

修 士 学 位 論 文

NEWAGEにおける暗黒物質探索実験の 新しい測定条件による高感度化実験結果

令和5年2月3日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 210s115s

氏名 中山郁香

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質と呼ばれる未発見の物質を直接観測するため、様々な実験グループが活動している。大型の検出器を用いて季節変動の測定を目指す手法と、方向に感度を持った測定により到来方向の測定を目指す手法などがある。方向に感度を持った暗黒物質探索実験 NEWAGE (New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は $400\ \mu\text{m}$ の読み出し粒度を持つガス TPC (Time Projection Chamber) を用い、二次元の飛跡読み出しとドリフト時間の測定により三次元的に飛跡を再構成して事象の到来方向を測定する。先行研究では飛跡の前後判定を用いた解析手法と新たな事象選択方法を取り入れて、方向に感度のある暗黒物質直接探索実験として最高感度を更新した。一方で、低質量の暗黒物質に対する感度向上にはさらなる改善が必要である。低質量の暗黒物質はエネルギー損失が小さいほど事象の計数率が高いため、検出器のエネルギー低閾値化が重要である。本研究では先行研究までの測定条件を改め、エネルギー低閾値化を目指して測定及び解析を行った。改善点とは、ガスの低圧力化、高ガスゲイン、銅シールドの設置の三点である。低ガス圧化からエネルギー閾値が従来の $50\ \text{keV}$ から $40\ \text{keV}$ になると見積もり、解析には $40\text{-}100\ \text{keV}$ のエネルギー幅を用いた。また、高ゲインの影響からカットラインの値を調整した。以上の条件の測定結果を用いて暗黒物質と陽子の散乱断面積の制限曲線を算出したところ、先行研究から一桁値が大きくなっていた。

感度向上のため、NEWAGE は大型検出器を開発中である。約 $1\ \text{m}^3$ の検出領域に加えて、ガスの種類を変更し、NEWAGE の測定において飛躍的に感度が向上すると見積もられているが、同時に背景事象の影響も無視できない問題である。本論文ではこの大型検出器に設置する放射線シールドについてシミュレーションを用いた効果の検証を行い、環境中性子に由来する事象数を 5% 以下に削減するシールドが作成可能であることを示した。

展望では今回測定から背景事象を $1/15.3$ 以下に削減することで先行研究と同程度の感度を達成できることがわかった。加えて、新たな事象選択を導入することで高ゲインを維持したまま先行研究を更新できる可能性があることがわかった。

目次

1	イントロダクション	5
1.1	暗黒物質の観測的証拠	5
1.1.1	銀河の回転曲線	5
1.1.2	重力レンズ効果	5
1.1.3	宇宙マイクロ背景放射	5
1.2	暗黒物質の基本的性質	7
1.3	WIMP	8
1.4	暗黒物質直接探索の原理	9
1.4.1	事象数計数率	9
1.4.2	散乱断面積	12
1.4.3	原子核の形状因子	13
1.4.4	エネルギースペクトル	14
1.4.5	従来を検出器を用いた直接探索	14
1.4.6	方向に感度を持つ検出器を用いた直接探索	14
1.5	暗黒物質直接探索実験の現状	16
1.5.1	大型検出器によるもの	16
1.5.2	方向に感度を持った暗黒物質探索	19
1.5.3	NEWAGE	19
1.6	本研究の目的	20
1.6.1	NEWAGE 2022年測定と探索結果	20
1.6.2	高感度化に向けた展望	20
2	NEWAGE	21
2.1	検出器	21
2.1.1	検出器概要	21
2.1.2	μ -TPC	21
2.1.3	CF ₄ ガス	24
2.1.4	ガス循環システム	26
2.1.5	データ収集システム	27
2.2	検出器応答	28
2.2.1	事象再構成	28
2.2.2	エネルギー較正	28
2.2.3	ドリフト速度測定	30
2.2.4	事象選択	30
2.2.5	検出効率と角度分解能	36
3	地下実験における探索結果	40
3.1	地下実験	40
3.2	事象選択	40
3.3	暗黒物質探索結果	41

4	大型検出器シールド開発	49
4.1	大型検出器 (C/N-1.0)	49
4.2	予想される背景事象とその対策	49
4.3	NEWAGE0.3b” によるシミュレーション検証	50
4.4	大型検出器のシールドシミュレーション	50
4.4.1	シミュレーション結果	52
4.5	試作機作成	52
5	議論及び展望	57
5.1	NEWAGE0.3b” 測定における感度向上に向けた改善	57
5.2	予備実験	57
5.3	期待される制限曲線の算出	57
5.4	展望	61
6	結論	62

1 イントロダクション

宇宙のエネルギー組成の95%は未知の組成要素と考えられている。その組成中の27%を占める暗黒物質は、間接的な測定によって存在が示唆されているが(1.1節)、直接観測には至っていない。暗黒物質について様々な仮説が立てられており(1.2節)、本論文ではWIMP(1.3節)についての探索実験を記述する。本章では以上の説明の後、暗黒物質直接探索実験の原理(1.4節)と様々な探索実験の紹介(1.5節)を述べた後、我々が推進するNEWAGEの現状(1.5.3節)と本研究の目的(1.6節)を述べる。

1.1 暗黒物質の観測的証拠

本節では、暗黒物質の存在が示唆される観測的証拠について紹介する。

1.1.1 銀河の回転曲線

銀河を光学的に観測することにより、その構成要素である恒星の速度を求めることができる。銀河中心から r の距離を移動する恒星を考えたとき、この回転速度 $v(r)$ はケプラーの法則より

$$\frac{v^2(r)}{r} = G_N \frac{M(r)}{r^2} \quad (1)$$

と表される。ここで G_N は重力定数、 $M(r)$ は r より内側の総質量である。式1から、銀河中心の外側では恒星の回転速度が $1/\sqrt{r}$ に比例して減少することが期待されるが、観測では一定の速度で分布していることが分かっている[1]。この観測結果は銀河中心から数kpc以遠に光学的に観測できない質量の存在を示唆している。

1.1.2 重力レンズ効果

大質量をもつ天体はその重力により周囲の時空が歪め、電磁波の進路をレンズのように歪曲させる。これを重力レンズ効果といい、強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の2種類がある。非常に強い重力源により銀河が複数観測できるものを強い重力レンズ効果、背景の銀河の歪みの統計的な処理により検出されるものを弱い重力レンズ効果と呼ぶ[2]。これを利用して暗黒物質の存在を示した観測の一つが図2のような弾丸銀河団衝突の観測[3, 4]である。重力レンズ効果の観測で得られた質量分布と光学的に観測された銀河団の分布がほぼ一致しているのに対し、Chandra衛星によるX線の強度分布は質量分布からずれて衝突地点に分布している。X線の強度が強い領域は高温のプラズマガスがクーロン相互作用を起こすことで容易に通り抜けることができない。しかし質量分布から、プラズマガスを通り抜けた、相互作用の小さい質量(暗黒物質成分)が分布していることが分かる。

1.1.3 宇宙マイクロ背景放射

初期宇宙は熱平衡状態であり、光子と物質の数密度が大きく相互作用の確率が高いため、光子は直進できなかった。宇宙が膨張し、光子や物質がエネルギーを失い数密度も減

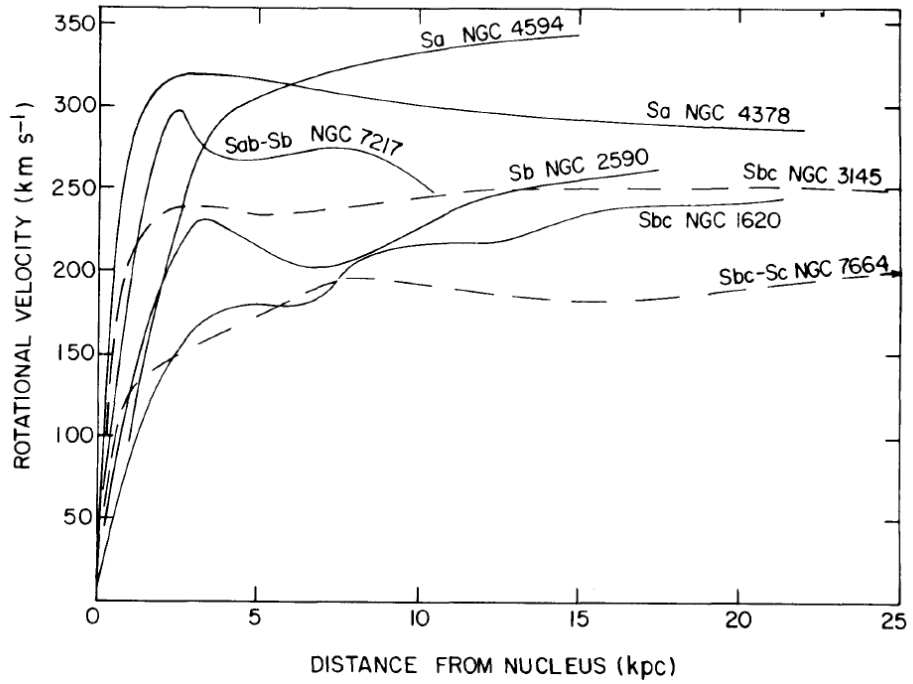


図 1: 7つの渦巻き銀河の回転曲線図。全ての回転曲線で銀河中心外側における回転速度が一定になっている [1]。

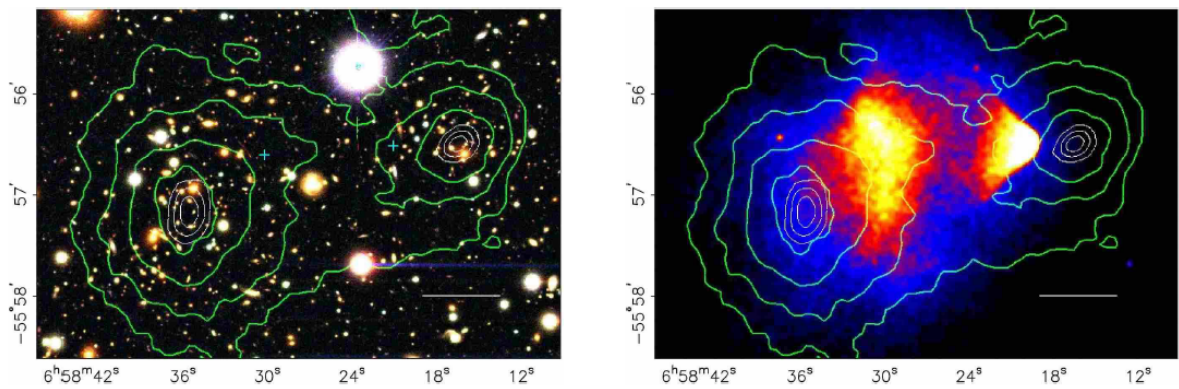


図 2: 左図: E0657-56 銀河団の衝突観測図。白の直線の長さは 200 kpc を示す。図中の緑の等高線は重力レンズによって測定された銀河団の質量分布を、水色の十字は衝突によって生じたプラズマクラスターの中心を表している。右図: Chandra 衛星による同銀河団の X 線観測図 [4]。

少するにつれて原子核が自由電子を捕獲し、原子となった。これに伴い光子は直進できるようになる。こうした「宇宙の晴れ上がり」後の光子はマイクロ波長域にピークを持つ黒体放射として観測可能であり、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と呼ばれる。CMB には質量密度の揺らぎにより僅かな非一様性が存在する。この質量密度の揺らぎの要因として宇宙初期に非相対論的速度を持っていた冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter, CDM) が有力視されている。CDM の存在を仮定し、宇宙項 Λ を含んだ現代宇宙論の標準的なビッグバンモデルを Λ CDM モデルと言い、以下の式で表す。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (2)$$

a は宇宙のサイズを表すスケールファクター、 H_0 は Hubble 定数である。 Λ CDM モデルでは、宇宙を占めるエネルギーとして物質、放射、暗黒エネルギーが考えられている。それぞれのエネルギー密度を臨界密度 $\rho_c = 3c^2 H_0^2 / 8\pi G$ で除して無次元化した量が $\Omega_m, \Omega_r, \Omega_\Lambda$ となる。宇宙初期に放射優勢から物質優勢になったのち、 $\Omega_m \gg \Omega_r$ である。また、 Ω_Λ は宇宙の曲率を表すパラメータである。Planck 衛星による CMB の温度ゆらぎの観測結果から各パラメータを求めることができる。2020 年時点での解析より、バリオン密度 $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$ 、暗黒物質密度が $\Omega_c h^2 = 0.120 \pm 0.001$ と求められている [5]。ただし、 h は Hubble 定数 $H_0 = (67.4 \pm 0.5) \text{ km/s/Mpc}$ を 100 km/s/Mpc で割ったものである。この数値より、宇宙には暗黒物質が通常物質の約 5 倍存在していると考えられている。

1.2 暗黒物質の基本的性質

一般に暗黒物質は宇宙初期の熱平衡状態の間に生成されたと考えられている。再結合時の速度を保っている相対論的暗黒物質を熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter, HDM) と呼ぶ。宇宙の晴れ上がり以降の構造形成をシミュレーションにより調べる [6] と、HDM と比べて CDM を強く支持しており、観測結果とも符合していることが分かっている。従って CDM が有力な候補となっている。

惑星、褐色矮星、原始ブラックホールなどの緋想体制の非常に重い天体は MACHO (Massive Compact Object) と呼ばれている。これらの天体は重力レンズ効果を用いて広く探索されてきたが、観測数が非常に少ないため暗黒物質の主成分とは考えられていない [7, 8, 9]。また、ビッグバン元素合成や CMB の結果からバリオンは暗黒物質になりえないと考えられている。従って暗黒物質は強い相互作用を持たない。また、暗黒物質は光学的に観測されないため電磁相互作用もしない。弱い相互作用を持つ可能性は残っているが、 W^\pm や Z ゲージボソンとの結合は、直接探索実験では発見されていないため、標準模型粒子よりも小さい必要がある。また IE0657-56 のような銀河団衝突の観測から、暗黒物質は安定している必要があり、自己相互作用はかなり弱いと考えられる。自己相互作用の断面積の上限は $\sigma/m \leq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ のオーダーで求められている [10, 11]。

標準模型にはこれらの性質を満たす粒子が存在しないため、標準模型の拡張として様々な暗黒物質候補が提案されている。いかに 3 つの候補を紹介する。

Lightest Supersymmetric Particle. LSP 超対称 (SUSY) モデルは、標準模型と比べてスピンの $1/2$ 違う super-partners と呼ばれる粒子を導入したモデルである [12]。LSP

(Lightest Supersymmetric Particle) と呼ばれる最軽量の SUSY 粒子は安定しており、暗黒物質の候補になり得る。特に、電氣的に中性であれば、WIMP(1.3 節) 候補として有望であると考えられている。

アクシオン アクシオンは、強い CP 対称性 [13] の破れを説明するために導入された疑似スカラールボゾンであり、Peccei-Quinn のエネルギースケール f_a を用いて $m_a (10^7 \text{ GeV}/f_a) \times 0.6 \text{ eV}$ で質量が与えられる。初期宇宙のインフレーション時に生成された冷たい暗黒物質の候補であり、質量の軽い領域での探索が行われている。

ステライルニュートリノ 標準模型で考えられている 3 種類のニュートリノに加えて、ニュートリノ混合の最終状態として提唱されているのがステライルニュートリノである。ステライルニュートリノが数 keV の質量をもっていた場合、温かい暗黒物質 (Warm Dark Matter, WDM) の候補であると考えられている [14]。宇宙初期以降にステライルニュートリノ以外のニュートリノとの振動によって生成される可能性がある。

1.3 WIMP

非バリオンの冷たい暗黒物質の一般的な候補は、Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) である。宇宙初期に生成された暗黒物質が現在の量を得るためには、電弱相互作用を介して $100 \text{ GeV}/c^2$ 程度の粒子であることが予想される。一般的なモデルでは、宇宙初期の標準模型粒子の対消滅により新粒子が生成され、以下のような生成過程をとる。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (3)$$

宇宙の温度が WIMP の質量よりも十分に大きいとき、粒子・反粒子の消滅が WIMP 対を生成するのに十分なエネルギーを持つ。逆の過程も起こり、消滅率は以下の式で表される。

$$\Gamma_{\text{ann}} = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle n_{\text{eq}} \quad (4)$$

ここで、 σ_{ann} は WIMP の対消滅断面積、 v は WIMP の速度、 n_{eq} は熱平衡状態にある WIMP の数密度である。WIMP の消滅率が宇宙の膨張による数密度の低下に伴って低下すると、WIMP の消滅はやがて止まり、現在の WIMP の数密度 $\Omega_\chi h^2$ はおおよそ一定になると考えられている。現在の WIMP の量はおおよそ次式で表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \left(\frac{10^{-9} \text{ GeV}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \right) \quad (5)$$

典型的な消滅断面積は以下の式で表される。

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2} \quad (6)$$

ここで、 α は弱い相互作用のスケールである。観測された暗黒物質密度を説明するためには、WIMP の質量が $100 \text{ GeV} \leq m_\chi \leq 1000 \text{ GeV}$ であることが必要であり、これらの性質は標準模型を超えた理論によって生成される粒子に対応している。

また、WIMP モデルは直接探索、間接探索、加速器による探索の3つの手法で探索することができるため、実験的な観点からも有力な候補である。図3に示すように、直接探索ではWIMPとクォークの相互作用を、間接探索ではWIMP同士の対消滅を、加速器実験ではクォークの衝突によるWIMPの生成を、それぞれ観測することを目的としている。本論文では、このうち直接探索について議論する。

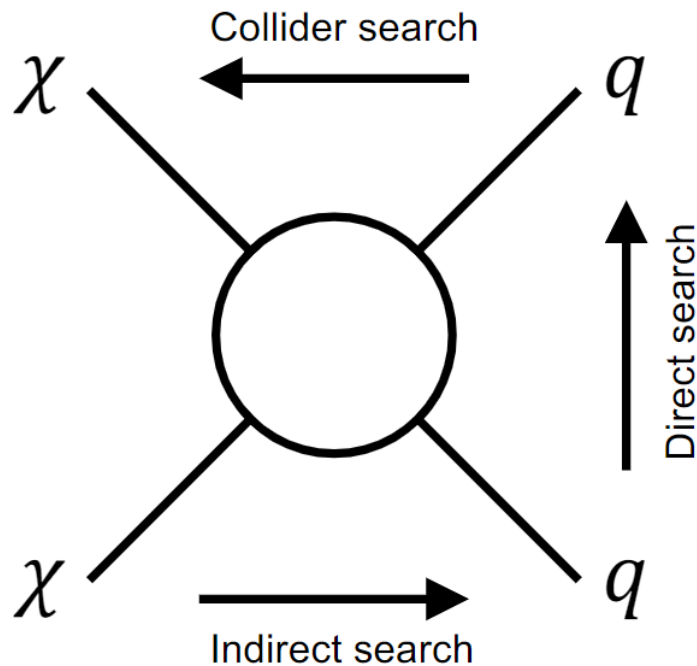


図3: WIMPの直接探索、間接探索、衝突型探索の図。 χ と q の記号はそれぞれWIMPとクォークを表している。

1.4 暗黒物質直接探索の原理

暗黒物質直接探索では、天の川銀河ハローを構成する暗黒物質との反応で反跳された原子核を検出器で観測する。非常にまれな事象であるため、宇宙線起源の背景事象削減のため日本の神岡鉱山内部などの地下実験施設で実験が行われることが多い。

1.4.1 事象数計数率

直接探索実験では、暗黒物質によって標的原子核が散乱され、その反跳エネルギーと運動量が観測量となる。地球の運動と銀河内の暗黒物質の運動を考慮すると、期待されるエネルギースペクトルが計算できる。本節は[15, 16]を参考に議論する。銀河内に分布しているWIMPが熱平衡にあるとすると、太陽速度とWIMPの速度分散は近い値になると考えられる。そのため、WIMPのフラックスは太陽の進行方向に向かって増加する。

本研究では、WIMPの速度分布は、等方的な天の川銀河ハローを仮定した標準ハローモデル(SHM)であると仮定する。このモデルでは、銀河の静止速度分布 $f_{\text{gal}}(v)$ は以下の式になる。

$$f_{\text{gal}}(v) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}}(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|v|^2}{2\sigma_v^2}\right] & (|v| < v_{\text{esc}}) \\ 0 & (|v| > v_{\text{esc}}) \end{cases} \quad (7)$$

ここで、 N_{esc} は正規化係数、 σ_v は速度分散、 v_{esc} は局所的な脱出速度である。SHM では速度分散 v_{esc} は銀河中心からの距離に依存せず、 $\sigma_v = v_c/\sqrt{2}$ を介して局所的な円周速度 v_c と関係している。局所円周速度 v_c の基準値は 220 km s^{-1} である [17]。この値は天の川銀河のモデルに依存し、系統的な不確かさを持つ。最近の RAVE の調査では、平衡状態の滑らかなハローを仮定すると、脱出速度が $v_{\text{esc}} = 533_{-41}^{+54} \text{ km s}^{-1}$ (90% C.L.) となることが知られている [18]。しかし、各直接観測実験結果との比較のため、脱出速度は $v_{\text{esc}} = 650 \text{ km s}^{-1}$ を用いることが多い。局所的な WIMP 密度 ρ_{DM} も原子核反跳スペクトルを計算するための重要なパラメータであり、基準値は $\rho_{\text{DM}} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ が用いられている。最近の解析では $\rho_{\text{DM}} = (0.2 - 0.5) \text{ GeV cm}^{-3}$ が局所的な密度の値の範囲として得られている。

ここでは、弾性衝突の場合を考える。(図 4) 以下では WIMP の質量を m_χ 、原子核の質量を m_N で表す。実験室系での WIMP の速度は v で表し、原子核の初速度は無視できるとする。散乱後の原子核について、運動量とエネルギーがそれぞれ q 、 E_q となる運動を非相対論的に考えると、以下の式が得られる。

$$q = 2\mu v \cos\theta \quad (8)$$

$$E_q = 2v^2 \frac{\mu^2}{m_N} \cos^2\theta \quad (9)$$

ここで、 μ は WIMP-原子核の換算質量で、以下の式で表せる。

$$\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N} \quad (10)$$

WIMP の速度 \hat{v} と原子核の反跳方向 \hat{q} のなす角度を θ とする。原子核反跳エネルギー E_q と原子核の反跳方向 \hat{q} に対する微分計数率を以下のように定義する。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} \quad (11)$$

ここで、 Ω_q は \hat{q} の立体角を表す。微分 WIMP-原子核散乱断面積は次式で表される。

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_{\chi-N}}{4\mu^2 v^2} S(q) \quad (12)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}$ は点状原子核を考えたときの WIMP-原子核の全散乱断面積、 $S(q) = |F(q)|^2$ は核子の形状因子、 $dq^2 = 2m_N dE_q$ である。全散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}$ は素粒子物理モデルに依存し、詳細な式は 1.4.2 節に記載している。一方、原子核の形状因子 $S(q)$ は核物理モデルに依存し、詳細な式は 1.4.3 節に記述している。

二重微分散乱断面積を以下のように定義する。

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} \quad (13)$$

散乱の方向対称性は $d\Omega_q = 2\pi d\cos\theta$ で与えられる。 $\cos\theta$ と q の関係は式 9 と Dirac の δ 関数、 $\delta(\cos\theta - q/2\mu v)$ を通して課することができる。従って

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{d\sigma}{dq^2} \frac{1}{2\pi} \delta\left(\cos\theta - \frac{q}{2\mu v}\right) = \frac{\sigma_{\chi-N} S(q)}{8\pi\mu^2 v} \delta(v \cdot \hat{q} - v_{\min}) \quad (14)$$

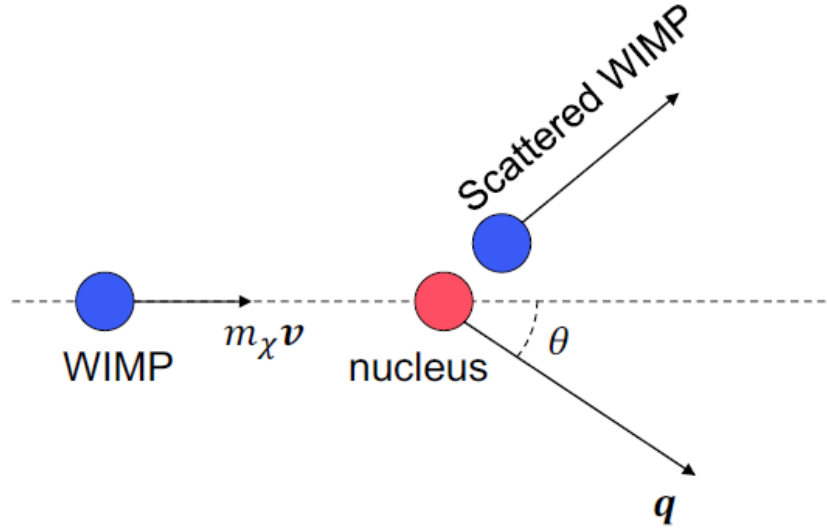


図 4: WIMP と原子核の散乱の様子

ここで $v_{\min} = \sqrt{E_q m_N / 2\mu^2}$ は、弾性散乱に於いて E_q の原子核反跳エネルギーを持つのに必要な最小の WIMP 速度である。速度空間要素 d^3v 中で速度 v を持つ WIMP のフラックスは、実験室系での WIMP の速度分布 $f(v)$ を用いて以下で定義される。

$$\frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(v) d^3v \quad (15)$$

これらの式をまとめると、単位時間・単位質量当たりの微分計数率は、検出率を構成する原子核の数 N_N を用いて以下のように書かれる。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} = \frac{N_N}{m_N N_N} \int 2m_N \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} v f(v) d^3v \frac{d\sigma}{dq^2 d\Omega_q} = \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-N} S(q)}{4\pi m_\chi \mu^2} \int \delta(v \cdot \hat{q} - v_{\min}) f(v) d^3v \quad (16)$$

さらに、次式で与えられる WIMP 速度分布 $f(v)$ の三次元ラドン変換を導入する。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) = \int \delta(v \cdot \hat{q} - v_{\min}) f(v) d^3v \quad (17)$$

幾何学的には、 $\hat{f}(v_{\min}, \hat{q})$ は、原点から q 離れたところにある \hat{q} の方向に直交する平面上の関数 $f(v)$ の積分である。特に、脱出速度によるカットオフを考慮した Maxwellian WIMP の速度分布に対する実験室系のラドン変換は、式 18 のように示される [16]。

$$\hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}} (2\pi\sigma_v^2)^{1/2}} \left\{ \exp\left[-\frac{(v_{\min} + \hat{q} \cdot V_{\text{lab}})^2}{2\sigma_v^2}\right] - \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \right\} & v_{\min} + \hat{r} \cdot V_{\text{lab}} < v_{\text{esc}} \\ 0 & v_{\min} + \hat{r} \cdot V_{\text{lab}} > v_{\text{esc}} \end{cases} \quad (18)$$

ここで V_{lab} は銀河に対する実験室系での速度、 N_{esc} は次のように定義された正規化係数である。

$$N_{\text{esc}} = \text{erf}\left(\frac{v_{\text{esc}}}{\sqrt{2}\sigma_v}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_{\text{esc}}}{\sigma_v} \exp\left[-\frac{v_{\text{esc}}^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (19)$$

最後に、式 16 は以下の形になる。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} = \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-N} S(q)}{4\pi m_\chi \mu^2} \hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) \quad (20)$$

期待される事象計数率は、WIMP-原子核の全散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}$ と原子核の形状因子 $S(q)$ を入力することで導出される。詳細な式については、以下の節で議論する。

1.4.2 散乱断面積

WIMP と原子核の散乱断面積は素粒子物理のモデルに依存する。スピンの依存しない (SI) 散乱断面積は次のように書かれる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (21)$$

ここで、 Z は原子番号、 A は原子核の質量数である。 f_p と f_n は WIMP-陽子と WIMP-中性子の SI 結合定数である。特に、 f_p と f_n が等しいと考えた場合の SI 散乱断面積は、WIMP-陽子の SI 散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ を用いて書くことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (22)$$

従って、質量数の大きな物質であるほど SI 相互作用に有効であることが分かる。スピンの依存する (SD) 散乱断面積は次式で与えられる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (23)$$

ここで、 G_F はフェルミ結合定数であり、 $\langle S_p \rangle$ と $\langle S_n \rangle$ は陽子と中性子のスピン、 J は原子核スピン量である。 a_n と a_p は、WIMP-陽子と WIMP-中性子の SD 結合定数である。SD 相互作用は、陽子または中性子スピンの原子核のスピンへの寄与が大きいほど大きくなる。SD 散乱断面積は、WIMP-陽子の SD 散乱断面積 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$ を用いて書き換えることができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (24)$$

$\lambda^2 J(J+1)$ の値は原子核に依存する。様々な原子核に対する計算値はすでに計算されており [15]、表 1 に示す。各暗黒物質探索実験において、式 22 や式 24 を用いて WIMP-陽子 (または中性子) 散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$ と $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ に変換して比較されている。一方で、暗黒物質と通常粒子の反応が未知であるため、異なるターゲット原子核を用いた実験結果の比較は厳密にはモデルに依存する。

表 1: 標的原子核ごとのスピン J 、自然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値 [15]

元素	J	自然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンに寄与する核子
^1H	1/2	100	0.750	proton
^7Li	3/2	92.5	0.244	proton
^{11}B	3/2	80.1	0.112	proton
^{15}N	1/2	0.4	0.087	proton
^{19}F	1/2	100	0.647	proton
^{23}Na	3/2	100	0.041	proton
^{127}I	5/2	100	0.007	proton
^{133}Cs	7/2	100	0.52	proton
^3He	1/2	1.0×10^{-4}	0.928	neutron
^{17}O	5/2	0.0	0.342	neutron
^{29}Si	1/2	4.7	0.063	neutron
^{73}Ge	9/2	7.8	0.065	neutron
^{129}Xe	1/2	26.4	0.124	neutron
^{131}Xe	3/2	21.2	0.055	neutron
^{183}W	1/2	14.3	0.003	neutron

1.4.3 原子核の形状因子

標的原子核の空間的な広がりを考える際、散乱中心の密度分布 $\rho(r)$ のフーリエ変換により形状因子を求める。

$$\begin{aligned}
 F(qr_N) &= \int \rho(r) \exp(iq \cdot r) dr \\
 &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr
 \end{aligned}$$

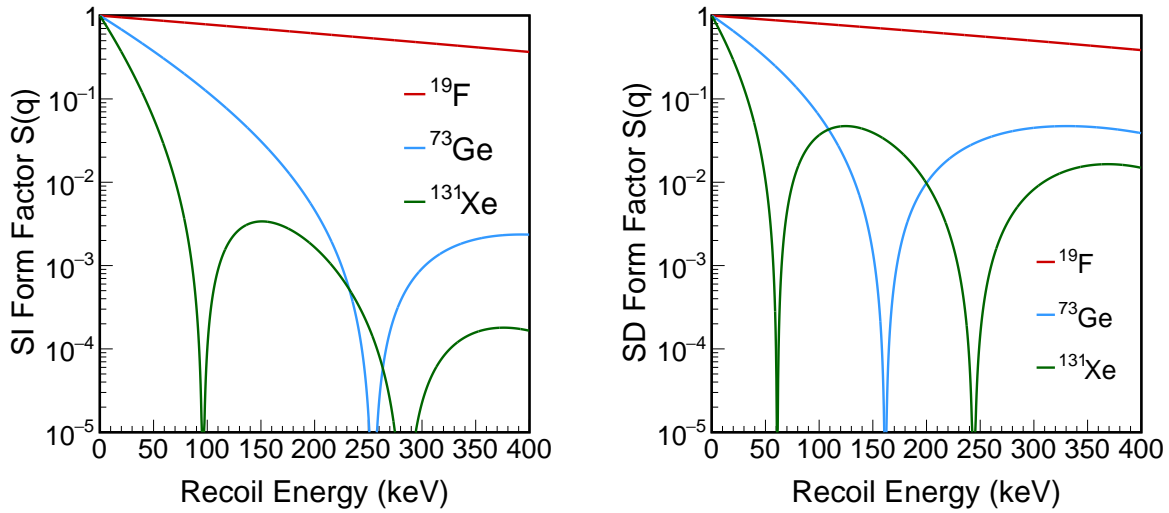
SI相互作用では、WIMP は全ての核子と相互作用するので、原子核は固体球として近似できる。この場合、原子核の形状因子はベッセル関数 $j_1(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて以下のように書く [15]。

$$F(qr_N) = 3 \frac{j_1(qr_N)}{qr_N} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (25)$$

ここで、 $r_N \simeq 1.14A^{1/3}\text{fm}$ は有効核半径、 $s \simeq 0.9\text{fm}$ は核皮の厚さである。SD相互作用では、WIMP はスピンのペアを組んでいない核子と相互作用するため、原子核は薄い殻として近似できる。この場合、形状因子は Bessel 関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて次のように表される。

$$F(qr_N) = j_0(qr_N) \quad (26)$$

ここで、 $r_N \simeq 1.0A^{1/3}\text{fm}$ である。形状因子の評価は幾つか存在するが、違いは小さい。計算された形状因子を図 5a と図 5b に示す。



(a) SI 反応における形状因子

(b) SD 反応における形状因子

図 5: スピン非依存性 (5a) とスピン依存性 (5b) の反跳エネルギーの関数としての原子核形状因子。赤線、青線、緑線はそれぞれ ^{19}F 、 ^{73}Ge 、 ^{131}Xe の標的原子核を示している [19]。

1.4.4 エネルギースペクトル

原子核反跳の期待されるエネルギースペクトルは、式 20 の反跳角度を積分することで得られる。ここでは標的原子核が ^{19}F のときを示す。SD 相互作用での散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ と形状因子 $S(q)$ はそれぞれ式 24 と式 26 から得られる。これらを式 20 に入力し、WIMP 質量が 50, 100, 200 GeV/c^2 、WIMP-陽子の SD 散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ が 1pb であるときのエネルギースペクトルを図 6 に示す。質量の軽い暗黒物質は、重い場合に比べて低エネルギー側で反跳事象の増加がより顕著であることが分かる。

1.4.5 従来の検出器を用いた直接探索

地球の銀河に対する速度 V_{lab} は、太陽に対する地球の公転運動により季節変動し、6月2日に最大、12月4日に最小となる。速度変化に伴い実験室内系の WIMP の速度分布と事象計数率も変化する。このような特徴を”季節変動 (annual modulation)” と呼ぶ。銀河に対する地球の速度の最大値と最小値をそれぞれ $V_{\text{lab}}^{\text{Jun}}$ 、 $V_{\text{lab}}^{\text{Dec}}$ とし、 ^{19}F が標的原子、WIMP 質量 $m_{\chi} = 100\text{GeV}/c^2$ として 1.4.4 節と同様にエネルギースペクトルを計算すると、図 7 となる。この観測事象数の差を利用して暗黒物質探索実験を行う研究については、1.5.1 に例を挙げる。

1.4.6 方向に感度を持つ検出器を用いた直接探索

地球が属する太陽系は銀河の中心に対して円運動をしているため、地球での測定では進行方向にあるはくちょう座 (CYGNUS) から暗黒物質が到来していると考えられている。反跳原子核の運動方向は、はくちょう座に対し反対方向に偏ると期待される。方向分布の偏りは、はくちょう座方向とその反対方向で、事象計数率比で最大 10 以上となることが

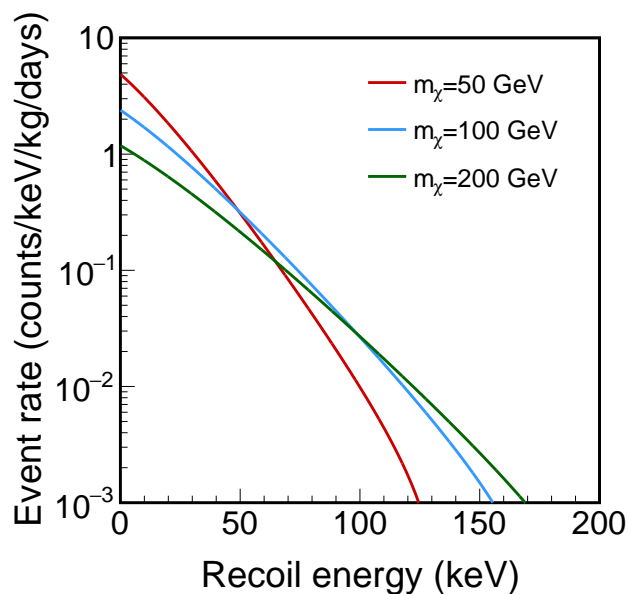


図 6: フッ素原子核で期待されるエネルギースペクトル。WIMP 質量は $m_\chi = 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$ 、WIMP-陽子の SD 散乱断面積は $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ と仮定している。[19]

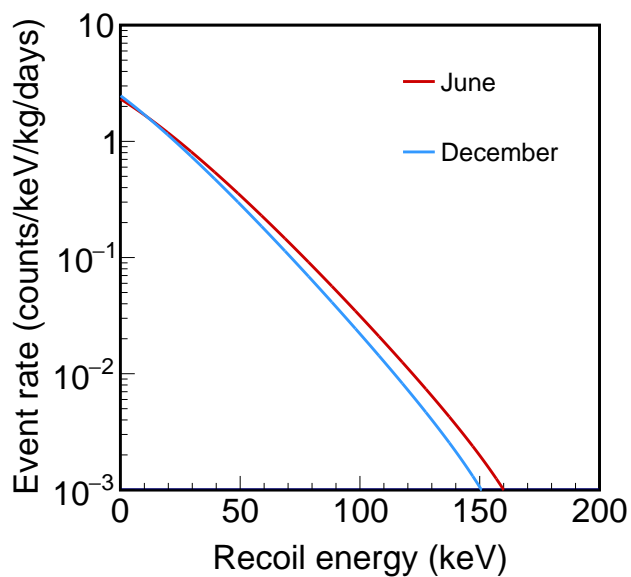


図 7: 6月と12月のエネルギースペクトルの差。ターゲットはSD相互作用の ^{19}F , $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ である [19]。

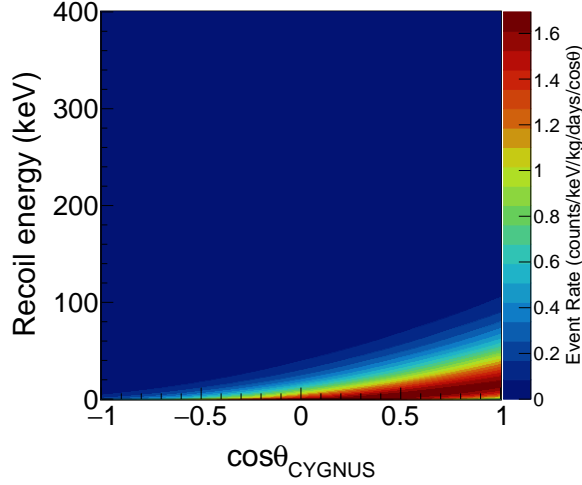


図 8: 標的原子核 ^{19}F 、WIMP-原子核の散乱断面積 1 pb、WIMP 質量 $100 \text{ GeV}/c^2$ を仮定した際の角度とエネルギー分布 [19]。

示されている [20]。また、地球の自転及び公転によりはくちょう座の方向は実験室系内に於いて時々刻々と変化し、その位相が季節と共に変化するため、環境的な背景事象と容易に区別できるといわれている。反跳原子核の方位角を積分すると、20 は以下のように書き換えられる。

$$\frac{dR}{dE_q d\Omega_q} = \frac{\rho_{\text{DM}} \sigma_{\chi-N} S(q)}{2m_\chi \mu^2} \hat{f}(v_{\min}, \hat{q}) \quad (27)$$

標的原子核、SD 相互作用における WIMP-原子核の散乱断面積、WIMP 質量を仮定し、式 24 と式 26 を式 27 に代入することで、図 8 に示すような期待される Energy- $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布を得ることができる。また、特定のエネルギー領域における角度分布を得ることができる。

1.5 暗黒物質直接探索実験の現状

本節では、世界中で進められている暗黒物質直接探索実験について、大型検出器によるもの、方向に感度を持ったもの、そして方向に感度を持った手法のうちで本論文の主題となる NEWAGE についてそれぞれ紹介する。

1.5.1 大型検出器によるもの

大型検出器など、方向に感度をもたない従来型の実験を表 2 にまとめた。現在、NaI 結晶を用いた DAMA/LIBRA 実験 [21] は、暗黒物質の発見を主張している。2-6keV のエネルギー領域で季節変調が観測され、変調振幅 $(0.0103 \pm 0.0008) \text{ cpd}/\text{kg}/\text{keV}$ 、周期は $(0.999 \pm 0.001) \text{ yr}$ 、信頼水準 12.9σ であった。一方で、他の直接探索実験では、十分な感度にもかかわらず同様の信号は見つかっておらず、スピンに依存しない WIMP-原子核散乱断面積の上限値が決められている。SI 散乱断面積の制限曲線を図 9 に示す。こうした

状況の改善のため、DAMA/LIBRA と同じ標的物質である NaI を用いた実験として、韓国では COSINE[22]、日本では PICO-LON[23]、イタリアとオーストラリアでは SABRE[24]、スペインでは ANAIS[25] などの実験グループが DAMA/LIBRA の検証を行っている。

表 2: : 従来型の暗黒物質直接探索実験まとめ

実験名	検出器	標的	信号の種類
DAMA/LIBRA[21]	固体シンチレータ	NaI	光
COSINE[22]	固体シンチレータ	NaI	光
PICO-LON[23]	固体シンチレータ	NaI	光
SABRE[24]	固体シンチレータ	NaI	光
ANAIS[25]	固体シンチレータ	NaI	光
SuperCDMS[26, 27]	ボロメータ	Si,Ge	熱、電荷
CoGeNT[28]	ボロメータ	Ge	熱、電荷
EDELWEISS[29]	ボロメータ	Ge	熱、電荷
CRESST[30]	ボロメータ	CaWO ₄	熱、光
DEAP-3600[31]	液体シンチレータ	Ar	光
DarkSide[32]	二相式液体シンチレータ	Ar	光、電荷
XMASS[33]	液体シンチレータ	Xe	光
XENON1T[34]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
LUX[35]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
PANDAX-II[36]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
XENONnT	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷
LZ[37]	二相式液体シンチレータ	Xe	光、電荷

XENON1T[34]、LUX[35]、PANDAX-II[36] といった二相式キセノン検出器 (LXe) を用いた実験では、非常に高い感度が得られている。液体キセノンは質量数が大きく、高密度で物質の純度が高いため、SI 散乱断面積の検出に適した媒体である。さらに、液体キセノンは自己遮蔽性に優れていることでも知られている。二相検出器では、シンチレーション光に加えてイオン化信号を検出する。これは、キセノンがイオン化されて出た電子が検出器内の電場により気相へと移動した際に、強い電場により発生する二次シンチレーション光である。初めのシンチレーション光と二次シンチレーション光それぞれの信号の大きさを比較することで強力な電子分別が可能となる。また、両者の検出時間の差から相互作用点の絶対位置を見積もることができる。

10 GeV 以下の低質量領域では CRESST[30]、SuperCDMS[26, 27] というボロメータを用いた実験の感度が良い。半導体中で発生する電離信号とフォノン信号を検出することで観測を行っている。これらの実験では誘電体結晶の熱容量が低温で大きくなることを利用して検出器のエネルギー閾値を下げている。スピンに依存する散乱断面積については、過熱バブルチャンバーを用いた PICO-60 などがある。検出媒体はフッ素を多く含む C₃F₈ である。¹⁹F は $\lambda^2 J(J+1)$ が大きく、SD 散乱断面積への感度が良いことで知られている。過熱検出器は、ガンマ線やベータ線に対して検出器が不感になるような条件で運転することができる上、気泡の音響放射を測定することで、 α 線背景事象とフッ素の原子核反跳を識別することができるようになる。

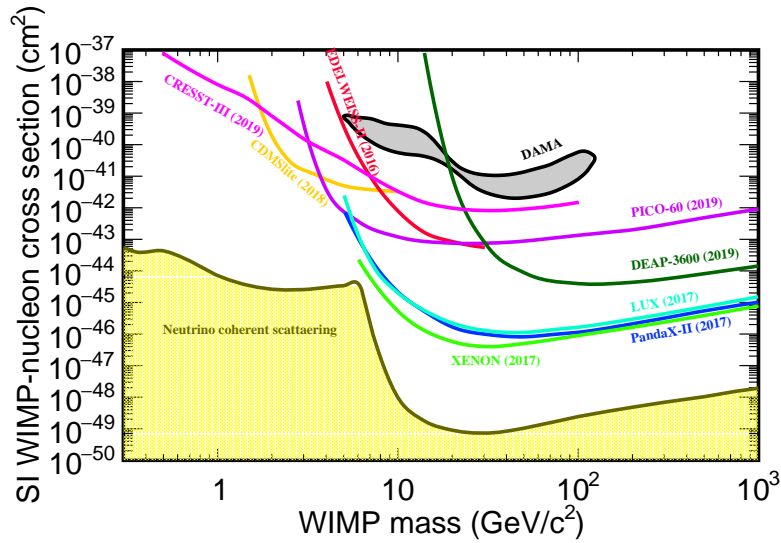


図 9: CRESST[30],CDMS[27],EDELWEISS[29],XENON1T[34],LUX[35],PANDAX-II[36],DEAP-3600[31],PICO-60。DAMA/LIBRA では、灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している [38]。黄色の斜線部分は、Xe ターゲットでのコヒーレントニュートリノ散乱の背景を示している。

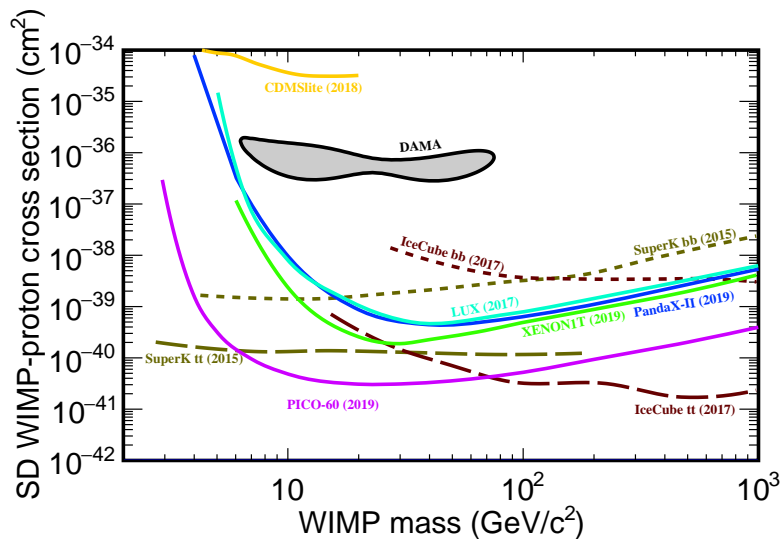


図 10: PICO-60,LUX[39],PANDAX-II[40],XENON1T[41],CDMSlite[42] からの WIMP-陽子SD 散乱の上限値 (90%信頼度)。破線と点線は間接検索の結果、SuperK[43]とIceCube[44]である。DAMA/LIBRA は灰色の領域に暗黒物質の存在を主張している [38]。

1.5.2 方向に感度を持った暗黒物質探索

ここでは、方向に感度のある暗黒物質探索実験をまとめた。

DRIFT DRIFTは低圧ガスTPC(Time Projection Chamber)を利用した方向に感度のある暗黒物質直接探索の先駆けである。2mmの読み出しピッチを持つマルチワイヤー比例計数管(MWPC)を備えた1 m³ 検出器を用いて、ブルビー鉱山地下研究施設にて測定が行われた。CS₂+CF₄+O₂(73%,25%,2%)の混合ガスを55 mbarで使用している。CS₂ガス分子は電離した一次電子を捕獲して陰イオンとなり、検出器内のドリフト電場に従って読み出し面へと移動する。この際、電子に比べ陰イオンは質量が大きいため飛跡情報の拡散が抑えられる。また、ドリフト速度の異なるキャリアを生成するため、時間情報の差からドリフト方向の絶対位置を特定できる。DRIFTでは、この手法を用いた初めてのバックグラウンドフリー動作を実証し、100 GeV/c²で0.28pbの感度を飛跡の方向情報なしで達成した[45]。

MIMAC MIMACでは、Micro Time Projection Chamber(μ -TPC)を開発している。検出器は、Micromegas[46]を基にしたストリップ読み出し機構を持つ。混合ガスは、CF₄+CHF₃+C₄H₁₀(70%,28%,2%)を50 mbarの圧力を使用することにより、高ガスゲインと数keVの原子核反跳の飛跡の3次元再構成が可能となった。

DMTPC DMTPCは、CCDにより標的ガスの発光を測定するガス検出器である。40-100 mbarのCF₄ガスを用いている。事象の始点のほうが終点に比べてエネルギーを落とす(発光量が多い)ことを利用して、飛跡の前後判定を利用した測定を初めて行った[47]。

NEWSdm NEWSdm共同研究では、原子核乾板技術を用いたナノイメージングトラッカーの開発を行っている[48]。固体検出器は、密度が高く、質量が大きいという利点がある一方で、原子核乾板の検出器は時間情報を得ることが難しい。到来方向由来の信号を取得するためには、常にはくちょう座の方向を向いていなければならないため、現在Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS)にて、乾板を赤道儀に乗せて測定を行うことが計画されている。

1.5.3 NEWAGE

NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment)は、低圧ガス μ TPCを用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。検出器には交差するストリップ読み出し機能を備えることで二次元的な飛跡を捉えられる検出面をガスTPCに用い、ドリフト時間情報と合わせて三次元的な飛跡を測定できる。読み出し機構にはマイクロパターンガス検出器(MPGD)の一つである μ -PICを使用する。ガスの種類は、フッ素がスピンの依存するWIMP探索に有利であることから、CF₄というガスを用いている。

地上実験が2007年[49]、宇宙線による背景事象の少ない神岡坑内での測定が2010年[50]から始まっている。低ガス圧化による低閾値化や、冷却活性炭を用いたガス循環システムの導入によるラドンバックグラウンド削減などの試みにより、2015年には方向に

感度のある暗黒物質探索実験において最高感度を達成した [51]。また、不純物の少ない μ -PIC(LA- μ -PIC) の開発 [52] も行い、これを用いた現在の検出器 NEWAGE-0.3b” により測定が続けられている。現在、2017-2020 年の測定結果を用いて、WIMP 質量 $150 \text{ GeV}/c^2$ の WIMP-陽子 SD 散乱断面積 37 pb の制限を与えた [19]。これは事象の前後判定を考慮し、新たなカットラインを導入して NEWAGE として初めての解析を行った。解析年と解析者から、この解析を以降 NEWAGE2021(Shimada) と呼称する。

1.6 本研究の目的

本論文では以下の二点について論述する。

1.6.1 NEWAGE 2022 年測定と探索結果

本研究は、20217 年から 2020 年にかけて行った測定の結果 (NEWAGE2021(Shimada)) に以下の改善を加えて 2022 年の測定を行った。

低ガス圧化 ガス検出器内で粒子がガス分子と相互作用しエネルギーを全て落として停止する際、ガス分子間の距離が長い、つまりガス圧力が低い場合、高い場合と比べて粒子の飛跡が長くなると考えられる。これを利用し、低エネルギーの原子核反跳事象における飛跡の伸長で方向感度の向上及び低エネルギー事象の測定を目指す。

高ゲイン 検出器の電離電子を増幅させるガス利得をガスゲインと呼称する。得られるゲインを増加させる (電離電子の増幅率を増加させる) ことにより、これまで検出できていなかった低エネルギー事象の測定を目指す。

銅シールド設置 主要な背景事象であるガンマ線の遮蔽を目的として、検出器の外部に厚さ 5 cm の銅ブロックを設置した。ガンマ線起源の電子は低エネルギー領域での主要な背景事象であるため、この事象数を減少させることでより低エネルギーの原子核反跳事象測定を目指す。

以上の変更点を加え、2022 年 2 月 18 日から 2022 年 10 月 17 日まで解析により、方向に感度を持つ暗黒物質探索を行った。

1.6.2 高感度化に向けた展望

大型検出器のシールド開発 NEWAGE は約 1 m^3 の検出領域を持つ大型検出器を稼働させる計画を進行中である。測定に際し、主要な背景事象である環境 γ 線に加えて、検出器の大きさから環境中性子線も無視できない事象数になると考えられる。本論文では、背景事象を遮蔽するための大型検出器シールドのシミュレーション結果と、その開発について述べる。

2 NEWAGE

本研究では、神岡坑内に設置した NEWAGE-0.3b” とよばれる検出器を用いて方向に感度をもつ暗黒物質探索実験を行った。本章では、NEWAGE0.3b” の構成 (2.1 節) と検出器応答 (2.2 節) について説明する。特に、中性子線源である ^{252}Cf を用いて原子核反跳事象と背景事象の判別を行うための事前解析を行った内容について 2.2.4 節で細述する。

本研究は、NEWAGE2021(Shimada)[19] に複数の改善点を加えた結果を解析するものである。変更点の内容は 2.1.1 節、2.1.3 節、2.2.4 節で説明する。

2.1 検出器

2.1.1 検出器概要

NEWAGE-0.3b” の検出器は、低 α 線 μ -PIC(LA μ -PIC)[52]、GEM (Gas Electron Multiplier)、TPC ケージからなる低圧ガス μ -TPC である。NEWAGE-0.3b” での WIMP 検出の概略図を図 11 に示す。WIMP(紫) が原子核反跳(赤)を引き起こし、反跳粒子がガス体積内のガス分子をイオン化させる(青)。イオン化により生じた電子は、検出器内にかげられた一様なドリフト電場により二次元飛跡検出面である LA μ -PIC へとドリフトされる。本研究では、NEWAGE2021(Shimada) の 76 torr から 50 torr へさらに低圧にして測定を行うことでイオン化するガス分子までの平均自由行程を増加することでエネルギーの低閾値化を目指した。イオン化により生じた電子は GEM で増幅され、LA μ -PIC 表面で更に増幅されたのちにその位置と電荷の情報が検出される。加えて、LA μ -PIC の各ストリップにおける電離電子の到達時間から、荷電粒子の三次元的な飛跡が再構成される。検出電荷量から検出器内で落されたエネルギーを知ることができる。本研究では電子の増幅率(ガスゲイン)を NEWAGE2021(Shimada) から増加させて、低エネルギー事象の更なる検出を目指した。

検出体積は $31 \times 31 \times 41 \text{ cm}^3$ (39.4 L) である。図 12 に μ -TPC の内部の写真を示す。検出器の座標系は図 13 に定義する通り、 μ -PIC に平行に xy 平面、ドリフト方向に平行な方向に z 軸をとる。図 14 にシステム全体の写真を示す。加えて、NEWAGE 測定は本研究から、環境ガンマ線を遮蔽するために図 15 に示す銅シールドを検出器を囲むように設置した。銅は物質量が大きくガンマ線の遮蔽に適している。加えて精錬が比較的容易で純度の高い物が入手しやすいためシールド材として適している。本研究では 5 cm 厚みの銅を TPC から 25 cm 程度離して 6 面に設置している。一般にガンマ線遮蔽には鉛も用いられるが、不純物が多くそれ自身が背景事象源になるため本研究では使用していない。

2.1.2 μ -TPC

以下に μ -TPC の構成要素を記述する。

LA μ -PIC NEWAGE-0.3b” では、二次元飛跡検出に μ -PIC を用いている。陽極 (Anode)-陰極 (Cathode) 間に高電圧をかけることで電子を増幅し、ストリップ読み出しを行う。検出面積 $30.7 \times 30.7 \text{ cm}^2$ の中に、陽極と陰極の交差点 768×768 が $400 \mu\text{m}$ ピッチで配置されている。読み出し部分の拡大写真が図 16 であり、電極間の高電場で、検出面へドリフト

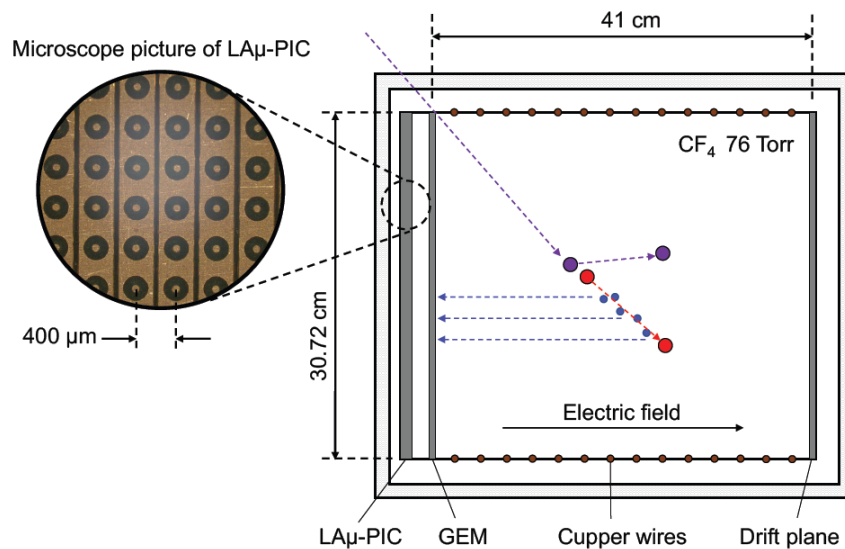


図 11: NEWAGE0.3b” 検出器による WIMP の検出の概念図。WIMP(紫) との反応で反跳された原子核(赤) は、ガス体積を通過してガス分子(青) を電離する。電離された電子は、電場によって読み出し面方向にドリフトされたのちに、GEM で増幅、LA μ -PIC でさらに増幅されて検出される。左の画像は、ピッチ 400 μm の 768 \times 768 ピクセルの電極構造を持つ LA μ -PIC の拡大写真である。縦方向に陰極、横方向に陽極が通っており、写真の丸い穴の開いた帯状ストリップが陰極、円の穴の中心が陽極である。

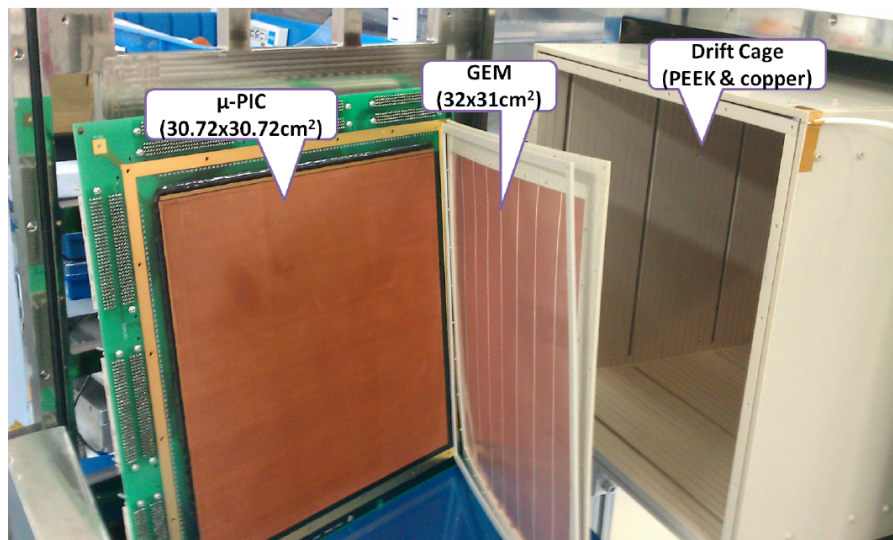


図 12: μ -TPC 内部の写真。GEM と μ -PIC の増幅、読み出しによって 2 次元情報を取得する。 μ -PIC と GEM の有感体積はそれぞれ 31 \times 31 cm^2 と 32 \times 31 cm^2 である。ドリフトケージは PEEK で作られている。側壁には、1cm 間隔の銅のワイヤーを用いて電場を生成している。写真は、通常の μ -PIC であるが、LA μ -PIC も同様の構造をもつ。

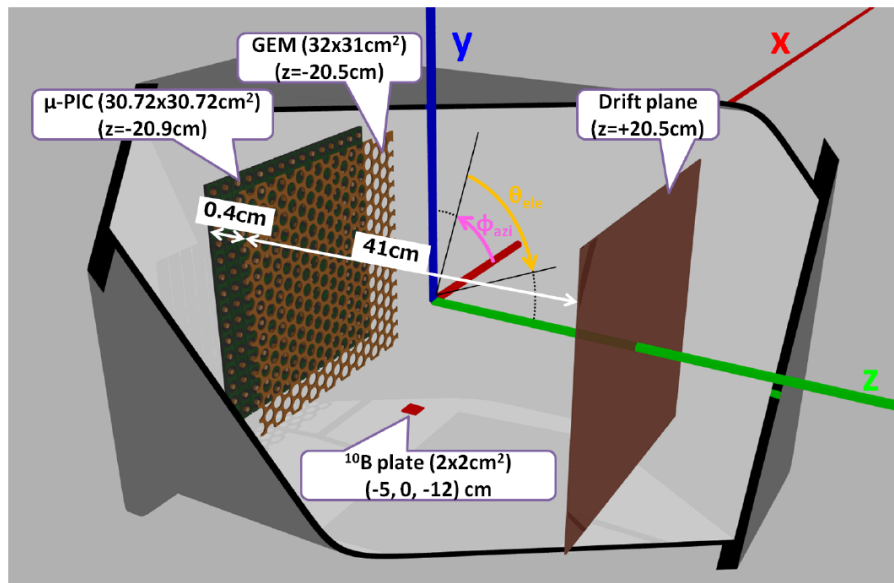


図 13: μ -TPC の模式図と検出器座標系の定義。それぞれ赤、青、緑が x 軸、y 軸、z 軸を示している。エネルギー較正用の ^{10}B を蒸着したガラスプレートがガス中に設置されている。

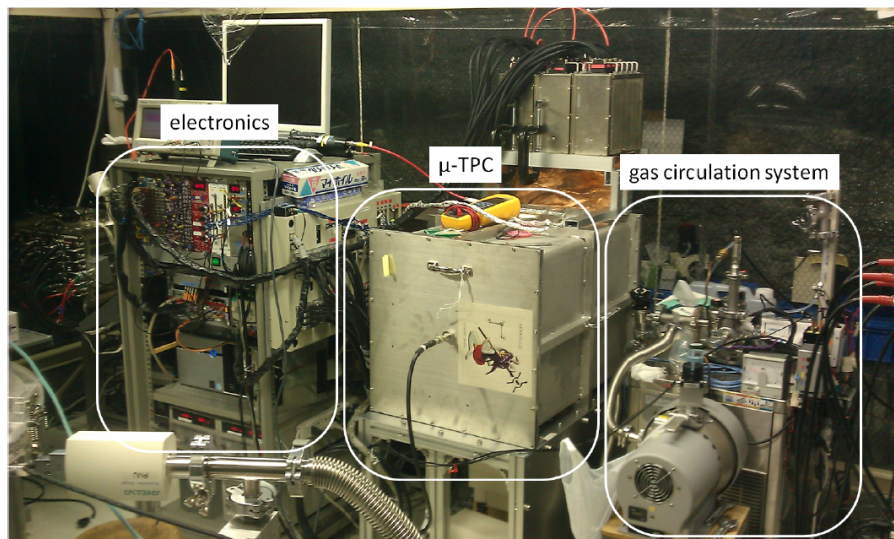


図 14: NEWAGE0.3b” の構成。電気回路 (electronics)、 μ -TPC、ガス循環システム (gas circulation system) から成る。

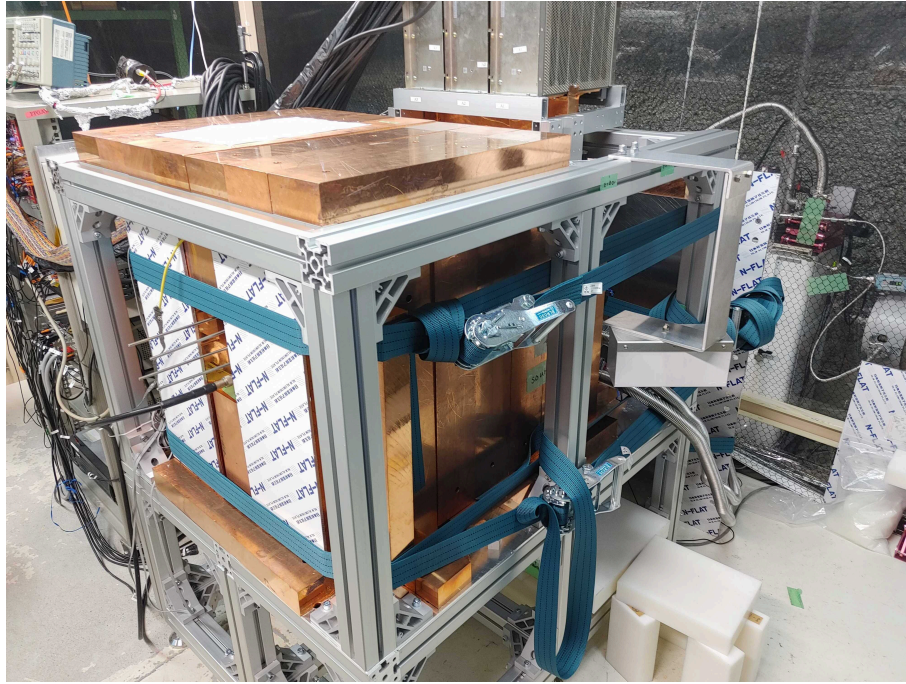


図 15: μ -TPC 外部の銅シールド。各軸に対して平行な方向に 5 cm の厚さの銅が六面に配置されている。読み出し面方向は配線があるため距離を離し広くカバーしている。

されてきた電子を増幅する。本研究では先行研究により開発された [52]、表面から放出される α 線量を低減した低 α 線 μ -PIC(LA μ -PIC) を用いている。通常の μ -PIC で使用されているガラス繊維を含む材料を表面に使わない改善を行うことで ^{238}U と ^{232}Th の同位体起源の α 線放出量を低減している。ガス検出器としても通常の μ -PIC と同等の性能を持つことが確認されている。

GEM μ -PIC の安定した動作を維持しながら十分なガスゲインを得るために GEM(Gas Electron Multiplier) を使用した。両面に厚さ 5 μm の銅電極を持つ厚さ 100 μm の液晶ポリマー (LCP) に直径 70 μm の穴が 140 μm のピッチで形成されている。有効面積は 32.0 \times 31.0 cm^2 で、LA μ -PIC の検出領域全体をカバーしている。GEM は LA μ -PIC から 4 mm の距離に設置し、初段のガス増幅器として使用する。

TPC ケージ 一様な電場を作るために TPC ドリフト電場ケージが設置されている。TPC ケージは、ポリエーテルエーテルケトン (PEEK) プラスチック板を 4 枚使用している。PEEK はアウトガスが出にくく、 ^{238}U や ^{232}Th の放射性不純物の含有量が少ないことが知られている。TPC ケージの側壁には、1 cm の間隔でワイヤーを配置し、抵抗器で鎖状に接続している。

2.1.3 CF_4 ガス

NEWAGE の暗黒物質探索実験では CF_4 ガスを用いている。スピンに依存する WIMP との相互作用の散乱断面積が大きいフッ素を多く含み、ガス中の電子ドリフト速度が速いため電子拡散が小さいことが利点である。また、前節で述べた通り読み出しピッチは

Microscope picture of LA μ -PIC

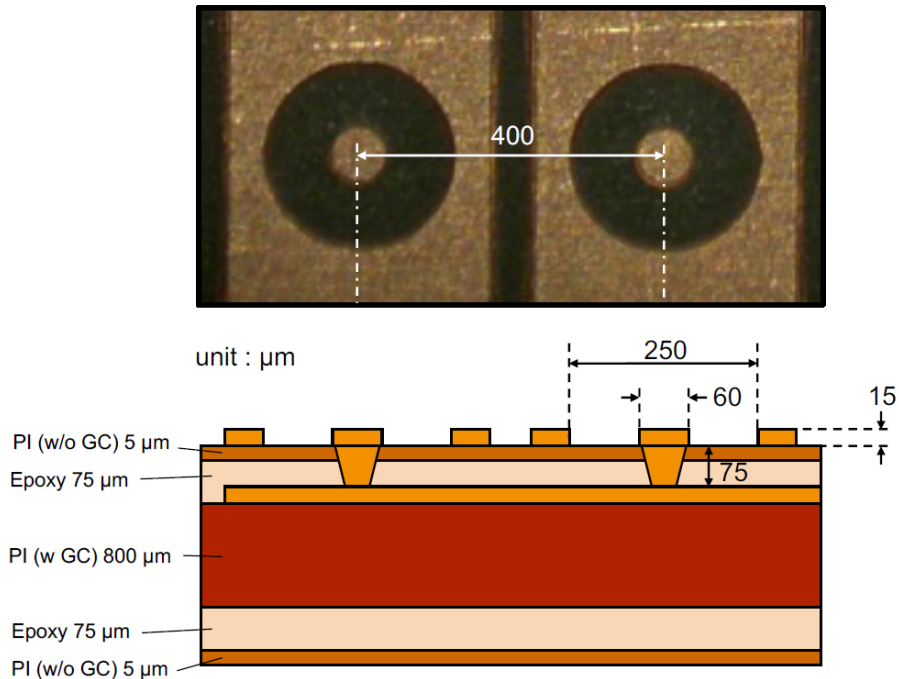


図 16: LA μ -PIC の顕微鏡写真 (上部) と断面図 (下部)。 α 線背景事象源であるガラス繊維を含む素材を表面から排除した。

400 μm であるため、複数ストリップの信号を用いた方向情報を得られるエネルギーの閾値が決まる。従って、より低圧力のガスを用いて飛跡長を伸長することで、より低閾が可能となる。CF₄ ガスの性質については表 3 にまとめる。NEWAGE(Shimada) のガス圧 76 torr から本研究はさらに低圧力化し、50 torr での測定を行った。低ガス圧化による飛跡の伸長を SRIM[53] による計算によって求めたところ、同一飛跡長を比較したとき、CF₄ ガスの 76 torr で 50 keV のエネルギーの事象は、CF₄ ガス 50 torr の約 35 keV と同程度であることが分かった。これを用い、エネルギー閾値を 40 keV まで下げて解析を行う。

表 3: CF₄ ガスの性質

分子量	88.01 g/mol
密度	3.76 g/L(15°C, 1 atom (760 torr))
融点/沸点	89.55 K / 143.35 K
W 値	34 eV

原子核反跳のエネルギーは電離や原子核の運動エネルギーなどになる。電離信号の一部は再結合を起こし、検出されないことがある。再結合の確率は電離密度に依存するため、原子核反跳の場合と電子反跳の場合で違いがある。原子核反跳で検出される電離信号の電子反跳のものに対する比を消光係数 (クエンチングファクター、QF) と呼ぶ。SRIM を用いて求めた消光係数が図 17 であり、これを用いて原子核事象の測定エネルギーから反跳エネルギーを見積もっている。

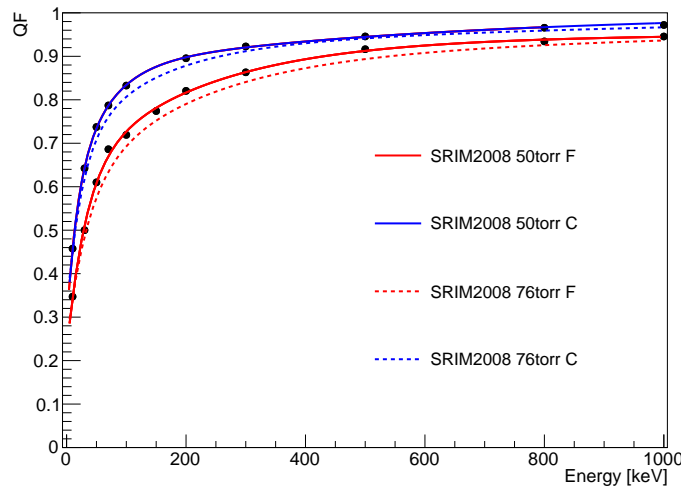


図 17: SRIM によって計算された CF_4 ガス 76 Torr (0.1 bar) 中における炭素原子核 (青色点線)、フッ素原子核 (赤色点線)、50 torr 中にある炭素原子核 (青色実線)、フッ素原子核 (赤色実線) の消光係数。

2.1.4 ガス循環システム

自然に存在する放射性同位体 ^{238}U 、 ^{232}Th は検出器の構成材料に含まれており、系列と呼ばれる順に従って崩壊していく。特に、ウラン系列の ^{222}Rn とトリウム系列の ^{220}Rn は希ガスであるため、検出器中の素材から標的ガスに混入し、ガス中で崩壊することで背景事象である α 線や β 線を放出する。検出器中のラドン核の数 N_{Rn} は以下の式で表せる。

$$N_{\text{Rn}} = \frac{R_0}{\lambda_{\text{Rn}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t}) \quad (28)$$

ここで、 R_0 はラドン生成頻度、 $\lambda_{\text{Rn}} (= \ln 2 / T_{\text{Rn}})$ はラドンの寿命 T_{Rn} の時定数である。 ^{220}Rn は半減期が 55.6 秒であるため、数分で平衡状態に達する。一方で ^{222}Rn は半減期は 3.82 日であるため、数日の時定数で徐々に増加する。ラドン吸着のための循環システムがある場合、上記の式は以下の式のように記述できる。

$$N_{\text{Rn}} = \frac{R_0}{\lambda_{\text{Rn}} + FP/V} (1 - e^{-(\lambda_{\text{Rn}} - FP/V)t}) \quad (29)$$

V は検出器の体積、 F は循環のフローレート、 P は活性炭のラドン吸着率である。ガス循環には時間がかかるため ^{220}Rn は循環系での除去が難しく、検出器の素材自体を放射性不純物の少ないものにする必要がある。 ^{222}Rn は半減期が長いから、循環系での除去が可能である。

NEWAGE0.3b⁷⁾ では図 18 に示すガス循環システムを用いている。 CF_4 ガスを 100 g の活性炭 (TSURUMICOAL 2GS) に通してラドンを吸着している。活性炭は低温であるほど吸着効率が上がることが知られているため、今回の測定では 195 K に冷却して使用した。

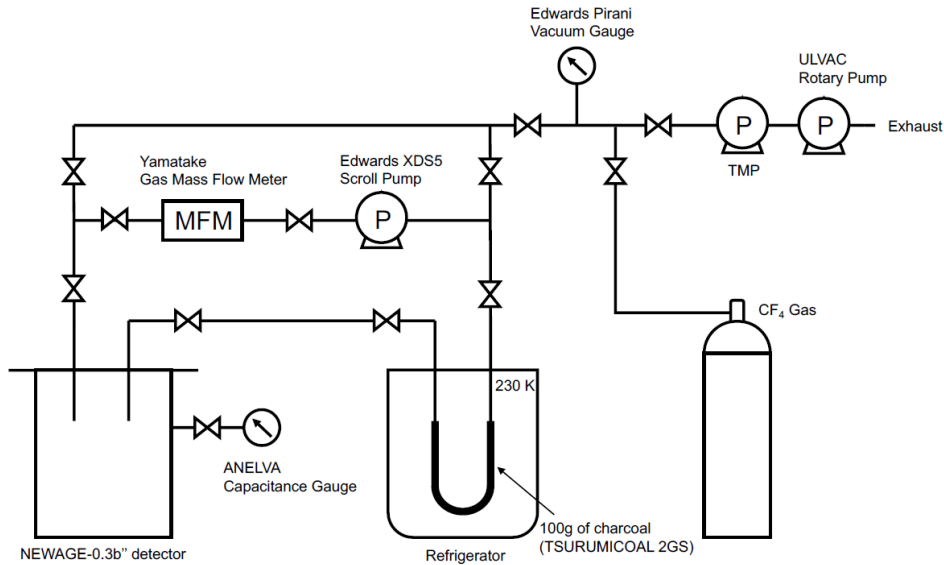


図 18: NEWAGE-0.3b” のガス循環システムの概略図 [54]

2.1.5 データ収集システム

NEWAGE0.3b”のデータ収集システム (DAQ) の概念図を図19に示す。LA μ -PICのアノードとカソードの信号を Amplifier-Shaper-Discriminator(ASD) チップ (SONY CXA3653Q) によって増幅及び二値化を行っている。ASDの仕様を表4に示す。ASDにより処理された768チャンネルの信号を4つにまとめ、さらにそれぞれを2分割して、一方の信号を1/3に減衰することで大きな信号も取得できるようになっている。各信号はFlash ADC(FADC)に送られて、波形が記録される。NEWAGE0.3b”の測定では2種類のトリガーモードが用

表 4: ASD chip(SONY CXA3653Q) の仕様 [55]

前段増幅	0.8 V/pC
積分時間	16 ns
ENC at $C_d=150$ pF	~ 7500
その他仕様	QFP48 プラスチックパッケージの1チップ(4チャンネル) 4チャンネル共通の閾値 comparator with LVDS アウトプットのコンパレータ 供給電圧: +/- 3 V, GND

いられている。暗黒物質探索測定やエネルギー較正測定では、セルフトリガーモードを用いている。768チャンネルのアノード信号を16にまとめ、定めた閾値を超えるとトリガーが発行される(図19中のself TRIG)。トリガーが発行された事象について、全てのヒットストリップのアドレス(位置情報)や、電荷量と相関のあるTime-Over-Threshold(TOT)などが記録される。

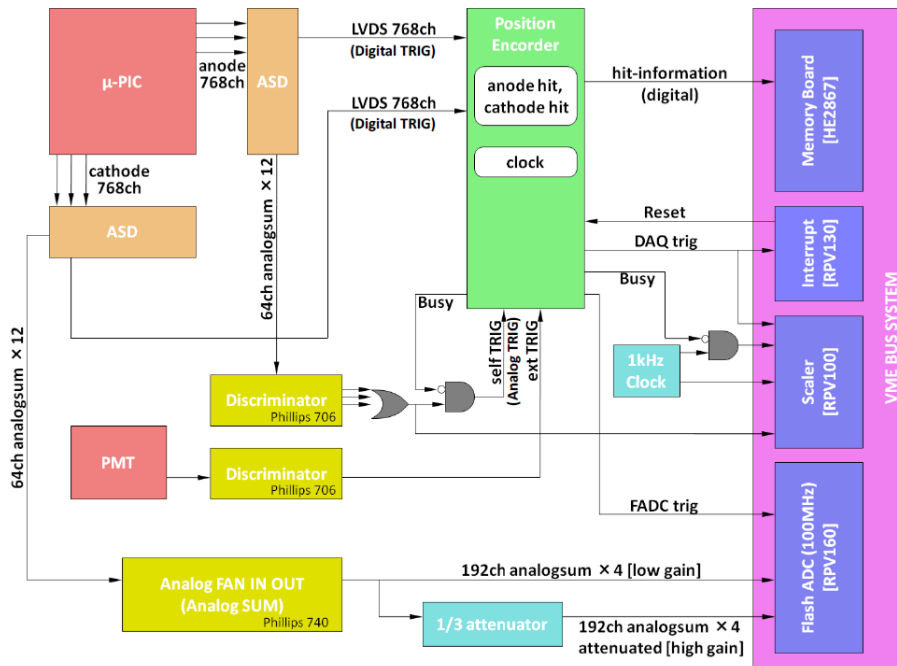


図 19: NEWAGE0.3b” のデータ収集システムの概略図 [56]

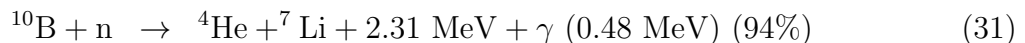
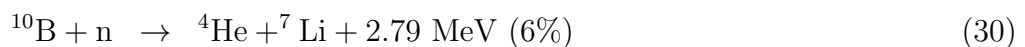
2.2 検出器応答

2.2.1 事象再構成

NEWAGE0.3b” で取得できる事象例を図 20 に示す。エネルギー情報は FADC で取得されているカソードの信号について、ベースラインからの波形の積分を用いて再構成される。積分値から FADC の波形の最初の 100 clock を用いて計算されたベースラインを差し引いている。この積分値は電荷量に対応する。また、各ストリップの TOT はそのストリップで取得された電荷量、つまり事象のエネルギー損失に相関がある。TOT の総和 (TOT-sum) を定義する。図 20 上部の絵について、各 x 座標における z 座標の下端が TOT の上昇時間 T_{rise} 、上端が下降時間 T_{fall} を定義されており、 T_{rise} とドリフト速度 (2.2.3 節) を用いて各平面における相対的な z 座標 z_x 、 z_y を再構成している。これらの座標は線形関数でフィッティングし、方向と飛跡長を求める。再構成された方向については、検出器座標系での仰角と方位角を θ_{ele} 、 ϕ_{azi} とする。

2.2.2 エネルギー較正

NEWAGE0.3b” は (-5,-12,0) cm の座標に ^{10}B が蒸着されたガラスプレートを設置している (図 21)。エネルギー較正は、この ^{10}B に熱中性子を照射することで放出される α 線の測定によって行った。熱中性子は ^{252}Cf 線源の高速中性子がポリエチレンにより熱化されたものを用いた。 α 線は以下の反応で表される。



このため、 ^{10}B の熱中性子捕獲では殆どが式 31 に従って 0.48 MeV のガンマ線を放出し、 ^7Li と α 線は合計で 2.31 (=2.79-0.48) MeV の運動エネルギーを持つ。運動量保存を考慮す

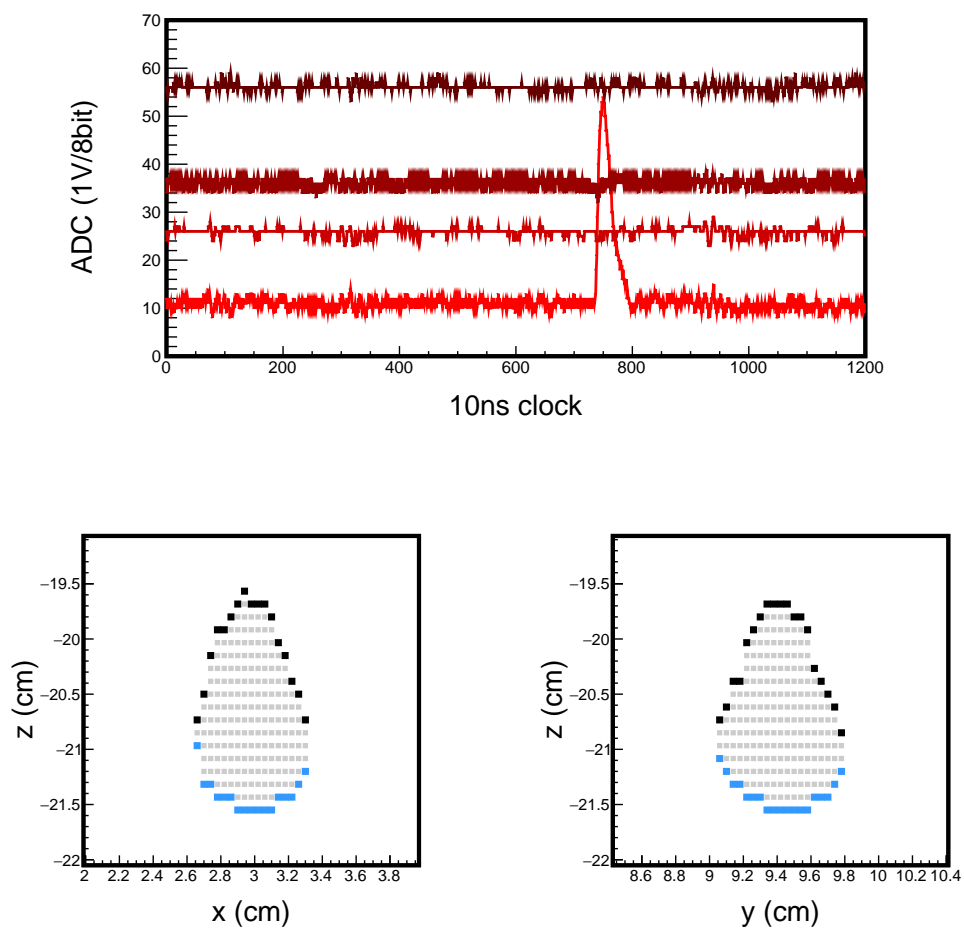


図 20: 原子核反跳事象の一例。上図がFADCにより取得された波形、下図が各 x 座標、y 座標における TOT であり、青が TOT の上昇時間 T_{rise} 、黒が下降時間 T_{fall} を表す。陰極信号の FADC における波形の積分値が電荷量、事象における TOT の合計が TOT-sum である。ヒットストリップの情報から xy 座標が再構成される。

ると、 α 線は 1.5 MeV の運動量を持つことが分かる。 ^{10}B の蒸着部分は厚みがあるため、測定時は 1.5 MeV を最高エネルギーとする連続的なエネルギーを持つスペクトルが測定される。実際には、高速中性子がガス原子核を反跳した事象も多く含まれるが、解析時にプレート位置に対応した箇所の事象を選択することで、 ^{10}B から放出される α を多く含むスペクトルを取得できる。こうして得られたエネルギースペクトルを、Geant4[57, 58, 59] シミュレーションの結果と比較する (図 22) ことで、エネルギースケール及びエネルギー分解能を算出する。

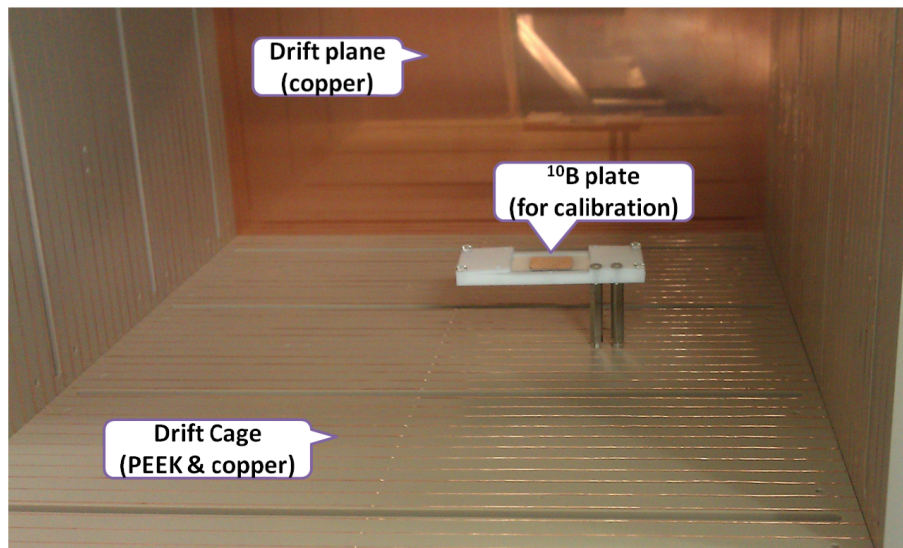


図 21: ^{10}B を蒸着したガラスプレートの写真。 μ -TPC 内の (-5,-12,0) cm の位置に設置されている。

2.2.3 ドリフト速度測定

検出領域内のドリフト速度を用いて事象の相対的な z 座標を得ることができる。ドリフト速度の算出には、 ^{252}Cf 線源の自発核分裂時に放出されるガンマ線を利用している。このガンマ線をプラスチックシンチレータが検出した時間と、 ^{252}Cf 線源由来の中性子の原子核反跳事象が検出される時間の差分をとることでドリフト時間を得られる。図 23 はセルフトリガーとシンチレータそれぞれの信号の時間差のヒストグラムである。セルフトリガー発行時の時間を 1145 clock とし、時間差の最大値を赤線のようにフィッティングし、ドリフト時間を求める。ドリフト領域の z 軸方向の高さ 41 cm をドリフト時間で除してドリフト速度を算出する。

2.2.4 事象選択

本節では、原子核反跳事象と背景事象を弁別する手法を説明する。

有効体積カット $31 \times 31 \times 41 \text{ cm}^3$ の検出領域の内、 $28 \times 24 \times 41 \text{ cm}^3$ を有効体積として定義する。飛跡の全体が有効体積に入っている事象のみを選択することで、検出器側面やドリフトケージ、 ^{10}B が蒸着したガラスプレートからの背景事象を除去している。

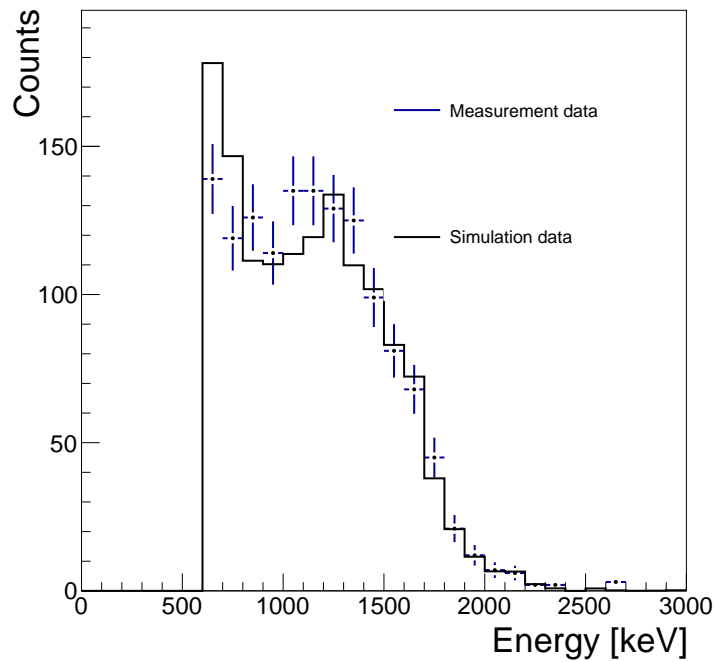


図 22: ^{10}B の熱中性子捕獲により放出された α 線のエネルギースペクトル。測定したスペクトルを青色、シミュレーション結果を黒色で表している。この Fit 結果から得られるガスゲインは 2400 であった。

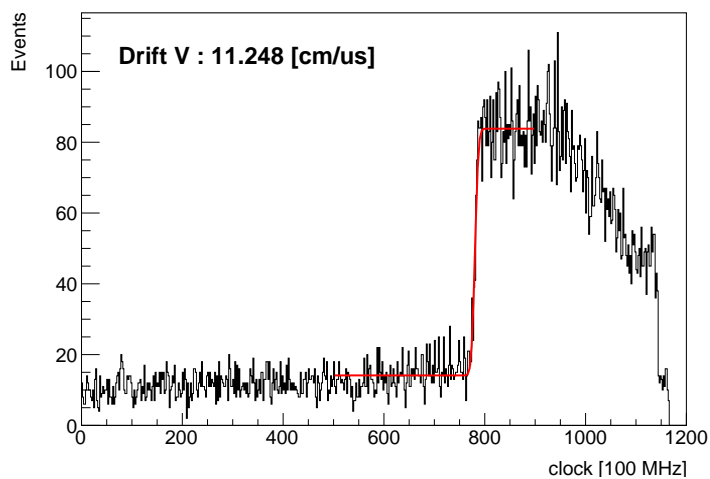


図 23: 各事象におけるセルフトリガーとシンチレーション時の時間の差分。セルフトリガー発行時間を 1145 clock に定め、最速時間をフィッティングしている (赤線)。赤線の立ち上がりにおける中心値とセルフトリガー発行時間の差分がドリフト時間を与える。

Length - Energy cut 荷電粒子は種類によりエネルギー損失量に対する飛跡長が異なる。低エネルギー側の背景事象として環境ガンマ線に由来する電子反跳事象が挙げられる。図 24 に示す通り、電子反跳事象は原子核反跳事象に比べてエネルギー損失に対する飛跡長が長い。これを利用し、飛跡長とエネルギー損失の関係から原子核反跳事象の選択を行った。中性子線源である ^{252}Cf 線源の測定結果 (有効体積カット後) が図 25 である。10 keV のエネルギー幅について原子核反跳事象のガウシアンフィッティングを行い、図の赤い点線で表した Mean 値から赤線で表した 3σ 上部をカットラインとして、それ以下の値を選択した。

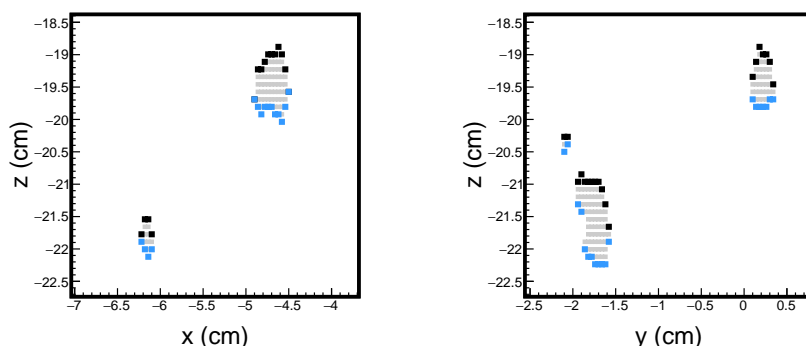


図 24: ガンマ線照射時の典型的な事象例 (電子反跳事象)。電子飛跡の特徴として、エネルギー損失の小さな複数のヒットの集合が確認できる。原子核反跳事象と異なり、端点同士の距離である飛跡長が非常に長くなるため排除できる。

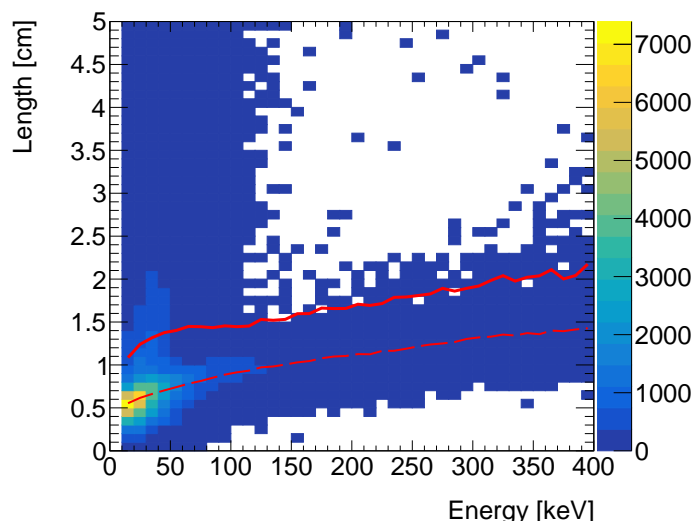


図 25: 飛跡長とエネルギーの分布。 ^{252}Cf 線源を用いた測定結果であり、赤色の点線が原子核反跳事象 10 keV ほどのガウシアンフィッティングにおける Mean、赤実線が Mean から 3σ のカットラインを表す。カットラインより上部の事象を排除する。

TOT-sum/Energy - Energy cut ストリップごとのエネルギー損失量は TOT として取得される。原子核反跳事象は電子反跳事象と比べて TOT が大きい傾向にあり、それは

TOT の合計値である TOT-sum に対しても同様である。原子核反跳事象は短飛跡でエネルギー損失が大きいいため、1 ストリップあたりの TOT が大きくなる傾向にある。従って TOT とエネルギーの関係から電子反跳事象と区別することができる。TOT-sum/Energy の値を用いて原子核反跳事象を選択した。図 26 は ^{252}Cf 線源の測定におけるエネルギー損失と TOT-sum/Energy のプロットである。10 keV のエネルギー幅について原子核反跳事象のガウシアンフィッティングを行い、図の赤い点線で表した Mean 値から赤実線で表した 3σ 下部をカットラインとして、それ以上の値を選択した。

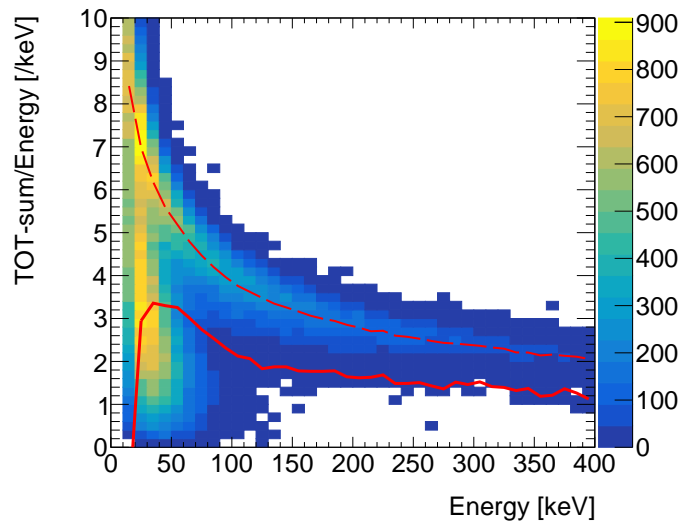


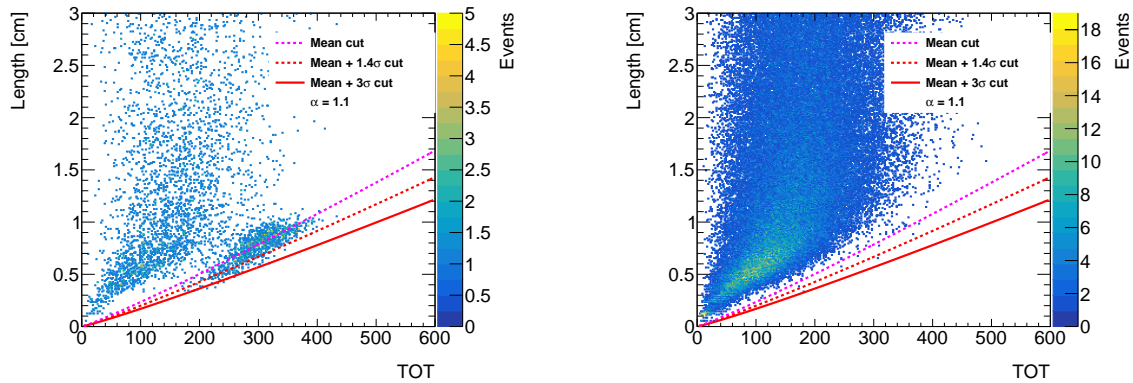
図 26: Length cut 後の TOT-sum/Energy とエネルギーの分布。 ^{252}Cf 線源を用いた測定結果であり、赤色の点線が原子核反跳事象 10 keV ほどのガウシアンフィッティングにおける Mean、赤実線が 3σ のカットラインを表す。カットラインより下部の事象を排除する。

TOT-sum - Length cut NEWAGE2021(Shimada) 解析より導入された事象選択項目で、原子核反跳事象が電子反跳事象に比べて TOT-sum が大きく飛跡長が短いことから、この 2 項目について二次元的にカットラインを作成する。カットラインに用いる関数は以下に示すものを使用する。

$$\text{Length} = (\text{TOT}/\beta)^\alpha \quad (32)$$

図 27a は ^{252}Cf 線源の 50 - 60 keV のエネルギー幅における TOT-sum と Length の二次元プロットである。このエネルギー幅は、NEWAGE2021(Shimada) で検討された最も低いエネルギー幅に対応する。図中の TOT=300, Length=1 cm 付近の事象が原子核反跳事象、原点から放射状に散っている事象が電子反跳の背景事象である。原子核反跳の効率を高く保ったまま、電子反跳事象を排除するために、32 式の α 、 β を決定する。 ^{252}Cf 線源における測定事象と後述する暗黒物質測定のサンプルデータそれぞれに α の値を 1.0 から 2.0 の間で 0.1 ずつ変化させたカットラインを適用し、原子核反跳事象数を残し電子反跳事象数を最も減らす α の値を決定した。NEWAGE2021(Shimada) では 10 keV のエネルギー幅についてこの二次元プロットの α を固定し、 β を原子核反跳事象についてガウシアンフィッティングして Mean 値を得る。 β の Mean 値が与えるカットライン (桃色点線) から Mean 値に 3σ を加えた値が与えるカットライン (赤色実線) 内の事象を選択していた。

しかし、本研究ではガスゲインを増加させたことで、ガンマ線由来の背景事象が増加する恐れがあった。ガンマ線由来の事象については図 27b にある 14 日程度の暗黒物質測定サンプルデータを用いて事象選択を行った。従来のカットライン選定には ^{137}Cs によるガンマ線の測定データを用いるが、高ゲインの測定に必要な統計量が足りなかったため、サンプルデータを使用してカットラインを選定した。図の桃色点線が ^{252}Cf 線源測定で求めた Mean 値由来のカットラインである。図から、従来のカットラインでは背景事象を排除しきれないことが分かった。

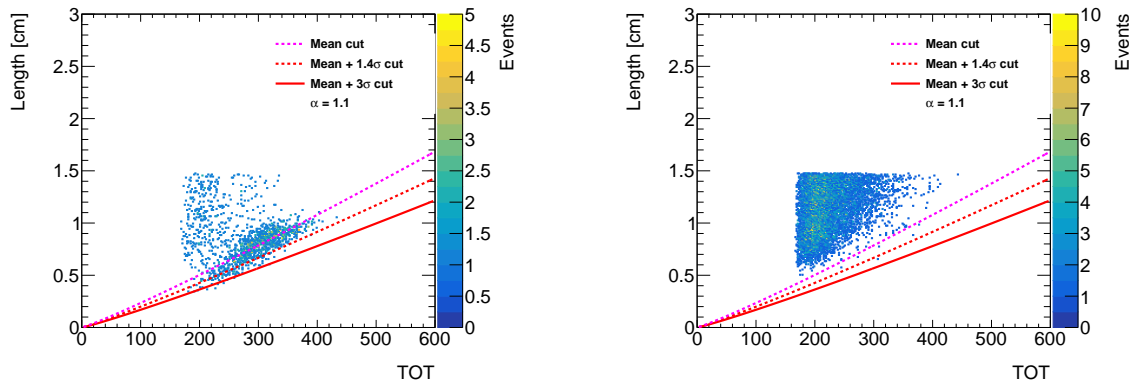


(a) ^{252}Cf 線源照射時の TOT-sum と Length の分布

(b) 暗黒物質測定サンプルデータの TOT-sum と Length の分布

図 27: ^{252}Cf 線源照射時 (27a) と暗黒物質測定サンプルデータ (27b) の TOT-sum と Length の分布及びカットライン (赤線)。 $\alpha = 1.1$ で固定した時に、原子核反跳事象に対して β のガウスフィットにおける Mean 値が与えるカットラインを桃色点線で表す。Mean 値に 1.4σ を加えた値から得られたカットライン (赤色点線) と 3σ を加えた値から得られたカットライン (赤色実線) に収まる事象を選択した。

図 28a と図 28b はそれぞれ、 ^{252}Cf 線源測定と暗黒物質測定サンプルデータの、有効体積カット、Length - Energy cut、TOT-sum/Energy - Energy cut 適用後の TOT-sum - Length 分布である。今回のカットライン選定では、50 - 60 keV のエネルギー幅において、 α は固定した上で β の Mean 値とその 3σ がそれぞれ与えるカットラインの内側の範囲で原子核反跳事象を残しながら電子事象数を 0 に近づけられる値を求めた。その結果、 $\alpha = 1.1, \beta = \beta_{Mean} + 1.4 \times \beta_{\sigma}$ であるとき、14 日の暗黒物質探索測定で 1 事象のみに事象数を抑えることができることが分かった。新たに定めたカットラインを図 27a から 28b までに赤点線で示す。本研究ではこのカットラインを用い、赤い実線から赤い点線にある事象を選択した。この時、原子核反跳の選択効率をガウス分布を仮定することで 50% から 8.1% に低下している。図 29 は今回のパラメータである β とエネルギーの二次元プロットであり、 $\beta_{Mean} + 1.4 \times \beta_{\sigma}$ が赤い点線、赤い実線が $\beta_{Mean} + 3.0 \times \beta_{\sigma}$ であり、この領域に挟まれた事象を原子核反跳として選択する。



(a) ^{252}Cf 線源照射時のTOT-sum と Length の分布 (b) 暗黒物質測定サンプルデータのTOT-sum と Length の分布

図 28: ^{252}Cf 線源照射時 (28a) と暗黒物質測定サンプルデータ (28b) のTOT-sum と Length の分布及びカットライン (赤線)。有効体積カット、Length - Energy cut、TOT-sum/Energy - Energy cut 適用後の分布を示す。カットラインは $\alpha = 1.1$ のときに β のガウスフィットにおける Mean 値が与えるカットラインを桃色点線で表す。Mean 値に 1.4σ を加えた値から得られたカットライン (赤色点線) と 3σ を加えた値から得られたカットライン (赤色実線) に収まる事象を選択した。

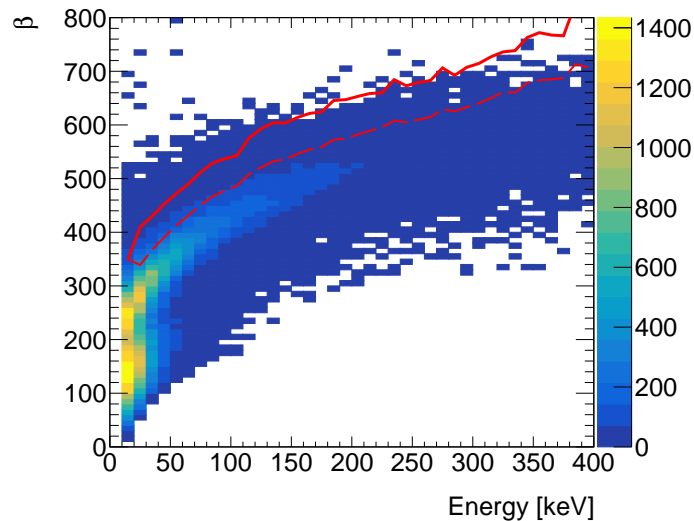


図 29: ^{252}Cf 線源照射時の β と Energy の分布。カットラインは $\alpha = 1.1$ の際に β のガウスフィットにおける Mean 値から 1.4σ 離れたカットライン (赤色点線) から 3σ (赤色実線) の区間の事象を選択した。

Roundness cut 飛跡の形状を表す Roundness というパラメータを以下のように定める。

$$\text{roundness}_x = \frac{\sum^{N_x} (z_x - a_x x - b_x)^2}{N_x} \quad (33)$$

$$\text{roundness}_y = \frac{\sum^{N_y} (z_y - a_y y - b_y)^2}{N_y} \quad (34)$$

$$\text{roundness} = \min(\text{roundness}_x, \text{roundness}_y) \quad (35)$$

ここで、 N_x と N_y はそれぞれ x 、 y のストリップのヒット数である。 (a_x, b_x) 、 (a_y, b_y) はそれぞれ (x, z_x) 、 (y, z_y) を一次関数でフィットさせるベストフィットパラメータである。Roundness はドリフトによるガス拡散が小さいほど小さくなるパラメータである。従って $\text{LA}\mu\text{-PIC}$ と GEM の間のガス領域でエネルギーを落とす背景事象を判別できる。図 30 はエネルギーと Roundness の分布である。本研究では NEWAGE2021(Shimada) のカットラインを用い、図の赤線以上が TPC の領域として選択した。

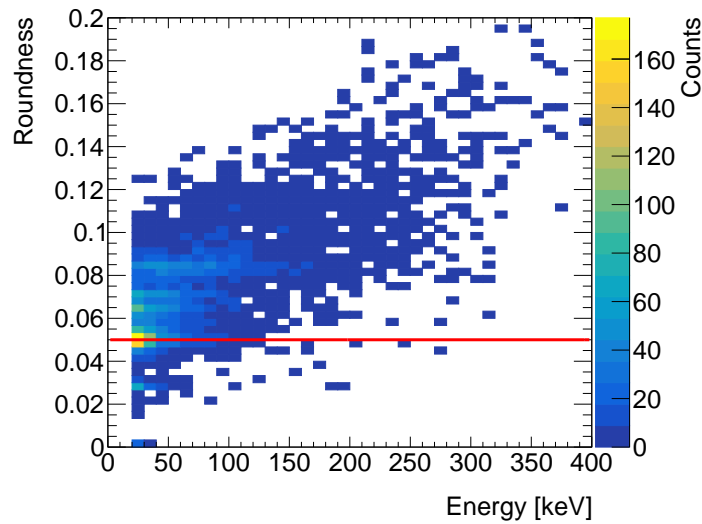


図 30: ^{252}Cf 線源照射時の Roundness とエネルギーの分布。GAP 領域にある事象を除去する。カットラインは前回解析の値を使用した。Roundness=0.05 を示す赤線より上部を選択した。

2.2.5 検出効率と角度分解能

検出効率 NEWAGE の検出効率は 2.2.4 節の全事象選択後のスペクトルを、Geant4 シミュレーションで推定された原子核反跳のスペクトルで割ったものを用いる。シミュレーションは NEWAGE0.3b” のステンレス筐体、内部の CF_4 ガス、 $\mu\text{-TPC}$ を再現している。図 13 の座標系に従い線源位置から線源を照射する。NEWAGE2021(Shimada) の検出効率は以上のシミュレーション及び計算を行っていたが、本研究のガス圧の変更と銅シールドの追加をシミュレーションにも反映したところ、シミュレーションが実験を再現できなかった。この原因については、シミュレーション上での銅シールドの再現が不十分な可能性や、銅シールドの設置により生じた何らかの事象を再現できていないといった原因を考察中である。シミュレーションが不完全であり、検出効率を従来の方法で算出できなかった。

たため、本研究では NEWAGE2021(Shimada) 解析との事象選択における差異を加味し、NEWAGE2021(Shimada) 解析の検出効率をもとにして以下の式で再算出した。

$$\text{Efficiency}_{\text{Thiswork}} = \text{Efficiency}_{\text{NEWAGE2021(Shimada)analysis}} \times \frac{0.081}{0.50} \quad (36)$$

この比率は2.2.4のTOT-sum - Lengthカットラインによるものである。NEWAGE2021(Shimada) 解析と本研究ではそれぞれ原子核反跳事象の Mean 値、Mean 値+1.4 σ をカットラインの下限としているため、カット後の原子核反跳事象数は全原子核反跳事象数の 0.5 倍、0.081 倍の数量になっていることから算出した。図 31 に黒線で NEWAGE2021(Shimada) 解析、赤点で本研究で使用した検出効率を表す。

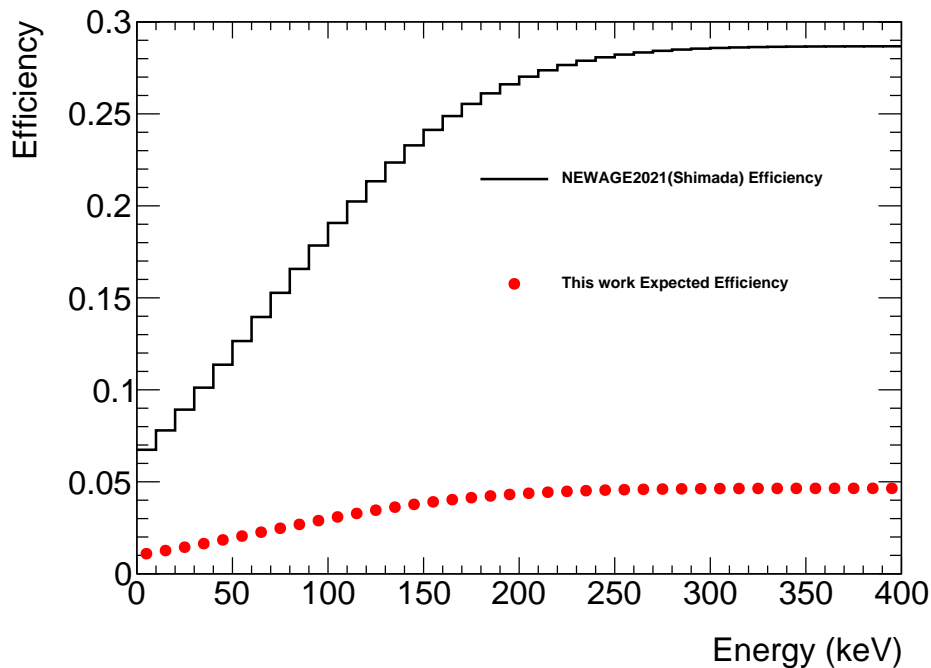
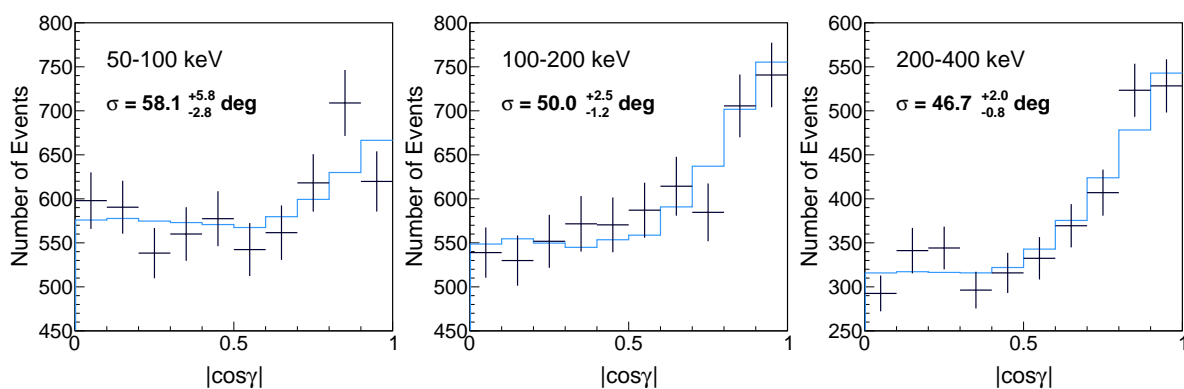


図 31: 前回解析で使用した Efficiency(黒線)と今回解析で使用した Efficiency(赤点)。TOT-sum と Length 分布におけるカットラインの差分から値を概算した。

角度分解能 NEWAGE では、NEWAGE0.3b” の 6 方向から ^{252}Cf 線源を照射し、線源と原子核の反跳方向を測定することで求めている [19]。本研究では、一時的な処置として図 36 に示す NEWAGE2021(Shimada) の結果を用いて解析を行った。

Head-Tail 原子核反跳事象に於いて、事象の始端に比べて終端はエネルギー損失が小さいことを利用して、飛跡の前後判定を Head-Tail 判定と呼ぶ。NEWAGE2021(Shimada) にて導入した Head-Tail の前後判定を用いると、原子核の反跳方向が $-1 < \cos\theta < 1$ で判別できる。この判別の数値も NEWAGE2021(Shimada) のものを用いた。図 37 は前後判定の能力を表し、50-100 keV で 52.4% という Head-Tail power を用いた (表 5)。



(a) 50-100 keV

(b) 100-200 keV

図 32: 200-400 keV

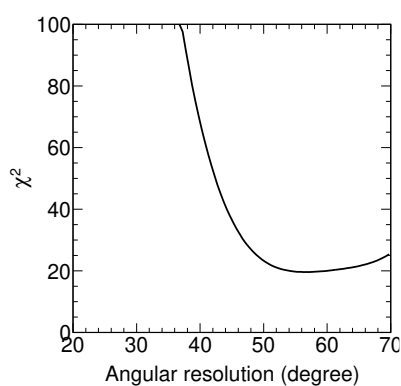


図 33: 50-100 keV

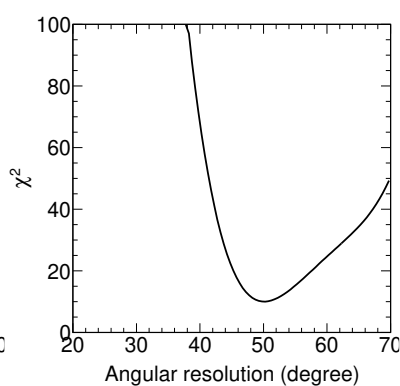


図 34: 100-200 keV

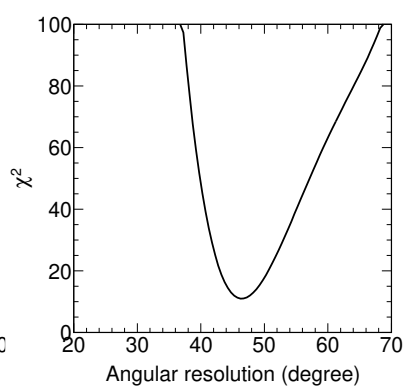


図 35: 200-400 keV

図 36: NEWAGE0.3b” の、NEWAGE2021(Shimada) における各エネルギー分布における角度分解能と χ^2 [19]

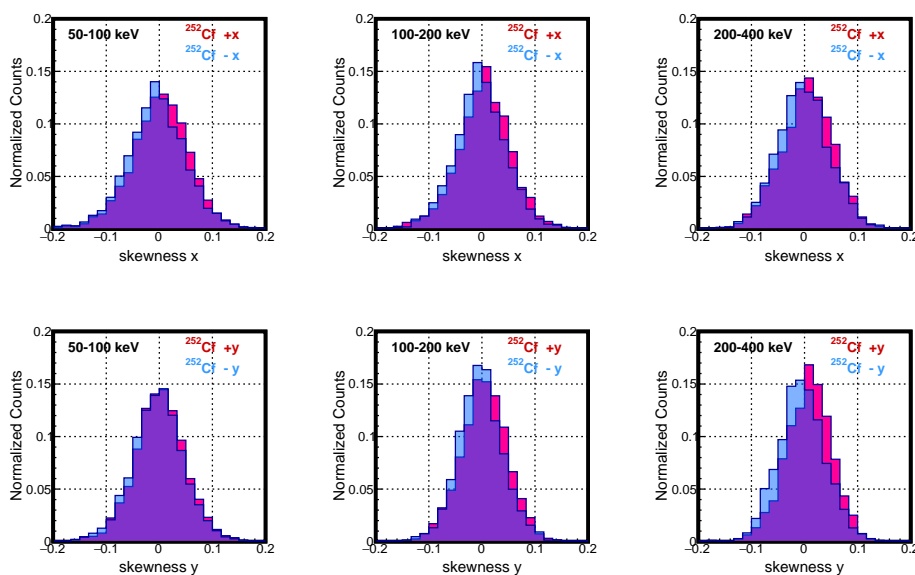


図 37: NEWAGE2021(Shimada) 年度解析における Head-Tail 判別の能力 [19]

表 5: NEWAGE2021(Shimada) で得られたそれぞれのエネルギー領域での Headtail Power[19]

エネルギー (keV)	+x (%)	-x (%)	+y (%)	-y (%)	平均値 (%)
50-100 keV	52.2±0.9 %	53.3 ±1.2 %	52.2 ±1.1 %	51.9 ±0.9 %	52.4 ±1.1 %
100-200 keV	52.6 ±1.4 %	53.2 ±1.2 %	53.5 ±1.2 %	52.5 ±1.0 %	52.9 ±1.2 %
200-400 keV	53.3 ±1.6 %	52.4 ±1.0 %	54.9 ±2.8 %	53.8 ±1.6 %	53.6 ±2.0 %

3 地下実験における探索結果

本研究では2章で紹介した検出器を用いて、神岡坑内で極低宇宙放射線環境のもと、暗黒物質探索実験を行った。本研究の実験諸元(3.1節)について述べた後、原子核反跳事象の選択を行い(3.2節)、残った事象に対して解析を行った。その結果について3.3節で述べる。

3.1 地下実験

2021年6月25日から低圧ガス、高ガスゲイン、銅シールドの設置という条件下での測定を行った。本研究では測定期間の中でも特に安定していた2022年2月18日から同年10月17日にかけての測定データを用いた暗黒物質探索の解析を行った。本節では測定の諸元について述べる。

本測定は、水深相当2700mの地下に位置する東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の地下実験室B(以降Lab-Bと称する)(36.25' N、137.18' E)にて行った。測定には、前章で述べたNEWAGE-0.3b"を用いた。LA μ -PIC平面を床面に対して垂直に配置し、z軸をS30°E(南から30°東)の方向に合わせた。CF₄ガスは50torr(NEWAGE2021(Shimada)解析では76torr)とし、低エネルギー閾値化を目指した。本研究では、表6に示す期間の各3つのRUNについての解析を行った。また、低ガス圧化を行ったこともあり本研究の観測量は、NEWAGE2022解析時(観測量の3.180kg·days)の1/3程度である。一方で図38に示すように、ガスゲインは2350の値をとっている。これは、NEWAGE2021(Shimada)の最大値2000から十分に大きな値をとっている。エネルギー分解能の値は測定期間中安定していた。NEWAGEの測定では、同一ハードウェア条件での測定に対してrun番号を付与、ガス交換を行った際に、sub run番号を付与している。sub run毎に色を変えて表示している。

表6: 暗黒物質探索の各RUNの開始時のガスゲインと測定時間、観測量。

RUN	Date	ガスゲイン	測定時間 [days]	観測量 [kg·days]
RUN34-4	2022/02/18-2022/04/26	2330	54.0	0.357
RUN34-5	2022/04/28-2022/08/03	2340	69.7	0.461
RUN34-6	2022/08/05-2022/10/17	2380	70.7	0.468
Total	2022/02/18-2022/10/17	2350	194.5	1.286

3.2 事象選択

2.2.4節で求めた事象選択のカットラインを各RUNごとに作成し、暗黒物質探索測定に適用した。事象選択の様子を、RUN34-6のデータに関して例として図39a、図39b、図39c、図39dに示す。図39はRUN34-6の暗黒物質測定イベントとカットラインである。RUN34-6に関して、各カットライン適用後のエネルギースペクトルを図40に示す。全期間に於ける最終的に選択された事象のエネルギースペクトルを図41に示す。この最終的なエネルギースペクトルを観測量、ビン幅、及び検出効率で除することで得られる実効的

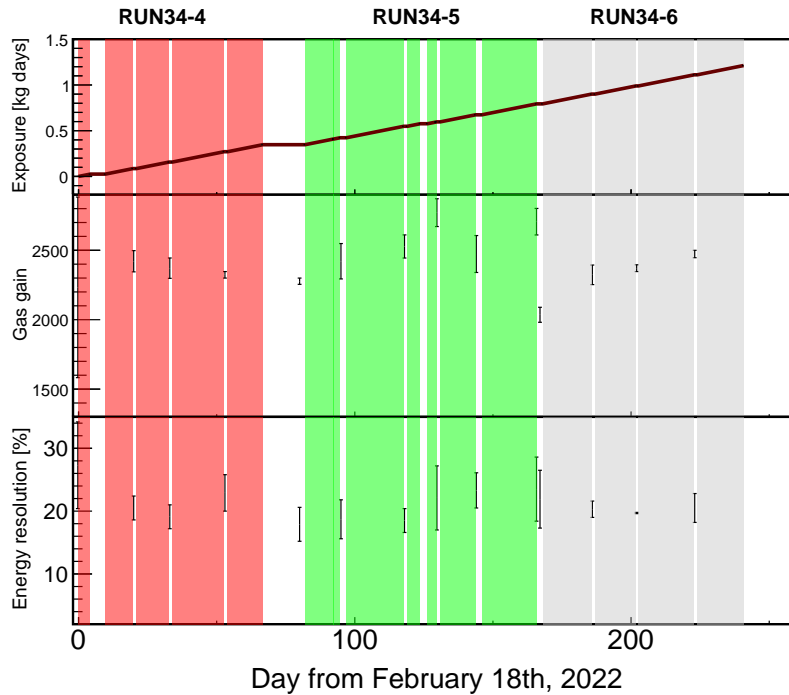


図 38: 本測定の概要。上段から 2022 年 2 月 18 日から同年 10 月 17 日にかけての観測量 (Exposure)、ガスゲイン (Gas gain)、エネルギー分解能 (Energy resolution) を表す。赤色が Run34-4、緑色が Run34-5、灰色が Run34-6 である。

なエネルギースペクトルを図 42 に示す。比較のために NEWAGE2021(Shimada) の結果も示している。本研究の実効的なエネルギースペクトルについて、閾値の 50keV 付近で NEWAGE2021(Shimada) よりも値が約 1 桁悪化している。この原因については 5 章で議論する。2.1.3 で述べたように、ガス圧の伸長により NEWAGE2021(Shimada) エネルギー閾値を 40keV まで下げて解析を行った。

3.3 暗黒物質探索結果

方向に感度をもった暗黒物質探索の解析を行うために、最終的に選択された全事象についてその反跳方向を求め、スカイマップとして図 43 に示した。ここでは、40-100 keV のエネルギー範囲の事象を 10 keV 毎に色を変えて示している。また、図 43a は検出器座標系、図 43b はそれを銀河座標系に変換したスカイマップを示している。銀河座標系では、(0,0) が銀河中心、(-90,0) が CYGNUS の方向である。

図 8 に示した通り、WIMP によって期待される原子核反跳の方向分布にはエネルギーの依存性があり、 $\cos\theta_{\text{CYGNUS}} = 1$ に最も高いイベントレートを得ると予想される。NEWAGE2021 年解析 [60] では 10keV ごとのエネルギー bin ごとに、 $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布のフィッティングを行うことで制限曲線を与えていたが、エネルギーの情報が離散的になってしまっていた。NEWAGE2021(Shimada)[19] では 50-100keV の Energy - $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ の分布を用いることでの解析を導入した。本研究も 2021(Shimada) に倣って解析を行う。暗黒物質探索によって得られた最終選択事象の Energy - $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布を図 44 に示す。本来は、本測定固有の三次元的な方向情報補正を加味した相対的な検出効率を作成して

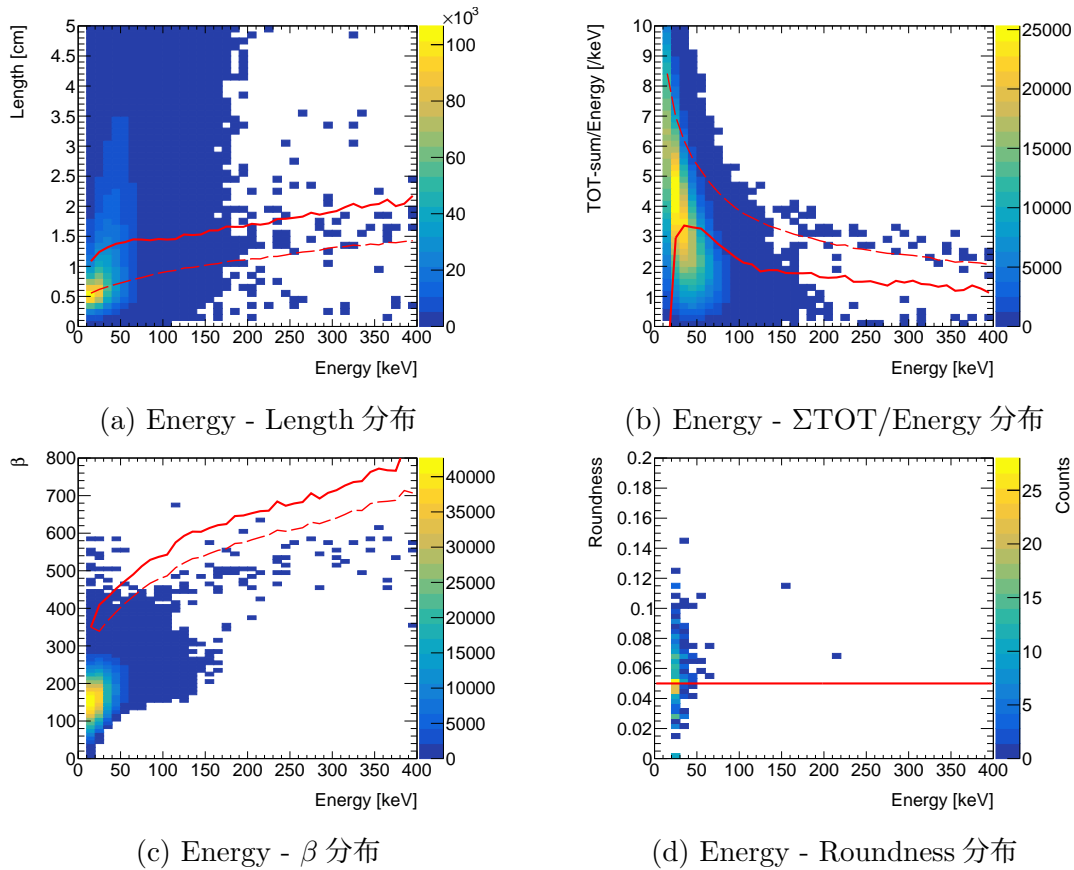


図 39: RUN34-6 における各種プロット及びカットライン。

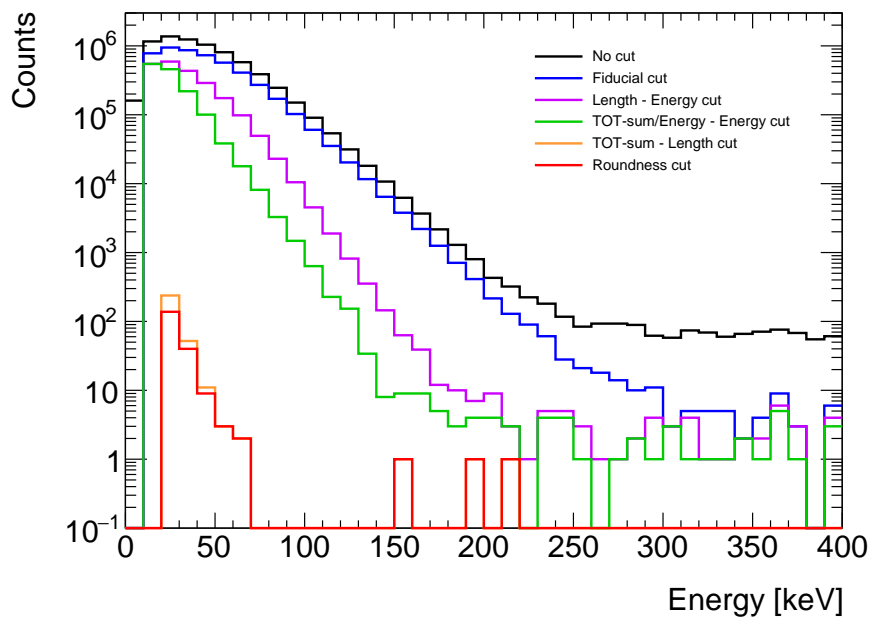


図 40: RUN34-6 の、各カットごとのエネルギースペクトル。最終的な Roundness cut 後に残った事象のうち、40 keV 以上について解析を行った。

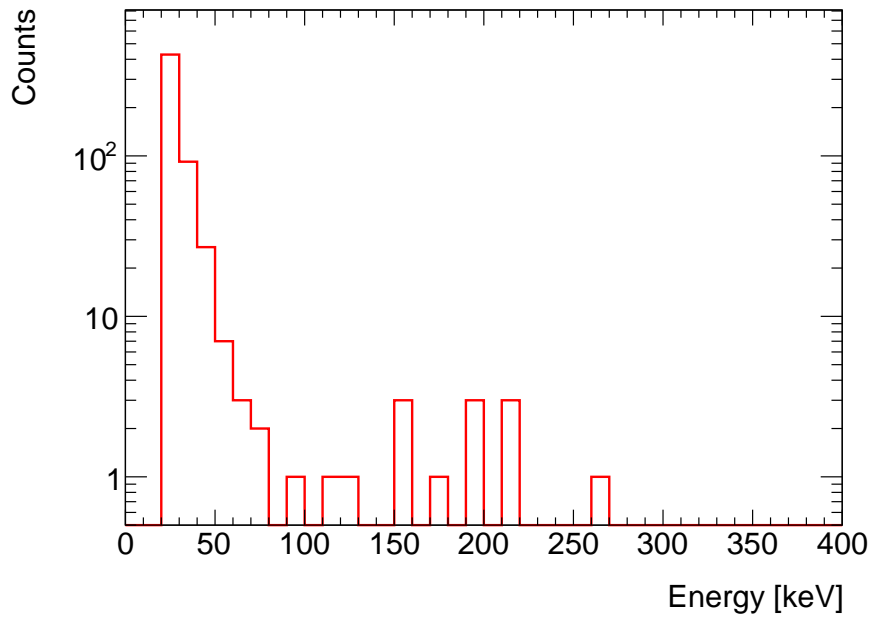


図 41: 全測定期間における最終的なスペクトル。このうち 40 keV 以上について解析を行った。

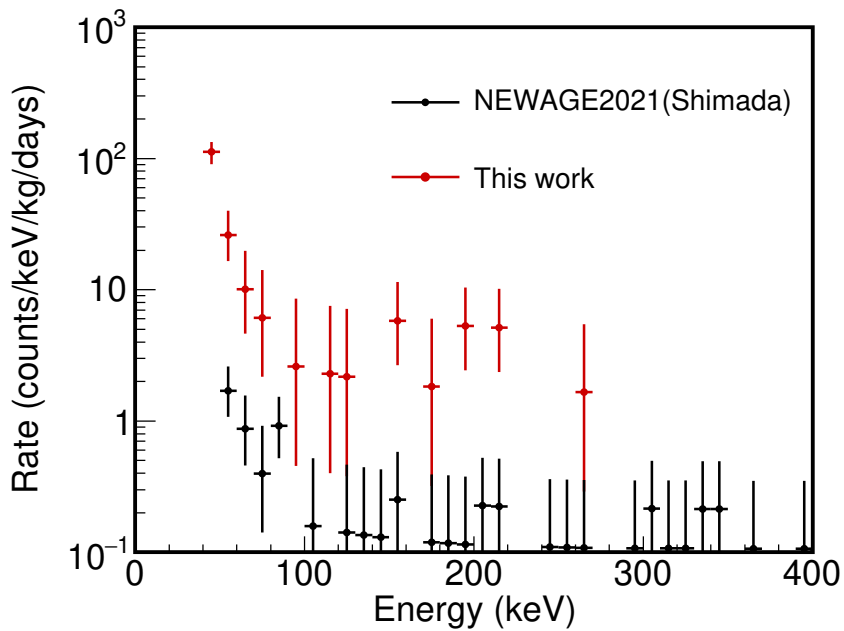


図 42: 検出効率を考慮した暗黒物質探索の全データの実効的なエネルギースペクトル。エラー付きの赤点は今回解析のエネルギースペクトル。エラー付きの黒点は 2021(Shimada) のエネルギースペクトル。

使用するべきだが、本研究では NEWAGE2021(Shimada) の値を用いた。この分布から、WIMP の到来方向からのイベントを強く示す結果を得られなかった。従って WIMP-陽子散乱断面積の制限曲線を算出した。

WIMP の質量を $100 \text{ GeV}/c^2$ 、WIMP-陽子散乱断面積 1 pb とした際の期待される Energy - $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布を図 45 に示す。期待される分布は WIMP の質量ごとに見積もった。測定された分布と期待される分布を“Binned Likelihood ratio” という手法を用いてフィッティングし、散乱断面積を算出した。このとき、フィッティングによって最小化する χ^2 を次のように定義する。

$$\chi^2 = 2 \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \left[(N_{i,j}^{\text{MC}} - N_{i,j}^{\text{data}}) + N_{i,j}^{\text{data}} \ln \left(\frac{N_{i,j}^{\text{data}}}{N_{i,j}^{\text{MC}}} \right) \right] \quad (37)$$

$$N_{i,j}^{\text{MC}} = N_{i,j}^{\text{DM}}(\sigma_{\chi-p}, m_\chi) \quad (38)$$

ここで、 $N_{i,j}^{\text{data}}$ と $N_{i,j}^{\text{MC}}$ はそれぞれ二次元プロットのビン i,j のイベント数の測定数と期待値である。 $N_{i,j}^{\text{DM}}$ は WIMP-原子核散乱の期待値、 $\sigma_{\chi-p}$ は WIMP-陽子散乱断面積である。ここでは WIMP 質量を固定して χ^2 が最小になるように $\sigma_{\chi-p}$ の値を求めた。 $N_{i,j}^{\text{MC}}$ を求めるために用いたパラメータを表 7 に記す。

表 7: 宇宙物理学的パラメータ、原子核のスピンに関するパラメータ、方向解析に用いた検出器の数値

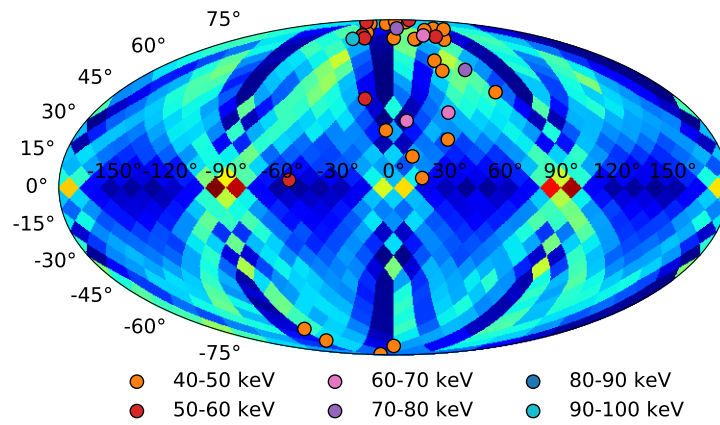
WIMP 速度分布	Maxwellian
実験室速度	$V_{\text{lab}} = 220 \text{ km/sec}$
脱出速度	$v_{\text{esc}} = 650 \text{ km/sec}$
局所的ハロー密度	$\rho_{\text{DM}} = 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$
^{19}F のスピン係数	$\lambda^2 J(J+1) = 0.647$
エネルギー分解能	19.7%
角度分解能 (40-100keV)	$58.1_{-2.8}^{+5.8}\%$
Headtail Power	$52.4 \pm 1.1\%$
検出効率	図 31
到来方向に依存する検出効率	図 43a

図 46 に、WIMP 質量 $100 \text{ GeV}/c^2$ の χ^2 と $\sigma_{\chi-p}$ のフィット結果を示す。ベストフィットの際の Energy - $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布が図 47 の左側の図である。また、保守的に散乱断面積を見積もるため、90%の信頼度 (C.L.) の上限を設定する。Likelihood ratio \mathcal{L} は次のように定義される。

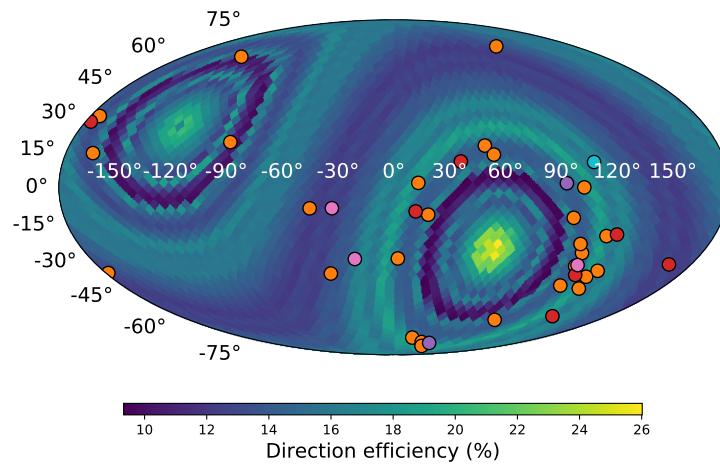
$$\mathcal{L} = \exp \left(- \frac{\chi^2(\sigma_{\chi-p}) - \chi_{\min}^2}{2} \right) \quad (39)$$

ここで、 $\chi^2(\sigma_{\chi-p})$ と χ_{\min}^2 は、それぞれ $\sigma_{\chi-p}$ を変化させて計算した χ^2 の値と χ^2 の最小値である。WIMP-陽子散乱断面積の 90% C.L. 上限 $\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}$ は次のように決定する。

$$\frac{\int_0^{\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}} \mathcal{L} d\sigma_{\chi-p}}{\int_0^\infty \mathcal{L} d\sigma_{\chi-p}} = 0.9 \quad (40)$$



(a) 実験室系



(b) 銀河座標系

図 43: 最終的に選択された全事象の方向情報分布図。図 43a に実験室系、図 43b に銀河座標系での分布を示し、6つのエネルギー bin をそれぞれ別の色で表している。背景のカラーコントラストは検出・選択効率を示す。

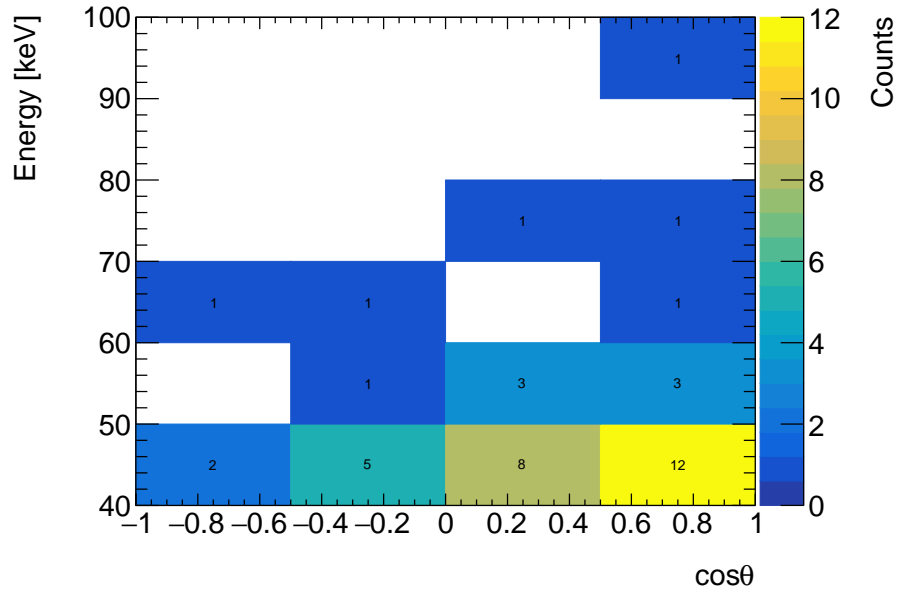


図 44: 40-100 keV のエネルギー領域における最終事象についての Energy-cos θ_{CYGNUS} の分布。

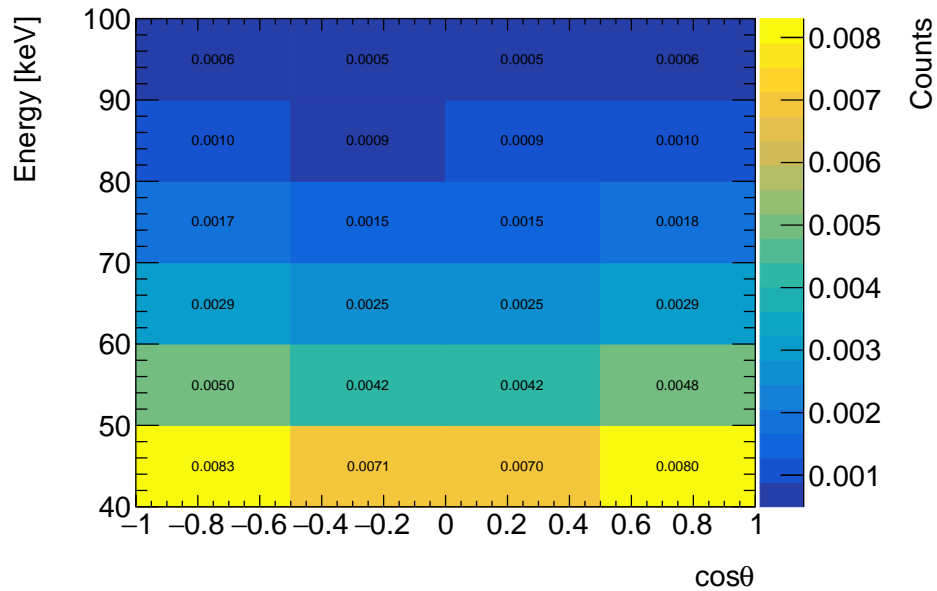


図 45: 40-100 keV のエネルギー領域の期待される WIMP 事象数の Energy-cos θ_{CYGNUS} の分布。WIMP の質量を 100 GeV/c²、WIMP-陽子散乱断面積 1 pb として、本測定での検出器応答、観測時間を考慮した期待される事象数である。

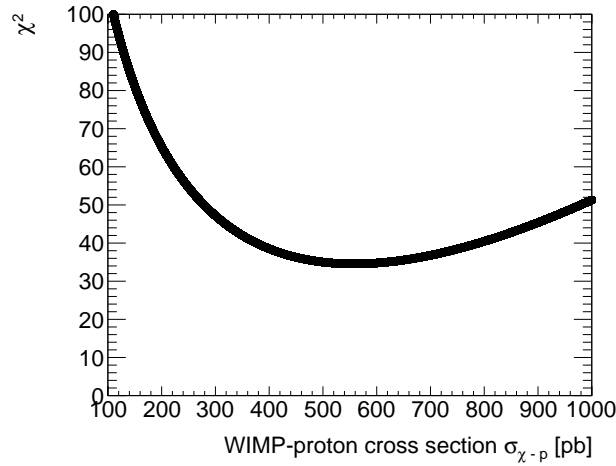


図 46: WIMP 質量 $100 \text{ GeV}/c^2$ について、WIMP-陽子散乱断面積を変化させて計算された χ^2 の値。 $\sigma_{\chi-p} = 557.6 \text{ pb}$ で χ^2 が最小値をとる。

WIMP 質量 $100 \text{ GeV}/c^2$ について、Likelihood を計算された Likelihood を図 48 に示す。この結果スピンに依存する散乱断面積の 90% C.L. 上限は以下のように求められた。

$$\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}} = 688.4 \text{ pb for } 100 \text{ GeV}/c^2 \quad (41)$$

また、90% C.L. の上限値を用いて計算された Energy - $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布を図 47 右側に示す。

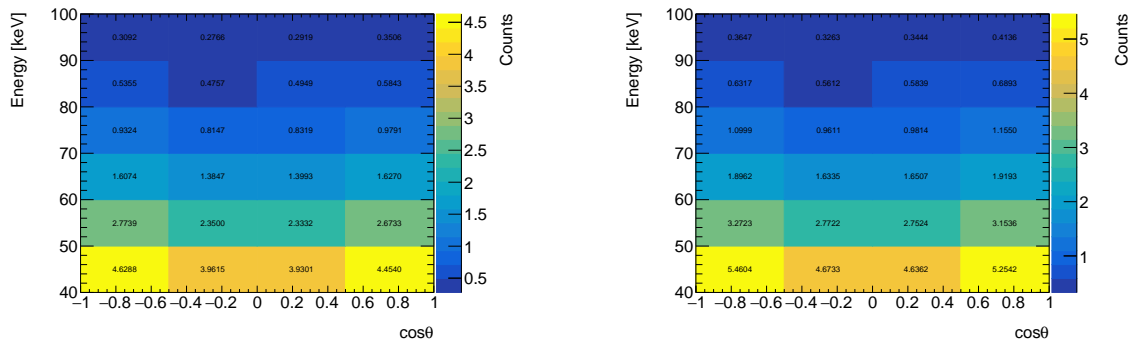


図 47: WIMP の質量が $100 \text{ GeV}/c^2$ の際の Energy- $\cos\theta_{\text{CYGNUS}}$ 分布。左側にベストフィット、右側に 90% C.L. の分布を示す。

同様の解析を様々な WIMP 質量に対しても行い、それぞれ信頼区間 90% の上限値を計算した。図 49 に本解析で得られた制限曲線を示す。青い破線が本研究結果である。本研究で得られた制限は紫線で示した NEWAGE2021(Shimada) と比べて一桁程度悪い制限となった。当初の目的である WIMP の低質量側探索に向けて必要な条件、展望については 5 章にて述べる。

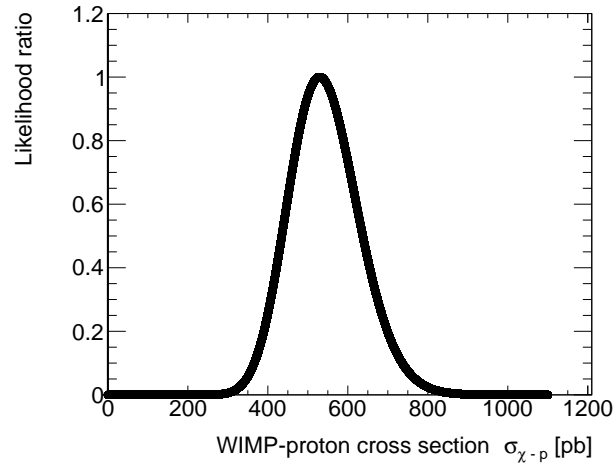


図 48: Likelihood ratio 分布。スピンに依存する WIMP-陽子散乱断面積の信頼区間 90% である $\sigma_{\chi-p}^{\text{limit}}$ は 688.4 pb が得られた。

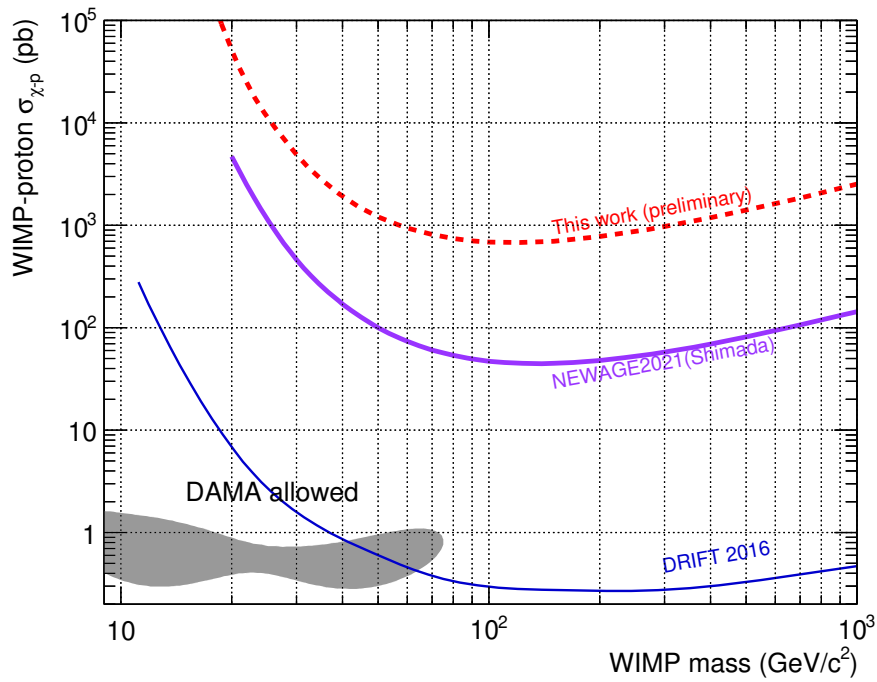


図 49: 本研究で得られた WIMP と陽子の散乱断面積に対する preliminary な制限曲線 (赤色点線)。NEWAGE2021(Shimada) の制限曲線と比べて約一桁悪い結果となった。後述の通り、解析に改善の余地があるため、preliminary を付けて表示している。

4 大型検出器シールド開発

将来の感度向上のために、NEWAGEでは現在C/N-1.0という大型検出器を開発している。本章では大型検出器の背景事象削減に向けたシールド開発(4.1節)について論じる。

4.1 大型検出器(C/N-1.0)

NEWAGEはCYGNUSという国際フレームワークの下、図50に示す大型検出器C/N-1.0を稼働させる計画を進行中である。片面にNEWAGE0.3b”検出器の検出領域9ユニット、背面と合わせて計18ユニットを搭載可能で、約1 m³の検出領域を持つ。標的ガスにはSF₆を20 torr封入予定である。SF₆ガスは質量の異なる二種類のイオンを生成することが知られており、それらのドリフト速度の違いを利用して事象の絶対座標を得ることができる。また、低圧ガスの使用によって角度分解能の向上と低エネルギー閾値化が期待される。神岡坑内の地下実験室に設置してNEWAGE0.3b”同様に極低宇宙線背景事象下での測定を予定している。



図 50: 大型検出器 C/N-1.0 の外観。

4.2 予想される背景事象とその対策

C/N-1.0検出器を用いた測定では、主要な背景事象である環境ガンマ線に加えて、観測量の大きさから環境中性子線も無視できない事象数になると考えられる。表8に、NEWAGE0.3b”測定における50 - 60 keVのエネルギー幅におけるガスゲイン約1100、CF₄ガス76 torr、

測定時間 107.6 日の条件下での背景事象の見積もりを示す。環境ガンマ線は低質量側において原子核反跳の判別が困難となり、深刻な背景事象源である。加えて、環境中性子は WIMP と標的原子核との相互作用と同様の原子核反跳事象を引き起こす、やはり深刻な背景事象源である。C/N-1.0 の検出領域は NEWAGE0.3b” の約 18 倍である。また、長期測定を予定しているため、測定期間を仮に 3 倍 (一年弱) とした場合、環境ガンマ線、環境中性子線それぞれの背景事象数は、81 事象、19 事象と見積もられる。これらが測定期間中に 1 以下の測定数になるためには、環境ガンマ線を 1%、環境中性子線を 5% に削減するシールドの作成が必要となる。但し、設置予定である地下実験室の空間的制限のため、シールドの厚さは合計 30 cm として、シールドを設計して効果を見積もった。

表 8: NEWAGE0.3b” の 107.6 日の観測に対して、50-60 keV 幅についての背景事象と見積もられた測定数 [54]

Source	Counts
環境ガンマ線	1.5 ± 1.5
環境中性子線	$(3.5 \pm 0.9) \times 10^{-1}$

4.3 NEWAGE0.3b” によるシミュレーション検証

大型検出器シールドの設計に先立ち、シミュレーションの検証として予備実験を行った。予備実験には、1.5.3 章で述べ、3 章の観測でも使用した NEWAGE-0.3b” を用いた。図 51 のように NEWAGE0.3b” の一方向から ^{252}Cf 線源を照射し、シールドの有無による線源数を実測、シミュレーションで比較した。既存の厚さ 5 cm の銅をそのまま利用し、厚さ 25 cm のポリエチレンを加えた状態と、線源方向のみ遮蔽材をなしとした測定の比較を行った。Geant4 によるシミュレーションも同様に、2.2.5 節で述べたジオメトリの線源方向にポリエチレンを追加した。測定結果は有効体積カット、簡易な Length cut、 ΣTOT cut による事象選択を行い、ガンマ線の影響が無視できるエネルギー 120 keV-400 keV について解析を行った。これらの事象選択後は、純粋な中性子事象のみが選択されていると考えられる。シミュレーションで同様の測定を再現し、対応するエネルギー領域に関して、原子核反跳事象のみを出力した。測定結果とシミュレーション結果それぞれの規格化したスペクトルと事象数の比を図 52 に示す。この結果から、中性子線源由来の原子核反跳事象数は一面のシールドにより 2% 以下に減少し、実測とシミュレーションは誤差の範囲で一致することが確認された。

4.4 大型検出器のシールドシミュレーション

C/N-1.0 には全方向にシールドの設置を予定している。C/N-1.0 の下面シールドには骨組みを作り、アルミニウムの板を各面に取り付けて箱状とし、その隙間に粒状のポリエチレンを流し込む設計にした。図 53 に示すように厚さ 1.5 mm、直径 4mm 程度の粒状になっている。これ以降ではこの粒状のポリエチレンをポリエチレンペレットと呼称する。

実際に使用する予定のポリエチレンペレットの密度を測定したところ、 0.62 g/cm^3 であった。これはポリエチレンブロック 0.92 g/cm^3 の 67% の密度しかない。加えて、骨組



図 51: シールドを設置した状態での測定時の写真。赤い円で囲った部分に ^{252}Cf 線源を配置し、25 cm のポリエチレンブロックと 5 cm の銅シールドを配置して照射した。

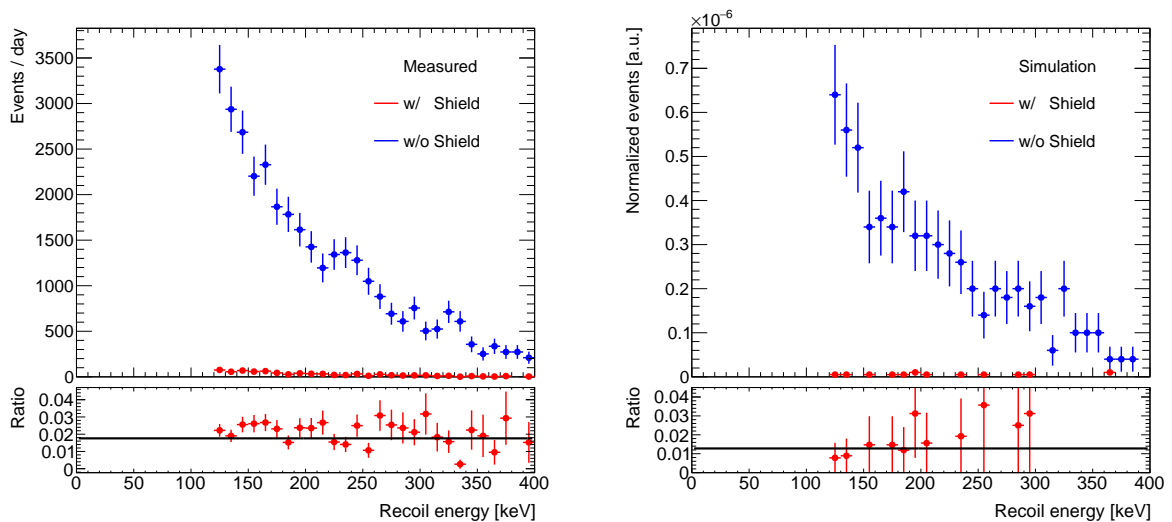


図 52: NEWAGE0.3b” のシールドの有無での検出されるエネルギースペクトルの比較。左側が実測データ、右側がシミュレーションによる出力である。



図 53: ポリエチレンペレットの写真。厚さ 1.5 mm、直径 4 mm 程度の粒状になっている。

みを加味するとさらに実質の密度が低下する。そこで、ポリエチレンシールドの厚さを半分にした状態でどの程度背景事象を削減できるのかシミュレーションにて検証した。図 54 はシミュレーションで用いた検出器とシールドのジオメトリである。写真中心の白い立方体が $1.5 \times 1.5 \times 1.0 \text{ m}^3$ の C/N-1.0 検出器である。配線用の空間を空け、周囲に銅 5 cm とポリエチレン 12.5 cm を配置した。環境ガンマ線 [61] 及び環境中性子線 [62] は検出器の周囲から等方に照射した。

4.4.1 シミュレーション結果

シミュレーション結果として得られたエネルギースペクトルを図 55 に示す。ここで、シミュレーション事象数によって規格化している。上図は環境ガンマ線を照射した際の電子反跳事象数、下図は環境中性子線を照射した際の原子核反跳事象数を示す。シールドの有無による事象数比を求めたところ、電子反跳事象は 6.9%、原子核反跳事象は 2.4% に減少することが分かった。電子反跳事象数の目標値 1% には届かなかったが、大幅な削減が見込まれる。また、原子核反跳事象数は目標値 5% を達成することが分かった。

4.5 試作機作成

現在地下実験室への C/N-1.0 搬入に合わせて、シールドの実機を製作中である。本節では C/N-1.0 直下に配置する $40 \times 50 \times 25 \text{ cm}^3$ のユニットについて、概要を述べる。

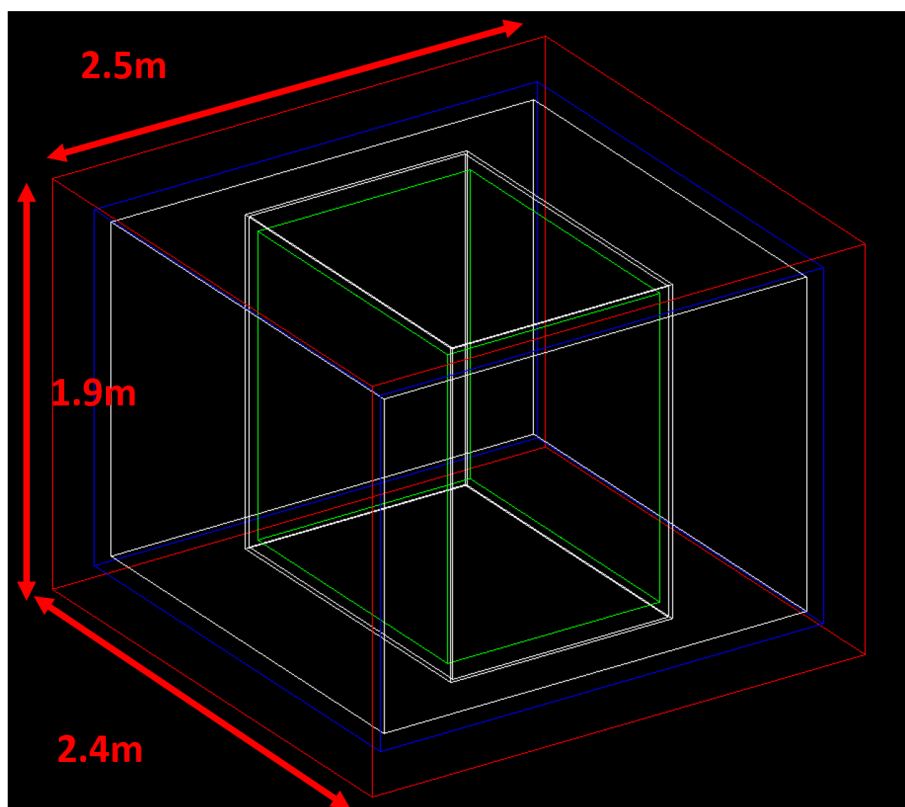


図 54: C/N-1.0のジオメトリ。緑色の領域が検出領域、その周りをSUS筐体が囲っており、検出器の概形とした。内部にはSF₆ガス 20torr が封入されている。筐体の周りに空気層を数十センチずつ確保してあり、その外側に銅5 cm(青色の領域)とポリエチレン12.5 cm(赤色の領域)を設定した。

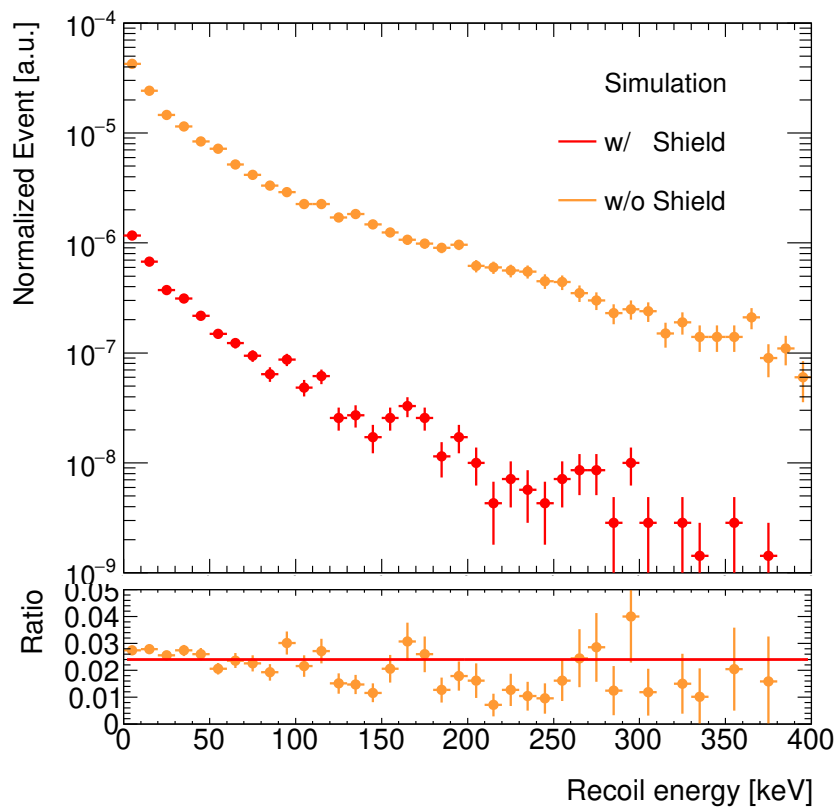
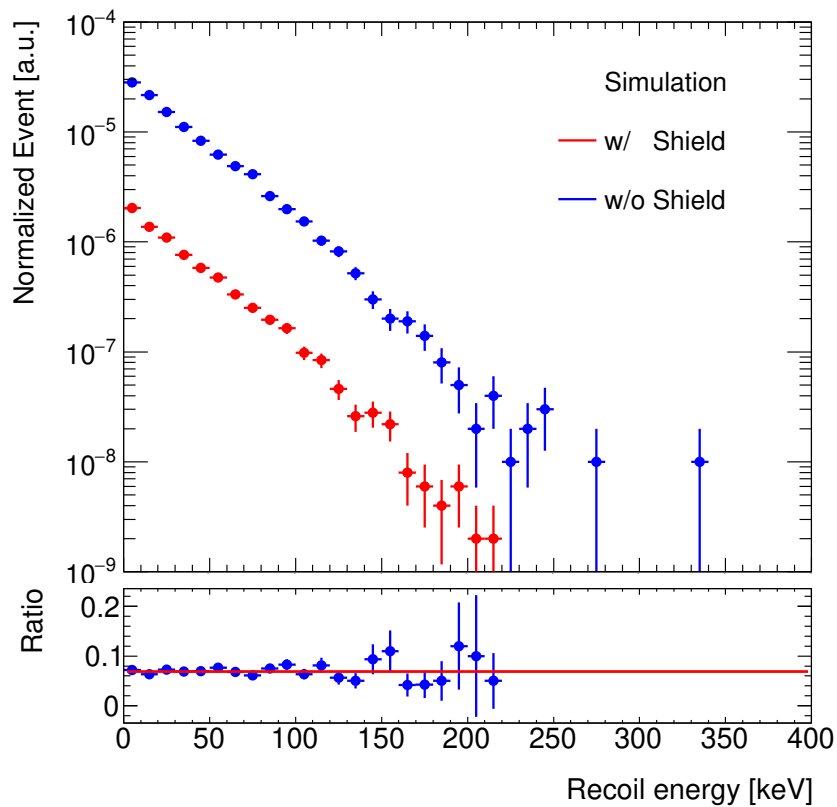


図 55: C/N-1.0 とシールドのジオメトリに環境ガンマ線と環境中性子を打ち込んだシミュレーション結果。環境ガンマ線を照射し、検出領域内で生じた電子反跳事象数の比較が上図。環境中性子を打ち込み原子核反跳事象数を比較したのが下図。

フレーム 環境中性子の遮蔽には図 53 の京葉ポリエチレン株式会社のポリエチレンペレットを使用する。一方で、C/N-1.0 の下面に位置するシールドは、上面に銅を乗せる必要がある。この重量は、 $40 \times 50 \times 5 \text{ cm}^3$ について約 9 kg であり、長期間の測定にて強度を維持する必要がある。フレームには軽量で環境中性子と $n\gamma$ 反応をしにくいアルミ素材を用いたヤマトフレーム HFS8-4040 シリーズを使用した。太さにより耐荷重が異なり、本研究でのシールドでは 4 cm 角を使用した。これは 50 cm のフレームについて、中心部分に 143 kgf の荷重をかけた際に 1/1000 のたわみが発生する強度である。

ポリエチレン ポリエチレンブロック 25 cm+銅 5 cm の場合についても 4.4.1 と同様にシミュレーションを行い事象数比を求めた。図 56 は銅 5 cm に追加するポリエチレンの厚さとシールド有無による原子核反跳事象数比を描画し、指数関数にてフィッティングしたものである。ポリエチレンの厚さ h と事象数比 $N_{\text{EventRatio}}$ は $N_{\text{EventRatio}} = \exp(-2.8 \times h)$ に従う。環境中性子の遮蔽には前述の通りポリエチレンペレットを使用した。また、シールド

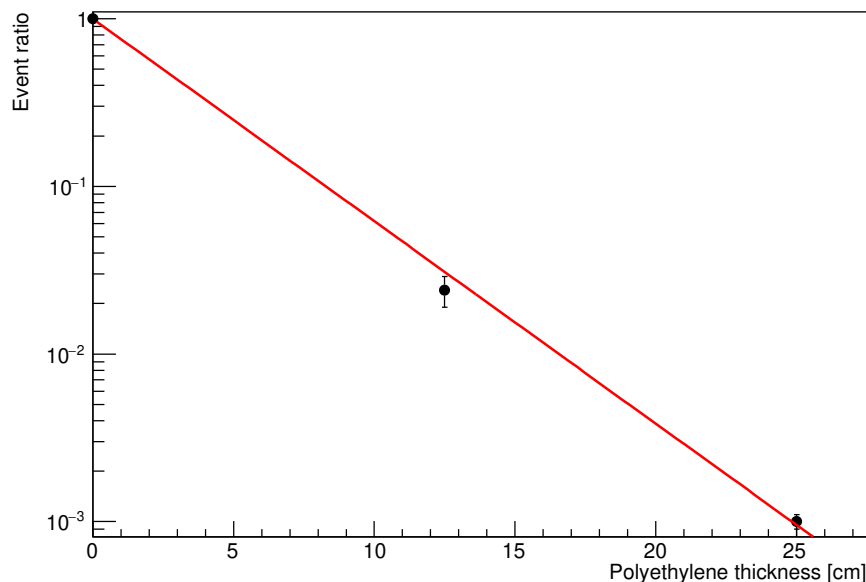


図 56: 銅 5 cm に追加するポリエチレンの厚さとシールド有無による原子核反跳事象数比。

ルドの仕様変更からシールド部分の高さを 20 cm にする必要があった。これはポリエチレンブロックによるシールド 13.5 cm と同程度のシールドであり、測定される事象数を 2.4% まで削減すると予想される。また、ペレットに粉末状のポリエチレンを混合することで、密度を 0.77 g/cm^3 まで向上できることを確認した。これによって実効的なポリエチレンの厚みが 15cm となり、事象数を 1% まで抑えられる見積もりである。

以上を用いてシールドを製作した。図 61 にシールドの作成過程を示す。フレームを組み立ててアルミ板でポリエチレンペレットの容器を作成し (図 57)、ポリエチレンペレットを封入 (図 58)、ポリエチレン粉末を追加して (図 59)、蓋をする状態 (図 60)。このシールドの上に銅ブロックを設置予定である。地下実験室への搬入に向けて他ユニットも作成中である。



図 57: シールド骨組み



図 58: ポリエチレンペレット注入



図 59: ポリエチレン粉末を混合



図 60: 最終状態

図 61: シールドの作成過程。

5 議論及び展望

本章では3章の探索結果及び4章の大型化への準備に関連する今後の展望について述べる。

5.1 NEWAGE0.3b”測定における感度向上に向けた改善

3.3節に示す通り、本研究により求められた制限曲線は、NEWAGE2021(Shimada)で得られた結果と比べて一桁大きな値となった。今回の測定ではTOT-sum - Length cutのカットライン選定において、NEWAGE2021(Shimada)に倣い50 - 60 keVによるパラメータ設定を行った。実際には40-50keVも使用して暗黒物質探索の解析を行ったため、このエネルギーに対応する事象選択のパラメータ設定を行うことが喫緊の課題となる。

本節ではそれに加えて測定条件が与える本研究の解析結果に対する議論と展望について述べる。表9に二測定の違いをまとめた。検出効率は36式で述べた通り、NEWAGE2021(Shimada)の値を原子核反跳事象のカット範囲でスケールしたものを使用している。また、CYGNUSへの指向性が認められなかったため、選択された事象は背景事象であると考えられる。

表 9: NEWAGE2021(Shimada) と本研究の各種パラメータ一覧

	NEWAGE2021(Shimada)	本研究
測定期間	318 days	194 days
ガス圧	76 torr	50 torr
ガスゲイン	950-2000	2500
観測量	3.18 kg·days	1.28 kg·days
検出効率 (50 - 60 keV)	0.114	0.018
銅シールド	無	有
BG Counts (50-60 keV)	7	7

5.2 予備実験

予備実験として、銅シールドの γ 線遮蔽効果を測定した。NEWAGE0.3b”を用いた地下測定で、検出器の座標系で(0,-13,53) cmの位置に置いたガンマ線源 ^{137}Cs を用いて、セルフトリガーで銅シールドの有無による観測数比較を行った。図62に示すように、厚さ5cmの銅を置いた場合の測定数を測定時間により規格化した値を赤点、置かなかった場合を青点で示す。それぞれが線源を置いていない測定を減算処理している。二つのスペクトル比から、11%程度にガンマ線由来の背景事象を削減できることが分かる。

5.3 期待される制限曲線の算出

表9の情報及び銅の遮蔽能力から、解析の改善および統計の向上によって期待される制限を、以下の通り見積もった。まず、実効的観測量または50-60keVにおける背景事象計数率がNEWAGE2021(Shimada)と同値であった場合を仮定して σ^{bestfit} 及び σ^{limit} をそれ

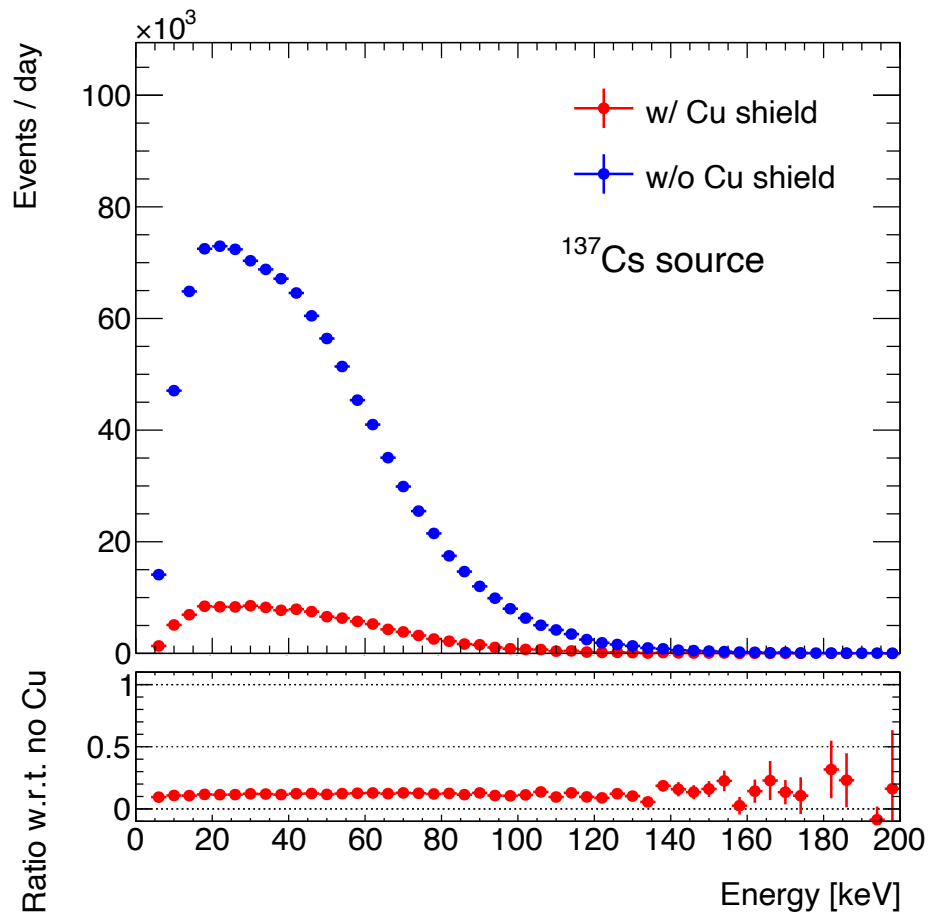


図 62: ガンマ線源 ^{137}Cs を用いた測定におけるエネルギー分布。線源と検出器の間に厚さ 5 cm の銅シールドを置いた場合を赤、置かなかった場合を青で示す。

ぞれ求めた。ここで、Best fitである散乱断面積を σ^{bestfit} 、likelihoodにおける90%C.L.の散乱断面積を σ^{limit} と表記する。また、実効的観測量は観測量と検出効率の積で表され、NEWAGE2021(Shimada)の観測量は本研究に対して2.48倍、検出効率が6.17倍あることから、実効的観測量が15.3倍であったと算出した。表10に各仮定におけるWIMP質量100 GeV/c²での散乱断面積のBest fitと90%C.L.の値を示す。この表から分かる通り、実効的観測量が制限曲線の向上に与える影響は、背景事象の影響に比べて15%程度である。背景事象が1/15.3である場合について、制限曲線を見積もった。様々なWIMP質量に対して背

表 10: 実効的観測量を15.3倍、背景事象計数率を1/15.3倍にした場合の100 GeV/c²のWIMPと陽子との散乱断面積 [pb]

	Best fit	90%C.L.
This work	557.6	688.4
実効的観測量: $\times 15.3$	557.6	591.0
BG: $\times 1/15.3$	36.4	69.9
実効的観測量: $\times 15.3$ かつ BG: $\times 1/15.3$	36.4	45.0

景事象計数率が1/15.3であった仮定について同様の計算を行い、算出した制限曲線を図63の茶色の点線として示す。数十 GeV の WIMP 質量について、NEWAGE2021(Shimada)に迫る値を取った。

本研究では背景事象が非常に多く、カットラインを厳しくする必要があった。これは、本研究で取り入れた高ゲインによる影響と考えられる。NEWAGE2021(Shimada)では50 - 60 keV のエネルギー幅に於いて7事象が最終的に選択されている。本研究では、実効的観測量が同程度であるとする、測定された事象数7に実効的観測量比15.3を掛けた107.1事象が測定されていたと概算できる。高ゲインの影響がなかったと仮定したとき、5.2節より銅シールドの設置によって、NEWAGE2021(Shimada)の7事象が11%に減少していたと考え、0.77事象が本研究での測定事象数であったと予想できる。従って、高ゲインにより、今回の測定事象数は、低ゲインの場合に比べて107.1/0.77=139倍の背景事象計数率になってしまっていたと考えられる。同ガス圧、シールド設置後におけるガンマ線測定にてこの予想値の検証が可能であるが、本研究では未測定である。本研究にてNEWAGE2021(Shimada)と同程度のガスゲインで測定していたことを想定し、本研究の測定事象が1/139になった場合について、制限曲線を算出した。表11にこの仮定におけ

表 11: 背景事象計数率を1/139倍にした場合100 GeV/c²のWIMPと陽子との散乱断面積 [pb]

	Best fit	90%C.L.
This work	557.6	688.4
BG $\times 1/139$	4.0	15.1

るWIMP質量100 GeV/c²での散乱断面積のBest fitと90%C.L.の値を示した。様々なWIMP質量について散乱断面積を求め、期待される制限曲線を図63の橙色の点線として示した。ここから低エネルギー事象に感度をもたせるために、高いガスゲインで測定を

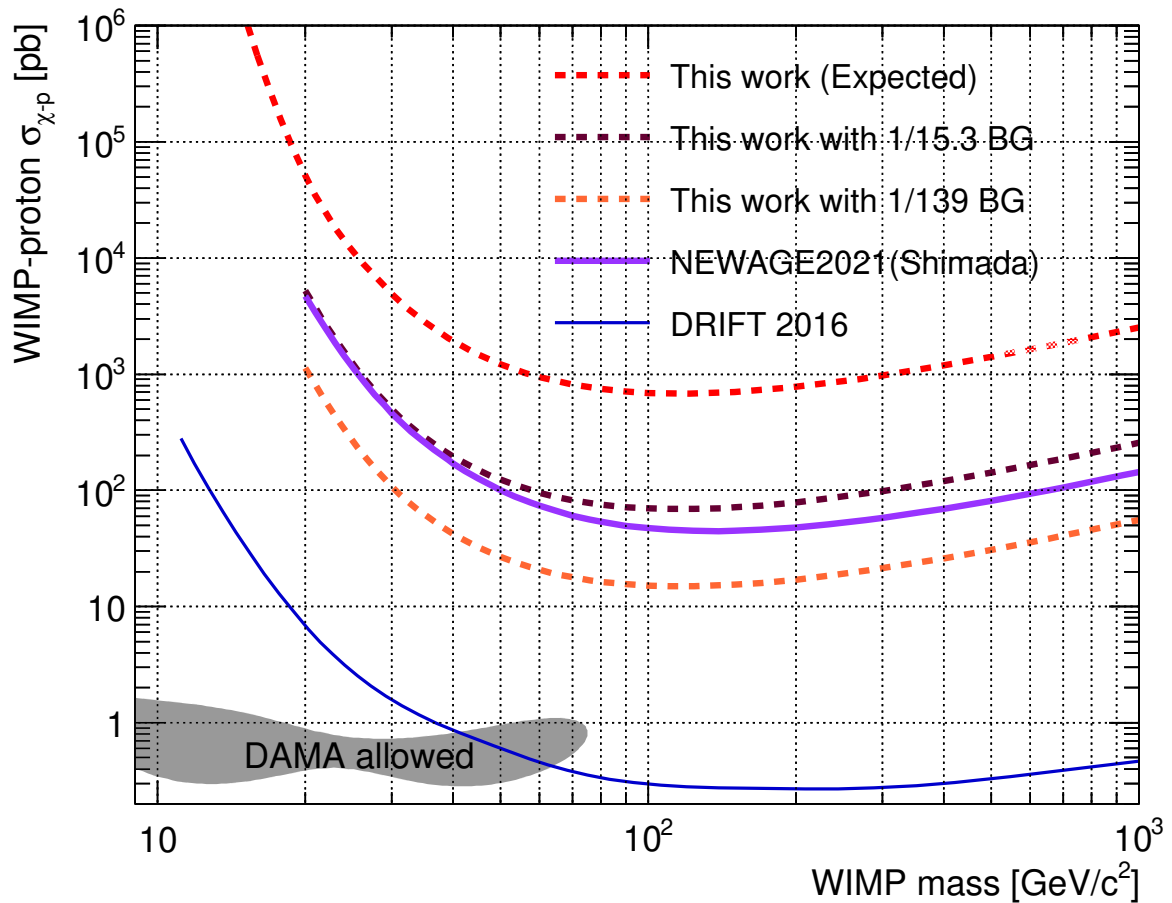


図 63: 実測データにより与えられた制限曲線 (実線及び赤点線) と本研究の発展として期待される制限曲線。茶色の点線が実効的観測量について 1/15.3 倍になったと仮定した場合、橙色の点線が統計について NEWAGE2021(Shimada) と同値であり銅シールドによる背景事象削減がなされたと仮定した場合の制限曲線である。

行った場合には、ガンマ線事象の漏れ込みに対するさらなる事象選択を行う必要があることが考えられる。

その一つに、各事象を再構成した描画の画像判断がある。原子核反跳事象を再構成し、X軸、Y軸についてそれぞれのTOT分布を描画すると、図20に示すようにZ軸の上方から下方にかけて水滴型を取る。一方で、電子反跳事象は一定時間に同程度のエネルギー損失を行う。図64は、最終選択事象のうちの一つを再構成したもので、電子反跳事象の特徴である、似たTOT分布のストリップが複数続くという描画が類似している。このように、描画の判断を行うことでさらなる事象選択を行うことができると考える。

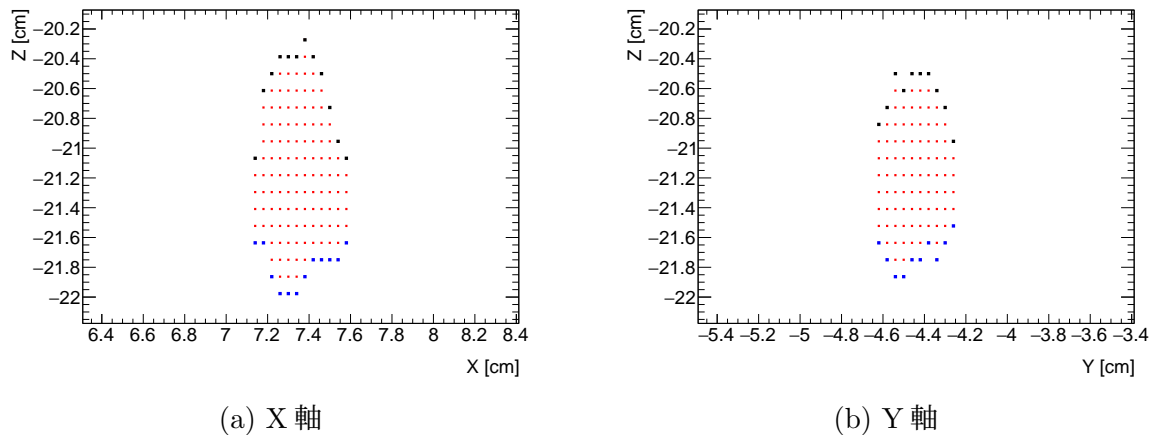


図 64: 環境ガンマ線由来の電子反跳事象と考えられる一例。

5.4 展望

本章ではNEWAGE0.3b”を用いた測定結果の実効的観測量と背景事象計数率について仮定した値から制限曲線を計算し、NEWAGE2021(Shimada)測定と比較した。背景事象計数率が大きく制限曲線に影響し、本研究の1/15.3の背景事象計数率でNEWAGE2021(Shimada)の桁まで改善することが分かった。加えて、本研究における追加の測定条件の一つである高ゲインが背景事象計数率を増加したことにより本研究の制限曲線悪化を招いたと考えられる。一方で、低エネルギー側の検出効率向上も今後の観測における重要な改善点のひとつである。高ゲインでかつ背景事象計数率を削減するためには、新たな事象選択方法の考案が必要となる。その一例として、各事象の各ストリップにおけるTOT分布の判別が挙げられる。原子核反跳事象の特徴である水滴上の分布に対して、図64のように異なる分布を持つ事象の選択方法の確立が必要となる。これは4.1章のC/N-1.0検出器にも同様の解析能力向上が見込まれる。

6 結論

NEWAGEは方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験である。先行研究によって、背景事象削減に向けた $LA\mu$ -PICの開発や、事象選択における新たなカットラインの導入などにより感度向上が行われてきた。本研究ではさらなる改善としてガス圧を低くすることで反跳原子核の飛跡長を伸長し、エネルギー閾値を下げることを目指した。また、低エネルギー側の検出効率を向上させるため、高いガスゲインを設定した。それに伴い増加する環境ガンマ線の背景事象を削減するため、検出器の周囲に銅シールドを設置した。本研究では神岡坑内の極低放射能環境下で、測定期間194.5日、ガスゲイン2350にて暗黒物質探索実験を行った。観測した事象について、原子核反跳事象と背景事象との選択条件を最適化した。この際、エネルギー閾値を50 keVから40 keVへ下げた解析を行った。最終選択事象の方向情報より、暗黒物質検出の兆候は示されなかった。100 GeV/ c^2 のWeakly Interacting Massive Particleに対して陽子とのスピンの依存する散乱断面積690 pbの上限值を与えた。これはNEWAGE2021(Shimada)に対して一桁悪い値であった。

NEWAGEが開発中の大型検出器C/N-1.0について、背景事象削減のためにシールドの設計と効果の検証を行った。銅とポリエチレンのシールドについてシミュレーションによる観測されるシールド無しの事象数に対する事象数比を求めたところ、環境中性子について2.4%、環境ガンマ線について6.9%を達成することが分かった。現在はシールド構造体モジュールの開発が完了したため量産中である。大型検出器とシールド構造体は2023年に神岡坑内へ搬入予定である。

NEWAGE0.3b”測定について本研究から、高いゲインを維持した背景事象を削減するための新たな事象選択法の導入と、実効的な統計量の増加によりNEWAGE2021(Shimada)の制限曲線を更新可能性があることが分かった。

参考文献

- [1] Vera C. Rubin, W. Kent Ford, Jr., and Norbert Thonnard. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 225, pp. L107–L111, 1978.
- [2] Alexandre Refregier. Weak gravitational lensing by large scale structure. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 41, pp. 645–668, 2003.
- [3] Richard Massey, et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, Vol. 445, p. 286, 2007.
- [4] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 648, pp. L109–L113, 2006.
- [5] N. Aghanim, et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, Vol. 641, p. A6, 2020. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [6] Volker Springel, et al. Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution. *Nature*, Vol. 435, pp. 629–636, 2005.
- [7] C. Alcock, et al. The MACHO project: limits on planetary mass dark matter in the galactic halo from gravitational microlensing. *Astrophys. J.*, Vol. 471, p. 774, 1996.
- [8] L. Wyrzykowski, J. Skowron, S. Kozłowski, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, I. Soszyński, O. Szewczyk, K. Ulaczyk, R. Poleski, and P. Tisserand. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 416, No. 4, pp. 2949–2961, 09 2011.
- [9] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez, and Marusa Bradac. Constraints on the Self-Interaction Cross-Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. *Astrophys. J.*, Vol. 679, pp. 1173–1180, 2008.
- [10] Marusa Bradac, Steven W. Allen, Tommaso Treu, Harald Ebeling, Richard Massey, R. Glenn Morris, Anja von der Linden, and Douglas Applegate. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222. *Astrophys. J.*, Vol. 687, p. 959, 2008.
- [11] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez, and Marusa Bradač. Constraints on the self-interaction cross section of dark matter from numerical simulations of the merging galaxy cluster 1e 0657–56. *The Astrophysical Journal*, Vol. 679, No. 2, p. 1173, jun 2008.
- [12] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, Vol. 267, pp. 195–373, 1996.

- [13] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 38, pp. 1440–1443, 1977.
- [14] Alexander Merle. keV Neutrino Model Building. *Int. J. Mod. Phys. D*, Vol. 22, p. 1330020, 2013.
- [15] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, Vol. 6, pp. 87–112, 1996.
- [16] Paolo Gondolo. Recoil momentum spectrum in directional dark matter detectors. *Phys. Rev. D*, Vol. 66, p. 103513, 2002.
- [17] Jo Bovy, et al. The Milky Way’s circular velocity curve between 4 and 14 kpc from APOGEE data. *Astrophys. J.*, Vol. 759, p. 131, 2012.
- [18] Til Piffl, et al. The RAVE survey: the Galactic escape speed and the mass of the Milky Way. *Astron. Astrophys.*, Vol. 562, p. A91, 2014.
- [19] 島田拓弥. NEWAGE の到来方向に感度を持った暗黒物質探索と新しい試み. 2018.
- [20] David N. Spergel. The Motion of the Earth and the Detection of Wimps. *Phys. Rev. D*, Vol. 37, p. 1353, 1988.
- [21] R. Bernabei, et al. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. *Universe*, Vol. 4, No. 11, p. 116, 2018.
- [22] G. Adhikari, et al. Search for a Dark Matter-Induced Annual Modulation Signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, No. 3, p. 031302, 2019.
- [23] K. Fushimi, et al. Dark matter search project PICO-LON. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 718, No. 4, p. 042022, 2016.
- [24] Emily Shields, Jingke Xu, and Frank Calaprice. Sabre: A new nai(t1) dark matter direct detection experiment. *Physics Procedia*, Vol. 61, pp. 169–178, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013.
- [25] J. Amaré, et al. First Results on Dark Matter Annual Modulation from the ANAIS-112 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, No. 3, p. 031301, 2019.
- [26] R. Agnese, et al. First Dark Matter Constraints from a SuperCDMS Single-Charge Sensitive Detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 5, p. 051301, 2018. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 122, 069901 (2019)].
- [27] R. Agnese, et al. New Results from the Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with the CDMS Low Ionization Threshold Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, No. 7, p. 071301, 2016.

- [28] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, J. Colaresi, J. I. Collar, J. Diaz Leon, J. E. Fast, N. E. Fields, T. W. Hossbach, A. Knecht, M. S. Kos, M. G. Marino, H. S. Miley, M. L. Miller, J. L. Orrell, and K. M. Yocum. Cogent: A search for low-mass dark matter using p -type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, Vol. 88, p. 012002, Jul 2013.
- [29] L. Hehn, et al. Improved EDELWEISS-III sensitivity for low-mass WIMPs using a profile likelihood approach. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 76, No. 10, p. 548, 2016.
- [30] A. H. Abdelhameed, et al. First results from the CRESST-III low-mass dark matter program. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, No. 10, p. 102002, 2019.
- [31] P. A. Amaudruz, et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 7, p. 071801, 2018.
- [32] P. Agnes, et al. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 8, p. 081307, 2018.
- [33] K. Abe, et al. Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-I. *Phys. Lett. B*, Vol. 759, pp. 272–276, 2016.
- [34] E. Aprile, et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 11, p. 111302, 2018.
- [35] D. S. Akerib, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 118, No. 2, p. 021303, 2017.
- [36] Xiangyi Cui, et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 18, p. 181302, 2017.
- [37] M. Szydagis. The Present and Future of Searching for Dark Matter with LUX and LZ. *PoS*, Vol. ICHEP2016, p. 220, 2016.
- [38] R. Bernabei, et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 56, pp. 333–355, 2008.
- [39] D. S. Akerib, et al. Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 118, No. 25, p. 251302, 2017.
- [40] Jingkai Xia, et al. PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions. *Phys. Lett. B*, Vol. 792, pp. 193–198, 2019.
- [41] E. Aprile, et al. Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122, No. 14, p. 141301, 2019.
- [42] R. Agnese, et al. Low-mass dark matter search with CDMSlite. *Phys. Rev. D*, Vol. 97, No. 2, p. 022002, 2018.

- [43] K. Choi, et al. Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 114, No. 14, p. 141301, 2015.
- [44] M. G. Aartsen, et al. Search for annihilating dark matter in the Sun with 3 years of IceCube data. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 77, No. 3, p. 146, 2017. [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 79, 214 (2019)].
- [45] J. B. R. Battat, et al. Low Threshold Results and Limits from the DRIFT Directional Dark Matter Detector. *Astropart. Phys.*, Vol. 91, pp. 65–74, 2017.
- [46] G Charpak, J Derré, Y Giomataris, and Ph Rebourgeard. Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 478, No. 1, pp. 26–36, 2002. Proceedings of the ninth Int.Conf. on Instrumentation.
- [47] S. Ahlen, et al. First Dark Matter Search Results from a Surface Run of the 10-L DMTPC Directional Dark Matter Detector. *Phys. Lett. B*, Vol. 695, pp. 124–129, 2011.
- [48] Natalia Di Marco. Newsdm: an emulsion-based directional dark matter experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1056, , 2018.
- [49] Kentaro Miuchi, et al. Direction-sensitive dark matter search results in a surface laboratory. *Phys. Lett. B*, Vol. 654, pp. 58–64, 2007.
- [50] Kentaro Miuchi, et al. First underground results with NEWAGE-0.3a direction-sensitive dark matter detector. *Phys. Lett. B*, Vol. 686, pp. 11–17, 2010.
- [51] Kiseki Nakamura, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b'. *PTEP*, Vol. 2015, No. 4, p. 043F01, 2015.
- [52] Takashi Hashimoto, Kentaro Miuchi, Tomonori Ikeda, Hirohisa Ishiura, Kiseki D. Nakamura, Hiroshi Ito, Koichi Ichimura, Ko Abe, Kazuyoshi Kobayashi, Atsushi Takada, Atsuhiko Ochi, Takuma Nakamura, and Takuya Shimada. Development of a low- α -emitting μ -pic as a readout device for direction-sensitive dark matter detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 977, p. 164285, 2020.
- [53] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. Srim – the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 268, No. 11, pp. 1818–1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.
- [54] Tomonori IKEDA. Directional dark matter search with a low-background gaseous detector. 2020.

- [55] O. Sasaki and M. Yoshida. Asdic for the thin gap chambers in the lhc atlas experiment. In *1998 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 1998 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Cat. No.98CH36255)*, Vol. 1, pp. 440–444 vol.1, 1998.
- [56] Kiseki NAKAMURA. Direction-sensitive dark matter search with a gaseous micro time projection chamber. 2014.
- [57] S. Agostinelli, et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 506, pp. 250–303, 2003.
- [58] John Allison, et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 53, p. 270, 2006.
- [59] J. Allison, et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 835, pp. 186–225, 2016.
- [60] Tomonori Ikeda, Kiseki Nakamura, Takuya Shimada, Ryota Yakabe, Takashi Hashimoto, Hirohisa Ishiura, Takuma Nakamura, Hiroshi Ito, Koichi Ichimura, Ko Abe, Kazuyoshi Kobayashi, Toru Tanimori, Hidetoshi Kubo, Atsushi Takada, Hiroyuki Sekiya, Atsushi Takeda, and Kentaro Miuchi. Direction-sensitive dark matter search with the low-background gaseous detector NEWAGE-0.3b” . *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2021, No. 6, 04 2021. 063F01.
- [61] Hironobu Nishimura. Direction-sensitive direct dark mattersearch experiment with a gaseous TPC. 2009.
- [62] Keita Mizukoshi, et al. Measurement of ambient neutrons in an underground laboratory at the Kamioka Observatory. *PTEP*, Vol. 2018, No. 12, p. 123C01, 2018.

謝辞

本研究を完了するに至るまでの間、お世話になった全ての方々に深く感謝いたします。神戸大学粒子物理研究室の皆様には重ねてお礼申し上げます。

身内賢太郎准教授には、修士二年間に留まらず研究室の卒業研究からという長い間、大変お世話になりました。不出来な生徒であったかと思いますが、根気強く指導していただいたことは感謝してもしきれません。すぐにビビって泣き言を言いがちな私ですが、学会や研究会だけでなく、何事においても一旦ファイティングポーズをとる姿勢は今後も志していきたいと思います。そう書き連ねておきながら、身内さんに強い言葉を使ったのは学部四年の研究室紹介動画くらいなものでした。すぐには無理そうですので自分なりの戦い方やペースを探していこうと思います。研究員の東野聡様、本当にお世話になりました。事の大小を問わず質問したことに対し、常に丁寧にお答えいただきありがとうございました。質問もさることながら、普段の他愛ないやり取りも楽しく、あっという間の学生生活でした。金崎奎様、天性のギャグセンスをお持ちなので、どうかそのままいろんな人を笑顔にしていってほしいです。メンタルよわよわな私にとてもいい刺激をくれてありがとうございました。大藤瑞乃様、後輩が可愛すぎる件。癒しをありがとうございました。濱田悠斗様、おもしれー男だぜ……

藏重久弥教授、竹内康雄教授、山崎裕司教授、越智敦彦准教授、前田順平講師、鈴木州助教には、日頃の指導のみならず雑談などにも混ぜていただき非常に刺激的でした。加えて、藏重久弥教授、野海俊文准教授のお二人には副査として本拙文をお読みいただき誠にありがとうございました。

吉田和美様、岡崎ちはる様、出張や備品申請など様々な処理をしていただきありがとうございました。

また、中村竜也様、丸元星弥様、高橋真斗様、山下翼様、同期として様々駄弁るのが楽しかったです。高木優祐様、山下智愛様、森本晴己様、田路航也様、同期で仲がいいのは素敵なことなので、今後も研究と共に楽しんでくれればと思います。鐘海文様、馮敬晨様、張力様、朝早めの時間からだったり、土日だったりも研究室にいることをちらちらお見掛けしてました。研究と日本での生活どちらも楽しんでください！

宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設の細川佳志特任助教、神岡の研究室及び実験室にて度々生じるPC周りのトラブルをはじめ、現場にて手をお貸しいただきありがとうございました。さらに雪で坑内に警備員の方の車が来なくなった際、お助けいただけて本当に本当に助かりました。

東北大学の中村輝石助教、京都大学特別研究員の池田智法様、D論や各種ツールにて非常にお助けいただきました。池田様はミーティングでよくご一緒できたのもありがたかったです。

佐賀大学の杉山晃教授、房安貴弘准教授、出張にてお邪魔した際は大変お気遣いいただきありがとうございました。ガスリークを抑えるため、検出器周りに鉛ブロックを積み木のごとく組み始められた時の衝撃をいまだに覚えております。

高エネルギー加速器研究機構の准技師の庄子正剛様、宮原正也准教授、MIQANボード設計の折、貴重なご意見をいただきまして誠にありがとうございました。素人である私にも丁寧に教えていただいたおかげで、素敵なボード作成に私の方が混ぜていただくことができて大変光栄でした。

最後になりましたが、私の研究生活に対する深い理解と惜しまぬ協力をしてくださった
家族に心から感謝いたします。