修士論文

液体シンチレーター中での光散乱および再発光の分光、時間構造測定

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

伊藤 和嘉子

平成 13 年

概 要

1000 トンの液体シンチレーターを使用するニュートリノ、反ニュートリノ検出器 KamLAND が完成し、2002 年 1 月測定が開始された。KamLAND では大発光量特性をもった液体シンチレーターを使用し、極低バックグラウンド環境で測定を行うことにより、数 100keV 領域までの低エネルギーニュートリノの検出が可能となる。これによって原子炉反ニュートリノの観測によるニュートリノ振動の検証や、太陽ニュートリノの観測による太陽ニュートリノ問題の解決などを目指す。

本論文では KamLAND 検出器で使用する液体シンチレーター中における光の散乱、および再発光を光の波長を変えながら測定した実験の結果を報告する。この実験の目的は KamLAND 検出器で観測した事象をシミュレーションで再現するときのパラメータとして結果を提供することである。光の散乱についてはその入射光に対する効率を、再発光についてはその吸収光に対する効率、および時間構造を測定することが最終的な目標である。

それぞれの事象についてまとめると、光の散乱については Rayleigh 散乱が支配的となることが予想される。これは入射光の電場によって誘起された双極子による散乱であり、その強度は入射光軸からの角度 θ について $(1+\cos^2\theta)$ なる特徴的な角度依存性を持つ。また、再発光については、入射波長に対する再発光波長の変化、けい光寿命の影響による時間構造の変化が予想される。

このような点を測定するために、次のような実験方法をとった。
窒素 / 色素レーザーを光源として液体シンチレーターに入射させ、その光の散乱、再発光、入射光、透過光を光電子増倍管を使用して観測した。色素と回折格子を使用することによって光源の波長、干渉フィルターを使用することによって観測する波長を変化させることが可能である。

光の散乱、再発光については、光電子増倍管に入射する光量を単一光電子レベルにし、光源の発光時刻と単一光電子の到達時刻の差の時間分布を積算することで時間構造を求めた。また、観測する体積に入射する光量に対する単一光電子の数の比からそれぞれの効率も求めた。光の散乱については観測する角度を変えて何点か、再発光については観測する波長を変えて何点か測定した。

観測する体積に入射する光量の絶対値を求めるために液体シンチレーターに対する入射光、および透過光を光電子増倍管で測定した。このとき、光を分岐させるため、および適当な光量に減衰させるため光学フィルターを使用した。

それぞれの絶対値が必要なため、使用した全ての実験装置の出力感度の較正を行った。

この実験の結果、光の散乱についてはその角度依存性を、再発光についてはその時間構造の変化を確認することができた。ただし、光量の絶対値の必要な測定に関しては満足な結果を得ることができなかった。その原因として一つは光電子増倍管の出力感度が不安定である点、もう一つは光学フィルターの透過率、反射率が場所、角度によって変化する点であり、両者ともに較正時と実験時の再現性に不安がある。

最後に、この対策として両者を使用せずに光量の絶対値を測定することのできるジュールメーターの導入を検討し、その可能性について述べる。

目 次

第 1 章 Introduction **3**

1.1 太陽ニュートリノ問題 3

1.1.1 標準太陽模型 3

1.1.2 太陽ニュートリノ実験 5

1.2 ニュートリノ振動 6

1.2.1 真空中のニュートリノ振動 6

1.2.2 物質中のニュートリノ振動 7

1.2.3 ニュートリノ振動の検出 8

1.3 原子炉反ニュートリノ実験 11

1.3.1 原子炉反ニュートリノ 11

1.3.2 原子炉反ニュートリノ実験 11

第 2 章 KamLAND 実験 **13**

2.1 位置 13

2.2 検出器 13

2.3 原子炉反ニュートリノ 16

2.3.1 反ニュートリノ検出原理 16

2.3.2 日本の原子炉 17

2.4 太陽ニュートリノ 22

2.4.1 ニュートリノ検出原理 22

2.4.2 KamLAND における太陽ニュートリノ観測 22

2.5 バックグラウンド 26

2.5.1 宇宙線 μ 粒子によるバックグラウンド 26

2.5.2 放射性物質によるバックグラウンド 27

第 3 章 Calibration **28**

3.1 概要 28

3.1.1 γ 線源 28

3.1.2 中性子線源 28

3.1.3 α 線源 28

3.1.4 Light Flusher System 29

3.1.5 宇宙線 29

3.2 液体シンチレーターの光学的性質 30

3.2.1 光の散乱 30

3.2.2 再発光 32

第 4 章　光の散乱、再発光の測定 **33**
4.1　概要 33
4.2　フォトンカウンティング 34
4.2.1　概要 34
4.2.2　本実験での使用目的 35
4.3　実験装置 38
4.3.1　窒素 / 色素レーザー 38
4.3.2　ADC, TDC 40
4.3.3　純化装置 44
4.3.4　液体シンチレーターの容器 45
4.3.5　各種光学フィルター 48
4.3.6　光電子増倍管 54

第 5 章　実験結果 **63**
5.1　光の散乱の測定 63
5.1.1　解析方法 63
5.1.2　測定結果 68
5.2　再発光の測定 71
5.2.1　解析方法、および測定結果 71

第 6 章　まとめ **79**

第 7 章　ジュールメーター **81**

付 録 A 液体シンチレーターの発光機構 **84**

第1章　Introduction

1.1　太陽ニュートリノ問題

1.1.1　標準太陽模型

太陽のような恒星の輝度をまかなうエネルギーは、核融合反応によって発生している。その反応を式で書くと、次のようになる。

$$4\mathrm{p} \rightarrow \alpha + 2\mathrm{e}^{+} + 2\nu_{\mathrm{e}} + 26.73\mathrm{MeV} \tag{1.1}$$

実はこの式は、pp 連鎖、CNO サイクルとよばれる二つの反応から成り立っている。どの反応がどれだけ起きるかは、恒星の内部の温度、組成、密度などで決まる。これらを推定するのが標準太陽模型 [1] とよばれるものである。標準太陽模型によって推定される、pp 連鎖、CNO サイクルで発生するニュートリノのエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

太陽の輝度をまかなうエネルギーは、ほとんどが pp 連鎖によって発生している。pp 連鎖の詳細を図 1.2 に示す。

この中でも特徴的なものについて説明する。

左上の反応によるニュートリノは、pp ニュートリノとよばれる。太陽の核融合反応のほとんどがこの反応を出発点とするため、最大のフラックスをもっており、観測される太陽の輝度によってフラックスがほとんど決まってしまうため、そのフラックスの予測は不確定性が小さい。しかし、そのエネルギーは、最大 0.42MeV しかない。

太陽ニュートリノの中で最もエネルギーが大きいのは、右下の hep 反応から発生する hep ニュートリノである ($\leq$18.77MeV)。しかし、そのフラックスは非常に小さい。

^{8}B ニュートリノとよばれるニュートリノは、hep ニュートリノに次ぐエネルギーをもつ ($\leq$15.0MeV)。ただし、標準太陽模型によるフラックスの予測は、太陽内部の温度などのパラメータに大きく依存するため、誤差が大きい。

^{7}Be ニュートリノとよばれる (0.861MeV(90%) 0.383MeV(10%)) ニュートリノは、二体崩壊によって放出されるため、スペクトルが単色である。

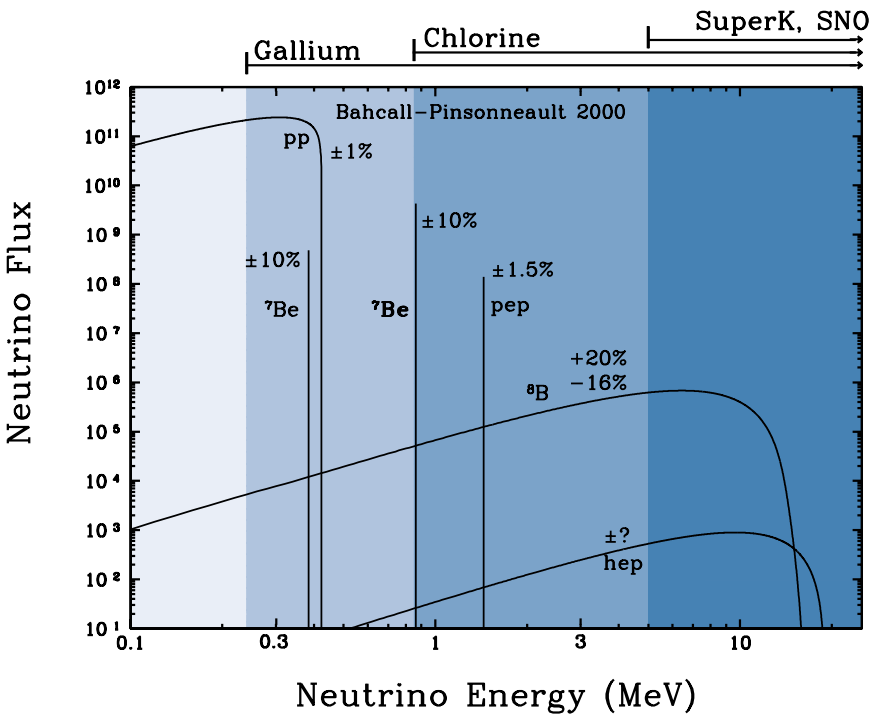


図 1.1: 2000 年、J.Bahcall が、標準太陽模型に基づいて計算したそれぞれの太陽ニュートリノのフラックス。Gallium、Chlorine、SuperK, SNO はそれぞれの実験の感度領域を表す。

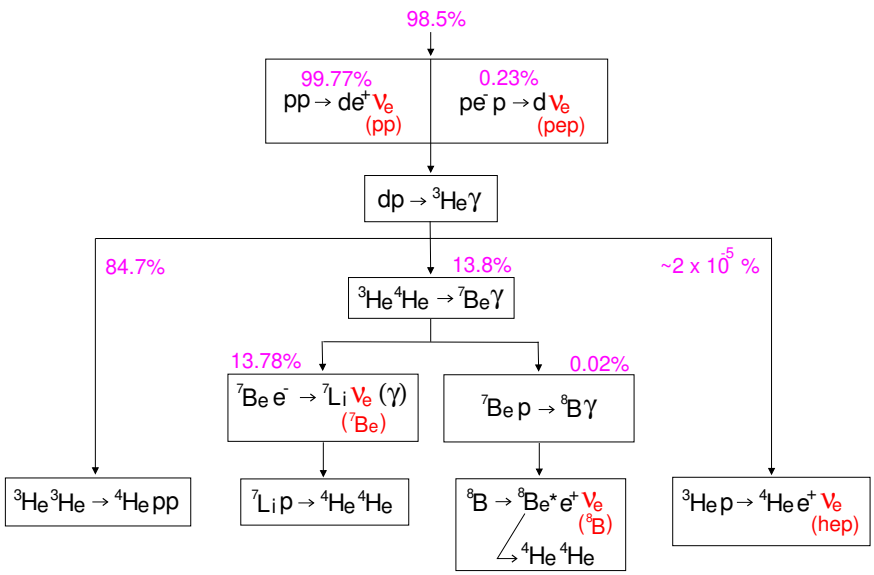


図 1.2: 太陽内部の核融合反応のうち、pp 連鎖によっておこる一連の核融合反応。

1.1.2 太陽ニュートリノ実験

Homestake

1970 年に、最初におこなわれた太陽ニュートリノ実験であり、次の反応を利用して、ニュートリノを検出する。

$$\nu_{\mathrm{e}} + {}^{37}\mathrm{Cl} \rightarrow \mathrm{e}^{-} + {}^{37}\mathrm{Ar} \tag{1.2}$$

この反応のしきい値は 814keV である。測定できるニュートリノは、主に,^{8}B ニュートリノおよび ^{7}Be ニュートリノである。この実験では、615 トンの C_2Cl_4 を円筒形のタンクに貯蔵し、数ヵ月の間、太陽ニュートリノにさらす。そして式 1.2 の反応によって生成した ^{37}Ar を回収する。^{37}Ar は放射性物質であり、半減期で 34.8 日で ^{37}Cl に崩壊する。このとき放出される 2.82keV の Auger 電子を比例計数管で測定することによって反応したニュートリノの個数を数える。結果は、理論値

$$7.7^{+1.3}_{-1.1}(\mathrm{SNU}) \quad [1] \tag{1.3}$$

に対して、実験値

$$2.54 \pm 0.16 \pm 0.14(\mathrm{SNU}) \quad [3] \tag{1.4}$$

であった。

Kamiokande

Kamiokande は 1987 年、Homesteke に次いで二番目に太陽ニュートリノを測定した実験である。円筒形のタンクのの中に純水 3000 トンを満たし、電子とニュートリノの弾性散乱

$$\nu_{\mathrm{e}} + \mathrm{e} \rightarrow \nu_{\mathrm{e}} + \mathrm{e}^{-} \tag{1.5}$$

によって、散乱された電子が純水中を運動するときに放射される Cherenkov 光を光電子増倍管で観測することによってニュートリノを検出する。放射性物質によるバックグラウンドのために、測定できるのは、7MeV 以上のニュートリノである。主に測定できるのは、^{8}B ニュートリノである。

Kamiokande の優れた特徴は、

- リアルタイムで観測ができる
- 散乱される電子の質量は、約 0.5MeV と Kamiokande で観測するニュートリノのエネルギーに比べて小さいので、電子はニュートリノの運動方向に跳ね飛ばされる。これから、ニュートリノの運動方向がわかる。
- 反跳電子のエネルギースペクトルから、ニュートリノのエネルギースペクトルを推測できる

などである。Kamiokande は、ニュートリノ源の方向を求めることによって、ニュートリノが太陽の方向からやってきているということを初めて証明した。また、その結果は、理論値

$$5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^{6}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \quad [1] \tag{1.6}$$

に対して、実験値

$$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33 \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \quad [6] \tag{1.7}$$

であった。

SAGE,GALLEX

これらの実験では、次の反応を利用して、ニュートリノを検出する。

$$\nu_\mathrm{e} + {}^{71}\mathrm{Ga} \rightarrow \mathrm{e} + {}^{71}\mathrm{Ge} \tag{1.8}$$

^{71}Ga の総量は、SAGE は 60 トン、GALLEX は 30 トンである。

この反応のしきい値は、0.233MeV で、太陽ニュートリノの中でもフラックスが最大で、理論的に誤差も小さい pp ニュートリノ (≤ 0.42MeV) を捉えることができる。

タンクの中の ^{71}Ga の中から、ニュートリノとの反応によって生成された ^{71}Ge を回収する。^{71}Ge は放射性物質であり、11.4 日の半減期で電子捕獲によって崩壊する。このとき放出される Auger 電子や X 線を比例計数管で測定し、反応したニュートリノの数を数える。実験結果は、理論値

$$129^{+9}_{-7}(\mathrm{SNU}) \quad [1] \tag{1.9}$$

に対して、実験値

$$\mathrm{SAGE} \quad 69.9^{+8.0+3.9}_{-7.7-4.1}(\mathrm{SNU}) \quad [4] \tag{1.10}$$

$$\mathrm{GALLEX} \quad 76.4 \pm 6.3^{+4.5}_{-4.9}(\mathrm{SNU}) \quad [5] \tag{1.11}$$

であった。

このように全ての太陽ニュートリノ実験で、実験値が理論値の約半分になっている。この実験値と理論値の大きなずれが、太陽ニュートリノ問題とよばれるものである。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 真空中のニュートリノ振動

この太陽ニュートリノ問題を説明できる可能性をもった現象に、ニュートリノ振動がある。

標準理論ではニュートリノは質量をもたないと仮定されているが、そうでなければならない理論的な根拠はない。ニュートリノ振動は、ニュートリノに質量があった場合におこる。

ここでは、真空中のニュートリノ振動について説明する。

ニュートリノは、真空中を伝播するときには質量の固有状態 (エネルギーの固有状態) として、相互作用するときには弱い相互作用の固有状態 (フレーバーの固有状態) として記述される。これら二つの固有状態が異なった場合、一方はもう一方の状態の重ね合わせとして表すことができる。簡単のため、二つのフレーバー (ν_e, ν_μ) について考える。エネルギーの固有状態を ν_1 ν_2 とすると、これらの関係は、次のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \nu_\mathrm{e} \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

エネルギーの固有状態の時間発展は、時間発展を記述する Schrödinger 方程式を解くことによって求めることができる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}E_1 & 0\\ 0 & E_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix} \tag{1.13}$$

$$\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}e^{-iE_1t} & 0\\ 0 & e^{-iE_2t}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_1(0)\\ \nu_2(0)\end{pmatrix} \tag{1.14}$$

式 1.12 および式 1.14 より、フレーバーの固有状態の時間発展は、

$$\begin{pmatrix}\nu_e(t)\\ \nu_\mu(t)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{e}^{-iE_1t} & 0\\ 0 & \mathrm{e}^{-iE_2t}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e(0)\\ \nu_\mu(0)\end{pmatrix} \tag{1.15}$$

式 1.13 および式 1.15 より、時刻 t = 0 に生成された ν_{e} が時刻 t で ν_{e} として観測される確率 $P(\nu_{\mathrm{e}}\to\nu_{\mathrm{e}})$ は、

$$P(\nu_{\mathrm{e}}\to\nu_{\mathrm{e}})=|\langle\nu_{\mathrm{e}}(0)|\nu_{\mathrm{e}}(t)\rangle|^2 \tag{1.16}$$

$$=\left|\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{e}^{-iE_1t} & 0\\ 0 & \mathrm{e}^{-iE_2t}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}\right|^2 \tag{1.17}$$

$$=1-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta(1-\cos(E_2-E_1)t) \tag{1.18}$$

質量よりも運動エネルギーのほうが遥かに大きいとして、

$$E\sim p+\frac{\mathrm{m}^2}{2p} \tag{1.19}$$

という関係を使うと、

$$P(\nu_{\mathrm{e}}\to\nu_{\mathrm{e}})=1-\sin^2 2\theta\sin^2(\frac{\mathrm{m}_2^2-\mathrm{m}_1^2}{4p}t) \tag{1.20}$$

$$\approx 1-\sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{1.27\Delta\mathrm{m}^2(\mathrm{eV}^2)L(m)}{E(\mathrm{MeV})}\right) \tag{1.21}$$

このように、ニュートリノが伝播中に、他の世代のニュートリノに変化する現象をニュートリノ振動とよぶ。

その確率は、2 つの世代間のニュートリノの混合の強度を表す $\sin^2\theta$ と、質量の二乗差を表す $\Delta\mathrm{m}^2(=\mathrm{m}_2^2-\mathrm{m}_1^2)$ との二つのパラメータに依存する。$L(m)$ はニュートリノが生成されてから検出されるまでに伝播した距離、$E(\mathrm{MeV})$ はニュートリノのエネルギーである。

1.2.2 物質中のニュートリノ振動

物質中では ν_{e} はポテンシャル

$$\mathrm{V_e}=\sqrt{2}\mathrm{G_F}\mathrm{N_e} \tag{1.22}$$

を持つ。ここで、G_F は Fermi 定数、N_e は電子の密度である。

したがって、物質中のニュートリノ振動の様子は、次の式を解くことによって求めることができる。

$$\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix}=\left[\begin{pmatrix}E_1 & 0\\ 0 & E_2\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}V_{\mathrm{e}} & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix}\nu_1(0)\\ \nu_2(0)\end{pmatrix} \tag{1.23}$$

物質中のニュートリノ振動は MSW 効果ともよばれる。

1.2.3 ニュートリノ振動の検出

Super Kamiokande

Super Kamiokande は、Kamiokande と全く同様な水 Cherenkov カウンターであるが、Kamiokande 純水 3000 トンに対し、Super Kamikande は純水 50000 トンと、より大きな統計量でニュートリノを測定することができる。この Super Kamiokande での太陽ニュートリノ測定の結果もまた理論値

$$5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec} \quad [1] \tag{1.24}$$

に対して、実験値

$$2.32 \pm 0.03^{+0.08}_{-0.07} \times 10^6/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec} \quad [7] \tag{1.25}$$

と、実験値が理論値の 45.9 %にとどまっている。

これ以外に、Super Kamiokande では大気ニュートリノの観測によって、ニュートリノ振動の存在を証明している。

一次宇宙線が地球の大気中の窒素原子や酸素原子と衝突すると、パイオンを生成する。パイオンは次の式のように崩壊する。

$$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu_\mu} \quad \mu^- \to \mathrm{e}^- \bar{\nu_\mathrm{e}} \nu_\mu \quad \pi^+ \to \mu^+ \nu^\mu \quad \mu^+ \to \mathrm{e}^+ \nu_\mathrm{e} \bar{\nu_\mu} \tag{1.26}$$

この式から、単純に、$\nu_\mathrm{e} : \nu_\mu = 2 : 1$ であることが予測される。

また、検出器中で、荷電相互作用によって生成したレプトン (μ, e) の運動方向から、ニュートリノの天頂角を推測することができる。この天頂角はの違いは、ニュートリノが大気中で生成されてからの飛行距離の違いを表しており、その天頂角分布を正確に予測することができる。

このような予測からのずれが検出されれば、それはニュートリノ振動の証拠となる。実験の結果、$\nu_\mathrm{e} : \nu_\mu$ は予測値の 60%でしかなかった。また、天頂角分布についても、予測値からの大きなずれが確認された。

これらの結果は、Kamiokande 実験でも確認されていたが、Super Kamiokande 実験によってより大きな統計量で再確認された。

Super Kamiokande 実験の結果は、$\nu_\mu \to \nu_\tau$ 振動を支持しており、ニュートリノ振動のパラメータは、それぞれ $\sin^2 2\theta \approx 1$、$\Delta \mathrm{m}^2$ $10^{-2} \sim 10^{-3}$ となる。

SNO

SNO は重水 1000 トンを使う水 Cherenkov カウンターである。Kamiokande、Super Kamiokande と同様に、主に B^8 ニュートリノを測定する。重水 ($\mathrm{D_2O}$) とニュートリノの反応を利用して、Kamiokande、Super Kamiokande と同様に、主に B^8 ニュートリノを測定する。重水とニュートリノの反応には 3 種類ある。

一つ目は、ニュートリノと重水中の中性子の β 崩壊反応で、

$$\nu_\mathrm{e} + \mathrm{d} \to \mathrm{p} + \mathrm{p} + \mathrm{e}^- (\mathrm{CC}) \tag{1.27}$$

この反応は電子ニュートリノにのみ起こる。

二つ目は、ニュートリノと重水中の電子の弾性散乱で、

$$\nu_{e(\mu,\tau)} + e^- \rightarrow \nu_{e(\mu,\tau)} + e^-(\mathrm{ES}) \tag{1.28}$$

この反応は全てのニュートリノにおこるが、電子型ニュートリノの反応断面積は他のニュートリノの 6.5 倍である。

三つ目は、ニュートリノが重水を中性子と陽子に分裂させる反応で、

$$\nu_{e(\mu,\tau)} + d \rightarrow n + p + \nu_{e(\mu,\tau)}(\mathrm{NC}) \tag{1.29}$$

この反応は全てのニュートリノに等しい割合で起こる。

これら三種類の反応を使うことによって、SNO は太陽ニュートリノ問題を解決することができる。

式 1.27 の反応は電子型ニュートリノにのみ起こるので、この反応によって測定されたニュートリノの数が、式 1.28 および式 1.29 の反応によって測定されたニュートリノの数よりも少なければ、太陽ニュートリノに、電子型ニュートリノ以外のニュートリノが含まれていることになる。

SNO では、1999 年 11 月から式 1.27 の反応の測定を開始した。

241 日間の測定の結果、電子型ニュートリノにのみ起こる式 1.27 の反応について、

$$1.75 \pm 0.07^{+0.12}_{-0.11} \pm 0.05 \times 10^6/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec} \quad [8] \tag{1.30}$$

が得られた。これは理論値

$$5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec} \quad [1] \tag{1.31}$$

の 34.7%にすぎない。

式 1.30 と式 1.25 を比べると、全てのニュートリノにおこる反応を測定したデータに比べて、電子型ニュートリノにのみ起こる反応を測定したデータのほうが有意に小さい。

$$\phi^{\mathrm{ES}}_{\mathrm{SK}} - \phi^{\mathrm{CC}}_{\mathrm{SNO}} = 0.57 \pm 0.17 \times 10^6 \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1} \tag{1.32}$$

この結果、太陽ニュートリノの中に電子型以外のニュートリノが存在することが証明された。

これら全ての実験結果からニュートリノ振動のパラメータの信頼領域を求めると、図 1.3 のようになる。それぞれ VAC(真空振動解)、LMA(大混合角解)、SMA(小混合角解)、LOW(低質量差解)とよばれる。VAC は、just-so 解ともよばれ、太陽と地球の間の真空中のニュートリノ振動による解である。その他の LMA、SMA、LOW は MSW 効果 (物質中のニュートリノ振動) による解である。

この中でも、一番有望であると考えられているのが LMA である。後述するが、KamLAND 実験は原子炉からの反ニュートリノを観測することによってこの LMA を検証することができる。

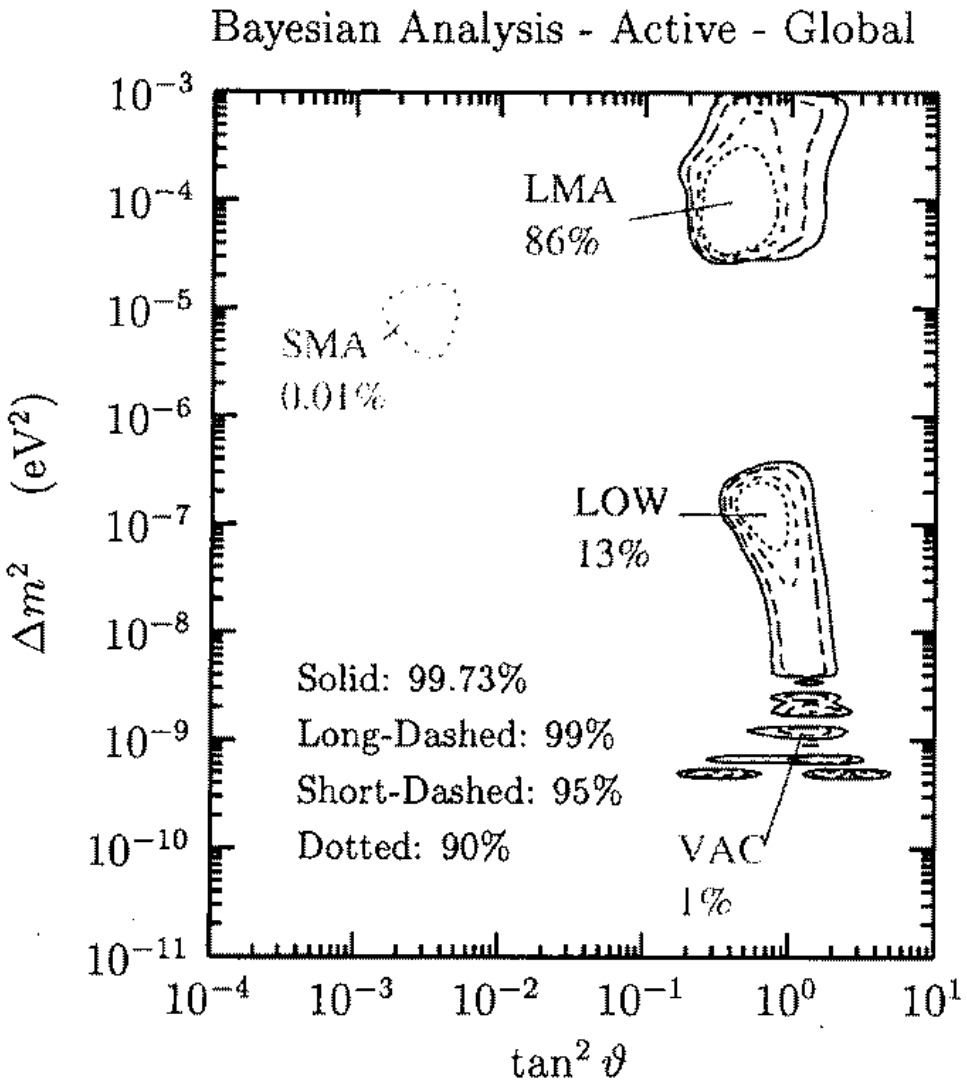


図 1.3: 太陽ニュートリノ実験の結果を説明できるニュートリノ振動のパラメータ領域　[9]

1.3 原子炉反ニュートリノ実験

1.3.1 原子炉反ニュートリノ

原子炉では、核分裂反応によって純粋な電子型反ニュートリノ ($\bar{\nu_e}$) が発生している。

原子炉の主な燃料は、^{235}U であり、濃縮ウラン同位体の 2 ~ 5%を占める。原子炉内では主に、式 1.33 のように ^{235}U が熱中性子を吸収して核分裂をおこし、その娘核が安定な元素にまで β 崩壊するときに電子型反ニュートリノが放出される。

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{X_1} + \mathrm{X_2} + 6.1\beta + 6.1\bar{\nu_e} + 202\mathrm{MeV} + \mathrm{xn} \tag{1.33}$$

自然ウラン同位体のほとんどを占める ^{238}U もまた、0.8MeV 以上の高速中性子を吸収して核分裂をおこす。また、^{238}U は、式 1.34 のように、熱中性子を捕獲した後 β 崩壊を二回繰り返し、^{239}Pu を生成する。

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow ^{239}\mathrm{U} \rightarrow ^{239}\mathrm{Np} \rightarrow ^{239}\mathrm{Pu} \quad (\mathrm{T_{1/2}} = 24100\mathrm{year}) \tag{1.34}$$

こうして生成した ^{239}Pu もまた、式 1.35 のように熱中性子を吸収して核分裂をおこす。

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{Y_1} + \mathrm{Y_2} + 5.6\beta + 5.6\bar{\nu_e} + 210\mathrm{MeV} + \mathrm{yn} \tag{1.35}$$

また、^{239}Pu は、式 1.36 のように、熱中性子を二回連続して捕獲することにより、^{241}Pu を生成する。

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{240}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{241}\mathrm{Pu} \quad (\mathrm{T_{1/2}} = 14.4\mathrm{year}) \tag{1.36}$$

^{241}Pu もまた熱中性子を吸収して、核分裂をおこす。

このようにして、一回の核分裂あたり、平均して約 200MeV のエネルギーと約 6 個のニュートリノが放出される。また、このようにして原子炉内で核分裂をおこす燃料の混合比は、時間の経過とともに変化していく。しかし、燃料の混合比は、その初期状態および、熱出力量から時間の関数として求めることが可能である。これをもとに、ニュートリノのフラックスを数%の精度で見積もることができる。

1.3.2 原子炉反ニュートリノ実験

このようにして予測した事象数と、観測した事象数を比較することによって、ニュートリノ振動の存在を検証するのが、原子炉反ニュートリノ実験である。

式 1.21 より、ニュートリノ振動の起こる確率が最大となるのは、

$$\Delta\mathrm{m}^2 = \frac{1}{1.27} \times \frac{\pi}{2} \times \frac{\mathrm{E(MeV)}}{\mathrm{L(m)}} \tag{1.37}$$

となるときであり、したがって、小さな $\Delta\mathrm{m}^2$ を検出するためには、検出するニュートリノのエネルギーを小さくするか、伝播する距離を大きくする必要がある。

原子炉反ニュートリノは、数 MeV 程度と、比較的エネルギーが小さいので、小さな $\Delta\mathrm{m}^2$ を検出するのに向いている。以下に主な原子炉反ニュートリノ実験の感度を示す。

	mass (t)	distance (km)	rate (ev/d)	Sensitivity (eV^2)
CHOOZ	5	1	24	6×10^{-3}
Palo Verde	12	0.8	220	8×10^{-3}
KamLAND	1000	~ 175	3	4×10^{-5}
BOREXINO	300	~ 800	0.1	8×10^{-6}

以下に述べる 2 つの実験は、原子炉反ニュートリノ実験であり、Kamiokande による大気ニュートリノ異常を説明する $\nu_{\rm e} \to \nu_\mu$ 振動の検証を目標として計画された。

両者とも 0.1%の Gd(ガドリニウム) を混ぜた液体シンチレーターと電子型反ニュートリノとの逆 β 崩壊反応を利用する。Gd は熱中性子の捕獲断面積が大きく、逆 β 崩壊反応によって生じた熱中性子の平均捕獲時間は $\sim 170\mu s$ から $\sim 27\mu s$ に短縮、また、そのときに放出される γ 線のエネルギーも陽子の場合の 2MeV に比べて 8MeV と大きくなる。しかし、同時に大きな検出器で必要とされる十分な光の透過率を得ることが難しくなる。

CHOOZ

CHOOZ はそれぞれ距離 1115m、998m の二基の原子炉、合計 $8.5{\rm GW}_{th}$ からの電子型反ニュートリノを観測する。使用する液体シンチレーターの量は 5 トンである。実験が開始された後にこれらの原子炉が始動したので、CHOOZ はニュートリノフラックスと反応数の関係からバックグラウンド事象を見積もることができた。

Palo Verde

Palo Verde はそれぞれ距離 890m の二基の原子炉、距離 750m の一基の原子炉、合計 $11.6{\rm GW}_{th}$ からの電子型反ニュートリノを観測する。一番内側の検出器は長さ 9m のセルに区切られており、それぞれ 5 インチの光電子増倍管で観測する。そして、逆 β 崩壊によって生成した $\rm e^+$ による信号、対消滅したときの 2 本の γ 線による信号の 3 つの同時計数をとる。また、Gd に捕獲された中性子による γ 線も観測する。

それぞれの実験の結果は、観測値 / 予測値で、

$$1.01 \pm 2.8\%({\rm stat}) \pm 2.7\%({\rm syst}) \quad {\rm CHOOZ} \quad [10] \tag{1.38}$$

$$1.04 \pm 3\%({\rm stat}) \pm 8\%({\rm syst}) \quad {\rm PaloVerde} \quad [10] \tag{1.39}$$

であり、双方とも 1 と一致した。

これによって、大気ニュートリノ異常を説明する $\nu_e \to \nu_\mu$ 振動は否定された。

第2章　KamLAND実験

2.1　位置

KamLAND 検出器は、岐阜県神岡町の神岡鉱山内に位置する。Kamiokande 検出器が設置されていた実験室空洞を利用して建設され、Super Kamiokande 検出器からは約 500m の距離にある。日本アルプスの池の山の山頂直下に設置されているため、全ての方向に対して、1000m 以上の岩盤におおわれている。岩盤の平均密度は $2.7\mathrm{g/cm}^2$ で、これによって、宇宙線 μ 粒子によるバックグラウンドを地表の約 10^{-5}、$1.6\times10^{-3}\mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 程度におさえることができる。

2.2　検出器

図 2.1 に KamLAND 検出器の全体図を示す。

KamLAND 検出器の一番内側には、体積 $1200\mathrm{m}^3$ の液体シンチレーターがあり、半径 6.5m の球形をした透明なプラスチックバルーンに入れられている。その外側には、厚さ 2.5m, 体積 $1800\mathrm{m}^3$ のバッファオイル層がある。液体シンチレーターとバッファオイル層は、半径 9m の球形のステンレスタンクの中にあり、このステンレスタンクの内側には、1325 本の 17 インチ光電子増倍管および、Kamiokande 実験で使っていた 20 インチ光電子増倍管 554 本が取り付けられ、全立体角の約 34%をカバーすることになる。

バッファオイル層は、光電子増倍管のガラスやステンレスタンクに含まれている放射性物質からくるバックグラウンドを遮蔽するのが目的である。また、液体シンチレーターとの密度差を小さく (+0.3%) することによって、液体シンチレーターの重量がそのままプラスチックバルーンにかからないようにしている。

ステンレスタンクの外側には $3200\mathrm{m}^3$ の純水槽がある。これは宇宙線によるバックグラウンドを識別する水 Cherenkov アンタイカウンターである。また、この純水槽によって、岩盤からの γ 線や、中性子を遮蔽することにもなる。

液体シンチレーターは、必要なエネルギー分解能を得るために発光量の多いもの、巨大な検出器で使用するため透過率の良いもの、PSD(Pulse Shape Discrimination) による重粒子 (α 線、中性子) と、γ 線、電子の識別能力の高いもの、バックグラウンドとなる α 線に対するクエンチング係数が大きいもの、以上の要求をみたすように独自に開発したもの (ノルマルパラフィン (80%) + プソイドクメン (20%) + PPO($1.5\mathrm{g}/\ell$)) を使用する。

KamLAND 実験が検出を目指すニュートリノ、および反ニュートリノのエネルギーはおよそ数 100keV∼10MeV の範囲であり、各光電子増倍管に到達する光の量はおよそ 1 光電子程度である。このような小さな光を確実に捉えるためには、有効光電面が大きいこと、また、位置分解能をよくするため、時間分解能がよいことなどが要求される。これらの要求を満たすために、KamLAND 実験では、Super Kamiokande 実験で使用していた大口径 20 インチ光電子増倍管を改良したものを使用する。ダイノードの構造を従来のベネチアン · ブラインド型からラインフォーカス型に変更し、有効光

電面を中央の 17 インチに限定することによって、TTS(transit time spread) を ∼5.5nsec(FWHM) から ∼3nsec に向上させることができた。

また、実験室空洞に磁気補償コイルを埋め込むことによって、地球磁場 (∼500mGauss) を 50mGauss 以下におさえる。これによって、波高値は 20%以内で安定し、磁場による影響はほとんど無視することができる。

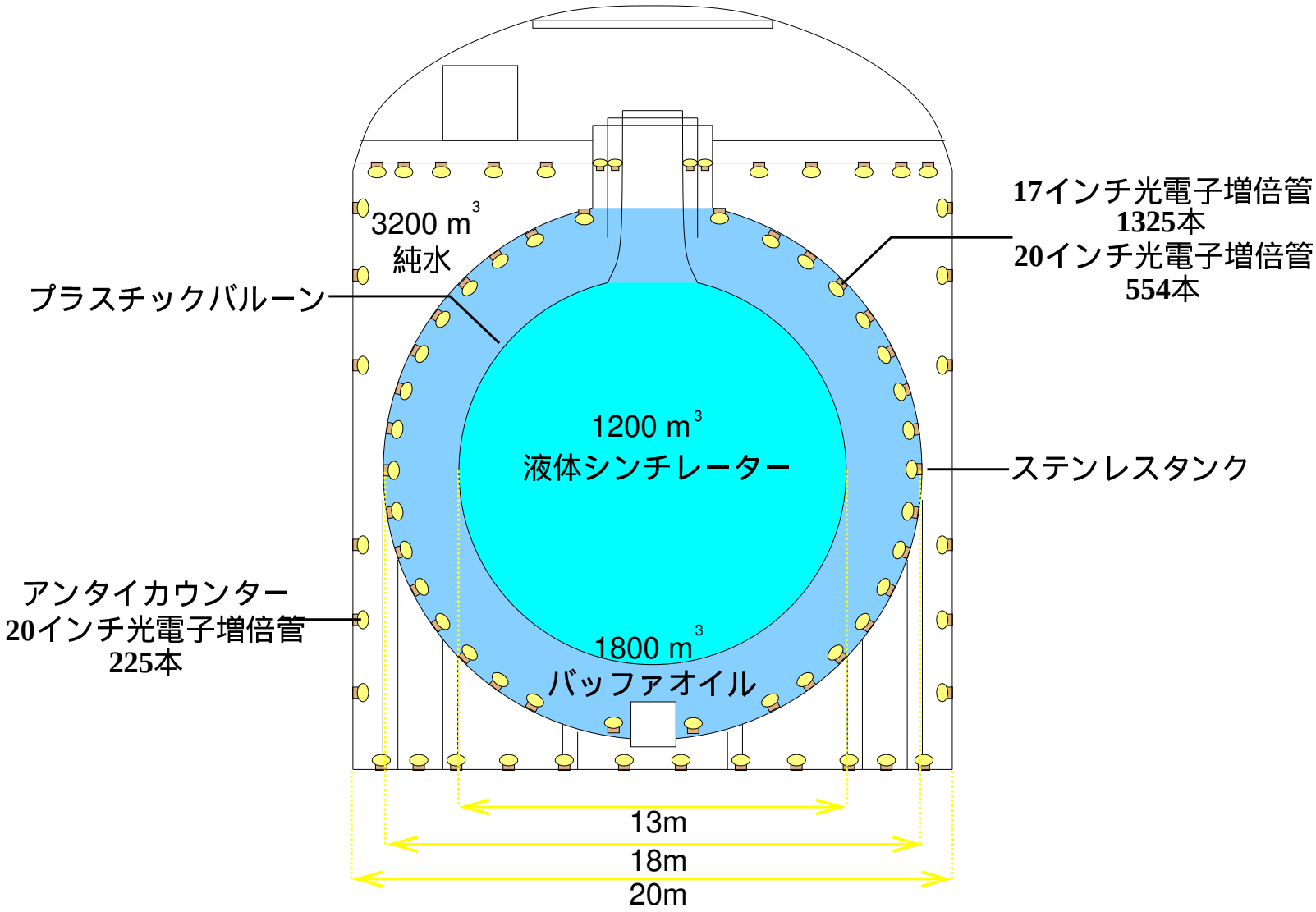


図 2.1: KamLAND 検出器

2.3 原子炉反ニュートリノ

2.3.1 反ニュートリノ検出原理

KamLAND では、遅延同時計数法によって、電子型反ニュートリノを検出する。電子型反ニュートリノは、液体シンチレーター中の水素原子核と反応し、逆 β 崩壊反応をおこす。

$$\bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^{+} \tag{2.1}$$

この反応のしきい値は、

$$\Delta \mathrm{m}_{\mathrm{np}} + \mathrm{m}_{\mathrm{e}} = 1.8\mathrm{MeV} \tag{2.2}$$

である。ここで、$\Delta \mathrm{m}_{\mathrm{np}} = \mathrm{m}_{\mathrm{n}} - \mathrm{m}_{\mathrm{p}}$ である。式 2.1 によって生成した陽電子は、電離作用によってエネルギーを失いながら数 cm 飛行し、最終的には電子と対消滅し、2 本の γ 線 $(0.5\mathrm{MeV})$ を発生する。この γ 線もまた光電効果やコンプトン散乱によって、そのエネルギーを失う。

このとき放出されたエネルギーによって発生する信号を prompt signal とよぶ。prompt signal のエネルギー $\mathrm{E}_{visible}$ は検出した電子型反ニュートリノのエネルギーを反映しており、

$$\mathrm{E}_{visible} = \mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} - \Delta \mathrm{m}_{\mathrm{np}} + \mathrm{m}_{\mathrm{e}} \tag{2.3}$$

$$= \mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} - 0.782\mathrm{MeV} \tag{2.4}$$

である。一方、式 2.1 によって生成した中性子は液体シンチレーター中の原子核と衝突を繰り返し、熱中性子化された後、陽子に捕獲され、2.2MeV の γ 線を放出する。

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \gamma(2.2\mathrm{MeV}) \tag{2.5}$$

このとき発生する信号を delayed signal とよぶ。

prompt signal と delayed signal との平均時間間隔は、約 170μsec である。これら二つの信号について遅延同時計数をとって電子型反ニュートリノの検出をおこなうのが遅延同時計数法である。

この反応の輻射補正前の反応断面積は、次の式で表される。[11]

$$\sigma(\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}}) = 9.52 \times 10^{-44} \mathrm{E}_{\mathrm{e}}(\mathrm{MeV}) \mathrm{P}_{\mathrm{e}}(\mathrm{MeV/c}) \tag{2.6}$$

$$= 9.52 \times 10^{-44} (\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} - \Delta \mathrm{m}_{\mathrm{np}}) \sqrt{(\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} - \Delta \mathrm{m}_{\mathrm{np}})^2 - \mathrm{m}_{\mathrm{e}}^2} \quad [\mathrm{cm}^2] \tag{2.7}$$

これから、期待される事象数は、次の式のようになる。

$$\mathrm{N}(\bar{\nu}_{\mathrm{e}}) = \int \mathrm{N}_{\mathrm{p}} \sigma(\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}}) \mathrm{n}(\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}}) \mathrm{d}\mathrm{E}_{\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} \tag{2.8}$$

ここで、N_p は検出器内の陽子の数、$\mathrm{n}(\mathrm{E}_{\nu_{\mathrm{e}}})$ はニュートリノのフラックスである。

2.3.2 日本の原子炉

KamLAND 実験で観測する反ニュートリノ源である、日本の主な原子炉について、その場所、および期待される反ニュートリノ事象数を、図 2.2 にまとめる。

このように KamLAND で期待される原子炉反ニュートリノ事象の内約 80%が 140km から 210km の距離にある原子炉からのものである。これは丁度、大混合角解 (LMA) の場合、原子炉反ニュートリノのニュートリノ振動の確率が最大になる距離と一致する。図 2.3 に KamLAMD 実験の探索領域を示す。このように、KamLAND の探索領域は大混合角解を含んでおり、600t の有効体積を仮定した場合、 3 ヵ月の測定 95%の C.L.、 3 年の測定で 99.999%の C.L. で大混合角解を検証することができる。

このような検証は、予測した原子炉反ニュートリノの事象数と、実際に観測した原子炉反ニュートリノの事象数を比較することによって行われる。図 2.4 に、予測されるニュートリノの事象数と、大混合角解 (LMA) の場合の実際に観測される事象数のエネルギースペクトルを示す。横軸は $E_{visible} = E_{\nu_e} - 0.782\mathrm{MeV}$ である。

また、ニュートリノ振動の影響は事象数の変化だけでなく、エネルギースペクトルの変化にもあらわれる。図 2.5 に、予測値と、大混合角解の場合の観測値の比を示す。

原子炉の炉心内におけるニュートリノの発生量、およびそのエネルギースペクトルは、その起源とする核分裂性核種 (^{235}U,^{238} U,^{239} Pu,^{241} Pu の 4 核種による寄与を考える) によって異なるため、炉心内における核種別核分裂反応率を計算する必要がある。これは炉心内のトラッキング解析を行うことによって得られる。

ニュートリノのエネルギースペクトルは、炉心内の核種別核分裂反応率に核分裂核種ごとのニュートリノのエネルギースペクトルを掛け合わせ、和を取ることによって求めることができる。ニュートリノのフラックスは、これをエネルギー積分することによって求めることができる。

このような計算結果は、他の原子炉ニュートリノ実験によって、1.4%の精度で実際に測定した結果と一致することが確認されている。[12]

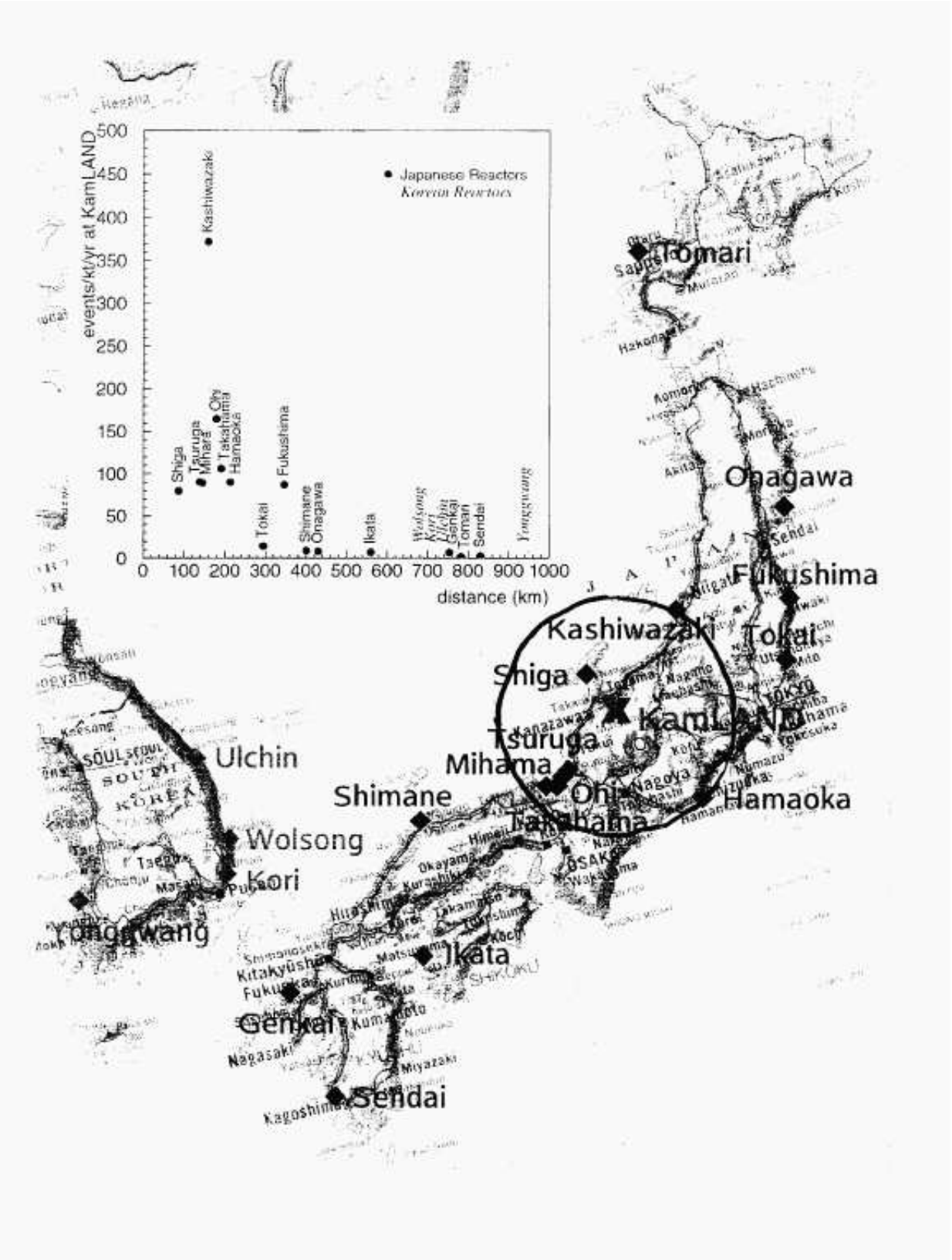


図 2.2: それぞれの原子力発電所の分布、および縦軸に KamLAND における事象数の予測、横軸に KamLAND からの距離をとったグラフ。

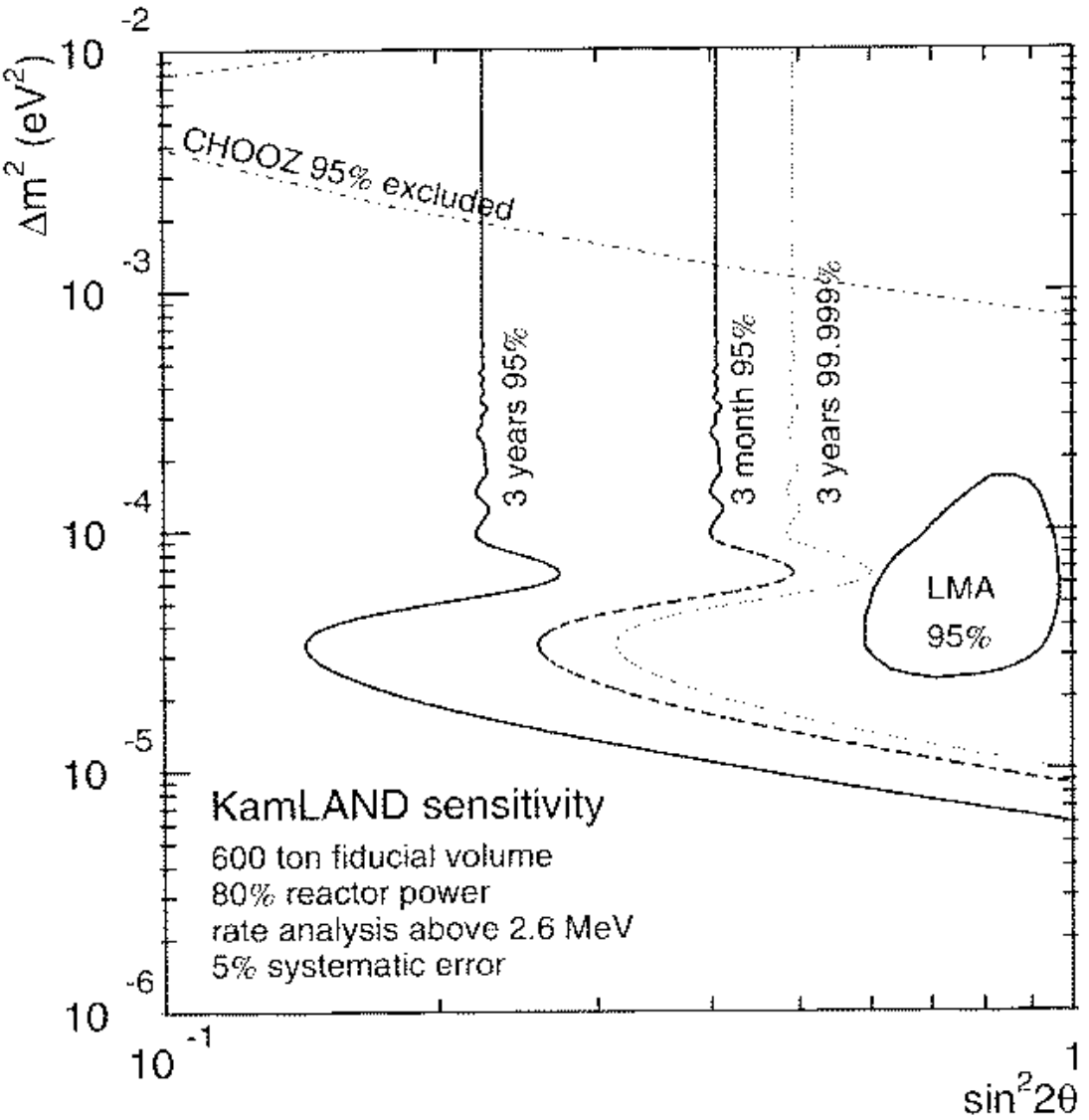


図 2.3: ニュートリノ振動のパラメータ Δm^2、$\sin^2\theta$ の KamLAND 実験の原子炉反ニュートリノ観測による探索領域。最も内側の領域 LMA は太陽ニュートリノ実験を説明することのできる領域。

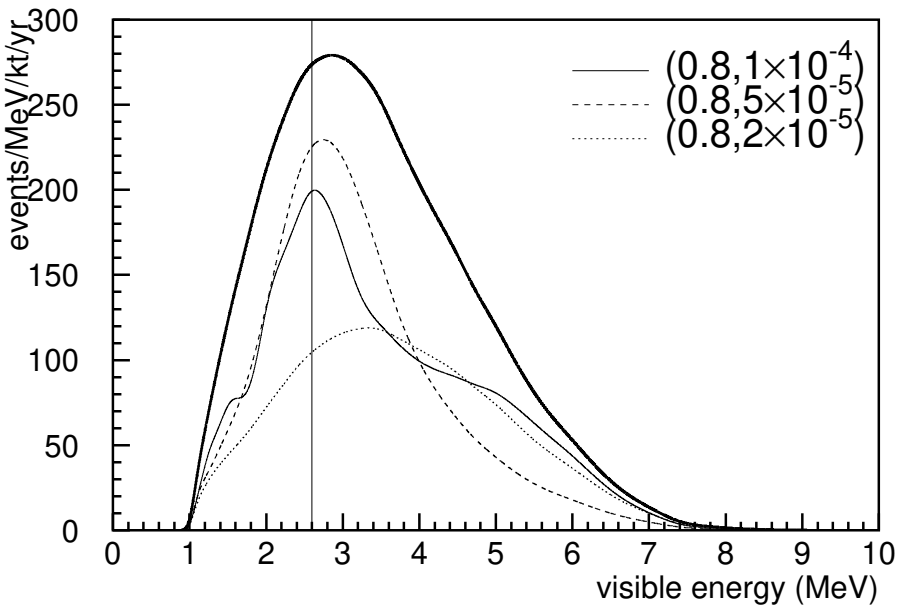


図 2.4: KamLAND 実験における原子炉反ニュートリノ事象のエネルギースペクトル。太い実線はニュートリノ振動がない場合を、その他は大混合角解 (それぞれ $\Delta m^2 = 1 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-5}, 2 \times 10^{-5}, \sin^2 2\theta = 0.8$) の場合を表す。

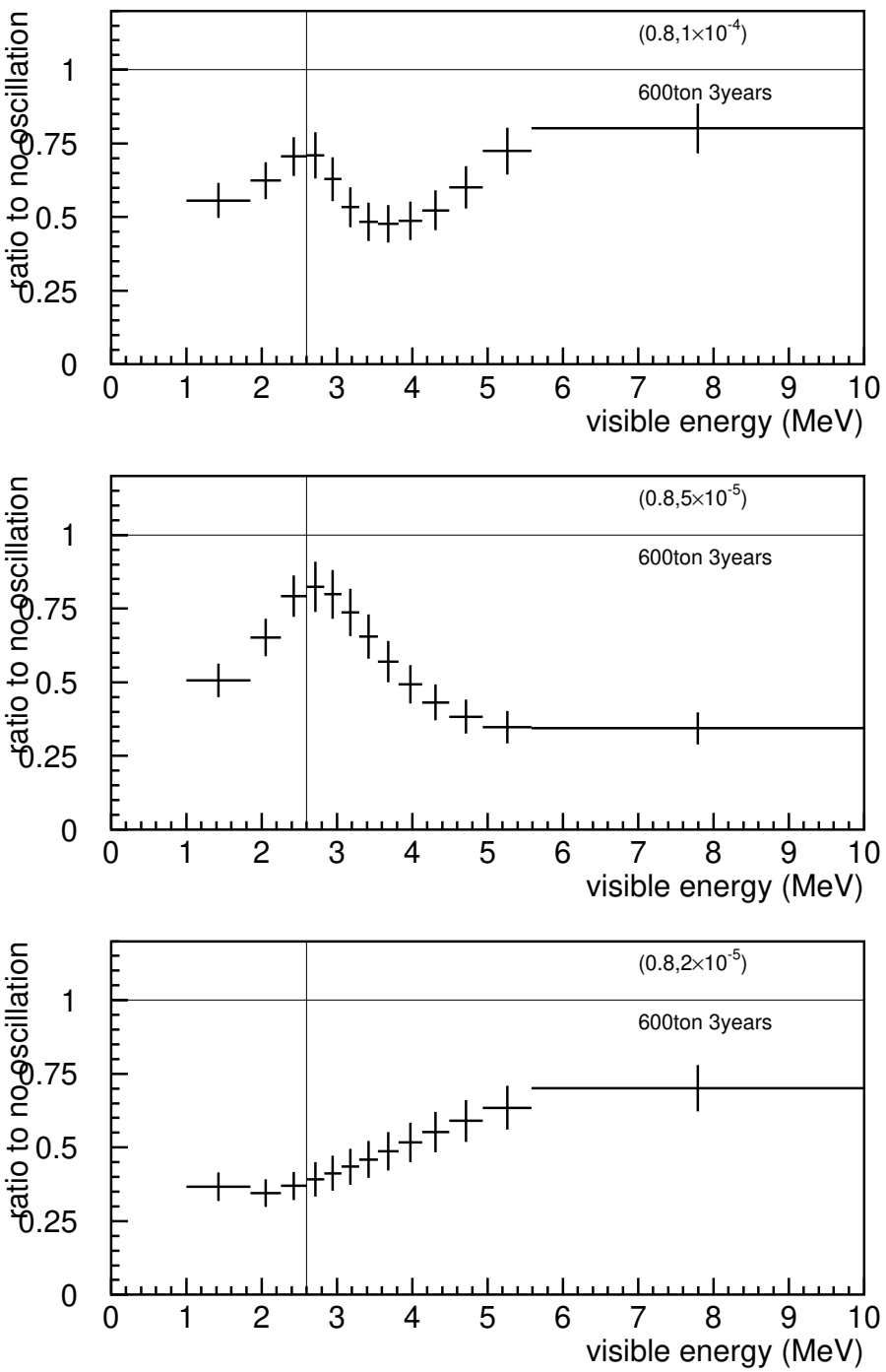


図 2.5: ニュートリノ振動がない場合と、大混合角解 (それぞれ $\Delta \mathrm{m}^2 = 1 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-5}, 2 \times 10^{-5}, \sin^2 2\theta = 0.8$) の場合の比をとったエネルギースペクトル。

2.4 太陽ニュートリノ

2.4.1 ニュートリノ検出原理

KamLAND では、ニュートリノと弾性散乱した電子によるシンチレーション光を観測することによって、ニュートリノを検出する。反跳電子のエネルギーは、

$$\mathrm{T_e} = \frac{\frac{2\mathrm{E}_\nu^2}{\mathrm{m_e}}\cos^2\theta}{\left(1+\frac{\mathrm{E}_\nu}{\mathrm{m_e}}\right)^2 - \left(\frac{\mathrm{E}_\nu}{\mathrm{m_e}}\right)^2\cos^2\theta} \tag{2.9}$$

$$\leq \frac{\mathrm{E}_\nu}{1+\frac{\mathrm{m_e}}{2\mathrm{E}_\nu}} \equiv \mathrm{T}_{max} \tag{2.10}$$

ここで、T_e は反跳電子の運動エネルギー、θ はニュートリノと反跳電子の間の角度である。反跳電子のエネルギーは式 2.9 のような分布をするが、ニュートリノのエネルギーが単色の場合、T_{max} 付近で特徴的な鋭い立ち上がりを見せる。(図 2.6 参照)

2.4.2 KamLAND における太陽ニュートリノ観測

KamLAND が主な標的としているのは、^{7}Be 太陽ニュートリノである。^{7}Be 太陽ニュートリノは、pp 連鎖 (図 1.2) の中の、

$$^7\mathrm{Be} + \mathrm{e}^- \rightarrow ^7\mathrm{Li} + \nu_\mathrm{e} \quad (90\%\,\mathrm{E} = 862\mathrm{keV}) \tag{2.11}$$

$$\rightarrow ^7\mathrm{Li} + \nu_\mathrm{e} + \gamma \quad (10\%\,\mathrm{E} = 384\mathrm{keV}) \tag{2.12}$$

反応によって生じる。そのエネルギーが単色であることが特徴である。^{7}Be ニュートリノ (862keV) による反跳電子のエネルギースペクトルは 665keV まで分布する。この ^{7}B ニュートリノの観測において期待される事象数とバックグラウンドを図 2.6 に示す。バックグラウンドは U、Th、K、Rn などの放射性物質によるものがほとんどであり、これらの除去が重要である。これは、それぞれの目標値 (U、Th $\leq 10^{-16}$g/g、K $\leq 10^{-14}$g/g) を達成した場合のバックグラウンドである。

また、trigger のしきい値 ($\geq$ 250keV) は ^{14}C によるバックグラウンドによって決まってしまう。

	事象数 (250-750keV)[counts/kt/day]	
	$\nu_\mathrm{e} \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$	$\nu_\mathrm{e} \rightarrow \nu_\mathrm{s}$
太陽標準模型	556	
LOW	313	247
SMA	117	2
バックグラウンド	201	

表 2.1: KamLAND における 250-750keV のエネルギー領域で検出される ^{7}Be ニュートリノの事象数。バックグラウンドは 2.5 を参照。ν_s は弱い相互作用をしないニュートリノを表す。

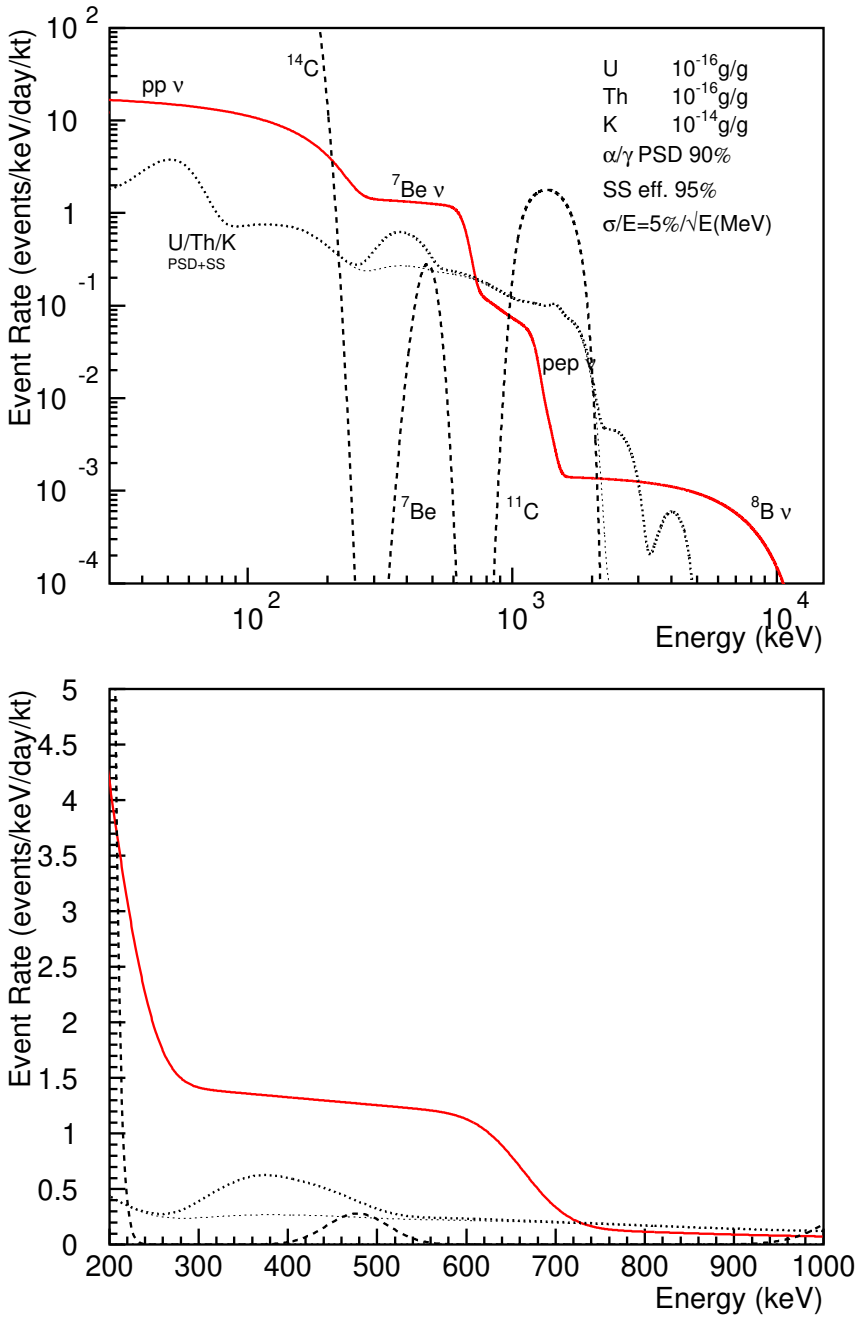
図 2.7 に、KamLAND の探索領域と太陽ニュートリノ問題を説明する解を示す。既述のように、大混合角解 (LMA) は原子炉反ニュートリノの観測によって検証することができる。

それだけでなく、^{7}Be ニュートリノの観測によって他の 3 つの解を以下の方法で検証することができる。

小混合角解 (SMA) の場合、ニュートリノの振動の確率が丁度 ^{7}Be ニュートリノのエネルギー (862keV) で最大となる。したがって、^{7}Be ニュートリノの事象数 $\sim$0 によって判断できる。予測される事象数は、250-750keV の領域で $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ 振動の場合 117 event/kt/day、$\nu_e \rightarrow \nu_s$ 振動の場合 2 event/kt/day である。

低質量差解 (LOW) の場合、地球内部の物質振動の影響によって、3%$\sim$50%の昼 / 夜 (地球内部の物質振動なし / 地球内部の物質振動あり) 変動が起こる。

真空振動解 (VAC) の場合、季節変動によって判断できる。太陽と地球の間の距離 (公転距離) の変化による ^{7}Be ニュートリノの事象数の変化が、単純な立体角の変化による $1/r^2$ 変動からずれる。


Event Rate (events/keV/day/kt)
Energy (keV)
pp ν
^{14}C
^{7}Be ν
U/Th/K
PSD+SS
pep ν
^{7}Be
^{11}C
^{8}B ν
U 10^{-16}g/g
Th 10^{-16}g/g
K 10^{-14}g/g
α/γ PSD 90%
SS eff. 95%
σ/E=5%/√E(MeV)
Event Rate (events/keV/day/kt)
Energy (keV)