

修士論文

KamLAND-Zen 実験における
宇宙線ミュオン起源の
バックグラウンド除去効率の改善

Improvement of Background Rejection
for Cosmic Muon Spallation in KamLAND-Zen

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

狩野祐喜

平成 28 年

概要

素粒子の一種であるニュートリノには、わずかながら質量が存在するということが明らかになっている。しかし、その質量が他の素粒子と比較して異常に小さいことは十分に説明できていない。これを説明しうる一つの性質としてマヨラナ性がある。ニュートリノは電荷を持たないため、粒子と反粒子が同じものであることがあり得る。もしニュートリノがマヨラナ性を持てば、重い右巻きニュートリノを自然に導入することができると同時に、宇宙物質優勢を説明することも可能となる。

KamLAND-Zen 実験は ^{136}Xe のニュートリノの出ない二重ベータ崩壊の探索を通じ、ニュートリノのマヨラナ性を確かめようとする実験である。液体シンチレータを用いた検出器である KamLAND にミニバルーンとキセノン含有液体シンチレータを導入し、2011年から現在まで継続してデータ取得を行っている。

現在、KamLAND-Zen の主なバックグラウンドの一つに、 ^{10}C の崩壊事象がある。 ^{10}C は宇宙線ミュオンが液体シンチレータ中の ^{12}C を原子核破砕することにより生成されるが、寿命が 27.8 秒と長いため、単独で除去することができない。そのため、ミュオン、 ^{10}C の他に、原子核破砕の際に同時に生成される中性子とタグすることで、除去効率は $64 \pm 4\%$ となっていた。

本研究ではさらなる除去効率改善のため、ミュオンが通った軌跡上で原子核破砕が起こった位置を特定し、その位置と ^{10}C の位置との相関から除去する方法を取り入れた。その結果、 ^{10}C 事象の除去効率は $79.4 \pm 9.1\%$ に改善した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノの物理	3
2.1	粒子、反粒子	4
2.2	弱い相互作用	5
2.3	ニュートリノ振動	6
2.4	質量階層構造	8
2.5	マヨラナ性	8
2.6	ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)	11
第 3 章	KamLAND-Zen 実験	13
3.1	KamLAND	13
3.1.1	検出器概要	13
3.1.2	光電子増倍管	16
3.1.3	データ取得回路	17
3.1.4	波形解析	18
3.1.5	事象再構成	19
3.1.6	ニュートリノの検出原理	22
3.1.7	KamLAND の成果	24
3.2	KamLAND-Zen	25
3.2.1	期間と名称	26
3.2.2	ミニバルーン	27
3.2.3	キセノン含有液体シンチレータ	27

3.2.4	KamLAND-Zen の背景事象	28
3.2.5	KamLAND-Zen の成果	29
3.2.6	世界の $0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状	31
3.3	将来計画	32
3.3.1	KamLAND2-Zen	32
3.3.2	KamLAND-PICO	32
第 4 章	中性子事象による ^{10}C バックグラウンド除去	33
4.1	^{10}C 崩壊事象	33
4.2	宇宙線ミュオン事象の選別	35
4.2.1	宇宙線ミュオン選別条件	36
4.2.2	軌跡再構成	37
4.2.3	軌跡再構成の評価	39
4.3	宇宙線ミュオン後の熱中性子捕獲事象	43
4.3.1	宇宙線ミュオン直後の事象位置再構成	44
4.3.2	事象位置再構成の評価	45
4.4	^{10}C と中性子との相関	46
4.4.1	^{10}C 崩壊事象候補の選別条件	47
4.4.2	^{10}C と中性子との相関	48
4.5	^{10}C とタグづけられた中性子	52
4.6	中性子事象のためのトリガーが発行されているか	53
4.7	4 章のまとめ	54
第 5 章	ミュオンシャワー解析による ^{10}C バックグラウンド除去	56
5.1	宇宙線ミュオンがつくるシャワー	56
5.2	宇宙線ミュオンの軌跡に沿ったエネルギー損失の再構成	58
5.3	^{12}B 崩壊事象を用いた、 dE/dX の有用性の確認	67
5.4	シャワーを用いた尤度関数による事象選別	69
5.5	シャワーによる事象選別の ^{12}B を用いた評価	71
5.6	シャワーを用いた ^{10}C 崩壊事象の選別	74
5.7	5 章のまとめ	81

第 6 章	結論と今後	83
付録 A	トリガー一覧	85
A.1	KamFEE のトリガー回路に実装されているトリガー	85
A.2	MoGURA のトリガー回路に実装されているトリガー	87
付録 B	複数の宇宙線ミュオンが同時に入射する量の計算	90
付録 C	エネルギースペクトルのフィッティングによる ^{10}C 除去効率の評価	92
参考文献		98

目次

2.1	$2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ のファインマンダイアグラム [3]	11
2.2	理想的な環境において二重ベータ崩壊で期待されるエネルギースペクトル	12
3.1	KamLAND 検出器	14
3.2	光電子増倍管の検出原理 [9]	15
3.3	アフターパルスの発生 [9]	16
3.4	信号分岐の概略図	18
3.5	KamFEE で取得された信号波形の例	19
3.6	逆ベータ崩壊の遅延同時計測	23
3.7	$e - \nu$ 弾性散乱	24
3.8	KamLAND-Zen 実験時の検出器	25
3.9	KamLAND-Zen で観測されたエネルギースペクトル [11, 15]	30
3.10	有効質量に対する KamLAND-Zen による制限と、様々な核種による制限 [11]	31
4.1	^{10}C decay scheme[22]	34
4.2	KamLAND で期待される ^{10}C のエネルギースペクトル	34
4.3	μ -n- ^{10}C 遅延同時計測のイメージ	34
4.4	BLR によるベースライン回復の様子 [23]	35
4.5	アフターパルスの様子 [24]	36
4.6	宇宙線ミュオンと判定されたイベントの光量	37
4.7	宇宙線ミュオンによる発光のイメージ図 [26]	38

4.8	光量と検出器中心からミュオントラックまでの距離 (Impact Parameter) との相関	40
4.9	光量と軌跡の長さの相関	42
4.10	ヒット数からベースラインを差し引く様子 [29]	43
4.11	波形中で物理事象によるピークを探す概念図 [29]	44
4.12	TOF 減算後の PMT のヒットタイミング分布	45
4.13	宇宙線ミュオン後 100 μsec 以内の中性子事象候補の空間分布	46
4.14	宇宙線ミュオン後に陽子に捕獲される中性子の数と ^{10}C の生成数 [30]	47
4.15	^{10}C と最近接中性子との距離	48
4.16	^{10}C と宇宙線ミュオンとの時間差	49
4.17	^{10}C のエネルギースペクトル	49
4.18	^{10}C と宇宙線ミュオン、中性子との空間相関	51
4.19	宇宙線ミュオンと中性子との時間相関	52
4.20	$N_s - \Delta T$	53
4.21	launch トリガーと adaptive トリガーの時間差	54
5.1	dE/dX の再構成 [35]	59
5.2	シャワー発生点の決定方法	61
5.3	シミュレーションで作成した光子による dE/dX の再構成の様子	62
5.4	1 点でのシャワーを仮定した場合の、シミュレーションで作成した光子による dE/dX の再構成の様子	63
5.5	宇宙線ミュオンの dE/dX と中性子捕獲事象	64
5.6	宇宙線ミュオンの波形の例と PMT の座標	65
5.7	宇宙線ミュオンと中性子捕獲事象との空間相関	66
5.8	選んだ ^{12}B の ΔT 分布とエネルギースペクトル	68
5.9	宇宙線ミュオンの dE/dX と ^{12}B の位置	69
5.10	宇宙線ミュオンと ^{12}B との空間相関	70
5.11	ON time および OFF time の ^{12}B の対数尤度	72
5.12	デッドタイムと取り逃す ^{12}B の割合の関係	73
5.13	ON time および OFF time の ^{10}C の対数尤度	75
5.14	デッドタイムと取り逃す ^{10}C の割合の関係	76

5.15	$\log_{10}(L) > -3.375$ の事象の dE/dX とその他のパラメータとの相関 . . .	79
5.16	$\log_{10}(L) = -3.375$ のカットによる事象の分布の変化	80
5.17	$\log_{10}(L) = -3.375$ のカットによるエネルギースペクトルの変化	82
C.1	$\log_{10}(L) > -3.375$ のエネルギースペクトルのフィッティング	94
C.2	シャワーリング、ノンシャワーリングミューオンに分けたエネルギー スペクトルのフィッティング	95

表目次

2.1	素粒子の表	3
3.1	二重ベータ崩壊を起こす核種の例と $2\nu\beta\beta$ の半減期 [1, 14]	26
3.2	Phase 1 と Phase 2 のキセノン含有液体シンチレータの組成	28
3.3	Phase 2 のバックグラウンドの内訳 [11]	29
4.1	宇宙線ミュオンによる中性子事象候補の数と、 ^{10}C の生成レートとの 関係	50
C.1	^{12}C の原子核破碎によって生じる短寿命核	93
C.2	エネルギースペクトルのフィッティングから求めた生成レート	96

第 1 章

序論

素粒子の一種であるニュートリノは、ニュートリノ振動の発見により、わずかながら質量が存在するということが明らかになっている。しかし、その質量が他の素粒子と比較して異常に小さいことは十分に説明できていない。これを説明しうる性質としてマヨラナ性がある。ニュートリノがマヨラナ性を持てば、重い右巻きニュートリノを導入することで非常に軽い質量を自然に説明でき、同時に宇宙物質優勢の理由付けもできるようになる。ニュートリノのマヨラナ性を検証するための現在唯一の方法は、ニュートリノの出ない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測することである。

KamLAND-Zen 実験は ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ (Q 値 2.46 MeV) の探索を通じてニュートリノのマヨラナ性を検証する実験である。液体シンチレータを用いた大型の検出器である KamLAND にミニバルーンとキセノン含有液体シンチレータを導入することで、 $0\nu\beta\beta$ の観測に必要な極低放射能環境を実現し、世界最高感度を達成している。

KamLAND-Zen において、 ^{10}C の崩壊事象 (Q 値 3.65 MeV) は無視できないバックグラウンドである。 ^{10}C は宇宙線ミュオンが液体シンチレータ中の ^{12}C を原子核破砕することで生成される。27.8 sec の寿命で β^+ 崩壊するが、宇宙線ミュオンは約 0.2Hz の頻度で液体シンチレータを通過するため、単純に宇宙線ミュオン後の事象を veto することはできない。そのため KamLAND-Zen では、原子核破砕の際に同時に生成する中性子と ^{10}C の空間相関を用いることで、効率よく ^{10}C を除去しようとしている。KamLAND 液体シンチレータ中の熱中性子捕獲事象の時定数は $\tau \sim 210 \mu\text{sec}$ と短いため、宇宙線ミュオン直後に熱中性子捕獲事象を見つけ出さなければならない。しかし、宇宙線ミュオン直後は光電子増倍管 (PMT) 内の残留ガスのイオン化によるアフターパ

ルスの影響で信号とノイズの区別がつかず、中性子事象を十分に見つけられないことが分かった。そのため、熱中性子捕獲事象を用いない ^{10}C バックグラウンド除去手法が求められた。

宇宙線ミュオン起源の原子核破碎生成物のほとんどは、宇宙線ミュオンが起こすシャワーの中で生成される。宇宙線ミュオンの軌跡を用いたカットは KamLAND でもこれまで様々な解析でなされてきたが、 ^{10}C は寿命が長いため、軌跡からの距離だけでは効率が悪い。そこで、本研究ではシャワーの位置の情報を用いることで ^{10}C バックグラウンド除去率の改善を試みた。シャワー位置の情報を用いることで、 ^{10}C バックグラウンドの除去効率を大幅に改善できる。

本論文では、第2章でニュートリノの性質について述べ、第3章では KamLAND-Zen 実験の検出器や検出原理などについて述べる。第4章では、中性子事象を用いた ^{10}C バックグラウンド除去について述べ、除去率が低い原因について言及する。第5章では、宇宙線ミュオンが起こすシャワーを用いた ^{10}C バックグラウンド除去手法の開発について述べ、除去率を見積もる。第6章では本論文を総括し、シャワー位置を用いた除去の改善のために必要なことや今後の展望について述べる。

第 2 章

ニュートリノの物理

素粒子にも元素の周期表のようなものが存在する。表 2.1 は、素粒子標準模型のフェルミオン (スピン 1/2 の粒子) を分類したものであり、大きくクォークとレプトンに分けられる。クォークは強い相互作用が働く粒子で、複数個集まってハドロンを形成する。レプトンは強い相互作用が働かず、それ単独で存在しうる。

レプトンに分類されるニュートリノは 1930 年にパウリにより予言され、1956 年にライネス、コーワンにより初めて観測された。ニュートリノは電荷がゼロであり、質量が測定できないほど小さいという、他の粒子と比べて大きく異なる特徴を持つ。電氣的に中性なレプトンであるニュートリノは、電磁力が働かず、強い相互作用も働かない。作用するのは弱い相互作用のみである^{*1}ため、物質とほとんど相互作用せず、観測することは極めて

表 2.1 素粒子の表

	電荷 ^{*2}	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	+2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
レプトン	-1	e	μ	τ
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ

^{*2} 単位は素電荷 e

^{*1} 重力は完全に無視できる。

難しい。

2.1 粒子、反粒子

ディラックによれば、フェルミオンを記述する場は4成分を持つスピノル ϕ である。

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \\ \phi_3(x) \\ \phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

ただし、 x は四元ベクトル (t, \mathbf{x}) を表す。自由空間における粒子 $\phi(x)$ が従う方程式は、

$$(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\phi(x) = 0 \quad (2.2)$$

γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) は4行4列の行列で、その具体的表現はいくつも取れるが、

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

を用いる ($i = 1, 2, 3$)。ただし、1は2行2列の単位行列を、 σ^i はパウリ行列を表す。

$\phi(x)$ として四元運動量 $p = (E, \mathbf{p})$ の平面波となるものを考える。独立な解は4つあり、

$$\phi_1 = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_+}{E+m} \end{pmatrix} e^{-ip \cdot x}, \quad \phi_2 = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_-}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{pmatrix} e^{-ip \cdot x} \quad (2.4)$$

$$\phi_3 = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_+}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{+ip \cdot x}, \quad \phi_4 = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p_-}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{+ip \cdot x} \quad (2.5)$$

である。ただし m は粒子の質量で

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad p_\pm = p_x \pm ip_y \quad (2.6)$$

かつ、

$$p \cdot x = p_\mu x^\mu = Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} \quad (2.7)$$

である。止まっている粒子を考えると、

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-imt}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-imt}, \quad \phi_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{+imt}, \quad \phi_4 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{+imt} \quad (2.8)$$

一般にシュレディンガー方程式はハミルトニアン H を使って、

$$i \frac{\partial}{\partial t} \phi = H \phi \quad (2.9)$$

ϕ の解は形式的に

$$\phi = e^{-iHt} \phi \quad (2.10)$$

である。したがって正エネルギーの状態は指数関数内の時間の係数が負にならなければならない。 ϕ_1 と ϕ_2 がそれに対応し、両者はスピンの第 3 成分が + と - に対応する状態になっている。

ところが ϕ_3 と ϕ_4 は明らかに負のエネルギー状態になっている。これを解釈するために導入された考え方が反粒子である。 ϕ_3 と ϕ_4 がそれぞれ ϕ_2 と ϕ_1 の荷電反転状態に対応しているので、反粒子は粒子とは異符号で同じ大きさの電荷を持つものとみなされ、便宜的に時間を逆行する粒子と解釈されることもある。

2.2 弱い相互作用

弱い相互作用のうち、レプトンセクターにおけるカレントは

$$j^\mu(x) = \bar{\phi}_f(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \phi_i(x) \quad (2.11)$$

ということが確立され、この形からこのカレントを V-A 型という。ただし $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ で、式 (2.3) の表現では

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

となる。

ニュートリノの場 ϕ を分解して、

$$\phi = \begin{pmatrix} \chi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_L \\ u_R \end{pmatrix} e^{ip \cdot x} \quad (2.13)$$

と、2成分のスピンル u_L 、 u_R を導入する。すると、ディラック方程式は $m = 0$ のとき χ_L 、 χ_R について分解され、

$$\frac{\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{E} u_R = u_R, \quad \frac{\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{E} u_L = -u_L \quad (2.14)$$

となる。 $m = 0$ のときは、 $|E| = |p|$ であるから、上記の解はヘリシティの固有状態であることがわかる。左辺の演算子はヘリシティにほかならないから、一度 L 状態で生まれたニュートリノは R 状態にフリップすることはない。

いま演算子 P_L 、 P_R を

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \quad (2.15)$$

とおけば、

$$\phi_L \equiv P_L \phi = \begin{pmatrix} \chi_L \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \phi_R \equiv P_R \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_R \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

となり、 P_L 、 P_R はそれぞれ左巻きおよび右巻き成分を取り出す射影演算子となっている。弱い相互作用は $1 - \gamma_5$ を含むため、粒子のカイラリティ負の成分しか相互作用に寄与しない。すなわち、弱い相互作用は粒子の左手系（反粒子の右手系）でしか起こらない。このことはベータ崩壊の実験などで、ニュートリノは左巻き、反ニュートリノは右巻きの成分のみが存在することから実証されている。

2.3 ニュートリノ振動

ニュートリノには3つのフレーバー（電子、ミュー、タウ）がある。ニュートリノ振動は、ニュートリノが飛行中に別のフレーバーに変化する現象である。この現象を起こすにはニュートリノが質量を持っている必要があり、ニュートリノ振動の観測によってニュートリノが質量を持つことが明らかとなった。ニュートリノ振動はSNOやスーパーカミオカンデにより観測され、また、KamLANDによって2周期にわたる振動が観測された。

簡単のために2世代のニュートリノ ν_e 、 ν_μ について、混合がある場合を考える。弱い

相互作用に關するニュートリノの場を ν_e 、 ν_μ と書き、ハミルトニアン

$$H = \sqrt{p^2 + M^2} \sim p + \frac{M^2}{2p} \quad (2.17)$$

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

の固有関数を ν_1 、 ν_2 と書くことにする。すると、レプトンセクターに対応する cabibbo 角を θ として、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \equiv (U_{li}) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

と表すことができる。

ニュートリノは弱い相互作用で作られるから、生成時には必ず純粋な ν_e または ν_μ である。今それを ν_l と書く。できた ν_l が自由空間を飛行するとする。しかし ν_l はハミルトニアン (式 (2.17)) の固有関数ではない。このため時間 t 後のニュートリノの状態 $|\nu_l(t)\rangle$ は ν_e と ν_μ の混合した状態になる。すなわち、

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_i U_{li} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (2.20)$$

$$= \sum_i \sum_{l'} U_{li} U_{l'i} e^{-iE_i t} |\nu_{l'}\rangle \quad (2.21)$$

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (2.22)$$

したがって、時間 t 後に新しく $\nu_{l'}$ が混入してくる確率は、

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = |\langle \nu_{l'} | \nu_l(t) \rangle|^2 \quad (2.23)$$

$$= \sum_i \sum_{i'} U_{li} U_{l'i} U_{li'} U_{l'i'} \times \cos [(E_i - E_{i'})t] \quad (2.24)$$

時間 t の間に走る距離を L ($L = t$) とすると、上式を整理して、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (2.25)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (2.26)$$

$$\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad (2.27)$$

となる。したがって、たとえば最初 100% ν_e だったニュートリノ・ビームは、ある距離走ると ν_μ が振動的に混じってくることになる。この関係式から、たとえば ν_e 源からある距離のところでは ν_e が減っているのを見れば、混合角 θ と質量二乗差 Δm_{21}^2 を求めることが可能である。

3成分のニュートリノ質量については、現在、様々なニュートリノ振動実験の結果から、 $|\Delta m_{21}^2| \sim 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $|\Delta m_{31}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ($|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2|$) という結果が得られている [1]。

2.4 質量階層構造

ニュートリノに質量が存在することは明らかとなったが、その絶対値は分かっておらず、3つの質量固有状態の質量二乗差のみが求まっている。物質効果をみた太陽ニュートリノの測定により $m_1 < m_2$ であることは分かっているが、 m_3 を含めた大小関係は完全には明らかになっていない。これらの大小関係には標準階層構造、逆階層構造、準縮退構造が考えられる [1]。

- 標準階層構造

$$m_1 < m_2 \ll m_3, m_2 \sim 0.0087 \text{ eV}, m_3 \sim |\Delta m_{31}^2|^{1/2} \sim 0.050 \text{ eV}$$

- 逆階層構造

$$m_3 \ll m_1 < m_2, m_{1,2} \sim |\Delta m_{32}^2|^{1/2} \sim 0.049 \text{ eV}$$

- 準縮退構造

$$m_1 \sim m_2 \sim m_3 \gtrsim 0.10 \text{ eV}$$

2.5 マヨラナ性

ニュートリノは電荷を持たないため、レプトン数を忘れれば粒子と反粒子が同じものでありうる。この性質をマヨラナ性という。ニュートリノがマヨラナ性を持つ場合、重い右巻きニュートリノを自然に導入することができ、シーソー機構によりニュートリノの質量が他の素粒子と比べて異常に小さい理由を説明することができる。また、レプトジェネシス理論を補強し、宇宙物質優勢を説明することができる。マヨラナ性を観測できる現在唯一の現象として、ニュートリノの出ない二重ベータ崩壊がある。この現象の観測を目指し

て、現在多くの実験がしのぎを削っている。

マヨラナ粒子の条件は

1. ディラック方程式を満たす。 $(\gamma^\mu i\partial_\mu - m)\psi(x) = 0$
2. 粒子と反粒子は同一である。 $\psi^C = \psi$

この二つの条件は、 ϕ がディラック方程式を満たすとして

$$\psi = \phi + \phi^C \quad (2.28)$$

とおくことによって満たされる。 ϕ^C の表現 $\phi^C = C\overline{\phi^T}$ を考慮すると、 ξ 、 η を 2 成分のスピノルとして、 ψ は次のような形に書けることがわかる。

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \eta(x) \\ -i\sigma_2\eta(x)^* \end{pmatrix}, \quad \psi_2(x) = \begin{pmatrix} i\sigma_2\xi(x)^* \\ \xi(x) \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

上式から明らかなように、 ψ は見かけ上 4 成分スピノルであるが、独立な成分は二つしかない。 ξ と η に対するディラック方程式をワイル表示で書き下ると、

$$(\partial_0 + \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla})\xi - m\sigma_2\xi^* = 0 \quad (2.30)$$

$$(\partial_0 + \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla})\eta + m\sigma_2\eta^* = 0 \quad (2.31)$$

これが 2 成分マヨラナ粒子の満たす方程式である。この式を見れば分かるように、 ξ 、 η はそれぞれ独立で異なる方程式を満たす。 $m \rightarrow 0$ の極限で、 ξ 、 η はそれぞれワイル解 χ_R 、 χ_L に一致することがわかる。 $m \neq 0$ の場合でも、 $m \ll E, p$ ならばワイル解からのずれは小さいから、 ξ 、 η は、それぞれ右巻き、左巻き成分が優勢である。したがって、 ξ 、 η はそれぞれ右巻き左巻きのマヨラナ粒子を表す。 ξ と η はそれぞれ独立な方程式を満たすので、質量が同じである必要はなく、一般的には ξ のもつ質量 m_R と η のもつ質量 m_L は等しくない。

ニュートリノも通常のフェルミオンと同様にディラック質量項を持つことは可能である。ただし、そのためには標準模型に存在する左巻きニュートリノ ν_L に加えて独立なワイル・スピノルとして右巻きニュートリノ ν_R を導入する必要がある。 ν_R と ν_L がある場合の最も一般的な質量項は

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}m_R\overline{(\nu_R)^C}\nu_R - \frac{1}{2}m_L\overline{(\nu_L)^C}\nu_L - m_D\overline{\nu_R}\nu_L + \text{h.c.} \quad (2.32)$$

となる。 m_D はディラック質量であり、 m_L 、 m_R はそれぞれ左巻き、右巻きのマヨラナ質量である。式 (2.32) は、 2×2 行列の形で表すことができる。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \left(\overline{(\nu_L)^C} \quad \overline{\nu_R} \right) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^C \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (2.33)$$

ここで $\overline{\nu_R} \nu_L = \overline{(\nu_L)^C} (\nu_R)^C$ といった恒等式を用いた。ここでは簡単のために m_D 、 m_L 、 m_R はすべて実数であるとし、対角化は直交行列を用いて行う。また、 $m_L = 0$ とし、

$$m_D \ll m_R \quad (2.34)$$

を仮定する。すると式 (2.33) の質量行列は

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

と単純化されるが、式 (2.34) のもとで、この行列の固有値の一つ m_s は

$$m_s \sim m_R \quad (2.36)$$

でよく近似される。また、式 (2.34) の行列式は $-m_D^2$ なので、符号を変えた m_D^2 が二つの固有値の積になる。よってもう一つの固有値 m_a は

$$m_a \sim \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.37)$$

と近似される。

上述の固有値の関係式

$$m_s \cdot m_a \sim m_D^2 \quad (2.38)$$

から、大きい方の $m_s \sim m_R$ が m_D よりずっと大きくなると、もう一つの小さい方の固有値 m_a は m_D よりずっと小さくなる。 m_D は電子のような荷電レプトンの質量と同程度であると考えるのが自然であるので、このように重い右巻きマヨラナニュートリノを導入することで、観測されているニュートリノの質量が他の荷電フェルミオンの質量に比べてずっと小さいという事実を説明することが可能になる。 $m_a \sim 0.05$ eV とすると、 $m_s \sim 10^{14}$ GeV となり [2]、実験的に到達可能な低エネルギーの世界から離脱 (decouple) して、質量 m_s を持つニュートリノは観測することができなくなる。一方が重くなると他方が軽くなるということから、この機構はシーソー機構と呼ばれる。

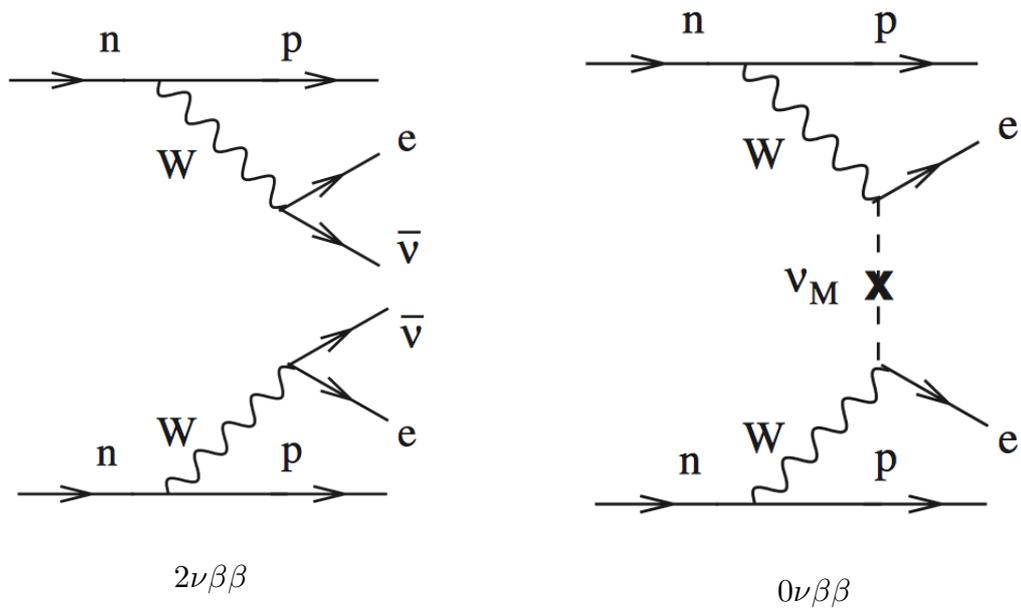


図 2.1 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ のファインマンダイアグラム [3]

2.6 ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

原子核の中にはベータ崩壊はエネルギー的に禁止されるが、直ちに 2 回ベータ崩壊を起こす二重ベータ崩壊が許されるものがある。この現象は非常に珍しく、電子と反電子ニュートリノがそれぞれ 2 つずつ放出される。一般には

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.39)$$

と表すことができる。しかし、ニュートリノがマヨラナ性を持つ場合、ニュートリノの出ない二重ベータ崩壊

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (2.40)$$

も起こりうる。マヨラナニュートリノの場合、一方の中性子から放出された右巻き反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e^R$ を左巻き電子ニュートリノ ν_e^L とみなし、これをもう片方の中性子が吸収することでベータ崩壊を起こすことができる。この場合、解放された全てのエネルギーが二つの電子に渡されるため、観測されるエネルギースペクトルは Q 値にピークが現れる。

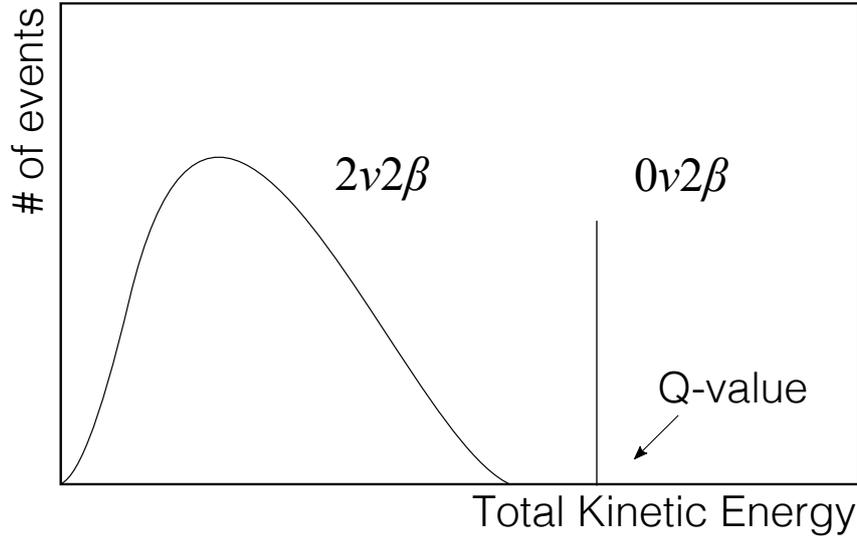


図 2.2 理想的な環境において二重ベータ崩壊で期待されるエネルギースペクトル

$0\nu\beta\beta$ が観測されれば、それはレプトン数の保存を破る過程であり、レプトジェネシスによる宇宙物質優勢を補強することになる。また、 $0\nu\beta\beta$ の発見はニュートリノがマヨラナ粒子であることと等価である。さらに、 $0\nu\beta\beta$ の半減期から、ニュートリノ質量階層構造にもアプローチできる。ニュートリノのマヨラナ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ と $0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の間には

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.41)$$

という関係がある。ここで、 $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.42)$$

で表される。 U は三世代ニュートリノの混合行列で、Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) または Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) 行列と呼ばれている。式 (2.41) により $T_{1/2}^{0\nu}$ から $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ を求める際には、核行列要素のモデルによりいくらか幅が出てくる。

第 3 章

KamLAND-Zen 実験

3.1 KamLAND

KamLAND は Kamioka Liquid scintillator Anti Neutrino Detector のことで、反ニュートリノの検出を目的にカミオカンデ跡地に作られた、世界最高レベルの極低放射能環境を実現する検出器である。岐阜県飛騨市神岡町の地下 1000 m に位置し、信号検出の障害となる宇宙線ミュオンは地上の 10 万分の 1 になっている。2002 年からデータ取得を開始し、原子力発電所由来の反ニュートリノを観測することでニュートリノ振動を観測したり、地球内部から飛来するニュートリノを調べることで地球の内部の様子を探ったりしてきた。現在は KamLAND-Zen (Zero Neutrino double beta decay) 実験が行われており、ニュートリノのマヨラナ性の探索を行っている。

3.1.1 検出器概要

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

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

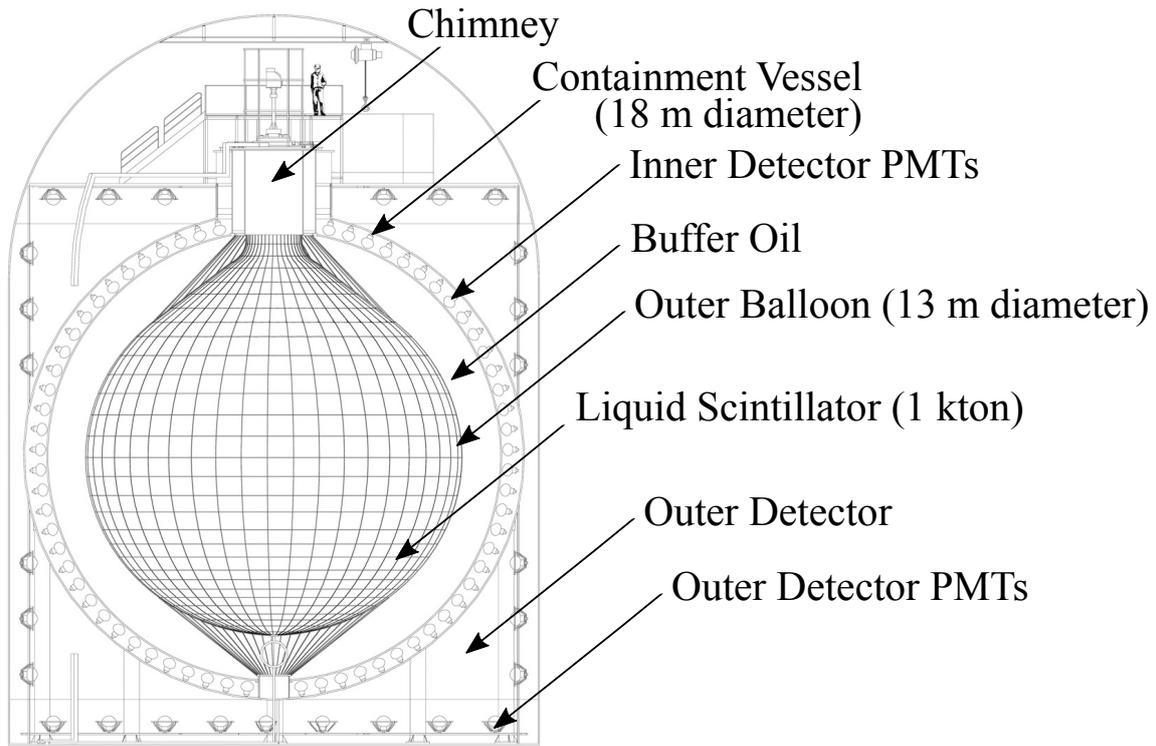


図 3.1 KamLAND 検出器

内部検出器は直径 18m の球形のステンレスタンクの内側の部分である。内側表面には 1325 本の 17-inch PMT と 514 本の 20-inch PMT が取り付けられている。光電面カバー率 (photo coverage) は 17-inch PMT のみで 22%(300 p.e./MeV)、20-inch PMT も含めると 34%(500 p.e./MeV) である。17-inch PMT は 20-inch PMT と比べて光電面が狭く、また内部構造が異なるため、20-inch PMT と比べて時間分解能がよい。液体シンチレータは直径 13 m、厚さ 135 μm の透明なバルーン (アウターバルーン) 中に満たされており、バルーンはケブラーロープで支えられている。バルーンの外側かつ球形タンクの内側はバッファオイルで満たされている。バッファオイルと PMT の間には厚さ 3 mm のアクリル板が敷き詰められ、PMT やステンレスタンクに含まれる微量のウランの崩壊によって放出されるラドンを遮蔽する。また、このアクリル板により、万が一ある PMT が割れた際に、その衝撃波で周囲の PMT が割れることを防げると考えられている。

物理事象を観測する際は、放射線が液体シンチレータを通った際に発せられるシンチ

レーシオン光やチェレンコフ光を PMT で捉える。KamLAND で現在用いている液体シンチレータは、体積比でドデカン 80%、プソイドクメン (PC)20% にジフェニルオキサゾール (PPO) を 1.36 ± 0.03 g/l の割合で溶かしている。11.5 における液体シンチレータの密度は 0.780 g/cm³ である。液体シンチレータの発光波長は 380 nm 付近にピークを持ち、PMT の感度波長である 400 nm 付近での減衰長は約 10 m である [8]。発光の減衰時間については、早い成分と遅い成分に分けて、 t nsec における強度について

$$R(t) = \frac{a}{\tau_a} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) + \frac{b}{\tau_b} \exp\left(-\frac{t}{\tau_b}\right) \quad (3.1)$$

のようなモデルを考えると、 $a = 0.69$ nsec、 $b = 0.31$ nsec、 $\tau_a = 4.0$ nsec、 $\tau_b = 8.6$ nsec である [8]。

バッファオイルは、体積比でドデカン 43%、イソパラフィン 57% からなり、発光剤は入っていない。バルーンが浮かんでこないように、バッファオイルの密度は 0.04% だけ液体シンチレータの密度より小さくなるようにしている。

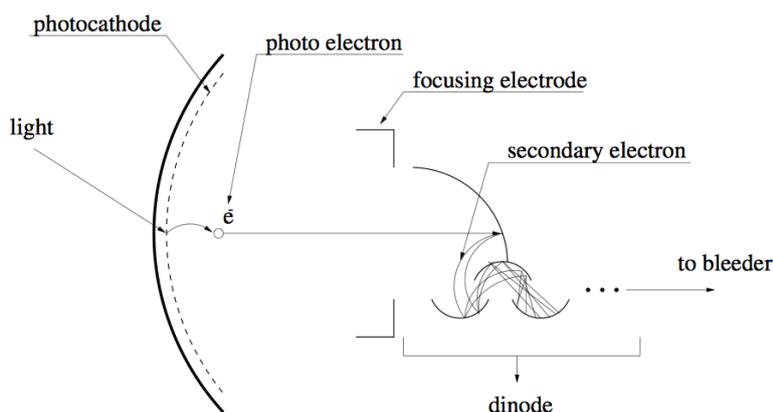


図 3.2 光電子増倍管の検出原理 [9]

光電面へ入射した光子を光電効果で電子へ転換し、多段のダイノードで増幅する。

3.1.2 光電子増倍管

PMT が光子を検出する原理は図 3.2 のようになっている。光電面に入射した光子が光電効果を起こし、真空中に光電子を生成する。生成された光電子はダイノードへ導かれ、二次電子を放出する。ダイノードによる二次電子の放出を多段に繰り返すことで信号を増幅し、プリーダーで出力信号として取り出される。

この正規の信号の他に、前述の過程とは異なる過程で出力される信号がある。図 3.3 はそのうちのアフターパルスが発生する過程を示している。アフターパルスは、PMT 内部の残留ガスを光電子がイオン化し、その陽イオンが光電面もしくは前段のダイノードで光電効果を起こして放出された電子によって生じる。アフターパルスは比較的大きなノイズで、正規の信号より数 μsec 後に現れ、数十 μsec の範囲にわたっている。17-inch PMT の場合、正規の信号に対するアフターパルスの割合は約 3% である [9]。

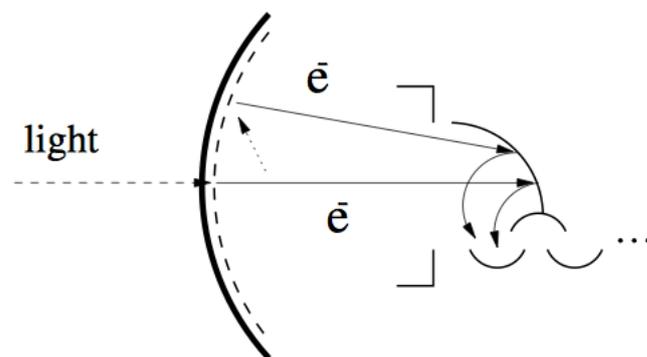


図 3.3 アフターパルスの発生 [9]

PMT 中の残留ガスが光電子によりイオン化され、発生した陽イオンが光電面や前段のダイノードで光電子を作ることでアフターパルスが生じる。

3.1.3 データ取得回路

フロントエンドエレクトロニクス (FEE)

KamLAND では現在、二種類のエレクトロニクスを用いて独立にデータ取得を行っている (図 3.4)。

KamLAND 実験開始当初から使用している KamFEE(KamLAND Front End Electronics) は 3 種類のゲインチャンネルを持ち、1 photoelectron(p.e.) から 1000 p.e. までのダイナミックレンジを実現している。約 1.5 nsec ごとにサンプリングするが、これは可変となっている。信号の読み出しに 27 μ sec かかるため、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) を各 PMT のチャンネルについて 2 つずつ搭載し、デッドタイムを軽減している。

もう一つの電子回路は MoGURA(Module for General Use Rapid Application) と呼ばれ、Flash ADC による高速デジタル変換によりデッドタイムフリーを実現した。また、大信号直後にはベースラインが上昇するオーバーシュートが生じていたが、Base Line Restorer(BLR) を経由することにより早期に回復できるようにしている。MoGURA は 4 つのゲインチャンネルを持ち、最も倍率の高いゲインでは 1 nsec ごとに、その他のゲインチャンネルは 5 nsec ごとにサンプリングを行う。MoGURA は 17-inch PMT にしか対応しておらず、ノイズレートも KamFEE と比較して高い。そのため、主要な解析は KamFEE で取得したデータで行い、KamFEE では取得が困難な宇宙線ミュオン直後のイベントの解析にのみ、MoGURA で取得したデータを用いている。しかし、宇宙線ミュオン直後には PMT 中の残留ガスのイオン化によるアフターパルスの影響が大きく、MoGURA でも宇宙線ミュオン直後の物理事象の検出は完璧とまではいかない。

本論文では、特に断りのない限り KamFEE で取得されたデータを扱う。

トリガー

これらの FEE で各 PMT の信号波形を記録するのは、トリガーが発行された場合のみである。トリガー一覧を付録 A にまとめた。

KamFEE および MoGURA のそれぞれに対応したトリガーボードが存在し、一定時間内に信号が入った PMT の数 (ヒット数、KamFEE では Nsum、MoGURA では NHit と呼ばれる) に応じてトリガーが発行され、データが記録される (ヒット数によってはトリ

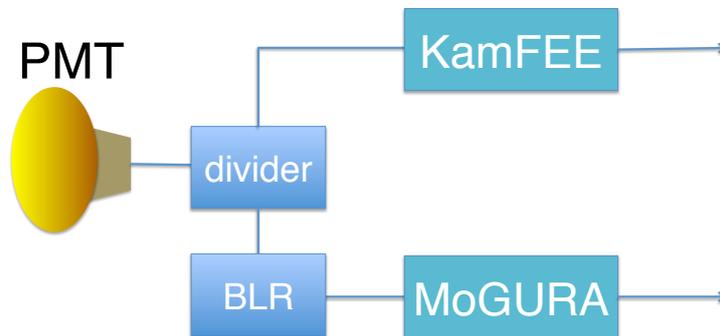


図 3.4 信号分岐の概略図

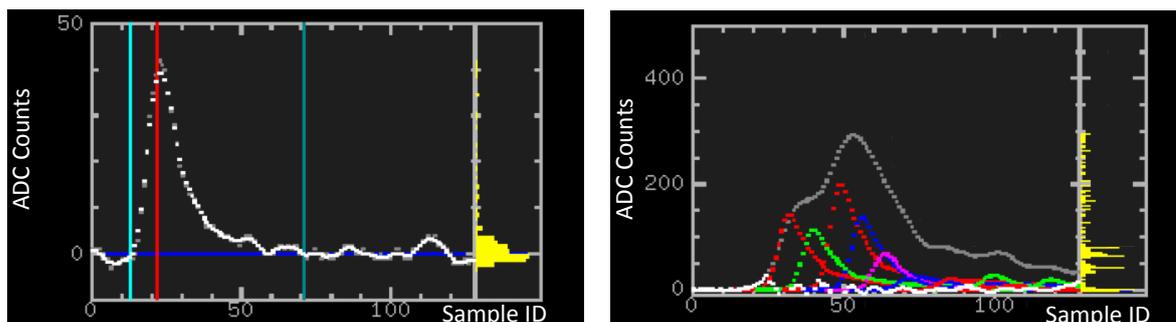
PMT で検出した信号は divider で分けられ、片方は KamFEE に送られる。もう一方は BLR を経由して MoGURA に送られる。

ガーが発行されず、データは記録されない)。また、一定時間ごとに発行されるトリガーも存在し、これが発行された場合にもデータが記録される。トリガーの中には波形を記録しないものも存在する。Nsum、NHit は波形取得を行っている最中にも計算されており、波形取得の開始から終わりまでの間の Nsum、NHit の最大値をそれぞれ NsumMax、NHitMax と呼んでいる。

3.1.4 波形解析

KamFEE では、各 PMT ごとに約 1.5 nsec 間隔で 128 回サンプルすることで、約 200 nsec の波形を記録する。この波形から、立ち上がりの時刻と電荷を決定する。

波形はペDESTALというオフセットを持つが、KamLAND グループでは一日に一度切り替える run の最初に、データ取得を行う前に各 PMT 固有のペDESTALを見積もっている。波形解析を行う際には、最初にこのペDESTALの差し引きを行い、ベースラインを設定する。続いて、ノイズによる高周波成分を除去するために波形のスムージングが施さ



1 p.e. 信号の波形

宇宙線ミュオン時の波形

図 3.5 KamFEE で取得された信号波形の例

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

れる。

通常解析では、約 200 nsec の時間幅を持った波形の最初の立ち上がりの時刻をその波形の時刻と定義し、波形のピークの位置は波形の微分係数から求められる。電荷は波形の積分値で決まり、この面積は 1 p.e. の波形の面積で規格化される。この 1 p.e. の面積は run ごとに各 PMT のチャンネルで異なる値をとるため、各 run で較正を行っている。図 3.5 左は 1 p.e. 信号の波形を表す。

特殊な例として、一つの信号波形に複数の光子 (multi photon) が入っていると仮定して、取得した波形からテンプレート波形を次々差し引いていくことで、各光子の時刻や電荷を決定することがある。5 章の dE/dX 再構成では、この方法で取得した時刻や電荷を用いている。図 3.5 右は宇宙線ミュオン事象において、記録された一つの波形を複数のテンプレート波形でフィッティングしている。

3.1.5 事象再構成

検出器内部で起こった物理事象の位置やエネルギーを再構成する際には、各 PMT ごとの波形をもとに再構成する。検出器内部で起こる物理事象の多くは、その事象が発生した位置の周囲の液体シンチレータのみを発光させる。一方、宇宙線ミュオンが検出器をつ

き抜けた場合には、その軌跡に沿って液体シンチレータが発光する。この他に、エレクトロニクス熱的なノイズに起因する波形も存在し、波形から事象位置を再構成するには、その信号がどのような現象に由来するのかを区別する必要がある。

事象再構成をする大まかな流れは、次のようなものである。

1. 記録した各 PMT の波形から、PMT ごとに最初の光子 (first photon) の信号が入った時刻を見積もり、また波形の面積を charge として計算する。(3.1.4 節)
2. 合計 charge やヒットした PMT の数から、宇宙線ミュオン事象かどうか判定する。宇宙線ミュオン事象と判断された場合、軌跡 (track) を再構成する。(4.2 節で詳述)
3. 宇宙線ミュオンと判定されなかった場合、ヒットした時刻と PMT の座標から、そのイベントの位置を再構成する。事象位置再構成の際には 17-inch PMT のみを用いる。
4. 求めた座標と各 PMT の座標や charge から、エネルギーを再構成する。

1 と 2 の間には、1 p.e. 電荷較正や時間較正、バッドチャンネルの除外などを行い、より精度の高い事象再構成が行えるようにしている。以下ではこれらの操作について簡単に述べ、事象位置再構成やエネルギー再構成についても述べる。

1 p.e. 電荷較正

PMT の光電面から 1 個の光電子が放出されたときの電荷は、その波形の面積で定義される。1 p.e. の波形の面積は同じ PMT チャンネルでも run ごとに異なる値をとるため、各 run ごとに較正を行っている。

時間較正

PMT に光子が届いてから信号をデジタル化するまでの時間は、各 PMT チャンネルごとに異なっている。この違いを生み出しているのは、ケーブル長、PMT や FEE の個性である。これらに起因する時間差の較正は、検出器中心にレーザーを導入することで行われた。これらは基本的に経年変化することはないが、FEE 基盤を動作不良のために交換することがしばしばある。これらの補正は放射線源を検出器中心に導入して行われていた。KamLAND-Zen の期間は放射線源を導入できないため、ミニバルーン (3.2.2 節) の支持具に含まれる放射性不純物の事象をもとに補正している。

バッドチャンネルの除外

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

事象位置再構成

事象位置の再構成は 17-inch PMT のヒットタイミングを用い、最尤法により決定する。事象の位置を (x, y, z) 、時刻を t とすると、ヒットした i 番目の PMT で実際に信号が観測された時刻 t_i とその PMT で観測が期待される時刻との差 τ_i は

$$\tau_i(x, y, z, t) = t_i - t - \text{TOF}_i \quad (3.2)$$

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

$$L = \prod_i^{N_{\text{hits}}} \psi(\tau_i) \quad (3.3)$$

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

$$\log(L) = \sum_i^{N_{\text{hits}}} \log(\psi(\tau_i)) \quad (3.4)$$

これが最大となる (x, y, z, t) 、すなわち

$$\left. \frac{\partial \log(L)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=x, y, z, t} = 0 \quad (3.5)$$

を満たす (x, y, z, t) が最尤推定値となる。

KamLAND-Zen Phase 2 における位置分解能は $13.1 \text{ cm}/\sqrt{E(\text{MeV})}$ である [10]。

エネルギー再構成

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

$$L = \prod_{i \in \text{no-hit}} \kappa_{i,0}(\vec{r}_i, \vec{r}_{\text{event}}, E_{\text{vis}}) \left[\prod_{i \in \text{hit}} \left(\sum_j \kappa_{i,j}(\vec{r}_i, \vec{r}_{\text{event}}, E_{\text{vis}}) f_{i,j}(q_i) \right) \eta_i(t_i | \mu_i) \right] \quad (3.6)$$

ここで、 $\kappa_{i,j}$ は i 番目の PMT に j 個の光子がヒットする確率 (ポアソン分布)、 \vec{r}_i は i 番目の PMT の位置、 \vec{r}_{event} は事象発生位置、 E_{vis} は求める観測エネルギー、 q_i は i 番目の PMT の電荷、 $f_{i,j}$ は i 番目の PMT に j 個の光子がヒットしたときの電荷確率分布 (ガウス分布)、 μ_i は i 番目の PMT が観測するヒット数の期待値、 η_i は i 番目の PMT が時刻 t_i に μ_i を取得する確率をそれぞれ表す。 E_{vis} は式 (3.6) から

$$\Delta E_{\text{vis}} = - \frac{\frac{\partial \log(L)}{\partial E_{\text{vis}}}}{\frac{\partial^2 \log(L)}{\partial E_{\text{vis}}^2}} \quad (3.7)$$

を計算し、この ΔE_{vis} を足し合わせることで求める。

このエネルギーは 17-inch PMT を用いたデータ、20-inch PMT を用いたデータそれぞれから E_{17} 、 E_{20} として推定し、重み α をつけて両者を足し合わせている。20-inch PMT は 17-inch PMT と比べて時間分解能が悪いためである。

$$E_{\text{vis}} = (1 - \alpha)E_{17} + \alpha E_{20} \quad (3.8)$$

α は最適値 0.3 に固定している。

KamLAND-Zen Phase 2 におけるエネルギー分解能は約 $7.3\% / \sqrt{E(\text{MeV})}$ である [11]。

3.1.6 ニュートリノの検出原理

KamLAND において反ニュートリノの信号を検出する際には、おもに逆ベータ崩壊反応 (式 (3.9)) を利用する。

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (3.9)$$

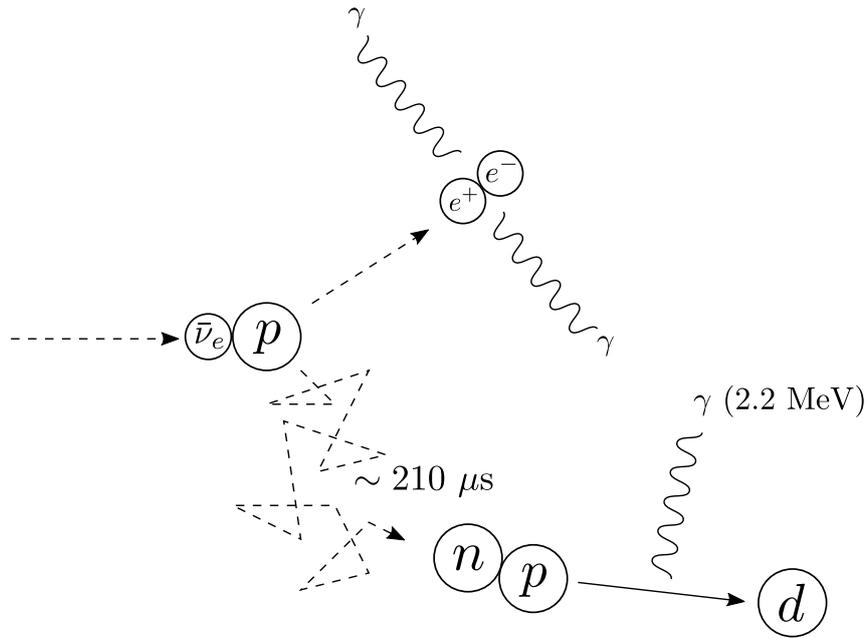


図 3.6 逆ベータ崩壊の遅延同時計測

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



また、中性子は KamLAND の液体シンチレータ中で約 $210 \mu\text{sec}$ の時定数で陽子に捕獲され、 2.2 MeV のガンマ線を出す。



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

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

$$(E_\nu^{\text{threshold}} + M_p)^2 - (E_\nu^{\text{threshold}})^2 = (M_n + M_e)^2 \quad (3.12)$$

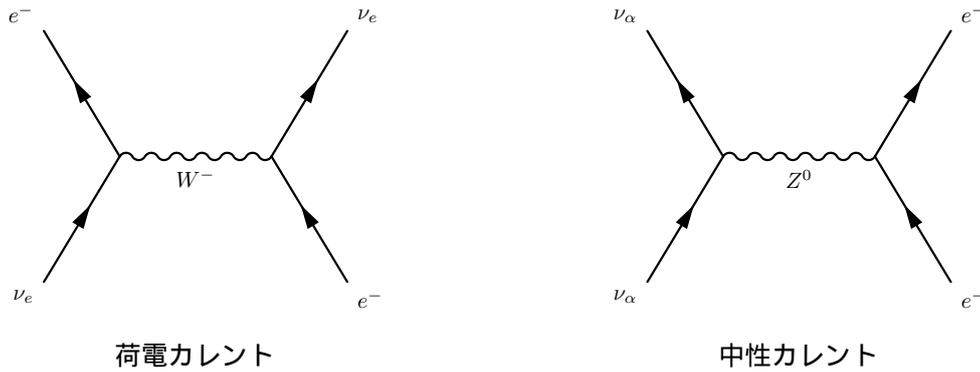


図 3.7 $e - \nu$ 弾性散乱

であるから、

$$E_{\nu}^{\text{threshold}} = \frac{(M_n + M_e)^2 - M_p^2}{2M_p} \sim 1.806 \text{ MeV} \quad (3.13)$$

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

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

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (3.14)$$

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

3.1.7 KamLAND の成果

KamLAND は原子炉由来の反ニュートリノに関してニュートリノ振動を初めて観測した。それまでは検出器と原子炉との距離がせいぜい 1 km であったのに対し、KamLAND は原子炉との距離を 180 km にまで延長することで、ニュートリノ振動の兆候をとらえることに成功した [12]。また、地球内部から飛来する反ニュートリノを調べることで、地球内部の熱源がどのようなものであるかに一定の示唆を与えている。地球の主要な熱源と考えられるウランやトリウムなどの崩壊で生じる反電子ニュートリノを観測し、その量から見積もられる熱量では地表の熱流量を説明できないことから、地球形成時の熱が残存し、地球が徐々に冷えていっているということが自然に導出される [13]。

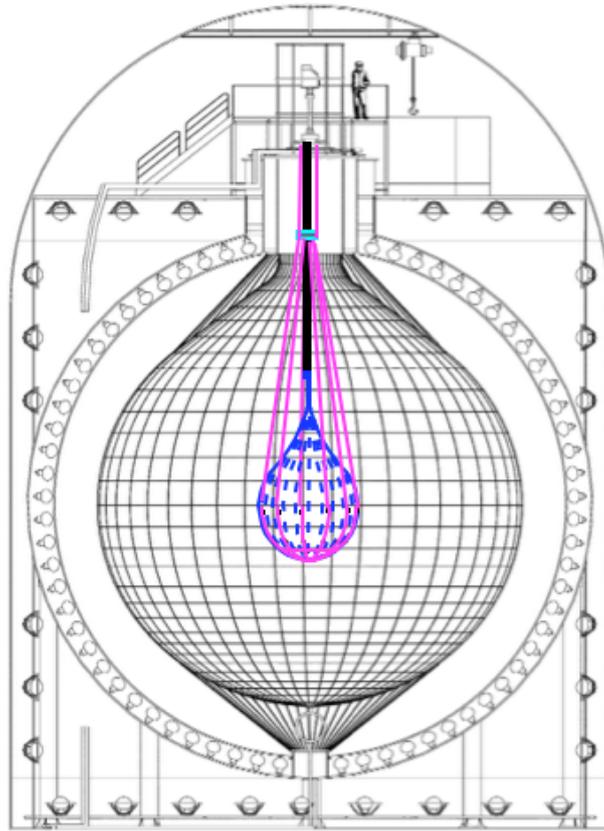


図 3.8 KamLAND-Zen 実験時の検出器

3.2 KamLAND-Zen

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

表 3.1 二重ベータ崩壊を起こす核種の例と $2\nu\beta\beta$ の半減期 [1, 14]

核種	Q 値 (keV)	天然存在比 (%)	半減期 $T_{1/2}^{2\nu}(\times 10^{21} \text{ yr})$
^{48}Ca	4274 ± 4	0.187	$(4.4_{-0.4}^{+0.5} \pm 0.4) \times 10^{-2}$
^{76}Ge	2039.04 ± 0.16	7.8	$1.84_{-0.10}^{+0.14}$
^{82}Se	2995.5 ± 1.3	9.2	$(9.6 \pm 0.3 \pm 1.0) \times 10^{-2}$
^{96}Zr	3347.7 ± 2.2	2.8	$(2.35 \pm 0.14 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
^{100}Mo	3034.40 ± 0.17	9.6	$(7.11 \pm 0.22 \pm 0.54) \times 10^{-3}$
^{116}Cd	2809 ± 4	7.5	$(2.8 \pm 0.1 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
^{130}Te	2527.01 ± 0.32	34.5	$0.7 \pm 0.09 \pm 0.11$
^{136}Xe	2457.83 ± 0.37	8.9	$2.165 \pm 0.016 \pm 0.059$
^{150}Nd	3367.7 ± 2.2	5.6	$(9.11_{-0.22}^{+0.25} \pm 0.63) \times 10^{-3}$

れる。

3.2.1 期間と名称

KamLAND-Zen はこれまで 400 kg Phase を行ってきたが、現在、800 kg Phase に向けた準備が進められている。

400 kg Phase は大きく Phase 1(2011 年 10 月-2012 年 6 月) と Phase 2(2013 年 12 月-2015 年 10 月) に分けられる*¹。Phase 1 では、予期せぬ不純物として ^{110m}Ag (β^- 崩壊、Q 値 3.01 MeV、寿命 360 日) が含まれていることが分かり、これを取り除くためにキセノン含有液体シンチレータの純化作業を行った。この純化作業ではキセノンを液体シンチレータ中から回収し、液体シンチレータは新調した。新調した液体シンチレータは 3 体積分の蒸留循環を行い、キセノンは蒸留やジルコニウム合金製のゲッターによって純化された。その結果、 ^{110m}Ag は 10 分の 1 以下になった。また、Phase 1 と Phase 2 の間でキセノン量を 320 kg から 383 kg に増やし、それに伴って発光剤である PPO を減らし

*¹ Phase 1 は、 ^{110m}Ag の応急的な対策として液体シンチレータのフィルトレーションを 2012 年 2 月に行っており、それ以前を Data Set 1 (DS-1)、それ以後を DS-2 と呼んでいる。また、Phase 2 も期間を二分して Period-1、Period-2 と呼んでいるが、こちらは単に Period-1 と Period-2 のデータ取得期間がほぼ同じ長さになるように分割している。

たため、キセノン含有液体シンチレータの発光量は減少している。

現在の KamLAND-Zen の感度は、 ^{214}Bi や ^{110m}Ag 、原子核破砕生成物である ^{10}C 、 $2\nu\beta\beta$ の裾によって制限されてしまっている。800 kg Phase ではミニバルーンの直径を 3.84 m にして、有効体積を増す。放射性不純物の少ないミニバルーンに置き換えることで、 ^{214}Bi や ^{110m}Ag といった観測の障害になる背景事象 (バックグラウンド) を減らすことが可能である。このため、その後支配的となるバックグラウンドは宇宙線ミュオン起源の原子核破砕生成物である ^{10}C であり、これを減らすには解析手法を最適化する必要がある。

3.2.2 ミニバルーン

ミニバルーンは $25\ \mu\text{m}$ の透明なナイロンフィルムで作られており、400 kg Phase における直径は 3.08 m である。ミニバルーンは KamLAND 上部からストラップや管などの支持具でつり下げられているが、その支持具の一部分に放射性不純物が比較的多く含まれている。この支持具由来の事象は解析の際にバックグラウンドとして扱われるが、位置が特定されているため判別は容易である。この事象は KamLAND-Zen において時間補正に利用されている (3.1.5 節)。

3.2.3 キセノン含有液体シンチレータ

キセノン含有液体シンチレータの組成を表 3.2 にまとめた。キセノン含有液体シンチレータは Phase 2(1) において、体積比で 80.7(82)% のデカンと 19.3(18)% のプソイドクメン (1,2,4-トリメチルベンゼン) に発光剤として PPO を 2.29(2.7) g/l で溶かし、質量比で $2.91 \pm 0.04(2.52 \pm 0.07)\%$ の濃縮キセノンガスを溶かしている。ミニバルーンが浮かないように、KamLAND の液体シンチレータより密度を 0.10% 重くしている。発光量は KamLAND 液体シンチレータと比べ、7(3)% 低い。

キセノンガス同位体比率は ^{136}Xe が $90.77 \pm 0.08\%$ 、 ^{134}Xe が $8.96 \pm 0.02\%$ 、となっており、他の同位体は無視できるほど少ない。

表 3.2 Phase 1 と Phase 2 のキセノン含有液体シンチレータの組成

	Phase 1	Phase 2
デカン (体積比 %)	82	80.7
ブソイドクメン (体積比 %)	18	19.3
PPO (g/l)	2.7	2.29
Xe 量 (質量比 %)	2.52 ± 0.07	2.91 ± 0.04
発光量 (KamLAND 液体シンチレータとの比 %)	97	93

3.2.4 KamLAND-Zen の背景事象

^{136}Xe の二重ベータ崩壊の Q 値は 2.46 MeV であるが、KamLAND-Zen において $0\nu\beta\beta$ を観測するバックグラウンドとなるものには、 $2\nu\beta\beta$ のしみ出しや ^{214}Bi 崩壊事象、 ^{10}C 崩壊事象などがある。KamLAND-Zen Phase 2 におけるバックグラウンドの内訳を表 3.3 にまとめた。

理想的な検出器であれば、 $0\nu\beta\beta$ のエネルギースペクトルは図 2.2 のようになり、完全に $2\nu\beta\beta$ と分離することができる。しかし、実際の検出器は有限のエネルギー分解能を持つため、 $0\nu\beta\beta$ のエネルギースペクトルは広がりを持ち、 $2\nu\beta\beta$ のエネルギー分布も広がって重なってしまうため、 $2\nu\beta\beta$ がバックグラウンドとなる。この影響を小さくするにはエネルギー分解能を良くすることで対応できる。

^{214}Bi はウラン系列の娘核であり、自然界に存在する。解析結果からその大部分がミニバルーンフィルム上に存在していることが分かっており、事象位置により区別することが可能である。

^{10}C は宇宙線ミュオンが検出器を通過した際に、液体シンチレータ中の ^{12}C を原子核破砕することで生じる。現在は宇宙線ミュオン、熱中性子捕獲、 ^{10}C 崩壊の 3 事象遅延同時計測により除去している。

表 3.3 Phase 2 のバックグラウンドの内訳 [11]

Phase 2 前半と後半それぞれの検出器中心から半径 1 m 以内の $2.3 < E < 2.7$ MeV における観測事象数とバックグラウンドの best-fit の値。

	Period-1 (270.7 日)	Period-2 (263.8 日)
観測事象数	22	11
バックグラウンド (best-fit)		
$^{136}\text{Xe } 2\nu\beta\beta$	5.48	5.29
キセノン含有液体チンチレータ中の放射性不純物		
^{214}Bi	0.25	0.03
^{208}Tl	0.001	0.001
^{110m}Ag	8.5	0.0
ミニバルーン中の放射性不純物		
^{214}Bi	2.56	2.45
^{208}Tl	0.02	0.03
^{110m}Ag	0.003	0.002
宇宙線ミュオン起源		
^{10}C	3.3	2.8
^6He	0.08	0.08
^{12}B	0.16	0.15
^{137}Xe	0.5	0.4

3.2.5 KamLAND-Zen の成果

KamLAND-Zen では、まだ $0\nu\beta\beta$ の検出までは至っていないが、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の半減期について、400 kg Phase 全体の結果から $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}\text{yr}$ (90% C.L.) という制限を与え、ニュートリノのマヨラナ有効質量に対して $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (61 - 165) \text{meV}$ (90% C.L.) という上限値を与えることに成功している [11]。

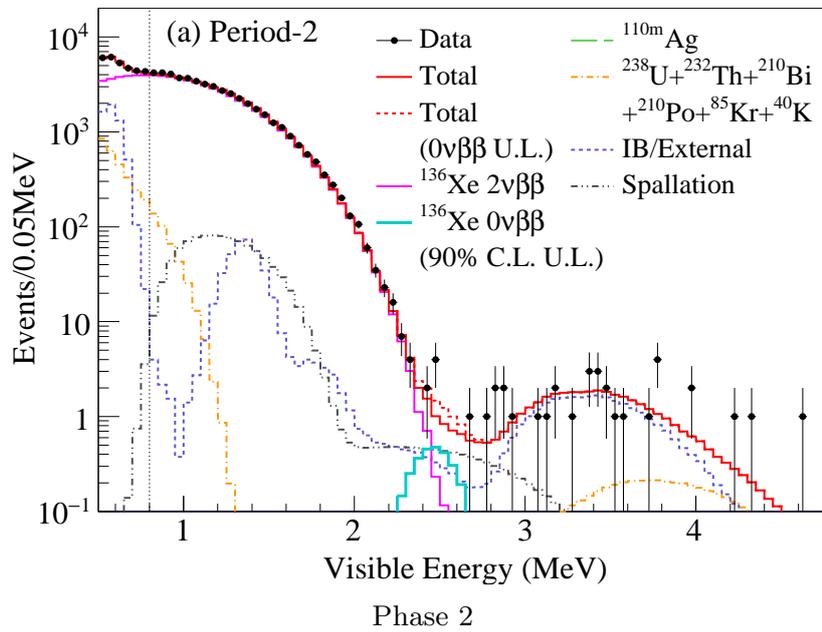
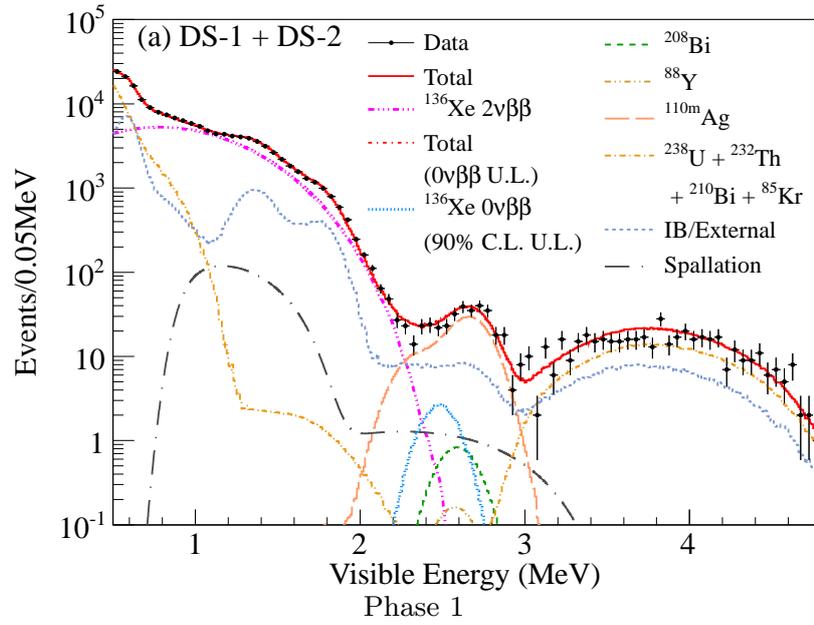


図 3.9 KamLAND-Zen で観測されたエネルギースペクトル [11, 15]

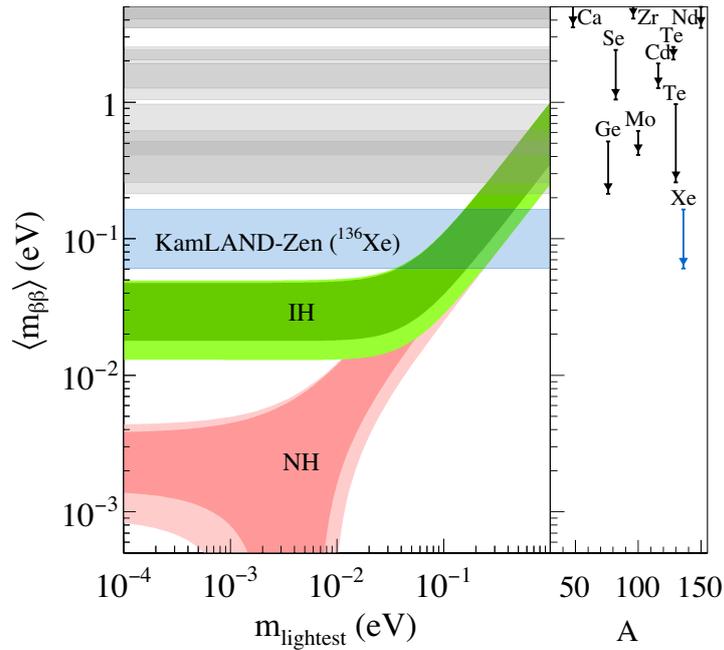


図 3.10 有効質量に対する KamLAND-Zen による制限と、様々な核種による制限 [11]

3.2.6 世界の $0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状

EXO-200

EXO-200 は、液体キセノンを用いた ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。二重ベータ崩壊で発生する電子の飛跡を見ることで、ガンマ線バックグラウンドの影響を減らすことができる。2014 年にマヨラナ有効質量に対して 190-450 meV (90% C.L.) という上限値を与えている [16]。

GERDA

GERDA は高純度のゲルマニウムを用いた ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。二重ベータ崩壊の線源と検出器が同一という特徴を持つ。2016 年に途中までのデータ解析により、マヨラナ有効質量に対して 160-260 meV (90% C.L.) という上限値を途中経過として報告している [17]。

CUORE

CUORE は TeO_2 結晶を用いた ^{130}Te の $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。ポロメータを用いることで高いエネルギー分解能を実現している。2015 年に、19 分の 1 サイズの CUORE-0 およびその前身の CUORICINO の結果の合同解析から、マヨラナ有効質量に対して 270-760 meV (90% C.L.) という上限値を与えている [18]。

3.3 将来計画

KamLAND は今後もこれまでの実験を継続するとともに、更なる感度向上に向け、検出器のアップグレードを考えている。

3.3.1 KamLAND2-Zen

集光量を増やすことで、エネルギー分解能のよりよい二重ベータ崩壊探索実験を行う。高発光量の LAB(Linear Alkyl Benzene) を用いた液体シンチレータ (集光量 ~ 1.4 倍)、量子効率の高い High QE(Quantum Efficiency)PMT(集光量 ~ 1.9 倍)、PMT に取り付けて photo coverage を増やす集光ミラー (集光量 ~ 1.8 倍) を導入し、 ^{136}Xe の Q 値付近でのエネルギー分解能を 2.5% 以下にまで改善する。1 ton のキセノンを用いて 5 年間観測することで、マヨラナ有効質量 20 meV への感度到達を目指す。

3.3.2 KamLAND-PICO

KamLAND における暗黒物質探索。KamLAND に純度の高い NaI(Tl) 結晶を導入することで、極低放射能環境における WIMPs の探索が可能になる。WIMPs と核子との相互作用は、spin-independent(SI)、spin-dependent(SD)、核励起 (EX) の三種類に分けられるが、NaI はこれら全てに感度を持つ [19]。同じく NaI(Tl) を用いて暗黒物質由来の季節変動を観測したという DAMA/LIBRA 実験 [20] の検証を目指している。

第 4 章

中性子事象による ^{10}C バックグラウンド除去

4.1 ^{10}C 崩壊事象

現在、KamLAND-Zen の主なバックグラウンドとなっているものに ^{10}C 崩壊事象がある。 ^{10}C は宇宙線ミュオンによる原子核破砕生成物として生じ、27.8 sec の寿命で β^+ 崩壊する。



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

熱中性子捕獲事象の時定数は約 210 μsec であるため、ミュオン直後にもデータを取得できる必要がある。ミュオン直後はベースラインが上昇するオーバーシュートが存在したり、PMT の残留ガスがイオン化されて生じるアフターパルスが存在してハイレートなノイズが作られたりする。KamLAND 始動当初から使用しているエレクトロニクスである KamFEE では、このようなハイレートの事象に対応できないため、MoGURA、および BLR が開発され、KamLAND-Zen 開始前に導入された。従って、熱中性子捕獲事

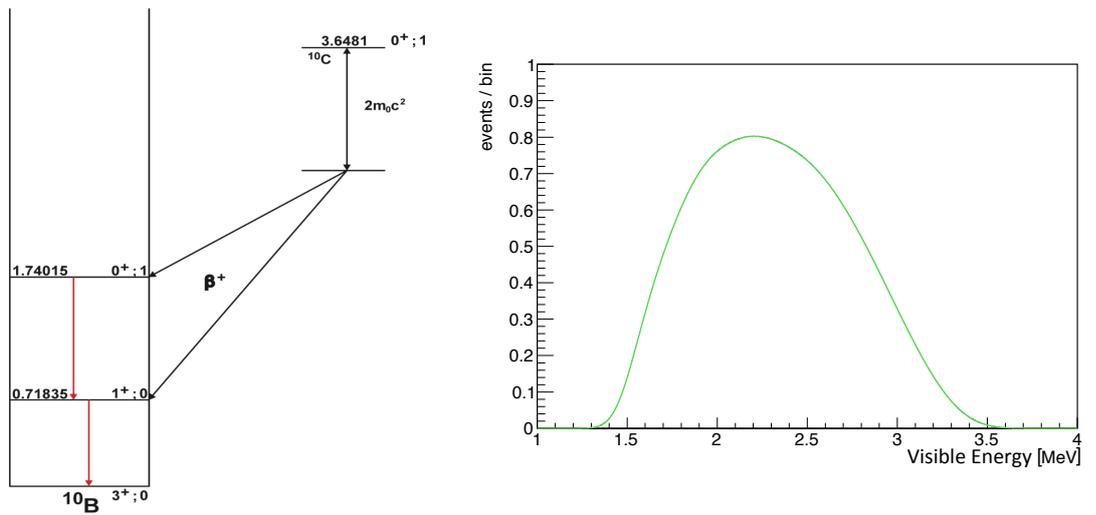


図 4.1 ^{10}C decay scheme[22]

図 4.2 KamLAND で期待される ^{10}C のエネルギースペクトル

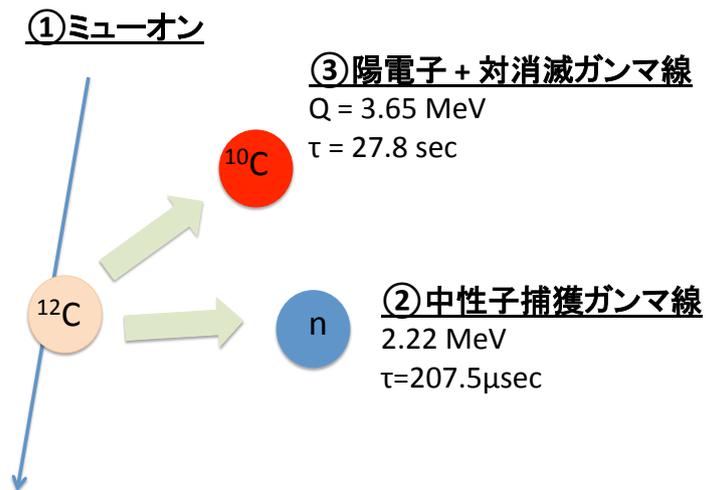


図 4.3 μ -n- ^{10}C 遅延同時計測のイメージ

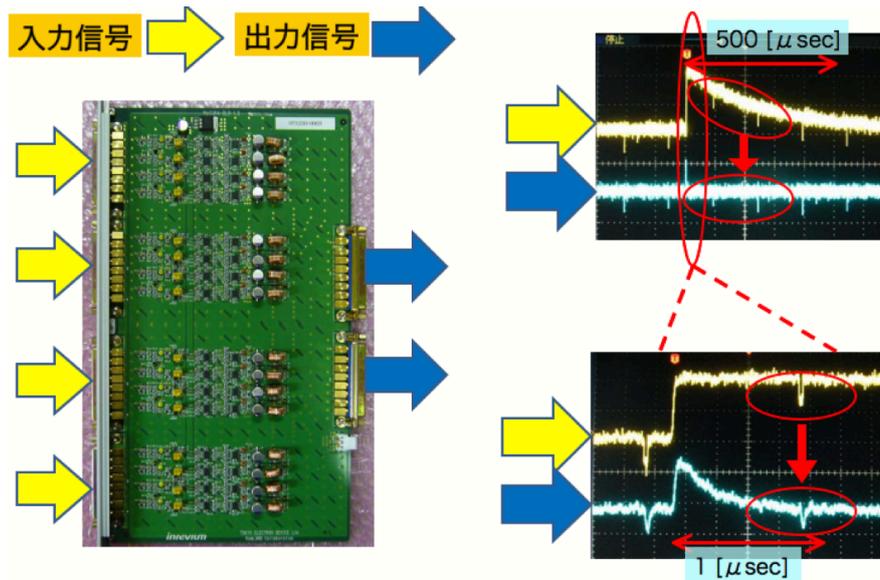


図 4.4 BLR によるベースライン回復の様子 [23]

象は MoGURA で記録されたデータから選び出している。一方、宇宙線ミュオン事象および ^{10}C 崩壊事象は KamFEE で記録されたデータから選び出している。

現在、中性子タグによる ^{10}C の除去効率は $64 \pm 4\%$ [11] であるが、我々は 2010 年の KamLAND の論文 [25] の値から 90% 以上を期待していた。KamLAND-Zen の大きな障害となっているため、改善する必要がある。

除去効率を下げている要因として、中性子事象の位置再構成がうまくいっていないのではないかと考え、調査することにした。ミュオン直後はアフターパルスやオーバーシュートの影響があり、事象位置再構成を失敗する可能性があると考えられるからである。

4.2 宇宙線ミュオン事象の選別

KamLAND はその上に 1000 メートルの岩盤 (水にして 2700 メートルに相当) があり、宇宙線ミュオンの量は地上の約 10 万分の 1 になる。KamLAND に入射する宇宙線ミュオンは、検出器を通り抜ける through going ミュオン、低エネルギーのため検出器内部で崩壊する stopping ミュオンが考えられ、through going ミュオンの中には、高エネルギー一次宇宙線によって同時に生成された複数のミュオンが同時に検出器を通り抜ける muon bundle も考えられる。いずれの場合も、宇宙線ミュオンが KamLAND

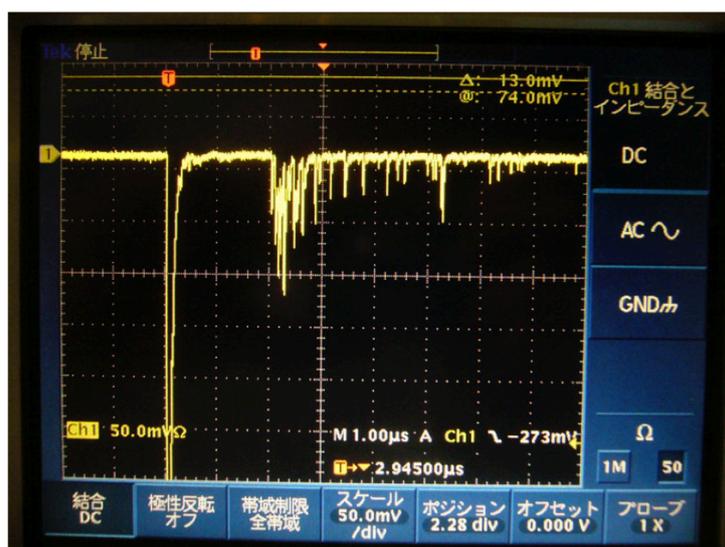


図 4.5 アフターパルスの様子 [24]

KamLAND で PMT からの信号をオシロスコープで取得。宇宙線ミュオン後、数 μsec から数十 μsec にかけてアフターパルスが確認できる。

に入射すると大量のシンチレーション光およびチェレンコフ光を発生し、内部検出器および外部検出器の PMT で検出される。

4.2.1 宇宙線ミュオン選別条件

次の条件を満たした事象は、内部検出器を通過した宇宙線ミュオン (ID ミュオン) とみなされる。

- $Q_{17} \geq 10000$ p.e. (~ 30 MeV)
- $Q_{17} \geq 500$ p.e. かつ $N_{200\text{OD}} \geq 5$

ここで、 Q_{17} は内部検出器の 17-inch PMT で観測された総光量、 $N_{200\text{OD}}$ は 200 nsec の間に信号を検出した外部検出器の PMT の数である。一つ目の条件は液体シンチレータを通過しシンチレーション光を発生するものを、二つ目の条件はバッファオイル層のみを通過しチェレンコフ光のみを発生するものをそれぞれ選び出す。

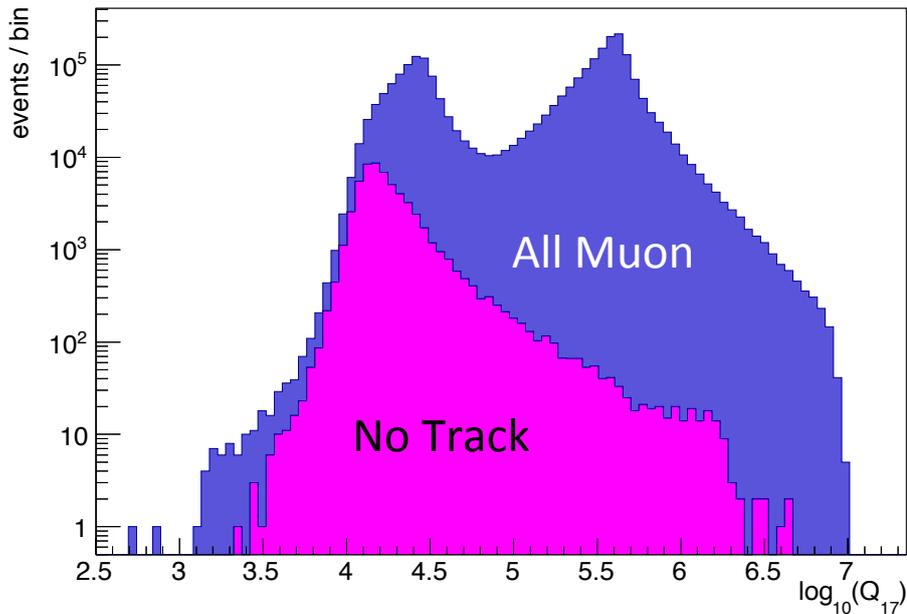


図 4.6 宇宙線ミュオンと判定されたイベントの光量

2016 年 5 月から 7 月中旬のデータを用いた。宇宙線ミュオンと判定されたにもかかわらず、ミュオントラックを再構成できないものがある。これらはヒットした PMT の数が比較的少なく、光量も小さい (赤紫のヒストグラム)。青紫のヒストグラムの左側のピークはバッファオイルのみを通過するミュオンのもの、右側のピークは液体シンチレータを通過するミュオンのものである。

これらの条件で選び出された事象のうち、約 2.5% は軌跡を再構成することができない。これらの事象は、信号を検出した 17-inch PMT の数や Q_{17} が小さく、宇宙線ミュオンではない (point like な) 高エネルギー事象であると考えられる (図 4.6)。

4.2.2 軌跡再構成

ID ミュオンの軌跡 (ミュオントラック) は、各 PMT に最初に到達した光子 (first photon) の時刻をもとに再構成される。このとき、シンチレーション光とチェレンコフ光

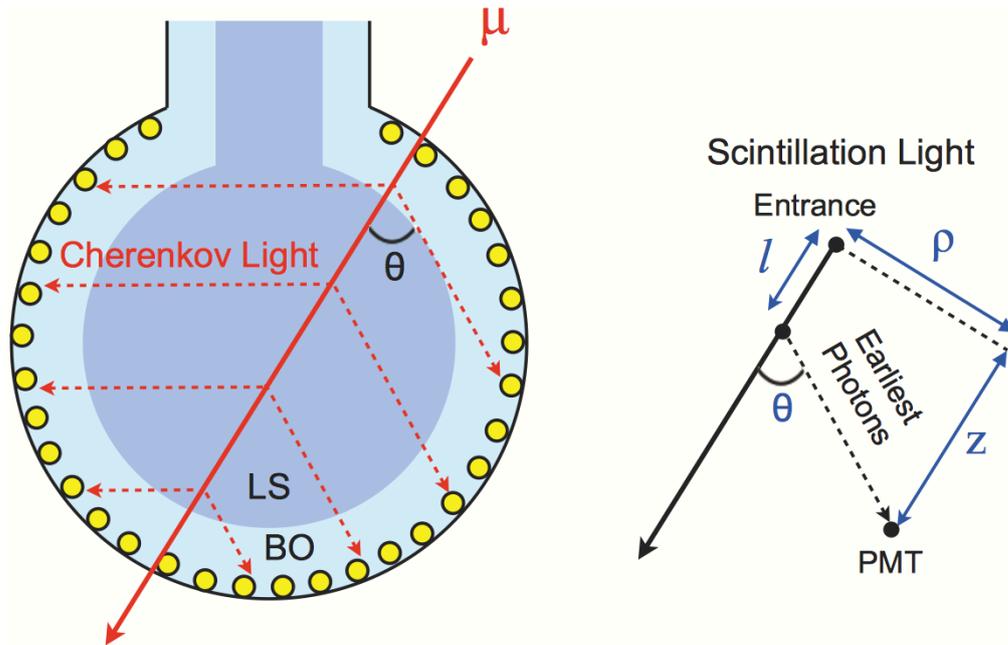


図 4.7 宇宙線ミュオンによる発光のイメージ図 [26]

は区別しない。それは、宇宙線ミュオンが相対論的速度で飛ぶとき、最も早く PMT に届くシンチレーション光の放出角度は、チェレンコフ角と一致するからである。以下にこれを示す。

宇宙線ミュオンが内部検出器に入ってきた点を Entrance とし、Entrance から発光点までの距離を l 、ミュオントラックから PMT までの距離を ρ 、Entrance から PMT までの距離をミュオントラックに射影した長さを z 、光子が飛んだ軌跡とミュオントラックがなす角を θ とする (図 4.7)。宇宙線ミュオンが光速で飛ぶと仮定し、PMT に光子が到達した時刻 t を宇宙線ミュオンが内部検出器に入射した時刻 t_0 を用いて表すと

$$t = t_0 + \frac{l}{c} + \frac{z-l}{\cos \theta} \cdot \frac{1}{n} \quad (4.2)$$

$$= t_0 + \frac{l}{c} + \sqrt{(z-l)^2 + \rho^2} \cdot \frac{n}{c} \quad (4.3)$$

となる。ここで、 c は光速、 n は屈折率である。液体シンチレータおよびバッファオイルの屈折率はシンチレーション光およびチェレンコフ光の波長にも依存し、1.44 から 1.46

と測定されている*¹。最小の t は $dt/dl=0$ となる点から発せられた光子が到達した時刻であるから、式 (4.2) より

$$\frac{dt}{dl} = \frac{1}{c} - \frac{1}{\cos \theta} \cdot \frac{n}{c} = 0 \quad (4.4)$$

$$\iff \cos \theta = \frac{1}{n} \quad (4.5)$$

したがって、はじめに PMT に到達する光子はチェレンコフ角で発せられたものとなる*²。ミュオントラックを再構成する際には、ノイズやその他の偶発事象の影響を減らすため、チェレンコフ角の範囲にない PMT の時間情報は使わないようになっている。

宇宙線ミュオンの中には、軌跡は再構成できたものの、その精度が悪いバッドミュオンがある。バッドミュオンは複数のミュオンが同時に検出器を通過した場合などに生じると考えられるが、ID ミュオンではその量は約 3% とそれほど多くない [25]。本論文ではこのバッドミュオンも含めて解析を行っている。

4.2.3 軌跡再構成の評価

ミュオントラックが正しく再構成されているかを確認するため、KamLAND-Zen Phase 2 中のデータを用いて、検出器中心からミュオントラックまでの距離 (Impact Parameter) と光量 (Q_{17}) の関係を調べた。図 4.8 を見ると 650 cm 付近で光量に段差が見られる。これは、バッファオイル層はほぼチェレンコフ光しか発しないため、KamLAND Balloon の境界が見えている、すなわちミュオントラックが正しく再構成されているということが分かる。図 4.8 で下側に外れている事象は 4.2.2 節の最後に述べたバッドミュオンの一部である。バッドミュオンの割合は、軌跡を再構成できたミュオンのうち 3.0% である。

図 4.9 は Q_{17} とミュオントラックの長さの関係を表したものである。上の図が液体シンチレータを通過した宇宙線ミュオンの、液体シンチレータ中のトラックの長さとの光量との関係 (光量にはバッファオイル中の発光も含まれる)、下の図がバッファオイルのみを通過した宇宙線ミュオンの軌跡の長さとの光量との関係である。両方の図に現れている線形な分布は、最小電離を意味している。この傾きはそれぞれの液中の (17-inch PMT で観測

*¹ ミュオントラックを再構成する際には、それが通った経路によって n の値を変えている。

*² 厳密には、チェレンコフ角の式に現れる n は位相屈折率であるから、光子が飛行する際の群屈折率とは異なる。しかしその違いは小さいため (波長 380 nm で 3% 程度 [27])、本論文では同一のものとして扱う。

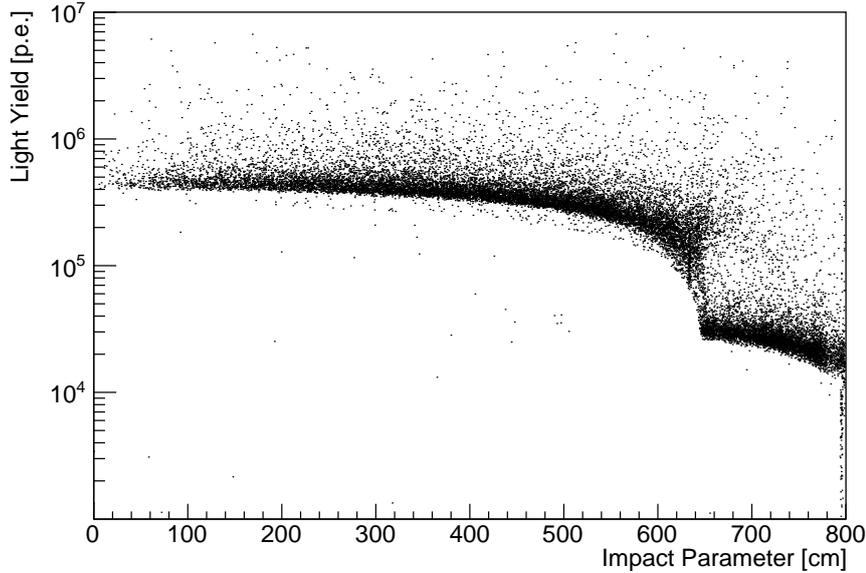


図 4.8 光量と検出器中心からミュオントラックまでの距離 (Impact Parameter) との相関
Impact Parameter = 650 cm 付近に段差が見られるが、これは液体シンチレータとバッファオイルの境界を示している。

される) 単位長さあたりの発光量を表している。バッファオイル中ではチェレンコフ光のみが発光されると考えてよい。図 4.9 の下図の傾きから、

$$\left\langle \frac{dQ_C}{dX} \right\rangle = 28 \pm 5 \text{ p.e./cm} \quad (4.6)$$

と考えられる。この値は 2010 年の KamLAND の論文 [25] の値 $31 \pm 2 \text{ p.e./cm}$ と一致する。宇宙線ミュオン事象を解析する際には、バッファオイル層の光量が各期間で変化しないように Q_{17} を補正している。液体シンチレータ中については

$$\left\langle \frac{dQ_S}{dX} \right\rangle = \frac{Q_{17} - L_{BO} \langle dQ_C/dX \rangle}{L_{LS}} = 338 \pm 12 \text{ p.e./cm} \quad (4.7)$$

となる。 L_{BO} および L_{LS} はそれぞれバッファオイルおよび液体シンチレータ中のミュオントラックの長さである。ここで、 $\langle dQ_S/dX \rangle$ はシンチレーション光だけでなく液体シンチレータ中で発生したチェレンコフ光の影響も含まれている。この値は [25] の 53% 程度になっている。この違いには 2 つの要因がある。一つ目は、バッファオイル層の実際の

光量が徐々に大きくなっていることである。前述のように宇宙線ミュオン事象の解析の際には、 Q_{17} の値はバッファオイル層の光量が一定になるように補正している。バッファオイル層には少しずつ液体シンチレータがしみ出しており、バッファオイル層の光量は大きくなる。その結果、相対的に液体シンチレータ中の光量は小さくなる。二つ目の理由は、液体シンチレータの組成が変わったためである。KamLAND では 2007 年 3 月から 2009 年 2 月にかけて、液体シンチレータの純化作業を行った。その結果、光量は $26.2 \pm 1.1\%$ 減少した [26]。

図 4.9 を見ると、最小電離の直線より上側にあるイベントが存在し、これらは二次粒子を伴っていると考えられる。最小電離を上回った分の電荷 ΔQ を residual charge と呼び、次のように定める。

$$\Delta Q = Q_{17} - L_{\text{BO}} \left\langle \frac{dQ_C}{dX} \right\rangle - L_{\text{LS}} \left\langle \frac{dQ_S}{dX} \right\rangle \quad (4.8)$$

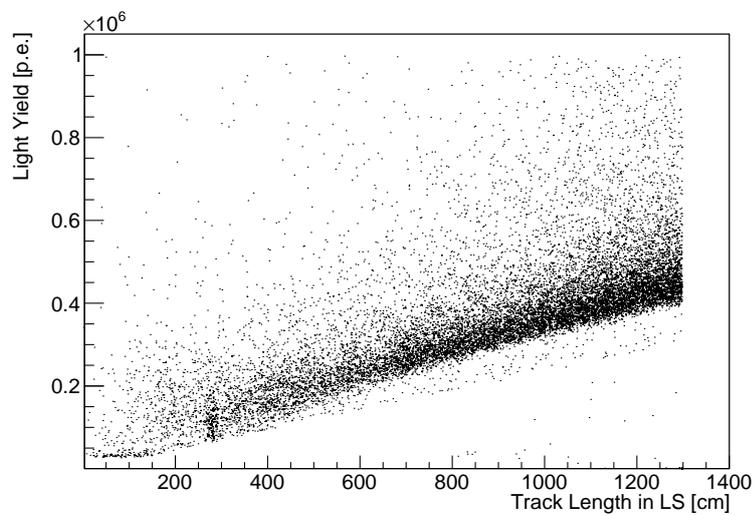
KamLAND グループではこの ΔQ の値が 10^6 p.e. 以上のものをシャワーリングミュオンと呼び、逆に $\Delta Q < 10^6$ p.e. のものをノンシャワーリングミュオンと呼んでいる^{*3}。

液体シンチレータを通過する宇宙線ミュオンの数とデータ取得期間から、そのレートを求めることができる。レートの下限値は、 $Q_{17} > 4.0 \times 10^4$ p.e. かつ Impact Parameter < 650 cm のイベント数から得られる。トラック再構成の分解能により、液体シンチレータを通過したにもかかわらずバッファオイル層に再構成されるイベントが存在するため、この条件は下限値を与えることになる。上限値は $Q_{17} > 10^5$ p.e. のイベント数から求めることができる。これら 2 種類の条件で得られたレートを平均することで、液体シンチレータを通過する宇宙線ミュオンのレートは 0.205 ± 0.001 Hz となる。KamLAND のトラック再構成では muon bundle も一つのミュオンとして再構成してしまうが、今求めたレートには [28] のパラメータを用いて求めた、ミュオンが 2 本同時に入る効果 4.7% が考慮されている (付録 B 参照)。このレートは [25] の値と一致する。

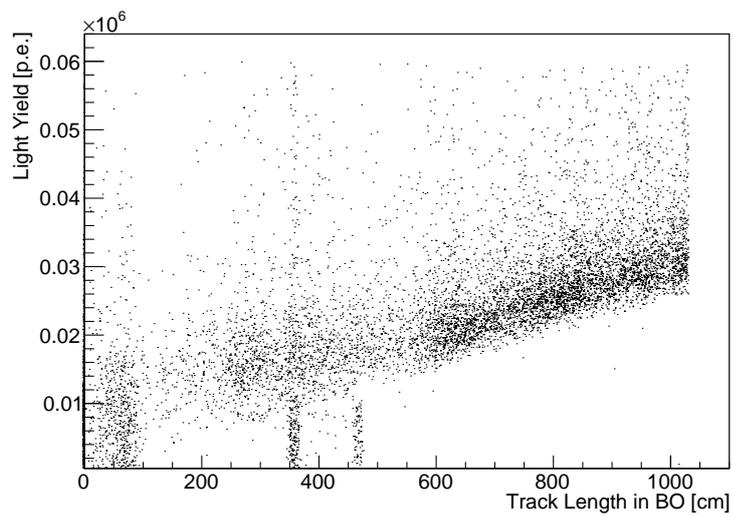
KamLAND では宇宙線ミュオンのエネルギーを再構成しておらず、シミュレーションからエネルギーを見積もっている。[25] によれば、KamLAND に到達する宇宙線ミュオンの平均エネルギーは 260 ± 8 GeV である。

過去の KamLAND のデータと比べて光量は変化しているが、宇宙線ミュオンの判定や軌跡の再構成はうまくいっていると言える。

^{*3} 実際にシャワーを起こしているかどうかは考慮していない。



液体シンチレータ中



バッファオイル中

図 4.9 光量と軌跡の長さの相関

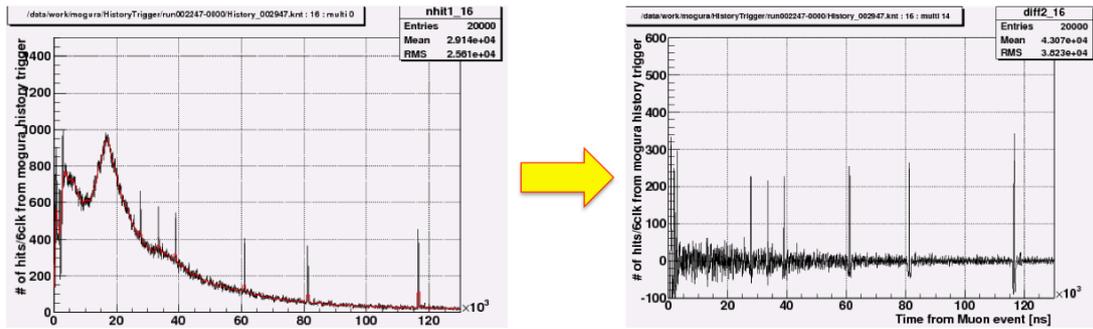


図 4.10 ヒット数からベースラインを差し引く様子 [29]

4.3 宇宙線ミュオン後の熱中性子捕獲事象

宇宙線ミュオンにより原子核破砕されて生成した KamLAND の液体シンチレータ中の中性子は、主に水素や炭素の原子核に捕獲される。[25] によると、中性子の 99.5% は ^1H に捕獲され、残りの大部分は ^{12}C に捕獲される。その他の同位体に捕獲される割合は 2×10^{-4} 以下である。

以後、4 章では中性子事象の位置および時刻は MoGURA で取得されたデータに基づいて再構成されたものを用いる。KamLAND 液体シンチレータ中の熱中性子捕獲事象の時定数は $\tau \sim 210 \mu\text{sec}$ と短いため、宇宙線ミュオン直後に熱中性子捕獲事象を見つけ出さなければならない。しかし、宇宙線ミュオン直後は PMT によるアフターパルスが多いため、通常のトリガーでは連続してトリガーが発行され続け、波形データの転送が間に合わなくなってしまう。これを軽減するため、前後のヒット数からベースラインを計算し、ヒット数とベースラインの差に対して threshold をもうけてトリガーをかける adaptive トリガーが開発された (図 4.10、付録 A 参照)。adaptive トリガーは、宇宙線ミュオンが通った際に発行される launch トリガーの後、 $1000 \mu\text{sec}$ の間発行される。adaptive トリガーにより、宇宙線ミュオン直後であってもアフターパルスの影響を低減し、熱中性子捕獲事象を検出することが可能になった。

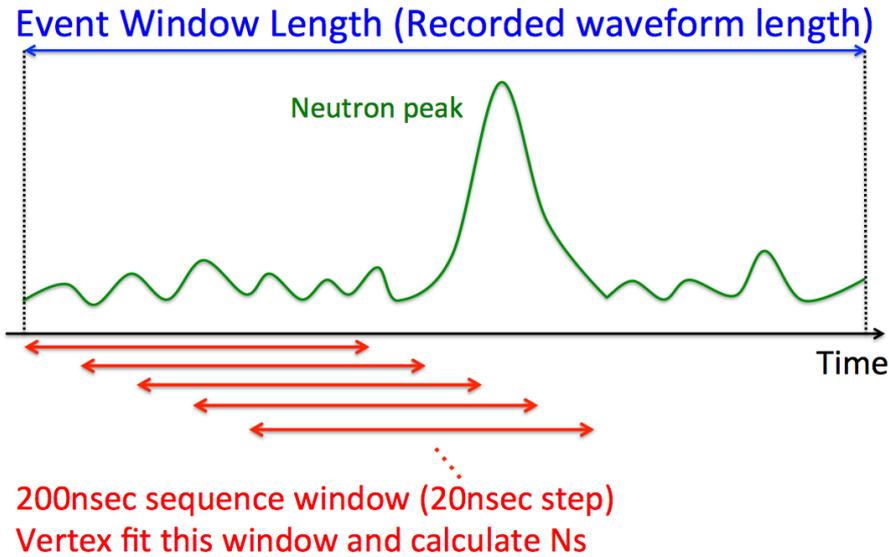


図 4.11 波形中で物理事象によるピークを探す概念図 [29]

4.3.1 宇宙線ミュオン直後の事象位置再構成

記録したデータから宇宙線ミュオン後の熱中性子捕獲事象を再構成する際には、各 PMT で取得した波形データをもとに、時間差をつけて複数の光子が入射したと仮定し、(first photon とは限らず) 最もそれらしい位置を再構成できるピークを使う。宇宙線ミュオン直後は PMT によるアフターパルスやその他の事象などが多数存在し、一つの event window (MoGURA では 480 nsec) 中に複数の信号が入っている可能性が高いからである。

具体的な方法は次のようなものである。まず event window の開始地点から 200 nsec の sequence window を開き、その中にあるピークの時刻を用いて事象位置再構成を行う (図 4.11)。続いて、再構成した結果を用いて TOF を計算し、TOF を差し引いた PMT のヒットタイミング分布を作る (図 4.12)。この分布において、 ± 15 nsec 以内を N_{in} 、それ以外を N_{out} とおく。 N_{out} を N_{in} の時間幅にスケールして N_{in} から差し引いた量、すなわち

$$N_s = N_{in} - N_{out} \cdot \frac{30}{200 - 30} \quad (4.9)$$

で与えられる量を N_s と定義する。sequence window の開始位置を 20 nsec ずつずらして

アフターパルス中で物理事象を見つけ出す手法

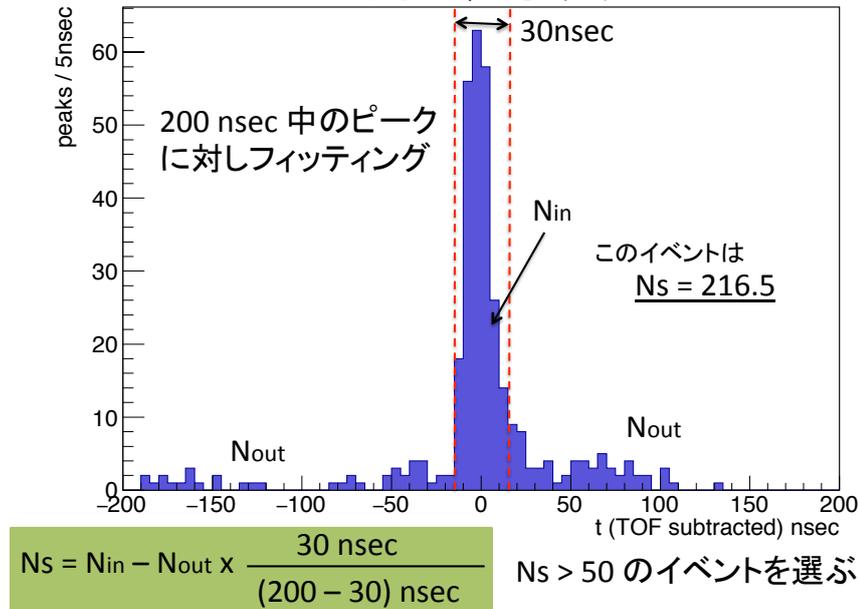


図 4.12 TOF 減算後の PMT のヒットタイミング分布

いき、 N_s が最大となる場所を探することで、ノイズ事象を排除し、物理事象を再構成する精度を上げている。 N_s の最大値が 50 以下のものは、ノイズ事象として解析には用いない。

4.3.2 事象位置再構成の評価

KamLAND-Zen の Phase 2 のデータを用いて、宇宙線ミュオン直後の中性子事象候補の位置再構成の評価を行った。次の条件のいずれかをみたしたものを中性子事象候補として扱う。

- 直前の宇宙線ミュオンとの時間差 ΔT が $10 < \Delta T < 30 \mu\text{sec}$ かつ $N_s > 80$
- 直前の宇宙線ミュオンとの時間差 ΔT が $30 < \Delta T < 1200 \mu\text{sec}$ かつ $N_s > 50$

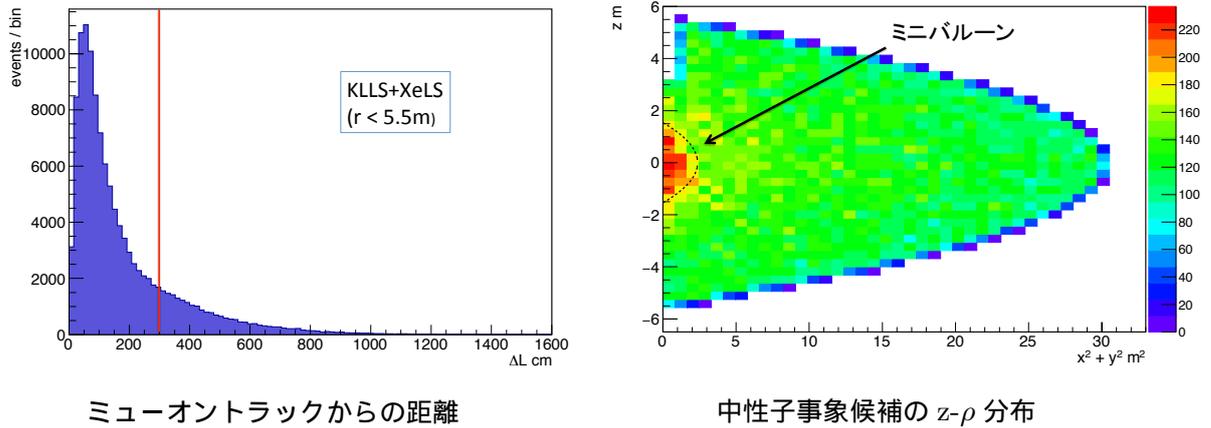


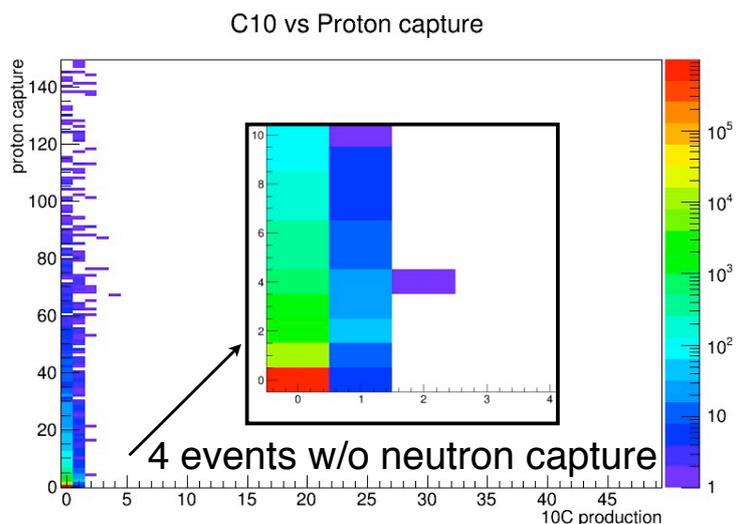
図 4.13 宇宙線ミュオン後 100 μsec 以内の中性子事象候補の空間分布

ミニバルーン支持具の放射性不純物が多い部分を除いた、宇宙線ミュオン後 100 μsec 以内の中性子事象候補について宇宙線ミュオンとの距離 ΔL を見ると、81.8% の事象はミュオントラックから 3 m 以内に分布している (図 4.13 左)。また、同じく宇宙線ミュオン後 100 μsec 以内の中性子事象候補の空間分布を見ると、キセノン含有液体シンチレータ中では KamLAND の液体シンチレータ中と比べて事象数が多くなっている (図 4.13 右)。これはキセノンという中性子の多い原子核を含んでいることにより、中性子が作られやすいからであると考えられる。

4.4 ^{10}C と中性子との相関

シミュレーションによれば、宇宙線ミュオンが KamLAND 中で ^{10}C を生成する主な反応は $^{12}\text{C}(\pi^+, np)^{10}\text{C}$ である [25]。 π^+ は宇宙線ミュオンが核子と相互作用を起こすことで生成される。 [30] のシミュレーションによれば、99.4% の ^{10}C は陽子に捕獲される中性子を伴う (図 4.14。中性子を伴わない ^{10}C は 4542 事象中 4 事象、中性子が検出器外にある事象も含めると 26 事象)。このように、 ^{10}C が生成する際に中性子も同時に生成されるため、中性子との空間相関から ^{10}C 事象を探し出すことができるはずである。

10C and neutrons



15年9月12日土曜日

4

図 4.14 宇宙線ミュオン後に陽子に捕獲される中性子の数と ^{10}C の生成数 [30]

4.4.1 ^{10}C 崩壊事象候補の選別条件

^{10}C 崩壊事象候補は、その事象の前 5 分以内の宇宙線ミュオンによって作られた中性子のうち、最も空間的に近いものとの距離 ΔR が 1.6 m 以内の事象を選んでいる。

^{10}C タグを評価する際には、それに加え、再構成されたエネルギー E が $2.2 < E < 3.5$ MeV、検出器中心からの距離 r が $2 \leq r < 3.5$ m のもの (KamLAND 液体シンチレータ中かつ外部からのバックグラウンドが少ないところ) を用いて、宇宙線ミュオンからの時間差 ΔT や距離相関 ΔL などを見る。キセノン含有液体シンチレータ中の ^{10}C 除去効率を見積もる際にも、統計数の都合上 KamLAND の液体シンチレータ中の除去率をもとに評価している。3.2.2 節で述べたように、ミニバルーンの支持具には放射性不純物を比較的多く含む部分があるため、その部分は除いている。

^{10}C と中性子の空間相関

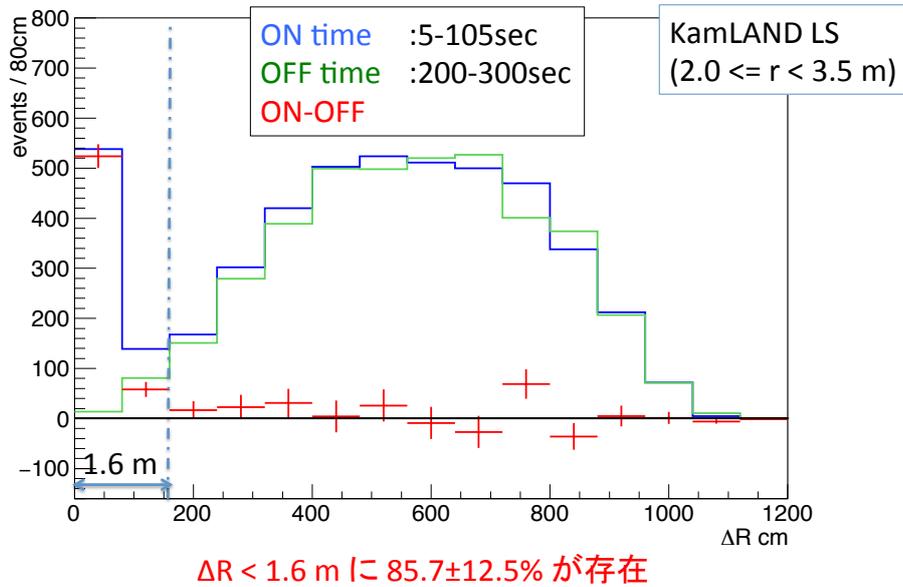


図 4.15 ^{10}C と最近接中性子との距離

$2.0 \leq r < 3.5 \text{ m}$ (KamLAND 液体シンチレータ中)、 $2.2 \leq E < 3.5 \text{ MeV}$ の事象について、 $5 < \Delta T < 105 \text{ sec}$ を ON time (青いヒストグラム)、 $200 < \Delta T < 300 \text{ sec}$ を OFF time (緑のヒストグラム) とし、最近接中性子事象との距離 ΔR を見た。その差 (赤いヒストグラム) から、 $85.7 \pm 12.5\%$ の ^{10}C 事象は $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ に存在するということが分かる。なお、ミニバルーン支持具の放射性不純物が多い部分は除いている。

4.4.2 ^{10}C と中性子との相関

KamLAND-Zen の Phase 2 のデータを用い、 ^{10}C と最近接中性子との距離 ΔR を確認した (図 4.15)。 $5 < \Delta T < 105 \text{ sec}$ を ON time、 $200 < \Delta T < 300 \text{ sec}$ を OFF time とし、ON time から OFF time を差し引いて残った ΔR の分布を見ると、 $85.7 \pm 12.5\%$ の事象は、 $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ に存在しており、空間相関がそこまで悪い訳ではないといえる。

この $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ の事象について ΔT の分布から崩壊の時定数を求めると、 $\tau =$

^{10}C とミューオンの時間相関

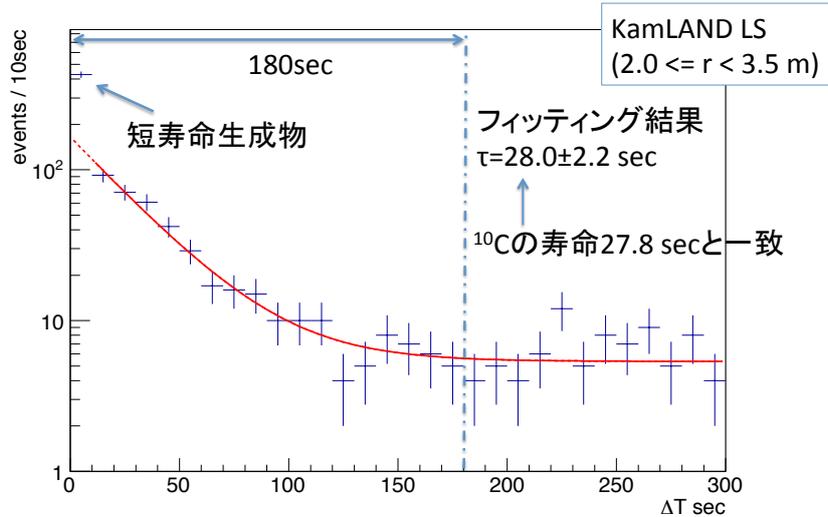


図 4.16 ^{10}C と宇宙線ミューオンとの時間差

選別条件は $2.0 \leq r < 3.5 \text{ m}$ 、 $2.2 \leq E < 3.5 \text{ MeV}$ 、 $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ である。

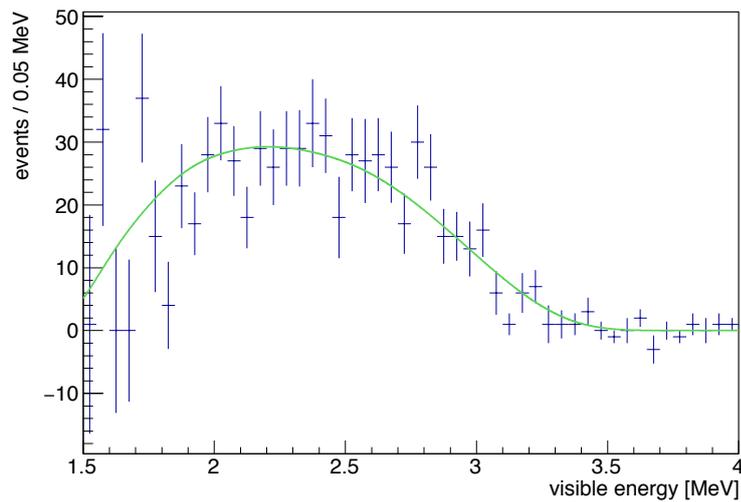


図 4.17 ^{10}C のエネルギースペクトル

$2.0 \leq r < 3.5 \text{ m}$ 、 $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ の ON time ($10 < \Delta T < 90 \text{ sec}$) から OFF time ($220 < \Delta T < 300 \text{ sec}$) を差し引いたエネルギースペクトル (ヒストグラム) と、ON time から OFF time を差し引いたイベント数から期待される ^{10}C のエネルギースペクトル (緑色の線)。

表 4.1 宇宙線ミュオンによる中性子事象候補の数と、 ^{10}C の生成レートとの関係

中性子数	^{10}C (events/day/kton)	全 ^{10}C に対する割合 (%)
> 0	18.2 ± 0.9	63.6 ± 4.0
> 10	10.7 ± 0.7	37.3 ± 2.8
> 20	8.8 ± 0.6	30.8 ± 2.5
> 30	7.7 ± 0.6	26.9 ± 2.3
> 40	6.8 ± 0.6	23.9 ± 2.1
> 50	6.3 ± 0.5	22.1 ± 2.1
> 100	3.4 ± 0.4	12.0 ± 1.6
> 150	2.2 ± 0.4	7.5 ± 1.3
> 200	0.5 ± 0.2	1.8 ± 0.8
> 210	0.2 ± 0.2	0.8 ± 0.7

28.0 ± 2.2 sec となり、 ^{10}C の寿命 27.8 sec と一致する (図 4.16)。このことから、 ^{10}C 崩壊事象を選ぶことができていると言える。また、ON time ($10 < \Delta T < 90$ sec) から OFF time ($220 < \Delta T < 300$ sec) を差し引いたエネルギースペクトルである図 4.17 を見ても、 ^{10}C を選ぶことができていると言える。緑色の線は、ON time から OFF time を差し引いて残ったイベント数から期待される ^{10}C のエネルギースペクトルである。

$\Delta R < 1.6$ m かつ $2.2 \leq E < 3.5$ MeV の事象について、その事象と関連づけられた宇宙線ミュオンがいくつの中性子事象候補を生成したかを表 4.1 にまとめた。 ^{10}C 生成レートは崩壊曲線のフィッティングから求めているが、基準としている全 ^{10}C の生成レートだけは [31] の値を用いている。表 4.1 から、中性子数が 1-10 個である ^{10}C の割合が、全 ^{10}C のおよそ 25% を占めるということがわかる。

宇宙線ミュオン、中性子、 ^{10}C の空間相関を 3 次元的に見てみる (図 4.18)。ときに宇宙線ミュオン、中性子、 ^{10}C の空間相関が悪いことがあるが、これは真にその ^{10}C を作ったミュオンや中性子を見つけられなかった際に起こると考えられる。しかし、事象位置再構成のミスの影響とは言いきれない。

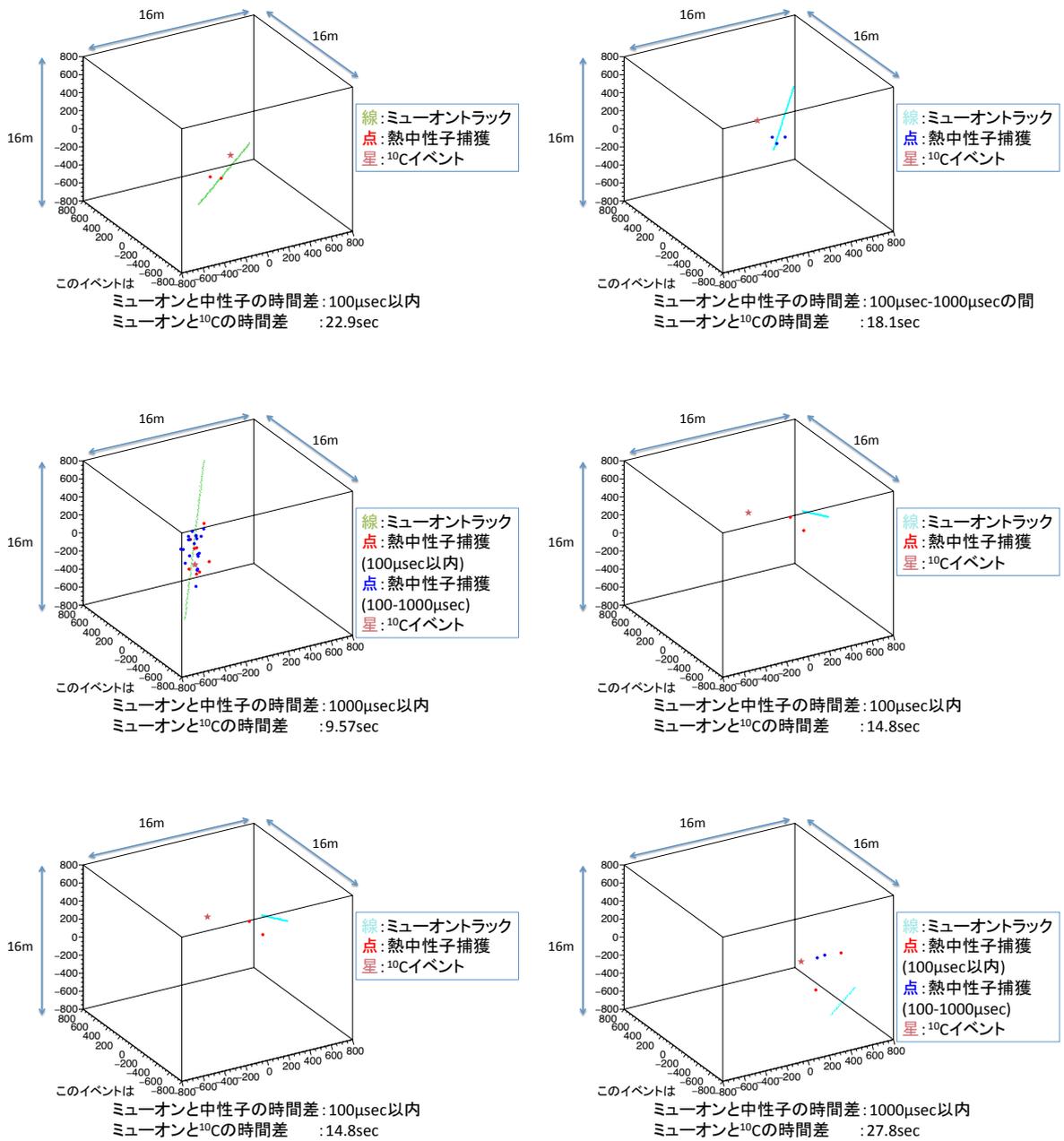
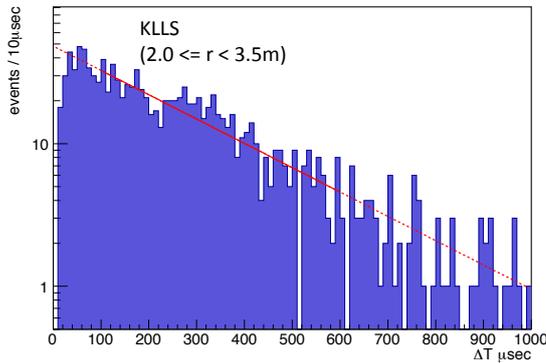
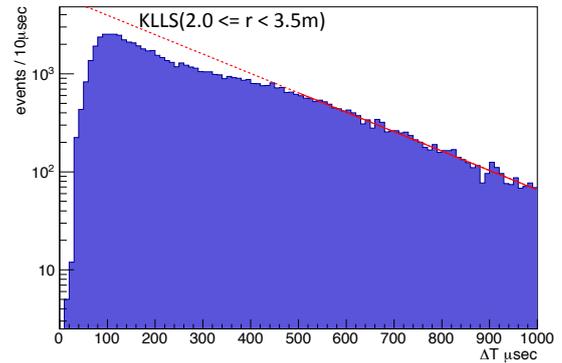


図 4.18 ^{10}C と宇宙線ミューオン、中性子との空間相関



$$\Delta Q < 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$$



$$\Delta Q > 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$$

図 4.19 宇宙線ミュオンと中性子との時間相関

赤い線は 100-600 μsec 、および 500-1000 μsec をそれぞれフィッティングした結果。中性子捕獲の時定数 τ はそれぞれ $\tau = 254.6 \mu\text{sec}$ 、 $219.4 \mu\text{sec}$ となった。

4.5 ^{10}C とタグづけられた中性子

^{10}C とタグ付けられた KamLAND の液体シンチレータ (KLLS) 中の中性子に限って、宇宙線ミュオンとの時間差 ΔT の分布を見てみると、低エネルギーミュオン ($\Delta Q < 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$) ではほぼ期待通りの分布となっているが、高エネルギーミュオン ($\Delta Q > 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$) では、 $\Delta T \lesssim 400 \mu\text{sec}$ のイベント数が、期待される量と比べて少ない (図 4.19)。同じイベントについて、 ΔT と N_s の関係を見てみた (図 4.20)。 $\Delta Q < 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$ のときは、 $\Delta T \lesssim 100 \mu\text{sec}$ の間は徐々に N_s が回復していき、 $N_s \sim 230$ に収束する。一方、 $\Delta Q > 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$ では、 $\Delta T \gtrsim 100 \mu\text{sec}$ でも N_s が回復しきらず、中には $\Delta T \sim 400 \mu\text{sec}$ でも、 N_s が 50 を越えないイベントがあると考えられる。これは高エネルギーミュオン後は PMT 中でイオン化される残留ガスの量が増えてアフターパルスが増加し、信号を分離できなくなるためであると考えられる。この中性子のとり損ないが ^{10}C バックグラウンド除去効率低下の原因であると考えられる。

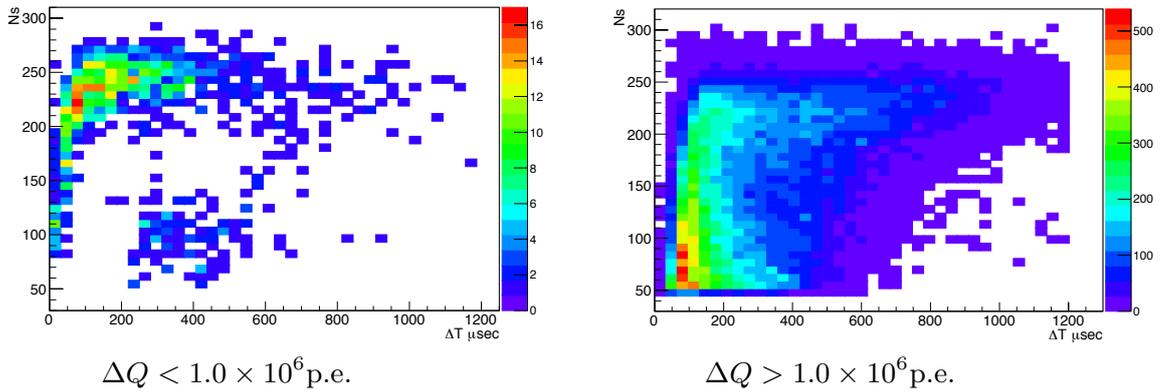


図 4.20 $N_s - \Delta T$

低エネルギーミュオン ($\Delta Q < 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$) の後は、 $\Delta T \lesssim 100 \mu\text{sec}$ の間は N_s が徐々に回復していき、 $N_s \sim 230$ に収束していく。一方、高エネルギーミュオン ($\Delta Q > 1.0 \times 10^6 \text{ p.e.}$) の後は、 $\Delta T \gtrsim 100 \mu\text{sec}$ でも N_s が回復しきらず、中には $\Delta T \sim 400 \mu\text{sec}$ でも $N_s < 50$ となるイベントも存在すると考えられる。

4.6 中性子事象のためのトリガーが発行されているか

N_s が低くなっているだけであれば、 N_s による制限を緩くすることで中性子事象候補を増やすことができるが、そもそも宇宙線ミュオン直後のイベントを取得できていない可能性がある。

Phase 2 中のある日のデータを用いて、MoGURA において宇宙線ミュオン事象の際に発行される launch トリガーと、launch トリガー発行後 $1000 \mu\text{sec}$ の間発行される adaptive トリガーとの時間差 ΔT を調べた。その結果、 $10 \lesssim \Delta T \lesssim 400 \mu\text{sec}$ で、adaptive トリガーの発行数が、それより ΔT が大きい範囲から期待される量より少ないことが分かった (図 4.21)。このことから、そもそも宇宙線ミュオン直後のイベントを十分に記録できていないということがわかる。adaptive trigger の発行数が少ない原因は、宇宙線ミュオン直後は PMT のアフターパルスが多く、前後のヒット数からベースライ

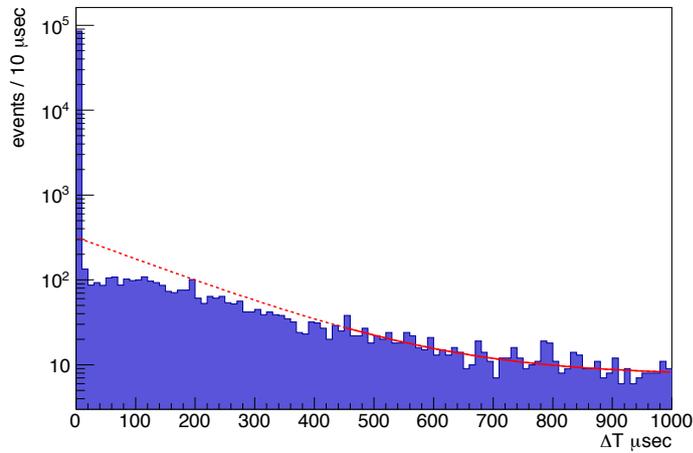


図 4.21 launch トリガーと adaptive トリガーの時間差

宇宙線ミュオン時に発行される launch トリガーと、launch トリガー後 1000 μsec の間発行される adaptive トリガーとの時間差。赤い線は $450 < \Delta T < 1000 \mu\text{sec}$ をフィッティングしたもので、時定数 τ は $\tau = 164.4 \pm 47.8 \mu\text{sec}$ となった。このフィッティング結果と比べて、 $10 < \Delta T < 400 \mu\text{sec}$ の adaptive トリガー発行数は少なくなっている。

ンを計算してトリガーを発行するか判定する際に、真の信号とアフターパルスの見分けがつかないためであると考えられる。今後、この問題を解決するには、PMT のアフターパルスの原因となる残留ガスを減らすことや、トリガーを工夫することなどが考えられる。しかし、これまでに取得したデータを解析する際には、宇宙線ミュオン直後のイベントを用いることは難しい。

4.7 4 章のまとめ

KamLAND-Zen の感度は宇宙線ミュオン後に生じる ^{10}C によって制限されている。KamLAND-Zen では現在、原子核破砕の際に同時に生成する中性子との空間相関により、

効率よく ^{10}C を除去しようとしているが、その除去効率は $64 \pm 4\%$ [11] であり、期待していた除去率より低いことが問題となっていた。

宇宙線ミュオン再構成はうまくいっており、宇宙線ミュオン直後の中性子捕獲事象の位置再構成もうまくいっているようであった。宇宙線ミュオン、中性子捕獲事象、 ^{10}C 崩壊事象の空間相関を調べても、相関がそれほど悪い訳ではなさそうであった。

宇宙線ミュオン直後に中性子事象を捉えるために発行される adaptive トリガーの発行数をみると、宇宙線ミュオン後 10-400 μsec の範囲で、それより ΔT が大きい範囲から予想される量と比べて少なくなっているということが分かった。

今後この問題を解決するには、PMT のアフターパルスの原因となる残留ガスを減らすことや、トリガーを工夫することなどが考えられる。しかし、これまでに取得したデータを解析する際には、宇宙線ミュオン直後のイベントを用いることは難しい。

第 5 章

ミュオンシャワー解析による ^{10}C バックグラウンド除去

Phase 2 のデータは ^{10}C バックグラウンドによって制限されており、これを改善することが感度向上に大きく寄与する。ミュオン直後の中性子捕獲事象をとり損なっていることから、中性子を用いない ^{10}C の除去手法が求められる。原子核破碎が起こるとほとんどの場合、そこではシャワーが起きているため、シャワーの位置をもとに ^{10}C を探す手法を開発することにした。新たな手法に求められることは、中性子を必要としないこと、効率が改善できることが挙げられる。この方法は中性子を伴わない ^{10}C にも使えるため、この点で現行の手法より有利であると言える。

5.1 宇宙線ミュオンがつくるシャワー

宇宙線ミュオンの平均エネルギー損失は

$$-\left\langle \frac{dE_\mu}{dx} \right\rangle = \alpha + \beta E_\mu \quad (5.1)$$

で表される。 α はイオン化によるエネルギー損失、 βE_μ は放射過程でのエネルギー損失に対応する。

イオン化はミュオンが束縛電子を散乱することでエネルギーを失うものである。これは散乱された電子のエネルギーで二つに分類できる。ここでは、エネルギーが小さいときを厳密なイオン化、大きいときをデルタ線生成と呼ぶことにする。

放射過程には対生成、制動放射、光核反応がある。これらはミューオンと核子との反応で、電子-陽電子対、ガンマ線、パイオン、その他のメソンなどを生成する。これら全ての過程はそれぞれの反応において、大きなエネルギー移行がある(最大数百 GeV)。そして反応レートは低い。放射過程のエネルギーは全て二次粒子に与えられ、そのほとんどは二次粒子のイオン化により散逸する。

デルタ線生成や放射過程から生じる高エネルギーの娘粒子は、電磁シャワーやハドロンシャワーを誘起してたくさんの二次粒子を生成する。シャワーとは、粒子が相互作用して粒子数がどんどん増え、その度にエネルギーが減少していくという反応の連続である。電磁シャワーは、ガンマ線による電子、陽電子対の生成や、電子、陽電子の制動放射によるガンマ線がほとんどである。ハドロンシャワーはほとんどが荷電パイオンによる複数の荷電、および中性パイオンの生成や、中性パイオンが崩壊してできるガンマ線が誘起する電磁シャワーである。

電磁シャワーは中性子やパイオンをほとんど作らないが、ハドロンシャワーは多くの中性子やパイオンを作り、これらが高確率で同位体を生成する。

宇宙線ミューオンは、直接原子核と反応しても同位体を生成しうるが、同位体を作る支配的な機構は二次粒子による原子核の破砕である。スーパーカミオカンデのバックグラウンドとなる原子核破砕起源の同位体のうち、11%は宇宙線ミューオンから直接作られるが、残りは二次粒子から生成される [33]。スーパーカミオカンデではこのことを利用し、シャワーの位置との空間相関を利用してバックグラウンドを除去することで、原子核破砕で生じるバックグラウンドの除去効率を 63% から 91% にまで改善することに成功している [37]。

スーパーカミオカンデは水を用いた検出器で、KamLAND とほぼ同じ深さ、位置にある。S. W. Li らによれば、数百 GeV の宇宙線ミューオンの相互作用は、水とシンチレータとの間でそれほど差はない [33]。したがって、この手法を用いることで ^{10}C の除去効率を改善できると考え、液体シンチレータを用いた検出器としては初めて、シャワーの位置との空間相関で ^{10}C の除去を試みた。

5.2 宇宙線ミュオンの軌跡に沿ったエネルギー損失の再構成

シャワーとの相関を利用するにあたり、シャワーの位置を特定しなければならない。シャワーが起こるとその位置でエネルギーを多く落とすため、液体シンチレータの発光量も増える。このことを利用し、ミュオントラック上の各点におけるエネルギー損失 (発光量) dE/dX を再構成することで、シャワーの位置を特定する。

以下に、 dE/dX を再構成する手順を示す。

1. 4.2.1 節の判定基準で宇宙線ミュオンを選び、宇宙線ミュオンの軌跡 (ミュオントラック) を再構成する (muon bundle を含んでいる)
2. 宇宙線ミュオンが内部検出器 (ID) に入射した時刻 t_0 を求める
3. 方程式を解いて、宇宙線ミュオンの入射位置からのミュオントラックに沿った距離 L_{long} を各光子について求める

宇宙線ミュオンの軌跡 (ミュオントラック) を引く際には、現在 KamLAND で使用しているツールを用いる。PMT のヒット時刻の情報をもとに、トラックを再構成する (4.2 節参照)。

t_0 は first photon の情報を用いて、式 (4.3) から

$$t_0 = t - \frac{l}{c} - \sqrt{(z-l)^2 + \rho^2} \cdot \frac{n}{c} \quad (5.2)$$

により各 PMT ごとに決定された後、それらの最頻値をそのミュオンの入射時刻として扱う。この際にも、偶発事象の影響を減らすために、ミュオントラックの再構成のときと同様にチェレンコフ角の範囲にない PMT の時間情報は使わないようにしている。 z や ρ は、すでにわかっている宇宙線ミュオンの入射位置、入射方向、PMT の座標から幾何学的に求められる。一方、 l は式 (4.5) より z 、 ρ 、 n を用いて、

$$l = z - \frac{\rho}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (5.3)$$

で求められる。 n の値は、ミュオントラックを再構成する際に用いたのと同じ値を用いる。

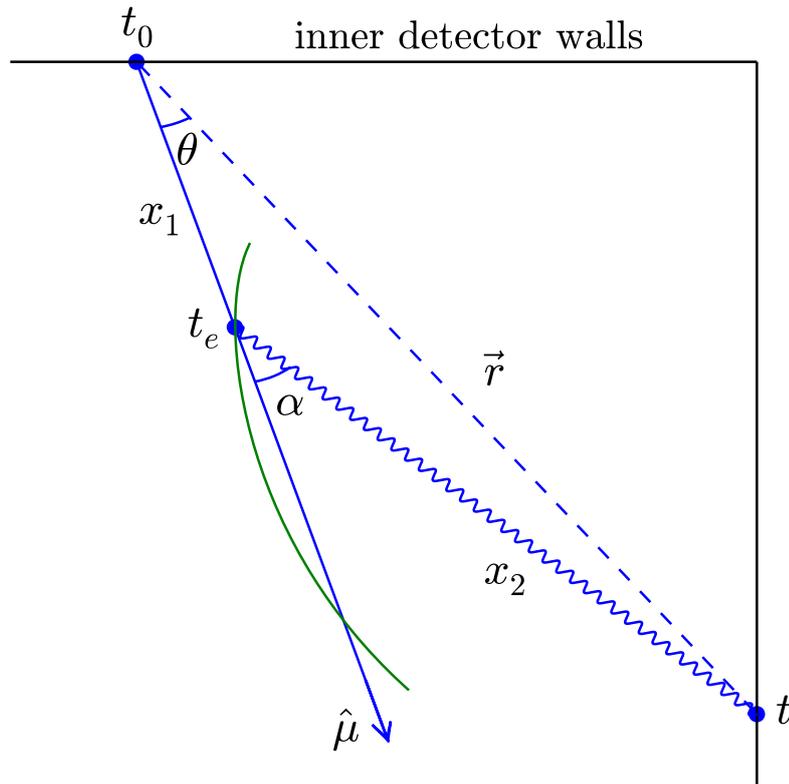


図 5.1 dE/dX の再構成 [35]

図 5.1 はスーパーカミオカンデにおける dE/dX の再構成の様子を表しているが、基本的には KamLAND の場合も同様にしてできる。宇宙線ミュオンが時刻 t_0 に ID に入射し、光速 c で $\hat{\mu}$ 方向に進むとする。シンチレーション光が時刻 t_e に $x_1 = c(t_e - t_0)$ から発せられたとする。光子は c/n の速さで距離 x_2 だけ飛行し、時刻 t に PMT に入射する。ミュオンの入射位置に対するこの PMT の相対位置を \vec{r} とする。空間的な関係から (図 5.1 の青い三角形に相当)

$$x_2^2 = r^2 + x_1^2 - 2x_1r \cos \theta \quad (5.4)$$

この関係式は、発光点がミュオントラック上のどこにあっても成り立つ。時間的な関係から

$$x_1 + nx_2 = c(t - t_0) \quad (5.5)$$

この関係式は、図 5.1 の緑色の曲線上で成り立つ。式 (5.4) と式 (5.5) から x_2 を消去して

$$\left[\frac{1}{n^2} - 1 \right] x_1^2 + 2 \left[\vec{r} \cdot \hat{\mu} - \frac{c(t-t_0)}{n^2} \right] x_1 + \left[\frac{c^2(t-t_0)^2}{n^2} - r^2 \right] = 0 \quad (5.6)$$

この式は [36] の式 (4.3) と同じである。この x_1 に関する二次方程式を解いて、 L_{long} を求める。

これを各光子ごと全ての PMT について行う。KamLAND では普段、最初に飛来した光子 (first photon) のみを用いて、各 PMT ごとに時刻を決定している。しかし、ミュオンの場合、ひとつのイベントウィンドウ内に多数の光子が入る。このため、ミュオントラック上でエネルギー損失を求める際には、光子が複数入っているものと仮定して、波形を光子のかたまりとして評価し時刻を決定する (3.1.4 節参照)。

原理的に、この二次方程式は 0-2 個の解を持つ。解が一つもない場合は、ノイズイベントであると考えられる。解が二つある場合は、実際はどちらか一方が真実であるが、スーパーカミオカンデではひとまずどちらも採用することになっている。

時刻 t_0 を決定する際には、first photon の時刻のみを利用したため、その光子はチェレンコフ角で発せられたものに限られていたが、 L_{long} を求めるのは全ての光子であり、等方的に発せられる。

宇宙線ミュオンは ID を最長で 1700 cm 通過する。この長さを宇宙線ミュオンが光速 30 cm/ns で通過すると仮定すると、最初の光が発せられてから最後の光が発せられるまでの時間は $1700 \div 30 \sim 56.7$ ns である。最後に発せられた光が液中を最長飛ぶのにかかる時間は $\sim 56.7 \times 1.46$ (屈折率) ~ 82.8 ns である。よって、最初の光子と最後の光子が PMT に届くまでの時間差は、最大で約 139.5 ns となる。一方 KamLAND の波形記録は、約 1.5 ns 間隔で 128 サンプルを一つのイベントの波形として記録しているから、この幅は $\sim 1.5 \times 128 \sim 192$ ns であり、139.5 ns より大きい。したがって、一つのイベントウィンドウ中に、宇宙線ミュオン起源の発光が全て記録されることになる。

式 (5.6) を x_1 について解くと

$$x_1 = \frac{1}{1 - 1/n^2} \left[\hat{\mu} \cdot \vec{r} - \frac{c(t-t_0)}{n^2} \pm \sqrt{\left\{ \hat{\mu} \cdot \vec{r} - \frac{c(t-t_0)}{n^2} \right\}^2 + \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \left\{ \frac{c^2(t-t_0)^2}{n^2} - r^2 \right\}} \right] \quad (5.7)$$

となる。式 (5.7) の第二項を見ると、 t_0 が 1 ns だけずれると x_1 は 26.5 cm だけずれることになる。このように、式 (5.6) は時間についてとても敏感に反応し、 t_0 の決定精度に

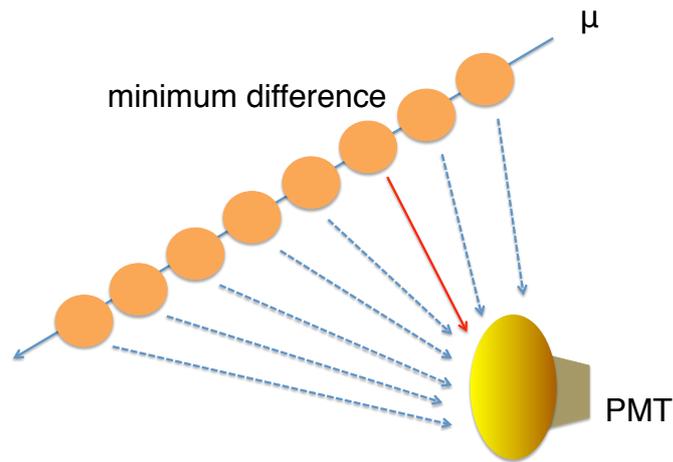


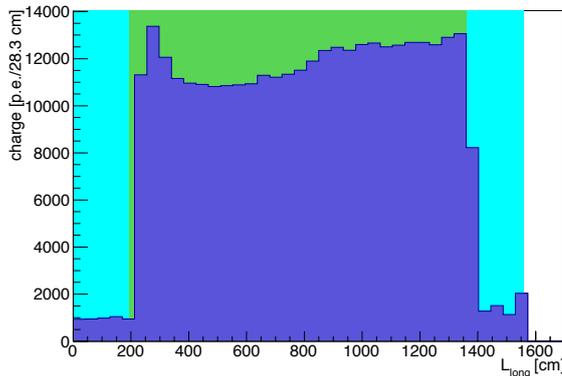
図 5.2 シャワー発生点の決定方法

再構成したミュオントラック上の各点から、光子が液体シンチレータとバッファオイルを通過して PMT に届くまでの時間 TOF を計算する。TOF と t_0 の和を PMT で記録された時刻と比較し、その差が最小となる点を、その光子が発せられた点とする。

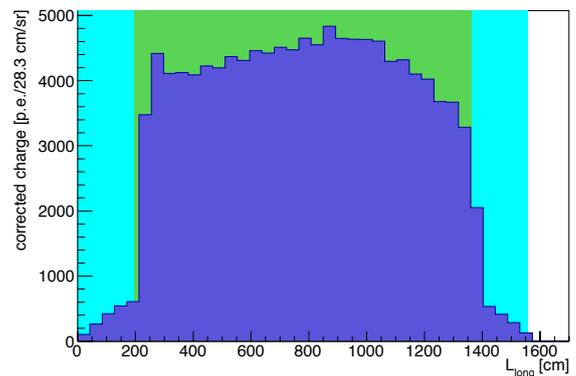
よっては x_1 の誤差も大きくなってしまふ。KamLAND の場合、図 5.1 と異なり、液体シンチレータとバッファオイルという屈折率の異なる液中を通過するため、 t_0 の精度を高めるにはこの境界を考慮する必要がある。しかし、光子の PMT までの伝播速度が経路によって変化する効果を入れて式 (5.6) を解析的に解こうとするのは容易ではない。そのため、式 (5.6) を解析的にではなく数值的に解くことにした。

数值的に解く方法は次のようなものである。

1. 光子がミュオントラック上の各点からある PMT まで液体シンチレータおよびバッファオイルを飛行する時間の合計 (Time of Flight/TOF) を計算する
2. TOF と t_0 との和を PMT で記録された時刻と比較し、その差が最も小さくなる点を、その光子が発せられた点とする
3. 全 PMT で記録された全ての光子についてこれを行う



PMT に入射した光子の分布



電荷、時刻情報から再構成した分布

図 5.3 シミュレーションで作成した光子による dE/dX の再構成の様子

ミュオントラックに沿って、最小電離（バッファオイル中で 28 p.e./cm、液体シンチレータ中で 338 p.e./cm）を仮定して 0.25 cm 間隔で光子を飛ばし、PMT に入射した光子の発光点の分布を作成した（左図）。 $250 \lesssim L_{\text{long}} \lesssim 800$ cm にかけて凹んでいるのは、ミュオントラックと PMT との位置関係によるものである。そのため、PMT ごとの電荷、時刻の情報から dE/dX 分布を再構成した際には、PMT の配置による立体角の影響を考慮し、最小電離による成分が平坦になるように補正している（右図）。

光子が発せられた点は、現在 1 cm 間隔で探すようにしている。このようにして L_{long} を求め、ミュオントラック上の各点からいくつの光子が発せられたかを見る。この方法では、解析的には時間分解能による不定性で解がない場合にも、最適解として解が見つかることが利点となる。通常は二つの解が存在するが、その場合はより時間差が小さい方を選ぶ。全く同じ差の場合は宇宙線ミュオンの入り口に近い方を選ぶ。

dE/dX が正しく再構成できることを確認するために、ミュオントラックから最小電離を仮定して光子を飛ばすシミュレーションを行い、どのように再構成されるかを確認した。データから再構成されたミュオントラックに沿って、バッファオイル、液体シンチレータのそれぞれで最小電離を仮定して 0.25 cm ごとに光子を飛ばし、PMT に入射させ

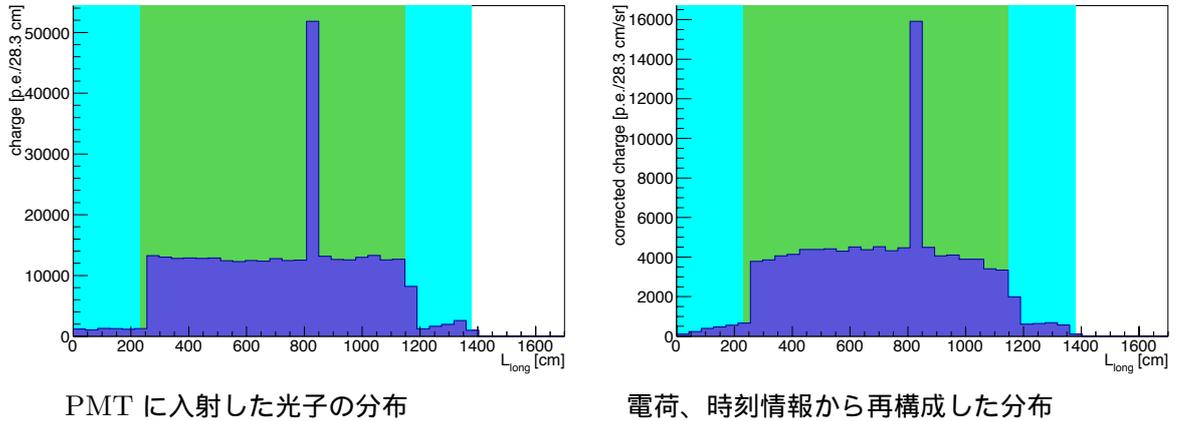


図 5.4 1 点でのシャワーを仮定した場合の、シミュレーションで作成した光子による dE/dX の再構成の様子

図 5.3 と同様に、最小電離を仮定して 0.25 cm 間隔で光子を飛ばすが、ある 1 点で 4 倍の光子を飛ばす。左図の $L_{long} = 800$ cm 付近がその点である。右図のように、PMT ごとの電荷、時刻の情報から dE/dX 分布を再構成した際にも、同じ位置にその周囲の 4 倍近く大きいピークが見られる。

た。最小電離の発光量は、4.2.3 節で求めた値、すなわちバッファオイル中で 28 p.e./cm、液体シンチレータ中で 338 p.e./cm を用いた。PMT に入射した光子が発せられた位置の度数分布は、図 5.3 の左図のようになる。背景の色は、緑が液体シンチレータ中、水色がバッファオイル中を表す。液体シンチレータが発するシンチレーション光はバッファオイル層で発せられるチェレンコフ光と比べて 12 倍ほど明るいいため、緑と水色の間に段差が見られる。バッファオイル、液体シンチレータの領域それぞれでは、各位置で光子は同数ずつ飛ばしているが、ミュオントラックと PMT との位置関係により、図 5.3 左では $250 \lesssim L_{long} \lesssim 800$ cm にかけて光量が少なくなっている。これを補正するために、PMT ごとの電荷および時刻の情報から dE/dX 分布を再構成した際には、PMT の配置による立体角の効果を考慮し、その点が見込む PMT の立体角で規格化している。図 5.3 右を見ると、液体シンチレータの領域では dE/dX の分布がほぼ平坦になっていることが分かる。続いて、シャワーが起こった場合の再構成の様子を確認する。先ほどのシミュレーショ

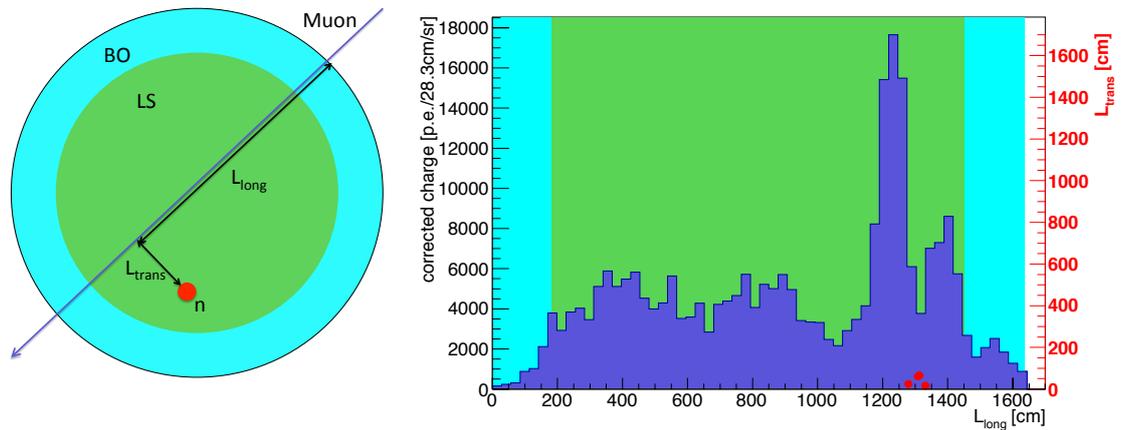


図 5.5 宇宙線ミュオンの dE/dX と中性子捕獲事象

ンと同様に光子を飛ばすが、ある一点で他の点の 4 倍の光子を飛ばす。図 5.4 は、図 5.3 とは別のミュオントラックに沿って光子を飛ばしている。図 5.4 左は、PMT に入射した光子が発せられた位置の度数分布であり、 $L_{long} = 800$ cm 付近で多くの発光があったことがわかる。これを PMT ごとの電荷および時刻の情報から再構成したものが図 5.4 右である。こちらも図 5.4 左と同じ位置に周囲の 4 倍近い大きさのピークがある。このことから、PMT ごとの電荷および時刻の情報が正しく与えられれば、シャワーが一つあった場合にも dE/dX を正しく再構成できるということがわかる。今回行ったこれらのシミュレーションでは、光子が PMT に入射してからそれを再構成するまでの間に、波形の段階を経ていない。現実のデータは、光子が PMT に入射した際の波形から電荷や時刻を取得している。そのため、実際のデータから再構成した dE/dX は、電荷や時刻の決定精度によってゆがめられてしまう。

そこで今度は、実際のデータを用いて dE/dX を再構成する。図 5.5 は、2016 年 7 月中 (ミニバルーンが入っていない期間) に観測したある宇宙線ミュオンの dE/dX と、中性子の相対位置を表している。ミュオントラック上の光量分布だと思いと分かりやすい。青いヒストグラムが dE/dX を表し左側の縦軸の値を用いる。青いヒストグラムで一段と高くなっている部分は、シャワーの起こった位置であると考えられる。その他の位置では、図 5.3 右の最小電離を再現しているといえる。赤い点は中性子捕獲が起こった位置を

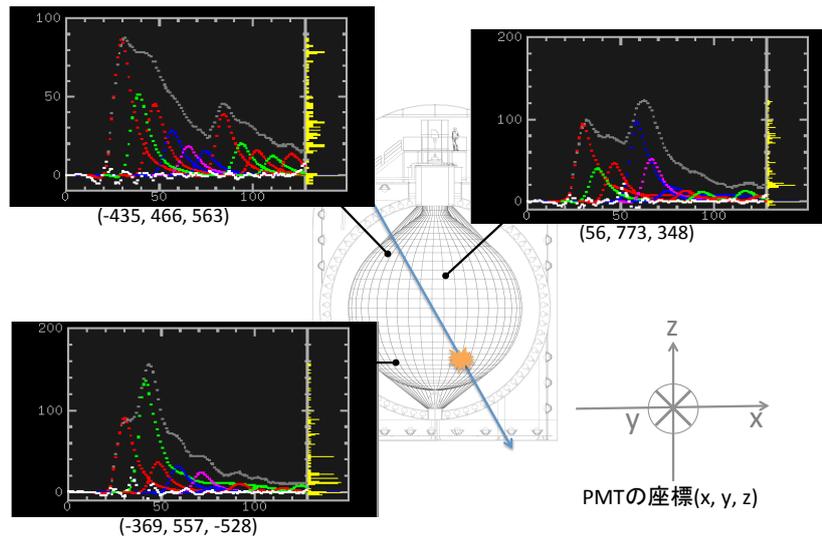


図 5.6 宇宙線ミュオンの波形の例と PMT の座標

図 5.5 のミュオンの波形のうちいくつかを示す。背景の KamLAND を通過している水色の線は図 5.5 のミュオンが通った軌跡を表し、橙色の印は図 5.5 をもとにシャワーが起こったと思われる位置を示している。波形を見ると、multi photon のピークが見えてい

ることが分かる。

表しており、横軸はヒストグラムと共通で、縦軸は右側の L_{trans} (ミュオントラックからの距離) を用いる。図 5.5 を見ると、中性子捕獲事象がシャワーの近くかつミュオントラックの近くで起こっており、これらには良い相関があると言える。この中性子捕獲事象は、PMT のアフターパルスや多重イベントの影響を避けるため、宇宙線ミュオンが通過してからある程度時間が経った後のイベントを選んでいる。具体的な選別条件は

- 検出器中心からの距離 r が $r < 5.5 \text{ m}$
- 直前の宇宙線ミュオンとの時間差 ΔT が $200 < \Delta T < 2000 \mu\text{sec}$
- トリガーがかかったときの PMT のヒット数の最大値 N_{sumMax} が $N_{\text{sumMax}} > 200$
- 波形を記録した 17 インチ PMT の数 N_{hit17} が $N_{\text{hit17}} > N_{\text{sumMax}}$

のようになっている。図 5.5 のミュオンの波形のうちいくつかを図 5.6 に示す。multi

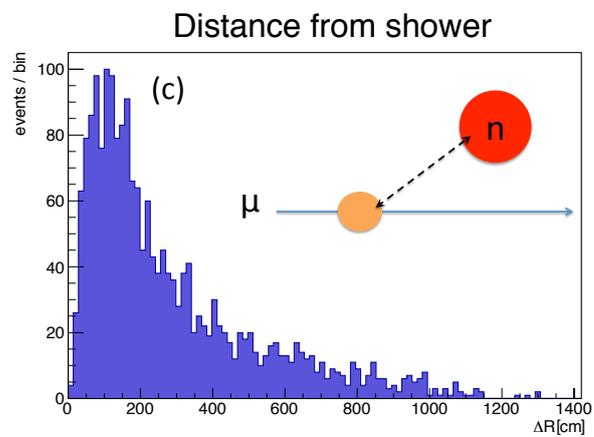
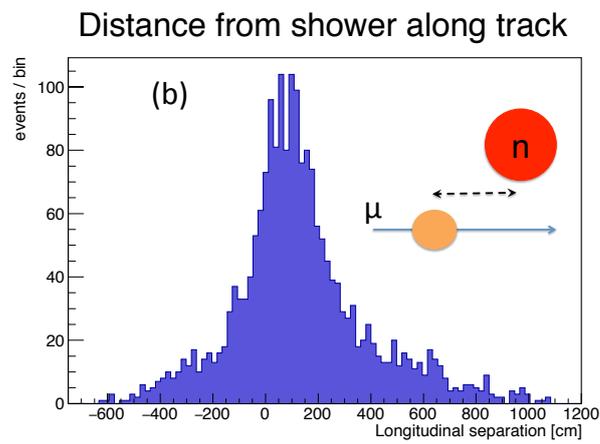
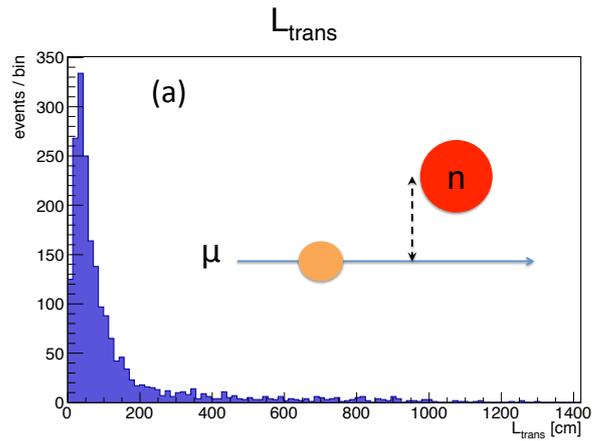


図 5.7 宇宙線ミュオンと中性子捕獲事象との空間相関
 (a) ミューオントラックから中性子事象までの距離。(b) dE/dX が最大となる位置から中性子事象までのミュオントラックに沿った距離。(c) dE/dX が最大となる点から中性子事象までの距離。

photon のピークが見えていることが分かる。背景の KamLAND を通過している水色の線は図 5.5 のミュオンが通った軌跡を表し、橙色の印は図 5.5 をもとにシャワーが起こったと思われる位置を示している。

図 5.7 は 2016 年 5 月から 7 月中旬 (ミニバルーンが入っていない期間) に観測した中性子捕獲事象と宇宙線ミュオンとの空間相関を表している。(a) は L_{trans} 、(b) は、 dE/dX が最大となる地点からのミュオントラックに沿った方向のずれ、(c) は dE/dX が最大となる位置からの距離をそれぞれ表す。これらをもみても、良い相関があると言える。シャワーとの位置相関を直接反映しているのは (b) であるが、 ± 3 m 以内に 76% が存在する。ピークが正側にずれているのは、式 (5.6) の 2 つの解のうち、入り口側を選びやすいようにしているためであると考えられる。

5.3 ^{12}B 崩壊事象を用いた、 dE/dX の有用性の確認

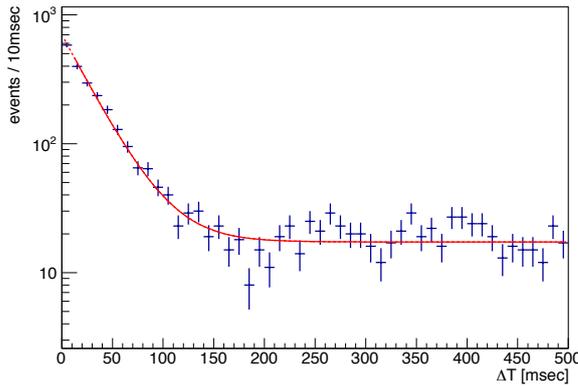
シャワーの位置と熱中性子捕獲事象の間には良い相関があることがわかった。そのまま ^{10}C との相関も確認したいところだが、 ^{10}C はイベント数が少なく (28.6 ± 1.1 events/day/kton^{*1}[31]) 寿命が 27.8 sec と長いうえ Q 値が 3.65 MeV とそれほど高くない見つけにくいいため、評価するのが難しい。そのため、同じく宇宙線ミュオン起源の原子核破砕生成物であり ^{10}C よりイベント数の多い ^{12}B (49.9 ± 0.8 events/day/kton[31]、 Q 値 13.4 MeV、寿命 29.1 msec) を使うことにした。

^{12}B の選別条件は次の通りである

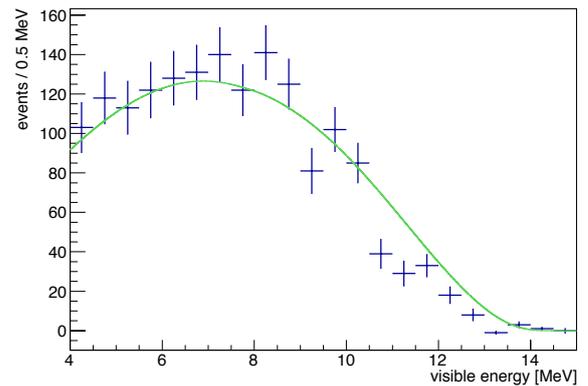
- 2016 年 5 月から 2016 年 7 月中旬 (ミニバルーンの入っていない期間)
- $r < 5.5$ m
- 直前の宇宙線ミュオンとの時間差 ΔT が $0.2 < \Delta T < 500$ msec
- $N_{\text{sumMax}} > 300$
- $N_{\text{hit17}} > N_{\text{sumMax}}$
- エネルギー E_{vis} が $4.0 < E_{\text{vis}} < 15.0$ MeV

このようにして選んだイベントの ΔT 分布およびエネルギースペクトルは、図 5.8 のようになっている。 ΔT 分布の赤い線は 5-500 msec にかけて ΔT 分布を ^{12}B の寿命 29.1

*1 kton は KamLAND の液体シンチレータの体積を意味する。



^{12}B の ΔT 分布



^{12}B のエネルギースペクトル

図 5.8 選んだ ^{12}B の ΔT 分布とエネルギースペクトル

msec でフィッティングしたものであり、よく一致していることがわかる。このフィッティングから得られた ^{12}B のイベントレートは 46.3 ± 1.3 events/day/kton であり、[31] の値と比べいくらか小さくなっている。エネルギースペクトルは、 $5 < \Delta T < 200$ msec を ON time、 $305 < \Delta T < 500$ msec を OFF time として、ON time から OFF time を差し引いたものとなっている。エネルギースペクトルの緑色の線は、 ΔT 分布から得られたイベントレートから期待される ^{12}B のエネルギースペクトルを表す。11 MeV 付近でデータとスペクトルが一致していないが、これは高エネルギー側のエネルギースケールが合っていないためであると考えられる。しかし、 $E_{\text{vis}} < 11$ MeV では一致していると言える。これらから、 ^{12}B を選ぶことができていると言える。

ある ^{12}B について dE/dX との相関をみたものが図 5.9 である。この図の見方は図 5.5 と同じであるが、図 5.5 とは別のミュオンを見ており、また図 5.9 の赤い点は ^{12}B を表す。中性子捕獲事象と同様に、シャワーの近くかつミュオントラックの近くで ^{12}B の崩壊が起こっており、これらには良い相関があると言える。

図 5.10 は宇宙線ミュオンと ^{12}B との空間相関を表す。図の見方は図 5.7 と同じである。ただし、図 5.8 からわかるように、図 5.10 には偶発事象の寄与が 30% 程度含まれている。中性子捕獲事象と同じくらいまではいかないが、 ^{12}B も宇宙線ミュオンやシャワーとの相関が見えている。図 5.10(b) を見ると、 dE/dX が最大になる点からのミュオントラックに沿ったずれは、74% のイベントは ± 3 m 以内である。このことが

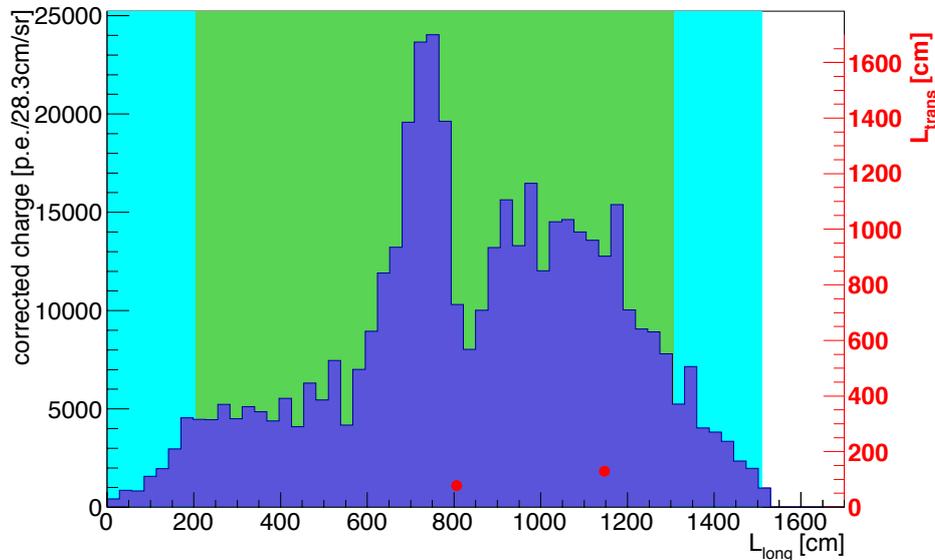


図 5.9 宇宙線ミュオン の dE/dX と ^{12}B の位置

ら、KamLAND においても、宇宙線ミュオン起源の原子核破砕生成物をシャワーの位置と関係付けることは有効であると考えられる。

5.4 シャワーを用いた尤度関数による事象選別

前節の結果から、シャワーの情報を用いて宇宙線ミュオン起源の原子核破砕生成物を探し出すことができると考えられる。その手段として、尤度関数 (likelihood function) を用いる。これまで KamLAND-Zen で行われてきた ^{10}C タグは複数の条件を同時に満たすイベントを選び出す box cut と呼ばれるものだった。それに対しこの尤度関数を用いる方法は、あらかじめ知っている関数形から、そのイベントがどれくらい ^{10}C らしいかを見積もるものである。box cut と比べると尤度を用いた方が時間的空間的に占める領域が狭いため、同じ除去効率であっても尤度を用いた方が誤って除去されるランダム事象が少ない。言い方を変えると、同じデッドタイムでも尤度を用いた方が除去効率は高くなる。

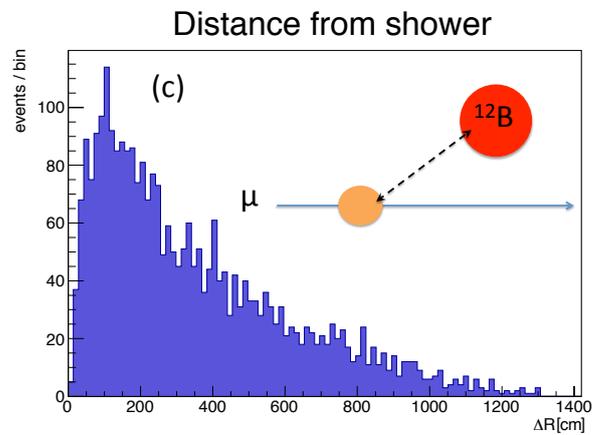
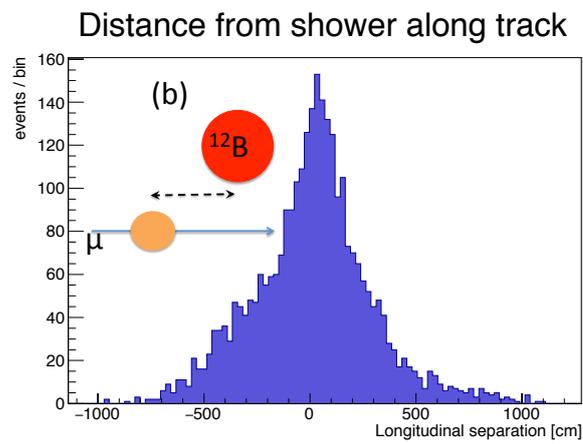
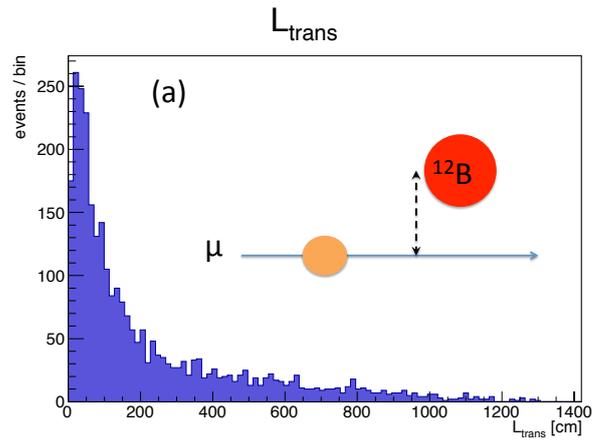


図 5.10 宇宙線ミューオンと ^{12}B との空間相関

(a) ミューオントラックから ^{12}B までの距離。(b) dE/dX が最大となる位置から ^{12}B までのミューオントラックに沿ったずれ。(c) dE/dX が最大となる点から ^{12}B までの距離。

今回用いる尤度関数 L は、次のようなものである。

$$L = F_t(\Delta T) \cdot F_{lt}(L_{\text{trans}}) \cdot F_{ll}(L_{\text{long}}) \quad (5.8)$$

ここで $F_t(\Delta T)$ は宇宙線ミュオンからの時間差 ΔT に関する確率密度関数 (Probability Density Function/PDF)、 $F_{lt}(L_{\text{trans}})$ は L_{trans} に関する PDF である。 $F_{ll}(L_{\text{long}})$ は L_{long} における dE/dX の大きさである。 F_{ll} は ^{12}B の生成確率の分布でないため、 L は厳密な意味での尤度関数ではない。 F_{ll} には、最小電離による dE/dX も含まれる (最小電離の光量を差し引いていない)。 $F_t(\Delta T) = \tau^{-1} \exp(-\Delta T/\tau)$ は宇宙線ミュオンによる原子核破砕によって生成した放射性同位体の寿命 τ を反映し、 ΔT の増加とともに指数関数的に小さくなる。原子核破砕は宇宙線ミュオンに近いところで起こりやすいと考えられ、 F_{lt} は L_{trans} の増加とともに小さくなる。関数形は $F_{lt}(L_{\text{trans}}) = \lambda^{-1} \exp(-L_{\text{trans}}/\lambda)$ としており、 L_{trans} の分布 (図 5.10) から λ を決定している。原子核破砕のほとんどはシャワーの中で起こる [34] ため、 F_{ll} はシャワーが起こっていれば大きくなる。

あるイベントについて尤度 L を求める際には、複数の宇宙線ミュオンについて L を計算し、 L が最大となるミュオンを、そのイベントと関係付けることにする。

5.5 シャワーによる事象選別の ^{12}B を用いた評価

5.3 節と同様に ^{12}B の事象をもとに、尤度関数を用いる方法の評価を行う。

^{12}B 用の尤度関数 L を作成 ($\lambda = 100$ cm、 $\tau = 29.1$ msec) し、次の全ての条件を満たす事象について尤度を計算する。

- 2016 年 5 月から 2016 年 7 月中旬まで (ミニバルーンの入っていない期間)
- $r < 5.5$ m
- $E > 4.0$ MeV
- $0.2 < \Delta T < 200$ msec

各事象について、200 msec 前までの宇宙線ミュオンについて尤度を計算し、より大きい値を採用する。

除去効率を評価するため、宇宙線ミュオンから 200 msec 以内を ON time、宇宙線ミュオン後 3 分経過してから 200 msec 以内を OFF time として比較する。OFF time で尤度を計算する際には、実際の ΔT から 3 分差し引いた値を用いている。図 5.11 は

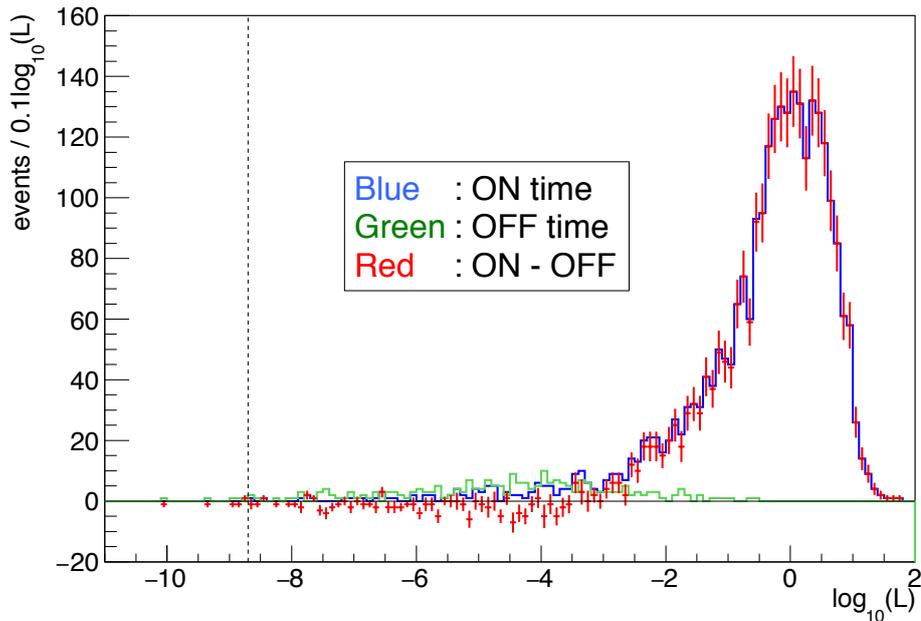


図 5.11 ON time および OFF time の ^{12}B の対数尤度

$r < 5.5$ m、 $E > 4.0$ MeV の事象について、 $0.2 < \Delta T < 200$ msec を ON time(青いヒストグラム)、宇宙線ミュオン後 3 分経ってから 0.2-200 msec を OFF time(緑のヒストグラム) とし、 $\log_{10}(L)$ の分布を見た図。その差 (赤いヒストグラム) を見ると、 $\log_{10}(L) \sim 0$ にピークがある。点線は、FOM によって求めたカットの最適値 $\log_{10}(L) = -8.7$ を示す。

ON time、OFF time における対数尤度および ON time と OFF time の差を表している。先に述べたように、尤度関数 L は厳密な意味での尤度関数ではないため $\log_{10}(L)$ が 0 より大きくなることもある。これを見ると、対数尤度が大きいところで ON time のイベントが多いことが分かる。図 5.11 の赤いヒストグラムで表される分が ^{12}B らしいイベントである。

続いて、box cut と尤度関数を用いる方法とで性能を比較するため、誤って ^{12}B でない事象を ^{12}B だと見なしてしまう量を見積もり、これをデッドタイムとして評価の指標にする。時間的空間的に一樣な事象を発生させ、それらが各選別条件によりどの程度誤って ^{12}B と判定されてしまうかを調べた。box cut の条件は、直前の宇宙線ミュオンから

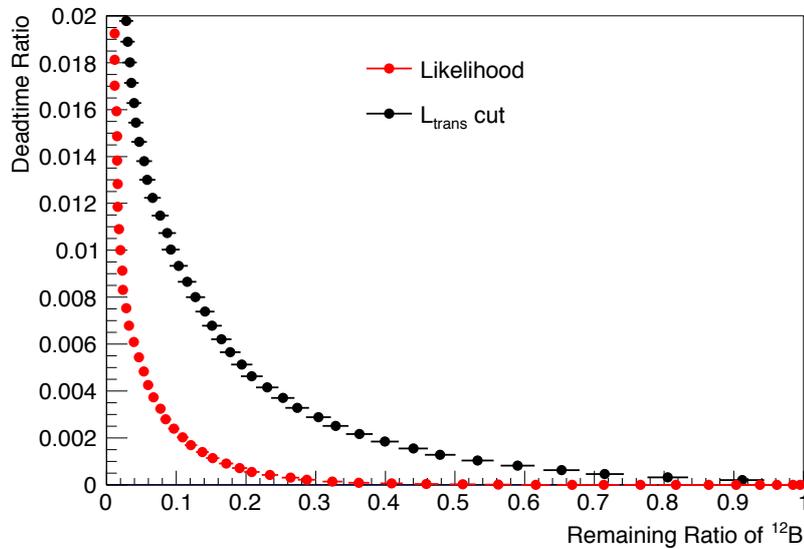


図 5.12 デッドタイムと取り逃す ^{12}B の割合の関係

時間的空間的に一様な事象を発生させ、それらが各選別条件により誤って ^{12}B と判定されてしまう割合を Deadtime Ratio としている。box cut の条件は、直前の宇宙線ミュオンからの時間差が 200 msec 以内のイベントについて、 L_{trans} のカットの値を変えて、デッドタイムや ^{12}B を取り逃す割合を調べた。尤度関数を用いる方は、 ^{12}B と判定する尤度を変えてデッドタイムや ^{12}B を取り逃す割合を調べた。この際、ON time と OFF time の差を全て ^{12}B だと考えて、それを取り逃す割合 (Remaining Ratio of ^{12}B) を調べた。

の時間差が 200 msec 以内のイベントについて、 L_{trans} のカットの値をいろいろ変えて、デッドタイムや ^{12}B を取り逃す割合を調べる。尤度関数を用いる方は、 ^{12}B と判定する尤度をいろいろ変えてデッドタイムや ^{12}B を取り逃す割合を調べる。この際、ON time と OFF time の差を全て ^{12}B だと考えて、それを取り逃す割合を調べた。デッドタイムと ^{12}B を取り逃す割合の関係を図 5.12 に示す。尤度を用いた方が、同じデッドタイムでもより多くの ^{12}B イベントを選ぶことができるということが分かる。

^{12}B を選び出す性能を最大化するには、次で定義する性能指数 (Figure of Merit /

FOM) を最大にする likelihood の判定基準を探せばよい。

$$\text{FOM} = \frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{BG}} + N_{\text{signal}}}} \quad (5.9)$$

ここで、 N_{signal} は誤って除去されずに残る観測対象の事象数、 N_{BG} は除去率を最適化したバックグラウンドのうち除去できずに残ってしまう事象数を表す。ここでは、除去すべきバックグラウンドを ^{12}B とし、観測対象は ^8B 太陽ニュートリノとする。このとき N_{BG} は [31] の値 49.9 ± 0.9 events/day/kton を用いて

$$N_{\text{BG}} = 49.9 \times \epsilon_E \times \epsilon(L) \quad (5.10)$$

とする。 ϵ_E はエネルギー選別による効果、 $\epsilon(L)$ は最適化したい除去効率である。 N_{signal} は KamLAND による ^8B 太陽ニュートリノの論文の値 $1.49 \pm 0.14(\text{stats}) \pm 0.17(\text{syst})$ events/day/kton[38] を用いて

$$N_{\text{signal}} = 1.49 \times R_{\text{lifetime}}(L) \quad (5.11)$$

とする。 $R_{\text{lifetime}}(L)$ は時間的空間的に一様に発生させた事象のうち除去されずに残るものの割合を表す。

このようにして最適な ^{12}B 判定条件を探した結果、 $\log_{10}(L) > -8.7$ のときに FOM が最大となる。この条件を課した場合、デッドタイムは 5.5%、取り逃す ^{12}B の割合は 0.8%、つまり除去率 99.2% を実現できるということになる。ここでは、ミュオントラックは全て正確に引くことができたと仮定して ^{12}B の除去効率を求めている。muon bundle の影響は考慮していない。宇宙線ミュオンと判定されたにも関わらずトラックを引くことができなかったイベントについては、観測された光量が小さくシャワーを起こしていないと考えられるため考慮していない (図 4.6)。それでも少ないデッドタイムで高い除去率を実現できるのは、 ^{12}B は寿命が短く $F_t(\Delta T)$ だけでも十分に ^{12}B を除去できるためである。

5.6 シャワーを用いた ^{10}C 崩壊事象の選別

^{12}B についての比較から、シャワーを用いた尤度関数を使う手法は、現行の box cut と比べて性能が良いということが分かった。そこで、 ^{10}C 用の尤度関数を作成し ($\lambda = 100$ cm、 $\tau = 27.8 \times 10^3$ msec)、次の全ての条件を満たす事象について尤度を計算した。

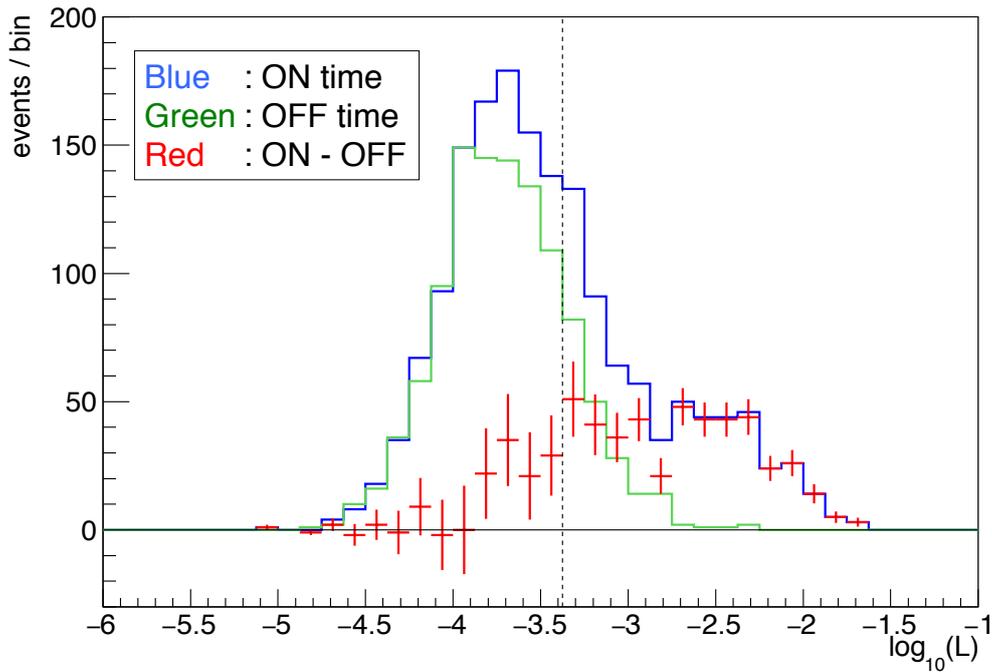


図 5.13 ON time および OFF time の ^{10}C の対数尤度

Phase 2 の $2.0 < r < 3.5$ m、 $2.2 < E < 3.5$ MeV の事象について、 $5 < \Delta T < 180$ sec を ON time(青いヒストグラム)、宇宙線ミュオン後 6 分経ってから 5-180 sec を OFF time(緑のヒストグラム) とし、 $\log_{10}(L)$ の分布を見た図。その差 (赤いヒストグラム) を見ると、 $\log_{10}(L)$ が大きい方に寄っていることがわかる。点線は、FOM で求めたカットの最適値 $\log_{10}(L) = -3.375$ を示す。

- Phase 2 の全期間
- $2.0 < r < 3.5$ m
- $2.2 < E < 3.5$ MeV
- $2 \text{ msec} < \Delta T < 180 \text{ sec}$
- ミニバルーン支持具の放射性不純物の多いところを除く

^{10}C の寿命は 27.8 sec と長いため、各イベントについて、3 分前までの宇宙線ミュオンについて尤度を計算し、より大きい値を採用する。

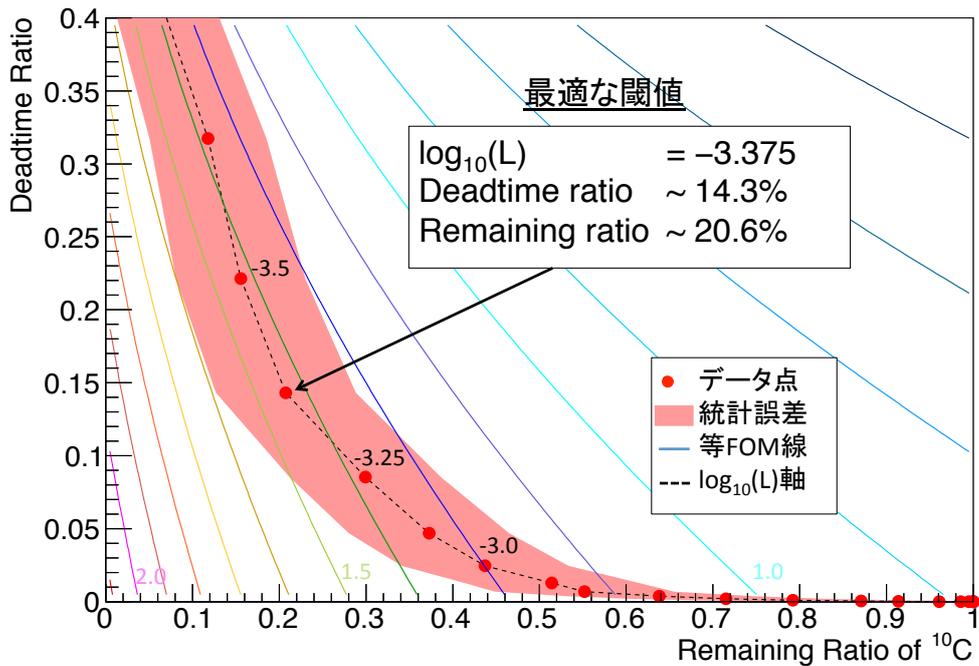


図 5.14 デッドタイムと取り逃す ^{10}C の割合の関係

誤って ^{10}C でない事象を ^{10}C だと見なしてしまう量を見積もり、これをデッドタイムとして評価の指標にする。時間的空間的に一様な事象を発生させ、それらが各選別条件により誤って ^{10}C と判定されてしまう割合を Deadtime Ratio としている。 ^{10}C と判定する尤度を変えてデッドタイムや ^{10}C を取り逃す割合を調べた。この際、図 5.13 のイベントを使い、ON time と OFF time の差を全て ^{10}C だと考えて、それを取り逃す割合 (Remaining Ratio of ^{10}C) を調べた。

$5 < \Delta T < 180 \text{ sec}$ を ON time、宇宙線ミュオン後 6 分経過してから 5-180 sec を OFF time として除去効率を評価する。 ^{12}B の場合と同様に、OFF time の尤度を計算する際には、実際の ΔT から 6 分差し引いた値を用いている。図 5.13 は ON time、OFF time における対数尤度およびそれらの差を表している。 $\log_{10}(L) \gtrsim -4$ の範囲で ON time の方が多くなっている。

^{12}B の場合と同様に、 ^{10}C と判定する尤度を変えて、デッドタイムと ^{10}C を取り逃す割合との関係を調べた。図 5.14 の点は likelihood による判定基準を変えた際のデータ点を、

バンドは横軸の統計誤差を表す。実践は FOM が等しくなるところを結んだ線であり、点線は $\log_{10}(L)$ 軸と見なすことができる。この図を見ると、デッドタイムを 15% 程度まで増やせば、 ^{10}C の除去効率を 80% 程度にできるということが分かる。

式 (5.9) の FOM により ^{10}C 除去の性能を最大化するパラメータを探す。除去すべきバックグラウンドは ^{10}C であり、観測対象は ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ である。 N_{BG} は、表 3.3 の ^{10}C の事象数 (Period-1 と Period-2 の和) を、[31] の値から求められる ^{10}C の残る割合で割って得られる事象数を用いる。

$$N_{\text{BG}} = (3.3 + 2.8) \div \frac{10.1}{28.6} \times \epsilon(L) = 17.3 \times \epsilon(L) \quad (5.12)$$

$\epsilon(L)$ は図 5.14 から得られる ^{10}C の除去率である。 N_{signal} は、KamLAND-Zen Phase 2 で得られた ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の上限値 $2.4 \text{ (kton day)}^{-1}$ [11] から

$$N_{0\nu} = 2.4 \times \frac{1^3}{6.5^3} \times (270.7 + 263.8) \times R_{\text{lifetime}}(L) = 4.7 \times R_{\text{lifetime}}(L) \quad (5.13)$$

としている。 $R_{\text{lifetime}}(L)$ は時間的空間的に一様に発生させた事象のうち除去されずに残るものの割合である。

FOM により ^{10}C 除去の性能を最大化するパラメータを探した結果、最適な ^{10}C 判定条件は $\log_{10}(L) > -3.375$ であることが分かった。この条件のときのデッドタイムは約 14.3%、 ^{10}C の除去率は $79.4 \pm 9.1\%$ となる。

大雑把にはあるが、中性子タグとシャワーを用いた除去を併用した場合の除去効率を見積もる。使用したデータは次のようなものである。

- Phase 2
- $2.0 < r < 3.5 \text{ m}$
- $2.2 < E < 3.5 \text{ MeV}$
- $2 \text{ msec} < \Delta T < 300 \text{ sec}$

$\Delta T < 100 \text{ sec}$ を ON time、 $\Delta T > 200 \text{ sec}$ を OFF time として、ON time から OFF time を差し引くことにより、偶発事象の寄与を減らす。中性子タグの条件は、最近接中性子との距離 ΔR が $\Delta R < 1.6 \text{ m}$ 、シャワーを用いた除去の条件は $\log_{10}(L) > -3.375$ である。なお、 ΔT は OFF time であっても 200 sec 差し引かずにそのままの値を用い、また、1 対 1 対応ではなくすべての宇宙線ミュオンとのペアを作る。このようにして除

去率を求めると、中性子タグによる除去率は $62.9 \pm 16.3\%$ 、シャワーを用いた除去率は $76.0 \pm 19.6\%$ となり、両者を併用した除去率は $87.0 \pm 22.5\%$ となる。

図 5.15 は、 $\log_{10}(L) > -3.375$ を満たす事象について、 dE/dX とその他のパラメータとの相関を見たものである。選別条件は 5.6 節の冒頭で述べた条件から ΔT の制限を外し、新たに次の条件を設けている。

- $\log_{10}(L) > -3.375$
- $\bar{\nu}_e$ や ^{214}Bi と判定された事象を除く
- ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップと判定された事象を除く

$\bar{\nu}_e$ や ^{214}Bi は遅延同時計測により検出される。 $\bar{\nu}_e$ の検出原理は 3.1.6 節で述べた通りである。 ^{214}Bi はウラン系列の娘核で、19.9 msec の半減期で β^- 崩壊する。Q 値は 3.37 MeV である。 ^{214}Bi の崩壊先の ^{214}Po は 164 μsec の半減期で α 崩壊するため、 ^{214}Bi - ^{214}Po の遅延同時計測により判別できる。 ^{212}Bi は半減期 60.6 min で β^- 崩壊するが、Q 値は 2.25 MeV であり、それ単独では $0\nu\beta\beta$ の Q 値 2.47 MeV にかかる割合は無視でき、 ^{10}C のエネルギー領域ともほとんど重ならない。ところが、 ^{212}Bi の崩壊先である ^{212}Po は 0.30 μsec の半減期で α 崩壊するため、 ^{212}Bi と ^{212}Po の連続崩壊が一つの波形に入り込む。これをパイルアップという。 ^{212}Po の Q 値は 8.95 MeV であるが、 α 粒子は液体シンチレータとのクエンチング効果により、観測される光量が約 0.8 MeV 相当になる。 ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップが起こると、それらの合計エネルギーは 3.0 MeV まで広がり、 $0\nu\beta\beta$ や ^{10}C のエネルギー領域と重なってしまう。 ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップは波形を解析することで判定される [39]。

図 5.15 に話を戻す。図 5.15 では、ほとんどの事象が $\log_{10}(dE/dX) > 3.5$ となっている。これは、図 5.3 などから考えられる最小電離が $dE/dX \sim 4000$ p.e./28.3 cm/sr ($\log_{10}(4000) = 3.60$) であることとよく一致する。(a) はエネルギーと dE/dX との相関を表し、破線の間が ^{10}C のエネルギー領域である。 $\log_{10}(dE/dX) \sim 4.7$ にバンドが見えるが、これが典型的なシャワーの大きさであると考えられる。(b) は ΔQ と dE/dX との相関を表す。 ΔQ の定義が、最小電離を上回った分の電荷であるから、 ΔQ と dE/dX には正の相関が見られる。(c)、(d) はそれぞれ L_{trans} 、 ΔT と dE/dX との相関を見たものである。 dE/dX が大きいほど、空間的、時間的に離れた事象もタグできるようになるといことが分かる。

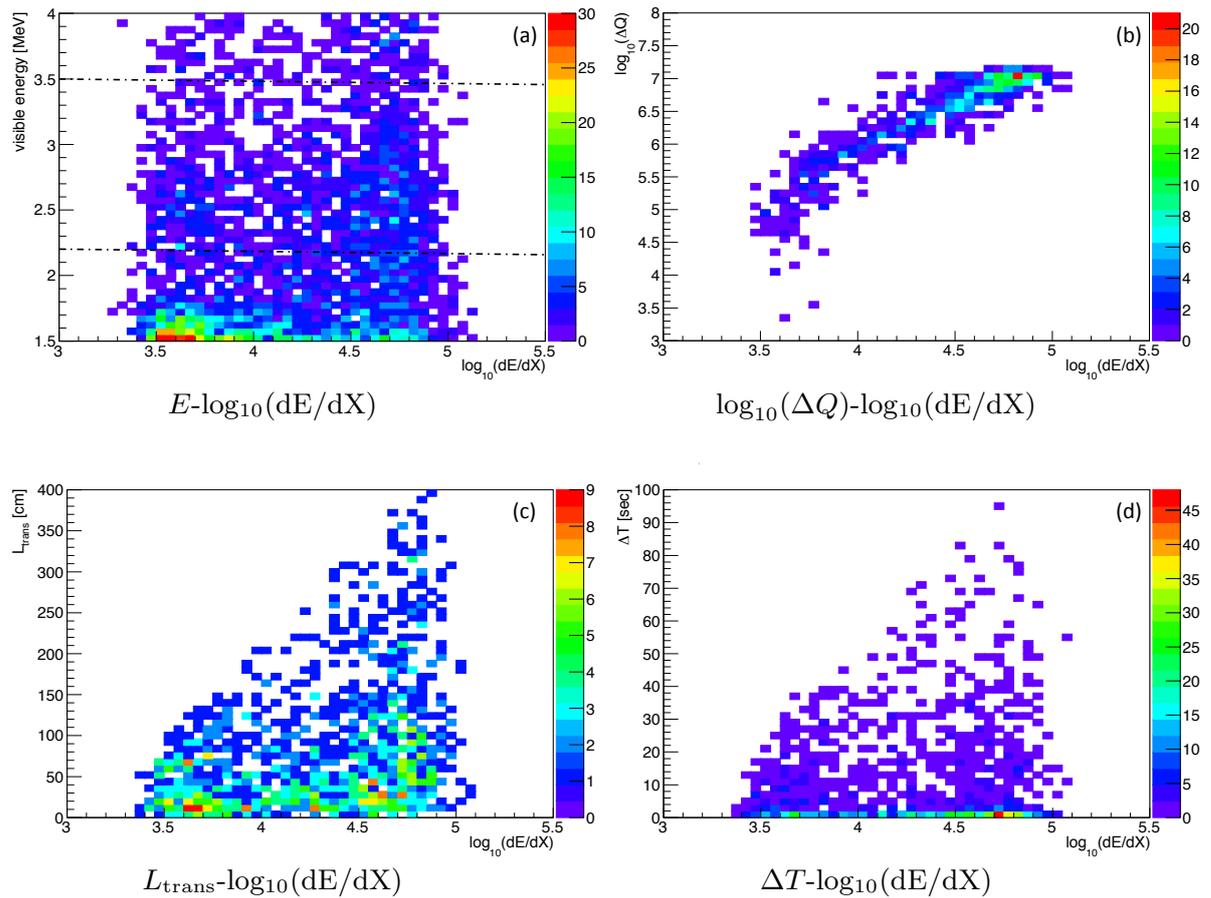
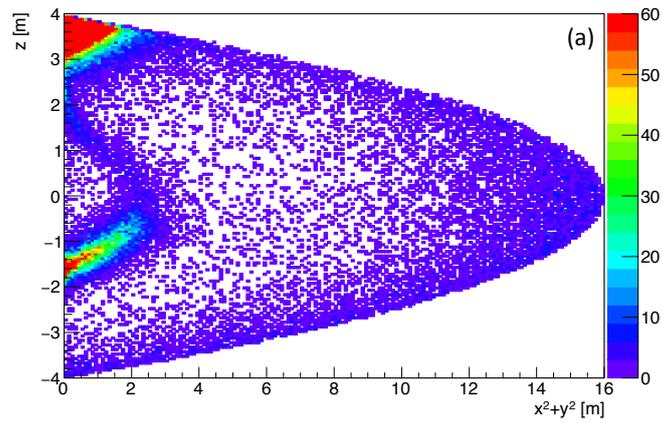
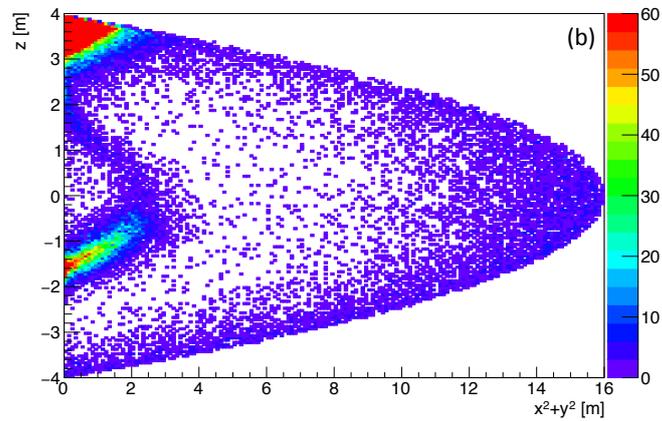


図 5.15 $\log_{10}(L) > -3.375$ の事象の dE/dX とその他のパラメータとの相関

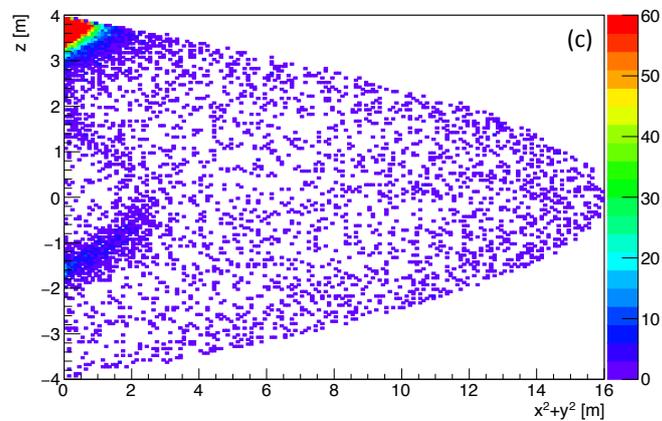
Phase 2 の全期間、 $2.0 < r < 3.5$ m、 $2.2 < E < 3.5$ MeV、 $\log_{10}(L) > -3.375$ の事象について dE/dX とその他のパラメータとの相関を見た。 $\bar{\nu}_e$ や ^{214}Bi と判定された事象、 ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップと判定された事象およびミニバルーン支持具の放射性不純物の多いところは除いている。(a) はエネルギーと dE/dX との相関を表し、破線の間が ^{10}C のエネルギー領域である。 $\log_{10}(dE/dX) \sim 4.7$ にバンドが見えるが、これが典型的なシャワーの大きさであると考えられる。(b) は ΔQ と dE/dX との相関を表す。 ΔQ の定義が、最小電離を上回った分の電荷であるから、 ΔQ と dE/dX には正の相関が見られる。(c)、(d) はそれぞれ L_{trans} 、 ΔT と dE/dX との相関を見たもので、 dE/dX が大きいほど、空間的、時間的に離れた事象もタグできるということが分かる。



カット前



カット後



カットされた事象

図 5.16 $\log_{10}(L) = -3.375$ のカットによる事象の分布の変化

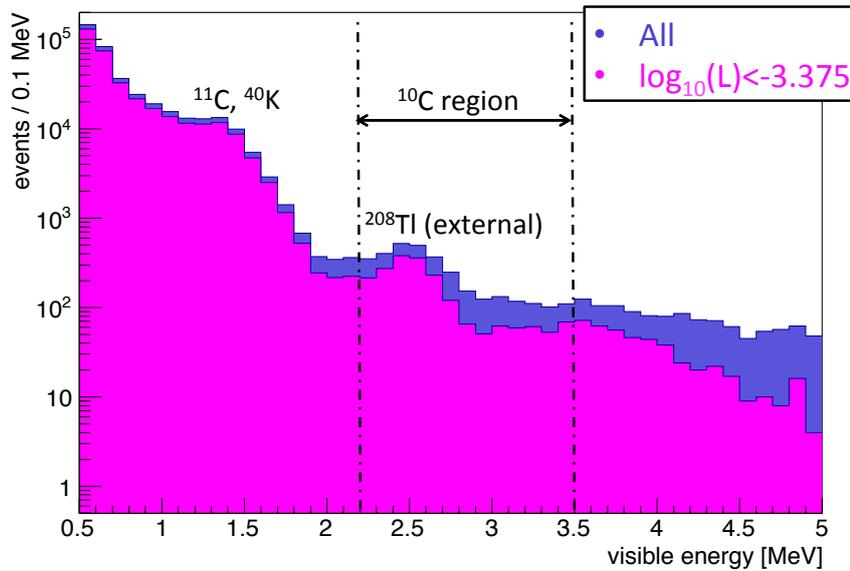
Phase 2 の $r < 4.0$ m、 $2.2 < E < 3.5$ MeV の事象。半径 1.54 m のミニバルーンの見え、その底には放射性不純物が堆積している。ミニバルーン支持具の放射性不純物の事象も見られる。外側ではトリウム系列の不純物の影響が見られる。

今度は、先ほどまでの条件から $2.0 < r < 3.5$ m およびミニバルーン支持具の部分のカットをなくし、 $r < 4.0$ m について尤度の条件の有無で事象の空間分布がどのように変化するかを確認する。図 5.16 は上から順に (a) カット前、(b) カット後、(c) カットされた事象をそれぞれ表している。ミニバルーンフィルム中には ^{214}Bi を含むため、半径 1.54 m のミニバルーンの形が見える。ミニバルーンの底には放射性不純物が堆積していることが分かる。 z 軸上の $z > 3$ m に見られるのは、ミニバルーン支持具に含まれる放射性不純物の事象である。 $z = 0$ で $x^2 + y^2$ が大きいところで事象が多いのは、KamLAND バルーンから漂ってくるトリウム系列の不純物の影響である。(c) を見ると、 $\log_{10}(L) > -3.375$ の事象が、放射性不純物の多い場所を除いて一様に分布していると言える。

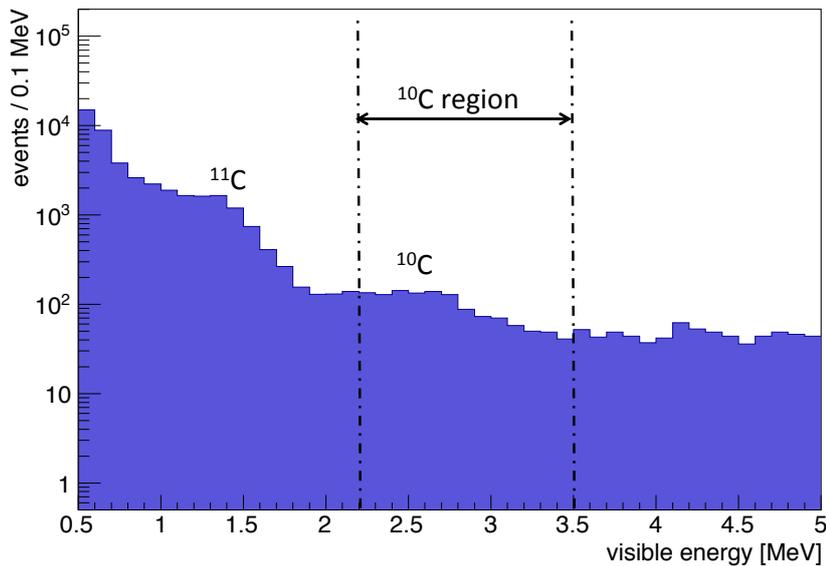
図 5.17 は尤度の条件によるエネルギースペクトルの変化を表す。上の図がカットを加えていく様子で、下図は除去された $\log_{10}(L) < -3.375$ の事象のエネルギースペクトルを表す。図 5.17 の上の図で 2.5 MeV 付近に見えるピークは、KamLAND のバルーンから漂ってくるトリウム系列の ^{208}Tl によるものである。これらの図から、 ^{10}C を除去できていると言える。

5.7 5 章のまとめ

中性子事象による ^{10}C タグに代わる方法として、宇宙線ミュオンが起こすシャワーを用いようと考えた。原子核破碎のほとんどはシャワーの中で起こるからである [34]。シャワーの位置を特定するには、宇宙線ミュオンの軌跡に沿った光量の分布 (dE/dX) を再構成し、 dE/dX が大きくなっている位置を特定すれば良い。本研究では、液体シンチレータを用いた実験としては初めて、シャワーの情報を用いて原子核破碎生成物のタグを試みた。 dE/dX の情報を取り入れた尤度関数を用いると、14.3% のデッドタイムで $79.4 \pm 9.1\%$ の ^{10}C を除去できることが分かった。中性子を用いた除去と併用することで、除去率を $87.0 \pm 22.5\%$ にまで改善できると考えられる。



カットを加える様子



カットされた事象

図 5.17 $\log_{10}(L) = -3.375$ のカットによるエネルギースペクトルの変化

Phase 2 の $2.0 < r < 3.5$ m の事象のエネルギースペクトル。上側の図で 2.5 MeV 付近に見えるピークは、KamLAND のバルーンから漂ってくるトリウム系列の ^{208}Tl によるものである。

第 6 章

結論と今後

ニュートリノの出ない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索は、ニュートリノのマヨラナ性を検証する現在唯一の方法である。KamLAND-Zen では、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の観測を目指しており、 0ν モードの半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ について $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$ yr (90% C.L.) という制限を与え、マヨラナ有効質量にして $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (61 - 165)$ meV (90% C.L.) という上限値を与えることに成功している。この観測における背景事象としては、宇宙線ミュオンが液体シンチレータを通過した際に生成される ^{10}C が大きな割合を占める。 ^{10}C は寿命が 27.8 sec と長く、それに対して宇宙線ミュオンは約 0.2Hz で液体シンチレータに入射するため、単純に宇宙線ミュオン後数秒を veto することでは除去できない。これまでは、宇宙線ミュオンや、原子核破砕のときに ^{10}C と同時に生成される中性子を ^{10}C と関連づけることによって除去してきたが、その効率が $64 \pm 4\%$ と低いことが問題になっていた。除去効率が低い原因は、宇宙線ミュオン後の中性子捕獲事象を十分に捉えることができていない点にあり、 ^{10}C 除去率改善のためには中性子を用いない手法の開発が望まれた。本研究では、ほとんどの原子核破砕は宇宙線ミュオンによるシャワーの中で起こるということを利用し、シャワーの情報を用いた ^{10}C 除去を、液体シンチレータにおいて初めて適用した。この方法を用いることで、 ^{10}C 除去効率を $79.4 \pm 9.1\%$ に改善でき、中性子を用いた除去と組み合わせることで、除去効率を $87.0 \pm 22.5\%$ にまで改善できると考えられる。これにより $0\nu\beta\beta$ の探索感度は大幅に改善し、将来的には逆階層領域のマヨラナ有効質量を検証することが可能になる。

この手法でさらに除去率を向上させるには、PMT で取得した信号波形から multi photon の時刻を決定する精度を改善することが必要である。本解析で multi photon を

検出する際に用いたテンプレート波形は、高エネルギー事象の際に期待される波形とは異なる可能性があり、その場合、光量を損したり、時刻の決定精度が落ちたりしてしまう可能性がある。そのため、multi photon 検出に用いるテンプレート波形として正しいものを用意すれば、時刻の決定精度の改善が見込まれる。

また、宇宙線ミュオンの軌跡再構成の精度向上も、除去率改善に寄与する。本研究では、ミュオントラックは全て正確に再構成されているものとみなして解析を行ってきたが、複数の宇宙線ミュオンが同時に検出器を通過した際にも、一つだけと仮定して軌跡を再構成している。その場合、それら二つの宇宙線ミュオンの中間あたりに軌跡を再構成してしまうと考えられる。宇宙線ミュオンが1本の場合と2本の場合を区別し、全て正確に再構成できるようになれば、最大で約5%の改善が見込まれる。

他には、 ^{10}C の尤度関数と同様に偶発事象の尤度関数を作成し、 ^{10}C らしいか偶発事象らしいかを比較することで、誤って ^{10}C と判定されてしまう偶発事象を減らし、デッドタイムを軽減するということも考えられる。

応用として、シャワーの位置の情報を用いる手法を $0\nu\beta\beta$ 以外の解析に適用することも考えられる。例えば、原子炉ニュートリノや地球ニュートリノの観測では ^8He や ^9Li が、太陽ニュートリノの観測の場合は ^8B や ^8Li 、 ^{11}Be が、それぞれ宇宙線ミュオン起源のバックグラウンドとなる。尤度関数の F_t に含まれる定数 τ をこれらの原子核破砕生成物の寿命に置き換えることで、その核種に特化したバックグラウンド除去が可能になる。

本研究ではシャワーを用いる手法の評価の大部分を実際のデータを用いて行ったが、シミュレーションによる評価を行うことで、正確性が保証されると考えられる。 dE/dX を正しく再構成できていることや、除去率および誤判定率がデータを用いた結果と合うことが確認できれば、この手法はより信頼性のあるものとなる。

付録 A

トリガー一覧

KamLAND では適切にデータ取得が行われるよう、目的に応じて様々なトリガーを用意している。KamFEE と MoGURA のそれぞれに実装されている主なトリガーを列挙する。

A.1 KamFEE のトリガー回路に実装されているトリガー

ID Nsum には 20-inch PMT は含まれていない。

Hit Base Triggers

- ID Prompt, Delayed Triggers
 - ID Prompt Trigger は ID Nsum が ID-Prompt-Trigger threshold(通常は 70 に設定) を越えた場合に ID の KamFEE に発行される。ID Prompt Trigger が発行された後 1 msec 以内に、ID Nsum が ID-Delayed-Trigger threshold(通常は 50 に設定) を越えた場合、ID Delayed Trigger が ID の KamFEE に発行される。KamLAND 実験開始当初は逆ベータ崩壊の遅延同時計測を目的として設定されていたが、現在は ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の観測に対しても十分低い閾値になっている。
- ID Prescale Trigger
 - ID Nsum が ID-Prescale-Trigger threshold(通常は 40 に設定) を越えた場合に ID の KamFEE に発行される。より低エネルギーの事象を取得できる。

- ID History Trigger
 - ID Nsum が ID-History-Trigger threshold(通常は 40 に設定) を越えた場合に ID の KamFEE に発行される。History トリガーでは波形取得の命令は出さず、このトリガーの threshold を越えている間 25 nsec ごとの Nsum を最長 200 nsec にわたって記録する。その間の Nsum のうち最大のものを NsumMax と呼ぶ。
- ID 5-inch Trigger
 - チムニ一部の 5-inch PMT の Nsum が ID-5inch-Trigger threshold(7 hits) を越えた場合に ID の KamFEE に発行される。
- ID to OD Trigger
 - ID Nsum に基づいて Trigger が発行された場合に、OD の KamFEE に発行される。
- OD Top, Middle, Bottom Singles Triggers
 - Top、Middle、Bottom の各セクションの OD Nsum が、それぞれのセクションごとに設定された threshold(Top、Middle、Bottom の順に 8、9、11) を越えた場合に、OD の KamFEE に発行される。
- OD Top, Middle, Bottom History Triggers
 - Top、Middle、Bottom の各セクションの OD Nsum が、それぞれのセクションごとに設定された threshold(Top、Middle、Bottom の順に 8、9、11) を越えた場合に、OD の KamFEE に発行される。History トリガーでは波形取得の命令は出さず、このトリガーの threshold を越えている間 25 nsec ごとの Nsum を最長 200 nsec にわたって記録する。
- OD Global Singles Trigger
 - Top、Middle、Bottom を合わせた OD Nsum が、設定された threshold(13 hits) を越えた場合に OD の KamFEE に発行される。
- OD Global History Trigger
 - Top、Middle、Bottom を合わせた OD Nsum が、設定された threshold(13 hits) を越えた場合に OD の KamFEE に発行される。History トリガーでは波形取得の命令は出さず、このトリガーの threshold を越えている間 25 nsec ごとの Nsum を最長 200 nsec にわたって記録する。
- OD to ID Trigger

- OD Nsum に基づいて Trigger が発行された場合に、ID の KamFEE に発行される。

Time Base Triggers

- GPS Trigger
 - run 開始時から 32 秒ごとに OD の KamFEE に発行される。
- 1PPS トリガー
 - GPS と同期して毎秒全ての KamFEE に発行される。

Other Triggers

- Disable, Enable Triggers
 - Disable Trigger はデータバッファがフルに近い状態になったときに発行され、データ取得のトリガーを無効状態にする。Enable Trigger はデータバッファがフルの状態から回復したときに発行され、データ取得のトリガーを有効にする。この 2 つのトリガーはデータ取得を伴わない。

A.2 MoGURA のトリガー回路に実装されているトリガー

threshold の値は、2016 年 12 月 28 日時点のものである。

Hit Base Triggers

- Single Trigger
 - NHit が Single threshold(90 hits) を越えた場合に全ての MoGURA に発行される。
- Launch Trigger
 - NHit が Launch threshold(950 hits) を越えた場合に全ての MoGURA に発行される。宇宙線ミュオンを目的としており、後述する Adaptive Trigger の発行条件となっている。
- Adaptive Trigger

- 前後の NHit の値から求めた NHit の平均値を現在の NHit の値から差し引き、それが 100 を越えた場合に、全ての MoGURA に発行される。宇宙線ミュオン直後の中性子捕獲事象の記録を目的として開発されたトリガー。PMT の残留ガスのイオン化によって起こるアフターパルスの影響で NHit が Single threshold を常に越えてしまう場合でも、有意な部分のみ記録することができる。Launch Trigger が発行されてから 1 msec 以内でのみ発行されうるトリガーで、その間 Single Trigger および Launch Trigger は発行されない。
- Prescaled Trigger
 - NHit が Prescaled threshold(90 hits) を越えた場合に全ての MoGURA に発行される。このトリガーを発行する間隔や有効にする長さを指定することができる。線源を用いた較正の際などにトリガーレートを下げることができる。現在、通常データ取得の際には 1 sec 間隔で 10.24 msec の間有効にしている。

Time Base Triggers

- Successive Trigger
 - Launch Trigger 発行直後に発行されていた。宇宙線ミュオン直後の事象を全て記録することで中性子捕獲事象の取得を目指したトリガー。しかしデータ量が予想以上に膨大となり、全てを記録しきれないことが分かった。前述の Adaptive Trigger の実装以降、Successive Trigger は使われていない。
- Background Trigger
 - 任意に設定した間隔で発行することができるトリガー。通常データ取得の際には発行していない。
- Baseline Trigger
 - Background Trigger と同様に、任意に設定した間隔で発行することができるトリガー。Background Trigger では、データ量削減のために、波形の立ち上がりやピークなどの時刻をもとに、波形のっていないベースラインの部分捨てることがあるが、Baseline Trigger はデータ量を削減せず、波形の全体を記録する。
- PPS Trigger
 - GPS からの PPS(Pulse Per Second) 信号と同期して毎秒全ての MoGURA

に発行される。

History Trigger

- History Trigger
 - 波形情報の代わりに hit sum の記録を行う。任意のトリガーに対して発行可能であり、hit sum を記録する期間および閾値を任意に設定することができる。また、トリガー発行時点からさかのぼって hit sum を記録することも可能である。

付録 B

複数の宇宙線ミュオンが同時に入射する量の計算

宇宙線ミュオンの中には、高エネルギー一次宇宙線によって同時に生成された複数のミュオンが同時に検出器を通り抜ける muon bundle も考えられる。KamLAND ではこの muon bundle も一つのミュオンとみなして軌跡を再構成するため、実際に検出器に入射するミュオンの数と比べ、再構成される軌跡の数は少なくなる。ここでは muon bundle によってどの程度宇宙線ミュオンのレートが少なく見えてしまうかを見積もる。

同時に生成されたミュオンの数 (multiplicity) が m のときの宇宙線ミュオンのレート R_μ は次のように求めることができる。

$$R_\mu = \int dA \cdot \hat{r} \int_\Omega d\Omega \Phi(m; h, \theta) \quad (\text{B.1})$$

ここで、 $\Phi(m; h, \theta)$ は Fréjus 実験 [40] により得られた muon bundle のフラックスを Y. Becherini らが関数の形に表したもの [28] で、 h は深さ、 θ は天頂角をそれぞれ表す。式 (B.1) を用いて、[28] のパラメータにより KamLAND における R_μ を求めると、 $m = 1$ のとき $R_1 = 0.192$ Hz、 $m = 2$ のとき $R_2 = 0.019$ Hz となる。現実の宇宙線ミュオンの multiplicity が 2 以下であるとすれば、 R_1 と R_2 の和が KamLAND で観測されるべきレートである。 $m = 2$ の宇宙線ミュオンは軌跡再構成の際に 2 つを 1 つとみなしてしまうため、KamLAND で再構成されるレート R_{obs} は $R_{\text{obs}} = R_1 + R_2/2$ と表され、

R_{obs} 中の R_2 の寄与は

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

$$= 0.0468 \quad (\text{B.3})$$

となる。すなわち、KamLAND で再構成されたミュオントラックのうち muon bundle の効果は 4.7% である。

4.2.3 節の液体シンチレータを通過する宇宙線ミュオンのレートは次のようにして求めた。レートの下限值は、 $Q_{17} > 4.0 \times 10^4$ p.e. かつ Impact Parameter < 650 cm のイベント数から 0.191 ± 0.001 Hz が得られる。トラック再構成の分解能により、液体シンチレータを通過したにもかかわらずバッファオイル層に再構成されるイベントが存在するため、この条件は下限値を与えることになる。上限値は $Q_{17} > 10^5$ p.e. のイベント数から 0.200 ± 0.002 Hz と求めることができる。これら 2 種類の条件で得られたレートを平均することで、液体シンチレータを通過する宇宙線ミュオンのレートは 0.196 ± 0.001 Hz となる。さらに、ミュオンが 2 本同時に入る効果 4.7% を考慮すると、 0.205 ± 0.001 Hz となる。この値は式 (B.1) を用いて計算により求めた宇宙線ミュオンのレート $R_1 + R_2 = 0.211$ Hz ととても近い値になっている。

付録 C

エネルギースペクトルのフィッティングによる ^{10}C 除去効率の評価

5.6 節で求めた条件 $\log_{10}(L) > -3.375$ で ^{10}C がどれくらい除去されるかを確認した。次の全ての条件を満たす事象について尤度を計算した。

- Phase 2 の全期間
- $2.0 < r < 3.5$ m
- $2.2 < E < 15.2$ MeV
- $2 \text{ msec} < \Delta T < 180 \text{ sec}$
- ミニバルーン支持具の放射性不純物の多いところを除く
- $\bar{\nu}_e$ や ^{214}Bi と判定された事象を除く
- ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップと判定された事象を除く

各イベントについて、3分前までの宇宙線ミュオンについて尤度を計算し、より大きい値を採用する。

宇宙線ミュオンから3分以内を ON time、宇宙線ミュオン後6分経過してから3分以内を OFF time とする。OFF time の尤度を計算する際には、5.6 節と同様に実際の ΔT から6分差し引いた値を用いている。

$\log_{10}(L) > -3.375$ の事象について、ON time から OFF time を差し引いたエネルギースペクトルを、宇宙線ミュオンによる原子核破碎生成物のエネルギースペクトルでフィッティングする。 ^{12}C が原子核破碎されてできる短寿命の原子核を表 C.1 にまとめ

表 C.1 ^{12}C の原子核破砕によって生じる短寿命核

核種	寿命	Q 値 (MeV)
^{10}C	27.8 sec	3.65 ($\beta^+\gamma$)
^{11}Be	19.9 sec	11.5 (β^-)
^8Li	1.21 sec	16.0 ($\beta^-\alpha$)
^6He	1.16 sec	3.51 (β^-)
^8B	1.11 sec	18.0 ($\beta^+\alpha$)
^9Li	257.2 msec	13.6 ($\beta^-\gamma n$)
^9C	182.5 msec	16.5 (β^+)
^{12}B	29.1 msec	13.4 (β^-)
^{12}N	15.0 msec	17.3 (β^+)

た。これらのうち ^{11}Be 、 ^8B 、 ^9Li 、 ^9C 、 ^{12}N については、先行研究 [25] から事象数が少なく、エネルギースペクトルへの寄与は小さいとして、fix している。

フィッティングする際には、原子核破砕生成物の寿命に応じて時間を 3 つの区間に分け、 $0.002 < \Delta T < 0.1 \text{ sec}$ では ^{12}B を、 $0.1 < \Delta T < 5 \text{ sec}$ では ^6He と ^8Li を、 $10 < \Delta T < 90 \text{ sec}$ では ^{10}C をそれぞれフリーパラメータとし、その他の核種はレートを固定している。なお、今述べた順に各核種の生成レートの最適値が求まるため、求めた値はその次以降のフィッティングに用いられている。エネルギースペクトルのフィッティングの様子は図 C.1 のようになる。

また除去率を評価するために、尤度の条件を課さない、基準となる生成レートを同様に求めた。使ったデータは次のようなものである。

- KamLAND 実験開始から KamLAND-Zen Phase 2 開始後まで
- $2.0 < r < 3.5 \text{ m}$
- $2.2 < E < 15.2 \text{ MeV}$
- $2 \text{ msec} < \Delta T < 300 \text{ sec}$
- ミニバルーン支持具の放射性不純物の多いところの体積を除く
- $\bar{\nu}_e$ や ^{214}Bi と判定された事象を除く
- ^{212}Bi - ^{212}Po のパイルアップと判定された事象を除く

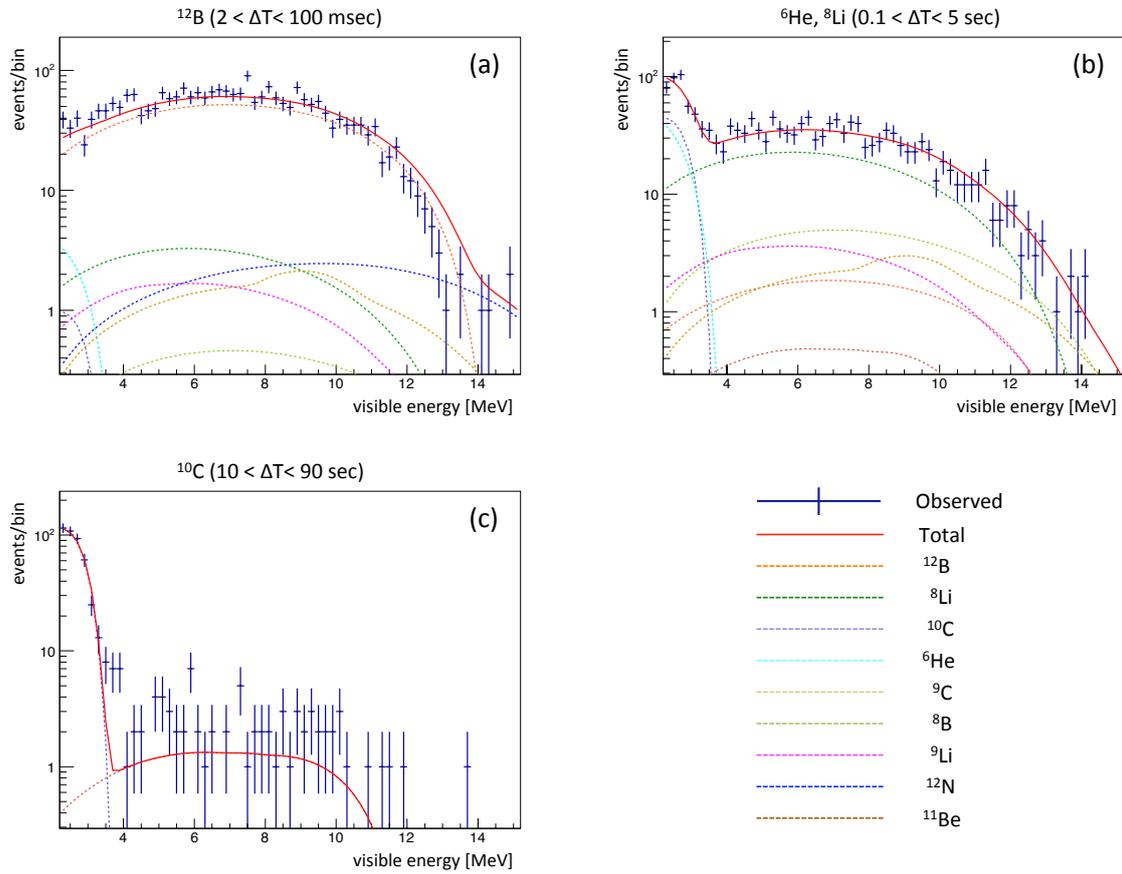


図 C.1 $\log_{10}(L) > -3.375$ のエネルギースペクトルのフィッティング
 宇宙線ミュオンから 3 分以内を ON time、宇宙線ミュオン後 6 分経過してから 3 分以内を OFF time とし、 $\log_{10}(L) > -3.375$ の事象について、ON time から OFF time を差し引いたエネルギースペクトルを、原子核破碎生成物のエネルギースペクトルでフィッティングする。フィッティングする際には、時間を 3 つの区間に分け、(a) $0.002 < \Delta T < 0.1$ sec では ^{12}B を、(b) $0.1 < \Delta T < 5$ sec では ^6He と ^8Li を、(c) $10 < \Delta T < 90$ sec では ^{10}C をそれぞれフリーパラメータとし、その他の核種のレートは固定している。なお、今述べた順に各核種の生成レートの最適値が求まるため、求まった値はその次以降のフィッティングに用いられている。

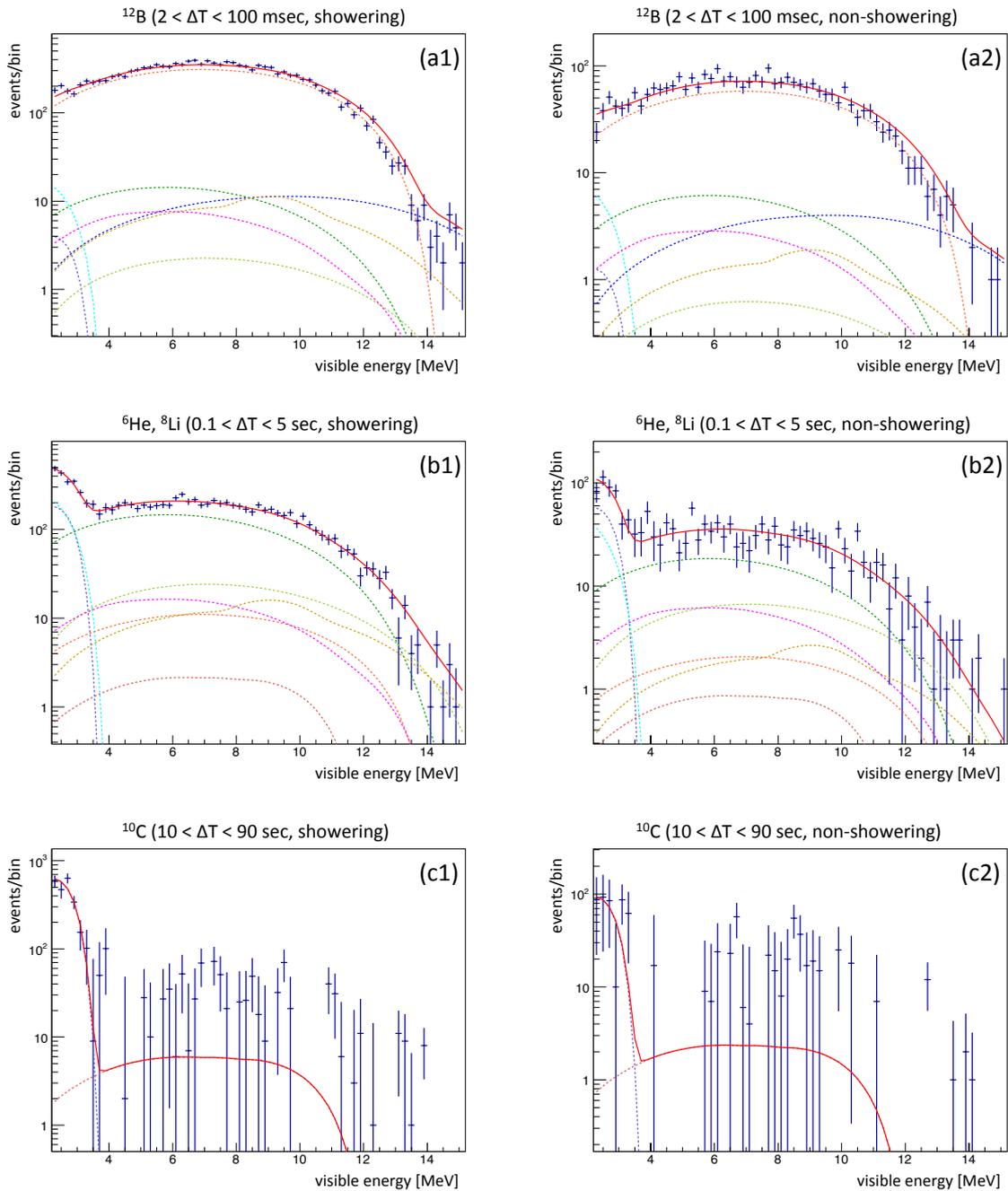


図 C.2 シャワーリング、ノンシャワーリングミュオンに分けたエネルギースペクトルのフィッティング

(1) シャワーリングミュオンと (2) ノンシャワーリングミュオンに分け、ON time($0 < \Delta T < 100$ sec) から OFF time($200 < \Delta T < 300$ sec) を差し引いたエネルギースペクトルをフィッティングする。ノンシャワーリングミュオンでは、ミュオントラックから 1 m 以内のものを用いる。時間を 3 つの区間に分け、(a) $0.002 < \Delta T < 0.1$ sec では ^{12}B を、(b) $0.1 < \Delta T < 5$ sec では ^6He と ^8Li を、(c) $10 < \Delta T < 90$ sec では ^{10}C をそれぞれフリーパラメータとし、その他の核種のレートは固定している。求まった値はその次以降のフィッティングで用いる。色は図 C.1 と同じである。

表 C.2 エネルギースペクトルのフィッティングから求めた生成レート

核種	尤度による選別 (events/day/kton)	全事象 (events/day/kton)	除去率 (%)
^{10}C	18.4 ± 0.9	19.9 ± 1.9	92.5 ± 9.8
^8Li	15.9 ± 0.8	19.5 ± 0.5	80.0 ± 4.3
^6He	9.8 ± 1.5	10.8 ± 1.0	91.5 ± 16.6
^{12}B	38.9 ± 1.0	47.5 ± 0.7	81.8 ± 2.3

以上の条件を満たした事象について $0 < \Delta T < 100$ sec を ON time、 $200 < \Delta T < 300$ sec を OFF time として、ON time から OFF time を差し引いたエネルギースペクトルをフィッティングする。さらに、シャワーリングミュオン ($\Delta Q > 1.0 \times 10^6$) とノンシャワーリングミュオン ($\Delta Q < 1.0 \times 10^6$) に分けてそれぞれで生成レートを求め、その和を最終的な生成レートとする。ノンシャワーリングミュオンでは、偶発事象の寄与を減らすため、ミュオントラックからの距離 ΔL について $\Delta L < 1.0$ m という制限をかけている。この追加された条件を課すと、ノンシャワーリングミュオンによる生成レートは $68.2 \pm 3.6\%$ になると見込まれており、生成レートを求める際にはこの効果も考慮されている。エネルギースペクトルのフィッティングの様子は図 C.2 のようになる。

このようにして求めた生成レートは表 C.2 のようになる。全事象数を [31] と比べると、 ^8Li と ^6He はほぼ一致しているが、 ^{12}B は 5% 程度少なくなっている。 ^{10}C は 30% も少なくなっている。2010 年の KamLAND の論文 [25] の値と比較すると、 ^{10}C は一致するが、 ^8Li は 25% ほど多く、 ^{12}B は 13% 程度少ない。これらの原因はまだわかっていない。

本解析の結果、 $\log_{10}(L) > -3.375$ により $92.5 \pm 9.8\%$ の ^{10}C を除去できることになる。この値は、尤度の条件 $\log_{10}(L) > -3.375$ から期待される除去率 $79.4 \pm 9.1\%$ (5.6 節) と比べ、有意に大きい。これは、5.6 節で除去率を見積もる際に $\Delta T < 5$ sec の ^{10}C の寄与を無視しているためで、この効果は 19.7% 程度である。この ^{10}C が全て除去できると考えれば、5.6 節の除去率は 82.8% ほどになる。 ^8Li と ^{12}B はこの除去率を再現していると言える。 ^{10}C と ^6He については、誤差の範囲内ではあるが、まだ大きな差がある。この原因は、エネルギースペクトルをフィッティングして除去率を求める際の、分母と分子のデータ取得期間の違いによるものと考えられる。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方にお世話になりました。井上邦雄先生にはお忙しい中、鋭い指摘をしていただきました。白井淳平先生には説明不足な点を考え直させられる契機をいただきました。清水格先生には様々な解析について多くの助言をいただき、感謝と尊敬の念に堪えません。三井唯夫先生には解析の考え方などを教えていただきました。末包文彦先生には授業でお世話になりました。古賀真之先生には神岡で分からないことがあったときにお世話になりました。中村健悟様には初めてのコラボレーションミーティングで「わかりやすかった」と言っていたことが印象に残っています。池田晴雄先生にはデータ解析する上で必要な知識をたくさん教えていただきました。丸藤祐仁先生にはミニバルーン製作という貴重な経験をさせていただきました。上島考太先生には楽しい話題を提供していただきました。渡辺寛子先生にはミニバルーンのストラップ作業のときにお世話になりました。石徹白晃治先生には何かと面倒を見ていただきました。玉江京子先生には計算機のことでお世話になりました。丸藤垂寿紗様には spallation のことでいろいろと助けられました。細川佳志様には気さくに話しかけていただき楽しい時間を過ごすことができました。松田さゆり様には解析方面で非常にお世話になりました。梅原さおり様には発表練習でお世話になりました。大阪大学の竹本康浩様にはデータ解析や MoGURA のことなどを教えていただきました。澤田孫一様には神岡で坑内車を運転していただいたり、作業を手伝っていただいたりしました。茂角さんや清水かつ子さんには茂住のオフィスでお世話になりました。技術職員の皆様にはニュートリノセンターでお世話になりました。事務の方々には様々な手続きでお世話になりました。先輩方には有用な情報を教えていただきました。同期のみんなとは良い相互作用ができたと思います。これまで支えてくれた両親にも感謝します。最後に、これまで私を見守ってくれた全ての人に感謝します。ニュートリノの物理学がますます発展することを祈念します。

参考文献

- [1] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), "REVIEW OF PARTICLE PHYSICS", *Chin. Phys. C*, Vol. 38, p. 090001 (2014).
- [2] H. Murayama, "Looking up at seesaw and GUT scales from TeV", *arXiv* : 0807.3775 (2008).
- [3] F. T. Avignone III, S. R. Elliott, and J. Engel, "Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass", *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 80, p. 481 (2008).
- [4] 長島 順清, "素粒子物理学の基礎 I", 朝倉書店 (2000).
- [5] 長島 順清, "素粒子物理学の基礎 II", 朝倉書店 (2000).
- [6] 崎田 文二 他 (著), "大学院素粒子物理 2", 講談社サイエンティフィック (1998).
- [7] 林 青司 (著), "素粒子の標準模型を超えて", 丸善 (2015).
- [8] O. Tajima, "Measurement of Electron Anti-Neutrino Oscillation Parameters with a Large Volume Liquid Scintillator Detector, KamLAND", Ph. D. thesis, Tohoku univ. (2003).
- [9] 田頭 健司, "高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究", 修士論文, 東北大学, (2000).
- [10] S. Matsuda, "Update of double beta decay analysis", in KamLAND-Zen Collaboration Meeting (2015).
- [11] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), "Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, p. 082503 (2016).
- [12] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), "First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, p. 021802 (2003).

- [13] A. Gando *et al.* (KamLAND Collaborarion), "Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements", *Nat. Geosci*, Vol. 4, pp. 647-651 (2011).
- [14] K. Zuber, *Neutrino Physics, Second Edition*, Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation, CRC Press, 2 edition (2011).
- [15] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), "Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge ", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110, p. 062502 (2013).
- [16] J. B. Albert *et al.* (EXO-200 Collabotarion), "Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data", *Nature*, Vol. 510, pp. 229-234 (2014).
- [17] GERDA Collaboration, "First results from GERDA Phase II", in Neutrino 2016 in London (2016).
- [18] K. Alfonso *et al.* (CUORE Collaboration), "Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{130}Te with CUORE-0", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 115, p. 102502 (2015).
- [19] K. Fushimi *et al.*, "KamLAND-PICO project to search for cosmic dark matter", *arXiv* : 1407.3542 (2014).
- [20] DAMA and LIBRA Collaborations (R. Bernabei *et al.*), "New results from DAMA/LIBRA", *Eur. Phys. J. C*, Vol. 67, pp. 39-49 (2010).
- [21] A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collaboration), "Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen experiment", *Phys. Rev. C*, Vol. 85, p. 045504 (2012).
- [22] <http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/GroundStatedecays/10C.shtml>
- [23] 永井 成亮, "0 $\nu\beta\beta$ 探索のためのデッドタイムフリーデータ収集システムの開発", 修士論文, 東北大学, (2010).
- [24] 米澤 栄斉, "太陽ニュートリノ観測のための電子デバイス及びトリガ回路の開発", 修士論文, 東北大学, (2009).
- [25] S. Abe *et al.* (The KamLAND Collaboration), "Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND", *Phys. Rev. C*, Vol. 81, p. 025807 (2010).
- [26] K. Nakajima, "First Results from ^7Be Solar Neutrino Observation with KamLAND", Ph.D. thesis, Tohoku univ. (2010).

- [27] P. B. Price and K. Waschnagg, "Role of Group and Phase Velocity in High-Energy Neutrino Observatories", *Astropart. Phys.*, Vol. 15, p. 97 (2001).
- [28] Y. Becherini, A. Margiotta, M. Sioli and M. Spurio, "A Parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice", *Astropart. Phys.*, Vol. 25, pp. 1-13 (2006).
- [29] 大木 歩, "新トリガーによる KamLAND-Zen 実験での ^{10}C バックグラウンド除去", 修士論文, 東北大学, (2013).
- [30] H. Ikeda, " ^{10}C simulation", in KamLAND-Zen Collaboration Meeting (2015).
- [31] S. Matsuda, "Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{136}Xe after Intensive Background Reduction with KamLAND-Zen", Ph.D thesis, Tohoku univ. (2016).
- [32] C. Galbiati and J. F. Beacom, "Measuring the cosmic ray muon-induced fast neutron spectrum by (n, p) isotope production reactions in underground detectors", *Phys. Rev. C*, Vol. 72, p. 025807 (2005).
- [33] S. W. Li and J. F. Beacom, "First calculation of cosmic-ray muon spallation backgrounds for MeV astrophysical neutrino signal in Super-Kamiokande", *Phys. Rev. C*, Vol. 89, p. 045801 (2014).
- [34] S. W. Li and J. F. Beacom, "Spallation backgrounds in Super-Kamiokande are made in muon-induced showers", *Phys. Rev. D*, Vol. 91, p. 105005 (2015).
- [35] S. W. Li and J. F. Beacom, "Tagging spallation backgrounds with showers in water Cherenkov detectors", *Phys. Rev. D*, Vol. 92, p. 105033 (2015).
- [36] K. Bays, "Search for the Diffuse Supernova Neutrino Background at Super-Kamiokande", Ph.D thesis, University of California, Irvine (2012).
- [37] K. Bays *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), "Supernova relic neutrino search at super-Kamiokande", *Phys. Rev. D*, Vol. 85, p. 052007 (2012).
- [38] S. Abe *et al.* (The KamLAND Collaboration), "Measurement of the ^8B Solar Neutrino Flux with KamLAND", *Phys. Rev. C*, Vol. 84, p. 035804 (2011).
- [39] 蜂谷 尊彦, "KamLAND-Zen における信号波形情報を用いた背景事象除去の研究", 修士論文, 東北大学, (2016)
- [40] Ch. Berger *et al.* (Fréjus Collaboration), "Experimental study of muon bundles observed in the Fréjus detector", *Phys. Rev. D*, Vol. 40, p. 2163 (1989).