォトンシミュレーションを行うことにより、現実に近い状況で反電子ニュートリノの角度分解能の評価を行った。

光学系の開発については、新たに屈折型の光学系の導入を考え開発を行った。しかし、取得光電子数や画角などの性能を考慮した結果、反射型の光学系の方が最適であることが分かった。本研究で新たに開発された屈折型の光学系については”付録 B”に示す。

## 第4章 LiLSの開発

先行研究では、入手可能性の低さを考慮して自然存在比のリチウム化合物を使用することで、LiLSの作成方法の確立を目指したが、目標性能を達成する事は出来なかった。その後、 ${}^6\text{Li}$ を95%まで濃縮した化合物を一定量入手する事が出来た、先行研究の作成手法を踏襲し、本研究によって構成物質の最適化を行った。また、新型検出器のデザインを決める上で必要となる、基礎性能や ${}^6\text{Li}$ による中性子捕獲反応のエネルギー測定、バックグラウンド低減に向けた波形弁別性能の実測結果についても述べる。

### 4.1 LiLSの作成

本研究により、濃縮したリチウム化合物によるLiLSの最適化を行う。

#### 4.1.1 LiLSの作成手法

LiLSの作成手法を図4.1に示す。リチウム化合物は水に溶けやすく油に溶けにくいいため、油を主成分とするLiLSを開発する際にまずリチウム化合物を水に溶かす。リチウム水溶液とした後、界面活性剤(ミセルを形成する事により水と油を混ぜ合わせる事が出来る)を用いて水溶液を油に溶かしLiLSを作成する。

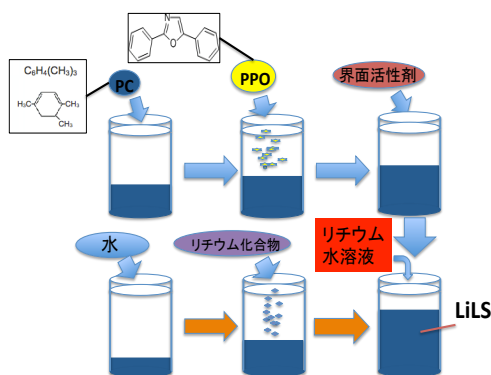


図 4.1: LiLSの作成手法

#### 4.1.2 ベースとなる溶媒の選定

先行研究では一般的な液体シンチレータに用いられるPC(1,2,4トリメチルベンゼン(一般的にプソイドクメンと呼ばれる))を溶媒として使用していた。本研究では新たにLAB(リニアアルキルベンゼン)を候補として考え試してみたが、LABに少量の界面活性剤を溶かすとすぐに液体がゲル状になってしまい、どの界面活性剤を使用しても無色透明な溶液を作成する事は出来なかった。これは、LABがPCに比べてもともと粘性が高いため、粘性が同じく高い界面活性剤と混ぜ合わせるとゲル化しやすくなってしまふ為であると考えられる。よって、本研究でもPCをベースに開発を行う事とした。

#### 4.1.3 リチウム化合物・界面活性剤の選定

発光量、透過率が良い液体シンチレータを作成する為にリチウム化合物と界面活性剤の選定には以下の二つの条件が必要である。

1. リチウム化合物・界面活性剤ともに溶解後、無色透明になるもの
2. 自然発火・毒性など危険でなく、取り扱いが容易であるもの

液体シンチレータが着色してしまった場合色クエンチングが起こり発光量は著しく低下する。危険性については将来的に大型化を考える場合、安全に検出器の作成・運用するのに必要な条件である。

##### 1. リチウム化合物の選定

上記の条件かつ簡単に手に入り水への溶解度が高いリチウム化合物を選定すると使用可能なリチウム化合物は大分絞られる。

リチウム化合物	性質
LiI	黄褐色
LiNO <sub>3</sub>	危険物第一類
LiOH	金属を腐食することにより水素を発生、空気との混合により引火爆発の危険性あり
LiF	水への溶解度が非常に低い(0.27g/100g(25℃))
LiN <sub>3</sub>	毒性有り
Li <sub>2</sub> S	卵の腐った臭い、目や皮膚に接すると炎症や痛みが生じる
Li <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	水への溶解度が低い(2.17g/100g(25℃))

表 4.1: リチウム化合物の選定

表 4.1 より大部分のリチウム化合物は色・危険性・溶解度から除外され、候補となりそうなリチウム化合物は先行研究において使用されていたLiBr・H<sub>2</sub>OとLiClのみであった。

以下の表に二つのリチウム化合物の特徴をまとめた。表 4.2 から、20℃に対するリチウム化合物の溶解度はLiBr・H<sub>2</sub>Oの方が上となっており、<sup>6</sup>Liを目標量液体シンチレータに溶かすためにはLiBr・H<sub>2</sub>Oの方が良い事が分かる。また中性子捕獲断面積は、表 4.3 より<sup>79</sup>Brの方が中性子捕獲断面積が小さく、ガンマ線のエネルギー領域も<sup>6</sup>Liが中性子を捕獲した際のエネルギー



ギー領域と重なっていない事が分かる (実際はクエンチングにより 線と<sup>3</sup>Hのエネルギーははるかに低くなる)。よって、本研究でも先行研究と同じ LiBr・H<sub>2</sub>O を使用する事にした。

リチウム化合物	溶解度 (20 )	分子量	PH
LiBr・H <sub>2</sub> O	280g/100g	104.8	弱アルカリ性
LiCl	55g/100g	42.39	弱アルカリ性

表 4.2: LiBr・H<sub>2</sub>O と LiCl の性質の比較

化合物	自然存在比 (%)	中性子捕獲断面積 [barn]	放出される粒子
<sup>6</sup> Li( <sup>7</sup> Li)	7.5(92.5)	940(0.0454)	4.8MeV の 線と <sup>3</sup> H
<sup>79</sup> Br( <sup>81</sup> Br)	50.69(49.31)	11(2.7)	7.9MeV の 線
<sup>35</sup> Cl( <sup>37</sup> Cl)	75.76(24.24)	44.1(0.433)	5MeV~8MeV の 線

表 4.3: LiBr・H<sub>2</sub>O と LiCl の中性子捕獲断面積の比較

## 2. 界面活性剤の選定

リチウム化合物同様、界面活性剤も色がついているものが多く、白色または無色透明である界面活性剤を選択した場合、使用できる界面活性剤は制限される。その中でも条件を満たす界面活性剤を 15 種類、様々な組成で 100 サンプル以上作り以下の 2 点について評価した。

1. ゲル状になっていない
2. 無色透明になっている

界面活性剤の候補を表 4.4 にまとめた。界面活性剤には HLB 値という親水性、親油性を表す指標が存在する。製品に記載されている HLB 値はグリフィン法により HLB 値が定義されており (HLB 値は 0~20 まであり 0 に近ければ近いほど親油性が近く、20 に近ければ近いほど親水性の界面活性剤になっている)、本実験では HLB 値により使用可能な界面活性剤の選定が出来ないか調べるため、4~18 の様々な HLB 値を試した。結果として以下の界面活性剤のうち 11 種類は LiLS にする過程でゲル化または不透明溶液になった。透明な溶液になった界面活性剤は POE(20) ノニルフェニルエーテル、POE(10) オクチルフェニルエーテル、POE(10) オクチルフェニルエーテル (molecular biology grade) の三つであった。固体の界面活性剤は白色の溶液になることが多く無色透明にはならなかった。また、本研究の結果から親水性よりの界面活性剤の方が水を油に良く溶かしていた。これらの界面活性剤について発光量、透過率測定を行い最適なものを選択する。

界面活性剤	特徴	HLB 値
液体		
モノステアリン酸ジグリセリル (DGMIS)	微黄色～黄色	5.5
POE(5) 硬化ヒマシ油 (HCO-5)	無色～微黄色	6.0
POE(40) 硬化ヒマシ油 (HCO-40)	無色～微黄色	12.5
(先行研究) POE(20) ノニルフェニルエーテル (NS-210)	無色液体	13.3
POE(10) オクチルフェニルエーテル (Triton X-100)	無色液体	13.5
POE(10) オクチルフェニルエーテル (Triton X-100 mbg)	無色液体	13.5
POE(9)2 級アルキルエーテル (BT-9)	無色液体	13.5
POE(12)2 級アルキルエーテル (BT-12)	無色液体	14.5
固体		
非イオン自己乳化ワックス (WAX-230)	白色フレーク	-
モノステアリン酸グリセリル (MGS-AV)	白色・粒	4.0
モノステアリン酸グリセリル (自己乳化型)(MGS-BSEV)	白色・フレーク	8.0
ステアリン酸グリセリル (MGS-150V)	白色片状	10.0
POE(50) 硬化ヒマシ油 (HCO-50)	白色 微黄色	13.5
POE(20) ベヘニルエーテル (BB-20)	白色 微黄色	16.5
POE(20)POP(4) セチルエーテル (PBC-34)	白色	16.5
POE(50) オレイルエーテル (BO-50V)	白色・微黄色・フレーク	18

表 4.4: 界面活性剤の候補 (\*mbg=molecular biology grade)

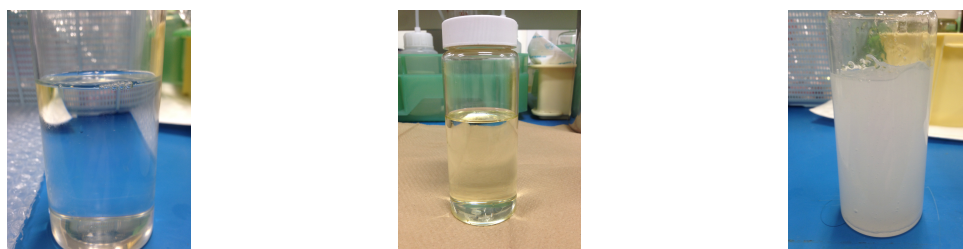


図 4.2: 左から透明、黄色、ゲル状になった LiLS を示す

## 4.2 LiLSの基礎性能評価: 発光量測定

新型検出器のデザインを決める上で発光量は重要なパラメータの一つである。章4.1.3の界面活性剤の選定で候補として上がった界面活性剤を使用したLiLSの発光量測定を行い、KamLANDで現在使用されている液体シンチレータ(ドデカン:80%, プソイドクメン:20%, PPO:1.36g/l)(以降 KamLAND 液シンと呼称する)とLiLSの相対的な発光量を評価した。

### 4.2.1 測定原理

$^{137}\text{Cs}$ 線源により放出されるガンマ線が液体シンチレータ内で後方散乱をする時、一定のエネルギーを液体シンチレータ内で落とす。ガンマ線が物質と相互作用をする際、光電効果・コンプトン散乱・電子対生成の3種類が存在する。液体シンチレータの主要な構成成分となっている炭素とガンマ線の各エネルギーごとの反応断面積とそれぞれの相互作用の関係を以下の図4.4に示す。液体シンチレータ内において、662keVのガンマ線が相互作用するイベントではコンプトン散乱が支配的となっている。このとき、液体シンチレータに入射していくガンマ線のエネルギーを $E$ 、電子の静止質量を $m_e c^2$ (0.511MeV)である時、反跳電子のエネルギー $E_e$ の関係は式(4.1)のように書ける。

$$E_e = E - \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (4.1)$$

反跳電子のエネルギー $E_e$ は $\theta = 180^\circ$ の時最大となる(コンプトンエッジ)。このときのエネルギーを $E_{emax}$ とすると

$$E_{emax} = E - \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \quad (4.2)$$

となる。この時、反跳電子のエネルギーは477keVであり、後方散乱されたガンマ線は185keVである。

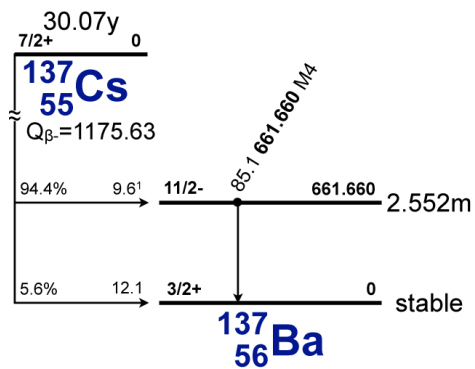


図 4.3:  $^{137}\text{Cs}$  線源の崩壊図

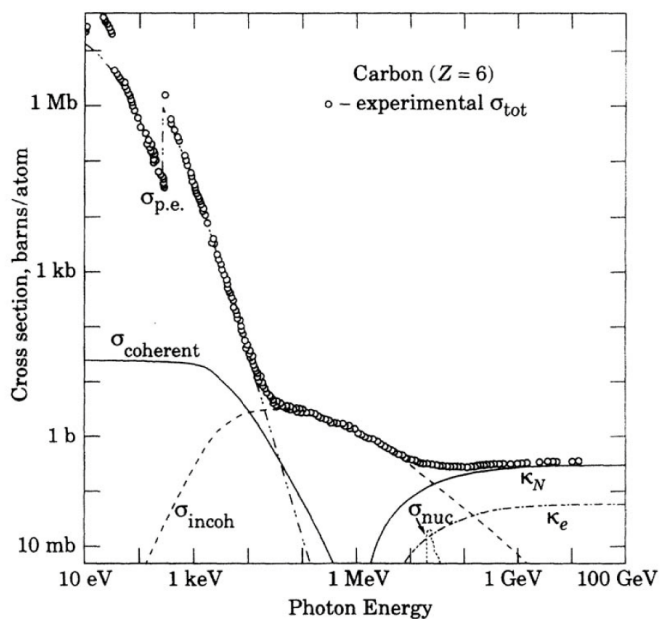


図 4.4: ガンマ線と炭素の反応断面積:横軸は光子のエネルギーを表している。 $p.e.$  は光電効果、 $coherent$  はレイリー散乱、 $incoherent$  はコンプトン散乱、 $\kappa_n$  は原子核の場での対生成、 $\kappa_e$  は電子の場での対生成、 $nuc$  は原子核による光の吸収を示す。

#### 4.2.2 測定手法

本実験では反跳電子 (477keV) を液体シンチレータで測定し、後方散乱されたガンマ線を NaI シンチレータで測定する。本実験で用いた装置を図 (4.2.2) に示す。それぞれの PMT からの信号は、直接 CAMAC へと転送される信号と NaI と液体シンチレータを同時計測するための信号の二つに分けられる。NaI 側と液体シンチレータ側で同時計測された信号を測定する事によって、バックグラウンドを軽減し効率的にデータの取得を行う事が出来る。また、発光量を測定する際に酸素クエンチングによる発光量の低下が問題となる。正しく液体シンチレータの発光量を見積もる為、クエンチングの対策は必要である。発光量測定の前に酸素を取り除くため窒素パージを行った。以下にその手順を示す。

1. 洗浄したバイアルに測定サンプルを 100ml 入れる
2. グローブボックスを窒素で満たし、550ml/min で 5 分間バイアル内を窒素でパージする
3. 空気が入らないようアラルダイトでバイアルを完全に密封し、バイアル表面をエタノールにて洗浄し測定装置にセットする
4. 図 4.2.2 に示した測定装置にて 7200 秒間測定を行う。

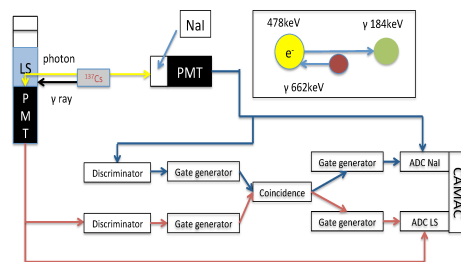


図 4.5: 発光量測定のセットアップ

#### 4.2.3 測定結果

測定により得られた反跳電子と後方散乱したガンマ線のヒストグラムを図 (4.9) に示す。NaI シンチレータで後方散乱したガンマ線のイベントを選択することにより描かれたヒストグラムが左の赤いヒストグラムであり、ピークが立っている部分が反跳電子 (477keV) により得られるエネルギーである。このピークをガウシアンでフィッティングし発光量の比較を行っている。それぞれの LiLS の発光量測定の結果を以下の表 4.5 に示す。先行研究では、POE(20) ノニルフェニルエーテルを使用した際の発光量は KamLAND 液シンの 1.22 倍となっていたが、本研究では (何十回もいろいろな混合比で LiLS を作成・測定して発光量の最適化を行った結果) 0.83 倍という結果となった。先行研究で記されていた発光量の測定手法は細かく書かれていなく、

KamLAND 液シンと LiLS の体積を同じにして測定していたのかや窒素パージ後、窒素パージ前どちらの発光量が、数年前に購入した界面活性剤と本実験でも新しく購入した界面活性剤で何かしら製法が異なっているのかなどが考えられるが原因は不明である。結果として、先行研究で使用されていた LiLS に比べて今回新しく導入した界面活性剤を使用して作った方が良い結果になった。

液体シンチレータ	発光量 (KamLAND 液シン比)
KamLS	1.00
LiLS(POE(20) ノニルフェニルエーテル)	$0.83 \pm 0.033$
LiLS(POE(10) オクチルフェニルエーテル)	$0.93 \pm 0.030$
LiLS(POE(10) オクチルフェニルエーテル (mbg))	$0.91 \pm 0.032$

表 4.5: 発光量測定の結果 (\*mbg=molecular biology grade)

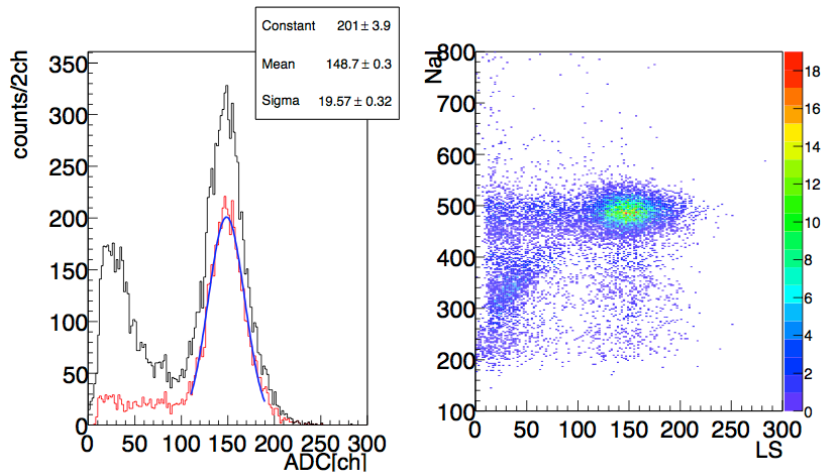


図 4.6: 例として、LiLS(POE(10) オクチルフェニルエーテル) の発光量測定結果を示す: 黒いヒストグラムは液体シンチレータ側で測定されたエネルギー分布である。また、NaI シンチレータ側で後方散乱したガンマ線のイベントを選択して描かれたヒストグラムが左の赤いヒストグラムである。赤いヒストグラムでピークが立っている部分が反跳電子 (477keV) により得られるエネルギーとなっている。右の 2 次元ヒストグラムは横軸が液体シンチレータで得られたイベントを表しており、縦軸が NaI シンチレータ側で得られたイベントを表している。イベントが集中している箇所が後方散乱したガンマ線によるイベントとなっている。

### 4.3 LiLSの基礎性能評価: 透過率測定

液体シンチレータの基本性質として、透過率は発光量と同じく重要なパラメータの一つである。本実験ではシクロヘキサンをベースとして用い、9cmのセル内での透過率を測定した。

#### 4.3.1 測定原理

測定に使用した装置を図 4.7 に示す。透過率測定には HITACHI 製 U-3900 Spectrometer を用い、10cm セルと 1cm セルの透過率をそれぞれ測定する。二つのセルの差を取る事によって、セルの影響がキャンセルされた状態で透過率を測定出来る。本測定では透過率が 100% に近いシクロヘキサンをベースラインとして設定し、ベースラインに対する相対的な値を透過率とした。また、測定した透過率  $T(\%)$  から以下の式 (4.3) を用いて減衰長  $L(\text{cm})$  を計算する事が出来る。ここで、減衰長とは液体シンチレータの発光が  $e^{-1}$  となる長さである。

$$T = e^{-\frac{9\text{cm}}{L}} \quad (4.3)$$

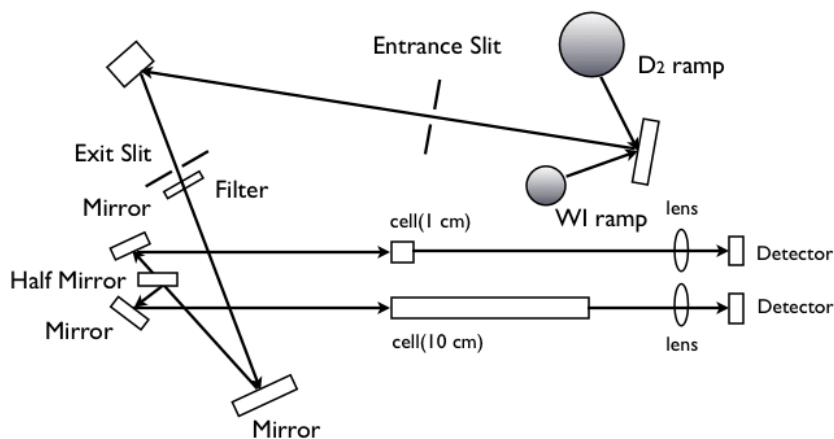


図 4.7: Absorption Meter

### 4.3.2 測定手法

透過率の測定には二種類のセルを使い、以下の手順で作業を行う。

1. アセトンを用いてセルの内側と外側をきれいに拭く
2. ゴミがついていない事を確認後、セルを装置にセットする
3. 装置にセットされたセルに sample を入れ、測定を開始する
4. 一つの sample につき三回測定を行い、平均値を取る

### 4.3.3 測定結果・考察

測定データを図 4.8 に、得られたデータの 400nm の透過率と式 (4.3) から計算される減衰長を以下の表 4.8 に示す。透過率測定では先行研究の結果を殆ど再現する事に成功した。またこれらの結果から、透過率でも先行研究で使用されていた界面活性剤よりも今回新たに導入した界面活性剤を使用して作成した LiLS の方が良い結果になっている事が分かった。

LiLS(界面活性剤)	透過率 (%)	減衰長 (cm)
LiLS(POE(20) ノニルフェニルエーテル)	93.57%	134.8 ± 3.5cm
LiLS(POE(10) オクチルフェニルエーテル)	94.77%	167.9 ± 4.3cm
LiLS(POE(10) オクチルフェニルエーテル (mbg))	94.85%	170.6 ± 4.4cm

表 4.6: LiBr · H<sub>2</sub>O と LiCl の中性子捕獲断面積の比較

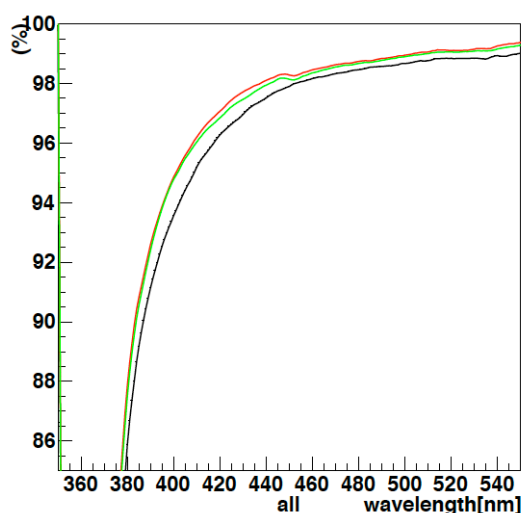


図 4.8: LiLS の透過率: 黒いグラフが POE(20) ノニルフェニルエーテルを使用して作った LiLS、緑のグラフが POE(10) オクチルフェニルエーテルを使用して作った LiLS、赤いグラフが POE(10) オクチルフェニルエーテル molecular biology grade を使用して作った透過率のグラフである。



## 4.4 LiLSの構成の決定

以上の発光量・透過率測定の結果より、先行研究で使われていた POE(20) ノニルフェニルエーテルを用いて作った LiLS よりも POE(10) オクチルフェニルエーテルを使用した方が性能が良くなる事が分かった。また、POE(10) オクチルフェニルエーテルを使用した場合と POE(10) オクチルフェニルエーテル molecular biology grade を使用した場合で性能に大きな違いは見られなかった。コスト面で考えると 1L あたりの値段が POE(10) オクチルフェニルエーテル molecular biology grade の方が 4 倍近くするため、将来低コストで大容量の検出器を作成する事を考えた際、POE(10) オクチルフェニルエーテルの方が最適であると判断した。本研究では、POE(10) オクチルフェニルエーテルを使用して LiLS を作成する。以下に最適化された LiLS の構成を示す。

	構成物質	割合
有機溶媒	PC	82%
界面活性剤	POE(10) オクチルフェニルエーテル	18%
リチウム水溶液	LiBr · H <sub>2</sub> O(LiBr · H <sub>2</sub> O:水=140g:50g)	31g/l
発光剤	PPO	5.4 g/l

表 4.7: 本研究で開発された LiLS の構成

## 4.5 bis-MSB 添加 LiLS

イメージング検出器に使用する光学系では、高波長側の方が反射率、透過率などのパラメータが良くなると考えられる。本研究では波長変換剤である bis-MSB(0.1g/l) を用いた場合の LiLS の基礎性能の評価結果について述べ、Bis 入り LiLS の使用可能性について述べる。

### 4.5.1 測定結果・考察

以下に実験結果を示す。bis-MSB を導入する事で、bis-MSB の発光波長領域 (付録に記載:420~440nm) における透過率が変化していない事が確かめられた。また、発光量は KamLAND 液シンと比較した場合、1.03 倍となっており bis-MSB を導入することで発光量が増大している。よって、本研究では bis-MSB を使用した LiLS により新型検出器の評価を行っていく。

液体シンチレータ	発光量 (KamLAND 液シン比)
bis-MSB 入れる前の LiLS	0.93 ± 0.030
bis-MSB 入り LiLS	1.03 ± 0.028

表 4.8: bis-MSB を使用した時の発光量測定結果

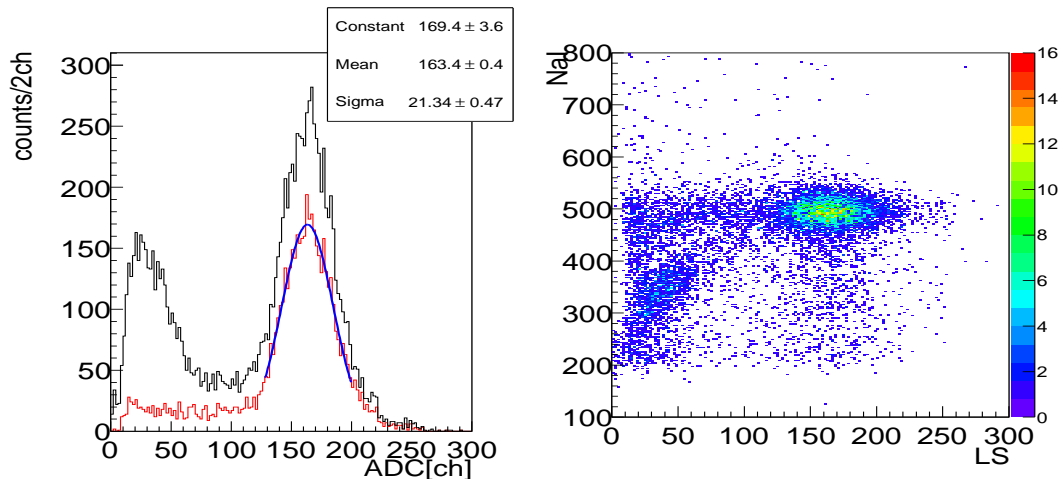


図 4.9: Bis-LiLS 入り LiLS の発光量測定結果を示す: 黒いヒストグラムは液体シンチレータ側で測定されたエネルギー分布である。また、後方散乱したガンマ線のイベントを NaI シンチレータ側で選択して描かれたヒストグラムが左の赤いヒストグラムである。よって、赤いヒストグラムでピークが立っている部分が反跳電子 (477keV) により得られるエネルギーである。右の 2 次元ヒストグラムは横軸が液体シンチレータで得られたイベントを表しており、縦軸が NaI シンチレータ側で得られたイベントを表している。イベントが集中している所が後方散乱したガンマ線によるイベントとなっている。

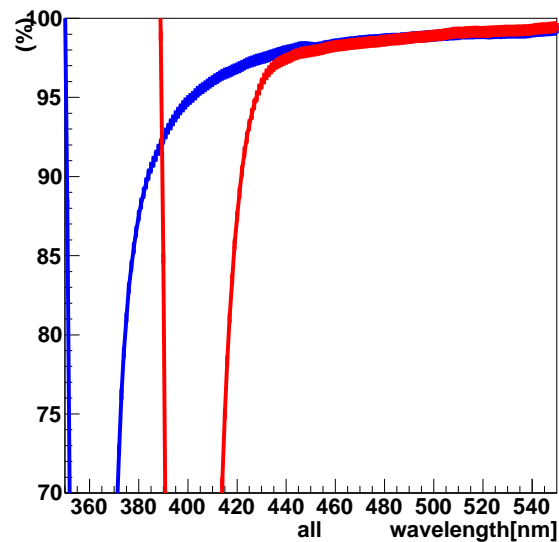


図 4.10: LiLS の透過率:青いグラフが bis-MSB を入れる前の LiLS の透過率、赤いグラフが bis-MSB を入れた LiLS の透過率である。

## 4.6 長期安定性の評価

測定した LiLS の発光量の時間推移を観察する事により液体シンチレータの長期安定性の評価を行う。LiLS の温度による劣化の違いを見積もった後、短期間で長期的な測定を行う為に加速劣化試験を行い評価した。

### 4.6.1 測定原理

アレニウスの式から、反応速度と温度には式 (4.4) のような関係がある。

$$k = Ae^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (4.4)$$

ここで、 $k$  は反応速度、 $A$  は定数、 $k_B$  はボルツマン定数、 $T$  は温度、 $E$  は活性化エネルギーとなっている。

ある温度  $T_1$  の時の反応速度を  $k_1$ 、ある温度が  $T_2 (T_2 > T_1)$  の時の反応速度を  $k_2$  とすると温度上昇による反応速度の上昇率は式 (4.5) から導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{k_2}{k_1} &= \frac{Ae^{-\frac{E}{k_B T_2}}}{Ae^{-\frac{E}{k_B T_1}}} \\ &= e^{-\frac{E}{k_B} \times \frac{(T_1 - T_2)}{T_1 T_2}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで活性化エネルギーは定性的にしか導く事が出来ない量であり、一般的には 10 度上昇すると反応速度は 2 倍になると言われているが物質の内部構成により、3 倍にも 10 倍にもなる。ここで、反応速度の温度による違いを見積もることを考える。1 パルス考えた時、単位体積の液体シンチレータから出てくる蛍光 (シンチレーション光) の光子の総数  $N$  は以下の式で表される。

$$N = N_0 \quad (4.6)$$

ここで、 $N_0$  は励起された蛍光分子の濃度であり、 $N$  は励起された蛍光分子の内どれだけが発光遷移するかを表すパラメータであり量子収率と呼ばれる。

また、励起された蛍光分子の濃度  $N_0$  は次のように与えられる

$$N_0 = \frac{J_{ex} A (1 - 10^{-\epsilon Cl})}{V} \quad (4.7)$$

ここで、 $J_{ex}$  は試料に当たる励起光の強さ、 $A$  は照射光束の断面積、 $l$  は試料中の光路長、 $V = Al$  は試料の照射体積、 $\epsilon$  はモル吸光係数、 $C$  は基底状態にある蛍光分子のモル濃度である。

蛍光測定において充分希薄な ( $\epsilon Cl \ll 1$ ) 溶液を考えると

$$N_0 \approx 2.303 J_{ex} \epsilon C \quad (4.8)$$

となる。よって、式 (4.6) は以下のように書き直すことが出来る [36]。

$$N \approx 2.303J_{\text{ex}}\varepsilon C \quad (4.9)$$

以上より発光量と基底状態にある蛍光分子のモル濃度は比例関係にある。ここで、一次反応 A X の反応速度を考えると反応速度と反応物 A の濃度の関係は以下のように表される。

$$-\frac{d[A]}{dt} = k_1[A] \quad (4.10)$$

ここで、[A] は t 日後の反応物 A の濃度、 $k_1$  は反応速度定数、t は時間を表している  
 $t=0$  の時の反応物 A の濃度を  $[A]_0$  とすると、式 (4.10) は両辺を積分する事により以下のように書き換えられる。

$$[A] = [A]_0 e^{-k_1 t} \quad (4.11)$$

今回の測定では、十分に時間が経過した後、蛍光分子はすべて反応しないため、t 時間後の反応物濃度を  $[A]_1$  とした時

$$[A] = [A]_0 e^{-k_1 t} + [A]_1 \quad (4.12)$$

と書き直される。よって、t 時間後の発光量は式 (4.9) の C に式 (4.12) を代入することにより以下の式 (4.13) で表される。

$$y = B e^{-kt} + C \quad (4.13)$$

ここで、t 時間後の発光量を  $y(\text{ch})$ , 反応速度定数を  $k(/\text{day})$ , 時間を  $t(\text{day})$ , 定数をそれぞれ B, D としている。

本研究では 1 次反応を仮定し、液体シンチレータ内の反応速度を式 (4.13) によりフィッティングすることで見積もる。

#### 4.6.2 測定結果・考察

本研究では LiLS を常温で放置した場合と 45 度の恒温槽に入れた場合の反応速度定数を見積もった。サンプルとした LiLS は 100ml をバイアルに入れ、酸素によるクエンチングを防ぐため窒素パージ後、蓋とバイアルの隙間にアラルダイトを塗り隙間から空気が入り込まないよう密閉した。その後、発光量測定を定期的に行う事により劣化具合を評価した。また、アラルダイトが完全に固まるのを待ち、LiLS がある程度安定するのを待ってから 45 度の恒温槽に入れたため、作成してから二日後の発光量の値を 0 日として常温と 45 度で比較した。結果は図 (4.11) のようになり、式 4.13 を用いてフィッティングした。フィッティングした結果の反応速度定数はそれぞれ以下のような結果となった。

25 度:  $6.67 \times 10^{-2} \pm 0.014(/\text{day})$

45 度:  $3.95 \times 10^{-1} \pm 0.099(/\text{day})$

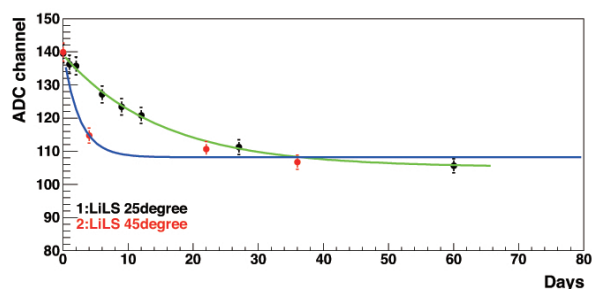


図 4.11: 常温で放置した場合と 45 度の恒温槽に入れた場合の長期安定性の評価:縦軸は発光量 (adc ch) を表しており、横軸は作成してからの日数 (day)。

よって温度が 20 度上がる時、劣化速度は約 5.9 倍になると見積もる事が出来、10 度の上昇では約 2.4 倍の上昇率になる事が分かった。

以上の結果を踏まえ、45 度の恒温槽に保管した際の長期安定性を従来 KamLAND にて使用されている液体シンチレータと比較することにより評価した。ここで、液体シンチレータは常温で使用することを考え、45 度では 5.9 倍の加速劣化が起こるとした。結果は、図 4.12 のようになり、bis-MSB 入りの LiLS は最初の 1~2 ヶ月で 1 割程度の劣化、PPO のみの LiLS は 2 割程度の劣化をした後、安定した発光量になる結果となった。通常の LiLS に比べ bis-MSB 入りの方が長期安定性が良くなる事が分かった。

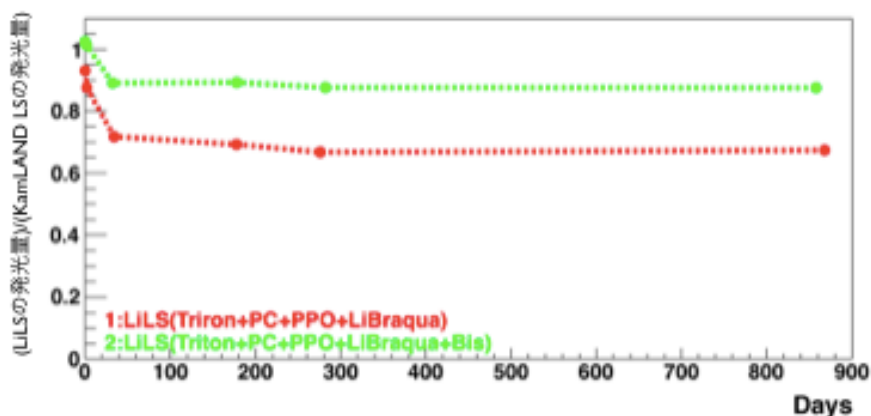


図 4.12: 45 度の恒温槽に入れ加速劣化試験をした結果。縦軸は (LiLS の発光量)/(KamLS の発光量)、横軸は LiLS を作成してからの日数 (day) : 緑のグラフが bis-MSB 入りの LiLS の長期安定性の測定結果であり、赤いグラフが bis-MSB が入っていない LiLS の長期安定性の測定結果である。

## 4.7 後発信号のエネルギー測定

イメージング検出器の開発を行う為には、 ${}^6\text{Li}$  が中性子を捕獲した際のエネルギー（後発信号）を正確に見積もる必要がある。後発信号の Q 値は  $4.8\text{MeV}$  であるが、電離クエンチングによりエネルギーは Q 値に比べて低くなる。本研究では観測エネルギーを実測によって求める。

### 4.7.1 測定原理

中性子が捕獲されるまで  $\sim 100\mu\text{sec}$  (この測定では  ${}^6\text{Li}$  は濃縮しておらず、 ${}^6\text{Li}$  が自然存在比で存在している Li を使用) である事を利用して、遅延同時計測により後発信号のエネルギーを見積もった。中性子線源として、 ${}^{252}\text{Cf}$  線源を使用しており、図 4.13 にその崩壊図を示す。 ${}^{252}\text{Cf}$  は約 96.9% の割合で崩壊を起こし、約 3.1% の割合で自発核分裂を起こす。自発核分裂を起こした際に中性子を放出し、同時に分裂した一部の分裂片は励起状態にあるため、それらから多くのガンマ線 (即発ガンマ線) も放出される。中性子のエネルギーは  $0.01\text{MeV}$  から  $30\text{MeV}$  まで幅広く分布するが、平均値は  $2.3\text{MeV}$  となっており、一回の自発核分裂で平均 3.8 個の中性子が放出される。また、ガンマ線のエネルギーは平均  $1\text{MeV}$  程度となっており、平均 9.7 個のガンマ線が放出される。また、エネルギーキャリブレーションには  ${}^{137}\text{Cs}$  線源と  ${}^{60}\text{Co}$  線源を用いた (図 4.3、図 4.14)。

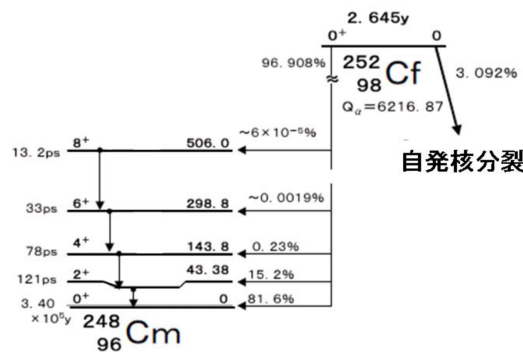


図 4.13:  ${}^{252}\text{Cf}$  の崩壊図

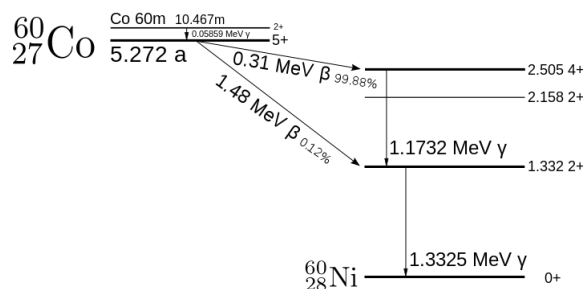


図 4.14:  ${}^{60}\text{Co}$  の崩壊図

#### 4.7.2 測定手法

実験セットアップを図 4.16 に示す。線源は  $^{252}\text{Cf}$  線源を使用し、近くに Near detector として PC LS(PC:100%、PPO:5g/l) を設置、Far Detector として体積が 15L サイズのアクリルボックスを設置し中には LiLS を入れた。アクリルボックスは 5inch PMT の接着面以外アルミホイルで囲んである。これは PMT のフォトンの集光率を良くする為である。

図 4.18 に回路図を示した。まず、Near Detector として設置した 2inch に信号が入ると Gate Generator に start 信号が送られる。その後、2inch で信号が検出されてから  $200\mu\text{sec}$  以内に 5inch で信号が検出されると Gate Generator に stop 信号が送られるようになっており、その時の 5inch と 2inch で検出された電荷を ADC 回路で検出、start 信号が来てから stop 信号が来るまでの時間差を SCALER で検出するようになっている。また、Gate Generator に start 信号が来てから  $200\mu\text{sec}$  以内に信号が来なかった場合、2inch からの信号を  $200\mu\text{sec}$  の delay をかけて、Gate Generator に強制的な stop 信号として送られるようにしてある。以上の回路を組む事で、BG を大幅に削減する事が出来、 $^6\text{Li}$  の中性子捕獲イベントを効率良く取り出す事が出来る。本実験では、まず adc ch をエネルギーに変換する為に  $^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源の実測値とシミュレーションによりキャリブレーションを行った。

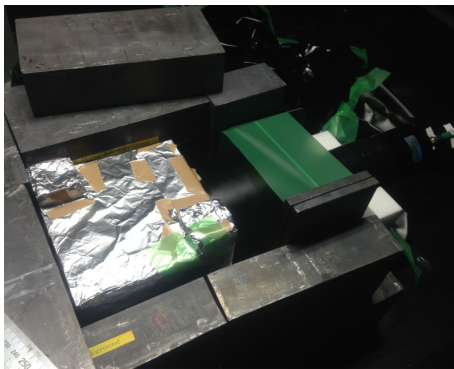


図 4.15: 実験セットアップ (5 インチ (拡大))

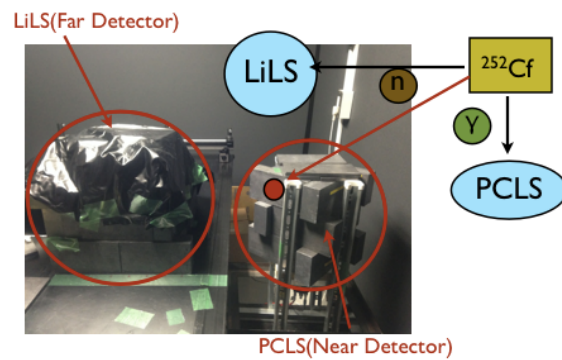


図 4.16: 実験セットアップ (全体像)

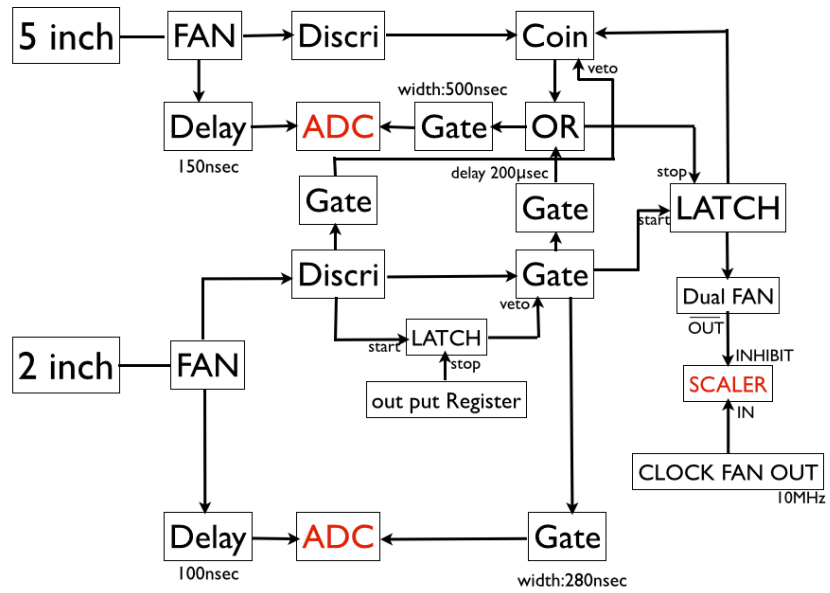


図 4.17: 回路図

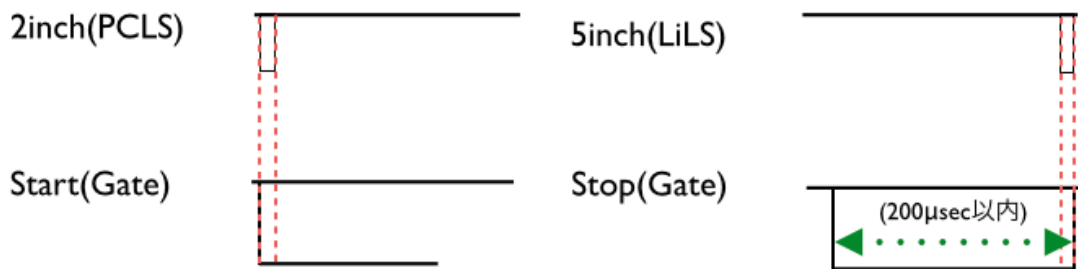


図 4.18: 時間相關図



### 4.7.3 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 $^{137}\text{Cs}$ 線源と $^{60}\text{Co}$ 線源を用いて行った。セットアップは図4.19にあるように、それぞれの線源をアクリルボックスの上に置いて測定し、モンテカルロシミュレーションを行いエネルギーの値を決めた。測定は暗室の中で行っており、後方散乱による測定は場所の関係上できなかった。測定結果を図4.20に示す。得られたピークの値をガウシアンでフィッティングした際の adc ch はそれぞれ表4.9 となった。

線源	adc[ch]
$^{137}\text{Cs}$	$162.1 \pm 1.8$
$^{60}\text{Co}$	$373.4 \pm 3.5$

表 4.9:  $^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源の adc ch の値

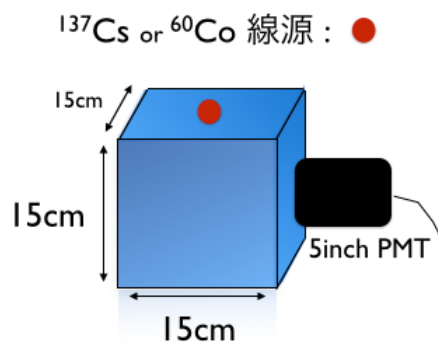


図 4.19: エネルギーキャリブレーションセットアップ

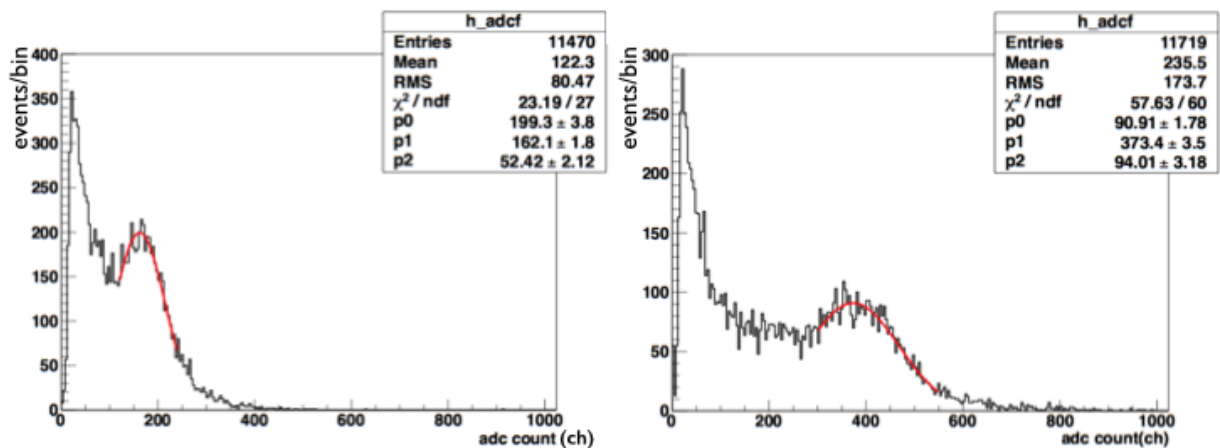


図 4.20: エネルギーキャリブレーションの測定結果。左が $^{137}\text{Cs}$ 線源を用いた場合の測定結果で、右が $^{60}\text{Co}$ 線源を用いた場合の測定結果。

#### 4.7.4 モンテカルロシミュレーション

次にシミュレーションにより 15L サイズのアクリルボックス内でガンマ線がどのようにエネルギーを落とすかの確認を行った。

- ガンマ線の発生点はアクリルボックスの中心から上に 18cm(実際の測定と同様の場所)
- ガンマ線は 360 度ランダム方向に照射
- $^{137}\text{Cs}$  線源のエネルギーは 662keV、 $^{60}\text{Co}$  線源のエネルギーは 1.173MeV、1.33MeV(両方同時)

シミュレーションの geometry は図 4.21 に、シミュレーション結果を図 4.22 に示す。ガウシアンでフィッティングした結果、 $^{137}\text{Cs}$  線源のエネルギーは 417.6keV、 $^{60}\text{Co}$  線源のエネルギーは 928.5keV となった。

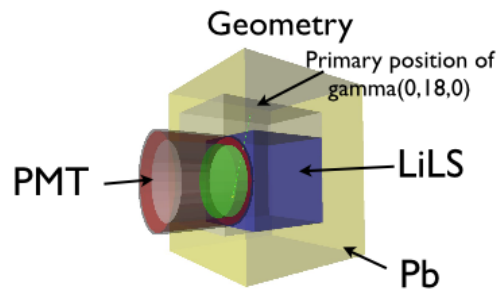


図 4.21: simulation のセットアップ

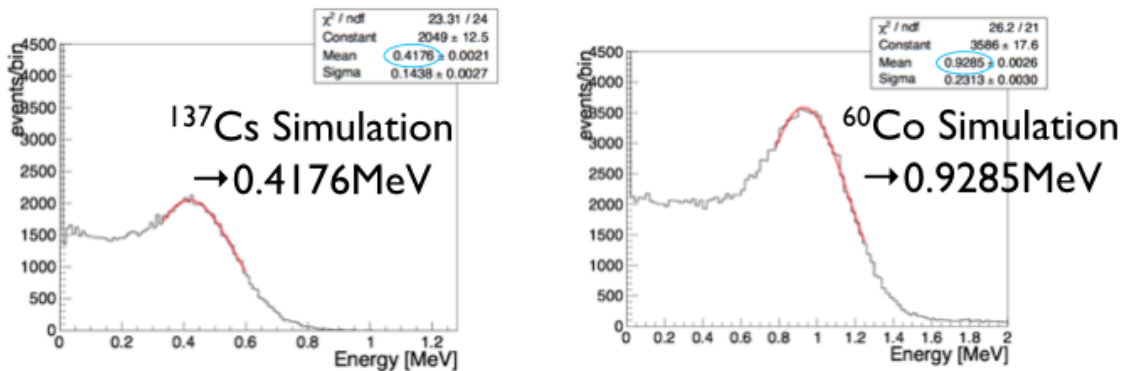


図 4.22: 左のヒストグラムは  $^{137}\text{Cs}$  線源のシミュレーション、右のヒストグラムは  $^{60}\text{Co}$  線源のシミュレーション。フィッティングはそれぞれガウシアンで行われている。

次に、実際に得られたデータとシミュレーションの整合性を確かめた。図 4.23 より、 $^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源両方ともピーク付近では、シミュレーションと実測値は良く合っている。実測のデータでシミュレーションと合っていない部分はバックグラウンドによるズレである。

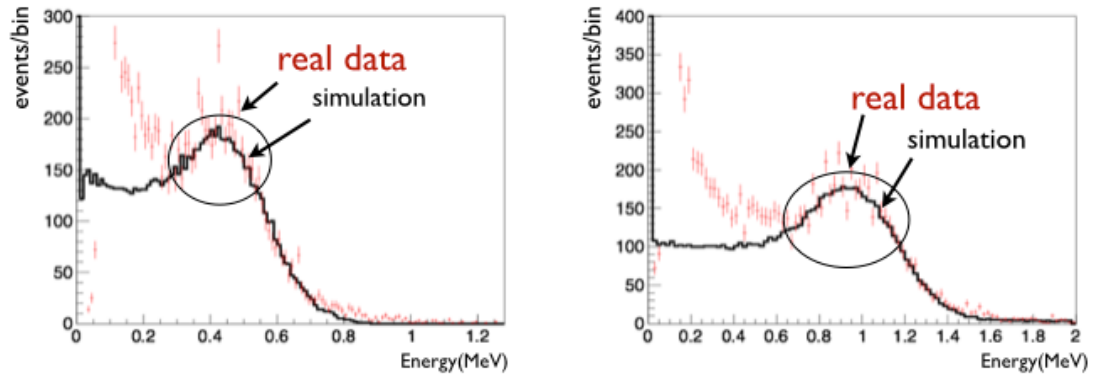


図 4.23: 黒いヒストグラムがシミュレーションにより得られた結果であり、赤いヒストグラムが実測により得られたデータとなっている。実測のデータで低エネルギー領域でイベント数が高くなっている部分はバックグラウンドにより寄与である。

以上の結果より、adc 値とエネルギーの補正関数を作った。補正関数は式 (4.14) で表される。

$$y = ax + b \quad (4.14)$$

ここで、 $a=0.002399, b=0.02865$  は定数、 $x$  は adc 値、 $y$  はエネルギー (MeV) を表している。

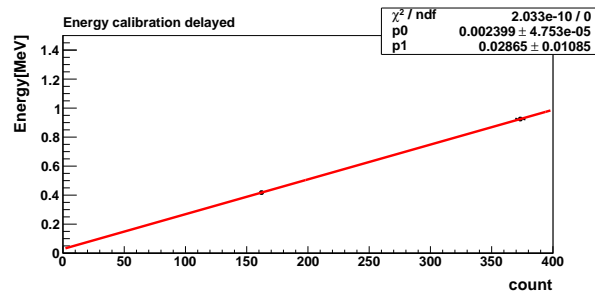


図 4.24: 横軸が実測により得られた adc 値であり、縦軸がエネルギー (MeV) となっている。

#### 4.7.5 測定結果・考察

後発信号の測定結果は図 4.25 のようになった。左のヒストグラムは 5inch で測定されたエネルギー分布を表しており、横軸は式 (4.14) を用いたキャリブレーションで adc ch をエネルギーに直した値となっている。ピークをガウシアンでフィッティングしている。真ん中のヒストグラムは、2inch でイベントを検出してから 5inch でイベントが検出されるまでの時間差の分布を表しており、式 (4.15) でフィッティングしてある。

$$y = Ae^{-\frac{t}{T}} + B \quad (4.15)$$

ここで A,B は定数、y はイベント数、T は中性子の捕獲時間、t は時間差である。

フィッティングにより得られた中性子の捕獲時間は  $88.8 \pm 6.0 \mu\text{sec}$  となっている。また、右のヒストグラムは横軸をエネルギー分布 (keV)、縦軸を時間分布とした時の 2 次元ヒストグラムとなっており、ピークとなっているエネルギー領域において時間相関を確認する事が出来る。 $^{252}\text{Cf}$  線源を置いた際に時間相関が見られるイベントで一定のエネルギー領域にピークが立つようなイベントは  $^6\text{Li}$  の中性子捕獲イベント (後発信号:  $^3\text{H}$ ) のみであると考えられる。従って、後発信号の観測エネルギーは  $540.7 \pm 14.9 \text{keV}$  となる。この測定により、発光量・減衰長と合わせてイメージング検出器の評価のための性能評価を行う事が出来た。第 5 章ではこれらの測定を元に新型検出器のシミュレーションでの評価を行う。

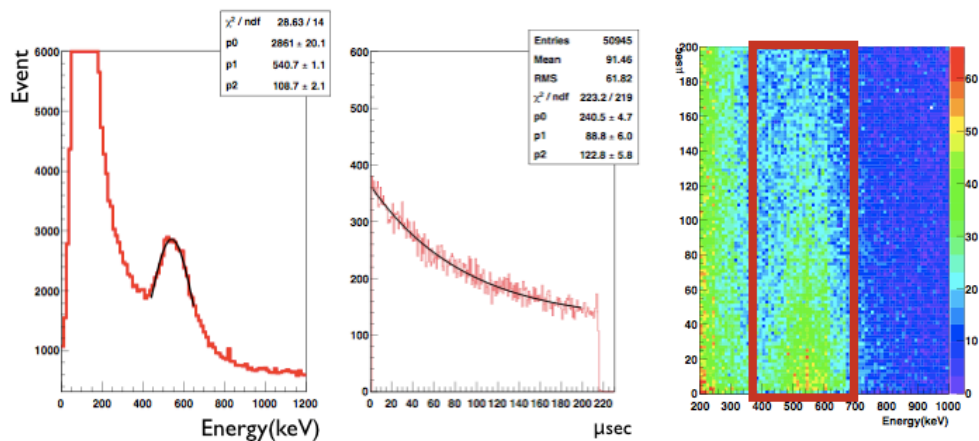


図 4.25: 後発信号の測定結果

## 4.8 LiLSの波形弁別性能の評価

小型検出器を原子炉などのニュートリノ源の近くに設置する場合、accidental ガンマ線が大きなバックグラウンドになると考えられる。本研究ではガンマ線と後発信号の識別のため波形弁別性能を評価する。液体シンチレータの信号波形はその構成成分により異なるが、検出される粒子の種類によって発光減衰の時定数が異なる成分が存在する。そのため、ガンマ線による発光と中性子が ${}^6\text{Li}$ によって捕獲された際に放出される $\alpha$ 線と ${}^3\text{H}$ などの重粒子による発光ではその強度比の違いからイベントを分離する事が出来る。

### 4.8.1 測定原理

後発信号として放出される $\alpha$ 線と ${}^3\text{H}$ などの重粒子はピーク後の波形が $\gamma$ 線やガンマ線などの軽粒子と比べ緩やかとなっている(図4.26)。ピーク後の波形の電荷の比を取る事により波形弁別を行う。このような波形弁別の手法はDouble Gate法と呼ばれる。本測定ではピーク後-10nsecから200nsecをTotal Chargeとし、ピーク後+30nsecから200nsecをTail ChargeとしてCharge Ratio= $\frac{\text{Tail Charge}}{\text{Total Charge}}$ を定義しガンマ線による信号と後発信号の比較を行った。

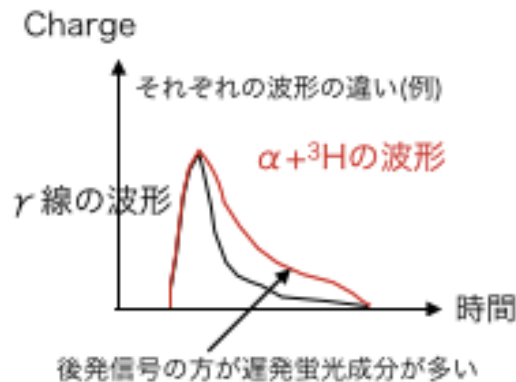


図 4.26:  $\alpha$ 線とガンマ線の波形の違い

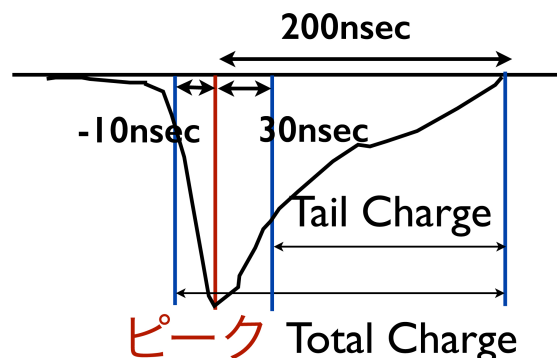


図 4.27: Tail Charge と Total Charge の定義

#### 4.8.2 測定手法

セットアップは後発信号の測定で用いたセットアップと同じである。バックグラウンドを大幅に削減して純粋な後発信号のイベントを取得するために 5inch と 2inch で同期がとれたイベントを先発信号とし、先発信号から  $200\mu\text{sec}$  以内に取得されるイベントを後発信号として遅延同時計測を行う。 $^{252}\text{Cf}$ 線源は 2inch の近くに配置しており鉛に囲われている。また、アクリルボックスも鉛で囲われているため、バックグラウンドの寄与はほとんど無いと考えられる。

回路図を図 4.28、タイミング相関図は図 4.29 に示す。5inch からの信号と 2inch からの信号をそれぞれ 200MHz FADC board に通す。信号を取得するとアナログ信号が矩形波に変換され Hit Sum から出力される。この際、5inch 又は 2inch どちらか一方のみの信号が出力される場合 20mV の矩形波 (以降 single event という) が Hit Sum から出力され、5inch と 2inch の信号の同期がとれた信号が出力される場合は 40mV の矩形波 (以降 double event という) が出力されるようになっている。Hit Sum から出力されたイベントを Fan IN/OUT により二つに分け、片方を  $-31.2\text{mV}$  に閾値を設定した Discriminator に通す。そうすることで double event のみが Discriminator から出力されたため、 $200\mu\text{sec}$  の幅を持った矩形波が Gate Generator から出力される。このイベントが先発信号となる。また、Fan IN/OUT で分けられたもう一方の信号は、Discriminator の閾値を低くし single event の信号も通るようにする。先発信号により出力された  $200\mu\text{sec}$  の幅を持った矩形波とこの信号の同期がとれた信号が後発信号となる。

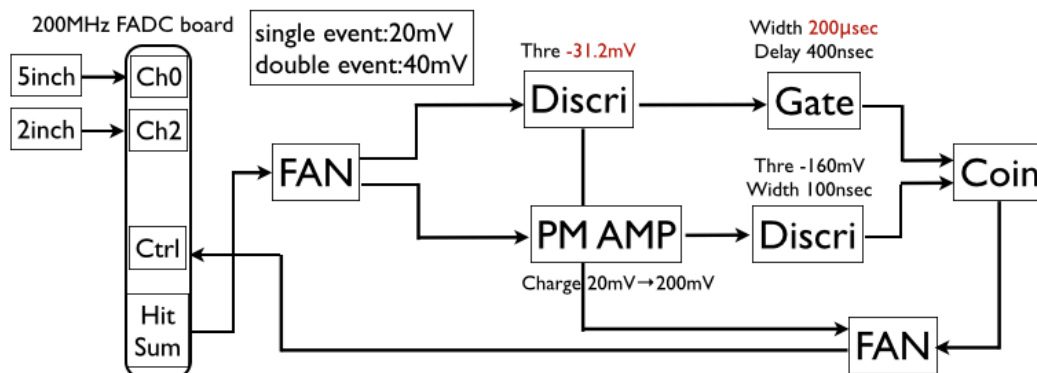


図 4.28: 回路図 (波形弁別)

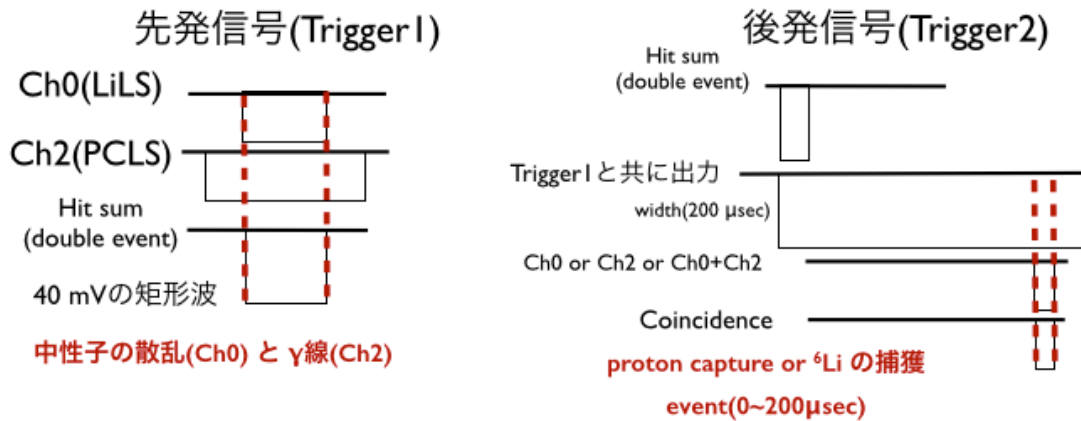


図 4.29: タイミング相関図 (波形弁別)

#### 4.8.3 測定結果・考察

測定結果を図 4.30 に示す。それぞれのヒストグラムは Trigger 間の時間差により色分けされている。ここで  $5\mu\text{sec}$  から  $200\mu\text{sec}$  の領域で時間カットしたイベントでは一定のエネルギー領域にピークが見られる。先発信号で  $200\mu\text{sec}$  以内に偶然高速中性子がエネルギーを落としたイベントやバックグラウンドではこのようなピークが立つ事はない。また、陽子による中性子捕獲イベントでは  $2.2\text{MeV}$  のガンマ線が放出されるが、 $15\text{L}$  サイズのアクリル容器内では全エネルギーを落とさないため幅広いエネルギー領域にイベントが分布する。よって、このピークは <sup>6</sup>Li による捕獲イベントであると考えられる。

また、後発信号のエネルギー (Total Charge:400ch から 900ch) でイベントセレクションをした際の時間分布を図 4.31 に示す。後発信号のエネルギー測定と同様に式 (4.15) でフィッティングした結果、 $88.43 \pm 7.32\mu\text{sec}$  となり誤差の範囲内で測定値が一致していることが分かった。次に <sup>137</sup>Cs 線源をアクリルボックスの上に置き、ガンマ線の波形データを取得した。<sup>137</sup>Cs 線源を用いた時と後発信号のデータを取得した際の Charge Ratio vs Total Charge の 2 次元ヒストグラムを図 4.32 に示す。また、得られたガンマ線と後発信号の charge 分布図 4.33 に示す。図 4.32 より後発信号のピークとガンマ線のピークでは Charge Ratio=0.25 付近で良く分離出来ている事が分かる。

図 4.33 では二つのヒストグラムのイベント数は規格化している。本研究では、青い点線で囲ってある charge 領域で Charge Ratio の比較を行った。その比較を行ったヒストグラムが図 4.34 となっている。左のヒストグラムがガンマ線と後発信号の Charge Ratio を比較したヒストグラムとなっており、Charge Ratio が 0.25 付近でそれぞれのヒストグラムが分離出来ている事が確認出来る。右のグラフは後発信号の取得率に対する、ガンマ線の除去率を表している。後発信号の取得率を 90% とした時のガンマ線の除去率は 94.3% となり、大幅にガンマ線を除去出来ることの確認が出来た。

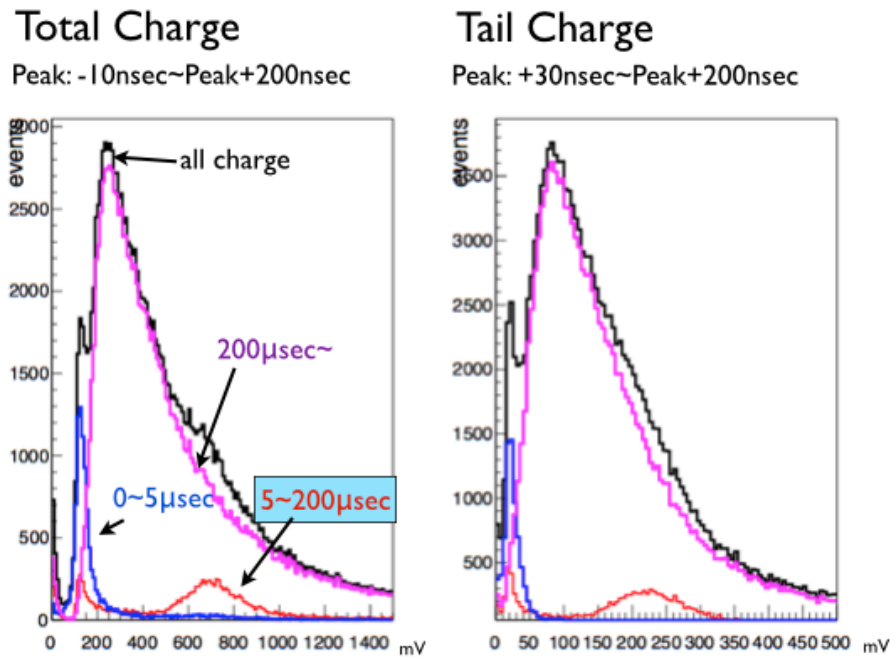


図 4.30: Total Charge と Tail Charge の charge 分布:それぞれのヒストグラムは Trigger 間の時間差で色分けされている。黒いヒストグラムは時間カットなしの charge 分布、マゼンタのヒストグラムは時間差が  $200\mu\text{sec}$  以降のヒストグラム、赤いヒストグラムは時間差が  $5$  から  $200\mu\text{sec}$  のヒストグラム、青いヒストグラムは時間差が  $0\mu\text{sec}$  から  $5\mu\text{sec}$  のヒストグラムとなっている。

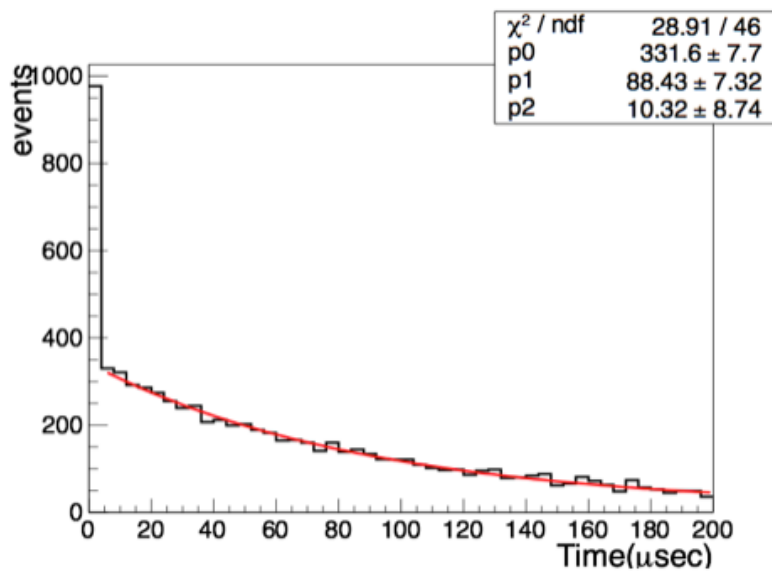


図 4.31: 時間分布のヒストグラム:Total Charge 400ch から 900ch でカット



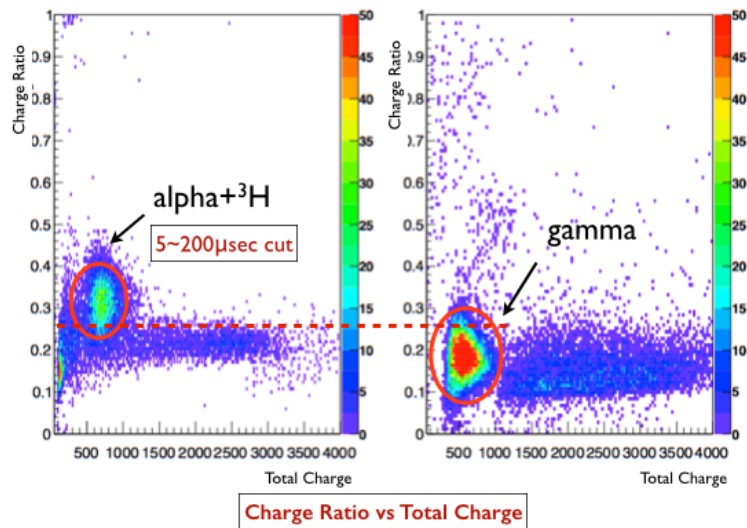


図 4.32: Charge Ratio vs Total Charge の 2次元ヒストグラム:左のヒストグラムが後発信号の撮像を行ったヒストグラムで  $5\mu\text{sec}$  から  $200\mu\text{sec}$  の時間分布内のイベントを取り出している。右のヒストグラムは  $^{137}\text{Cs}$  線源を用いてガンマ線のイベントだけを取り出したヒストグラムとなっている。

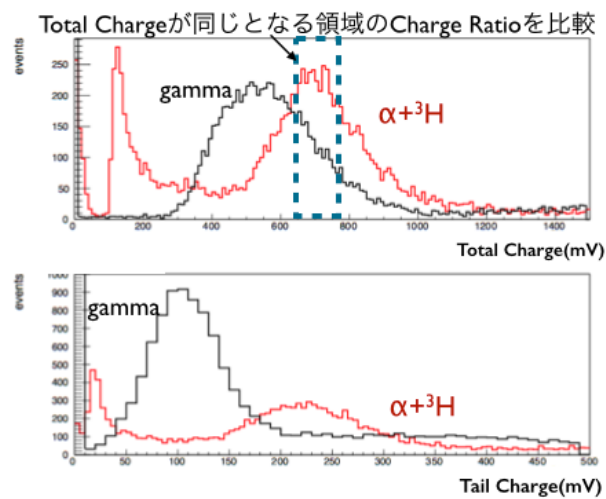


図 4.33: ガンマ線と後発信号の Total Charge と Tail Charge を同時にヒストグラムとして描いた

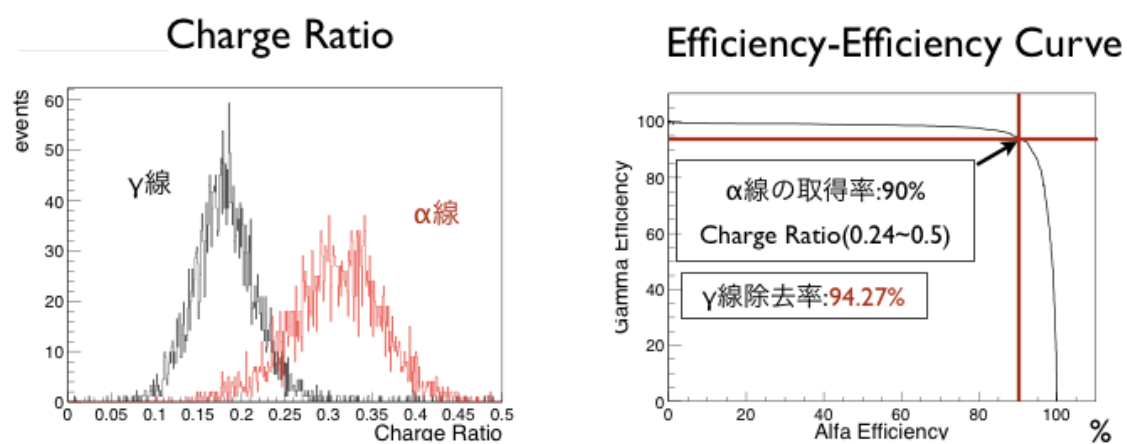


図 4.34: ガンマ線と後発信号の Charge Ratio の比較:黒いヒストグラムがガンマ線で赤いヒストグラムが後発信号のイベントとなっている。

## 4.9 結論：LiLSの開発

今回開発された bis-MSB 入りの LiLS を用いた時のイメージング検出器 (反射型+MAPMT 256ch) の取得光電子数を計算し、先行研究と比較する。

$$\begin{aligned}
 & 9050(\text{photon/MeV}) \times 0.9(\text{発光量 (KamLANDLS 比)}) \times 0.54(\text{後発信号のエネルギー}) \times \\
 & \exp\left(\frac{150\text{mm}}{1670\text{mm}}\right)(\text{減衰長}) \times \left(\frac{\times 125^2}{4 \times 1000^2} - \frac{\times 75^2}{4 \times 875^2}\right) \times 1.0^2(\text{反射率: 100\%を仮定}) \\
 & \times 0.24(\text{量子効率 (MAPMT256ch)}) = 2.0\text{p.e.} \tag{4.16}
 \end{aligned}$$

ここでフォトン数はKamLAND 液シンの値を使用している。量子効率はMAPMT256ch(H13700A)の使用を仮定した時の値である。また、Primary Mirror の半径は145mm であるが、Primary Mirror で反射した後に Secondary Mirror までフォトンが届く領域は半径125mm となっている。反射率は100%を仮定している。

	<sup>6</sup> Li 含有量	取得光電子数	位置分解能 (光学系のみ)
要求性能	0.15wt%	1 p.e. 以上	1.5cm 以下
先行研究 (未濃縮)	0.078wt%	0.64 p.e.	1.8cm 以下
先行研究 (濃縮)	0.15wt%	1.8 p.e.	1.8cm 以下
本研究 (濃縮)	0.15wt%	2.3 p.e.(劣化後:2.0 p.e.)	1.8cm 以下

表 4.10: 新しく開発した LiLS を用いた新型検出器の性能

先行研究と比較した時、新たに導入した bis-MSB と界面活性剤により取得光電子数は1.28倍になっていることが分かる。また、本研究において取得光電子数は平均2.0 p.e. となっており、反射率100%では目標性能に十分到達している。1p.e. の目標性能までには反射率70%以上であれば到達する。第5章では開発した LiLS と [40] で開発されたイメージング検出器 (反射型+MAPMT) を用いて新型検出器の実機での測定とシミュレーションによる評価を行っていく。

## 第5章 新型検出器の開発

モンテカルロシミュレーションにより新型検出器の評価を行い、十分なフォトンが得られる場合の角度分解能や検出率の評価を行った。

これまでの先行研究では、取得光電子数が足りなかったため高エネルギーのガンマ線やミュオンの撮像を行う事しか出来ていなかった。本研究では、遅延同時計測と波形弁別によるガンマ線と後発信号の識別をすることによりバックグラウンドを大幅に除去し、後発信号の撮像テストを行った。

### 5.1 シミュレーションによる性能評価

反射や屈折、散乱の効果を取り入れた場合の角度分解能、検出率などを評価する。複数のイメージング検出器の使用の仮定と反射率は十分にフォトンが来る状況を想定し 99%としてシミュレーションを行った。

#### 5.1.1 シミュレーションの条件

開発した LiLS の測定値とイメージング検出器の仕様をシミュレーションにインプットパラメータとして入れる。それぞれのインプットパラメータは次の値を参考としている。光学系は Primary Mirror、Secondary Mirror それぞれの設計により与えられている値から奇数次 (偶数次) 非球面定義式を計算する事によりシミュレーションに形を再現した。

##### 1. LiLS

- 発光量、透過率、後発信号のエネルギー：実測値 (第 4 章参照)
- 発光波長、屈折率：実測値 (付録参照)
- 散乱、再発光：KamLAND 液シンのパラメータを参考

##### 2. イメージング検出器

- 反射率は 99% を仮定
- 量子効率 は 24% : MAPMT256ch H13700A

ここで、奇数次非球面定義式と偶数次非球面定義式は以下のような方程式となっている。

Primary mirror(奇数次非球面定義式)

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - c^2r^2}} + a1 \times r^3 + a2 \times r^4 + a3 \times r^5 + a4 \times r^6 + a5 \times r^7 + a6 \times r^8 \quad (5.1)$$

Secondary Mirror(偶数時非球面定義式)

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - c^2r^2}} + b1 \times r^4 + b2 \times r^6 + b3 \times r^8 + b4 \times r^{10} + b5 \times r^{12} + b6 \times r^{14} + b7 \times r^{16} \quad (5.2)$$

r : 光軸からの距離

z : 光軸方向の座標

$c = \frac{1}{\text{極率半径}}$  : 極率

(コーニック係数は0)

$a1 \sim a6$ 、 $b1 \sim b7$  は定数

## シミュレーションのセットアップ

シミュレーションのセットアップを以下の図 5.1 に示す。真ん中にアクリルボックス、中に 30L サイズの LiLS を設置している。その周りに、イメージング検出器を 4 群設置し評価を行う。

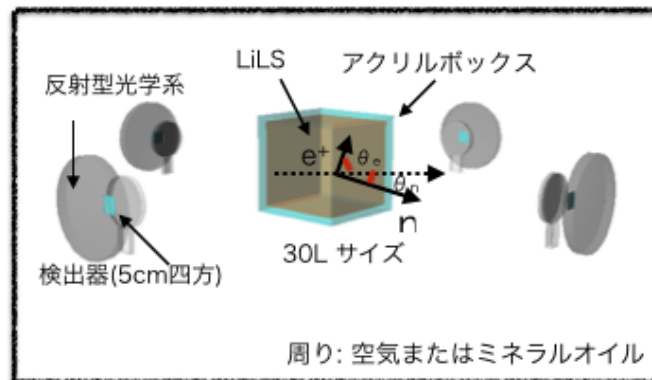


図 5.1: 新型検出器の性能評価:セットアップ

## フォトンシミュレーションの初期条件

逆崩壊反応により放出される中性子と陽電子の放出角とエネルギーを計算しイベントリストを作成する。本研究では以下の手順で、イベントリストを作成し、シミュレーションの初期条件としてインプットした。

1.  $\bar{\nu}_e$  は  $\vec{\nu}_e(1,0,0)$  から飛来してくると考える。
2. 逆崩壊の反応断面積の式からある反電子ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  の時の陽電子の放出角  $\theta_e$  と陽電子のエネルギー  $E_e$  を求める。
3. 逆崩壊に対してエネルギー、運動量保存則を適用する事により中性子の運動エネルギー  $T_n$ 、中性子の反跳角  $\theta_n$  を求める。
4. 原子炉反ニュートリノのエネルギー分布 (図 2.7) に従うように  $E_e$ 、 $\theta_e$ 、 $T_n$ 、 $\theta_n$  のイベントリストを作成する。
5. イベントリストから  $E_e$ 、 $\theta_e$ 、 $T_n$ 、 $\theta_n$  を読み込み、30L サイズの液体シンチレータ内のランダムな位置から中性子と陽電子を同時に放出させる。

本研究では、以下の三つの条件で新型検出器の評価を行った。

1. LiLS とアクリルボックスの屈折率を空気と同じにする。
2. LiLS とアクリルボックスの屈折率を実測値にして周りは空気で囲む。
3. LiLS とアクリルボックスの屈折率を実測値にして周りは屈折率がアクリルボックスに近いミネラル オイルで囲む。

条件1では、LiLS、アクリルボックス、空気の屈折率が全て同じなので反射、屈折は起こらず、角度分解能はミラーのフォトン取得率と位置分解能のみに依存する。条件2、条件3ではより現実的な状況を仮定した時、つまり反射、屈折によりどのくらい取得イベント数や角度分解能が変化するかを確認する。

### 5.1.2 シミュレーション結果

シミュレーションで得られた結果を以下のように解析し、 $\cos\theta$  分布を計算する。

1. イメージング検出器で集光したフォトンのうち、100nsec 以内に検出器で取得したイベントを先発信号、100nsec 以降に取得したイベントを後発信号としそれぞれの位置  $(x,y,z)$  の平均値を求める。
2. 先発信号の位置  $\vec{A}$  と後発信号の位置  $\vec{B}$  をベクトルで結ぶ ( $\vec{AB}$ )。
3.  $\vec{v}_e$  と  $\vec{AB}$  の内積を計算する事により  $\cos\theta$  分布を求める。

シミュレーションにより得られた角度分布の結果を以下に示す。図 5.2 はピクセルサイズを考慮していない時の角度分布である。図 5.3、図 5.4 は MAPMT256ch と MAPMT64ch のピクセルサイズを考慮した時の角度分布である。このとき、再構成された先発信号と後発信号の位置  $(x,y,z)$  が同じピクセル内に収まってしまっていた場合、 $\cos\theta$  は計算する事が出来ないものとした。また、全イベントに対して 68% のイベントを角度分解能と定義し、それぞれの条件における角度分解能と検出率を評価した。(  ${}^6\text{Li}$  による中性子捕獲イベントに対する  $\cos\theta$  が計算出来ている割合を後発信号に対する割合としている。 )

ピクセルサイズ考慮無し	検出率	後発信号に対する割合	角度分解能
条件 1	66.7%	85.9%	89.7 度
条件 2	37.3%	48.1%	94.6 度
条件 3	65.5%	80.5%	91.7 度

表 5.1: イベントの取得率と角度分解能

MAPMT256ch	検出率	後発信号に対する割合	角度分解能
条件 1	62.2%	80.1%	90.0 度
条件 2	34.5%	44.4%	96.0 度
条件 3	62.2%	76.4%	93.0 度

表 5.2: MAPMT256ch : イベントの取得率と角度分解能

MAPMT64ch	検出率	後発信号に対する割合	角度分解能
条件 1	59.4%	73.3%	92.3 度
条件 2	31.6%	40.8%	98.2 度
条件 3	59.2%	72.8%	94.7 度

表 5.3: MAPMT64ch : イベントの取得率と角度分解能

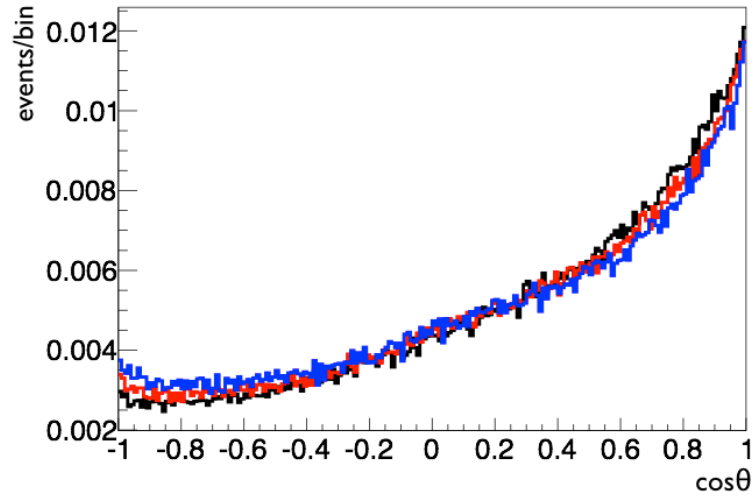


図 5.2: 角度分布 (ピクセルサイズ考慮無し) : 30L サイズの検出器内にランダムに中性子と陽電子のイベントを放出させた時の反電子ニュートリノの角度分布を表している。黒いヒストグラムは条件 1、青いヒストグラムは条件 2、赤いヒストグラムは条件 3 の時の角度分布である。

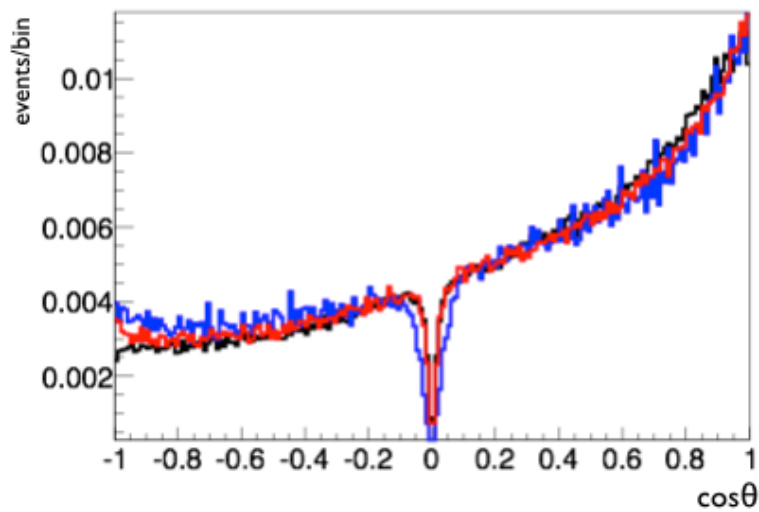


図 5.3: 角度分布 (MAPMT 256ch) : 30L サイズの検出器内にランダムに中性子と陽電子のイベントを放出させた時の反電子ニュートリノの角度分布を表している。黒いヒストグラムは条件 1、青いヒストグラムは条件 2、赤いヒストグラムは条件 3 の時の角度分布である。



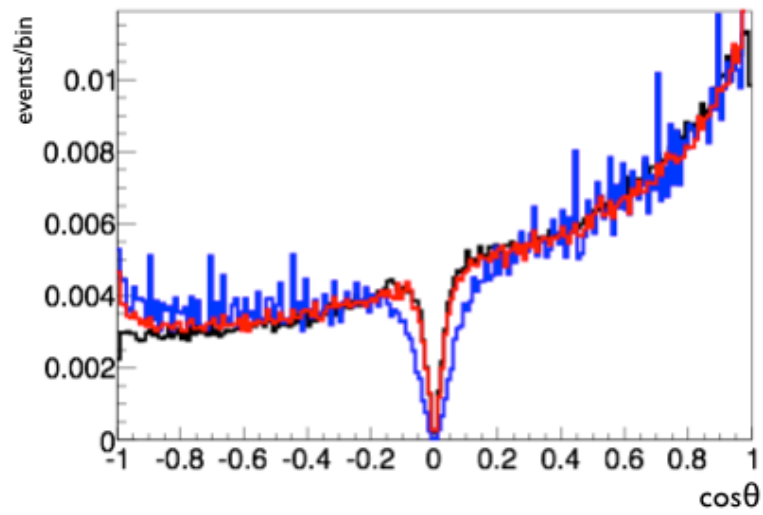


図 5.4: 角度分布 (MAPMT64ch) : 30L サイズの検出器内にランダムに中性子と陽電子のイベントを放出させた時の反電子ニュートリノの角度分布を表している。黒いヒストグラムは条件 1、青いヒストグラムは条件 2、赤いヒストグラムは条件 3 の時の角度分布である。

### 5.1.3 シミュレーションによる性能評価：考察・結論

条件1～条件3のどの条件でも角度分解能は急激には悪くなっていないが、条件2の検出器周辺を空気で囲んだ状態よりも条件3のミネラルオイルで囲んだ状態の方が良い結果となっているのが分かる。検出率は条件2で急激に悪くなっている。これは、アクリルボックスと空気の屈折率の違いから、アクリルボックス表面で光子の反射が高確率で起こることや光子が外側に屈折することにより光学系集光率が落ちてしまうことが原因である。条件3において空気の代わりにミネラルオイルでアクリルボックスの周囲を満たすと検出率は大幅に改善している。

MAPMT256chとMAPMT64chのピクセルの大きさを考慮した時、真ん中に大きな溝が出来てしまっている。これは先発信号と後発信号のイベントがどちらも同じピクセルに入ったイベントを考慮しないよう解析を行った為であり、将来的には同ピクセルに入ったイベントも解析に含めることが出来るようなパーテックスフィッターの開発が必要である。今回の解析の仕方ではMAPMT256chとMAPMT64chの光検出器を比較した時、角度分解能・検出率ともに急激な悪化は見られなかった。

以上より、十分な光子が取得出来る状況下では新型検出器は十分な角度分解能を有していることが確認された。

## 5.2 後発信号の撮像

開発した新型検出器を用いて後発信号の統計的な撮像を行い、新技術のデモンストレーションを行う。

### 5.2.1 実験準備

#### 30L サイズ LiLS の作成

34cm×34cm×34cm のアクリルボックスの中に LiLS を満たし、30L サイズの液体シンチレータ検出器を作成することを考える。LiLS は第 4 章で使用していたものと同じ構成で作成した。再度、下記に LiLS の構成を示す。

体積比 プソイドクメン (PC):界面活性剤 (密度:0.93g/ml)=82% : 18%  
PPO=5.4g/l, LiBr · H<sub>2</sub>O(水溶液)=31g/l,bis-MSB=0.1g/l  
(<sup>6</sup>Li は 0.15wt%(濃縮を仮定))

蓋にはオーリングと複数のネジを使用している。これは LiLS の劣化を抑える為に蓋を嚴重に密閉することによって外部から空気が入らないようにするためである。また、空気中のホコリ等が液体シンチレータに入り込むと、透過率・発光量の低下や集光するフォトンが散乱されることにより撮像された像のボケに繋がる恐れがあるため、液体シンチレータにはなるべくホコリ等が入り込まないように以下の手順で LiLS を作成した。

1. アクリルボックスをクラス 100 のクリーンルーム内に持って行き、IPA(イソプロピルアルコール) で良く洗浄する。
2. 良く洗浄した 2L の試薬瓶 14 本と 1L の試薬瓶を 1 本用意する。
3. 必要な量の Li 水溶液を作成し、1L の試薬瓶内に保管しておく。
4. 2L の試薬瓶にあらかじめ計算しておいた量の PC、PPO、bis-MSB、界面活性剤をこの順で入れる。
5. 1L の試薬瓶から Li 水溶液を測り取り、適量を 2L の試薬瓶に入れる。
6. 2L の試薬瓶の中にスターラーを入れ、全て溶けきるまで攪拌させる。
7. 4~6 を 14 回繰り返す。
8. アクリルボックスをグローブボックスの中にあらかじめ入れておく。(グローブボックスは上側を取り外す事が出来るものを使用。)
9. 2L の試薬瓶に入っている LiLS が全て溶けきったらアクリルボックスの中に LiLS を移し、グローブボックスを閉める。
10. グローブボックス内を窒素で置換した後、流量を調整しながら約 500L 分の窒素で LiLS をパージし LiLS 内の酸素を追い出す。
11. 最後に嚴重に蓋を閉め、実験室へと運ぶ。

作成途中で、一部 LiLS の色が黄色くなってしまいうというトラブルがあったが、窒素パージ後の色は無色透明になった。また、黄色くなった LiLS の発光量を確認するため 100ml のサンプルを取りバイアルサイズで窒素パージ後、第 4 章の発光量測定と同じ手法で発光量を測定した。結果として第 4 章での発光量測定と変わらない結果となった為、作り直さずに使用した。本研究では開封したばかりの超純水を LiLS 作成の際に使用しており、超純水により LiLS が酸化され黄色く変色したものと考えられる。図 5.6 にその他の素材は全く同じものを使用し、超純水だけ古いものと新しいものを使用した時の違いを示す。



図 5.5: LiLS の作成過程:左の写真は、2L の試薬瓶に LiLS を作成した時、真ん中はアクリルボックスに LiLS を入れ窒素パージをしている時の写真、右は完成した LiLS である。



図 5.6: 古い超純水を使用した時と新しい超純水を使用したときの LiLS の比較:左が新しい超純水を使用して作成した LiLS で、右が開けてからしばらく経った超純水を使用して作成した LiLS である。

## 試作品イメージング検出器

後発信号撮像のテストの為に試作品として反射型光学系を作成した。試作品の光学系を初めて作成した [40] では、母材をアクリルとし、アクリルをくり抜いてアルミ蒸着を施した仕様になっていた。しかし、自重による歪みから像が三角形になるという問題があった。本研究では、歪みをなくす為に反射型光学系の母材をアルミにし表面を硬質クロムメッキでコーティングしてある。試作品として作成した反射型光学系を図 5.7 に示す。反射率の簡易的な測定として、パワーメータとレーザーポインターを使用した。図 5.8 はその様子であり、実際に測定を行うときは暗室にて蛍光灯を消して行っている。レーザーポインターと光学系の距離は [40] と同条件の約 4cm 程度とし、パワーメータへの直接光と光学系からの反射光の比を取る事で反射率の測定を行った。

反射率測定の結果として最大約 60% 程度 (最低 40% 程度) となる事が分かり、[40] の時に同条件で測定した時の反射率最大 48% よりも反射率の向上に成功した。今回の測定は非常に簡易的な測定となっており反射率の場所依存性などを考慮した光学系の面単位での反射率を測定する事は出来ていない。本研究ではまだ試作品の段階であり、問題点を早期に明らかにし次のミラー作成に繋げるといった目的があったが、今後現実的な値をインプットしたシミュレーションを行う為にも、工夫した測定が必要となると考えられる。また、この反射型光学系の試作品により集光される像は [40] の時に問題となっていた、像が三角形になる問題も解消されている。実測とシミュレーションでの像の大きさの比較については”付録 B.2”にて詳細を述べる。

本研究での最終目標は MAPMT 256ch を用いた測定ではあるが、シンチレーション光や後発信号の撮像はテスト段階であるため、安価で簡単に使用可能であった MAPMT 64ch を使用して撮像を行った。

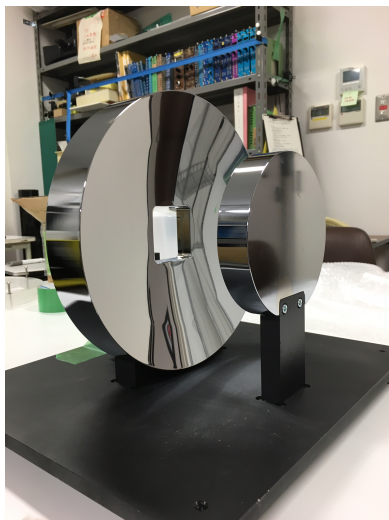


図 5.7: 試作品反射型光学系

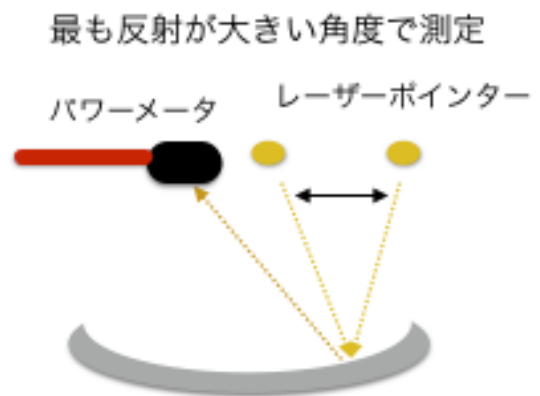


図 5.8: 試作品反射型光学系の反射率測定

作成された LiLS、イメージング検出器のプロトタイプを図 5.9 のように暗室に設置した。イメージング検出器はアクリルボックスの中心から 1m 離れた場所に設置している。

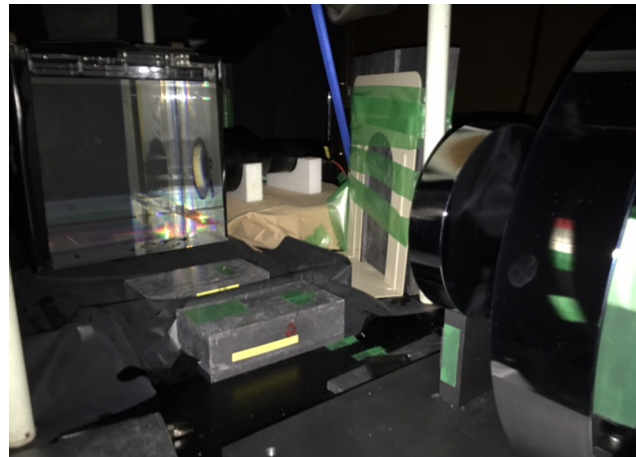
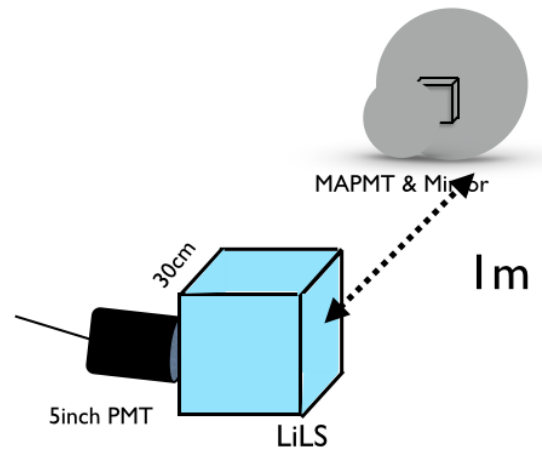


図 5.9: LiLS とイメージング検出器を設置した写真。イメージング検出器はアクリルボックスの中心から 1m の位置に設置している。

検出器を設置後、後発信号の撮像まで以下の手順で行った。

1. 空気漏れなどにより LiLS が大幅な劣化をしていないかの確認
2. ガンマ線源 ( $^{137}\text{Cs}$ ) をアクリルボックスの周りに設置し、イメージング検出器を用いたシンチレーション光の統計的な撮像が出来るかどうかの確認。
3. 後発信号の撮像

## 5.2.2 LiLS の劣化チェック

$^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源を検出器の上部に設置し定期的に発光量を測定することで LiLS の劣化チェックを行った。検出器が空気漏れしていない場合、第 4 章の長期安定性の測定から 10% 程度で劣化は収まるはずである。セットアップは図 5.10 に示した。

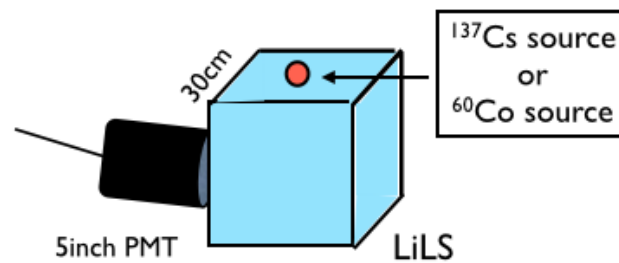


図 5.10:  $^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源による LiLS の劣化の確認

結果は図 5.11 に示す。黒いグラフが  $^{60}\text{Co}$  線源を使用した時の発光量の時間変化を表しており、赤いグラフが  $^{137}\text{Cs}$  線源を用いた時の発光量の時間変化を表している。約 30 日の測定を行った結果、それぞれ 10% 以下の発光量減少でとどまっている事が分かった。これはバイアルサイズの長期安定性の測定とほとんど変わらない結果となっている。よって、本研究ではアクリルボックスの空気漏れはなく、バイアルサイズで測定した発光量と変わらぬ発光量が 30L サイズでも得る事が出来ていると考えられる。

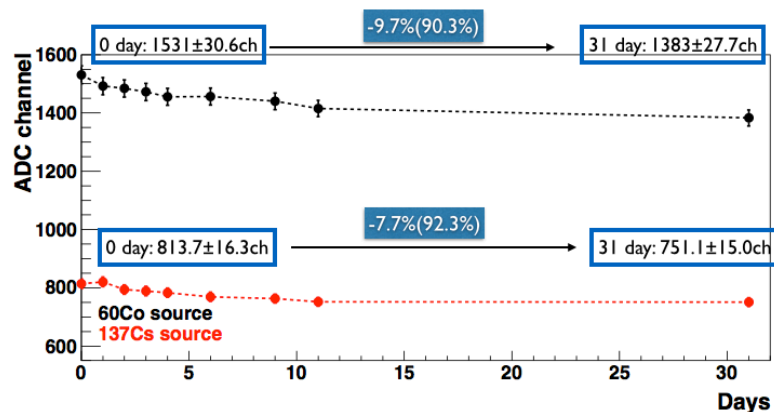


図 5.11:  $^{137}\text{Cs}$  線源と  $^{60}\text{Co}$  線源を用いて発光量測定した時の発光量の時間変化:黒いグラフが  $^{60}\text{Co}$  線源を使用した時の発光量の変化を表しており、赤いグラフが  $^{137}\text{Cs}$  線源を用いた時の発光量の時間変化を表している。

### 5.2.3 シンチレーション光の撮像

後発信号の撮像を行う前のテストとして  $^{137}\text{Cs}$  線源を検出器の周りに設置して撮像を行った。 $^{137}\text{Cs}$  線源からのガンマ線が撮像出来ている場合、場所依存性が見られるはずである。

$^{137}\text{Cs}$  線源の配置は、図 5.12 にあるように様々な位置に配置した。測定に使用した回路図は図 5.13 に示してある。5 インチの PMT からの信号を 200MHz の FADC board に通す。バックグラウンドに比べて  $^{137}\text{Cs}$  線源によるイベントが多いため、5 インチからの信号は MAPMT へのトリガーを出す為だけに使用した。また、イベントレートが高くなると FADC board、MAPMT とともにデータを上手く取得する事が出来なくなるため veto をかけてイベントレートを 100Hz 程度になるように調整している。

図 5.14 と図 5.15 に線源を何も置かずに撮像した時の 2 次元ヒストグラムと線源を①～④に配置した時の 2 次元ヒストグラムを示す。それぞれのヒストグラムはダークの測定で得られた 1p.e. ピークの  $\frac{1}{2}$  以上となる値を信号として扱っている。線源を置かなかった時の撮像結果は全体的に信号が分布しており、線源を置いた時の撮像は設置場所ごとにイベントが異なる場所に集中していることが分かる。よって、場所依存性が見えていることからシンチレーション光の統計的な撮像は上手くいっている事が分かった。

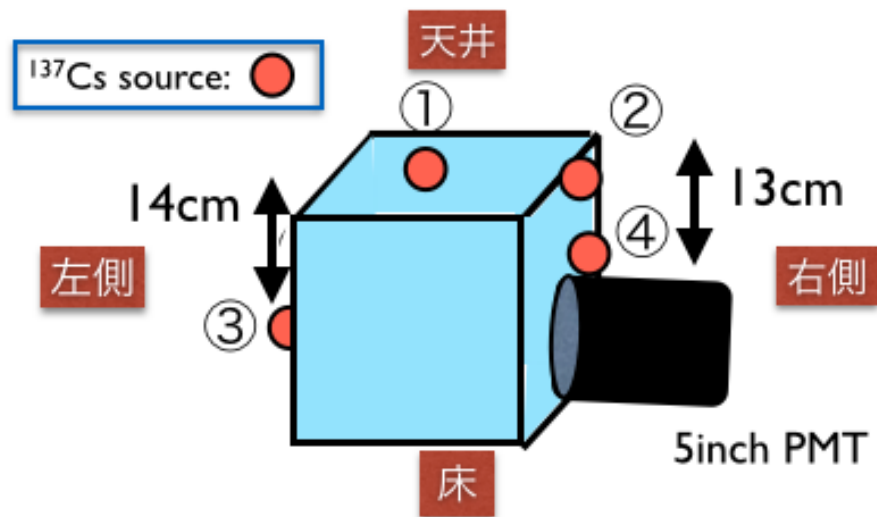


図 5.12:  $^{137}\text{Cs}$  線源の配置



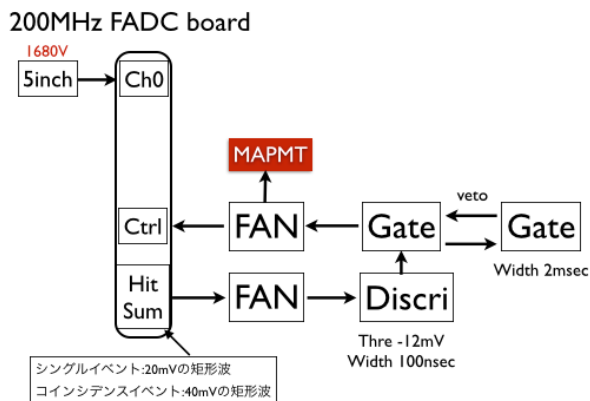


図 5.13:  $^{137}\text{Cs}$  線源撮像の為の回路図

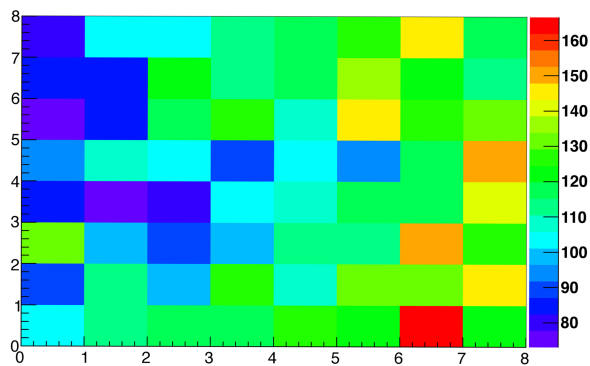


図 5.14: バックグラウンドの撮像：線源を何も置かずに撮像した結果

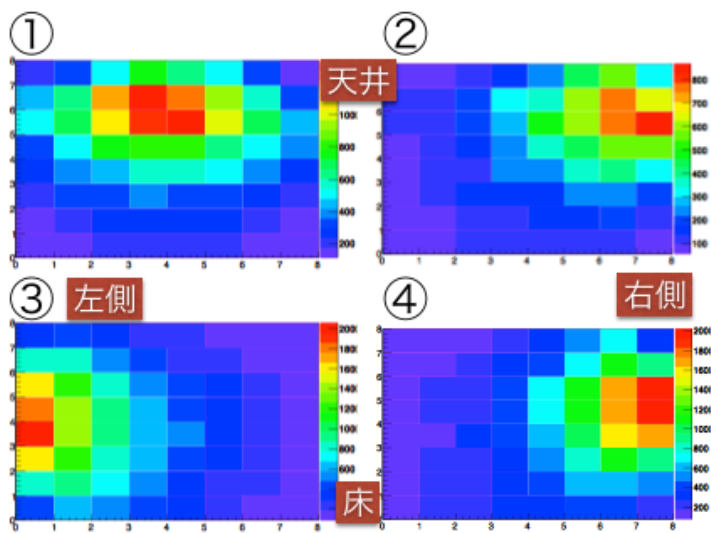


図 5.15:  $^{137}\text{Cs}$  線源の撮像：①～④の位置に  $^{137}\text{Cs}$  線源を配置して撮像した結果

## 5.2.4 後発信号の撮像

### 測定手法

後発信号の撮像は、 $^{252}\text{Cf}$  線源を用いて行う。実験のセットアップは図 5.16 に示した。真横に  $^{252}\text{Cf}$  線源を置いた場合 (ポジション①) とイメージング検出器の反対側に  $^{252}\text{Cf}$  線源を置いた場合 (ポジション②)) の 2 通りの条件で後発信号の撮像を行う。

$^{252}\text{Cf}$  線源は PC LS(PC:100%、PPO : 5g/l) のそばに設置し鉛で囲い、鉛でガンマ線を遮蔽し鉛の外側には中性子のみが飛来するようにする。そこから 50cm 程度離して LiLS を設置し、アクリルボックス表面に 5 インチの PMT を直接付ける (5 インチ PMT とアクリルボックスの間に空気の層が出来ないようにオプティカルグリースを付けた)。

回路図を図 5.17 に、タイミング相関図を図 5.18、図 5.19 に示した。5 インチ PMT からの信号と 2 インチ PMT からの信号のコインシデンスが取れたイベントを先発信号として検出し、先発信号が来てから  $220\mu\text{sec}$  以内に来た信号を後発信号とした。また、MAPMT での撮像を行う時は後発信号のみでトリガーをかけ、時間情報を用いて 200MHz FADC board と MAPMT のイベントの同期を取っている。MAPMT は外部トリガーのみを使用しており、5 インチの PMT に信号が入って来た場合 MAPMT 内に信号が入っていないとも強制的にデータが出力されるようになっている。

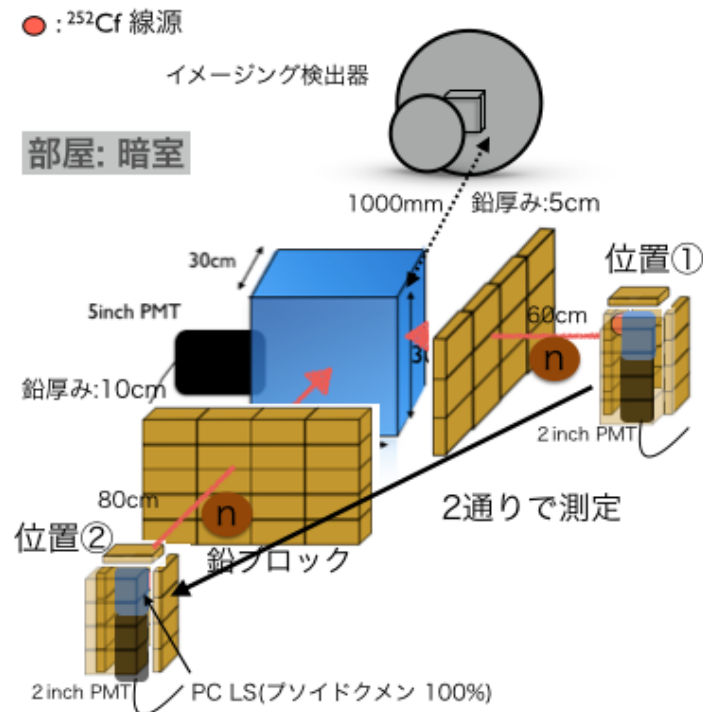


図 5.16: 後発信号撮像実験のセットアップ

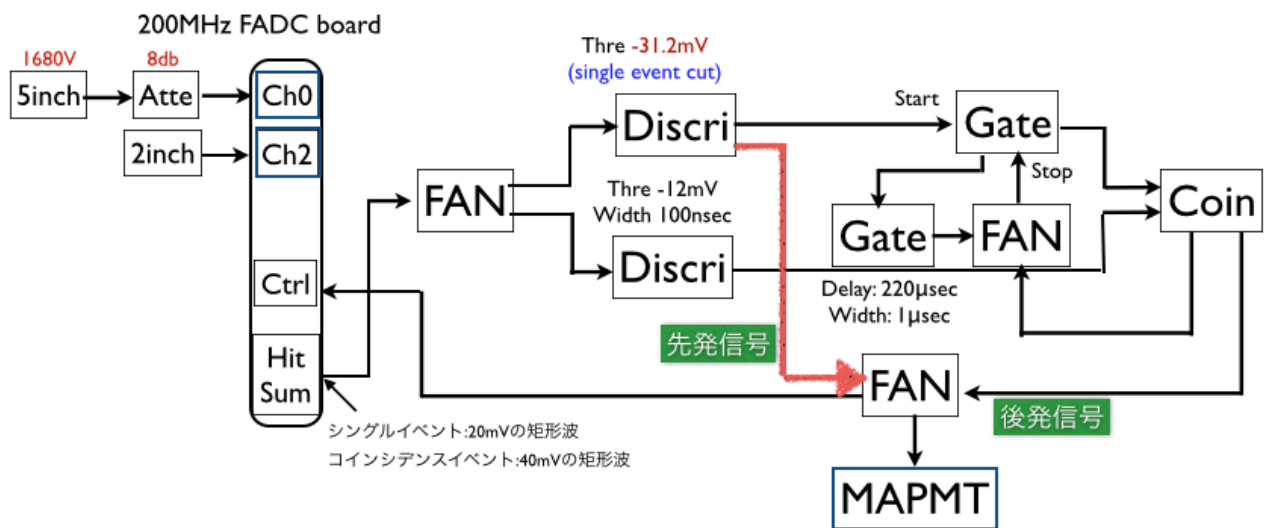
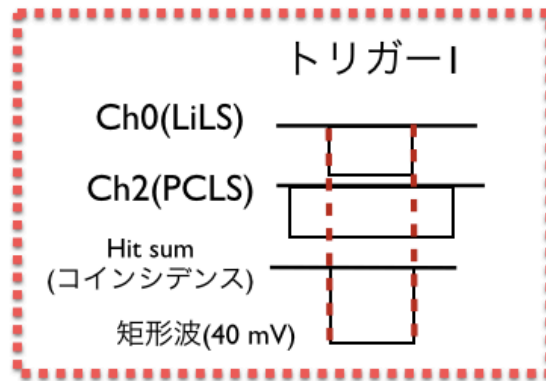


図 5.17: 後発信号撮像の為の回路図

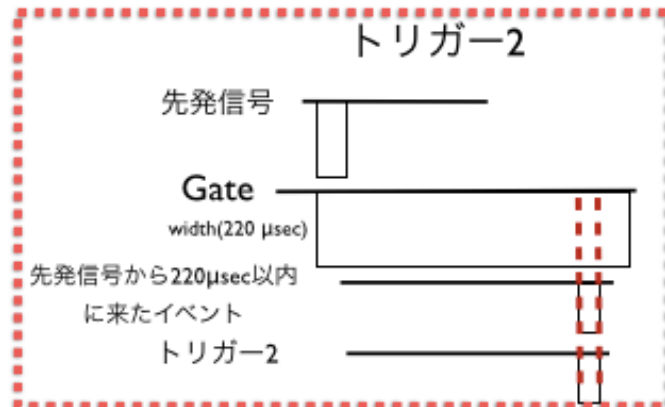
## 先発信号



- コインシデンスイベント
  - 2inch:  $^{252}\text{Cf}$  線源が自発核崩壊を起こした時に放出するガンマ
  - 5inch: 中性子と陽子の散乱イベント

図 5.18: 先発信号のタイミング相関図:回路図において赤い矢印を接続している時のみ使用

## 後発信号



- $^6\text{Li}$  の中性子捕獲イベント
  - $\alpha + ^3\text{H}$

図 5.19: 後発信号のタイミング相関図

### 5.2.5 測定結果

測定結果を以下に示す。第4章でも行った波形弁別を利用しバックグラウンドの低減を行った。第4章と同じ定義で Total Charge と Tail Charge を決め、Charge Ratio を Tail Charge/Total Charge としてイベントセレクションにより後発信号のイベントを選択した。

図 5.20 は Total Charge の分布となっている。黒いヒストグラムがカットなし、緑のヒストグラムが Charge Ratio < 0.25、青いヒストグラムが < 0.20、マゼンタのヒストグラムが < 0.15、赤いヒストグラムが 0.25~0.4 の領域でカットしたヒストグラムである。Charge Ratio を 0.15 以下にすると 200ch~500ch 付近にあったピークがほとんど消えていることが分かる。第4章での波形弁別の測定でも後発信号のイベントは Charge Ratio が 0.15 付近にまで来ており、ほぼ同様の結果が得られている事が分かる。また、逆に Charge Ratio が 0.25~0.4 でイベントを選択するとききれいにピークのみが残っている。図 5.21 では、平均捕獲時間は  $84.9 \pm 4.5 \mu\text{sec}$  となっておりバックグラウンドは多いが、イベントに時間相関が見られるため、後発信号の取得には成功していると考えられる。図 5.22 は、Charge Ratio が縦軸、Total Charge が横軸の二次元ヒストグラムである。第4章の波形弁別の時とは異なり、バックグラウンドが多く後発信号と重なって見えてしまっているため波形弁別によるイベントの選択は重要である。

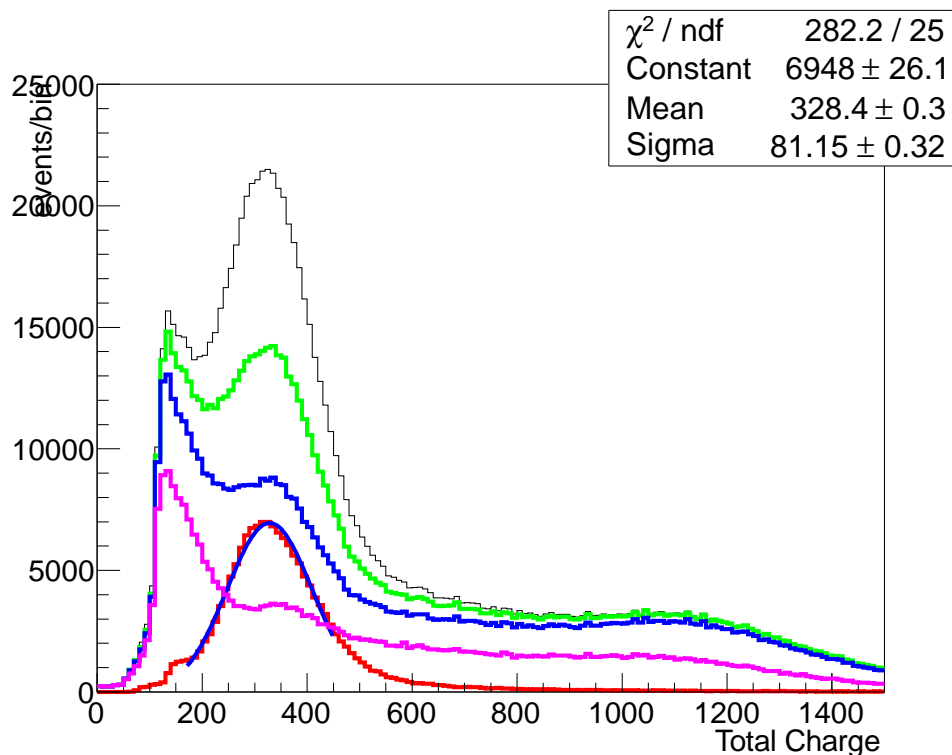


図 5.20: エネルギー分布 : 黒いヒストグラムがカットなし、緑のヒストグラムが Charge Ratio < 0.25、青いヒストグラムが < 0.20、マゼンタのヒストグラムが < 0.15、赤いヒストグラムが 0.25~0.4 の領域でカットしたヒストグラムである。

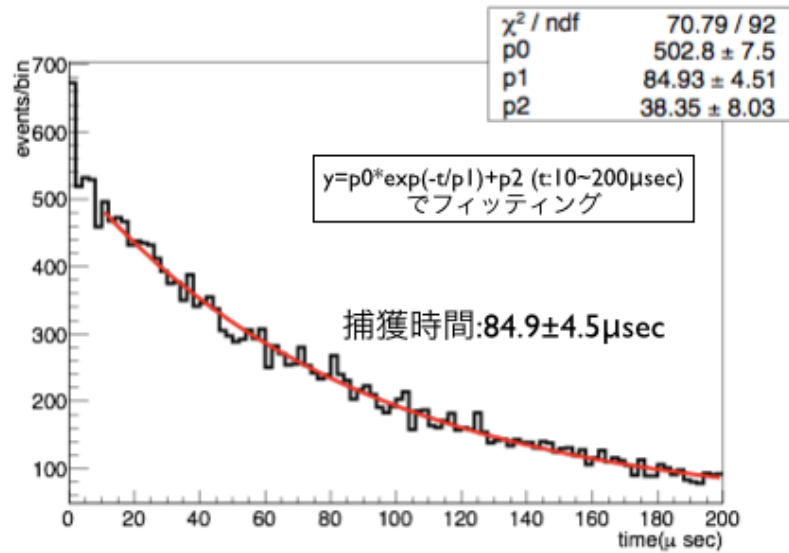


図 5.21: 中性子の平均捕獲時間の分布：横軸は時間 ( $\mu\text{sec}$ ) で縦軸はイベント数となっている。

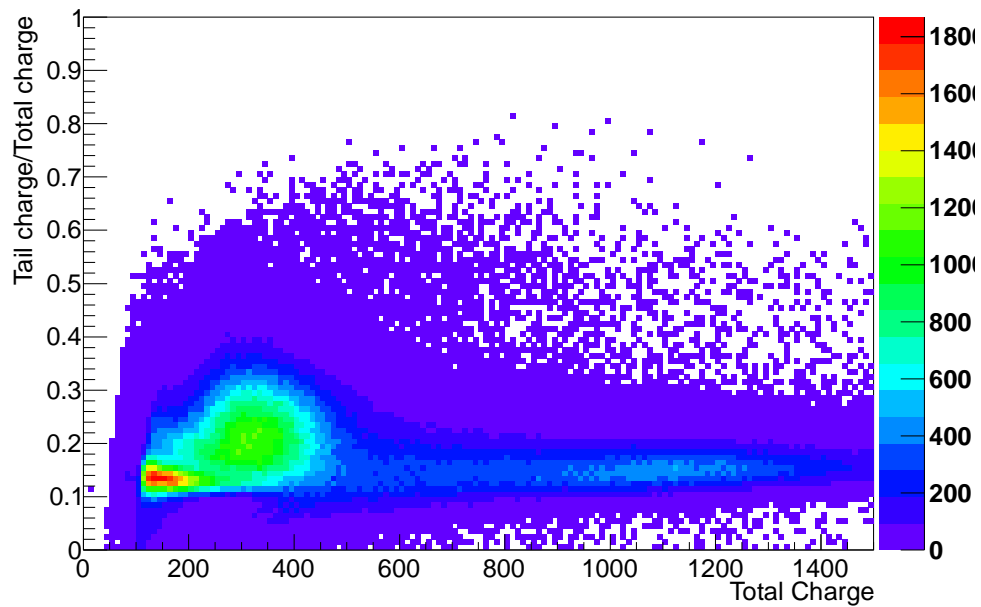


図 5.22: 後発信号測定における Charge Ratio と Total Charge の二次元分布：横軸が Total Charge で縦軸が Charge Ratio となっている。200ch~500ch の付近にイベントが集まっている。

## バックグラウンドと $^{137}\text{Cs}$ 線源を用いた測定

線源を設置していない状況と  $^{137}\text{Cs}$  線源を設置しガンマ線のイベントのみが見えている状況で Charge Ratio と Total Charge の分布の確認を行った。 $^{137}\text{Cs}$  線源はアクリルボックス上部に設置している。得られた結果はともに Charge Ratio が 0.25~0.4 の付近にはピークは立っていない。また、0.25~0.4 で Charge Ratio カットをした場合、90%以上のイベントが削減出来ている。以上より、後発信号の測定の際に Charge Ratio が 0.25~0.4 でピークが見えているイベントは中性子が  $^6\text{Li}$  により捕獲された際に放出される  $^3\text{H}$  であると考えられる。

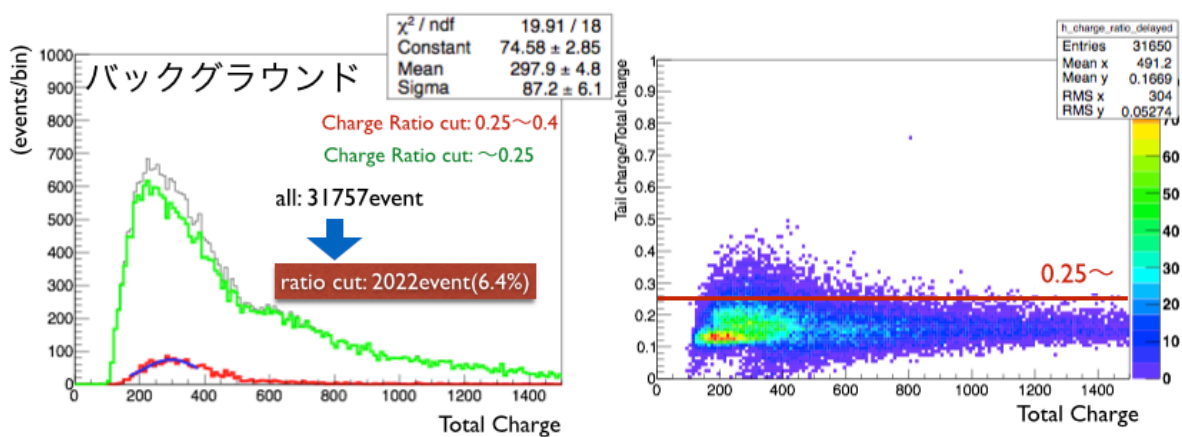


図 5.23: バックグラウンド測定における Charge Ratio と Total Charge の関係：左のヒストグラムは Total Charge の分布を表しており、右のヒストグラムは横軸が Total Charge で縦軸が Charge Ratio の二次元ヒストグラムとなっている。Charge Ratio が 0.25 以上の付近にはイベントがあまり集まっていない事が分かる。

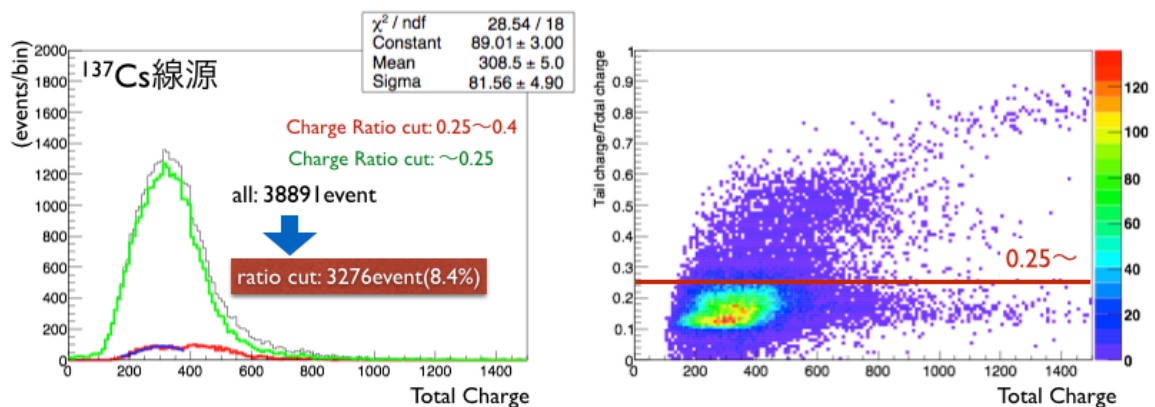


図 5.24:  $^{137}\text{Cs}$  線源によるガンマ線測定における Charge Ratio と Total Charge の関係：左のヒストグラムは Total Charge の分布を表しており、右のヒストグラムは横軸が Total Charge で縦軸が Charge Ratio の二次元ヒストグラムとなっている。Charge Ratio が 0.25 以上の付近にはイベントがあまり集まっていない事が分かる。

## MAPMT による後発信号の撮像

以上より Charge Ratio が 0.25~0.4、Total Charge が 200ch~400ch の領域でイベントを選択して MAPMT での撮像されたイベントの確認を行った。ポジション①に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置した時の取得光電子数の分布を以下に示す。平均光電子数は 0.35p.e. となっており、1p.e. 以上のイベントは 27.8% である。ポジション②に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置した時は平均光電子数は 0.27p.e. となり、1p.e. 以上のイベントは 17.3% 程度となった。これら、二つのポジションで得られた取得光電子数の平均を取った結果は  $0.31 \pm 0.04\text{p.e.}$  となった。また、同じ位置からモンテカルロシミュレーションで中性子を飛ばし取得光電子数を見積もった結果は  $0.49 \pm 0.19\text{p.e.}$  (反射率 40% ~ 60%) となり、反射率が 40% 程で実測とシミュレーションが一致することが分かった。得られた全取得光電子数内の Dark の割合を見積もる為、MAPMT にカバーを取り付け外からの光子が入らない状態にし、同様の回路、イベントセレクションで取得光電子数を測定した。結果は図 5.26 のようになり、1p.e. 以上の取得光電子数は全体の 0.18% であり、Dark の寄与はほとんど無視出来る事が分かった。

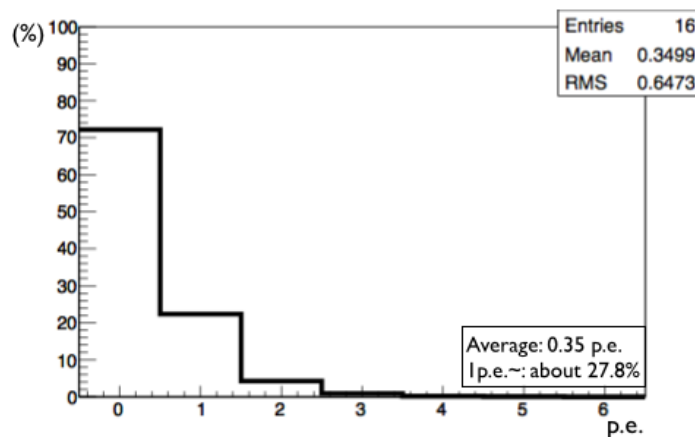


図 5.25: MAPMT の光電子数の分布： $^{252}\text{Cf}$  線源をポジション①に置いたときの光電子数の分布を表している。平均光電子数は 0.35p.e. で 1p.e. 以上の光電子数は 27.8% となっている。



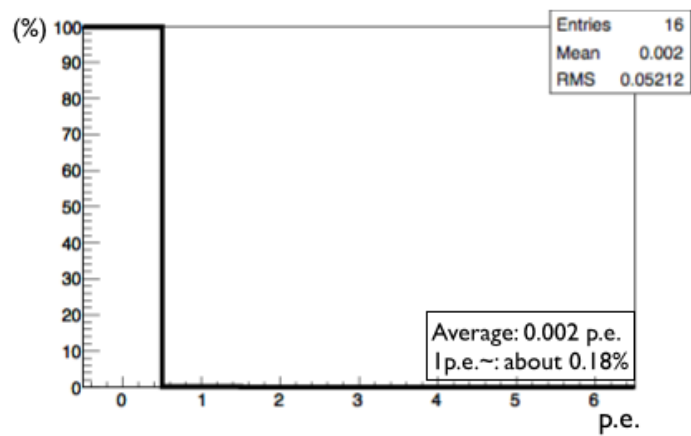


図 5.26: Dark の光電子数の分布：平均光電子数は 0.02p.e. で 1p.e. 以上の光電子数は 0.18% となっている。

実際に撮像された結果とシミュレーションにより撮像された結果を図 5.27、図 5.28 に示す。ポジション①に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置した場合は、線源が設置されている横側からのイベントが多く集まっていることが分かる。右のヒストグラムはシミュレーションによる撮像の結果で同様の場所にイベントが集中している。また、ポジション②では中心付近にイベントが集中しており  $^{252}\text{Cf}$  線源の設置場所による違いも確認する事が出来ている。

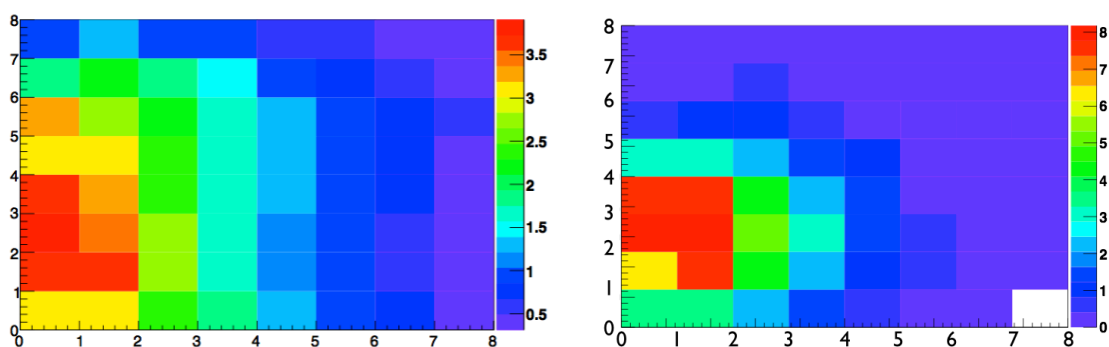


図 5.27: 後発信号の撮像結果：左のヒストグラムはポジション①に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置した時の撮像結果。右のヒストグラムはシミュレーションを用いた撮像結果。どちらも左側にイベントが集中しているのが分かる。

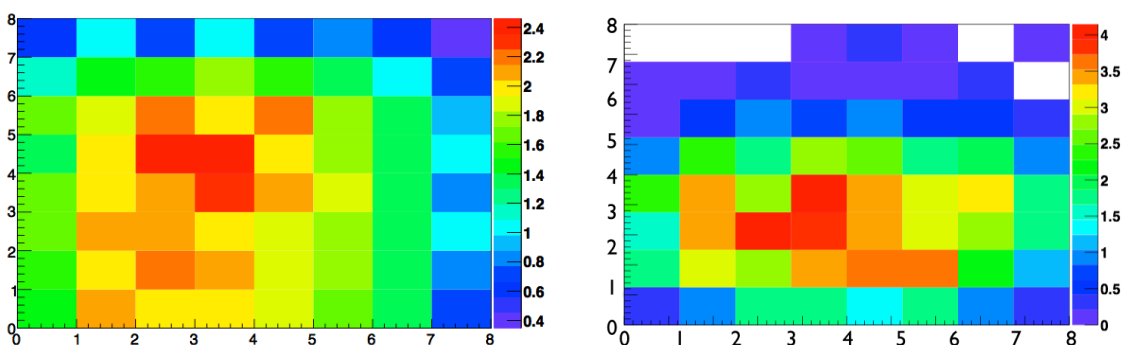


図 5.28: 後発信号の撮像結果：ポジション②に  $^{252}\text{Cf}$  線源を設置した時の撮像結果。右のヒストグラムはシミュレーションを用いた撮像結果。中心付近にイベントが集中しているのが分かる。

次に MAPMT からイベントを選択してエネルギー分布がどのように見えるのかの確認を行った。図 5.29 は MAPMT のカット領域を表している。図 5.30 の左のヒストグラムは MAPMT からのイベントセレクションによるエネルギー分布の違いを示しており、右のヒストグラムがシミュレーションで見積もられた中性子捕獲イベントのエネルギー分布を示したヒストグラムである。図 5.29、図 5.30 から MAPMT 上でイベントが集中している箇所を選択した場合、中性子捕獲イベントによるピークがより鮮明に見える事が分かる。図 5.31 にはイベントが集中している 6 ピクセルのみのイベントを選択した時の 2 次元ヒストグラムを示す。イベントを選択する前に比べてより鮮明に中性子捕獲イベントが見えるようになっている事が分かる。

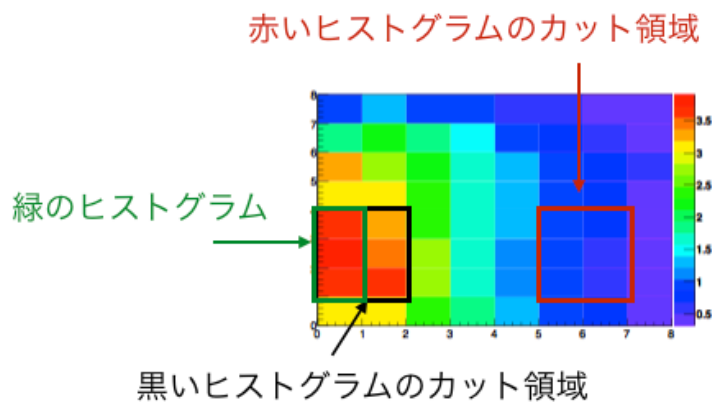


図 5.29: MAPMT のカット領域：図 5.30 で示したエネルギーのカット領域。

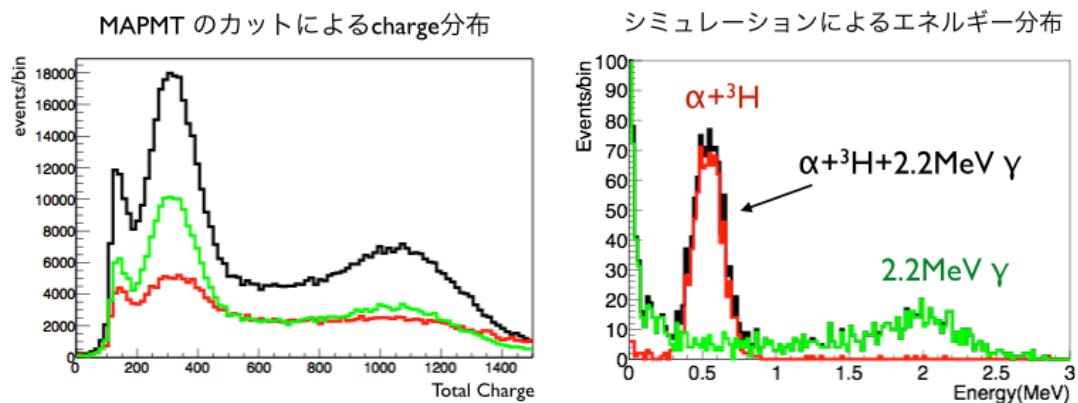


図 5.30: MAPMT によるカットを行った後のエネルギー分布：左のヒストグラムの黒いヒストグラムが図 5.29 において 4 ピクセルでイベントを選択したエネルギー分布。緑のヒストグラムが 2 ピクセル、赤いヒストグラムはイベントが集中していない領域でイベントを選択した時のエネルギー分布。右のヒストグラムは 30L サイズの検出器内での中性子捕獲イベントのエネルギー分布を表しており、MAPMT でイベントが集中している領域でエネルギー分布のイベントを選択すると  ${}^6\text{Li}$  の中性子捕獲イベントと陽子による中性子捕獲イベントのピークが良く見える事が分かる。

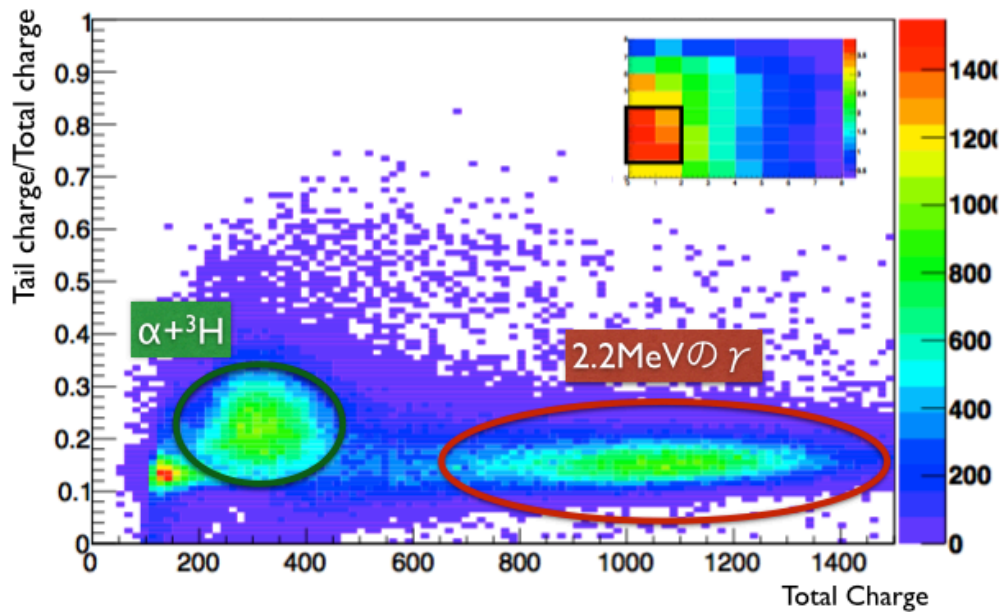


図 5.31: MAPMT によるイベントセレクション後の Charge Ratio と Total Charge の二次元分布：横軸が Total Charge で縦軸が Charge Ratio となっている。MAPMT によるイベントセレクション前 (図 5.22) に比べて中性子捕獲イベントがより鮮明に見えている事が分かる。

### 5.2.6 後発信号の撮像：考察・結論

以上の結果より、後発信号の統計的な撮像は成功していると言えるため、本研究の目標である新技術のデモンストレーションに成功した。今後、1 イベントごとに後発信号の撮像を行う事を考えた時、バックグラウンドの更なる低減と撮像環境を整える必要がある (イメージングの妨げにならないような遮蔽や暗室環境の整備 (空気中のホコリ等を減らす等)、プラスチックシンチレータを用いたミュオン veto 等の設置)。また、今回使用した試作品光学系は反射率が不十分であり光子を稼げるよう高反射率ミラーの作成やピクセルの大きさが小さい光検出器に変えた撮像を行う事なども今後の課題である。

## 第6章 結論と今後の課題

本研究での開発についてまとめていく。

### リチウム含有液体シンチレータの開発

リチウム含有液体シンチレータの開発では新たに界面活性剤と bis-MSB を導入した結果、先行研究に比べて性能が向上したリチウム含有液体シンチレータの開発に成功した。本研究によって新たに開発、最適化されたリチウム含有液体シンチレータの構成を表 6.1 に示す。

	構成物質	割合
有機溶媒	PC	82%
界面活性剤	POE(10) オクチルフェニルエーテル	18%
リチウム水溶液	LiBr · H <sub>2</sub> O(LiBr · H <sub>2</sub> O:水=140g:50g)	31g/l
発光剤	PPO	5.4 g/l
波長変換剤	bis-MSB	0.1g/l

表 6.1: 本研究で開発された bis-MSB 入り LiLS の構成

### シミュレーションによる評価

複数のイメージング検出器を使用することを想定した新型検出器により角度分解能、検出率の評価を行った。開発した液体シンチレータのパラメータとイメージング検出器の仕様をフォトンシミュレーションのインプットパラメータとすることで、現実に近い条件で角度分解能の評価を行うことが出来た。アクリルボックスと空気の間での反射が大きく、検出率を上げるためにはミネラルオイルなどの屈折率が検出器に近い液体の導入が最適である事が確認された。シミュレーションにより見積られた角度分解能は目標値と同程度となっており、反射・散乱・屈折を考慮してもほとんど要求値を満たすことが確認できた。

## 新技術のデモンストレーション

撮像技術の検証のため単体のイメージング検出器とリチウム含有液体シンチレータを組み合わせた新型検出器を作成した。後発信号撮像のテストでは、遅延同時計測と波形弁別により後発信号のイベントと accidental ガンマ線のイベントを識別しバックグラウンドを大幅に除去した。結果として後発信号の統計的な撮像と撮像情報を用いた取得光電子数の見積もりに成功した。

## 結論

本研究において新型検出器を作成し、新型検出器のデモンストレーション、実測による取得光電子数の見積もりに成功した。

新型検出器の性能	$^6\text{Li}$ 含有量	取得光電子数	位置分解能	角度分解能
要求性能	0.15wt%	1 p.e. 以上	15mm 以下	90 度程度
計算・シミュレーション	0.15wt%	$0.49 \pm 0.19$ p.e.	18mm 以下	93.0 度
本研究	0.15wt%	$0.31 \pm 0.04$ p.e.	未測定	未測定

表 6.2: 結論 (新型検出器の性能)

## 今後の課題

本研究の位置付けを図 6.1 に示す。反電子ニュートリノの到来方向測定の原理検証に向けてリチウム含有液体シンチレータの開発とイメージング検出器の設計は完了した。今後は第 5 章での新型検出器を用いた測定により分かった問題点を改善し、新型検出器の性能を目標値に向け最適化して行く。また、バックグラウンドレートの測定やシールドの設置に向けた評価を行い、高レートニュートリノ源から反電子ニュートリノの測定を行うことで本研究の目標である方向検出の原理検証を行う。

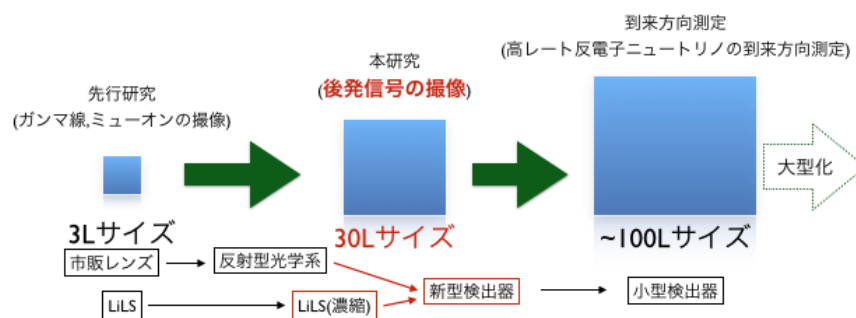


図 6.1: 本研究の位置付け:赤が本研究で達成したこと

# 付録A LiLSの開発

## A.1 発光波長の測定

光検出器の量子効率の感度領域の決定や、フォトンシミュレーションのインプットパラメータとするためにも発光波長の測定は重要な意義がある。本研究ではLiLSの発光波長をPPOのみ液体シンチレータ内に溶かした時とPPOとbis-MSBを溶かした時の両方を測定した。

### A.1.1 測定手法

発光波長の測定には、F-2000型分光蛍光光度系(日立)を用いた。Xeランプを光源としており、ある一定波長の励起光(本研究では380nmの励起光を照射)を石英セル内の液体シンチレータに照射し、その時の蛍光をPMTによって検出している。

### A.1.2 測定結果

結果は図A.3のようになった。赤いグラフがPPOのみLiLSに溶かしたとき、黒いグラフがPPO+bis-MSBを溶かしたときの発光波長である。PPOのみを溶かした時のピーク波長は360nm~380nm付近にあり、PPO+bis-MSBを溶かした時のピーク波長は420nm~440nm付近にあることが確認出来、bis-MSBを溶かす事で高波長側に発光波長が動いている事が分かる。

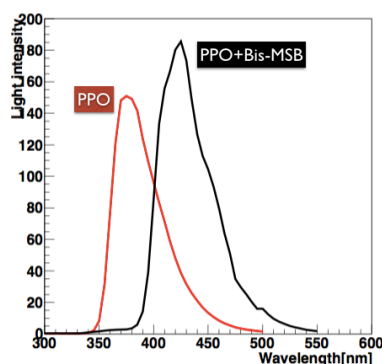


図 A.1: LiLSの発光波長:赤いグラフがPPOのみLiLSに溶かしたとき、黒いグラフがPPO+bis-MSBを溶かしたときの発光波長。

### A.1.3 考察・結論

LiLSにPPOのみを溶かした時の発光波長とPPO+bis-MSBを溶かした時の発光波長を測定することが出来た。bis-MSBは波長変換剤として一般的に使われており、LiLSでの発光波長

測定でも波長が高波長側に移動しているのが確認出来た。ここでの発光波長の測定は第 5 章で行ったフォトンシミュレーションにおける入力パラメータとして使用する。



## A.2 屈折率測定

屈折率は液体シンチレータの性質を知る上でも重要なパラメータである。本研究では bis-MSB 入り LiLS の屈折率を測定しシミュレーションのインプットパラメータとして導入した。

### A.2.1 測定手法

光源から一定間隔の波長の光をシンチレータに照射し屈折率の測定を行った。屈折率の測定装置はアッペ式屈折計 (アタゴ社製) を使用し、光源は分光蛍光光度計 F-2000(日立社製) を使用した。また、測定波長領域は 430nm~550nm であり 20nm おきに測定した。測定温度は 25 度の一定値に保つように温度調整を行っている。測定は 3 回行い、3 回のデータの平均値を LiLS の屈折率とした。



図 A.2: 屈折率測定装置

得られるデータを  $M$ 、測定波長を  $W[\text{nm}]$  とした時、屈折率  $N$  は以下の式で計算される。

$$N = P \sin(63) - \arcsin[G \times \sin(63 - \arcsin(H))] \quad (\text{A.1})$$

$$P^2 = A + BV^2 + \frac{C}{V^2} + \frac{D}{V^4} + \frac{E}{V^6} + \frac{F}{V^8} \quad (\text{A.2})$$

$$V = \frac{W}{1000} \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $A=2.9157717$ ,  $B=\frac{-1.00817}{100}$ ,  $C=\frac{3.409894}{100}$ ,  $D=2.1965014$ ,  $E=\frac{-1.2386955}{10000}$ ,  $F=\frac{1.5766843}{100000}$ , であり

$$G = \frac{1.7398}{P} \quad (\text{A.4})$$

$$H = \frac{M}{1.7398} \quad (\text{A.5})$$

である。

### A.2.2 測定結果

上記の測定手法で得られた結果を以下に示す。屈折率  $N$  と波長  $W[\text{nm}]$  には以下の関係式が成り立っており、式 (A.6) を用いてフィッティングを行った。

$$N(W) = a + \frac{b}{W^2} + \frac{c}{W^4} \quad (\text{A.6})$$

ここで、 $a, b, c$  は定数である。

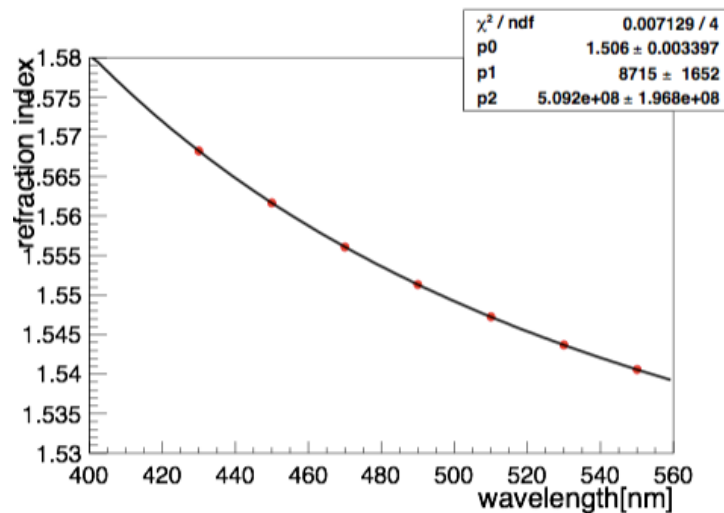


図 A.3: bis-MSB 入り LiLS の屈折率測定:25 度の温度を一定に保ち測定した結果。

### A.2.3 考察・結論

フィッティングによって得られた結果から、式 (A.6) の定数  $a, b, c$  が求まる。400nm 付近の屈折率は本研究の手法では直接測定する事が出来ない為にフィッティングで得られた結果を用いて低波長側の屈折率を求め、第 5 章でのフォトンシミュレーションにおける入力パラメータとした。

## 付録B 光学系の開発

### B.1 光学系の開発

LiLS の測定情報 (発光量測定、透過率測定、後発信号のエネルギー測定) を元にイメージング検出器の評価を行う。

#### B.1.1 屈折型の開発

反射型で満たす事が出来なかった位置分解能を満たす為に、光学設計専門の会社である photocoding と共同で屈折型の光学系の開発を行った。以下に開発された光学系を示す。

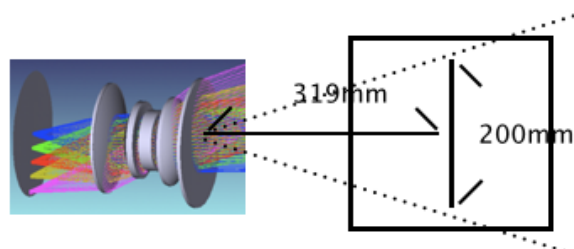


図 B.1: 反電子ニュートリノの到来方向測定の為に設計された屈折型の光学系

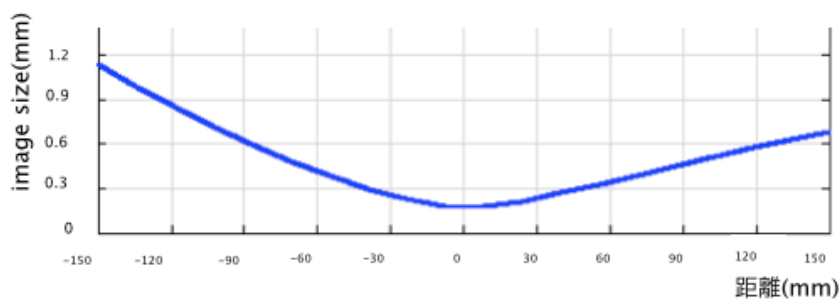


図 B.2: 屈折型の被写界深度のグラフ:縦軸は像面での像の大きさ、焦点距離を 0mm としたときの前後 150mm での光源の位置を表している

透過率	93%(5枚合わせて)
入射瞳径	44mm
焦点距離	319mm
画角	32 °(焦点距離の位置で ± 100mm)
位置分解能 (物質サイズ)	6.6mm 以下

表 B.1: 屈折型の仕様

レンズの透過率は5枚で93%の透過率となる。位置分解能を良くする為には、最適な屈折率の素材を選ぶ必要があり、中でも最も透過率が良いものを使用している。屈折型の光学系では、位置分解能は最も悪い位置で6.6mmとなり要求値に比べて非常に良い結果となった。次にLiLSの測定結果から取得光電子数の計算を行う。

$$\begin{aligned}
 & 9050(\text{photon/MeV}) \times 0.9(\text{Bis 入り LiLS の発光量}) \times 0.54(\text{後発信号のエネルギー}) \times \\
 & \exp\left(\frac{150\text{mm}}{1670\text{mm}}\right)(\text{減衰}) \times \frac{\times 22^2}{4 \times 319^2} \times 0.93(\text{透過率}) \\
 & \times 0.24(\text{量子効率 (MAPMT256ch)}) = 1.07\text{p.e.} \tag{B.1}
 \end{aligned}$$

ここで、量子効率はMAPMT256ch(H13700A)の使用を仮定した時の値である。

取得光電子数は平均1p.e.以上を見込める設計となっており、位置分解能も要求性能を充分満たしている。しかし、画角が64 °(焦点距離の位置で ± 10cm)となっており検出器の大きさに対して感度がある領域が狭くなっているという問題点がある。

屈折型と反射型の仕様を比較したものを表B.2に示す。位置分解能は屈折型の方が非常に良くなっているが取得光電子数と視野は反射型の方が良い性能になっている。また、空気中での使用のみを考えた設計になっている為、液体シンチレータの屈折率などを考慮すると、取得光電子数は極端に低くなると考えられ反射型の光学系の方が最適であった。

仕様	屈折型		反射型
位置分解能	6.6mm 以下	>	18mm 以下
取得光電子数	1.07p.e.	<	2.0p.e.
視野 (焦点距離)	± 100mm	<	± 142.5mm

表 B.2: 屈折型と反射型の仕様の比較

## B.2 試作品光学系の性能評価

試作品光学系の性能を LED(400nm~410nm) と CCD Camera(C9300-201) を用いて評価した。[40] で作成された試作品光学系では、光学系の自重の歪みにより像が三角形になるという問題点があった。本研究では、問題点を改善するため母材をアルミにし、表面をクロムメッキでコーティングした。像の形状と光源を焦点距離から光軸方向に  $\pm 150\text{mm}$  ずらしたときの像の広がりを本研究でも確認した。セットアップは図 B.3 に示してある。図 B.4 は、光源を  $-150\text{mm}$ 、 $0\text{mm}$ 、 $150\text{mm}$  に設置した時の像の形状の確認をした結果となっている。シミュレーションで得られた像の形状はおおよそ再現出来ているが試作品の方が像が広がってしまっているのが見て取れる。図 B.5 では光軸方向に光源の距離を変化させたときの像の広がりを定量的にシミュレーションと比較したものである。シミュレーションと比べると試作品の光学系は像の広がりが大きくなってしまっているが、極端に悪くなっては無く十分な集光能力はあることが見て取れる。

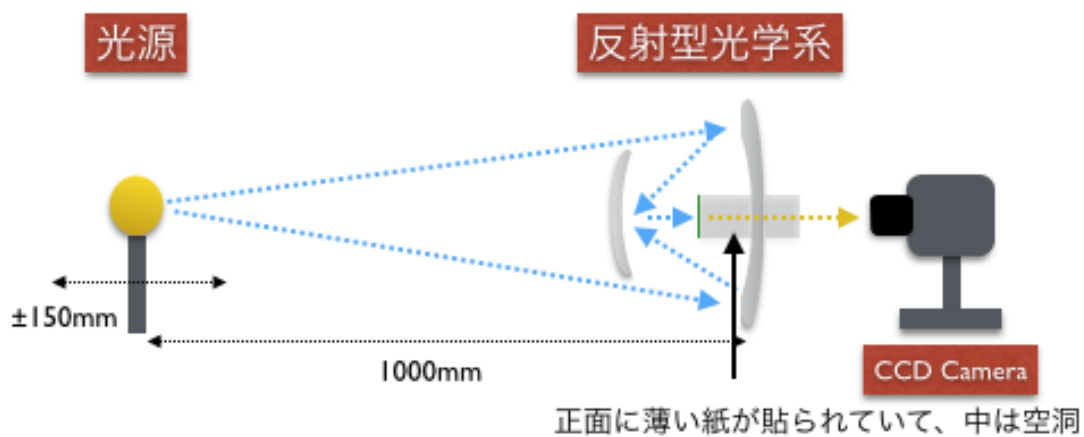


図 B.3: 試作品光学系 (反射型) : セットアップ

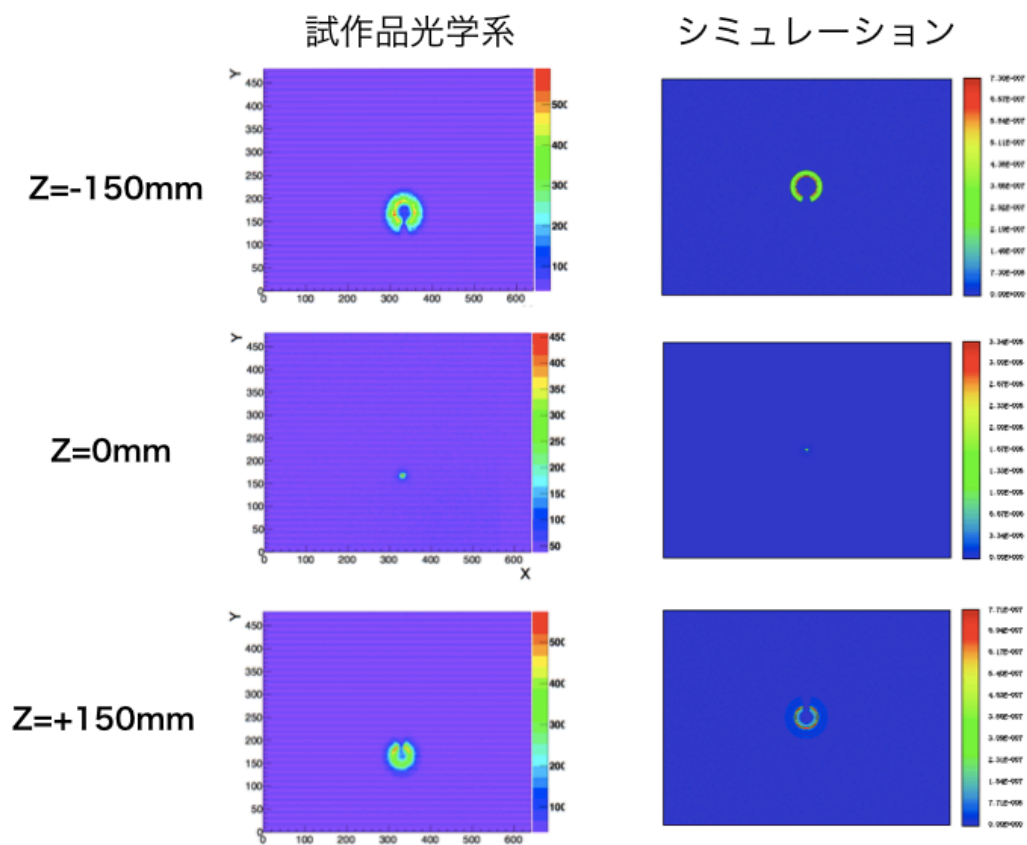


図 B.4: 試作品光学系 (反射型) : 像の形の確認。

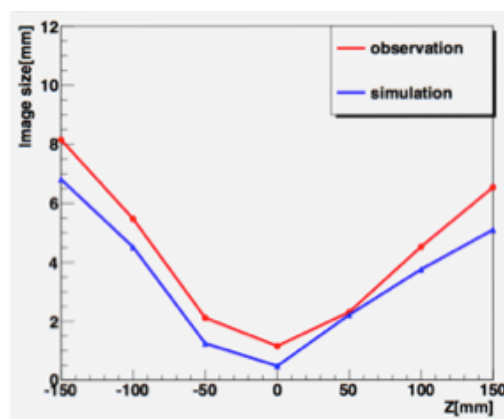


図 B.5: 試作品光学系 (反射型) : 像の大きさと光軸方向の距離による関係。

# 付録C $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 崩壊系列

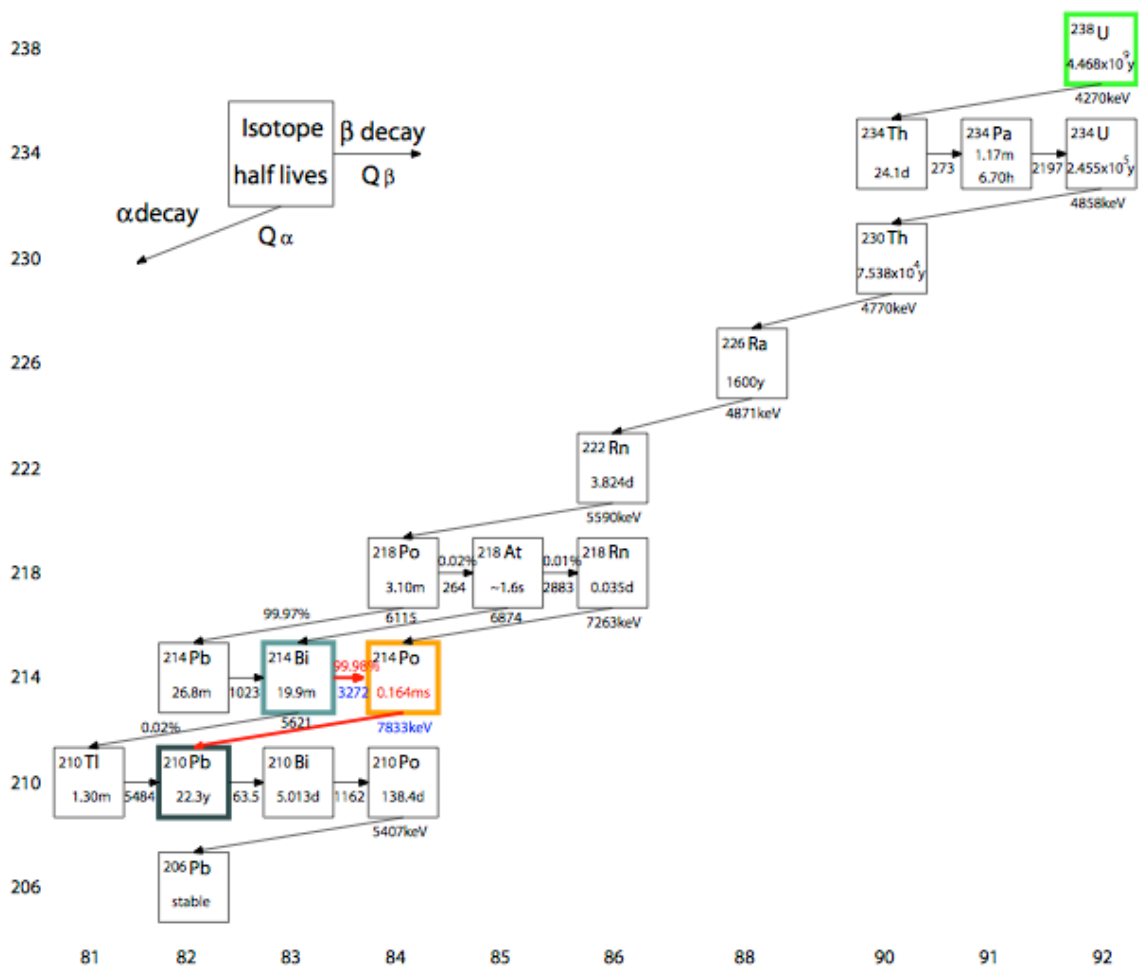


図 C.1: ウラン系列の崩壊系列

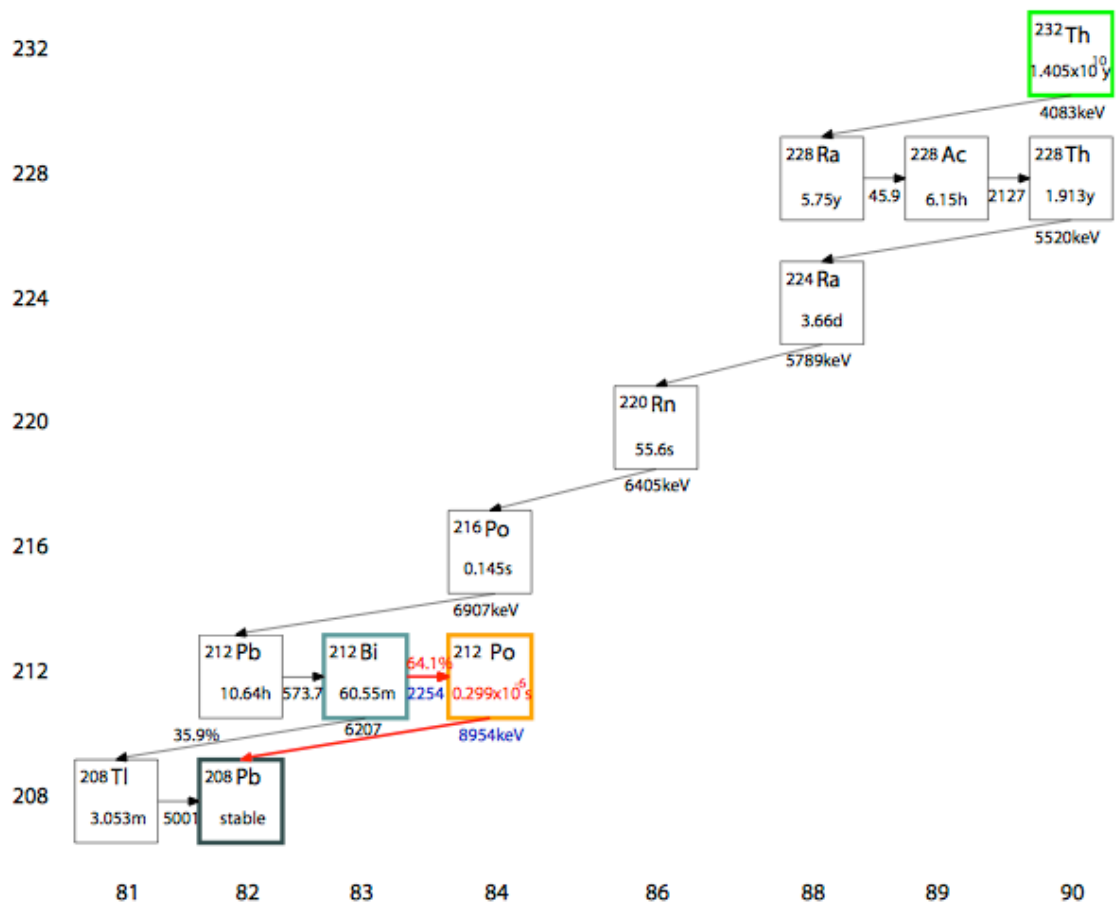


図 C.2: トリウム系列の崩壊系列



## 参考文献

- [1] C.L.Cowan, J.F.Reines. et al. Science 124(1956)103
- [2] G.Danby, et al. Phys.Rev.Lett. 9(1962)36
- [3] K.Kodera, et al. Phys.Lett.B 504(2001)218
- [4] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, Prog. [Theor. Phys. 28, 820] (1962).
- [5] L.Wolfenstein,Phys.Rev.D17(1978)2369,D20(1979)2634.
- [6] A. Gando et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. D 88, 033001 (2013)
- [7] B. Aharmim et al., [SNO Collaboration], Phys. Rev. C 88, 025501 (2013).
- [8] F. P. An et al. [Daya Bay Collaboration], arXiv:1505.03456 [hep-ex]; F. P. An et al., [Daya Bay Collaboration], Phys. Rev. Lett. 112, 061801 (2014).
- [9] J.H. Choi et al. (RENO), arXiv:1511.05849, 2015.
- [10] Y. Abe et al. (Double Chooz), arXiv:1510.08937, 2015.
- [11] F. Capozzi, G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino and A. Palazzo, Phys. Rev. D 89, 093018 (2014); D. V. Forero, M. Tortola and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D 90, 093006 (2014); M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni and T. Schwetz, JHEP 1411, 052 (2014).
- [12] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group,Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [13] LSND Collaboration, PRL 81, 1774 (1998)
- [14] MiniBooNE Collaboration,PRL 105, 181801 (2010)
- [15] B.T.Cleveland et al., Ap. J. 496 (1998) 505
- [16] P. Vogel and J. F. Beacom, Phys. Rev. D 60, 053003 (1999); A. Kurylov et al., Phys. Rev. C 67, 035502 (2003).
- [17] J. H. Davies and D. R. Davies, Solid Earth, 1, 5 (2010)
- [18] D. L. Turcotte and G. Schubert, Geodynamics, (Cam- bridge Univ. Press, Cambridge, 2002).

- [19] W. F. McDonough and S.-s. Sun, *Chem. Geol.* 120, 223 (1995)
- [20] M. Javoy et al., *Earth and Planet. Sci. Lett.* 293, 259 (2010)
- [21] T.Araki et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 94 081801 (2005)
- [22] M. Agostini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. D* 92, 031101(2015)
- [23] Hanohano: A Deep Ocean Anti-Neutrino Detector for Unique Neutrino Physics and Geophysics Studies, John G. Learned, Stephen T. Dye, Sandip Pakvasa, arXiv:0810.4975, (2008)
- [24] The Physics Potential of the LENA Detector, Michael Wurm et al., *Acta Phys. Polon. B41* (2010) 1749-1764, arXiv:1004.3474. Cracow Epiphany Conference, 5-8 January 2010.
- [25] Regional study of the Archean to Proterozoic crust at the Sudbury Neutrino Observatory (SNO+), Ontario: Predicting the geoneutrino flux, Yu Huang et al., *Geochem.Geophys.Geosyst.* 15 (2014) 3925, arXiv:1404.6692.
- [26] K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration),*Phys. Rev. Lett.* 90, 021802 (2003)
- [27]  $^{235}\text{U}$  : K. Schreckenbach et al., *Phys. Lett. B* 160, 325 (1985);  $^{239}\text{Pu}$  : A. A. Hahn et al., *Phys. Lett. B* 218, 365 (1989);  $^{238}\text{U}$  : P. Vogel et al., *Phys. Rev. C* 24, 1543 (1981).
- [28] P.Antonioli, et al., arXiv:hep-ph/0406214v2 (2004)
- [29] E.Amaldi, in *Encyclopedia of Physics*, edited S.Fluegge, Vol.38.2
- [30] The Super-Kamiokande Collaboration,*Phys. Rev. D* 85, 052007 (2012)
- [31] M.Apollonio et al., *Phys. Rev. D*61 (2000) 012001
- [32] C.Lane et al, arXiv:1501.06935v1 (2015)
- [33] A. Vacheret et al., AAP2015 conference
- [34] Z. Djurcic et al., arXiv:hep-ph/1309.7647 (2014)
- [35] Benjamin R. Safdi, Burkant Suerfu, *Phys.Rev.Lett.* 114 (2015) 071802
- [36] 石河寛昭, 液体シンチレーション測定法 (南山堂)
- [37] S. Agostinelli, et al., *NIM A* 506(2003), 250-303
- [38] 渡辺 寛子, 修士論文 (平成 20 年度)
- [39] 森川 拓也, 修士論文 (平成 21 年度)
- [40] 石尾 昌平 , 修士論文 (平成 26 年度)

## 謝辞

本論文の執筆にあたり様々な方にお世話になりました。この場を借りて御礼申し上げます。

指導教官の井上先生には、ミーティングにて様々な助言を頂いたり飲み会では楽しくお話をさせて頂いたりとすばらしい環境で研究をさせて頂きました。修論発表の練習では、お忙しいのにも関わらず遅くまでお時間を割いて頂きありがとうございました。

白井先生にはゼミやミーティングなどでいつも純粋な疑問をなげかけて頂き勉強になりました。ありがとうございます。

清水先生にはTAでの指導やミニキャリアレーションの準備の時に特にお世話になりました。無事にミニキャリアが終わった時にはほっとしました。

カメラグループの三井先生、渡辺先生、石徹白先生には本研究を遂行するにあたり特にお世話になりました。

三井先生には的確なアドバイスを頂きいつも勉強させて頂きました。修論発表の練習では、遅くまで何度も発表を見て頂き、まとめに向けて真剣に考えアドバイスを頂きありがとうございました。シアトルやフランスと一緒にいったのは良い思い出です。

渡辺先生には4年生の時から修士2年に至るまでここには書ききれない程お世話になりました。いつも自分の時間を割き夜遅くまで研究の相談や発表練習、書類の直しなどをして頂いたり、ご飯を食べに連れて行ってもらったりとありがとうございました。修論をまとめるにあたり一番にお世話になり改めてお礼申し上げます。

石徹白先生には光学系の作成・評価や学会発表の前などにさまざまな助言を頂きありがとうございました。レンズは実用化までには行きませんでした。光学系についての良い勉強になりました。

石尾さんには良く相談に乗って頂きました。光学系関係でいろいろな議論をするのは非常に楽しかったです。卒業後に何度かメールで相談した際は快く返事を頂きありがとうございました。

高井君と相馬君にはそれぞれMAPMTの評価や光学系の基礎評価をして頂きありがとうございました。相馬君には30LのLiLS作成のお手伝いまでさせてしまい申し訳無かったです。これからが大変だとは思いますが頑張ってください。

池田先生にはシミュレーション関係で非常にお世話になりました。研究に行き詰まったときなど相談に乗って頂きありがとうございました。

竹本さんにはMoGURAでの波形弁別測定の際にお世話になりました。細かいところまで分かりやすく教えて頂きありがとうございました。

同期の皆様や先輩、後輩、他KamLANDの先生方、Collaboratorの方々にもいろいろな面でお世話になりました。改めて感謝の意を表します。