

主査 (指導教員) : 吉田 斉 准教授

副査 : 川畑 貴裕 教授

副査 : 青井 考 教授



大阪大学理学研究科 修士論文

CANDLES 検出器エネルギー応答評価
および地下環境中性子背景事象の研究

Energy response of CANDLES detector and
background of ambient neutron in underground

物理学専攻 原子核実験研究室

水越 隼太

Keita Mizukoshi

2019年2月9日

概要

世界の地下で素粒子・宇宙物理学の稀少事象探索実験が行われている。ニュートリノと反ニュートリノに同一性 (Majorana 性) がある際にのみ起こるニュートリノを放出しない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) 探索実験もその一つである。この崩壊事象はニュートリノ質量の決定, そして物質優勢宇宙の解明につながる現代物理学の最重要課題のひとつであるが, 未だ発見には至っていない。

この稀少事象探索には, 背景事象を極限まで低減することが重要である。しかしながら, ニュートリノを放出する二重 β 崩壊 ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) によって放出される電子のエネルギースペクトルのエンドポイント付近のイベントは $0\nu\beta\beta$ 崩壊の究極の背景事象となり低減できない。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の単エネルギースペクトルから $2\nu\beta\beta$ 崩壊のイベントを除くためには, 検出器のエネルギー分解能, そしてエネルギーキャリブレーションの精度の評価が必要である。本論文ではエネルギー較正の手法について論じ, 較正点でのエネルギースケールを $+0.04 \pm 0.04\%$ と評価した。Q 値の分解能については, 様々な核種を用いた較正から, 2.4% と求められた。

また, 検出器内外からの中性子も背景事象となりうる。CANDLES 実験では高い Q 値, 4.3 MeV を有する ^{48}Ca をもちいて $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索するため, 環境の γ 線は大きな問題にならない。一方で, 環境中性子と検出器内外の核種での (n, γ) 反応で生成される高エネルギーの γ 線は Q 値付近の背景事象となる。この事象の遮蔽, 弁別のため, 環境中性子のフラックス, エネルギースペクトルの評価が必要である。CANDLES 実験では高エネルギー領域の γ 線スペクトルから Q 値での背景事象となりうる事象数を推定しているが, 副次的に求められた環境中性子のフラックスについてクロスチェックすることで, 妥当性の検証が可能である。本論文では ^3He 比例計数管を用いた測定と, シミュレーションを組み合わせ, 地下環境中性子のフラックスとエネルギースペクトルについて定量的に評価した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノを放出しない二重 β 崩壊	1
1.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験	3
第 2 章	CANDLES 実験	6
2.1	CANDLES 実験の特徴	6
2.2	CANDLES 検出器	6
2.3	CANDLES 実験のデータ解析	10
2.4	現状の CANDLES 実験の課題	15
第 3 章	CANDLES 検出器のエネルギー較正と応答評価	18
3.1	^{88}Y 線源による較正	18
3.2	結晶内の ^{208}Tl の γ 線による較正	19
3.3	(n, γ) 反応をもちいたエネルギー線形性の評価	22
3.4	エネルギースケールの不定性	24
3.5	CANDLES 検出器エネルギー応答評価のまとめ	24
第 4 章	環境中性子	29
4.1	背景事象としての環境中性子	29
4.2	研究方法	30
4.3	測定結果	34
4.4	シミュレーション	37
4.5	議論	44
4.6	環境中性子測定のまとめ	46
第 5 章	結論	47
付録 A	等方フラックスの定義	48
付録 B	神岡坑内各所での中性子フラックス	49
付録 C	ウラン, トリウム系列核の崩壊図	50
参考文献		53

目次

1.1	$2\nu\beta\beta$ のモードダイアグラム	2
1.2	$0\nu\beta\beta$ のモードダイアグラム	2
2.1	CANDLES 検出器の側面図	7
2.2	CANDLES 検出器の上面図	8
2.3	CANDLES 結晶配置の上面図	8
2.4	結晶内放射線不純物量	9
2.5	CANDLES 検出器の PMT 配置	10
2.6	データ解析の概略図	11
2.7	1 p.e. 事象の FADC 値積分	12
2.8	再構成された発光位置	13
2.9	再構成位置の X 方向への投影	13
2.10	CANDLES で取得される波形の例	14
2.11	Shape Indicator の $P(t_i)$ の概念図	15
2.12	$0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊の β 線スペクトル	16
3.1	^{88}Y の崩壊図	18
3.2	結晶#1 に再構成された ^{88}Y 線源による光電子数スペクトル	19
3.3	^{88}Y 較正後の ^{208}Tl のピーク位置	20
3.4	結晶#6 で観測されたスペクトル	21
3.5	結晶#11 で観測されたスペクトル	21
3.6	Layer correction 適用後の低エネルギー側スペクトルと Fitting 関数	21
3.7	^{208}Tl による段補正後の ^{208}Tl のピーク位置	22
3.8	中性子をもちいた各 run のエネルギースペクトル	23
3.9	Ni のピーク	24
3.10	Fe のピーク	25
3.11	Si の低エネルギー側ピーク	26
3.12	Si の高エネルギー側ピーク	26
3.13	H のピーク	27
3.14	各ピークの線形性	27
3.15	CANDLES 検出器のエネルギー毎の分解能	28
4.1	^3He の中性子吸収断面積	30

4.2	^3He 比例計数管での中性子検出原理	31
4.3	Lab-b 内中性子検出器設置位置	31
4.4	^{252}Cf を用いた測定で得られたスペクトル	32
4.5	環境中性子測定セットアップ	33
4.6	Setup A の測定で得られた生スペクトル	33
4.7	Setup B の測定で得られた生スペクトル	33
4.8	各セットアップでの期待される検出数	34
4.9	Setup A の測定のレート変動	35
4.10	Setup B の測定のレート変動	35
4.11	Setup B の測定データの波高と電荷量の関係	36
4.12	Setup A の測定結果	36
4.13	Setup B の測定結果	37
4.14	Setup C の測定結果	37
4.15	ウラン系列核種由来の中性子スペクトル	39
4.16	トリウム系列核種由来の中性子スペクトル	39
4.17	サンプル A-G の放射性物質の含有量のばらつき	40
4.18	神岡地下でのミュオンのエネルギースペクトル	40
4.19	宇宙線ミュオンの生成する中性子スペクトル	41
4.20	実験室に輸送された中性子スペクトルとその生成源	41
4.21	岩石中の水分量による中性子スペクトルの変化	42
4.22	期待されるカウントレートのセットアップ A と B での比	42
4.23	実験の R_A/R_B をよく再現するシミュレーション	43
4.24	実験結果を説明する Sample 1 と %of h.e. で生成されたスペクトル	44
A.1	フラックスの定義 I	48
A.2	フラックスの定義 II	48
C.1	ウラン系列の崩壊系列	50
C.2	トリウム系列の崩壊系列	51

表目次

1.1	二重 β 崩壊探索実験候補核種とその Q 値, 同位体の自然存在比	2
2.1	CANDLES 検出器にもちいられている 3 種類の PMT	9
3.1	熱中性子に対する反応断面積と放出エネルギー	22
3.2	各 Run のまとめ	23
4.1	^{252}Cf 線源とシミュレーションでの計数率	34
4.2	各セットアップでの計数結果と測定時間	37
4.3	岩石成分の重量比 炭素, 水素に本化学分析は不感であった. 表中のサンプルで成分が最も多いものを赤字, 少ないものを青字で示す. 各サンプルの化学組成のばらつきは非常におおきい.	38
4.4	Sample 1 において, 各 %of h.e. に対応するスペクトル形を仮定した際のフラックス	43
4.5	神岡地下の環境中性子フラックス	44
4.6	環境中性子フラックスの誤差	45
B.1	神岡各所での環境中性子測定レート	49

第1章

序論

1.1 ニュートリノを放出しない二重 β 崩壊

世界の地下で素粒子・宇宙物理学の稀少事象探索実験が行われている。ニュートリノと反ニュートリノに同一性 (Majorana 性) がある際にのみ起こるニュートリノを放出しない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) 探索実験もその一つである。この崩壊事象はニュートリノ質量の決定, そして物質優勢宇宙の理解につながる現代物理学の最重要課題であるが, 未だ発見には至っていない。本節では $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の背景となる物理について述べる。

1.1.1 ニュートリノと質量

ニュートリノは電荷を持たないレプトンである。電子, ミュー, タウの3種類のフレーバーが現在確認されている。

ニュートリノは1930年にパウリによって、 β 崩壊の際にエネルギーとレプトン数が保存されていないように見える現象を説明するために仮定され、1956年にライネスとコーワンによって実験的に存在が確かめられた。その後1965年にデイビスらがHomestake実験で太陽ニュートリノを測定した。しかし、地球で観測されるニュートリノの数が、太陽内部の理論的モデルから予測される値の $1/2$ - $1/3$ であり、一致しなかった。(太陽ニュートリノ問題) この問題は1998年、スーパーカミオカンデ実験でニュートリノ振動が発見されたこと [1] により解決された。この発見により、ニュートリノが0ではない質量を有することが明らかになった。ニュートリノ振動実験では、3世代のニュートリノの質量固有状態の差を求めることが可能である。太陽ニュートリノ [2], 原子炉ニュートリノ [3], 大気ニュートリノ [1], 長基線ビームニュートリノ [4, 5] などの観測により、ニュートリノの固有質量 m_1 と m_2 の差 Δm_{12} と m_2 と m_3 の差 Δm_{23} が求められている。このとき、 m_2 が m_3 より軽い構造を順階層、重い構造を逆階層構造と呼ぶ。振動実験からはこれらをよく区別することはできず、またニュートリノの質量の絶対値を求めることはできない。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期の観測によって、この問題を解決することが可能である。

1.1.2 二重 β 崩壊

二重 β 崩壊は原子核内の2つの中性子が2つの陽子に転換する反応である。標準理論の範囲内では、この反応はレプトン数を保存し、2つのニュートリノが同時に放出される (図 1.1)。ニュートリノに Majorana 性があれば、ニュートリノが放出されない二重 β 崩壊が起こりうる。(図 1.2)。二重 β 崩壊過程は2次の弱い相互作用により起こる過程であり、角運動量やエネルギーの制約により一重の β 崩壊が禁止、または強く抑制される際

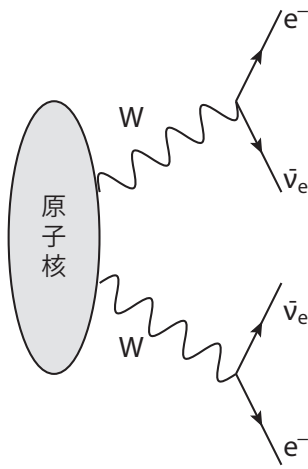


図 1.1: $2\nu\beta\beta$ の模式ダイアグラム

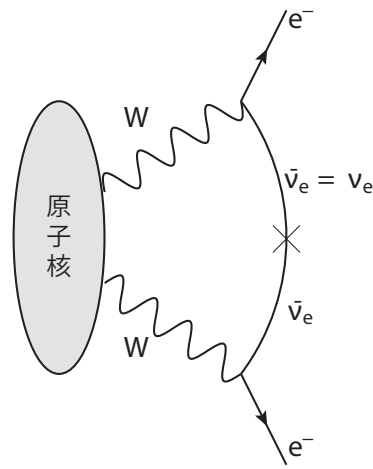


図 1.2: $0\nu\beta\beta$ の模式ダイアグラム

表 1.1: 二重 β 崩壊探索実験候補核種とその Q 値, 同位体の自然存在比

候補核	Q 値 (MeV)	自然存在比 (%)
^{48}Ca	4.271	0.19
^{76}Ge	2.039	7.8
^{82}Se	2.995	9.2
^{96}Zr	3.351	2.8
^{100}Mo	3.034	9.6
^{116}Cd	2.805	7.5
^{130}Te	2.529	34.5
^{136}Xe	2.476	8.9
^{150}Nd	3.367	5.6

に観測されるため, 候補となる核種に限られる. 二重 β 崩壊の候補核を表 (1.1) に示す. $0\nu\beta\beta$ 崩壊は $2\nu\beta\beta$ 崩壊で放出される 2 つのニュートリノが放出されないため, 合計で厳密に Q 値のエネルギーをすべて持った電子が 2 個放出される. $2\nu\beta\beta$ 崩壊の電子のエネルギースペクトルは連続スペクトルとして観測されるが, $0\nu\beta\beta$ 崩壊では Q 値の単エネルギースペクトルとして観測される. この Q 値付近のエネルギーを良い分解能で観測することで, $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を検出可能である.

1.1.3 宇宙論の要請

$0\nu\beta\beta$ 崩壊事象は, レプトン数保存を破る事象である. レプトン数の保存自体は偶然の対称性であり, 破れが直接に標準理論を超えた物理を証明するわけではない. また, レプトン数を保存しない物理過程も存在する. 一方で, $0\nu\beta\beta$ 崩壊は, 標準理論の基礎的な対称性である $B - L$ (バリオン数-レプトン数) もあわせて破る.

現在の物質優勢宇宙を説明する理論として, レプトジェネシスが提案されている. この理論では, $B - L$ を破る過程によってレプトンが宇宙に生成され, その後 $B - L$ を保存するスファレロン過程によってバリオンが生

成されたと、現在の物質優勢宇宙を説明する。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測はこの過程の直接の証明となる。

1.1.4 $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期とニュートリノ質量

ニュートリノ質量は以下の式 (1.1) で与えられる。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z)|M^{0\nu}|^2 \left(\frac{\langle m_{\beta\beta} \rangle}{m_e} \right)^2. \quad (1.1)$$

ここで、 $T_{1/2}^{0\nu}$ は観測された $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期、 $G^{0\nu}(Q, Z)$ は lepton phase-space integral、 $M^{0\nu}$ は原子核の核行列要素 (NME)、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は $0\nu\beta\beta$ 崩壊のニュートリノの有効マヨラナ質量、 m_e は電子の質量である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ は以下の式 (1.2) で与えられる。

$$\begin{aligned} \langle m_{\beta\beta} \rangle &= \left| \sum_j m_j U_{ej}^2 \right| \\ &= |u_{e1}^2 e^{i\alpha_1} m_1 + u_{e2}^2 e^{i\alpha_2} m_2 + u_{e3}^2 m_3|. \end{aligned} \quad (1.2)$$

U_{ej} は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列であり、ニュートリノ振動実験によって測定されている。具体的には u_{e1}, u_{e2}, u_{e3} のパラメータを持ち、 α_1, α_2 は Majorana-phase の値である。これらの最新の値は NuFIT4.0 [6] にまとめられている。 $G^{0\nu}(Q, Z)$ は比較的小さな不定性で正確に計算可能である [7] が、 $M^{0\nu}$ は原子核の反応の始状態、中間状態、そして終状態を正確に見積もる必要があり、計算結果には比較的大きな不定性がある [8] (^{48}Ca でおよそ 0.5-3 の不定性)。

1.2 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験

本節では、主要な $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験にまとめる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験の高感度化に重要なことは、候補核種を大量にもちいること、そして Q 値付近の背景事象を低減、弁別することである。外部からの背景事象を、低減のためシールドを敷設したり、弁別のためシンチレータを周囲に設置して Veto することに加え、検出器のエネルギー分解能を良くすることでも Q 値付近のエネルギーウィンドウを狭めることで、背景事象を低減できる。現在実施されている実験はこれらの戦略で高感度化を実現している。

1.2.1 KamLAND-Zen

Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector Zero neutrino double beta decay search (KamLAND-Zen) 実験は日本の神岡地下で ^{136}Xe をもちいて $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索する実験である。383 kg の ^{136}Xe を溶かした、液体シンチレータをバルーンに封入し、液体シンチレータタンクに沈め、約 1900 個の PMT で発光を観測している。 ^{136}Xe は希ガスであり、比較的容易に放射性不純物を取り除くことができるだけでなく、遠心分離によって同位体濃縮も容易に可能である。この ^{136}Xe は 91% に濃縮されている。

現在 $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 1.9×10^{25} 年 (90% c. l.) で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊実験として世界最高感度を達成している [9]。この結果から得られる有効 Majorana 質量の上限は、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 61 \sim 165$ meV である。

1.2.2 GERDA

GERmanium Detector Array (GERDA) 実験は, ^{76}Ge をもちいてイタリアのグランサッソ国立研究所で行われている実験である。GERDA 実験では, ^{76}Ge を標的としてだけでなく, 検出器としても用いる。Ge 検出器は非常に高いエネルギー分解能を有するため,Q 値付近のイベントをよく弁別することが可能である。液体アルゴンに Ge 検出器を沈め, 外部からの γ 線を Veto している。また, ^{76}Ge は 86% に濃縮されている。現在 $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 8.0×10^{25} 年 (90% c. l.) で, 有効 Majorana 質量の上限は, $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.14 \sim 0.30$ eV である [10].

1.2.3 MAJORANA

MAJORANA 実験はアメリカ, Sanford Underground Research Facility で, ^{76}Ge をもちいて行われている実験である。

現在の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 1.9×10^{25} 年 (90% c. l.) で, 有効 Majorana 質量の上限は, $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.24 \sim 0.52$ eV である [11]. GERDA と協力して, 将来は 1 トンスケールの LEGEND 実験へのアップデートが計画されている。

1.2.4 CUORE

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events (CUORE) 実験もイタリアのグランサッソ国立研究所で行われている実験だが, こちらは大量の標的核を用意するうえ, エネルギー分解能を極限まで良くすることで実験感度を向上させている。 ^{130}Te を含む TeO_2 結晶を 10 mK 程度まで冷却し, エネルギー分解能が非常に高い NTD サーミスタで結晶中のエネルギー損失を観測する。このエネルギー分解能は現在 2.5 MeV に対して 5 keV(FWHM) である。ボロメータ塔 19 台, 988 個の結晶をもちいて実験を行っている。現在 $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 1.5×10^{25} 年 (90% c. l.) で, 有効 Majorana 質量の上限は, $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.11 \sim 0.52$ eV である [12].

1.2.5 CUPID-0

Cuore Upgrade with Particle ID (CUPID-0) 実験は, イタリアのグランサッソ国立研究所で 95% に濃縮された ^{82}Se を含む ZnSe 結晶のエネルギー損失を, エネルギー分解能が非常に高い NTD サーミスタで測定している。CUORE 実験からの期待される大きな向上は, NTD サーミスタで熱信号を読み出すだけでなく, シンチレータ結晶の光信号を同時に読み出すことで, 粒子識別を可能にすることである。CUORE 実験では α 線の背景事象を区別できなかったが, 熱, 光の両情報を用いることで $0\nu\beta\beta$ 崩壊由来と考えられる β 線 (γ) 線のイベントを選び出すことができる [13]. 現在 5.46 kg・年の ZnSe をもちいたデータで, $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 4.0×10^{24} 年 (90% c. l.) で, 有効 Majorana 質量の上限は, $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.29 \sim 0.60$ eV である [14].

1.2.6 AMoRE

Advanced Mo-based Rare process Experiment (AMoRE) 実験は, 韓国の Yang Yang Underground Laboratory で実施されている, ボロメータをもちいた $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ 結晶を標的とする実験である。Metallic

Magnetic Calorimeter (MMC) 検出器によって、非常に高い分解能を実現可能である (5.5 MeV の α 線に対して 0.9 keV(FWHM)).

1.2.7 EXO-200

EXO-200 実験は、アメリカ, the Waste Isolation Pilot Plant で行われている, ^{136}Xe を標的核とした実験である. EXO-200 実験は, projection chamber (TPC) をもちいており, 粒子飛跡の検出が可能である. 飛跡検出によって $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象をよりよく弁別可能である. $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 1.8×10^{25} 年 (90% c. l.) で, 有効 Majorana 質量の上限は, $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.15 \sim 0.40$ eV である [15].

1.2.8 NEMO-3

NEMO-3 実験は, フランスの Modane Underground Laboratory で実施されている, 飛跡検出器とカロリメーターを組み合わせて $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索する実験である. $0\nu\beta\beta$ 崩壊核種を自由に選ぶことが可能で, 様々な核種 (^{82}Se , ^{116}Cd , ^{150}Nd , ^{48}Ca , ^{100}Mo , ^{130}Te , ^{96}Zr) で実験が行われた [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Super NEMO 検出器へのアップデートが行われており, 5 年測定の際の $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限の感度は NEMO-3 実験の $T_{1/2}^{0\nu} = 1 \times 10^{24}$ 年 (90% c. l.) から 6×10^{24} 年 (90% c. l.) に向上が見込まれている (核種: ^{82}Se).

1.2.9 ELEGANT VI

ELEctron GAMMA-ray Neutrino Telescope VI (ELEGANT VI) 実験は, 日本の大塔コスモ観測所で行われていた, ^{48}Ca をもちいた実験である. 現在の CANDLES 実験の前身となる実験であり, 計 6.7 kg の $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ 結晶をもちいて行われた. 4947 kg-day の測定で, $0\nu\beta\beta$ 崩壊半減期下限 $T_{1/2}^{0\nu}$ は 5.8×10^{22} 年 (90% c. l.) を得た [23]. この結果は現在, 標的原子核として ^{48}Ca をもちいた実験の下限値である.

1.2.10 実験のまとめ

現在, 世界各地で $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索する実験が実行, 企画されている. さらなる感度向上のためには, 前述のように標的核種を大量に集めることと, 背景事象を低減することが重要である. 検出器の大型化は, 標的核種を大量に集めるうえ, 一般に核種あたりの背景事象は低減される. 標的核種の同位体濃縮は, 非濃縮の際と背景事象レベルを大きく変えずに, 核種を増加可能である. 検出器のエネルギー分解能の向上は, Q 値付近に開くエネルギーウインドウを狭くし, 背景事象を取り除く. $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊の分離のためにもエネルギー分解能の向上は重要である. 加えて, 飛跡検出器をもちいて背景事象を分離する試みも行われている.

$0\nu\beta\beta$ 崩壊は標的核種によって NMR の不定性が大きいいため, 様々な核種での実験を行い, 包括的な検証が必要である.

第 2 章

CANDLES 実験

本章では、CANDLES 実験の概要について述べる。

2.1 CANDLES 実験の特徴

CaAlcium Flouride for Studies of Neutrino and Dark Matters by Low Energy Spectrometer (CANDLES) 実験は、 $\beta\beta$ 崩壊候補核の ^{48}Ca を含んだ、 CaF_2 無機シンチレータをもちいた実験である。

^{48}Ca は $0\nu\beta\beta$ 崩壊候補核で最も高い、4.27 MeV の Q 値を持つ (表 1.1 参照)。この高い Q 値は、地下実験において典型的に背景事象となる ^{208}Tl の γ 線エネルギー 2.61 MeV よりも十分に高い。この特長を活かし、CANDLES 実験は Q 値近傍でゼロバックグラウンドの達成を目指す。

2.2 CANDLES 検出器

本節では CANDLES 検出器の詳細について述べる。図 2.1, 図 2.2 に CANDLES 検出器の概形を示し、各部について詳述する。

2.2.1 実験サイト

CANDLES 検出器は東京大学神岡宇宙素粒子研究施設内、地下 1000 m に設置されている。これは宇宙線ミューオンの影響を小さくするためである。神岡地下のミューオンフラックスは $1.54 \times 10^{-7} \text{cm}^2\text{s}^{-1}$ と求められており [25] これは地上のおよそ 10 万分の 1 である。

2.2.2 CaF_2 結晶モジュール

CANDLES 検出器の中心に CaF_2 結晶 (100 mm \times 100 mm \times 100 mm) が 100 mm 間隔に 6 段、計 96 個設置されており、この結晶内の ^{48}Ca の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測している。結晶配置の上面図を図 2.3 に示す。結晶は、混入した放射性物質量を検出器で測定し、量が少ないものが中心に集まるように配置している。CANDLES 検出器の観測で、 ^{220}Rn – ^{216}Po の連続崩壊からトリウム系列の核種の量を推定した結果を図 2.4 に示す。結晶#11 は、検出器特性の理解のために、あえて放射線不純物量の多い結晶を導入している。また、結晶#54 は、結晶の製法が異なり、 α 線のクエンチングが他の結晶にたいして大きく異なる。結晶#57 はモジュールに空気が混入している。以上の結晶を解析対象から除外している。データ解析による除外の方法については後述する。

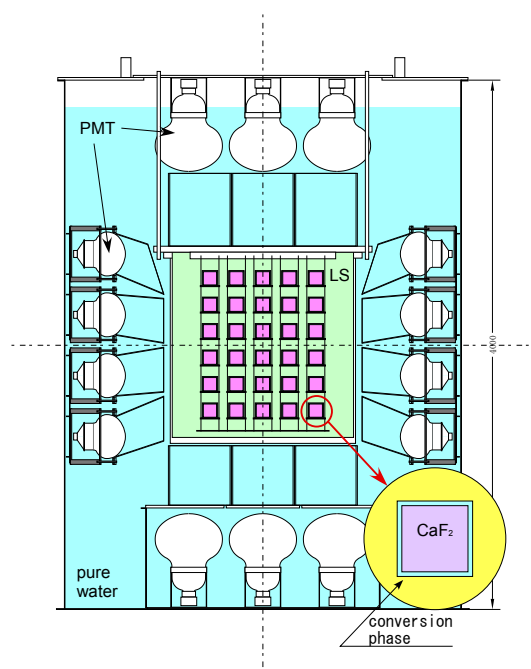


図 2.1: CANDLES 検出器の側面図 [24]

紫色で CaF_2 結晶, 緑色で液体シンチレータ (LS) を示す. 薄青色で水を示す.

結晶モジュールの拡大図で, 結晶を覆っているのは波長変換層である.

検出器全体の総 ^{48}Ca 量は 365g である. CaF_2 結晶の発光波長は紫外光領域であり, PMT の感度の高い領域ではない. 結晶モジュールの外側に波長変換層を設け波長を変換している [26]. 波長変換層は溶媒 (Paraol250) に bis-MSB を 0.1 g/l を添加して作成され, 厚み 5 mm で CaF_2 結晶を覆っている.

2.2.3 液体シンチレータ

CaF_2 結晶以外 (検出器外部, PMT など) からの γ 線を除くために, 結晶は液体シンチレータ (LS) で囲まれている. LS は, 溶媒 (Paraol250 を 80%, プソドクメンを 20%) に波長変換剤である PPO を 1.0 g/l, bis-MSB を 0.1 g/l 溶かしている. CaF_2 結晶以外で発生した γ 線は, 結晶周囲の LS で散乱される確率が極めて高い. この発光は CaF_2 結晶の発光に対して 100 倍程度早い時定数を持ち, 波形情報から両発光を弁別可能である. LS の発光を用いることで, 地下に到達した宇宙線ミュオンや検出器内部から発生する γ 線を低減する. 発光の具体的な解析については後述する.

2.2.4 光電子増倍管

前述の CaF_2 結晶と LS を光電子増倍管 (Photomultiplier tube, PMT) 62 本で囲み, 発光を測定する. PMT にはアクリル製のライトガイドがつけられ, 集光効率を向上させている. PMT は口径の種類で区別され, 現在 20 インチ, 13 インチ, 10 インチの三種類の PMT がもちいられている. 各 PMT について表 2.1 にまとめる. また, PMT の検出器での配置を図 2.5 に示す.

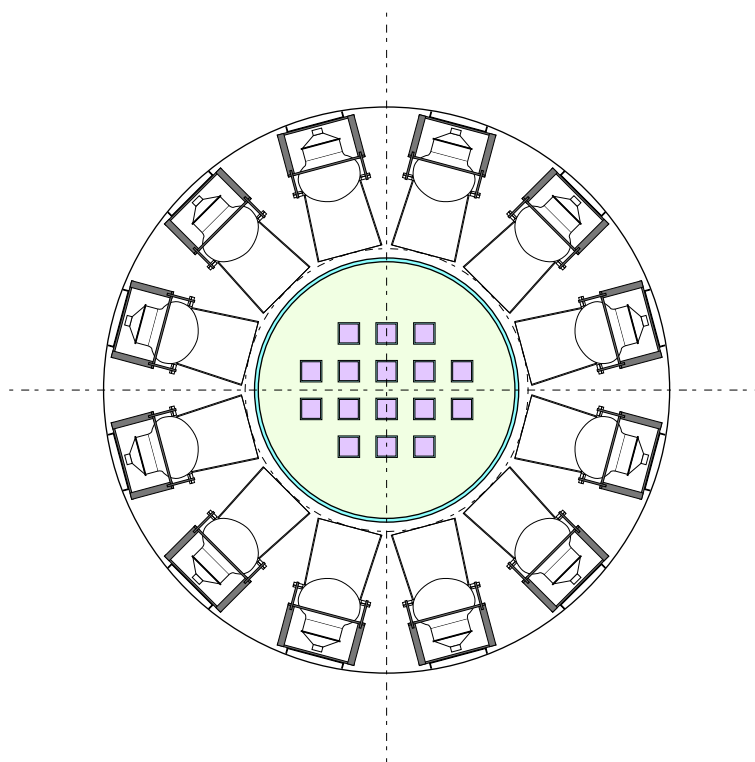


図 2.2: CANDLES 検出器の上面図 [24]

側面図 2.1 と同様に結晶,LS を示す. 周囲にアクリルライトガイドをつけた PMT を設置し, 発光を観測している.

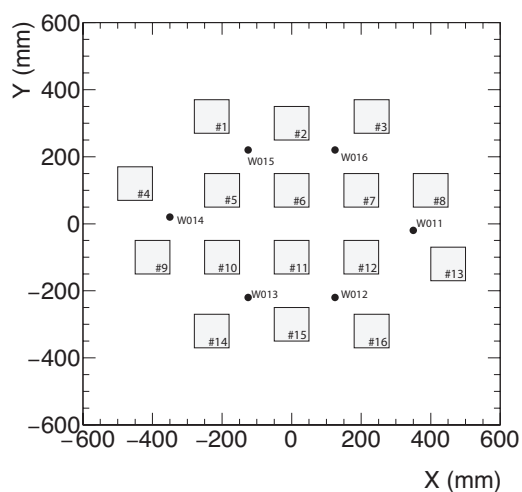


図 2.3: CANDLES 結晶配置の上面図

各結晶モジュールを正方形で示す. 結晶モジュール中の番号は 1 段目 (最上段) の結晶番号で, 2 段目以降も同様の命名順で #17-96 まで固有の番号が振られている. 黒点 W011-W016 は上部からの線源導入ポートの位置である.

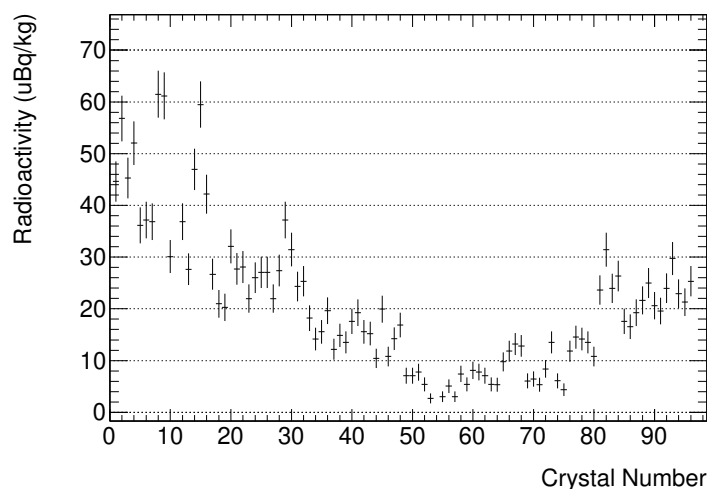


図 2.4: 結晶内放射線不純物量

検出器中心に放射線不純物が少ない結晶を集めている。結晶#11 は非常に不純物がおおく ($920 \pm 20 \mu \text{Bq/kg}$), 枠内に示していない。また, 結晶#54 は結晶の製法が異なるため α 線のクエンチングが大きく異なり, 他結晶と同様の方法で放射線不純物量の評価が難しく, 未達成である。

表 2.1: CANDLES 検出器にもちいられている 3 種類の PMT[27]

呼び名	20 インチ	13 インチ	10 インチ
型番	R7250	R8055	R7081
製造会社	浜松ホトニクス		
立ち上がり時間 (ns)	7.0	5.3	3.8
電子走行時間 (ns)	110	88	62
電子走行時間分布 半値半幅 (ns)	3.5	2.8	3.4
受光面積 (cm^2)	1,740	1,080	530
感度波長 (nm)	300 – 650		
ピーク波長 (nm)	420		
最大印加電圧 (V)	2,500	2,500	2,000
典型ゲイン	5.0×10^7	1.0×10^7	1.0×10^7

2.2.5 外部放射線シールド

PMT, CaF_2 結晶, LS は高さ 4m, 直径 3m の純水タンクに沈められ, 周囲をボロンを含んだラバーシートと鉛シールドで囲み, 外部からの γ 線と中性子を大きく遮蔽している。鉛シールドは 7–12 cm の厚みである。ラバーシート (アスクサンシンエンジニアリング製, ニュートロン・ストップ) は B_4C を 20% 含む密度 1.42 g/cm^3 のシートで, 熱中性子をおよそ 99.8% 遮蔽する [28]。以上の遮蔽体で,

- 地下岩盤由来の γ 線
- タンク構成物質での外部中性子捕獲反応

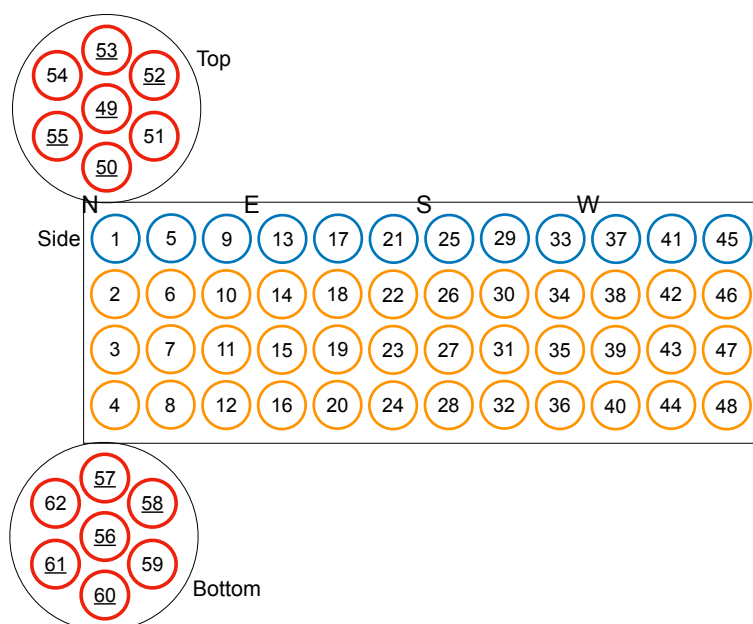


図 2.5: CANDLES 検出器の PMT 配置.

20 インチ PMT14 本 (赤), 13 インチ PMT36 本 (黄色), 10 インチ PMT12 本 (青) で示す. 数字は PMSh 番号で, 数字に下線のあるものは宇宙線ミュオン由来事象の研究のために low-gain での測定をあわせて行っているもの.

- タンク内部で発生する中性子

等のイベントを大きく低減している. 遮蔽シールドの導入により, 中性子捕獲反応による高エネルギー領域の背景事象はおよそ $1/80$ となる [29].

2.3 CANDLES 実験のデータ解析

本節では, CANDLES 実験における $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索のためのデータ解析について概説する. はじめに, データ解析の概略を図 2.6 に示す. 以下の項で各解析について詳述する.

2.3.1 データ収集系

CANDLES 実験にもちいられている PMT62 本の波形情報は 4 台の MTCA-Carriage Hub モジュールを有した Micro-TCA クレートに, 挿入された 74 個の Flash ADC モジュール (サンプリング 500MHz) によって取得され, 同時にトリガー発行されている. 波形情報は, 立ち上がり情報を詳細に記録するため最初の 384 ch が 2 ns 間隔で, 後半 128 ch はデータ圧縮のため bin が平均され 64 ns を 1 ch のデータとして取得している. オンサイトシフトのチェックに加えて, 取得データは複数のバックアップコンピュータを経由しておよそ 2 時間毎に核物理研究センターのコンピュータに自動転送され, 適当にデータ取得が行われていることを確かめている.

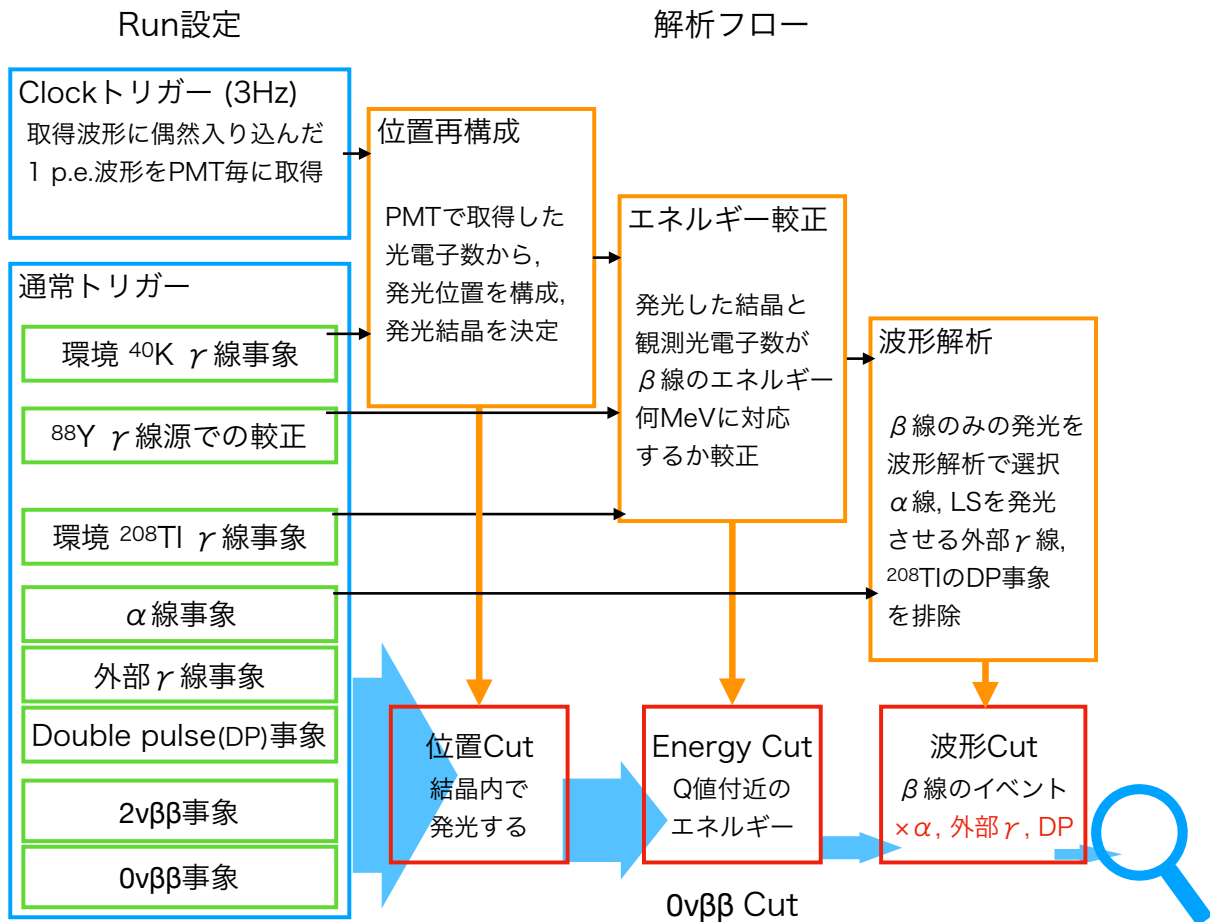


図 2.6: データ解析の概略図

CANDLES 実験の取得データ (較正データを含む) から様々な物理量を計算し、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊ではない事象を除く Cut 条件を作成する。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索では、最も効率的に背景事象を削減できる以上の Cut 条件を課すと S/N 比が向上すると考えられる。

2.3.2 1 光電子波形

各 PMT の信号と、検出光電子数を対応付けるために、1 光電子を検出した際の波形を取得する必要がある。3Hz の時間トリガーをもちいて、各 PMT に偶然に発生し、450 ns 以内に含まれた 1photon 相当の波形を取得する。この事象を 1 p.e. 事象とよび、ペDESTALから 2 ch 連続で 2ADC ch 以上離れたイベントと定義される。このピークから ± 60 ns の範囲の ADC 値積分の平均を 1 光電子の電荷とみなす。例として、1 日に PMT#1 で観測された 1 光電子の電荷分布を図 2.7 に示す。この 1 光電子波形は各 PMT に対して各 Sub Run (およそ 1 日間) 毎に作成される。作成した 1 p.e. 波形は、日毎、各 PMT 毎のゲインの変動を打ち消していると考えられる。

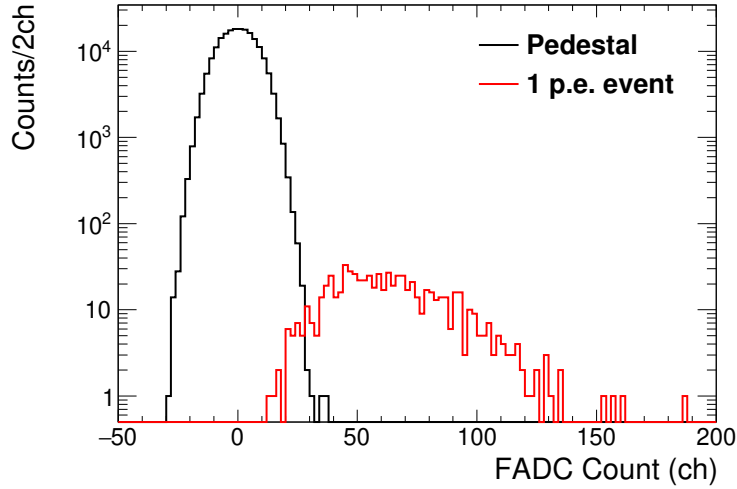


図 2.7: 1 p.e. 事象の FADC 値積分

赤線で 1 光電子の電荷分布を, 黒線でペDESTAL 値を示す.

2.3.3 位置再構成

CANDLES 検出器で得られるデータは周囲の PMT の波形情報のみであり, 発光結晶の位置によってそれぞれエネルギーを校正する必要がある. イベントごとに, 各 PMT で観測された光電子数を持ちいて, イベントの発生位置を再構成する. 光電子数は前述の 1 p.e. 波形から求められる. 再構成されたイベントの発光位置 \vec{x}_{Event} は, PMT i 番目の位置 $\vec{x}(i)$, 観測された光電子数 $N_{\text{n.p.e.}}(i)$ をもちいて, 以下のように求められる.

$$\vec{x}_{\text{Event}} = \frac{\sum_i^{\text{PMT}} N_{\text{n.p.e.}}(i) \times \vec{x}(i)}{\sum_i^{\text{PMT}} N_{\text{n.p.e.}}(i)} \quad (2.1)$$

これは, 観測光電子数で重み付けした PMT 位置の平均である. $\vec{x}_{\text{Event}} = (X, Y, Z)$ (直交座標系, Z 方向は鉛直上向き) として, 再構成された発光位置の XY 方向への投影を図 2.9 に示す. 位置再構成によって, 結晶内での発光を選択することが可能である. 図 2.8, 2.9 は検出器内に ^{88}Y γ 線源を導入し, 校正を行った際の発光事象を示し, β 線を選び出すカットをかけている. この ^{88}Y の校正については第 3 章で詳述する. 再構成された \vec{x}_{Event} は長さの次元を持つが, 実際の結晶位置とは乖離がある. 観測された (X, Y, Z) それぞれのピークと正規分布関数 (平均 μ , 分散 σ) で Fitting し, μ を結晶中心とみなす. 結晶中心からある σ 以内に再構成された事象を, その結晶が発光した事象として選び出す. 図 2.9 に例として, X 方向への投影で観測されるピークを示す. 実際の解析では, 結晶を選ぶ Y, Z 方向にも図 2.8 のようなカット条件は Fitting を複数回行うことによって最適化される. また, Y, Z 方向に対しても同様に位置再構成が行われる. 通常ランでは, 環境 ^{40}K 由来の外部 γ 線事象を用いて, \vec{x}_{Event} と結晶の対応付けを行っている. また, 結晶内の発光事象をよりよく選ぶために, 第 2.3.5 節で述べる, 液体シンチレータの発光が混ざったイベントを除くカットをかけている.

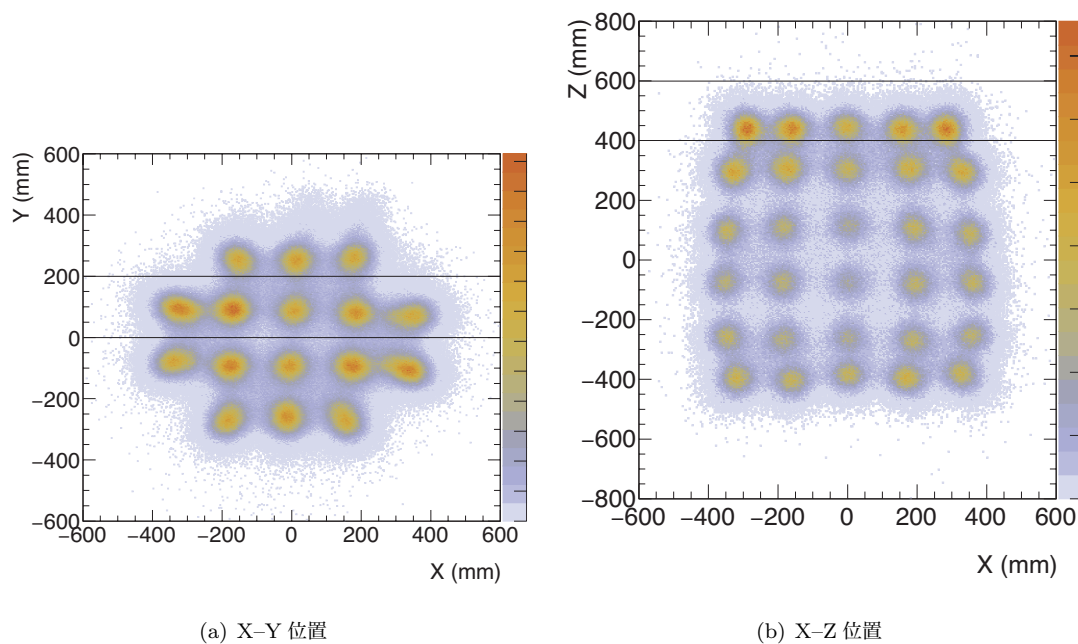


図 2.8: 再構成された発光位置

第 3 章で述べる, ^{88}Y の γ 線を用いた較正によって発光位置と結晶が対応付けられる. それぞれの結晶内で発生した事象をよく区別できることが示されている. 図 2.8(a) 中横線は図 2.8(b) を描く際にかけたカット条件を示す. 図 2.8(b) では, この $0 \text{ mm} < Y < 200 \text{ mm}$ の条件をかけて X-Z 方向に投影した. 図中横線は図 2.9 を描く際にかけたカット条件を示す.

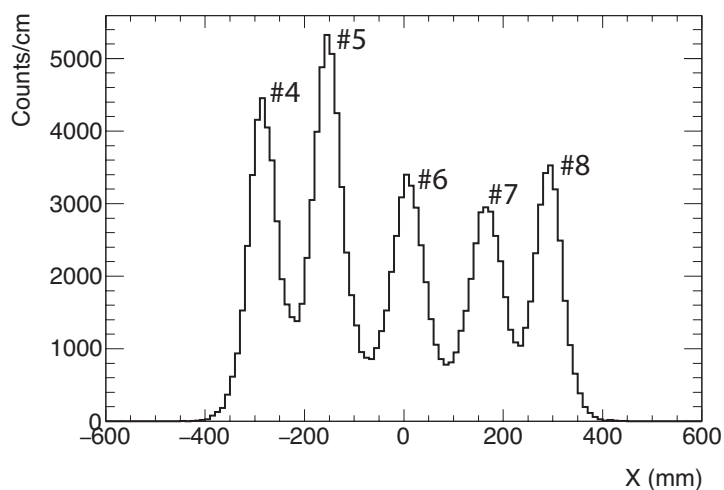


図 2.9: 再構成位置の X 方向への投影

図 2.8 中で示した, Y, Z に対する条件をかけた. 図中番号は再構成された結晶番号を示す.

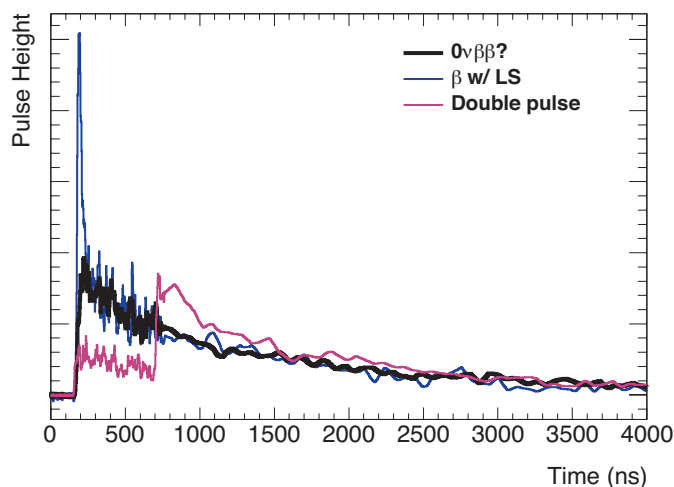


図 2.10: CANDLES で取得される波形の例

黒太線で CaF_2 結晶が β 線で発光した際の波形の例を示す。青線は黒太線に液体シンチレータの発光が混入した波形、紫線は Bi-Po 連続崩壊による α 線と β 線の波形が連続して起こった波形の例である。

2.3.4 エネルギー較正

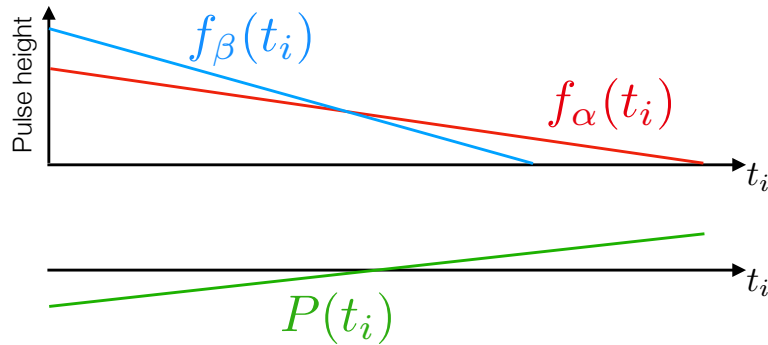
CANDLES 実験では環境 γ 線を持ちて最終的な γ 線エネルギー較正を行っている。また、Q 値 4.3 MeV より高いエネルギー領域については中性子線源を持ちて (n, γ) 反応で放出される γ 線の観測によって線形性を確認している。エネルギー較正については、第 3 章にて詳述する。

2.3.5 波形解析

Flash ADC で取得された各 PMT の波形を持ちて、背景事象の弁別を実行している。具体的には、以下のイベントを波形解析で区別する。

- 液体シンチレータの発光が混ざったイベント
- Bi-Po 連続崩壊の二重パルス (Double Pulse, DP) イベント
- α 線起因のイベント
- β 線起因のイベント

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の事象は、結晶中で β 線のみが同時に出てくる事象であるため、最後の β 線起因のイベントのみを選び出す必要がある。図 2.10 に CANDLES で取得される波形の例を示す。 $\beta\beta$ 崩壊では、2 本の β 線が結晶中でエネルギーを損失し、結晶が発光する。第 2.2.3 項で述べたように、外部からの γ 線は LS を発光させ、LS の発光時定数は CaF_2 結晶に対して約 100 倍短い。したがって、図 2.10 の青線で示される波形の様に、波形の立ち上がり直後の違いによって、LS を発光させた偽事象を除くことができる。この事象は波形の初期部分の積分と、波形全体の積分の比を計算することによって除くことができる。加えて、 β 線由来の波形をエネルギー分

図 2.11: Shape Indicator の $P(t_i)$ の概念図

布で条件をかけることで選び出し, 平均して標準波形を作成している. 標準波形をスケールして実際の波形を Fitting し, 自由度で規格化された χ^2 を用いて β 線を選び出すカットを作成している.

また, 結晶中に含まれる ^{212}Bi - ^{212}Po の連続崩壊は合計で Q 値以上のエネルギーとして観測される発光を結晶内で行う. ^{212}Po の崩壊時定数は 0.3μ 秒であり, CANDLES 実験では同一事象中に, DP 事象として観測される. DP 事象の典型的な波形を図 2.10 に紫線で示す. 図中の DP 事象は ^{212}Po がおよそ 0.5μ 秒で崩壊している. DP 事象は波形の Fitting により除かれている [30].

α 線と β 線起因のイベントは, 結晶の発光の時定数の成分が異なる. これらのイベントは, Digital filter method の一種である Shape Indicator[31] をもちいて弁別している. これは, Flash ADC i 番目の Bin の時間 t_i に取得された波高 $f(t_i)$ の集合で表現される波形に対して, α と β の波形どちらが近いか定量的に評価する方法である. α 線, β 線起因と考えられるイベントの波形を平均し, 標準波形 $f_\alpha(t_i), f_\beta(t_i)$ を作成する. 評価指標, Shape Indicator(SI) は以下の式で求められる.

$$\text{SI} = \frac{\sum_i P(t_i) f(t_i)}{\sum_i f(t_i)}. \quad (2.2)$$

ただし, $P(t_i)$ は,

$$P(t_i) = \frac{f_\alpha(t_i) - f_\beta(t_i)}{f_\alpha(t_i) + f_\beta(t_i)}. \quad (2.3)$$

と定義される. $P(t_i)$ の概念を図 2.11 に示す. $P(t_i)$ は, α 線の平均波形により近い部分で波形との積を大きくするため, α 線らしきが大きいほど SI は 1 に近く大きくなる. SI の値の評価によって, α 線, β 線イベントの弁別が可能である. α 線を選択することで, 連続崩壊のタグなど, 更に詳細な解析が可能になる.

2.4 現状の CANDLES 実験の課題

本節では, 現状の CANDLES 実験で問題となっている点について述べる.

2.4.1 CANDLES 検出器のエネルギー較正と応答評価

CANDLES 実験のエネルギー較正は 3 ヶ月毎の ^{88}Y 線源により実施されている. この較正はできる限り内部の結晶位置に依存しないように線源を検出器内部の様々な箇所を導入して行われているが, 現在はエネルギーの結晶の段ごとの依存性が観測されている (1 段目が最も大きく, $\sim 1\%$). これは, 検出器内の PMT の構

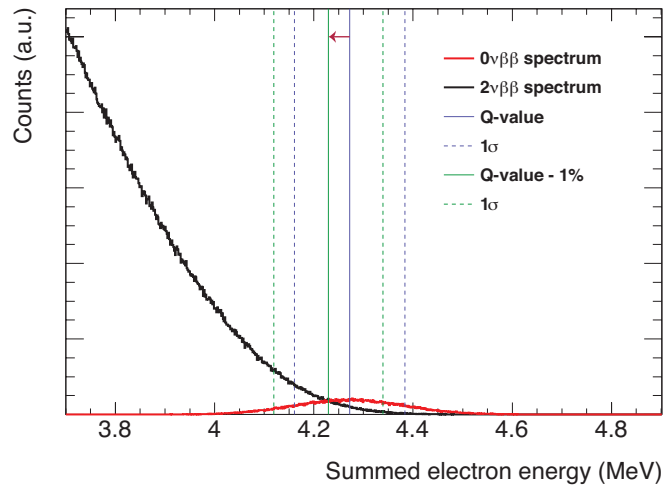


図 2.12: $0\nu\beta\beta$ 崩壊 (赤) と $2\nu\beta\beta$ 崩壊 (黒) の β 線スペクトル

紫線で Q 値と $\pm 1\sigma$ の ROI を示す。緑線は Q 値のエネルギーを 1% 下方に見積もった際の ROI で、より多くの $2\nu\beta\beta$ 崩壊のイベントが混入し、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の効率が悪化することがわかる。

造の非対称性や、結晶に含まれる放射線不純物量の差、結晶位置による背景事象量の違いが原因と考えられている。このエネルギー較正の不備は $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象探索に対して開いたエネルギー領域 (Region of Interest, ROI) が実際には $2\nu\beta\beta$ 崩壊由来の電子のエネルギー損失の領域になってしまうため、検出効率を悪化させる。図 2.12 に、現状の CANDLES 実験のエネルギー分解能 2.6% で観測が期待される $2\nu\beta\beta$ 崩壊の β 線スペクトルと、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の β 線スペクトルの概算を示す。ここで、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期として 6.4×10^{19} 年 [32] を用い、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期を 1×10^{23} 年と仮定した。仮に、図 2.12 の状況で、背景事象を $2\nu\beta\beta$ 崩壊に限定しても、Q 値 $\pm 1\sigma$ のゲートを開くと、現状の 1% のエネルギースケールの不整合に対して、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊のイベントが混入するため、理想的な実験の効率は約 20% 低下する。この真のエネルギースケールとの差が 0.1% であれば、効率の低下は 2% と概算される。この概算は図 2.12 の仮定に基づく非常に粗いものではあるが、本研究では、多様な線源を用いたエネルギー較正を行い、評価したエネルギースケールの不定性 0.1% 以下をめざす。また、エネルギースケールの系統誤差についても評価する。

今後、実験が ^{48}Ca 由来以外の大部分の背景事象の排除に成功した際に、このエネルギー較正が、感度を最大化する ROI 最適化に大きく貢献する。第 3 章でこの問題について詳細に議論する。

2.4.2 環境中性子の背景事象の評価

CANDLES 実験の標的核 ^{48}Ca の Q 値、4.3 MeV に対して背景事象となる γ 線としてもっとも主要なものの中性子由来の γ 線である。岩石、または検出器素材の原子核が環境中性子を吸収し、 (n, γ) 反応によって、数 MeV の γ 線が放出される。結晶内で Q 値のエネルギー損失をする γ 線は波形弁別では分離不可能であり、致命的な背景事象となりうる。CANDLES 検出器でも Q 値以上のエネルギー損失をするイベントが観測されており、中性子線源を用いた測定によって (n, γ) 反応由来のイベントだと考えられている [33]。先行研究 [33] では、CANDLES 検出器の観測スペクトル形とシミュレーションの比較から環境中性子のフラックスを推定し

ている。具体的には、実験室周囲の岩石、検出器ステンレスタンクに含まれる原子核、特に Si と Fe からの γ 線の放出エネルギーの大きさが合うように中性子量をスケールしている。しかしながら、岩石の化学組成の不定性は非常に大きく、詳細に調査することも困難である。また、CANDLES 検出器自身での測定だけでなく、中性子の測定に特化した検出器での中性子フラックスの測定もクロスチェックとして必要不可欠である。本研究では、中性子フラックスとエネルギースペクトルを定量的に評価することを目的とする。第 4 章で中性子測定の詳細について述べる。

第3章

CANDLES 検出器のエネルギー較正と応答 評価

CANDLES 実験において、エネルギー較正は Q 値付近の事象評価に大きく影響するため非常に重要である。本章では CANDLES 検出器のエネルギー較正と応答について議論する。

3.1 ^{88}Y 線源による較正

CANDLES 実験では、 ^{88}Y 線源の 1.84 MeV の γ 線をもちいて、およそ 3 ヶ月毎に各結晶に対してエネルギー較正を行っている。 ^{88}Y の崩壊図を図 3.1 に示す。 ^{88}Y 線源は、CANDLES 検出器本体タンク上部の 6 つの線源ポート (図 2.3 参照) を通じて、結晶間に挿入される。Z 方向線源設置位置は、結晶 1 段目と 2 段目、3 段目と 4 段目、5 段目と 6 段目の間の 3 箇所、計 18 箇所の線源設置箇所を設けている。観測された光子数のスペクトルを図 3.2 に示す。この較正によって、 ^{88}Y 線源の 1.84 MeV のピークを正規分布関数で Fitting し、観測される光子数と、エネルギーを対応付ける。898 keV のピークは threshold 付近にあるため較正に適さない。また、サムピークは γ 線が 2 本放出され、適切に位置再構成されていない恐れがあるため較正に用いていない。

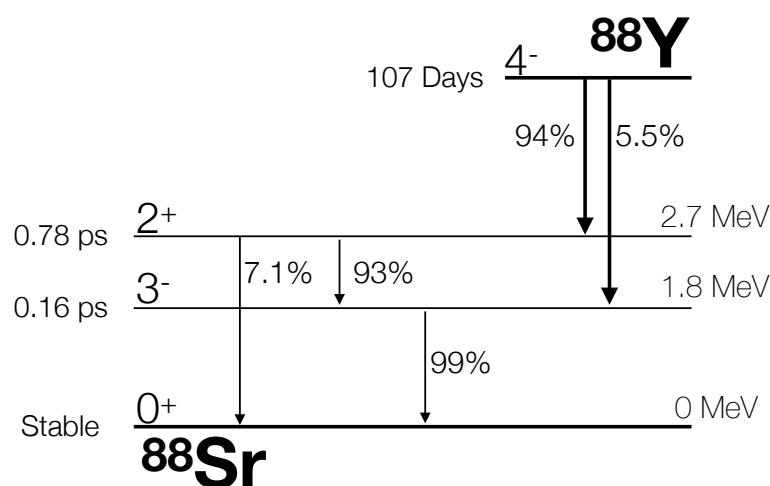


図 3.1: ^{88}Y の崩壊図

主要な準位のみ示した。

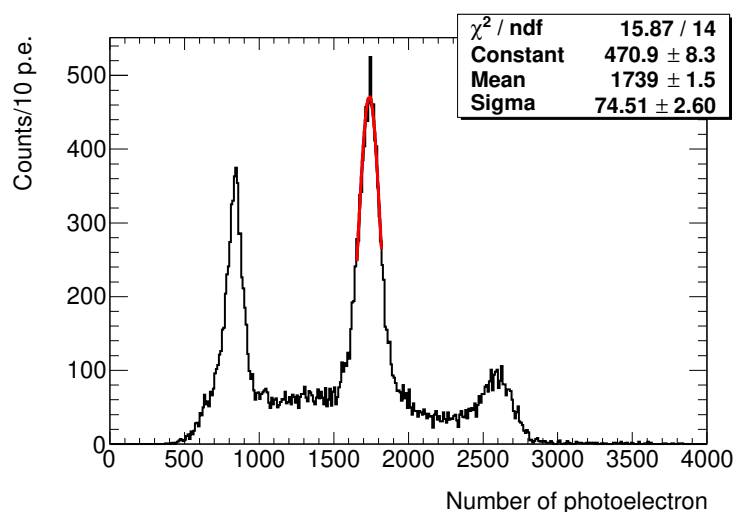


図 3.2: 結晶#1 に再構成された ^{88}Y 線源による光電子数のスペクトル

横軸は積分時間 $4\mu\text{s}$ 内での全観測光子数. 例として, 結晶 1 のスペクトルを示す. 赤線で Fitting が示されているピークが ^{88}Y 線源の 1836 keV のピークで, 2600 p.e. 付近に観測されるピークはこの 1836 keV と 898 keV の γ 線とのサムピーク.

Fitting 範囲は予備 Fitting を適当な範囲で正規分布関数で行い, 予備 Fitting の中心値 $\pm 1\sigma$ とした. この較正では, ^{88}Y の 1.8 MeV のピーク位置が重要であり, 付近の背景事象が比較的平坦に観測されることから, 正規分布関数のみを Fitting にもちいた.

この較正を行った後に, 環境 ^{208}Tl のピークを Fitting すると, 結晶の段ごとのエネルギーへの依存が観測される (図 3.3). ^{88}Y の較正は 3 ヶ月に 1 度であるため, 時間変動の影響を考慮できていないことや, PMT 設置の Z 方向への非対称性によって依存性が残ることが原因として考えられるが, 決定的な理由は理解されていない. この依存性は次節で議論する ^{208}Tl の較正によって補正する.

3.2 結晶内の ^{208}Tl の γ 線による較正

^{88}Y の較正後に残るエネルギーの乖離は, 環境の ^{208}Tl の γ 線を用いて, 段ごとにエネルギーの補正をかけること (Layer correction) ができる. 統計量が不足するため, 各結晶に対して環境の ^{208}Tl の γ 線をもちいた較正を行うことはむずかしいため*1, ^{208}Tl のピークの位置が適当になるように各段について補正する. この際に, 波形解析による β 線イベントを選ぶカット, 位置再構成による結晶内イベントを選び出すカットをかけた. 放射線不純物量が非常におおき, α 線由来の明らかに異なるスペクトルが観測される結晶#11 に再構成されたイベントは較正に用いるデータから除いた. 通常観測されるスペクトル形 (図 3.4) とあわせて図 3.5 に示す. 補正後のスペクトルと Fitting 関数を図 3.6 に示す. 図 3.6 内の青点線で示される正規分布と誤差関数は ^{208}Tl の γ 線由来を想定して導入した関数で, 誤差関数はコンプトン効果を説明するよう取りうるエネルギーに制約をかけている. 同様に, 緑点線で示される 2 つの正規分布は, ^{214}Bi の 1764 keV (分岐比:15.4%) と 2204 keV (分岐比:5.08%) の γ 線を示すよう高さ, エネルギーに制約をかけている. 橙色点線で示される正規分布は

*1 ^{208}Tl のピークは観測されるが, 背景事象の評価が困難である.

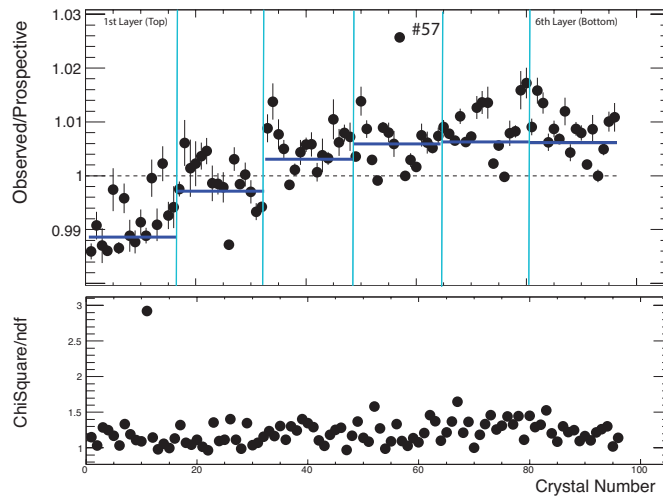


図 3.3: ^{88}Y 較正後の ^{208}Tl のピーク位置のずれ (上図)

誤差棒は ^{208}Tl のピークを Fitting した際の誤差のみを示すが、各結晶毎に環境 ^{208}Tl のピークを Fitting することは統計量が不足するため難しく、背景事象の見積りからの不定性から更に大きな誤差が見込まれる。下図は Fitting の精度を示す $\chi^2/\text{n.d.f.}$ 。Fitting の詳細については後述する。青線は観測されたピーク位置のずれを結晶の段ごとに重み付き平均して示し、段のエネルギーへの依存が残っていることを示す。結晶#57 はモジュールに空気が混入しているため、適当に較正されていない。

中性子捕獲した水素からの 2223 keV の γ 線を想定して導入され、初期値を工夫して与えた後全パラメータを自由にして Fitting を行っている。結果的には、中性子線源を用いたデータから想定される分解能^{*2}に対して著しく悪く (~ 1.8 倍) Fitting されているため、この正規分布は水素からの γ 線だけでなく、他核種からの比較的量の少ない γ 線が混入していると考えられる。

実験スペクトルの 2.6 MeV の ^{208}Tl のピークは明らかに左右対称ではない。これは、 CaF_2 結晶に比べて、LS の発光は 10% 程度小さく、現在かけている β 線を選びだすカットで落とし切ることができなかった、LS 発光が混ざったイベントが、2.6 MeV のピークの下方に滲み出して観測されるためである。図中で滲み出し領域に紫点線で示した正規分布を仮定して Fitting を行い、滲み出し部分を説明することを試みた。この正規分布を仮定しない場合、 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ で評価される Fitting の確度は必ず低下した。この際、 ^{208}Tl のピーク位置は最大で 0.8% 下方に観測される。液体シンチレータの低エネルギー γ 線に対する発光量の詳細な理解は未達成であり、シミュレーションによりスペクトル形と実際のエネルギーの関係を得ることは現状困難である。本較正を行った後のエネルギースケールが適切か、他の線源を用いて検証が必要である。なお、この正規分布の中心値付近に γ 線放出エネルギーを持つ原子核で有力なものは見つからなかった。

較正後のスペクトルに対して、同様の関数で Fitting を行い、エネルギーの結晶の段依存性を解決し、適当にエネルギー較正が行われていることを図 3.7 に示す。図 3.7 の全結晶で得られるスペクトルに対して同様の関数で Fitting を行うと、 ^{208}Tl のピークは文献値に対して、 $-0.04 \pm 0.04\%$ と Fitting された。ここで、誤差は Fitting によるもののみ考慮している。較正後のピークは誤差の範囲で適当な位置に観測され、適切な較正がで

*2 3.3 節で議論される、中性子線源を用いた測定の分解能 (図 3.13)

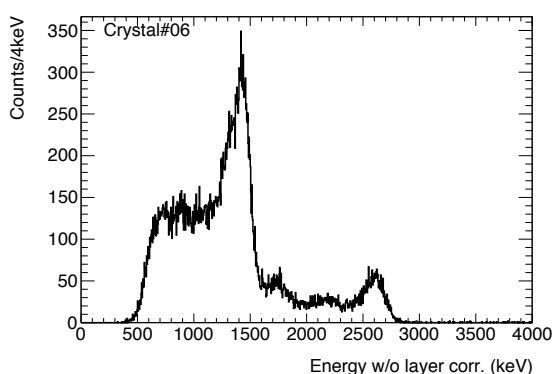


図 3.4: 結晶#6 で観測されたスペクトル
通常の結晶で観測されるスペクトル
形として示す.

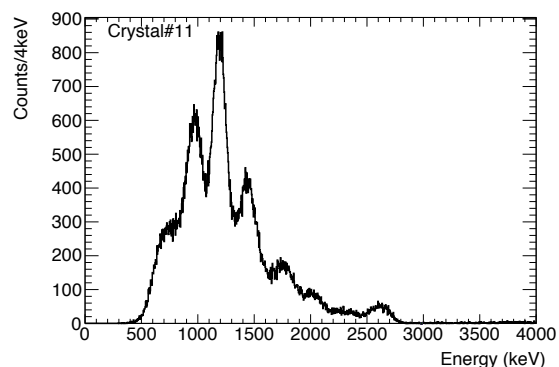


図 3.5: 結晶#11 で観測されたスペクトル
放射性不純物の含有量がおおく, 放出
 α 線によって明らかにスペクトル形
が通常の結晶と異なる.

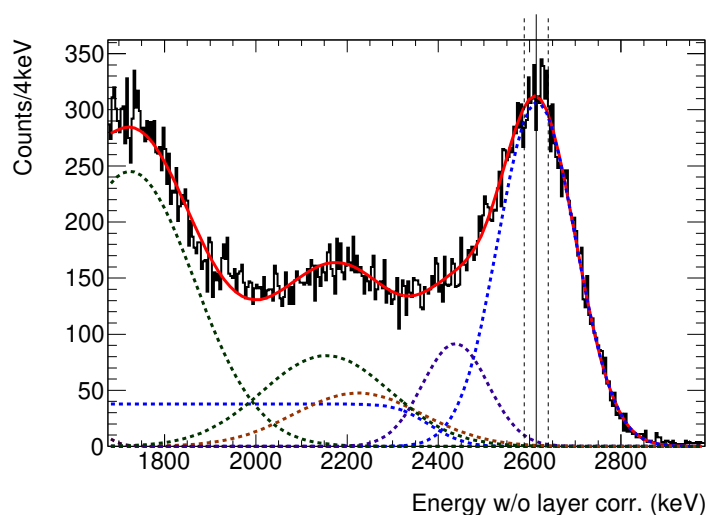


図 3.6: Layer correction 適用後の低エネルギー側スペクトルと Fitting 関数 (結晶 1 段目)
黒線でデータ点, 赤線で Fitting の関数を示す. 点線は Fitting 関数の成分で青が ^{208}Tl
(2.614 MeV), 緑が ^{214}Bi (1.764 MeV, 2.204 MeV), 橙色が中性子捕獲した水素由来の γ 線
(2.223 MeV) を説明するために導入した関数である. 紫点線で示した正規分布は Tl のピーク
の低エネルギー側のしみ出しを説明するため導入した. 図中縦線は ^{208}Tl の γ 線エネルギー
の文献値, 点線は $\pm 1\%$ のエネルギーを示す.

きていることが示された.

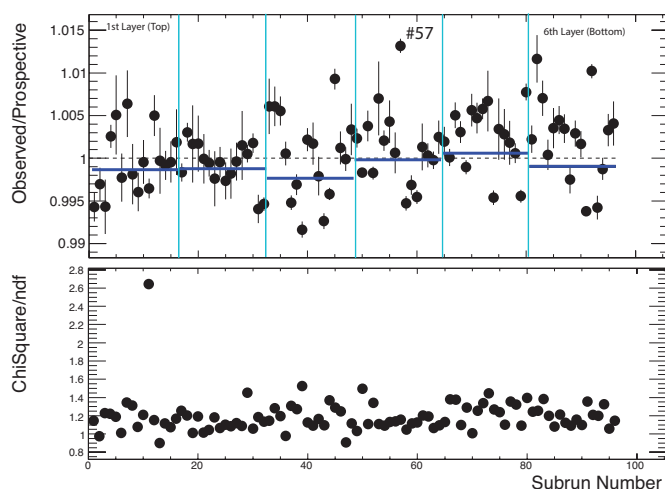


図 3.7: ^{208}Tl による段補正後の ^{208}Tl のピーク位置のずれ (上図)

図 3.3 と同様に図 3.6 の関数で各結晶の ^{208}Tl のピークを Fitting しているが、こちらも統計量が不足するため誤差棒以上の誤差がみこまれる。図 3.3 に対してピークが適当な位置に近づいている。

表 3.1: 熱中性子に対する反応断面積と放出エネルギー

核種	断面積 (barn)	γ 線エネルギー (keV)	崩壊に対する発生強度比 (%)
^{28}Si	0.177	9353	67.2
		4934	63.3
^{58}Ni	4.5	4899	33.1
^{56}Fe	2.59	7631	25.2
		7645	21.2
^1H	20.8	2223	100

3.3 (n, γ) 反応をもちいたエネルギー線形性の評価

CANDLES 検出器のエネルギー較正では、 ^{208}Tl 線源の 2.615 MeV に対しエネルギーが合わせられ、高エネルギー領域では線形性が仮定される。この線形性を確認するために、Q 値 4.3 MeV と同等か、より高エネルギーの γ 線源が必要となる。しかし、一般にそのような大きな Q 値を持つ原子核は非常にはやく崩壊してしまい、放射線源として用いることは難しい。そこで、中性子線源をもちいて、原子核に中性子捕獲反応を起こさせ、中性子を過剰に持った原子核を生成し、その崩壊に伴って放出される高エネルギーの γ 線を較正に用いる。

中性子線源として、 ^{252}Cf 線源をもちいて、周囲を Ni, または Si を含んだブロックで覆った高エネルギー γ 線生成機構を CANDLES 検出器タンク上部に設置した。また、直接 ^{252}Cf と減速材を設置し、検出器構造に含まれる Fe や H との (n, γ) 反応についてもピークを確認する。それぞれ Ni run, Si run, Cf run とよぶ。反応が期待される核種のエネルギーと断面積について、表 3.1 にまとめる。各セットアップの Live time を表 3.2 に

3.3. (N, γ) 反応をもちいたエネルギー線形性の評価 第 3 章 CANDLES 検出器のエネルギー較正と応答評価

表 3.2: 各 Run のまとめ

Run 呼び名	(n, γ) ターゲット	Live time (hour)
Si run	Si ブロック	50.7
Ni run	Ni ブロック	12.1
Cf run	検出器 (Fe, H)	12.0

示す。図 3.8 に各 Run で得られたスペクトルを示す。期待される核種の (n, γ) 反応のピークが観測できてい

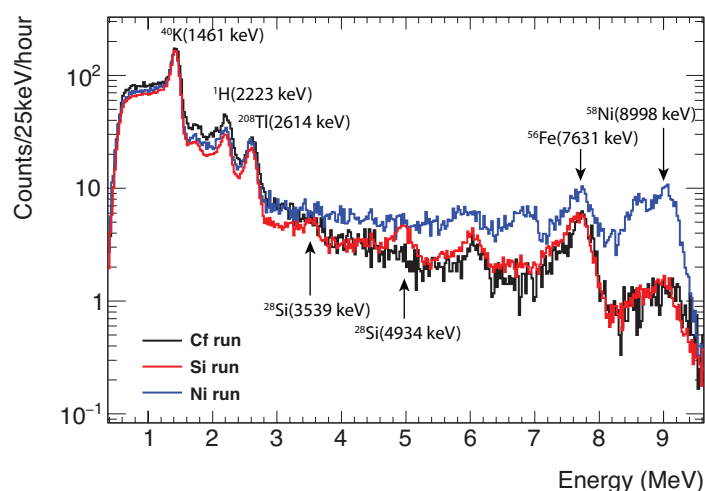


図 3.8: 中性子をもちいた各 run のエネルギースペクトル

(n, γ) 反応のピークが確認できる。 β 線を選び出すカットをかけ、結晶内に位置再構成されているイベントに対してスペクトルを描いた。6 MeV 付近に観測されるピークは Fe 起源のものであるが、背景事象の不定性が大きく較正に用いていない。

る。それぞれのピークに対して正規分布によって Fitting を行い、平均値 (μ) と標準偏差 (σ) を得る。この背景事象を説明する関数として数種類の関数 (Exponential, constant, gaussian) を試し、 μ と σ に大きな影響が無い (不定性 < 0.2%) ことを確認し、 χ^2 が最も小さくなる関数をもちいた。Ni, Fe, Si のピークを図 3.9, 図 3.10, 図 3.11, 図 3.12 に示す。

また、低エネルギー領域でも、中性子捕獲した水素から放出される γ 線が観測された (図 3.13)。以上の Fitting の μ をエネルギーとみなし、エネルギー応答の線形性を確認した。図 3.14 に、環境 γ 線の Fitting 結果とあわせて今回の結果を示す。高エネルギー領域 (~ 9 MeV) では $+0.20 \pm 0.08\%$ の範囲でエネルギーの線形性が確認された。特に、Q 値付近で良い線形性が示されている。

低エネルギー側のエネルギーの不一致は、背景事象となるイベントが非常に多く、線源由来の真のイベントを選び出すことが難しいこと、あるいは CaF_2 結晶のクエンチングに起因していると考えられるが、詳細は不明である。低エネルギー側には比較的多くの γ 線エネルギーが液体シンチレータの発光にもちいられると仮定して、波形解析から厳しい β 線の選別を行った。最も厳しい選別のもとで、 ^{40}K のピークについて、最大で 0.5% ほどピーク位置が上昇したが、この値はエネルギーの不一致 ($\sim 2\%$) をすべて説明するには不足する。低エネ

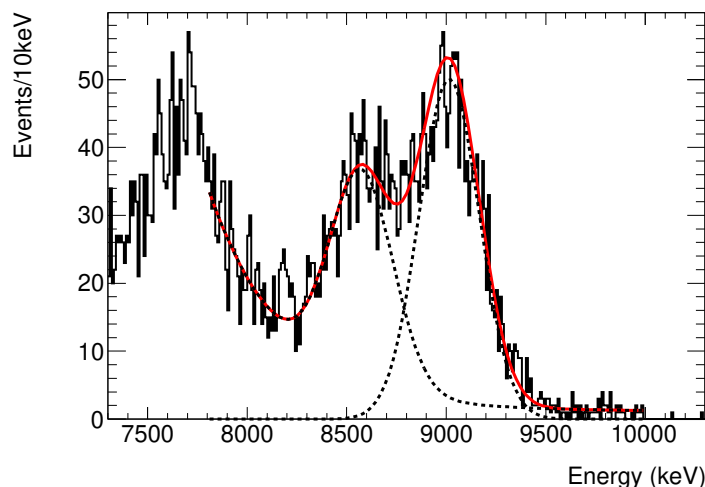


図 3.9: Ni のピーク

高エネルギー側のピークは Ni の 8994 keV(33.1%), 隣接するピークは同じく Ni の 8534 keV(16%) のものである。背景事象を説明する関数として Exponential 関数, 定数関数を用いている。低エネルギー側に観測されるピークは Fe 由来のものである。

ギー側で線形性が系統的に悪化することからも, 他の要因があると考えられる。

また, σ/μ を分解能と定義し, 検出器の分解能のエネルギー依存を調べた (図 3.15). (n, γ) 反応のデータ点を Observed Energy E の関数, $p_1/\sqrt{E} + p_2$ (p_1, p_2 はパラメータ) により Fitting した (図 3.15 中点線). 低エネルギー側の環境 γ 線イベントは非常に計数が多く, 誤差が小さいため, Fitting 関数が過剰にエネルギーの異なる領域の分解能の影響を受けることを避けるため Fitting からは除き, ^{28}Si の 2 点, ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^1H の 5 点で Fitting した. 結果的に, Fitting 関数は低エネルギー側のデータ点でもよく合致している. この Fitting 関数より, Q 値 4.3 MeV での分解能は, $2.4 \pm 0.2\%$ と求められた. ここで, 誤差は Fitting によるもののみ考慮した.

3.4 エネルギースケールの不定性

本章で前述した較正後の, ^{48}Ca の Q 値のエネルギースケールにおける, 不定性について議論する. 統計によって制限される Fitting の誤差は $\pm 0.04\%$ と見積もられ, Fitting 自体に大きな統計誤差はないと結論付けられる. ^{208}Tl 付近でのエネルギー応答には極端な仮定をおいた Fitting を行ったが, 高エネルギー側の線形性を示す, 図 3.14 の高エネルギー側の 4 点 (^{28}Si , ^{56}Fe , ^{58}Ni) の較正後に観測されたエネルギーの重み付け平均 (図中青点線) は $+0.20 \pm 0.08\%$ であり, Q 値でのエネルギースケールが適切に較正されていることを示している.

3.5 CANDLES 検出器エネルギー応答評価のまとめ

本研究によって, CANDLES 検出器の Q 値でのエネルギースケールが適当に較正され ($-0.04 \pm 0.04\%$), 不定性が評価された. この較正は定量的な評価がなされたことによって, CANDLES 実験の物理解析の基礎となる. 本研究で較正のための解析ツールが確立され, これからの CANDLES 実験のデータ取得においても同様の解析が容易に可能になったといえる. 加えて, Q 値より高エネルギーの領域についても中性子線源を用いた較

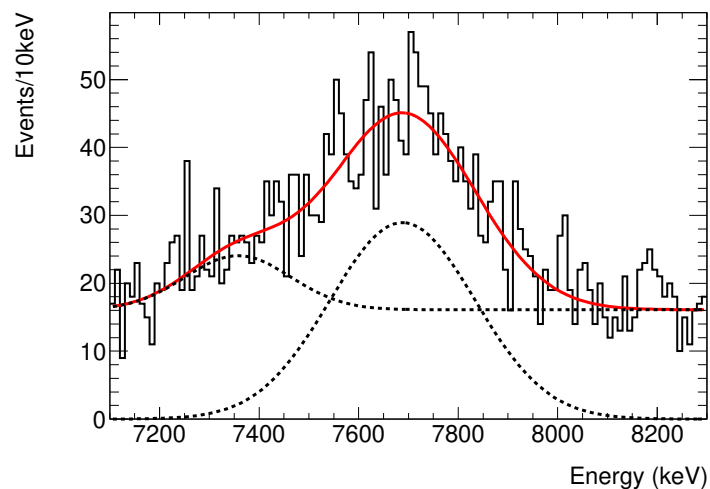


図 3.10: Fe のピーク

Fe の 7631 keV(25.2%) と 7645 keV(21.2%) の γ 線は単一のピークとして観測される。主ピークのやや低エネルギー側に観測されるのは Fe の 7279 keV(5.3%) のピークと考えられる。背景事象を説明する関数として定数関数を用いている。

正によって線形性が評価され ($+0.20 \pm 0.08\%$), Q 値のエネルギー評価に対する付加的な情報として活用可能である。また, 本較正から Q 値のエネルギー分解能が $2.4 \pm 0.2\%$ と定量的に評価された。

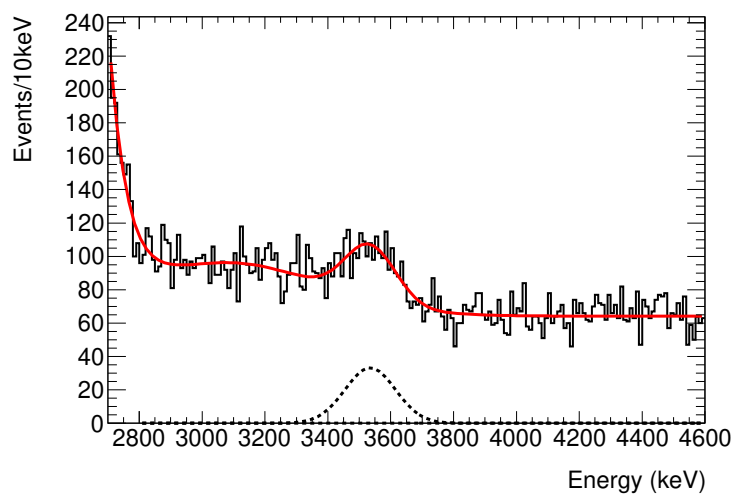


図 3.11: Si のの低エネルギー側ピーク

中央に観測されるピークが Si の 3539 keV のものである。2.8 MeV 以下に観測される急峻な立ち上がりは環境 Tl 由来の γ 線事象である。背景事象を説明する関数として正規分布関数, Exponential 関数, 定数関数を用いている。

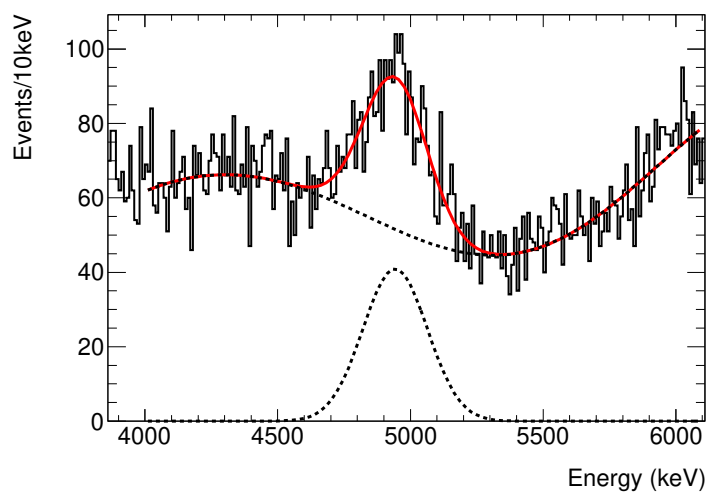


図 3.12: Si の高エネルギー側ピーク

中央に観測されるピークが Si の 4934 keV のものである。背景事象として、両脇のイベントを説明する 2 つの正規分布関数を用いている。高エネルギー側のイベントは Fe 由来の γ 線 (5914 keV, 6015 keV) によるものだと考えられる。

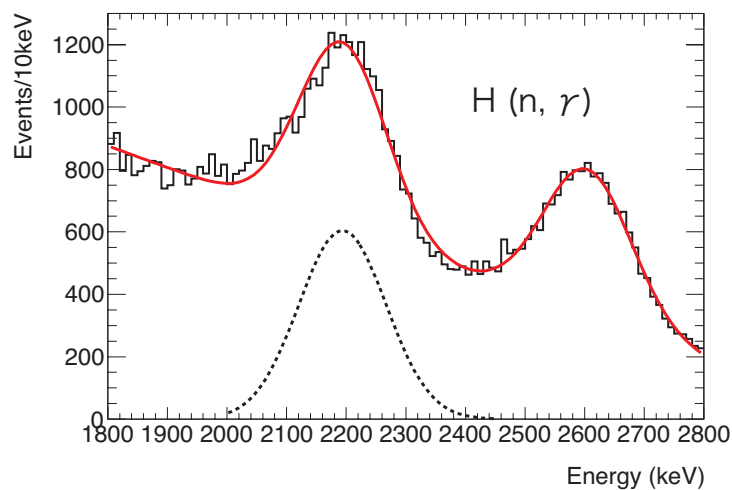


図 3.13: H のピーク

H 由来の 2223 keV 由来のピークに対し高エネルギー側に観測されるピークは環境 Tl 由来のピークである。背景事象を説明する関数として, Exponential 関数, 定数関数を用いている。

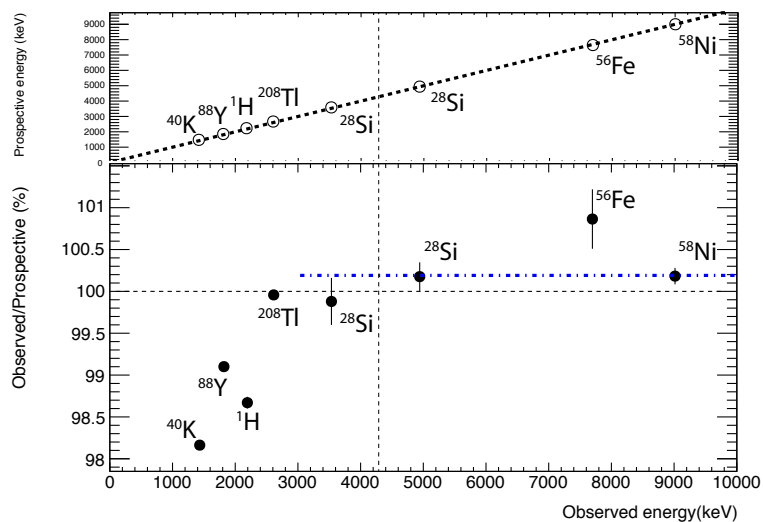


図 3.14: 各ピークの線形性

(n, γ) 反応のピークが高エネルギー側で $+0.20 \pm 0.08\%$ の範囲で線形であることが確認できる。青点線は 3 MeV 以上の点の誤差で重み付けした平均値。

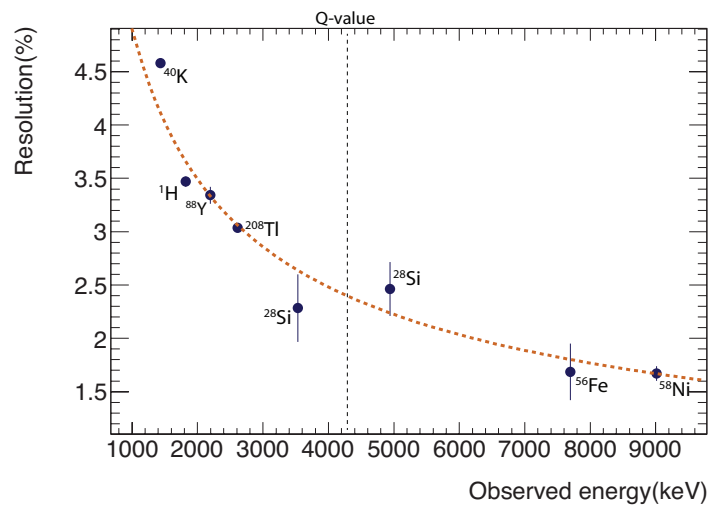


図 3.15: CANDLES 検出器のエネルギー毎の分解能

点線は (n, γ) 反応で得られたデータ点に対して $p_1/\sqrt{E} + p_2$ で行った Fitting 結果を示す. Fitting 結果から, Q 値での分解能は $2.4 \pm 0.2\%$ である.

第 4 章

環境中性子

本章では、地下環境での中性子フラックスとエネルギースペクトルの測定について述べる。

4.1 背景事象としての環境中性子

稀少事象探索実験において、環境中性子は非常に避けがたい背景事象の要因となりうる。

CANDLES 実験では、高い Q 値の $0\nu\beta\beta$ 崩壊核種、 ^{48}Ca を用いて、 ^{208}Tl の 2.61 MeV などの環境 γ 線の影響を強力に排除可能である。 ^{48}Ca の Q 値、4.27 MeV は地下環境ではかなり高いエネルギーであり、直接核種の自然崩壊から生成される γ 線はほとんど背景事象とならない。一方で、環境中性子が原子核に捕獲され、 γ 線を放出する (n, γ) 反応では、4.3 MeV 以上の γ 線が生成されうる。検出器内に侵入した中性子が検出器内で高エネルギーの γ 線を生成する事象は、CANDLES 実験にとって致命的な背景事象である。CANDLES 実験ではこの (n, γ) 反応で生成される γ 線による背景事象数を定量的に評価する必要がある。

現在の CANDLES 実験では、Q 値より高エネルギー側に観測されるピークを (n, γ) 反応由来のもののみならず、背景事象数の評価を行っている [33]。通常ランで得られたスペクトルと、中性子線源を用いたスペクトルで、検出器内外に存在する Fe と Si の核種に中性子が捕獲されて放出される γ 線の共鳴ピークを比較し、高さをスケールすることで、中性子由来の γ 線数を評価している。この手法は、検出器内外に存在する Fe と Si の量が不明であるため、シミュレーションの不定性が大きい (~50%)。本研究では、Fe と Si の量に依存しない、先行研究で得られた中性子フラックスの量そのものを検証する。フラックスを中性子測定に特化した検出器で検証することで、先行研究の妥当性を評価することができる。

また、原子核の反跳を検出する暗黒物質の直接探索実験では、中性子がより直接的な背景事象となりうる。中性子の反跳する原子核は、暗黒物質の反跳する原子核と原理的に区別が不可能である。近年大きな成果を上げているキセノン 2 相式 Time Projection Chamber を用いた暗黒物質探索実験 [34, 35, 36] の成功の大きな要因は、背景事象由来と考えられる電子反跳事象と、暗黒物質由来と考えられる原子核反跳事象の効果的な弁別に成功したことであるが、中性子は背景事象であり原子核反跳事象として観測される。そのため、地下環境中性子測定においては、フラックスだけでなくエネルギースペクトルの情報も背景事象を正確に推定し、対策 (遮蔽, 弁別) するために大変重要である。

神岡地下では 2004 年に、南野 [37] によって、 ^3He 比例計数管を用いた地下中性子フラックス直接測定が行われている。十分な統計量の測定が行われた一方で、環境中性子のエネルギースペクトルに対しての仮定には改善の余地がある。また、測定の系統誤差については十分に考慮されていない。最近の測定結果では、XMASS 検出器を用いて、環境中性子の量の推定が行われている [38]。XMASS 検出器内の Xe 核種に中性子が捕獲され、

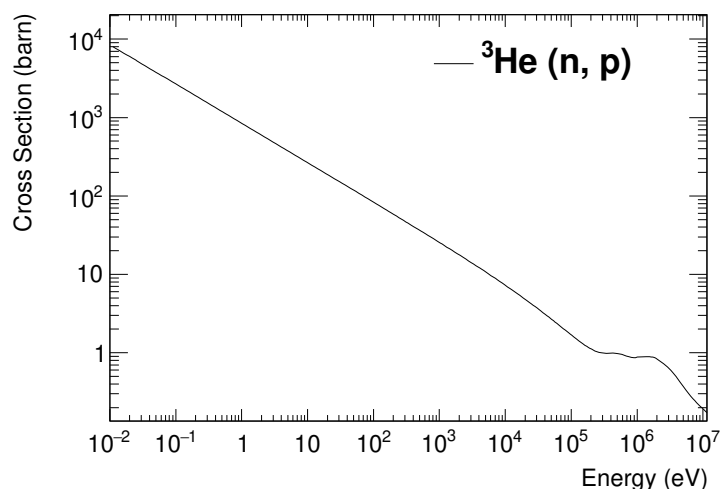


図 4.1: ^3He の中性子吸収断面積 [40]

熱中性子に対して非常に大きな吸収断面積がある一方、高速中性子に対しての吸収断面積は小さい。

崩壊する反応の量から、熱中性子の量が求められ、南野 [37] の値と一致することが確かめられている。しかし、高速中性子に対しては感度がなく、熱中性子に対しても水シールド内に Xe が設置されているため、環境中性子を熱化、遮蔽し、影響を与えている可能性が否定できない。中性子検出に特化した検出器で測定をおこない、誤差を含めて定量的に中性子フラックスを評価する必要がある。その上で、エネルギースペクトルはフラックス推定に直接の影響を与えるため、エネルギースペクトルについても同様に考察する必要がある。

中性子は電荷を有さず、荷電粒子と比べて一般に検出が難しい。地下環境では、中性子の計数、そしてエネルギーを測定するのは非常に難しい。ビーム実験では Time-of-Flight を用いて中性子のエネルギー計測を行っている。しかしながら、中性子の発生源がわからないため、この手法を地下環境では行うことができない。また、計数率も著しく低いため、信頼できる結果を得るために比較的長期の測定が必要である。本研究では、これらの困難を解決するため、中性子に対して非常に感度の高い ^3He 比例計数管を用いて、異なるエネルギー領域に感度のある検出器セットアップを考案した。また、中性子の生成源を考慮したシミュレーションと実験データを総合的に理解することで、エネルギースペクトルに対しての考察を行った。

4.2 研究方法

4.2.1 ^3He 比例計数管

本研究では ^3He 比例計数管を用いて環境中性子を測定した。 ^3He 比例計数管は中性子測定のために広く用いられている検出器 [39] で、中性子吸収反応を用いて検出する。図 4.1 に中性子のエネルギーに対しての ^3He 原子核の吸収断面積を示す [40]。熱中性子に対して大きな吸収断面積 (0.025 eV に対して 5333 barn) をもつ。一方で、高速中性子に対しては断面積は小さく、検出が難しい。

^3He 比例計数管で用いる反応の概念を図 4.2 に示す。ここで、 ^3He が中性子を吸収する反応は以下の式 (4.1)

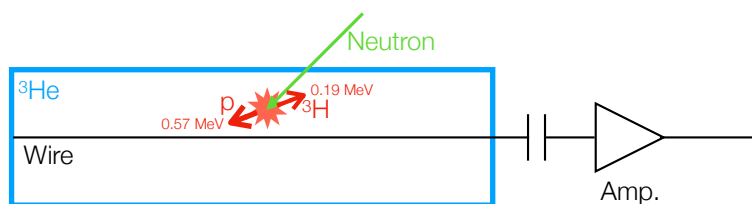
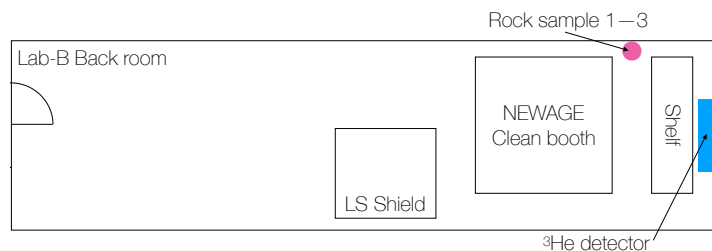
図 4.2: ^3He 比例計数管での中性子検出原理

図 4.3: Lab-B 内中性子検出器設置位置

で示される.



式 (4.1) に示された放出エネルギー 0.764 MeV は典型的に検出される入射熱中性子のエネルギーに比べて非常におおきい. したがって, ^3He 比例計数管で入射中性子のエネルギーを検出することは一般に不可能である. 本研究では 10 気圧の ^3He を封入した比例計数管 (Reuter-Stokes Co. 製 Model P4-1618-203) を東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設内 Lab-B,NEWAGE[41] 実験サイト床面に設置した. 実験サイト内の詳細な設置位置を図 4.3 に示す. この検出器は長さ 38 cm, 直径 5.18mm のステンレス SUS304 製シリンダーに +1300 V の動作電圧で作動するワイヤーチェンバーである.

図 4.4 に ^{252}Cf 線源を適当に減速して用いて*1実際の検出器で得られたスペクトルを示す. 発熱反応の 0.76 MeV のエネルギーを陽子と三重水素がそれぞれ 0.57 MeV,0.19 MeV のエネルギーをもち,ワイヤーチェンバーで検出される (図 4.2 参照). このとき,どちらかの粒子が検出領域外に放出され検出できない際は,0.76 MeV より低いエネルギーに連続なスペクトルとして観測される (Wall effect). 線源を用いた測定で得られた 0.76 MeV のピークと,0.19 MeV の境界を用いてエネルギーを較正した. ^{252}Cf 線源のスペクトルから,分解能を考慮して 0.16–0.85 MeV を中性子イベントの領域 (RoN) と定義した. ^{252}Cf 線源のスペクトルでは問題にならないが,環境中性子測定では中性子イベントのレートが低く,低エネルギー領域が電気ノイズに埋もれてしまう. そこで,0.5 MeV の高い閾値を設定し,電気ノイズが入らないイベントのみを計数した後, ^{252}Cf 線源のスペクトルを用いて全体の中性子イベント数を推定した. このイベント領域 (0.5 MeV – 0.85 MeV) を RoI と定義した. RoN,RoI の計数をそれぞれ $N_{\text{RoN}},N_{\text{RoI}}$ とすると,図 4.4 の計数より式 (4.2) で与えられる変換係数 ε を求めることができる.

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{RoI}}}{N_{\text{RoN}}}. \quad (4.2)$$

図 4.4 より, $\varepsilon = 0.867 \pm 0.015$ の値を得た. この値を用いて,実験のカウントレート R は,Live time t ,RoI 内の

*1 後述する Setup C.

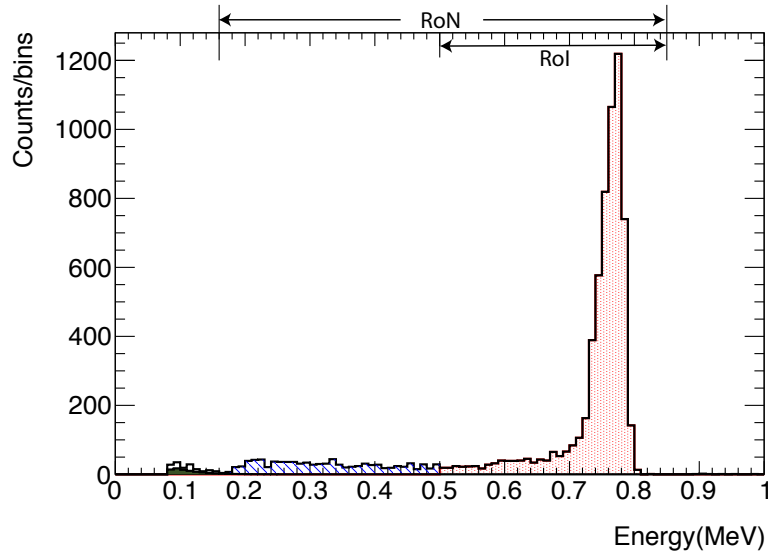


図 4.4: ^{252}Cf を用いた測定で得られたスペクトル

赤塗り部分が RoI, 赤塗り + 青斜線部分が中性子を検出していると考えられるイベント. 0.16 MeV 以下は α 線由来のイベントや電氣的なノイズ事象であると考えられる. 深緑の塗りつぶしで推定されるノイズを示す.

検出イベント数 $N_{\text{RoI,DET}}$ を用いて,

$$R = \frac{N_{\text{RoI,DET}}}{\varepsilon} \times \frac{1}{t} \quad (4.3)$$

と表すことができる.

4.2.2 測定セットアップと回路

前述のように, ^3He 比例計数管で入射中性子のエネルギーを検出することは不可能で, かつ熱中性子のみに限られた感度を持つが, 高速中性子の理解も地下環境の背景事象の理解には必須である. 本研究では減速材と遮蔽材を併用した数種類のセットアップを併用することで, 高速中性子の情報を合わせて取得した. 減速材としてポリエチレンの筒, 遮蔽材としてボロンを含有したラバーシート (B シート) を用いた. B シートは密度 1.42 g, 厚み 4 mm の 20% の B_4C を含むラバーシートであり, ポリエチレンの筒の周りに巻いた. ^3He 比例計数管を検出器のみで測定するセットアップを Setup A, ポリエチレンの筒と B シートを用いたセットアップを Setup B とする. 検出セットアップの図を 4.5 に示す. 中性子線源を用いた較正用に, Setup B の周囲をさらに 5 cm のポリエチレンのシールドで覆ったセットアップを Setup C と呼ぶ.

Setup A は 6 mV/fC のゲインのアンプ (立ち上がり時間 2 μs , 立ち下がり時間 10 μs) と Hoshin 製 V006 Analog-to-digital converter を用いて, 神戸大学大学院帝釋稜介氏によって測定された [42]. Setup B, C は 1.5 mV/fC のゲインのアンプ (立ち上がり時間 0.2 μs , 立ち下がり時間 1 μs) と Interface 製 LPC-320910 Waveform digitizer (サンプリングレート 40 MHz) を用いて測定した. Setup A, B のそれぞれのデータ収集システムで取得されたスペクトルを, 図 4.6, 4.7 に示す. これらの測定データはそれぞれ中性子線源を用いてエネルギー較正された. データ収集システムは異なっているが, 測定は本質的に同等のものである.

これらのセットアップの中性子に対する反応はツールキット Geant4[43, 44, 45], Ver. 10.03.patch03 を基

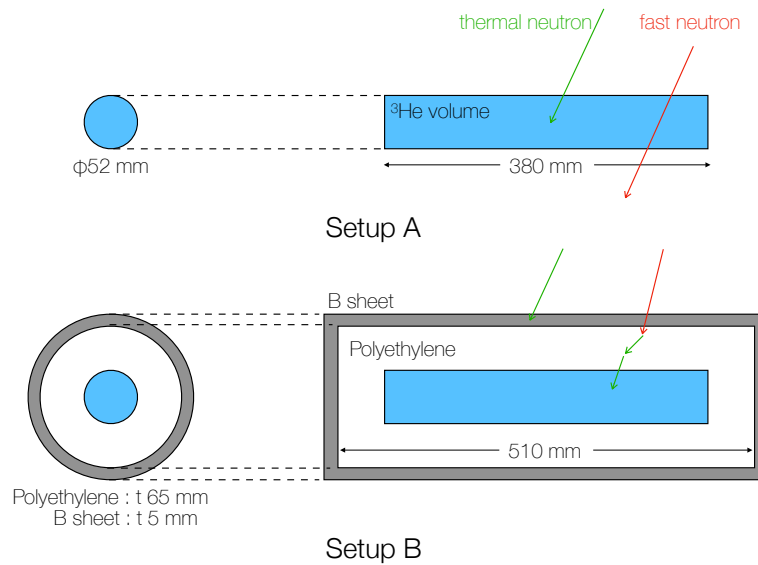


図 4.5: 環境中性子測定セットアップ

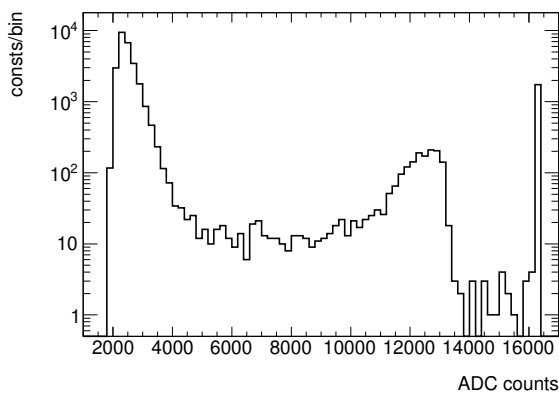


図 4.6: Setup A の測定で得られた生スペクトル (波高)
 ADC を用いて波高を記録した。

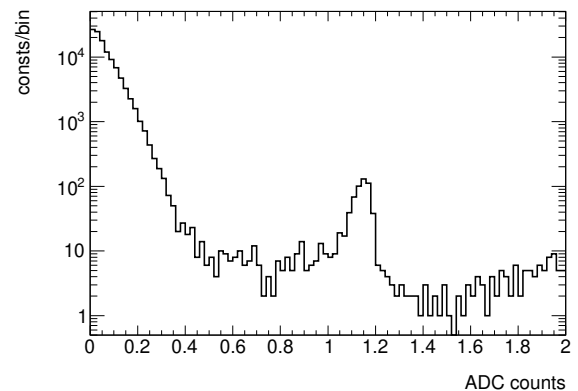


図 4.7: Setup B の測定で得られた生スペクトル (電荷量)
 Flash ADC を用いて波高と電荷量を記録した。

にしたモンテカルロシミュレーションで求められた。Geant4 の Physics List として QGSP_BERT_HP リストを用いた。図 4.8 に計算結果を示す。Setup A は ^3He 比例計数管そのものの期待される検出数であり、熱中性子に対する値は同型の ^3He 比例計数管のものとおおよそ一致している*2。Setup B は期待通り高速中性子に比較的大きな感度を持っている。これは入射高速中性子が減速材で減速され、 ^3He が大きな断面積を持つエネルギー帯まで中性子がエネルギーを失うからである。また、遮蔽材である B シートは熱中性子を吸収してとめ、Setup B の熱中性子に対する感度を減らしている。Setup A と Setup B の感度の高いエネルギー領域の重なりが小さいことは、各セットアップの計数からエネルギーの情報をよく引き出すことができることを示して

*2 本研究に用いられた ^3He 比例計数管のスペックシートは入手できなかった。

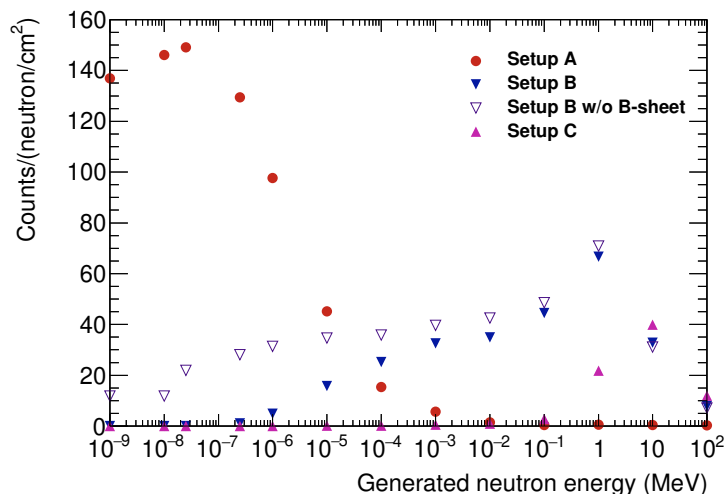


図 4.8: 各セットアップでの期待される検出数

1 中性子/cm² のフルエンスで規格化した. B シートなしの Setup B も参考に示す.

表 4.1: ²⁵²Cf 線源とシミュレーションでの計数率

Setup	²⁵² Cf (cps)	シミュレーション (cps)
B	3.31 ± 0.07	3.48 ± 0.05 ± 0.41
C	1.28 ± 0.02	1.22 ± 0.05 ± 0.15

いる. Setup C はより高い数 MeV の中性子に感度がある. ²⁵²Cf 線源の中性子に非常に高い感度があることから, 線源による較正に主に用いた.

²⁵²Cf 線源を用いた実測と, 前述の検出器シミュレーションと同様のジオメトリで ²⁵²Cf 線源を実装したシミュレーションで図 4.8 の計算が現実的に即していることを確かめた. 中性子線源は ²⁵²Cf で, 測定時の線源強度 1.5×10^3 Bq の, 高さ 4 cm, 直径 2 cm 程度の円柱形であった. Setup B, C のセットアップに隣接して線源を設置した. 両計数を表 4.1 に示す. ²⁵²Cf 線源のエラーは計数の統計エラーである. シミュレーションの第 1 エラーは計数の統計エラー, 第 2 エラーは線源の内部の構造が不明だったことによる系統誤差である. 線源の内部の構造として, 線源内に ²⁵²Cf が中央に集中して分布, 端に集中して分布, 一様に広がって分布の 3 種類を考慮して誤差をつけた. 両計数はエラーの範囲内で一致しているため, このシミュレーションを環境中性子のスペクトルに対する検出器の応答を評価する際に用いた. ²⁵²Cf 線源の実測とシミュレーション結果の差を以後の解析では検出器シミュレーションに対する系統誤差として扱った.

4.3 測定結果

地下での環境中性子測定のレート変動について, 図 4.9, 4.10 に示す. 地下中性子のイベントレートは測定期間中概ね安定している. Setup A の測定において, 9-16 日目にかけて 0.85 MeV 以上のイベントレートが著しく低下している. このエネルギー領域のイベントは, 中性子由来でなく, 検出器内部由来の α 線, または宇宙線ミューオン由来と考えられるため, 本来変動しない. 原因は不明だが, データ収集システムに問題があったとし

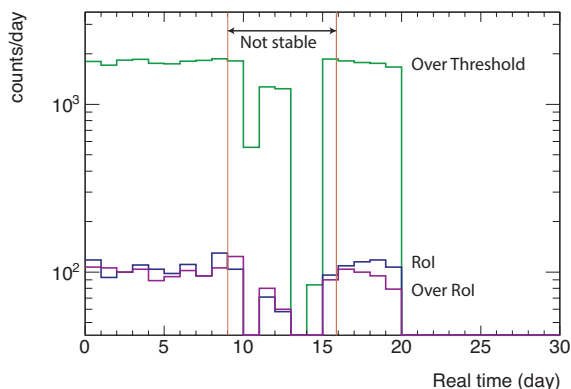


図 4.9: Setup A の測定のレート変動

緑線は 0.16 MeV を超えたイベント、青線は 0.16–0.85 MeV の RoI に観測されたイベント、紫線は 0.85 MeV 以上に観測されたイベントレートの推移を示す。9–16 日目の 0.85 MeV 以上のイベント、0.16 MeV を超えたすべてのイベントのレートが安定していない期間を解析から除いた。

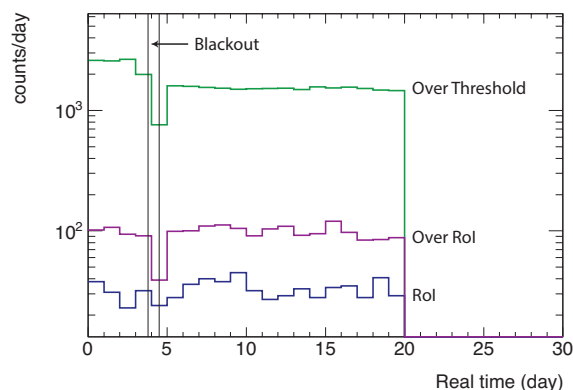


図 4.10: Setup B の測定のレート変動

坑内が停電になった際にデータ取得が停止した。

てこの期間のデータを解析対象から除いた。

Setup B, C については Flash ADC を用いて波高と電荷量を記録した。Setup B で得られたデータの波高と電荷量の関係を図 4.11 に示す。中性子由来のイベントが右上に伸びる直線に従っており、エネルギー損失が異なる同質のイベントであることが想定される。低エネルギー側 (Pulse height ~ 0.1 V) の直線に乗っていないイベントは電気的なノイズ由来のイベントだと考えられ、十分に高い RoI を選んだことから排除することができる。右上に伸びる直線よりやや下方にも別の直線に従うイベント集団が観測される。これらのイベントは中性子由来でなく、検出器内部から放出される α 線の可能性がある。 ^3He 比例計数管は環境 γ 線に対して十分に断面積が小さく、 γ 線源を設置して検出しないことを確かめた。これらのイベントを除いたものを検出レートの中央値とし、除いたイベント数すべてを系統誤差として評価した。Setup A については Setup B から Live time を考慮して除去したイベント数を見積もり、影響を評価した。

以上の解析の後、地下実験室で、Setup A, B, C の測定で得られたスペクトルを図 4.12, 4.13, 4.14 に示す。

前述のように、これらスペクトルは入射中性子のエネルギーを反映しておらず、検出器内で落とされた中性子捕獲の吸熱反応でのエネルギーを示している。Setup C の測定が最もイベントレートが低いため、電気ノイズの影響を最も大きく受ける。図 4.14 より、Setup C においても、0.5 MeV – 0.85 MeV を RoI とすることで、電気ノイズの影響を十分に排除できていることがわかる。

式 4.3 を用いて、各セットアップでの計数率を求めた。結果を表 4.2 に示す。

表の第 1 エラーは計数の統計エラーである。第 2 エラーは系統誤差で、本節で考察した、波高と電荷量の関係から排除したイベント数、変換係数 ε 、検出器のゲイン変動 (5%) の誤差が考慮されている。

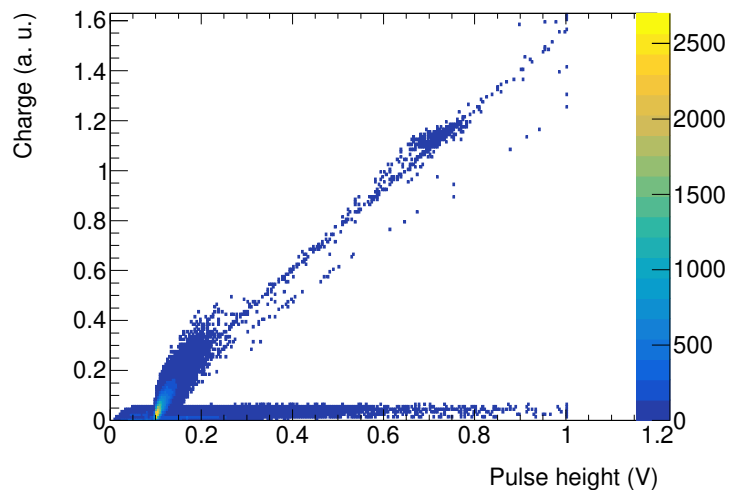


図 4.11: Setup B の測定データの波高 (Pulse height) と電荷量 (Charge) の関係
濃く右上に伸びる直線が中性子由来のイベント, 低エネルギー側 (Pulse height ~ 0.1 V) 付近のイベントは電気的なノイズだと考えられる.

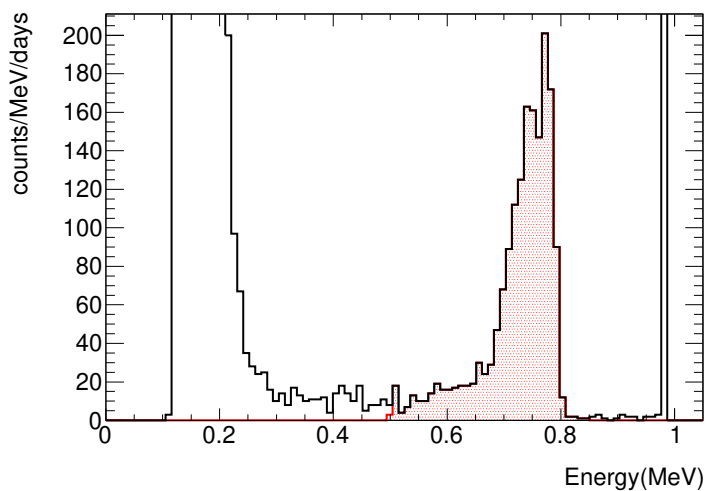


図 4.12: Setup A での測定結果
RoI 内のイベントを赤塗で示す. RoI の低エネルギー閾値を 0.5 MeV と高く設定したことで, 電気的なノイズを排除できている.

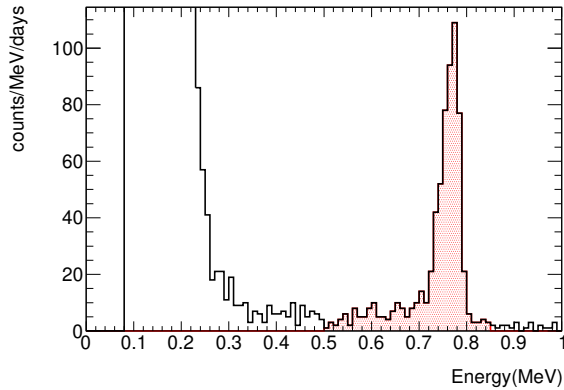


図 4.13: Setup B の測定結果

Setup B は Setup A に対して、データ収集系がアップデートされ、エネルギー分解能が若干向上しているが、RoI の選び方によって閾値周辺のイベントは少なく、計数への影響は他の系統誤差に対して無視できる。

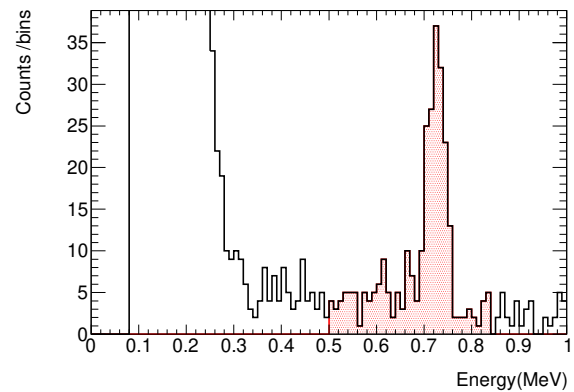


図 4.14: Setup C の測定結果

Setup C は最も測定レートが低く、低エネルギー側の電気的なノイズの影響を最も大きく受ける。RoI に高い閾値を設定したことで、電気的なノイズの影響を排除できている。

表 4.2: 各セットアップでの計数結果と測定時間

Setup	Start	Stop	Live time (day)	Rate (10^{-3} cps) $\pm_{\text{stat.}} \pm_{\text{sys.}}$
A	Feb. 19 2016	Mar. 20 2016	14.03	$1.295 \pm 0.034 \begin{smallmatrix} +0.039 \\ -0.033 \end{smallmatrix}$
B	Oct. 19 2017	Nov. 8 2017	19.27	$0.446 \pm 0.018 \begin{smallmatrix} +0.013 \\ -0.011 \end{smallmatrix}$
C	Sep. 21 2017	Oct. 19 2017	23.97	$0.153 \pm 0.009 \begin{smallmatrix} +0.005 \\ -0.004 \end{smallmatrix}$

4.4 シミュレーション

第 4.3 節で ^3He 比例計数管と各セットアップの測定結果を示した。各セットアップでの計数はそれぞれの感度の高いエネルギー領域の中性子に対しての応答と考えられる。つまり、環境中性子のスペクトル形が与えられなければ、計数から中性子フラックスを求めることができない。本研究では、環境中性子のスペクトルを、中性子源を考慮したモンテカルロシミュレーションで明らかにし、フラックスを得た。

環境中性子の生成する反応として主要だと考えられるのは、地下実験室岩石内における、ウラン・トリウム系列の崩壊核の α 線由来の (α, n) 反応、 ^{238}U の自発核分裂反応、そして宇宙線ミューオンの核破碎反応である。まず、シミュレーションの基礎となる地下実験室の岩石の基礎的な調査結果を第 4.4.1 節で述べる。その後それぞれの中性子生成反応について定量的な評価を続く第 4.4.2 節、4.4.3 節で、生成された中性子が岩石内から実験室まで輸送される過程を第 4.4.4 節で、その際の中性子の熱化を第 4.4.5 節で議論する。第 4.4.6 節でシミュレーションによって得られたスペクトル形から中性子フラックスを求める方法を示す。

表 4.3: 岩石成分の重量比

炭素, 水素に本化学分析は不感であった. 表中のサンプルで成分が最も多いものを赤字, 少ないものを青字で示す. 各サンプルの化学組成のばらつきは非常におおきい.

Sample	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	P ₂ O ₅	SO ₃	ZnO	Others
Sample 1	35.60	11.30	10.90	1.08	0.99	39.20	0.02	0.35	0.10	0.03	0.43
Sample 2	33.40	0.73	23.70	4.58	1.90	34.00	0.32	0.02	0.17	0.17	1.01
Sample 3	25.60	0.25	19.30	3.73	1.16	41.50	0.00	0.02	3.01	5.34	0.09
JR-1 [46]	75.45	12.83	0.89	0.10	0.12	0.67	4.02	0.02	0.00	0.00	5.90
JA-3 [46]	62.27	15.56	6.60	0.10	3.72	6.24	3.19	0.12	0.00	0.00	2.20

4.4.1 地下実験室岩石

シミュレーションの基礎的な情報として, 実験室壁面の岩石を採取して調査を行った. 図 4.3 に示されるように, 採取場所は測定場所周辺である. Lab-B 壁面から岩石を採取し, Ge 検出器で放射能を測定し, ²³⁸U が 0.6 ppm, ²³²Th が 1.3 ppm で含まれており, 各系列は放射平衡に達していることが確認できた. この測定値や実験室全体の岩石に対するサンプルのばらつきの不定性は非常に大きい. この不定性については後ほど議論する. また, この岩石に対して蛍光 X 線分析を行い, 化学組成を調べた. 採取した岩石は飛騨変成帯石灰質片麻岩であり, およそ 3 種類の異なる化学成分をもつ部分を含んでいた. この 3 種類を Sample 1, 2, 3 として分析した. Sample 1 が採取された岩石中で最も大きな部分であった. 分析結果を表 4.3 に示す. また, 神岡地域に広く分布すると考えられる岩石の化学組成として, 地球科学標準物質データベースより, JR-1, JA-3[46] をあわせて示す. 表中の構成元素には大きなばらつきがある. 神岡坑内で過去に行われた調査でも元素によっては 10 倍程度のばらつきがあることが知られている [47]. このばらつきは測定の不定性ではなく, 様々な成分の岩石が神岡坑内に分布しており, ある特定の成分に組成を決めることができないことを示している.

4.4.2 ウラン・トリウム系列核由来の中性子

ウラン・トリウム系列核は地下環境において主要な中性子生成源である. ウラン・トリウム系列核の崩壊にあたって放出される α 線が岩石中の原子核で (α, n) 反応をおこし, 数 MeV の中性子が生成される. この中性子の生成量とエネルギーは NeuCBOT[48] をもちいて計算した. 過去の研究では, SOURCES-4C という計算ツールも広く用いられている. 文献 [48] 中で, 2 つの計算の差はおよそ 30% であると評価されており, この差を計算ツールの系統誤差とみなした. 各岩石組成について計算された, ウラン・トリウム系列核由来の中性子量を図 4.15, 図 4.16 に示す. 各岩石組成によって, 生成される中性子のエネルギースケールはほぼ同じであるが, 生成量は大きく異なる (およそ 10 倍). そもそも, 含まれているウラン, トリウム系列の核種の量についても, 非常に大きい不定性が存在する. 大阪大学横山友輝氏と共同で行った地下の岩石測定 [49] で, Ge 検出器を用いて坑道に落ちていた 7 つの岩石 (サンプル A-G) についての放射性物質の量を推定した結果を, 図 4.17 に示す. 少なくとも 10 倍程度放射性物質の量の異なる岩石が神岡地下に分布していることがわかる. したがって, 岩石の性質が詳細にわからない以上, シミュレーションの中性子の量的な予言能力は低いといえる. 一方で組成による生成中性子のエネルギーは大きく変化しない. この生成中性子のエネルギーの差については後に実験データを基にした解析で議論する.

トリウム系列核の (α, n) 反応も同様に計算された. また, ²³⁸U の自発核分裂反応は Watt Spectrum[50] に

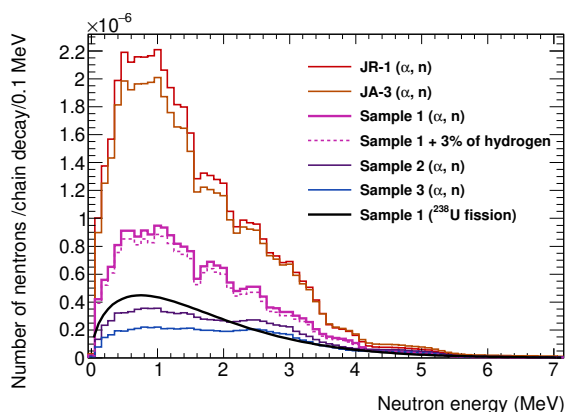


図 4.15: ウラン系列系列核種由来の中性子スペクトル

各サンプル毎にウラン系列 1 崩壊あたりの (α, n) 反応で放出される中性子を示す。また、黒のなめらかな線は ^{238}U の自発核分裂によって放出される中性子を示す。

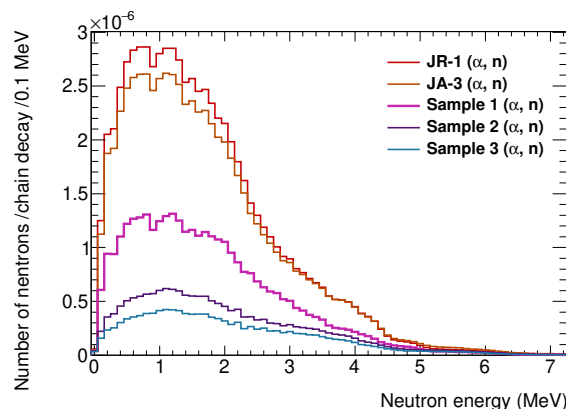


図 4.16: トリウム系列核種由来の中性子スペクトル

従う。この自発核分裂による中性子も合わせて図 4.15 に示す (黒線)。いずれもウラン系列核の (α, n) 反応で生成された中性子とエネルギーのスケールはほぼ同じである。

4.4.3 宇宙線ミュオン由来の中性子

宇宙線ミュオンもまた、岩石内で核破砕をおこし、中性子の生成源となりうる。前述のモンテカルロシミュレーションによって 1 m^3 の岩石を作成し、地下環境でのミュオン [25] を打ち込んで生成される中性子の数とエネルギーを評価した。図 4.18 に岩石に入射したミュオンのエネルギー Spektrum を示す。図 4.19 にミュオンの各破砕によって岩石中で生成される中性子 Spektrum を示す。1 m の経路で 20-30% のミュオンが中性子を生成する。

4.4.4 岩石内での中性子の輸送

第 4.4.2 節、第 4.4.3 節では岩石中で生成される中性子について述べた。生成された中性子は岩石中を伝播し実験室に到達する。モンテカルロシミュレーションによってこの中性子輸送過程を評価した。1 m の球形実験室を作成し、周囲 2 m の厚みの岩から等方一様に発生させ、中性子の入射数、エネルギーをもとめた。生成させる岩石の厚みは 2 m で十分であることを確かめた。発生させた中性子のエネルギー分布は第 4.4.2 節、第 4.4.3 節での分布に従った。求められた Spektrum を図 4.20 に示す。数 keV、数 MeV 領域にある凹みは原子核 (例えば、 10^{-4} - 10^{-3} MeV の凹みは ^{55}Mn) の共鳴状態の存在によって作られる。

図 4.19 から明らかなように、宇宙線ミュオンが作る中性子は、ウラン・トリウム系列核由来の中性子の 1/100 の量である。10 MeV 以上では宇宙線ミュオンが無視できないが、本研究ではその領域に感度がないため、宇宙線ミュオンの寄与を以後無視する。

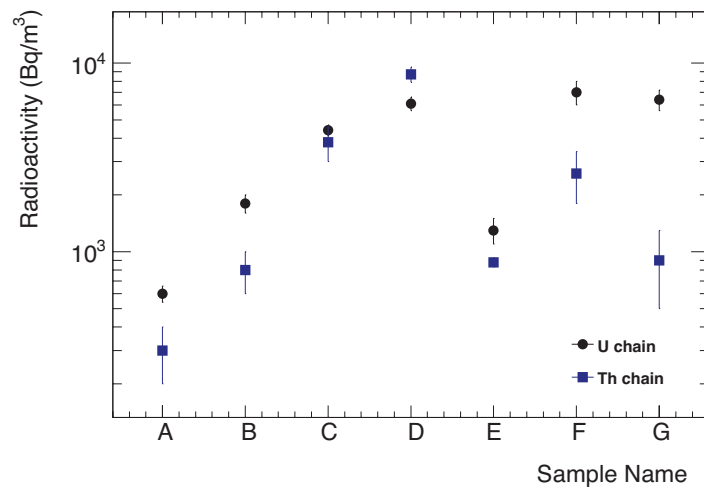


図 4.17: サンプル A-G の放射性物質の含有量のばらつき

ウラン、トリウム系列の核種は、いずれも放射平衡に達していた。サンプル間には 10 倍以上のばらつきがある。

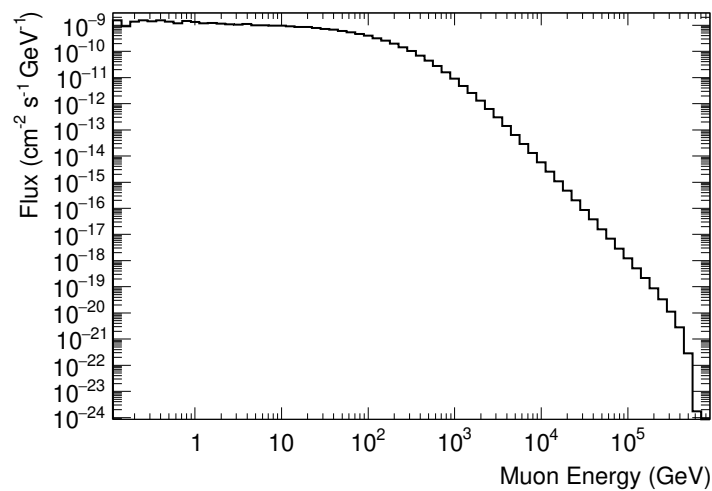


図 4.18: 神岡地下でのミュオンのエネルギースペクトル [25]

4.4.5 岩石内での中性子の熱化

図 4.19 で示されたスペクトルは地下環境における中性子の熱化を十分に考慮していないため、適当ではない。岩石中の水分量などの天然の減速材が中性子を減速、熱化させる。中性子のエネルギースペクトル、フラックスを見積もるためには、この熱化の影響評価は必須である。熱化によって中性子のスペクトル形は大きく変化する。岩石中の水素量を熱化のパラメータとして、中性子の熱化を定量的に評価する。岩石中の水素量を仮定すると、中性子の生成量自体はほとんど影響を受けないが (図 4.15, Sample1+3% of hydrogen 参照), 輸送

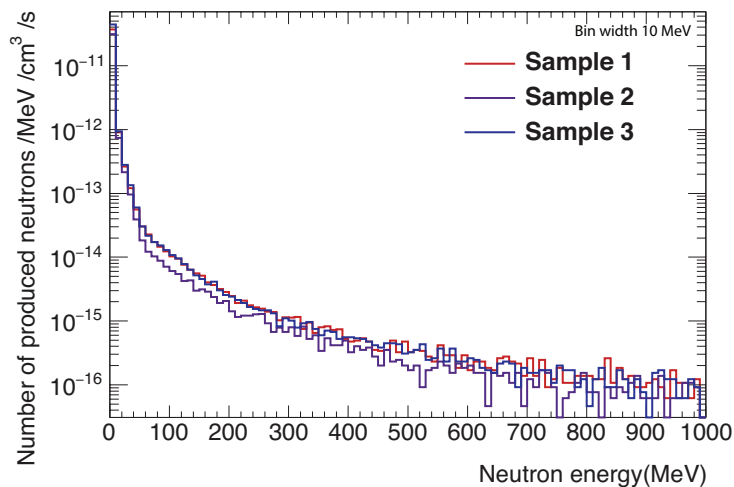


図 4.19: 宇宙線ミュオンの生成する中性子スペクトル

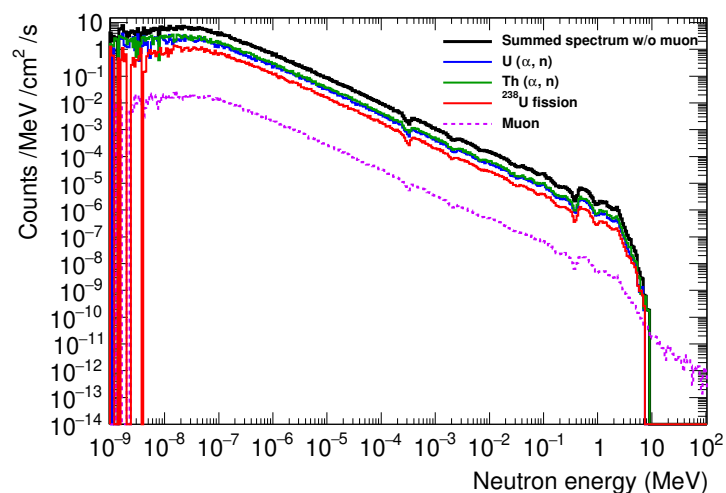


図 4.20: 実験室に輸送された中性子スペクトルとその生成源

された中性子のスペクトル形を大きく変化させる。岩石中の水素量 0%, 3%, 6% を仮定した際のスペクトル形を図 4.21 に示す。シミュレーション中の岩石中の水素量を %of h.e. と定義する。より多い %of h.e. を仮定すればスペクトルがより強く熱化され, Setup A でのカウントレートが増加し, Setup B でのカウントレートが減少する。この %of h.e. はシミュレーションのみでは決定することができない。実験で得られた Setup A と Setup B のカウントレートの比 R_A/R_B を用いて, %of h.e. の値を評価する。つまり, 実験結果を説明するようにシミュレーションのパラメータ %of h.e. を決める。実験で得られた R_A/R_B は,

$$\begin{aligned}
 R_A/R_B &= \frac{1.295 \pm 0.034 \begin{smallmatrix} +0.011 \\ -0.010 \end{smallmatrix}}{0.446 \pm 0.018 \begin{smallmatrix} +0.004 \\ -0.003 \end{smallmatrix}} \\
 &= 2.90 \pm 0.14 \begin{smallmatrix} +0.04 \\ -0.03 \end{smallmatrix}.
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

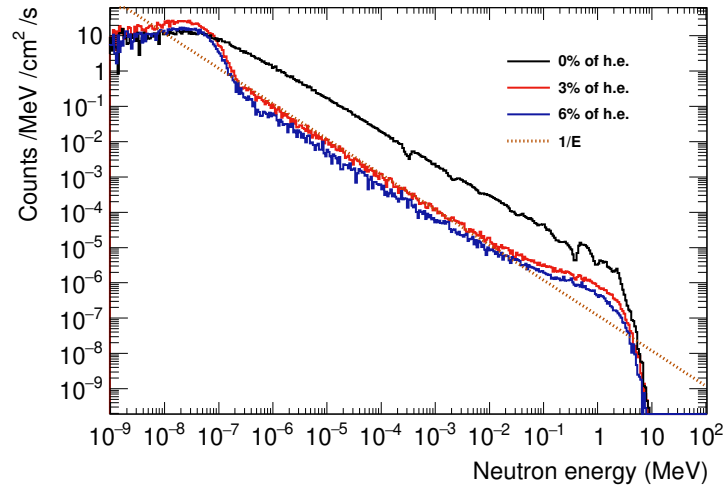


図 4.21: 岩石中の水分量による中性子スペクトルの変化

Sample 1 の岩石中で異なる水分量を仮定したスペクトルを示す. 点線で $1/E$ のフラットなスペクトルを重ねて示す.

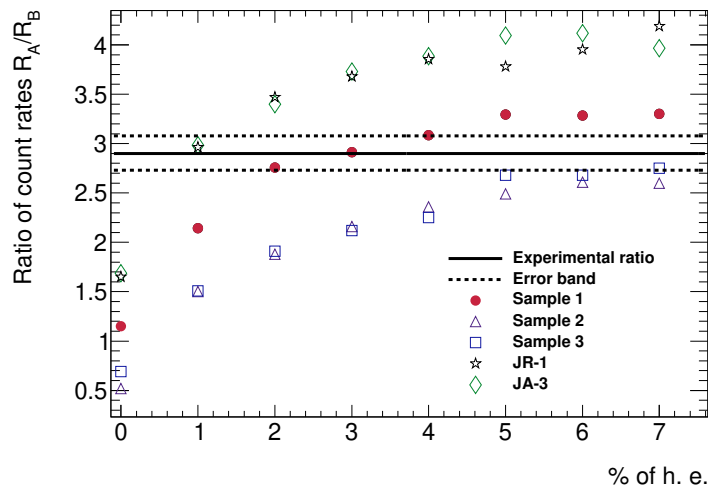


図 4.22: 期待されるカウントレートのセットアップ A と B での比
実線で実験で得られた R_A/R_B , 破線で 1σ 幅を示す.

図 4.22 に, シミュレーションの各岩石組成において, %of h.e. を仮定して, 推定された R_A/R_B を示す. Sample1+3% of h.e., JR-1+1% of h.e., JA-3+1% of h.e. が実験で得られた R_A/R_B をよく再現している. このときの各仮定で生成されたスペクトルを図 4.23 に示す. 実験の R_A/R_B をよく再現するシミュレーションの仮定 (岩石組成, %of h.e.) を選ぶと, いずれもほとんど同じ中性子スペクトルを導くことがわかる. したがって, このスペクトル形を最も確からしいスペクトル形としてフラックスの計算に用いる.

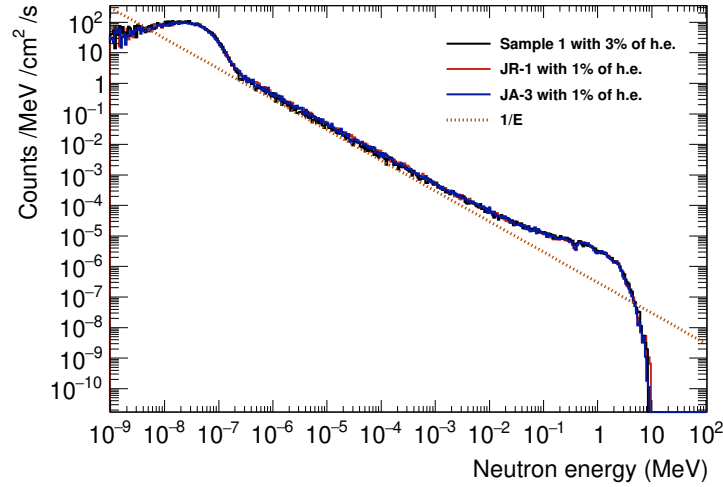
図 4.23: 実験の R_A/R_B をよく再現するシミュレーション

表 4.4: Sample 1 において, 各 % of h.e. に対応するスペクトル形を仮定した際のフラックス

% of h. e.	0	1	2	3	4	5	6	7
Flux Φ ($\times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	43.63	28.50	24.80	23.52	21.81	21.81	21.67	21.26

4.4.6 神岡地下中性子フラックス

第 4.4.5 節でシミュレーションで得られるスペクトル形について議論した。スペクトル形を決めることができれば, 実験のカウントレート R_A からシミュレーションを援用してフラックスを求めることができる。検出器が十分収まる球殻 (半径 r) の球から, $\cos \theta$ で法線に対して重み付けして中性子を入射する。この方法で, 球殻内で一様等方なフルエンス (時間積分フラックス) を実現することが可能で, 再現されたフルエンス ϕ_{MC} は入射した中性子数 $N_{\text{MC,GEN}}$ を用いて,

$$\phi_{\text{MC}} = \frac{N_{\text{MC,GEN}}}{\pi \times r^2} \quad (4.5)$$

と与えられる。シミュレーションで求められた, 上記のフルエンスを再現した際に検出が期待される中性子数 $N_{\text{MC,DET}}$ を用いて, 実験で求められるフラックス Φ は,

$$\Phi = \frac{\phi_{\text{MC}}}{N_{\text{MC,DET}}} \times R_A \quad (4.6)$$

と求められる。Sample 1 の各 % of h.e. について計算されたフラックスを表 4.4 に示す。Sample 1 においては, エラーの範囲内で 2% of h.e. や 4% of h.e. も 3% of h.e. の仮定のもと生成された中性子スペクトルと同様に実験結果を説明する。それぞれのスペクトルを図 4.24 に示す。こちらもスペクトル形がほぼ一致する。これらの仮定により計算されたフラックスのばらつきは, シミュレーションの不定性に比べて非常に小さい。また, 図 4.23 で定性的に議論した 2 条件についてもフラックスを計算すると, Sample 1 + 3% of h.e. の $23.52 \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ に対して, それぞれ $23.39 \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (JR-1 + 1% of h.e.) and $23.35 \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (JA-3 + 1% of h.e.) である。実際の実験データを基にした解析によって, シミュレーションや調べられないパラメータの不定

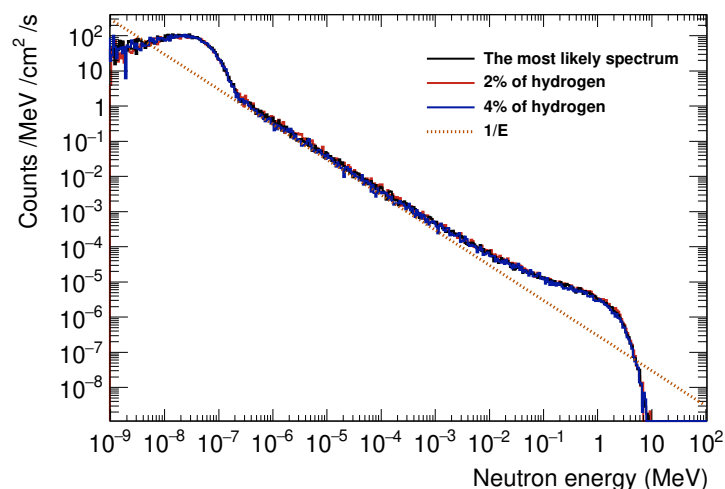


図 4.24: 実験結果を説明する Sample 1 と %of h.e. で生成されたスペクトル

The most likely spectrum は Sample1 + 3%of h.e.

表 4.5: 神岡地下の環境中性子フラックス

Energy range	Flux($\times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
< 0.5 eV	7.88
0.5 eV to 1 keV	3.11
1 keV to 1 MeV	8.65
$\geq 1 \text{ MeV}$	3.88

性を抑え、精度のよいフラックスを求めることができたと言える。このフラックスのばらつきはスペクトル形の解析についてのフラックスの系統誤差として考慮される。

得られたスペクトル形を用いて評価した、各エネルギー領域の環境中性子フラックスを表 4.5 に示す。

4.5 議論

4.5.1 先行研究との比較

本研究結果は南野によって神岡地下で行われた先行研究 [37] の値、熱中性子 ($E < 0.5 \text{ eV}$) に対して $(8.26 \pm 0.58) \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、熱以外の中性子に対して $(11.5 \pm 1.2) \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のフラックスの値に近い。先行研究では、本研究の Setup A に近いセットアップで行った測定で得られた計数をすべて熱中性子の寄与と考えているが、本研究では Setup A の計数にも 1-2 割の熱以外の中性子の寄与があることがわかっている。以上の効果、また先行研究において減速材の応答とスペクトル形の評価が不十分であることを考慮すれば両者の結果は矛盾しない。

先行研究 [33] による CANDLES 検出器を用いた中性子フラックス量推定では、本研究とは異なったフラックスの定義 (付録 A に詳述) を採用している。先行研究のフラックスを本研究の定義とあわせると、熱中性子 ($E < 0.5 \text{ eV}$) に対して $(5.2 \pm 2.4) \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、熱以外の中性子に対して $(44 \pm 2) \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (誤

表 4.6: 環境中性子フラックスの誤差

誤差要因	値 (%)	
測定の統計誤差	±2.8	
測定の系統誤差	+3.0	-2.5
スペクトル形の誤差	+5.4	-7.2
検出器シミュレーションの誤差	+5.1	-4.7
計	+8.5	-9.4

差は統計のみ考慮)と求められる。表 4.5 を参照すると、両者の値はオーダーで一致している。CANDLES 検出器の (n, γ) 反応由来の背景事象の評価に対して、本研究が妥当性を示したといえる。

4.5.2 スペクトル形

本研究で示されたスペクトル形 (図 4.24) は、先行研究で仮定されてきた、熱領域の中性子は Boltzmann 分布、非熱領域の中性子は $1/E$ の分布に従うという仮定をおおよそ支持している。一方で、数 MeV 領域では、 $1/E$ の分布から明らかな逸脱がある。このことは、定性的に以下のように説明できる。一般に高エネルギーの中性子は断面積が小さく、低エネルギーの中性子は断面積が極端に大きい。ウラン・トリウム系列核由来の中性子はおおよそ数 MeV で生成され、このエネルギーを失う前の状態が最も断面積が小さい。一度散乱されてエネルギーを失うと、断面積が大きくなり更に散乱されてエネルギーを失う。したがって、数 keV 領域の中性子は均されてしまい、生成された数 MeV の中性子は均されずに実験室まで到達して $1/E$ の分布から逸脱する。本研究はこのスペクトル形を示唆するが、 ^3He 比例計数管は数 MeV に感度の高い検出器ではないため、直接的な証拠を得るためには液体シンチレータ等の中性子の入射エネルギーに感度のある検出器を用いた検証が必要だと思われる。

4.5.3 誤差の評価

表 4.6 にスペクトルの導出の際に考慮した誤差をまとめる。測定の系統誤差は第 4.3 節で述べた、波形解析、変換係数 ϵ 、検出器のゲイン変動 (5%) の誤差が考慮されている。スペクトル形の誤差は第 4.4.5 節で議論した。検出器シミュレーションの誤差は第 4.2.1 節で議論した、 ^{252}Cf のキャリブレーションとシミュレーションの比較により評価された誤差である。神岡地下での環境中性子フラックスのこのような系統誤差は本研究により初めて評価された。

前述のように、本研究のシミュレーションにはフラックスの絶対値を予言する能力はない。したがって、フラックスの絶対値は実際のカウントレートと検出器の応答で決定した。この検出器の応答に対しての誤差には、環境中性子のスペクトル形からくるものと、あるエネルギーの中性子に対しての検出器の応答そのものの 2 つが含まれているが、前者に関してはデータ (R_A/R_B) に基づいた解析によって誤差を小さくできることを示した。後者に関しては、図 4.8 の各点に相当する、単色エネルギー中性子の一様等方場に対して検出器の応答を確認することはできなかったが、少なくとも ^{252}Cf を用いたキャリブレーションとは矛盾しない結果を得て、系統誤差として評価した。

以上の議論より、神岡地下での環境中性子総フラックスは $(23.52 \pm 0.68_{\text{stat.}} \begin{smallmatrix} +1.87 \\ -2.13 \end{smallmatrix}_{\text{sys.}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と

求められた。

4.5.4 MeV 領域中性子評価

Setup C はキャリブレーションのためのセットアップだが、得られたスペクトルを用いて測定のカウントレートを推定することができる。シミュレーションにより期待されるカウントレート $R_{C,MC} = (0.085^{+0.009}_{-0.005}) \times 10^{-3}$ cps に対し、実験で得られているカウントレートは $R_C = (0.153 \pm 0.009^{+0.005}_{-0.004}) \times 10^{-3}$ cps である。この不一致の一因は、Setup A のカウントレートに対して、Setup C のカウントレートがおおよそ 1/10 であり、実験室岩盤で作られる中性子以外の寄与が無視できなくなっていることだと考えられる。例えば、検出器の周囲、または検出器具材から生成される中性子があれば、実験で得られているカウントレートは想定されているモンテカルロシミュレーションの値より大きくなる。これらの中性子の寄与について正確に評価することは非常に難しい。こちらでも液体シンチレータ等の高速中性子に感度の高い検出器による検証が必要だと思われる。

4.6 環境中性子測定のみとめ

環境中性子は地下稀少事象探索実験において避けがたい背景事象となりうる。環境中性子のスペクトルを得られれば、背景事象を評価し、遮蔽や弁別が可能になる。本研究では、環境中性子の発生源を考慮したシミュレーションと、遮蔽材や減速材を効果的に用いた ^3He 比例計数管の実測を組み合わせることで地下環境中性子のスペクトルを定量的に評価した。本研究で得られた地下環境中性子のフラックスは、 $(23.52 \pm 0.68_{\text{stat.}}^{+1.87}_{-2.13_{\text{sys.}}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。これは神岡地下で系統誤差を考慮した初の結果であり、CANDLES 実験で行われてきた中性子由来の背景事象の評価を支持する。

本研究が示唆するスペクトル形は数 MeV 領域で、先行研究で仮定されてきた $1/E$ のスペクトル形から逸脱する。数 MeV 領域に高い感度を持つ検出器での追加検証が必要である。

本章の結果をまとめた論文が出版されている [28]。

第 5 章

結論

本論文では,CANDLES 実験において非常に重要となる検出器のエネルギー応答と環境中性子について論じた。

本研究では, 結晶中に含まれる放射性不純物である ^{208}Tl を用いて,CANDLES 検出器のエネルギー較正を行った。較正後のスペクトルに対して再度 Fitting を行い, 較正点でのエネルギースケールは $-0.04 \pm 0.04\%$ と定量的に評価された。Q 値に対して高エネルギーの領域に対しては, 中性子線源を用いて生成した γ 線を用いてエネルギー線形性が $+0.20 \pm 0.08\%$ と評価された。また, $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索のために重要な, ^{48}Ca の Q 値,4.3 MeV での分解能について論じた。各線源の観測スペクトルから 4.3 MeV の分解能は $2.4 \pm 0.2\%$ と定量的に示された。本研究結果の定量的な評価によって,CANDLES 実験の基礎的なエネルギー応答が理解され, 物理解析の基礎となるといえる。一方で, 較正の際の物理モデルの不定性からくるエネルギースケールの系統誤差は過大評価されていることが示唆されており, シミュレーションによる向上が期待される。

また, 神岡地下環境の中性子フラックスについて定量的に議論した。本研究の大きな特長はシミュレーションの大きな不定性を実験データを用いて抑えたことである。また, セットアップの工夫により熱/熱以外の中性子を強く区別することが可能になった。本研究で得られた地下環境中性子のフラックスは, $(23.5 \pm 0.7_{\text{stat.}} \pm 1.9_{\text{sys.}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。この熱中性子のフラックスについては,CANDLES 実験の背景事象数の評価の根拠となった先行研究の結果を支持する。本研究結果は神岡地下で系統誤差が考慮されたはじめての結果であり, 極低放射能が要求される他の地下実験においても有益な情報となることが期待される。

付録 A

等方フラックスの定義

本研究のフラックスの計算方法については、第 4.4.6 節で示した。しかし、周囲から粒子が来る場合のフラックスの定義には、2 種類の流儀がある。付録として、フラックスの定義の違いについて明らかにする。

まず、本研究で用いられた定義 (定義 I) について示す。半径 r の球を考える。この球を通過した粒子数を N_1 とすると、フラックスは N_1 を球の大円の面積で割った数である。つまり、フラックス Φ_1 は、

$$\Phi_1 = \frac{N_1}{\pi \times r^2} \quad (\text{A.1})$$

で与えられる。

一方で、異なるフラックスの定義 (定義 II) が用いられることもある。定義 II では半径 r の円板を考え、円板を通過した粒子数を N_2 として、フラックス Φ_2 を、

$$\Phi_2 = \frac{N_2}{\pi \times r^2} \quad (\text{A.2})$$

と定義する。

フラックスは単位面積あたりを単位時間あたりに通過する粒子数であると広く認識されているが、様々な方向から粒子が入射する際には、粒子が入射する方向に常に垂直になるように単位面積をとる流儀 (定義 I) と単位面積を動かさない流儀 (定義 II) が存在する。本論文、第 4.4.6 節のように球殻 (半径 R) 内に一様等方なフラックスを再現した際には、 N_1 は N_2 の 4 倍多く計数される。

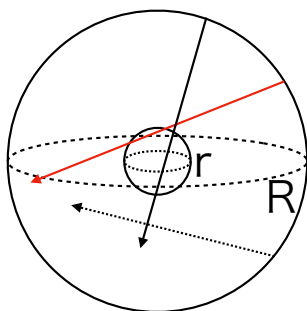


図 A.1: フラックスの定義 I
赤線で示された粒子を数える。

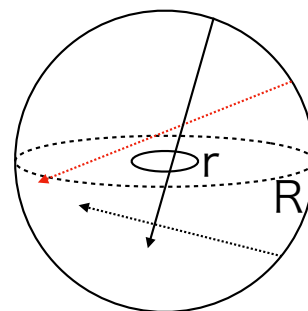


図 A.2: フラックスの定義 II
赤線で示された粒子を数えない。

付録 B

神岡坑内各所での中性子フラックス

神岡坑内での中性子フラックスの場所依存について議論する。神岡坑内, Lab-B, NEWAGE 実験サイトでの中性子フラックスについては, 第 4 章で議論した。各所においても同様の測定を行っているが, 壁面岩石サンプルが入手できたこと, そして Lab 室内に水タンクがなく, 比較的周囲の環境の影響を受けにくいと考えたことから Lab-B での中性子フラックスについて考察し, 神岡坑内のフラックスを代表させた。

神岡地下坑内での環境中性子の位置依存についてはこれまで調べられてこなかった。中性子測定コンソーシアムの枠組みを活用し, 様々な実験コラボレーションの協力のもと地下坑内の様々な箇所環境中性子レートの測定を行うことができた。表 B.1 に結果をまとめる。これらは同一の検出器, 同様の測定系によって測定され, 同様の解析が行われた。

現在の測定からみられる環境中性子の場所依存は $\sim 30\%$ である。第 4 章では, 中性子が岩石と周辺環境によって生成され, 熱化されるというモデルを仮定した。したがって, 神岡坑内でも岩石の条件が異なれば, 中性子量も異なる可能性がある。実際の測定でも, 誤差の範囲を超える違いが観測された。また, 熱化の様子の違いからか, Setup A, B のレートの比についても差が見られる。現状の測定だけからははっきりとしたことは言えないが, 周囲の水分量の差によって, 中性子が強く熱化されている可能性がある。

表 B.1: 神岡各所での環境中性子測定レート

測定場所	Setup A のレート ($\times 10^{-3}$)	Setup B のレート ($\times 10^{-3}$)	ϵ
Lab-B 実験室	$1.30 \pm 0.03^{+0.04}_{-0.03}$	$0.45 \pm 0.02^{+0.01}_{-0.01}$	0.87 ± 0.02
Lab-D 前室	1.30 ± 0.02	0.35 ± 0.01	0.867
Lab-C 実験室 [51]	1.02 ± 0.01		0.867
KamLand 第二純化エリア [52]	$1.62 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.44 \pm 0.01 \pm 0.01$	0.861

付録 C

ウラン, トリウム系列核の崩壊図

ウラン, トリウム系列の核種の崩壊系列についてまとめる.

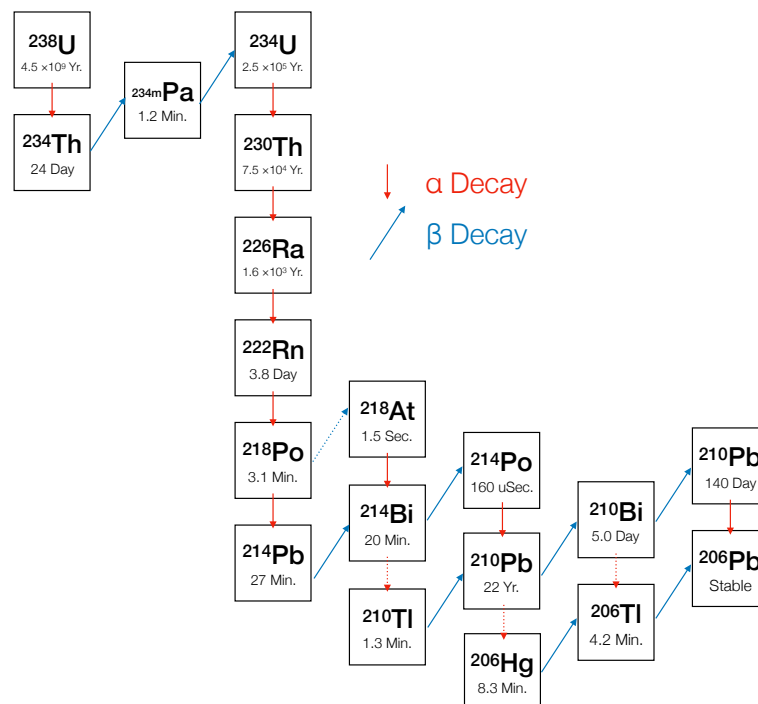


図 C.1: ウラン系列の崩壊系列

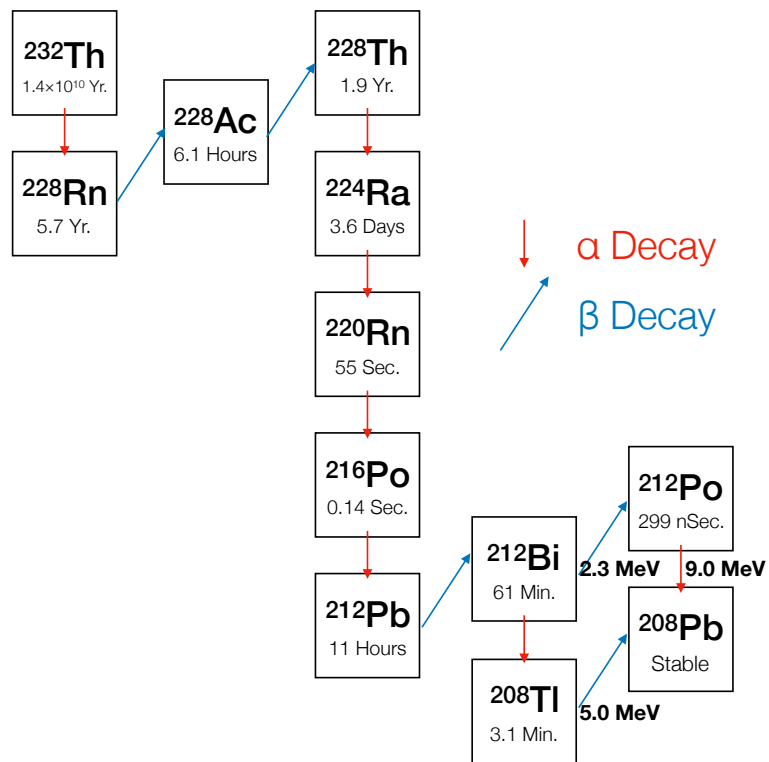


図 C.2: トリウム系列の崩壊系列

謝辞

本論文は著者が大阪大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程前期に在籍中の研究成果をまとめたものである。本論文の内容を含む大阪大学大学院在学中の研究活動について、大阪大学大学院理学研究科物理学専攻吉田斉准教授には有意義かつ大変多くのご指導とご助言をいただいた。ここに深謝の意を表す。大阪大学理学研究科物理学専攻岸本忠史名誉教授には有意義な助言をいただいた。深く感謝する。

神戸大学理学研究科物理学専攻身内賢太郎准教授には本論文の核となる中性子測定において非常に多くのご討論ご助言をいただいた。また、東北大学ニュートリノ研究センター細川佳志研究員、東京大学宇宙線研究所小林兼好特任助教、東京大学宇宙線研究所竹田敦助教、名古屋大学現象解析研究センターフレーバー物理学部門中竜大特任助教、早稲田大学理工学術院国際理工学センター田中雅士准教授、早稲田大学理工学術院先進理工学部寄田浩平教授にも中性子測定について有意義なご討論ご助言をいただいた。神戸大学理学研究科の帝釋稜介さんには中性子測定の Setup A の実験を行っていただき、修了後も議論にお付き合いいただいた。東北大学ニュートリノ研究センター和田佳樹さんには中性子測定の実験を手伝っていただくと同時に有意義な議論を行って頂いた。高エネルギー加速器研究機構放射線物理グループ岸本祐二助教には、測定にもちいた検出器を貸していただいた。皆様に深く感謝する。

CANDLES 実験の遂行に当たり、大阪大学各物理研究センター能町正治教授、大阪大学各物理研究センター梅原さおり准教授、大阪大学各物理研究センター竹本康浩特任助教、筑波大学大学院数理物質科学研究科飯田崇史助教、福井大学大学院工学研究科玉川洋一教授、福井大学大学院工学研究科小川泉准教授、福井大学大学院工学研究科中島恭平講師、徳島大学大学院社会産業理工学研究部伏見賢一教授、大阪産業大学大学院人間環境学研究科裕隆太教授に多くのご助言をいただいた。CANDLES collaboration の皆様には有意義な議論におつきあいをいただいた。皆様に深く感謝する。

大阪大学理学研究科物理学専攻原子核実験グループ各位には日頃より有益なご討論におつきあいをいただいた。特に大阪大学理学研究科物理学専攻川畑貴裕教授、大阪大学理学研究科物理学専攻阪口篤志准教授、大阪大学理学研究科物理学専攻小田原厚子准教授、大阪大学理学研究科物理学専攻清水俊助教、大阪大学各物理研究センター鉄野高之介教務補佐員には有意義なご助言をいただくとともに、日頃の研究活動を支えていただいた。ここに感謝の意を表す。

神戸大学大学院理学研究科物理学専攻藏重久弥教授、同専攻竹内康雄教授、同専攻山崎祐司教授、同専攻越智敦彦准教授、同専攻前田順平講師にはよく研究の相談にのっていただいた。領域外の研究者との議論で得られる新しい視点は非常に有意義であった。感謝する。

神岡地下での実験機会を与えてくださり、様々にご支援いただいた東京大学宇宙線研究所、実験に当たり様々に便宜を計っていただき、測定許諾、データ提供をいただいた Super-Kamiokande collaboration, KamLand collaboration, XMASS collaboration, NEWAGE collaboration に感謝する。

参考文献

- [1] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, Aug 1998.
- [2] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, p. 071301, Jul 2001.
- [3] T. Araki, K. Eguchi, S. Enomoto, et al. Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, p. 081801, Mar 2005.
- [4] M. H. Ahn, S. Aoki, H. Bhang, et al. Indications of neutrino oscillation in a 250 km long-baseline experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, p. 041801, Jan 2003.
- [5] K. Abe, N. Abgrall, Y. Ajima, et al. Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 041801, Jul 2011.
- [6] Ivan Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, Alvaro Hernandez-Cabezudo, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{cp} , and the mass ordering. 2018.
- [7] J. Kotila and F. Iachello. Phase-space factors for double- β decay. *Phys. Rev. C*, Vol. 85, p. 034316, Mar 2012.
- [8] Jonathan Engel, Javier Menéndez. Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: a review. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 80, No. 4, p. 046301, 2017.
- [9] A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya, et al. Search for majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with kamland-zen. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, p. 082503, Aug 2016.
- [10] M. Agostini, A. M. Bakalyarov, M. Balata, et al. Improved limit on neutrinoless double- β decay of ^{76}Ge from gerda phase ii. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 132503, Mar 2018.
- [11] C. E. Aalseth, N. Abgrall, E. Aguayo, et al. Search for neutrinoless double- β decay in ^{76}Ge with the majorana demonstrator. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 132502, Mar 2018.
- [12] C. Alduino, F. Alessandria, K. Alfonso, et al. First results from cuore: A search for lepton number violation via $0\nu\beta\beta$ decay of ^{130}Te . *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 132501, Mar 2018.
- [13] O. Azzolini, M. T. Barrera, J. W. Beeman, et al. First result on the neutrinoless double- β decay of ^{82}Se with cupid-0. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 232502, Jun 2018.
- [14] Luca Pattavina. New results on double beta decay with cupid-0. Gran Sasso Science Institute and LNGS, 10 2018. DBD18 talk.
- [15] J. B. Albert, G. Anton, I. Badhrees, et al. Search for neutrinoless double-beta decay with the

- upgraded exo-200 detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 072701, Feb 2018.
- [16] NEMO-3 Collaboration, :, R. Arnold ほか. Final results on ^{82}Se double beta decay to the ground state of ^{82}Kr from the nemo-3 experiment, 2018.
- [17] R. Arnold, C. Augier, J. D. Baker, et al. Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life and search for the $0\nu\beta\beta$ decay of ^{116}Cd with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. D*, Vol. 95, p. 012007, Jan 2017.
- [18] R. Arnold, C. Augier, J. D. Baker, et al. Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of ^{150}Nd and a search for $0\nu\beta\beta$ decay processes with the full exposure from the nemo-3 detector. *Phys. Rev. D*, Vol. 94, p. 072003, Oct 2016.
- [19] R. Arnold, C. Augier, A. M. Bakalyarov, et al. Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ^{48}Ca with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. D*, Vol. 93, p. 112008, Jun 2016.
- [20] R. Arnold, C. Augier, J. D. Baker, et al. Results of the search for neutrinoless double- β decay in ^{100}Mo with the nemo-3 experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 92, p. 072011, Oct 2015.
- [21] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, et al. Measurement of the $\beta\beta$ decay half-life of ^{130}Te with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 062504, Aug 2011.
- [22] J. Argyriades, R. Arnold, C. Augier ほか. Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of zr-96 with the nemo-3 detector. *Nuclear Physics A*, Vol. 847, No. 3, pp. 168 – 179, 2010.
- [23] Saori Umehara. *Study of Double Beta Decays of Ca-48 with CaF2 Scintillators*. PhD thesis, Osaka University, 2004.
- [24] CANDLES Collaboration.
- [25] Alfred Tang, Glenn Horton-Smith, Vitaly A. Kudryavtsev, and Alessandra Tonazzo. Muon simulations for super-kamiokande, kamland, and chooz. *Phys. Rev. D*, Vol. 74, p. 053007, Sep 2006.
- [26] S. Yoshida, T. Kishimoto, I. Ogawa, et al. Ultra-violet wavelength shift for undoped caf2 scintillation detector by two phase of liquid scintillator system in candles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 601, No. 3, pp. 282 – 293, 2009.
- [27] HAMAMATSU Website. Large photocathode area photomultiplier tubes. Last access: 2019 Jan. 26.
- [28] Keita Mizukoshi, Ryosuke Taishaku, Keishi Hosokawa, et al. Measurement of ambient neutrons in an underground laboratory at the kamioka observatory. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2018, No. 12, p. 123C01, 2018.
- [29] Takashi Iida. Low background dbd search in candles. CANDLES Collaboration, 11 2016. DBD16 talk.
- [30] Ishikawa Masahiro. Candles 実験による 10inch pmt を用いた 212bi-212po 連続崩壊事象の除去率の評価. Master's thesis, 大阪大学, 2018.
- [31] E. Gatti and F. De Martini. *A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters*. Brueder Rosenbaum, International Atomic Energy Agency (IAEA), 1962.
- [32] R. Arnold, C. Augier, A. M. Bakalyarov, et al. Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of ^{48}Ca with the nemo-3 detector. *Phys. Rev. D*, Vol. 93, p. 112008, Jun 2016.

- [33] K. Nakajima, T. Iida, K. Akutagawa, et al. Background studies of high energy γ rays from (n, γ) reactions in the candles experiment. *Astroparticle Physics*, Vol. 100, pp. 54 – 60, 2018.
- [34] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, et al. Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, p. 111302, Sep 2018.
- [35] D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araújo, et al. Results from a search for dark matter in the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 118, p. 021303, Jan 2017.
- [36] Xiangyi Cui, Abdusalam Abdukerim, Wei Chen, et al. Dark matter results from 54-ton-day exposure of pandax-ii experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, p. 181302, Oct 2017.
- [37] Akihiro Minamino. Xmass 実験 100kg 液体 xe 検出器の性能評価と中性子バックグラウンドの研究. Master's thesis, The University of Tokyo, 2004.
- [38] XMASS Collaboration, K Sato, M Kobayashi, et al. Improved search for two-neutrino double electron capture on ^{124}Xe and ^{126}Xe using particle identification in XMASS-I. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2018, No. 5, 05 2018.
- [39] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 4 edition, 8 2010.
- [40] Keiichi SHIBATA, Osamu IWAMOTO, Tsuneo NAKAGAWA, et al. Jendl-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No. 1, pp. 1–30, 2011.
- [41] Kiseki Nakamura, Kentaro Miuchi, Toru Tanimori, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector newage-0.3b'. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2015, No. 4, p. 043F01, 2015.
- [42] Taishaku Ryosuke. 方向に感度のある暗黒物質探索実験におけるバックグラウンドの研究. Master's thesis, 神戸大学, 2017.
- [43] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [44] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 53, No. 1, pp. 270–278, Feb 2006.
- [45] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 835, No. Supplement C, pp. 186 – 225, 2016.
- [46] Shiro ITOH, Shigeru TERASHIMA, Noboru IMAI, et al. 1992 compilation of analytical data for rare-earth elements, scandium, yttrium, zirconium and hafnium in twenty-six gsj reference samples. *Bulletin of the Geological Survey of Japan*, Vol. 43, No. 11, pp. 659 – 733, 1992.
- [47] Sansiro Enomoto. *Neutrino Geophysics and Observation of Geo-neutrinos at KamLAND*. PhD thesis, Tohoku University, 2005.
- [48] S. Westerdale and P.D. Meyers. Radiogenic neutron yield calculations for low-background experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 875, No. Supplement C, pp. 57 – 64, 2017.
- [49] 横山友輝. 神岡地下実験室の岩石の組成分析とシミュレーションによる環境放射線の評価, 2018. 大阪大学卒業論文.

-
- [50] J. M. Verbeke, C. Hagmann, and D. Wright. Simulation of neutron and gamma ray emission from fission and photofission. *UCRL-AR-228518*, 2014.
- [51] Takeda Atsushi. Thermal neutron flux at lab-c, Oct 2018. XMASS Collaboration meeting.
- [52] 和田佳樹. Kamland エリアにおける中性子フラックス測定, 2018. 東北大学卒業論文.