

修士論文

電子型反ニュートリノの方向検出へ向けた開発研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

阿部 真悟

平成 20 年

概要

逆崩壊反応による電子型反ニュートリノのシンチレーション光検出は低エネルギー領域の観測において優れた感度を有しているが、従来の検出手法では反ニュートリノの方向情報は失われてしまっていた。しかし、入射ニュートリノの飛来方向の情報は反応が起きた時点では失われておらず、検出手法の改良によって方向検出の可能性があることがわかった。本研究では ${}^6\text{Li}$ 含有シンチレータとイメージング検出の組み合わせによる電子型反ニュートリノの方向検出の可能性を探りその実際的な検出法を開発実現させることを目的としている。

光学系による像検出では従来の光検出器と比較して有効径への制限が厳しく、ターゲットサイズを十分に確保した場合、検出器一つあたりへの入射光は1光子レベルに相当すると予測される。そこで撮像系には1光電子相当の信号から位置情報の取得を行う(フォトンイメージング)能力が要求される。そこで、暗室内に小型テストベンチを作製し、光学レンズとLL+CCDカメラを組み合わせた検出器で ${}^{60}\text{Co}$ 線源によるMeV以下の領域での点事象の検出を行い、フォトンイメージングの検証を行った。

また、実際に電子型反ニュートリノの方向検出の検証を行うために、原子炉近傍に設置することを目指したプロトタイプ検出器の基本設計を行った。さらにMCシミュレーションによってプロトタイプ検出器のイメージングによる方向検出への性能評価を行った。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノ振動	1
1.1.2	ニュートリノ振動パラメータへの制限	3
1.2	電子型反ニュートリノの検出	5
1.2.1	逆崩壊の反応断面積	6
1.2.2	原子炉ニュートリノ	7
1.2.3	地球ニュートリノ	8
1.2.4	超新星ニュートリノ	9
第 2 章	電子型反ニュートリノの方向検出	10
2.1	方向検出の有用性	10
2.2	方向検出原理	12
2.2.1	ニュートリノの飛来方向情報	12
2.2.2	逆崩壊における放出粒子の方向分布	13
2.2.3	方向検出の条件	15
2.2.4	シンチレータ	16
2.2.5	反応点の検出法	17
2.3	方向検出に関する実験	18
2.3.1	CHOOZ 実験	18
2.3.2	EARTH 実験	18
第 3 章	大規模検出器への導入法	20
3.1	KamLAND 検出器の構造	20
3.1.1	発光	22
3.1.2	媒質の光学特性	24
3.2	シンチレータ	25
3.2.1	${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータの開発	25
3.3	光学系	26
3.3.1	光学系への要請	26
3.4	撮像系	27
第 4 章	小型テストベンチによる撮像テスト	29
4.1	実験装置	29
4.1.1	DAQ 回路	31
4.1.2	液体シンチレータ	32
4.1.3	I.I.-CCD	33

4.1.4	光学系	35
4.1.5	光収集率の見積もり	37
4.1.6	PMT のエネルギー校正	38
4.2	測定結果	39
4.2.1	輝点捜査のアルゴリズム	41
4.2.2	ランダムトリガーによるイメージ	41
4.2.3	輝点位置と PMT の光量比の相関	42
4.3	期待される改良点	42
第 5 章	プロトタイプ検出器の設計	43
5.1	目的	43
5.2	方向検出の方法	43
5.3	検出器の基本設計	44
5.3.1	ターゲットの規模とイベント数の予測	44
5.3.2	液体シンチレータ	47
5.3.3	光学系	47
5.3.4	撮像系	49
5.4	MC シミュレーション	54
5.4.1	event list の作製	54
5.4.2	Geant4 による中性子の追跡シミュレーション	55
5.4.3	事象位置の再構成	55
5.4.4	結果	57
5.5	課題	59
第 6 章	結論と課題	60

目次

1.1	KamLAND 実験による振動パラメータへの制限	3
1.2	様々なニュートリノ振動実験による振動パラメータへの制限	4
1.3	純粋な有機シンチレータ中での逆崩壊反応	5
1.4	逆崩壊反応における全微分反応断面積	6
1.5	KamLAND による原子炉ニュートリノの生存確率の L/E の分布	8
1.6	KamLAND で観測された地球ニュートリノのエネルギー分布	9
2.1	KamLAND における反ニュートリノ事象のエネルギー分布	11
2.2	KamLAND から原子炉への距離分布	11
2.3	地球ニュートリノの角度分布	11
2.4	逆崩壊反応における放出陽電子の角度分布	13
2.5	逆崩壊反応における陽電子と中性子の反跳角相関	14
2.6	逆崩壊反応における放出中性子の角度分布	14
2.7	中性子吸収剤 (^6Li) 含有シンチレータ中での逆崩壊反応	15
2.8	吸収剤による中性子捕獲反応点の方向分布	17
2.9	SCITIC(Scintillating Track Image Camera) の概念図	17
2.10	セル型検出器の概念図	18
2.11	CHOOZ 検出器の位置再現性	19
2.12	CHOOZ 実験で得られた中性子方向分布	19
3.1	KamLAND 検出器中心部の構造	21
3.2	バルーンフィルムの光透過率	22
3.3	KamLAND シンチレータの発光スペクトル	23
3.4	KamLAND シンチレータ 9cm 厚の光透過率	23
3.5	KamLAND PMT(バイアルカリ光電面) の量子効率 (Q.E)	24
3.6	液体シンチレータとバッファオイルの屈折率	25
3.7	ポリオキシエチレン (10) ノニルフェニルエーテル (C_9H_{19})	25
3.8	光学系への要請	26
3.9	^6Li 捕獲時の中性子の反ニュートリノ方向に対する変位	27
3.10	静電収束型 I.I.	28
3.11	MCP 型 I.I.	28
4.1	実験装置の概要	29
4.2	コンプトン散乱の概念図	30
4.3	^{60}Co の崩壊過程	30
4.4	実験装置	31
4.5	DAQ 回路の概要	31

4.6	bis-MSB と PPO の発光波長	32
4.7	紫外光透過アクリル容器	33
4.8	I.I. の概要	33
4.9	入射窓素材の分光透過率	34
4.10	実験に用いたアクロマティックレンズ	35
4.11	光学系の概要および収差の分布	36
4.12	左右の PMT のエネルギー校正	38
4.13	左右の PMT の相関	38
4.14	観測した点事象のイメージ (2×2binng)	40
4.15	Binning による輝点の pixel 化	41
4.16	輝点の水平位置と PMT の光量比の相関	42
5.1	イメージングによる中性子放出方向観測の概念	44
5.2	テストベンチの概略	45
5.3	プロトタイプ検出器と KamLAND のスケール比較	46
5.4	シミュレーション用に設計したレンズ	48
5.5	発光点位置による光収集率	49
5.6	イメージ上の収差分布	50
5.7	バイアルカリ受光面の量子効率	52
5.8	高速連続読み出しのタイミングチャート	53
5.9	原子炉反ニュートリノの測定エネルギー分布	54
5.10	放出中性子の角度と運動エネルギーの分布	55
5.11	各検出器での像の取得	56
5.12	三次元座標の再構成	56
5.13	再構成前の中性子の方向分布	57
5.14	再構成された中性子の方向分布	58
5.15	再構成された中性子のニュートリノ方向に対する変移	58
5.16	シンチレータ 2 層構造の概念図	59

表 目 次

1.1	原子炉ニュートリノ振動実験の条件	7
2.1	中性子吸収剤の中性子捕獲断面積と反応	16
3.1	KamLAND シンチレータの成分	21
3.2	バッファオイルの成分	21
3.3	KamLAND シンチレータの発光特性	22
3.4	光媒質の光学特性	24
3.5	Li 含有液体シンチレータ試作品の組成	26
4.1	実験に用いた液体シンチレータの成分	32
4.2	I.I. の特性	34
4.3	実験に用いたレンズの性能	35
4.4	トリガー毎の輝点数	41
5.1	プロトタイプ検出器と KamLAND のスケール比較	46
5.2	プロトタイプ検出器用シンチレータの仮想性能	47
5.3	改造 CCD の高速読み出しモードの仕様	49
5.4	Geant4 シミュレータによる中性子捕獲反応数	55
5.5	エネルギーごとの検出効率と角度分解能	59

第1章 序論

ニュートリノはその存在がパウリに予言されて以来 70 年以上の研究が続けられてきたが、その性質については長い間謎に包まれてきた。しかし近年のニュートリノ観測実験の発展によりその性質は高い確度で明らかとなってきている。さらにニュートリノ観測にはニュートリノそのものをプローブとして恒星進化のモデルや地球の内部構造を探るニュートリノ天文学にニュートリノ地球物理学、また原子炉の非破壊診断への応用など様々な期待が寄せられている。本研究はシンチレーション光を用いた低エネルギー領域のニュートリノに対する方向検出の可能性を探り、その実現性を示すことを目的としている。

第 1 章ではニュートリノ、特に電子型反ニュートリノの観測に対する物理的背景について述べる。第 2 章では電子型反ニュートリノの方向検出の原理とその意義について述べる。第 3 章では KamLAND 検出器を例に大型検出器への方向検出の導入手法とその是非について述べる。第 4 章では低エネルギー点事象に対する光学撮像系によるイメージング検出の検証について述べる。第 5 章では原子炉反ニュートリノの方向検出へ向けたプロトタイプ検出器の設計とモンテカルロシミュレーションによる性能評価を行う。最後の第 6 章にまとめと今後の展望を以って締めくくる。

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは弱い相互作用をする非荷電レプトンであり、3つの世代によって電子型 (ν_e)、ミュー型 (ν_μ)、タウ型 (ν_τ) のフレーバーに分類される。ニュートリノの存在は 1930 年、パウリによって崩壊でのエネルギー保存則と角運動量保存則を成立させるために提唱された。その後数年の間にその質量が電子質量に比べて極めて小さいこと、弱い相互作用にのみ関与するため反応確率が電磁相互作用のそれに比べて極めて小さいことが確認された。その後フェルミにより「ニュートリノ」の名前が与えられ、弱い相互作用の理論の確立とともに素粒子の一種として迎え入れられた。素粒子標準模型においてはその質量は 0 とされてきたが、その論理的根拠は存在しなかった。近年の研究によりニュートリノが世代を超えた混合によってフレーバーが変移する振動現象が確認され、ニュートリノが質量を持つことが明らかとなった。

1.1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノに質量がある場合、フレーバーの固有状態と同様に 3 種類の質量固有状態が存在することになる。ニュートリノ振動とはこれらの 2 つの固有状態が一致せず、ニュートリノの種類間に遷移が起こる現象である。フレーバーの固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)、質量の固有状態を $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) とするとレプトン混合を表す MNS 行列 (Maki-Nakagawa-Sakata matrix) より、次のように書ける。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

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

ここで、 $s_{ij}=\sin\theta_{ij}$ 、 $c_{ij}=\cos\theta_{ij}$ であり θ はフレーバーの固有状態と質量の固有状態の混合角である。 δ は CP の破れを表す。

ν_i の静止系での状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展をシュレディンガー方程式より求めると、

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-im_i\tau_i} \quad (1.3)$$

ここで τ_i は ν_i の静止系での時間であり、 m_i は ν_i の質量である。これを実験室系での時間 t 、および距離 L を用いて変換すると、

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it-p_iL)} \quad (1.4)$$

となる。ここで E_i および p_i は実験室系での ν_i のエネルギーおよび運動量を表す。ニュートリノの速度を光速 c と近似すると、 $t = L/c$ となり、式 (1.4) は、

$$e^{-i(E_it-p_iL)} = e^{-i(E_i-p_i)L} \quad (1.5)$$

となる。 $m_i \ll p$ のような場合、

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{p^2 + m_i^2} \\ &\simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \\ &\simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \end{aligned} \quad (1.6)$$

と書くことができるので、式 (1.5) は、

$$e^{-i(E_it-p_iL)} = e^{-i(m_i^2/2E)L} \quad (1.7)$$

となる。式 (1.7) を式 (1.1) に代入すると、距離 L での時間発展は、

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(L)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_\beta \left[\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} \right] |\nu_\beta(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

したがって、はじめ ν_α であったものが、距離 L 飛んだ後に ν_β になっている確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、 $|\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(L) \rangle|^2$ と表せ、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} \\ &\quad - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2[1.27\Delta m_{ij}^2(L/E)] \\ &\quad \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2[2.54\Delta m_{ij}^2(L/E)] \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。ここで、 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ であり、 $\hbar c \approx 197$ [MeV·fm] を用いて、

$$\Delta m_{ij}^2(L/4E) = 1.27\Delta m_{ij}^2[\text{eV}^2] \frac{L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \quad (1.10)$$

を用いた。

簡単のためにフレーバーを ν_e と ν_μ の 2 世代のみとしてニュートリノ振動を考えると式 (1.2) は

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

と書くことができ、 $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ として式 (1.9) に代入すると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \quad (1.12)$$

となり、これがニュートリノ振動を表す式となる。

1.1.2 ニュートリノ振動パラメータへの制限

式 (1.12) を見てわかるように、ニュートリノ振動によるフレーバーの遷移確立は固有状態の混合角 θ と質量の二乗差 Δm^2 に依存する。よって、ニュートリノ振動実験では予測される事象数と検出事象数の差から遷移確率を見積もり、各ニュートリノ振動パラメータを測定することを目的としている。

図 (1.1) に KamLAND 実験によって得られた 2 世代間のニュートリノ振動パラメータへの制限を、図 (1.2) にこれまでの様々な実験によって与えられた 2 世代間のニュートリノ振動パラメータへの制限を示す。その最適値は $\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} [\text{eV}^2]$ 、 $\tan^2 \theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07}$ と求まっている。

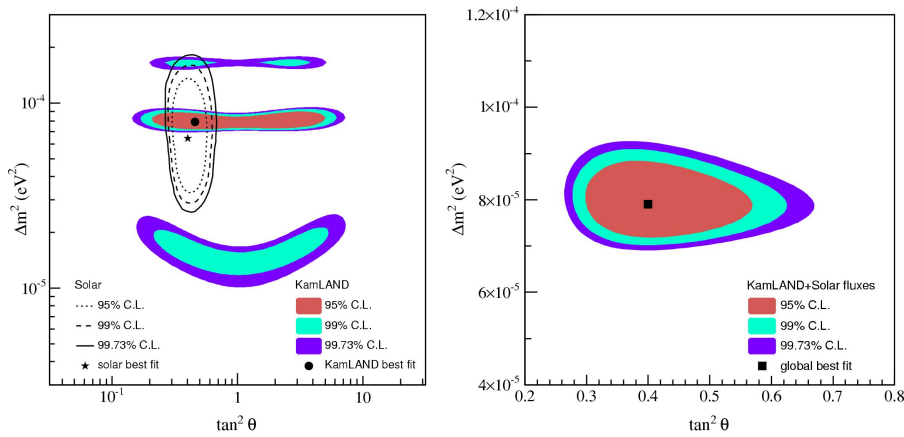


図 1.1: KamLAND 実験による振動パラメータへの制限

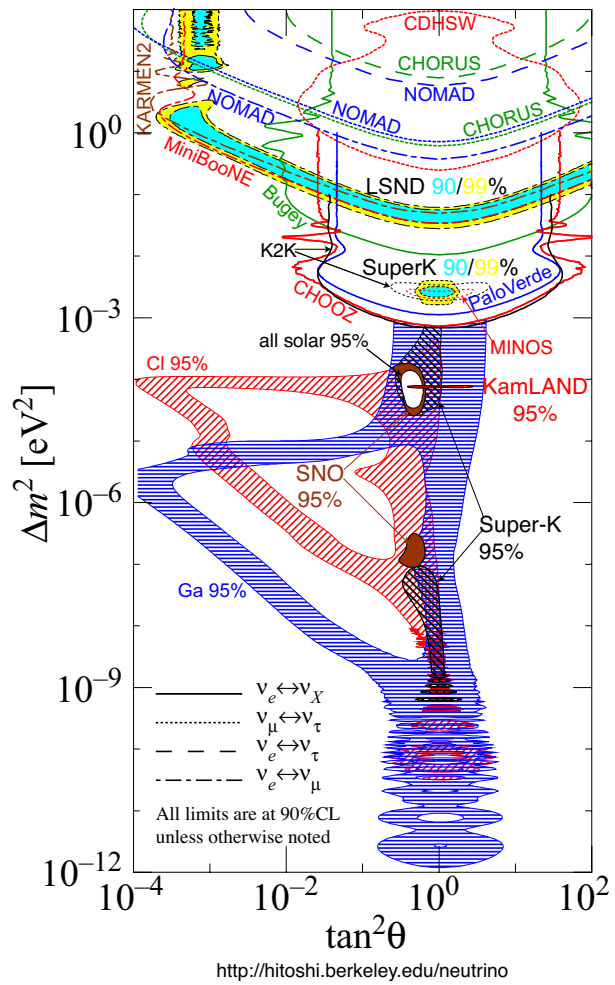


図 1.2: 様々なニュートリノ振動実験による振動パラメータへの制限

1.2 電子型反ニュートリノの検出

シンチレーション光を利用した電子型反ニュートリノの検出は低エネルギー領域の観測において優れた感度を有しており、この検出法の発展によってチェレンコフ光検出では不可能だった原子炉反ニュートリノや地球内部由来の地球ニュートリノの観測が可能となった。

電子型反ニュートリノはシンチレータ中の陽子との逆崩壊反応

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.13)$$

によって検出される (図 1.3)。この反応に求められる反ニュートリノのエネルギーの閾値 E_{thre} は中性子、陽電子、陽子の質量をそれぞれ m_n 、 m_e 、 m_p として

$$E_{thre} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (1.14)$$

である。この逆崩壊反応によって生成される陽電子と中性子は時間差を持ってそれぞれシンチレーション光による信号を成す。

まず、陽電子は生成後即座にエネルギーを放出し、電子と対消滅を起こして2本の0.5MeVのエネルギーを持つ光子を発生する。これらの光子は互いに逆方向に10cm程度飛行した後にコンプトン効果や光電効果を繰り返してエネルギーを放出する。これらの陽電子と2本の光子が放出したエネルギーがシンチレーション光となり先発信号 (prompt signal) を形成する。

次に、中性子はシンチレータ中で弾性散乱を繰り返してから何らかの原子核に吸収される。これによって放出される光子、或いは荷電粒子がシンチレーション光を成すことで後発信号 (delayed signal) が形成される。

これら二種類の信号を時間差を利用して捕らえることによって精度よく反ニュートリノの検出を行うことができる。この検出法を遅延同時計測 (delayed coincidence) という。

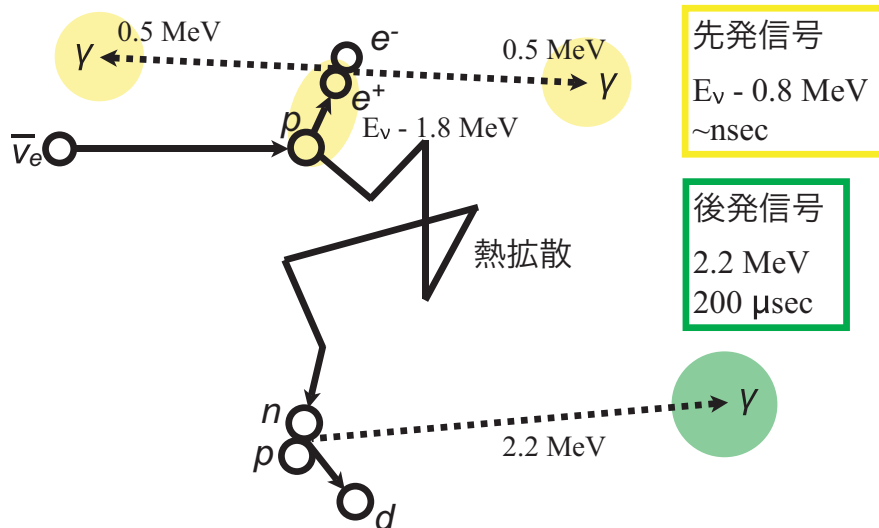


図 1.3: 純粋な有機シンチレータ中での逆崩壊反応

1.2.1 逆 崩壊の反応断面積

電子型反ニュートリノの逆 崩壊反応における微分反応断面積は式 (1.15) のように表すことができる。[2]。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta_e}\right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} \left[(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)} \cos\theta_e \right] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{\Gamma}{M} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (1.15)$$

ここで $E_e^{(i)}$ 、 $p_e^{(i)}$ 、 $v_e^{(i)}$ はそれぞれ陽電子のエネルギー、運動量、速度の第 i 次近似を表しており

$$\begin{aligned} E_e^{(0)} &= E_{\bar{\nu}_e} - \Delta \quad (\Delta = m_n - m_p) \\ E_e^{(1)} &= E_e^{(0)} \left[1 - \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{m} (1 - v_e^{(0)} \cos\theta_e) \right] - \frac{y^2}{M} \\ p_e^{(i)} &= \sqrt{(E_e^{(i)})^2 - m_e^2} \\ v_e^{(i)} &= p_e^{(i)} / E_e^{(i)} \end{aligned}$$

である。f と g はそれぞれベクトル結合定数、軸性ベクトル結合定数で $f = 1.0$ 、 $g = 1.26$ である。 σ_0 は内部輻射補正を含む規格化定数で式 (1.16) の様になる。

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_c}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R) \quad (1.16)$$

ここで $\Delta_{inner}^R \simeq 0.024$ 、 $\theta_c = 0.974$ である。また M は平均核子質量 (938.9MeV) であり Γ は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \Gamma = & 2(f + f_2)g \left[(2E_e^{(0)} + \Delta)(1 - v_e^{(0)} \cos\theta_e - \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}}) \right] \quad (f_2 = 3.706) \\ & + (f^2 + g^2) \left[\Delta(1 - v_e^{(0)} \cos\theta_e) + \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] \\ & + (f^2 + 3g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{\cos\theta_e}{v_e^{(0)}} - \Delta \right) \right] \\ & + (f^2 - g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{\cos\theta_e}{v_e^{(0)}} - \Delta \right) \right] v_e^{(0)} \cos\theta_e \end{aligned}$$

これらを用いて全反応断面積 σ_{tot} を求めると、断面積のエネルギー分布は図 (1.4) のようになる。

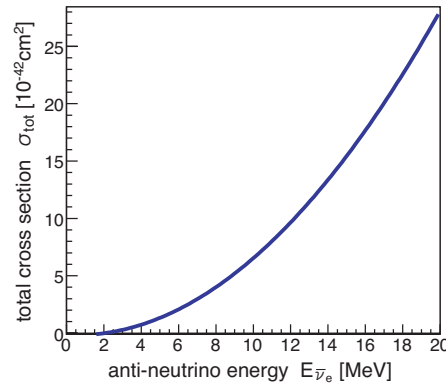
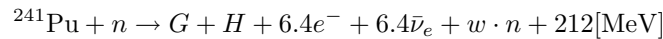
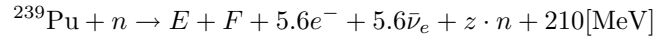
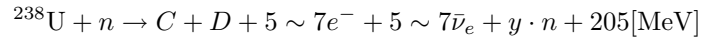
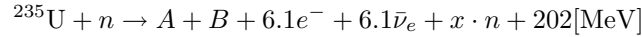


図 1.4: 逆 崩壊反応における全微分反応断面積

1.2.2 原子炉ニュートリノ

原子炉ニュートリノは原子炉において、ウランから始まる一連の原子核崩壊現象によって生成される。その中で反ニュートリノのフラックスに寄与する原子核の崩壊は4種類のみで、 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu である。これらの崩壊過程を以下に示す。



原子炉の燃料となるウラン、プルトニウム等の構成物質の割合は時間とともに変化するが、この時間変化は計算により求めることができる。原子炉の運行状況をより崩壊核種の構成割合や総熱量を知ることができるので、原子炉ニュートリノのフラックスは精度よく知ることが可能である。また原子炉から放出されるニュートリノは中性子過剰核の崩壊によって発生するため、そのほぼすべてが電子型反ニュートリノとなる。これらの点より原子炉は非常に精度のよい電子型反ニュートリノ源となるため、このニュートリノを検出し予測値と比較することでニュートリノ振動の性質を詳しく調べることが可能となる。

原子炉ニュートリノ振動実験として Bugey、Palo verde、Chooz、KamLAND が挙げられる。式 (1.12) より、ニュートリノ混合角 $\sin^2 2\theta$ が与えられたとき、ニュートリノ振動は以下のとき最大値をとる。

$$\Delta m^2 = \frac{1}{1.27} \times \frac{\pi}{2} \times \frac{E[\text{MeV}]}{L[\text{m}]}$$

したがって Δm^2 の検出能はニュートリノの飛行距離とエネルギーによって制限され、より小さい Δm^2 を探索するにはエネルギーの低エネルギーのニュートリノを検出するか原子炉までの距離を長くとる必要がある。以下表に各振動実験の条件と Δm^2 の検出能を示す。

	ターゲット質量 (ton)	原子炉との距離	$\Delta m^2(\text{eV}^2)$
Bugey	1.2	15,40,95 m	2×10^{-2}
Chooz	4.8	1025 m	7×10^{-4}
Palo Verde	12	750,890 m	1.1×10^{-3}
KamLAND	1000	~180 km	1.0×10^{-5}

表 1.1: 原子炉ニュートリノ振動実験の条件

先の3つが原子炉近傍で行われた短基線原子炉反ニュートリノ振動実験であるのに対し、KamLAND は原子炉までの距離が平均 180km もある長基線実験であるため他に比べ非常に精度のよいパラメータ測定が可能となっている。図 (1.5) に KamLAND で測定された電子型反ニュートリノの生存確率 (実際の検出数と振動がない場合の予測値との比率) の L/E の分布を示す。明らかな 2 周期分のサインカーブが確認でき、これはニュートリノ振動の直接の証拠となった。

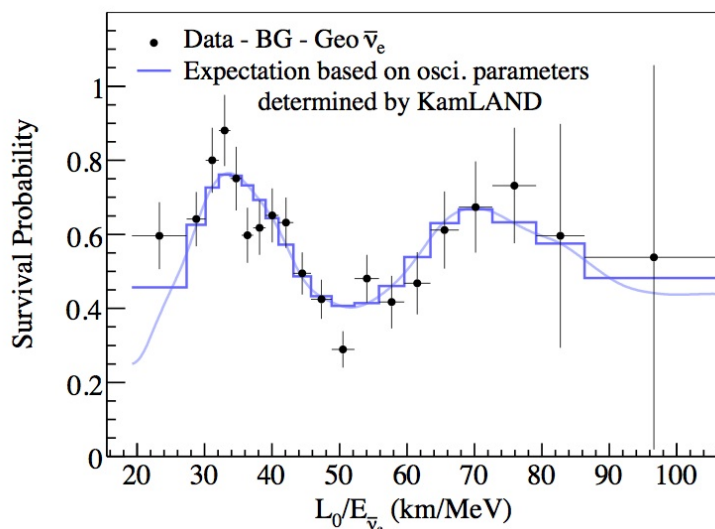
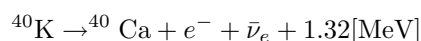
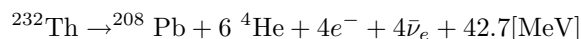
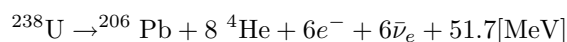


図 1.5: KamLAND による原子炉ニュートリノの生存確率の L/E の分布

1.2.3 地球ニュートリノ

地球内部から地球表面を通過して流出している熱量は地殻熱流量として表わされる。地球全表面での平均値は約 $70\text{mW}/\text{m}^2$ であり、地球全体では約 40TW の熱を放出している。このうちおよそ 40% (16TW) は放射化熱であり、その 90% は熱源として地球内部の地殻やマントルに存在している ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列、 ^{40}K 等の放射性元素の崩壊エネルギーである。それら放射性元素の反応式を以下に示す。



これら崩壊系列からの崩壊によって発生する反ニュートリノを地球ニュートリノとよぶ。

大陸地域と海洋地域において地殻熱流量の平均値はほぼ等しい。しかし、海洋地殻の玄武岩質に含まれる放射性元素の含有量は、大陸地殻の花崗岩質に含まれる量よりも少ない。したがって、海洋地域ではプレートによりマントル内部の熱が運ばれていると考えられる。また、地球深部の化学組成を直接調べる手段がないために現在の地球物理学における熱収支や熱源分布の理論には大きな不定性とモデル依存性がある。そこで地球ニュートリノを検出することによって地球内部の熱源分布を観測し、これらのモデルを検証することができる。

地球ニュートリノは KamLAND によって初めて観測が成された。図 (1.6) に観測された地球ニュートリノ事象のエネルギー分布を示す。現時点ではまだ統計が不十分で不定性は大きいですが、KamLAND の観測値と地球物理モデルによる予測値は矛盾していない。

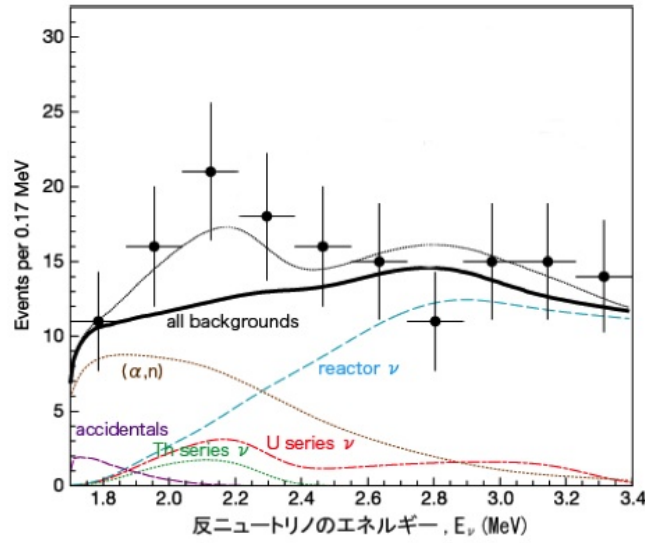


図 1.6: KamLAND で観測された地球ニュートリノのエネルギー分布

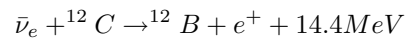
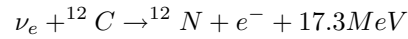
1.2.4 超新星ニュートリノ

質量の大きな恒星 (太陽の 8 倍以上) は、その末期に重力的な崩壊から超新星爆発を起こし中性子星となる。このとき電子と陽電子の対消滅反応

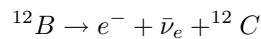
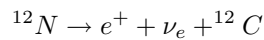
$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_f + \bar{\nu}_f$$

によってすべてのフレーバーの 6 種のニュートリノ、反ニュートリノが放出される。

有機シンチレータをターゲットとした場合、超新星ニュートリノは以下のような荷電カレント反応によって捕らえられる。



さらに ${}^{12}\text{N}$ と ${}^{12}\text{B}$ はそれぞれ 11msec と 20.4msec で 崩壊



を起こすため、遅延同時計測による検出が可能である。

第2章 電子型反ニュートリノの方向検出

シンチレーション光を利用したニュートリノ観測実験は低エネルギー領域に対して優れた感度を有しているが、粒子の飛来方向に対しては同定が難しく方向情報は失われてしまっているのが実状である。ここでは、シンチレータを用いた検出手法に改良を加えることによる電子型反ニュートリノの方向検出の可能性について述べる。

2.1 方向検出の有用性

電子型反ニュートリノ検出による主な観測対象として、原子炉(原子炉反ニュートリノ)や地球内部の放射性元素(地球ニュートリノ)がある。これらは検出されるエネルギー領域が重なっているためそれぞれを独立に観測することはできていない(図(2.1))。ここに方向情報を加えることでそれぞれをより高い精度で観測することが可能となる。

原子炉反ニュートリノの観測によってニュートリノ振動のパラメータの測定が行われているが、現在の観測では飛来方向の同定ができないため発生源の特定はできていない。方向検出が可能となれば、発生源と検出器までの距離を事象ごとに分類できるようになる。これにより、ニュートリノ振動の効果がその飛行距離によって変化することを考慮に入れた精密な振動パラメータの測定が可能になると期待されている(図(2.2))。また、原子炉ニュートリノの検出は原子炉の非破壊検査としての活用も期待されているが、方向検出の技術を用いることによって小型で精度のよい検出器の開発が期待できる。

地球ニュートリノの発生場所(地殻、マントル)の分布は飛来方向に現れる。よって、方向観測によって地球内部の熱源分布を調べることができる(図(2.3))。さらに、観測を世界各地で行うことにより地球内部の三次元熱分布地図『地球トモグラフィ』の作製が期待されている。

また、超新星ニュートリノについてはチェレンコフ光型検出器同様に方向の決定能力が期待できるようになる。超新星ニュートリノは光よりも早い段階で放出されるため、方向検出が可能なニュートリノ検出器はSNEWS(SuperNova Early Warning System)としての役割が期待されている[3]。

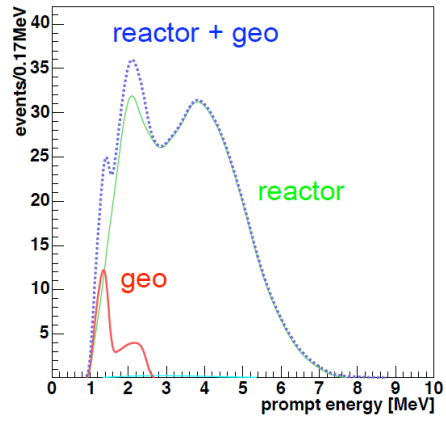


図 2.1: KamLAND における反ニュートリノ事象のエネルギー分布

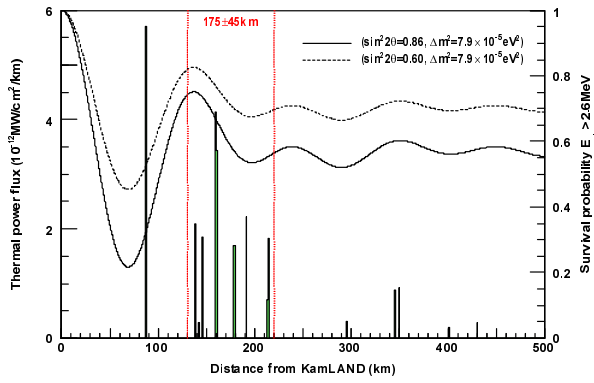


図 2.2: KamLAND から原子炉への距離分布

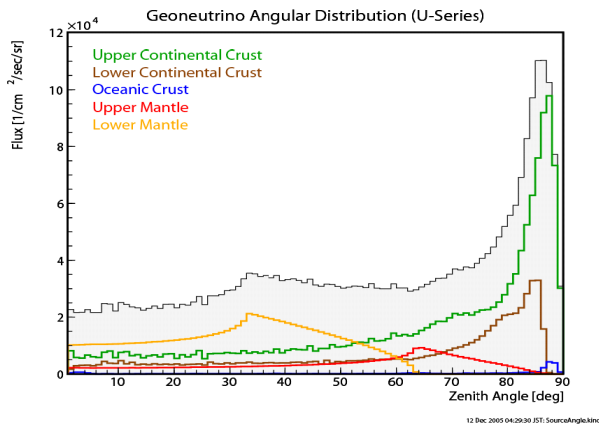


図 2.3: 地球ニュートリノの角度分布

2.2 方向検出原理

入射ニュートリノの飛来方向は反応が起きた時点では失われておらず、放出される中性子の方向にその情報が伝播されていることが解っており、特に低エネルギー領域では方向伝達が効率的に行われている。したがって逆崩壊反応で放出される中性子の方向を観測することによって反ニュートリノの飛来方向の情報を得ることが可能となると考えられる。

2.2.1 ニュートリノの飛来方向情報

逆崩壊反応(式(2.1))について実験系系で考えてみる。運動量とエネルギーのそれぞれの保存則より

$$\mathbf{p}_\nu = \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_n \quad (2.1)$$

$$E_\nu + E_p = E_e + E_n \quad (2.2)$$

(式(2.2))より

$$\begin{aligned} E_e &= E_\nu + m_p - \sqrt{m_n^2 + |\mathbf{p}_n|^2} \\ &\leq E_\nu - (m_n - m_p) \end{aligned}$$

よって中性子と陽子の質量差を Δ とすると陽電子が持つ最大のエネルギーは

$$E_{e\text{Max}} = E_\nu - \Delta \quad (2.3)$$

これより陽電子の運動量の大きさについて

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_e| &= \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \\ &\leq \sqrt{(E_\nu - \Delta)^2 - m_e^2} \\ &< E_\nu \end{aligned}$$

したがって(式(2.3))を考えると $p_n > 0$ となり、中性子の放出方向は反ニュートリノの飛来方向に対して常に前方側であることがわかる。これより、逆崩壊反応で放出される中性子の方向を測定することで反ニュートリノの飛来方向情報を得ることが可能になると考えられる。

2.2.2 逆崩壊における放出粒子の方向分布

ここで逆崩壊の微分反応断面積 (1.15) を改めて見ると、断面積はニュートリノのエネルギー (E_ν) と放出陽電子の方向 ($\cos \theta_e$) に依存していることがわかる。これより、放出陽電子の平均角度 ($\langle \cos \theta_e \rangle$) の分布は図 (2.4) のようになり、低エネルギー領域においてその平均値はほぼ 0 となり放出方向には偏りがほとんどなく等方的に分布することがわかる。

入射ニュートリノのエネルギー (E_ν) に対する陽電子のエネルギー (E_e) と反跳角 ($\cos \theta_e$) は微分断面積を求める過程で行ったように計算によって求めることができる (図 (2.5))。一方中性子の放出方向は E_ν 、 E_e 、 $\cos \theta_e$ より運動学的に求めることができる。したがって中性子の放出方向の分布もまた陽電子同様に求めることができる。図 (2.6) は放出中性子の平均角度 ($\langle \cos \theta_n \rangle$) の反ニュートリノのエネルギーに対する分布である。原子炉反ニュートリノのエネルギー領域 ($< 8\text{MeV}$) や地球ニュートリノのエネルギー領域 ($< 3\text{MeV}$) では反跳角が小さく、中性子の進行方向は反ニュートリノの飛来方向に大きく依存する。したがって逆崩壊反応で放出される中性子の方向を測定することで反ニュートリノの飛来方向情報を得ることが可能となる。

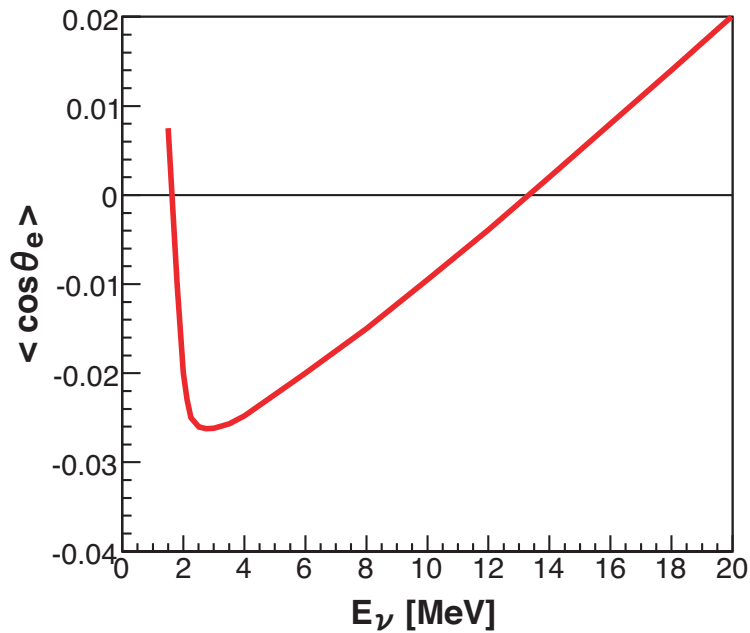


図 2.4: 逆崩壊反応における放出陽電子の角度分布

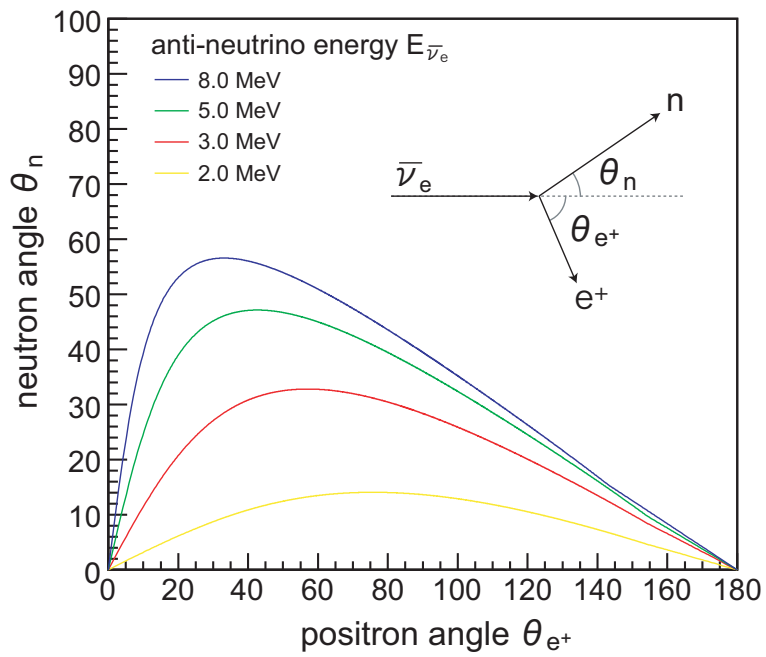


図 2.5: 逆 崩壊反応における陽電子と中性子の反跳角相関

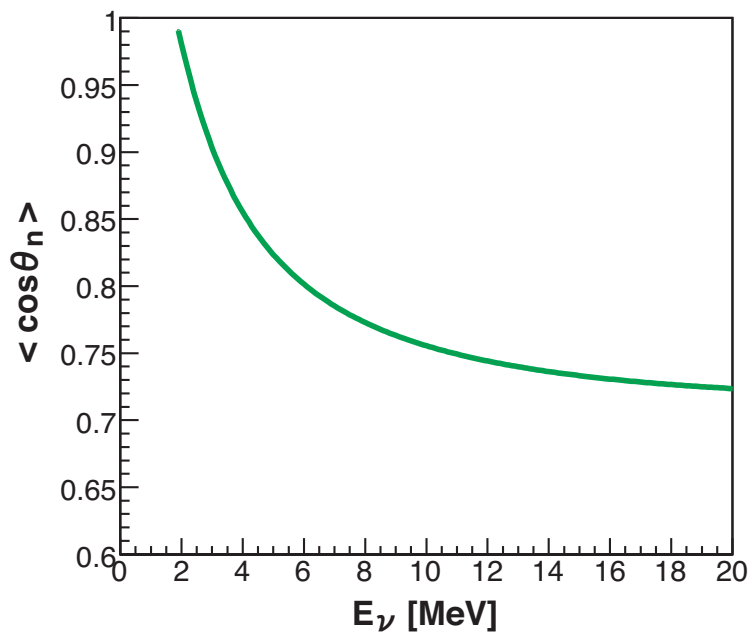


図 2.6: 逆 崩壊反応における放出中性子の角度分布

2.2.3 方向検出の条件

シンチレータを利用した遅延同時計測法で陽電子と中性子による信号を利用している。先発の陽電子は即座にエネルギーを落とすため反ニュートリノの捕獲位置の情報をよく保存している。よって後発の中性子の捕獲位置を観測することで先発・後発信号の方向から中性子の散乱方向が測れるものと考えられるが、その測定を実現するためにはいくつかの条件が存在する。現在のシンチレータ型検出器で方向情報が失われているのは以下の理由によるものである。

- 中性子の経路が熱拡散によって複雑化する。
- 中性子捕獲反応が (n, γ) の場合、 γ 線の飛行によって捕獲反応の位置情報が失われる。
- 検出器の位置分解能が不十分である。

これらの問題を解決するために検出器には以下のような改良が求められる。

まず、中性子の熱拡散を防ぐために反応断面積の大きな中性子吸収剤をシンチレータに導入する。また、そのときの中性子捕獲反応が (n, α) のような反応点で即座にエネルギーを放出するものを選択する (図 2.7)。次に、高い位置分解能を有する検出手法を用いて陽電子、中性子の反応点を精度よく観測する。これらの具体的な候補については次節以降で述べる。

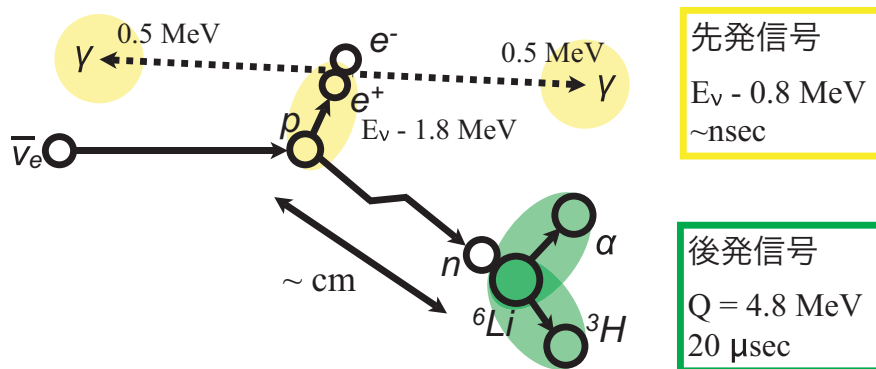


図 2.7: 中性子吸収剤 (${}^6\text{Li}$) 含有シンチレータ中での逆崩壊反応

2.2.4 シンチレータ

方向検出用のシンチレータに求められる性質は以下の2点

- 中性子の捕獲断面積が大きい。
- (n,) 反応を起こす。

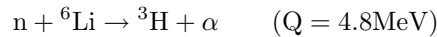
これらの条件を満たす候補として ${}^6\text{Li}$ または ${}^{10}\text{B}$ を含有するシンチレータが挙げられる。

ターゲット	捕獲断面積 (barn)	放出粒子
p	0.3	
${}^6\text{Li}$	9.4×10^2	
${}^{10}\text{B}$	3.8×10^3	,

表 2.1: 中性子吸収剤の中性子捕獲断面積と反応

${}^6\text{Li}$ 含有シンチレータ

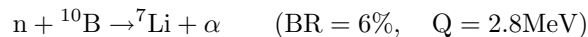
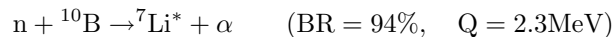
中性子の捕獲断面積は純粋な有機シンチレータ (陽子による捕獲) の 3000 倍以上を有し、次のような反応を起こす。



中性子が捕獲されるまでには $20\mu\text{sec}$ 程度の時間を要し、この間に数 cm 程移動する。粒子は捕獲反応点からほとんど進まずしてエネルギーを放出するので点イベントとして測定される。測定されるエネルギーは放出されたもののうち光エネルギーに変換された分のみであり、シンチレータ中でのクエンチの結果として 500keV 程度のエネルギーが測定されると見込まれている。

${}^{10}\text{B}$ 含有シンチレータ

捕獲断面積は ${}^6\text{Li}$ のさらに 4 倍程も備えている。中性子捕獲時は以下のような反応を起こす。



多くの場合、粒子放出と同時に励起状態となった ${}^7\text{Li}$ が安定化のために 0.5MeV の線を放出するため、後発信号は と の 2 つによるものとなる。線による信号は中性子の反応の位置情報が攪乱されてしまっているが、粒子の方は位置情報をよく保っている。したがって粒子による信号を選択的に測定できるような検出法であれば方向測定に活用できる。

図 (2.8) は各吸収剤を溶かした液体シンチレータに 2.5MeV の電子型反ニュートリノを反応させたときの中性子の捕獲点の方向分布を示したものである。 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{10}\text{B}$ 共に同程度の角度分解能を有していることがわかる。 ${}^{10}\text{B}$ には先に述べた線の問題があるので、検出器にはその測定手法に適したシンチレータを用いるべきである。

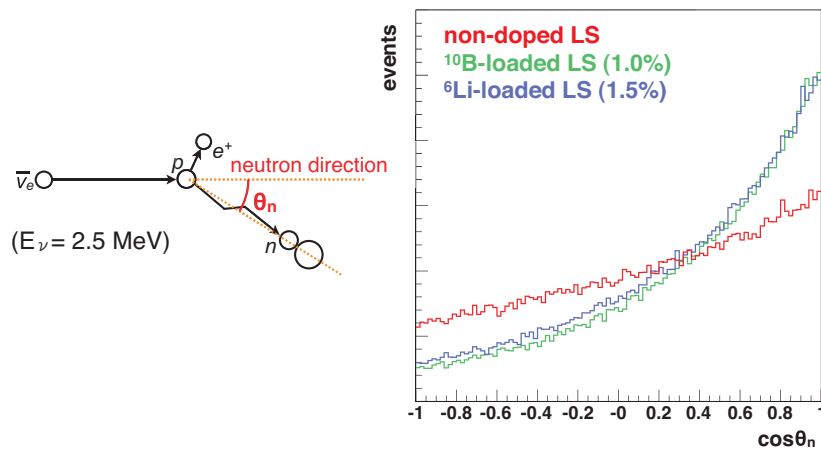


図 2.8: 吸収剤による中性子捕獲反応点の方向分布

2.2.5 反応点の検出法

中性子の捕獲断面積が十分大きいシンチレータを用いた場合、遅延同時計測の先発信号と後発信号の発生位置は数 cm の距離となり、方向検出のためにはこの 2 点を分離して測定できるだけの位置分解能が要求される。大型シンチレータ検出器の光電子増倍管 (PMT; Photo Multiplier Tube) の時間分解能を利用した位置検出法では、位置分解能が 10cm を超えるため方向検出には不適切である。したがって、より精度の高い位置検出手法を導入する必要がある。

イメージング

シンチレーション光をレンズや反射鏡等の光学系を使って結像させ、反響事象を像として検出する方法。位置分解能は用いる光学系の結像性能と像を撮る検出素子の性能による。低エネルギー事象のシンチレーション光は極めて微弱な光となるため、像を情報化する撮像系には単光子に対する感度が要求される。具体的な例としては像のまま信号を増幅できる I.I.(Image Intensifier) と CCD カメラの組み合わせ等が考えられる。このようにシンチレータと光学系、カメラを組み合わせる物理事象を映像として検出する装置を SCITIC(Scintillating Track Image Camera) と呼ぶ [5]。

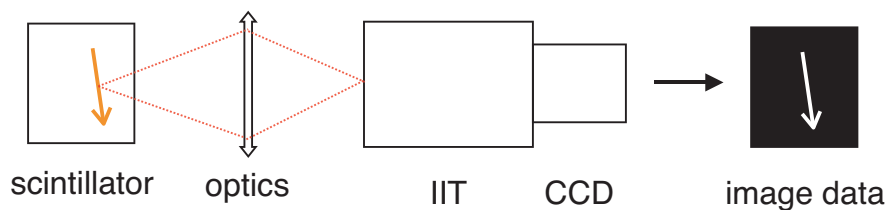


図 2.9: SCITIC(Scintillating Track Image Camera) の概念図

セル (ファイバー) 型検出器

光学的に独立した細長い形状のシンチレータで満たされたセル (もしくはファイバー状の

シンチレータ)の両端にPMT等の光検出器を設置して一次元的な位置測定が可能な装置を用意する。さらに、それらのセルを束ねるように設置することで三次元的な位置測定を行う方法である。セル方向の位置分解能は光検出器の時間分解能によって決まり、セルを横切る方向についてはセル断面の大きさに依存する。セル方向と断面方向の位置分解能の違いにより、入射粒子の向きによって位置分解能が変わってしまうという特徴がある。

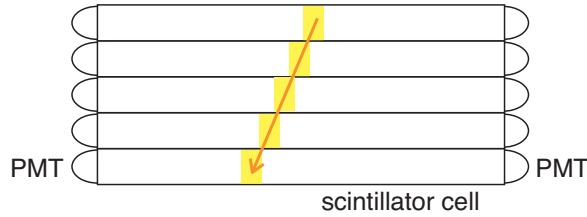


図 2.10: セル型検出器の概念図

2.3 方向検出に関する実験

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

2.3.1 CHOOZ 実験

CHOOZ 実験はフランスの隣接する 2 基の原子炉から 1km の距離、地下 300m の地点に設置されたシンチレータ型検出器で原子炉反ニュートリノの検出を行った実験である。この実験では 5t の Gd 含有液体シンチレータをターゲットに 192 本の 8inch-PMT を用いて反ニュートリノの検出を行った。Gd は中性子の捕獲断面積が非常に大きい (5.0×10^4 barn) が、捕獲時は (n, γ) 反応により合計 8MeV の γ 線を放出する。図 (2.11) は検出器中央に中性子線源として ^{252}Cf を設置した際の中性子捕獲反応のエネルギーと位置の再現性を示したものである。図 (2.12) は実際の反ニュートリノ源 (原子炉) 方向に対する再現された中性子方向の分布である。 γ 線の飛行による攪乱で方向検出精度は低い、これは世界で初めてシンチレータ型検出器でニュートリノの飛来方向を測定した事例となっている。

2.3.2 EARTH 実験

EARTH (Earth Antineutrino Tomography) は多地点での地球ニュートリノ方向検出により地球内部熱源の三次元地図 (地球トモグラフィ) の作製を目指す実験計画である [7]。現在は ^{10}B 含有シンチレータとセル型検出を組み合わせた小型検出器の開発研究を行っている。

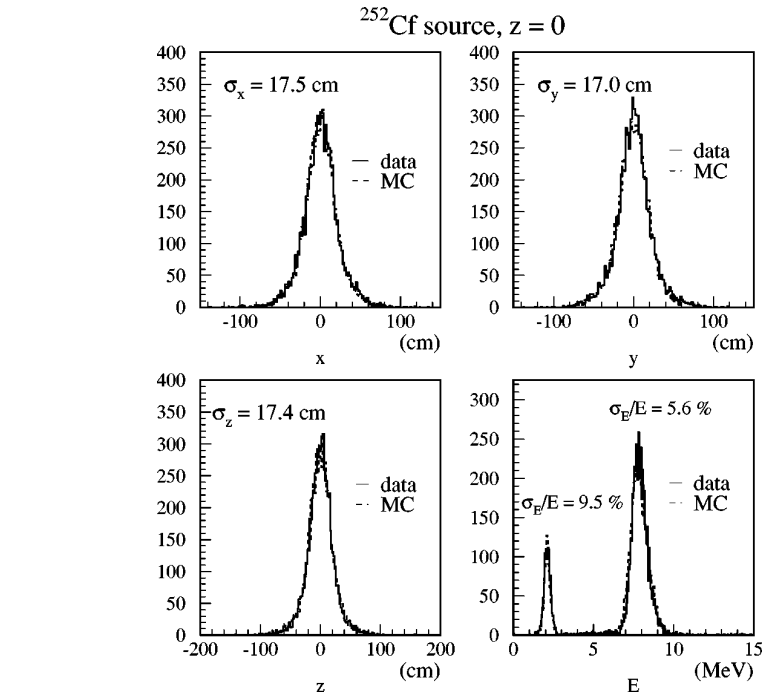


図 2.11: CHOOZ 検出器の位置再現性

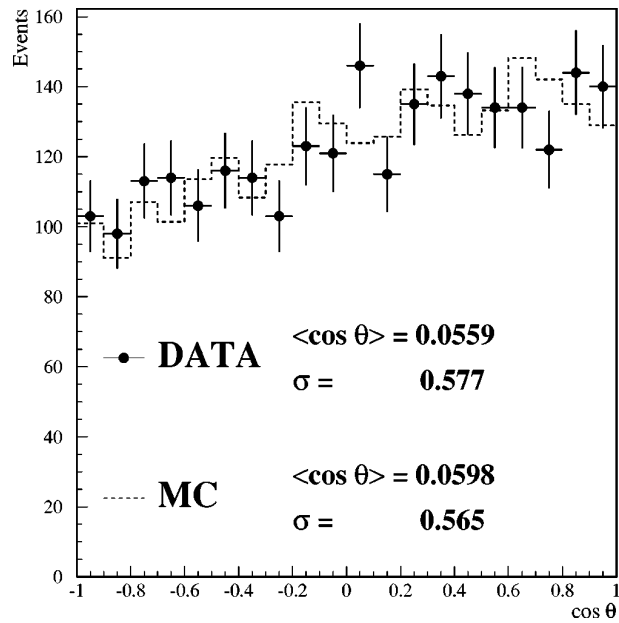


図 2.12: CHOOZ 実験で得られた中性子方向分布

第3章 大規模検出器への導入法

ニュートリノは反応性が極めて小さいため、多くの事象数を得るためには巨大なターゲットボリュームを確保した大規模な検出器が必要となる。この章では KamLAND と同形の検出器で ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータとイメージングによる方向検出を行う場合を想定して、その導入方法について述べる。

光学系によるイメージングを行う場合、光学系一つあたりの有効面積は PMT 等の光検出器のそれに比べてかなり小さく制限を受ける。よって十分な集光面積を得るには大量のイメージング検出素子が必要となってしまう。したがって、PMT とイメージング検出素子を併用しエネルギー測定と位置測定の役割を分担する方法が望ましいと考えられる。

3.1 KamLAND 検出器の構造

図 (3.1) で示すように KamLAND 検出器の中心部は同心球状の層構造から成っている。中心に 1000t の液体シンチレータを収めた直径 13m のプラスチックフィルム製の球形バルーン、その外部を PMT が設置された直系 18m の球形ステンレスタンクが覆い、その間の空間はバッファオイルで満たされている。

シンチレータ内の反応によって発せられたシンチレーション光は光検出器に到達するまでに液体シンチレータ層、バルーンフィルム、バッファオイル層の順に通過する。イメージングにおいては光の経路が重要であり、これらの領域が光路に及ぼす影響を理解する必要がある。

液体シンチレータ層

KamLAND で使用している液体シンチレータの成分を表 (3.1) に示す。

液体シンチレータの主成分となっているドデカンは直鎖上の構造を持つパラフィンオイル (ノルマルパラフィン) である。パラフィンオイルは $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ の組成を持つ有機物質で、H/C 比が大きくニュートリノの捕獲能力が優れており、さらにシンチレーション光の波長領域に対して高い透過率を持つので液体シンチレータの主成分とするのに適した物質である。

ジフェニルオキサゾール (PPO) は発光剤としての役割を担っており、入射粒子の電離損失によるエネルギーを受け取ってシンチレーション光を発する。また、シンチレータの発光能力と粒子識別能力を高めるために 1,2,4 トリメチルベンゼン (プソイドクメン) を加えている。

バルーンフィルム

液体シンチレータを収める球形バルーンは厚さ約 $135\mu\text{m}$ の光透過性の高いフィルムでできている。このフィルムは 3 層の $25\mu\text{m}$ 厚ナイロンフィルムを $15\mu\text{m}$ EVOH (ポリビニルアルコール) フィルムで挟み込んだ積層構造をしており、格フィルムは水平垂直の両方向に二軸

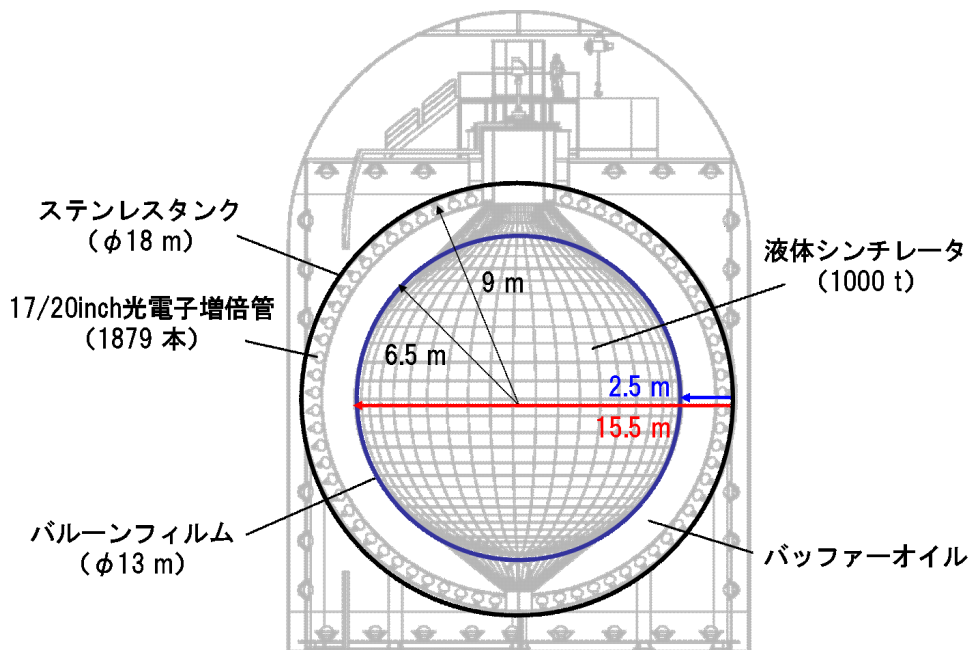


図 3.1: KamLAND 検出器中心部の構造

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

表 3.1: KamLAND シンチレータの成分

延伸され機械的強度を増している。バルーンの形状は液体シンチレータ層に内圧を加えることで球形に保たれている。バルーンフィルムの光透過率を図 (3.2) に示す。

バッファーオイル層

バッファーオイルはノルマルパラフィン (ドデカン) とイソパラフィンをほぼ 1:1 の割合で混合した液体である (表 (3.2))。パラフィンオイルのみで構成されているため高い光透過性を持ち発光能力も持たない。このバッファーオイルは光検出器やその他周囲のバックグラウンド源による粒子の液体シンチレータ層への到達を防ぎ、また液体シンチレータとの密度差を 0.04%程度に抑えることによりバルーンへの圧力を抑える役割を担っている。

物質名	組成式	体積組成
ドデカン (ノルマルパラフィン)	$C_{12}H_{26}$	53 %
その他イソパラフィン	$C_nH_{2n+2}, n \sim 14$	47 %

表 3.2: バッファーオイルの成分

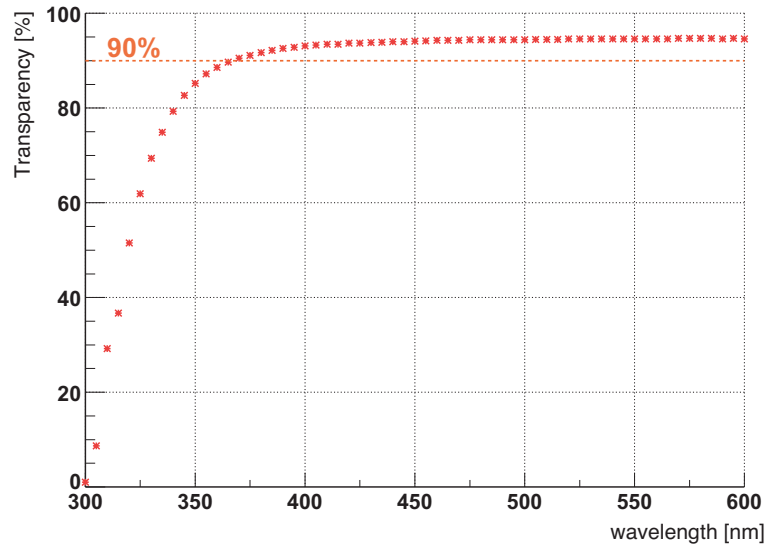


図 3.2: バルーンフィルムの光透過率

3.1.1 発光

液体シンチレータでの発光は以下のようなメカニズムによる。まず溶媒分子が入射粒子の電離損失によるエネルギーを吸収して励起する。このエネルギーは溶媒分子間で移行を繰り返し、やがて溶質分子へ伝わる。最終的にエネルギーを受け取って励起状態になった溶質分子はそのエネルギーを光として等方的に放出する。KamLAND 液体シンチレータの溶質である PPO の発するシンチレーション光は図 (3.3) に示すように 350~400nm の波長領域にピークを持つ。発光量は 8300 photons/MeV(49%アントラセン) 程である。

大規模な検出装置では光源から光検出器までに距離があるので、光媒体の減衰長は十分に長くなくてはならない。KamLAND 液体シンチレータの主成分であるパラフィンオイルは高い透明度を有するが、プソイドクメンと PPO の混合によりシンチレーション光の波長領域で透過率に陰りが生じる。図 (3.4) は液体シンチレータの 9cm 厚に対する光透過率を表す。KamLAND 液体シンチレータの減衰長は 400nm の波長に対して 10m 程となり、これはバルーン半径の 6.5m より十分に長いので測定への障りはない。

KamLAND で使用されている PMT の光電面にはバイアルカリ (Sb-K-Cs) が用いられており、光を電気信号へを変換する量子効率シンチレーション光の波長領域に対して 22%程である (図 (3.5))。この PMT で表面積の 34%を覆ったとき、実測値として 500 p.e./MeV 程の光量が得られている。

項目	特性
発光波長	340 ~ 500 nm
発光量	8300 photons/MeV (49%アントラセン)
光収集率	500 p.e./MeV (Q.E 22%, Coverage 34%, 検出器中央での事象に対して)
減衰長	10 m (@ 400 nm)

表 3.3: KamLAND シンチレータの発光特性

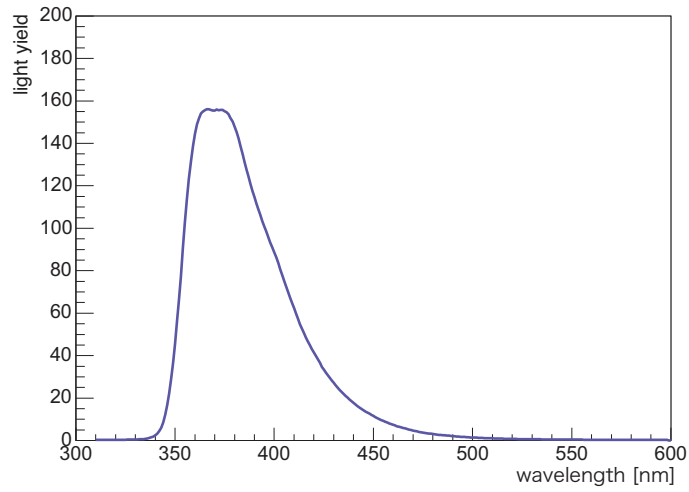


図 3.3: KamLAND シンチレータの発光スペクトル

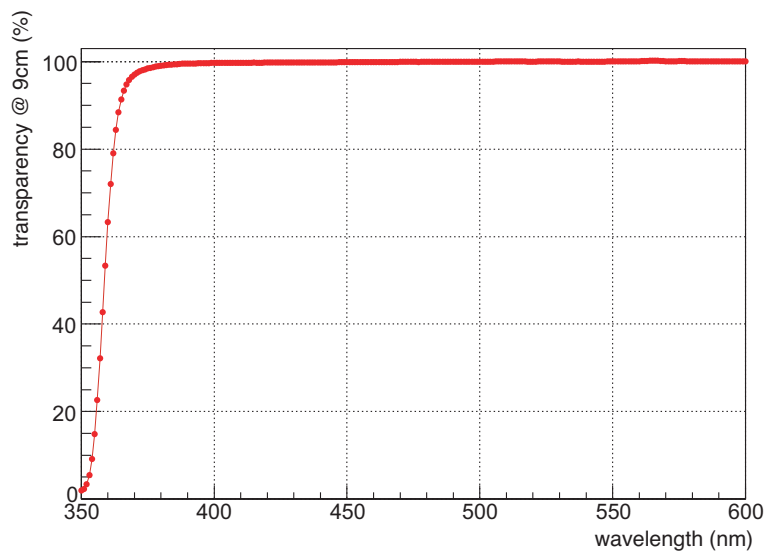


図 3.4: KamLAND シンチレータ 9cm 厚の光透過率

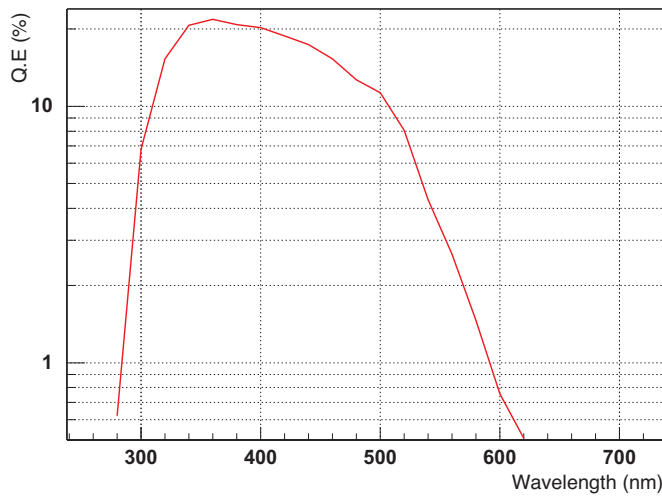


図 3.5: KamLAND PMT(バイアルカリ光電面) の量子効率 (Q.E)

3.1.2 媒質の光学特性

シンチレータ内の反応によって発せられたシンチレーション光は光検出器に到達するまでに液体シンチレータ層、バルーンフィルム、バッファオイル層の順に通過する。イメージングにおいては光の経路が重要であり、これらの媒質が光路に及ぼす影響を理解する必要がある。

液体シンチレータとバッファオイルの 14 下における屈折率の波長依存性を図 (3.6) に示す。350~500nm の波長に対して屈折率は 1.44~1.47 となる。液体シンチレータとバッファオイルの屈折率差は 0.006 程度であり、2 層間での光路には大きな違いは出ない。KamLAND の検出器は地下 1000m に設置してあり日周変化や季節変動の影響を受けず一定の温度を保っているため、温度変化による屈折率の影響はほとんどない。検出器内の恒常温度は 11.5 ± 1.5 であり、この ± 1.5 の誤差は屈折率にして 0.0005%程度である。

球形バルーンはナトリウムの D 線に対して 1.54 の屈折率を持つ曲率半径 6.5m の屈折面となる。この曲率半径は予想される光学系のサイズ (~cm) に対して非常に大きく、また厚みもほとんどないため光路への影響は十分に小さく無視できる。

表 (3.4) に光媒質の光学特性を示す。屈折率 n_d は 14 下でのナトリウムの D 線 (589.6nm) に対するもの、 $-dn_d/dT$ は屈折率の温度依存性を示している。アッベ数 (逆分散率) は屈折率の波長依存性を示す光学パラメータである。

媒質	屈折率 n_d	$-dn_d/dT$ (/K)	アッベ数 ν_d
液体シンチレータ	1.441	4.73×10^{-4}	44.30
バッファオイル	1.435	4.27×10^{-4}	54.23
バルーンフィルム	1.54	-	-

表 3.4: 光媒質の光学特性

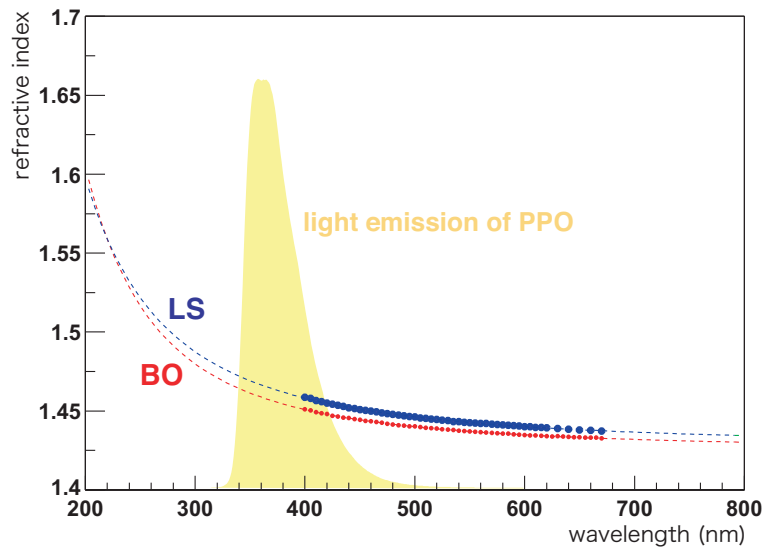


図 3.6: 液体シンチレータとバッファオイルの屈折率

3.2 シンチレータ

シンチレータへの要請は 2.2.3 で述べたように、中性子の捕獲面積が大きいことと捕獲反応点で点事象をして測定されることである。候補として捕獲反応で 粒子のみを放出する ^6Li 含有シンチレータが最も有力である。

3.2.1 ^6Li 含有液体シンチレータの開発

現在 ^6Li 含有の有機液体シンチレータの開発研究を進めている [11]。開発に当たっては既存のシンチレータに対して発光量、透過率ともに損なわれないこと、またクエンチの影響が小さいことや長期安定性などが要求される。

現在までに有機成分をベースに界面活性剤を用いて臭化リチウム (LiBr) 水溶液を混合させる手法での Li 含有液体シンチレータの作製に成功している。界面活性剤には光透過性や科学的安定性、含水率の面から非イオン性界面活性剤であるポリオキシエチレン (10) ノニルフェニルエーテル (図 (3.7)) が最適であると選択された。作製したシンチレータは有機溶媒 (ブソイドクメン) と界面活性剤を同量混合し LiBr 水溶液 ?% と PPO を ?g/l 混合したものである (表 (3.5))。現段階の試作品ではまだ発光量、光透過率、 ^6Li 含有率が目標値に達していない。現在 Li は自然混合比 (^6Li :7.59%) のものを使用しているが、今後 ^6Li の混合比がエンリッチされた Li を使用することによって各目標値への達成が期待されている。



図 3.7: ポリオキシエチレン (10) ノニルフェニルエーテル (C_9H_{19})

物質名	役割	混合比 (wt%)
ブソイドクメン	有機溶媒	40
ポリオキシエチレン (10) ノニルフェニルエーテル	界面活性剤	40
PPO	発光剤	(5 g/l)
LiBr 水溶液	Li 化合物	20
	Li 濃度	1.04 wt%
	⁶ Li 濃度	0.079 wt%

表 3.5: Li 含有液体シンチレータ試作品の組成

3.3 光学系

光学系は信号の元となるシンチレーション光を収集するとともに事象の像を結び位置情報を伝達させる役割を担う、イメージング検出の核となる部分である。

3.3.1 光学系への要請

光学系への要請を以下に示す。

- 被写界深度：13 m
- 画角：90 度
- 位置分解能：1 cm
- 角度分解能：0.06 度

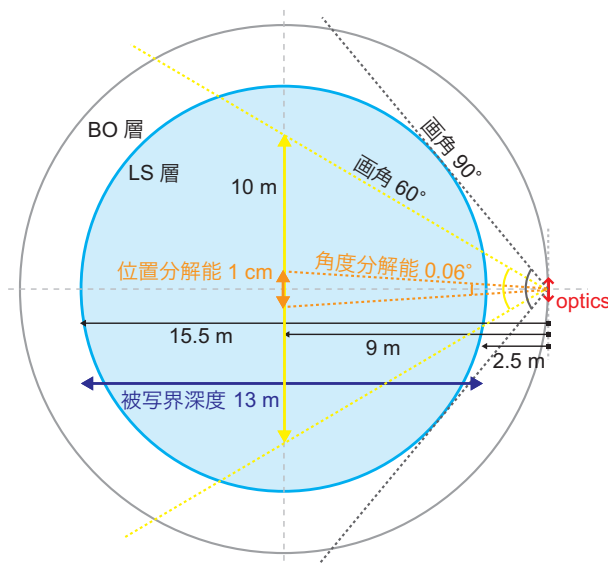


図 3.8: 光学系への要請

被写界深度

被写界深度はその光学系が収差を許された範囲 (許容錯乱円) 以内に収めて結像することができる物体側の深度領域を表す。液体シンチレータ層すべてをターゲットとした場合、バ

ルーン径の 13m がこれに当たる。

画角

液体シンチレータ層すべてを余すことなく被写体領域とした場合、その画角は 90 度程になる。ただしこの場合奥側の深度領域ではシンチレータ層の外側が被写界に占める割合が多くなり非効率的である。また結像倍率が小さくなるため位置分解能を保つための有効径や許容錯乱円への制限が厳しくなり光学系の設計が困難となる。よって画角はシンチレータ層すべてを収めようとするより、ある程度絞り込んだほうが効率的である。画角が 60 度のときで中心から直径 10m の領域 (解析上の有効領域) をカバーすることができる。

位置分解能、角度分解能

${}^6\text{Li}$ 含有シンチレータを用いた場合、中性子が放出されてから捕獲されるまでの入射反ニュートリノ方向への変位は 1cm 程となる (図 3.9)。したがって先発信号位置と後発信号位置の差異から反ニュートリノの飛来方向の情報を得るには 1cm 以下の位置分解能が必要となる。またバルーン中心での 1cm は角度分解能にして 0.06 度程度になる。

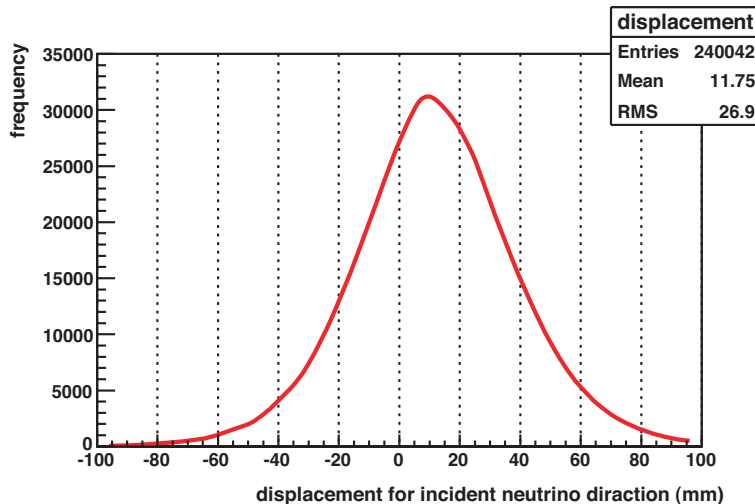


図 3.9: ${}^6\text{Li}$ 捕獲時の中性子の反ニュートリノ方向に対する変位

3.4 撮像系

先に述べたように光学系一つ当たりの有効径は極めて小さくなるため、位置検出素子への入射光量は 1p.e. 相当光となる。したがって撮像系には 1 光子に対して十分に位置検出ができる能力 (フォトンイメージング) が要求される。また、先発信号と後発信号を分離して観測するためには μsec での高速読み出しの性能が必要となる。このような要求を満たす撮像系のシステムとしては I.I. 等の信号増幅段と位置検出素子を組み合わせた増幅系と、増幅段を設けず 1 光子の直接読み出しを可能とする非増幅系がある。これらの候補を以下に示す。

増幅系

ここであらためて I.I. について説明する。I.I.(Image Intensifier) は入力信号を位置情報を維持したまま信号強度を増幅させる装置である。入射した光子は光電面で光電子へと変換され、電場で加速され増幅される。I.I. は増幅機構の違いから静電収束型と MCP 型の 2 種類に大別される。

静電収束型は変換された光電子を電場によってエネルギーを増幅させ、蛍光面に衝突させて大量の光子に再変換させる方法で信号の増幅を行う。増幅率は大きくない(10 倍程度)が、高い解像度で像を縮小することができる。

MCP(Micro Channel Plate) 型は内壁を抵抗体にした内径数 μm のパイプ(チャンネル)を束ねてプレート上にしたもので、チャンネル内で入射電子が電位勾配を与えられた内壁と衝突を繰り返すことによって大量の 2 次電子を放出させ信号の増幅を行う。2 次電子は指数関数的に増倍されていくので $10^3 \sim 10^5$ 程の高い増幅率を持つことができる。

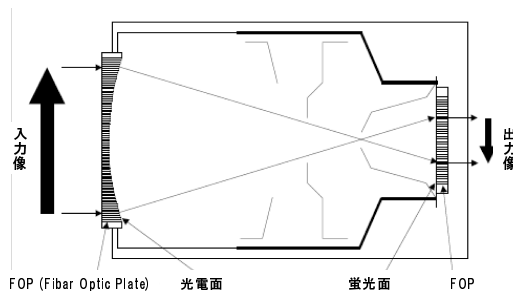


図 3.10: 静電収束型 I.I.

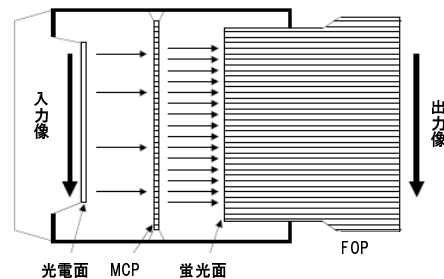


図 3.11: MCP 型 I.I.

- I.I.+CCD
- I.I.+重心読み出し系

非増幅系

- EM-CCD
- iEB-CCD
- APD(PPD)+重心読み出し

第4章 小型テストベンチによる撮像テスト

過去に行われたシンチレータとイメージングを用いた物理事象の観測実験 (SCITIC 実験) では比較的高いエネルギー領域 ($>10\text{MeV}$) の粒子飛跡を観測の対象としており、ターゲットには NaI シンチレータ (230%アントラセン) など非常に高い発光量を持つものを用いていた。電子型反ニュートリノの測定を目標とした場合は観測されるエネルギー領域は 100keV レベルの点事象となり、検出器には数 photon の微弱光による撮像能力が要求される。本実験は ^{60}Co 線源を用いてエネルギーが MeV 以下となる点事象の位置検出を行い、低光量におけるイメージング検出の検証を行った。

4.1 実験装置

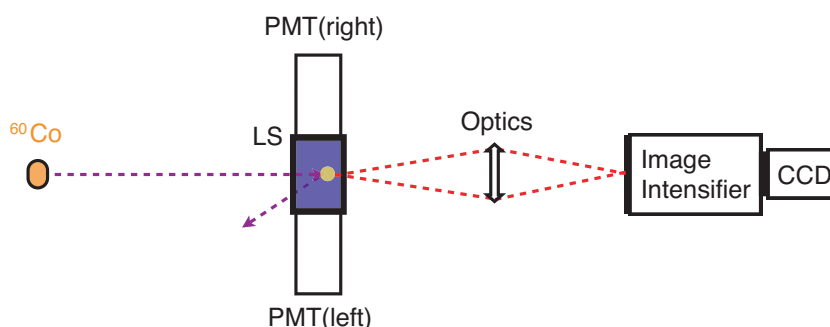


図 4.1: 実験装置の概要

本装置はターゲットの液体シンチレータに放射線によるコンプトン散乱でシンチレーション光を発生させ、光学系 (レンズ) で結像させた像を II と CCD の組み合わせによる撮像系で A/D 変換し元の事象の位置情報を取得するものである。図 (4.1) に本実験の装置の概要を示す。

本実験では線のコンプトン散乱によるシンチレーション光を観測する (図 (4.2))。線の物質中での相互作用は他に光電効果や電子陽電子対生成などが考えられるが、本実験のターゲットは液体シンチレータ中の ^{12}C でありコンプトン散乱の反応断面積が他相互作用のそれに比べてはるかに大きいのでコンプトン散乱が主な観測事象となる。観測されるのはコンプトン散乱の反跳電子が液体シンチレータ中で落としたエネルギーによるシンチレーション光である。入射線、反跳電子のエネルギーをそれぞれ E_γ 、 E_e 、電子の質量を m_e 、電子の反跳角を θ としたとき、エネルギーおよび運動量の保存則から反跳電子のエネルギーは

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

と求められる。 $\theta = 180^\circ$ のとき E_e は最大となりコンプトンエッジと呼ぶ。本実験で用いる線源は ^{60}Co ($1.03 \times 10^6 \text{Bq}$) であり、放出される線のエネルギーは 1.173MeV と 1.333MeV の 2 種である。これらの線のコンプトンエッジでのエネルギーそれぞれ 0.963MeV 、 1.119MeV となる。

今回用いた ^{60}Co 線源の強度は $1.03 \times 10^6 \text{Bq}$ である。後述する I.I. の蛍光面の減衰時間は $200 \mu\text{sec}$ であり、線の入射間隔が短いとこの残光特性によってトリガーより前の像が重なって写る現象(オーバーラップ)が起こりうるので、線源とターゲット間は十分距離を置かなくてはならない。

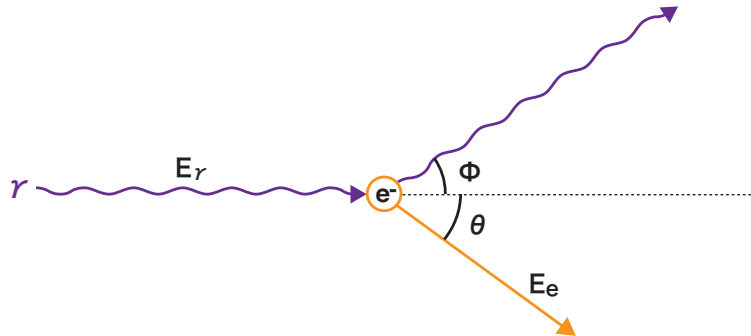


図 4.2: コンプトン散乱の概念図

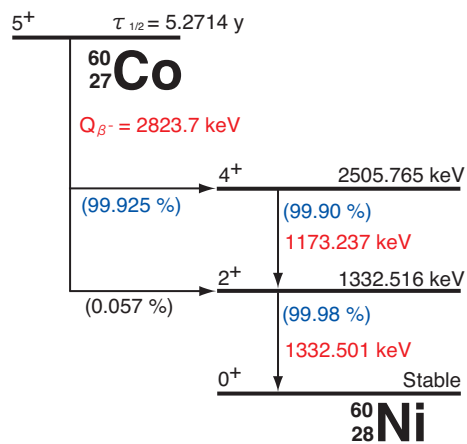


図 4.3: ^{60}Co の崩壊過程

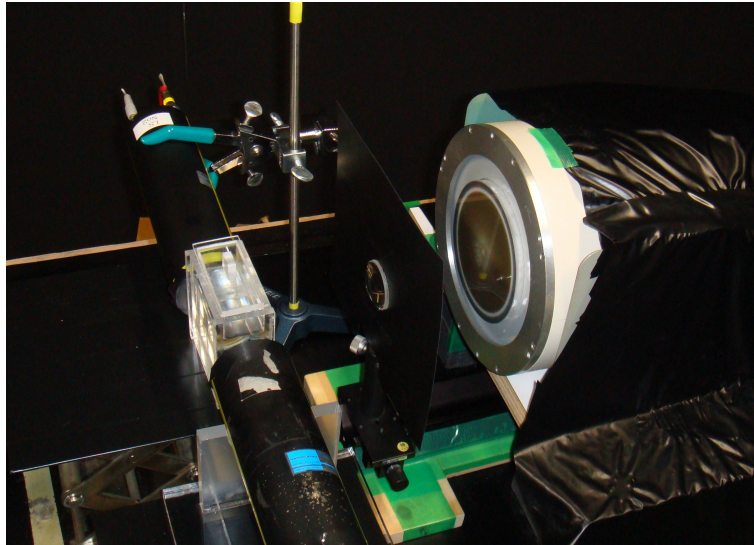


図 4.4: 実験装置

4.1.1 DAQ 回路

液体シンチレータの容器の両端に PMT を設置し、その coincidence を CCD 及び CAMAC へのトリガー信号とする。coincidence 回路にかかる veto は CCD の画像データ取得と CAMAC の不感時間の差を補正し、両者のデータ取得を同期させるためである。実験に用いた液体シンチレータの発光時間は数 nsec であり CCD にトリガー信号が到達するより早い、I.I. の蛍光面の残光特性によって μsec 以上の時間像の情報は保持されるので CCD へのトリガー信号は十分間に合うようになっている。

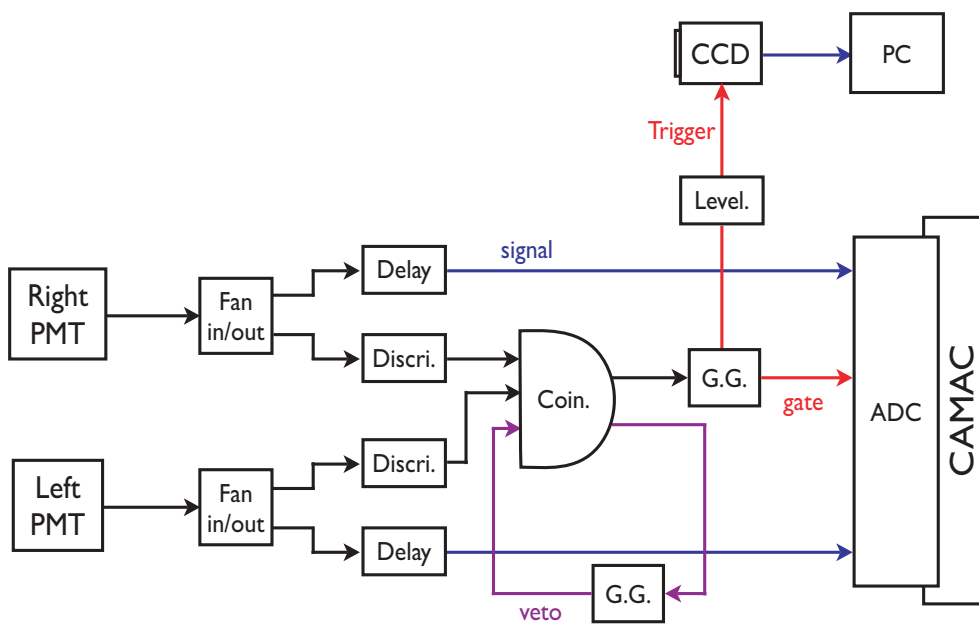


図 4.5: DAQ 回路の概要

4.1.2 液体シンチレータ

本実験に用いた液体シンチレータの組成を表 (4.1) に示す。プソイドクメンをベースにして PPO の多めに溶かすことで、KamLAND の液体シンチレータに比べて発光量を 15%程増させている。また、第二溶質として波長変換剤 (wave length shifter) の 1,4-ビス-O-メチルスチリルベンゼン (bis-MSB) を加えることで発光波長を 420nm 付近までシフトさせている。これは各素材での光透過率と光電面での量子効率をわずかでも得させるためである。

物質名 (別称)	体積組成	役割
1,2,4 トリメチルベンゼン (プソイドクメン)	100 %	溶媒
ジフェニルオキサゾール (PPO)	5.0 g/l %	発光剤
1,4-ビス-O-メチルスチリルベンゼン (bis-MSB)	0.10 g/l	波長変換剤

表 4.1: 実験に用いた液体シンチレータの成分

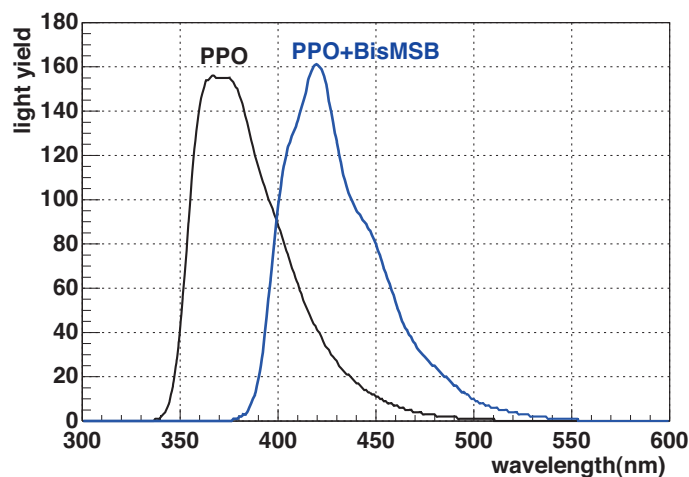


図 4.6: bis-MSB と PPO の発光波長

液体シンチレータを収める容器として厚さ 6mm の紫外線透過アクリルを用いて容積 90mm(H)×70 mm(W)×30mm(L) の BOX を作製した。紫外線透過アクリルに用いた三菱レイヨン社製のアクリライト 000 は紫外領域で 90%の透過率を有する。容器の奥行きが浅いのは本実験が一方向からの 2次元測定であることと光学系の選択で被写界領域より集光率を優先したためである。

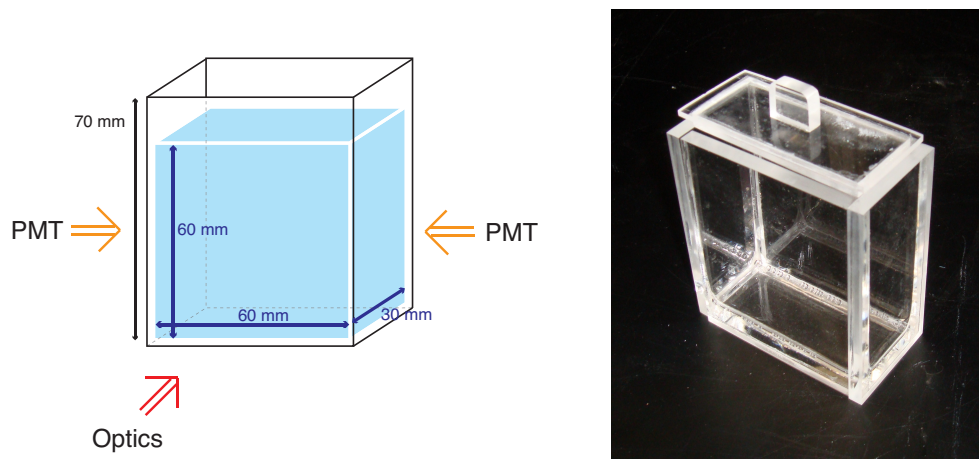


図 4.7: 紫外光透過アクリル容器

4.1.3 I.I.-CCD

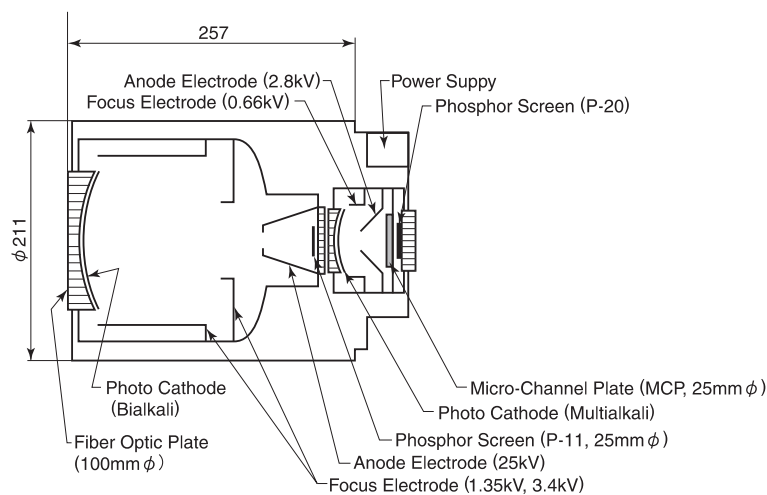


図 4.8: I.I. の概要

微少光の検出に際し、光学系で集光率を確保できるよう高倍率の設計を目指したい。そこで結像面となる I.I. の受光面は大きなサイズであることが望ましい。本実験では KEK より借りることができた SciFi 実験に使用されていた大口径 I.I. を使用した。図 (4.8) にその概要を示す。

この I.I. は静電収束型と MCP 型を組み合わせた 2 段構造になっており、合わせて 10^6 程の信号増幅率を持っている。前段の光電面はバイアルカリで波長 400nm に対して 20% 程の量子効率を持つ。受光窓には FOP (Fiber Optic Plate) が使用されている。FOP は小口径の光ファイバーを束ねて密集させたもので入射光を平行に伝達できるため内側に湾曲した光電面に像を歪ませることなく伝達できる。FOP の口径は数 μm 程で十分小さく解像度への影響はほとんどない。しかし、FOP はその構造上、ファイバーのコア径とクラッド径の差分や束ねた際の充填率、入射口での反射などの影響で光透過率に損失が生じてしまう。特に紫外領域ではその影響が顕著に現れ、分光透過率は 360nm 付近を境に急激に低下する (図 (4.9))。本実験では波長変換剤 (bis-MSB) により発光波長を高波長側にシフトさせて損失の影響をある程度防いでおり、波長 420nm での透過率は 40% 程度と

なっている。

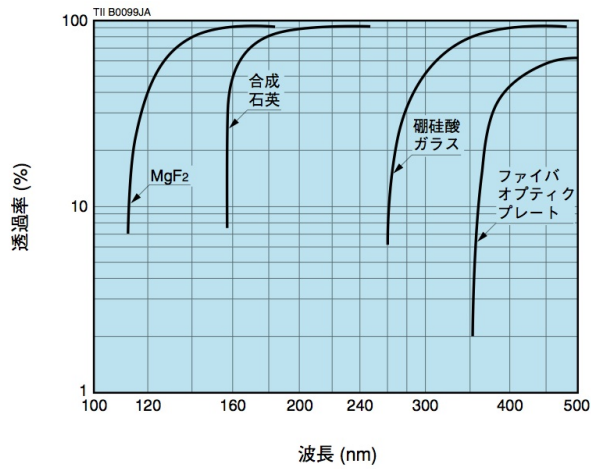


図 4.9: 入射窓素材の分光透過率

	入出力窓径		光電面		蛍光体	
	input(mm)	output(mm)	素材	量子効率 (%@400nm)	素材	残光 ($\mu\text{sec}@10\%$)
静電収束型	100	25	Bialkali	20	P11	60
MCP 型	25	25	Multialkali	10	P20	200

表 4.2: I.I. の特性

実際に像をデータとして取得する CCD カメラには浜松ホトニクス製の高速読み出し CCD を使用した。この CCD は $1\mu\text{sec}$ 以下の掃き捨て時間で最小 $33\mu\text{sec}$ の露光を繰り返すことができる (不感時間 3%)。実際に使用した際、露光 $33\mu\text{sec}$ としたとき動作が不安定になることがあったので、本実験では露光時間は $40\mu\text{sec}$ としてデータ取得を行った。なお、CCD の画素数は $640(\text{H}) \times 480(\text{V})$ であり、光学系の倍率を 1 としたとき $1\text{pixel}=0.2\text{mm}$ となる。

4.1.4 光学系

検出器の位置分解能は光学系の結像性能に大きく依存する。市販の交換レンズなど映像機器用の光学系は綿密な設計によって非常に高い結像性能を有しているが、被写体が十分な光量を持っていることが前提となっているため本実験のような微少光検出には向いていない。また市販のレンズで集光性を確保したもの (F 値 1.2 程度) も存在するが、一般用途において紫外領域は結像能力への障害となるので積極的に排除されるようになっており、さらに特定サイズのカメラフィルムや CCD 素子への結像を前提として設計されているため画角への制限が厳しく配置の自由度が低い。以上の理由から本実験においては市販の撮像用レンズは用いず、要請に見合う光学系を模索した。

光学系を選択するに当たって本実験では微少光の撮像可能性を検証するので集光性を得ることが優先される。ただし、集光性能と結像性能を両立させるには高度な収差補正が必要となり光学系は複雑化してしまう。そこで、本実験では少ない屈折面数でもある程度結像性能が確保できるという範囲で光学系を選択した。今回使用したレンズは焦点距離 60mm 口径 40mm (F 値 1.5) のアクロマティックレンズである。アクロマティックレンズは別名「色消しレンズ」ともよばれ入射光の波長差による収差 (色収差) をよく補正する光学系である。また色収差だけでなく球面収差やコマ収差も改善することができ、有効径が大きい場合でも光軸上で高い結像性能が得られるという特徴がある。(4.11) に倍率 1 で配置したときのレンズの概要及び結像性能を示す。光軸以外での収差補正が不十分であるため高さのある光源からに対しては結像性能が落ちるが、その上で収差の広がり は 3mm 程度に抑えられている。また、ターゲット中央に対しての集光率は 0.31% を確保している。

アクロマティックレンズ f60 F1.5	
集光率	0.31 (%@center)
収差	< 3 (mm)

表 4.3: 実験に用いたレンズの性能

なお、性能の評価に当たっては光学設計ソフトウェアの「OpTaliX」(Optenso 社) を用いた。光学設計ソフトは屈折面の素材、曲率、距離などのパラメータから再現した仮想光学系で光線追跡によるシミュレーションを行うものである。



図 4.10: 実験に用いたアクロマティックレンズ

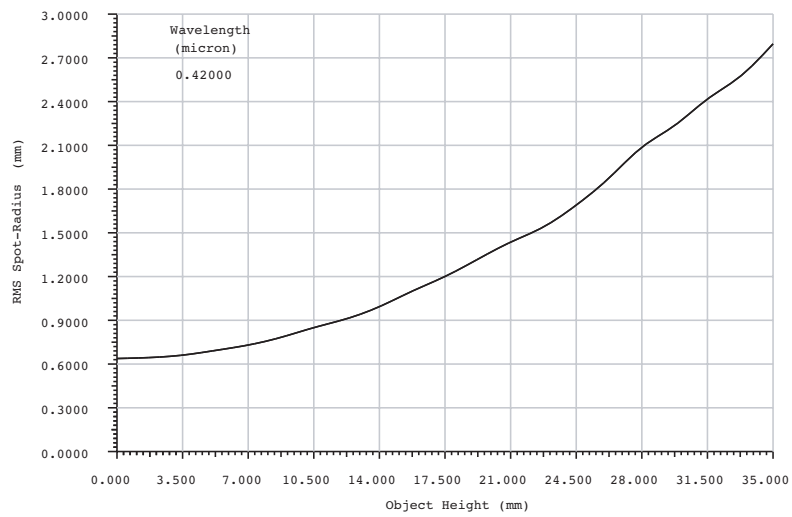
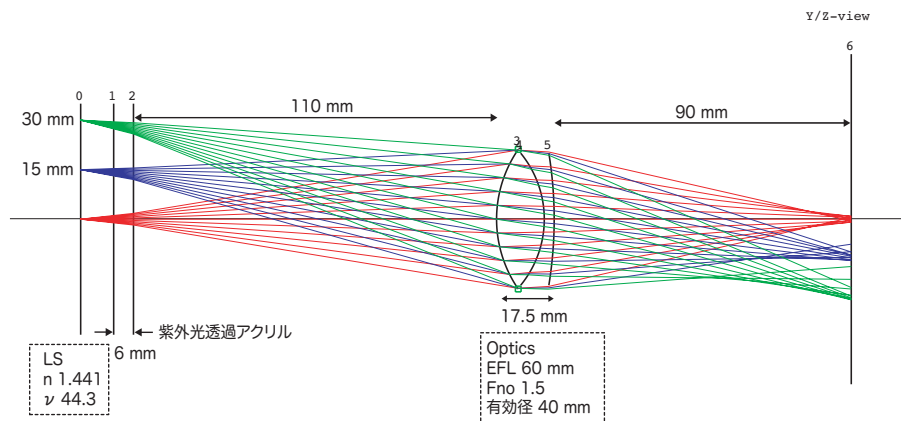


図 4.11: 光学系の概要および収差の分布

4.1.5 光収集率の見積もり

I.I. によって増幅された信号が洩れなく CCD で検出できると仮定すると、I.I. 前段の光電面で光電子に変換された数が検出器全体での光収集率となる。光収集率 (L) は各種パラメータから以下のように求めることができる。

$$L = LY \times \Omega \times T \times \kappa_{Q.E.} \quad [p.e./MeV] \quad (4.2)$$

ここで

LY : シンチレータの発光量 [photon/MeV]

Ω : 光学系での集光率 [%]

T : 全光路での光透過率 [%]

$\kappa_{Q.E.}$: 光電面の量子効率 [p.e./photon]

である。本実験のセットアップから光収集率を計算すると

$$L = 1.92 \quad [p.e./Mev]$$

と求まる。したがってフォトンイメージングが可能であれば ^{60}Co 由来の点事象は十分検出可能なはずである。

4.1.6 PMT のエネルギー校正

シンチレータ両端に設置した PMT は CCD へのトリガーとしてだけではなく、事象のエネルギー測定と両 PMT の光量比から発光点の水平位置を見積もるのに用いる。イメージング検出を行う前に、まず PMT の信号強度とエネルギーの校正を行った。

校正には ^{60}Co 線源によるコンプトンエッジを使った。 ^{60}Co 線源は同時に 2 本の線 (1.173MeV、1.333MeV) を発するので、エッジの値としてそれらの平均値を用いた。図 (4.12) にその結果を示す。

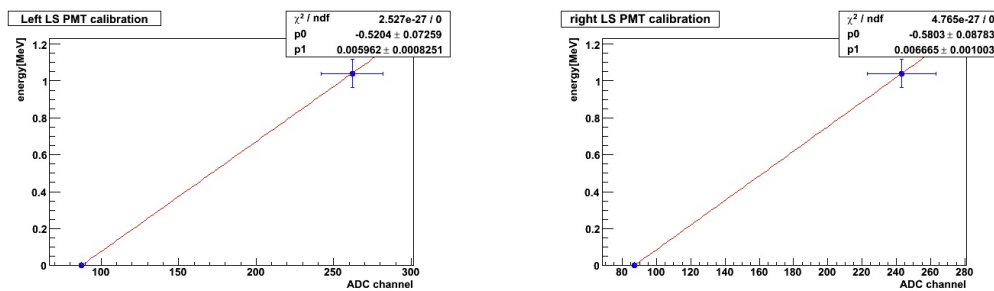


図 4.12: 左右の PMT のエネルギー校正

図 (4.13) に校正した両 PMT の ^{60}Co 線源測定時における相関を示す。図より左右の PMT にはきれいな対象性が確認できる。また、両 PMT で測定された値より事象のエネルギーを

$$E = \sqrt{E_{Right} \times E_{Left}} \quad [MeV] \quad (4.3)$$

と定義した。エネルギーの見積もりを概算にとどめたのは本実験の目的がイメージング検出の検証であり、精密な性能評価は目的としていないという理由からである。

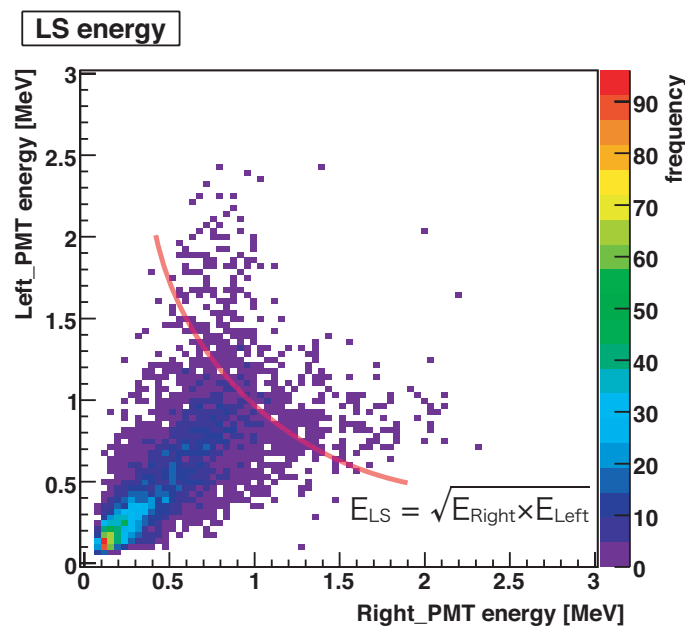
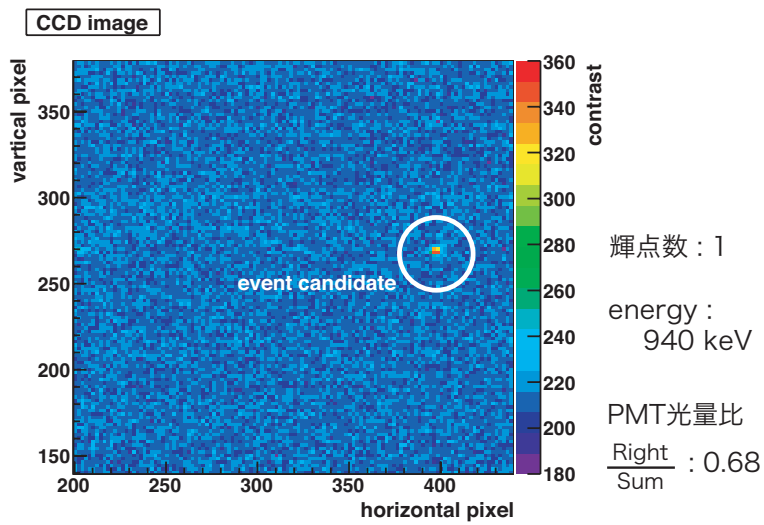
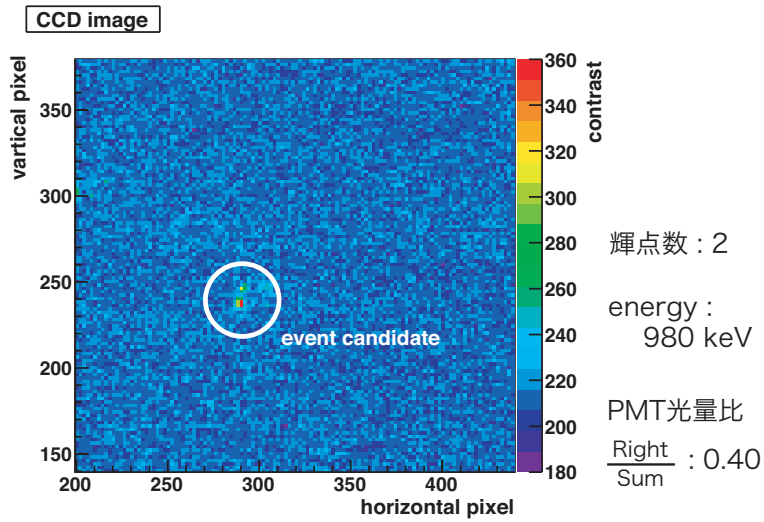


図 4.13: 左右の PMT の相関

4.2 測定結果

PMT をトリガーに ^{60}Co 線源のイメージング検出を行い 5000 枚の像データを取得した。以下の図 (4.14) に得られた像の例を挙げる。



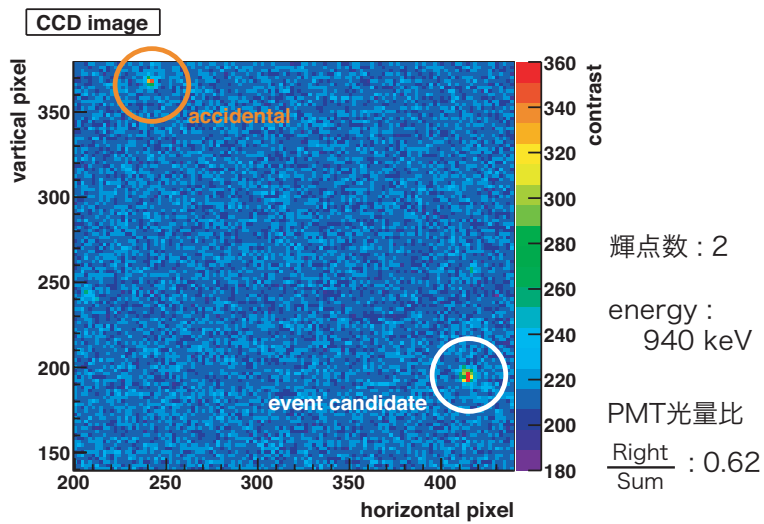
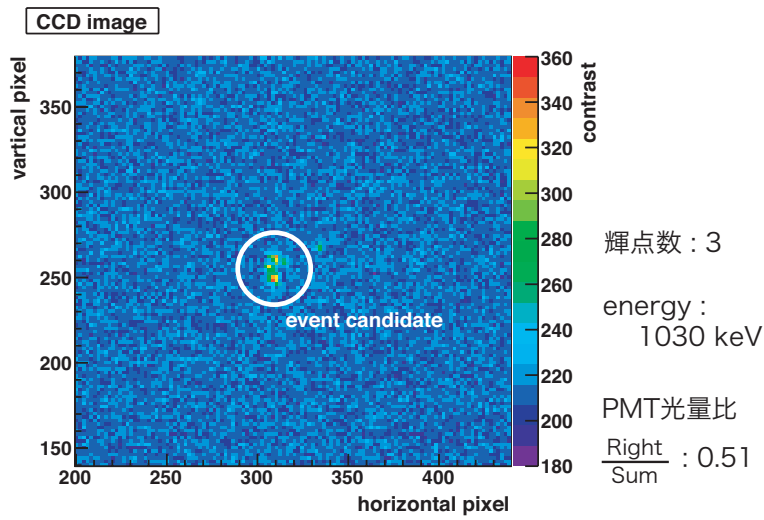
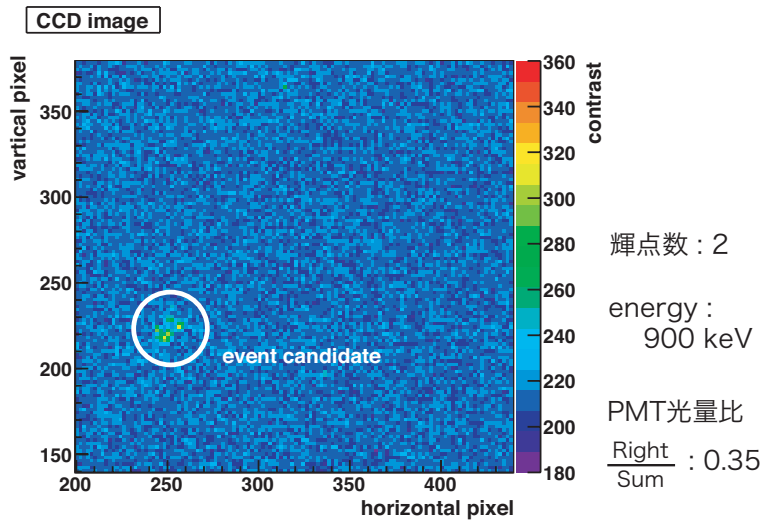


図 4.14: 観測した点事象のイメージ (2×2binng)

4.2.1 輝点捜査のアルゴリズム

像解析にあたり、以下のようなアルゴリズムを用いてイメージ内の輝点の捜査を行った。

1. 4×4pixel で binning する。
2. 輝度が 1000 を超えているか判断する。
3. 前後左右と比較して輝度が高いか判断する。
4. 上記 2 つの条件を満たすものを『輝点』と見做す。

以下に詳細を述べる。CCD 素子は 1pixel 毎の基底信号強度にばらつきがあるため、像解析を 1pixel 毎に行うのは難しい。そこで複数の隣接する pixel を足し合わせて 1 ドットと見做し (binning) その比較によって解析を行う (図 (4.15))。I.I. の蛍光面上での輝点は CCD 素子上では約 5pixel 程の拡がりを持つ。binning 時に一つの輝点を分割してしまうことのないように binning の幅を 4pixel とした。光源がない空間を映したときの binning した 1 ドット (元の 16pixel) が持つ輝度は約 950 に上限があり 1000 を超えることはない。そこで、輝度が 1000 を超えるドットについて隣接するドットと輝度を比較し、そのすべてより輝度が大きいときのみそのドットを輝点として認識した。

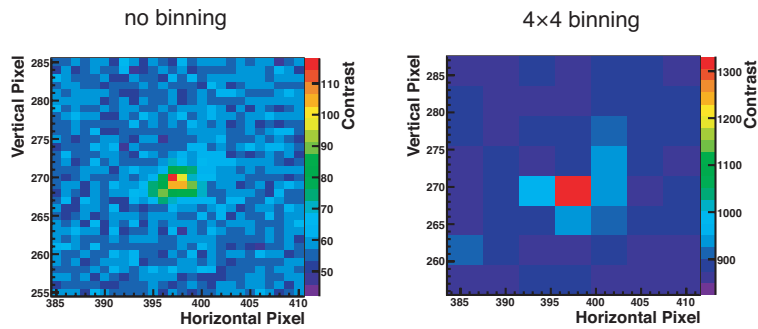


図 4.15: Binning による輝点の pixel 化

4.2.2 ランダムトリガーによるイメージ

トリガー信号に Clock Generator を用いたランダムトリガーによるイメージ検出を行い、バックグラウンド及び I.I. のノイズ由来の輝点数を見積もりを行った。取得した 100 枚のイメージについて上記のアルゴリズムによる捜査を行った結果を以下の表 (4.4) に示す。線源がある状態とない

Trigger	輝点数 (/100 images)
PMT(^{60}Co)	210
ランダム with ^{60}Co	48
ランダム w/o ^{60}Co	46

表 4.4: トリガー毎の輝点数

状態のランダムトリガーで輝点数に差が見られないことから、 ^{60}Co による線の入射間隔は I.I. 後段蛍光面の減衰時間より十分長く、線源のオーバーラップによるノイズは起きていないことが確かめられた。また、ランダムトリガー時の輝点をノイズと見做し PMT トリガー時の輝点数と比較を行うと、事象由来の輝点数はイメージ 1 枚あたり約 1.6 個となる。

4.2.3 輝点位置と PMT の光量比の相関

シンチレータの両端に設置している両 PMT に入射する光量は事象の位置によってその比率が変わる。したがって輝点が事象の像であるならば、その水平位置と左右の PMT の光量比には相関が見られるはずである。図 (4.16) にイメージ上の輝点の水平位置と PMT の光量比の関係を示す。

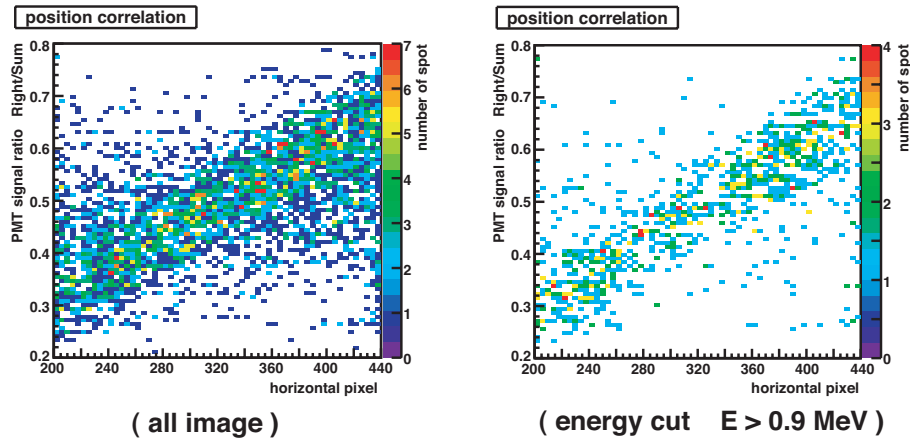


図 4.16: 輝点の水平位置と PMT の光量比の相関

上図より輝点の水平位置と PMT の光量比の間には明らかな相関関係が認められる。右図はノイズの割合が多い低エネルギー側をカットしたものでよりはっきりとした相関が見られる。これより、イメージ内の輝点はノイズやバックグラウンド等ではなくシンチレータ内の物理事象を像を結んだものであるという確証が得られた。

4.3 期待される改良点

本実験で得られたイメージの中には事象による輝点とは別にノイズと思われる輝点に移りこんでいるものが見受けられ、イメージのみからでは事象の像を特定することはできなかった。このようなノイズ輝点の原因として I.I. 蛍光面の残光特性によるオーバーラップ等が挙げられる。また、I.I. 入射窓の FOP での光透過率による損失が大きく、光学系の設計への制限が厳しくなっていた。これらの点は新たにシンチレーション光検出へ特化した I.I. の開発によって改善できる問題である。

第5章 プロトタイプ検出器の設計

近い将来に小規模な検出器を原子炉の傍に設置し、実際に電子型反ニュートリノの検出を行い方向検出手法への検証を行おうとする計画がある。この章では小型検出器の基本的な設計を行い、またモンテカルロ (MC) シミュレーションによるイメージング検出での方向検出への性能評価を行う。

5.1 目的

このプロトタイプ検出器の目的はシンチレータとイメージングによる世界初の電子型反ニュートリノの飛来方向の測定を行うことと、大規模方向検出器の作成へ向けた技術を養うことである。

原子炉反ニュートリノのエネルギー領域では逆崩壊反応で放出される中性子の方向は入射反ニュートリノの飛来方向の情報を十分に保存していると考えられる。しかし、実際の検出においては中性子捕獲までの熱拡散および検出器の位置分解能による再現性によって反ニュートリノの方向情報は攪乱されてしまう。そこで検出器の仮想設計をし、MCシミュレーションによってイメージング観測による反ニュートリノの角度分解能を見積もり方向検出への性能評価を行いたい。

5.2 方向検出の方法

ここで改めてイメージングによる中性子の放出方向の検出手法について述べる。まず prompt event として逆崩壊によって放出された陽電子のイメージングを行う。陽電子が光として放出するエネルギーは

$$E_{\text{prompt}} = E_{\nu} - 1.8 - T_n \quad (\text{MeV}) \quad (5.1)$$

となる。ここで T_n は放出中性子が持ち出す運動エネルギーである。また陽電子はほとんど飛行しないので点、もしくは1cm以下の短いトラックとして観測される。したがって陽電子の像は反ニュートリノの捕獲位置の情報をよく保存している。続いて delayed event として ${}^6\text{Li}$ による中性子捕獲反応をイメージングする。放出中性子は5cm程度飛行した後 ${}^6\text{Li}$ によって捕獲されるが、このとき観測されるのは、 ${}^3\text{H}$ による発光で、これらの Q-value は4.8MeVである。 ${}^3\text{H}$ のクエンチ特性については過去の ${}^6\text{Li}$ シンチレータを使った実験である Bugey[12] の結果よりクエンチングファクター (q) を9として、delayed の測定上のエネルギーは

$$E_{\text{delayed}} = \frac{Q_{\text{value}}}{q} \quad (5.2)$$

$$= 0.53 \quad (\text{MeV}) \quad (5.3)$$

となる。

これらのイメージングによって得られた像上の点から元の event の実空間上での座標を再構成し、delayed と prompt の事象点を結んだ方向を中性子の放出方向として測定する。

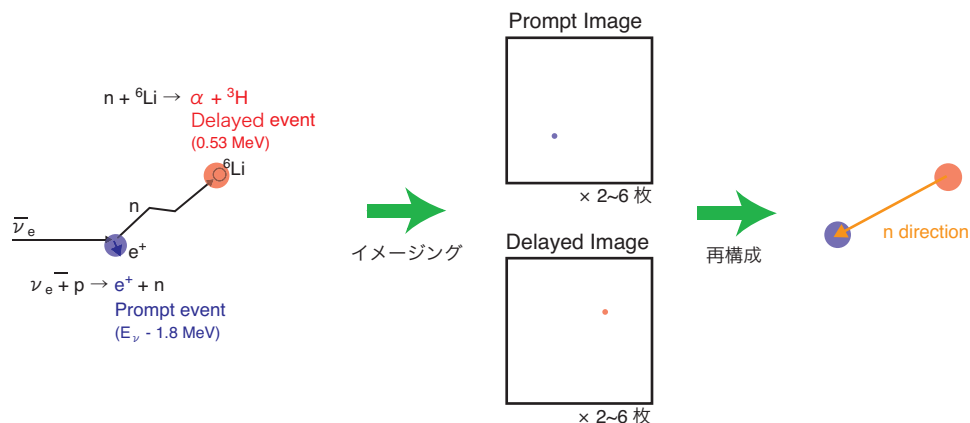


図 5.1: イメージングによる中性子放出方向観測の概念

5.3 検出器の基本設計

検出器の概略を図 (5.2) に示す。液体シンチレータをターゲットとし、事象をレンズ光学系と I.I. と CCD の組み合わせによる位置検出器と PMT によって観測する。立方体型の容器に収めた液体シンチレータを 6 方向から観測することにより事象位置の三次元測定を行う。また、PMT は事象のエネルギーの測定及び位置検出器へのトリガーとして用いる。

5.3.1 ターゲットの規模とイベント数の予測

ターゲットとして一辺 30cm の立方体型容器 (容積 27ℓ) に収めた ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを用いる。ターゲットのサイズについては光学系の要請を優先して設計している。前述したように光学系の被写界深度と集光率は相反する関係にあるため、ターゲットの規模を大きくした場合は検出器の総数が著しく増加する。今回の設計は立方体型のターゲットを 6 方向から観測するという前提の下に、現実的な I.I. と光学系の組み合わせ選択をした上でターゲットのサイズを決定した。

次にプロトタイプ検出器での電子型反ニュートリノの事象数を KamLAND 検出器とのスケールの比較から見積もる。プロトタイプ検出器を熱量 3.3GW (柏崎刈羽原子力発電所の原子炉 1 基あたりの熱量に相当) の原子炉に距離 100m で設置したと仮定する。一方 KamLAND 検出器は周囲 130~240km に多数の原子力発電所が稼動しており、これらの原子炉からの寄与は距離 180km にある 80GW の原子炉 1 基分に相当する。表 (5.1) にこれらの対比をまとめる。

KamLAND で有効半径 5.5m (有効体積 697m³) として観測したとき、振動による事象数の減少を考慮しないときの原子炉反ニュートリノの観測事象数の期待値は 1.26events/day (2179events/2881ton-year) と見積もられる。これらの値からプロトタイプ検出器で起こるの原子炉反ニュートリノの事

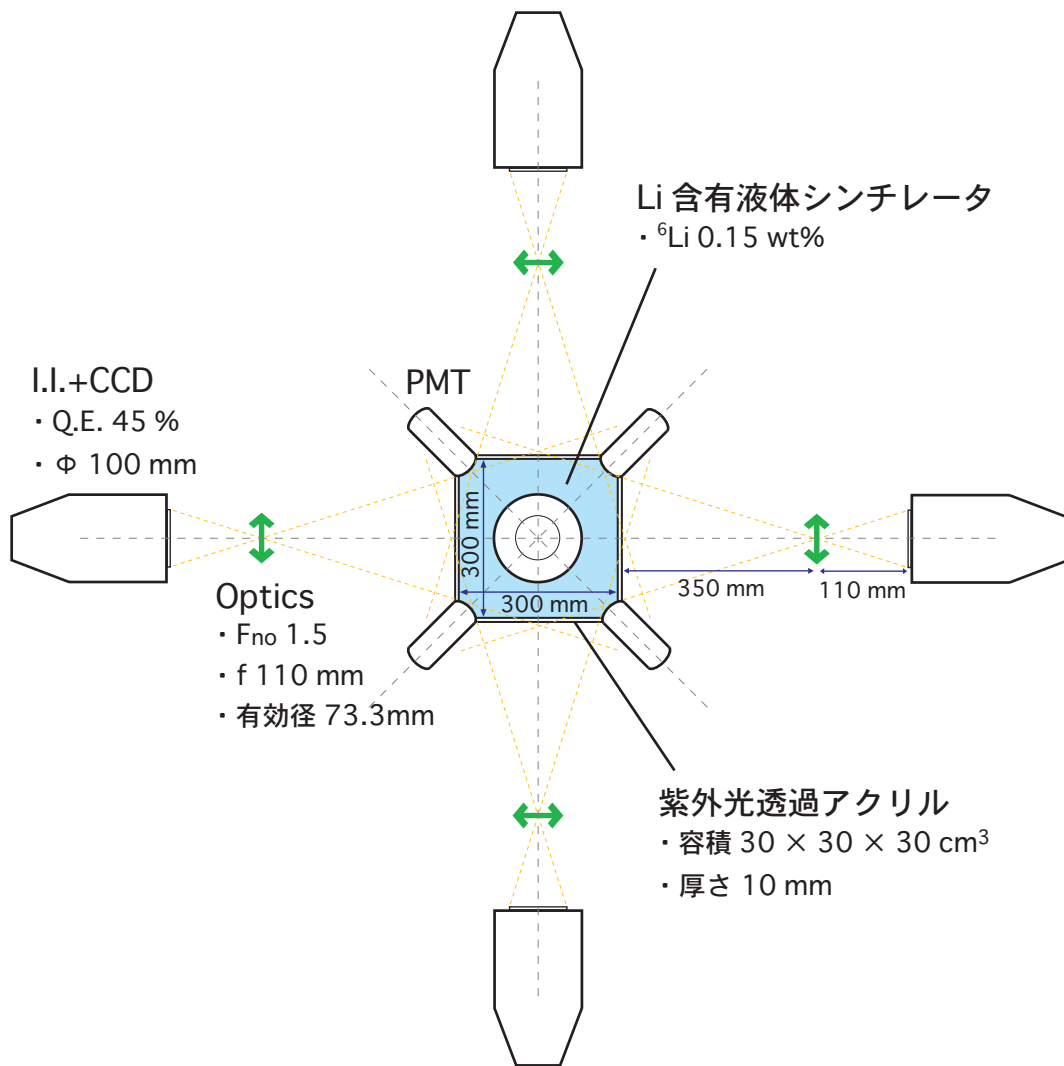


図 5.2: テストベンチの概略

	KamLAND	プロトタイプ検出器
距離 L	180 km	100 m
熱量 W	80 GW	3.3 GW
有効体積 V	696.89 m ³	27×10 ⁻³ m ⁻³
検出効率 κ	89.8 %	
検出事象数 N	1.26 event/day (no oscillation)	

表 5.1: プロトタイプ検出器と KamLAND のスケール比較

象数を見積もると

$$\begin{aligned}
 N_{\text{proto}} &= N_{\text{KL}} \times \frac{W_{\text{proto}}/L_{\text{proto}}^2}{W_{\text{KL}}/L_{\text{KL}}^2} \times \frac{V_{\text{proto}}}{V_{\text{KL}}} \times \frac{1}{\kappa_{\text{KL}}} \\
 &= 7.238 \quad (\text{events/day}) \\
 &= 217.1 \quad (\text{events/month})
 \end{aligned}$$

となり、一月あたり 200 程度の電子型反ニュートリノ事象が期待できる。これは本実験の方向検出の検証という目的から見ると十分な事象数であると思われる。

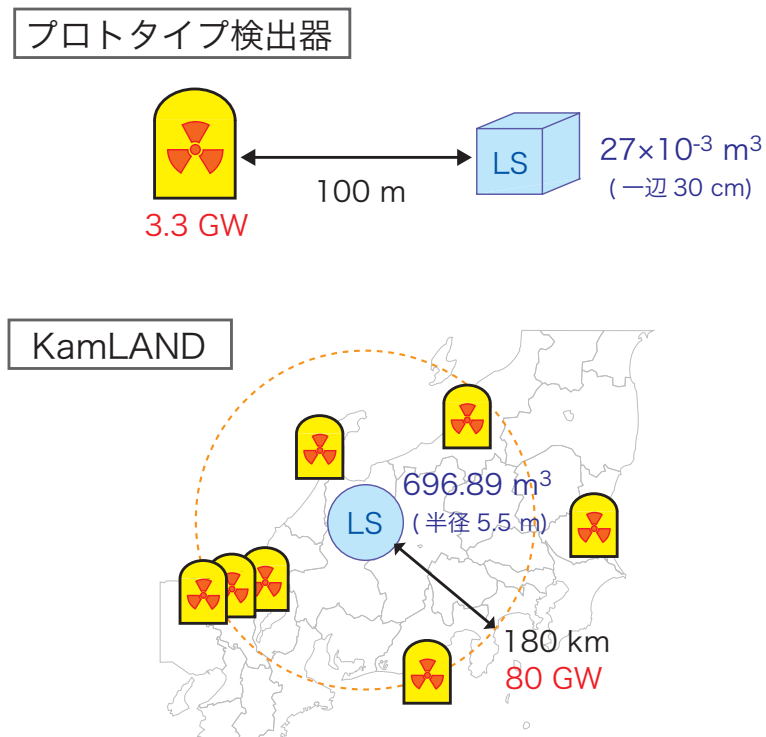


図 5.3: プロトタイプ検出器と KamLAND のスケール比較

5.3.2 液体シンチレータ

液体シンチレータの組成は現在開発中のものに準じてプソイドクメンと界面活性剤を混合したものに PPO と臭化リチウム水溶液を溶かしたものを想定している。ただし、その性能についてはまだ開発段階であることから、シミュレーションを行うに当たって ${}^6\text{Li}$ の含有率及び発光量は開発目標値を適用した。屈折率については未知数であるので KamLAND シンチレータと同じ値を用いている。逆ベータ崩壊の後発信号となる ${}^3\text{H}$ のクエンチ特性については Bugey[12] の結果より、クエンチングファクター (q) を 9 とした。シミュレーション用に想定したシンチレータの特性を表 (5.2) にまとめる。

特性	値	備考
${}^6\text{Li}$ 含有率	0.15 wt%	開発目標値
発光量	7600 photons/MeV	開発目標値 (90%KL)
屈折率, アッベ数	1.441, 44.3	KamLAND シンチレータと同じ
${}^3\text{H}$ へのクエンチ	$q = 9$	過去の実験結果より

表 5.2: プロトタイプ検出器用シンチレータの仮想性能

5.3.3 光学系

光学系への要請は被写界深度が 300mm を満たし、できる限り大きな集光率を有することである。光学系の結像性能はその設計に大きく依存し、レンズの組み合わせは無限にあるため絶対解というものは存在しない。今回は実際に入手可能なレンズの中から被写体領域内でのボケの広がりが 5mm に収まるものを選択した。今回想定したのは外径 75mm、焦点距離 200mm のアクロマティックレンズを 2 枚組み合わせ全体での焦点距離 110mm、有効径 73.3mm の性能を持たせたもので、同形のレンズを 2 枚対称形に配置することで結像性能を高めている。図 (5.4) にその概要を示す。レンズの素材である光学ガラス BK7、SF5 は波長 400nm 付近でも 98% 以上の高い透過率を持っている。さらに表面に紫外線用反射防止膜 (UV マルチコート) を施すことにより一面あたりの反射率 0.5% 以下に抑えることができ、光学系全体としてシンチレーション光波長領域でも 90% 以上の高い透過率が実現可能である。

図 (5.5) に発光点の位置による光学系一つあたりの集光率を示す。光軸から外れた位置での集光率は同じ深度における光軸上でのそれに対して、光学系への入射角の \cos^4 に比例して減衰する (\cos^4 則)。

また各深度における光源が結ぶ像の収差の広がりを図 (5.6) に示す。黒線は OpTaliX の光線追跡シミュレーションより求めたもので、赤線はそれを深度に対する 3 次の関数で近似したものである。後述するシミュレーションにおいては深度を図に示したような 7 つの領域に区分し、各領域での中心での収差分布をもって収差の値を求めた。

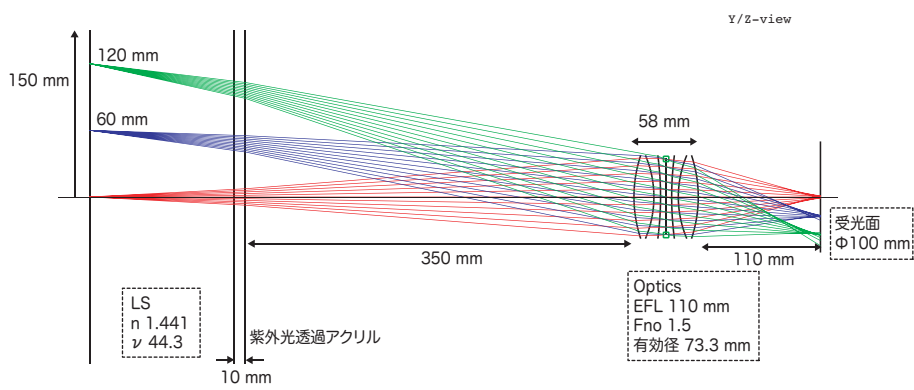
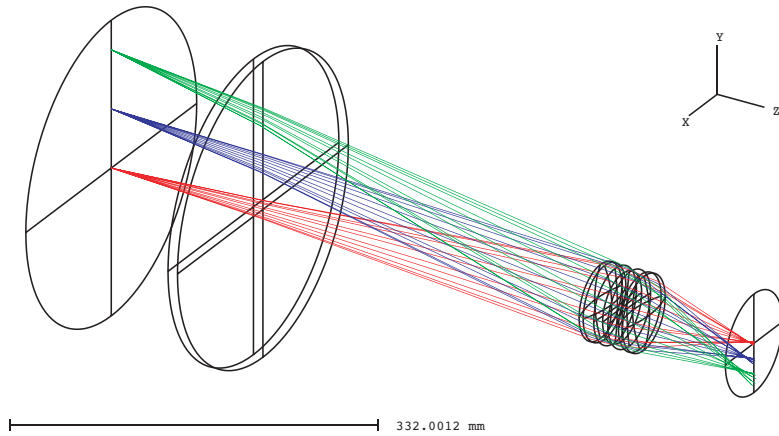
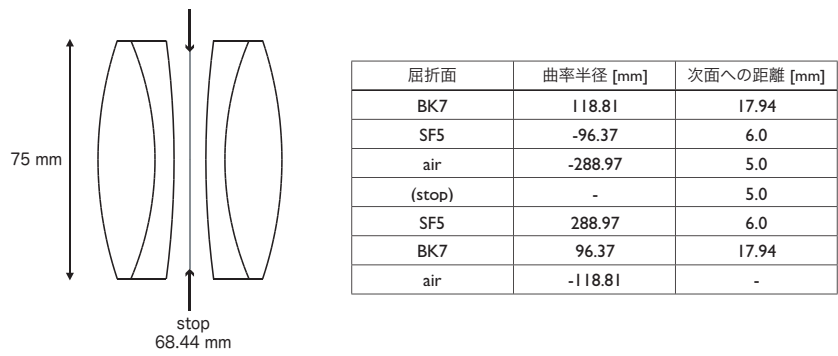


図 5.4: シミュレーション用に設計したレンズ

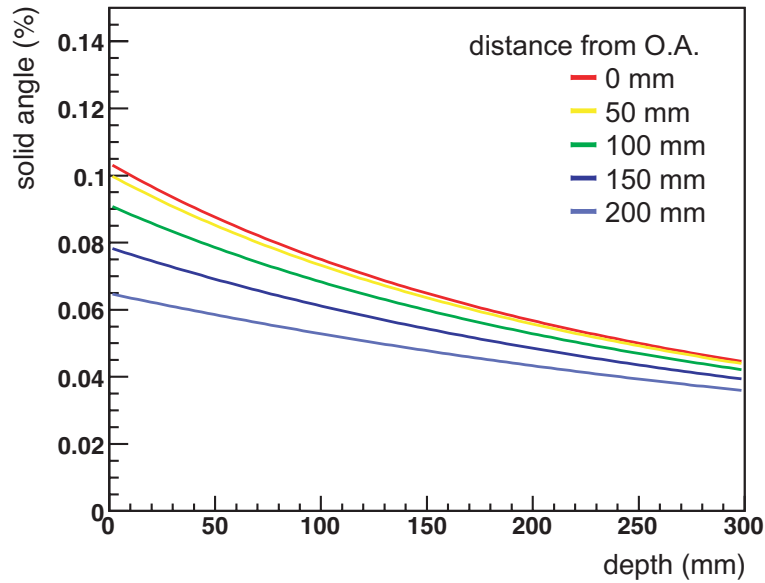


図 5.5: 発光点位置による光収集率

5.3.4 撮像系

撮像系には大口径 I.I. と高速読み出し CCD の組み合わせを想定している。

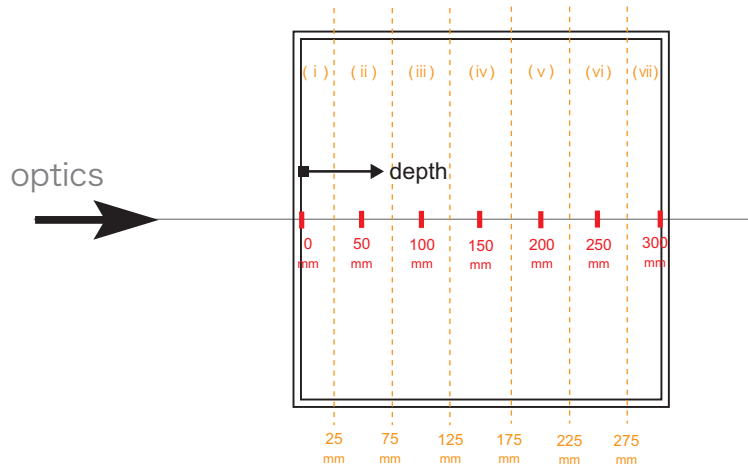
I.I. は現在実現可能な範囲で想定し、受光面を 100mm 径の光学ガラス、光電面を波長領域 400nm 付近で 45% の最も高い量子効率を持つウルトラバイアルカリ (図 (5.7)) とした。

また、方向検出のためには陽電子による prompt event と中性子捕獲による delayed event を分離してイメージングする必要がある。⁶Li 含有シンチレータでの event の時間差はおよそ 20 μ sec であるから、I.I. の蛍光体の残光特性及び CCD の連続画像取得の露光間隔をそれより短くする必要がある。I.I. の蛍光体については減光時間 1 μ sec(10%) の P46 等が適切と思われる。CCD については高速読み出し CCD(C9300-201, HAMAMATSU) に 2 枚の画像を約 300nsec の間隔で連続取得を可能とする拡張を施したものを想定しており、実際に改造 CCD を発注し入手している。表 (5.3) に改造を施した CCD の高速連続読み出しモードの仕様を示す。

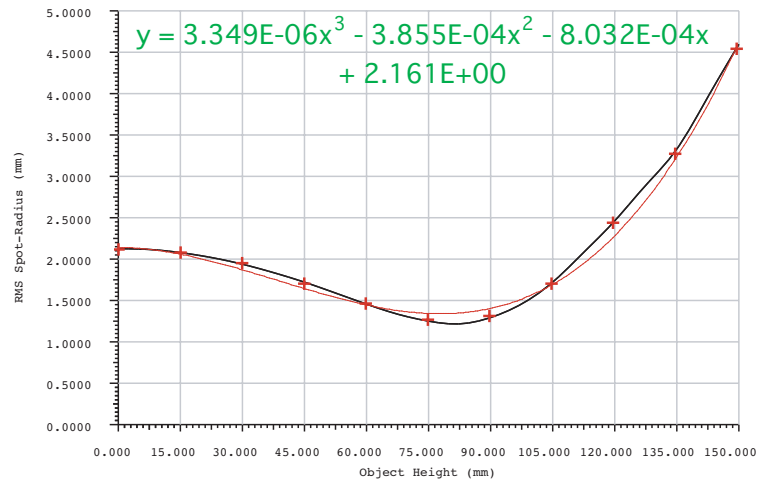
第 1 画像掃き捨て時間	1 μ sec
第 1 画像露光終了時間 (Trigger が受付から露光を終了までの時間)	< 15 μ sec
第 1 画像最小露光時間	> 24.7 μ sec
第 1, 第 2 画像露光間隔	300 nsec
第 2 画像最小露光時間	12.2 msec

表 5.3: 改造 CCD の高速読み出しモードの仕様

以下の図 (5.8) に改造を施した CCD の特性及び 2 画像の連続取得のタイミングチャートを示す。I.I. は常に gate on の状態でせ、CCD は trigger が入るまで 24.7 μ sec の露光と 1 μ sec の掃き捨てを繰り返す状態で待機させる。Prompt event(陽電子) の発光が起こると光は PMT 及び I.I. に到達する。I.I. に入った光は増幅され蛍光体の発光に変換され、CCD に像を結びます。一方 PMT に入った光は delay ユニットによって露光時間調整用の 2 つの trigger 信号に変換される。1 つは第 1 露



(i) depth = 0 mm



(ii) depth = 50 mm

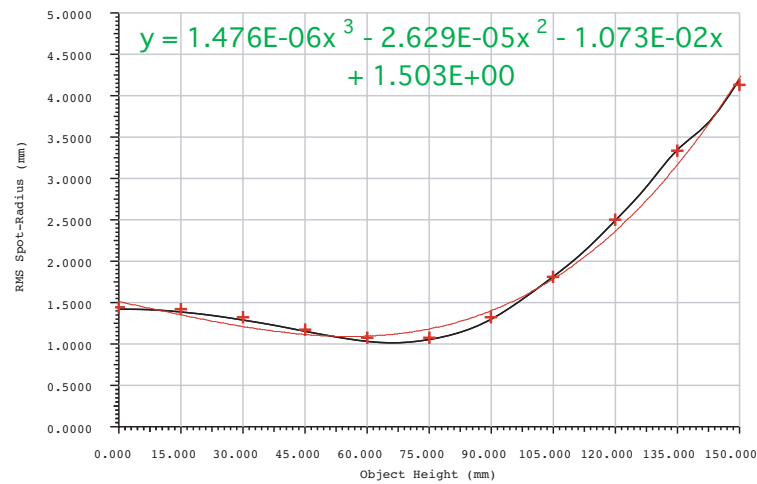
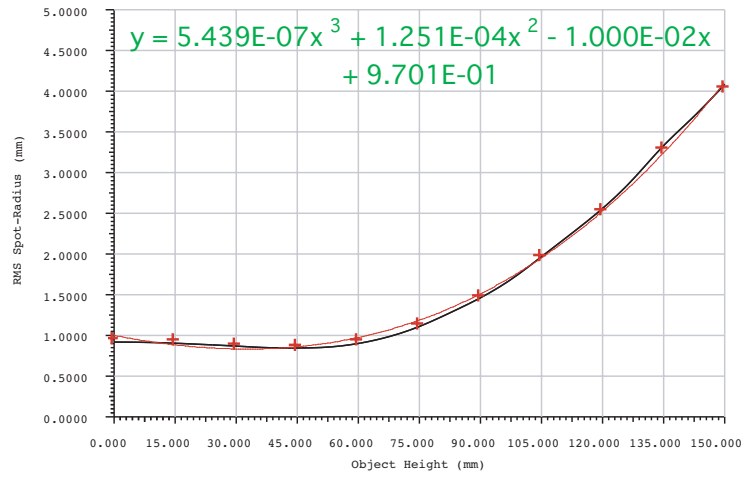
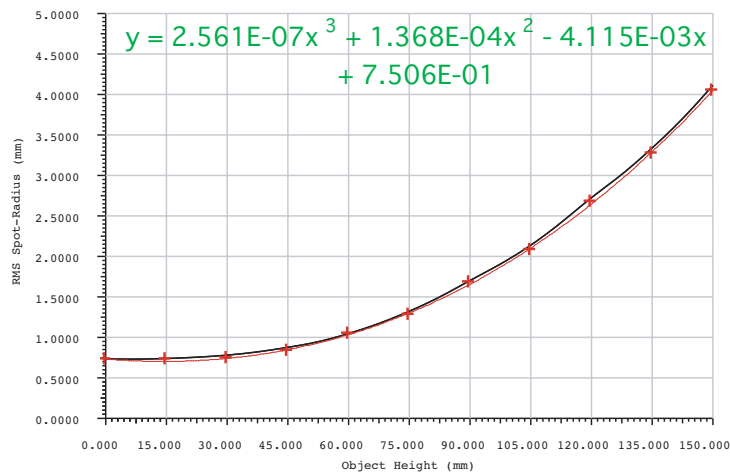


図 5.6: イメージ上の収差分布

(iii) depth = 100 mm



(iv) depth = 150 mm



(v) depth = 200 mm

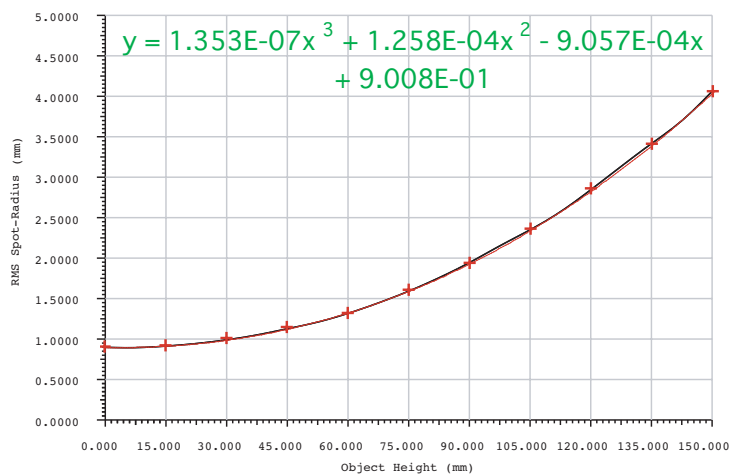
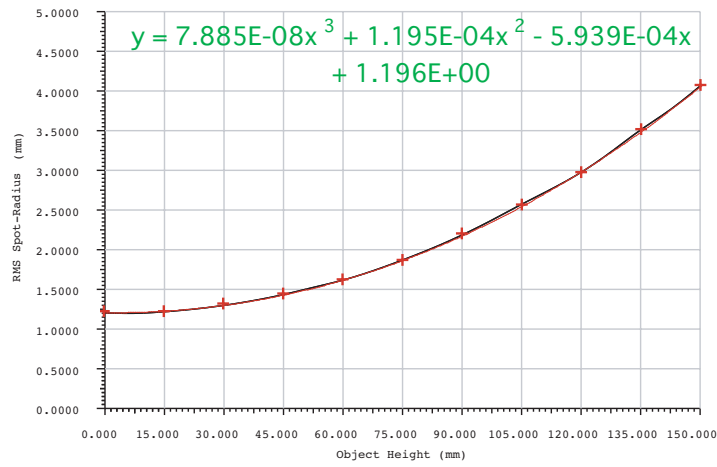


図 5.6: イメージ上の収差分布

(vi) depth = 250 mm



(vii) depth = 300 mm

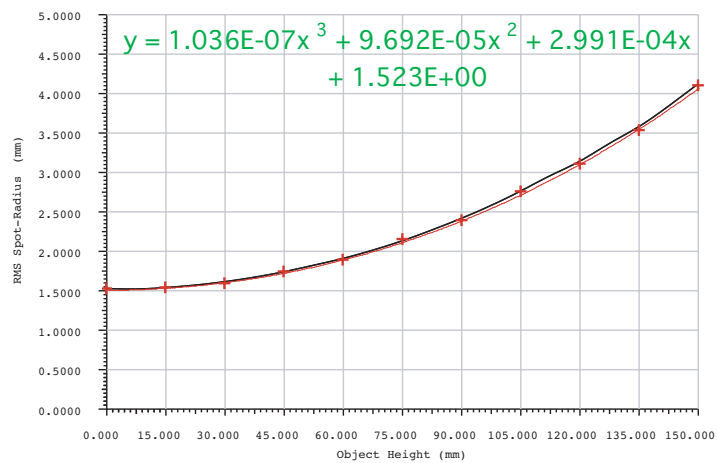


図 5.6: イメージ上の収差分布

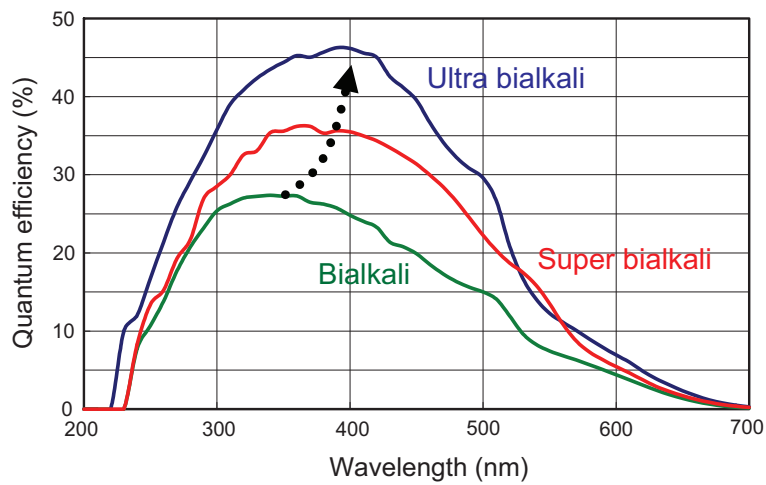


図 5.7: バイアルカリ受光面の量子効率

光を終了させるための CCD への trigger で、もう一方は I.I. の gate を off にするための trigger である。CCD は trigger を受けてから $15\mu\text{sec}$ 以内に prompt のための露光を終了させ、 300nsec 程の間隔をあけてから続けて delayed event(中性子捕獲反応)のための露光を開始する。delayed の露光は 1 枚目の画像の読み出しと同じ時間を要するため 12.2msec 程の長い時間となる。この間露光を止められない CCD の代わりに I.I. の gate を off にすることで 2 枚目の画像へのノイズを防ぐ。

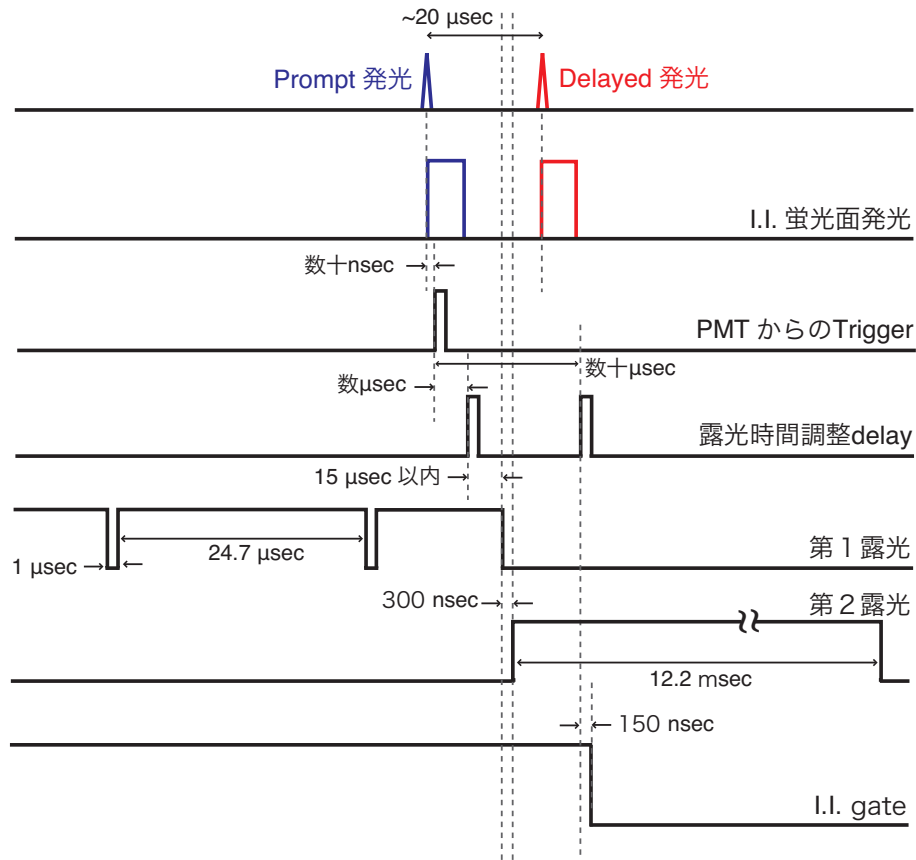


図 5.8: 高速連続読み出しのタイミングチャート

5.4 MCシミュレーション

上記の基本設計に沿った仮想検出器を想定し、MCシミュレーションによって検出器の性能評価を行う。粒子追跡にはCERNが提供しているGeant4シミュレータを用いた。Geant4は測定データに基づいた粒子と物質の相互作用が関数やデータベースとして組み込まれており、発生させた粒子とその相互作用によって生じる2次粒子を相互作用が起こるstep毎に追跡するため精密な移動追跡が行える。ただし、Geant4ではニュートリノを発生させることができないため、まず特定エネルギーのニュートリノに対応する放出中性子の運動エネルギーや反跳角などをevent listとしてまとめ、それに対応する中性子をGeant4内に発生させその移動過程の追跡を行った。シミュレーション全体の流れとしては以下のような段階を踏む。

1. ニュートリノの逆崩壊反応の情報をまとめたevent listの作製
2. Geant4による放出中性子の追跡
3. 仮想検出器による事象位置の再構成
4. 再構成したprompt、delayedの座標より中性子の放出方向を決定

5.4.1 event listの作製

event listにまとめた情報は反ニュートリノのエネルギー(E_ν)、方向(p_ν)、逆崩壊の反応点(r_{prompt})、放出される陽電子と中性子のエネルギー(E_e, E_n)、及びそれらの方向(p_n, p_e)である。エネルギーごとのニュートリノ事象数は図(5.9)に示すようなエネルギー分布を満たすように十分な数を用意した。反応点の位置はターゲットのサイズ(30cm×30cm×30cm)内で一様になるようランダムに分布させた。放出粒子のエネルギー及び方向は図(2.6)の分布を満たすように決定した。図(5.10)にニュートリノのエネルギー毎の中性子の反跳角度と運動エネルギーの分布の例を示す。原子炉ニュートリノのエネルギー領域では中性子が持ち出すエネルギーは100keVに満たないことが見て取れる。

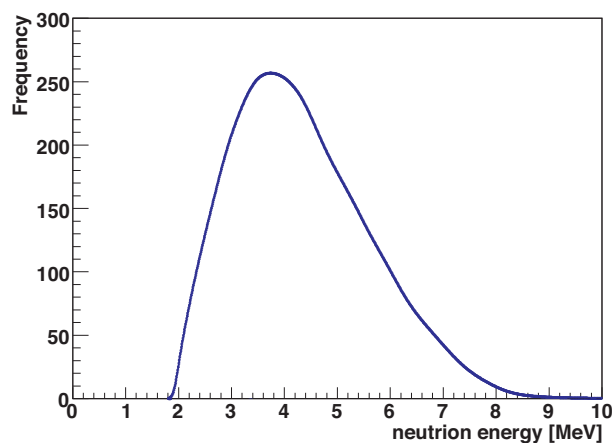


図 5.9: 原子炉反ニュートリノの測定エネルギー分布

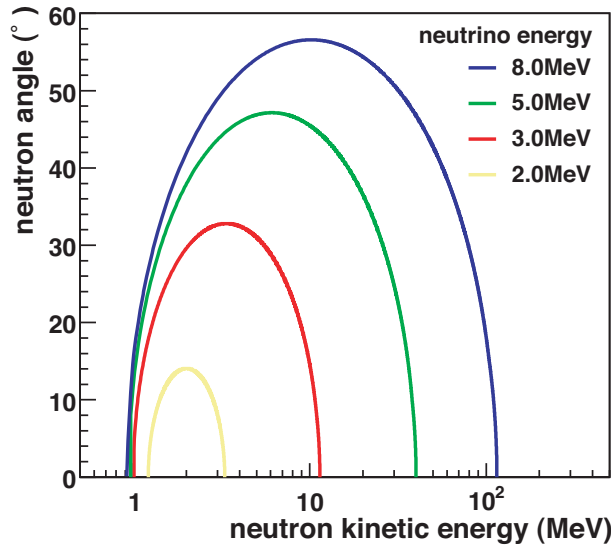


図 5.10: 放出中性子の角度と運動エネルギーの分布

5.4.2 Geant4 による中性子の追跡シミュレーション

event list にしたがって発生させる中性子の方向、エネルギー、発生点を決定し前述した Geant4 シミュレータでその相互作用の step を追跡していく。中性子はシンチレータ中で主に陽子との弾性散乱を繰り返し、最終的には ${}^6\text{Li}$ が陽子に捕獲される。Geant4 での追跡の結果として捕獲反応を起こした粒子の種類と捕獲反応点の位置情報 ($r_{delayed}$) を得ることができる。表 (5.4) にその結果をまとめる。全事象のうち 7 割ほどで捕獲反応が起こり、残る 3 割の未検出は中性子が捕獲される前にターゲットの外へ出て行ってしまった場合である。 ${}^6\text{Li}$ による捕獲反応は全捕獲反応のうちの約 9 割となった。

	事象数	割合
全事象数	384,880 event	-
${}^6\text{Li}$ 捕獲	238,474 event	62.0 %
p 捕獲	28,663 event	7.4 %
未検出	117,743 event	30.6 %

表 5.4: Geant4 シミュレータによる中性子捕獲反応数

5.4.3 事象位置の再構成

ここまでのシミュレーションで prompt、delayed event 毎の位置とエネルギーを得ることができた。この情報を元に仮想検出器での検出をシミュレートし事象位置の再構成を行う。まず、6 方向に配置した各イメージング検出器について事象の位置及びエネルギーから得られる像をシミュレートする。次に、6 つの検出器で得られたすべての像から事象の位置を三次元的に再構成する。以下にそれぞれの過程での詳細を述べる。

各イメージング検出器での像のシミュレート

まず、事象の座標及びエネルギーより検出される光電子数を決定する。事象のエネルギー

(E)、シンチレータの発行量 (LY)、光学系での集光率 (Ω)、光電面の量子効率 ($\kappa_{Q.E.}$)、受光面までの光透過率 (T) として検出器一つあたりで得られる光電子数の期待値は

$$N_{p.e.} = E \times LY \times \Omega \times T \times \kappa_{Q.E.} \quad (5.4)$$

と求められる。ターゲット中央で 1MeV の事象に対しては 2.6p.e. 程度になる。シミュレーションを行うに当たってはこの期待値を平均値としたポアソン分布に従うようにして光電子数を決定している。

つぎに事象の位置より結像点を求め、さらにその点を中心として図 (5.6) によって決定した収差の分布に従って 1p.e. による結像点を決める。これを得られた光電子数分繰返し、その平均値をその検出器で検出した event 像の位置とする。

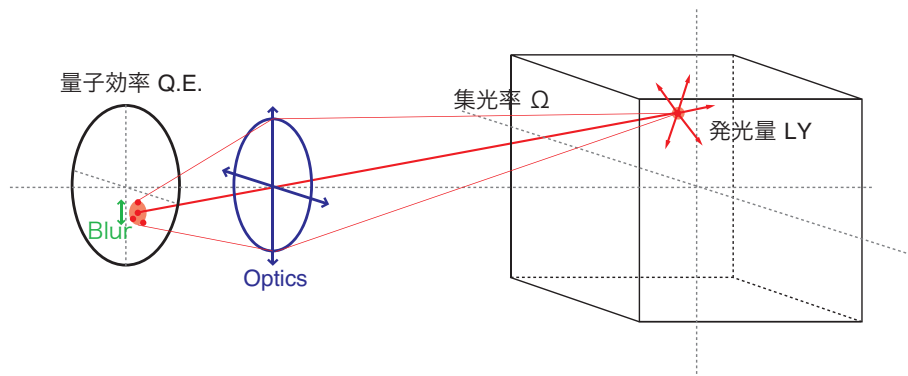


図 5.11: 各検出器での像の取得

三次元座標の再構成

像検出のできた検出器が 2 つ以上あった場合にそれらの event 像座標より元の event の位置を三次元的に再構成する。1 つの event 像座標が実空間で取りうる座標は直線として表せる。さらに 2 つの検出器についてそれらの 2 直線の最近点を求める。像検出のできたすべての検出器の組について同様の作業を行い、それらの平均値を再構成した event 座標とする。

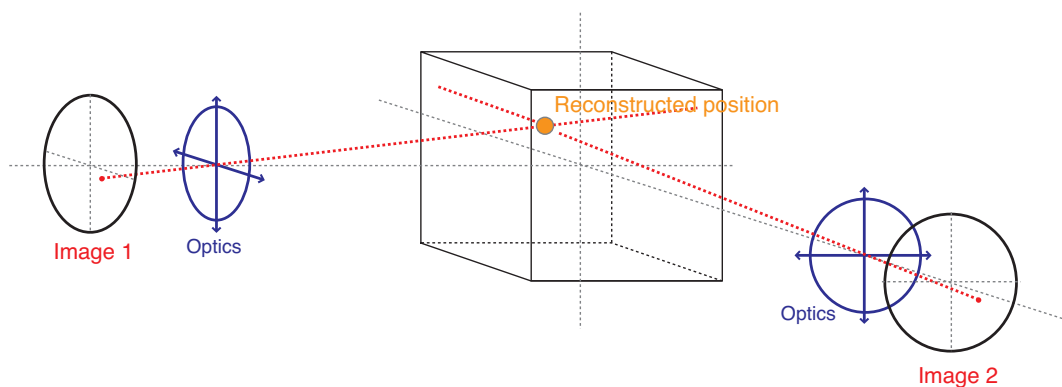


図 5.12: 三次元座標の再構成

以上の過程を ${}^6\text{Li}$ による捕獲が起きた場合の prompt event 及び delayed event について行い、それぞれの座標が再構成できた場合のみ中性子の放出方向を求めることができる。また、求めた中性子の方向と反ニュートリノの入射方向からその角度を求め、その分布から角度分解能を見積もる。

5.4.4 結果

まず図 (5.13) に再構成される前の中性子の方向分布を示す。この拡がりには放出された中性子の熱拡散による攪乱の結果であり、 ${}^6\text{Li}$ 含有シンチレータの能力を表している。原子炉反ニュートリノに対する角度分解能は 90.11° (68%) と求まった。

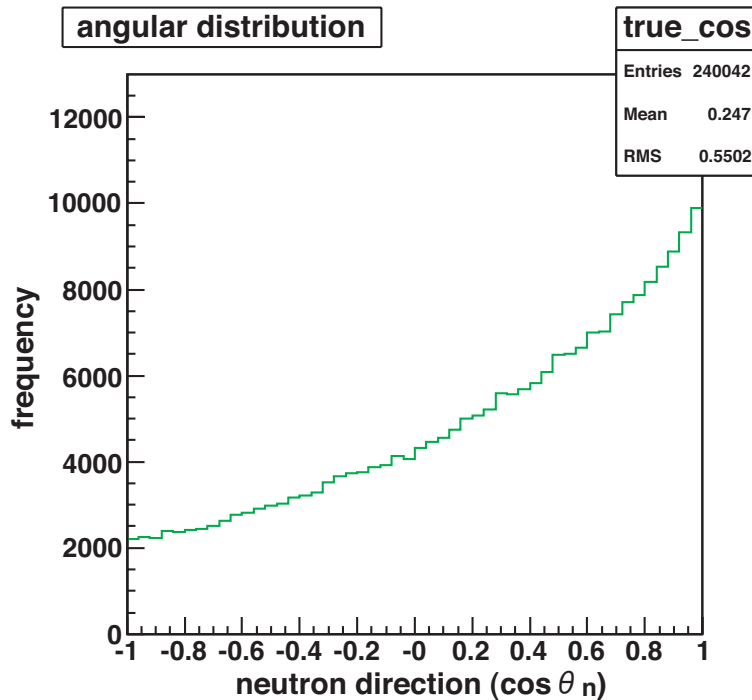


図 5.13: 再構成前の中性子の方向分布

次に、仮想検出器によって再構成された中性子の方向分布を図 (5.14)、入射ニュートリノ方向に対する変移を図 (5.15) に示す。赤のラインは再構成前のものを、青のラインは再構成後のものを表している。

仮想検出器によって求められた原子炉反ニュートリノに対する角度分解能は 92.06° (68%) であり、再構成前の値に対しての差異は 1% 程に収まっている。したがって光学系によるイメージング検出ではその結像性能による方向情報の攪乱は中性子の熱拡散に比べて非常に小さく、イメージング検出が角度不定性の主要因とならないことが示された。

また、検出数については 185,430 event について中性子の方向を測定できた。これは全ニュートリノ数の 47.8%、 ${}^6\text{Li}$ 捕獲ときの 77.8% に相当する。また、表 (5.5) に各エネルギー領域ごとの検出効率と角度分解能を示す。ニュートリノのエネルギーが 2 MeV 以下の event については prompt event のエネルギーが 0.2 MeV 以下となり、ほとんど検出できていない。3 MeV 以上については検出率は 89% で一定となる。これはニュートリノのエネルギーが約 2.3 MeV を境に prompt event より delayed event のエネルギーの方が小さくなり検出率の決定について支配的になるためである。

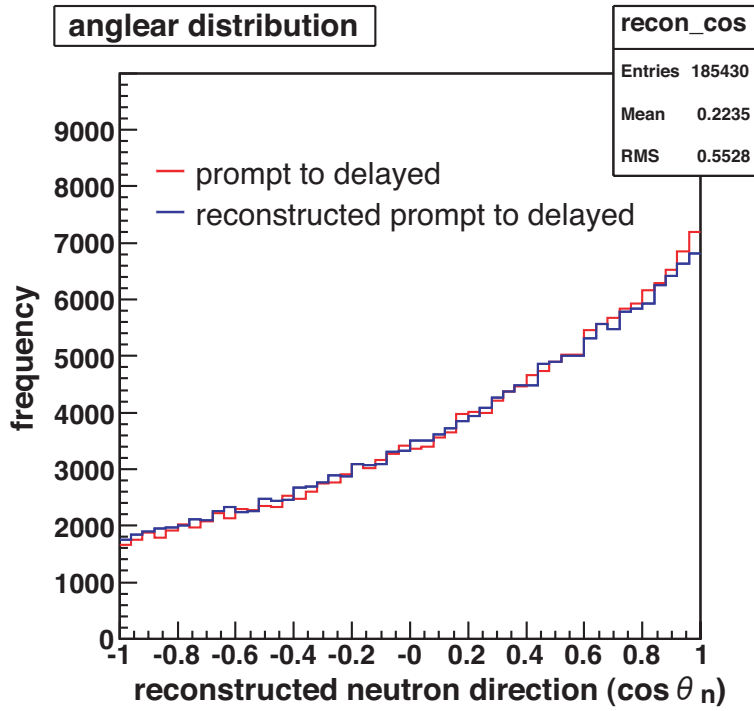


図 5.14: 再構成された中性子の方向分布

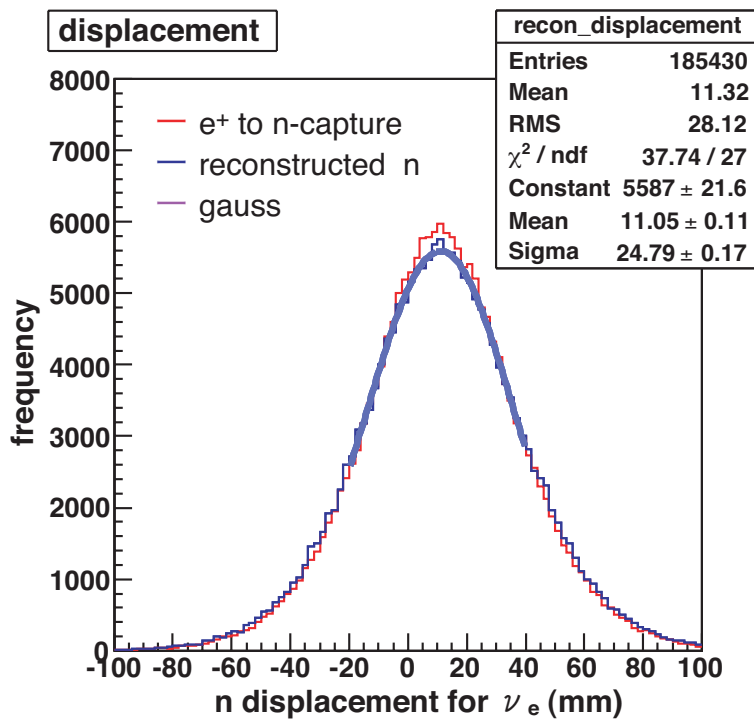


図 5.15: 再構成された中性子のニュートリノ方向に対する変移

E_ν 領域 (MeV)	${}^6\text{Li}$ 捕獲 event に対する検出効率 (%)	角度分解能 (°@68%)
< 2	0.06	-
2 ~ 3	75.91	91.12
3 ~ 4	88.44	92.28
4 ~ 5	89.23	93.19
5 ~ 6	88.40	93.38
> 6	89.40	93.92

表 5.5: エネルギーごとの検出効率と角度分解能

5.5 課題

今回のシミュレーションでは陽電子と中性子の追跡によって中性子の方向を測定しているが、実際の測定では陽電子と電子の対消滅によって発生した 0.511MeV の 2 つの線の影響を考慮しなくてはならない。また、入射ニュートリノのエネルギーを測るためには両方の線を捉える必要がある。この線は 10cm 程度の飛行をするので今回用いたターゲットのサイズではシンチレータ内で反応して光る場合と外に飛び出していく場合があり、今回想定した検出器ではその追跡が困難である。そこで図 (5.16) のようなシンチレータの 2 層構造によって線をタグする方法が考えられる。ただし、外の層での反応は光学系の被写界領域の外であるので、この光をイメージング検出器に検出させないような仕組みが必要である。案としては、2 層のシンチレータに発光波長領域が大きく異なるものを使い、光学系に増反射コーティングを施すことで一方の光のみを取り入れる方法である。この方法の実現可能性や、バックグラウンドの影響や DAQ システムの開発などを今後の研究課題とする。

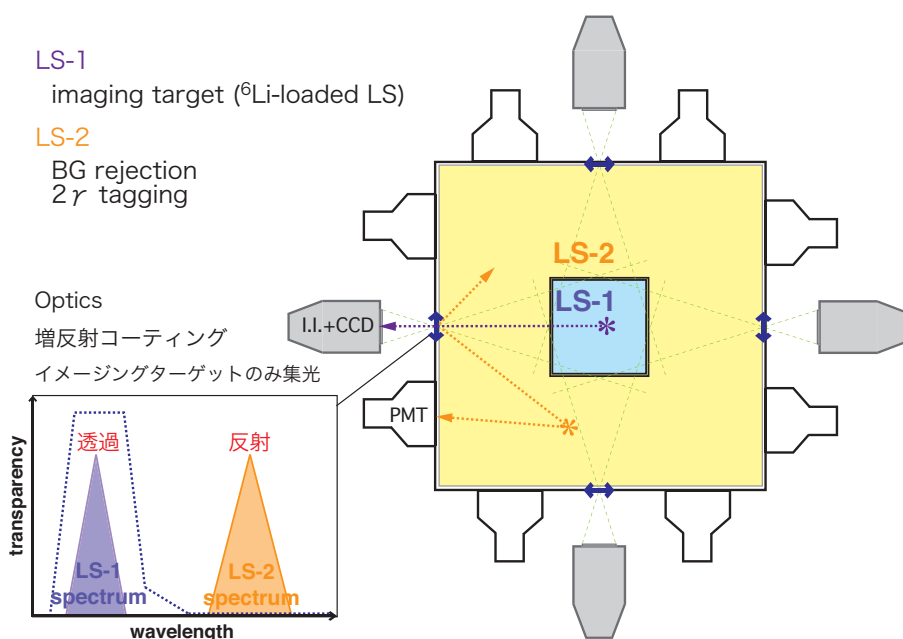


図 5.16: シンチレータ 2 層構造の概念図

第6章 結論と課題

逆崩壊反応における電子型反ニュートリノの飛来方向情報は放出される中性子の方向に伝播しており、これを観測することでニュートリノの方向観測が可能となる。既存のシンチレータ型検出器では中性子の方向情報は検出されるまでの攪乱が大きく観測することができなかったが、 ${}^6\text{Li}$ とイメージング検出の組み合わせによってその実現性に可能性を見出した。そこで我々は方向検出の実現に向けて ${}^6\text{Li}$ 含有シンチレータと光学撮像系によるイメージング検出器の開発に着手した。

ターゲットサイズ150ccの小型テストベンチを用いて ${}^{60}\text{Co}$ 線源によるMeV以下の領域での点事象に対して光学撮像系によるイメージング検出を行った。得られた像には1p.e.相当の輝点が認められ、輝点の水平位置と左右のPMTの光量比には明らかな相関が見えており実際に線源由来の点事象を検出したという証拠となった。本実験より光量の確保が難しい低エネルギーの点事象に対してもイメージング検出は有効であるという確証を得た。

また、原子炉近傍に設置し、実際に反ニュートリノの方向検出を行うためのプロトタイプ検出器の基本構造を設計し、MCシミュレーションによる方向検出への性能評価を行った。シミュレーションの結果、光学系の収差を5mm以内に収めたイメージング検出による原子炉反ニュートリノに対する角度分解能は92度と見込まれた。これは ${}^6\text{Li}$ シンチレータそのものが持つ角度分解能に対して1%程度の差異となり、イメージング検出による角度不定性への影響は十分に小さいことが示された。全ニュートリノ事象に対する検出効率は48%程であり ${}^6\text{Li}$ の中性子捕獲が起きた事象に対しては78%の検出効率を得られた。本シミュレーションではBG等の外部要因を評価していないので実測定より優位な結果である可能性はあるが、方向検出実現への展望を示すことはできた。

今後はプロトタイプ検出器の実現へ向けてより実際的な検出器の開発やバックグラウンドの除去方法などの研究を進めていく。

参考文献

- [1] S.Abe *et al*, Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND, *Phys.Rev.Lett.*100:221803,2008.
- [2] P.Vogal and J.F.Beacon, Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, *Phys. Rev. D* 60, 053003.
- [3] K.Scholberg, Supernova Neutrino Detection, *Nuclear Phys. B* 91(2001) 331-337.
- [4] I.Shimizu, Directional Measurement of Anti-Neutrions, *Nuclear Phys. B* 168(2007) 147-149.
- [5] A.Sato *et al*, Scintillating Track Image Camera-SCITIC, *Jap. J. Appl. Phys.* 43(2004) 1593-1601.
- [6] M.Apollonio *et al*, Determination of neutrino incoming direction in the CHOOZ experiment and its application to supernova explosion location by scintillator detectors, *Phys. Rev. D* 61, 012001.
- [7] R.J.de Meijer *et al*, Towards Earth Antineutrino Tomography (EARTH) , *Earth, Moon, and Planets* 99(2006) 193-206.
- [8] 市村 晃一, 博士論文, 平成 19 年.
- [9] 中嶋 享, 修士論文, 平成 13 年.
- [10] 小関 陽太郎, KamLAND の液体シンチレーター、バッファオイル、アクリル板の屈折率の測定結果レポート, 平成 13 年.
- [11] 渡辺 寛子, 修士論文, 平成 21 年.
- [12] M.Abbes *et al*, The Bugey 3 neutrino detector, *Nuclear instruments & methods in physics research. A* 374(1996) 164-187.