## 修士論文

大型海洋底ニュートリノ検出器OBD に向けた シミュレーションによる観測感度の包括的評価

> 東北大学大学院理学研究科 物理学専攻

> > 大野 建

2024年

概要

地球内部に存在する放射性元素であるUやThから放出される反電子ニュートリノ、つまり 地球ニュートリノは2005年にKamLANDによって世界初観測された。それ以降、地球ニュー トリノの観測精度が向上し、地球科学的知見が得られるレベルに達している。しかしながら、 KamLAND などの大陸上の検出器では、観測されるニュートリノの約70%が地殻由来の反 ニュートリノであり、マントルに関する謎を解明することは依然として難しい。Ocean Bottom Detector プロジェクトは、地殻の薄い海洋でのマントル地球ニュートリノ観測を目的とし、 2019年から東北大学と海洋研究開発機構の共同研究により研究開発が進められている。地球 内放射性物質の崩壊による地球ニュートリノの観測により、特に不明点の多いマントルの放 射性熱の決定を目指すとともに、海洋底という特徴的な環境を活かした物理観測についても 検討が始まっている。

そこでシミュレーションを用いて、地球ニュートリノを観測する際に妨げとなるバックグ ラウンドの影響を評価し、その見積もりを行った。また、このバックグラウンド評価に基づ き、地球ニュートリノの観測感度を見積もった。新たな物理観測としては、シミュレーショ ンを用いて、広域低横波速度域 LLSVP の物質効果を考慮したニュートリノ振動の評価を行っ た。バックグラウンドの見積もりでは、検出器に起因する放射性物質からのアクシデンタル バックグラウンドや、α-n バックグラウンド、および宇宙線ミューオンによる He-Li を評価 した。検出器由来の放射性物質によるバックグラウンドの見積もりには、他の実験から報告 された放射性物質の量を参考にした。評価の結果、アクリル容器の壁際にバックグラウンド が多かったため、Figure of Merit の式を用いてイベントカット条件を壁際 75 cm と決定した。 また、地球ニュートリノの観測感度については、1 年間の観測で地球熱量モデルの分別が可能 だということを示した。LLSVP における大気ニュートリノの振動の評価については、二つの LLSVP の影響を受ける唯一の検出器である OBD 検出器の観測地の場合、物質効果の影響を 受けることで、最大 2.03%の感度を持つことを示した。また、ニュートリノ振動を観測する ことで、LLSVP の密度が大きいか小さいかを理解する可能性を示した。

# 目 次

第1章	序章	1
第2章	ニュートリノ物理学	3
2.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ...............	3
2.2	ニュートリノの発見	4
2.3	ニュートリノの発生源	4
2.4	ニュートリノの質量	9
	2.4.1 ニュートリノ振動	9
	2.4.2 ニュートリノの質量階層性問題	15
第3章	ニュートリノ地球科学	17
3.1	地球の内部構造	17
3.2	広域低横波速度域 LLSVP	18
3.3	地球の熱源	20
3.4	地球内放射性熱量モデル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	21
3.5	地球ニュートリノフラックス	23
3.6	地球ニュートリノ観測の現状.............................	25
第4章	海洋底ニュートリノ観測装置 OBD	29
4.1	OBD プロジェクト	29
4.2	検出器の構造	30
	4.2.1 内部検出器	30
	4.2.2 外部検出器	34
4.3	ニュートリノ検出原理	35
	4.3.1 地球ニュートリノ検出原理	35
	4.3.2 大気ニュートリノ検出原理	36
4.4	プロトタイプ検出器	37
4.5	海洋底ニュートリノ検出器の利点	38
4.6	海水チェレンコフ光を用いたニュートリノ観測実験	39
第5章	大型検出器による地球ニュートリノ観測	43
5.1	ジオメトリの設計	43

5.2	地球ニュートリノと背景事象の見積もり	45			
5.3	アクシデンタルバックグラウンドの見積もり..........	47			
	5.3.1 放射性物質の崩壊	48			
	5.3.2 反応レートの計算	49			
	5.3.3 イベントの選定	50			
5.4	FoM によるイベントカット条件の最適化	51			
5.5	5 予測イベント数とエネルギースペクトル				
5.6	統計テスト	54			
	5.6.1 地球熱量モデルにおける地球ニュートリノ観測感度	54			
	5.6.2 各モデルの排除率	56			
	5.6.3 場所による地球ニュートリノイベントの比較	59			
5.7	1.5 kt と 17 kt 検出器の比較	60			
第6章	章 海水領域を利用した大気ニュートリノ観測 6				
6.1	ニュートリノ振動における電子密度の依存性..........	61			
6.2	評価の流れ	62			
	6.2.1 PREM と LLSVP の球対称な電子密度分布を作成	62			
	6.2.2 大気ニュートリノの経路によるモデルを選定	64			
	6.2.3 角度とエネルギーによる補正	65			
6.3	結果	65			
	6.3.1 ミューニュートリノの生存確率	65			
	6.3.2 LLSVP モデルの分別能力	69			
第7章	結論と今後の展望	71			
7.1	結論	71			
7.2	今後の展望	72			
付録A		73			
謝辞		78			

# 図目次

2.1	素粒子標準模型 [1]	3
2.2	ライネスとコワンの実験の検出器 (左) と逆 β 崩壊の検出方法 (右) [2]	4
2.3	超新星爆発 SN1987A の爆発前(右)と爆発後(左) [3]	5
2.4	ニュートリノで見た太陽。[3] 太陽を中心に配置する座標系を用いており、黄	
	色い部分がその方向からの事象が多いことを示している。	5
2.5	大気ニュートリノの生成過程 [3]	6
2.6	エネルギーごとの大気ニュートリノフラックス比 [6]	7
2.7	角度ごとの大気ニュートリノフラックス [6] cos θ = 1 は垂直下向きを表し、	
	cos <i>θ</i> = −1 は垂直上向きニュートリノを表す。	8
2.8	KamLANDで観測したニュートリノ振動のパターン	9
2.9	CC 反応(左図)と NC 反応(右図)のファインマンダイアグラム。添字 x は	
	ニュートリノのフレーバー $(e, \mu, \tau)$ を表す。	13
2.10	ニュートリノの質量階層性問題。[10] 順階層 (Normal Ordering : NO)(左)と逆	
	階層 (Inverted Ordering : IO)(右)。帯の色は、各世代のニュートリノがどの程度	
	混合するかを示す。	15
2.1		17
5.1 2.2	地球の内部構理の候式図(圧) $C PKEM による省度刀甲 (石) [11]$ 地震波してガニファ の上、て得られた LLCVD の公本[12] この回気は 家	1/
5.2	地長似トモクノノイーのようし付られたLLSVFの力和[I2]。この図じは、缶 南け言いとされていてが「低い坦合の可能性を考えこれていて	10
2.2	度は同いこされているが、低い場合の可能性も考えられている。 地球人体におけて $L(x)$ の人方 $L(x)$ 二本色は $C$ 地の 市産 が 家に 相応 か 二十	18
3.3 2.4	地球主体にわけるLLSVPの方征 [12]。小巴はS仮の速度が遅い場所を小り。	19
3.4 2.5	LLSVPの生成週程 [13]。Primodial layer(a) と Growing layer(b)	19
3.5	KamLAND にわける地球ーユートリノのエイルキースペクトル [10]	20
3.0	BSE セブルにわける黙里の割合	21
3.7	KamLAND にわける距離ことの地球ーユートリノ 奇子 $[1/]$	23
3.8	合快出るじの観測数と地殻田米の刈心。[18](観測アーダ(上)とBSEセアルによ スマ測点(工)) 持動影響なりまた。他は、 しい、 物 一般動影会での地球。	
	るア側値(下)) 便軸が地蔵奇号の地球ーユートリノ数、縦軸が主しの地球ーユー	24
2.0		24
3.9 2.10	KamLAND ( 中国 奋の ( 成 安凶 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	25
5.10	KamLAND におけるエネルキースペクトル	26
3.11	KamLAND における BSE セアルの判別 [19]	26
3.12	Borexino による BSE モアルの判別[20]	-27

4.1	Hanohanoの概略図: タンクのサイズは直径 26 m、高さ 45 m[21] 29				
4.2	大型検出器の概略図 [22] 30				
4.3	LS 低温下における発光量の変化				
4.4	高圧用振動密度計による圧力と温度に対する密度変化				
4.5	20-inch PMTの概略図				
4.6	破損した PMT シールド				
4.7	<b>OBD</b> で使用する圧力補償ホース				
4.8	次世代 IceCube 実験で使用予定の D-Egg[24]。D-Egg には 2 つの PMT が内蔵				
	され、上と下を向くよう設置されている。これにより、地球内部を通り抜ける				
	ニュートリノを検出することができる。 34				
4.9	反ニュートリノ検出原理 33				
4.10	液体シンチレーターの発光原理 33				
4.11	光電子増倍管の構造 [23] 30				
4.12	大気ニュートリノ検出原理 [3] 30				
4.13	プロトタイプ検出器の概略図				
4.14	耐圧カメラで撮影した加圧中の様子       37				
4.15	反電子ニュートリノ総量への寄与。Šrámek, O. 氏より [18]				
4.16	マントル地球ニュートリノフラックス [18] 38				
4.17	地球ニュートリノフラックスと、マントル寄与の分布図[18] 39				
4.18	IceCube 実験の概略図 [25] Ice Top では、宇宙線よるバックグラウンドと地球				
	ニュートリノ信号の区別が行われる。IceCube In-Ice Array では 100 GeV 以上				
	の比較的高エネルギーなニュートリノをターゲットに、DeepCore では 100 GeV				
	以下の比較的低エネルギーなニュートリノをターゲットにしている。電力供給				
	やデータ通信は、ケーブルを介して行う。 44				
4.19	KM3Net 実験の概略図 [26] 4				
<b>-</b> 1					
5.1	1/ kt 使出器のシオメトリ				
5.2	$geoneutrinos.org[28] \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \$				
5.5	$\alpha$ -n $\chi$ 心によるハッククフリント 44 マカルックアンなどとはと味の流体シンズル カー中の日本八大 44				
5.4	フクリルに BI を先生させた时の被体シンテレーター内の反応力中				
5.5 5.C	アクリルに II を完全させた時の液体シンテレーター内の反応万位				
5.0	アクリルにKを発生させ、β線が発生した場合の被体シンデレーター内の反応 ハナ				
57					
5.1	ノンリルに ▲ を 元 土 さ セ、 戦 坦 电 丁 を 捕 獲 し に 場 盲 の 徴 体 シ ン テ レ ー タ ー 内 の 日 広 分 本				
5.0	の      八 $ $				
5.8	ノクリルに B1 を 死生させ に 時の 液体シンナレーダー 内の エネルキー 分布 … 4 マカル ル に T た 惑生さ 止た 味 の 液体シンチャーター 中の テキュ ギー ハナ				
5.9	ノクリルにIIを完全させた時の液体ングナレーダー内のエネルキー分布 4				
5.10	ノクリルにKを光生させ、β線が光生した場合の液体ンシナレーター内のエネ 、ドーハオ				
	$     ルイーフ \Pi $				

5.11	アクリルに K を発生させ、軌道電子を捕獲した場合の液体シンチレーター内
	のエネルギー分布
5.12	全LS 領域でのアクシデンタルバックグラウンド 5
5.13	アクリル壁際のイベントカット条件 5
5.14	アクリル壁際 75cm でカットした時のイベント分布 5
5.15	全領域のエネルギースペクトル 5
5.16	地球ニュートリノ領域のエネルギースペクトル5
5.17	LowQ モデルを仮定し1年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 5
5.18	MiddleQ モデルを仮定し1年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布
5.19	HighQ モデルを仮定し1年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布
5.20	3 ヶ月観測のときの予測観測数 5
5.21	5ヶ月観測のときの予測観測数 5
5.22	10 ヶ月観測のときの予測観測数 5
5.23	1年観測のときの予測観測数 5
5.24	観測期間と地球ニュートリノの予測観測数 5
5.25	10 年観測した際の 2 地点の予測観測数 5
6.1	タエデルの密度分布の比較 6
6.2	日本) $\mu$ の田皮万和の比較
6.2	本州称 $LLS V \Gamma                                 $
6.4	大気ーユートリノの王佰角ブとの経路
6.5	大気ニュートリノの王頂角ごとのミューニュートリノの生存確率
6.6	PREM モデルを仮定した場合のミューニュートリノの振動確率 6
6.7	補正後の PRFM モデルを仮定した場合のミューニュートルノの振動確率 6
6.8	中国語 $(I I SVP-Fe) - (PRFM)$ 6
6.9	補正後の生存確率の差: (LLSVP-Fe) - (PREM)  6
6 10	補正後の生存確率の差:(PREM) - (LLSVP-H) 6
6 11	補正後の生存確率の差:(ILSVP-Fe) - (ILSVP-H) 6
6.12	3つのモデルにおけるポアソン分布
0.12	
A.1	(西経 161°、南緯 9°) で LowQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 7
A.2	(西経 161°、南緯 9°) で MiddleQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 7
A.3	(西経 161°、南緯 9°) で HighQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 7
A.4	(西経 161°、南緯 60°) で LowQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 . 7
A.5	(西経 161°、南緯 60°) で MiddleQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 7
A.6	(西経 161°、南緯 60°) で HighQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta \chi^2$ 分布 . 7

# 表目次

2.1 2.2	π 中間子と <i>K</i> 中間子の主要な崩壊モードとその分岐割合 [5] ニュートリノ振動パラメータの測定値 (best-fit ± 1σ)[9]	7 15
3.1	LowQ、MiddleQ、HighQ モデルの比較	22
4.1	各溶剤の特性	32
4.2	20-inch PMT の性能	33
4.3	ガラスの放射性物質量のまとめ	33
5.1	各検出器構造物の材質と密度.............................	44
5.2	地球ニュートリノ数[18]	45
5.3	式 5.5 のパラメーター	50
5.4	単位質量中の放射性物質量 [g/g]	50
5.5	反応レートの計算結果	50
5.6	予測イベント数 [/year]	53
5.7	3ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率	58
5.8	5ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率	58
5.9	10ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率	58
5.10	1 年観測時の地球熱量モデル排除確率	58
5.11	2 地点の各地球熱量における地球ニュートリノの総イベントと地殻寄与の TNU	
	の値	59
5.12	各観測期間におけるマントルシグナルの0シグナルの排除度合い.....	60
5.13	観測期間と検出器材料費の比較	60
5.14	検出器サイズごとの合計費用 (1 地点から 3 地点)	60
6.1	シミュレーションに用いたニュートリノ振動パラメータ........	62
6.2	核およびマントル・地殻部分の化学組成	63
6.3	半径 3880km における密度及び電子比率の設定値	63
6.4	LLSVP の位置と大きさの概要	64
6.5	<b>天頂角と LLSVP を通過する回数・距離</b>	65
6.6	モデルごとの生存数の変化............................	69
6.7	モデル比較における分別能力............................	69

## 第1章 序章

現在、私たちが住んでいる地球では、地震や火山活動なとの自然現象が頻繁に起こってい る。これらは、地球の熱源が原因で引き起こされている。地球の熱源には、地球が誕生した 際に発生した原始の熱と、地球内部の放射性物質が崩壊することで生じる放射性熱の2種類 がある。このうち、放射性熱が発生する際には反電子ニュートリノ、つまり地球ニュートリ ノも生成される。地球内部は非常に高い圧力下にあり、直接のサンプルを得ることは難しい ため、地球ニュートリノの観測は地球内部の情報を得るための強力な手段となっている。地 球ニュートリノの観測は 2005 年に KamLAND が世界初観測し、その後、観測精度が向上し たことで地球科学的知見が得られるレベルに達し、「ニュートリノ地球科学」という新しい分 野が誕生した。現在、地球ニュートリノ観測の課題として、マントル起源の地球ニュートリ ノの観測割合が約30%と低いことが挙げられる。これは、大陸地殻の寄与が大きいことが原 因である。この課題を解決するために、海底に検出器を設置し、マントル起源の地球ニュー トリノを観測することを目的とした Ocean Bottom Detector (OBD) プロジェクトが発足した。 海底4kmに検出器を設置することで、マントルに近い位置での観測が可能となり、さらに海 洋地殻は大陸地殻に比べて薄いため、マントルからの地球ニュートリノを約 70 %の割合で検 出できることが期待されている。そして、地球熱量モデル(LowQ、MiddleQ、HighQ)を特 定することで、地球内部の構造や地球の進化過程の解明に繋げることを目的としている。

OBD プロジェクトでは、まずプロトタイプ検出器を初島の海底1kmに沈め、その後、1.5 kt から 50 kt の大型検出器をハワイ沖に設置する計画を進めている。これまでの研究で、海洋 研究開発機構のマントル掘削船を利用する想定での最大サイズである 1.5 kt サイズの検出器 について観測感度の見積もりが行われたが、優位にマントルの信号を測定するのにモデル依 存があるが数年から 10 年近くかかることが判明し、掘削船の最大の停泊期間である1 年以内 という期間を大幅に超過することが考えられる。そこで本研究では、より現実的な 1 年程度 の観測期間で測定が可能である 17kt サイズ検出器のシミュレーションを行うと共に、検出器 サイズと成果が得られるまでにかかる時間を考慮したコストの見積もり、OBD でのみ唯一測 定可能であると考えられ ているマントル内放射性物質不均質性への感度見積もりなど、包括 的にプロジェクト設計を行うことを目的とした。シミュレーションによって 17 kt 検出器の観 測感度を評価し、バックグラウンドと地球ニュートリノの見積もりを行った。その結果、バッ クグラウンドが特にアクリル容器付近で多いことが分かり、Figure of Merit の式を用いてアク リル壁際のイベントカット条件を決定した。また、統計テストにより、17 kt 検出器では 1 年 の観測で地球熱量モデルの分別が可能であることが分かった。

さらに、地球ニュートリノ観測以外にも新たな物理として、大気ニュートリノの観測が期

待されている。この観測では、海水を外部検出器として利用し、チェレンコフ光を用いて検 出することを想定している。大気ニュートリノは上空で生成され、地球内部を通過して地表 まで到達する。この際、地球の直径を横断するためニュートリノ振動が起こり、地球内部の 物質効果を考慮する必要がある。ニュートリノ振動は質量密度と電子比率に依存し、特に太 平洋とアフリカの LLSVP と呼ばれる巨大な高密度領域の影響を受ける。このため、ニュート リノ振動を通じて LLSVP の組成に関する情報を得ることが期待されている。OBD 検出器は ハワイ沖に設置予定であり、LLSVP の影響を大きく受けることが予想されている。太平洋の LLSVP はハワイ沖の直下にあり、さらにアフリカの LLSVP を通過した大気ニュートリノが 太平洋の LLSVP を通過して検出される可能性があるため、OBD は両方の影響を受ける唯一 の検出器である。この特有な環境を活かし、LLSVP の物質効果を考慮したニュートリノ振動 のシミュレーションを行い、十分な感度を示した。

最後に、本論文の構成を示す。2章で物理的背景としてニュートリノ物理学について述べ る。次に、3章で地球ニュートリノ物理学ついて述べ、4章で OBD プロジェクトの現状につ いて記述した。5章では、地球ニュートリノ観測を目的とした観測感度の評価を行った。6章 で大気ニュートリノ観測を目的とした物質効果におけるニュートリノ振動の影響を見積もっ た。最後に、7章で本研究での結論を述べる。

### 第2章 ニュートリノ物理学

#### 2.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

ニュートリノは素粒子の1種である。素粒子とはこれ以上細かくすることができない物質 の最小単位のことである。そしてニュートリノは素粒子の標準理論のレプトンに分類されて いる。素粒子の標準理論は、基本粒子である6種類のクォークと6種類のレプトンを3種類 の相互作用で記述し、ミクロな世界の現象を記述するものである。自然界には電磁相互作用、 強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の4つが存在するが、重力相互作用は他の3つ の相互作用に比べて何十桁も弱く、素粒子反応で検出できるほどの影響を与えないため、標 準理論では重力を扱っていない。



図 2.1: 素粒子標準模型 [1]

#### 2.2 ニュートリノの発見

パウリがニュートリノの存在を提唱し、20年後の1950年にニュートリノは発見された。ラ イネスとコワンが原子炉を用いた実験を行い、発見に至った。それ以前にも2人は実験を行っ ていたが、宇宙線によるバックグラウンドが原因で失敗に終わっていた。そこで、検出器を 地下12mに設置し、宇宙線バックグラウンドを除去し、原子炉から11mの位置に置くこと で、原子炉から出てくるニュートリノの検出を行なった。

検出方法は先発信号と後発信号の二つの事象を捉えることで識別する遅延同時計測法を用 いた。原子炉から飛んできた反電子ニュートリノと検出器内の陽子が衝突すると、陽電子と 中性子が発生する。陽電子は、周囲の電子と対消滅して 511 KeV のガンマ線が2本発生する。 ガンマ線は水タンクを出て液体シンチレータに入射し、コンプトン散乱を引き起こしてエネ ルギーを失う。コンプトン散乱で跳ね飛ばされた電子により発生するシンチレーション光を 光電子増倍管で捉える。一方、発生した中性子はエネルギーを失い、液体シンチレータ内に 含まれるカドリウムに捕獲され、複数のガンマ線を放出する。その後は、先発信号と同様の 過程を得て、後発事象となる。これらの時間差は 20~30 µs と非常に短いため、バックグラウ ンドの識別が可能となる。この手法により、ニュートリノは初めて発見された。



図 2.2: ライネスとコワンの実験の検出器 (左)と逆 β 崩壊の検出方法 (右) [2]

#### 2.3 ニュートリノの発生源

#### 超新星ニュートリノ

超新星爆発が起こる 2~3 時間前に重い星の中心核 (コア) が崩壊する。その際に、大量の ニュートリノが放出される。超新星爆発とは、重い星の中心核が重力崩壊を起こしたもので、 爆発の最終段階で星の外層が吹き飛ばされた光により星が輝くことである。

1987 年、大マゼラン星雲で超新星爆発 1987A が発生し、Kamiokande 実験が世界で初めて 検出した。超新星爆発は、我々の銀河では 30 年~50 年に一度あるかないかの非常に稀な事象 ではあるが、全宇宙では長い歴史を通して、1秒に1回程度の頻度で発生されてきたと考えら れている。そのため、宇宙の進化を知る上で、極めて重要なヒントが得られることになる。



図 2.3: 超新星爆発 SN1987A の爆発前(右)と爆発後(左) [3]

#### 太陽ニュートリノ

太陽の中心部では核融合反応が大量に起こり、熱が発生する。この熱が太陽のエネルギー 源となっている。また、この反応時にニュートリノが生成される。これを太陽ニュートリノ と呼ぶ。太陽ニュートリノは、周りの物質と反応することなく、約8分後に地球にやって来 る。つまり、太陽ニュートリノを観測することは、太陽の中心部で起こる核融合反応を直接 観測する方法となる。



図 2.4: ニュートリノで見た太陽。[3] 太陽を中心に配置する座標系を用いて おり、黄色い部分がその方向からの事象が多いことを示している。

#### 原子炉ニュートリノ

原子炉ニュートリノとは、原子炉から発生するニュートリノのことである。原子炉とは核 燃料元素 (主に<sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu, <sup>238</sup>U)の中性子による核分裂連鎖反応でエネルギーを継続 的に発生させる装置である。これらの核燃料元素は中性子を多量に含むため、核分裂で生じ た娘核にも中性子が多く含まれる。そのため、β崩壊が多く起こり、大量の反電子ニュートリ ノが発生する。また、原子炉の熱出力から発生するニュートリノの数は2%の高精度で決まっ ているため、ニュートリノ研究において優れた役割を担っている。

OBD 検出器の場合は、検出器が海底に存在するため、原子炉ニュートリノの影響を受けに くい。そのため、地球ニュートリノ観測に適した環境だと言える。

#### 大気ニュートリノ

大気ニュートリノができるまでの過程は図 2.5 の通りである。まず宇宙から高エネルギーで ある宇宙線がやってくる。宇宙線は大気中の酸素や窒素などの原子核に衝突すると、π中間 子が生成される。さらにπ中間子が崩壊すると、ミュー粒子とミューニュートリノが生成さ れ、ミュー粒子が崩壊すると、電子とミューニュートリノと電子ニュートリノになる。ここ で発生する電子ニュートリノとミューニュートリノのことを、大気ニュートリノと呼ぶ。そ して、ここまでの過程で示した通り大気ニュートリノのミュー型と電子型は2:1の割合で発 生する。



図 2.5: 大気ニュートリノの生成過程 [3]

大気ニュートリノのフラックスの理論値については、スーパーカミオカンデなどでは Honda モデル [4] を採用し解析を行なっている。一次宇宙線と大気中の原子核の衝突で生成される  $\pi$ 中間子および K 中間子の主要な崩壊モードを表 2.1、各グループにおける大気ニュートリノ のエネルギーに対するニュートリノフラックス比の理論計算を図 2.6 に示す。エネルギーが 1 GeV 付近の時、 $(\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu})/(\nu_{e} + \bar{\nu}_{e})$ の値は 2 に近い値となっている。一方、高エネルギー領 域では、ミューオンの寿命が相対的効果により長くなり、崩壊する前に地上に達するため値 が大きくなる。

表 2.1: π 中間子と K 中間子の主要な崩壊モードとその分岐割合 [5]

 $\begin{array}{lll} \mbox{Decay modes} & \mbox{Branching ratios (\%)} \\ \\ \pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu & \sim 100 \\ \\ K^+ \to \mu^+ + \nu_e \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu & \sim 63.6 \\ \\ K^+ \to \pi^+ + \pi^0 & \sim 20.7 \\ \\ K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- & \sim 5.56 \\ \\ K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e & \sim 5.07 \end{array}$ 



図 2.6: エネルギーごとの大気ニュートリノフラックス比 [6]

大気ニュートリノの角度によるフラックスの計算結果を図 2.7 に示す。フラックスがピー クの時は cos θ = 0 の時である。これは cos θ = 0 の時に飛行距離が最も大きくなり、崩壊し やすくなることが原因である。また、地磁気によって低い運動量を持つ荷電粒子の方向は逸 れ、到達する一次宇宙線の数が変化することで、低エネルギー領域では上下の対称性が破れ ている。



図 2.7: 角度ごとの大気ニュートリノフラックス [6]  $\cos \theta = 1$  は垂直下向きを表し、 $\cos \theta = -1$  は垂直上向きニュートリノを表す。

#### 地球ニュートリノ

地球の内部には、U,Th,K の放射性同位体があり、これらが β 崩壊を起こすと、熱が発生す るとともにニュートリノが放出される。これを地球ニュートリノと呼ぶ。地球ニュートリノ の観測は KamLAND が世界で初めて成功し、ニュートリノ地球科学という新たな研究分野を 切り拓いた。詳細は 3 章で記述する。

#### 2.4 ニュートリノの質量

標準理論では、ニュートリノの質量は0であると考えらえていた。これは質量を0と仮定 しても何ら実験結果と矛盾する事実が見つからなかったからである。しかし、1962年に名古 屋大学の牧二郎、中川昌美、坂田昌一の三人がニュートリノに質量があることを提唱した。

#### 2.4.1 ニュートリノ振動

ニュートリノに質量があると、飛行中にニュートリノの種類が変化する「ニュートリノ振動」という現象が起こることが発見された。このニュートリノ振動の証拠は、1998年の Super-Kamiokande 実験で示された。上から来る大気ニュートリノと下から来る大気ニュートリノの数か違うことから発見に至った。どこから来たかを識別するために、大気ニュートリノの中でも、ミューニュートリノを観測することで、検出する際に発生するミューオンを手掛かりに方向を判断した。この発見により、ニュートリノに質量があることが証明されたため、ニュートリノの質量を0としていた素粒子標準理論に見直しを迫る画期的な発見となった。さらに、KamLAND 実験では原子炉ニュートリノを用いたニュートリノ振動の観測を行い、ニュートリノが有限の質量を持つことを示した。



図 2.8: KamLAND で観測したニュートリノ振動のパターン

#### 真空中での振動

以下では、ニュートリノ振動の式について記述する。ニュートリノにはフレーバー固有状態と 質量固有状態が存在し、フレーバー固有状態  $|\nu_{\alpha}\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) は質量固有状態  $|\nu_{i}\rangle$  (i = 1, 2, 3) の重ね合わせで記述され

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i}^{*} |\nu_{i}\rangle \tag{2.1}$$

と表せる。このうち U<sup>\*</sup><sub>ai</sub> は牧-中川-坂田 (MNS) 混合行列と呼ばれ以下のようなユニタリ行列 に書き下せる。

$$U_{\alpha i}^{*} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$
(2.2)

ここでは質量固有値  $m_i$  および  $m_j$  を持つ状態の混合角  $\theta_{ij}$  として、 $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$ である。また  $\delta$  は CP 位相と呼ばれ、CP 対称性の破れを表す。ここで質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i\frac{\partial}{\partial t}\left|\nu_{i}\right\rangle = E_{i}\left|\nu_{i}\right\rangle \tag{2.3}$$

を解いて次のような式を得ることができる。

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \tag{2.4}$$

ここで Ti は静止系での Vi の時間を表す。実験室系に書き換えると

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_i t - p_i L)}$$
(2.5)

となる。ここで、*t*、*L*は実験室系での時間と距離であり、*E<sub>i</sub>、p<sub>i</sub>*は*v<sub>i</sub>*のエネルギーと運動 量を表す。ニュートリノの質量は十分小さく光速に近い速度で運動するので相対論的近似に より

$$E_{i} = \sqrt{m_{i}^{2} + p_{i}^{2}} \simeq p_{i} + \frac{m_{i}^{2}}{2p_{i}} \simeq p_{i} + \frac{m_{i}^{2}}{2E}$$
(2.6)

自然単位系では $t \simeq L$ であるため

$$e^{-i(E_i t - p_i L)} \simeq e^{-i(E_i - p_i)L} \simeq e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L}$$
 (2.7)

と表され、フレーバー固有状態の時間発展は以下のように記述できる。

$$|\nu_{\alpha}(L)\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i}^{*} e^{-i\frac{m_{i}^{2}}{2E}L} |\nu_{i}(0)\rangle$$

$$=\sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle$$
(2.8)

よって、フレーバー  $\alpha$  が距離 L を伝播したのち  $\beta$  に変化する確率は、

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = |\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha}(L) \rangle|^{2}$$

$$= \left| \sum_{i} U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} e^{-i\frac{m_{i}^{2}}{2E}L} \right|^{2}$$

$$= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^{2}}{2E}L\right)$$
(2.9)

となる。ここで  $\Delta m_{ij}^2\equiv m_i^2-m_j^2$  は質量の二乗差である。式 (2.9) の位相要素を

$$\exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) = \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right)$$
$$= 1 - 2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right)$$
(2.10)

と書き直すと、

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[ 1 - 2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \right]$$
(2.11)

となる。式 (2.11) で i = jのときは  $\Delta m_{ij}^2 = 0$ となり、また  $i \neq j$ のときは、i、jの対称性から

$$\sum_{i,j\neq i} = 2\sum_{i>j} \tag{2.12}$$

とすることができるので、ユニタリ行列の性質も用いると

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i,j \neq i} U^*_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} \left[ -2\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{ij}}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m^2_{ij}}{2E}L\right) \right]$$
$$= \delta_{\alpha\beta} + 2\sum_{i>j} U^*_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} \left[ -2\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{ij}}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m^2_{ij}}{2E}L\right) \right]$$
(2.13)

となる。振動確率を実数にするため第二項を実部と虚部に分けると、振動確率は以下のよう になる。

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} \left( U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right) \sin^{2} \left( \frac{\Delta m_{ij}^{2}}{4E} L \right) + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} \left( U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*} \right) \sin \left( \frac{\Delta m_{ij}^{2}}{2E} L \right)$$
(2.14)

位相を無次元にするために $\hbar c \simeq 197 \, \text{MeV} \cdot \text{fm}$ を用いて

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 \,[\mathrm{eV}^2]}{4E \,[\mathrm{MeV}]} L \,[\mathrm{m}] = \frac{\Delta m_{ij}^2 \,[\mathrm{eV}^2]}{4E \,[\mathrm{MeV}] \,\hbar c \,[\mathrm{MeV} \cdot \mathrm{fm}]} L \,[\mathrm{m}] = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 \,[\mathrm{eV}^2]}{E \,[\mathrm{MeV}]} L \,[\mathrm{m}]$$
(2.15)

と表すと、3フレーバーのニュートリノ振動の公式が以下のように導かれる。

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}\left(U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*}\right) \sin^{2}\left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^{2}}{E}L\right)$$
  
$$\pm 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}\left(U_{\alpha i}^{*} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^{*}\right) \sin\left(2.54 \frac{\Delta m_{ij}^{2}}{E}L\right)$$
(2.16)

ここで第三項の符号は、+ がニュートリノを、- が反ニュートリノを表す。 ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いは

$$\Delta P = P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) - P(\bar{\nu}_{\alpha} \to \bar{\nu}_{\beta}) = -16J_{\alpha\beta}\sin\Delta_{12}\sin\Delta_{23}\sin\Delta_{31}$$
(2.17)

である。ここで、

$$\Delta_{ij} \equiv 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L \tag{2.18}$$

/

$$J_{\alpha\beta} \equiv \operatorname{Im}\left(U_{\alpha i}^{*}U_{\beta i}U_{\alpha j}U_{\beta j}^{*}\right) = \pm J_{CP}$$
(2.19)

$$J_{CP} \equiv s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2\sin\delta$$
(2.20)

であり、式 (2.19)の複号は + が e, µ, τ の循環、 – が逆循環を表す。このニュートリノ振動確 率の違いを利用することで、CP 対称性の破れを測定することができる。

このようにニュートリノの世代が時間発展に依存し周期的に変化するため、「ニュートリノ 振動」と呼ばれる。また、振動の周期はニュートリノの質量固有値の二乗差に依存している ため、ニュートリノに質量が存在しないと振動が起こらないことが分かる。

#### 物質効果 (MSW 効果)

ニュートリノが物質中を伝播すると、物質中との相互作用によりニュートリノ振動の振る舞 いが真空中に比べて変化し、共鳴的な振動を起こす。この効果を提唱者の頭文字をとり MSW 効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) と呼ぶ [7, 8]。この効果はすべてのフレーバーの ニュートリノは弱い相互作用のポテンシャルによって中性カレント (Neutral Current, NC) 反応 を起こすのに加え、電子型のニュートリノだけが物質中の電子と荷電カレント (Charged Current, CC) 反応を起こすことが要因となっている (図 2.9)。

CC 反応のポテンシャル  $V_{CC}$  と NC 反応のポテンシャル  $V_{NC}$  は、フェルミ結合定数  $G_F$ 、物 質中での電子密度 N<sub>e</sub>と中性子密度 N<sub>n</sub>を用いて以下の式で表せる。

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e, \quad V_{NC} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_n$$
 (2.21)



図 2.9: CC 反応(左図)と NC 反応(右図)のファインマンダイアグラム。 添字 x はニュートリノのフレーバー  $(e, \mu, \tau)$ を表す。

電子密度  $N_e$  と中性子密度  $N_n$  は、質量密度  $\rho$ 、電子比率  $Y_e$ 、核子の質量  $m_N$  を用いて

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F \frac{Y_e \rho}{m_N}, \quad V_{NC} = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F \frac{(1-Y_e)\rho}{m_N}.$$
 (2.22)

と表せる。ここで、電子比率 Y<sub>e</sub> は、物質中の電子数を質量数で割った値であり、どの元素の 場合でも 0.5 付近の値になる。核子の質量は陽子と中性子の質量平均のことである。

簡単のため以下では2フレーバー間での振動を考える。フレーバー固有状態の時間発展は 有効ハミルトニアン H<sub>eff</sub> を用いて次のように記述できる。

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = H_{\text{eff}} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix}$$

$$= \left[ U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^{\dagger} + \begin{pmatrix} V_{\text{CC}} + V_{\text{NC}} & 0 \\ 0 & V_{\text{NC}} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix}$$
(2.23)

ここで

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}$$
 (2.24)

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix}$$
(2.25)

を用いると、有効ハミルトニアンは

$$H_{\rm eff} = \left(E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V_{CC}}{2} + V_{NC}\right)I + \left(\begin{array}{cc} -\frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_{12} + \frac{V_{CC}}{2} & \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m^2}{4E}\sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m^2}{4E}\cos 2\theta_{12} - \frac{V_{CC}}{2} \end{array}\right)$$
(2.26)

と書ける。ここで  $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$  である。 (2.26) の第一項がフレーバーの混合に関与しな いことから、中性カレント反応が物質効果に無関係であることがわかる。また、物質中での 混合角  $\theta_M$  は

$$\tan 2\theta_M = \frac{\frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12}}{\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{CC}}{2}} = \frac{\sin 2\theta_{12}}{\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{CC}}{\Delta m^2}}$$
(2.27)

で表すことができる。この混合角を用いて表現されるユニタリ行列 $U_M$ は

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix}$$
(2.28)

で式 (2.26) の第二項を対角化すると、

$$U_{M}^{\dagger}H_{\text{eff}}U_{M} = \frac{\Delta m^{2}}{4E} \begin{pmatrix} -\sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{CC}}{\Delta m^{2}}\right)^{2} + \sin^{2} 2\theta_{12}} & 0\\ 0 & \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{CC}}{\Delta m^{2}}\right)^{2} + \sin^{2} 2\theta_{12}} \end{pmatrix}$$
(2.29)

となり、以下のように物質中での質量二乗差 $\Delta m_M^2$ が得られる。

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{CC}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}}$$
(2.30)

物質内でのニュートリノ混合が最大となるのは式 (2.27)の分母が0となるとき、すなわち

$$N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \tag{2.31}$$

のときである。反ニュートリノの場合は N<sub>e</sub> の符号が逆になる。そのため、ニュートリノと反 ニュートリノで物質効果による振動確率が異なり、「偽の」CP 非対称性の効果が現れる。し たがって、CP 非対称性の測定を行う場合はニュートリノ振動における物質効果の影響をよく 理解することが不可欠である。

#### 現在のニュートリノ振動パラメーターの測定結果

現時点でのニュートリノ振動のパラメーターである混合角、質量二乗差、CP 位相角の測 定結果を表 2.2 に示す。 $\theta_{12}$ 、 $\Delta m_{21}^2$  は太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノ、 $\theta_{23}$ 、 $\Delta m_{31}^2$ は大気ニュートリノや加速器からのニュートリノのような高エネルギーなニュートリノ、 $\theta_{13}$ は、原子炉ニュートリノの振動によって決定された。 $\delta_{CP}$  は、加速器ニュートリノによる電子 ニュートリノ出現事象によって測定が行われているが、まだ不定性が大きいのが現状である。

Parameter	NO	Ю	
$\Delta m^2_{21}  [10^{-5} {\rm eV}^2]$	$7.55_{-0.16}^{+0.20}$	$7.55_{-0.16}^{+0.20}$	
$ \Delta m^2_{31}   [10^{-3} {\rm eV}^2]$	$2.50_{-0.03}^{+0.03}$	$2.42_{-0.04}^{+0.03}$	
$\sin^2\theta_{12}$	$0.320\substack{+0.020\\-0.016}$	$0.320\substack{+0.020\\-0.016}$	
$\theta_{12}$	$34.5^{+1.2}_{-1.0}$	$34.5^{+1.2}_{-1.0}$	
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.547\substack{+0.020\\-0.030}$	$0.551\substack{+0.018\\-0.030}$	
$\theta_{23}$	$47.7^{+1.2}_{-1.7}$	$47.9^{+1.0}_{-1.7}$	
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02160\substack{+0.00083\\-0.00069}$	$0.02220\substack{+0.00074\\-0.00076}$	
$\theta_{13}$	$8.45_{-0.14}^{+0.16}$	$8.53_{-0.15}^{+0.14}$	

表 2.2: ニュートリノ振動パラメータの測定値 (best-fit  $\pm 1\sigma$ )[9]

#### 2.4.2 ニュートリノの質量階層性問題

ニュートリノ振動の周期はニュートリノ質量固有値の二乗差に依存しているため、精密 測定で質量固有値の差は決定可能である。しかし二乗差のため、符号は決定できない。つま りニュートリノの質量固有値の順は未知である。現在の実験結果では図 2.3 のように順階層  $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ と逆階層  $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$ の2つの可能性がある。このようにニュートリノの質量 固有値の順番が未知であることをニュートリノの質量階層性問題と呼び、ニュートリノ物理 学において大きな問題になっている。



図 2.10: ニュートリノの質量階層性問題。[10] 順階層 (Normal Ordering: NO)(左) と逆階層 (Inverted Ordering: IO)(右)。帯の色は、各世代のニュートリノがどの程度混合するかを示す。

### 第3章 ニュートリノ地球科学

#### 3.1 地球の内部構造

地球の内部構造の模式図とPREM による密度分布は図 3.1 の通りである。PREM は 1979 年 に A.M.Dziewonski と D.L.Ander-son が提唱し、現在広く受け入れられいている地球内部の標 準モデルである。地球の半径、質量、慣性モーメント(地球の回転に対する抵抗)、そして地球 自由振動のデータを使って作られたモデルであり、1981 年には標準地球モデル委員会によっ て承認され、発表された。地球の内部構造については、地震波の観測により物理的性質が明 らかとなり、地殻、マントル、核で構成物質が異なる。地殻の構造は大陸と海洋で大きく異 なっている。大陸地殻は厚さ 30~50 km で花崗岩質岩石の上部地殻と玄武岩質岩石の下部地 殻に分けられる。海洋地殻は厚さ 5~10 km と大陸地殻に比べて薄く、ほとんどが玄武岩質岩 石で構成されている。マントルは上部マントルと下部マントルに分けられ、上部マントルは かんらん岩が多く、下部マントルは高圧で安定な結晶構造を持つ鉱物(主成分はブリッジマ ナイトやフェロペリクレースといった高圧鉱物)となっている。核は主に鉄からできており、 液体の外核と内核に分けられる。内核が固体なのは、高圧のため融点が上昇しているからで ある。



図 3.1: 地球の内部構造の模式図(左)と PREM による密度分布(右)[11]

化学組成についても地震波観測などの間接的な手法から推定されている。これは地球深部 のサンプルを取り出すことができれば直接的に可能ではあるが、深部に行く程、高温高圧に なるため不可能だからである。人類がこれまでに掘った最も深い穴は地表からわずか 12.3 km である。また、私たちが住む地球の表層部(地殻)は、上部マントル表面を薄皮のように覆 う茶色の線で示されたわずかな領域(10~30 km、中心までの深さ6,371 km の 0.5%以下)に すぎない。これらを踏まえると、地球ニュートリノの観測は地球内部の情報を直接観測する 強力な手段だということが分かる。

#### 3.2 広域低横波速度域 LLSVP

LLSVP とは Large Low-Shear-Velocity provinces の略であり、広域低横波速度域と呼ばれる。 地震波の伝播時間を用いて地球内部の 3 次元速度構造を求める地震波トモグラフィーにより 発見に至った。3.1 で示した標準的な PREM モデルは、地球全体を球対称とした密度分布で あったが、LLSVP は大平洋とアフリカのマントル最下部に存在するとされているため、対称 な密度分布では無い。また、LLSVP の密度は正確には推定できていないのが現状である。*P* 波の速さ  $V_p$  と *S* 波の速さ  $V_s$  は、密度  $\rho$  を用いて式 (3.1)、(3.2) のように表すことができる。 ここで、K は体積弾性率、 $\mu$  は剛性率である。既知数が  $V_p$  と  $V_s$  の 2 つしかないが、未知数 が K、 $\mu$ 、 $\rho$  の 3 つあるため、この式から密度の決定をするのは難しい。したがって、現在、 LLSVP の密度は周りの PREM の密度に比べて、高い場合と低い場合の両方が候補となってい る。高い場合の LLSVP の分布を図 3.2 に示した。

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4\mu}{3}}{\rho}} \tag{3.1}$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{3.2}$$



図 3.2: 地震波トモグラフィーのよって得られた LLSVP の分布 [12]。この図では、密度は高いとさ れているが、低い場合の可能性も考えられている。



図 3.3: 地球全体における LLSVP の分布 [12]。赤色は S 波の速度が遅い場所を示す。

これらの起源は定かではないが、Primodial layer や Growing layer などの仮説がある。Primodial layer は、初期の地球形成時に地球全体に層が形成され、時間と共に堆積したという仮説である。一方、Growing layer は密度の高い物質が時間の経過と共に外核とマントルの境界に集まり、厚い層へと成長し、最終的に堆積物へと成長するという仮説である。これらの生成過程を図 3.4 に示す。



図 3.4: LLSVP の生成過程 [13]。Primodial layer(a) と Growing layer(b)

#### 3.3 地球の熱源

現在、世界各地で火山活動や地震、津波などの自然現象が頻繁に発生している。これらは マントルの対流によって引き起こるとされている。また地球全体は地磁気に覆われているが、 これは外核に生じた電流が原因とされている。そしてマントルと対流及び外核の電流を引き 起こすには、膨大な熱エネルギーが必要である。膨大なエネルギー、つまり地球の熱は現在、 原始の熱と放射性熱の二つの熱源で形成されているとされている。原始の熱とは46億年前の 地球の集積と核の形成時に放出された重力エネルギーである。放射性熱とは、地球内部の放射 性物質が崩壊する際に発生する熱のことである。放射性物質の崩壊式は以下のとおりである。

$$^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8^4\text{He} + 6e^- + 6\bar{\nu}_e + 51.7 \text{ [MeV]}$$
 (3.3)

$$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6^4\text{He} + 4e^- + 4\bar{\nu}_e + 42.7 \text{ [MeV]}$$
 (3.4)

$${}^{40}\text{K}(89\%) \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e + 1.32 \text{ [MeV]}$$
(3.5)

地球の岩石中に含まれる <sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th、<sup>40</sup>K が崩壊することで地球の熱源として重要な役割 を果たす。これらはそれぞれ  $\beta$  崩壊がウラン系列が 6 回、トリウム系列が 4 回、カリウムが 89%の確率で起こり、反電子ニュートリノを放出する。この時にエネルギーも発生し、これ が最終的に熱エネルギー (放射性熱)となる。したがって、これら放射性元素が地球全体でど のくらい存在するか分かれば地球の進化の解明に大きな影響を与えるのではないかと考えら れている。KamLAND では逆  $\beta$  反応を用いて地球ニュートリノの観測に成功している。閾値 である 1.8 MeV を超えるニュートリノについては、液体シンチレーターによる検出が可能で あるため、<sup>40</sup>K からのニュートリノは検出できないが、<sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th からのニュートリノは検 出可能である。



図 3.5: KamLAND における地球ニュートリノのエネルギースペクトル [16]

#### 3.4 地球内放射性熱量モデル

地球内放射性熱量モデルである BSE は Bulk Silicate Earth の略であり、地殻とマントルのケ イ酸塩部分の化学組成を用いて計算されたモデルである。現在、地殻の熱量は図 3.6 に示すよ うに 6.8 TW と決定することができているが、マントルの熱量については決定できておらず、 3.2 TW から 23 TW と大きな開きがある。そして、このマントルの熱量の開きは熱量の大き さで三つに分類されている (マントルの熱量が小さい順に LowQ、MiddleQ、HighQ)。LowQ モデルは、エンスタタイトコンドライトという隕石の分析に基づいたモデルである。エンス タタイトコンドライトは地球のマントル岩石と似た特徴を持ち、鉄分が豊富なため金属核の 形成にも関わっているとされている。また、地球内部に存在する熱生成元素の量が比較的少 ないとされている。MiddleQ は C1 コンドライト隕石と岩石学的なデータに基づいたモデルで あり、熱生成元素の量が中程度であるとされている。HighQ は、マントル内の対流によるエ ネルギーと、観測される地球表面からの熱の放出に基づいたモデルであり、地球の内部熱の 大部分が放射性元素によるものであると推定されているが、この考え方は地質学的な観点か らは否定されている。



図 3.6: BSE モデルにおける熱量の割合

	LowQ	MiddleQ	HighQ
 隕石	エンスタタイトコンドラ イト	C1-炭素質コンドライト	なし
隕石の説明	酸素などの同位体構成比 が現在の地球とよく合う 鉄が多く、現在の地球モ デルによく適合する。	組成が太陽大気と似てお り、揮発性生成分を含ん でいる。また、高温の時 に (100℃) 不安定になる 鉱物で構成されている。	(マントル対流モデルか ら推定される発熱量から 仮定されたモデル)
地球科学的観点	0	0	×
 ニュートリノによ る観測結果	0	0	Δ

表 3.1: LowQ、MiddleQ、HighQ モデルの比較

この地球内放射性熱量モデルを決定することは、地球科学の根本的な謎の解明につながる。 放射性熱量は地震や火山活動を統一的に解釈できるプレートテクトニクスに影響を与えるた め、地球の様々な動きやプレートの境界部で様々な変動などの解明に近づく。また、直接の 岩石を得ることのできないマントルの解明にも貢献することが期待できる。

#### 3.5 地球ニュートリノフラックス

放射性物質である <sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th の崩壊連鎖と <sup>40</sup>K の  $\beta$  崩壊は、反電子ニュートリノを生成 する。この反電子ニュートリノフラックス  $\Phi_i$  は式 (3.6) で計算される。空間領域 V に分布す る位置 L の放射性核種 *i* からの位置 L における反電子ニュートリノフラックスを想定してお り、以下の式で表される。

$$\Phi_i = A_i \cdot n_i \cdot P_{\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e}(E_\nu, |\mathbf{L}|) \cdot \int_V \frac{a_i(\mathbf{L}) \cdot \rho_i(\mathbf{L})}{4\pi |\mathbf{L}|^2} \cdot dV$$
(3.6)

ここで  $A_i$  は崩壊定数、 $n_i$  は崩壊連鎖ごとの生成反ニュートリノ数、 $P_{\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e}$  はニュートリノ 振動による生存確率、 $a_i$ (L) は放射性同位元素の存在量、 $\rho_i$ (L) は岩石の密度、dV は体積であ る。図 3.7 は KamLAND における距離ごとの地球ニュートリノフラックスを表している。各 領域の寄与は KamLAND から 500 km 以内が 50%を占めている。また、各パートの寄与は地 殻が 70%、マントルが 27%、核が 0%、堆積岩などが 3%となっており、マントルからの地球 ニュートリノ観測が少ない現状では、検出器周辺の地殻の理解が重要となっている。



図 3.7: KamLAND における距離ごとの地球ニュートリノ寄与 [17]

このような各観測地での地球ニュートリノフラックス計算モデルは以下のような手順で構 築されている。

1. 地震波解析で深さ方向の地質分布を推定し、地震波速度から岩石の種類に対応させる。

2. 様々な場所で得られた岩石サンプルの微量分析を行い、それぞれの岩石中の U、Th 量 *a*<sub>X</sub> を決定し、フラックスを計算する。

放射性同位元素の存在量である *a*<sub>*X*</sub> の誤差が非常に大きく、地球ニュートリノフラックスの 見積もりには複数のモデルが存在するため、20-60%の不定性が付いているのが現状である。 各ニュートリノ検出器における BSE モデルの予測は図 3.8 の通りである。TW radiogenic power in BSE は BSE モデルの熱量を表している。つまり y 切片を知ることができれば、マントル寄与の熱量を知ることができる。そのためには地殻寄与の地球ニュートリノが少ない海洋地殻で観測することが、重要となる。



図 3.8: 各検出器での観測数と地殻由来の対応。[18](観測データ(上)と BSE モデルによる予 測値(下))横軸が地殻寄与の地球ニュートリノ数、縦軸が全ての地球ニュートリノ数を示す。

### 3.6 地球ニュートリノ観測の現状

KamLAND による地球ニュートリノ初観測以降、KamLAND に加えイタリアの Borexino に よって観測されている。ここでは、KamLAND と Borexino の最新結果についてまとめた。

#### **KamLAND**

図 3.10 は 2002 年から 2020 年までの KamLAND におけるエネルギースペクトルである。地 球ニュートリノの観測数は 174<sup>+31</sup> である。また、各地球熱量モデルによる推定値を図 3.11 に 示した。KamLAND の解析では HighQ モデルを均質なマントルの場合は 99.76%、CMB(地球 の核とマントルの境界) の不均一さを考慮した場合は 97.9%で排除できるとされている。



図 3.9: KamLAND 検出器の概要図



図 3.10: KamLAND におけるエネルギースペクトル



図 3.11: KamLAND における BSE モデルの判別 [19]
#### Borexino

Borexinoの解析結果と各地球熱量モデルによる推定値を図 3.12 に示す。Borexinoの結果は KamLANDの結果と異なり、HighQ モデルが支持されている。この結果の違いは地殻モデル の違いにある。



図 3.12: Borexino による BSE モデルの判別 [20]

# 第4章 海洋底ニュートリノ観測装置OBD

海洋底ニュートリノ観測装置とは、ニュートリノ検出器を海底に沈め、反電子ニュートリ ノを検出することを目的とした装置のことである。ここでの反電子ニュートリノは、地球内 部の放射性物質が崩壊した時に放出される地球ニュートリノのことであり、海底に検出器を 沈める、つまり地球内部に近づくことでマントルからの地球ニュートリノ観測が期待できる。 海に検出器を沈めるという案は、2005年にハワイ大学で Hanohano プロジェクトとして発案 された。その時の検出器の概略図は図 4.1 の通りである。その後、具体的な発展はなかった が、2019年から東北大学と海洋研究開発機構の共同研究により研究開発が進められている。



図 4.1: Hanohanoの概略図: タンクのサイズは直径 26 m、高さ 45 m[21]

## 4.1 OBD プロジェクト

OBD プロジェクトでは、最終的に液体シンチレーターが 10 kt-50 kt サイズの検出器を沈め ることを目標としている。そのために段階を踏んだ検出器作成を想定しており、20 kg(プロト タイプ)検出器、1.5 kt 検出器、そして 10 kt-50 kt 検出器の順である。半径9 m、高さ 20 mの ステンレスタンクに囲まれた 1.5 kt 検出器の観測感度については酒井氏によってシミュレー ション済みである。この 1.5 kt というのは、海洋研究開発機構の船の規約によって決められ たサイズである。しかし、地球熱量モデルの分別に時間がかかってしまうという課題がある。 本研究では、ランニングコストなども考慮した時に現実的な大きさを求める為に 17kt 検出器 のシミュレーションを行なった。17 kt 検出器については、ハワイに沈めることを想定し規約 の範囲を外したが、船を用いて運ぶのは必須であるため、図 4.1 のような縦長の検出器を想定 した。サイズは Hanohano よりも少し大きくした半径 15 m 高さ 50 m のステンレスタンクに 囲まれた大きさに設定した。

# 4.2 検出器の構造

大型検出器の概略図は図 4.2 の通りである。内側から液体シンチレーター (LS)、アクリル、 バッファーオイル、内部検出器 (Inner Detector) と外部検出器 (Outer Detector) の PMT の順で ある。また、OBD 検出器は海底 4 km に沈めるため、圧力が非常に高い環境下にある。従っ て、PMT が破損しないようにそれぞれの PMT にはガラス製のシールドで囲い、破損を防い でいる。また、海底深くに沈めることで、宇宙線ミューオン由来のバックグラウンドを低減 することが可能である。本セクションでは、17 kt 検出器の構造について示す。



図 4.2: 大型検出器の概略図 [22]

#### 4.2.1 内部検出器

#### 液体シンチレーター (LS)

液体シンチレーターとは、ニュートリノが通過した際にシンチレーション光を放出する液体である。液体シンチレーターは、スーパーカミオカンデなどで使用されている超純水チェレンコフ光に比べ、約100倍の発光量であるため、地球ニュートリノ観測のような低エネルギー領域の観測に最適である。また、OBD 検出器は海底 4km に沈めることを想定しているため、低温高圧環境下での発光量、透過率、放射能の評価が重要である。現段階で使用する有機溶媒は、PC(Pseudo-Cumen)と LAB(Linear Alkyl Benzen)である。基本的に LAB を加えると発光量は増加するが、ある濃度を超えると発光量は頭打ちとなる。これは、分子間のエネルギー移動や分子同士の衝突によってエネルギーが失われ、発光強度が低下することが原

因である。OBD 先行研究より、PPO3 g/L 以降で頭打ちとなっているため、OBD 液体シンチ レーターとして適した PPO の量は 3 g/L とした。この PPO の量による発光量は図 4.3 に示し た。また、高温高圧下では液体シンチレーターの体積が小さくなるため、減少分を補完する ホースが必要になる。この温度と圧力の変化における密度分布を図 4.5 に示した。



図 4.3: LS 低温下における発光量の変化



図 4.4: 高圧用振動密度計による圧力と温度に対する密度変化

	LAB	PC			
化学式	$\mathrm{C}_{\mathrm{m}}\mathrm{H}_{\mathrm{2m-6}}$	$C_9H_{12}$			
密度 (常温常圧)	$0.86{ m g/cm^3}$	$0.88{ m g/cm^3}$			
引火点	$\sim 150{}^{\rm o}{\rm C}$	$44^{\circ}\mathrm{C}$			
発光波長	$283\mathrm{nm}$	$290\mathrm{nm}$			

表 4.1: 各溶剤の特性

#### 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube、PMT)とは、液体シンチレーターで発生したシンチレー ション光を増幅させ、電気信号として取り出す装置である。17 kt 検出器の内部検出器では、 KamLAND で使用されている 20 inch サイズの PMT を 12505 本装着する予定である。



図 4.5: 20-inch PMT の概略図

#### PMT シールド

PMT シールドは、海底という高圧条件での耐久性と、ニュートリノ観測の際に邪魔になる 放射性物質が少ないことが重要である。PMT シールドの開発に関しては、酒井氏が行い、岡 本硝子のガラスシールドが採用された。放射性物質量は表 4.3 の通りである。なお、アクリル 製のシールドは低放射能のため、魅力的ではあるが、現段階では耐久テストでクリアできな かった。

#### アクリル容器

半径 12 m、高さ 44 m の円柱型アクリル容器を使用する。中国で建設中である 20 kt の液体 シンチレーター観測機 JUNO でもアクリルの球体容器が使用予定であり、放射性物質が少な いことが評価されている。

パラメータ	20-inch PMT
有効光電面 ( $\phi$ [mm])	460
ダイノード	ベネシアンブラインド (13 段)
量子効率 ( $\lambda = 390 \text{ nm}$ )	23%
電子走行時間	90 ns
電子走行時間の広がり	7.7 ns
PV比	1.5
ダークレート	40 kHz

表 4.2: 20-inch PMT の性能

表 4.3: ガラスの放射性物質量のまとめ

	<sup>238</sup> U [10 <sup>-8</sup> g/g]	<sup>232</sup> Th [10 <sup>-8</sup> g/g]	<sup>40</sup> K [10 <sup>-8</sup> g/g]
完成したガラス	1.4	< 0.5	0.34



図 4.6: 破損した PMT シールド

#### バッファーオイル

PMT とアクリル容器の間はミネラルオイル (バッファオイル) で満たす。これは、PMT や PMT シールドに含まれる放射性物質の侵入を防ぐ役割をしている。

#### ステンレス

半径 15 m、高さ 50 m の円柱型ステンレス容器を使用する。ステンレスは鉄を主成分としているため、放射性物質が非常に少なく耐久性に優れている。

#### 圧力補償ホース

深海での液体シンチレーターの体積減少を補う役割をしている。深海1km での圧力による 耐久性はクリア済みである。



図 4.7: OBD で使用する圧力補償ホース

#### 4.2.2 外部検出器

外部検出器として PMT と PMT シールを 3850 本使用予定である。これらは KM3Net 実験 を参考にし、13 inch の球形のものを想定している。主な役割としては、宇宙線ミューオンの 検出である。宇宙線ミューオンは海水中でチェレンコフ光を放出する。これにより、内部検 出器に入射したミューオンによる事象やそれ由来の背景事象を削減することができる。また、 チェレンコフ光を用いて、高エネルギー領域である大気ニュートリノについても検出する予 定である。

また、2023 年から千葉大学との共同研究が始まっており、図 4.8 のような PMT を使用する ことも検討されている。IceCube の PMT はケーブルを地上の観測施設と繋げることで、デー タの送信や電力の供給を行うことができるため、電力の問題が解消されるという利点がある。 こちらについては内部検出器の PMT での使用も考えられている。



図 4.8: 次世代 IceCube 実験で使用予定の D-Egg[24]。D-Egg には 2 つの PMT が内蔵され、 上と下を向くよう設置されている。これにより、地球内部を通り抜けるニュートリノを検 出することができる。

## 4.3 ニュートリノ検出原理

地球ニュートリノと大気ニュートリノの検出原理について示す。地球ニュートリノは反電 子ニュートリノであり、低エネルギー領域のため、内部検出器でのシンチレーション光を用い て検出する。一方、大気ニュートリノは電子ニュートリノとミューニュートリノであり、高 エネルギー領域のため、外部検出器でのチェレンコフ光を用いて検出する。

#### 4.3.1 地球ニュートリノ検出原理

式 (3.3)、(3.4)、(3.5) のような放射性物質の β 崩壊が起こると、反電子ニュートリノが生成 される。反電子ニュートリノが液体シンチレーターに入ってくると、図 4.9 のような過程で先 発信号と後発信号が生成される。



図 4.9: 反ニュートリノ検出原理

液体シンチレータ内で放射線(先発信号と後発信号)が発生すると、物質中の電子に放射線が エネルギーを与えて、基底状態の電子が励起状態に遷移する。その後、励起状態にある電子 が基底状態に落ちるときに、有り余っているエネルギー分を光として放出する。この光をシ ンチレーション光という。シンチレーション光の光量は、入射した放射線のエネルギーに比 例する。この発光原理は図 4.10 に示す。



図 4.10: 液体シンチレーターの発光原理

液体シンチレータから放出された光は、非常に小さいため、光電子増倍管によって増倍させ る。原理としては、光電面に光が入ってくると、金属内部の光電子が飛び出し(光電効果)、強 い電場によって加速され、ダイノードに衝突する。ダイノードに衝突した光電子は、加速に よって得たエネルギーを使って、ダイノード内の光電子を次々と飛び出させる(二次電子を発 生させる)。これを繰り返すことにより、光電子を増幅させ、最終的に電流として外部に読み 出される。この仕組みを図 4.11 に示す。



図 4.11: 光電子増倍管の構造 [23]

#### 4.3.2 大気ニュートリノ検出原理

本研究でのチェレンコフ光の発生は二種類存在する。一つ目はニュートリノが海水中の陽 子や中性子と衝突する場合である。二つ目はニュートリノが電子と衝突する場合である(弾性 散乱)。大気ニュートリノの場合は前者が圧倒的に多く、水を使った太陽ニュートリノ実験で は後者を観測する。チェレンコフ光は図 4.12 のようにリング状に発生するため、大気ニュー トリノの方向の情報を得ることができるという利点がある。



図 4.12: 大気ニュートリノ検出原理 [3]

# 4.4 プロトタイプ検出器

OBD プロジェクトは最終的には、10 kt -50 kt の超大型検出器を作成し、地球ニュートリノ フラックスを得ることによって、地球内部の解明を目指しているが、その前にプロトタイプ 検出器を沈めることを目標にしている。この理由としては、通常の検出器と違い、海底に検 出器を沈めるため、低温高圧環境で動作することができるかを確認する必要があるからであ る。プロトタイプ検出器の概略図は図 4.13 の通りである。



図 4.13: プロトタイプ検出器の概略図

プロトタイプ検出器は、海底1kmに沈める予定であり、温度は2~4度、水圧は10 MPaでの耐久性が要求される。LS タンクと圧力補償ホースの耐圧性については、株式会社鶴見精機の 深海用加圧タンクを用いて1時間、15 MPaの圧力を加える実験を荒木氏が行った。実験の結 果、破損やHe リークチェックでの漏れは無かったため、深海1km での耐圧性を確認するこ とができた。



図 4.14: 耐圧カメラで撮影した加圧中の様子

# 4.5 海洋底ニュートリノ検出器の利点

#### マントル寄与の地球ニュートリノ直接観測

通常の検出器の場合、大陸上に設置されていることが多いため、図 4.15 のように大陸地殻 由来の地球ニュートリノ観測が多くなってしまい、マントル由来の地球ニュートリノの割合 は 20%にも満たない。一方、OBD の場合は海洋底に検出器を設置する。海洋地殻は大陸地殻 より 1/10 から 1/6 と薄く、放射性物質量も約 1/20 であることから、約 70% となるマントル 地球ニュートリノの観測が予測されている。



図 4.15: 反電子ニュートリノ総量への寄与。Šrámek, O. 氏より [18]

大型検出器の第一設置案はハワイ沖となっている。これは、図 4.16 に示すように、ハワイ 沖でのマントル地球ニュートリノフラックスが多いからである。さらに、ハワイ沖は海底ケー ブルの設備が整っているため、電力供給や観測データの送信が可能であり、実験に適した場 所となっている。



図 4.16: マントル地球ニュートリノフラックス [18]

#### 複数地点観測

OBD 検出器は船を用いて移動することができるので、複数点での観測が可能である。現在、 第2章でも述べた通り、地球内部構造についての知見は PREM や LLSVP 等のモデルは存在 するが、詳細までは解明できていないのが現状である。また、図 4.17 のように観測場所によ るマントル由来の地球ニュートリノの割合の予測値には大きな差があるため、これらのむら を実験で調べることで、地球内部の知見を得ることが期待できる。



図 4.17: 地球ニュートリノフラックスと、マントル寄与の分布図 [18]

#### 原子炉から離れて観測

原子炉由来のニュートリノは、地球ニュートリノ観測において背景事象 (バックグラウンド) となる。OBD 検出器の場合は、海底に検出器を設置するため、原子炉ニュートリノの背景事 象を低減することができる。

# 4.6 海水チェレンコフ光を用いたニュートリノ観測実験

地球内部の知見を得るために地球ニュートリノだけでなく、大気ニュートリノの観測も使用されている。本セクションでは、大気ニュートリノ領域が観測可能な GeV 領域の検出器で

ある IceCube と KM3Net について記述する。

大気ニュートリノは地球内部を通る際に地球の電子密度に依存してニュートリノ振動が行われる。そのため地球内部の組成をニュートリノ振動を用いて調べることが原理的に可能である。

#### IceCube

IceCubeとは、南極のアムゼンスコットのアムゼンスコット基地内の約1km<sup>3</sup>(1Gton)の氷河 中に光検出器を埋設して作られたニュートリノを観測する実験である。この実験は日本を含 めた14カ国が参加している国際共同プロジェクトであり、高エネルギー宇宙ニュートリノの 発生源の同定や、素粒子物理学の発展を目的としている。実験施設としては、図4.18の通り である。直径1kmにわたり86本のケーブルに連なった検出器計5160個が埋設されている。



図 4.18: IceCube 実験の概略図 [25] Ice Top では、宇宙線よるバックグラウンドと地球ニュー トリノ信号の区別が行われる。IceCube In-Ice Array では 100 GeV 以上の比較的高エネルギー なニュートリノをターゲットに、DeepCore では 100 GeV 以下の比較的低エネルギーなニュー トリノをターゲットにしている。電力供給やデータ通信は、ケーブルを介して行う。

次世代実験としては、IceCube-Upgrade 計画、IceCube-Gen2 計画などが挙げられる。IceCube-Upgrade 計画では Deep Core の 付近に新型光検出器を約 700 台埋設することで、低エネルギー (1 GeV から 100 GeV) のニュートリノを対象としている。一方、 IceCube-Gen2 計画では IceCube 実験の約 8 倍の体積の氷河に約 10000 個の新型光検出器を埋設し、TeV 以上の領域 の感度を高めることが目的である。

#### KM3Net

KM3Netとは、ニュートリノの発生源の検出や研究、ならびにニュートリノ振動の測定を目 的としたニュートリノ望遠鏡である。2つの検出器が存在し、地中海に位置するイタリアに設 置される ARCA とフランスのトゥーロン沖合に設置される ORCA の建設が進められている。 ARCA では、高エネルギーニュートリノをターゲットとしており、1 TeV から 100 PeV の範 囲を対象としている。ORCA では、比較的低エネルギーのニュートリのを対象としており、1 GeV から 10 TeV 程度が観測対象となっている。



図 4.19: KM3Net 実験の概略図 [26]

# 第5章 大型検出器による地球ニュートリノ観測

本章では、17 kt 大型検出器の検出器シミュレーションによる観測感度の評価を行った。こ れまでの研究で、海洋研究開発機構のマントル掘削船を利用する想定での最大サイズである 1.5 kt サイズの検出器について観測感度の見積もりが行われたが、優位にマントルの信号を測 定するのに数年から 10 年近くかかることが判明した。掘削船の最大の停泊期間は 1 年以内 であるため、観測期間が停泊期間を超えてしまう。そこで本研究では、より現実的な 1 年程 度の観測期間で測定が可能である 17 kt サイズ検出器の観測感度を評価することとした。 評価の流れは以下の通りである。

- 1. Geant4 を用いて 17 kt 大型検出器のジオメトリを設計
- 2. 地球ニュートリノと背景事象の見積もり
- 3. Figure of Merit (FoM) によるイベントカット条件の決定
- 4.3を考慮した地球ニュートリノと背景事象の統計テスト

1~3の結果を用いて地球ニュートリノと背景事象の予測エネルギースペクトルを示し、4で地 球熱量モデルの識別感度を求めた。背景事象としては、地球ニュートリノ領域 (0.9 MeV~2.7 MeV) で顕著になるアクシデンタルバックグラウンド、α-n バックグラウンド、原子炉ニュー トリノ、He-Li について見積もりを行った。なお、Geant4 を用いたアクシデンタルバックグラ ウンドの見積もりについては、5.3 に示した。Geant4 とは CERN によって開発された C++言 語のシミュレーションツールである。物質中を通過する素粒子や原子核の相互作用をシミュ レーションすることができ、素粒子実験や医療の分野で使用されている。

# 5.1 ジオメトリの設計

OBD プロジェクトは、段階的に検出器の大きさを上げ、最終的には液体シンチレータが 10 kt-50 kt の検出器で物理観測を行うことが目標である。本研究では、17 kt 検出器シミュレー ションを行なった。本研究で作成したジオメトリについて説明する。ジオメトリはシミュレー ションツールである Geant4 を用いて行なった。ジオメトリは図 5.1 の通りである。検出器内 部には PMT が 12505 本付けられており、耐久性を考慮するために各 PMT にガラス製のシー ルドがつけられている。一番外側のステンレスとアクリルの間にはバッファー層が存在し、外 部からのバックグラウンドを除外する役割を持っている。一番内側は液体シンチレーターで 満たされている。各構造物の詳細については 4.2.1 に記述した。検出器内構造物の大きさや成 分等については表 5.1 のように Geant4 で設定した。



図 5.1: 17 kt 検出器のジオメトリ

検出器構造物	形	半径	高さ	密度 (g/cm <sup>3</sup> )	材質
ステンレス	円筒	外径:15.016 m 内径:15 m	外高:50.032 m 内高:50 m	7.938	ステンレス:99% 炭素:1 %
PMT	半円球	外径:25.037cm 内径:24.537cm	-	2.4	ガラス
PMT シールド	球体	外径 36 cm 内径:35 cm	-	2.4	ガラス
バッファー層	円筒	外径 15 m 内径 12.05 m	外高:50 m 内高:44.1 m	0.76	$C_{25}H_{52}$
アクリル	円筒	外径 12.05 m 内径 12 m	外高 44.1 m 内高 44 m	1.18	$C_5H_8O_2$
LS (液体シン チレーター)	円柱	半径 12 m	高さ 44 m	0.87 1.00	LAB PPO(3 g/L)

#### 表 5.1: 各検出器構造物の材質と密度

### 5.2 地球ニュートリノと背景事象の見積もり

地球ニュートリノ及び、その観測における背景事象 (バックグラウンド) の見積もり方法に ついて記述する。背景事象としては、アクシデンタルバックグラウンド、α-n バックグラウン ド、原子炉ニュートリノ、He-Li を考慮した。

#### 地球ニュートリノ

設置場所はハワイ沖(西経 155.832°、北緯 23.63055°)の深海 4000 m を想定した。地球 ニュートリノのイベント数については、表 5.2 の値を用いた。こちらは、各地球熱量モデルに基 づくハワイ沖の地球ニュートリノイベント数を示しており、地球科学者である Ondřej Šrámek 氏より提供していただいた。単位として用いられている TNU(Terrestrial Neutrino Unit)は1年 あたりにターゲットとなる陽子が 10<sup>32</sup> 個あった (1 kt の液体シンチレーターで検出した)時の イベント数 (event/10<sup>32</sup> protons/year)を表す。この値を用いて、スケールと livetime ratio を考 慮して見積もりを行った。

表 5.2: 地球ニュートリノ数 [18]

LowQ-model	MiddleQ-model	HighQ-model
6.5 (+1.5 / -1.3) TNU	12.1 (+2.4 / -2.6) TNU	$21.4\pm2.3~\mathrm{TNU}$

エネルギースペクトルの形状については、検出器の緯度、経度、深さの情報を入力すること で、その地点でのエネルギースペクトルの形状を確認できるウェブページ geoneutrinos.org[28] を参照した。

#### 原子炉ニュートリノ

2.3 で示した通り原子炉ニュートリノとは原子炉から放出される反電子ニュートリノのこと である。こちらは、イベント数とエネルギースペクトルの形状の両方について、ウェブペー ジ geoneutrinos.org[28] を参照した。



図 5.2: geoneutrinos.org[28] によるエネルギースペクトル

#### $\alpha$ -n バックグラウンド

 $\alpha$ -n バックグラウンドとは、液体シンチレーターに含まれる空気中のラドン<sup>222</sup>Rn の崩壊 系列が原因で発生するバックグラウンドである。この崩壊系列では、<sup>210</sup>Pb  $\rightarrow$  <sup>210</sup>Bi  $\rightarrow$  <sup>210</sup>Po の順に崩壊する。液体シンチレータ中の<sup>13</sup>C に、<sup>210</sup>Po の崩壊により生成される  $\alpha$  粒子(5.3 MeV)が衝突して発生する<sup>13</sup>C( $\alpha$ , n)<sup>16</sup>O 反応によって、反ニュートリノの反応が模倣される。 こちらの反応の先発信号は4種類あり、それぞれ以下の通りである。

見積もり方法としては、酒井氏が 1.5 kt 検出器でシミュレーション済みであるので、スケー ル倍する値を採用することとした。1.5 kt 検出器での見積もり方法としては、中性子の生成率、 エネルギースペクトルを計算で求め、geant4 でシミュレーションするという手順である。こ の時にインテンシティ I<sub>source</sub> が検出器に強く依存する。これは、<sup>222</sup>Rn は空気中に約 30 Bq/m<sup>3</sup> ほど含まれており、検出器の建設時に、液体シンチレータ中に <sup>222</sup>Rn が混入することにより 値が決まる。OBD 検出器はまだ計画段階のため、この I<sub>source</sub> の値は KamLAND 実験の値をス ケールした値で求めている。

$${}^{12}C^* + n \to {}^{12}C + n + \gamma \quad (\gamma : 4.428 \,\text{MeV})$$
 (5.1)

$$n + p \to n + p$$
 (p) (5.2)

$${}^{16}\text{O}^*(6.049) \to {}^{16}\text{O} + e^+ + e^- \quad (e^+e^- : 6.049 \,\text{MeV})$$
 (5.3)

$${}^{16}\text{O}^*(6.130) \to {}^{16}\text{O} + \gamma \quad (\gamma : 6.130 \,\text{MeV})$$
 (5.4)



図 5.3: α-n 反応によるバックグラウンド

#### He-Li バックグラウンド

He-Li バックグラウンドとは、宇宙線ミューオンによる核破砕によって生じる <sup>8</sup>He と <sup>9</sup>Li の崩壊で発生するバックグラウンドである。液体シンチレーターでは、高エネルギーの宇宙 ミューオンとそれに続くシャワーが <sup>12</sup>C と相互作用し、電磁的またはハドロン的過程によっ て  $Z \leq 6$  の放射性同位元素を生成することができる。その中でも、<sup>8</sup>He と <sup>9</sup>Li は半減期がそ れぞれ 119ms と 178ms と長く、最も深刻な相関バックグラウンド源となる。<sup>8</sup>He と <sup>9</sup>Li はい くつかの崩壊モードを持つが、 $\beta$ 崩壊後に中性子を放出するモードがある。この時  $\beta$ 線が擬似 先発信号となり、中性子捕獲が擬似後発信号となる。こちらも  $\alpha$ -n バックグラウンドと同様 に酒井氏が 1.5 kt 検出器でシミュレーション済みである。1.5 kt 検出器では、シミュレーショ ンツールである FLUKA を用いて <sup>8</sup>He と <sup>9</sup>Li の生成率を求めている。結果は <sup>8</sup>He は 19 [event / year]、<sup>9</sup>Li は 180 [event / year] であった。しかし、このバックグラウンドはミューオン通過 後、5 秒間検出器全体を veto することで除去可能である。ミューオンによって生成されてか ら 5 秒後の存在確率は以下の通りである。

$$N_{\rm 8He} = \left(\frac{1}{2}\right)^{5/0.119} = 2.25 \times 10^{-13} \tag{6.5}$$

$$N_{9\rm Li} = \left(\frac{1}{2}\right)^{5/0.178} = 3.90 \times 10^{-9} \tag{6.6}$$

シミュレーションで得られた生成数 19 と 180 をかけても0 に近似できるため、ミューオン通 過後、5 秒間検出器全体を veto することで、He-Li バックグラウンドは0 イベントである。5 秒後の存在確率は非常に小さいため、17 kt 検出器の場合も0 イベントとした。

#### アクシデンタルバックグラウンド

アクシデンタルバックグラウンドとは、検出器構造物に存在する<sup>238</sup>U、<sup>232</sup>Th、<sup>40</sup>K といった放射性物質が崩壊することで発生するバックグラウンドである。 この見積もり方法については、5.3 に示す。

## 5.3 アクシデンタルバックグラウンドの見積もり

アクシデンタルバックグラウンドの見積もりの手順は以下の通りである。

- 1. 5.1 で作成したジオメトリの各検出器構造物内に放射性物質を発生させる
- 2. 反応レートrの計算
- 3. exp(-rt)分布を再現する時間の乱数を生成し、イベントリストを作成
- 4. 遅延同時計測を用いてイベントを選定

#### 5.3.1 放射性物質の崩壊

5.1 で作成したジオメトリに放射性物質を一様に分布させる。式 (3.3)、(3.4)、(3.5)の崩壊を 各検出器構造物でそれぞれ一様に 25 万イベント発生させ、液体シンチレーター内の反応を見 積もった。それぞれのフラックスを図 5.4~5.7 に示した。図の色は液体シンチレーター内で 反応した数を表している。また、アクリルで放射性物質を崩壊させた際の液体シンチレーター 内でのエネルギー分布を 5.8~5.11 に示した。アクリル、PMT、PMT シールドの場合は、壁際 のフラックスが多い結果となり、特にアクリルの場合はその特徴が顕著に現れた。液体シン チレーターの場合は、液体シンチレーター内で一様に放射性物質を崩壊させているので、均等 にフラックスが多い結果となった。分解能は KamLAND の値を用いており Energy resolution =  $6.8\%/\sqrt{E}$ 、Vertex resolution =  $125 \text{ mm}/\sqrt{E}$  である。



図 5.6: アクリルに K を発生させ、β 線が発生 した場合の液体シンチレーター内の反応分布





図 5.7: アクリルに K を発生させ、軌道電子を捕 獲した場合の液体シンチレーター内の反応分布



ンチレーター内のエネルギー分布

ンチレーター内のエネルギー分布



ギー分布

生した場合の液体シンチレーター内のエネル を捕獲した場合の液体シンチレーター内のエ ネルギー分布

#### 5.3.2 反応レートの計算

反応レートとは1秒間に液体シンチレーター内で放射性物質が何回反応するかを表す。つ まり、単位は Hz である。この計算式は式 5.5、各パラメータについては表 5.3 の通りである。

$$r = \frac{nLmx\lambda}{Np} \tag{5.5}$$

単位質量中の放射性物質量については、表 5.4 の値を参考にした。アクリルは JUNO[27]、液 体シンチレーターと PMT は KamLAND、PMT シールドは OBD 先行研究で開発した低放射性 物質のガラスシールドの値をそれぞれ参照した。

表 5.3: 式 5.5 のパラメーター

- *n* LS 内での反応数
- *L* アボガドロ数
- m 放射線源物質の質量 (アクリル、PMT 等)
- x 表 5.4 の放射性物質量
- $\lambda$  崩壊定数
- N シミュレーションで発生させた粒子数
- *p* 放射性物質の原子量

表 5.4: 単位質量中の放射性物質量 [g/g]

	<sup>238</sup> U [g/g]	<sup>232</sup> Th [g/g]	<sup>40</sup> K [g/g]
アクリル容器	$1.0  imes 10^{-11}$	$1.0  imes 10^{-11}$	$1.0  imes 10^{-11}$
液体シンチレーター	$5.0\times10^{-18}$	$1.3\times10^{-17}$	$1.0\times10^{-18}$
PMT	$1.5  imes 10^{-7}$	$2.4 \times 10^{-7}$	$1.0 \times 10^{-8}$
PMT シールド	$1.0 \times 10^{-8}$	$1.0 \times 10^{-8}$	$1.0 \times 10^{-8}$

反応レートの計算結果を表 5.5 に示す。アクリルの反応レートが非常に高く、特に壁際にバッ クグラウンドが集中している結果となった。

表 5 5	反応レー	トの計算結果
1 5.5.		

アクリル	LS	PMT	シールド	合計
43.52 [Hz]	$5.36 \times 10^{-3}$ [Hz]	6.03 [Hz]	1.22 [Hz]	50.77 [Hz]

#### 5.3.3 イベントの選定

各検出器構造物内で放射性崩壊を起こし、液体シンチレーター内で1秒間にどれだけ反応 が起こるかどうかを求めることができたので、次に以下の手順でイベントを選定した。

- 1. 表 5.5 の反応レート r を用いて、exp(-rt)分布を再現する時間の乱数を作成し、反応 位置 dR、先発信号のエネルギー  $E_{prompt}$ 、後発信号のエネルギー  $E_{delayed}$ 、時間 dT の 情報を持ったイベントリストを作成する。
- 作成したイベントリストを 4.9 で示した遅延同時計測法で選定する。
   遅延同時計測法の選定条件は以下の通りである。

   1.8 [MeV] < E<sub>delayed</sub> < 2.6 [MeV]</li>
   4.4 [MeV] < E<sub>delayed</sub> < 5.6 [MeV]</li>
   (5.6)

 $0.5\,\mu s < dT < 1000\,\mu s \qquad dR < 2\,m$  (5.0)

後発信号については、陽子による中性子捕獲の際に放出される 2.2 MeV の  $\gamma$  線及び <sup>12</sup>C による中性子捕獲の際に放出される 5.0 MeV の  $\gamma$  線を考慮し選定した。また、反応から中性子捕獲までの時間が平均 200  $\mu$ s であることを考慮した。

表 5.3 の反応レートを元にイベントリストを作成し、上記の選定条件で1年間のアクシデ ンタルバックグラウンドを見積もった。作成したアクシデンタルバックグラウンドのエネル ギー、時間、距離の分布を 5.12 にそれぞれ示した。



図 5.12: 全 LS 領域でのアクシデンタルバックグラウンド

# 5.4 FoM によるイベントカット条件の最適化

アクリル壁際のバックグラウンドが非常に多かったので、Figure of Merit をの式 5.7 を用い て最適なイベントカット条件を決めた。

$$FOM = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$
(5.7)

ここで、S は 5.2 で示した地球ニュートリノのイベント数、B は全バックグラウンドである。 Figure of Merit の結果は図 5.13 のようになり、イベントカット条件はアクリル壁際 75 cm に 決定した。また、アクシデンタルバックグラウンドは 30939 イベント (図 5.12) から 18 イベン ト (図 5.14) になり、大幅に減少した。



図 5.13: アクリル壁際のイベントカット条件



図 5.14: アクリル壁際 75cm でカットした時のイベント分布

# 5.5 予測イベント数とエネルギースペクトル

ここまでで見積もった地球ニュートリノ、原子炉ニュートリノ (reactor neutrino)、α-n バッ クグラウンド、He-Li バックグラウンド、アクシデンタルバックグラウンドの予測イベント 数を表 5.6、全領域のエネルギースペクトルを図 5.15、地球ニュートリノ領域のエネルギース ペクトルを図 5.16 に示した。なお、これらは検出効率 (efficiency) と livetime ratio を考慮した 値である。検出効率とは、真の信号事象が正しく検出または識別される割合である。低エネ ルギー領域では、誤ってバックグラウンドを検出してしまうことがあるため検出効率は低く なっている。livetime ratio とは、veto などの時間を考慮するため観測時間は本来より短くな る。この比率が livetime ratio である。また、地球ニュートリノについては表 5.2 の MiddleQ の値を採用した。

表 5.6: 予測イベント数 [/year]

	U	Th	total	reactor	accidental	(α, <b>n</b> )	He-Li	total
全領域	100.00	2/ 08	125.07	67.84	14.29	55.47	0	137.60
地球ニュートリノ領域	100.09	24.90	24.90 125.07	23.08	12.61	40.27	0	75.96
マントル寄与	74.86	18.68	93.54	-	-	-	-	-



図 5.15: 全領域のエネルギースペクトル



図 5.16: 地球ニュートリノ領域のエネルギー スペクトル

## 5.6 統計テスト

3.4 で示した地球熱量モデル BSE は、未だどのモデルが正しいかどうかは決定できていない。このモデルの決定のために、5.6.1 では 17 kt 検出器における各モデルのマントルシグナルの0 シグナルの排除度合いを求めた。5.6.2 では、モデルの分別能力を求めた。

#### 5.6.1 地球熱量モデルにおける地球ニュートリノ観測感度

評価の流れは以下の通りである。

1. ポアソン分布を用いて図 4.4 のエネルギースペクトルを用いてダミーデータを作成

$$\chi^2 = \chi^2_{\text{Energy}} + \chi^2_{\text{Penalty}}$$
(5.8)

$$\chi^{2}_{\text{Energy}} = \begin{cases} 2\sum_{i} \left( -(h_{i} - f_{i}) + h_{i} \cdot \log \frac{h_{i}}{f_{i}} \right) & \text{if } h_{i} > 0\\ 2\sum_{i} \left( -(h_{i} - f_{i}) \right) & \text{otherwise} \end{cases}$$
(5.9)

$$\chi^2_{\text{Penalty}} = \sum_i \left(\frac{f_i - h_i}{\sigma_i}\right)^2 \tag{5.10}$$

ここで*i*はエネルギービンで、本研究では1[bin/0.1 MeV]である。 $h_i$ は観測数、 $f_i$ は 予測イベント数、 $\sigma_i$ は予測イベント数のエラーである。このとき、地球熱量モデル毎 の不定性を考慮するため、地球ニュートリノの総予測イベント数  $\sum_i f_i$ は表 5.6 の誤 差の範囲を考慮し、ランダムに決定した。

- 2. 得られたダミーデータの  $\chi^2$  の値が最小になるようにフィットする。フィットされた 結果が図 5.17 から図 5.19 の青い曲線を表す。
- 地殻由来の地球ニュートリノイベントの予測値を求める。予測値については 3.05 ± 0.37 TNU とした。この値についても Ondřej Šrámek 氏より提供いただいた値を用いた。これらの結果より、以下の式 (5.11)を用いて 17 kt 検出器における地殻由来の予測値を求めた。これが図 5.17 から図 5.19 の赤いラベルを示す。

 $3.05 \pm 0.37$  TNU × Number of protons when scaled by the OBD detector × livetime ratio × Years of observation (5.11)

4.2と3の結果を用いて畳み込みを行う。ここで3の結果は標準偏差を誤差の範囲とし た規格化されたガウシアンを仮定した。



図 5.17: LowQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布



図 5.18: MiddleQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta\chi^2$  分布



図 5.19: HighQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布

#### 5.6.2 各モデルの排除率

ここでは、地球熱量モデル BSE のそれぞれのモデルの排除率を求めた。排除率を求める際 は、式 (5.12) のように一つのモデルを仮定し、他二つの確率を1から引くことで排除率を決 定した。

$$1 - \sum_{i=1}^{N} \sum_{j>i}^{N} P_{\text{MiddleQ}}^{i} \cdot P_{\text{LowQ}}^{j}$$
(5.12)

ここで *i*, *j* はそれぞれ MiddleQ と LowQ のビン番号、*P* は確率、*N* はビンの最大値(= 2000) である。この予測観測数を図 5.20 から図 5.23 に示した。さらにこの図の 90%の範囲のそれぞ れのモデル、観測数を抽出し図 5.24 に示した。



図 5.20:3 ヶ月観測のときの予測観測数



図 5.21:5ヶ月観測のときの予測観測数



図 5.22: 10 ヶ月観測のときの予測観測数



		LowQ	MiddleQ	HighQ
	LowQ	\	$1.93\sigma$	$3.97\sigma$
仮定したモデル	MiddleQ	$1.93\sigma$	\	$2.45\sigma$
	HighQ	3.97 <i>σ</i>	$2.45\sigma$	\

表 5.7:3 ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率

表 5.8:5 ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率

		LowQ	MiddleQ	HighQ
	LowQ	\	$2.38\sigma$	100%
仮定したモデル	MiddleQ	$2.38\sigma$	\	$3.04\sigma$
	HighQ	100%	$3.04\sigma$	\

表 5.9:10 ヶ月観測時の地球熱量モデル排除確率

		LowQ	MiddleQ	HighQ
	LowQ	\	$3.12\sigma$	100%
仮定したモデル	MiddleQ	3.12σ	\	$4.56\sigma$
	HighQ	100%	$4.19\sigma$	\

表 5.10:1 年観測時の地球熱量モデル排除確率

		LowQ	MiddleQ	HighQ
	LowQ	\	$3.39\sigma$	100%
仮定したモデル	MiddleQ	$3.39\sigma$	\	$4.56\sigma$
	HighQ	100%	$4.56\sigma$	\



図 5.24: 観測期間と地球ニュートリノの予測観測数

## 5.6.3 場所による地球ニュートリノイベントの比較

本セクションでは、17 kt 検出器における場所による地球ニュートリノイベントの見積もり を行った。マントルの放射性物質の量には、場所によってムラがあるとされており、これら の測定は移動可能な OBD 検出器では可能である。ハワイ周辺で最もマントルからの寄与が 大きいとされる (西経 161°、南緯 9°) とマントルの寄与が少ないとされる (西経 161°、南緯 60°) の違いを見積もった。これら 2 地点の各地球熱量モデルにおける地球ニュートリノの総 イベントと地殻の TNU の値は表の通りである。これらの値については、地球科学者である McDough 氏からいただいた値を使用した。各モデルごとのムラの違いは 10 年の観測で LowQ が 7.10%、MiddleQ が 91.9%、HighQ が 100%の精度で観測することが示せた。図 5.25 に 10 年観測した際の 2 地点の予測観測数を示した。

表 5.11:2 地点の各地球熱量における地球ニュートリノの総イベントと地殻寄与の TNU の値

	南緯 9°、 西経 161°	南緯 60°、 西経 161°
HighQ	27.35 (+2.93 / -2.93)	19.59 (+2.11 / -2.11)
MiddleQ	12.75 (+2.52 / -2.73)	11.27 (+2.24 / -2.42)
LowQ	6.25 (+1.44 / -1.25)	6.19 (+1.42 / -1.23)
地殻	2.35 (+0.28 / -0.28)	3.19 (+0.39 / -0.39)



図 5.25: 10 年観測した際の 2 地点の予測観測数

# 5.7 1.5 kt と 17 kt 検出器の比較

本セクションでは、1.5 kt 検出器と 17 kt 検出器の検出器の観測期間と費用の比較の見積もり を行なった。表 5.12 に 1.5 kt と 17 kt のマントルシグナルの0シグナルの排除度合いの対応表 を示した。17 kt 検出器では LowQ だと1年、MiddleQ だと3ヶ月、HighQ だと1ヶ月で 99% 以上の確率でマントル寄与の地球ニュートリノの観測が可能だということが分かった。検出 器製作費については、基本的には Hanohano 実験参考を参考にし、LS は 175 kg:30 万円、PMT は 1 個:55 万円として計算した。船の製作費については、油槽船 5 万円/t でスケール、船の運 用費については貨物船 300 万円/1 日・30 万 t でスケールした。短期間の観測で地球熱量モデ ルの分別が可能なのは 17 kt 検出器だが、コストは 1.5 kt 検出器が優れている結果となった。

表 5.12: 各観測期間におけるマントルシグナルの0シグナルの排除度合い

	LowQ	Middle	HighQ
1.5 kt	$2.5\sigma$	$3.5\sigma$	$3.7\sigma$
	10 years	3 years	1 year
17 kt	$3.56\sigma$	$4.19\sigma$	$4.29\sigma$
	1 year	3 months	1 month

検出器サイズ	モデル分別に必要な観測期間	検出器製作費	船の製作費	船の運用費
1.5 kt	10 年	48 億円	28 億円	21 億円 ×10 年
17 kt	1年	369 億円	78 億円	57 億円 ×1 年

表 5.13: 観測期間と検出器材料費の比較

表 5.14: 検出器サイズごとの合計費用 (1 地点から 3 地点)

検出器サイズ	合計費用 (1 地点)	合計費用 (2 地点)	合計費用 (3 地点)
1.5 kt	286億円(10年)	496億円(20年)	706 億円 (30 年)
17 kt	504 億円 (1 年)	561 億円 (2 年)	618 億円 (3 年)

# 第6章 海水領域を利用した大気ニュートリノ 観測

これまでの議論の通り、地球ニュートリノ観測による地球深部理解について OBD は唯一 無二の観測意義を持つが、大型実験実現や真に有効な観測地の決定を行う上で、観測地の特 殊性を多方面に活かすことのできる考えを検討し始めた。OBD の直下には、LLSVP (Large Low-Shear-Velocity provinces) という低速度領域があるとされており、化学組成 や密度構造な ど、調べる手段も限られていることから地球科学分野の主要な謎となっている。ニュートリノ 振動は通過する場所の電子密度と依存し、地球を透過してくる高エネルギー大気ニュートリノ の KM3Net (地中海) など海洋での観測による LLSVP の探索は議論され始めており、LLSVP 直上に液体シンチレーター検出器を設置する予定の OBD 実験の観測値の特殊性を活かすた め、本章では観測感度を議論することとした。

### 6.1 ニュートリノ振動における電子密度の依存性

物質効果におけるニュートリノ振動の式は以下の通りである。

$$\frac{d}{dx}|\nu_{\alpha}\rangle = -\frac{i}{2E_{\nu}}(H_0 + A)|\nu_{\alpha}\rangle \tag{6.1}$$

$$A = \operatorname{diag}(A_{\rm CC} + A_{\rm NC}, A_{\rm NC}, A_{\rm NC}, 0, \dots) \quad (6.2)$$

$$A_{\rm CC} = \pm 2\sqrt{2}G_F E_\nu \frac{Y_e \rho}{m_N} \tag{6.3}$$

$$A_{\rm NC} = \mp 2\sqrt{2}G_F E_\nu \frac{Y_n \rho}{m_N} \tag{6.4}$$

 $A_{CC}$ :荷電カレントポテンシャル  $A_{NC}$ :中性カレントポテンシャル  $G_F$ :フェルミ結合定数  $E_{\nu}$ :ニュートリノのエネルギー  $\rho$ :物質の質量密度  $m_N$ :核子の質量  $Y_e$ :電子の相対数密度  $Y_n$ :中性子の相対数密度

これらの式よりニュートリノ振動は物質の電子密度、つまり質量密度と電子比率の積に依存 することが分かる。地球内部の物質の密度は PREM モデルが教科書に載るほど有力ではある が、実際は対称な密度分布ではなく、LLSVP という広域低横波速度域と呼ばれる非対称分布 が存在する。この密度分布は明確に確定はしていないが、位置は OBD 検出器の直下に存在し ている。この LLSVP の感度がどの程度あるかどうかの見積もりを行った。ニュートリノ振動 の計算については Python の計算ツールである NuCraft[29] を使用した。NuCraft とは地球内部 の物質効果と大気を考慮に入れ、大気ニュートリノの振動確率を計算する Python ツールであ る。地球を連続的にモデル化することで、PREM モデルなどの地球モデルの物質効果を計算 することができる。また、本研究では質量固有値の二乗と混合角の値については表 6.2 のよう に設定した。

表 6.1: シミュレ	ーションに用	いたニュートリノ	「振動パラメータ
-	パラメータ	值	
	$\Delta m_{21}^2$	$7.4 \cdot 10^{-5} \mathrm{eV}^2$	
	$\Delta m^2_{31}$	$2.52 \cdot 10^{-3} \mathrm{eV^2}$	
	$ heta_{12}$	$33.8^{\circ}$	
	$ heta_{13}$	$8.61^{\circ}$	
	$ heta_{23}$	$48.3^{\circ}$	

# 6.2 評価の流れ

本章では大気ニュートリノが地球内部を通って OBD 検出器に来た際に、物質効果により ニュートリノ振動がどのように変化するかを見積もった。 評価の流れは以下の通りである。

- 1. PREM と LLSVP の球対称な電子密度分布を作成
- 2. ニュートリノの経路によるモデルを選定
- 3. 角度とエネルギーによる補正

#### 6.2.1 PREM と LLSVP の球対称な電子密度分布を作成

PREM モデルの核及びマントル・地殻部分の化学組成は表 6.2 の通りである。こちらは William F. McDonough 氏から頂いた値である。

LLSVP モデルについては、上記の PREM モデルの元素の割合を変え、二つのモデルを作成 した。一つ目のモデルは鉄の割合を増やすことで密度を大きくしたモデル LLSVP-Fe である。 二つ目は水素の割合を増やし、密度を小さくしたモデル LLSVP-H である。現在、LLSVP の 密度に比べて大きいか小さいかわかっていないため、これら二つのモデルを作成した。これ らの密度や電子比率については表 6.3 の通りである。
原子番号	元素	core wt%	bulk silicate Earth wt%	質量数
26	Fe	85.3	6.26	55.845
8	0	1.00	44.00	15.999
12	Mg	0.00	22.80	24.305
14	Si	3.50	21.00	28.086
28	Ni	5.24	0.196	58.693
20	Ca	0.00	2.53	40.078
16	S	3.34	0.025	32.065
13	Al	0.00	2.53	26.982
27	Co	0.255	0.01	58.900
23	Cr	0.75	0.263	51.966
15	Р	0.43	0.009	30.970
1	Н	0.06	0.001	1.000

表 6.2: 核およびマントル・地殻部分の化学組成

表 6.3: 半径 3880km における密度及び電子比率の設定値

モデル名	PREM	LLSVP-Fe	LLSVP-H
乳空の仕去	マントルの密度	Fe+12wt%, O-4wt%,	H+0.6wt%, O-0.2wt%,
設定の任力		Mg-4wt%, Si-4wt%	Mg-0.2wt%, Si-0.2wt%
密度 (g/cm <sup>3</sup> )	5.407	5.972	4.861
電子比率	0.4935	0.4897	0.4965



図 6.1: 各モデルの密度分布の比較

形や大きさについては、図 6.2 のような簡略化した LLSVP の分布を仮定した。左のよう にマントルと核の境界部分で球対称に分布するように設定した。その後、右のような二つの LLSVP が再現できるように 6.2.2 で大気ニュートリノの経路によるモデルを選定を行った。観 測場所は、ハワイ沖の LLSVP の真ん中で行うことを仮定し、シミュレーションを行う。Pacific LLSVP 及び African LLSVP の厚みや平均径については、表 6.4 の通りである。



図 6.2: 球対称な LLSVP 分布 (左) と再現したい LLSVP の概略図 (右)

地域	地球の中心からの距離 (km)	厚み (km)	平均径 (km)
太平洋	<b>从核とマント</b> ルの培用	400	5000
アフリカ	アトロスとマントアレの現外	400	5000

表 6.4: LLSVP の位置と大きさの概要

#### 6.2.2 大気ニュートリノの経路によるモデルを選定

球対称な電子密度分布は作成できたため、次に太平洋領域とアフリカ領域の2つにLLSVP が存在するように設定する。このように設定するために、大気ニュートリノの経路によるモデ ルの選定を行なった。LLSVPを通る回数で場合分けを行い、天頂角によって3つに分別した。 それぞれのパターンは図 6.3 の通りである。このように経路によって分別することで、図 6.3 のように太平洋とアフリカのLLSVPを通るように選定ができた。パターン3については、天 頂角が 147.63 度の時に大気ニュートリノの残りの経路が 4689.77 km 以下になった際に PREM モデルから LLSVP モデルに切り替えることによって 147.63 度から 164.47 度の時は図の北半 球の LLSVP のみ通過するように設定した。この値は以下の余弦定理で求めた値である。

$$l^{2} = r^{2} + r_{\text{Detector}}^{2} - 2 \cdot r \cdot r_{\text{Detector}} \cdot \cos(\pi - \theta)$$
(6.5)

lは大気ニュートリノの残りの経路、rは中心から大気ニュートリノの距離、 $\theta$ は天頂角を示す。



図 6.3: 大気ニュートリノの経路による場合分け

### 6.2.3 角度とエネルギーによる補正

次に角度とエネルギーによる補正を行う。エネルギー分解能については0.5 GeV、角度分解能 については5度とした。角度とエネルギーのイベント補正については、JAM nuclear interaction mode の神岡に来る大気ニュートリノフラックスを参考にした。ミューニュートリノのイベン ト数については、5 exposure(Gt・year)を仮定した 635 万イベントとした。この値はスーパーカ ミオカンデの観測データ SK-IV(3118.45 日) 大気ニュートリノ 1005 イベントのうちのミュー ニュートリノ 54%の値を参考にした。これらを考慮しスケールすることで計算を行った。

### 6.3 結果

#### 6.3.1 ミューニュートリノの生存確率

これまでの密度分布や経路を用いて、ミューニュートリノの生存確率の分布を求めた。こ こでは天頂角が 180 度、164.47 度、147.63 度、113 度の場合についてシミュレーションを行っ た。天頂角が 180 度から 147.63 度の間では LLSVP を通るため感度を持ち、図 6.5 のようにモ デルによってミューニュートリノの生存確率に違いがあった。

天頂角	LLSVP を通る回数	LLSVPを通る距離
180度	2	800 km
164.68 度	2	903.21 km
164.47 度	1	451.59 km
147.63 度	1	1158.45 km
113度	0	0 km

表 6.5: 天頂角と LLSVP を通過する回数・距離



図 6.4: 大気ニュートリノの天頂角ごとの経路



図 6.5: 大気ニュートリノの天頂角ごとのミューニュートリノの生存確率

横軸をエネルギー、縦軸を天頂角にしたミューニュートリノの生存確率を図 6.6 に示した。 100 GeV を超えると生存確率は1 に漸近する。角度とエネルギーの補正を行った結果を図 6.7 に示した。これらの補正を行うことで、低エネルギーのイベントが多くなる。また、LLSVP-Fe から PREM の生存確率を引いた結果を図 6.8 に示した。最大感度は、164.68 度、3.72 GeV の 時で 2.03% であった。



図 6.6: PREM モデルを仮定した場合のミューニュートリノの振動確率



図 6.7: 補正後の PREM モデルを仮定した場合のミューニュートリノの振動確率



図 6.8: 生存確率の差: (LLSVP-Fe) - (PREM)



図 6.9: 補正後の生存確率の差 : (LLSVP-Fe) - (PREM)



図 6.10: 補正後の生存確率の差 : (PREM) - (LLSVP-H)



図 6.11: 補正後の生存確率の差 : (LLSVP-Fe) - (LLSVP-H)

### 6.3.2 LLSVP モデルの分別能力

図 6.9 から図 6.11 の赤い範囲は、ミューニュートリノの生存確率の差が正だった場合を示 す。一方、青い範囲は、ミューニュートリノの生存確率の差が負だった場合を示す。灰色は 変化しなかった場合である。これらの結果を表 6.6 に示した。また、正の場合のエネルギー、 角度の範囲のみを抽出し、LLSVP-Fe、PREM、LLSVP-H それぞれの生存数を規格化したポア ソン分布を仮定して示したものが図 6.12 である。これらの分別能力は、1 から重なっている 範囲の面積を引くことで求めた。この結果を表 6.7 に示した。これらの結果より、エネルギー ビンと角度ビンを選定することができれば、LLSVP の密度が大きいか小さいかの理解の可能 性を示すことができた。

表 6.6: モデルごとの生存数の変化

モデル名	生存数が増えた	生存数が減った	変わらない
LLSVP-Fe	220648.5795	254590.4023	5874761.0182
PREM	219013.9340	255407.9251	5874761.0182
LLSVP-H	217377.5485	256177.7658	5874761.0182





表 6.7: モデル比較におけ	る分別能力
比較するモデル	分別能力
LLSVP-Fe vs PREM	92.05%
PREM vs LLSVP-H	92.21%
LLSVP-Fe vs LLSVP-H	99.98%

# 第7章 結論と今後の展望

### 7.1 結論

本研究では、大型海洋底ニュートリノ検出器 OBD に向けて、地球ニュートリノの観測感 度と海水領域を利用した大気ニュートリノのシミュレーションを行った。地球ニュートリノ のシミュレーションでは、信号である地球ニュートリとそのエネルギー領域のバックグラウ ンドの見積もりを行なった。検出器の大きさとしては、短期間でマントルシグナルを得るこ とが可能であるサイズ 17 kt のジオメトリを設計した。形に関しては、検出器を船に乗せて 運ぶため、Hanohano 計画のように縦長の形を採用した。バックグラウンドは液体シンチレー ターが入っているアクリル容器の壁際にバックグラウンドが多かったため、Figure of Merit の 式を用いてイベントカット条件を75 cm と決めた。予測イベント数としては、総地球ニュー トリノが 125.07/year、マントル寄与の地球ニュートリノが 93.54/year、全バックグラウンド が137.60/yearとなり、地殻が薄い海洋ではマントルシグナルを多く得ることができる結果と なった。統計テストでは、マントルシグナルは地球熱量モデルのどのモデルを仮定したとし ても、1年間で 3.56σ 以上で観測可能だと示すことができた。また、地球熱量モデルの分別能 力は、1年間の観測の場合 3.39σ 以上で分別可能だということを示すことができた。場所によ る地球ニュートリノフラックスのむらを十分観測するには、17 kt 検出器でも約 10 年以上かか る結果となった。1.5 kt 検出器と17 kt 検出器を行なった結果、短期間の観測で地球熱量モデ ルの分別が可能なのは 17 kt 検出器だが、コストは 1.5 kt 検出器が優れている結果となった。 海水領域を利用した大気ニュートリノのシミュレーションでは、OBD 直下の LLSVP を通る

ニュートリノが電子密度の影響を受けてどのように振動するかをシミュレーションした。ハ ワイ沖に検出器があると仮定すると、天頂角が 180 度から 147.63 度の間で LLSVP を通った大 気ニュートリノはニュートリノ振動に感度を与えることが分かった。また、本研究で作成し たモデル LLSVP-Fe は、PREM と比べて最大 2.03%の感度を持つことを示した。これらにエ ネルギーと角度の重み付けをし、5 exposure (Gt・year)を仮定し、感度を持つエネルギーと角 度のみを抽出し、ポアソン分布を仮定すると、LLSVP-Fe と PREM では分別能力が 92.05%、 LLSVP-H と PREM で は分別能力が 92.21% という結果となった。本研究により、太平洋の 観測地では LLSVP に感度があり、密度が大きいか小さいかの理解の可能性を示すことがで きた。

### 7.2 今後の展望

地球ニュートリノの観測感度の評価では、各検出器構造物内での単位質量中の放射性物質量 を仮定し、アクリル寄与のバックグラウンドが最も多いという結果となった。しかし、JUNO の単位質量中の放射性物質量は1桁少ないアクリルを再現したという報告がある。これを考 慮すると、アクリル寄与のアクシデンタルバックグラウンドを大幅に減らすことができ、イベ ントカット条件を小さくすることが期待できる。また、本研究では17kt検出器でシミュレー ションを行ったが、検出器サイズをもう少し振り、得られる結果、建設費用+運用費用の点か ら最適を探ることが必要である。現在は、検出器サイズを変えると Geant4 シミュレーション を行うのに時間がかかってしまうが、共同研究を開始したハワイ大学とローレンスリバモア 国立研究所で開発した反ニュートリノシミュレーションの高速化したツールがあるため、今 後検出器サイズの最適化も行う予定である。

海水領域を利用した大気ニュートリノのシミュレーションでは、角度及びエネルギーの重 み付けを計算する際に、検出器を1点と仮定し計算を行った。これは、現段階の目標として LLSVPがどの程度感度があるかをシミュレーションする目的であったからである。しかし、 何か検出器の形を仮定しシミュレーションをすることが必要となってくる。また、LLSVPの 厚み、領域、元素の割合を本研究では固定して計算を行ったが、これらを現実的なモデルの 範囲で変化させ、見積もりを行う必要もある。

# 付録A

## (西経 161°、南緯 9°)と(西経 161°南緯 60°)における統計テスト

5.6.1 では、(西経 155.832°、北緯 23.63055°)の結果を示したが、ここでは(西経 161°、南緯 9°)と(西経 161°、南緯 60°)における結果を示す。(西経 161°、南緯 9°)の結果を図 A.1 から図 A.3 に、(西経 161°、南緯 60°)の結果を図 A.4 から図 A.6 に示した。



図 A.1: (西経 161°、南緯 9°) で LowQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布



図 A.2: (西経 161°、南緯 9°) で MiddleQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布



図 A.3: (西経 161°、南緯 9°) で HighQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布



図 A.4: (西経 161°、南緯 60°) で LowQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta\chi^2$  分布



図 A.5: (西経 161°、南緯 60°) で MiddleQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta \chi^2$  分布



図 A.6: (西経 161°、南緯 60°) で HighQ モデルを仮定し 1 年観測した際の  $\Delta\chi^2$  分布

# 謝辞

約二年間、ニュートリノ科学研究センターの皆様には大変お世話になりました。この場を お借りして深く感謝申し上げます。

渡辺先生は、大変お忙しいにも関わらず、どんな質問でも丁寧に教えてくださりました。研 究が上手くいかない時は的確なアドバイスをしていただき、非常に感謝しています。また、発 表練習やスライドを丁寧に見てくださり、本当に感謝しております。どんな時でも気軽に質 問ができる環境だったからこそ、安心して研究に取り組むことができました。

センター長の井上先生には、中間発表や発表練習などで多くの助言を頂きました。研究で 至らない点が多かったですが、親身に指摘をしていただいたおかげで、自分の研究の方向性 が明確になりました。どんな内容でも様々な観点から助言していただき、本当に感謝してい ます。また、修士論文審査会の直前には、個別で研究やスライドの不安点について相談させ ていただきました。直前にも関わらず、親身になって話を聞いてくれ、本番の発表に挑むこ とができました。また、発表当日に M2 とすれ違った際は、励ましのお言葉をくださり、元気 が出ました。研究に対しては熱く向き合ってくれる中で、時には自分たちの応援をしてくれ る姿を見て、本当に憧れる存在でした。

酒井さんには、シミュレーションの動かし方や使い方を教えていただきました。特に最初 の方はコマンドなども知らない状態で、分からないことが多く、聞きに行くことが多くなっ てしまいご迷惑をおかけしました。どんな時でも質問に答えていただき本当に感謝していま す。酒井さんの助言があったからこそ、本研究を進めることができました。本当にありがと うございました。

神岡での作業に携わった方々にも感謝申し上げます。特にエキスパートの方々は、シフト 中に研究の相談やたわいも無い話をすることができて、長いシフトも乗り越えることができ ました。シフト後には、食事に連れて行って頂くことも多く、とても感謝しています。

OBDメンバーや同期の皆様にも大変お世話になりました。研究が上手くいかなかった時は、 みんなが励ましてくれたので、最後まで頑張ることができました。一緒に頑張った神岡での シフトや研究室内でのイベントの企画はとても楽しい思い出になりました。

M1 の皆様は自分たちが M2 になった時に研究室のイベント企画をしていただきました。毎 回想像を超える企画力に驚かされました。イベントがある時はいつも楽しみにしていたので、 本当に感謝しています。

この他ニュートリノ科学研究センターの皆様には様々なことでお世話になりました。ご迷 惑をかけることも多かったと思いますが、皆様の支えがあったからこそ、本研究を行うことが できました。この研究室に来て物理だけではなく、社会に出る上で必要となる経験をたくさ んさせていただきました。この研究室を選んで本当に良かったと思います。今後は、ニュー トリノセンターで学んだ物理の面白さや経験を伝え、少しでも物理に興味を持つ人が増える ように努力したいと思います。

最後に、実家に帰ったときはいつも温かく迎えてくれた家族や研究室外で私を支えてくだ さった周りの方々にも深く感謝を申し上げます。本当にありがとうございました。

# 参考文献

- [1] "HiggsTan 標準模型の基本粒子." DOI: https://higgstan.com/standerd-model/..
- [2] "CERNCOURIER." DOI: https://cerncourier.com/a/ghosts-in-the-machine/.
- [3] "Super-Kamiokande web page." DOI: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/about/research/.
- [4] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa, "Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model," arXiv:1102.2688 [astro-ph.HE], 2011. DOI: https://arxiv.org/abs/1102.2688
- [5] M.Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98 (2018) 030001. DOI: https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.98.030001
- [6] T. Kajita, "Atmospheric Neutrinos And Discovery Of Neutrino Oscillations", Proc. Japan Acad. B 86 (2010) 303-321. DOI: https://pmc.ncbi.nlm.nih.gov/articles/PMC3417797/pdf/pjab-86-303.pdf
- [7] L. Wolfenstein, "Neutrino oscillations in matter", Phys. Rev. D 17, 2369 2374 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369.
- [8] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, "Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy", Nuovo Cim. C 9, 17–26 (1986). DOI: 10.1007/BF02508049.
- [9] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tórtola, and J. W. F. Valle, "Status of neutrino oscillations 2018: 3 σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity," *Physics Letters B*, Vol. 782, pp. 633 640, 2018. DOI: 10.1016/J.PHYSLETB.2018.06.019.
- [10] X. Qian and P. Vogel, "Neutrino mass hierarchy," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 83, pp. 1 – 30, 2015. DOI: 10.1016/J.PPNP.2015.05.002.
- [11] Wallraff, M., & Wiebusch, C. (2015). Calculation of oscillation probabilities of atmospheric neutrinos using nuCraft. Computer Physics Communications, 197, 185–189. DOI: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465515002799
- "Structure and Dynamics [12] E. J. Garnero McNamara, and A. Κ. of Earth's Lower Mantle," Science, vol. 320, no. 5876, pp. 626-628, 2008. DOI: https://www.science.org/doi/10.1126/science.1148028

- [13] E. J. Garnero, A. K. McNamara, and S.-H. Shim, "Continent-sized anomalous zones with low seismic velocity at the base of Earth' s mantle," *Nature Geoscience*, vol. 9, no. 7, pp. 481 – 489, 2016. doi:10.1038/ngeo2733 DOI: https://www.nature.com/articles/ngeo2733
- [14] Carsten Rott, University of Utah, Sungkyunkwan University "Developments in nu applications to the geosciences" Neutrino 2024.
- [15] IceCube Collaboration, M. A. et al., The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems, JINST 3 (2017) P03012. DOI: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/12/03/P03012
- [16] 榎本三四郎. "Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND".博 士論文. 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 2005. DOI: http://kamland.stanford.edu/GeoNeutrinos/GeoNuResult/SanshirosDoctoralDissertation.pdf
- [17] S. Enomoto, E. Ohtani, K. Inoue, and A. Suzuki "Neutrino geophysics with Kam-LAND and future prospects", Earth and Planetary Science Letters 258, 2007. DOI: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X07001872
- [18] O. Šrámek, W. F. McDonough, E. S. Kite, V. Lekić, S. T. Dye, and S. Zhong, "Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from Earth's mantle", Earth and Planetary Science Letters 361, 2013. DOI: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X12006097
- [19] S. Abe et al., "Abundances of uranium and thorium elements in Earth estimated by geoneutrino spectroscopy," *Geophysical Research Letters*, vol. 49, 2022. DOI: https://doi.org/10.1029/2022GL099566.
- [20] M. Agostini, K. Altenmüller, S. Appel et al., "Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino", Physical Review D 101, 012009, 2020. DOI: https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.101.012009
- [21] Learned, J. G., Dye, S. T., and Pakvasa, S. "Hanohano: A Deep Ocean Anti-neutrino Detector for Unique Neutrino Physics and Geophysics Studies." arXiv preprint arXiv:0810.4975, 2008.
- [22] 渡辺寛子. 地球ニュートリノ観測による地球内部熱量理解の今と未来 2023.
- [23] 浜松ホトニクス. PMT について 光電子増倍管 (PMT) DOI: https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt
- [24] R. Abbasi *et al.* (The IceCube Collaboration), *D-Egg: a dual PMT optical module for IceCube*, JINST **18** (2023) P04014, DOI: 10.1088/1748-0221/18/04/P04014.

- [25] Achterberg, A., Ackermann, M., Adams, J., et al. "First year performance of the IceCube neutrino telescope." Astroparticle Physics 26, no. 3 (2006): 155-173. DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.06.007
- [26] M. Circella, "Results of KM3NeT and update on its construction", presented at TeVPA 2024, Chicago, on behalf of the KM3NeT Collaboration, 2024 DOI: https://indico.icranet.org/event/8/contributions/1834/attachments/563/1123/KM3NeT-Biagi.pdf
- [27] F. An, G. An, Q. An et al., "Neutrino physics with JUNO" Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 43, 030401 2016 . DOI: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/43/3/030401
- [28] A. Barna and S. Dye, "Web application for modeling global antineutrinos", arXiv preprint arXiv:1510.05633 2015. DOI: https://arxiv.org/abs/1510.05633
- [29] Marius Wallraff et al., "NuCraft: a Python tool for calculating neutrino oscillation probabilities in Earth's atmosphere and matter effects," DOI: https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.07.010.
- [30] 酒井汰一. 海洋底反ニュートリノ観測装置 OBD に向けた低温高圧環境用検出器要素の開発とシミュレーションによる性能評価修士論文, 2022.
   DOI: https://www.awa.tohoku.ac.jp/Thesis
- [31] 白井淳平, 末包文彦. ニュートリノ物理学. 朝倉書店, March 2021.
- [32] 梶田隆章. ニュートリノで探る宇宙と素粒子. 平凡社, November 2015.
- [33] "ROOT Reference Guide (colz option)." DOI: https://root.cern/doc/v610/classTHistPainter.html.