

# 修士学位論文

アルゴンガス TPC を用いたミグダル効果探索実験

令和 8 年 2 月 6 日

専攻名 物理学専攻  
学籍番号 242S110S  
氏名 鈴木 啓司

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程



## 概要

さまざまな観測的証拠により暗黒物質の存在は強く示唆されているが、その正体は未だ解明されていない。有力な候補のひとつとして WIMP が挙げられ、標的原子核との弾性散乱を観測する直接探索実験が精力的に進められてきた。特に、大質量の液体貴ガスを用いた直接探索実験は高い感度を誇るが、未だ発見には至っていない。探索可能な質量領域を広げるべく、ミグダル効果を用いた WIMP 探索が注目されている。ミグダル効果とは、原子核が急に動いたときに低確率で追加の電離や励起が発生する現象のことをいう。追加の電子信号を検出できるため、原子核の反跳エネルギーが小さい低質量の WIMP に対する探索感度が向上する。2026 年 1 月に原子核反跳に伴うミグダル効果の初めての観測事例が報告されたが、暗黒物質探索への応用という観点では更なる検証が必要不可欠である。MIRACLUE 実験は、原子核反跳に伴うミグダル効果の実験的な検証を目的とした研究である。この実験では、暗黒物質探索の実績があるキセノンやアルゴンを標的物質とした位置有感型ガス検出器を用いている。この検出器ではミグダル効果に伴う特徴的な信号を検出可能であり、背景事象を大幅に削減することが期待される。

本研究では、まずミグダル効果探索に向けたアルゴンガス TPC の改良を行った。主に電場構造の改良を目的とした新しいフィールドケージの製作と、背景事象の抑制を目的とした混合ガスの最適化に取り組んだ。その後検出器の性能評価を実施し、ミグダル効果探索に使用可能であることを確認した。このアルゴンガス TPC を用いて、2025 年 11 月にミグダル効果探索実験を実施した。背景事象の存在によってミグダル効果の観測には至らなかったが、アルゴンにおけるミグダル効果に対して初めて分岐比の上限値を設定した。背景事象の理解を進めることで、ミグダル効果の観測もしくは上限値の更新が期待される。



# 目次

第 1 章	イントロダクション	1
1.1	暗黒物質	1
1.1.1	観測的証拠	1
1.1.2	基本的性質	2
1.1.3	Weakly Interacting Massive Particles (WIMP)	3
1.1.4	WIMP 探索	4
1.2	ミグダル効果	8
1.2.1	概要	8
1.2.2	WIMP 直接探索への応用	8
1.2.3	実験的観測	11
1.3	MIRACLUE 実験	12
1.3.1	概要	12
1.3.2	検出器に対する要請	15
第 2 章	アルゴンガス TPC	19
2.1	アルゴンガス TPC の構成	19
2.2	読み出しの微細化と新 DAQ システムの開発	24
2.3	アルゴン混合ガスの最適化	24
2.3.1	動機	24
2.3.2	混合ガスの放電耐性評価	27
2.3.3	TPC としての性能の検討	29
2.3.4	ミグダル効果の探索感度	30
2.3.5	混合比の決定	32
2.4	性能評価	32
2.4.1	新 DAQ システム	32
2.4.2	ガスゲイン・エネルギー分解能	32
2.4.3	ドリフト速度	34
第 3 章	中性子ビームを用いたミグダル効果探索実験	39
3.1	中性子ビーム実験概要	39
3.2	検出器の較正	39
3.2.1	エネルギー較正	43
3.2.2	ドリフト速度測定	43

---

3.3	中性子ビームを用いた測定 . . . . .	43
3.3.1	測定 . . . . .	43
3.3.2	データ取得 . . . . .	46
第 4 章	解析 . . . . .	51
4.1	原子核反跳事象数の見積もり . . . . .	51
4.1.1	シミュレーションによる見積もり . . . . .	51
4.1.2	実データによる見積もり . . . . .	55
4.1.3	アルゴン原子核の反跳事象数 . . . . .	56
4.2	ミグダル事象候補の選別 . . . . .	57
4.2.1	解析手法 . . . . .	57
4.2.2	中性子ビーム照射データの解析 . . . . .	58
4.3	分岐比の上限値の設定 . . . . .	62
第 5 章	議論と展望 . . . . .	63
5.1	実データとシミュレーションの乖離 . . . . .	63
5.2	2 クラスタを形成する背景事象 . . . . .	63
第 6 章	結論 . . . . .	69
引用文献	. . . . .	73

# 第 1 章

## イントロダクション

### 1.1 暗黒物質

暗黒物質の存在はさまざまな観測によって確かめられ、その存在量も明らかになっているものの未だ正体は不明である。本章では暗黒物質の観測的証拠や基本的性質、候補粒子とその探索手法について述べる。なお、本節の記述にあたって文献 [1] を参考にした。

#### 1.1.1 観測的証拠

さまざまな観測から暗黒物質の存在が示唆されている。ここでは、暗黒物質の観測的証拠として代表的なものをいくつか紹介する。

##### 銀河の回転曲線

スイス人の天文学者 F. Zwicky は、かみのけ座銀河団にある 800 個の銀河の観測データから暗黒物質の存在を予想した。Zwicky は、力学のビリアル定理と銀河の速度の分散の観測値を用いて銀河団の質量を見積もった。一方、光学的観測から求めた銀河の総質量は力学的に決めた質量の 150 分の 1 程度であった。これらのことから、銀河団に光っていない暗黒物質が存在することを主張した [2]。銀河スケールにおいて暗黒物質が存在するもっとも強い証拠は銀河の回転曲線である。銀河の回転曲線とは、銀河円盤中の星や水素原子の回転速度  $v$  を銀河の中心からの距離  $r$  に応じて表したものである。ニュートン力学では

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 $M(r)$  は半径  $r$  の内側にある全質量である。もし銀河の質量のほとんどを星が担っているとする、中心から遠い部分では  $M(r)$  は一定となり、回転速度は  $r^{-1/2}$  に比例して落ちていくはずである。ところが、実際には中心から離れた位置でも回転速度は一定となる。このことから、 $M(r) \propto r$  となるように暗黒物質の分布が広がっていることがわかる。図 1.1 は、NGC6503 の回転曲線を示している。中心から 22 kpc の位置において、星が寄与している銀河ディスクの 7 倍程度の暗黒物質が存在する [3]。

##### 宇宙マイクロ波背景放射の揺らぎ

宇宙全体における暗黒物質の存在量は、宇宙マイクロ波背景放射の温度揺らぎから知ることができる。天空上のある方向  $(\theta, \phi)$  からの宇宙背景放射の温度揺らぎ  $\delta T$  は、

$$\delta T(\theta, \phi) = T(\theta, \phi) - \langle T \rangle \quad (1.2)$$

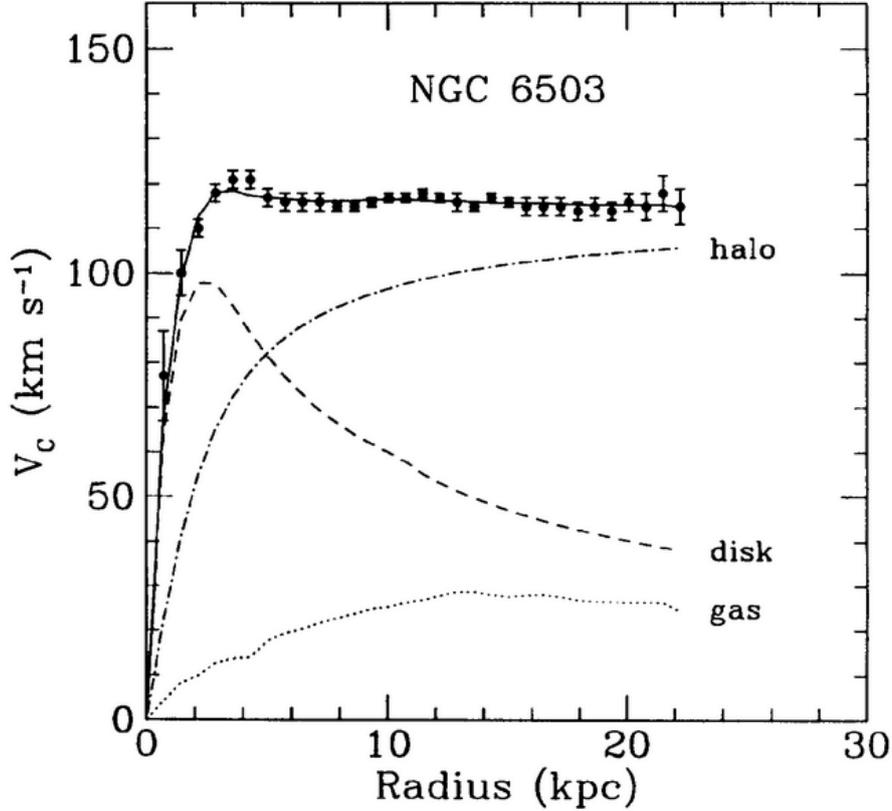


図 1.1: 銀河 NGC6503 の回転曲線 [3]。

と表される。ここで、 $\langle T \rangle$  は、宇宙背景放射の温度を天空上で平均したものである。これは、

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (1.3)$$

のように球面調和関数  $Y_{l,m}$  を用いて展開できる。

$$C_l = \langle |a_{l,m}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum |a_{l,m}|^2 \quad (1.4)$$

で表される  $C_l$  は温度揺らぎの 2 乗平均に対応し、温度揺らぎの角度パワースペクトルと呼ばれる。図 1.2 に Planck 衛星によって観測された角度パワースペクトルを示す [4]。1 つ目のピークは宇宙の総質量密度に対応し、それ以降のピークは暗黒物質の密度やバリオン密度に関係する。この観測データから、

$$\Omega_{dm} h^2 = 0.120 \pm 0.001 \quad (1.5)$$

$$\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001 \quad (1.6)$$

と推定される。ここで、 $\Omega_{dm}$ 、 $\Omega_b$  はそれぞれ暗黒物質、バリオンの密度パラメータであり、 $h$  は無次元ハッブル定数である。以上の議論から、暗黒物質の存在量はバリオンの約 5 倍であることがわかる。

### 1.1.2 基本的性質

これまでに述べたさまざまな観測結果から、暗黒物質の存在は確実視されている。ここでは、暗黒物質の基本的な性質について整理する。大前提として、暗黒物質は質量を持っていないなければならないことを強調しておく。

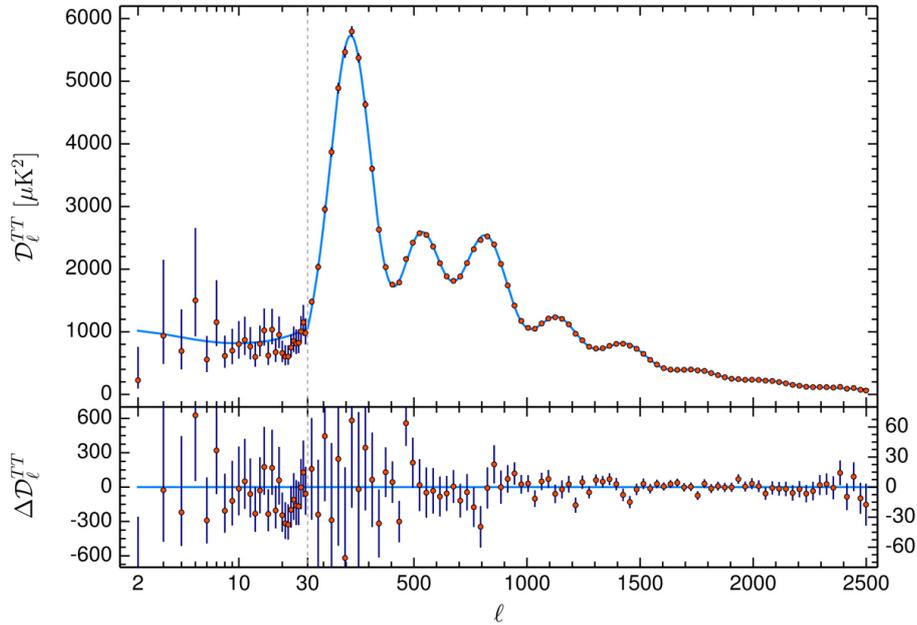


図 1.2: Planck によって観測された宇宙背景放射の温度揺らぎのスペクトル [4]。

初めに、誕生から 138 億年経った現在の宇宙でダークマターが観測されていることから、暗黒物質は安定か、不安定であっても宇宙年齢よりも長寿命である必要がある。

次に、暗黒物質は現在まで重力相互作用を通じてしか観測されていないことから、電磁相互作用や強い相互作用を行わないことがわかる。また、暗黒物質は通常物質との相互作用があっても小さいことが必要である。加えて、暗黒物質自身との相互作用も小さいことがわかっている。

最後に、暗黒物質は宇宙の構造を形成するのに重要な役割を果たすことがわかっている。宇宙の大規模構造は、宇宙初期に存在していた微小な揺らぎが成長したことで生まれたと考えられる。もし暗黒物質自身が高速で運動してしまうと、それによって移動したスケールの揺らぎは消えてしまう。よって、揺らぎを保持するためには暗黒物質の運動速度は光速に比べて十分に小さい必要がある。

### 1.1.3 Weakly Interacting Massive Particles (WIMP)

暗黒物質の候補粒子として、ここでは WIMP を紹介する。WIMP は弱い相互作用と同程度の強さで相互作用を起こす、GeV から TeV 程度の質量を持った仮説上の粒子である。密度の高い初期宇宙では、他の粒子との相互作用を通じて (1.7) 式に示すような生成・消滅反応を起こし、熱平衡状態にあったと考えられる。

$$X + \bar{X} \leftrightarrow f + \bar{f} \quad (1.7)$$

ここで、 $X$  は暗黒物質、 $f$  は暗黒物質と相互作用する標準模型の粒子であり、バーは反粒子であることを表す。暗黒物質が対消滅する断面積  $\sigma$  と相対速度  $v$  の積を粒子の熱平衡分布で平均したものを  $\langle \sigma v \rangle$  とすると、暗黒物質の反応率は

$$\Gamma = \langle \sigma v \rangle n_{eq} \quad (1.8)$$

で与えられる。ここで、 $n_{eq}$  は熱平衡状態における暗黒物質の数密度である。宇宙の膨張によって数密度が低下すると暗黒物質の生成・対消滅は止まり、数密度が一定となる。これをフリーズアウトという。初期宇宙から現在に

至るまでの WIMP の数密度の時間発展を図 1.3 に示す。現在の暗黒物質の存在量は

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \times \frac{10^{-9} \text{ GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.9)$$

であり、典型的な断面積は

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2} \quad (1.10)$$

と表される。ここで、 $\alpha$  は結合定数、 $m_\chi$  は暗黒物質の質量である。ここで、暗黒物質を弱い相互作用スケールの質量と結合定数を持つ WIMP と仮定すると、その存在量は  $\Omega_\chi h^2 \sim \mathcal{O}(0.1)$  となり、(1.5) 式を比較的自然に説明できる。弱い相互作用のスケールで決まる WIMP が暗黒物質を説明するのにちょうどよい断面積をもつことを「WIMP miracle」と呼ぶことがある。

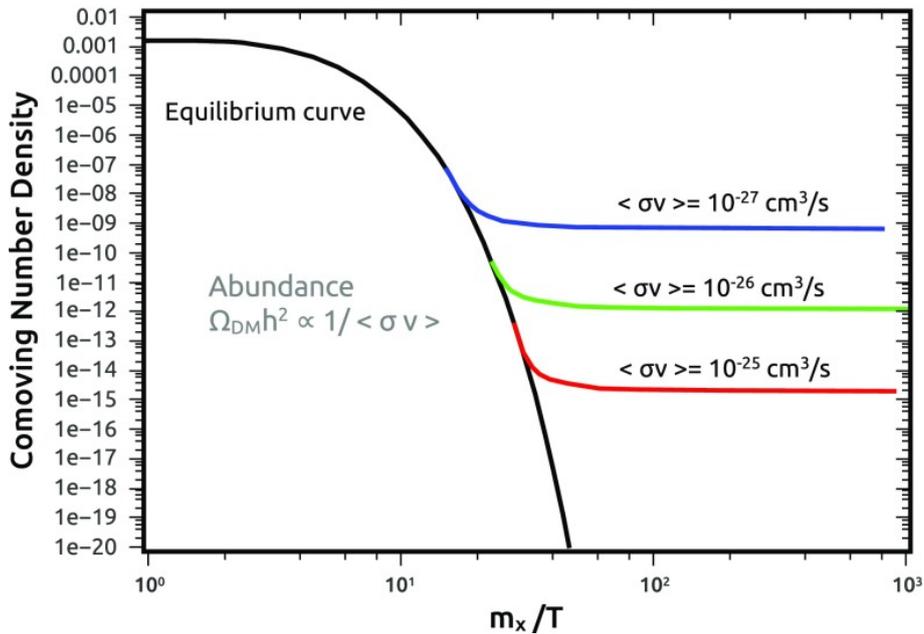


図 1.3: 初期宇宙から現在に至るまでの WIMP の数密度の時間発展 [5]

### 1.1.4 WIMP 探索

#### 探索手法

図 1.4 に示すように WIMP を検出する方法は大きく分けて 3 つある。1 つ目は WIMP と通常物質との散乱を利用して直接的に検出する方法で、2 つ目は WIMP 同士が対消滅して標準模型粒子を生成し、それを観測することによって間接的に WIMP を検出する方法である。最後の方法は、加速器で標準模型の粒子同士の衝突させて WIMP を対生成し、その信号を検出する方法である。ここでは WIMP と原子核の弾性散乱を用いた直接探索に焦点を当てる。

図 1.5 に示すように、速度  $v$  で飛来した質量  $m_\chi$  の WIMP が質量  $m_N$  の原子核と弾性散乱する状況を考える。WIMP の速さは光速に比べて十分小さいため、非相対論的な力学で考える。この散乱を実験室系に対して速度  $V = m_\chi v / (m_\chi + m_N)$  で運動している重心系で見ると、原子核は WIMP との衝突により、速度の大きさは  $V$  のまま角度が  $\theta^*$  の方向に散乱される。散乱前の WIMP の速度方向を  $x$  軸方向、粒子が運動する平面で  $x$  軸と垂直な

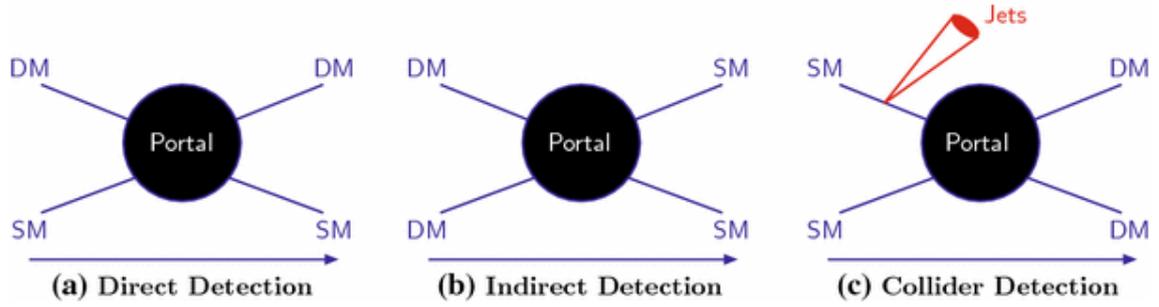


図 1.4: 暗黒物質の探索手法 [5]。主に直接探索 (a)、間接探索 (b)、加速器を用いた探索 (c) の 3 つの方法がある。

方向に  $y$  軸をとると、弾性散乱では散乱前後の運動量の和が保存することから、散乱後の原子核の速度は

$$\mathbf{u} = (-V \cos \theta^*, V \sin \theta^*) \quad (1.11)$$

であり、実験室系での速度  $\mathbf{u}_L$  は

$$\mathbf{u}_L = (V - V \cos \theta^*, V \sin \theta^*) \quad (1.12)$$

となる。ここで、散乱による運動量移行を

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}' \quad (1.13)$$

と定義する。ここで、 $\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{k}'$  はそれぞれ散乱前と散乱後の原子核の運動量である。重心系では  $\mathbf{k} = m_N(-V, 0)$ 、 $\mathbf{k}' = m_N \mathbf{u}$  なので、

$$\mathbf{q} = -m_N V (1 - \cos \theta^*, \sin \theta^*) \quad (1.14)$$

と表され、これは実験室系でも同じである。**WIMP** との弾性散乱によって原子核が受け取るエネルギーを  $Q$  とすると、

$$Q = \frac{q^2}{2m_N} = m_N V^2 (1 - \cos \theta^*) = \frac{m_\chi^2 m_N v^2}{(m_\chi + m_N)^2} (1 - \cos \theta^*) = \frac{\mu^2 v^2}{m_N} (1 - \cos \theta^*) \quad (1.15)$$

で与えられる。ただし、 $\mu = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$  は **WIMP** と原子核の換算質量である。 $Q$  は  $\cos \theta^* = -1$  のときに最大値  $2\mu^2 v^2 / m_N$  をとる。例えば、 $m_\chi \simeq 100 \text{ GeV}$ 、 $m_N \simeq 100 \text{ GeV}$ 、 $v \simeq 270 \text{ km/s}$  を仮定すると、 $Q \simeq 40 \text{ keV}$  となる。また、**WIMP** の質量をある値に決めたととき、反跳エネルギーが最も大きくなるのは原子核の質量が **WIMP** の質量と等しい場合である。さらに (1.15) 式から、与えられた反跳エネルギー  $Q$  を実現するために必要な **WIMP** の速さの下限が

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N Q}{2\mu^2}} = \frac{q}{2\mu} \quad (1.16)$$

と求められる。

数密度  $n_\chi$ 、速さ  $v$  をもった **WIMP** が検出器内の  $N_T$  個の原子核と散乱する回数  $N$  は、

$$N = n_\chi \sigma_\chi v N_T T \quad (1.17)$$

で与えられる。ここで、 $\sigma_\chi$  は **WIMP** と原子核の断面積、 $T$  は測定時間である。また **WIMP** による原子核反跳のエネルギースペクトルは

$$\frac{dN}{dQ} = n_\chi N_T T v \frac{d\sigma_\chi}{dQ} \quad (1.18)$$

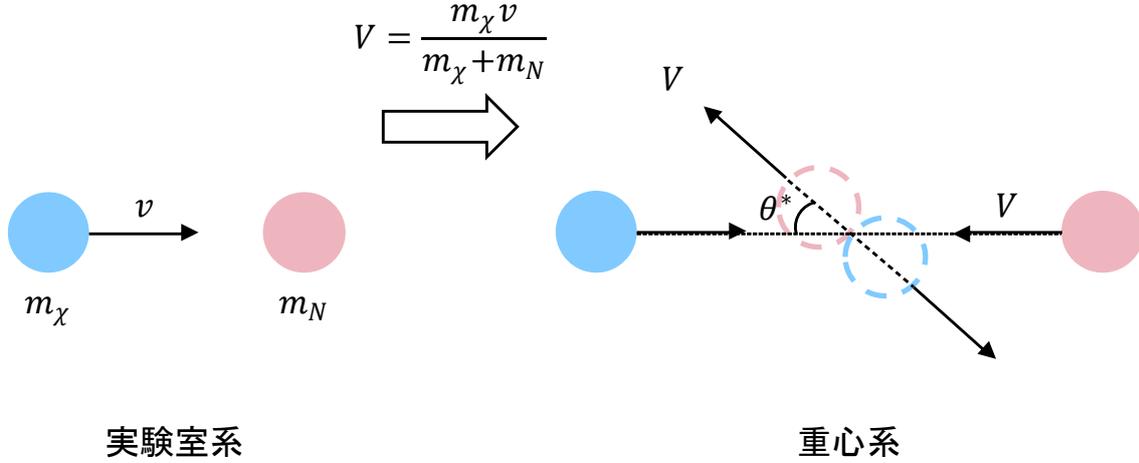


図 1.5: WIMP と原子核の弾性散乱の模式図。

のように微分の形で表される。また、WIMP は太陽近傍での速度分布を  $f(\mathbf{v})$  とすると、

$$\frac{dN}{dQ} = n_\chi N_T T \int_{v_{min}} v f(\mathbf{v}) \frac{d\sigma_\chi}{dQ} d\mathbf{v} = \epsilon \frac{\rho_{dm}}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}} v f(\mathbf{v}) \frac{d\sigma_\chi}{dQ} d\mathbf{v} \quad (1.19)$$

となる。 $v_{min}$  は (1.16) 式で与えられる速さの下限で、 $\epsilon = TN_T m_N$  とした。ここで、反応率  $R = N/\epsilon$  を導入すると、反跳エネルギー  $Q$  の弾性散乱の反応率は

$$\frac{dR}{dQ} = \frac{\rho_{dm}}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}} v f(\mathbf{v}) \frac{d\sigma_\chi}{dQ} d\mathbf{v} \quad (1.20)$$

と表される。

弾性散乱の微分断面積は (1.15) 式を用いて

$$\frac{d\sigma_\chi}{dQ} = \frac{d\sigma_\chi}{d \cos \theta^*} \frac{d \cos \theta^*}{dQ} = \frac{d\sigma_\chi}{d \cos \theta^*} \frac{m_N}{\mu^2 v^2} \quad (1.21)$$

と書ける。ここで重心系等方散乱を仮定すると  $d\sigma_\chi/d \cos \theta^* = \sigma_\chi/2$  が成り立つので、

$$\frac{d\sigma_\chi}{dQ} = \sigma_\chi \frac{m_N}{2\mu^2 v^2} \quad (1.22)$$

と書き直すことができる。

さらに、断面積は原子核のスピンに依存しない部分 (SI) と依存する部分 (SD) に分けられ、

$$\frac{d\sigma_\chi}{dQ} = \left( \frac{d\sigma_\chi}{dQ} \right)_{SI} + \left( \frac{d\sigma_\chi}{dQ} \right)_{SD} = \frac{m_N}{2\mu^2 v^2} (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2 + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2) \quad (1.23)$$

と表すことができる。ここで、 $F_{SI(SD)}$  は原子核の形状因子と呼ばれるもので、原子核が有限の大きさをもつことによる影響を表す因子である。また、 $\sigma_0^{SI(SD)}$  は

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (1.24)$$

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32G_F^2 \mu^2 J + 1}{\pi J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \quad (1.25)$$

と書ける。 $G_F$  は弱い相互作用のフェルミ結合定数である。 $f_{p(n)}$  は陽子 (中性子) との結合定数、 $Z$  は原子番号、 $J$  は原子核の運動量、 $\langle S_{p(n)} \rangle$  は陽子 (中性子) のスピン期待値、 $a_{p(n)}$  は陽子 (中性子) とのスピンに依存した結合定数である。

## 実験結果

図 1.6 に WIMP と核子のスピンの依存しない断面積の実験的制限を示す。

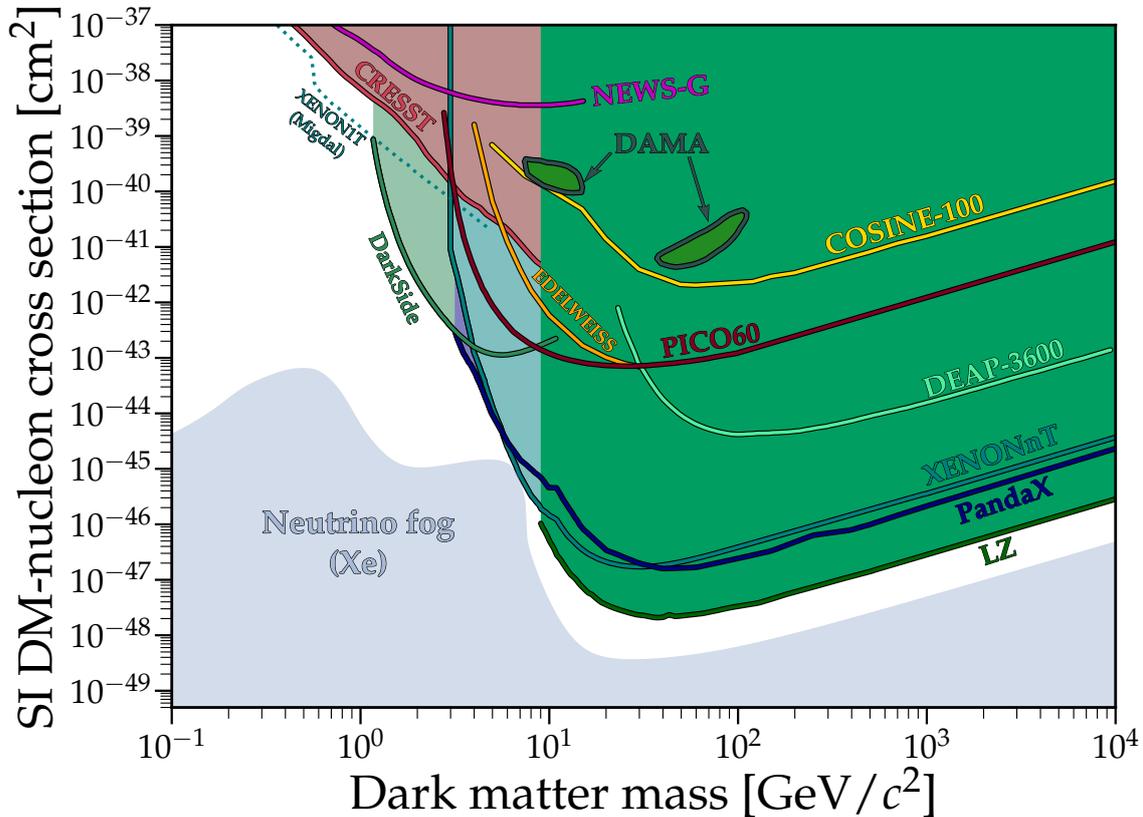


図 1.6: WIMP と核子のスピンの依存しない断面積の実験的制限 [6]。

WIMP の質量が  $10 \sim 1000$  GeV の領域では、標的原子核としてキセノンを用いた実験が最も厳しい制限を与えている。代表的なものとして、XENON[7] や LZ[8]、PandaX[9] がある。標的原子核にキセノンを用いる利点として、質量数  $A$  が大きいことが挙げられる。これにより WIMP との散乱断面積が大きくなることは、(1.24) 式および (1.25) 式から明らかである。加えて、原子番号 ( $\equiv$  質量数) が大きいことでガンマ線に対して優れた吸収能力をもち、有効体積を設定することで外部からのガンマ線による背景事象を排除することができる。図 1.6 の下側の影の部分はニュートリノフォグと呼ばれ、太陽ニュートリノや大気ニュートリノによる原子核散乱が WIMP 探索の感度を制限する領域である。2024 年には XENONnT が太陽ニュートリノによる原子核散乱事象を観測の兆候を得ており [10]、ニュートリノフォグ領域での探索が開始された [11]。

標的原子核にアルゴンをを用いた同様の実験として、DarkSide[12] がある。アルゴンを用いる利点として、質量数がキセノンと比べて小さいことでより軽い WIMP に対する感度が高いことが挙げられる。実際に 10 GeV 以下の質量においては、DarkSide が最も厳しい制限をかけている領域が存在する。

1 GeV 以下の低質量 WIMP は原子核に与えるエネルギーが小さいため、液体貴ガスを用いた実験では探索感度が制限される。そこで近年注目を集めているのがミグダル効果を用いた WIMP 探索手法である。図 1.6 中の点線は、XENON1T がミグダル効果を用いた探索により設定した散乱断面積の上限值である [13]。ミグダル効果と WIMP 探索への応用については、1.2 節で述べる。

液体貴ガスを用いた実験の他に、DAMA/LIBRA[14] に代表される NaI シンチレータを用いた実験がある。地球

は太陽の周りを公転しているため、地球上で検出される WIMP による原子核散乱の計数率が季節によって変化することに着目した手法である。DAMA/LIBRA は約 20 年にわたってデータを取得し、WIMP の存在を主張した。背景事象に対する有意性は 2 ~ 6 keV の反跳エネルギー領域で  $13.7\sigma$  に達する。その後、既に紹介したような直接探索実験で DAMA/LIBRA が主張する領域の探索が行われたが、有意な信号は得られなかった。DAMA/LIBRA の主張を検証すべく、COSINE[15] や ANAIS[16] は NaI シンチレータを用いた同様の実験に取り組んでいる。

## 1.2 ミグダル効果

低質量 WIMP に対する探索感度を向上させるとして、近年ミグダル効果に対する注目が高まっている。本節では、暗黒物質探索への応用方法やミグダル効果そのものの実験的観測の現状について述べる。

### 1.2.1 概要

1940 年代に、 $\alpha$  崩壊や  $\beta$  崩壊に伴って電離が生じることが A.B.Migdal によって提唱された [17]。 $\alpha$  崩壊では、 $\alpha$  粒子が古典的な運動方程式に従って原子核から飛び出し、核電荷は 2 減少する。原子核の周りの電子は量子力学的に扱われるため、この急激な核電荷の変化によって摂動され、その結果電子が放出される。 $\alpha$  崩壊や  $\beta$  崩壊に伴う電離事象はシンチレータをはじめとするスペクトロメータによって測定され、理論予想と一致する結果が得られている [18, 19, 20]。

2000 年代に入り、原子核反跳に伴うミグダル効果の計算がなされ、暗黒物質探索への応用が提案された [21]。従来の WIMP 直接探索実験では、反跳された原子核は中性の粒子として扱われていた。しかし実際には、急に動いた原子核にその周りの電子雲が追いつくまでに時間を要する。この過程で電子の摂動が起き、ミグダル効果による電離や励起が生じる。この描像では反跳後の電子雲はエネルギー固有状態にない。原子核の静止系を考えると、電子雲の波動関数は

$$|\Phi'_{ec}\rangle = e^{-im_e \Sigma_i \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{x}}_i} |\Phi_{ec}\rangle \quad (1.26)$$

のように表される。ここで  $m_e$  は電子の質量、 $\mathbf{v}$  は反跳された原子核の速度、 $\hat{\mathbf{x}}_i$  は  $i$  番目の電子の位置演算子、 $|\Phi_{ec}\rangle$  は始状態の電子雲の波動関数である。電離や励起が起きる確率  $P$  は、

$$P = |\langle \Phi_{ec}^* | \Phi'_{ec} \rangle|^2 = |\langle \Phi_{ec}^* | e^{-im_e \Sigma_i \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{x}}_i} | \Phi_{ec} \rangle|^2 \quad (1.27)$$

と表される。ここで  $\Phi_{ec}^*$  は電離（励起）した際の電子雲の波動関数である。この導出では、原子核反跳と電離（励起）の終状態は別のものとして表されている。これは、反跳の始状態と終状態を暗黒物質の平面波と原子核の平面波の掛け合わせで表現していたためである。電子が受け取るエネルギーの源やエネルギー保存則、確率の保存に不明瞭な点が生まれる。そこで、2018 年に伊部らによって暗黒物質と原子の平面波の掛け合わせによる計算がなされ、これによりミグダル効果がより現実に即した形で導出された [22]。これにより、ミグダル効果を用いた暗黒物質探索が可能となった。

### 1.2.2 WIMP 直接探索への応用

ここでは文献 [22] を引用しながら、原子核反跳に伴うミグダル効果および WIMP 探索への応用について述べる。散乱により原子核が受け取るエネルギーを  $E_R$ 、散乱前後で変化した原子核の運動量の大きさを  $q_N$ 、電子の運動量の大きさを  $q_e$  とすると、

$$E_R \simeq \frac{q_N^2}{2m_N} \quad (1.28)$$

$$q_e \simeq \frac{m_e}{2m_N} q_N \quad (1.29)$$

と表される。ここで  $m_N$  は原子核の質量であり、 $m_e$  は電子の質量である。さて、ミグダル効果によって電離が生じる場合を考える。電子へのエネルギー移行を  $\Delta E$ 、量子数  $(n, l)$  に属する電子の束縛エネルギーを  $E_{n,l}$ 、電離電子の運動エネルギーを  $E_e$  とすれば、

$$\Delta E = E_e + E_{n,l} \quad (1.30)$$

と書ける。 $\Delta E$  と  $E_R$  は重心系における散乱角  $\theta_{CM}$  を用いて、

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 \left( \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right)^2 + 2(1 - \cos \theta_{CM}) \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right) \quad (1.31)$$

と表される。ここで、 $v_{DM}$  は暗黒物質の速度、 $\mu_N$  は暗黒物質と原子核の換算質量である。この式は、 $\Delta E \rightarrow 0$  の極限ではミグダル効果の起こらない弾性散乱と一致する。また、 $\Delta E$  の上限値  $\Delta E_{max}$  は

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2} \mu_N v_{DM}^2 \quad (1.32)$$

であり、このとき

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 = \frac{\mu_N}{m_N} \Delta E_{max} \quad (1.33)$$

となる。(1.33) 式から原子核反跳のエネルギー  $E_R$  は  $\Delta E_{max}$  よりも小さくなることがわかる。この性質がミグダル効果を用いた暗黒物質探索において重要な役割を果たす。図 1.7 は標的原子核がアルゴン、キセノンの場合それぞれに対して運動学的に許される  $E_R$  と  $\Delta E$  の領域を示している。

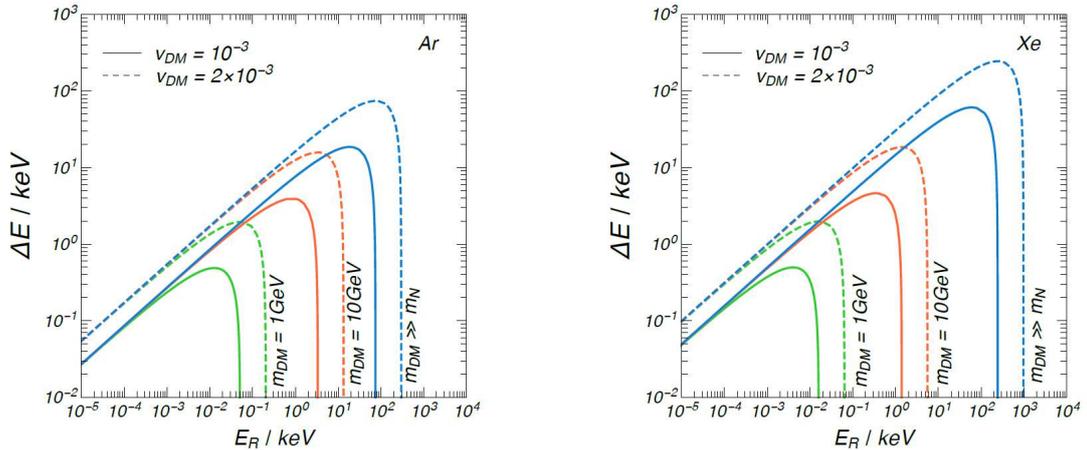


図 1.7:  $E_R$  と  $\Delta E$  に対する運動学的制限 [22]。

ミグダル効果を伴う暗黒物質と原子核の散乱事象の計数率は、

$$\frac{dR}{dE_R dv_{DM}} \simeq \sum_{E_{ec}^F} \frac{1}{2} \frac{\rho_{DM}}{m_{DM-N}} \frac{1}{\mu_N^2} |F_A(q_A^2)|^2 \bar{\sigma}_N \times |Z_{FI}(q_e)|^2 \times \frac{f(v_{DM})}{v_{DM}} \quad (1.34)$$

と表される。ここで  $E_{ec}^F$  は電子雲の散乱の終状態のエネルギー固有値である。 $Z_{FI}$  は電子雲の遷移を表す因子であり、ミグダル効果による電離や励起を記述する。この因子は電子雲に対する運動量の遷移を表すパラメータ  $q_e$  に依

存し、

$$\mathbf{q}_e = m_e \mathbf{v}_F \quad (1.35)$$

である。電離電子のエネルギースペクトルは電子雲の形状によって決定される。また暗黒物質の速度  $v_{DM}$  や質量  $m_{DM}$  に依存せず、 $q_e^2$  に比例する。図 1.8 は、伊部らによって計算されたミグダル効果による各軌道電子の電離確率分布を表したものである。一般に、電離電子の主量子数  $n$  が大きいほど電離確率が上昇する傾向がある。

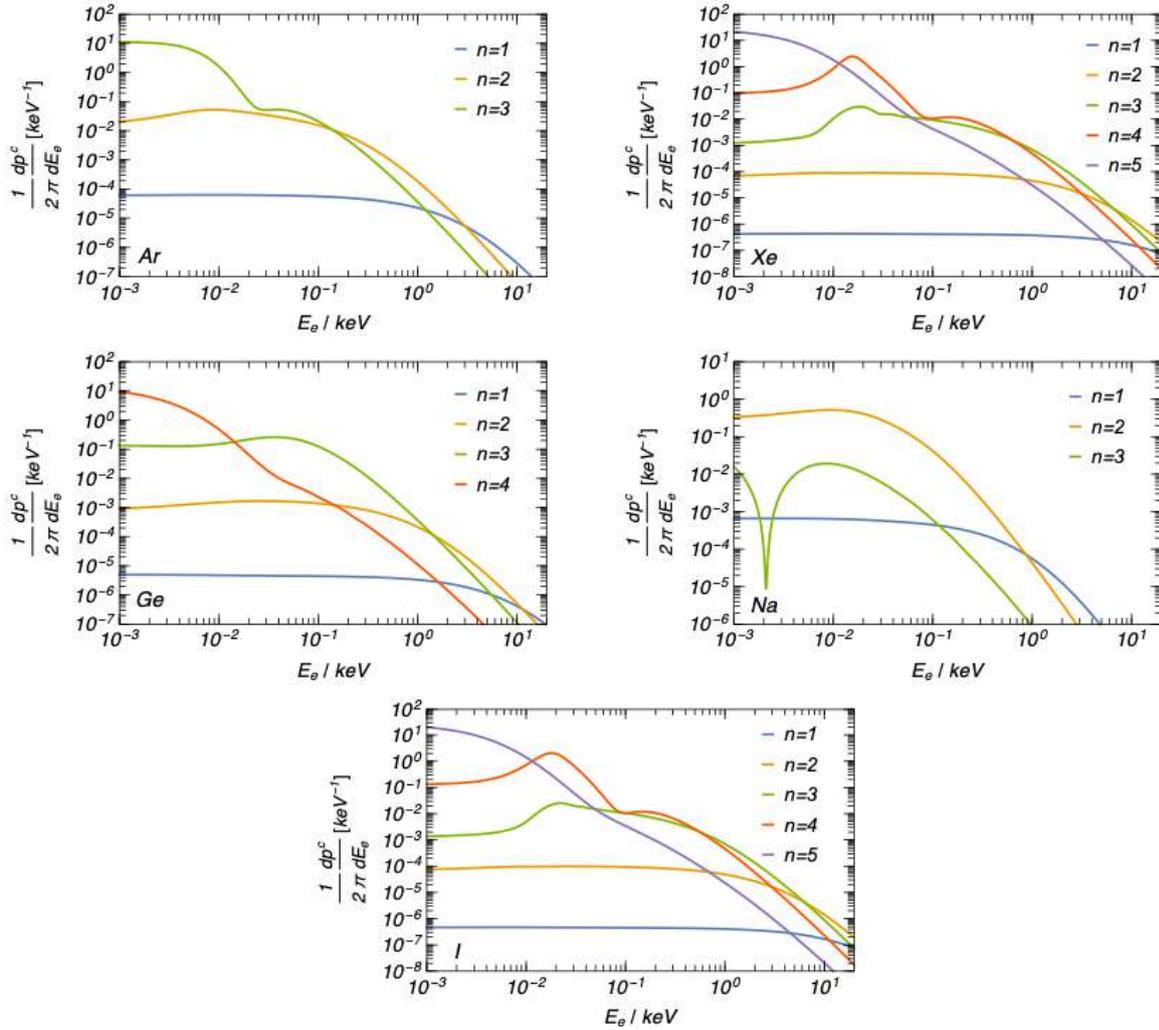


図 1.8: ミグダル効果による電離確率分布 [22]。左上から順にアルゴン、キセノン、ゲルマニウム、ナトリウム、ヨウ素。

ミグダル効果によって内殻電子の電離が生じると、脱励起時に追加の電気信号を観測することができる。通常、内殻に空孔ができてから脱励起に至るまでに要する時間は  $\mathcal{O}(10)$  fs 程度である。したがって、ミグダル効果による電離電子のエネルギー  $E_e$  と脱励起によるエネルギー  $E_{dex}$  は同時に検出でき、そのエネルギーは

$$E_{EM} = E_e + E_{dex} \quad (1.36)$$

である。この  $E_{EM}$  に対する事象計数率は、

$$\frac{dR}{dE_R dE_{EM} dv_{DM}} \simeq \frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \times \frac{1}{2\pi} \sum_{n,l} \frac{d}{dE_e} p_{q_e}^c (nl \rightarrow (E_{EM} - E_{dex})) \quad (1.37)$$

である。ここで、 $p_{de}^c$  はそれぞれの軌道の電子に対する電離確率である。図 1.9 は液体キセノン一相式検出器において期待される、ミグダル効果による電離電子のエネルギースペクトルである。暗黒物質の質量が  $\mathcal{O}(1)$  GeV のとき、ミグダル効果による電離電子のエネルギーが原子核反跳のエネルギーを上回ることがわかる。ミグダル効果による追加の電気信号を検出することで、低質量 WIMP による原子核散乱を観測可能であることを示している。

1.1 節で XENON1T によるミグダル効果を用いた WIMP 探索について紹介したが、これ以外にも幅広い実験グループが理論的な計算に基づいた低質量 WIMP の探索に取り組んでいる。LUX[23]、DarkSide-50[24]、EDELWEISS[25]、CDEX-1B[26]、SENSEI[27] などが探索結果を報告している。

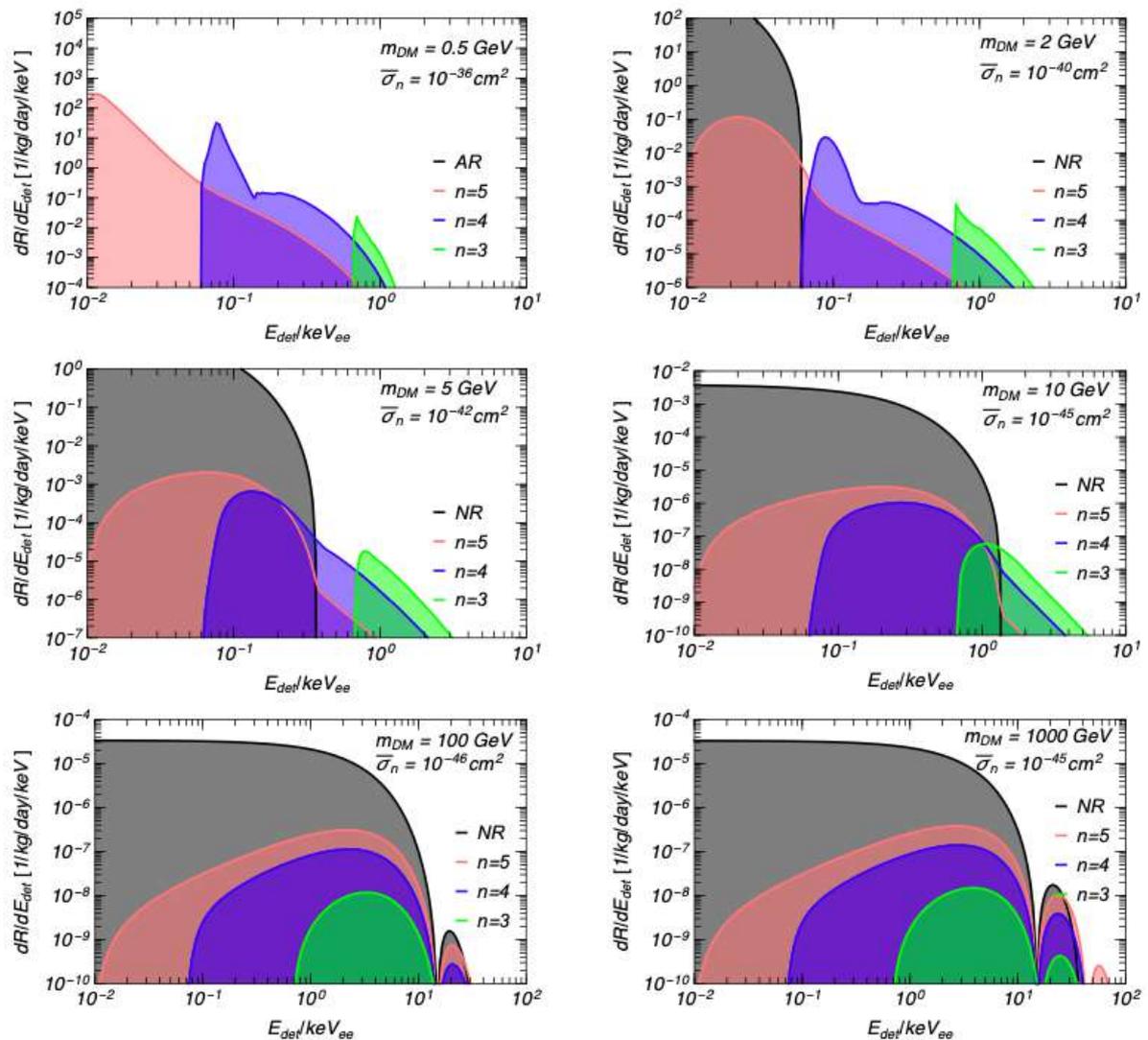


図 1.9: 液体キセノンで期待される電離電子のエネルギースペクトル [22]。仮定した WIMP の質量は左上から順に 0.5 GeV、2 GeV、5 GeV、10 GeV、100 GeV、1000 GeV であり、グレーで示されたものは通常の原子核反跳のエネルギースペクトルである。

### 1.2.3 実験的観測

前述のように、原子核反跳に伴うミグダル効果は軽い暗黒物質探索に対して有効であり、理論的な計算に基づいた探索も行われている。ミグダル効果による電離の発生確率はきわめて低く、検出できるエネルギーが小さい点に

実験的な難しさがあるため、2025年まで原子核反跳に伴うミグダル効果の実験的な観測事例は報告されておらず、ミグダル効果そのものの実験的検証が望まれてきた。こうした中、2026年1月に中国の実験グループが原子核反跳に伴うミグダル効果を直接観測したと報告した [28]。この実験では D-D 反応によって生成された 2.5 MeV の中性子をガス検出器に照射して、反跳原子核の飛跡とミグダル効果による電子の飛跡を同時に検出する。図 1.10 に示すガスピクセル検出器を用いており、ヘリウム 40% とジメチルエーテル 60% を混合したガスを封入している。図 1.11 は実際に検出されたミグダル効果候補事象であり、反跳原子核の飛跡とミグダル効果による電子の飛跡が始点を共有していることがわかる。約  $10^6$  事象の原子核反跳に対して、図 1.11 のようなミグダル効果候補事象が 6 事象観測された。背景事象は  $0.229 \pm 0.032(stat) \pm 0.043(sys)$  と見積もられており、 $5\sigma$  の有意性でミグダル効果を観測したと主張している。この測定により得られた分岐比は  $(4.9^{+2.6}_{-1.9}) \times 10^{-5}$  であり、理論から予測された  $3.9 \times 10^{-5}$  という値と誤差の範囲内で一致している。

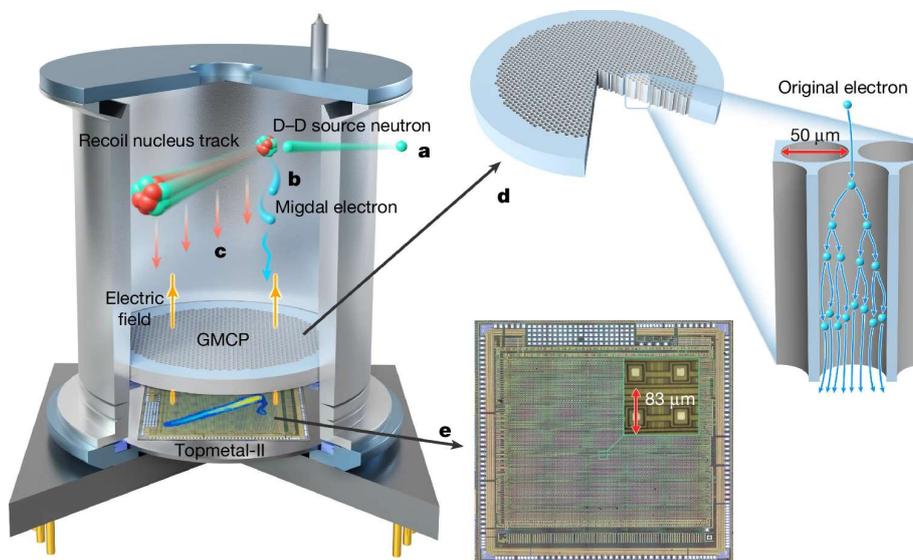


図 1.10: 中国の実験グループが使用したガスピクセル検出器の概略図 [28]。

原子核反跳に伴うミグダル効果の実験的な初観測となれば大きな意味がある。一方、暗黒物質探索への応用という観点では更なる検証が必要不可欠である。伊部らの計算で単原子分子を仮定していること、また液体貴ガスを用いた暗黒物質探索が盛んであることを考慮すると、キセノンやアルゴンでミグダル効果を観測することが重要である。次節で述べる我々の研究は、暗黒物質探索への応用に焦点を当てて計画されたものである。

### 1.3 MIRACLUE 実験

位置有感型貴ガス検出器を用いたミグダル効果の観測可能性が、2020年に中村らによって提案された [29]。MIRACLUE (Migdal effect Investigation as RARE event CLUES) 実験はこの提案に基づいて設計され、本学と東北大学が共同でミグダル効果の実験的観測を目指している。本節では、MIRACLUE 実験の概要について文献 [29] を引用しながら述べる。

#### 1.3.1 概要

MIRACLUE 実験では、ミグダル効果による電離に伴う「2 クラスター事象」を観測対象とする。ミグダル効果に特有のトポロジーに着目することで背景事象を大幅に削減することができる。また、暗黒物質探索での使用実績

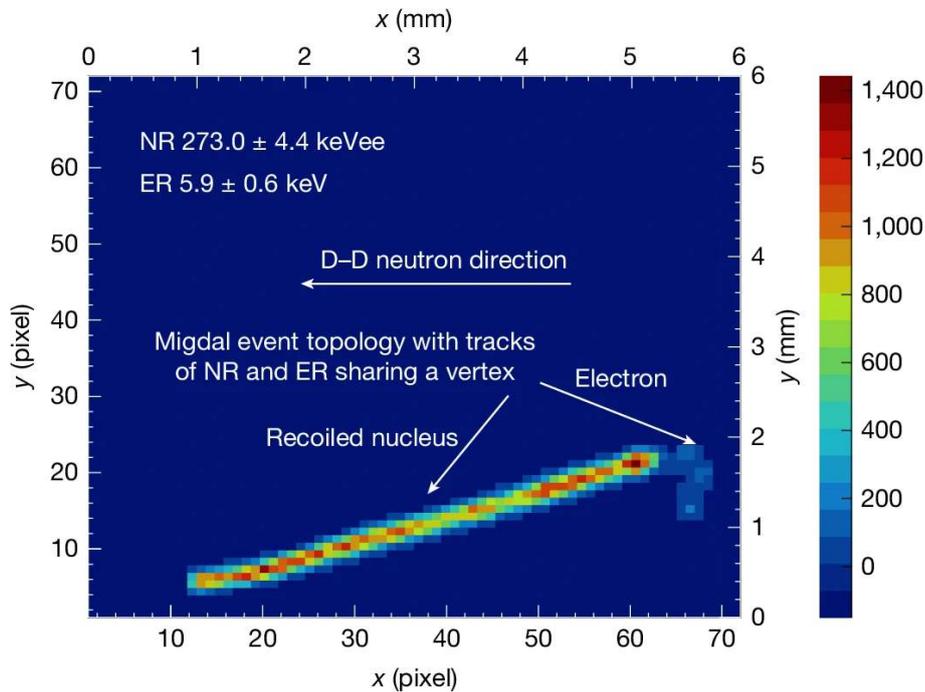


図 1.11: 中国の実験グループが検出したミグダル効果候補事象 [28]。

があるキセノンやアルゴンを標的物質に用いることで、検証結果を低質量 WIMP の探索に応用できると期待される。図 1.12 はこの手法における信号事象を示したものである。生成過程は次の通りである。

- (1) 貴ガス検出器に中性子ビームを照射すると、原子核反跳事象が引き起こされる。
- (2) ミグダル効果による電離が生じると、原子は励起状態になる。
- (3) 脱励起時に一定の確率で特性 X 線が放出される。この X 線は光電吸収によりすべてのエネルギーを電子に与える。K 殻の場合、特性 X 線のエネルギーはアルゴンでは約 3 keV、キセノンでは約 30 keV である。
- (4) 最後に、エネルギー保存則を満たすためにオージェ電子や脱励起による X 線が複数放出される。

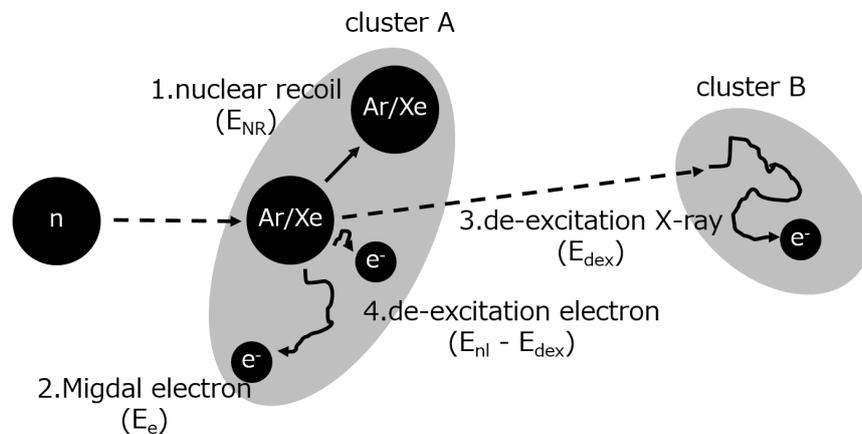


図 1.12: 2 クラスター手法における信号事象の模式図 [29]。

(3) で放出される特性 X 線は、原子核反跳事象の発生点から離れた位置に 2 つ目のクラスターを生成する。よっ

て、適切なガス圧に設定された位置有感型ガス検出器を用いることで、2つのクラスターを分離して検出することが可能となる。2クラスター事象のみを選別することで、単一の原子核反跳事象を排除することができる。また、いずれかのクラスターは特性 X 線のエネルギーを持つため、エネルギー情報による背景事象との識別も可能である。さらに、クラスター間の距離分布は特性 X 線の吸収長に従うため、2クラスターを形成する背景事象に対しても識別能力を有している。

表 1.1 に信号事象の期待される計数率とその導出に関連するパラメータをまとめている。期待される事象数の導出にあたり、中性子ビームのエネルギーは 565 keV、1 m の位置におけるフラックスは  $1000 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を仮定している。一般に、中性子のエネルギーが高いほど検出器部材や実験室から生じるガンマ線背景事象が増加する。このため重水素-三重水素 (D-T) 反応や重水素-重水素 (D-D) 反応による中性子ではなく、より低いエネルギーが得られる  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応による 565 keV の中性子ビームを採用している。

表 1.1: ミグダル効果の計数率とその導出に関連するパラメータ [29]。中性子ビームのエネルギーは 565 keV、1 m の位置におけるフラックスは  $1000 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、検出領域は  $(30 \text{ cm})^3$  を仮定している。

Target gas	Ar (1 atm)	Xe (8 atm)
Number of nuclei	$7.26 \times 10^{23}$	$5.81 \times 10^{24}$
Cross-section for 565 keV neutron	0.65 barn	6.0 barn
Migdal branching	$7.2 \times 10^{-5}$	$4.6 \times 10^{-6}$
Fluorescence yield (K-shell)	0.14	0.89
Scaling factor $(q_e^{\text{max}}/511 \text{ eV})^2$	2.92	0.280
Event rate	$603 \text{ day}^{-1}$	$975 \text{ day}^{-1}$

文献 [29] では、1 気圧のアルゴンガスと 8 気圧のキセノンガスについて検討がなされている。本論文の内容に即して、ここでは 1 気圧のアルゴンガスでのシミュレーションを取り上げる。図 1.13 は 1 気圧のアルゴンガス中で信号事象をシミュレーションした結果である。左の図は信号事象のエネルギースペクトルである。ミグダル効果の発生確率は運動量移行の大きさに依存するため、エネルギーが高くなるにつれて計数率が増加している。図中の「Quenching」は原子核のクエンチングファクタを指しており、ここではエネルギー損失のうち電離によって検出される割合を表したものである。1 でないクエンチングファクタを仮定した場合、分布は低エネルギー側に移動する。中央の図は特性 X 線によるクラスターのエネルギースペクトルであり、3 keV 程度のエネルギーを持つことがわかる。右の図はクラスター間の距離分布であり、計数率が吸収長に従って指数関数的に減少している。図 1.14 は、シミュレーション上でアルゴンガス検出器に中性子を照射したときに得られたエネルギースペクトルである。有効体積内の事象であることを要求すると青色のヒストグラム、2 クラスター事象であることを要求すると赤色のヒストグラム、いずれかのクラスターのエネルギーが 3 keV であることを要求すると灰色のヒストグラムになる。黒線は図 1.13 の信号事象のエネルギースペクトルであり、事象選別後も信号事象と同程度以上の背景事象が存在することが見積もられている。よって、エネルギー以外の情報も用いて信号事象と背景事象を識別する必要がある。図 1.15 は、信号事象のクラスター間の距離分布を事象選別後の背景事象と比較したものである。1 気圧のアルゴンガス中における中性子の平均自由行程は  $5.7 \times 10^4 \text{ cm}$  であり、中性子多重散乱による背景事象の距離分布は検出領域の大きさで決まる。クラスター間の距離が長い事象ほど検出領域内に収まりにくいいため、分布は右肩下がりになる。一方、信号事象の距離分布は特性 X 線の吸収長に従うため、クラスター間の距離分布から信号事象を抽出してミグダル効果の観測を主張できる。

図 1.16 は、図 1.14 で見積もった中性子背景事象に加えて、検出器部材での  $(n, \gamma)$  反応によるガンマ線背景事象を考慮したエネルギースペクトルである。このシミュレーションでは、検出器部材として厚さ 5 mm のステンレス製の容器を仮定している。ガンマ線背景事象は緑色のヒストグラムで示されており、中性子多重散乱に比べて寄与

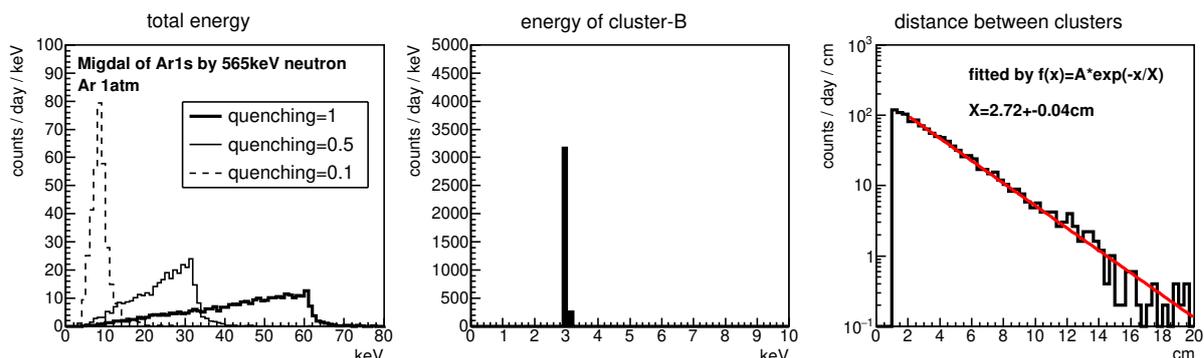


図 1.13: 1 気圧のアルゴンガス中での信号事象のシミュレーション結果 [29]。左から順にエネルギースペクトル、特性 X 線によるクラスターのエネルギー、クラスター間の距離分布。

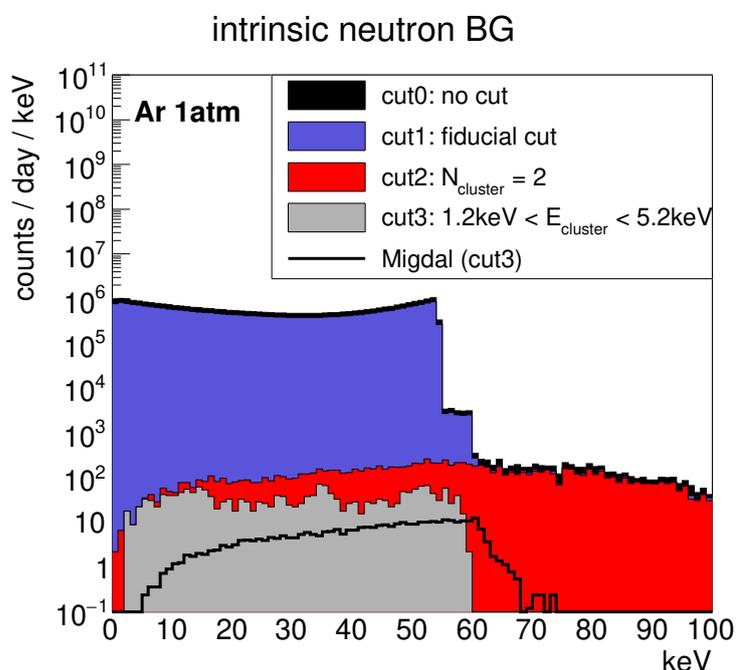


図 1.14: アルゴンガス検出器に中性子を照射するシミュレーションで得られたエネルギースペクトル [29]。

が小さいことが確認できる。低物質量の部材を用いて検出器を構築することで、 $(n, \gamma)$  反応によるガンマ線背景事象を抑制することができる。図 1.17 は、実験室由来のガンマ線背景事象のエネルギースペクトルである。主にコンクリート製の壁やアルミニウム製の床での  $(n, \gamma)$  反応によるもので、信号事象の  $10^2$  倍程度の計数率となることが見積もられた。実験室由来の  $(n, \gamma)$  反応による背景事象を削減するために、検出器方向のみに開口部を持つ遮蔽材をビーム発生点に配置する方法がある。これにより中性子が壁や床に到達するのを未然に防ぎ、ガンマ線背景事象を抑制することが可能である。

### 1.3.2 検出器に対する要請

MIRACLUE 実験では、本学と東北大学でそれぞれ独立の検出器を開発・運用している。本学では NEWAGE 実験 [30] の技術に応用したアルゴンガス TPC を、東北大学では AXEL 実験 [31] の技術に応用した高圧キセノンガス TPC を開発してきた。2 クラスター手法を用いてミグダル効果を探索するためには、アルゴンガス TPC の性能

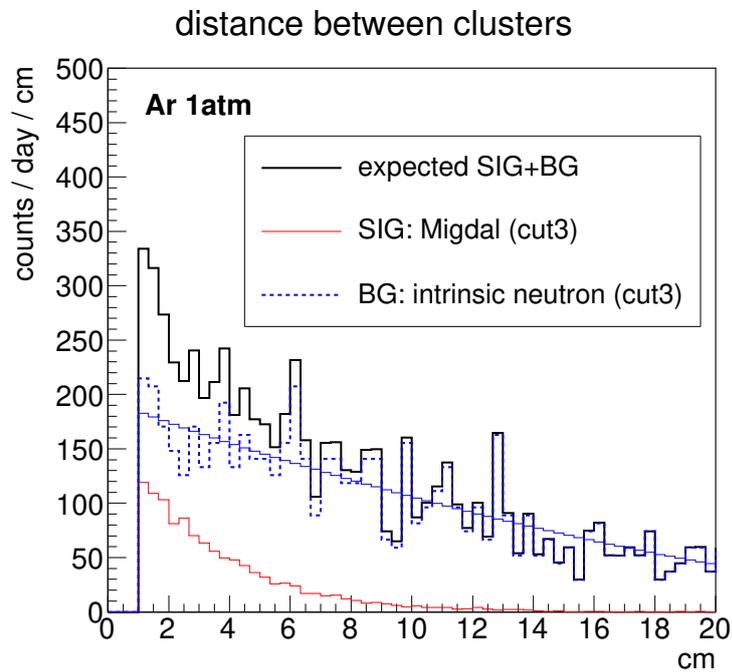


図 1.15: クラスタ間の距離分布の比較 [29]。赤線が信号事象、青線が中性子多重散乱による背景事象で、黒線はそれらを足し合わせたものである。

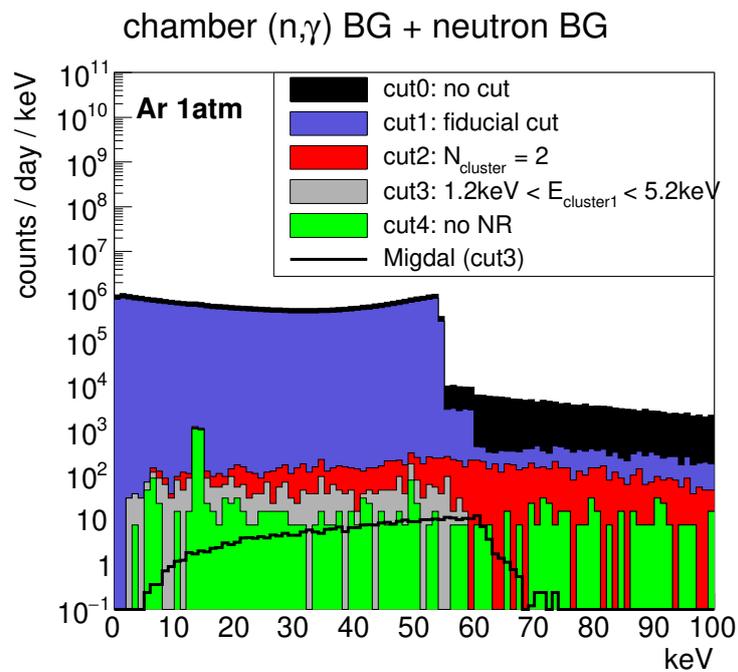


図 1.16: 検出器部材によるガンマ線背景事象を考慮したエネルギースペクトル [29]。

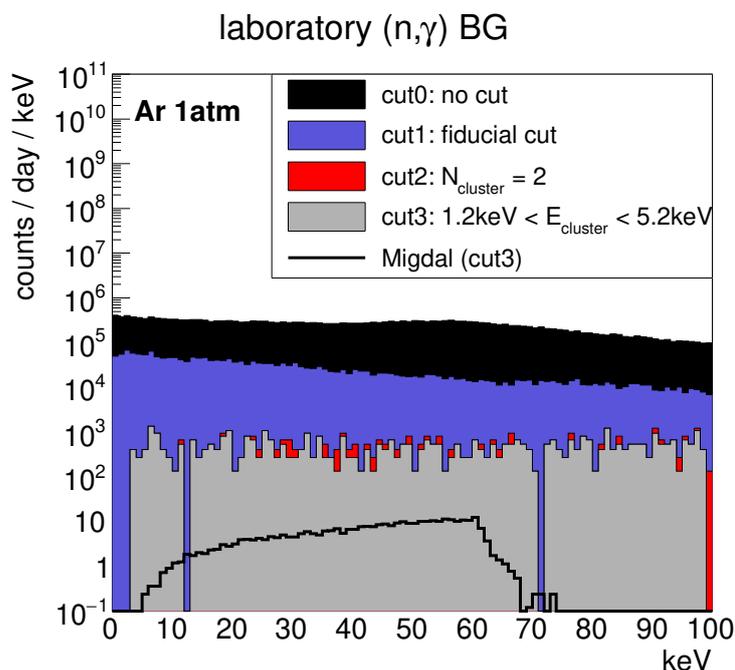


図 1.17: 実験室由来のガンマ線背景事象のエネルギースペクトル [29]。

は以下の要請を満たす必要がある。

#### エネルギー分解能

2 クラスター手法では特性 X 線のエネルギーによる事象選別を行うため、3 keV に対するエネルギー分解能が重要である。先行研究 [29] では、エネルギーの範囲を  $(3.2 \pm 2.0)$  keV と設定しており、これは 3keV に対して約 60% のエネルギー分解能に相当する。エネルギー分解能が高いほど、事象選別の条件を厳しくすることができるため、より多くの背景事象を削減することができる。本研究では、3 keV に対して約 60% のエネルギー分解能を要請した。ただし、エネルギー分解能の定義を  $\sigma/E$  とした。

#### ガスゲイン

2 クラスター手法ではアルゴンの特性 X 線を検出するための高いガスゲインが要求される。  $1.0 \times 10^4$  というガスゲインは 3 keV を検出するのに十分な値であり、こちらを本研究におけるガスゲインの要請値とした。

#### 2 クラスター分離能力

2 クラスター手法ではクラスター間の距離分布から信号事象と背景事象を区別するため、2 つのクラスターを分離して検出する能力が要求される。文献 [29] では、クラスター間の距離が 1 cm 以上の 2 クラスター事象を解析の対象としている。よって、電子信号に対する位置分解能を 1 cm (FWHM) 以下であることを要請値とする。

#### 検出器由来の背景事象の削減

先行研究 [29] では、検出器部材での (n, $\gamma$ ) 反応によるガンマ線背景事象が発生し、ミグダル効果による 2 クラスター事象と同等の計数率で観測されることが見積もられている。この検出器部材由来の背景事象は遮蔽による低減が難しいため、発生を抑制する取り組みが必要である。このような背景から、先行研究 [32] では低物質量の部材を用いた TPC が開発された。加えて、本研究ではガス由来の背景事象の削減に向けた取り組みを行った。これについて

ては [2.3 節](#) で詳細に議論する。

## 第 2 章

# アルゴンガス TPC

本章では、本研究で用いたアルゴンガス TPC について述べる。

### 2.1 アルゴンガス TPC の構成

本研究で用いるアルゴンガス TPC の概略図を図 2.1 に示す。先行研究 [32] では背景事象を抑制するために EVOH 製の内蓋が開発されたが、本研究ではガス純度を維持する目的でステンレス製の外蓋を装着して実験を行った。主にフィールドケージ、GEM (Gas Electron Multiplier)、 $\mu$ -PIC (Micro Pixel Chamber)、読み出し基板から構成されている。検出原理を図 2.1 を用いて説明する。まず、中性子によってアルゴン原子核が反跳されると、他のアルゴン分子を電離することで 1 次電子が生成される。生じた 1 次電子は、検出領域に形成された電場に沿ってドリフトする。検出領域の最下層に到達した電子は増幅され、2 次元ストリップ読み出しによって到達位置が測定される。また到達時間の情報から、飛跡のドリフト方向の相対位置を再構成することが可能である。それぞれの構成要素について以下に詳述する。

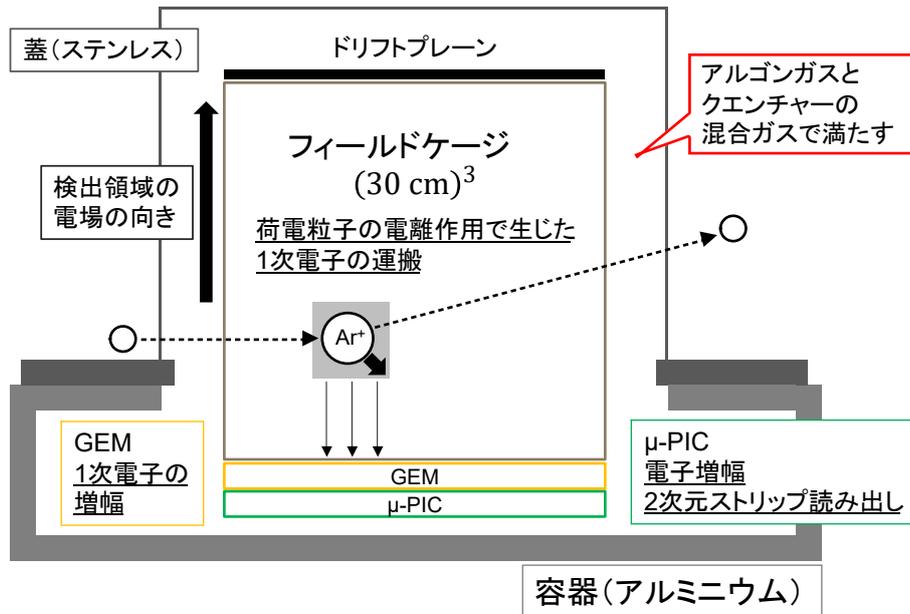


図 2.1: アルゴンガス TPC の概略図

## フィールドケージ

前述のように、ガス TPC では検出領域内で生じた 1 次電子を読み出し機構まで運搬する必要がある。フィールドケージは、このための電場を形成する構造体である。フィールドケージ上部のドリフトプレーンに負の高電圧を与え、読み出し機構から遠ざかる向きに電場を形成する。電子はこの電場による加速と、ガス分子との衝突による減速を繰り返しながら、一定の平均速度で運搬される。これを電子のドリフトと呼ぶ。荷電粒子のドリフト方向の位置を精度よく再構成するためには、検出領域の電場は一様であることが要求される。先行研究 [32] では、ビニルアルコール共重合体 (EVOH) 樹脂に導電性を持つ炭素をスパッタリングした高抵抗シートを用いてフィールドケージを製作していた。図 2.2 に、高抵抗シートを用いて製作したフィールドケージの外観を示す。フィールドケージの骨格には、ポリエーテルエーテルケトン (PEEK) が用いられている。高抵抗シートの上部と下部を幅 1 cm の銅電極で挟み、ネジで固定することで導通をとっている。高抵抗シートは一様な面抵抗を持つため、連続的な電位を与えることが可能であり、一様性の高い電場が形成されることが期待された。本研究でも当初は高抵抗シートを用いたフィールドケージを用いていたが、ドリフト距離の長い事象が観測できないという問題点が明らかになった。これにより、位置再構成のために重要な電子のドリフト速度が測定できていなかった。この問題に対処するために高抵抗シートの抵抗値を調査していたところ、抵抗値の不安定性という新たな問題点が発覚した。具体的には大気中とアルゴンガス中で抵抗値が大幅に異なることや、印加電圧を大きくすると抵抗値が小さくなる傾向が確認された。

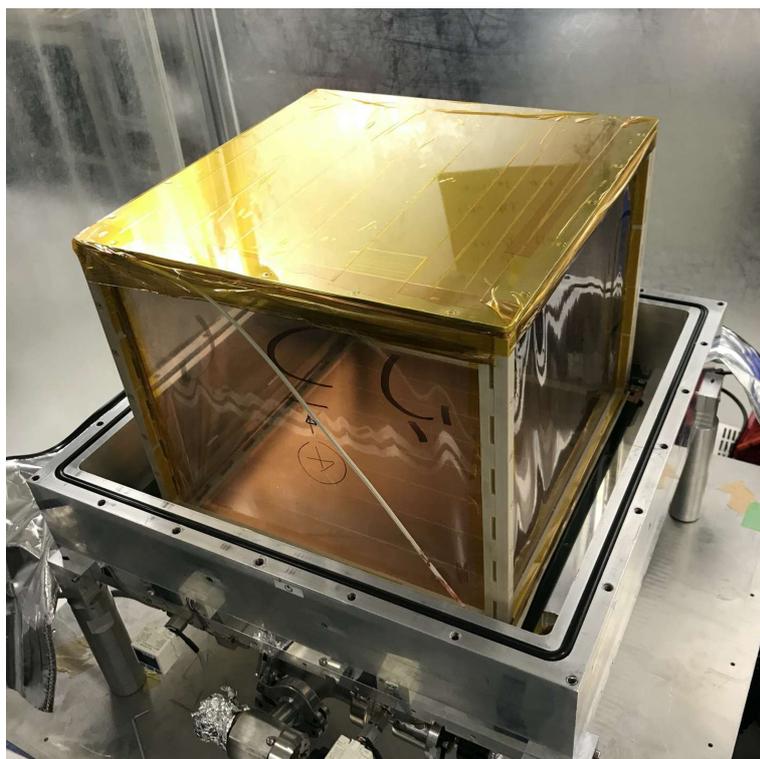


図 2.2: 先行研究で用いられていたフィールドケージの外観 [32]。

そこで本研究では、高抵抗シートの代わりに FPC (Flexible Printed Circuits) を用いたフィールドケージを新たに設計・製作した。外観を図 2.3 に、概念図を図 2.4 に示す。一定の間隔で配置された銅電極の間にチップ抵抗を実装し、段階的な電位を与えている。フィールドケージの骨格には、先行研究と同様に PEEK を用いている。文献 [33] では同様の構造を持つフィールドケージについて電場シミュレーションを行い、その効果が検証されている。

1つの面あたりの FPC の大きさは  $33.5 \times 29.2 \text{ cm}^2$  であり、製作上の技術的制約により 2 枚に分割している。図 2.5 は、アルゴンガス中における新旧フィールドケージの抵抗値を調べたものである。前述のように、高抵抗シートを用いたフィールドケージでは印加電圧を大きくすると抵抗値が小さくなることが確認できる。一方で、本研究で製作したフィールドケージでは設計値の  $356 \text{ M}\Omega$  に対して 2% 以内の誤差で安定している。また、 $150 \text{ V/cm}$  の電場を形成するために必要な  $4.5 \text{ kV}$  を問題なく印加できている。このフィールドケージを搭載した TPC の性能評価については、2.4 節で述べる。



図 2.3: 本研究で製作したフィールドケージの外観。

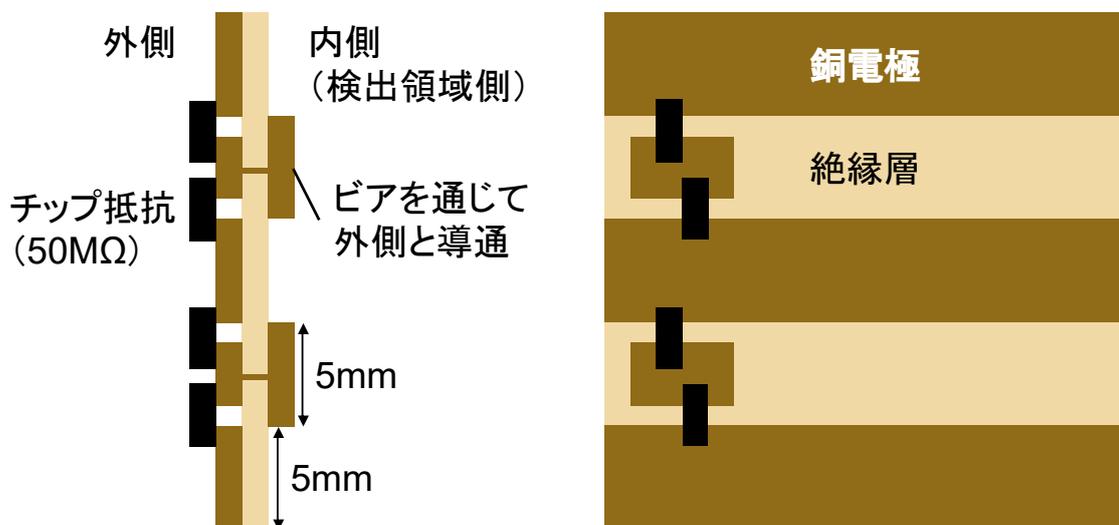


図 2.4: 本研究で設計した FPC の断面図 (左) と平面図 (右)。

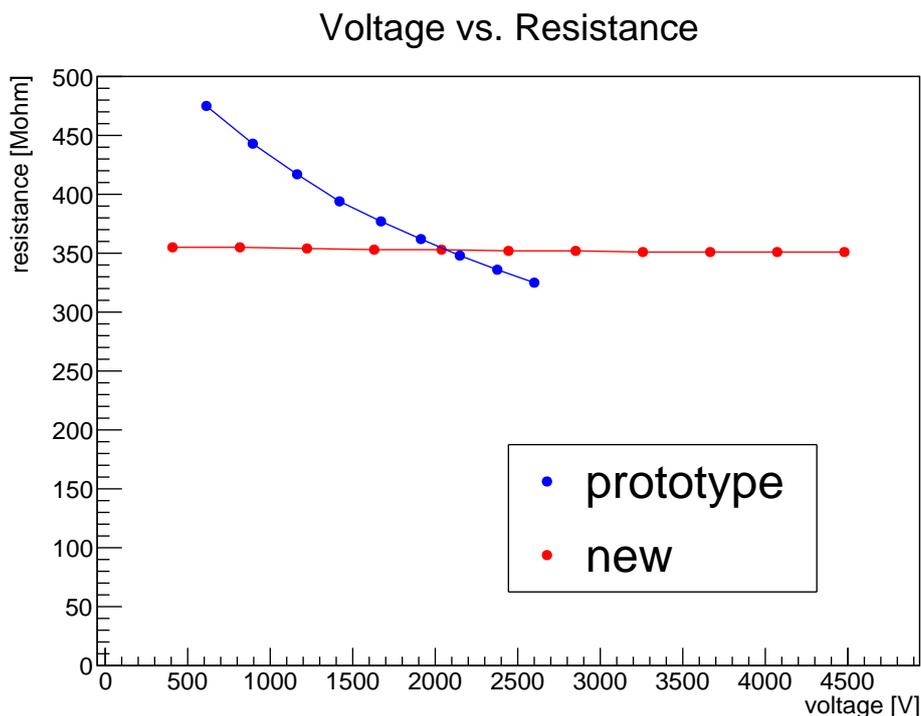


図 2.5: フィールドケージの抵抗値の電圧依存性。青色で先行研究のものを、赤色で今回製作したものを示す。

## GEM

GEM は MPGD (Micro Pattern Gaseous Detector) の一種である。厚さ  $100\ \mu\text{m}$  の液晶ポリマー層 (LCP) の表裏に厚さ  $5\ \mu\text{m}$  の銅電極が形成されており、 $140\ \mu\text{m}$  の間隔で直径  $70\ \mu\text{m}$  の穴が開けられている。GEM の模式図を図 2.6 に示す。表裏の電極間に大きな電位差を与えることで穴の中に強い電場が形成され、その中に引き込まれた電子が電子雪崩を起こす。本研究で用いた GEM は  $31 \times 31\ \text{cm}^2$  の有効面積を持ち、放電時の導通リスクを軽減するために短冊状に 8 分割されている。

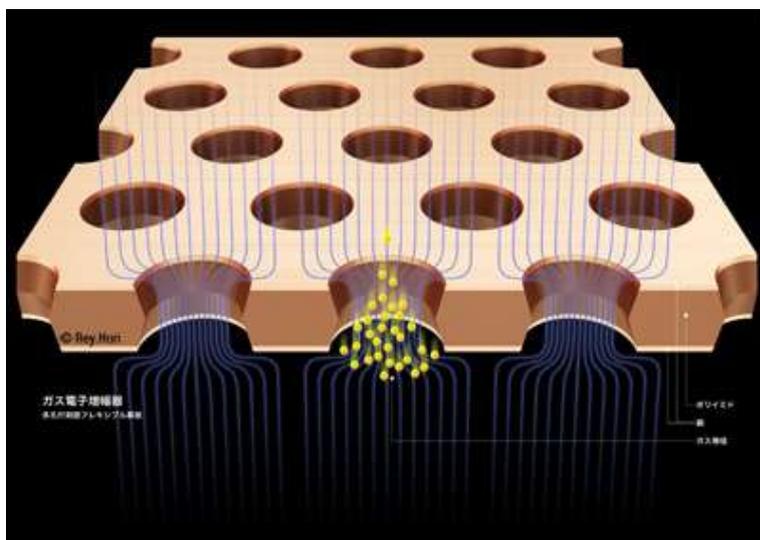


図 2.6: GEM の模式図 [34]。

## $\mu$ -PIC

$\mu$ -PIC は、プリント基板技術を用いて製造される MPGD の一種である。 $\mu$ -PIC の模式図を図 2.7 に示す。厚さ  $100\ \mu\text{m}$  のポリイミド基板両面に、 $400\ \mu\text{m}$  間隔でアノードとカソードのストリップが直交するように配置されている。カソードのストリップには  $400\ \mu\text{m}$  間隔で直径  $250\ \mu\text{m}$  程度の穴が開いている。その中央に直径  $50\ \mu\text{m}$  程度の穴が開いており、アノードのピクセルが形成されている。アノードとカソードの間に電位差を与えると、アノード近傍の強電場によって電子雪崩が生じる。電子による信号はアノードのストリップから、電子と共に発生した陽イオンの移動に伴う信号はカソードのストリップから読み出される。それぞれの電極から読み出される信号の極性は逆で、大きさはほぼ等しいという特徴がある。これらの信号を同時に検出することで、荷電粒子の 2 次元座標を取得することができる。

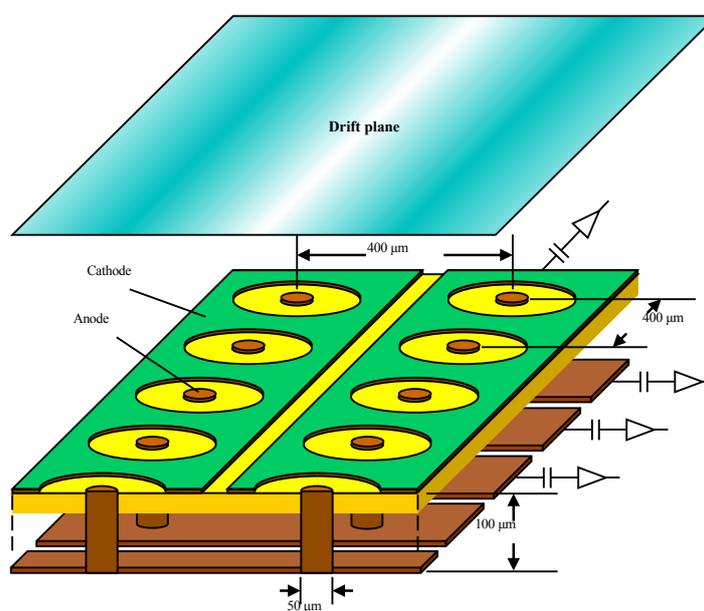


図 2.7:  $\mu$ -PIC の模式図 [35]。

## 読み出し基板

図 2.8 に本研究で用いた  $\mu$ -PIC の読み出し基板の外観とそのブロック図を示す。これは、 $\mu$ -PIC の読み出し基板として京都大学で開発されたもので、1 枚の基板で 128 チャンネルの信号を読み出すことができる。基板には 8 つの Application Specific Integral Circuit (ASIC) チップと Field Programmable Gate Array (FPGA)、4 つの Flash Analog Digital Converter (FADC) チップ、Ethernet ポート等が搭載されている。まず、128 チャンネルの信号は ASIC で処理され、FPGA に送られる信号、FADC に送られる信号、アナログのまま出力される信号に分けられる。ASIC 内で二値化され、FPGA に送られた信号は  $100\ \text{MHz}$  の各クロックにおけるヒットの有無がリングバッファに保持される。FADC に送られる信号は 32 チャンネルごとにまとめられたもので、波形情報が  $100\ \text{MHz}$  でデジタル化されてリングバッファに保持される。FPGA は外部からトリガが入力されるとデータ取得を一時的に停止し、リングバッファのデータを Ethernet 経由で PC に保存する。4 つの LEMO ポートからは 32 チャンネルごとにまとめたアナログ信号が出力され、次節で述べるトリガの発行に用いられる。

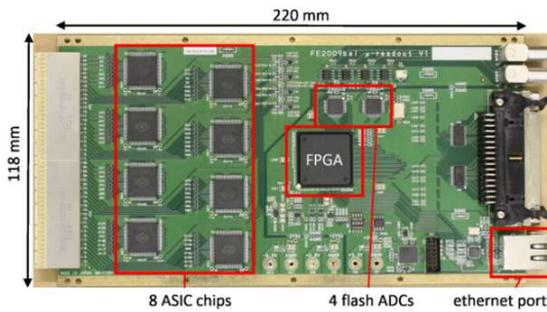


図 2.8: 読み出し基板の外観。

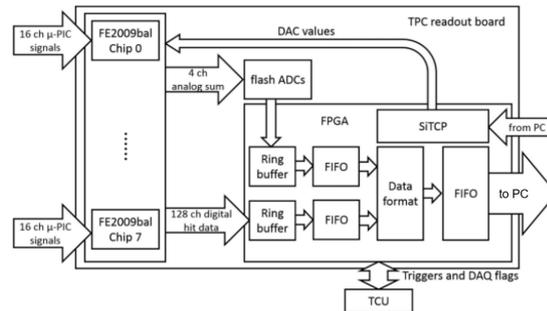


図 2.9: 読み出し基板のブロック図 [36]。

## 2.2 読み出しの微細化と新 DAQ システムの開発

先行研究では、 $\mu$ -PIC からの信号を 2 ストリップずつまとめて  $800 \mu\text{m}$  間隔で読み出していた。  $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$  の領域を  $400 \mu\text{m}$  間隔で読み出すためには 12 枚の読み出し基板が必要であるが、6 枚しか所有していなかったことが主な要因である。今回、京都大学の高田氏に 7 枚の読み出し基板を貸与していただき、 $400 \mu\text{m}$  間隔での読み出しが実現可能となった。読み出しの微細化により、位置分解能の向上はもちろん、電荷の集中によるサチュレーションの抑制やノイズの低減などが期待される。対応可能な読み出し基板の枚数を拡張すべく、NEWAGE グループでは新しいデータ取得 (DAQ) システムの開発に取り組んだ [37]。

新 DAQ システムの全体像を図 2.10 に、ブロック図を図 2.11 に示す。また、DAQ システムの制御信号のタイミング図を図 2.12 に示す。データ取得用のトリガには、セルフトリガと外部トリガの 2 種類がある。セルフトリガは、読み出し基板の LEMO ポートから出力されるアナログ信号と、NIM (Nuclear Instrument Modules) 規格のモジュールを用いて作成する。 $\mu$ -PIC のカソードに接続された読み出し基板からのアナログ信号は合計で 24 チャンネル (4 チャンネル  $\times$  6 枚) あり、これらの信号の論理和をとってトリガを発行する。外部トリガの作成にはプラスチックシンチレータを用い、詳細は 2.4 節で述べる。なお、想定される最長のドリフト時間が  $6 \mu\text{s}$  程度であることから、トリガ信号には  $8 \mu\text{s}$  の遅延をかけている。トリガ信号は LVDS 規格に変換されてから DAQ Controller に送られたのち、12 枚の読み出し基板に分配される。新 DAQ システムでの主な変更点は次の 2 つである。1 つ目は、読み出し基板に制御信号を送る「DAQ Controller」の部分と、時間を数える「Scaler」の部分とを 1 つに統合した点である。これにより、旧 DAQ システムで問題となっていた複雑な信号のやり取りが解消された。2 つ目は、データ保存用の PC を増設した点である。旧 DAQ システムでは、6 枚の読み出し基板から 1 台の PC にデータを転送していた。新 DAQ システムでは、12 枚の読み出し基板に対してデータ保存用の PC を 6 台設置することで、データ転送レートの逼迫を解消することを狙っている。2025 年 4 月より DAQ システムの開発を始め、2025 年 10 月にはアルゴンガス TPC の統合試験を開始した。正常にデータ取得ができることを確認したのち、ミグダル効果探索のための中性子ビーム実験に臨んだ。新 DAQ システムの動作確認については 2.4 節で述べる。

## 2.3 アルゴン混合ガスの最適化

### 2.3.1 動機

本研究ではアルゴン原子に対するミグダル効果を探索するため、標的物質にはアルゴンガスを用いる。アルゴンガスを媒体として用いる際は、放電を抑制するための多原子有機分子 (クエンチャー) を混合するのが一般的であ

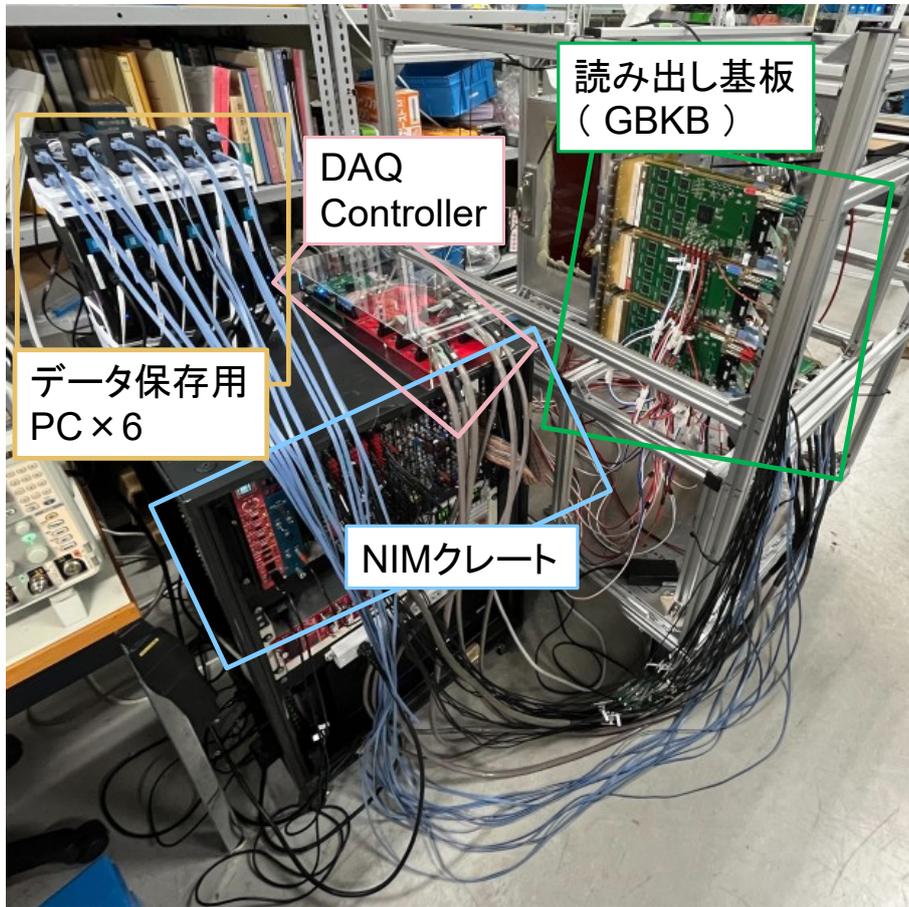


図 2.10: 開発した DAQ システムの全体像。

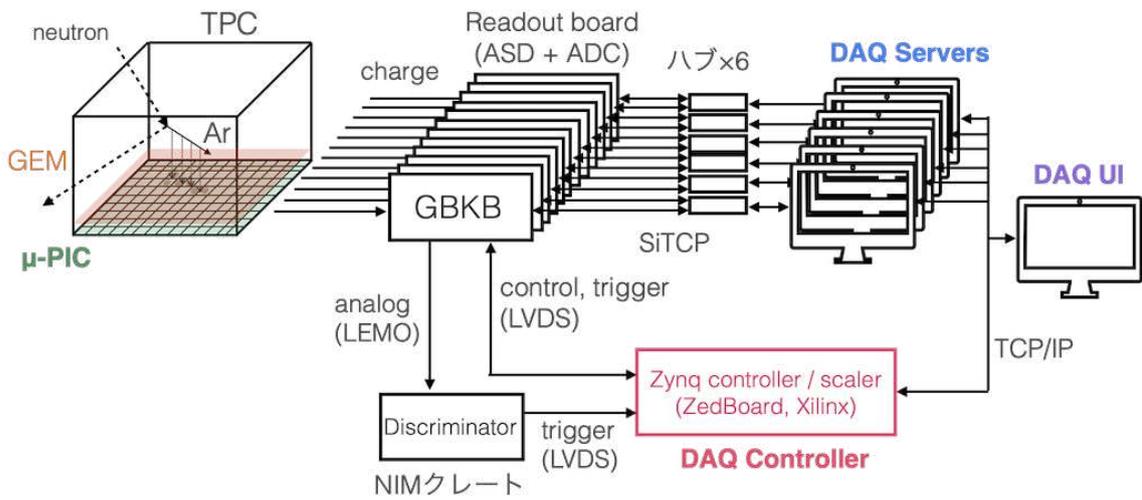


図 2.11: 開発した DAQ システムのブロック図。

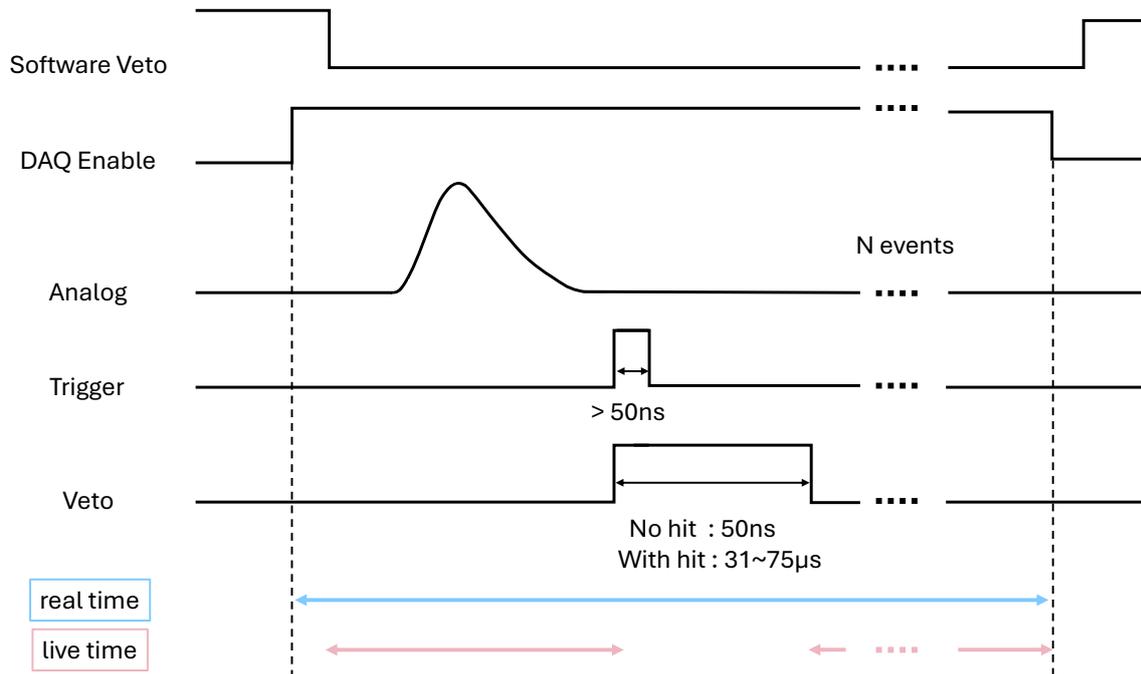


図 2.12: 開発した DAQ システムの制御信号のタイミング図。

る。先行研究では、体積比で 16%<sup>\*1</sup>のエタンガスをアルゴンガスに混合したものを使用していた。ところが、この混合比では標的とするアルゴン原子核以外の原子核、特に水素原子核が反跳される事象が支配的であることが明らかになった。先行研究で用いられた混合ガスを用いた場合の、アルゴン原子核とエタンガス中の水素原子核それぞれの原子核数、散乱断面積、反跳事象の計数率を表 2.1 に示す。中性子との断面積は ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [38] の値を用いている。アルゴン原子核と水素原子核の数は大きく変わらないが、水素原子核は中性子との断面積が大きいので、計数率はアルゴン原子核の 10 倍となっている。565 keV の中性子に対する最大反跳エネルギーは、アルゴン原子核で約 54 keV、水素原子核で約 565 keV である。よって、大部分の水素原子核反跳事象はエネルギーから識別可能である。ところが、低エネルギーの原子核反跳事象は短飛跡であるため、反跳原子核を識別することが困難である。このような背景から、1.3.2 節で述べたガスゲインの要請値を満たしつつ、クエンチャーの割合を可能な限り減らした新たな混合ガスの使用を検討した。

表 2.1: 先行研究のガス混合比における原子核反跳事象の計数率。検出領域は  $(30 \text{ cm})^3$ 、中性子ビームのフラックスは  $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  を仮定している。

Target nuclei	Ar	H
Number of nuclei	$6.1 \times 10^{23}$	$7.0 \times 10^{23}$
Cross-section for 565 keV neutron	0.65 barn	5.75 barn
Expected event rate	$4.0 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$	$4.0 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$

\*1 本節で述べるガスの割合はすべて体積比であり、合計が 1 気圧となるように混合することとする。

### 2.3.2 混合ガスの放電耐性評価

ミグダル効果探索のための中性子ビーム実験に先立ち、アルゴン混合ガスの放電耐性を評価するための中性子ビーム試験を、2025年6月に神戸大学海事科学研究科で実施した。この試験では、2.1節で述べたアルゴンガスTPCと同様の電子増幅機構を持つ小型ガス検出器を用いた。小型ガス検出器の外観を図2.13に、側面図を図2.14に示す。検出領域は $10.24 \times 10.24 \times 1.2 \text{ cm}^3$ であり、 $\mu$ -PICのアノードの信号を16ストリップ分まとめたものをチャージアンプで電圧に変換し、MCA (Multi Channel Analyzer) に入力して波高値のスペクトルを取得した。このビーム試験ではタンデム加速器を用いて小型ガス検出器に中性子ビームを照射し、それぞれの混合ガスについて高ガスゲイン時の放電耐性を評価した。図2.15は、放電耐性試験時のセットアップを示したものである。ビーム照射口から小型ガス検出器の最近接点までの距離を14 cmとして測定を行った。照射実験中の中性子強度は、小型検出器の下方に設置した $^3\text{He}$  比例計数管によって記録した。図2.16は、ガスゲインに対する事象計数率をガス混合比ごとにプロットしたものである。すべての混合比において、ガスゲインと共に事象計数率が上昇していることが確認できる。これは、より低いエネルギーの原子核反跳事象がトリガ閾値を超えるようになるためであると考えられる。NEWAGEグループでは、2023年の10月から11月にかけても同様の放電耐性試験を実施した。この試験では、ガスゲインを上げていくと事象計数率があるところで低下に転じることが確認された。定常的な放電による電圧降下で、実効的なガスゲインが低下していることが原因として考えられる。今回の放電耐性試験では、要請値を超えるガスゲインにおいて事象計数率の低下は見られなかった。この実験結果より、クエンチャーであるエタンガスの割合を最小で4%にまで削減できるという結果が得られた。

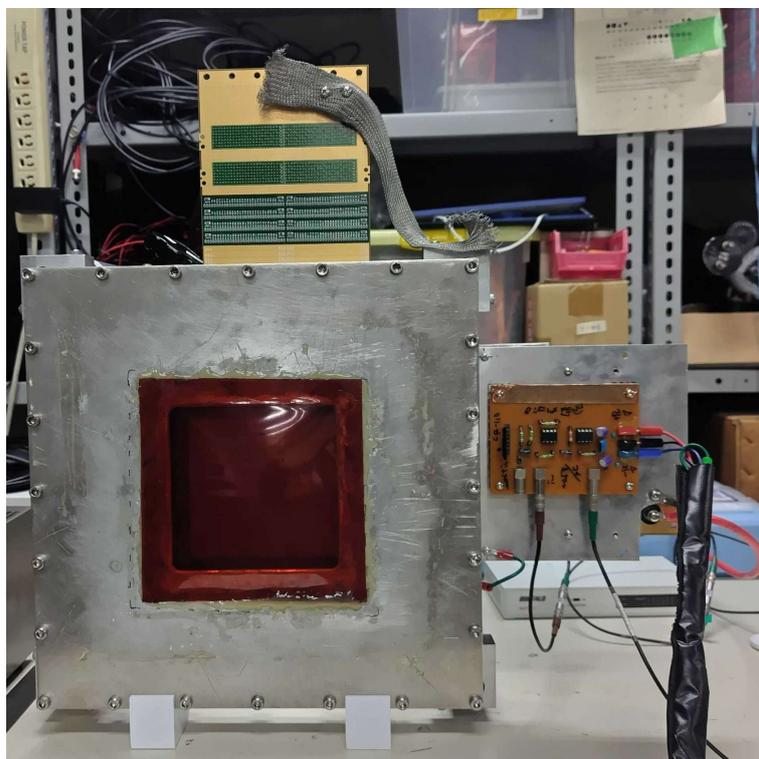


図 2.13: 放電耐性試験で使用した小型ガス検出器。

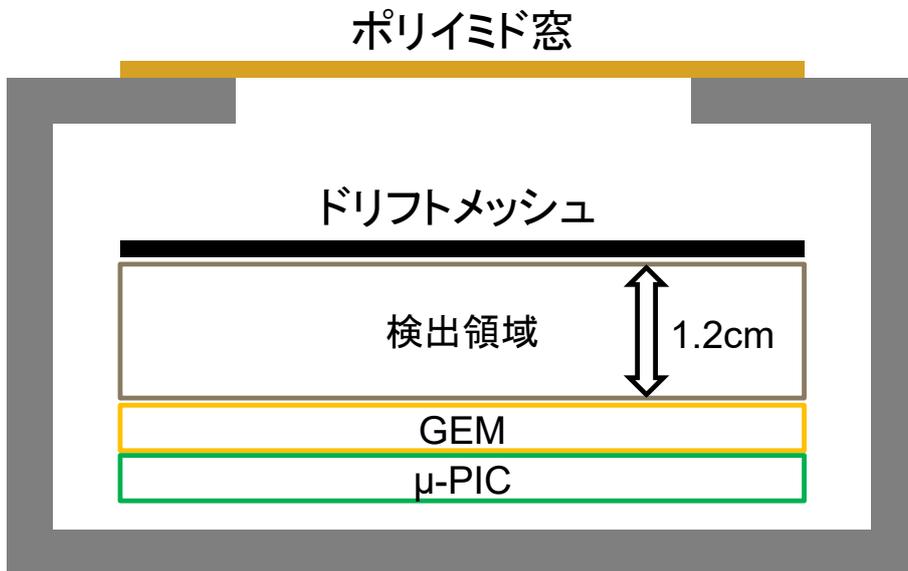


図 2.14: 小型ガス検出器の側面図。

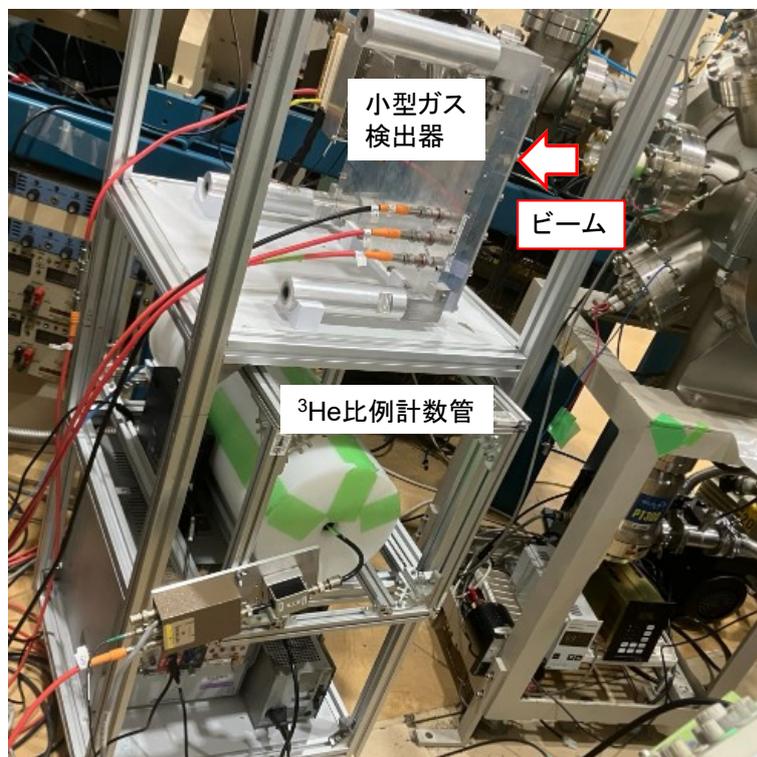


図 2.15: 放電耐性試験のセットアップ。

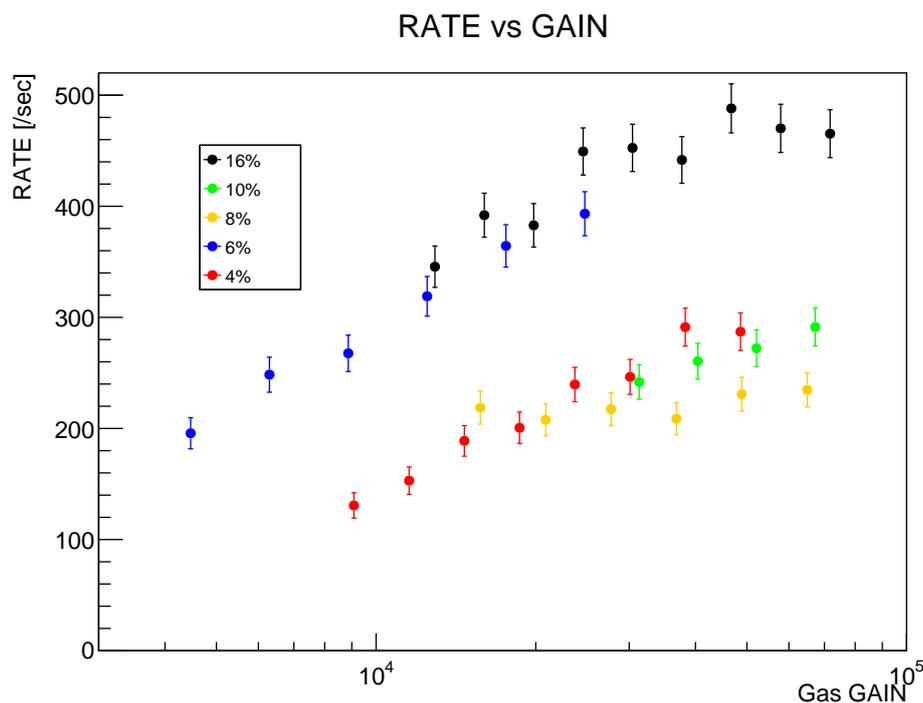


図 2.16: ガスゲインに対する事象計数率。

### 2.3.3 TPC としての性能の検討

拡散および電子のドリフト速度はガス TPC の性能に影響するため、混合ガスの検討に際してこれらの特性も考慮した。ここで、拡散とは電子がガス TPC 内をドリフトする際に、媒体ガス分子との衝突によって空間的に広がる現象のことである。位置分解能を悪化させるため、一般に拡散は小さいことが望ましい。2 クラスタ手法を用いる本研究では、2 つのクラスタを分離して検出するために拡散を抑制することは重要である。拡散を抑制するための手段として、ガスの混合比やドリフト電場の強さを調整することが挙げられる。また、縦方向の拡散が生じると電子が読み出し電極に到達する時間がばらつくが、ドリフト速度が遅いほどその影響は顕著である。これにより信号の波形がなまると検出効率を悪化させるため、これを防ぐためにはドリフト速度が速いことが望ましい。拡散内ガス中での電子の輸送特性を計算する「Magboltz」というツールを用いると、電子のドリフト速度や拡散に関するパラメータを計算することができる [39]。図 2.17 は、放電耐性試験で調べた 5 つのガス混合比における拡散の計算結果を示したものである。横軸はドリフト電場の強さ、縦軸は拡散係数であり、左図と右図はそれぞれ横方向の拡散と縦方向の拡散を示している。エタンガスの割合を小さくすると拡散は大きくなり、特に横拡散においてこの傾向が顕著であることがわかる。

混合比の変更によるガス TPC の性能の悪化を回避するべく、本研究では従来の混合ガスに  $\text{CF}_4$  ガスを加えた新たな混合ガスの使用を検討した。図 2.18 は、 $\text{CF}_4$  ガスを 1% 加えた場合の拡散の程度を示したものである。クエンチャーとして 8% のエタンガスを用いた場合、 $\text{CF}_4$  ガスを少量加えることで従来のガスと同等以上の性能が得られることがわかる。また、図 2.19 は、 $\text{CF}_4$  ガスを 1% 加えた場合の電子のドリフト速度を示したものである。 $\text{CF}_4$  ガスは電子のドリフト速度が大きいガスであり ( $\sim 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ )、これを少量加えることでドリフト速度が上昇していることがわかる。

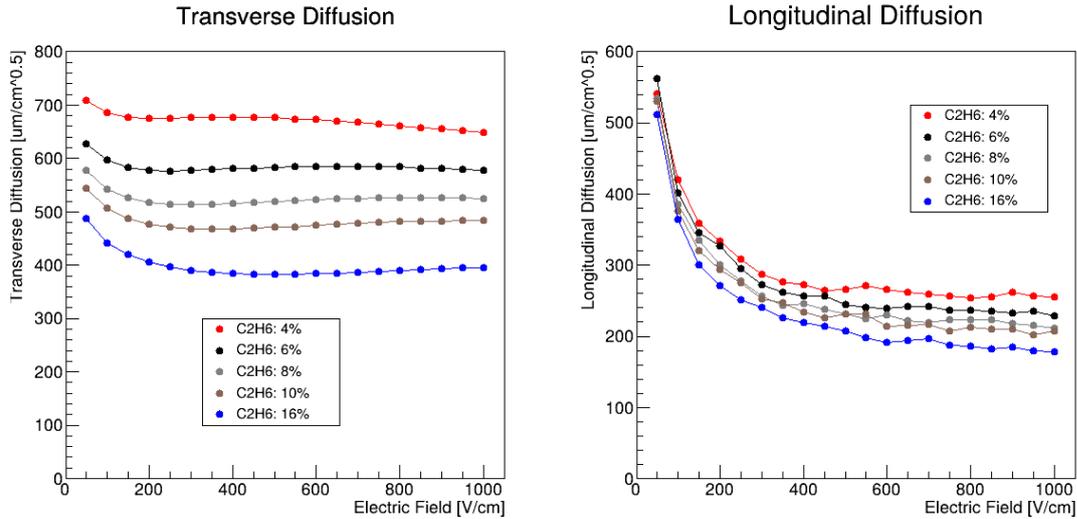


図 2.17: ガス混合比と電子の拡散の相関。左図は横方向の拡散、右図は縦方向の拡散の大きさを表している。

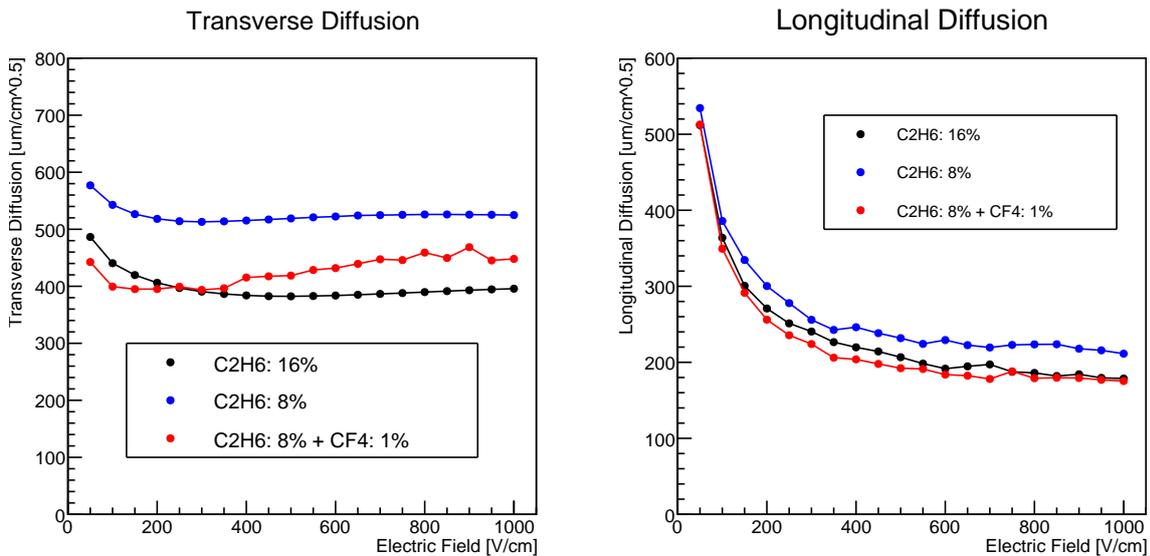


図 2.18:  $\text{CF}_4$  の有無による拡散の比較。左図は横方向の拡散、右図は縦方向の拡散の大きさを表している。

### 2.3.4 ミグダル効果の探索感度

図 2.20 は、これまでに検討した混合ガスのいくつかについてミグダル効果の観測に対する予想感度を表したものである。ここで、有意性の定義を  $s/\sqrt{s+b}$  とした。  $s$ 、  $b$  はそれぞれ信号事象数、背景事象数であり、ここでは背景事象として中性子の多重散乱のみを考慮している。先行研究 [29] では標的物質が 1 気圧のアルゴンガスの場合を想定してシミュレーションを行っているが、前述のように実際にはクエンチャーを混ぜる必要がある。よって、アルゴン以外の原子核由来の多重散乱事象についても背景事象として考慮する必要がある。クエンチャーの割合が大きいほど、アルゴン原子核反跳事象と区別できない原子核反跳事象が増える。これは図 1.15 の中性子多重散乱の成分として寄与するため、ミグダル効果を観測するためにはより多くの統計量が必要となる。エタンガスを 8% と  $\text{CF}_4$  ガスを 1% 混合したガスを用いた場合、0.75 day の live time で期待される信号事象数は 200 であり、他の背景事

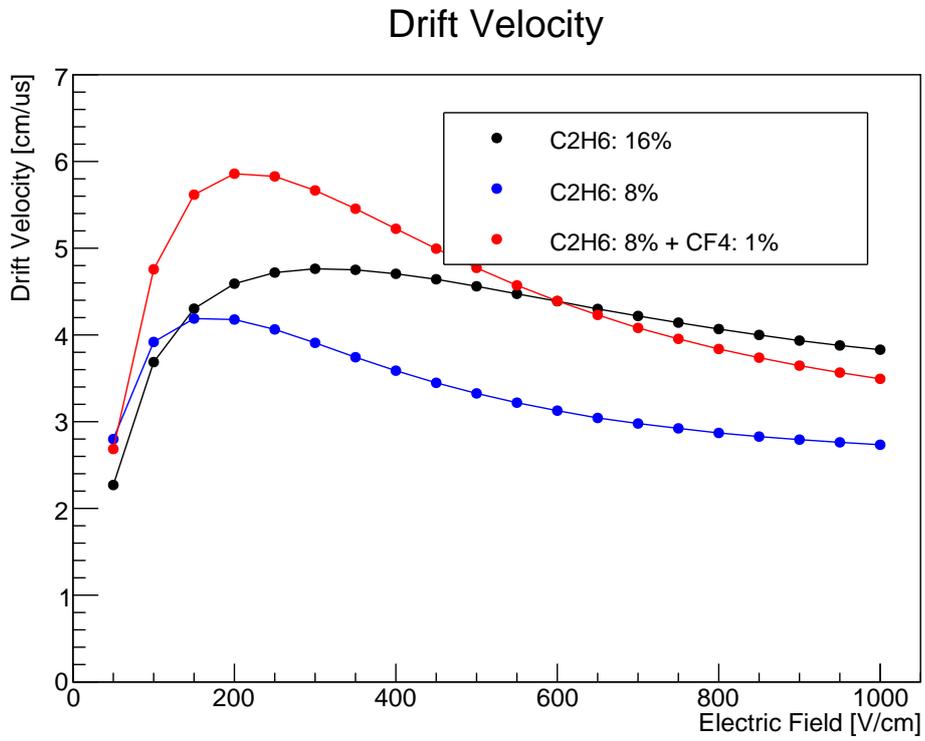


図 2.19: CF<sub>4</sub> の有無によるドリフト速度の比較。

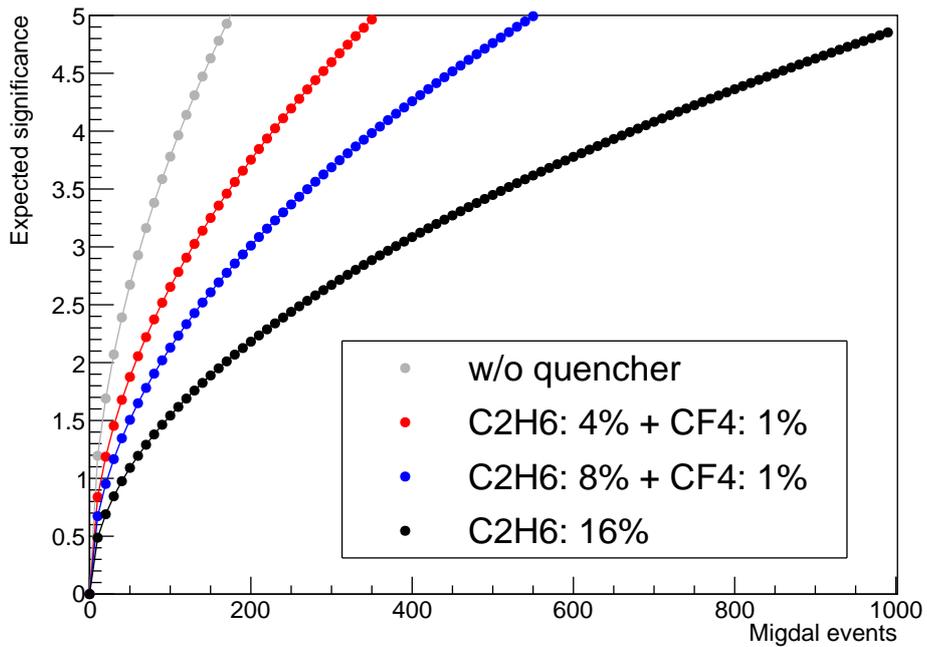


図 2.20: ミグダル効果に対する予想感度のガス種類による違い

象を無視すると  $3\sigma$  の有意性に到達することが期待される。

### 2.3.5 混合比の決定

本節では、最適なアルゴン混合ガスについて複数の視点から検討した。中性子照射による放電試験では問題ないと判断されたものの、アルゴンガス TPC での試験的運用の段階で、エタンガスの割合を 4% にすると十分な放電耐性が得られないことがわかった。これを踏まえて、本研究ではアルゴンガスにエタンガスを 8% と  $\text{CF}_4$  ガスを 1% 混合したガスを用いることとした。

## 2.4 性能評価

### 2.4.1 新 DAQ システム

2.2 節で述べた通り、読み出しの微細化に伴って新しい DAQ システムの開発を行った。新しい DAQ システムでは、図 2.10 および図 2.11 に示す通り分散したデータ取得を行っている。新システムとして重要な開発要素は分散して取得したデータの組み合わせである。事象ごとに ID を付与することでこうした問題に対応し、テストパルス等での確認の後 [37]、TPC と組み合わせて実データでの試験を行った。新 DAQ システムの動作確認には、中性子を放出する  $^{252}\text{Cf}$  線源を用いた。図 2.21 は、 $^{252}\text{Cf}$  線源照射により取得された事象である。横軸は  $\mu\text{-PIC}$  のストリップ、縦軸は 100 MHz のクロックであり、各ストリップにおけるヒットが図中に赤く表示されている。また、図中の黒い線はアノード・カソード各 24 チャンネルのアナログ波形を描画したものである。波形が描画されていない場合は、その読み出し基板にヒットが存在しなかったことを意味する。飛跡長は、各ストリップにおけるヒットの立ち上がりを抽出し、それらを線形フィッティングすることで算出する。この事象は飛跡が長く、ストリップあたりのヒット数が多いことから、エタンガスに含まれる水素原子核が反跳された事象であると考えられる。図 2.22 は、図 2.21 のカソードのみを読み出し基板ごとに描画したものである。読み出し基板の境界でも飛跡がつながっていることから、トリガが複数の読み出し基板に正常に分配され、事象ごとの ID も正しく付与されていることが確認できる。

### 2.4.2 ガスゲイン・エネルギー分解能

荷電粒子が検出器内で落としたエネルギーを求めるためには、既知のエネルギーを持つ放射線源を用いた較正が必要である。産総研でのエネルギー較正を可能にするべく、NEWAGE グループでは持ち運び可能な小型 X 線源を今年度新たに開発した。仕組みは次の通りである。まず、 $\text{MgO}$  製の光電面に LED を照射して光電子を発生させる。次に、CEM (Channel Electron Multiplier) という機構によって電子を増幅させたのち、強い電場によってこれらの電子を加速させる。最後に、加速した多数の電子を銅ターゲットに衝突させることで、8 keV の特性 X 線を放出させる。図 2.23 は、8 keV の X 線を照射して得たスペクトルである。横軸の値は、FADC の積分値のスペクトルのピークが 8 keV となるように較正している。入力した電荷と FADC の積分値の関係は事前に求めているため、FADC の積分値を検出された電荷に変換することができる。このようにして、8 keV の X 線によって生成された 1 次電子がどれだけ増幅されたか (ガスゲイン) を求めることができる。この測定により得られたアルゴンガス TPC のガスゲインは、 $2.8 \times 10^4$  であった。また、ピークの幅からエネルギー分解能を算出すると、8 keV において  $\sigma/E = 20\%$  であった。一般に、ガス検出器におけるエネルギー分解能はエネルギーの  $(-1/2)$  乗に比例する。このことを用いて 3 keV におけるエネルギー分解能を求めると 33% 程度であり、1.3.2 節の要請を満たすことが確認できた。続いて、図 2.24 は X 線を照射して得られた検出位置の XY 分布である。X=0、Y 軸の正の向きから X 線を照射していたため、Y 座標の大きい事象が多く、Y 座標が小さくなるにつれて事象数が減少していることが確認で

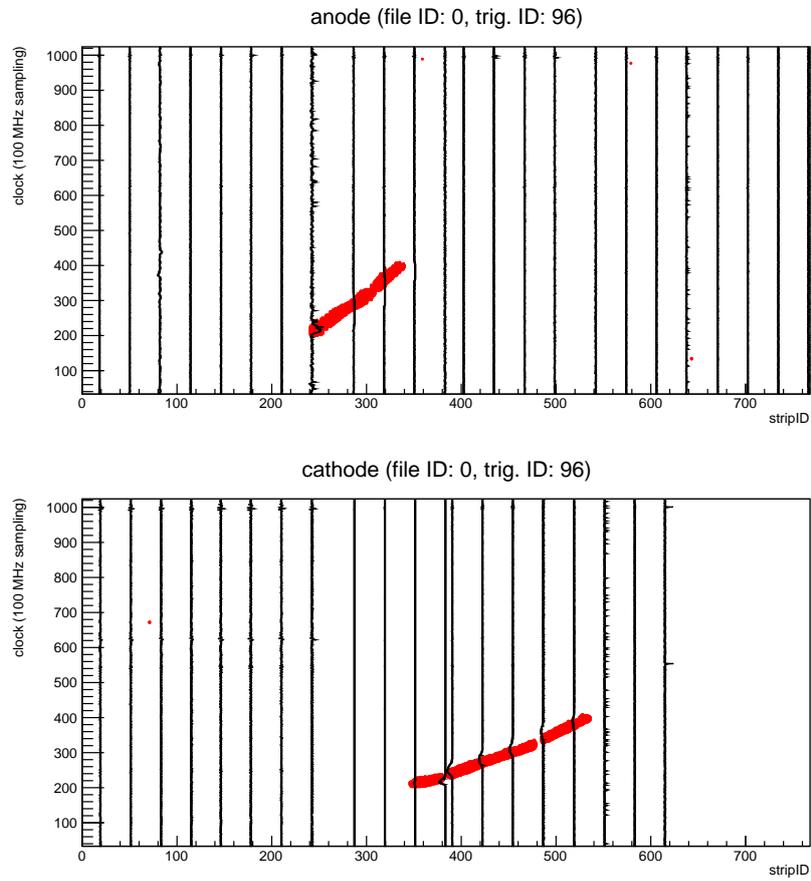


図 2.21: 252Cf 線源照射により得られた水素原子核反跳候補事象。

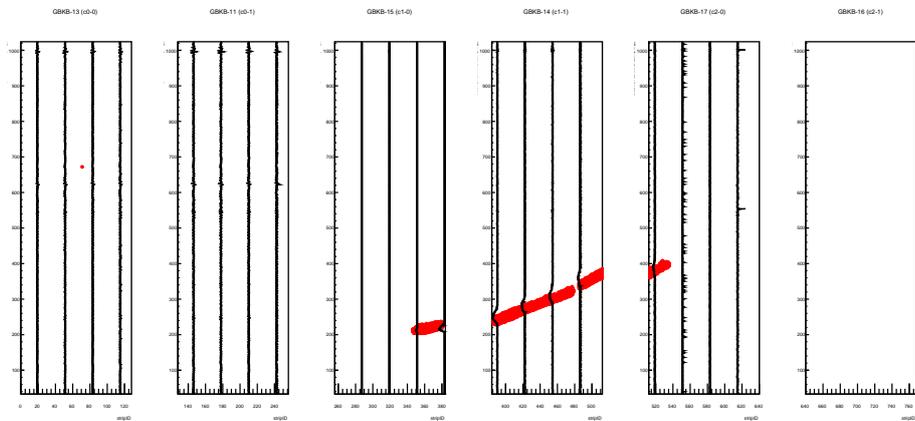


図 2.22: 図 2.21 のカソードのみを読み出し基板ごとに描画したもの。

きる。

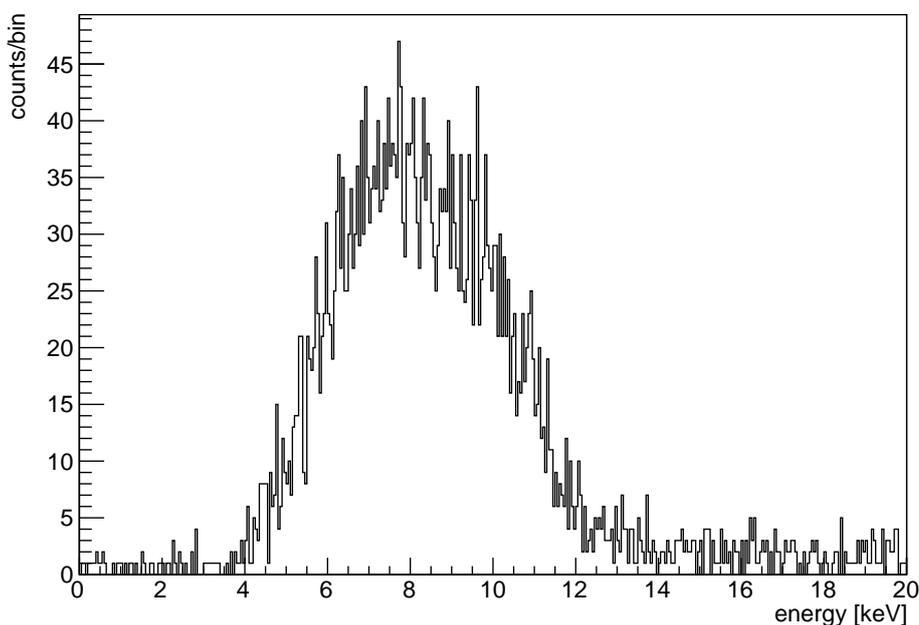


図 2.23: 8 keV の X 線照射により得られたエネルギースペクトル。ドリフト電場は 150 V/cm とし、GEM 間に 400 V、 $\mu$ -PIC の電極間に 430 V を印加した。

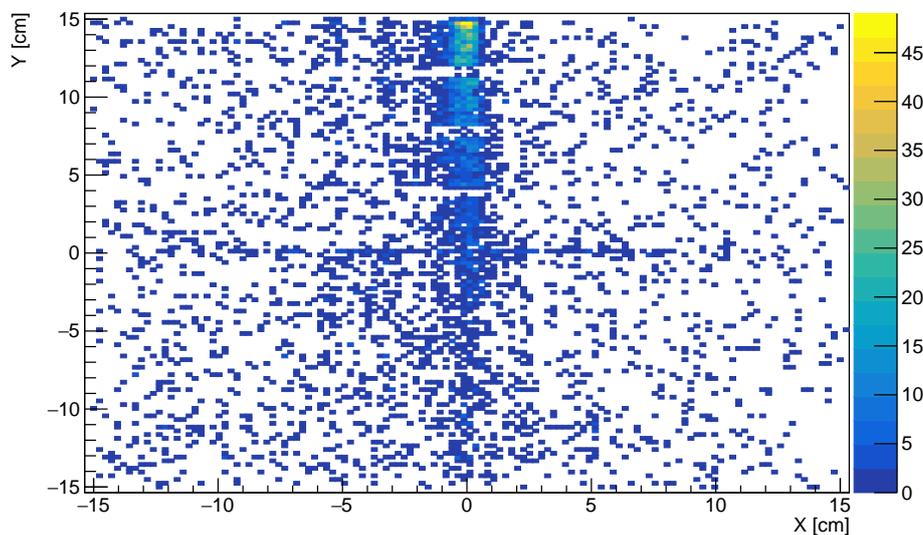


図 2.24: 8 keV の X 線照射により得られた XY 分布。

以下の測定は、新たに候補とした混合ガスの特性評価を目的として新 DAQ システム完成前に旧 DAQ システムで  $\mu$ -PIC の読み出し間隔は 800  $\mu$ m の状態で行った。混合ガスの特性は読み出し回路に依存しないことから、この結果は本実験に対しても適用可能である。

### 2.4.3 ドリフト速度

2.3 節で述べた Magboltz のシミュレーションによると、少量の  $\text{CF}_4$  ガスを加えたアルゴン混合ガスではドリフト速度の上昇が期待される。フィールドケージの改良によりドリフト速度の測定が可能となったため、 $^{252}\text{Cf}$  線

源の自発核分裂を用いた手法により実験的に確かめた。測定方法は次の通りである。まず、 $^{252}\text{Cf}$  線源の自発核分裂が生じると、複数の中性子とガンマ線が放出される。このガンマ線をプラスチックシンチレータで検出して外部トリガを発生し、アルゴンガス TPC で検出される信号との時間差 (=ドリフト時間) を測定する。 $\text{CF}_4$  ガスを混ぜない場合と混ぜた場合についてこの測定を行った。図 2.25 は、アルゴンガスに 8% のエタンガスのみを混ぜた場合について、トリガと TPC の信号の時間差をプロットしたものである。フィールドケージの上端に対応する部分がダイナミックレンジに収まるようにトリガのタイミングを調整した。図の青線はトリガのタイミングに対応しており、赤線でフィットした部分はフィールドケージの上端に対応する。よって、これらの時間差で検出領域の高さである 30 cm を除することで、電子のドリフト速度は  $(3.708 \pm 0.004) \text{ cm}/\mu\text{s}$  と求めることができる。これは、Magboltz の結果である  $4.189 \text{ cm}/\mu\text{s}$  と比較して小さい値である。図 2.26 は、アルゴンガスに 8% のエタンガスと 1% の  $\text{CF}_4$  ガスを混ぜた場合について、トリガと TPC の信号の時間差をプロットしたものである。求めた電子のドリフト速度は  $(5.258 \pm 0.005) \text{ cm}/\mu\text{s}$  であり、こちらも Magboltz の結果  $5.617 \text{ cm}/\mu\text{s}$  と比較して小さい値が得られたが、 $\text{CF}_4$  ガスを混ぜることによってドリフト速度が向上するという傾向は確認できた。いずれの混合ガスにおいてもドリフト速度が予測値より遅かった原因として、ガス中の不純物の存在が考えられる。

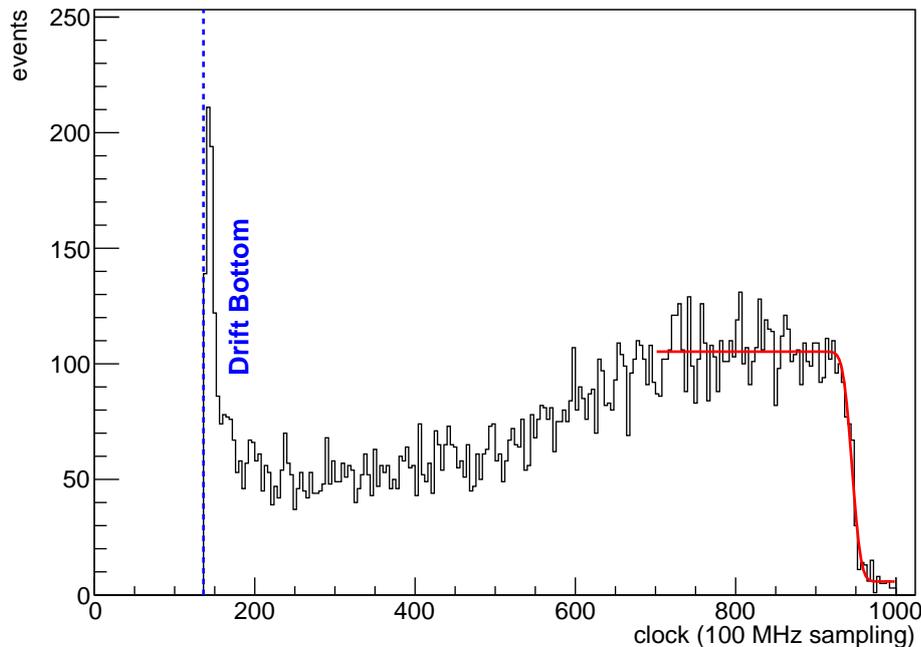


図 2.25: トリガと TPC の信号の時間差 ( $\text{CF}_4$  ガスなし)。

ビーム実験時のドリフト速度測定には  $^{252}\text{Cf}$  を用いることができないため、宇宙線ミュオンを用いたドリフト速度の測定を行う。この測定におけるセットアップを図 2.27 に示す。検出領域の上下それぞれにプラスチックシンチレータを配置し、それらの同時計測信号を外部トリガとして使用することで宇宙線ミュオンの飛跡を取得する。ここで、Y 軸は上向きを正とする鉛直方向にとっているため、Y 軸に沿って突き抜ける宇宙線ミュオンが多く検出される。図 2.28 は、Y 軸に沿って突き抜けた宇宙線ミュオンの一例である。また、トリガとの時間差は電離電子のドリフト時間に対応するため、飛跡のドリフト方向の位置を時間情報から求めることができる。図 2.26 や図 2.25 と同様の時間差分布を作成することで、ドリフト速度が測定可能である。宇宙線ミュオンを用いた測定は、 $^{252}\text{Cf}$  線源を用いた測定と比較して時間がかかるという問題はあるものの、ビーム実験を行わない夜間にドリフト速度の測定を行うという運用で、問題なく測定を行った。実測の結果については、3 章で述べる。

表 2.2 に示す通り、本研究のためのアルゴンガス TPC の性能は要請値を満たし、ミグダル効果の探索実験に使用可能であることが確認された。

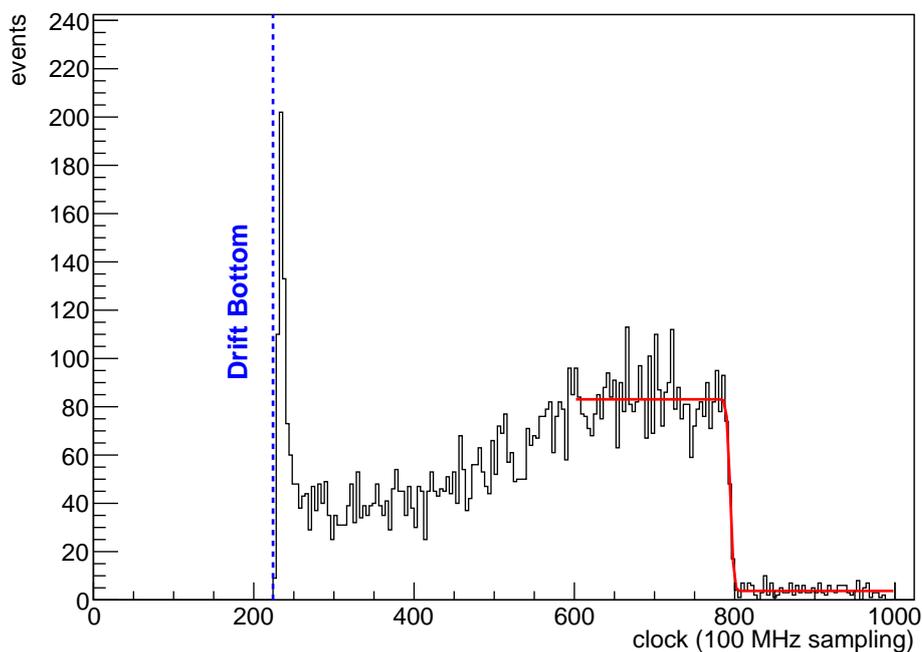


図 2.26: トリガと TPC の信号の時間差 ( $\text{CF}_4$  ガスあり)。

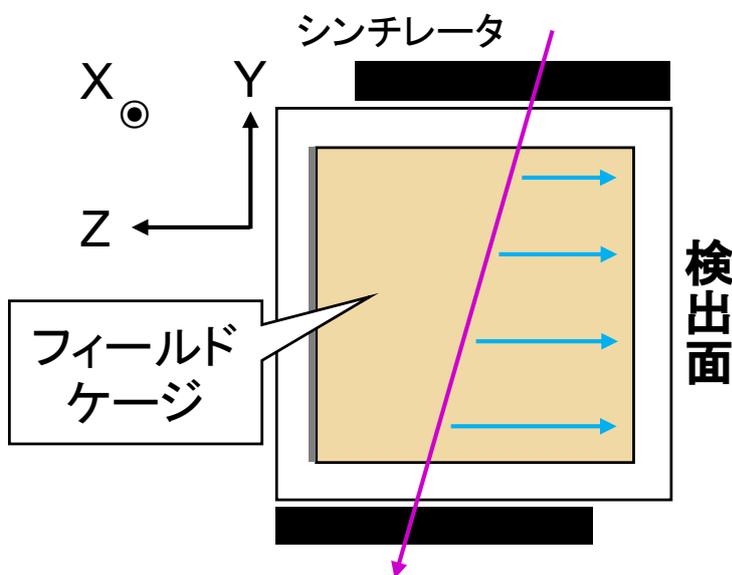


図 2.27: 宇宙線ミューオンを用いたドリフト速度測定の設定アップ。

表 2.2: アルゴンガス TPC の性能。アルゴンガスに 8% のエタンガスと 1% の  $\text{CF}_4$  ガスを混ぜたガスを使用している。

項目	測定値	要請値
ガスゲイン	$2.8 \times 10^4$	$> 10^4$
エネルギー分解能	20%(@8 keV)	60%(@3 keV)
ドリフト速度	$5.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$	$> 4.0 \text{ cm}/\mu\text{s}$

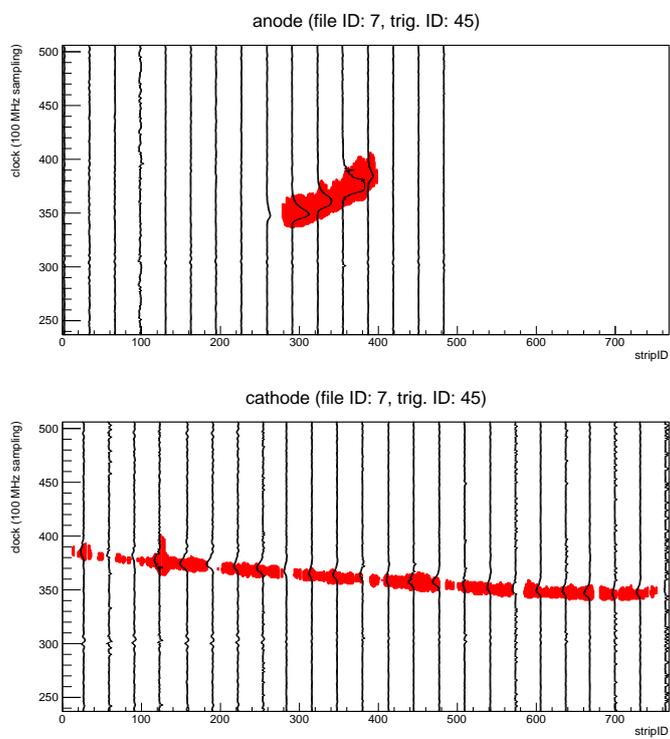


図 2.28: 宇宙線ミュオンのイベントディスプレイ。



## 第3章

# 中性子ビームを用いたミグダル効果探索実験

本章では、2025年11月4日から11月6日までの3日間で実施したミグダル効果探索実験について述べる。

### 3.1 中性子ビーム実験概要

本研究では、中性子ビームを用いたミグダル効果探索実験を産業技術総合研究所（以下、産総研）にて実施した。産総研の中性子標準グループでは、広いエネルギー領域における中性子標準の確立を目指している。今回の中性子ビーム実験では、ペレット加速器を用いて加速させた陽子をリチウム標的に衝突させ、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応により生成される中性子ビームを使用した。加速された陽子のエネルギーが 2.3 MeV の場合、中性子ビームの最大エネルギーは 565 keV となる。中性子ビームエネルギーの角度依存性は図 3.1 の通りである。図 3.2 は、加速させた陽子を衝突させる標的部分を外側から見たものである。図 3.3 に示すように、銅バックキングの内側には標的となるリチウムが蒸着されており、銅はビームダンプとしての役割も担っている。図 3.4 に示すように、中性子ビーム発生点の周囲にはコリメータを設置し、アルゴンガス TPC に入射する中性子以外を減速・吸収しながら実験を行った。コリメータの外形は  $(30\text{ cm})^3$  である。このコリメータは先行研究 [32] で開発されたもので、材質はフッ化リチウムを 50% 添加したポリエチレンである。これは中性子の吸収材として優れており、 $(n, \gamma)$  反応によるガンマ線を放出しにくいためである。また、壁からのガンマ線背景事象を抑制する目的で、中性子の発生位置は照射室の中心に設置されている。照射室全体の見取り図を図 3.5 に示す。

各時刻における中性子のフラックスは、陽子加速器の電流値 Current Integrator (CI) から求められる。CI の値を中性子フラックスに変換するために、ボナーボール型中性子検出器（以下、ボナー球）とポリエチレン製のシャドーコーンを用いた測定を実験の前後に実施した。この測定のセットアップを図 3.6 に示す。図の中央に見えるのがシャドーコーンで、その右に見えるのがボナー球である。シャドーコーンを設置して測定した場合、リチウム標的から直接ボナー球に向かう中性子は吸収されるため、壁や床での散乱によりボナー球に入射した中性子のみのフラックスが測定される。これをシャドーコーンを設置せずに測定した中性子フラックスから差し引くことで、直接ボナー球に入射する中性子のフラックスを求める。今回の全測定時間の平均値は、ビーム発生点から 1.0 m の位置において  $(9034 \pm 227)\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  であった。

### 3.2 検出器の較正

本節では、ビーム実験時のアルゴンガス TPC の較正について述べる。

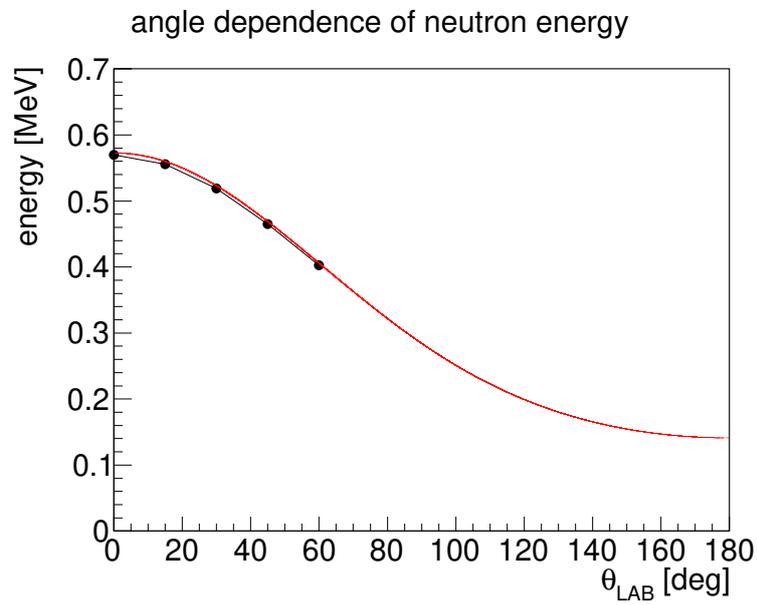


図 3.1: 中性子ビームエネルギーの角度依存性 [29]。 $\theta_{\text{LAB}}$  は陽子の入射方向に対する角度。

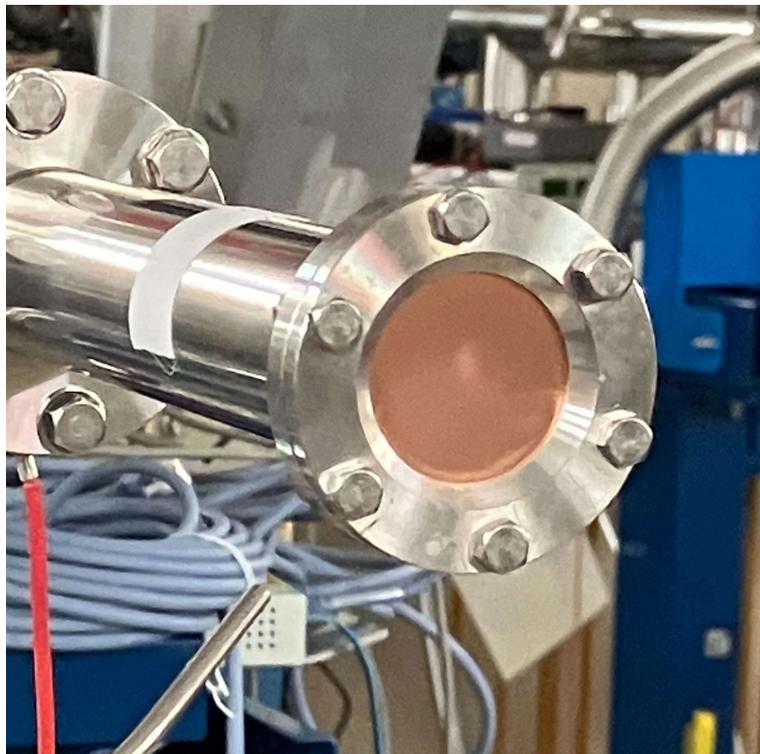


図 3.2: 使用したビームラインの標的部分。銅バックキングの外側が見えている。

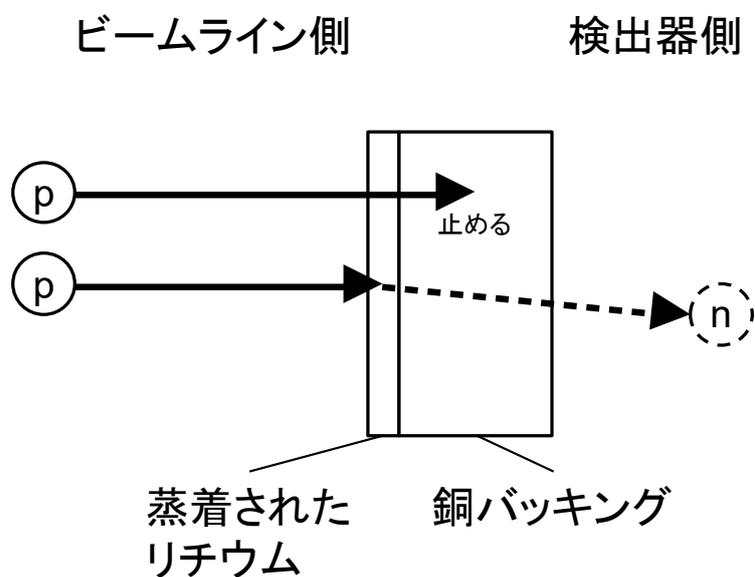


図 3.3: 中性子ビームが生成される様子。



図 3.4: 標的部分にコリメータを設置した様子。

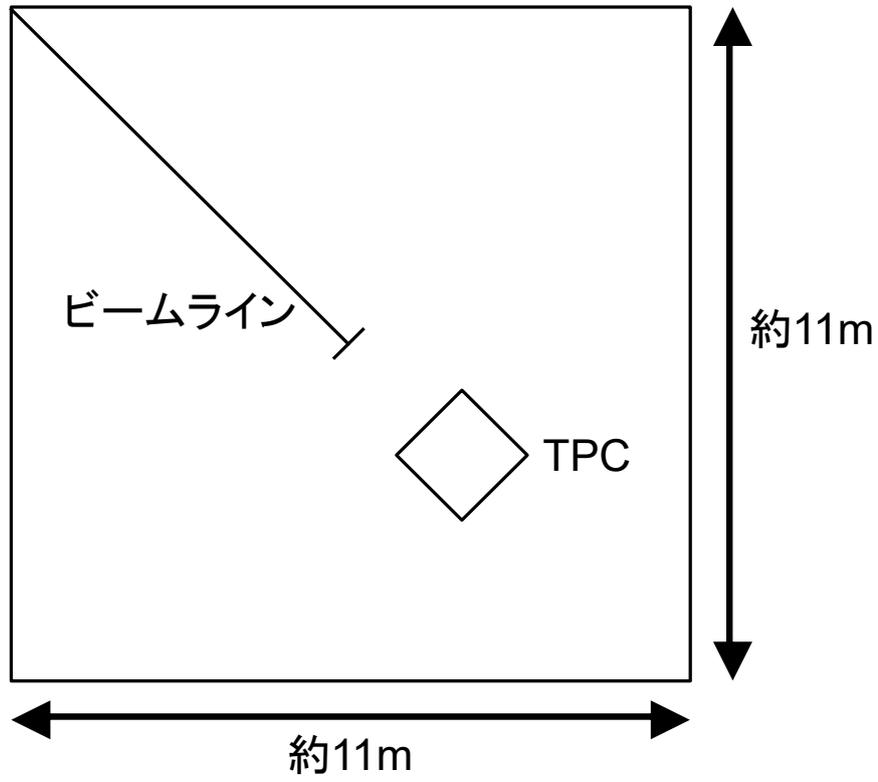


図 3.5: ビーム照射室全体の見取り図。

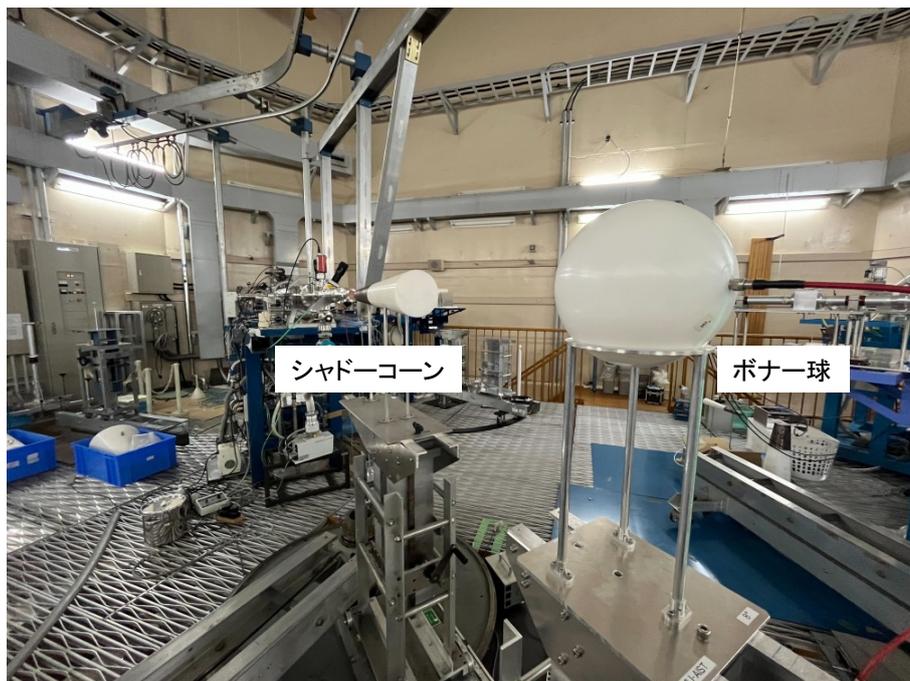


図 3.6: 中性子フラックス測定のためのセットアップ (シャドーコーンあり)。

### 3.2.1 エネルギー較正

ビーム実験時のエネルギー較正には、2.4 節と同様の手法を用いた。図 3.7 は、エネルギー較正時の様子である。小型 X 線源はアルゴンガス TPC の上部に設置されており、ポリイミド製の窓から照射している。ガスゲインおよびエネルギー分解能は 2.4 節と同様の値が得られた。

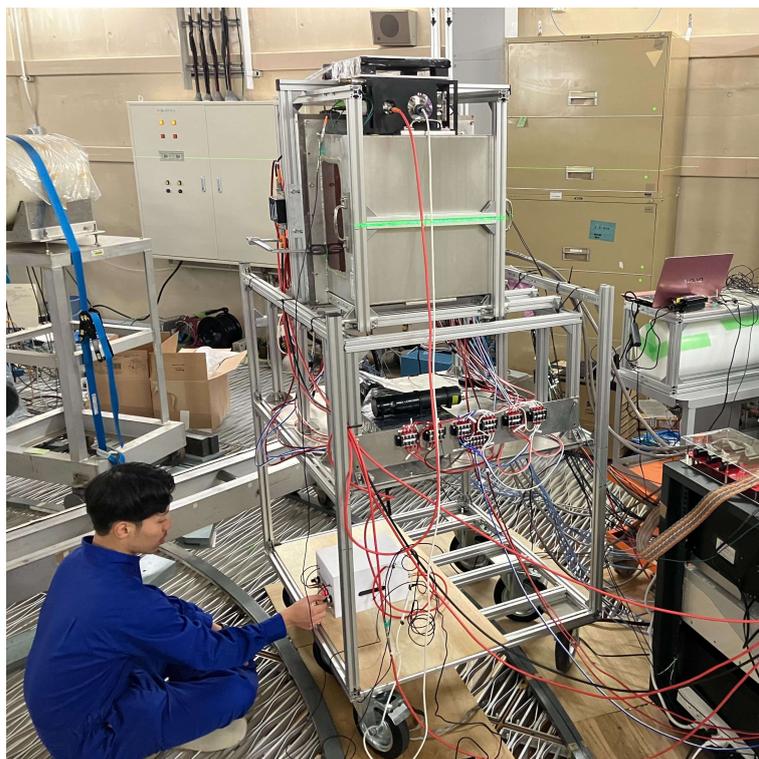


図 3.7: ビーム実験時のエネルギー較正のセットアップ。TPC 上部に設置した小型 X 線源に電圧を印加している。

### 3.2.2 ドリフト速度測定

2.4 節で述べた宇宙線ミューオンを用いた手法により、ビーム実験時のドリフト速度測定を行った。図 3.8 は、カソードで取得された全イベントのヒット分布である。トリガは 220 クロックに合わせているため、これとの時間差が大きいほどドリフト距離が長い事象となる。分布の切れ目がドリフト距離が最大の点 (=30 cm) であると考えられるため、誤差関数でフィットしてその値を求めた。このようにして得られたアルゴンガス TPC のドリフト速度は、 $(5.0015 \pm 0.0005) \text{ cm}/\mu\text{s}$  であった。

## 3.3 中性子ビームを用いた測定

本節では、中性子ビームを用いた測定について述べる。

### 3.3.1 測定

神戸大学で開発・改良したアルゴンガス TPC を産総研に運搬し、中性子ビームを照射してデータを取得した。中性子ビーム照射実験の様子を図 3.9 に、セットアップの概略図を図 3.10 に示す。中性子発生位置からアルゴンガス

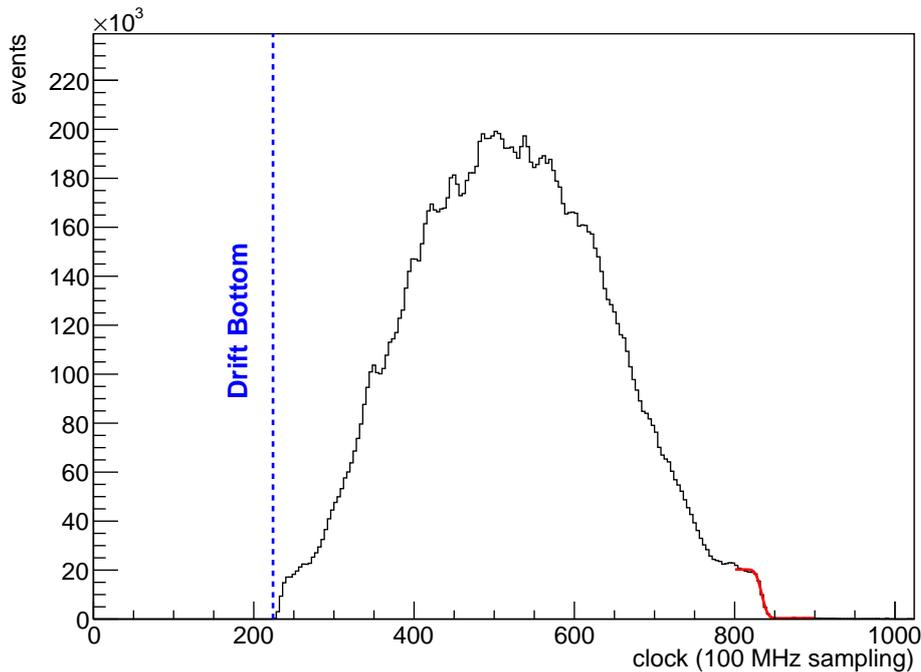


図 3.8: 外部トリガを用いて取得されたヒット分布。

TPC の蓋の最近接点までの距離は 3.0 m である。環境ガンマ線や中性子ビーム由来のガンマ線を見積もる目的で、アルゴンガス TPC の下方には NaI シンチレータを設置した。また、中性子ビームの強度を常時監視するために、アルゴンガス TPC の後方には  $^3\text{He}$  比例計数管を設置した。中性子を熱化させるため、 $^3\text{He}$  比例計数管の周囲は筒状のポリエチレンで覆われている。

2025 年 11 月 6 日の 11:30 頃から 15:30 頃にかけて、ミグダル効果探索用のデータを取得した。このときの測定諸元を表 3.1 に示す。また、アルゴンガス TPC の電圧設定を表 3.2 に示す。図 3.11 は、この期間における中性子フラックスの時間変化を表している。DAQ の不感時間 (dead time) が大きかったため、2 時間半強の real time に対して live time は 20 分弱であった。図 2.12 は DAQ の制御信号のタイミング図を表したものであり、図中の real time と live time の差を dead time という。検出領域が  $(30\text{ cm})^2$  であることと 3.1 節のフラックスの平均値を用いると、ビーム発生点から 3.0 m のところに設置したアルゴンガス TPC に照射された中性子の総数は

$$9034\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1} \times \frac{(100\text{ cm})^2}{(300\text{ cm})^2} \times (30\text{ cm})^2 \times 1105\text{ s} = 9.98 \times 10^8 \quad (3.1)$$

であることがわかる。

表 3.1: 測定諸元

中性子エネルギー	565 keV
トリガーされた事象数	$1.2 \times 10^6$
測定時間 (real time)	9747 sec
測定時間 (live time)	1105 sec

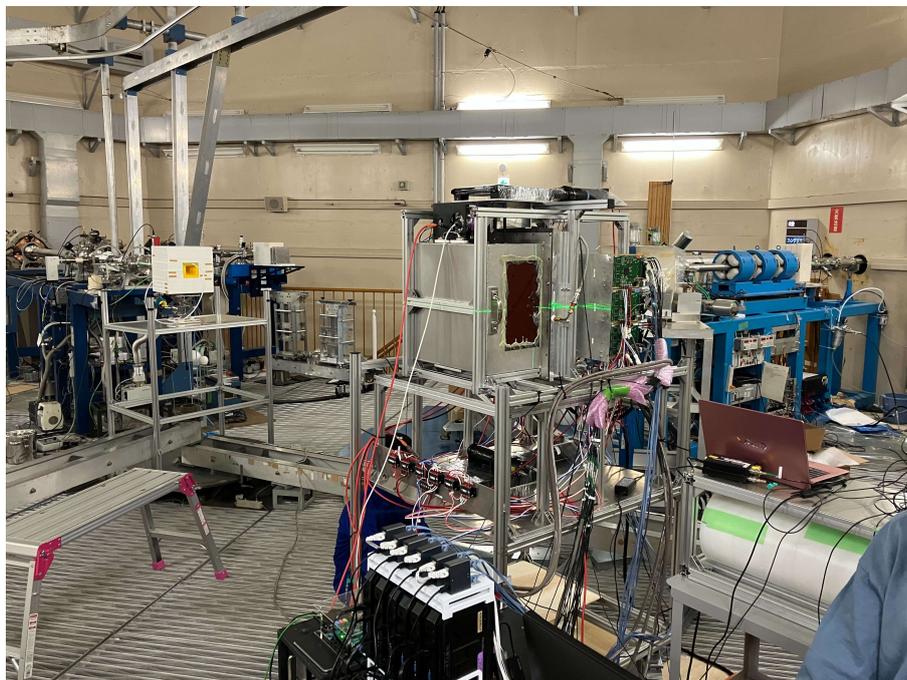


図 3.9: 産総研での中性子ビーム照射実験の様子。

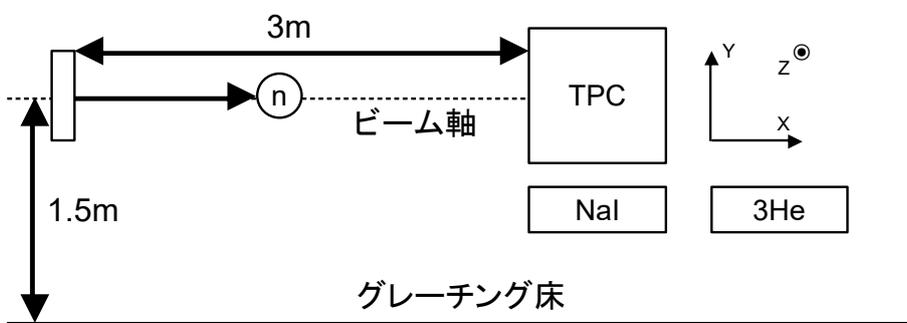


図 3.10: 中性子ビーム照射実験のセットアップ。

表 3.2: アルゴンガス TPC の電圧設定

印加箇所	印加電圧 [V]
Drift Top	-5500
GEM Top	-1000
GEM Bottom	-600
$\mu$ -PIC anode	+430

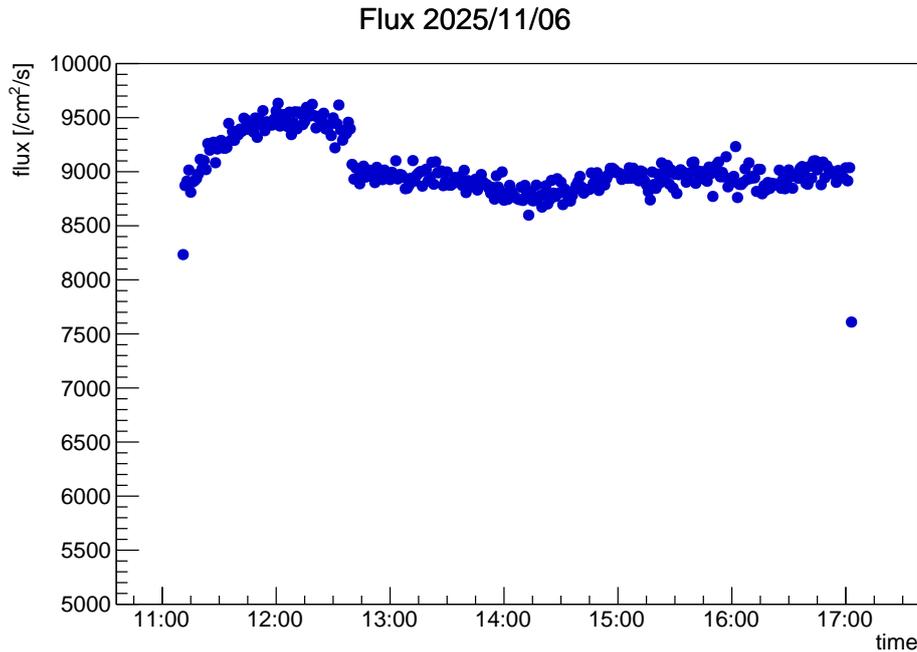


図 3.11: 中性子フラックスの時間変化。

### 3.3.2 データ取得

ビーム照射中は、Grafana というログ・データ可視化のためのツール [40] を用いてデータ取得の様子を即時監視した。図 3.12-3.14 にその様子を示す。Grafana では、アルゴンガス TPC のトリガーレートはもちろん、 $^3\text{He}$  比例計数管や NaI シンチレータのトリガーレートも合わせて監視した。これにより、アルゴンガス TPC のトリガーレートの変化が中性子ビーム強度の変化によるものか否かを即座に判断することが可能であった。また、GEM や  $\mu\text{-PIC}$ 、読み出しボードの電流値も監視しておくことで、アルゴンガス TPC に異常があった場合に対処できるようにした。

ミグダル効果の探索を目的とした本格的な解析に先立ち、中性子ビームを照射したデータの簡易的な解析 (quality check) を行った。図 3.15 は、エネルギーと飛跡長の相関を示すプロットである。横軸の値は、3.2 節のエネルギー較正の結果を用いて、FADC の積分値をエネルギーに変換したものである。原子核反跳 (nuclear recoil, NR) 事象は電子反跳 (electron recoil, ER) 事象に比べて、単位長さあたりに落とすエネルギーが大きい。言い換えると、ER 事象の飛跡長は、NR 事象のそれと比べて長くなる。このことから、図 3.15 の分布が集中している部分は、中性子ビームによって引き起こされた NR 事象によるものであると考えられる。図 3.16 は、エネルギースペクトルの低エネルギー側を拡大したものである。3 keV 付近を境に事象数が急激に変化しており、この範囲を誤差関数でフィッティングすることでトリガ閾値は  $(3.161 \pm 0.008)$  keV であると求められた。図 3.17 は、NR 候補事象のイベントディスプレイであり、点状の飛跡であることがわかる。この事象のエネルギーは 19 keV で、飛跡長は 1.2 cm である。一方、図 3.18 は、ER 候補事象のイベントディスプレイであり、飛跡が X 軸方向に伸びていることがわかる。この事象のエネルギーは 16 keV で、飛跡長は 3.0 cm と計算された。以上より、ビーム由来の NR 事象が観測できていること、また飛跡長の違いから NR 事象と ER 事象が分離できることが確認できた。次章では、ミグダル効果探索を目的とした本格的な解析に取り組む。

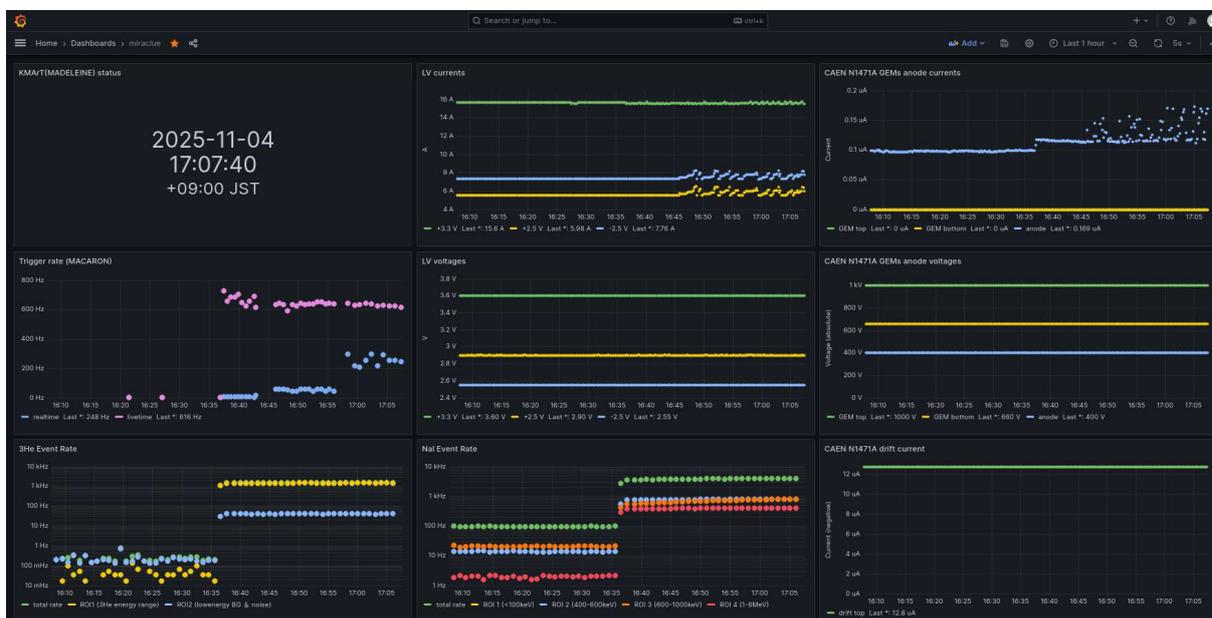


図 3.12: grafana でのリアルタイムモニターの様子。2 段目左がアルゴンガス TPC のトリガーレート (図 3.13 に拡大図)、3 段目左が  $^3\text{He}$  比例計数管のトリガーレート (図 3.14 に拡大図)、3 段目中央が NaI シンチレータのトリガーレートである。なお、NaI シンチレータのトリガーレートはエネルギー帯で色分けをしている。また、1 段目中央が読み出しボードの電流値、1 段目右が GEM および  $\mu\text{-PIC}$  の電流値である。

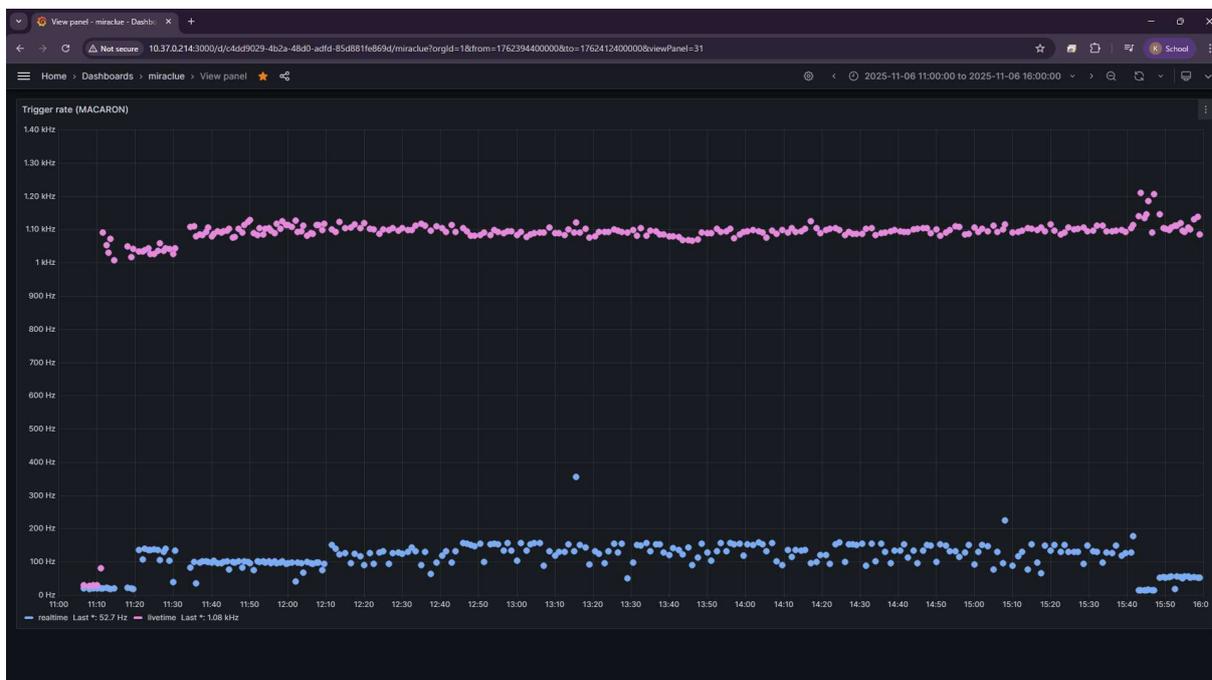


図 3.13: アルゴンガス TPC のトリガーレート。ピンク色の点は live time のレート、青色の点は real time のレートであり、DAQ の dead time が 90% 程度存在することがわかる。



図 3.14:  $^3\text{He}$  比例計数管のトリガーレート。緑色の点は全事象のレート、青色の点はノイズ由来の事象のレートで、黄色の点はノイズ成分を差し引いたものである。図 3.11 の時間変化と同様であることが確認できる。

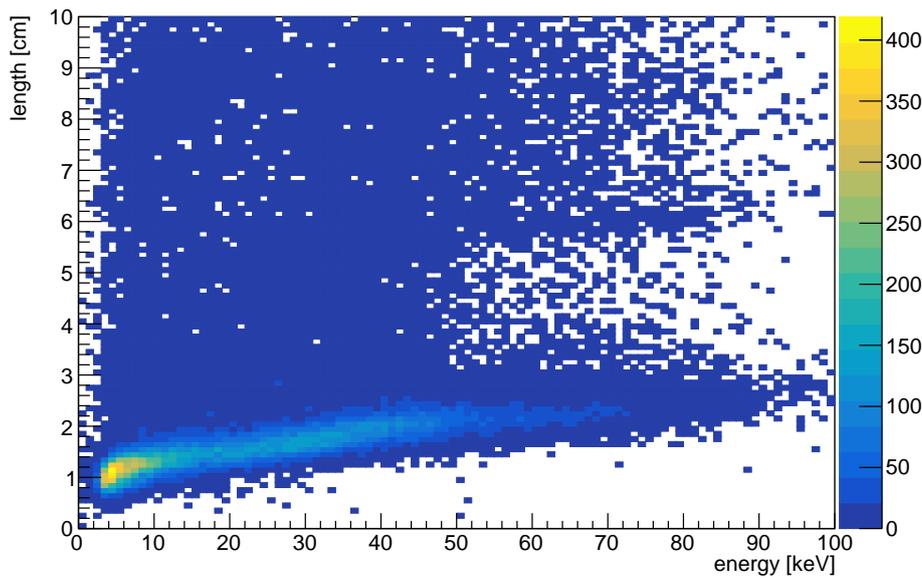


図 3.15: 中性子ビームを用いた測定におけるエネルギーと飛跡長の関係。

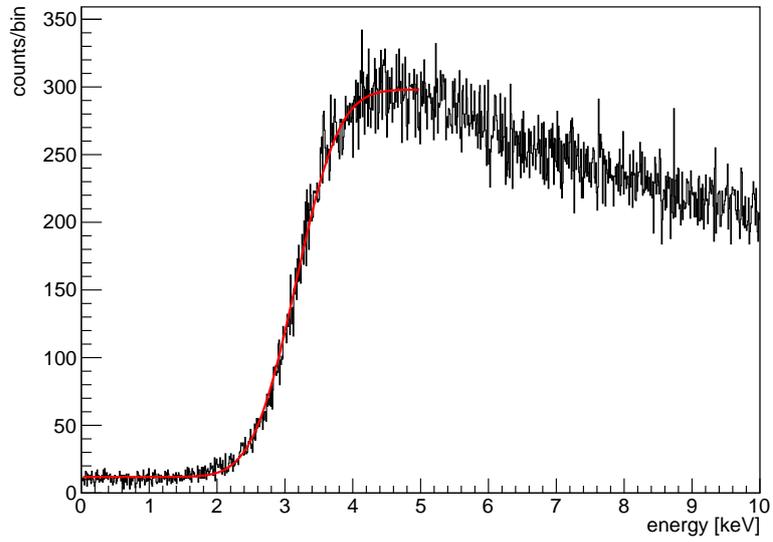


図 3.16: 中性子ビームを用いた測定における低エネルギー側のスペクトル。

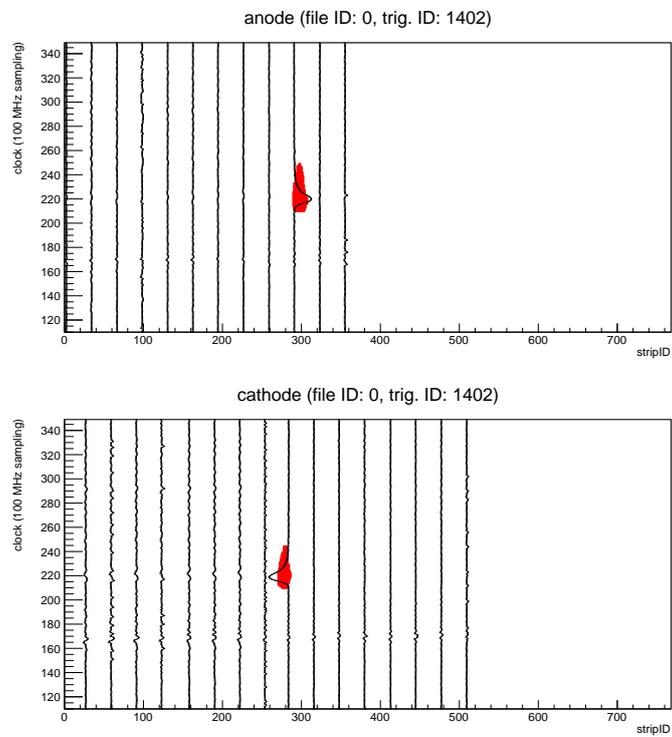


図 3.17: NR 候補事象のイベントディスプレイ。

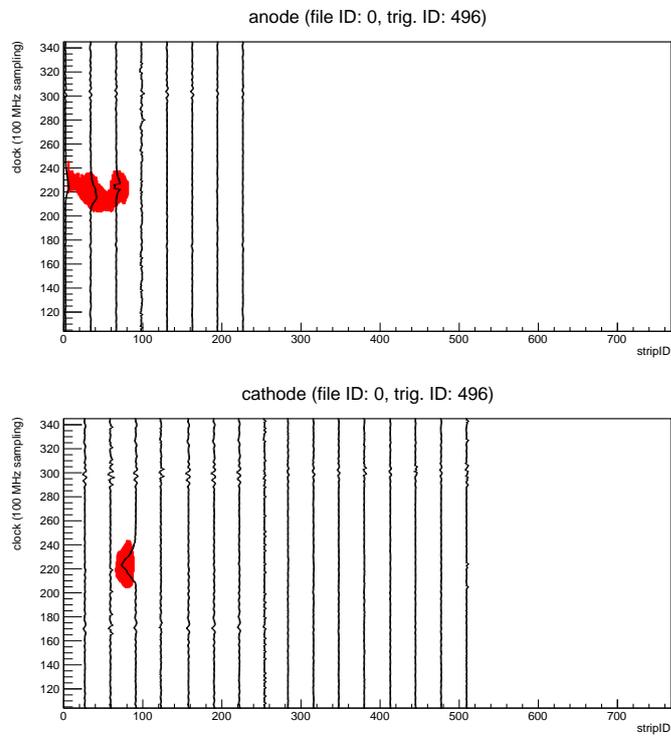


図 3.18: ER 候補事象のイベントディスプレイ。

## 第 4 章

# 解析

本研究は、アルゴン原子の K 殻で生じるミグダル効果の分岐比を得ることを目的としている。本章では 4.1 節で原子核反跳事象、4.2 節でミグダル事象候補の数を数え、その結果を用いて 4.3 節で分岐比を求める。

### 4.1 原子核反跳事象数の見積もり

本測定で観測されるアルゴン原子核反跳の総事象数を、シミュレーションおよび実測データそれぞれを用いて見積もった。

#### 4.1.1 シミュレーションによる見積もり

本測定で取得されたアルゴン原子核反跳の総事象数を、Geant4[41]を用いて見積もった。Geant4とは、モンテカルロ法を用いて粒子と物質の相互作用をシミュレーションするためのツールであり、素粒子実験分野において広く用いられている。図 4.1 は、本研究で用いたアルゴンガス TPC の幾何学的構造をシミュレーション上で再現したものである。3 章の中性子ビーム実験を再現するため、図 4.2 に示すように、TPC から 3 m の位置から 565 keV の中性子を 10 度の開き角で一様に照射した。ここで、検出器全体への中性子の照射を確保しながら、シミュレーションを効率的に行う観点から開き角を決定した。この開き角は実際のコリメータの開き角より小さくなっている。中性子発生点から 1 m の位置での中性子フラックスの平均値  $9034 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を用いると、1105 秒の live time では  $1 \text{ cm}^2$  あたりの積分値は  $1.00 \times 10^7$  となる。10 度の開き角を考えると、

$$1.00 \times 10^7 \times (100 \text{ cm})^2 \times 2\pi \left(1 - \cos \frac{10}{180} \pi\right) = 9.54 \times 10^9 \quad (4.1)$$

となり、これが、今回のビーム実験で照射された中性子量に相当する 10 度の開き角への中性子の総数である。シミュレーションで発生させた中性子数をこの値に規格化することで、実験で期待される反応数を見積もることができる。

図 4.3 は  $10^9$  個の中性子を発生させることで得られた、原子核反跳のエネルギースペクトルである。水素原子核（図では proton）はエタンガス、フッ素原子核（F）は  $\text{CF}_4$  ガス、炭素原子核（C）は両者に含まれており、反跳された原子核ごとにヒストグラムを色分けしている。水素原子核（陽子）は中性子とほぼ同質量であるため、最大で 565 keV のエネルギーを得る。アルゴン原子核、フッ素原子核、炭素原子核の最大反跳エネルギーはそれぞれ 54 keV、107 keV、160 keV である。全 307187 の原子核反跳事象のうち、アルゴン原子核反跳は 46753 事象であった。2.3 節で述べたように、アルゴン原子核反跳のエネルギー領域（54 keV 以下）では反跳原子核の識別が困難であり、ミグダル効果探索の背景事象の元となる。以降、アルゴン原子核反跳のエネルギー領域を ROI (Region

of Interest)\*<sup>1</sup>とする。アルゴン原子核のエネルギー測定に関するクエンチング（1章参照）を考慮しない（クエンチングを1とする）場合、ROI 中には水素原子核由来のものが 26408 事象、炭素原子核由来のものが 14550 事象、フッ素原子核由来のものが 7307 事象存在する。ここで、

$$R_{Ar} = \frac{N_{Ar}}{N_H + N_C + N_F} \quad (4.2)$$

によって  $R_{Ar}$  を定義する。 $N_{Ar}$  はアルゴン原子核反跳の事象数、 $N_H$ 、 $N_C$ 、 $N_F$  は水素原子核反跳、炭素原子核反跳、フッ素原子核反跳それぞれの ROI 内の事象数である。(4.2) 式によって得られた  $R_{Ar}$  は 0.97 であった。

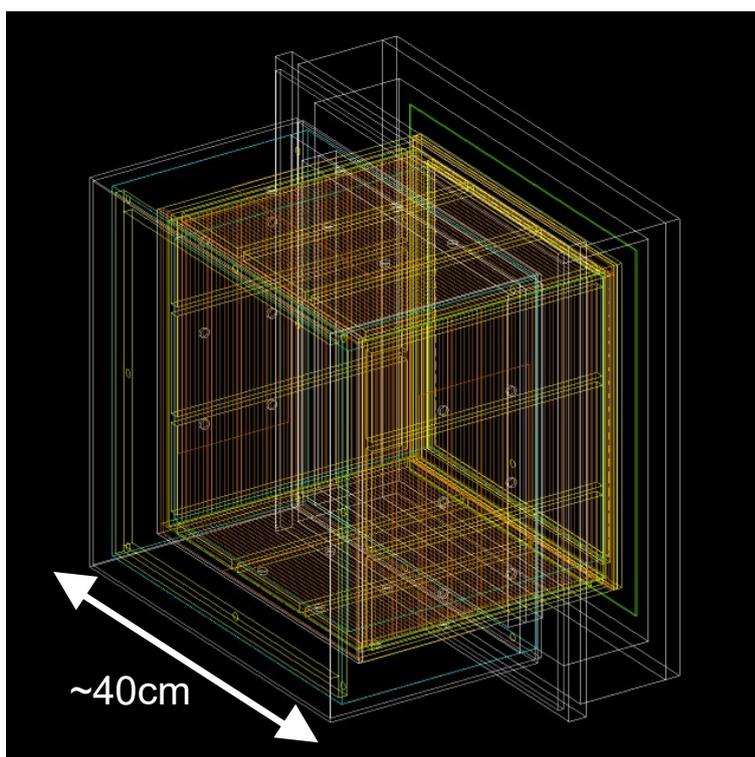


図 4.1: Geant4 を用いたシミュレーションにおける検出器部分の構造図。

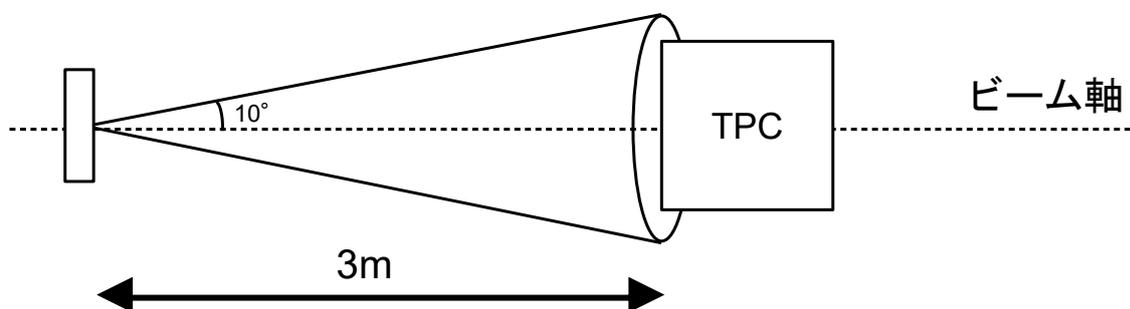


図 4.2: Geant4 での中性子ビームの照射方法。

図 4.4 は、本研究で用いた混合ガス中での各原子核のクエンチングファクタを示したものである。ここでのクエンチングファクタとは、エネルギー損失のうち電離によって検出される割合を示す値である。クエンチングファク

\*<sup>1</sup> アルゴン原子核のクエンチングの割合によって ROI は変わりうることに注意されたい。

## Simulation (Geant4)

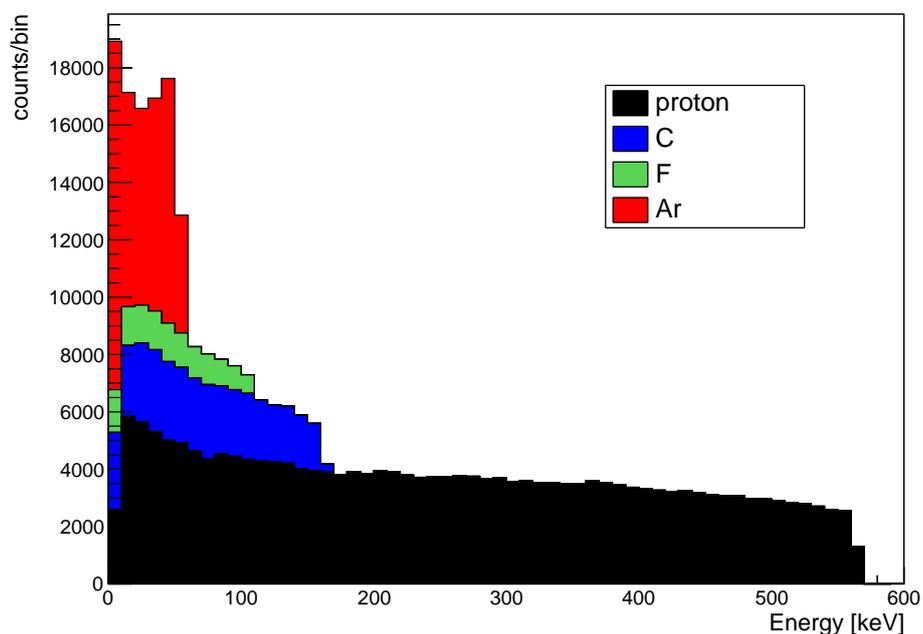


図 4.3: Geant4 で中性子ビームを照射して得られたスペクトル。

タは実測が必要な値であるが、測定値がないためにここでは SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [42] による計算結果を用いている。図 4.5 は、図 4.3 の結果に対してクエンチングファクタを考慮した場合のスペクトルである。なお、水素原子核のクエンチングファクタは 1 に十分近く、ここでは無視している。アルゴン原子核の最大反跳エネルギーにおけるクエンチングファクタは約 0.4 と計算されているため、電離によって検出されるのは 20 keV 程度である。この影響により ROI が狭くなるため、アルゴン以外の原子核との分離の度合いが大きくなり、 $R_{Ar}$  は 1.86 となる。また、図 3.16 に示すトリガ閾値を考慮すると、検出できるアルゴン原子核反跳の事象数は  $(33919^{+27}_{-12})$  事象となって、 $R_{Ar}$  は 1.60 となる。表 4.1 に、原子核ごとの ROI 内の事象数および  $R_{Ar}$  をまとめている。

表 4.1: ROI 内の事象数

考慮した項目	Ar	H	C	F	$R_{Ar}$
なし	46753	26408	14550	7307	0.97
クエンチングファクタ	46753	8752	10338	6048	1.86
クエンチングファクタ+トリガ閾値	33919	8661	7936	4510	1.60

(4.1) 式の値を用いると、全測定期間でアルゴン原子核反跳の期待される観測事象数は

$$33919 \times \frac{9.54 \times 10^9}{10^9} = 3.24 \times 10^5 \quad (4.3)$$

と求められる。これがシミュレーションによって見積もられた観測されたアルゴン原子核反跳の事象数である。

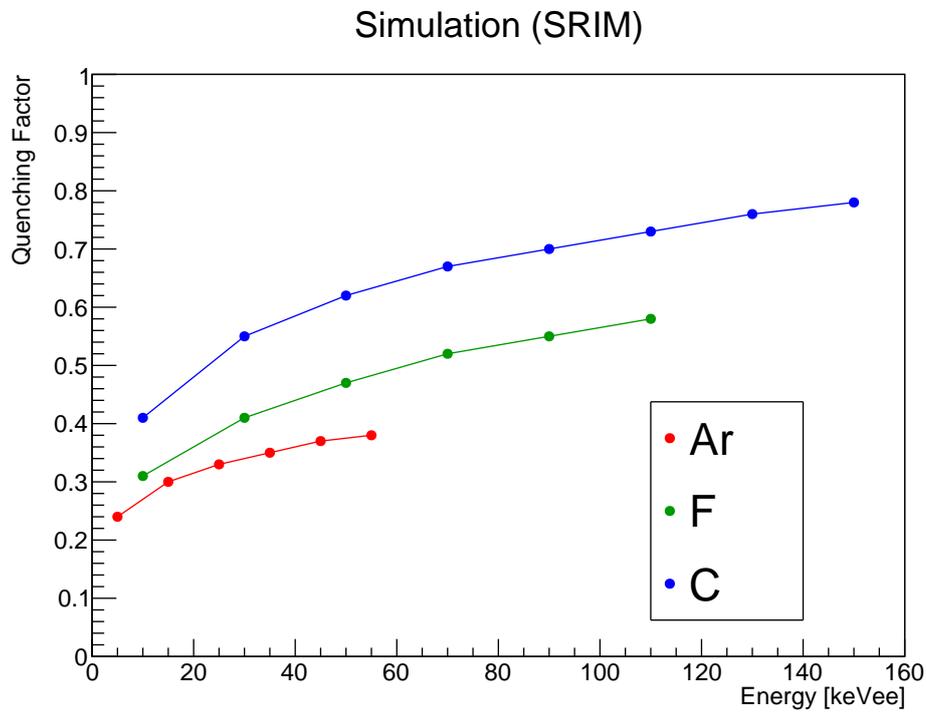


図 4.4: SRIM で計算された原子核ごとのクエンチングファクタ。

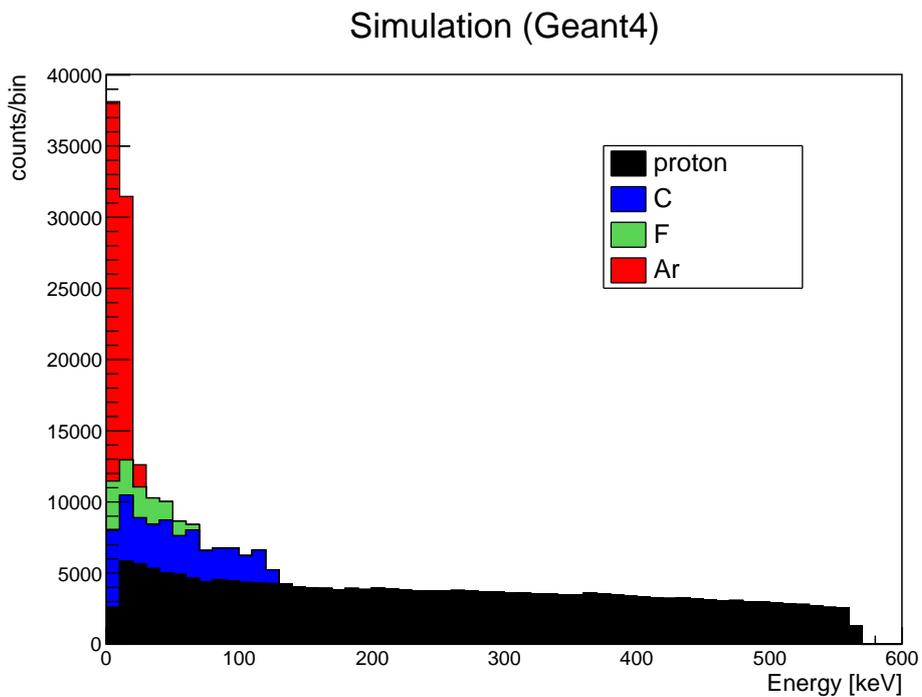


図 4.5: 図 4.3 でクエンチングファクタを考慮した場合

## 4.1.2 実データによる見積もり

次に、実データにおけるアルゴン原子核反跳の事象数を見積もった。SRIM による計算結果を用いると、電離によって検出されるアルゴン原子核反跳のエネルギーは最大 20.5 keV である。よってこれより小さいエネルギーの事象数を数え、表 4.1 中の  $R_{Ar}$  の値を用いることでアルゴン原子核反跳の事象数を見積もることができる。ただし、低エネルギー側にはガンマ線由来の事象も存在するため、この影響を見積もる必要がある。今回はバックグラウンド測定の飛跡長分布を参考にしてガンマ線の影響を評価した。

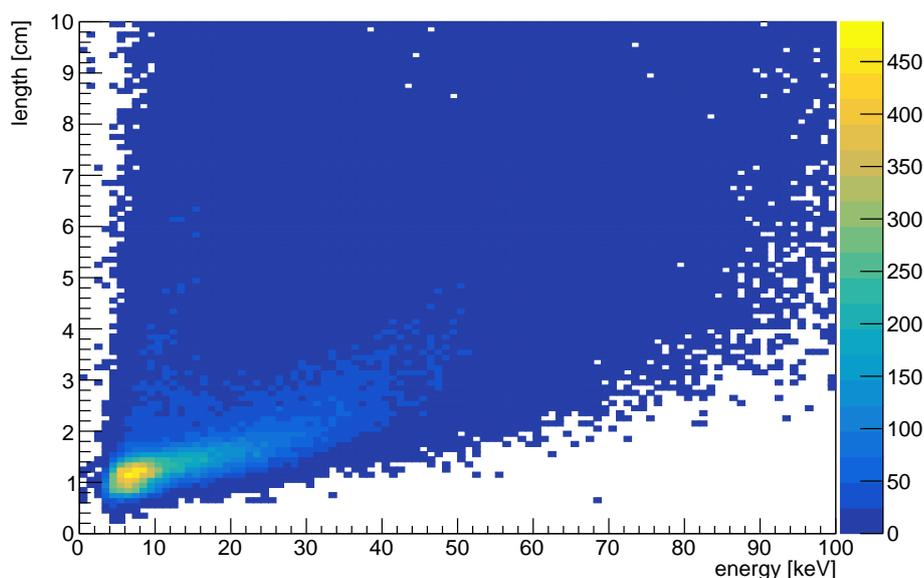


図 4.6: バックグラウンド測定におけるエネルギーと飛跡長の関係

図 4.6 は、バックグラウンド測定におけるエネルギーと飛跡長の相関である。なお、このバックグラウンド測定はビーム実験後に実施したもので、アルゴンガス TPC の電圧設定はビーム実験と同様の表 3.2 に示した値である。測定の live time は 6358 sec であった。図 4.7 は、エネルギーが 20.5 keV より小さい事象の飛跡長分布である。2.5 cm~4 cm の領域には 4494 事象、2 cm より短いものは 29020 事象観測された。図 3.15 から、20.5 keV 未満の原子核反跳事象の飛跡長は 2 cm より短いところに分布しているため、それより長いものはガンマ線事象であると考えられる。ビーム照射中のガンマ線事象の飛跡長分布がバックグラウンド測定における分布と等しいことを仮定すると、ビーム照射中の 2.5 cm~4 cm の領域内の事象数をもとに 2 cm より短いガンマ線事象の数を見積もることができる。

図 4.8 は、中性子ビームを用いた測定におけるエネルギーが 20.5 keV より小さい事象の飛跡長分布である。2.5 cm~4 cm の領域には 17928 事象、2 cm より短いものは 244628 事象観測された。2 cm より短いガンマ線事象は、バックグラウンド測定の比を用いると

$$17928 \times \frac{29020}{4494} = 115770 \quad (4.4)$$

と計算される。よって全原子核反跳事象数は  $244628 - 115770 = 128858$  となり、アルゴン原子核反跳の事象数は表 4.1 の  $R_{Ar}$  を用いることで

$$128858 \times \frac{1.60}{1 + 1.60} = 7.93 \times 10^4 \quad (4.5)$$

と求められる。これが実データを基にして見積もられた観測されたアルゴン原子核反跳の事象数である。

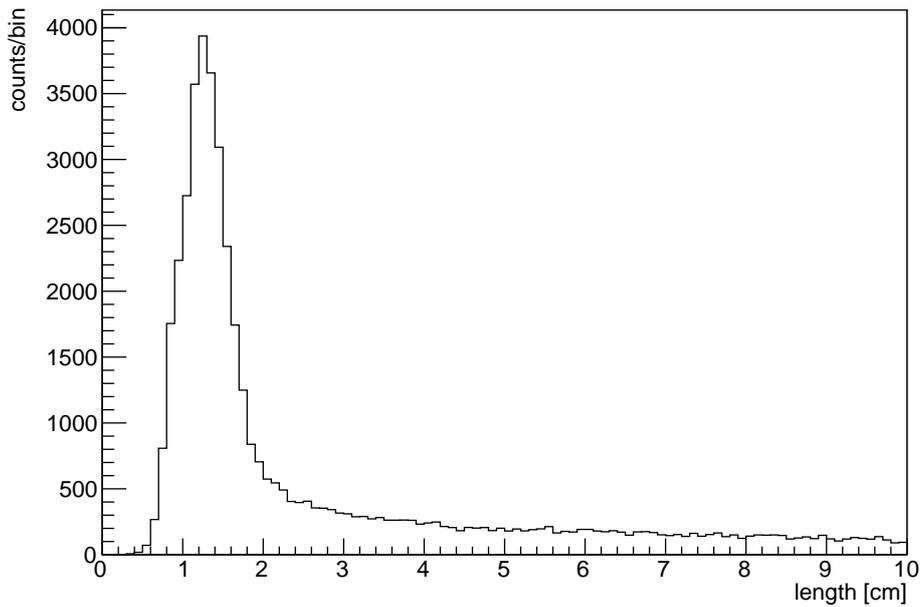


図 4.7: バックグラウンド測定におけるエネルギーが 20.5 keV より小さい事象の飛跡長分布

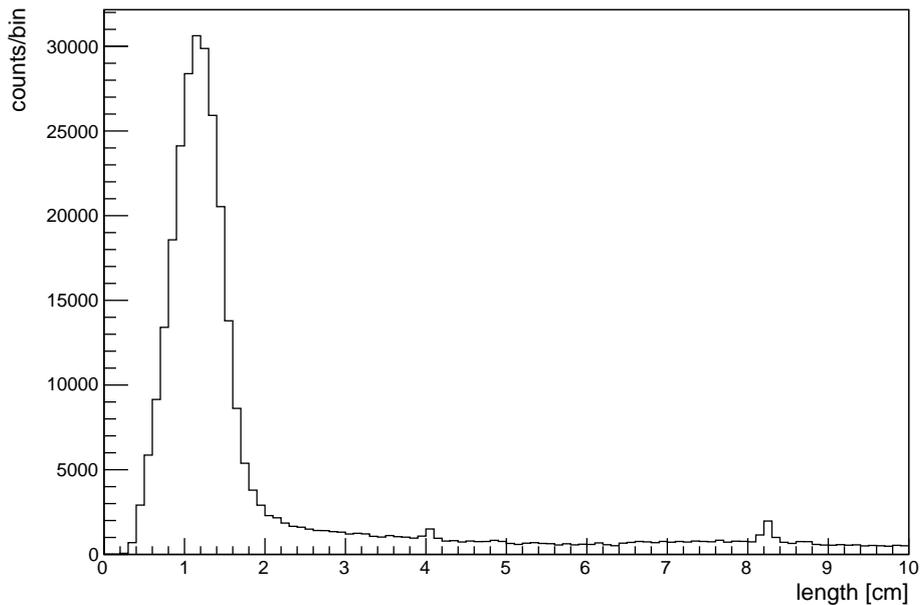


図 4.8: 中性子ビームを用いた測定におけるエネルギーが 20.5 keV より小さい事象の飛跡長分布

### 4.1.3 アルゴン原子核の反跳事象数

本実験で得られたアルゴン原子核の反跳事象数について、シミュレーションを用いた場合と実データを用いた場合の見積り間に約 4 倍の差が見られた。この原因については 5 章で考察する。4.3 節では、保守的な上限値を与えるために、少なくとも見積もられた実データに基づく  $7.93 \times 10^4$  事象を用いることとする。

## 4.2 ミグダル事象候補の選別

### 4.2.1 解析手法

1章で述べたように、本研究では2クラスター手法を用いてミグダル効果を探索する。アルゴンガス TPC で取得した各イベントのヒット情報および FADC の波形情報を用いて、クラスターごとのエネルギーとクラスター間の距離を求める。縦方向に離れた2クラスター（縦2クラスター）事象を選別する手順を図 4.9 を用いて説明する。図 2.21 と同様に横が  $\mu$ -PIC のストリップ番号、縦がクロックを表している。

- (1) クロックの昇順になるようにヒット情報を並び替える。クロックが同じ場合は、X 座標（Y 座標）の昇順とする。
- (2) 隣り合うヒット情報のクロックの差を調べ、閾値よりも大きい「とび」が1回だけあるものを残す。とびの前後をそれぞれ「クラスター1」、「クラスター2」とする。
- (3) クラスター1、クラスター2をそれぞれ X 座標（Y 座標）の昇順に並び替える。X 座標（Y 座標）が同じ場合は、クロックの昇順とする。
- (4) 隣り合うヒット情報の X 座標（Y 座標）の差を調べ、閾値よりも大きい「とび」がないものを残す。
- (5) 上記の2および4を通過した事象について、クラスター間の距離  $d$  を計算する。X 方向（Y 方向）の距離の導出には各クラスターの重心、縦方向の距離の導出には各クラスターのクロックの立ち上がりを用いる。図 4.9 中のパラメータを用いて、 $d = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + \{(\Delta z_x + \Delta z_y)/2\}^2}$  という式で求める。
- (6) それぞれのクラスターについて、ヒットのある区間で FADC の波形を積分してエネルギーを算出する。

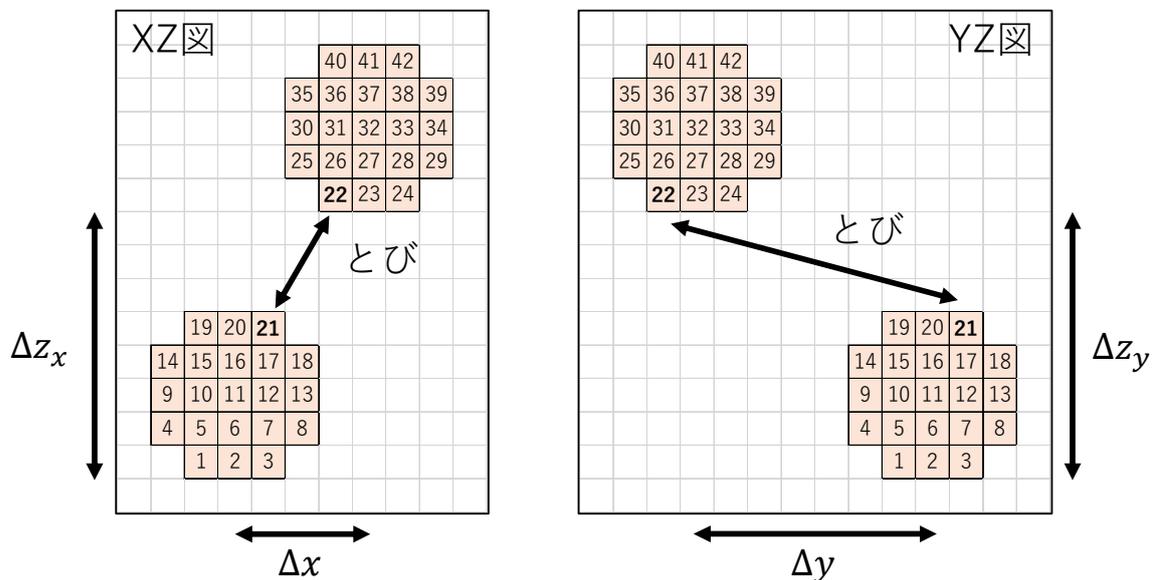


図 4.9: 2 クラスター事象の選別方法

上記 (1)~(4) の「クロック」と「X 座標（Y 座標）」入れ替えることで、横方向に離れた2クラスター（横2クラスター）事象を探ることができる。今回の解析ではまず縦2クラスター事象を抜き出し、残った事象の中から横2クラスター事象を探した。そのため、縦2クラスターと横2クラスターのいずれの条件も満たす場合は縦2クラスター事象として扱われる。また、2クラスター事象を選別するために以下の3つの条件を設定した。条件(2)はクラスターごとのエネルギーを正しく計算するための条件で、条件(3)はノイズ由来の事象を排除するための条件で

ある。

- (1) クラスターが縦方向に 1 クロック以上離れている
- (2) 条件 1 を満たさない場合、クラスターが X 方向 (Y 方向) に 1.28 cm 以上離れている
- (3) 各クラスターの合計ヒット数が 50 以上 1000 未満

この解析手法を検証するために、8 keV の特性 X 線を照射して取得したデータの解析を行った。X 線がアルゴン原子の K 殻で光電効果を起こした場合、表 1.1 の確率で特性 X 線を放出するため、図 1.12 と同様のイベントトポロジーを持つ事象が観測される。図 4.10、図 4.11 は実際に観測した 2 クラスター事象の例であり、縦 2 クラスター事象と横 2 クラスター事象のいずれも抽出可能であることが確認された。

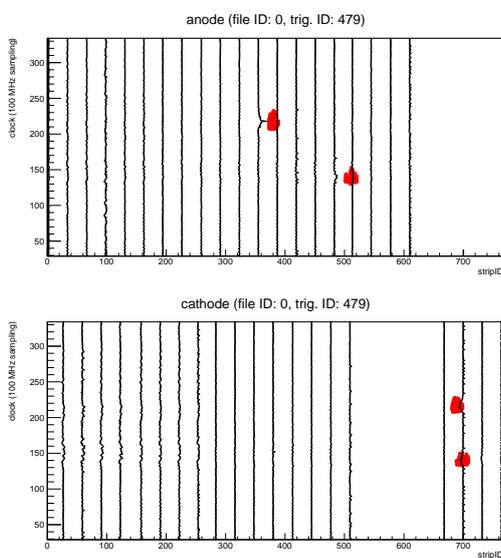


図 4.10: 縦 2 クラスター事象の例。

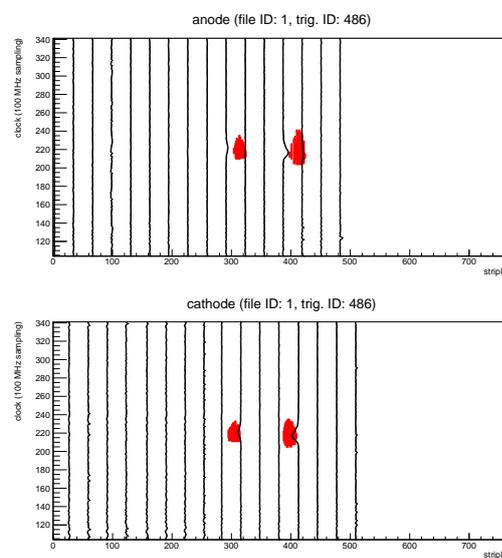


図 4.11: 横 2 クラスター事象の例。

#### 4.2.2 中性子ビーム照射データの解析

続いて、中性子ビーム実験で取得したデータを用いて上記の解析を行い、ミグダル効果の候補事象数を見積もる。以下、「少なくとも一方のクラスターのエネルギーが  $(3.0 \pm 1.5)$  keV である」という条件を KC (K-shell Criteria) と略称する。図 4.12 は、事象選別前のエネルギースペクトルである。30 keV 付近に見えるピークのような構造は、FADC のサチュレーションによりエネルギーが正しく計算できなかった事象によるものと推測される。図 4.13 に、FADC のサチュレーションが生じた事象の例を示す。単位長さあたりのエネルギー損失が大きい原子核反跳ではサチュレーションが生じやすい。図 4.14 はサチュレーションがない事象のみを描画したもので、ピークのような構造が消えていることが確認できる。

図 4.15 は、選別を通過した 2 クラスター事象のエネルギー分布である。横軸にエネルギーが大きいクラスター、縦軸にエネルギーが小さいクラスターをとった。次に、これらの事象に対して KC による選別をかけることで、ミグダル事象候補数を求めた。全 3499 の 2 クラスター事象のうち、KC を満たすものは 1058 事象であった。図 4.16 は 2 クラスター事象のエネルギー分布である。黒色のヒストグラムは図 4.12 と同じものであり、青色のヒストグラムは全 2 クラスター事象、赤色のヒストグラムはそのうち KC を満たす事象のみを描画している。図 4.17 は、事象選別を通過したものについて、クラスター間の距離分布を作成したものである。縦軸は counts/sec/cm に規格化されており、ヒストグラムの配色は図 4.16 と同様である。得られた距離分布は文献 [29] のシミュレーション結果

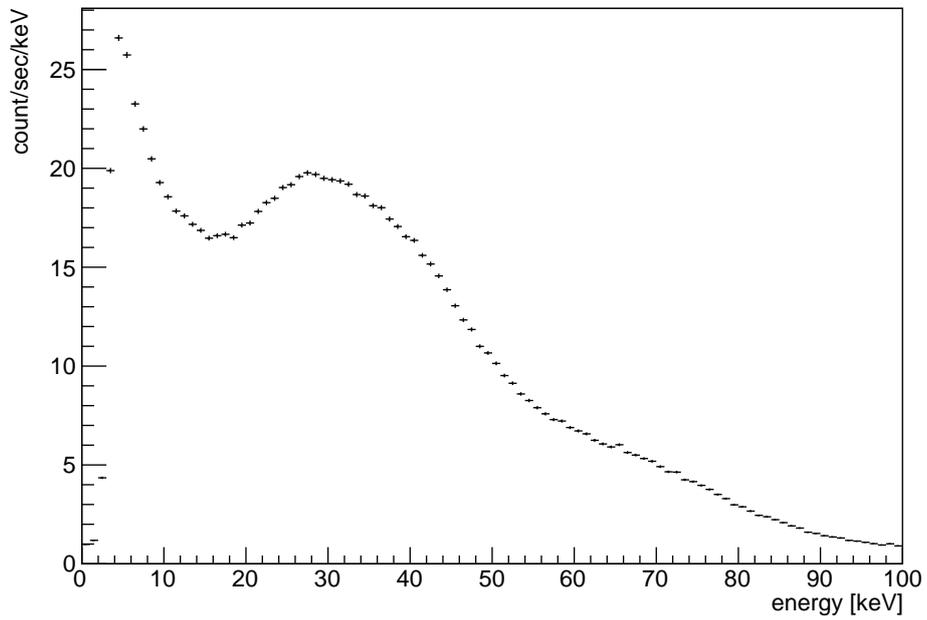


図 4.12: 事象選別前のエネルギースペクトル。

## GBKB-00 (a0-0)

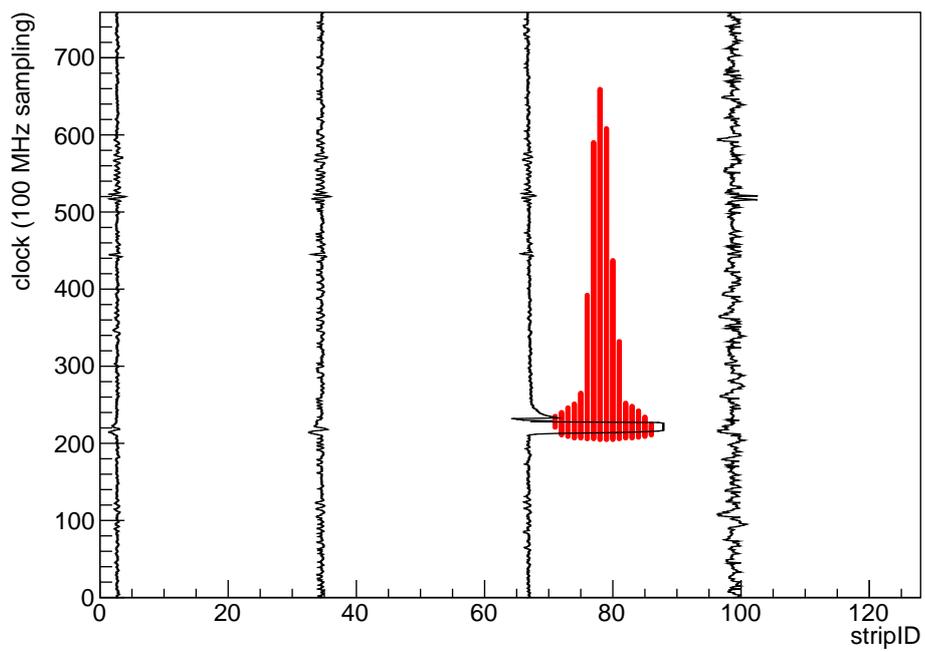


図 4.13: FADC のサチュレーションが生じた事象の例。

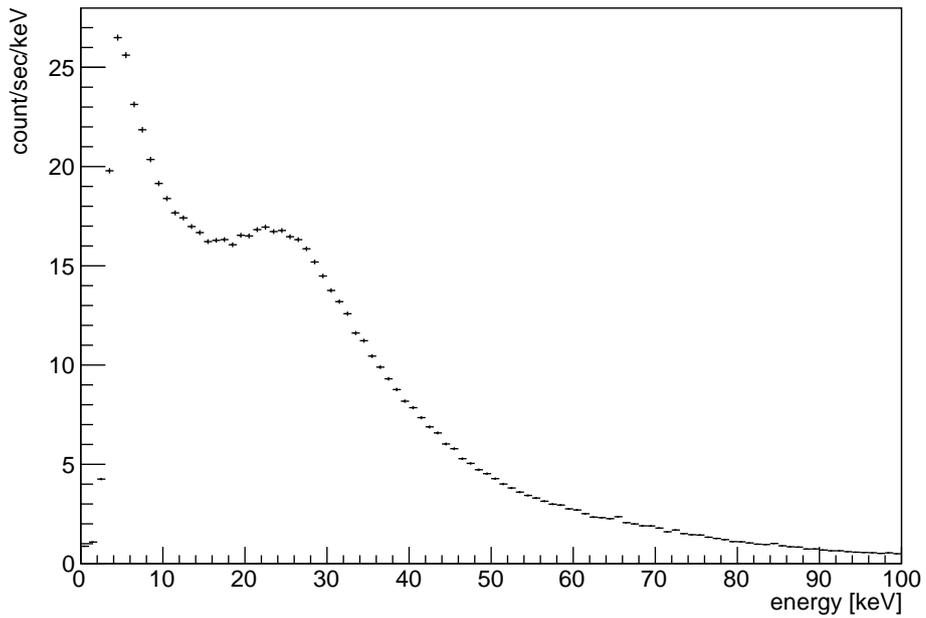


図 4.14: 事象選別前のエネルギースペクトル (サチュレーションなし)。

を再現しているとは言い難く、これについては次章で考察する。表 4.2 に、カット適用後に残った事象数をまとめている。

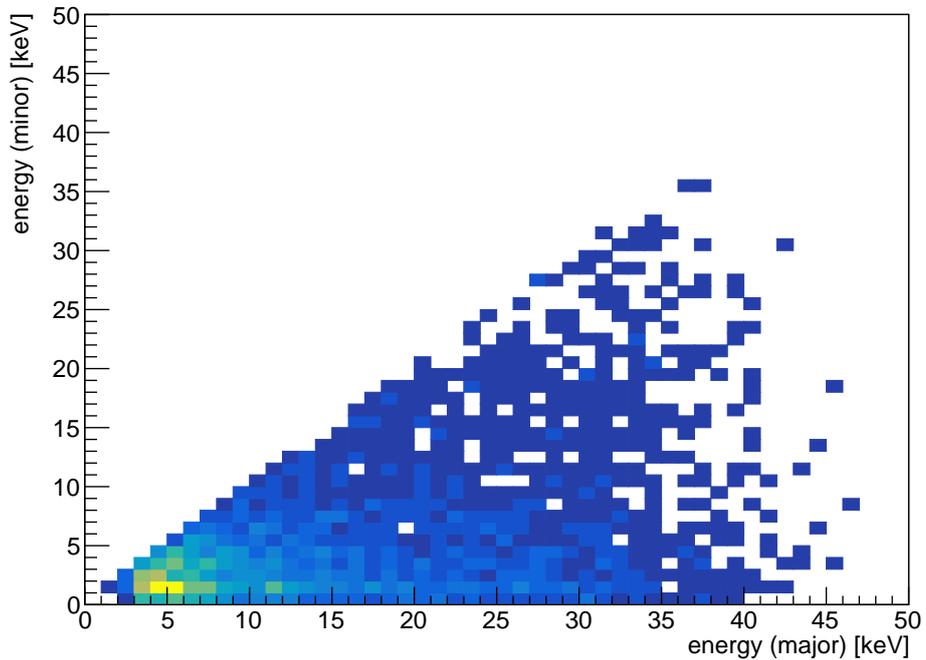


図 4.15: クラスターごとのエネルギー分布。横軸にエネルギーが大きいクラスター、縦軸にエネルギーが小さいクラスターをとっている。

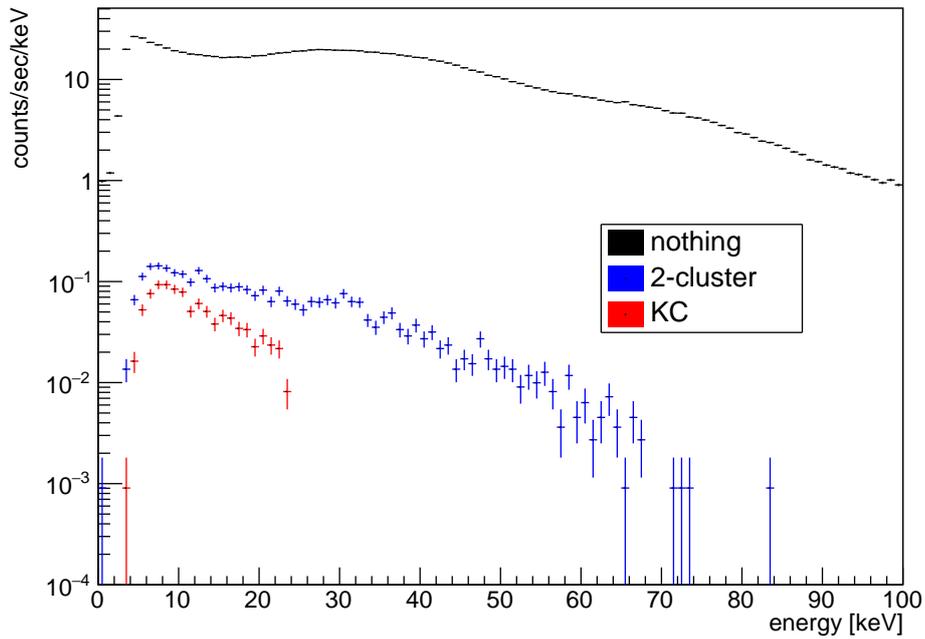


図 4.16: 事象選別によるエネルギー分布の変化。黒線は全事象であり、青線は全 2 クラスター事象、赤線は KC を満たす 2 クラスター事象である。なお、青線および赤線は 2 つのクラスターの合計のエネルギーである。

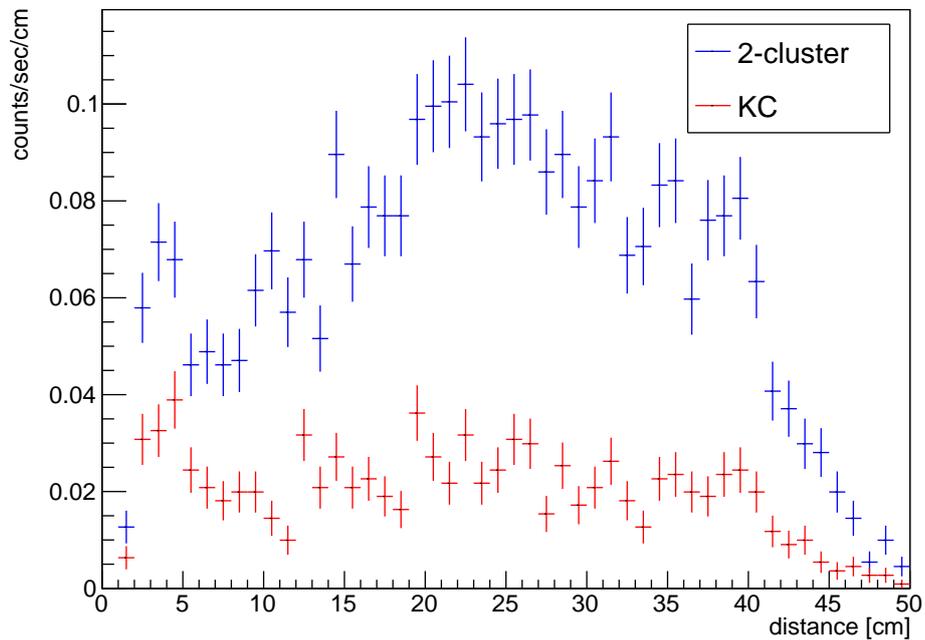


図 4.17: クラスター間の距離分布。青線は全 2 クラスター事象、赤線は KC を満たす 2 クラスター事象である。

表 4.2: ミグダル事象候補の選別

適用したカット	通過した事象数
なし	$1.2 \times 10^6$
2-cluster	3499
KC	1058

### 4.3 分岐比の上限値の設定

本節では、4.1 節で見積もった原子核反跳事象数と 4.2 節の解析結果を用いて、ミグダル効果の分岐比に上限値を設ける。背景事象の評価が不十分であるため、本研究では観測された事象をすべて信号だと仮定して上限値を設定することにした。背景事象の評価については次章で議論する。期待されるアルゴン原子核反跳事象は  $7.93 \times 10^4$  であるのに対して、確認されたミグダル事象候補は 1058 であるから、分岐比の信頼度 95% の上限値は

$$\frac{1058 + 1.96 \times \sqrt{1058}}{7.93 \times 10^4} = 1.4 \times 10^{-2} \quad (4.6)$$

である。ここでは統計誤差のみを考慮した。表 1.1 よりミグダル効果の分岐比の理論的な予測値は  $7.2 \times 10^{-5}$ 、特性 X 線の発生確率は 0.14 であるため、特性 X 線の放出を伴うミグダル効果の分岐比は

$$7.2 \times 10^{-5} \times 0.14 = 1.0 \times 10^{-5} \quad (4.7)$$

となる。本研究で得られた上限値は、この値に対して  $10^3$  倍程度大きい値である。ミグダル事象の 1000 倍程度の背景事象が存在することによって観測には至らなかった。

## 第5章

# 議論と展望

本研究ではミグダル効果の観測を目指した中性子ビーム実験を実施したが、有意な観測には至らなかった。本章では主に、ミグダル効果の観測に向けた現状の課題と今後の展望を述べる。

### 5.1 実データとシミュレーションの乖離

4章では、期待されるアルゴン原子核反跳の事象数をシミュレーションと実データから求め、その間に約4倍の乖離が確認された。本研究では評価できなかったが、アルゴンガス TPC の検出効率によって乖離が生じている可能性があるため、この仮説を検証することは重要である。また、中性子ビーム照射時のような高レート環境下において検出器システムが正常に動作しているかの確認も必要である。実データとシミュレーションの間に乖離が生じる理由は現状判明しておらず、一刻も早い原因究明が求められる。

### 5.2 2 クラスターを形成する背景事象

4章で選別したミグダル事象候補の中には、2 クラスターを形成する背景事象が多数存在していると考えられる。したがって、背景事象の寄与を見積もることは上限値を更新し、観測を行うために必要不可欠である。ここでは、先行研究 [29] で支配的な背景事象として考慮されていた中性子の多重散乱「Multiple Scattering (MS)」に加えて、2つの独立した散乱が同時に計測される「Accidental Coincidence (AC)」、さらにガンマ線背景事象について検討する。原子核反跳事象数の見積もりに使用したシミュレーション結果をここでも用いた。

#### Multiple Scattering (MS)

シミュレーションで記録された各事象の情報を用いて、MS による 2 クラスター事象を選別した。実データとの比較を容易にするため、2 クラスター事象の選別方法は 4.2 節で示すものと同様の手法を用いた。図 5.1 の青線は、選別を通過した事象についてクラスター間の距離分布を描画したものである。縦軸は counts/sec/cm に規格化されている。先行研究 [29] と比較して計数率が多く、2 章で述べたクエンチャーの寄与が大きいことを示している。また、クラスター間の距離が短い事象が増えているのは、クエンチャーに含まれる原子核の断面積が大きいためであると考察される。図 5.1 の赤線は、選別を通過した事象のうち KC を満たすものみのヒストグラムである。統計量が少ないため確かなことは言えないが、KC を満たす事象の距離分布は平坦に近い傾向が見える。分布の形状をより正確につかむためには、さらなる統計量の確保が必要である。

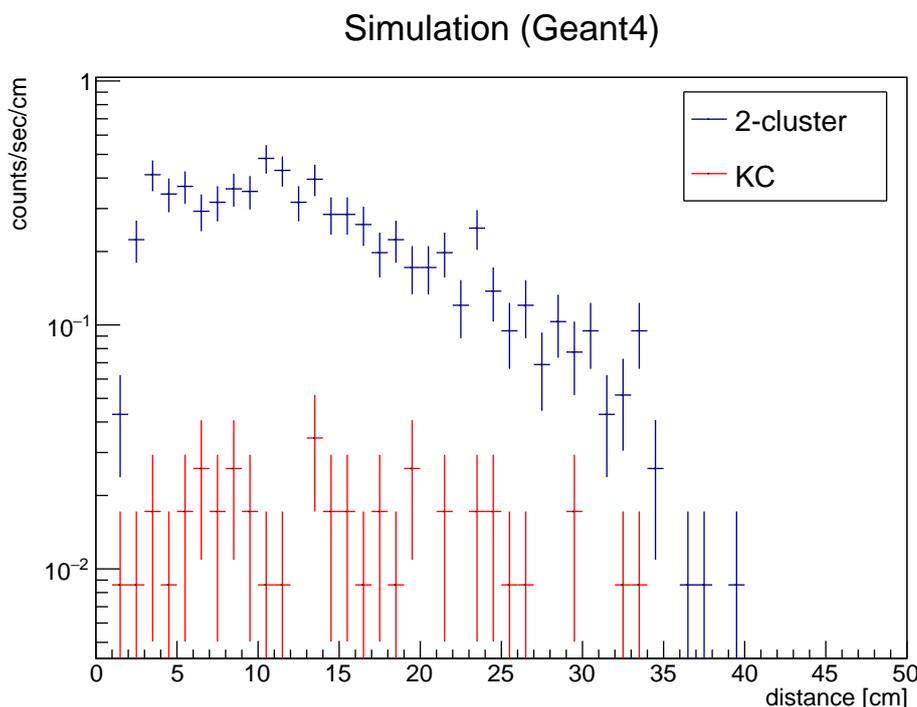


図 5.1: シミュレーションで得られた MS による 2 クラスター事象の距離分布。青線は全 2 クラスター事象で、赤線は KC を満たす 2 クラスター事象である。

### Accidental Coincidence (AC)

AC による事象数を Geant4 で直接評価をすることは困難であるため、シミュレーションで記録された単一の原子核反跳事象「Single」の情報を用いて見積もった。Single の計数率を  $R_s$ 、AC の時間幅を  $T_c$  とすると、AC の計数率  $R_{AC}$  は  $R_{AC} \sim R_s^2 T_c$  で計算される。シミュレーションにより得られた計数率  $R_s = 2.6 \text{ kHz}$  と、本研究で用いたアルゴンガス TPC での値  $T_c = 8.0 \mu\text{s}$  を代入すると、 $R_{AC} \sim 54 \text{ Hz}$  となる。図 5.2 の青線は、Single を無作為に 2 事象選んで飛跡間の距離を計算し、ヒストグラムを描画したものである。ここで、飛跡間の縦方向の距離分布は一様であることを仮定した。図 5.2 の赤線は、KC を満たすものの距離分布である。図 4.17 でも 20 ~ 30 cm における事象数が多い傾向が見えており、今回のミグダル効果探索における 2 クラスター事象の大部分を占めている可能性が高い。一方で、クラスター間の距離が短い領域における事象数は少なく、またこの領域において分布は右肩上がりになっている。これは、距離分布の比較によって AC による背景事象が排除可能であることを示唆している。加えて、AC のレートは Single の計数率の 2 乗に比例することから、中性子フラックスを調整することで削減が可能である。

### ガンマ線背景事象

ガンマ線背景事象の評価のために、3 章で述べたように、中性子ビーム実験中に NaI シンチレータを用いた測定を実施した。図 5.3 は実際に得られたスペクトルである。このデータと Geant4 によるシミュレーションを用いてガンマ線のフラックスを見積もり、背景事象を評価することを検討している。

ガンマ線に対するアルゴンガス TPC の応答を理解するため、 $^{137}\text{Cs}$  の 662 keV のガンマ線をシミュレーション上で図 4.2 と同様の方法で照射した。図 5.4 は  $10^7$  の照射により得られたエネルギースペクトルである。本研究で用

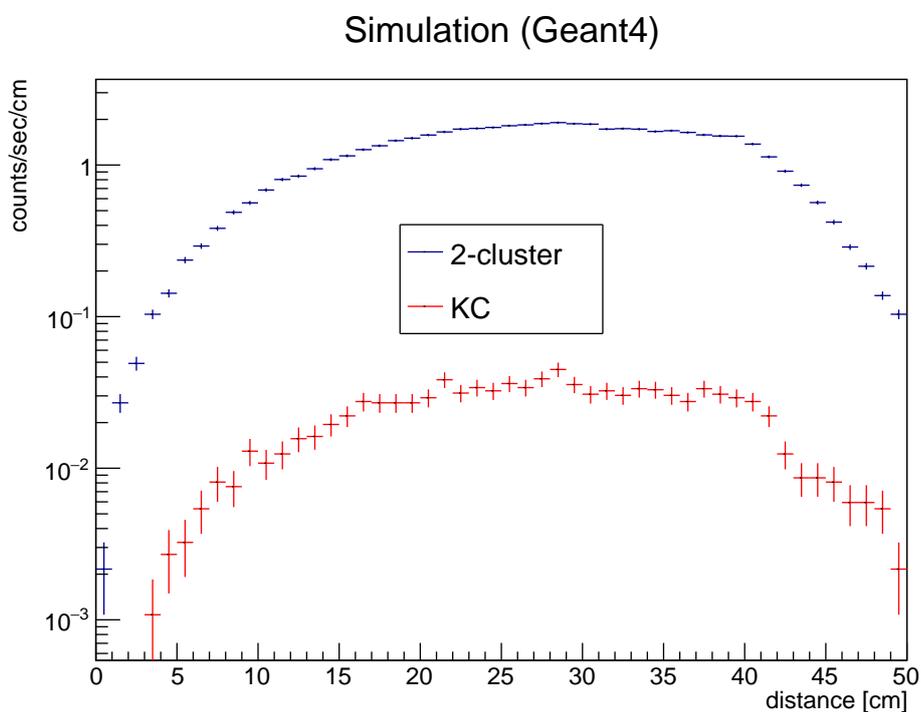


図 5.2: シミュレーションで得られた AC による 2 クラスター事象の距離分布。青線は全 2 クラスター事象で、赤線は KC を満たす 2 クラスター事象である。

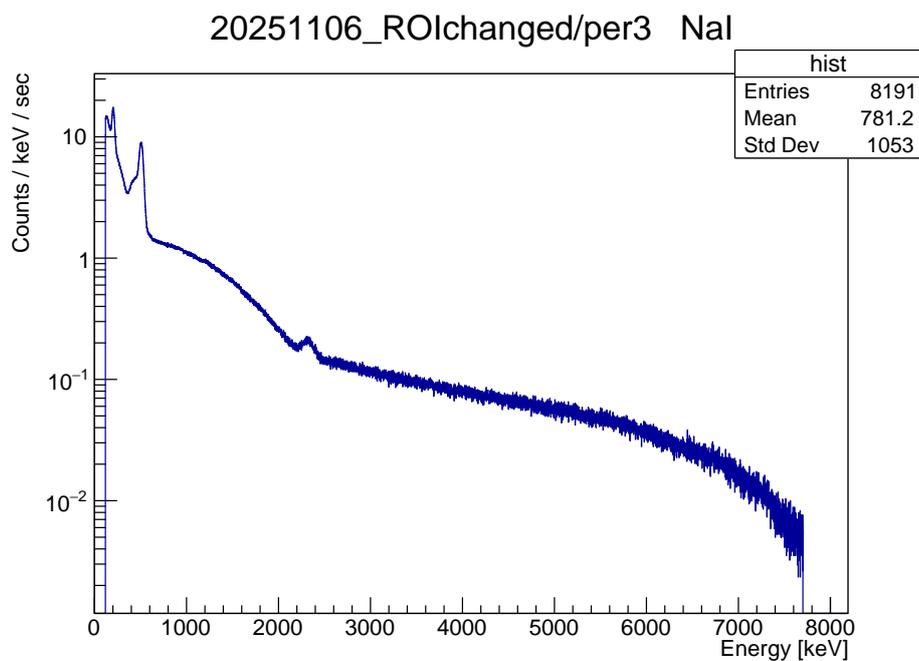


図 5.3: 中性子ビーム照射中に NaI シンチレータで取得したスペクトル。2.2 MeV 付近のピークは水素の ( $n, \gamma$ ) 反応によって生じたガンマ線によるものと考えられる。

いたアルゴンガス TPC 中では 662 keV のエネルギーをすべて落としきることはできないため、このような連続スペクトルが得られる。 $O(100)$  keV のガンマ線の場合、物質との支配的な相互作用はコンプトン散乱である。検出領域内で多重コンプトン散乱を起こした場合にはミグダル効果探索における背景事象となりうる。また単一のコンプトン散乱も AC には寄与するため、このエネルギー領域のガンマ線のフラックスを見積もることは重要である。このスペクトルの低エネルギー側を拡大したものが図 5.5 である。8 keV 付近のピークは、検出器部材の銅から放出される特性 X 線由来のものであると推察される。4 章で述べたように、8 keV の X 線がアルゴン原子の K 殻で光電効果を起こすと 2 クラスター事象となる場合がある。これはミグダル事象と区別がつかないため、計数率によってはミグダル効果探索において無視できない背景事象となりうる。

以上の理由から、ガンマ線背景事象を定量的に評価することは重要である。仮に削減が必要な場合には、その起源に応じて検出器部材の変更や遮蔽材の強化をすることが求められる。

#### Simulation (Geant4)

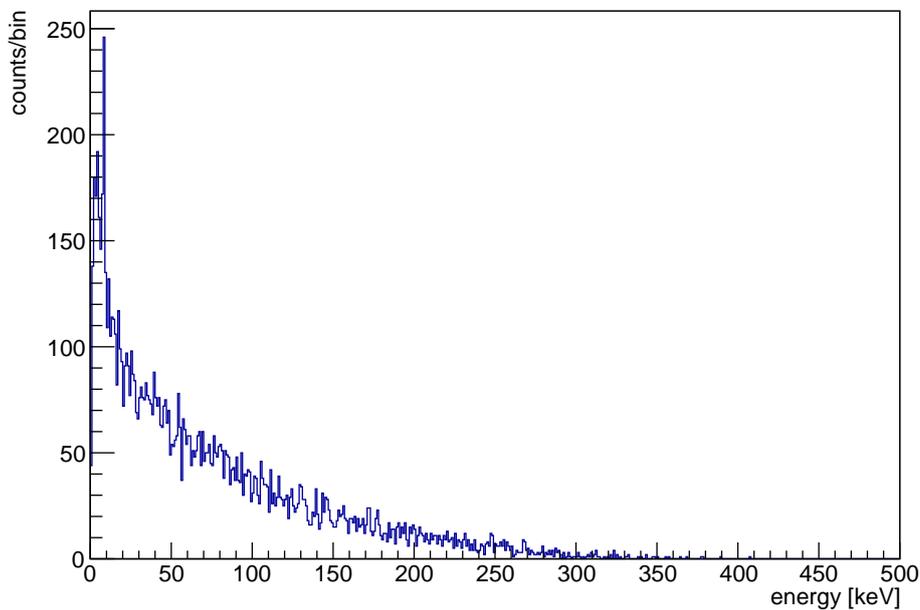


図 5.4: シミュレーションによる 662 keV のガンマ線照射により得られたエネルギースペクトル。

以上の背景事象 3 項目を定量的に評価し、クラスター間の距離分布をミグダル事象と背景事象の足し合わせでフィッティングすることで、ミグダル効果の分岐比の上限値を更新、観測へ近づくことが期待できる。

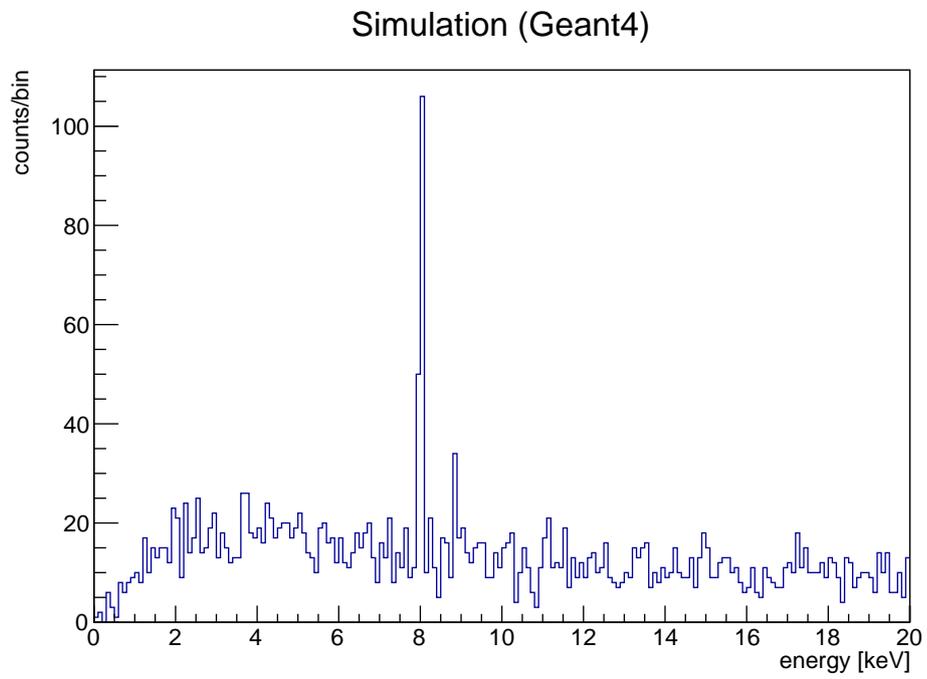


図 5.5: 図 5.4 の低エネルギー側を拡大したもの。



## 第6章

### 結論

さまざまな観測的証拠から暗黒物質の存在は確かめられているが、未だにその正体は不明である。暗黒物質の候補のひとつに WIMP があり、標的原子核との弾性散乱を観測するための実験が精力的に行われているが、未だ発見には至っていない。そこで近年注目を集めているのが、ミグダル効果を用いた WIMP 探索である。ミグダル効果とは、原子核が急に動いたときに低確率で追加の電離や励起が発生する現象のことをいう。追加の電子信号を検出できるため、原子核の反跳エネルギーが小さい、低質量の WIMP に対する探索感度が向上すると期待されている。2026 年 1 月には原子核反跳に伴うミグダル効果の初めての観測事例が報告され、暗黒物質探索への応用に向けたミグダル効果の更なる検証が求められている。

MIRACLUE 実験は、原子核反跳に伴うミグダル効果の実験的な検証を目的とした研究である。この実験では、ミグダル効果によって生成される 2 クラスター事象を位置有感型ガス検出器を用いて観測することを目指している。

本研究ではまず、ミグダル効果探索に向けたアルゴンガス TPC の改良を行った。主に電場構造の改良を狙った新しいフィールドケージの製作と、背景事象削減に向けた混合ガスの最適化に取り組んだ。新しいフィールドケージの導入によってドリフト距離の長い事象の検出に成功した。また混合ガスの研究により、背景事象の起源となるクエンチャーを先行研究の半分程度まで削減できるという知見を得た。その後ガスゲインやエネルギー分解能、ドリフト速度等の基礎測定を実施し、検出器に対する要請値を満たすことを確認した。

次に、改良したアルゴンガス TPC と中性子ビームを用いたミグダル効果探索実験を実施した。この実験では単色の中性子ビームをアルゴンガス TPC に照射し、ミグダル効果によって生じる 2 クラスター事象を探索した。理論で予測されるミグダル事象の  $10^3$  倍程度の背景事象が存在することによって観測には至らなかったが、本測定から求めた信頼度 95% の上限値は  $1.4 \times 10^{-2}$  であり、これはアルゴンを用いたミグダル効果探索に限れば世界初の制限である。

本研究における課題として、2 クラスターを形成する背景事象の評価ができていない点が挙げられる。これらの寄与を見積もることで、本研究で設定した上限値を大幅に更新することが可能である。これに加えて統計量を増やすことで、アルゴンでのミグダル効果の観測が期待される。



## 謝辞

本研究の遂行にあたり、多くの方々からお力添えをいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

最初に、DM グループの皆様へ感謝を伝えたいと思います。

身内賢太郎教授には、B4 の後期から指導教員として面倒を見ていただきました。まず、締切間近になるまでこの修士論文に手を付けず、提出直前に大量の添削をお願いしたことをお詫び申し上げます。直感で TPC 班を選び、DM グループを選びましたが、2 年半ずっと楽しかったのは身内さんのもとの研究ができたからだと思っています。基本的には好きなようにやらせてくださって、時には的確なアドバイスで進むべき方向を示してくださいました。実験で困ったときは身内さんと呼ぶとなぜかうまくいくので、僕の中で身内さんは勝利の神でした。M1 になって間もない頃、身内さんからいただいた青いつなぎを初めて着た瞬間は決して記憶から消えることはありません。悩んだ末に就職の道を選びましたが、あと 3 年 MIRACLUE を続ける未来を想像するとワクワクします。僕の MIRACLUE はここで終わってしまいますが、身内さんのもとの西田やその先の後輩がミラクルを起こす瞬間を楽しみに待ちたいと思います。

東野聡特命助教には、2 年半で数え切れないほど助けていただきました。複数の研究を同時に進めながら学生の面倒も見てくださる東野さんには、最強という言葉が似合います。「困ったときは東野さん」という言葉があるほど、DM グループの学生にとっては心強い存在です。一方の僕は NEWAGE にはほとんど貢献できず、本業の MIRACLUE でも東野さんに頼りっぱなしだったことを不甲斐なく感じています。チームタイム 1 週間前には MACARON をショートさせて、修理していただきました。ピンチを救っていただければ期待に応えられた自信はありませんが、僕が 2 年半で成長できたのは間違いなく東野さんのおかげです。B4 の頃に任せていただいた仕事で得た経験が、修士 2 年間の研究に大いに役立ちました。これからも最強な学生の味方であってください。

先輩の生井凌太さんは頼れる存在であると同時に目標でもありました。勝手に研究の進捗を競っていましたが、生井さんが博士課程に進まれてからは圧倒的な差をつけられてしまいました。しれっと C/N-1.0 を手懐けていたところが生井さんらしくて面白かったです。今後も NEWAGE をけん引してってください。また、生井会 (DM グループ学生の飲み会) に名前を貸していただきありがとうございます。今後も開催されるのであれば、ぜひ参加させてください。同期の谷口紘大くん、DM グループ配属後の初回のミーティングに遅刻してきたときは先のことを心配しましたが、終わってみれば谷口が同期でよかったと心から思います。時に終電を逃してしまうほど研究にのめりこむ姿を見て、いつも刺激をもらっていました。M2 になってからは特に頼もしく、タンデムでのチーム試験では谷口がいると安心感があつた記憶があります。後輩の面倒見もよく、気づけば DM グループに欠かせない存在になっていました。2 年間ありがとうございます。MIRACLUE の唯一の後輩である西田汐里さん、直属の後輩ができると知ったときはとても嬉しかったです。何もわからない状態で DAQ 開発を任されて、苦しい思いをたくさんしたと思います。それでも投げ出さずにやり遂げてくれたおかげでこの修士論文を書き上げることができました。本当にありがとうございます。MACARON が言うことを聞かなくなって、AIST のグレーチングの床の上で体育座りをした話は定評があるのでここで紹介しておきます。後輩の野村脩貴くん、生井会の影の主催者をしてくれてありがとうございます。誰とでも仲良くおしゃべりできるところがすごいと思います。M2 になっても野村らしくのびのびとやってくれたらうれしいです。東野さんに怒られない程度に。同じく後輩の遠山和佳子さん、朝早くから夜遅くまで研究をがんばって

る姿が印象的でした。タンデムでのビーム試験後のサイクリングでは置き去りにしてすみませんでした。これからも勝つまでやる遠山スタイルを貫いてがんばってください。個性あふれる素敵なメンバーに囲まれて、幸福度の高い研究生を送ることができました。この先も賑やかな DM グループであり続けてくれることを願っています。

粒子物理学研究室（以下、粒子）の藏重久弥教授、竹内康雄教授、山崎祐司教授、前田順平准教授、鈴木州講師、伊藤博士講師には学部時代の講義や実験、研究室でのゼミやコロキウムでお世話になりました。藏重さんには、学部1年の「剛体の力学」の授業を担当していただきました。楽しそうに笑いながら授業をされていたことを鮮明に覚えています。粒子に配属されてからは、飲み会で度々ありがたいお話を頂戴しました。特に、藏重さんの座右の銘である「博覧強記<sup>\*1</sup>」は強く印象に残っています。今年度限りで退官されるということで寂しい思いもありますが、藏重研究室の最後の学生になれたことを嬉しく思います。くれぐれもお体に気を付けてお過ごしください。前田さんには、この修士論文の副査を担当していただきました。提出の前日には差し入れをいただいたおかげで、最後の追い込みをすることができました。居心地のよい環境を作り上げてくださったスタッフの方々には感謝してもしきれません。

3 学年先輩である高橋真斗さんは僕が B4 だった頃から気にかけてくださり、研究に関するアドバイスを度々いただきました。高橋さんに憧れて髭を伸ばしたこともありましたが、敵いませんでした。1 学年先輩の水引龍吾さん、鈴木大夢さんには研究生における様々なアドバイスをいただきました。粒子の同期には元々仲が良かった人もいれば、ほとんど関わりがなかった人もいましたが、配属から3年経った今では全員と仲良くなることができましたと思っています。ひとりひとりにコメントをするのは避けますが、楽しい瞬間も苦しい瞬間も分かち合い、誰一人として欠けることなく走り切ったことを嬉しく思います。そして後輩のみなさん、とにかく研究をがんばってください。

また、MIRACLUE でお世話になった方々にも感謝の意を表したいと思います。東北大の中村輝石准教授には、MIRACLUE ミーティングで数々の鋭いコメントをいただきました。中にはハイレベルな要求もあり、そのすべてを取り入れることはできませんでしたが、多角的な視点から考えるきっかけを与えてくださいました。MIRACLUE の唯一の先輩である東北大の中野愛弓さん、一緒に研究できたのは1年間だけでしたが、AIST ビームタイムや研究会でお会いした際には仲良くしていただきました。博士課程は大変なことも多いかと思いますが、持ち前の明るさでどんな困難も乗り越えていかれると信じています。東北大 RCNS の細川佳志助教、「スズキ」さんにはよくお会いするのですが「ケイシ」さんにお会いすることは滅多にないので驚きました。神戸大に来られた際や神岡出張でお会いした際には、頻繁に飲みに来ていていただきました。細川さんの笑い声を聞いていると自然に笑顔になれました。AIST ビームタイム中は力仕事や車での送迎、昼食の買い出しなどをしていただき本当に助かりました。また、改修工事中のカムランド内を案内していただいたことも忘れられない思い出です。京大の高田淳史准教授、信じられない数の読み出しボードを貸し出していただき、誠にありがとうございました。高田さんのご協力なくしては、本研究は成し得ませんでした。僕の中で（神戸大の DM グループの中で）高田さんは神、いや神を超えて帝です。先行研究者の金崎奎さん、あらゆる実験ログや研究会での発表資料、修士論文などを参考にさせていただきました。ぜひ直接お会いして感謝を伝えたいです。

最後に、6年間の大学生活を支えてくれた家族に感謝の意を表して、謝辞とさせていただきます。

<sup>\*1</sup> 広く書物を読み、それらを非常によく記憶して豊かな知識をもっていること。

## 引用文献

- [1] ダークマター. 川崎雅裕. 日本評論社, 2025.
- [2] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophys. J.*, Vol. 86, pp. 217–246, 1937.
- [3] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 249, No. 3, pp. 523–537, 04 1991.
- [4] Planck Collaboration, et al. Planck 2018 results - vi. cosmological parameters. *A&A*, Vol. 641, p. A6, 2020.
- [5] Giorgio Arcadi, et al. The waning of the wimp? a review of models, searches, and constraints. *The European Physical Journal C*, Vol. 78, , 03 2017.
- [6] <https://github.com/cajohare/DirectDetectionPlots>.
- [7] E. Aprile, et al. First dark matter search with nuclear recoils from the xenonnt experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 131, p. 041003, Jul 2023.
- [8] J. Aalbers, et al. Dark matter search results from 4.2 Tonne–Years of exposure of the lux-zeplin (lz) experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 135, p. 011802, Jul 2025.
- [9] Zihao Bo, et al. Dark matter search results from 1.54 Tonne · Year exposure of pandax-4t. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 134, p. 011805, Jan 2025.
- [10] E. Aprile, et al. First indication of solar  $^8\text{B}$  neutrinos via coherent elastic neutrino-nucleus scattering with xenonnt. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 133, p. 191002, Nov 2024.
- [11] E. Aprile, et al. First search for light dark matter in the neutrino fog with xenonnt. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 134, p. 111802, Mar 2025.
- [12] P. Agnes, et al. Search for low-mass dark matter wimps with 12 ton-day exposure of darkside-50. *Phys. Rev. D*, Vol. 107, p. 063001, Mar 2023.
- [13] E. Aprile, et al. Search for light dark matter interactions enhanced by the migdal effect or bremsstrahlung in xenon1t. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, p. 241803, Dec 2019.
- [14] R. Bernabei, et al. Further results from DAMA/LIBRA-phase2 and perspectives. *Nuclear Physics and Atomic Energy*, Vol. 22, No. 4, pp. 329–342, December 2021.
- [15] G. Adhikari, et al. Three-year annual modulation search with cosine-100. *Phys. Rev. D*, Vol. 106, p. 052005, Sep 2022.
- [16] Iván Coarasa, et al. Anais–112 three years data: a sensitive model independent negative test of the dama/libra dark matter signal. *Communications Physics*, Vol. 7, , 2024.
- [17] A. B. Migdal. Ionization of atoms accompanying  $\alpha$  - and  $\beta$  -decay. *J. Phys. Acad. Sci. (USSR)*, vol. 4, p. 449, 1941.
- [18] M. S. Rapaport, F. Asaro, and I. Perlman.  $k$ -shell electron shake-off accompanying alpha decay. *Phys. Rev. C*, Vol. 11, pp. 1740–1745, May 1975.

- [19] M. S. Rapaport, F. Asaro, and I. Perlman.  $l$ - and  $m$ -shell electron shake-off accompanying alpha decay. *Phys. Rev. C*, Vol. 11, pp. 1746–1754, May 1975.
- [20] C. Couratin, et al. First measurement of pure electron shakeoff in the  $\beta$  decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 243201, Jun 2012.
- [21] J.D. Vergados and H. Ejiri. The role of ionization electrons in direct neutralino detection. *Physics Letters B*, Vol. 606, No. 3, pp. 313–322, 2005.
- [22] Masahiro Ibe, et al. Migdal effect in dark matter direct detection experiments. *Journal of High Energy Physics*, Vol. 2018, p. 194, Mar 2018.
- [23] D. S. Akerib, et al. Results of a search for sub-gev dark matter using 2013 lux data. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122, p. 131301, Apr 2019.
- [24] P. Agnes, et al. Search for dark-matter–nucleon interactions via migdal effect with darkside-50. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 130, p. 101001, Mar 2023.
- [25] E. Armengaud, et al. Searching for low-mass dark matter particles with a massive ge bolometer operated above ground. *Phys. Rev. D*, Vol. 99, p. 082003, Apr 2019.
- [26] Z. Z. Liu, et al. Constraints on spin-independent nucleus scattering with sub-gev weakly interacting massive particle dark matter from the cdex-1b experiment at the china jinping underground laboratory. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, p. 161301, Oct 2019.
- [27] Liron Barak, et al. Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 125, p. 171802, Oct 2020.
- [28] Difan Yi, et al. Direct observation of the migdal effect induced by neutron bombardment. *Nature*, Vol. 649, pp. 580–583, Jan 2026.
- [29] Kiseki D Nakamura, et al. Detection capability of the migdal effect for argon and xenon nuclei with position-sensitive gaseous detectors. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2021, No. 1, p. 013C01, 11 2020.
- [30] Takuya Shimada, et al. Direction-sensitive dark matter search with 3d-vector-type tracking in newage. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2023, No. 10, p. 103F01, 10 2023.
- [31] Masashi Yoshida, et al. High-pressure xenon gas time projection chamber with scalable design and its performance around the q value of  ${}^{136}\text{Xe}$  double-beta decay. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2024, No. 1, p. 013H01, 12 2023.
- [32] 金崎奎. ミグダル効果初観測へ向けたアルゴンガス TPC 開発と中性子ビームを用いた性能評価. Master's thesis, 神戸大学, 2023.
- [33] 山内康輝, 野村脩貴, 門田佳吾, 遠山和佳子. ガス TPC とタンデム加速器を用いた陽子のエネルギー損失測定, 2025. 卒業論文.
- [34] Fabio Sauli. The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 805, pp. 2–24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.
- [35] Atsuhiko Ochi, et al. A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 471, No. 1, pp. 264–267, 2001. Imaging 2000.
- [36] T. Mizumoto, et al. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking compton camera for mev gamma-ray astronomy (smile-ii). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 800, pp. 40–50, 2015.

- [37] 西田汐里. MIRACLUE 実験における新しい統合 DAQ システムの開発. 2025 年日本物理学会年次大会 (秋).
- [38] D.A. Brown, et al. Endf/b-viii.0: The 8th major release of the nuclear reaction data library with cielo-project cross sections, new standards and thermal scattering data. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 148, pp. 1–142, 2018. Special Issue on Nuclear Reaction Data.
- [39] S.F. Biagi. Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 421, No. 1, pp. 234–240, 1999.
- [40] Abhishek Singh. A data visualization tool- grafana. 01 2023.
- [41] S. Agostinelli, 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.
- [42] 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.