

修士論文

T2K ビームによる KamLAND  
での反応事象の研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

仲村未生

平成 20 年

## 概要

岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山の地下 1000m にある KamLAND は液体シンチレータを用いた、反ニュートリノ検出器として、現在、原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノ、太陽ニュートリノなどを観測している。その同じ山の中、距離にして KamLAND から 200 m の地点では、スーパーカミオカンデ (SK) 実験が行われている。

SK では、2009 年 4 月より、T2K 実験が開始される予定である。T2K 実験とは、茨城県東海村の日本原子力研究開発機構 (原研) に新しく建設された、大強度陽子加速器施設 J-PARC の 50 GeV 陽子シンクロトロンを用いてほぼ純粋なミューオン型ニュートリノビームを生成し、それを 295 km 離れた SK で検出するという、次期長基線ニュートリノ振動実験である。

T2K 実験の開始により、KamLAND 検出器でも T2K ビームによる影響があると考えられる。本研究では、KamLAND で起こりうるニュートリノ反応事象をシミュレーションし、その反応を観測できるかどうかを検証した。そして、その反応を観測するため、または他のニュートリノ観測と識別するために、ビーム情報確保に関するネットワーク構築とトリガー信号の構築に取り組んだ。



# 目次

第 1 章	ニュートリノ	1
1.1	標準理論と大統一理論	1
1.1.1	標準理論 Standard Model (SM)	1
1.1.2	大統一理論 Grand Unification Theory (GUT)	2
1.2	ディラック粒子とマヨラナ粒子	2
1.2.1	ディラック粒子	2
1.2.2	マヨラナ粒子	2
1.2.3	ワイル粒子	3
1.3	ニュートリノ振動	3
1.3.1	真空中のニュートリノ振動	3
1.3.2	振動パラメータ	8
第 2 章	KamLAND 実験	9
2.1	KamLAND 検出器の構造	9
2.1.1	内部検出器 Inner Detector (ID)	10
2.1.2	外部検出器 Outer Detector (OD)	11
2.2	イベントの検出原理	11
2.2.1	液体シンチレーター Liquid Scintillator (LS)	11
2.2.2	光電子増倍管 Photo Multiplier Tube (PMT)	11
2.3	データ取得のエレクトロニクス	13
2.3.1	KamFEE システム	14
2.3.2	Trigger システム	14
2.3.3	DAQ システム	14
第 3 章	T2K 実験	17
3.1	実験の目的	17
3.1.1	第一期	17
3.1.2	第二期	18
3.2	J-PARC 加速器	18
3.2.1	400 MeV 線形加速器 (Linac)	18

3.2.2	3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS)	18
3.2.3	50 GeV 陽子シンクロトロン (MR)	19
3.3	ニュートリノビームライン	20
3.3.1	一次陽子ビームライン	20
3.3.2	二次粒子生成標的	21
3.3.3	電磁ホーン	21
3.3.4	崩壊トンネル	21
3.3.5	ミュオンモニタ	21
3.4	前置検出器 Front Detector (FD)	22
3.5	後置検出器 Super-Kamiokande (SK)	22
3.6	T2K ビーム	24
第 4 章	反応シミュレーション	27
4.1	ビームのエネルギー分布	27
4.2	反応の種類	28
4.2.1	核子との反応	28
4.2.2	クォークとの反応	29
4.2.3	原子核との反応	29
4.2.4	電子との反応	29
4.3	NEUT で考慮されている反応	30
4.3.1	準弾性反応 CC-QE	30
4.3.2	弾性反応 NC-Elastic	30
4.3.3	共鳴反応 $1\pi$ Res	31
4.3.4	深非弾性散乱反応 DIS	31
4.3.5	コヒーレント $\pi$ 生成反応 $1\pi$ -Coh	33
4.4	検出可能性	34
4.4.1	CC-QE	36
4.4.2	陽子散乱	37
4.4.3	$1\pi$ -Coh	37
4.5	コヒーレント散乱反応 Coh-Scat	37
4.6	電子散乱	38
4.6.1	ノーマルモード	38
4.6.2	マグネティックモーメント	39
4.7	関連実験	43
第 5 章	ビームスピル情報転送	45
5.1	スピルタイミング	45
5.1.1	GPS (Global Positioning System), クロック	45

---

5.2	ビームスピル情報 . . . . .	46
5.3	転送経路 . . . . .	47
5.3.1	転送に関与する PC . . . . .	47
5.3.2	VPN (Virtual Private Network) . . . . .	49
5.3.3	リフレクティブメモリ RFM (Reflective Memory) . . . . .	49
5.3.4	メディアコンバータ . . . . .	49
5.3.5	スピル情報転送テスト . . . . .	52
5.4	KamLAND のタイムスタンプへの対応 . . . . .	52
5.4.1	KamLAND タイムスタンプ . . . . .	52
第 6 章	結論	53
参考文献		55
第 7 章	謝辞	57



# 目次

2.1	KamLAND 検出器の構造 . . . . .	10
2.2	LS 構成物質 . . . . .	12
2.3	PMT の構造 . . . . .	12
2.4	PMT 光電面の量子効率 . . . . .	13
2.5	Trigger システムの概観 . . . . .	15
3.1	J-PARC の概観 . . . . .	19
3.2	世界の陽子加速器パワー分布 . . . . .	20
3.3	SK の概観 . . . . .	23
3.4	各 Off-axis 角の $\pi$ 中間子とニュートリノエネルギーの相関関係 . . . . .	25
3.5	各 Off-axis 角のエネルギー分布 . . . . .	25
4.1	ニュートリノのエネルギー分布図 . . . . .	27
4.2	QE, Ela . . . . .	28
4.3	Res . . . . .	28
4.4	DIS . . . . .	29
4.5	$1\pi$ -Coh . . . . .	29
4.6	Coh-Scat . . . . .	29
4.7	ES . . . . .	29
4.8	QE の反応断面積 . . . . .	30
4.9	$1\pi$ Res 反応の反応断面積 . . . . .	32
4.10	DIS の反応断面積 . . . . .	33
4.11	$\nu$ と $^{12}\text{C}$ のコヒーレント $\pi$ 生成反応の反応断面積 . . . . .	33
4.12	全反応の反応断面積 . . . . .	34
4.13	CC 反応の反応断面積 . . . . .	35
4.14	KamLAND での観測が期待される $\nu_e$ のエネルギー分布図 . . . . .	35
4.15	CC-QE 反応の様子 . . . . .	36
4.16	$^{12}\text{N}$ の崩壊系列 . . . . .	36
4.17	$\mu$ と $^{12}\text{N}$ のイベント時間相関関係 . . . . .	36
4.18	CarbonScatter の反応断面積 . . . . .	38

---

4.19	ニュートリノの電子散乱の反応断面積 . . . . .	39
4.20	マグネティックモーメントにより電磁相互作用をするニュートリノ . . . . .	40
4.21	マグネティックモーメントを考慮した電子散乱の反応断面積 . . . . .	41
4.22	電子散乱反応のエネルギー分布図 . . . . .	41
4.23	低エネルギーでの電子散乱反応のエネルギー分布図 . . . . .	42
4.24	MiniBooNE, SciBooNE 検出器の概要 . . . . .	44
5.1	ビーム . . . . .	46
5.2	スピル情報転送に關与するネットワーク . . . . .	48
5.3	リング状に繋いだ 3 つのノードのリフレクティブメモリ . . . . .	50
5.4	Reflective memory . . . . .	50
5.5	リフレクティブメモリがインストールされた PC と光ファイバー . . . . .	51
5.6	リフレクティブメモリの通信速度 . . . . .	51

# 表目次

3.1	T2K と K2K のパラメータ比較表 . . . . .	20
4.1	$\Delta$ の崩壊モード . . . . .	31
5.1	スピル情報形式 . . . . .	46
6.1	T2K ビームによる反応 . . . . .	53



# 第 1 章

## ニュートリノ

ニュートリノとは重力相互作用を除き弱い相互作用のみをする中性レプトンである。1931年に Pauli によってその存在が仮定され、1935年に Fermi によって理論づけられたが、弱い相互作用しかしないためニュートリノを直接検出するのは非常に困難で、Reines と Cowan によってその存在が確認されたのはその 20 年後の 1956 年である。

### 1.1 標準理論と大統一理論

物質の基本的構成要素の素粒子には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の、四種類の相互作用が働くが、これらは独立に存在しているわけではない。例えば、電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に表したワインバーグ・サラム理論はすでに確立されており、その証拠として、W ボソンの発見がある。

#### 1.1.1 標準理論 Standard Model (SM)

SM とは、強い相互作用を表した量子色力学、ワインバーグ・サラム理論、さらに CP 対称性の破れなどを説明した小林・益川理論を合わせたものである。今までのところ、三つの力に関するほとんどすべての実験結果は標準模型による予言と一致するが、この理論には重力相互作用が記述されていない。

現在の素粒子理論である標準理論では、ニュートリノは三世代あり、その質量はゼロとして扱われている。しかし、1998年スーパーカミオカンデグループの大気ニュートリノの観測から、ニュートリノは有限の質量を持ち、世代間で振動していることが示唆された。現在では、様々な実験によりニュートリノ振動の存在はほぼ確認され、質量を持つことは証明されている。その為、標準理論は基本的な力の完全な理論ではなく、修正を迫られており、大統一理論など、他の新しい理論が確立しようとしている。

### 1.1.2 大統一理論 Grand Unification Theory (GUT)

SMでは説明できなかった、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の統一をしようとする試みがGUTである。GUTの最小モデルである $SU(5)$ 対称性をもつモデルによる陽子の寿命は $10^{30} \sim 10^{32}$ 年であるが、Kamiokande, Super-Kamiokandeにおける実験結果では陽子崩壊が観測されず、実際の寿命は少なくとも $10^{34}$ 年はあることになり、大きく食い違った。しかし、大統一理論に超対称性と呼ばれる要素を加えた超対称大統一理論(SUSY)では陽子の寿命はさらに延びることになり、実験結果を説明できる可能性がある。また、右巻きニュートリノの存在は、 $SU(5)$ モデルでは必然ではないが $SO(10)$ モデルでは必然的に含まれ、右巻きニュートリノが重い質量を持つことで、シーソー機構により、左巻きニュートリノが他の粒子に比べて極端に小さい質量を持つことを説明できる。

## 1.2 ディラック粒子とマヨラナ粒子

ニュートリノがディラック粒子であるか、マヨラナ粒子であるか判定することは、ニュートリノ物理学において、重要な課題である。

### 1.2.1 ディラック粒子

スピン 1/2 の素粒子である、クォークや荷電レプトンなどのフェルミオンは、ディラック方程式に従い、ディラック質量を持つ。ディラック粒子はスピンの方向の二成分と、粒子・反粒子の二成分で計四成分を持つ。ディラック粒子の場合、左巻きニュートリノ場を $\psi_L$ 、右巻きニュートリノ場を $\psi_R$ とすると、ディラック方程式は、

$$E\phi_L = -\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\phi_L + m\phi_R \quad (1.1)$$

$$E\phi_R = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}\phi_R + m\phi_L \quad (1.2)$$

質量項(ディラック質量)は、

$$L_D = -m_D \bar{\psi}_R \psi_L + h.c. \quad (1.3)$$

となる。

### 1.2.2 マヨラナ粒子

マヨラナ粒子は、粒子と反粒子が等しいフェルミオンのことである。この条件により、荷電フェルミ粒子はマヨラナ粒子になりえない、つまり唯一の中性フェルミ粒子である、

ニュートリノのみマヨラナ粒子であることが許される。もしマヨラナ粒子であれば、粒子と反粒子は進行方向に対するスピンの向き、カイラリティだけで決まり、式(??),(??)は、

$$(E + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\phi_L = -im_L\sigma_2\phi_L^* \quad (1.4)$$

$$(E - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\phi_R = im_R\sigma_2\phi_R^* \quad (1.5)$$

質量項(マヨラナ質量)は、

$$L_{mL} = -\frac{m_L}{2}\psi_L^c\psi_L + h.c. \quad (1.6)$$

$$L_{mR} = -\frac{m_R}{2}\psi_R^c\psi_R + h.c. \quad (1.7)$$

のように、左巻き粒子と右巻き粒子に別々の質量を与えることが可能となる。そこで、右巻きニュートリノに非常に重い質量を持たせることで、シーソー機構により、右巻きニュートリノが観測できないこと、また左巻きニュートリノの質量が他のレプトンなどに比べ非常に小さいことが説明できる。

### 1.2.3 ワイル粒子

ニュートリノの質量のタイプには元々、ディラック、ワイル、マヨラナの三種類あった。標準理論により、ニュートリノに質量がないとされていた時代には、左巻きと右巻きが完全に分離した、二成分のワイル方程式に従う、ワイル粒子であるとする説もあった。しかし、次節で述べるように、ニュートリノ振動が証明され、ニュートリノに質量があることが決定的になったので、ワイル粒子の可能性はなくなった。

## 1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は、あるフレーバーを持ったニュートリノが、飛行している間に別のフレーバーに変化するという現象で、長年問題とされてきた太陽ニュートリノ問題の解として現在最も有力である。この現象は、ニュートリノにフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) と質量固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) が異なった値をとり、さらに質量固有状態が縮退していない場合に起こる。ニュートリノ振動現象が起こることはすでに様々な実験で証明済みである。

### 1.3.1 真空中のニュートリノ振動

ニュートリノのフレーバー固有状態は、ユニタリ行列のレプトン混合行列 (Maki-Nakagawa-Sakata matrix, MNS 行列とも言う) を用いて、質量固有状態の混合状態として

以下のように表される.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.10) \end{aligned}$$

と表せる.  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ,  $\theta$  は質量固有状態とフレーバー固有状態の間の混合角,  $\delta_{CP}$  は CP 非保存パラメータである.

シュレディンガー方程式より,

$$\begin{aligned} |\nu_i(\tau)\rangle &= e^{-im_i\tau} |\nu_i(0)\rangle \\ &= e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.11)$$

ここで, ニュートリノの質量は小さく,  $p_i \gg m_i$  とでき, 共通の運動量とエネルギーを  $p$ ,  $E$  とすると  $p_i \simeq p \simeq E$  とできるので,

$$\begin{aligned} E_i &= p_i^2 + m_i^2 \\ &\simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \\ &\simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.12)$$

であり, かつ飛行時間  $t$  は  $t \simeq L$  とできるので,

$$\begin{aligned} e^{-i(E_i t - p_i L)} &\simeq e^{-i(E_i - p_i)L} \\ &\simeq e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} \end{aligned} \quad (1.13)$$

よって,

$$\begin{aligned}
|\nu_\alpha(\tau)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(\tau)\rangle \\
&= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} |\nu_i(0)\rangle \\
&= \sum_\beta \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\beta i} |\nu_\beta(0)\rangle
\end{aligned} \tag{1.14}$$

であるので,  $\tau = 0$  の時にフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  のニュートリノが時刻  $\tau$  の時に  $|\nu_\beta\rangle$  である確率は,

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(\tau) \rangle|^2 \\
&= |\langle \nu_\beta(0) | \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\beta i} |\nu_\beta(0)\rangle|^2 \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_i \sum_{j \neq i} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) e^{-i\frac{m_i^2 - m_j^2}{2E}L}
\end{aligned} \tag{1.15}$$

ここで簡単のために, 二世代間でニュートリノが振動することを考えて混合角を  $\theta$  とすると

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

となり,

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\beta \neq \alpha}) &= |\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(\tau) \rangle|^2 \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E_\nu} L\right) \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] L [m]}{E_\nu [MeV]}\right)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] L [m]}{E_\nu [MeV]}\right) \tag{1.18}$$

と書ける. よってニュートリノ振動の確率は, 振動パラメータである混合角  $\sin^2 2\theta$ , 質量二乗差  $\Delta m^2$  と, ニュートリノの飛行距離, ニュートリノのエネルギーの関数として表される. すなわち, ある決まった距離を飛ぶニュートリノのエネルギーを観測することで, これらの振動パラメータを求められる.

再び、三世代間振動にもどると、ユニタリー条件より、

$$\delta_{\alpha\beta} = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right|^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \quad (1.19)$$

なので

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_i \sum_{j \neq i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} (e^{-i \frac{m_i - m_j}{2E} L} - 1) \\ &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j > i} (-4) \operatorname{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\ &\quad + \sum_{j > i} 2 \operatorname{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

ここで

$$\operatorname{Re}(e^{-i \frac{m_i - m_j}{2E} L} - 1) \simeq -2 \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \quad (1.21)$$

$$\operatorname{Im}(e^{-i \frac{m_i - m_j}{2E} L} - 1) \simeq -\sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \quad (1.22)$$

とした。  $\alpha = \beta$  の場合、第三項は消えるので、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sum_{j > i} 4 |U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.23)$$

となる。様々な実験結果から、  $\Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$  とすると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4 |U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) - 4 |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \quad (1.24)$$

$L \simeq 10 \sim 100 [km]$  の原子炉・大気ニュートリノ実験では第三項は第一、二項に比べ無視できるので、

原子炉ニュートリノ

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &\simeq 1 - 4 |U_{e3}|^2 (1 - |U_{e3}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

大気ニュートリノ

$c_{13}^2 \simeq 1$  と置くと

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - 4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{\mu 3}|^2)\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \\
 &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23}\cos^4\theta_{13}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \\
 &\equiv 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.26}$$

加速器ニュートリノ

同様に

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13}\sin^2\theta_{23}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \\
 &\equiv \sin^2 2\theta_{\mu e}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.27}$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \tag{1.28}$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \tag{1.29}$$

太陽ニュートリノ

また、太陽ニュートリノでは、 $L$  が大きく、第三項が無視できず、第二項は平均されて  $\sin^2(\Delta m_{32}^2 L/E) = 1/2$  とし、さらに  $c_{13}^4 \simeq 1$ 、 $s_{13}^4 \simeq 0$  と置くと、

$$\begin{aligned}
 P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - 2|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) - 4|U_{e1}|^2|U_{e2}|^2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\
 &= 1 - 2\sin^2\theta_{13}\cos^2\theta_{13} - \cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{12}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\
 &= \sin^4\theta_{13} + \cos^4\theta_{13}\left[1 - \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)\right] \\
 &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

このように  $\sin^2 2\theta_{\mu e} \equiv \sin^2 2\theta_{13}\sin^2\theta_{23}$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \equiv \sin^2 2\theta_{23}\cos^4\theta_{13}$  を用いることで、すべて二世混合と同じ式となる。

### 1.3.2 振動パラメータ

これまでの実験結果より、ニュートリノ振動に伴った、7つのパラメータ ( $m_{12}$ ,  $m_{23}$ ,  $m_{13}$ ,  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\delta_{CP}$ )のうち、 $m_{12}$ ,  $m_{23}$ ,  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ の4つが測定されている。残るは混合角  $\theta_{13}$ , レプトンセクターの CP 非保存パラメータ  $\delta_{CP}$ , ニュートリノ質量の絶対スケールの測定である。

[ $m_{23}$ ,  $\theta_{23}$ の測定]

1998年、Super-Kamiokande 実験で大気ニュートリノが観測され、 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  振動の存在が報告された [?]. その後、加速器ニュートリノを観測する、K2K 実験で確認され、その振動パラメータは以下の領域に絞られている [?].

$$\Delta m_{23}^2 \simeq 2.1 \times 10^{-3} [eV^2]$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \simeq 1.02$$

[ $m_{12}$ ,  $\theta_{12}$ の測定]

2001年、カナダの SNO 実験と SK 実験の結果を組み合わせることで、太陽ニュートリノのフレーバーが変化していることが確認され、その後、原子炉反ニュートリノを観測した KamLAND 実験の結果も合わせると、 $\nu_e \rightarrow \nu_x$  ( $x = \mu$  or  $\tau$ ) 振動は、大混合角 (LMA, Large Mixing Angle) 解という唯一の解を持つことが示され、現在、そのパラメータは以下の領域に絞られている [?].

$$\Delta m_{12}^2 \simeq 7.58 \times 10^{-5} [eV^2]$$

$$\tan^2 \theta_{12} \sim 0.56$$

## 第 2 章

# KamLAND 実験

低エネルギー反ニュートリノ検出器 Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector (KamLAND) は、液体シンチレータ Liquid Scintillator (LS) が持つ、大発光特性と、反ニュートリノ現象の識別能力を利用した、約 1000 t の液体シンチレータ検出器である。KamLAND は、岐阜県飛騨市神岡町池の山の地下 1000 m にあり、大きなバックグラウンドとなる宇宙線由来の  $\mu$  粒子の量を、土や岩によって、地上の約 10 万分の 1 の  $0.34 \text{ count/sec}$  程度に減らし、極低放射能環境空間を実現している。それにより、100 keV までの超低エネルギーニュートリノ反応の検出が可能になっている。現在 KamLAND では、ニュートリノ振動検証のための原子炉反ニュートリノ観測、地球内部の地殻やマントルから発生している地球ニュートリノの観測、 ${}^7\text{Be}$  太陽ニュートリノなどの低エネルギー太陽ニュートリノを観測するための蒸留 (LS 中に存在する様々なバックグラウンドを除去する) を行っている。

### 2.1 KamLAND 検出器の構造

始めに KamLAND 検出器の構造を説明する。内側から見ていくとまず内部検出器 Inner Detector (ID) があり、LS が入った球状のバルーンが、バッファオイル (BO) の入った球状のステンレスタンクの中で同心球状に浮かんでいるような構造で、球状ステンレスタンクの内側には光電子増倍管 Photo Multiple Tube (PMT) が敷き詰められている。その外側には円筒状の外部検出器 Outer Detector (OD) があり、純水で満たされた円筒形のステンレスタンクの内側に PMT が敷き詰められた構造をしている。図??参照。

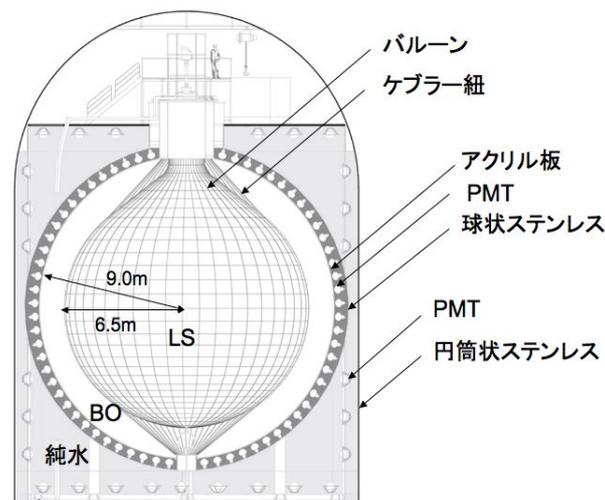


図 2.1 KamLAND 検出器の構造

### 2.1.1 内部検出器 Inner Detector (ID)

#### バルーン + 液体シンチレータ (LS) 層

LS は水などよりも発光量が大きく、低エネルギーなニュートリノイベントの観測に適している。KamLAND の LS の成分はドデカン (Normal Paraffin とも言うので NP と略す) : 80 % , プソイドクメン Pseudo Cumene (PC) : 20 % , 発光剤の PPO :  $1.36 \pm 0.03 \text{ g/l}$  で、その密度は 11.5 において約  $0.78 \text{ g/cm}^3$  ある。LS は半径  $6.5 \text{ m}$  の球形バルーンの中に約  $1000 \text{ t}$  満たされており、このバルーンは強度・透明度が優れたナイロン三層を、ラドンに対する遮蔽能力が高いエパール (EVOH) 樹脂で挟んだ五層構造で、厚さ  $135 \mu\text{m}$  のプラスチックフィルムである。LS 中におけるこのフィルムの透過率はシンチレーション光付近の波長 ( $\sim 380 \text{ nm}$ ) で約 85 % と、透過性に優れている。バルーンは縦横それぞれ 22 本のケブラー (防弾チョッキなどに使われる丈夫な繊維) 紐により支えられている。

低エネルギー観測において最も重大なバックグラウンドは環境放射線であるが、特に LS そのものに含まれる放射性不純物からの放射線は、液々抽出と窒素パージによる LS 純化により放射性不純物の除去が行われている。液々抽出とは、LS と水を混ぜ合わせ放射性元素の多くを水に移した後、水から分離した液体シンチレータを取り出す純化方法である。この方法は、放射性不純物は油より水に溶けやすいので有効である。さらに窒素パージにより気体を追い出し、Rn などを除去している。

#### 球状ステンレスタンク + バッファーオイル (BO) 層

BO の成分は NP と PC であり、LS との密度差が 0.04 % になるように調整されている。これは液体シンチレータの入ったバルーンを浮かせ、緩衝液としての働きを持たせる為である。この BO は、外部からの放射線や、ステンレスタンク・PMT からの放射線を遮蔽す

る役目もある。またこのステンレスなど検出器の材料は、BOの遮蔽すると放射性不純物量が問題にならない程度であることが確認されたものが使用されている。ステンレスタンクは半径9.0 mの球状で、その内側に取り付けられた、1879本(17 inch: 1325本, 20 inch: 554本, 占有率34%)の光電子増倍管 Photo Multiplier Tube (PMT) は、LS中で発光したシンチレーション光を、電気信号として取り出す。

### 2.1.2 外部検出器 Outer Detector (OD)

円筒形ステンレスタンク + 純水層

ODは、IDステンレスタンク外側に位置し、直径19 m、高さ20 mのほぼ円筒形のステンレスタンクと、その内側に取り付けられた225本の20 inch PMT、球形ステンレスタンクとの間に満たされた約3000 tの純水で構成されている。純水は、岩盤からの放射線の遮蔽の役割があるとともに、検出器外部からの $\mu$ 粒子が飛来して発生するチェレンコフ光を、純水層内に取り付けられたPMTで検出することで、LSにおけるこれらの放射線による反応をバックグラウンドとして識別することができる。純水は純水装置を通して循環し、光電子増倍管にかかる高電圧による水や液の温度上昇を抑えている。

## 2.2 イベントの検出原理

### 2.2.1 液体シンチレーター Liquid Scintillator (LS)

一般的にLSは、溶質、溶媒から成っていて、まず溶媒分子が放射線のエネルギーを吸収し励起、溶媒分子間でエネルギー移行が行われる。そして励起溶媒分子から溶質分子へエネルギーが移行し、溶質分子が発光する。溶媒は放射線エネルギーを吸収、励起し、その励起エネルギーを発光剤である溶質まで伝えなければならない。よって、エネルギー伝達効率が良いこと、発光剤による発光波長に対して吸収が無いことが求められる。また、溶質は、エネルギーを光に変換するその変換効率が良く、溶媒に対して十分な量が溶解しなければならない。

KamLAND LSでは、溶媒としてPC 20%、溶質としてPPO  $1.36 \pm 0.03$  g/l、さらに光透過性の良いNPを80%混合させている。発光量は、約8000 *photon/MeV*で、透過率は約98%/9cmである。このLSを用いることでチェレンコフ光に比べ、約100倍の光量を得ることができ、エネルギー分解能が向上し、低エネルギー事象の観測が可能となる。

### 2.2.2 光電子増倍管 Photo Multiplier Tube (PMT)

LSで発生したシンチレーション光は、PMTの光電面で光電子に変換され、数段から成るダイノードで二次電子が増幅され、電流として検出される。PMTは、球状ステンレスタ

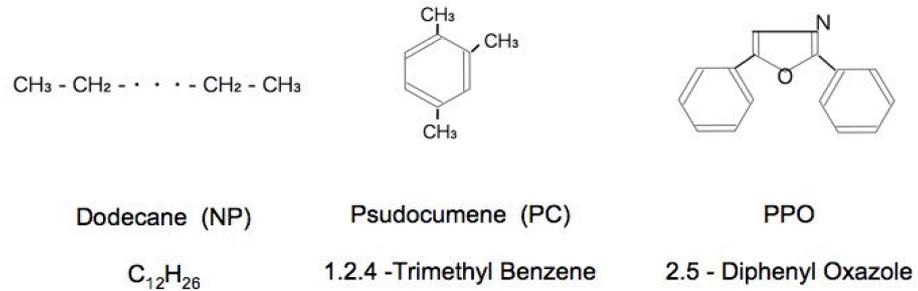


図 2.2 LS 構成物質

ンクの内側に 17 inch : 1325 本, 20 inch : 554 本, 円筒状ステンレスタンクの内側に 20 inch : 225 本が設置されている. 17 inch PMT は KamLAND 用に開発されたもの, 20 inch PMT は Kamiokande で使っていたものを再利用したものである. 図?? にそれぞれの PMT の簡単な構造を示す.

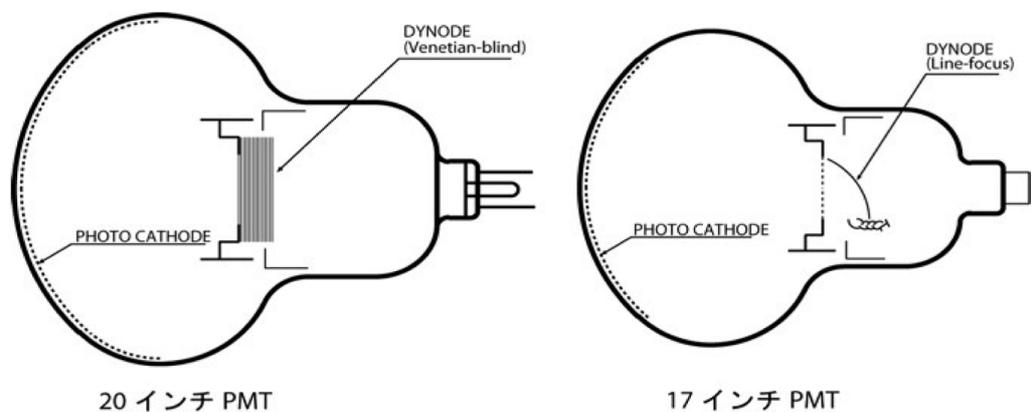


図 2.3 PMT の構造

### 光電面

光電面では, 入射したシンチレーション光が光電効果を起こし, 光電子に変換される. 放出された光電子は, 内部の電場により, ダイノードへと集まる. 光電面はパイアルカリが用いられており, これにより広い波長範囲での量子効率が上がる. LS の平均発光波長 (約 380 nm) での PMT の量子効率は約 20 % と比較的高く, 効率良くシンチレーション光を検出できることが分かる. 図??参照. 量子効率や, LS の透過率などを考慮すると, 発光

量は  $300 p.e.^{*1}/MeV$  となる。

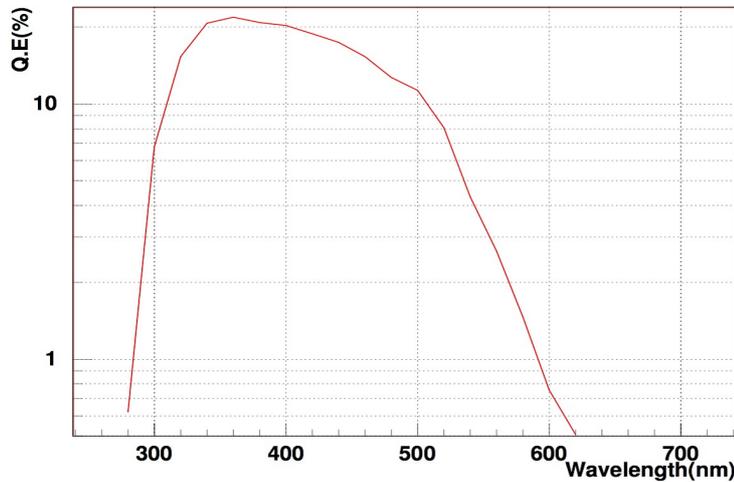


図 2.4 PMT 光電面の量子効率

#### ダイノード

ダイノードとは高電圧がかかった板状のものが連なっており、加速された光電子がダイノードにあたることで、新たに数個の二次電子を放出し、その過程を繰り返すことで光電子数が増幅される。図??に示すように、20 inch PMT のダイノードはベネチアンブラインド型、17 inch のものはラインフォーカス型になっている。LS のシンチレーション光は等方的に放出されるため、PMT が信号を受け取ったタイミングでイベントの位置を決めている。その為、PMT の時間分解能は特に重要で、ラインフォーカス型は高速時間応答に優れた特性を持つので非常に適している。

## 2.3 データ取得の電子学

PMT の信号のデータ取得は、主に、KamFEE (KamLAND Front-End Electronics) システム、Trigger (トリガー) システム、DAQ (Data Acquisition) システムの三機構で行われる。それぞれのシステムの主な動作は、KamFEE が PMT のアナログ波形を取得・デジタル化、Trigger がそのデータを記録するかの判定、DAQ がデータの記録をすることである。

\*1 photo electron : 光電子

### 2.3.1 KamFEE システム

KamFEE システムは、10 セットの VME crate からなり、各 VME crate が 20 枚の KamFEE ボードを持ち、その各々が 12 個の PMT からの信号を受ける。KamFEE ボードは、主に、信号を増幅させる gain と、信号を取得しデジタル化する ATWD (Analog Transient Waveform Digitizers) からなる。

PMT の信号が  $0.5 \text{ mV}$  ( $\sim 1/3 \text{ p.e.}$ ) の閾値を越えると、その信号はまず二つに分けられ、一方は Trigger システムへ、他方は Trigger が判定するのに十分な時間遅延し、ATWD で保持される。KamFEE へ送られた信号は、トリガーがかかると PMT ヒット数に応じて gain で増幅され、ATWD でデジタル化、DAQ で記録される。デッドタイムを作らない為に、一つの PMT につき、二つの ATWD が割り当てられており、短時間に連続した信号が来ても処理が可能である。ATWD に送られる信号の増幅率は、20 倍、4 倍、0.5 倍の三種類あり、高い増幅率では電荷が飽和し正しく測定できない(サチレートされる)場合には、低い倍率が選択される。20 倍の高倍率では、1 p.e. の信号をも捉えることができる。通常の Run では、PMT から信号がくると、ATWD は 175 ns の間、その情報を消去せずに保持する。その間に Trigger からの命令が来なければ、次の信号を取得する為にその情報は約  $1 \mu\text{s}$  以内に消去される。もしその 175 ns 以内に命令が来れば、その波形信号を約  $30 \mu\text{s}$  でデジタル化する。

### 2.3.2 Trigger システム

Trigger システムは、Trigger ボードと、trigger VME crate 上のラッチ、レジスタなどからなる。Trigger ボードは、KamFEE システム、DAQ システム、GPS システム、Trigger backup DAQ システムなどと交信する。DAQ システムとは、output register, latch を通して繋がっており、output register は DAQ から Trigger へランの開始・終了やランの状況を、latch は Trigger から DAQ へ情報を送る。特に、latch1 と 3 はトリガー記録転送に、latch2 は DAQ からの情報の受信確認に使われる。図??参照。

### 2.3.3 DAQ システム

DAQ は output register を通して、ランの開始や終了の指令をトリガーへ出したり、ランが走っている間はトリガータイプや閾値などの情報をトリガーと KamFEE の両方へ送る。

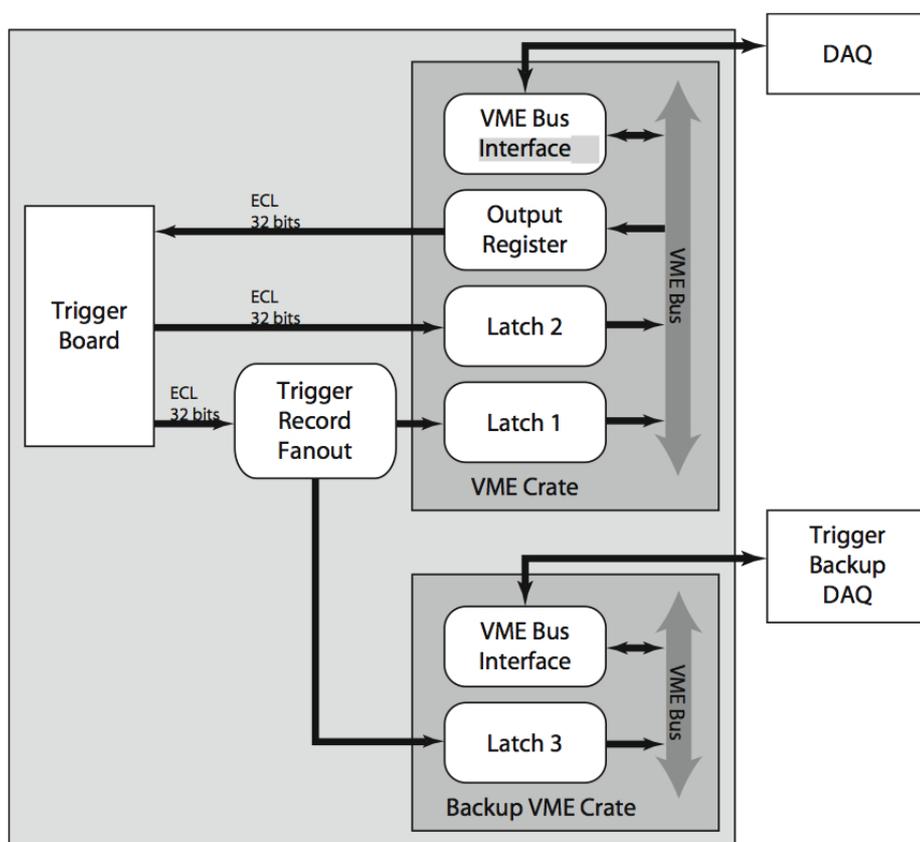


図 2.5 Trigger システムの概観 : Trigger システムは, DAQ システムと Trigger backup DAQ システムに繋がっている.



## 第 3 章

# T2K 実験

本章では、T2K 実験の目的および特長について述べる。T2K 実験とは、2009 年 4 月より開始される予定の実験で、茨城県東海村の日本原子研究所 (原研) に新しく建設された、大強度陽子加速器施設 J-PARC の 50 GeV 陽子シンクロトロンを用いてほぼ純粋なミュオン型ニュートリノビームを生成し、それを 295 km 離れた岐阜県飛騨市にあるスーパーカミオカンデ (SK) で検出するという、次期長基線ニュートリノ振動実験である。なお、この章全体は [?], [?], [?], [?] を参照した。

### 3.1 実験の目的

#### 3.1.1 第一期

実験は第一期、第二期が計画されており、第一期では MR (ビーム強度 0.75 MW の加速器) および Super-Kamiokande (有効質量 22.5 kt) を用い、現行の K2K 実験の約 50 倍のニュートリノフラックスが期待される。約 5 年間の運転で  $5 \times 10^{21}$  *p.o.t.*<sup>\*1</sup> を目指す。第一期の主な目的を以下に示す。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードの発見

$\sin^2 2\theta_{13}$  測定の為、 $\nu_e$  出現の観測により、三世代ニュートリノ混合の中で唯一未発見の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードの探索を行う。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動パラメータの精密測定

SK の大気ニュートリノ観測などで確立された、 $\nu_\mu$  消失の観測による、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の精密測定を行う。

---

\*1 protons on target : 標的に照射した陽子数

### 3.1.2 第二期

第一期で  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードが発見された場合、実験は第二期へ移行する。第二期では、MR のビーム強度を 0.75 MW から 4 MW へアップグレードし、新しい後置検出器 Hyper-Kamiokande (有効質量 540 kt) を建設して、第一期の 100 倍以上の統計量を得る。

#### CP 対称性の破れの検証

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動モードと  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動モードを測定し、ニュートリノ・反ニュートリノの振動差、つまりニュートリノ振動における CP 対称性の破れの検証を行う。

## 3.2 J-PARC 加速器

J-PARC の加速器群は、図??のように、400MeV 線形加速器 (Linac)、3GeV 陽子シンクロトロン Rapid-Cycling-Synchrotron (RCS)、および 50GeV 陽子シンクロトロン Main Ring synchrotron (MR) から構成される。

### 3.2.1 400 MeV 線形加速器 (Linac) $H^-$ を 400 MeV まで加速

Linac では、負水素イオン  $H^-$  を発生させ、最大 50 Hz の周期でパルスが放出され、400 MeV まで加速された時点で、3 GeV シンクロトロンへのビームラインと、更に加速する超伝導リニアックビームラインとの 2 つに分岐し、ビームはそれぞれ 25 Hz で振り分けられる。加速空洞やビーム輸送ダクト内は、気体分子とビームとの衝突を避けるとともに、気体分子による放電を防ぐために高真空の状態となっている。また、ビームは細いダクト内を発散しないように集束させながら輸送する必要がある、ビーム集束用の電磁石を周期的に配置する。

### 3.2.2 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS) $H^+$ に変換, 3 GeV まで加速

Linac から出力された 400 MeV のエネルギーを持った  $H^-$  ビームを、入射部に置いた荷電変換用炭素薄膜を用いて電子を 2 つ剥ぎ取り、 $H^+$  ビームに変換して入射する。その後、約 20 ms かけて一周約 350 m のシンクロトロンを 15,000 回程度周回させる。 $H^+$  ビームは周回毎に高周波加速空洞で加速され、最終的に 3 GeV まで加速された後、下流にあるビーム輸送系を通じて、50 GeV シンクロトロンに導かれる。RCS は、3 GeV まで加速するのにわずか 20 ms しかかからないので、1 s に 25 回もの新しいビームを加速することができ、平均電流 333  $\mu A$ 、電力 1 MW が可能となった。このような大出力の加速器は計画としては幾つか存在するが、図??で分かるように、完成すれば世界一の性能となる予定で

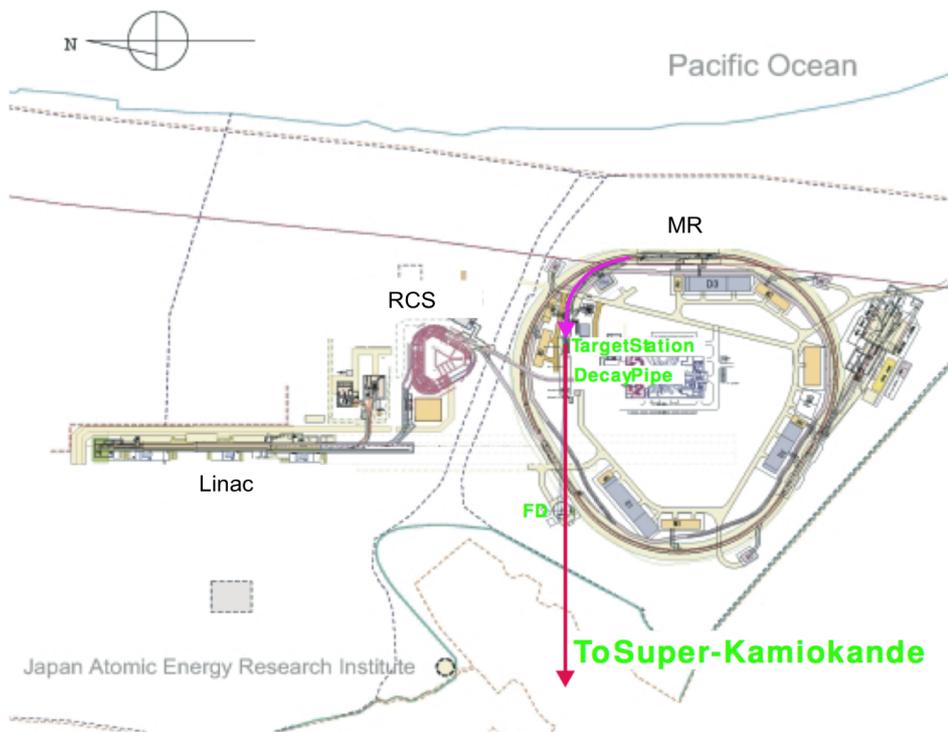


図 3.1 J-PARC の概観 : Linac, RCS, MR からなる加速器群から取り出された陽子がニュートリノビームラインでニュートリノとなり, それを FD と SK で検出する.

ある.

### 3.2.3 50 GeV 陽子シンクロトロン (MR) $H^+$ を 50 GeV まで加速

3 GeV シンクロトロンで加速されたビームは, 続けて 4 回 50 GeV シンクロトロンに入射される. この後, 1 周約 1,500 m を約 2 s かけて 32 万回ほど周回し, 3 GeV から 50 GeV へと加速される. 原子核素粒子実験施設には, 加速後約 1 s かけて少しずつビームを取り出す. この結果, 3 s に 1 回しか加速しないので, 平均電流は  $15 \mu A$  と小さいが, 加速エネルギーが高いので, ビーム出力は 3 GeV シンクロトロンに匹敵する 0.75 MW である. このような仕組みにより, MR からは, 3.53 s 間隔で 1 スピルあたり  $3.3 \times 10^{14}$  個の陽子を取り出せる. 1 スピルは  $5.2 \mu s$  の幅をもち, 8 バンチ (粒子のかたまり) からなっている. 表??に T2K と K2K のパラメーターの比較を示す.

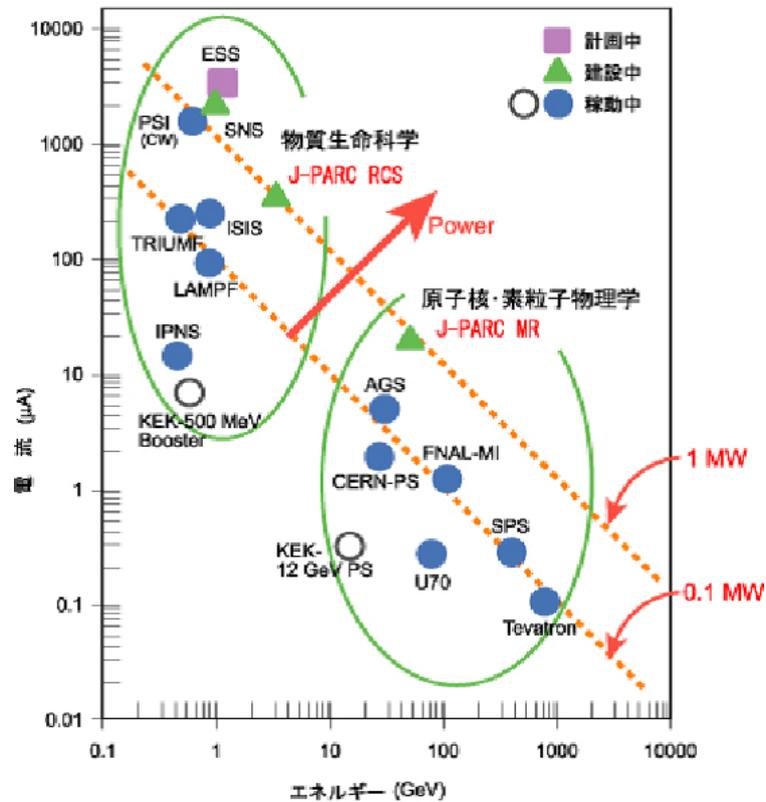


図 3.2 世界の陽子加速器パワー分布：横軸にビームのエネルギー，縦軸にビームの強度を表している。

	T2K	K2K
陽子エネルギー	50 GeV	12 GeV
電流	15 $\mu\text{A}$	0.43 $\mu\text{A}$
ビーム強度	750 kW	5.2 kW
スピル中の陽子数	$3.3 \times 10^{14}$ ppp <sup>*)</sup>	$6 \times 10^{12}$ ppp
ニュートリノ飛行距離	295 km	250 km

<sup>\*)</sup> ppp : protons per pulse

表 3.1 T2K と K2K のパラメータ比較表

### 3.3 ニュートリノビームライン

#### 3.3.1 一次陽子ビームライン H<sup>+</sup>ビームの整形と輸送

MR から取り出された陽子ビームは，一次陽子ビームラインによって二次粒子生成標的まで輸送される。一次陽子ビームラインは，前段部，アーク部，最終収束部からなる。前段

部は、常伝導磁石やコリメータなどから構成され、加速器から取り出されたビームの整形、ハロー（ビームコア周りの外側に不要に広がるビーム）の除去などを行う。アーク部は超伝導磁石によって構成され、陽子ビームをスーパーカミオカンデの方向に約  $80^\circ$  曲げる。最終収束部は常伝導磁石を用いて陽子ビームを二次粒子生成標的に適合する大きさに整形する。

### 3.3.2 二次粒子生成標的 $\pi$ 中間子の生成

陽子ビームは大量の  $\pi$  中間子を生成するための二次粒子生成標的に照射される。T2K 実験ではスピルあたりの陽子ビームの強度が非常に強いため、二次粒子生成標的では大量の熱が発生する。その為、標的はこの熱衝撃に耐えられるものでなければならないが、原子番号の大きい物質は 1 スピルでその融点を超え、融けてしまう。そこで標的には、融点が高く十分な強度を持つグラファイトが選定された。標的の長さはハドロン相互作用長の約 2 倍の 90 cm、直径は 30 mm で、第 1 ホーンの内部に收容される。また、標的はビームによる温度上昇を抑えるために水で冷却される。

### 3.3.3 電磁ホーン $\pi$ ビームの収束

二次粒子生成標的で生成された荷電  $\pi$  中間子をビーム軸方向に収束させるために、電磁ホーンとよばれるトロイダル（円環状の）電磁石を用いる。J-PARC タイプの電磁ホーンシステムは 3 台からなり、それぞれ 320 kA の電流でトロイダル磁場が励磁される。第 1 ホーンは内部に二次粒子生成標的を收容し、標的で生成され四方八方に飛び散る二次粒子を集める役割を果たす。第 2、第 3 ホーンは、荷電  $\pi$  中間子をビーム軸方向に収束させる役割を持っていて、内部導体の形は荷電  $\pi$  中間子が効率良く収束されるように最適化されている。

### 3.3.4 崩壊トンネル $\nu$ ビーム生成

電磁ホーンによって収束された  $\pi$  中間子は、そのあとに続く約 110 m の崩壊トンネル内で  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  のように崩壊してニュートリノを生成する。崩壊トンネルはヘリウムガスが充填された鉄容器で、そのまわりは厚いコンクリートシールドで覆われる。トンネル壁はビームにより発生する熱を除去するために水冷される。また、 $2^\circ \sim 3^\circ$  の Off-axis 角をカバーできるように設計されている。崩壊トンネルの終端にはビームダンプが置かれ、陽子や崩壊せずに残った  $\pi$  中間子などのハドロン、およびミューオンはここで吸収される。

### 3.3.5 ミューオンモニタ $\mu$ による $\nu$ ビームの監視

ミューオンモニタはビームダンプの直後に設置され、 $\pi$  中間子の崩壊  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  によってニュートリノとともに生成されたミューオンのプロファイルをスピルごとにモニターす

る。  $\pi$  中間子の崩壊は二体崩壊なので、ミューオンのプロファイルとニュートリノのプロファイルの間には強い相関があり、間接的にニュートリノビームの方向や強度をモニターすることができる。ただし、ビームダンプの直後に置かれるため、ダンプを突き抜けてくるような高エネルギーのミューオンしか観測できない。

### 3.4 前置検出器 Front Detector (FD)

FD は二次粒子生成標的から 280 m 下流に設置され、生成したばかりのニュートリノビームの性質を測定することを目的とする。FD には、ビーム軸上に設置される O-axis 検出器と、スーパーカミオカンデの方向に設置される Off-axis 検出器の 2 種類の検出器が計画されている。On-axis 検出器は、ニュートリノビームの強度や方向の安定性をニュートリノ自身でモニターすることを目的としている。ニュートリノは反応断面積が小さいので、ミューオンモニタのようにスパルごとでのモニターは難しいが、T2K 実験では大強度のニュートリノビームにより一日ごとのモニターが可能となる。一方、Off-axis 検出器は、生成されたばかりのニュートリノの数やエネルギー分布を測定し、ニュートリノ振動がない場合の SK におけるフラックスやエネルギースペクトルを求めるのが主な目的である。また、ニュートリノ振動解析の際に SK でバックグラウンドとなるニュートリノ反応の詳細な研究を行うことも重要な役割の一つである。

### 3.5 後置検出器 Super-Kamiokande (SK)

T2K 実験では、後置検出器として SK を用いる。SK は大型水チェレンコフ検出器で、岐阜県飛騨市にある神岡鉱山の地下 1,000 m にあって、1996 年から観測を開始している。検出器は図??のように直径 39 m、高さ 41 m の円筒形の構造をしていて、内部は 50 kt の純水で満たされている。内水槽 Inner Detector (ID) は直径 33.8 m、高さ 36.2 m の円筒形で、壁には 11,146 本の 20 インチ PMT が内向きに取り付けられている。その外側は外水槽 Outer Detector (OD) と呼ばれ、壁には 1,885 本の 8 インチ PMT が外向きに取り付けられている。OD は、検出器の外から入射してくる宇宙線や検出器を突き抜けた粒子を識別するのに用いられている。

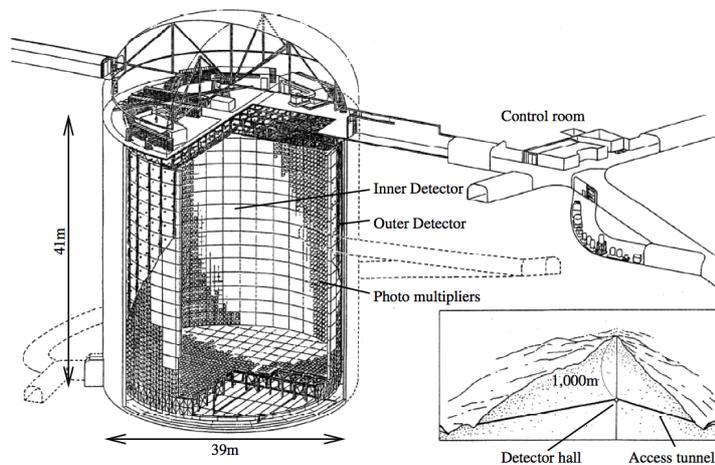


図 3.3 SK の概観

### チェレンコフ光

SK では、荷電粒子が水中を走るときに放射するチェレンコフ光を観測する。物質中での光速より速く、荷電粒子が物質中を走るとき、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

となる方向に円錐状にチェレンコフ光を放射する。 ( $\beta(=v/c)$ : 荷電粒子の速度,  $n$ : 水の屈折率。) つまり、粒子の速度が

$$\frac{1}{n\beta} = \cos\theta_c \leq 1$$

の時しか発光しないので、エネルギー閾値が存在し、それ以上の運動エネルギーを持つ粒子しか観測できない。陽子の場合それは、 $T_p \sim 488\text{MeV}$ 、電子の場合では  $T_e \sim 0.265\text{MeV}$  で、反跳される粒子はそれ以上の運動エネルギーが必要である。

このチェレンコフ光を PMT で観測すると、リング状に見え、それぞれの PMT からの信号の波高と時間情報を用いてチェレンコフリングのフィッティングを行い、粒子の生成点やエネルギー、運動方向、種類などを再構成する。また、ミューオンからのチェレンコフ光は明瞭なリングとなるのに対し、電子は電磁シャワーを起こすため電子からのチェレンコフ光はリングの縁が不鮮明になる。このようにリングの形の情報を用いることで、SK は高い  $e/\mu$  識別能力をもっている。KamLAND においてもバッファオイルや OD では、シンチレーション光ではなくチェレンコフ光を観測している。

### 3.6 T2K ビーム

#### Off-axis 法

T2K 実験の特徴の一つに、Off-axis 法という技術がある。Off-axis 法とは、 $\pi$  中間子のビーム軸を検出器の方向から少しずらすことにより、エネルギースペクトル幅の狭い、単色のニュートリノビームを得る方法で、実用化されるのは T2K 実験が世界初である。この方法により、スペクトルのピークをニュートリノ振動の効果が最大に現れるエネルギー領域に合わせることができる。

実験室系において、 $\pi$  中間子の二体崩壊  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  によりビーム軸から角度  $\theta_{OA}$  の方向に飛び出すニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  は、以下のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - P_\pi \cos\theta_{OA})} \quad (3.1)$$

ここで、 $m_\pi$ ,  $P_\pi$ ,  $E_\pi$  は各々  $\pi$  中間子の質量、運動量、エネルギー、 $m_\mu$  はミューオンの質量である。図??は、各 Off-axis 角における  $\pi$  中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係式(??)を図に表したものである。 $\theta_{OA} = 0^\circ$  の On-axis ビームの場合には、ニュートリノエネルギーは  $\pi$  中間子の運動量に比例して大きくなるのに対し、 $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  の Off-axis の場合には、 $P_\pi > 2\text{GeV}/c$  ではニュートリノエネルギーは  $\pi$  中間子の運動量にはほとんどよらないので、ほぼ単色のニュートリノビームを得ることができる。また、Off-axis の角度を変えることにより、ニュートリノビームのピークエネルギーを変えることができる。T2K 実験で用いる Off-axis 角はニュートリノ振動の効果が最大限に見えるように決められている。現在、SK における大気ニュートリノ観測や K2K 実験の結果から、質量二乗差は 90 % C.L. で  $\Delta m_{23}^2 = 2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  の間にあるとされている。このとき、T2K 実験 ( $L = 295\text{km}$ ) においてニュートリノ振動の振動確率 (1.3 節参照)

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]}\right) \quad (3.2)$$

が最も小さくなるようなニュートリノエネルギーは

$$\frac{1.27\Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} = \frac{\pi}{2} \quad (3.3)$$

となればよいので、 $E_\nu = 0.5 \sim 0.7 \text{GeV}$  のエネルギー領域にニュートリノビームのピークを持つ Off-axis 角をとればよい。図?? は、 $E_\nu = 0.5 \sim 0.7 \text{GeV}$  のエネルギー領域にピークを持つ、Off-axis 角  $\theta_{OA} = 2.0^\circ \sim 3.0^\circ$  における SK でのニュートリノフラックスを表しており、T2K 実験ではこの角度に Off-axis が設定されている。

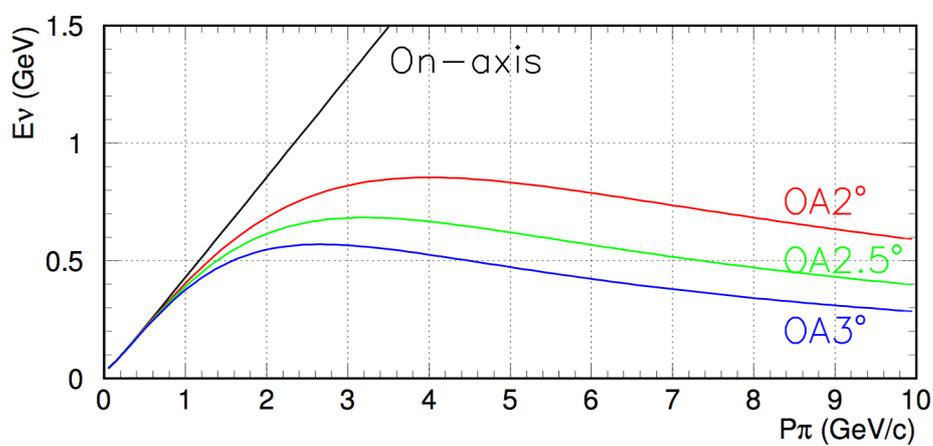


図 3.4 各 Off-axis 角の  $\pi$  中間子とニュートリノエネルギーの相関関係

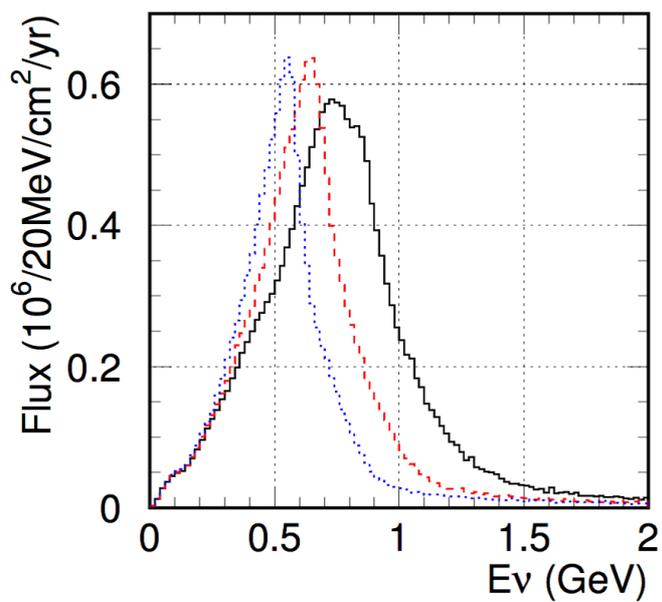


図 3.5 各 Off-axis 角のエネルギー分布, 黒: OA2.0°, 赤: OA2.5°, 青: OA3.0°



## 第 4 章

# 反応シミュレーション

### 4.1 ビームのエネルギー分布

T2K ビームは、3.6 節で述べた Off-axis 法により、全フラックスの約 90 % が 1 GeV 以下で、0.6 GeV あたりにピークを持ったエネルギー分布になっている。図??から分かるように、大体のエネルギー領域で  $\nu_\mu$  が支配的であるので、本論文では、何も記載しない限り、 $\nu_\mu$  の反応についてのみ述べる。

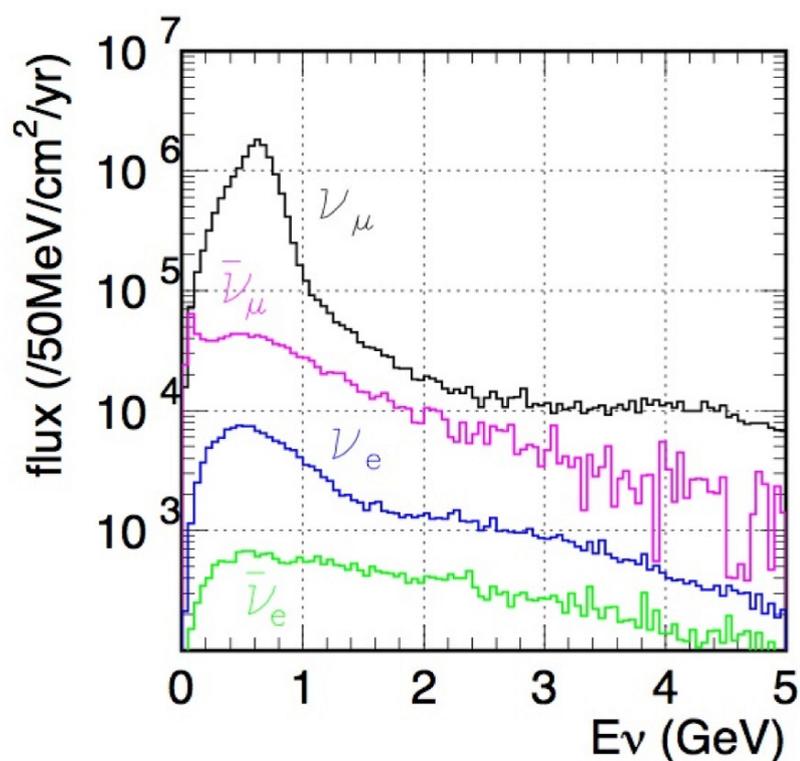


図 4.1 ニュートリノのエネルギー分布図

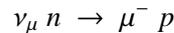
## 4.2 反応の種類

KamLAND の液体シンチレーターは、ほぼ水素と炭素で構成されており、ニュートリノは通常、この水素・炭素中の陽子・中性子と、または電子と、またはニュートリノのエネルギーが高い場合はその中のクォークと、エネルギーが低い場合は炭素原子そのものと、以下のような反応を起こす。ここで、荷電カレント反応 (Charged Current, 略 CC) とは、媒介粒子として  $W^\pm$  を出す反応、中性カレント反応 (Neutral Current, 略 NC) とは、 $Z^0$  を出す反応のことである。N, N' は核子 (p or n),  $m\pi's$  は複数の  $\pi$  中間子を意味する。次節で述べる、各々の反応のモデルは、SK や KEK などで行われている、ニュートリノ反応シミュレーション NEUT [?] で採用されているものを使った。

### 4.2.1 核子との反応

(準) 弾性反応 (Quasi) Elastic

- ・準弾性反応 (CC-QE)



- ・弾性反応 (NC-Elastic)

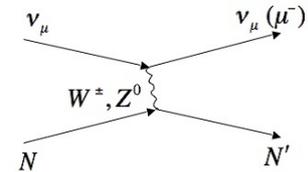
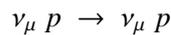
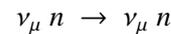
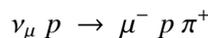
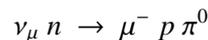
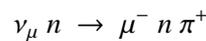


図 4.2 QE, Ela

共鳴反応 Resonance

- ・荷電-共鳴反応 (CC - 1 $\pi$  Res)



- ・中性-共鳴反応 (NC - 1 $\pi$  Res)

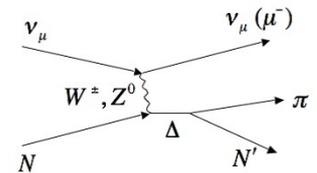
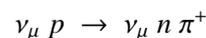
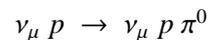
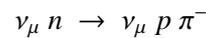
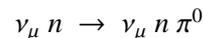
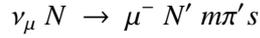


図 4.3 Res

4.2.2 クォークとの反応

深非弾性散乱反応 Deep Inelastic Scattering

- ・荷電-深非弾性散乱反応 (CC-DIS)



- ・中性-深非弾性散乱反応 (NC-DIS)

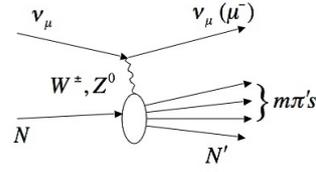
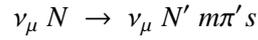
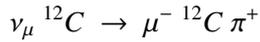


図 4.4 DIS

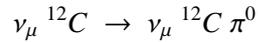
4.2.3 原子核との反応

コヒーレント反応 Coherent

- ・荷電-1π コヒーレント反応 (CC-1π Coh)



- ・中性-1π コヒーレント反応 (NC-1π Coh)



- ・コヒーレント散乱反応 (Coh-Scat)

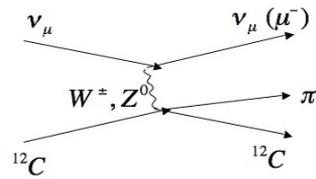
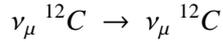


図 4.5 1π-Coh

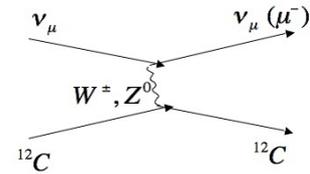


図 4.6 Coh-Scat

4.2.4 電子との反応

電子散乱

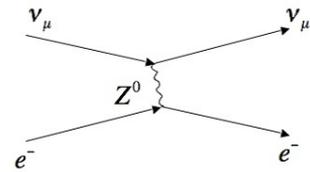
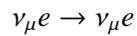


図 4.7 ES

### 4.3 NEUT で考慮されている反応

#### 4.3.1 準弾性反応 CC-QE

式(??)で  $l = e$  の反応は  $\beta$  崩壊である。反応するには反応前後の粒子の質量差以上のエネルギー  $E_T$  が必要で、例えば  $l = \mu$  ならば  $E_T = (105.66 + 1.294)[MeV]$  のニュートリノエネルギーが必要である。



#### 反応断面積

この反応は、Llewellyn Smith [?] の公式から、実験的に求められた axial vector mass  $M_A = 0.9 \sim 1.1$  によって図??のような反応断面積が得られている。

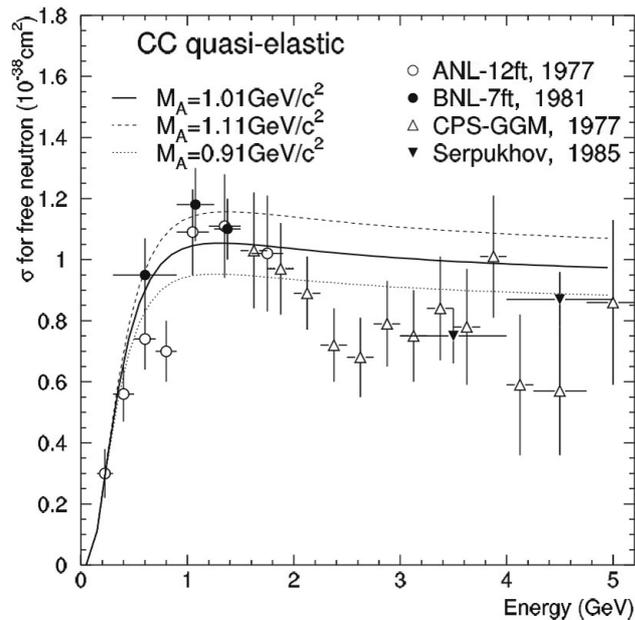
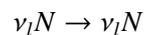


図 4.8 QE の反応断面積

#### 4.3.2 弾性反応 NC-Elastic



NC-Elastic の反応断面積は下式から求められる [?].

$$\sigma(\nu p \rightarrow \nu p) = 0.153 \times \sigma(\nu n \rightarrow e^- p)$$

$$\sigma(\nu n \rightarrow \nu n) = 1.5 \times \sigma(\nu p \rightarrow \nu p)$$

### 4.3.3 共鳴反応 $1\pi$ Res

Rein, Sehgal のモデル [?] では、共鳴反応とは、下式のように、 $W^\pm$  や  $Z^0$  が  $\Delta(1232)$  などのバリオン共鳴状態  $N^*$  を介して二段階に、 $\pi$  や核子を生成する反応である。ここで中間状態として考慮されているのは不変質量  $W < 2\text{GeV}$  までであり、 $W > 2\text{GeV}$  のものは、次節に述べる DIS 反応としている。これは、バリオン共鳴状態は、重くなるほど幅が広がり、共鳴状態としての存在が不確かになること、また表??のように、一番軽い  $\Delta(1232)$  では 99% 以上が式 (??) のように壊れるが、それ以上の  $\Delta$  では複数の  $\pi$  を出す反応も起こすようになることが原因である。



	崩壊モード	崩壊比
$\Delta(1232)$	$N\pi$	> 99 %
	$N\gamma$	0.52 - 0.62%
$\Delta(1600)$	$N\pi$	10 - 25 %
	$N\pi\pi$	75 - 90 %
	$N\gamma$	0.001 - 0.02 %
$\Delta(1620)$	$N\pi$	20 - 30 %
	$N\pi\pi$	70 - 80 %
	$N\gamma$	0.004 - 0.044 %

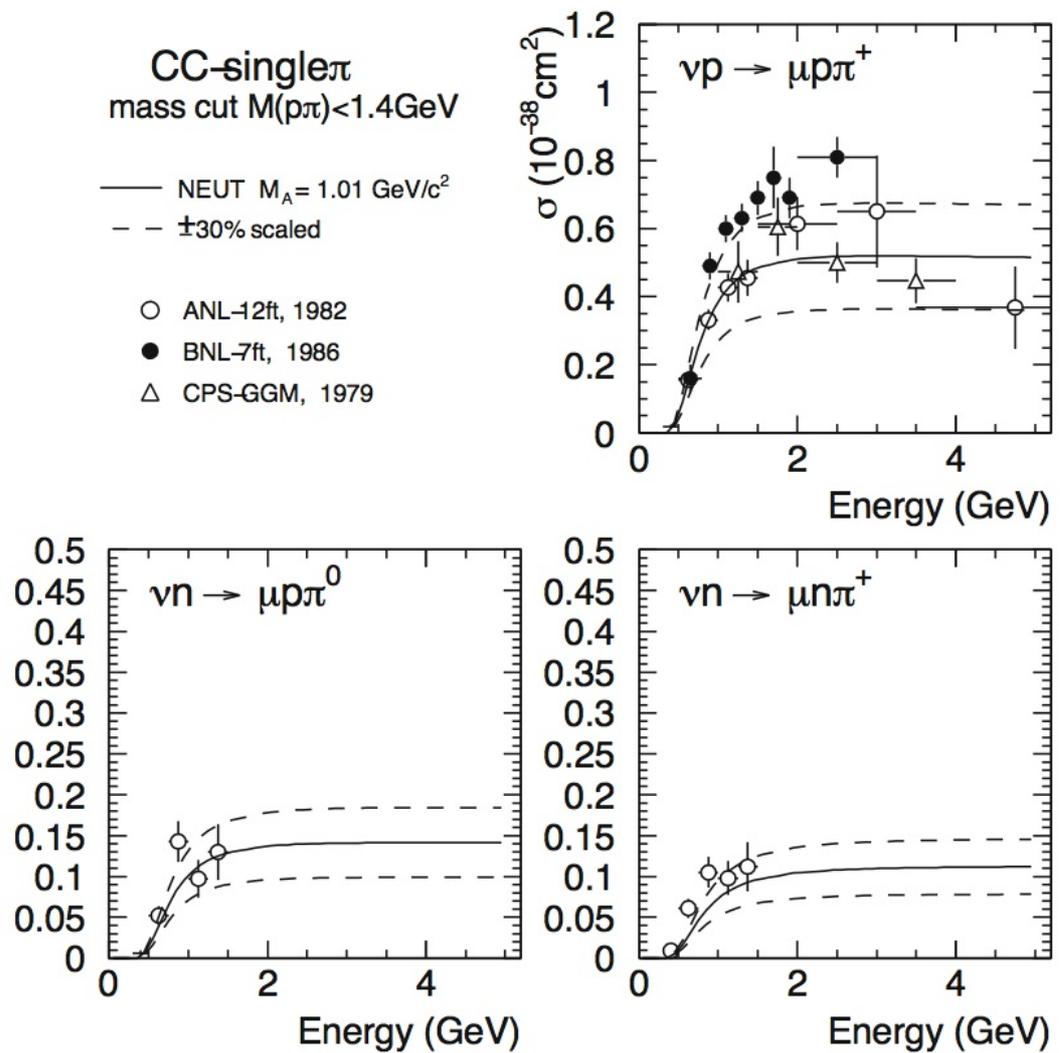
表 4.1  $\Delta$  の崩壊モード

### 4.3.4 深非弾性散乱反応 DIS

ニュートリノのエネルギーが高く、ニュートリノが標的に与える運動量移行やエネルギー移行の大きさが核子質量に比べはるかに大きくなった時に、スケールリングという現象を起こす。このような散乱を深非弾性散乱という。

ここでスケールリング則について説明する。まず、標的となったパートンが標的核子全体の持つ運動量のどれだけの部分を担うか、という割合を  $x$  として、クォーク・パートン模型では、構造関数はある一つのスケールリング関数  $F_2(x)$  で表される。この  $F_2(x)$  が、 $x$  という量を変数にとれば、エネルギーや角度の異なる多くの実験結果をまとめても、ほとんど単一の形をする。この事実をスケールリング則という。

深非弾性散乱では、核子はいくつかのハドロンに砕け、出てきたレプトンの運動量分布を観測することでハドロン中にどのようにクォークが分布しているかが分かる。

図 4.9  $1\pi Res$  反応の反応断面積

## 反応断面積

ここでは、Bodek and Yang によって修正された GRV<sup>\*1</sup> というパートン分布関数を用いて CC の反応断面積を計算している。前節で述べたように、不変質量  $W > 2 \text{ GeV}$  での  $1\pi$  生成も深非弾性散乱として扱っている。

また、NC の反応断面積は実験結果 [?] より次のように表される。

$$\frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} = \begin{cases} 0.26(E_\nu < 3 \text{ GeV}, E_\nu > 6 \text{ GeV}) \\ 0.26 + 0.04(E_\nu/3 - 1)(3 \text{ GeV} < E_\nu < 6 \text{ GeV}) \end{cases} \quad (4.3)$$

\*1 GRV: M.Gluck, E.Reya, A.Mogt による分布関数 [?][?]

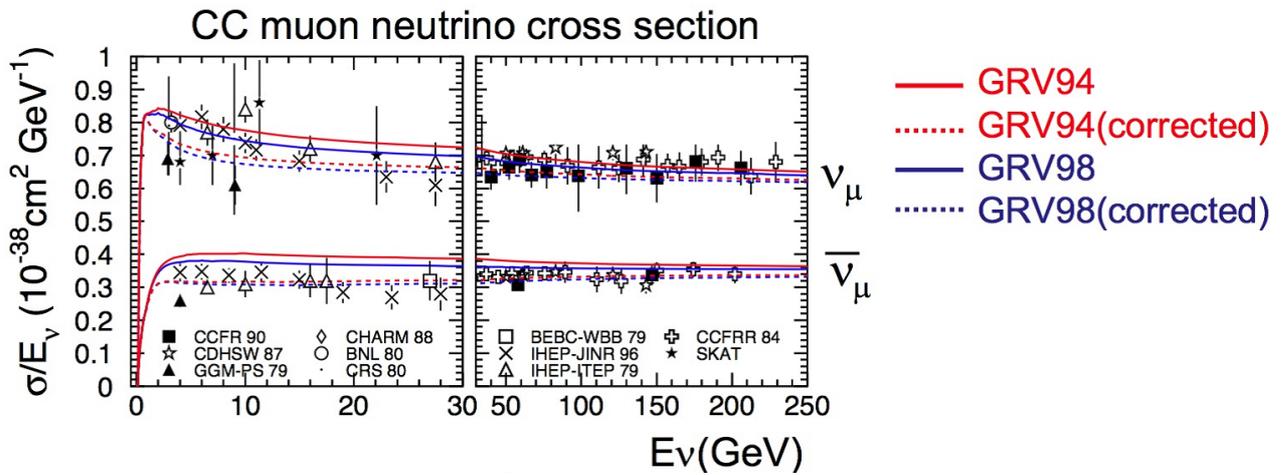


図 4.10 DIS の反応断面積

### 4.3.5 コヒーレント $\pi$ 生成反応 $1\pi$ -Coh

エネルギーが低いと、核子との反応ではなく、原子核そのものとの反応が起きることがある。これをコヒーレント反応と呼ぶ。

反応断面積

Rein, Sehgal による  $\nu$  と  $^{12}\text{C}$  の  $1\pi\text{Coh}$  の反応断面積は  $A^{1/3}$  にほぼ比例するので、NEUT で使われている  $\nu$  と  $^{16}\text{O}$  の反応断面積をスケールして図??を得た [?].

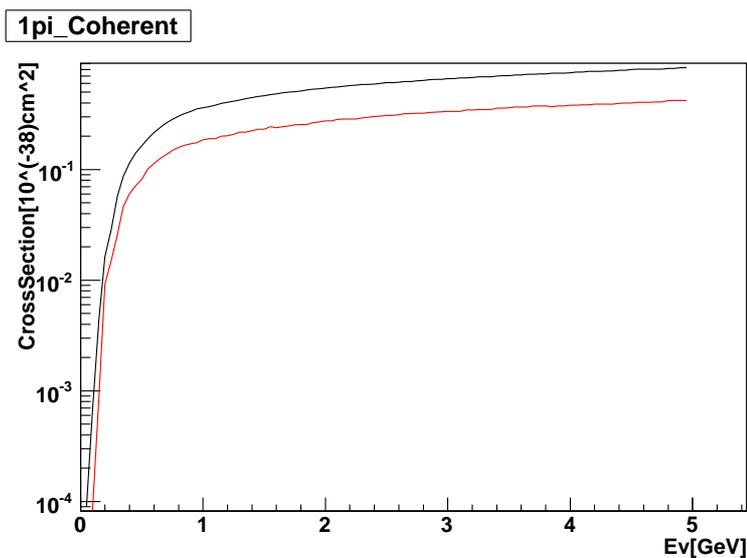


図 4.11  $\nu$  と  $^{12}\text{C}$  のコヒーレント  $\pi$  生成反応の反応断面積 (黒線: 荷電  $1\pi$ , 赤線: 中性  $1\pi$ )

#### 4.4 検出可能性

T2K ビームによって前節に挙げた反応が KamLAND で起きることを考えた。KamLAND LS (2.2 節参照) は NP( $C_{12}H_{26}$ ):80% , PC( $C_9H_{12}$ ):20% , PPO( $C_{15}H_{11}NO$ ):1.36 g/l から成るので、その中に含まれる陽子、中性子、炭素原子、電子の数と、各々の反応による反応断面積から、検出可能性を検討する。

図??は、SK の水に対する全反応断面積であるが、CC 反応が、NC 反応に比べて圧倒的に大きいことが分かる。また、図??は、CC 反応の全反応断面積で、T2K ビームで支配的なエネルギー 1 GeV 以下の範囲では CC-QE 反応が支配的であることが分かる。

前節の反応断面積より、図??の結果を得た。全イベント数は、一年で約 63.2 イベントで、五～六日に一回しか観測できない。原子炉反ニュートリノが二日に一回であることに比べても非常に少ないイベントであることが分かる。各小節では、特徴的な反応について検証する。

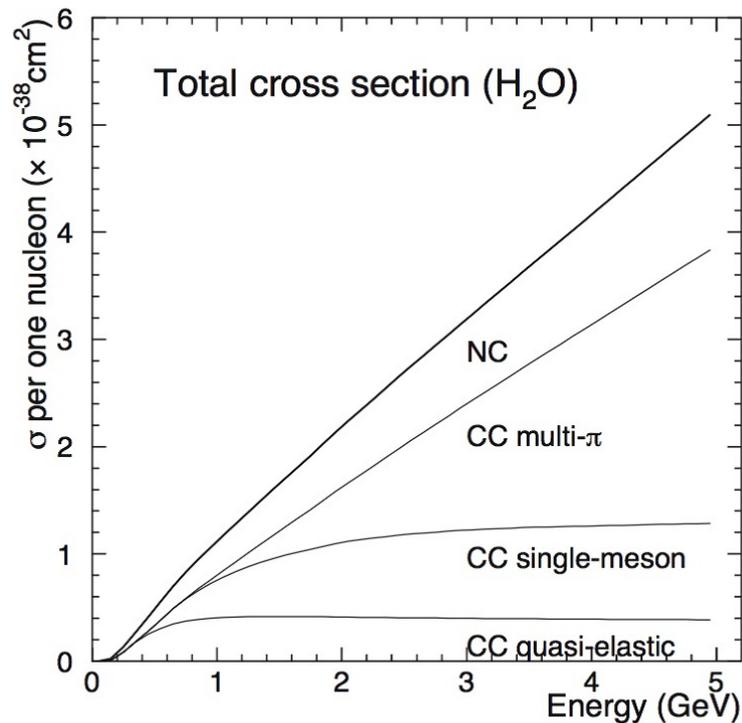


図 4.12 全反応の反応断面積

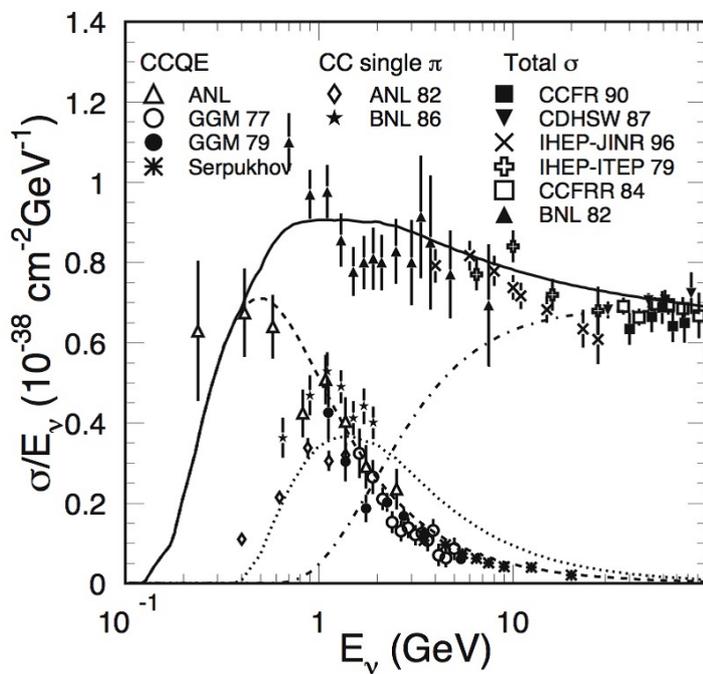


図 4.13 CC 反応の反応断面積 ---:CC-QE, ···:CC-single $\pi$ , - · - · -:CC-DIS

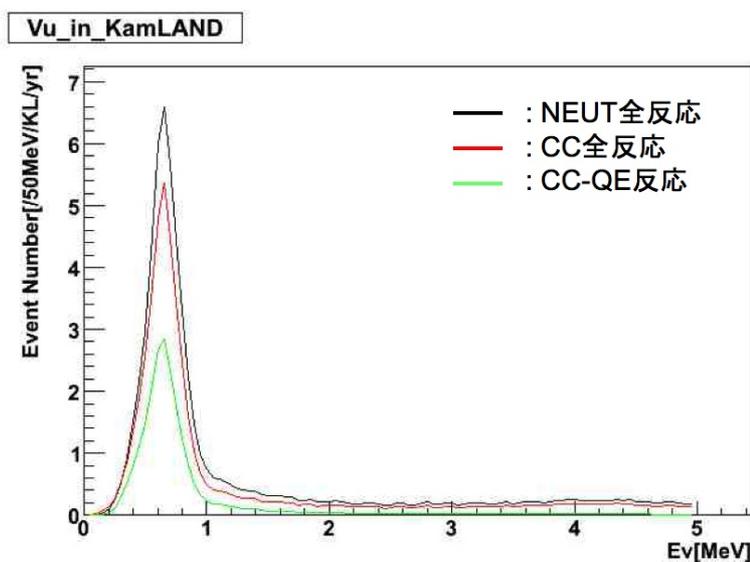


図 4.14 KamLAND での観測が期待される  $\nu_e$  のエネルギー分布図 黒線：全反応，赤線：CC 反応，緑線：CC-QE 反応

### 4.4.1 CC-QE

図??のように、やはり CC-QE が支配的で全反応の約 35 % を占めるが、それでも一年で約 22.1 イベントしか観測できない。しかし、ビームのタイミングが分かっているならば、KamLAND LS においては、中性子は  $^{12}\text{C}$  の中に存在するので、式 (??) の反応は、図??のように遅延同時計数法を用いて識別できる可能性がある。この反応は、 $\nu_\mu$  が出した  $\mu$  を先発信号とし、その 11 ms 後に、 $\beta^+$  崩壊により 17 MeV 以下のエネルギーを持った陽電子の後発信号を観測することによって識別される。実際に、宇宙線ミュオンと、ミュオンによって生成された  $^{12}\text{N}$  の崩壊の遅延同時計数法による測定は為されており、その結果を図??に示す [?].

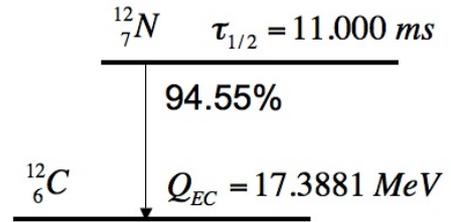
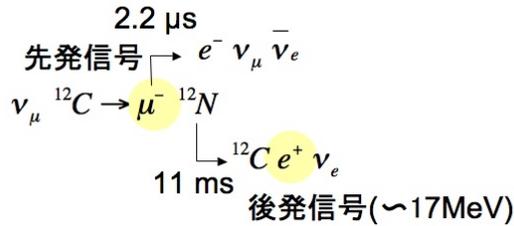


図 4.15 CC-QE 反応の様子

図 4.16  $^{12}\text{N}$  の崩壊系列

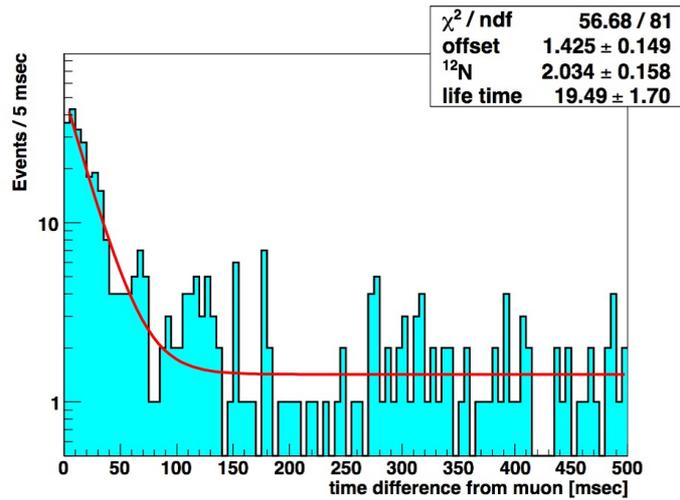


図 4.17  $\mu$  と  $^{12}\text{N}$  のイベント時間相関関係

#### 4.4.2 陽子散乱

SK ではチェレンコフ光を用いて観測を行っているので、エネルギー閾値があり (3.5 節参照), 約 0.8 GeV 以上のニュートリノエネルギーが必要で、陽子散乱反応の約 80 % が観測できないことになる。一方, KamLAND ではエネルギー閾値に関して問題はないが, 反応数が一年で約 4.5 イベントしか期待できないことと, CC-QE イベントのような遅延同時計数を使えないので, 他のイベントと識別できないことより, 陽子散乱反応の判別は難しいと考えられる。

#### 4.4.3 $1\pi$ -Coh

SK は純水  $H_2O$  を標的としているので, 酸素とのコヒーレント反応は観測できるが, 炭素とのコヒーレント反応は KamLAND 特有の反応である。しかし, 前節で見られるように反応断面積は大きい, 標的が原子核であるので核子が標的のものに比べると反応数は少なく, 一年で約 1.9 イベントしかない。また,  $1\pi$ -Res のような  $\pi$  を生成する反応と識別もできないので, この反応も判別は難しいと考える。

### 4.5 コヒーレント散乱反応 Coh-Scat

NEUT シミュレーションで考えた以外の反応では,  $\pi$  を生成しないコヒーレント散乱 ( $\nu N \rightarrow \nu N$ ) がある。標準理論により予測された反応であるが, まだ観測された例はない。コヒーレント散乱は移項運動量  $q$  が原子核の半径の逆数  $1/R$  に比べて小さい時, つまり  $q \leq 1/R$  の時に起こる。

#### 反応断面積

ニュートリノエネルギーが約  $E_\nu < 50 \text{ MeV}$  の時に散乱が干渉し, その反応断面積は  $A^2$  に比例する。移項運動量が大きくなるにつれ, 散乱角が大きくなり干渉が薄れていき, 最終的に  $E_\nu > 200 \text{ MeV}$  の範囲では, 散乱は干渉しなくなり, その反応断面積は  $A$  に比例するようになる [?].

標準模型での原子核コヒーレント散乱の反応断面積 [?]

$$\frac{d\sigma}{dT}(E_\nu, T) = \frac{G_F^2 M}{\pi} \left(1 - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right) [Zg_\nu^p + Ng_\nu^n]^2$$

$$g_\nu^p \simeq \frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_w \quad : \quad \text{ニュートリノと陽子のベクター結合定数}$$

$$g_\nu^n \simeq -\frac{1}{2} \quad : \quad \text{ニュートリノと中性子のベクター結合定数}$$

$E_\nu$ : ニュートリノ入射エネルギー [MeV],  $T$ : ニュートリノ反跳エネルギー [MeV],  $G_F$ : フェルミ定数 ( $G_F^2 m_e / 2\pi = 4.31 \times 10^{-45} [cm^2/MeV]$ ),  $M = 11178 [MeV]$ : 炭素原子質量,  $\theta_w$ : ワインバーグ角 ( $\sin^2 \theta_w \approx 0.22215$ ),  $Z = 6$ : 原子中の陽子数,  $N = 6$ : 原子中の中性子数.

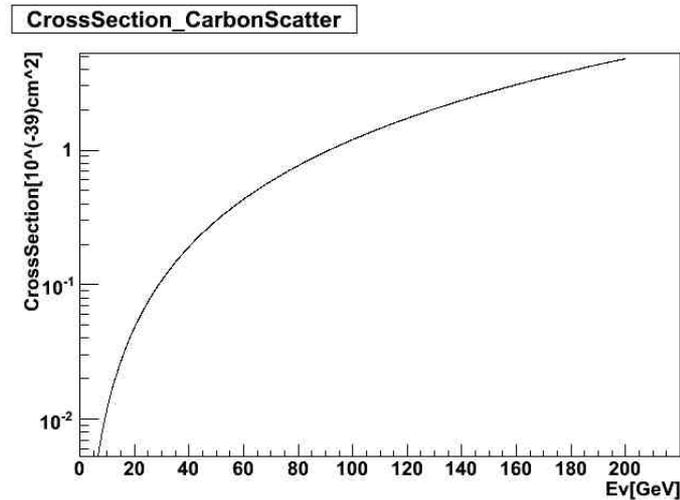


図 4.18 CarbonScatter の反応断面積

ニュートリノエネルギーの範囲が  $E_\nu > 200 MeV$  決められていることもあり, 反応数が一年で約 0.9 イベントと少なく, この反応も観測は難しい.

## 4.6 電子散乱

NEUT で考えられていない反応では他に電子散乱反応がある.

### 4.6.1 ノーマルモード

反応断面積

電子散乱 ( $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ ) の反応断面積は, 式??のように表され, これを電子の運動エネルギーに関して 0 から最大値  $T_{eMax}$  まで積分することで得られる.

$$\frac{d\sigma}{dT_e}(E_\nu, E_e) = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[ 4C_L^2 + 4C_R^2 \left(1 - \frac{E_e - m_e}{E_\nu}\right)^2 + 4C_L C_R \frac{m_e(E_e - m_e)}{E_\nu^2} \right] \quad (4.4)$$

$$C_L = \frac{g_V + g_A}{2} = \begin{cases} \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w & (\text{for } \nu_e) \\ -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w & (\text{for } \nu_\mu, \nu_\tau) \end{cases}$$

$$C_R = \frac{g_V - g_A}{2} = \sin^2 \theta_w$$

$E_\nu$ : ニュートリノ入射エネルギー [MeV],  $E_e$ : 反跳後の電子の全エネルギー [MeV],  
 $T_e$ : 電子の運動エネルギー ( $T_e = E_e - m_e = E_\nu - E'_\nu$ ,  $E'_\nu$ : 反跳後のニュートリノエネルギー),  $G_F$ : フェルミ定数 ( $G_F^2 m_e / 2\pi = 4.31 \times 10^{-45} [\text{cm}^2/\text{MeV}]$ ),  $\theta_w$ : ワインバーグ角 ( $\sin^2 \theta_w \approx 0.22215$ ) [?].

ここで,  $T_e$  は反応前後のエネルギー・運動量保存から次のように表され,  $T_{eMax}$  が求められる.

$$T_e = \frac{(1 - \cos\theta)E_\nu}{m_e + (1 - \cos\theta)E_\nu} E_\nu \quad (4.5)$$

$$T_{eMax} = \frac{E_\nu}{1 + m_e/2E_\nu} \quad (4.6)$$

図??は, この電子散乱の反応断面積をグラフで表したものである.  $\nu_\mu, \nu_\tau$  では中性カレント反応のみしか起こらないが,  $\nu_e$  では荷電・中性カレント反応両方が起こる為, 反応断面積に違いが出る [?].

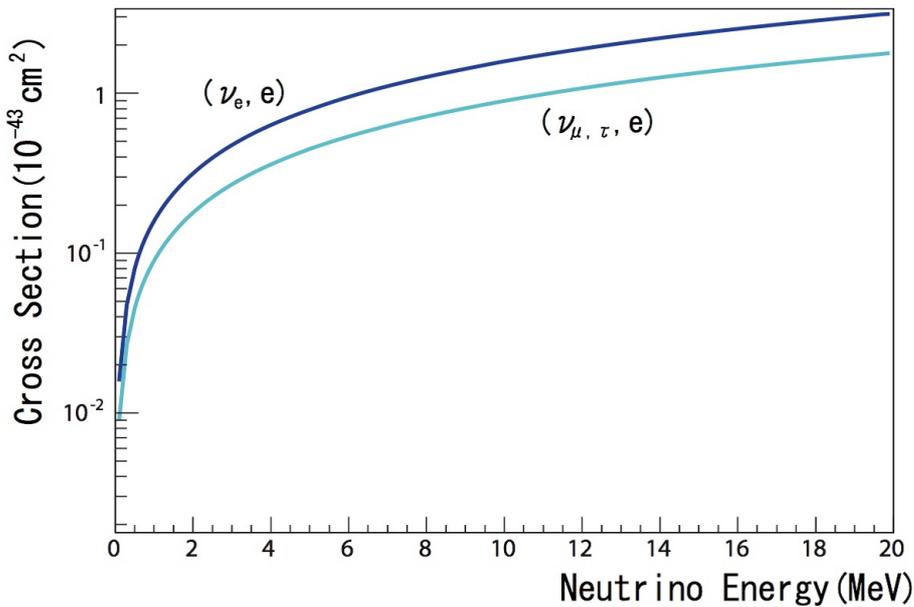


図 4.19 ニュートリノの電子散乱の反応断面積

#### 4.6.2 マグネティックモーメント

ニュートリノは主に弱い相互作用を通して他の物質と反応するが, マグネティックモーメントを持っていれば, 電磁相互作用 ( $\gamma$ ) を通して反応し, その反応は低エネルギー領域で顕著になるであろうと予想されている. ニュートリノの質量  $\nu_l$  は一章で述べたように,

$$\nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i \quad (i = 1, 2, 3, \quad l = e, \mu, \tau)$$

と表されるが、マグネティックモーメントはこの質量固有状態  $\nu_i$  に関連したパラメータで、行列  $\mu_{i,j}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) により表される。この行列は、ディラックニュートリノでは、対角行列 (図??で  $i = j$ )・非対角行列 ( $i \neq j$ ) どちらも許されるが、マヨラナニュートリノでは、対角行列は許されない ( $i \neq j$ )。また、マグネティックモーメントがある場合、反応前後でニュートリノのヘリシティは反転する。

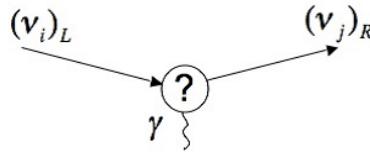


図 4.20 マグネティックモーメントにより電磁相互作用をするニュートリノ

現在マグネティックモーメントの上限値は、

$$\mu_\nu < 0.9 \times 10^{-10} \mu_B (90\% C.L.)$$

とされている [?].  $\mu_B (= e/2m_e = 5.788 \times 10^{-9} [eV/Gauss])$  はボーアマグネトンで、一般にマグネティックモーメントは  $\mu_B$  を単位として表される。マグネティックモーメントを測定することで、未だ解決されていないニュートリノがディラック型であるのか、マヨラナ型であるのかという、ニュートリノ物理学において重要な問題の糸口になる可能性がある。

#### 反応断面積

下式は、マグネティックモーメントをもつ場合に、電子散乱の反応断面積の式 (??) に付け足されるべき項を表している。図??は  $\nu_\mu$  の場合をグラフに表したもので、非常に低エネルギーでしかその違いは観測できないことが分かる。

$$\frac{\pi\alpha^2\mu_\nu^2}{m_e^2} \left[ \frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu} \right] \quad (4.7)$$

図??は、マグネティックモーメントの効果を含めた電子散乱反応でのニュートリノイベント数を、図??はその低エネルギー部分を拡大したものを示している。電子散乱のイベント数は一年で 9.14374 イベント、マグネティックモーメントの効果を含めたものとの差は、全エネルギーに渡っても 0.00009 イベントしかなく、観測は難しいと考えられる。

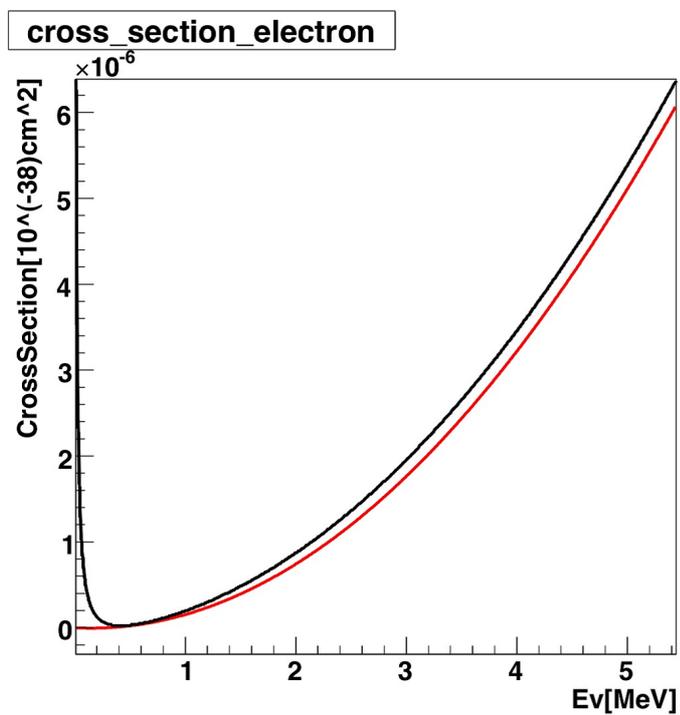


図 4.21 マグネティックモーメントを考慮した電子散乱の反応断面積, 赤線: ノーマルモード, 黒線: マグネティックモーメントモード

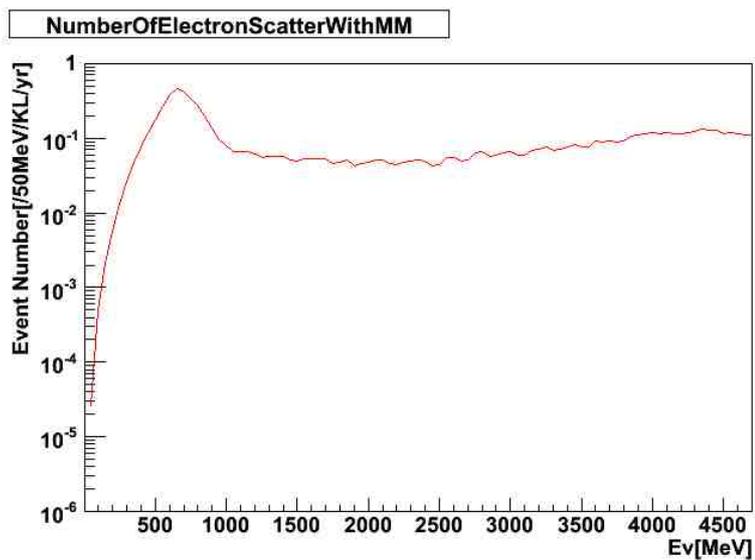


図 4.22 電子散乱反応のエネルギー分布図

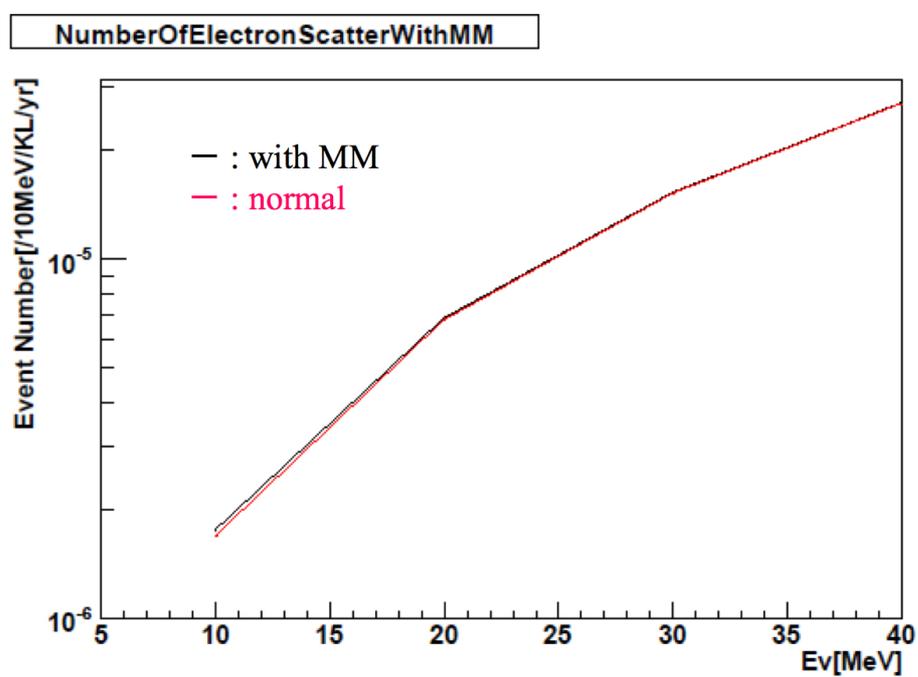


図 4.23 低エネルギーでの電子散乱反応のエネルギー分布図

## 4.7 関連実験

### TEXONO 実験

TEXONO (Taiwan EXperiment On Neutrino) 実験は、原子炉ニュートリノを閾値 100 eV の超低エネルギー検出器 ULEGe (Ultra Low Energy Germanium detector) を用い、ニュートリノのマグネティックモーメントの測定や、ニュートリノと原子核とのコヒーレント散乱反応を観測することなどを目的とした実験である。

### MUNU 実験

MUNU 実験は、低エネルギーでの電子散乱 ( $\bar{\nu}_e e^-$ )、特にニュートリノのマグネティックモーメント  $\mu_\nu$  を調べる目的で、フランスのブジェイ原子炉で行われている実験である。

### MINOS 実験

MINOS 実験は、アメリカのフェルミ国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) で行われている、主に加速器ニュートリノの観測を行う長基線ニュートリノ振動実験である。FNAL にある、ニュートリノビームライン NuMI の下流 730 km の Soudan 鉱山内に設置された Far Detector と FNAL 内にある Near Detector でニュートリノ振動を捉える。MINOS では、加速器ニュートリノだけでなく、大気ニュートリノの観測も行っており、磁場を用いた検出器により、 $\nu_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\mu$  の分離観測に初めて成功した実験でもある。

### MiniBooNE 実験

MiniBooNE 実験は、MINOS 実験の Near Detector として FNAL のニュートリノビームラインの下流 540 m にミネラルオイルを入れた球形の検出器を用いて行われている実験である。

### SciBooNE 実験

SciBooNE 実験は、K2K 実験の前置検出器として用いられていた SciBar 検出器を FNAL のニュートリノビームラインの下流 100 m に移設して行われている、2007 年 6 月に始まった実験である。実験の目的は T2K 実験で観測されるべきニュートリノ振動の精密測定のバックグラウンドである、ニュートリノと原子核の非弾性散乱の反応断面積を高精度で測定することである。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動の精密測定にはその最大のバックグラウンドとなる  $CC - 1\pi$  生成反応の、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動の精密測定には  $NC - 1\pi$  生成反応の詳細な理解が必要となる。しかし、現在用いられているニュートリノ反応断面積のデータベースとなっているものの多くが 70-80 年代に得られたものであり、統計・系統誤差が多い。その為、ニュートリノ・原子核の非弾性散乱を詳しく調べる必要がある。

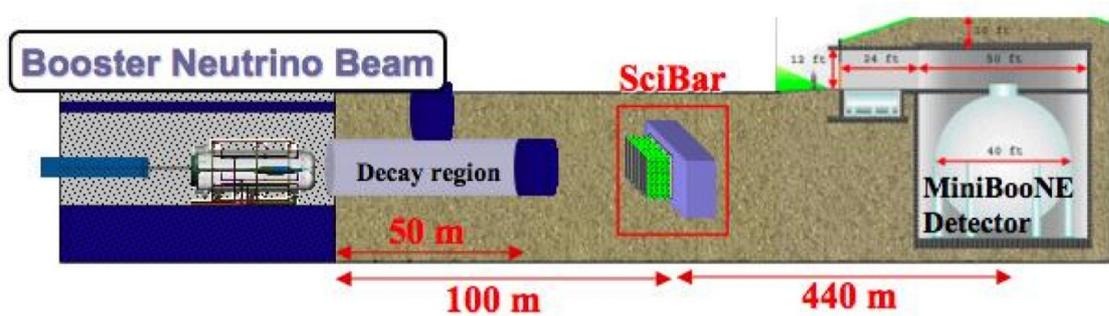


図 4.24 MiniBooNE, SciBooNE 検出器の概要

## 第 5 章

# ビームスピル情報転送

前章で述べたように、T2K ビームによる KamLAND での特別な反応は現段階では見つけられなかったが、今行っている原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノ、太陽ニュートリノなどの観測の妨げにならないように T2K ビームによるニュートリノ反応を識別する必要がある。その為には、ビームのタイミング情報を得ること、さらにそのタイミング情報により、KamLAND に VETO トリガーをかけることをしなければならない。

### 5.1 スピルタイミング

#### 5.1.1 GPS (Global Positioning System), クロック

原研、KamLAND 間で時刻を正確に合わせるために、GPS 衛星からの電波を用いる。GPS 衛星からの信号には、衛星に搭載された原子時計からの時刻のデータが含まれており、その情報を 1 s に一回、原研と KamLAND 両方で受信、原研でのビーム放出の GPS タイムと KamLAND 検出器での反応の GPS タイムを比較し、T2K ビームによる反応かどうかを判定する。T2K 実験では故障などの時の予備として、二種類の独立な GPS 受信機を用いており、各々 TrueTime (TT) 社製のもの、Motrola (Mot) 社製のものが使われている。

GPS は、その信号が正確であるが、1 s に一回しかこないで、1 s 以下の詳細な時刻まで知るため、GPS の信号をクロックと同期させる。クロックとは、発振器によって作られる周期的な信号である。クロックの特徴は、長期的にみると一定方向にずれていく可能性はあるが、その周期が一定であることである。原研では、100 MHz の LTC (Local Time Clock) というクロックを用いて、GPS 信号と 1 s に一回同期させることで 10 ns 単位の精度で時刻を知ることができる。さらに、確認のため、GPS とは独立な超高性能クロック機能を持つルビジウムクロックを用いる。

## 5.2 ビームスピル情報

ビームは、原研から 3.53 s 毎に 5.2  $\mu$ s の幅を持って放出される。それに伴ってビームスピル情報も、同じタイミングで送られる。実際の中身は、表??に示した構造をしており、全部で 156 バイトのバイナリで送られる。

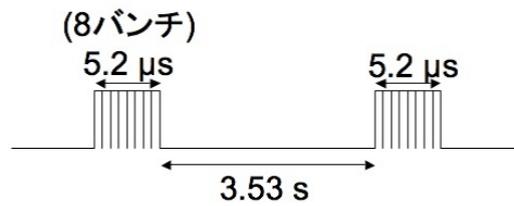


図 5.1 ビーム

struct GPSHEAD KM の中身		
int	run number	ランナンバー
unsigned int	av freq	LTC の平均振動数 (100 MHz)
unsigned int	event number	イベントナンバー
unsigned int	gpstime1[2]	TT の 1PPS GPS 値 (DDDhhmmss)
unsigned int	gpstime2[2]	Mot の 1PPS GPS 値 (YYYYMMDD/hhmmss)
unsigned int	ltcgps[3][2]	TT, Mot, Rub の 1 PPS クロック値
unsigned int	ltctrig[2]	トリガーのクロック値
unsigned int	cputime	CPU の UNIX タイム
unsigned int	unix sec[3]	TT, Mot, Rub の UNIX タイム形式
unsigned int	status	ステータス
struct timespec 32	unix time[3]	TT, Mot, Rub によるビームスピルタイミング
int	diff ns[3]	TT, Mot, Rub の時間差
int	spare[10]	スペア
struct timespec 32 の中身		
unsigned int	tv sec	秒まで表示
unsigned int	tv nsec	ナノ秒まで表示

表 5.1 スピル情報形式

gpstime1[2], gpstime2[2], unix sec[3]

GPS 受信機から、1 s に一回 パルスを出し (1PPS: 1 pulse per seconds)、ビームが放出される直前の 1PPS の GPS 値を UTC で表示する。gpstime1[2] は、TrueTime での、一月一日からの日数と時分秒を、gpstime2[2] は、Motrola での、西暦・月日・時分秒を表示する。unix sec[3] は、TrueTime, Motrola, Rubidium の値を UNIX タイム形式で表示する。

ltcgps[3][2]

GPS の 1PPS を LTC クロックと同期させたときの TrueTime, Motrola のクロック値と、Rubidium クロックの値を表示する。

ltctr[2]

ビームが放出された時の、LTC のクロック値を表示する。

unix time[3]

トリガーのクロック値と 1PPS のクロック値の差を取り、1PPS の GPS 値に足すことで、ビームのスピルタイミングを表示する。ns 単位で表示されるが、クロックは 100 MHz で動いているので、10 ns までの精度である。表示するのは、一つ前のビームのスピルタイミングを計算したものである。

$$\text{unix time} = \text{unix sec} + (\text{ltctr} - \text{ltcgps})$$

diff ns[3]

TrueTime, Motrola, Rubidium のクロック値の差を表示する。上から順番に、*Mot - TT*, *Rub - TT*, *Rub - Mot* である。

## 5.3 転送経路

スピル情報は、原研から SK へ送られてくるが、その際原研内のセキュリティを守る為、一般のネットワークと分け、VPN (Virtual Private Network) を通して SK の PC へ送られる。そして、RFM (Reflective Memory) を用いて SK PC から KamLAND PC へ送り、KamLAND のネットワークへ繋ぐ。図??参照

### 5.3.1 転送に関する PC

**PC[hans]**

原研に設置された PC. ビームのスピル情報と GPS 情報を集める。

↓

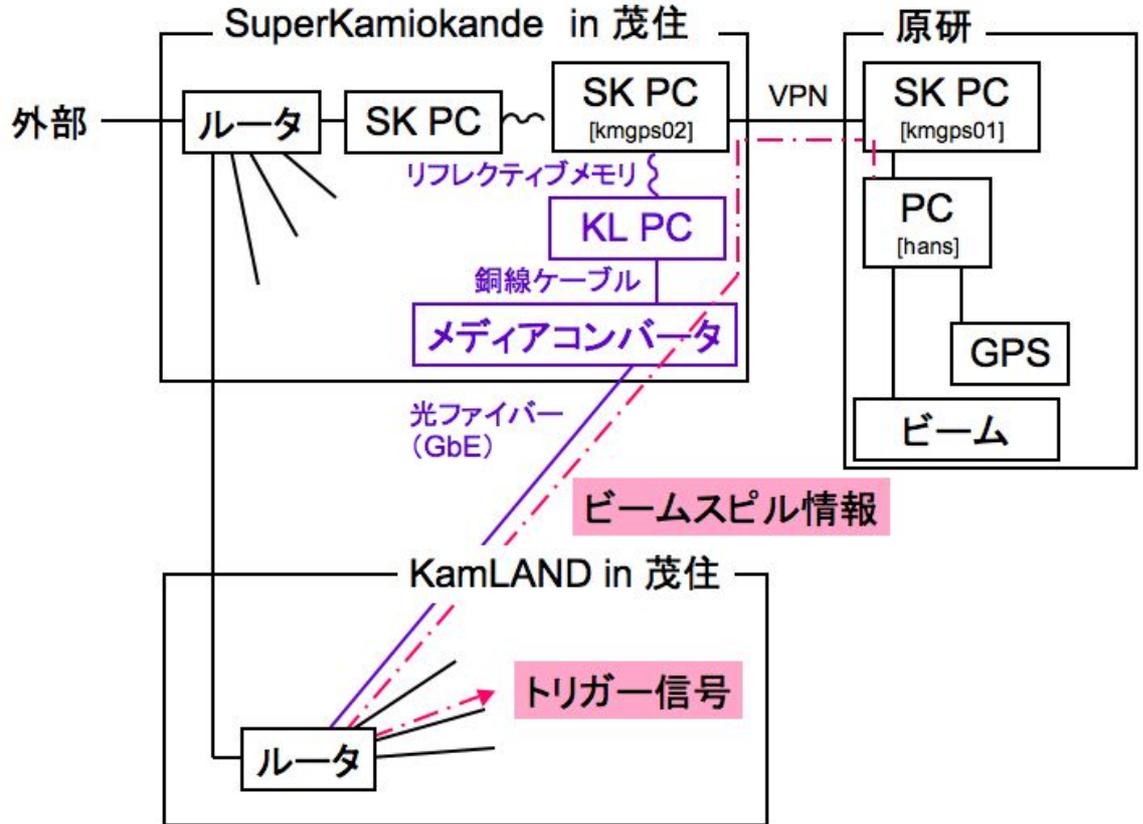


図 5.2 スピル情報転送に關するネットワーク: 紫色が新たに構築した (している) 部分. ピンク色がスピル情報が通る経路.

#### PC[kmgps01]

原研に設置された PC. PC [hans] が集めた情報を神岡に転送する.

↓ VPN in Sinet 経由

#### PC[kmgps02]

SK の研究棟に設置された PC. 原研からの情報を受け取る. RFM が搭載されており, 他の RFM 搭載 PC へ情報を送る.

↓ RFM 経由

#### PC[KamLAND][SK]

SK の研究棟に設置した PC. PC [kmgps02] から情報を受け取り, KamLAND, SK のネットワークに情報を載せる.

### 5.3.2 VPN (Virtual Private Network)

原研からのスパル情報を送る際に、ウイルスの侵入や情報の漏洩など、セキュリティ面において一般のネットワークでは危険なので、その回線を他のネットワークから隔絶する必要がある、その為に VPN を通して情報を送る。

### 5.3.3 リフレクティブメモリ RFM (Reflective Memory)

SK に送られたスパル情報を KamLAND に送る際、KamLAND で計算機の障害が起きた場合などに、SK や原研にその影響を及ぼさないようにする為、リフレクティブメモリを使用した。

RFM は、光ファイバでつないだ PCI bus システム間でメモリを共有するためのインターフェースボードである。一つのボード上のメモリに書き込まれたデータは、瞬時に他のボード上のメモリにコピーされる。CPU はメモリに書くという操作しかせず、特別な処理はしないので、物理的に発生する時間しかかからない。その為、データが更新される遅延時間は、接続したノード数 ( $550nsec/node$ ) とケーブルの長さ ( $5nsec/m$ ) によって確定し、その時間は数  $\mu s$  である。実際の使用法は、図??のようにリング状に 3 つのノードを繋ぎ、ノード 2 のホスト CPU が書き換えられるとすぐ、光ファイバで接続されたノード 3、ノード 1 のメモリが順に書き換えられ、ノード 2 まで戻ってきた時点でファイバ上のパケットが削除される。KEK から SK までを VPN、SK の PC2 台の間をリフレクティブメモリで繋げた転送テストでは、図??のように、99.999% が 1s 以内にデータを取得できている。KamLAND では図??の GE FANUC 製で、東大と同じ型の鉛フリーの RoHS 製品を使った。ボードは 64 bit PCI なので、PC には 64 bit PCI スロット付の WorkStation Precision T5400 を採用し、OS には Fedra 8 を入れた。

また、ボード同士をつなぐ光ファイバは、一方向のみの通信が可能な simplex タイプで、コア径が太く曲げに強く、機器との接続が比較的容易で、安価なマルチモードを選んだ。マルチモードは、シングルモードに比べ、伝送損失が大きく長距離伝送には適さないが、今回は、SK 研究棟の同室内での短距離伝送であるので問題はない。光ファイバはノード間を、送信、受信、送信、受信と接続される。

### 5.3.4 メディアコンバータ

現在、KamLAND の外部との通信には、SK のルータを通してているが、SK の研究棟では、KamLAND の使えるネットワークがないので、SK 研究棟で受け取ったスパル情報を、KamLAND のネットワークに乗せるには、新たに SK と KamLAND を繋ぐ経路が必要である。今回は、KamLAND のルータと SK のルータを繋ぐ光ファイバに予備があったので、その光ファイバを利用した。メディアコンバータとは、異なる伝送媒体(ここでは、光ファ

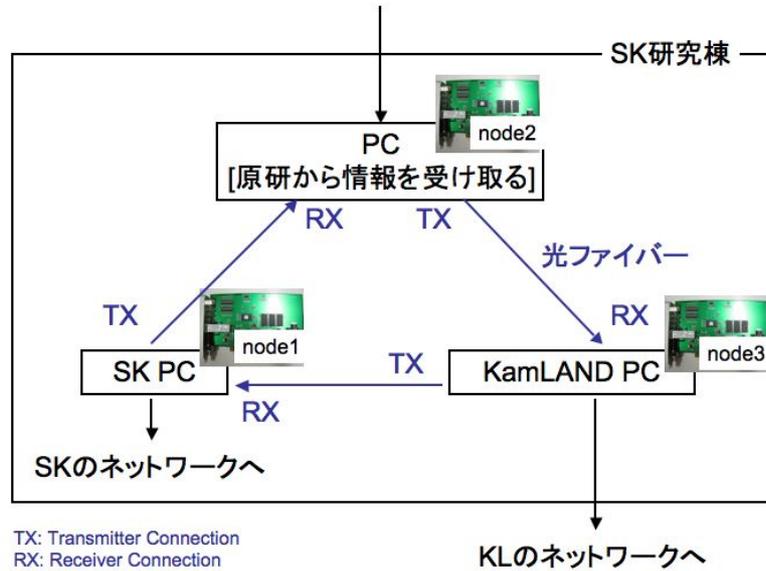


図 5.3 リング状に繋いだ3つのノードのリフレクティブメモリ



図 5.4 Reflective Memory: PCI-5565PIORC-110000 by GE FANUC

イバーと銅線ケーブル) を接続し、信号を相互に変換する装置のことで、二月上旬に取り付け作業をする予定である。規格は、1 GB/s 仕様のギガビットイーサネット (GbE) を使用する。

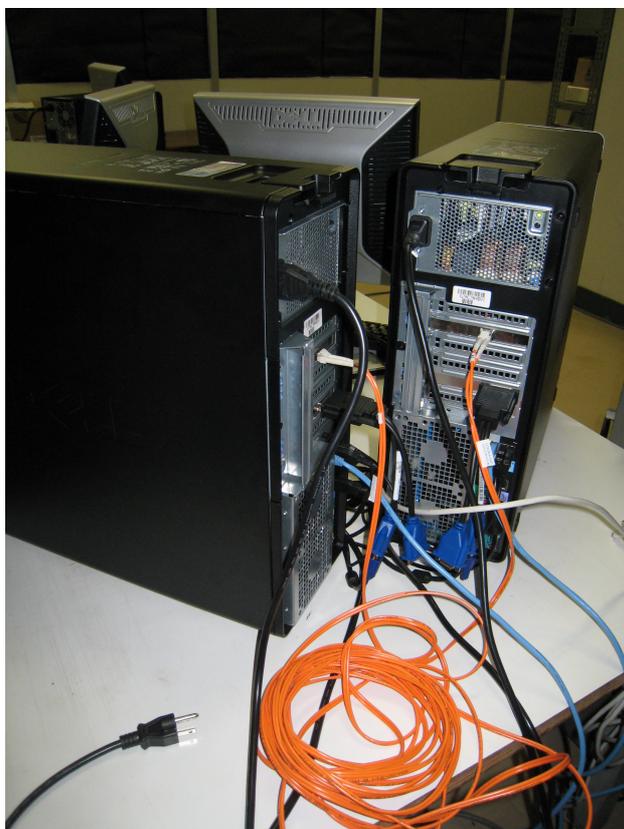


図 5.5 リフレクティブメモリがインストールされた PC と光ファイバー

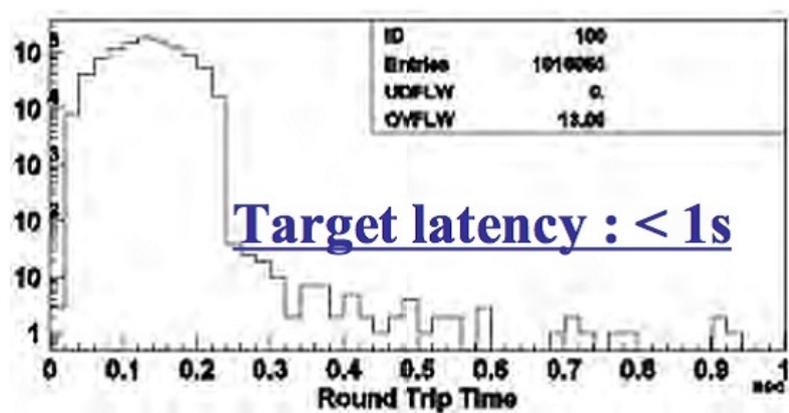


図 5.6 リフレクティブメモリの通信速度

### 5.3.5 スピル情報転送テスト

先に述べた RFM や PC などはずでに SK 研究棟でインストールし、スピル情報転送テストの結果、原研からの擬似データを受信、保存するところまで完了している。

## 5.4 KamLAND のタイムスタンプへの対応

### 5.4.1 KamLAND タイムスタンプ

KamLAND も原研とほぼ同じ原理で反応事象の時刻を記録しているが、原研のクロックは 100MHz、KamLAND のクロックは 40 MHz であるのでその比較をしなければならない。KamLAND のトリガーデータからそのクロック値 (タイムスタンプ) を読み出し、スピル時刻と比較するプログラムは、現在開発中である。

## 第 6 章

# 結論

T2K ニュートリノビームはその高いエネルギーの為、LS 中で様々な反応を引き起こす。誘発される反応として、ニュートリノ反応シミュレーション NEUT のスケールにより、準弾性反応 ( $CC - QE$ )、弾性反応 ( $NC - Ela$ )、 $1\pi$  共鳴反応 ( $1\pi\text{-Res}$ )、深非弾性反応 ( $DIS$ )、 $1\pi$  コヒーレント反応 ( $1\pi\text{-Coh}$ ) を、また、NEUT による反応の他に、コヒーレント散乱反応、電子散乱反応も考えた。その結果を表??に示す。

反応	反応数 (events/KL/year)	特徴
NEUT による全反応	63	
CC-QE ( $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ )	22	遅延同時係数法により識別可能であるが SK でも観測可能
陽子散乱 ( $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p$ )	4.5	エネルギー閾値により SK での観測困難
$1\pi$ -Coh ( $\nu_\mu^{12}C \rightarrow l^{12}C\pi$ )	1.9	SK で起こらない
コヒーレント散乱 ( $\nu_\mu^{12}C \rightarrow \nu_\mu^{12}C$ )	0.9	SK で起こらない
電子散乱 ( $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ )	差 = 0.00009	マグネティックモーメントの測定

表 6.1 T2K ビームによる反応

表??より、T2K ビームによる KamLAND 特有のニュートリノ反応はあるが、その反応数が圧倒的に少なく、新たな物理現象を見つけることは難しい。しかし、現在行われているニュートリノ観測のバックグラウンドにはなると考えられるので、KamLAND のトリガーに VETO 信号をかける必要がある。その為に、SK から KamLAND に情報を送る経路を確立し、ビームのスピン情報を得ることができた。

今後の課題は、T2K のスピン時刻と KamLAND イベントのタイムスタンプの比較をできるように、対応づけることである。



## 参考文献

- [1] K.Abe, et al. "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos" arXiv:hep-ex/9807003v2 31 Aug 1998
- [2] H.Sekiya "Recent Results from Super-Kamiokande" arXiv:0810.0595v2 [astro-ph] 6 Oct 2008
- [3] Koichi Ichimura "Recent Results from KamLAND" arXiv:0810.3448v1 [hep-ex] 20 Oct 2008
- [4] 阪大講義録 <http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/naga/kogi/kogi-contents.html>

### T2K

- [5] J-PARC ホームページ, <http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>
- [6] Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal
- [7] SHIMPEI YAMAMOTO "SEARCH FOR  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  OSCILLATION IN A LONG - BASE-LINE ACCELERATOR EXPERIMENT" DOCTOR OF PHILOSOPHY, KYOTO UNIVERSITY(2006)
- [8] 平出 克樹 "J-PARC ニュートリノ振動実験のための Off-axis 前置検出器の基本設計および APD 読み出し系の開発" 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2005)

### NEUT

- [9] Y.Hayato "NEUT" Nucl.Phys.B - Proceedings Supplements Vol.112, Issue 1-3 (2002) 171-176

### (準) 弾性散乱

- [10] C.H.Llewellyn Smith "Neutrino reaction at accelerator energies" Phys.Rept. Vol.3, Issue 5 (1972) 261-379
- [11] K.Abe, et al. "Precise Determination of  $\sin^2\theta_w$  from Measurements of the Differential Cross Sections for  $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p$  and  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \bar{\nu}_\mu p$ " Phys.Rev.Lett.56 (1986) 1107-1111
- [12] 市村晃一 "KamLAND 実験におけるニュートリノ振動パラメータの精密測定" 博士論文, 東北大学大学院理学研究科 (2007)

## 共鳴

- [13] D.Rein, L.M.Sehgal "Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production" *Annals of Physics* Vol.133, Issue 1 (1981) 79-153

## 深非弾性散乱

- [14] M.Gluck, E.Reya, and A.Vogt "Parton distributions for high energy collisions" *ZEITSCHRIFT FUR PHYSIK C* Vol.53, No.1 (1991) 127-134
- [15] M.Gluck, E.Reya, and A.Vogt "Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics" Vol.67 No.3 (1995) 433-447
- [16] P.Musset and J.P.Vialle "NEUTRINO PHYSICS WITH GARGAMELLE" *Phys.Rept.* Vol.39, Issue 1 (1978) 1-130

## コヒーレント

- [17] KEK ホームページ <http://www.kek.jp/ja/index.html>
- [18] Dieter REIN, Labit M.SEHGAL "COHERENT  $\pi^0$  PRODUCTION IN NEUTRINO REACTIONS" *Nucl.Phys.B*223 (1983) 29-44
- [19] FELIX BOEHM & PETR VOGEL "PHYSOCS OF MASSIVE NEUTRINOS"
- [20] J.Barranco "Coherent  $\nu - N$  scattering and the search for physics beyond the standard model" arXiv:0808.0071v1 [hep-ph] Aug 2008

## 電子散乱

- [21] SK ホームページ <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>
- [22] Z.Daraktchieva, et al. "Limits on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment" arXiv:hep-ex/0304011v2 9 May 2003
- [23] Z.Daraktchieva, et al. "Final results on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment" arXiv:hep-ex/0502037v2 6 May 2005
- [24] H.T.Wong, et al. "Search of Neutrino Magnetic Moments with a High-Purity Germanium Detector at the Kuo-Sheng Nuclear Power Station" arXiv:hep-ex/0605006v3 14 Nov 2006

## 第7章

# 謝辞

これまで本論文をまとめるにあたり、研究室のスタッフの方には色々とお世話になりました。井上先生には研究テーマを替えたいと相談した際に親身に相談にのって頂き、その後もそのテーマについて指導して頂きました。白井さんには KamLAND のポスターを書く際や、修論発表練習の時などに色々とお指示を頂きました。三井さんには SCITIC 実験のときにはお世話になりました。古賀さんと健吾さんには、神岡での生活のアドバイスを頂いたり、坑内トレーニングなどでお世話になりました。岸本さんには神岡の作業について色々とおアドバイスを頂きました。吉田さんにはクエンチングなどについて教えて頂きましたし、美味しいお店にもたくさん連れて行って頂きました。丸藤さんには私の質問にいつも優しく答えて頂き、勉強になりました。清水さんには T2K 実験用の PC を買う際にお世話になりました。玉江さんにはネットワークや PC の扱いで困ったときにはいつもお世話になりました。三四郎さんには T2K 実験の際に必要な計算機やプログラミングの知識を教えて頂きました。池田さんにはいつも質問を聞いて頂いたり、プログラムを手伝って頂いたり、担任の先生のようにお世話になりました。皆様、本当に有難うございました。

また、ドクターの恭平さんや百合さんには、液シンのバブリング方法やシフトにおける知識などを教えて頂きました。岐部さんにはシフトトレーニングをして頂いたり、SCITIC 実験の進め方などアドバイスを頂きました。嶺川さんには液シンの密度計の使い方など教えて頂きました。さらに、同期の森本さん、佐々木君、草野君、伊藤君、太田君、竹本君、渡辺さん、寺島さん、阿部君、米沢君、天文の有紀さん、後輩の永井君、永君、森川君、田所君、江里ちゃんは、精神面などで大変支えになりました。その他、事務の方はじめ、技官の方、他グループの方など、本当に今まで有難うございました。最後に、私の家族、友達、サークルの仲間の支えがなければ、この論文は完成しなかったと思います。本当に有難うございました。