

修士論文

KamLAND における  
ミューオン束識別と飛跡再構成の研究

Identification and track reconstruction of muon bundle in KamLAND

東北大学 理学研究科 物理学専攻  
儀間 智美  
令和3年度

# 目次

|                                      |           |
|--------------------------------------|-----------|
| <b>第 1 章 ニュートリノ物理学</b>               | <b>8</b>  |
| 1 標準理論                               | 8         |
| 1.1 基本的相互作用                          | 8         |
| 1.2 素粒子の周期表                          | 9         |
| 2 ニュートリノ                             | 11        |
| 2.1 マヨラナニュートリノ                       | 18        |
| 2.2 質量階層構造                           | 19        |
| 2.3 ニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊             | 20        |
| 3 ミューオン                              | 22        |
| 3.1 ミューオンの生成                         | 22        |
| 3.2 ミューオン束                           | 24        |
| 3.3 地下の宇宙線                           | 25        |
| <b>第 2 章 KamLAND 実験</b>              | <b>27</b> |
| 1 検出器概要                              | 27        |
| 1.1 光電子増倍管 (PMT)                     | 28        |
| 1.2 データ収集回路                          | 29        |
| 1.3 液体シンチレーター                        | 32        |
| 2 事象再構成                              | 34        |
| 3 ニュートリノ検出原理                         | 36        |
| 4 KamLAND-Zen 実験                     | 37        |
| 4.1 期間と名称                            | 37        |
| <b>第 3 章 ミューオン事象によるバックグラウンドと除去方法</b> | <b>39</b> |
| 1 ミューオン起源のバックグラウンド                   | 39        |
| 1.1 $^{10}\text{C}$ 崩壊事象             | 40        |
| 1.2 中性子捕獲事象                          | 40        |
| 1.3 $^{136}\text{Xe}$ 原子核破砕          | 40        |
| 2 宇宙線ミューオン飛跡再構成                      | 41        |
| <b>第 4 章 ミューオン束事象のシミュレーション</b>       | <b>45</b> |
| 1 CORSIKA による大気シャワー発達のシミュレーション       | 45        |
| 2 MUSIC による岩盤内でのミューオン伝搬のシミュレーション     | 46        |
| 3 KLG4 による KamLAND 検出器応答の詳細なシミュレーション | 48        |
| <b>第 5 章 ミューオン束事象の判別・飛跡再構成方法</b>     | <b>51</b> |
| 1 ミューオン束事象に対応したミューオン入口識別手順           | 51        |
| 1.1 データの画像化                          | 53        |
| 1.2 入口候補の検出原理                        | 55        |
| 1.3 入口候補の選定                          | 56        |
| 2 飛跡再構成                              | 59        |
| 2.1 光子到達期待時間のモデル構築                   | 61        |
| 2.2 ミューオン束事象の飛跡再構成                   | 64        |

|                               |           |
|-------------------------------|-----------|
| <b>第 6 章 シミュレーションにおける性能評価</b> | <b>66</b> |
| 1 入口検出効率 . . . . .            | 66        |
| 2 飛跡の精度 . . . . .             | 66        |
| 2.1 シングルミューオン . . . . .       | 66        |
| 2.2 ミューオン束 . . . . .          | 68        |
| <b>第 7 章 結論・今後の展望</b>         | <b>70</b> |
| <b>参考文献</b>                   | <b>74</b> |

# 表目次

|          |  |    |
|----------|--|----|
| Table 1: | ボソンと相互作用 . . . . .                           | 8  |
| Table 2: | 素粒子の周期律表：フェルミオン . . . . .                    | 10 |
| Table 3: | 17-inch, 20-inch PMT の性能 [1] . . . . .       | 29 |
| Table 4: | 液体シンチレーターの組成 [2] . . . . .                   | 32 |
| Table 5: | 各温度における式 (51) のパラメータ [3] . . . . .           | 33 |
| Table 6: | 微分フィルタのカーネル . . . . .                        | 57 |
| Table 7: | シミュレーションでのミューオン数の適合率 . . . . .               | 59 |
| Table 8: | シミュレーションでのミューオン数の適合率 . . . . .               | 66 |
| Table 9: | 各飛跡において入口, 出口の 1 m と 1.5 m 以内の精度割合 . . . . . | 68 |

## 目次

|            |  |    |
|------------|--|----|
| Figure 1:  | 力の統一 . . . . .   | 9  |
| Figure 2:  | ニュートリノで観た太陽 [4]。太陽を中心に配置する座標系を用い、黄色い部分はその方向からの事象が多いことを示す。 . . . . .  | 11 |
| Figure 3:  | KamLAND が 750 日間観測して得た地球ニュートリノデータ . . . . .  | 12 |
| Figure 4:  | 1987 年 2 月 23 日、大マゼラン星雲で発生した超新星 SN1987A。右は爆発前 [4] . . . . .  | 13 |
| Figure 5:  | 大気ニュートリノの観測結果 . . . . .  | 14 |
| Figure 6:  | ミューニュートリノの方向分布 [4] . . . . .   | 15 |
| Figure 7:  | 飛行距離 (L)/エネルギー (E) に対するミューニュートリノの到達確率 [4] . . . . .  | 15 |
| Figure 8:  | 波の重ね合わせの性質を持つニュートリノ . . . . .  | 15 |
| Figure 9:  | KamLAND で検出されたニュートリノ振動。縦軸は $\bar{\nu}_e$ の生存確率。横軸の距離/エネルギーに対して振動しているのが確認できる。 . . . . .   | 18 |
| Figure 10: | ニュートリノ有効質量 (マヨラナニュートリノ質量) と最小ニュートリノ質量の許される範囲   | 20 |
| Figure 11: | ニュートリノ質量構造。左が標準質量階層構造、右が逆質量階層構造 . . . . .  | 20 |
| Figure 12: | 2 重ベータ崩壊で期待されるスペクトル . . . . .  | 21 |
| Figure 13: | 2 重ベータ崩壊とニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊 . . . . .  | 21 |
| Figure 14: | KamLAND-Zen のこれまでの結果。1st phase が純化作業前, 2nd phase が純化作業後 . . . . .  | 21 |
| Figure 15: | 宇宙線のエネルギースペクトル [5] . . . . .   | 23 |
| Figure 16: | 一次宇宙線の大気中での変遷 . . . . .  | 24 |
| Figure 17: | LEP の検出器 (a)ALEPH, (b)DELPHI, (c)L3+C で観測されたミュオン束事象 [6] . . . . .  | 24 |
| Figure 18: | 深さごとのミュオン束の横方向距離とフラックス [7] . . . . .   | 25 |
| Figure 19: | 鉛直方向からのミュオン強度と深さの関係 [8] . . . . .  | 26 |
| Figure 20: | KamLAND 検出器の位置 . . . . .   | 27 |
| Figure 21: | KamLAND 検出器の概要 . . . . .   | 28 |
| Figure 22: | 8-inch PMT と 5-inch PMT の位置。左; 横から見た図。右; 上から見た図 . . . . .  | 28 |
| Figure 23: | 光電子増倍管。左が 17-inch PMT, 右が 20-inch PMT。 . . . . .   | 29 |
| Figure 24: | 光電子増倍管の検出原理 . . . . .  | 29 |
| Figure 25: | 信号分岐の概略図。PMT で検出した信号は divider で分けられ、片方は KamFEE に送られる。もう一方は BLR を経由して MoGURA に送られる。 . . . . .   | 30 |
| Figure 26: | 左: KamFEE で取得された信号波形の例。左は 1 p.e. の波形。右: 宇宙線ミュオン時の波形。赤色の線が波形のピーク、水色の線が信号の立ち上がりと終わりを表す。右図では、灰色がもとの波形、色付きがフィッティングした波形を表し、色の付いた波形を灰色から差し引いた白い波形はほぼ 0 になっている。 . . . . . | 31 |
| Figure 27: | ミュオン束だと考えられる波形。白い波形に大きな山が 2 つ連続してあるのが確認できる。 . . . . .  | 31 |
| Figure 28: | 液体シンチレーター (発光剤 PPO) の発光スペクトル (青線) と PMT の量子効率 (黒線)[9] . . . . .  | 33 |
| Figure 29: | アクリル板、液体シンチレーター、バッファオイルの屈折率の波長依存性 [10] . . . . .   | 33 |
| Figure 30: | 逆ベータ崩壊の遅延同時計測 . . . . .  | 36 |
| Figure 31: | KamLAND-Zen 検出器の概要図 . . . . .  | 37 |
| Figure 32: | 宇宙線ミュオンによる原子核破碎と背景事象 . . . . .   | 39 |
| Figure 33: | 長寿命不安定核の生成過程 . . . . .   | 40 |
| Figure 34: | OD 改修以前 (左) と以後 (右) の宇宙線ミュオン事象選定。赤線が選定条件を表す。 . . . . .   | 41 |
| Figure 35: | 宇宙線ミュオン事象の光量分布 . . . . .   | 42 |
| Figure 36: | ミュオン飛跡再構成における入口と出口の決定方法 [1] . . . . .  | 42 |

|            |  |    |
|------------|--|----|
| Figure 37: | 従来のミュオン飛跡再構成のイメージ図 . . . . .   | 44 |
| Figure 38: | CORSICA,MUSIC,KLG4 を用いたシミュレーションの概略図 . . . . .  | 45 |
| Figure 39: | CORSIKA シミュレーションツールで用いられている座標系。X が磁北で Y が西に対応する。 . . . . .   | 46 |
| Figure 40: | QGSJET-FLUKA モデルを用い、 $10^{14}$ eV の陽子を天頂から入射した場合の、高度 1350 m で残っている (左) ミュオンの運動エネルギー、(右) XY 平面での位置分布。右図の赤丸は運動エネルギーが 100 GeV 以上のミュオンの位置に対応する。 . . . . .  | 47 |
| Figure 41: | (左)QGSJET-FLUKA モデルを用いた大気シャワーシミュレーションでの高度 1350 m で残っている 100 GeV 以上のエネルギーを有するミュオン数と一次宇宙線のエネルギーの関係。赤線は各ビンの平均値。(右) 各モデルでのミュオン数の平均値と一次宇宙線のエネルギーの関係。 . . . . .  | 47 |
| Figure 42: | (左)QGSJET-FLUKA モデルを用いた大気シャワーシミュレーションでの高度 1350 m で残っている 100 GeV 以上のエネルギーを有するミュオンの荷電比と一次宇宙線のエネルギーの関係。赤線は各ビンの平均値。(右) 各モデルでの荷電比の平均値と一次宇宙線のエネルギーの関係。 . . . . .   | 47 |
| Figure 43: | KamLAND 検出器 (黒点) がある池ノ山付近の標高情報 . . . . .   | 48 |
| Figure 44: | CORSIKA の各物理モデルを用いた場合の KamLAND 検出器に到達したミュオンに関連する様々なパラメータ分布 . . . . .   | 49 |
| Figure 45: | KLG4 シミュレーションのイメージ . . . . .   | 50 |
| Figure 46: | KLG4 シミュレーションの結果 . . . . .   | 50 |
| Figure 47: | KamLAND 検出器にミュオンが入射した様子。点は PMT を表し、ヒット時間が早いものほど赤に近い色で表されている。 . . . . .   | 51 |
| Figure 49: | あるミュオンイベントでのヒット分布。赤がダークヒットを表す。 . . . . .   | 52 |
| Figure 48: | ダークヒットの除去方法 . . . . .  | 52 |
| Figure 50: | PMT を $\theta, \phi$ で描画 . . . . .   | 53 |
| Figure 51: | ヒットタイミング情報の画像化 . . . . .   | 53 |
| Figure 52: | $\phi, \theta$ のとり方 . . . . .  | 54 |
| Figure 53: | $\cos \theta = 0$ 付近と $\cos \theta = \pm 1$ 付近での 1 ビンあたりの大きさと形のイメージ . . . . .  | 54 |
| Figure 54: | 最も早くヒットした PMT を中心に回転 . . . . .   | 55 |
| Figure 55: | 最小値フィルタリング操作 . . . . .   | 55 |
| Figure 56: | 最小値フィルターのサイズとフィルターをかける方向 . . . . .   | 56 |
| Figure 57: | 左：元の分布 真ん中：フィルタリング後 右：マスキング後 . . . . .   | 56 |
| Figure 58: | 様々なサイズの Sobel filter を横方向 (左) と縦方向 (右) にそれぞれフィルタリングした結果*1 . . . . .  | 58 |
| Figure 59: | 飛跡再構成時の PMT の分類 . . . . .  | 60 |
| Figure 60: | あるミュオンイベントのオフセット時間 $T_0$ 分布 . . . . .  | 61 |
| Figure 61: | 種類ごとの $\sigma$ の値 . . . . .  | 61 |
| Figure 62: | 座標軸の取り方 . . . . .  | 63 |
| Figure 63: | $0.984 < \cos \theta_E \leq 1.0, -1.0 \leq \cos \theta_D < -0.9, -\pi \leq \phi_D < -0.8\pi, 0 \leq  \phi_{PMT}  < 0.1 \pi$ のセクションでの光子検出時間と dR の関係。赤線はフィッティングで得られた、dR で区切った時間分布のピークを通る 5 次の多項式 . . . . . | 63 |
| Figure 64: | $T_i - T_{\text{exp},i} - T_0$ の PMT 位置ごとの分布 . . . . .   | 64 |
| Figure 65: | 座標軸の取り方 . . . . .  | 65 |
| Figure 66: | 入口の精度。黒が従来のアルゴリズム、青が検出された入口位置 (最適化前)、赤が最適化後 . . . . .  | 67 |

|            |  |    |
|------------|--|----|
| Figure 67: | 出口の精度。黒が従来のアルゴリズム、赤が最適化後 . . . . .   | 67 |
| Figure 68: | 入口の精度。黒が検出された入口位置 (最適化前)、赤が最適化後 . . . . .  | 68 |
| Figure 69: | 2本のミュオン束事象に対して、1本と2本でそれぞれ飛跡再構成を行った $T_i - T_{\text{exp},i}$ 分布。水色はチェレンコフ角内, 紫は入口近傍, 桃色はその他の PMT を表す。 . . . . . | 69 |

# 第1章 ニュートリノ物理学

## 1 標準理論

現在、素粒子理論の基本的な枠組みとなっている理論を**標準理論**とよぶ。標準理論には17の素粒子が登場し、4つの基本的相互作用によって引き起こされる素粒子反応の法則がまとめられている。また、これらの相互作用にも、関係する素粒子が存在するとした理論である。そこには未だ見つかっていない粒子も登場し、現在も加速器実験により探索が行われている。この標準理論による素粒子模型を**標準模型**と呼ぶ。

### 1.1 基本的相互作用

4つの基本的相互作用は、以下の種類がある。

#### 1. 重力相互作用 2. 電磁相互作用 3. 弱い相互作用 4. 強い相互作用

電磁気力は電気力と磁気力の2つの力として私たちの身近に存在する。この一見違った2つの力が実は同一のものであることは、19世紀には、すでに解明されていた。電磁相互作用と弱い相互作用は、1960年代後半にGlashow, Weinberg, Salamによって提唱された $SU(2) \times U(1)$ 対称性をもつゲージ理論「GWS(Glashow-Weinberg-Salam)理論」で、**電弱相互作用**として統一された。先に述べたように、これら3つの相互作用は素粒子が媒介していると考えられている。以下の表は、3つの相互作用と、それを媒介する粒子、その粒子の性質をまとめたものである。

表1: ボソンと相互作用

| 粒子の種類                   | 電弱相互作用    |                      |       |                | 強い相互作用     | 重力相互作用  |
|-------------------------|-----------|----------------------|-------|----------------|------------|---------|
|                         | $\gamma$  | $W^-$                | $W^+$ | $Z$            | グルーオン $g$  | 重力子 $G$ |
| スピン [ $\hbar$ ]         | 1         | 1                    | 1     | 1              | 1          | 2       |
| 電荷 [ $e$ ]              | 0         | -1                   | +1    | 0              | 0          | 0       |
| 質量 [ $\text{GeV}/c^2$ ] | 0         | 80.4                 | 80.4  | 91.2           | 0          | 0       |
| 影響を受ける粒子                | 荷電粒子      | クォーク、レプトン            |       | クォーク、グルーオン     | 全て         |         |
| 相対的強さ                   | $10^{-2}$ | $10^{-5}$            |       | 1              | $10^{-40}$ |         |
| 到達距離                    | $\infty$  | $\approx 10^{-3}$ fm |       | $\approx 1$ fm | $\infty$   |         |
| 例                       | 原子内の結合    | $\beta$ 崩壊           |       | 核内の結合          | 地球と月の系     |         |

全ての相互作用の担い手は整数スピンを持った粒子**ボソン**であり、後に紹介する、物質を構成する半整数スピンの持つ**フェルミオン**とは対照的である。

電磁相互作用のゲージボソンや、クォークやレプトンに作用し、原子核の崩壊現象を引き起こす弱い相互作用を引き起こす2種類のウィークボソン、クォークや陽子や中性子を原子核にまとめる強い相互作用を引き起こすグルーオンの存在は証明されているが、日常生活において最も身近な重力の担い手である重力子グラビトン (graviton) はまだ見つかっていない。重力は強い相互作用と比べて $10^{-40}$ の強さしかないので、微視的な領域では無視できるのは明らかである。

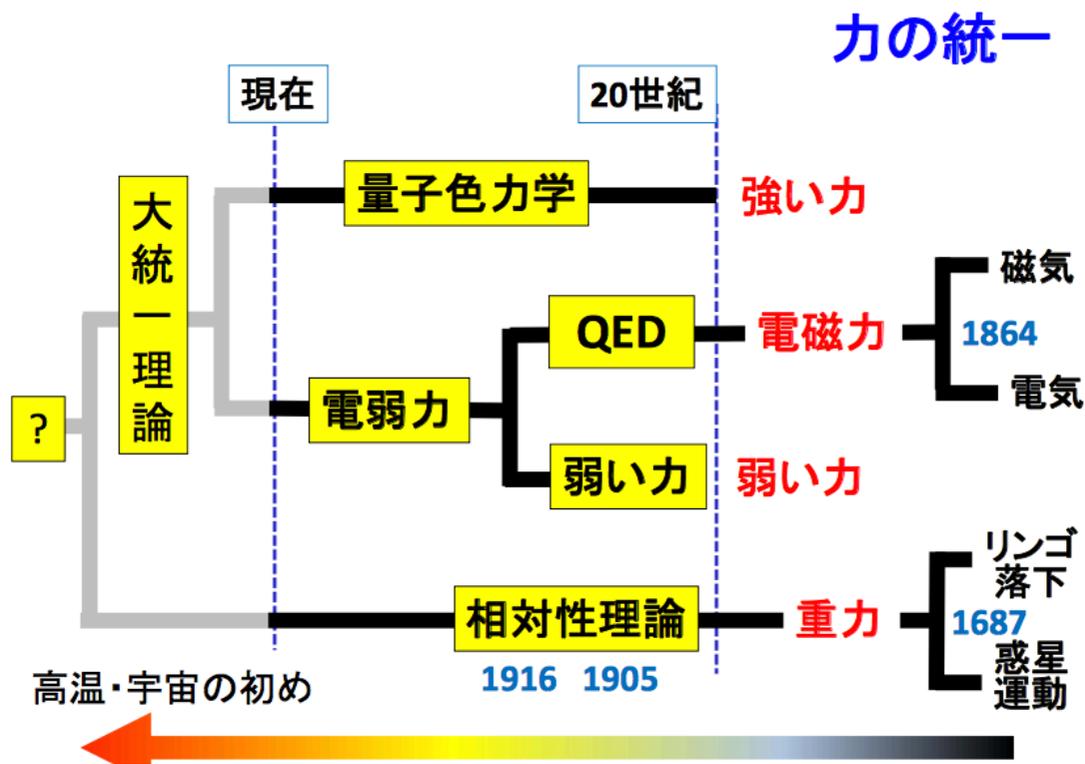


図 1: 力の統一

## 統一理論

かつて弱い相互作用と電磁相互作用が統一されたように、標準模型では記述できなかった更なる相互作用の統一を目指す、未確立な理論として大統一理論と超大統一理論がある。

- 標準理論 (電弱統一理論)：電磁相互作用・弱い相互作用を統一
- 大統一理論 (GUT: Grand Unified Theory)：標準理論の電弱相互作用に強い相互作用 ( $\sim 10^{15}$  GeV 以上) を加えたもの。一般的帰結として陽子崩壊が予言されている。
- 超大統一理論：大統一理論を上回る超高エネルギーにおいて、重力相互作用すらも統一されるとする。

標準理論では、力を伝える素粒子たちはもともとは質量がゼロであることが要求される。しかし実際には、弱い相互作用を担う素粒子は陽子の約 80 倍～90 倍も重い素粒子である。これに関して標準理論には、「自発的対称性の破れ」を介して、ヒッグス粒子が弱い力を伝える素粒子たちに質量を与える仕組みである「ヒッグス機構」が盛り込まれている。弱い力の素粒子たちの質量の関係はヒッグス機構により予測することができ、その値は実験値とよく一致している。

1964 年に質量の起源と予言されたヒッグス粒子は、標準理論のなかでも特殊な素粒子であり、2012 年 7 月 4 日、ヒッグス粒子が発見され、「標準理論」の正しさが証明された。

## 1.2 素粒子の周期表

標準模型における素粒子は、力を媒介する素粒子ボゾンの他に、物質の構成要素としての素粒子フェルミオンの 2 種類に大きく分かれる。

フェルミオンはスピン  $\frac{1}{2}$  を持ち、さらにクォークとレプトンの 2 種類に分けられる。クォークとレプトンはそれぞれ 6 種類あり「世代」で分けられ、通常物質はすべて第一世代で構成される。一方ボゾンはスピン 1 をもち、粒子により媒介する力が異なる。

クォークはハドロンを構成し、強い相互作用をする。レプトンは強い相互作用はせず、弱い相互作用の影響のみを受ける。

レプトンはさらに電荷の有無で分類され、荷電レプトン (電子  $e$ 、ミューオン  $\mu$ 、タウ  $\tau$ ) と中性レプトンの 2 種類に分けられる。この中性レプトンがニュートリノであり、世代順に、電子ニュートリノ  $\nu_e$ 、ミューニュートリノ  $\nu_\mu$ 、タウニュートリノ  $\nu_\tau$  と呼ばれる。それぞれ荷電レプトンと対を組んで弱アイソスピン二重項を構成して、弱い相互作用に関与する。また、上記の二重項ごとに独立にレプトン数 (粒子に +1、反粒子に -1 を割り当てる) が保存することが知られており、レプトンフレーバーの保存と呼ばれる。

表 2: 素粒子の周期律表：フェルミオン

| レプトン：スピン $\frac{1}{2}\hbar$ |                     |   |                          |                                   |                        |                          |
|-----------------------------|---------------------|---|--------------------------|-----------------------------------|------------------------|--------------------------|
| 電荷<br>[e]                   | 第一世代                |   | 第二世代                     |                                   | 第三世代                   |                          |
|                             | フレーバー               | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ]                        | フレーバー                    | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ]          | フレーバー                  | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ] |
| 0                           | $\nu_e$<br>電子ニュートリノ | $< 2.5 \times 10^{-9}$<br>95%C.L.               | $\nu_\mu$<br>ミューオンニュートリノ | $< 1.9 \times 10^{-4}$<br>90%C.L. | $\nu_\tau$<br>タウニュートリノ | $< 0.018$<br>95%C.L.     |
| -1                          | $e$<br>電子           | $5.11 \times 10^{-4}$                           | $\mu$<br>ミューオン           | 0.106                             | $\tau$<br>タウ           | 1.777                    |
| クォーク：スピン $\frac{1}{2}\hbar$ |                     |   |                          |                                   |                        |                          |
| 電荷<br>[e]                   | 第一世代                |   | 第二世代                     |                                   | 第三世代                   |                          |
|                             | フレーバー               | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ]                        | フレーバー                    | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ]          | フレーバー                  | 質量 [GeV/c <sup>2</sup> ] |
| $+\frac{2}{3}$              | $u$<br>アップ          | $1.5 \times 10^{-3} \sim$<br>$4 \times 10^{-3}$ | $c$<br>チャーム              | 1.15~1.35                         | $t$<br>トップ             | 174.3                    |
| $-\frac{1}{3}$              | $d$<br>ダウン          | $5.11 \times 10^{-4}$<br>$8 \times 10^{-3}$     | $s$<br>ストレンジ             | 0.106                             | $b$<br>ボトム             | 4.1~4.4                  |

## 2 ニュートリノ

### ニュートリノの発見

1931年、Wolfgang Pauliにより、中性で質量を持たない、スピン  $\frac{1}{2}$  の粒子が予言された。これは、原子核のベータ崩壊で観測された電子のエネルギーが、単色ではなく連続成分であったことを説明するために考え出されたものである。そして1956年、Clyde L. Cowan と Frederick Reines による原子炉実験により、その謎の粒子であるニュートリノの存在が確認された。

ニュートリノは重力相互作用を除き弱い相互作用しかしない特徴がある。そのため、ニュートリノを直接検出するのは非常に困難であり、その存在が予言されてから、Cowan と Reines による発見までは実に20年もの時間を要した。

その後、1967年にホームステーク炭鉱で Raymond Davis により太陽から来る太陽ニュートリノの観測が行われた。そのちょうど20年後、日本の岐阜県神岡町の **Kamiokande(Kamioka Nucleon Decay Experiment)** 実験により、リアルタイムで太陽ニュートリノの観測が行われた。これは、ニュートリノの到来方向も検出することができる画期的な実験であった。そして奇跡的に、同年に大マゼラン星雲にある超新星 SN1987A が爆発したことにより、そのニュートリノのバーストはカミオカンデで記録することができ、超新星爆発の仕組みの解明が大きく進んだ。そうして花ひらいたニュートリノ物理学の分野は、今日まで著しく発展を遂げている。

ニュートリノには、表2で述べた世代ごとの分類のほかに、たびたび観測手法による分類がなされる。以下では過去に行われた代表的なニュートリノ観測実験について述べる。

### 太陽ニュートリノ

太陽は我々の身の回りで、最も強力なニュートリノ発生源である。太陽中心部では以下に示すような核融合反応が絶えず起こっており、明るく宇宙を照らしている。



4つの陽子が融合して1つのヘリウム4原子核(陽子2つ、中性子2つ)が作られる際に核融合エネルギーが放出され、同時に2つの陽電子と2つの電子ニュートリノが生成される。この反応で生成される電子ニュートリノを「太陽ニュートリノ」と呼ぶ。このうち  $6.6 \times 10^{10}$  個/cm<sup>3</sup>/s もの太陽ニュートリノが地球に降り注いでいる。これらの太陽中心で生まれたニュートリノは地球までおよそ8分で到着する。太陽中心で起こった核融合反応による熱が太陽表面に現れるまで10万年ほどかかるため、光では10万年前の太陽の活動を見ていることになるが、ニュートリノでは太陽中心の活動状況をほぼリアルタイムで観測することができる。

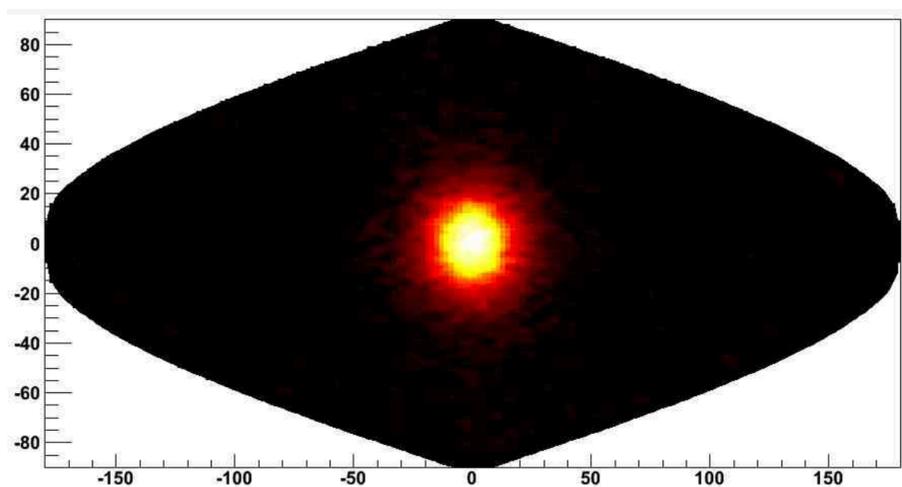


図2: ニュートリノで観た太陽 [4]。太陽を中心に配置する座標系を用い、黄色い部分がその方向からの事象が多いことを示す。

初めての太陽ニュートリノ観測実験である Davis によって行われた Homestake 実験では、以下の反応で生成されるアルゴンを観測することで太陽ニュートリノのフラックスを見積もった。

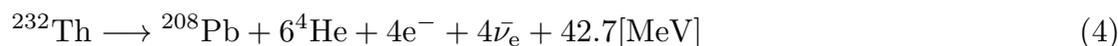
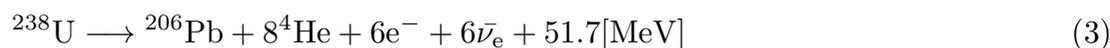


しかしながら、ニュートリノが飛来してくる方向を測定することはできず、観測された反応率は、標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) から予想される値の約 1/3 程度であった。この理論値と観測値のずれから、この理論値と観測値のずれは「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれた。

その後、スーパーカミオカンデは、2000 年 6 月、史上最も高精度での太陽ニュートリノフラックスの観測結果を報告した。その結果、観測された太陽ニュートリノフラックスは SSM で予想される強度の約 45% であることを 99.9% 以上の信頼度で確認し、太陽ニュートリノ問題がニュートリノ振動によるものであることを示唆した。しかしながら、ニュートリノの性質や、SSM には、太陽ニュートリノの振動パラメータ (質量差、混合角) の真の値、太陽ニュートリノに対する地球内部の物質効果の確認、太陽内部の化学的組成の解明、等の未だ多くの疑問点が残されていた。

## 地球ニュートリノ

地球内部には、ウランをはじめとする放射性元素が多く存在する。これらが以下のように、ベータ崩壊することにより地球内部で熱が発生すると同時にニュートリノが生成される。これを地球ニュートリノという。



2005 年には、岐阜県神岡町にある **KamLAND (Kamioka Liquid scintilater Anti Neutrino Detector)** で初の実験的研究結果が報告され、地表からの熱流量の約半分はこれら放射性物質からの放射化熱であることを示し、「ニュートリノ地球科学」の分野を創出した。地球深部の情報は、未だ謎が多い。ボーリングによるサンプル採取は 12 km ほどの深度が限界であり、地上噴出岩石の最大生成深度は 200 km 程度である。地球ニュートリノは、これよりさらに深い、地球心部の化学組成に関する直接の情報をもたらすことが期待されている。

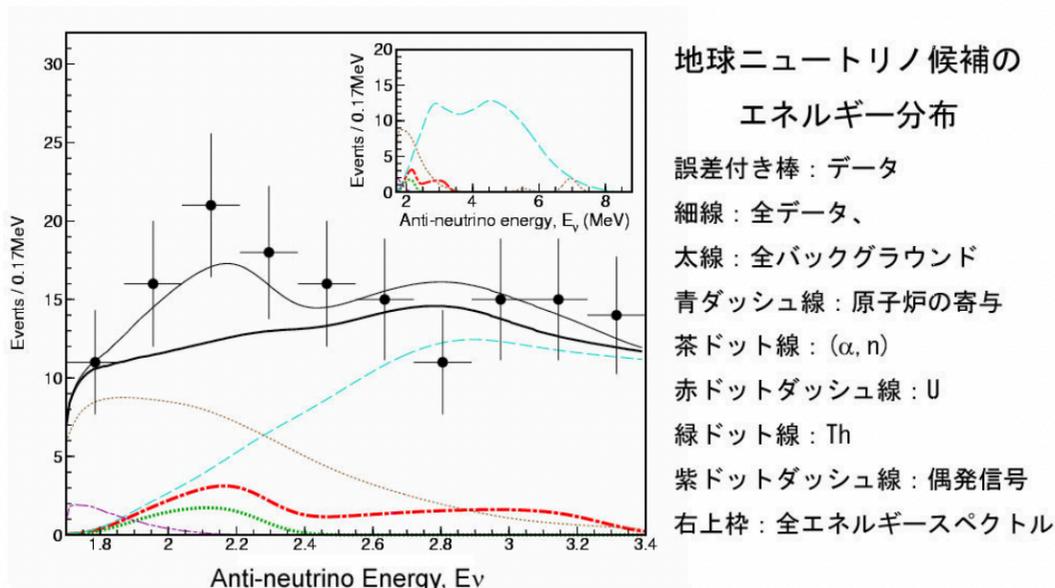


図 3: KamLAND が 750 日間観測して得た地球ニュートリノデータ

## 原子炉ニュートリノ

KamLAND が設置されている飛騨市は、当時世界最強の柏崎刈羽の原子力発電所や、若狭湾の原子炉群などから平均して 180 km 程度離れたところに位置する。太陽が核融合反応を通じて電子ニュートリノを生成するのに対

し、原子炉は核分裂反応によってその反粒子である反電子ニュートリノを生成する。各原子炉の運転履歴から反電子ニュートリノの生成量は正確に計算できることから、180 km の距離を反電子ニュートリノがどのように伝搬するかを調べることができる。KamLAND 実験では、この原子炉からの反電子ニュートリノ観測を行い、ニュートリノ振動を2サイクルにわたり捉え、ニュートリノ振動パラメータの精密測定を達成した。

KamLAND 実験では太陽ニュートリノ問題と同様に原子炉からの反電子ニュートリノの観測数が予測値から有意に少ないことを示し高い信頼度で反電子ニュートリノが消失していることが確認された。これは2種類のニュートリノ間の振動を仮定すると矛盾がなく、KamLAND 実験では  $\Delta m^2$  を最も精密に測定し、 $\Delta m^2$  と  $\theta$  パラメータの最適値が LMA と呼ばれるパラメータ領域にあることを明らかにした。その後もニュートリノ振動パラメータの精密測定を行い、原子炉からの反電子ニュートリノの2サイクルにわたる振動を観測した。

太陽ニュートリノの測定結果と組み合わせることによって最も精密な振動パラメータが得られた。

## 超新星ニュートリノ

超新星爆発とは太陽の8倍以上の質量を持つ恒星が、その一生を終える時に起こす大爆発のことである。この超新星爆発の際、太陽が45億年間に放出する全エネルギーの99%以上を、約10秒間にニュートリノとして放出する。

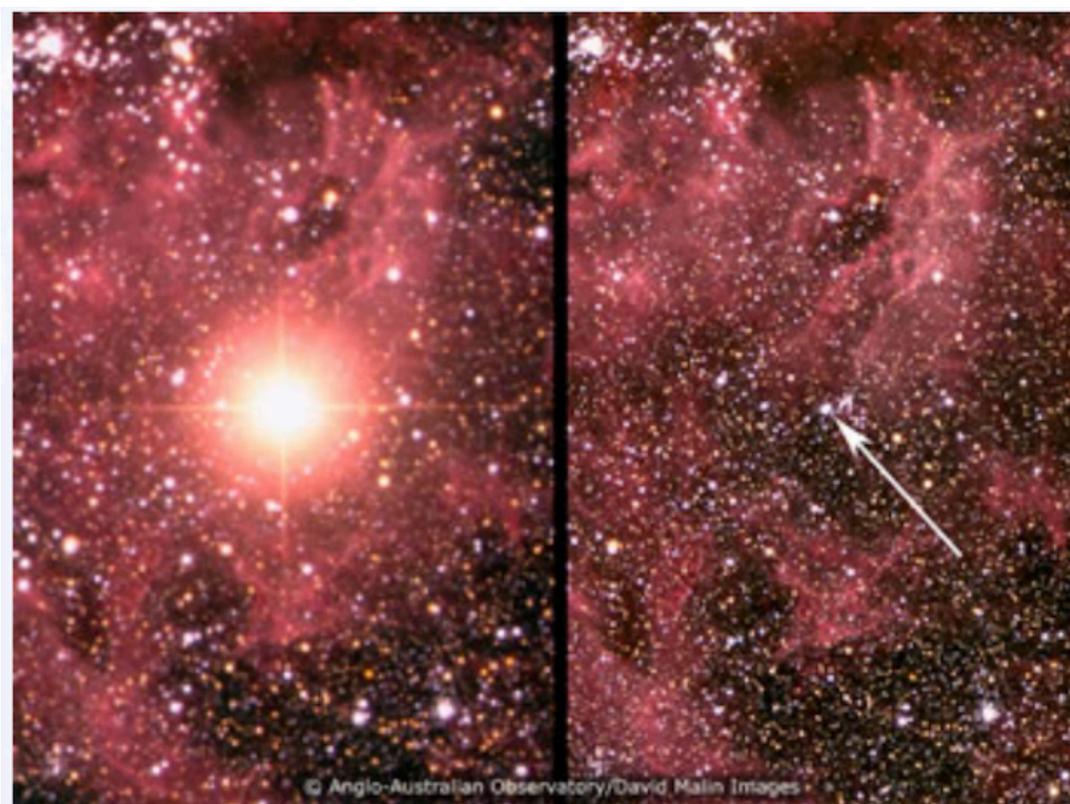


図4: 1987年2月23日、大マゼラン星雲で発生した超新星 SN1987A。右は爆発前 [4]

1987年2月23日、小柴昌俊氏を中心とするカミオカンデ実験で、大マゼラン星雲で発生した超新星爆発に伴うニュートリノ11例を世界で初めて観測した。これにより、超新星爆発の理論が正しいことが証明され、ニュートリノを観測手段とするニュートリノ天文学の幕開けとなった。同実験により2002年に同氏はノーベル物理学賞を受賞した。

天の川銀河内でも、10年から50年に一度程度の割合で、超新星爆発が起きていると考えられている。このニュートリノのエネルギーと到達時間を正確に観測することで、星の爆発のメカニズムを精度良く知ることができる。また、重い星の超新星爆発の場合、ニュートリノ観測により、ブラックホールを直接見ることも期待できる。超新星爆発後、ニュートリノは光より早く星の外に放出される。このため、超新星ニュートリノのリアルタイム観測は世界の天文台が爆発の瞬間を捕らえるための助けになることが期待されている。

## 大気ニュートリノ

大気ニュートリノとは、宇宙から地球に降り注ぐ宇宙線（主に陽子）が大気中の原子核と衝突した結果できるパイオンやミュオン崩壊から生じるニュートリノのことであり、宇宙線が大気中の原子と反応し一部が以下の反応を起こすことで電子ニュートリノとミュニュートリノの2種類が生成される。

$$p + A \rightarrow \pi^\pm(K^\pm) + X \quad (5)$$

ここで生成された  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  は順に崩壊し、

$$\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (6)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (7)$$

となり、2GeV以下のエネルギー領域では地表に到達する  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  の個数が理論上  $N(\nu_\mu)/N(\nu_e) \geq 2$  となる。しかし1980年代終わり頃から、複数の検出器でこれと一致しない結果が得られるようになった。

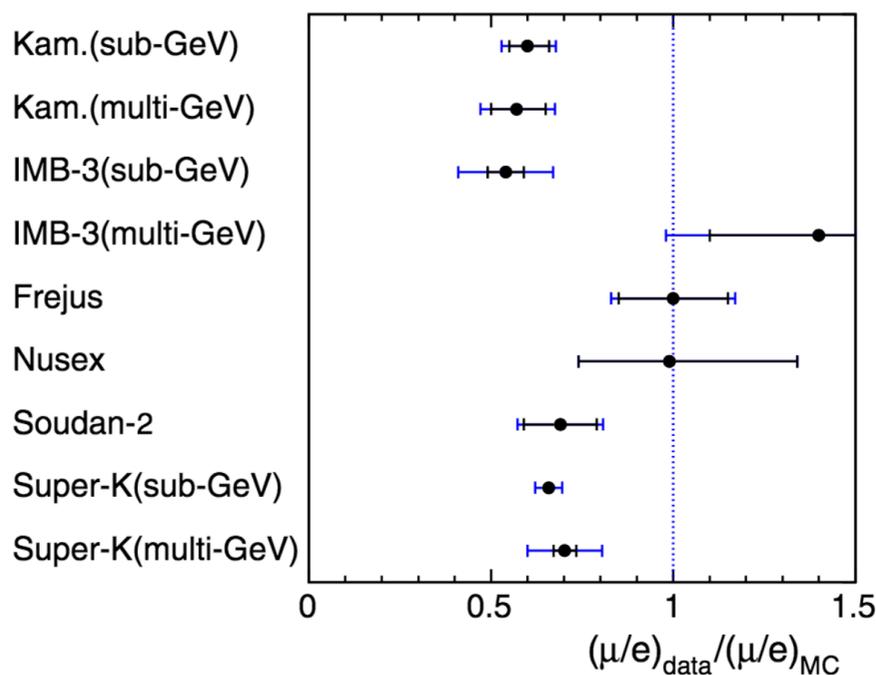


図 5: 大気ニュートリノの観測結果

太陽ニュートリノ問題と同様に、理論値と実験値の不一致がここにも生まれたのである。これを解決するために提唱され、後に実験で証明されたのがニュートリノ振動である。

スーパーカミオカンデ実験では、1998年に地球の裏側から飛来するミュニュートリノが理論の期待値の半分程度に減っているという結果を発表した。

これは、ミュニュートリノが地球を通過する間に、タウニュートリノに変化し、観測されることなくすり抜けていることでうまく説明できる。ニュートリノが飛行中に別の種類のニュートリノに変化するこの現象は、「ニュートリノ振動」と呼ばれる。ミュニュートリノが振動していることという発見は、ニュートリノがゼロでない質量を持っていることを示し、ニュートリノは質量を持たないとした素粒子の標準理論の拡張をせまる実験結果として、世界中の物理学者の注目を集めた。

## ニュートリノ振動

素粒子であるニュートリノは、「粒子」と「波」の異なる性質を併せ持つ。そのため、それぞれ異なる質量の固有状態を持つニュートリノ 1(質量  $m_1$ )、ニュートリノ 2(質量  $m_2$ )、ニュートリノ 3(質量  $m_3$ ) は、それぞれ異なる振動数を持つ波として空間を伝搬する。ニュートリノのフレーバーは、質量の固有状態の波の重ね合わせとなり、ニュートリノが空間を飛ぶ間に波の位相が変化し、フレーバーの種類が移り変わる。

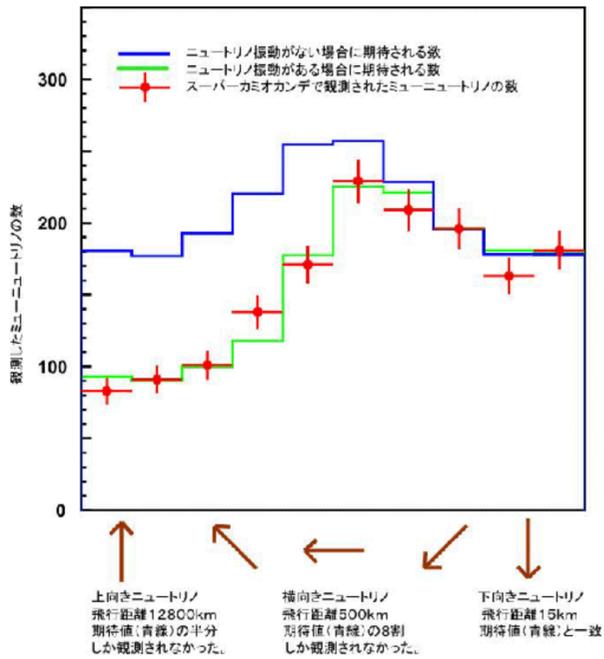


図 6: ミューニュートリノの方向分布 [4]

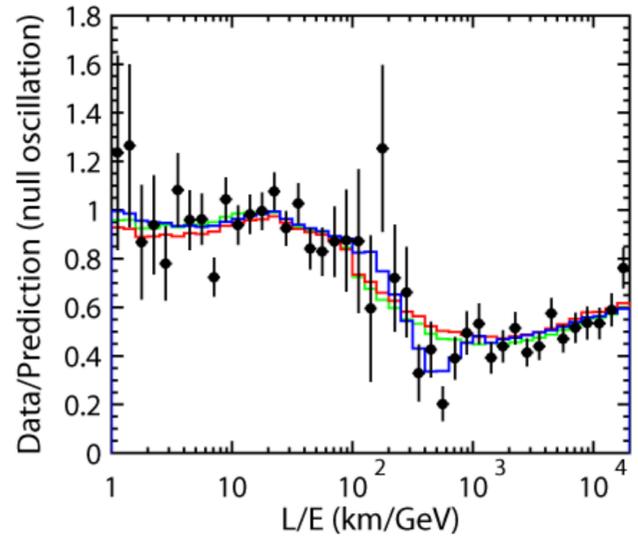


図 7: 飛行距離 (L)/エネルギー (E) に対するミューニュートリノの到達確率 [4]

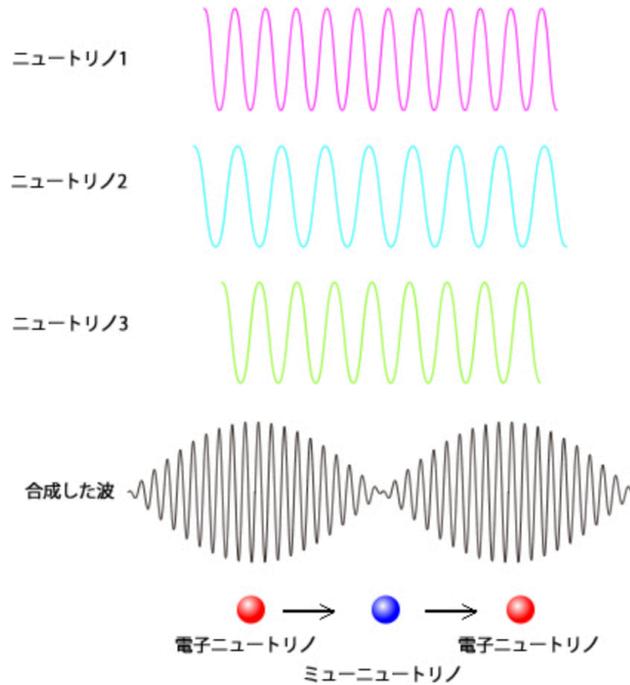


図 8: 波の重ね合わせの性質を持つニュートリノ

ニュートリノの混合は、3つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$  と、CP 位相のパラメータで表される。またニュートリノの各フレーバーの固有状態 ( $i = e, \mu, \tau$ ) は質量固有状態 ( $j = 1, 2, 3$ ) の重ね合わせで記述される。

$$|\nu_i\rangle = \sum_j U_{ij} |\nu_j\rangle \quad (8)$$

まずは簡単のため、フレーバーを  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の2世代としてニュートリノ振動を考える。

ここで混合行列  $U$  は以下のように表せる。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (9)$$

これを用いると、式 (8) は

$$\begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (11)$$

と書ける。

ここで、エネルギー固有状態  $|\nu_i(t)\rangle$  の時間発展を考える。シュレーディンガー方程式より

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu_i(x,t)\rangle = \hat{H}|\nu_i(x,t)\rangle = E_i|\nu_i(x,t)\rangle = -\frac{1}{2m_i}\frac{\partial^2}{\partial x^2}|\nu_i(x,t)\rangle \quad (12)$$

この解は自由粒子の波動関数で以下のように表せる。

$$|\nu_i(x,t)\rangle = \exp(-i(E_it - p_ix))|\nu_i(0,0)\rangle \equiv \exp(-i\phi_i)|\nu_i(0,0)\rangle \quad (13)$$

ここで  $\phi_i = (E_it - p_ix)$  とした。

フレーバー  $e$  のニュートリノの時間発展を考えると、

$$\begin{aligned} |\nu_e(x,t)\rangle &= \cos\theta|\nu_1(x,t)\rangle + \sin\theta|\nu_2(x,t)\rangle \\ &= \cos\theta e^{-i\phi_1}|\nu_1(0,0)\rangle + \sin\theta e^{-i\phi_2}|\nu_2(0,0)\rangle \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} |\nu_\mu(x,t)\rangle &= -\sin\theta|\nu_1(x,t)\rangle + \cos\theta|\nu_2(x,t)\rangle \\ &= -\sin\theta e^{-i\phi_1}|\nu_1(0,0)\rangle + \cos\theta e^{-i\phi_2}|\nu_2(0,0)\rangle \end{aligned} \quad (15)$$

上の式をまとめて行列で書くと以下のようになる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} |\nu_e(x,t)\rangle \\ |\nu_\mu(x,t)\rangle \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1(0,0)\rangle \\ |\nu_2(0,0)\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e(0,0)\rangle \\ |\nu_\mu(0,0)\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\theta e^{-i\phi_1} & \sin\theta e^{-i\phi_2} \\ -\sin\theta e^{-i\phi_1} & \cos\theta e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e(0,0)\rangle \\ |\nu_\mu(0,0)\rangle \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2\theta e^{-i\phi_1} + \sin^2\theta e^{-i\phi_2} & \cos\theta\sin\theta(-e^{-i\phi_1} + e^{-i\phi_2}) \\ \cos\theta\sin\theta(-e^{-i\phi_1} + e^{-i\phi_2}) & \sin^2\theta e^{-i\phi_1} + \cos^2\theta e^{-i\phi_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e(0,0)\rangle \\ |\nu_\mu(0,0)\rangle \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

電子ニュートリノとして生成され、時間発展後も電子ニュートリノで観測される確率  $P_{ee}$  は

$$P_{ee} = |\langle \nu_e(0,0) | \nu_e(x,t) \rangle|^2 \quad (17)$$

で与えられる。右辺は

$$\langle \nu_e(0,0) | \nu_e(x,t) \rangle = (\cos^2\theta e^{-i\phi_1} + \sin^2\theta e^{-i\phi_2}) \quad (18)$$

なので、式 (17) は

$$\begin{aligned} P_{ee} &= (\cos^2\theta e^{-i\phi_1} + \sin^2\theta e^{-i\phi_2})(\cos^2\theta e^{i\phi_1} + \sin^2\theta e^{i\phi_2}) \\ &= \cos^4\theta + \sin^4\theta + \cos^2\theta\sin^2\theta(e^{i(\phi_1-\phi_2)} + e^{-i(\phi_1-\phi_2)}) \\ &= (\cos^2\theta + \sin^2\theta)^2 - 2\cos^2\theta\sin^2\theta + \cos^2\theta\sin^2\theta(2\cos(\phi_1 - \phi_2)) \\ &= 1 - 2\cos^2\theta\sin^2\theta(1 - \cos(\phi_1 - \phi_2)) \\ &= 1 - 2\left(\frac{1}{4}\sin^2 2\theta\right)\left(2\sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right)\right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \end{aligned} \quad (19)$$

と求めることができる。ここで倍角の公式  $\sin 2\theta = 2\sin\theta\cos\theta$  と半角の公式  $\sin^2\frac{\theta}{2} = \frac{1-\cos\theta}{2}$  を用いた。

次に、 $\phi_i$  を求める。ここで  $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$  かつ  $p \gg m_i$  ( $p \approx E$ )、そしてニュートリノがほとんど光速 ( $c=1$ ) であることを考慮し、 $x = ct = t$  を用いると

$$\begin{aligned}
\phi_i &= (E_i t - p_i x) = (\sqrt{p_i^2 + m_i^2} - p_i) \cdot x \\
&= (p_i(1 + \frac{m_i^2}{p_i^2})^{1/2} - p_i) \cdot x \\
&\approx (p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} - p_i) \cdot x \\
&\approx \frac{m_i^2}{2E} \cdot x
\end{aligned} \tag{20}$$

となる。これを式 (19) に代入すると

$$\begin{aligned}
P_{ee} &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} L\right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L\right)
\end{aligned} \tag{21}$$

と求められる。

最後に最終項の単位を合わせる。 $\Delta m_{12}^2$  の単位は  $[\text{eV}^2]$ 、 $L$  の単位を  $[\text{m}]$ 、 $E$  の単位を  $[\text{MeV}]$  として考える。 $\sin$  の中で  $[\text{eV} \cdot \text{m}]$  の次元が残っているので、 $\hbar c = 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]$  を用いると最終項の単位は

$$\begin{aligned}
\frac{[\text{eV}^2] \cdot [\text{m}]}{[\text{MeV}]} &= \frac{10^{-12} [\text{MeV}^2] \cdot [\text{m}]}{[\text{MeV}]} \\
&= \frac{10^{-12} [\text{MeV}] \cdot [\text{m}]}{\hbar c (197 \cdot 10^{-15} [\text{MeV} \cdot \text{m}])} \\
&= \frac{10^3}{197} = 5.076 \dots \approx 5.08
\end{aligned} \tag{22}$$

これより式 (19) は最終的に以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
P_{ee} &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L\right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{5.08 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2]}{4E [\text{MeV}]} L [\text{m}]\right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{MeV}]} L [\text{m}]\right)
\end{aligned} \tag{23}$$

2世代と同様に3世代でも

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}$$

を用いると

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; (x, t)) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \\
&\quad + 2 \sum_{i < j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}
\end{aligned}$$

という3世代でのニュートリノ振動の式が導出される。

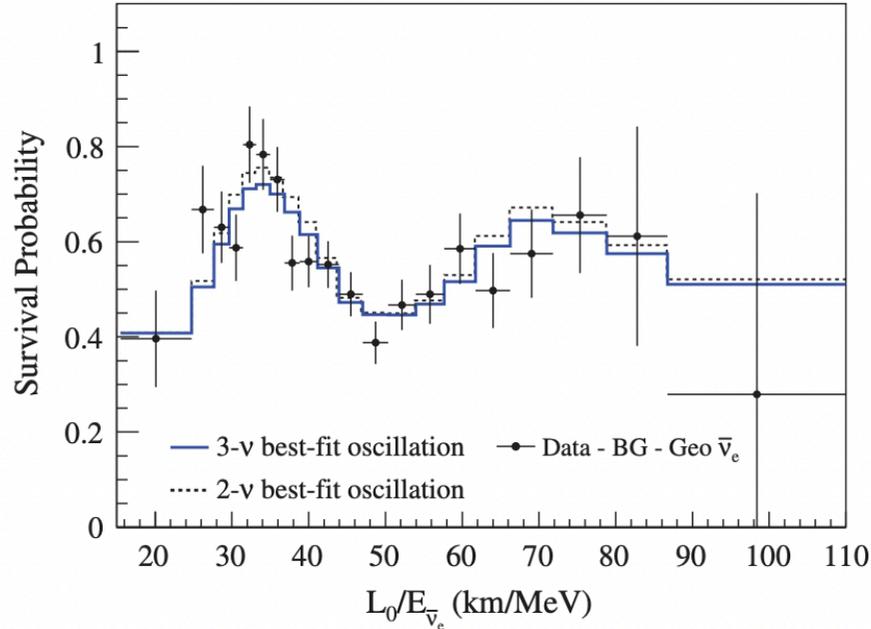


図9: KamLAND で検出されたニュートリノ振動。縦軸は  $\bar{\nu}_e$  の生存確率。横軸の距離/エネルギーに対して振動しているのが確認できる。

## 2.1 マヨラナニュートリノ

ニュートリノに関する「なぜ他の素粒子と比べて極端に軽いのか」という問題に対して、マヨラナ (Majorana) が提唱した仮説がニュートリノの**マヨラナ性** (Majorana properties) である。ある粒子がマヨラナ粒子であるためにはディラック方程式を満たし、かつ粒子と反粒子の区別がつかないことが条件である。ここで、ディラック方程式

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_D)\psi = 0 \quad (24)$$

これに対応するラグランジアン

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(\gamma^\mu i\partial_\mu - m_D)\psi \quad (25)$$

このうち、質量項 (ディラック質量項) は

$$\mathcal{L}_D = m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (26)$$

で与えられる。 $\psi_L, \psi_R$  はそれぞれ独立な2成分、合計4成分を持つが、マヨラナ性の二つ目の条件である粒子と反粒子の区別がつかないこと

$$\psi_{L,R}^c = (\psi^c)_{R,L} = (\psi_{R,L})^c \quad (27)$$

を用いると、自由度を2に減らすことができる。この時、ラグランジアンの質量項は

$$\mathcal{L}_L = \frac{1}{2}m_L(\psi_L\psi_L^c + h.c.) \quad (28)$$

$$\mathcal{L}_R = \frac{1}{2}m_R(\psi_R\psi_R^c + h.c.) \quad (29)$$

のように実数のマヨラナ質量  $m_{L,R}$  を用いて独立に記述できる。これら2つを合わせてマヨラナ質量項と呼び、この際にニュートリノが作る場をマヨラナニュートリノ場と呼ぶ。最も一般的なディラック-マヨラナ質量項は、上記

の2種の質量項を加えた

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{D+M} &= m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) + m_L\psi_L\psi_L^c + m_R\psi_R\psi_R^c + h.c. \\ &= [\bar{\psi}_L\psi_L^c] \begin{bmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{bmatrix} + h.c.\end{aligned}\quad (30)$$

で表される。右巻きニュートリノが観測されていないことから右巻きニュートリノの質量が非常に重く ( $m_D \ll m_R \equiv M$ ), 左巻きニュートリノのマヨラナ質量が非常に軽い ( $m_D \ll m_L \simeq 0$ ) と仮定すると、式(30)の質量行列は

$$\begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{bmatrix}\quad (31)$$

と書き直すことができる。この行列を対角化した時の固有値が質量固有値なので、

$$\begin{aligned}m_L &= \frac{1}{2}(M - \sqrt{M^2 - 4m_D^2}) \\ &\sim \frac{m_D^2}{M}\end{aligned}\quad (32)$$

となり、未だに観測されていない右巻きニュートリノの質量  $M$  を非常に大きくとることによって、観測できる左巻きニュートリノの質量  $m_L$  を小さくすることができる。右巻きニュートリノの質量  $M$  は非常に重いと考えられている。以上の機構は柳田 (Yanagida) によって提唱され、**シーソー機構** (seesaw mechanism) と呼ばれている。このようにニュートリノがマヨラナ粒子ならばその小さい質量を自然に説明できるが、ディラック粒子だと難しい。そのため、ニュートリノがマヨラナ粒子である見方が有力で、世界中で検証実験が行なわれている。現在ニュートリノのマヨラナ性を実証できる方法は一つしかなく、それが**ニュートリノを伴わない2重  $\beta$  崩壊**である。

## 2.2 質量階層構造

ニュートリノ振動によりニュートリノは質量を持ち、 $m_1, m_2, m_3$  の3種類あるということが明らかになった。太陽ニュートリノと原子炉ニュートリノの実験結果と大気ニュートリノの実験結果から3つの混合角とニュートリノの質量の2乗差が得られ、太陽内部の高密度電子による特徴的な物質効果から  $m_2 > m_1$  であることが分かったが  $m_3$  と  $m_2$  の質量がどちらが大きいのかという疑問や、各ニュートリノの質量の値は未だ解明されていない。

現在もニュートリノの質量に関しては、様々な実験からのアプローチを行いより厳しい制限を与えようとしている。

KamLAND による KamLAND-Zen 実験でも、ニュートリノ質量に対する制限に迫っている。図 10 は KamLAND-Zen が与えたのニュートリノ有効質量に対する上限値である。これより、準縮退型の質量の大部分が排除できたことが分かる。将来さらに2重ベータ崩壊観測の実験精度を高めて約 0.02 eV までの探索が実現すると、逆階層型のマヨラナニュートリノを検証することができる。

それぞれのニュートリノの質量は謎のままだが、 $m_1 < m_2$  の関係式は分かっており、ニュートリノ質量の相対関係は3つの階層構造モデルで示されている。

**標準質量階層構造** (Normal Hierarchy, NH)  $m_1 < m_2 < m_3$

**逆質量階層構造** (Inverted Hierarchy, IH)  $m_3 < m_1 < m_2$

**縮退構造**  $m_1 \approx m_2 \approx m_3$



$$2n \rightarrow 2p^+ + 2e^- \quad (35)$$

も起こし得る。これはニュートリノがマヨラナ粒子である場合のみに実現される反応で、放出される2つのニュートリノが原子核内で相殺されることにより起こる。

一般的な2重ベータ崩壊実験では2つの電子の合計エネルギーを測定するため、図12のようなスペクトルが期待される。2νモードでは崩壊時の運動エネルギーの一部がニュートリノによって持ち出されるためQ値を上端とする連続スペクトルが検出されるのに対し、0νモードでは全ての運動エネルギーが2つの電子に分配されるためQ値での線スペクトルが検出される。実際は検出器のエネルギー分解能により0νモードのピークも広がりを持つ上に0νモードのイベント数はとても少ないため検出が非常に難しい。

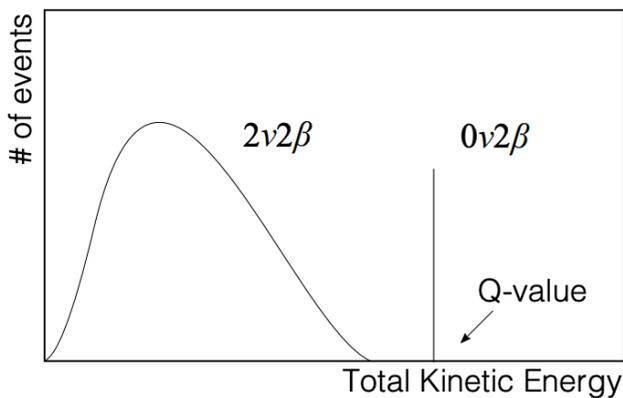


図12: 2重ベータ崩壊で期待されるスペクトル

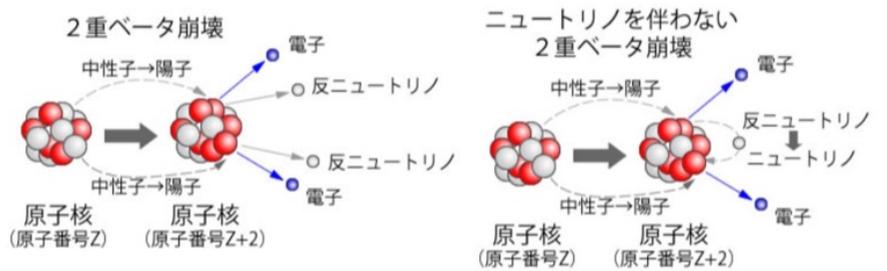
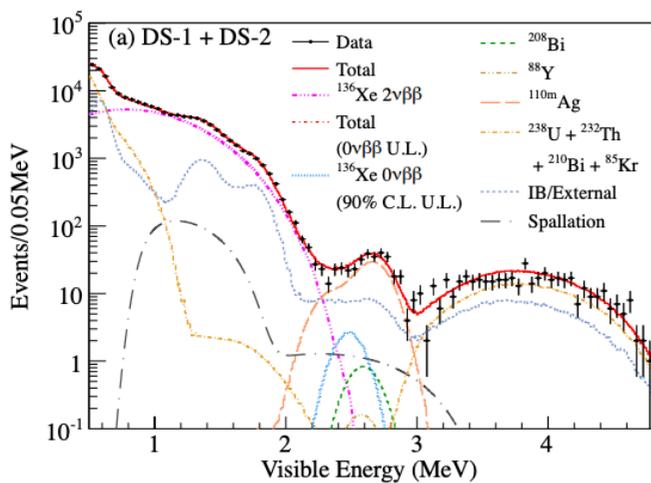
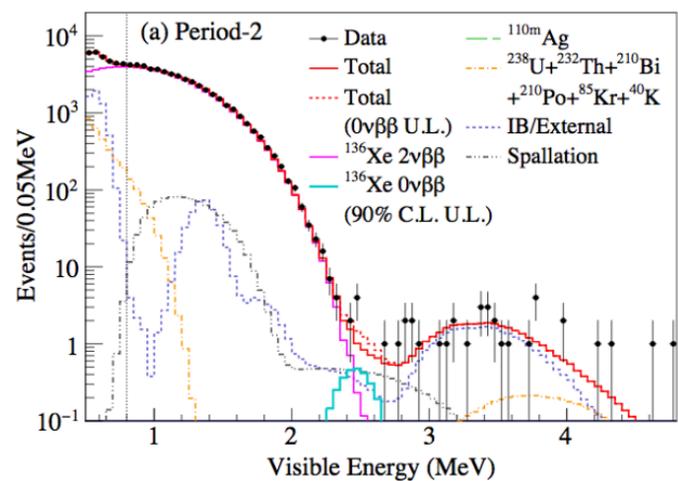


図13: 2重ベータ崩壊とニュートリノを伴わない2重ベータ崩壊

ニュートリノを伴わない2重ベータ崩壊探索実験は半減期が長く、非常に稀な崩壊事象であるため、2重ベータ崩壊核が大量にあること、極低放射能環境であること、エネルギー分解能が優れていることといった厳しい条件が必要になる。後述するKamLAND-Zen実験は以上の条件を全て満たし、現在も高感度0νββ探索を行なっている。



(a) KamLAND-Zen400 1st phase



(b) KamLAND-Zen400 2nd phase

図14: KamLAND-Zenのこれまでの結果。1st phaseが純化作業前、2nd phaseが純化作業後

## 3 ミューオン

ミューオンは初めて 1936 年にカール・アンダーソンとセス・ネッダーマイヤーによって宇宙線の中に観測された。粒子が霧箱の中で描く曲飛跡から、電子と同じ電荷だが電子より重い新粒子であると推定された。1937 年には、日本の理化学研究所の仁科芳雄のグループ（仁科芳雄、竹内証、一宮虎雄）およびストリート（J.C. Street）とスティヴンソン（E.C. Stevenson）らが独立に、ウィルソン霧箱実験によって新粒子の飛跡を捉えた。

ミューオンは質量以外の点においては（ミューオンの質量は電子の約 200 倍である）、電子と同じ振る舞いをする。電子に比べ質量の大きい分、制動放射が起こりにくく、エネルギー損失の主要過程は電離によるものである。そのため、ミューオンは物質の奥深くまで到達することができる。特に一次宇宙線のエネルギーを反映し、大気上層部で生成するミューオンは非常に高いエネルギーを持っている。例として、100 GeV ミューオンは地中約 200 m まで到達する貫通力がある。

これらのミューオンのような宇宙線はしばしばニュートリノ実験のバックグラウンドとなるため、大抵のニュートリノ実験は地下で行われる。ミューオンの単位長さあたりのエネルギー損失:  $q!dE/dx$  は  $2.0 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  程度であり、ほとんどのミューオンは岩盤中で遮蔽されるが、高エネルギーを持ったミューオンは検出器へ到達し、ニュートリノイベントのバックグラウンドとなる。

単電荷を持ち最小電離の粒子の電離と励起によるエネルギー損失は、空気中で  $1.8 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ 、水で  $2.0 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  である。

### 3.1 ミューオンの生成

#### 一次宇宙線

ミューオンの起源は一次宇宙線である。一次宇宙線は電離した原子核であり、その起源は宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線である。約 90% が陽子、9% が  $\alpha$  粒子、残りは鉄などの重い原子核だと考えられているが、その起源はまだよくわかっていない。

図 15 は一次宇宙線のエネルギースペクトルを表した図である。これを見ると、1 次宇宙線は強度（単位エネルギーあたりの宇宙線個数流束）が大まかには  $F(E) \propto E^{-\alpha}$  ( $\alpha$  は 2.5~3) で表されるべき型のスペクトルをもつ。ここで  $E$  は宇宙線のエネルギーである。現在までに  $10^{20} \text{ eV}$  に達する高エネルギー宇宙線の存在が確認されている。少なくとも  $10^{15} \text{ eV}$  までの宇宙線の大部分には天の川銀河系内に起源があるとされており、 $10^{15} \text{ eV}$  より上のエネルギーはその急勾配な構造から「ニー (knee)」と呼ばれている。

さらに、 $10^{19} \text{ eV}$  付近で再び折れ曲がる箇所は「アングル、ankle」と呼ばれている。ここを超えるとスペクトルの勾配は再び緩やかになる。さらに、約  $6 \times 10^{19} \text{ eV}$  以上では「トゥ (toe)」と呼ばれる急激な減少がみられ、(ただし、統計量がまだ十分でないため正確な形はまだよくわかっていない)、これは極高エネルギーの宇宙線は、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) と衝突してエネルギーを失うため、約  $10^{20} \text{ eV}$  付近を境にして、それ以上では急激に地球への到来数が減るはずであるという予想 (GZK カットオフ) の現れであると一般に解釈されている。

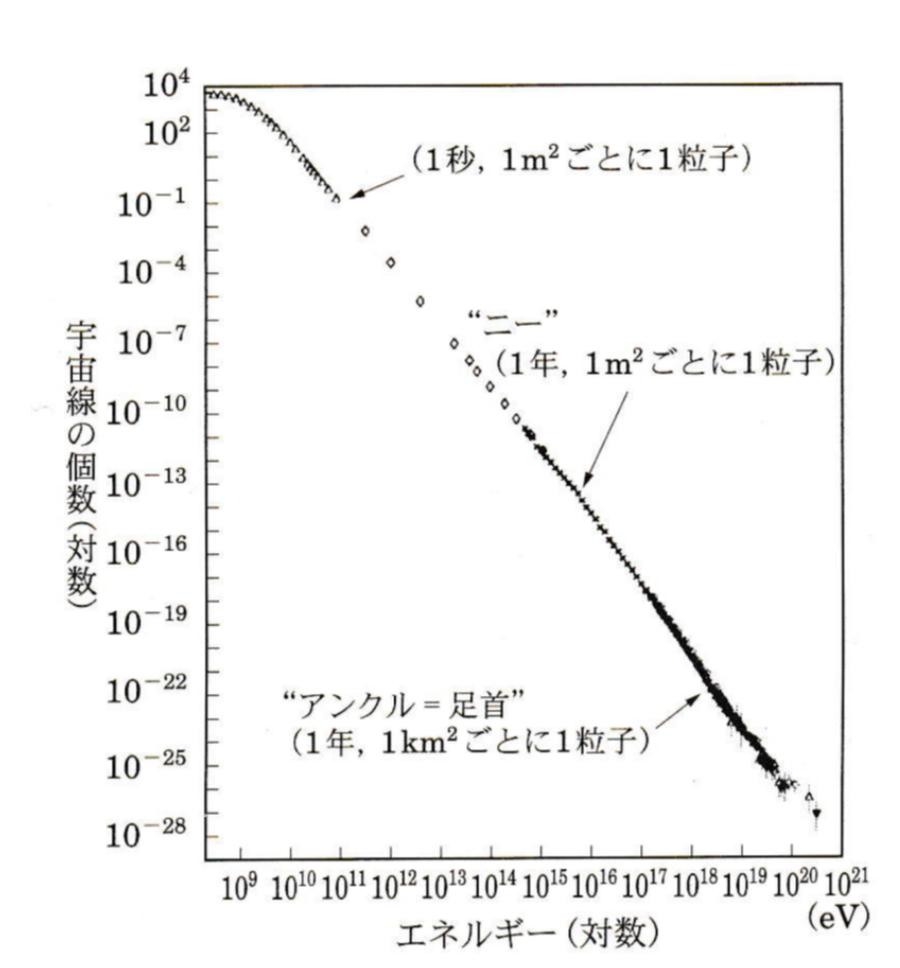
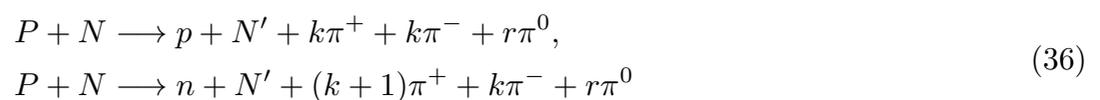


図 15: 宇宙線のエネルギースペクトル [5]

## 大気シャワー

大気中で一次宇宙線は図 16 のように変遷する。ハドロンの相互作用長は  $\lambda = 90 \text{ g/cm}^2$  なので、一次陽子はおおよそ 100 hPa の層に対応する高さで最初の相互作用をして、ハドロンカスケードを引き起こす。この一次宇宙線が大気中の物質と以下のような相互作用を起こすことで様々な二次宇宙線が生成される。ここで、一番多く生成される二次粒子はパイオンである。

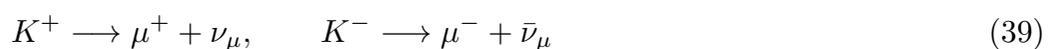
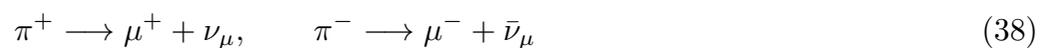


この式で  $k$  と  $r$  は生成された粒子の多重度であり、 $N$  は標的核子を表す。一次宇宙線は正電荷であり、この電荷は二次宇宙線にも保存される。一方パイオンの約 10% の確率でケオンが生成される。

中性パイオンは以下のように崩壊して、電磁カスケードを引き起こし、より短い放射長 (空気中で  $X_0 \approx \frac{1}{3}\lambda$ ) で発達する。



さらに、荷電パイオン (寿命 26 ns) と荷電ケオン (寿命 12.4 ns) が以下のように崩壊することでミューオンが生じる。



大気中で崩壊しない相対論的ミューオンのエネルギー損失は小さい ( $\approx 1.8 \text{ GeV/cm}$ )。このミューオンは地上では全ての荷電粒子の 80% を占め、二次粒子中で最大の割合になる。

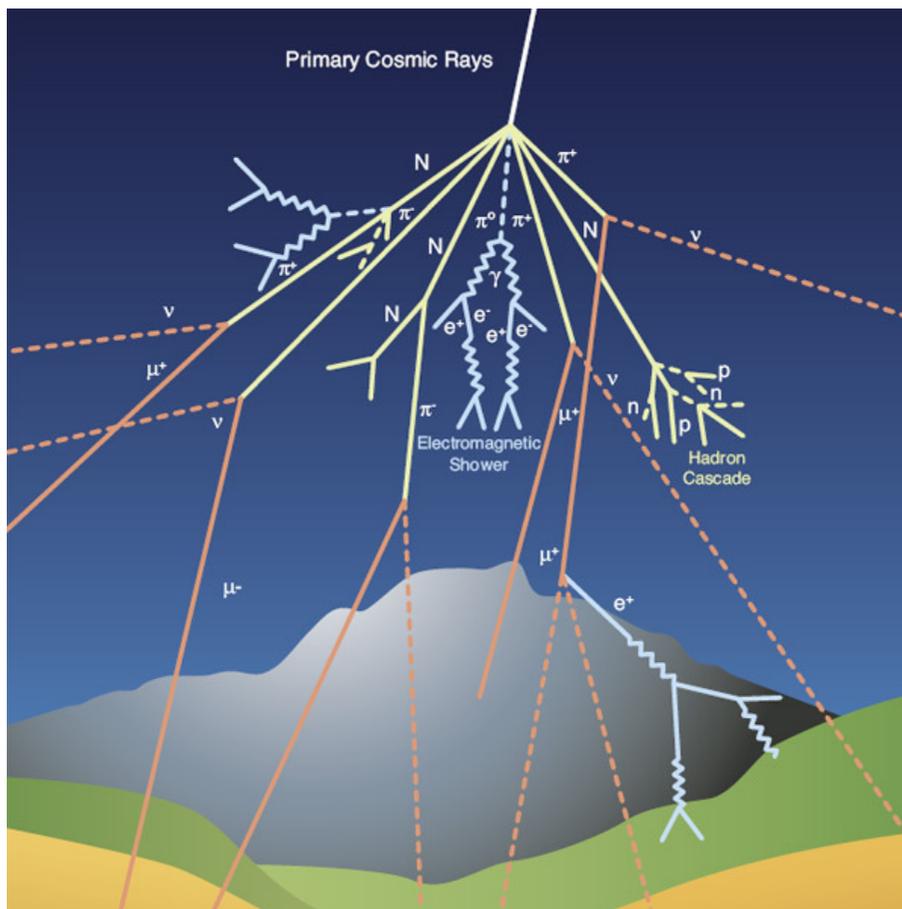


図 16: 一次宇宙線の大気中での変遷

## 3.2 ミューオン束

最初の粒子のエネルギーとともに、作られる二次粒子の多重度は増える。(1 TeV 陽子の、陽子-陽子相互作用であれば、荷電粒子の多重度は約 15)。このような相互作用で生成された二次粒子は主にミュオンに崩壊する。このように、高エネルギーの一次宇宙線が大気上空でシャワーを起こし、**ほとんど平行なミュオンの束**が生成されるような事象を**ミュオン束 (muon bundle)**と呼ぶ。図 17 はスイスのジュネーブにある CERN(欧州原子核研究機構)の LEP(大型電子陽電子加速器)で観測された平行ミュオン束を示す。

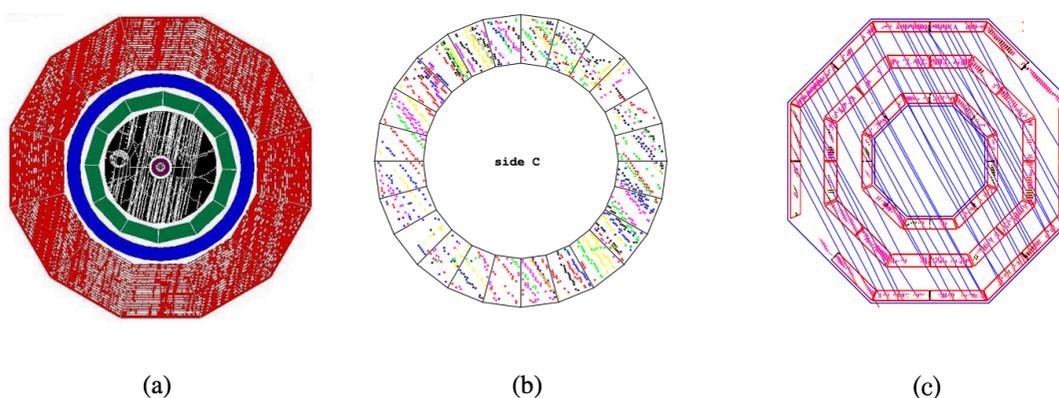


図 17: LEP の検出器 (a)ALEPH, (b)DELPHI, (c)L3+C で観測されたミュオン束事象 [6]

図 18 は、各深さごとのミュオン束の横方向距離とフラックスを表している。これを見ると、ミュオン同士の距離が 2 m から 5 m のミュオン束が多く地中に到達していることがわかる。

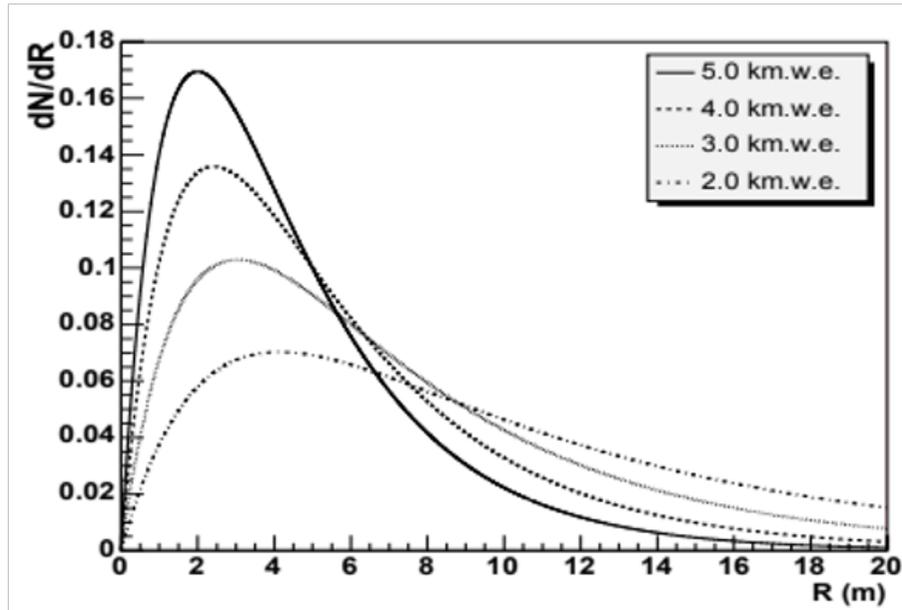


図 18: 深さごとのミュオン束の横方向距離とフラックス [7]

ミュオンの多重度が  $m$  の時、ミュオンのレート  $R_\mu$  は以下のように求められる [11]。

$$R_\mu = \int dA \cdot \hat{r} \int_{\Omega} d\Omega \Phi(m; h, \theta) \quad (40)$$

ここで、 $\Phi(m; h, \theta)$  はミュオン束のフラックスを表す関数で、[7] で与えられている。 $h$  は深さ、 $\theta$  は天頂角である。式 40 より、KamLAND における  $R_\mu$  は  $m = 1$  の時  $R_1 = 0.192$  Hz、 $m = 2$  の時  $R_2 = 0.019$  Hz と求められる。到来するミュオン事象のほとんどの多重度は 2 以下であると仮定すると、KamLAND で観測されるレート  $R_{obs}$  は  $R_1$  と  $R_2$  の和で表され、 $R_2$  の割合は

$$\frac{R_2/2}{R_{obs}} = \frac{R_2/2}{R_1 + R_2/2} \quad (41)$$

から、4.7% と求められる。実際は多重度が 3 以上のミュオン束も到来するため、ミュオン束のレートは 5% 程度と見積もることができる。

### 3.3 地下の宇宙線

ニュートリノ実験の多くは、宇宙線のバックグラウンドを遮断するために地下深くで行われる。ニュートリノ事象がごく少ないため、残留した宇宙線のフラックスが小さくとも、重要なバックグラウンドになる。そして、飛距離の長い大気ミュオン、ミュオンにより生成された二次粒子も重要なバックグラウンドになる。

ミュオンは電離作用、直接電子-陽電子対生成、制動放射、核との相互作用によってエネルギーを失う。高エネルギーにおいては、電離によるエネルギー損失過程はミュオンのエネルギーに比例して増加し、

$$-\frac{dE}{dx} = a + bE \quad (42)$$

これを積分すると、ミュオンの飛程が求められる。 $a, b$  はエネルギーによらない変数とすると、

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{-dE/dx} = \frac{1}{b} \ln \left( 1 + \frac{b}{a} E \right) \quad (43)$$

と表される。 $E < 100$  GeV の時、電離によるエネルギー損失が支配的である。この場合  $bE \ll a$  であるので

$$R = \frac{E}{a} \quad (44)$$

となる。

大気中の最小電離ミューオンのエネルギー損失は

$$-\frac{dE}{dx} = 1.82 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm})^2 \quad (45)$$

エネルギー 100 GeV のミューオンは岩石内で飛程約 40,000 g/cm<sup>3</sup> であり、160 m(水 400 m 相当) に相当する。

地上でのミューオンスペクトルとミューオンのエネルギー損失過程がわかると、ミューオンについて深さ-強度関係を定めることができる。地上のミューオン積分スペクトルは、およそベキ則で表されて、

$$N(> E) = AE^{-\gamma} \quad (46)$$

エネルギー-飛程関係 (43) を用いて、深さと強度の関係が得られる。

$$N(> E, R) = A\left[\frac{a}{b}(e^{bR} - 1)\right]^{-\gamma} \quad (47)$$

高エネルギーの時 ( $E_\mu > 1\text{TeV}, bE \gg a$ ), 指数項が効いてきて、

$$N(> E, R) = A\left(\frac{a}{b}\right)^{-\gamma} e^{-\gamma bR} \quad (48)$$

斜め方向からくる場合、地面が平らであれば吸収体の層は  $1/\cos\theta = \sec\theta$  ( $\theta$ :天頂角) で増えるので、斜め方向からのミューオンについて、深さ-強度関係は

$$N(> E, R, \theta) = A\left(\frac{a}{b}\right)^{-\gamma} e^{-\gamma bR \sec\theta} \quad (49)$$

となる。しかし、深度が浅い時、式 (44) や式 (47) からベキ則

$$N(> E, R) = A(aR)^{-\gamma} \quad (50)$$

が導かれる。

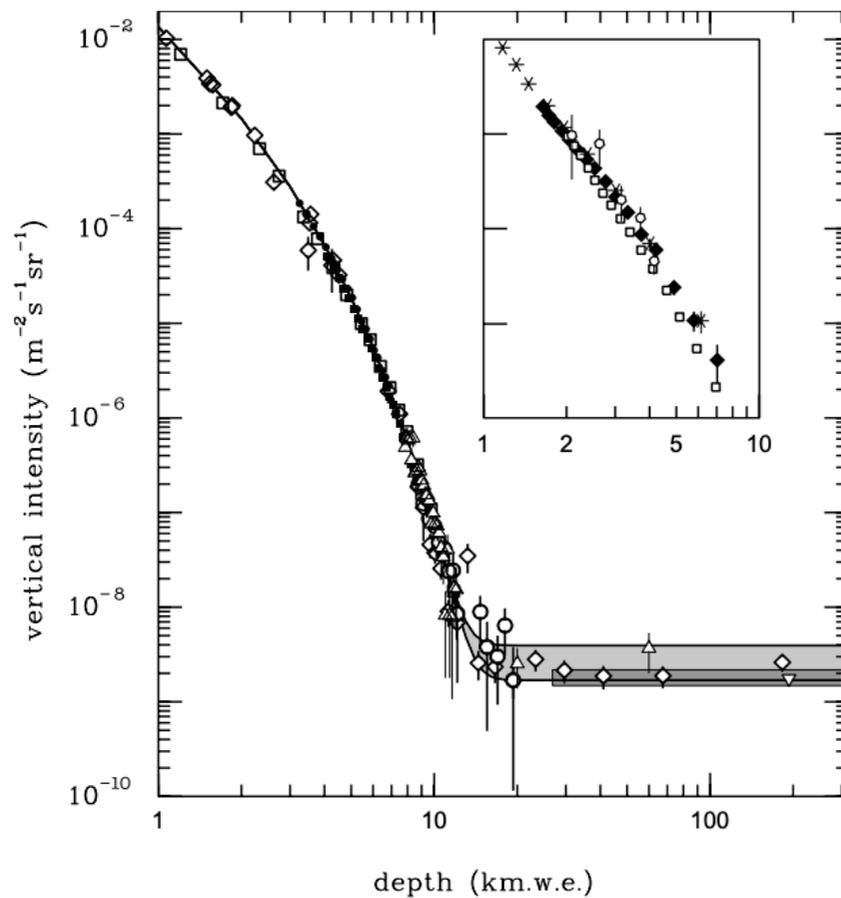


図 19: 鉛直方向からのミューオン強度と深さの関係 [8]

## 第2章 KamLAND 実験

岐阜県神岡町の池ノ山山頂直下約 1000 m の地下、神岡鉱山内にある KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、反ニュートリノの検出を目的にカミオカンデ跡地に作られた、世界最高レベルの極低放射能環境を実現する検出器である。2002 年からデータ取得を開始し、これまで原子炉ニュートリノからニュートリノ振動を観測したり、地球ニュートリノの観測から地球の内部の様子を探ってきた。現在は KamLAND-Zen (Zero Neutrino double beta decay) 実験が行われており、ニュートリノのマヨラナ性の探索を行っている。

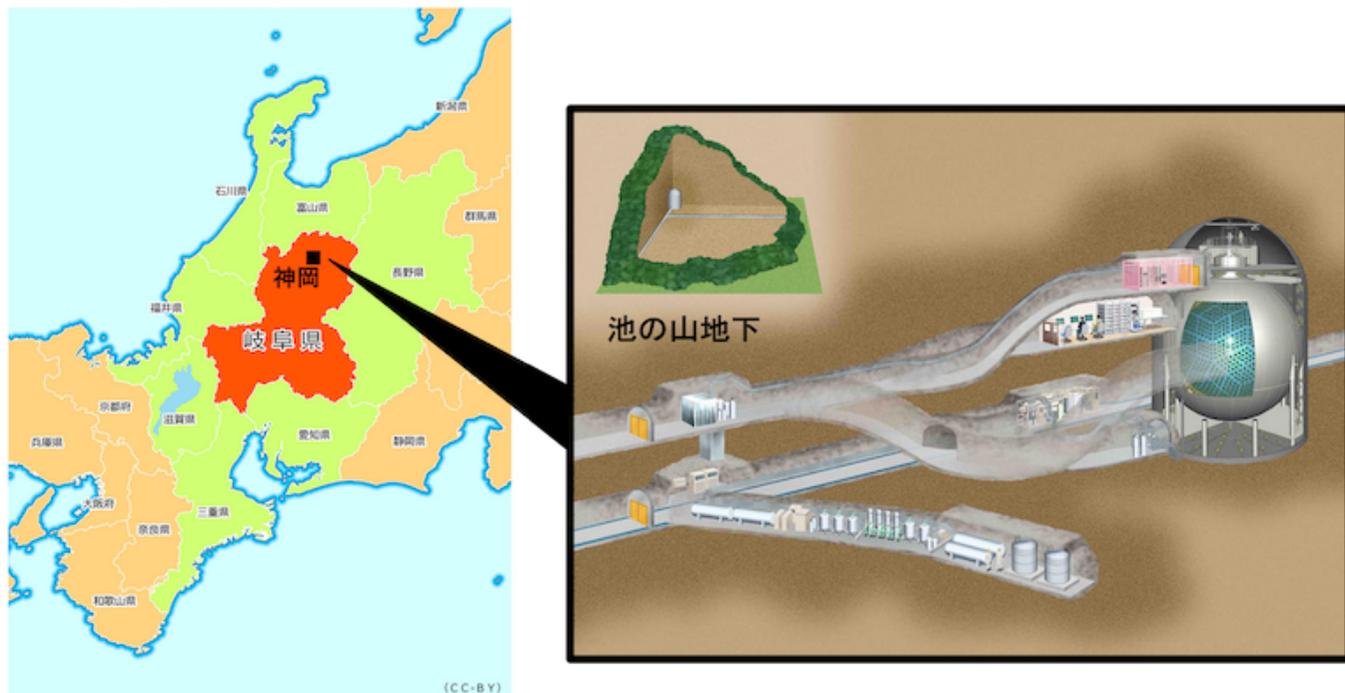


図 20: KamLAND 検出器の位置

### 1 検出器概要

KamLAND は大きく分けて内部検出器と外部検出器の 2 つの部分がある。

**外部検出器 (OD; Outer Detector)** は球形タンクの外側の部分で、超純水で満たされている。周囲の岩盤からくるガンマ線や高速中性子などを遮蔽し、チェレンコフ光を観測することで宇宙線ミューオンの veto にも用いられる。また、摂氏 10 度程度の超純水を 8 ton/hour で供給することで光電子増倍管 (PMT) の発熱による温度上昇を防ぎ、検出器全体を一定温度に保っている。建設時は 200 本以上の PMT が取り付けられていたが、2015 年までにその半数以上が使用不可の状態となっていた。このため、2016 年 1 月から約 3 ヶ月間外部検出器の改修を行い、PMT の配置や角度を変えて現在は 140 本が取り付けられている。

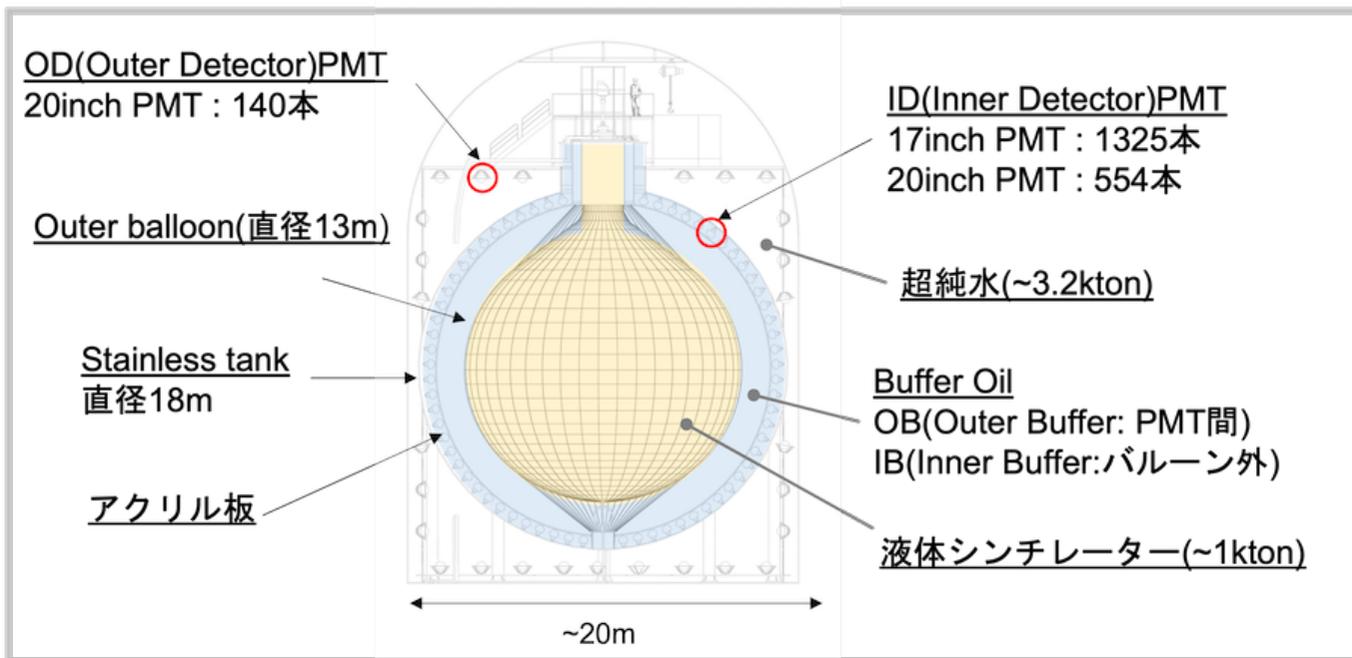


図 21: KamLAND 検出器の概要

**内部検出器 (ID; Inner Detector)** は直径 18 m の球形のステンレスタンクの内側の部分である。内側表面には 1325 本の 17-inch PMT と 554 本の 20-inch PMT が取り付けられている。

PMT のすぐ外側には厚さ 3 mm のアクリル板が敷き詰められ、PMT やステンレスタンクに含まれる微量のウランの崩壊によって放出されるラドンを遮蔽する。また、このアクリル板により、万が一ある PMT が割れた際に、その衝撃波で周囲の PMT が割れることを防げると考えられている。

アクリル板を隔て内側はバッファオイルが満たされている。直径 13 m、厚さ 135  $\mu\text{m}$  の透明なアウトバールンがあり、その中には液体シンチレーターが満たされている。バルーンはケブラーロープで支えられている。

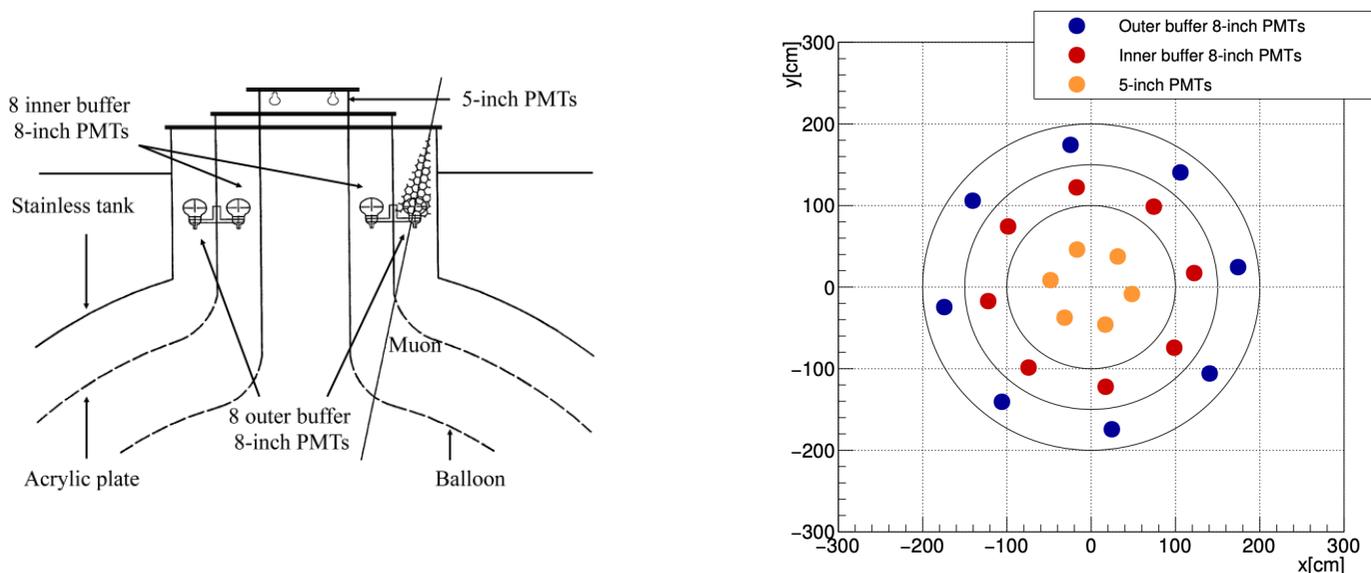


図 22: 8-inch PMT と 5-inch PMT の位置。左；横から見た図。右；上から見た図

## 1.1 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT; photomultiplier tube) は、光電効果により放出された電子を増幅することにより、高い感度を実現する光センサである。光子 1 個まで検出可能な超高感度、高速動作、低ノイズ、広い受光面積などを特長とし、分光分析、高エネルギー物理学、天文学、製版用ドラムスキャナ、医療診断 (ガンマカメラ、PET 等)、血液

分析、石油探査、環境測定、バイオテクノロジー、半導体製造、材料開発その他の用途に広く使用されている。

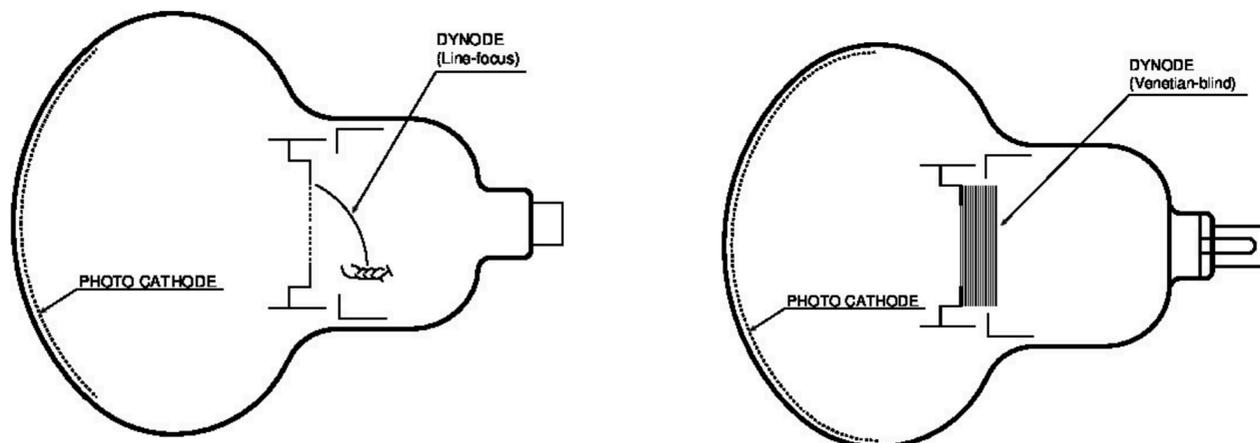


図 23: 光電子増倍管。左が 17-inch PMT, 右が 20-inch PMT。

PMT が光子を検出する原理は下図のようになっている。光電面に入射した光子が光電効果を起こし、真空中に光電子を生成する。生成された光電子はダイノードへ導かれ、二次電子を放出する。ダイノードによる二次電子の放出を多段に繰り返すことで信号を増幅し、ブリーダーで出力信号として取り出される。

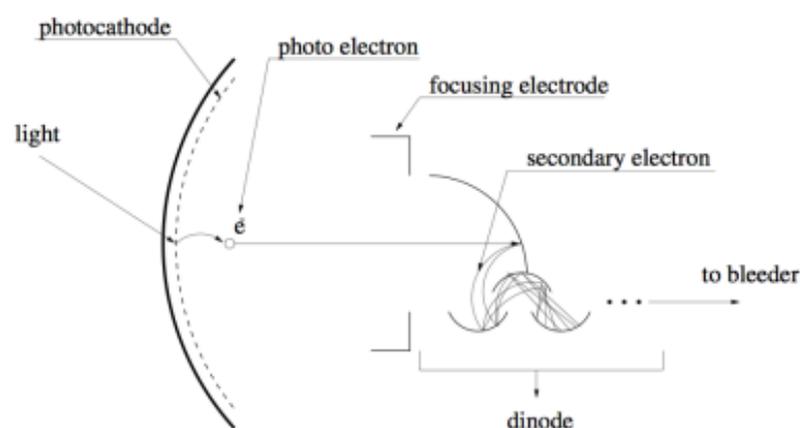


図 24: 光電子増倍管の検出原理

表 3: 17-inch, 20-inch PMT の性能 [1]

|  | 17-inch            | 20-inch        |
|--|--------------------|----------------|
| 有効光電面の面積                                 | 430 mm             | 460 mm min.    |
| ダイノード構造                                  | Box&Linear focused | Venetian blind |
| 量子効率                                     | 23%(390 nm)        | 23%(390 nm)    |
| T.T(Transit Time)                        | 110 ns             | 90 ns          |
| T.T.S(Transit Time Speed、HWHM; 電子走行時間分散) | 3.5 ns             | 77 ns          |

## 1.2 データ収集回路

KamLAND では KamFEE(KamLAND Front End Electronics) と MoGURA(Module for General Use Rapid Application) の 2つの DAQ(Data AcQuisition) システムが並行にデータ取得を行なっている。

KamFEE は KamLAND 開始当初から使用されており、MoGURA は宇宙線ミュオン後のデッドタイムを低減するため後に開発されたものである。この2つのDAQの基本設計はおおよそ同じであり、それぞれ独立のフロントエンドエレクトロニクスとトリガー回路により構成される。エレクトロニクスはデータ取得部分を担い、トリガー回路はヒット情報からデータ取得の判定を行う。

## KamFEE

KamFEE は1ボード12本のPMTを接続できるVMEボードで、40 MHzクロックで稼働する。幅広いエネルギー領域に感度を持たせるため、3種類のゲイン (high gain; 20倍、middle gain; 4倍、low gain; 0.5倍) が用意されている。PMTの信号波形はATWD(Analog Transient Waveform Digitizer)により、10-bit、1.49 nsec間隔、128回のサンプリングで行われる。1 photoelectron(p.e.) から1000 p.e. までのダイナミックレンジを実現している。約1.5 nsecごとにサンプリングするが、これは可変となっている。信号の読み出しに27  $\mu$ secかかるため、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer)を各PMTのチャンネルについて2つずつ搭載し、デッドタイムを軽減している。トリガー回路に送られるヒット判定には、ディスクリミネータを用いる。約0.3 p.e.(photo-electron)に相当するハードウェア閾値が設けられている。

## MoGURA

MoGURA は4つのゲイン (120倍、24倍、2.4倍、0.24倍) を用意した、50 MHzクロックで稼働するエレクトロニクスである。17-inch PMTにしか対応しておらず、ノイズレートもKamFEEと比較して高い。そのため、主要な解析はKamFEEで取得したデータで行い、KamFEEでは取得が困難な宇宙線ミュオン直後のイベントの解析にのみ、MoGURAで取得したデータを用いている。しかし、宇宙線ミュオン直後にはPMT中の残留ガスのイオン化によるアフターパルスの影響が大きく、MoGURAでも宇宙線ミュオン直後の物理事象の検出は完璧とまではいかない。

本論文では、KamFEEで取得されたデータを扱う。

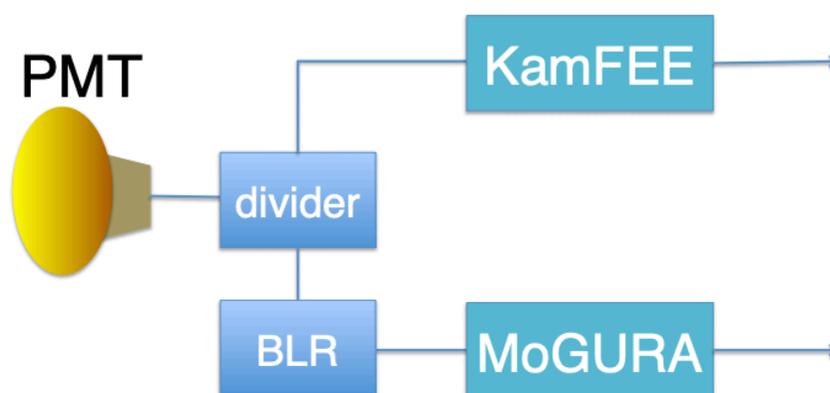


図 25: 信号分岐の概略図。PMTで検出した信号はdividerで分けられ、片方はKamFEEに送られる。もう一方はBLRを経由してMoGURAに送られる。

## トリガー

これらの FEE で各 PMT の信号波形を記録するのは、トリガーが発行された場合のみである。KamFEE および MoGURA のそれぞれに対応したトリガーボードが存在し、一定時間内に信号が入った PMT の数 (ヒット数、KamFEE では Nsum、MoGURA では NHit と呼ばれる) に応じてトリガーが発行され、データが記録される (ヒット数によってはトリガーが発行されず、データは記録されない)。また、一定時間ごとに発行されるトリガーも存在し、これが発行された場合にもデータが記録される。トリガーの中には波形を記録しないものも存在する。Nsum、NHit は波形取得を行っている最中にも計算されており、波形取得の開始から終わりまでの間の Nsum、NHit の最大値をそれぞれ NsumMax、NHitMax と呼んでいる。

トリガーの発行時刻を 0 としているため、イベントごとの PMT のヒット時刻は、一般的にはそこから巻き戻した負の値になる。

## 波形解析

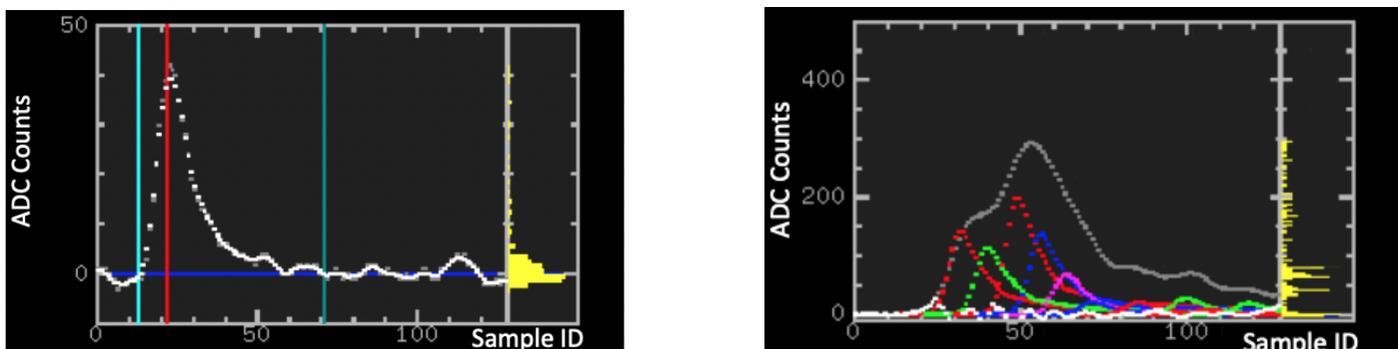


図 26: 左: KamFEE で取得された信号波形の例。左は 1 p.e. の波形。右: 宇宙線ミュオン時の波形。赤色の線が波形のピーク、水色の線が信号の立ち上がりと終わりを表す。右図では、灰色がもとの波形、色付きがフィッティングした波形を表し、色の付いた波形を灰色から差し引いた白い波形はほぼ 0 になっている。

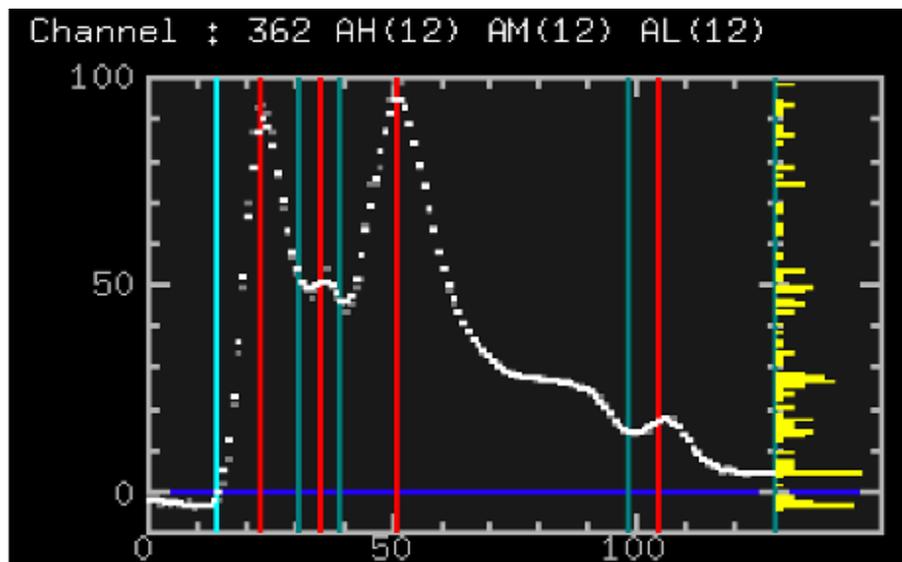


図 27: ミュオン束だと考えられる波形。白い波形に大きな山が 2 つ連続してあるのが確認できる。

KamFEE で取得された各 PMT のアナログ信号波形から電荷やタイミングなどの情報を得る。PMT で取得される波形はペDESTAL とよばれるオフセットをもつ。KamLAND では毎回の run の最初に各 PMT のペDESTAL を見積もり、波形解析を行う際にこのペDESTAL を差し引くことでベースラインを設定する。その後、ノイズによる高周波成分を除去するために波形のスムージングが施される。波形の時刻は最初の立ち上がりの最初のビンで定義され、波形のピークは微分係数によってもとめらる。電荷は波形の積分値によって決定され、この面積は 1 p.e. の波形面

積で規格化される。1 p.e. の波形面積は各 run、各 PMT で異なる値を持つため、run ごと、PMT ごとに較正している。また、時間スケールの精度を保証するために 40 MHz のクロックパルスを用いて run ごと、PMT ごとの較正を行なっている。

## 1.3 液体シンチレーター

液体シンチレーター (Liquid Scintillator:LS) は、放射線で励起されて蛍光を発する液体であり、一般的に有機溶媒と発光剤や波長変換剤などの溶質から構成される。LS による発光機構を以下に示す。

1. 放射線によって溶媒分子が励起される
2. 溶媒分子が脱励起し、一次シンチレーション光が放出される。
3. 一次シンチレーション光が溶媒分子に吸収され、溶質分子が励起される。
4. 溶媒分子が脱励起し、2 次シンチレーション光が放出される。溶質が n 種類の場合、3 と 4 を繰り返し、n 次シンチレーション光が放出される。

KamLAND では表 4 のような構成の液体シンチレーターを使用している。ドデカン (N-12) は有機溶媒であり、1 次シンチレーション光を放出する。1,2,4-トリメチルベンゼン (PC) がミネラルオイルとして密度調整や透過率低下を防ぐ役割を持つ。また、発光剤として 2,2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) が添加されており、2 次シンチレーション光を放出する。

表 4: 液体シンチレーターの組成 [2]

| 成分                      | 組成式                                | 密度 [g/cm <sup>3</sup> ] | 組成割合    |
|-------------------------|------------------------------------|-------------------------|---------|
| ドデカン (N-12)             | C <sub>12</sub> H <sub>26</sub>    | 0.749                   | 80%     |
| 1,2,4-トリメチルベンゼン (PC)    | C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>     | 0.795                   | 20%     |
| 2,2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) | C <sub>15</sub> H <sub>11</sub> NO | -                       | 1.36g/L |
| KamLAND-LS              | -                                  | 0.771                   | -       |

### 波長依存性と温度依存性

一般に、屈折率は媒質を問わず光の波長や温度によって変化する。例えば、白色光を七色に分解するプリズムでもこの波長依存性が利用されている。KamLAND においても、図 28 のように液体シンチレーターの発生するシンチレーション光は波長 360 nm 付近をピークとして 300–380 nm あたりに分布しており、また温度によっても多少変化する (表 5)。

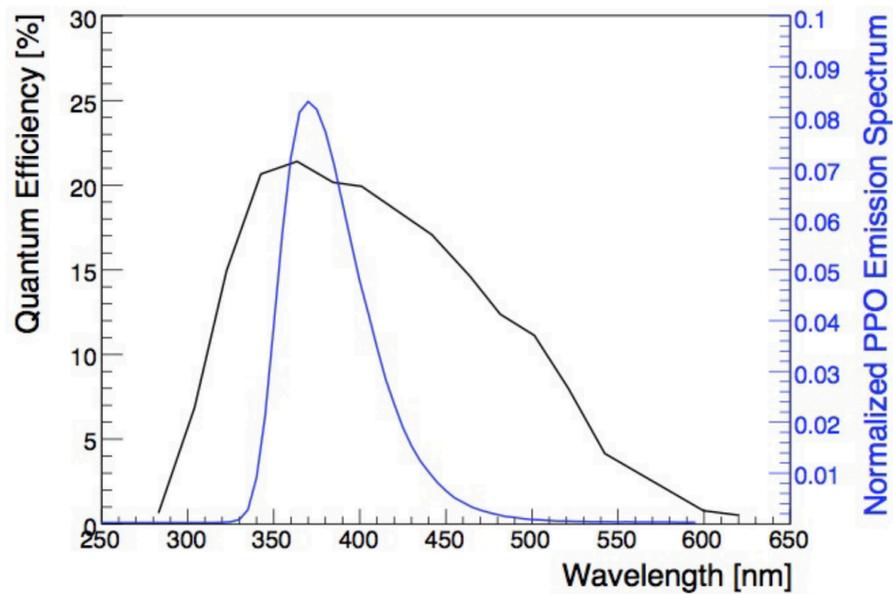


図 28: 液体シンチレーター (発光剤 PPO) の発光スペクトル (青線) と PMT の量子効率 (黒線)[9]

波長依存性については、以下の式で任意の波長  $\lambda$  での屈折率  $n$  が得られる。

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} \quad (51)$$

ここで、パラメータ  $a, b, c$  を以下の表 5 に示す。

表 5: 各温度における式 (51) のパラメータ [3]

| T(°C) | a        | b        | c         | $\chi^2$ |
|-------|----------|----------|-----------|----------|
| 10.0  | 1.427689 | 5081.348 | 31307716  | 3.373    |
| 14.0  | 1.427420 | 4293.898 | 100387420 | 5.562    |
| 20.0  | 1.424299 | 4485.579 | 75784623  | 6.691    |

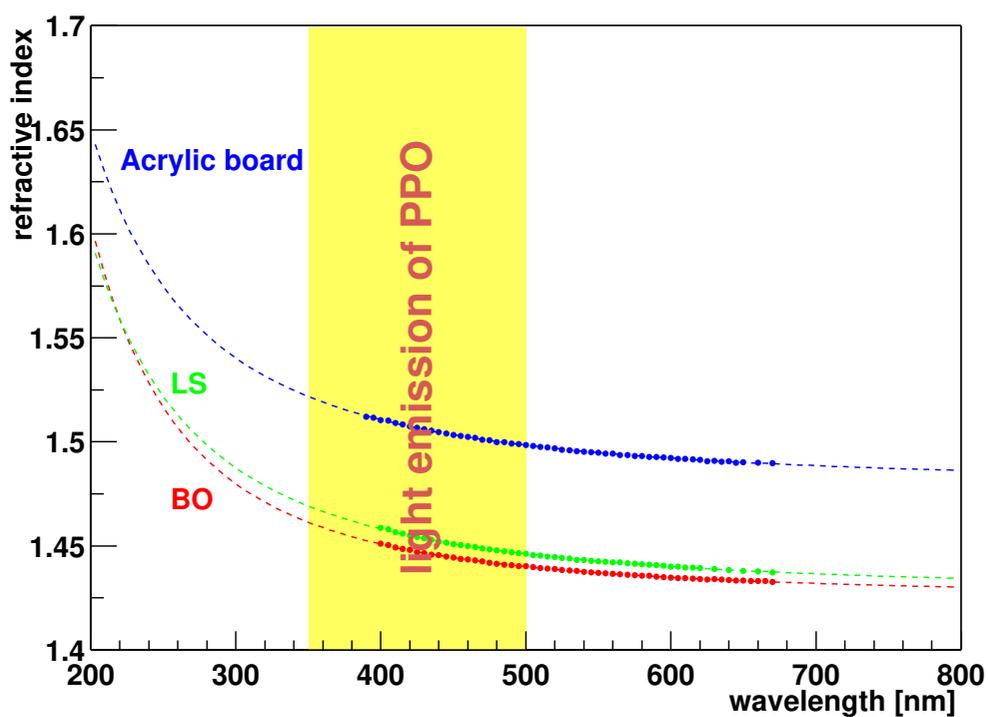


図 29: アクリル板、液体シンチレーター、バッファオイルの屈折率の波長依存性 [10]

## 2 事象再構成

KamLAND における事象再構成は、ID(内部検出器)は各 PMT が検出した電荷やタイミングなどの情報を用いて行われる。一方、OD(外部検出器)はヒット情報のみ用いて行われる。

検出器内部で起こった物理事象の位置やエネルギーを再構成する際には、各 PMT ごとの波形をもとに再構成する。検出器内部で起こる物理事象の多くは、その事象が発生した位置の周囲の液体シンチレーターのみを発光させる。一方、宇宙線ミュオンが検出器をつき抜けた場合には、その軌跡に沿って液体シンチレーターが発光する。この他に、エレクトロニクスの熱的なノイズに起因する波形も存在し、波形から事象位置を再構成するには、その信号がどのような現象に由来するのかを区別する必要がある。事象再構成をする大まかな流れは、次のようなものである。

### 1. 時間・電荷の較正

記録した各 PMT の波形から、PMT ごとに最初の光子 (first photon) の信号が入った時刻を見積もり、また波形の面積を charge として計算する。

1p.e. の波形の面積は同じ PMT チャンネルでも run ごとに異なる値をとるため、各 run ごとに較正を行っている。17inch-PMT については通常の物理 run において低いエネルギー事象の選定を行い、その電荷のピークをガウシアンでフィットすることで PMT 毎の 1 p.e. を評価する。

また、PMT に光子が届いてから信号をデジタル化するまでの時間は、各 PMT チャンネルごとに異なっている。この違いを生み出しているのは、**ケーブル長、PMT や FEE の個性**である。これらに起因する時間差の較正は、検出器中心にレーザーを導入することで行われた。これらは基本的に経年変化することはないが、FEE 基盤を動作不良のために交換することがしばしばある。これらの補正は放射線源を検出器中心に導入して行われていた。KamLAND-Zen の期間は放射線源を導入できないため、ミニバルーンの支持具に含まれる放射性不純物の事象をもとに補正している。

### バッドチャンネル

PMT チャンネルの中には、ヒットレートが高くノイジーなもの、逆にほとんどヒットしないもの、電荷の値が異常なもの、あるいは FEE に問題があるものなど、正常に波形を取得できていないものがある。これらのチャンネルはバッドチャンネルと呼ばれ、事象再構成を含む種々の解析の際には利用しないようにしている。

### 2. 宇宙線ミュオン事象判定

合計電荷やヒットした PMT の数から、宇宙線ミュオン事象かどうか判定する。宇宙線ミュオン事象と判断された場合、飛跡 (track) を再構成する。飛跡再構成については 3.2 節で詳しく述べる。

### 3. 事象位置再構成

宇宙線ミュオンと判定されなかった場合、ヒットした時刻と PMT の座標から、そのイベントの位置を再構成する。事象位置再構成の際には 17-inch PMT のみを用いる。

事象位置の再構成は最尤法により決定する。最尤法とは、統計学において、与えられたデータからそれが従う確率分布の母数を点推定する方法である。

事象の位置を  $(x, y, z)$  時刻を  $t$  とすると、ヒットした  $i$  番目の PMT で実際に信号が観測された時刻  $t_i$  とその PMT で観測が期待される時刻との差  $\tau_i$  は

$$\tau_i(x, y, z, t) = t_i - t - \text{TOF}_i \quad (52)$$

と表される。ここで、 $\text{TOF}_i$  は事象位置から  $i$  番目の PMT までを光子が伝播するのにかかる時間 (Time of Flight) を表す。 $\tau_i$  の期待分布は放射線源を用いたデータから作成されており、その確率密度関数 (Probability Density Function/PDF) を  $\psi(\tau_i)$  とおくと、尤度関数  $L$  は

$$L = \prod_i^{N_{hits}} \psi(\tau_i) \quad (53)$$

となる。 $N_{hits}$  は波形を記録した PMT の数である。計算を容易にするために対数をとって

$$\log L = \sum_i^{N_{hits}} \log(\psi(\tau_i)) \quad (54)$$

これが最大となる  $(x, y, z, t)$ 、すなわち

$$\left. \frac{\partial \log L}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=x,y,z,t} = 0 \quad (55)$$

を満たす  $(x, y, z, t)$  が最尤推定値となる。KamLAND-Zen Phase 2 における位置分解能は  $13.1 \text{ cm}/\sqrt{E(\text{MeV})}$  である。

#### 4. エネルギー再構成

求めた座標と各 PMT の座標や電荷から、エネルギーを再構成する。

エネルギー再構成のための尤度関数は、PMT の電荷や時刻の情報を用いて以下のように定義される。

$$L = \prod_{i \in \text{no-hit}} \kappa_{i,0}(\vec{r}_i, \vec{r}_{event}, E_{vis}) \left[ \prod_{i \in \text{hit}} \left( \sum_j \kappa_{i,j}(\vec{r}_i, \vec{r}_{event}, E_{vis}) f_{i,j}(q_i) \right) \eta_i(t_i | \mu_i) \right] \quad (56)$$

ここで、 $\kappa_{i,j}$  は  $i$  番目の PMT に  $j$  個の光子がヒットする確率 (ポアソン分布)、 $\vec{r}_i$  は  $i$  番目の PMT の位置、 $\vec{r}_{event}$  は事象発生位置、 $E_{vis}$  は求める観測エネルギー、 $q_i$  は  $i$  番目の PMT の電荷、 $f_{i,j}$  は  $i$  番目の PMT に  $j$  個の光子がヒットしたときの電荷確率分布 (ガウス分布)、 $\mu_i$  は  $i$  番目の PMT が観測するヒット数の期待値、 $\eta_i$  は  $i$  番目の PMT が時刻  $t_i$  に  $\mu_i$  を取得する確率をそれぞれ表す。 $E_{vis}$  は式 (56) から

$$\Delta E_{vis} = - \frac{\frac{\partial \log(L)}{\partial E_{vis}}}{\frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E_{vis}^2}} \quad (57)$$

を計算し、この  $\Delta E_{vis}$  を足し合わせることで求める。このエネルギーは 17-inch PMT を用いたデータ、20-inch PMT を用いたデータそれぞれから  $E_{17}$ 、 $E_{20}$  として推定し、式 58 で示すようにエネルギー分解能が最良となるように重み  $\alpha$  をつけて両者を足し合わせている。

$$E_{vis} = (1 - \alpha)E_{17} + \alpha E_{20} \quad (58)$$

ここで  $\alpha$  は最適値 0.3 に固定している。KamLAND-Zen 2nd phase におけるエネルギー分解能は約  $7.3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$  である。

### 3 ニュートリノ検出原理

KamLAND において反電子ニュートリノの信号を検出する際には、おもに以下のような逆ベータ崩壊反応を利用する。

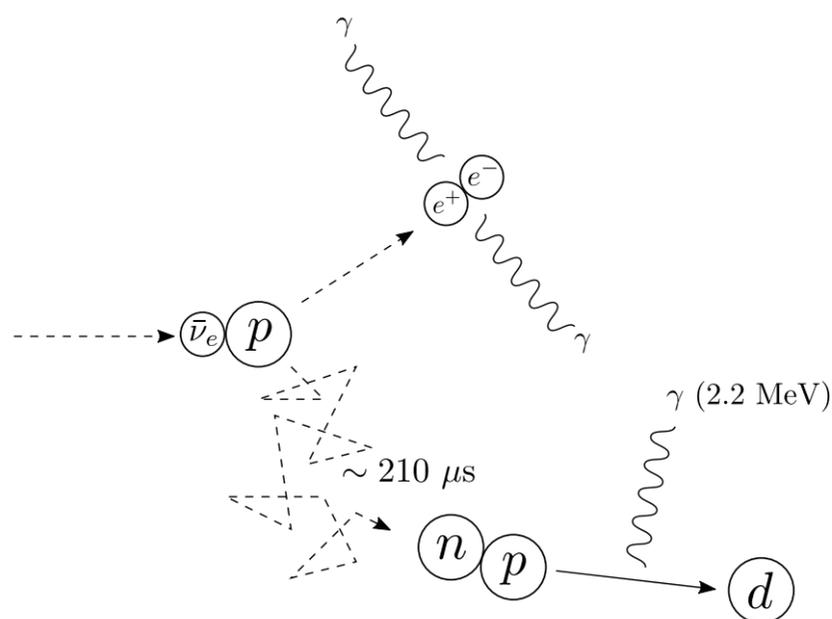


図 30: 逆ベータ崩壊の遅延同時計測

まず、反電子ニュートリノが液体シンチレーター中の陽子と反応して、陽電子と中性子を生じる。生じた陽電子はエネルギー損失後直ちに周囲の電子と反応し、ガンマ線を生じる。



また、中性子は KamLAND の液体シンチレーター中で約 210 μsec の時定数で陽子に捕獲され、2.2 MeV のガンマ線を出す。



これら二つの信号の時間的空間的相関から遅延同時計測を行い、反電子ニュートリノ信号を検出する。

逆ベータ崩壊には、それが起こるためのエネルギーしきい値が存在する。 $M_p, M_n, M_e$  をそれぞれ陽子、中性子、陽電子の静止質量とし、 $E_\nu^{threshold}$  を逆ベータ崩壊が起こる最小の反電子ニュートリノのエネルギーとすると、

$$(E_\nu^{threshold} + M_p)^2 - (E_\nu^{threshold})^2 = (M_n + M_e)^2 \quad (62)$$

であるから、

$$E_\nu^{threshold} = \frac{(M_n + M_p)^2 - M_p^2}{2M_p} \sim 1.806 \text{ MeV} \quad (63)$$

である。ここで、 $M_p = 938.272 \text{ MeV}/c^2$ ,  $M_n = 939.565 \text{ MeV}/c^2$ ,  $M_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$  を用いた。

液体シンチレーター中では、反電子型以外のニュートリノも電子との弾性散乱により検出することができる。



ここで、電子ニュートリノは荷電カレントによる弾性散乱を起こしうが、他のニュートリノは中性カレントのみである。

## 4 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen (Zero Neutrino double beta decay search) 実験は KamLAND を用いた、二重ベータ崩壊核  $^{136}\text{Xe}$  による  $0\nu\beta\beta$  探索実験である。 $^{136}\text{Xe}$  を溶解した液体シンチレーターをナイロン製ミニバルーンに封入し、ミニバルーンは KamLAND 検出器中心にロープで保持されている。KamLAND-Zen 検出器の概要図を下図に示す。

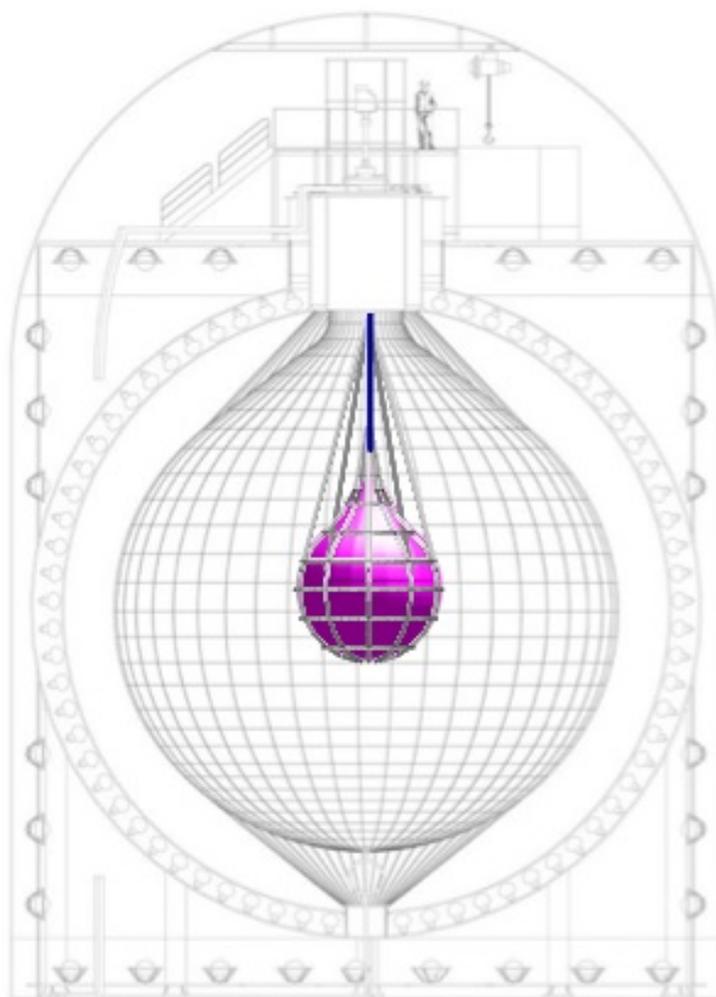


図 31: KamLAND-Zen 検出器の概要図

二重ベータ崩壊は極めて稀な現象であり、検出するにはその事象が他の事象に埋もれないようにしたり、二重ベータ崩壊核を大量に用意したりする必要がある。そのため、KamLAND の極低放射能環境やその大きさを活かしながら、ミニバルーンとキセノン含有液体シンチレーターを導入することで  $^{136}\text{Xe}$  のニュートリノレス二重ベータ崩壊の観測を目指す。岩盤からの環境放射線などは、ミニバルーンより外側の液体シンチレーターや外部検出器によって遮蔽される。 $^{136}\text{Xe}$  を用いる理由としては、液体シンチレーターに可溶であること、常温での取り扱いが容易であること、純化が可能であること、同位体濃縮方法が確立されていること、 $2\nu\beta\beta$  の半減期が長いこと、といった理由が挙げられる。

### 4.1 期間と名称

#### KamLAND-Zen 400 実験

2011年10月から2015年10月までの実験期間を、 $^{136}\text{Xe}$  を約400 kg 溶解したことから **KamLAND – Zen400 実験** と呼ぶ。2012年6月までの期間を **1st phase**、2013年からの期間を **2nd phase** と呼ぶ。1st phase では、予期していなかった  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  が混入していることが判明した。

この信号領域が  $0\nu\beta\beta$  と重なるため、重大なバックグラウンドとなった。濾過作業を 2012 年 2 月から始めたが、 $^{110\text{m}}\text{Ag}$  を除去することができなかった。そのため 1st phase と 2nd phase の間の期間に、蒸留や液液抽出を行うことで液体シンチレーターの純化を行なった。1st phase と 2nd phase とのデータを組み合わせて解析した結果として、KamLAND-Zen400 実験の結果は前章の図 14b のように得られ、 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  の半減期、ニュートリノ有効質量  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  に対して以下の制限を与えた。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ year} \quad 90\% \text{C.L.} \langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad (65)$$

### KamLAND-Zen 800 実験

実験感度の向上のために、 $^{136}\text{Xe}$  の溶解量を 800 kg に増やして行う実験を **KamLAND – Zen800 実験** と呼ぶ。2015 年春から、Xe-LS を封入するミニバルーンが制作が始まった。ミニバルーンが完成し、2016 年に新たなミニバルーンが KamLAND 検出器に導入されたが、液体シンチレーターのリークが疑われたため、 $^{136}\text{Xe}$  の溶解と液体シンチレーターの純化を行い、最終的に 745 kg の  $^{136}\text{Xe}$  が液体シンチレーターに溶解し、実験が継続中である。

# 第3章 ミューオン事象によるバックグラウンドと除去方法

## 1 ミューオン起源のバックグラウンド

図 32 のように検出器に宇宙線ミューオンが入射すると、検出器内で原子核を破碎し、生成された不安定核種が崩壊することでバックグラウンド事象を引き起こす。そのため、大抵のニュートリノ観測装置は地下に設置され、岩盤で宇宙線ミューオンを遮蔽している。KamLAND は岩盤地下 1000 m(水にして 2700 m に相当) に位置し、宇宙線ミューオンフラックスは地上に比べ  $10^{-5}$  にまで減衰する。しかしながらそれでも検出器全体での宇宙線ミューオン事象は 0.34 Hz 程度残る。

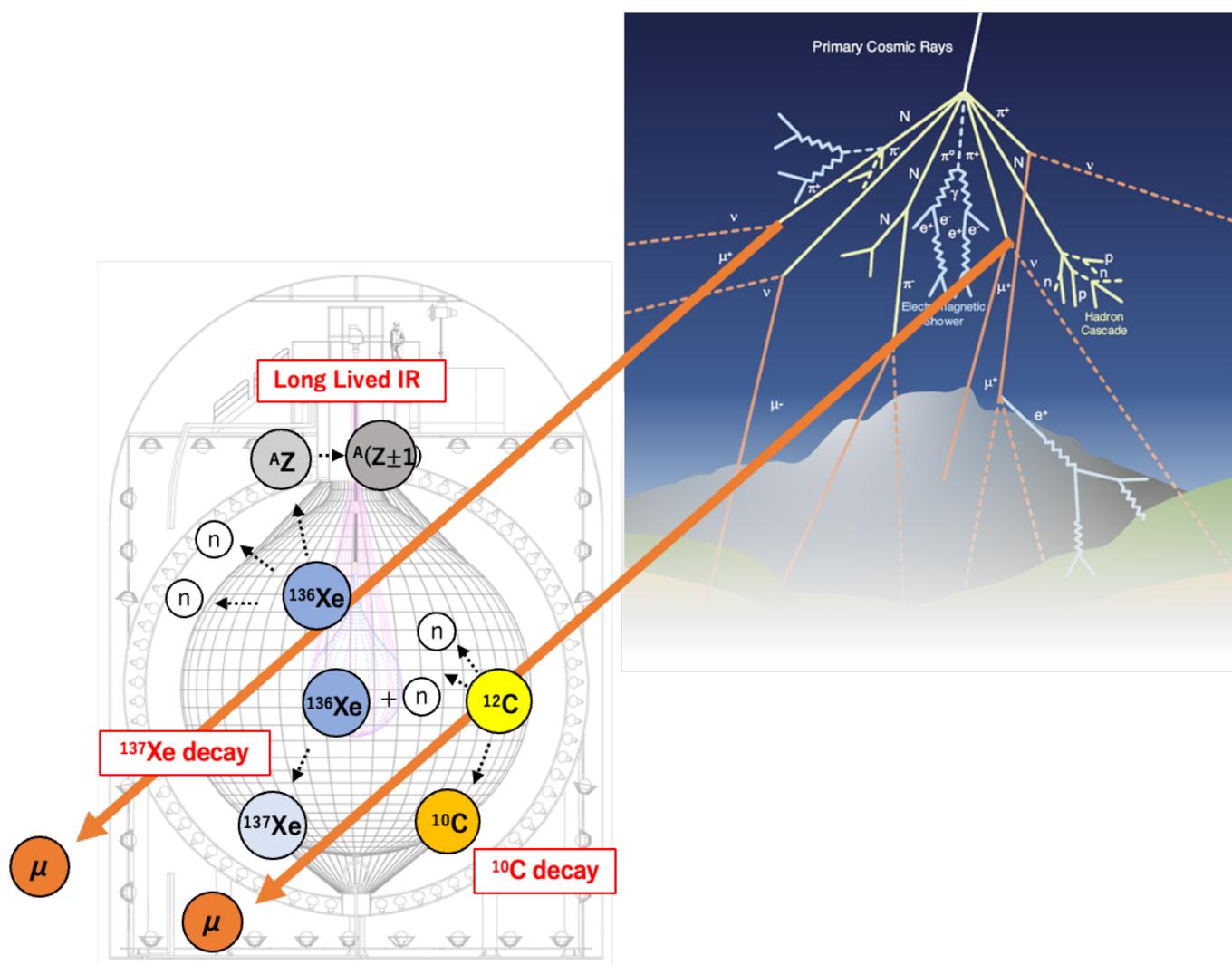


図 32: 宇宙線ミューオンによる原子核破碎と背景事象

前章で記述した通り、KamLAND 検出器にはアウターバルーンに封入されている液体シンチレータ (KamLS) と、中心部のインナーバルーンに封入されている  $^{136}\text{Xe}$  含有の液体シンチレータ (XeLS) の 2 種類のシンチレータが使用されている。

KamLS の主成分は  $^{12}\text{C}$ ,  $^1\text{H}$  であり、XeLS の主成分は  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^1\text{H}$  である。このため、宇宙線ミューオンが KamLAND 検出器内で主に  $^{12}\text{C}$ ,  $^{136}\text{Xe}$  の原子核を破碎することが背景事象となっている。前者は不安定核種である  $^{10}\text{C}$  を生成するほか、破碎時に生成される中性子が  $^{136}\text{Xe}$  に捕獲されることで不安定核種である  $^{137}\text{Xe}$  が生成されるという問題がある。

## 1.1 $^{10}\text{C}$ 崩壊事象

$^{10}\text{C}$  は宇宙線ミューオンによる  $^{12}\text{C}$  の原子核破砕生成物として生じ、27.8 sec の寿命で以下のように  $\beta^+$  崩壊する。



この反応の Q 値は 3.65 MeV であるので、 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  のエネルギー領域 (2.46 MeV) を覆ってしまう。 $^{10}\text{C}$  は寿命が長いため、単純にミューオン後に veto するとデッドタイムがとてつもなく大きくなってしまう。このため、KamLAND-Zen では現在、 $^{10}\text{C}$  をその原子核破砕の際に生じる中性子とタグづけることで解析的に除去している。すなわち宇宙線ミューオン、熱中性子捕獲ガンマ線、 $^{10}\text{C}$  のベータ崩壊を関係づけることで、 $^{10}\text{C}$  を効率よく除去できるようにしている。

## 1.2 中性子捕獲事象

宇宙線ミューオンにより原子核破砕されて生成した KamLAND の液体シンチレータ中の中性子は、主に水素や炭素の原子核に捕獲される。[12] によると、中性子の 99.5% は  $^1\text{H}$  に捕獲され、残りの大部分は  $^{12}\text{C}$  に捕獲される。その他の同位体に捕獲される割合は  $2 \times 10^{-4}$  以下である。KamLAND 液体シンチレータ中の熱中性子捕獲事象の時定数は  $\tau \approx 210 \mu\text{sec}$  と短いため、宇宙線ミューオン直後に熱中性子捕獲事象を見つけ出さなければならない。

### $^{136}\text{Xe}$ による中性子捕獲

ミニバルーン付近で原子核破砕が起こった場合、原子核破砕で生成した中性子が  $^{136}\text{Xe}$  に捕獲され、 $^{137}\text{Xe}$  が生成されることがある。 $^{137}\text{Xe}$  の Q 値は 4.2 MeV であり、寿命 5.5 min で  $\beta$  崩壊する。 $^{137}\text{Xe}$  の  $\beta$  崩壊は  $0\nu\beta\beta$  事象の Q 値付近の関心領域 (region of interest; ROI) に重なってしまう。

## 1.3 $^{136}\text{Xe}$ 原子核破砕

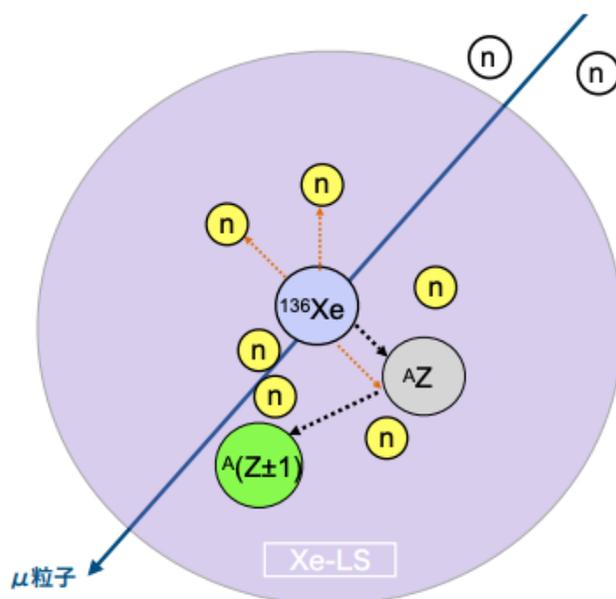


図 33: 長寿命不安定核の生成過程

宇宙線ミューオンが  $^{136}\text{Xe}$  含有の液体シンチレーター (XeLS) 内の  $^{136}\text{Xe}$  の原子核を破砕すると、多数の中性子を放出しながら生じた多種多様の長寿命不安定核を生成させる。これらの寿命は  $10^2 \sim 10^5$  s 以上と様々であるが

長い寿命を持つ。各々の生成量は微量であるが、合計すると無視できない量となる。現在は、破碎に伴って放出される中性子が多いという特徴を利用し、シミュレーションによってミュオンが XeLS に到来した際に生成される長寿命不安定核の特定とその時間分布を作成している。最終的にシミュレーションで得た先の結果を参考に作成した Likelihood(尤度関数) と中性子数 (Multiplicity) の多い事象のみを Veto することにより図 14b のようなスペクトルを得ている。

また、これらの原子核破碎事象により生成される中性子の分布とミュオンの飛跡には相関があることが分かっている。そのため、現在は宇宙線ミュオン事象の飛跡再構成アルゴリズムが開発されている。

## 2 宇宙線ミュオン飛跡再構成

本小節では、従来の宇宙線ミュオン飛跡再構成について述べる。

### 宇宙線ミュオン事象選定

現在、宇宙線ミュオンは以下の条件で選定される。

1.  $Q_{17} \geq 10000$  p.e.(約 50 MeV)
2.  $Q_{17} \geq 500$  p.e. かつ  $N_{200OD} \geq 5$  hit (OD 改修後は 9 hit)

ここで、 $Q_{17}$  は ID 17-inch PMT で検出された総光量、 $N_{200OD}$  は 200 nsec ウィンドウ内にヒットした OD PMT の最大値である。一つ目の条件は液体シンチレータを通過し、シンチレーション光を発するものを、二つ目の条件はバッファオイル層のみを通過し、チェレンコフ光のみを発するものをそれぞれ選び出す。

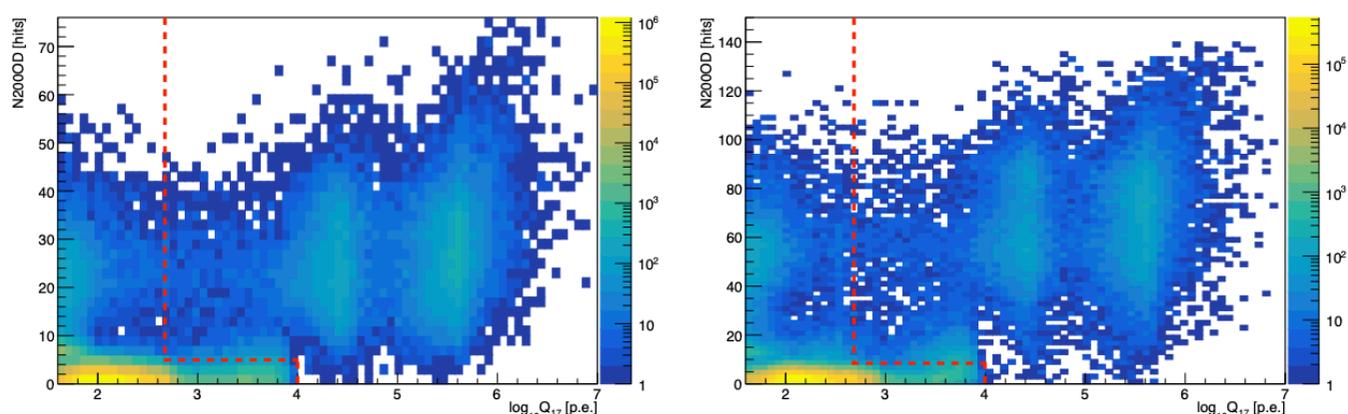


図 34: OD 改修以前 (左) と以後 (右) の宇宙線ミュオン事象選定。赤線が選定条件を表す。

選定の様子を上図に示す。OD 改修後は PMT の本数は減ったもののヒット数は増加していることがわかる。

選定された事象の光量分布を見ると図 35 のようにはっきりとした 2 つのピークが見られる。右のピークは液体シンチレータを通過したミュオンで “thorough going muon” と呼ばれ、左のピークはバッファオイルのみを通過したミュオンで “clipping muon” と呼ばれる。Through going muon は観測された全電荷と、飛跡から期待される電荷の差 ( $\Delta Q$ ) からさらに Showering muon ( $\Delta Q > 10^6$  p.e.) と Non-showering muon ( $\Delta Q < 10^6$  p.e.) の 2 つに分類される。

### 飛跡再構成の手順

従来の飛跡再構成は、各 PMT に最初に到達した光子 (first photon) の時刻をもとに以下の手順で行われる。

1. 十分な電荷で、時間的に孤立していない PMT のうち、最初にヒットした PMT を選ぶ。その PMT の位置から検出器の中心へ結んだ直線と、アウターバルーン表面との交点を、アウターバルーンへの最初の入射点と

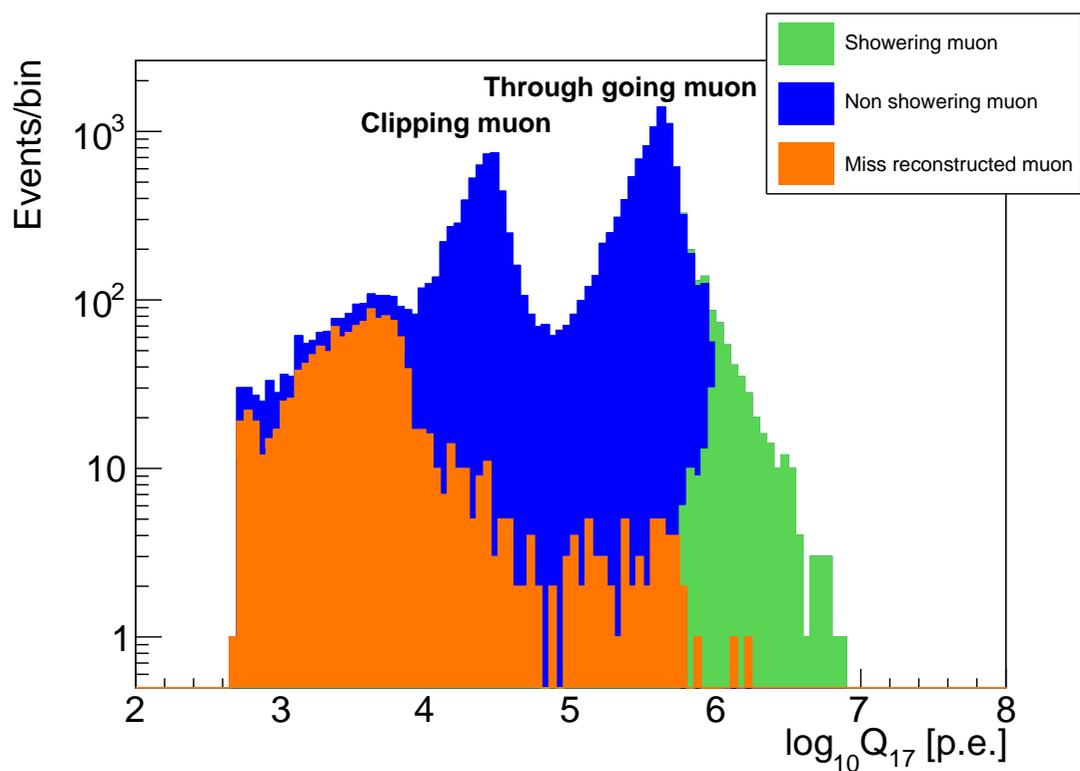


図 35: 宇宙線ミュオン事象の光量分布

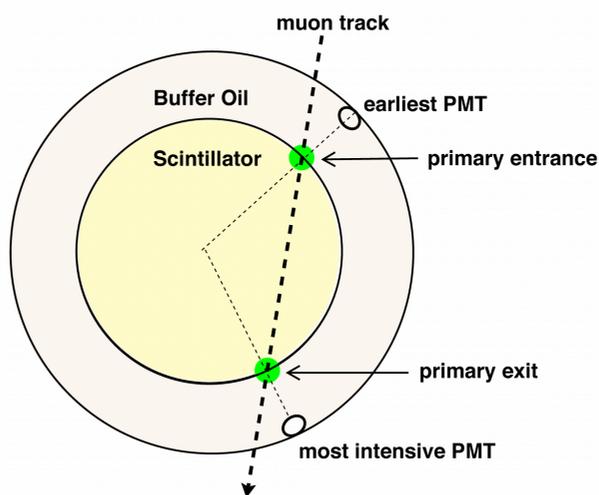


図 36: ミューオン飛跡再構成における入口と出口の決定方法 [1]

する。

2. その後にヒットした PMT の中で、時間的に孤立していない PMT のうち、電荷が最大の PMT を決定する。その PMT の位置から検出器へ結んだ直線と、アウターバルーン表面との交点をミュオンのアウターバルーンからの出口とする。
  3. 決定した入り口と出口の位置から、ミュオンの飛跡 (トラック) を引く。
  4. 飛跡から期待される各 PMT のヒット時刻をもとに、1,2 で求めたミュオンの入口と出口を補正する。
  5. 上記の手順で再構成された飛跡の品質を、以下の情報を用いて評価する。
    - 最初にヒットした PMT と電荷が最大の PMT が選ばれているかどうか。
    - 入口付近の ID PMT のヒット時間の平均値が、出口付近のものよりも早くなっているかどうか。
    - 入口付近の OD PMT のヒット時間の平均値が、出口付近のものよりも早くなっているかどうか。
- これらは”Badness”というパラメータで評価される。”Badness”が 100 を超えるミュオンイベントは、再構成の精度が低いミュオンと評価される。

4の際に、飛跡から期待されるヒット時間はチェレンコフ角内のPMTのみを用いる。このとき、シンチレーション光とチェレンコフ光は区別しない。それは、宇宙線ミュオンが相対論的速度で飛ぶとき、最も早くPMTに届くシンチレーション光の放出角度は、チェレンコフ角 ( $\theta_c = \cos^{-1}(\frac{1}{n\beta})$ ,  $n$ : 屈折率,  $\beta = \frac{v}{c} \approx 1$ ) と一致するからである。以下に示す。

宇宙線ミュオンが内部検出器に入ってきた点を図37のように Muon Entrance とし、Muon Entrance から発光点までの距離を  $l$ 、ミュオントラックからPMTまでの距離を  $\rho$ 、Entrance からPMTまでの距離をミュオントラックに射影した長さを  $z$ 、光子が飛んだ飛跡とミュオントラックがなす角を  $\theta$  とする。宇宙線ミュオンが光速で飛ぶと仮定し、PMTに光子が到達した時刻  $t$  を宇宙線ミュオンが内部検出器に入射した時刻  $t_0$  を用いて表すと、シンチレーション光がPMTへ到達した時間  $t$  は以下のように表せる。

$$\begin{aligned} t &= t_0 + \frac{l}{c} + \frac{z-l}{\cos\theta} \times \frac{n}{c} \\ &= t_0 + \frac{l}{c} + \sqrt{(z-l)^2 + \rho^2} \times \frac{n}{c} \end{aligned} \quad (67)$$

式67を  $l$  で微分すると

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dl} &= \frac{1}{c} + \frac{n}{c} \cdot \frac{1}{2} \{(z-l)^2 + \rho^2\}^{-\frac{1}{2}} \cdot 2(z-l) \cdot (-1) \\ &= \frac{1}{c} - \frac{n}{c} \cdot \frac{z-l}{\sqrt{(z-l)^2 + \rho^2}} \\ &= \frac{1}{c} - \frac{n}{c} \cdot \cos\theta \end{aligned} \quad (68)$$

最小の  $t$  は  $dt/dl = 0$  となる点から発せられた光子が到達した時刻であるので、

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dl} &= \frac{1}{c} - \frac{n}{c} \cdot \cos\theta = 0 \\ \therefore \cos\theta &= \frac{1}{n} \end{aligned} \quad (69)$$

より、チェレンコフ角と一致することがわかる。ただし、式67で用いている  $n$  は位相屈折率であり、厳密には波長に依存した群屈折率を用いる。前述の通り、飛跡再構成後は“Badness”というパラメータで評価をするが、“Badness”が100を超えるミュオンイベントの原因として、**ミュオンが検出器内で止まったものや、複数のミュオンが同時に入射したイベント**が挙げられる。これは、飛跡再構成にチェレンコフ角内のPMTの時間情報のみが使われていて、単独のミュオンが検出器を突き抜けた場合しか想定されていないことに起因する。しかしながら、式40,41より、KamLANDにやってくる全ミュオン事象のうち、5~10%はミュオン束事象であると考えられている。そのため、従来の飛跡再構成では事象の距離相関を誤ってしまい、バックグラウンド除去に失敗してしまうことがある。

このような背景から、本研究ではミュオン束の飛跡再構成にも対応した飛跡再構成ツールの開発を行った。

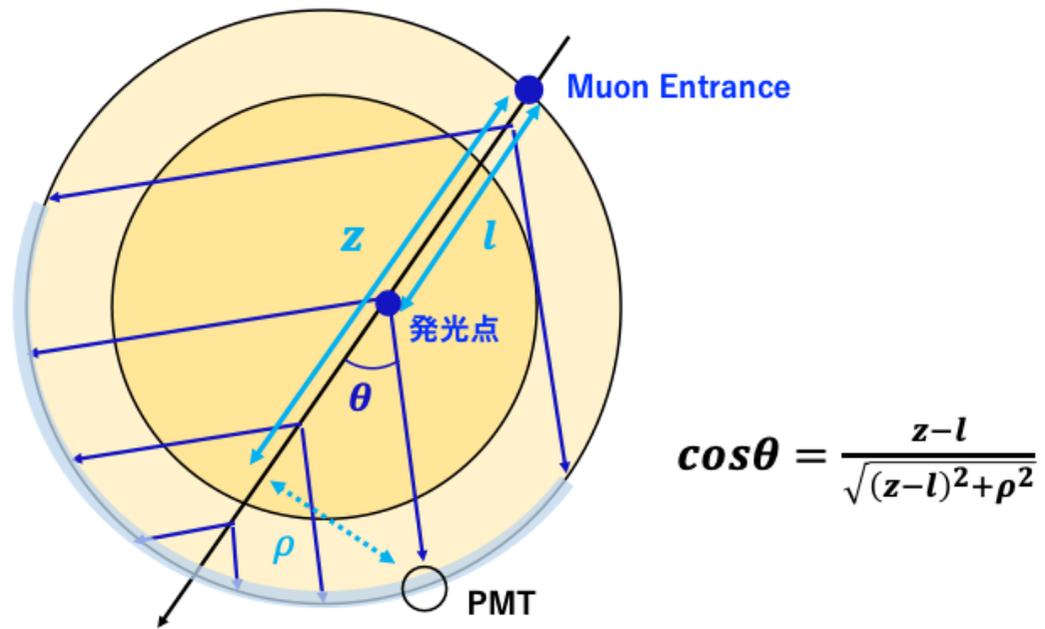


図 37: 従来のミュオン飛跡再構成のイメージ図

# 第4章 ミューオン束事象のシミュレーション

KamLAND 検出器で観測されるミューオン束事象の頻度や距離相関、角度相関、多重度などのパラメータを評価し、識別するツールを開発するために CORSIKA[13] を用い大気シャワーの発達をシミュレーションし、MUSIC[14] によって池の山岩盤内でのミューオンの伝搬のシミュレーションを行い、KamLAND 検出器に到達し得るミューオンについて Geant4 [15, 16, 17] を用い KamLAND 検出器応答の詳細なシミュレーションを行った。以下にそれぞれのシミュレーションツールについて述べる。

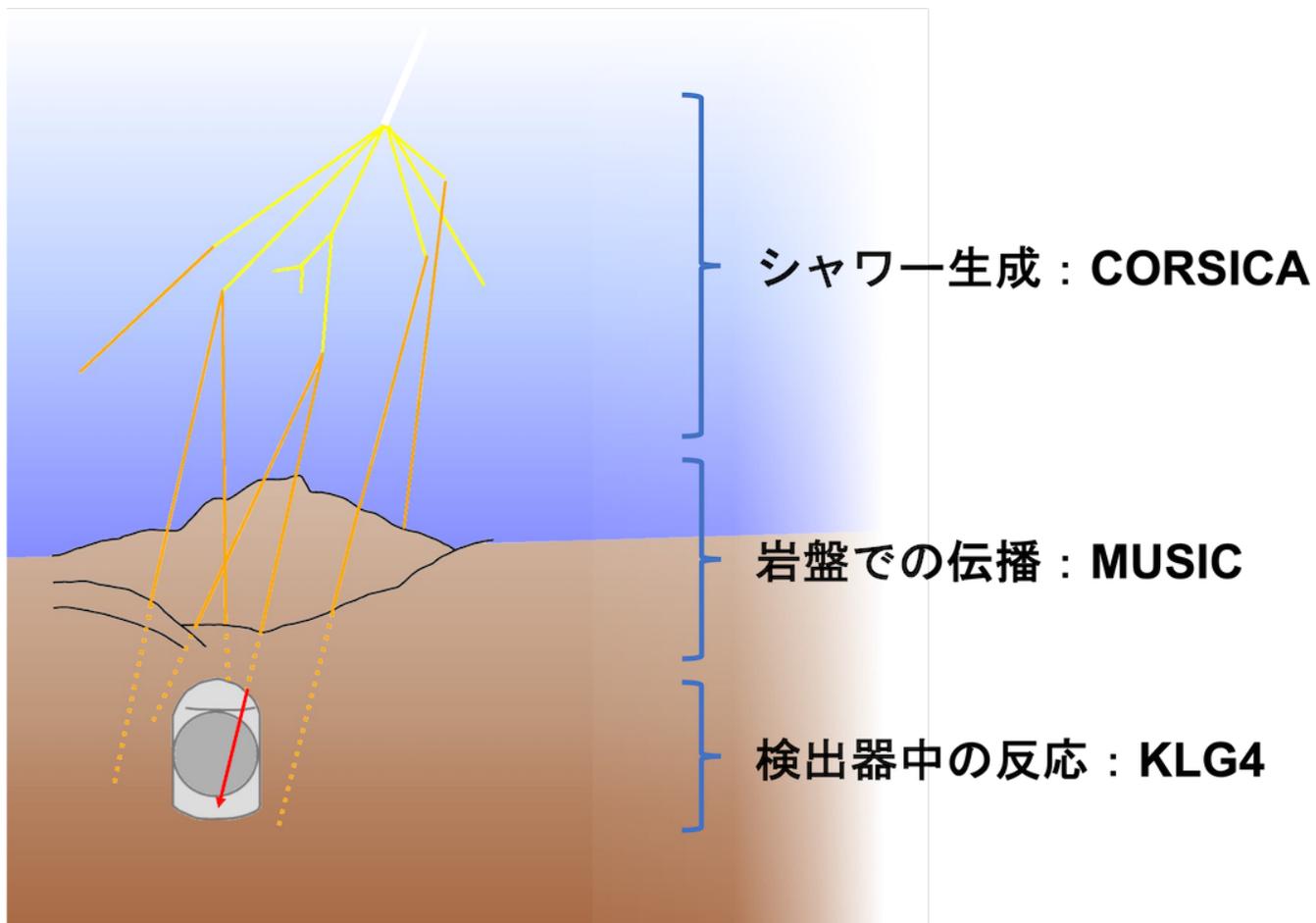


図 38: CORSIKA,MUSIC,KLG4 を用いたシミュレーションの概略図

## 1 CORSIKA による大気シャワー発達のシミュレーション

CORSIKA(COSmic Ray SIMulations for KAscade) シミュレーションツールは、高エネルギー一次宇宙線と大気上空での窒素や酸素などの原子核とのハドロン相互作用などから始まり、さらに二次粒子が相互作用を起こすことで発達する大気中のシャワー事象のシミュレーションツールとして開発され、原子核、ハドロン、ミューオン、電子や光子の大気中での相互作用をシミュレーションでき、高エネルギー宇宙線実験などで用いられている。

シミュレーションのインプットとして高エネルギーの物理モデル (QGSJET[18], SIBYLL[19], EPOS[20], DPMJET[21] ), 中低エネルギーでの物理モデル (FLUKA[22], UrQMD[23]), 陽子や  $^4\text{He}$ 、 $^{56}\text{Fe}$  などの一次宇宙線として入射する粒子情報、入射方向やエネルギー情報、評価したい日時、緯度経度での大気のプロファイル情報や

地磁気情報を与えることで、大気シャワー発達によって生成し、指定した高度に到達したミュオンなどの2次宇宙線の粒子数、運動量、XY面の広がりなどのアウトプットを得ることが出来る。

図 39,40 に CORSIKA で用いられている座標軸の定義と、一次宇宙線として  $10^{14}$  eV の陽子を 1 事象天頂から入射したシミュレーションの結果を示す。本研究ではシミュレーションのインプットとして、

- 一次宇宙線：陽子
- 一次宇宙線のエネルギー： $10^{12} \leq E \leq 10^{16}$  eV ( $dN/dE_0 \propto E_0^{-2.7}$ )
- 入射方向 (天頂角)： $0^\circ(\text{天頂}) \leq \theta \leq 70^\circ$  (Intensity  $I \propto \sin \theta$ )
- 入射方向 (方位角)： $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$
- 任意に指定した 2021 年 4 月の神岡の地磁気、大気プロファイル情報

を用い、QGSJET-FLUKA モデルについては  $10^7$  シャワー事象、それ以外のモデルについては  $5 \times 10^6$  シャワー事象のシミュレーションを行った。図 41,42 に CORSIKA で使用可能な物理モデルで高度 1350 m に到達した 100 GeV 以上のエネルギーを有するミュオン数およびその荷電比と一次宇宙線のエネルギーの関係を示す。一次宇宙線のエネルギーが  $10^4$  GeV よりも低い領域における DPMJET+UrQMD モデルの振る舞いを除き、モデルによるミュオン数の差は 10% 程度である。

CORSIKA シミュレーションで KamLAND 検出器がある池の山山頂高度 1350 m に到達したミュオン粒子について運動量とそれぞれのミュオンの位置関係を記録し、次節で述べる MUSIC シミュレーションのインプットとして用いる。

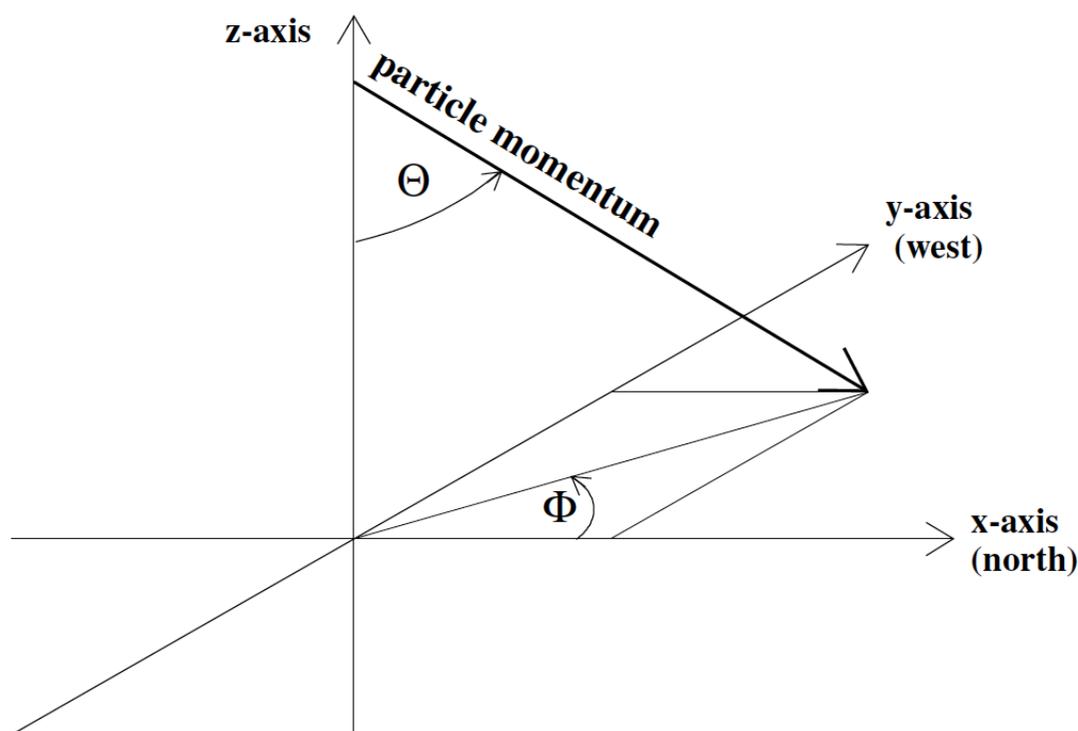


図 39: CORSIKA シミュレーションツールで用いられている座標系。X が磁北で Y が西に対応する。

## 2 MUSIC による岩盤内でのミュオン伝搬のシミュレーション

CORSIKA によって得られた高度 1350 m でのミュオンの位置と運動量の情報から、KamLAND エリアまで到達し得るミュオンを選定するために MUSIC シミュレーションツールを用いる。MUSIC は [MUon Simulation Code] の略称であり、ミュオンに特化した三次元モンテカルロシミュレーションツールである。このツールは

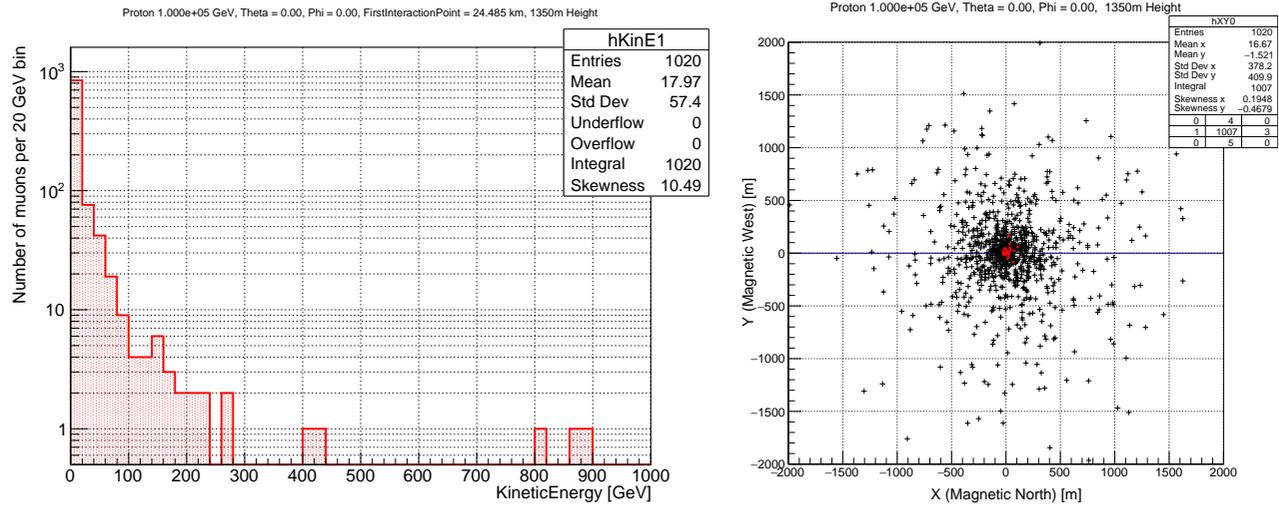


図 40: QGSJET-FLUKA モデルを用い、 $10^{14}$  eV の陽子を天頂から入射した場合の、高度 1350 m で残っている (左) ミューオンの運動エネルギー、(右) XY 平面での位置分布。右図の赤丸は運動エネルギーが 100 GeV 以上のミューオンの位置に対応する。

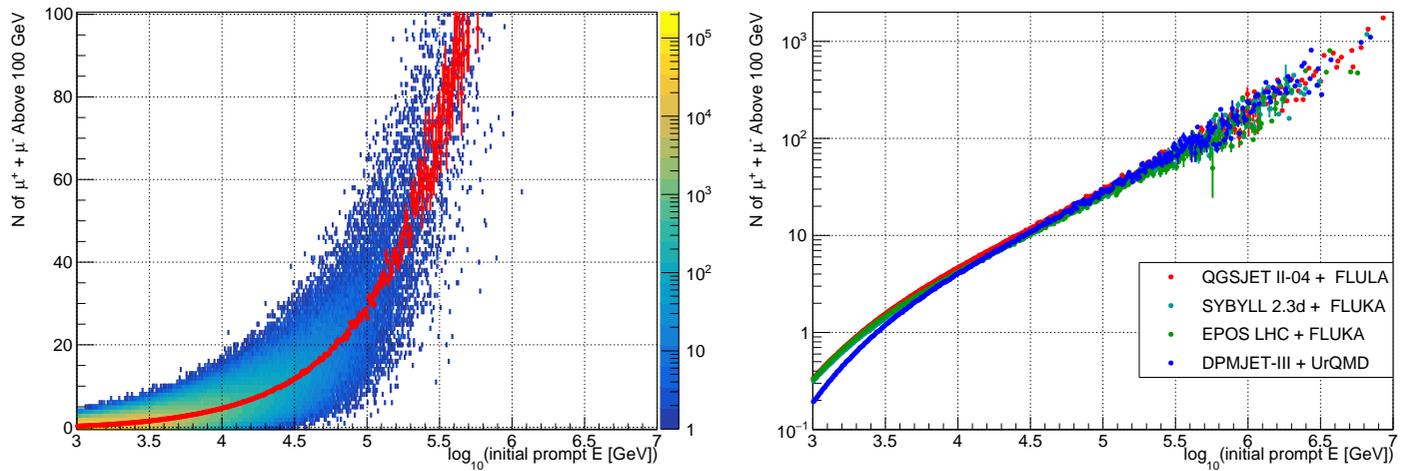


図 41: (左)QGSJET-FLUKA モデルを用いた大気シャワーシミュレーションでの高度 1350 m で残っている 100 GeV 以上のエネルギーを有するミューオン数と一次宇宙線のエネルギーの関係。赤線は各ビンの平均値。(右) 各モデルでのミューオン数の平均値と一次宇宙線のエネルギーの関係。

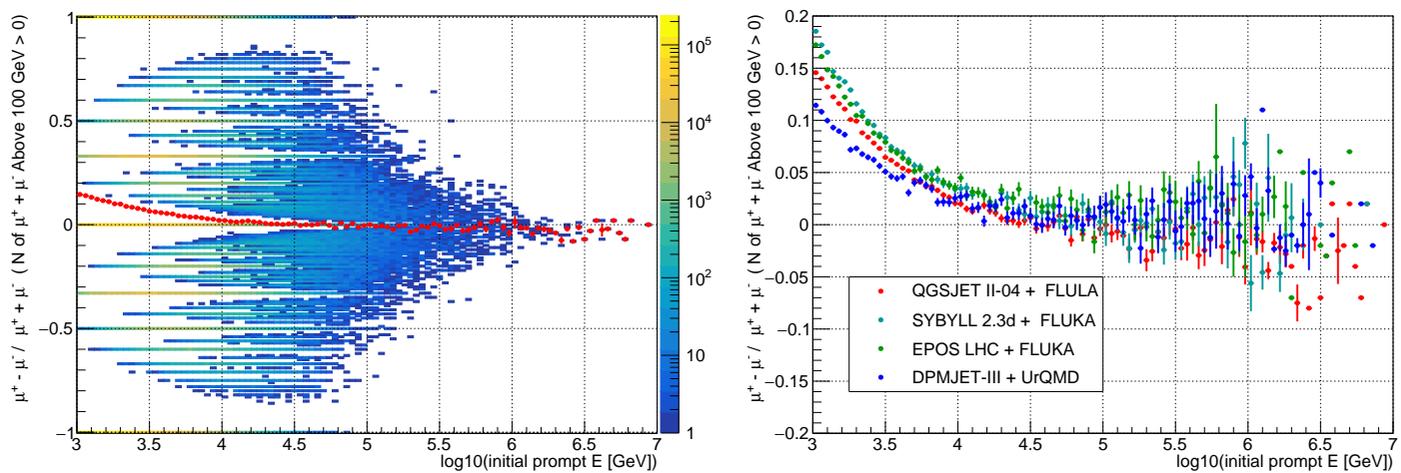


図 42: (左)QGSJET-FLUKA モデルを用いた大気シャワーシミュレーションでの高度 1350 m で残っている 100 GeV 以上のエネルギーを有するミューオンの荷電比と一次宇宙線のエネルギーの関係。赤線は各ビンの平均値。(右) 各モデルでの荷電比の平均値と一次宇宙線のエネルギーの関係。

ミューオンの相互作用の全ての過程を確率過程として扱い、多重散乱、制動放射や非弾性散乱などによるミューオンの運動方向の変化も取り込んでおり、ミューオンが物質を通過した後の存在確率とエネルギーをモンテカルロ法で計算する。図 43 で示している標高情報と CORSIKA で得られたミューオンの運動方向から、ミューオンが KamLAND エリアに到達するまでに必要な岩盤の厚さが計算される。その厚さの岩盤を透過した後のミューオンの存在確率とエネルギーを MUSIC を用いて評価し、生き残ったミューオンのエネルギーと位置情報を記録した。ミューオン束事象のように複数個のミューオンが生き残った場合は生き残ったミューオンの中で最も生成が早かったものを基準とし、その運動方向に垂直な平面上で他に生き残ったミューオンの位置も記録した。図 44 に CORSIKA の各物理モデルを用いた場合の KamLAND 検出器に到達したミューオンに関連する様々なパラメータの分布を示す。図のように低エネルギーでの DPMJET+UrQMD モデルの振る舞いに起因する一次宇宙線エネルギー分布の違いの他は、各物理モデルによる違いは見られない。また山の形状に起因する方位角依存性も再現している。このミューオンの位置関係とそれぞれのミューオンの運動量、エネルギー情報は以下で述べる KLG4 シミュレーションのインプットとして用いる。

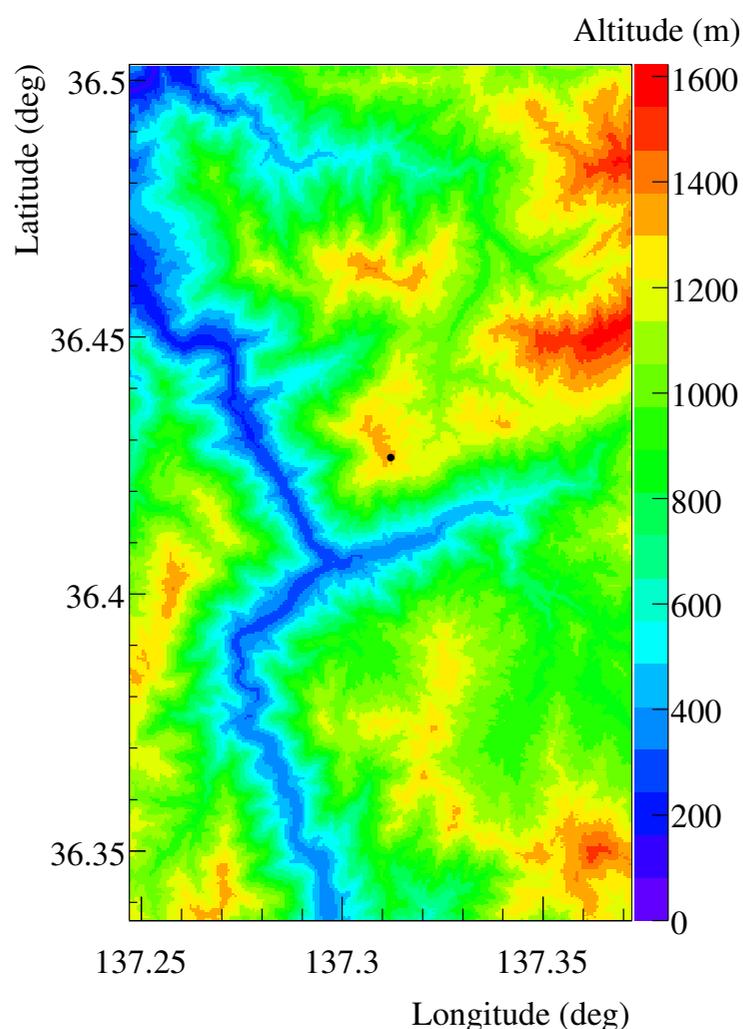
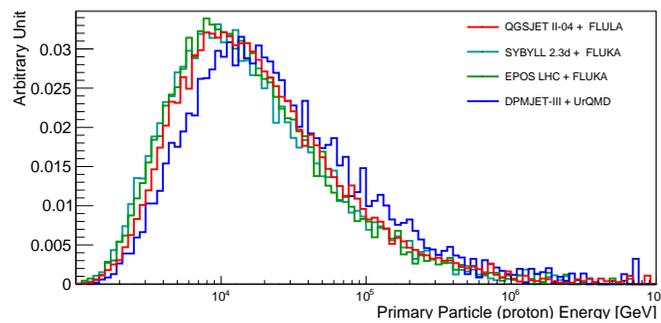


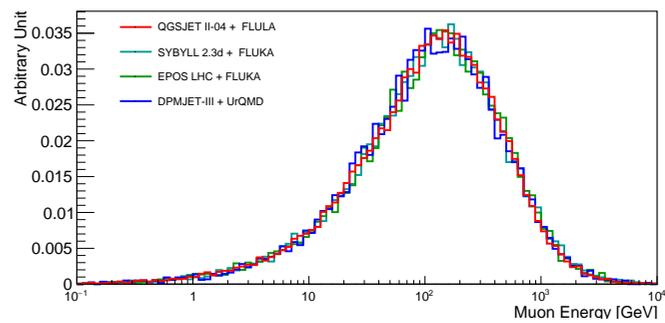
図 43: KamLAND 検出器 (黒点) がある池ノ山付近の標高情報

### 3 KLG4 による KamLAND 検出器応答の詳細なシミュレーション

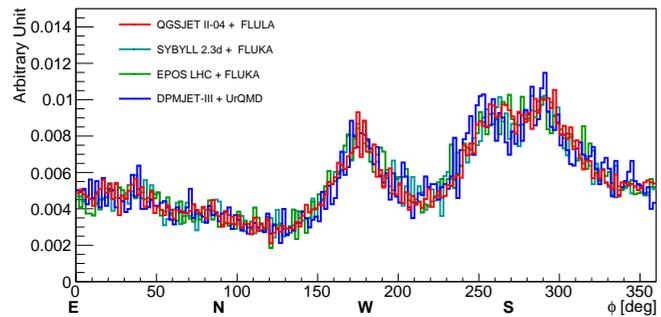
MUSIC により、KamLAND 上部の岩盤を透過した後のミューオンのエネルギーと位置情報から、KamLAND に入射するミューオンを選定し、それらのミューオンの検出器内での振る舞いをシミュレーションした。検出器内でのシミュレーションは KLG4(KamLAND Geant4) を用いた。KLG4 は KamLAND 検出器を最大限再現した大規模シミュレーションであり、ジオメトリとしてミニバルーン・アウターバルーン・バッファオイル層・1879 本



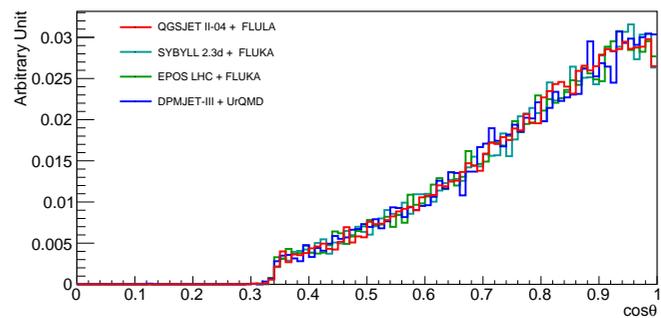
(a) 一次宇宙線のエネルギー分布



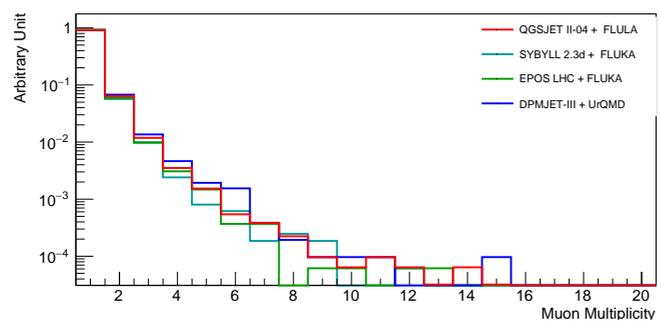
(b) ミューオンのエネルギー分布



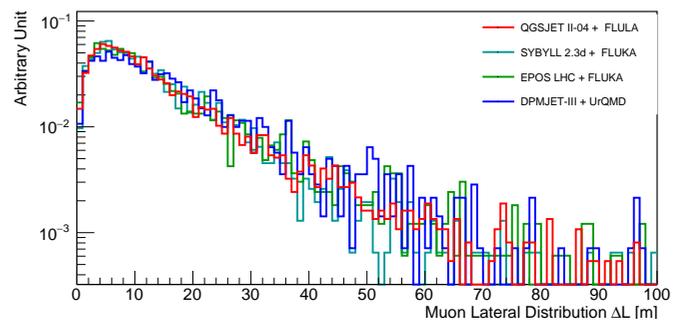
(c) 方位角分布。南側は岩盤が薄くミューオンが到来しやすい。



(d) 天頂角分布



(e) ミューオンの多重度



(f) 複数ミューオンが生き残った場合の、最も早く生成したミューオンからの、その運動方向に垂直な平面上での距離相関

図 44: CORSIKA の各物理モデルを用いた場合の KamLAND 検出器に到達したミューオンに関連する様々なパラメータ分布

の ID PMT・純水と岩盤と 20 インチ PMT で構成される OD など全て構築している。また、液体シンチレータによるシンチレーション現象やバッファオイルでの微弱なシンチレーション現象、溶媒と検出器部材との厳密な反射現象の再現を行うクラスや、ミニバルーン上の放射性不純物の  $\beta$  崩壊によるバックグラウンド事象をシミュレートできるようなプロセスを実装しており、KamLAND 実験・KamLAND-Zen 実験における物理解析に頻繁に用いられている。本研究では、OD 改修後でミニバルーンが導入されていない状態のジオメトリを使用し、ミューオンのシミュレーションを以下のように行った。図 45 のように、まず KamLAND 検出器を覆う半径 50 m の半球の表面上で、MUSIC で得られたミューオンの運動方向に垂直な半径 50 m の円盤を用意する。その円盤状の任意の点を決めてそこをミューオンの発生点とする。複数ミューオンの場合は最も早く生成したミューオンに対してこの操作を行い、MUSIC で得られたそのミューオンに対する位置相関情報を使い発生位置を決定する。発生点と運動量から KamLAND 検出器内半径 8.5 m 以内に入るかどうかを計算し、入るミューオンについてのみシミュレーションを行った。図 46 は KamLAND 検出器内半径 8.5 m の内側に入り得るミューオンの個数、距離相関、平行度を示したものであり、全体の約 4% がミューオン束事象であり、複数ミューオンが入った場合のほとんどが  $\cos\theta > 0.995$  と平行であることが分かる。

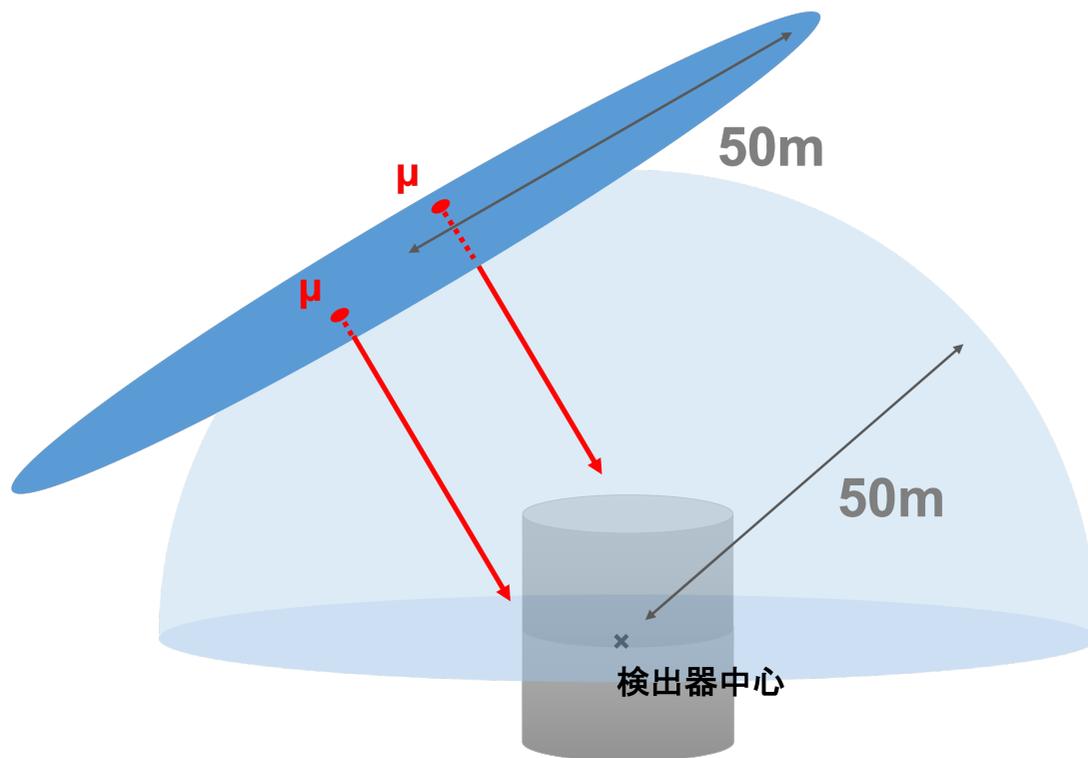
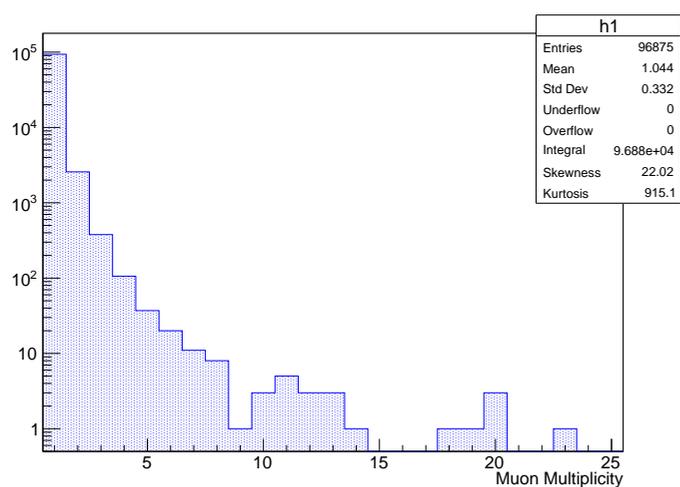
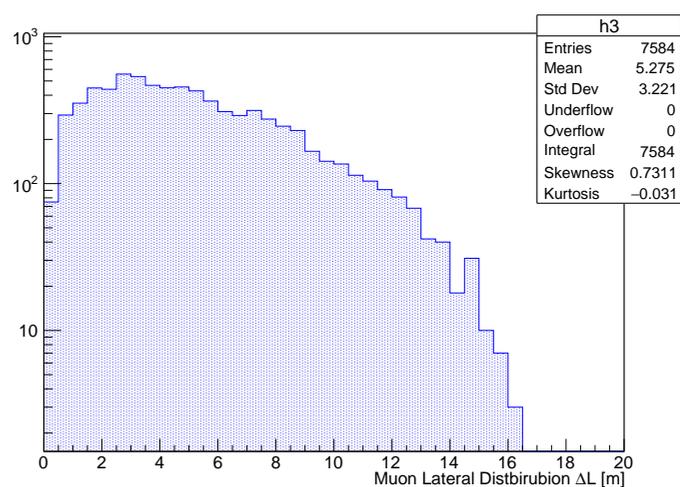


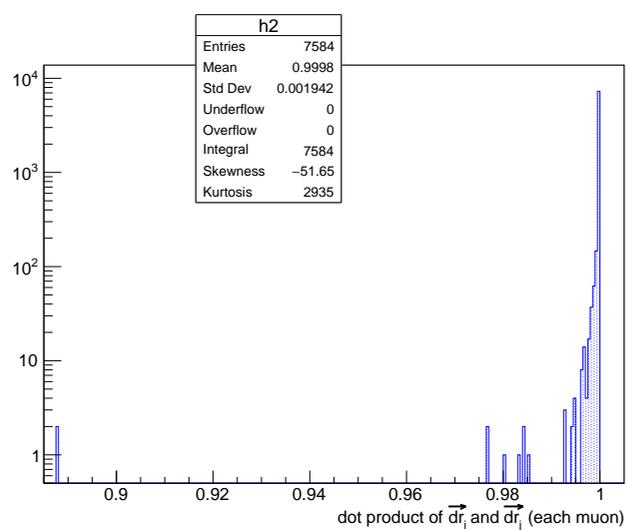
図 45: KLG4 シミュレーションのイメージ



(a) ミューオンの個数



(b) ミューオン束事象に関する位置相関

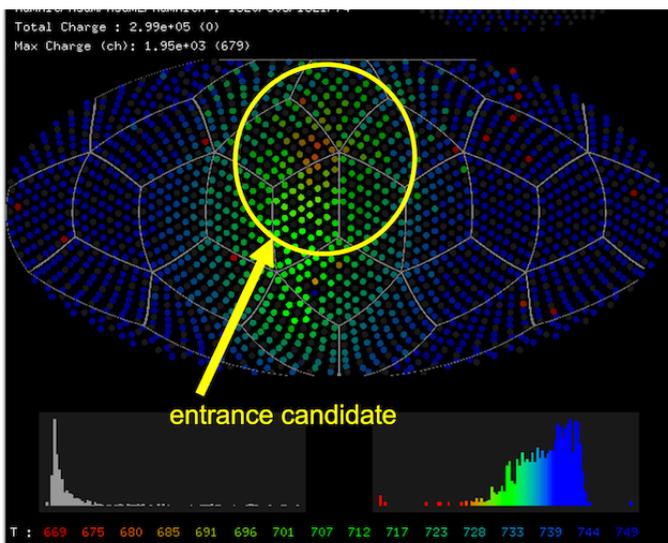


(c) 平行度

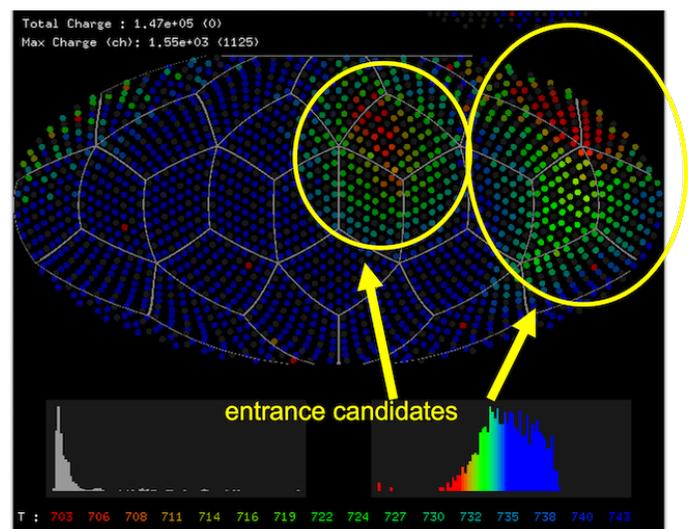
図 46: KLG4 シミュレーションの結果

# 第5章 ミューオン束事象の判別・飛跡再構成方法

ミューオン束事象を識別するために、はじめにミューオンの個数の識別を行った。3章で述べたように、KamLANDではミューオンの入口をヒットの早いPMTの位置から求め、飛跡再構成を行っている。そのため、ミューオン束のように複数のミューオンがほとんど同時に検出器に入射した場合、ミューオンが1つ入射した時と比べ、有意にヒット時間の早いPMTのクラスターが数箇所現れる。図47はそれぞれミューオンが1箇所、2箇所検出器(ID-PMT)に入射したと考えられるヒット分布である。



(a) シングルミューオンイベント



(b) ミューオン束だと考えられるイベント

図47: KamLAND 検出器にミューオンが入射した様子。点はPMTを表し、ヒット時間が早いものほど赤に近い色で表されている。

## 1 ミューオン束事象に対応したミューオン入口識別手順

図47bのように、ミューオンの入口に対応するヒット時間の早いPMTの位置を同時に複数識別するため、本研究では画像認識技術を用いて入口の識別を行った。以下はその手順である。

1. PMTのヒット時間と位置分布を画像化する
2. 画像認識技術を用いて入口候補を検出する
3. 一階微分、二階微分情報から入口候補の選定を行う
4. 既存の宇宙線ミューオン軌跡再構成アルゴリズムからミューオンの出口の位置を得る(1箇所)
5. ミューオンが全て平行にやってくると仮定して平行にトラックを引く。
6. 時間分布の $\chi^2$ が最小となるようMinuitを用いて入口と飛跡を最適化する
7. 一から全入口候補数まで全ての組み合わせで上記の手順を行い、最適なミューオン数と、その飛跡を決定する

ここでは1-4の手順を説明し、次項で5-7の説明を行う。

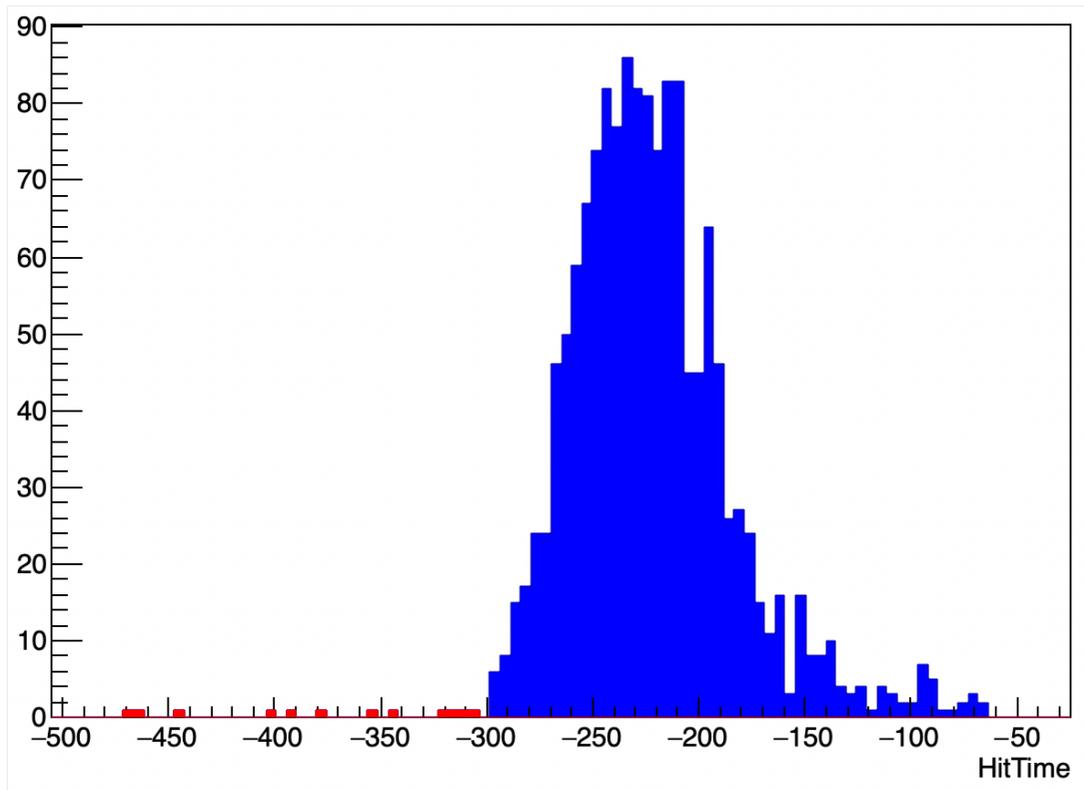


図 49: あるミュオンイベントでのヒット分布。赤がダークヒットを表す。

## ダークヒットの除去

ヒットした PMT のうち、時間的に孤立した PMT を**ダークヒット PMT** と呼ぶ。ダークヒットの原因は、PMT のカソード面から放出される熱電子によるアクシデンタルノイズやダークチャージ、ラドンの崩壊などのヒットなどが挙げられる。

このようなダークヒットはミュオン入口検出の妨げとなるため、最初に除去を行った。条件は以下の通り。

1. ヒットした全 PMT について、周りの PMT(neighbor PMT) との時間差 (dt) を調べる
2. neighbor PMT の本数の 70% に相当する本数の PMT の時間差が  $\pm 30$  ns 以上

これらの条件を満たす PMT は、ダークヒットとして次節に述べる画像化には使用しない。

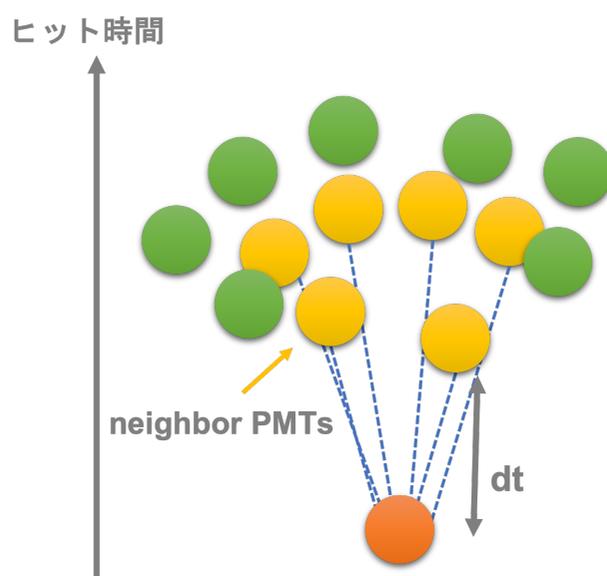


図 48: ダークヒットの除去方法

## 1.1 データの画像化

ダークヒット PMT 除去後、PMT のヒットタイミング分布の画像化を行なった。球状に分布する内部検出器を図 50 のように、 $\cos\theta$  と  $\phi$  で描画した。ここで  $\theta$  と  $\phi$  は図 52 のように検出器天頂を  $\theta = 0$ 、東を  $\phi = 0$  とする角度である。

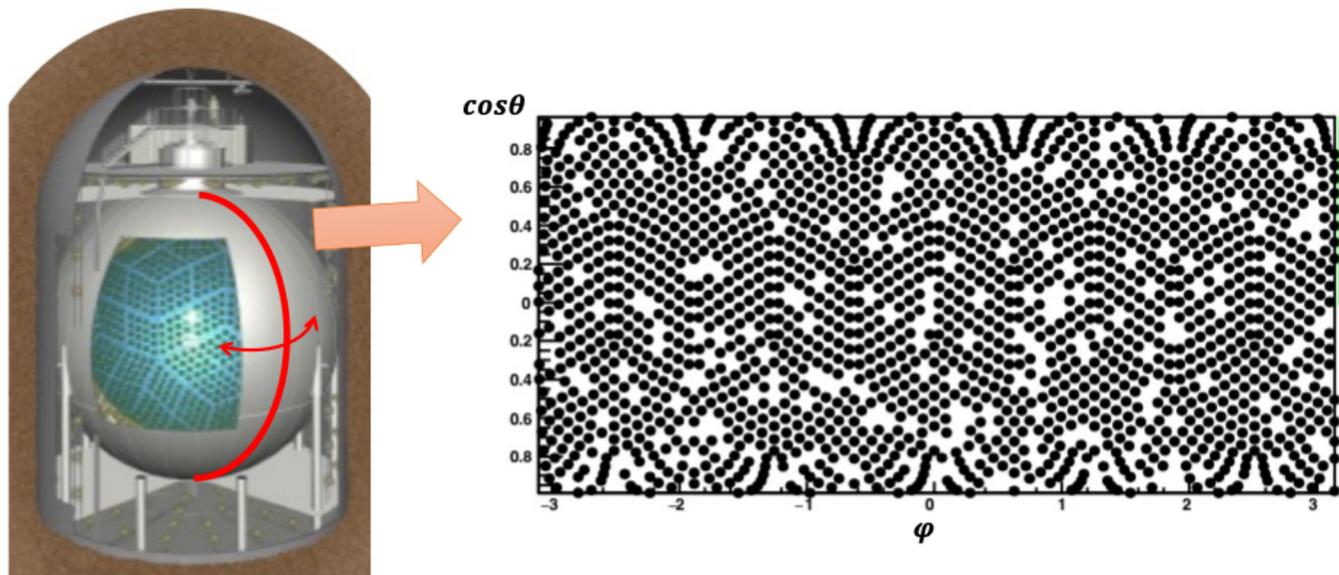
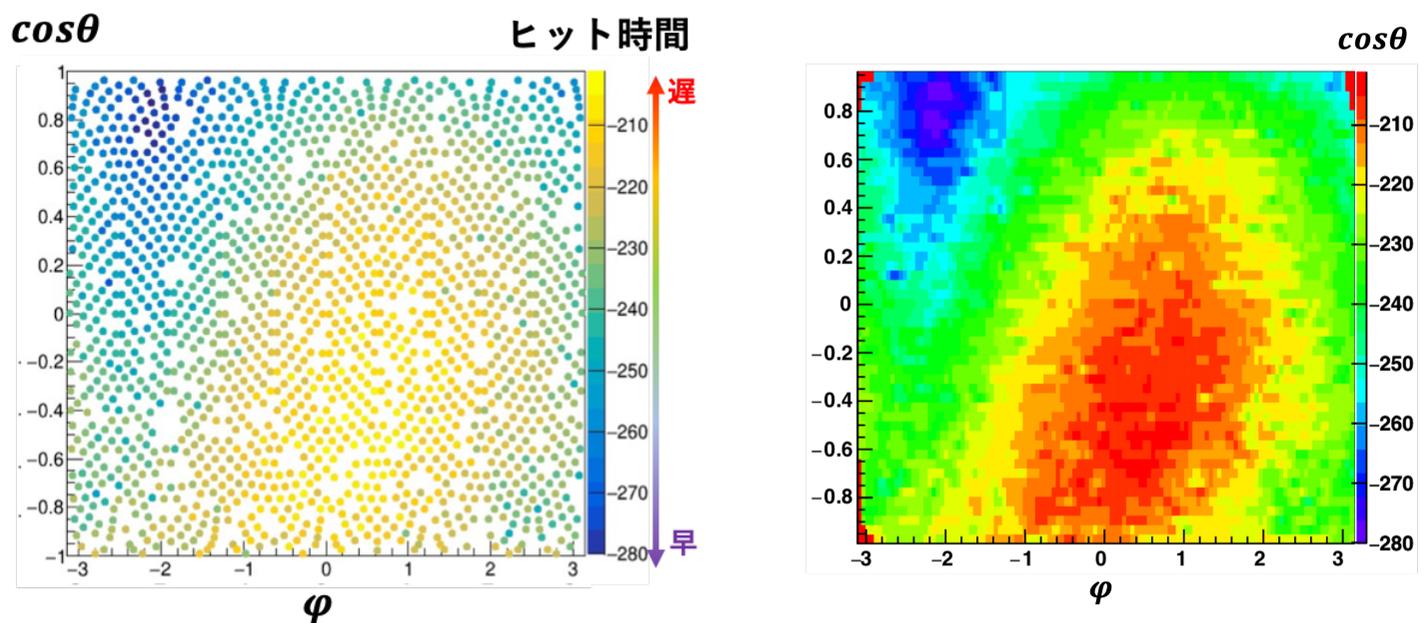


図 50: PMT を  $\theta, \phi$  で描画

あるイベントにおいて、図 50 の各 PMT をヒットタイミングごとに色分けし (図 51a)、さらに各点を Delaunay 三角形分割を用いて補間を行なって得られる画像 (図 51b) を用いて画像処理を行った。補間は ROOT のオプション “colz” [24] を用いた。



(a) 各 PMT をヒットタイミングごとに色分けした図

(b) Delaunay 三角形分割を用いて補間を行なった図

図 51: ヒットタイミング情報の画像化

図 51b は縦横の長さが等しい正方形の画像だが、実空間では  $\phi$  方向は検出器一周分の長さであるのに対し、 $\cos\theta$  方向はおよそ半周分と長さが異なる。そこで、実空間において、 $\cos\theta = 0$  付近での 1 ビンが正方形に近くなるよ

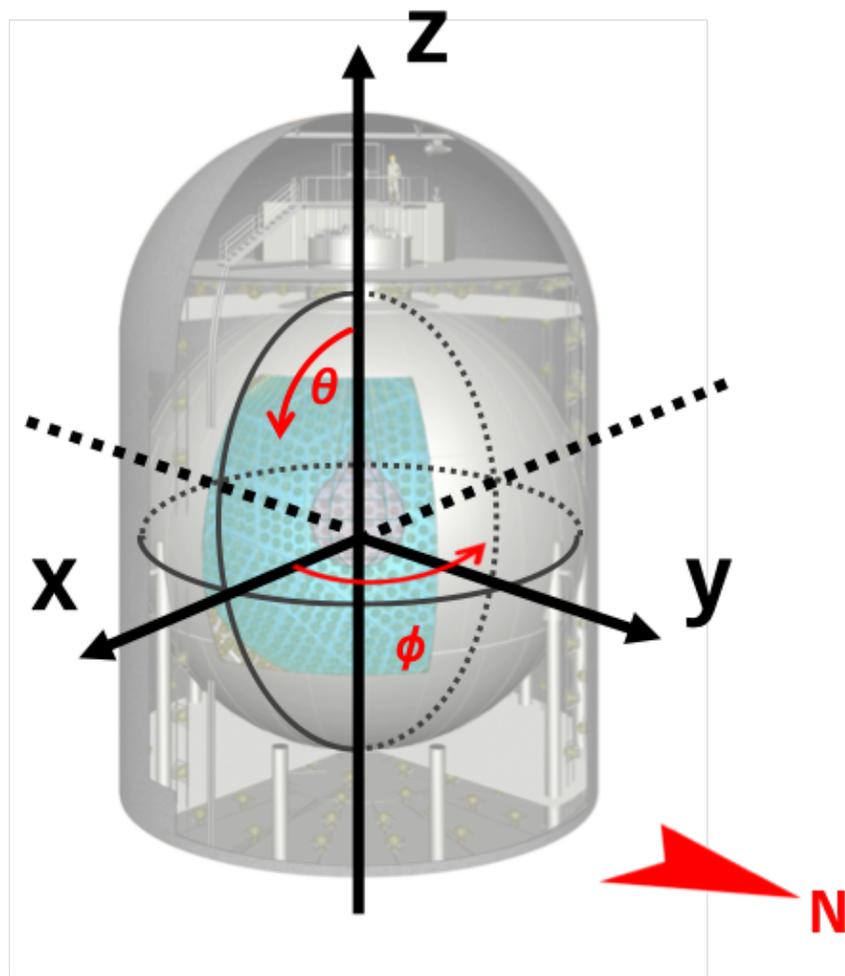


図 52:  $\phi, \theta$  のとり方

う横方向と縦方向で分割数を変えた。縦 ( $\cos \theta$  方向)50 bin $\times$  横 ( $\phi$  方向)120 bin の分割であり、1 ビンの大きさは  $\cos \theta = 0$  付近で、 $\phi$  方向に約 44.5 cm、 $\cos \theta$  方向に約 34 cm である。

こうして最も歪みが小さくなった  $\cos \theta = 0$  付近で入口検出を行うため、最も早いヒットすなわち全体の最小値を中心へ回転させ、入口が期待される範囲に対して最も精度良く入口の検出が行えるよう工夫した。 $z$  軸を中心に  $-\phi$ 、 $y$  軸を中心に  $\frac{\pi}{2} - \theta$  回転させ、ROOT のオプションを用いて行なった。

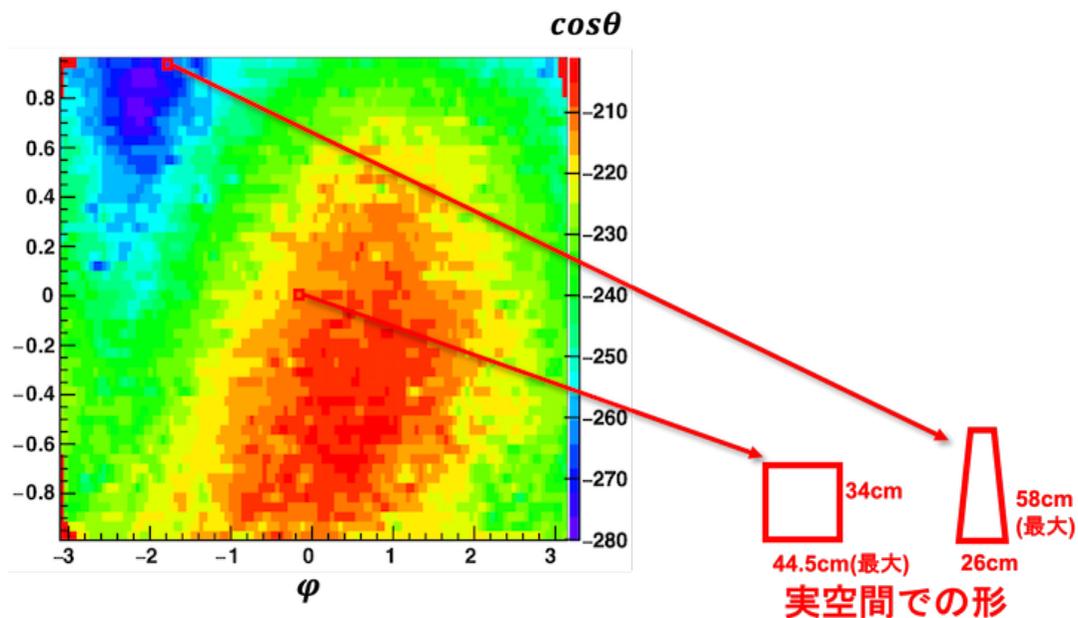
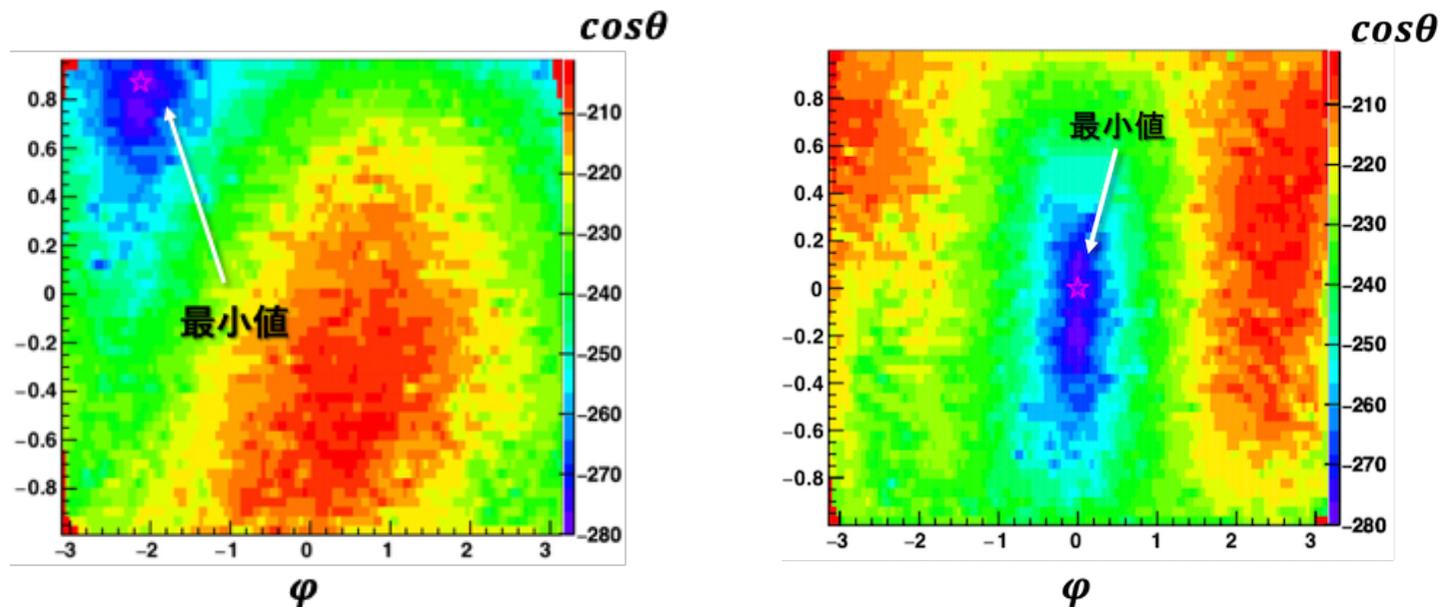


図 53:  $\cos \theta = 0$  付近と  $\cos \theta = \pm 1$  付近での 1 ビンあたりの大きさと形のイメージ



(a) 元の画像

(b) 回転後

図 54: 最も早くヒットした PMT を中心に回転

## 1.2 入口候補の検出原理

入口検出は画像をフィルタリングで平滑化し、その後候補を抽出・選定して行った。

平滑化には最小値フィルターを用いた。これは図 55 のように、フィルター範囲内の最小値を探しフィルターの中心の値へ置換する操作を中心のビンを一つずつずらしながら、全てのビンに対して繰り返す操作である。

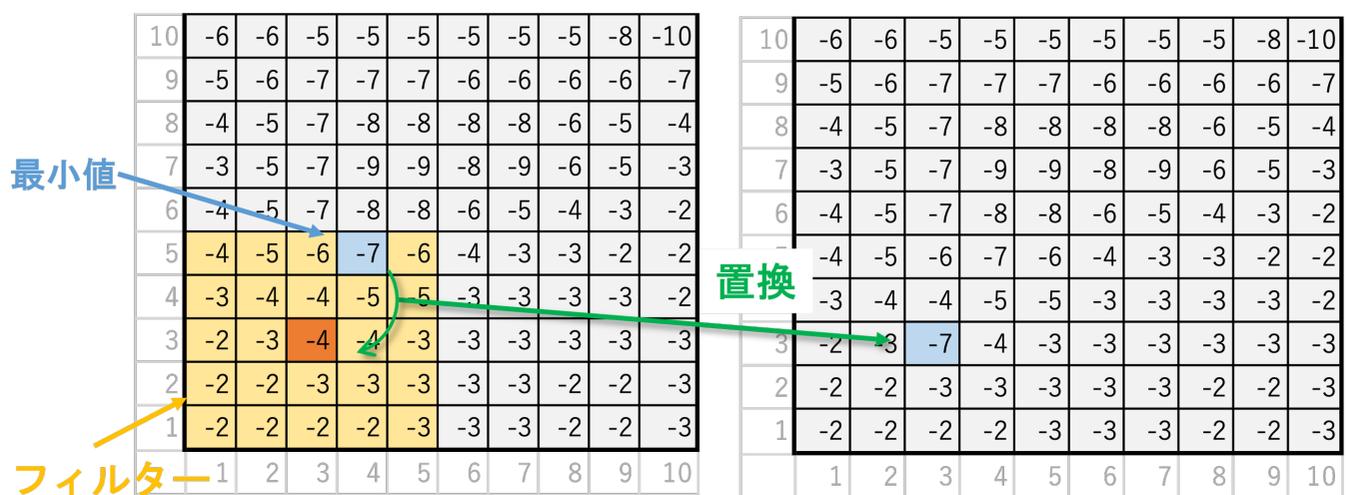


図 55: 最小値フィルタリング操作

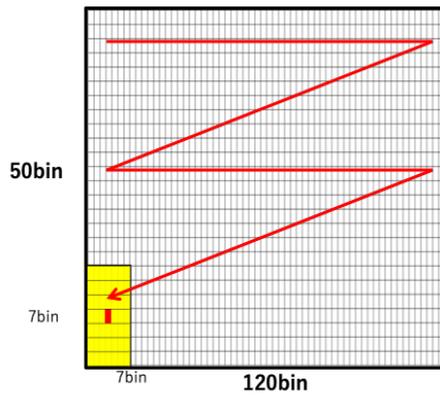


図 56: 最小値フィルターのサイズとフィルターをかける方向

フィルターの大きさは、50 bin×120 bin の大きさの画像に対して 7 bin×7 bin である。この大きさは  $\cos\theta = 0$  付近において  $\phi$  方向に約 3.1 m、 $\cos\theta$  方向に約 2.4 m であり、平行距離がおよそ 1.5 m 以上のミュオン束であれば識別可能である。このフィルターの大きさは、大きいほど粗く検出を行い、小さいほど誤検出が多くなってしまふ。そのため、ミュオン束事象の見逃しを防ぎながら、誤検出がなるべく少なくなるよう、慎重に選定を行った。

フィルタリング後、フィルター範囲内の最小値として選ばれたビンのみ残す、入口候補の抽出 (マスクング) を行った。

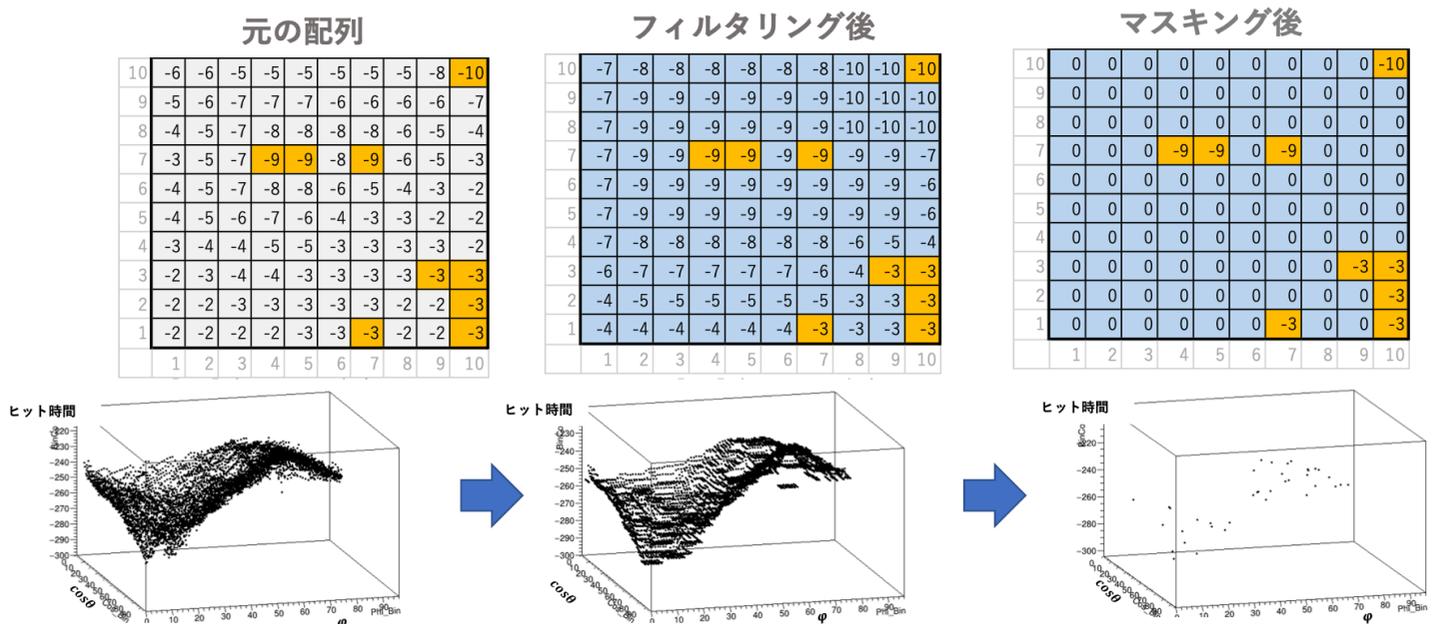


図 57: 左：元の分布 真ん中：フィルタリング後 右：マスクング後

### 1.3 入口候補の選定

抽出された入口候補にはノイズによる誤判定が含まれるため、条件をつけて選定を行った。まず、ミュオン束は数 ns の範囲でほとんど同時に検出器に到達するが [7]、最大で検出器半径分の経路差が生じる。これより最も早いヒット時間から  $850 [cm]/c \approx 30 \text{ ns}$  の範囲内の入口候補のみ選定した。

また、実際の入口では周囲の十数本～数十本のヒット時間が連続的に分布し、最小値では一階微分が 0 になり、二階微分が正になる。このことを利用し、微分フィルターを用いて選定を行った。

表 6: 微分フィルタのカーネル

|   | カーネル |   |   |      |    |    |
|---|------|---|---|------|----|----|
| 一階微分フィルタ<br>(Prewitt filter)<br>(3 × 3 近傍, K = 1) | -1   | 0 | 1 | -1   | -1 | -1 |
|   | -1   | 0 | 1 | 0    | 0  | 0  |
|   | -1   | 0 | 1 | 1    | 1  | 1  |
|   | 横方向  |   |   | 縦方向  |    |    |
| 一階微分フィルタ<br>(Sobel filter)<br>(3 × 3 近傍, K = 1)   | -1   | 0 | 1 | -1   | -2 | -1 |
|   | -2   | 0 | 2 | 0    | 0  | 0  |
|   | -1   | 0 | 1 | 1    | 2  | 1  |
|   | 横方向  |   |   | 縦方向  |    |    |
| 二階微分フィルタ<br>Laplacian filter<br>(K = 1)           | 0    | 1 | 0 | 1    | 1  | 1  |
|   | 1    | 4 | 1 | 1    | 8  | 1  |
|   | 0    | 1 | 0 | 1    | 1  | 1  |
|   | 4 近傍 |   |   | 8 近傍 |    |    |

## 微分フィルタ

微分フィルタは、一般的に画像処理において、画像から輪郭を抽出する目的で用いられる。

ここでは、代表的な微分フィルタの 3 種類を紹介する。

**Prewitt Filter** とは、最も基本的な一階微分フィルタである。平滑化を行いながら微分値を求めることで、ノイズの影響を抑えながら輪郭を抽出できる。その平滑化フィルタをかける際に、注目画素との距離に応じて重み付けを変化させたものが **Sobel filter** である。

**Laplacian Filter** は平滑化をしながら二階微分を求めることができるフィルタであり、縦・横の 4 近傍と、さらに斜め方向の要素も含める 8 近傍のものが存在する。

表 6 では、フィルタの要素であるカーネルを挙げる。

微分フィルタでは、**畳み込み演算**を行って出力を行う。

## 畳み込み演算

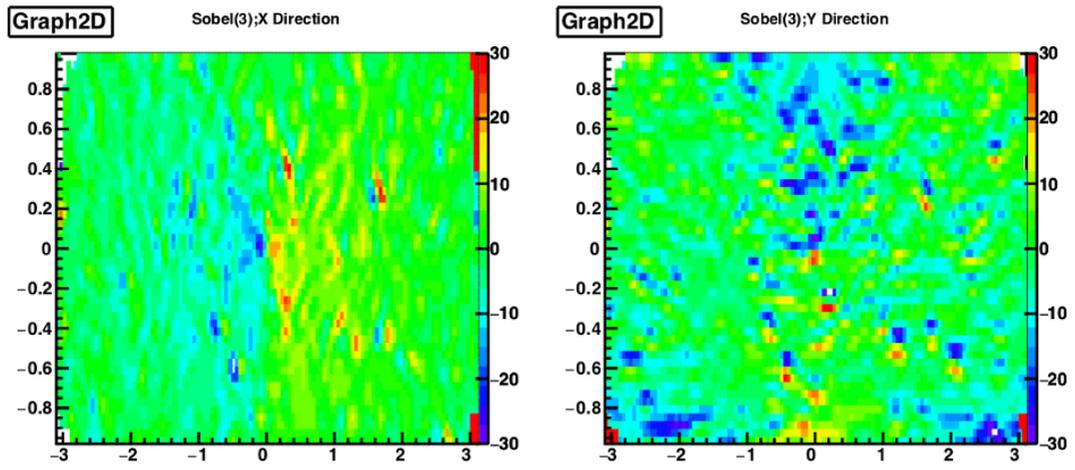
畳み込み演算は、注目している要素がカーネルの中心にくるようにして、周辺の要素とカーネルの係数を掛け合わせた和を注目している要素に代入する計算方法のことである。

$$I = \begin{bmatrix} I(0,0) & I(1,0) & I(2,0) & I(3,0) & I(4,0) \\ I(0,1) & I(1,1) & I(2,1) & I(3,1) & I(4,1) \\ I(0,2) & I(1,2) & I(2,2) & I(3,2) & I(4,2) \\ I(0,3) & I(1,3) & I(2,3) & I(3,3) & I(4,3) \\ I(0,4) & I(1,4) & I(2,4) & I(3,4) & I(4,4) \end{bmatrix}, K = \begin{bmatrix} K(0,0) & K(1,0) & K(2,0) \\ K(0,1) & K(1,1) & K(2,1) \\ K(0,2) & K(1,2) & K(2,2) \end{bmatrix} \quad (70)$$

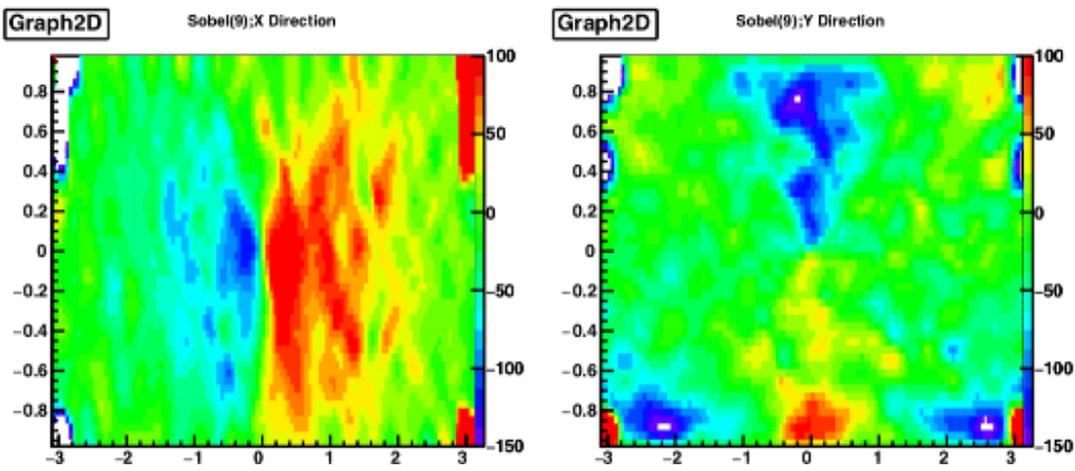
例えば、式 70 のような 5 の要素  $I$  と  $3 \times 3$  のカーネル  $K$  が与えられた時、要素  $I'(1,1)$  は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} I'(1,1) &= K(0,0) \cdot I(0,0) + K(1,0) \cdot I(1,0) + K(2,0) \cdot I(2,0) \\ &+ K(0,1) \cdot I(0,1) + K(1,1) \cdot I(1,1) + K(2,1) \cdot I(2,1) \\ &+ K(0,2) \cdot I(0,2) + K(1,2) \cdot I(1,2) + K(2,2) \cdot I(2,2) \end{aligned} \quad (71)$$

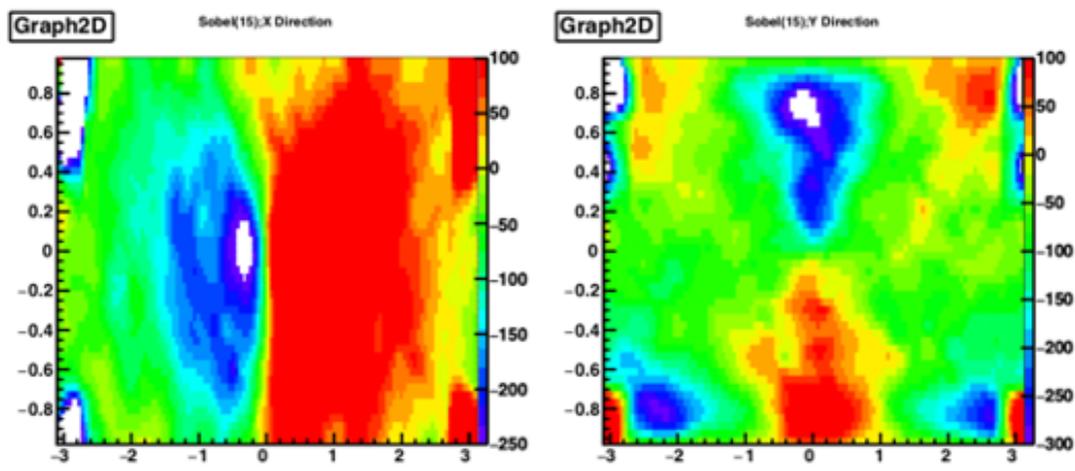
微分フィルタリングでは、畳み込み演算を 1 要素ずつずらして行っていく。



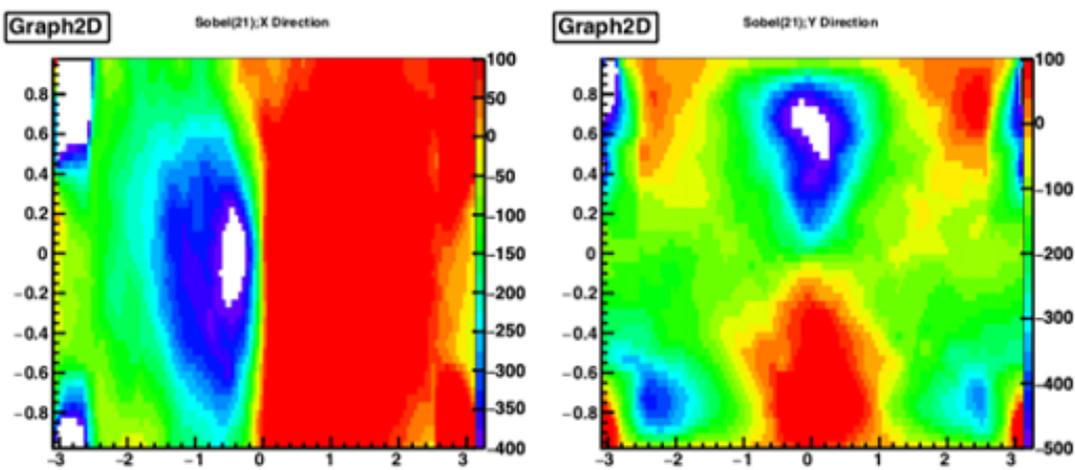
(a) 3 bin×3 bin



(b) 9 bin×9 bin



(c) 15 bin×15 bin



(d) 21 bin×21 bin

図 58: 様々なサイズの Sobel filter を横方向 (左) と縦方向 (右) にそれぞれフィルタリングした結果\*2

また、これらのカーネルのサイズは任意に決めることができる。式 72 は Sobel filter のカーネルの各要素  $(i, j)$  を表す式である。

$$\text{縦方向} : \frac{i}{i \times i + j \times j}, \text{横方向} : \frac{j}{i \times i + j \times j} \quad (72)$$

本研究では、入口候補の選定に  $15 \times 15$  の Sobel filter と、 $3 \times 3$  の 8 近傍の Laplacian filter を使用した。

Sobel Filter で横 ( $\phi$ ) 方向と縦 ( $\cos \theta$ ) 方向にフィルタリングして得られる二乗和 ( $dx^2 + dy^2$ ) が 5000 より小さく、Laplacian filter で二階微分が正の候補のみを選定した。ここで、入口候補周辺 ( $7 \times 7$  範囲内のビン) にピーク候補よりも二乗和が小さいビンがあった場合、ピーク候補の場所はそちらにずらし、入口候補が複数選定された場合は、二乗和が小さいものから順に優先順位をつけた。

また、最終的に 5 箇所以上入り口が選定された場合、優先順位の上位 5 箇所のみを残した。これは次に述べる飛跡再構成時での高速化のためであり、フルシミュレーションの結果 (図 46a) では、多重度が 6 以上の事象は全事象の 0.063% である。

以上の入口検出をシミュレーションに適用した結果が以下の表 7 である。以下では第 4 章でのフルシミュレーション結果を用いて、一本 ( $N=1$ ) のミュオンが検出器に入射したイベントをシングルミュオン、複数本 ( $N>1$ ) 入射したようなイベント全てをミュオン束と表記する。シミュレーション中で実際に検出器へ入射したミュオン数に対して、最終的に本研究において決定されたミュオン数が少ない場合は「不足」、多い場合を「過剰」と表記している。

表 7 より、ミュオン束の複数の入口に対して 90% 以上の精度で検出できた。「不足」に分類されている事象の多くは実際のミュオン間の距離が 1 m 以下のようなものである。また、「過剰」に分類される事象が最も多くなっているが、次節から述べるように検出された入口を初期値として再構成した飛跡のカイ二乗検定で選定を行う。

表 7: シミュレーションでのミュオン数の適合率

|                    | 不足    | 過不足なし  | 過剰     |
|--------------------|-------|--------|--------|
| シングルミュオン ( $N=1$ ) | 0%    | 50.28% | 49.72% |
| ミュオン束 ( $N>1$ )    | 8.71% | 26.88% | 64.41% |

## 2 飛跡再構成

入口候補を選定した後、飛跡再構成を行い、最終的な飛跡とミュオン数を決定した。再構成に使用する PMT はミュオン事象が十分な光量があることから、時間分解能に優れる 17-inch PMT のみを用いた。3 章 2 節で述べたように、従来の飛跡再構成ではチェレンコフ角内の PMT のヒット時間のみを用いて行なっているが、複数のミュオンが同時に検出器へ入射した場合、チェレンコフ角外の PMT のヒット時間も必要である。そこで本研究では、チェレンコフ角外の PMT のシンチレーション発光をシミュレーションを用いてモデル化することにより、チェレンコフ角外の PMT のヒット時間も含めた再構成を行なった。また、シミュレーションではバッファオイル中の微弱なシンチレーション発光も考慮されている。

ヒット時間は、チェレンコフ光が最速で到達し時間分布も鋭いことから、各飛跡ごとにチェレンコフ角内と、その他の 2 種類のモデルに分類した。チェレンコフ角外ではバッファオイル中またはアウターバルーン内の液体シンチレータによるシンチレーション発光によるヒットが考えられる。また、チェレンコフ角内の PMT は出口の感度に有効である一方、その他のシンチレーション光によるヒット時間分布は相対的に広がる。そこで、入口近傍のヒッ

\*2 白い部分は範囲より小さい値の場所

ト時間を独立に扱い、入口の感度を高めた。すなわち、ヒット時間は2種類のモデルを使用し、さらにPMTを図59のようにチェレンコフ角内、入口近傍、その他シンチレーションヒットの領域の3種類に分類した。

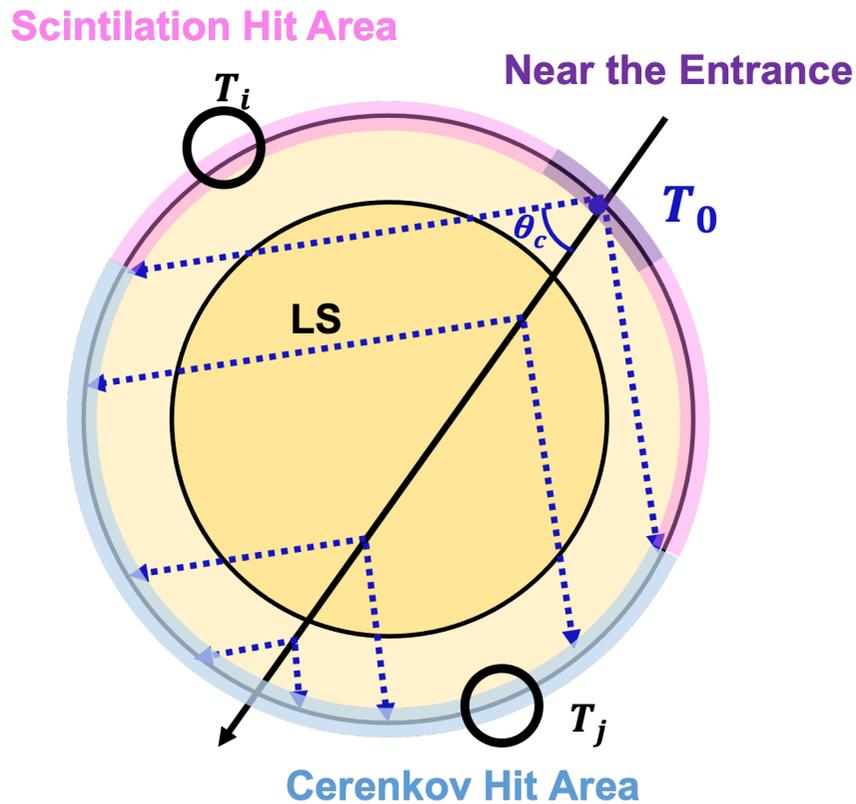


図 59: 飛跡再構成時の PMT の分類

各飛跡ごとに、上記で述べた3種類のPMTの本数をそれぞれ  $N_c, N_{Ent}, N_s$  とし、再構成のための最小化パラメータ  $\chi^2$  を式73のように定義した。

$$\chi^2 = \sum_i^{N_c, N_{Ent}, N_s} \frac{(T_i - T_{\text{exp}\cdot i} - T_0)^2}{\sigma_{c, Ent, s}^2} \quad (73)$$

ここで、 $T_i$  はPMTのヒットタイミング、 $T_{\text{exp}\cdot i}$  は飛跡から期待される光子の到達期待時間、 $\sigma^2$  はシミュレーションにより求めた各種類でヒット時間のとりうる広がりであり、それぞれ  $\sigma_c = 1.6 \text{ ns}$ ,  $\sigma_{Ent} = 2.6 \text{ ns}$ ,  $\sigma_s = 3.0 \text{ ns}$  である。

また、 $T_0$  はオフセット時間であり、図60のように、イベントごとにチェレンコフ角内とその他のPMTでそれぞれ  $T_i - T_{\text{exp}\cdot i}$  の分布をガウシアンでフィッティングすることで求めた。

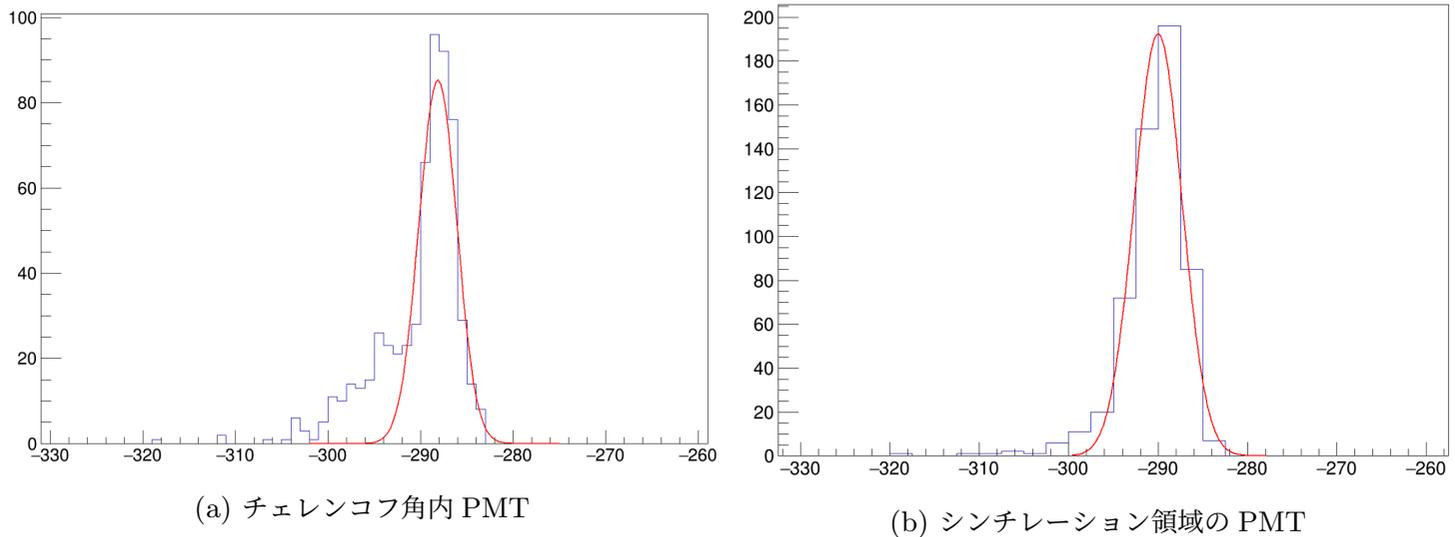


図 60: あるミューオンイベントのオフセット時間  $T_0$  分布

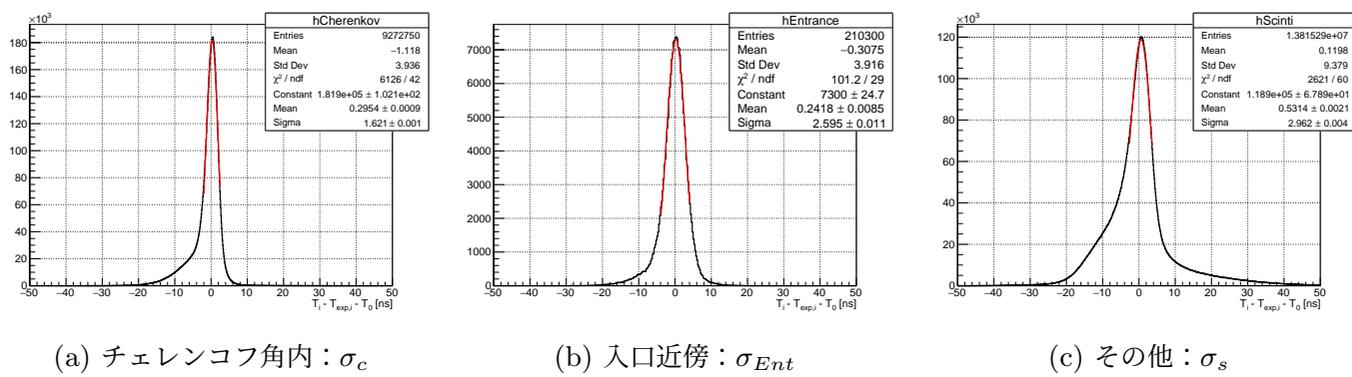


図 61: 種類ごとの  $\sigma$  の値

最適化の際、PMT がいずれかの項に過剰に分類され、不正に  $\chi^2$  が小さくなってしまうような飛跡再構成を防ぐため、各  $\chi^2$  をそれぞれの PMT 数で割って足しあわせたものを最終的な最小化パラメータとして用いた。

$$\chi^2 = \frac{\chi_c^2}{N_c} + \frac{\chi_{Ent}^2}{N_{Ent}} + \frac{\chi_s^2}{N_s} \quad (74)$$

## 2.1 光子到達期待時間のモデル構築

以下では、チェレンコフ角内とその他の PMT での光子到達期待時間について順に述べる。

### チェレンコフ角内

まず、チェレンコフ角内の PMT について考える。前章で述べた式 67 を、より正確な群速度を考慮した式に直すと、群屈折率  $n_g = n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}$  を用いて以下のように表せる。

$$\begin{aligned} t &= t_0 + \frac{l}{c} + \frac{z-l}{\cos\theta} \times \frac{n_g}{c} \\ &= t_0 + \frac{l}{c} + \sqrt{(z-l)^2 + \rho^2} \times \frac{n_g}{c} \end{aligned} \quad (75)$$

ここで 3 章 2 節で示したように、チェレンコフ角内では最も早く PMT に届くシンチレーションの放出角はチェレンコフ角と一致する。また、波長依存の屈折率  $n(\lambda)$  は式 51 で表され、表 5 より温度から係数が得られる。液体シンチレータの温度が  $14.0^\circ\text{C}$ 、波長  $\lambda = 370 \text{ nm}$  の時、屈折率は  $n = 1.46414608$  である。すなわち、飛跡のある一

点と PMT のなす角が  $\cos^{-1}(1/n) = 46.9^\circ$  を満たすとき、チェレンコフ光によるヒットとして式 75 から光子到達時間  $T_{\text{exp},i}$  が求められる。

## シンチレーション発光によるヒット

チェレンコフ角外のヒットのほとんどは液体シンチレータのシンチレーション光だと考えられているが、アウターバルーンを通過していないようなミュオンのイベントでも入口近傍で光子が検出されており、これらはバッファオイル中でのシンチレーション光だと考えられている。

本研究では、より正確かつ複数の飛跡にも対応できるよう、バッファオイル中の弱いシンチレーションも考慮した到達期待時間のモデルをシミュレーションを用いて構築することで、チェレンコフ角外の PMT の光子到達時間を求めた。

シンチレーション発光による到達期待時間を詳細に調べるために、以下の条件で KLG4 シミュレーションでシングルミュオンを入射した。入射位置は図 52 のような座標上において検出器の構造上  $\phi$  の値に対してほとんど対称であることを利用し、下記の図 62 のように検出器中心から 850 cm の球面上から、260 GeV のエネルギー (KamLAND に到来するミュオンの平均的なエネルギー) を持つ、入射位置を原点とする新たな直交座標  $x', y', z'$  において下向き ( $\cos \theta_D = -1 \sim 0, \phi_D = -\pi \sim \pi$ ) のミュオンを後述の  $\cos \theta_E$  の各セクションについて 5 万発ずつ入射し、ミュオンの入射位置と PMT の位置関係や PMT のヒット時間を記録した。

PMT に届く最初のシンチレーション光は、バッファオイル中で発光したものか、半径 650 cm のアウターバルーン内へ入射した瞬間のものだと考えられる。したがって大光量のミュオンシミュレーションを効率よく実行するため、全 PMT へ最初のシンチレーション光が届くのに十分だと考えられる検出器中心から半径 600 cm へミュオンが到達した段階でミュオンのトラッキングを停止した。

ミュオンの入射位置を原点とする新たな直交座標  $x', y', z'$  は、検出器の天頂方向のベクトルを図 62(左) のように  $\overrightarrow{Chimney}$ 、ミュオンの入射位置ベクトルを  $\overrightarrow{Entrance}$  とし、

$$\overrightarrow{z'} = \overrightarrow{Entrance} \quad (76)$$

$$\overrightarrow{y'} = \overrightarrow{Chimney} \times \overrightarrow{z'} \quad (77)$$

$$\overrightarrow{x'} = \overrightarrow{y'} \times \overrightarrow{z'} \quad (78)$$

と定めた。

生成したシミュレーションでは、ミュオンの入射位置として  $\overrightarrow{Chimney}$  と  $\overrightarrow{Entrance}$  のなす角  $\theta_E$ 、 $x', y', z'$  におけるミュオンの入射方向  $\theta_D, \phi_D$ 、PMT の位置関係として定義した座標系で  $x'$  軸と各 PMT のなす角  $\phi_{PMT}$ 、入射位置からの距離  $dR$  の 5 つのパラメータを記録した。

$\theta_E, \theta_D, \phi_D, \phi_{PMT}$  のパラメータを、

- $\cos \theta_E$  :  $-1 \sim -0.4, -0.4 \sim 0.1, 0.1 \sim 0.5, 0.5 \sim 0.8, 0.8 \sim 0.97, 0.97 \sim 0.984, 0.984 \sim 1.0$  の 7 セクション
- $\cos \theta_D$  :  $-1 \sim 0$  を 0.1 ずつ 10 セクション
- $\phi_D$  :  $-\pi \sim \pi$  を  $0.2\pi$  ずつ 10 セクション
- $\phi_{PMT}$  :  $x'$  軸に対称であることを考慮し、 $|\phi_{PMT}|$  として  $0 \sim \pi$  を  $0.1\pi$  ずつ 10 セクション

のように分割し、図 63 のように  $dR=0$  の点からの距離と光子検出時間の差の関係をプロットし、シンチレーション光の  $T_{\text{exp},i}$  として式 73,74 に用いた。

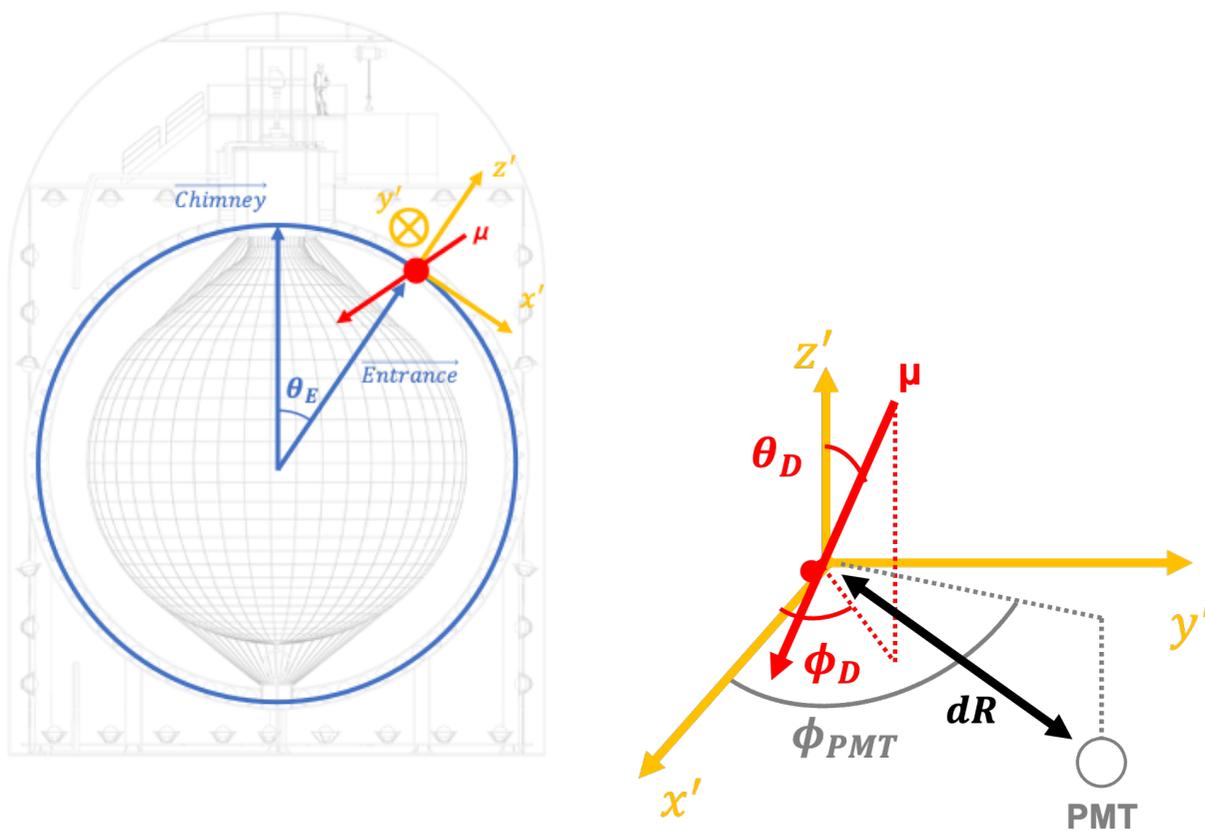


図 62: 座標軸の取り方

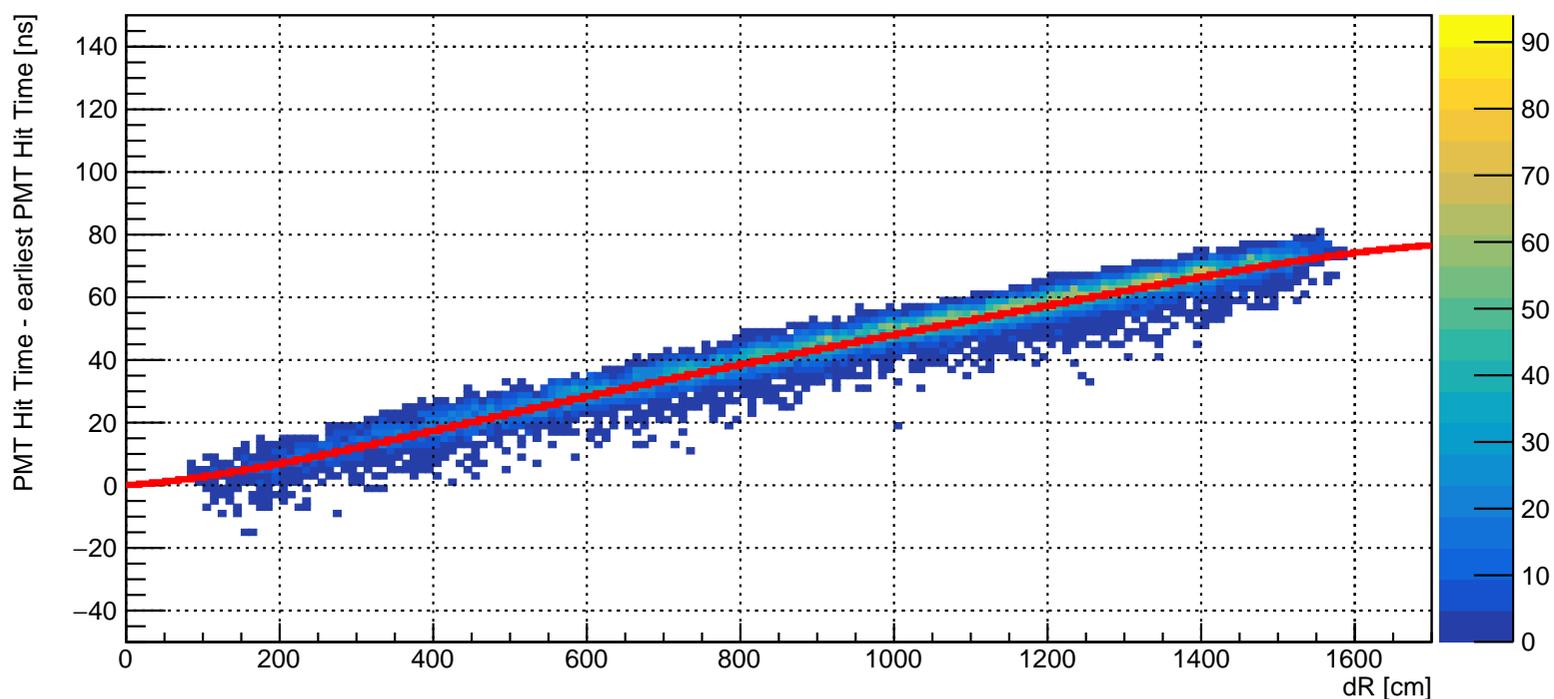


図 63:  $0.984 < \cos \theta_E \leq 1.0$ ,  $-1.0 \leq \cos \theta_D < -0.9$ ,  $-\pi \leq \phi_D < -0.8\pi$ ,  $0 \leq |\phi_{PMT}| < 0.1 \pi$  のセクションでの光子検出時間と  $dR$  の関係。赤線はフィッティングで得られた、 $dR$  で区切った時間分布のピークを通る 5 次の多項式

シミュレーションにおいて、実際の飛跡から PMT のなす角を  $\theta_{PMT}$  とした時の  $T_i - T_{\text{exp},i} - T_0$  の分布を図 64 に表す。チェレンコフ角内に相当する  $\cos \theta_{PMT} > 0.683$  部分での鋭い広がりに対して、その他の部分に相対的な広がりが認められるものの、いずれのモデルも 0 に正しく位置している。このことから、正しいモデル化を行えたこと確認できた。

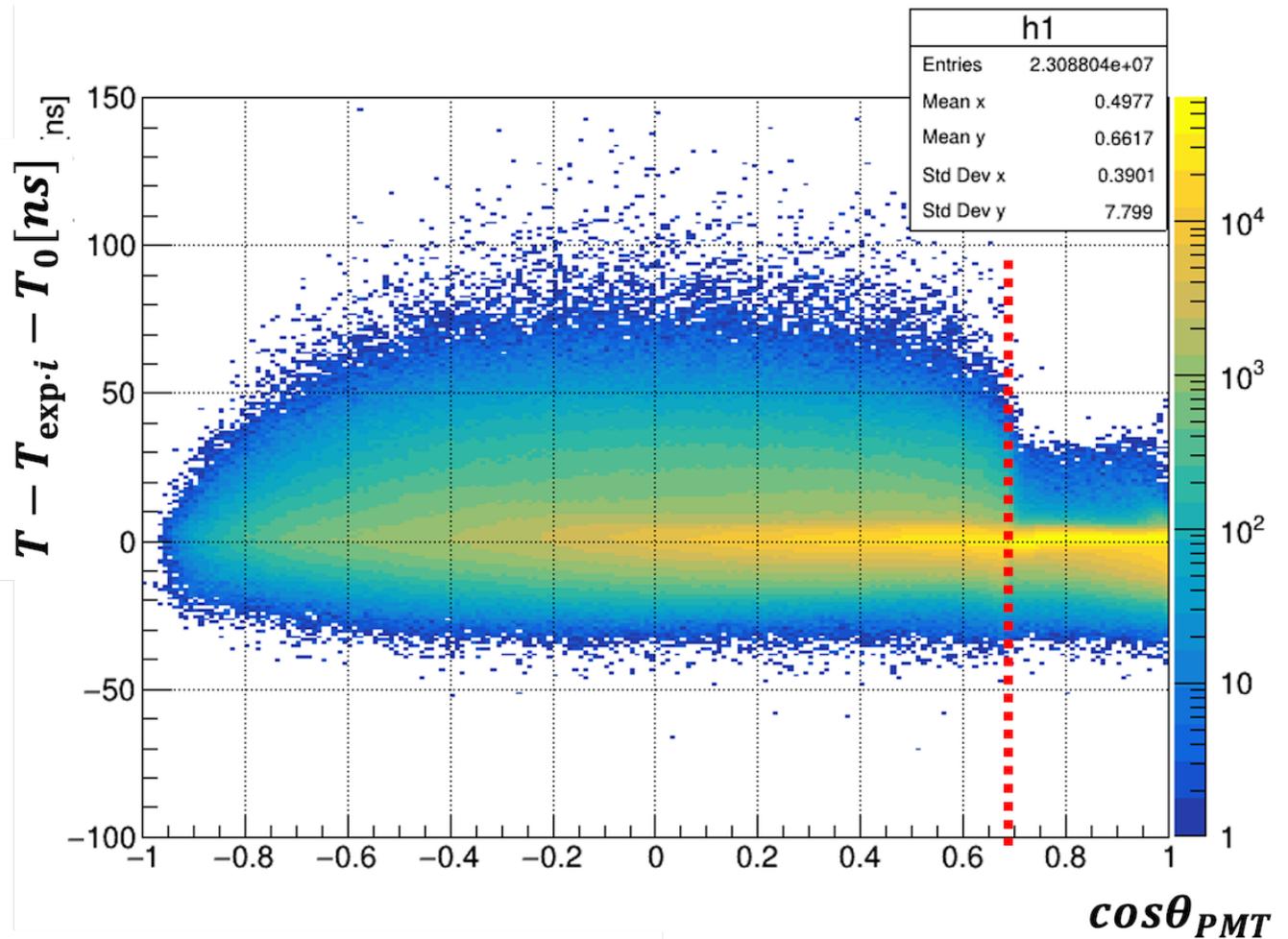


図 64:  $T_i - T_{\text{exp},i} - T_0$  の PMT 位置ごとの分布

## 2.2 ミューオン束事象の飛跡再構成

入口検出で複数入口が見つかった場合、以下の手順で全通りの飛跡再構成を行なった。

1. 従来の飛跡再構成で得られた出口を 1 箇所選ぶ。
2. 入口候補のうち 1 点を選び、出口と結び方向を定める。
3. ミューオンの方向は全て同一だと仮定して飛跡をを引く。
4. 3 の入口位置と出口位置を初期値に、時間分布の  $\chi^2$  が最小となるよう最適化を行う。
5. 1~4 を入口候補の優先順位に従って、ミューオン数を 1 から候補数まで変化させながら行う。
6.  $\chi^2$  が最小となるミューオン数と飛跡を決定する。

ここで図 46c より、複数ミューオンが検出器に検出器に入射した場合、ほとんどの角度相関は  $\cos > 0.995$  なので、ミューオン束は全て平行だと仮定している。

また、ミューオン束は全て同一面上で検出器へ入射すると仮定し、図 65 のように経路差により生じる時間差  $dT'$  を考慮した。最小化に用いたパラメータは式 73,74 の通りで、PMT ごとにそれぞれの飛跡からのヒットタイミングを比較し、最も早いものをその PMT のヒットタイミングとして採用した。

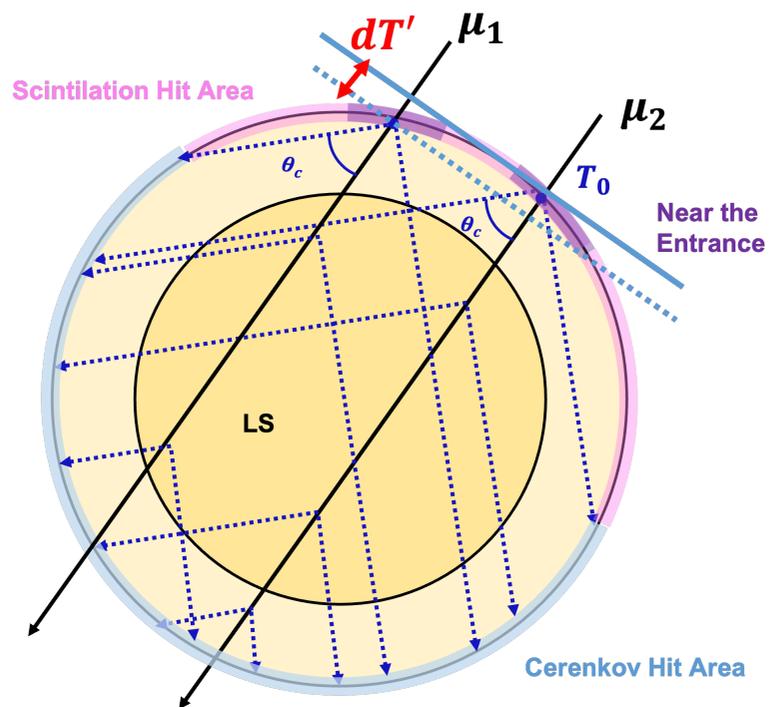


図 65: 座標軸の取り方

最適化には ROOT の Minuit[25] を用いた。Minuit はパラメータ最小化のための計算プログラムで、任意の関数を定義すると、パラメータが最小になるような変数を効率的に求めるプログラムである。

上記の 1~3 で得られる飛跡の入口と方向を初期値として最適化を行うことで、PMT が存在しない天頂 (Chimney) 部分から到来するミュオンなど、PMT の位置に依らない再構成を行うことができる。

# 第6章 シミュレーションにおける性能評価

## 1 入口検出効率

第4章のフルシミュレーションで入口検出を行い、第5章で述べた飛跡を最適化した後のミュオン数の適合率を示したものが表8である。

表8: シミュレーションでのミュオン数の適合率

|                | 不足     | 過不足なし  | 過剰     |
|----------------|--------|--------|--------|
| シングルミュオン (N=1) | 0%     | 79.91% | 20.19% |
| ミュオン束 (N>1)    | 34.76% | 41.77% | 23.47% |

表8より、シングルミュオンを8割の精度で過不足なく識別に成功している。またミュオン束に関しても5割近く過不足なく成功していることが分かる。

シングルミュオン全体の2割近くは「過剰」に分類されているが、このうち約半数は少しヒットタイミングが早いPMTの影響により、検出器をかすめるような飛跡や、複数の入口間の距離が1 m未満といった近すぎる飛跡を再構成してしまったものである。これらに対しては距離相関による選定を設けるといったことで改善は可能である。

また、ミュオン束では3割ほど「不足」となっているがこの内約半数は、複数本入射したミュオンの中に検出器をかすめてアウトバールンへ入射しないミュオンがあったり、シングルミュオンと同様に距離相関が近すぎる飛跡が多く含まれ、veto volumeには大きく影響しない飛跡がある。今後は詳細にチューニングを行うことで改善できる。

## 2 飛跡の精度

### 2.1 シングルミュオン

再構成された飛跡の精度に関して、入口と出口の精度をそれぞれ議論することで考察を行う。

シミュレーションでの全シングルミュオン事象に対して、実際のミュオンの入口出口から、最適化後の飛跡のうち最寄りの入口と出口までの距離を、従来のアルゴリズム、最適化前、最適化後で比較した結果が図66,67,表9である。

図66より、従来のアルゴリズムでは1.5 m以上の部分にテールが存在した。一方で、本研究では画像処理の段階で93.8%の精度で1.5 m以内に入口の検出が行えた。これは従来の精度を10%以上上回る。正しく初期値を与えたことにより、最適化後では88.8%が1 m以下の精度で再構成を行えている。これは従来の精度を20%以上向上する結果である。

また、図67より、出口に関しても85%近くが1 m以内に再構成を行えており、従来の結果を22%向上させた。

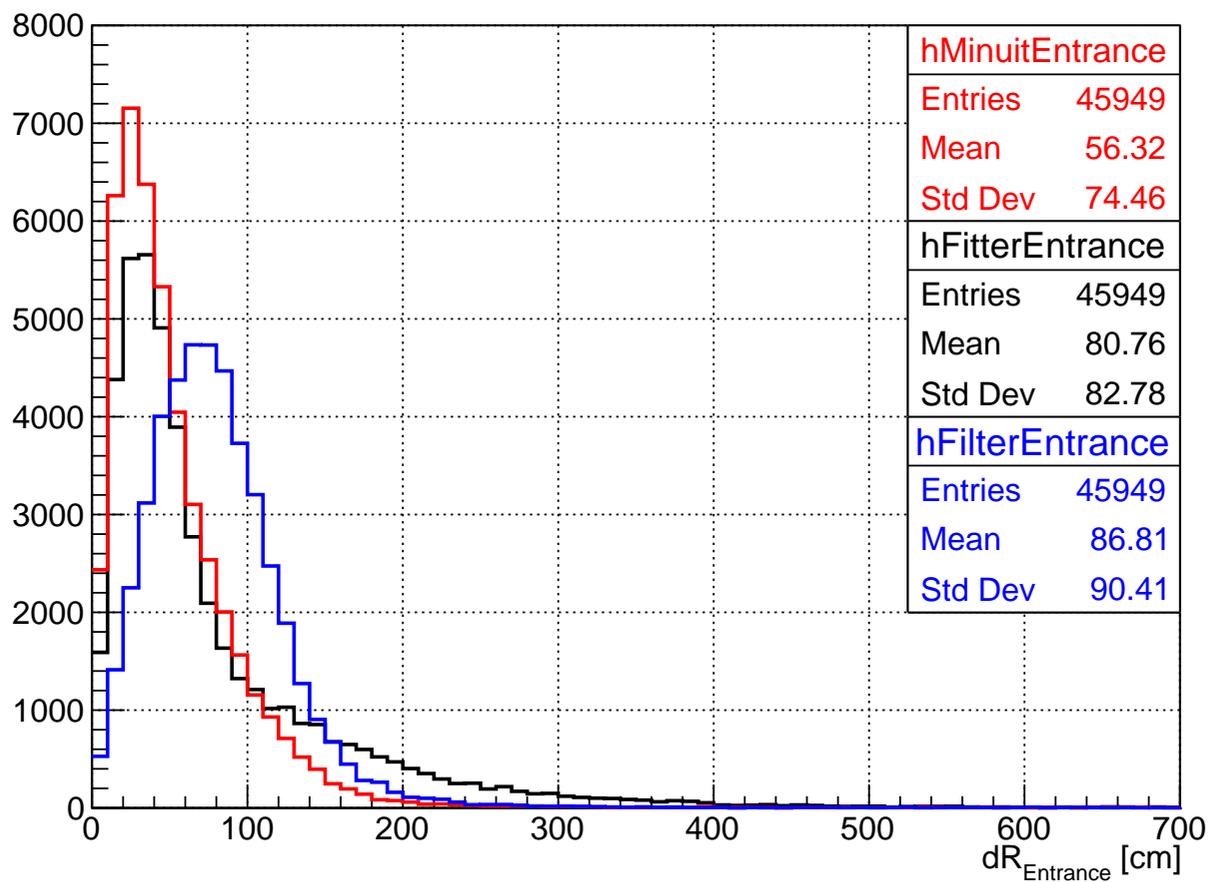


図 66: 入口の精度。黒が従来のアルゴリズム、青が検出された入口位置 (最適化前)、赤が最適化後

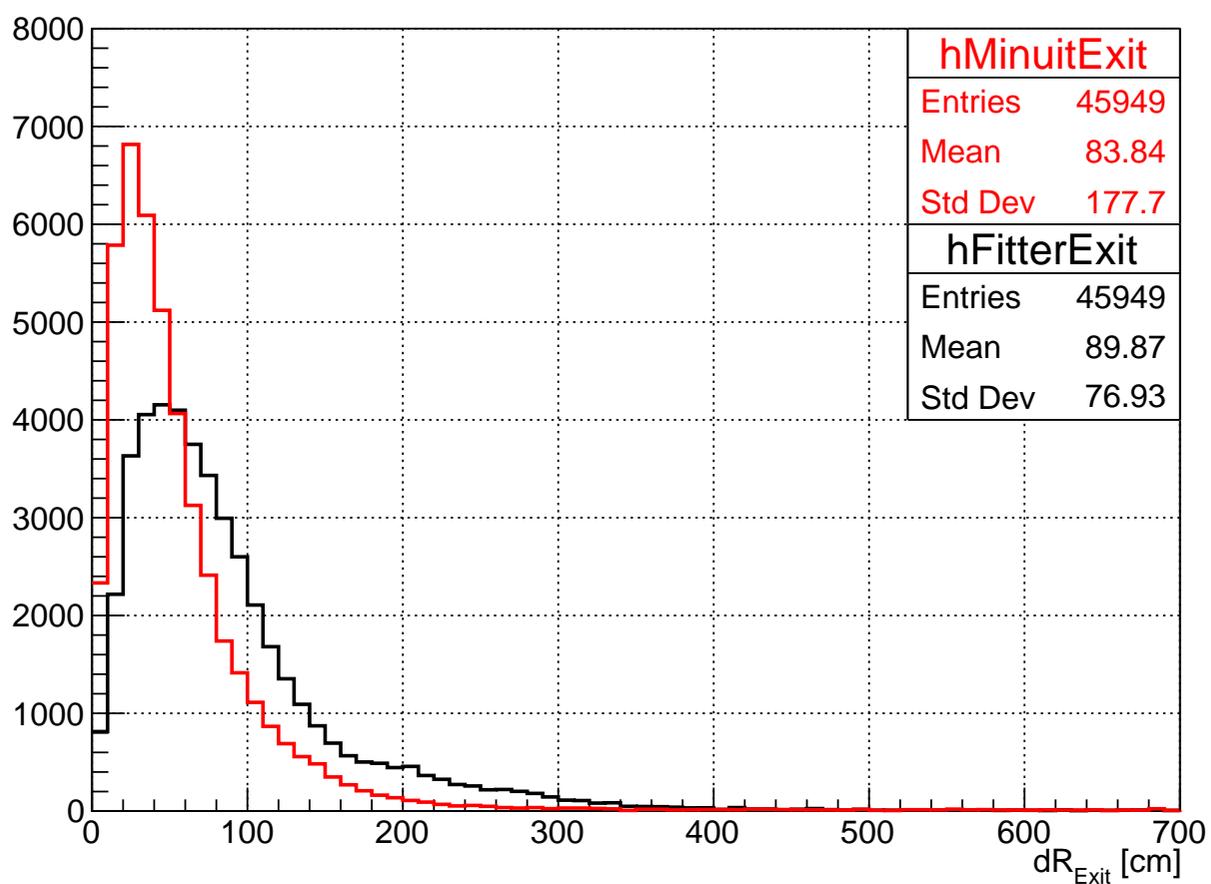


図 67: 出口の精度。黒が従来のアルゴリズム、赤が最適化後

表 9: 各飛跡において入口, 出口の 1 m と 1.5 m 以内の精度割合

| 範囲             | 入口     |        | 出口     |        |
|----------------|--------|--------|--------|--------|
|                | 1.5 m  | 1 m    | 1.5 m  | 1 m    |
| 従来のアルゴリズム      | 84.53% | 73.71% | 84.55% | 69.09% |
| 検出された入口 (最適化前) | 93.79% | 72.59% |        |        |
| 最適化後           | 96.89% | 88.81% | 92.73% | 84.66% |

## 2.2 ミューオン束

ミューオン束に対して最適化前後の入口の位置の精度が図 68 である。これは、実際の入口に対して、再構成された最寄りまで入口の距離を表したものである。ミューオン束の場合でも、入口検出の時点で 85.5% の精度で 1.5 m 以内に入口の検出が行えており、最適化後には 89.5% の精度で 1.5 m 以内に再構成が行えている。

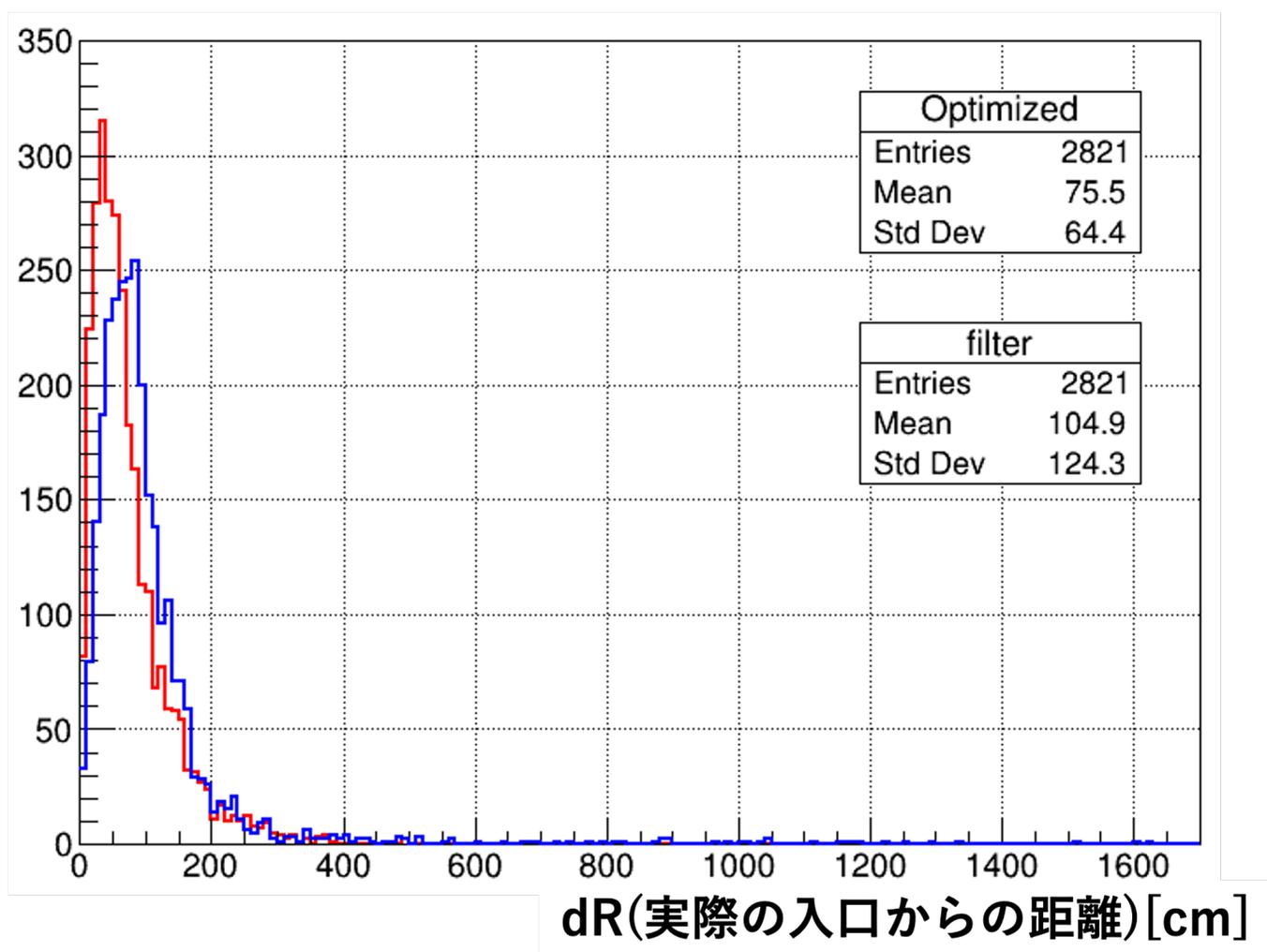
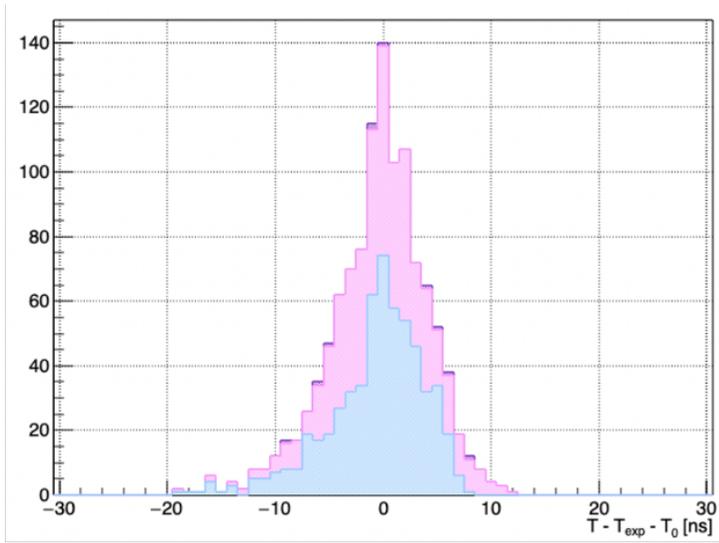
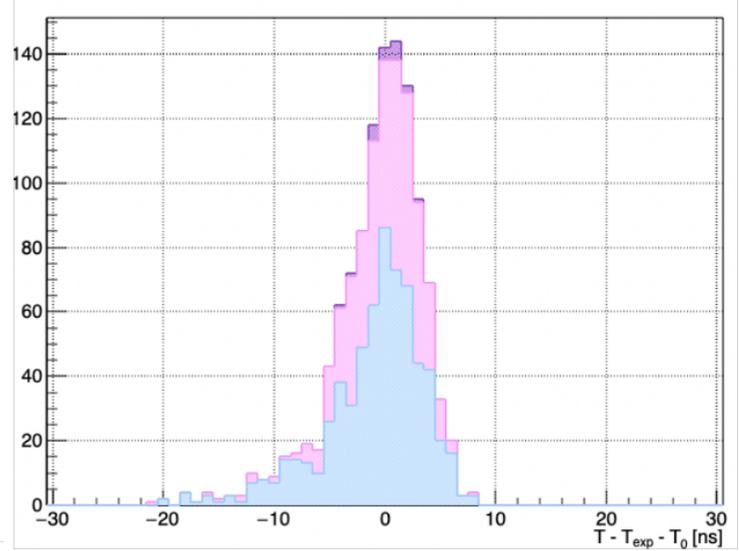


図 68: 入口の精度。黒が検出された入口位置 (最適化前)、赤が最適化後

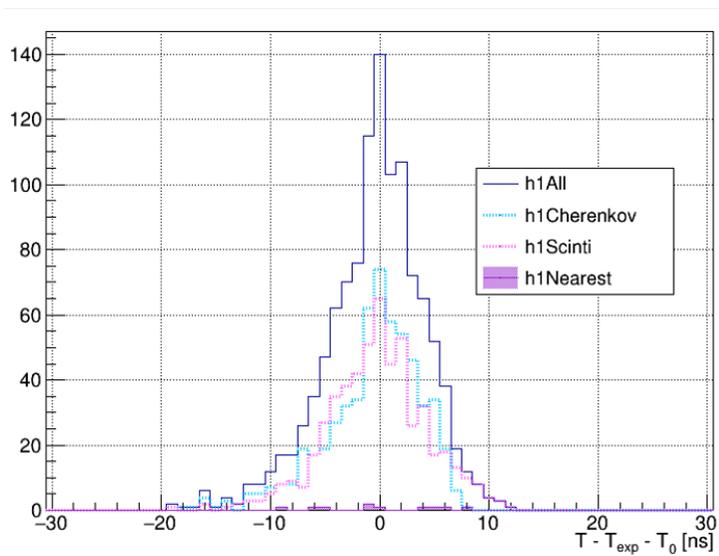
また、図 69 は、シミュレーションで 2 本のミューオンが検出器に入射したイベントに対し、本アルゴリズムでミューオン数が 2 と決定された一例について、1 本だと仮定して再構成した飛跡と 2 本の場合での  $T_i - T_{\text{exp},i}$  の分布をそれぞれ表したものである。図 69 より、正しく 2 本で飛跡を引いたときの  $T_i - T_{\text{exp},i}$  は 0 ns を中心に鋭く分布している。チェレンコフ角内、入口近傍、その他の PMT の 3 種類もそれぞれ同じ構造をしていることが分かる。このことから、最適化に用いた式 73,74 の最小化パラメータは正しく飛跡の評価を行えていると言える。



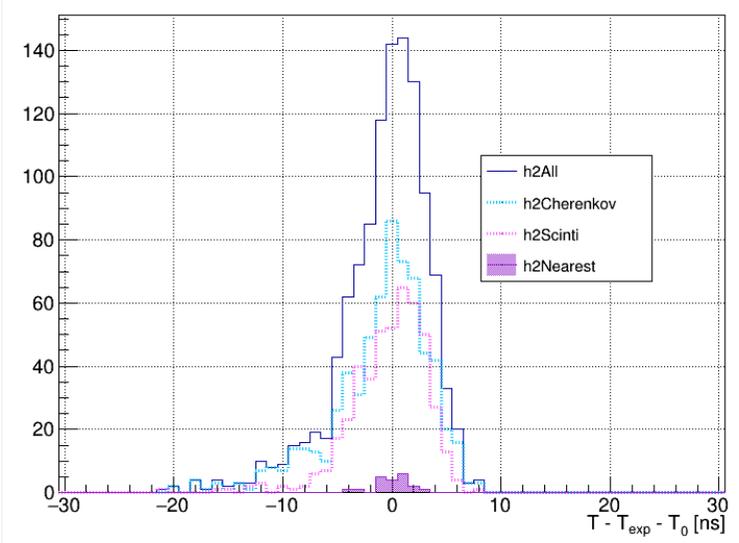
(a) 1本で再構成を行った時 (stack)



(b) 2本で再構成を行った時 (stack)



(c) 1本で再構成を行った時 (non-stack)



(d) 2本で再構成を行った時 (non-stack)

図 69: 2本のミュオン束事象に対して、1本と2本でそれぞれ飛跡再構成を行った  $T_i - T_{\text{exp},i}$  分布。水色はチェレンコフ角内, 紫は入口近傍, 桃色はその他の PMT を表す。

## 第7章 結論・今後の展望

ここでは6章の結果から、まず本研究で開発した新たなアルゴリズムでの入口検出効率と、その精度について述べ、今後の課題について考察する。

KamLAND-Zen 実験は、 $^{136}\text{Xe}$  を用いたニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験であり、世界最高感度でニュートリノのマヨラナ性を検証している。現在、KamLAND-Zen 実験の背景事象として宇宙線ミュオン起源の放射性原子核の崩壊があり、中でも  $^{136}\text{Xe}$  の破砕による長寿命核の崩壊が主要なバックグラウンドとして挙げられる。

検出器に到来するミュオン事象の中には、複数同時に入射するミュオン束事象が知られており、KamLAND でも検出されている。

従来のミュオン飛跡再構成ツールは1本のミュオンのみを仮定していることから、バックグラウンド除去に失敗してしまうことがある。このような背景から、本研究ではミュオン束に対応したより精度の高い飛跡再構成アルゴリズムの開発に取り組んだ。

はじめに KamLAND 検出器に到来するミュオンのシミュレーションを、一次宇宙線による大気シャワーから行った。大気シャワーでのミュオン生成、ミュオンの岩盤中の伝播、検出器での応答をそれぞれ詳細にシミュレーションすることで、検出器に到来するミュオンの詳細なモデルの構築を初めて行った。このシミュレーション結果を本アルゴリズムの評価に用いた。

ミュオンの検出器への入射点(入口)は早いヒットタイミングの PMT 位置に対応する。このことを用いて、本研究では画像化したヒットタイミング分布に対して高速な画像処理技術を用いることでミュオンの入口を検出し、ミュオン数の識別と飛跡再構成を行った。シミュレーションによる結果では、ミュオン束の複数の入口に対しても 90% 以上の精度で検出に成功した。

最終的なミュオン数は、検出された入口と従来の出口を初期値として再構成される飛跡のカイ二乗検定を行うことで決定した。飛跡再構成に向けて、最初にヒットタイミングのモデル化を行った。発光モデルでは、従来から考慮されていたチェレンコフ角内に加え、チェレンコフ角外のヒットに関しては、複雑なシンチレーション発光機構が考慮されたシミュレーションを用いて、ヒットタイミングモデルを構築した。また、チェレンコフ角内においても群速度や温度依存の屈折率を考慮することで、シミュレーションでこれらのモデルが精度よく構築されていることを確認した。これらのモデルをもとに、飛跡最適化のための最小化パラメータを考案し、このパラメータがミュオン束の飛跡に対して正しく最小化されていることを確認した。飛跡再構成後では、シングルミュオンの識別を正しく行いながらミュオン束を7割近く識別することに成功した。飛跡の精度をシミュレーションのインプットであるミュオンの入口と出口から再構成の結果得られた最寄りの飛跡までの入口と出口の距離を使い評価した結果では、シングルミュオン事象に対して本研究で確立した画像識別法によって、93%の精度で1.5 m 以内に入口の検出が行え、従来の精度より10%以上改善した。この結果を初期値として与えることで、最適化後の飛跡の入口は1 m 以内に88%の精度で再構成でき、従来の飛跡再構成アルゴリズムの精度を20%向上させた。出口に関してもチェレンコフ角内に関して群速度などのより正確なモデルを導入することで、精度を22%向上できた。さらに、ミュオン束に対しても86%の精度で1.5 m 以内に入口の検出が行えており、Minuit を用いた最適化後には約90%の精度まで向上した。これはシングルミュオンのみを仮定する従来のアルゴリズムを上回る精度である。

過剰に飛跡を再構成した場合の多くは、再構成された飛跡の中で、ほとんどヒットに寄与しないものや、複数の飛跡間の距離が1 m 未満といった近すぎるものが含まれる。これらに対してセレクションを加えることや電荷の情報をを用いて飛跡再構成の品質の判定ツールを導入することで、今後さらなる精度向上が期待される。

以上の結果から、本研究ではミュオン束事象に対応した飛跡再構成に成功し、またその精度は従来のアルゴリズムを上回る結果であることがわかった。本アルゴリズムでの入口出口の精度から20%飛跡再構成の精度が改善すると、例えば反電子ニュートリノ解析で用いている再構成された飛跡から半径3 m の veto volume をおよそ40%減

らすことが期待できる。

今後の展望として、最初に本研究で開発した飛跡再構成アルゴリズムを別の期間に対応するシミュレーションデータや実際のデータに適用する。別の期間のシミュレーションに対しては、全期間で同程度の識別能や飛跡再構成精度を有することを確認する。実際のデータに対する適用では、ミューオン束事象の頻度や距離相関を評価するほか、再構成された飛跡から核破砕生成物である中性子や  $^{12}\text{B}$  までの距離相関を用いて飛跡再構成の精度の評価及び、飛跡から計算される veto volume の低減に関する評価を行う。ミューオン束事象を含む飛跡再構成の精度向上によってミューオンに起因するバックグラウンド除去効率を上げることで KamLAND 実験及び KamLAND-Zen 実験でのさらなる物理探索感度向上を目指す。

# 謝辞

本研究を行った 2020 年から 2022 年は、COVID-19 の影響を大きく受けた 2 年間でした。全ての人が先の見えな  
い不安を抱えている状況にも関わらず、東北大学ニュートリノ科学研究センターの皆様には大学院から仙台に  
来た私を暖かく受け入れ、気にかけていただき、たくさんのご指導やご支援をいただきました。この場を借りて心より御  
礼申し上げます。

まず、担当教員として指導してくださった井上邦雄先生のお力添えがなければ、このような心から誇りを持つ研  
究は行えませんでした。本研究の根幹となる指針に関して、いつもの確なアドバイスをくださり、最適な方向へ導い  
て頂きました。また、ニュートリノ物理学をはじめとする広大な分野の知識や論理的思考、文章の組み立て方、効果  
的に伝える発表の仕方など本当に多くのことを教えていただきました。今後の人生で実践的にも大きく役に立つ事  
を井上先生から直接ご指導いただいた事はとても貴重な経験です。

そして、市村晃一先生は 2 年間二人三脚で苦楽を共にしていただき、この場では書き切れないほど大変お世話にな  
りました。どんなにお忙しい時もいつも快く時間をとっていただき、どんなに簡単な質問でも分かるまで丁寧に教  
えてくださり、常に寄り添っていただきました。先生として、時には研究室の先輩としての熱心なご指導のおかけ  
で、KamLAND 実験をはじめ物理学の知識、プログラミングの実践的な技術など、振り返るととても広い知識と大  
きな力をつけることができました。いつか私が教える立場になった時は、市村先生の姿勢を目標とさせていただ  
きたいと思っております。

特に最後の半年は研究が思うように進まず辛い時期でした。井上先生と市村先生にはお忙しい中でお時間をと  
っていただき、毎日遅い時間まで研究のご相談に乗っていただきました。また、お休みの日や年末年始にも、研究のこ  
とを常にご一緒に考えてくださいました。先生方のおかげで私は最後まで研究に取り組むことができ、こうして  
心から誇りを持つことができる論文を書くことができました。先生方に多くのお時間、手取り足取りご指導いた  
だけたことはこの上ない貴重な経験です。

また、フルシミュレーションに関してお力添えいただき、解析ミーティングではいくつも貴重なアドバイ  
スをして下さった清水格先生や、現行のフィッターの開発者として、特に飛跡再構成の複雑な部分に関するご指導を  
ともにご丁寧にいただいた三井唯夫先生をはじめ、本研究・論文をご指導いただいた全ての先生方に感謝申し上  
げます。

そして、学生の皆様にもとてもお世話になりました。特に安部清尚さんには入学直後の大学に行くことができな  
かった頃から KamLAND のことやプログラミングの初歩的な部分など、お時間をとってご丁寧にご指導していただ  
きました。研究テーマが決定して以降は、市村先生とご一緒にミーティングをしていただき、ミュオン東識別のた  
めのあらゆる手法や、画像処理に関する細やかな部分、シミュレーションに関することなどたくさんアドバイ  
スやご指導をいただきました。またコロナ禍で研究室の方々と従来のようにコミュニケーションが取れない中、いつも  
隣の席で研究室のことをはじめたくさんお話しさせていただきました。

何より、前例のない状況下で共に手探りながらここまで来れたのは同期の皆さんのおかげです。

ここには書き切れないニュートリノセンターの皆様にも、たくさんのご指導・ご相談をはじめ、いくつものかけが  
えのない思い出をいただきました。

このような環境で研究生活を送れたことは自分にとってこの上ない幸運です。

最後に、コロナ禍にも関わらず仙台で様々な思い出を共に作ってくれた先輩や友人の皆さん、2 年前に突然「東北  
大学に行きたい」と言い出した私を送り出してくれ、遠くから心身ともに励まし支え続けてくれた両親に心から感謝  
申し上げます。世間は混沌とした状況でしたが、楽しかったことや辛かったこと全てが私にとって一生残り続ける  
かけがえのない 2 年間となりました。皆様、本当にありがとうございます。すでに KamLAND グループを離れて  
しまった方を含め、たくさんの方と一つの大きな実験に関わられたことをとても光栄に思います。ここで身につけた  
多くの知識・経験を糧に世の中に貢献できるよう精進して参りますので、今後ともよろしくお願い致します。



# 参考文献

- [1] H.Ozaki, *High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of  $^{136}\text{Xe}$* . PhD thesis, 2020.
- [2] 和田佳樹, “Kamland2-zen 実験における発光性バルーンのための高発光液体シンチレータの開発,” 修士論文, 2020.
- [3] 小関陽太郎, “KamLAND の液体シンチレータ、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,” 2001.
- [4] “Super-Kamiokande web page.” <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/solar.html>.
- [5] “シリーズ現代の天文学第 8 巻「ブラックホールと高エネルギー現象」,” 2007.
- [6] P. Le Coultre, “Cosmic ray observations and results from experiments using LEP detectors at CERN,” *29th International Cosmic Ray Conference proceeding*, 2005. Highlight lecture.
- [7] Y. Becherini *et al.*, “A parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice,” *Astroparticle Physics*, vol. 25, pp. 1–13, 2006.
- [8] P. A. Zyla *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, 08 2020. 083C01.
- [9] S.Matsuda, “Search for neutrinoless double-beta decay in  $^{136}\text{Xe}$  after intensive background reduction with kamland-zen,” *Ph.D. thesis*, 2016.
- [10] K.Ichimura, “Precise measurement of neutrino oscillation parameters with kamland,” *Ph.D. thesis*, 2007.
- [11] 狩野祐喜, “Kamland-zen 実験における宇宙線ミューオン起源のバックグラウンド除去効率の改善,” 修士論文, 2016.
- [12] S. Abe *et al.*, “Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in kamland,” *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 025807, Feb 2010.
- [13] D. Heck *et al.*, *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. 1998.
- [14] P. Antonioli *et al.*, “A three-dimensional code for muon propagation through the rock: Music,” *Astroparticle Physics*, vol. 7, no. 4, pp. 357–368, 1997.
- [15] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [16] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, 2006.
- [17] J. Allison *et al.*, “Recent developments in geant4,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 835, pp. 186–225, 2016.
- [18] S. Ostapchenko, “Monte carlo treatment of hadronic interactions in enhanced pomeron scheme: Qgsjet-ii model,” *Phys. Rev. D*, vol. 83, p. 014018, Jan 2011.
- [19] F. Riehn *et al.*, “Hadronic interaction model sibyll 2.3d and extensive air showers,” *Phys. Rev. D*, vol. 102, p. 063002, Sep 2020.
- [20] K. Werner *et al.*, “Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the bnl relativistic heavy ion collider,” *Phys. Rev. C*, vol. 74, p. 044902, Oct 2006.
- [21] S. Roesler, R. Engel, and J. Ranft, “The monte carlo event generator dpmjet-iii,” in *Advanced Monte Carlo*

*for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* (A. Kling, F. J. C. Barão, M. Nakagawa, L. Távora, and P. Vaz, eds.), (Berlin, Heidelberg), pp. 1033–1038, Springer Berlin Heidelberg, 2001.

- [22] A. Fassò *et al.*, “Fluka: A multi-particle transport code, cern-2005-10, infn/tc\_05/11, slac-r-773,” 2005.
- [23] S. Bass *et al.*, “Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 41, pp. 255–369, 1998.
- [24] “ROOT Reference Guide(“colz” option).” <https://root.cern/doc/v610/classTHistPainter.html>.
- [25] “ROOT Reference Guide(Minuit2).” [https://root.cern.ch/doc/master/classROOT\\_1\\_1Minuit2\\_1\\_1Minuit2Minimizer.html#a44b31a43d1eee371dee1792f5dfae2b](https://root.cern.ch/doc/master/classROOT_1_1Minuit2_1_1Minuit2Minimizer.html#a44b31a43d1eee371dee1792f5dfae2b).