

修士論文

大深度地下実験室における
環境放射能測定研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

河上 聡子

平成10年

目次

第1章	序論	6
第2章	KamLAND 実験	7
2.1	ニュートリノの検出について	7
2.1.1	背景	7
2.1.2	原子炉反ニュートリノ	8
2.1.3	地球反ニュートリノ	13
2.1.4	超新星ニュートリノ	14
2.1.5	宇宙初期起源ニュートリノ	15
2.1.6	太陽ニュートリノ	15
2.2	実験計画	18
2.2.1	位置	18
2.2.2	検出器	18
2.2.3	反ニュートリノ検出原理	21
2.3	バックグラウンド	22
2.3.1	概要	22
2.3.2	宇宙線 μ 粒子	22
2.3.3	検出器中の放射性同位体	23
2.3.4	環境放射能	23
第3章	環境 γ 線測定	26
3.1	概要	26
3.2	γ 線測定	26
3.3	測定装置	27
3.3.1	半導体検出器	27
3.3.2	高純度ゲルマニウム検出器	28
3.4	測定準備	30
3.4.1	エネルギー較正	30
3.4.2	分解能	32
3.5	測定日時・場所	33
3.6	測定結果	33
3.7	モンテカルロシミュレーション	38
3.7.1	目的	38
3.7.2	シミュレーションプログラム	38
3.7.3	シミュレーション結果	40
3.8	神岡実験室における空気中の ^{222}Rn 濃度	44

	2
3.9	まとめ 45
第4章	水中における γ 線測定 46
4.1	概要 46
4.2	測定装置 46
4.3	測定方法 48
4.4	測定結果 49
4.5	モンテカルロシミュレーション 53
4.5.1	シミュレーションプログラム 53
4.5.2	シミュレーション結果 53
4.6	まとめ 56
第5章	結論 57
第6章	今後の課題 58
付録A	ニュートリノ振動 59
付録B	宇宙線 μ 粒子バックグラウンド 61
B.1	μ 粒子捕獲 61
B.2	原子核粉砕反応 61
B.3	中性子による反応 63
付録C	液体シンチレーター中のバックグラウンド 64
C.1	偶発的バックグラウンド 64
C.2	連続的に発生するバックグラウンド (correlated background) 65
付録D	環境放射能 67
D.1	^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列 67
D.2	その他の放射性同位体 71
D.3	中性子 72
付録E	半導体検出器の原理 73
E.1	γ 線の検出 73
E.1.1	1.022MeV未満のエネルギーを持つ γ 線 73
E.1.2	1.022MeV以上のエネルギーを持つ γ 線 74
E.2	半導体検出器 75
E.2.1	半導体の基本的性質 75
E.2.2	半導体の電気伝導度 76
E.2.3	不純物の役割 77
E.2.4	p-n結合 78
E.2.5	エネルギー分解能 79
	謝辞 83

目 次

2.1	種々の加速器や原子炉実験グループによる $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメーターの 90% C.L. 排除領域探索結果	9
2.2	日本国内の原子力発電所の分布図	10
2.3	KamLAND 実験の検出器での反ニュートリノフラックス	11
2.4	原子炉反ニュートリノによる陽電子エネルギー Spektrum	12
2.5	パラメーターによる反ニュートリノエネルギー Spektrum 変化	12
2.6	地球反ニュートリノのエネルギー Spektrum	14
2.7	KamLAND 実験で検出される γ 線と陽電子のエネルギー分布	15
2.8	標準太陽模型の予想する太陽ニュートリノのエネルギー Spektrum	17
2.9	KamLAND 実験の全体計画図	19
2.10	KamLAND 実験の測定装置	20
2.11	電子型反ニュートリノ反応	21
2.12	^{238}U 崩壊系列から放出される γ 線	25
2.13	^{232}Th 崩壊系列から放出される γ 線	25
3.1	γ 線とゲルマニウムの相互作用	27
3.2	半導体検出器とその電子回路	28
3.3	ゲルマニウム検出器	29
3.4	測定回路	29
3.5	エネルギー較正曲線	31
3.6	フィットしたエネルギー較正曲線とのずれ	31
3.7	^{60}Co によるエネルギー Spektrum	32
3.8	カミオカンデ検出器	33
3.9	仙台の環境 γ 線エネルギー Spektrum	34
3.10	神岡 A の環境 γ 線エネルギー Spektrum	34
3.11	神岡 B の環境 γ 線エネルギー Spektrum	35
3.12	神岡 B' の環境 γ 線エネルギー Spektrum	35
3.13	シミュレーションプログラムの検出器の形状と配置	38
3.14	コンクリートにおける全質量吸収係数	40
3.15	環境 γ 線のエネルギー Spektrum のシミュレーション結果	41
3.16	KamLAND 実験の検出器中のバックグラウンドに対するシミュレーション結果	43
4.1	水中で用いた測定装置	47
4.2	水中での測定場所	48
4.3	水の深さによる全 γ 線量の変化	50
4.4	水の深さによる全 γ 線量の変化 (水深 1.3~13.3m)	50

4.5	水における全質量係数	51
4.6	水中における γ 線エネルギースペクトル	52
4.7	水中におけるシミュレーションの配置	53
4.8	水中からイベントを発生させた場合のシミュレーション結果	54
4.9	検出器の周りからイベントを発生させた場合のシミュレーション結果	54
D.1	^{238}U 崩壊系列	67
D.2	^{232}Th 崩壊系列	68
D.3	^{40}K と ^{60}Co の崩壊図	71
E.1	半導体のエネルギー帯構造	76
E.2	半導体中の不純物の役割	77
E.3	p-n 接合	79

表目次

2.1	原子力発電所の熱出力と神岡までの距離	10
2.2	原子炉ニュートリノ実験の検出器の性能	13
2.3	太陽ニュートリノのエネルギー	16
2.4	神岡地下実験室における中性子フラックス	24
3.1	ゲルマニウムの性質	28
3.2	使用した検出器の性質	29
3.3	エネルギー較正用の線源	30
3.4	スペクトル連続部分のカウント数	37
3.5	主なピークのカウント数における仙台と神岡鉱山内との比較	37
3.6	岩盤と空気の減衰距離 λ	39
3.7	岩盤中に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列、 ^{40}K から放出される γ 線の崩壊率	41
3.8	岩石に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度	42
3.9	空気中の ^{222}Rn の影響による γ 線のシミュレーション結果	44
4.1	水の深さによるスペクトル連続部分のカウント数の比較	49
4.2	水の減衰距離 λ	51
4.3	水中において検出された γ 線ピークカウント数	52
4.4	検出器のバックグラウンド	55
4.5	様々な物質中の放射性同位体の濃度	56
5.1	神岡鉱山とその他の地下実験施設の環境バックグラウンド	57
B.1	μ 粒子捕獲反応	61
B.2	μ 粒子による原子核粉碎反応	62
B.3	その他の原子核粉碎反応	62
B.4	中性子による反応	63
D.1	^{238}U 崩壊系列から放出される主な放射線	69
D.2	^{232}Th 崩壊系列から放出される主な放射線	70
D.3	中性子の反応断面積	72

第1章 序論

素粒子物理学には、大型加速器を用いた高エネルギーの現象を調べる研究と、それとは対照的に、地下に大型検出器を設置して低エネルギー現象の解明を行なう研究とがある。その中で、素粒子物理学、宇宙物理学の両分野において、近年ニュートリノの研究が重要な課題になっている。これまでの多くの実験からニュートリノに質量があるかどうか議論されている。素粒子物理学の電弱理論（標準模型）ではニュートリノの質量はゼロとしているが、これには根拠がなく、非常に小さい質量を持っているとしても矛盾はない。また、高エネルギー領域においてこの電弱理論に強い相互作用も統一できるとする大統一理論では、ニュートリノに質量があると予言されている。ニュートリノに質量があれば振動現象が起こり、それによって現在問題となっている太陽ニュートリノ欠損問題などの解明にもつながるとされる。このため、現在各国で様々なニュートリノ検出実験が行なわれている。

神岡陽子崩壊実験は、超新星 1987A からのニュートリノバーストや太陽ニュートリノの検出に成功するなど、数々の業績を上げてきた。しかし、ニュートリノにはまだ未知の部分が多い。なぜなら、ニュートリノの持っているエネルギーは非常に小さく、そのほとんどが現在稼働中の地下実験で検出できるエネルギー領域より低いため、数多く検出することが困難であるからである。したがって、さらに低いエネルギー領域への開拓が必要である。

1996年にはこの神岡実験を引き継ぎ、さらに大型で性能を向上させた検出器を用いたスーパー神岡実験が稼働している。それに伴って、1983年に始められた神岡実験は1997年にデータ収集を終えた。そこで、極低エネルギーで起こる現象を効率良く検出するために、世界で最も大容量（1000トン）の液体シンチレーター検出器の建設が、神岡実験の行なわれた場所で始まっている。この実験を KamLAND 実験と呼ぶ。

液体シンチレーターを用いるのは、シンチレーション光がチェレンコフ光に比べて極めて発光量が大きく、その結果、エネルギー分解能が良くなり、低エネルギーニュートリノによる微弱信号をとらえることができるためである。これによって、原子炉反ニュートリノ、地球反ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノなど、数 100keV 領域までの低エネルギー（反）ニュートリノを検出することが可能となる。KamLAND 実験は、世界で最も大容量の液体シンチレーター検出器を用い、極低バックグラウンド環境で行なうため、最も感度よく数種の低エネルギーニュートリノを検出することができ、低エネルギー領域における研究の発展に貢献できるだろう。それらを実現させるためには、いかにバックグラウンドを減少させるかが重要な課題である。そのバックグラウンドとして、宇宙線 μ 粒子、検出器中に含まれている放射性同位体、岩盤など環境中の放射性同位体から放出される α 、 β 、 γ 線と中性子などが挙げられる。

本論文は、KamLAND 実験の最も問題となる γ 線バックグラウンド量を実際に測定し、その結果をシミュレーションによって正確に再現するための基礎データにすることが目的である。そのために、まずは検出器を建設する実験室空洞内の環境 γ 線の測定とそのデータ解析について、次に、水中での低バックグラウンド環境における測定とその解析結果について述べる。

第2章 KamLAND実験

2.1 ニュートリノの検出について

2.1.1 背景

神岡実験で太陽ニュートリノを検出して以来、素粒子物理学および宇宙物理学の両分野では、様々な実験結果から、ニュートリノの質量に関する振動現象、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ欠損問題などが話題になっている。

電弱理論（標準模型）では、ニュートリノの質量の上限はクォークや他のレプトンにくらべて非常に小さいため、実験的根拠もないまま質量ゼロとされているが、ニュートリノがわずかな質量を持っている可能性はある。ニュートリノに質量があれば、ニュートリノ振動現象が起こる。

ここで、真空中でのニュートリノ振動について、簡単に述べる（付録Aを参照）。弱い相互作用の固有状態である3つのフレーバーニュートリノ（ ν_e, ν_μ, ν_τ ）は、質量固有状態の重ね合わせであり、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合、時間に応じてニュートリノの振動が起こると考えられる。計算を簡単にするため、ここでは2種類間のニュートリノ振動について考える。この場合、ニュートリノ振動は、2つのフレーバー間の混合の強度 $\sin^2 2\theta$ と、ニュートリノの質量の2乗差 $\Delta m^2 (= m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2)$ によってあらわされ、ニュートリノのフレーバーの変化する確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E (\text{MeV})} \right) \quad (2.1)$$

と表される。L(m)はニュートリノが生成されてから検出されるまでに走行した距離、E(MeV)はニュートリノのエネルギーである。この確率に応じて、ニュートリノが飛行中に他のフレーバーに変化した場合、検出される数は理論予想よりも少なくなる。ニュートリノ振動に対する研究では、ほとんどが Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の2つのパラメーターの相関で表される。

太陽ニュートリノ欠損問題とは、太陽ニュートリノの検出数が予想よりも少ないというものである [1][2]。これに対する説明として、標準太陽模型に不定性があるというものと、太陽でできた電子ニュートリノがニュートリノ振動によって異なるフレーバーのニュートリノに変わるためというのが挙げられている。この問題を真空中でニュートリノ振動が起こっているとし、太陽でニュートリノが発生してから地球に届くまでに、1回の振動が起こっていると解を”Just-so”解と呼ぶ。また、太陽などの物質中でニュートリノ振動が起こっているという、Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) 効果と呼ばれる理論的な解もある。

その他、大気ニュートリノ異常問題からニュートリノ振動現象を調べている実験もある。一次宇宙線は、地球上空の大気中の窒素と酸素と相互作用して、主に π 粒子を生成する。それが、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 、 $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ に崩壊する。その結果、複雑な生成過程に関係なくおおよそ $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ になる。もしニュートリノ振動が起こっているならば、2:1という比からずれるはずである。実際に、神岡実験やスーパー神岡実験では、 $R(\nu_\mu/\nu_e) \cong 0.6$ という値が観測されている。さらに、地下にある検出器では、相互作用によってニュートリノから生成されたレプトン (e, μ) の方向から、ニュートリノの経路に依存する天頂角分布が正確に予

言される。神岡実験で最初にその異常が観測され、スーパー神岡実験で確認されている。これがニュートリノ振動によるものだとすると、 $\sin^2 2\theta \approx 1$ で、 Δm^2 はおおよそ $10^{-2} \sim 10^{-4}$ になる。

LAMPF と LSND などでは、800MeV 陽子加速器から出た陽子を標的に衝突させ、生成した π 粒子や μ 粒子からのニュートリノ (数 10MeV) を用いて、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動現象を調べている。LSND では、この振動が起こる確率は 3×10^{-3} という結果を出している [3][4][5]。KARMEN [6] でも、これについて検証している。

また、BNL E776 [7]、FNAL、Minos [8] や k2k [9] などでは、加速器から生じた高エネルギー π^\pm 、 K^\pm 粒子の飛行中の崩壊から生じた高エネルギー (数 GeV) のニュートリノを用いる。特に、Minos や k2k は、ニュートリノの飛行距離が 700km、250km と長距離であるため、long baseline 実験と呼ばれる。Minos では、ニュートリノの平均エネルギーが 12GeV と高エネルギーであり、 τ 粒子を生成することが可能となる。その結果、 $\nu_\mu - \nu_\tau$ 振動を、 τ 粒子の検出により検証することができる。

その他、原子炉内で生成されたニュートリノを検出して、ニュートリノ振動現象について調べる実験もあり、Bugey [10]、Palq verde [11]、Chooz [12]、KamLAND など挙げられる。これについては、第 2.1.2 章で述べる。

図 2.1 に、種々の実験グループによる $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメーター探索範囲の図を示す。横軸が混合角 θ を含む $\sin^2 2\theta$ 、縦軸はニュートリノの質量の自乗差 $\Delta m^2 (= m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2)$ を表す。太陽ニュートリノに関しては、MSW 効果による解を採用している。

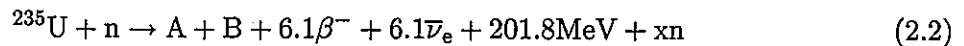
以下に、KamLAND 実験において検出が期待されるニュートリノとその事象数について、それぞれ述べる。

2.1.2 原子炉反ニュートリノ

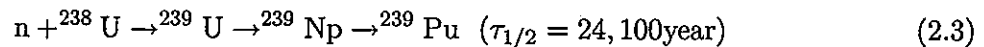
原子炉反ニュートリノを検出することは、KamLAND 実験の主な目的である。

原子炉内で核分裂を起こす主な物質は ^{235}U であり、この同位体の約 3% を占める。その反応は次のようなものである。

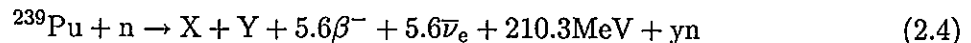
まず、 ^{235}U は、(2.2) 式のように熱中性子を吸収して核分裂を起こし、生じた娘核がベータ崩壊する際に反ニュートリノが生成される。



天然の放射性同位体 ^{238}U は、0.8MeV 以上の高速中性子によって核分裂する可能性がある。また、式 (2.3) のように熱中性子の捕獲反応の後にベータ崩壊を 2 回繰り返して、核分裂性の同位体 ^{239}Pu を生成する。



生成された ^{239}Pu は、(2.4) 式のように熱中性子によって核分裂を起こし、原子炉の燃料となる。



こうして、核分裂 1 個あたり平均約 6 個の反ニュートリノが生じる。核分裂 1 個あたりに解放されるエネルギーは平均約 204MeV である。

このように、原子炉からは、他のフレーバーの混合のない純度のよい電子型反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が得られる。また、原子炉内の U、Pu などの燃料混合比は、時間経過に伴って変動する。しかし、その燃料の構成は日ごとに計算可能であり、また総熱出力量を原子炉から得ることができ、数%の精度でニュートリノのフラックスが分かる。したがって、原子炉からのニュートリノフラックス

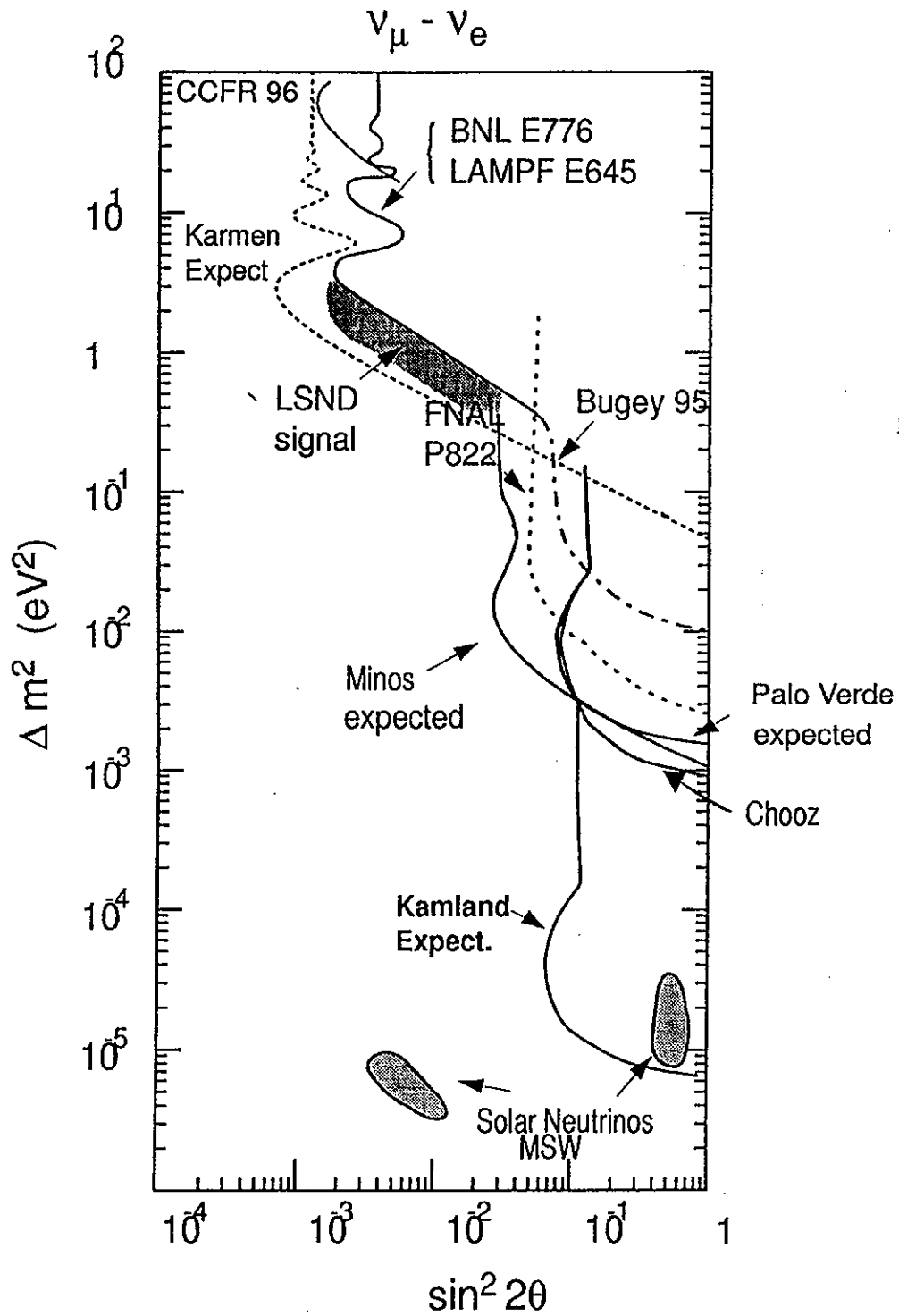


図 2.1: 種々の加速器や原子炉実験グループによる $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメーターの 90% C.L. 排除領域探索結果 (G.Gratta,stanford-HEP-97-03 による)

による予想値と検出された事象数とを比較することによって、ニュートリノ振動の可能性を検証する。

KamLAND 実験の検出器にやってくる反ニュートリノが生成される原子炉は、柏崎、大飯、高浜、浜岡、敦賀などである。図 2.2 に、日本国内に存在する原子力発電所の分布図を示す。また、各発電所ごとの熱出力、神岡までの距離、全熱出力フラックス量をまとめたのが、表 2.1 である。フラックスは、原子炉から見た検出器の立体角から、 $GW/(4\pi L^2)$ で求めた。全国の原子炉運転効率 (1995 年; 77.21%) を考慮して、検出器に入射する全反ニュートリノフラックスから見積もったエネルギースペクトルを表したのが図 2.3 である。ここで、原子炉中の燃料は、 ^{235}U が 70%、 ^{239}Pu が 30%であると仮定した。

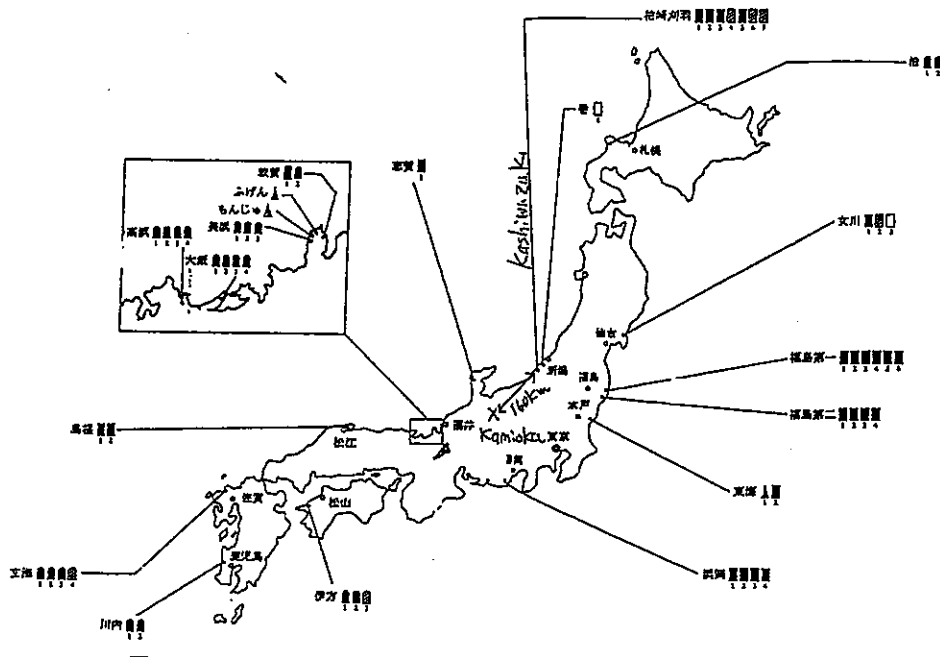


図 2.2: 日本国内の原子力発電所の分布図

発電所	熱出力 (GWth)	距離 L (km)	フラックス (GW/cm^2)
柏崎	24.5	160	7.7×10^{-15}
大飯	13.7	190	2.9×10^{-15}
高浜	10.2	210	1.8×10^{-15}
浜岡	10.6	210	1.9×10^{-15}
敦賀	4.5	150	1.5×10^{-15}
⋮	⋮	⋮	⋮
合計	127	—	2.1×10^{-14}

表 2.1: 原子力発電所の熱出力と神岡までの距離

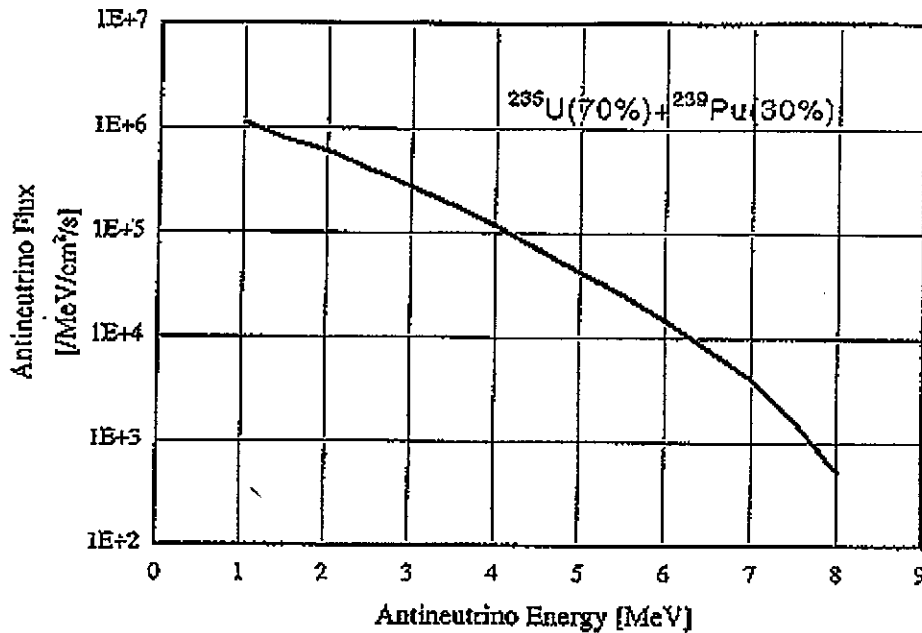


図 2.3: KamLAND 実験の検出器での反ニュートリノフラックス

電子型反ニュートリノは、液体シンチレーター中の陽子と逆ベータ崩壊反応をして、陽電子と中性子を生じる。



この反応の断面積は、

$$\sigma = 9.548 \times 10^{-44} \times (E_\nu - 1.3) \sqrt{(E_\nu - 1.3)^2 - m_e^2} \text{ [cm}^2\text{]} \quad (2.6)$$

(エネルギーの単位は MeV)

となる。反応数は、ニュートリノフラックス F_ν 、検出器内の陽子数 N_p に比例する。

$$N = \sigma \times F_\nu \times N_p \quad (2.7)$$

また、(2.5)の反応を用いて電子型反ニュートリノを検出するため、エネルギーしきい値は 1.8MeV となる。これから、実際に検出される原子炉反ニュートリノによる陽電子のスペクトルは図 2.4 のようになる。以上より、KamLAND 実験で検出される原子炉反ニュートリノは、1年間に 1000 トンあたり約 700 事象となる。

さらに、ニュートリノ振動が起こった場合、パラメーター Δm^2 の変化によるエネルギースペクトルの相違 ($\sin^2 2\theta$ は 0.7 に固定) を図 2.5 に示す。

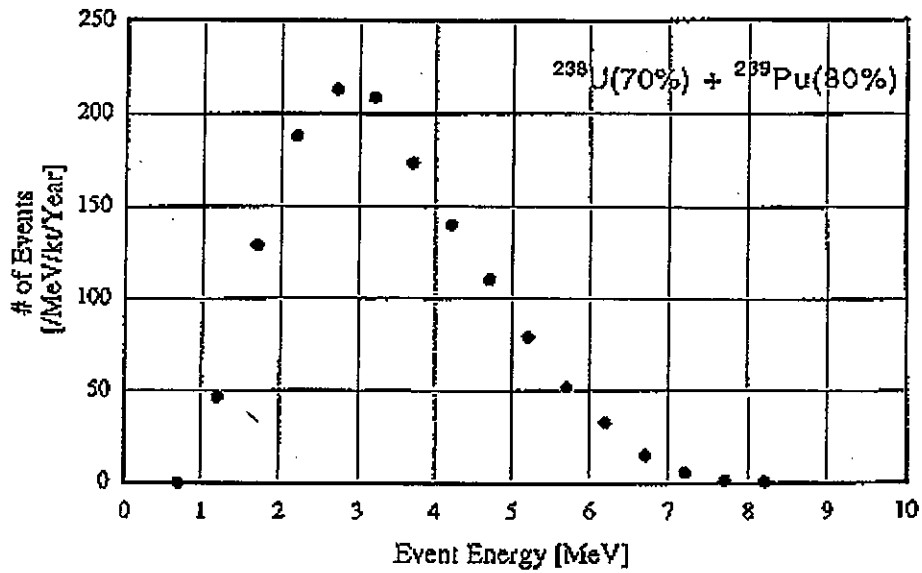


図 2.4: 原子炉反ニュートリノによる陽電子エネルギースペクトル

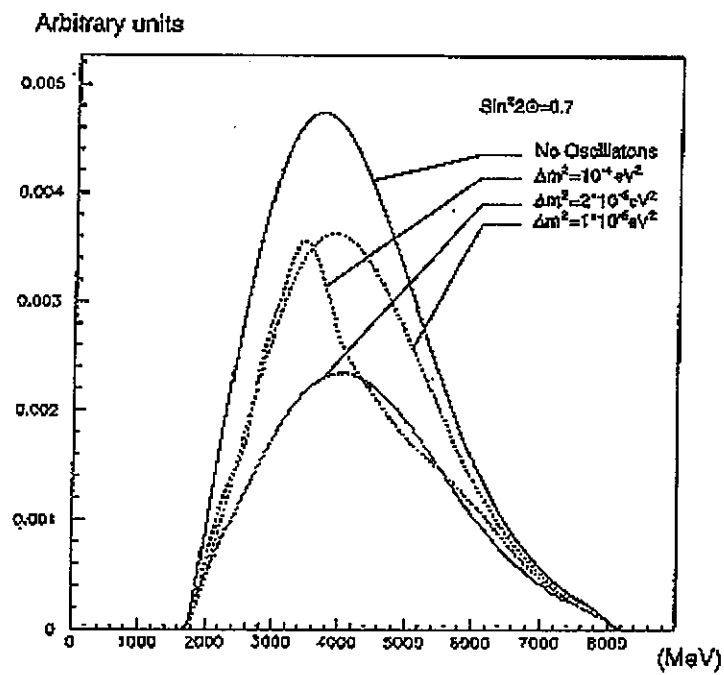


図 2.5: パラメーターによる反ニュートリノエネルギースペクトル変化

ここで、表 2.2 に、いくつかの原子炉反ニュートリノ実験の検出器についてまとめる。(2.1) 式から、混合角 $\sin^2 2\theta$ が与えられると、ニュートリノ振動は以下のときに最大になる。

$$\Delta m^2 = \frac{1}{1.27} \times \frac{\pi}{2} \times \frac{E(\text{MeV})}{L(\text{m})} \quad (2.8)$$

そのため、 Δm^2 は、ニュートリノの飛行距離とニュートリノのエネルギーによって決定される。より小さい Δm^2 を検出するには、エネルギーの小さいニュートリノを検出するか、検出器までの距離を長くしなければならない。

この中では、Chooz グループが、 E =数 MeV、 $L=1000\text{m}$ で最も性能が良く、 $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$ の範囲で、カミオカンデの大気ニュートリノ異常を説明する $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動現象はないという結果を出している。

これに対し、KamLAND 実験では $\Delta m^2 \sim 10^{-5}$ まで検出可能であり、今までになく感度の良い観測によって、ニュートリノ物理の発展に大きく貢献できるだろう。

experiment	neutrino target mass	reactor distance	Δm^2 (eV ²)
Bugey	1200kg	15,40,95m	2×10^{-2}
Chooz	4800kg	1025m	1×10^{-3}
Palo Verde	12ton	740,850m	$\sim 10^{-3}$
KamLAND	1000ton	$\sim 150\text{km}$	$\sim 10^{-5}$

表 2.2: 原子炉ニュートリノ実験の検出器の性能

2.1.3 地球反ニュートリノ

地球はその表面から、約 40TW の熱を放出している。現在の地球の放射化熱はその約 40% ($\sim 16\text{TW}$) であり、その 90% は ^{238}U 、 ^{232}Th などの崩壊エネルギーからもたらされていると考えられている。これら地球内部の放射性同位体は、次のようにベータ崩壊し、反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) を放出する。



ここで、 A 、 Z はそれぞれ質量数と原子核の電荷である。この反ニュートリノを直接検出することによって、地球内部の力学的構造を詳しく描写することが可能である。固体中におけるニュートリノの平均自由行程は、地球半径に比べてはるかに長いので、ニュートリノ場は重力場、すなわち放射能密度と基本的に一致する。

地球内部の U 含有量と U/Th 比に対しては様々な地球内部構造の理論モデルがあり、まだ詳しくは解明されていない [13]。図 2.6 に、地球反ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。また、一般的に約 50% の U、Th はマントルに、残りは大陸プレートの下にある地殻 (厚さ $\sim 35\text{km}$) に存在しているとされ、海洋プレートの下にある地殻 ($\sim 6.5\text{km}$) にはあまり存在しないとされている。

同様の測定がイタリアの Gran Sasso にある Borexino 検出器で行なわれている [14]。Gran Sasso は大陸プレートの中央部分に位置している。一方、KamLAND 実験の検出器は、海洋プレートと大陸プレートの境に位置している。以上より、この 2 つの異なった地理的条件のもとでの測定データを比較することによって、地球内部の構造をより詳しく知ることができると期待される。

現在のところ、まだ地球反ニュートリノを検出したという報告はない。したがって、KamLAND 実験で初めて地球反ニュートリノのフラックスとスペクトルを測定することによって、地球物理学に新しい分野を開拓し、地球の進化や内部構造を解明する先駆けになるだろう。

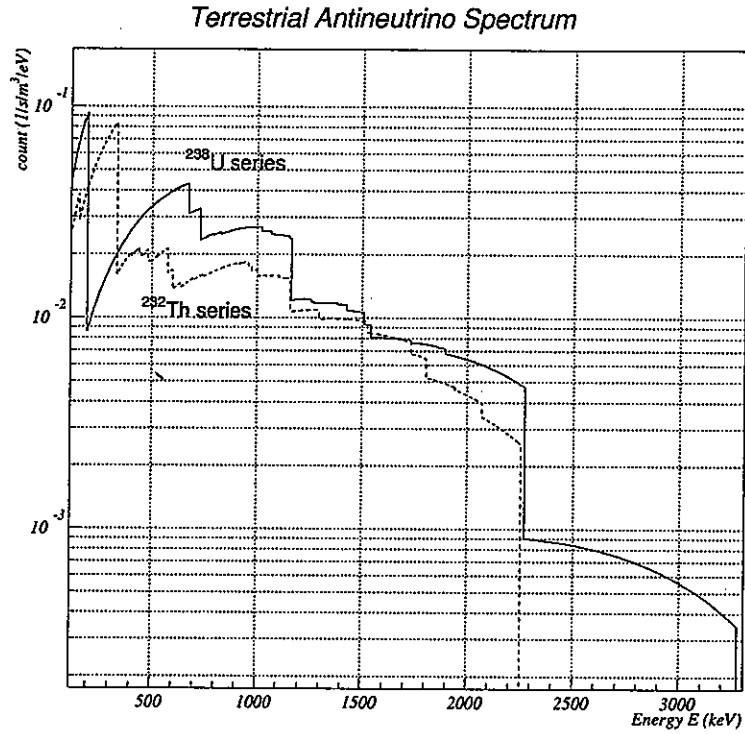


図 2.6: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル

2.1.4 超新星ニュートリノ

KamLAND 実験の検出器は、液体シンチレーターを用いるため、多数の炭素原子が含まれている。そこで、この点を生かして、銀河中心付近で生じた超新星爆発からのニュートリノの検出を目指す。

以下に、KamLAND 実験の検出器でのニュートリノ反応について示す。

$$\nu + e \rightarrow \nu + e \quad (2.10)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.11)$$

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e + {}^{12}\text{N} (17.3\text{MeV}) \quad (2.12)$$

$$\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^+ + {}^{12}\text{B} (14.4\text{MeV}) \quad (2.13)$$

$$\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu + {}^{12}\text{C}^* (15.11\text{MeV}) \quad (2.14)$$

この中で、下の3つの反応は、液体シンチレーター特有のものである。これらの反応の事象数を検討することによって、太陽ニュートリノ欠損の("Just-so")振動解やMSW効果を検証することができる。また、超新星内のニュートリノ温度が、(2.11)(2.14)反応で予想される事象数から求め

ることができる。図 2.7 に、銀河中心 ($L = 10\text{kpc}$) で超新星爆発が起こった場合に、KamLAND 実験で検出される γ 線と陽電子のエネルギー分布を示す。

KamLAND 実験で初めて炭素との反応を検出することにより、ニュートリノ物理や宇宙物理に対して、星の進化理論など新しい成果が期待される。

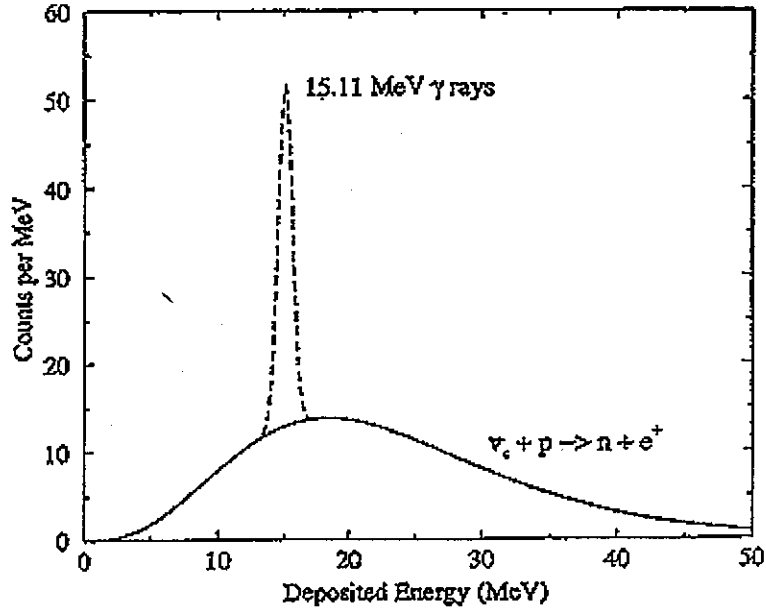


図 2.7: KamLAND 実験で検出される γ 線と陽電子のエネルギー分布

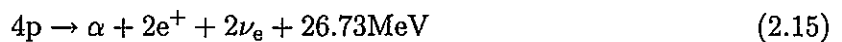
2.1.5 宇宙初期起源ニュートリノ

宇宙論には、ニュートリノが安定、あるいはその寿命が宇宙年齢 ($\approx 10^{10}\text{y}$) より長いとすると、2.7K のバックグラウンドマイクロ波と同様に、宇宙初期のニュートリノが宇宙空間に漂っているとする議論がある。もし、そのニュートリノに質量があれば、それは宇宙膨張現象に制約されており、その質量の上限を見積もることができるという。これに対しては、ダークマターの問題などもあり、まだ確立していない。

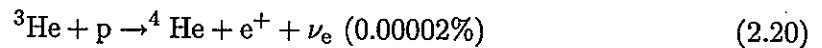
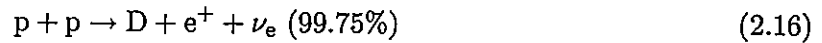
したがって、KamLAND 実験では、100 億年前の宇宙で生成された反ニュートリノの観測を目指す。宇宙初期の星の分布から現在の宇宙泡構造ができるまでの計算機シミュレーションは、多くの仮定を用いて求められている。この観測に成功すれば、初めて実験に基づいた宇宙大構造形成とその進化過程の理論を構築できると期待される。

2.1.6 太陽ニュートリノ

太陽を含めた恒星の進化の源は、恒星内で起こっている次のような核融合反応である。



この反応には、陽子-陽子鎖 (pp チェーン) と炭素-窒素-酸素環 (CNO サイクル) という2つの反応がある。これらは弱い相互作用での反応を含むため、ニュートリノを放出する。pp チェーンの中でニュートリノを放出する反応は、



の4つである。これらの反応から放出されるニュートリノはそれぞれ、pp ニュートリノ、pep ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノ、hep ニュートリノと呼ばれる。また、CNO サイクルの中でニュートリノを放出する反応は、



である。これらの反応から放出されるニュートリノにもそれぞれ名前がつけられている。3体崩壊によって放出されるニュートリノはエネルギー分布が連続スペクトルになり、2体崩壊によって放出されるものは単色になる。表 2.3 に放出されるニュートリノのエネルギー、図 2.8 に標準太陽模型から予想されるニュートリノのエネルギースペクトルを示す [1]。

Neutrino	Energy (MeV)
pp	≤ 0.420
pep	1.442
${}^7\text{Be}$	0.861 (90%) 0.383 (10%)
${}^8\text{B}$	≤ 15.0
hep	≤ 18.77
${}^{13}\text{N}$	≤ 1.199
${}^{15}\text{O}$	≤ 1.732
${}^{17}\text{F}$	≤ 1.732

表 2.3: 太陽ニュートリノのエネルギー

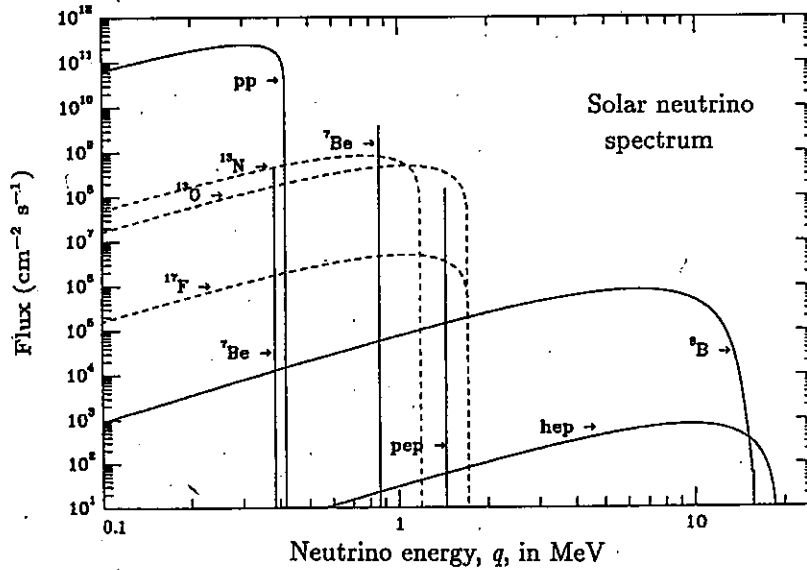


図 2.8: 標準太陽模型の予想する太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [1].

現在、標準太陽模型から予想されるニュートリノを観測している実験がいくつかある。第 2.1.1 章で述べたとおり、いずれの実験においても、標準太陽模型で予想される値よりも小さい観測結果が得られている。これを太陽ニュートリノ問題という。

Homestake 実験は、615 トンの C_2Cl_4 を用いて、



反応で生じた放射性的 ^{37}Ar をヘリウムガスによって抽出し、その ^{37}Ar が崩壊する際のオージェ電子を比例係数管で測定している。 ^{37}Cl によるニュートリノ捕獲反応のしきい値は、814keV である。このため、Homestake 実験では 8B と 7Be の事象が主となるが、その他のニュートリノも含まれる。それら全ての太陽ニュートリノの検出数を足し合わせた結果、標準模型の 29% という結果を出している。ただし、 8B と 7Be などの事象を独立に解析することはできない。

スーパー神岡実験では、太陽ニュートリノと電子との弾性散乱 ($\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$) で生じた反跳電子の出すチェレンコフ光 (荷電粒子が光速より速く走った時に出す光) によって、太陽ニュートリノを検出している。解析に使われているデータは、現在 5~6MeV 以上であるため、純粋に 8B ニュートリノだけを観測していて、標準太陽模型の予想に対して 35% という結果を出している。

SAGE[15] と GALLEX[16] 実験では、次の反応を用いて、太陽ニュートリノの観測を行なっている。



^{71}Ge は電子捕獲によって崩壊するため、Homestake 実験と同様に ^{71}Ge を抽出し、オージェ電子や X 線を比例係数管で測定している。この反応は、エネルギーしきい値が 0.2332MeV と低いいため、pp ニュートリノを検出することができる。pp ニュートリノのフラックスは最も多く、また、標準太陽模型の中で最も不確定要素が少ないとされている。しかしその結果は、標準太陽模型から大きくずれている。

KamLAND 実験においては高いエネルギー分解能の利点をいかして、バックグラウンドを十分に抑え、検出器のしきい値を下げることであれば、 8B だけでなく、単色 (861keV) の 7Be な

どのニュートリノも検出できる。 ^8B と ^7Be のエネルギースペクトルを独立に解析することによって、標準太陽模型の信頼性を確かめ、MSW 効果などを検証し、太陽ニュートリノ問題の解決を目指す。

2.2 実験計画

2.2.1 位置

KamLAND 実験の検出器は、岐阜県吉城郡神岡町東茂住にある神岡鉱山（池の山）の山頂直下 1000m (2700mwe ; meter water equivalence : 水換算深度) に位置する。検出器は、神岡実験のカミオカンデ検出器が設置してあった実験室空洞を利用して建設され、スーパー神岡実験の検出器から約 500m 離れたところにある。地下に検出器を設置するのは、測定の大きなバックグラウンドとなる宇宙線 μ 粒子をできるだけ減らすためである。 μ 粒子の強度は、地下 1,000m では地表の約 10^{-5} になり、 $1.6 \times 10^{-3} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ 程度になる。

2.2.2 検出器

図 2.9 に KamLAND 実験の検出器全体の計画図、図 2.10 に KamLAND の測定装置を示す。

測定装置は、外側から順に水、ミネラルオイル（イソパラフィン）、液体シンチレーターの 3 槽からなる。最外槽は、 5400m^3 の超純水槽である。内側には光電子増倍管が取り付けられ、検出器外部からのバックグラウンド（主に宇宙線 μ 粒子）を識別する水チェレンコフ・アンタイ・カウンターになっている。

超純水槽の中央に、 3000m^3 の球形のステンレス槽が据え付けられる。このタンク内は、液体シンチレーターとの浮力差をできるだけ少なくするため、液体シンチレーターの主成分であるイソパラフィンで満たされる。この槽によって、バックグラウンドとなる光電子増倍管や岩盤に含まれている放射線を遮蔽することができる。

この槽の内壁には、1280 本の新しく開発された 17 インチ光電子増倍管が蜂の巣状に取り付けられる。この光電子増倍管で液体シンチレーター内で発せられた光を検出する。全体の表面積に対する光電面の割合は、約 22% になる。この 17 インチ光電子増倍管は、形状は神岡実験などで用いられている 20 インチ光電子増倍管と全く同じであるが、有感光電面の範囲を中央部の 17 インチに限定したものである。また、ダイノードをベネチアン・ブラインドから、時間性能の良いボックスグリッド・アンド・ラインフォーカス構造にした。これらの改良によって時間分解能が向上している。

このステンレス槽の中心には、 1200m^3 （半径 6.5m）の透明なプラスチック製液体シンチレーター槽（バルーン）を設置し、1000 トンの液体シンチレーターで満たす。液体シンチレーターは、重粒子（中性子、 α 粒子、陽子）と電子、 γ 線とは発光時間分布が異なるため、粒子識別が可能である。また、KamLAND 実験の検出器は大容量であるため、液体シンチレーターには、発光量、粒子識別能力、透過率などの優れた成分（イソパラフィン 80%、プソイドクメン 20% + PPO 2g/l）の自作のものを用いる。

さらに、液体シンチレーター槽と純水槽は、それぞれの純化装置とつながっている。この純化装置で循環させることによって、液体シンチレーターや純水内に混入した放射性の不純物を取り除くことができる。また、同時に液体シンチレーター中に溶解している酸素も除去する。

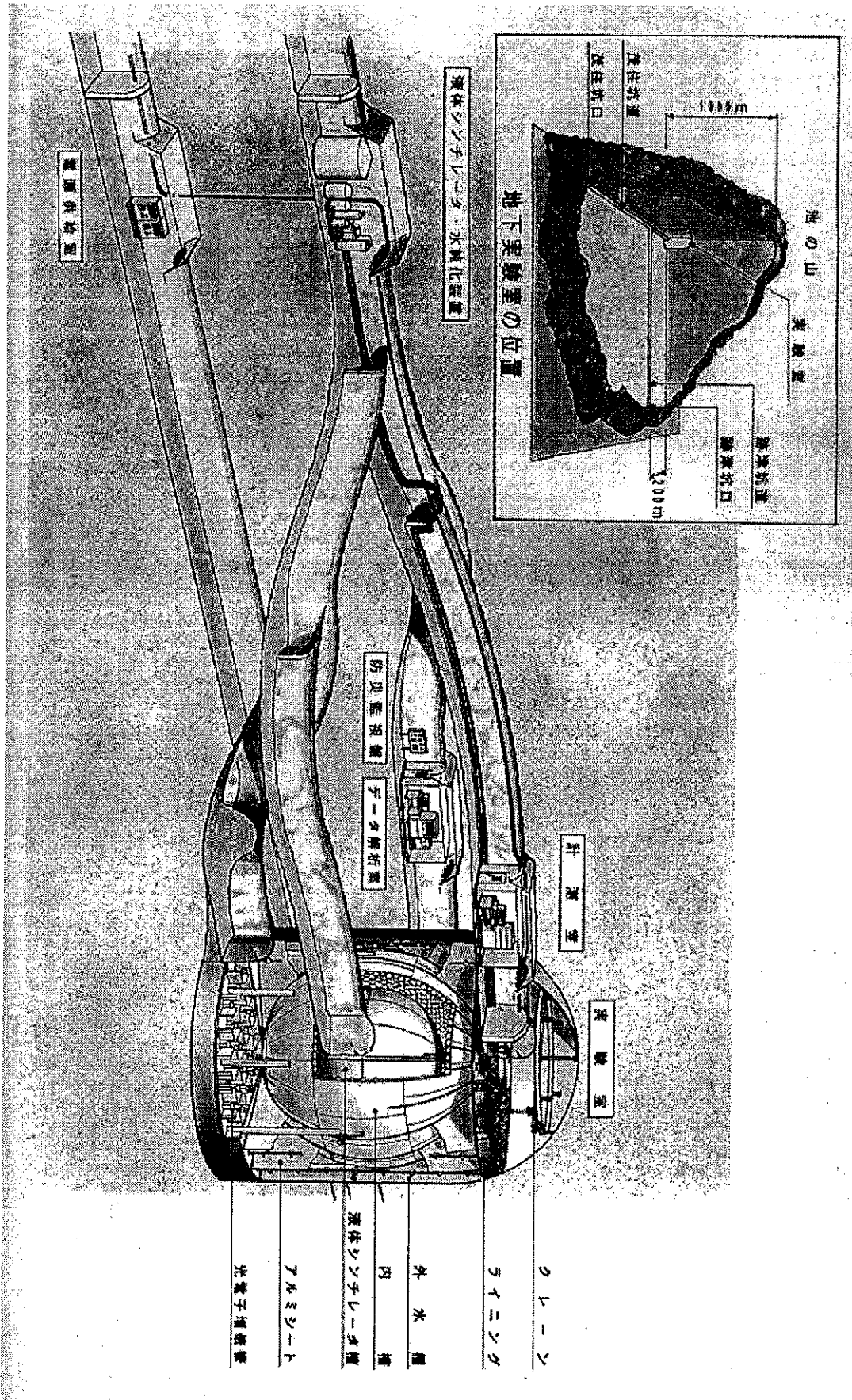


図 2.9: KamLAND 実験の全体計画図

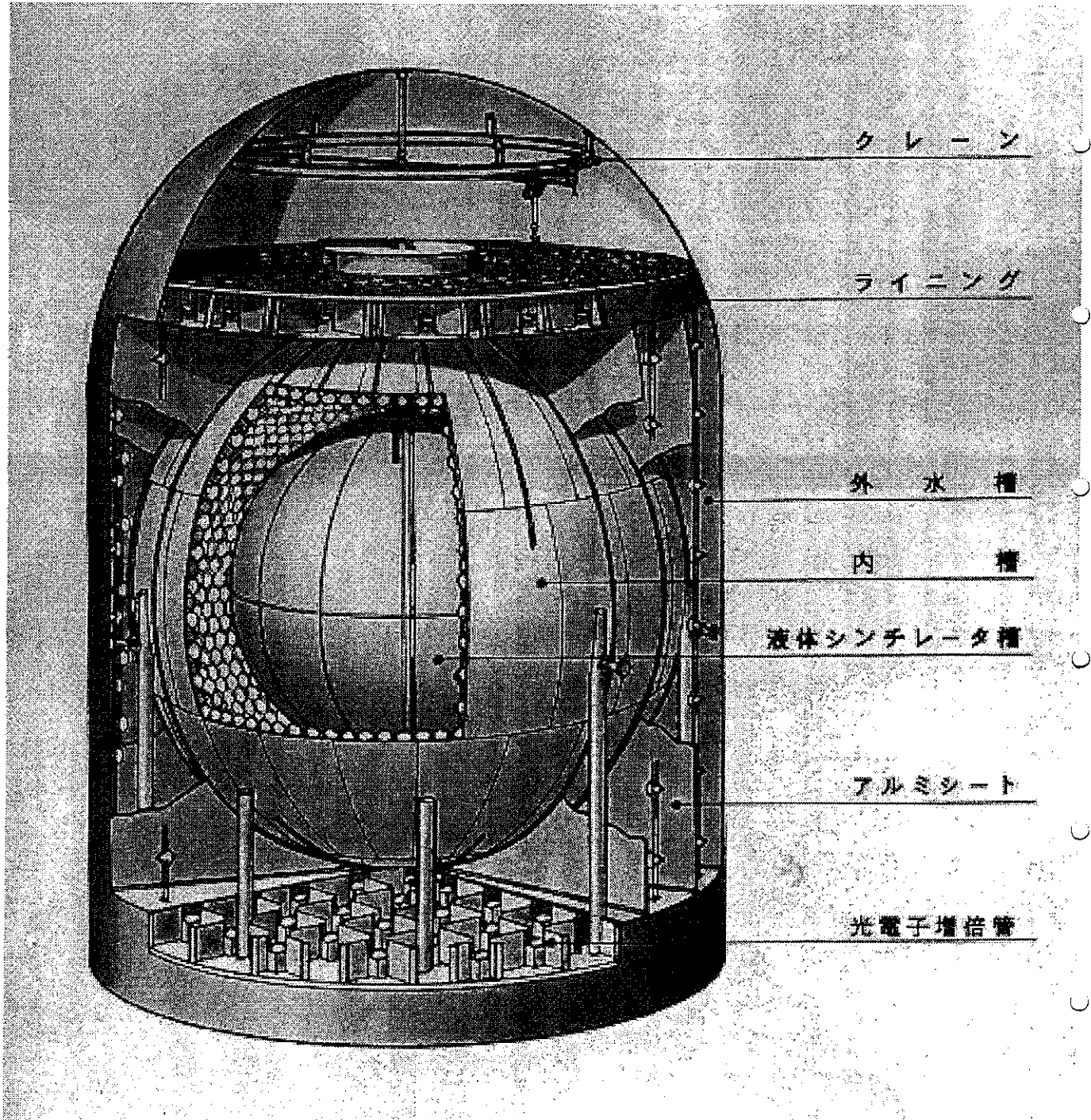


図 2.10: KamLAND 実験の測定装置

2.2.3 反ニュートリノ検出原理

電子型反ニュートリノは、液体シンチレーター内で下図のような過程により遅延同時信号を発生する。

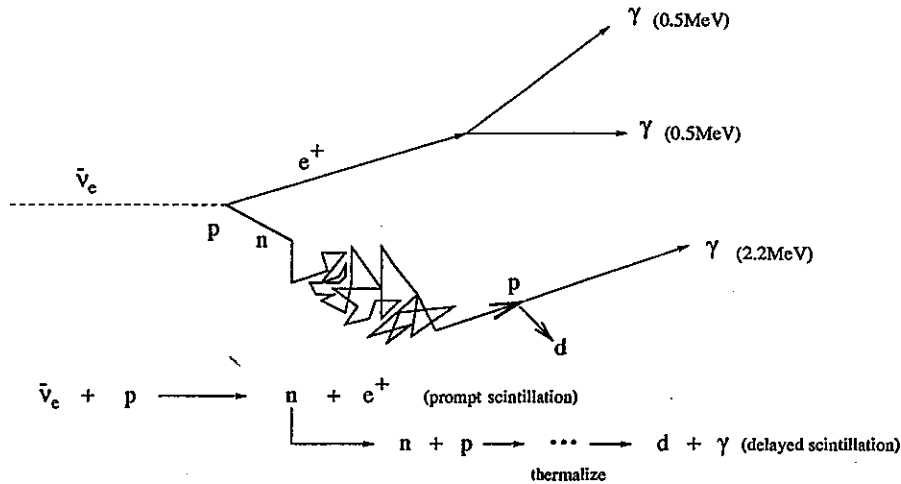


図 2.11: 電子型反ニュートリノ反応

まず、入射した電子型反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) は液体シンチレーター中の水素原子核 (p) と衝突すると、陽電子 (e^+) と中性子 (n) を発生する。

その陽電子の運動エネルギーは、電子型反ニュートリノのエネルギーから、この反応のしきい値 1.8MeV を引いたものになる。陽電子は蛍光を発生しながら数 cm 飛行し、最後に液体シンチレーター中の電子と対消滅を起こし、0.5MeV のエネルギーを持つ 2 本の γ 線を発生する。これらの γ 線は反対方向にそれぞれ平均 10cm 程度飛行して、コンプトン散乱と光電効果により 0.5 MeV のエネルギーを放出する。これらの現象はニュートリノが反応してから数 ns 以内に起こり、結局 $E_{\nu} - 0.8\text{MeV}$ のエネルギーが放出される。このようにして発生した信号を prompt signal と呼ぶ。

一方、中性子は数 10keV 程度の反跳エネルギーを持ち、液体シンチレーター中の原子核と衝突を繰り返し熱中性子化し、平均 170 μs 後に約 30cm 離れた場所で陽子に捕獲され、2.2MeV の γ 線を放出する。これを delayed signal と呼ぶ。

したがって、反ニュートリノ反応による遅延同時信号が生じたかどうかは、平均 170 μs 離れた prompt signal と delayed signal、2 つの信号を確認しなければならない。prompt signal によってゲートが 500 μs 開かれ、その間に delayed signal が生じた場合のみ両方の信号を読み出し、電子型反ニュートリノ信号の候補とする。さらに、次のような条件によって、最終的に反ニュートリノの遅延同時信号とする。

- ・ $E_{\text{prompt}} > 0.75\text{MeV}$ (原子炉反ニュートリノに対しては $E_{\text{prompt}} > 2.7\text{MeV}$)
- ・ $1.85\text{MeV} < E_{\text{delayed}} < 2.59\text{MeV}$
- ・ prompt signal と delayed signal の反応位置が 1m 以内 (体積では 4m^3 以内)
- ・ 有効体積 (fiducial volume) 700m^3 内での反応

2.3 バックグラウンド

2.3.1 概要

KamLAND 実験で、第 2.1 節で述べたようなニュートリノを検出するために最も重要になるのが、バックグラウンドの量である。特に、太陽ニュートリノ ${}^7\text{Be}$ を検出するためには、いかにバックグラウンドを減少させるかが問題となる。KamLAND 実験では、ニュートリノを検出する際に、(陽)電子と γ 線による信号を用いる。つまり、(陽)電子や γ 線は、ニュートリノ候補になりうるため、あらゆる場合のバックグラウンドを考慮に入れなければならない。

KamLAND 実験の主な目的である原子炉反ニュートリノは、1日に約2事象である。そのため、それに対するバックグラウンドは1日に0.1事象以下にしなければならない。すなわち、検出器に入射するバックグラウンドは 1s^{-1} 以下という条件が必要である。バックグラウンド源としては、次のようなものが挙げられる。

- ・ 宇宙線 μ 粒子によるもの
- ・ 検出器を構成している物質（液体シンチレーター、純水、バルーン、光電子増倍管、ステンレスなど）に含まれている U、Th とその崩壊系列、希ガスである Rn、 ${}^{40}\text{K}$ などの放射性同位体
- ・ 実験室や岩盤中の U、Th とその崩壊系列や ${}^{40}\text{K}$ 、中性子、空中の Rn など環境放射能

2.3.2 宇宙線 μ 粒子

宇宙線 μ 粒子は、検出器（液体シンチレーターなど）中の原子核と反応して新しい核種を生成する。それらの核種は、ベータ崩壊などを起こして中性子などの核子と（陽）電子を生成する。これは、 μ 粒子捕獲反応、あるいは原子核粉碎反応と呼ばれる（付録 B.1、B.2 参照）。

ここで、 μ 粒子の天頂角分布は、

$$I(h, \theta) = I(h)G(\theta) \quad (2.26)$$

で表される。 $I(h)$ は垂直強度 (h ; $\text{hg}/\text{cm}^2 = \text{mwe}$)、また、 $G(\theta) \cong 1/\cos\theta$ で表される。したがって、地下 1000m での μ 粒子は、おおよそ $1.6 \times 10^{-3} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ で検出器への入射は 0.3s^{-1} となり、地表の約 10^{-5} になる。

宇宙線 μ 粒子による中性子の生成数は、おおよそ次のように表される。

$$N(n) \simeq 10^{-5} \sqrt{h} \quad (2.27)$$

$N(n)$ の単位は、 $n/(\mu \cdot \text{g}/\text{cm}^2)$ である。ただし、中性子の生成過程は複雑なため、(2.27) 式については、factor 程度の不確定性がある。2700mwe では、 $4 \times 10^{-4} n/(\mu \cdot \text{g}/\text{cm}^2)^{-1}$ という測定値もある。このように、宇宙線 μ 粒子によって生成された高速中性子は、付録 D.3 に示すような核反応をひき起こし、バックグラウンドの原因となる。

その他、 μ 粒子が岩盤や検出器などで反応して高速中性子を生成した後、検出器中で弾性散乱を繰り返して熱中性子化して捕獲され γ 線を放出する。これは、ニュートリノ信号との区別ができないため、重大なバックグラウンドの原因となる。中性子の捕獲反応によるバックグラウンドについては、第 2.3.4 節で述べる。

KamLAND 実験では、宇宙線に対するアンタイ・カウンターを用いて、検出器を通過する μ 粒子は排除する。すなわち、 μ 粒子の飛跡に沿って半径 1m 以内の空間で 3 秒間の dead time を設け

ることによって取り除く。したがって、以上を考慮すると、宇宙線 μ 粒子によって生成された検出器中の中性子によるバックグラウンドは、1日に約 0.07 事象となる。

2.3.3 検出器中の放射性同位体

検出器中のバックグラウンドとしては、U、Th とその崩壊系列、 ^{40}K などの放射性同位体や希ガスの Rn などが挙げられる。これらの同位体はいずれも半減期が長く、また、ほとんどの物質に不純物として含まれている。また、U、Th の崩壊系列は放射平衡状態にあり、アルファ崩壊やベータ崩壊して安定な物質になる過程で、多数の α 、 β 、 γ 線を放出する（付録 D.1 参照）。したがって、いかにこれらの放射性同位体の混入量を減らすかが、大きな課題である。

ここでは特に、検出器中の主なバックグラウンド源である液体シンチレーターについて述べる（詳しくは付録 C を参照）。

まず、反ニュートリノ事象を検出するためのゲート、 $500\mu\text{s}$ 間に生じる偶発的なバックグラウンドの同時計数率を計算する。その際に、液体シンチレーター中に含まれている U、Th の混入量は 10^{-14}g/g 、 ^{222}Rn は $0.5 \times 10^{-3}\text{Bq/m}^3$ 、K は 10^{-12}g/g とする。すると、この偶発的なバックグラウンドの量は、検出器全体で $2.0 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$ となる。また、 ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列の娘核の中には、半減期がゲート幅より短く、prompt signal と delayed signal を連続的に放出するようなバックグラウンドもある。その他、自発核分裂を起こす可能性もある。これによるバックグラウンドの量は、検出器全体で $6.7 \times 10^{-8}\text{s}^{-1}$ 程度になる。

実際には fiducial volume (700m^3) を定義している。したがってそのことを考慮すると、液体シンチレーター中に含まれている U、Th、Rn、 ^{40}K による偶発的なバックグラウンドは 1日に約 0.1 事象となり、また、連続的に発生するバックグラウンドは 1日に約 0.003 事象となる。

その他、検出器中のバックグラウンド源としてはバルーンや光電子増倍管なども考えられるが、fiducial volume を考慮することによって、液体シンチレーターからのバックグラウンド量と比べると少なくなる。したがって、液体シンチレーター中の U、Th、 ^{40}K 、そして Rn の混入量をいかに抑えるかが重要な問題となっている。

2.3.4 環境放射能

検出器を設置する場所での環境放射能について調べることは、全体のバックグラウンド量を見積もるうえで重要になる。ここでは、その中で問題となるバックグラウンド源について、それぞれまとめる。検出器外からのバックグラウンドについては、液体シンチレーターのバルーン槽の周りがあるイソパラフィン、純水槽によって遮蔽する。また、fiducial volume (700cm^3) を定義することによって、さらに周囲からのバックグラウンド事象を取り除くことができるだろう。

中性子

主な中性子によるバックグラウンド源としては、宇宙線 μ 粒子による $n-\alpha$ 核反応（付録 B.3 参照）と、岩盤中での U、Th の自発核分裂がある。生成された高速中性子は、検出器に入射して弾性散乱を繰り返して熱中性子化して捕獲され、 γ 線を放出する。

検出器を構成している物質による捕獲反応の反応断面積については、付録 D.3 にまとめる。この中で特に問題となるのは、(2.28) の反応によるものである。というのも、液体シンチレーターには多数の水素が含まれていること、また、放出される γ 線のエネルギーもニュートリノ信号と

区別できないからである。



ここで、以前行なわれた神岡地下実験室における中性子フラックスの測定結果を表 2.4 に示す [17]。これは、周囲の岩盤など環境から放出される中性子量と見てよい。実際に検出器に入射するのは高速中性子のみと仮定し、この測定結果から計算すると、中性子によるバックグラウンドは 1 日に約 0.3 事象となる。

	Energy range (eV)	Flux ($\text{n} \cdot \text{s}^{-1}$)
thermal	$0 \sim 5.0 \times 10^{-2}$	1.4×10^{-5}
epi-thermal	$5.0 \times 10^{-2} \sim 2.5 \times 10^6$	2.5×10^{-5}
fast	$2.5 \times 10^6 \sim 2.5 \times 10^7$	0.33×10^{-5}

表 2.4: 神岡地下実験室における中性子フラックス

γ 線

環境放射能のバックグラウンドとしては、主に、検出器を設置する実験室の周りにある岩盤中に含まれている U、Th とその崩壊系列、 ${}^{40}\text{K}$ などの放射性同位体によるもの、また、空気中に浮遊している希ガス Rn によるものが挙げられる。付録 D.1 に、放射性同位体から放出される放射線のエネルギーなどをまとめる。この中で、最も問題になるのは γ 線である。崩壊系列が放射平衡にある場合の ${}^{238}\text{U}$ 、 ${}^{232}\text{Th}$ 崩壊系列から放出される γ 線エネルギーとその比を図 2.12、2.13 に示す。

本論文では、その環境 γ 線の量を測定した結果をまとめる。

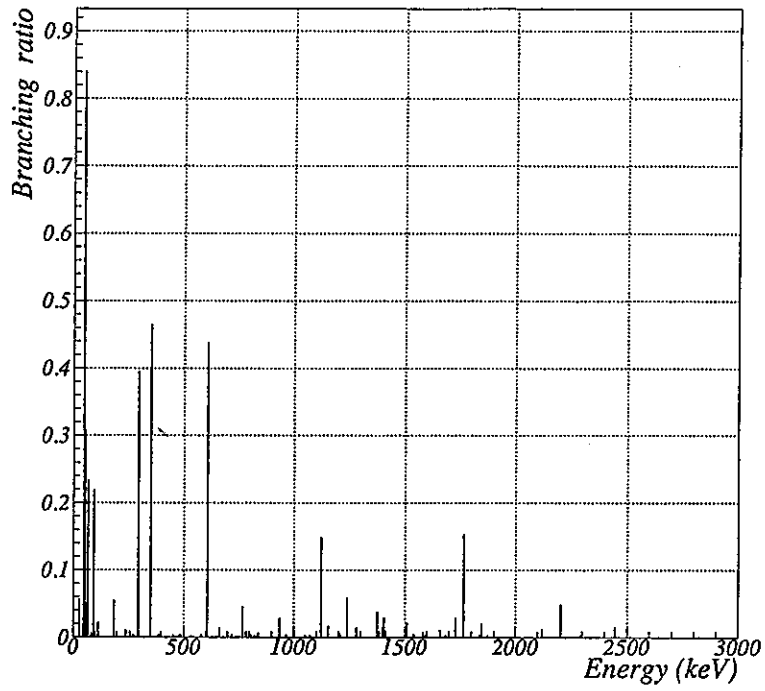


図 2.12: ^{238}U 崩壊系列から放出される γ 線

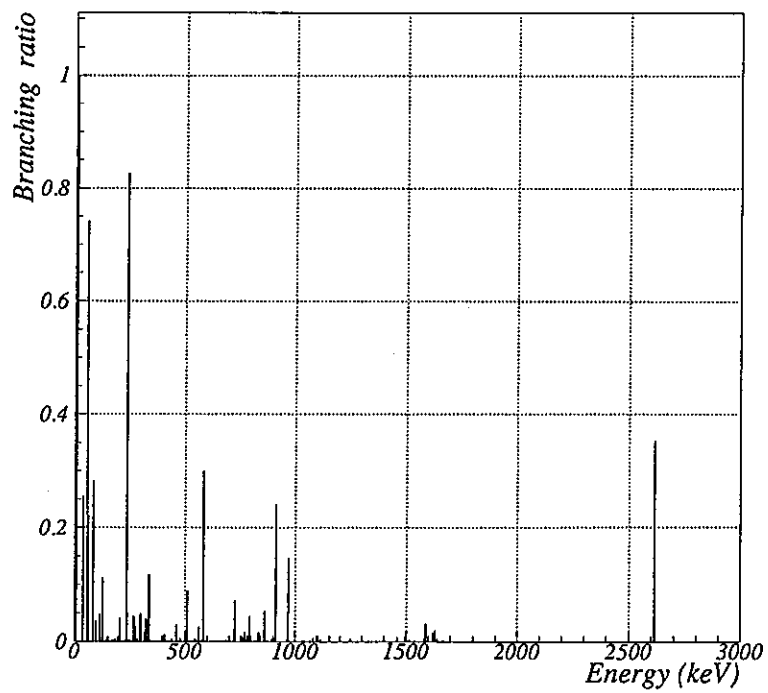


図 2.13: ^{232}Th 崩壊系列から放出される γ 線

第3章 環境 γ 線測定

3.1 概要

この章では、KamLAND 実験の検出器を設置する実験室における環境 γ 線測定について述べる。

神岡鉱山内の地下 1000m の実験室において、ゲルマニウム半導体検出器による環境中の γ 線を測定し、その評価する。鉱山内における環境 γ 線としては、主に岩盤に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th とその崩壊系列、 ^{40}K 、空気中に浮遊している ^{222}Rn の崩壊によって放出されるものがある。そこで、測定結果に基づいて、岩盤に含まれている放射性同位体 (^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K) の濃度をモンテカルロシミュレーションによって求める。

前章でも述べたとおり、周囲の岩盤など環境からの γ 線は、KamLAND 実験の重大なバックグラウンドになり、検出器への入射は 1s^{-1} 以下でなければならない。これに対して、検出器の外からのバックグラウンドは、純水槽やイソパラフィン槽によって遮蔽できるとしている。その効果などについては、現在、シミュレーションを行なっている。したがって、本研究によって得られた結果は、KamLAND 実験の検出器の外からのバックグラウンドに対するシミュレーションに用いる実測値としての重要な基礎データとなる。

3.2 γ 線測定

γ 線は検出器の物質と相互作用し、その結果、生成された電子（または陽電子）によって検出される。相互作用によって作られた電子は検出器内にそのエネルギーを付与して、 γ 線が通過したことを表す電圧パルスを発生する。そのパルス波高は、検出器中に付与されたエネルギーに比例する。

γ 線と物質との相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の3つがあり（詳しくは付録 E.1 を参照）、これらの相互作用にはエネルギー依存性がある（図 3.1）。入射する γ 線のエネルギーが低くなると、大部分が光電効果相互作用を起こす。また、入射する γ 線のエネルギーが 1.022MeV 以上になると、電子対生成相互作用を起こす。したがって、次のようなスペクトルが形成される。

- ・ γ 線の入射エネルギー E に対応した全エネルギーピーク（最も高いエネルギーを持つピーク）
- ・ コンプトンエッジ $E - \frac{E}{1+2E/(mc^2)}$ までの連続スペクトル ($mc^2 = 0.511\text{MeV}$; 電子の静止質量)
- ・ エネルギー $\frac{E}{1+2E/(1+mc^2)}$ に対応する幅の広い後方散乱ピーク
- ・ エネルギー $E - 0.511\text{MeV}$ に対応するシングルエスケープピーク (γ 線の入射エネルギーが 1.022MeV 以上で電子対生成する場合)

- ・ エネルギー E - 1.022MeV に対応するダブルエスケープピーク
- ・ 消滅γ線によるエネルギー 0.511MeV に対応するピーク

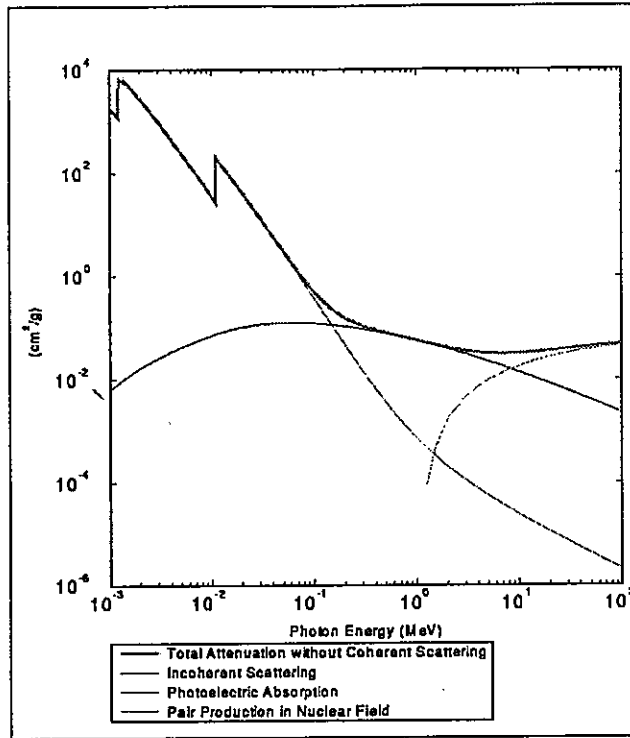


図 3.1: γ線とゲルマニウムの相互作用 [21]

3.3 測定装置

3.3.1 半導体検出器

半導体検出器は、n型半導体とp型半導体を接合して、そこに逆バイアス電圧を印加してできた空乏層を固体電離箱として動作させる検出器である（詳しくは付録E.2を参照）。高いエネルギーを持った荷電粒子、またはγ線が半導体結晶内を通過する際に、電子と衝突して電子-正孔対をつくる（図3.2）。生成された電子と正孔は電界によって掃引され、適切な電子回路によって信号を増幅し、パルスを出力する。

半導体検出器の特に優れている点として、そのエネルギー分解能の良さが挙げられる（付録E.2.5参照）。これによって、エネルギーの絶対値を精度良く測定できることから、ピーク位置から放射線源を同定することが可能となる。もう一つの特性として、数keV～約10MeVの広いエネルギー範囲に対し、パルス波高対放射線エネルギーの応答特性の比例性が良いということが挙げられる。

今回、環境γ線測定に用いたのは、半導体検出器の中でもゲルマニウム検出器である。ゲルマニウム検出器は、液体窒素で77Kに冷却しながら動作させる。これは、ゲルマニウム中の禁止帯幅エネルギーが小さいため、室温では多数のキャリア（電子、正孔）が熱的に励起され、その結果、漏れ電流となり熱雑音の増加へとつながるからである。したがって、良い分解能を得るために、冷却し雑音を減らすことが必要となる。表3.1に、ゲルマニウムの物理的性質についてまとめる。

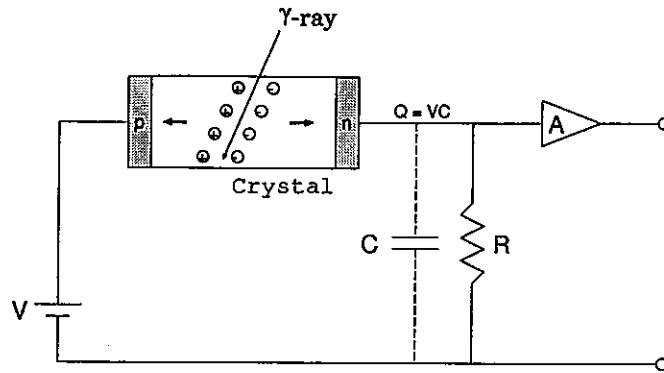


図 3.2: 半導体検出器とその電子回路

性質	Ge
原子番号	32
原子量	72.61
密度	5.323g/cm ³
原子の密度	4.5×10 ²² cm ⁻³
禁止帯幅エネルギー (77K)	0.67eV
電子-正孔対あたりの平均エネルギー (77K)	2.96eV

表 3.1: ゲルマニウムの性質

3.3.2 高純度ゲルマニウム検出器

測定に使用したのは、高純度ゲルマニウム検出器である。これは、不純物濃度を 10¹⁰ 原子/cm³ 以下にまで下げた高純度のゲルマニウム結晶を用いた検出器で、リチウムドリフトした Ge(Li) 検出器とは異なり、室温に戻しても特性が劣化しない。すなわち、使用する時にだけ冷却を行えばよく、常温で保存できることが最大の利点である。

図 3.3 は、検出器 (EG&G ORTEC 社製の GMX-35210-P) の様子を表したものである。アルミニウム製の検出器カプセルと冷却用の液体窒素を入れるクライオスタッドデュワー (20 リットル) から構成されている。検出器カプセルは、ゲルマニウム結晶と前置増幅器が入っており、断熱のために真空になっている。結晶は内側がくり抜かれたクローズエンド同軸型で、中心部分に電極がついている。また、結晶は銅でできた冷却棒でクライオスタッドデュワー内の液体窒素と結ばれ、熱伝導によって冷却される。検出器に付属している前置増幅器は、平均 175mV/MeV の信号を出力し、その risetime は 25ns である。

測定装置の回路図を図 3.4 に示す。ゲルマニウム結晶には、逆バイアス電圧を -3700V 印加する。前置増幅器で増幅されて検出器から取り出された信号は、主増幅器 (ORTEC 社製 673) でさらに 10 倍ほど増幅し、波高分析器 (PHA) (CANBERRA 社製 2801) によってデータを解析する。検出器の性質を表 3.2 にまとめる。ここで、検出効率、3inch×3inch の NaI 結晶の絶対全エネルギーピーク効率に対する相対効率である。

結晶	高純度 Ge (n 型)
結晶の直径	57.4mm
結晶の長さ	74.4mm
有感面積	140cm ²
入射窓の材質	Be
入射窓の厚さ	0.5mm
測定可能エネルギー範囲	3keV~10MeV
分解能 (FWHM at 1.33MeV, ⁶⁰ Co)	2.1keV (実測値)
分解能 (FWHM at 5.9keV, ⁵⁵ Fe)	0.84keV
ピーク/コンプトン比	45 : 1 (実測値)
検出効率 (at 1.33MeV, ⁶⁰ Co)	35%

表 3.2: 使用した検出器の性質

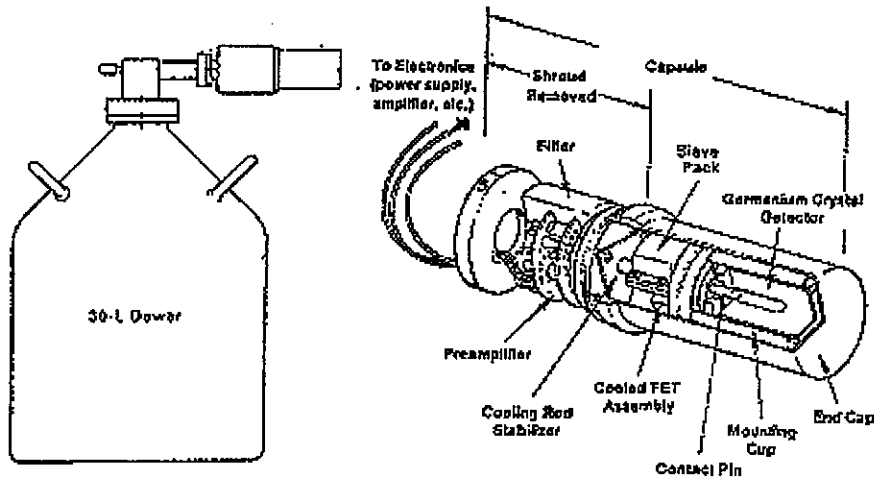


図 3.3: ゲルマニウム検出器 (右: 検出器カプセル)

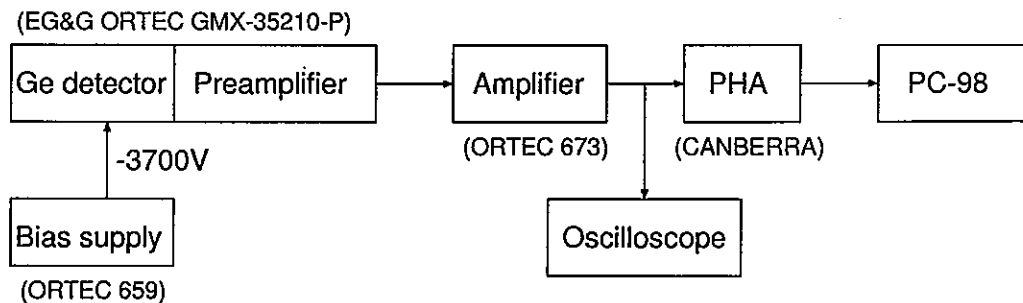


図 3.4: 測定回路

3.4 測定準備

3.4.1 エネルギー較正

まず初めに、ゲルマニウム検出器の放射線エネルギーに対する応答の比例性をチェックし、PHAのチャンネルとエネルギーを対応させる。これには、環境 γ 線を用いた。測定は東北大の実験室で行なわれた。

スペクトルから容易に判断できるピークは ^{40}K (1460.8keV)と環境 γ 線では最大のエネルギーを持つ ^{208}Tl (2614.6keV)である。表3.3にエネルギー較正に用いたピークの線源を示す。

Isotope	Energy (keV)	Isotope	Energy (keV)
^{226}Ra	186.1	^{214}Bi	1281.0
^{212}Pb	238.6	^{40}K	1460.8
^{214}Pb	295.2	^{214}Bi	1509.2
^{214}Pb	351.9	^{214}Bi	1661.3
^{208}Tl	583.2	^{214}Bi	1729.6
^{214}Bi	609.3	^{214}Bi	1764.5
^{212}Bi	727.3	^{214}Bi	1847.4
^{214}Bi	768.4	Single Escape	2103.5
^{228}Ac	794.9	^{214}Bi	2118.6
^{228}Ac	911.2	^{214}Bi	2204.2
^{228}Ac	969.0	^{214}Bi	2293.4
^{214}Bi	1120.3	^{214}Bi	2447.9
^{214}Bi	1238.1	^{208}Tl	2614.6

表 3.3: エネルギー較正用の線源

PHAのチャンネル数とエネルギーは1次関数によって良く近似できる。したがって、これをもとに最小2乗法でフィッティングする。図3.5はフィットした結果である。ここで、ピークはテール部分を含めてもほぼ5~6チャンネル内に入っているため、ピークのチャンネル決定に対する誤差は無視できる程度である。

また、図3.6にそれぞれのデータとフィットした直線とのずれを示す。この図から、ずれは最大でも0.25%以内であり、エネルギーに対する応答の比例性が良いことがわかる。

さらに、ほぼ1年にわたってゲルマニウム検出器を使用し、その都度フィッティングを行なったが、その直線の傾きの誤差は $\pm 0.5\%$ 以内であり、安定している。

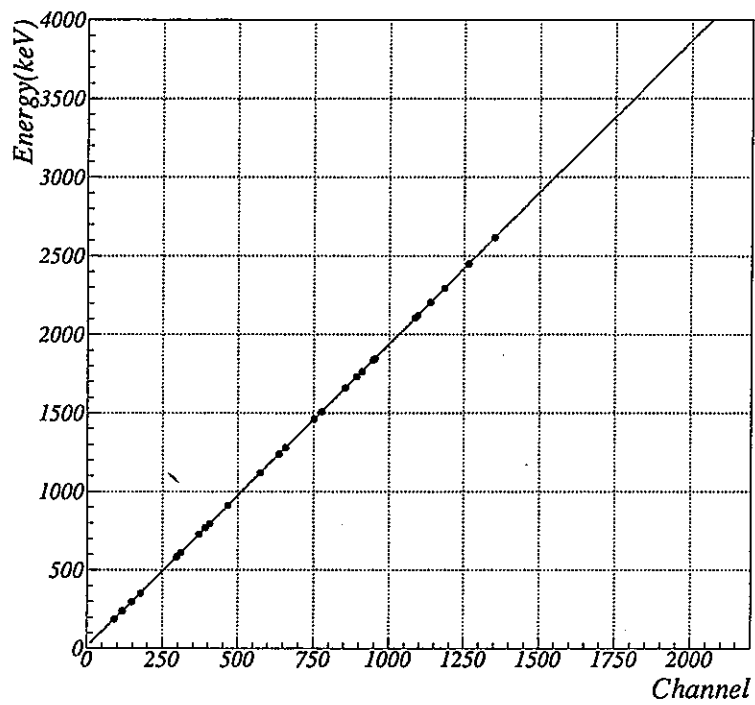


図 3.5: エネルギー較正曲線

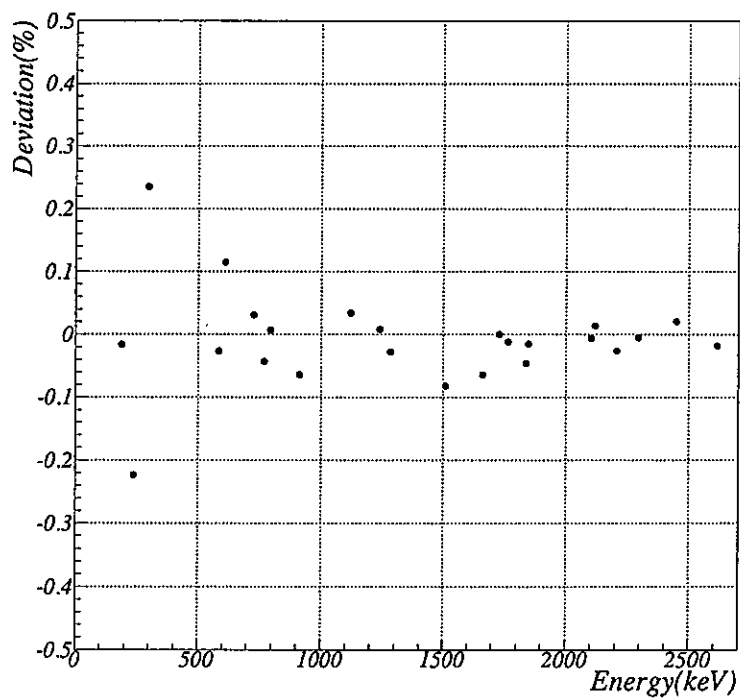


図 3.6: フィットしたエネルギー較正曲線とのずれ

3.4.2 分解能

図 3.7 は、 ^{60}Co を測定したスペクトルである。 ^{60}Co の崩壊図は、付録 D.2 の図 D.3 を参照。この測定では、1チャンネル当たり、1.3keV である。

2つの大きなピークは、それぞれ 1173.2keV (750チャンネル付近) と 1332.5keV (860チャンネル付近) の ^{60}Co から放出された γ 線のピークである。また、590チャンネル付近と 700チャンネル付近にあるスペクトルの断差は、それぞれのコンプトンエッジである。

その他、環境 γ 線によるピークも見ることができる。それらのエネルギー(線源)は、600チャンネル付近; 969.0keV (^{228}Ac)、710チャンネル付近; 1120.3keV (^{214}Bi)、800チャンネル付近; 1238.1keV (^{214}Bi) である。

このスペクトルから実際に、 ^{60}Co (1.33MeV) を用いて分解能を調べた結果は、表 3.2 に載せたように、FWHM で 2.1keV (0.16%) であった。この結果は、カタログ値 (FWHM 2.0keV) とほぼ一致している。

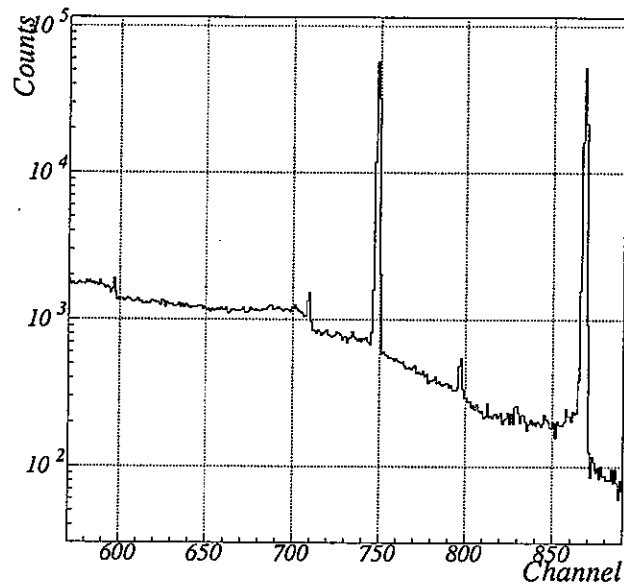


図 3.7: ^{60}Co によるエネルギースペクトル

3.5 測定日時・場所

測定は、1997年10月13・14日と1997年12月18・19日に行なわれた。この時はまだ、KamLAND実験の検出器の建設は始まっておらず、まだ神岡実験の検出器カミオカンデがあった。測定場所、測定時間は以下のとおりである。場所については、図2.9を参照。神岡実験室とは、カミオカンデ水槽上部の空洞（図3.8）のことである。

- A. 10月 液体シンチレーター・水純化装置の設置場所；5時間
(実験準備室)
- B. 10月 神岡実験室；11時間
- B'. 12月 神岡実験室；20時間

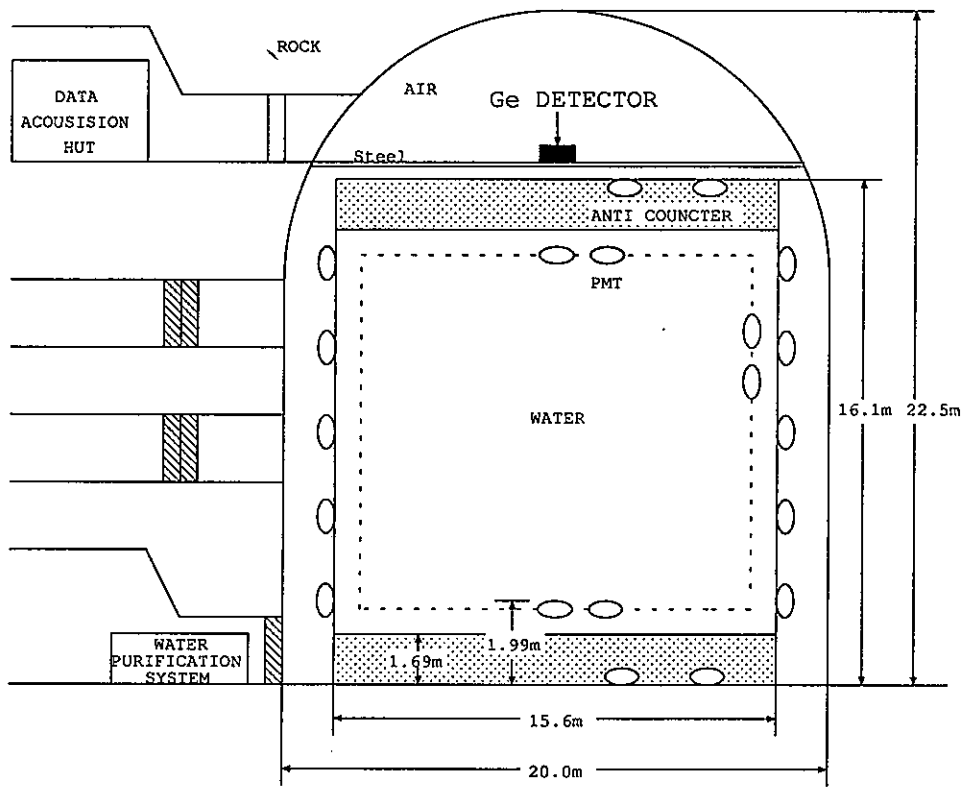


図 3.8: カミオカンデ検出器

3.6 測定結果

仙台（東北大実験室）で測定した環境 γ 線のエネルギースペクトルと、神岡（2700mwe）で測定したエネルギースペクトルは図3.9～図3.12である。横軸はエネルギー（校正曲線によってチャンネルから読みかえてある）、縦軸は1チャンネルあたり、1時間あたりのカウント数である。ここで、1チャンネルあたりのエネルギーは1.9keVである。仙台での測定時間は20時間である。

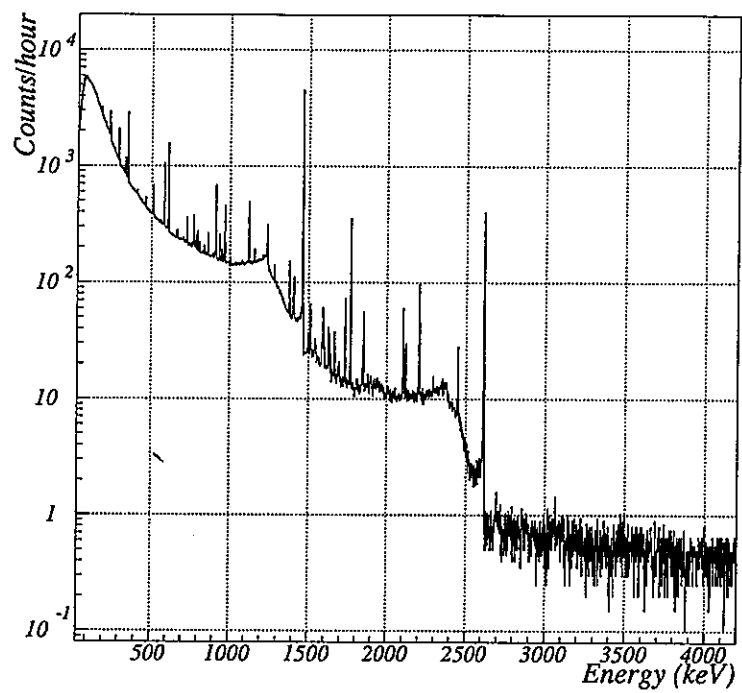


図 3.9: 仙台の環境 γ 線エネルギースペクトル

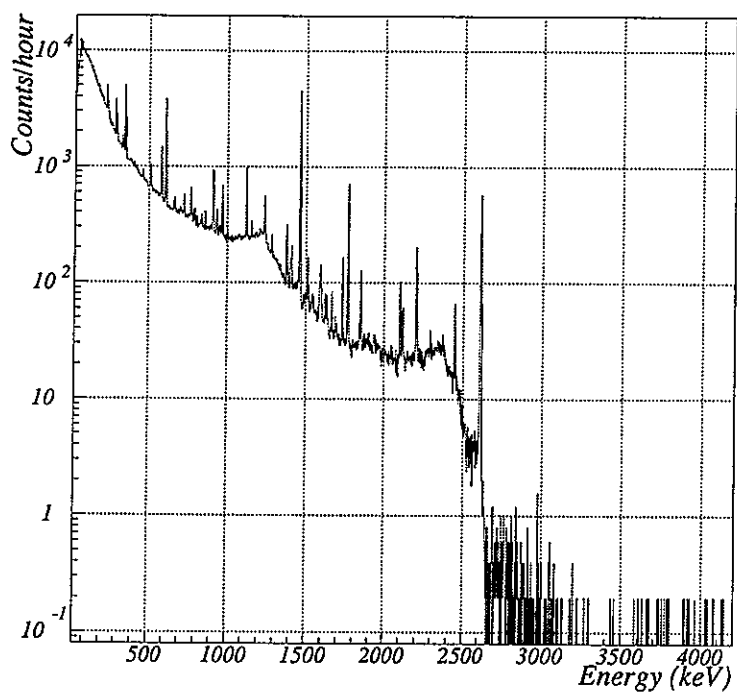


図 3.10: 神岡 A の環境 γ 線エネルギースペクトル

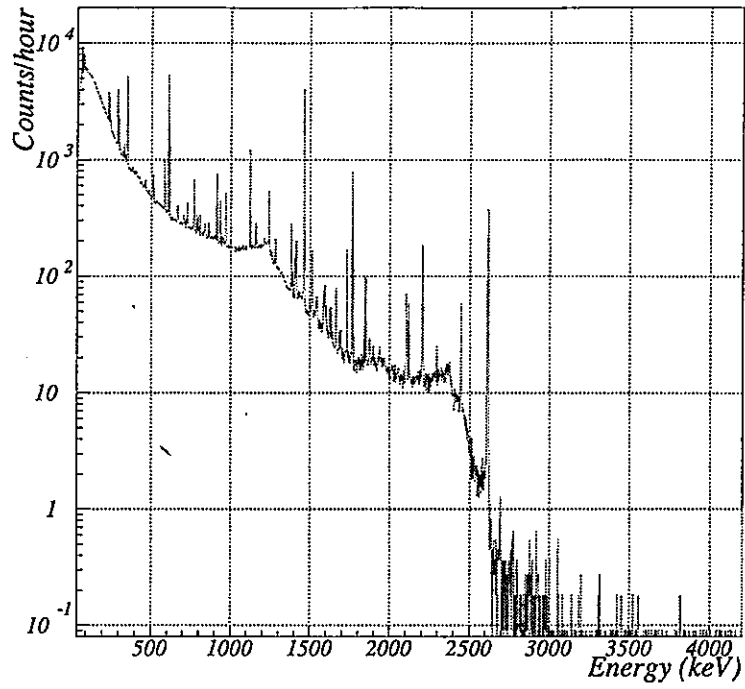


図 3.11: 神岡 B の環境 γ 線エネルギースペクトル

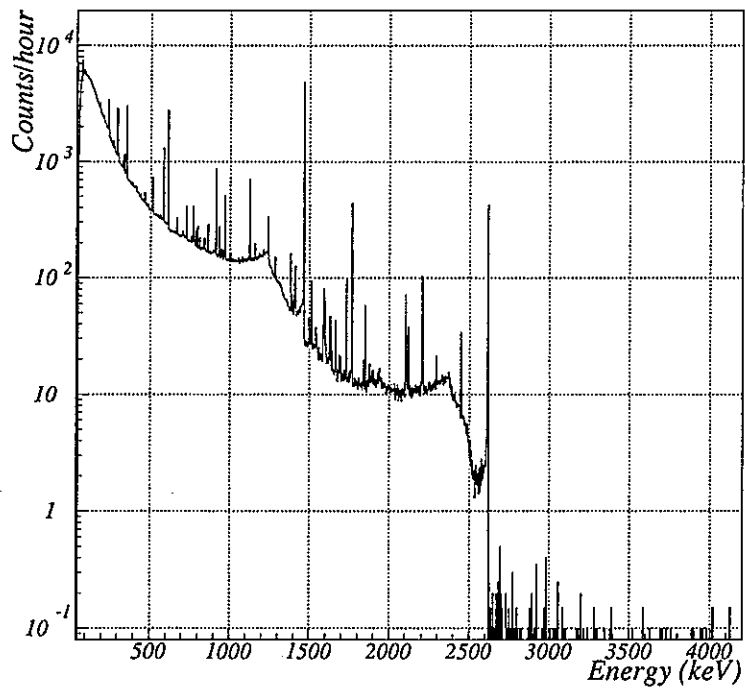


図 3.12: 神岡 B' の環境 γ 線エネルギースペクトル

ここでは、仙台と神岡鉱山内との違い、鉱山の中でも場所、時期による違いなどを、測定したスペクトルから比較、検討する。

表 3.4 は、スペクトル連続部分についてエネルギー領域ごとに和をとり、1 時間あたりのカウント数を表したものである。また、表 3.5 には、 γ 線の全エネルギーピークについて、その主な線源とそれぞれの 1 時間あたりのカウント数を示す。実際には、60 本程のピークが同定されている。これらのピークは、いずれも ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列から放出された γ 線である。

この結果は、次のようにまとめられる。

- 環境 γ 線の中で最もエネルギーが高いものは、 ^{208}Tl から放出される 2.6146MeV である。(α 線、 β 線には、さらに高いエネルギーを持つものもある。) すなわち、3MeV 以上のエネルギー領域で検出されたスペクトルは、その大部分が宇宙線 μ 粒子によるものである。表 3.4 から、KamLAND 実験の検出器を設置する地下 1000m (2700mwe) では入射する宇宙線 μ 粒子が大幅に減少していることがわかる。
- KamLAND 実験の反ニュートリノ事象を検出する条件、0.75MeV 以上のエネルギー範囲で検出されたスペクトルのカウント数は、全スペクトルの約 10% になる。また、原子炉反ニュートリノ事象の条件である 2.7MeV 以上のエネルギー領域においては、全スペクトルの 10^{-5} 程度である。
- 仙台の環境 γ 線エネルギースペクトルと神岡鉱山内で測定されたそれぞれのスペクトルをおおまかに比較すると下の表のようになる。ここで、それぞれのピークについては、 ^{238}U 崩壊系列では、空気中に浮遊している ^{222}Rn の影響がある。そこで、 ^{222}Rn より前に生成される娘核 ^{226}Ra によるピークと、 ^{222}Rn が崩壊した後に生成される ^{214}Pb 、 ^{214}Bi のピークとを分けて考える。

	仙台	神岡 A	神岡 B	神岡 B'
連続部分	1	1.8	1.2	1
^{238}U (^{226}Ra)	1	1.8	1	1
^{214}Pb ・ ^{214}Bi	1	4	4	1.5
^{232}Th	1	3	1.5	1.5
^{40}K	1	1.5	1	1

- ^{214}Pb 、 ^{214}Bi のピークカウント数から判断すると、神岡鉱山内では仙台よりも空気中の ^{222}Rn 濃度が高いことがわかる。
- 神岡 A と B (B') とを比較すると、A では下が水槽ではなく周囲全てが岩盤であるため、検出されるスペクトルが多くなっている。
- 神岡 B と B' を比較すると、空気中の ^{222}Rn 濃度は季節によって変化することがわかる。これは、6~10 月の濃度が高く、12~3 月は低いという測定結果 [23] と一致している。また、スペクトル連続部分に空気中の ^{222}Rn の影響があらわれている。

Energy region (keV)	仙台 (counts/hour)	神岡 A (counts/hour)	神岡 B (counts/hour)	神岡 B' (counts/hour)
100 - 500	$3.62 \times 10^5 \pm 134$	$6.28 \times 10^5 \pm 354$	$4.32 \times 10^5 \pm 198$	$3.75 \times 10^5 \pm 137$
500 - 750	$4.04 \times 10^4 \pm 45.0$	$7.73 \times 10^4 \pm 124$	$5.71 \times 10^4 \pm 72.1$	$4.22 \times 10^4 \pm 45.9$
750 - 1000	$2.44 \times 10^4 \pm 34.9$	$4.50 \times 10^4 \pm 94.9$	$3.21 \times 10^4 \pm 54.0$	$2.49 \times 10^4 \pm 35.3$
1000 - 1250	$2.02 \times 10^4 \pm 31.8$	$3.57 \times 10^4 \pm 84.5$	$2.64 \times 10^4 \pm 49.0$	$2.03 \times 10^4 \pm 31.9$
1250 - 1500	$1.64 \times 10^4 \pm 28.6$	$2.87 \times 10^4 \pm 75.7$	$2.05 \times 10^4 \pm 43.1$	$1.65 \times 10^4 \pm 28.7$
1500 - 2000	$5.21 \times 10^3 \pm 16.1$	$1.33 \times 10^4 \pm 51.6$	$9.68 \times 10^3 \pm 29.7$	$5.59 \times 10^3 \pm 16.7$
2000 - 2700	$3.97 \times 10^3 \pm 14.1$	$8.79 \times 10^3 \pm 41.9$	$5.16 \times 10^3 \pm 21.7$	$4.21 \times 10^3 \pm 14.5$
2700 - 3000	112 ± 2.4	40.2 ± 2.84	24.9 ± 1.5	9.35 ± 0.68
3000 - 4000	278 ± 3.7	11.8 ± 1.5	13.4 ± 1.1	12.6 ± 0.79

表 3.4: スペクトル連続部分のカウント数

Isotope	Series	Energy (keV)	仙台 (counts/hour)	神岡 A (counts/hour)	神岡 B (counts/hour)	神岡 B' (counts/hour)
²²⁶ Ra	²³⁸ U	186.1	497 ± 29.2	861 ± 96.9	501 ± 54.7	449 ± 59.2
²¹² Pb	²³² Th	238.6	$2.39 \times 10^3 \pm 27.0$	$8.28 \times 10^3 \pm 88.9$	$6.00 \times 10^3 \pm 50.3$	$4.03 \times 10^3 \pm 60.9$
²¹⁴ Pb	²³⁸ U	295.2	$1.48 \times 10^3 \pm 21.1$	$6.39 \times 10^3 \pm 66.9$	$6.44 \times 10^3 \pm 43.0$	$2.29 \times 10^3 \pm 47.4$
²¹⁴ Pb	²³⁸ U	351.9	$2.41 \times 10^3 \pm 17.5$	$1.06 \times 10^4 \pm 64.6$	$1.07 \times 10^4 \pm 41.5$	$3.78 \times 10^3 \pm 41.1$
²⁰⁸ Tl	²³² Th	583.2	927 ± 12.4	$2.62 \times 10^3 \pm 38.484$	$1.52 \times 10^3 \pm 20.3$	$1.37 \times 10^3 \pm 23.4$
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	609.3	$2.36 \times 10^3 \pm 15.2$	$9.31 \times 10^3 \pm 52.3$	$9.52 \times 10^3 \pm 33.4$	$3.46 \times 10^3 \pm 24.6$
²¹² Bi	²³² Th	727.3	231 ± 9.9	485 ± 25.2	436 ± 16.6	287 ± 16.5
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	768.4	302 ± 10.7	$1.01 \times 10^3 \pm 28.9$	$1.01 \times 10^3 \pm 18.2$	416 ± 22.5
²²⁸ Ac	²³² Th	794.9	114 ± 7.8	292 ± 21.1	214 ± 11.8	179 ± 15.0
²²⁸ Ac	²³² Th	911.2	743 ± 10.9	$2.08 \times 10^3 \pm 31.3$	$1.14 \times 10^3 \pm 14.8$	$1.00 \times 10^3 \pm 9.4$
²²⁸ Ac	²³² Th	969.0	589 ± 10.7	$1.50 \times 10^3 \pm 27.8$	872 ± 27.6	835 ± 23.5
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1120.3	612 ± 9.4	$2.13 \times 10^3 \pm 27.9$	$2.09 \times 10^3 \pm 18.2$	823 ± 12.8
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1238.1	257 ± 8.1	892 ± 25.2	828 ± 14.9	332 ± 14.1
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1281.0	62.8 ± 6.3	208 ± 16.9	172 ± 9.8	75.3 ± 9.6
⁴⁰ K	—	1460.8	$7.69 \times 10^3 \pm 20.1$	$1.16 \times 10^4 \pm 49.8$	$8.05 \times 10^3 \pm 28.0$	$7.54 \times 10^3 \pm 21.5$
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1509.2	97.3 ± 3.8	283 ± 13.7	261 ± 7.3	109 ± 6.2
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1661.3	37.0 ± 2.4	123 ± 8.8	128 ± 5.4	56.3 ± 5.7
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1729.6	102 ± 3.1	321 ± 10.8	301 ± 6.5	131 ± 4.7
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1764.5	536 ± 5.6	$1.81 \times 10^3 \pm 20.6$	$1.61 \times 10^3 \pm 5.6$	661 ± 7.4
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1838.4	10.1 ± 2.1	31.8 ± 7.0	32.6 ± 3.9	19.2 ± 4.4
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	1847.4	66.7 ± 2.6	223 ± 9.5	193 ± 5.4	91.8 ± 4.3
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	2118.6	35.5 ± 2.2	116 ± 8.3	97.6 ± 4.1	44.5 ± 3.9
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	2204.2	152 ± 3.5	492 ± 11.7	444 ± 7.1	182 ± 5.2
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	2293.4	13.2 ± 2.3	33.4 ± 8.7	30.8 ± 3.1	16.2 ± 3.8
²¹⁴ Bi	²³⁸ U	2447.9	49.1 ± 2.4	153 ± 7.5	137 ± 4.3	60.3 ± 3.9
²⁰⁸ Tl	²³² Th	2614.6	774 ± 6.3	$1.79 \times 10^3 \pm 19.1$	963 ± 9.4	915 ± 7.1

表 3.5: 主なピークのカウント数における仙台と神岡鉱山内との比較

3.7 モンテカルロシミュレーション

3.7.1 目的

ゲルマニウム検出器のよって得られた環境γ線エネルギースペクトルに基づいて、神岡実験室 (KamLAND 実験の検出器を設置する場所) の岩盤中に含まれている放射性同位体 (^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K) の濃度をモンテカルロシミュレーションによって求める。スペクトルの再現には、測定で得られたピークのカウンタ数とシミュレーションを合わせることで行なった。これによって、KamLAND 実験の検出器に入射する周囲の岩盤など環境からのバックグラウンド (γ線) に対するシミュレーションの基礎データにすることが目的である。

3.7.2 シミュレーションプログラム

ここで用いたデータは、12月に神岡実験室で測定した神岡 B' のエネルギースペクトル (図 3.12) である。シミュレーションプログラムは、GEANT[24]を用いた。GEANTは、荷電粒子に対して 10keV から 10TeV のエネルギー範囲でシミュレーションする。以下に、どのようにシミュレーションを進めたか、そのプログラムの内容について述べる。

検出器の形状・配置

検出器の形状は、実際の検出器と同じように設定した (図 3.13 左)。ゲルマニウム結晶は、クローズエンド同軸型で、内側がくり抜かれた円柱形の構造をしている。その周りは、薄い (厚さ 0.5mm) アルミニウムの電極が覆っている。また、検出器の入射窓は、厚さ 0.5mm のベリリウム、検出器全体は、厚さ 1.3mm のアルミニウムで覆われている。

その検出器を配置した様子を図 3.13 右に示す。まず、神岡実験室全体をイメージして、半径 9.5m の球形の空間の周りを岩盤で囲んだ。この岩盤の組成は [25] から見積もり、密度は $2.7\text{g}/\text{cm}^3$ にした。空間の下半分は水で満たし、その上を鉄板で覆った。検出器は、その中央に設置した。そして、上半分の岩盤を半径 0.5m までに近づけた。これは、イベントの発生数を少なくし、シミュレーションの効率を良くするためである。これについては、後で述べる。

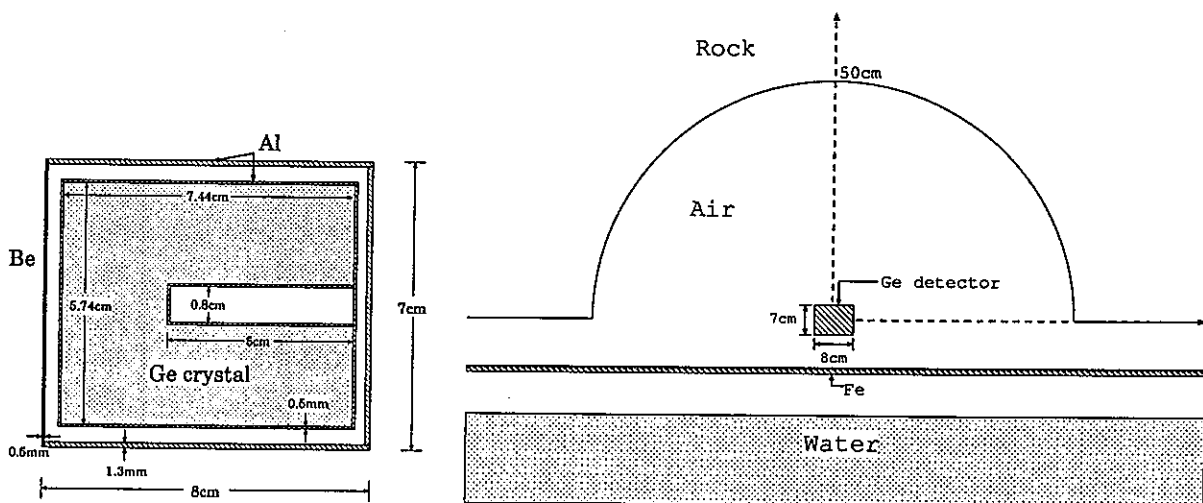


図 3.13: シミュレーションの検出器の形状 (左)、その配置 (右)

イベント生成・粒子の追跡

イベントは、実際に検出されたピークのエネルギーを持ったγ線（約60本）である。それに加えて、ピークとして検出されなかったその他のγ線に対して、分岐比（branching ratio）が0.5%以上のものについては考慮した。これによって、²³⁸U、²³²Th崩壊系列から放出されるγ線の約90%を発生させたことになる。

イベントの発生場所は、岩盤の中からである。エネルギーごとに減衰距離（attenuation length） $\lambda (= 1/\mu)$ を求め（表3.6参照）、岩盤の表面から9λの範囲まで、方向は考慮しないで乱数を振った。ここでは密度の近いコンクリートの全質量吸収係数（図3.14）から求めた。このようにイベントの発生場所を決定したのは、次の理由による。物質中を単一エネルギーのγ線が透過する場合、その強度は $I = I_0 \exp(-d/\lambda)$ で表される（dはγ線の物質中の透過距離）。γ線の透過距離が9λとすると、 $I = I_0 \exp(-9\lambda/\lambda) \approx 1.2 \times 10^{-4}$ となり、岩盤から空気中へ放出されるγ線の99.988%を考慮に入れたことになるからである。

また、シミュレーションの効率を良くするために、岩盤の半径を0.5mに近づけても半径9.5mの場合とほとんど変わらないことを以下に述べる。

まず、空気の減衰距離は神岡実験室の空間（半径9.5m）よりも長いため、空気によってγ線が減衰する影響は無視できる（空気の減衰距離λは表3.6参照）。

そして、検出器から見た立体角Ωは、

$$\Omega = \frac{1}{4\pi S} \int dS \int dA_d \frac{\cos\omega}{r^2} \tag{3.1}$$

で表される。ここで、Sは線源の面積、A_dは検出器の面積、r²は検出器と線源の距離である。環境γ線は岩盤の表面全体から放出されるため、線源の面積は2πr²である。また、線源と検出器までの距離が長いために検出器の形状は無視できるとすると、立体角は式(3.2)のように距離rに依存しない。したがって、岩盤表面、すなわちγ線放出の半径を0.5mに縮めても良いと判断した。

$$\Omega = \frac{A_d}{2S} \tag{3.2}$$

粒子の反応は、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成、制動放射、陽電子消滅、電離損失、多重散乱を行なうように設定した。また、粒子の追跡のカットオフエネルギーは10keVである。

Energy (MeV)	Concrete λ (cm)	Air λ (m)	Energy (MeV)	Concrete λ (cm)	Air λ (m)
0.15	2.6	61	0.8	5.1	120
0.2	2.9	67	1.0	5.7	130
0.3	3.4	78	1.25	6.4	150
0.4	3.8	87	1.5	7.0	160
0.5	4.2	95	2.0	8.1	190
0.6	4.5	100	3.0	10	230

表 3.6: 岩盤と空気の減衰距離 λ

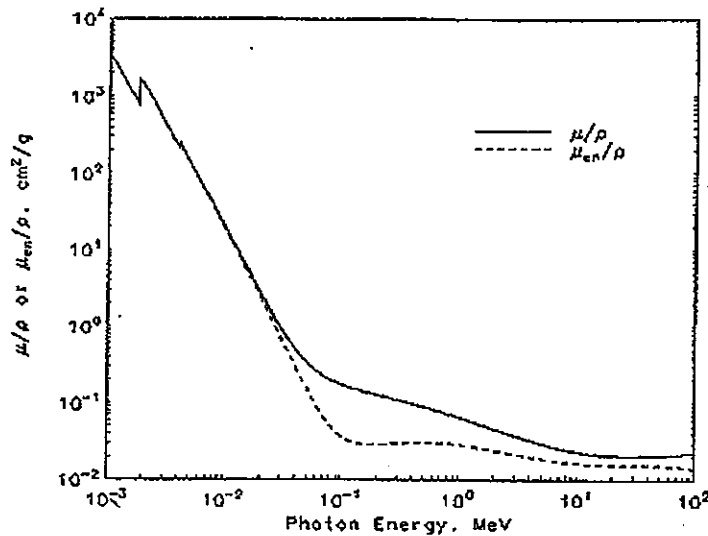


図 3.14: コンクリートにおける全質量吸収係数 [21]

3.7.3 シミュレーション結果

ピークのカウント数に基づいてシミュレーションを行ない、神岡実験室の環境 γ 線のエネルギースペクトルを再現した図 3.15 に示す。GEANT のカットオフエネルギーから、1 ビンを 10keV にしてある。この結果について、実際に測定されたエネルギースペクトル (図 3.12) と比較すると (1 ビンのエネルギーが異なるため、そのままでは比較できない)、全体的な形状を見た限りでは、大体一致していると言える。しかし、シミュレーションではコンプトン散乱、後方散乱などによるスペクトル連続部分が少ない。特に、低エネルギー領域 (500keV 以下の領域) では、10 倍ほどのずれが生じている。ただし、このシミュレーションでは、 ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列、 ^{40}K から放出される γ 線のみを発生させた。したがって、スペクトル連続部分について、その他の線源など次のような可能性が考えられる。

- ・ 空気中に浮遊している ^{222}Rn の影響
- ・ β 線や X 線
- ・ 中性子による反応
- ・ ^{235}U 崩壊系列やその他の放射性同位体からの γ 線
- ・ 自発核分裂

このシミュレーションの結果から、岩盤中の ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度を求める。ここでは、ゲルマニウム検出器自体に含まれている放射性同位体によるバックグラウンド (γ 線) は、無視できる程度とした。これについては、第 4 章で述べる。

^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列は、放射平衡にあると仮定する。 ^{238}U 崩壊系列については、空気中に浮遊している ^{222}Rn の影響を考え、崩壊系列で ^{222}Rn が生成する前の娘核 ^{226}Ra 、 ^{234}Pa から放出される γ 線のピークから求める。主な γ 線のピークについて、その岩盤 1cm^3 あたりの崩壊率 (Measured activity) を表 3.7 にまとめる。Measured activity は branching ratio (BR) で割る前の値である。すなわち、そのエネルギーを持つ γ 線の崩壊率である。

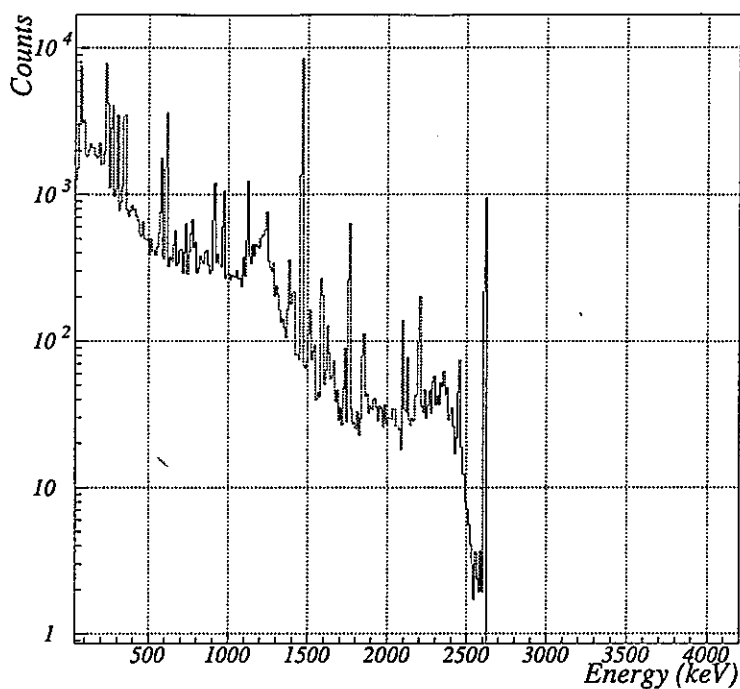


図 3.15: 環境γ線のエネルギースペクトルのシミュレーション結果

Series	Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Mesured activity (mBq/cm ³)
²³⁸ U	²²⁶ Ra	186.1	5.55	2.05 ± 0.27
	²³⁴ Pa	1001.3	0.927	0.302 ± 0.099
²³² Th	²²⁸ Ac	209.2	4.04	0.870 ± 0.20
	²¹² Pb	238.6	82.6	19.1 ± 0.42
	²²⁸ Ac	270.2	4.43	1.36 ± 0.18
	²²⁸ Ac	338.3	11.7	2.95 ± 0.15
	²⁰⁸ Tl	583.2	30.0	7.95 ± 0.14
	²¹² Bi	727.3	6.45	1.75 ± 0.099
	²²⁸ Ac	794.9	15.7	4.03 ± 0.34
	²⁰⁸ Tl	860.6	5.28	1.33 ± 0.087
	²²⁸ Ac	911.2	24.1	6.77 ± 0.061
	²²⁸ Ac	969.0	14.7	4.52 ± 0.12
	²²⁸ Ac	1630.6	1.97	0.445 ± 0.030
	²⁰⁸ Tl	2614.5	35.3	9.55 ± 0.072
	—	⁴⁰ K	1460.8	10.6

表 3.7: 岩盤中に含まれている ²³⁸U、²³²Th 崩壊系列、⁴⁰K から放出される γ 線の崩壊率

ここで、 ^{238}U の半減期は $4.5 \times 10^9\text{y}$ であることから、 ^{238}U 1gの崩壊率は、

$$\frac{6.0 \times 10^{23}}{238} \times \frac{\ln 2}{4.5 \times 10^9 \times 365 \times 24 \times 3600} = 1.2 \times 10^4 \text{Bq} \quad (3.3)$$

となる。同様に、 ^{232}Th の半減期は $1.4 \times 10^{10}\text{y}$ であるので、1gあたり、

$$\frac{6.0 \times 10^{23}}{232} \times \frac{\ln 2}{1.4 \times 10^{10} \times 365 \times 24 \times 3600} = 4.1 \times 10^3 \text{Bq} \quad (3.4)$$

となり、また、 ^{40}K の半減期は $1.3 \times 10^9\text{y}$ であるので、1gあたりでは、

$$\frac{6.0 \times 10^{23}}{40} \times \frac{\ln 2}{1.3 \times 10^9 \times 365 \times 24 \times 3600} = 2.6 \times 10^5 \text{Bq} \quad (3.5)$$

となる。岩盤の密度を 2.7g/cm^3 として表3.7からその平均をとると、岩盤中に含まれている放射性同位体の濃度は次のようになる。また、実際のエネルギースペクトルとをピークで合わせた結果はスペクトル連続部分が少ないため、連続部分を合わせた場合の濃度も求める。

	ピーク	連続部分
^{238}U ...	$1.0 \times 10^{-6} \text{g/g}$	$1.6 \times 10^{-6} \text{g/g}$
^{232}Th ...	$2.4 \times 10^{-6} \text{g/g}$	$3.8 \times 10^{-6} \text{g/g}$
^{40}K ...	$0.96 \times 10^{-6} \text{g/g}$	$1.5 \times 10^{-6} \text{g/g}$

この結果を検討するために、典型的な岩石について ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度を表3.8にまとめる[27]。神岡付近の岩石には、主に花こう閃緑岩、石英閃緑岩、斑状花こう岩などで構成されている[25]。同時に、神岡鉱山内の岩石をゲルマニウム検出器で直接測定した結果(岩石1、2)も示す(Y.Declais氏による)。表3.8の岩石中の典型的な濃度と比較すると、この結果の値は小さい。しかし、神岡鉱山内の岩石の測定結果から、その濃度は岩石によって大きく異なる。今回は神岡実験室の空間において測定を行なったため、これらと直接は比較することはできないが、大きく異なっていないといえる。

典型的な岩石	^{238}U (10^{-6}g/g)	^{232}Th (10^{-6}g/g)	^{40}K (10^{-6}g/g)
火成岩			
酸性岩 (花こう岩など)	4.7	20	3.8
中性岩 (閃緑岩など)	1.8	8.0	2.7
塩基性岩 (玄武岩など)	0.92	2.7	0.93
超塩基性岩 (かんらん岩など)	0.03	6.0	0.57
堆積岩			
石灰岩	2.2	1.7	0.34
炭質岩	2.1	1.9	—
砂岩	1.5	2.7	1.4
頁岩	3.6	11	2.7
神岡鉱山の岩石			
岩石 1	1.3	0.42	0.8
岩石 2	72.2	198	4.6

表 3.8: 岩石中の典型的な ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度と神岡鉱山の岩石中の濃度の測定結果

得られた岩盤中の放射性同位体の濃度について、KamLAND 実験のバックグラウンドとして問題がないかを調べる。

図 3.16 は、検出器 (fiducial volume 700m³(560ton)) 中で 1 年間に検出される原子炉反ニュートリノによる陽電子エネルギースペクトルとそのバックグラウンドのシミュレーション結果である (古野氏による)。

1MeV 以下で急激に多くなり、2~3MeV で少し多くなっているスペクトルは、検出器 (液体シンチレーター) 中のバックグラウンドによるものである。ここでは、液体シンチレーター中に ²³⁸U、²³²Th は 10⁻¹⁴g/g、⁴⁰K は 10⁻¹²g/g、²²²Rn は 0.5mBq/m³ 混入していると仮定している。

また、3MeV 以下において 1~2Events/year/MeV を表しているスペクトルが検出器 (液体シンチレーター槽) の外部からのバックグラウンドである。このスペクトルの中に、岩盤中の放射性同位体から放出される γ 線の影響も含まれている。ここでは、岩盤中の放射性同位体の濃度を ²³⁸U は 0.77×10^{-6} g/g、²³²Th は 2.2×10^{-6} g/g、⁴⁰K は 0.76×10^{-6} g/g と仮定している。この値は、今回の測定結果 (連続部分で合わせた結果) から得られた岩盤中の放射性同位体の濃度の約 1/2 である。しかしながら、このスペクトルが 2 倍になっても、原子炉反ニュートリノ事象を検出する際には、問題にならないことがわかる。

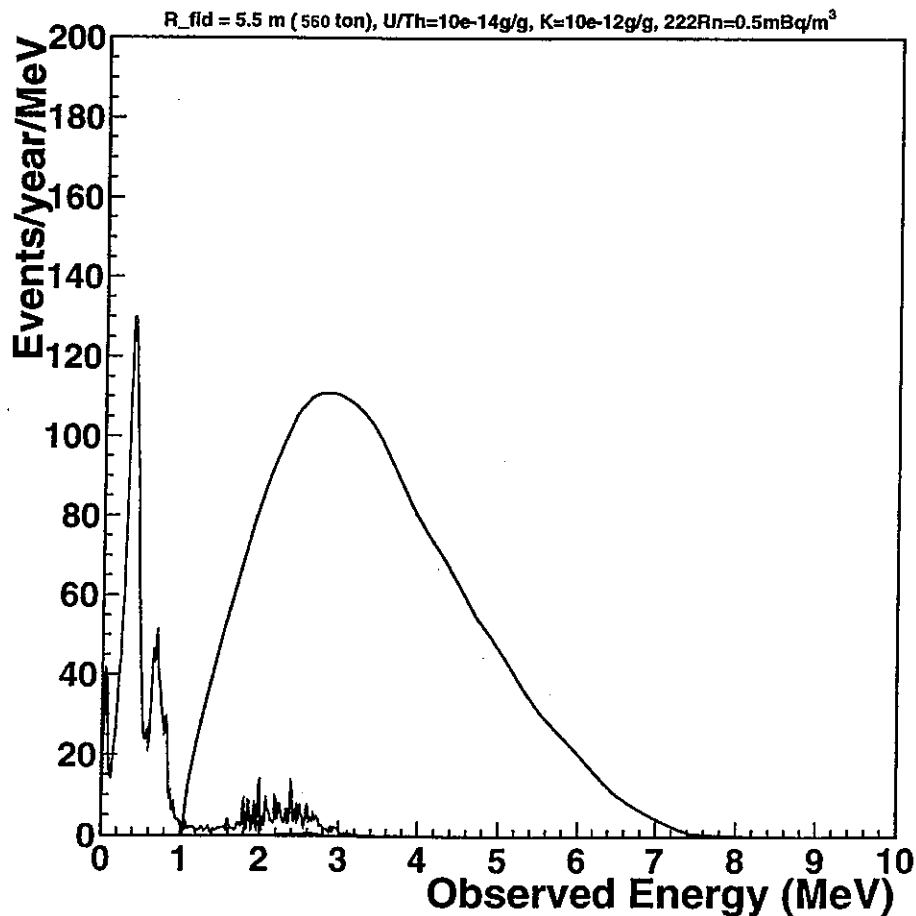


図 3.16: 原子炉反ニュートリノによる陽電子エネルギースペクトルとそのバックグラウンドに対するシミュレーション結果 (古野氏による)

3.8 神岡実験室における空気中の²²²Rn濃度

ここでは、このシミュレーション結果が正しいとして、空気中に浮遊している²²²Rnの量を²¹⁴Pb、²¹⁴Biのγ線ピークから求める。希ガスである²²²Rnは²³⁸U崩壊系列の娘核である。したがって、²²²Rnより後に生成される²³⁸U崩壊系列の娘核は、それぞれ放射平衡にあるとする。

まず、神岡実験室の岩盤中に含まれている²³⁸Uの量を 1.0×10^{-6} g/gと仮定する。それに基づいて、²¹⁴Pb、²¹⁴Biから放出されるγ線のそれぞれについてピークのカウント数を求める。その求めたカウント数を神岡実験室で測定したデータから差し引くと、残りが空気中に浮遊している²²²Rnの影響によるものだといえる。

そこで、そのカウント数に基づいて、モンテカルロシミュレーションを行なう。シミュレーションプログラム、検出器の形状・配置などは前節と全く同じである。ただし、ここでは検出器周りの空気全体からイベントを発生させた。

その結果を表3.9にまとめる。この解析では測定したスペクトルの誤差と仮定した²³⁸U濃度の誤差が含まれるため、空気中の²²²Rn濃度はピークによって値にばらつきがある。それでも、空気中の²²²Rn濃度はおおよそ、次のように見積もることができるだろう。

²²²Rn ... 100 ~ 600 Bq/m³

Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Measured activity (Bq/m ³)
²¹⁴ Pb	295.2	39.5	39 ± 3
²¹⁴ Pb	351.9	46.5	190 ± 10
²¹⁴ Bi	609.3	43.7	190 ± 10
²¹⁴ Bi	768.4	4.62	5.6 ± 0.5
²¹⁴ Bi	934.1	2.94	12 ± 2
²¹⁴ Bi	1120.3	14.9	25 ± 3
²¹⁴ Bi	1238.1	5.92	40 ± 5
²¹⁴ Bi	1281.0	1.46	12 ± 2
²¹⁴ Bi	1377.1	3.77	10 ± 1
²¹⁴ Bi	1408.0	3.85	26 ± 3
²¹⁴ Bi	1509.3	2.17	3.9 ± 0.4
²¹⁴ Bi	1729.6	2.90	9.2 ± 0.9
²¹⁴ Bi	1764.5	15.4	9.9 ± 1
²¹⁴ Bi	2204.2	4.86	1.3 ± 0.2
²¹⁴ Bi	2447.9	1.49	2.3 ± 0.3

表 3.9: 空気中の²²²Rnの影響によるγ線のシミュレーション結果

ここで、このシミュレーションの結果を検討する。

神岡鉱山内の空気中の²²²Rn濃度については、鉱山内の坑道で約1年間にわたって測定した結果、500 ~ 4000 Bq/m³という値になっている [23][28]。これによると、神岡鉱山内の空気中の²²²Rn量は季節によって変動し、6 ~ 10月の濃度は高く、12 ~ 3月の濃度は低い。

また、鉱山内の場所や高度によって、 ^{222}Rn 濃度は大きく変化する。 ^{222}Rn は鉱山の地下水中に多く溶解している。そこから空気中に放出されるため、水が湧き出している付近では空気中の ^{222}Rn 濃度が高い。そして、坑道内の空気の流れによって拡散されるために、場所によって ^{222}Rn 濃度が異なる。

神岡実験室は坑道の一番奥にあり、ほとんど空気の流れはない。また、純化装置を止めているために水の循環はなく、鉱山の水は新たに実験室には入っていない。もし、 ^{222}Rn が外から入ってきていなければ、半減期は3.824dであるため、ほとんど崩壊している。さらに、 ^{238}U 崩壊系列で、 ^{222}Rn の後に生成され、 γ 線を放出する ^{214}Pb （半減期26.8m）、 ^{214}Bi （半減期19.9m）もほとんど崩壊しているはずである。これらを考慮すると、今回の12月の測定を行なった時点では、神岡実験室の ^{222}Rn 濃度はそれほど高くないと思われる。

したがって、このシミュレーションによって導き出された値は、神岡実験室の空気中の ^{222}Rn 濃度に対する1つの測定結果と見てよいだろう。

3.9 まとめ

この章では、環境 γ 線の測定方法とその結果、また、ゲルマニウム検出器のモンテカルロシミュレーションの結果について述べた。

KamLAND実験の検出器を設置する神岡の地下1000mでは、環境 γ 線のない3MeV以上のエネルギー領域における宇宙線 μ 粒子によるスペクトルが大幅に減少していることが確認できた。

また、神岡では空気中の ^{222}Rn 濃度が高いため、全体的に環境 γ 線の量が増加している。これは、 ^{238}U 崩壊系列において ^{222}Rn より後に生成される ^{214}Pb 、 ^{214}Bi のピークが増加していることから読みとることができる。

さらに、シミュレーションによって、岩盤中に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度を求めた。バックグラウンドを見積もるうえでは、連続部分を合わせた結果を用いる。しかし、この場合でもKamLAND実験のバックグラウンドとしては問題にならないことが確認された。この神岡実験室での環境 γ 線の測定結果は、KamLAND実験のバックグラウンド量を見積もるシミュレーションの基礎データになる。

また、空気中の ^{222}Rn 濃度もシミュレーションによって求めた。ただし、この結果についてはこれからさらに調べて、検討する必要がある。

第4章 水中における γ 線測定

4.1 概要

この章では、ゲルマニウム半導体検出器を用いて、カミオカンデ水槽中の γ 線測定について述べる。

カミオカンデ水槽内は、純化装置によって極めてバックグラウンドの少ない状態になっている。それを利用して、水中にゲルマニウム検出器を沈めて、 γ 線バックグラウンドの測定を行なう。バックグラウンドとなる γ 線を放出する線源は、周囲の岩盤、光電子増倍管 (PMT)、純水中などの放射性同位体 (^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K 、 ^{222}Rn など) が挙げられる。水槽には厚さ 1.69m の宇宙線 μ 粒子に対するアンタイ・カウンターが設けてあるため (図 3.8 参照)、周囲の岩盤などから放出された環境 γ 線はそれによって減衰されているはずである。よって、水中においては、PMT 中から放出される γ 線バックグラウンドの影響が大きいと思われる。

まず、水中における γ 線の減衰について調べる。これによって、KamLAND 実験の検出器に設置される純水槽、イソパラフィン槽によって、環境 γ 線の遮蔽の効果を検討する。そして、周囲の岩盤や PMT から放出される γ 線の影響について調べる。さらに、使用したゲルマニウム検出器の感度はどの程度なのかについても調べる。また、水中で測定された γ 線エネルギースペクトルから、モンテカルロシミュレーションによって放射性同位体 (^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K) の濃度を求める。

4.2 測定装置

測定に使用したのは、環境 γ 線測定に用いた高純度ゲルマニウム検出器である。クライオスタッドデューワーは、容量が 3 リットルの小型のものに取り替えた。液体窒素 3 リットルでは、約 2 日間、使用できる。

図 4.1 は、水中に沈めるための検出器とその容器の様子である。検出器を入れる容器として、次の点に注意した。低バックグラウンドの測定に用いるため、できるだけ ^{238}U 、 ^{232}Th の混入量の少ない物質を用いる。また、浮力によって水中で検出器全体が逆さになったり、横にならないように容器全体の質量を大きくする。さらに、水深 15m 近くまで検出器を沈めるため、周囲からの水圧に耐えられる構造にする。そして、周囲から水が入らないようにする。これらを考慮して容器を設計した。全体は厚さ 1cm の透明なアクリル製である。検出器を容器内で固定させるため、また、質量を大きくするために、内側にひだをつけた。ステンレス製の蓋には中央に穴が開けてあり、ホースと接続するためのジョイントがついている。ホースは、電源と信号のケーブルを通し、気化した窒素を逃すためのものである。また、水中で検出器全体が傾かないように、鉄のおもりを付けた。ここで、おもりの位置を 1m 先にしたのは、鉄に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{60}Co などの放射性同位体による影響をなるべく少なくするためである。さらに、神岡鉱山内の空気には ^{222}Rn が多く含まれているため、容器内に閉じ込められた空気をなるべく早く外に出すために行なう窒素パージ用のホースを取り付けた。

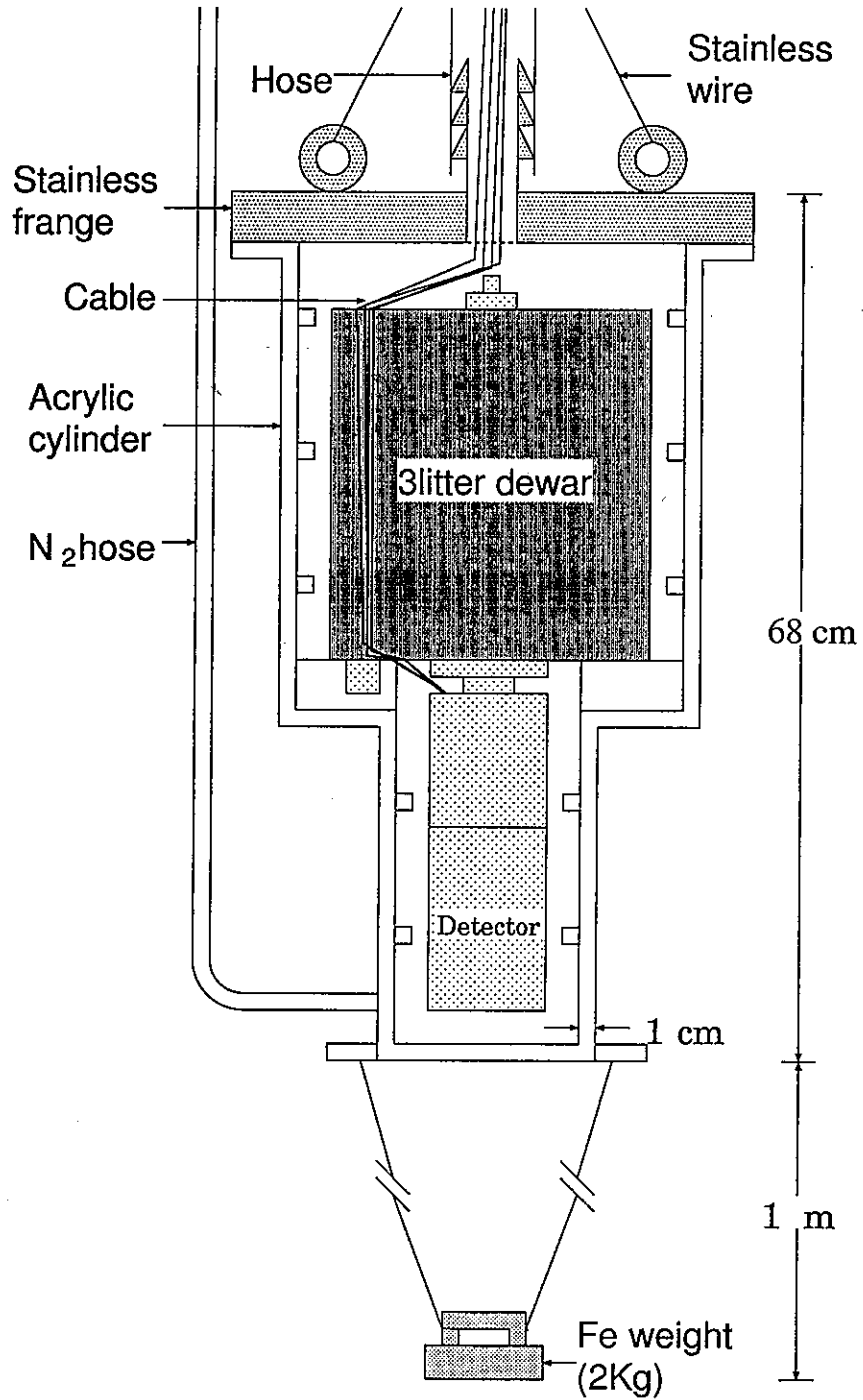


図 4.1: 水中で用いた測定装置

4.3 測定方法

測定は、1998年2月1日～3日に行なわれた。

まず、デュワーを液体窒素で満たし、アクリル製の容器に入れて蓋をして、窒素パージしながら12時間ほど置く。カミオカンデ水槽上部には、ほぼ中央に約70cm×70cmの窓があり、その上にはクレーンが設置してある。そのクレーンを使って、装置を水中に沈めていく。

測定は、空気中からどれくらい γ 線が入射するか、また、周囲の岩盤やPMT中のU、Thなどから放出される γ 線の影響について調べるために、水面（アンタйкаウンターのある外水槽の水面）からの深さを次のように変えて行なった（図4.2）。水深7.8mの場所が、水槽のほぼ中央である。また、最も深い測定場所が13.3mなのは、おもりが検出器容器の先端から1m先に取り付けてあるため、PMTやアンタйкаウンター（水槽の底）に接してしまうからである。

0.3m	1時間	7.8m	3時間
1.3m	1時間	10.3m	1時間
2.3m	1時間	13.3m	8時間
4.3m	1時間		

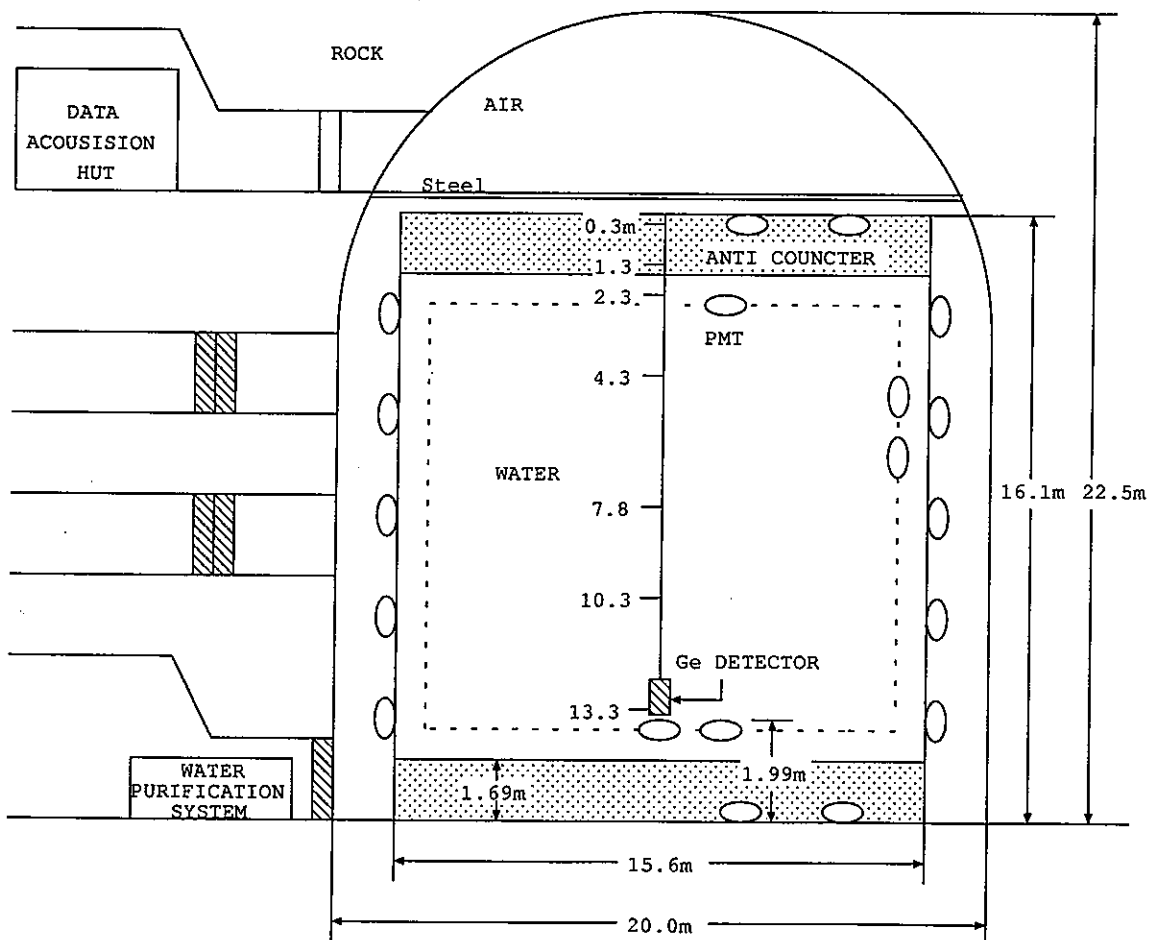


図 4.2: 水中での測定場所

4.4 測定結果

まず、検出器の水面からの深さによって、どのようにスペクトルが変化したのかを比較する。

表 4.1 は、スペクトル連続部分についてエネルギー領域ごとに和をとり、1 時間あたりのカウント数を表したものである。また、それぞれの深さでの測定時間が短く統計が少ないため、検出された 100keV~4MeV の全てのスペクトルをエネルギーに関係なく加え、そのカウント数の水の深さによる変化を図 4.3 に示す。さらに詳しく見るために、水深 1.3 ~ 13.3m における全カウント数を図 4.4 に示す。

Energy region (keV)	0m (counts/hour)	0.3m (counts/hour)	1.3m (counts/hour)	2.3m (counts/hour)
100 - 500	$3.75 \times 10^5 \pm 137$	$2.76 \times 10^4 \pm 166$	$2.33 \times 10^3 \pm 48$	$2.04 \times 10^3 \pm 45$
500 - 750	$4.22 \times 10^4 \pm 45.9$	$2.81 \times 10^3 \pm 53$	494 ± 22	493 ± 22
750 - 1000	$2.49 \times 10^4 \pm 35.3$	$1.71 \times 10^3 \pm 41$	307 ± 18	310 ± 18
1000 - 1250	$2.03 \times 10^4 \pm 31.9$	$1.18 \times 10^3 \pm 34$	224 ± 15	220 ± 15
1250 - 1500	$1.65 \times 10^4 \pm 28.7$	746 ± 27	151 ± 12	140 ± 12
1500 - 2000	$5.59 \times 10^3 \pm 16.7$	398 ± 20	110 ± 10	99 ± 10
2000 - 2700	$4.21 \times 10^3 \pm 14.5$	256 ± 16	21 ± 5	24 ± 5
2700 - 3000	9.35 ± 0.68	3 ± 2	3 ± 2	6 ± 2
3000 - 4000	12.6 ± 0.79	9 ± 3	15 ± 4	10 ± 3

Energy regeon (keV)	4.3m (counts/hour)	7.8m (counts/hour)	10.3m (counts/hour)	13.3m (counts/hour)
100 - 500	$2.11 \times 10^3 \pm 46$	$2.06 \times 10^3 \pm 26$	$2.09 \times 10^3 \pm 46$	$2.05 \times 10^3 \pm 16$
500 - 750	457 ± 21	485 ± 12.7	488 ± 22	464 ± 7.6
750 - 1000	350 ± 19	334 ± 10.5	355 ± 19	321 ± 6.3
1000 - 1250	198 ± 14	202 ± 8.2	197 ± 14	216 ± 5.2
1250 - 1500	146 ± 12	143 ± 6.9	140 ± 12	137 ± 4.1
1500 - 2000	84 ± 9	96 ± 5.6	85 ± 9	95 ± 3.4
2000 - 2700	30 ± 5	29 ± 3.1	39 ± 6	28 ± 1.9
2700 - 3000	5 ± 2	3.7 ± 1.1	5 ± 2	2.6 ± 0.6
3000 - 4000	8 ± 3	10 ± 1.8	10 ± 3	10 ± 1.0

表 4.1: 水の深さによるスペクトル連続部分のカウント数の比較

図 4.3 から、測定場所の水の深さが 1.3m までは、急激にスペクトル全体のカウント数が減少している様子がわかる。水深 2.3m 以上ではほぼ一定の値であり、すなわち、環境 γ 線は入射していないといえる。これらを平均すると、水中での γ 線バックグラウンドは、100keV 以上の全カウント数は約 $1.05s^{-1}$ で、神岡実験室で測定したエネルギースペクトルの約 1/130 になっている。

また、 γ 線が水中を 1.3m 透過することによって、1.46MeV (^{40}K) のピークから 0.0004 に、2.61MeV (^{208}Tl) のピークから 0.002 に減衰することがわかる。図 4.5 に水における質量エネルギー吸収係数を、また表 4.2 に水の減衰距離 λ を示す。この表から、1.3m 透過すると 1.5MeV では ~ 0.0005 に、2.5MeV では ~ 0.003 に減衰する。したがって、測定結果の値とほぼ一致する。

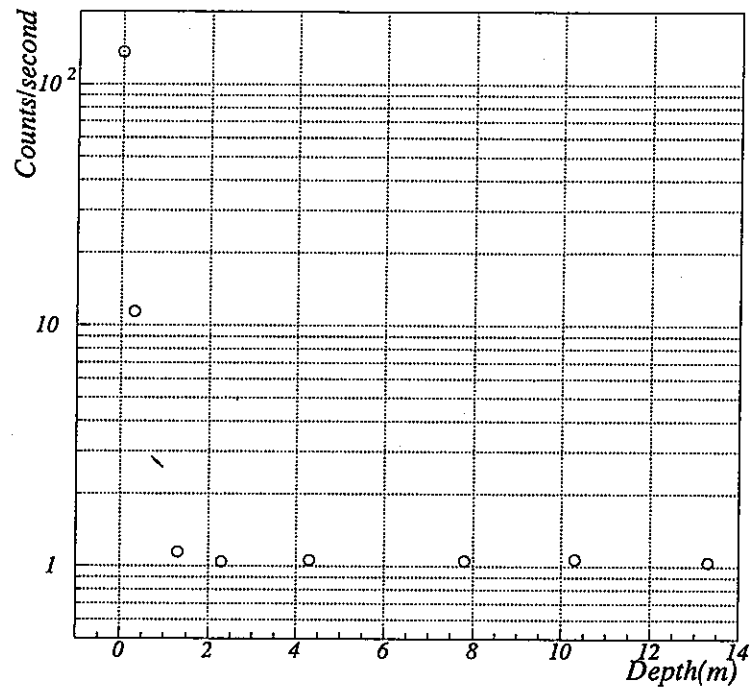


図 4.3: 水の深さによる全 γ 線量の変化

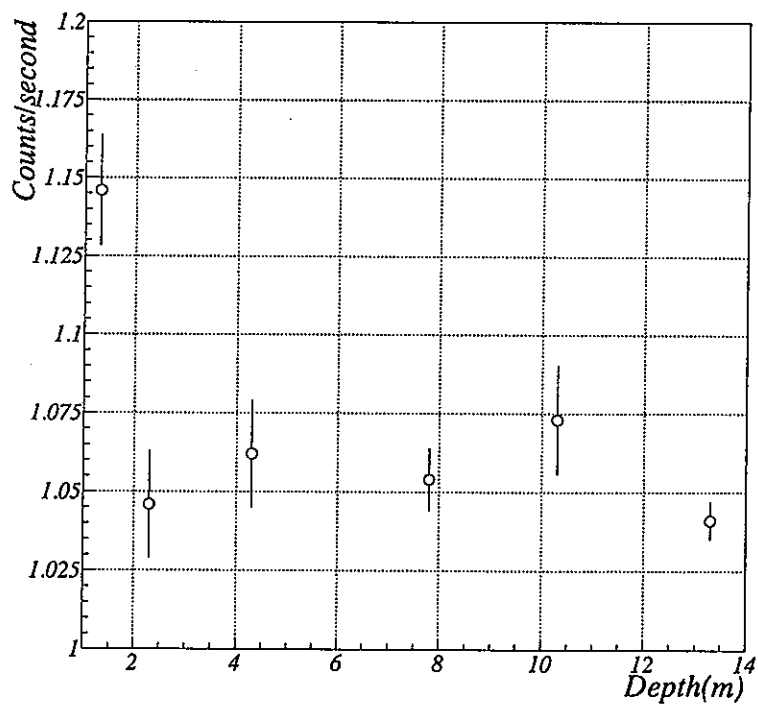


図 4.4: 水の深さによる全 γ 線量の変化 (水深 1.3~13.3m)

また、水深 13.3m の場所における測定結果では、岩盤や PMT の影響によるスペクトルの変化は見られなかった。ここは底の岩盤から 2.7m 離れた場所であるため、アンタイ・カウンターや水によって γ 線が減衰され、検出されなかったのだろう。さらに、PMT から 80cm 以上離れており、限られた時間の中でその影響を検出するのは困難だったと思われる。

水深 2.3m 以下では深さに関係なく一定とみなし、水深 2.3~13.3m における測定データをエネルギーごとに加えて、水中において検出された γ スペクトルの形状を見る。それぞれのスペクトルを加えても PHA は安定しているため、ピークの位置はずれていない。これによって、空気中から入射する環境 γ 線の影響を受けていない水中における γ 線測定を 14 時間行なったことになる。こうして得られたエネルギースペクトルを図 4.6 に示す。また、表 4.3 には確認できるピークについて、その線源とカウント数をまとめる。この結果を次節で述べるモンテカルロシミュレーションのデータにする。

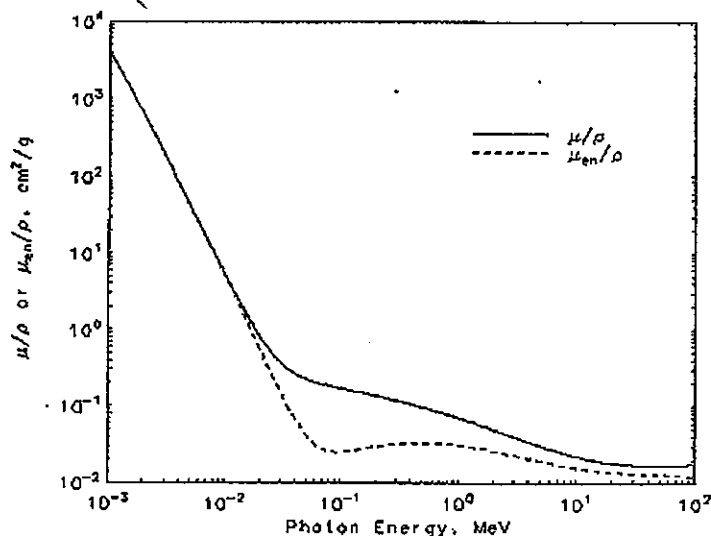


図 4.5: 水における全質量吸収係数 [21]

Energy (MeV)	λ (cm)	Energy (MeV)	λ (cm)
0.15	6.6	0.8	13
0.2	7.3	1.0	14
0.3	8.4	1.25	16
0.4	9.4	1.5	17
0.5	10	2.0	20
0.6	11	3.0	25

表 4.2: 水の減衰距離 λ

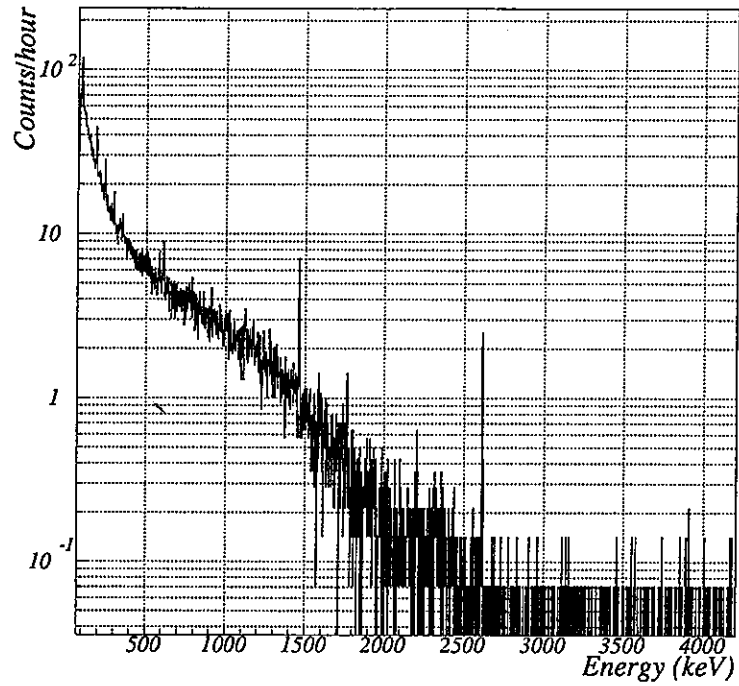


図 4.6: 水中における γ 線エネルギースペクトル

Isotope	Series	Energy (keV)	Counts/hour
^{226}Ra	^{238}U	186.1	79.3 ± 2.9
^{212}Pb	^{232}Th	238.6	54.4 ± 2.2
^{214}Pb	^{238}U	295.2	18.8 ± 1.5
^{214}Pb	^{238}U	351.9	17.8 ± 1.4
^{208}Tl	^{232}Th	583.2	15.7 ± 1.3
^{214}Bi	^{238}U	609.3	8.5 ± 1.0
^{40}K	—	1460.8	5.9 ± 0.8
^{214}Bi	^{238}U	1764.5	2.6 ± 0.5
^{214}Bi	^{238}U	2204.2	0.9 ± 0.2
^{208}Tl	^{232}Th	2614.6	4.4 ± 0.6

表 4.3: 水中において検出された γ 線ピークカウント数

4.5 モンテカルロシミュレーション

4.5.1 シミュレーションプログラム

図4.6に示したエネルギースペクトルをもとに、環境 γ 線測定の時と同様のプログラム GEANT を用いて、水中などに含まれている放射性同位体の濃度を測定データをもとにモンテカルロシミュレーションによって求める。

ここではまず、水深 2.3m 以上で検出された γ 線スペクトルの線源は、カミオカンデ水に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K によるものと仮定した。検出器は水槽の中央（水深 7.8m）に置き、その周りにアクリル容器をイメージした物質と空気の層を配置した（図 4.7）。また、イベント（ γ 線）の発生場所は、エネルギーごとに減衰距離 λ を求め（図 4.5 参照）、検出器の近くから 3λ の範囲内で、方向は考慮しないで乱数を振った。

さらに、図 4.6 のスペクトルを形成しているのは、水中からの γ 線のみではなく、測定装置（クライオスタッドデュワーや容器など）に混入している ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の可能性もある。したがって、ゲルマニウム検出器の周りに配置して測定装置（アクリル）をイメージした物質からイベントを発生させた。

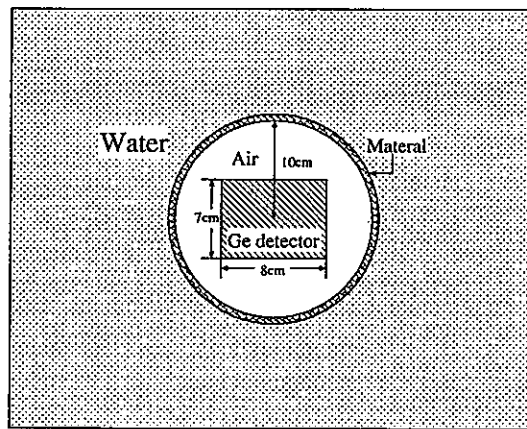


図 4.7: 水中におけるシミュレーションの配置

4.5.2 シミュレーション結果

得られたシミュレーションスペクトルと実際の測定データを比較する。

まず、水中からイベントを発生させた場合のシミュレーションの結果を図 4.8 に示す。この結果は、1 ~ 2MeV のコンプトン散乱による連続部分のスペクトルが少ない。その代わり 500keV 以下のエネルギー領域では、スペクトルが増えている。また、全体的にピークも小さい。これは γ 線が水中で相互作用し、低いエネルギーの γ 線が増加したためであると思われる。この結果から（また、カミオカンデ水槽内のバックグラウンド量を考慮して）、検出されたエネルギースペクトルは、水中からの γ 線ではないといえる。

図 4.9 には、検出器周りからイベントを発生させた場合のシミュレーション結果を示す。この場合は検出器の近くでイベントを発生させ、検出器までは空気しかないため、連続部分のスペクトルが減少してピークが大きくなった。ただし、この結果についても 1~2MeV のコンプトン散乱による連続部分のスペクトルは少なくなっている。

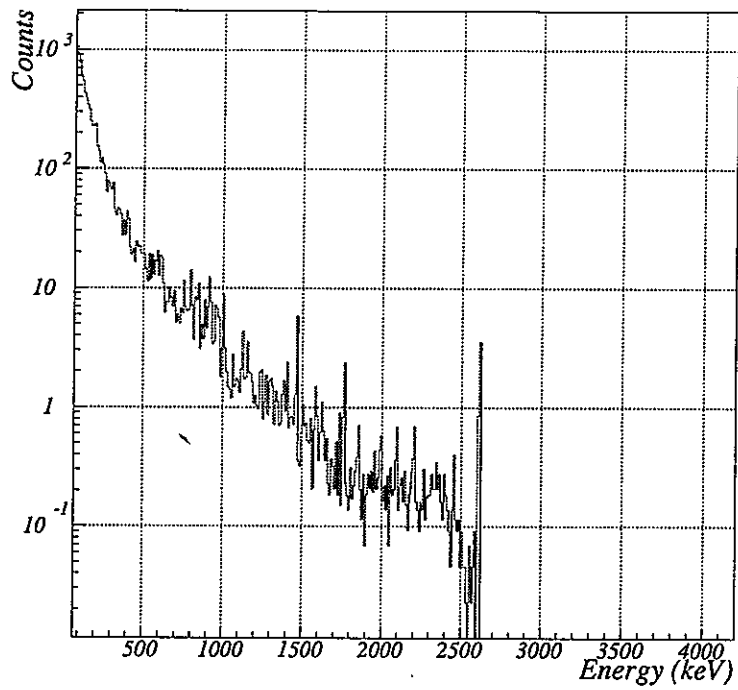


図 4.8: 水中からイベントを発生させた場合のシミュレーション結果

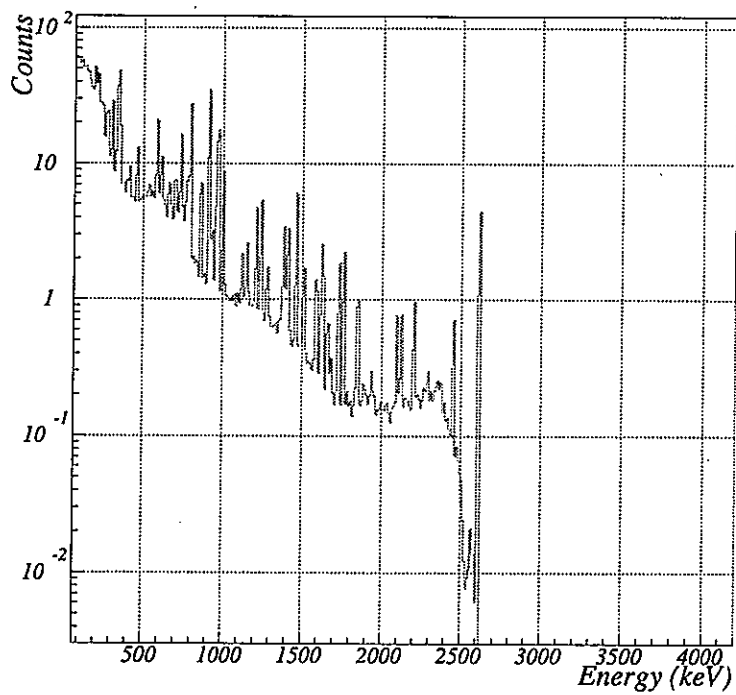


図 4.9: 検出器の周りからイベントを発生させた場合のシミュレーション結果

Series	Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Measured activity (mBq/g)
^{238}U	^{226}Ra	186.1	5.55	0.93 ± 0.02
	^{214}Pb	295.2	39.5	0.29 ± 0.02
	^{214}Pb	351.9	46.5	0.31 ± 0.02
	^{214}Bi	609.3	43.7	0.23 ± 0.02
	^{214}Bi	1764.5	15.4	0.16 ± 0.02
	^{214}Bi	2204.2	4.86	0.067 ± 0.01
^{232}Th	^{212}Pb	238.6	82.6	0.62 ± 0.002
	^{208}Tl	583.2	30.0	0.38 ± 0.02
	^{208}Tl	2614.6	35.3	0.33 ± 0.06
—	^{40}K	1460.8	10.6	0.31 ± 0.02

表 4.4: 検出器のバックグラウンド

物質中から発生させた場合のシミュレーション結果から、それぞれの γ 線の崩壊率をまとめると表 4.4 のようになる。

表 4.4 の値からそれぞれの平均をとり、その結果を今回使用した測定装置に含まれている ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度として求める。ここで、 ^{238}U 崩壊系列については ^{226}Ra の値は考慮しない。これについては、後で述べる。

$$\begin{aligned}
 ^{238}\text{U} & \dots 0.06 \times 10^{-6} \text{g/g} \\
 ^{232}\text{Th} & \dots 0.4 \times 10^{-6} \text{g/g} \\
 ^{40}\text{K} & \dots 0.01 \times 10^{-6} \text{g/g}
 \end{aligned}$$

この結果について検討するために、一般的な物質についてそれに含まれる放射性同位体の濃度を表 4.5 にまとめる [18]。この表から、測定装置を構成している物質には、 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K ともに 10^{-9}g/g 程度、含まれていることがわかる。また、ゲルマニウム結晶を覆っているアルミニウムには ^{226}Ra が混入する可能性が高い。したがって、少し混入しているだけでも186.1keVのピークが多く検出され、今回の結果につながったのだろう。

このシミュレーション結果はこれらの値とほぼ一致している。したがって、今回使用した(デュワーなど含めた)ゲルマニウム検出器システム中の ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度の上限値を得られたといえる。

物質	^{238}U (10^{-6}g/g)	^{232}Th (10^{-6}g/g)	^{40}K (10^{-6}g/g)	その他 (Bq/kg)
ゲルマニウム検出器				
ゲルマニウム結晶	$< 10^{-6}$	—	—	
アルミニウム	0.01	0.1	0.006	$^{226}\text{Ra}\sim 10$
銅	< 0.08	< 0.2	< 0.01	^{210}Pb
鉄	0.03	0.01	—	$^{60}\text{Co}\sim 4$
その他				
ガラス (カミオカンデ PMT)	0.2	0.3	0.02	
ステンレス	0.0017	< 0.002	—	$^{60}\text{Co}=0.02, ^{65}\text{Zn}=0.02$
アクリル樹脂 (透明)	< 0.002	~ 0.004	~ 0.003	
ビニールテープ	< 0.08	< 0.2	< 0.006	
シリコンラバー	0.03	0.002	0.02	

表 4.5: 様々な物質中の放射性同位体の濃度

4.6 まとめ

この章では、水中における γ 線の測定方法とその結果、さらにモンテカルロシミュレーション結果について述べた。

カミオカンデの水槽内部は、低バックグラウンドの環境にある。そこで、周囲の岩盤など環境からの γ 線が水中でどのように減衰されるか、実際に確認した。この結果、KamLAND実験の検出器の純水槽（一番狭い所で0.5m）、イソパラフィン槽（1.5m）によって、岩盤など環境からの γ 線はほとんど液体シンチレーター槽の内部には入射しないことがわかった。

また、カミオカンデ水槽内の純水はバックグラウンドが少ないため、今回使用した測定装置ではその放出される γ 線を検出することは、困難であることがわかった。すなわち、水中における測定によって得られたエネルギースペクトルは、大部分が検出器などの測定装置に含まれる ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K から放出された γ 線に起因するものであるといえる。

したがって、使用したゲルマニウム検出器自身に含まれている放射性同位体の濃度の上限値を見積もった。このことから、第3章で測定したエネルギースペクトルの解析において、ゲルマニウム検出器自身に含まれる ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K によるバックグラウンドについては、考慮しなくても良い程度であることが確認された。

第5章 結論

本論文では、環境 γ 線の測定とその解析、水中における γ 線測定について報告した。

神岡鉱山内の地下1000mの場所において、ゲルマニウム検出器を用いて測定を行なった結果、環境 γ 線のない3MeV以上のエネルギー領域における宇宙線 μ 粒子によるスペクトルがほとんど検出されないことがわかった。また、神岡鉱山内は空気中の ^{222}Rn 濃度が高く、さらに季節によってその濃度が約3倍近く変化していることも確認された。

それから、検出された γ 線エネルギースペクトルに基づいて、モンテカルロシミュレーションを行った結果、周囲の岩盤中の ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度と12月の空気中の ^{222}Rn 濃度は表5.1のようになった。これによって、KamLAND実験の重大なバックグラウンドとなる環境 γ 線の量が実際に明らかになった。この結果、岩盤からの γ 線バックグラウンドについては問題にならないことがわかった。また、得られた値はKamLAND実験の検出器に対するバックグラウンドのシミュレーションのデータになる。 $(^{222}\text{Rn}$ 濃度については不確実性が多く、これからさらに調べていかなければならない。)

同時に、他の同様な地下実験施設における値と比較した。

Site	Depth (mwe)	^{238}U (10^{-6}g/g)	^{232}Th (10^{-6}g/g)	^{40}K (10^{-6}g/g)	^{222}Rn (Bq/m^3)
神岡	2700	1.6	3.8	1.5	100 ~ 600
Gran Sasso	3500	0.66	0.066	0.012	50
Chooz	300	1.6	7.3	1.6	—
Broken Hill(Sydney)	3300	2.7	—	—	—

表 5.1: 神岡鉱山とその他の地下実験施設の環境バックグラウンド

低バックグラウンドであるカミオカンデ水中における測定では、岩盤や空気中から放出された γ 線が水中でどのように減衰していくのかを調べた。この結果、KamLAND実験の検出器の純水槽、イソパラフィン槽によって周囲の岩盤などからの環境 γ 線は遮蔽することができ、バックグラウンドとして無視できることが実際に確認された。この結果は、シミュレーション結果と一致する。

さらに、今回の測定に使用したゲルマニウム検出器システム中の ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K の濃度の上限値を見積もった。この結果、このゲルマニウム検出器の感度がおおよそ明らかになり、極低バックグラウンドの測定は困難であることがわかった。

$$^{238}\text{U} < 0.06 \times 10^{-6}\text{g/g}$$

$$^{232}\text{Th} < 0.4 \times 10^{-6}\text{g/g}$$

$$^{40}\text{K} < 0.01 \times 10^{-6}\text{g/g}$$

第6章 今後の課題

本研究によって、KamLAND 実験のバックグラウンドとなる環境放射能のうち γ 線について、実際に測定したデータを得ることができた。ただし、ゲルマニウム検出器のモンテカルロシミュレーションについては、例えば検出器の配置、イベントの発生をさらに正確にするなど、スペクトル連続部分や低エネルギー領域について調べていかなくてはならないだろう。

今後は、その他の環境放射能、中性子について調べることが必要である。周囲の岩盤からエネルギーの高い高速中性子が入射して、液体シンチレーター中などで捕獲反応を起こした場合に放出される γ 線のバックグラウンドは深刻な問題になっている。したがって、KamLAND 実験の検出器を設置する場所で実際に測定し、バックグラウンド量を調べなければならないだろう。中性子を検出するには、例えば ^3He カウンターなどが考えられるが、この検出器では中性子のフラックスは得られるものの、そのエネルギーを測定することができない。そのため、検出器周りの遮蔽材を変えて測定を行ない、中性子のエネルギーを見積もるという方法がある [17]。

また、神岡鉱山内は空気中の ^{222}Rn 濃度が高く、KamLAND 実験の大きなバックグラウンドの1つである。したがって、神岡実験室における空気中の ^{222}Rn 濃度についても実際に測定することが必要だろう。希ガスである ^{222}Rn 濃度に対するこれまでの測定値はなかなか安定しない。これは、 ^{222}Rn 検出器の安定性もあるが、鉱山内では空気の流れや季節によっても大きく変化するためだと思われる。

さらに KamLAND 実験では、バックグラウンドの量を今までになく低いレベルにすることを目指している。特に、液体シンチレーター中に含まれている放射性同位体の濃度は、U、Th は 10^{-14}g/g 、K は 10^{-12}g/g 、 ^{222}Rn は 0.5mBq/m^3 程度と見積もっている。ここで問題となるのが、どのようにしてその混入量を測定するかということである。今回使用したゲルマニウム検出器では検出限界をはるかに越えている。現在、最も感度の良いのは質量分析器を用いる方法であるが、有機溶媒である液体シンチレーターの測定にはあまり適していない。

これらのバックグラウンドを検出するために、どのような測定方法を用いるのかを調べ、検討していくことが今後の大きな課題であろう。

付録A ニュートリノ振動

ニュートリノの質量の固有状態とフレーバーの固有状態とが等しくない場合、それぞれのフレーバーの固有状態 $\nu_{e,\mu,\tau}$ は質量の固有状態の重ね合わせとなる。フレーバーの固有状態 ν_l は、質量の固有状態と次の関係式を満たす。

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1}^N U_{li} |\nu_i\rangle \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $\nu_l (l = e, \mu, \tau, \dots, N)$ は弱い相互作用に関わる N 個のフレーバー固有状態であり、 $\nu_i (i = 1, 2, 3, \dots, N)$ は質量固有状態、 U_{li} はユニタリーの混合行列である。

もしニュートリノ質量がゼロでなければ、時間の経過につれてあるニュートリノが別のニュートリノに変化（振動）する。質量固有状態の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (\text{A.2})$$

と表される。ここで、 $E_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2}$ である。

時刻 $t=0$ で弱い相互作用により生成された ν_l は時刻 t で、

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_i U_{li} |\nu_i(t)\rangle \quad (\text{A.3})$$

$$= \sum_i U_{li} e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (\text{A.4})$$

となり、フレーバー固有状態の時間発展を表す式は、

$$|\nu_l(t)\rangle = U_{li} e^{-iE_i t} U_{il}^\dagger |\nu_l(0)\rangle \quad (\text{A.5})$$

となる。

ここで、議論を簡単にするため、2種類のフレーバーニュートリノ間でのニュートリノ振動について述べる。すると、混合行列 U は、

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

である。

時刻 t でのフレーバーが最初の時刻 $t=0$ のフレーバーと等しい確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 \quad (\text{A.7})$$

で表されるので、これに式 (A.5)、(A.6) を代入して計算すると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \quad (\text{A.8})$$

$$= |e^{-iE_1 t} \cos^2\theta + e^{-iE_2 t} \sin^2\theta|^2 \quad (\text{A.9})$$

となる。ここで、ニュートリノの質量が非常に微小で $p \gg m_i$ であるとすると、

$$E_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2} \quad (\text{A.10})$$

$$\approx p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (\text{A.11})$$

となる。この近似式を代入して、(A.9)をさらに計算すると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} t \quad (\text{A.12})$$

$$\approx 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 1.27 \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E (\text{MeV})} \quad (\text{A.13})$$

が得られる。

つまり、ニュートリノ振動とは質量の固有状態が異なった速度で伝播するために各状態の位相がずれ、最初とは異なったフレーバーが現れることである。

付録B 宇宙線 μ 粒子バックグラウンド

B.1 μ 粒子捕獲

μ^- 粒子は、次のように原子核中の陽子に捕獲される。



A、Zはそれぞれ質量数と原子核の電荷である。

ここで、陽子は中性子に変わり、この反応によって主にニュートリノがエネルギーを持ち去り、中性子に残されたエネルギーはせいぜい数 MeV である。 $[A, Z - 1]^*$ の原子核は主にベータ崩壊などによって、中性子や β 線、 γ 線を放出する。

KamLAND 実験では液体シンチレーターを用いるため、検出器中に多量の ^{12}C が存在している。したがって、表 B.1 に、 ^{12}C に μ 粒子が捕獲されることによって、 β^- 線を放出する反応をまとめる。これらの反応は、いずれもバックグラウンドになる。

μ 粒子捕獲反応について、Gran Sasso の Borexino 検出器ではほとんど確認されず、バックグラウンドとしては無視できるとする報告がある。

Isotope	$\tau_{1/2}$	Q (MeV)	Formation
^3H	12.3y	0.0186	$^{12}\text{C}(\mu, 2\alpha, n)$
^8Li	838ms	16.0	$^{12}\text{C}(\mu, \alpha)$
^{10}Be	$1.6 \times 10^6\text{y}$	0.556	$^{12}\text{C}(\mu, p, n)$
^{11}Be	13.8s	11.5	$^{12}\text{C}(\mu, p)$
^{12}B	20.2ms	13.4	$^{12}\text{C}(\mu)$

表 B.1: μ 粒子捕獲反応

B.2 原子核粉碎反応

μ 粒子による原子核粉碎反応についてはまだ不明な点が多いが、次のように原子核中の核子と非弾性散乱し新しい核子を生成する反応である。



この反応が周りの岩盤などで起こったとしても、高速中性子が検出器中に入射する可能性もある。したがって、表 B.2 には、主な ^{12}C 、 ^{16}O との反応をまとめる。ただし、反応断面積については、不確実性も多い。

こうして生成された核種は、ベータ崩壊とともに中性子などいくつかの核子を放出する。その反応と、また、その他の原子核粉碎反応を図 B.3 にまとめる。

Isotope	$\tau_{1/2}$	Decay	Q (MeV)	Formation	σ (mb)
^7Be	53.3d	γ (10.5%)	0.478	$^{12}\text{C}(\gamma, \alpha, n)$	500
				$^{16}\text{O}(\gamma, 2\alpha, n)$	250
^{11}C	20.4m	β^+	1.98	$^{12}\text{C}(\gamma, n)$	4500
^{15}O	122s	β^+	2.75	$^{16}\text{O}(\gamma, n)$	6000

表 B.2: μ 粒子による原子核粉砕反応

Isotope	$\tau_{1/2}$	Decay	Q (MeV)	E_γ
^8He	119ms	$\beta^- + \gamma$ (84%) $\beta^- + n$ (11%)	10.6	0.981
^8Li	838ms	$\beta^- + \gamma$	16.0	3.04
^8B	770ms	$\beta^+ + \gamma$	18.0	3.04
^9Li	178ms	$\beta^- + \gamma$ $\beta^+ + n$ (34%)	13.6 ~ 10	2.43
^9C	126ms	$\beta^+ + p$	16.5	
^{11}Li	8.5ms	β^- $\beta^- + n$ (61%)	20.6 ~ 16	
^{11}Be	13.8s	$\beta^- + \gamma$ (31%)	11.5	2.12
^{12}Be	11.4ms	β^-	11.6	
^{12}B	20.2ms	β^+	13.4	
^{12}N	11.0ms	β^+	17.3	
^{13}B	17.4ms	β^-	13.4	
^{13}O	8.58ms	β^+	17.8	
^{14}B	13.8ms	$\beta^- + \gamma$ (82%)	20.6	6.09
^{14}O	70.6s	$\beta^+ + \gamma$ (99%)	5.14	2.31
^{15}C	2.45s	$\beta^- + \gamma$ (63%)	9.82	5.30
^{16}C	747ms	$\beta^- + \gamma$ (84%)	8.01	3.35
^{16}N	7.13s	$\beta^- + \gamma$ (66%)	10.4	6.12

表 B.3: その他の原子核粉砕反応

B.3 中性子による反応

宇宙線 μ 粒子によって生成された中性子は、表 B.4 に示すような $n-\alpha$ 、あるいは $n-n'$ 反応をひき起こす。生成された高速中性子は弾性散乱を繰り返してエネルギーを失い、熱中性子化して捕獲され、これらの反応が生じる。この結果、放出される β 線や γ 線はバックグラウンドとなりうる。

特に、次の ^{16}N を生成する反応は、半減期が 7.13s と長く、ベータ崩壊して γ 線を放出するために問題となる。



この反応によって、10.4MeV の β 線と 6.1MeV の γ 線 (66%) が放出される。

Isotope	$\tau_{1/2}$	Decay	Q (MeV)	E_{th}	Reaction
^{11}C	20.4ms	β^+	1.98	20.3	$^{12}\text{C}(n, 2n)$
^{12}B	20.2ms	β^-	13.4	13.6	$^{12}\text{C}(n, p)$
^{15}C	2.45s	$\beta^-, \beta^- + \gamma$	9.77	22.4	$^{16}\text{O}(n, 2p)$
^{15}O	122s	β^+	1.73	16.75	$^{16}\text{O}(n, 2n)$
^{16}N	7.13s	$\beta^-, \beta^- + \gamma$	10.4	10.2	$^{16}\text{O}(n, p)$

表 B.4: 中性子による反応

付録C

液体シンチレーター中のバックグラウンド

C.1 偶発的バックグラウンド

反ニュートリノ反応の検出は、prompt signal と delayed signal の2つの信号を遅延回路によって行なう。検出器全体 (1200m³) における prompt signal の1秒間あたりの事象数を n_p [s⁻¹]、delayed signal のそれを n_d [s⁻¹] とし、ゲートを 500 μ s、2つの信号の検出体積を 4m³ とすると、偶発的な同時計数率 n_{acci} [s⁻¹] は次のようになる。

$$n_{\text{acci}} = \frac{n_p}{\frac{1200}{4}} \times \frac{n_d}{\frac{1200}{4}} \times 500 \times 10^{-6} \times \frac{1200}{4} = n_p \times n_d \times 1.7 \times 10^{-6} \text{s}^{-1} \quad (\text{C.1})$$

この式から、それぞれの放射性同位体について、バックグラウンド事象数を調べる。²³⁸U、²³²Th 崩壊系列はそれぞれ放射平衡であるとする。

[U]

天然の放射性同位体 U は、おおよそ 99.3% が ²³⁸U (半減期 4.5×10^9 y) であり、残りの 7% が ²³⁵U (半減期 7.0×10^8 y) であるとされている。²³⁸U が 1g 存在すると 1.2×10^4 Bq、また、²³⁵U が 1g 存在すると 8.0×10^4 Bq である。したがって、U が 1g 存在する場合、²³⁸U は 1.2×10^4 Bq、²³⁵U は 540 Bq となり、²³⁵U については無視できるとする。

²³⁸U 崩壊系列においては、8つのアルファ崩壊と4つのベータ崩壊が prompt signal の条件 ($E_{\text{prompt}} > 0.75$ MeV) を満たし、それによって多数の α 線、 β 線、 γ 線が生成される (付録Dを参照)。ただし、粒子識別能 (Pulse Shape Discrimination (PSD)) によって 90% の確率で α 線が排除されることによって、アルファ崩壊に対しては 0.1 の重み (weight) をかける。また、ベータ崩壊は連続スペクトルなので、2 MeV 以上の2つのベータ崩壊に対しては weight を 1 にし、1 MeV 程度の2つのベータ崩壊に対しては weight を 0.5 にする。 γ 線に対しては粒子識別できないので、weight は 1 にする。すると、²³⁸U が1つ崩壊すると、prompt signal は 3.8 個生じることになる。delayed signal については、2つのベータ崩壊のみ条件 ($1.85 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 2.59 \text{ MeV}$) を満たすので、それによって生成される γ 線も考慮すると、1.1 個生じることになる。

ここで、検出器中の液体シンチレーターは 1000 トンであり、また液体シンチレーター中の U の混入量を 10^{-14} g/g 程度と見積もると、検出器全体では 10^{-5} g の ²³⁸U が含まれている。したがって、

$$n_p = 1.2 \times 10^4 \text{ Bq} \times 10^{-5} \text{ g} \times 3.8 = 0.47 \text{ s}^{-1} \quad (\text{C.2})$$

$$n_d = 1.2 \times 10^4 \text{ Bq} \times 10^{-5} \text{ g} \times 1.1 = 0.13 \text{ s}^{-1} \quad (\text{C.3})$$

である。

[Th]

天然の放射性同位体 Th は、全て ^{232}Th (半減期 $1.4 \times 10^{10}\text{y}$) である。ここで、 ^{232}Th が 1g 存在すると $4.1 \times 10^3\text{Bq}$ である。U と同様に考えると、 ^{232}Th 崩壊系列においては、prompt signal は 3.1 個、delayed signal は 0.67 個となる。また、液体シンチレーター中の Th の含有量が 10^{-14}g/g 程度とすると、 $n_p = 0.12\text{s}^{-1}$ 、 $n_d = 0.027\text{s}^{-1}$ となる。

[Rn]

希ガスである Rn の中で主なバックグラウンド源は、 ^{222}Rn (半減期 3.8d) である。 ^{222}Rn は、 ^{238}U 崩壊系列の途中にある。したがって、 ^{222}Rn 生成後の崩壊系列を考えると、prompt signal は 2.0 個、delayed signal は 0.32 個となる。要求されている液体シンチレーター中の ^{222}Rn の含有量は $0.5 \times 10^{-3}\text{Bq/m}^3$ 程度であり、それに基づいて計算すると、 $n_p = 1.2\text{s}^{-1}$ 、 $n_d = 0.19\text{s}^{-1}$ となる。

[^{40}K]

自然界に存在する K のうち、放射性同位体 ^{40}K (半減期 $1.3 \times 10^9\text{y}$) は 0.0117% である。ここで、 ^{40}K が 1g 存在すると $2.6 \times 10^5\text{Bq}$ である。 ^{40}K は、89.3% でベータ崩壊 ($Q = 1.3\text{MeV}$) し、10.7% で電子捕獲 (EC) を起こし、 γ 線を放出する。したがって、これまでと同様に考えると、prompt signal は 0.56 個となる。液体シンチレーター中の K の含有量を 10^{-12}g/g 程度とすると、 $n_p = 1.7\text{s}^{-1}$ となる。

以上、得られた値を (C.1) 式に代入する。すなわち、 n_p 、 n_d に U、Th、Rn、 ^{40}K 全てを加えて計算すると、検出器全体における偶発的バックグラウンドの事象数は、

$$n_{\text{acci}} = 3.5 \times 0.35 \times 1.7 \times 10^{-6} = 2.0 \times 10^{-6}\text{s}^{-1} \quad (\text{C.4})$$

となる。

C.2 連続的に発生するバックグラウンド (correlated background)

correlated background とは、遅延同時計数法の prompt signal と delayed signal を連続して生成するようなバックグラウンドのことである。

[自発核分裂]

自発核分裂が生じると、平均 200MeV のエネルギーが解放され、約 2.5 個の中性子が生成される。このため、correlated background となりうる。ここでは、全ての自発核分裂が correlated background になるとする。

^{238}U の自発核分裂の確率は 5.5×10^{-7} であるため、 ^{238}U が 1g 存在すると、

$$1.2 \times 10^4 \times 5.5 \times 10^{-7} = 6.8 \times 10^{-3}\text{Bq} \quad (\text{C.5})$$

となる。ここで、液体シンチレーター中のUの混入量が 10^{-14} g/gとすると、検出器全体の自発核分裂による correlated background は、

$$n_{\text{corr}} = 6.8 \times 10^{-3} \times 10^{-5} = 6.7 \times 10^{-8} \text{s}^{-1} \quad (\text{C.6})$$

となる。

また、 ^{232}Th の自発核分裂の確率は 1.8×10^{-11} 以下であるため、Uの自発核分裂に比べて無視できる程度である。

付録D 環境放射能

D.1 ^{238}U 、 ^{232}Th 崩壊系列

^{238}U 崩壊系列の崩壊図を図 D.1 に、 ^{232}Th 崩壊系列の崩壊図を図 D.2 に表す。ここでは、0.01%以下の割合での崩壊については省略した。これらの崩壊系列が放射平衡にある場合、放出される主な放射線のエネルギーとその branching ratio (BR) を表 D.1、D.2 にまとめる。 β 線は連続スペクトルであるため、エンドポイントのエネルギーを示す。

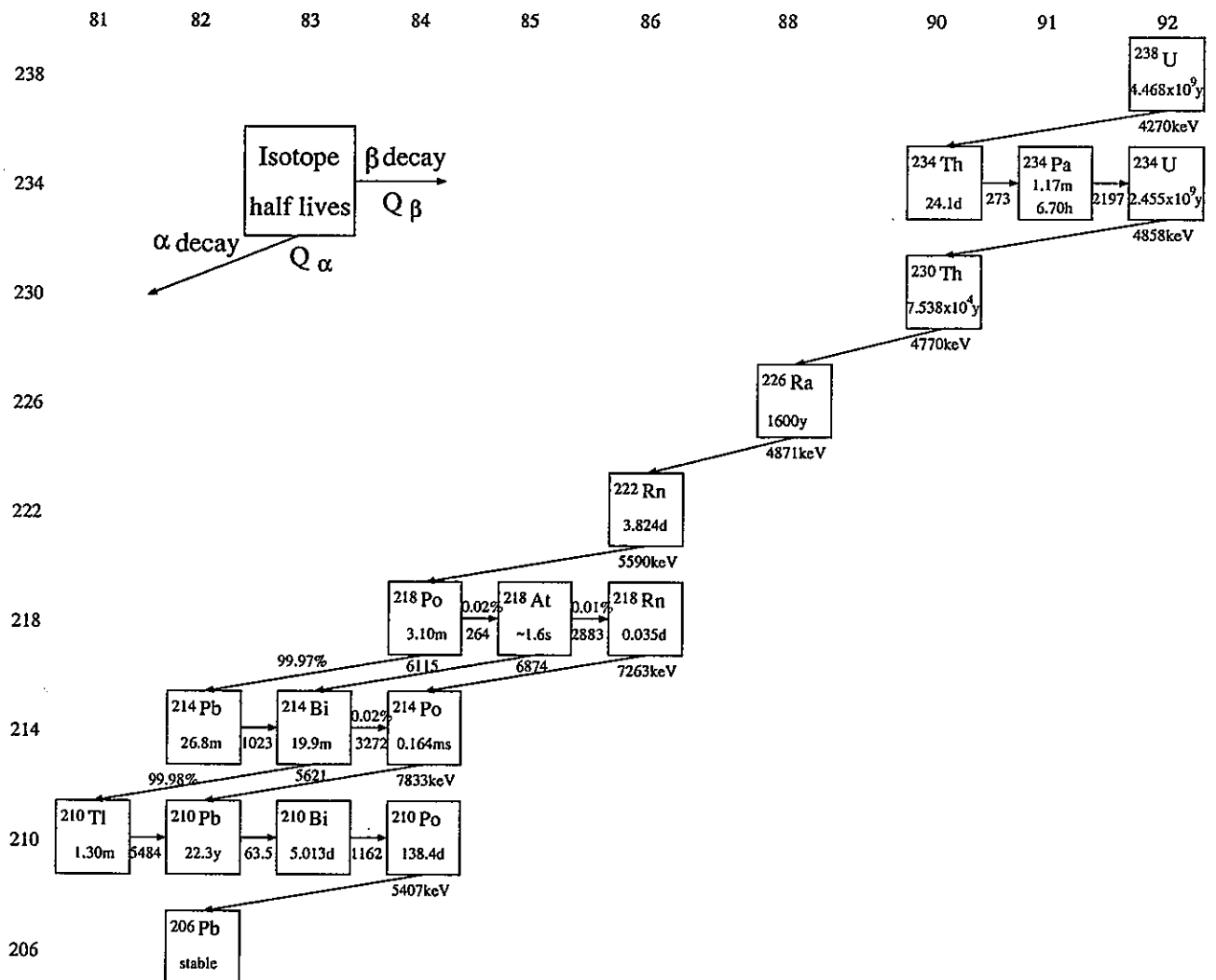


図 D.1: ^{238}U 崩壊系列

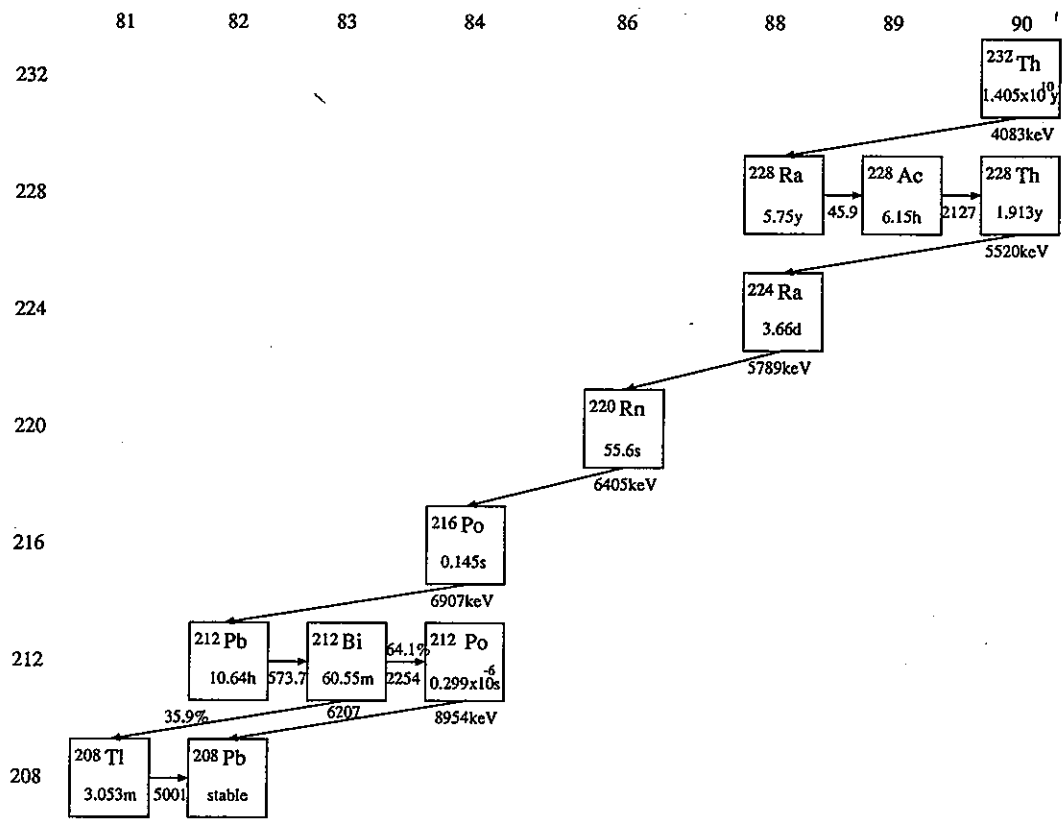


図 D.2: ^{232}Th 崩壊系列

Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Isotope	Energy (keV)	BR (%)
²³⁸ U (4.468 × 10 ⁹ y)	E _α		²²⁶ Ra (1600y)	E _α		²¹⁴ Bi	E _γ	
	4220	20.9		4685	5.55		609	43.7
	4270	79.0		4871	94.45		665	1.45
	E _γ			E _γ			768	4.61
	50	20.9		186	5.55		934	2.94
²³⁴ Th (24.10d)	E _β		²²² Rn (3.824d)	E _α			1120	14.9
	86	2.9		5590	99.92		1155	1.65
	106	7.6	²¹⁸ Po (3.10m)	E _α			1281	1.46
	107	19.2		6115	99.979		1377	3.77
	199	70.3	²¹⁴ Pb (26.8m)	E _β			1402	1.55
	E _γ	\		184	2.35	1408	2.85	
	30	5.66		489	1.04	1416	1.00	
	63	4.89		671	46	1509	2.17	
	92	19.1		727	40.5	1661	1.06	
	93	2.79		1023	9.3	1730	2.90	
	113	2.19	E _γ		1847	2.06		
²³⁴ Pa (1.17m) (6.70h)	E _β		242	1.07	2119	1.17		
	386	1.55	295	39.5	2204	4.86		
	415	8	352	46.5	²¹⁴ Po (164μs)	E _α		
	435	2.8	²¹⁴ Bi (19.9m)	E _β			7833	99.99
	460	1.14		790	1.45	²¹⁰ Tl (1.30m)	E _β	
	474	45.4		824	2.74		1379	2
	503	7.0		1068	5.54		1604	7
	644	19.4		1153	4.14		1238	5.92
	1002	1.1		1255	2.9		1859	24
	1069	2.9		1261	1.66		2024	10
	1106	1.12		1277	1.38		2414	10
	1173	3.9		1382	1.59		4205	30
1208	4.8	1425		8.26	4386	20		
²³⁴ U (2.455 × 10 ⁹ y)	E _α		1508	16.9	²¹⁰ Pb (22.3y)	E _β		
	4805	28.42	1542	17.5		17	84	
	4858	71.38	1729	3.05		64	16	
	E _γ		1894	7.18		E _γ		
		53	28.42	3272	19.9	47	84	
²³⁰ Th (7.538 × 10 ⁴ y)	E _α				²¹⁰ Bi (5.013d)	E _β		
	4702	23.4				1163	100	
	4770	76.3			²¹⁰ Po (138.4d)	E _α		
	E _γ					5407	100	
	68	23.4						

表 D.1: ²³⁸U崩壊系列から放出される主な放射線

Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Isotope	Energy (keV)	BR (%)	Isotope	Energy (keV)	BR (%)
^{232}Th ($1.405 \times 10^{10}\text{y}$)	E_{α}		^{228}Ac	E_{γ}		^{212}Pb (10.64h)	E_{β}	
	4018	22.1		58	74.1		158	5.17
	4083	77.9		99	3.71		335	82.5
	E_{γ}			129	11.2		574	12.3
64	22.1	209		4.05	E_{γ}			
		270		4.43	239		82.6	
^{228}Ra (5.75y)	E_{β}			279	1.37	300	4.88	
	39	100		322	1.64	^{212}Bi (60.55m)	E_{α}	
	E_{γ}			338	11.7		6167	25.13
	7	100		409	1.29		6207	9.75
		463		2.96	E_{β}			
^{228}Ac (6.15h)	E_{β}			504	1.64		633	1.87
	403	1.57		509	1.37		741	1.43
	439	2.6		563	2.52	1527	4.36	
	444	1.18		755	1.07	2254	55.46	
	481	4.18		795	4.40	E_{γ}		
	489	1.15	836	1.49	40	25.6		
	596	8.1	911	24.1	328	4.02		
	959	3.54	965	4.79	727	6.45		
	974	5.6	969	4.79	785	1.13		
	1004	5.82	1631	1.97	1621	1.50		
	1104	3.0	^{228}Th (1.9131y)	E_{α}		^{212}Po (299ns)	E_{α}	
	1158	31.0		5436	28.2		8954	100
	1731	11.6		5520	71.1	^{208}Tl (3.053m)	E_{β}	
	1940	1.9		E_{γ}			1040	3.09
	2069	10	84	28.2	1292		24.5	
			^{224}Ra (3.66d)	E_{α}			1526	21.8
		5548		5.06	1803		48.7	
		5789		94.94	E_{γ}			
		E_{γ}		277	2.66			
		241	5.06	511	8.89			
		^{220}Rn (55.6s)	E_{α}		583	30.0		
			6405	99.89	861	5.28		
		^{216}Po (0.145s)	E_{α}		2616	35.3		
			6907	99.9981				

表 D.2: ^{232}Th 崩壊系列から放出される主な放射線

D.2 その他の放射性同位体

ここでは、崩壊系列以外のバックグラウンドとなりうる放射性同位体についてまとめる。最も問題となるのは、 ^{40}K である。自然界に存在するKには、 ^{40}K は0.0117%含まれている。その他、検出器（特に鉄）に混入している放射性同位体として、 ^{60}Co も考えられる。これらの崩壊図を、図D.3に表す。

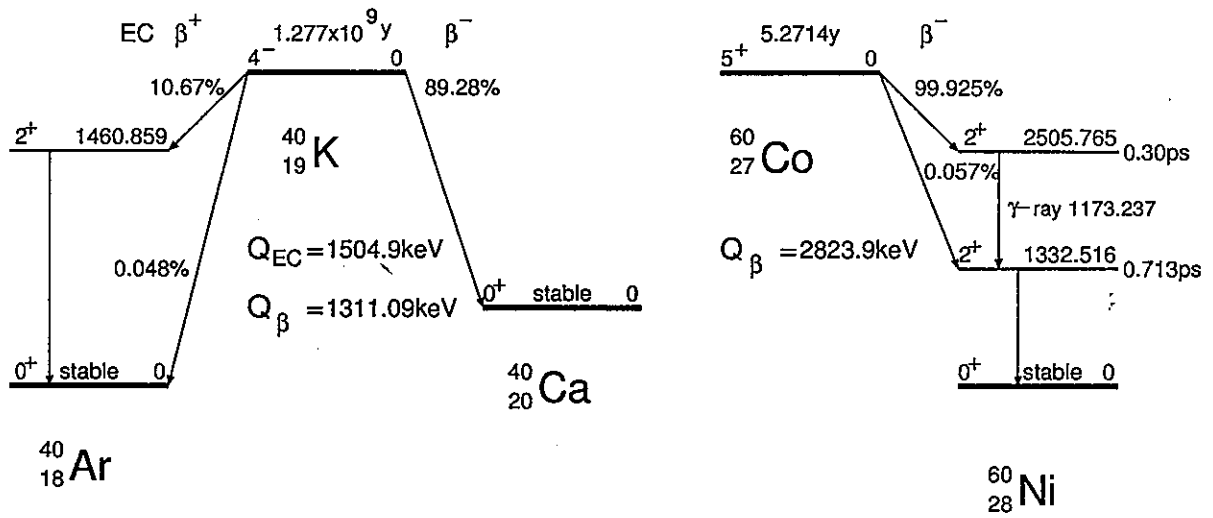


図 D.3: ^{40}K と ^{60}Co の崩壊図

D.3 中性子

宇宙線 μ 粒子、岩盤中の U、Th の自発核分裂などによって生成された高速中性子は、検出器中で弾性散乱を繰り返し、熱中性子化して捕獲され、 γ 線を放出する。表 D.3 に、検出器を構成している物質による中性子捕獲反応の反応断面積をまとめる。

Isotope	$\sigma(n,\gamma)$ (barn)	Energy (MeV)	Abundance (%)
^1H	0.33	2.224	100
^{12}C	0.0035	4.946	98.90
^{13}C	0.0014	8.176	1.1
^{14}N	0.075	10.83	99.63
	$\sigma(n,p)=1.83$		
^{16}O	0.00019	4.143	99.762
^{17}O	0.00054	8.044	0.038
	$\sigma(n,\alpha)=0.235$		
^{18}O	0.00016	3.957	0.2
^{23}Na	0.53	6.969	100
^{27}Al	0.23	7.725	100
^{28}Si	0.177	8.473	92.23
^{29}Si	0.101	10.61	4.67
^{30}Si	0.107	6.588	3.1
^{39}K	2.1	7.800	93.258
	$\sigma(n,\alpha)=0.0043$		
^{40}K	30	10.10	0.0117
	$\sigma(n,p)=4.4$		
	$\sigma(n,\alpha)=0.39$		
^{41}K	1.46	7.534	6.73
^{54}Fe	2.25	9.298	5.8
^{56}Fe	2.59	7.646	91.72
^{57}Fe	2.5	10.04	2.2

表 D.3: 中性子の反応断面積

付録E 半導体検出器の原理

E.1 γ 線の検出

γ 線と物質との相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、対生成がある。

E.1.1 1.022MeV未満のエネルギーを持つ γ 線

1.022MeV未満のエネルギーを持つ γ 線は、光電効果とコンプトン効果でのみ、物質と相互作用する。

光電効果が起こった場合、 γ 線は全てのエネルギーを電子に与える。 γ 線からエネルギーを得た電子は、 $(E - B)$ に等しい運動エネルギーを持って、もとの原子や分子から離れる。ここで、 B は電子の束縛エネルギーである。固体中における電子の飛程は短いので、この電子のエネルギー全てが検出器中に付与される確率が高い。このようにして電子が検出器に与えるエネルギーは、入射した γ 線のエネルギーよりも、 B （電子の束縛エネルギー）だけ低いことになる。さらに、光電効果によって電子が抜けて空席ができた軌道には、約 10^{-8} s以内に外側の軌道の一つから電子が1個落ち込む。この外殻電子の遷移はX線、またはオーージェ電子の放出を引き起こす。オーージェ電子は検出器にエネルギーを付与する。また、数keV～百数十keVのエネルギーを持つX線は、再び光電効果を起こす。その結果、入射した γ 線エネルギーの B の部分も検出器に付与される。これらは全て 10^{-8} s程度の時間内に生じ、検出器のパルスは約 10^{-6} sで形成されるので、光電子のエネルギー $(E - B)$ とX線などのエネルギー B は同じパルスになる。したがって、検出されるパルス波高は、入射エネルギーに比例する。

コンプトン散乱が起こった場合、 γ 線はそのエネルギーの一部を電子に与え、残りは散乱された γ 線自身が持っている。その散乱された γ 線は、検出器の中でさらに相互作用する場合もあれば、検出器の外へ逃げ去る場合もある。したがって、コンプトン散乱が生じると、入射エネルギーよりも低いパルスが検出されることがある。コンプトン効果の理論によると、コンプトン電子はゼロから最大エネルギー T_{\max} までの範囲のエネルギーを持つ。 T_{\max} は、次のように表される。

$$T_{\max} = E - \frac{E}{1 + 2E/(mc^2)} = \frac{E}{1 + mc^2/(2E)} \quad (\text{E.1})$$

ここで、 E は入射エネルギー、 mc^2 は電子の静止質量である。 E に対応するチャンネルのピークを全エネルギーピークといい、コンプトン効果による電子はスペクトルの連続部分を T_{\max} に対応するチャンネル（コンプトンエッジ）を形成する。

また、コンプトン効果が検出器の表面近くで起こると、電子は検出器の外へ逃げ去り、散乱された γ 線のエネルギーのみが検出される。その場合、 γ 線の最小エネルギー E_{\min} は、

$$E_{\min} = \frac{E}{1 + 2E/(1 + mc^2)} \quad (\text{E.2})$$

で与えられる。このエネルギーに対応して広いピーク（後方散乱ピーク）が形成される。

E.1.2 1.022MeV以上のエネルギーを持つ γ 線

1.022MeV以上のエネルギーを持つ γ 線は、光電効果とコンプトン効果に加えて、電子対生成が可能になる。

電子対生成が起こると、 γ 線は消滅し電子・陽電子の対が発生する。エネルギー保存則から、電子・陽電子対の全運動エネルギーは、

$$T_{e^-} + T_{e^+} = T = E - 1.022\text{MeV} \quad (\text{E.3})$$

となる。ここで、 T_{e^-} 、 T_{e^+} はそれぞれ電子、陽電子の運動エネルギーである。この電子・陽電子対の運動エネルギーは検出器に与えられる。したがって、エネルギー $T = (E - 1.022\text{MeV})$ に比例したパルスが作られる。

さらに、生成された陽電子は減速して、パルスを形成する時間よりもずっと短い時間内にその飛程を終える。また、飛行中に原子の外殻電子と結合して消滅し、0.511MeVのエネルギーを持つ γ 線を2本放出する。その結果、次のようなエネルギーに比例したパルスを形成する。

- ・ 2本の消滅 γ 線の両方のエネルギーが検出器に与えられる場合（全エネルギーピーク）

$$(E - 1.022\text{MeV}) + 1.022\text{MeV} = E$$

- ・ 2本の消滅 γ 線が両方とも検出器の外へ逃げ去る場合（ダブルエスケープピーク）

$$E - 1.022\text{MeV}$$

- ・ 2本の消滅 γ 線の片方が検出器の外へ逃げ去る場合（シングルエスケープピーク）

$$E - 0.511\text{MeV}$$

- ・ 検出器の表面あるいは表面近くで電子対生成が起こり、2本の消滅 γ 線の内の1本が検出器に入る場合

$$0.511\text{MeV}$$

E.2 半導体検出器

E.2.1 半導体の基本的性質

固体はその電気伝導度によって、導体、絶縁体、半導体の3つに分類されている。その中で半導体は、絶対零度付近の温度では電子は移動できず、温度を高くすると電子が移動するという性質をもっている。

原子が多数集まって作られる固体中では、多数の原子の影響を受けて電子のエネルギー状態は帯状に広がり、エネルギー帯 (energy band) 構造を示す。電子は、許容帯にしか存在できず、禁止帯 (forbidden gap) には存在しない。電子状態のエネルギー分布は次のように表される。

$$N(E)dE = P(E) S(E)dE \quad (E.4)$$

ここで、 $N(E)dE$ は E と $(E + dE)$ の間のエネルギーを持つ単位体積当たりの電子の個数、 $S(E)dE$ は E と $(E + dE)$ の間のエネルギーを持つ単位体積当たりの許容電子エネルギー状態の数、 $P(E)$ はエネルギー E の状態が満たされる確率でフェルミ分布関数で、

$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}} \quad (E.5)$$

である。 E_f はフェルミエネルギー、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。フェルミエネルギー E_f は温度に依存しない定数であるが、固体の純度に依存する。また、関数 $P(E)$ は次の性質を持っている。

- ・ $T = 0K$ の場合
 $E < E_f$ に対して $P(E) = 1$
 $E > E_f$ に対して $P(E) = 0$
- ・ 任意の T に対して
 $P(E_f) = \frac{1}{2}$
- ・ $T > 0K$ の場合、 $P(E)$ は E_f を越えて伸びる。
 $E - E_f \gg kT$ の場合、

$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}} \approx \exp\left(-\frac{E - E_f}{kT}\right) \quad (E.6)$$

- ・ となり、古典的なボルツマン分布が得られる。

$T = 0K$ の場合、 $E < E_f$ の状態の全ては満たされ、 $E > E_f$ の状態は全て空である。

半導体では、電子は価電子帯 (valence band) と呼ばれる許容帯は完全に満たされている (図 E.1)。その上の許容帯である伝導帯 (conduction band) は空である。この二つの間にある禁止帯幅は極めて小さい。

$T = 0K$ に近い温度では、半導体の電気伝導度はゼロである。温度を上げていくと、電子のいくつかは伝導帯中上がるエネルギーを得ることができる。そうすると、電界の影響を受けて電子は移動し、電気伝導度が増すことになる。

電子が1個伝導帯に上がると、価電子帯中に電子の抜けた状態が1個残る。これが正孔である。正孔は電子と反対方向に移動することになるので、正の電荷を持つ粒子として取り扱われる。高純度で電氣的に中性の半導体では、電子の個数は常に正孔の個数と等しくなる。

電子にエネルギーを与える方法は熱だけではなく、放射線の吸収、あるいは高エネルギーの荷電粒子との衝突によっても同じ効果が得られる。ただし、半導体と電離性放射線の相互作用は複雑な過程であり、それを説明する共通のモデルはない。しかし、電界が印加されていない場合、遷移過程の最終段階では電子と正孔が再結合して、結晶は放射線入射前の状態に戻る。

禁止帯幅エネルギー E_g の値は一定ではなく、温度とともに変化する。ゲルマニウムでは温度を下げるにつれて E_g は最初直線的に増大するが、極めて低い温度になると一定になる。また、電子正孔対を作るために要する平均エネルギーも E_g と同様に変化する。

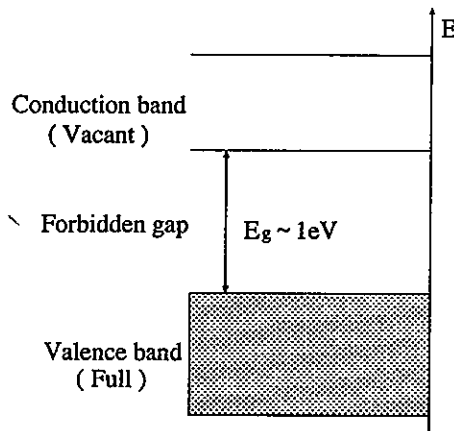


図 E.1: 半導体のエネルギー帯構造

E.2.2 半導体の電気伝導度

電気伝導度 σ は抵抗の逆数で、

$$j = \sigma E \quad (\text{E.7})$$

で定義される。 j は電流密度、 E は電界強度である。また、電流密度は次の式からも求められる。

$$j = eNv \quad (\text{E.8})$$

N は単位体積当たりのキャリアの個数、 v はキャリアの速度である。式 (E.7) (E.8) から、

$$\sigma = eN \frac{v}{E} \quad (\text{E.9})$$

が得られる。ここで、

$$\mu = \frac{v}{E} \quad (\text{E.10})$$

とし、新しく μ をキャリア移動度と呼ぶ。

物質中に存在する電荷キャリアは全て電気伝導度に寄与する。半導体では電子と正孔の両方がキャリアであることを考慮すると、電気伝導度は式 (E.9) (E.10) から次のようになる。

$$\sigma = e(N_e \mu_e + N_p \mu_p) \quad (\text{E.11})$$

N_e 、 N_p は電子と正孔の個数密度、 μ_e 、 μ_p は電子と正孔の移動度である。電子と正孔の移動度は温度とともに変化する。温度が下がると両キャリアの移動度は増大し、低温で電気伝導度が増加する傾向がある。

また、不純物および結晶の欠陥の存在によっても影響を受ける。放射線検出器に適するように結晶の性質を変えるために意図的に不純物を加える場合もあるが、一般的には常に少量の不純物が存在している。完全な結晶を作ったとしても、入射粒子によって欠陥が作られる（放射線損傷）。つまり、不純物および欠陥は新しいエネルギー準位を表し、このエネルギー準位がキャリアを捕獲することになる。この捕獲現象が起こると、入射粒子によって作られた電荷の一部が失われることになる。

半導体中で電子が価電子帯から伝導帯にあがる確率は式 (E.6) から、 $\exp(-E_g/2kT)$ に比例する。ここで、 E_f は禁止帯幅の中央にあり、 $(E - E_f) = E_g/2$ となることを利用した。つまり、指数関数であるため、伝導帯中には常に何個かの電子が存在していることになる。これらの電子は漏れ電流を発生する。漏れ電流は低温になるほど減少し、また、異種の物質については禁止帯幅エネルギーの大きな物質の方が低い漏れ電流を示す。

E.2.3 不純物の役割

不純物を添加すると高純度半導体の性質は変化する。不純物が存在する場合新しい状態が作られ、半導体は余分の電子、あるいは余分の正孔を持つようになり、物質の電気伝導度は増大する。実際には、全く不純物を含まない結晶はない。純度の高い半導体を真性 (intrinsic) 半導体という。それに対して、不純物 (impure or extrinsic) 半導体は、ほとんどの場合、ドーピングといわれる方法によって制御された量を故意に添加して、物質の電気伝導度を数桁増加させている。

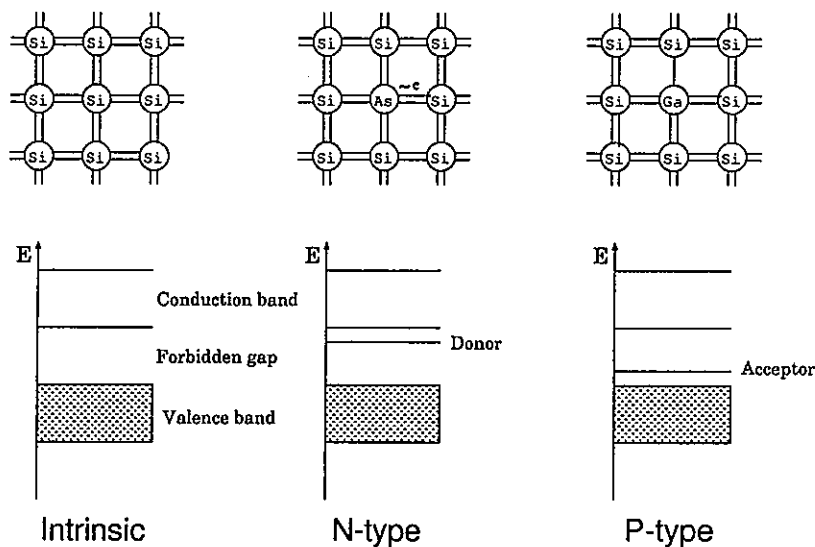


図 E.2: 半導体中の不純物の役割

ドーピングは次に述べるように働く。まず、4個の価電子を持つシリコン (Si) について考えていく。不純物を全く含まない結晶中では各々の価電子はすべて隣の原子と共有結合している (図 E.2 左)。ここで、Si 原子の1つが5個の価電子を持つヒ素 (As) に置き換えられたとする。4個の価電子は隣の Si 原子と共有結合するが、第5番目の電子はどの化学結合にも属していない。この電子は非常に弱く束縛されており、伝導帯にあげて自由にするために要するエネルギーは少しでよい。すなわち、この電子は伝導帯の極めて近くに位置しているエネルギー状態 (ドナー (donor))

状態)にある(図 E.2 中央)。この状態を作る不純物原子はドナー原子と呼ばれる。ドナー原子を持つ半導体は多数の電子と少数の正孔を持ち、その電気伝導度は主に電子によってもたらされるので、n 型 (n-type) 半導体と呼ばれる。ここで、n は負 (negative) の意味である。

また、不純物がガリウム原子 (Ga) の場合は価電子が 3 個であるため、3 個の Si 原子としか共有結合できない。他の Si 原子からの電子が第 4 番目の電子として Ga 原子に配位して、あとに正孔を残すことも起こる。この場合、第 4 番目の電子を受けとった Ga 原子は、陰イオンのような振るまいをする。すなわち、価電子帯の極めて近くに新しいエネルギー状態 (アクセプタ (acceptor) 状態) を作る (図 E.2 右)。この状態を作る不純物原子はアクセプタ原子と呼ばれる。アクセプタ状態に移動した電子はあとに正孔を残すことになり、この場合の電荷キャリアは正であるため、p 型 (p-type) 半導体と呼ばれる。

格子間原子もドナー、あるいはアクセプタとして動作しうる。シリコンやゲルマニウム中でリチウムは格子間原子となるが、このリチウムは伝導帯の近くにドナー状態を作る。

n 型不純物、あるいは p 型不純物の原子 1 個ごとに電子または正孔がドナー状態、あるいはアクセプタ状態に配置される。物質は中性であるが、n 型半導体では電子が主要なキャリアになり、p 型半導体では正孔が主要なキャリアになる。

不純物を添加すると新しい状態が作られてキャリアが移動できるようになるので、半導体の電気伝導度は不純物濃度が増すにつれて増大する。また、禁止帯幅エネルギー E_g は温度に依存し、不純物濃度、結晶の欠陥の濃度に依存している。ゲルマニウムのように E_g が小さい場合には、温度を上げるにつれて、不純物原子の存在によってではなく、熱励起によって作られる電子正孔対の方が電気伝導度に寄与するようになる。したがって、高い温度ではどの半導体でも真性になると考えられている。

E.2.4 p-n 結合

n 型半導体は余分の電子キャリアを持っており、p 型半導体は余分の正孔キャリアを持っている。したがって、p 型半導体と n 型半導体を接合すると、つぎの理由から電子と正孔が移動する。まず、電子と正孔は両方とも濃度の高い部分から濃度の低い部分へ移動する。この現象は単純に拡散によるものである。そして、電界を印加すると負と正の電荷を持っている電子と正孔が互いに逆方向へ移動する。

ここで、外部から電界を印加しないままで p 型半導体と n 型半導体を接合させた場合を考える。n 型半導体は高密度の電子を持っており、p 型半導体は高密度の正孔を持っている。したがって、電子は n 型半導体から p 型半導体に拡散する。正孔はその逆方向に拡散する。この拡散によって電子と正孔の密度は平衡になるが、もとの電荷平衡を崩してしまう。つまり、最初は n 型半導体、p 型半導体ともに電氣的に中性であったのが、拡散の結果、n 型領域では正に充電され、p 型領域では負に充電されることになる。平衡状態になってしまうと、この二つの領域間に電位差が生じる。このように、p 型と n 型領域の間に電位差を示す半導体の組合せが p-n 接合を形成する (図 E.3 左)。

この電位差 V_0 は電子と正孔の密度に依存している。ここで、n 側に正電圧がかかるように外部電圧 V_b を印加すると、接合にかかる電位は $(V_0 + V_b)$ になる (図 E.3 右)。この外部印加電圧は逆バイアスと呼ばれる。この外部電圧は正孔と電子を移動しにくくしている。電位が変化している領域には電界 $E = -dV/dx$ がかかる。電位と電界のかかる領域の厚さ X_0 は逆バイアス電圧とともに増加する。n 型半導体に対しては、

$$X_0 = \sqrt{\mu_n \rho (V_0 + V_b)} \quad (\text{E.12})$$

が得られる。ここで、 ρ は結晶の比抵抗である。半導体検出器では $V_b \gg V_0$ なので、 X_0 は $\sqrt{V_b}$ に比例する。

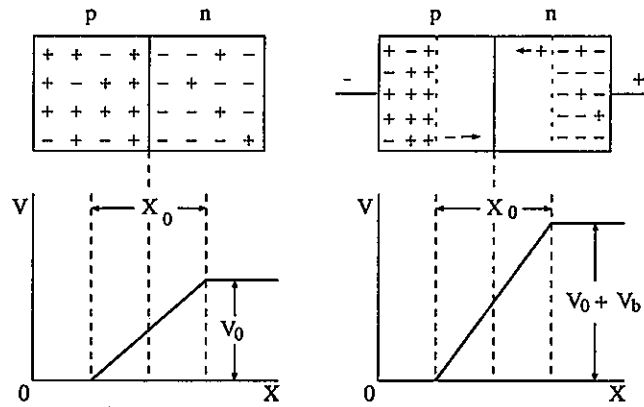


図 E.3: p-n 接合

p-n 接合の静電容量 C は、

$$C = \frac{\epsilon A}{X_0} \quad (\text{E.13})$$

で与えられる。 ϵ は物質の誘電率（物質の比誘電率 $\times \epsilon_0$ ）、 A は検出器の表面積、 X_0 は電界が印加されている領域（空乏層）の厚さである。したがって式 (E.12) (E.13) から、

$$C \approx \frac{\epsilon A}{\sqrt{\mu \rho V_b}} \quad (\text{E.14})$$

となる。

実際の半導体検出器の動作は、第 3.3.1 章に述べたとおりである。放射線によって生成された電荷キャリア（電子と正孔）の移動速度は大きく、また、半導体検出器の有感層は数 mm 程度なので、 10^{-7} s 程度の時間に収集される。この応答性の良さも、半導体検出器の特徴の一つである。

E.2.5 エネルギー分解能

エネルギー分解能 Γ に影響を及ぼす原因としては、次のようなものが挙げられる。

1. 検出器中に作られた電荷キャリアの個数の統計変動
2. 検出器、前置増幅器、主増幅器の電子回路雑音
3. 検出器中に作られた電荷の収集の不完全性

総合エネルギー分解能 Γ は統計変動による分解能 Γ_f と雑音及び電荷収集の不完全性による分解能 Γ_n によって、

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_f^2 + \Gamma_n^2} \quad (\text{E.15})$$

であらわされる。半導体検出器では、低エネルギーの放射線に対しては $\Gamma_n \geq \Gamma_f$ であるが、エネルギーが高くなると Γ_n が一定であるのに対して Γ_f は増加していくため $\Gamma_f > \Gamma_n$ となる。

[統計変動の影響]

検出器にエネルギー E の γ 線が入射すると、生成される電荷キャリアの平均個数 N は E/W となる (W は電子-正孔対あたりの平均エネルギー)。電子-正孔対を作る過程においてポアソン統計が適用できるとすると、電子-正孔対の個数の標準偏差 σ は、

$$\sigma = \sqrt{\frac{E}{W}} \quad (\text{E.16})$$

となる。ここで、ファノ因子を次のように定義する。

$$F = \frac{\sigma_{\text{obs}}^2}{\sigma^2} \quad (\text{E.17})$$

σ_{obs} は観測された電荷キャリアの個数の標準偏差である。 F は 0 と 1 の間の値をとる。 $F=0$ は作られた電子-正孔対の個数に統計変動がないこと、 $F=1$ はポアソン統計で支配されることを意味する。ゲルマニウム検出器では $F=0.06\sim 0.15$ 程度である。式 (E.16) (E.17) から、

$$\sigma_{\text{obs}}^2 = \sqrt{\frac{FE}{W}} \quad (\text{E.18})$$

となり、ガウス分布の半値幅 (FWHM) Γ_f は標準偏差 σ_{obs} と次のような関係

$$\Gamma_f = 2\sqrt{2\ln 2} W\sigma_{\text{obs}} \quad (\text{E.19})$$

があるため、統計変動による分解能 Γ_f は

$$\Gamma_f = 2\sqrt{2\ln 2 FEW} \quad (\text{E.20})$$

となる。

半導体検出器は、電子-正孔対あたりの平均エネルギーが小さいため (ゲルマニウムでは $W=2.96\text{eV}$ at 77K)、エネルギー分解能が良い。

参考文献

- [1] John N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge Univ. Press (1989)
- [2] 戸塚洋二 「岩波講座 現代の物理学 10 素粒子物理」 岩波書店
- [3] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2650
- [4] C. Athanassopoulos et al., nucl-ex/9709006 (1997)
- [5] Byron D. Dieterle, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 59 (1997) 283
- [6] K. Eitel, hep-ex/9706023 (1997)
- [7] L. Borodovsky et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 274
- [8] Oscillation Experiment at Fermilab, Feb (1995)
- [9] K. Nishikawa, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 59 (1997) 289
- [10] B. Achkar et al., Nucl. Phys. B 434 (1995) 503
- [11] Brian M. Cook (Cal Tech), Ph.D. Thesis. Development and Testing of a Detector to Study Neutrino Oscillations at Palo Verde (Scintillator, Positrons), (1996)
- [12] M. Apollonio et al., hep-ex/9711002 (1997)
- [13] L. M. Krauss, S. L. Glashow & D. N. Schramm, Nature 310 (1984) 191
- [14] C. Arpesella et al., Proposal of the Borexino Experiment (1991)
- [15] J. N. Abdurashitov et al., Phys. Lett. B 328 (1994) 234
- [16] GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B 327 (1994) 377
- [17] 大谷航 「暗黒物質探索及び二重ベータ崩壊実験のためのボロメーター開発」 修士論文 (1994)
- [18] 山越和雄 「低レベル放射線測定」 共立出版
- [19] ニコラス・ツルファニディス 「放射線計測の理論と演習 (上・下)」 現代工学社
- [20] The European Physical Journal C 3 (1998)
- [21] Table of Isotope (Vol. 1, 2)
- [22] C. Arpesella et al., LNGS note 92/35, July 1992

- [23] 佐々木嘉三, 松井芳美, 田坂茂樹, 「神岡鉦山坑道内大気ラドン濃度」 岐阜大教育学部研究会 (1994)1
- [24] "GEANT Detector Description and Simulation tool", CERN Program Library Long Writeup W5013
- [25] 柴田秀賢編 「日本岩石誌 II」 朝倉書店
- [26] E.Bellotti et al., Il Nuovo Cimento 95A(1986)1
- [27] 西村純編 「実験物理学講座 25 宇宙線放射線」 共立出版
- [28] 田坂茂樹, 佐々木嘉三, 中村健三, 「深い地下におけるラドン及びラドン族の観測」 ICCR 報告-108-93-4, (1993)9
- [29] S.Berridge et al., KamLAND Proposal for US Collaboration (1998)
- [30] A.Suzuki, KEK Preprint 88-65 October 1988 H
- [31] 丸山和純 「神岡実験及びスーパー神岡実験のための低エネルギー較正用ガンマー線源の開発研究」 修士論文 (1996)
- [32] 岩本敏幸 「Kam-LAND 実験における液体シンチレーターの発光特性と粒子識別能力の評価」 修士論文 (1998)