

修士論文

マルチアノード PMT を使った
イメージング検出器による粒子識別の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
高井貴行

平成 28 年

概要

ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験である KamLAND-Zen 実験は、世界最高感度での探索に成功している。しかし未だに有意な信号を捉えるには至っておらず更なる感度向上が課題となっている。本研究は KamLAND-Zen 実験のバックグラウンドである ^{10}C 崩壊事象など γ 線を伴う偽反応の除去にむけた新規検出器開発である。液体シンチレータ中で β 線がシングルバーテックスイベントとなるのに対し、 γ 線は複数のコンプトン散乱を起こすためマルチバーテックスイベントとなる。この振る舞いの違いをバーテックスの広がりとして識別するため、反射型集光光学系とピクセル光検出器を組み合わせたイメージング検出器が提案された。先行研究において KamLAND に最適化されたイメージング検出器がデザインされ、シミュレーションによる検証では十分に β 線と γ 線を識別できることがわかっている。

本研究は、まずイメージング検出器の試作と動作確認から始まった。試作を重ね、制作過程における問題点を洗い出していくことで、設計形状を再現する光学系を完成させた。この光学系とピクセル光検出器である H9500 マルチアノード PMT を組み合わせ、高エネルギー粒子による液体シンチレータの発光を撮像することに成功した。さらにこの試作器を用い、粒子識別の原理検証のため ^{90}Y の β 線と ^{60}Co の γ 線の撮像を行った。 β 線、 γ 線それぞれの発光を撮像することに成功し、バーテックスの広がりを RMS で評価した。 γ 線が予想通り広がった RMS をもつ一方で、 β 線は予想外に広がりを持つ反応として撮像されていることがわかった。

β 線の撮像において RMS がひろがる原因を追実験を行い調べた。その結果、光学系表面での乱反射によって光が検出面の正しい位置へ入射しない効果、及びイメージング検出器の読み出し回路の有感時間が長い事に起因するパイルアップ発光が撮像へ混入していることが原因であることがわかった。これら 2 つの影響を考慮したシミュレーションモデルを開発し、実験結果を再現することを確認した。

開発したモデルをもとに、乱反射とパイルアップの影響を現実的に達成可能な範囲で改善した場合のシミュレーションを行った。結果、 β 線撮像における RMS の広がるイベントを大きく低減できることを確認し γ 線撮像との統計的な違いを見ることができた。さらに短タームで実現可能な識別能力向上方法としてイメージング検出器を 2 台設置し取得光量を増やした際のシミュレーションを行ったところ、検出器 1 台時に比べ γ 線の判定率が 13% 増加することがわかった。本研究により β 線と γ 線の粒子識別へ向けた実験室での原理検証に理解を深め、実現可能性を示すことができた。

目次

第 1 章	序論	5
第 2 章	ニュートリノ物理と二重ベータ崩壊	7
2.1	ニュートリノとは	7
2.2	ニュートリノ振動	8
2.3	ニュートリノの質量	13
2.4	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	14
2.5	ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験	17
第 3 章	KamLAND と KamLAND-Zen 実験	19
3.1	KamLAND	19
3.2	KamLAND-Zen 実験	23
3.3	KamLAND-Zen 実験の結果	25
3.4	KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド	26
3.5	KamLAND-Zen 実験の次期計画	30
第 4 章	イメージング検出器開発のモチベーションと先行研究	33
4.1	検出原理	33
4.2	先行研究	35
第 5 章	検出器の試作器開発と基礎特性評価	39
5.1	縮小光学系の作成	39
5.2	マルチアノード PMT	49
5.3	シンチレーション光の撮像	55
第 6 章	β 線・ γ 線の撮像実験	59
6.1	実験の構想	59
6.2	実験の準備	60
6.3	実験の流れ	64
6.4	実験の結果	65

第7章	実験結果の考察とシミュレーションモデルの作成	71
7.1	実験結果の検証・考察	71
7.2	考察のまとめ	79
7.3	シミュレーションモデル作成の流れ	79
7.4	実験セットアップの再現	80
7.5	乱反射の効果の反映	83
7.6	パイルアップの効果の反映	89
7.7	モデリングによる考察	91
第8章	実験室での粒子識別実証に向けた展望	93
8.1	パイルアップ事象の除去	93
8.2	表面粗度改善の効果	96
8.3	取得光量増加による識別効率の向上	99
8.4	シミュレーションのまとめと今後の展望	103
第9章	結論とまとめ	105
	参考文献	107

第1章

序論

ニュートリノ振動の観測によって、ニュートリノに質量が存在する事が証明された。標準理論の枠組みの中で質量ゼロの粒子として存在していたニュートリノは、新しい物理への糸口として注目されている。ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験は、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明する実験である。ニュートリノのマヨラナ性の証明は、レプトン数非保存の発見やニュートリノの持つ質量が非常に軽い事への理論的説明など、多くの謎を明らかにする事ができる。現在、そのニュートリノレス二重ベータ崩壊観測のための実験が世界中で行われている。

岐阜県飛騨市の神岡鉱山内で行われている KamLAND-Zen 実験は、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験の一つである。世界最高感度での探索に成功していながらも、未だバックグラウンドの影響を受けており稀少な崩壊を捉えるには至っておらず、更なる感度の向上が課題となっている。

本研究は KamLAND-Zen 実験におけるバックグラウンドの一つである ^{10}C 事象など、 γ 線を含む崩壊事象を除去するための研究である。液体シンチレータ中で γ 線はコンプトン散乱を起こすという β 線との挙動の違いに着目し、 β 線と γ 線をイメージングによる粒子識別を目指している。先行研究によって、集光光学系とマルチピクセルの光検出器を組み合わせたイメージング検出器が提案・デザインされた。さらにイメージング検出器を KamLAND 検出器内に設置した場合を想定したシミュレーションでは、 ^{10}C 事象が除去可能である事が確かめられている。

この論文では KamLAND-Zen 実験に搭載予定のハーフサイズの光学系を試作し、光検出器を組み合わせることで実際にイメージング検出器としての動作を調整・確認する。また粒子識別の原理検証に向けた β 線・ γ 線の撮像を行い、実測における問題点を洗い出す。さらに β 線・ γ 線の撮像結果を再現するシミュレーションモデルを作成し、粒子識別の今後の課題を議論する。

第2章

ニュートリノ物理と二重ベータ崩壊

2.1 ニュートリノとは

物質を構成する最小単位としての素粒子の一種フェルミオンは、クォークとレプトンに分類することができる。強い相互作用をする粒子をクォーク、しない粒子をレプトンと分けておりニュートリノはレプトンの一種となる素粒子である（表 2.1）。ニュートリノはスピンは $1/2$ 、電荷を持たない粒子であり、弱い相互作用しか起こさないため反応断面積が非常に小さく物体とほとんど反応する事なく通り抜けてしまう。そのためニュートリノの検出は非常に困難であり、1931年に W. Pauli によってベータ崩壊で観測される連続的なエネルギースペクトルにおけるエネルギー持ち逃げの正体として予言されてから、実際の検証まで 25 年の歳月がかかっている。

表 2.1 物質の構成粒子

分類	スピン	電荷	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	$\frac{1}{2}$	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	$\frac{1}{2}$	-1	e	μ	τ

ニュートリノは 1956 年に F. Reines と C. L. Cowan の実験によって発見された [1][2]。彼らは原子炉から放出される反電子ニュートリノに注目し液体シンチレータとカドミウムを溶かし込んだ水を用いて、反電子ニュートリノと陽子の反応で起こる逆 β 崩壊を遅延同時計測によって捉えることに成功した。その後ミューニュートリノとタウニュートリノも実験によって発見され、現在までで 3 つのフレーバー（ニュートリノに関しては世代のことをフレーバーと称する）のニュートリノが検出されている。

2.2 ニュートリノ振動

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

内部で核融合反応を起こす太陽は、熱源であるとともに大きなニュートリノの放出源でもある。太陽の中の核融合反応は、pp チェインと CNO サイクルと呼ばれる連鎖反応であると考えられている。それらの反応によって放出されるニュートリノを太陽ニュートリノと呼び、反応式は以下のものとなる。



この太陽ニュートリノは Homestake 実験によって観測された。1970 年より始まった Homestake 実験では、 ${}^{37}\text{Cl}$ の中性子がニュートリノと反応し β 崩壊を起こすことによって生まれる ${}^{37}\text{Ar}$ を検出する実験である。



生成された ${}^{37}\text{Ar}$ はより安定状態の ${}^{37}\text{Cl}$ に戻ろうとする。その際に生まれるエネルギーで原子から弾き出された外核電子の観測がニュートリノの検出となる。実験の結果、太陽ニュートリノの検出は成功したが、その検出量は理論予測の 1/3 程度しかなかった。一方で重水を使ってニュートリノを検出する SNO 実験による結果が太陽ニュートリノ問題を進展させる。SNO 実験は重水素とニュートリノが中性カレント反応を起こす、つまりニュートリノの種類を問わず反応する事を利用し、太陽から地球に降り注ぐニュートリノの種類を問わず測定した。その結果、太陽ニュートリノの量はその種類を問わなければ理論予測に一致している事が判明した。

様々な実験における太陽ニュートリノ観測の結果は、ニュートリノが飛行中にそのフレーバーを変える“ニュートリノ振動”によって説明できる。しかし、この現象はニュートリノの質量が存在する場合のみ許され、ニュートリノ質量を 0 としてきた標準理論の枠組みから外れる事となる。太陽ニュートリノ問題を発端に様々なニュートリノ振動観測実験が行われることとなった。

2.2.2 ニュートリノ振動の理論

ニュートリノが振動を起こす場合、ニュートリノのフレーバー固有状態は $|\nu_\alpha\rangle$ は、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の重ね合わせであり、混合行列 U を用いて

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.3)$$

混合行列 U は $|\nu_\alpha\rangle$ と $|\nu_i\rangle$ がそれぞれ正規直行系をなすためにユニタリ行列である事が要求される。質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle \quad (2.4)$$

従ってフレーバー固有状態の時間発展は式 (2.3) と式 (2.4) を用いて、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle \quad (2.5)$$

このフレーバーの時間発展がニュートリノ振動を表す。従って、ある時間 t を飛行したニュートリノがフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ から $|\nu_\beta\rangle$ へ変化する確率は、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\
&= \left| \sum_i \sum_j \langle \nu_j | \nu_i \rangle U_{\beta j}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \right|^2 \\
&= \left| \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \right|^2 \\
&= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\
&= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} (-1 + e^{-i(E_i - E_j)t})
\end{aligned} \tag{2.6}$$

ここで、ニュートリノがエネルギーを E_ν で光速に近い速度で飛行する質量が非常に小さい粒子とすると、相対論的に E_i は次式で近似される。

$$\begin{aligned}
E_i &= \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \\
&\simeq p + \frac{m_i^2}{2p_i} \\
&\simeq E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu}
\end{aligned} \tag{2.7}$$

従って

$$E_i - E_j = \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E_\nu} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_\nu} \tag{2.8}$$

さらに自然単位系では $t = L$ と表すので、式 (2.6) は

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \left(-1 + \exp\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_\nu} L\right) \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E_\nu} L\right) \\
&\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_\nu} L\right)
\end{aligned} \tag{2.9}$$

となる。

2 フレーバーのニュートリノ振動

2つのフレーバー間のニュートリノ振動、特に電子ニュートリノがミューニュートリノへ変化する振動について取り上げる。この2フレーバー間の混合行列は以下の様にかかる。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

これに式(2.9)を用いれば、2フレーバー間のニュートリノ振動公式が導ける。

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= 0 + 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_\nu [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

また、 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ で表される確率をニュートリノ生存確率とし、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E_\nu [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (2.12)$$

と表す。

3 フレーバーのニュートリノ振動

現在の3フレーバーのニュートリノ振動を表す混合行列 U は MNS 行列 (Maki-Nakagawa-Sakara 行列) と呼ばれ次のように書かれる。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.13)$$

ただし s_{ij} 、 c_{ij} は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ 、 $|\nu_j\rangle$ の混合角を θ_{ij} とし、それぞれ $\sin \theta_{ij}$ 、 $\cos \theta_{ij}$ を表す。また δ は CP 位相と呼ばれるパラメータであり、この量が0でなければニュートリノと反ニュートリノの振動確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ と $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ の間に差を生じさせ CP 対称性を破る。

2.2.3 ニュートリノ振動の観測

ニュートリノ振動観測実験は2種類の方法が用いられており、1つは式(2.11)に表されるような、あるフレーバーのニュートリノから変化した別フレーバーのニュートリノを観測するもの。もう1つは

式 (2.12) で示すような、ある種類のニュートリノを観測しつづけて生存確率を求める物がある。ニュートリノが振動しているならば、前者はある種類のニュートリノが増えたように見え、後者は減ったように見える。いずれの実験もニュートリノ振動を観測し混合角のパラメータ θ と Δm を求めようとするものである。

大気ニュートリノ観測

大気ニュートリノは地球に降り注ぐ宇宙線が大気の原子核と反応する事によって生まれるニュートリノの事を指す。ニュートリノは次式の反応とによって生まれる。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.14)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.15)$$

これら式によって降り注ぐニュートリノのフレーバーの比 ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ と $\nu_e + \bar{\nu}_e$ の比) は 2:1 となるはずである。しかし Super-Kamiokande 実験による観測ではその比は再現されず、1998 ニュートリノ振動の証拠として発表された。その時に観測された θ と Δm^2 は

$$\sin^2 2\theta > 0.82, 5 \times 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3} [\text{eV}^2] \quad (2.16)$$

であった [4]。

原子炉ニュートリノ観測

大気ニュートリノ振動観測の一方で、原子炉から放出される反電子ニュートリノに着目したのが KamLAND 実験である (KamLAND については次章で詳しく述べる)。原子炉の発電状況から KamLAND 検出器へのニュートリノフラックスが正確に求められることから、反電子ニュートリノの生存確率を精密に観測する事ができた。図 2.1 に KamLAND 実験で観測されたニュートリノ振動の様子を示す。

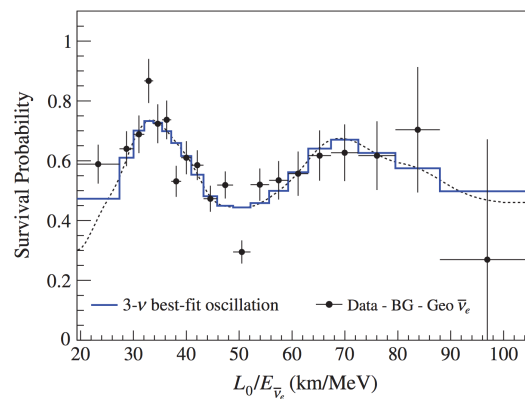


図 2.1 KamLAND が観測した原子炉ニュートリノの振動の様子。ニュートリノの飛行距離による増減が確認できる。[5]

2013年に発表された KamLAND 実験のニュートリノ振動の結果によると

$$\tan^2 2\theta_{12} = 0.436_{-0.025}^{+0.029}, \Delta m_{21}^2 = 7.53_{-0.18}^{+0.18} \times 10^{-5} [\text{eV}^2] \quad (2.17)$$

となる [5]。

ニュートリノ質量階層構造

ニュートリノ振動の観測によって、ニュートリノの質量が存在する事が明らかになった。しかしニュートリノ振動の観測ではフレーバー間の質量の二乗差は測定できるが、特定のフレーバーの質量を決定することはできない。図 2.2 に示すようなニュートリノ質量の階層性を突き止める事が次の課題となっている。ニュートリノ質量階層構造のモデルは、3つの質量固有状態 m_1, m_2, m_3 それぞれの質量が、

$$m_1 < m_2 < m_3 \quad (2.18)$$

となる正常階層構造 (Normal Hierarchy)、

$$m_3 < m_1 < m_2 \quad (2.19)$$

となる逆階層構造 (Inverted Hierarchy)、

$$m_1 \sim m_2 \sim m_3 \quad (2.20)$$

となる準縮退構造 (Quasi-degenerate) が考えられており、未だ特定には至っていない。

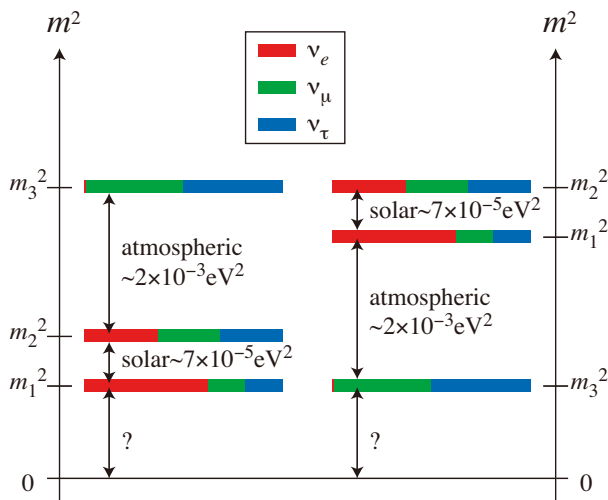


図 2.2 ニュートリノ質量階層構造。正常階層構造 (左)、逆階層構造 (右)。

2.3 ニュートリノの質量

ニュートリノの質量を理論体系に加えるにあたって、ニュートリノがディラック方程式に従うディラック粒子か、もしくはレプトン数保存を破る事を前提としたマヨラナ粒子かを考えなければならない。

2.3.1 ディラック質量

ニュートリノをディラック方程式に従う粒子として記述すると、そのラグランジアンは

$$-\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m_D\bar{\psi}\psi \quad (2.21)$$

となる。第一項は運動エネルギーを、第二項が質量項を表し m_D がディラック質量となる。また任意の2つのスピノール場 ψ_L 、 ψ_R について、

$$\bar{\psi}\psi = (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \quad (2.22)$$

とでき、今後このような形式はエルミート共役として

$$\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L = \bar{\psi}_L\psi_R + h.c. \quad (2.23)$$

と表すこととする。

2.3.2 マヨラナ質量

ニュートリノは中性の粒子であり、実験的に粒子と反粒子の区別はできない。そこで理論的にもニュートリノが粒子と反粒子の区別のつかないマヨラナ粒子として扱う。マヨラナ粒子の条件として、ディラック方程式を満たすこと、粒子と反粒子が同一であること、レプトン数非保存を許すことを導入するとニュートリノの一般的なラグランジアンは

$$-\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.) + \frac{m_L}{2}(\bar{\psi}_R^c\psi_L + h.c.) + \frac{m_R}{2}(\bar{\psi}_L^c\psi_R + h.c.) \quad (2.24)$$

となる。第一項、第二項はディラック方程式のラグランジアンそのままであり、第三項と第四項がマヨラナ質量項である。このラグランジアンに対し、次式で定義するマヨラナ場を導入する。

$$N_1 = \frac{\psi_L + (\psi_L)^c}{\sqrt{2}}, \quad N_2 = \frac{\psi_R + (\psi_R)^c}{\sqrt{2}} \quad (2.25)$$

このマヨラナ場を使うとラグランジアンは次のように整理できる。

$$\begin{aligned} -\mathcal{L} &= \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 + m_D(\bar{N}_1 N_2 + \bar{N}_2 N_1) + m_L \bar{N}_1 N_1 + m_R \bar{N}_2 N_2 \\ &= \bar{N}_1 i\gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i\gamma^\mu \partial_\mu N_2 + (\bar{N}_1, \bar{N}_2) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ニュートリノ質量は一つの行列にまとめる事ができ、これをニュートリノ質量行列と呼ぶ。

2.3.3 シーソーメカニズム

ニュートリノの質量に関してディラック質量とマヨラナ質量の2つの理論的表現に対して、ニュートリノの質量が大変小さいという事実の説明を要求しなければならない。ニュートリノがディラック質量を持つ事を仮定 ($m_D \neq 0, m_L = m_R = 0$) したとき、その小さな質量を表すためにはヒッグスとニュートリノの結合が他の粒子に比べて大幅に小さいとしなければならない。これは大変不自然なことである。このニュートリノの質量が非常に小さいという事実を自然に説明するのがシーソーメカニズムである。ニュートリノがマヨラナ質量を持つと仮定 ($m_D \neq 0, m_L \neq 0, m_R \neq 0$) したとき、ニュートリノ質量行列を対角化する。この際条件として

$$m_L \sim 0, \quad m_R \gg m_D, \quad m_L \quad (2.27)$$

を課す。この条件は左巻きニュートリノの質量 m_L が非常に小さく、右巻きニュートリノ質量 m_R が非常に重い事を意味している。この条件の下得られる2つの質量固有値 m'_ν と m_N と、2つの場 ν' 及び N は以下ようになる。

$$m'_\nu \sim -\frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_N \sim m_R \quad (2.28)$$

$$\nu' \sim N_1 - \frac{m_D}{m_R} N_2, \quad N \sim N_2 + \frac{m_D}{m_R} N_1 \quad (2.29)$$

m'_ν の負の質量は、 $\nu = \gamma^5 \nu'$ によって正にできるから、改めて以下のように定義する。

$$m_\nu \sim \frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_N \sim m_R \quad (2.30)$$

ν はほぼ左巻き、 N はほぼ右巻きのニュートリノを表しているため、質量固有値 m_ν に着目すると

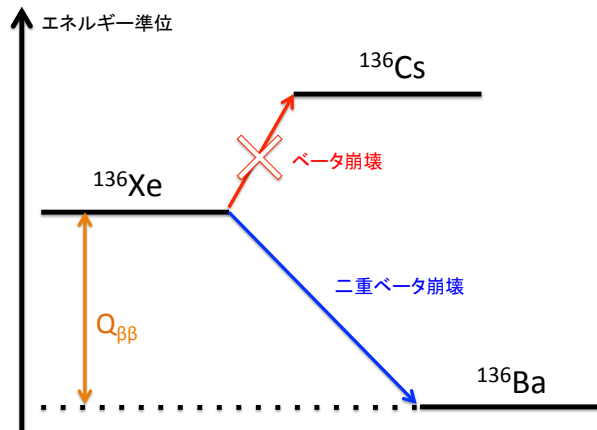
$$m_\nu m_R = m_D^2 \quad (2.31)$$

であり、右巻きニュートリノ質量を大きくする事でニュートリノ質量を小さくすることができる。このようにニュートリノの小さい質量を自然に導入できることから、ニュートリノをマヨラナ粒子とする説が有力である。

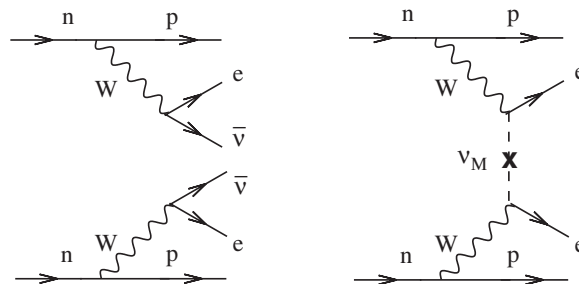
2.4 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

2.4.1 二重ベータ崩壊とは

二重ベータ崩壊とは、ある特定の原子核において2つの中性子が同時にベータ崩壊を起こす現象を指す。原子核中の陽子と中性子の数がともに偶数である核種の一部には、中性子1つが単純なベータ崩壊を起こす事を禁じられているものがある。崩壊後の状態の方が崩壊前よりもエネルギーが高くなってしまふからである。しかし、このような原子核は二重ベータ崩壊を起こす事によってより安定な状態に遷移する事ができる (図 2.3)。そのような核種を二重ベータ崩壊核と呼ぶ。

図 2.3 二重ベータ崩壊 (^{136}Xe の例)

単純に考えて、二重ベータ崩壊が起きた場合 2 つの電子と 2 つの反電子ニュートリノを放出する ($2\nu 2\beta$)。しかしニュートリノがマヨラナ粒子であるならば、ニュートリノと反ニュートリノは同一の存在であるため対消滅が起き、二重ベータ崩壊がおきていながらニュートリノを放出していないかのように見える。これをニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu 2\beta$) と呼ぶ。二重ベータ崩壊を表したファインマン図を図 2.4 に示す。

図 2.4 $2\nu 2\beta$ (左) と $0\nu 2\beta$ (右) の Feynman 図 [6]

$2\nu 2\beta$ 崩壊は、2 つの β 崩壊が同時に起きるだけと考えてよく、放出される電子の持つエネルギーはニュートリノによる持ち逃げのせいで広がりをもつ。一方 $0\nu 2\beta$ 崩壊においては、ニュートリノによるエネルギーの持ち逃げがないので、放出電子のエネルギーの合計は常に一定の値 ($Q_{\beta\beta}$) を持つ。実験によるニュートリノレス二重ベータ崩壊探索では、この $Q_{\beta\beta}$ のピークの観測を行おうとしている。

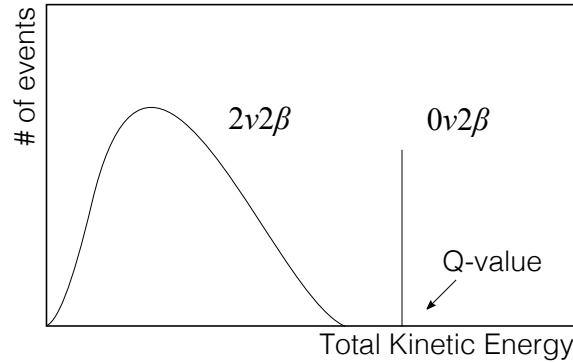


図 2.5 $0\nu 2\beta$ 崩壊において期待されるエネルギースペクトルのイメージ

2.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験の意義

レプトン数非保存の発見

$0\nu 2\beta$ 崩壊においてはニュートリノを伴わず電子が放出されるので、崩壊の前後においてレプトン数が 0 から 2 に増えることとなる。これはまぎれもなくレプトン数を保存していない崩壊である。レプトン数非保存は標準模型をこえた物理であり、発見すれば新しい物理学への発展の足がかりとなる。

ニュートリノのマヨラナ性の証明

$0\nu 2\beta$ 崩壊は、ニュートリノと反ニュートリノが同一の存在であるというマヨラナ粒子の性質を前提としている。つまり、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の発見はニュートリノがマヨラナ粒子である事を証明するものである。

ニュートリノ質量階層構造の決定

前述したニュートリノの質量階層構造の決定においても、 $0\nu 2\beta$ 崩壊探索は有効な実験である。なぜならマヨラナニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の値は、質量階層構造によって制限されるからである。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (2.32)$$

マヨラナ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ と $0\nu 2\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の間には以下の関係式が成り立つ。

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta}^2 \rangle \quad (2.33)$$

$G^{0\nu}$ は位相空間因子 (Phase Space Factor) であり、原子核の種類によって与えられる量であり精度よく計算される。一方 $M^{0\nu}$ は核行列要素 (Nuclear Matrix Element) と呼ばれる量であり原子核モデルを仮定して計算されるため、モデルによる不確定性が大きい。そのため上式によって $0\nu 2\beta$ の半

減期によってマヨラナ有効質量が定まるように見えるが、得られるマヨラナ有効質量は核行列要素を初めとするパラメータの不定性である程度の広がりを持つ量となる。

2.5 ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験はその重要性から世界中で行われている。その中から抜粋して紹介する。

Heidelberg-Moscow experiment

二重ベータ崩壊核 ^{76}Ge を使用した探索実験。濃縮した崩壊核 ^{76}Ge を 11kg 用いたこの実験では、 ^{76}Ge 自身が半導体検出器として機能しており高いエネルギー分解能を実現している。2001 年の報告では、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.34)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 3.5 \text{ [eV]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.35)$$

と $0\nu 2\beta$ 半減期と有効質量への制限を与えている [7]。

同時に一部の研究者によって $0\nu 2\beta$ を観測したという結果が発表され、2006 年の報告 [8] ではそのマヨラナ有効質量は、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.32_{-0.03}^{+0.03} \text{ [eV]} \quad (2.36)$$

とされている。この主張は KK-claim と呼ばれており以降の探索実験に置ける指標となっていたが、昨今の実験結果とは相容れず、棄却となる可能性が高い。

GERDA (GERmanium Detector Array experiment)

Heidelberg-Moscow 実験同様、二重ベータ崩壊核 ^{76}Ge を使用した探索実験。崩壊核の種類を左右されない KK-claim の検証実験として大変重要な意味をもつ実験である。21kg の ^{76}Ge を用いたこの実験では有意な $0\nu 2\beta$ 信号は得られておらず、2015 年の結果では半減期に対し以下の制限を与えている。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.37)$$

現在、検出器を改良し Phase-2 を開始している。

EXO-200 (Enriched Xenon Observation)

二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を使用した探索実験である。液体 ^{136}Xe を 77kg を円柱状の容器に封入し、そのシンチレーション光を観測するとともに、TPC (Time Projection Chamber) による飛跡の三次元再構成の両面から二重ベータ崩壊を探索している。2014 年に発表された結果では、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{25} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.38)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 190 \sim 450 \text{ [meV]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.39)$$

となっている [9]。

KamLAND-Zen

二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を使用した探索実験である。詳細は次章にて述べるが、液体シンチレータに 383kg の ^{136}Xe を溶かし込んだものをターゲットとして観測している。2016 年の結果を下に示しておく [10]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.40)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 \sim 165 \text{ [meV]} \quad (2.41)$$

NEMO3 (Neutrino Ettore Majorana Observatory)

^{100}Mo を始めとして、 ^{150}Nd 、 ^{82}Se など複数種類の二重ベータ崩壊核を使用している探索実験である。崩壊核を箔状に薄く整形した物を中心に挟むように配置し、Tracking Chamber による飛跡観測とプラスチックシンチレータの発光によって二重ベータ崩壊を識別する。2014 年に発表された ^{100}Mo の観測による結果は、

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{24} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.42)$$

となっている [11]。

第 3 章

KamLAND と KamLAND-Zen 実験

3.1 KamLAND

KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は岐阜県飛騨市神岡町にある神岡鉱山内に建設された大型の反電子ニュートリノ検出器である (図 3.1)。Kamiokande 跡地を利用して作られた KamLAND は、池ノ山山頂から地下 1000 m に位置している。厚い岩盤の遮蔽効果によって、宇宙線ミュオンのフラックスが地上の 10^{-5} まで低減されるため宇宙線由来のバックグラウンドの影響を大きく抑えている。

KamLAND 最大の特徴は、1 kton もの大量の液体シンチレータを用いている点である。液体シンチレータの発光は放射線エネルギー吸収による励起分子によるものであり、Kamiokande で利用されている水チェレンコフ光に比べ約 100 倍の光量を持つ。この液体シンチレータ中の不純物を徹底的に除去する事によって、KamLAND は大容量・大光量・極低バックグラウンド環境による高感度の反ニュートリノ観測を可能としている。

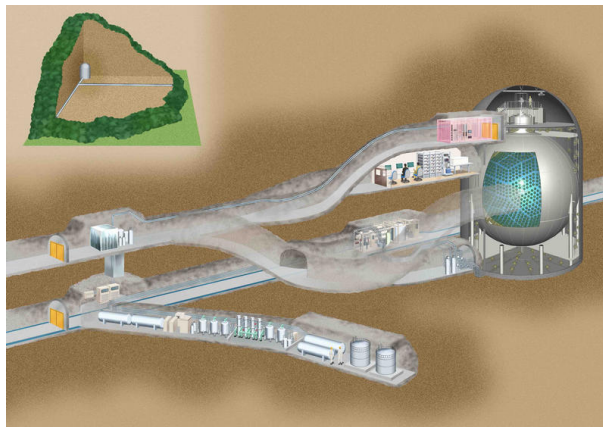


図 3.1 KamLAND 実験装置

3.1.1 KamLAND の構造

KamLAND の構造を図 3.2 に示す。KamLAND の構造は大きく 2 つに分かれており、球形のステンレスタンクの内側を内部検出器、その外側直径 20 m ・高さ 20 m の円柱タンク部分を外部検出器としている。

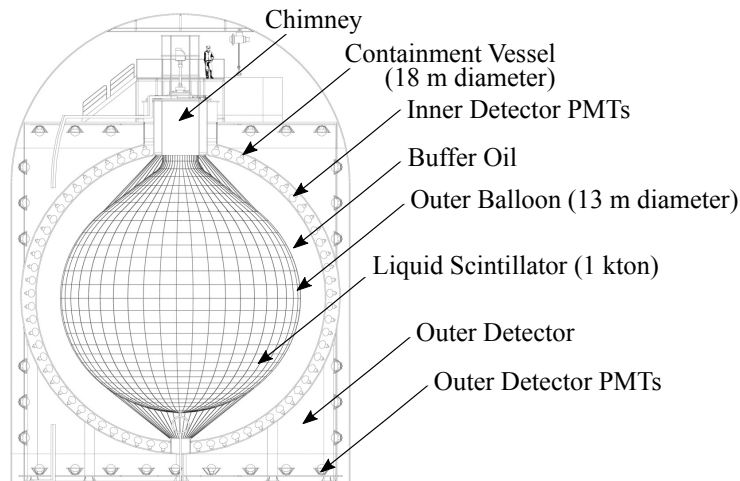


図 3.2 KamLAND の内部構造

外部検出器 (Outer Detector)

外部検出器は約 3 kton の純水によって満たされ、140 本の 20inch 光電子増倍管を備えた水チェレンコフ検出器となっている。高エネルギーの宇宙線ミューオンが岩盤の遮蔽を突き抜けて飛来した際、この外部検出器でチェレンコフ光を検出することで、解析的にミューオン veto を行う事ができる。この外部検出器の純水層は、岩盤から放出される中性子や γ 線が内部検出器に届かないよう受け止める役割をになっている。また純水は循環させており、光電子増倍管の発熱による温度の上昇を抑える効果もある。

内部検出器 (Inner Detector)

内部検出器は、内部を直径 13 m のバルーンによって区切られており、内側を 1 kton の液体シンチレータで、外側をバッファオイル（発光しない油）で満たされている。液体シンチレータの光を捉える光電子増倍管は、ステンレスタンク内側を覆うように 1879 本取り付けられておりバッファオイルとの間はアクリル板によって仕切られている。

バッファオイルはステンレスタンク、光電子増倍管やアクリル板からのバックグラウンドが液体シンチレータへ侵入することを防いでいる。またバルーンの形状を保つため常に温度や液面がモニタリングされている。

光電子増倍管 (PMT)

KamLAND で用いられている光電子増倍管 (以下 PMT) は二種類ある。一つは 20inchPMT (図 3.3) と呼称される KamLAND の前身である Kamiokande で使用されていた製品であり、もう一つは 17inchPMT (図 3.4) と呼ばれる KamLAND 用に改良したものである。17inchPMT は主に 20inchPMT の時間分解能を向上させるための改良がなされており、ダイノード部分をベネチアンブラインド型からラインフォーカス型に変更した。さらに時間分解能が良い光電面中央部分からの信号を用いるため、光電面の端の部分をもマスクしている。PMT 自体の大きさは 20inch と 17inch の差はないが、マスクされた光電面の口径の差で呼称を分けている。

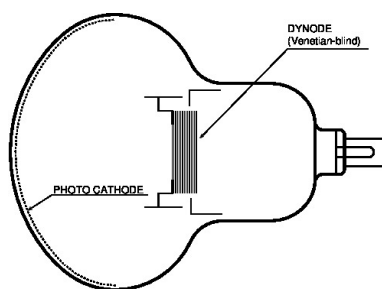


図 3.3 20inch 光電子増倍管

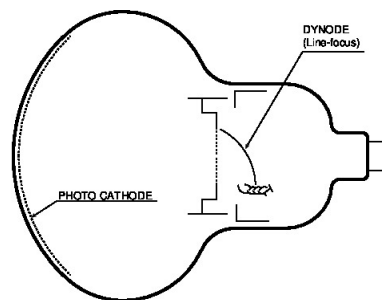


図 3.4 17inch 光電子増倍管

バルーン

液体シンチレータを包んでいるバルーンは 44 枚の舟形三層ナイロンフィルムを溶着する事で、球形に整形してある。ナイロンは強度、有機溶媒への耐性、光の透過率などに優れており、液体シンチレータを扱う KamLAND 実験に適している。バルーンはその溶着線に沿うようにロープで保持され釣り上げられている。ロープにかかる重量は常にモニタリングされており、異常がないか監視している。

液体シンチレータ

KamLAND で用いる液体シンチレータの組成を表 3.1 に示す。

表 3.1 KamLAND 液体シンチレータの組成

物質	体積組成
N12 (ドデカン)	80%
PC (プロイドクメン)	20%
PPO (ジフェニルオキサゾール)	1.36g/l

液体シンチレータの組成は発光量、透過率、密度等を考慮して決められている。PPO を発光剤として溶媒である PC に溶かしこんだ物を N12 で希釈する事で、密度調整と透過率低下の防止をしてい

る。

3.1.2 ニュートリノの検出原理

KamLAND における反電子ニュートリノ検出の原理について説明する。

反電子ニュートリノが KamLAND 内を通過する際、液体シンチレータ中の陽子と逆ベータ崩壊反応を起こし、陽電子と中性子を放出する。



陽電子は、液体シンチレータ中の電子と対消滅を起こし 511 [keV] の γ 線を 2 本放出する。



中性子は、周囲の原子核と弾性散乱を起こす事でエネルギーを落としながら、やがて陽子に中性子捕獲され 2.2 [MeV] (重水素の結合エネルギー) の γ 線を放出する。



中性子捕獲までの寿命はおよそ 210 μsec となっており、陽電子と電子の対消滅を先発信号、中性子捕獲反応を後発信号として遅延同時計測を行うことでバックグラウンドイベントから反電子ニュートリノイベントを分離する事ができる。

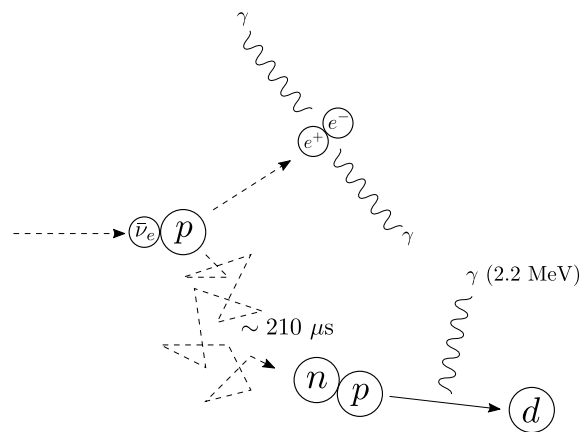


図 3.5 液体シンチレータ中での逆ベータ崩壊

また検出した反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は、一連の反応のエネルギー保存則を考えることで導く事ができる。陽子の質量を m_p 、中性子の質量を m_n 、運動エネルギーを K_n 、陽電子の質量を m_e 、運動エネルギーを K_{e^+} とおくと、逆ベータ崩壊反応のエネルギー保存の式と先発信号 E_{prompt}

のエネルギー保存の式はそれぞれ、

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = (K_n + m_n) + (K_{e^+} + m_e) \quad (3.4)$$

$$E_{prompt} = K_{e^+} + 2m_e \quad (3.5)$$

これら 2 式を整理することで、

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_e} &= E_{prompt} + K_n - (m_p + m_e - m_n) \\ &= E_{prompt} + K_n + 0.78 \text{ [MeV]} \end{aligned} \quad (3.6)$$

逆ベータ崩壊の際、中性子の質量は陽電子に比べ非常に大きいためエネルギーの大半は陽電子が持つ事となる。そのため中性子の運動エネルギーは無視できるほど小さくなるので、ニュートリノのエネルギーを得ることができる。

$$E_{\bar{\nu}_e} \simeq E_{prompt} + 0.78 \text{ [MeV]} \quad (3.7)$$

3.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は、KamLAND の極低バックグラウンド環境を利用した $0\nu 2\beta$ 崩壊の探索実験である。実験の発想はシンプルであり、KamLAND 内部に二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を溶かし込んだ液体シンチレータを導入することで $0\nu 2\beta$ 崩壊の観測を目指すものである。

3.2.1 KamLAND-Zen 実験の構造

KamLAND-Zen は内部検出器内にミニバルーンを挿入し、その中を ^{136}Xe 含有液体シンチレータで満たす事によって行われている (図 3.6)。一から検出器を作るのではなく既存の環境を改良することによって、世界に先駆けて実験をスタートさせる事に成功した。

二重ベータ崩壊核 ^{136}Xe

KamLAND-Zen では二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いている。二重ベータ崩壊核の選定には、二重ベータ崩壊探索実験としての選定条件と KamLAND の環境を生かすための制限が考慮されている。主に、

- 濃縮方法が確率されており大量に入手できること
- 液体シンチレータによく溶け、色がついたり透過率が低下したりしないこと
- 液体シンチレータのエネルギー分解能でも $0\nu 2\beta$ の区別ができるよう、 $2\nu 2\beta$ 崩壊の半減期が長いこと
- 液体シンチレータから回収・純化が可能であること

が評価項目として考えられており、 ^{136}Xe が多くの点で最適な二重ベータ崩壊核であった。

2013 年には、 ^{136}Xe 含有液体シンチレータを純化するため一度回収・再純化している。将来的に $0\nu 2\beta$ 事象を観測した際、液体シンチレータ中の ^{136}Xe を回収することで崩壊核のない状態での実験

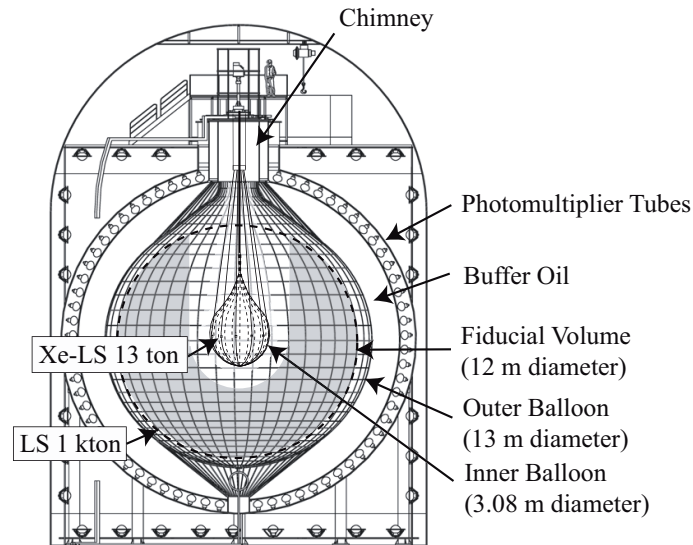


図 3.6 KamLAND-Zen 実験

データをとる事が可能である。

^{136}Xe 含有液体シンチレータ

内部検出器内に導入する ^{136}Xe 含有液体シンチレータは、内部検出器の液体シンチレータ同様密度差によってバルーンを破損させないように管理が徹底されている。 ^{136}Xe を溶かしている分密度が KamLAND 液体シンチレータよりも大きくなるため、組成を変更し調整している。

表 3.2 ^{136}Xe 含有液体シンチレータの組成

物質	体積組成
N12 (ドデカン)	82%
PC (プソイドクメン)	18%
PPO (ジフェニルオキサゾール)	2.7g/l
^{136}Xe	3.0wt%

ミニバルーン

^{136}Xe 含有液体シンチレータの容器となっているミニバルーンは直径約 3 m、涙型をしており 13 ton の液体シンチレータを保持する。このバルーンが KamLAND-Zen 実験の肝となる重要なパーツである (図 3.7)。

ミニバルーンは、ナイロン 6 製のフィルムを溶着する事によって作られている。検出器内に入る放射性不純物をできるだけ少なくするためフィルム自体の厚さは 25 μm と大変薄くなっているが、その

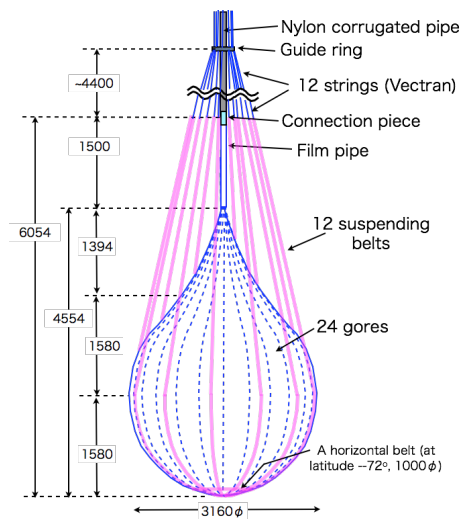


図 3.7 KamLAND-Zen で用いるミニバルーン

薄さでも液体シンチレータを保持する強度を持っている。24枚の舟形に整形したゴアを溶着した球状部、その上部の涙型を作っているコーン部、さらにその上部でコルゲート管に接続された直管部という構成をしており、12本の釣りベルトによって釣り下げられている。

なお現在このバルーンは引き抜かれており、KamLAND-Zen では内包する ^{136}Xe 量を増やすためのより大きいバルーンを作成中である。

3.3 KamLAND-Zen 実験の結果

KamLAND-Zen 実験は 2011 年 10 月に開始され、2013 年 6 月の ^{136}Xe 含有液体シンチレータの純化を行う前を 1st Phase、純化後 2013 年 12 月から 2015 年 10 月までを 2nd Phase として観測を行った。未だに $0\nu 2\beta$ 崩壊の信号の発見には至っていないものの、1st Phase から世界最高感度での観測を続け、 $0\nu 2\beta$ 崩壊に対する半減期の下限値を更新してきた。2015 年 10 月 27 日に 2nd Phase の観測を終了し、1st Phase と組み合わせた解析の結果を下に示す [10]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ [year]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (3.8)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 \sim 165 \text{ [meV]} \quad (3.9)$$

ニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の上限値は計算中の核行列要素の理論的不確定性を含んでいる。この結果により KamLAND-Zen は単独で $0\nu 2\beta$ 崩壊に対する半減期を 10^{26} のオーダーまで制限する事に成功し、ニュートリノ有効質量に対し最も厳しい制限を与えた。図 3.8 に KamLAND-Zen 実験が到達したマヨラナ質量の下限値を示す。

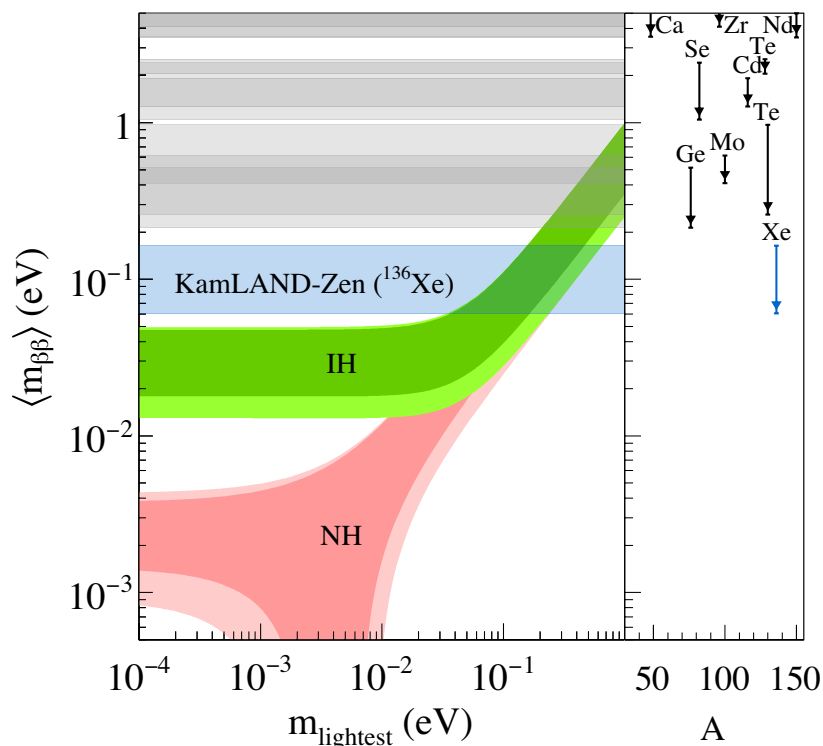


図 3.8 KamLAND-Zen の実験結果 [10]。他の二重ベータ崩壊核を用いる実験と比べ高い感度を達成している。

3.4 KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド

KamLAND-Zen は KamLAND の極低バックグラウンド環境を利用した実験であるが、それでも現状はさらなるバックグラウンド低減が課題となっている。 $0\nu 2\beta$ 崩壊によって飛び出す2つ電子のエネルギー（Q 値）を観測しようとしている KamLAND-Zen 実験では、同エネルギー領域にかかるバックグラウンドがその感度に大きく影響してくる。そのためバックグラウンドの除去作業、識別が感度向上のために重要となる。ここでは、KamLAND-Zen 実験における主要なバックグラウンドについて述べる。

^{10}C

地下 1000 m に位置する KamLAND 検出器では、地上と比べ宇宙線の影響は非常に少ない。しかし宇宙線の完全な遮蔽はできておらず、0.2 Hz ほどのレートで液体シンチレータを発光させるイベントとなっている。この岩盤を貫通してきた宇宙線と液体シンチレータ中の ^{12}C が原子核破砕反応を起こして生まれるのが ^{10}C である。 ^{10}C の β^+ 崩壊はニュートリノをによるエネルギーの持ち逃げが

あるため、1.75 [MeV] から 3.56 [MeV] まで広いエネルギー領域で観測される。また、 ^{10}C の寿命は 27.8 sec と長いため、KamLAND で宇宙線検出後に行う 1 μsec の VETO では除去されない厄介なバックグラウンドである。

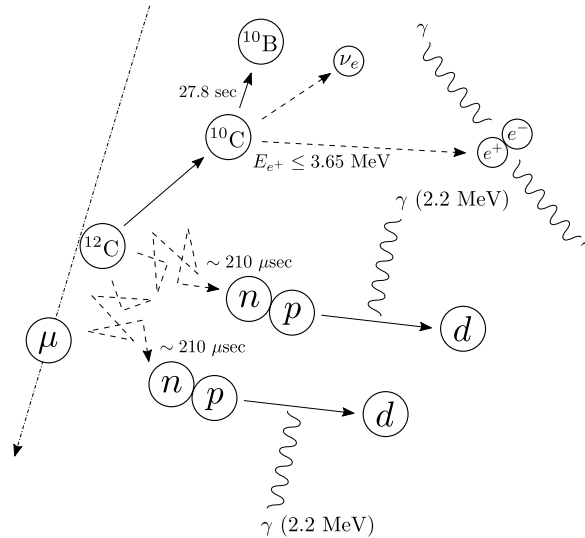


図 3.9 ^{10}C の崩壊模式図

現在ではデッドタイムフリーのデータ収集用電子回路 MoGURA (Module for General-Use Rapid Application) の導入により、宇宙線ミュオン、熱中性子捕獲反応、 ^{10}C 崩壊の三重の遅延同時計測を行う事で ^{10}C 事象を解析的に除去している。従来の KamLAND データ収集回路では、ミュオン通過後の大光量を観測した PMT がアフターパルスとオーバーシュートという現象を起こし、正しく信号を取得できない時間が存在していたため熱中性子捕獲反応を捉える事ができなかった。MoGURA の導入によって ^{10}C の除去率は 84% となっている [12]。また内部検出器中をミュオンが通過した際に起こるミュオンシャワーと共に ^{10}C を除去する解析手法も開発中である。本研究はさらなる ^{10}C 除去のための検出器開発についてである。

$2\nu 2\beta$

理論的に $0\nu 2\beta$ 崩壊によって放出される電子の持つエネルギーは Q 値に固定されるはずである。しかし検出にあたってはエネルギー分解能の影響を受けるため、広がりを持つスペクトルとなってしまう。そうすると広がり部分が $2\nu 2\beta$ のスペクトルと重なり合いが生まれてしまうため、2つの崩壊の区別をする事ができない。

KamLAND-Zen 実験では、エネルギー分解能の影響を考慮し $2\nu 2\beta$ 崩壊の寿命の長い ^{136}Xe を選定した。そしてさらなる $2\nu 2\beta$ のしみこみの除去には検出器のエネルギー分解能を向上させることが不可欠である。KamLAND のエネルギー分解能はすなわち PMT で観測するフォトンの量によるため、PMT に取り付ける集光ミラーの研究がなされている [13]。

^{214}Bi

ミニバルーンは検出器内に放射線不純物を持ち込まないよう、作成時の洗浄から溶着までクラス1のスーパークリーンルームで行われた。しかしながら自然放射線核種である ^{238}U などの一定の付着、混入があった。 ^{214}Bi は ^{238}U の娘核であり、この ^{214}Bi が β 崩壊する際の 3272 [keV] のイベントが現在の KamLAND-Zen 最大のバックグラウンドである。

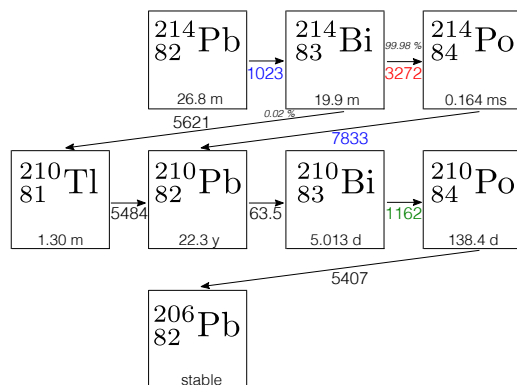


図 3.10 ^{214}Bi の親核と娘核

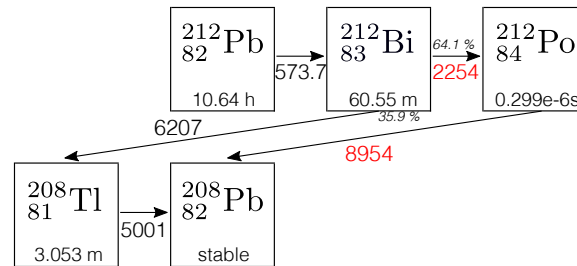
^{214}Bi のタギングの方法は二種類ある。一つは ^{214}Bi と娘核である ^{214}Po の連続崩壊を遅延同時計測で除去する方法である。 ^{214}Po の寿命は短いため遅延同時計測としては除去しやすいが、この連続崩壊がミニバルーン中、もしくはバルーン付近でおきる際には ^{214}Po が α 崩壊核である事が問題となつている。 α 線がバルーンフィルム中で止まってしまう、またはエネルギー失い検出閾値まで届かないのである。この方法を Tag1 と呼んでおり、ミニバルーン付近のイベントにおける Tag1 による ^{214}Bi の検出効率は 52.5% となっている [14]。

もう一つ、Tag2 と呼ばれる除去方法は ^{214}Bi とその親核である ^{214}Pb の連続崩壊の遅延同時計測である。 ^{214}Po は β 崩壊を起こすため、バルーン付近での崩壊でも Tag1 の様に検出できなくなることはない。しかし ^{214}Bi の寿命が 19.9 min と長いため、遅延同時計測を行う際は一時間遡って ^{214}Bi 事象から半径 40cm 以内に起きた ^{214}Po 事象を探すこととなる。この Tag2 の方法を用いた除去効率は 67.8% と見積もられている [14]。

Tag1、Tag2 によるバックグラウンド除去では十分な除去を行う事ができないため、1st Phase では ^{214}Bi イベントが集中するミニバルーン際を有効体積カット (Fiducial Volume Cut) する事で対応した。ミニバルーン中心から 1.35 m より内側の部分を $0\nu 2\beta$ 崩壊解析に用いることで、 $0\nu 2\beta$ 領域への ^{214}Bi イベントの混入を極力避けている。2nd Phase ではモンテカルロシミュレーションの高精度化と、ミニバルーンフィルムに付着した ^{214}Bi の非一様分布モデルの実装によって ^{214}Bi の量を正確に評価できるようになった。そのため $0\nu 2\beta$ 解析における有効体積をバルーン中心から 2 m 以内と拡大することができた。

^{212}Bi

^{212}Bi は自然放射線核種である ^{232}Th 系列の崩壊娘核である。 ^{212}Bi の崩壊の仕方の一つとして ^{212}Po に β 崩壊した後、 ^{212}Po が 299 nsec の極短い寿命で α 崩壊を起こす流れがある。この ^{212}Bi と ^{212}Po のパイルアップ（2つの崩壊が重なりあって一つの信号と誤認してしまう）がバックグラウンドとなる。

図 3.11 ^{212}Bi の親核と娘核

^{212}Bi の Q 値 2.254MeV の崩壊に対して、 ^{212}Po の α 崩壊によって放出されるエネルギーは 8.954MeV であるが、液体シンチレータで α 線など大きな電荷を帯びた粒子を検出する際は液体シンチレータの発光量が低下するクエンチングと呼ばれる現象が起きる。そのため ^{212}Po の α 線を KamLAND で検出した際、そのエネルギーは 0.8 [MeV] ほどに見える。この2つのエネルギーの合計が $0\nu 2\beta$ 領域を含む範囲に広がってしまっている。解析にあたっては ^{214}Bi 事象同様に有効体積カットによる除去や、パイルアップ信号の波形を2つの波形に分離するフィッタの開発で対処している [15]。

 ^{110m}Ag

前述したような宇宙線由来、自然放射線核種由来のバックグラウンドと違い、予想外に混入したバックグラウンドに ^{110m}Ag がある。混入経路は、福島第一原発事故によって生成された ^{110m}Ag がミニバルーンに付着した可能性や、 ^{136}Xe 空輸中に宇宙線による原子核破砕が予想されている。

KamLAND-Zen 実験 1st Phase の結果にはこの ^{110m}Ag の信号が、 $0\nu 2\beta$ 領域を覆うようにピークを作っていた。そこで 2nd Phase 以降の際に ^{136}Xe 含有液体シンチレータの純化を行い、 ^{110m}Ag バックグラウンドを 10 分の 1 以下にまで低減する事に成功した [16]。純化作業によって液体シンチレータ中の ^{110m}Ag の除去に成功し、バルーンに付着している ^{110m}Ag に限っては有効体積カットを加えた解析を行うことによって、2nd Phase 後半の結果にはほとんど影響が及ばないものとなっている。図 3.12 に 2nd Phase 前半のエネルギースペクトルを、図 3.13 に後半のエネルギースペクトルを示す。

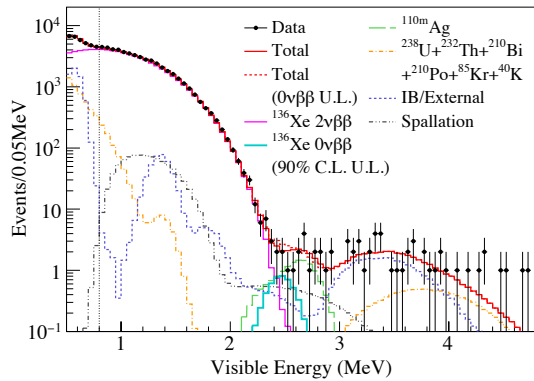


図 3.12 2nd Phase 前半のエネルギースペクトル

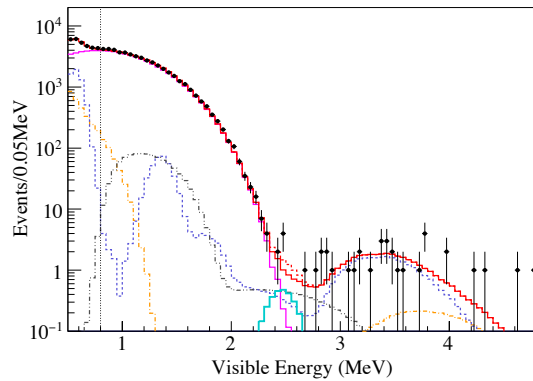


図 3.13 2nd Phase 後半のエネルギースペクトル

3.5 KamLAND-Zen 実験の次期計画

現在 KamLAND-Zen は 2nd Phase を終了し、液体シンチレータから ^{136}Xe を回収、ミニバルーンの KamLAND 内からの引き抜きを行い次期 Phase の準備を行っている。ここでは直近の KamLAND-Zen と、将来の KamLAND-Zen について簡単に述べる。

KamLAND-Zen 800

KamLAND-Zen 実験の特徴として、高い拡張性が挙げられる。ミニバルーンを大きくするだけで検出器内の二重ベータ崩壊核の量を簡単に増やす事ができる。現在は次期計画となる KamLAND-Zen 800 のために、 ^{136}Xe 750kg の導入を可能にする直径 3.84m のミニバルーンを作成中である。ミニバルーン作成にあたっては、前回の作成体制を見直しミニバルーン表面に付着する放射線不純物を極力減らすよう行われている。この KamLAND-Zen 800 によって、ニュートリノ有効質量が 50 [meV] 付近にあるとする Yanagida 予想の検証が期待されている [17]。

KamLAND2-Zen

Yanagida 予想検証の先には逆階層構造を網羅する検出感度が必要となる。そのため KamLAND 自体に $0\nu 2\beta$ 観測のための大幅な改良を加える KamLAND2-Zen 計画が考案されている (図 3.14)。KamLAND2-Zen 実験の骨組みは、光電子増倍管にコーン型の集光ミラーの使用 [13]、光量子効率の改良型光電子増倍管の使用 [18]、大光量液体シンチレータの使用 [19] といった取得光量増加によるエネルギー分解能向上である。

さらにバックグラウンド除去ための研究として、 ^{214}Bi の Tag1 による除去率改善を目指した発光性バルーンフィルムの研究 [20] や、 ^{10}C 除去のための新型フロントエンドエレクトロニクスの研究 [21]、イメージング検出器の開発 (本研究内容) が行われている。

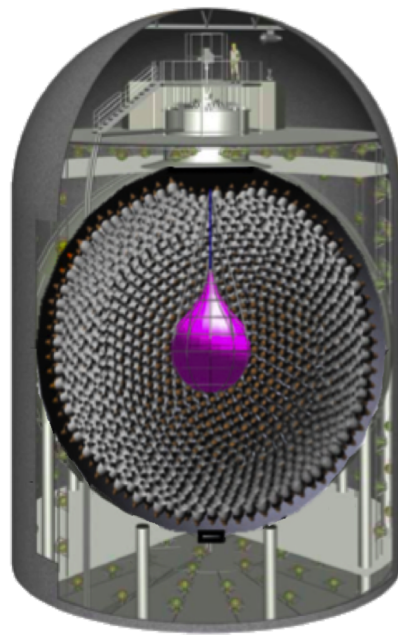


図 3.14 KamLAND2-Zen

第 4 章

イメージング検出器開発のモチベーションと先行研究

本研究は KamLAND-Zen 実験における γ 線を伴うバックグラウンドを、撮像によって除去する事を目的としたものである。

液体シンチレータ中において β 線と γ 線の振る舞いは大きく異なり、その違いはバーテックスに現れる。 β 線は自らが電荷を持つため液体シンチレータ中ですぐに反応し、バーテックスは点状になる。一方で γ 線はコンプトン散乱を起こし発光を繰り返しながら遠方まで飛んでいくため、そのバーテックスは広がりを持つ。本研究はこのバーテックスの広がりの違いをイメージング検出器によって集光・撮像する事で $0\nu 2\beta$ 信号と γ 線を伴うバックグラウンドを識別、除去し KamLAND-Zen を高感度化を目指すものである。

4.1 検出原理

現在 KamLAND-Zen によって観測を目指している $0\nu 2\beta$ の β 線の液体シンチレータ中での振る舞いと、主要なバックグラウンドとなっている ^{10}C について、イメージングを用いた粒子識別の方法を具体的に示す。

$0\nu 2\beta$ イベント

$0\nu 2\beta$ 崩壊については前述したように、2つの β 線の同時放出である。液体シンチレータ中に放出された電子は、自らが電荷を持つ粒子であるためすぐに液体シンチレータと反応し発光を起こす。したがってイメージングした際にはポイントライクな発光が観測される。図 4.1 にシミュレーションによって再現された、ミニバルーン中心での二重ベータ崩壊のバーテックスの二次元イメージを示す。このイメージはシミュレーション中で粒子がエネルギーを落とした位置を二次元座標に焼き直したものである。崩壊位置からバーテックスがまったく広がらない様子がわかる。

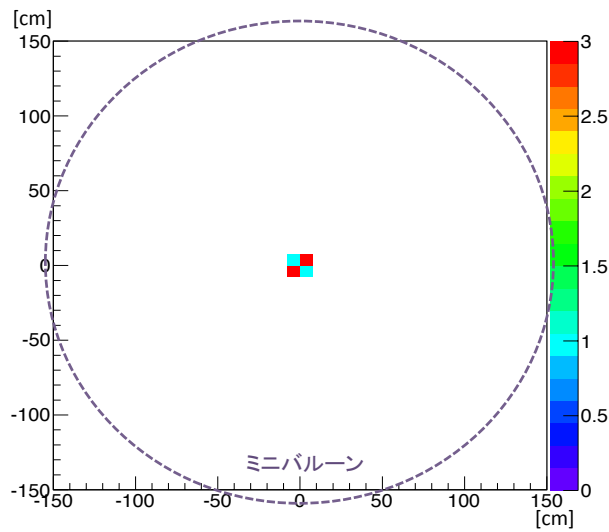


図 4.1 ミニバルーン中心でおきた二重ベータ崩壊のバーテックスのイメージ

^{10}C イベント

^{10}C の由来は宇宙線ミューオンによる液体シンチレータ中の ^{12}C の原子核破砕である。生成された ^{10}C は崩壊し ^{10}B となり同時に陽電子と電子ニュートリノを放出する。

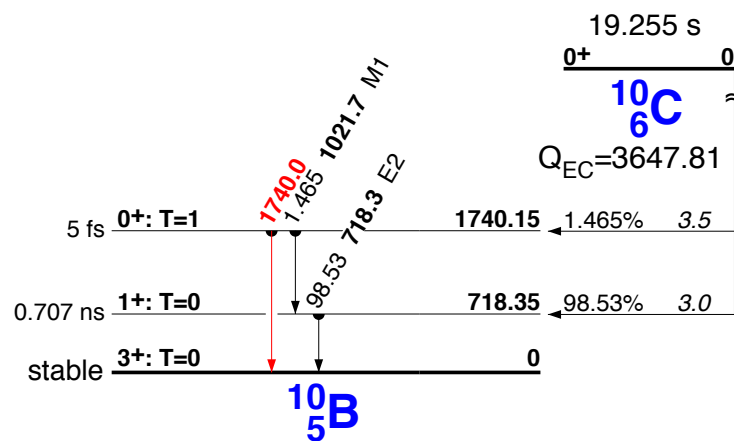


図 4.2 ^{10}C の崩壊

^{10}C による液体シンチレータの発光は、以下のように分ける事ができる。

- 陽電子のシンチレーション光
- 陽電子と電子の対消滅により生じた γ 線の発光
- ^{10}B が励起状態から基底状態へ落ちる際に放出される γ 線の発光

γ 線は β 線とは異なり、液体シンチレータ中でコンプトン散乱を起こし発光を繰り返しながら飛んでいく。そのため発光点は液体シンチレータ中に散らばるように見える。この発光点の分布をイメージング検出器で捉えることで、同エネルギー帯のイベントであっても $0\nu 2\beta$ イベントとの識別をする。図 4.3 にシミュレーションによって再現された、ミニバルーン内での ^{10}C イベントのバーテックスの二次元イメージを示す。二重ベータ崩壊のもの(図 4.1)と違い発光が点々と散っている様子がわかる。

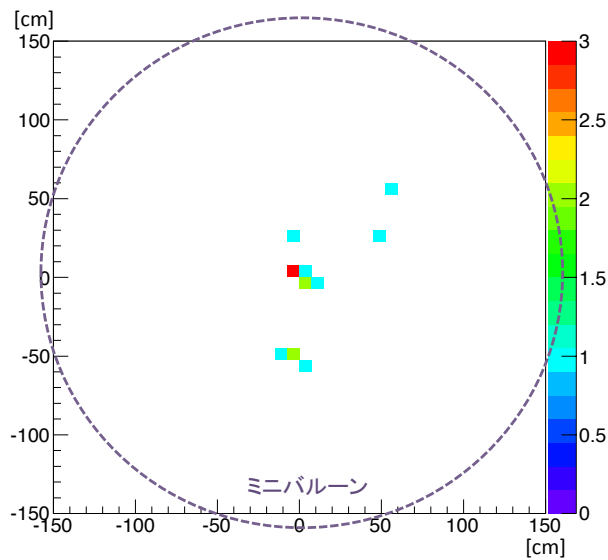


図 4.3 ミニバルーン中心でおきた ^{10}C イベントのバーテックスのイメージ

4.2 先行研究

β 線と γ 線を識別するに足る高位置分解能を持つ検出器として、イメージング検出器が大変有効であるとしてこれまでに集光光学系とピクセル光検出器の組み合わせによる設計がなされてきた [22][23]。一般的に集光には主に屈折型光学系(レンズ)と反射型光学系(ミラー)の2種類の光学系が用いられる。KamLAND 内は屈折率の大きい液体シンチレータで満たされているため屈折型光学系による集光が難しいことと、反射型光学系の方が入射径を大きくデザインする事ができるため液体シンチレータの微小な発光を捉えやすくなることから、先行研究では反射型光学系の設計がなされた。

4.2.1 光学系の設計

KamLAND 内部での実用を視野に入れた設計を行うにあたり、次のような条件を考慮する必要がある。

設置条件

まず、KamLAND の現在 PMT が取り付けられている位置からの撮像が可能なことである。これにはピントの中心をミニバルーン中心に合わせた 9000mm、被写界深度（ピントがあっていると許容できる被写体側の範囲）をミニバルーン半径の 1500mm、画角（光学系の視野）を 22° とし、バルーン全体を見ることのできる設計でなくてはならない。また KamLAND への設置にあたって、なるべくシンプルな構造である事が望ましい。そこでカセグレン型反射望遠鏡を模した 2 枚ミラー構造による設計を前提とした。

性能要求

γ 線のバーテックスの広がりから逆算して 100mm の分解を要求性能とする。これは、 β 線と γ 線をそれぞれ Geant4 シミュレーションを行い、バーテックスの広がりの様子から必要な性能として求めた。位置分解能の算出は、結像の RMS を算出し被写体スケール（像面スケールの約 30 倍）へ換算する方法をとった。

もう一つの性能要求は、できるだけ多くの光を取り込める設計である。微弱な光の集光を前提としているため、検出器側での光の損失は最小限に抑えたい。今回の 2 枚ミラー構造の場合、最初の集光をするミラー（プライマリーミラー）には 2 度目の集光をするミラー（セカンダリーミラー）の影になる部分が出てしまう。この影響を評価するため、セカンダリーミラーの影にならず集光できるプライマリーミラーの立体角の割合を実効面積とする。他の要求を達成した上で、実効面積がなるべく大きくなるよう設計を試みた。

設置条件、性能要求を満たすよう、光学設計ツール ZEMAX を用いて光学系設計が行われた。表 4.1 に光学系の目標値と設計値を、図 4.4、図 4.5 に設計された光学系のレイアウトを示す。

表 4.1 光学系の目標値と設計値

パラメータ	目標値	設計値
被写体までの距離	9000mm	9000mm
被写界深度	1500mm	1500mm
画角	22°	22°
位置分解能	100mm	21mm
実効面積	可能な限り多く	62%
光学系の構造	2 枚ミラー構造	2 枚ミラー構造

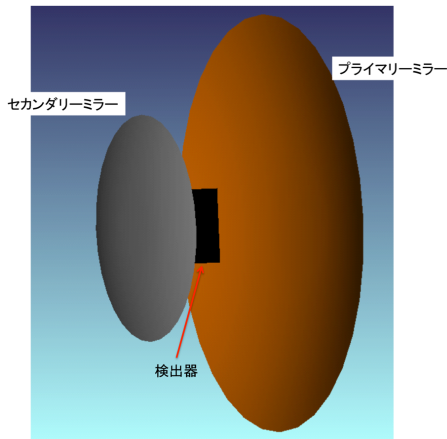


図 4.4 光学系のレイアウト

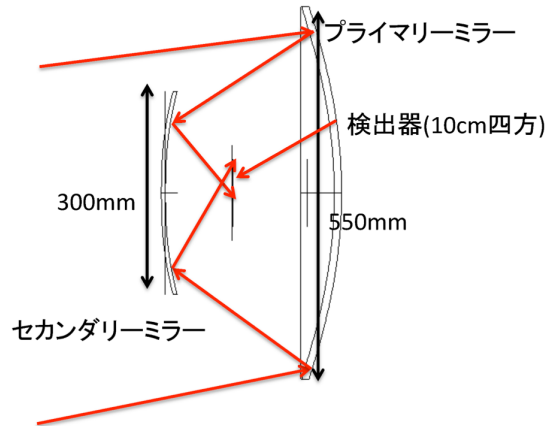


図 4.5 光学系の集光の様子

4.2.2 KamLAND 内でのシミュレーションによる性能評価

設計された光学系を KamLAND 検出器内部に設置した際の粒子識別可能性がモンテカルロシミュレーションによって確認されている。シミュレーションには KamLAND 検出器な内部構造や液体シンチレータの反応を再現したシミュレーションモデルを使用し、147 個のイメージング検出器を一部の光電子増倍管と取り替えるように設置し光線追跡を行った。光検出器部分は H9500 マルチアノード光電子増倍管を仮定し、一辺 5cm の正方形の検出器を 4 つを 2×2 で並べる事を想定した。H9500 マルチアノード光電子増倍管は一つにつき 16×16 の 256 ピクセルに分割された検出面となっており、このピクセル効果も反映する。H9500 については次章にて詳細を述べる。

シミュレーションによってミニバルーン内部での $0\nu 2\beta$ 崩壊、 ^{10}C イベント、そして当時最大のバックグラウンドであった $^{110\text{m}}\text{Ag}$ イベント (^{10}C 同様 γ 線を伴うバックグラウンドイベント) を再現した。イメージング検出器の撮像を結合し、その発光点の広がりを RMS で評価した結果を図 4.6 に示す。

$0\nu 2\beta$ の誤除去率 10% に対する ^{10}C と $^{110\text{m}}\text{Ag}$ の除去率を表 4.2 に示す。

表 4.2

イベント	除去率 [%]
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	93.0
^{10}C	79.3

シミュレーションの結果として、 $0\nu 2\beta$ イベントの誤除去率 10% に対して、 ^{10}C の除去率約 80% を達成し、イメージング検出器によるバックグラウンドイベントの識別は十分に可能であるという事が

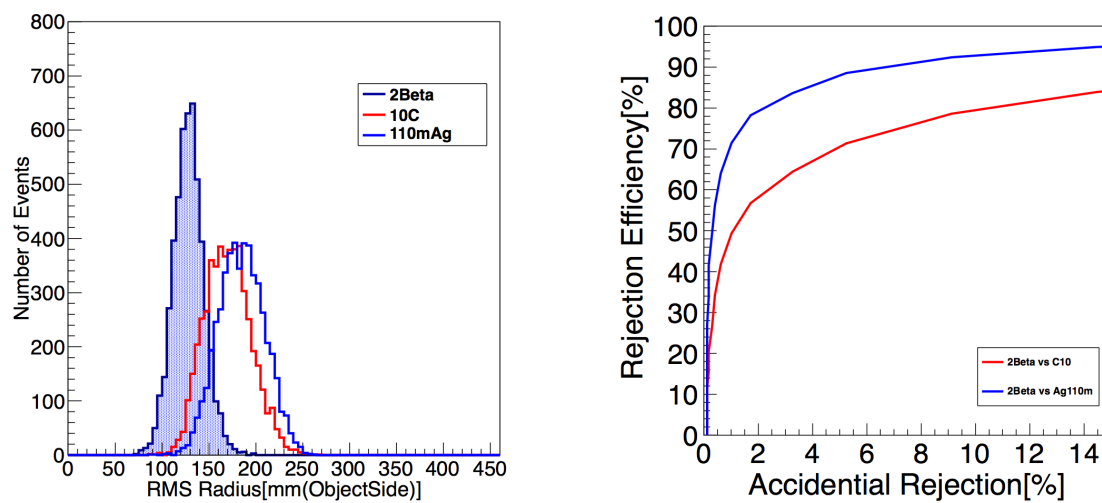


図 4.6 KamLAND 中でのイベントごとの RMS の広がり (左) と $0\nu 2\beta$ イベントに対する除去率 (右)

わかっている [23]。

第 5 章

検出器の試作器開発と基礎特性評価

先行研究のシミュレーション結果より、設計された光学系が粒子識別に対し十分有効である事がわかった。そこで粒子識別の原理検証に向けてイメージング検出器の試作を行う。試作イメージング検出器は、実験室での扱いを想定し設計のハーフサイズに縮小した光学系と 1 つの光検出器（H9500 マルチアノード光電子増倍管）の組み合わせる事とした。本章では、縮小光学系の試作、光検出器の基礎性能評価、そしてイメージング検出器としての動作確認としてシンチレーション光を検出した事について述べる。

5.1 縮小光学系の作成

先行研究の設計に基づき、実験室で取り扱えるよう焦点距離を調節し小さくした光学系を作成した。この試作によって作成過程における問題点や、試作器の性能評価を行う。これまでに数回の試作を行い、材質や製造方法を考察・修正した過程を述べる。

5.1.1 縮小光学系の設計

縮小光学系の設計は、表 5.1 のようになっている。

表 5.1 縮小光学系の設計

パラメータ	縮小光学系
被写体までの距離	1000 mm
許容収差	3 mm
視野	30 cm
プライマリーミラー半径	145 mm
セカンダリーミラー半径	75 mm
搭載光検出器	1

試作器のサイズは、元のサイズの約半分の大きさである。プライマリーミラーの中心には検出器を

差し込むための四角の穴を空けており、セカンダリーミラーは支柱によって光軸上に固定されている(図 5.1)。

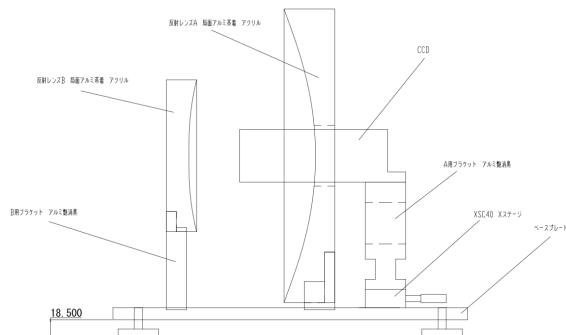


図 5.1 縮小光学系と治具

5.1.2 縮小光学系の評価方法

作成した縮小光学系を評価するために、次の方法を用いた。

形状の評価方法

光学系の形状が設計と同じならば、結ばれる像の形はシミュレーションと同じものになるはずであり、像の歪みは形状が崩れている事を表す。そこで LED の結像の形を見る事で縮小光学系形状の評価とする。LED を光軸上に設置し、焦点位置から前後させてその像の形状と大きさを確認した。像面は光がすける薄い方眼紙を用い、そこに投影された像を後方から CCD カメラで撮像する。実験セットアップを図 5.2 に示す。像の大きさは、方眼紙のマス目で CCD カメラの画素数をキャリブレーションし、RMS 値を計算する事によって評価した。

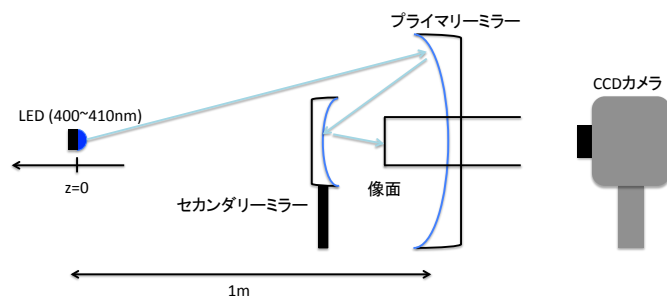


図 5.2 結像実験セットアップ。焦点位置に置ける LED の位置を $z=0$ として前後させた。

反射率の評価方法

反射型光学系の基本的なパラメータとして反射率がある。特に液体シンチレータの様な微弱な発光を集光する場合、反射率の影響は大きく関与してくる。この測定では、反射率の大きさと場所依存性（一様な作りをしているか）を確認する。測定にはレーザーポインタとパワーメータ（図 5.3）を用いる。レーザーをミラーに向かって打ち込みその反射光の強度をパワーメータで測定する。一度反射されたレーザーの強度を、パワーメータに直接打ち込んだレーザーの強度で割った値を反射率として扱うこととした。このときレーザーがパワーメータに入射するまでの距離は 4cm に固定、ミラーのカーブに対する法線方向からの開きを約 45 度となるようにし、複数の位置で反射率を測定する（図 5.4）。45 度の開きは縮小光学系で結像する際の光の経路（図 5.5）をなるべく再現するためである。

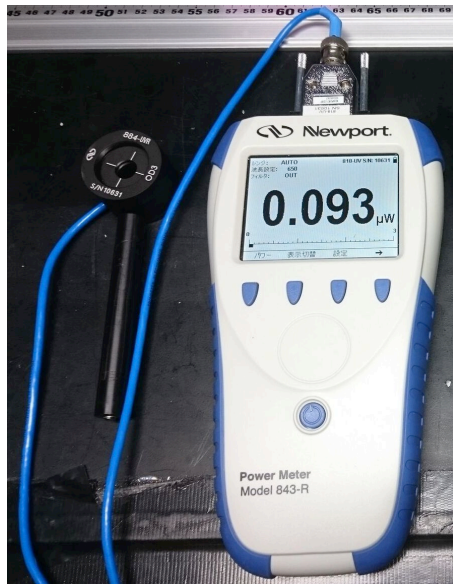


図 5.3 パワーメータ（Newport Model 843-R）

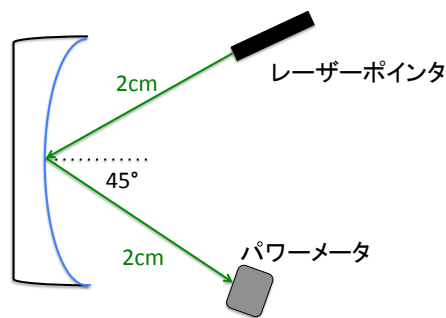


図 5.4 反射率測定実験セットアップ

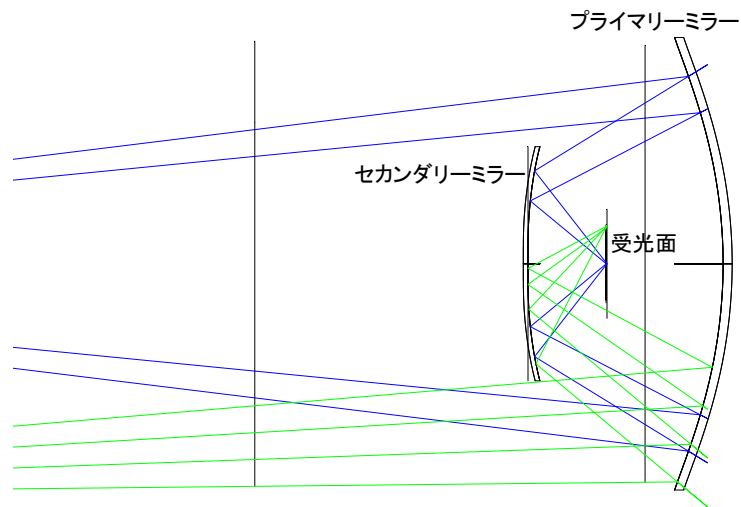


図 5.5 光学系の二段階反射による結像の様子

5.1.3 縮小光学系の試作

試作 1

初めて作成した縮小光学系は整形したアクリルを母材とし、そこにアルミを蒸着したものを試した。母材にアルミを蒸着させる手法は市販のミラーの作成にも使われる一般的な作成方法である。しかしこの作成方法では複数の問題が生じることがわかった。まず母材のアクリルが自重によって歪んでしまい、集光はするものの丸い像が結ばれるはずが三角形になってしまうことである(図 5.6)。さらに、蒸着が薄かったため(膜厚 40nm を想定していた)光がミラーを透過してしまう様子が見られた。

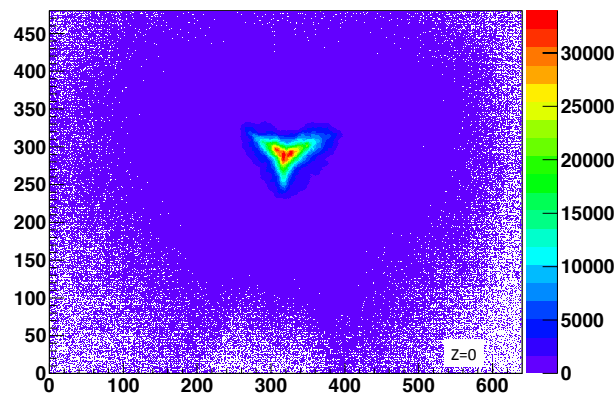


図 5.6 $z=0\text{mm}$ での結像の様子

試作 2

母材の歪み及び光の透過に対処するために母材からアルミを用い、それを研磨することで鏡面を作成した。ただアルミを研磨するだけでは研磨の傷がそのまま残ってしまい反射率を落とす原因となってしまう。研磨の傷を埋めるため、表面を硬質クロムメッキでコーティングを行った。しかし、この作製方法を試したところプライマリーミラーに設計にない円形の歪みが生じた。

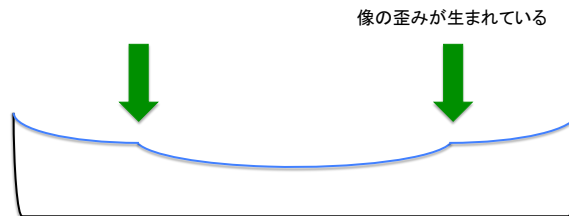


図 5.7 アルミを研磨して作成したミラーの断面

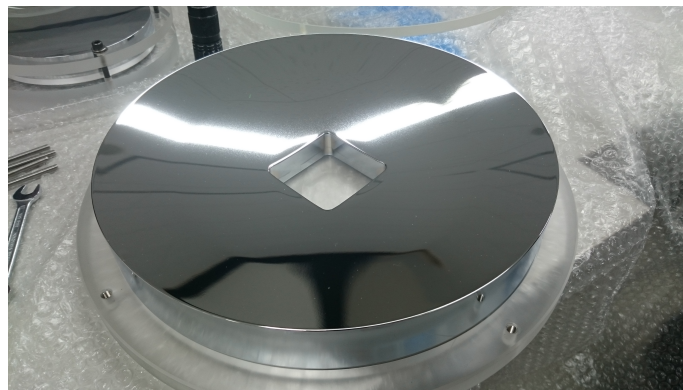
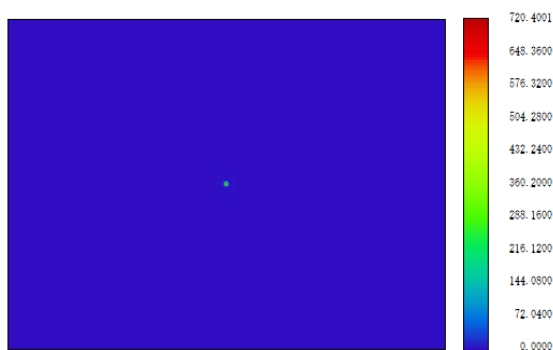
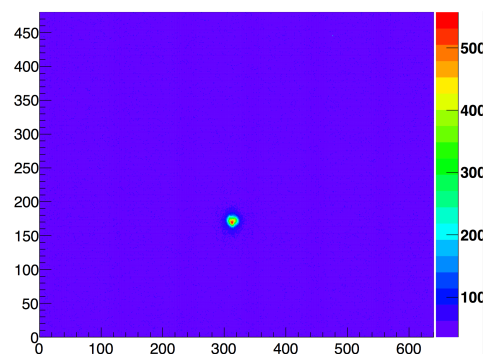
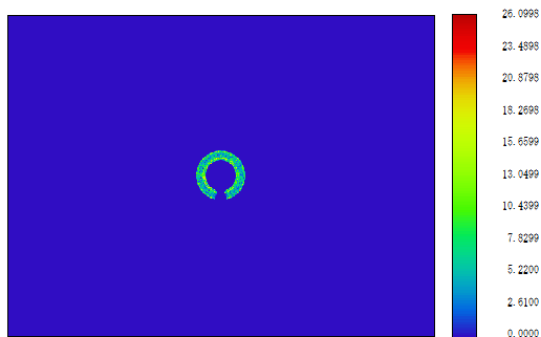
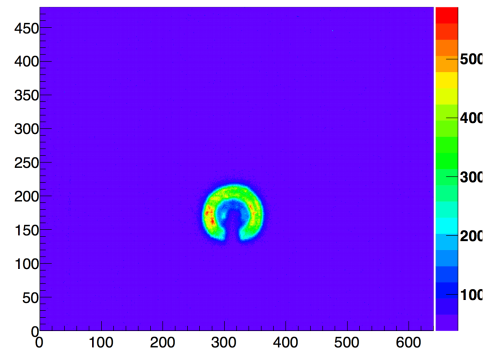


図 5.8 アルミを研磨して作成したミラー。蛍光灯の像が折れ曲がっている様子がわかる。

この歪みの原因は、設計データの取り扱いに問題がある事がわかった。ZEMAX による設計データを CAD に移すことでミラーを作成していたが、CAD に移した際に元々の設計をゆがめてしまう補正がかかっていた。そこで CAD を中継しないミラー作成の方法として、ZEMAX の設計データを点群として出力し、それをもとに製造を行うことで対処することとした。

試作3

アルミ母材、点群設計、硬質クロムメッキと作成方法を変更したものを今回の縮小光学系試作の最終形とした。母材をアルミに変えたことによって、亚克力母材の時の様な歪みはなくなり三角形の像を結ぶという問題と透過が発生するという問題は解消された(図 5.9~図 5.14)。像の形もシミュレーションのものと良く似たものとなっており、その大きさの指標とした RMS 値もシミュレーションのもの傾向をよく再現し差も 1mm 以内に抑えられている(図 5.15)。光検出器(H9500 マルチアノード PMT)の1ピクセルの大きさが約 3 mm であることから、光学系の許容収差を 3 mm と設定すると $z=0$ mm の前後 50 mm では十分収差は小さいと見なす事ができる。

図 5.9 $z=0$ mm でのシミュレーション上の結像図 5.10 $z=0$ mm での CCD カメラによる撮像図 5.11 $z=-150$ mm でのシミュレーション上の結像図 5.12 $z=-150$ mm での CCD カメラによる撮像

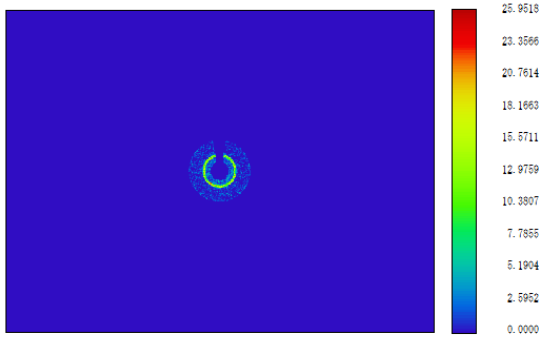
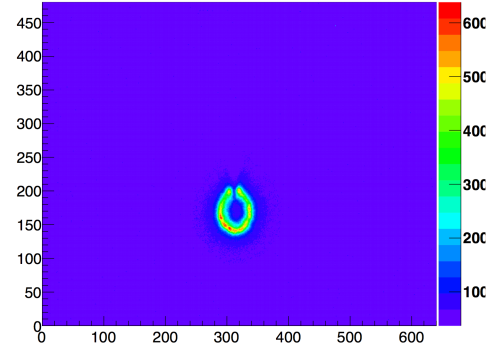
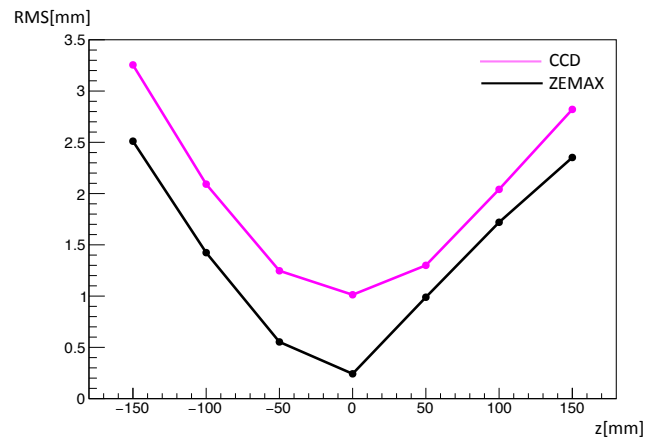
図 5.13 $z=150\text{mm}$ でのシミュレーション上の結像図 5.14 $z=150\text{mm}$ での CCD カメラによる撮像

図 5.15 光源の位置と像の RMS 値の関係

試作光学系の反射率の評価を以下にまとめる。

表面の研磨方向が反射率を変える可能性を考慮し、 x 軸 y 軸と直角に交わる方向を定めた。測定の結果プライマリーミラーとセカンダリーミラーともに抽出した測定位置によって反射率が大きく変化することはなく一様な作りをしていると考えられる。また設計上平面となっているセカンダリーミラー中心で角度依存性確認を行ったが、ことらも反射角度によって大きく値が変わる事はなかった。測定値の平均をとってこの縮小光学系の反射率は 64% とする事とする。作成精度及び反射率の両面において一定の性能を示す集光光学系の作成に成功したといえる。

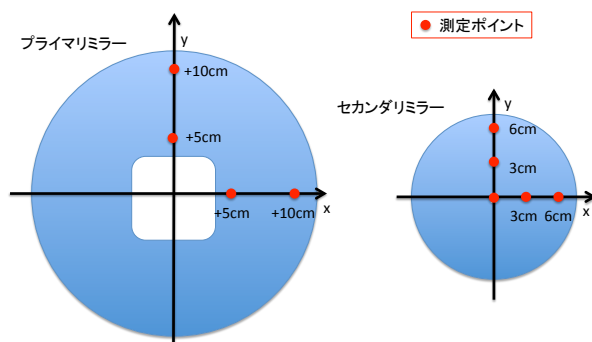


図 5.16 試作光学系の反射率測定位置

表 5.2 反射率測定結果 (プライマリミラー)

測定位置	パワーメータ [μW]	反射率 [%]
反射なし	0.465 ± 0.002	-
x+5cm	0.300 ± 0.002	64.5 ± 0.5
x+10cm	0.289 ± 0.002	62.2 ± 0.5
y+5cm	0.292 ± 0.002	62.8 ± 0.5
y+10cm	0.299 ± 0.002	64.3 ± 0.5

表 5.3 反射率測定結果 (セカンダリミラー)

測定位置	パワーメータ [μW]	反射率 [%]
反射なし	0.465 ± 0.002	-
o (測定角度 15°)	0.300 ± 0.002	64.5 ± 0.5
o (測定角度 30°)	0.302 ± 0.002	64.9 ± 0.5
o (測定角度 45°)	0.308 ± 0.002	66.2 ± 0.5
x+3cm	0.295 ± 0.002	63.4 ± 0.5
x+6cm	0.308 ± 0.002	66.2 ± 0.5
y+3cm	0.302 ± 0.002	64.9 ± 0.5
y+6cm	0.303 ± 0.002	65.1 ± 0.5

5.1.4 試作光学系の表面粗度測定

2回の試作を経て縮小光学系を作成する事ができた。しかし像の結び方がわずかにシミュレーションと異なる点や、アルミのミラーとしては64%という反射率は少し低い点に疑問が残る。このような

違いは光学系のマクロな形状ではなくマイクロな部分に原因があると考え、新たに縮小光学系の表面粗度測定を行った。

表面粗度測定

測定には、フィゾー式小型レーザー干渉計を用いた。

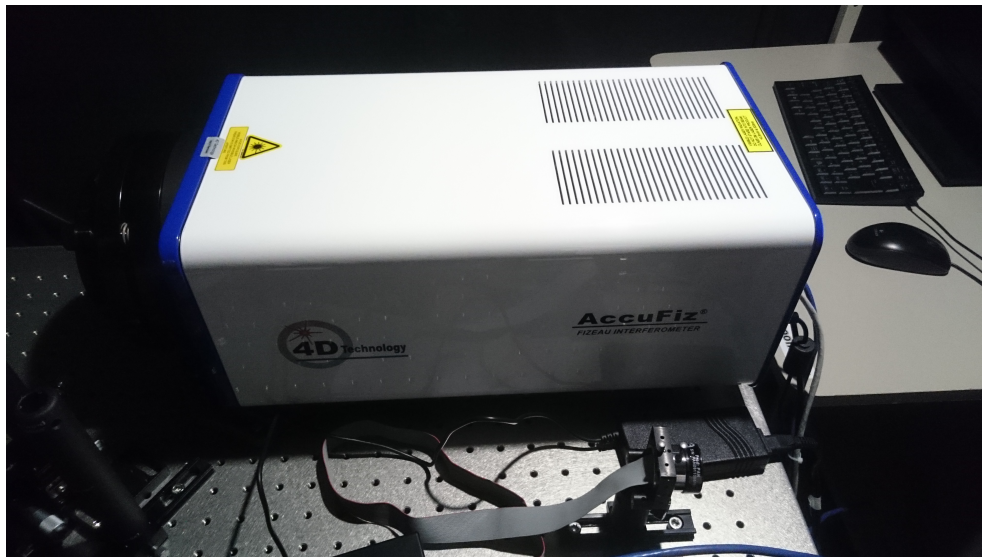


図 5.17 測定に用いたフィゾー式干渉計

今回用いたフィゾー式レーザー干渉計はレーザーを $\lambda/20$ 以下に磨かれた参照基準面を通して測定対象物に当て、参照基準面の反射光と測定物からの反射光との間で生まれる干渉縞を見る事によって表面の状態を測定する事ができる。針を走査させる様な接触式の測定とは違い、表面を傷つけず広範囲を測定する事ができる。今回測定するミラーは非球面設計であり干渉計の方に対応する参照基準面がないため、設計上平面と近似できるセカンダリーミラーの中心部（直径約 3 cm）の範囲の表面粗度を測定する（図 5.18）。

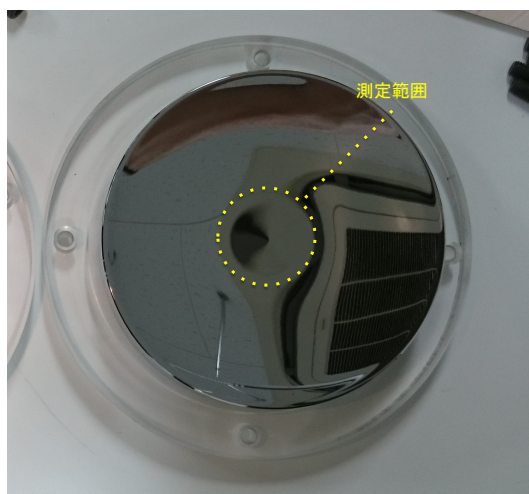


図 5.18 セカンダリーミラーの測定範囲（直径約 3 cm）

測定の結果を図 5.19（断面図）と図 5.20（立体図）に示す。白抜きの部分は凹凸が大きく解析処理ができず（測定レンジ外と思われる）、測定から除去した部分である。測定の結果、光学系表面にはミクロン単位の山ができている部分と、数百ナノメートル単位のギザギザの部分がある事が分かった。ギザギザ部分は、表面研磨時の目がそのまま残っている部分であり、研磨の方向がそのまま谷として残っている。一方、山の部分は研磨後に施したメッキが垂れた部分と考えられる。

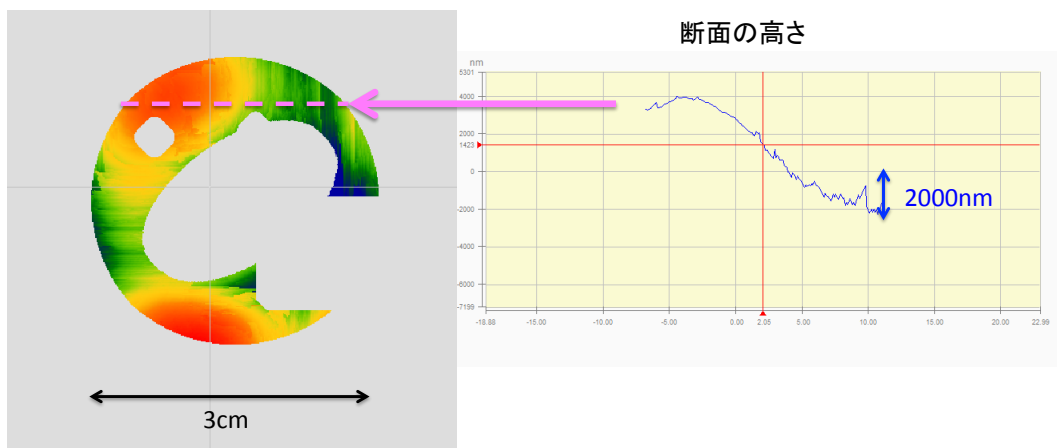


図 5.19 表面測定の結果

測定を踏まえた考察

測定の結果、メッキ処理がムラになってしまっている部分、研磨跡の目が出てしまっている部分を見つける事ができた。シミュレーションで結ばれたは像については表面の微小な構造を設定していな

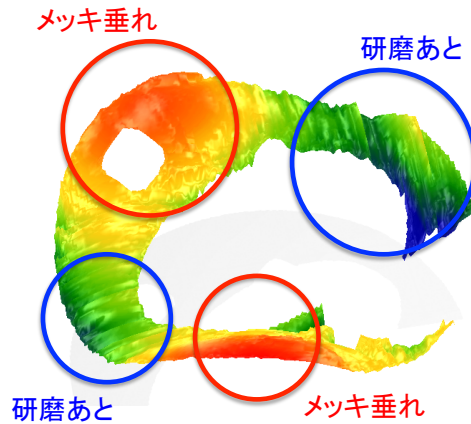


図 5.20 光学系表面の様子

いため、ミクロン以下の表面形状の影響が像の結び方の差として出てきたと思われる。また研磨跡のように表面が粗くなっている部分では光は乱反射を起こすと考えられる。反射率のロス、本来正しく反射されパワーメータに入射する光が乱反射を起こし周囲に拡散されたためと考えられる。

5.2 マルチアノード PMT

イメージング検出器の開発において、光検出器は浜松ホトニクス製の H9500 マルチアノード光電子増倍管を第一候補として研究を進めてきた。本研究では初めてこの H9500 マルチアノード光電子増倍管（以下、マルチアノード PMT）をイメージング検出器と組み合わせ動作させた。このセクションでは、イメージング検出器として用いる際に必要となる設定のチューニングとダークレートの測定について述べる。

5.2.1 マルチアノード PMT の構造と読み出し

H9500 マルチアノード PMT（図 5.21）は、約 5cm の正方形の受光面を 16×16 の 256 ピクセルに分割されており、1 ピクセルあたりの大きさは約 3mm と大変小さい（図 5.22）。そのためピクセルの大きさによる分解能の制限を最小限に抑えることができる。縮小光学系は 1m 先の 30cm 四方を 5cm 像面に映すよう設計されているので、1 ピクセルあたり約 1.8cm の撮像範囲を持つこととなる。

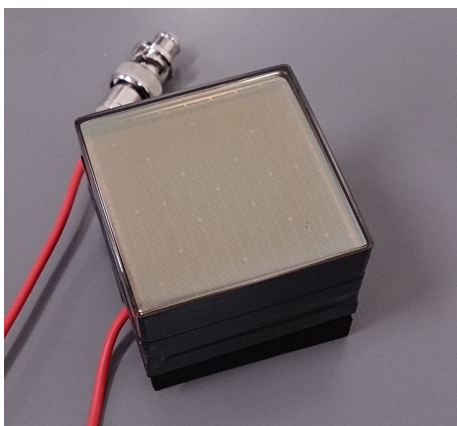


図 5.21 H9500 マルチアノード PMT

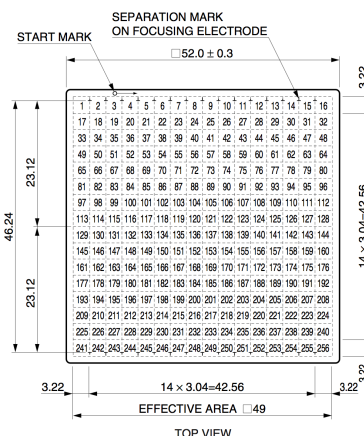


図 5.22 H9500 マルチアノード PMT 表面

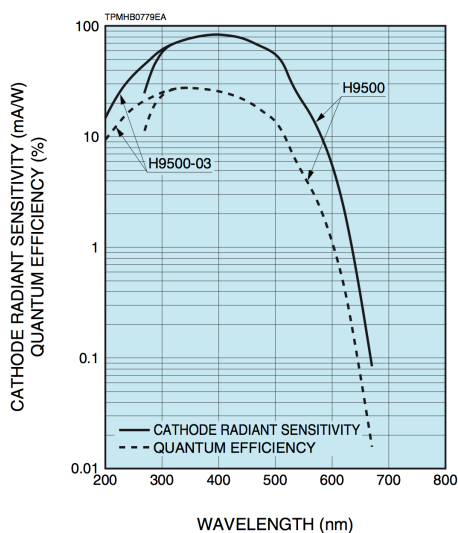
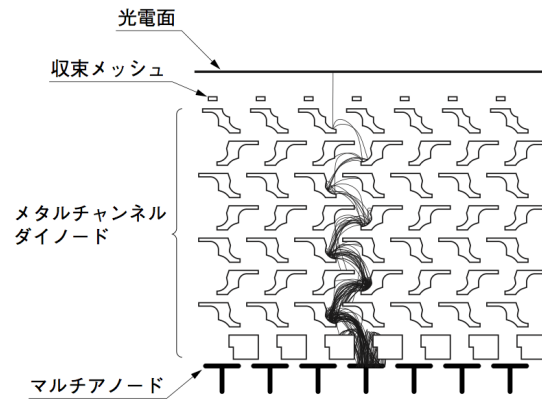


図 5.23 H9500 マルチアノード PMT の量子効率 (浜松ホトニクス測定)

マルチアノード PMT の内部構造を図 5.24 に示す。一つ一つのピクセルにそれぞれ対応するダイアノードとアノードを持っており、微小な増幅機構が基盤目上に配置されたような構造となっている。そのため、それぞれのピクセルが独立に電子を増幅し位置情報を持った信号を出力する事ができる。

マルチアノード PMT の読み出しにはクリアパルス株式会社の 80058 型ヘッドアンプユニット (図 5.25) 及び 80057 型 PMT データプロセッサ (図 5.26) を使用した。ヘッドアンプユニットはマルチアノード PMT に直接接続し、信号を読み出すことのできる回路である。この回路は波形整形増幅、トリガー、ADC を内蔵している。PMT データプロセッサはヘッドアンプユニットを制御しデータ収集を行う VME モジュールであり、最大 4 台のヘッドアンプユニットを接続する事ができるため、複



THBV3_0902JA

図 5.24 マルチアノード PMT の構造 [24]

数のイメージング検出器を用いた実験への拡張も見込める。

ヘッドアンプユニットと接続したマルチアノード PMT は、直方体の形状となる。そのため集光光学系のプライマリミラーに空けた四角形の穴から突き出すように設置しイメージング検出器として運用する (図 5.28)。



図 5.25 80058 型ヘッドアンプユニット



図 5.26 80057 型 PMT データプロセッサ

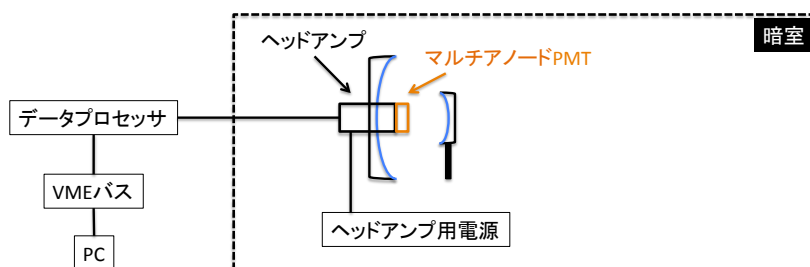


図 5.27 マルチアノード PMT と読み出しの接続

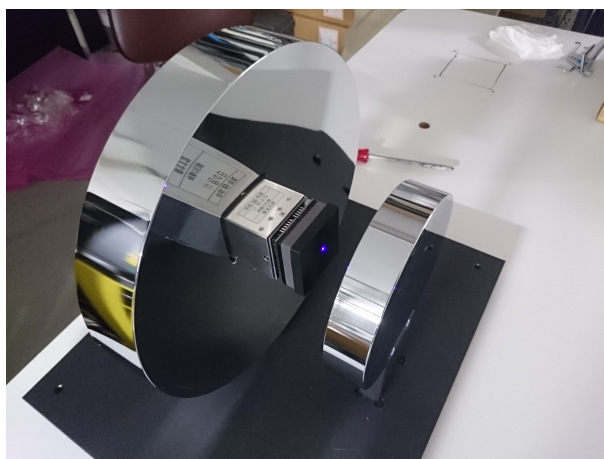


図 5.28 マルチアノード PMT と縮小光学系のイメージング検出器

マルチアノード PMT のデータ取得において前述の読み出しモジュールを用いる場合には、トリガー条件及び各種パラメータを設定する事で複雑な処理を行う必要なくマルチアノード PMT を扱う事ができる。ここでは一通りのデータ取得に関するパラメータを述べておく。

トリガーモード

読み出しモジュールには 2 種類のトリガーを設定する事ができる。まず 1 つはセルフトリガーモードである。これはあらかじめスレッシュホールドを設定する事によって、ヘッドアンプ自体がヒット判定を行い自動でデータ収集を行う。もう 1 つは、外部トリガーモードとよばれ、ヘッドアンプに直接 TTL 信号を入力する事で強制的にトリガーをかける事ができるモードである。各測定にはこの 2 つを目的に応じて使い分けている。

スレッシュホールド

セルフトリガーモードに必要なスレッシュホールドの設定は、64 ピクセルごとに可変抵抗で設定してい

る。本研究においては各ピクセルのスレッシュホールドが 0.5 p.e. ほどになるように調節した。

ADC

ヘッドアンプは信号取得の際、256 ピクセルすべての波高を一括でデジタル値として記録するように設計されている。そのため波高測定用の波形整形増幅器（以降、スローシェイパー）がマルチアノード PMT からの信号をなまらせており、トリガーからの設定時間後の波高を取得するようになっている（図 5.29）。

今回の液体シンチレータ発光の測定においては tHold 時間を 1 μsec と設定し、この時間をヘッドアンプの感度時間と呼ぶ事とする。

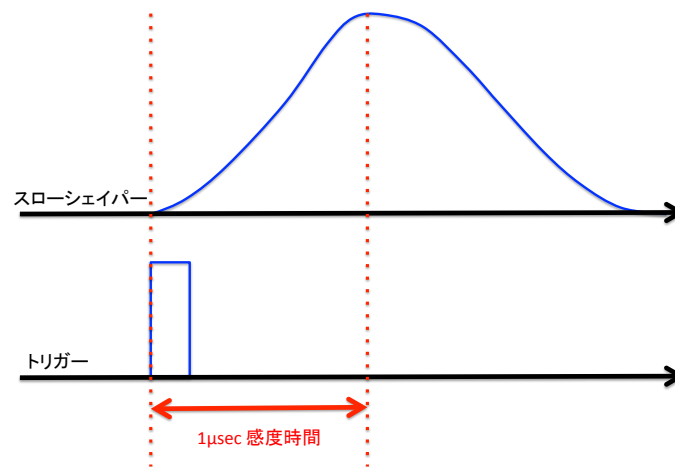


図 5.29 ヘッドアンプのトリガータイミング

5.2.2 マルチアノード PMT のダークレート測定

マルチアノード PMT 自体の基礎的な評価として、ダークレートの測定を行った。今回の測定にはセルフトリガーモードを使用し、各種パラメータの設定は前述の通りである。マルチアノード PMT の光電面にカバーをかけ 24 時間以上暗室に放置した後、30 分間 PMT 自体の暗電流を測定した。あるピクセルについて、測定値をヒストグラムに詰めた物を 図 5.30 に示す。

256 個のピクセルのうちどれか一つでもヒットがあるとすべてのピクセルの値を読み出す仕様になっているため、ペDESTALのイベントが必然的に大きく記録されてしまうがきちんと 1 p.e. のピークは分離して測定することができた。すべてのピクセルについて、1 p.e. ピークのフィッティングを行いゲインのばらつきを調べた。結果を図 5.31 に示す。左右の端にピークの値が大きいピクセルが集中していることから、マルチアノードの構造からくるばらつきがあると考えられる。

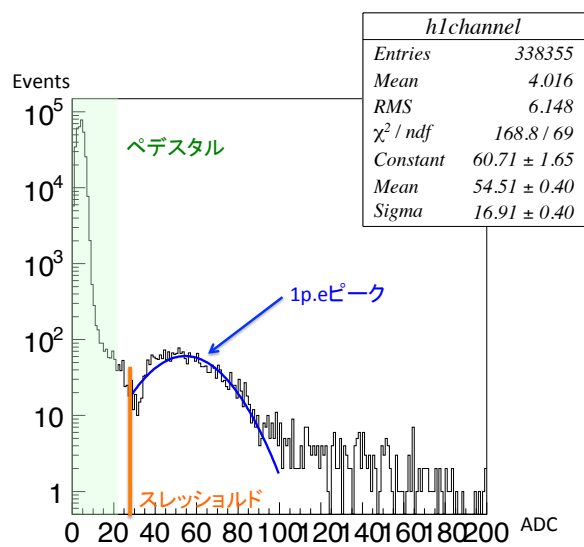


図 5.30 1p.e. ピークの様子

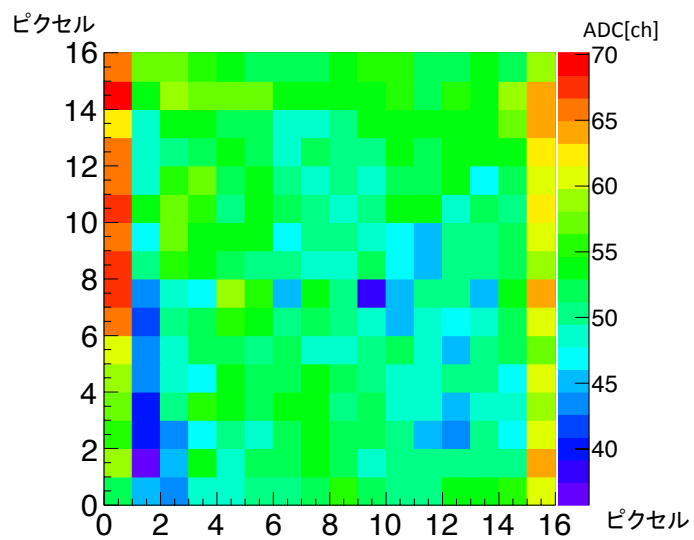


図 5.31 ピクセルごとの 1p.e. ピークの値

各ピクセルごとにゲインにばらつきがあることが確認できたので、各ピクセルごとに 0.5p.e. 以上の ADC 値をもつイベントをヒットと見なすことでゲインのばらつきを受け止める。各ピクセルごとのダークレートを図 5.32 に示す。

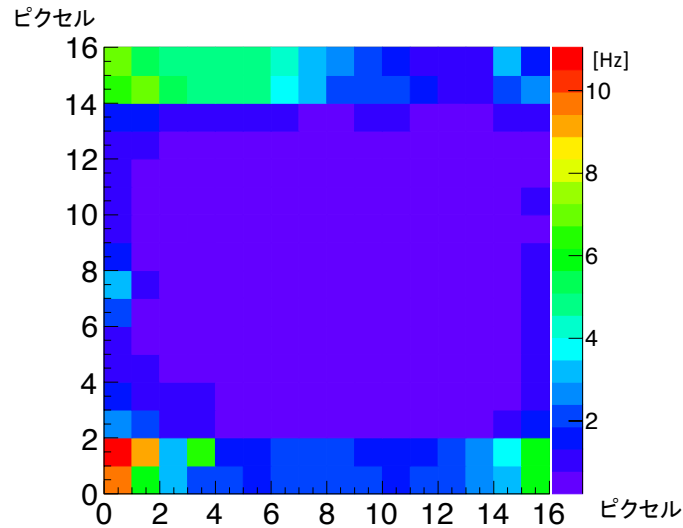


図 5.32 ピクセルごとのダークレート

1 秒間に 256 ピクセルのうち 1 つのピクセルでもヒット判定する頻度をダークレートとすると、マルチアノード PMT のダークレートは約 200 [Hz] となる。1 度の撮像にダークノイズの信号が紛れ込む確率の概算は、ダークレートにヘッドアンプの感度時間を掛け、

$$200 \text{ [Hz]} \times 1 \text{ [\mu\text{sec}]} \times 100 = 0.02\% \quad (5.1)$$

と 5000 枚に 1 ヒットと大変小さい。測定に大きな影響を及ぼす物ではないと判断でき、低ダークノイズを要求する本研究において適しているといえる。

5.3 シンチレーション光の撮像

縮小光学系とマルチアノード PMT それぞれの性能評価の結果、粒子識別の原理検証には十分使用可能と判断し、この 2 つを組み合わせイメージング検出器として動作のテストを行う事とした。LED ではなく実際に液体シンチレータの光を集光・検出する事を次のステップとして、高エネルギー粒子の飛跡の撮像を行った。

5.3.1 実験の準備

液体シンチレータの作成

液体シンチレータをアクリルボックスに封入したものを被写体として使用する。光軸方向に 10 cm の幅を持つ 10 cm × 30 cm × 30 cm の 10 L ボックスを使用する。

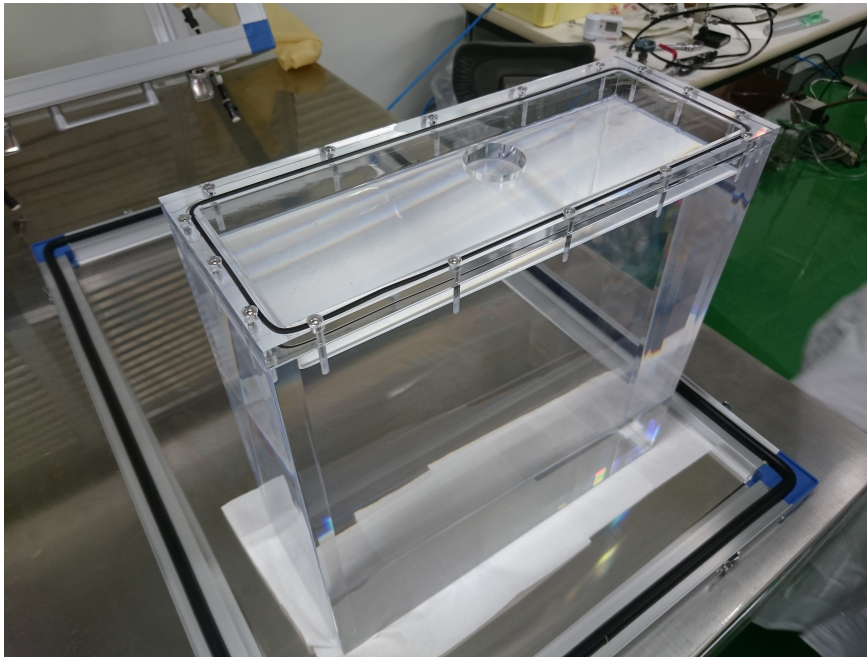


図 5.33 液体シンチレータボックス

光軸方向に薄くすることによって光軸方向の発光は制限される事となる。これによって像の光軸方向の情報を落とし、平面を仮定して撮像できるので解析をシンプルにする事ができる。また焦点距離（イメージング検出器から 1 m）から光源が離れば離れるほど像の収差が大きくなるので、薄くすることでピントのあった像のみを撮る狙いもある。

液体シンチレータの組成は、 ${}^6\text{Li}$ 含有液体シンチレータを使用した [25]。図 5.33 は窒素パージ直後の物で、上部に 1 cm ほどの窒素層があり、O リングによって密閉されている。

実験のセットアップ

今回のこの実験においては、マルチアノード PMT は外部トリガーモードを用いる。液体シンチレータの発光した瞬間の撮像を取得するために、液体シンチレータのアクリルボックスに 5inchPMT を直付け（オプティカルグリースを使用）し、その信号をマルチアノード PMT のトリガーとした。読み出しモジュールの各種設定は前述の通りである。また 5inchPMT の信号は高エネルギー粒子イベントの抽出に使用するため、別途 FlashADC によって取得した。マルチアノード PMT のヘッドアン

プの処理時間と 5inch 用の FlashADC の処理時間が異なることなどから、2つの検出器で確実にイベントの同期を行うように1イベント取得後に11.5msecと十分なデッドタイムを設けた。

測定の際、空气中に埃が舞っていたりすると光を散乱させ検出効率を落とす恐れがあるので、PMTのダークを落ち着かせる事も踏まえ24時間以上暗室を放置してから測定を行った。

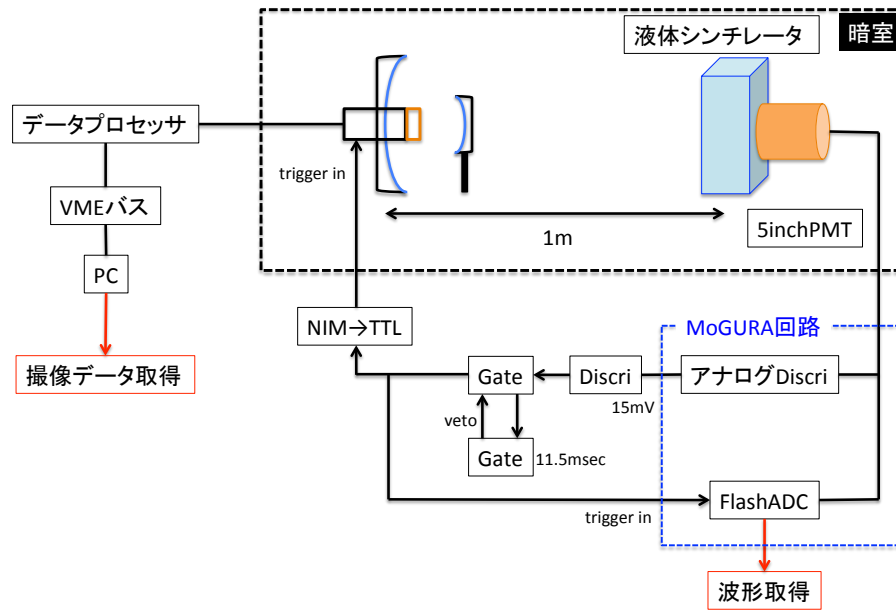


図 5.34 撮像実験のセットアップ

5.3.2 実験結果

まず 5inchPMT の信号から高エネルギー粒子の信号を選ぶ。取得した 5inchPMT のエネルギーベクトルを図 5.35 に示す。

抽出したイベントについて、マルチアノード PMT の撮像を図 5.36 に示す。ダークレート測定時と同様に、各ピクセルについて 0.5 p.e. 以上の値をもつものをヒットとして扱った。25枚の絵それぞれが1枚の撮像であり、256ピクセルの中のヒット判定されたピクセルが色付けされている。色は p.e. 数に対応している。結果として、直線状の発光の軌跡を捉えた撮像を行う事ができた。部分的な発光を見せている撮像は、光軸方向に粒子が突き抜けたためと考えられる。

イメージング検出器による液体シンチレータの発光の撮像に成功したということは、試作を重ねてきた光学系が撮像に適う段階まで達したといえる。またマルチアノード PMT に関しても液体シンチレータの光を検出することにたいして、適切なパラメータを設定できたといえる。次のステップとして、まず線源からのイベントを撮像する事に焦点をあて、粒子識別の原理検証に踏み込みたい。

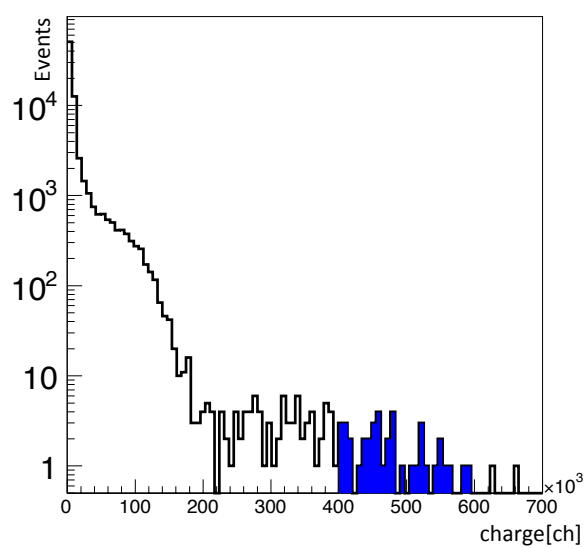


図 5.35 5inchPMT のエネルギースペクトル

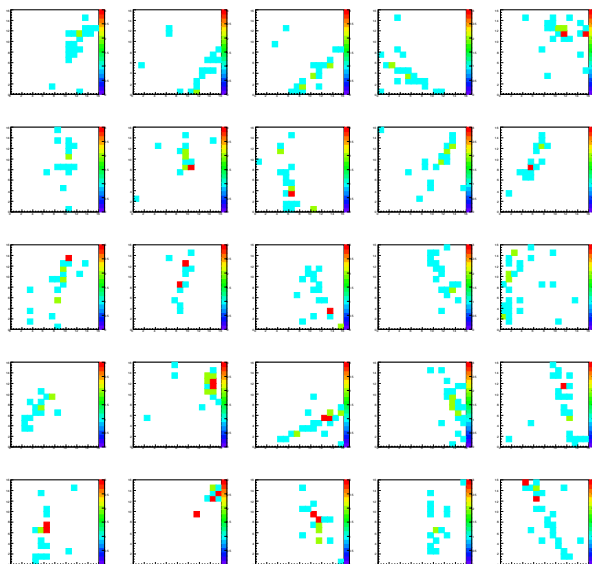


図 5.36 高エネルギー粒子の撮像

第 6 章

β 線・ γ 線の撮像実験

6.1 実験の構想

イメージング検出器の動作を確認できたので、次は β 線、 γ 線の撮像へ踏み込む実験を行う。イメージング検出器開発の次のステップは、 γ 線がコンプトン散乱によって発光のバーテックスが広がるという粒子識別の原理検証を行うことである。

液体シンチレータの発光を撮像するセットアップは、高エネルギー粒子撮像の時のものを改良して利用する。高エネルギー粒子が貫通するような大光量イベントに対し、線源イベントの発光は圧倒的に小さいことは自明である。前述のセットアップでイメージング検出器が取得する単位エネルギーあたりの光電子数は以下の式で概算できる。

$$\begin{aligned} \text{取得光電子数} = & (\text{液体シンチレータの発光効率}) \times \exp\left(-\frac{\text{飛行距離}}{\text{減衰長}}\right) \\ & \times (\text{光学系の入射瞳}) \times (\text{反射率})^2 \times (\text{マルチアノード PMT の量子効率}) \end{aligned} \quad (6.1)$$

この式に各種パラメータを代入する。[25] より液体シンチレータのパラメータを、光学系の入射瞳はプライマリーミラーの有効半径 (125mm) とセカンダリーミラーの影より、反射率はパワーメータの測定より、マルチアノード PMT の量子効率はカタログスペックのものを使う。その結果が以下の式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\text{取得光電子数}}{\text{MeV}} = & 8145(\text{photon/MeV}) \times \exp\left(-\frac{50\text{mm}}{646\text{mm}}\right) \\ & \times \left(\frac{\pi \times 125^2}{4\pi \times 1000^2} - \frac{\pi \times 75^2}{4\pi \times 875^2}\right) \times (0.64)^2 \times (0.24) = 1.6 \text{ p.e./deposit energy [MeV]} \end{aligned} \quad (6.2)$$

バーテックスの広がり进行评估するためには最低 2 p.e. の光電子の入射が必要であるが、概算から低光量の撮像実験になる事がわかった。そこで粒子識別の最初の段階として β 線・ γ 線が試作イメージング検出器で撮像できることの確認を行う。撮像が成功した場合、それぞれの撮像画像から反応点の広がりを RMS で評価し統計的な違いの確認を試みる。RMS の値が小さいイベントが支配的な β 線撮像の統計と、RMS の値が大きいイベントも含む γ 線撮像の統計が比較で確認できるはずである (図 6.1)。

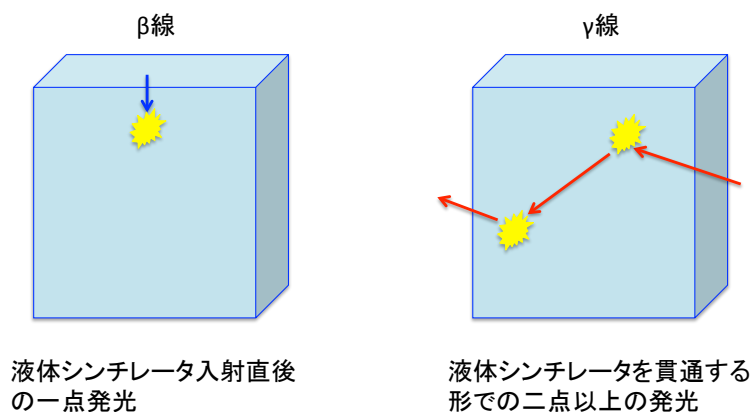


図 6.1 撮像のターゲットとなる発光。液体シンチレータ内でのコンプトン散乱による複数の発光点を撮像できれば RMS の値が大きくなる。

6.2 実験の準備

撮像データ取得の方法は高エネルギー粒子撮像時（図 5.34）と変更せず、5inchPMT で液体シンチレータの発光を捉え、その信号をトリガーにしてイメージング検出器で撮像を行う。ただし線源イベント撮像のためのコリメータの準備や外部放射線シールドの設置を行った（図 6.2）。以下に追加セットアップについての詳細を述べる。

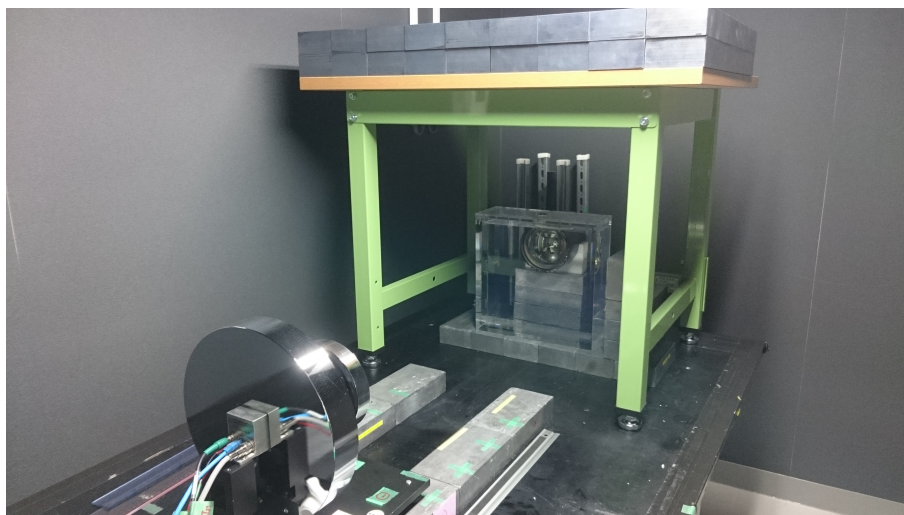


図 6.2 撮像実験のセットアップ

6.2.1 液体シンチレータ

液体シンチレータはミューオン撮像時のものと同じ物を使う。液体シンチレータを光軸方向に 10cm の厚みを持つ 10 cm×30 cm×30 cm のアクリルボックスに封入した。

6.2.2 β 線源

β 線源には 1 MBq の ^{90}Sr を使うが、実際には娘核である ^{90}Y から放出される β 線の反応をターゲットする。今回の実験ではボックスに密閉された液体シンチレータを使うため、外から β 線を入射しなければならない。そのため β 線が液体シンチレータまで届くにはアクリルボックスの壁を貫通しする必要がある。そこでアクリルボックスの蓋部分に直径 3cm の入射窓を用意した。この部分だけは薄く削られており、約 0.3mm の厚さになっている。しかしそれでも Q 値が 0.546MeV の ^{90}Sr から放出される β 線のほとんどはアクリルの遮蔽効果を受けたり、発光量が小さくイメージング検出器で発光を捉えられなかったりすることはシミュレーションからわかっている。そこで入射窓を貫通して液体シンチレータまで到達する事ができ、かつ大きな発光が見込めることから Q 値が 2.28 [MeV] の ^{90}Y を線源として想定する。 ^{90}Y 線源は ^{90}Sr 中に放射平衡状態で存在している。

また、液体シンチレータの外側からの入射による発光点のばらつきが RMS 評価への影響を及ぼすことを考え、コリメートする事によって入射位置を限定する事にした (図 6.3、図 6.4)。ただしアクリルの遮蔽効果も踏まえ、極端にイベント数が減るなどしないよう今回の実験では緩めのコリメートとした。

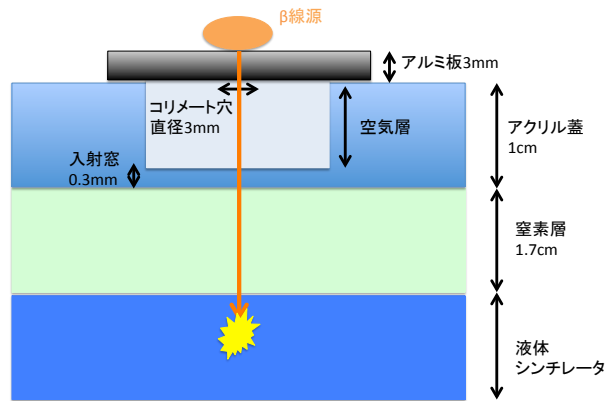
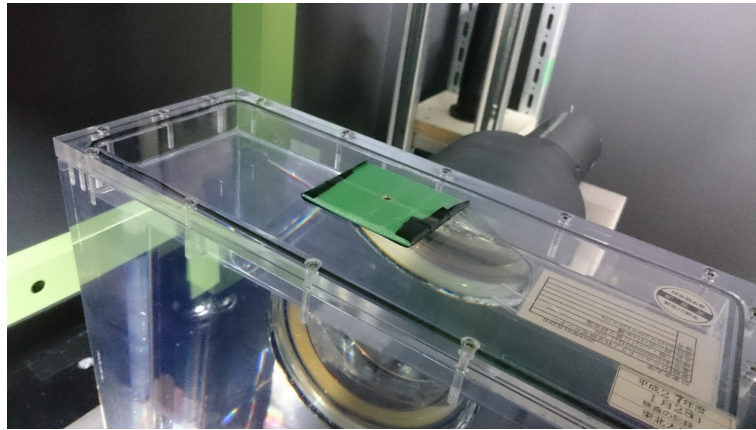


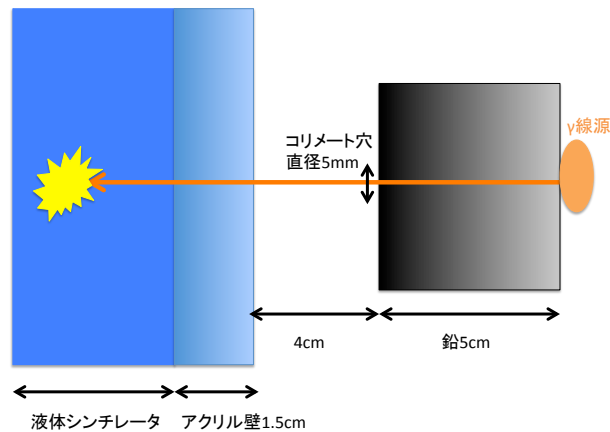
図 6.3 β 線のコリメートの詳細

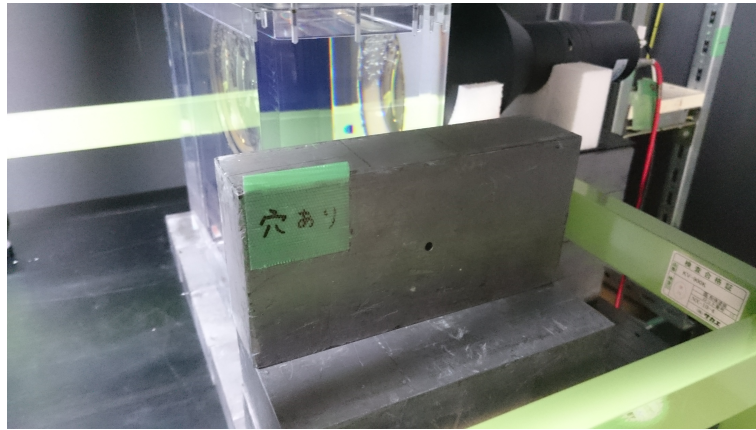
図 6.4 β 線のコリメータ

6.2.3 γ 線源

γ 線源には 86.5 kBq の ^{60}Co を用いた。 ^{60}Co からは、1.17MeV と 1.33MeV の γ 線が同時にでる。 β 線と同エネルギー帯でのイベントの比較をするため、またエネルギーが大きい方が単純な発光量の増大を見込めるため、 ^{60}Co を選択した。

入射位置の限定と、二本の γ 線が同時に液体シンチレータに入射しコンプトン散乱と区別がつかない発光イベントを発生させる事を防ぐため、こちらもコリメートして使用する。鉛コリメータをアクリルボックス上部の入射窓に設置すると重量で容器が破損する恐れがあったので、コリメータは側面に設置し横から入射するセットアップを組んだ (図 6.5、図 6.6)。

図 6.5 γ 線のコリメートの様子

図 6.6 γ 線のコリメートの様子

6.2.4 外部放射線シールド

今回の撮像実験で予測される光量は少ないため、なるべく混入するバックグラウンドは低減させたい。ミューオンを始めとする高エネルギー粒子による発光を防ぐため、10 cm の鉛屋根を設置した。また液体シンチレータボックス自体を鉛ブロックの上に乗せ、机からの放射線イベント混入を防いでいる。

6.2.5 マルチアノード PMT の設定

マルチアノード PMT のパラメータ設定は、シンチレーション光を撮像するために最適化したミューオン撮像時と同様の設定を用いる。

- 外部トリガー使用
- 感度時間 1 μsec

6.2.6 バーテックスの広がりの評価方法

バーテックスの広がりの評価には RMS を用いる。撮像一枚一枚の RMS 計算方法を以下に示す。RMS の単位はマルチアノード PMT の [pixel] を用いる (1 pixel は検出面で 3 mm、被写体サイズで 18 mm となる)。なおヒット判定は 0.5 p.e. 以上とした。

$$\langle \vec{r} \rangle = \frac{1}{N} \sum_i (n_i \vec{r}_i) \quad (6.3)$$

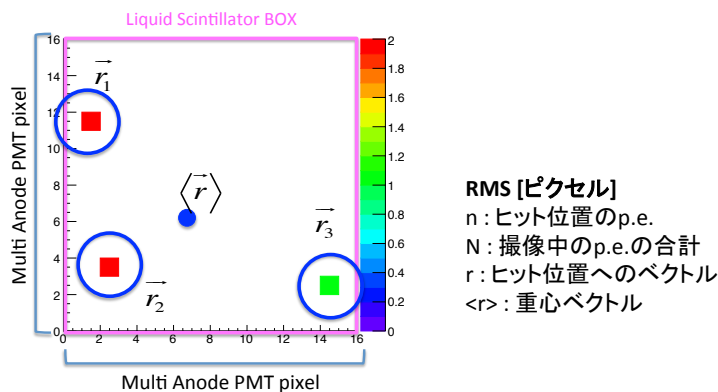


図 6.7 RMS 計算のためのパラメータ

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i n_i (\vec{r}_i - \langle \vec{r} \rangle)^2} \quad (6.4)$$

計算した RMS をヒストグラムに詰め、 β 線撮像のヒストグラムと γ 線撮像のヒストグラムで形を比較することで統計の違いを見る。

6.3 実験の流れ

今回の実験では、線源由来のイベントを確認するため線源ありなしの ON/OFF ランを行う。まず 5inchPMT の信号から、チャージの大きさでセレクションをかけ線源由来のイベントを抽出する。線源を置かない OFF ランでの 5inchPMT のスペクトルに対して、線源を置いた ON ランでのスペクトルでは線源イベントに由来するピークが見る事ができる。

しかしまだこの段階では、取得イベントは玉石混交状態であるといえる。たとえ ON ランであっても、中にはバックグラウンドの発光を 5inchPMT で捉えている場合も混ざっており、その場合イメージング検出器で撮像されたイベントは線源とは全く関係のない物である。バックグラウンドには高エネルギー粒子、アクリルボックスの表面汚染や環境 γ 線が考えられ、これらイベントの撮像の混入が RMS の評価を乱す原因となりうる。そこで β 線撮像、 γ 線撮像それぞれの RMS 統計を比較する前に、同様の RMS を評価を OFF ランでも行い、差し引く処理を加える。これによって統計的にバックグラウンド発光のイベントを除去し、 β 線と γ 線の撮像の比較ができる。OFF ランは ON ランに対しライブタイムでスケールして差し引く。ヘッドアンプと FlashADC の同期をとるため 1 イベント毎に 11.5 msec のデッドタイムを設けているので、ライブタイムはイベント数に 11.5 msec のデッドタイムをかける事で求めた。

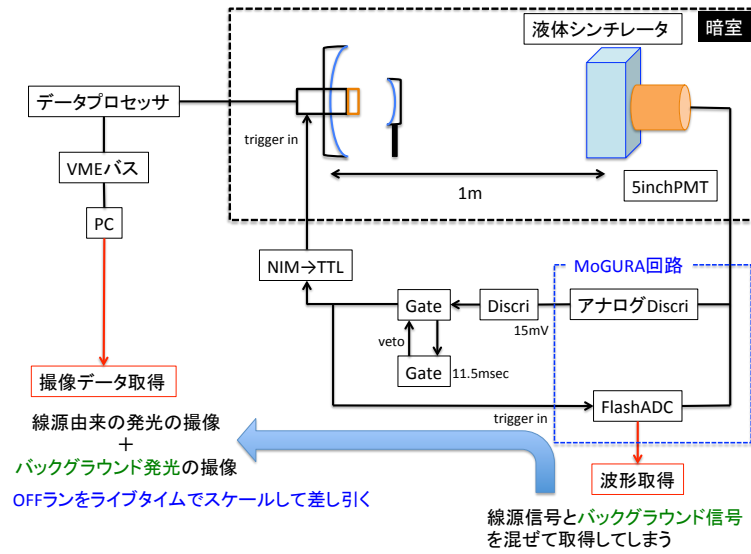


図 6.8 データ取得のイメージ

6.4 実験の結果

6.4.1 チャージカット

線源由来のイベントを抽出する。 ^{90}Y ラン、 ^{60}Co ラン、そして線源を置かずに測定した OFF ランのエネルギースペクトルを比較する。図 6.9 にエネルギースペクトルを示す。黒線で表された OFF ランは、 ^{90}Y ラン、 ^{60}Co ランに対しライブタイムでスケールしてある。

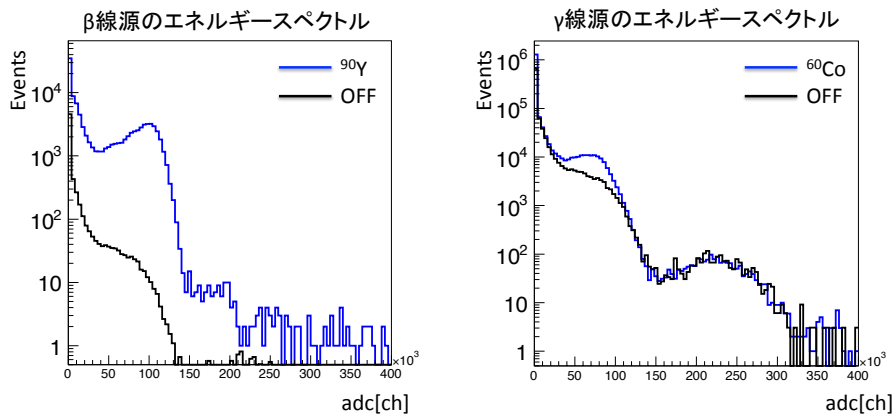


図 6.9 ON ランと OFF ランの 5inchPMT のエネルギースペクトル

表 6.1 ランごとのライブタイム

ラン	測定時間	ライブタイム [msec]
^{90}Y ラン	20 分	6185
^{60}Co ラン	5 時間 30 分	884667
OFF ラン	1 時間	290178

^{90}Y ランはイベントレートが高くライブタイムは短い十分にイベント数は取得できた。一方 ^{60}Co ランでは、コリメートの影響でイベントレートは OFF ランに比べ大きく変わる事はなかった。そこで測定時間を十分長くとることで、今後 OFF ランとの差し引きの際統計量による揺らぎを抑えるようにした。

結果として ^{90}Y ランと ^{60}Co ラン両方で OFF ランのスペクトルとはことなるピークを見る事ができたのでその部分を線源由来のイベントとして抽出する。図 6.10 に ON ランから OFF ランのスペクトルを差し引いた物を示す。ピンクの網掛け部分中のイメージング検出器でヒットを確認したイベントが今回解析に持ちいるデータである。同じ発光量での比較を想定し、抽出範囲は ^{90}Y ランと ^{60}Co ランともに共通である。

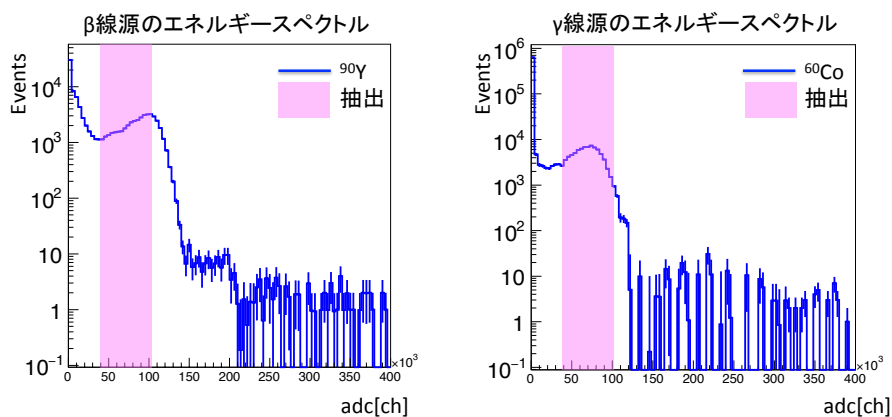
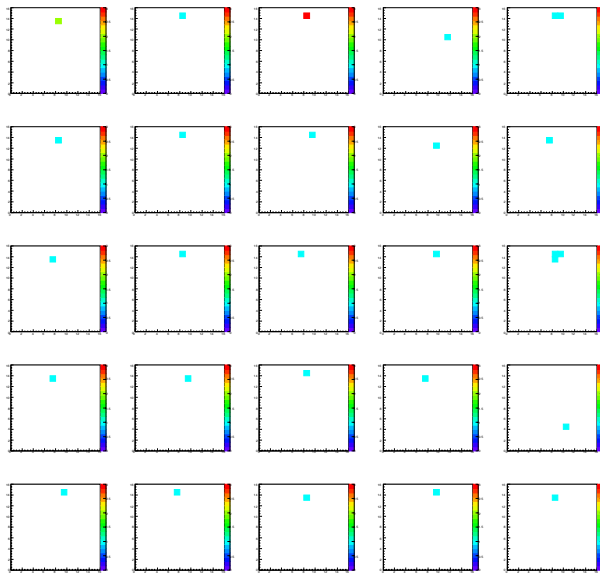
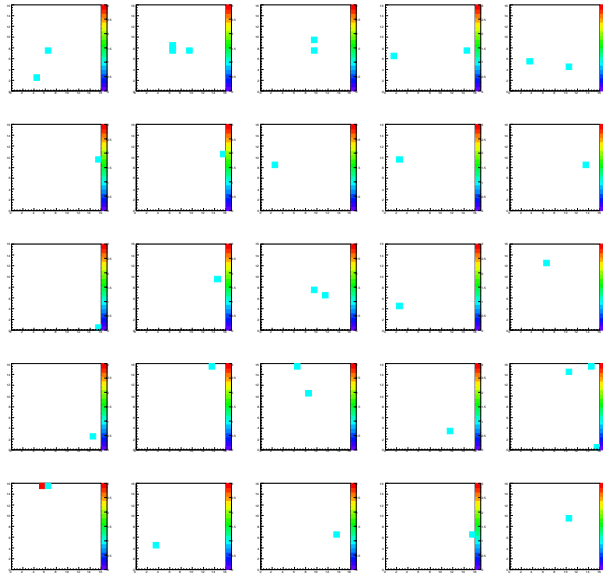


図 6.10 チャージカットの範囲

6.4.2 撮像の確認

イメージング検出器の撮像を確認し、線源由来のイベントがきちんと撮像できているか確認した。撮像の一部を図 6.11、図 6.12 に示す。色はピクセルにヒットした p.e. 数を表している。

図 6.11 ^{90}Y ランの撮像の一部図 6.12 ^{60}Co ランの撮像の一部

^{90}Y ランについては、入射窓直下に発光が集中している様子がわかる。時折離れた場所にヒットしている撮像も確認できるが、このような撮像はバックグラウンド発光を撮像したものと思われる。一方で ^{60}Co ランの撮像を見ると撮像範囲全体に発光ば散らばっており、 γ 線が液体シンチレータ中を飛行していると考えられる。

これら一枚一枚の撮像を重ね合わせた図を見る。 ^{90}Y ランを図 6.13、 ^{60}Co ランを図 6.14 に示すが、各ピクセルごとに OFF ランの撮像分 (図 6.15) をスケールして差し引いた。

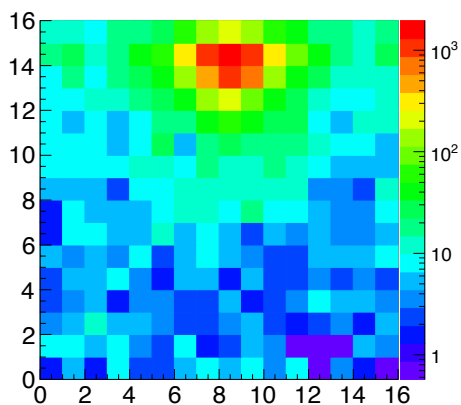


図 6.13 ^{90}Y ランの撮像 30534 枚の重ね合わせ

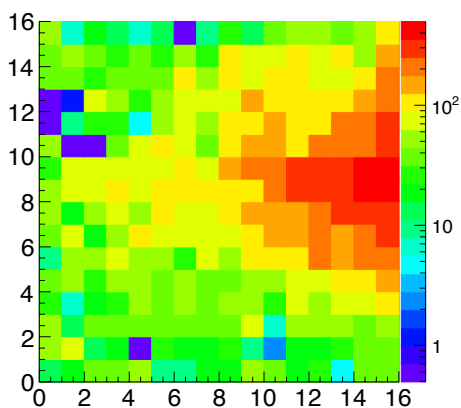


図 6.14 ^{60}Co ランの撮像 133827 枚の重ね合わせ

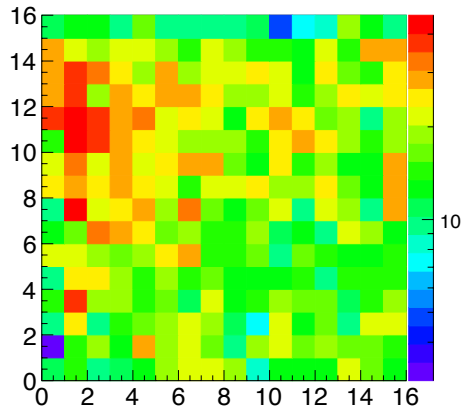
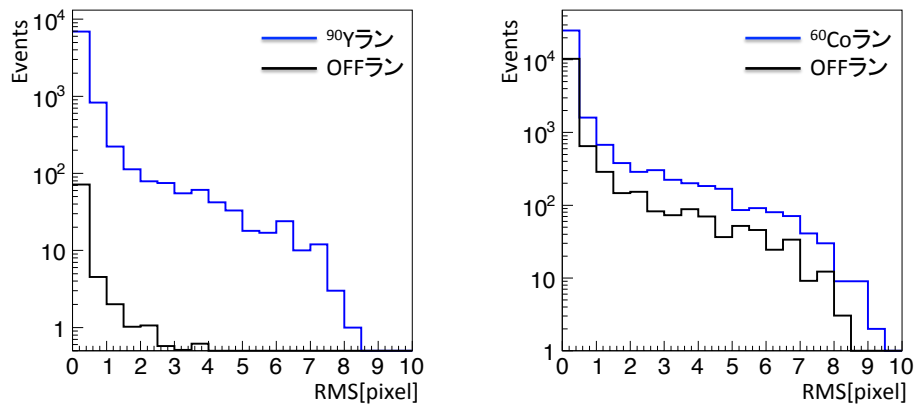


図 6.15 OFF ランの撮像 19132 枚の重ね合わせ

^{90}Y ランが液体シンチレータ上方の入射窓付近、 ^{60}Co ランが右側側面の鉛によるコリメータ付近が最も明るい部分となっている。一方で OFF ランでは偏りはあるもののある箇所が桁違いに明るいという事はなく一様に明るいといえる。発光箇所と発光の様子から、きちんと線源由来のイベントを撮像できていると考えられる。

6.4.3 RMS による評価

撮像イベントに対し RMS を計算したものを、図 6.16 に示す。どちらもスケールした OFF ラン（黒線）と重ねてある。ヒット判定されたピクセルが一つしかない場合は $\text{RMS}=0$ のビンに詰められ、ヒット判定されたピクセルが2つ以上場合、RMS が計算され対応するビンに詰められている。もちろんヒット判定ピクセルが多くとも密集した様に撮像されていれば RMS の値は小さくなり、ヒット判定ピクセルが2つだけだとしてもその2つが離れていれば RMS は大きくなる。

図 6.16 ^{90}Y ランと ^{60}Co ランの RMS

^{90}Y ランと ^{60}Co ランの2つのヒストグラムからバックグラウンドを差し引き、イベント数で規格化、比較した物を図 6.17 で示す。 ^{90}Y ランの RMS の分布も ^{60}Co ラン同様に広がりもっており、比較しても違いはわからないため統計的に区別する事はできなかった。

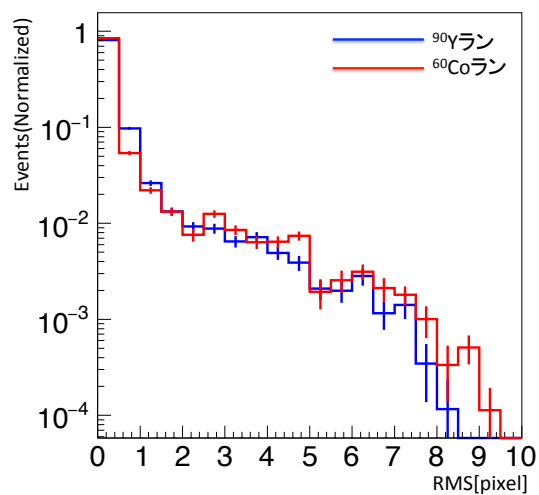


図 6.17 RMS の広がり比較

β 線の発光が広がる事は原理的にあり得ない現象である。次章では、なぜこのような RMS 分布に成ってしまったか原因を考察し追実験によって検証すると共に、その影響を組み込み実験結果を再現するシミュレーションモデルを作成する。

第7章

実験結果の考察とシミュレーションモデルの作成

7.1 実験結果の検証・考察

7.1.1 問題の撮像の確認

まず ^{90}Y ランにおいて、RMS が大きく広がった撮像を抽出して目視で確認した。図 7.1 に RMS が 4 [pixel] より大きい撮像を示す。

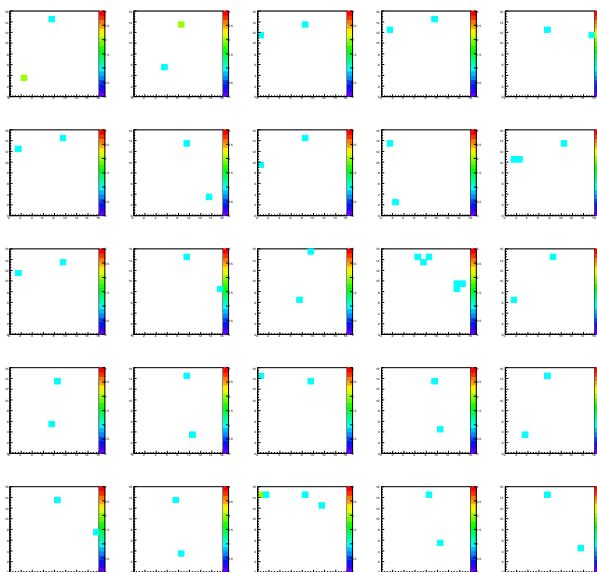


図 7.1 ^{90}Y ランにおける $4 < \text{RMS} \leq 6$ の撮像の一部

撮像をよく観察すると、撮像中のヒットが入射窓直下のヒットとその他の範囲でのヒットの 2 種類に分類できる。前者はもちろん β 線の発光とみなせるが、後者には二通りの解釈ができる。1 つは光

の経路が何らかの作用でねじ曲げられ正しい入射をしなかった可能性、もう1つは予期しない発光が起き撮像に写り込んだ可能性である。この2つの可能性を追実験によって検証した。

7.1.2 光の経路の検証

光の経路をねじ曲げる原因として光学系の乱反射が予想される。前章で縮小光学系の表面状態を測定した際、メッキ垂れと研磨跡がある事を確認した。このような表面凹凸が乱反射の原因となることは一般に理解されているが、入射点から半球上に拡散する乱反射の影響をうけた光子が検出器まで到達する可能性は非常に小さいと考えていた。しかし光学系に入射した光子すべてに影響を与え得る乱反射の可能性を考えると、光の経路がねじ曲げられているという仮説の説明には自然である。そこで乱反射の影響の有無を検証するために次のような実験を行った。

検証実験

乱反射の検証のために発光範囲を絞った β 線の撮像を行う。セットアップを以下に示す。

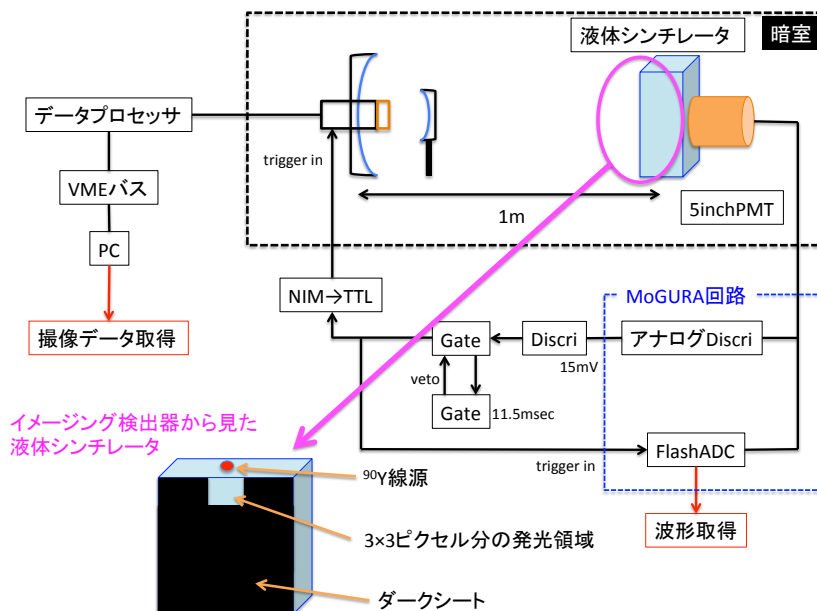


図 7.2 発光範囲を絞った撮像のためのセットアップ

β 線の撮像においては線源直下の 3×3 の9ピクセルの発光が最も大きい事は図 6.13 よりわかっている。今回はその部分のみを発光部分として残しそれ以外の範囲をマスクする。もしマスクした範囲でヒットが確認できれば、乱反射の影響と見なすことができる。

データの取得方法、解析方法は前述した撮像実験と全く同じに行った。撮像の重ね合わせを図 7.3 に示す。測定時間は20分間である。

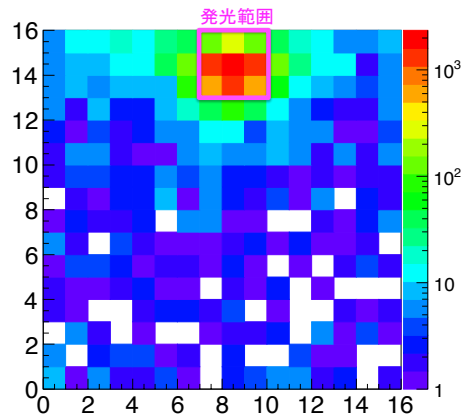


図 7.3 マスクをした ^{90}Y ランの撮像 37202 枚の重ね合わせ

さらにマスク部分のヒット数を比較するために液体シンチレータ部分全面をダークシートで覆い、液体シンチレータの発光を捉えないようにした条件で測定した。撮像の重ね合わせを図 7.4 に示す。図 7.4 は図 7.2 とほぼ同じ枚数の撮像を重ねているが図 7.2 におけるマスク範囲のヒットを説明するには明らかにヒット数が足りていない事がわかる。

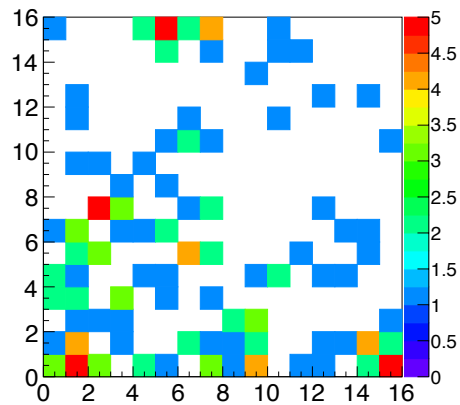


図 7.4 全面にマスクをした ^{90}Y ランの撮像 35783 枚の重ね合わせ

図 7.4 を踏まえて図 7.3 を分析すると、2 種類のヒット位置の分布があるように思われる。1 つはマスクをしていない部分を中心に、周囲に滲むようにヒットが広がる分布。もう 1 つはマスクをしている範囲にであるにも関わらず像面全体に広がるようなヒットの分布である。

さらに1枚1枚の撮像を確認するため、RMSの値が4より大きい撮像を図7.5に示す。

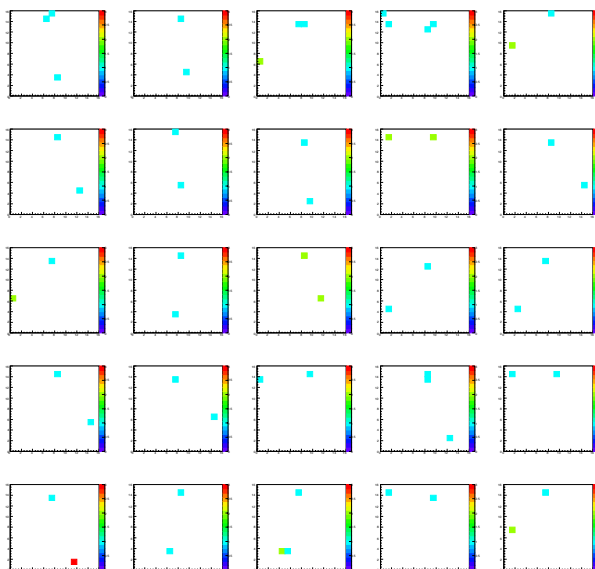


図7.5 マスクをした ^{90}Y ランにおける $4 < \text{RMS} \leq 6$ の撮像の一部

図7.5においても、線源直下の発光とそれ以外の範囲（今回はマスクしている範囲）での発光がばらけることによってRMSの値を大きくしてしまっている事が確認でき、図7.1の様子と酷似している。乱反射成分がRMS評価に作用している事は間違いないといえる。

縮小光学系表面の表面粗度測定の結果から乱反射が存在することは予想しており、入射点から等方的に拡散する乱反射ならば撮像に及ぼす影響は限りなく小さいと考えていた。しかし実際はある程度の指向性をもつ乱反射の成分が混ざっていると思われる。指向性をもつ乱反射によって予想よりも遥かに多くの光子が、光電面に一様に散らばるようにヒットすることでRMS評価に影響を与えていると考えられる。

7.1.3 予期しない光の写り込み

次に予期していなかった光をまとめて撮像している可能性について考える。この可能性を探るにあたり考えられる原因として、マルチアノードPMTの読み出し回路であるヘッドアンプの感度時間の長さと考えられる。ヘッドアンプのデータ取得はスローシェイパーを使った波高計測なので、感度時間は前述したように $1\mu\text{sec}$ と長くなってしまふ。従ってトリガーとは関係のない独立の発光であっても、感度時間内であればパイルアップを起こし一枚の撮像として捉えてしまう場合が考えられる。パイルアップの混入ロジックを図7.6に示す。

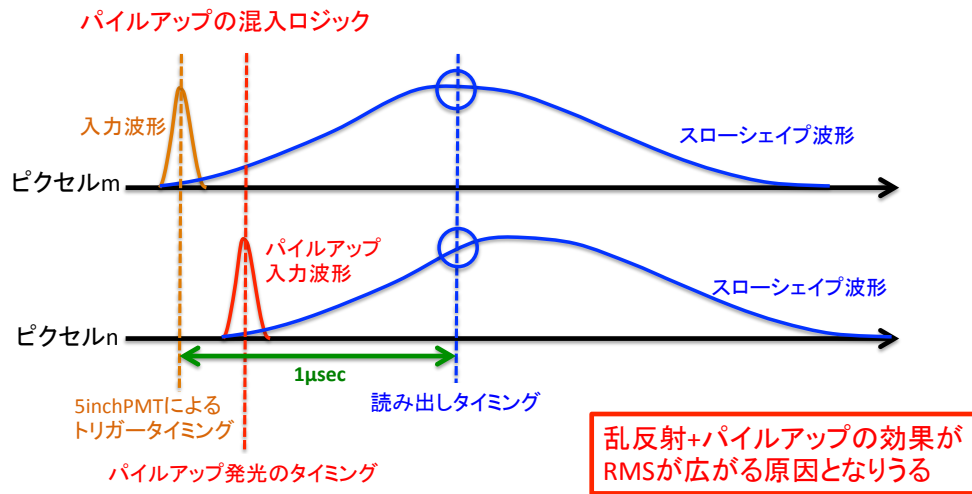


図 7.6 パイルアップイベントの混入ロジック

パイルアップは液体シンチレータの発光だけとは限らず、マルチアノード PMT のダークなど関係のない外部の信号なども含まれる。考えられるパイルアップイベント候補を以下に書き出しておく。

1. マルチアノード PMT のダーク
2. バックグラウンドによる液体シンチレータの発光及び暗室環境
3. 線源イベントによる液体シンチレータの発光
4. 液体シンチレータの燐光

燐光とは液体シンチレータが励起された状態を長く保ってしまい、遅れたタイミングで発光をする現象の事をいう。

これらパイルアップイベントは、マルチアノード PMT にランダムトリガーをかけることで見積もる事ができる。

ランダムトリガー測定

ランダムトリガーのセットアップを図 7.7 に示す。この測定では 100Hz の Clock 信号が、マルチアノード PMT の読み出し回路であるヘッドアンプのトリガー信号となるように入力し、1 時間データを取得する。このランダムトリガーによる撮像に混入したヒットがパイルアップとして混入していると考えられる。トリガー以外のセットアップは撮像実験時を再現し、イメージング検出器、コリメータ、線源も撮像時と同じ物を同じ位置に配置した。

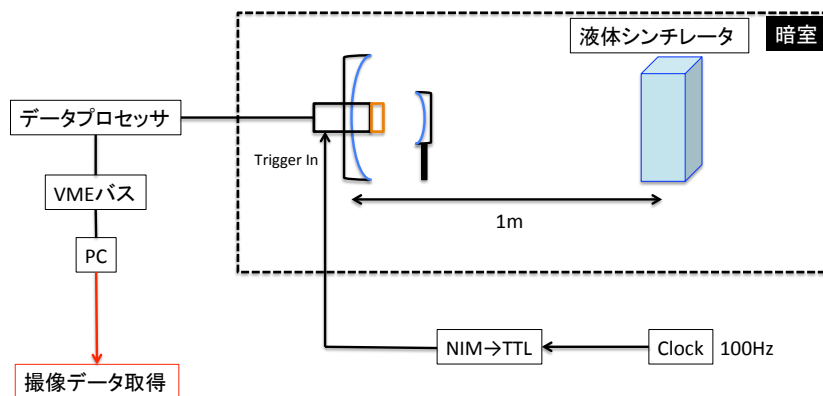
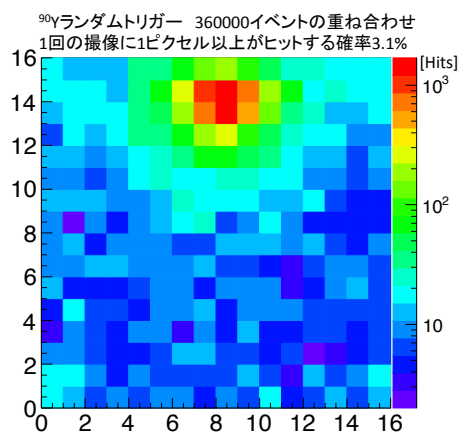


図 7.7 ランダムトリガー測定のセットアップ

^{90}Y ラン再現時のランダムトリガーの結果を図 7.8 に、 ^{60}Co ラン再現時のランダムトリガーの結果を図 7.9 に、さらに比較のため OFF ランセットアップでのランダムトリガーの結果を図 7.10 に示す。

図 7.8 ^{90}Y ランのランダムトリガーの結果。1 回の撮像にパイルアップが混入する確率は 3.1%

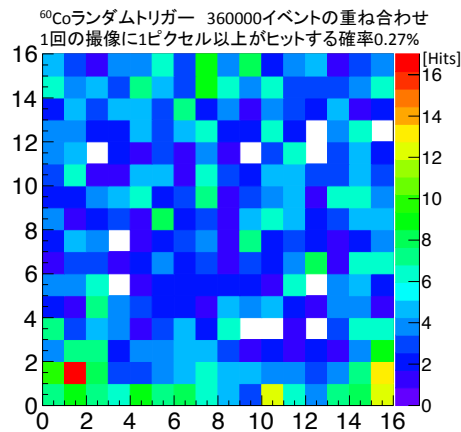


図 7.9 ⁶⁰Co ランのランダムトリガーの結果。1 回の撮像にパイルアップが混入する確率は 0.27%

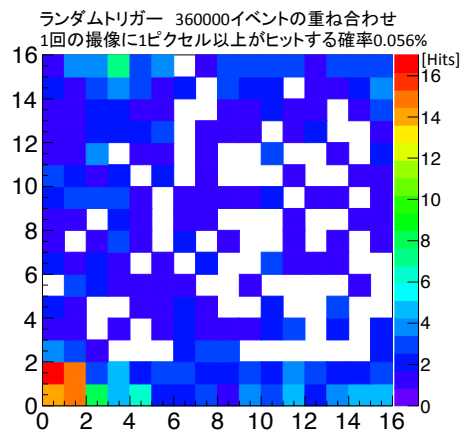


図 7.10 OFF ランのランダムトリガーの結果。1 回の撮像にパイルアップが混入する確率は 0.24%

ON ランのランダムトリガーの結果と OFF ランのランダムトリガーの結果を比べる事によって、線源イベントのパイルアップの量がわかる。図 7.10 の OFF ランの結果と図 7.9 の ⁶⁰Co ランの結果を比較したとき、レートの差はわずか 0.03% しかなく線源イベントの影響はさほど大きくない様子が伺える。一方で図 7.8 の ⁹⁰Y ランとの結果と比較したとき、レートは 10 倍以上に大きくなり入射窓直下にヒットが集中している事がわかる。この結果をふまえると、⁹⁰Y ランには多くの線源イベントのパイルアップが混入していると考えらる。

線源強度とセットアップの状況から β 線のパイルアップ確率を計算してみる。パイルアップ確率は、

$$\beta \text{ 線パイルアップ確率} = \text{線源強度 [Bq]} \times \text{コリメートの割合} \times \text{感度時間} \times 100 \quad (7.1)$$

で計算できる。今回用いた線源は 1 [MBq] の ⁹⁰Y 線源 (⁹⁰Sr 線源の放射平衡) であり、3 mm 厚のア

ルミ板に直径 3 mm の穴をあけコリメータとしている。この値を先ほどの式へ反映させると

$$\begin{aligned} \beta \text{線パイルアップ確率} &= 1M[\text{Bq}] \times \frac{2\pi \left(1 - \cos\left(\arctan\left(\frac{1.5\text{mm}}{3\text{mm}}\right)\right)\right)}{4\pi} \times 10^{-6} [\text{sec}] \times 100 \\ &= 5.3 [\%] \end{aligned} \quad (7.2)$$

となりオーダーで一致した。測定値が計算値を下回っている理由は、低エネルギーの β 線がアクリル入射窓で止まってしまったり、光子がマルチアノード PMT まで届かなかったためと考えられる。

図 7.8 の下半分に着目する。本来線源のパイルアップ事象のみなら図の線源窓直下のみにヒットがみられ、下半分は OFF ランと同様の撮像になるはずである。しかし図の下半分においても OFF ランの数倍のヒットが見られる。これは前述した乱反射の影響を受けていると考えられ、線源窓直下の発光がイメージング検出器では下部の発光と見えてしまっている。このような乱反射とパイルアップの組み合わせ現象が RMS 評価に影響を与えていると思われる。

さらにマルチアノード PMT の光電面にマスクをかけ、ランダムトリガーでヒットを測定した。これはマルチアノード PMT のダークがパイルアップとして混入してくる量を見積もるためである。

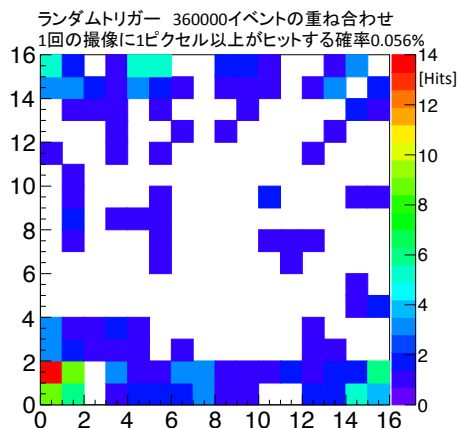


図 7.11 マルチアノード PMT のランダムトリガーの結果。1 回の撮像にパイルアップが混入する確率は 0.056%

測定の結果、レートとしては OFF ラン時の一桁小さい値であった。マルチアノード PMT のダークレート測定を行った際導いたダークノイズの混入確率は 0.02% であったから、ランダムトリガーの測定値 0.056% とオーダーでの一致をみせている。

ランダムトリガー測定結果まとめ

ランダムトリガー測定の結果を表 7.1 にまとめておく。線源を 1 [MBq] と強いものを使用したため、 β 線源イベントのパイルアップの影響が強い事が分かる。本来 β 線がパイルアップしようとも、発光範囲はかなり限定されるはずであり RMS 評価に大きく影響をもたらす事はないと考えていた。しかし前述した乱反射の効果が加わる事により、本来の発光位置からずれた位置にヒットを検出してしま

表 7.1 ランダムトリガー測定結果

要因	撮像に混入する確率 [%]
マルチアノード PMT のダークのパイルアップ	0.056
バックグラウンドイベントのパイルアップ	0.18 (0.24-0.056)
線源イベントのパイルアップ (^{60}Co ラン)	0.030 (0.27-0.24)
線源イベントのパイルアップ (^{90}Y ラン)	2.9 (3.1-0.24)
燐光のパイルアップ	個別の見積もりは不可 (含まれてはいる)

うため、想像以上の影響を与えたと考えられる。一方でマルチアノード PMT のダークノイズのパイルアップと ^{60}Co のパイルアップは十分小さい物と見なすことができる。

7.2 考察のまとめ

イベント毎のバーテックスの広がりの評価には、光学系の乱反射、ヘッドアンプの感度時間に由来するパイルアップが影響を及ぼしていると考えられる。それらを考慮した光線追跡シミュレーションを行い、撮像に与える詳しい効果やその大きさを見積もるとともに、実験結果の再現を行う。

7.3 シミュレーションモデル作成の流れ

シミュレーションモデル作成にあたり、RMS 評価に影響を与える原因は以下の 2 つである。今後の説明を簡潔にするため便宜上 A、B とする。

- A. 光学系における乱反射
- B. 撮像時のパイルアップ

まず A・B の考慮せず、実験セットアップ再現したシミュレーションモデルをベースとして作成した。これは、アクリルによる反射や液体シンチレータの吸収再発光・散乱などの影響をあらかじめ見積もっておくためである。このベースのモデルに対して A、B の順番に実測データに基づいた効果を加えることで結果を再現した (B の実測データには A の効果も含まれているため、B のみの見積もりは行わない)。

シミュレーション結果と実測結果との比較は、RMS についてのヒストグラムを規格化したもので行う。実験におけるバックグラウンドの影響は ON/OFF ランの差し引きによって統計的に除去できていると考え現段階では考慮せず、この検証では実験結果 (図 6.17) とシミュレーション結果が一致するシミュレーションモデルを作成した。

7.4 実験セットアップの再現

7.4.1 シミュレーションの条件

モンテカルロシミュレーションでは geant4 を用いる。geant4 上で光線追跡を行い、粒子の液体シンチレータへの入射から、シンチレーション光がマルチアノード PMT の光電面に届くまでを追う。ベースとなるシミュレーションでは、フォトンがイメージング検出器の検出面に届くまでを再現するための構成物として、イメージング検出器（縮小光学系、検出面）、アクリル容器、液体シンチレータ、コリメータを再現することとした。以下にそれぞれについての詳細な設定を述べる。

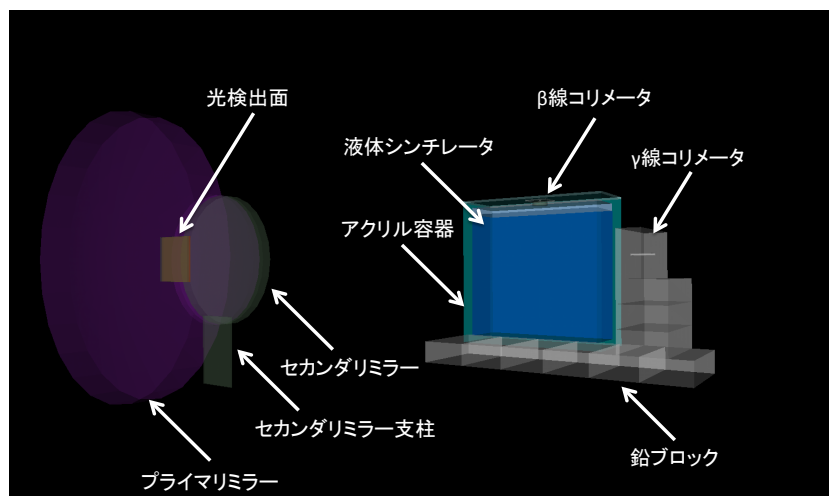


図 7.12 シミュレーションのジオメトリー

縮小光学系の条件

- ミラーの反射率はパワーメータによる測定の実測値 64% を用いる
- 形状は設計通り、表面状態は完全に滑らかとし鏡面反射をおこなう
- 鏡面以外に入射したフォトンはその時点で停止させる
- 設置位置は β 線の撮像の重ね合わせにおいて、ピーク位置が一致するように調整した

マルチアノード PMT の条件

- 検出面の大きさは光電面の大きさ $49 \text{ mm} \times 49 \text{ mm}$
- 量子効率カタログスペック 24%
- セカンダリミラー方向から来るフォトンのみ検出、裏側から来るフォトンには感知しない
- 光電面手前に入射窓として 1.5 mm の厚さのガラス窓を設置
- ガラスの屈折率は KamLAND で用いている PMT の値を参照

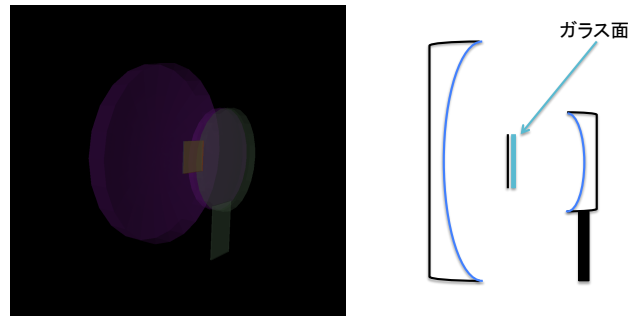


図 7.13 イメージング検出器の再現

アクリル容器の条件

- 形状・大きさは実物を再現
- アクリル (000) の屈折率・吸収長を設定し、屈折・全反射を再現
- 実験セットアップのとおり、蓋の下に窒素層を再現

液体シンチレータの条件 [25]

- 発光量は測定値 8145 photon/MeV を使用
- Bis-MSB の発光波長を再現。測定値 (図 7.14) を使用
- 屈折率は測定値 (図 7.15) を使用
- 光子の吸収再発光、散乱についてのパラメータは KamLAND の液体シンチレータを参照した
- 液体シンチレータ中でのエネルギーデポジット量を 5inchPMT によるセレクションの代替とした

コリメータの条件

- β 線コリメータ、図 6.3 を再現
- γ 線コリメータ、図 6.5 を再現

β 線源の条件

- β 線のエネルギーは、 ^{90}Y のエネルギースペクトルを初期条件としインプットして入射
- 入射方向によってはコリメータ、エネルギーの大きさによっては入射窓で止まる

γ 線源の条件

- γ 線は 1.17 [MeV]、1.33 [MeV] を同時に入射
- 入射方向によってはコリメータで止まる

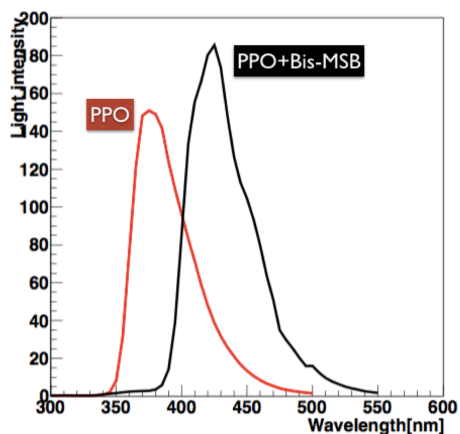


図 7.14 発光波長の測定値 (PPO+Bis-MSB)

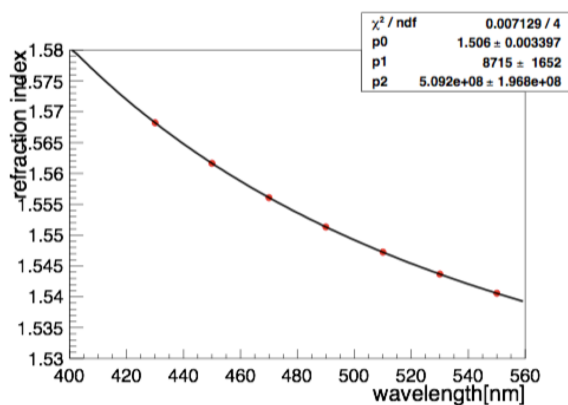


図 7.15 屈折率の測定値

7.4.2 シミュレーションの結果

検出面に届いた光子について、位置・数をマルチアノード PMT のピクセル効果を加え、図 6.7 に示したように解析する。RMS の評価を行った結果を図 7.16 に示す。また線源ごとに実測データと比較した物を図 7.17 に示す。

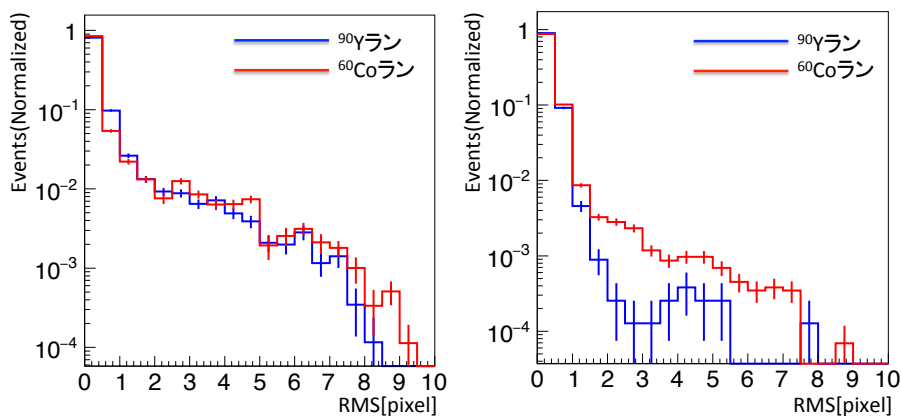
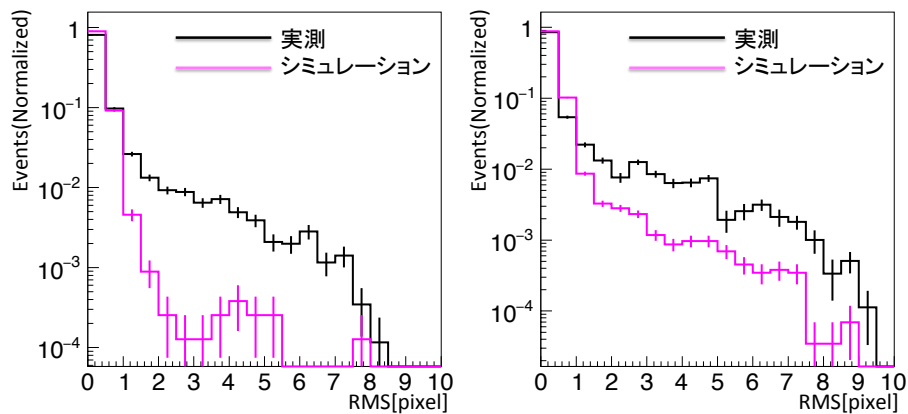


図 7.16 RMS の分布 (左: 実測、右: シミュレーション)

このシミュレーションの状態では β 線撮像と γ 線撮像にはテール部分で差が生じており、実測前にたてた予想通りの傾向を見せている事がわかる。 γ 線撮像では実験結果の傾向を再現しているが、 β 線撮像においては全く違う傾向を見せているといえる。このシミュレーションをベースとして A、B の効果を追加していく事とする。

図 7.17 RMS の分布 (左: β 線撮像、右: γ 線撮像)

7.5 乱反射の効果の反映

7.5.1 シミュレーションにおける反射のモデル

geant4 シミュレーションを用いる場合、表面粗度に起因する反射の表現は、正反射・光沢反射・完全拡散反射の3種類の反射 [26] の重ね合わせとなる。重ね合わせの際の重み付けのパラメータによって物質表面の状態・性質を再現することとなる。3種類の反射の様子を図 7.18 に示す。

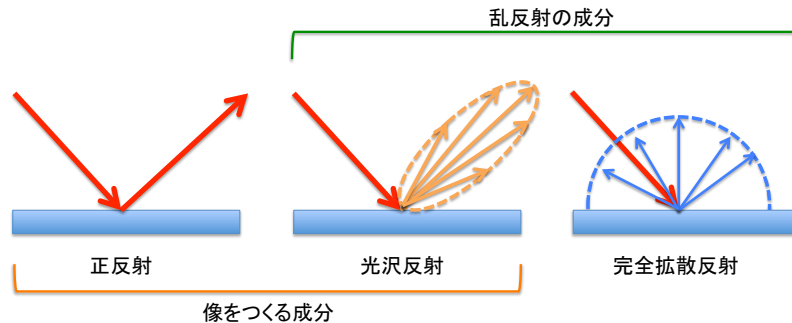


図 7.18 geant4 シミュレーションにおける3種類の反射

正反射は反射の法則に従い、光の入射角と反射角は鏡面に対して同じ方向をとる反射である。一方で光沢反射と完全拡散反射は一般に乱反射と分類される反射であり、その反射は入射方向と完全には対応しない。光沢反射は正反射の方向に広がり（ガウス分布）をもつ反射、完全拡散反射は光の入射点を中心に半球上へ広がる反射である。物質の表面がつるつると滑らかであれば正反射の成分が支配的に、ざらざらやつや消しの処理がしてあれば乱反射の成分が支配的になる。アルミなどの金属の反

射に落とし込むならば、正反射が像をつくる反射、光沢反射が像の鮮明さ（滲み）を表す反射、完全拡散反射が表面のざらつき具合を表現する反射と考える事ができる。

撮像範囲を限定して行った実験（図 7.3）で見られたように、指向性を持つ乱反射が大きな影響を持つと予想される。そこで今回のシミュレーションでは、完全拡散反射の代わりに広がりをもっと大きくした光沢反射を組み込む（図 7.19）。便宜的にこの反射成分を拡散反射と呼称する。正反射、光沢反射、拡散反射の3種類の反射に重み付けをしモデル化する。

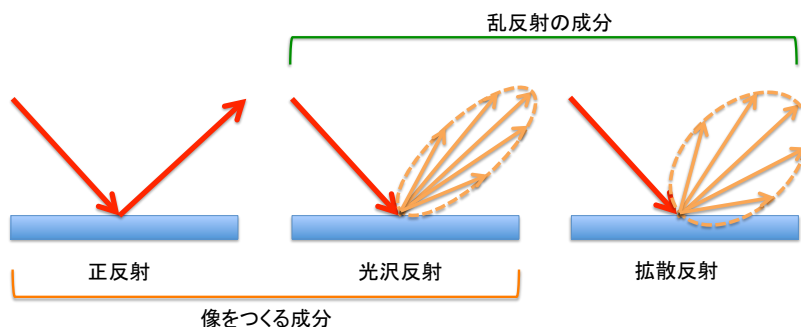


図 7.19 今回のシミュレーションに用いる3種類の反射

7.5.2 反射モデルのパラメータサーチ

シミュレーション内で反射モデルを作成するにあたり、重み付けのパラメータにはいくつかの条件を与えた。後述する条件のもと、Cの要因を反映させたとき実験結果を再現するパラメータを見つけ出した。

反射率を保存する条件

パワーメータを用いたミラーの反射率測定では、大きな位置依存はなく平均64%の反射率であるとした。しかしながらミラーの母材となっているアルミニウムはそもそも物質の性質として91%の反射率をもつ素材である[27]。差し引き27%を吸収と考えるのは難しく、この差分は反射時に広く拡散してしまい、パワーメータで測定できなかった量として割り振る。正反射の成分に比べ拡散された反射の単位面積あたりの輝度は大変小さくなってしまうため、測定できなかったとしても不思議でない。従って像をつくる成分である正反射・光沢反射で反射率64%を再現する事とする（図 7.20）。

これによって縮小光学系の条件を以下の様に変更する。

- ミラーの反射率はアルミ本来の反射率91%を用いる
- 形状は設計通り、乱反射をおこす表面状態を再現する
- 鏡面以外に入射した光子はその時点で停止させる
- 設置位置は β 線の撮像の重ね合わせにおいて、ピーク位置が一致するように調整した

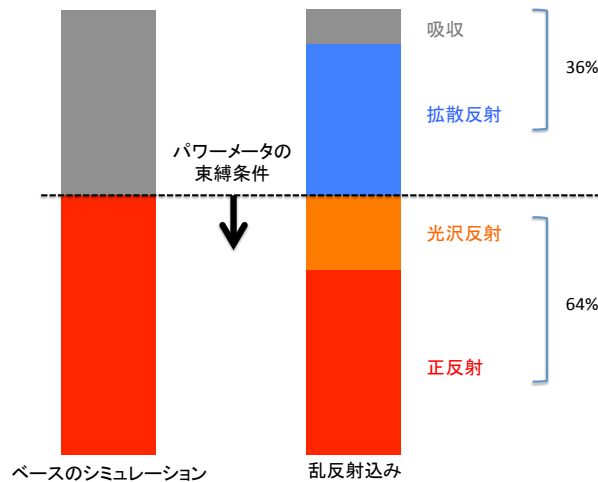


図 7.20 鏡面に入射したフォトンのその後の振る舞い

光沢反射の条件

光沢反射には 64 % の反射率を再現するため、広がり大きさにはパワーメータの受光面 (図 7.21) の大きさを制限として与える。

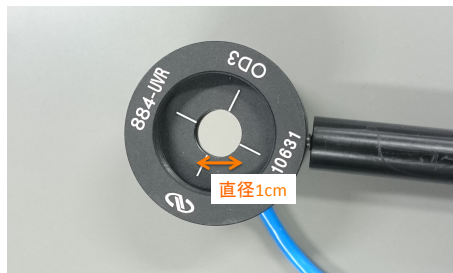


図 7.21 パワーメータの受光面

反射率測定時、反射面から受光面までは約 2 cm で測定を行った。したがって、光沢反射の広がりには 2 cm の距離で 1 cm より小さい広がりを持つように設定する必要がある。今回のシミュレーションでは、2 cm の距離で 2 mm の広がりを設定した。セカンダリーミラーからマルチアノード光電面までの距離が 5 cm であることから、光電面では 5 mm の広がりをもつ。マルチアノード PMT のピクセルの大きさは 3 mm であるから、一回の反射で 1 ピクセルの滲みを加えたこととなる。このパラメータを設定した縮小光学系で点光源を見た際に、像がどれほど広がるかをシミュレーションによって簡易的に確認した。シミュレーション条件を以下に示す。

- ミラーの反射率は 100% を設定
- 形状は設計通り、表面で必ず光沢反射をおこす

- 1回の光沢反射によって2 cmの距離で2 mmの広がりをもつ像を作る
- 鏡面以外に入射した光子はその時点で停止させる
- 点光源の位置は焦点距離1m地点に設置
- 点光源から光学系光軸に15度の範囲で光子 10^6 個照射する

シミュレーション結果を7.22に示す。ヒットが2桁以上の範囲の広がりが約6 mm、ヒットが1より大きい範囲の広がりが約10 mmとなった。

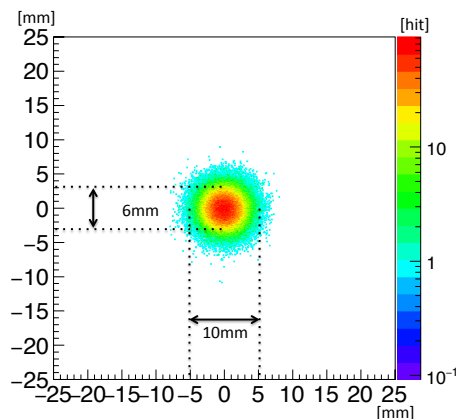


図 7.22 光沢反射を設定した縮小光学系による点光源の集光

シミュレーション結果より点光源を像面で捉えた場合の広がり（滲み）の範囲を最大10mmとし、アクリルボックスにマスクをした撮像結果（図7.3）に広がりの範囲を描き足すと図7.23の様になる。

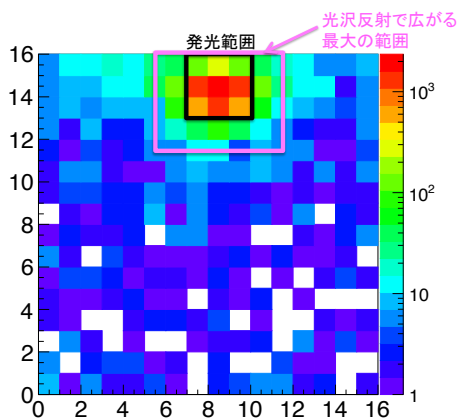


図 7.23 光沢反射によって広がる最大範囲

設定したパラメータが撮像結果を再現できるものである事が確認された。

拡散反射の条件

拡散反射はマルチアノード PMT 光電面への入射を想定し、5 cm の飛行で 5 cm の広がりをもつようパラメータを設定した。この設定によってセカンダリーミラーで拡散反射をおこした光子は、ほぼ光電面に入射するようになる。光沢反射の時と同様にこのパラメータを設定した光学系によって点光源を撮像する。

- ミラーの反射率は 100% を設定
- 形状は設計通り、表面で必ず拡散反射をおこす
- 1 回の拡散反射によって 5 cm の距離で 5 cm の広がりをもつ像をつくる
- 鏡面以外に入射した光子はその時点で停止させる
- 点光源の位置は焦点距離 1m 地点に設置
- 点光源から光学系方向に光軸から 15 度の範囲で光子 10^6 個照射する

シミュレーション結果を図 7.24 に示す。

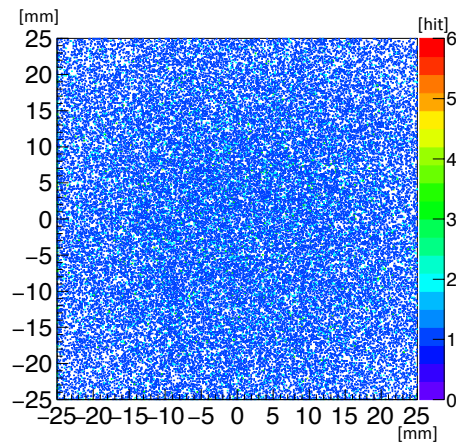


図 7.24 拡散反射を設定した縮小光学系による点光源の集光

光学系の反射パラメータに拡散反射を設定することによって光電面全体にヒットを散らばる事が確認された。これによって図 7.25 に示すような光源とかけ離れた場所のヒットが再現されるはずである。

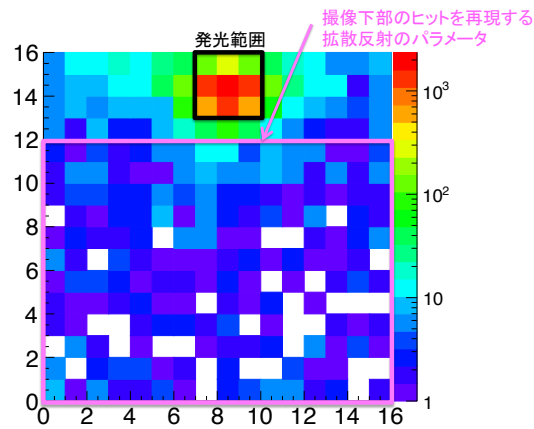


図 7.25 拡散反射によって広がる範囲

7.5.3 シミュレーション結果

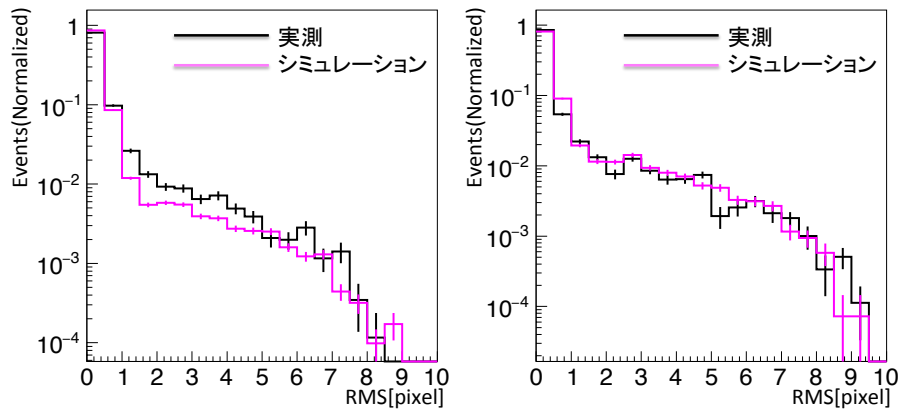
最終的に決定した光学系の乱反射パラメータを表 7.2 に示す。

表 7.2 反射のパラメータ設定

反射成分	光学系の反射モデル [%]	反射の重み付け [%]	パラメータ条件
正反射	57.3	63	-
光沢反射	6.3	7	2 cm の飛行で 2 mm の拡散
拡散反射	27.3	30	5 cm の飛行で 5 cm の拡散
吸収	9	-	-

乱反射のみを反映した段階のシミュレーション結果として、実測との比較を図 7.26 に示しておく。

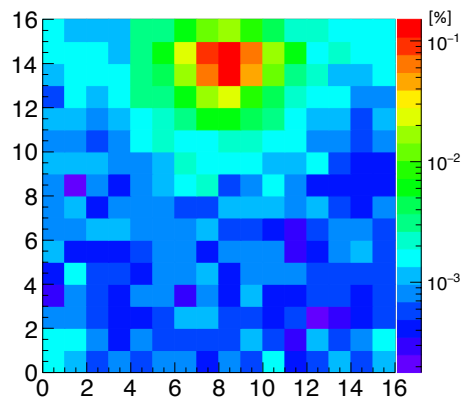
乱反射効果の反映だけで γ 線の撮像に関してはほぼ実験結果を再現するものになった。一方で β 線撮像に関しては、全体的に広がりをもつイベントが足りていないことがわかる。

図 7.26 RMS の分布 (左: β 線撮像、右: γ 線撮像)

7.6 パイルアップの効果の反映

7.6.1 パイルアップ効果の追加方法

乱反射の効果を追加したシミュレーションにパイルアップの効果を追加する。パイルアップはランダムトリガーでの測定結果を再現するように解析の段階で行う。撮像 1 回あたりのパイルアップ混入確率はわかっているので、まずシミュレーションでの撮像 1 枚毎にパイルアップ混入の有無を判定する。その後ランダムトリガー撮像のヒット分布を確率分布関数 (図 7.27、図 7.28) として、1 p.e. のヒットを混入させた。2 p.e. 以上のパイルアップ信号混入の確率は非常に小さいため今回は無視した。この様にパイルアップ効果を乱反射を反映したシミュレーション結果に加えた。

図 7.27 β 線撮像時のパイルアップ混入の確率分布

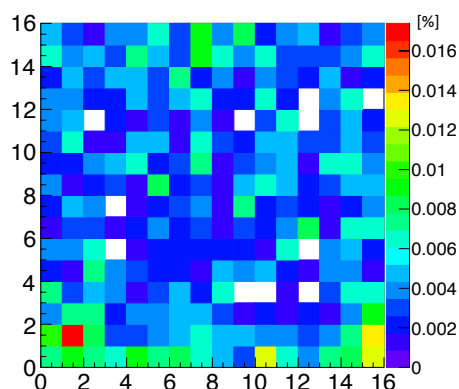


図 7.28 γ 線撮像時のパイルアップ混入の確率分布

7.6.2 シミュレーション結果

パイルアップの効果を加えた解析結果を図 7.29 に示す。

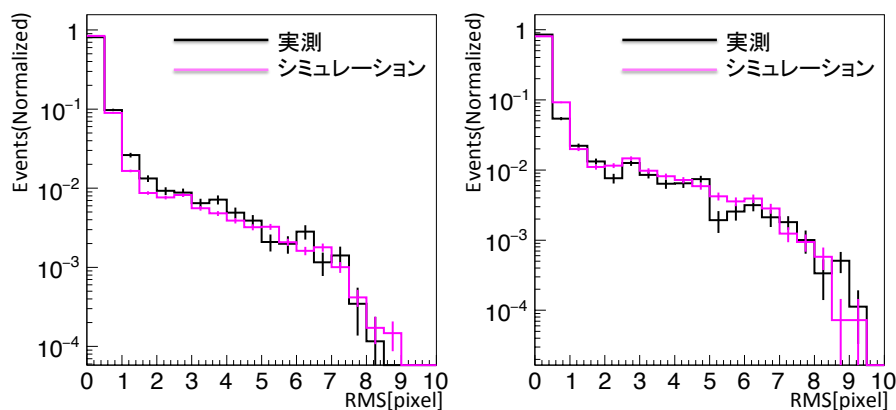


図 7.29 RMS の分布 (左: β 線撮像、右: γ 線撮像)

実測結果とシミュレーションが定性的によく再現しており、2~4 ビンの値に関してずれがあるものの定量的にもほぼ一致していると言える。

β 線撮像はパイルアップの効果も大きく効いており、これを取り入れることでようやく実測データと一致するようになった。逆に γ 線撮像のデータはパイルアップするイベントの割合がそもそも少ないので、乱反射のみ反映した場合と比べてもほとんど変化がなかった。

7.7 モデリングによる考察

追実験によって、RMS 評価に影響を与える原因が乱反射の効果とパイルアップの効果と予測した。シミュレーションにそれらの効果を取り入れた結果、実測データを再現する事ができた。

シミュレーションの見積もりによると β 線撮像時に RMS が大きく広がった原因としては、乱反射によって光子が想定していた軌道をとらない影響が半分、パイルアップによるイベントの混入（とくに線源イベントの混入）と乱反射を組み合わせた効果が半分ほどと見積もれる。 γ 線撮像についてはそもそもパイルアップ事象の寄与は少なく、コンプトン散乱の撮像にあわせて乱反射の効果が反映されていた事が分かった。これより光学系の指向性をもつ乱反射の影響が今回の実験結果につながっている事が示唆されたといえる。

第 8 章

実験室での粒子識別実証に向けた展望

前章で実験結果を再現するシミュレーションモデルを作成することができた。この章では、パイルアップや乱反射の影響を現実的な見積もりで除去することによって、実験室における粒子識別可能性を追求する。

8.1 パイルアップ事象の除去

パイルアップ事象を、セットアップの改善による除去することで低減する。それによる β 線撮像の改善を検証する。

8.1.1 線源パイルアップ確率の見積もり

7 章で挙げたパイルアップ事象の候補と見積もりは以下の通りである。

表 8.1 ランダムトリガー測定結果

要因	撮像に混入する確率 [%]
マルチアノード PMT のダークのパイルアップ	0.056
バックグラウンドイベントのパイルアップ	0.18 (0.24-0.056)
線源イベントのパイルアップ (^{60}Co ラン)	0.030 (0.27-0.24)
線源イベントのパイルアップ (^{90}Y ラン)	2.9 (3.1-0.24)
燐光のパイルアップ	個別の見積もりは不可 (含まれてはいる)

このうち最も β 線撮像に影響を与え、かつ除去可能であるのが線源イベントの発光である。7 章で示した線源セットアップ状態からのパイルアップ確率の見積もりは、

$$\begin{aligned} \beta \text{ 線パイルアップ確率} &= 1M[Bq] \times \frac{2\pi \left(1 - \cos\left(\arctan\left(\frac{1.5mm}{3mm}\right)\right)\right)}{4\pi} \times 1 \times 10^{-6}[sec] \times 100 \\ &= 5.3 [\%] \end{aligned} \quad (8.1)$$

となり実測値 2.9% とオーダーでの一致をした。この一致は、 β 線の中には入射までにアクリルボツ

クスで止められるものや、入射しても発光が検出器まで届かないものがあることを考えれば妥当なものと考えられる。したがってコリメートの調整によってパイルアップ確率は抑えることが可能と考えられる。今回の測定では β 線が入射窓を貫通しなければならない事も踏まえコリメーターはかなり緩く作成している。目標値を ^{60}Co ランにおけるパイルアップ確率のオーダー ($10^{-2}\%$) と設定すると、コリメータの厚さを 10 mm、穴を直径 1 mm とすることで達成される。

$$\begin{aligned} \beta \text{線パイルアップ確率} &= 1M[Bq] \times \frac{2\pi (1 - \cos(\arctan(\frac{0.5mm}{10mm})))}{4\pi} \times 1 \times 10^{-6}[sec] \times 100 \\ &= 0.062 [\%] \end{aligned} \quad (8.2)$$

ここで概算値と実測値の比を反映させると、現実的なパイルアップ確率は 0.034 % と見積もることができる。

$$2.9[\%] : 5.3[\%] = 0.034[\%] : 0.062[\%] \quad (8.3)$$

バックグラウンドも含めたパイルアップ確率を改めて算出すると、

$$\text{パイルアップ確率} = 0.24 (\text{OFF ランのランダムトリガー結果}) + 0.034 = 0.27 [\%] \quad (8.4)$$

この値をシミュレーションに反映させ、パイルアップ除去後の効果とする。

8.1.2 シミュレーションへの反映

シミュレーションの条件は前章の乱反射の効果を取り入れたシミュレーションを引き継ぎ、パイルアップの混入確率とコリメータの設計のみを変更した。先に見積もったパイルアップ確率 0.27 % をパイルアップの混入確率とし、ヒットピクセル位置の確率分布関数は OFF ランのランダムトリガー結果から導いたも (図 8.1) を用いる。これはパイルアップ確率の概算の際、バックグラウンドによるパイルアップ確率が β 線によるパイルアップ確率を上回ったため、線源の寄与よりバックグラウンドの寄与が強く出ると考えたからである。

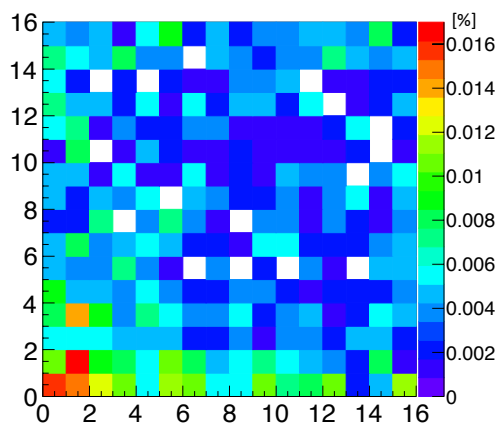


図 8.1 パイルアップ混入の確率分布

コリメータの設計は、線源の位置などの条件をなるべく変えずに比較をするため図 8.2 の設計を想定した。

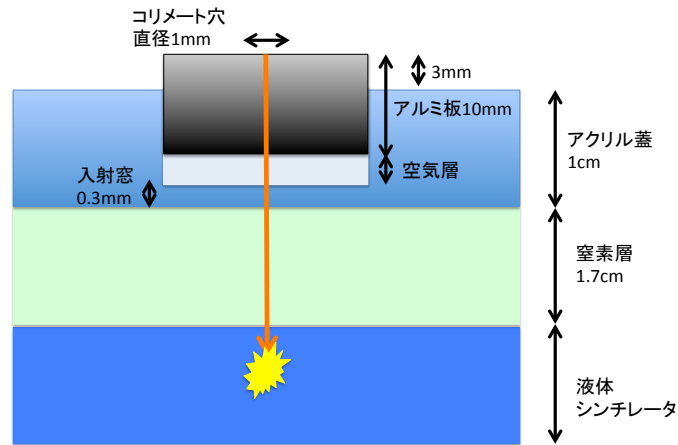


図 8.2 シミュレーション中の β 線コリメーター

8.1.3 シミュレーション結果

シミュレーションの結果を図 8.3 に示す。比較のため実測データを重ねて示すが、値が変化しているのはシミュレーション値のみである。以降の図についても実測データの値は改善前後で変化はしない。

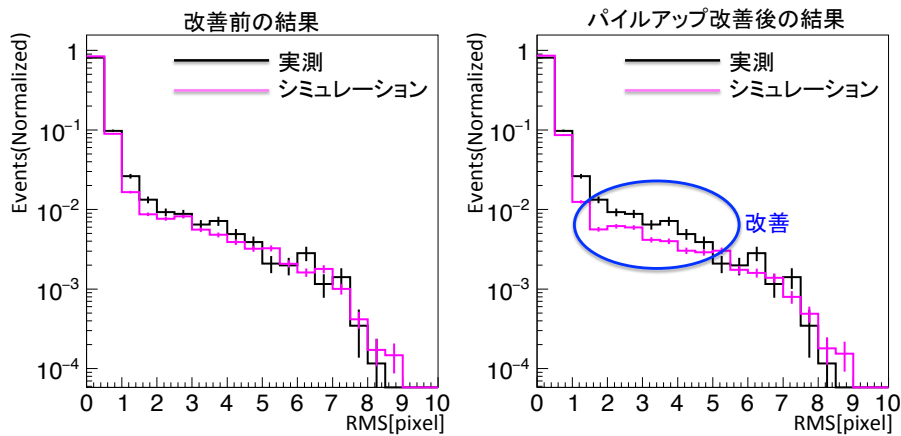


図 8.3 パイルアップ改善前後の RMS 分布 (シミュレーションの値のみ変化、実測値は変化していない)

シミュレーションの結果 RMS 値が 2 [pixel] から 5 [pixel] の範囲でイベント数の割合が減る改善を見せた。図 8.3 にパイルアップを改善した β 線撮像のシミュレーションと、 γ 線撮像のシミュレーション (変化なし) の RMS 分布を重ねて示す。

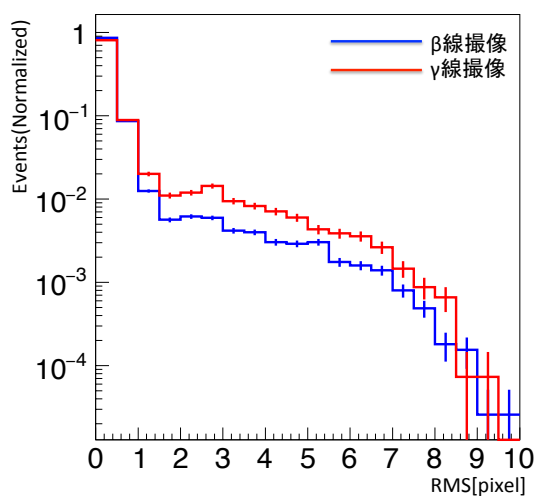


図 8.4 β 線撮像と γ 線撮像の RMS 分布の比較

β 線撮像と γ 線撮像の間に差が生じた様子がわかる。以後のシミュレーションではこの改善を反映したまま進めていく事とする。

8.2 表面粗度改善の効果

パイルアップ事象の除去により、撮像の改善がみられた。しかし劇的な改善を見るには、表面状態の改善による乱反射成分の低減が不可欠と考えられる。

8.2.1 表面粗度改善による乱反射の見積もり

表面粗度改善の指標として、一般的なミラー（図 8.5）の反射率を測定した。

測定方法はパワーメータを用いて、縮小光学系測定時と同様に行った。複数点での測定結果を表 8.2 に示す。

表 8.2 反射率測定結果（一般的なミラー）

測定位置	パワーメータ [μW]	反射率 [%]
反射なし	0.465 ± 0.002	-
ミラー中心	0.403 ± 0.002	86.7 ± 0.6
ミラー中心 +10cm	0.403 ± 0.002	86.7 ± 0.6
ミラー中心-10cm	0.402 ± 0.002	86.5 ± 0.6



図 8.5 ニュートリノセンター 2 階大会議室の鏡

測定の結果より、一般的なミラーの反射率を 87 % として見積もった。光学機メーカーの持つ専門的な製造技術によってはこれ以上の反射率をもつミラーの製造は可能であるが、同時に作製にかかる金額も現在のものを遥かに上回る。複数の光学系を用いる事を前提とした本研究において現実的でない。したがって今回は安価に製造可能という点を考慮し、一般的なミラーの性能を前提とした。

反射率 87 % とし、シミュレーション中の反射モデルを仮定する。正反射、光沢反射、拡散反射の 3 種類の反射に重み付けをするわけだが、今回は反射率向上（表面粗度改善）によって減少した拡散反射成分をすべて正反射に割り振るシンプルなモデルを考えた。表面がより鏡面に近づくことによって光沢反射の成分も同時に小さくなると考えられるが、保守的に光沢反射のパラメータは保存した。

表 8.3 反射のパラメータ設定

反射成分	光学系の反射モデル [%]	反射の重み付け [%]	パラメータ条件
正反射	81.0	90	-
光沢反射	6.3	7	2cm の飛行で 2mm の拡散
拡散反射	2.7	3	5cm の飛行で 5cm の拡散
吸収	9	-	-

8.2.2 シミュレーション条件

シミュレーションの変更点は縮小光学系の反射パラメータの変更のみとする。ただし β 線撮像におけるパイルアップ事象は現実的な範囲で除去したこととし解析を行う。表面粗度の改善によって、ランダムトリガーによるパイルアップ確率と分布も変化すると考えられるが、今回は考えない事とする。

8.2.3 シミュレーション結果

表面状態を改善したシミュレーションの結果、 β 線撮像について RMS の分布を図 8.6 に示す。

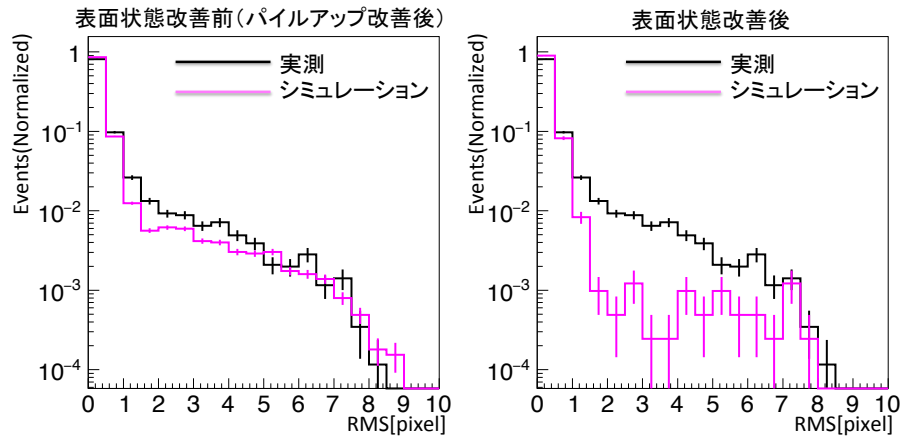


図 8.6 表面粗度を改善した場合の β 線撮像の RMS 分布 (シミュレーションの値のみ変化、実測値は変化していない)

乱反射成分を抑えたところ、RMS 値が 1 ピクセル以上のイベントの割合が大きく減少する改善をみせた。

続いて γ 線撮像の結果を図 8.7 に示す。

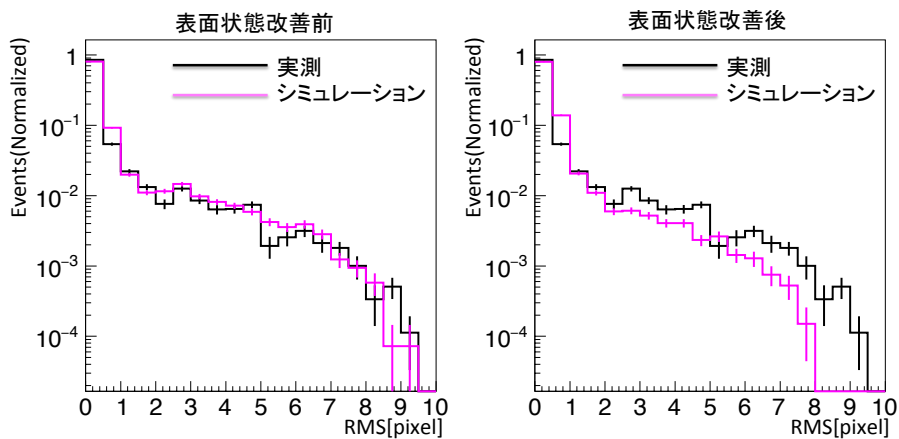


図 8.7 表面粗度を改善した場合の γ 線撮像の RMS 分布 (シミュレーションの値のみ変化、実測値は変化していない)

γ 線撮像においても乱反射の影響が少なくなったことで、RMS 値が 1 ピクセル以上のイベントの割

合が減少した様子が見られる。しかし減ったといっても β 線撮像のような極端な減り方はしておらず、テールを引くという傾向はそのままに保っている。 β 線撮像との間で明確な違いがみえたといえる。

β 線撮像と γ 線撮像に大きく違いが見えてきたところで2つのシミュレーション結果を比較した結果を図 8.8 に示す。

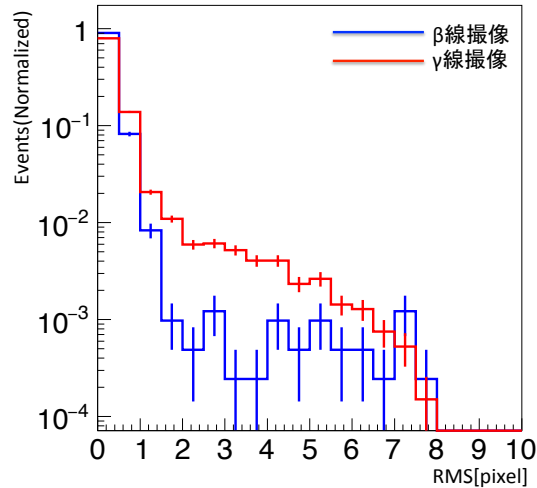


図 8.8 β 線撮像と γ 線撮像の RMS 分布の比較

パイルアップ事象の除去と表面状態の改善を経て、2つの撮像の間で明白な統計の違いが見えてきたと言える。

8.3 取得光量増加による識別効率の向上

イメージングにおいて取得光量が多ければ識別精度があがっていくことは先行研究の段階から分かっている。1つのイメージング検出器では乱反射やパイルアップによって識別が困難であっても、イメージング検出器を増やす事による光量増加によって識別状況が改善される可能性がある。特に今回の実験室でのセットアップでは、取得光量が増えることで今まで逃していた γ 線のコンプトン散乱の発光を捉える事ができるようになるはずである。それによって高 RMS の γ 線イベントの割合が増加し識別能力が上がると予想できる。ここではパイルアップ事象の除去、表面状態の改善に続き、現在の実験室の状態や設備から想定した短期間で実現可能な識別効率向上方法として、イメージング検出器をもう1台増やして取得光量が増加した場合のシミュレーションを行った。

8.3.1 シミュレーションの条件

今回のシミュレーションはイメージング検出器の反対側にもう一台のイメージング検出器を置く事とする (図 8.9)。液体シンチレータボックスは光軸方向に薄くなるよう設計されているので両面から

撮像したとしても収差は大きく効かない。そのため 2 台のイメージング検出器による撮像をそのまま鏡合わせとして重ねる事で、シンプルに撮像の合成をすることができる。イメージング検出器が増えた影響でパイルアップ確率も変化するため、今回は保守的にイメージング検出器 1 台の場合の 2 倍のパイルアップ確率を設定した。確率分布関数は β 線撮像においては改善を考慮した図 8.1 に示したもの、 γ 線に関しては図 7.28 に示したものをを用いる。

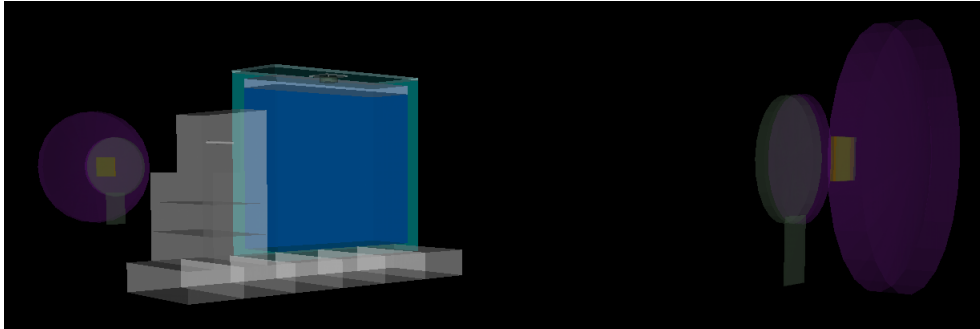


図 8.9 シミュレーションのジオメトリー

以下にシミュレーションの細かい条件を述べる。

縮小光学系の条件

- ミラーの反射率はアルミ本来の反射率 91% を用いる
- 形状は設計通り、乱反射のパラメータは表 8.2.1 のものをを用いる
- 鏡面以外に入射した光子はその時点で停止させる
- 2 台の設置位置は光軸が液体シンチレータボックスの中心を通るよう設置
- 2 台の縮小光学系は同一の設計・製造のものとして扱う

マルチアノード PMT の条件

- 検出面の大きさは光電面の大きさ 49 mm × 49 mm
- 量子効率はカタログスペック 24%
- セカンダリミラー方向から来る光子のみ検出、裏側から来る光子は感知しない
- 光電面手前に入射窓として 1.5 mm の厚さのガラス窓を設置
- ガラスの屈折率は KamLAND で用いている PMT の値を参照
- 2 台のマルチアノード PMT には個体差はない物として扱う

アクリル容器の条件

- 形状・大きさは実物を再現
- アクリル (000) 屈折率・吸収長を設定し、屈折・全反射を考慮

- 実験セットアップのとおり、蓋の下に窒素層を再現
- イメージング検出器に正対するように設置していた 5inchPMT は取り外し、側面に 2inchPMT を設置することを想定している

液体シンチレータの条件 [25]

- 発光量は測定値 8145 photon/MeV を使用
- 発光波長は測定値 (図 7.14) を使用
- 屈折率は測定値 (図 7.15) を使用
- 光子の吸収再発光、散乱についてのパラメータは KamLAND の液体シンチレータを参照した
- 液体シンチレータ中でのエネルギーデポジット量を 2inchPMT によるセレクションの代替とした

コリメータの条件

- β 線コリメータ、図 8.2 を再現
- γ 線コリメータ、図 6.5 を再現

β 線源の条件

- β 線のエネルギーは、 ^{90}Y のエネルギースペクトル初期条件としインプットして入射
- 入射方向によってはコリメータ、エネルギーの大きさによっては入射窓で止まる

γ 線源の条件

- γ 線は 1.17 [MeV]、1.33 [MeV] を同時に入射
- 入射方向によってはコリメータで止まる

8.3.2 シミュレーションの結果

β 線撮像の結果をイメージング検出器 1 台設置時の結果とともに図 8.10 に示す。

乱反射の効果はそのままに引き継いだ検出器をふやした場合、 β 線の撮像には次の 2 種類の効果が期待される。一つは光量を増やしたことで乱反射をうけた光子の撮像割合が増えてしまう効果。もう一つは光量が増えることで真のヒット位置付近に集中してヒットするフォトンが増加する効果である。前者の効果より後者の効果が色濃く出た場合、多少のフォトンが乱反射によって RMS を広げようとしても緩衝する効果を期待できる。いずれにしても鍵となるのは乱反射がどれだけ起こるかという点である。シミュレーション結果を見るに RMS 値の大きいイベント数はイメージング検出器 1 台の場合より増えているものの、ヒストグラムの形が大幅に崩れるといったことはなく取得光量増加がメリットとして作用したと考えられる。

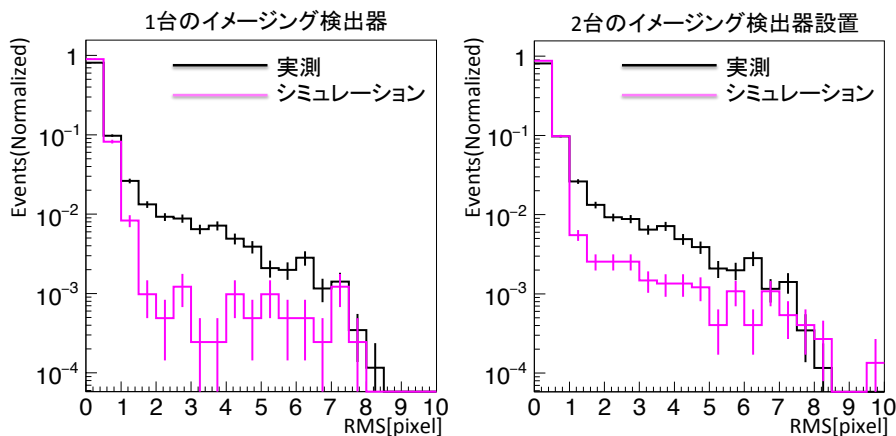


図 8.10 イメージング検出器 2 台の場合の β 線撮像の RMS 分布（シミュレーションの値のみ変化、実測値は変化していない）

次に γ 線撮像の結果をイメージング検出器 1 台設置時の結果とともに図 8.11 に示す。

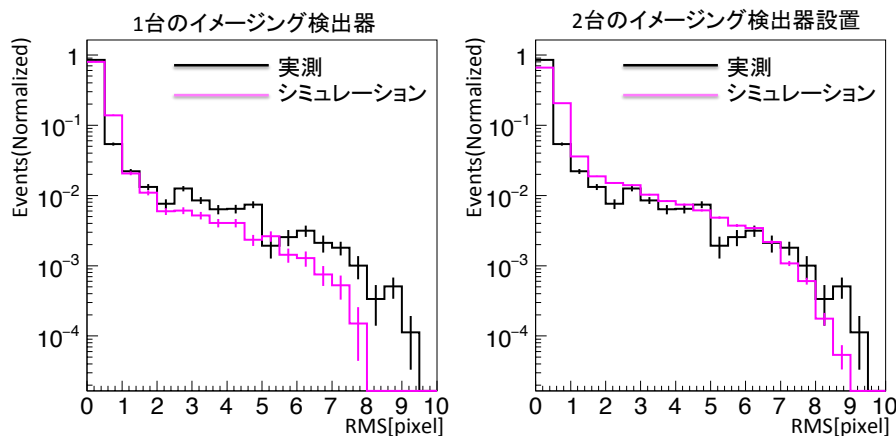
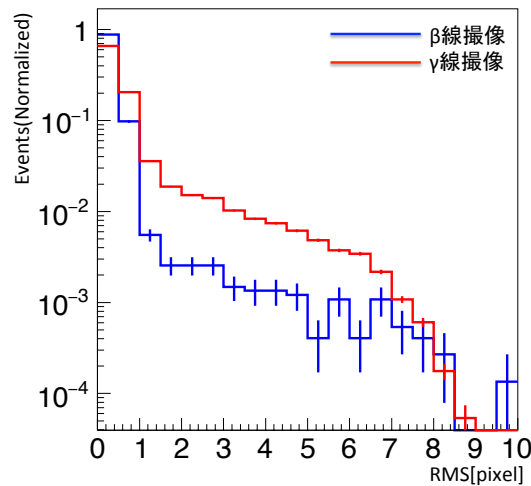


図 8.11 イメージング検出器 2 台の場合の γ 線撮像の RMS 分布（シミュレーションの値のみ変化、実測値は変化していない）

γ 線撮像の結果においては、大きな RMS を持つイベントの割合が大きく増えたといえる。 β 線撮像の場合よりも明らかにイベント数が増加していることから、期待したように検出器一台では逃していたコンプトン散乱の撮像を捉えることができたためと考えられる。

β 線撮像と γ 線撮像で、2 つの RMS ヒストグラムを比較した図 8.12 を示す。

図 8.12 β 線撮像と γ 線撮像の RMS 分布の比較

イメージング検出器を増やし取得光量が増加したことにより、コンプトン散乱の検出効率があがったため、2つのヒストグラムの違いが顕著に現れるようになったといえる。

ここで β 線の撮像を完全に1ピクセルの物と仮定し、全イベント数中の2ピン目以上 ($0.5 \leq \text{RMS}$) に含まれるイベント数を γ 線と判定した際の割合を計算する。これによって算出された β 線を誤って γ 線と判定してしまう割合と、 γ 線をきちんと γ 線と判定した割合が、光量増加によってどれほど変化するかを確認した。計算結果を表 8.4 に示す。

表 8.4 シミュレーションにおける γ 線イベントの判定率

	検出器 1 台時の判定率 [%]	検出器 2 台時の判定率 [%]
β 線撮像における誤判定率	9.9	12.1
γ 線撮像における判定率	20.5	33.8

検出器を増やし光量増加の効果のみ考えた場合、 β 線の誤判定率が2%増加するのに対し、 γ 線の判定率は13%増加した事がわかる。 γ 線の判定率のみを大きく向上させることができたことから、光量増加の効果によって実験室でのさらなる粒子識別が可能であることが確認できた。

8.4 シミュレーションのまとめと今後の展望

この章では現実的な見積もりとつき合わせながら、検出器の改善した場合の粒子識別についてシミュレーションを行った。結論として縮小光学系表面を一般的なミラーと同水準の仕上がりにする事ができれば、実験室でのセットアップで β 線と γ 線の統計的区別ができることが明らかになった。さらに近い将来を想定したイメージング検出器の複数設置で γ 線の検出効率が高くなることを確認し、

実験室でのさらなる粒子識別可能性をみることができた。

第9章

結論とまとめ

本研究の目的はイメージング検出器の試作と動作確認を行い、 β 線・ γ 線の撮像を行うことで実測における問題点を洗い出すことであった。また実験結果を再現するシミュレーションモデルを作成することで、どのような効果がどれほど RMS 評価に影響を与えているかを見積もるとともに、粒子識別可能性に関して今後の展望・課題を議論した。その結果に関して本章でまとめていく。

イメージング検出器開発

縮小光学系の作成について試作を重ねたことで設計に基づく形状の光学系を作成できるようになった。マルチアノード PMT の動作にも成功し、イメージング検出器としてシンチレーション光を検出することができた。

実験室における β 線・ γ 線の撮像

実験室において β 線・ γ 線の発光イベントをイメージング検出器で撮像できることを確認した。しかし撮像を RMS によって評価した結果、 β 線のバーテックスが広がった撮像が混入している事が明らかとなった。これによって現時点では β 線・ γ 線撮像の間には統計的な区別をつけることはできなかった。

シミュレーションによる実験結果の再現

撮像には指向性を持つ乱反射の影響と線源イベントのパイルアップが大きく影響している事が追実験によって判明した。そこで乱反射の及びパイルアップイベントの効果を取り入れたシミュレーションモデルを作成し、実験結果を再現する事ができた。

シミュレーションモデルによる今後の展望

作成したシミュレーションモデルを使い、現実的な値を想定し改善することで粒子識別可能性を検証した。光学系表面を一般的なミラーの精度まで改善することで β 線・ γ 線撮像の間に統計的な差がでてくる事がわかった。また2台のイメージング検出器設置による取得光量増加を想定したシミュレーションを行ったところ、 γ 線イベントの判定率を13%と向上させる結果を得た。実験室でのさら

なる粒子識別可能性が確認できたといえる。

今後の課題

本研究で粒子識別可能性にはイメージング検出器の表面状態が大きなパラメータとして作用する事がわかった。この部分を改良できるような新たな光学系の作成を行うことが今後の課題となると同時に、解決によって粒子識別の実現性が大きく高まるといえるだろう。

また今回は発光点の位置による収差を無視できる二次元のセットアップを前提として実験・シミュレーションを行った。ここからさらに三次元的な撮像を議論する方向へ R&D を進めていく必要があると思われる。

参考文献

- [1] F.Reines and C.L.Cowan,Jr. (1956) 「The Neutrino」 Nature vol178, p446.
- [2] C.L.Cowan et al. (1956) 「Detection of the Free Neutrino : a Confirmation」 Science vol124, p103.
- [3] E.Fermi (1934) 「Towards the Theory of β -Rays」 Z. phys. 178, p161.
- [4] Y. Fukuda, et al. (1998) 「Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos」 Phys. Rev. Lett.81, 1562.
- [5] A. Gando, et al. (2013) 「Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND」 Phys. Rev. D. 88, 033001.
- [6] F. T. Avignone III, S. R. Elliott, J. Engel. (2008) 「Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass」 Mod. Phys. 80, 481.
- [7] H.V.Klapdor-Kleingrothaus, et al. (2001) 「Latest results from the HIDELEBERG-MOSCOW double beta decay experiment」 Eur. Phys. J.A, 12, 147-154.
- [8] H.V.Klapdor-Kleingrothaus, et al. (2006) 「The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra」 Mod. Phys. Lett. A 21, 1547.
- [9] The EXO-200 Collaborations. (2014) 「Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data」 Nature 510, 229-234.
- [10] A.Gando, et al. (2016) 「Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen」 Phys. Rev. Lett. 117, 082503.
- [11] R.Arnold, et al. (2014) 「Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{100}Mo with the NEMO-3 Detector」 Phys. Rev. D. 89, 111101.
- [12] 大木歩 (2013) 「新トリガーによる KamLAND-Zen 実験での ^{10}C バックグラウンド除去」 修士論文, 東北大学
- [13] 立花創 (2015) 「KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの研究開発」 修士論文, 東北大学
- [14] 吉田学立 (2011) 「液体シンチレータでの粒子識別による α 線バックグラウンド除去の研究」 修士論文, 東北大学
- [15] 蜂谷尊彦 (2016) 「KamLAND-Zen 実験における信号波形情報を用いた背景事象除去の研究」 修士論文, 東北大学
- [16] K.Asakura et al. (2015) 「Results from KamLAND-Zen」 AIP Conference Proceedings. 1666,

- 170003.
- [17] K. Harigaya, M. Ibe, and T. T. Yanagida (2012) 「Seesaw mechanism with Occam's razor」 Phys. Rev. D. 86, 013002.
 - [18] 朝倉康太 (2015) 「KamLAND-Zen 次期計画へ向けた新型 PMT の性能研究」 修士論文, 東北大学
 - [19] 大浦智也 (2016) 「KamLAND2-Zen 実験に向けた新液体シンチレータの純化」 修士論文, 東北大学
 - [20] 小原脩平 (2015) 「KamLAND-Zen 実験における ^{214}Bi バックグラウンド除去のための発光性バルーンフィルムの開発研究」 修士論文, 東北大学
 - [21] 林田眞悟 (2015) 「次期 KamLAND 実験へ向けたフロントエンドエレクトロニクスの開発」 修士論文, 東北大学
 - [22] 花籠紘 (2013) 「KamLAND 用高位置分解能イメージング検出器の開発」 修士論文, 東北大学
 - [23] 石尾昌平 (2015) 「KamLAND-Zen 高感度化のための粒子識別用イメージ検出装置の開発」 修士論文, 東北大学
 - [24] 浜松ホトニクス株式会社 (2007) 「光電子増倍管 その基礎と応用」 第 3a 版
 - [25] 白旗豊 (2016) 「反電子ニュートリノの到来方向測定に向けた新型検出器の開発」 修士論文, 東北大学
 - [26] 牛山善太・草川徹 (2003) 「シミュレーション光学 多様な光学設計のために」 東海大学出版界
 - [27] シグマ光機株式会社「金属膜の反射率の比較 (参考データ)」 https://www.global-optosigma.com/jp/category/opt_d/opt_d03.html (参照 2016-11-11)

謝辞

本論文の執筆にあたり、お世話になった方々にこの場をお借りして深く感謝申し上げます。

指導教官の井上邦雄先生には、研究をまとめるにあたってたくさんのアドバイスをいただきました。先生のアドバイスは非常に的確で、研究をここまで進展させまとめることができたのも井上先生のご助力あってこそだと感じております。

白井淳平先生、清水格先生にいただく指摘も大変参考になるものばかりでした。PMT や液体シンチレータなど多くの物を取り扱う研究だったため、それぞれの知見をお持ちの先生方からの助言は研究の進展に欠かせないものだったと思います。

カメラグループの三井唯夫先生、石徹白晃治先生、渡辺寛子先生、白旗豊さん、相馬圭吾さん、大塚竣太さんには大変お世話になりました。実験、解析、シミュレーションとすべてのプロセスにおいてグループの皆様のお力をお借りすることで、なんとか研究を進めることができました。特に石徹白先生には未熟な私を手取り足取り面倒をみていただきました。改めて感謝申し上げます。今後も皆様の研究と、カメラグループの研究が発展していくことを祈っております。またシミュレーションを進めるには池田晴雄先生の力が不可欠でした。丁寧なご指導ありがとうございました。

尊敬する先輩である小原脩平さん、林田真悟さん、蜂谷尊彦さん。最後まで甘えてばかりの後輩になってしまいましたが、いつかお返しができるようこれからも日々精進して参ります。

そして同期の尾崎秀義さん、狩野祐喜さん、寺岡夕里さん、林歩美さん。みなさんが真剣に研究に取り組む姿が、何よりも私の励みになりました。優秀な同期に囲まれ自らの不出来さを痛感する日々でありましたが、同時に多くを学ばせていただきました。みなさんと同じ時間を過ごせた事を誇りに思います。ありがとうございました。

最後に、私の研究生生活を見守ってくださったニュートリノ科学研究センターの先生方、技術職員の皆様、事務職員の皆様、神岡の皆様、Collaborator の皆様に心より感謝を申し上げます。