

修士論文

液体シンチレーター用ラドン検出器の開発

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

今野 百合

平成 18 年

概要

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験は液体シンチレーターのシンチレーション光によるニュートリノ観測を目的としている。液体シンチレーター純化後の second phase(solar phase) では太陽ニュートリノを観測し、標準太陽モデルの検証を行う。

これまでの液体シンチレーターでは、それに含まれる放射性元素や宇宙線ミュオンの spallation によって生成される不安定核によるバックグラウンドが支配的で、低エネルギーの太陽ニュートリノを観測することができなかった。しかし最近建設された純化装置を用いた蒸留精製法による液体シンチレーターの純化により、放射性元素は除去することができる。また spallation による不安定核については解析的に除去できる。したがって液体シンチレーター純化後は太陽ニュートリノ観測が可能となる。

低エネルギー太陽ニュートリノのバックグラウンドに大きく寄与している放射性元素に $^{210}\text{Bi}/\text{Po}$ がある。 ^7Be 太陽ニュートリノを観測するためには $^{210}\text{Bi} < 1\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ である必要があり、寿命の違いを考慮すると親核の ^{222}Rn は $\sim 2\text{mBq}/\text{m}^3$ 以下であることが要求される。液体シンチレーター純化時に純化装置にリークがあり、そこから空気中のラドンが混入した場合、 ^{222}Rn に対する要求が満たせなくなる可能性がある。そこで純化後の液体シンチレーター中のラドン崩壊率を定期的に調べる必要がある。

我々は純化後の液体シンチレーター中のラドン崩壊率を $1\text{mBq}/\text{m}^3$ の感度で連続測定できる検出器・miniLAND を開発した。 ^{222}Rn の娘核 $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ を delayed coincidence を用いて測定することで、液体シンチレーター中のラドン崩壊率を見積もる。

KamLAND 1m^3 タンクに貯蔵されていた純化前の液体シンチレーターを用いた calibration から、miniLAND は 3.5 時間の測定で検出感度 $1\text{mBq}/\text{m}^3$ を達成することがわかった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	太陽ニュートリノ問題	1
1.2	標準太陽モデル、太陽内部の核融合反応と太陽ニュートリノ	1
1.2.1	太陽内部の核融合反応と太陽ニュートリノ	2
1.2.2	pp チェイン	3
1.2.3	CNO サイクル	4
1.3	ニュートリノ振動	5
1.3.1	真空中におけるニュートリノ振動	5
1.3.2	物質中におけるニュートリノ振動	7
1.4	ニュートリノ振動パラメータに対する制限	8
1.5	太陽ニュートリノ実験	11
1.5.1	これまでの実験とその成果	11
1.5.2	今後の実験	14
1.6	太陽ニュートリノ観測の意義	14
第 2 章	KamLAND における太陽ニュートリノ観測	16
2.1	KamLAND 実験	16
2.1.1	検出器	16
2.1.2	これまでの観測	17
2.1.3	太陽ニュートリノ観測	21
2.2	太陽ニュートリノ観測におけるバックグラウンド	22
2.2.1	液体シンチレーター中のバックグラウンド	27
2.2.2	ミューオンの spallation によって生成されるバックグラウンド	30
2.3	液体シンチレーターの純化	31
第 3 章	ラドン検出器 miniLAND	35
3.1	検出原理	35
3.2	検出器	36
3.2.1	反射板とライトガイド	36
3.2.2	PMT (Photo-Multiplier Tube, 光電子増倍管)	40
3.3	検出方法	42
3.3.1	検出回路	42

3.3.2	解析方法	42
3.3.3	Pulse Shape Discrimination (波形弁別)	43
3.4	バックグラウンド	45
3.5	シールド	47
3.5.1	外部からのバックグラウンドのためのシールド	47
3.5.2	PMTからのバックグラウンドのためのシールド	47
第4章	テストベンチによる評価	50
4.1	検出器	50
4.1.1	検出回路	51
4.1.2	解析方法	51
4.2	calibration	52
4.2.1	gain 補正	56
4.2.2	vertex reconstruction (イベント発生点の再構成)	56
4.2.3	光量 (減衰長や立体角による影響) の補正	57
4.2.4	energy calibration	57
4.2.5	energy resolution (エネルギー分解能)	58
4.2.6	vertex resolution (位置分解能)	60
4.3	テストベンチの結果	62
4.3.1	H6527・仙台	62
4.3.2	H6527・神岡	65
4.3.3	R877	68
4.3.4	PSD の評価	70
4.4	結論	73
第5章	γ線シールドとしての水溶液の研究・開発	75
5.1	内部バックグラウンドに対する要求とシールドの原理	75
5.2	光量	76
5.2.1	屈折率	77
5.2.2	透過率	79
5.2.3	光量期待値	80
5.3	γ 線シールド能力	80
5.4	γ 線シールドとしての NaI 水溶液の研究・開発	82
5.4.1	NaI と $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ の性質	82
5.4.2	作成手順、および研究手順と結果	83
5.5	結論	88

第 6 章	calibration	89
6.1	方法	89
6.2	補正	89
6.2.1	vertex reconstruction (イベント発生点の再構成)	89
6.2.2	光量 (減衰長や立体角による影響) の補正	90
6.2.3	energy calibration	91
6.3	ラドン測定による calibration (1)	93
6.3.1	single イベント	95
6.3.2	$^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ coincidence イベント	96
6.4	イベント・セレクションおよび efficiency	102
6.5	ラドン測定による calibration (2)	104
6.5.1	時間相関イベントによるラドン崩壊率の見積もり	107
6.6	検出器のラドン検出感度	110
6.7	結論	111
第 7 章	結論	113
付録 A	miniLAND で使用された素材一覧	114
付録 B	miniLAND 実験協力者	115
謝辞		118

第1章 序論

1.1 太陽ニュートリノ問題

太陽は中心部の核融合反応によって毎秒 3.8×10^{26} J の膨大な熱を発生し、それに伴いニュートリノを放出している。この反応は以下の式 (1.1) で表される。



ここで E_ν はニュートリノが持ち去るエネルギーで、 $\langle E_\nu \rangle \sim 0.6$ MeV である。式 (1.1) で発生する陽電子は、太陽内部の自由電子と対消滅して約 1 MeV の γ 線を放出する。結果、太陽は約 27 MeV のエネルギーを放出するが、それは光子に変換されて太陽内部で電磁相互作用を受ける。よって放出されたエネルギー、つまり光が太陽表面に達するには 10 ~ 100 万年の時間を要する。

一方、標準理論によるとニュートリノは物質と弱い相互作用しかしないため、太陽表面まで 2.3 秒で到達する。つまりニュートリノを観測することは、すなわち太陽内部を直接かつリアルタイムで観測することである。また太陽は恒星のうち主系列星に属するので、ニュートリノ観測によって太陽中心の核融合反応を確かめることは、恒星進化論に対する言及につながる。恒星進化論を基に計算された太陽の理論は標準太陽モデル (Standard Solar Model, SSM) とよばれる。

最初の太陽ニュートリノ実験は 1968 年に Davis らによって行われた。この実験で観測された太陽ニュートリノのフラックスは SSM 予測値の 1/3 程度であった。これが太陽ニュートリノ問題の始まりである。

1.2 標準太陽モデル、太陽内部の核融合反応と太陽ニュートリノ

標準太陽モデルは現在最も適切な物理的太陽モデルである。SSM では太陽はそのほとんどが水素のプラズマで構成される球であり、自身の重力でその形を保っている。太陽内部は非常に高温かつ高密度で、常に水素がヘリウムになる核融合反応が起きていて膨大なエネルギーを放出している。その際電子ニュートリノも放出される。常に発生する膨大なエネルギーは太陽を平衡状態に保っている。時間の経過と共に太陽内部における水素とヘリウムの組成比が変化すると、温度や密度も変化し、それは太陽の大きさやルミノシティにも影響を及ぼす。

現在最も用いられている SSM は Bahcall らによる BS05 である [2]。図 (1.1) は BS05(OP)

によって予測される太陽ニュートリノ・フラックスのエネルギー・スペクトル、表 (1.1) は BS05(AGS,OP) によって予測されるフラックスである。

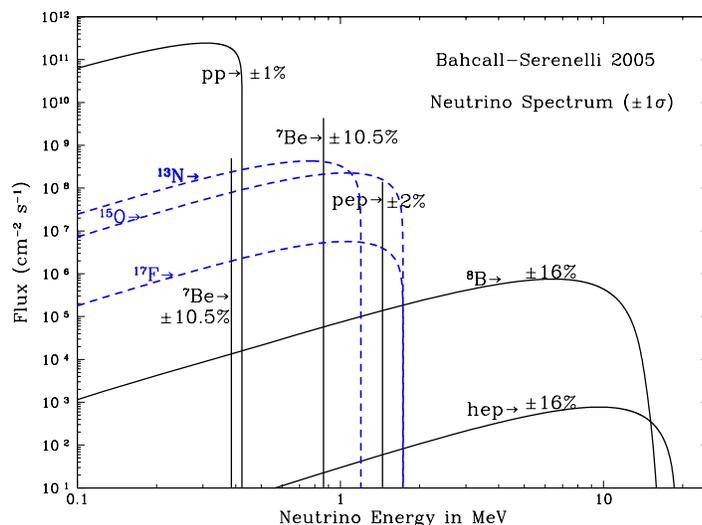


図 1.1: BS05(OP) によって予測される太陽ニュートリノのエネルギー・スペクトル [3]

ニュートリノ	フラックス ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
pp	$6.06(1.00 \pm 0.01) \times 10^{10}$
pep	$1.45(1.00 \pm 0.02) \times 10^8$
hep	$8.25(1.00 \pm 0.16) \times 10^3$
${}^7\text{Be}$	$4.34(1.00 \pm 0.11) \times 10^9$
${}^8\text{B}$	$4.51(1.00 \pm 0.16) \times 10^6$
${}^{13}\text{N}$	$2.01(1.00^{+0.31}_{-0.28}) \times 10^8$
${}^{15}\text{O}$	$1.45(1.00^{+0.33}_{-0.29}) \times 10^8$
${}^{17}\text{F}$	$3.25(1.00 \pm 0.52) \times 10^6$

表 1.1: BS05(AGS,OP) によって予測される太陽ニュートリノのフラックス [2]。ここでの誤差は参考文献 [4] の TABLE 8 で与えられている”Historical (conservative)” errors である。

1.2.1 太陽内部の核融合反応と太陽ニュートリノ

太陽内部の核融合反応には pp チェインと CNO サイクルの 2 過程がある。この 2 つは恒星内で起こる主要な反応過程である。

1.2.2 ppチェーン

この反応過程は、質量が太陽と同程度またはそれ以下の恒星でのエネルギー生成の大半を担っている。陽子がトンネル効果によりクーロン障壁を越えて、弱い相互作用による核融合反応をするためには大きなエネルギーおよび圧力が必要なため、この過程の進行は極めてゆっくりとしたものになっている。小質量星が長い年月の間輝き続ける理由はここにある。

第1段階の反応で生成されるニュートリノは pp ニュートリノと pep ニュートリノである。この2つは理論的な不定性が小さい(1%/2%)。通常の反応で生成される pp ニュートリノは 0.42 MeV 以下のエネルギーを持ち、そのフラックスは太陽ニュートリノ中で最大である。一方 pp 反応の約 1/400 の確率で生成される pep ニュートリノは、1.44 MeV の単色のエネルギーを持つ。

pp1 は温度が $1.0 \times 10^7 < T_{\odot}(\text{K}) < 1.4 \times 10^7$ で支配的となる。太陽内部の pp チェインの大部分は pp1 である。pp2 は温度が $1.4 \times 10^7 < T_{\odot}(\text{K}) < 2.3 \times 10^7$ で支配的であり、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノが生成される。このうち 90 % (${}^7\text{Li}$ が励起状態) は 0.861 MeV、残り 10 % (${}^7\text{Li}$ が基底状態) は 0.383 MeV のエネルギーを持つ。pp3 は温度が $2.3 \times 10^7 < T_{\odot}(\text{K})$ で支配的であり、14.06MeV 以下のエネルギーを持つ ${}^8\text{B}$ ニュートリノを生成する。フラックスは小さいがエネルギーが高いため、検出しやすい。pp4 (Hep) が起こる確率は約 10^{-5} 程度で、hep ニュートリノを生成する。エネルギーの end-point は太陽ニュートリノ中最大であるが、フラックスは非常に小さい。ここで $T_{\odot}(\text{K})$ は恒星内部の温度である。

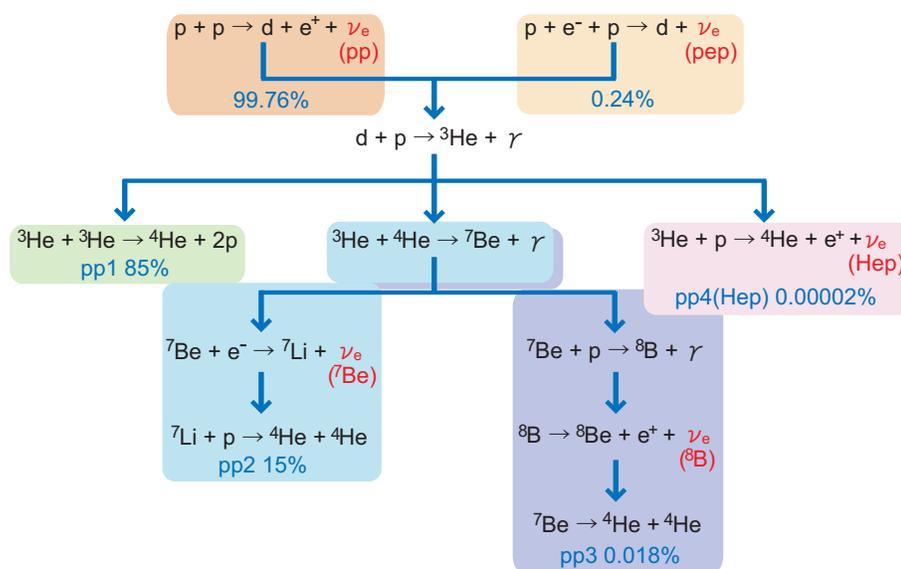


図 1.2: ppチェーン

1.2.3 CNO サイクル

これは太陽よりも質量の大きな恒星 ($\sim 8M_{\odot} < M_{star}$) での主たるエネルギー生成過程である。恒星の進化過程において、触媒である C, N, O が増加するにつれて反応速度が増加する。現在の太陽での CNO サイクルの寄与は 1.6 % である。CNO サイクルは温度が $1.4 \times 10^7 < T_{\odot}(\text{K}) < 3.0 \times 10^7$ で起こる。また温度に対して非常に感度がよく、エネルギー生成率は温度の 15 乗に比例する。1 サイクルに要す時間は pp チェインよりも短いため、CNO サイクルが支配的な大質量星では小質量星よりも単位時間当たりのエネルギー生成率が大きい。0.04% の確率で触媒に F を含むサイクル (CNO2) も起こる。さらに、大質量星では $^{17}\text{O} + p \rightarrow ^{18}\text{O} + \gamma$ で始まる CNO3, CNO4 と呼ばれるサイクルも起こる。CNO サイクルで生成されるニュートリノは CNO ニュートリノとよばれる。触媒元素についてクーロン障壁が大きいため cross section が正確に測定できていないことから、CNO ニュートリノのフラックスの理論的な不定性は非常に大きい (約 30 ~ 50 %)。

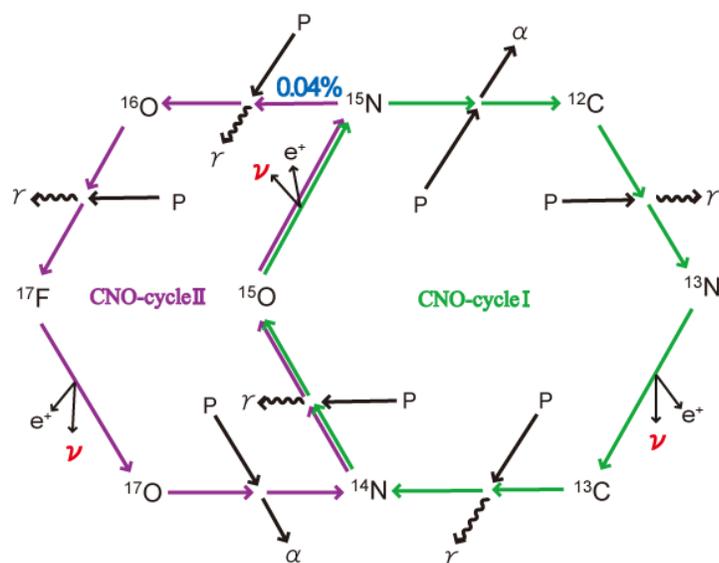


図 1.3: CNO サイクル

1.3 ニュートリノ振動

約 30 年前に太陽ニュートリノ問題が提起されて以降、理論や実験の誤差の見直しが試みられてきた。現在、太陽ニュートリノ問題を説明できる最も有力な現象はニュートリノ振動である。これまでに行われた様々なニュートリノ実験でその証拠、つまりニュートリノがあるフレーバーから別のフレーバーに変わる (例えば $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) ことが示されている。

もしニュートリノが質量を持つならば、荷電レプトン (e, μ, τ) の質量固有状態 $l_\alpha = (l_e, l_\mu, l_\tau)$ と同様に 3 種類のニュートリノ質量固有状態 $\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ が存在する。そしてレプトン混合があるならば、 W ボソン (W^\pm, Z^0) による弱い相互作用は、 l_α を ν_i に結合することができる。また W^+ は崩壊して l_α^+ と ν_i を生成し、その強度は $U_{\alpha i}^*$ となる。この行列 U はレプトン混合行列 (Maki-Nakagawa-Sakata matrix) とよばれる。生成されるニュートリノのフレーバー固有状態は、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

と表される。ただし $\alpha = e, \mu, \tau, i = 1, 2, 3$ 。

1.3.1 真空中におけるニュートリノ振動

Schrödinger 方程式より、 ν_i の時間発展は、

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

となる。ただし E_i は ν_i のエネルギー。これより波動関数は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

また Schrödinger 方程式と式 (1.2), (1.3) より、 ν_α の時間発展は、

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} |\nu_\alpha\rangle &= i U_{\alpha i}^* \frac{d}{dt} |\nu_i\rangle \\ &= U_{\alpha i}^* E_i |\nu_i\rangle \\ &= U_{\alpha i}^* E_i U_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

となる。これより波動関数は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} U_{i\alpha} |\nu_\alpha(0)\rangle \quad (1.6)$$

もし ν_α が $t = 0$ で生成されたとすると、時刻 t での ν_α の生存確率は式 (1.6) より、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= |\langle \nu_\alpha(0) | U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} U_{i\alpha} | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

となる。一方レプトン混合行列 U は、

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

と表せる。ただし $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ 、 θ は質量固有状態とフレーバー固有状態の間の混合角、 δ_{CP} は Dirac type CP violating phase である。また式 (1.7), (1.8) より ν_e の生存確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; L) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E} L \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L \right) \quad (1.9)$$

となる。ただし $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ 、 m は質量固有状態の質量。また、これまでに CHOOZ 実験と Super-Kamiokande 実験は、 $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.06$ の制限を与えており [5]、これを式 (1.9) に適用すると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; L) \simeq \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L \right) \quad (1.10)$$

となり、2世代のみで表せる。通常 ν_e の振動は2世代のみで考える。

ここで2世代のみのレプトン混合行列から計算して、式 (1.10) を導出する。2世代で考えるときレプトン混合行列 (1.8) は、

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

と表される。式 (1.7) に式 (1.11) を代入すると ν_e の生存確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= \left| (1, 0) \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= |e^{-iE_1 t} \cos^2 \theta + e^{-iE_2 t} \sin^2 \theta|^2 \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここでニュートリノのエネルギー $E \gg m$ より、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.13)$$

式 (1.12), (1.13) より、

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_e; L) &= \left| e^{-iEt} \right|^2 \left| e^{-i\frac{m_2^2}{2E}t} \cos^2 \theta + e^{-i\frac{m_1^2}{2E}t} \sin^2 \theta \right|^2 \\
&= \left| \left[\cos \left(\frac{m_1^2}{2E}t \right) \cos^2 \theta + \cos \left(\frac{m_2^2}{2E}t \right) \sin^2 \theta \right] - i \left[\sin \left(\frac{m_1^2}{2E}t \right) \cos^2 \theta + \sin \left(\frac{m_2^2}{2E}t \right) \sin^2 \theta \right] \right|^2 \\
&= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \cos \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2E}t \right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4E}t \right) \\
&= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{MeV}]} L [\text{m}] \right) \tag{1.14}
\end{aligned}$$

ただし $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$, $t[\text{s}] = L[\text{m}]$,

$$\frac{[\text{eV}^2] \cdot [\text{m}]}{[\text{MeV}]} = \frac{10^{-12} [\text{MeV}] \cdot [\text{m}]}{\hbar c} = \frac{10^{-12} [\text{MeV}] \cdot [\text{m}]}{197 [\text{MeV}] \cdot [\text{fm}]} = \frac{10^{-12}}{197 \cdot 10^{-15}} = 5.08 \tag{1.15}$$

を用いた。

1.3.2 物質中におけるニュートリノ振動

ニュートリノが物質中 (例えば太陽や地球、超新星の中) を伝播する場合、物質中の粒子との相互作用によるポテンシャル・エネルギーが付加される。そのため真空中とは異なるニュートリノ振動をする。特に ν_e は荷電カレント反応に感度を持つため、他フレーバーのニュートリノと $V_e = \sqrt{2}G_F N_e$ だけ異なるポテンシャルを持つ。この効果を MSW 効果とよぶ。Wolfenstein により提案され、Mikheiev と Smirnov によって太陽内部でのニュートリノ振動の理論に拡張された。ここで、式 (1.5) を物質中の場合に拡張すると、

$$\begin{aligned}
i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} &= \left[U^* \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} U + \begin{pmatrix} V_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta + V_e & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \tag{1.16}
\end{aligned}$$

ここで、 $x \neq e$ 、 $V_e = \sqrt{2}G_F N_e$ 。 G_F は Fermi 結合定数、 N_e は電子数密度である。また物質中のニュートリノのフレーバー固有状態を

$$\begin{pmatrix} \nu_e^m \\ \nu_x^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

のように定義する。但し ν_i^m は物質中のニュートリノ質量固有状態、 θ_m は物質中の混合角である。よって式 (1.16), (1.17) より以下の関係式が得られる。

$$\tan 2\theta_m = \frac{\frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta}{\frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta - V_e} \tag{1.18}$$

つまり真空中の混合角 θ が小さくとも、共鳴条件

$$V_e \sim \frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta \quad (1.19)$$

すなわち

$$N_e \sim \frac{\Delta m^2}{2\sqrt{2}G_F E} \cos 2\theta \quad (1.20)$$

が満たされれば物質中の混合角は大きくなり、振動もまた大きくなる。

1.4 ニュートリノ振動パラメータに対する制限

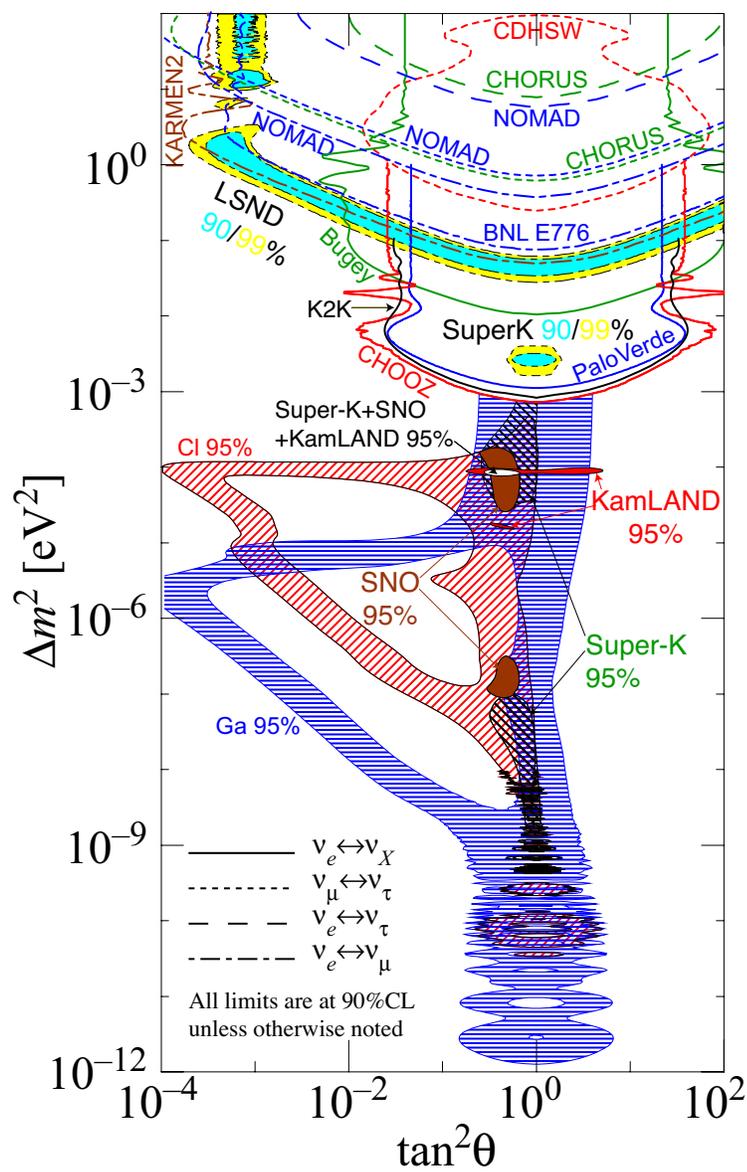
太陽ニュートリノ問題をニュートリノ振動によって説明しようとした場合、各太陽ニュートリノ実験はニュートリノの質量固有状態の質量差 Δm と混合角 θ のパラメータ領域に対して制限を与えている。放射化学実験 (Cl 実験, Ga 実験) による振動解の候補には、物質振動解と真空振動解がある。物質振動解は LMA (Large Mixing Angle) 解、SMA (Small Mixing Angle) 解、LOW (LOW probability or LOW mass) 解の 3 つ、真空振動解は VAC (VACuum) 解である。SMA 解以外の解は大きい混合角をもつ。かつてはクォークが小さい混合角を持つことから、SMA 解が最も妥当であると考えられていた。

しかしその後の水チェレンコフ実験 (Super-Kamiokande, SNO) によって SMA 解は完全に排除され、LMA 解の下半分も排除された。LOW 解、VAC 解もほぼ排除される。ただし 99.73 % (3σ) の信頼度かつ解析手法によっては完全に排除されない。

さらに原子炉ニュートリノを使った KamLAND 実験は振動解を LMA 解のみに制限し、99% の信頼度で LMA I (lower $\Delta m^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$) と LMA II (higher $\Delta m^2 \sim 2 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$) の 2 つの領域を許容する。

SNO の salt-phase においては、それまでの全太陽ニュートリノ実験および KamLAND のデータによるグローバル解析から、99.73% (3σ) の信頼度で LMA I のみが許される。2 世代ニュートリノ振動パラメータは $\Delta m^2 = (8.0_{-0.4}^{+0.6}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2 \theta = 0.45_{-0.07}^{+0.09}$ である。

以下にこれまでの様々な実験により制限されたニュートリノ振動パラメータの図 (1.4)、および SNO のグローバル解析により制限されたニュートリノ振動パラメータの図 (1.5) を示す。



<http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino>

図 1.4: これまでの様々な実験により制限されたニュートリノ振動パラメータ [6]

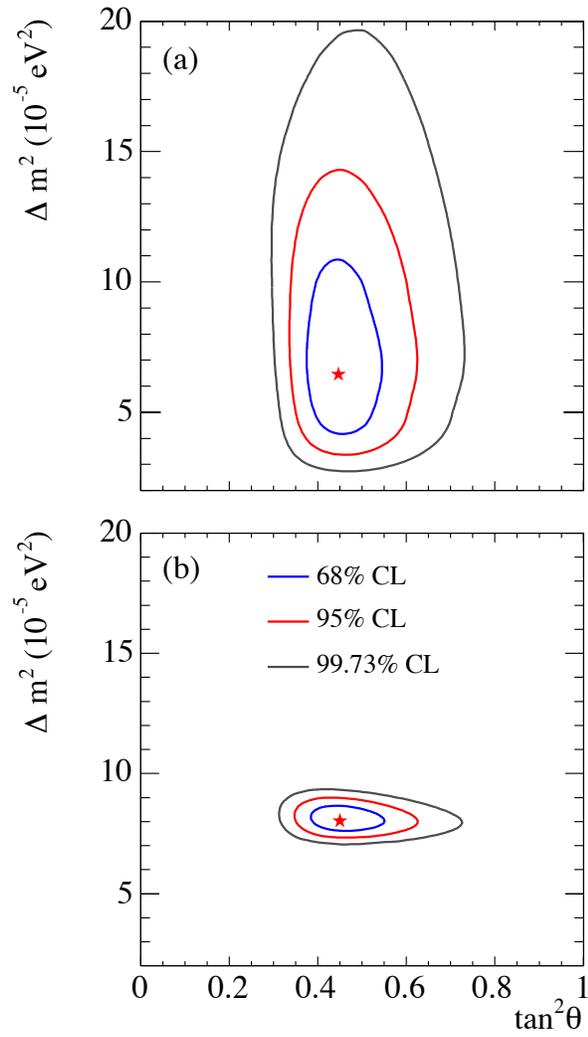


図 1.5: SNO のグローバル解析により制限されたニュートリノ振動パラメータ。solar global (上) と solar global + KamLAND (下) [10]

1.5 太陽ニュートリノ実験

現在に至るまで7つの太陽ニュートリノ実験が行われてきた。1968年の最初の実験から約30年間続いてきた太陽ニュートリノ問題は、ここ数年の実験により解決されたといえる。以下にすべての太陽ニュートリノ実験、および今後計画されている実験を紹介する。また太陽ニュートリノ・フラックスに関する、SSM予測値と実験ごとの観測値の図(1.6)と表(1.2)も示す。

1.5.1 これまでの実験とその成果

放射化学実験 (Cl/Homestake, Ga/GALLEX,GNO,SAGE)

Cl実験でのニュートリノ検出に用いる反応は、



一方、Ga実験での反応は、



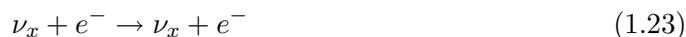
^{37}Ar , ^{71}Ge の半減期はそれぞれ34.8日、11.4日である。半減期の数倍の時間経過後、検出器からそれらを抽出し計測することで、太陽ニュートリノのフラックスを見積もる。放射化学実験は計測手法上、エネルギーおよび時間情報を得ることはできない。よって太陽ニュートリノの種類を識別することはできない。

Homestake実験は初めての太陽ニュートリノ実験である。 ^7Be , pep, ^8B , CNOニュートリノに感度があり、 ^8B ニュートリノの寄与が支配的である。この実験で得られた太陽ニュートリノ捕獲率はSSM予測値の約1/3であった。

Ga実験はppニュートリノと低エネルギー側の ^7Be ニュートリノにも感度がある。GALLEX,SAGE共にSSM予測値よりも少ない捕獲率を示している。またこの2つの実験は ^{51}Cr ニュートリノ線源を用いたcalibrationを行い、前述の結果の信頼性を確認している。GALLEX実験終了後GNO実験が始まった。当然ながらGNOも予測値よりも少ない捕獲率を示している。またGALLEX/GNOでの捕獲率から、CNOサイクルによる太陽ルミノシティに対して、全体のその6.5%という上限値を99.73%の信頼度で与えている[7]。

水チェレンコフ実験 ($\text{H}_2\text{O}/\text{Kamiokande}, \text{Super-Kamiokande}, \text{D}_2\text{O}/\text{SNO}$)

KamiokandeおよびSuper-Kamiokandeは、大容量水チェレンコフ検出器を用いたリアルタイム観測実験であり、以下の電子散乱を用いる。



電子散乱は全てのニュートリノに感度があるが、 ν_μ , ν_τ への感度は ν_e のそれに対して非常に小さい。また threshold (Kamiokande 7MeV, Super-K 5MeV) から、これらの実験は太陽ニュートリノのうち ^8B ニュートリノおよび hep ニュートリノを観測できる。入射したニュートリノの方向は、反跳電子によるチェレンコフ光から再構成することができる。

Kamiokande はニュートリノの入射方向がわかる特性により、太陽からニュートリノが飛来している直接の証拠を初めて示した。また反跳電子のエネルギー分布が、SSM、(1.23) の反応、検出器の性能を基に算出された予測値と一致することや、地球内部での MSW 効果によるフラックスの昼夜差が有意でないことを示した [8]。後継器の Super-Kamiokande は 10 倍以上の 50,000 トンもの体積を持つ。天頂角およびエネルギーごとの太陽ニュートリノ・フラックスを測定し、フラックスの季節変動の予測値との一致、スペクトルの歪みは無いことを示した [9]。両方の実験で観測されたニュートリノのフラックスは予測値よりも少なかった。

SNO は 1,000 トンの重水 (D_2O) を用いた太陽ニュートリノ実験である。以下の反応から ^8B ニュートリノを検出する (threshold 5MeV)。

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- - 1.442 \text{ MeV} \quad (\text{CC}) \quad (1.24)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x - 2.224 \text{ MeV} \quad (\text{NC}) \quad (1.25)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{ES}) \quad (1.26)$$

ただし CC は荷電カレント反応で ν_e にのみ感度がある。NC は中性カレント反応で全てのニュートリノに感度がある。ES は電子散乱である。

CC 反応では電子のエネルギーがニュートリノのエネルギーに対して強い相関を持つため、 ^8B ニュートリノのエネルギー・スペクトルを正確に測定することができる。また CC と ES は、太陽 → 地球方向と電子の運動方向のなす角度の分布 ($\cos \theta_\odot$) で区別される。ES は $\cos \theta_\odot = 1$ にピークを持つのに対して、CC は近似的に $1 - 1/3 \cos \theta_\odot$ の分布を持つ。

NC 反応は、中性子が重水素に捕獲される際に放出される 6.25 MeV の γ 線を検出することで観測される。しかし捕獲効率が低く、エネルギーが threshold (5 MeV) に近い場合 NC 反応の検出効率は低かった。そこで second phase (salt phase) では重水に 2 トンの NaCl が加えられた。 ^{35}Cl は重水素よりも圧倒的に cross section が大きく、中性子捕獲の際に放出される 8.6 MeV の γ 線は threshold に対して大きいため、検出効率は向上した。

全てのニュートリノに対して感度を持つ NC 反応で測定されたフラックスは SSM 予測値と一致した。また NC 反応、 ν_e にのみ感度がある CC 反応、 ν_e に強い感度がある ES 反応でそれぞれ測定されたフラックスにより、 ν_μ , ν_τ のフラックスが有意に決定された。これはニュートリノ振動の直接の証拠である。また、CC 反応によるエネルギー・スペクトルに歪みがなく、グローバル解析による best-fit LMA 解で予想されるスペクトルとも一致すること、またフラックスの昼夜差が有意でないことを示した [10]。

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]

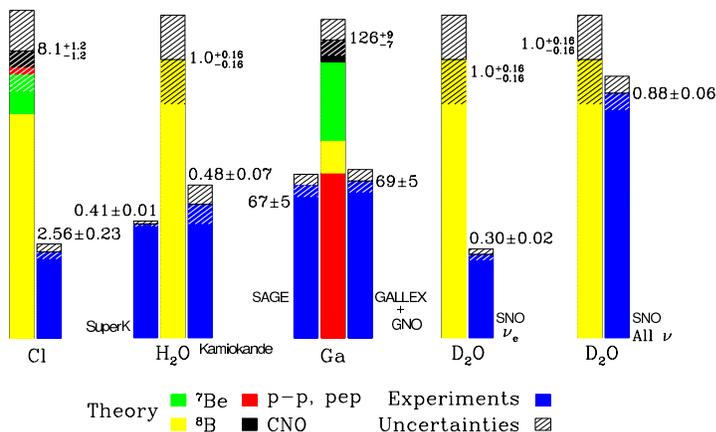


図 1.6: BS05(OP) による予測値と観測値 [3]

実験	反応 (単位)	観測値	予測値	観測値/予測値
Homestake	Cl (SNU)	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	8.1 ± 1.3	0.32 ± 0.06
GALLEX	Ga (SNU)	$77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7}$	126 ± 10	0.62 ± 0.10
GNO		$62.9^{+5.5}_{-5.3} \pm 2.5$		0.50 ± 0.07
GNO+GALLEX		$69.3 \pm 4.1 \pm 3.6$		0.55 ± 0.08
SAGE		$70.8^{+5.3}_{-5.2} \pm 3.7_{-3.2}$		0.56 ± 0.08
Kamiokande	$^8\text{B}\nu\text{flux/ES}$ ($10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$5.69(1.00 \pm 0.16)$	0.49 ± 0.12
Super-Kamiokande	ES	$2.35 \pm 0.02 \pm 0.08$		0.41 ± 0.07
SNO (pure D ₂ O)	CC	$1.76^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.09$		0.31 ± 0.06
	ES	$2.39^{+0.24}_{-0.23} \pm 0.12$		0.42 ± 0.09
	NC	$5.09^{+0.44}_{-0.43} \pm 0.46_{-0.43}$		0.89 ± 0.21
SNO (NaCl in D ₂ O)	CC	$1.68 \pm 0.06^{+0.08}_{-0.09}$		0.30 ± 0.05
	ES	$2.35 \pm 0.22 \pm 0.15$		0.41 ± 0.09
	NC	$4.94 \pm 0.21^{+0.38}_{-0.34}$		0.87 ± 0.17

表 1.2: BS05(OP) による予測値と観測値 [1]

1.5.2 今後の実験

今後計画されている太陽実験のいくつかを表 (1.3) に簡単にまとめた [11]。なお KamLAND 実験については次章で詳しく述べる。

実験	反応	ニュートリノ	検出器
Borexino	ES	${}^7\text{Be}$	300 トン LS
KamLAND	ES	${}^7\text{Be}$	1,000 トン LS
LENS	CC	pp	In
Moon	CC	pp	30 トン Mo
CLEAN	ES	pp	10 トン FV Ne
Heron	ES	pp	22 トン He
TPC	ES	pp	7 トン He/CH ₄
XMASS	ES	pp	20 トン Xe
SNO+	ES	pep	LS(linear alkylbenzene)

表 1.3: 現在計画されている太陽ニュートリノ実験

1.6 太陽ニュートリノ観測の意義

全ての太陽ニュートリノについて観測することの意義を以下に述べる。KamLAND で観測できる、またはその可能性があるのは、 ${}^7\text{Be}$, pep, CNO, ${}^8\text{B}$ ニュートリノである。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノ以外の太陽ニュートリノは、これまで単独で観測されたことはない。

pp ニュートリノ

pp ニュートリノは SSM での不定性が小さいので、フラックスの予測値と観測値を比較することにより、ニュートリノ振動パラメータ、特に混合角に対して大幅な制限を与えることができる。しかし低エネルギーである pp ニュートリノを観測することは非常に困難である。逆に振動パラメータが pp ニュートリノの SSM での不定性よりも精度よくわかっているならば、観測したフラックスから SSM での pp ニュートリノのフラックスを検証できる。しかしそれもまた非常に困難である。

${}^7\text{Be}$ ニュートリノ

SSM での ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの不定性よりもよい精度でニュートリノ振動パラメータがわかっていることから、振動パラメータと観測されたニュートリノ・フラックスから振動前、つまり太陽からの直接のフラックスを見積もることができる。それを基に SSM で計算を行

うと、pp チェインの pp1, pp2 の比率の不定性を小さくすることができる。

pep ニュートリノ

SSMでの pp と pep の比率は不定性が小さいので、pep ニュートリノの観測されたフラックスと振動パラメータ、pp/pep の比率から pp ニュートリノのフラックスを見積ることができる。しかし KamLAND では CNO ニュートリノと分離して観測することはできないので難しい。

CNO ニュートリノ

CNO ニュートリノは SSM での不定性が非常に大きいので、観測できれば精度よくフラックス、および pp チェインと CNO サイクルの比率を決定できる。CNO サイクルは太陽よりも大質量の恒星での主たるエネルギー生成過程であり、恒星進化論を考える上でもここから発生するニュートリノを観測することは重要である。

^8B ニュートリノ

^8B ニュートリノはフラックス自体は小さいがエネルギーが高いので観測しやすい。これまでに Super-Kamiokande や SNO で十分に研究されている。

第2章 KamLANDにおける太陽ニュートリノ観測

KamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験は液体シンチレーターのシンチレーション光によるニュートリノ観測を目的としている。現在までに、原子炉反ニュートリノ観測によるニュートリノ振動パラメータの精密測定、地球内部反ニュートリノの初検出といった成果を挙げている。液体シンチレーター純化後の second phase(solar phase) では太陽ニュートリノを観測し、標準太陽モデルの検証を行う。

2.1 KamLAND 実験

2.1.1 検出器

KamLAND 検出器 (図 (2.1)) は岐阜県飛騨市神岡町の池ノ山の山頂から地下約 1,000 m に位置している。地下では山の岩盤によって宇宙線ミュオンが遮蔽されるので、それによるバックグラウンドは地上の約 10 万分の 1(0.34Hz) である。

内部検出器 (ID) は直径 18m のステンレス・タンクで、内壁に 17 インチの PMT が 1,325 本、20 インチの PMT が 554 本設置されている。photo coverage は 34 % である。タンクの内側には直径 13 m のバルーンがロープで支えられながら、ミネラルオイル (ドデカン + イソパラフィン) 中に静止している。バルーンの中には約 1,000 トンの液体シンチレーター (ドデカン 80 %、プソイドクメン 20 %、PPO1.5 g/l) が入っていて、そのシンチレーション光を PMT が検出し、ニュートリノを観測している。シンチレーション光は等方的に放出されるため、チェレンコフ光のように入射したニュートリノの方向を知ることはできない。しかしチェレンコフ光の約 100 倍の発光量を持つため、低エネルギーのイベントを観測することができる。

外部検出器 (OD) には 20 インチの PMT225 本が設置されていて、純水で満たされている。荷電粒子が発するチェレンコフ光を PMT が検出し、バックグラウンドを効果的に除去している。OD は岩盤からの γ 線や中性子を吸収し、宇宙線ミュオンをタグする役割を担っている。

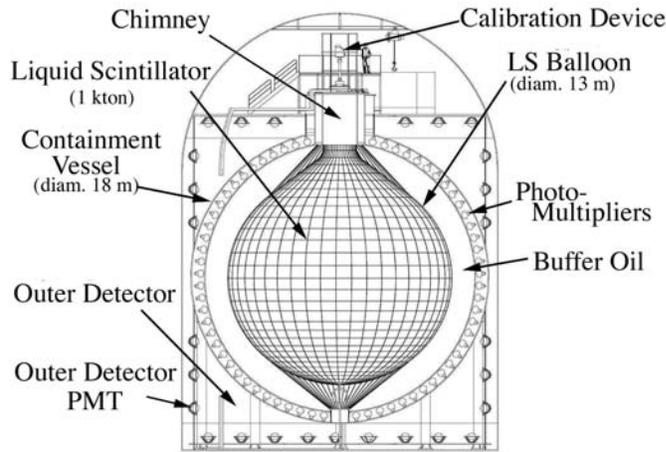


図 2.1: KamLAND 検出器

2.1.2 これまでの観測

原子炉反ニュートリノ観測

原子炉は持続的な核分裂反応によってエネルギーを生産している。核分裂の過程で、中性子が過剰な不安定原子核は、中性子の少ない安定核に移行するために β 崩壊を繰り返す。その際大量の反電子ニュートリノが放出される。KamLAND の周囲 180 km 圏内には多数の原子力発電所が位置しており、これは約 180 km の位置に 80 GW の巨大原子炉があることに等しい。つまり KamLAND は長基線原子炉反ニュートリノ実験に適している。以下の逆 β 崩壊反応を用いて、原子炉反ニュートリノを検出している (threshold 1.804 MeV)。



生成される陽電子は液体シンチレーター中で電子と対消滅を起こす。その時放出される 0.511 MeV の 2 本の消滅 γ 線と陽電子のエネルギーが prompt(先発) 信号 E_{prompt} となる。原子炉反ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は式 (2.1) より、

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{prompt}} + \bar{E}_n + 0.78 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

となる。 \bar{E}_n は平均的な中性子の反跳エネルギーである。

式 (2.1) で生成される中性子はすぐに熱中性子となり、平均約 200 μsec で液体シンチレーター中の陽子に捕獲される。その際 2.2 MeV の γ 線を放出し、delayed(後発) 信号を作る。

以上 2 つの信号の delayed coincidence によりバックグラウンドを除去し、原子炉反ニュートリノの観測を行っている。図 (2.2) はニュートリノ・イベントの prompt エネルギー・スペ

クトルである。低エネルギーのバックグラウンド (geo $\bar{\nu}_e$, accidentals) を考慮して、analysis threshold は 2.6 MeV に設定している。また図 (2.3) はニュートリノ・イベントの L_0/E 分布である。 L_0 は原子炉からの平均距離 180 km、縦軸はニュートリノ振動がない場合の予測値との比である。式 (1.14) より $\bar{\nu}_e$ の生存確率は L/E に依存したサインカーブとなる。実際に分布はサインカーブを描いており、99.6%の信頼度でスペクトルの歪みが確認された。これはニュートリノ振動の直接の証拠である。振動解析によって制限されたニュートリノ振動パラメータ領域は図 (2.4) で表される。best-fit は $\Delta m^2 = (7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \tan^2 \theta = 0.46$ である。

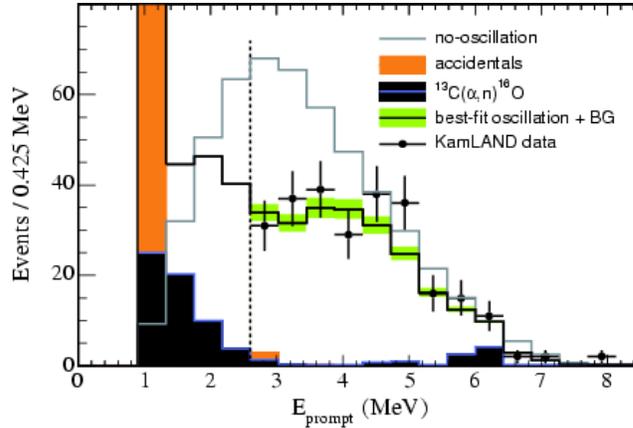


図 2.2: ニュートリノ・イベントの prompt エネルギー・スペクトル [12]

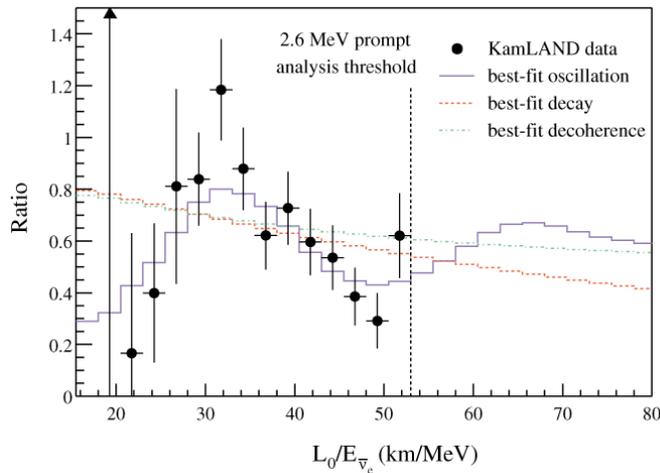


図 2.3: ニュートリノ・イベントの L_0/E 分布 [12]。 L_0 は原子炉からの平均距離 180 km、縦軸はニュートリノ振動がない場合の予測値との比である。

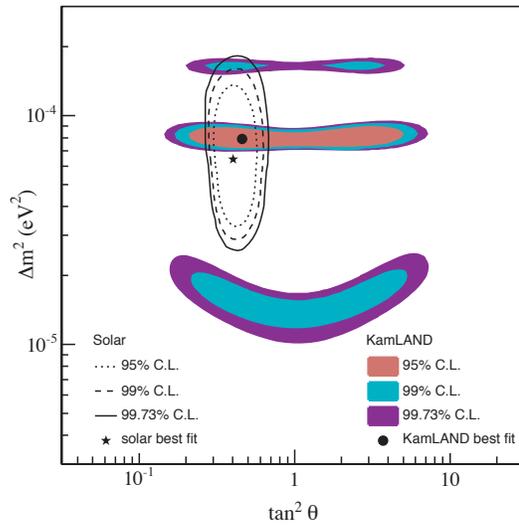


図 2.4: KamLAND の rate+shape 解析により制限されたニュートリノ振動パラメータ [12]

地球内部反ニュートリノ観測

現在地球は内部から 30 ~ 40 TW 程度の熱エネルギーを表面へ放出している。隕石の組成解析によって見積もられた地球内部の放射性元素の存在量から、ウラン、トリウム、カリウムの崩壊熱は地球の総発熱量に対して半分程度の寄与を与えていると考えられる。しかし今まで地球深部の化学組成を直接調べることができる手段はなく、地球物理学において重要な熱収支や熱源分布の理論は大きな不定性とモデル依存性を持つ。

地球内部の放射性元素は崩壊する際、熱と共に反電子ニュートリノも放出する。そこでニュートリノを観測すれば、地球深部の化学組成について直接の情報を得ることができる。低エネルギーのイベントを観測することができる KamLAND は地球反ニュートリノに対しても感度を持つ。またニュートリノ振動パラメータや主なバックグラウンドである原子炉反ニュートリノについて、我々は精密に理解している上に、地球ニュートリノは特徴的なスペクトルを持つため分離観測をすることができる。但しカリウム起源のニュートリノのエネルギーは式 (2.1) の反応の threshold 以下のため、KamLAND において検出することはできない。

図 (2.5) は地球ニュートリノ・イベントのエネルギー・スペクトルである。また図 (2.6) は地球ニュートリノのフラックスの見積りの結果である。地球化学によって予測される質量比 $\text{Th}/\text{U}=3.9$ に固定した場合、地球物理モデルによる予測値 19 と KamLAND の観測値 28(best-fit) に矛盾はない。現時点では統計が不十分で不定性が大きいですが、太陽ニュートリノ観測に向けた液体シンチレーターの純化により、 ^{210}Po の α 線が 99% 以上寄与する (α, n) 反応が除去されるため、改善されると考えられる。現在 (α, n) バックグラウンドは 42 ± 11

であり、 ^{210}Po が数百 $\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ 、すなわち ^{222}Rn が数百 mBq/m^3 レベルで $S/N \sim 100$ となり、十分無視できるようになる。これは ^7Be 太陽ニュートリノ観測への要求 $1\text{mBq}/\text{m}^3$ に比べてかなり大きい数字である。

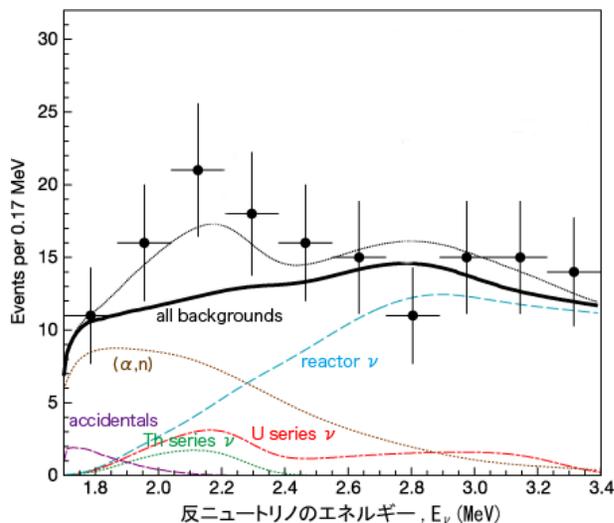


図 2.5: 地球ニュートリノ・イベントのエネルギー・スペクトル [13]

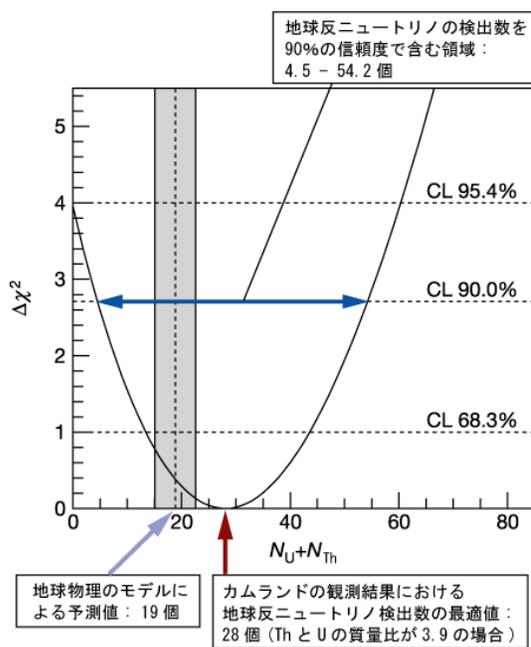


図 2.6: 地球ニュートリノのフラックスの見積もりの結果 [13]

2.1.3 太陽ニュートリノ観測

以下の電子散乱を用いて太陽ニュートリノを検出する。

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.3)$$

これは Super-Kamiokande や SNO と同様である。

表 (2.1) に太陽ニュートリノの cross section、KamLAND で期待されるイベント数をまとめた。また図 (2.7) は KamLAND において期待される太陽ニュートリノのエネルギー・スペクトルである。どちらも SSM・BS05(AGS,OP) を基にしている。

ニュートリノ	cross section (10^{-45} cm^2)	期待されるイベント数 (events/day/kton)
pp	1.15	2058
pep	10.9	46.7
hep	86.1	0.0210
^7Be (0.862 MeV)	5.78	667
^7Be (0.383 MeV)	1.88	24.8
^8B	59.8	8.02
^{13}N	4.54	27.0
^{15}O	7.02	30.2
^{17}F	7.04	0.33

表 2.1: BS05(AGS,OP) を基に計算した KamLAND で期待されるイベント数。

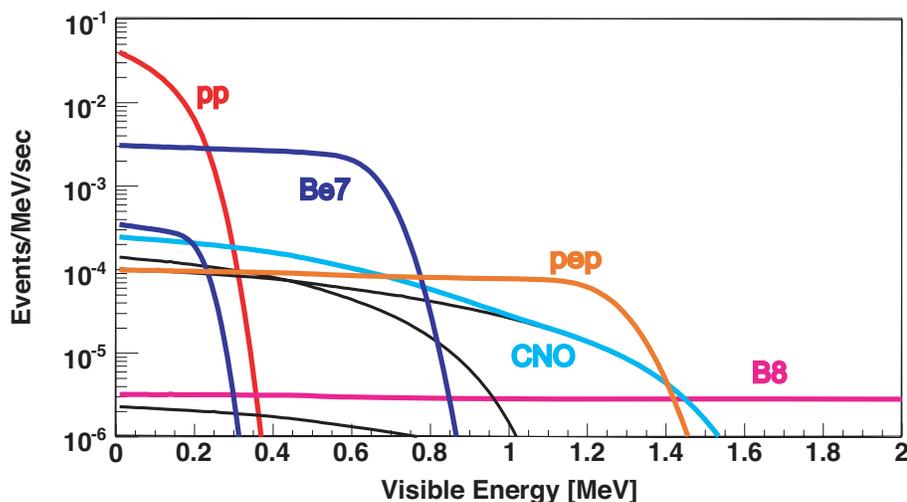


図 2.7: KamLAND において期待される太陽ニュートリノ (BS05(AGS,OP)) のエネルギー・スペクトル。黒線は ^{13}N , ^{15}O , ^{17}N ニュートリノである。

2.2 太陽ニュートリノ観測におけるバックグラウンド

太陽ニュートリノ観測を行う上で低エネルギー領域のバックグラウンドを評価することは重要である。バックグラウンドには放射性元素起源のものと、宇宙線ミュオンの spallation(原子核破碎)によって生成された不安定核起源のものがある。前者のうち液体シンチレーター中からは U 系列(特に ^{222}Rn の娘核である $^{210}\text{Bi}/\text{Po}$)、Th 系列、 ^{40}K 、 ^{85}Kr といった放射性元素によるバックグラウンドが観測されている。また検出器のバルーンや検出器の外の岩盤などからは ^{40}K 、Th 系列の ^{208}Tl による γ 線が放出されている。

図(2.8)はシングル・イベントのエネルギー・スペクトルで、fiducial radius(有効半径) R の外側のイベントのカットによる外部バックグラウンドの除去を表している。表(2.2)はバルーンおよびそれを吊っているロープに含まれる放射性不純物量を示している。 ^{208}Tl の大部分は検出器の外からの寄与であり、また ^{40}K の大部分はバルーンに含まれるものなので、fiducial radius の外側のカットにより効果的に除去することが可能である。

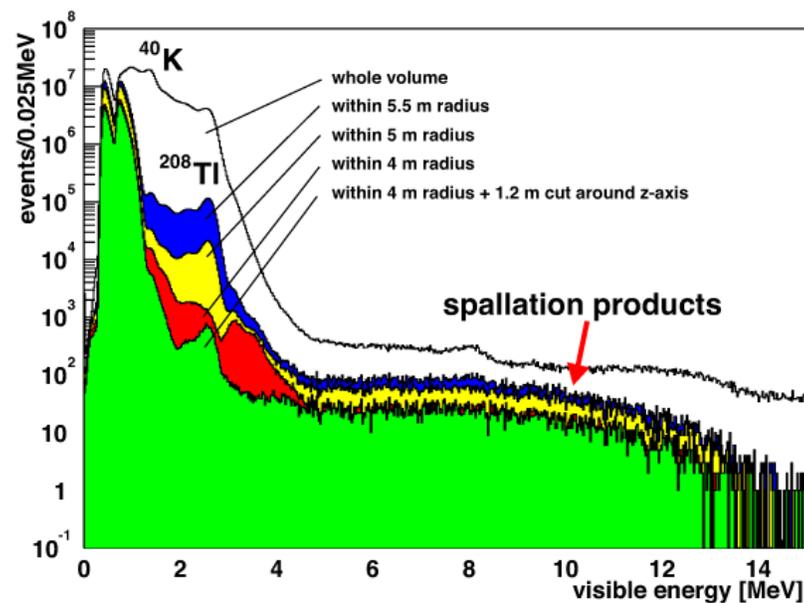


図 2.8: シングル・イベントのエネルギー・スペクトル [14]。fiducial radius R の cut による違いを表している。

物質	単位	^{40}K	^{238}U	^{232}Th
バルーン	ppb	0.27	0.018	0.014
	Bq	7.2	0.02	0.006
ロープ (~100 kg)	ppb	1.2	0.08	0.8
	Bq	31	0.1	0.33

表 2.2: ICP-MASS によるバルーンおよびそれを吊っているロープに含まれる放射性不純物量

図 (2.9) は $R < 5$ m のシングル・イベントのエネルギー・スペクトルである。低エネルギー領域で大きな寄与を与えるバックグラウンドは、放射性元素のうち外部起源の ^{40}K 、 ^{85}Kr 、 $^{210}\text{Bi}/\text{Po}$ 、spallation による不安定核のうち ^{11}C 、 ^{10}C である。一方高エネルギー領域におけるバックグラウンドは spallation による不安定核である。

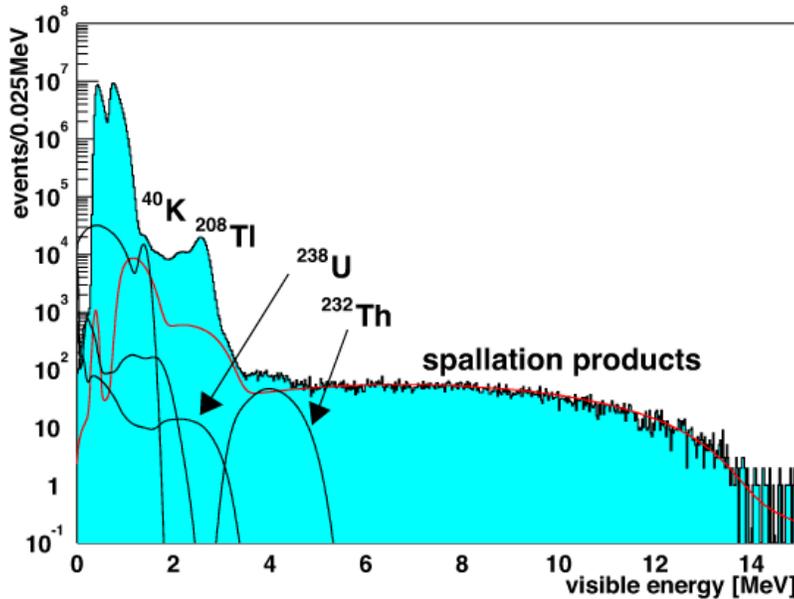


図 2.9: シングル・イベントのエネルギー・スペクトル [14]。 $R < 5$ m。

図 (2.10), (2.11), (2.18) は低エネルギー領域における太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルである。太陽ニュートリノのスペクトルは SSM・BS05(AGS,OP) を基にしている (図 (2.10) については BP04)。図 (2.10) から ^{238}U 、 ^{232}Th 系列のバックグラウンドは大きな影響を及ぼさないことがわかる。図 (2.11) は ^{238}U 、 ^{232}Th 系列以外の主要なバックグラウンドと太陽ニュートリノのスペクトルである。現状ではバックグラウンドにより低エネルギー太陽ニュートリノは観測ができないことがわかる。放射性元素によ

るバックグラウンドについては、後述する蒸留精製法を用いた純化装置によって除去することが可能である。一方 spallation によるバックグラウンドは純化では取り除くことができないが、解析的に除去できる場合がある。

図 (2.18)(a) は pp ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルである。最も大きなバックグラウンドである ^{14}C は長寿命であり、また炭素は液体シンチレーターの構成元素であるので除去は困難であるから、KamLAND では pp ニュートリノを観測することはできない。(b) は ^7Be ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルである。放射性元素によるバックグラウンドを除去できれば ^7Be ニュートリノの観測は可能である。(c) は pep, CNO ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルである。放射性元素によるバックグラウンドを除去できても、spallation によるバックグラウンドが残る。しかし ^{11}C は、中性子を付随した場合には解析的に約 95 % が除去できると考えているので、pep, CNO ニュートリノの観測の可能性はある。それ以外のバックグラウンド ^{39}Ar 、 ^{40}K 、 ^{85}Kr 、 $^{210}\text{Bi/Po}$ は液体シンチレーターの純化によって除去する。

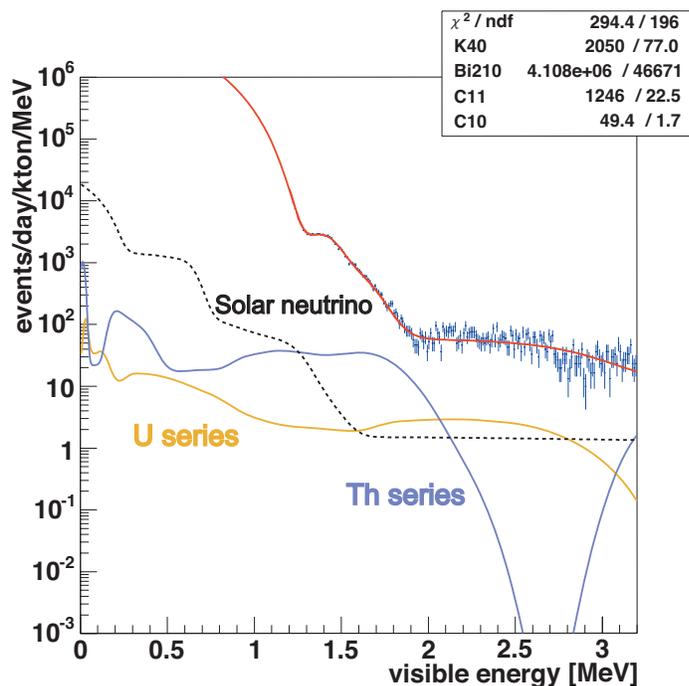
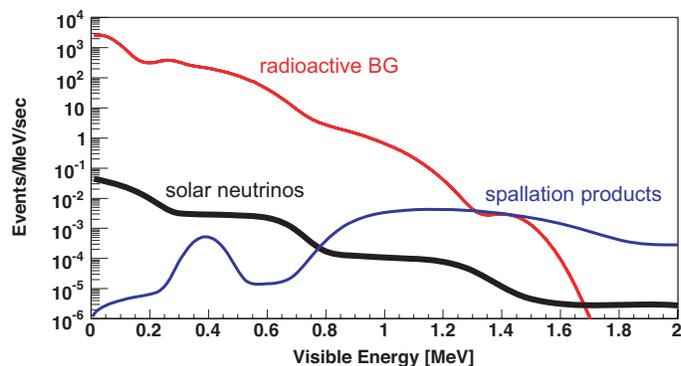
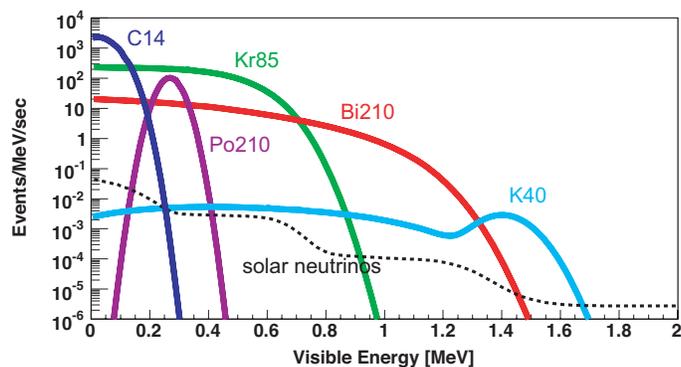


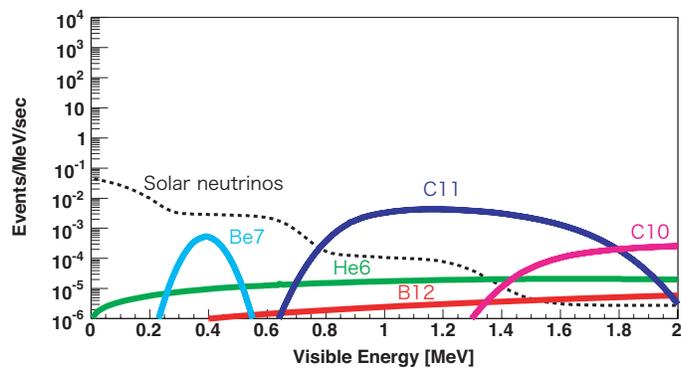
図 2.10: 低エネルギー領域における太陽ニュートリノ (BP2004) とバックグラウンド (U 系列、Th 系列) のエネルギー・スペクトル [15]。



(a) 太陽ニュートリノとバックグラウンド

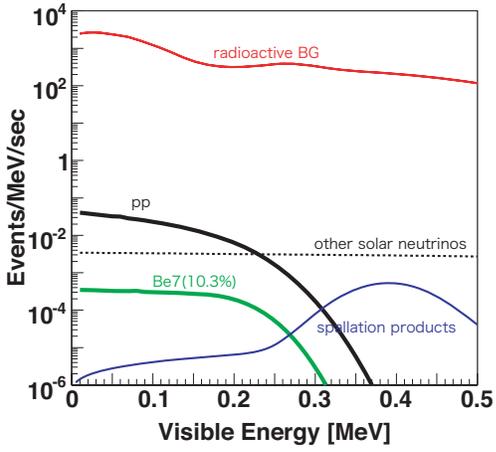


(b) 放射性元素によるバックグラウンド

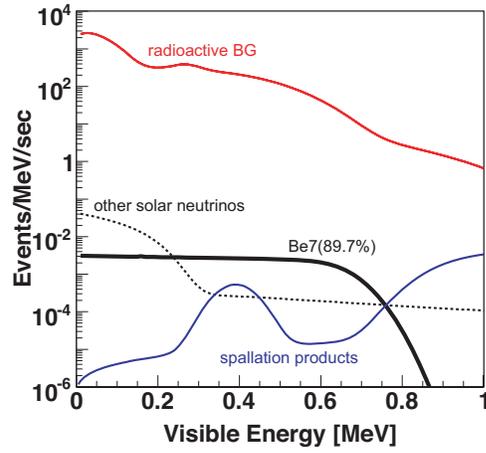


(c) spallation によるバックグラウンド

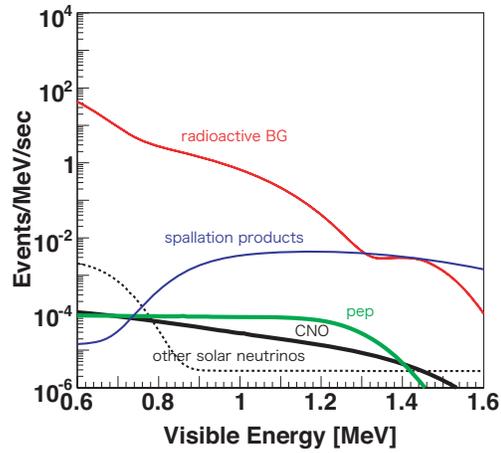
図 2.11: 太陽ニュートリノとバックグラウンド。fiducial radius $R < 4m$ 。



(a) pp ニュートリノとバックグラウンド



(b) ${}^7\text{Be}$ ニュートリノとバックグラウンド



(c) pep/CNO ニュートリノとバックグラウンド

図 2.12: 太陽ニュートリノとバックグラウンド。fiducial radius $R < 4\text{m}$ 。

2.2.1 液体シンチレーター中のバックグラウンド

^{238}U

^{238}U (崩壊系列は図 (2.13)) のバックグラウンド量は $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ の delayed coincidence 解析から求められている。fiducial radius $R < 4\text{ m}$ において、液体シンチレーター中の $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ 、つまり ^{238}U の崩壊率は $(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-8}\text{ Bq/m}^3$ であった。濃度は $(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-18}\text{ g/g}$ である [14]。

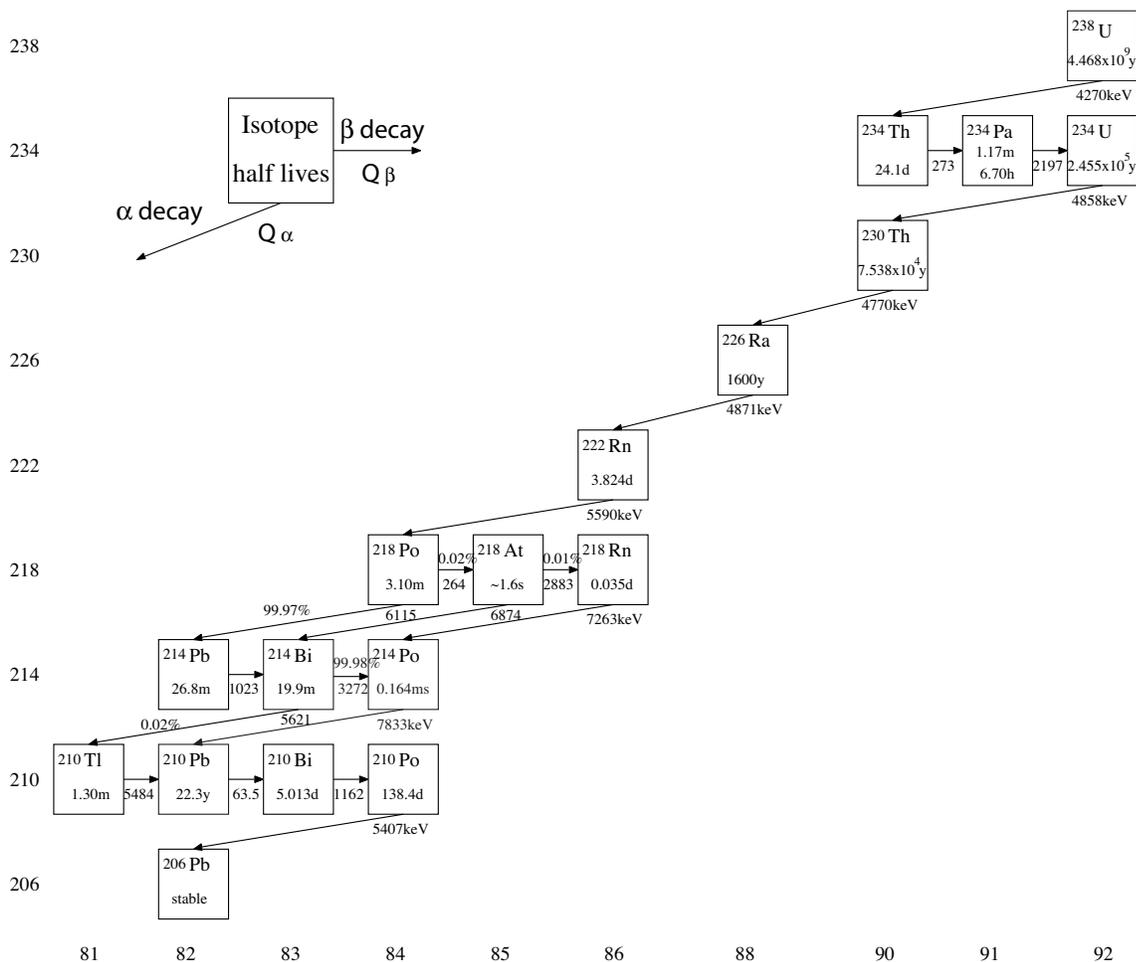


図 2.13: ^{238}U 系列

^{232}Th

^{232}Th (崩壊系列は図 (2.14)) のバックグラウンド量は $^{212}\text{Bi}/\text{Po}$ の delayed coincidence 解析から求められている。fiducial radius $R < 5\text{ m}$ において液体シンチレーター中の $^{212}\text{Bi}/\text{Po}$ 、つまり ^{232}Th の崩壊率は $(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-7}\text{ Bq/m}^3$ であった。濃度は $(8.7 \pm 1.0) \times 10^{-17}\text{ g/g}$ である [14]。

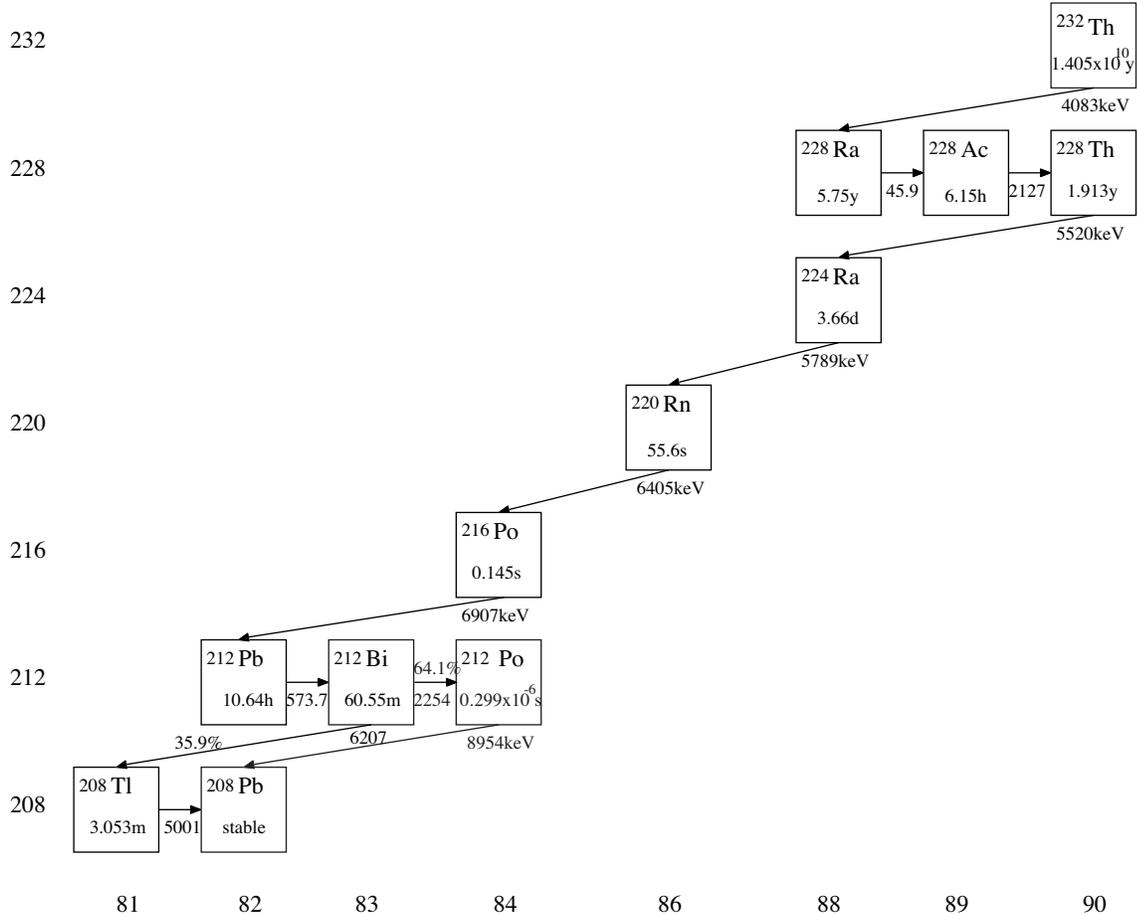


図 2.14: ^{232}Th 系列

^{40}K

^{40}K は図(2.15)のような崩壊をする。前述したように ^{40}K の大部分は検出器のバルーンや外部の岩盤からの寄与であり、fiducial radius Rのカットで除去できる。しかしながら液体シンチレーター中に上限値 2.7×10^{-16} g/gが存在している [14]。これは太陽ニュートリノに対してバックグラウンドとなっている。

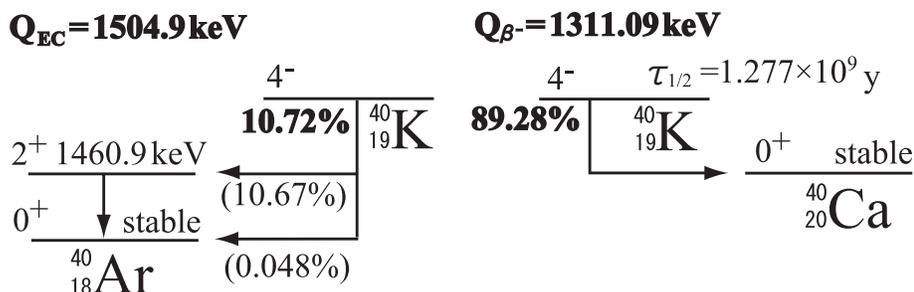


図 2.15: ^{40}K

^{14}C

^{14}C は自然存在比 $1.2 \times 10^{-10}\%$ の元素で、半減期5730年で最大0.156 MeVの β 線を放出する。炭素は液体シンチレーターの構成元素であるから純化による除去はできず、また長寿命なため除去が困難である。よって図(2.11)のようにppニュートリノや分岐比10.3%の ^7Be ニュートリノは観測することができない。

^{39}Ar

希ガス元素であるArは空気中に0.93%存在しており、 ^{39}Ar は半減期269年で最大0.565 MeVの β 線を放出する。low threshold runの解析において、液体シンチレーター中における崩壊率の上限値は 207 mBq/m^3 となっている [14]。もし上限値分存在するならば、太陽ニュートリノに対してバックグラウンドとなる。但し後述する ^{85}Kr よりも沸点が低く、液体シンチレーターに対する溶解度も小さく、さらに混入量も少ないので、 ^{85}Kr の除去が可能ならば自動的に ^{39}Ar の除去も可能であると言える。

^{85}Kr

放射性希ガス元素 ^{85}Kr は天然には存在しない元素であるが、使用済核燃料が再処理された後大気中に放出されている。半減期10.76年で分岐比99.566%で最大0.687 MeV

の β 線、分岐比 0.434 % で最大 0.173 MeV の β 線と 0.514 MeV の γ 線を放出する。low threshold run における分岐比 99.566 % の β 線の解析により、液体シンチレーター中の崩壊率は $456 \pm 96 \text{ mBq/m}^3$ と求められている [14]。これは太陽ニュートリノに対して大きなバックグラウンドであり、液体シンチレーターの純化によって除去する。

^{222}Rn

希ガス元素である Rn の大気中の崩壊率は 30Bq/m^3 程度、KamLAND のある神岡鉱山内の空気中の崩壊率は 3000Bq/m^3 程度である。そのため KamLAND エリアには外気を常に流入している。 ^{222}Rn 自身は半減期 3.824 日で崩壊し、娘核の ^{210}Pb までは全ての元素が短い半減期で崩壊していく。 ^{210}Pb は半減期 22.3 年で崩壊し、その娘核の ^{210}Bi が半減期 5.013 日で最大 1.162 MeV の β 線、さらに娘核の ^{210}Po が半減期 138.4 日で 5.047 MeV の α 線を放出する。low threshold run の解析により、液体シンチレーター中の崩壊率はそれぞれ $53.2 \pm 4.0 \text{ mBq/m}^3$ 、 $47.4 \pm 6.6 \text{ mBq/m}^3$ と見積もられている [14]。これらは太陽ニュートリノに対して大きなバックグラウンドとなっているため、液体シンチレーターの純化により ^{210}Pb を除去する必要がある。

放射性元素	g/g	Bq/m ³
^{238}U	3.4×10^{-18}	3.3×10^{-8}
^{232}Th	8.7×10^{-17}	2.8×10^{-7}
^{40}K	$< 2.7 \times 10^{-16}$	$< 5.5 \times 10^{-5}$
^{39}Ar	-	< 0.207
^{85}Kr	-	0.456 ± 0.096
^{210}Bi	-	$(5.32 \pm 0.40) \times 10^{-2}$
^{210}Po	-	$(4.74 \pm 0.66) \times 10^{-2}$

表 2.3: 液体シンチレーター中の放射性元素によるバックグラウンド [14]

2.2.2 ミューオンの spallation によって生成されるバックグラウンド

検出器内にミューオンが入射した際に生成された γ 線、電子、中性子、陽子、 π 中間子やミューオン自身が、液体シンチレーター中の原子核 (主に ^{12}C) と spallation (原子核破砕) を起こし、様々な不安定核を生成する (表 (2.4))。それぞれの不安定核のイベント数はミューオン・イベントとの時間相関により見積もられている。

低エネルギー領域 (^7Be , pep, CNO ニュートリノ) で問題になるのは、 ^7Be , ^{11}C である。 ^7Be は寿命が長いため、ミューオン・イベント後の veto で除去することができず、またイベント数も見積もられていない。一方 ^{11}C も寿命が短くはないため、muon veto で除去することはできない。しかし ^{11}C は約 95 % の確率で中性子と共に生成されるため、ミューオ

ン-中性子- ^{11}C の 3 fold coincidence(3 重同時計測) で除去できる。

それ以外の不安定核は ^8B ニュートリノのバックグラウンドとなる。 ^{10}C , ^{11}Be 以外は寿命が短いので、muon veto で除去できる。 ^{10}C , ^{11}Be は ^{11}C 同様に中性子イベントを用いて除去する。

放射性元素	Q value (MeV)	崩壊モード	平均寿命	観測値	Hagner
^{14}C	0.156	β^-	8267 y	-	-
^7Be	0.478	EC, γ 10.5%	76.9 d	-	231
^{11}C	1.98	β^+	29.4 m	818 ± 59	1039
^6He	3.51	β^-	1.16 s	-	19
^{10}C	3.65	β^+	27.8 s	16.6 ± 1.4	139
^8He	10.7	β^- (84%), $\beta^- + n$ (16%)	171.7 ms		
^{12}Be	11.7	β^-	16.4 ms		
^{12}B	13.4	β^-	29.1 ms	57.9 ± 1.8	-
^9Li	13.6	β^- (52%), $\beta^- + n$ (48%)	257.2 ms		
^8Li	16.0	β^-	1.21 s	26.8 ± 9.2	5
^9C	16.5	β^+	182.5 ms	3.1 ± 0.8	5.5
^{12}N	17.3	β^+	15.9 ms	< 0.6	-
^8B	18.0	β^+	1.11 s	< 9.2	8
^{11}Li	20.6	β^- (7%), $\beta^- + xn$ (92%)	12.3 ms		

表 2.4: ミューオンの spallation によって生成されるバックグラウンド [14]。観測値および Hagner の予測値の単位は events/day/kton である。

2.3 液体シンチレーターの純化

前述したように、太陽ニュートリノに対するバックグラウンドのうち液体シンチレーター中の放射性元素 (^{14}C 以外) は、液体シンチレーターの純化により除去できる。そのため最近建設した純化装置 (図 (2.16)) を用いて、蒸留精製法による放射性元素の除去を行う。

純化装置へ送られた KamLAND 液体シンチレーターは、まず最初にプソイドクメン蒸留塔で最も沸点の低いプソイドクメンが分留される。次にノルマルパラフィン蒸留塔においてドデカンが分留される。最後に PPO 蒸留塔で最も沸点の高い PPO が分留される。それぞれの蒸留塔で分留された 3 成分は、混合・調整タンク内で液体シンチレーターの構成比で混合される。その後、蒸留で精製された液体シンチレーターは希ガス分離塔へ送られ、窒素置換によって放射性希ガス元素 (^{222}Rn , ^{85}Kr , ^{39}Ar)、溶存酸素、水分の除去が行われる。そして放射性元素の除去された液体シンチレーターは KamLAND 検出器へ送られる。

純化装置のテストベンチ (蒸留のみ) で得られた放射性元素の除去率を表 (2.5) に示す。また ^{85}Kr は窒素置換によってさらに 10^{-6} 程度除去できる。これらの結果を用いた場合の

低エネルギー領域における太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルは図 (2.17), (2.18) である。0.6 MeV 付近で ${}^7\text{Be}$ ニュートリノはバックグラウンドよりもイベント数が多くなっているため観測が可能である。

さらに理想的に、 ${}^{40}\text{K}$ の 1.0×10^{-4} 、 ${}^{210}\text{Pb}$ の除去率を 1.0×10^{-6} とした場合の、純化後の低エネルギー領域における太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトルが図 (2.19), (2.20) である。前述したように不安定核 ${}^{11}\text{C}$ は解析的に除去できるので、0.8 MeV 付近では pep, CNO ニュートリノが観測できる。

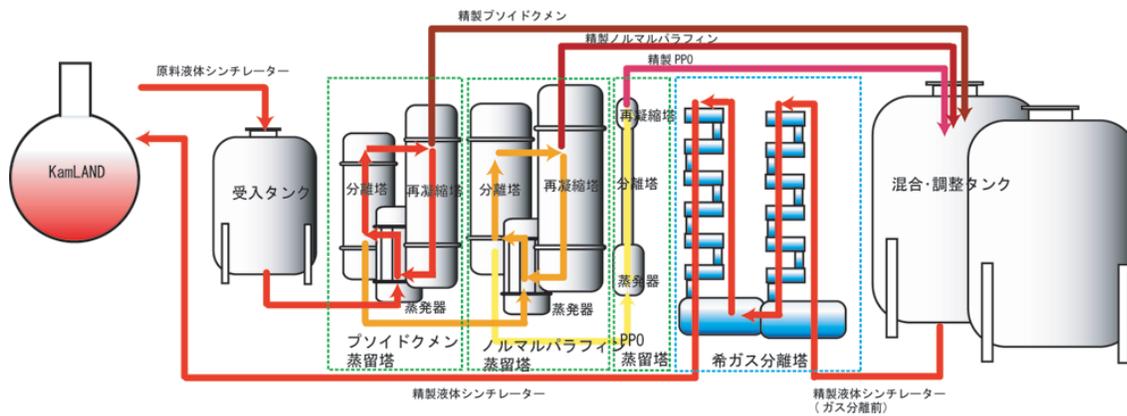


図 2.16: 純化装置の簡略図

放射性元素	除去率
${}^{40}\text{K}$	3.8×10^{-2}
${}^{85}\text{Kr}$	$< 1.3 \times 10^{-5}$
${}^{222}\text{Rn}$	$\sim 10^{-3}$
${}^{210}\text{Pb}$	$< 7.6 \times 10^{-5}$

表 2.5: 純化装置のテストベンチで得られた放射性元素の除去率 [16]

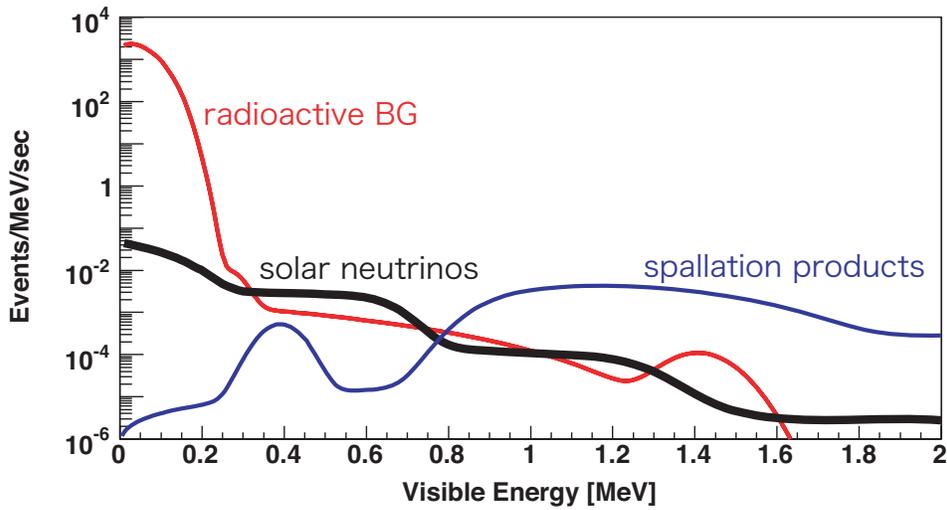
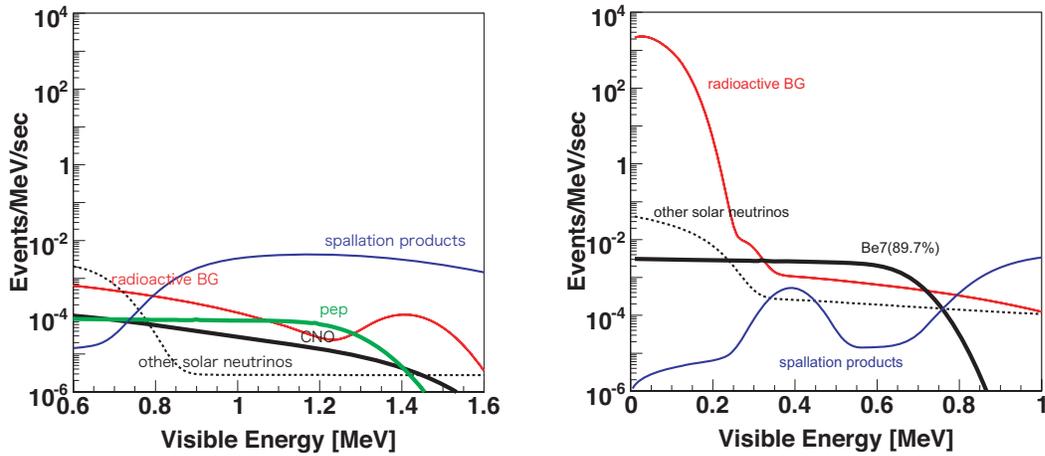


図 2.17: 純化後の低エネルギー領域における太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトル。R<4 m。



(a) 純化後の pep/CNO ニュートリノとバックグラウンド (b) 純化後の ${}^7\text{Be}$ ニュートリノとバックグラウンド

図 2.18: 純化後の太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトル。fiducial radius R<4m。

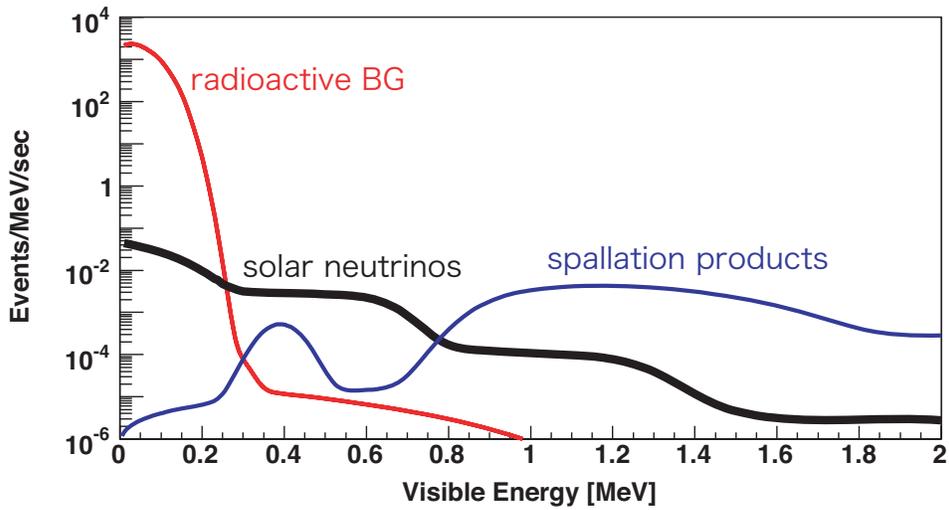
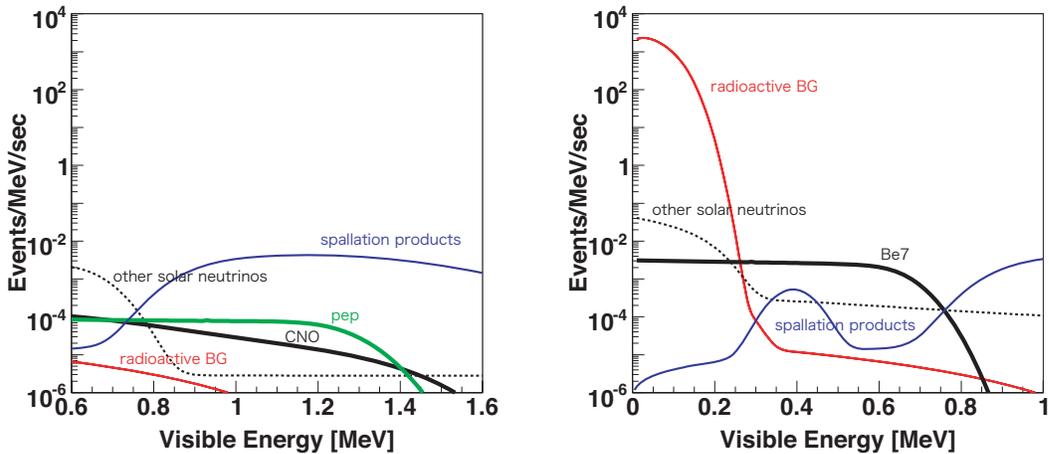


図 2.19: 純化後の低エネルギー領域における太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトル (2)。R<4 m。



(a) 純化後の pep/CNO ニュートリノとバックグラウンド (2) (b) 純化後の ${}^7\text{Be}$ ニュートリノとバックグラウンド (2)

図 2.20: 純化後の太陽ニュートリノとバックグラウンドのエネルギー・スペクトル (2)。fiducial radius R<4m。

第3章 ラドン検出器 miniLAND

前章で述べたように、KamLANDでは液体シンチレーター純化後に太陽ニュートリノ観測を開始する予定である。液体シンチレーター中の放射性不純物のうち ^{222}Rn 起源の ^{210}Bi が大きなバックグラウンドとなる。 ^7Be 太陽ニュートリノを観測するためには $^{210}\text{Bi} < 1 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ である必要があり、寿命の違いを考慮すると親核の ^{222}Rn は約 $2 \text{ mBq}/\text{m}^3$ 以下であることが要求される。一方太陽ニュートリノ観測と平行して、原子炉ニュートリノと地球ニュートリノの精密測定も行うが、それらの ^{222}Rn への要求は数百 mBq/m^3 以下である。KamLAND エリア内の平均ラドン濃度は $40 \text{ Bq}/\text{m}^3$ であるため、純化時に約 50l 空気が混入すると ^{222}Rn に対する要求が満たせなくなる。

そこで純化後の液体シンチレーターのラドン濃度を $1 \text{ mBq}/\text{m}^3$ の精度で連続測定、かつ1日以内に結果をフィードバックする検出器・miniLANDを開発した。 0.36 m^3 の純化後の液体シンチレーターを入れる、直方体のアクリル容器4ボックス・16セルの両側にはそれぞれ16本の5インチPMTが取り付けられている。アクリル容器の中には反射板が入っており、効率的にシンチレーション光を集光できるようになっている。アクリル容器とPMTの間、およびアクリル容器の外側にはバックグラウンドを遮蔽するためのシールドが設置されている。液体シンチレーター中のラドン濃度は、 ^{222}Rn の娘核である $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ を delayed coincidence(遅延同時計測)によって測定する。またバックグラウンドを除去するために、 ^{214}Po (α 線)とバックグラウンド(β/γ 線)に対する Pulse Shape Discriminationを行うことも視野に入れている。

以下で検出原理、検出器、およびシールドについて詳細に述べる。

3.1 検出原理

delayed coincidence (遅延同時計測)

液体シンチレーター中のラドン崩壊率を見積もるため、図(3.1)の崩壊を用いる。 ^{214}Bi からの β 線を prompt(先発)信号、直後の ^{214}Po からの α 線を delayed(後発)信号として delayed coincidence (遅延同時計測)により測定する。 ^{214}Po の半減期は $164 \mu\text{sec}$ と非常に短いため、時間相関により効果的にバックグラウンドを除去することが可能である。

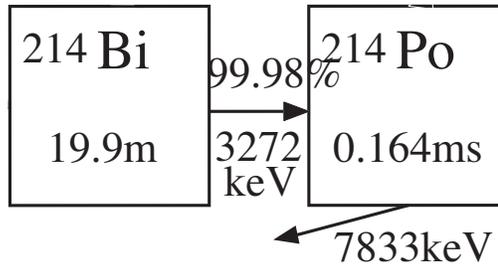


図 3.1: $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$

3.2 検出器

検出器はアクリル容器製で4ボックス全16セル、PMT32本で構成されている。アクリル容器は1ボックスがLS槽(1,000×680×170mm³)とその両外側のNaI槽(1,000×680×170mm³)に分かれている(図(3.2))。LS槽には純化後の液体シンチレーター0.36m³を入れ、NaI槽にはシールドとして62wt%NaI+0.1wt%Na₂S₂O₃水溶液を入れる。LS槽1つ、NaI槽1つに縦方向4セルが対応していて、セル間はLS槽では反射板、NaI槽ではライトガイドによって光学的に分離されている。セル構造とすることによってaccidental(偶発)バックグラウンドを除去することができる。NaI槽の外側にはセルごとに独立したPMT設置台があり、そこにPMTが設置されている。PMTは2種類のものを使用していて、光電面のサイズはどちらも5インチである。

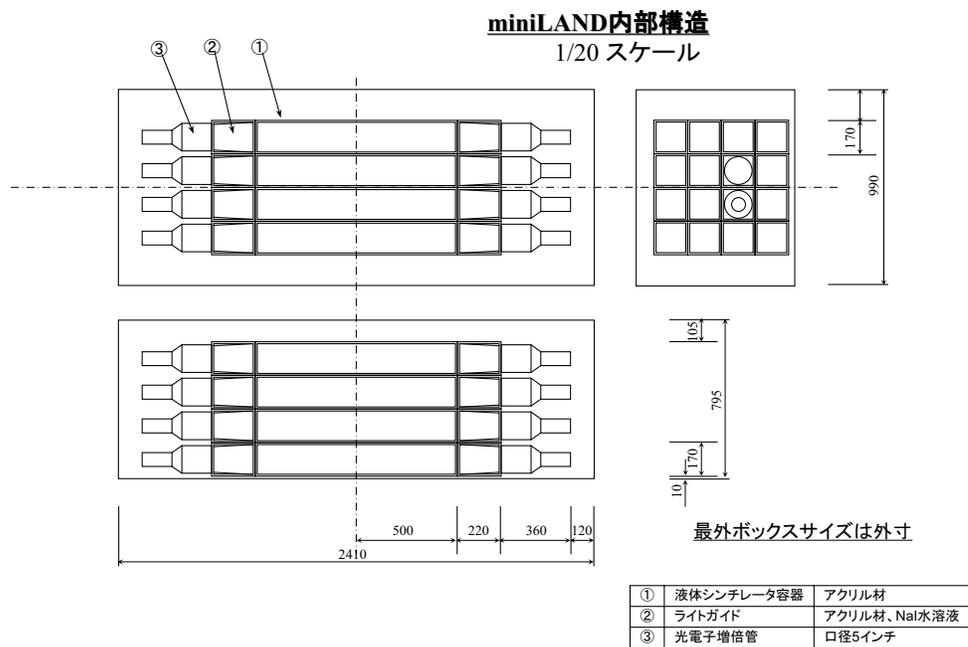
3.2.1 反射板とライトガイド

アクリル容器のLS槽内蔵の反射板とNaI槽内蔵のライトガイドは構造は異なるが、どちらも集光目的で設置されている。全反射による集光、および高い反射率によるセル間の光学的な分離を行う。

反射板

反射板(図3.4)はLS槽の全面およびセル間に設置されている。セル間の反射板によってそれぞれのセルは光学的に分離されている。反射板の構造は内側からアクリル板、空気層、タイベック・シート、アクリル板となっている。但しセル間の棚板の反射板はアクリル板、空気層、ナイロン・メッシュ、タイベック・シート2枚、ナイロン・メッシュ、空気層、アクリル板の構成になっている。ナイロン・メッシュ(360μm)は空気層を作るために使われている。

アクリル(2mm)の透過率は400nmの波長で99.7%で、液体シンチレーターとアクリルの屈折率は近い値(それぞれ、1.45/1.51)であるため、シンチレーション光はアクリルを透

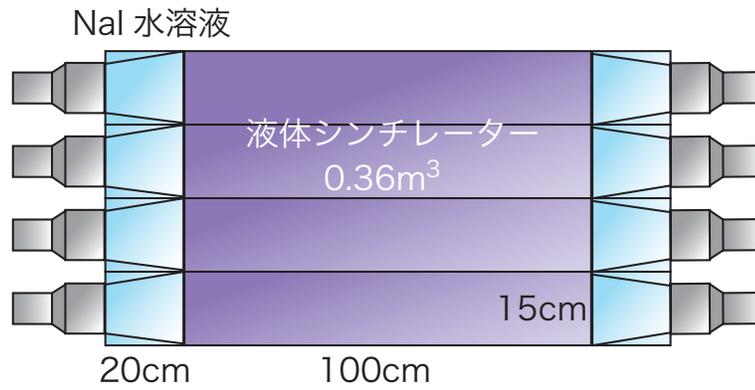


(a) アクリル容器構造図

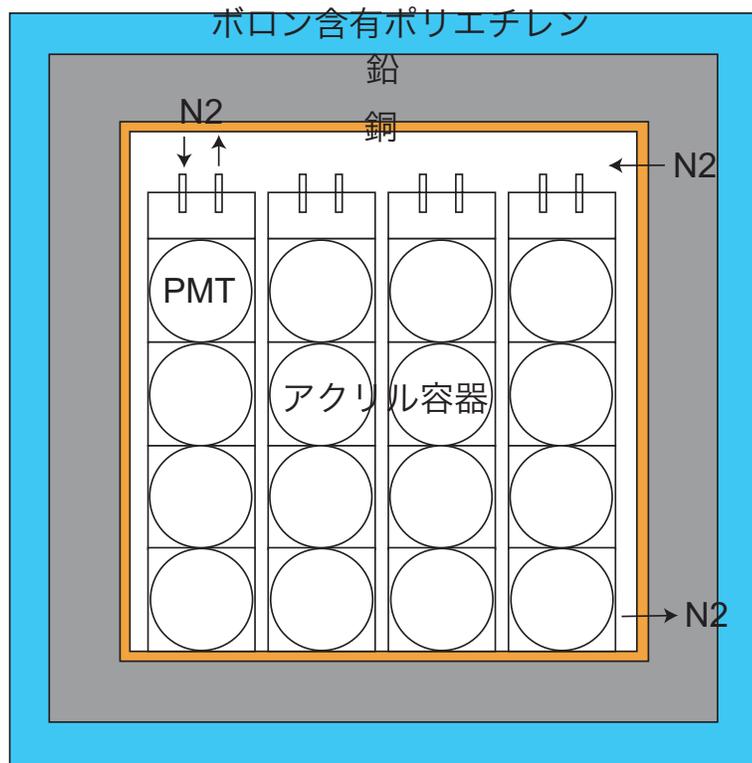


(b) アクリル容器 (LS 槽 + アクリル槽)

図 3.2: miniLAND 検出器のアクリル容器



(a) アクリル容器の側面部概略図



(b) 背面部概略図

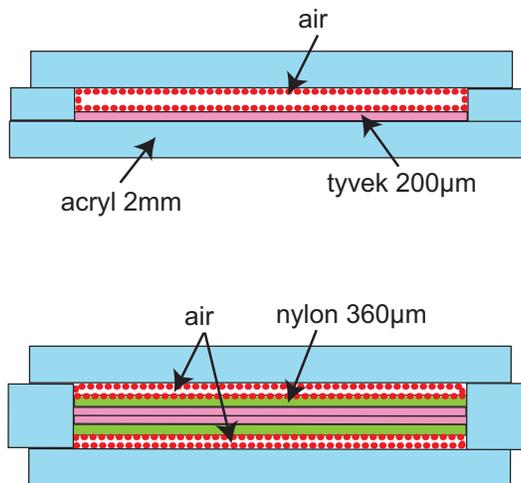
図 3.3: miniLAND 概略図

過する。液体シンチレーター-空気層においては屈折率の違い(空気は1.00)により、入射角 $\theta > 48.4^\circ$ で全反射が起きる。

タイベック・シート ($200\mu\text{m}$) は一般的には農業資材や安全防護服として使用される、ポリエチレン加工物である。波長 400nm で反射率 95% [18] なので、空気層を透過した光はほとんど反射される。23/100 スケールの miniLAND1 セル (LS 槽のみ) を想定した実験では、タイベック・シートによって 1.7 倍の光量が得られた [19]。



(a) 反射板



(b) 反射板の構造。下が棚板、上がそれ以外の部分の板。

図 3.4: 反射板

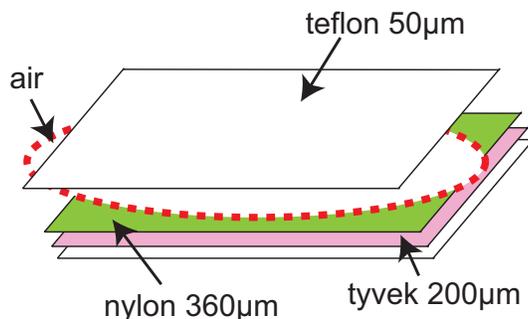
ライトガイド

ライトガイド (図 (3.5)(a)) は NaI 槽にセルごとに設置されている。アクリルでできた直方体の枠の内部に、LS 槽のアクリル面から PMT の光電面に渡って反射シートが装着されている。反射シートの構造は内側からテフロン・シート、空気層、ナイロン・メッシュ、タイベック・シート、テフロン・シートとなっている (図 (3.5)(b))。ライトガイドの形状からアクリル板の使用は困難であったため、その代替としてテフロン・シートを使用した。

テフロン・シート ($50\mu\text{m}$) の透過率は 400nm の波長で 97.2% で、NaI 水溶液とテフロン の屈折率は近い値 (それぞれ 1.34) なので、アクリル同様光はほとんど透過する。



(a) ライトガイド。手前が NaI 槽側。



(b) ライトガイドの反射シートの構造

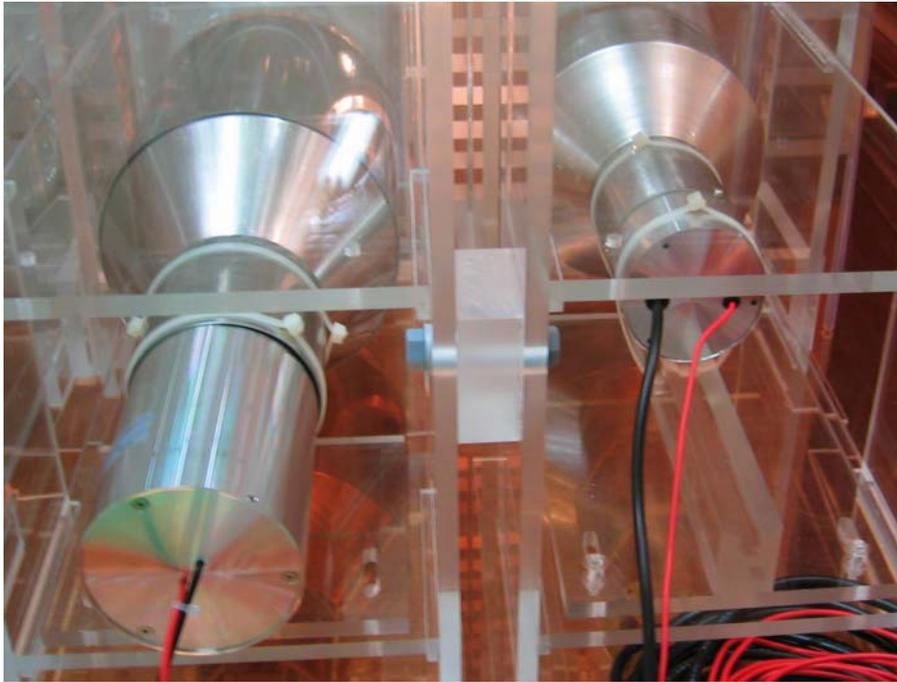
図 3.5: ライトガイド

3.2.2 PMT (Photo-Multiplier Tube, 光電子増倍管)

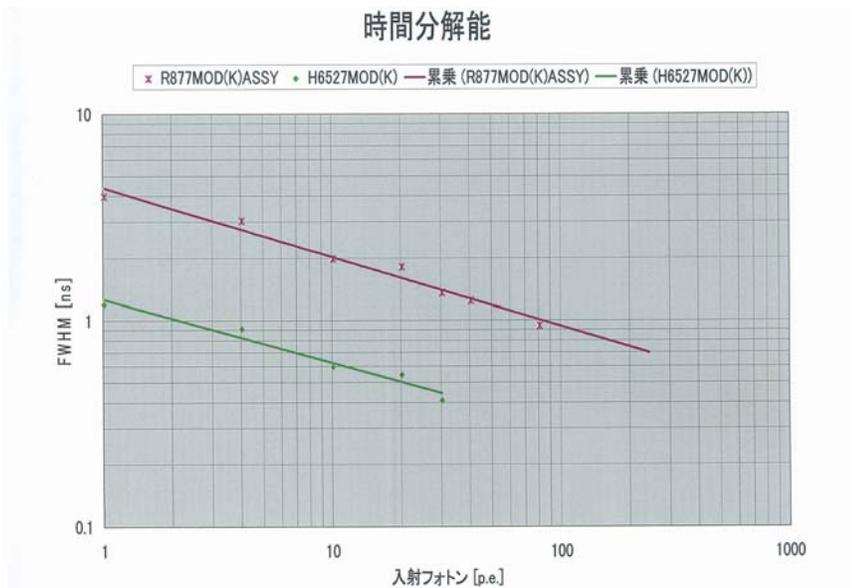
miniLAND には 2 種類の PMT が使われている。それぞれ数は 16 本、計 32 本で、どちらも光電面の口径は 5 インチで、通常品より低バックグラウンド仕様となっている。R877MOD(K)ASSY は H6527MOD(K) よりもバックグラウンドが少ないが、gain が小さく、時間分解能が悪い。しかし R877 よりも低バックグラウンドで、時間分解能が改善された特注品である。以下の表 (3.1)、図 (3.6) に 2 つの PMT の情報を示す。

PMT	BG の崩壊率 (Bq)				gain	時間分解能 (nsec, 1p.e.)
	合計	⁴⁰ K	U 系列	Th 系列		
H6527MOD(K)	3.61	2.13	1.08	0.40	1.4×10^7	~ 1
R877MOD(K)ASSY	3.14	1.52	0.75	0.37	4.2×10^5	~ 4
R1250	575	574	1.06	0.40	-	-
R877MOD	526	522	2.81	0.76	-	-

表 3.1: 上段・miniLAND に使われている PMT、下段・通常の PMT [20]



(a) 5 インチ PMT。左が H6527MOD(K)、右が R877MOD(K)ASSY。



(b) 時間分解能 [20]

図 3.6: miniLAND に使われている PMT

3.3 検出方法

3.3.1 検出回路

図 (3.7) に検出回路を示す。VME 規格のマルチヒットの ADC, TDC を使用するため dead-time フリーなので、回路では delayed coincidence を行わず解析的に行う。R877MOD(K)ASSY については波高が小さいので Amp を通す。PMT からの信号は Divider で二手に分けられ、一方はケーブルで delay させた後 ADC のインプットへ行く。もう一方は Discriminator でデジタルに変換され、左右 PMT の threshold 以上の信号をその後 coincidence する。trigger rate を抑えるために左右の PMT とも光った場合のみ trigger を出す。次に 8 セル分の trigger を Logic FI/FO で 1 つにまとめ、deadtime の間は veto をかけて ADC, TDC, Scaler の Trigger に入れる。図の黄色の部分で veto を作る。ADC は AD 変換の際に数 μsec の deadtime を作るため、trigger を出した後 $10\mu\text{sec}$ は veto をかける。また PC へのデータ転送の間も deadtime となるため、転送中も veto をかける。図の青色の部分では deadtime と runtime を計測している。ADC では trigger から $200\mu\text{sec}$ の間の信号の積分値を出す。TDC ではインプットへは Discriminator からの信号を delay させたものを入れており、TDC は trigger からの時間に相当する値を出す。

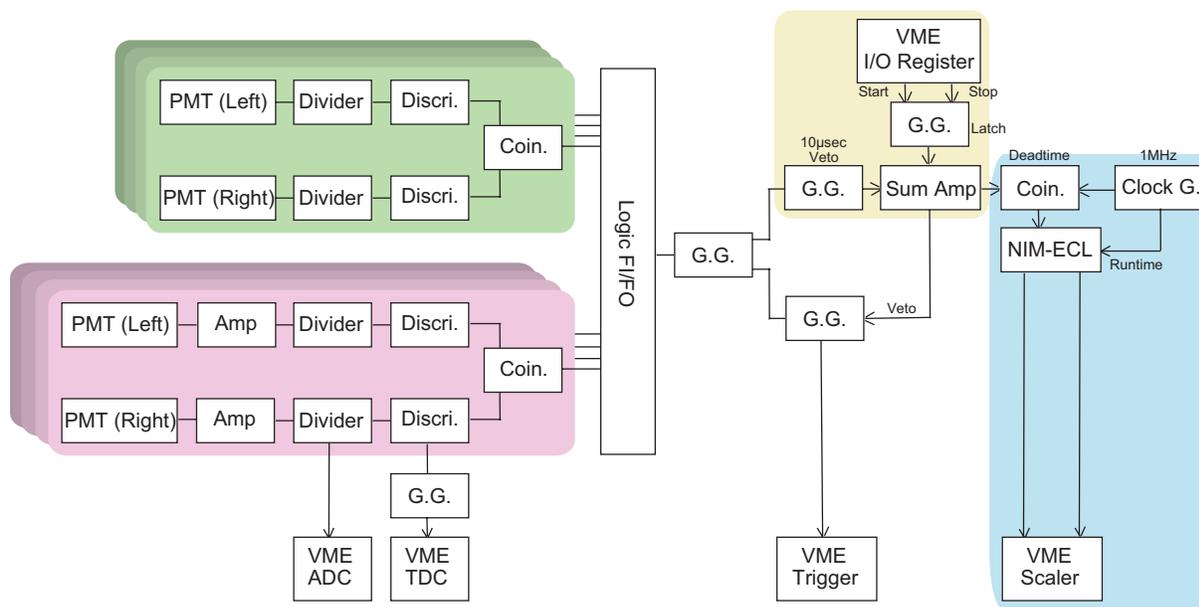


図 3.7: miniLAND の logic

3.3.2 解析方法

図 (3.7) の回路で得られたデータを解析し、ラドン・イベントを観測する。ADC 値を補正してエネルギー情報を得て、TDC 値によって trigger を出したセルの判断をし、左右の

TDC 値から vertex を再構成して位置情報を得る。また Scalar からは時間情報を得て、イベント間の時間差が 1msec 以内のもの全てを prompt/delayed イベントと定義する。エネルギー、prompt/delayed イベントの位置・時間相関のセレクションによりバックグラウンドを除去し、ラドン・イベント数を見積もる。また後述する Pulse Shape Discrimination(波形弁別)を用いれば、さらにバックグラウンドを除去できる可能性がある。

3.3.3 Pulse Shape Discrimination (波形弁別)

粒子による波形の違いを利用して粒子を識別することを Pulse Shape Discrimination(PSD)と呼ぶ。これによって delayed coincidence で除去しきれない accidental(偶発)バックグラウンドを除去する。

液体シンチレーターの発光機構と電離クエンチング

液体シンチレーターの発光は放射線による溶媒分子の励起、溶媒分子間のエネルギー伝達、溶媒分子から溶質分子へのエネルギー伝達、溶質分子の発光という過程で起こる。私達が通常観測する発光は、一重項励起状態から基底状態に溶質分子が遷移(蛍光放出)する際の放出光によるものである。三重項励起状態の分子の寿命は通常一重項励起状態のものより長い。そのため2つの三重項励起状態分子が相互作用し、2つの一重項励起状態分子になる場合がある。この一重項励起状態分子の蛍光放出による発光の減衰時間は、三重項励起状態分子間の相互作用の時間により長くなる。これによって波形に速い成分と遅い成分が現れる。

エネルギー損失の大きい粒子(重粒子、例えば α 粒子)はごく狭い範囲の分子を励起するため、その軌跡付近の励起状態の溶媒分子は高密度になる。溶質分子に対して溶媒分子の量が非常に多くなるため、溶媒分子から溶質分子へのエネルギー伝達の効率が悪くなる。そのため速い成分に寄与する蛍光放出の効率は低下する。これを電離クエンチングと言う。一方三重項励起状態の分子の密度が増すと分子間の相互作用の確率が高くなるため、遅い成分の発光は増す。その結果エネルギー損失の大きい粒子による発光は減衰時間が長くなる。この性質から、液体シンチレーターは粒子のエネルギー損失による波形の違いが顕著であり、PSDに適していると言える。

方法

波形の total charge(全光量)と tail charge(遅い成分の光量)をそれぞれ測定し(図(3.8))、その比 tail charge/total charge のヒストグラムから粒子を識別する[17]。遅い成分の多い α 粒子は tail/total 比が大きくなる。

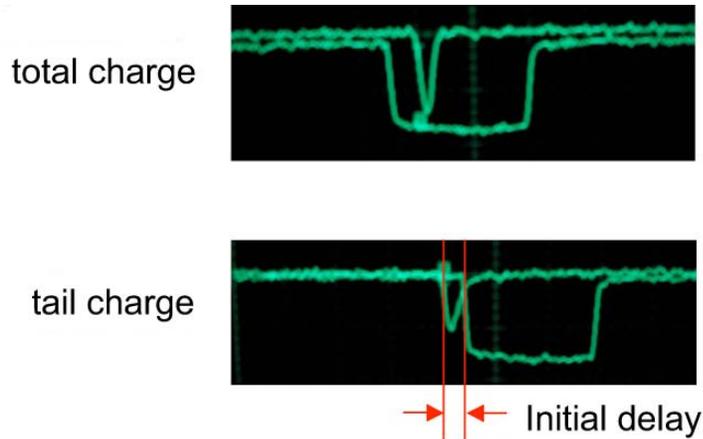


図 3.8: tail, total charge と initial delay の定義。最適な initial delay で tail charge を決定する。

ここでは delayed イベントにおいて、シグナルである ^{214}Po (α) とバックグラウンド (γ) を分離したい。そこで α 粒子の検出効率 R_α が 90% となるときの tail/total を *cut* と定義する。今のような α 粒子と γ 粒子が混じった tail/total のヒストグラムは、それぞれの粒子のピークが見える。これらを gaussian で fit したときの関数を G_α , G_γ とし、

$$R_\alpha = \frac{\int_0^{\text{cut}} G_\alpha(x) dx}{\int_0^\infty G_\alpha(x) dx} = 0.9 \quad (3.1)$$

となる *cut* を求める。その *cut* に対して、つまり $R_\alpha = 90\%$ のとき、シグナルに対する γ 粒子の混入率は、

$$R_\gamma = \frac{\int_0^{\text{cut}} G_\gamma(x) dx}{\int_0^\infty G_\gamma(x) dx} \quad (3.2)$$

である。このように PSD を用いると飛躍的にバックグラウンドを減らせる可能性がある。

3.4 バックグラウンド

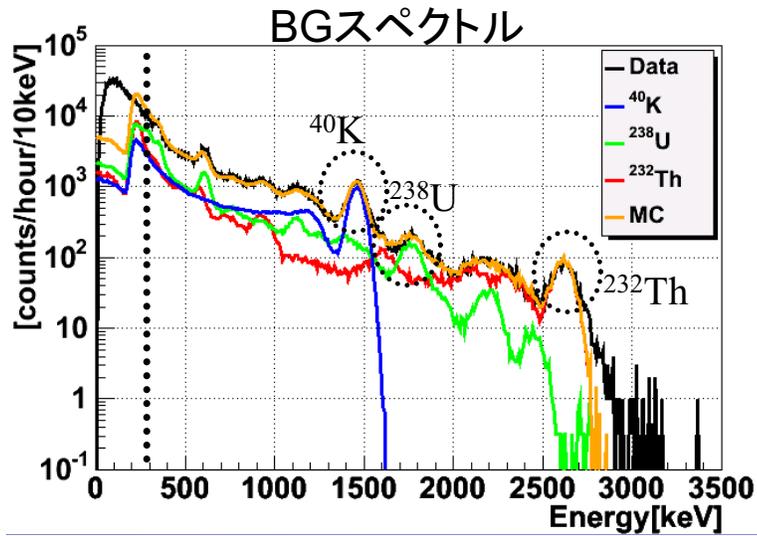
検出器外部の岩盤、反射板やライトガイドに使用しているアクリル板、ライトガイドに使用しているナイロン、液体シンチレーターの送液用チューブやキャリブレーション・チューブ、ライトガイドに使用しているテフロン、シールドに使用している鉛ブロックのバックグラウンド量を表 (3.2) に示す。検出器で使用しているアクリルは反射板およびライトガイドのものと異なるが、バックグラウンド量が大きく異なることはないと考える。反射板、ライトガイドに使用しているタイベック・シート、ライトガイドに使用しているテフロン・シートやポリエステル・テープ、アクリルの接着に使用しているアクリダインおよび 1,2ジクロロエタンのバックグラウンドは問題にならない。

図 (3.9)(a) は岩盤からのバックグラウンド、(b) はシールドで使用している鉛ブロックにおけるバックグラウンドのエネルギー・スペクトルである。但し (a) は miniLAND ルームとは別の場所で測定したものであるから、岩盤の組成は異なる可能性がある。シールドで使用している無酸素銅、ポリエチレンのバックグラウンドは問題にならない。

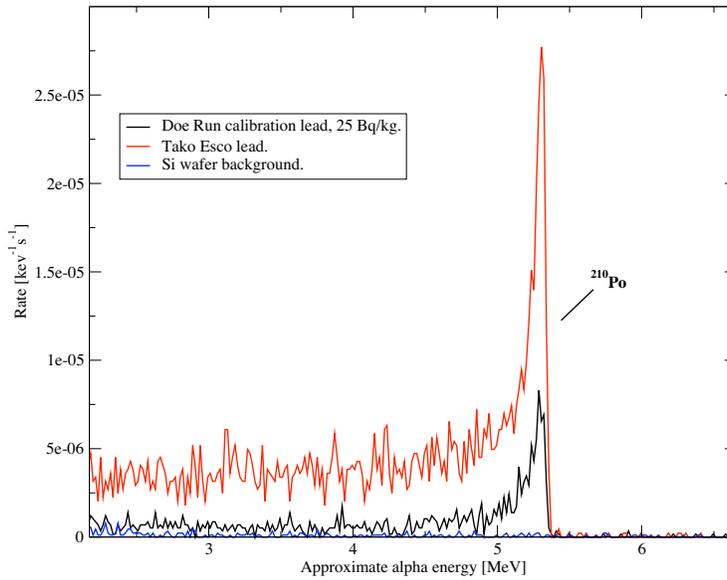
PMT からのバックグラウンドは表 (3.1)、シールドとして用いる NaI 水溶液からのバックグラウンドは第 5 章の表 (5.3) 参照。

物質	バックグラウンド			備考
	⁴⁰ K	U 系列	Th 系列	
岩盤	1.56×10^{-6} g/g	3.13×10^{-6} g/g	5.69×10^{-6} g/g	[21] 300 keV 以上
アクリル板	244 ± 79 mBq/kg	< 9 mBq/kg (²²⁶ Ra)	< 31 mBq/kg (²²⁸ Th)	[22]
ナイロン	1×10^{-8} g/g	2×10^{-12} g/g	5×10^{-12} g/g	[23]
テフロン	-	150×10^{-12} g/g	250×10^{-12} g/g	[24]
鉛ブロック	-	13.8 ± 0.2 mHz 165 ± 33 Bq/kg	-	[25] ²¹⁰ Po の崩壊率
高純度鉛ブロック	-	2.33 ± 0.26 mHz 25 ± 3 Bq/kg	-	[25] ²¹⁰ Po の崩壊率

表 3.2: miniLAND における放射性元素の崩壊率



(a) NaI 検出器で測定した神岡鉱山内のバックグラウンド [21]



(b) Ge 検出器で測定した鉛のバックグラウンド [25]。赤線は鉛ブロック、黒線は高純度の鉛ブロック、青線は環境バックグラウンド。

図 3.9: バックグラウンド・スペクトル

3.5 シールド

検出器は外部からのバックグラウンドを遮蔽するため、シールド・ボックスの中に設置されている。一方、検出器内部のバックグラウンドで問題になるのは PMT からのもので (第 4 章 図 (4.16))、それを遮蔽するため LS 槽と PMT の間には NaI 槽が設置されている。図 (3.11) はシミュレーションによる miniLAND で期待されるバックグラウンドである。

3.5.1 外部からのバックグラウンドのためのシールド

シールド・ボックスは内側から無酸素銅 3mm、鉛 150mm、20%ボロン含有ポリエチレン 50mm という構造になっている (図 (3.10))。

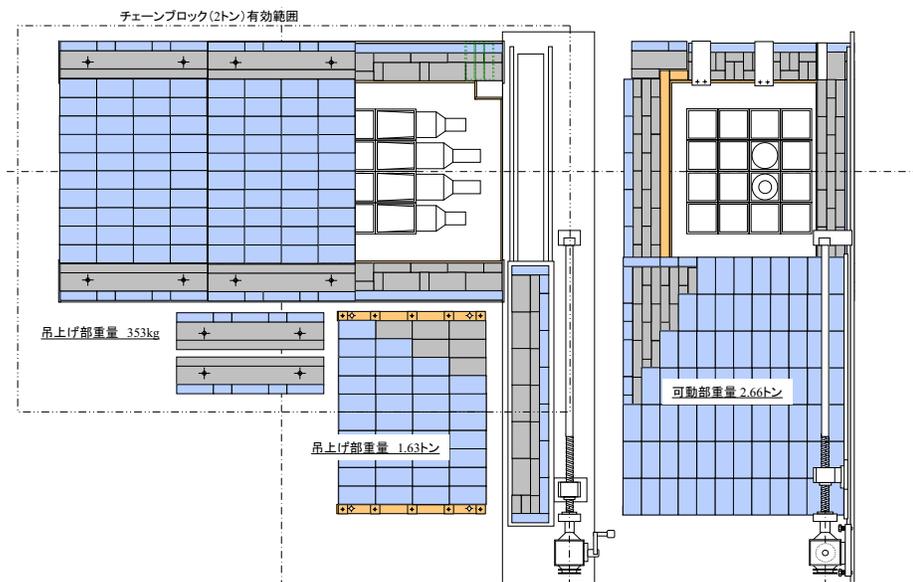
無酸素銅は純度 99.995%以上の銅のことで安価でバックグラウンドが非常に少ない。miniLAND における無酸素銅シールド・ボックスの役目は、アクリル・ボックス及び銅ボックス内に流す窒素の密閉、外からの光の遮蔽である。また万が一アクリル容器が破損した場合の外への液体シンチレーターの漏洩防止にも使用される。窒素密閉の目的は、外気からのラドン混入防止と液体シンチレーターの防火対策である。

鉛シールドは鉛 1,400 ブロックで構成されている。自然存在比 52.4%の ^{208}Pb は最重安定同位体であり、鉛は放射線を遮蔽する性質があるため (鉛 15cm で 300keV 以上の γ 線は 10^{-4} 除去される)、放射線遮蔽材としてよく使われている。シールド背面部 (PMT 側)、側面部の NaI 層より外側を除いて、内側 100mm は高純度の鉛を使用している。

20%ボロン含有ポリエチレンはによるシールドは 600 ブロックで構成されていて、中性子を遮蔽する役割をしている。鉛は中性子を捕獲して γ 線を放出するので、鉛シールドの外側にポリエチレン・シールドを設置した。高速中性子 (0.1 MeV 以上の中性子) は水素と衝突するとほとんどのエネルギーを渡して熱中性子 (常温で 0.025 MeV) になるので、水素を多く含むポリエチレンは中性子減速材として使われる。自然存在比 19.9%の ^{10}B は熱中性子吸収断面積が非常に大きく (3837 b)、 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応を起こす。ボロンは原子炉内において臨界状態を防ぐための制御棒として使われている。

3.5.2 PMT からのバックグラウンドのためのシールド

PMT からのバックグラウンドを防ぐ手段として、LS 槽と PMT の間に NaI 槽を設置している。NaI 槽の中には 62wt%NaI + 0.1wt%Na₂S₂O₃ 水溶液が入っている。このシールドの研究についての詳細は第 5 章で述べる。

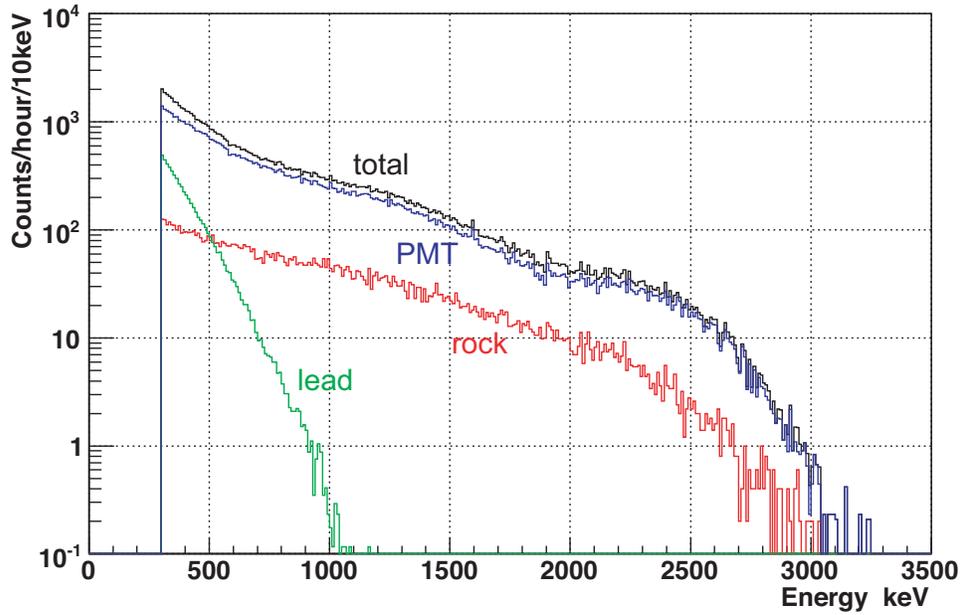


(a) シールド構造図。背面部 (PMT 側) のシールドは可動できるようになっている。

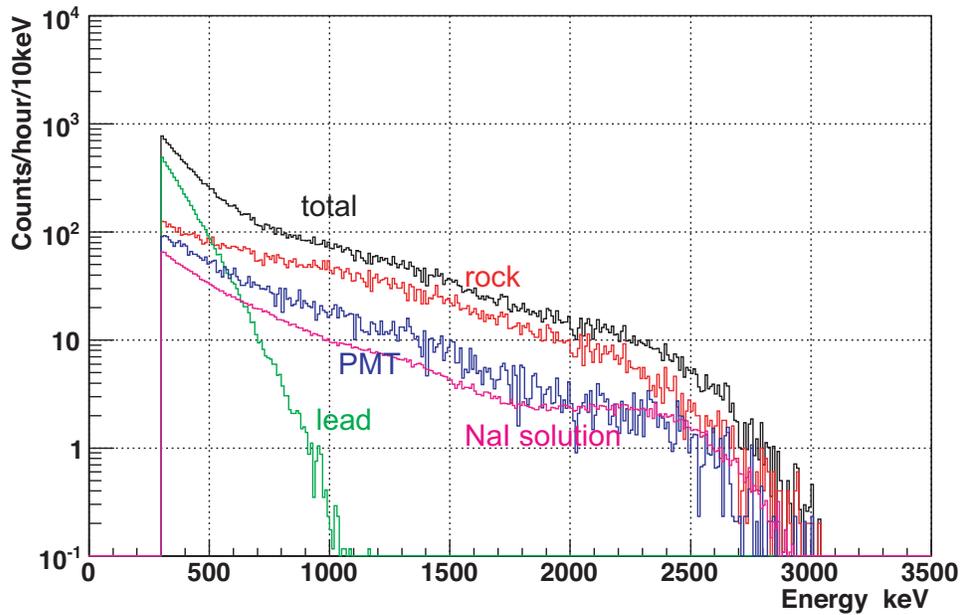


(b) 外部シールド。側面からの様子。

図 3.10: miniLAND の外部シールド



(a) 外部シールド自身 (鉛) とそれによってのみ遮蔽されたバックグラウンド



(b) 内部シールド自身 (NaI 水溶液) とそれによって遮蔽された PMT からのバックグラウンド

図 3.11: シミュレーションによる miniLAND で期待されるバックグラウンド

第4章 テストベンチによる評価

miniLAND のデザインを決定するために、テストベンチ microLAND による性能評価を行った。

4.1 検出器

microLAND は miniLAND の 1 セルに対応するサイズのアクリル容器で、NaI 槽や反射板、ライトガイドは無い。アクリル容器の両外側に PMT 設置台があり、そこに 5 インチの PMT が設置されている。アクリル容器はバックグラウンドを遮蔽するため、鉛ブロックに囲まれている。設置場所はニュートリノ科学研究センター (以下仙台) と神岡鉱山内 (以下神岡) の 2ヶ所である。鉛ブロックによるシールドの厚さは仙台では 50mm、神岡では底面 100mm、それ以外の面が 150mm である。液体シンチレーターについては、仙台では KamLAND のものと同じ構成比で作ったものを使用、神岡では KamLAND の 1m³ タンクに貯蔵してあるものを使用した。PMT については仙台、神岡で H6557(低バックグラウンド仕様ではない, 図 (4.2)(a) に設置されている PMT) と R877(光電面のみ低バックグラウンド仕様、時間分解能が悪い, 図 (4.1)) それぞれで測定をした。図 (4.2) はテストベンチで、(a) が仙台、(b) が神岡のものである。



図 4.1: R877 PMT



(a) 仙台で設置した microLAND



(b) 神岡で設置した microLAND

図 4.2: miniLAND のテストベンチ

検出原理は miniLAND と同様なので、第 3 章を参照のこと。

4.1.1 検出回路

図 (4.3) に検出回路を示す。回路中で 1 msec time window で delayed coincidence を行い、CAMAC 規格のモジュールでデータをとる。2 台の ADC でそれぞれ prompt 信号、delayed 信号を測定し、TDC では両側の PMT からの信号の時間差を測定する。2 台の Scaler ではそれぞれ prompt と delayed 信号の時間差、deadtime(CAMAC の不感時間) を測定する。

4.1.2 解析方法

図 (4.3) の回路で得られたデータを解析し、ラドン・イベントを観測する。prompt, delayed イベントでそれぞれ、ADC 値を補正してエネルギー情報、TDC 値から vertex を再構成し位置情報を得る。また Scaler からは時間情報を得る。エネルギー、位置、prompt/delayed イベントの位置・時間相関のセレクションによりバックグラウンドを除去し、ラドン・イベント数を見積もる。

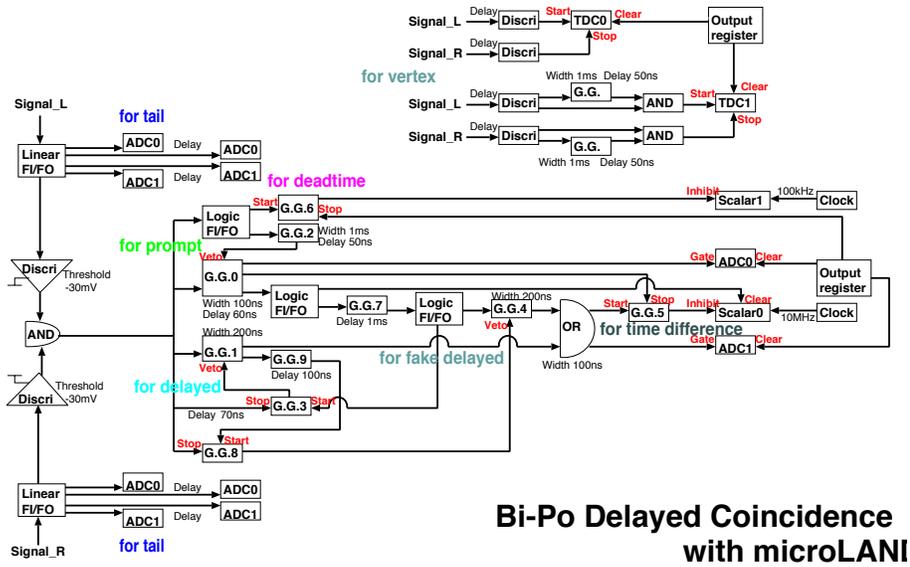


図 4.3: Delayed coincidence logic

4.2 calibration

^{60}Co と ^{137}Cs 線源を用いて calibration を行った。液体シンチレーターと NaI シンチレーターを図 (4.4) のように設置し、後方散乱イベントを用いて 5 点 ($x = -35, -20, \pm 0, +20, +35 \text{ cm}$) でデータをとった。液体シンチレーター側の後方散乱反跳電子 (^{137}Cs ならば 478 keV) と NaI 側の後方散乱 γ 線 (^{137}Cs ならば 185 keV) を同時計測する。

後方散乱とは散乱角 $\theta = 180^\circ$ のコンプトン散乱である。コンプトン散乱の反跳電子のエネルギーは、

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

であるから、後方散乱 ($\theta = 180^\circ$) における反跳電子のエネルギーは、

$$E_{e,2\pi} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (4.2)$$

となる。表 (4.1) に ^{60}Co と ^{137}Cs の γ 線、後方散乱における反跳電子と散乱 γ 線のエネルギーを示す。

以下では PMT・H6527 を使用した場合の calibration について述べる。手順は R877 も同様である。

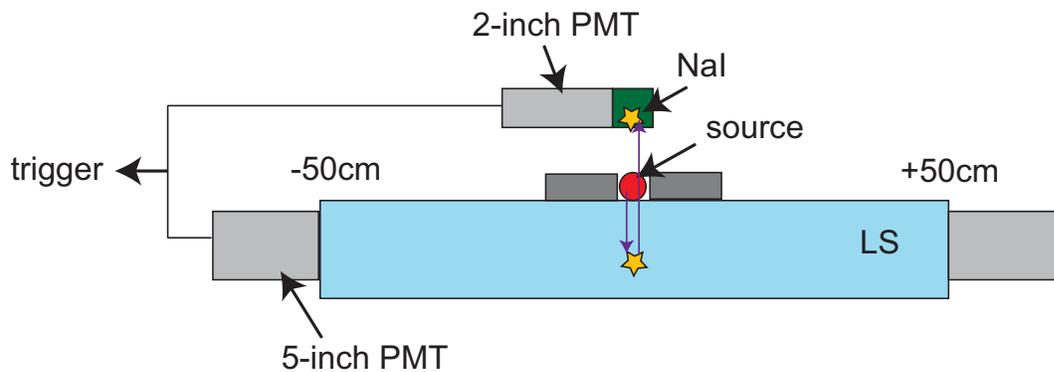
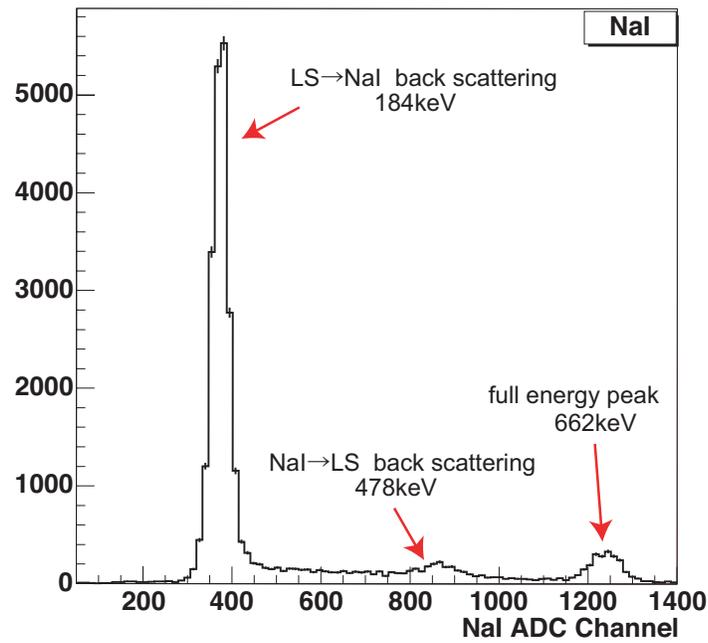


図 4.4: 後方散乱イベント測定のためのセットアップ

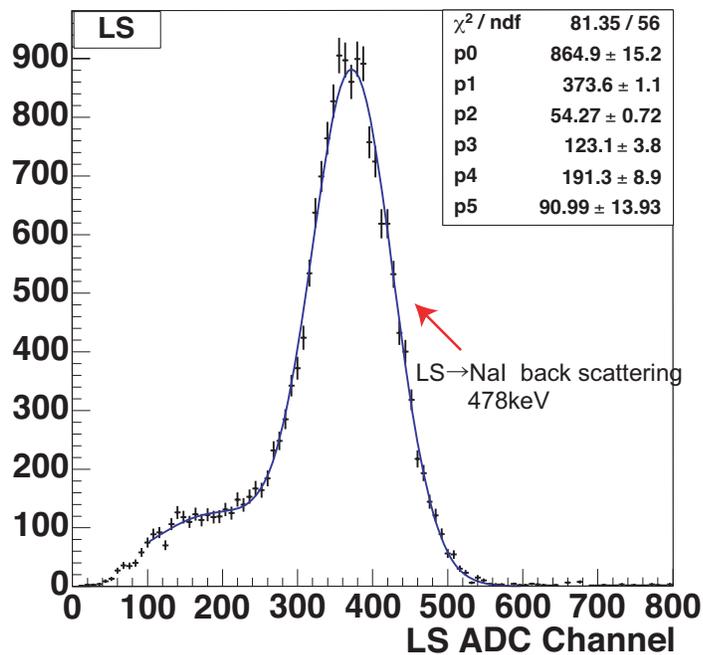
線源	γ 線 (keV)	反跳電子 (keV)	散乱 γ 線 (keV)
^{137}Cs	662	478	184
^{60}Co	1173	963	210
	1333	1119	214

表 4.1: γ 線、後方散乱における反跳電子と散乱 γ 線のエネルギー

図 (4.5), (4.6) はそれぞれ ^{137}Cs 、 ^{60}Co の後方散乱イベントのエネルギー・スペクトルである。(a) は NaI 側、(b) は LS 側である。

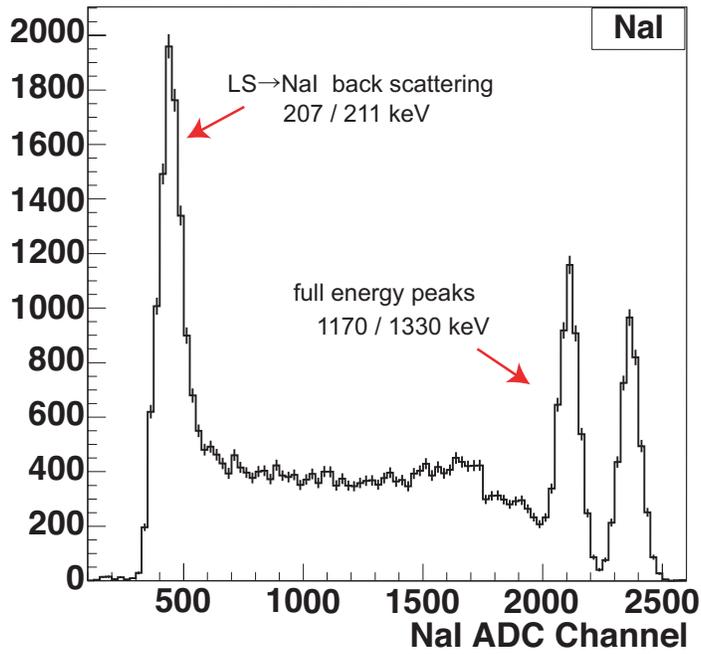


(a) 後方散乱における NaI 側のエネルギー・スペクトル

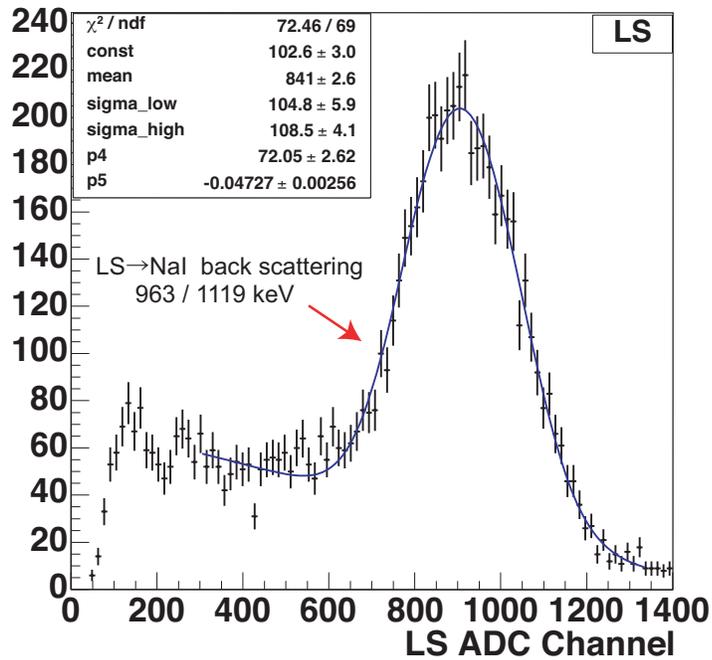


(b) 後方散乱における LS 側のエネルギー・スペクトル。350 < NaI ADC channel < 450。

図 4.5: ^{137}Cs の後方散乱イベントのエネルギー・スペクトル



(a) 後方散乱における NaI 側のエネルギー・スペクトル



(b) 後方散乱における LS 側のエネルギー・スペクトル。350 < NaI ADC channel < 500。

図 4.6: ^{60}Co の後方散乱イベントのエネルギー・スペクトル

4.2.1 gain 補正

$x = \pm 0$ cm に ^{60}Co 線源を設置した時の、左と右の PMT からのデータのうちコンプトン・エッジが一致するように HV を合わせた。加えて、

$$\frac{Q_{ADC, left} - Q_{ADC, right}}{Q_{ADC, left} + Q_{ADC, right}} = 0 \quad (4.3)$$

となるように補正を加えた。但し $Q_{ADC, left}$ は左 PMT からの ADC 値、 $Q_{ADC, right}$ は右 PMT からの ADC 値である。

4.2.2 vertex reconstruction (イベント発生点の再構成)

左右の PMT のシグナルの時間差から vertex を再構成する。 ^{137}Cs の後方散乱イベントによる、5 点でのそれぞれの位置と gaussian で fitting した TDC 値 (左右からの信号の時間差) の mean から計算した中心からの時間を図 (4.7) に示す。このプロットを一次関数で fitting し、その関数から、全てのイベント発生点の再構成 (TDC 値 \rightarrow 位置 (cm)) をした。図 (4.7) より、テストベンチの液体シンチレーター中のみかけの光速は 1.4×10^8 m/sec である。液体シンチレーター中における光速

$$v = \frac{c}{n} = \frac{3 \times 10^8}{1.45} = 2.1 \times 10^8 \quad \text{m/sec} \quad (4.4)$$

より小さいのは、直接光だけではなく反射光も観測しているからである。但しここでの液体シンチレーターの屈折率 1.45 は 20 , 380nm の場合である [26]。

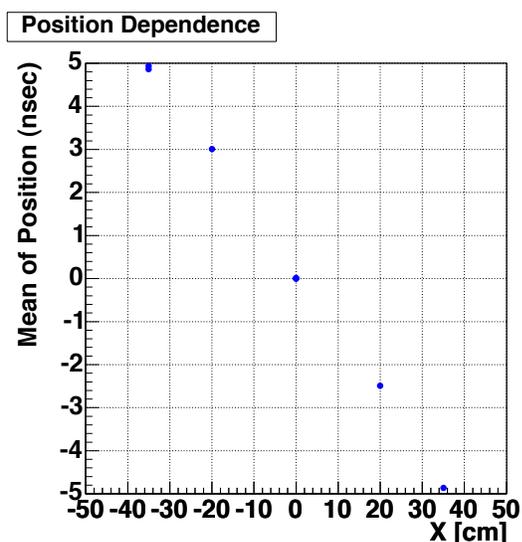


図 4.7: TDC 値の位置依存性

4.2.3 光量 (減衰長や立体角による影響) の補正

減衰や立体角によるみかけの光量を補正する。 ^{137}Cs の後方散乱イベントによる、5点でのそれぞれの位置と gaussian で fitting した ADC 値の mean を、

$$\begin{aligned} Q_{ADC, left} &= Q_{0, left} \times \exp\left(-\frac{x+50}{\lambda}\right) \\ Q_{ADC, right} &= Q_{0, right} \times \exp\left(-\frac{50-x}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

で fitting し、この関数から全ての ADC 値を補正する。ここで λ は減衰長である。補正後の5点でのそれぞれの位置と ADC 値については図 (4.8) に示す。補正後の ADC 値に位置依存は見られない。

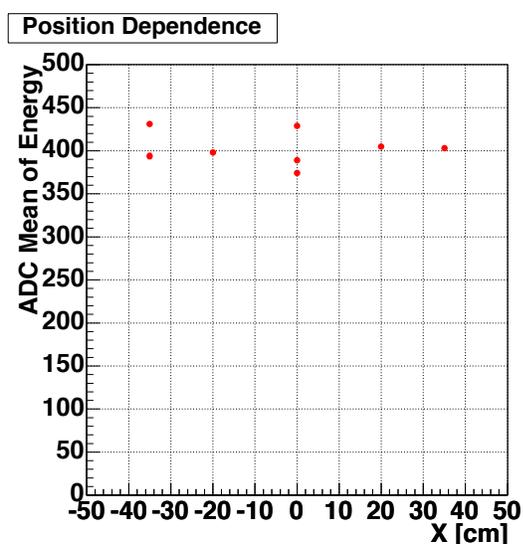
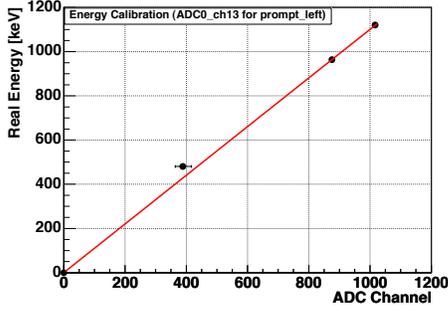


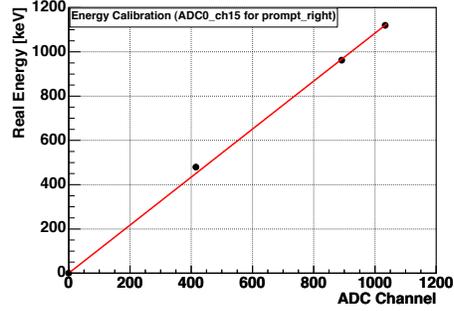
図 4.8: ADC 値の位置依存性。 $x = \pm 0$ の3点のデータは独立な3回の測定の結果である。ずれが生じているのは実験室の電源が不安定であったことに起因する。

4.2.4 energy calibration

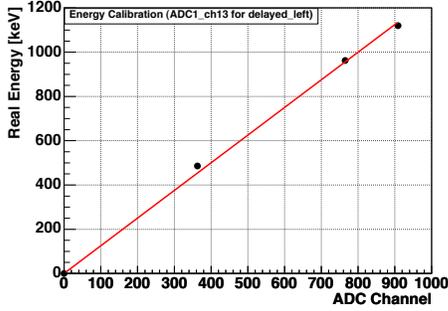
^{60}Co と ^{137}Cs による後方散乱イベントの gaussian で fitting した ADC 値の mean と real energy、および pedestal を一次関数で fitting し (図 (4.9))、その関数から全ての ADC 値を visible energy に変換した。



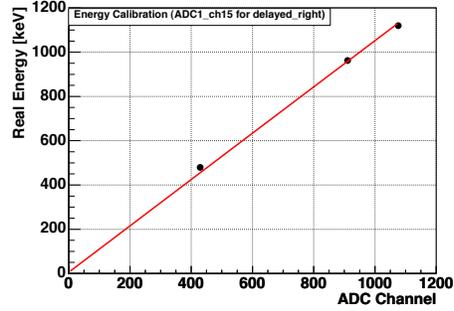
(a) prompt 左の energy calibration



(b) prompt 右の energy calibration



(c) delayed 左の energy calibration



(d) delayed 右の energy calibration

図 4.9: energy calibration

4.2.5 energy resolution (エネルギー分解能)

^{137}Cs の後方散乱イベントによる、5点でそれぞれのエネルギー・ピークを gaussian で fitting し、478 keV における energy resolution を見積もった (図 (4.5)(b))。その結果を基に energy resolution の位置依存性も調べた (図 (4.10)(a))。また ^{60}Co の後方散乱イベントによる、 $x = \pm 0$ での 963, 1119 keV における energy resolution を測定し、 $x = \pm 0$ での ^{137}Cs および ^{60}Co による energy resolution について、

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{e, sys}^2 + \left(\frac{\sigma_{e, stat}}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (4.6)$$

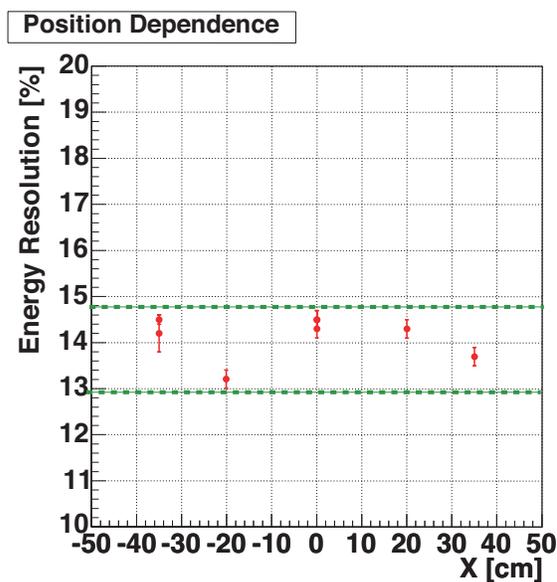
を fitting してエネルギー依存性を調べた (図 (4.10)(b))。

478 KeV における energy resolution は 14 %、2 % 以内で位置に依らず一定である。 σ_{energy}

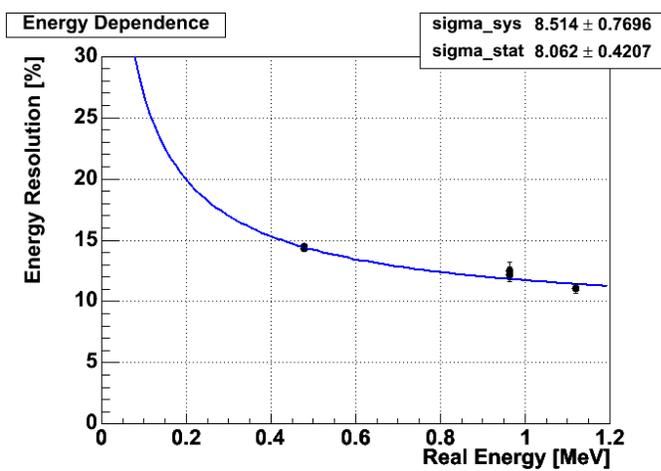
は、

$$\sigma_{energy} = \sqrt{(8.5)^2 + \left(\frac{8.1}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (4.7)$$

となった。



(a) energy resolution の位置依存性



(b) energy resolution のエネルギー依存性

図 4.10: energy resolution

4.2.6 vertex resolution (位置分解能)

^{137}Cs の後方散乱イベントによる、5点でそれぞれの vertex 分布を gaussian で fitting し、478 keV における vertex resolution を見積もった (図 (4.11))。その結果を基に vertex resolution の位置依存性も調べた (図 (4.12(a)))。また ^{60}Co の後方散乱イベントによる、 $x = \pm 0$ での 963, 1119 keV における vertex resolution を測定し、 $x = \pm 0$ での ^{137}Cs および ^{60}Co による vertex resolution について、式 (4.6) を fitting してエネルギー依存性を調べた (図 (4.12)(b))。

478 KeV における vertex resolution は 7.2 cm、0.7 cm 以内で位置に依らず一定である。 σ_{vertex} は、

$$\sigma = \sqrt{(4.4)^2 + \left(\frac{3.9}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (4.8)$$

となった。

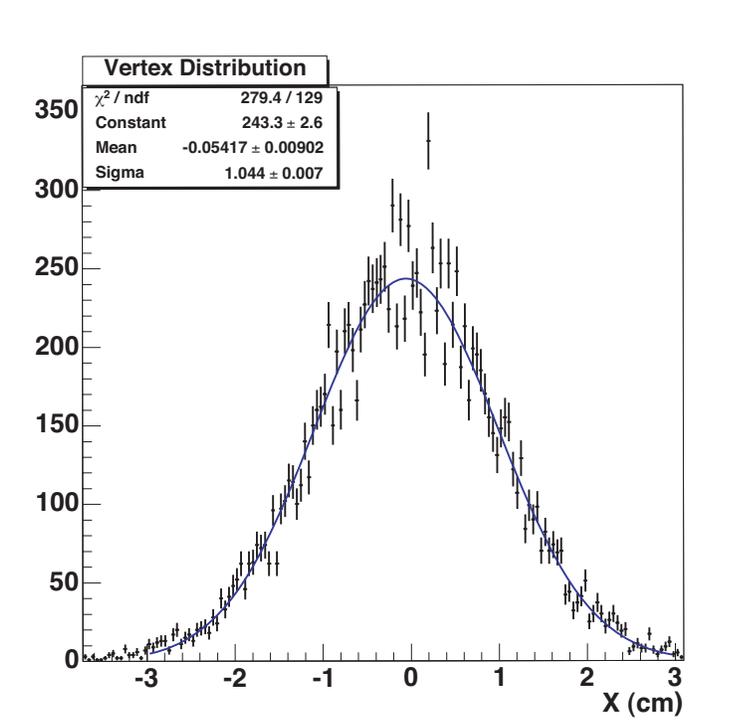
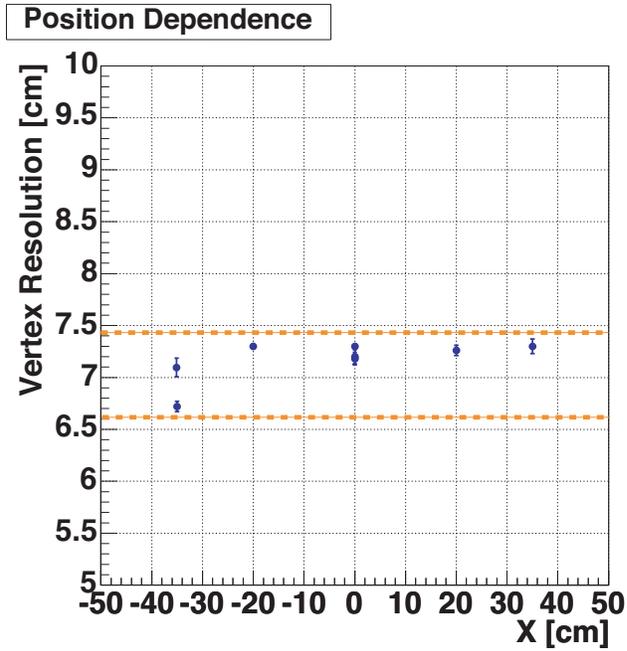
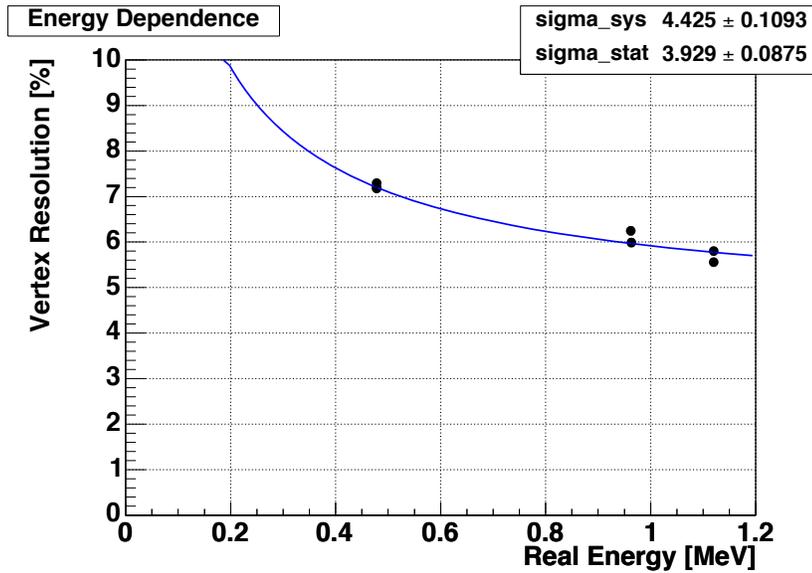


図 4.11: ^{137}Cs , $\pm 0 \text{ cm}$ の vertex resolution 260<LS ADC channel<460 でカット。 ^{60}Co の場合は、600<LS ADC channel<1100 でカット。



(a) vertex resolution の位置依存性



(b) vertex resolution のエネルギー依存性

図 4.12: vertex resolution

4.3 テストベンチの結果

仙台では液体シンチレーターにラドンをバブリングして測定した。神岡ではバックグラウンド測定、および液体シンチレーターに坑内空気中から溶け込んだラドンを観測した。

4.3.1 H6527・仙台

イベント・セレクション

accidental バックグラウンドを除去するため以下のセレクションを用いた (表 (4.2))。

	selection
Fiducial position	$-25 < X < 25$ cm
Prompt energy	$500 \text{ keV} < E_{\text{prompt, visible}}$
Delayed energy	$450 < E_{\text{delayed, visible}} < 750$ keV
Position correlation	$-6.8 < \Delta X < 7.7$ cm
Time correlation	$\Delta T < 400$ μsec

表 4.2: イベント・セレクション。但し ΔX は prompt と delayed イベントの vertex の差、 ΔT は prompt と delayed イベントの時間差。

Prompt エネルギー・スペクトル

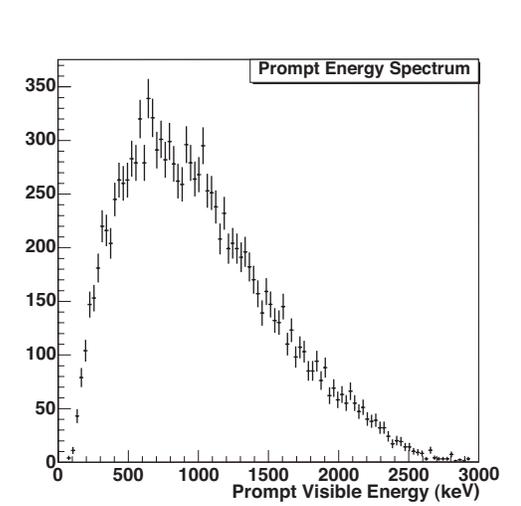


図 4.13: prompt エネルギー・スペクトル

Delayed エネルギー・スペクトル

^{214}Po の 7.8 MeV の α 線は液体シンチレーター中でのクエンチングによって、581 keV の visible energy で観測される。ピークを gaussian で fitting することによって得られる energy resolution は 12 % (581 keV) である。

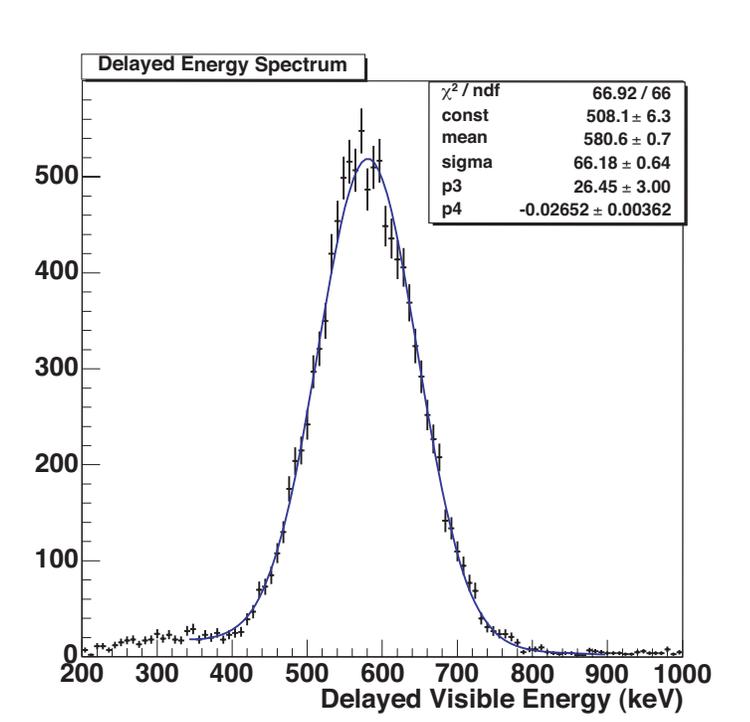


図 4.14: delayed エネルギー・スペクトル

位置相関

$^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ delayed coincidence イベントの位置相関分布 (図 (4.15)(a)) を gaussian で fitting することによって得られる vertex resolution は 7.3 cm である。

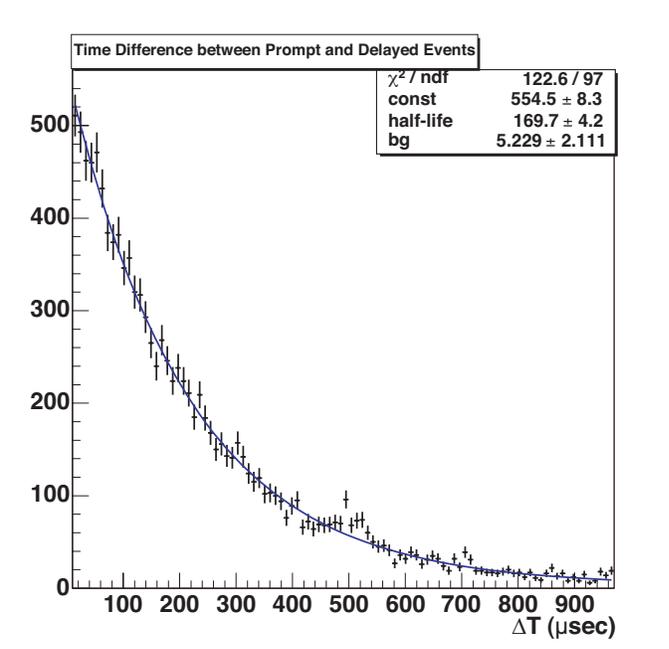
時間相関

$^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ delayed coincidence イベントの時間相関分布 (図 (4.15)(b)) を

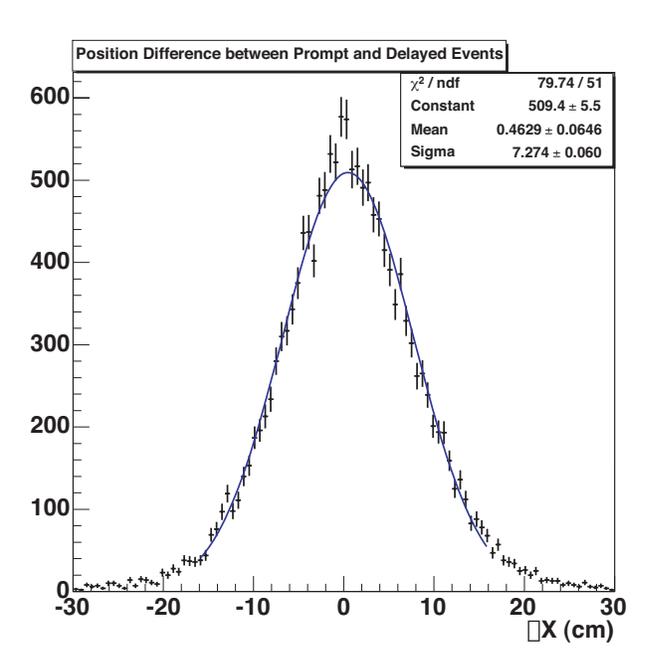
$$F(t) = \left[N_{const} \times \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) + N_{BG} \right] \times \exp(-R_{BG} \times 10^{-6} \times t) \quad (4.9)$$

で fitting する。 R_{BG} は accidental backgrounds rate であり、ここでは 614 Hz である。fitting の結果得られる $T_{1/2}$ は $170 \pm 4 \mu\text{sec}$ であり、 1.5σ 以内で ^{214}Po の半減期 $164 \mu\text{sec}$

に一致する。



(a) $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントの位置相関



(b) $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントの時間相関

図 4.15: $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントの位置・時間相関

4.3.2 H6527・神岡

2 msec time window で delayed coincidence イベントを測定した。

バックグラウンド測定

バックグラウンドを調べるために、single でデータ測定を行った。図 (4.16) は左上が single イベントのエネルギー・スペクトル、左下が vertex 分布、右上が両端と中心でそれぞれカットした場合のエネルギー・スペクトルである。

検出器両端のイベントによるエネルギー・スペクトルにおいては、中心のイベントのものと比較して ^{40}K のコンプトン・エッジが顕著である。これは検出器両端に設置されている PMT 含有の ^{40}K の寄与である。

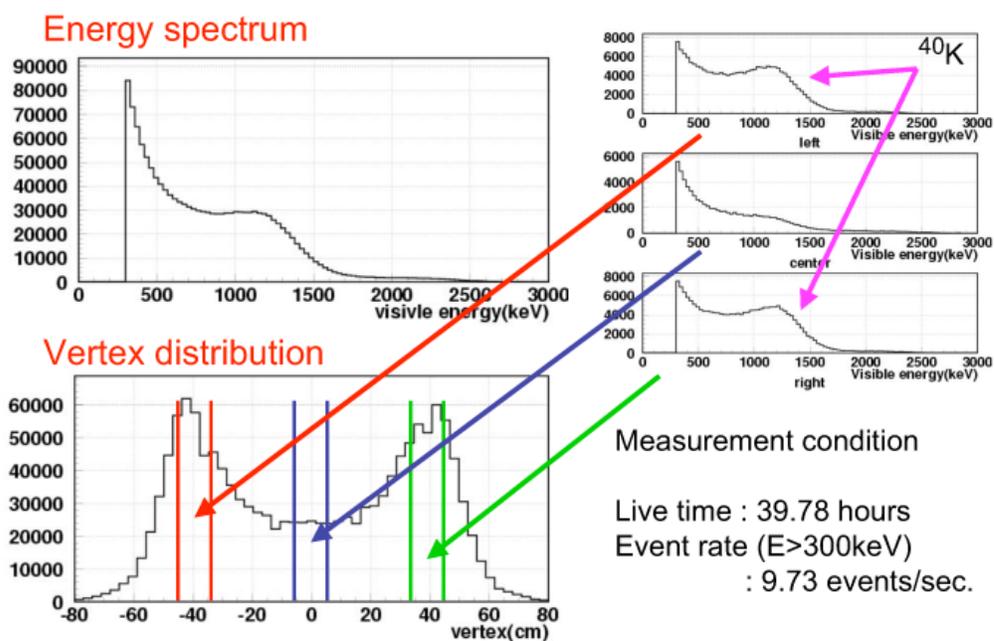


図 4.16: バックグラウンドのエネルギー・スペクトル

測定したデータとモンテカルロ・シミュレーションからバックグラウンド量を見積もった (図 (4.17))。岩盤から 4.9 Hz、PMT から 3.8 Hz、シールドの鉛から 1.0 Hz の寄与がそれぞれあった。

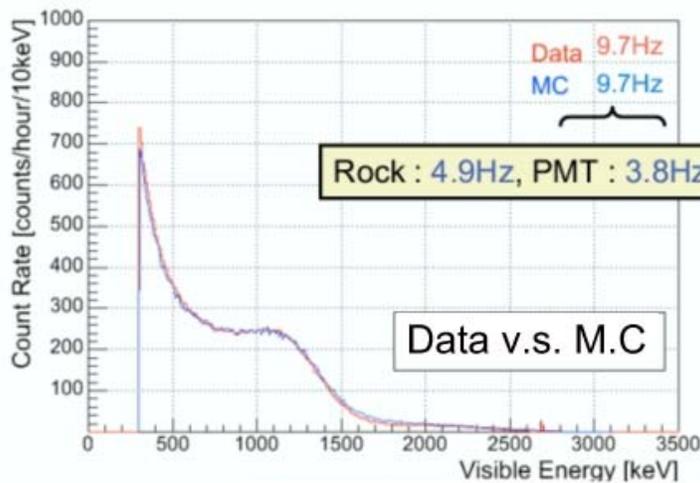


図 4.17: データ v.s. MC

イベント・セレクション

accidental バックグラウンドを除去するため以下のセレクションを行った (表 (4.3))。

	selection	efficiency
Fiducial position	$-25 < X < 25$ cm	~50 %
Prompt energy	$300 \text{ keV} < E_{prompt, visible}$	82 %
Delayed energy	$325 < E_{delayed, visible} < 811$ keV	3σ
Position correlation	$ \Delta X < 24.6$ cm	3σ

表 4.3: イベント・セレクション。但し ΔX は prompt と delayed イベントの vertex の差である。

図 (4.18) は delayed coincidence イベントの時間差分布である。lifetime は 39.8 時間、fitting による $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベント数は 486.9、表 (4.3) より検出効率は 41 % であるから、ラドンの崩壊率は、

$$486.9 \text{ events} \times \frac{1}{0.41} \times \frac{1}{39.8 \times 3600 \text{ sec}} \times \frac{1}{0.0225 \text{ m}^3} = 368 \text{ mBq/m}^3 \quad (4.10)$$

となる。

これよりテストベンチで 100 mBq/m^3 レベルのラドンは検出可能であることがわかった。つまり検出器で観測されるバックグラウンドをあと 10^2 減らせばよい。シミュレーションによると鉛を増やすことで岩盤からのバックグラウンドを効果的に減らすことができるの

で、実機では全面において鉛を 15 cm とし、岩盤からのバックグラウンドを減らす。かつ鉛中の ^{210}Pb からのバックグラウンドを減らす為に、実機では高純度の鉛を使用する。一方で鉛 15 cm とした場合は PMT からのバックグラウンドが支配的になるので (図 (3.11))、PMT からのバックグラウンドを減らすために低バックグラウンドの PMT を使用し、液体シンチレーターと PMT の間に γ 線を遮蔽する液体を入れる必要がある (詳細は第 5 章参照)。

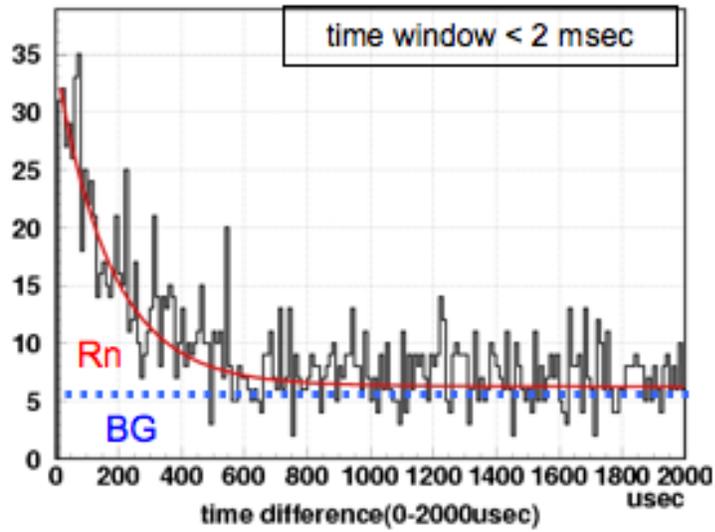


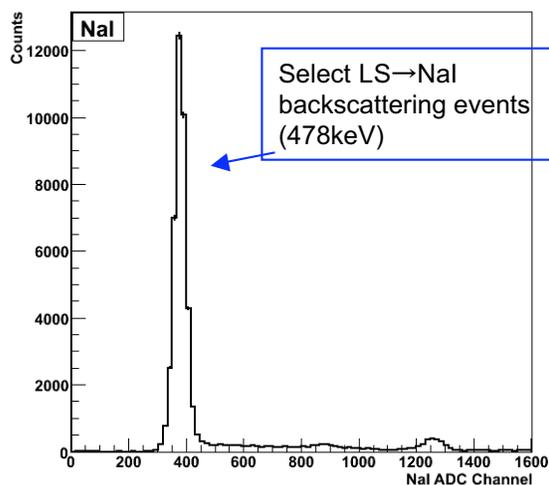
図 4.18: $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントの時間相関

4.3.3 R877

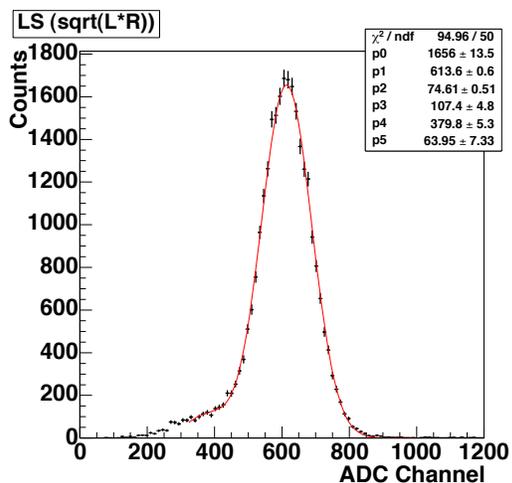
energy resolution (エネルギー分解能)

^{137}Cs の後方散乱イベントによる、3点でそれぞれのエネルギー・ピークを gaussian で fitting し、478 keV における energy resolution を見積もった (図 (4.19))。

478 KeV における energy resolution は 11 % となった。H6527(14 %) より若干良い分解能が得られた。



(a) NaI のエネルギー・スペクトル



(b) energy resolution

図 4.19: ^{137}Cs , $\pm 0 \text{ cm}$ の後方散乱イベント

vertex resolution (位置分解能)

^{137}Cs の後方散乱イベントによる、3点でそれぞれの vertex 分布を gaussian で fitting し、478 keV における vertex resolution を見積もった (図 (4.20))。

478 KeV における vertex resolution は 16 cm である。H6527(7.2 cm) に比べて分解能が悪い。

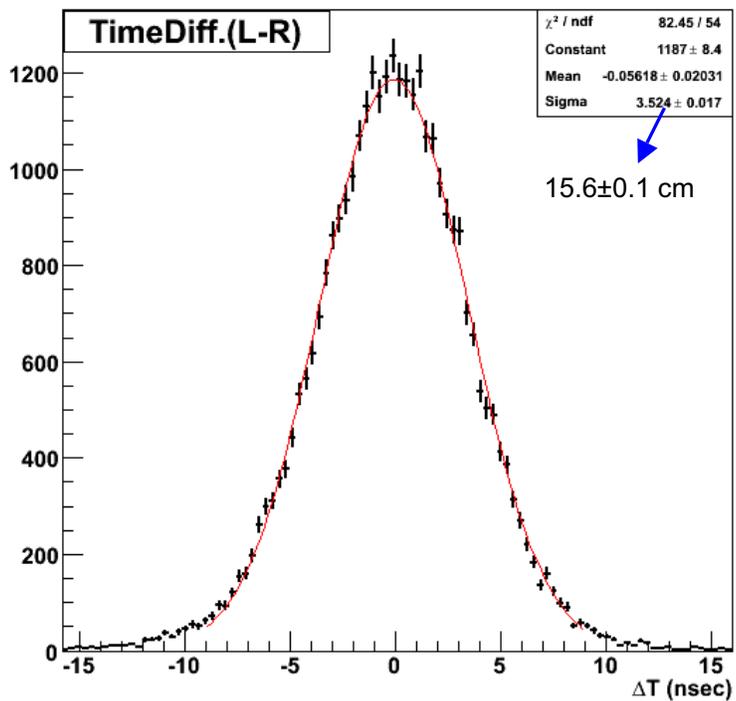


図 4.20: ^{137}Cs , $\pm 0 \text{ cm}$ の vertex resolution

4.3.4 PSD の評価

H6527+150 ml バイアルのセットアップと H6527+microLAND で PSD を評価した。ここでは CAMAC 規格ではなく VME 規格のマルチヒット ADC でデータを取った。使用した VME モジュールは deadtime が少ないのでデータ自体は single で取り、Scalar の時間情報を基に解析的に delayed coincidence を行う。図 (4.21) は PSD のためのセットアップである。microLAND における検出回路及び解析的な delayed coincidence 手法については第 3 章を参照のこと。

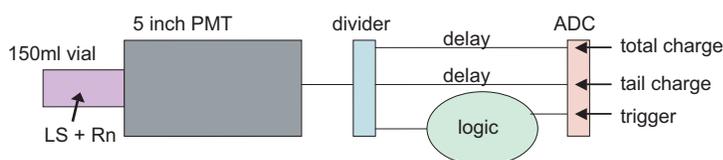


図 4.21: PSD のためのセットアップ

H6527+150 ml バイアル

H6527 の光電面の中心にラドンをバブリングした液体シンチレーターの入った 150 ml バイアルを設置し、バイアルの外側の光電面はブラック・シートでマスクした。光量を集めるためにバイアルの周りにはアルミ・シートをまいた。

図 (4.22) は上が $\Delta T < 500 \mu\text{sec}$ における prompt エネルギー・スペクトル、下は delayed エネルギー・スペクトルである。図 (4.23) は青色のセレクションの場合の tail charge と total charge の比の分布を 2 つの gaussian で fitting したものである。 α 線検出効率 90 % において、 γ 線の混入は 1.5 % という結果になった。

また図 (4.22) において赤色のセレクションをした場合の、tail charge と total charge の比の分布は図 (4.24) である。この場合は γ 線の寄与が支配的であり、分布における 2 つの山は α 線と γ 線によるものであることが確認できる。

よって 150 ml バイアルにおいて PSD は可能であり、 ^{214}Po イベントを 10 % カットすることでバックグラウンドを 98.5 % cut できることがわかった。

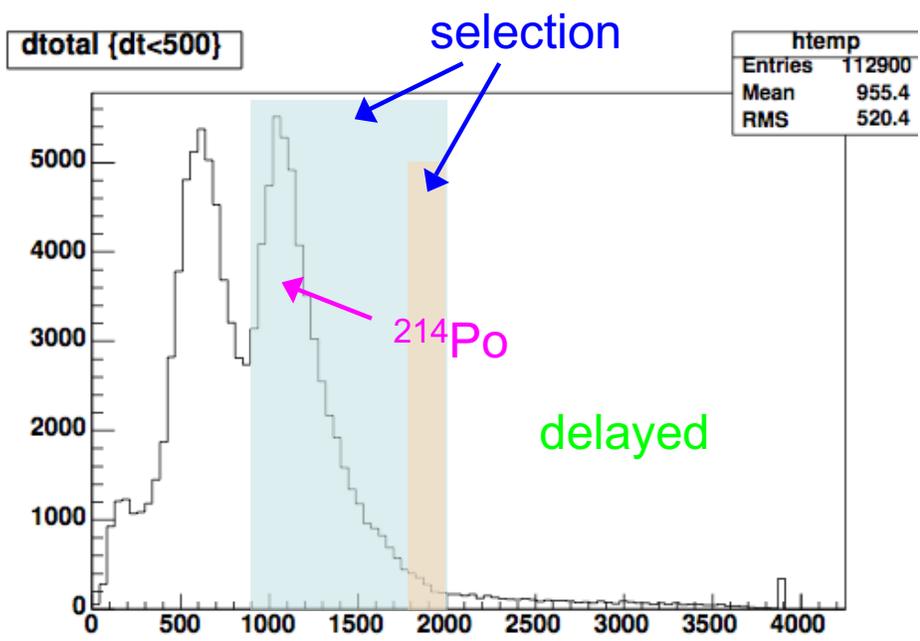
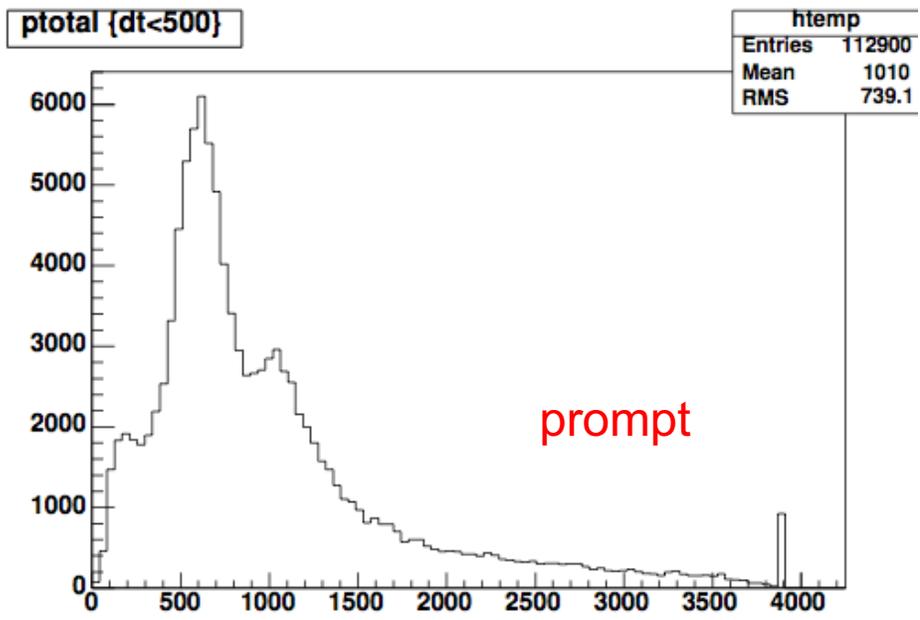


図 4.22: $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ エネルギー・スペクトル

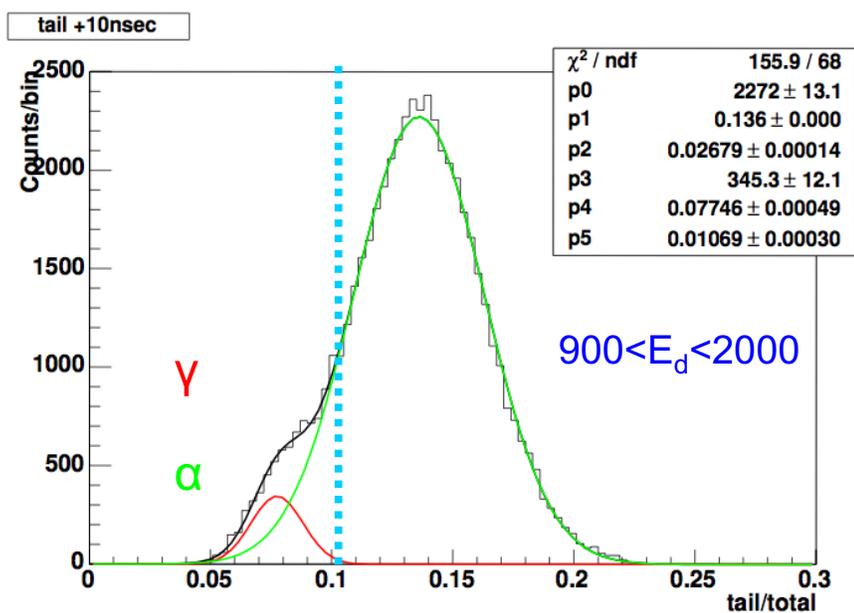


図 4.23: ^{214}Po が支配的な領域における tail, total charge の比

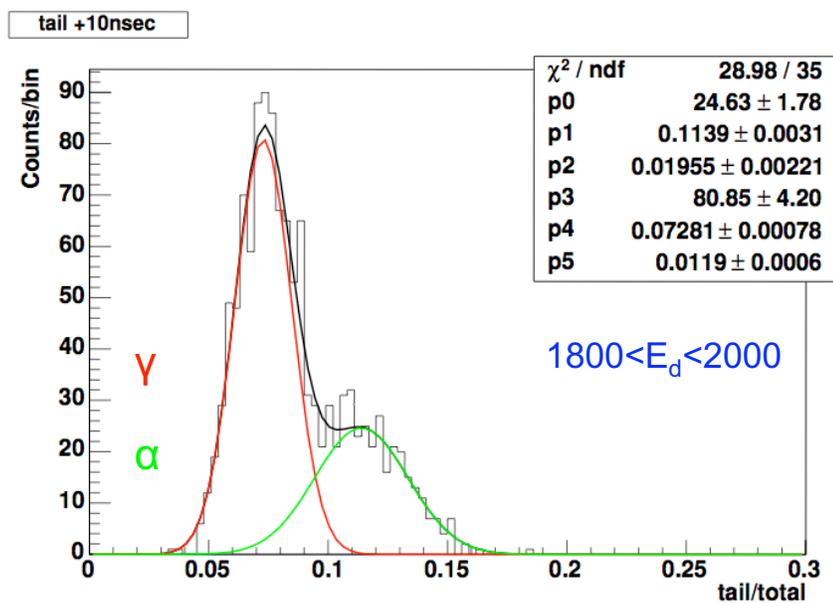


図 4.24: γ 線によるバックグラウンドが支配的な領域における tail, total charge の比

H6527+microLAND

次に microLAND で PSD が可能かどうかを確かめた。図 (4.25) は ^{214}Po イベントにおける tail charge と total charge の比の分布である。2 つの山に分離できておらず、microLAND では光量不足で PSD はできないことがわかった。miniLAND では反射板を用いるのでそれにより光量が大きくなることを期待したい。また導入予定の新データ収集エレクトロニクスは、積分値としての情報しか得ることができない ADC と異なり、時間ごとのデジタル値を取ることができるので、解析の工夫によっては PSD は可能かもしれない。

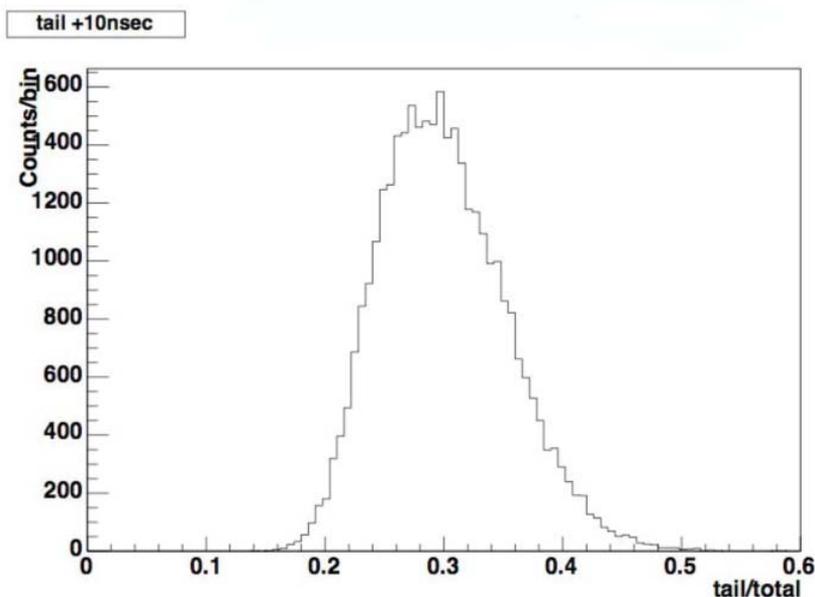


図 4.25: ^{214}Po が支配的な領域における tail, total charge の比

4.4 結論

テストベンチ microLAND で評価できた点は以下のとおりである。

- 本章で示すデザインの検出器において、delayed coincidence を用いることで $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントを観測することができる。
- resolution を測定したことで、それを用いたシミュレーションにより miniLAND のデザイン (第 3 章参照) を決定することができた。
- microLAND におけるバックグラウンドとモンテカルロ・シミュレーションの比較から、miniLAND におけるバックグラウンドに対する寄与が最も大きいのは PMT であることがわかった。その結果を踏まえて、miniLAND では低バックグラウンドの

PMT (第3章参照) を使用し、かつ内部 γ 線シールドとして NaI 水溶液を用いること (第5章参照) を決定した。

- microLAND は 100 mBq/m^3 レベルのラドンを検出可能であり、デザインの改善によって miniLAND では 1 mBq/m^3 レベルのラドンを検出できる方向性を示した。
- microLAND では光量不足により PSD ができないことがわかった。miniLAND で PSD を行うためには光量を増やす必要がある。

第5章 γ 線シールドとしての水溶液の研究・開発

miniLAND は 1 mBq/m^3 のラドン検出精度が要求されている。それを満たすためには、バックグラウンドの除去が不可欠である。ここでは PMT からのバックグラウンド (^{40}K からの γ 線) を除去することを目的とした、 γ 線シールドとしての水溶液の研究・開発について述べる。

5.1 内部バックグラウンドに対する要求とシールドの原理

ラドン検出精度 1 mBq/m^3 を期待する場合、S/N 比が 1 以上を仮定すると検出効率を考慮すると、許容される内部バックグラウンドは $\sim 2\text{Hz}$ 以下である。ここで内部バックグラウンドは PMT とシールド用水溶液からのものである。また光量は直接検出器の精度に効いてくるので、水溶液の透過率は高くなければならない。つまり高い γ 線シールド能力を有し、かつそれ自身のバックグラウンドが少なく、透過率の高い液体を選択する。

γ 線をより多く遮蔽するためには、水溶液中の分子の原子番号 Z が大きいこと、溶質の濃度、つまり水溶液の密度が大きいことが重要である。なぜならば光子の吸収に関わる効果のうち、光電効果は Z^5 、対生成は Z^2 、コンプトン散乱は密度に比例するからである。図 (5.1) は (a) 水 ($Z=9$)、(b) NaI ($Z=64$) における光子の吸収断面積をである。

γ 線シールドの候補として研究した水溶液についての情報を表 (5.1), (5.2), (5.3) に示す。

物質	Z	濃度 (wt%)	物質密度 (g/cm^3)	溶液密度 (g/cm^3)
NaI	64	62	3.67	1.86
$\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$	35	0.1	1.67	-
CdCl_2	65	59	4.05	1.38
GdCl_3	81	64	4.52	1.71
Dodecane	7	-	0.753	-
NaCl	28	23	2.17	1.18

表 5.1: γ 線シールドの候補。但し $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$, CdCl_2 , GdCl_3 は水和物である。

物質 (溶液)	屈折率	透過率 (%)	光量期待値
NaI	1.53	93.4	0.793
CdCl ₂	1.44	95.0	0.893
GdCl ₃	1.47	63.0	0.724
Dodecane	1.44	99.9	0.996
NaCl	1.39	98.8	0.973
Acryl	1.51	99.7	-

表 5.2: γ 線シールドの候補。屈折率、透過率は水溶液作成直後、波長 380 nm における値である。NaI 水溶液は 0.1wt%Na₂S₂O₃ を含む。透過率はアクリルは 2cm 幅、それ以外は 9 cm 幅における値である。光量期待値はシールドの減衰長が十分に大きい場合に PMT に到達する光量に対する、シミュレーションにより見積もった光量の比である。

物質	崩壊率 (mBq/kg)			内部 BG 期待値 (Hz)		
	U 系列	Th 系列	⁴⁰ K	合計	PMT	水溶液
高純度 NaI	< 9.2	< 17	< 41	< 2.16	1.50	< 0.66
Na ₂ S ₂ O ₃	< 18.3	< 19.9	< 374	-	-	< 0.023
候補 NaI	< 23	< 36	< 110	-	-	< 1.5
通常 NaI	2440±970*	< 787*	13100±8900*	-	-	-
CdCl ₂	2110 ± 1100*	< 718*	< 13300*	-	2.26	-
GdCl ₃	643 ± 190	391 ± 82	98 ± 12	-	1.62	-
Dodecane	-	-	-	-	3.61	-
NaCl	2640 ± 1070*	< 1120*	< 9990*	-	2.71	-
PMT	1 Bq	1 Bq	2 Bq	-	30	-

表 5.3: γ 線シールドの候補。崩壊率について、* の付いていないものは [22] によるデータである。GdCl₃ は放射平衡が崩れているため、GdCl₃ の U 系列は ²³⁴Pa、Th 系列は ²¹²Bi の崩壊率を示している。

5.2 光量

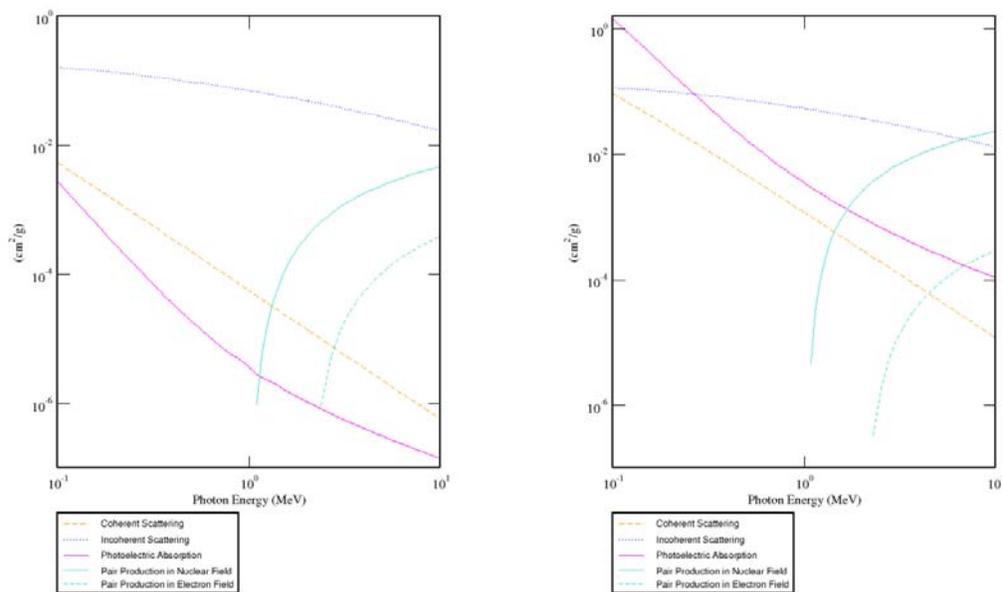
光子は poisson 分布に従う。poisson 分布において平均値 μ 、標準偏差 σ とすると、

$$\sigma = \sqrt{\mu} \quad (5.1)$$

という関係式を満たす。よって相対誤差は、

$$\frac{\sigma}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \quad (5.2)$$

となる。つまり光量が大きいと相対誤差、すなわち energy resolution は小さくなる。resolution は検出器の精度に大きく寄与するので、光量が大きい (減衰しない) ことは重要である。屈折率と透過率を測定し、それを基にフォトン・シミュレーションで光量期待値を評価する。



(a) H₂O における光子の吸収断面積

(b) NaI における光子の吸収断面積

図 5.1: 各効果ごとの光子の吸収断面積 [27]

5.2.1 屈折率

アーベ屈折計を用いてそれぞれのサンプルについて、波長 415, 440, 480, 520, 560, 589, 620 nm での屈折率を測定し、以下の関数で fitting をした (図 (5.2))。

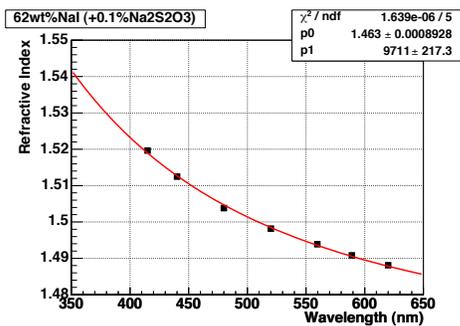
$$n(\lambda) = p_0 + \frac{p_1}{\lambda^2} \quad (5.3)$$

p_0 , p_1 は定数、 λ は波長である。

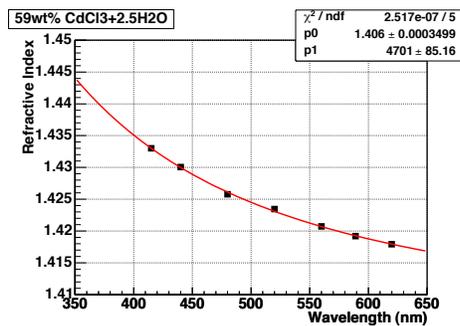
屈折率によって決まる透過率は、

$$T = \frac{4n_a n_b}{(n_a + n_b)^2} \quad (5.4)$$

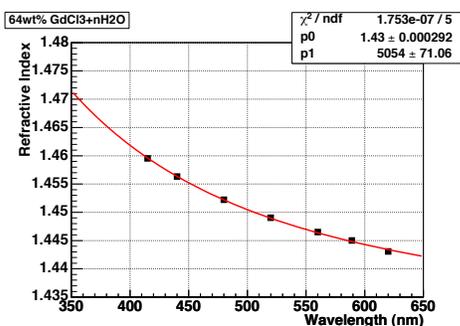
であり、サンプルによる違いはほとんどない。ここで n_i は媒質 i の屈折率である。



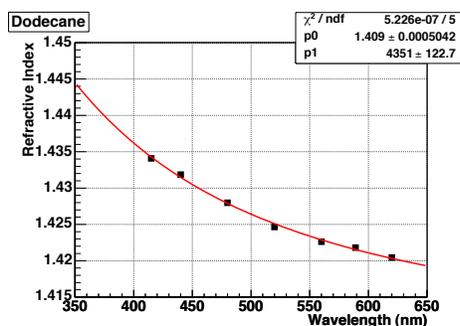
(a) 62wt%NaI + 0.1wt%Na₂S₂O₃ の屈折率



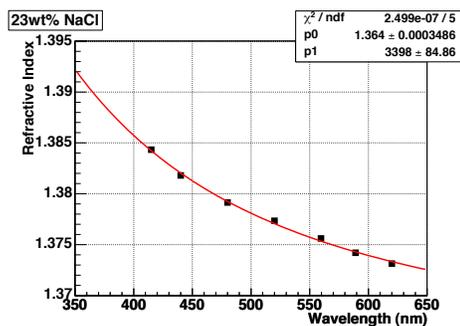
(b) CdCl₂ の屈折率



(c) GdCl₃ の屈折率



(d) Dodecane の屈折率

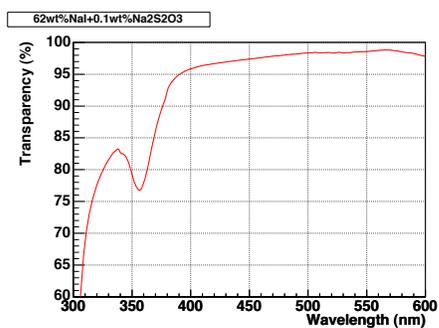


(e) NaCl の屈折率

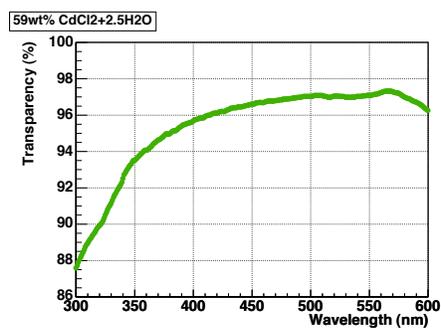
図 5.2: サンプルごとの屈折率

5.2.2 透過率

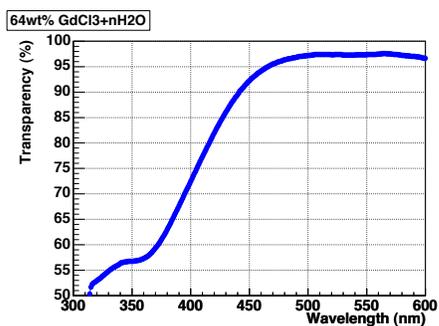
分光光度計を用いてそれぞれのサンプルについて、波長 300 ~ 600 nm までの 9 cm 幅における透過率を測定した (図 (5.3))。



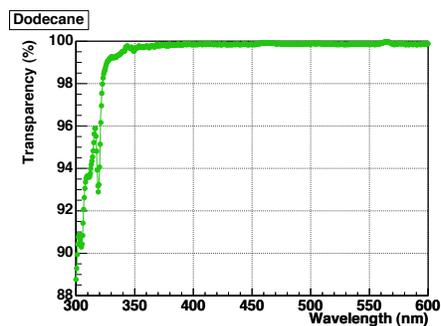
(a) 62wt%NaI + 0.1wt%Na₂S₂O₃ の透過率



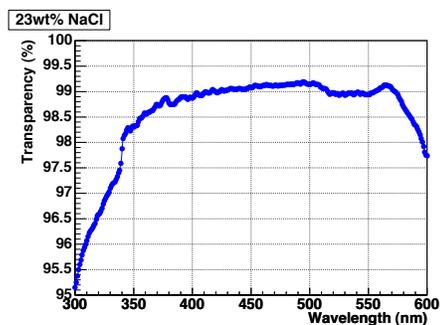
(b) CdCl₂ の透過率



(c) GdCl₃ の透過率



(d) Dodecane の透過率



(e) NaCl の透過率

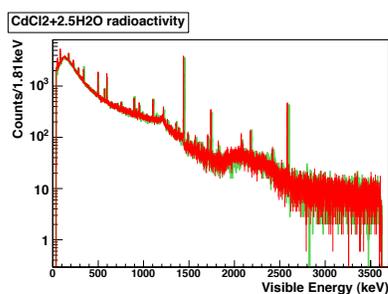
図 5.3: サンプルごとの透過率

5.2.3 光量期待値

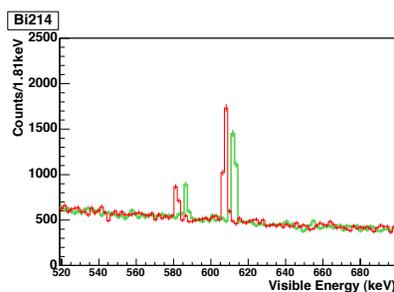
それぞれのサンプルの透過率測定の結果を基に、GEANT4によるフォトン・シミュレーションを行った。miniLAND・1セルの液体シンチレーター中でランダムに478 keVの γ 線が発生させ、シールド水溶液の透過率から求めた減衰長から、PMTに到達する光量を評価した。光量期待値を表(5.2)に示す。ここで光量期待値とは、シールド中の減衰長1,000 mとした場合の光量に対する比である。

5.3 γ 線シールド能力

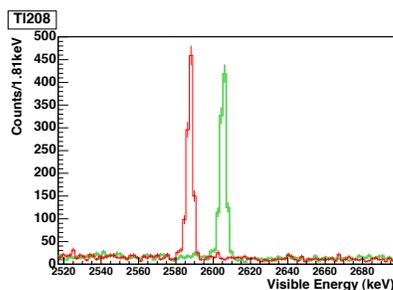
検出器でそれぞれのサンプルの放射性不純物の崩壊率を測定した(表(5.3))。ニュートリノ科学研究センターのGe検出器の感度は我々の要求するレベルに達していないため、NaI, Na₂S₂O₃, GdCl₃については大阪大学所有のGe検出器で測定した。NaI以外の候補は放射性不純物を多く含んでいることがわかる。CdCl₂, NaClについてはバックグラウンドのスペクトルを示す(図(5.4), (5.5))。visible energyは²²⁴Ra線源によりcalibrationされている。実験室の電源が不安定だったため、signal runとBG runそれぞれでreal energyとvisible energyにずれが生じている。



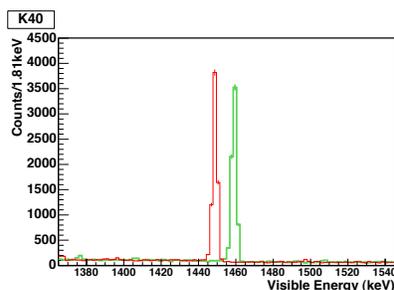
(a) CdCl₂のBGのスペクトル



(b) CdCl₂の²¹⁴Bi (U系列)のスペクトル

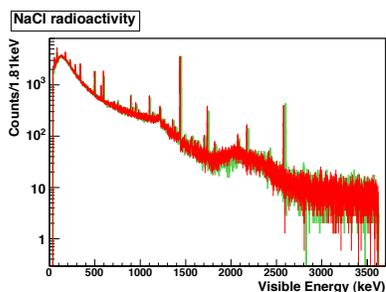


(c) CdCl₂の²⁰⁸Tl (Th系列)のスペクトル

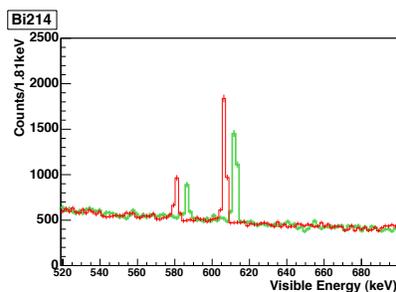


(d) CdCl₂の⁴⁰Kのスペクトル

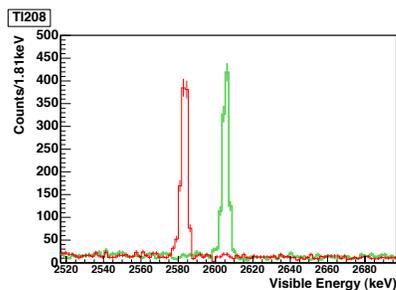
図5.4: CdCl₂のバックグラウンド・スペクトル。赤がsignal run、緑がBG run。signal runはサンプル+環境BG、BG runは環境BGを測定している。lifetime=86,400sec。



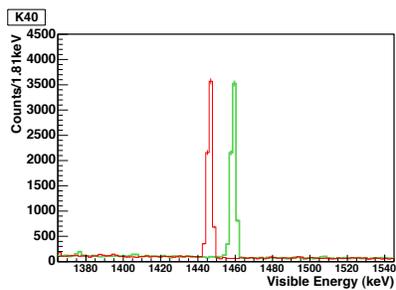
(a) NaClのBGのスペクトル



(b) NaCluの ^{214}Bi (U系列)のスペクトル



(c) NaClの ^{208}Tl (Th系列)のスペクトル



(d) NaClの ^{40}K のスペクトル

図 5.5: NaClのバックグラウンド・スペクトル

サンプルごとに溶解度、物質密度、溶液密度、物質の放射性不純物含有量を用いて GEANT4 による γ 線シミュレーションを行い、PMT およびシールド水溶液からのバックグラウンドを見積もった (表 (5.3))。miniLAND は内部バックグラウンドが ~ 2 Hz 以下であることを要請しているため、PMT からのバックグラウンドが 2 Hz 以上ある候補 (CdCl_2 , Dodecane, NaCl) は排除される。残った候補について、NaI は GdCl_3 よりも光量期待値が高く、放射性不純物量が小さい。そこで NaI および $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ からのバックグラウンドに着目すると、それぞれ 0.66 Hz, 0.023 Hz という上限値を示しているので、内部バックグラウンドの合計は 2.18 Hz 以下となり、NaI 水溶液は要請を満たしている。

5.4 γ 線シールドとしてのNaI水溶液の研究・開発

前節までの研究により γ 線シールド水溶液の候補が NaI 水溶液に絞られたため、NaI についてより詳細な研究と開発を進めた。

5.4.1 NaI と $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ の性質

NaI(ヨウ化ナトリウム)は白い固体状の塩である。吸湿性を持ち、空气中で潮解する。さらに酸化されてヨウ素が析出される。水に対する 20 での飽和溶解度は 64.1wt%で水によく溶ける。但し水溶液中ではヨウ素が析出され、水溶液は黄色を呈す。黄色に見えるということは反対色の青色の波長以下 (<480 nm) が吸収されていることが懸念される。実際 NaI 水溶液の透過率と液体シンチレーターの発光スペクトル (図 (5.6)) を比較すると、

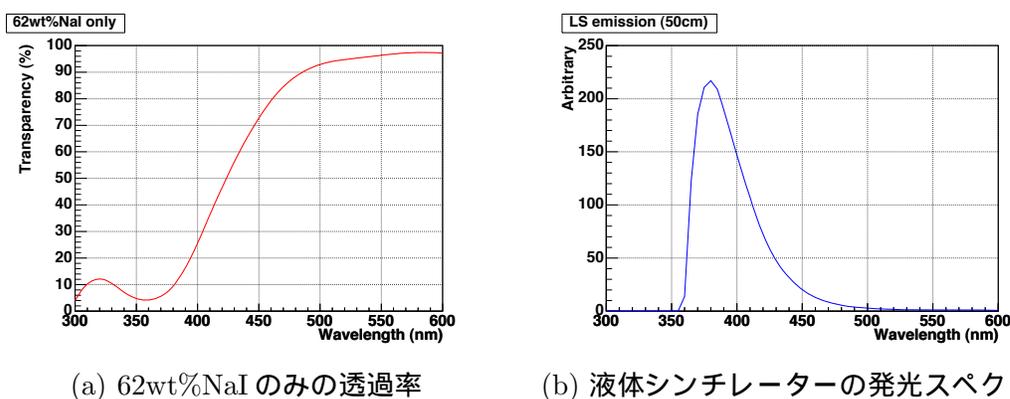
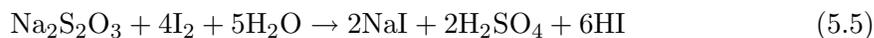


図 5.6: (b) は光が LS 中を 50 cm 通過した後のスペクトル。

そこで NaI 水溶液に $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ (チオ硫酸ナトリウム)を加える。 $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ は白い固体状の塩で、水に対する 20 での飽和溶解度は 41.2wt%である。水中のハロゲン元素単体を除去する作用を持つ (式 (5.5))。



発生する H_2SO_4 , HI は強酸だが、NaI 水溶液中で析出するヨウ素は微量なので、水溶液の pH に対する影響は無視できる。 $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ を溶かした NaI 水溶液は無色透明になる。

溶質の濃度が飽和溶解度を越えると再結晶により結晶が析出してしまう。周囲の環境の温度変化による結晶析出を防ぐため、安全を見て NaI の溶解度は 62wt%とする。一方 $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ は透過率の濃度依存がない (図 (5.7)) こと、およびバックグラウンドをなるべく少なくしたいという要請から、濃度を 0.1wt%に設定した。以降 NaI 水溶液は 62wt%NaI+0.1wt% $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 水溶液を指す。

また NaI 水溶液中のバクテリアのチェックを行ったが問題はなかった。

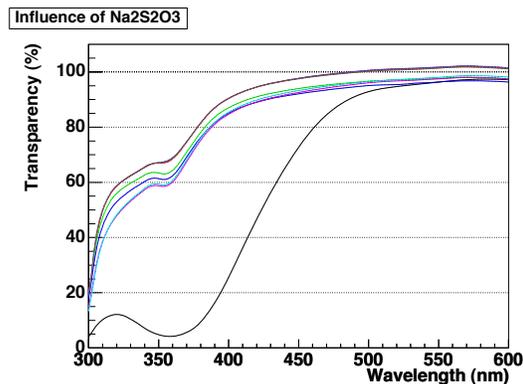


図 5.7: NaI 水溶液の透過率の $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 濃度依存性。黒線は NaI のみの水溶液、それ以外は 0.02wt% ~ 5.0wt% の $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ を含む NaI 水溶液。

5.4.2 作成手順、および研究手順と結果

超純水を窒素ガスで置換する

超純水を使用する理由は放射性元素の含有量が少なく、また不純物も少なく透過率が高いためである。窒素置換は超純水中の酸素やラドンを除去するために行われる。実験室では一定時間窒素バブリングを行った。透過率の窒素量依存は図 (5.8) 参照。この図より酸素を除去しなくとも透過率に特に影響はないことがわかる。実機では Super-Kamiokande の超純水に窒素ガスを流した後使用した。

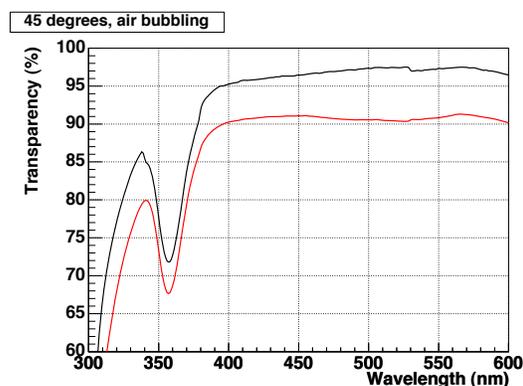


図 5.8: NaI 水溶液の透過率の窒素量依存性。黒線は空気をバブリングしたもの、赤線は窒素をバブリングしたものである。どちらも 45 °C で作成した。

超純水に 62wt%NaI と 0.1wt%Na₂S₂O₃ を溶かす

実験室ではバイアルに水とそれらの物質を入れて、water bath で湯栓しながら振って溶かした。作成直後、加速試験後の透過率の温度依存性は、それぞれ図 (5.9)、(5.10) 参照。45 ~ 65 °C において特に透過率への影響の差はないようである。実機では大量に水溶液を作成する (約 21 l) ため溶解するのに時間がかかる。長時間高い温度を保つと副反応が起きやすくなり、透過率に対して悪影響を及ぼす。そのため、実機では室温の状態ですテンレス・タンクに超純水、NaI、Na₂S₂O₃ を入れて、電動プロペラを用いて溶かす。NaI は溶解熱を発生し、またステンレス・タンクは高い断熱性を持つので、湯栓せずとも瞬時に 45 °C 程度の水温に達し、その状態が持続する。

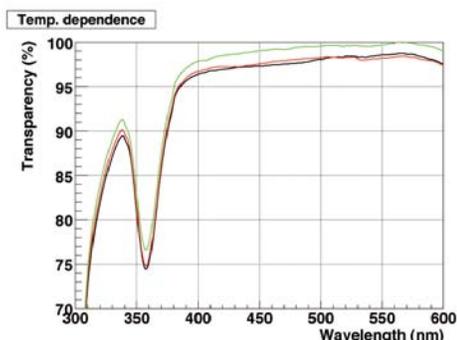


図 5.9: NaI 水溶液の透過率の温度依存性。黒線は 45 °C、赤線は 55 °C、緑線は 65 °C でそれぞれ作成したもの。

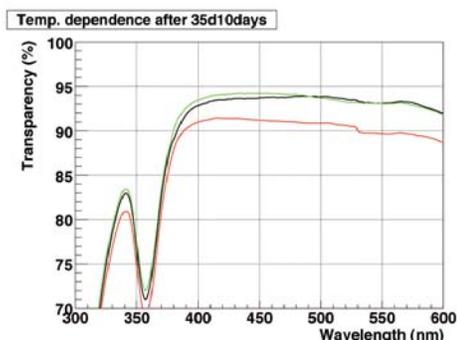


図 5.10: 加速試験後の NaI 水溶液の透過率の温度依存性。黒線は 45 °C、赤線は 55 °C、緑線は 65 °C でそれぞれ作成したもの。35 °C の恒温槽に 10 日間放置した。

水溶液をろ過する

ろ過することで、不純物や溶解しきれなかった物質を除去する。実験室では $5\mu\text{m}$ 径のろ紙を用いて自然ろ過した。実機では $1\mu\text{m}$ 径の多層構造のポリプロピレン製フィルターを用いて加圧ろ過を行った。

この後実機では NaI 槽に液入れする。以下は実験室での操作である。

透過率を測定する

一定時間実験室または恒温槽に放置する

一般的に温度が 10°C 上がると反応速度は 2 倍になるとされている。但し NaI 水溶液に関しては、何らかの副反応を誘発するなどして、常温で対応する時間だけ放置したものよりも透過率は悪くなる。しかし目安としての長期安定性を調べる際には恒温槽を用いた。

透過率を再測定する

透過率の時間変化 (図 (5.11), (5.12)) を見るために再測定をした。時間と共に透過率は落ちるがフォトン・シミュレーションによる光量の時間変化 (図 (5.13)) を見ると深刻ではなく、純化期間 (数ヶ月) を考慮すると問題にならない。

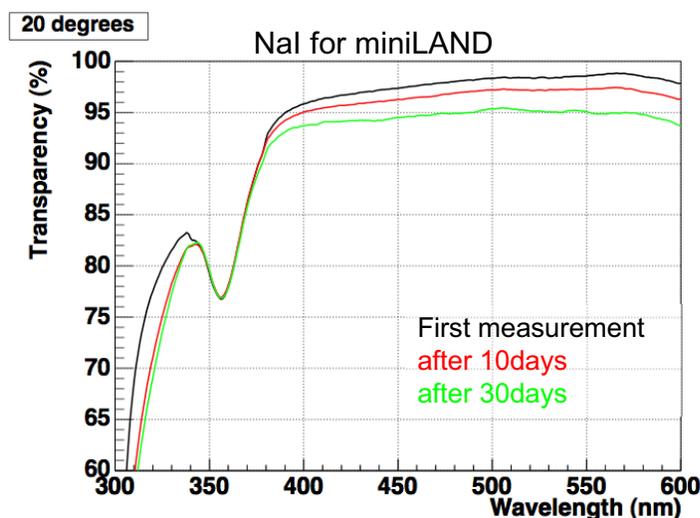


図 5.11: NaI の約 20°C における透過率の時間変化

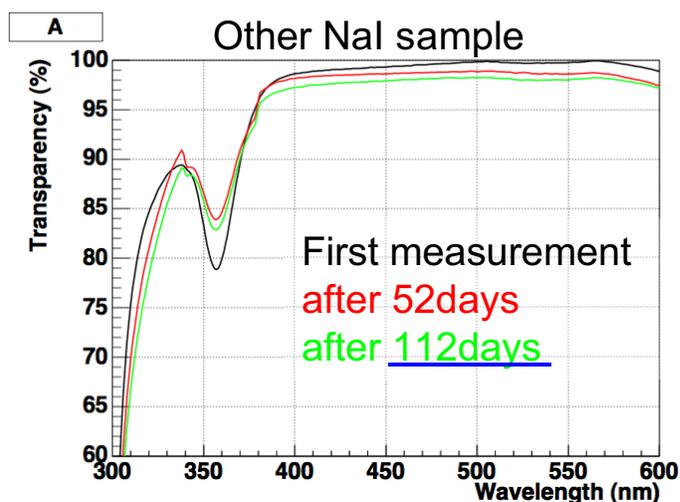


図 5.12: 候補に上っていた他の NaI の約 20 における透過率の時間変化。実機のものよりバックグラウンドを多く含有しているため候補から外れた NaI である。実機の NaI も同程度の期間 (少なくとも 4ヶ月) の安定性が保証されると考えている。

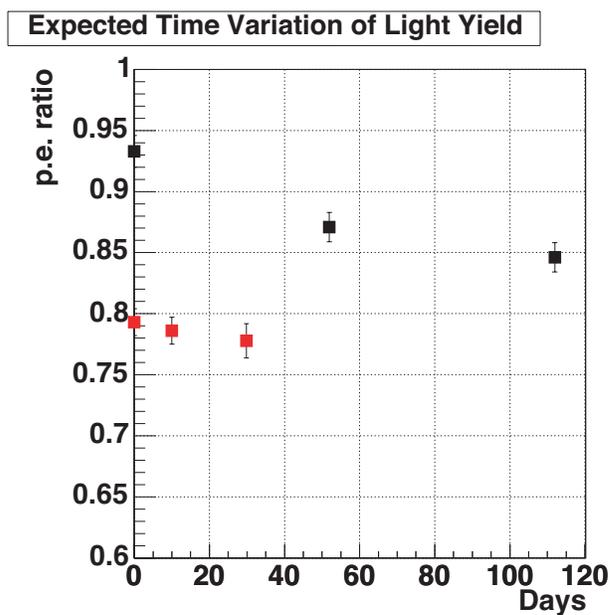


図 5.13: フォトン・シミュレーションにより見積もった光量期待値の時間変化。黒は候補に上っていた他の NaI。

透過率が落ちた水溶液にレーザーを照射したところチンダル現象が確認できたため (図 (5.14))、時間と共に副反応が進行し何らかの物質が生成されていると思われる。そこで $0.2 \mu\text{m}$ 径のメンブレン・フィルターで減圧ろ過をした後、透過率を測定した。万が一透過率が大きく落ちた場合を想定して、ろ過によって透過率が回復するかどうか確かめた。結果透過率の回復は認められた (図 (5.15))。実機で万が一透過率が大きく落ちた場合は、 $0.1 \mu\text{m}$ の多層構造のポリプロピレン製フィルターを用いて加圧ろ過することを考えている。



(a) 透過率の落ちていない NaI 水溶液 (b) 加速試験後の透過率の落ちた NaI 水溶液

図 5.14: NaI 水溶液中のチンダル現象

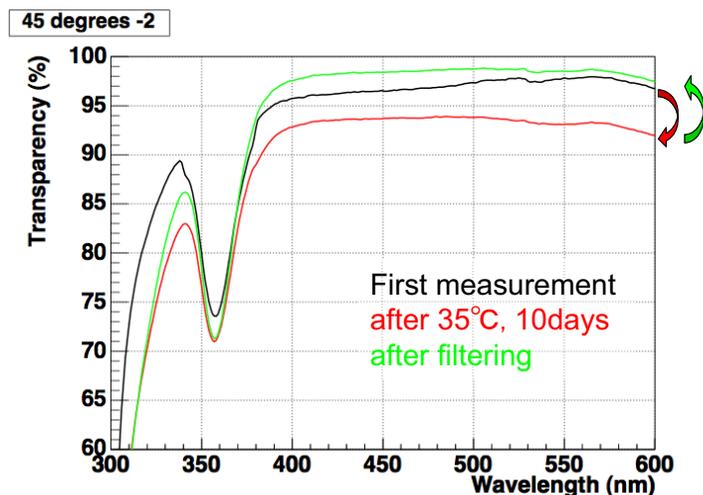


図 5.15: ろ過による透過率の回復

5.5 結論

miniLAND が 1 mBq/m^3 の精度でラドンを観測するためには、 $S/N > 1$ を仮定し、検出効率を考慮すると内部バックグラウンドが $\sim 2 \text{ Hz}$ 以下である必要がある。miniLAND は通常より低バックグラウンドの PMT を使用しているが、それでも PMT からのバックグラウンドは 30 Hz 程度観測されることが予想される。そこで LS 槽と PMT の間に γ 線シールドとして NaI 水溶液 ($62\text{wt}\% \text{NaI} + 0.1\text{wt}\% \text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$) を用いる。NaI によって遮蔽された後の PMT からのバックグラウンドは 1.5 Hz 、NaI 自身 ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 含む) からのバックグラウンドは 0.68 Hz 以下であり、合計は 2.18 Hz 以下となる。これは miniLAND の要求を満たす。

また NaI 水溶液は時間と共に透過率が落ちるが、それによる光量期待値の減少はわずかで純化期間において問題にならない。万が一透過率が極端に落ちることがあっても、ろ過で回復させることができるので問題ない。

第6章 calibration

miniLANDの calibration を行った。miniLANDの アクリル・ボックスおよびセルは図 (6.1) のように番号づけされている。ボックス4のセル 13,14,15,16 についての calibration 結果を以下に示す。

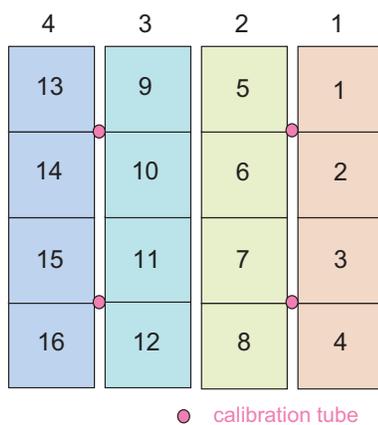


図 6.1: miniLAND のボックスおよびセルの番号

6.1 方法

miniLAND のセル間には直径 9.5mm のテフロン製 calibration チューブが設置されている (図 (6.1))。線源を入れるためのカプセル付きワイヤーをチューブに通して 5 点でデータを取った。使用した線源は ^{60}Co , ^{137}Cs である。また miniLAND は構造的に線源からの γ 線を collimate することや後方散乱イベントの観測は行えないので、 γ 線のコンプトン・エッジを用いて解析する。

6.2 補正

6.2.1 vertex reconstruction (イベント発生点の再構成)

方法は microLAND の時と同様である。但し後方散乱イベントではなく、コンプトン・エッジ付近のイベントを用いた。図 (6.2) は TDC 値-vertex の関係を各セルごとに示して

いる。

6.2.2 光量 (減衰長や立体角による影響) の補正

左の PMT からの ADC 値と右の PMT からの ADC 値を掛けたものの平方根、

$$Q_{ADC} = \sqrt{Q_{ADC, left} \times Q_{ADC, right}} \quad (6.1)$$

をトータルの ADC 値として扱う。

$$Q_{ADC, left} = Q_{0, left} \times \exp\left(-\frac{x + 50}{\lambda}\right)$$
$$Q_{ADC, right} = Q_{0, right} \times \exp\left(-\frac{50 - x}{\lambda}\right)$$

であるから、式 (6.1) において vertex の項は打ち消されるため、減衰や立体角による影響を除去できる (図 6.3)。

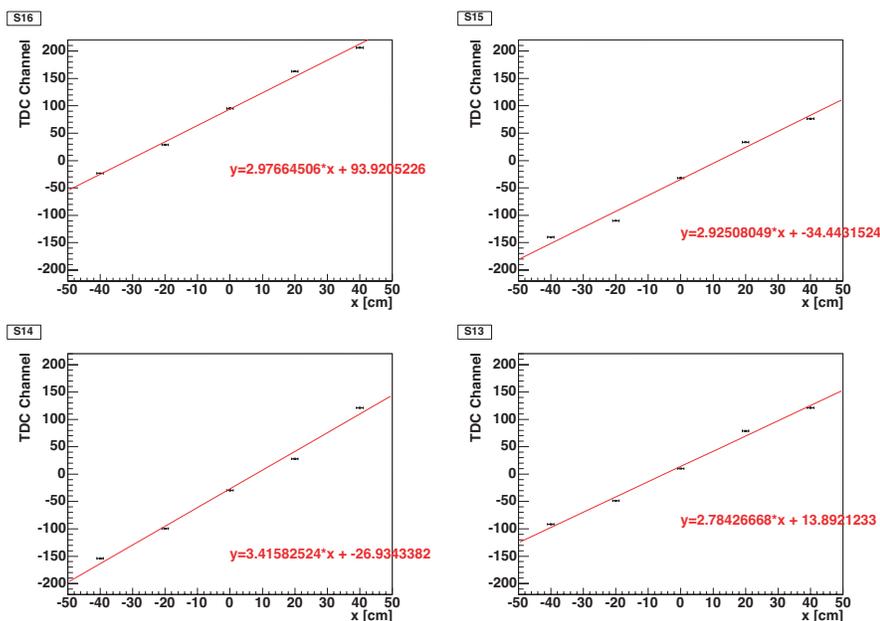


図 6.2: TDC 値-vertex。左上:セル 16, 右上:セル 15, 左下:セル 14, 右下:セル 13。

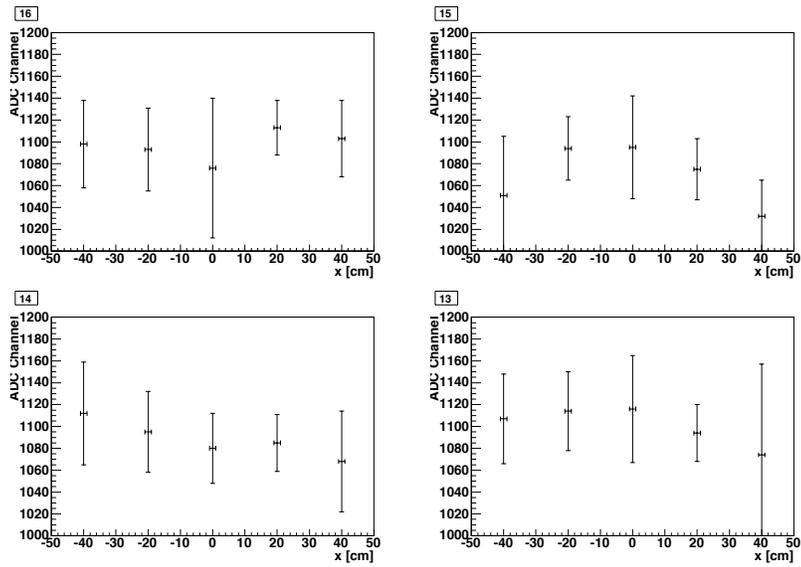
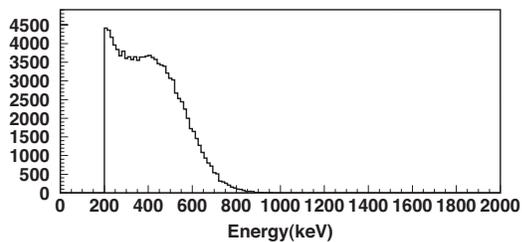


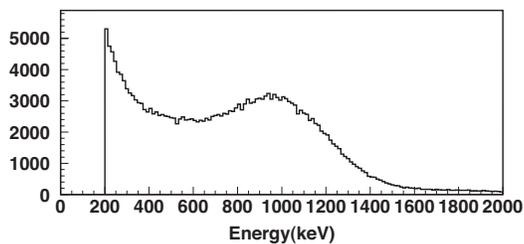
図 6.3: 補正後の ADC 値-vertex。左上:セル 16, 右上:セル 15, 左下:セル 14, 右下:セル 13。5 点で ADC 値は一定である。

6.2.3 energy calibration

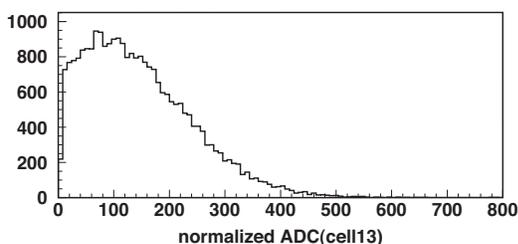
まず gain 補正を行った。方法は microLAND の時と同様である。その後 ^{60}Co , ^{137}Cs それぞれのエネルギーと ADC 値のプロットを fitting し (図 (6.5)), 得られた関数から全ての ADC 値を visible energy に変換した。エネルギーとそれに対応した ADC 値は、モンテカルロ・シミュレーションとデータのエネルギー・スペクトルの比較 (図 (6.4)) で求めた。



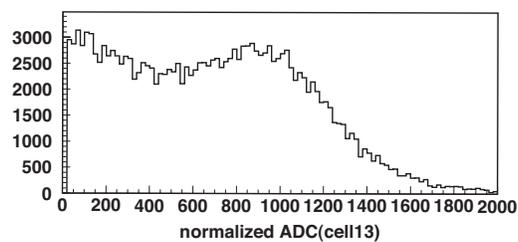
(a) MCによる ^{137}Cs のスペクトル



(b) MCによる ^{60}Co のスペクトル



(c) データの ^{137}Cs のスペクトル



(d) データの ^{60}Co のスペクトル

図 6.4: モンテカルロ・シミュレーションとデータ (セル 13) によるエネルギー・スペクトル。MC は energy resolution を 20 % に設定、データのスペクトルは normalize してある。

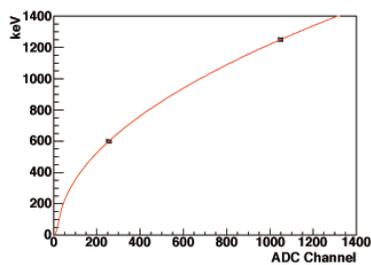
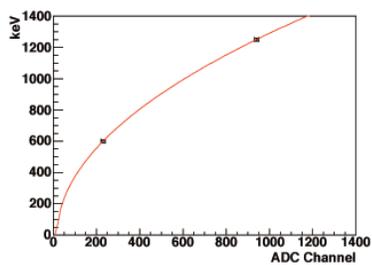
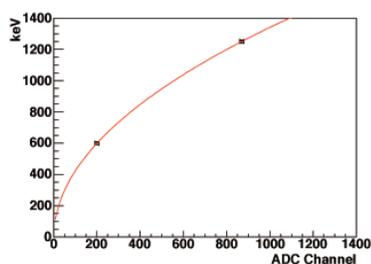
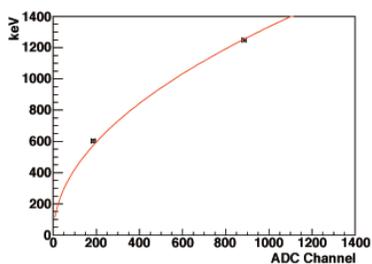


図 6.5: エネルギー-ADC 値。左上:セル 16, 右上:セル 15, 左下:セル 14, 右下:セル 13。

図 (6.5) で fitting した関数は $y = a\sqrt{x-b} + c$ であり、当然ながら linear ではない。つまり、ADC が PMT の linearity が無いことになる。そこで Clock generator と Attenuator を用いて ADC の linearity を調べた (図 (6.6))。結果矩形波の減衰に対する ADC 値の変化は linear であり、ADC は linearity を持つことがわかった。PMT・R877MOD(K)ASSY は linearity を持たないと思われる。

今回の calibration による visible energy は 1 MeV 強までしか保証されない。液体シンチレーターにおける ^{214}Po の α 線の visible energy (KamLAND) は 555 keV [28] なので問題ないが、 ^{214}Bi の β 線の end-point は約 3.3 MeV であるから問題になる。

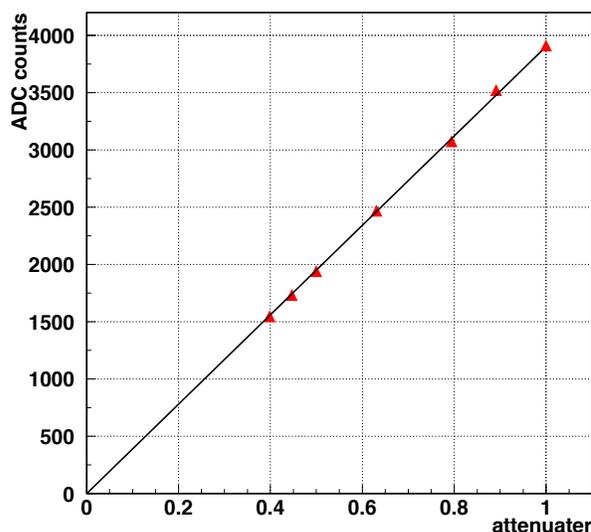


図 6.6: ADC 値-Attenuator の調節による波高

6.3 ラドン測定による calibration (1)

ラドンが測定できることの確認、イベント・セレクションの決定のために、ボックス 4 にラドンをバブリングした液体シンチレーターを入れて測定を行った。

まず最初に、2 インチ PMT の光電面にラドンをバブリングした液体シンチレーターの入ったバイアルの底面を接着し、singles のエネルギー・スペクトルからラドンの量を見積もった (図 (6.7))。lifetime=1,187 sec において ^{214}Po は 1681 イベント、 $^{222}\text{Rn} + ^{218}\text{Po}$ は 3424 イベントであった。放射平衡から後者は前者の 2 倍になっていることが確かめられるので、現在のエレクトロニクスは取りこぼしなくデータを取っていることがわかる。またこの結果から、ラドンの量は 1.4 Bq であった。

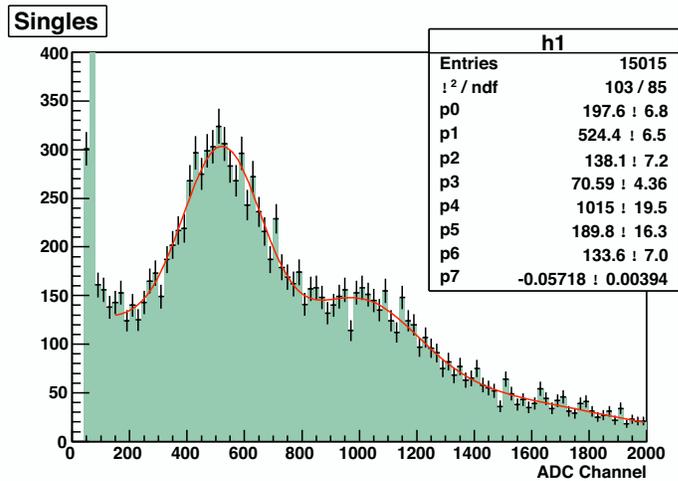


図 6.7: sigles のエネルギー・スペクトル。gaussian+gaussian+linear で fitting した。

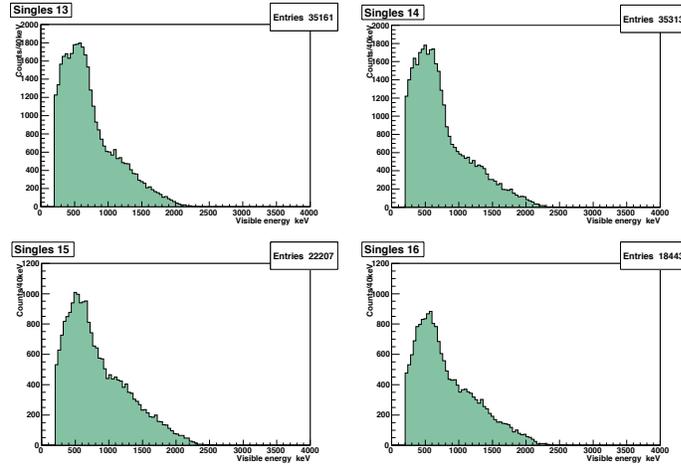
液体シンチレーターにラドンをバブリングした後、それをポンプで miniLAND に入れて循環させた。その後ラドンの測定をし、analysis threshold=200 keV、時間相関 $\Delta T < 1$ msec のイベントの解析を行った。run の情報を表 (6.1) に示す。

run infomation	
N ₂ ガス流量	0.5 l/min
livetime	42,162 sec
deadtime	1,013 sec (0.02 %)
trigger rate (全体)	2.64 Hz
(セル 13)	0.83 Hz
(セル 14)	0.84 Hz
(セル 15)	0.53 Hz
(セル 16)	0.44 Hz

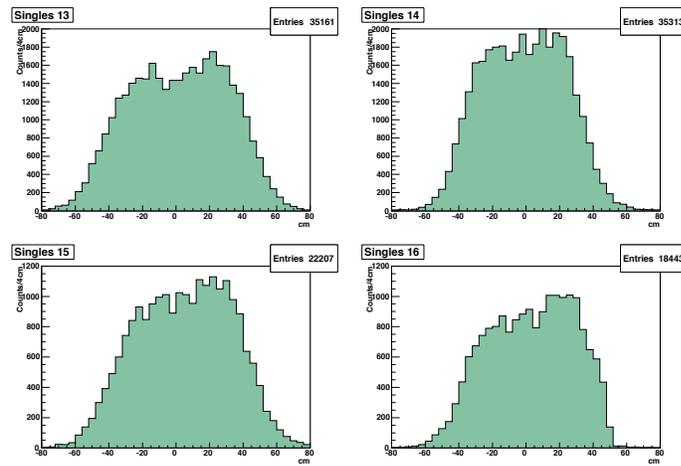
表 6.1: Rn による calibration のための run 情報。miniLAND へのラドンの混入を防ぐため、run の間 N₂ ガスを流している。trigger rate は $200 < E$ (keV) < 4000、 $|\Delta X(\text{cm})| < 100$ のイベントについてのものである。

6.3.1 single イベント

図 (6.8) は single イベントのエネルギー・スペクトルおよび vertex 分布である。



(a) single イベントのエネルギー・スペクトル

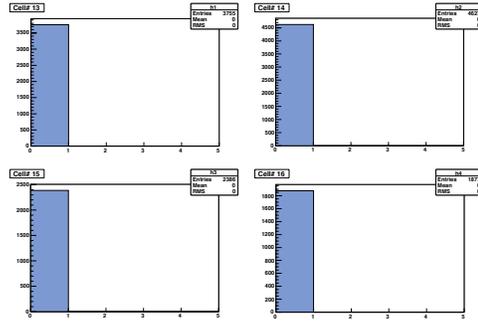


(b) single イベントの vertex 分布

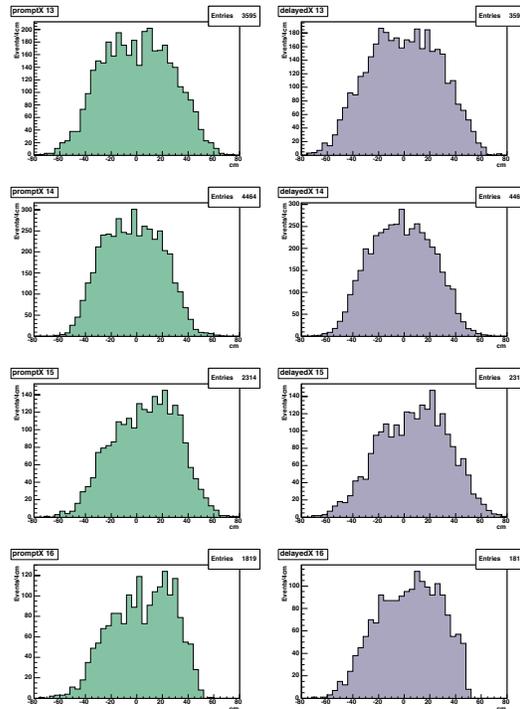
図 6.8: singles のスペクトル。左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16

6.3.2 $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ coincidence イベント

時間相関 $\Delta T < 1$ msec の coincidence イベントは重複して取るように設定してあるが、実際全ての prompt イベントに対して delayed イベントは 1 つずつであった (図 (6.9)(a))。図 (6.9)(b) は prompt および delayed イベントの vertex 分布である。



(a) 1 つの prompt イベントに関する delayed イベントの数分布



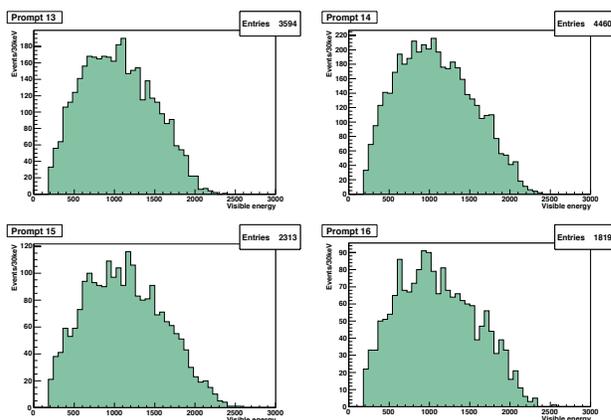
(b) prompt および delayed イベントの vertex 分布

図 6.9: (b) について左が prompt イベント、右が delayed イベント、上からセル 13, 14, 15, 16 である。

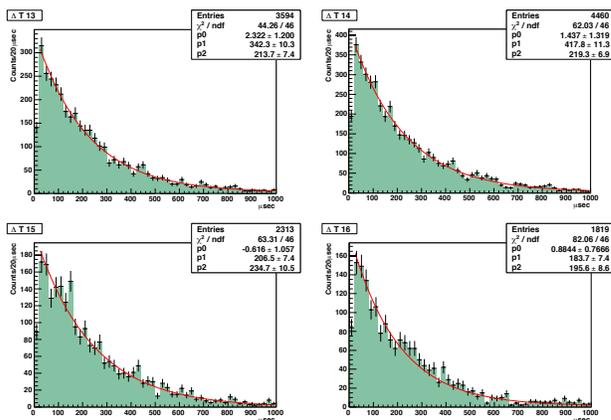
図 (6.10) の (a) は prompt イベントのエネルギー・スペクトル、(b) は時間相関分布である。energy calibration の節で述べたように、calibration は 1 MeV 強までしかなされていないため、 ^{214}Bi の end-point は実際の 3.3 MeV からずれてしまっている。一方、時間相関分布は

$$F(t) = N_{const} \times \exp(-T_{life} \times t) + N_{BG} \quad (6.2)$$

で fitting した。 ^{214}Po の寿命は $T_{life} = 237 \mu\text{sec}$ であり、fitting の結果 (図 (6.10) の p2) はそれから若干ずれているが時間相関はあると言える。



(a) prompt イベントのエネルギー・スペクトル



(b) 時間相関分布

図 6.10: 左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:15, 右下:16 である

delayed エネルギー・スペクトルおよび energy resolution

図 (6.11) は delayed イベントのエネルギー・スペクトルである。gaussian+linear で fitting した結果から energy resolution を求めた (表 (6.2))。microLAND の結果より悪くなっているのは NaI 水溶液によって光量が減少するせいだと思われる。また KamLAND における ^{214}Po の visible energy は 555 keV であり、今回の calibration の結果はその値からずれている。約 3 MeV までの energy calibration は今後の課題である。

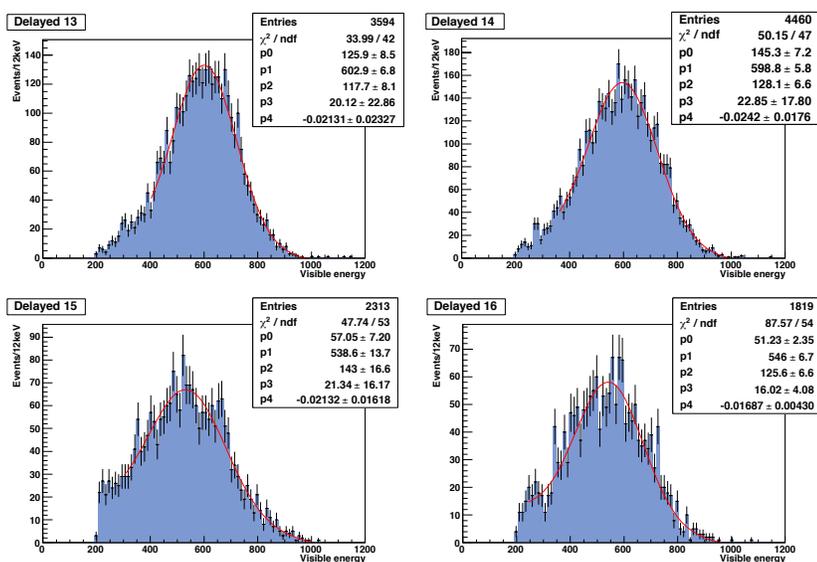


図 6.11: delayed イベントのエネルギー・スペクトル。左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16。

セル	energy resolution (%)
13	19 ± 1
14	21 ± 1
15	27 ± 1
16	23 ± 1

表 6.2: energy resolution。セルごとの違いは PMT の接着の具合や反射板・ライトガイドのコンディションによるものと考えている。

位置相関分布および vertex resolution

図 (6.12) は位置相関分布である。gaussian で fitting した結果から vertex resolution を求めた (表 (6.3))。

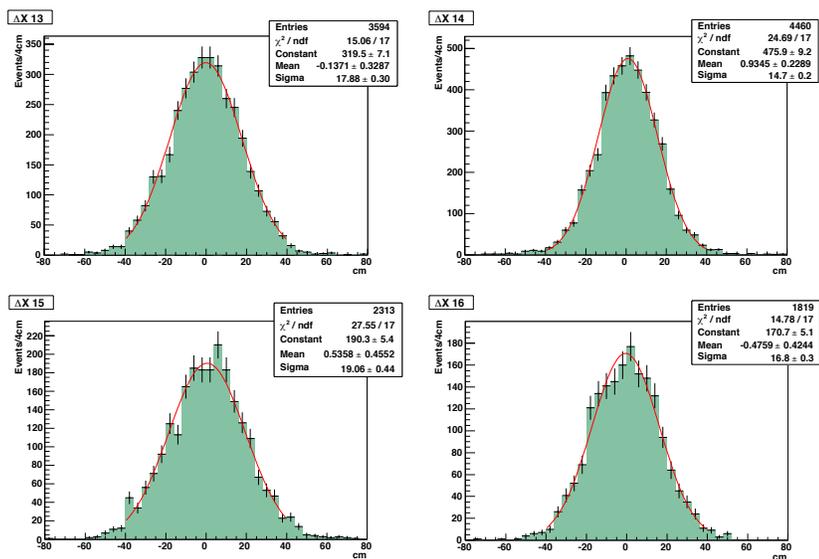


図 6.12: 位置相関分布。左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16。

セル	vertex resolution (cm)
13	18
14	15
15	19
16	17

表 6.3: vertex resolution。セルごとの違いは PMT の接着の具合や反射板・ライトガイドのコンディションによるものと考えている。

時間相関イベントによるラドン崩壊率の見積もり

$^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベント数を見積もるために、式 (6.2) の T_{life} を ^{214}Po の寿命 $237 \mu\text{sec}$ に固定し、fitting を行った。fit した関数を積分して得られるラドン・イベントの期待値は、4セル合計で 13,239 イベントである。よってラドンの崩壊率は 0.31 Bq となる。先に求めたラドン崩壊率は 1.4 Bq であるから、検出効率は 21.8% となる。測定開始時間の差が約 1 日あるので、ラドン濃度は約 77% に減少しているが、それを考慮しても少ない結果となった。

但し deadtime は 0 に近い上に、図 (6.14) の中央の絵で示されるように、 singles と coincidences で off-time のスペクトルに違いは見られない、つまり $\text{delayed coincidence}$ によるイベントの落ちは見られない。またイベント・セレクションの efficiency によって検出効率がここまで低下するとは思えない。原因はラドン入り液体シンチレーターを LS 槽に入れる際に、液面が窒素ガスの IN より上であったせいでパプリングをしてしまったことなどであると思われる。

よってここで検出効率を正確に議論することはできないが、ラドン入り液体シンチレーターの観測によって、 miniLAND は $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ イベントを検出できていることを確認できた。またこの結果からイベント・セレクションを決定した。

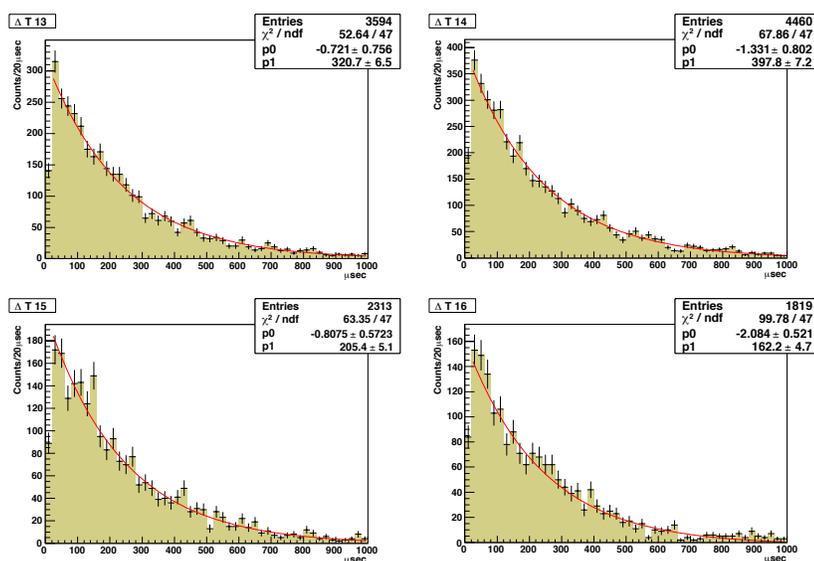


図 6.13: T_{life} を固定した場合の時間相関分布。左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16。

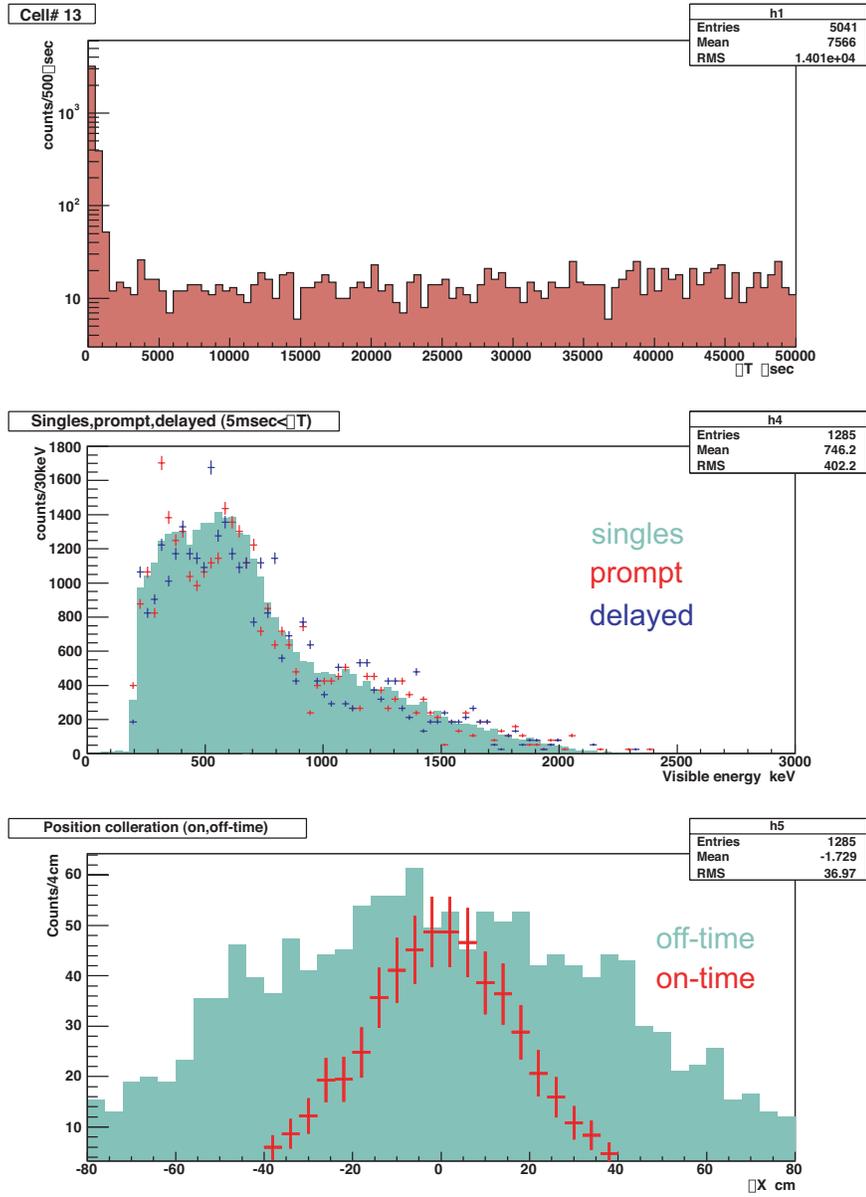


図 6.14: 上:time window を拡張した時間相関分布。中央:single イベントと off-time での prompt/delayed イベントのエネルギー・スペクトルの比較。trigger rate と time window を用いて normalize してある。下:off-time と on-time の位置相関分布の比較。

6.4 イベント・セレクションおよび efficiency

前節の結果からイベント・セレクションを決定した (表 (6.4))。delayed エネルギーについて、セル 15, 16 は resolution が悪い影響で、セレクションを 3σ とると threshold 以下にかかる。よってセル 15, 16 のセレクション範囲は 2σ とした。

	セル	selection
Prompt energy	全セル	$200 \text{ keV} < E_{prompt, visible}$
Delayed energy	13	$249 < E_{delayed, visible} < 957 \text{ keV} (3\sigma)$
	14	$215 < E_{delayed, visible} < 983 \text{ keV} (3\sigma)$
	15	$253 < E_{delayed, visible} < 825 \text{ keV} (2\sigma)$
	16	$294 < E_{delayed, visible} < 798 \text{ keV} (2\sigma)$
Position correlation	13	$ \Delta X < 35.8 \text{ cm} (2\sigma)$
	14	$ \Delta X < 29.4 \text{ cm} (2\sigma)$
	15	$ \Delta X < 38.2 \text{ cm} (2\sigma)$
	16	$ \Delta X < 33.6 \text{ cm} (2\sigma)$
Time correlation	全セル	$10 < \Delta T < 1000 \mu\text{sec}$

表 6.4: イベント・セレクション

	セル	efficiency (%)
Prompt energy	13	88.8
	14	88.7
	15	88.1
	16	88.5
Delayed energy	13, 14	99.7
	15, 16	95.5
Position correlation	全セル	95.5
Time correlation	全セル	94.4
Trigger(200 keV)	全セル	100
合計	13	79.8
	14	83.1
	15	79.4
	16	76.2

表 6.5: $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ の efficiency

またイベント・セレクションなどによる efficiency(効率) を求めた (表 (6.5))。prompt エネルギーについてはモンテカルロ・シミュレーション、時間相関については fit した関数を積分することで求めた。trigger については、通常の detection threshold とそれより小さい threshold におけるエネルギー・スペクトルの比較で求めた (図 (6.15))。

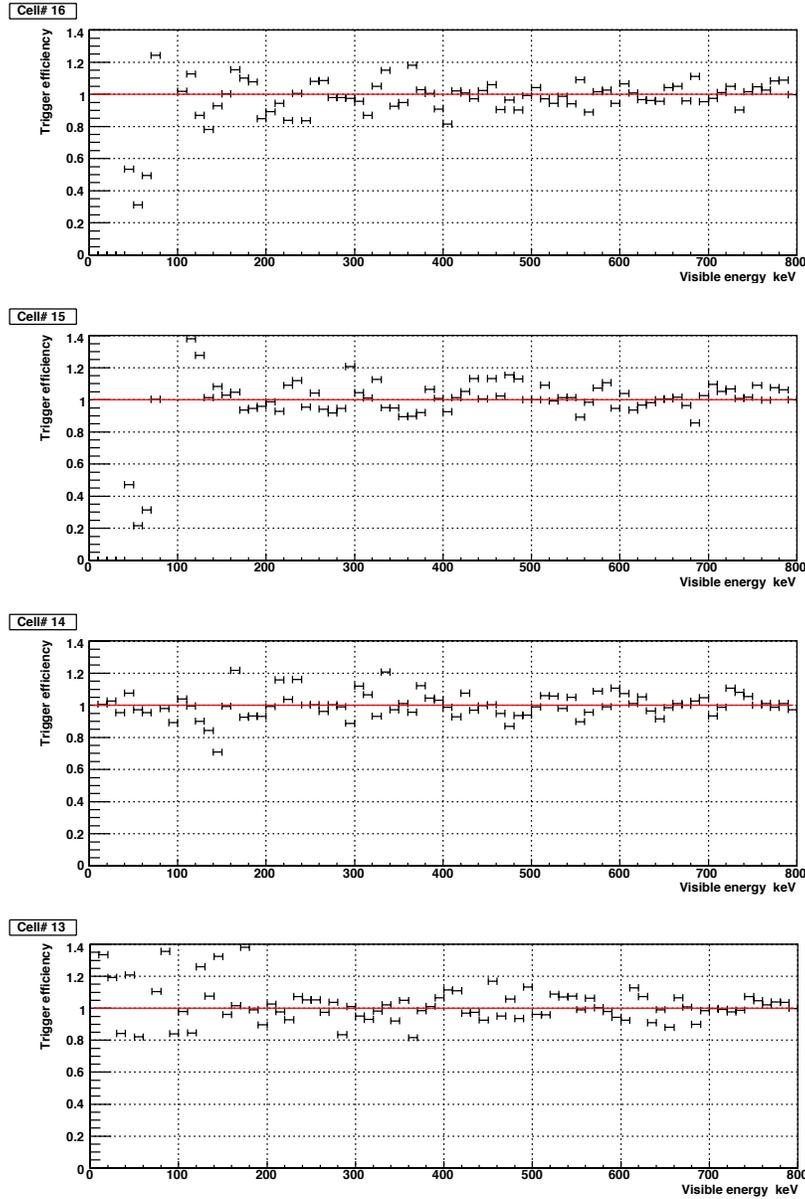


図 6.15: trigger efficiency-エネルギー。上からセル 16, 15, 14, 13 である。

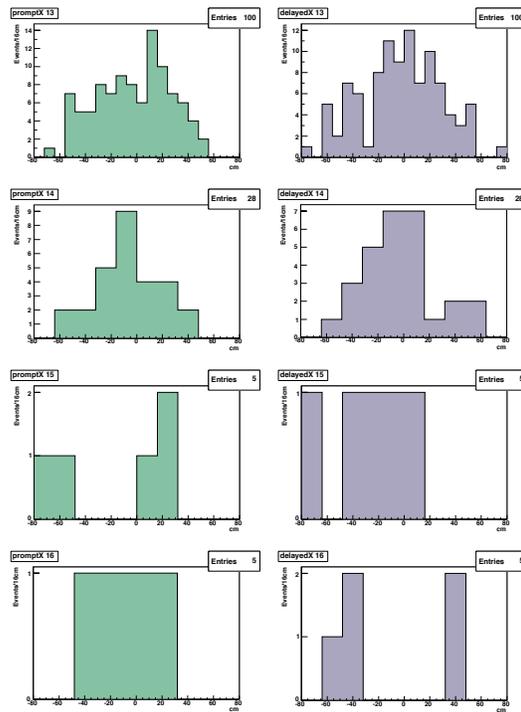
6.5 ラドン測定による calibration (2)

KamLAND の 1 m^3 タンクに貯蔵されていた液体シンチレーターのラドン崩壊率を測定した。前節で決定したイベント・セレクションおよび efficiency を用いた。analysis threshold=200 keV、時間相関 $\Delta T < 1 \text{ msec}$ のイベントの解析を行った。run の情報を表 (6.6) に示す。

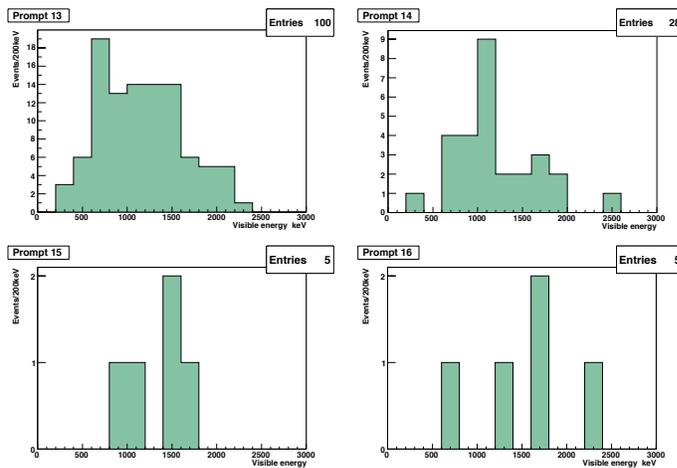
run infomation	
N ₂ ガス流量	0.1 l/min
livetime	48,179 sec
deadtime	3,325 sec (11 %)
trigger rate (全体)	0.48 Hz
(セル 13)	0.17 Hz
(セル 14)	0.13 Hz
(セル 15)	0.09 Hz
(セル 16)	0.09 Hz

表 6.6: Rn による calibration のための run 情報。miniLAND へのラドンの混入を防ぐため、run の間 N₂ ガスを流している。trigger rate は $200 < E \text{ (keV)} < 4000$ 、 $|\Delta X \text{ (cm)}| < 100$ のイベントについてのものである。(1) の run より deadtime の割合が大きいが、この時点では検出回路において左右 PMT の信号の coincidence を取っておらず high rate であったためである。

prompt および delayed イベントの vertex 分布、prompt エネルギー・スペクトル



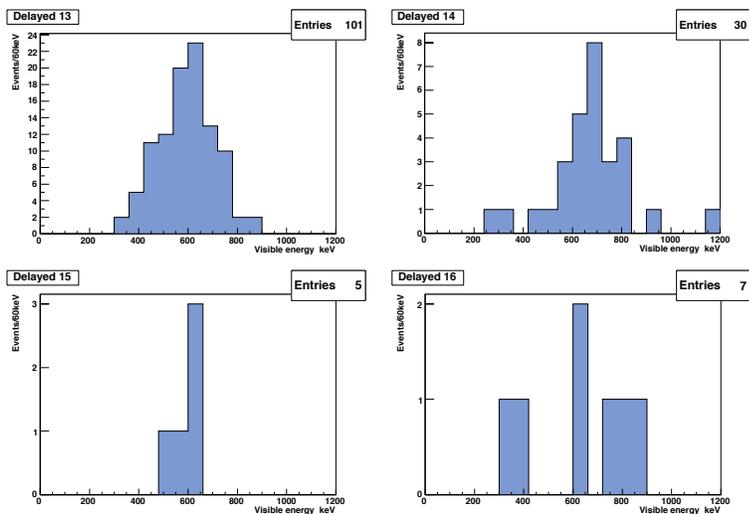
(a) prompt および delayed イベントの vertex 分布



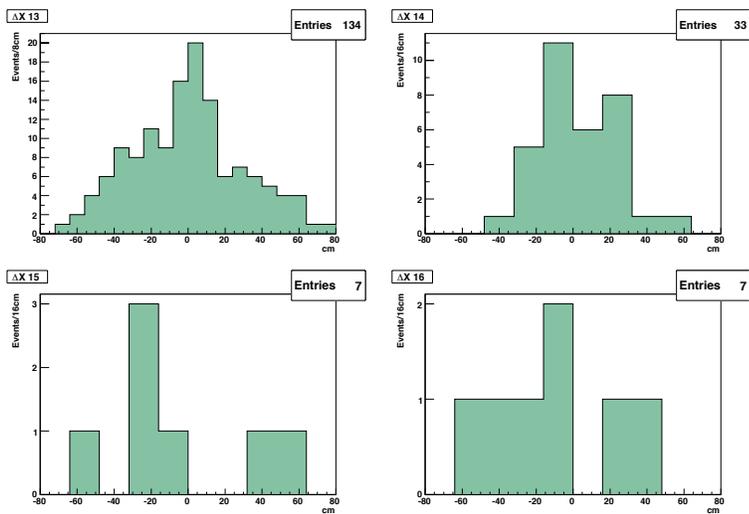
(b) prompt イベントのエネルギー・スペクトル

図 6.16: (a) について左が prompt イベント、右が delayed イベント、上からセル 13, 14, 15, 16 である。(b) については左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16 である。

delayed イベントのエネルギー・スペクトルおよび位置相関分布



(a) delayed イベントのエネルギー・スペクトル



(b) 位置相関分布

図 6.17: 左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16 である

6.5.1 時間相関イベントによるラドン崩壊率の見積もり

今回の測定では統計が少ないので、時間相関分布に対して fitting を行えない (図 (6.19))。そこで on-time の時間相関イベント数をラドン・イベント候補数 N_{obs} 、off-time の時間相関イベント数を on-time window に normalize したものをバックグラウンド期待値 N_{BG} と定義する。表 (6.7) に候補数、バックグラウンド期待値を示す。これを基に 90%信頼度でのラドン・イベント数を見積もる。

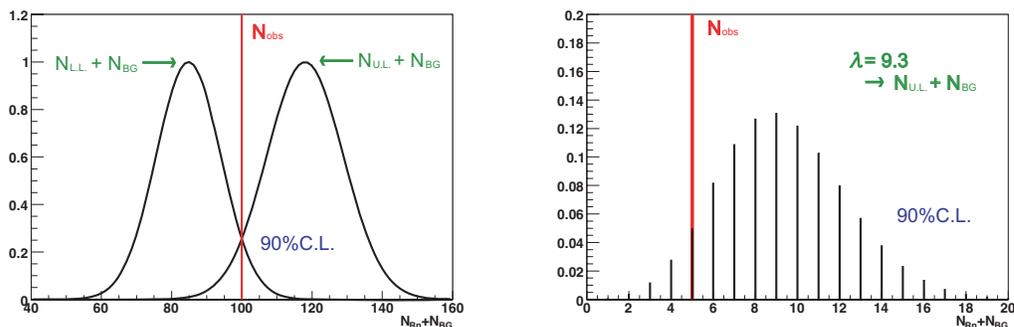
セル 13, 14 はある程度の統計があるので、gauss 分布に近似できる。ラドン・イベント数 N_{Rn} とバックグラウンド期待値の和 $N_{Rn} + N_{BG}$ を中心値、 $\sqrt{N_{Rn} + N_{BG}}$ を σ とする gauss 分布を作り、 N_{obs} が、中心からの面積が全体の面積の 90 % の時の x より大きいまたは小さい場合の N_{Rn} を求めた。これが 90 % 信頼度でのラドン・イベント数の上限・下限値となる (図 (6.18)(a))。ラドン・イベント数の中心値は $N_{Rn,exp} = N_{obs} - N_{BG}$ とする。

セル 15, 16 については統計が少ないので、poisson 分布

$$P_{\lambda}(x) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^x}{x!} \quad (6.3)$$

を用いる。 N_{obs} が、 x が大きい方からの面積が全体の面積の 90 % の時の x より小さい場合の λ を求めて、 $N_{Rn,exp} = \lambda - N_{BG}$ とする。これが 90 % 信頼度でのラドン・イベント数の上限値となる (図 (6.18)(b))。

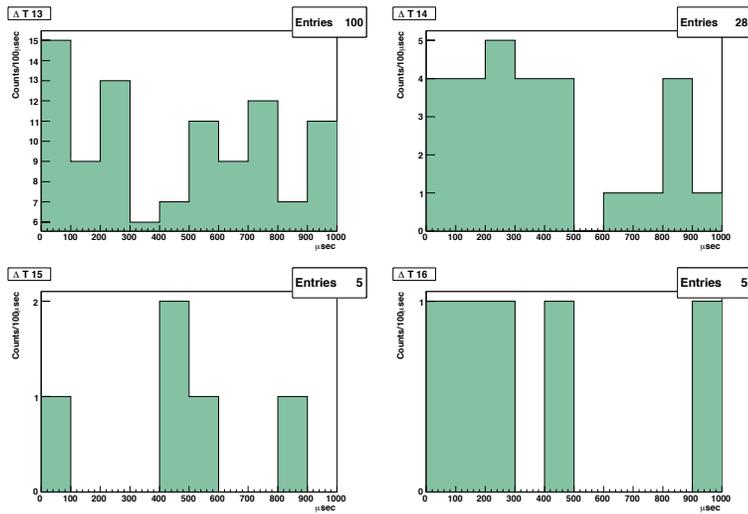
見積もったラドン・イベント数とラドン崩壊率を表 (6.8) に示す。セル 13, 14 はラドン・イベント数、バックグラウンド期待値共にセル 15, 16 と比較して多い。そのことはアクリル容器自身からラドンが染み出している、またはその天井部の隙間からラドンが混入している可能性を意味している。前者についてはアクリルにおける ^{222}Rn の染み出しは $< 0.1 \text{ /m}^3\text{/hour}$ であるとする問題にならない [29]。後者については、純化後の KamLAND 液体シンチレーターを測定する際には、run に関係なく常時アクリル容器および銅ボックス内に窒素ガスを流すので、現状のような上部セルへのラドンの混入は防げると考える。



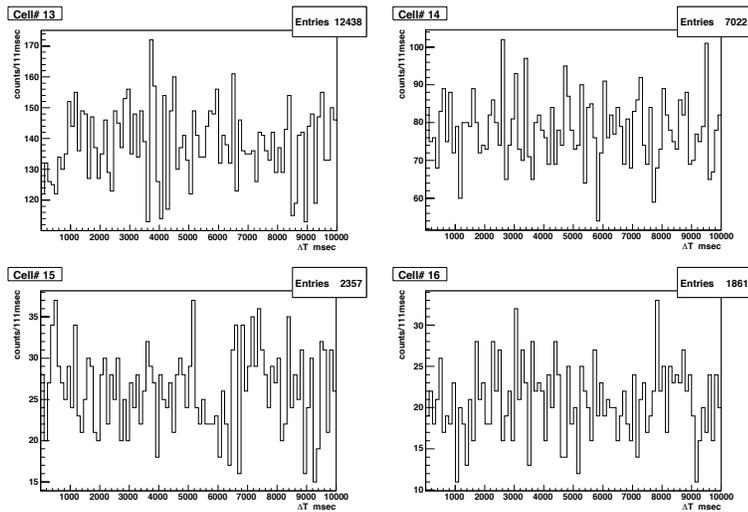
(a) gauss 分布 (セル 13)

(b) poisson 分布 (セル 16)

図 6.18: ラドン・イベント数の見積もりにおける分布



(a) on-time における時間相関分布



(b) off-time における時間相関分布。time window $\sim 10\text{sec}$ におけるバックグラウンド数を normalize してバックグラウンド期待値とする。このように統計を多くすることでエラーを小さくできる。

図 6.19: 時間相関分布。左上:セル 13, 右上:セル 14, 左下:セル 15, 右下:セル 16 である。

セル	候補数	バックグラウンド期待値	期待される BG rate (events/hour)
13	100	1.2	0.113
14	28	0.70	0.0660
15	5	0.23	0.0217
16	5	0.18	0.0170

表 6.7: livetime=38,179 sec におけるラドン・イベント候補数、および on-time のバックグラウンド期待値、それを基にした期待される BG rate。

セル	efficiency (%)	ラドン・イベント数	ラドン崩壊率 (mBq/m ³)
13	79.8	124 \pm ₁₉ ²³	144 \pm ₁₈ ²¹
14	83.1	33 \pm ₉ ¹²	39 \pm ₁₀ ¹⁴
15	79.4	< 11	< 13
16	76.2	< 12	< 14

表 6.8: livetime=38,179 sec におけるラドン・イベント数およびラドン崩壊率。efficiency を考慮してある。

6.6 検出器のラドン検出感度

表 (6.8) のバックグラウンド・レート R_{BG} から検出感度 (崩壊率の検出限界値) を評価した。上側のセルでは実際のバックグラウンド・レートはもっと小さいと思われるが、ここでは安全をみて現在得られている値 (表 (6.7)) を使用する。またボックス 4 以外のセルのバックグラウンド・レートはボックス 4 の同じ高さのセルのものを仮定する。まず時間 t におけるバックグラウンド数 $N_{BG}(t) = R_{BG} \times t$ の poisson 分布は $P_{N_{BG}}(n)$ である。また、

$$0.1 = \frac{\sum_{m=0}^n P_{U_{90}}(m)}{\sum_{m=0}^{\infty} P_{U_{90}}(m)} \quad (6.4)$$

となるような $U_{90}(n)$ は 90%信頼度で n となる期待値である。 $P_{N_{BG}}(n)$, $U_{90}(n)$ より 90%信頼度における検出限界イベント数は、

$$N_{limit}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_{N_{BG}}(n) \times U_{90}(n) - N_{BG}(t) \quad (6.5)$$

となる。これにボックス 4 の平均 efficiency=79.6 %を miniLAND 全体の平均 efficiency と仮定し、それを考慮して 16 セル、下部 8 セルにおける検出感度を評価した (図 (6.20))。その結果 16 セルでは 3.5 時間、下部 8 セルでは 5.5 時間程度で検出感度 1mBq/m³ を達成した。上部セルが例え現状のバックグラウンド・レベルでも 16 セルで測定を行ったほうが効率がよいことを確認した。

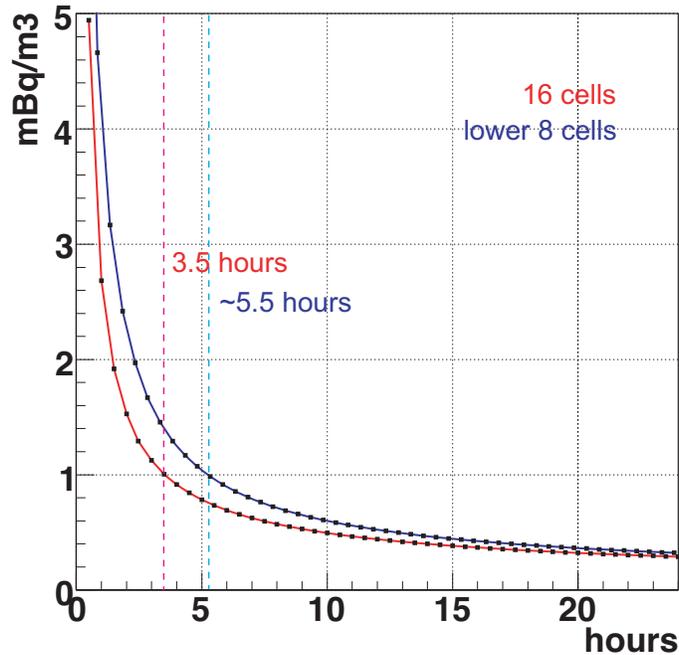


図 6.20: 16 セル、下部 8 セルにおける検出感度の時間変化

6.7 結論

^{137}Cs , ^{60}Co 線源、および ^{222}Rn を用いて miniLAND の calibration を行った。線源のデータにより種々の補正パラメータを導出し、その補正を施したラドンのデータを delayed coincidence により解析した。ラドン run の解析により、miniLAND が $^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ を観測できる直接の証拠を示し、また実際の解析に用いるイベント・セレクションおよび efficiency を決定した。

KamLAND 1m^3 タンクに貯蔵されていた液体シンチレーターを用いた解析では、ラドンの崩壊率およびバックグラウンド期待値、そのレートを見積もった。これらの結果から、窒素ガスを常に流していない状態では上部セルにラドンが侵入することがわかった。

またここで見積もったバックグラウンド・レートからラドン検出感度を評価したところ、miniLAND は 3.5 時間の測定で検出感度 $1\text{mBq}/\text{m}^3$ を達成することがわかった。

今後の改善点またはやるべきことを以下に示す。

- 残り 12 セルの calibration
- ^{214}Bi の end-point 約 3.3 MeV までの energy calibration

第7章 結論

KamLAND で ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを観測するためには、液体シンチレーター中において ${}^{222}\text{Rn} < 1\text{mBq/m}^3$ である必要があり、純化後の液体シンチレーターのラドン崩壊率を 1mBq/m^3 の検出感度で測定する必要がある。

そこで我々は上記検出感度をもつラドン検出器・miniLAND を建設した。miniLAND は ${}^{222}\text{Rn}$ の娘核 ${}^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ を delayed coincidence により観測し、ラドンの崩壊率を見積もる。miniLAND は外部シールド (鉛) の効果により、外部バックグラウンドよりも PMT からの内部バックグラウンドが支配的になっている。 1mBq/m^3 の感度でラドン崩壊率を測定するためには、内部バックグラウンドが $\sim 2\text{Hz}$ 以下でなければならない。 γ 線シールドとしての NaI 水溶液は PMT からのバックグラウンドを約 30Hz から 1.5Hz に遮蔽し、自身のバックグラウンドは上限値 0.68Hz となることがわかった。つまりこれは miniLAND の要求を満たしている。また純化期間において、透過率の減少による光量の減少もまったく問題ない。

miniLAND の $1/4$ のセルのみで calibration を行った。ラドンをバブリングした液体シンチレーターを入れて測定したデータを解析した結果、energy resolution は平均 23% (visible energy $\sim 550\text{keV}$)、vertex resolution は平均 17cm (${}^{214}\text{Bi}/\text{Po}$ の位置相関) となった。また純化前の液体シンチレーターによる測定データから評価したラドン検出感度によると、miniLAND は測定時間 3.5 時間で検出感度 1mBq/m^3 を達成した。

今後は ${}^{214}\text{Bi}$ の β 線の最大エネルギー 3.3MeV までの精密な energy calibration、miniLAND の残り 12 セルの calibration を行う。

付録A miniLANDで使用された素材一覧

素材	商品名	メーカー	補足
miniLAND 本体			
アクリル	スミベックス 010	住友化学	UVT
反射板・ライトガイド			
アクリル	UVT アクリル材 #000	三菱レイヨン	
タイベック	デュポンタイベック 農業用マルチシート 700AG	丸和バイオケミカル (株)	
ナイロン・メッシュ	HC・475-180 μ	テフロン	
テフロン・シート	トヨフロン FEP フィルム F-8039-02	テフロン	
テープ	3M "スコッチ" 印 ポリエステル・テープ		
PMT			
5 インチ PMT	H6527MOD(K)	浜松ホトニクス	
5 インチ PMT	R877MOD(K)ASSY	浜松ホトニクス	
外部シールド			
無酸素銅			
高純度鉛		JL Goslar GmbH 社	ヨーロッパ産
通常鉛		東光サービス (株)	チリ産
ポリエチレン	ニューライト-BF (ボロン 20%入り)	作新工業 (株)	
内部シールド			
超純水		Super Kamiokande	
NaI	NaI(Tl) シンチレーショングレード	柳島製薬 (株)	
Na ₂ S ₂ O ₃	Na ₂ S ₂ O ₃ Analysis Grade	Merck 社	

表 1: miniLAND で使用された素材一覧

付録B miniLAND 実験協力者

分野	デザイン等担当者	補足
アクリル容器	岸本、丸藤	
反射板・ライトガイド	岸本、清水、中嶋亨、嶺川	協力：博士・修士学生
シールド		
駆動部	吉田	協力：技術職員 (高山、中嶋、花田)
銅ボックス	丸藤、吉田	協力：機器開発研究室
鉛	吉田、丸藤、井上	協力：Andreass、Greg、中村
ポリエチレン	吉田、丸藤、井上	
NaI 水溶液	今野、吉田、中島	協力：市村
配管	丸藤、岸本	
PMT	丸藤	
電源ライン	古賀、中村、丸藤	ケーブル設置：担当者および学生
高電圧電源	今野、丸藤	
環境整備	古賀、丸藤、技術職員	
シミュレーション	中島	
実験・解析	今野	
トータル・コーディネート	丸藤	

表 2: miniLAND 実験協力者 (敬称略)

miniLAND 実験には上記以外の多くの方々にも協力して頂きました。物品搬入、シールド部鉛・銅の洗浄、miniLAND 部屋の清掃、反射板・ライトガイド関連については KamLAND グループの方々にご協力頂きました。全ての協力者の方々が自分の仕事や研究と並行して協力して下さったことに感謝します。

参考文献

- [1] W.-M.Yao et al. (Particle Data Group), J.Phys.G**33**,1(2006) (<http://pdg.lbl.gov>)
- [2] J.N.Bahcall, A.M.Serenelli, and S.Basu, Astrophys.J.**621**,L85(2005)
- [3] J.N.Bahcall, <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [4] J.N.Bahcall and A.M.Serenelli, Astrophys.J.**626**,530(2005)
- [5] J.Hosaka et al. (Super-Kamiokande), Phys.Rev.**D74**(2006)032002, hep-ex/0604011
- [6] H.Murayama, <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino>
- [7] M.Altmann et al. (GNO), Phys.Lett.**B616**,174(2005)
- [8] Y.Fukuda et al. (Kamiokande), Phys.Rev.Lett.**77**,1683(1996)
- [9] J.Hosaka et al. (Super-Kamiokande), Phys.Rev.**D73**(2006)112001, hep-ex/0508053
- [10] B.Aharmim et al. (SNO), Phys.Rev.**C72**(2005)055502, nucl-ex/0502021 (http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/papers/0502021_figs)
- [11] B.Vogelaar, Neutrino 2006 Conference (<http://neutrinosantafe06.com>)
- [12] T.Araki et al. (KamLAND), Phys.Rev.Lett.**94**(2005)081801 (<http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/datarelease/2ndresult.html>)
- [13] 榎本三四郎, 三井唯夫, 日本物理学会誌 **61**(2006)424 (<http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/GeoNeutrino>)
- [14] I.Shimizu, Ph.D.thesis, Tohoku University(2004)
- [15] I.Shimizu, private communication
- [16] 竹内慎, 修士論文, 東北大学 (平成 17 年)
- [17] 清水格, 修士論文, 東北大学 (平成 14 年)
- [18] SOC-R998-001-0795

- [19] Y.Minekawa, KamLAND Collaboration Meeting in autumn 2006
- [20] Hamamatsu photonics Co.,Ltd., private communication
- [21] 中島恭平, 日本物理学会第 61 回年次大会 (2006)
- [22] Osaka university, private communication
- [23] T.Goldbrunner et al. (BOREXINO),
http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/bl_rep/jb1995
- [24] M.Dolinski et al., <http://cuore.lbl.gov/pubs/index.html>
- [25] University of Alabama, private communication
- [26] 小関陽太郎, KamLAND の液体シンチレーター、バッファオイル、アクリル板の屈折率の測定結果レポート (2001)
- [27] M.J.Berger et al., <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [28] 市村晃一, 修士論文, 東北大学 (平成 16 年)
- [29] Physics Research A329(1993)291-298