

修士論文

液体シンチレータによる反電子ニュートリノ  
の飛来方向検出方法の研究開発

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
森川拓矢

平成21年

---



## 概要

本研究は、電子型反ニュートリノの飛来方向を検出する為に、光学系と撮像系の組み合わせによるイメージング検出器で、飛来方向を像として検出する研究である。

液体シンチレータを用いた電子型反ニュートリノの検出に関しては、陽子による逆 $\beta$ 崩壊反応を利用でき、陽電子と中性子の遅延同時計測による強力なバックグラウンド除去により検出が行える。一方で、従来の検出では、電子型反ニュートリノの飛来方向の情報は失われてしまっていた。しかし、反応が起きた時点では電子型反ニュートリノの飛来方向情報は失われてはいなく、逆 $\beta$ 崩壊反応によって放出される陽電子の反応点と中性子の捕獲点を観測することにより方向ベクトルが分かり、ニュートリノの飛来方向情報を得ることが可能であることが分かった。今後、液体シンチレータによる飛来方向検出を可能にすることより、これまでの検出方法に加えて方向情報が得られるという点で有用性のある検出方法になり、同時に新しいニュートリノ検出方法になると期待している。

電子型反ニュートリノの飛来方向を検出することは簡単ではなく、主に次の問題を解決しなければならない。一点目は中性子が方向情報を失う前に捕獲する、二点目は中性子捕獲反応点で発光現象を起こすこと、三点目はその発光点を高い位置分解能で検出できる装置が必要であることである。

これらの問題を解決する為に、我々は、液体シンチレータ側と光検出器側の両方で研究、開発を進めてきた。実際に、上記の問題を解決に導くと期待される、イメージング検出器と ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを開発するまでに至った。

本研究では、これら二つの検出装置を使用して研究を行い、検出器の性能評価を行うことで、今後の飛来方向検出の実現を示す。

本研究は以下のメンバーによる研究、開発があり進めることのできた研究である。

イメージング検出器の開発 : 阿部真悟、高橋永、森川拓矢

${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの開発 : 池田晴雄、渡辺寛子

本研究を進めるにあたり、三井先生には御指導を頂き大変お世話になりました。井上先生には、このような研究を行える環境を与えて頂きました。この場を借りて御礼を申し上げます。

---

# 目次

第1章 序論	9
1.1 研究背景	9
1.2 ニュートリノ	10
1.2.1 ニュートリノの歴史的背景	10
1.2.2 太陽ニュートリノ問題	11
1.2.3 ニュートリノ振動	14
1.3 電子型反ニュートリノの検出	16
1.3.1 原子炉ニュートリノ	16
1.3.2 地球ニュートリノ	19
1.3.3 超新星ニュートリノ	21
1.4 電子型反ニュートリノの飛来方向検出の関連研究	22
1.4.1 CHOOZ 実験	22
1.4.2 EARTH 実験	23
1.5 本研究の目標	23
第2章 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画	25
2.1 飛来方向検出の意義	25
2.2 液体シンチレータ	27
2.3 検出原理	29
2.3.1 逆 $\beta$ 崩壊反応断面積	30
2.4 飛来方向の検出原理	34
2.4.1 逆 $\beta$ 崩壊による陽電子の方向分布	34
2.4.2 逆 $\beta$ 崩壊による中性子の方向分布	35
2.5 飛来方向検出の問題点と解決策	36
2.5.1 飛来方向検出の問題点	36
2.5.2 飛来方向検出の解決策	37
2.6 これまでの結果	41
2.6.1 $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ	41
2.6.2 光検出器	42
2.7 実験計画	44

<b>第 3 章</b>	<b>実験装置</b>	<b>46</b>
3.1	${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ	46
3.2	光学系	48
3.3	増幅系	49
3.4	撮像系	50
<b>第 4 章</b>	<b><math>{}^6\text{Li}</math> 含有液体シンチレータによる中性子捕獲実験</b>	<b>51</b>
4.1	実験目的	51
4.2	実験手順	51
4.2.1	${}^{252}\text{Cf}$ 線源	52
4.2.2	Set up	53
4.2.3	DAQ 回路	54
4.2.4	キャリブレーション	56
4.2.5	データ解析	56
4.3	実験結果	60
<b>第 5 章</b>	<b>位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション</b>	<b>61</b>
5.1	実験目的	61
5.2	実験手順	61
5.3	位置分解能測定	62
5.3.1	Set up	62
5.3.2	DAQ 回路	63
5.3.3	データ解析	63
5.4	シミュレーションによる電子型反ニュートリノの飛来方向検出	68
5.4.1	イベントリストの作成	68
5.4.2	シミュレーション	69
5.4.3	データ解析	70
5.5	実験結果	78
5.6	原子炉ニュートリノ観測に向けた簡易的評価	79
5.6.1	実験装置	79
5.6.2	原子炉ニュートリノのイベント数の見積もり	80
5.6.3	飛来方向検出の見積もり	80
5.6.4	バックグラウンドを踏まえた飛来方向検出の見積もり	81
5.6.5	考察	85
<b>第 6 章</b>	<b>ミューオン - 中性子遅延同時計測実験</b>	<b>86</b>
6.1	実験目的	86
6.2	実験手順	87

---

6.2.1	原子核破碎反応 . . . . .	87
6.2.2	Set up . . . . .	89
6.2.3	DAQ回路 . . . . .	90
6.2.4	データ解析 . . . . .	92
6.3	実験結果 . . . . .	101
<b>第7章</b>	<b>結論と今後の課題</b>	<b>102</b>
.1	${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータによるミュオン画像 . . . . .	105
付録		<b>105</b>

# 目次

1.1	pp チェーン	13
1.2	CNO サイクル	13
1.3	原子炉基本構造	17
1.4	KamLAND による原子炉ニュートリノの生存確率の L/E 分布	18
1.5	KamLAND での先発信号のエネルギー分布 (点線水色が原子炉ニュートリノ)	18
1.6	地球内部構造	20
1.7	KamLAND による地球ニュートリノのエネルギー分布	20
1.8	CHOOZ 検出器の位置再現性	22
1.9	CHOOZ 実験で得られた中性子の方向分布	23
2.1	KamLAND での muon event における発光の電荷量 (p.e) 分布	26
2.2	地球ニュートリノの角度分布	26
2.3	KamLAND における反ニュートリノ事象のエネルギー分布	27
2.4	液体シンチレータ内での逆 $\beta$ 崩壊反応	29
2.5	$E_{\bar{\nu}_e} = 5.0\text{MeV}$ のときの陽電子放出角 $\cos\theta_e$ に対する微分反応断面積の分布	33
2.6	逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ に対する全反応断面積 $\sigma_{\text{tot}}$ の分布	33
2.7	逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ に対する陽電子の平均放出角 $\langle\cos\theta_e\rangle$ の分布	34
2.8	逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ に対する中性子の平均放出角 $\langle\cos\theta_n\rangle$ の分布	35
2.9	逆 $\beta$ 崩壊反応における陽電子と中性子の放出角相関	36
2.10	${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータでの逆 $\beta$ 崩壊反応	40
2.11	光検出器 (イメージング検出器)	42
2.12	観測した点事象の写真 ( ${}^{60}\text{Co}$ )	43
3.1	${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ	46
3.2	時間差 $\Delta T$ と Li 濃度の相関図	47
3.3	アクロマティックレンズ	48
3.4	Image Intensifier	49
3.5	Image Intensifier の概要	49
3.6	高速読み出し CCD	50

---

4.1	カリホルニウム崩壊図 . . . . .	52
4.2	中性子捕獲実験用実験装置 . . . . .	53
4.3	DAQ 回路概要 . . . . .	54
4.4	タイミング相関図 . . . . .	55
4.5	時間測定回路概要 . . . . .	55
4.6	エネルギー校正曲線 . . . . .	56
4.7	後発信号のエネルギースペクトル . . . . .	57
4.8	タイムスペクトル (先発信号と後発信号の時間差)、 $(0.30\text{MeV} \leq E \leq 0.55\text{MeV})$ . . . . .	58
4.9	タイムスペクトル (先発信号と後発信号の時間差)、 $(0.55\text{MeV} \leq E \leq 2.0\text{MeV})$ . . . . .	58
4.10	後発信号のエネルギースペクトルとタイムスペクトルの相関図 . . . . .	59
4.11	後発信号のエネルギースペクトル ( $25\mu\text{sec} \leq \text{Time} \leq 70\mu\text{sec}$ ) . . . . .	60
5.1	イメージング検出装置 . . . . .	62
5.2	DAQ 回路概要 . . . . .	63
5.3	エネルギースペクトル . . . . .	64
5.4	平面で見た輝点分布図 . . . . .	65
5.5	水平方向から見た輝点分布図 . . . . .	66
5.6	垂直方向から見た輝点分布図 . . . . .	66
5.7	三次元空間で見た輝点分布図 . . . . .	67
5.8	二箇所それぞれコリメートした三次元の輝点分布図 . . . . .	67
5.9	原子炉ニュートリノのエネルギー分布 . . . . .	68
5.10	仮想実験室 . . . . .	69
5.11	位置分解能の影響前後の方向ベクトル . . . . .	71
5.12	電子型反ニュートリノの飛来方向に対する中性子の方向分布 $\sigma = 0.87\text{cm}$ . . . . .	72
5.13	電子型反ニュートリノの飛来方向に対する中性子の方向分布 $\sigma = 1.44\text{cm}$ . . . . .	72
5.14	位置分解能 $\sigma = 0.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.15	位置分解能 $\sigma = 1.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.16	位置分解能 $\sigma = 2.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.17	位置分解能 $\sigma = 3.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.18	位置分解能 $\sigma = 4.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.19	位置分解能 $\sigma = 5.5\text{cm}$ . . . . .	73
5.20	電子型反ニュートリノの飛来方向に対する陽電子の方向分布 . . . . .	74
5.21	陽電子の移動距離分布 . . . . .	74
5.22	中性子の移動距離分布 . . . . .	75
5.23	中性子の方向ベクトルの x 成分の分布 . . . . .	76
5.24	中性子の方向ベクトルの y 成分の分布 . . . . .	76
5.25	中性子の方向ベクトルの z 成分の分布 . . . . .	77
5.26	一辺 60cm の立方体の検出器で半年間の測定した場合の中性子の分布 . . . . .	81
5.27	$1.0N_{\bar{\nu}_e}$ のバックグラウンドを付加した場合の中性子の分布 . . . . .	83

---

5.28	$0.5N_{\bar{\nu}_e}$ のバックグラウンドを付加した場合の中性子の分布	84
5.29	$0.2N_{\bar{\nu}_e}$ のバックグラウンドを付加した場合の中性子の分布	84
6.1	ミューオンの原子核破碎反応による中性子の生成過程	88
6.2	実験装置概要	89
6.3	DAQ 回路概要	90
6.4	タイミング相関図	91
6.5	後発信号のエネルギースペクトル	92
6.6	先発信号でのセレクション範囲	93
6.7	$0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$ かつ $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$ でのセレクション	94
6.8	$0.60\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 2.0\text{MeV}$ かつ $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$ でのセレクション	94
6.9	各セレクションによる後発信号のエネルギースペクトル	95
6.10	後発信号のエネルギースペクトル	96
6.11	横軸 $\Delta T$ 、縦軸後発信号のエネルギーの二次元ヒストグラム (セレクション無し)	97
6.12	横軸 $\Delta T$ 、縦軸後発信号のエネルギーの二次元ヒストグラム ( $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$ )	97
6.13	リチウム含有量に対する中性子捕獲割合の相関図	98
6.14	先発信号を撮像した写真 1	100
6.15	先発信号を撮像した写真 2	100
1	ミューオン画像 1	105
2	ミューオン画像 2	105
3	ミューオン画像 3	106
4	ミューオン画像 4	106
5	ミューオン画像 5	107
6	ミューオン画像 6	107



# 表 目 次

1.1	素粒子の分類 . . . . .	10
2.1	KamLAND 液体シンチレータの成分 . . . . .	27
2.2	$^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの物質と混合比 . . . . .	41
2.3	$^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの作成結果とその目標値 . . . . .	41
2.4	改良によるパラメーターの変化 . . . . .	44
3.1	今回使用した $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ . . . . .	47
3.2	アクロマティックレンズの性能 . . . . .	48
5.1	$^6\text{Li}$ 液体含有シンチレータの性能 . . . . .	79
5.2	KamLAND とのスケール比較による event 数の見積もり . . . . .	80
5.3	各検出器における飛来方向検出数とその割合 . . . . .	81
5.4	バックグラウンドと方向感度の関係 . . . . .	82
6.1	KamLAND における宇宙線ミュオンの原子核破砕反応により生成される不安定核 . . . . .	87
7.1	結果 . . . . .	102
7.2	濃縮 LiBr を使用した場合の値と目標値 . . . . .	103

# 第1章 序論

## 1.1 研究背景

本研究は、液体シンチレータを用いて電子型反ニュートリノの飛来方向を検出する為に、光学系と撮像系の組み合わせによって、電子型反ニュートリノの飛来方向を像として検出する研究である。

ニュートリノの代表的な検出方法として、シンチレーション光による検出方法とチェレンコフ光による検出方法がある。

シンチレーション光検出を用いたニュートリノ検出は、水チェレンコフ光検出と比較して発光量が大きいため、低エネルギー領域のニュートリノ観測に優れている。しかし、シンチレーション光検出は、水チェレンコフ光検出のようにニュートリノの飛来方向を検出することは困難である。なぜならば、シンチレーション光は等方的な発光を起こすからである。水チェレンコフ光検出では、ニュートリノは水の中の電子と反応する。その結果、電子はニュートリノの走行方向とほぼ同じ方向にはじき出される。そして、水中を走る電子は、円錐面を沿う光を発する。このため、水チェレンコフ光検出では、ニュートリノの飛来方向を探ることができる。

もし、シンチレーション光による飛来方向検出ができれば、水チェレンコフ光によるニュートリノ検出よりも、低エネルギーかつ方向情報が得られるという点で有用性のある検出方法になり、観測対象ごとに区別することにより、高い観測精度で電子型ニュートリノを検出することが可能になる。

電子型反ニュートリノの主な観測対象として、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がある。このうち、地球ニュートリノと原子炉ニュートリノは区別して観測することは難しい。なぜならば、地球ニュートリノと原子炉ニュートリノが検出されるエネルギー領域は重なっているからである。特に、原子炉ニュートリノと比較して観測数の少ない地球ニュートリノを観測する上では、原子炉ニュートリノは最大のバックグラウンドとなる。ここに、ニュートリノの飛来方向情報を加えることができれば、より高い精度でニュートリノを観測すること期待できる。

本研究の第一章では、ニュートリノについて述べ、特に電子型反ニュートリノの主な観測対象と飛来方向検出についての関連研究を述べる。そして、本研究の目標を述べる。

第二章では、電子型反ニュートリノの検出原理について述べ、この原理をどのように応用すれば、電子型反ニュートリノの飛来方向を検出することができるか述べる。そして、現在の課題を解決する為の実験計画を目論む。

第三章では、第二章で目論んだ計画に必要な実験装置について述べる。

第四章から第七章にかけては、電子型反ニュートリノの飛来方向検出に向けて行った実験について述べる。

第八章では、纏めと今後の課題について述べる。

## 1.2 ニュートリノ

素粒子は、物質と強く相互作用するか、相互作用しないかによって、クォークとレプトンに分類される (表 1)。ニュートリノは、この物質と強く相互作用しない”レプトン”に属して、電子型ニュートリノ、ミュー型ニュートリノ、タウ型ニュートリノの 3 種類で、反粒子を合わせた 6 種類からなる。ニュートリノの性質は電荷が 0 で、スピン  $\frac{1}{2}\hbar$  を持つ。そして、質量が非常に小さいことが確認されている。ニュートリノの相互作用は、強い相互作用、電磁相互作用の反応がなく、弱い相互作用と重力相互作用でのみ反応をする。しかし、先ほど述べたように、ニュートリノの質量は非常に小さいため、重力相互作用はほとんど反応しない。なので、他の素粒子との相互作用がわずかで、非常に透過性の高い素粒子である。

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

表 1.1: 素粒子の分類

### 1.2.1 ニュートリノの歴史的背景

ニュートリノは、その存在が理論的に予言されてから実験により発見されるまで 26 年の月日が経った。このことから想像するように、ニュートリノは物質と極めて相互作用しない素粒子であることが分かる。ニュートリノは 3 種類の荷電レプトンに付随して、現在では 3 種類のニュートリノ、電子型ニュートリノ、ミュー型ニュートリノ、タウ型ニュートリノが存在、そして、その反粒子を合わせた 6 種類が存在することがほぼ確実であると考えられている。

そもそもニュートリノは、1930 年に原子核の  $\beta$  崩壊に置けるエネルギー保存則、スピン保存則が成り立つようにパウリによって提案された素粒子である。そして、1934 年にフェルミが、ニュートリノの存在を仮定することによって、 $\beta$  崩壊で発生する電子のエネルギースペクトルを理論的に説明した。1950 年にライネスとコーワンが、原子炉

から発生したニュートリノを用いて逆 $\beta$ 崩壊反応を検出し、ニュートリノの存在を実験的に証明した。

ニュートリノは宇宙の誕生と進化にも深い関わりを持つため、未解決の宇宙の謎を解明する上でも非常に重要な意味を持っている。しかし、ニュートリノは他の素粒子とほとんど相互作用をしないため、検出が困難である。そのことから、未だに明らかになっていない性質も多く、世界中で多くの実験が行われている。ニュートリノの一つの性質を解明した発端として、“太陽ニュートリノ問題”がある。太陽ニュートリノ問題とは、実験によるニュートリノ観測数が、太陽モデルに基づいた理論的な予測数の3分の1程度しかないという問題である。この問題を解決する為に提案された仮説として、“ニュートリノ振動”が坂田昌一、牧二郎、中川昌美によって提案された。この仮説は、ニュートリノは伝搬中に他の種類（フレーバー）に変化するという仮説である。そして、その後1000トン液体シンチレータ検出器 KamLAND は原子炉ニュートリノ振動現象を世界で初めて観測し、太陽ニュートリノの種類の変換がニュートリノ振動によることを証明した。以下に、太陽ニュートリノ問題とニュートリノ振動について述べる。

### 1.2.2 太陽ニュートリノ問題

太陽は球形でおよそ50億年の間、準静的に（ほぼ平衡な形態からほぼ平衡な形態へ）進化してきたと考えられる。進化するにつれて放射性的光子は星の表面から失われ、エネルギーのロスが太陽の核での核融合反応からのエネルギーと順次バランスをとっている。すべての反応は次のような関係によって抽象的に表すことができる。



今日の太陽エネルギー生成のほとんど99.5%は p.p 連鎖反応（図 1.1）によりなり、残りの0.5%が CNO サイクル（図 1.2）によってなる。

太陽の中心部の温度は  $T = 15.8 \times 10^6 [\text{K}]$  であり、水素原子は陽子と電子に電離されプラズマ状態になる。この気体やプラズマ中の粒子の運動エネルギー  $E$  の平均値  $\langle E \rangle$  は、等分配法則により、1つの粒子に対して  $\frac{3}{2}k_B T$  の運動エネルギーを持つ。このとき  $\langle E \rangle$  は、

$$\langle E \rangle = 2.04\text{keV} \quad (1.2)$$

となる。また陽子を接触させるエネルギー  $U$  は  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p^2}{r}$  のエネルギーが必要であるから、エネルギー  $U$  は、

$$U = 718.40\text{keV} \quad (1.3)$$

となる。故に古典的に考えると太陽内部では核融合反応は起こらないことになる。しかし、太陽内部で核融合反応が起きているのは、量子力学におけるトンネル効果によるものである。トンネル効果により古典力学では越えることのできないポテンシャル障壁を越えて陽子同士が接触することができ、太陽内部で核融合反応が起きる。つまり、 $E < U$  で、古典

力学においては陽子は反発し合い核融合反応は起こらないが、量子力学においては、陽子の存在確率は減衰してはいくが存在確率は 0 ではなく、トンネル効果により核融合反応を起こす。

太陽からのニュートリノは太陽内部の核融合反応により放出される。太陽からのニュートリノは初めてサウス・ダコタのレイ・デービスにより検出された。ニュートリノ検出器は塩素化合物の入ったプールサイズの大桶でできており、ニュートリノが塩素の核 ( $^{37}\text{Cl}$ ) と相互作用すると放射性アルゴン ( $^{37}\text{Ar}$ ) の原子になり、桶を囲んでいる機器によってそれを見つける。この検出器でのニュートリノの捕獲量の予測値が  $7.9 \pm 2.6\text{SNU}$  なのに対し、デービスの結果は  $2.1 \pm 0.9\text{SNU}$  であった。この理論値と観測値とのくいちがいを太陽ニュートリノ問題という。太陽ニュートリノ問題は、太陽内部で起こっている核融合反応に対する理解が違っているためなのか、それともニュートリノの伝搬に関する知識が不十分なのか考えられてきた。この太陽ニュートリノ問題を解決する為に、ニュートリノ振動が提案された。

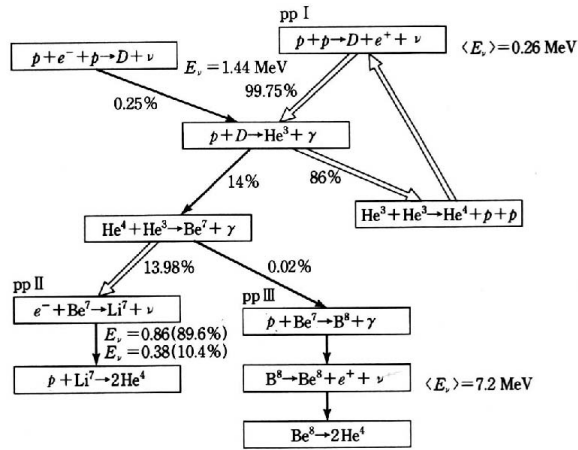


図 1.1: pp チェーン

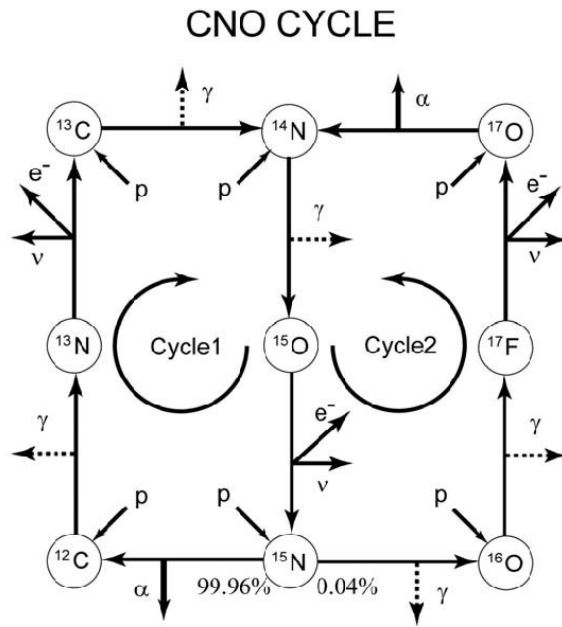


図 1.2: CNO サイクル

### 1.2.3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが質量を持ち、異なる質量の固有状態の重ね合わせであることにより、その飛程または時間とともに異なるフレーバー状態に変化したり、元のフレーバー状態に戻ったりする現象である。ニュートリノのフレーバー 3 種類に対してニュートリノの質量の固有状態も 3 種類あるため、ニュートリノ振動は、これらすべてのフレーバー間で起こる。

ニュートリノ振動の起こる確率を計算する。3 種類のニュートリノ  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  は質量固有状態の混合状態で表わされる。つまり、フレーバー固有状態は次のように、質量固有状態の一次結合で書き表せる。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (j = 1, 2, 3, \alpha = e, \nu, \tau) \quad (1.4)$$

行列  $U$  は Maki-Nakagawa-Satake 行列 (MNS 行列) と呼ばれ、世代間の混合を表すユニタリ行列であり、以下のように表せる。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と表される。 $c_{12} = \cos\theta_{12}, s_{12} = \sin\theta_{12}$  で、 $\theta_{ij}$  は  $i$  番目の世代と  $j$  番目の世代の混合を表すパラメーターである。

今、ある 2 世代間のニュートリノ振動を考える。ニュートリノ振動による変化前のフレーバー固有状態を  $\nu_\alpha$ 、変化後のフレーバーの固有状態を  $\nu_\beta$  とすると、以下のように表せる。

$$|\nu_\alpha\rangle = |\nu_1\rangle\cos\theta + |\nu_2\rangle\sin\theta \quad (1.6)$$

$$|\nu_\beta\rangle = -|\nu_1\rangle\sin\theta + |\nu_2\rangle\cos\theta \quad (1.7)$$

質量固有状態の時間発展は、シュレディンガー方程式より、

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\nu_1\rangle = E_1|\nu_1\rangle \quad (1.8)$$

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\nu_2\rangle = E_2|\nu_2\rangle \quad (1.9)$$

で解ける。 $E_1, E_2$  は質量固有状態のエネルギー固有値である。よって質量固有状態の時間発展は、

$$|\nu_1(t)\rangle = |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1t} \quad (1.10)$$

$$|\nu_2(t)\rangle = |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2t} \quad (1.11)$$

となる。また (6) ,(7) より、

$$|\nu_1\rangle = |\nu_\alpha\rangle\cos\theta - |\nu_\beta\rangle\sin\theta \quad (1.12)$$

$$|\nu_2\rangle = |\nu_\alpha\rangle\sin\theta + |\nu_\beta\rangle\cos\theta \quad (1.13)$$

と書けるので、これによりフレーバーの時間発展は、

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= |\nu_1(t)\rangle\cos\theta + |\nu_2(t)\rangle\sin\theta \\ &= |\nu_1(0)\rangle e^{-iE_1t}\cos\theta + |\nu_2(0)\rangle e^{-iE_2t}\sin\theta \\ &= (|\nu_\alpha\rangle\cos\theta - |\nu_\beta\rangle\sin\theta)e^{-iE_1t}\cos\theta + (|\nu_\alpha\rangle\sin\theta + |\nu_\beta\rangle\cos\theta)e^{-iE_2t}\sin\theta \\ &= |\nu_\alpha\rangle(e^{-iE_1t}\cos^2\theta + e^{-iE_2t}\sin^2\theta) + |\nu_\beta\rangle(-e^{-iE_1t}\sin\theta\cos\theta + e^{-iE_2t}\sin\theta\cos\theta) \end{aligned} \quad (1.14)$$

と表される。つまり、時刻  $t$  秒後には  $\nu_\alpha$  は、 $\nu_\alpha$  の状態と  $\nu_\beta$  の状態をとりえることになる。(14) より  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$  のニュートリノ振動が起こる確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\cos^2\theta e^{-iE_1t} + \sin^2\theta e^{-iE_2t}|^2 \\ &= 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} \{1 - \cos((E_1 - E_2)t)\} \end{aligned} \quad (1.15)$$

で書ける。今、 $m \ll p$  であるから、 $E$  を 2 次の項まで近似すると、

$$E \simeq p + \frac{m^2}{2p} \quad (1.16)$$

とできる。よって、

$$E_1 - E_2 = p + \frac{m_1^2}{2p} - p - \frac{m_2^2}{2p} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} \quad (1.17)$$

となる。(15) は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{(m_1^2 - m_2^2)t}{4p}\right) \quad (1.18)$$

となる。また、 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  のニュートリノ振動が起こる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{(m_1^2 - m_2^2)t}{4p}\right) \quad (1.19)$$

となる。 $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$  とおき、ニュートリノの飛行距離を  $D$  とすれば、 $t \equiv \frac{D}{c}$  より、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} D\right) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] D [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}\right) \quad (1.20)$$

と書ける。よって、質量差  $\Delta m^2$  が小さい場合、ニュートリノ振動現象を観測するには、距離  $D$  を大きくする必要がある。



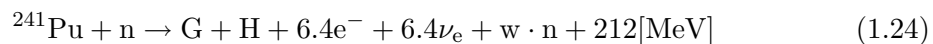
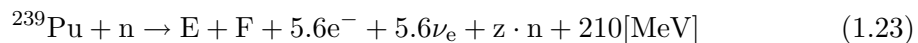
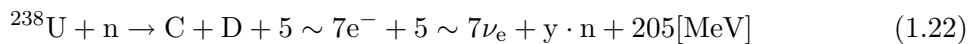
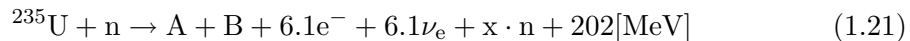
### 1.3 電子型反ニュートリノの検出

電子型反ニュートリノの主な観測対象として、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がある。ここでは、電子型反ニュートリノ源として、以下に原子炉ニュートリノ、地球ニュートリノ、超新星ニュートリノの生成過程、エネルギー分布について述べる。

#### 1.3.1 原子炉ニュートリノ

原子炉ニュートリノは、原子炉において、ウランから始まる一連の核分裂によって生成される。原子炉は、中性子を利用し、原子核と衝突させ核分裂を引き起こさせる。そして、核分裂によって新たに生成された中性子がさらに別の原子核と衝突し、連鎖反応を引き起こさせ、これを動力源としている。図 1.3 に、原子炉の基本構成を示す。原子炉は、原子炉内部中央に燃料体が格子状に配列され、その間および周囲に減速材がある炉心部があり、ここで連鎖反応が行われる。その外に中性子の漏えいを防ぐための中性子反射体が配置される。一番外側には炉内で発生する強力な放射線、主としてガンマ線と中性子線から人体の安全を守るための遮蔽体が配置される。制御棒の装置は、炉の上面または下側に設けられ、中性子吸収体で作られた制御棒を上下に動かし、こまかく連鎖反応を調整できるようになっている。

核燃料には主にウランやプルトニウム等が使用され、原子炉ニュートリノは以下の過程で生成される。



原子炉の燃料であるウランやプルトニウム等の構成物質の割合は時間とともに変化するが、この時間変化は、計算により求めることができる。そのため、原子炉の運行状況より核種の構成割合や総熱量を知ることができるので、原子炉ニュートリノのフラックスは精度良く知ることができる。このため、原子炉ニュートリノを検出することで、ニュートリノ予測値と比較することができ、ニュートリノの一つの性質であるニュートリノ振動を詳しく調べることができる。

原子炉ニュートリノ観測を目的とした実験として、KamLAND 実験が挙げられる。KamLAND は、岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山地下 1000m に位置している。KamLAND の周りには原子力発電所が点在し、各々の原子力発電所からのニュートリノイベントのうち 86% は半径 180km の範囲内に分布する。総熱量は約 80GW であり、全世界の原子力の約 20% が集中している。KamLAND はこれらの原子炉ニュートリノを検出し、原子炉ニュートリノ振動現象を世界で初めて観測した。そして、太陽ニュートリノの種類の転換がニュートリ

ノ振動によることを証明した。図 1.4 に KamLAND で測定された電子型反ニュートリノの生存確率の L/E 分布と図 1.5 にエネルギー分布を示す。

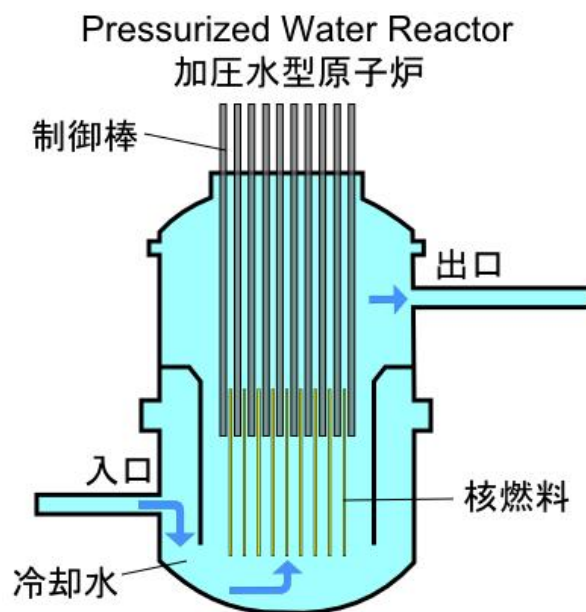


図 1.3: 原子炉基本構造

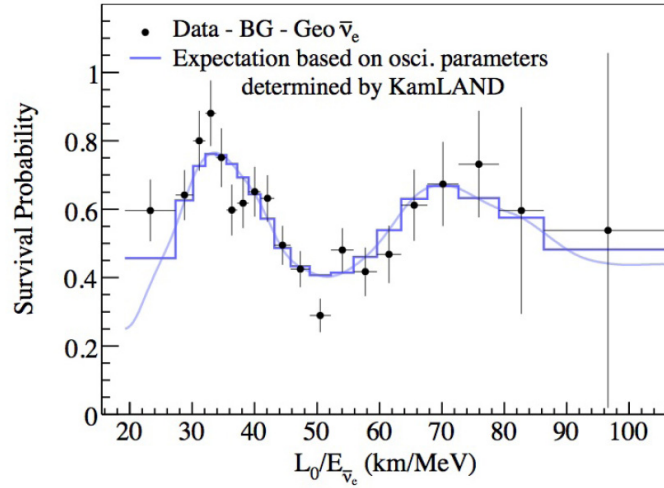


図 1.4: KamLAND による原子炉ニュートリノの生存確率の L/E 分布

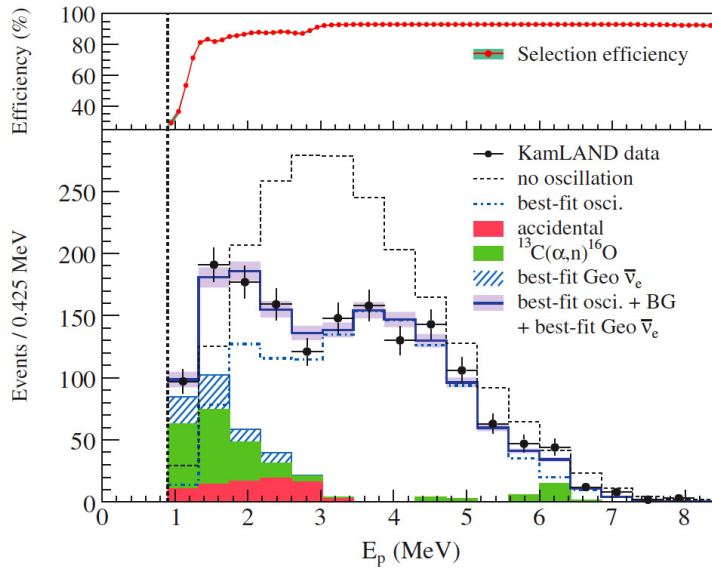
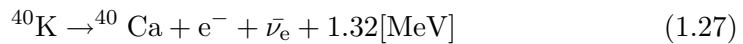
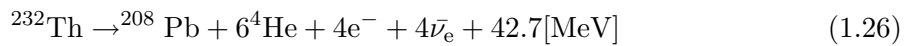
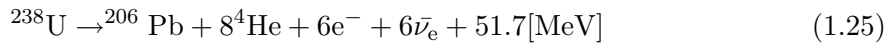


図 1.5: KamLAND での先発信号のエネルギー分布（点線水色が原子炉ニュートリノ）

### 1.3.2 地球ニュートリノ

地球ニュートリノは、地球内部に存在する放射性元素のベータ崩壊により生成されるもので、そのほとんどは  $^{238}\text{U}$  系列、 $^{232}\text{Th}$  系列、および  $^{40}\text{K}$  により生成される。図 1.6 に地球の内部構成を示す。現在の地球は、中心部分のコアと呼ばれる鉄質の部分 (metallic Earth) とその外側のマントルや地殻などの石質の部分 (silicate Earth) に分離しており、ウランやトリウム等は、この石質の部分に含まれていると考えられている。これらの放射性物質により、以下の過程で地球ニュートリノは生成される。



ここから明らかなように、地球ニュートリノの発生量は、これらの放射性物質の量および、その崩壊による発熱量との間に直接的な関係がある。この地球ニュートリノは KamLAND が最初に観測した。KamLAND は、原子力発電所からのニュートリノを検出してニュートリノ振動現象を精密に測定することを第一の目的に設置されたが、同時に地球ニュートリノに感度のある最初の検出器でもあった。KamLAND の反電子型ニュートリノ検出における反応のエネルギー閾値は 1.8MeV であり、KamLAND は  $^{238}\text{U}$  の地球ニュートリノ ( $E_{\text{max}} = 3.3\text{MeV}$ ) と  $^{232}\text{Th}$  の地球ニュートリノ ( $E_{\text{max}} = 2.3\text{MeV}$ ) の一部を観測する。 $^{40}\text{K}$  の地球ニュートリノ ( $E_{\text{max}} = 1.3\text{MeV}$ ) の地球ニュートリノは閾値以下で観測できない。KamLAND は、これらの地球ニュートリノを検出し、初の地球ニュートリノによる実験的研究成果をもたらした。これにより、ニュートリノによる地球物理学の探求が現実のものとなった。図 1.7 に KamLAND で測定された電子型反ニュートリノのエネルギー分布を示す。

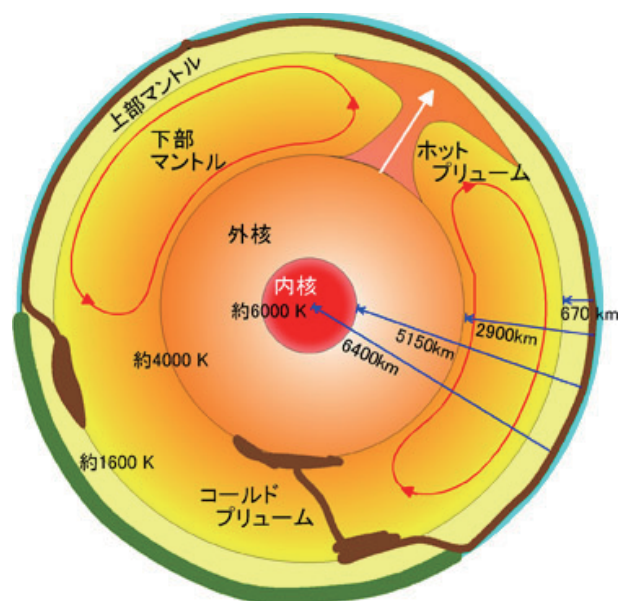


図 1.6: 地球内部構造

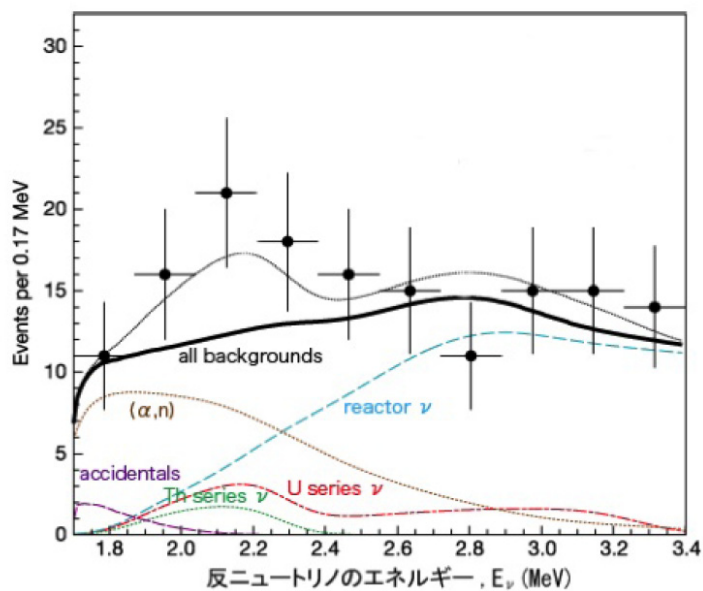
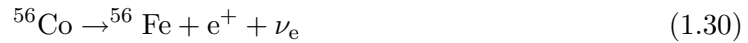


図 1.7: KamLAND による地球ニュートリノのエネルギー分布

## 1.3.3 超新星ニュートリノ

恒星の中心部で pp チェーンや CNO サイクルによる熱核融合反応が進み、反応に利用できる水素原子核が減少してくるとエネルギーの供給は減少し、恒星は重力により収縮を始める。すると、重力エネルギーの解放により中心部は温度が上昇し、水素より重い原子核の核融合反応が始まる。その過程では、ニュートリノが生成される反応も起きる。 $^{28}\text{Si}$  の核融合反応によって生成される  $^{56}\text{Ni}$  からの  $\beta$  崩壊反応



や、 $^{56}\text{Fe}$  の原子核が分解して生じた陽子と電子が融合して中性子が生成される反応

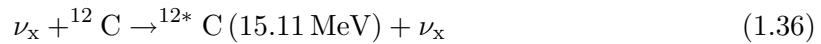
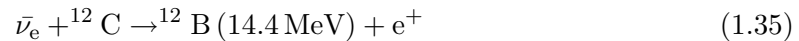
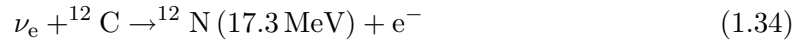


である。これらの過程を経て恒星はニュートリノを生成しながら重力的に崩壊し、超新星爆発を起こす。また、この際には電子と陽電子の対消滅反応



によって全てのフレーバの 6 種類のニュートリノ・反ニュートリノが生成される。

地球近傍で超新星爆発現象が発生した場合には、これらのニュートリノ・反ニュートリノを KamLAND において検出することが期待されている。超新星ニュートリノと液体シンチレータ中の炭素原子との反応では、荷電カレント反応であるニュートリノ・反ニュートリノ捕獲反応 (式 (33), (34)) と、中性カレント反応 (式 (35)) が発生する。



$^{12}\text{N}$ 、 $^{12}\text{B}$  はそれぞれ寿命 11ms と 20.4ms で  $\beta$  崩壊



を起こすため、遅延同時計測での検出が可能である。また、式 (35) の反応は、生成される  $\gamma$  線のエネルギーが 15.11MeV の線スペクトルであることを用いて他の事象と識別する。

## 1.4 電子型反ニュートリノの飛来方向検出の関連研究

シンチレータを用いた低エネルギー反ニュートリノの方向検出は未だ発展途上の分野であり、方向検出を取り入れた実験計画はまだ少ない。ここでは、世界で初めて原子炉反ニュートリノに方向感度を示した CHOOZ 実験と、地球ニュートリノの方向検出を目指す EARTH 実験を紹介する。

### 1.4.1 CHOOZ 実験

CHOOZ 実験はフランスの隣接する 2 基の原子炉から 1km の距離、地下 300m の地点に設置されたシンチレータ型検出器で原子炉反ニュートリノの検出を行った実験である。この実験では 5ton の Gd 含有液体シンチレータをターゲットに 192 本の 8inch-PMT を用いて反ニュートリノの検出を行った。Gd は中性子の捕獲断面積が非常に大きい ( $2.6 \times 10^5$ ) が、捕獲時には  $(n, \gamma)$  反応により合計 8MeV のガンマ線を放出する。図 1.8 は検出器中央に中性子線源として  $^{252}\text{Cf}$  を設置した際の中性子捕獲反応のエネルギーと位置の再現性を示したものである。図 1.9 は、実際の反ニュートリノ源 (原子炉) 方向に対する再現された中性子の方向分布である。ガンマ線の飛行による攪乱で方向検出精度は低いですが、これは世界で初めてシンチレータ型検出器でニュートリノの飛来方向を測定した事例となっている。

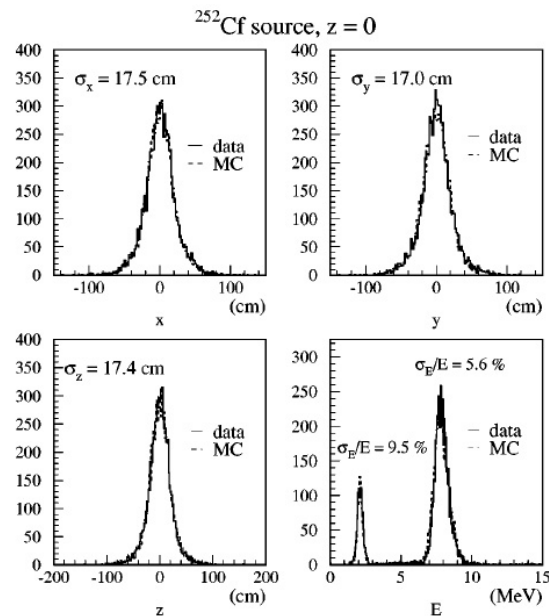


図 1.8: CHOOZ 検出器の位置再現性

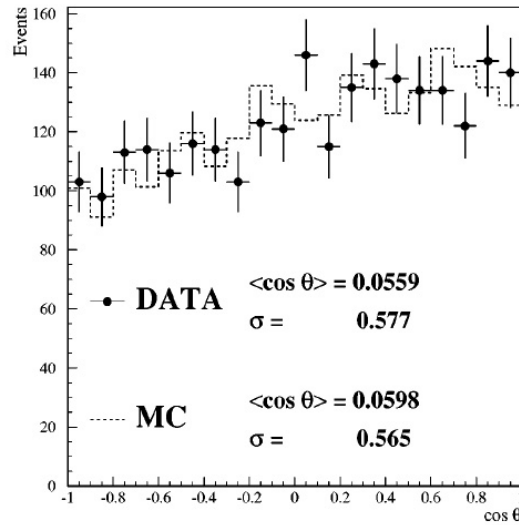


図 1.9: CHOOZ 実験で得られた中性子の方向分布

### 1.4.2 EARTH 実験

EARTH (Earth Antineutrino Tomography) は多地点での地球ニュートリノ方向検出により地球内部熱源の三次元地図 (地球トモグラフィ) の作成を目指す実験計画である。現在は  $^{10}\text{B}$  含有シンチレータとセル型検出器を組み合わせた小型検出器の開発研究を行っている。

## 1.5 本研究の目標

KamLAND において、液体シンチレータを用いた電子型反ニュートリノ検出では、陽子による逆ベータ崩壊反応を利用でき、陽電子と中性子の遅延同時計測により電子型反ニュートリノを検出している (第 2 章、3 節)。

その一方、電子型反ニュートリノの飛来方向検出には、逆  $\beta$  崩壊反応により放出される中性子の捕獲位置を観測する必要がある。なぜならば、電子型反ニュートリノの飛来方向情報を覚えているのは、大きな反跳質量を持った中性子の方のみであるからである (第 2 章、4 節)。

しかし、現在の液体シンチレータでは、電子型反ニュートリノの飛来方向を検出するには、幾つかの問題があるため困難である。なので、飛来方向検出をする為には、主に次の問題を解決しなければならない (第 2 章、5 節)。

一点目は中性子が方向情報を失う前に捕獲すること、二点目は中性子捕獲反応点で発光現象を起こすこと、三点目はその発光点を高い位置分解能で直接観測できる装置が必要で



あることである。

一点目、二点目に関しては、この問題を解決する為に ${}^6\text{Li}$ を導入して、 ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを開発した（第2章、6節、1小節）。

${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを導入することで、KamLAND 液体シンチレータと比較した場合、中性子捕獲時間は $210\mu\text{sec}$ から $20\mu\text{sec}$ と短くなり、中性子捕獲の際の反応が $(n,\gamma)$ から $(n,\alpha)$ へ反応が変わることが期待される。そのためまず、中性子捕獲時間を測定することで、中性子の早期捕獲の確認と、 ${}^6\text{Li}$ による中性子捕獲反応の信号を捕らえることで、 $(n,\alpha)$ 反応を確認し、 ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの性能評価を行う必要がある（第4章）。

三点目に関しては、この問題を解決する為に光学系と撮像系を組み合わせた光検出器を開発した（第2章、6節、2小節）。

これは、液体シンチレータで発光した光を光学レンズと I.I+CCD カメラを組み合わせた装置で、発光現象を像として直接観測することができる装置である。この光検出器を導入することで、KamLAND で使用されている PMT（光電子増倍管）と比較した場合、位置分解能は $10\text{cm}$ から数 $\text{cm}$ とできることが期待される。

上記の ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを使用した場合、陽子と中性子の遅延同時計測では、先発信号と後発信号の二点間距離は $4.4\text{cm}$ と期待されている。そのため、電子型反ニュートリノの飛来方向検出の為に、この二点を区別して検出できるだけの位置分解能を有する光検出器である必要がある。なので、光学系と撮像系を組み合わせた光検出器の位置分解を測定する必要がある。また、 ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータと、光学系と撮像系を組み合わせた光検出器を用いた場合（イメージング観測）、実際の反電子ニュートリノの飛来方向検出において、飛来方向情報は中性子捕獲までの散乱、および光検出器の位置分解能により攪乱されてしまう可能性はある。そのため、このイメージング観測による電子型反ニュートリノの方向検出の性能評価を行う必要がある（第5章）。

今回の位置分解能の測定により、高い位置分解能を得ることができれば、先発信号と後発信号を区別して観測することができる。最後に、先発信号と後発信号の遅延同時計測を行い、その事象観測をイメージング検出器により試みたい（第6章）。

以上の必要性を本研究の課題として進める。

## 第2章 電子型反ニュートリノの飛来方向検出 原理とその実験計画

第二章では、本研究の目標（第一章五節）で述べたことについて、まず電子型反ニュートリノの検出原理について述べ、次に方向検出における具体的な原理と問題点、解決策を述べて、課題を解決する為に行う実験計画を目論む。

### 2.1 飛来方向検出の意義

ここで、改めて電子型反ニュートリノの飛来方向検出の意義について述べる。シンチレーション光検出を用いた液体シンチレータは、水チェレンコフ光検出と比較して発光量が大きいため(図 2.1)、低エネルギー領域のニュートリノ観測に優れている。しかし、シンチレーション光検出を利用した粒子の飛来方向は同定することが困難である。もし、シンチレーション光検出による飛来方向検出ができれば、水チェレンコフ光検出によるニュートリノ検出よりも、低エネルギーかつ方向情報が得られるという点で有用性のある検出方法になり、観測対象ごとに区別することにより、高い観測精度で電子型ニュートリノを検出することが可能である。

シンチレーション光検出を用いた検出方法に飛来方向能力を持たせる改良を加えることができれば、以下のような有用性が現れる。

電子型反ニュートリノの主な観測対象には、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がある。

原子炉ニュートリノに関しては、ニュートリノ事象ごとに、どの原子炉から飛来してきたものなのかを判断することができると期待される。原子炉ニュートリノの観測により、ニュートリノ振動のパラメーター測定が行われている。もしニュートリノの飛来方向検出が可能になれば、ニュートリノ振動の効果がその飛行距離によって変化することを考慮に入れた精密な振動パラメーターの測定が可能になる。また、原子炉ニュートリノの検出は原子炉の非破壊診断として活用が期待される。飛来方向を検出することができれば、原子炉のどの場所が故障しているかを診断できるか可能になる。

地球ニュートリノに関しては、地球内部のマントルや地殻の熱分布を調べることができ。これは、地球ニュートリノの発生場所であるマントルや地殻の分布は、ニュートリノの飛来方向に現れるからである(図 2.2)。また、地球ニュートリノを飛来方向検出により同定できれば、原子炉ニュートリノと区別することができ(図 2.3)、大幅にバックグラウンドを低減できる。

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

超新星ニュートリノに関しては、チェレンコフ光検出器同様に方向の決定の決定能力が期待できるようになる。超新星ニュートリノは光よりも早い段階で放出されるため、方向検出が可能なニュートリノ検出器はSNEWS(SuperNova Early Warning System)としての役割が期待されている。

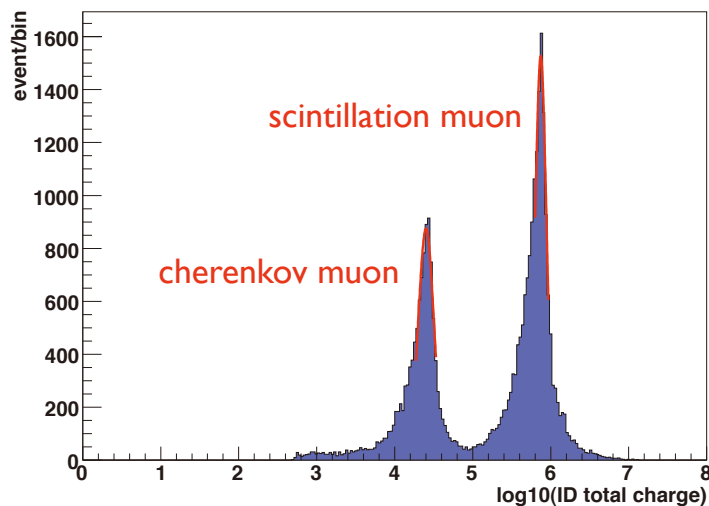


図 2.1: KamLAND での muon event における発光の電荷量 (p.e) 分布

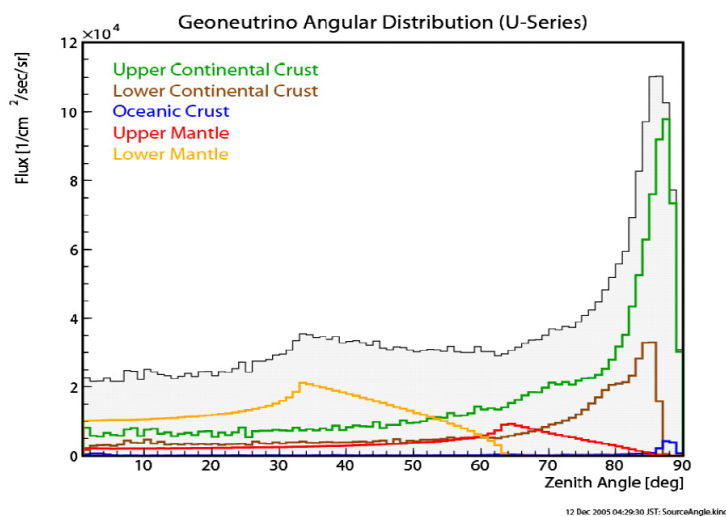


図 2.2: 地球ニュートリノの角度分布

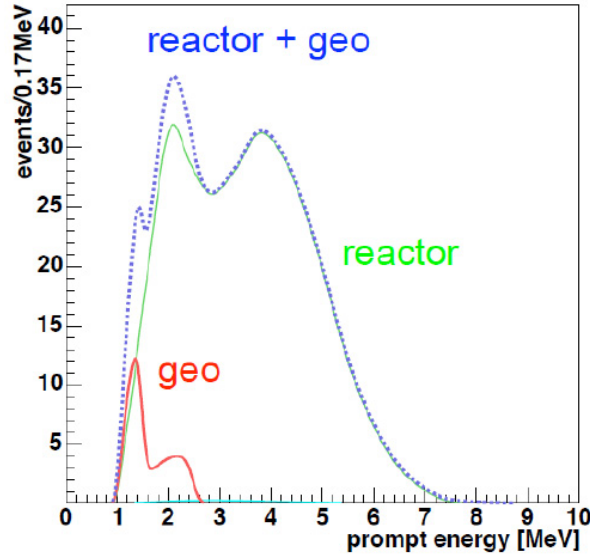


図 2.3: KamLAND における反ニュートリノ事象のエネルギー分布

## 2.2 液体シンチレータ

はじめに、液体シンチレータの基本的性質について触れる。

- 構成物質

KamLAND で使用している液体シンチレータは、溶媒であるドデカン、1,2,4 トリメチルベンゼンと発光剤となる 2,5 ジフェニルオキサゾールから成る (表 2)。

物質名	組成式	体積組成	役割
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	80%	溶媒
1,2,4 トリメチルベンゼン (PC)	$C_9H_{12}$	20%	溶媒
2,5 ジフェニルオキサゾール (PPO)	$C_{15}H_{11}NO$	1.36g/l	発光剤

表 2.1: KamLAND 液体シンチレータの成分

液体シンチレータの主成分となっているドデカンは、直鎖状の構造を持つパラフィンオイル (ノルマルパラフィン) である。分子式が  $C_nH_{2n+2}$  で表されるパラフィンオイルはシンチレーション光に対する光透過率が高いため、液体シンチレータの主な構成要素として

用いられている。また、炭素に対する水素数の比 (H/C 比) が高いため陽子の数が多く、電子型反ニュートリノの逆 $\beta$ 崩壊反応を増やすことができる。

1,2,4 トリメチルベンゼン (PC) は、液体シンチレータの発光能力と粒子識別能力を高める為に加えられている。

2,5 ジフェニルオキサゾール (PPO) は、発光剤としての役割を担っており、入射粒子の電離損失によるエネルギーを受け取ってシンチレーション光を発する。

- 発光機構

液体シンチレータ中の反応では励起エネルギー源と溶質である蛍光体との間に溶媒が介在している為発光機構が複雑化している。溶媒分子数は蛍光体分子数と比較して約 1000 倍程度であるために蛍光体が直接放射線エネルギーを吸収して発光する確率は極めて低く、以下のような過程を経て励起エネルギーが伝達されていく。

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. 溶質分子からの発光

### 2.3 検出原理

KamLAND において、液体シンチレータを用いた電子型反ニュートリノ検出では、以下の陽子による逆β崩壊反応（式 38）を利用して、陽電子と中性子の遅延同時計測によって強力なバックグラウンド除去により検出を行っている。



この反応で一回の逆β崩壊反応に対して、その後二回のシンチレーション光が順次発生する（図 2.4）。

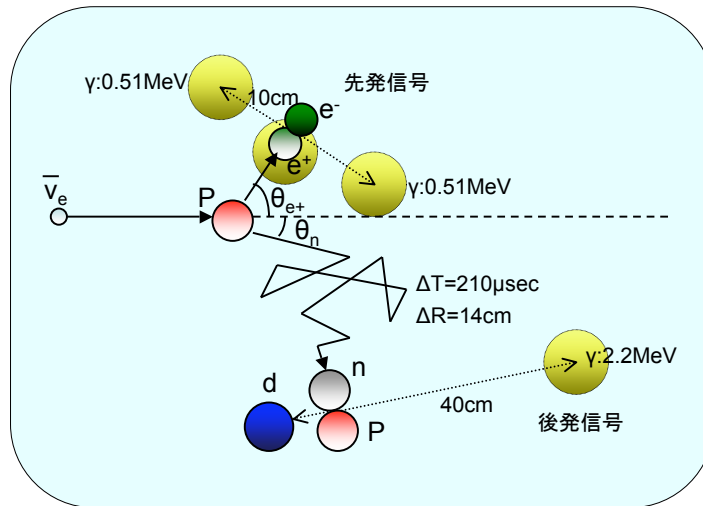


図 2.4: 液体シンチレータ内での逆β崩壊反応

逆β崩壊反応が起こると、陽電子と中性子が放出される。この反応における電子型反ニュートリノのエネルギー閾値  $E_{\text{thre}}$  は、中性子、陽電子、陽子の質量を  $m_n$ 、 $m_{e^+}$ 、 $m_p$  と表して

$$E_{\text{thre}} = \frac{(M_n + m_{e^+})^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

と書ける。

まず、電子型反ニュートリノが反応した後に生成された陽電子は、弾性散乱、非弾性散乱を繰り返して即座に運動エネルギーを失う。そして、電離能力を失った陽電子は電子と衝突合体して消滅し、代わって両電子の静止エネルギー  $2m_0c^2$  に相当した 2 本の  $\gamma$  線を放出する。これらの  $\gamma$  線は、互いに逆方向に 10cm 程度飛行し、コンプトン効果を起こしながらエネルギーを失い、光電効果を起こし消滅する。これらの陽電子が落とした運動エネルギーと 2 本の  $\gamma$  線が放出したエネルギーがシンチレーション光になり、これが先発信号となる。実際に観測される先発信号のエネルギー  $E_{\text{vis}}$  は、

$$E_{\text{vis}} = T_{e^+} + 2m_e \quad (2.3)$$

と書ける。逆  $\beta$  崩壊反応は、エネルギー保存則から、

$$E_{\bar{\nu}_e} + M_p = T_{e^+} + m_{e^+} + T_n + M_n \quad (2.4)$$

$T_{e^+}$ 、 $T_n$  は、陽電子、中性子の運動エネルギー。中性子は、陽電子と比較して質量が大きいため、エネルギーの大半は陽電子が得る ( $T_n \approx 0$ )。故に、観測される先発信号のエネルギー  $E_{\text{vis}}$  は、

$$\begin{aligned} E_{\text{vis}} &= E_{\bar{\nu}_e} + M_p - M_n + m_e \\ &= E_{\bar{\nu}_e} - 0.78\text{MeV} \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。

次に、電子型反ニュートリノが反応した後に生成された中性子は、弾性散乱を繰り返してエネルギーを失い、熱中性子となり、約  $210\mu\text{sec}$  後に陽子に捕獲される。そして、陽子に捕獲されて重水素になる際に  $2.2\text{MeV}$  の  $\gamma$  線を放出する。この  $\gamma$  線の放出したエネルギーがシンチレーション光になり、これが後発信号となる。この 2 回の発光現象を時間差を利用して捕らえることによって、電子型反ニュートリノを検出することができる。この検出手法を遅延同時計測と呼ぶ。

### 2.3.1 逆 $\beta$ 崩壊反応断面積

電子型反ニュートリノの逆  $\beta$  崩壊反応における微分反応断面積  $d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$  は以下のように表せる。

$$\left( \frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{d\cos\theta_e} \right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} \left[ (f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)}\cos\theta_e \right] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[ \frac{\Gamma}{M} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (2.6)$$

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

ここで、 $E_{\bar{\nu}_e}$  は電子型反ニュートリノのエネルギーで、 $E_e^{(i)}$ 、 $p_e^{(i)}$ 、 $v_e^{(i)}$  は、陽電子のエネルギー、運動量、速度の第  $i$  次近似 ( $i = 0, 1$ ) を表し、以下のように表せる。

$$E_e^{(0)} = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta \quad (\Delta = m_n - m_p) \quad (2.7)$$

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[ 1 - \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos \theta_e) \right] - \frac{y^2}{M} \quad (2.8)$$

$$y^2 = \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2} \quad (2.9)$$

$$p_e^{(i)} = \sqrt{(E_e^{(i)})^2 - m_e^2} \quad (i = 0, 1) \quad (2.10)$$

$$v_e^{(i)} = \frac{p_e^{(i)}}{E_e^{(i)}} \quad (i = 0, 1) \quad (2.11)$$

ここで、 $f$  と  $g$  は、ベクトル結合定数、軸性ベクトル結合定数であり、 $f = 1.0$ 、 $g = 1.26$  である。

また、 $\sigma_0$  は、内部輻射補正を含む規格化定数で、以下のように表せる。

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{\pi} (1 + \delta_{\text{inner}}^{\text{rad}}) \quad (2.12)$$

ここで、 $\delta_{\text{inner}}^{\text{rad}}$  は、 $\delta_{\text{inner}}^{\text{rad}} \simeq 0.024$  (内部輻射補正規格化定数) で、 $G_F$  は、 $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.16637 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$  (フェルミ結合定数)、 $\theta_c = 0.974$  である。

また、 $\Gamma$  は以下のように表せる。

$$\Gamma = 2(f + f_2)g \left[ (2E_e^{(0)} + \Delta) \left( 1 - v_e^{(0)} \cos \theta_e - \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right) \right] \quad (2.13)$$

$$+ (f^2 + g^2) \left[ \Delta (1 + v_e^{(0)} \cos \theta_e) + \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] \quad (2.14)$$

$$+ (f^2 + 3g^2) \left[ (E_e^{(0)} + \Delta) \left( 1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos \theta_e - \Delta \right) \right] \quad (2.15)$$

$$+ (f^2 - g^2) \left[ (E_e^{(0)} + \Delta) \left( 1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos \theta_e - \Delta \right) \right] v_e^{(0)} \cos \theta_e \quad (2.16)$$

今、あるエネルギーの  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する微分反応断面積を求める。まず、 $E_{\bar{\nu}_e}$  から  $E_e^{(i)}$ 、 $p_e^{(i)}$ 、 $v_e^{(i)}$  が決まり、 $\Gamma$  も決まる。これらは、 $\cos \theta_e$  で表される。なので、式 (43) の右辺は、以下のように  $\cos \theta_e$  の関数で書ける。

$$\frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e})}{d\cos \theta_e} = A f(\cos \theta_e) \quad (A \in \mathbb{R}) \quad (2.17)$$



## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

---

図 2.5 は、 $E_{\bar{\nu}_e} = 5.0 \text{ MeV}$  のときの陽電子放出角に対する微分反応断面積の分布である。また、あるエネルギーの  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する全反応断面積  $\sigma_{\text{tot}}$  は、以下のように求まる。

$$\sigma_{\text{tot}} = A \int f(\cos\theta_e) d\cos\theta_e \quad (2.18)$$

これより、各々のエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する全反応断面積  $\sigma_{\text{tot}}$  の分布は以下の図 2.6 のようになる。

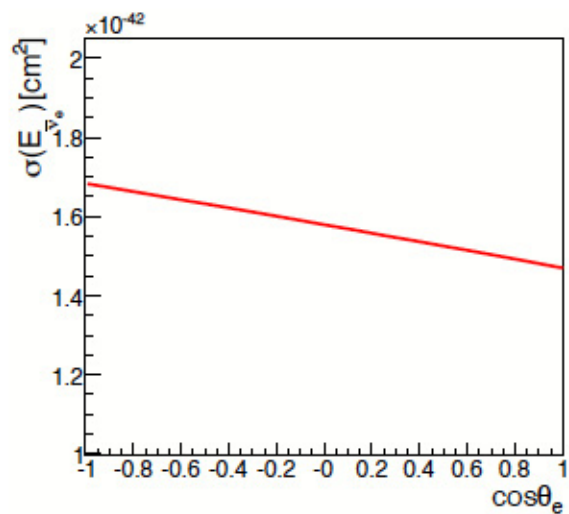


図 2.5:  $E_{\bar{\nu}_e} = 5.0 MeV$  のときの陽電子放出角  $\cos\theta_e$  に対する微分反応断面積の分布

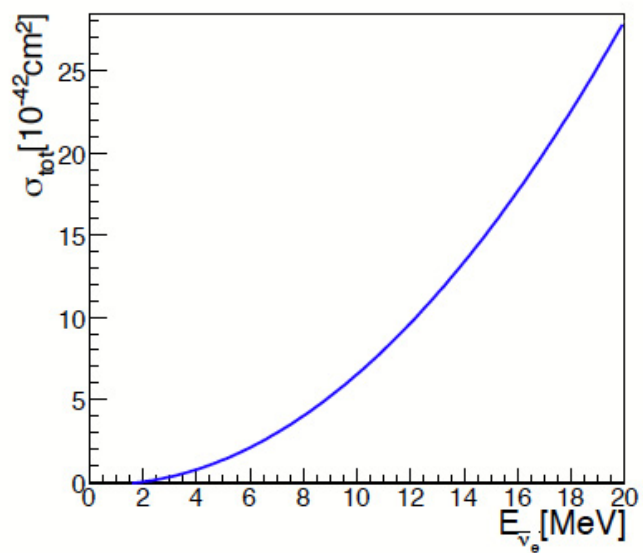


図 2.6: 逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する全反応断面積  $\sigma_{tot}$  の分布

## 2.4 飛来方向の検出原理

ここから、電子型反ニュートリノの飛来方向の検出原理について述べる。電子型反ニュートリノの飛来方向情報は、逆 $\beta$ 崩壊反応により放出された中性子の方向を検出することで可能になる。なぜならば、逆 $\beta$ 崩壊反応により放出される中性子に、電子型反ニュートリノの飛来方向情報が伝播されるからである。ここでは、逆 $\beta$ 崩壊反応により放出される陽電子方向分布 (4節1小節) と中性子の方向分布 (4節2小節) について述べて、電子型反ニュートリノの飛来方向情報を得ることが可能であることを示す。

### 2.4.1 逆 $\beta$ 崩壊による陽電子の方向分布

低エネルギー領域の電子型反ニュートリノにおいて、逆 $\beta$ 崩壊反応で放出される先発信号となる陽電子は、放出方向に偏りが無く、等方的に放出される。逆 $\beta$ 崩壊反応断面積は式 (43) より電子型反ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  と陽電子の放出角に依存している。これより、各々の  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する陽電子の平均放出角  $\langle \cos\theta_e \rangle$  の分布は、図 2.7 のようになる。

図 2.7 より、低エネルギー領域の電子型反ニュートリノにおいて、陽電子の平均放出角  $\langle \cos\theta_e \rangle$  は、 $\langle \cos\theta_e \rangle \approx 0$  となり、放出方向に偏りが無く、等方的に放出されることが分かる。また、陽電子は逆 $\beta$ 崩壊反応により放出された後、即座にエネルギーを落として対消滅を起こす。つまり、先発信号は電子型反ニュートリノの捕獲位置の情報を保持している。

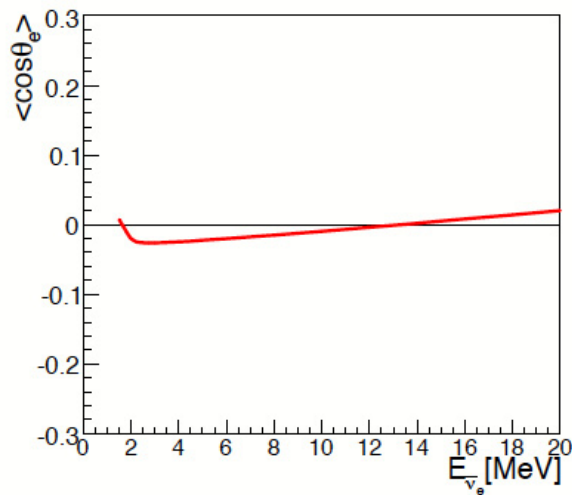


図 2.7: 逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する陽電子の平均放出角  $\langle \cos\theta_e \rangle$  の分布

### 2.4.2 逆 $\beta$ 崩壊による中性子の方向分布

逆 $\beta$ 崩壊反応で放出される後発信号となる中性子の放出方向は、電子型反ニュートリノのエネルギーに依存する。ある電子型反ニュートリノ  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する陽電子のエネルギー  $E_e$  と、放出角  $\cos\theta_e$  は、微分反応断面積で行った計算より求められる。なので、 $E_{\bar{\nu}_e}$ 、 $E_e$ 、 $\cos\theta_e$  は既知のものであるので、運動学的に、 $E_n$ 、 $\cos\theta_n$  は求められる。これより、各々の  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する中性子の平均放出角  $\langle\cos\theta_n\rangle$  の分布は、図 2.8 のようになる。

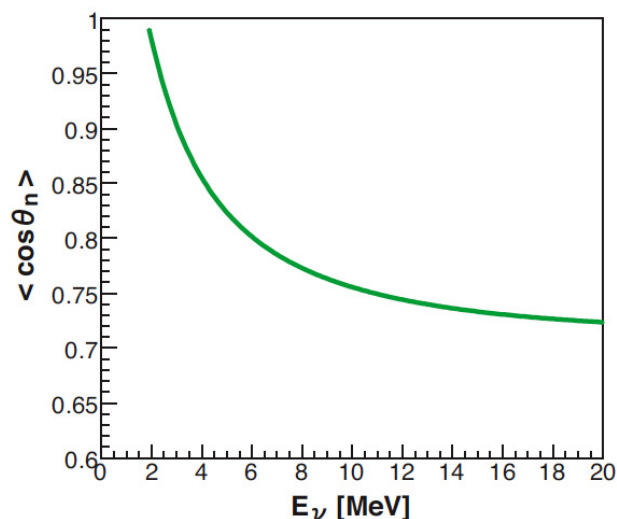


図 2.8: 逆 $\beta$ 崩壊反応におけるエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対する中性子の平均放出角  $\langle\cos\theta_e\rangle$  の分布

図 2.8 より、電子型反ニュートリノのエネルギー  $E_{\bar{\nu}_e}$  と中性子の平均放出角  $\langle\cos\theta_n\rangle$  には相関がある。特に低エネルギー領域では、中性子の平均放出角は小さく、方向伝達が効率的に行われている。つまり、後発信号となる中性子は、逆 $\beta$ 崩壊反応が起きた時点では、電子型反ニュートリノの飛来方向情報を保持している。

## 2.5 飛来方向検出の問題点と解決策

前節で示したように、逆 $\beta$ 崩壊反応で先発信号となる陽電子は、電子型反ニュートリノの捕獲位置の情報を保持し、後発信号となる中性子は、電子型反ニュートリノの飛来方向の情報を保持している。図 2.9 に、逆 $\beta$ 崩壊反応における陽電子と中性子の放出角の相関を示す。従って、逆 $\beta$ 崩壊反応で放出される中性子の放出方向を観測することによって、電子型反ニュートリノの飛来方向を検出することが可能である。

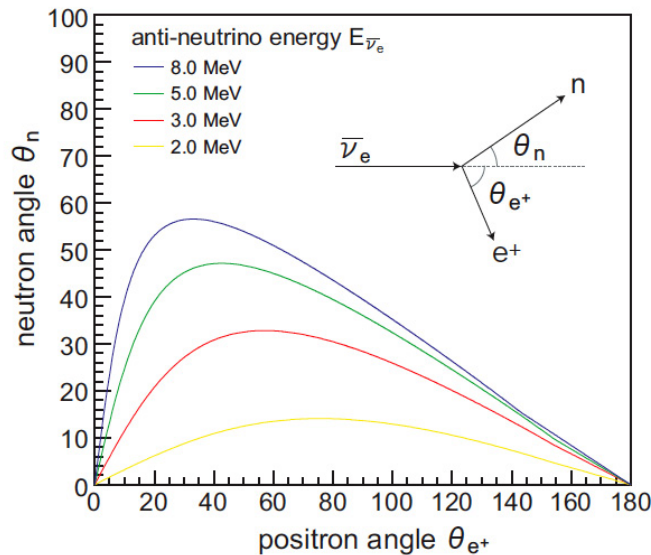


図 2.9: 逆 $\beta$ 崩壊反応における陽電子と中性子の放出角相関

### 2.5.1 飛来方向検出の問題点

電子型反ニュートリノの飛来方向検出は原理より可能であることを示した。しかし、現在の液体シンチレータで飛来方向を検出するのは困難である。液体シンチレータを使用した電子型反ニュートリノ検出には、陽電子と中性子の遅延同時計測が用いられる(図 2.4)。図 2.4 を見て分かるように、(1) 後発信号となる中性子は  $210\mu\text{sec}$  の間ランダムウォークして、液体シンチレータ中の陽子に捕獲され、長距離飛行する $\gamma$ 線を放出する。つまり、中性子のランダムウォークにより、電子型反ニュートリノの方向情報が失われ、(2)  $\gamma$ 線の長距離飛行により中性子捕獲点が特定できなくなる。また、(3)PMT を用いた検出では、位置分解能が不十分であるため、中性子捕獲点を決定することは難しい。

以下に、電子型反ニュートリノの方向検出における問題点をまとめる。

1. 中性子のランダムウォークによる方向情報の喪失
2.  $\gamma$  線の長距離移動による中性子捕獲点情報の喪失
3. PMT の位置分解能力の不足

### 2.5.2 飛来方向検出の解決策

電子型反ニュートリノの飛来方向を検出する為には、上記に挙げた問題に対して以下のような要求が求められる。

1. 中性子が方向情報を喪失する前に捕獲する事
2. 中性子捕獲点で発光現象を起こす事
3. 高い位置分解能で先発信号と後発信号を観測する事

これらの問題を解決する為に、我々は、液体シンチレータ側と光検出器側の両方で研究、開発を進めている。

- ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ

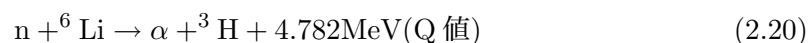
液体シンチレータ側では、 ${}^6\text{Li}$ を導入し  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを開発した。 ${}^6\text{Li}$ を導入することで、上記の問題 1、問題 2 は解決することができると予測される。

問題 1 に関しては、 ${}^6\text{Li}$  の中性子捕獲断面積は、陽子の中性子捕獲断面積 0.3barn に比べ、980barn と大きいので、中性子を早期捕獲することができる。これにより、KamLAND 液体シンチレータと比較した場合、中性子捕獲時間は  $210\mu\text{sec}$  から  $20\mu\text{sec}$  と短くなることを期待している。

問題 2 に関しては、後発信号となる中性子捕獲の際の反応が  $(n,\gamma)$  から  $(n,\alpha)$  へ変えることができるので (式 56)、中性子の捕獲反応点を特定できる。なぜならば、中性子捕獲の際に放出されるアルファ粒子と三重水素は長距離移動しないからである。



$(n,\alpha)$  反応の際に放出されるアルファ粒子と三重水素が持ち出すエネルギー計算する。まず Q 値は、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^4\text{He}$  の結合エネルギーが  $31.994\text{MeV}$ 、 $8.481\text{MeV}$ 、 $28.295\text{MeV}$  であるので、以下のようなになる。



${}^6\text{Li}$  に捕獲される中性子のほとんどは熱中性子である。熱中性子は、弾性散乱、非弾性散乱によりエネルギーを失い、室温程度の熱運動をする中性子である。なので、中性子の

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

運動エネルギーは、周りの物質が室温程度で熱運動するときの運動エネルギーと同等であると考えられる。いま、室温 (27°C) で熱運動する理想気体である単原子分子の運動エネルギーを考えると、エネルギー等分配則より、エネルギー  $E$  は、以下のようになる。

$$\langle E \rangle = 0.0129\text{eV} \quad (2.21)$$

よって、熱中性子の持つ運動エネルギーは小さいと考えられる。Q 値は反応前後の質量エネルギーの差であり、これが中性子捕獲の際に放出されるアルファ粒子と三重水素の運動エネルギーに転化する。よって、中性子の運動エネルギーが小さいときを考えた場合、Q 値は以下のように書ける。

$$Q = \frac{1}{2}M_{\alpha}v_{\alpha}^2 + \frac{1}{2}M_{3\text{H}}v_{3\text{H}}^2 \quad (2.22)$$

また、運動量保存則は、

$$M_{\alpha}v_{\alpha} = M_{3\text{H}}v_{3\text{H}} \quad (2.23)$$

なので、アルファ粒子の運動エネルギーは、以下のように決まる。

$$\frac{1}{2}M_{\alpha}v_{\alpha}^2 = \frac{Q}{1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{3\text{H}}}} = 2.055\text{MeV} \quad (2.24)$$

よって、アルファ粒子と三重水素のエネルギーは、以下のようになる。

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= 2.055\text{MeV} \\ E_{3\text{H}} &= 2.727\text{MeV} \end{aligned} \quad (2.25)$$

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

これより、アルファ粒子と三重水素の飛程距離を計算する。荷電粒子の阻止能は以下のよう  
に書ける。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} n Z \log_e \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (2.26)$$

$E$  : 重荷電粒子のエネルギー  
 $x$  : 進行方向の長さ  
 $e$  : 電子の電荷  
 $m_0$  : 電子の静止質量  
 $z$  : 重荷電粒子の電荷  
 $v$  : 重荷電粒子の速度  
 $Z$  : 阻止物質の原子番号  
 $n$  : 阻止物質の単位体積中の原子数  
 $I$  : 物質原子の平均励起エネルギー

(2.27)

右辺の対数項の前の部分を変形すると、以下のよう  
に書ける。

$$\frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} n Z = \frac{2\pi e^4 z^2 M}{m_0 E} n Z \quad (2.28)$$

$$(2.29)$$

$M$  : 重荷電粒子の質量

$nZ$  は、阻止物質の密度を  $\rho$ 、阻止物質中の原子の原子量を  $A$ 、アボガドロ数を  $N_A$  とし、さらに  $Z/A$  が水素原子以外では、およそ  $1/2$  になることを考慮すると、以下のよう  
に書ける。

$$nZ = \frac{1}{2} \rho N_A$$

対数項の部分は大きく変化しない限り、阻止能に影響を与えないと考え、考慮しないと  
すると、アルファ粒子の飛程は、以下のよう  
に書ける。

$$R_\alpha = \int_E^0 dx = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx} = \frac{E^2}{2kz^2 M \rho} = 4.02 \text{nm} \quad (2.30)$$

$k = \frac{N_A \pi e^4}{m_0}$  として、密度  $\rho$  は  $1.0527 \text{g/cm}^3$  (開発した  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの実測  
値) を用いた。



同様に、三重水素の飛程は、以下のようになる。

$$R_{3H} = 94.18\text{nm} \quad (2.31)$$

これより、中性子捕獲の際に放出されるアルファ粒子と三重水素の飛程は極めて小さいことが分かる。

つまり、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを導入した場合、後発信号は、中性子捕獲点で発光して、一定のエネルギーを放出して、これがシンチレーション光になる。実際に後発信号では、クエンチングの影響 (q-factor) があるので、測定上のエネルギーは、 $4.8\text{MeV}/q$  となる。

以上より、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを導入することで、後発信号が改良されて、図??のように反応過程が変化する。よって、上記の 1、2 に対する問題を解決することができる。

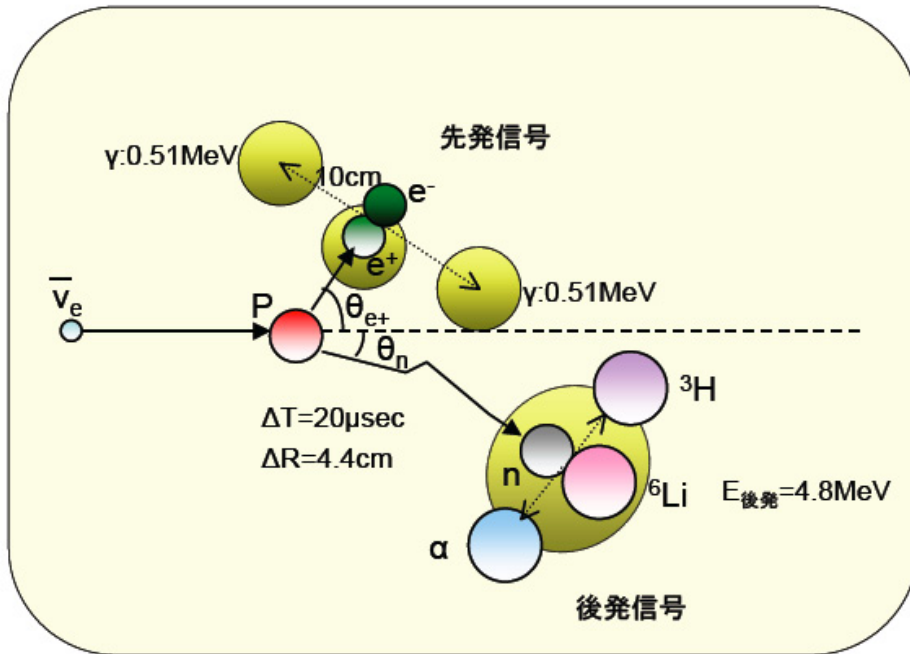


図 2.10:  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータでの逆 $\beta$ 崩壊反応

● 光検出器

光検出器側では、光学系と撮像系を組み合わせた光検出器を開発した。これは、液体シンチレータで発光したシンチレーション光を、光学レンズと I.I+CCD カメラを組み合わせた装置を使用することで、光を像として直接観測することができ、高い位置分解能を得られる装置である。位置分解能は、用いる光学系の結像性能と、像を撮る撮像系の検出素子性能による。この光検出器を導入することで、KamLAND で使用されている PMT（光電子増倍管）と比較した場合、位置分解能は 10cm から数 cm とできることを期待している。これにより、上記の 3 に対する問題を解決することができる。

## 2.6 これまでの結果

これまでに、液体シンチレータ側と光検出器側の両方で研究、開発を行ってきた。ここで、これまでの結果を以下に示す。

### 2.6.1 $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ

開発された  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータについて述べる。親水性のリチウム化合物を有機溶媒に導入するために、臭化リチウム水溶液を界面活性剤を用いて有機溶媒中に均一に分散させるという手法で開発を行っている。界面活性剤の種類を選択と、有機溶媒と界面活性剤の混合比の最適化を行い、開発された  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの結果を表 3 に示す。また、リチウム含有量と減衰長、発光量の測定結果を表 4 に示す。

	物質名	混合比
有機溶媒	1,2,4 トリメチルベンゼン (PC)	40wt%
界面活性剤	ポリオキシレン (10) ノニルフェニルエーテル	40wt%
リチウム化合物	臭化リチウム水溶液	20wt%
発光物質	2,5 ジフェニルオキサゾール (PPO)	20wt%

表 2.2:  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの物質と混合比

	Li[wt%]	$^6\text{Li}$ [wt%]	減衰長 [cm]	発光量 [%]
作成結果	1.04	0.078	64.6	47.1 ± 0.1
目標値	2.00	0.150	≥ 70.0	≥ 100

表 2.3:  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの作成結果とその目標値

### 2.6.2 光検出器

開発された光検出器を図 2.11 にのせる。この検出器により  $^{60}\text{Co}$  を用いて、MeV 以下の領域での点事象に対してのイメージング検出を行った。検出器はターゲットサイズ 150cc の液体シンチレータを使用している。図 2.12 に、イメージング検出により得られた像の例をのせる。

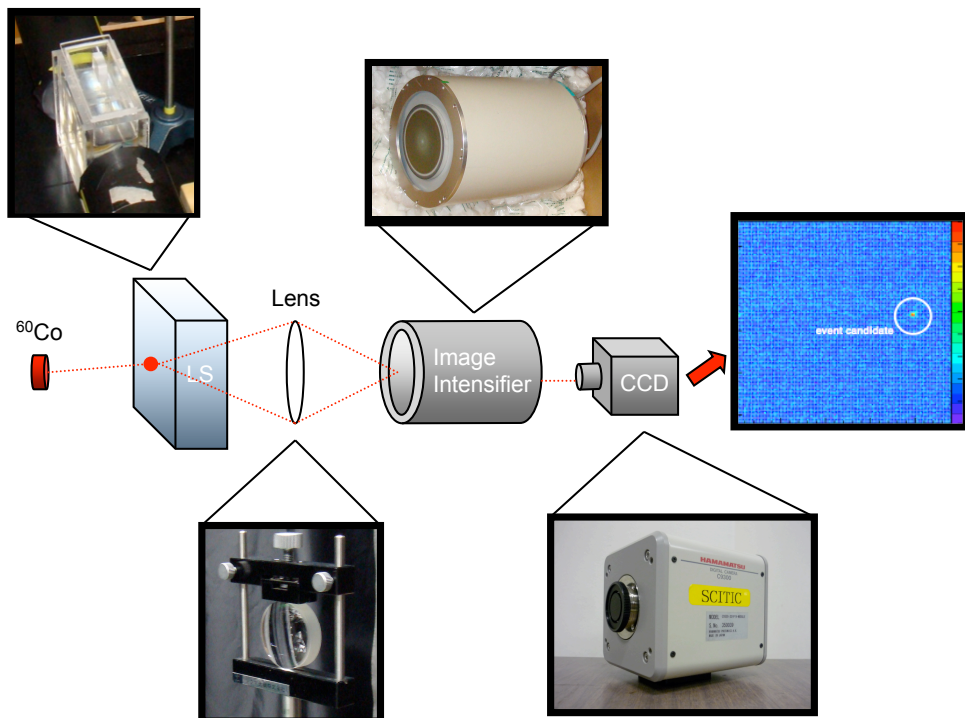


図 2.11: 光検出器 (イメージング検出器)

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

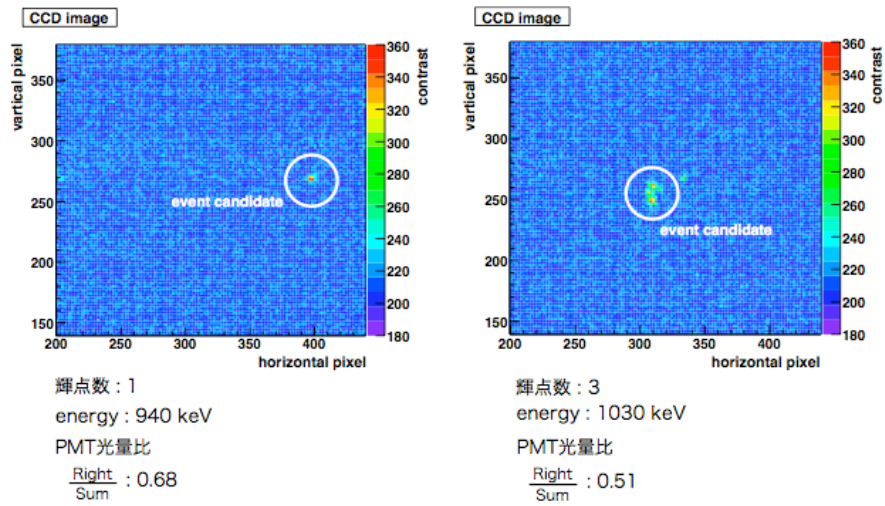


図 2.12: 観測した点事象の写真 ( $^{60}\text{Co}$ )

## 2.7 実験計画

${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータと光検出器（イメージング検出器）を使用した場合、KamLAND 液体シンチレータと比較したとき、表 5 のような変化が期待できる。

	改良前	改良後
先発信号	$2\gamma(0.511\text{MeV}/\gamma)$	$2\gamma(0.511\text{MeV}/\gamma)$
後発信号	$\gamma(2.2\text{MeV})$	$\alpha + {}^3\text{H}(4.8\text{MeV})$
$\Delta T$	$210\mu\text{sec}$	$20\mu\text{sec}$
$\Delta R$	14cm	4.4cm
位置分解能	10cm(PMT 検出)	1cm 以下 (イメージング検出)

表 2.4: 改良によるパラメーターの変化

$\Delta T$  は、先発信号と後発信号の時間差であり、 $\Delta R$  は先発信号と後発信号の二点間距離。改良後の値は目標値であり、 $\Delta T$ 、 $\Delta R$  は  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータが目標値を達成したときの値で、シミュレーションより見積もられた値である。

電子型反ニュートリノの飛来方向を検出するためには改良後の目標値を達成したい。これが、本研究の目標である。そのため、本研究では、開発された  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータと光検出器（イメージング検出器）を使用して、研究を行った。

まず、後発信号と  $\Delta T$  を測定するために、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを使用する。 ${}^6\text{Li}$  は中性子捕獲断面積が 980barn と大きいので、中性子線源を使用して、中性子を  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータに当てれば  $(n,\alpha)$  反応が起こる。この  $(n,\alpha)$  反応を PMT で検出することで、後発信号を測定することができる。また、中性子が放出されたときを先発信号とし、 $(n,\alpha)$  反応が起きたときを後発信号とすれば、これら二つの信号を捕らえることで、遅延同時計測により、 $\Delta T$  を測定できる（第 4 章）。

次に、位置分解能を測定するために、光検出器（イメージング検出器）を使用する。イメージング検出は、PMT 検出とは異なり、事象を像として観測できるので高い位置分解能を得られる。位置分解能はその光学系の結像性能による。位置分解能は、液体シンチレータを使用して、鉛でのコリメートにより、素粒子反応を一点に集中させて、その像点を観測することで測定できる。実際の反電子ニュートリノの飛来方向検出において、飛来方向情報は中性子捕獲までの散乱、および光検出器（イメージング検出器）の位置分解能により攪乱されてしまう可能性はある。そのため、測定した位置分解能（実測値）を用いて、シミュレーションにより、電子型反ニュートリノ方向検出の性能評価を行いたい（第 5 章）。

高い位置分解能を必要とするのは、電子型反ニュートリノの飛来方向情報が攪乱されないうために必要であるのと、先発信号と後発信号を区別するために必要である。今回の位置分解能の測定により、高い位置分解能を得ることができれば、先発信号と後発信号を区別して観測することができる。この観測を行うためにミュオンを利用したい。ミュオンを先発信号とし、ミュオンによる原子核破碎反応から放出される中性子を後発信号とし

## 第 2. 電子型反ニュートリノの飛来方向検出原理とその実験計画

---

て、これら二つの信号より遅延同時計測を行い、イメージング検出器での観測を試みたい(第 6 章)。

## 第3章 実験装置

ここで、今回目論んだ計画に必要な実験装置について述べる。

### 3.1 $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ

今回の実験で使用した $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを図3.1に、その組成を表6に示す。

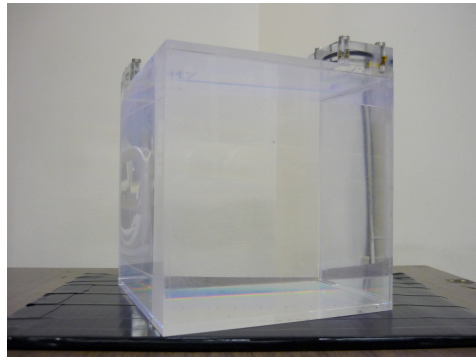
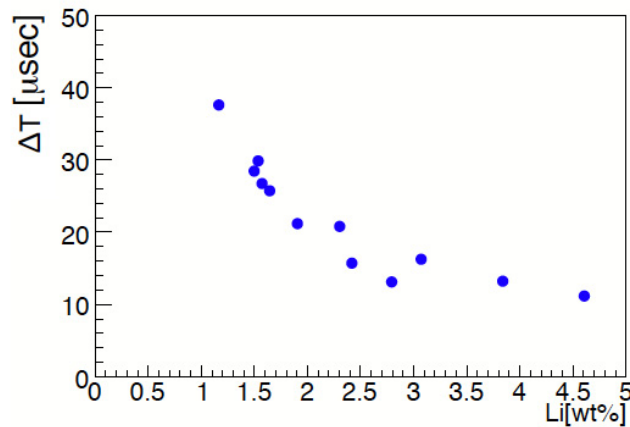


図 3.1:  $^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータ

	物質名	体積組成
有機溶媒	1,2,4トリメチルベンゼン (PC)	50wt%
界面活性剤	ポリオキシレン (10) ノニルフェニルエーテル	50wt%
リチウム	リチウム	0.79wt%
6 リチウム	6 リチウム	0.059wt%
発光物質	2,5ジフェニルオキサゾール (PPO)	5g/l
波長変換剤	1,4-ビス- <i>o</i> -メチルスチリルベンゼン (bis-MSB)	0.10g/l

表 3.1: 今回使用した  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ

今回使用した  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータは、Li が 0.79wt% 含まれている。 $^6\text{Li}$  は自然存在比 7.5% より 0.059wt% と見積もられる。 $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを使用した場合の、先発信号と後発信号の時間差  $\Delta T$  と Li 濃度の相関は、シミュレーションにより見積もられている。図 3.2 にその相関図をのせる。このシミュレーションでは、100keV の一定の中性子を放出している。これより、今回使用した  $^6\text{Li}$  含有液体シンチレータでの時間差  $\Delta T$  は

図 3.2: 時間差  $\Delta T$  と Li 濃度の相関図

およそ  $48\mu\text{sec}$  と見積もれる。

また、波長変換剤として使用した 1,4-ビス-*o*-メチルスチリルベンゼン (bis-MSB) は、発光波長を 420nm 付近までシフトさせることができる。これは、イメージング検出を行うことを考慮にいたためであり、I.I. での光透過率と光電面での量子効率をわずかにでも得させるためである。



## 3.2 光学系

今回の実験で使用したアクロマティックレンズを図 3.3 に、その性能を表 7 に示す。



図 3.3: アクロマティックレンズ

アクロマティックレンズ	
集光率	0.31%
収差	$\leq 3mm$

表 3.2: アクロマティックレンズの性能

今回使用したレンズは焦点距離 60mm、口径 40mm のアクロマティックレンズである。アクロマティックレンズの特徴は、有効径が大きい場合でも光軸上で高い結像性能が得られるという特徴がある。光軸以外での収差補正が不十分であるため、高さのある光源からに対しては結像性能は落ちるが、その上でも収差の広がり は 3mm 程度に抑えられている。

### 3.3 増幅系

今回使用した Image Intensifier(I.I.) を図 3.4 に、その概要を図 3.5 に示す。この I.I. は静電収束型と MCP 型を組み合わせた 2 段構造になっており、あわせて  $10^6$  程の信号増幅率を持っている。前段の光電面はバイアルカリで波長 400nm に対して 20% 程の量子効率を持っている。受光窓には FOP(Fiber Optic Plate) が使用されている。FOP は小口径の光ファイバーを束ねて密集させたもので、入射光を平行に伝達できるため、内側に湾曲した光電面に像を歪ませることなく伝達できる。FOP の口径は数  $\mu\text{sec}$  程で十分小さく解像度への影響はほとんどない。しかし、FOP はその構造上、ファイバーのコア径とグラッド径の差分や束ねた際の充填率、入射口での反射などの影響で光透過率に損失が生じてしまう。特に紫外領域ではその影響が顕著に現れ、分光透過率は 360nm 付近を境に急激に低下する。本研究では、波長変化剤 (bis-MSB) により発光波長を高波長側にシフトさせて損失の影響をある程度防いでおり、波長 420nm での透過率は 40% 程度となっている。



図 3.4: Image Intensifier

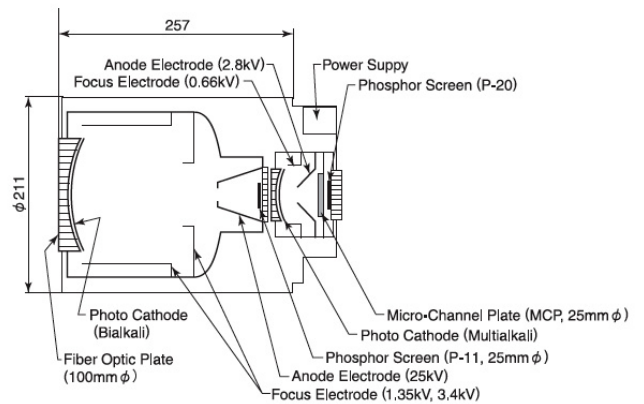


図 3.5: Image Intensifier の概要

### 3.4 撮像系

今回使用した CCD Camera を図 3.6 に示す。実際に像をデータとして取得する CCD Camera には浜松ホトニクス製の高速読み出し CCD を使用した。この CCD は  $1\mu\text{sec}$  以下の掃き捨て時間で最小  $33\mu\text{sec}$  の露光を繰り返すことができる。実際に使用する場合には、 $40\mu\text{sec}$  の露光時間でデータを取得するようにしている ( $33\mu\text{sec}$  の露光時間では動作が不安定であったため)。

CCD の画素数は  $640(\text{Horizontal}) \times 480(\text{Vertical})$  である。



図 3.6: 高速読み出し CCD

## 第4章 ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータによる中性子捕獲実験

### 4.1 実験目的

${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータと中性子線源を使用して、中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$  反応の信号を確かめることを目的とする。中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$  反応の信号を捕らえることで、開発された  ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの評価を行いたい。

今回使用した  ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータは、第3章1節で述べたように、 ${}^6\text{Li}$ が全体の0.059%含まれており、この濃度では中性子捕獲時間が約  $48\mu\text{sec}$ と予測できる。また、 $(n, \alpha)$ 反応では、中性子捕獲の際に放出されるアルファ粒子と三重水素は一定のエネルギーを放出するので、ピークとして  $(n, \alpha)$ 反応を確認することができると予測できる。 $(n, \alpha)$ 反応より放出されるエネルギーは  $4.8\text{MeV}$ であるが、実際に観測されるエネルギーは、クエンチングの影響 (q-factor) があるので、 $4.8\text{MeV}/q$ となる。

### 4.2 実験手順

${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの評価を行うために、中性子線源である  ${}^{252}\text{Cf}$ を用いた。また、中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$ 反応の信号を測定するために、遅延同時計測法を用いた。 ${}^{252}\text{Cf}$ は自発核分裂により中性子とガンマ線を同時に放出する。自発核分裂により放出されたガンマ線を NaI シンチレータで検出し、これを先発信号とする。そして、自発核分裂により放出された中性子の  $(n, \alpha)$ 反応を  ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータで検出し、これを後発信号とする。これら先発信号、後発信号で発生したシンチレーション光を PMT で検出し、中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$ 反応を確認する。以下に、詳細を説明する。

#### 4.2.1 ${}^{252}\text{Cf}$ 線源

$\text{Cf}$ 線源は図4.1のように自発核分裂とアルファ崩壊を起こす。その割合は、3.0%が自発核分裂で、97.0%がアルファ崩壊である。中性子はこの自発核分裂により放出される。1回の自発核分裂では、平均3.76個の中性子と平均8本のガンマ線が放出される。これらのエネルギーは中性子が3.76neutron/fission;  $\langle E_n \rangle = 2.14\text{MeV}$ であり、ガンマ線が $8\gamma/\text{s/fission}$ ;  $80\% < 1\text{MeV}$ である。

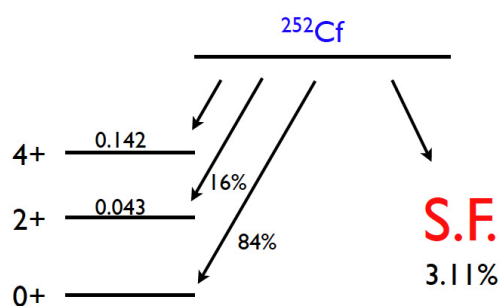


図 4.1: カリホルニウム崩壊図

#### 4.2.2 Set up

実験装置は図 4.2 のように組み立てた。 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの両側に 5 インチの PMT を設置して、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの周囲全体を囲むように鉛で囲んだ。写真では  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ上側が覆われていないが、実際には、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ上側も覆われるように鉛を設置してある。鉛で囲んだのは、外部バックグラウンドを省くためであるのと、 ${}^{252}\text{Cf}$  の自発核分裂により放出されたガンマ線が  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータに入射してくるのを防ぐためである。

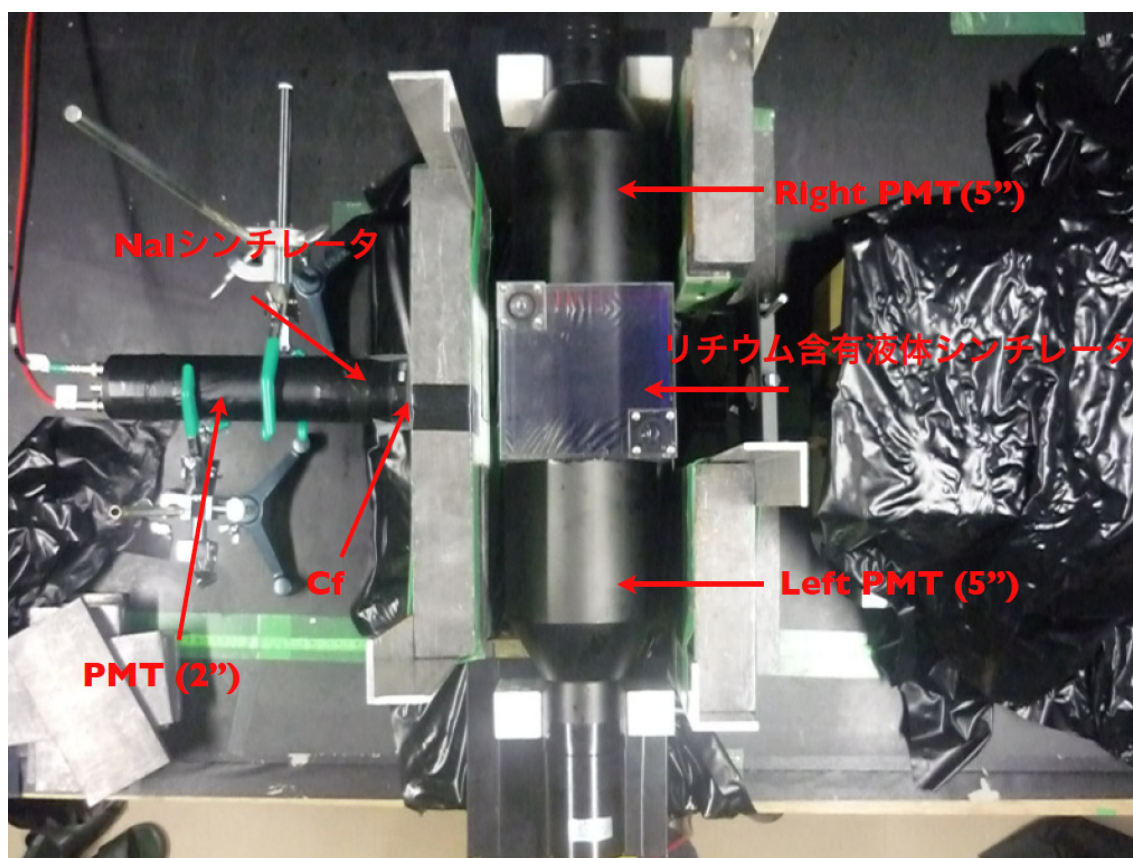


図 4.2: 中性子捕獲実験用実験装置

### 4.2.3 DAQ 回路

DAQ 回路は図 4.3 のように組み立てた。

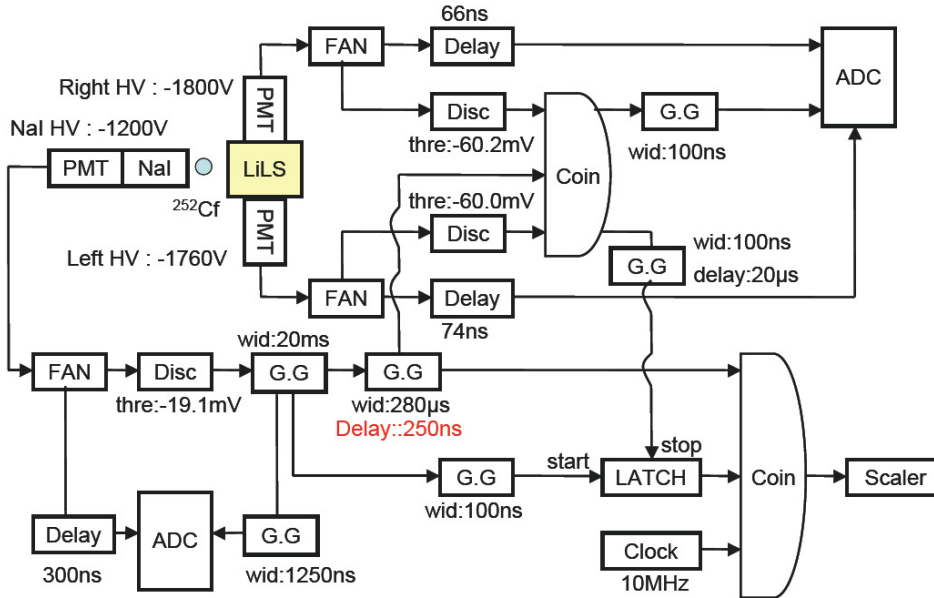


図 4.3: DAQ 回路概要

${}^{252}\text{Cf}$  の自発核分裂で同時に放出された中性子とガンマ線を  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータと NaI シンチレータの 2 つの検出器で捕らえる。NaI 側の信号を先発信号とし、先発信号から 250ns 以降に  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータで遅れて反応した信号を後発信号として捕らえるように回路を組んでいる。先発信号と後発信号の時間差は、クロックジェネレーターを用いて先発信号と後発信号の幅をカウントして、測定できるように回路を組んでいる。図 4.4 に信号タイミングの相関図を、図 4.5 に時間測定回路概要をのせる。

第 4.  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータによる中性子捕獲実験

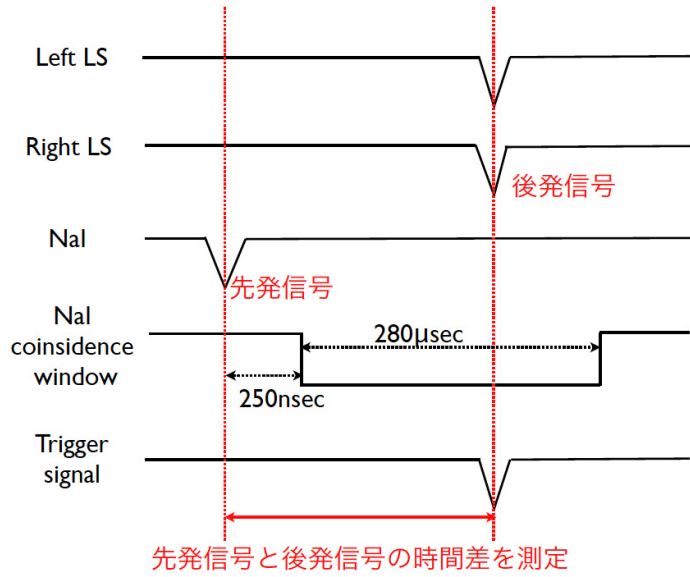


図 4.4: タイミング相関図

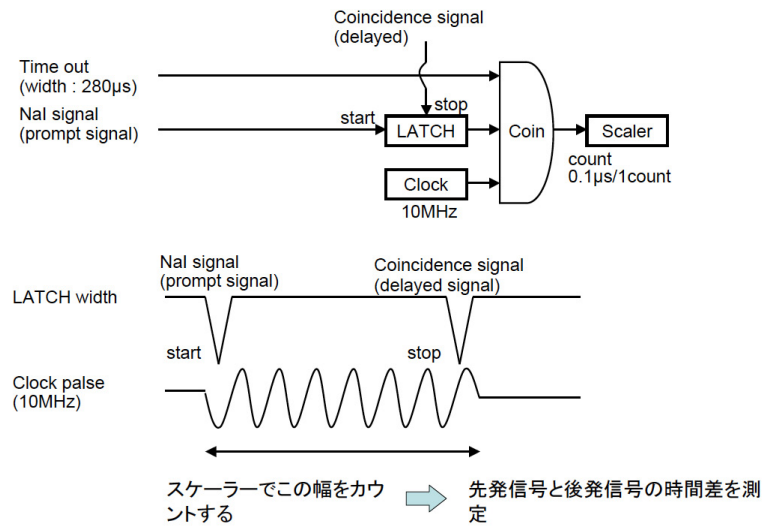


図 4.5: 時間測定回路概要



図 4.4 のように、信号の測定の仕方は、先発信号となる NaI の信号から 250ns 以降に NaI coincidence window を立ち上げさせ、これと  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ側の 2 つの PMT との coincidence をとり、後発信号を測定している。先発信号と後発信号の時間差は、図 4.5 で示すように 10MHz でセットしたクロックジェネレーターで、先発信号と後発信号の幅をカウントして測定する。

#### 4.2.4 キャリブレーション

中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$  反応の信号の測定を行う前に、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ側で使用する 5 インチ PMT のエネルギー校正を行った。エネルギーの校正には  ${}^{137}\text{Cs}$  線源と  ${}^{60}\text{Co}$  線源を使用した。 ${}^{60}\text{Co}$  線源は同時に 1.173MeV と 1.333MeV の 2 本のガンマ線を放出し、 ${}^{137}\text{Cs}$  線源は 0.662MeV の 1 本のガンマ線を放出する。これらの線源からくるガンマ線のコンプトンエッジをエネルギー校正に使用した。図 4.6 に得られたエネルギー校正曲線をのせる。

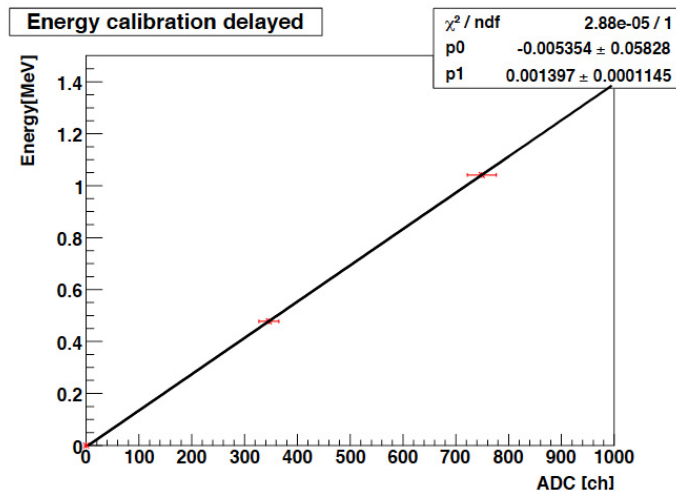


図 4.6: エネルギー校正曲線

#### 4.2.5 データ解析

図 4.3 の回路で同時遅延計測により得られたデータの解析を行った結果を以下にのせる。図 4.7 は、後発信号となる  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ側で観測したエネルギースペクトルである。エネルギーは、両側 PMT で得られた値より以下のように決め、

$$E = \sqrt{\text{LeftLS} \times \text{RightLS}} [\text{ch}] \quad (4.1)$$

上記で示した公正曲線よりエネルギーに換算している。

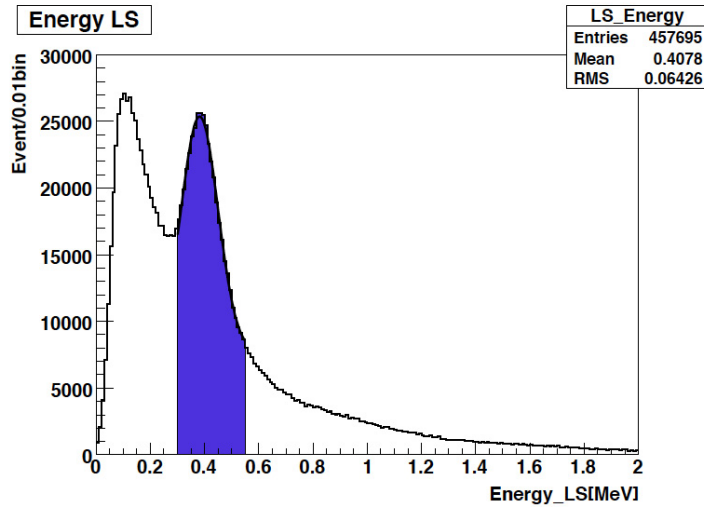


図 4.7: 後発信号のエネルギースペクトル

得られた後発信号のエネルギースペクトルは、0.38MeV に鋭いピークを持った。後発信号は、先発信号の後 280 $\mu\text{sec}$  のゲート幅に入ってくる信号であるので、この間に何らかの反応がない限り、このような鋭いピークを持つことは考えにくい。つまり、このピークは  $(n, \alpha)$  の信号を捕らえていると考えられる。

エネルギースペクトルで、 $(n, \alpha)$  を捕らえていると考えられる青色の範囲を選択し、これに対応するタイムスペクトルの分布をみた。そのタイムスペクトルは図 4.8 になる。

タイムスペクトルは、先発信号と後発信号の時間差を測定したヒストグラムである。エラー付きで表している青色の線が、選択した範囲に対応するイベントである。エラー付きで表している黒色の線が、何も選択していないときのイベントである。また、エネルギースペクトルで、ピーク以外の部分 ( $0.55\text{MeV} \leq E \leq 2.0\text{MeV}$ ) で選択し、これに対応するタイムスペクトルをみた。そのタイムスペクトルは図 4.9 になる。

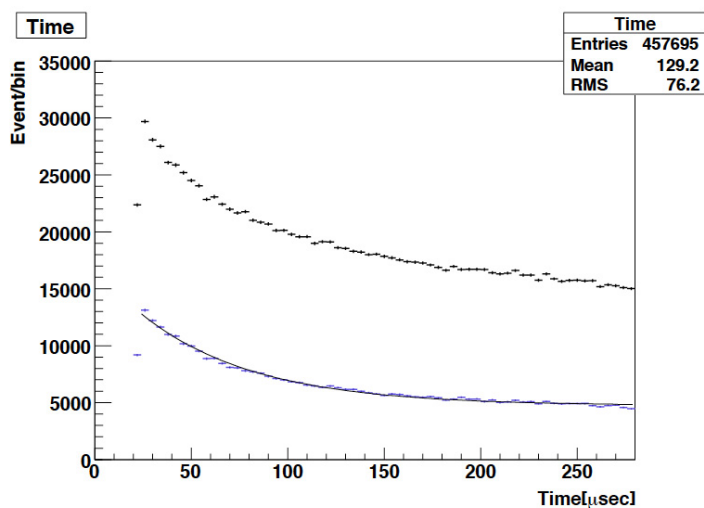


図 4.8: タイムスペクトル (先発信号と後発信号の時間差)、 $(0.30\text{MeV} \leq E \leq 0.55\text{MeV})$

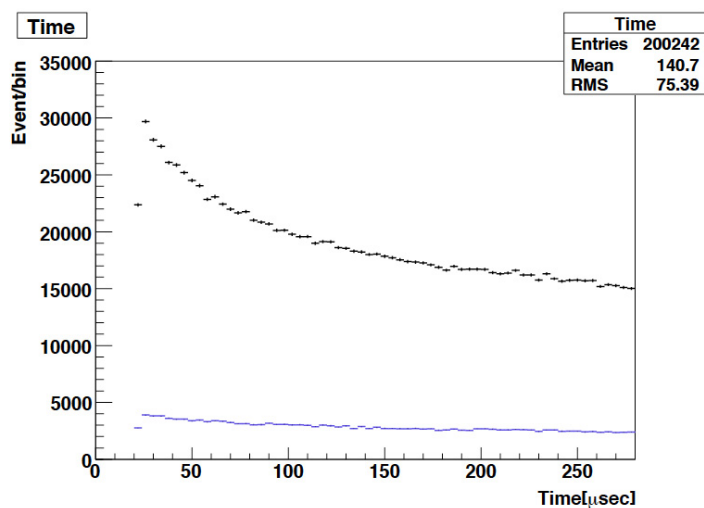


図 4.9: タイムスペクトル (先発信号と後発信号の時間差)、 $(0.55\text{MeV} \leq E \leq 2.0\text{MeV})$

これらの図より、 $(n, \alpha)$  の信号を捕らえていると考えられるイベントには、時間相関があり、 $(n, \alpha)$  の信号以外のイベントには時間相関がないことが分かる。つまり、黒色のエラー付きの線のタイムスペクトルで表れるスロープは、 $(n, \alpha)$  が起きたときに表れるイベントであり、これが中性子捕獲時間を表す。

後発信号のエネルギースペクトルを横軸にとり、タイムスペクトルを縦軸にとった二次元ヒストグラムを図 4.11 にのせる。図 36 をみて分かるように、明らかに後発信号のエネルギー ( $0.30\text{MeV} \leq E \leq 0.55\text{MeV}$ ) とタイムスペクトルのはじめから  $50\mu\text{sec}$  の間にイベントが集中していることが分かる。

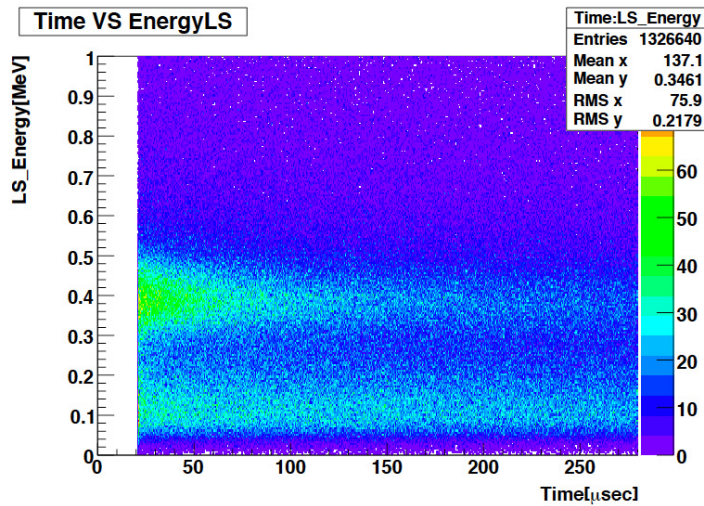


図 4.10: 後発信号のエネルギースペクトルとタイムスペクトルの相関図

以上のことから、 $(n, \alpha)$  反応と中性子捕獲時間  $\Delta T$  を捕らえているといえる。 $(n, \alpha)$  反応のエネルギーと中性子捕獲時間  $\Delta T$  の値を求めるために、フィッティングを行った。エネルギースペクトルに対しては、タイムスペクトルより、 $25\mu\text{sec} \leq \text{Time} \leq 70\mu\text{sec}$  でセレクションしたエネルギースペクトルに対し、gauss + exponential の組み合わせによる関数でフィッティングを行った (図 4.11)。タイムスペクトルに対しては exponential の関数でフィッティングを行った。フィッティングによって得られた値は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \tau &= 58.2 \pm 0.8\mu\text{sec} \\ E &= 0.39 \pm 0.00\text{MeV} \end{aligned}$$

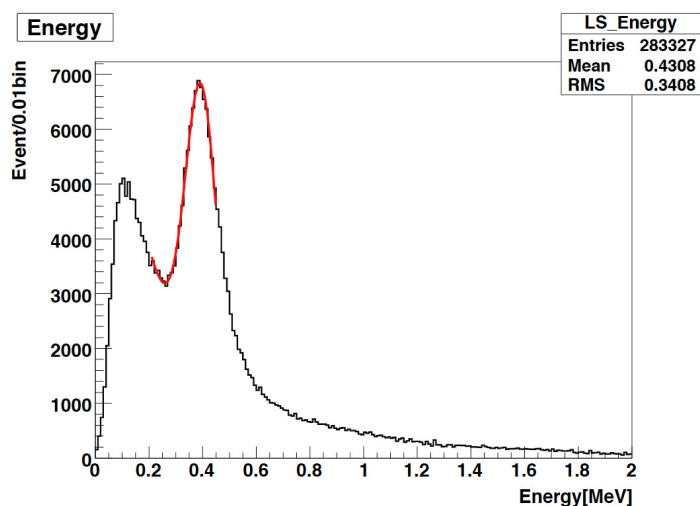


図 4.11: 後発信号のエネルギースペクトル ( $25\mu\text{sec} \leq \text{Time} \leq 70\mu\text{sec}$ )

### 4.3 実験結果

以上より、 $(n, \alpha)$  反応の信号を捕らえることに成功し、そのエネルギー  $E = 0.38\text{MeV}$ 、中性子捕獲時間  $\Delta T = 58.2 \pm 0.8\mu\text{sec}$  の結果を得た。この結果より、今回使用した  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータでは、クエンチングファクター  $q=12.3$  であることが分かった。今回使用した  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの  ${}^6\text{Li}$  濃度は、全体の  $0.059\%$  であるため、中性子捕獲時間は目標値である  $\Delta T = 20\mu\text{sec}$  には達していないが、今後さらに  ${}^6\text{Li}$  の濃度が高い  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを開発した場合、今回と同様の実験を行うことで、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの評価を行える。よって、今回の実験で  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの評価を行える手法を確立したともいえる。

## 第5章 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

### 5.1 実験目的

イメージング検出器を使用して、現段階でのイメージング検出器の位置分解能を測定する。そして、得られた位置分解能を使用して、位置分解能の影響により電子型反ニュートリノの飛来方向情報が喪失してしまわないか、シミュレーションにより確認することを目的とする。

イメージング検出器の位置分解能を測定するためには、液体シンチレータを使用して、鉛でのコリメートにより素粒子反応を一点に集中させ、その事象をイメージング検出器で観測することで測定できる。位置分解能は、使用する光学系の結像性能による。今回使用したレンズは、第3章2節で述べたように、収差 $\leq 3\text{mm}$ の性能を持つ。このことから、1cm程度の位置分解能が得られる可能性があることが期待できる。そして、位置分解能測定により得られた位置分解能を使用して、シミュレーションにより飛来方向検出の評価を行う。今回の位置分解能の測定では、鉛に1cm程の穴をあけて測定を行っているため、本来の位置分解能よりも、大きくなると予測されるが、今回はこのSetUpで、位置分解能を測定できるか、おおよその位置分解能を測定する。

### 5.2 実験手順

イメージング検出器を使用して位置分解能を測定する際に、シンチレーション光を発生させるものとして、 $^{60}\text{Co}$ から放出されるガンマ線を使用する。このガンマ線のコンプトン散乱によるシンチレーション光をイメージング検出器で観測することにより位置分解能を測定する。イメージング検出器で観測されるのは、コンプトン散乱の反跳電子が液体シンチレータ中で落としたエネルギーによるシンチレーション光である。第2章6節2小節で述べたように、 $^{60}\text{Co}$ を用いた、MeV以下の領域でのイメージング検出には成功している。なので、 $^{60}\text{Co}$ を用いてコリメートによる位置分解の測定は可能である。

位置分解能を測定し終わったら、その実測値（位置分解能）を用いて、シミュレーションにより飛来方向検出の評価を行う。電子型反ニュートリノは様々な場所から発生している

## 第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

が、今回のシミュレーションでは、原子炉ニュートリノエネルギー領域のイベントに対して行う。以下に詳細を説明する。

### 5.3 位置分解能測定

#### 5.3.1 Set up

実験装置は図 5.1 のように組み立てた。液体シンチレータは、 $6 \times 6 \times 3$ [cm] のアクリル

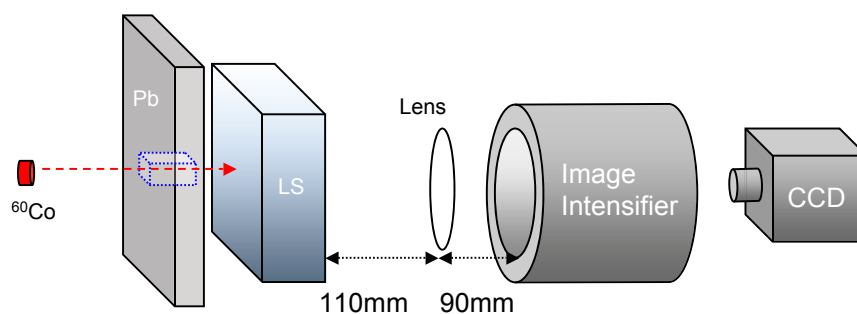


図 5.1: イメージング検出装置

ボックスに入れている。液体シンチレータの両側に 2 インチの PMT を設置した。 $^{60}\text{Co}$  から放出されるガンマ線をコリメートするために、鉛を設置している。

### 5.3.2 DAQ回路

DAQ回路は図 5.2 のように組み立てた。  
液体シンチレータ内で発生したシンチレーション光を、液体シンチレータの両側に設置し

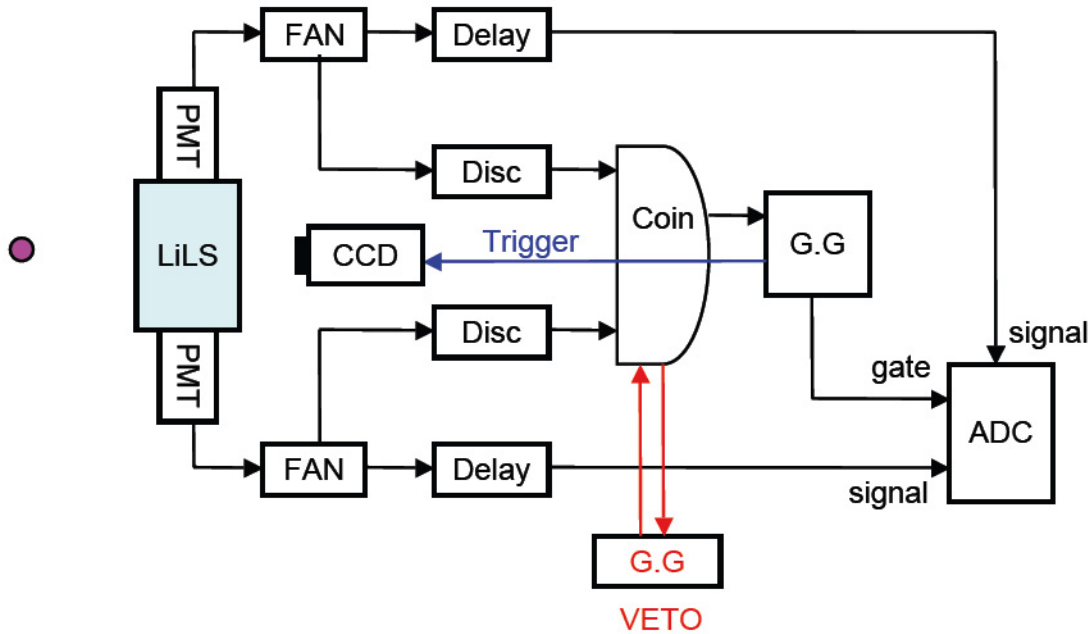


図 5.2: DAQ回路概要

た PMT で検出して、そのコシデンスを CCD と CAMAC へのトリガーにするように回路を組んでいる。コシデンスにかかる veto は、CCD の画像取得と CAMAC のデータ取得を同期させるために組んだ回路である。実験に用いた液体シンチレータの発光時間は数 nsec であり、CCD へトリガー信号がかかるより早い、L.I. の蛍光面の残光特性によって、 $\mu\text{sec}$  以上の時間像の情報は保持されるので CCD へのトリガー信号は十分に間に合うようになっている。

### 5.3.3 データ解析

図 5.2 で組んだ回路により、10000 枚の画像データを取得した。また、得られたエネルギースペクトルを図 5.3 に示す。図 5.3 にはコンプトンエッジが確認できる。



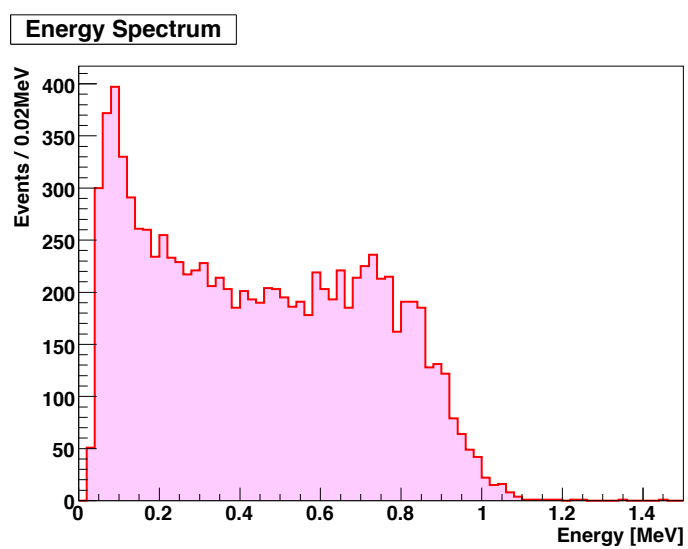


図 5.3: エネルギースペクトル

## 第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

得られた画像の解析を行った結果を以下にのせる。図 5.4 は、得られた輝点の画像を一枚一枚重ね合わせて作成した図である。具体的には、一枚の輝点の画像データに対して、バックグラウンドの画像データを差し引き、重ね合わせている。バックグラウンドの画像は、ランダムトリガーを使用して数千枚の画像を取得し、それらの平均値をバックグラウンドの画像としている。

図 5.4 を見て分かるように輝点が一点に集中していることが分かり、ガンマ線のコリメートに成功していることが分かる。この図 5.4 を三次元的に見たデータが図 5.5 である。また、この図 5.5 の水平軸を射影したのが図 5.6 で、垂直軸を射影したのが図 5.7 である。位置分解能を数値として取り出す為に、おおよその基準としてガウシアンでフィッティングを行った。これにより  $\sigma = 20.74\text{pixel}$  の数値を取り出した。この Setup の場合、 $1\text{pixel} = 0.042\text{cm}$  に対応しているので、 $\sigma = 0.87\text{cm}$  となる。この値を、位置分解能の効果として考慮し、電子型反ニュートリノの飛来方向検出のシミュレーションを行う。また、二カ所のそれぞれでコリメートを行ったのが図 5.8 である。これにより、少なくとも  $2\text{cm}$  は輝点を区別することができる。ことが分かる。

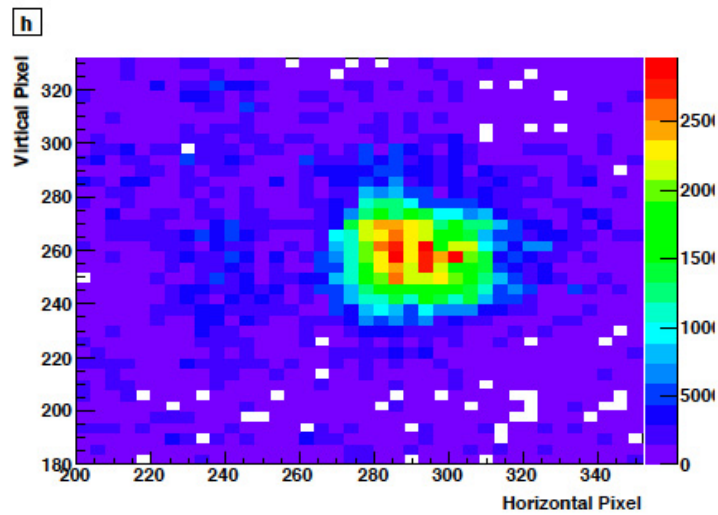


図 5.4: 平面で見た輝点分布図

第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

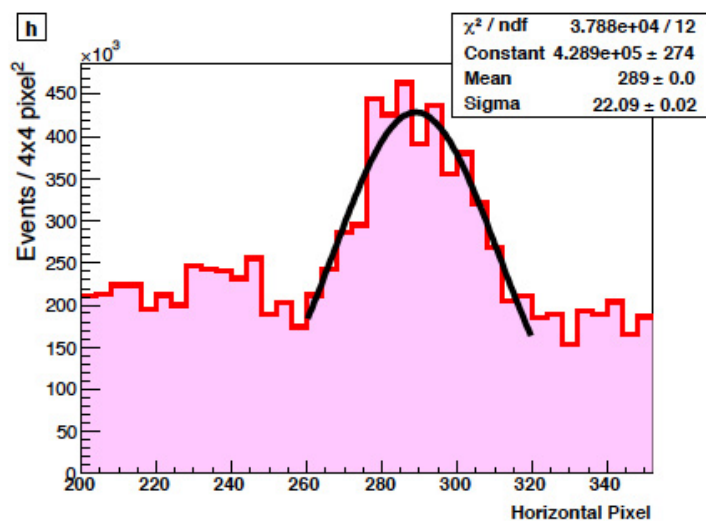


図 5.5: 水平方向から見た輝点分布図

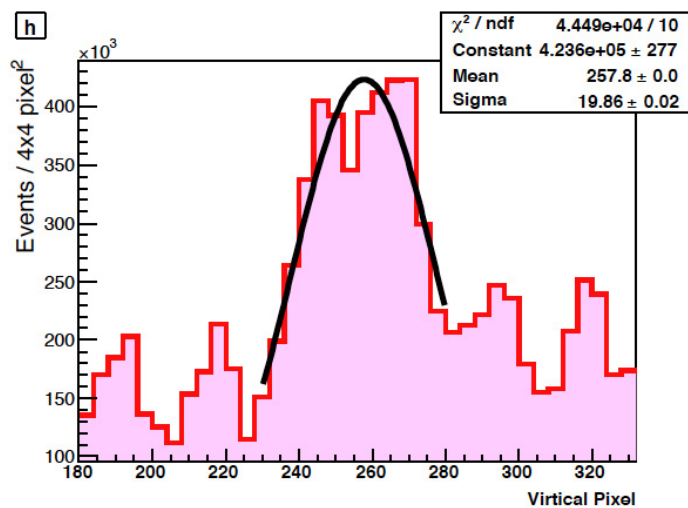


図 5.6: 垂直方向から見た輝点分布図

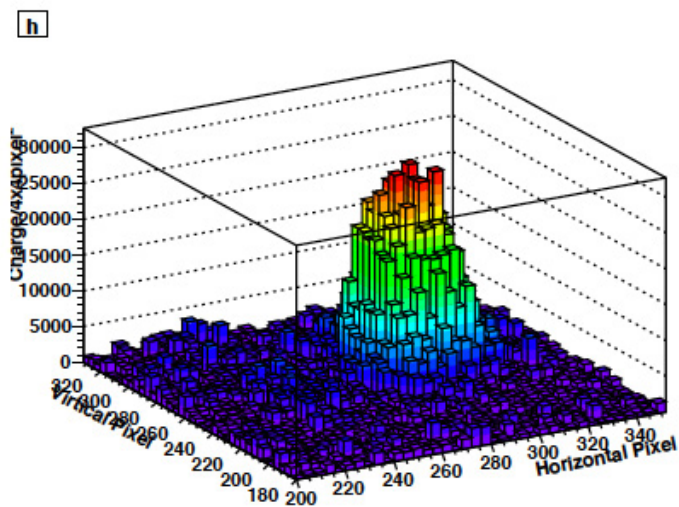


図 5.7: 三次元空間で見た輝点分布図

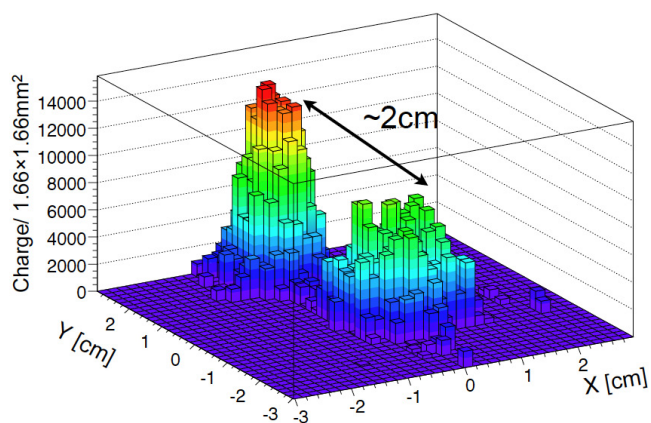


図 5.8: 二箇所でそれぞれコリメートした三次元の輝点分布図

## 5.4 シミュレーションによる電子型反ニュートリノの飛来方向検出

### 5.4.1 イベントリストの作成

今回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領域に対して、電子型反ニュートリノの飛来方向検出を行う。このシミュレーションを行うためには、電子型反ニュートリノの逆 $\beta$ 崩壊反応の情報をまとめたイベントリストが必要である。第 2 章 3 節 1 小節で述べたように、逆 $\beta$ 崩壊反応の角度分布は電子型反ニュートリノのエネルギーに依存する。あるエネルギーの電子型反ニュートリノ  $E_{\bar{\nu}_e}$  に対して、逆 $\beta$ 崩壊反応の式より陽電子のエネルギー  $E_e$  と放出角  $\cos\theta_e$  が求められる。これより、 $E_{\bar{\nu}_e}$ 、 $E_e$ 、 $\cos\theta_e$  は既知の値であるので、運動学的に  $E_n$ 、 $\cos\theta_n$  が求められる。電子型反ニュートリノのエネルギーごとの事象数は図 5.9 に従うようにしてイベントリストを用意した。

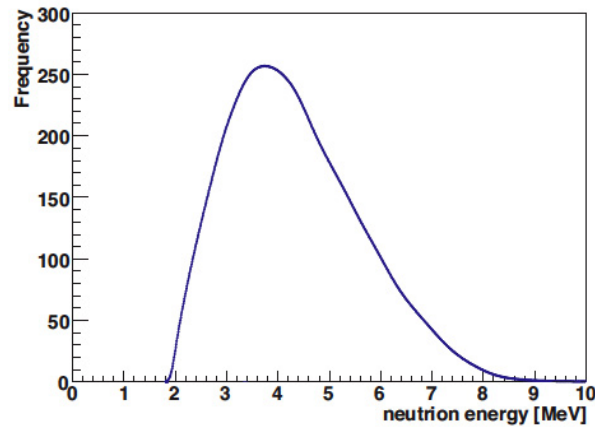


図 5.9: 原子炉ニュートリノのエネルギー分布

### 5.4.2 シミュレーション

用意したイベントリストを使用して、陽電子と中性子のシミュレーションを行う。放出粒子の初期条件、検出器の構造、出力する情報は以下の通りである。シミュレーションは図 5.10 のように、仮想実験室を用意している。

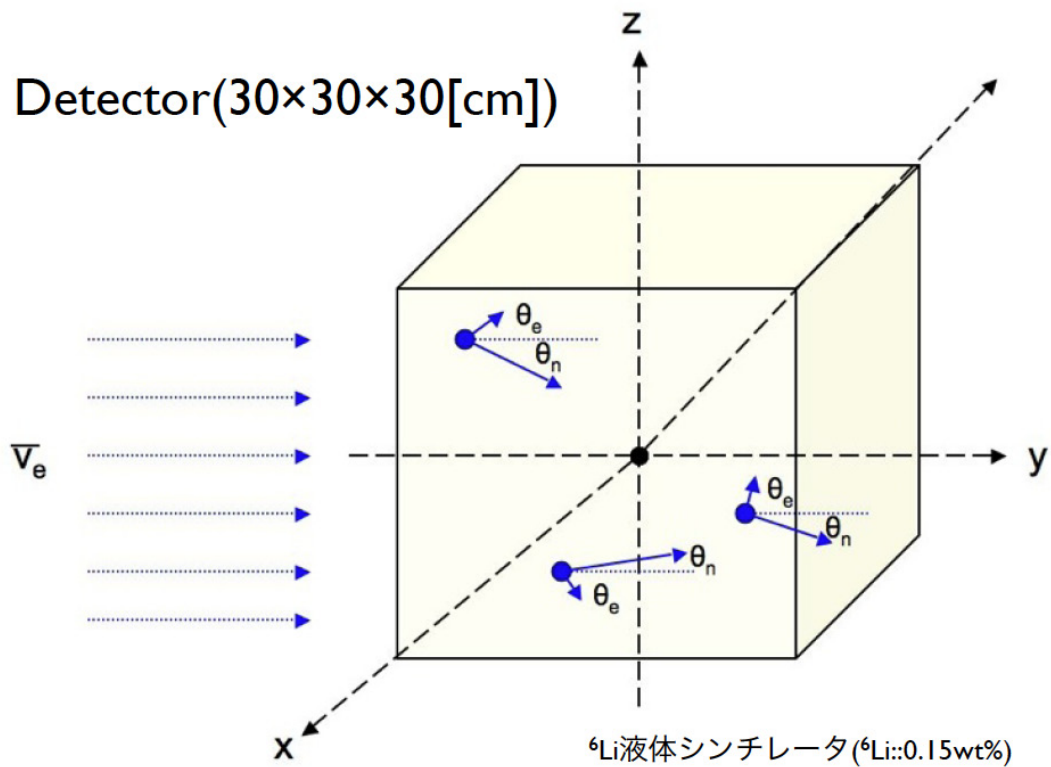


図 5.10: 仮想実験室

#### 1. 放出粒子の初期条件

発生させる陽電子と中性子に用意したイベントリストの情報を与え、中性子と陽電子を同時に放出させてシミュレーションを行う。ここで、ニュートリノの飛来方向は y 軸方向から飛来してくると仮定して、陽電子と中性子の放出点（以下、反応点と呼ぶ）は、液体シンチレータ中でランダムに発生させている。

#### 2. 検出器の構造

検出器は  $30 \times 30 \times 30$ [cm] の立方体の大きさの  ${}^6\text{Li}$  液体含有シンチレータを作成した。この  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータには、実際の  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの開発目

標値である 0.15wt% の濃度の  ${}^6\text{Li}$  を含ませている。

### 3. 出力情報

出力する情報には、反応点の情報と、陽電子、中性子のそれぞれの移動過程の情報（相互作用した粒子、エネルギー、位置情報、時間情報）を各ステップごとに出力して、陽電子と中性子の振る舞いをみた。

#### 5.4.3 データ解析

シミュレーションにより得られたデータの解析を行った結果を以下にのせる。得られたデータより、図 5.11 のようなベクトルをそれぞれ求めた。Vector1 は、陽電子反応点と中性子捕獲点を結ぶ方向ベクトルで、Vector2 は、陽電子反応点と中性子捕獲点に位置分解能の効果を入れた方向ベクトルである。また、Vector は反応点と陽電子反応点を結ぶ方向ベクトルである。位置分解能の効果は、前節で得られた実測値 ( $\sigma = 0.87\text{cm}$ ) をスケールする。今回のシミュレーションでは、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ内のどの反応点においても、同じ位置分解能を持つと仮定し、6 方向からのイメージング検出を行っているとする。また、位置分解能は  $A[\text{cm}]/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  というような関数にのると仮定して、前節で得られた実測値 ( $\sigma = 0.87\text{cm}$ ) とコンプトンエッジのエネルギー ( $\langle E \rangle = 1.041\text{MeV}$ ; 計算値) より、 $0.89[\text{cm}]/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  とする。これは、位置分解能とエネルギーには相関があるため、エネルギーが大きければ光量が多くなるため、実際の位置からの散らばり具合が小さくなると考えられ、エネルギーは小さければ、光量は少なくなるので、実際の位置からの散らばり具合が大きくなると考えられるからである。今回スケールを行う際に、上記の  $0.89[\text{cm}]/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  を用いて、 $0.89[\text{cm}]/\sqrt{0.38[\text{MeV}]}$  より、 $\sigma = 1.44\text{cm}$  とスケールした。0.38MeV は、前章で実際に測定で得られた  $(n, \alpha)$  反応のエネルギーである。

図 5.12 が  $\sigma = 0.87\text{cm}$ 、図 5.13 が  $\sigma = 1.44\text{cm}$  の電子型反ニュートリノの飛来方向に対する中性子の方向分布である。赤色の線が位置分解能の効果を入れる前の中性子の方向分布であり、緑色の線が位置分解能を入れた後の中性子の方向分布である。図 5.13 を見て分かるように、位置分解能の効果を入れる前後でほぼ変化が見られない。つまり、今回位置分解能の効果として入れた ( $\sigma = 1.44\text{cm}$ ) では、電子型反ニュートリノの飛来方向情報が位置分解能の影響により喪失しないことが示された。

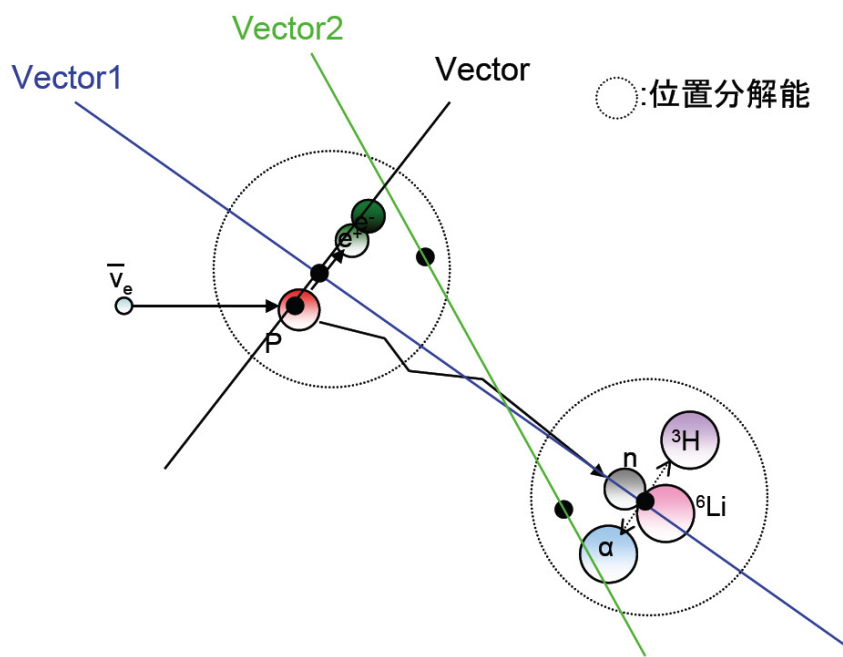


図 5.11: 位置分解能の影響前後の方向ベクトル



第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

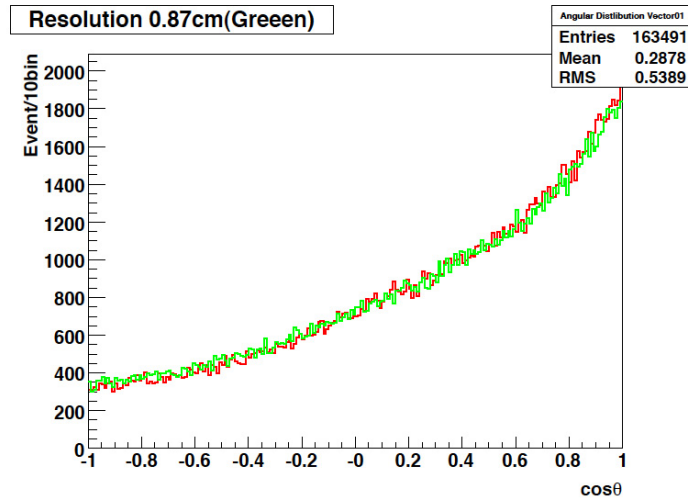


図 5.12: 電子型反ニュートリノの飛来方向に対する中性子の方向分布  $\sigma = 0.87\text{cm}$

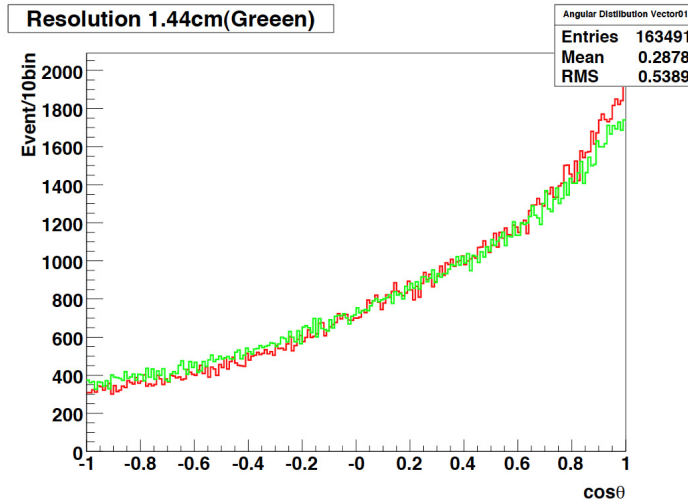


図 5.13: 電子型反ニュートリノの飛来方向に対する中性子の方向分布  $\sigma = 1.44\text{cm}$

## 第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

位置分解能を変化させていったときの、中性子の方向分布の振る舞いを以下に示す。以下の図では、位置分解能を  $\sigma = 0.5\text{cm}$ 、 $1.5\text{cm}$ 、 $2.5\text{cm}$ 、 $3.5\text{cm}$ 、 $4.5\text{cm}$ 、 $5.5\text{cm}$  と変化させて中性子の方向分布の振る舞いを見た。図を見て分かるように、位置分解能が大きくなると、中性子の方向分布はフラットな方向へ変化していき、電子型反ニュートリノの飛来方向情報が失われていくことが分かる。

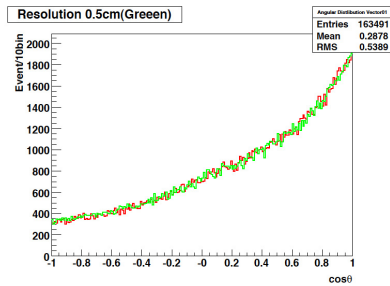


図 5.14: 位置分解能  $\sigma = 0.5\text{cm}$

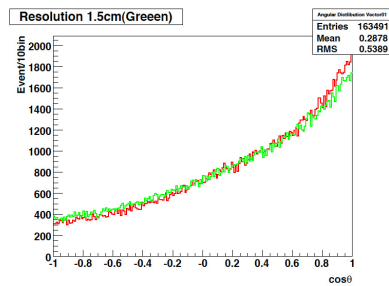


図 5.15: 位置分解能  $\sigma = 1.5\text{cm}$

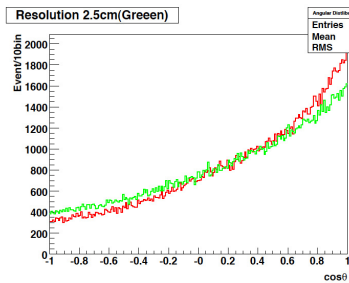


図 5.16: 位置分解能  $\sigma = 2.5\text{cm}$

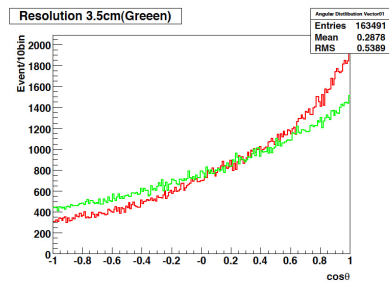


図 5.17: 位置分解能  $\sigma = 3.5\text{cm}$

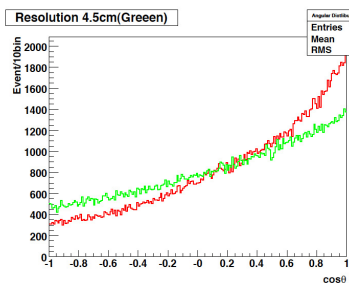


図 5.18: 位置分解能  $\sigma = 4.5\text{cm}$

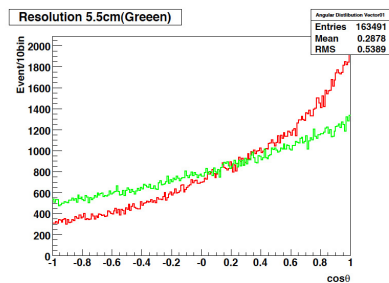


図 5.19: 位置分解能  $\sigma = 5.5\text{cm}$

## 第 5. 位置分解能の効果を入れた電子型反ニュートリノ飛来方向検出シミュレーション

中性子の方向分布以外に、陽電子と中性子の振る舞いを見るために、電子型反ニュートリノの飛来方向に対する陽電子の方向分布と、陽電子の移動距離分布、また、中性子の移動距離分布を見た。以下に、その結果を示す。

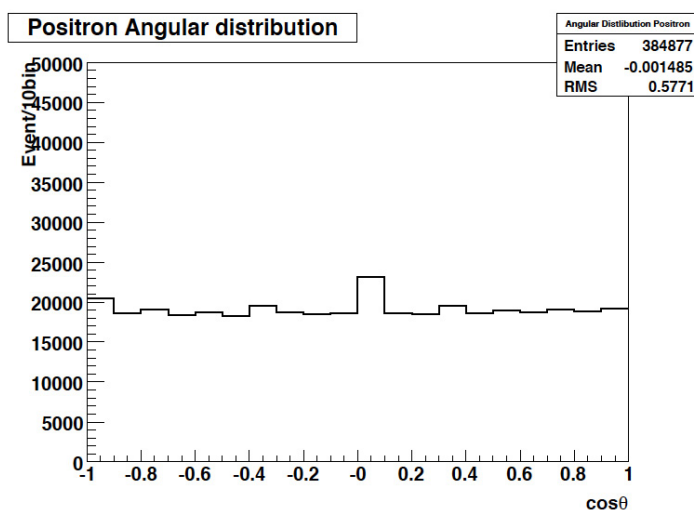


図 5.20: 電子型反ニュートリノの飛来方向に対する陽電子の方向分布

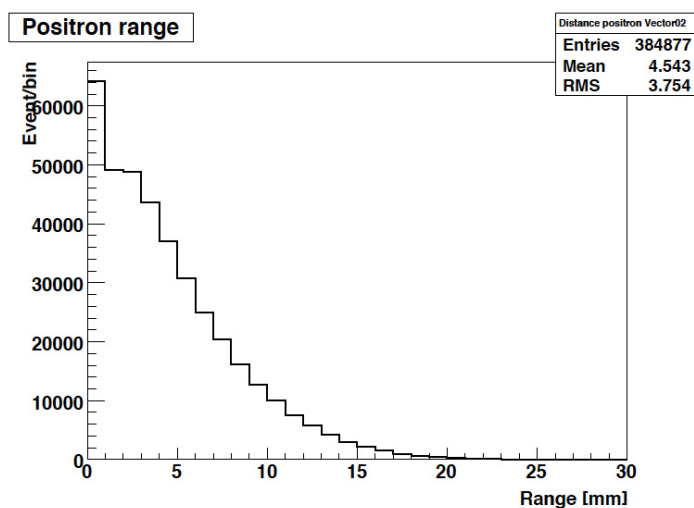


図 5.21: 陽電子の移動距離分布

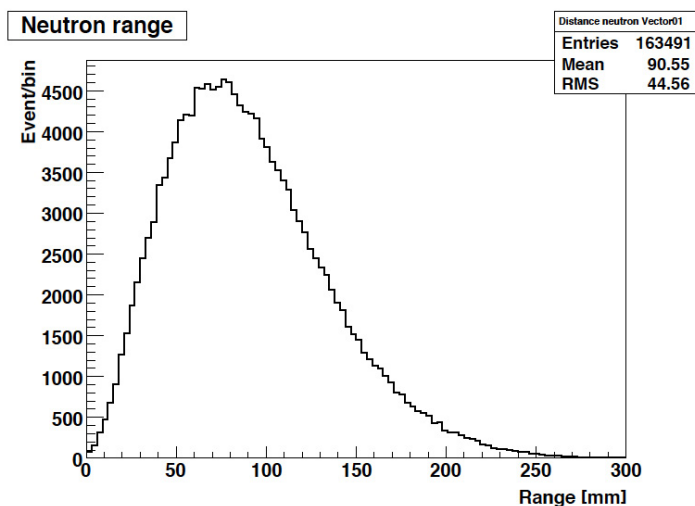


図 5.22: 中性子の移動距離分布

今回のように一方向からの観測を試みた場合、中性子の方向ベクトルの成分には、飛来方向に対して偏りが見られる。今回は  $y$  方向から電子型反ニュートリノが飛来してきていると仮定しているため、 $y$  方向に分布の偏りが見られる。以下の図は、陽電子反応点と中性子捕獲点を結ぶ方向ベクトルの各成分の分布をみた図である。これらの図を見て分かるように  $y$  方向の分布は、 $x$  方向の分布と  $z$  方向の分布と比較して中心値に偏りがあるのが分かる。この偏りを見ることにより飛来方向の検出を確認することができる。

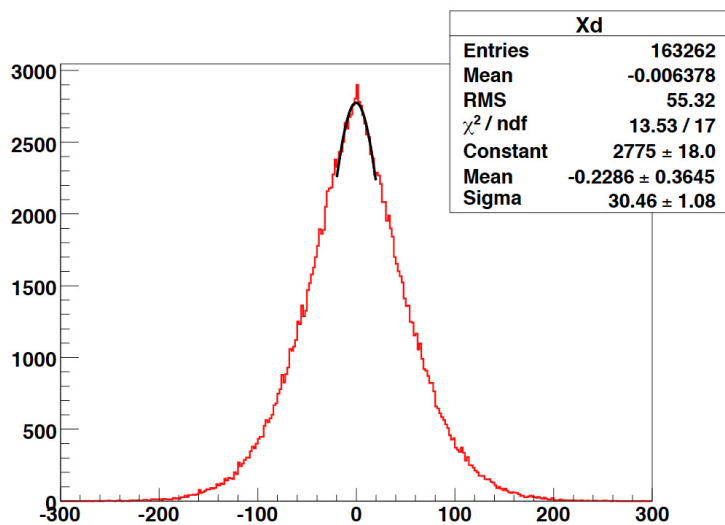


図 5.23: 中性子の方向ベクトルの x 成分の分布

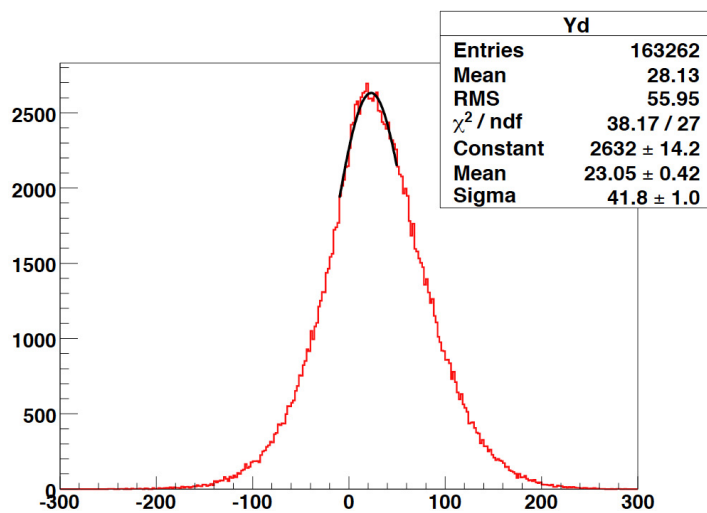


図 5.24: 中性子の方向ベクトルの y 成分の分布

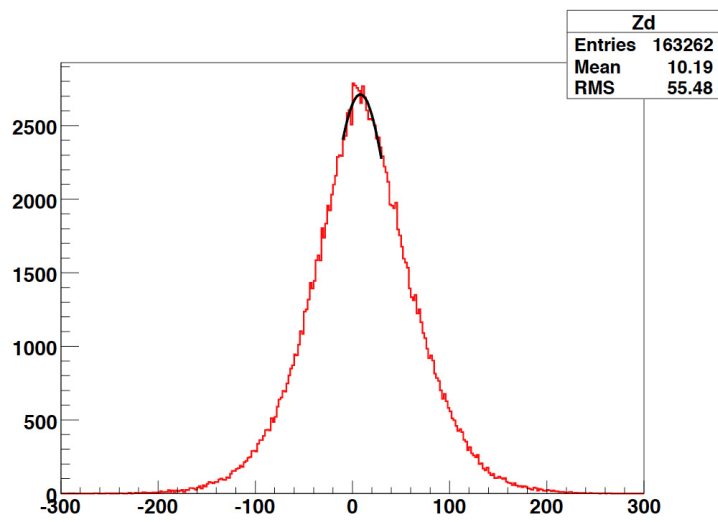


図 5.25: 中性子の方向ベクトルの  $z$  成分の分布

## 5.5 実験結果

以上より、位置分解能を測定することに成功し、その値  $\sigma = 0.87\text{cm}$  の結果を得た。この結果を用いてスケールを行い、シミュレーションで電子型反ニュートリノの飛来方向検出を行ったところ、位置分解能  $\sigma = 1.44\text{cm}$  では、電子型反ニュートリノの飛来方向情報は失われずに保持されていることが確認できた。今回のシミュレーションでは、 $6 \times 6 \times 3[\text{cm}]$  で実測値として位置分解能測定し、 $30 \times 30 \times 30[\text{cm}]$  の大きさの容器で、液体シンチレータ中のどの点においても位置分解能  $\sigma = 1.44\text{cm}$  を得られていると仮定してシミュレーションを行っているが、実際には、 $30 \times 30 \times 30[\text{cm}]$  では、奥行きなどにより  $\sigma = 1.44\text{cm}$  よりも広がりをもつと考えられる。しかし、将来的には検出器が拡張しても、位置分解能を  $1\text{cm}$  以下に抑えることが必要である。今回位置分解能の測定では、その初期段階としてイメージング検出器が  $\sigma = 0.87\text{cm}$  という位置分解能力を持てたことは大きな成果であると考えられる。

## 第6章 ミューオン - 中性子遅延同時計測実験

### 6.1 実験目的

イメージング検出器を利用して、先発信号と後発信号を区別して観測することを目的とする。高い位置分解能を必要とするのは電子型反ニュートリノの飛来方向情報が攪乱されないためと、先発信号と後発信号を区別するために必要である。 ${}^6\text{Li}$ の含有量0.150wt%(目標値)を達成した ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの場合、先発信号と後発信号の二点間距離は $\Delta R = 4.4\text{cm}$ とシミュレーションにより見積もられている。今回使用している ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの ${}^6\text{Li}$ の含有量は、0.059wt%であることから、 $\Delta R$ は4.4cmより大きくなると予測される。今回第5章の位置分解の測定により、位置分解能 $\sigma = 0.87\text{cm}$ が得られた。このことより、先発信号と後発信号を区別して観測することが可能であると考えられる。この観測を行うためにミューオンを利用したい。ミューオンを先発信号として、ミューオンによる原子核破碎反応から放出される中性子の $(n, \alpha)$ 反応を後発信号として、遅延同時計測を行いイメージング検出器での観測を試みたい。はじめ、ミューオンの原子核破碎反応からの中性子の $(n, \alpha)$ 反応を検出することができるか、イメージング検出器を使用せずにPMTのみでの検出を試みる。今回、中性子線源である ${}^{252}\text{Cf}$ を使用せずに、ミューオンを利用したのは、 ${}^{252}\text{Cf}$ からの中性子は線源から放出されるのに対し、ミューオンからの中性子は、ミューオンの原子核破碎反応により、二次的に放出されるところが異なるからである。つまり、もし、先発信号と後発信号の距離 $\Delta R$ が測定できるならば、ミューオンの原子核破碎反応により生成される中性子を捕らえられるほうが好ましいと考える。また、ミューオンを利用したのは、将来原子炉付近での電子型反ニュートリノの飛来方向検出を想定した技術を養うためでもある。電子型反ニュートリノの検出において、ミューオンの原子核破碎反応から生成される中性子は、実際の電子型反ニュートリノ観測で、後発信号と同じ信号を作る。つまり、ミューオンの原子核破碎反応から生成される中性子は、疑似信号となるので、電子型反ニュートリノ検出において、大きなバックグラウンドになる。これらの理由等により今回ミューオンを利用した。



## 6.2 実験手順

ミューオンの原子核破碎反応からの中性子の  $(n, \alpha)$  反応を検出することができるか、まずは、イメージング検出器を使用せずに PMT のみでの検出を試みる。先発信号とするミューオンを  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータで検出し、ミューオンの原子核破碎反応から放出された中性子の  $(n, \alpha)$  反応もまた  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータで検出する。これら先発信号、後発信号で発生したシンチレーション光を PMT で検出し中性子捕獲時間  $\Delta T$  と  $(n, \alpha)$  反応を確認する。PMT での検出に成功できれば、その後、イメージング検出器を導入して実験を試みる。

### 6.2.1 原子核破碎反応

ミューオンが液体シンチレータ中に入ってくると、液体シンチレータ中の原子核を破碎し、不安定核を生成することがある (原子核破碎反応)。ミューオンは液体シンチレータ中の主に  ${}^{12}\text{C}$  の原子核を破碎し、不安定核を生成する。以下の表に、KamLAND における宇宙線ミューオンの原子核破碎反応により生成される不安定核をあげる。

生成核	寿命	崩壊モード	エネルギー [MeV]	生成量 [event/day/kton]
${}^7\text{Be}$	76.9[day]	EC, $\gamma$ (10%)	0.478	231
${}^{11}\text{C}$	29.4[min]	$\beta^+$	1.98	1039
${}^{10}\text{C}$	27.8[sec]	$\beta^+$	3.65	139
${}^6\text{He}$	1.16[sec]	$\beta^-$	3.51	19
${}^{11}\text{Be}$	19.9[sec]	$\beta^+$	11.5	2.4
${}^{12}\text{B}$	29.1[min]	$\beta^-$	13.4	
${}^8\text{Li}$	1.21[sec]	$\beta^-$	16.0	5
${}^9\text{C}$	182.5[msec]	$\beta^+$	16.5	5.5
${}^{12}\text{N}$	15.9[msec]	$\beta^+$	17.3	
${}^8\text{B}$	1.11[sec]	$\beta^+$	18.0	8
${}^8\text{He}$	0.1717[sec]	$\beta^-$ (84%), $\beta^- + n$ (16%)	10.7	2.4
${}^9\text{Li}$	0.2572[sec]	$\beta^-$ (50%), $\beta^- + n$ (50%)	13.6	2.4

表 6.1: KamLAND における宇宙線ミューオンの原子核破碎反応により生成される不安定核

ミューオン通過時の原子核破碎反応により、 $^{11}\text{C}$  が生成されるが、そのときおよそ 95% の確率で同時に中性子が生成される。今回の実験では、この中性子の  $(n, \alpha)$  反応を捕らえる (図 6.1)。また、KamLAND において、260GeV のミューオンの原子核破碎反応から生成される中性子の数は、 $2344 \pm 4 [\times 10^{-7} \mu^{-1} g^{-1} cm^2]$  としてシミュレーションで見積もられている。

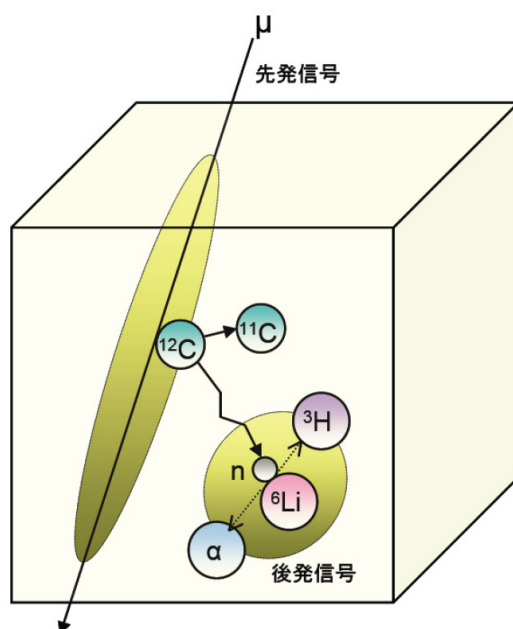


図 6.1: ミューオンの原子核破碎反応による中性子の生成過程

### 6.2.2 Set up

実験装置は図 6.2 のように組み立てた。 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの両側に 5 インチの PMT を設置している。後に、画像を取得するためにイメージング検出器を設置している。

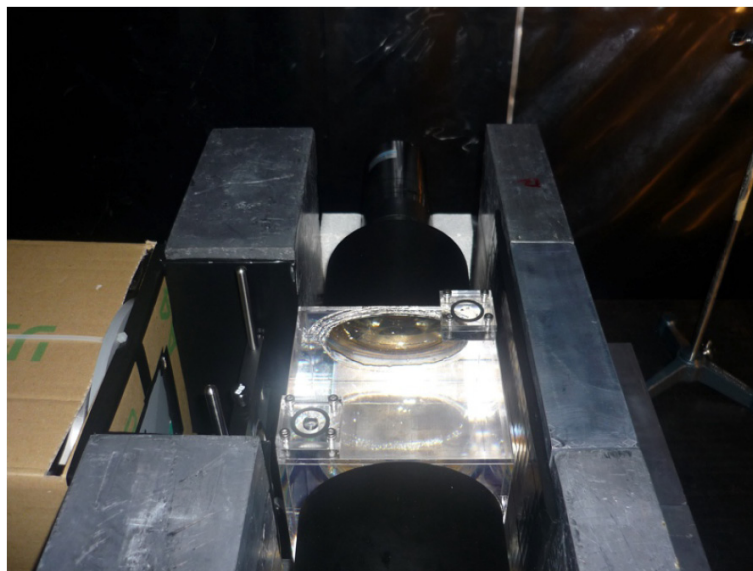


図 6.2: 実験装置概要

### 6.2.3 DAQ回路

DAQ回路は図 6.3 のように組み立てた。

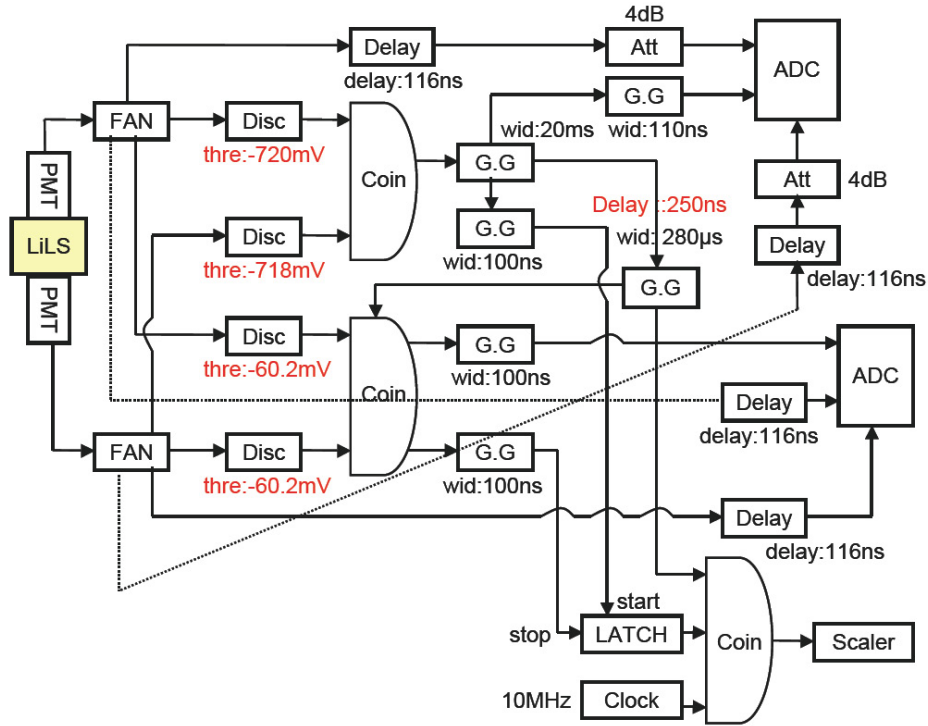


図 6.3: DAQ回路概要

先発信号をミューオンとするために、ディスクリミネーターの閾値を最大 (約-720mV) に上げる。これを先発信号として、先発信号から 250ns 以降に coincidence window を立ち上げさせ、<sup>6</sup>Li 含有液体シンチレータで遅れて反応した信号との coincidence をとる。これを後発信号とする。先発信号と後発信号の時間差は、第 4 章で行ったのと同様に、10MHz でセットしたクロックジェネレーターで、先発信号と後発信号の幅をカウントして測定する。図 6.4 にタイミング相関図をのせる。

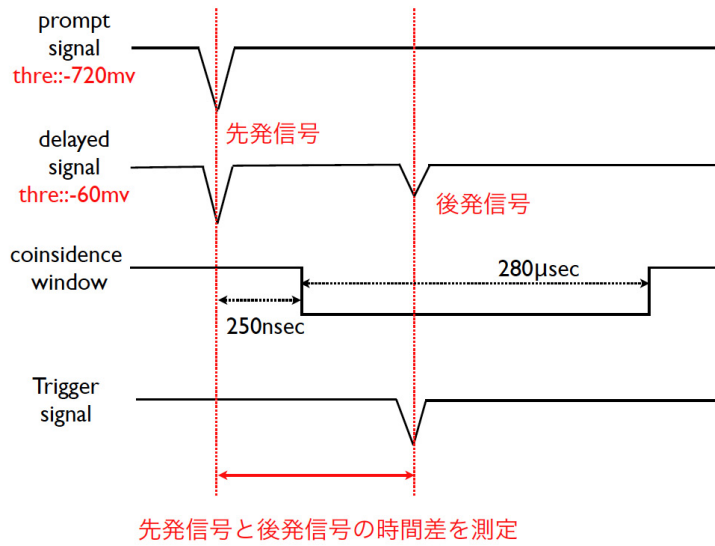


図 6.4: タイミング相関図

## 6.2.4 データ解析

図 6.3 の回路で同時遅延計測により得られたデータの解析を行った結果を以下にのせる。図 6.5 は、後発信号のエネルギースペクトルである。

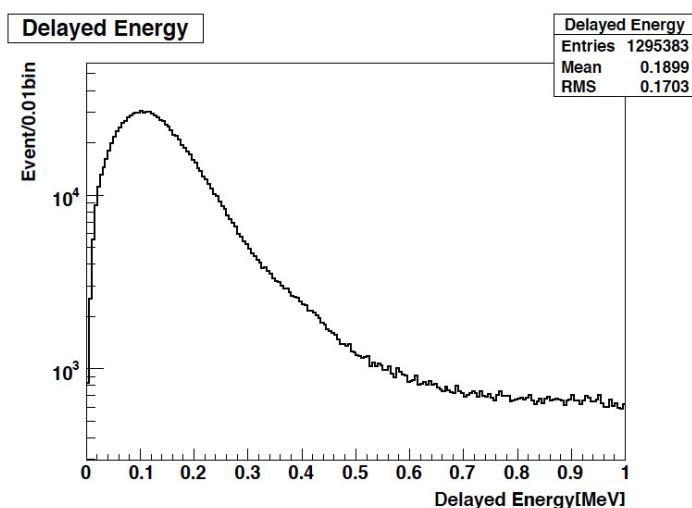


図 6.5: 後発信号のエネルギースペクトル

後発信号で、中性子の  $(n, \alpha)$  反応が捕らえられていると思われるが、図 6.5 のとおり何もピークが見られなかった。エネルギーは、第 4 章の時と同様に、

$$E = \sqrt{LeftLS \times RightLS[ch]} \quad (6.1)$$

と決めて、図 4.6 で示した公正曲線よりエネルギーに換算している。そこで、以下のように、先発信号と後発信号にセレクションをかけた。

$$\begin{aligned} 0.30\text{MeV} &\leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV} \\ 2800\text{ch} &\leq \text{PromptLeftLS}[ch] + \text{PromptRightLS}[ch] \end{aligned} \quad (6.2)$$

$E_{\text{delayed}}$ (後発信号のエネルギー) は、第 4 章の結果より、 $E_{\text{delayed}} = 0.38\text{MeV}$  にピークがあると仮定して、 $0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$  の範囲でセレクションした。PromptLeftLS[ch]、PromptRightLS[ch] とは、先発信号の左側 PMT と右側 PMT の ADC[ch] の値で、両 PMT の ch 合計値が図 6.6 のようにピークをセレクションするように選んだものである。これは、 $\text{PromptLeftLS}[ch] + \text{PromptRightLS}[ch] \geq 2800\text{ch}$  がミューオンによるイベントだと考え

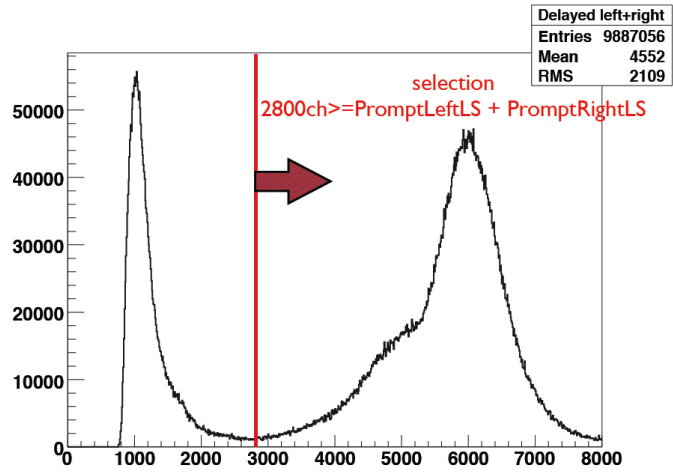


図 6.6: 先発信号でのセレクション範囲

たためである。上記のセレクションに対応するタイムスペクトルの分布は図 6.7 になる。また、図 6.8 は、 $E_{\text{delayed}}$  セレクション範囲を  $0.60\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 2.0\text{MeV}$  と変えてみたタイムスペクトルの分布である。

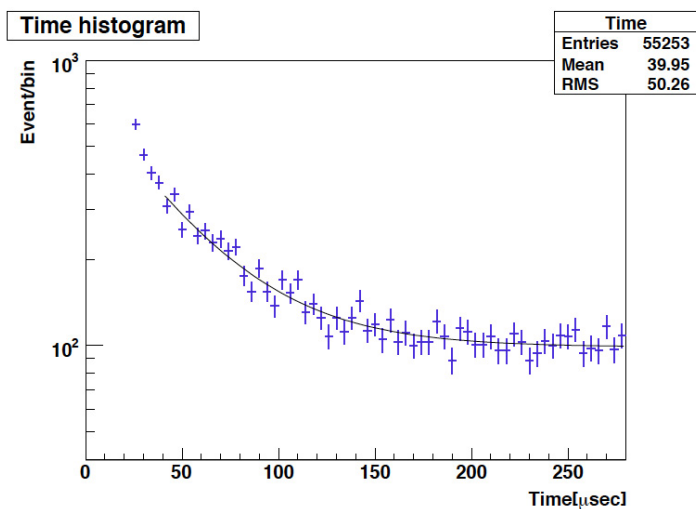


図 6.7:  $0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$  かつ  $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$  でのセレクション

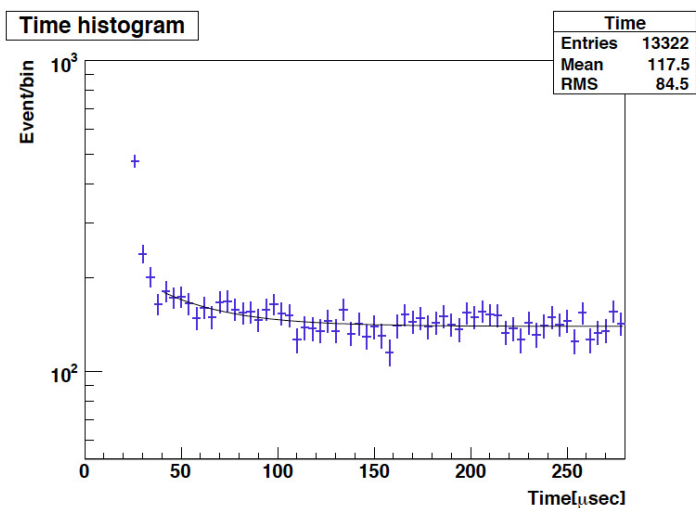


図 6.8:  $0.60\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 2.0\text{MeV}$  かつ  $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$  でのセレクション



これらの図より、 $E_{\text{delayed}} = 0.39\text{MeV}$  にピークがあると仮定して、 $0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$  の範囲でセレクションを行ったタイムスペクトルの分布には、時間相関が見られ、それ以外の  $0.60\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 2.0\text{MeV}$  の範囲でセレクションを行ったタイムスペクトルの分布には、時間相関が見られないのが分かる。つまり、 $0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$  に、中性子の  $(n, \alpha)$  反応のイベントがある可能性がある。この結果より、フィッティングを行ったところ、 $\Delta T = 40.89 \pm 2.59[\mu\text{sec}]$  が得た。

今度は、以下のように、 $\Delta T$  と先発信号にセレクションをかけた。

$$\begin{aligned}
 25 &\leq \Delta T[\mu\text{sec}] \leq 130 \\
 2800\text{ch} &\leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

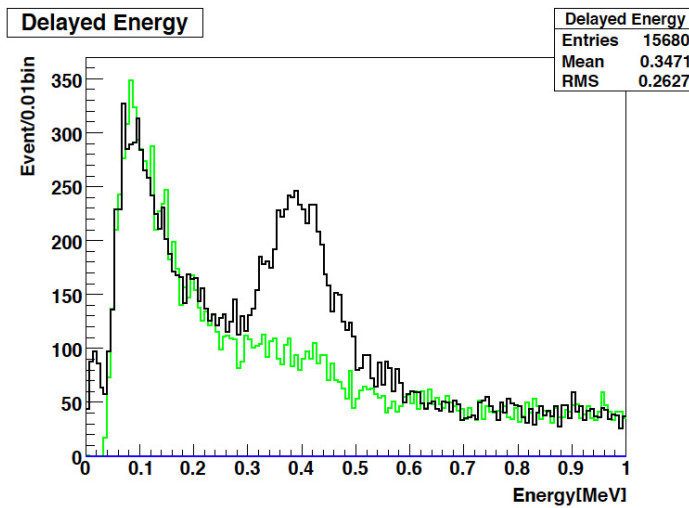


図 6.9: 各セレクションによる後発信号のエネルギースペクトル

上記のセレクションに対応する後発信号のエネルギー分布は図 6.9 の黒線になる。また、 $\Delta T$  のセレクション範囲を  $160 \leq \Delta T[\mu\text{sec}] \leq 280$  と変えてみた後発信号のエネルギー分布は図 6.9 の緑線になる。図 6.9 を見て分かるように、明らかに  $25 \leq \Delta T[\mu\text{sec}] \leq 130$  のセレクションでは、ピークが見られる。この結果より、フィッティングを行ったところ(図 6.10)、後発信号のエネルギー  $E_{\text{delayed}} = 0.39 \pm 0.00$  が得られた。この値は第 4 章で得られたエネルギー値と一致し、 $(n, \alpha)$  反応を捕らえていることに成功しているといえる。

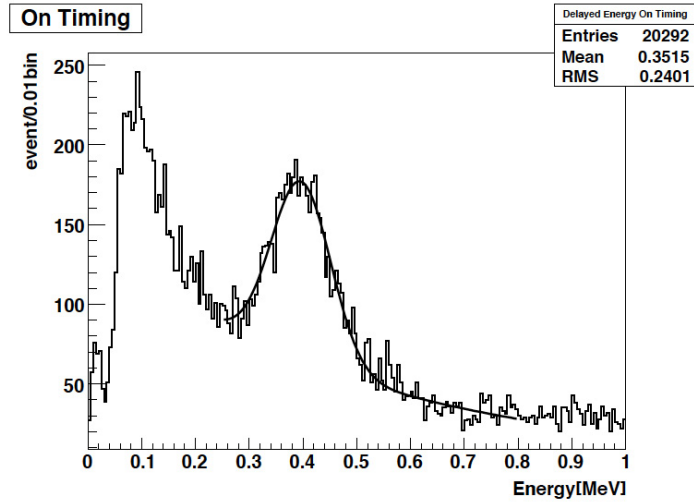


図 6.10: 後発信号のエネルギースペクトル

後発信号のエネルギースペクトルを縦軸にとり、タイムスペクトルを横軸にとった二次元ヒストグラムを以下にのせる。

図6.11はセレクションが無い場合の二次元ヒストグラムで、図6.12が  $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$  のセレクションを入れた場合の二次元ヒストグラムである。 $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$  のセレクションを入れることで、後発信号のエネルギー  $0.30\text{MeV} \leq E_{\text{delayed}} \leq 0.55\text{MeV}$  とタイムスペクトルのはじめから  $50\mu\text{sec}$  の間に、イベント数は少ないが、イベントが集中していることが分かる。

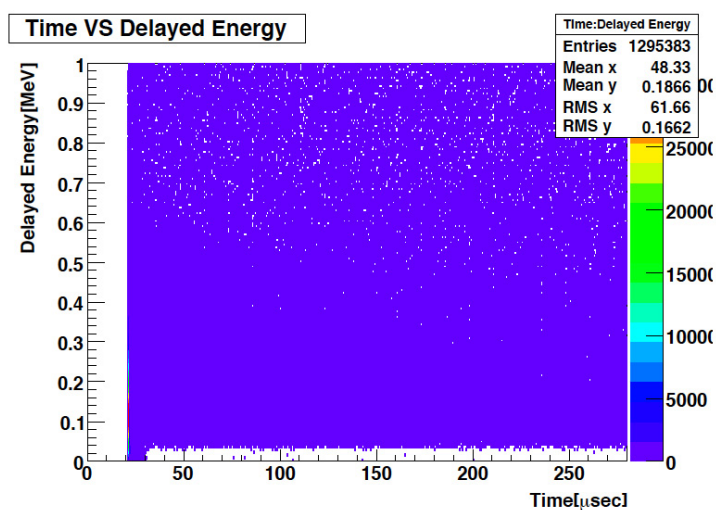


図 6.11: 横軸  $\Delta T$ 、縦軸後発信号のエネルギーの二次元ヒストグラム (セレクション無し)

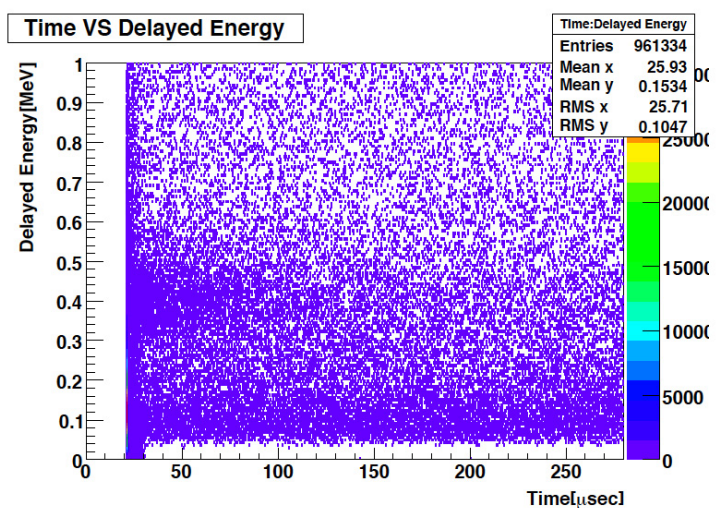


図 6.12: 横軸  $\Delta T$ 、縦軸後発信号のエネルギーの二次元ヒストグラム ( $2800\text{ch} \leq \text{PromptLeftLS}[\text{ch}] + \text{PromptRightLS}[\text{ch}]$ )

ここで、ミューオンの原子核破碎反応から発生する中性子の数を見積もった。上記で述べたように、KamLANDにおいて、260GeVのミューオンによる原子核破碎反応から生成される中性子の数は  $2,344 \pm 4 [\times 10^{-7} \mu^{-1} g^{-1} cm^2]$  としてシミュレーションで見積もられている。地下1,000mと地上では飛来してくるミューオンのエネルギーが異なったり、 ${}^6\text{Li}$ が含まれていることから、液体シンチレータの組成が異なったりするが、上記の  $2,344 \pm 4 [\times 10^{-7} \mu^{-1} g^{-1} cm^2]$  を用いて、今回の場合でのおおよそその中性子の数を見積もった。以下が計算結果である。

$$\begin{aligned} N_n &= 2,344 \times 10^{-7} \times N_\mu \times D_{LiLS} \times L_\mu \\ &= 2,344 \times 10^{-7} \times 961,344 \times 1.05027 \times 15 \\ &= 3,550 \end{aligned} \tag{6.4}$$

$N_\mu$  は、ミューオンの数で、 $2800ch \leq \text{PromptLeftLS}[ch] + \text{PromptRightLS}[ch]$  のイベント数を適用した。 $D_{LiLS}$  は、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの密度で、実際に測定した値を適用した。 $L_\mu$  は、ミューオンのトラックの長さで、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを入れる容器の縦の長さを適用した。この結果、中性子の発生数は、3,550eventと見積もられた。また、今回の ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータは、Liが0.79wt%含まれている。 ${}^6\text{Li}$  濃度と中性子捕獲割合は、以下の図 6.15 ようにシミュレーションにより見積もられている。この結果を

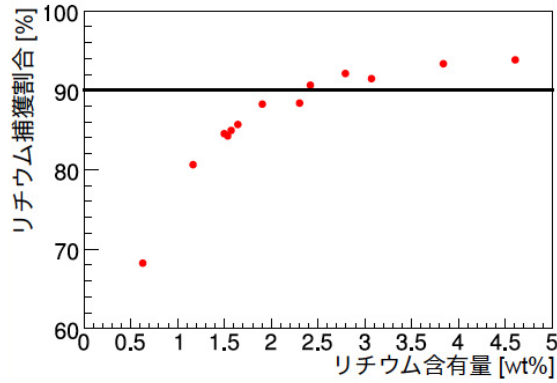


図 6.13: リチウム含有量に対する中性子捕獲割合の相関図

使用すると、今回の ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの場合、中性子捕獲割合は74%となるので、これより、見積もられる中性子の(n,  $\alpha$ )反応のイベント数  $N_n$  は、

$$N_{\text{capture}} = 2,627\text{event} \tag{6.5}$$

となる。

実際の  $(n, \alpha)$  反応のイベント数は、図 6.10 より、ピークの部分からバックグラウンドを差し引いて求めた。その値  $N_{\text{real}}$  は、

$$N_{\text{real}} = 2,054 \text{event} \quad (6.6)$$

となり、誤差はあるものの近い値を得た。

以上のことから、 $(n, \alpha)$  と中性子捕獲時間  $\Delta T$  を捕らえられているといえる。この後、イメージング検出器を使用して、先発信号と後発信号の画像を取得してみたが、ノイズのようなものが写り込み、像をうまく取得することができなかった。また後発信号の写真には  $(n, \alpha)$  の輝点が写り込んでいるはずであるが、I.I. の残光時間の長さによる影響により先発信号の残像が写り込んでしまっていることと、ノイズの原因により、先発信号と後発信号を区別して観測するまでに至らなかった。以下にサンプルとして、先発信号の画像をのせる。

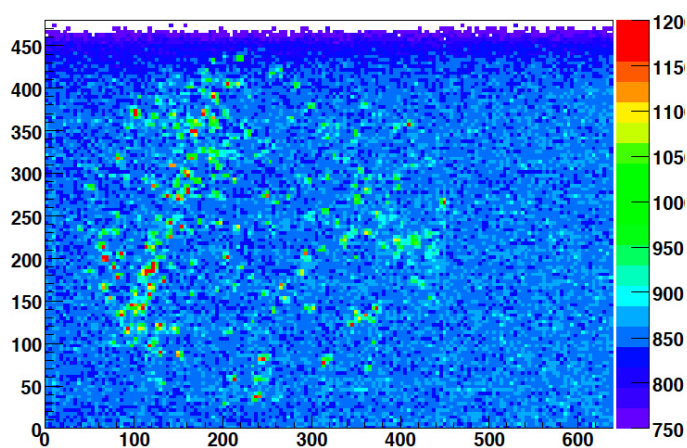


図 6.14: 先発信号を撮像した写真 1

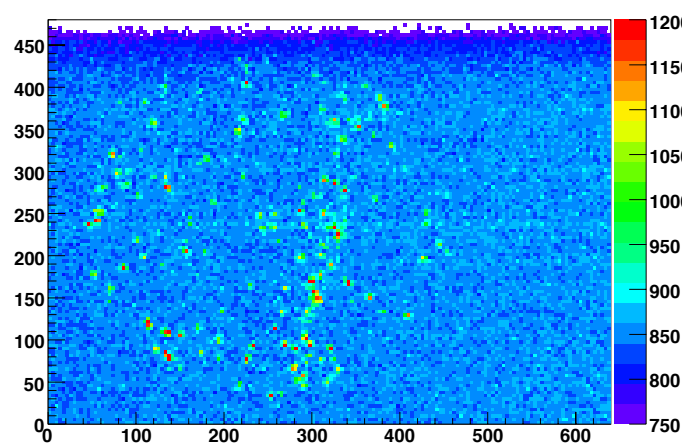


図 6.15: 先発信号を撮像した写真 2

### 6.3 実験結果

先発信号と後発信号を区別して観測を行うことを目的に、はじめにミューオンとミューオンの原子核破砕反応から放出される中性子の  $(n, \alpha)$  反応の遅延同時計測を、イメージング検出器を使用せずに行った。その結果、セレクションを行うことで、タイムスペクトルでは減衰していくスロープが得られ、後発信号のエネルギースペクトルではエネルギーピークが得られた。それらの平均寿命  $\tau$  とエネルギー  $E_{\text{delayed}}$  は、 $\tau = 40.89 \pm 2.59$ 、 $E_{\text{delayed}} = 0.39 \text{ MeV}$  であった。また、今回の実験で、ミューオンの原子核破砕反応から発生する中性子の数を見積もったところ、その数  $N_n = 3,550 \text{ event}$  であった。今回の実験で使用した  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータの中性子捕獲割合は 74% とシミュレーションにより予測されていて、この値を使用すると、見積もられる中性子の  $(n, \alpha)$  反応の数は、 $N_{\text{capture}} = 2,627 \text{ event}$  となった。実際の実験により得られた中性子の  $(n, \alpha)$  反応の数は  $N_{\text{real}} = 2,054 \text{ event}$  であり、予測値と近い数値を得た。以上の結果より、ミューオンとミューオンの原子核破砕反応から発生する中性子の  $(n, \alpha)$  反応との遅延同時計測に成功した。この結果より、イメージング検出器を導入したが、先発信号と後発信号を区別して観測するまでに至らなかった。しかし、今回の実験でミューオンの原子核破砕反応から発生する中性子の  $(n, \alpha)$  反応を捕らえられたのは大きな成果だと考える。

## 第7章 結論と今後の課題

${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータとイメージング検出器を使用して、改良後の値を目指し、研究を行った。以下、表にまとめる。

	改良前	改良後	本研究
先発信号	$2\gamma(0.511\text{MeV}/\gamma)$	$2\gamma(0.511\text{MeV}/\gamma)$	
後発信号	$\gamma(2.2\text{MeV})$	$\alpha + {}^3\text{H}(4.8\text{MeV})$	$\alpha + {}^3\text{H}(4.8/\text{qMeV}, \text{q} = 12.3)$
$\Delta T$	$210\mu\text{sec}$	$20\mu\text{sec}$	$58.2 \pm 0.8\mu\text{sec}$
$\Delta R$	14cm	4.4cm	-
位置分解能	10cm(PMT 検出)	1cm 以下 (イメージング検出)	0.87cm(イメージング検出)

表 7.1: 結果

本研究の結果は、第3章で述べた実験装置を使用した結果である。

まず、上記の後発信号と  $\Delta T$  を確認するために、開発された  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを使用して研究を行った。その結果、 $0.39\text{MeV}$  のエネルギーピークを得ることができ、PMT でエネルギーとして  $(n, \alpha)$  反応の信号を捕らえることに成功した。また、先発信号と後発信号の時間差  $\Delta T = 58.2 \pm 0.8\mu\text{sec}$  を確認することができ、改良前の値と比較して大きく時間間隔を短くすることができ、中性子の早期捕獲が確認できた。

次に、上記の位置分解能を確認するために、現段階でのイメージング検出器の位置分解能を  $6 \times 6 \times 3[\text{cm}]$  の容器に入れた液体シンチレータを使用して測定を行った。その結果、 $\sigma = 0.87\text{cm}$  の位置分解能を得ることができ、位置分解能を  $1\text{cm}$  以下に抑えることに成功した。この結果を用いて、位置分解能の影響により電子型反ニュートリノの飛来方向情報が喪失してしまわないか、シミュレーションにより評価を行った。結果、今回測定した位置分解能をスケールした値  $\sigma = 1.44\text{cm}$  では、電子型反ニュートリノの飛来方向情報が位置分解能の影響により喪失しないことが示された。

最後に、イメージング検出器で先発信号と後発信号を区別して測定することを目的に、はじめ、ミューオンと原子核破砕反応から発生する中性子との遅延同時計測をイメージング検出器を使用せずに行った。その結果、 $0.39\text{MeV}$  のエネルギーピークを得ることができ、PMT でエネルギーとしてミューオンの原子核破砕反応から発生する中性子の  $(n, \alpha)$  反応の信号を捕らえることに成功した。しかし、先発信号であるミューオンを像として確認する為にイメージング検出を行ったが、ノイズのようなものが写り込み、像をうまく取得することができず、先発信号と後発信号を区別して観測できるまでに至らなかった。



今回研究を行い、改良後の値をすべてできた訳ではないが、中性子の  $(n, \alpha)$  反応やイメージング検出器の位置分解能を測定できたことは、大きな成果だと考える。また、今回の研究で、 ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ とイメージング検出器の評価を行える実験を確立したといえる。

今回使用した  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ は  ${}^6\text{Li}$  が全体の 0.059% 含まれているものである。今後さらに  ${}^6\text{Li}$  の濃度が高い  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータを開発が期待される。その前進として、現在濃縮された臭化リチウムを入手することができている。この濃縮臭化リチウムを使用することで以下の表のように目標値を達成できると見込まれる。

表 7.2: 濃縮 LiBr を使用した場合の値と目標値

	${}^6\text{Li}$ [wt%]	減衰長 [cm]	発光量 [%]
濃縮 LiBr	0.150	135	122
目標値	0.150	$\geq 70.0$	$\geq 100$

また、今回イメージング検出器の位置分解能を  $6 \times 6 \times 3$ [cm] の容器に入れた液体シンチレータを使用して測定を行った。将来的に検出器が拡張した場合、検出器の奥行きなどにより、位置分解能は、現在の位置分解能の測定結果よりも広がりをもつと考えられる。したがって、将来的に検出器が拡張した場合でも、位置分解能が 1cm 以下に抑えられる光学系の開発を行う必要がある。

これまでに電子型反ニュートリノの飛来方向検出を行うために必要な装置である  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータ とイメージング検出器の研究が進められ、実際に開発までに至った。本研究はこれら 2つの装置を使用して研究した結果であり、両装置の性能を確かめることで、今後の飛来方向検出の実現を示すことができた。これから両装置の性能をさらに高める必要もあるが、飛来方向検出を行うためには、輝点の位置情報を得る必要がある。従って、次の段階として輝点の位置情報を得るために、イメージング検出器を使用して、2方向、6方向と拡張して多方向からの観測を行い、輝点位置を求めることが課題となる。



.1  ${}^6\text{Li}$  含有液体シンチレータによるミュオン画像

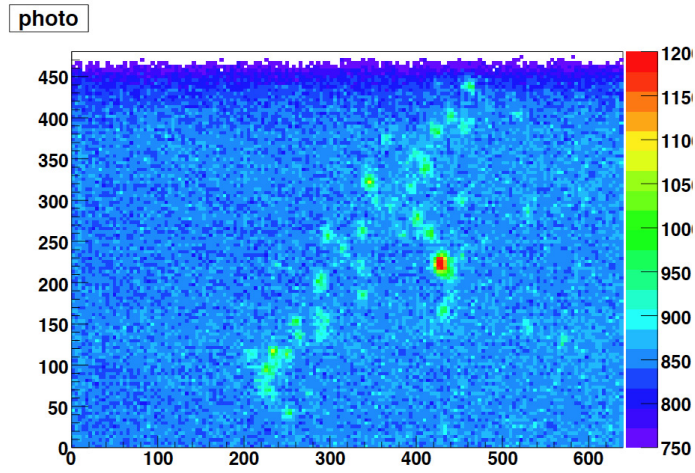


図 1: ミュオン画像 1

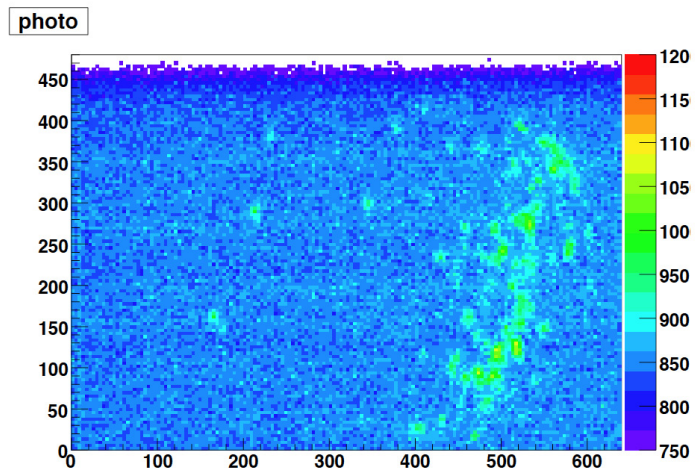


図 2: ミュオン画像 2

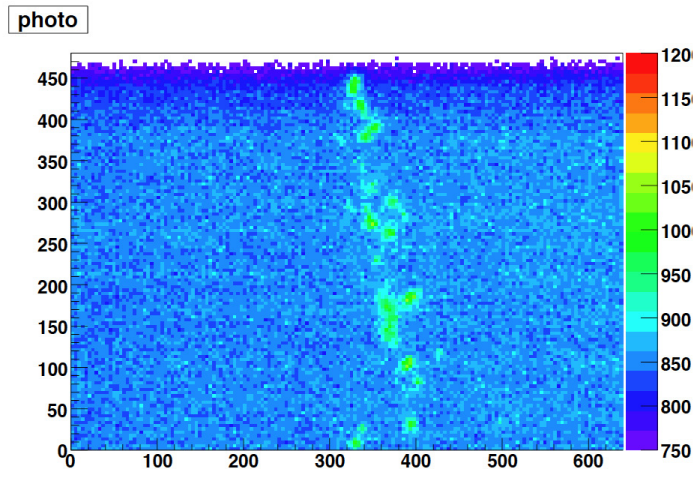


図 3: ミューオン画像 3

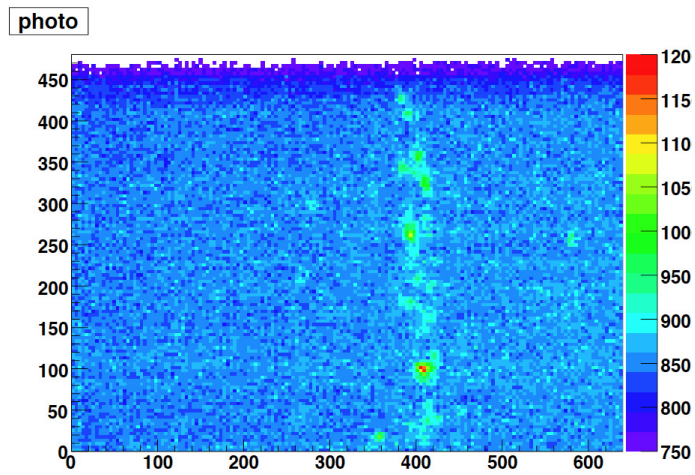


図 4: ミューオン画像 4

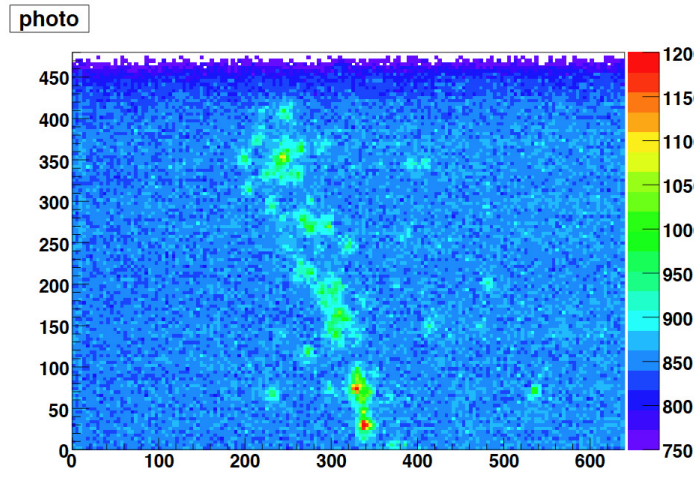


図 5: ミューオン画像 5

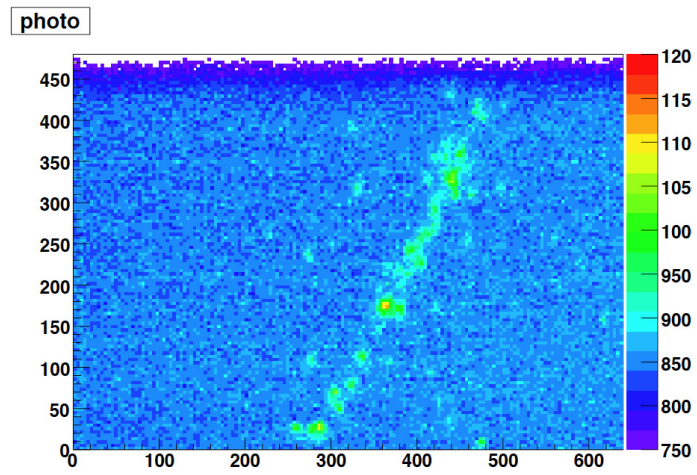


図 6: ミューオン画像 6

## 関連図書

- [1] 阿部慎吾, 修士論文, 平成20年. 反電子型ニュートリノの方向検出へ向けた開発研究. 東北大学大学院.
- [2] 渡辺寛子, 修士論文, 平成20年. 電子型反ニュートリノの方向検出に向けたリチウム含有液体シンチレータの開発. 東北大学大学院.
- [3] Study of the Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND, Nov 13 2009.
- [4] Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND, Phys. Rev. Lett. 100:221803, 2008.
- [5] Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND, NATURE. Vol.436. 28 July 2005.
- [6] P.Vogal and J.F.Beacom, Angular distribution of neutrino inverse beta decay,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ , Phys. Rev D 60,053003.
- [7] M.Apollonio et al, Determination of neutrino incoming direction in the CHOOZ experiment and its application to supernova explosion location by scintillator detectors, Phys. Rev. D 61,012001.
- [8] R.J.de Meijer et al, Towards Earth Antineutrino Tomography (EARTH), Earth, Moon, and Planets 99(2006) 193-206.
- [9] John N.Bahcall, Neutrino Astrophysics.
- [10] 榎本三四郎, 平成17年. KamLAND 実験とニュートリノ その物理と観測の現状. 東北大学大学院理学研究科附属ニュートリノ科学研究センター.
- [11] 市村晃一, 修士論文, 平成16年. KamLAND の電子型反ニュートリノ観測におけるバックグラウンド ( $\alpha, n$ ) 反応評価. 東北大学大学院.
- [12] 中嶋享, 修士論文, 平成13年. 超低エネルギー反ニュートリノ検出実験における電荷および時間の較正に関する研究. 東北大学大学院.