

修士論文

太陽ニュートリノ観測に向けた蒸留法による
液体シンチレーターの純化

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

岐部 佳朗

平成18年

概要

現在 KamLAND 実験では、次期計画として太陽ニュートリノの観測を挙げている。太陽内部ではその核反応により様々なエネルギーを持ったニュートリノが生成される。この中でも、我々は低エネルギー領域にある ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの観測を考えているが、そのためには低エネルギー領域にあるバックグラウンドの除去が必要となる。

現在 KamLAND では、KamLAND エリア内に大型蒸留装置を建設し、蒸留法を用いて主にバックグラウンドとなっている KamLAND 建設時に混入した ${}^{222}\text{Rn}$ の娘核である ${}^{210}\text{Pb}$ の除去を行っている。また、他にも希ガス元素 (${}^{222}\text{Rn}$, ${}^{85}\text{Kr}$) などにも有効であることが判っているので、それらの放射性不純物の除去も行っている。

本論文では、中規模蒸留実験装置 (テストベンチ) を用いた蒸留法による放射性不純物の除去率の結果と実機 (大型蒸留装置) を用いた純化後の KamLAND での観測スペクトルについて述べる。

テストベンチを用いた放射性不純物の除去では、 7×10^{-5} 以下を達成することができ、さらに実機に応用できる蒸留パラメータの研究などを行うことができた。これらに応用し実際の液体シンチレーターの純化では、その純化後の観測スペクトルの解析により、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノが観測可能であることが示された。

目次

第1章 序論	1
1.1 標準太陽モデル	1
1.1.1 星の進化・構造に関する方程式	2
1.1.2 星の進化の理論における基本的法則	3
1.1.3 太陽内部における核融合反応	5
1.2 太陽ニュートリノ欠損問題	8
1.3 ニュートリノ振動	8
1.3.1 真空中におけるニュートリノ振動	10
1.3.2 物質中におけるニュートリノ振動	12
1.4 太陽ニュートリノ実験	14
1.5 低エネルギー領域における太陽ニュートリノ観測の重要性	17
1.5.1 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ観測の意義と重要性	17
1.5.2 ${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノ観測の重要性	19
1.5.3 CNO, pep 太陽ニュートリノ観測の重要性	20
第2章 KamLAND 実験	22
2.1 KamLAND	22
2.1.1 構造の概要	22
2.1.2 光電子増倍管	24
2.1.3 エレクトロニクス (Front End Electronics)	24
2.1.4 トリガー回路	27
2.1.5 Solar phase 以前における純化装置	29
2.1.6 Solar phase における純化装置	31
2.2 KamLAND における太陽ニュートリノ検出原理	32
第3章 KamLAND 実験におけるバックグラウンド	34
3.1 太陽ニュートリノ観測における問題点	34
3.2 液体シンチレーター中の放射性金属元素	35
3.2.1 ${}^{238}\text{U}$ 系列	35
3.2.2 ${}^{232}\text{Th}$ 系列	36
3.2.3 ${}^{210}\text{Pb}$	36
3.2.4 ${}^{40}\text{K}$	37
3.2.5 ${}^{14}\text{C}$	38
3.3 液体シンチレーター中の放射性希ガス元素	39

3.3.1	^{222}Rn	39
3.3.2	^{85}Kr	40
3.3.3	^{39}Ar	40
3.4	宇宙線ミューオンによる原子核破碎反応	41
第4章	純化方法について	43
4.1	蒸留法	43
4.1.1	蒸留原理について	43
4.1.2	液体シンチレーターの性質	46
4.1.3	小規模蒸留装置	47
4.1.4	中規模蒸留装置 (テストベンチ)	49
4.1.5	大規模蒸留装置	50
4.2	Front End Electronics の改良	51
4.2.1	現在の Front End Electronics の問題点	51
4.2.2	KamLAND Back-up FEE の特徴	51
第5章	蒸留法による放射性鉛の除去	53
5.1	液体シンチレーター中の鉛の形態について	53
5.2	実験方法	55
5.2.1	蒸留手順について	55
5.2.2	放射性鉛の測定方法・手順について	56
5.3	結果	59
5.3.1	初留成分の除去効率	59
5.3.2	ドデカンの場合	59
5.3.3	プソイドクメンの場合	60
5.4	考察	61
5.4.1	理論段、還流比と除去効率の関係について	61
5.4.2	テストベンチを用いた実験結果のまとめ	63
第6章	蒸留法による KamLAND 液体シンチレーターの純化	65
6.1	大型蒸留装置による液体シンチレーターの純化	65
6.1.1	純水及びプソイドクメンによる蒸留装置の洗浄	65
6.1.2	テスト純化について	66
6.2	Rn 検出器	67
6.2.1	miniLAND	67
6.2.2	静電捕集法を用いた Rn 検出器	67
第7章	結論と考察	69
7.1	結論及び考察	69
7.2	次期計画について	70
7.2.1	CNO 及び pep 太陽ニュートリノ観測の可能性	70
7.2.2	地球内部起源反ニュートリノの精密観測	72

付録 A KamLAND Collaboration	73
付録 B ^{238}U 及び ^{232}Th 崩壊系列	74
付録 C 減衰長測定装置	76
付録 D 発光量の測定原理	78

目次

1.1	mass-luminosity relation	3
1.2	Hertzsprung-Russel diagrams	4
1.3	核反応による1グラムあたりのエネルギー発生率 (erg/s) [1]	5
1.4	pp連鎖反応	6
1.5	CNO サイクル反応	7
1.6	標準太陽モデルによって予測されている太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [2]	7
1.7	標準太陽モデルから予測されるニュートリノ量と実験結果から得られるニュートリノ量の比較	9
1.8	KamLAND 実験による二世代でのニュートリノ振動解析により得られたニュートリノ振動パラメーター (左図) と、これまでのニュートリノ実験全ての結果により得られた二世代でのニュートリノ振動パラメーター (右図)。最適値は、 $\Delta m^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \text{eV}^2$, $\tan^2\theta = 0.40_{0.07}^{+0.10}$ [3]	9
1.9	様々なニュートリノ実験により制限されたニュートリノ振動パラメーター [4]	10
1.10	弱い相互作用による荷電カレント反応と中性カレント反応	12
1.11	真空中におけるニュートリノ振動と物質中におけるニュートリノ振動の様子	14
1.12	SNO 実験による太陽ニュートリノフラックス	17
1.13	太陽内部における各ニュートリノの発生点	20
2.1	神岡鉱山内における KamLAND エリアの概略図	23
2.2	KamLAND 検出器の概略図 (1)	24
2.3	KamLAND 検出器の概略図 (2)	24
2.4	17 インチ光電子増倍管	25
2.5	20 インチ光電子増倍管	25
2.6	KamLAND 実験で使われている Front End Electronics	26
2.7	KamLAND 実験で使われている FEE カードの概略図	26
2.8	先発トリガーの検出効率	28
2.9	後発トリガーの検出効率	29
2.10	1st phase における純化装置の概略図	30
2.11	2nd phase における純化装置の概略図	31
2.12	弾性散乱による太陽ニュートリノ検出	32
2.13	電子・ニュートリノ弾性散乱の全反応断面積	33
3.1	KamLAND 検出器内における低エネルギー領域のバックグラウンド	34

3.2	^{210}Pb の崩壊図	37
3.3	^{40}K の崩壊図	37
3.4	^{14}C の崩壊図	38
3.5	^{222}Rn の崩壊図	39
3.6	^{85}Kr の崩壊図	40
3.7	^{39}Ar の崩壊図	41
3.8	宇宙線ミューオンによる原子核破砕反応	42
4.1	分留カラム内にある充填物 (スルーザーパッキン)[5]	45
4.2	蒸留系内で用いているバッファータンク	46
4.3	KamLAND で用いている液体シンチレーターの構成要素	47
4.4	各構成要素の蒸気圧曲線	48
4.5	小規模蒸留装置	48
4.6	テストベンチ	49
4.7	テストベンチの概略図 (2)	49
4.8	大型蒸留装置の概念図	50
4.9	New Back-Up Front End Electronics の概念図	52
5.1	液体シンチレーター中の鉛の形態	53
5.2	四面体構造をとる四価の有機鉛	54
5.3	実験で用いたバブリング装置	55
5.4	放射性鉛の測定系:遅延同時計数測定	57
5.5	$^{212}\text{Bi} - \text{Po}$ の遅延同時計数における先発信号	57
5.6	$^{212}\text{Bi} - \text{Po}$ の遅延同時計数における後発信号	57
5.7	先発信号と後発信号の時間差	58
5.8	^{212}Pb の崩壊曲線	58
5.9	ドデカンの複数回蒸留の結果	60
5.10	プソイドクメンの複数回蒸留の結果	61
5.11	理論段数と除去効率の関係 (ドデカンの場合)	62
5.12	理論段数と除去効率の関係 (プソイドクメンの場合)	62
5.13	テストベンチにおける還流比の定義	62
5.14	還流比と除去効率の関係	63
5.15	純化後に予測される観測スペクトル	64
6.1	純水洗浄後のフィルターの様子	66
6.2	miniLAND のセグメントの概念図	67
6.3	miniLAND の概念図	68
6.4	静電捕集法による Rn 検出器	68
7.1	純化後に予測される観測スペクトル	69
7.2	現在の KamLAND 検出器内部で観測される ^{11}C	71
7.3	新エレクトロニクスの解析的除去後に予測される観測スペクトル	71
7.4	KamLAND 検出器内部での (α , n) 反応	72

7.5	KamLAND 検出器で観測された地球内部起源反ニュートリノ	72
B.1	^{238}U 系列の崩壊図	74
B.2	^{232}Th 系列の崩壊図	75
C.1	減衰波長測定装置の概念図	77
D.1	コンプトン散乱の概念図	78

表目次

3.1	宇宙線ミュオンの原子核破碎反応により生成される不安定核 [6]	42
4.1	液体シンチレーターの基本的性質 [7]	47
4.2	各構成要素の Antonie 定数	48
5.1	金属鉛の性質	54
5.2	金属鉛の性質	55
5.3	^{212}Pb の放射線強度 (バブリング時間は 5~12 時間)	56
5.4	ADC、TDC のカット条件	57
5.5	初留成分と採取したサンプルの除去効率	59
5.6	ドデカンの一回蒸留の結果	59
5.7	プソイドクメンの一回蒸留の結果	60
5.8	テストベンチを用いた放射性鉛の除去効率	63
5.9	他の放射性不純物の除去効率 [8]	63
5.10	純化後に予想されるイベント率	64
7.1	実機における蒸留条件	70

第1章 序論

KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、原子炉から飛来する低エネルギーのニュートリノの観測・研究を主な目的として2002年から進行中の実験である。現在までに本実験では、原子炉反ニュートリノを用いたニュートリノ欠損現象の初観測、およびそのエネルギースペクトルの歪みの検出により、99.995%の信頼度での $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ ニュートリノ振動を示し、長きに渡り素粒子物理学において問題となっていた太陽ニュートリノ問題を解決すると共に、ニュートリノ振動解がLMA解であることも実証した。また、地球内部に存在するウラン、トリウムの崩壊により発生する地球反ニュートリノを世界で初めて観測し、地球内部で発生する核反応による総熱量を与えるなど、これまで地震波解析などにより行われてきた地球内部の研究方法に新たな方法を確立した。

今後、KamLAND実験では、さらに低エネルギーのニュートリノ研究を行いニュートリノの基本的性質および、自然界における生成メカニズムを解明することを重要課題としている。中でも太陽ニュートリノ観測は、太陽の燃焼メカニズムを更に詳しく解明できるだけでなくニュートリノの本質に根ざす未発見の現象を検出できると期待される非常に重要な研究課題である。我々は、この太陽ニュートリノの中でも全フラックスの7.4%を占める ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの検出を目指している。現段階では、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノのスペクトルが存在する低エネルギー領域は、液体シンチレーター中に存在する放射性不純物によるバックグラウンドの影響で観測することができない。そのため、この放射性不純物を除去するための研究、開発が行われてきた。本論文では、特に蒸留法による放射性鉛の除去について述べていく。

以下、第一章では本研究テーマである ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ観測における物理的背景とその動機について述べ、第二章ではKamLAND実験の検出器や検出・解析方法、第三章では現在問題としている放射性不純物によるバックグラウンドについて述べる。さらに、第四章では現在開発している蒸留法や脱気装置などの純化方法、新しいエレクトロニクスの開発について記述し、第五章では蒸留装置を用いた基礎実験の結果、第六章では実際的大型蒸留装置を用いたKamLAND液体シンチレーターの純化の結果について述べていき、第七章でこれらのまとめと結論、さらに次期計画について述べる。

1.1 標準太陽モデル

太陽内部で生成されるニュートリノの量について知るためには、標準太陽モデル(Standard Solar Model, SSM [9],[10])を用いる。標準太陽モデルは、天体物理学における星の進化の理論 [11] といくつかの境界条件を基に構築された太陽の活動を記述する理論である。このモデルを構築する際には、以下の近似を用いる。

1. 静水圧平衡

2. 光子や対流運動によるエネルギー輸送
3. 核融合反応によるエネルギーの生成
4. 核融合反応による内部の化学組成の変化

本節では、この標準太陽モデルの基盤を成す星の進化の理論について述べ、太陽内部で起きている核融合反応と標準太陽モデルにより予測されているニュートリノについて述べる。

1.1.1 星の進化・構造に関する方程式

まず、星の構造を記述する方程式について述べる。星は重力で束縛されたガスの塊であり、その表面から核反応により生成されたエネルギーを放出している。星の内部の記述は、その内部に物理法則を適応させ方程式を導き、それらを適当な境界条件の下で解くことで得られる。

恒星内部では、静水圧平衡と熱平衡という二つの条件が重要となる。まず、静水圧平衡では星内部の圧力勾配によって生じる力と星自身の重力が釣り合っていることを条件としており、以下の式のように記述される。

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r) \quad (1.1)$$

ここで、 r は星の半径、 P は圧力、 $\rho(r)$ はガスの密度、 $M(r)$ は半径 r の内側にある星の質量であり、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} M(r) &= \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr \\ \frac{dM(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho(r) \end{aligned} \quad (1.2)$$

また、 P と ρ の関係は温度や化学組成で決まる平均分子量を含む状態方程式で与えられるため、星内部の温度を決める必要があり、そのために星内部のエネルギーの流れについて考えなければならない。そこで、もうひとつの条件である熱平衡を考慮すると、星の表面から放射されるエネルギーは内部で生成される核反応によるエネルギーで補っているということであるので、半径 r の球を横切るエネルギーの流れを $L(r)$ 、単位質量あたりのエネルギー変化率を ϵ とすると、以下の式が成立する。

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad (1.3)$$

さらに、エネルギーの流れが光の放射や対流によるものであるという熱輸送の条件よりエネルギーの流れと温度勾配の関係は

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dr} &= -\frac{1}{\lambda} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \\ \lambda &= \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \end{aligned} \quad (1.4)$$

となる。この方程式は、熱輸送がほとんど光の放射による場合のものであり対流の効果は含んでいない。ここで、 κ は物質の不透明度 (opacity) を表すパラメータであり、この場合では光の吸収係数である。

平衡状態にある星の構造は、式 (1.1)~(1.4) の連立微分方程式を適当な境界条件の下で解くことにより得られる。また、星の進化は星の化学組成が時間と共に変化していく効果として含まれており、これにより星の構造に時間変化を得ることができる。

1.1.2 星の進化の理論における基本的法則

前節に述べた星の構造を記述する方程式より、二つの重要な結果が導かれる。まず一つは、質量・光度の関係 (Mass-luminosity relation) である。不透明度が温度や星内部の物質密度に依らないなど大まかな近似と理想気体の状態方程式を用いて、熱輸送に関する微分方程式について次元計算を行うと以下の結果を得る。

$$L \propto M^3 \quad (1.5)$$

この結果は星の質量と光度の関係を端的に示したものであり、実際には質量の項にある指数はその質量の大きさと共に変化していく (不透明度が星内部の温度、密度などに依存することなどによる)。質量・光度の関係を図 (1.1) に示す。

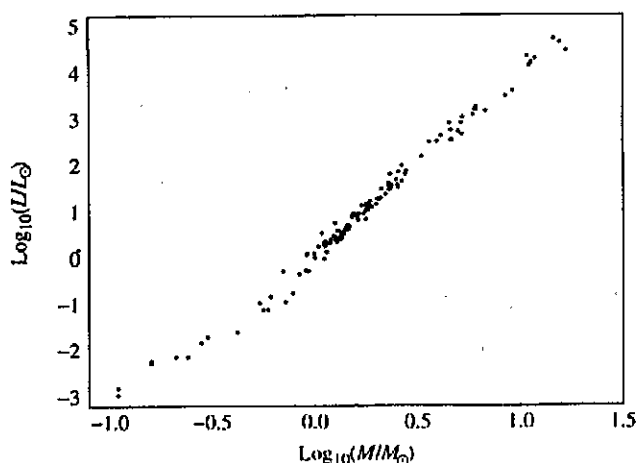


図 1.1: mass-luminosity relation

二つ目の重要な結果は、H-R 図 (Hertzsprung-Russel diagrams) である。これは星の表面から得られる色やスペクトルの型、有効温度といった特性と光度の関係をプロットしたものであり、一般的には、スペクトルの型と放射等級または絶対等級の関係をプロットし

たものが多い。ここで、放射等級、絶対等級は以下の式で表される量である。

$$M_{\text{bol}} = 4.63 - 2.5 \log_{10} \frac{L}{L_{\odot}} \quad (1.6)$$

$$M_{\text{abs}} = 4.79 - 2.5 \log_{10} \frac{L}{L_{\odot}} \quad (1.7)$$

(式 (1.6) が放射等級、式 (1.7) が絶対等級を示す) この H-R 図を作る際には、星の表面温度、明るさ (絶対等級) を正確に測定する必要がある。明るさを測定するには対象の星までの距離を正確に見積もる必要があるが、簡単には年周視差がわかっている近傍の星を用いた方法などがある。また、表面温度の測定には、星のスペクトルを観測し様々な情報を分類して見積もる。これらの情報より得られた結果をプロットすると図 (1.2) (この図では、横軸 (下) に色指数、横軸 (上) に有効温度、縦軸に絶対等級を用いている) のようなグラフが得られる。

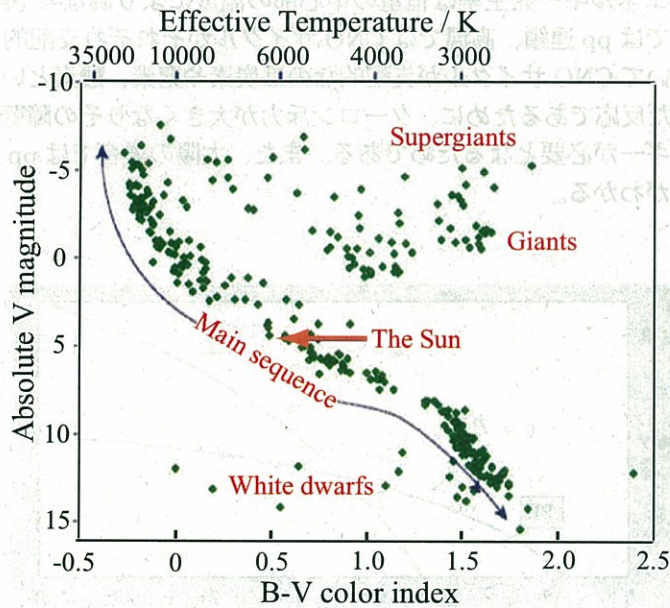


図 1.2: Hertzsprung-Russel diagrams

H-R 図では、大部分の星が主系列と呼ばれる左上から右下にある列の上に存在しており、これらの列上にある星のことを主系列星と呼ぶ。太陽程度の質量の恒星の場合、主系列の段階では、中心部において熱核融合反応により水素原子が燃焼されエネルギーが生成されている。この燃料である水素原子がなくなってくると、核融合や重力収縮を繰り返し巨星と呼ばれる段階へと進む。その後、この巨星の段階で外層を吹き飛ばしコアのみになった星は白色矮星を構成する。また、更に重い星の場合では、中性子星を構成した後、超新星爆発など起こす。このように、H-R 図から様々なタイプの星の進化の過程を読み取ることができる。

1.1.3 太陽内部における核融合反応

太陽などの恒星の中心部では、熱核融合反応によりエネルギーを生成している。中心部の温度は約 10^7K であり、原子核のエネルギーでは約 1keV に対応する。古典的には、この程度のエネルギーでは原子核は各々正の電荷を持っているため、クーロン斥力 ($\sim 1\text{MeV}$) により互いに接近できず原子核同士が核反応する距離には到達できないとされていた。しかし、量子力学におけるトンネル効果により、このクーロン障壁を通過できるため熱核融合反応が起きている。

太陽はこの熱核反応において水素原子を燃料とした水素原子燃焼段階にあり、pp 連鎖反応と CNO サイクル反応という二つの熱核融合反応が重要な役割を占めていると考えられている。この二つの反応は、全体の反応をまとめて記述すると以下のように同一の式で表すことができる。



また、これらのエネルギー発生率は恒星の中心部の温度により異なる (図 (1.3) 参照)。この図より、低温では pp 連鎖、高温では CNO サイクルがそれぞれ支配的であることがわかる。高温において CNO サイクルが支配的なのは炭素や窒素、酸素といった電荷の大きい重元素を含んだ反応であるために、クーロン斥力が大きくなりその障壁を通過するために多くのエネルギーが必要となるためである。また、太陽の場合では pp 連鎖のほうが支配的であることがわかる。

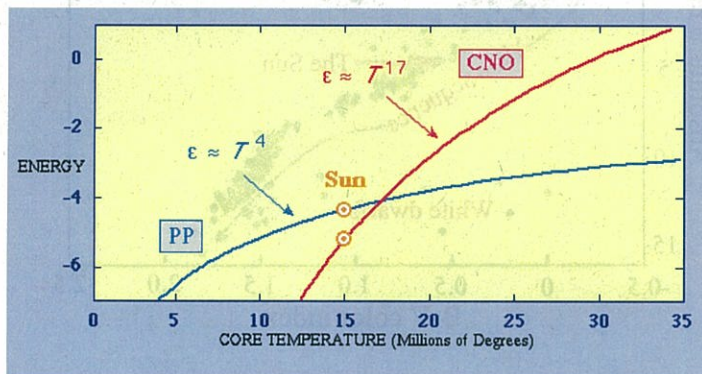


図 1.3: 核反応による 1 グラムあたりのエネルギー発生率 (erg/s) [1]

pp 連鎖

図 (1.4) に pp 連鎖の一連の反応の流れを示す。最初の反応により生成されるのが pp ニュートリノと pep ニュートリノである。反応の大部分は pp ニュートリノが生成されるが、低エネルギー側にスペクトルが存在するため検出は非常に難しい。また、pep ニュートリノも pp ニュートリノ同様の情報を太陽から運んでくると考えられる

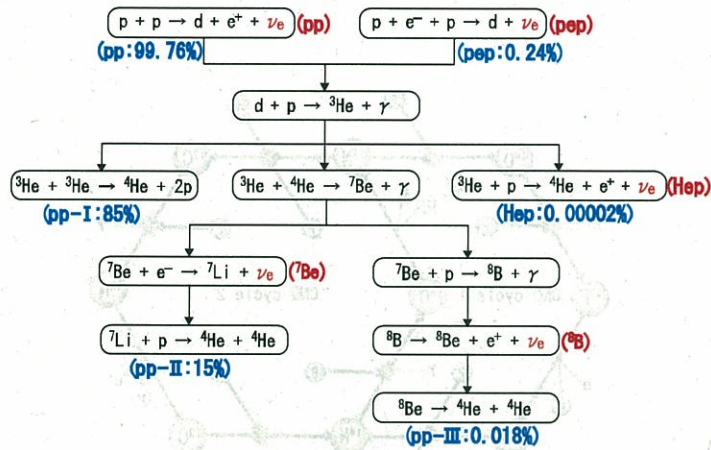


図 1.4: pp 連鎖反応

が、分岐比が小さいためにバックグラウンドと区別して検出するのは難しい。この反応以降では、三つの分岐が存在するがこれらは温度によって決まると考えられている。まず、低温 ($0.8 \times 10^7 \leq T \leq 1.4 \times 10^7$) では pp-1 反応が pp 連鎖の 85% を占めて支配的となる。比較的高温 ($1.4 \times 10^7 \leq T \leq 2.4 \times 10^7$)、又は ${}^3\text{He}$ の組成率が大きい状態では、pp-2 反応が支配的となり ($\sim 15\%$)、この反応で ${}^7\text{Be}$ ニュートリノが生成される。更に高温の領域では、pp-3 反応が起き ${}^8\text{B}$ ニュートリノが生成される。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノは高エネルギー領域にまでスペクトルが存在しているので、ニュートリノの反応断面積がエネルギーに比例することから比較的検出しやすい。

CNO サイクル

図 (1.5) に CNO サイクルの反応を示す。恒星の内部に C、N、O といった重元素を含んでいるとき、陽子捕獲と β^+ 崩壊を通して全体の反応が pp 連鎖と同様の反応式を満たす反応が生じる。これらの反応が起きるためには pp 連鎖反応よりも高い温度が必要となり、 $\sim 1.8 \times 10^7$ 以上で CNO サイクルが支配的となる (図 (1.3) 参照)。また、温度が $\sim 1.6 \times 10^7$ 以下だと CNO サイクル-1 のみが反応するが、この温度より高くなると CNO サイクル-2 も反応し始める。

CNO サイクル反応の平衡状態では、重元素の原子核の存在比が反応時間に反比例する。すなわち、初めにあった酸素と炭素はほとんど窒素に変化してしまう。実際、恒星のスペクトル解析の研究から、星表面において窒素の量が炭素に比べ多いという結果も得られている。

太陽ニュートリノのフラックス

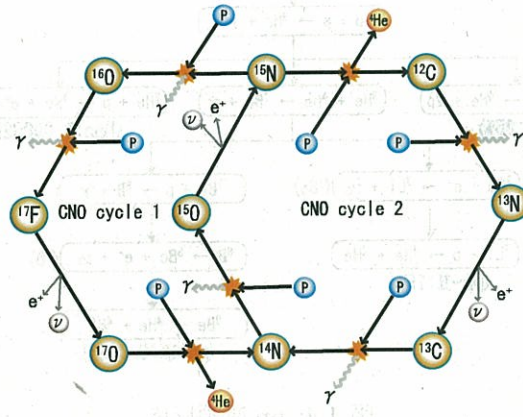


図 1.5: CNO サイクル反応

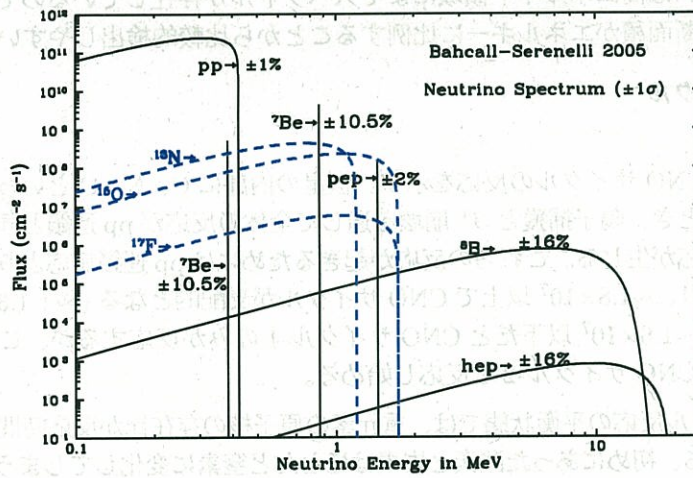


図 1.6: 標準太陽モデルによって予測されている太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [2]

標準太陽モデルにより予想されている太陽内部から熱核融合反応により生成される各ニュートリノのエネルギースペクトルを図(1.6)に示す。太陽中心部で発生するニュートリノのフラックスは、地球上において 1m^3 あたり毎秒600兆個にもものぼる。

ニュートリノのエネルギースペクトルはその生成反応によって異なり、ppニュートリノの生成反応や ^8B ニュートリノのように β^+ 崩壊反応により生成されるニュートリノは連続スペクトルを持ち、 ^7Be ニュートリノや pep ニュートリノのように二体崩壊の反応により生成されるものは、単色スペクトルとなる。

1.2 太陽ニュートリノ欠損問題

1968年、Davisらによって ^{37}Cl を用いた太陽ニュートリノ観測実験が行われ、世界で初めて太陽内部の熱核融合反応によって生成されるニュートリノが観測された。しかし、その観測結果は標準太陽モデルの予測するフラックス量の約三分の一ほどしかなかった。また、その後行われた ^{71}Ge 実験においても、予想された量よりも少ない太陽ニュートリノを観測した。これを太陽ニュートリノ欠損問題といい(図(1.7)参照)、この問題を解決するために標準太陽モデルに修正を加えたり、素粒子標準モデルを超越した現象で説明しようとするなど様々なアプローチがとられた。1990年代には、太陽表面の固有振動を解析し太陽内部の構造を調べる日震学の進歩により、標準太陽モデルの予想している構造がその結果とよく一致していることがわかり、太陽ニュートリノ問題は素粒子標準モデルでは説明できないニュートリノが持つ特性によるものではないかという見方が有力になっていった。

その後の実験(Super-Kamiokande、SNO、KamLANDなど)の結果により、太陽ニュートリノ欠損現象はニュートリノがわずかながらも質量を持つことにより生じるニュートリノ振動が原因だということがわかった。

図(1.8)にKamLANDによる2世代でのニュートリノ振動パラメーターを示したものと、今までに行われたニュートリノ実験の結果を合わせたことにより得られたニュートリノ振動パラメーターを示す。また、図(1.9)これまでに行われたニュートリノ実験により制限された振動パラメーター領域を表した図を示す。

1.3 ニュートリノ振動

本節では、前述の太陽ニュートリノ欠損問題の原因であったニュートリノ振動について述べる。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが飛来中にそのフレーバーが変化していく現象である。この現象は、ニュートリノがわずかながらも質量を持つことに起因するものであり、振動現象を観測することはニュートリノに質量があることの証明にもなる。素粒子物理学における標準モデルでは、ニュートリノに質量を与えていないので、これは標準モデルを越えた理論的な枠組みが必要であることを示している [12],[13],[14]。

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]

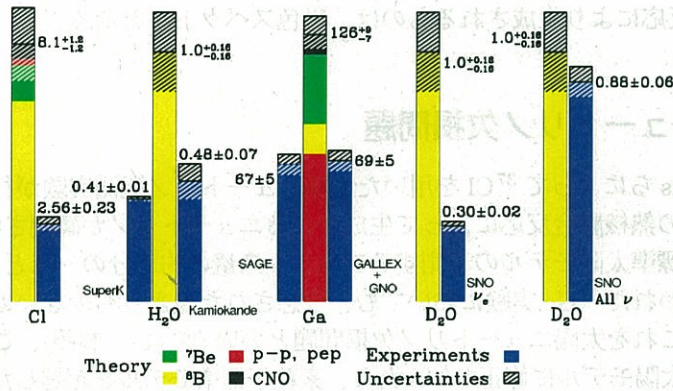


図 1.7: 標準太陽モデルから予測されるニュートリノ量と実験結果から得られるニュートリノ量の比較

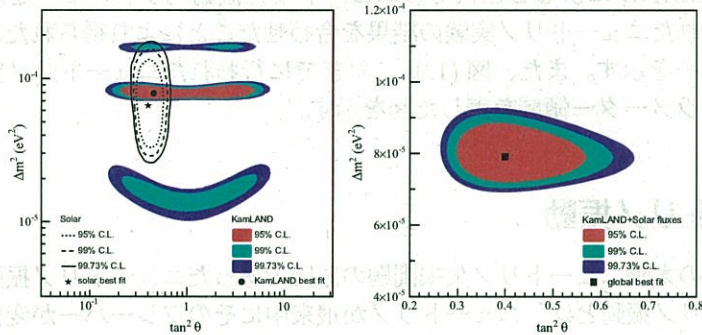


図 1.8: KamLAND 実験による二世代でのニュートリノ振動解析により得られたニュートリノ振動パラメーター (左図) と、これまでのニュートリノ実験全ての結果により得られた二世代でのニュートリノ振動パラメーター (右図)。最適値は、 $\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \text{eV}^2$ 、 $\tan^2 \theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07}$ [3]

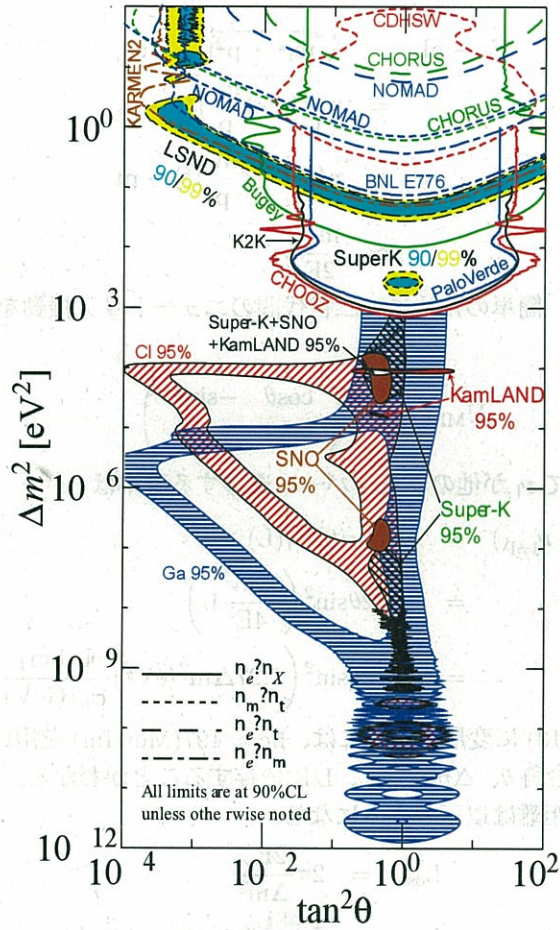


図 1.9: 様々なニュートリノ実験により制限されたニュートリノ振動パラメーター [4]

1.3.1 真空中におけるニュートリノ振動

ニュートリノのフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) は、その質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の線形結合で表現される。

$$\nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i \quad (1.9)$$

$i = 1, 2, 3$
 $l = e, \mu, \tau$

ここで U_{li} は、ニュートリノ振動が牧、坂田、中川らによって論じられたことから MNS 行列といわれるユニタリー行列である。真空中において質量固有状態は平面波として伝播するので、距離 L 、エネルギー E におけるニュートリノの状態は以下ようになる。

$$\nu_i(L) = \nu_i(0) \exp(-i(Et - pL)) \quad (1.10)$$

ニュートリノのエネルギー、運動量が質量に比べ非常に大きく、ニュートリノの移動速度を光速 ($c = 1$) とすると

$$\begin{aligned} Et - pL &= \sqrt{m_i^2 + p^2}t - p \cdot ct \\ &= p\sqrt{1 + \left(\frac{m_i}{p}\right)^2}t - pt \\ &\simeq p\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{m_i}{p}\right)^2\right)t - pt \\ &\simeq \frac{m_i^2}{2E}t \end{aligned}$$

という近似が成り立つ。簡単のために、二世代間のニュートリノ振動を考慮して混合角を θ とすると MNS 行列は

$$U_{\text{MNS}} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

となり、距離 L において ν_l が他のフレーバーに遷移する確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l' \neq l}) &= |\langle \nu_{l'}(0) | \nu_l(L) \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E_\nu(\text{GeV})} \right) \quad (1.13)$$

となる。(1.12) から (1.13) に変形する際には、 $\hbar c \approx 197(\text{MeV} \cdot \text{fm})$ を用いた。この式より、ニュートリノ振動は混合角 θ 、 Δm^2 、 E_ν 、 L に依存することがわかる。また、二世代間の遷移確率が最大となる距離は以下ようになる。

$$\begin{aligned} L_{\text{osc}} &= 2\pi \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} \\ &= \frac{2.48 E_\nu}{\Delta m^2} (\text{km}) \end{aligned} \quad (1.14)$$

一般の場合では三世代の混合を考慮しなければならないので、このときの MNS 行列は混合角 θ 、CP 非保存による位相 δ 、Majorana 位相 α を用いて表され、フレーバー固有状態と質量固有状態の線形結合は以下ようになる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}c_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2}\nu_1 \\ e^{i\alpha_2/2}\nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

さらに、ニュートリノがあるフレーバーから異なるフレーバーへと遷移する確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= \left| \sum_i U_{li} U_{l'i}^* \exp\left(-i\left(\frac{m_i^2}{2E}\right)L\right) \right|^2 \\ &= \sum_i |U_{li} U_{l'i}^*|^2 + \text{Re} \left\{ \sum_i \sum_{i \neq j} U_{li} U_{l'i}^* U_{ij}^* U_{l'j} \exp\left(i\frac{|m_i^2 - m_j^2|}{2E}L\right) \right\} \end{aligned} \quad (1.16)$$

となる。

1.3.2 物質中におけるニュートリノ振動

つぎに、物質中を通過するときのニュートリノ振動について述べる。太陽などの物質中には、電子や陽子、中性子などが存在しており、ニュートリノはこれらの粒子と弱い相互作用をする。ここで、全てのニュートリノ ($\nu_{e,\mu,\tau}$) は中性カレント反応をするのに対して、電子型ニュートリノは電子と荷電カレント反応を起こす (図 (1.10) 参照) ため、電子型ニュートリノだけは他のニュートリノと異なるポテンシャルの効果を受ける。従って、各ニュートリノ受ける物質との相互作用によるポテンシャルが加わるため、真空中のニュートリノ振動と異なる振動を行う。この物質効果を、MSW(Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 効果 [15] と呼ぶ。

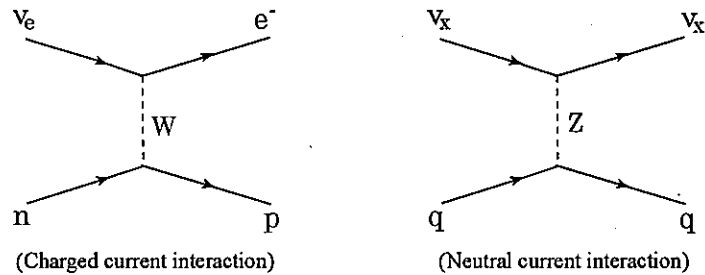


図 1.10: 弱い相互作用による荷電カレント反応と中性カレント反応

具体的に考察していくと、電子型ニュートリノの受ける荷電カレント反応による有効ポテンシャルは

$$V_C(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.17)$$

となる。ここで、 G_F はフェルミ結合定数、 N_e は物質中の電子数密度である。また、全てのフレーバーのニュートリノに対して感度のある中性カレント反応による有効ポテンシャルは以下ようになる。

$$V_N(\nu_x) = -\frac{G_F N_n}{\sqrt{2}} \quad (1.18)$$

ここで、 N_n は物質中の中性子数密度である。 ν_e が電子数密度、中性子数密度が一定の物質中を距離 L だけ動くとき、次のように表される。

$$\nu_e(L) = \nu_e(0) \exp(-i\sqrt{2}G_F N_e L) \quad (1.19)$$

また、この荷電カレント反応による相互作用長 L_0 は

$$L_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2}G_F N_e} \quad (1.20)$$

$$\simeq \frac{1.7 \times 10^7 (\text{m})}{\rho (\text{g/cm}^3) Y_e} \quad (1.21)$$

となり、岩盤中では約 10^4 km、太陽内部では約 200km となる。真空中のニュートリノ振動の場合と同様に、二世代間 ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$) のニュートリノ振動について考える。質量固有状態の時間発展を記述するシュレディンガー方程式は物質中のポテンシャルの効果を考慮に入れると

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} + V_C \cos^2 \theta & V_C \sin \theta \cos \theta \\ V_C \sin \theta \cos \theta & \frac{m_2^2}{2E} + V_C \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

となる。さらに、この物質効果の含まれた行列部分を対角化する行列 U_m を導入すると、この行列は物質中における MNS 行列と解釈することができ、以下のように表される。

$$U_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

ここで、 θ_m は物質中における混合角であり

$$\tan 2\theta_m = \tan 2\theta \left(1 - \frac{L_{\text{osc}}}{L_0 \cos 2\theta} \right)^{-1} \quad (1.24)$$

となる。 L_{osc} は真空中における振動距離 (1.14)、 L_0 は荷電カレント反応の相互作用長 (1.20) であり、物質中の混合角は真空中における混合角とこれらの量に依存することがわかる。さらに、物質中における有効振動距離 L_m は

$$\begin{aligned} L_m &= L_{\text{osc}} \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} \\ &= L_{\text{osc}} \left\{ 1 + \left(\frac{L_{\text{osc}}}{L_0} \right)^2 - \frac{2L_{\text{osc}}}{L_0} \cos 2\theta \right\}^{-1/2} \end{aligned} \quad (1.25)$$

となり、距離 L において $\nu_e \rightarrow \nu_e$ となる確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 \theta_m \sin^2 \left(\frac{\pi L}{L_m} \right) \quad (1.26)$$

となる。

これらの式に基づき物質効果が最も強く出る条件について考える。この条件は MSW 共鳴条件と呼ばれ、 $|L_{\text{osc}}| \simeq L_0$ のときに満たされて $L_{\text{osc}}/L_0 = \cos 2\theta$ のとき、 $\sin^2 2\theta_m = 1$ となり最も物質中における混合が大きくなる。これは、真空中での混合角が小さくてもニュートリノ振動によるフレーバー間の遷移確率が物質効果により大きくなっていることを示している。また

$$\frac{L_{\text{osc}}}{L_0} = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu}{\Delta m^2} \quad (1.27)$$

$$= 0.22 \left(\frac{E_\nu}{1\text{MeV}} \right) \left(\frac{\rho Y_e}{100\text{g/cm}^3} \right) \left(\frac{7 \times 10^{-5} \text{eV}^2}{\Delta m^2} \right) \quad (1.28)$$

の値により、真空中でのニュートリノ振動が支配的なのか物質中の振動が支配的なのがわかる (図 (1.11) 参照)。

$$L_{\text{osc}}/L_0 \begin{cases} > 1 & \rightarrow \text{物質中のニュートリノ振動が支配的} \\ < \cos 2\theta & \rightarrow \text{真空中のニュートリノ振動が支配的} \end{cases} \quad (1.29)$$

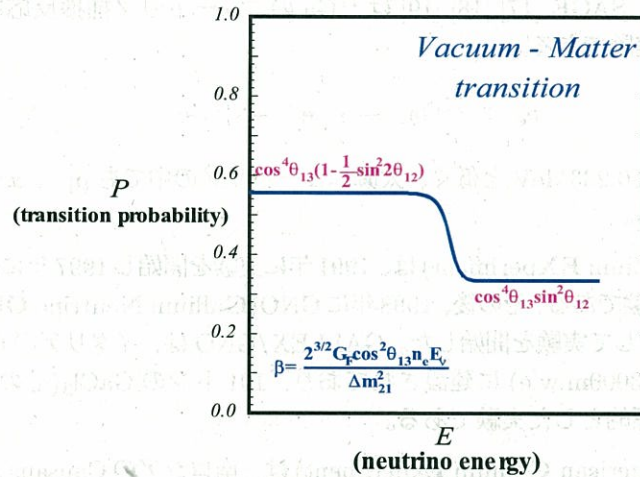


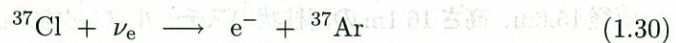
図 1.11: 真空中におけるニュートリノ振動と物質中におけるニュートリノ振動の様子

1.4 太陽ニュートリノ実験

これまで太陽から飛来するニュートリノを観測するために、放射性化学物質を用いるものや実時間観測を行うものなど様々な実験が行われてきた。本節では代表的な太陽ニュートリノ観測実験について述べていく。

Homestake 実験

Homestake 実験 [16] は、1967 年から R.Davis らによって行われた世界初の太陽ニュートリノ観測実験である。実験装置は Homestake 金鉱の地下 (4000m.w.e に相当) に設置され、直径 14.6m、長さ 6.1m の円柱状のステンレスタンク中にニュートリノの標的として 615m^3 の C_2Cl_4 を用いたものであり、以下の反応からニュートリノを観測する。



この反応の閾値は 0.814MeV であるので、太陽ニュートリノの中でも特に ${}^8\text{B}$ 、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノに感度がある。

この実験の結果から、標準太陽モデルから予想されるニュートリノ量に比べ観測結果が少ないという太陽ニュートリノ欠損現象が確認された。標準太陽モデル BP2000 による ${}^{37}\text{Cl}$ を用いた反応によるニュートリノ量は $7.6^{+1.3}_{-1.1}\text{SNU}^1$ であるのに対し、観測されたニュートリノ量は

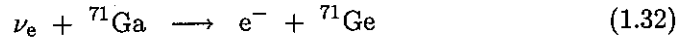
$$R_{37\text{Cl}} = 2.56 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst}) \text{ SNU} \quad (1.31)$$

であり、予測量との比は 0.30 ± 0.07 となる。

¹Solar Neutrino Unit、太陽ニュートリノフラックスとニュートリノの反応断面積の積であり、 $1\text{SNU} = 10^{-36}\text{events/target/sec}$ である

GALLEX/GNO, SAGE

GALLEX/GNO, SAGE [17],[18],[19] は ^{71}Ga のニュートリノ捕獲反応を用いた太陽ニュートリノ実験である。



この反応の閾値は 0.233MeV と低く、太陽ニュートリノの中でも pp ニュートリノの観測が可能である。

GALLEX(GALLium EXperiment) は、1991年に実験を開始し1997年に終了した太陽ニュートリノ実験である。その後、1998年にGNO(Gallium Neutrino Observatory)がその後継実験として実験を開始した。GALLEX/GNOは、イタリアのGran Sassoの地下実験施設(3000m.w.e)に建設されており、101トンの GaCl_3 (その内 ^{71}Ga の量は12トン)を標的とした実験である。

SAGE(Soviet American Gallium Experiment)は、南ロシアのCausaus山のトンネル内(4800m.w.e)に建設された実験であり、1990年から観測を続けている。この実験では、太陽ニュートリノの標的として金属ガリウム(1991年7月までは30トン、1991年8月からは50トン)を用いている。

これらの実験からも、標準太陽モデルの予想よりも観測結果が少ないという結果が得られている。BP2004の予測量では 131^{+12}_{-10} SNUであるのに対し、GALLEX/GNOおよびSAGEの観測した太陽ニュートリノの量は以下のようにになっている。

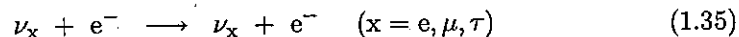
$$R_{\text{GALLEX/GNO}} = 69.3 \pm 4.1(\text{stat}) \pm 3.6(\text{syst}) \text{ SNU} \quad (1.33)$$

$$R_{\text{SAGE}} = 66.9 \pm 3.9(\text{stat}) \pm 3.6(\text{syst}) \text{ SNU} \quad (1.34)$$

また、これらの実験結果を合わせたものは 68.1 ± 3.75 SNUとなっており、この値は予測量のおよそ半分である。

Kamiokande, Super-Kamiokande

Kamiokande [20] は1987年に岐阜県飛騨市神岡町にある神岡鉱山内に建設された、直径15.6m、高さ16.1mの円柱状のスチールタンクに純水(電子標的)を3000 m^3 張り込んだ太陽ニュートリノ観測装置であり、以下に示すように標的である電子とニュートリノの弾性散乱により生じるチェレンコフ光を壁に取り付けた946本の20インチ光電子増倍管で検出し、ニュートリノを実時間観測する。



また、Kamiokande(1987年から1995年まで)の後継実験であるSuper-Kamiokande [21]も同じ鉱山内に建設され、直径39.3m、高さ42mのスチールタンクに50キロトンの超純水が入っており、周りに取り付けた11146本の20インチ光電子増倍管で弾性散乱により生じたチェレンコフ光を観測する。

実験の閾値は、Kamiokandeでは7MeV、Super-Kamiokandeでは5MeVであり、主に ^8B 太陽ニュートリノの感度がある。電子・ニュートリノ弾性散乱は全てのニュー

トリノのフレーバーに感度があるが、 ν_μ, ν_τ は ν_e の反応率に比べ約 0.16 倍の反応率となっている。また、弾性散乱により反跳された電子はその進行方向に対してある決まった角度でチェレンコフ光を生じるため、ニュートリノの飛来してきた方向を求めることができ、バックグラウンドを区別するのに役立つ。

Kamiokande、Super-Kamiokande により観測された ^8B 太陽ニュートリノのフラックスは

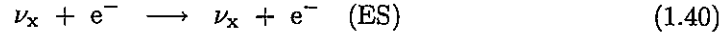
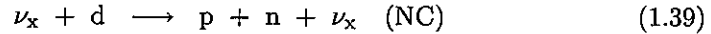
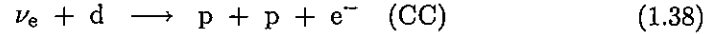
$$\Phi_{^8\text{B}}^{\text{Kamiokande}} = (2.80 \pm 0.19(\text{stat}) \pm 0.33(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \quad (1.36)$$

$$\Phi_{^8\text{B}}^{\text{SK}} = (2.35 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \quad (1.37)$$

となっており、標準太陽モデルの予測量に比べ (0.40 ± 0.09) 倍 (Super-Kamiokande の結果より) 少ないことがわかっている。

SNO

SNO(Sudbury Neutrino Obserbatory) [22] は、カナダのオンタリオ州 Sudbury にある Creighton 鉱山内地下 2070m(6100m.w.e) に建設された太陽ニュートリノ検出装置で、直径 12m のアクリル球中に 1000 トンの超純重水 (D_2O) が入っており、この重水と反応することにより生じたチェレンコフ光を内部に取り付けた 9456 本の光電子増倍管で観測する。この実験は、1999 年に始まり、Kamiokande、Super-Kamiokande 同様、チェレンコフ光を利用した実時間観測実験の一つである。SNO では、以下に示すような反応を用いて 5MeV 以上の ^8B ニュートリノを観測している。



ここで、CC は荷電カレント反応、NC は中性カレント反応、ES は電子・ニュートリノ弾性散乱を示している。

重水を用いることによるメリットは、荷電カレント反応と中性カレント反応を区別して観測でき、全ニュートリノのフラックスを測定できる点である。荷電カレント反応は電子型ニュートリノのみに感度があるのに対して、中性カレント反応は全ニュートリノに対して感度がある。さらに、中性カレント反応により生じた中性子は重水素 (d) に捕獲され 6.25MeV の γ 線を放出するため、この γ 線を検出することで中性カレント反応による全ニュートリノのフラックスを測定することができる。更に検出効率を上げるために 2nd phase では、2.5 トンの NaCl を混ぜて観測を行っている。これは、NaCl に含まれる ^{35}Cl の中性子捕獲の反応断面積が大きく、その捕獲反応により放出される γ 線が 8MeV 付近にあるためである。

SNO 実験により観測された ^8B 太陽ニュートリノフラックス (2nd phase の結果) は以下のようになっている。

$$\Phi_{\text{CC}}^{\text{SNO}} = (1.59 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \quad (1.41)$$

$$\Phi_{\text{NC}}^{\text{SNO}} = (5.21 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \quad (1.42)$$

$$\Phi_{\text{ES}}^{\text{SNO}} = (2.21 \pm 0.31(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \quad (1.43)$$

さらに、この測定値と標準太陽モデルの予測値 (BP2000 による) の比をとると

$$\Phi_{CC}^{SNO} / \Phi_{8B}^{SSM} = 0.315^{+0.016}_{-0.014}(\text{stat})^{+0.012}_{-0.016}(\text{syst}) \quad (1.44)$$

$$\Phi_{NC}^{SNO} / \Phi_{8B}^{SSM} = 1.030 \pm 0.053(\text{stat}) \pm 0.075(\text{syst}) \quad (1.45)$$

$$\Phi_{ES}^{SNO} / \Phi_{8B}^{SSM} = 0.438^{+0.061}_{-0.051}(\text{stat}) \pm 0.020(\text{syst}) \quad (1.46)$$

となる (ここでは標準太陽モデルの不定性は含んでいない)。SNO 実験による結果は、中性カレント反応による全ニュートリノのフラックスの結果が標準太陽モデルの予測値とほぼ一致していることから、太陽ニュートリノが他のフレーバーに変化しているということを強く示している。また、SNO 実験において観測された太陽ニュートリノのフラックスを図 (1.12) に示す。

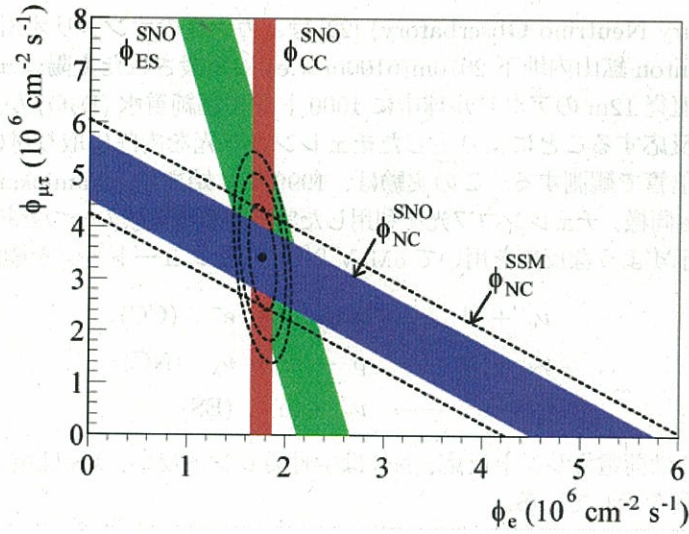


図 1.12: SNO 実験による太陽ニュートリノフラックス

1.5 低エネルギー領域における太陽ニュートリノ観測の重要性

KamLAND では、次期計画として低エネルギー太陽ニュートリノの観測を目指している。本節では、液体シンチレーターの前処理後に観測可能であると考えられる太陽ニュートリノ観測の意義とその重要性について述べる。

1.5.1 ^7Be 太陽ニュートリノ観測の意義と重要性

SSM の精密検証

標準太陽モデルによって計算される太陽ニュートリノフラックスは、核融合反応に関する原子核の反応率、太陽表面での化学組成などに依存する。特に原子核の反応率を示す S 因子は、実際の太陽内部の温度が実験可能なエネルギー領域より低く高エネルギーでの実験結果を外挿して求めているため、その不定性が大きくなってしまふ。この結果、太陽ニュートリノフラックスには大きな不定性がつくことになる。これまでの実時間観測実験で観測されている ^8B 太陽ニュートリノフラックスは全体の 0.0088% を占めており、その不定性は $\pm 23\%$ と大きい。それに対し、 ^7Be 太陽ニュートリノは全体の 7.4% を占め、その不定性は $\pm 12\%$ となっており、比較的小さい。また、 ^7Be 太陽ニュートリノは放射性化学実験 (GALLEX/GNO, SAGE など) では積分した値のみを観測しており、実時間観測において分離して観測されていない。放射性化学実験では、その測定誤差が $\pm 40\%$ と非常に大きくなっているが、 ^7Be ニュートリノを分離して実時間観測をすることにより、時間情報を得ることができ、電子・ニュートリノ弾性散乱の測定誤差が 10% 以内と期待されるため、その不定性を 4 倍程度改善することが可能であると考えられる。その上、pp ニュートリノのフラックスについても、その不定性を 2.5 倍程度改善できると考えられ、 ^7Be ニュートリノフラックスの測定精度が $\pm 3\%$ 以内であるならば、 ^7Be 、pp ニュートリノの誤差をさらに 2 倍程改善できる。

このように、 ^7Be 太陽ニュートリノを観測することにより、標準太陽モデルの検証、ひいては恒星の進化・構造の理論の検証につながる。

ニュートリノ振動パラメータへの寄与

ニュートリノ振動パラメータにおいて、 Δm^2 は KamLAND 実験により最も制限されている。これは、原子炉反ニュートリノによるニュートリノ振動を観測するのに適した距離 ($\sim 180\text{km}$) で実験をしているためである。また、 $\sin^2\theta$ については、 ^8B 太陽ニュートリノの実時間観測による Super-Kamiokande、SNO の結果が最も制限をしている。

KamLAND 実験において ^7Be 太陽ニュートリノを観測ことにより混合角 θ_{12} の決定を行うことができるが、そのフラックスには $\pm 12\%$ の不定性がついているために、現在の θ_{12} の制限をより厳しくするのは難しい (pp ニュートリノ観測であれば、不定性が $\pm 1\%$ なので大幅に制限が可能となる)。

視点を変えて考えると、KamLAND 実験による θ_{12} の決定は、同実験の原子炉反ニュートリノによるニュートリノ振動の観測で示した振動解 LMA 解 (大混合角解) の検証を太陽ニュートリノの結果を用いて検証することができるという面もある。

季節変動、昼夜による変動 (day-night effect)

季節変動とは、地球-太陽間の距離が変化すること (夏と冬では 3.4% の距離の違いができる) により観測される太陽ニュートリノの量の変動する効果である。この効果を観測することにより、ニュートリノ振動解の候補である VAC 解 (現在ではほぼ排除されている) の検証をすることができる。また、指向性のない KamLAND において

この効果を観測することで実際に太陽からニュートリノが飛来していることの確認にもつながる。更には、太陽ニュートリノの観測量は変動するのに対してバックグラウンドは変化しないことを用いて、太陽ニュートリノ観測におけるバックグラウンドの見積もりをすることができる。地球の公転軌道の離心率を $\epsilon = 1.7\%$ 、地球-太陽間の距離を L とすると

$$L = L_0(1 - \epsilon \cos(2\pi t)) \quad (1.47)$$

となる。ここで、 $L_0 = 1.496 \times 10^8 \text{ km}$ は地球-太陽間の平均距離である。観測されるニュートリノのフラックスは距離の二乗に比例することより、平均距離におけるニュートリノフラックスを Φ_0 、観測されるニュートリノフラックスを Φ とすると

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_0}{\Phi} &= \left(\frac{L_0}{L} \right)^2 \\ \Phi &= \frac{1}{1 - 2\epsilon \cos(2\pi t) + \epsilon^2 \cos^2(2\pi t)} \Phi_0 \\ &\simeq (1 + 2\epsilon \cos(2\pi t)) \Phi_0 \quad (\epsilon \ll 1) \end{aligned} \quad (1.48)$$

となる。バックグラウンド量を BG とすると、実際の観測量 F は

$$F = BG + (1 + 2\epsilon \cos(2\pi t)) \Phi \quad (1.49)$$

となり、太陽から飛来するニュートリノフラックスが時間変動するのに対して、 BG 量は変化していないことがわかる。季節変動によるニュートリノフラックスは約 6.8% 変化する。

次に昼夜の違いによる効果 (day-night effect) についてであるが、これは地球内部における非断熱的振動による MSW 効果に起因するものである。この効果を観測することにより、現在ではほぼ排除されているが、ニュートリノ振動解の候補である Low 解の検証を行うことができる。

1.5.2 ^8B 太陽ニュートリノ観測の重要性

MSW 効果はその共鳴条件により高エネルギーの太陽ニュートリノに感度があると考えられており、共鳴条件は物質内の電子数密度に依存するのでニュートリノの発生点 (図 (1.13) 参照) により MSW 効果が最も大きく現れるエネルギーが異なる。各太陽ニュートリノにおける MSW 効果が生じるエネルギーは以下ようになる。

$$\begin{aligned} E_{pp} &\simeq 3.3 \text{ MeV} \\ E_{7\text{Be}} &\simeq 2.2 \text{ MeV} \\ E_{8\text{B}} &\simeq 1.8 \text{ MeV} \end{aligned}$$

pp、 ^7Be ニュートリノは低エネルギーニュートリノなので、常に真空振動の領域にあるのに対して、 ^8B ニュートリノのエネルギーは 0~12 MeV までの連続スペクトルとなっているため、MSW 効果に感度がある。

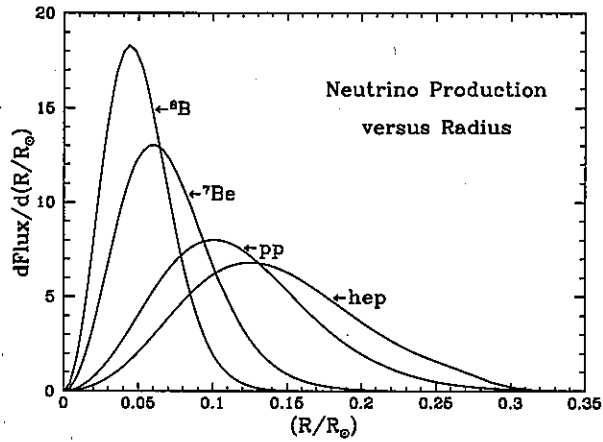


図 1.13: 太陽内部における各ニュートリノの発生点

Super-Kamiokande、SNO では、検出エネルギーの閾値が約 5MeV 程度になっているため、MSW 効果の真空振動領域から物質振動領域へと遷移することによるニュートリノのエネルギースペクトルの歪みを観測するまでには至っていない。KamLAND でも ^8B 太陽ニュートリノ観測の閾値は放射性バックグラウンドの影響で 5.5MeV 以上となっており、現段階ではエネルギースペクトルの歪みを観測することは難しい。しかし液体シンチレーターを純化することにより、現在 ^8B 太陽ニュートリノ観測の領域に存在する放射性バックグラウンドを除去し、検出の閾値を下げるができるため、MSW 効果によるエネルギースペクトルの歪みを観測することができると考えられる。この歪みの観測により、太陽ニュートリノ欠損問題の有力な解である MSW 効果を直接検証することができる。さらに、MSW 効果は太陽内部の物質による効果なので、太陽内部における電子数密度についてなど太陽内部の物質に関する情報を得ることができ、これらの情報をもとに標準太陽モデルについても検証を行うことができる。

1.5.3 CNO, pep 太陽ニュートリノ観測の重要性

現在までに行われた太陽ニュートリノ実験では、図 (1.5) の CNO サイクルにより生じるニュートリノは観測されていない。しかし、液体シンチレーターの純化によりバックグラウンドが大幅に削減されると、KamLAND において今まで観測のできなかった CNO サイクルによるニュートリノ、pep 太陽ニュートリノ (図 (1.4) 参照) の観測ができる可能性がある。CNO サイクルによるニュートリノが観測可能な領域には現在、宇宙線ミューオンによる原子核破碎反応により生じたバックグラウンドがあり、液体シンチレーターの純化自体ではこのバックグラウンドを除去することはできないが、解析的に取り除ける可能性があるため、後述する新しいエレクトロニクスの開発など現在研究を進めている。

CNOサイクルによるニュートリノの観測は、その検出自体が世界初であるということやpp連鎖により生じた ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノとCNOサイクルによるニュートリノを同時に観測したことにより、恒星内部で起きている全ての核融合反応について実験的に検証することができる。また、両者の核反応の比を実験的に求めることができる。

また pep ニュートリノは pp ニュートリノと同様に、pp連鎖の一番始めに起こる反応であり、理論的な不定性が小さい($\pm 2\%$)。従って、pep ニュートリノはCNOサイクルによるニュートリノとほぼ同じエネルギー領域に存在するが、理論的な不定性の大きいCNOサイクルによるニュートリノの数を、理論的な不定性の小さい pep ニュートリノにより見積もることが可能である。CNOサイクルによるニュートリノは理論的不定性が大きいため、その検出をKamLANDで行うことができれば実験的な値を確認することができ、意義の大きいものであるといえる。

第2章 KamLAND 実験

KamLAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験は、低エネルギー領域(数百 keV から十数 MeV) に存在するニュートリノを観測することを目的として建設された。本実験では以下に挙げるような研究を主に行っている。

1. 原子炉反ニュートリノによるニュートリノ振動の検出と振動パラメータの精密測定 [23],[3]
2. 地球内部反ニュートリノの検出による地球内部のエネルギー量の解明 [24]
3. 低エネルギー領域の ^8B 太陽ニュートリノ検出による MSW 効果の検証
4. pep, CNO 太陽ニュートリノ検出による太陽内部の核反応メカニズムの解明
5. ^7Be 太陽ニュートリノ検出による標準太陽モデルの検証

本論文でも述べているように現在、太陽ニュートリノの観測に向けた実験を行っている。本章では、この KamLAND 実験の構造やその検出原理について述べる。

2.1 KamLAND

KamLAND 検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある池ノ山の山頂約 1000m 地下(約 2700m.w.e に相当)に建設されている。建設されている場所はかつて Kamiokade(第一章参照) 検出器が設置されていた場所であり、1997 年に Kamiokande 撤去後の実験室空洞を更に掘り下げて KamLAND 検出器は建設されている。また、このように地下深くに検出装置を建設する理由は、山中にある岩盤が宇宙線ミュオンシールドとしての役割をし、宇宙線ミュオンによるバックグラウンドを約十万分の一(KamLAND 検出器の内部検出器で約 0.3Hz) にすることができるためである。

図 2.1 に鉱山内における KamLAND の様子を示す。

2.1.1 構造の概要

KamLAND 検出器は、1000 トンの液体シンチレーターから成っており、この液体シンチレーターは透過性の高いナイロンフィルムでできたバルーンに入っている。KamLAND で用いている液体シンチレーターは、ドデカン ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$)80%、プソイドクメン(1,2,4-Trimethyl Benzene)20%、発光剤として PPO(2,5-Diphenyloxazole)1.5g/l という構成要素からできている。バルーンは、直径 13m の球形で $135\mu\text{m}$ の薄さのナイロン・EVOH フィルムを用いており、その形状を保つためにケブラー紐と呼ばれる紐でつるされている。さらにバルーン

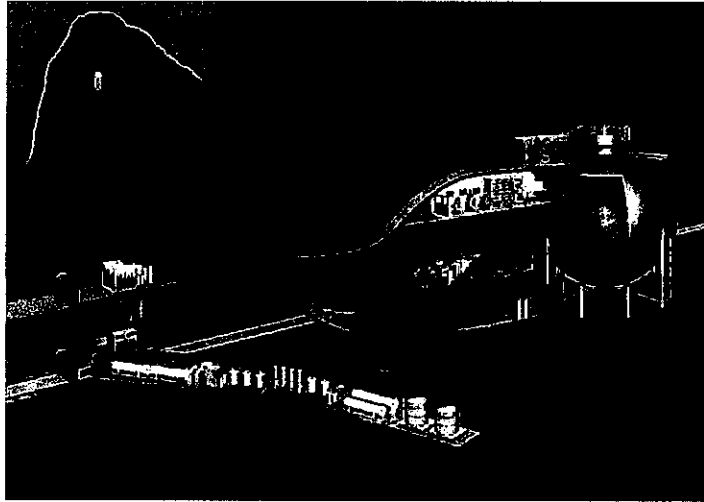


図 2.1: 神岡鉱山内における KamLAND エリアの概略図

ンの外側は直径 18m のステンレスタンクで覆われており、その間にはドデカンとイソパラフィンを 1:1 の割合で混合したバッファーオイルと呼ばれるもので満たされている。

KamLAND 検出器では、液体シンチレーター中を粒子がエネルギーを落としながら飛んでいき、液体シンチレーターを励起させることで発生するシンチレーション光をステンレスタンクの内壁に取り付けた 1879 本の光電子増倍管で検出する。この内壁 (内部検出器と呼ぶ) に取り付けた光電子増倍管には、新たに開発した 1325 本の 17 インチ光電子増倍管と、Kamiokande 実験にも用いられた 554 本の 20 インチ光電子増倍管がある。KamLAND の初期では 17 インチ光電子増倍管のデータのみを用いて解析を行っていたが、2003 年 2 月 27 日より 20 インチ光電子増倍管のデータも含めて解析するようになった。これにより、検出器の Photo coverage は約 20% から約 34% となり、エネルギー分解能は 17、20 インチ両方を用いた場合 $6.2\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ 、17 インチのみの場合は $7.3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ となった。また、ステンレスタンクの外側には円筒状の外壁があり、225 本の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられ 3200 トンの純水で満たされている。これは岩盤などから発生する γ 線や中性子をシールドし、宇宙線ミューオンを識別するための水チェレンコフ検出器であり、外部検出器と呼ばれる。

検出器の頂上部にはチムニーと呼ばれる場所がある。ここには、KamLAND で用いられている ^{60}Co などのキャリブレーション装置をバルーン内部に入れるための入り口などがあり、様々な機能を持ったエリアである。

図 2.2、2.3 に検出器の概略図を示す。

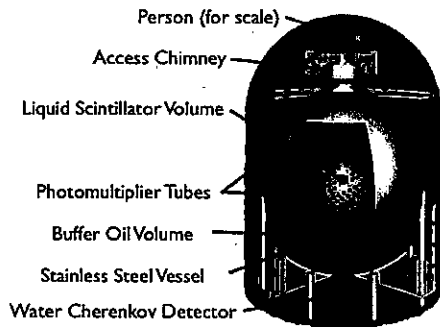


図 2.2: KamLAND 検出器の概略図 (1)

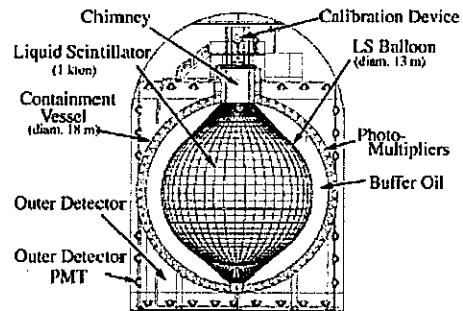


図 2.3: KamLAND 検出器の概略図 (2)

2.1.2 光電子増倍管、

KamLAND 検出器で用いられている光電子増倍管には、前述のように Kamiokande で使われていた 20 インチのものと新たに開発した 17 インチのものがある。内部検出器には 1879 本 (17 インチが 1325 本、20 インチが 554 本)、外部検出器には 20 インチのものが 225 本取り付けられている。

新たに開発した 17 インチ光電子増倍管 [25] は、Super kamiokande で使われている 20 インチ光電子増倍管を改良したものである。KamLAND 実験では低エネルギー領域にあるニュートリノの観測を目標としており、1MeV のニュートリノ反応では約 300p.e.(photoelectron の略) に相当するシンチレーション光が等方的に発生し、光電子増倍管 1 本あたり 1p.e. 程度の光が来ると考えられるので、この 1p.e. レベルの微弱な光を識別して検出する必要がある。また、この低エネルギー領域における物理イベントの位置決定精度やエネルギー分解能、パルス波形による粒子識別能力を向上させるために、時間分解能を改良する必要があった。これらの要求を満たすために以下のような改良が行われた。

1. 20 インチ光電子増倍管の周縁部をマスキングして 17 インチ相当にする。
2. ダイノードの形状をベネチアン・ブラインド型からライン・フォーカス型に変更する。
3. ブリーダー回路を等分割ブリーダー回路からテーパブリーダー回路に変更する。

これらの改良により時間分解能は 3 ナノ秒から 1.5 ナノ秒に改善された。

図 (2.4、2.5) に KamLAND 実験で用いている光電子増倍管の概略図を示す。

2.1.3 エレクトロニクス (Front End Electronics)

KamLAND 実験の主な目的は、数 MeV 以下の領域にあるニュートリノを検出することである。そのため、光電子増倍管の大半では 1p.e. レベルの光が検出されることになり、その検出された光を読み出すフロントエンドエレクトロニクス (Front End Electronics、FEE [26]) は 1p.e. レベルの信号を正確に記録できる必要がある。また、光電子増倍管のゲインは約 10^7 であるため 1p.e. の信号は約 1.6pC の出力となり、その信号の波高値は数

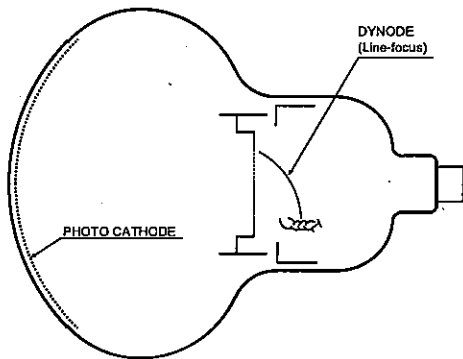


図 2.4: 17 インチ光電子増倍管

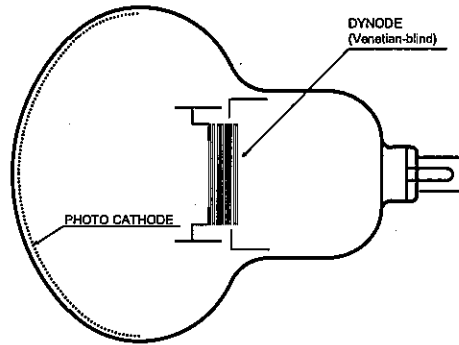


図 2.5: 20 インチ光電子増倍管

mV となるが、その一方で KamLAND 中を通過する高エネルギーの宇宙線ミューオンなどは各光電子増倍管に 1,000p.e. レベルの光が検出されてしまうため、FEE には 10,000 以上の大きさのダイナミックレンジも必要となる。さらに読み出しの閾値が iMeV の場合、イベント率はおよそ数十 Hz であると考えられるが、加速器を用いた実験と違いそのイベントがいつくるのかは不明であるため、観測対象であるイベントがいつ来てもいいように全ての信号を記録できるようにする必要がある。現在 KamLAND 実験で用いている FEE は、これら要求を満たすように設計されたものである。以下ではその詳細について述べる。

KamLAND における物理現象の対象は、原子炉からくるニュートリノだけではなく太陽や地球内部から来るものも含んでおり、また大容量の液体シンチレーターを用いているため、超新星爆発の際に生じるニュートリノや核子崩壊の観測についても重要な役割を果たすと考えている。超新星ニュートリノの場合、天の川銀河団付近で超新星爆発が起きると高エネルギーのニュートリノが 1kHz 程度の頻度で観測される(数秒間続く)と考えられており、核子崩壊の場合では、陽子崩壊を考えるとその崩壊モードにより数十ナノ秒間隔で生じるカスケード崩壊の連続的な反応がおきると考えられる。KamLAND の FEE はこれらのような短い間隔で生じる信号にも対応できるように、各光電子増倍管から出されるヒット信号の波形 (Waveform) を記録している。Waveform は各光電子増倍管のディスクリミネーターヒットに応じて記録されていき、トリガー回路からグローバルトリガーと呼ばれる種類のトリガーが発行されるとデジタイズされていく。また制御を行うトリガー回路自体が全光電子増倍管のヒット情報を集めて構成されているため、デジタイズされている間にも Waveform はアナログメモリーへと蓄積されていく。以上のような方式を用いることにより、予測不可能なイベント群を記録することが可能になる。以下図 (2.6) に KamLAND の FEE の概略図を示す。

図 (2.6) より、光電子増倍管の各チャンネルには同じ Waveform Digitizer が二つ付いていることがわかる。これは A/D 変換による不感時間 (A/D 変換には約 25 マイクロ秒かかるといわれる) を軽減させるためである。また異なるゲインの増幅器 (アンプ) が三つ並列に接続されているが、これは前述した広いダイナミックレンジを得るためである。

図 (2.7) に FEE カードの概略図を示す。各カードには大容量のバッファメモリーが実装されているが、これは一定時間の間、デジタイズされたイベントのデータを格納するた

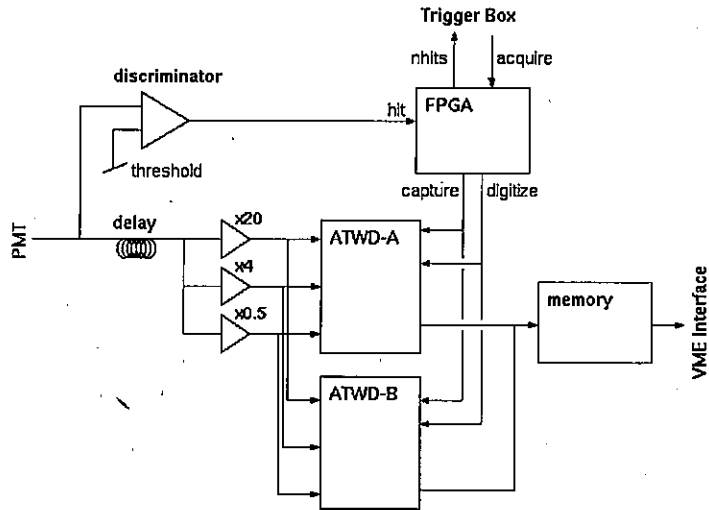


図 2.6: KamLAND 実験で使われている Front End Electronics

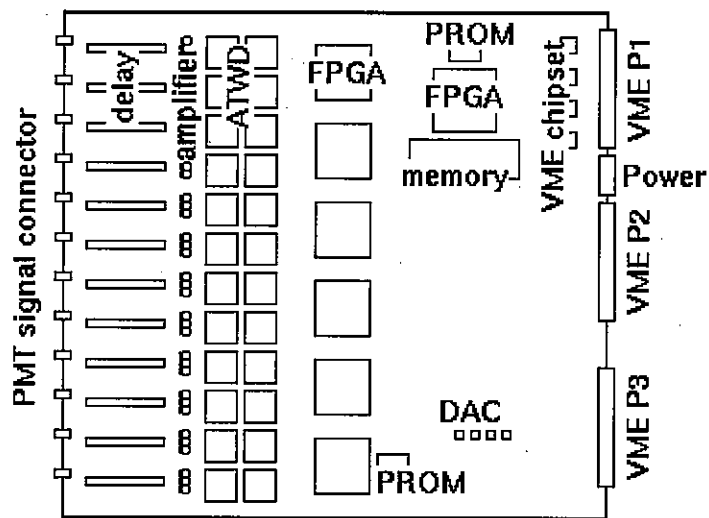


図 2.7: KamLAND 実験で使われている FEE カードの概略図

めのものである。このバッファメモリーがあることにより、効率的なデータの読み出しを行ったり、データのデジタル化に読み出しが追いつかなくなったとき(超新星ニュートリノなどの短時間にたくさんのイベントが生じる場合)に一時的にデータを保持しておくことが可能になる。

FEEにおいて中心的な役割を担うのは、ATWD(Analogue Transient Waveform Digitizer)であり、これはアナログ信号の Waveform を並べられたコンデンサーに留めておき、トリガー回路の要求に応じて逐次デジタル化していくものである。ATWDには四つのアナログ入力があり、入力された Waveform のデータは 128 個の 10bit 長のサンプルから構成される。現在 KamLAND でのサンプリング間隔は約 1.5 ナノ秒であるが、この間隔はオンラインソフトウェアにより変更が可能となっている。ATWD が動作している間、入力信号はチップ上に並べられたコンデンサーに循環的に記録されていき、以下のような流れで A/D 変換を行う。

1. トリガー回路より"Capture"信号が発行され、サンプリングを止める。この時点でコンデンサー上に存在する Waveform はバッファメモリーへと一時的に保存される。
2. トリガー回路より"Digitize"信号が発行され、保存していた Waveform を A/D 変換していく("Digitize"信号が発行されなかった場合、保存していた Waveform は破棄される)。
3. A/D 変換及びメモリークリアの終了後、再び ATWD は Waveform のサンプリングを始める。

ここで、"Capture"信号とは各光電子増倍管に取り付けたディスクリミネーターのヒット数に基づいて発行されるトリガーの一つである。光電子増倍管のヒット情報は、FPGA(Field Programmable Gate Array の略)上に実装されたコントロール回路に集められ、"Hit-Sum"信号(一つの FEE カードに入っている光電子増倍管のヒット数)としてトリガー回路に送られている。

以上のように KamLAND で検出された信号は、デジタル化された後以下のような流れで保存先であるディスク上へと向かう。

1. トリガー回路によりイベントの収集が決定される。
2. FEE に"Aquire"信号が発行され、FPGA 上にあるコントローラー回路から ATWD に"Digitize"信号が送られる。
3. A/D 変換後、データは FEE 上にあるバッファメモリーへと格納される。
4. バッファメモリー上にあるデータは、Front End PC 上で動いている DAQ(Data Acquisition system の略)ソフトウェアにより VME バスインターフェイスを経由して読み出しが行われる。

2.1.4 トリガー回路

KamLAND 実験では、遅延同時計数により低エネルギーのイベント(原子炉反ニュートリノや地球内部起源反ニュートリノなど)を検出するため、その検出されるイベントに対

して二種類のトリガーが発行される。

先発トリガー (グローバルトリガー)

- 全イベントに対して 17 インチ光電子増倍管の総ヒット数 (Nsum と呼ばれている) が 180 (約 0.64 MeV に対応している) を超える場合に発行される

後発トリガー

- 先発トリガー後、1 ミリ秒以内に $Nsum \geq 120$ の場合に発行される

先発トリガーの検出効率は、後発トリガーの情報を用いて以下のような式で評価することができる。

$$\epsilon_{\text{trigger}} = \frac{\text{NsumMax} \geq 180 \text{ のイベント数}}{\text{後発イベント数}} \quad (2.1)$$

式 (2.1) より、約 1 MeV 以上のエネルギー領域においては検出効率は 100% となる。ここで NsumMax とは、最長 200 ナノ秒の間 25 ナノ秒毎に光電子増倍管の総ヒット数を取り続けた中で最大値のものを指す。これはヒストリートリガーと呼ばれるトリガー信号により発行される。図 (2.8) に各エネルギー領域における先発トリガーの検出効率を表したグラフを示す。また、後発トリガーの検出効率は低い閾値で測定されたデータと以下

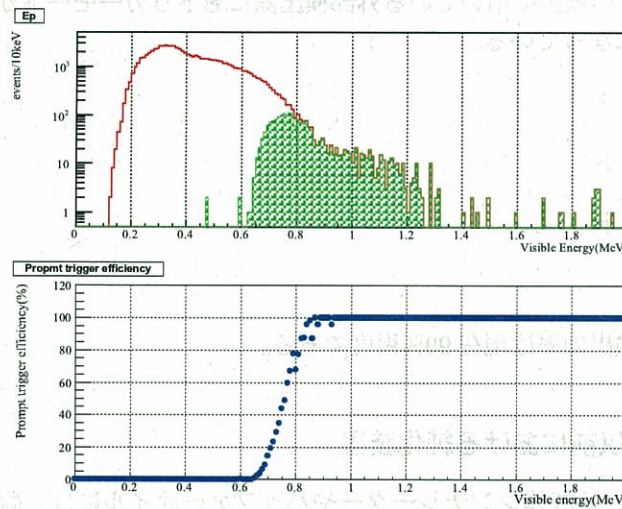


図 2.8: 先発トリガーの検出効率

の式を用いて見積もることができる。

$$\epsilon_{\text{trigger}} = \frac{\text{高閾値のデータによる NsumMax} \geq 120 \text{ のイベント数}}{\text{低閾値のデータによる NsumMax} \geq 50 \text{ のイベント数}} \quad (2.2)$$

低閾値のデータは”Prescale”トリガーを用いて測定されている。このトリガーは他にもキャリブレーションを行うときや数百 keV 以下の低エネルギーイベントの測定・解析など、イ

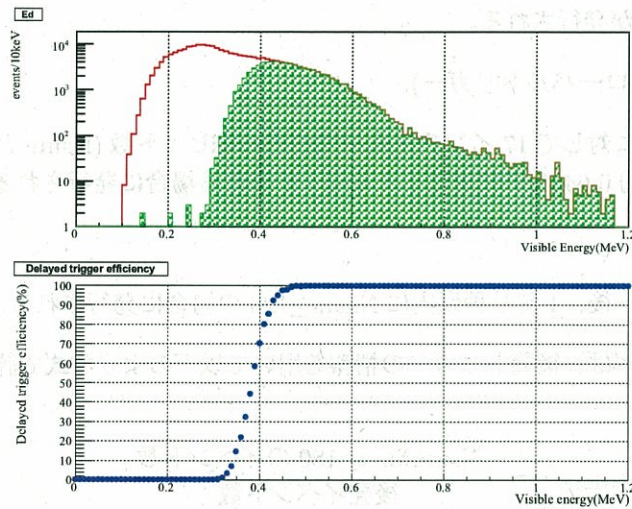


図 2.9: 後発トリガーの検出効率

イベント率が高く、通常のトリガーモードではデータ収集が難しいイベントの研究に用いられる。図 (2.9) に後発トリガーの検出効率を表したグラフを示す。

宇宙線ミュオンなどの検出に用いている外部検出器にもトリガーモードがあり、それらの閾値は以下のようにになっている。

天頂部 ≥ 6 ヒット

側面上部 ≥ 5 ヒット

側面下部 ≥ 6 ヒット

底部 ≥ 7 ヒット

外部検出器のトリガー検出効率は現在 99%程度である。

2.1.5 Solar phase 以前における純化装置

KamLAND で用いている液体シンチレーターやバッファーオイルには、観測のバックグラウンド源となる放射性不純物を含んでいる。これらの不純物は極微量であるが、低エネルギーの物理事象を観測する上では無視できない量であるため、不純物を除去する必要がある。

現在の KamLAND における純化装置 [27] は、三つのフィルター (前置フィルター、入力フィルター、最終フィルター) と液々抽出塔、窒素パージ塔から構成されており、これらの純化装置は液体シンチレーター系とバッファーオイル系の二系統それぞれについて建設されている。また、それぞれの構成要素は連結されており、検出器にも直接接続されているため循環させることが可能である。図 (2.10) に純化装置の概略図を示す。

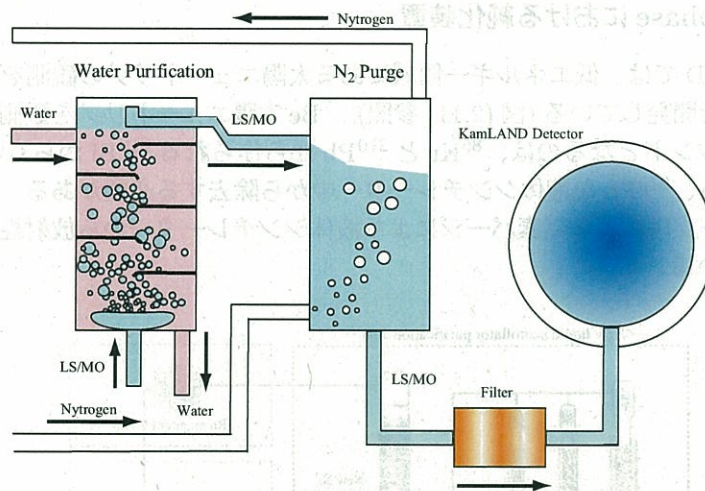


図 2.10: 1st phase における純化装置の概略図

以下では純化装置の各要素について説明していく。まず、フィルターについてであるが、前述したように前置フィルター、入力フィルター、最終フィルターの三種類があり、これらは液体シンチレーター中に存在している埃を除去するために設置されている。各フィルターの目の細かさは

前置フィルター	1 μ m
入力フィルター	0.1 μ m
最終フィルター	0.05 μ m

となっている。

液々抽出塔では液体シンチレーターと純水エリアで作られた超純水を混合・攪拌し、液体シンチレーター中の放射性不純物(主に金属元素)を除去している。液々抽出法とは、互いに交じり合わない2液を混ぜ合わせ、片方の液に含まれる溶解物を分配計数の違いを利用して他方に移す方法であり、KamLANDでは超純水と液体シンチレーターを混合させ、極性を持つ水分子の電気的引力により無極性分子から成る液体シンチレーター中の金属イオンが水分子に吸着させることを利用している。

窒素パージ塔は液体シンチレーターに窒素送り込む装置であるが、以下のような目的がある。

1. 液々抽出時に微量ながらも混入する水分を飛ばすため
2. 液体シンチレーター中に溶けている酸素を追い出し、酸素クエンチング (Appendix 参照) を防ぐため
3. 窒素を液体シンチレーター中に溶かすことにより、放射性希ガス元素 (^{222}Rn , ^{85}Kr , ^{39}Ar など) を追い出すため

2.1.6 Solar phaseにおける純化装置

現在 KamLAND では、低エネルギー領域にある太陽ニュートリノの観測を行うために新たな純化装置を開発している(図(2.11)参照)。 ^7Be 太陽ニュートリノを観測する際に大きなバックグラウンドとなるのは、 ^{85}Kr と ^{210}Pb から作られる ^{210}Bi からくる β 線である。従って、 ^{85}Kr 、 ^{210}Pb を液体シンチレーター中から除去する必要がある。現在、蒸留精製法と窒素パージ塔による窒素パージにより液体シンチレーターから放射性不純物を除去しようとしている。

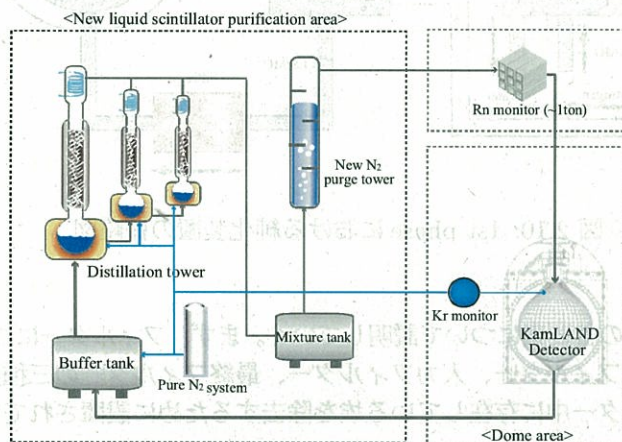


図 2.11: 2nd phase における純化装置の概略図

第二純化装置エリアの概要は次のようになっている。現在 KamLAND 中に入っている液体シンチレーターを蒸留塔に付属しているバッファータンクへと送る。その後、液体シンチレーターの構成要素であるプソイドクメンを蒸留・精製する第一蒸留塔へと液体シンチレーターを送り、第一蒸留塔で残液となったものはドデカン、PPO が主成分であるのでドデカンを精製する第二蒸留塔へと送られる。更にその残液は PPO を精製する第三蒸留塔へと送られ、各蒸留塔で精製された構成要素は混合タンクと呼ばれる液体シンチレーターの構成比(ドデカン:プソイドクメンが 80:20、PPO が 1.5g/l)を調整するタンクへと送られる。次に窒素パージ塔へと蒸留精製後の液体シンチレーターを送る。窒素パージ塔の役割は旧純化装置エリアのものと同様である。これらの精製過程を終えた液体シンチレーターは、その純化レベルを確認するためにラドン検出器やクリプトン検出器へと送られる。ラドン検出器では液体シンチレーター中のラドン濃度が 1mBq/m^3 以下であることを確認する。各検出器によって純化レベルを確認した後、KamLAND 本体へと純化された液体シンチレーターを戻す。ここで、バッファータンクや蒸留塔、バルーン内の気層部など液体シンチレーターが触れると思われる部分には純化された窒素ガスを流している。これは液体シンチレーター中の溶存酸素が、熱が加わることにより液体シンチレーターを劣化させる(第6章参照)事を防ぐためである。また、窒素ガス自体にクリプトンが混入している場合があるため、クリプトン検出器でクリプトンのレベルを確認した後に窒素ガスを流している。

2.2 KamLANDにおける太陽ニュートリノ検出原理

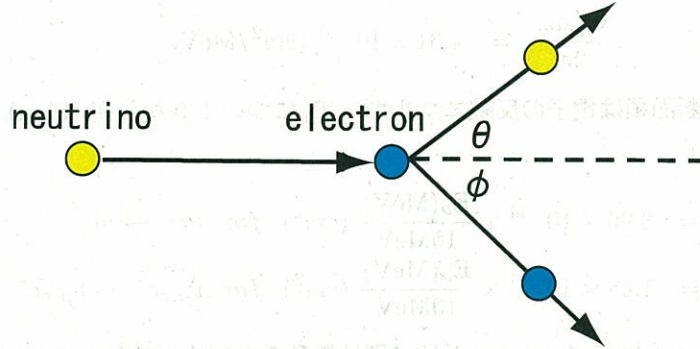


図 2.12: 弾性散乱による太陽ニュートリノ検出

KamLANDにおける太陽ニュートリノ検出は、弾性散乱による反応を用いて行われる(図(2.12))。実際に観測されるのは反跳された電子のエネルギーであるので、散乱角を θ 、入射して来るニュートリノのエネルギーを E_ν 、電子の質量を m_e とすると電子の反跳エネルギーは以下のように記述される。

$$T_e = \frac{(1 - \cos \theta)E_\nu/m_e}{1 + (1 - \cos \theta)E_\nu/m_e} E_\nu \quad (2.3)$$

また、散乱されたニュートリノのエネルギーは E'_ν とすると

$$T_e = E_\nu - E'_\nu \quad (2.4)$$

$$E'_\nu = \frac{E_\nu}{1 + (1 - \cos \theta)E_\nu/m_e} \quad (2.5)$$

となる。ここで、反跳電子のエネルギーは散乱角により変化し、その最大値 $T_e(\text{Max})$ は以下ようになる。

$$T_e(\text{Max}) = \frac{E_\nu}{1 + m_e/E_\nu} \quad (2.6)$$

次に電子・ニュートリノ弾性散乱の反応断面積について述べる。弾性散乱過程の反応断面積は、Weinberg-Salamによる電弱統一理論から導出される低エネルギー領域における有効ハミルトニアンより以下のように記述される。

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left(C_L^2 + C_R^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 + C_L C_R \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right) \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} C_L &= \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w \text{ for } \nu_e \\ &= \frac{-1}{2} + \sin^2 \theta_w \text{ for } \nu_{\mu, \tau} \\ C_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned}$$

ここで、 θ_w はワインバーグ角を示す。また単ループの放射補正項 (電弱相互作用、QCD、QED による) を考慮すると、式 (2.7) の係数は

$$\frac{G_F^2 m_e}{2\pi} = 4.31 \times 10^{-45} \text{ (cm}^2/\text{MeV)}$$

となり、反応の全断面積は電子の反跳エネルギー T_e について 0 から $T_e(\text{Max})$ まで積分すればよいので

$$\sigma_{\text{tot}} = 8.96 \times 10^{-44} \times \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10\text{MeV}} \text{ (cm}^2) \text{ for } \nu e^- \rightarrow \nu e^- \quad (2.8)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = 1.58 \times 10^{-44} \times \frac{E_\nu(\text{MeV})}{10\text{MeV}} \text{ (cm}^2) \text{ for } \nu_{\mu,\tau} e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} e^- \quad (2.9)$$

となる。以下図 (2.13) に電子・ニュートリノ弾性散乱の全反応断面積のグラフを示す。

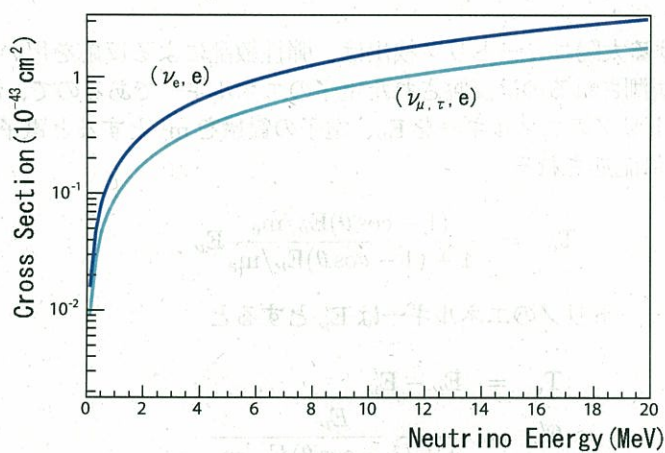


図 2.13: 電子・ニュートリノ弾性散乱の全反応断面積

第3章 KamLAND 実験におけるバックグラウンド

本章では、低エネルギー領域にある太陽ニュートリノ観測においてバックグラウンドとなっている放射性不純物について述べる。放射性不純物は、KamLAND 建設時に液体シンチレーターに混入したと考えられる放射性金属元素と放射性希ガス元素に大別される。また他のバックグラウンド源として、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や、KamLAND 検出器を取り囲んでいる岩盤中に存在する放射性物質から放出される環境 γ 線などが挙げられる。以下では、各々のバックグラウンド源について詳細を述べる。

3.1 太陽ニュートリノ観測における問題点

現在の KamLAND 検出器内部における低エネルギー領域のバックグラウンドは図 (3.1) のようになっている。この図より、我々が観測しようとしている ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ

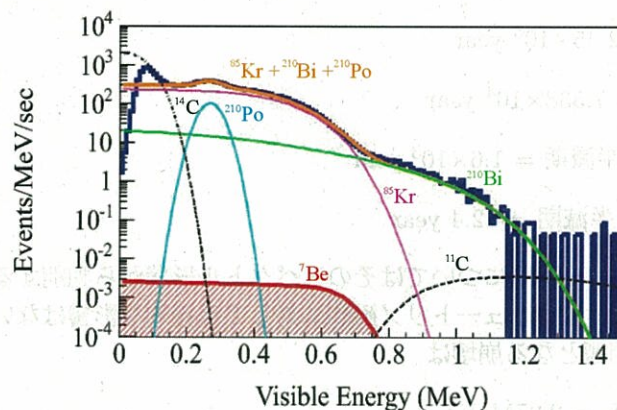


図 3.1: KamLAND 検出器内における低エネルギー領域のバックグラウンド

は ${}^{210}\text{Bi}$ 、 ${}^{85}\text{Kr}$ 、 ${}^{40}\text{K}$ のスペクトルの下に埋もれてしまっていることがわかる。したがって、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの観測を S/N 比 (Signal-to-Noise ratio) 2.0 以上で行うには、 ${}^{210}\text{Bi}$ の親粒子である ${}^{210}\text{Pb}$ 、先にあげた ${}^{85}\text{Kr}$ 、 ${}^{40}\text{K}$ を除去することが最重要課題であり、 ${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノ観測のために ${}^{232}\text{Th}$ 起源のバックグラウンドも除去する必要がある。

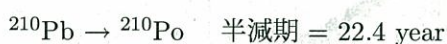
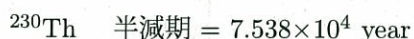
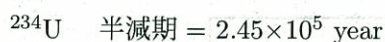
また、CNO、pep 太陽ニュートリノの観測に向けては ^{11}C といった宇宙線ミューオンによる原子核破碎反応により生成された不安定核の除去が目標となる。これは化学的な除去を行うことが難しく、現在用いているエレクトロニクスで解析的に取り除くことも難しいので、新たにエレクトロニクスを開発することにより解決しようとしている。

3.2 液体シンチレーター中の放射性金属元素

3.2.1 ^{238}U 系列

ウランは天然に存在する放射性元素であり、その大部分は ^{238}U として存在している(ウラン元素の自然存在比は $^{238}\text{U} = 99.3\%$ 、 $^{235}\text{U} = 0.7\%$ である)。一般には岩石などに多く含まれ、火成岩の場合ではウラン濃度はおよそ数 ppm(数 $\mu\text{g}/1\text{g}$ 岩石程度)となっている。KamLAND では、検出器を取り囲んでいる岩盤や液体シンチレーター、バルーン、ケーブル紐などに微量に含まれており、ICP-Mass の測定結果によると、バルーンには $0.018\text{ppb}(0.02\text{Bq})$ 、ケーブル紐には $0.08\text{ppb}(0.1\text{Bq})$ の ^{238}U が含まれていることがわかる。

先に述べたようにウランは放射性元素であり、特に ^{238}U は ^{238}U から ^{206}Pb までの崩壊系列を持ち長い半減期を持つ元素があるため、KamLAND 検出器内で恒常的なバックグラウンド源となっている。また、KamLAND 検出器内部は三年間密閉されているため、 ^{238}U 系列について放射平衡状態になっていると考えられ、系列に含まれる放射性元素の含有量などは半減期の違いからそれぞれについて見積もる必要がある。以下に ^{238}U 系列における崩壊の概略を示す。



これらの崩壊系列のうち、 α 崩壊についてはそのスペクトル形状から判別することが可能であると考えられるため、太陽ニュートリノ観測に対して直接的な影響はないと考えられる。すると、この中で問題となる崩壊は

1. ^{234}Pa の β 崩壊 ($Q_\beta = 2.27\text{MeV}$)

2. ^{210}Bi の β 崩壊 ($Q_\beta = 1.162\text{MeV}$)

である。ここで、 ^{210}Bi については後述する ^{210}Pb で問題となっているのでそこで説明をする。 ^{234}Pa については低閾値を用いたデータを解析することにより、 ^{238}U から ^{226}Ra までの反応数を見積もることができる。2002年3月から2004年1月までのデータを解析すると、崩壊数の上限値は $87\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ (5.5mの有効体積内において) であり、それに対して観測しようとしている ^7Be 太陽ニュートリノは $10\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ 程度であるので、約 10^{-1} の除

去率が要求される。しかし、この除去目標値は他の放射性元素に対する目標値に比べ大きい値なので、他の目標値を達成できるのであれば比較的容易に達成されると考えられる。

3.2.2 ^{232}Th 系列

トリウムはアクチノイド元素の中で最も多く存在する元素であり、天然に存在するものはほとんど ^{232}Th である。 ^{232}Th の半減期は 1.405×10^{10} 年であるため、自然界における存在量も考慮すると ^{238}U の壊変量との差はほとんどないと考えられる。 ^{238}U の場合と同様に ICP-Mass の測定結果より、KamLAND 検出器のバルーンには 0.014ppb (0.006Bq)、ケブラー紐には 0.8ppb (0.33Bq) のトリウムが含まれることがわかる。また、 ^{232}Th 系列においても放射平衡を仮定できると考えられるので、半減期の違いからそれぞれの放射性元素の含有量を見積もらなければならない。以下に ^{232}Th 系列の崩壊の様子を示す。

$$^{232}\text{Th} \quad \text{半減期} = 1.405 \times 10^{10} \text{ year}$$

$$^{228}\text{Ra} \rightarrow ^{228}\text{Ac} \quad \text{半減期} = 5.75 \text{ year}$$

$$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Tl} \quad \text{半減期} = 1.913 \text{ year}$$

^{232}Th 系列の反応数は、崩壊系列の下流に位置する $^{212}\text{Bi} - ^{212}\text{Po}$ の遅延同時計数を用いることで見積もることができる。この方法による解析より ^{232}Th から ^{208}Pb までの反応数は、 $0.287\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ となり、トリウム系列が ^7Be 太陽ニュートリノ観測に影響を及ぼす可能性は少ないといえる。その一方で、 ^8B 太陽ニュートリノ観測においては、 ^{232}Th からくる γ 線の影響で 5MeV 以下の領域の観測が難しくなっている。したがって、物質効果を観測するために重要な $4\sim 5\text{MeV}$ を精度よく観測するために、除去目標として 10^{-3} 以下が要求されている。

3.2.3 ^{210}Pb

本論文の除去対象となっている ^{210}Pb は、ウラン系列に含まれる放射性金属元素であり ^{222}Rn (後述) の下流に位置するものである (図 (3.2) 参照)。

親粒子である ^{222}Rn は KamLAND 建設時に外気から混入したものと考えられ、また五年間 KamLAND は密閉状態にあり外気は浸入してこないと考えられるので、22.4 年という長い半減期を持つ ^{210}Pb とその娘粒子である ^{210}Po は放射平衡の状態にあるとすることができる。したがって、現在の KamLAND 検出機内における ^{210}Pb の量は ^{210}Po の崩壊により放出される α 粒子を観測し、その反応率を用いることで見積もることが可能である。現在の KamLAND 内における ^{210}Po の量はバックグラウンドスペクトルを解析することにより $33\text{Bq}/4\text{m fiducial volume}$ であるので、放射平衡を仮定すると ^{210}Pb の量は $1.5 \times 10^{-20} \text{ g/g}$ となる。また ^{210}Po の反応率の時間変化を崩壊曲線でフィッティングすると、 ^{210}Pb の混入時期が KamLAND 建設時と一致することがわかる。

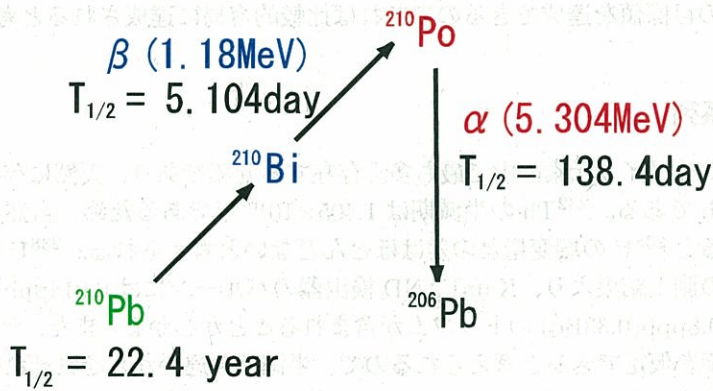


図 3.2: ^{210}Pb の崩壊図

3.2.4 ^{40}K

^{40}K は天然にも僅かに存在する (自然界存在比は 0.012%) 放射性金属元素である。その半減期は 1.3×10^9 年と長く、ベータ崩壊及びガンマ線を放出し KamLAND 内部において恒常的なバックグラウンド源となっている。以下図 (3.3) に ^{40}K の崩壊図を示す。

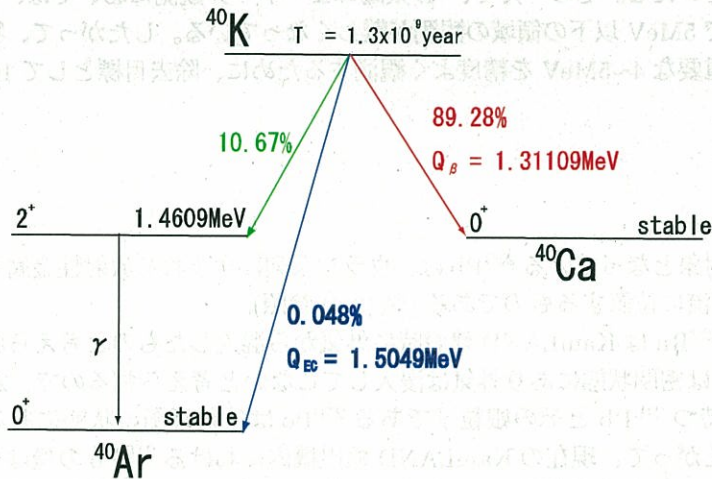


図 3.3: ^{40}K の崩壊図

KamLAND 中では、液体シンチレーターやバルーン、バルーンを支えているケブラー紐などに多く含まれていることがわかっている。ICP-Mass やデータ解析の結果より KamLAND における ^{40}K の量は以下のようにになっている。

バルーン = 7.2Bq (γ 線は 0.7Bq)

ケーブル紐 = 31Bq(γ線は 3.0Bq)

KamLAND を取り囲んでいるコンクリート = 0.69ppm

KamLAND を取り囲んでいる岩石 = 0.039ppm

このようにバルーンやケーブル紐など KamLAND の外側の部分に多く存在していることがわかるので、KamLAND のデータを解析する際には有効体積 (半径 5.5m 以内など) を設定し ^{40}K の影響を減らしている。また、液体シンチレーター中には 0.0063Bq/kton 以下の ^{40}K が存在している可能性があり、特に PPO 中に多く含まれていることがわかって

3.2.5 ^{14}C

炭素には自然界に ^{12}C 、 ^{13}C 、 ^{14}C という同位体が存在しており、KamLAND 内部でバックグラウンド源となっている ^{14}C の自然存在比は $1.2 \times 10^{-10}\%$ である。 ^{14}C は、宇宙線ミューオンの反応によりできる中性子と大気中に存在する ^{14}N が反応することにより生成される。すると、生成された ^{14}C は CO_2 の形で大気中に拡散されていき、生成量と壊変量の釣り合いが取れた自然存在比の値を保っている。

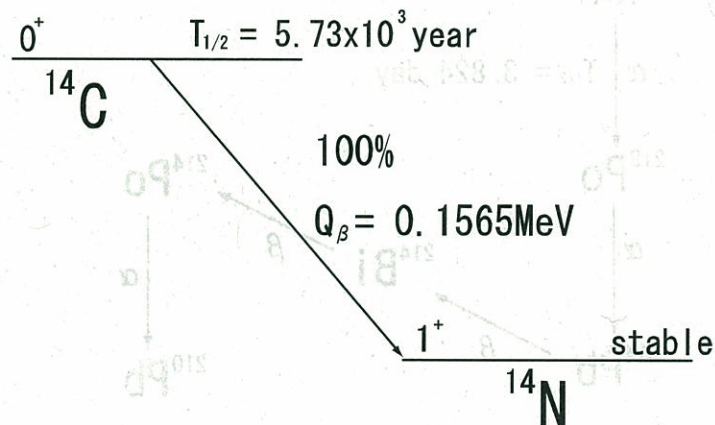


図 3.4: ^{14}C の崩壊図

^{14}C の半減期は 5.73×10^3 年であり、最大エネルギー 0.156MeV の β 崩壊をする (図 (3.4))。この反応により、pp 太陽ニュートリノの観測領域が覆い隠されてしまい、この太陽ニュートリノの観測を難しくしている。また、KamLAND 検出器内部の検出エネルギーではおよそ 0.3MeV に対応しているので ^7Be 太陽ニュートリノの観測領域の下限値が 0.3MeV となってしまっている。

KamLAND における ^{14}C は、主に液体シンチレーター中に存在していると考えられ、その上限値は $9.8 \times 10^2\text{Bq/kton}$ となっている。石油起源であるドデカン、プソイドクメン

に先天的に含まれている量は少ないと考えられるので、その精製過程で混入した可能性や PPO 中に含まれていると考えられている。

3.3 液体シンチレーター中の放射性希ガス元素

3.3.1 ^{222}Rn

^{222}Rn は、 ^{238}U を始まりとする天然の放射性壊変系列に属する最も重い希ガス元素である。主に大地を構成する土壌や岩石中から空気中に放出されており、大気中におけるラドン濃度は平均して $30\text{Bq}/\text{m}^3$ (場所により偏りがある) である。また重い希ガス元素であるため、地下では濃縮されラドン濃度は高くなる傾向があることが知られており、KamLAND が設置されている神岡鉱山内では約 $3.0 \times 10^3\text{Bq}/\text{m}^3$ となっている。このように地下では通常よりもラドン濃度が高いため、KamLAND では外気を取り入れることでラドン濃度を減らしている。

^{222}Rn の半減期は 3.82 日で α 崩壊を起こし、その崩壊系列の先には ^{210}Pb が存在する。以下図 (3.5) に ^{222}Rn の崩壊系列を示す。すると、建設時に KamLAND 中に混入した ^{222}Rn

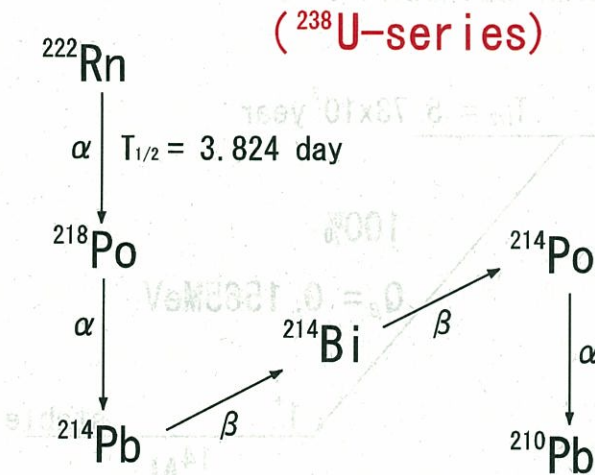


図 3.5: ^{222}Rn の崩壊図

は崩壊してほとんど存在していないと考えられるが、 ^{222}Rn と ^{210}Pb の半減期の差より、 ^{210}Pb の目標値である $1\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ 以下に対して ^{222}Rn は $1\text{mBq}/\text{m}^3$ 以下に押さえなければならぬことがわかる。 ^{222}Rn の液体シンチレーターへの溶解度は空気中の約十倍 (空気中が $40\text{Bq}/\text{m}^3$ なら液体シンチレーター中は $400\text{Bq}/\text{m}^3$ となる) であるので、純化装置のリーク量は最小限に抑えることができるとして純化中に混入する ^{222}Rn の量を $0.1\text{Bq}/\text{m}^3$ とすると目標除去効率は 10^{-3} 以下となる。

3.3.2 ^{85}Kr

^{85}Kr は天然には存在しない希ガス元素である。この元素は、原子炉から使用済み核燃料を取り出す際、化学反応性が極めて低いために容易に大気中に放出されてしまうため、天然には存在しないにもかかわらず空気中に混入している。世界中の核処理施設では、この ^{85}Kr は除去されることなく環境中に放出されている。 ^{85}Kr の生成反応は次のようになっている。天然には自然存在比0.72%で存在しているウランの同位体である ^{235}U に熱中性子が照射されると、核分裂反応を起こし全体の約0.293%の割合で ^{85}Kr が生成される。この核反応自体は原子力発電に利用されているものである。

^{85}Kr の半減期は10.76年であり、 β 崩壊を起こす。以下図(3.6)に ^{85}Kr の崩壊図を示す。KamLAND 検出器内における ^{85}Kr の量は、データ解析の結果 $(456\pm 96)\text{mBq/m}^3$ となっ

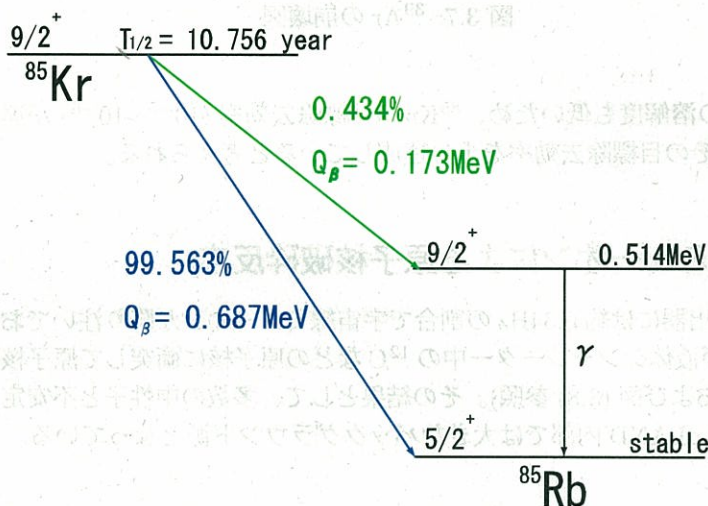


図 3.6: ^{85}Kr の崩壊図

ている。これより、 ^7Be 太陽ニュートリノ観測において ^{85}Kr は $1\mu\text{Bq/m}^3$ 以下まで除去する必要があるため、除去目標値として $10^{-5}\sim 10^{-6}$ の除去率が要求される。

3.3.3 ^{39}Ar

アルゴンは、希ガス元素の一つであり、常温・常圧で無色・無臭の気体である。希ガス元素の中では最も空気中での存在比が大きく、約0.93%含まれている。

そのアルゴンの同位体である ^{39}Ar は、半減期が269年であり β 崩壊をする放射性元素である。以下図(3.7)にその崩壊図を示す。

KamLAND 内での ^{39}Ar の量は 207mBq/m^3 以下となっており、 ^7Be 太陽ニュートリノ観測のためには $1\mu\text{Bq/m}^3$ 以下であることが要求されるため、その目標除去効率 10^{-5} 以下となる。しかしながら、アルゴンはクリプトンに比べると軽い元素である上に液体シ

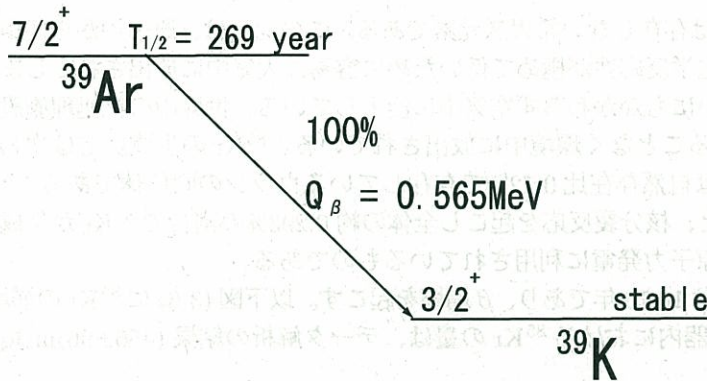


図 3.7: ^{39}Ar の崩壊図

ンチレーターへの溶解度も低いため、 ^{85}Kr の目標除去効率 ($10^{-5} \sim 10^{-6}$) が達成されれば ^{39}Ar についてもその目標除去効率を十分達成していると考えられる。

3.4 宇宙線ミュオンによる原子核破碎反応

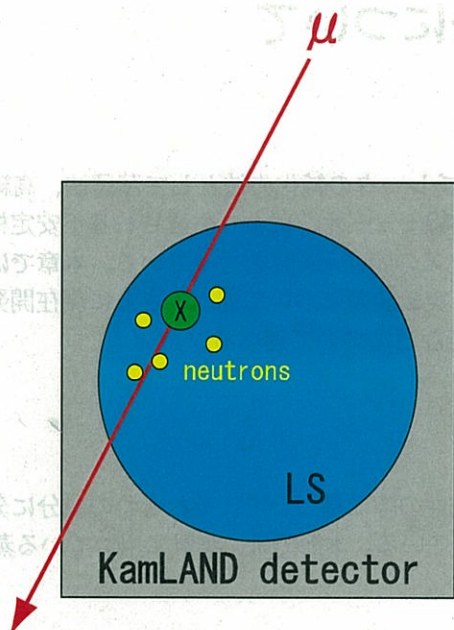
KamLAND 検出器には約 0.34Hz の割合で宇宙線ミュオンが降り注いでおり、その宇宙線ミュオンが液体シンチレーター中の ^{12}C などの原子核に衝突して原子核破碎反応を起こす (式 (3.1) および図 (3.8) 参照)。その結果として、多数の中性子と不安定核が生み出され、これが KamLAND 内部では大きなバックグラウンド源となっている。



ここで、X は生成された不安定核、n は中性子を表す。以下表 (3.1) に宇宙線ミュオンの原子核破碎反応により生成される不安定核を示す。これらの不安定核の内、 ^{11}C は 0.8MeV 付近において ^7Be 太陽ニュートリノのスペクトルと重なってしまうため、その観測の上限値が 0.8MeV 以下に制限されてしまう。

また、 ^{11}C は CNO、pep 太陽ニュートリノを観測する上でも致命的なバックグラウンドとなっている。KamLAND ではこの ^{11}C のスペクトルが CNO 及び pep 太陽ニュートリノの観測領域に完全に覆い隠されてしまっており、化学的に除去するのは難しいことからこのスペクトルの解析的除去が考えられている。

現在 KamLAND で用いられているフロントエンドエレクトロニクス (第二章参照) では、イベント記録後の約 200 ナノ秒は不感時間となってしまう、式 (3.1) のように宇宙線ミュオン通過直後に生成される中性子などのイベント群を記録することが難しい。そこで、この不感時間を極限まで短くした (現段階では約 200 ピコ秒) フロントエンドエレクトロニクスを新たに開発し、宇宙線ミュオン通過後に生成される中子を観測し位置などを同定させることで、 ^{11}C などの不安定核の解析的除去を目指している。



spallation products

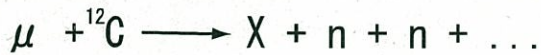


図 3.8: 宇宙線ミューオンによる原子核破碎反応

生成核	崩壊モード	崩壊寿命	エネルギー (MeV)	生成量 (events/day/kton)
${}^{11}\text{C}$	β^+	29.4 min	0.9602	1039
${}^{10}\text{C}$	β^+	27.8 sec	1.91	139
${}^9\text{C}$	β^+	0.1825 sec	16.0	5.5
${}^{11}\text{Be}$	β^+	19.9 sec	11.5	> 2.0
${}^{12}\text{B}$	β^-	0.291 sec	13.4	63
${}^8\text{B}$	β^+	1.11 sec	13.7	8
${}^8\text{Li}$	β^-	1.21 sec	16.0	5
${}^6\text{He}$	β^-	0.116 sec	3.5	19
${}^8\text{He}$	β^- (84%), $\beta^- + n$ (16%)	0.1717 sec	10.7	2.4
${}^9\text{Li}$	β^- (50%), $\beta^- + n$ (50%)	0.2572 sec	13.6	

表 3.1: 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 [6]

第4章 純化方法について

KamLAND では、現在液体シンチレータの純化方法として蒸留法、高純度窒素を用いた脱気法を用いている。また、宇宙線ミュオンにより生成される不安定核の解析的除去を目標とした新たなエレクトロニクスの開発・研究を行っている。本章では、本論文の主題である蒸留法についてその原理、実験装置について述べ、さらに現在開発しているエレクトロニクスについての特徴や性能などについて述べる。

4.1 蒸留法

蒸留とは、液体の混合物を揮発性の際に基づいて、それぞれの成分に分離する方法であり、多量の液体試料の精製に向いている。本節では、実験に用いている蒸留方法 [28] や蒸留装置について述べる。

4.1.1 蒸留原理について

単蒸留

単蒸留は、蒸留フラスコに精製しようとする液体を入れ、加熱・沸騰させ、生じた蒸気を冷却器で凝縮し受け皿に集める操作である。この操作は、採取しようとする目的物と不純物も沸点差が著しく大きいか、不純物が不揮発性のものである場合に効力を発揮する。

分留

目的物と不純物との沸点差が小さい場合やより高い精度で分離を行う場合は、単蒸留ではなく分留という方法を用いる。今 A、B の二成分からなる液体の分留過程を考える。ここでは蒸気との平衡状態 (理想系) を仮定する。すると、各成分の蒸気圧を $P_i (i=A, B)$ 、A 成分の液相に於けるモル分率を x (B 成分は $1-x$)、気相におけるモル分率を y_1 (B 成分は $1-y_1$) としたとき、ドルトンの分圧法則とラウールの法則より

$$\begin{aligned} \frac{y_1}{1-y_1} &= \frac{P_A x}{P_B (1-x)} \\ &= \alpha \frac{x}{1-x} \end{aligned} \quad (4.1)$$

という式が成立する。ここでラウールの法則とは、各分圧が純粋の場合の蒸気圧と組成の積で表される法則である。すなわち、混合液が理想的で、各成分が互いに他に対して温度と圧力の関係に影響を与えず、ただその成分を薄めているだけである

場合に

$$P_i = p_i x_i \quad (i = A, B, C, \text{etc...})$$

が成り立つというものである。P_i は i 成分の分圧、p_i は i 成分が純粋の場合のときの蒸気圧、x_i は i 成分のモル分率を示す。式 (4.1) 中にある α は比揮発度というパラメータで、A 成分が低沸点成分であるとすると α > 1 となる。すると、式 (4.1) から、液相と平衡状態にある蒸気を液化すると新たに得られる液相のモル分率が元々あったモル分率に比べ大きくなっていることがわかる。さらに、新たに得られた液体が蒸発して平衡状態になったときの気相のモル分率を y₂ (A 成分) とすると、式 (4.1) と同様に以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \frac{y_2}{1-y_2} &= \alpha \frac{y_1}{1-y_1} \\ &= \alpha^2 \frac{x}{1-x} \end{aligned}$$

この過程を一般化して、気化・液化の過程が n 回繰り返されるとすると

$$\frac{y_n}{1-y_n} = \alpha^n \frac{x}{1-x} \quad (4.2)$$

という Fenske の式と呼ばれるものが得られる。式 (4.2) からわかるように、n ≫ 1 のとき蒸気を濃縮させて得られる液体中には低沸点成分である A 成分が多く濃縮されている。また

$$\left(\frac{y_n}{1-y_n} \right) / \left(\frac{x}{1-x} \right) = \alpha^n$$

を濃縮係数と呼び、分留の効率を表すパラメータとなる。濃縮係数は α により決定されるが、この値はその系に固有の値である。α ≫ 1 の場合、単蒸留でも十分精製可能であると考えられ、また α が小さい場合は、n すなわち気化・液化の過程を多くすることにより分留効率が向上することがわかる。したがって、分留過程を考える場合、蒸留フラスコに分留カラムをつけ、その上端には冷却器を置き、凝縮液の大部分をカラム内に戻して上昇する蒸気とこの還流液を十分に接触させることが有効である。これにより、分留カラム内では気化・液化の平衡状態が何度も繰り返されることになり、式 (4.2) の n の値を大きくすることができる。また、このカラム内における一つ一つの平衡状態の単位を理論段数と呼び、分留カラムの性能を示すパラメータとして用いられている。この理論段数を用いたカラムの性能を示すパラメータとして、HETP (Height Equivalent to Theoretical Plate) と呼ばれる値を用いられることがある。これは、1 理論段に相当する分留効果を持つカラムの長さを示したものであり、数値が小さいほどカラムの性能がよいことになる。

分留効率を十分に上げるためには、先に述べたように、カラム内で蒸気と液体が激しく接触して気液平衡状態が達成されなければならない。したがって、分留装置において分留カラムは最も重要な役割を担っており、このカラムを効率的に働かせるためには以下のような条件が満たされている必要がある。

1. カラムからの熱損失を抑えて、断熱状態にする。ここで、過熱は分留効率を下げるので避けるようにする。

2. 操作時停滞液量、蒸気上昇量を小さくする。操作時停滞液量とは、操作中にカラム内に停滞する液量であり、単位時間当たりの蒸気上昇量が増加すると停滞液量も増加する。また、蒸気上昇量が大きくなると、圧力損失(カラムの下部と上部の圧力差)も大きくなり、カラム内において平衡状態を保つのが難しくなるため分留効率が悪くなる。
3. カラムの平衡状態を保てる範囲内で還流比を大きくとる。しかし、還流比の大きさは操作時間から制限を受ける場合があるので、それらとのバランスを保つことも重要である。

分留カラムには様々な形態が存在するが、KamLANDの蒸留装置では充填カラムと呼ばれるものを用いている。図(4.1)に実際に用いている充填物(スルーザーパッキンと呼ばれる)を示す。カラム内に充填物を入れることにより、還流液が充填物の表

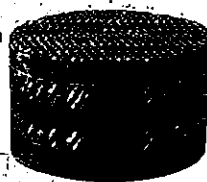


図 4.1: 分留カラム内にある充填物(スルーザーパッキン)[5]

面に広がり上昇蒸気との接触面積が大きくなるため分留効率を高めることが可能であり、また、充填カラムは比較的効率のよいものが簡単に製作できるので、実験室での大量の試料の蒸留などによく利用されている。一般に充填カラムは、停滞液量及び圧力損失が大きくなりがちであるので、有効な充填物を製作・選択する際には

分留カラム内に充填物が一様に詰められている

各充填物の間に適度な空隙が生じている

できるだけ停滞液量、圧力損失が小さく、上昇蒸気量を大きくできる

といった条件が満たされているかが重要である。さらに、分留操作において最高の効率を得るためには、留出液を取り出す前に還流液が全てカラム内に戻る全還流という状態にして、蒸留フラスコをカラム内の液が降下できないくらいにまで強く加熱し、カラム内の充填物の表面が液で覆われている状態にする操作(Prefloodingという)を行う必要がある。

真空(減圧)蒸留

沸点の高い物質を常圧で蒸留すると分解・変質などが起きる可能性や、不純物がある場合それが触媒となり目的物の分解を促したりすることがある。また、この場合高温での操作となるため安全性の面でも問題が生じる場合がある。そこで、蒸留系内を減圧し沸点を下げた蒸留を行う。これを真空(減圧)蒸留という。KamLANDで

は、液体シンチレーターに沸点の高い成分があることと、高温で液体シンチレーターを加熱した場合にその性質・性能が変化してしまう恐れがあるため、真空(減圧)蒸留を選択している。

真空蒸留では、減圧して蒸留を行っているため、微小な圧力変化に伴って沸点が急激に変化する。そのため、真空度が一定値を保てなくなってしまうと、蒸留過程が不安定になり突沸や Flooding といった現象がおき分留効率を低下させてしまう。そこで実験や KamLAND で用いている蒸留装置には、蒸留系内の急激な圧力変化を防ぐためにバッファータンクを設置している(図(4.2)参照)。このバッファータンクを

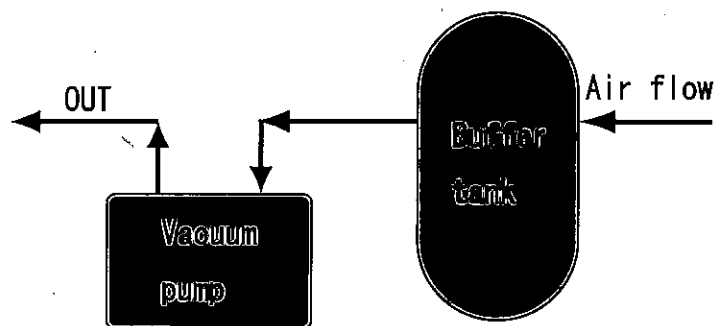


図 4.2: 蒸留系内で用いているバッファータンク

設置することにより、真空ポンプが直接系内を真空に引くのではなく、始めにバッファータンク内を真空に引き、その後タンクが蒸留系内と同じ圧力になるように徐々に系内を真空にしていくことが可能になる。

4.1.2 液体シンチレーターの性質

KamLAND では、低エネルギー領域に存在する太陽ニュートリノ観測のために蒸留法などの方法を用いて液体シンチレーターを純化している。本節ではその液体シンチレーターの性質について述べる。

KamLAND 検出器で用いられている液体シンチレーターは以下の三つの構成要素からなる。

ドデカン (MO) = 80%

プソイドクメン (PC) = 20%

PPO = 1.5g/l

これらの物質の化学式を図(4.3)に示す。ここで、ドデカンとプソイドクメンは溶媒であり、PPOは放射線の照射で366nmを極大波長とする蛍光を発する発光剤として混ぜられている。

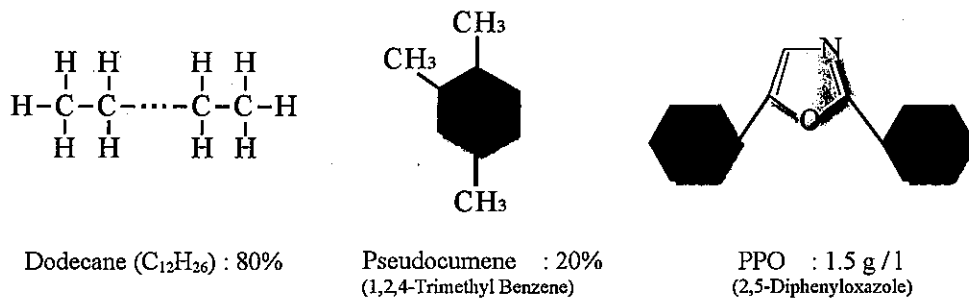


図 4.3: KamLAND で用いている液体シンチレーターの構成要素

液体シンチレーターの蒸留は、各構成要素の沸点と不純物との沸点の差を利用することにより行われる。以下に各要素の沸点などの基本的性質をまとめた表 (4.1) を示す。表 (4.1)

	ドデカン	プソイドクメン	PPO
融点 (1 気圧における C°)	-10	-44	72
沸点 (1 気圧における C°)	216	169	360
密度 (15C° での g/cm ³)	0.78	0.88	—

表 4.1: 液体シンチレーターの基本的性質 [7]

よりドデカン、プソイドクメンは常温で液体であり、PPO は常温で固体であることがわかる。また、PPO の沸点は 360C° と高温であり、プソイドクメンの発火点は 500C° であるので、高温での蒸留は危険を伴う。このような理由により、先に述べたように KamLAND では真空蒸留を用いて液体シンチレーターの純化を行うことになっている。

真空蒸留では系内を減圧するので、各構成要素の沸点は変化する。一般に圧力と沸点の関係は Antonie の式 (1 から 1500mmHg までの範囲で有効) を用いて記述することができる。以下式 (4.3) にその Antonie の式を示す。

$$\log_{10}P(\text{mmHg}) = A - \frac{B}{C + \theta(^{\circ}\text{C})} \quad (4.3)$$

ここで、A、B、C は Antonie 定数と呼ばれるものであり、物質ごとに固有の値を持つものである。また、化学便覧等に掲載されている値を元に計算した蒸気圧曲線 (ドデカン、プソイドクメン、PPO それぞれについて) を図 (4.4) に示し、各構成物質の Antonie 定数を表 (4.2) に示す。

4.1.3 小規模蒸留装置

小規模蒸留装置は、蒸留法によって液体シンチレーター中の不純物をどの程度まで除去できるかを確認するために最初に導入された蒸留装置である。以下図 (4.5) にその装置の写真と概念図を示す。

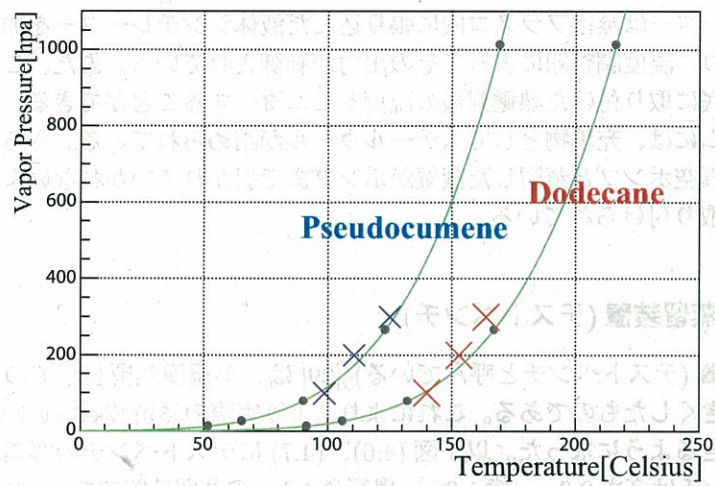


図 4.4: 各構成要素の蒸気圧曲線

	ドデカン	プソイドクメン	PPO
A	6.985059	7.0438	—
B	1625.928	1573.27	—
C	180.311	208.56	—

表 4.2: 各構成要素の Antonie 定数

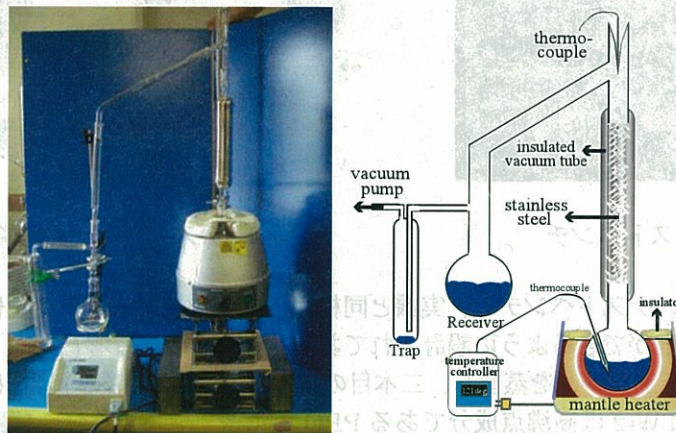


図 4.5: 小規模蒸留装置

小規模蒸留装置は、図にあるように蒸留フラスコ、マントルヒーター、分留カラム、レシーバーから成る。蒸留する際、蒸留フラスコ内には突沸を防ぐために蒸留石を入れている。マントルヒーターは蒸留フラスコ内に張り込んだ液体シンチレーターを加熱するために取り付けており、温度調整器によってその出力が制御されている。また、この温度調整器では塔頂と塔底に取り付けた熱電対の温度をモニターすることができる。小規模蒸留装置の分留カラムには、充填物としてスチールウールが詰められている。さらに、真空蒸留を行うために真空ポンプと蒸留した蒸気がポンプまで引かれていられないようにするためのトラップが取り付けられている。

4.1.4 中規模蒸留装置 (テストベンチ)

中規模蒸留装置 (テストベンチと呼んでいる) [29] は、小規模蒸留装置での成功を受け装置の規模を大きくしたものである。これにより、より実際の蒸留装置に近い条件で実験を行うことができるようになった。以下図 (4.6)、(4.7) にテストベンチの写真と概略図を示す。テストベンチは高さ 2.3m、横 1.9m、奥行き 1.1m の蒸留装置であり、2本の蒸留塔

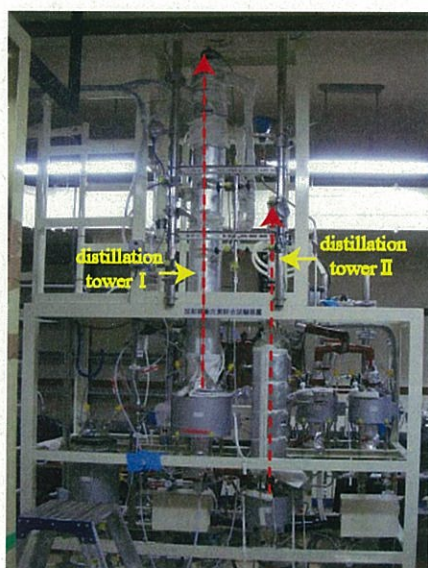


図 4.6: テストベンチ

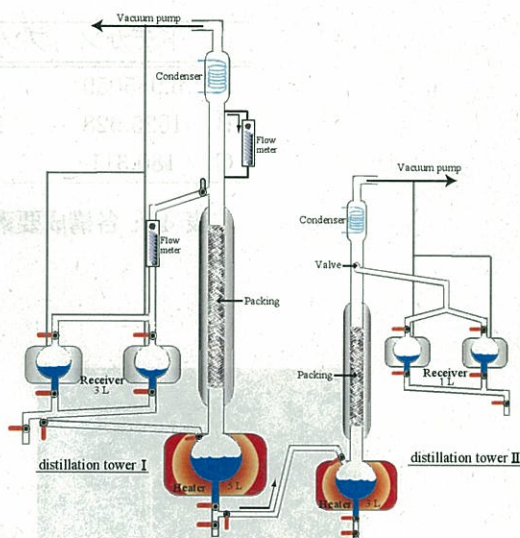


図 4.7: テストベンチの概略図 (2)

から構成されている。テストベンチは、実機と同様に液体シンチレーターの蒸留を各構成要素について行うことができるように設計されており、一本目の蒸留塔 (TW-1 と呼ぶ) は主にドデカン・プソイドクメンを蒸留し、二本目の蒸留塔 (TW-2 と呼ぶ) は主にドデカン・PPO を蒸留する。TW-2 は高沸点成分である PPO を蒸留できるように、経路にはリボンヒーターが取り付けられており、PPO の融点 72°C 以上を保つことができるようになっている。また各蒸留塔の分留カラム内にはスルーザーパッキン (図 (4.1) 参照) が充填物として詰められており、理論段数は 20 段に相当する。小規模装置と比較すると、大きくなっ

た分だけ真空のリークポイントも多くなっているため、真空ポンプは常に動いた状態を保ち、気体をバッファータンクの外側から取り入れてリークによる気体と共に排出できる構造をしている。さらに外気の混入による液体シンチレーターの酸化を防ぐために、常時蒸留系内には窒素ガスを流すようにしている。

テストベンチを用いた実験では、還流比や理論段数などのパラメータが除去効率に与える効果や実際の純化行程に即した操作方法のテストなど、実機において重要となる事柄について調べることが可能である。

4.1.5 大規模蒸留装置

大規模蒸留装置 [30] は、KamLAND 実験で実際に用いている液体シンチレーターを純化するために建設されたものである。本装置はドデカン塔、プソイドクメン塔、PPO 塔の三塔から構成されており、約一ヶ月で 1000m^3 の液体シンチレーターを純化できるように設計されているので、液体シンチレーターの流量を $1.5\text{m}^3/\text{hour}$ に設定している。また、この値は還流比を変えるなどすることにより必要に応じて変更することが可能である。さらに、各塔の圧力は液体シンチレーターの性能 (透過度や発光量など) を維持するために低く設定されている。以下図 (4.8) に大型蒸留装置の概念図を示す。本装置の蒸留塔、タンク

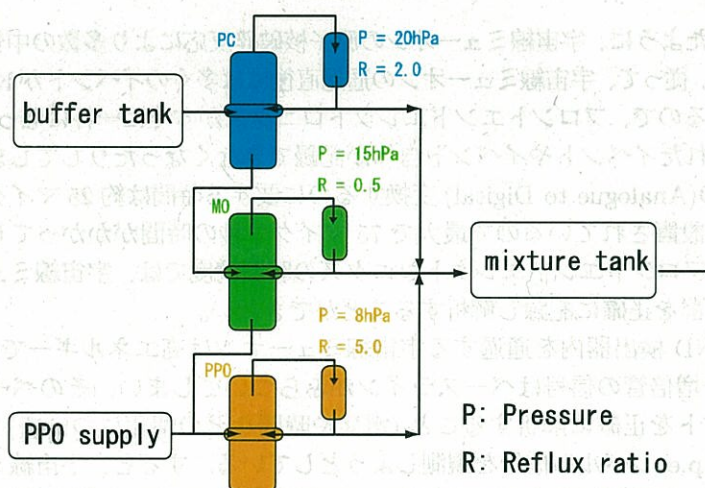


図 4.8: 大型蒸留装置の概念図

ク及び配管にはよりクリーンな状態を保つために電解研磨が施されており、さらに液体シンチレーターの酸化を防ぐために、液体シンチレーターが触れると思われるタンクや配管部分などには常に窒素を流すことにしている。また、流している窒素ガスはクリプトン検出器でクリプトン濃度を調べた後、蒸留系内に流すことになっている。

大型蒸留装置には、KamLAND 検出器から取り出される液体シンチレーターを一時的に保存するバッファータンクがあり、このタンクはまず第一塔であるプソイドクメン塔へと連結されている。プソイドクメン塔の圧力は 20hPa 、還流比は約 2.0 に設定されている。

第一塔ではプソイドクメンを純化し、その残液の大部分であるドデカンと PPO を純化するために第二塔のドデカン塔へと送られる。ドデカン塔の圧力は約 15hPa と設定されており、還流比は約 0.5 となっている。第二塔でドデカンを蒸留した後、残りの液体シンチレーターの構成成分である PPO を蒸留する第三塔・PPO 塔へと残留液を送る。PPO 塔の圧力は 6hPa であり、還流比は約 5.0 となっている。また、第三塔では残液が存在するため不足分の PPO を補うための PPO 補給タンクが設置されている。これらの蒸留過程を経た後、各蒸留済み成分は混合タンクへと送られ、このタンクで元の液体シンチレーターの構成比に調整を行う。

4.2 Front End Electronics の改良

本節では、宇宙線ミュオンの原子核破碎反応により生成された不安定核の解析的除去を目標とした新しいフロントエンドエレクトロニクスについて述べる [31]。特に ^{11}C の解析的除去を行うことにより、 pep-CNO 太陽ニュートリノの観測を可能にする。以下では、現在のフロントエンドエレクトロニクスの問題点を述べ、次に新たに開発を進めているフロントエンドエレクトロニクスの概要について述べる。

4.2.1 現在の Front End Electronics の問題点

第三章でも述べたように、宇宙線ミュオンの原子核破碎反応により多数の中性子と不安定核が生成される。従って、宇宙線ミュオンの通過直後には多くのイベントが KamLAND 検出器内で発生するので、フロントエンドエレクトロニクスがすぐに一杯になってしまい、Waveform が失われたイベントやイベント自体が記録できなくなったりしてしまう。一つのイベントを A/D (Analogue to Digital) 変換するのに要する時間は約 25 マイクロ秒であり、アンプは三つ設置されているので最大で 75 マイクロ秒の時間がかかってしまう。このように、現在のフロントエンドエレクトロニクスの時間精度では、宇宙線ミュオン通過直後のイベント群を正確に記録し解析することができない。

また、KamLAND 検出器内を通過する宇宙線ミュオンは高エネルギーであるため、通過直後の光電子増倍管の信号はベースラインがふらついてしまい、そのベースライン上に生じたイベントを正確に解析すること (電荷や時間などの情報について) が難しい。KamLAND では 1p.e. レベルの信号を観測しようとしている。すると、宇宙線ミュオン通過後に生じるベースラインのふらつきが約 1~2mV であり、1p.e. レベルの信号が 1mV 程度であるため、観測対象であるミュオン直後のイベントはベースラインのふらつきにより埋もれてしまう。従って、高精度の時間分解能に加え、このベースラインのふらつきを修正する機構が必要不可欠になる。

4.2.2 KamLAND Back-up FEE の特徴

現在新たに開発している Back-up FEE は、 pep-CNO 太陽ニュートリノ観測に向けた ^{11}C の解析的除去を目指し、宇宙線ミュオン通過直後の 1 ミリ秒以内に生じる中性子を 60 個以上タグ出来るよう設計されている。また、 ^{11}C の解析的除去を可能にするために次

のような条件が満たされていることが要求される。

1. イベント分解能が 100 ナノ秒以下
2. 宇宙線ミュオン通過直後に大量に生じるイベント群を取り込み、処理する能力
3. 巨大パルス信号 (宇宙線ミュオンなど) からの素早い回復 (ベースラインのふらつきの修正)

また、現行のものと同様に核子崩壊に伴うカスケード崩壊のイベント群を観測できるように、広いダイナミックレンジが必要となる。さらに、純化後の液体シンチレーターのラドン濃度を測定するために開発された miniLAND (第六章参照) への応用も計画しており、以下のような条件が要求される。

1. $^{214}\text{Bi} - \text{Po}$ の遅延同時計数を行うため、不感時間を極限まで低減させる
2. イベント再構成のために 300 ピコ秒の時間分解能
3. 信号の波高弁別法が可能となるようする

以上のように、新たに開発しているフロントエンドエレクトロニクスは、正確な時間分解能と幅広いダイナミックレンジを兼ね備えた FEE である。以下図 (4.9) に Back-up FEE の概念図を示す。

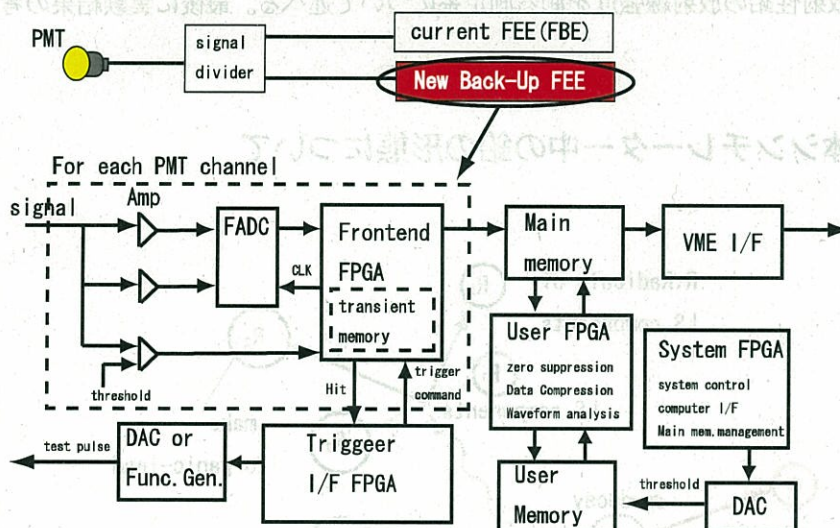


図 4.9: New Back-Up Front End Electronics の概念図

第5章 蒸留法による放射性鉛の除去

本章では、蒸留法による放射性重元素の除去、特に放射性鉛の除去の実験について述べる。KamLAND 検出器内に存在する放射性鉛は、 ^{238}U 系列の ^{210}Pb であるが半減期が 22.4 年と長く、また娘核である ^{210}Po も半減期が 138.4 日と長いため、遅延同時計数による放射線強度を小さな実験室系で測定することは難しい。従って、本実験では他の反応過程を用いることで放射性鉛の除去効率を見積もる。

他の反応過程の候補としては、同じ ^{238}U 系列にある ^{214}Pb が挙げられるが、この放射性鉛は半減期が 26.8 分と短く、蒸留過程の間に線源の強度が弱まってしまうため、放射性鉛の線源強度を正確に見積もることができない。そこで、 ^{232}Th 系列にある ^{212}Pb を用いることにしている。 ^{212}Pb の半減期は 10.64 時間と蒸留過程において線源強度が弱まらない程度の長さであり、娘核の ^{212}Po の半減期も 299 ナノ秒と遅延同時計数に適している。また、 ^{212}Pb も ^{216}Po の α 崩壊により生成されるので、 ^{210}Pb と ^{212}Pb の化学的性質は類似していると考えられる。

以下では、まず液体シンチレーター中に存在する鉛の形態について述べ、その後、蒸留方法および放射性鉛の放射線強度を測る測定系について述べる。最後に実験結果の考察を記述する。

5.1 液体シンチレーター中の鉛の形態について

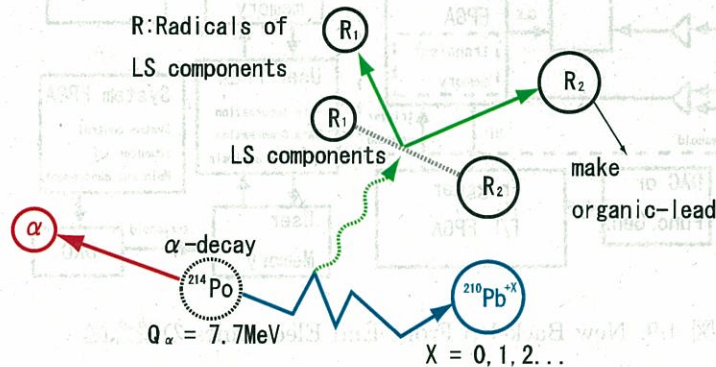


図 5.1: 液体シンチレーター中の鉛の形態

放射性鉛は ^{238}U 、 ^{232}Th 系列のどちらにおいても、Po(ポロニウム)の崩壊により生成される。従って、液体シンチレーター中における放射性鉛は、ポロニウムの α 崩壊の直後、

融点	沸点	蒸気圧 (沸点における)
327.46°C	1749°C	4.21×10^{-7} Pa

表 5.1: 金属鉛の性質

金属またはイオンの形状 (Pb^{+x} ($x = 0, 1, 2, \dots$)) をしており、反跳を繰り返しながら液体シンチレーター中を移動する。反跳する際には、周囲の分子をイオン化しながら運動エネルギーを失っていき、熱エネルギー付近になるまで4~6回程度衝突を繰り返す。また、衝突過程において、液体シンチレーター中にある有機分子の鎖を破壊し有機鉛 [32] を構成するが、有機分子の鎖状構造の破壊は統計的である。図 (5.1) に液体シンチレーター中の放射性鉛の形状を示した概念図を示す。

金属の形状をした鉛の性質を表 (5.1) にまとめる。また、イオン形状の鉛も同様の性質を持っていると考えられる。表 (5.1) からわかるように、液体シンチレーターの構成要素の沸点と金属・イオン形状の鉛の沸点の差は非常に大きいので、蒸留法による放射性鉛の除去は有効な手段であると考えられる。

次に、液体シンチレーター中に微量ながらも存在していると考えられる有機鉛の性質について述べる。一般的に有機鉛は反応性に富む物質で、熱に対して不安定であるが、その中でも多くの分子構造論により確立されている四面体構造をとる四価の鉛が構成するテトラアルキル鉛 (PbR_4 、Rは有機原子団を示す) が最も安定した状態で存在していると考えられている (図 (5.2) 参照)。ここで、Rが全て異なるような誘導体は、全て同じであるものに比べ熱的に不安定であるとされている。以上のことより、沸点やその化学的安定性が

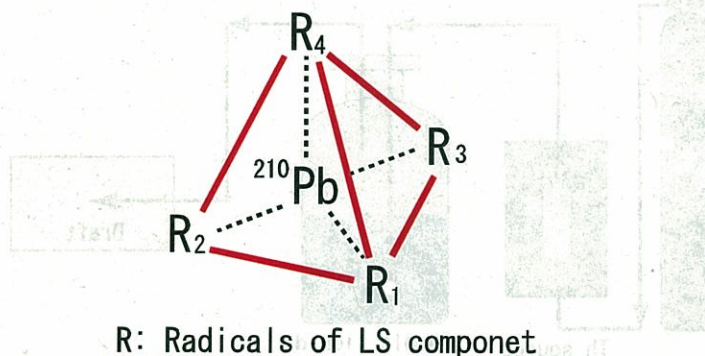


図 5.2: 四面体構造をとる四価の有機鉛

ら液体シンチレーター中には、次の表 (5.2) 示すような有機鉛の存在が考えられる。

名称	化学式	沸点 (°C)	化学的性質
テトラメチル鉛	$\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$	110(13hPa)	有機溶媒に可溶、水には不溶。 低圧の不活性ガス化中に加熱すると 分解してメチルラジカルを形成
テトラエチル鉛	$\text{Pb}(\text{C}_2\text{H}_5)_4$	83(10hPa)	有機物に可溶、水には不溶。 室温で徐々に分解していき 125~150 度で急速に分解
トリエチルメチル鉛	$(\text{CH}_3)_3\text{Pb}(\text{C}_2\text{H}_5)$	29(10hPa)	—
ジメチルエチル鉛	$(\text{CH}_3)_2\text{Pb}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$	51(10hPa)	—

表 5.2: 金属鉛の性質

5.2 実験方法

5.2.1 蒸留手順について

本実験では、中規模蒸留装置 (テストベンチ、第四章参照) を用いて放射性鉛の除去効率を見積もっている。以下では、その蒸留手順の詳細について述べる。

1. 酸化トリウム (ThO_2) 中に存在するトロン (^{220}Rn) を図 (5.3) に示すようなバブリング装置を用いて液体シンチレーターに溶かす。これにより、トロンが崩壊して ^{212}Pb が液体シンチレーター中に溶かし込まれたことになる。

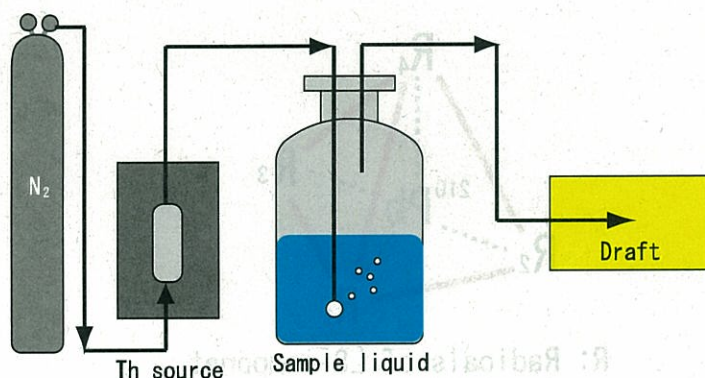


図 5.3: 実験で用いたバブリング装置

また、このバブリング装置による ^{212}Pb の放射線強度は、表 (5.3) のようになる。

2. バブリングしたサンプル (ドデカン、プソイドクメンなど) をテストベンチの蒸留フラスコ部分 (リボイラーと呼ばれる) に張り込む。この時、張り込み量が 1.5 l 以下の場合、最大出力であっても蒸留塔内を還流させるまでの操作時間が非常に長くなってしまいますので、サンプルの張り込み量は 1.5 l 以上に設定している。

バブリングしたサンプル	^{212}Pb の放射線強度 (counts/sec)
ドデカン	1~10
プソイドクメン	1~5

表 5.3: ^{212}Pb の放射線強度 (バブリング時間は 5~12 時間)

- 蒸留系内の真空を 37hPa まで引き、系内に窒素ガスを流す。また、蒸留塔の凝縮コンデンサー部分に水を流す。
- リボイラーの出力を 100% に設定し、サンプルの加熱を開始する。その後、塔低部分がサンプルの沸点に達するのを待つ。
- 塔低が沸点に達した後、pre-flooding(第三章参照) を起こし蒸留を効率よく行うため、リボイラーの出力を 100% にした状態でサンプルが塔頂に到達するのを待つ。その後、リボイラーの出力を 50~65% 程度にして、カラム内の気液平衡状態を安定させる。
- カラム内が安定した後、蒸留サンプルの採取を始める。この時、蒸留開始後すぐに取りれるサンプル(初留成分)は後述するように除去効率がよくないので、測定サンプル用のフラスコではなく、廃液用のフラスコに集める。この行程は、蒸留サンプルの回収開始後 5 分間行う。
- 初留成分を回収した後、実際に測定するサンプルの採取を行う。
- 採取した測定用サンプルは、後述する測定系でその鉛の放射線強度を測定し、蒸留前のサンプルと比較することで除去効率を見積もる。

ここで、連続蒸留を行う場合はリボイラーに残っているサンプルを捨てて、蒸留済みの採取したサンプルを再度リボイラーに張り込み、4以降の行程を繰り返す。

5.2.2 放射性鉛の測定方法・手順について

^{212}Pb の放射線強度は、図 (5.4) のような遅延同時計数測定を用いる。この測定系では、150ml のバイアル瓶に封じたサンプルを 2 インチ光電子増倍管を用いて放射線強度を測定する。 ^{212}Pb の放射線強度は、 ^{212}Po の α 崩壊の数で見積もることができる。2 インチ光電子増倍管の信号は、図 (5.5、5.6) のようになり、得られた信号を表 (5.4) のように選択することで ^{212}Po の崩壊数を得ることができる。また、TDC では先発信号である ^{212}Bi と後発信号である ^{212}Po の時間差を測定しているので、得られた信号を適当な関数でフィッティングすると、 ^{212}Po の半減期 300 ナノ秒が得られる (図 (5.7) 参照)。

以上の過程を経て得られた測定値をプロットすると ^{212}Pb の崩壊曲線が得られるので、これを ^{212}Pb の崩壊曲線を示す式でフィッティングし、蒸留法による放射性鉛の除去効率を見積もることができる (図 (5.8) 参照)。

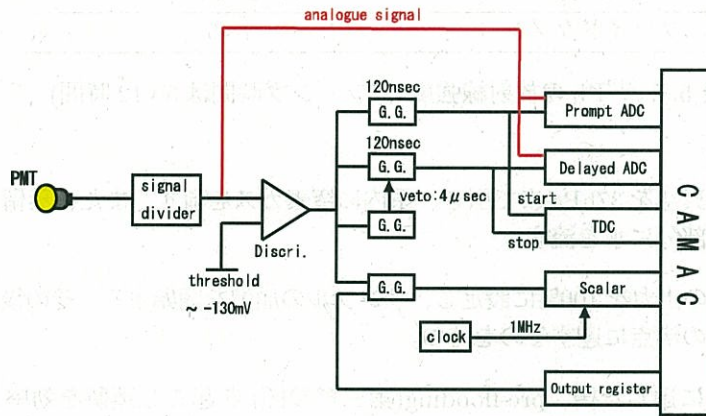


図 5.4: 放射性鉛の測定系:遅延同時計数測定

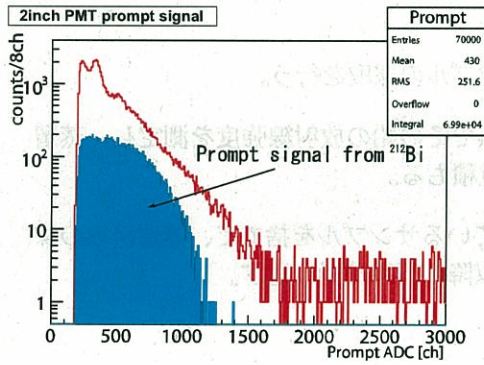


図 5.5: $^{212}\text{Bi} - \text{Po}$ の遅延同時計数における先発信号

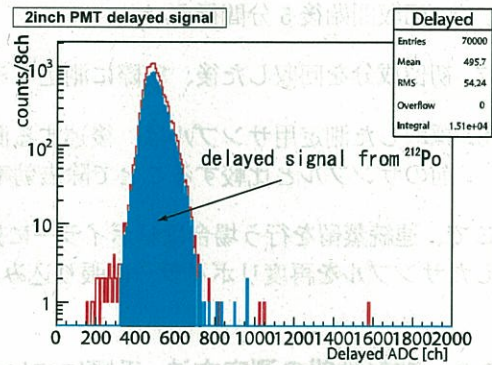


図 5.6: $^{212}\text{Bi} - \text{Po}$ の遅延同時計数における後発信号

カット条件	ドデカン	プソイドクメン
Prompt ADC(ch)	0 ~ 1000	0 ~ 2000
Delayed ADC(ch)	200 ~ 4095	720 ~ 1280
TDC(ch)	520 ~ 1800	340 ~ 2000

表 5.4: ADC、TDC のカット条件

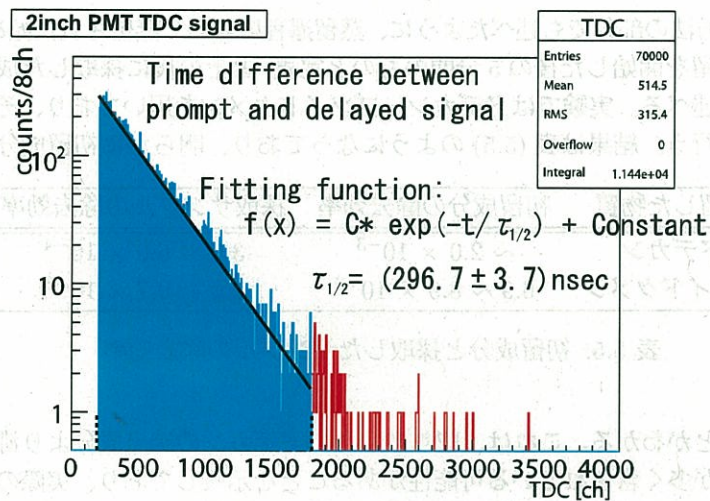


図 5.7: 先発信号と後発信号の時間差

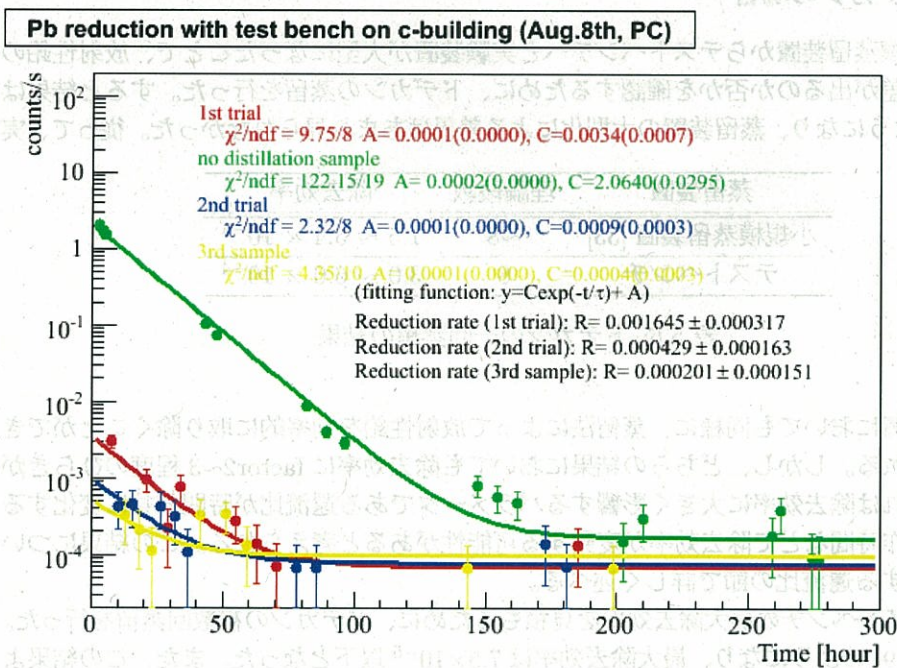


図 5.8: ^{212}Pb の崩壊曲線

5.3 結果

5.3.1 初留成分の除去効率

ここでは実験方法の部分でも述べたように、蒸留過程において蒸留された始めの成分(初留成分、特に蒸留を開始した後の5分間のものと定義)とその後採取した成分を比較した結果について述べる。実験ではドデカン、プソイドクメンを用いており、その除去効率について比較を行う。結果は表(5.5)のようになっており、明らかに初留成分のほうが除

蒸留した物質	初留成分の除去効率	採取サンプルの除去効率
ドデカン	$\sim 2.0 \times 10^{-3}$	$3.0 \sim 6.0 \times 10^{-4}$
プソイドクメン	$6.9 \sim 8.9 \times 10^{-3}$	$2.0 \sim 0.7 \times 10^{-3}$

表 5.5: 初留成分と採取したサンプルの除去効率

去効率が悪いことがわかる。これは、取り出したいドデカンの沸点成分より沸点の低い部分には放射性鉛が多く含まれている可能性があることを示唆しており、実際の蒸留では取り出したい成分の沸点領域を高精度で取り出す必要があると考えられる。テストベンチの場合では、装置の構造上その操作は不可能なので初留成分を別のフラスコに取り出すことにしている。

5.3.2 ドデカンの場合

まず小規模蒸留装置からテストベンチへと実験装置が大型になったことで、放射性鉛の除去効率に差が出るのか否かを確認するために、ドデカンの蒸留を行った。すると結果は表(5.6)のようになり、蒸留装置の大型化による差異はあまり見られなかった。従って、実

蒸留装置	理論段数	除去効率
小規模蒸留装置 [33]	~ 8	$1.5 \sim 5.4 \times 10^{-4}$
テストベンチ	8	$3.0 \sim 6.0 \times 10^{-4}$

表 5.6: ドデカンの一回蒸留の結果

際の蒸留装置においても同様に、蒸留法によって放射性鉛を効率的に取り除くことができると考えられる。しかし、どちらの結果においても除去効率に factor2~3 程度のひらきがあるが、これは除去効率に大きく影響するパラメータである還流比が時間と共に変化するために、操作時間などで除去効率の変動する可能性があると考えられる。この結果については、後述する還流比の節で詳しく述べる。

次に、テストベンチの最大除去効率を見積もるために、ドデカンの複数回蒸留を行った。結果は図(5.9)のようになり、最大除去効率は 7.5×10^{-5} 以下となった。また、この結果より小規模装置の場合と同様に、二回目以降の除去効率は約 1/2 ずつよくなっていくことが確認できる。従って、一回蒸留のときと同じように考えると、実機においても複数回蒸留した場合に同様の事が生じると考えられる。

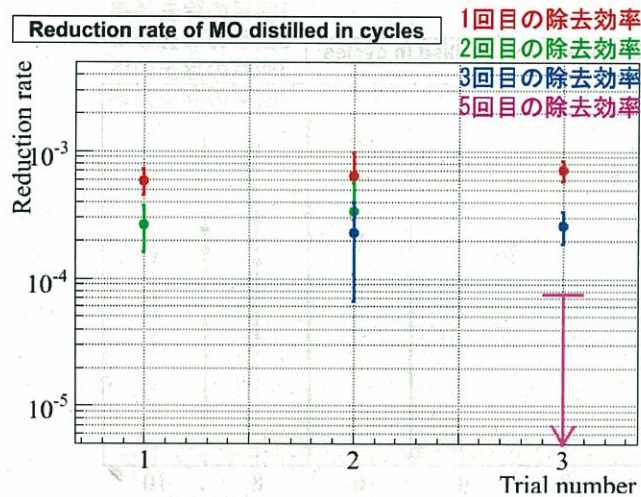


図 5.9: ドデカンの複数回蒸留の結果

5.3.3 プソイドクメンの場合

本節ではプソイドクメンの蒸留結果について述べる。プソイドクメンを用いた放射性鉛の除去効率は小規模蒸留装置では見積もられていないが、実際の純化では液体シンチレーターを用いるので、この除去効率をテストベンチを用いて見積もる。まず始めに、プソイドクメンを一回蒸留した場合の放射性鉛の除去効率について述べる。すると、結果は表(5.7)のようになり、ドデカンの一回蒸留の結果と比較して、若干除去効率は悪いということがわかる。これは、プソイドクメンの沸点付近に先に述べた有機鉛が存在している可

蒸留装置	理論段数	除去効率
テストベンチ	8	$0.7 \sim 2.0 \times 10^{-3}$

表 5.7: プソイドクメンの一回蒸留の結果

能性があるためではないかと考えられる。そこで、沸点付近の不純物があるのであれば、還流比の変更や複数回の蒸留を行い分離効率を向上させることで除去効率はよくなると考えられるので、プソイドクメンの場合の最大除去効率の確認も兼ねて複数回の蒸留を行った。結果は図(5.10)のようになり、最大除去効率は 1.1×10^{-4} となった。このように、プソイドクメンの場合においてもドデカンと同じ傾向及び水準まで放射性鉛を除去できることが確認できた。

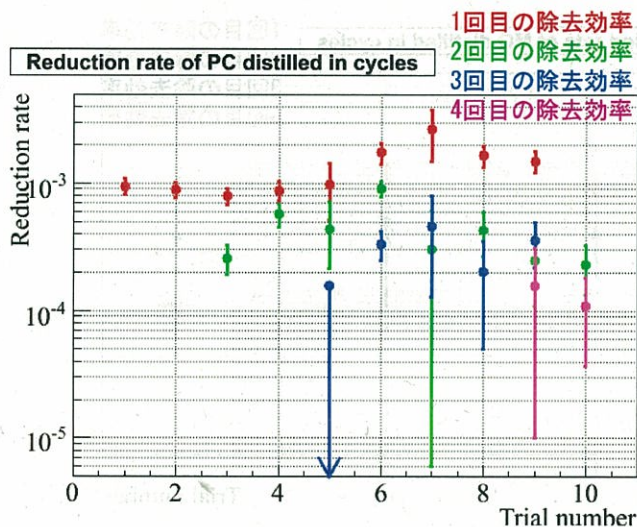


図 5.10: プソイドクメンの複数回蒸留の結果

5.4 考察

5.4.1 理論段、還流比と除去効率の関係について

本節では、これまで得られた結果を用いて除去効率の理論段及び還流比依存性について考察する。先に述べたように、理論段と還流比は分留効率を左右する重要なパラメータである。除去効率のこれらパラメータに対する依存性を調べることにより、実機での純化行程をより効率的に円滑に行うことができると考えられる。

まず、除去効率の理論段依存性について調べる。テストベンチの分留カラムには 8~20 段相当の理論段が用いられている (充填物を変えることで任意に変えることができる) ため、実験での理論段数は蒸留回数に比例していると考えられる。従って、複数回蒸留した場合の理論段数は

$$(\text{理論段数}) = (\text{蒸留回数}) \times (1 \text{ 塔あたりの理論段数}) \quad (5.1)$$

と見積もることができる。例えば、蒸留回数が 3 回で 1 塔あたりの理論段数が 15 段であった場合、実験における理論段数は 45 段相当となる。ここで、一般に理論段数は還流比にも依存するため、還流比は一定にして実験を行っている。するとテストベンチを用いた場合の結果は、ドデカン、プソイドクメン共に図 (5.11、5.12) のようになり、除去効率と理論段数には何らかの相関があることがわかる。また、プソイドクメンについては 40 段以降では頭打ちになっている傾向が見られるが、これは小規模実験装置を用いたドデカンの理論段依存性でも指摘されている傾向であり、ドデカン、プソイドクメンの蒸留温度帯に一定の割合で有機鉛が混入している可能性がある。従って、各サンプルの適当な温度帯をより高精度に分離することでよりよい除去効率が見られると考えられる。

つぎに、還流比と除去効率の関係について調べる。還流比は、気化させたサンプルをど

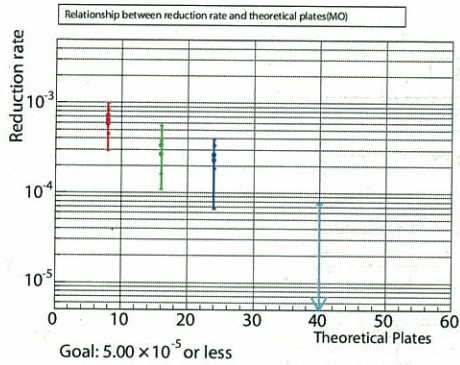


図 5.11: 理論段数と除去効率の関係 (ドデカンの場合)

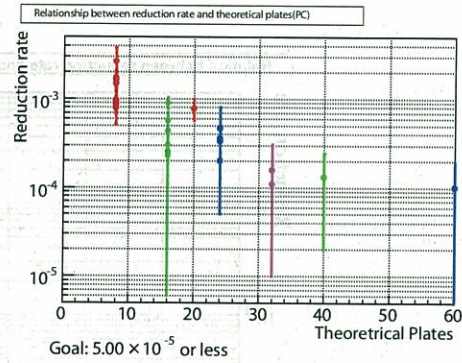


図 5.12: 理論段数と除去効率の関係 (プソイドクメンの場合)

れくらい分留カラム内に戻したかを見積もるパラメータであるので、以下のように定義される。

$$(\text{還流比}) = \frac{(\text{カラム内に戻ってくる液量})}{(\text{全還流量})} \quad (5.2)$$

テストベンチでは図 (5.13) のように流量計が設置されているので、還流比は

$$(\text{還流比}) = \frac{(FI - 2) - (FI - 1)}{(FI - 2)} \quad (5.3)$$

となる。実験では、操作時間を短くし正確なデータを取るためにプソイドクメンを用いた。

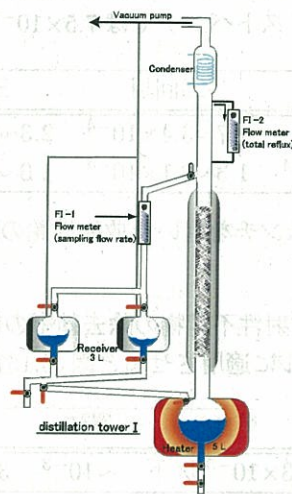


図 5.13: テストベンチにおける還流比の定義

すると、結果は図 (5.14) のようになり、還流比が 0.5 以下では除去効率がよくなるという

ことがわかる。また、還流比を変える際には取り出す液量を調整して行っているため、還流比が大きいほど操作時間も長くなっている。

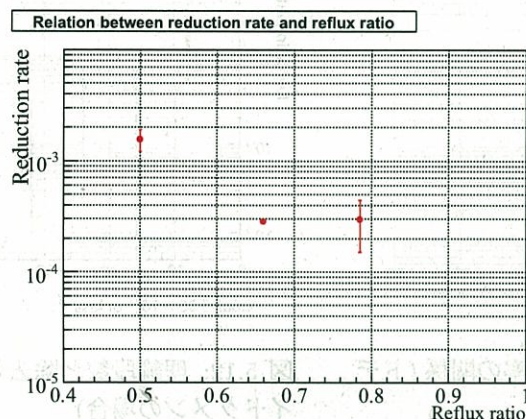


図 5.14: 還流比と除去効率の関係

これらの結果より、還流比を大きくし理論段を多くすることで除去効率はよくなっていることがわかる。実際の蒸留装置では、理論段数が約 25 段相当、還流比が 0.5 以上であることから、一回の蒸留により理論段数以上の効率が得られ、大部分の放射性鉛を除去することが可能であると考えられる。

5.4.2 テストベンチを用いた実験結果のまとめ

ドデカン及びプソイドクメンをテストベンチで蒸留したときの放射性鉛の除去効率は表 (5.8) のようになった。これより、テストベンチでは 7.5×10^{-5} 以下という最大除去効率を

サンプル	一回目	二回目	三回目	四回目	五回目
ドデカン	$3 \sim 6 \times 10^{-4}$	$2.7 \sim 3.4 \times 10^{-4}$	$2.3 \sim 2.6 \times 10^{-4}$	—	$\geq 7.6 \times 10^{-5}$
プソイドクメン	$0.27 \sim 7.8 \times 10^{-4}$	$1.3 \sim 9.1 \times 10^{-4}$	$1.0 \sim 4.7 \times 10^{-4}$	$1.1 \sim 1.6 \times 10^{-4}$	—

表 5.8: テストベンチを用いた放射性鉛の除去効率

得ることができた。この値と他の放射性不純物の除去効率の結果 (表 (5.9) 参照) を現在の KamLAND 検出器内部のスペクトルに適用させると図 (5.15) のようになる。この時のイ

放射性純物	^{85}Kr	^{222}Rn	^{40}K
除去効率	1.3×10^{-5} 以下	$\sim 10^{-3}$	3.8×10^{-2}

表 5.9: 他の放射性不純物の除去効率 [8]

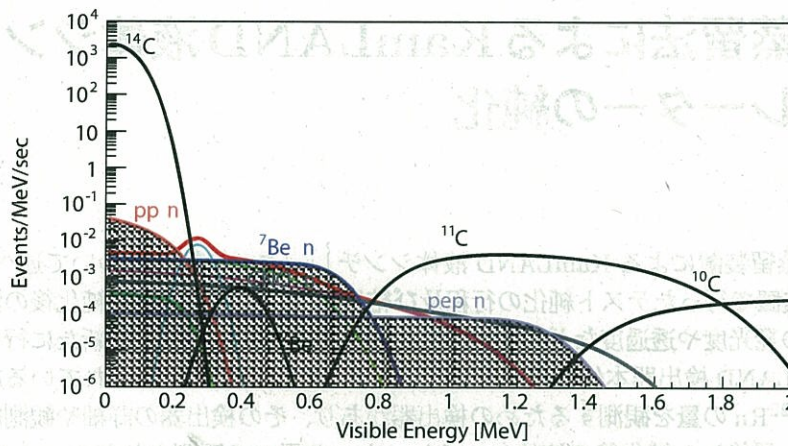


図 5.15: 純化後に予測される観測スペクトル

イベント率は次の表 (5.10) のようになる。従って、S/N 比は約 1.4 となり、低エネルギー領

イベント率 (events/day/kton)	
${}^7\text{Be}(\text{no osci.})$	34.5
${}^{210}\text{Bi}$	10.5
${}^{85}\text{Kr}$	9.9
${}^{40}\text{K}$	4.4

表 5.10: 純化後に予想されるイベント率

域に存在する ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの観測を行うことができることがわかる。また、還流比及び理論段数を考慮に入れると実機ではよりすぐれた除去効率が見られると考えられるので、純化後のスペクトルを解析しその除去効率について確認する必要がある。

第6章 蒸留法によるKamLAND液体シンチレーターの純化

本章では、大型蒸留装置による KamLAND 液体シンチレーターの純化について述べる。まず、大型蒸留装置で行ったテスト純化の行程及び結果について述べ、次に純化後の液体シンチレーターの発光度や透過度などの性能評価について述べる。さらに、新たに行う純化行程では KamLAND 検出器本体に液体シンチレーターを戻す前に、含まれている放射性不純物、特に ^{222}Rn の量を観測するための検出器があり、その検出器の詳細や観測結果について述べる。最後に、純化後の液体シンチレーターを用いて観測された KamLAND 検出器内のスペクトルの解析結果について述べる。

6.1 大型蒸留装置による液体シンチレーターの純化

大型蒸留装置は、KamLAND 検出器内に入っている液体シンチレーターを純化する前段階において、純水及びプソイドクメンで洗浄した後液体シンチレーターを用いて試運転を行う。本節では、その大型蒸留装置を用いた液体シンチレーターの試運転の結果について述べる。この試運転では、実際の蒸留において必要なパラメータの決定や安定して一定品質の液体シンチレーターを精製することができるなどの確認を行う。以下では、その手順及び結果について述べる。

6.1.1 純水及びプソイドクメンによる蒸留装置の洗浄

実際の KamLAND 液体シンチレーターを純化する前に、純水とプソイドクメンを用いて各蒸留塔内の洗浄を行う。これは塔内にあると考えている不純物が水溶性かどうかなど、具体的な性質がわからないために純水とプソイドクメンの両方を用いることにした。これにより、新たなバックグラウンド源になる恐れのある、建設中などに蒸留塔へ入り込んだ不純物を取り除くことができ、より純度の高い液体シンチレーターを作ることができる。以下では、洗浄に用いた純水とプソイドクメンの洗浄後の状態について述べる。

純水による洗浄

純水による蒸留塔の洗浄では、蒸留塔内部にある水溶性の不純物などを取り除くことを目的としている。またこの過程においては、蒸留装置の液体を抜き出すドレイン部分などに $0.5\mu\text{m}$ のフィルター (テンポラリーストレーナーと呼ばれる) が取り付けられており、不溶性の不純物や建設中に生じた鉄粉などを取り除く。図 (6.1) にそのフィルターの洗浄前後の様子を示す。これより、蒸留塔内には鉄粉のような不溶

性の不純物とフィルターを通過しなかった不純物があり、純水による洗浄ではそれらを取り除くことができた。



図 6.1: 純水洗浄後のフィルターの様子

プソイドクメンによる洗浄

プソイドクメンの洗浄では、純水では取り除くことのできなかつた不純物の除去を目的としている。この過程においても、純水の場合と同様、ドレイン部分に取り付けられているフィルターに付着した不純物を確認した。

6.1.2 テスト純化について

先に述べたように、テスト純化行程では液体シンチレーターを大型蒸留装置を用いて純化し、蒸留装置のパラメータの設定や一定品質の液体シンチレーターの供給についてなど、KamLAND 検出器に実際に入っている液体シンチレーターの純化に際して必要な事項について調べる。また、純化された後の液体シンチレーターを用いて純化前後の発光量、透過度及び放射性不純物の濃度を調べる。これらの項目については、後の節で述べる。

次にテスト純化の行程について述べる。まず、試運転に用いる液体シンチレーターを各蒸留塔(プソイドクメン塔、ドデカン塔、PPO 塔)に必要な量だけ導入し、蒸留を開始する。このとき、サンプルの炊き上げ量や還流量、留出量を還流比が一定になるように調節する。また、目標としている純化の速度は $1.5\text{m}^3/\text{hour}$ であるので、この値を満たすように各パラメータ(熱媒の出力や還流比など)を調整する。蒸留後のサンプルは、精製・混合タンクへと送られるので、このタンクより純化された液体シンチレーターを採取し、その成分比を密度計などを用いて調べる。さらに、発光量や透過度を調べるためのサンプルも採取しておく。これらの過程を何度か繰り返すことで、実際の蒸留行程において必要な事柄を全て調べる。

6.2 Rn 検出器

本節では、純化後の液体シンチレーターの放射線強度を測定するために開発されている検出器について述べる。

6.2.1 miniLAND

miniLAND [36] は、神岡鉱山内の KamLAND 第二純化装置エリアに建設されている、純化後の液体シンチレータ中に存在する ^{222}Rn の濃度を $1\text{mBq}/\text{m}^3$ レベルの感度で測定するために開発された Rn 検出器である。

miniLAND では、KamLAND 検出器と同様に液体シンチレーターと光電子増倍管を用いて物理現象を測定し、16 個のセグメントと 5 インチ光電子増倍管から構成されている。一つのセグメントの大きさは $17\text{cm} \times 17\text{cm} \times 100\text{cm}$ (図 (6.2) 参照) であり、両側にはライトガイドと光電子増倍管を取り付けている。また、極低レベルのラドンを測定する必要があるため、鉱山の岩盤など外部から来る γ 線や中性子の影響を低減させるために、低バックグラウンドの鉛ブロック (15cm) とポリエチレン (5cm) で囲まれている。さらに、光電子増倍管からくるバックグラウンドを減らすため、低カリウムの光電子増倍管を用いライトガイド内にはヨウ化ナトリウム水溶液を入れている。図 (6.3) に miniLAND の概念図を示す。

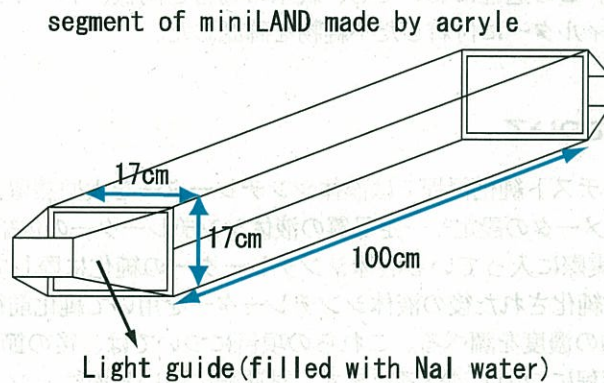
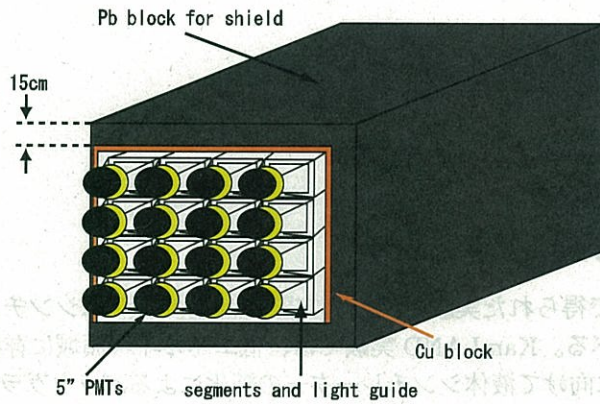


図 6.2: miniLAND のセグメントの概念図

6.2.2 静電捕集法を用いた Rn 検出器

静電捕集法によるラドン検出器 [37] は、miniLAND と同様に、 $1\text{mBq}/\text{m}^3$ レベルの感度で液体シンチレーター中に存在するラドン濃度を測定する検出器である。本検出器では、液体シンチレーター中にあるラドンを静電捕集により濃縮させて測定するという、miniLAND と異なる方法を用いてラドン濃度を測定する。この濃縮を用いる方法では、今後より低いレベルの測定への改良を行いやすいことや装置の小型化などを行うことができると考えら



“miniLAND”

図 6.3: miniLAND の概念図

れる。

この検出器のラドン濃縮及び検出過程は以下のようにになっている。

1. 窒素パージを行うことによりラドンを液体シンチレーター中から取り出す。
2. 取り出された気体中に存在する液体シンチレーター成分を約 40°C でトラップする。
3. 液体シンチレーター成分を取り除いた気体中から約 -170°C でラドンをトラップする。
4. トラップされたラドンを濃縮し、PIN-Photo ダイオードを用いた検出器でラドン濃度を測定する。

図 (6.4) に静電捕集法によるラドン検出器の概念図を示す。

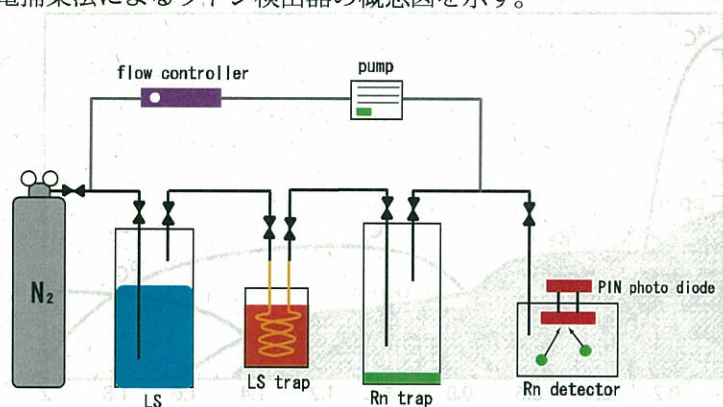


図 6.4: 静電捕集法による Rn 検出器

第7章 結論と考察

7.1 結論及び考察

本節では、これまで得られた実験の結果と実際の純化後の液体シンチレーターの様子についてまとめを述べる。KamLAND 実験では、低エネルギー領域に存在する ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの観測に向けて液体シンチレーターの純化によるバックグラウンド源の除去を行おうとしている。その純化では、蒸留法と高純度窒素ガスを用いた脱気法を利用するが、本実験ではその蒸留法の放射性鉛 (${}^{212}\text{Pb}$) の除去効率について研究・開発を行ってきた。実験では、小規模・中規模蒸留装置を用いて蒸留法による効率的な放射性鉛の除去を行うためのパラメータなどの研究を行い、中規模蒸留装置 (テストベンチ) を用いた実験では、以下のような結果が得られた。

1. ${}^{212}\text{Pb} < 7.4 \times 10^{-5}$
2. 還流比を一定にして蒸留操作を行う。このとき、還流量は留出量よりも多くとることが条件となる。

これらの結果を元に液体シンチレーターの純化後に得られると予測されるエネルギースペクトルは図 (7.1) のようになると考えられるが、実際の蒸留装置はより大きい理論段、還流比を持っているのでより S/N 比の大きい結果が得られると考えられる。

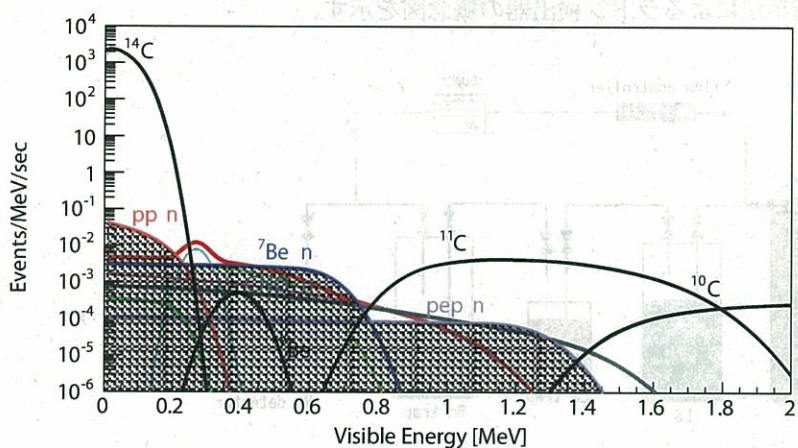


図 7.1: 純化後に予測される観測スペクトル

	プソイドクメン塔	ドデカン塔	PPO 塔
留出量 (m ³ /h)	0.252	1.34	2.3 (l/h)
還流量 (m ³ /h)	0.487	0.67	11.6 (l/h)
還流比	2.0	0.5	5.0

表 7.1: 実機における蒸留条件

次に実機による液体シンチレーターの純化について述べる。純水及びプソイドクメンによる各蒸留塔の洗浄後、テストベンチ等の結果を踏まえて、実際の大型蒸留装置における KamLAND 液体シンチレーターのテスト純化では、初期設定値でもある表 (7.1) のようなパラメータで純化を行う。

7.2 次期計画について

本節では、液体シンチレーターの純化後に行われる研究計画について述べる。

7.2.1 CNO 及び pep 太陽ニュートリノ観測の可能性

CNO 及び pep 太陽ニュートリノは、これまで行われてきた実時間観測実験では分離・観測されていない太陽ニュートリノである。現在 KamLAND 実験では、これらの太陽ニュートリノ観測に向けて研究・開発を行っている。CNO サイクルによる太陽ニュートリノを観測することにより、太陽ひいては恒星内部で起きていると考えられる核融合反応について実験的証拠を得ることができ、また pep 太陽ニュートリノの観測では、pp ニュートリノと同様 pp 連鎖の始めの段階で生じるものであるため、理論的な不定性が小さく、この pep 太陽ニュートリノを用いて CNO ニュートリノの観測数を見積もることが可能であると考えられている。

KamLAND 実験における CNO 及び pep 太陽ニュートリノ観測には、⁷Be 太陽ニュートリノ観測の場合と同様、低エネルギー領域に存在するバックグラウンドの除去が問題となる。ここで問題となっているバックグラウンド源は、宇宙線ミュオンの原子核破碎反応により生成される不安定核であり、特に CNO、pep 太陽ニュートリノのエネルギー領域に存在する ¹¹C である (図 (7.2) 参照)。¹¹C に代表されるような原子核破碎反応による不安定核は、蒸留法や脱気法といった化学的手法で除去することは難しい。また現在実装されているエレクトロニクスでは、宇宙線ミュオンの通過後に多数の不安定核や中性子などの反応が生じるため、全ての反応を正確に記録するのは難しい。そのため、この不感時間を極限まで低減した新たなエレクトロニクスを開発し、解析的な除去を行うための研究を行っている。¹¹C の解析的除去後に予測されるエネルギースペクトルの様子を図 (7.3) に示す。

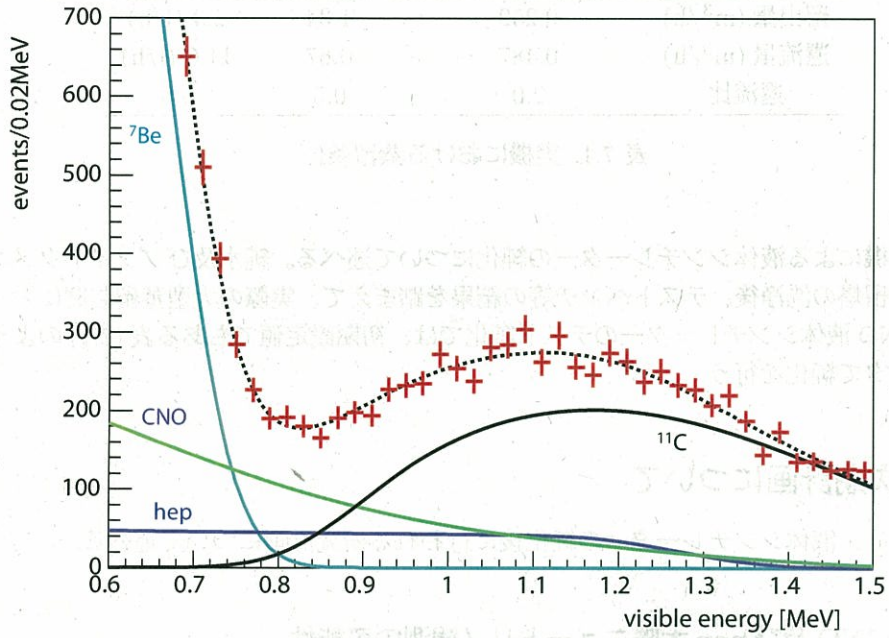


図 7.2: 現在の KamLAND 検出器内部で観測される ^{11}C

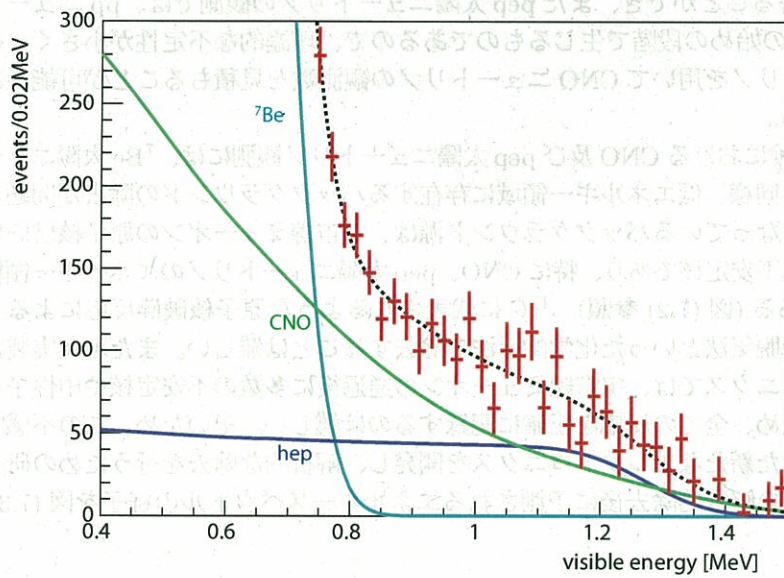


図 7.3: 新エレクトロニクスの解析的除去後に予測される観測スペクトル

7.2.2 地球内部起源反ニュートリノの精密観測

液体シンチレーターの純化により、 ^{222}Rn や ^{210}Pb といった放射性不純物が除去されるので、現在原子炉反ニュートリノ、地球内部起源反ニュートリノ観測のバックグラウンド源となっている ^{13}C (α, n) ^{16}O 反応 (図 (7.4) 参照) に用いられる ^{210}Po の α 粒子も除去されると考えられる。特に、地球内部起源反ニュートリノの観測においては、この (α, n)

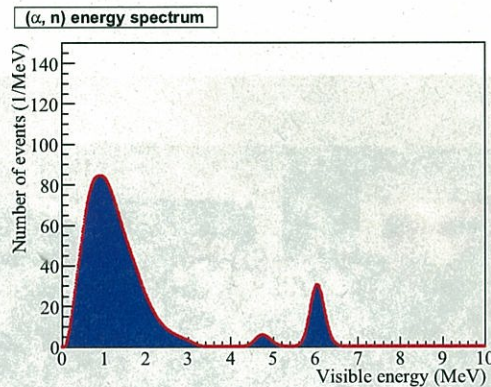


図 7.4: KamLAND 検出器内部での (α, n) 反応

反応が大きなバックグラウンド源であり、不定性が大きくなってしまう原因でもある。図 (7.5) に現在 KamLAND 実験で観測されている地球内部起源反 ν 鳥のエネルギースペクトルを示す。従って、純化により (α, n) 反応を除去すると、現在の地球内部起源反ニュー

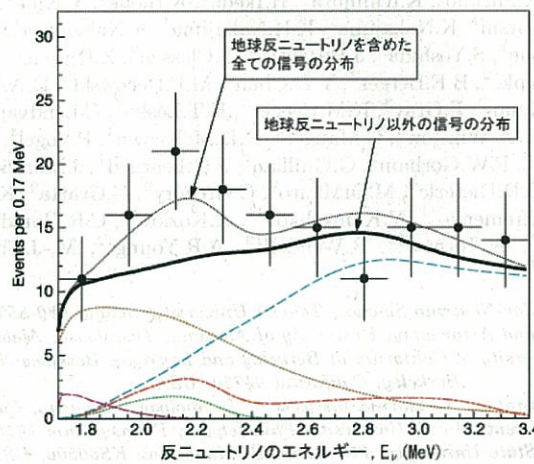


図 7.5: KamLAND 検出器で観測された地球内部起源反ニュートリノ

トリノの観測に付随している不定性を約 23% 減らすことができると考えられる。これにより、より正確に地球内部起源反ニュートリノの観測を行うことが可能となり、地球内部の放射性元素起源の熱量の見積もりなど地球内部の物理をより詳細に研究することができるようになると思われる。

付録A KamLAND Collaboration



T.Ebihara¹, S.Enomoto¹, K.Furuno¹, K.Ichimura¹, H.Ikeda¹, K.Inoue¹, Y.Kibe¹, Y.Kishimoto¹, M.Koga¹, Y.Konno¹, Y.Minekawa¹, T.Mitsui¹, K.Nakajima¹, K.H.Nakajima¹, K.Nakamura¹, K.Owada¹, I.Shimizu¹, J.Shirai¹, F.Suekane¹, K.Tamae¹, S.Yoshida¹, J.Busentiz², T.Classen², Z.Djurcic², C.Grant², G.Keefer², D.Leonard², D.McKee², A.Piepe², B.E.Berger³, Y.D.Chan³, M.P.Decowski³, D.A.Dwyer³, S.J.Freedman³, Y.Fu³, B.K.Fujikawa³, J.Goldman³, F.Gray³, K.M.Heeger³, K.T.Lesko³, C.Lendvai³, K.-B.Luk³, H.Murayama³, A.W.P.Poon³, H.M.Steiner³, L.A.Winslow³, C.Mauger⁴, R.D.McKeown⁴, P.Vogel⁴, Chao Zhang⁴, C.E.Lane⁵, T.Miletic⁵, G.A.HortonSmith⁶, P.W.Gorham⁷, G.Guillian⁷, J.G.Learned⁷, J.Maricic⁷, S.Matsuno⁷, S.Pakvasa⁷, S.Dazeley⁸, S.Hatekeyame⁸, B.D.Dieterle⁹, M.DiMauro⁹, C.Gregory⁹, G.Gratta⁹, K.Tolich¹⁰, N.Tolich¹⁰, M.Batygov¹¹, W.Bugg¹¹, Y.Efremenko¹¹, Y.Kamyshkov¹¹, A.Kozlov¹¹, C.R.Gould¹², H.J.Karwowski¹², D.M.Markoff¹², R.M.Rohm¹², W.Tornow¹², R.Wendell¹², A.R.Young¹², M.-J.Chen¹³, Y.-W.Wang¹³, F.Pequemal¹⁴ and A.Suzuki¹⁵

¹ *Research Center for Neutrino Science, Tohoku University, Sendai 980-8578, Japan*

² *Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Tuscaloosa, Alabama 35487, USA*

³ *Physics Department, University of California at Berkeley and Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA*

⁴ *W.K.Kellogg Radiation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, USA*

⁵ *Physics Department, Drexel University, Philadelphia, Pennsylvania 19104, USA*

⁶ *Kansas State University, 116 Cardwell, Manhattan KS66506, USA*

⁷ *Department of Physics and Astronomy, University of Hawaii at Manoa, Honolulu, Hawaii 96822, USA*

⁸ *Department of Physics and Astronomy, Louisiana State University, Baton Rouge, Louisiana 70803, USA*

⁹ *Physics Department, University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico 94305, USA*

¹⁰ *Physics Department, Stanford University, Stanford, California 94305, USA*

¹¹ *Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA*

¹² *Triangle Universities Nuclear Laboratory, Durham, North Carolina 27708, USA and Physics Departments at Duke University, North Carolina State University, and the University of North Carolina at Capital Hill*

¹³ *Institute of High Energy Physics, Beijing 100039, People's Republic of China*

¹⁴ *RCEN Bordeaux-Gradignan, IN2P3-CNRS and University Bordeaux I, F-33175 Gradignan Cedex, France*

¹⁵ *High Energy Accelerator Research Organization, KEK, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan*

付録B ^{238}U 及び ^{232}Th 崩壊系列

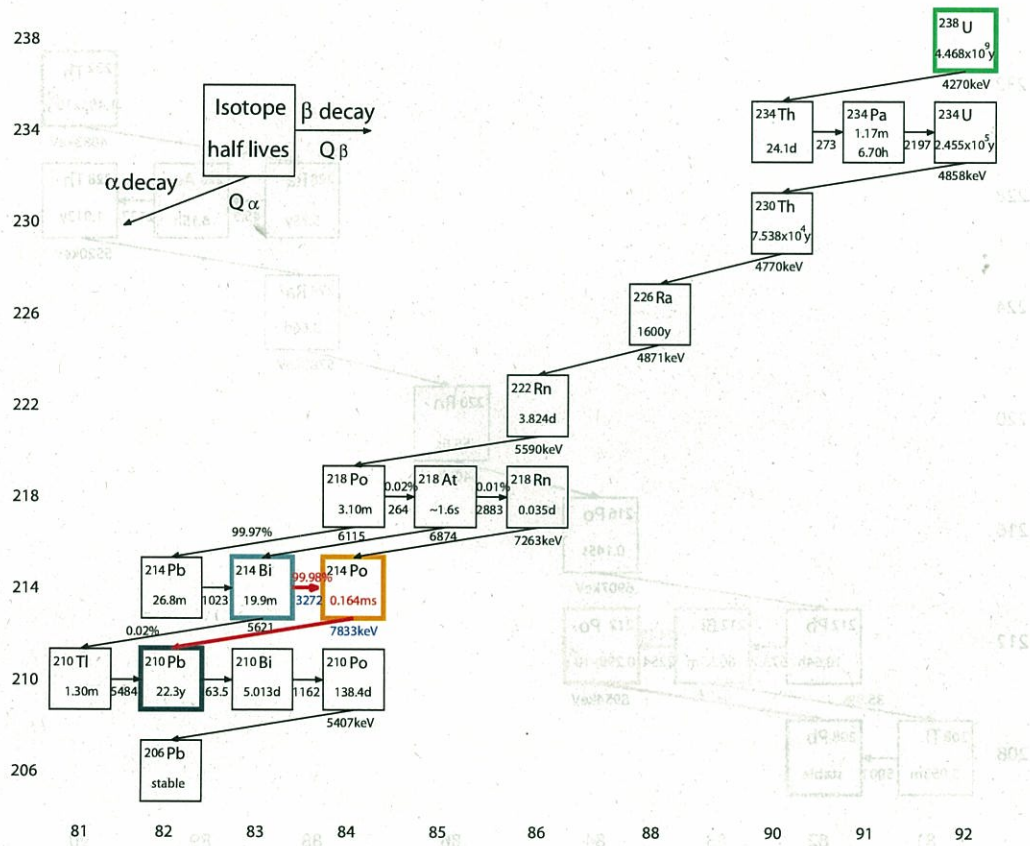


図 B.1: ^{238}U 系列の崩壊図

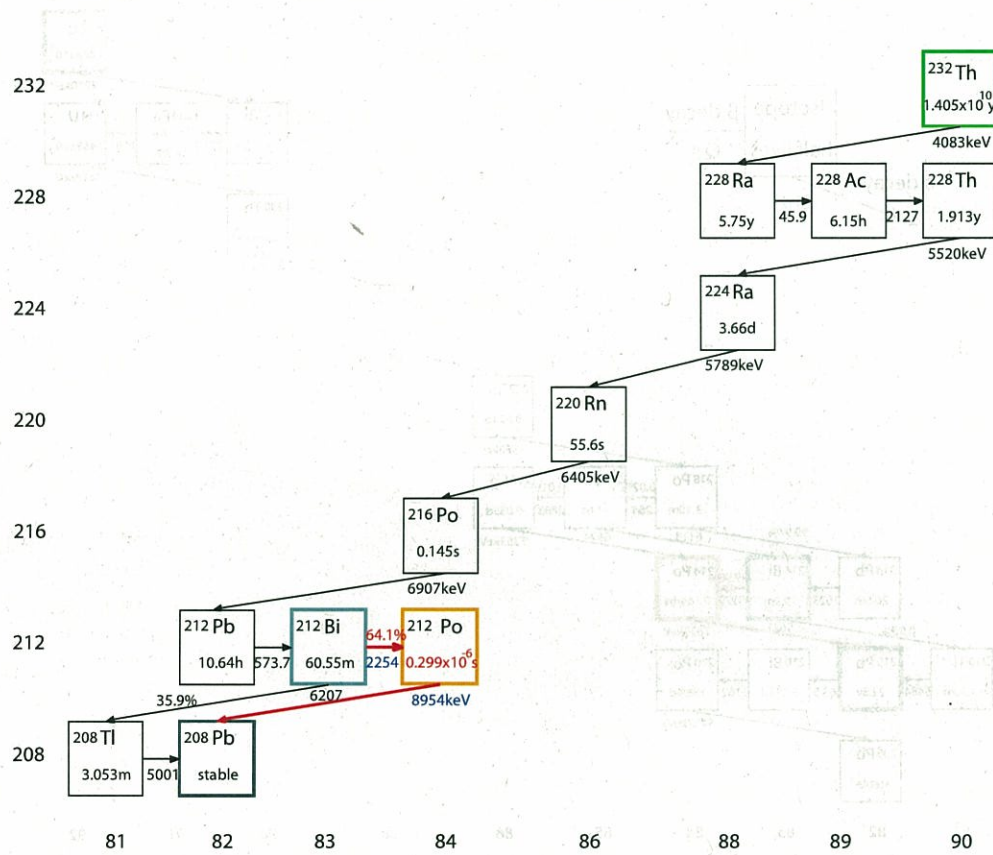


図 B.2: ^{232}Th 系列の崩壊図

付録C 減衰長測定装置

ここでは、実機のテスト純化の際に用いた減衰波長測定装置について測定方法及び装置の詳細を述べる。

本測定装置は、神岡鉱山内に設置されており、ATLES(ATtenuation Length Emission Spectrometer)と呼ばれるものである。この装置では様々な液体の減衰波長を測定することができるが、我々の場合では液体シンチレーターやその構成要素であるドデカン、プソイドクメンの減衰波長を測定している。測定手順は以下の通りである。

1. 光源から放たれたビーム光は、選んだ波長フィルターを通り、測定装置の上部から下部へと通過していく。
2. ビーム光は、ステンレスカラム内に入れられた測定する液体(ドデカンやプソイドクメン、液体シンチレーターなど)中を通過する。ここで、測定する液体の高さは窒素ガスを用いることにより上下させることが可能である。
3. 液体中を通過したビーム光の光電流はステンレスカラムの下部に取り付けられた2インチ光電子増倍管により測定される。また、液体の高さは光電子増倍管同様カラムの下部に取り付けられた密度計により測定される。
4. GUI(Graphical User Interface)が実装されたDAQ(Data Acquisition、ここではLabViewを用いている)で様々な高さでの光電流を測定し、指数関数でそのデータのフィッティングを行う。
5. 指数関数によるフィッティングにより、選んだ波長における測定対象の液体の光の減衰長を決定することができる。
6. 以上の過程を他の波長について繰り返し行う。

また先に述べた物理量を測定するために減衰長測定装置 ATLES は、次のような構成要素からなっている。

1. ステンレスカラム内にある液体の高さを調整する窒素ガスバルブ
2. 装置の最上部に取り付けられた24Vの光源とビーム光を作るためのコリメーター
3. 光源の直下に取り付けられた15の異なる波長を選ぶことができる波長フィルター
4. 光の反射が起きないように黒くコーティングされた、測定する液体を入れるステンレスカラム
5. カラム内の液体の高さを測定するための密度計
6. ステンレスカラムに沿って取り付けられた細いプラスチック管と巻尺(これらは液位を較正するために用いる)
7. カラム内の液中を抜けてきた光の光電流を測定するための2インチ光電子増倍管

これらのほかにも、光源の出力に必要な低電圧源や光電子増倍管のための高電圧源、測定に必要なコンピュータなども設置されている。図(C.1)に減衰用測定装置の概念図を示す。

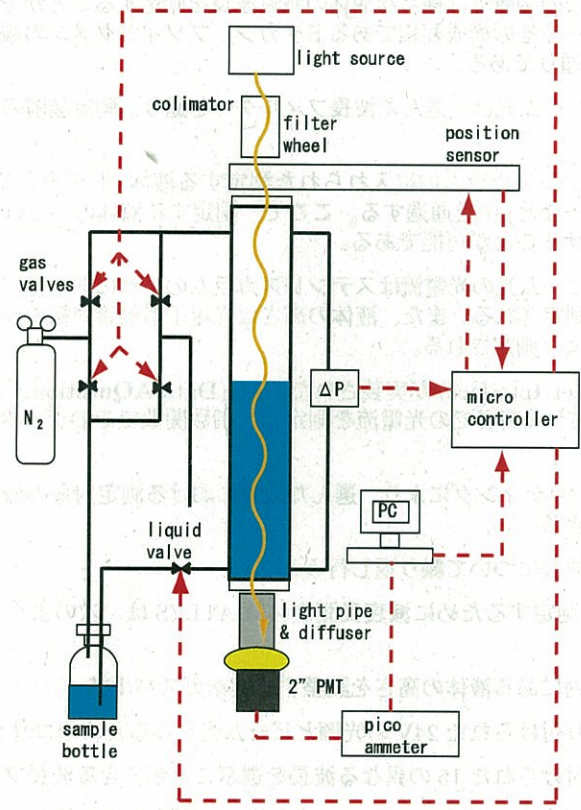


図 C.1: 減衰波長測定装置の概念図

付録D 発光量の測定原理

書目検索

ここでは、発光量測定に用いた γ 線の後方散乱について述べる。実験では、 ^{137}Cs の放射する662keVの γ 線と標的として液体シンチレーター、後方散乱された γ 線を計測するためにNaIシンチレーターを用いた。

物質中における γ 線やX線は、主に以下のような相互作用を生じる。

1. 光電効果
2. コンプトン散乱(トムソン、レイリーン散乱も含む)
3. 対生成

これらのほかにも、 (γ, n) 反応といった原子核と共に生じる相互作用も存在するが、あまり起きる事はないのでここでは無視して考える。すると、標的が液体シンチレーター、すなわち ^{12}C であり、光電効果の反応断面積が原子番号に依存する(MeV領域の γ 線では、原子番号の4乗から5乗に比例する)ことから、本実験ではコンプトン散乱が主な相互作用であることがわかる。

コンプトン散乱は、光子と電子(物質中においては束縛されている電子)の散乱を記述したもの(図(D.1)参照)であり、エネルギー及び運動量保存を適用すると、反跳電子のエネルギーについて以下のような式が導かれる。

$$E_e = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{D.1})$$

ここで、 $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギーで0.511MeVであり、 E_γ は γ 線のエネルギーを示す。式(D.1)より、 $\theta = 180^\circ$ のとき反跳電子は最大エネルギーをとることがわかり、本実験ではこの電子のエネルギーを用いている。

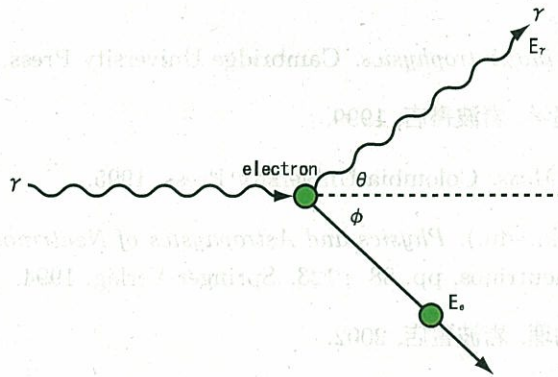


図 D.1: コンプトン散乱の概念図

実際には、 ^{137}Cs の662keVの γ 線により作られた後方散乱イベント(447keVの反跳電子)を液体シンチレーターで測定し、さらにその反跳後の γ 線(185keV)をNaIシンチレーターで同時計測する。これにより、バックグラウンドを大幅に減らした状態で後方散乱イベントだけを効率的に測定することができる。

関連図書

- [1] From Astoronomy 162. <http://csep10.phys.utk.edu/astr162/lect/energy/cno-pp.html>.
- [2] J.N.Bahcall Home page Institute for Advanvced Study. <http://www.sns.ias.edu/jnb>.
- [3] T.Araki et.al. Measurement of neutrino oscillation with kamland:evidence of spectral distortion. *arXiv:hep-ex/0406035*, 2004.
- [4] Neutrino Physics. <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/>.
- [5] 三井造船. 三井造船のカタログ.
- [6] Itaru Shimizu. *An Evidence for Spectral Distortion of Reactor Anti-Neutrinos and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation*. PhD thesis, Tohoku University, 2004.
- [7] 日本化学会. 化学便覧. 丸善, 1993.
- [8] 竹内慎. 修士論文, 平成 18 年.
- [9] Bahcall et.al. Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 54, No. 3, pp. 767-799, 1982.
- [10] J.N.Bahcall. *Neutrino Astrophysics*. Cambridge University Press, 1988.
- [11] 佐藤文隆. 宇宙物理学. 岩波書店, 1999.
- [12] P.Vogel. *Neutrino Mass*. Colombia University Press, 1995.
- [13] Fukugita and Suzuki(edu.). *Physics and Astrophysics of Neutrinos*, chapter 5.Generation mixing of neutrinos, pp. 88 - 123. Springer-Verlag, 1994.
- [14] 戸塚洋二. 素粒子物理. 岩波書店, 2002.
- [15] L.Wolfenstein. Neutrino propagation through the matter. *Physics Review D*, Vol. 17, No. 2369, 1978.
- [16] R.Davis Jr. et.al. Solar neutrinos.2.experimental. *Physics Review Letters*, Vol. 12, No. 11, 1964.
- [17] P.Anselmann et.al. Gallex collaboration. *Physics Letter B*, Vol. 285, No. 376, 1992.

- [18] M.Altmann et.al. Gno solar neutrino observation. *arXiv:hep-ex*, Vol. 0006034, , 2000.
- [19] A.I.Abzov et.al. Search for neutrinos from the sun using the reaction $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$. *Physics Review Letters*, Vol. 67, No. 24, 1991.
- [20] K.S.Hirata et.al. Kamokande. *Physics Review D*, Vol. 38, No. 448, 1988.
- [21] S.Fukuda et.al. Super kamiokande collaboration. *Physics Review Letters*, Vol. 86, No. 25, 2001.
- [22] J.Boger et.al. Sno collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 449, No. 172–207, 2000.
- [23] T.Araki et.al. First result from kamland:evidence for reactor anti-neutrino disappearance. *Physics Review Letters*, 2003.
- [24] T.Araki et.al. Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with kamland. *Nature*, Vol. 436, pp. 499–503, 2005.
- [25] 沖和宏. 修士論文, 平成 10 年.
- [26] Sanshiro Enomoto. *Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND*. PhD thesis, Touhoku University, 2005.
- [27] Hiroshi Ogawa. *Search for Electron Anti-Neutrinos from the Sun using the KamLAND Large Volume Liquid Scintillator Detector*. PhD thesis, Tohoku University, 2003.
- [28] 日本化学会編. 化学実験講座 基礎編. 丸善, 1991.
- [29] 三井造船. 放射線重元素除去装置設計図案.
- [30] 三井造船. 大型蒸留装置設計図案.
- [31] Sanshiro Enomoto. Kamland new back-up electronics for ^{11}C tagging. In *KamLAND Collaboration meeting in Toyama*, 2006.
- [32] 小竹無二雄監修. 大有機化学 18. 朝倉書店.
- [33] 小川桃世. 修士論文, 平成 18 年.
- [34] 海老原高士. 修士論文, 平成 19 年.
- [35] C.Grant. *ATLES User's Guide vol1.0*.
- [36] 今野百合. 修士論文, 平成 19 年.
- [37] 中島恭平. 修士論文, 平成 19 年.
- [38] 市村晃一. 修士論文, 平成 16 年.