

修　　士　　学　　位　　論　　文

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

令和 5 年 2 月 3 日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 219s107s

氏　　名 金崎　奎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

1940 年代、渦巻銀河の観測によって宇宙に未知の重力源が存在することことが示唆され、その後も多数の観測がこの結果を支持している。この重力源を暗黒物質と呼び、宇宙のエネルギー組成のうちおよそ 1/4 を占めているとされている。暗黒物質は現在の宇宙の構造を説明するために必要不可欠な要素であるが未だにその詳細な性質はわかっていない。この暗黒物質の有力な候補として WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれる仮説上の粒子が広く受け入れられており、特に GeV から TeV 程度の質量を持った WIMPs は重点的に探索が行われてきた。

WIMPs の直接探索実験では WIMPs によって反跳された原子核を観測するが、WIMPs の質量が小さいほど反跳エネルギーの低下により感度が著しく低下する。この低質量領域の WIMPs の感度を向上させる方法として近年注目を浴びているのが「ミグダル効果」を用いた探索手法である。ミグダル効果とは原子核の急な運動により追加の電離や励起が発生する現象であり、この現象が原子核反跳に伴って起きることで低エネルギー反跳事象に対して感度を飛躍的に上げることができる。しかし原子核反跳に伴って起きるミグダル効果は実証されておらず、実験的な観測が強く求められている。

ミグダル効果の観測は低確率・低エネルギーの事象であることから背景事象との分別が難しく観測が困難である。そこでミグダル効果による電離によって生じる 2 つの荷電粒子のクラスターを、位置有感アルゴンガス検出器を用いて観測するという提案がなされた。これは、中性子ビームを用いてアルゴンの原子核反跳を発生させ、それに伴うミグダル効果の観測を目指すものである。本研究ではこの提案の実現のために、検出器の開発を行った。位置再構成を担う電場構造の形成には高抵抗シートを用い、一様な電場形成のためのフィールドケージの開発を行った。そして検出器由来の背景事象削減のために、物質量の少ない検出器の開発を行った。ガスを密閉するためにガスバリア袋を用い、密閉構造を確立した。 ^{55}Fe 線源を用いて検出器のエネルギー分解能に対する評価を行い、ミグダル効果の観測のための要請値を満たした。宇宙線 μ 粒子の観測による位置分解能の評価を行い、2 つのクラスターを分離可能であることを示した。また、開発した検出器と中性子ビームを用いて性能の評価を行った。高い強度の中性子ビームでの放電が問題となり、ミグダル効果観測のためには放電の対策が必要となることがわ

かった。

目次

第 1 章	導入	1
1.1	暗黒物質	1
1.1.1	観測的証拠	1
1.1.2	基本性質	5
1.1.3	候補	6
1.1.4	探索手法	8
1.1.5	WIMPs 直接探索実験	11
1.1.6	低質量 WIMPs の探索	13
1.2	ミグダル効果	13
1.2.1	概要	13
1.2.2	原子核反跳に伴うミグダル効果	14
1.2.3	WIMPs 直接探索実験への応用	15
1.2.4	ミグダル効果の実験的観測の現状	19
第 2 章	ミグダル効果の実験的観測	21
2.1	観測の困難性	21
2.2	中性子と物質の相互作用	21
2.2.1	散乱反応	22
2.2.2	吸収反応	23
2.3	2-cluster 信号を用いた観測手法	24
2.3.1	検出器の選定	25
2.3.2	中性子源の選定	26
2.3.3	シミュレーションによる観測可能性の見積もり	26
2.4	その他の提案されている観測手法	30
2.4.1	OTPC を用いた実験	30
2.4.2	キセノン二相式 TPC を用いた実験	30

第 3 章	ミグダル効果観測のためのアルゴンガス TPC 開発	33
3.1	検出器に対する要請	33
3.1.1	エネルギー分解能	33
3.1.2	位置再構成能力	34
3.1.3	検出器由来の背景事象の削減	34
3.2	検出器の構成	34
3.3	高抵抗シートを用いた電場形成	39
3.3.1	動機	39
3.3.2	高抵抗シートの選定	42
3.3.3	表面抵抗率の測定	42
3.3.4	フィールドケージの組み上げ	45
3.4	中性子と反応性の低い TPC の開発	45
3.4.1	検出器部材由来の背景事象	46
3.4.2	アルミニウムによる土台構築	47
3.4.3	ガスバリア袋を用いた TPC の開発	49
3.5	性能評価	51
3.5.1	エネルギー分解能	52
3.5.2	位置分解能	55
第 4 章	背景事象削減のための中性子コリメータ開発	59
4.1	実験室での (n,γ) 反応による背景事象	59
4.2	中性子コリメータの概念	61
4.3	シミュレーションを用いた中性子コリメータの設計	63
4.3.1	大きさの検討	63
4.3.2	γ 線背景事象削減の見積もり	63
4.3.3	鉛ブロック設置の検討	65
4.4	中性子コリメータの構築	67
第 5 章	中性子ビームを用いた TPC の性能評価	69
5.1	ビーム試験概要	69
5.1.1	中性子ビーム情報	69
5.1.2	検出器	71
5.1.3	エネルギー較正	72
5.2	中性子ビーム試験結果	72
5.2.1	原子核反跳事象の観測	73

第 6 章 議論と展望	75
6.1 位置分解能の位置依存性評価	75
6.2 高強度の中性子場での放電対策	75
6.3 背景事象の理解と削減	76
第 7 章 結論	79
謝辞	81
参考文献	83
付録 A 原子核反跳に伴うミグダル効果の理論的導出	91

図目次

1.1	渦巻銀河の回転速度曲線	2
1.2	ビッグバン宇宙論に基づいた宇宙の歴史	3
1.3	Planck によって得られた宇宙マイクロ波背景放射のパワースペクトラム	3
1.4	弾丸銀河団 IE0657-558	5
1.5	暗黒物質の候補となり得る粒子の分類	6
1.6	初期宇宙から現在に至るまでの WIMPs の存在量の推移	7
1.7	暗黒物質の主な探索手法	9
1.8	暗黒物質直接探索実験における観測チャンネル	10
1.9	スピンに依存しない WIMP-核子散乱に対する制限曲線	11
1.10	DAMA/LIBRA によって観測された 2-6 keV のイベントにおける年次変動	12
1.11	暗黒物質と原子核の弾性散乱におけるミグダル効果の描像	14
1.12	ミグダル効果による電離電子のエネルギーに対する電離確立分布	16
1.13	液体キセノン一相式検出器における暗黒物質と原子核の散乱に対するミグダル効果の電荷信号の寄与	17
1.14	XENON1T 実験におけるミグダル効果を用いた低質量 WIMPs に対する相互作用断面積に対する制限曲線	18
2.1	ミグダル効果による K 裂離によって生じる 2-cluster 信号の模式図	24
2.2	アルゴン/キセノン原子核に対するミグダル効果による電離/励起の分岐比	25
2.3	ビーム方向を基準とした時の中性子ビームのエネルギーの角度依存性	27
2.5	8 気圧キセノンガスに対する 2-cluster 信号のシミュレーション結果	28
2.6	アルゴンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル	29
2.7	ミグダル効果による 2-cluster 間の距離分布と中性子多重散乱による距離分布の比較	29

2.8	キセノンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル	30
2.9	MIGDAL 検出器外観	31
2.10	4つの核反跳源に対するキセノン二相式 TPC の応答のシミュレーション結果	32
3.1	μ -TPC NEWAGE-0.3b” 検出器の概略図	35
3.2	今回開発した μ -TPC の概念図	35
3.3	GEM の電子顕微鏡による拡大写真	36
3.4	μ -PIC の模式図	37
3.5	読み出し基板の写真とそのブロック図	38
3.6	リング型電極を用いた円柱型フィールドケージによる電場形成のシミュレーション結果	40
3.7	AXEL 実験における帯状電極埋め込み型フィールドケージの電場シミュレーション結果	40
3.8	高抵抗シートを用いた μ -TPC 試作機の模式図	41
3.9	高抵抗シートを用いた μ -TPC とワイヤー型 TPC のドリフト電場に依存した誤差の比較	41
3.10	スパッタリングの模式図	43
3.11	炭素がスパッタリングされた EVOH シート	43
3.12	表面抵抗率測定に使用した電極	44
3.13	炭素をスパッタリングした EVOH シートの表面抵抗率測定結果の一例	44
3.14	炭素をスパッタリングした EVOH シートの表面抵抗率の分布	45
3.15	炭素スパッタリング EVOH シートを用いたフィールドケージ	46
3.16	TPC 容器に設置したフィールドケージの様子	47
3.17	5 mm の厚さの SUS の壁を持ったアルゴンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル	48
3.18	^{56}Fe と ^{27}Al の 565 keV 付近のエネルギーを持つ中性子に対する (n,γ) 反応断面積	48
3.19	シミュレーションによって 565 keV の中性子を 10^6 個入射した際の γ 線の入射エネルギースペクトル	50
3.20	3つの検出器容器に対する 565 keV の中性子の入射効率	50
3.21	ガスバリア機構の内外を等圧に保ちながらガスを封入する手法の概念図	51
3.22	小型試作機における EVOH を用いたガスバリア構造	52
3.23	TPC 内部構造等との接触による EVOH の損傷	53
3.24	小型試作機におけるアルミ袋を用いたガスバリア構造	54

3.25	開発した μ -TPC の外観	54
3.26	^{55}Fe 線源によって得られたエネルギースペクトル	55
3.27	宇宙線 μ 粒子によって得られた飛跡	56
3.28	宇宙線 μ 粒子の直線飛跡との残差の分布	56
4.1	シミュレーションに用いた実験室と検出器の模式図	60
4.2	実験室からの (n,γ) 背景事象によるエネルギースペクトル	60
4.3	GEANT4 シミュレーションで得られた実験室からの γ 線のスペクトル	61
4.4	中性子コリメータの概念図	62
4.5	中性子吸収体の中性子のエネルギーに対する捕獲断面積	62
4.6	500 keV の中性子が物質中で停止するまでの距離分布	64
4.7	シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと検出器のジオメトリ	64
4.8	中性子を発生させた際の、検出器への入射 γ 線のエネルギースペクトル	65
4.9	シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと鉛と検出器のジオメトリ	66
4.10	シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと鉛と検出器のジオメトリ	66
4.11	本研究で用いた中性子コリメータの概念図	67
4.12	本研究で用いた中性子コリメータの外観	68
5.1	中性子ビーム実験室の様子	70
5.2	使用したビームラインのリチウム標的の支持体と真空ダクト	70
5.3	^{109}Cd 線源によって得られたエネルギースペクトル	72
5.4	565 keV の中性子を照射したときの信号のエネルギーに対する飛跡長の分布	74
5.5	中性子の反跳によって得られた水素原子核と思われる飛跡	74

表目次

3.1	^{55}Fe 測定の際の印加電圧	53
5.1	中性子照射の際の印加電圧	71

第 1 章

導入

1.1 暗黒物質

銀河系内バリオンの天文学的観測を通して、未知の重力源が観測された。この重力源を説明するモデルとして暗黒物質が提唱され、その存在を仮定することによって過去から現在までの宇宙の構造を整合的に説明することができる。宇宙のエネルギー組成のうちバリオンの何倍もの暗黒物質が存在することが示唆されているが、未だその正体は解明されていない。本 1.1 節では暗黒物質の存在の観測的証拠、その基本性質、探索の現状について主に粒子としての暗黒物質に焦点を当てて述べる。

1.1.1 観測的証拠

暗黒物質の存在は宇宙論的、天文学的なスケールでの宇宙観測から間接的に立証されている。本 1.1.1 節では代表的な暗黒物質の観測的証拠を紹介する。

銀河の回転運動

暗黒物質は 1933 年、スイスの天文学者 F. Zwicky によって発表されたかみのけ座銀河団の観測結果 [1] によりその存在について議論が行われるようになった。Zwicky は 2 つの方法を用いて銀河団の総質量の測定を試みた。1 つ目は力学質量を求める方法である。銀河団内の銀河は互いに万有引力を及ぼし合っており、それらの銀河が常に銀河団内に留まり続けることを仮定すると、銀河団という多体系に対してビリアル定理を適応させることでその総質量を推定することができる。2 つ目は光度質量を求める方法で、光度-質量関係と呼ばれる関係式を用いて恒星の明るさから質量を推定する。Zwicky はこれらの 2 種類の観測を行い、光度質量よりも力学質量が少なくとも約 400 倍重いことを発見し、この光学的に観測不可能な未知の質量成分を ”dunkle Materie” として指摘した。

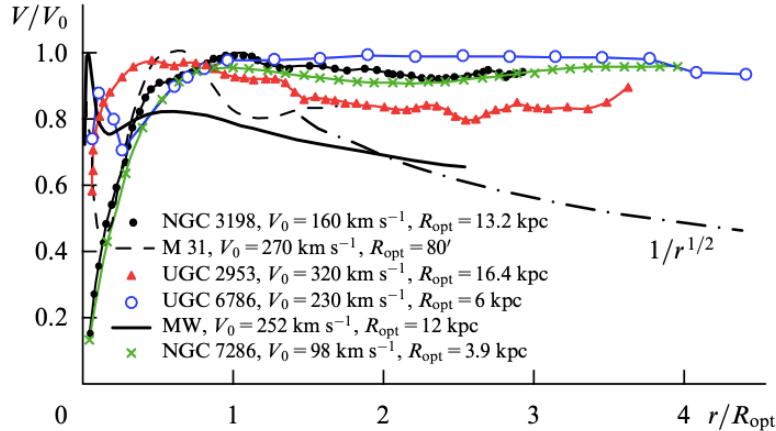


図 1.1: 漩巻銀河の回転速度曲線 [2]。縦軸は銀河の最大速度で規格化している。全ての質量が銀河中心にある場合の Kepler の法則に従う速度分布（鎖線）に対して、非常に大きい速度を持って回転運動を行なっている。

その後 1978 年には V. Rubin らによって 漩巻銀河の回転速度の観測結果が報告された [3]。渦巻銀河内の天体の重力相互作用による運動は一般に Kepler の法則に従い (1.1) 式で表される。ここで、 r は銀河中心からの距離、 G は万有引力定数、距離 r での速度が $v(r)$ 、 r より内側の天体質量が $M(r)$ である。

$$\frac{v(r)^2}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

回転速度 v は $1/r^{1/2}$ に比例し、銀河中心からの距離 r が大きくなるほど小さくなる。しかし実際には銀河中心からの距離が長くなってもその速度はほぼ一定であることが報告され、図 1.1 に示すように、渦巻銀河が光学的観測からの予想を大きく超える速度で回転していることが分かった。この結果から暗黒物質のハローが銀河内に一様に分布しているという説明が可能であり、その総質量は既知の物質の約 5 倍と推定された。

宇宙マイクロ波背景放射

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) を用いた宇宙論パラメータの測定は最も成功した暗黒物質の観測的証拠の一つとして知られている。宇宙マイクロ波背景放射とは宇宙の晴れ上がり時に広がり、現在マイクロ波として観測される光の呼称である。この宇宙マイクロ波背景放射や宇宙の加速膨張などを説明することのできるビッグバン宇宙論は、宇宙進化を説明する理論として現在広く受け入れられており、ビッグバンと呼ばれる爆発によって宇宙が誕生したと記述している。ビッグバン発生から約 3 分後には軽元素の原子核が生成されるようになったが、電荷をもつ原子核と自由電子が宇宙空間に充満していたため光は散乱され進むことができなかった。その後宇宙の加速膨張にともなって物質のエネルギー

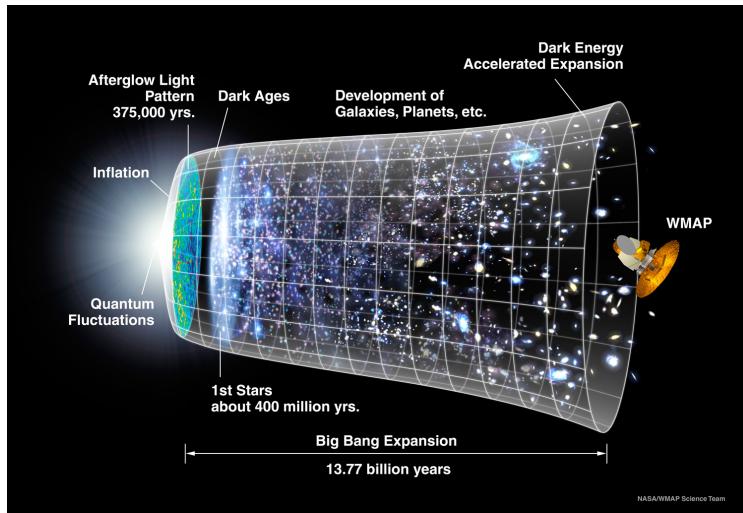


図 1.2: ビッグバン宇宙論に基づいた宇宙進化の模式図 [4]。WMAP や Planck 等の衛星実験ではビッグバンから約 37 万 5000 年後、星や銀河が形成される前に放出された宇宙マイクロ波背景放射光を観測する。

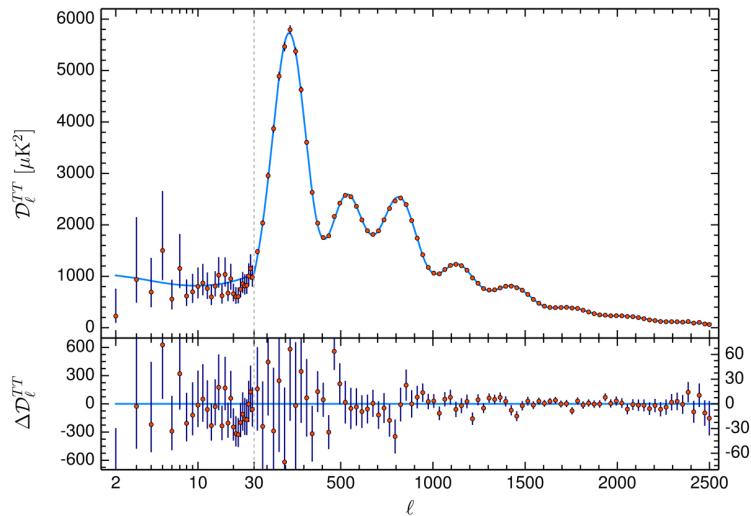


図 1.3: Planck によって得られた宇宙マイクロ波背景放射のパワースペクトラム [5]。

や数密度が低下すると原子核が自由電子を捕獲して電気的に中性となり光が直進できる状態になった。これを宇宙の晴れ上がりと呼び、ビッグバンからおよそ 37.5 万年後の出来事だとされている。このときに直進できるようになったマイクロ波は現在全天からほぼ等方的に地球に降り注いでいるが、わずかな異方性を持つことが COBE 衛星の観測によって判明した [6]。この揺らぎは、晴れ上がり時に物質の不均一性が存在していたことを示している

その後 2009 年に打ち上げられた衛星ミッションである Planck によって温度ゆらぎの精密な測定が行われている [5]。既知のバリオンのみでの宇宙物質構成、すなわち暗黒物質が存在

しないと仮定すると、異方性は次のように予測される。

$$\frac{\delta\rho_b}{\rho_b} \simeq 10^{-2} \quad (1.2)$$

ここで ρ_b はバリオン密度である。しかし観測された値はおよそ 10^{-5} と矛盾しており、宇宙初期の熱平衡状態から切り離された暗黒物質が構造の揺らぎを引き起こしていることを示唆している。宇宙マイクロ波背景放射の全天図を解析することで得られる揺らぎ角に関するパワースペクトルを図 1.3 に示す。1つ目のピークは宇宙の 総質量密度を表し、それ以降のピークはバリオンと非バリオンの質量密度を特徴づける。このスペクトルと Λ CDM モデルのフィッティングによりバリオンと暗黒物質の密度 Ω_bh^2 と $\Omega_{DM}h^2$ は次のように算出され、宇宙にバリオンの約 5 倍の暗黒物質が存在することを示している。

$$\Omega_bh^2 = 0.0224 \pm 0.0001 \quad (1.3)$$

$$\Omega_{DM}h^2 = 0.120 \pm 0.001 \quad (1.4)$$

この結果から、暗黒物質は非相対論的な速度を持つという見方が強くなり、この遅い速度を持つ暗黒物質の存在形式を冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter : CDM) と呼ぶ。もし ”熱い” 暗黒物質、つまり相対論的速度で動くものであれば揺らぎを平均化してしまうため、宇宙マイクロ波背景放射の観測から得られたような宇宙の大規模構造を形成することは難しい。

重力レンズ効果

一般相対性理論では、質量の大きい物体があるとその周りの時空が歪むと予言されている。宇宙空間のある光源から発せられた光がそのような物体の近くを通るとき、その光路はまさにレンズを通過するように曲げられる。その結果地球上の観測者は天体からの光が歪んで見えたり複数の像が見えることがあり、この現象を重力レンズ効果と呼ぶ。特に銀河が歪んで見える現象を弱い重力レンズ効果と呼び、その歪みから背景光源との間にある質量を推定し、光学的観測から得られた質量と比較することで光を発しない物質の質量情報を間接的に得ることができる。

弾丸銀河団は、重力レンズ効果によって得られた暗黒物質の観測的証拠の代表的なものである。弾丸銀河団 IE0657-558 は大きな銀河団が小さな銀河団に弾丸のように貫かれていることから名付けられ、星間ガスの衝突によりプラズマが発生し強く X 線を放出している。弱い重力レンズと X 線の 2 つの手法によってこの弾丸銀河団の観測が行われ、それによる物質の分布が比較された [7]。既知のバリオンだけを考えると、銀河団の質量の大部分を占める星間ガスがクーロン相互作用により互いに反発し合うため質量の重心は X 線の放出されている空間におよそ一致する。しかし図 1.4 のように、重力レンズによる観測では大小の銀河団の質量の大部分は互いに干渉せず銀河とともに通りすぎているという結果が示された。これは重力

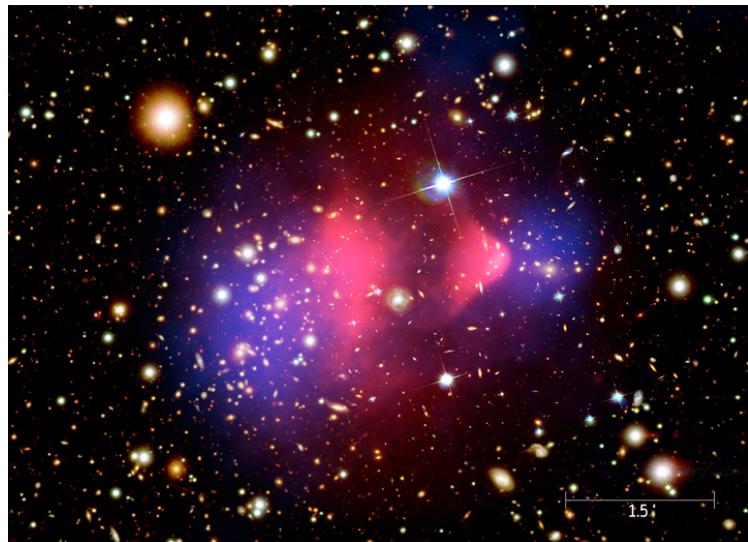


図 1.4: 弾丸銀河団 IE0657-558 [8]。重力レンズから得られた質量分布（青）とプラズマによる X 線観測分布（赤）を銀河団の写真に重ねたもの。衝突の中心部からは X 線が大量に放出されているが、質量の重心は銀河団の銀河の位置と一致している。

以外の相互作用をほとんどしない暗黒物質が銀河団の質量の大部分を占めていることを表している。

1.1.2 基本性質

1.1.1 節で述べたように、多くの天文学的観測によって暗黒物質が存在することは疑いようのないものとなっている。ここでは、今までの観測的・理論的研究から要請される暗黒物質の基本的な性質を挙げる。

安定・長寿命

暗黒物質は宇宙初期に生成されてから現在もその存在を確認することができる。したがって暗黒物質は安定、もしくは宇宙の年齢よりも長い寿命を持つ必要がある。

電気的に中性

暗黒物質が電荷を持つのであれば標準模型粒子と光子を介して電磁相互作用を行い、銀河の構造を形成することが難しい。また電荷を持つ場合直接探索実験（1.1.4 節）や可視光による観測で発見されている可能性が高いため、電荷を持たないと考えられる。

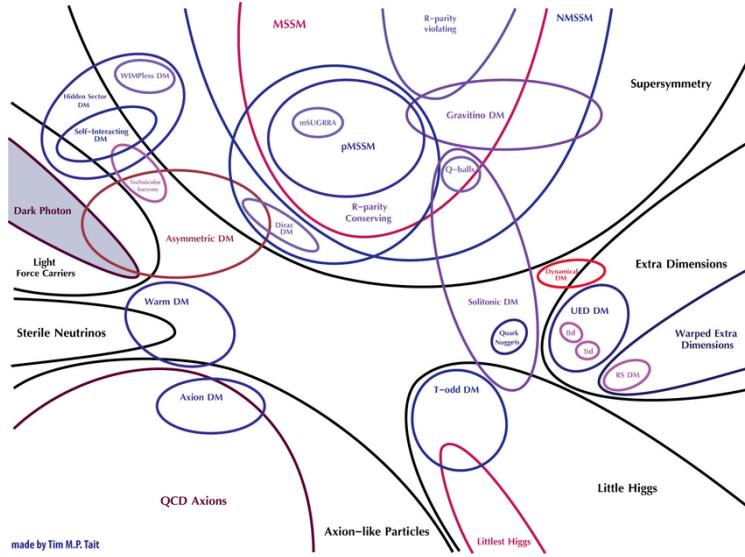


図 1.5: 暗黒物質の候補となり得る粒子の分類 [10]。

宇宙の構造形成期に非相対論的

現在観測される宇宙の構造を形成するためには、暗黒物質は非相対論的速度を持つ必要がある。もし宇宙初期に生成されてから熱的に残存しているのであれば、軽い質量を持つことができない。熱的である場合は宇宙論的シミュレーションにより、数 keV 以上の質量を持つことが要請される [9]。

相互作用

弾丸銀河団 [7] のような暗黒物質のクラスター同士の衝突の観測は、暗黒物質の自己相互作用の大きさを制限する。また 1.1.4 節で述べる暗黒物質粒子の探索実験からは、標準模型粒子との相互作用断面積に制限が与えられている。

1.1.3 候補

素粒子物理学における標準模型は物質の最小単位である素粒子と 3 つの相互作用を記述しており、今までに確認されているほとんどの物理現象を説明することができる。しかしこの標準模型の枠組みを超えた観測的事実も複数存在し、そのうちの一つが暗黒物質の存在である。標準模型を構成する素粒子では説明ができないため、未知の素粒子もしくは天体であると考えられている。図 1.5 に暗黒物質の候補となりうる粒子の分類を示す。理論的研究によって暗黒物質に対して様々な存在形式が提唱されている。1.1.3 節では暗黒物質の有力な候補として代表的なものを挙げる。

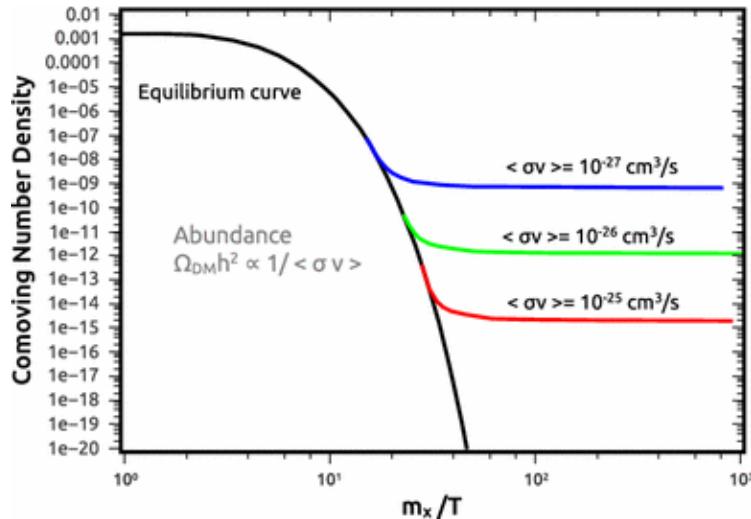


図 1.6: 初期宇宙から現在に至るまでの WIMPs の存在量の推移 [11]。

Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs)

Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) は仮説上の粒子であり、名前の通り相互作用を弱く行い、GeV から TeV 程度のスケールの質量を持つ、といった特徴を持つ。現在、暗黒物質が WIMPs であるというシナリオが有力であるとして精力的に研究が行われている。図 1.6 に初期宇宙から現在までの進化の中での WIMPs 存在量の推移を示す。この仮説の中では、WIMPs は初期宇宙の再加熱時に標準模型粒子の対消滅やインフラトンと呼ばれるインフレーションに関連する粒子の崩壊から生成された。その後標準模型粒子との相互作用を通して熱平衡状態が保たれたが、宇宙の膨張が進み暗黒物質の生成が抑制される一方で対消滅は続いた。更なる膨張による暗黒物質数密度の低下により対消滅事象も抑制され、熱的残存として現在の宇宙で観測されるようになった。この残存量から推定される暗黒物質の対消滅断面積は $<\sigma v> \sim 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ で表され、これは暗黒物質の質量を $O(100 - 1000) \text{ GeV}$ とした場合電弱相互作用に典型的なスケールであるためこの一致は "WIMP miracle" として知られている。

また WIMPs は暗黒物質だけでなく他の未解決問題に対しても効果的な回答を提示し得る粒子としても知られており、理論的な動機付けも大きい。特に取り上げられることが多いのは、超対称性理論である。超対称性理論では標準模型の粒子に対して 1/2 スピンの異なるパートナー粒子が導入され、これによってヒッグス粒子の階層性問題や力の大統一、Muon g-2 実験において観測されたミューオンの異常磁気能率 [12] など、現代物理学の問題を解決し得る。この理論中での中性粒子の質量固有状態はニュートラリーノと呼ばれ、Higgsino と Wino と Bino の混合からなる。R パリティと呼ばれる超対称性粒子を特徴づける量が相互作用の前後で保存する場合、超対称性粒子の中で最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle : LSP) は安定となる。以上を踏まえると LSP がニュートラリーノである場合、1.1.2 節で述べた性質

をよく満たすため暗黒物質の有力な候補として考えることができる。

アクション

量子色力学では強い相互作用における CP 対称性が破れているが、実験的には CP 対称性が厳密に保たれておりこの矛盾は「強い CP 問題」と呼ばれている。この問題に対処するために Peccei と Quinn によって対称性の自発的な破れが導入され [13]、これによって導かれる仮説上の粒子がアクションである。アクションは質量を持ち物質との相互作用が非常に小さいと考えられており、暗黒物質の性質を満たす。強磁場中でアクションが光子に変換されるプリマコフ効果は、アクションを観測する最も一般的な実験手法の一つである。

原始ブラックホール

ブラックホールとは極めて高密度の質量をもち、それにより非常に強い重力を放つことであらゆる物質や光を寄せ付ける天体の総称である。その中で原始ブラックホールと呼ばれる天体は、ビッグバン直後の宇宙の密度揺らぎの重力崩壊によって生成されたと考えられる仮説上のブラックホールである。その質量は生成された時期の密度揺らぎの大きさに依存し、マイクロレンズ、重力レンズ、重力波等を用いた実験的観測によってその存在量に広い質量領域で制限が与えられている。一方で、例えば 10^{20} g 程度の原始ブラックホールに対して与えられている制限は比較的弱く、その程度の質量分布にピークを持つような原始ブラックホールが存在するすれば、現在観測されている暗黒物質の密度を説明できる可能性がある。

1.1.4 探索手法

1.1.4 節では暗黒物質の性質解明に向けて行われている研究を、そのアプローチ手法から3つに分類し（図 1.7）、それぞれの内容について述べる。また本節で扱う暗黒物質は、主に WIMPs に焦点を当てている。

直接探索

直接探索実験では、暗黒物質は電荷を持たないと考えられていることから暗黒物質粒子が原子核を反跳する事象を観測する。反跳された原子核が落とすエネルギーを、光や熱、電荷として観測する（図 1.8）。暗黒物質による原子核反跳のレート R は反跳エネルギー E_R に依存し、

$$\frac{dR(E_R, t)}{dE_R} = N \frac{\rho_0}{m_{DM}} \int_{v>v_{min}} v f(v + v_E) \frac{d\sigma(E_R, v)}{dE_R} d^3 v \quad (1.5)$$

のように表される。ここで N は標的原子核の数、 ρ_0 は暗黒物質数密度、 m_{DM} は暗黒物質粒子の質量、 f は地球での暗黒物質の速度分布関数、 v_{min} は反跳エネルギー E_R を与えるための暗

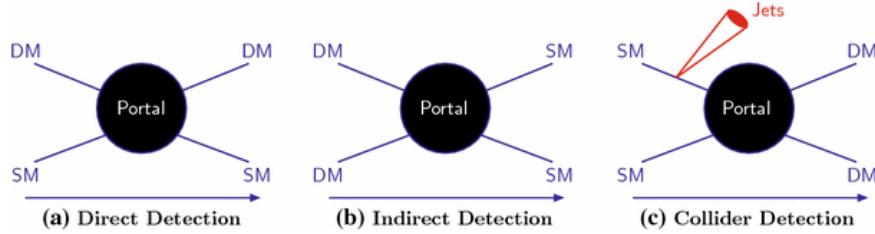


図 1.7: 暗黒物質の主な探索手法 [11]。(a) 直接探索。暗黒物質と標準模型粒子の相互作用を観測する。(b) 間接探索。暗黒物質の対消滅由来の標準模型粒子を観測する。(c) 加速器探索。標準模型粒子を加速し衝突させ、暗黒物質粒子を生成する。暗黒物質と標準模型粒子がどのような相互作用をするのか未知であるため、図中では Portal と記載している。

黒物質の最低速度であり、弾性散乱と非弾性散乱の場合それぞれ

$$v_{min} = \sqrt{m_N E_R / 2\mu_{DM-N}^2} \quad (1.6)$$

$$v_{min} = \sqrt{m_N E_R / 2\mu_{DM-N}^2} + \frac{E^*}{\sqrt{2m_N + E_R}} \quad (1.7)$$

と与えられる。ここで μ_{DM-N} は原子核と暗黒物質の換算質量で E^* は原子の励起エネルギーである。 σ は暗黒物質と原子核の相互作用断面積であり、スピンに依存しない (Spin Independent, SI) 相互作用とスピンに依存する (Spin Dependent, SD) 相互作用の二つの断面積の和で表される。スピンに依存しない相互作用断面積 σ^{SI} は暗黒物質に対する中性子の相互作用断面積 σ_n^{SI} と暗黒物質と陽子の換算質量 μ_{DM-p} を用いて、

$$\sigma^{SI} = A^2 \frac{\mu_{DM-N}^2}{\mu_{DM-p}^2} \sigma_{DM-p}^{SI} \quad (1.8)$$

と表すことができる。ここで A は標的原子の質量数であり 1.8 式は、この A が大きいほど暗黒物質の探索に有利であることを示している。一方でスピンに依存する相互作用断面積 σ^{SD} は、

$$\sigma^{SD} = \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \frac{\mu_{DM-N}^2}{\mu_{DM-p}^2} \sigma_{DM-p}^{SI} \quad (1.9)$$

と表せる。ここで λ は Lande 因子、 J は標的原子核のスピンである。1.9 式からわかるように、スピンの大きな元素による探索が有利である。 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{19}\text{F}$ 、 ${}^{129}\text{Xe}$ 等がスピンに依存する相互作用の探索をするための標的として代表的である。

間接探索

間接探索実験では暗黒物質の対消滅から生成される γ 線やニュートリノ、反粒子等を観測する。暗黒物質は、重力によって銀河の中心や星の中心に高密度な領域を形成するため、現在の

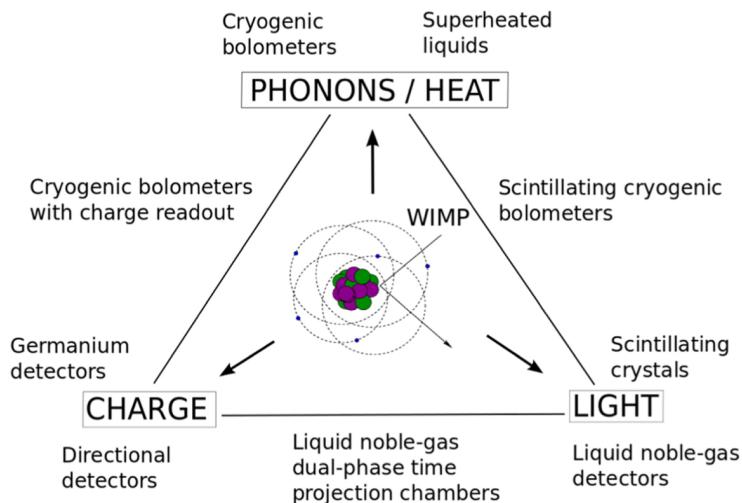


図 1.8: 暗黒物質直接探索実験における観測チャンネル [14]。一般的には三つのうち一つもしくは二つを観測チャンネルとして使用し探索を行う。

宇宙でも対消滅由来の粒子を観測することが可能だと考えられる。特に銀河中心や暗黒物質が質量源として支配的である矮小銀河などの探索が行われている。

Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) は国際宇宙ステーションに搭載された、磁場装置と飛跡検出器、カロリメータによって荷電粒子の電荷や運動量を測定することができる検出器である。AMS-02 によって宇宙線中の電子と陽電子のフラックス比が測定され、数百 GeV 以上のエネルギー領域で陽電子に対する電子のフラックスの減少を観測し、この結果が質量が約 1 TeV の暗黒物質が存在するモデルと一致することを報告した [15]。しかし、この結果はパルサーに由来する陽電子と解釈することもでき、現在も複数の衛星実験において観測が続けられている。

加速器探索

加速器探索実験では標準模型粒子を高エネルギーに加速させ、暗黒物質を生成する。暗黒物質は非常に弱く相互作用すると考えられるため、検出器で見ることは困難である。そのため運動量保存から消失エネルギーとして間接的に観測する。

CERN (欧州原子核研究機構) の Large Hadron Collider (LHC) では、高エネルギーの陽子陽子衝突によって観測された終状態粒子の運動量バランスが大きく崩れた事象が WIMPs が生成された兆候であるとして、暗黒物質探索が行われている。LHC-ATLAS 実験や CMS 実験において、暗黒物質と核子との散乱断面積への制限がかけられている [16]。

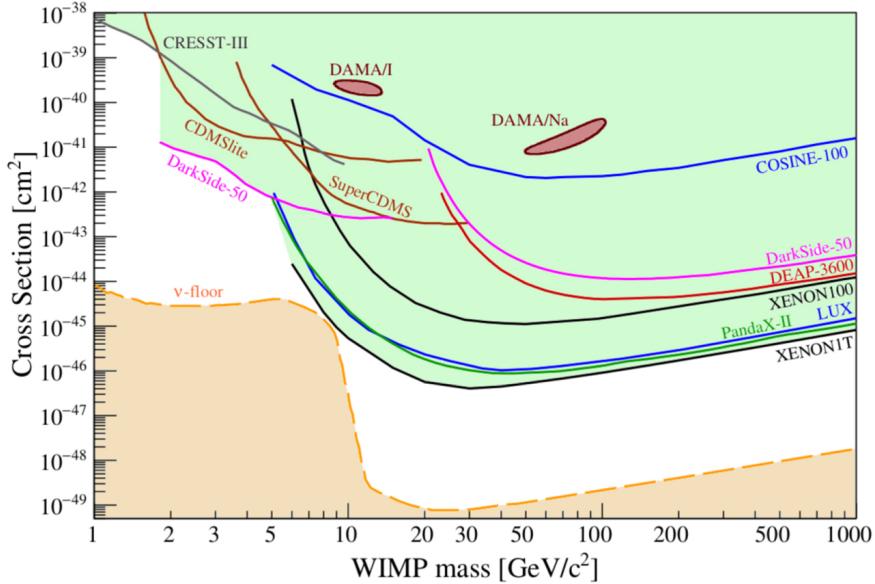


図 1.9: スピンに依存しない WIMP-核子散乱に対する制限曲線 [17]。

1.1.5 WIMPs 直接探索実験

図 1.9 に WIMP-核子散乱断面積に与えられている制限曲線を示す。様々な標的、実験手法によって WIMPs の直接探索が行われている。1.1.5 節では、代表的な WIMPs 直接探索実験についてそれぞれの特徴や今までの観測結果について述べる。

DAMA/LIBRA

等方的に熱運動している暗黒物質に対して地球は公転運動をしているため、地球に対して降り注ぐ暗黒物質の量は季節によって異なる。DAMA/LIBRA は NaI シンチレーターを用いた暗黒物質探索実験であり、標準的な WIMPs のモデルに基づいた季節変調を観測したと報告した。約 20 年にわたる実験の結果、図 1.10 に示すような WIMPs の要件を満たす年次変動が見られた。統計的有意性は 2-6 keV のエネルギー領域で 12σ に達する [18]。その後 SuperCDMS 実験や 1.1.5 節で述べるような液体希ガス二相式検出器を用いた実験により DAMA/LIBRA の主張する相互作用断面積領域の探索が行われたが、有意な信号は得られなかった。こうした DAMA/LIBRA の結果を確認するために ANAIS や COSINE 等の NaI シンチレータを用いた実験が行われているが、背景事象の多さや統計量の制限などのために、はっきりとした結論は得られていない [19, 20]。

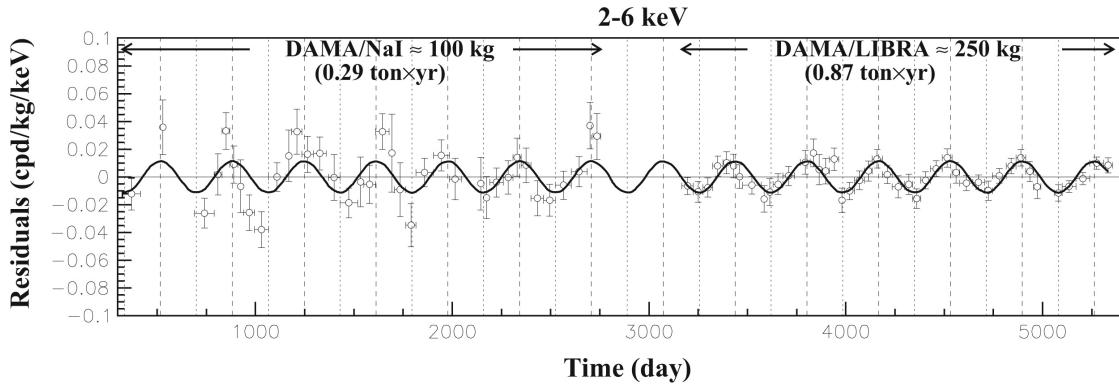


図 1.10: DAMA/LIBRA によって観測された 2-6 keV の事象における計数の年次変動 [18]。

希ガス二相式検出器を用いた実験

XENON や LUX-ZEPLIN、DarkSide 等に代表されるのが希ガス気液二相式検出器を用いた実験である。これは原子核反跳による希ガスのシンチレーション光と、電場でドリフトさせた電離電子による Electroluminescence (EL) 光の 2 種類の光を PMT 等の光検出器によって観測する。シンチレーション光のヒットパターンとドリフト時間によって三次元絶対位置再構成が可能であり有効体積の設定が可能な点など多くの利点を持つ。原子核反跳事象と電子反跳事象の発光特性の違いを発光量や発光時定数から検出することができ、優れた電子反跳事象排除能力を有する。特にキセノンを用いた実験では質量数が大きいのでスピンに依存しない相互作用の探索にも向き、1.1.4 節で述べたようにスピンに依存する探索も高い感度で行うことができる。その他にも反跳エネルギーに対する発光量が比較的多いことなどから、現在 GeV スケールの質量を持つ WIMPs に対してもっとも厳しい制限を与えていた。アルゴンを用いた検出器は、アルゴンの自然存在量が多く比較的安価に手に入れることができ大型化しやすいという点から、暗黒物質だけでなく素粒子実験においても広く用いられている。質量数がキセノンと比べて小さいため反跳原子核のエネルギーが比較的大きいこと、さらに発光量の大きい EL 光のみを用いてエネルギー閾値を下げることでより低質量な sub-GeV 領域の WIMPs 探索も可能となる。

また将来実験として DARWIN [21] や DarkSide-20k のような大質量検出器による実験も計画されており、ニュートリノフロアと呼ばれる領域（図 1.9 中橙）に迫る感度の WIMPs 探索が期待されている。ニュートリノフロアとは、太陽ニュートリノによるニュートリノコヒーレント散乱が原子核反跳事象において支配的になると予想される領域の呼称である。

1.1.6 低質量 WIMPs の探索

1.1.3 節で述べたように、WIMPs は暗黒物質の候補として適した特徴を持った粒子であり、長年その探索が行われてきた。しかし未だ暗黒物質の存在の立証には至っておらず、より幅広い視野での探索が求められている。そのような取り組みの中の一つに、低質量 WIMPs の探索がある。WIMPs の直接探索実験では一般に WIMPs と原子核の弾性散乱に由来する電荷信号を探索する。この電荷信号の大きさは暗黒物質の質量に依存しており、質量の小さな暗黒物質由来の信号に対しては信号が検出の閾値を下回ってしまったり、検出効率の低下が起きる。また原子核反跳事象ではクエンチングと呼ばれる消光効果により反跳エネルギーの一部しか観測することができず、観測できるエネルギーの割合は一般に反跳が低エネルギーになるにつれて小さくなる。現在 WIMP 直接探索をリードしている液体希ガスを用いた実験を例にとると、数 10 GeV 付近の質量領域からこれらの影響が顕著に現れ、図 1.9 に示す WIMP-核子の制限曲線からも感度が低下している様子が見て取れる。

したがって、こうした低質量領域で WIMPs を探索するためには低エネルギーの原子核反跳を精度よく観測することが求められる。そのための方法の一つとしてあげられるのは、信号検出のエネルギー閾値を下げるることである。軽い原子核を標的として用いたり、背景事象の削減を行うという手法が考えられるが、技術的な課題も多い。また 1.1.5 節で述べた二相式検出器を用いた実験では、検出効率の悪いシンチレーション光を用いない解析を行うことで、エネルギー閾値を下げた探索が可能である。そのような中で近年着目されているのが「ミグダル効果」を用いた低質量 WIMPs の探索である。原子核反跳に伴うミグダル効果の存在を仮定することによって WIMPs 由来の信号が増強され、低質量 WIMPs に対する感度を劇的に向上させることができるために大きな注目を集めている。ミグダル効果の詳細や直接探索実験への応用については、1.2 節にて説明する

1.2 ミグダル効果

ミグダル効果は WIMPs 直接探索実験における低質量領域へのアプローチへの手段の一つとして注目されている。1.2 節ではミグダル効果の概要や導出、その WIMPs 直接探索実験への応用について述べる。

1.2.1 概要

ミグダル効果は 1940 年代、A.B.Migdal によって α 崩壊や β 崩壊に伴って電離が起きることが提唱された [22]。 α 崩壊では、原子核が崩壊し古典的な運動方程式に従って α 粒子が核表

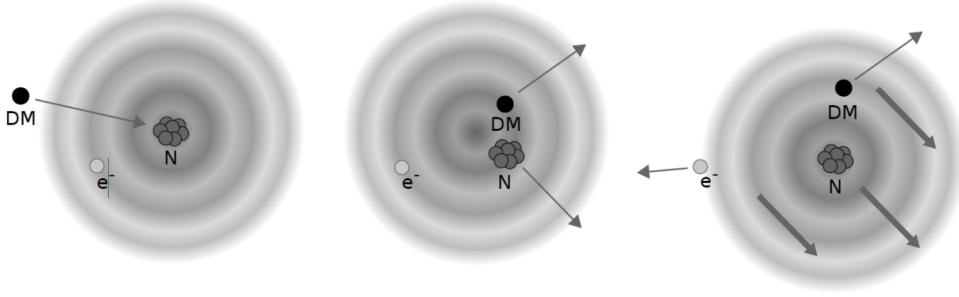


図 1.11: 暗黒物質と原子核の弾性散乱におけるミグダル効果の描像 [29]。(左) 暗黒物質が原子核と相互作用をする。(中) 原子核が反跳される。このとき、電子雲は置き去りにされる。(右) 電子雲が原子核に追いつき、その過程で電離が起きる。

面を抜け、その時核電荷数は Z から $Z - 2$ に減少する。原子内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。その後様々な核種の α 崩壊や β^- 崩壊に伴う電離事象がシンチレータ等のスペクトロメータによって測定された。 α 崩壊は ^{218}Po [23, 24] や ^{238}Pu [23]、 β^- 崩壊は ^{32}P [25] や $^6\text{He}^+$ イオン [26]、 β^+ 崩壊は $^{35}\text{Ar}^+$ イオン等の核種で測定が行われた。いずれもその電離確率は理論予想と良い一致を示しており、原子核崩壊におけるミグダル効果は実験的な確認がなされている。

1.2.2 原子核反跳に伴うミグダル効果

2000 年代の初頭に原子核反跳に対する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 [27, 28]。従来の WIMPs 直接探索実験では、反跳を受けた原子核は中性の原子として扱われていた。しかし実際には、その周りの置き去りにされた電子雲が原子核に追いつくまでに時間がかかる。この過程によって電子の摂動が起き、ミグダル効果による電離や励起が起きる。この過程の概念図を図 1.11 に示す。この描像では反跳後の電子雲はエネルギー固有状態ではない。原子核の静止形を考えると、電子雲の波動関数 $|\Phi'_{ec}\rangle$ は

$$|\Phi'_{ec}\rangle = e^{-im_e \sum_i \nu \cdot \hat{x}_i} |\Phi_{ec}\rangle \quad (1.10)$$

のように表される。ここで m_e は電子質量、 ν は反跳後の原子核の速度、 \hat{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、

$$P = |\langle \Phi_{ec}^* | \Phi'_{ec} \rangle|^2 = |\langle \Phi_{ec}^* | e^{-im_e \sum_i \nu \cdot \hat{x}_i} | \Phi_{ec} \rangle|^2 \quad (1.11)$$

と表される。ここで Φ_{ec}^* は電離もしくは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扱われる。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。従って電子

が受け取るエネルギーの源や、エネルギー保存則や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近い形で導出された[30]。これにより、反跳エネルギーの一部が非弾性的に電子に与えられるミグダル効果の暗黒物質探索への計算が可能となった。詳細は付録Aにて紹介する。

1.2.3 WIMPs 直接探索実験への応用

伊部らの計算に基づき、数多くのWIMPs直接探索実験がミグダル効果を考えて1GeV以下(sub-GeV)領域のWIMPsに対して制限を与えていた。1.2.3節では、WIMPsによる反跳に対するミグダル効果の応答やミグダル効果による低質量領域のWIMPs探索の現状について述べる。

イベントレート

ミグダル効果を伴う暗黒物質と原子の散乱イベントのレートは

$$\frac{dR}{dE_R dv_{DM}} \simeq \sum_{E_e^F c} \frac{1}{2} \frac{\rho_{DM}}{m_{DM-N}} \frac{1}{\mu_N^2} |F_A(q_A^2)|^2 \sigma_N \times |Z_{FI(q_e)}|^2 \times \frac{f(v_{DM})}{v_{DM}} \quad (1.12)$$

と表される。ここで E_e^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 \mathbf{q}_e に依存し、

$$\mathbf{q}_e = m_e \mathbf{v}_F \quad (1.13)$$

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1.12に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示す。電離確率、すなわち期待される事象数はエネルギーが低いほど高くなることがわかる。 $n=3$ の電離を例にとると、 $O(1)\text{keV}$ のエネルギーを観測できることが予想される。これは素粒子実験に用いられる検出器において検出が現実的なエネルギーである。

ミグダル効果によって内殻電子の電離が起きると、脱励起の際に追加の電気的なエネルギー E_{dex} を観測することができる。電子ホールができてから脱励起に至るまでの過程は通常 $O(10)\text{fs}$ 程度の時間で起きる。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 E_{dex} は同時に観測されると考えることができ、観測可能な電気的なエネルギー E_{EM} は

$$E_{EM} = E_e + E_{dex} \quad (1.14)$$

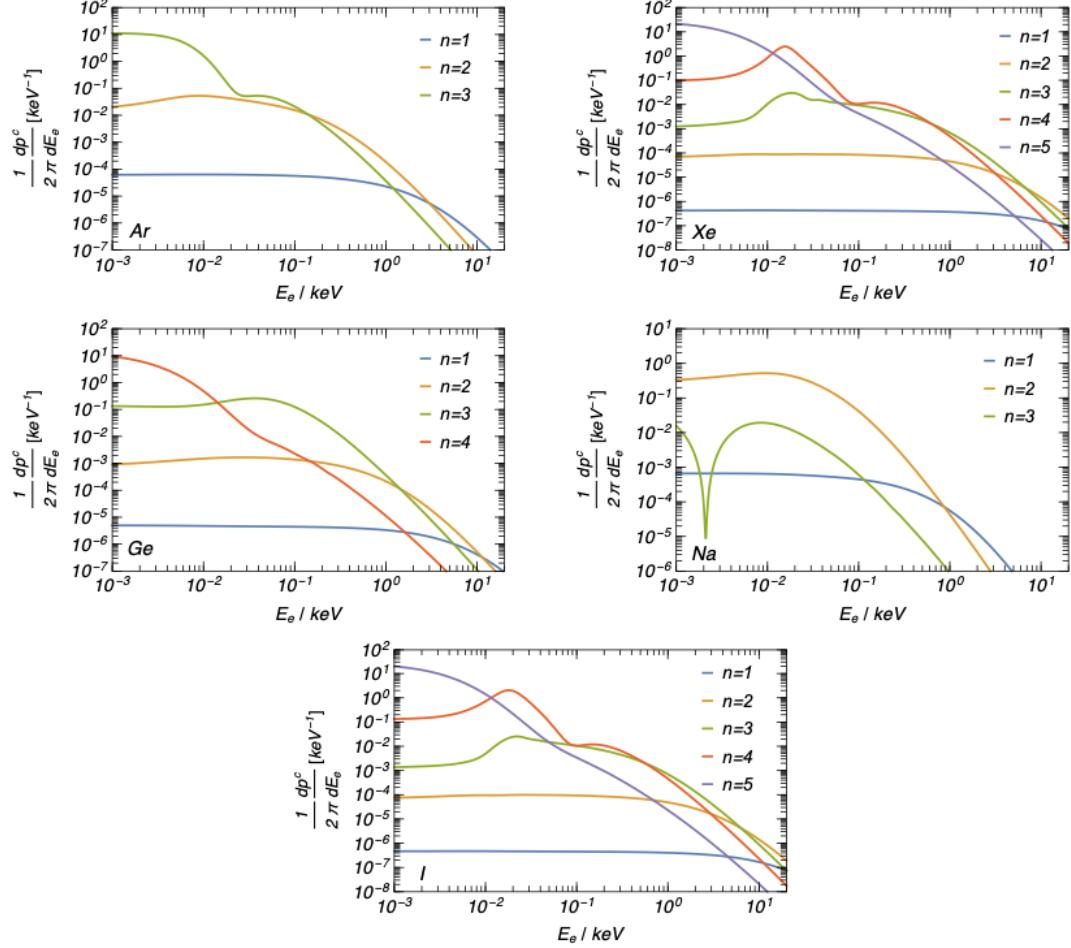


図 1.12: ミグダル効果による電離電子のエネルギーに対する電離確立分布 [30]。ここでは $v_F = 10^{-3}$ としている。左上からそれぞれアルゴン、キセノン、ゲルマニウム、ナトリウム、ヨウ素の孤立原子に対する分布。n は電離電子の主量子数。

と表せる。この E_{EM} に対するイベントレートは、

$$\frac{dR}{dE_R dE_{EM} dv_{DM}} \simeq \frac{dR_0}{dE_R dv_{DM}} \times \frac{1}{2\pi} \sum_{n,l} \frac{d}{dE_e} p_{q_e}^c (nl \rightarrow (E_{EM} - E_{dex})) \quad (1.15)$$

と表される。ここで $p_{q_e}^c$ はそれぞれの軌道に電子に対する電離確率である。図 1.13 に液体キセノン一相式検出器におけるミグダル効果による電離エネルギースペクトルを示す。 m_{DM} が小さいほど、暗黒物質による原子核の反跳エネルギーより高いエネルギーで電気信号がミグダル効果によって生成されることが分かる。この電気信号を検出することで、原子核反跳を観測せずとも軽い暗黒物質由来の信号を観測することができる。

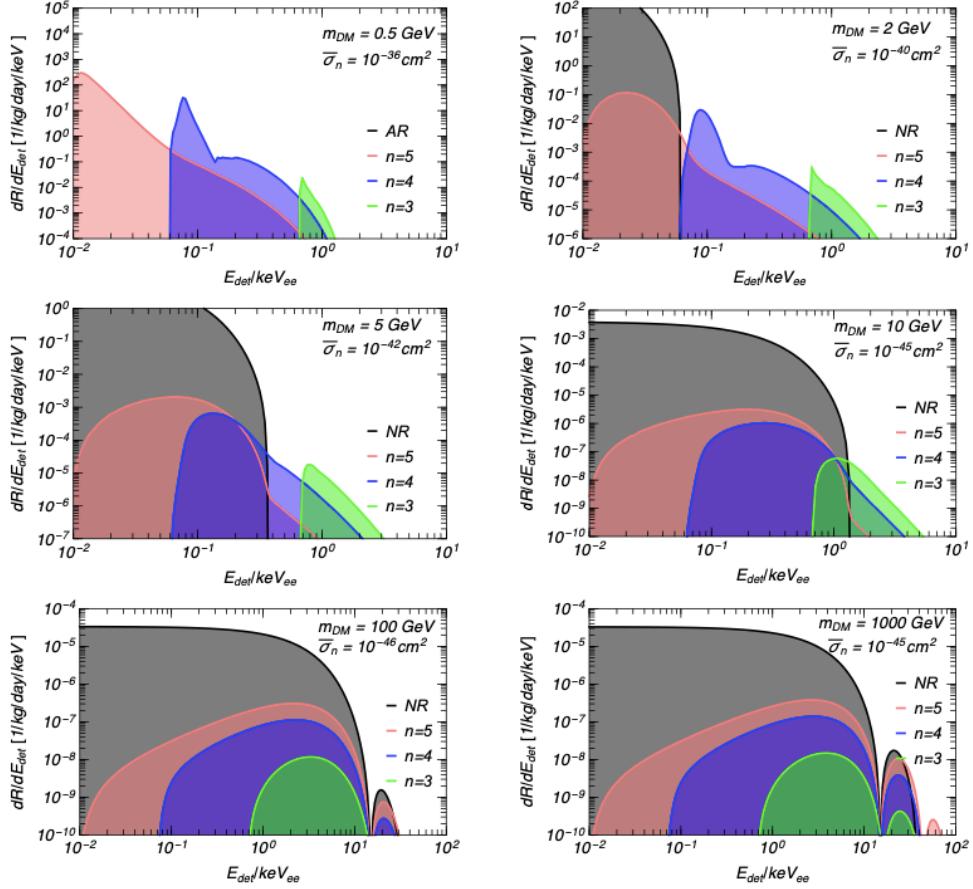


図 1.13: ミグダル効果による電離電子のエネルギーに対する電離確立分布 [30]。0.5 GeV から 1000 GeV の暗黒物質質量に対して、観測されるエネルギースペクトルが計算された。 $m_{DM} > O(10)$ GeV でのミグダル効果による電離信号はそのほとんどが原子核反跳による信号（図中 NR）に埋れてしまう。

ミグダル効果を用いた低質量 WIMPs 探索結果

暗黒物質直接探索実験において、ミグダル効果を考慮することで測定結果に対する追加の解釈によって検出器に改良を加えずとも低質量 WIMPs に対する感度を向上させることができる。その特性から、シンチレーターや半導体検出器、ボロメーターといった幅広い検出器に応用が可能であり、XENON1T [31]、LUX [32]、DarkSide-50 [33]、EDELWEISS [34]、SENSEI [35]、COSINE-100 [36] など数多くの実験が探索結果を発表している。ここでは、ミグダル効果によって広い質量領域の暗黒物質に対して高い感度で探索を行った XENON1T 実験の探索結果 [31] を中心に紹介する。

XENON1T 実験は 1.1.5 節で述べたようなキセノン二相式検出器を用いており、イタリア・グランサッソ国立研究所で暗黒物質探索を行った実験である。液体キセノンの有効質量はおよ

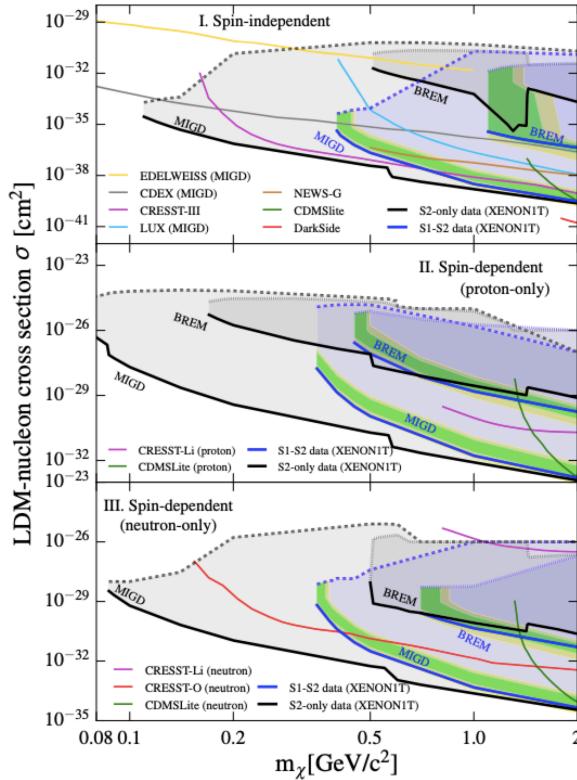


図 1.14: XENON1T 実験におけるミグダル効果を用いた低質量 WIMPs に対する相互作用断面積に対する制限曲線 [31]。上から、スピンに依存しない相互作用、陽子に対するスピンに依存する相互作用、中性子に対するスpinに依存する相互作用に対する制限。図中黒太線が S2-Only 解析における制限曲線。

そ 2 t であり、 $O(10)$ GeV 以上の領域で暗黒物質に対する当時の世界最高感度を更新した。シンチレーション光と EL 光を用いた解析ではエネルギー閾値は 1 keVee、EL 光のデータのみを用いた手法 (S2-Only) では 0.186 keVee までエネルギー閾値を下げた手法で探索が行われた。keVee は 1 keV のエネルギーを持った電子が検出器で落とすエネルギーに相当する。ここでは 2 GeV より小さい質量を持った暗黒物質を探索の対象としており、観測されるエネルギーに対する原子核反跳による寄与は非常に小さいとして無視している。 $n = 3, 4$ の電離に対するミグダル効果を観測対象として探索が行われた。図 1.14 に XENON1T 実験におけるミグダル効果を用いた低質量 WIMPs に対する相互作用断面積に対する制限曲線を示す。S2-Only 解析を用いることで約 0.1 GeV から 2 GeV までの質量領域の暗黒物質に対して最も厳しい制限を与えている。

1.2.4 ミグダル効果の実験的観測の現状

1.2.3 節で述べたように、ミグダル効果は低質量 WIMPs を探索する上で有用な存在である。このミグダル効果に対して現在世界的に求められているのが、実験的観測ある。原子核反跳に伴うミグダル効果は未だに観測されておらず、現在は理論計算のみに基づいて暗黒物質に対する制限がかけられている状況である。

ミグダル効果の暗黒物質探索検出器内での応答に関する不明瞭な点がある。暗黒物質による弾性散乱の後ミグダル効果が起きると、原子核反跳とほぼ同時にその近傍で電子反跳事象が起きると予想される。その場合のイオンと電子の再結合のモデル等は現状では確立されていない。

また伊部らの計算は孤立原子を想定していたが、検出器の中の標的原子核は必ずしも孤立ではない。XENON1T や LUX のような液体キセノンを標的とした検出器を例にとると、その典型的な原子間距離は $\sim 2 \times 10^{-8} \text{ cm}$ であり、これは Bohr 半径の約 4 倍に相当する。最外殻の価電子は van der Waals 力を介してその周りの電子の影響を受けるため、孤立原子と比較して電子雲の変形が起きる。その結果、イオン化エネルギーが $O(1)\text{eV}$ ほど低下するため、孤立原子の最外殻価電子でのミグダル効果をそのまま適用することはできない。また、固体検出器であるゲルマニウムやシリコンの半導体中でのミグダル効果はその確率が上がるという計算結果も得られている [37]。これは半導体中では電子の励起のギャップが小さいことによる効果である。これに関連して、ゲルマニウム半導体検出器内におけるミグダル効果による電荷信号の増強と捉えることのできる実験結果も発表されている [38]。これらの理由から実験での原子核反跳に付随したミグダル効果の存在検証とその精密な測定が求められている。詳細については 2 章で議論する。

第 2 章

ミグダル効果の実験的観測

1 章では、暗黒物質の存在やその探索に有用なミグダル効果について述べた。ミグダル効果の実験的観測には至っておらず、早急な検証が求められている。またミグダル効果は低質量 WIMPs 探索だけでなく、ニュートリノコヒーレント散乱 (CE ν NS) のような低エネルギーの原子核反跳を観測対象とする実験にも応用可能な現象である。ここでは、原子核反跳に伴うミグダル効果の観測困難性について述べ、実験的初観測へ向けて提案されている観測手法について議論する。特に本研究では 2-cluster 信号を用いた観測を目指すため、本 2 章ではその手法での観測可能性について、中村らによる先行研究 [39] を引用しながら説明する。

2.1 観測の困難性

ミグダル効果の観測が難しい理由は主に背景事象との分離が難しい点にある。その要因として、ミグダル効果が低確率かつ低エネルギーの事象であることが挙げられる。暗黒物質による原子核反跳を人間の手で作り出すことは難しいため、一般に中性子による原子核反跳事象を用いる。ミグダル効果による低エネルギーの電離や励起のみでは通常の弾性散乱との判別が難しい。従って、通常の弾性散乱では発生しないミグダル効果特有の信号を観測する必要がある。

2.2 中性子と物質の相互作用

中性子は陽子とともに原子核を構成する粒子であり、2 個のダウンクォークと 1 個のアップクォークから構成される。原子核に束縛されていない中性子は約 15 分の寿命で β 崩壊を起こし陽子となる。中性子はそのエネルギーによって振る舞いが異なるため、呼び。特に 500 keV 程度以上のエネルギーを持った中性子を高速中性子と呼ぶ。また 0.025 eV 程度のエネルギーを持つものは周囲の温度と熱平衡状態に達することから熱中性子と呼ぶ。また高速中性子を減速させることを熱化と呼ぶ。

ミグダル効果を観測するための実験では、中性子を用いて原子核反跳を発生させるのが一般的である。 α 線や β 線、 γ 線等の放射線は物質中の軌道電子を電離させる力を持つ。しかし中性子は電気的に中性であり、負の電荷を持つ軌道電子から電磁気力を受けないため、そのほとんどは原子核と直接相互作用を行う。したがって中性子は物質に対する透過力が高く、原子核との相互作用により生成された荷電粒子によって間接的に観測される。2.2節では、中性子と物質の相互作用について主要なものを紹介する。ここでは静止している原子核に中性子が入射する事象について考えている。

2.2.1 散乱反応

中性子と物質の散乱反応では、中性子と原子核が衝突し散乱される。この散乱の前後で粒子の種類は変わらない。反応の過程で運動エネルギーが保存されるかという点において弾性散乱と非弾性散乱の2つに分けられる。

弾性散乱 (n,n)

古典的な運動力学に従って、中性子と原子核の衝突の前後で運動エネルギーが保存される散乱反応が弾性散乱である。多くの元素に対して $O(10)$ MeV 以下のエネルギーの中性子ではこの反応が支配的である。弾性散乱は、中性子が原子核に取り込まれることなく散乱されるポテンシャル散乱と、中性子が原子核に取り込まれたのち中性子が再度放出される共鳴散乱の二種類の成分が存在する。

弾性散乱が生じると、中性子の運動方向と運動エネルギーが変化する。 E_n のエネルギーを持った質量 m_n の中性子に反跳された質量 M_N の原子核の運動エネルギー E'_N は、

$$E'_N = \frac{2m_n M_N}{(m_n + M_N)^2} (1 - \cos \theta) E_n \quad (2.1)$$

で表される。ここで、 θ は中性子の入射方向に対する散乱された角度である。(2.1)式からわかるように、原子核の質量が小さいほど原子核に与えられるエネルギーの割合は大きくなる。特に、中性子とほとんど同じ質量を持つ水素原子核（陽子）との衝突が起きると、ビリヤードの要領でエネルギーの大部分を水素原子核に与え、中性子は大きく減速される。荷電粒子と異なり電離作用によってエネルギー損失を起こさせることができないため、中性子の減速を行う際にはこの特性を利用し、軽い元素と弾性散乱を起こさせる手法が一般的である。減速材としては、水やポリエチレン、パラフィン、コンクリートなどがよく用いられる。反対に原子番号の大きい重い元素では、中性子はほとんどエネルギーを落とさず散乱される。

非弾性散乱 (n, n')

中性子が原子核に一度吸収されたのち原子核にエネルギーを与え、再度中性子が放出されることがある。この反応の後は、原子核が励起状態にあり散乱前後でエネルギーを保存していないことから非弾性散乱と呼ばれる。散乱の前後で原子の質量数は変化せず、励起された原子核は γ 線等を放出して基底状態にもどる。

2.2.2 吸収反応

吸収反応は、原子核が中性子を取り込む反応である。中性子を吸収した原子は質量数が一つ増えて励起状態になり、安定粒子となる際に新たに粒子を放出する。

放射捕獲反応 (n, γ)

中性子を取り込んだ原子核が励起された後、基底状態に落ちる際に γ 線を放出する反応が放射捕獲反応である。 (n, γ) 反応とも呼ばれ、原子核の励起準位に応じたエネルギーの γ 線を放出する。 (n, γ) 反応は基本的にエネルギーの小さい中性子に対して反応断面積が大きい。

荷電粒子放出反応 (n, x^+)

特に軽い原子核の中には、中性子を吸収すると陽子や α 線などの荷電粒子を放出するものがあり、この反応をそれぞれ (n, p) 反応、 (n, α) 反応と呼ぶ。代表的なものでは、 ${}^3\text{He}$ や ${}^{10}\text{B}$ 、 ${}^6\text{Li}$ 等の原子核が高い中性子捕獲断面積を持つため、中性子の計測や遮蔽に使用されている。

核分裂反応

${}^{235}\text{U}$ 、 ${}^{239}\text{Pu}$ 、 ${}^{233}\text{U}$ 等の重い原子核が中性子を吸収すると2つの核に分裂し、その後2,3個の中性子が放出される。このような反応を起こす原子を多く集めると、連鎖的に核分裂を発生させることができ、非常に大きなエネルギーを得ることができる。原子力発電では、この連鎖核分裂によって得られる熱エネルギーを利用して発電を行う。

($n, 2n$), ($n, 3n$) 反応

中性子の吸収により原子核の持つエネルギーが非常に高くなり、原子核が複数の中性子を放出することがある。中性子が2つ放出されるものを $(n, 2n)$ 反応、3個出てくる場合を $(n, 3n)$ 反応と呼ぶ。

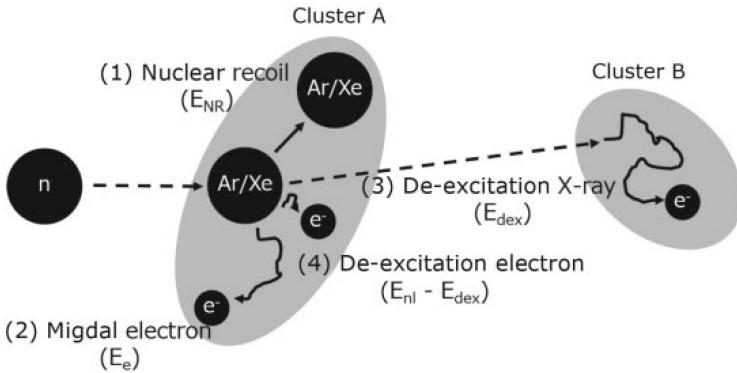


図 2.1: ミグダル効果による K 殻電離によって生じる 2-cluster 信号の模式図 [39]。

2.3 2-cluster 信号を用いた観測手法

2020 年に中村らによって提案されたのが、2-cluster 信号を用いたミグダル効果の観測手法である [39]。この手法では、ミグダル効果による K 殻電子の電離にともなう特徴的なイベントを位置有感希ガス検出器と中性子ビームを用いて観測を目指す。アルゴンやキセノンのようなガス原子に中性子を入射すると、原子核反跳が発生する。この過程でミグダル効果によって K 殻電子の電離が起きると K 殻に空孔が生成され原子が励起状態になる。その後外殻電子が遷移し、 K_α もしくは K_β の特性 X 線を一定の確率で放出する。特性 X 線のエネルギーはアルゴンにおいてはおよそ 3 keV、キセノンにおいてはおよそ 30 keV である。放出された X 線はガス中でガス原子と相互作用を行い、そのほとんどは光電吸収により特性 X 線と同じエネルギーを持った電子を新たに放出する。その後反跳原子はエネルギー保存のため Auger 電子等を放出する。このイベントがミグダル効果によって発生すれば、図 2.1 のような 2 つの荷電粒子のクラスターを観測することができる。このような特徴的な信号は通常の弾性散乱では観測されない。また特性 X 線に由来する電子によるクラスター（図 2.1 中 Cluster B）は特性 X 線のエネルギーを持つため、エネルギーによる背景事象との分別も可能となる。加えて 2 つのクラスター間の距離は吸収長に従うと期待されるため、この距離分布からミグダル効果の観測が可能である。

図 2.2 はアルゴンとキセノン原子核に対するミグダル効果による電離と励起の分岐比を示す。一般にミグダル効果は高いエネルギーの電離や励起になるほど発生確率は小さくなる。これはミグダル効果の発生確率が電子の量子数 (n, l) に依存するからである。主量子数 n が大きい、つまり外殻であるほどミグダル効果の分岐比は大きくなるが、結合エネルギーが小さいため放出される電気的なエネルギーは小さくなり観測は難しくなる。従って $n = 1$ の電子の反応による 2-cluster を用いた手法は、分岐比の観点からは事象数が少なくなると考えられるが、背景事象との分離が比較的容易であると考えられ、ミグダル効果の観測に期待ができる。またア

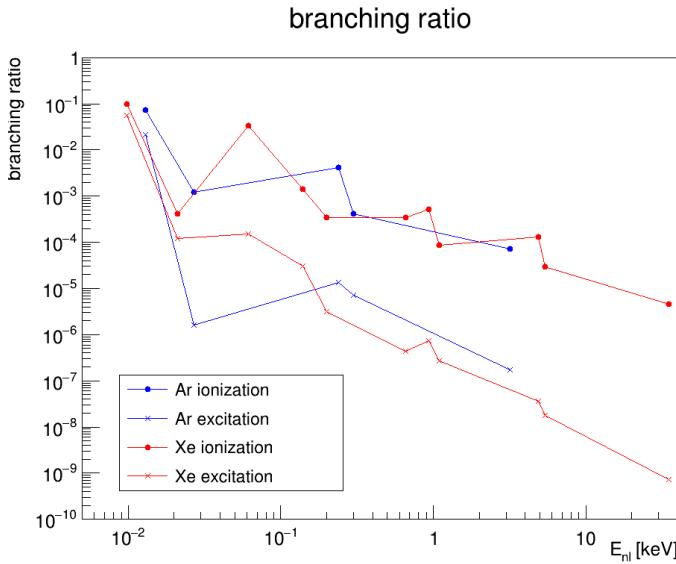


図 2.2: アルゴン/キセノン原子核に対するミグダル効果による電離/励起の分岐比。

ルゴンとキセノンは、図 1.9 に示すように暗黒物質探索をリードしている実験で標的として用いられている原子であり、DarkSide や XENON、LUX-ZEPLIN といった実験へフィードバックをかけられるという点でも動機付けが大きい。シミュレーションによる 2-cluster 法の観測可能性の議論は 2.3.3 節で行う。

2.3.1 検出器の選定

2-cluster 信号を観測するためには、三次元位置再構成ができ、また特性 X 線によるクラスターを同定するために特性 X 線のエネルギーに対して良い分解能を得られる検出器である必要がある。これらの特徴を満たす検出器の一つがガスを標的とした Time Projection Chamber (TPC) である。TPC は素粒子物理学実験において頻繁に用いられる検出器であり、荷電粒子がドリフト領域内のガスを電離させて発生した自由電子を電場によって読み出し機構へとドリフトさせる。この読み出し機構での位置情報と時間情報を組み合わせることで、荷電粒子の三次元情報を取得することが可能である。ガス TPC に関しては、Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD) を增幅と読み出しの機構として持つものが多く、 μ -PIC [40] と呼ばれる MPGD を用いたアルゴンガス検出器では 5.9 keV の X 線に対して 30% (FWHM) ほどの分解能を持つことが報告されている [41]。キセノンガスに関しては、ニュートリノをともなわない二重 β 崩壊の探索のため、高圧キセノンガスを用いた TPC が開発されている [42]。EL 光を MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) のユニットで読み出し、30 keV の特性 X 線に対して 4% と高いエネルギー分解能を達成している。これらの検出器は 2-cluster 信号の観測に必要な性能を持つため、ミグダル効果の観測に適した検出器であると言える。また検出器内のガスの圧力を調

整することで、吸収長の長さを調整することが可能である。

2.3.2 中性子源の選定

原子核反跳を発生させる中性子源に関しては、複数の選択肢がある。第一の選択肢は中性子線源を用いる手法である。自発核分裂を起こす ^{252}Cf や Be による (α, n) 反応を利用した AmBe 等が代表的な中性子線源として知られている。そのどちらも最大 $O(10)$ MeV ほどのエネルギーを持った中性子を発生させるが、単色でないため発生確率が反跳エネルギーに依存するミグダル効果の観測には不適である。

第二に原子核反応を用いた中性子源として、Deuteron-Tritium (DT) Generator や Deuteron-Deuteron (DD) Generator が挙げられる。これは重水素 (D) を三重水素 (T) もしくは重水素 (D) に入射した際の反応によって中性子を発生させる方法である。式 2.2 と 2.3 はそれぞれ D-T 反応と D-D 反応を表しており、それぞれおよそ 14 MeV、2.45 MeV の中性子が発生する。



第三の手法として、加速器を用いて中性子を発生させる方法がある。加速させた陽子や重水素をターゲットに入射させ、原子核反応を起こす。主にリチウムやベリリウムがターゲットとして用いられ、加速エネルギーに応じた励起レベルによって様々なエネルギーの中性子を発生させることができる。

[39] では、単色ビームである点と他の中性子源と比べてエネルギーが小さく背景事象が抑えられるという点から、2.4 式で表される ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応による 565 keV の中性子ビームを想定した検討がなされている。この反応では、陽子ビームの入射方向を基準とすると図 2.3 のようなエネルギーの角度依存を持った中性子が得られる。



一般的に中性子ビームのエネルギーが高いと (n, γ) 反応による 実験室内の γ 線背景事象が増加する傾向があると知られているので、D-T や D-D 反応による中性子源よりもミグダル効果の観測がしやすいと考えられる。

2.3.3 シミュレーションによる観測可能性の見積もり

本 2.3.3 節では、565 keV の中性子とアルゴン (1 気圧) / キセノン (8 気圧) ガス原子核の弹性散乱に伴うミグダル効果による 2-cluster 信号の観測可能性についてのシミュレーション結果

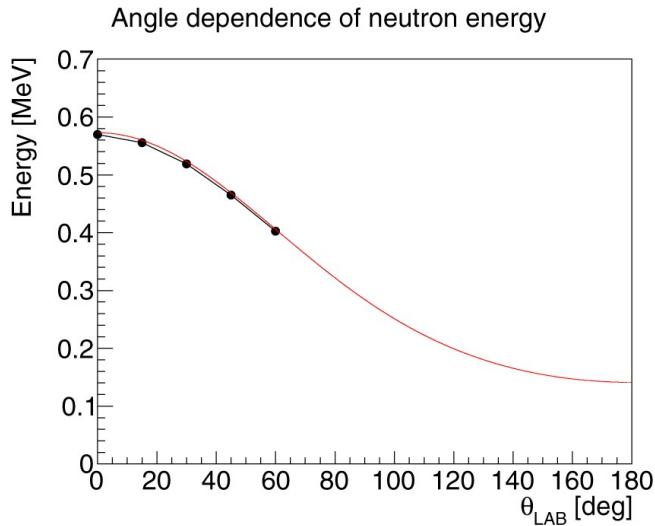


図 2.3: ビーム方向を基準とした時の中性子ビームのエネルギーの角度依存性 [39]。

について述べる。ここで、アルゴンガスとしては扱いやすい大気圧、キセノンガスとしては動作実績をもち、かつ特性 X 線の吸収長がアルゴンガスと同程度になるという観点でガスの圧力が選定されている。先行研究 [39] では放射線シミュレーションツールキット GEANT4 [43] を用いて $(30\text{cm})^3$ の体積を持つガス TPC に中性子を 24 時間入射した際に期待される結果が見積もられている。中性子の入射レートは産業技術総合研究所の中性子ビームラインにおける 565 keV の中性子の典型的なフラックス $1000/\text{cm}^2/\text{sec}$ を用いている。アルゴンとキセノン原子の中性子散乱断面積とミグダル効果の K 裂電離の分岐比、蛍光収率を考慮すると、観測可能な 2-cluster 信号はそれぞれ 603、975 イベントと見積もられる。図 2.4 と 2.5 にそれぞれアルゴン/キセノンガス検出器で期待される 2-cluster 信号のシミュレーション結果を示す。エネルギーは原子核反跳の最大エネルギーに依存するため $O(100)$ keV より小さい信号が多く、クエンチングを考慮するとさらに小さくなることが予想される。特性 X 線によるクラスターのエネルギーはの K_α もしくは K_β の単一エネルギーを持つことが期待できる。また 2 つのクラスターは 2~3 cm ほどの吸収長に従った位置分布をしていることが分かる。

次に中性子による背景事象について説明する。図 2.6 は中性子とアルゴンガスの相互作用による背景事象のエネルギースペクトルである。2.3 節で述べたようにクラスターの数やエネルギーによって背景事象の選別が可能である。先行研究 [39] では有効体積カット（図 2.6 中 cut1）、クラスターを 2 つ要求するカット（図 2.6 中 cut2）、特性 X 線のエネルギーを持つクラスターがあることを要求するカット（図 2.6 中 cut3）の 3 つのカットを適応している。しかしながらには 2-cluster 信号の要件を満たす信号を発生させる事象も起こりうる。これは主に中性子が検出器内で多重散乱することによる信号（図 2.6 薄灰）で、ミグダル効果（図 2.6 黒太線）による係数率と同等のレートで観測されることが見積もられた。

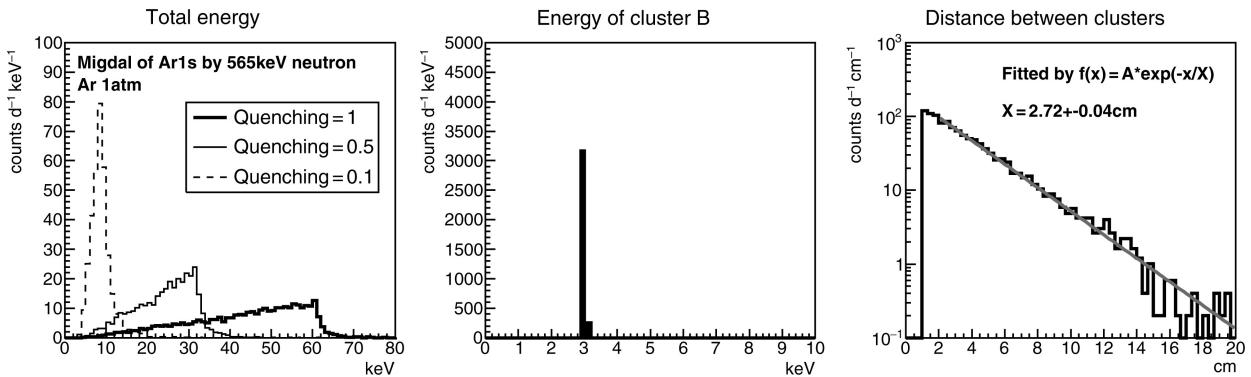


図 2.4: 1 気圧のアルゴンガスに対する 2-cluster 信号のシミュレーション結果 [39]。左から、合計のエネルギースペクトル、特性 X 線によるクラスターのエネルギー、クラスター間の距離分布。

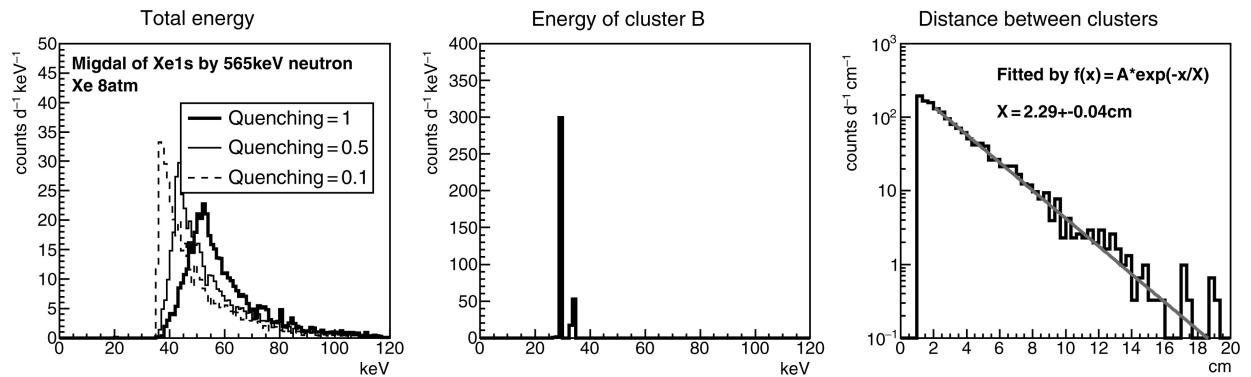


図 2.5: 8 気圧キセノンガスに対する 2-cluster 信号のシミュレーション結果 [39]。左から、合計のエネルギースペクトル、特性 X 線によるクラスターのエネルギー、クラスター間の距離分布。

次にこの中性子背景事象のクラスター間の距離分布についてのシミュレーション結果を図 2.7 に示す。X 線の吸収長に従うミグダル効果による 2-cluster 信号と中性子の散乱断面積に従う背景事象では距離の分布が異なる。このことは、理想的なアルゴンガスと中性子のみを考えた場合、比較的現実的な中性子照射時間でクラスター間の距離分布からミグダル効果の観測が可能であることを示している。

図 2.8 は中性子とキセノンガスの相互作用による背景事象のエネルギースペクトルである。アルゴンガスと同様のカットを適応した後も、ミグダル効果による信号を遥かに超える量の背景事象が残る。これは主にキセノンと中性子の非弾性散乱によるもので、特に同位体である ¹²⁹Xe と ¹³¹Xe による成分が多くを占めている。この問題は原理的にはキセノンの濃縮を行うことで解決することができるが、技術的かつ予算的な課題もある。

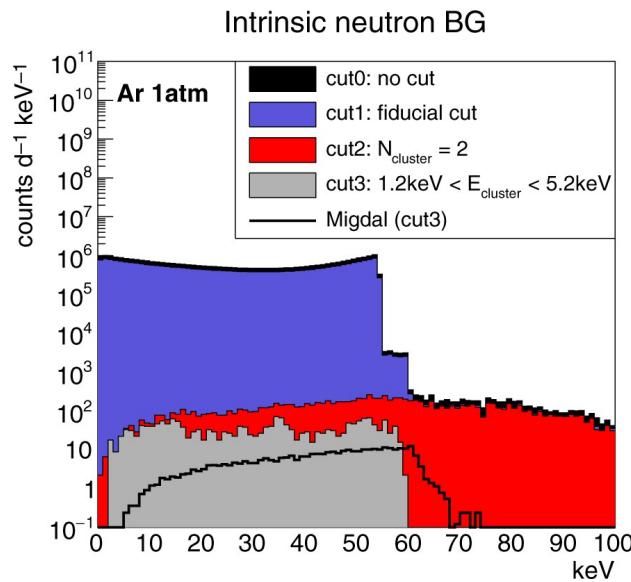


図 2.6: アルゴンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル [39]。

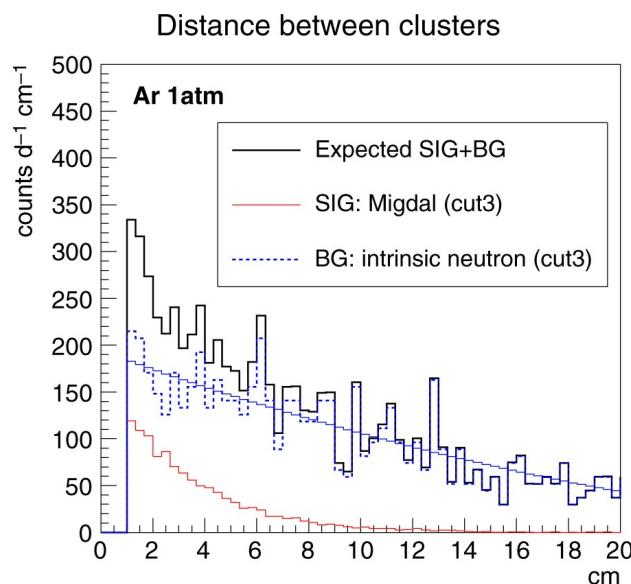


図 2.7: ミグダル効果による 2-cluster 間の距離分布と中性子多重散乱による距離分布の比較 [39]。

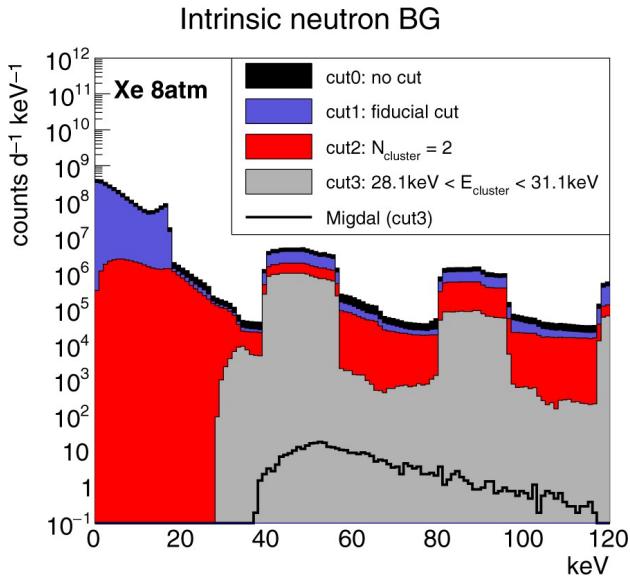


図 2.8: キセノンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル [39]。

2.4 その他の提案されている観測手法

現在 2.3 節で述べた手法の他にも、2 つの実験の提案と研究開発が行われている。ここではそれらの実験の概要や特徴、期待される結果について述べる。

2.4.1 OTPC を用いた実験

MIGDAL 実験 [44] では D-D 中性子源からの 2.47 MeV の中性子を CF_4 ガス検出器に入射させ、同一点から発生する、反跳原子核とミグダル効果による電離電子の飛跡の観測を目指す。ここでは 50 Torr の低圧 CF_4 ガスを用いた Optical TPC (OTPC) を用いる。図 2.9 に観測の概念図を示す。これらの飛跡情報は電荷信号を陽極ストリップ (図中 ITO anode strip)、ガス電子増幅器 (glass GEM) で増幅させた際のシンチレーション光を CMOS カメラで撮影することで得る。この検出器では低エネルギーの荷電粒子の飛跡を観測することが可能であり、フッ素の 700 eV の Auger 電子の観測に成功している。

2.4.2 キセノン二相式 TPC を用いた実験

キセノン気液二相式 TPC を用いた観測手法も提案されている [45]。中性子源やニュートリノ源による低エネルギー核反跳由来のミグダル効果に対する検出器応答シミュレーションが行われ、17 keV の中性子ビームを用いることでミグダル効果と原子核の弾性散乱との分離が原

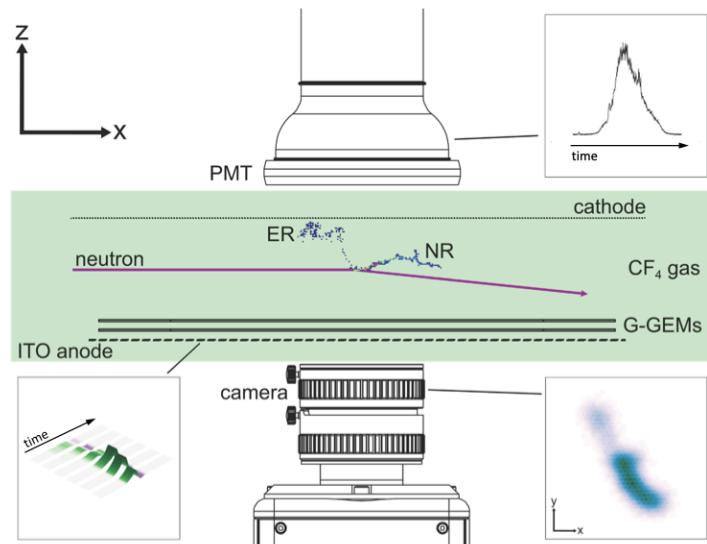


図 2.9: MIGDAL 検出器外観 [44]。

理的に可能であることが見積もられた。これは気液二相式 TPC の高い粒子識別能力を応用したものであり、現行で世界最高感度を持つ検出器中でのミグダル効果の振る舞いの理解が期待される。

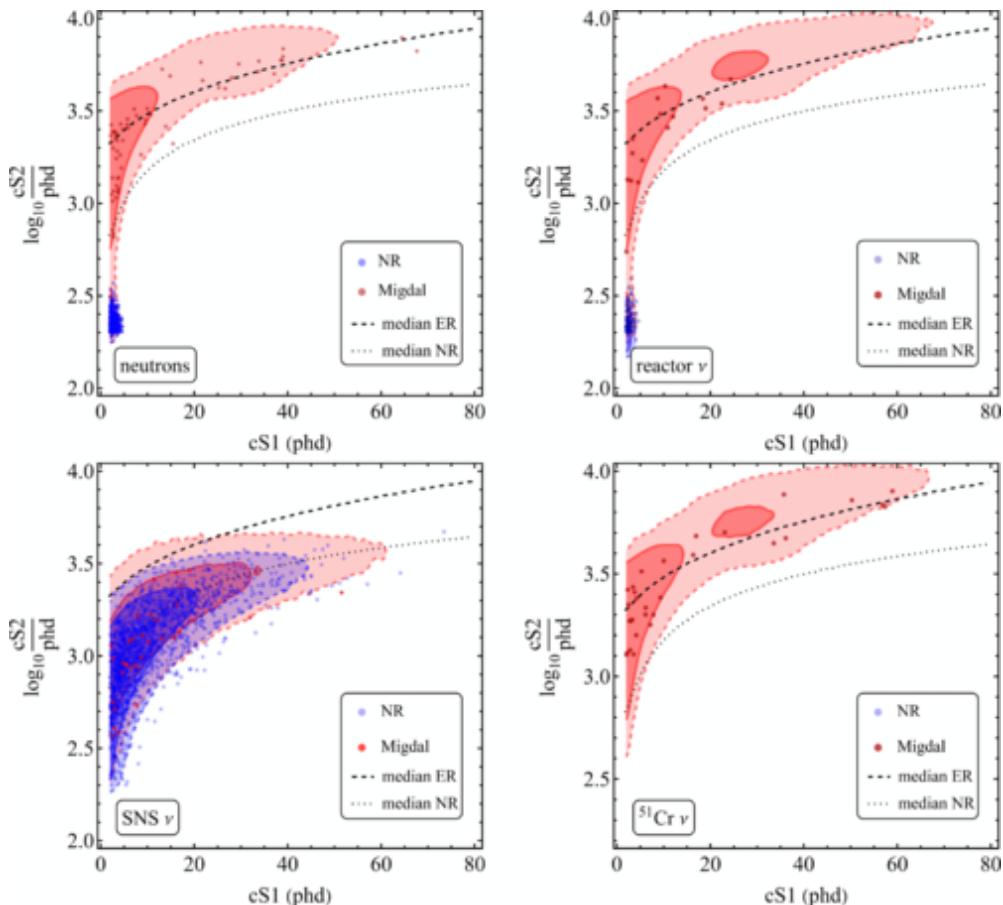


図 2.10: 核反跳源に対するキセノン二相式 TPC の応答のシミュレーション結果 [45]。原子核反跳源と exposure はそれぞれ、(左上) 17 keV 中性子ビーム 1 kg·day。(右上) 原子炉ニュートリノ 0.1 tonne·year。(左下) 核破碎中性子源 tonne·year。(右下) ^{51}Cr 線源ニュートリノ 10 tonne·year

第 3 章

ミグダル効果観測のためのアルゴンガス TPC 開発

2 章では原子核反跳に付随したミグダル効果の実験的観測手法について紹介した。3 章では、本研究で行った 2-cluster 法によるミグダル効果の観測のためのアルゴンガス TPC の開発について述べる。3.2 節では検出器の構成、3.3 節では高抵抗シートを用いたフィールドケージの開発、3.4 節では背景事象削減のための低物質量 TPC の開発、3.5 節では開発した検出器の性能評価について述べる。

3.1 検出器に対する要請

2.3 節で紹介したミグダル効果の探索手法では、2-cluster 信号の正確な再構成が求められる。そのために、検出器に要請される性能をまとめる。

3.1.1 エネルギー分解能

2-cluster 法では、背景事象に対して特性 X 線のエネルギーによるカットを行うため、3 keV に対して良いエネルギー分解能を持つことが求められる。先行研究 [39] ではカットを行うエネルギーの範囲を $3.2 \pm 2\text{keV}$ と設定しており、これは 3 keV のエネルギーに対して約 60% (FWHM) のエネルギー分解能に当たる。エネルギー分解能が高いほど、エネルギーによるカットを厳しくでき、背景事象の削減が期待できる。本研究では、エネルギー分解能に対する要請値を 3 keV の X 線に対して 60% (FWHM) と設定した。

3.1.2 位置再構成能力

ミグダル効果による 2-cluster 信号のトポロジーを正確に測定することのできる能力が必要である。先行研究 [39] ではクラスター間の距離が 1 cm 以上である 2-cluster 信号を解析の対象としていたため、少なくともこの距離を分離できる性能を有する必要がある。このため、電子信号に対する位置分解能及び信号の広がりとともに 1 cm (FWHM) 以下であることを要請値とする。

3.1.3 検出器由来の背景事象の削減

先行研究 [39] では、ミグダル効果観測にとって背景事象となる検出器部材での (n,γ) 反応による γ 線背景事象が発生し、ミグダル効果による 2-cluster 信号の同等のレートで観測されることが見積もられている。この検出器由来の背景事象は遮蔽による排除が難しいため、発生を抑制する取り組みが必要となる。詳細な議論は 3.4 節で行う。

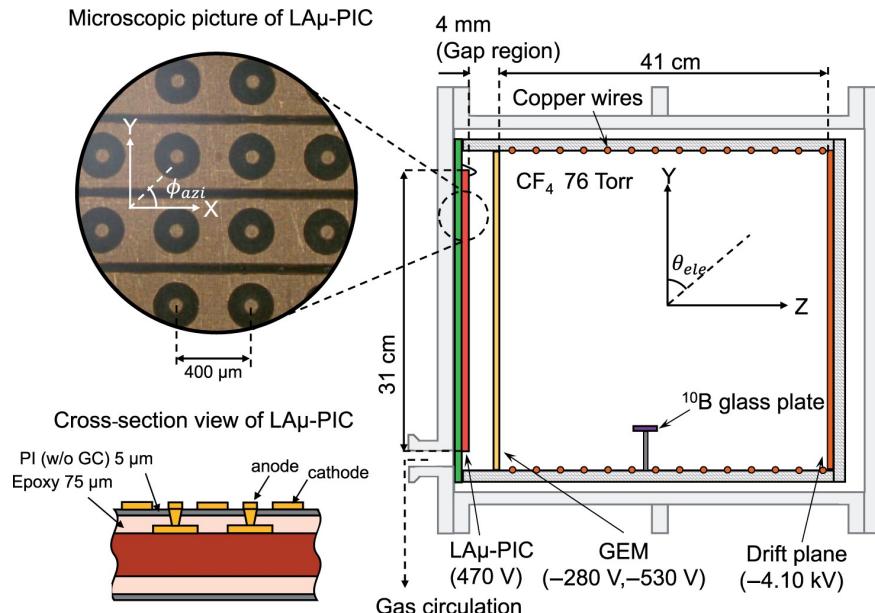
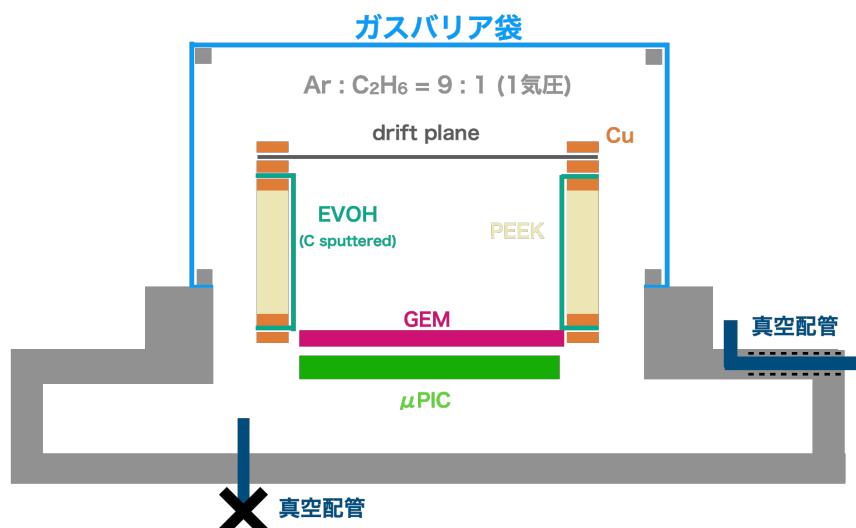
3.2 検出器の構成

TPC は検出器内で発生した事象の位置や時間、飛跡などの情報を手に入れることができるために、多種多様な実験に導入されている。方向に感度を持った暗黒物質探索 NEWAGE [46] では、低圧 CF_4 ガスを標的として μ -TPC と呼ばれる検出器を用いて測定を行っている。 μ -TPC は CF_4 ガスだけでなく、アルゴンガス [47] や SF_6 ガス [48] においても動作の確認がなされている。本研究では、3.1 節で掲げた要請のもとに μ -TPC をベースにしたアルゴンガス TPC の開発を行った。

NEWAGE における μ -TPC の概略図を図 3.1 に示す。本研究ではこの μ -TPC と基本的な構造を同じくした検出器を開発した。検出器はガス、フィールドケージ、GEM (Gas Electron Multiplier)、Micro Pixel Chamber (μ -PIC)、データ取得 (DAQ) システムから構成される。図 3.2 に今回開発した μ -TPC の概念図を示す。以下、検出器の各構成物について説明する。

ガス

本研究では、アルゴン原子に対するミグダル効果の観測を目指すため、アルゴンを標的ガスとした検出器を開発する。ガス圧力は扱いやすく、かつ 3 keV の X 線に対する吸収長が約 3 cm である 1 気圧に設定した。またアルゴンは単体で用いるとガス増幅の際に紫外線等の光子を放出し、その光子による電離電子が増幅されることで正確な事象再構成ができなくなる。一般にこの光子を吸収するためにクエンチャーと呼ばれる多原子有機分子を混合する。本研究ではアルゴンガスのクエンチャーとして実績のあるエタンガスを採用し、アルゴンとエタンを 9

図 3.1: μ -TPC NEWAGE-0.3b” 検出器の概略図 [49]。図 3.2: 今回開発した μ -TPC の概念図。

: 1 の割合で封入した。

フィールドケージ

一般にガス TPC では、荷電粒子による電離電子をフィールドケージと呼ばれる電場形成機構によって形成された電場で読み出し機構まで移動させる。電離電子を読み出し機構で検出するため、フィールドケージ内には読み出し機構から遠ざかる方向に電場が形成されている。電子が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すことにより、電子は巨視的

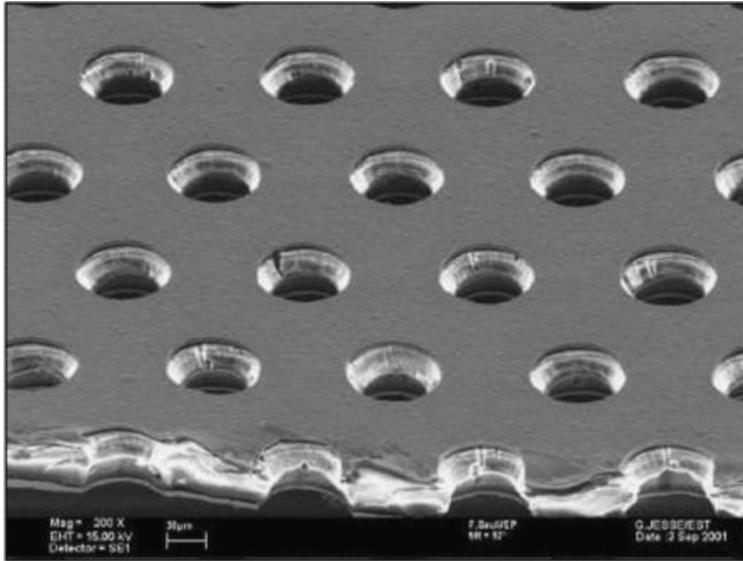


図 3.3: GEM の電子顕微鏡による拡大写真 [51]。

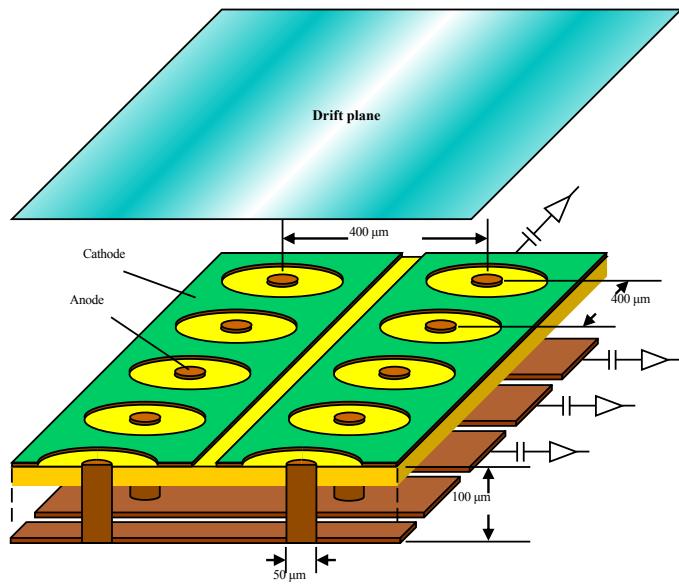
には一定の平均速度で移動する。したがってガス中の電子群も、全体として一定の平均速度で電場に沿って動く。この電子の運動を電子のドリフトと呼ぶ。NEWAGE-0.3b” 検出器では銅ワイヤーを用いて電場を形成していたが、本研究では新たな手法を用いたフィールドケージを開発した。これに関しては、3.3 節で述べる。

GEM

GEM (Gas Electron Multiplier) は、1997 年に CERN の F. Sauli らによって開発された MPGD の一種である [50]。その GEM の電子顕微鏡による拡大写真を図 3.3 に示す。本研究ではサイエナジー株式会社製の、厚さ $100\text{ }\mu\text{m}$ の液晶ポリマー層 (LCP) に両面に厚さ $5\text{ }\mu\text{m}$ の銅電極が形成され、径 $70\text{ }\mu\text{m}$ の穴が $140\text{ }\mu\text{m}$ の間隔で高密度に空けられたメッシュ状の構造を持つものを用いた。両面の電極間に大きな電位差を与えることで穴の中に高電場が形成され、その穴の中に引き込まれた電子が電子雪崩を起こす。一般に GEM の役割はガス増幅を起こすことのみであり、電荷信号の読み出しのは他の独立した基板が担う。GEM は複数枚を重ねて使用したり、 μ -PIC 等の MPGD の前置増幅器として用いられることが多く、MPGD 一つあたりの増幅率を小さく設定することで、放電のリスクを抑えながら合計として大きな増幅率を得ることができる。

μ -PIC

Micro Pixel Chamber (μ -PIC) はプリント基盤技術を用いて製造される $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度の位置分解能での読み出しが可能な MPGD の一種である [40]。 μ -PIC の模式図を図 3.4 に示す。陽極 (anode) 付近に強電場が集中し、陰極 (cathode) 付近では電場が弱くなる構造をとることに

図 3.4: μ -PIC の模式図 [40]。

よってガス増幅をおこしつつ電極間の放電が抑制される。厚さ $100\text{ }\mu\text{m}$ ポリイミド基板両面に $400\text{ }\mu\text{m}$ 間隔で直交配置された陰極と陽極のストリップが形成されている。陰極ストリップにはストリップ方向 $400\text{ }\mu\text{m}$ 每に直径 $250\text{ }\mu\text{m}$ 程度の円形の穴が開いている。その中央に直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ 程度の同心円の穴が開いており、陽極ピクセルを形成している。陽極付近の高電場で増幅された電子による信号が陽極ストリップから、雪崩増幅と同時に発生する陽イオンが陰極に移動することに伴う信号を陰極ストリップから読みだす。陽極と陰極から読みだせる信号は互いに符号が逆となり、ほぼ同じ大きさとなることが μ -PIC の特徴の一つである。陽極、陰極が直交していることにより各ストリップで信号を読みだすことで二次元読み出しが可能となる。本研究では回路数を抑制するために μ -PIC の信号を 2 ストリップ分がまとめて処理する読み出し回路を使用した。

現在も様々な用途へ向けた μ -PIC の研究開発が行われている [52, 53]。本研究では、NEWAGE における μ -PIC 由来の α 線背景事象の削減を目的として開発された L $\text{A}\mu$ -PIC [54] を用いた。

データ取得 (DAQ) システム

図 3.5 に本研究で用いた μ -PIC の読み出し基板とそのブロック図を示す。この基板は、高電圧が直接本基板にかかるないようにするためのコンデンサー及び高電圧印加のための保護抵抗が搭載された基板 (CR ボード) を介して μ -PIC に接続される。この基板は μ -PIC の読み出し基板として京都大学で開発され、1 枚の基板で 128 チャンネルの信号を扱うことが

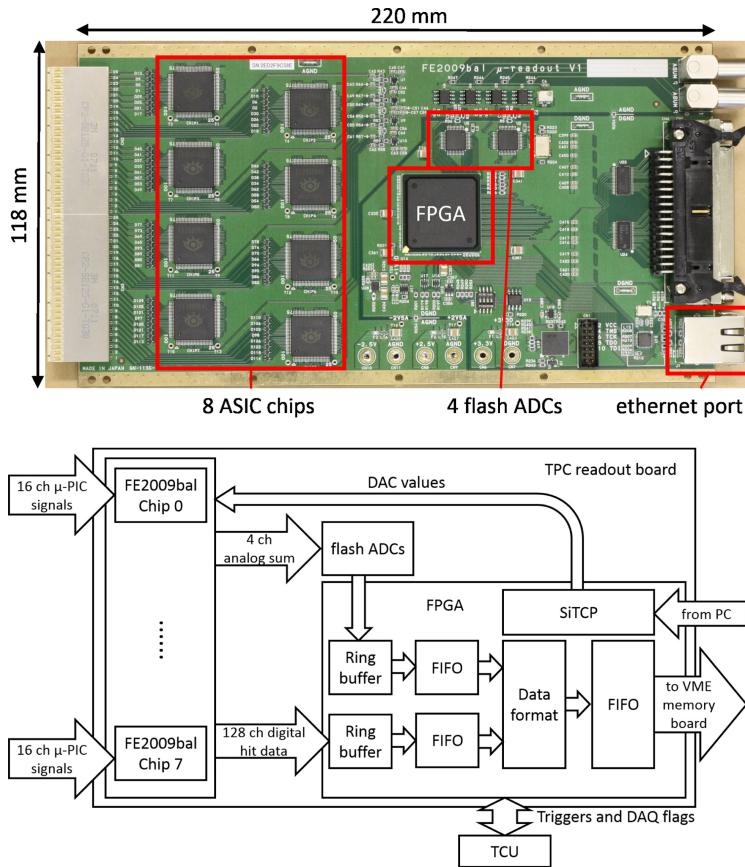


図 3.5: 読み出し基板の写真とそのブロック図 [55]。

できる。各基板には 4 つの Flash Analog Digital Converter (FADC) と Ethernet ポート、Field Programmable Gate Array (FPGA)、8 つの Application Specific Integral Circuit (ASIC) チップから構成される。信号情報はまず ASIC でアナログ信号とヒットパターンの信号に分けられる。アナログ信号は 32 チャンネルずつまとめられて 4 つの FADC に送られ、50 MHz で波形情報をデジタル化、FADC でデジタル化された波形情報は FPGA 内部のリングバッファに保存される。ASIC からのヒットパターンの信号は 100 MHz で時間分割され、各クロックで 128 bit のデジタルパターンへと変換される。波形情報と、ヒットパターンはそれぞれリングバッファに逐次保存される。Low Voltage Differential Singnaling (LVDS) 信号のトリガーにより、データ取得を停止し、リングバッファのデータを $10.24 \mu\text{s}$ 分遡って読み出したデータを Ethernet 経由で PC に送信する。

本研究では、($\sim 30\text{cm}$)² サイズの μ -PIC を $800 \mu\text{m}$ ピッチで読み出すために、陽極と陰極それぞれ 3 つの基板を用いた。

3.3 高抵抗シートを用いた電場形成

ミグダル効果観測のための検出器では、背景事象を低減させるために、なるべく検出器近傍の物質を減らす必要がある。また、TPCにおけるドリフト方向の再構成精度は、フィールドケージが作る電場の一様性に依存している。本 3.3 節では、電場の一様性を確保しながら検出器の低物質量化を目的とした、高抵抗シートを用いたフィールドケージの開発について述べる。

3.3.1 動機

ドリフト方向の位置再構成のため、理想的にはドリフト領域中の電界強度は一様である必要がある。しかし実際にはフィールドケージの構造的な問題によって電場の歪みが発生することがある。この問題によって電子がドリフトしている最中に速度が変化してしまい、位置再構成精度に影響を与える。一般に、フィールドケージはドリフト領域の空間中に段階的に電位を与えることで電場を形成する。段階的な電位を与えるために、抵抗を用いて電位を分割する手法がよく用いられる。この手法では、銅などで形作られるワイヤーもしくは帯状の電極をドリフト方向に並べ、それらの間に抵抗を接続し、電極の上流と下流に電圧を印加することで段階的に電位を与えることができる。問題点としては、特に高電位電極の近傍においてフィールドケージの外の接地電位の影響により電場の非一様性が顕著に現れる。図 3.6 に銅リング抵抗分割法による電位分布のシミュレーション結果を示す。

この抵抗分割による電場の非一様性の解消に向けて、複数のアプローチで研究が行われている。例えば 2.3.1 節で言及したキセノンガス検出器を用いた実験 AXEL では、電極を二列交互に絶縁体に埋め込む手法が採用されている。これにより図 3.7 のように 100 V/cm/bar の電界強度に対して $\pm 5\%$ の精度で電場を形成することが可能であり、従来の帯状の銅リングを一列に並べたフィールドケージに比べて高い一様性が得られることが報告されている [42, 56]。しかし、電極の近傍では依然として電場の非一様性が残っている。

その他の手法として、高抵抗シートを用いた電場形成法が挙げられる。この手法では面抵抗を持ったシートに電位を与えることで、電位を分割することなく連続的な電場を形成することが可能であり、面抵抗が一様であるシートを用いれば一様電場が形成可能である。 μ -TPCにおける高抵抗シートを用いたフィールドケージの開発の先行研究として身内らによる研究があり [47]、 $10 \text{ G}\Omega/\square$ 程度の表面抵抗率を持つ帶電防止シートを用いて、図 3.8 のような構成の μ -TPC が開発された。

また一様な電場を形成するだけでなく、他にも様々な効果が期待される。抵抗やはんだ等の放射性不純物を多く含む素材を使わずに組み上げることができるために、極低放射能環境が求め

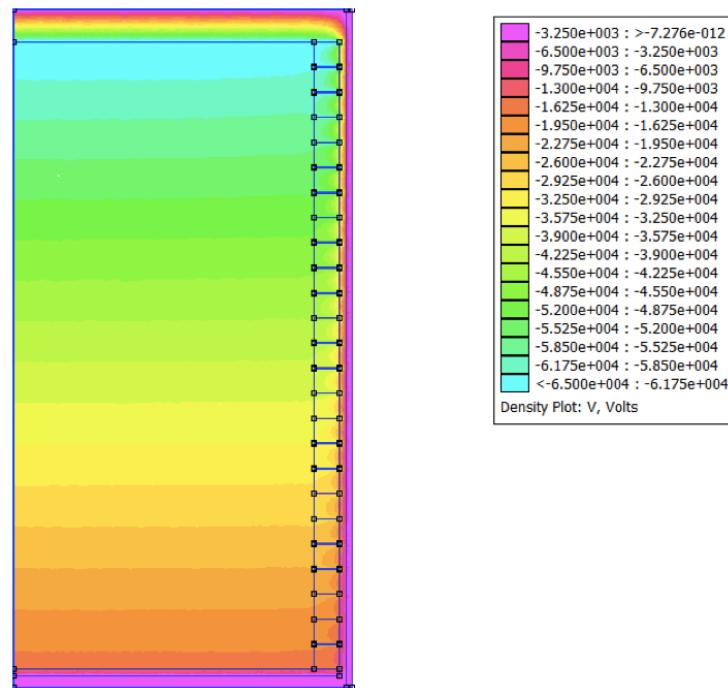


図 3.6: リング型電極を用いた円柱型フィールドケージによる電位分布のシミュレーション結果 [56]。25段の電極・リング幅 20 mm のリング型のものについて、FEMM を用いて作成。

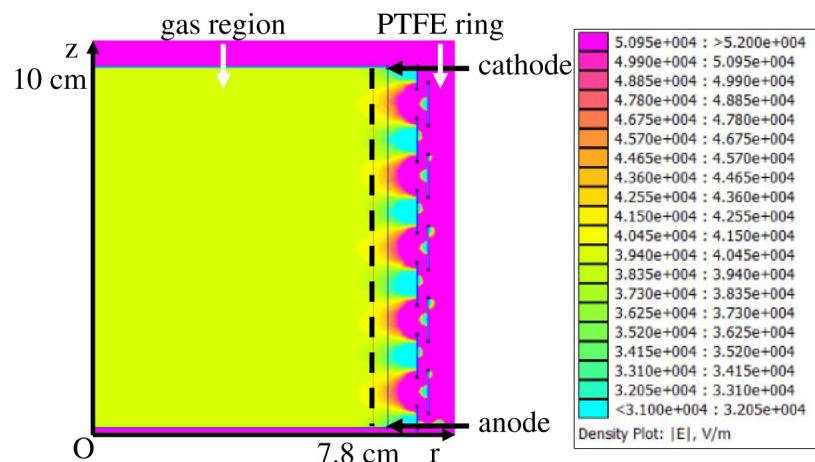


図 3.7: AXEL 実験における帯状電極埋め込み型フィールドケージの電場シミュレーション結果 [42]。

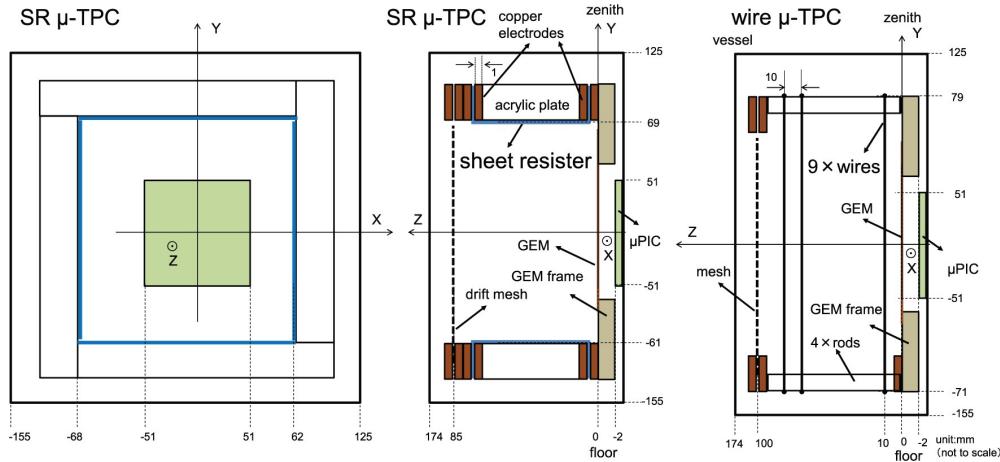


図 3.8: 高抵抗シートを用いた μ -TPC 試作機の模式図 [47]。アクリル製の壁に高抵抗シート(図中水色)が融着されている。

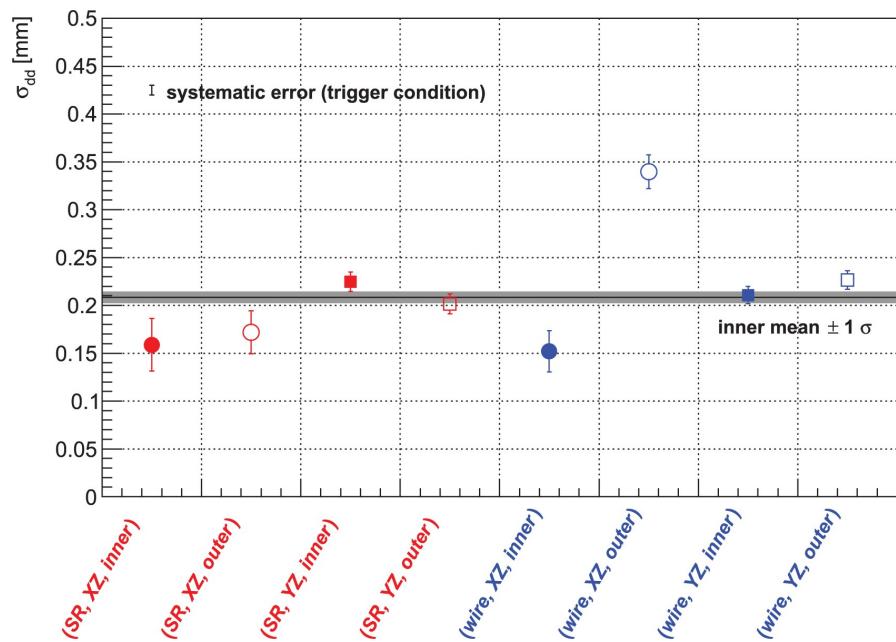


図 3.9: 高抵抗シートを用いた μ -TPC とワイヤー型 TPC ののドリフト電場に依存した誤差の比較 [47]。ワイヤーを用いたケージでは、電極近傍で位置分解能が悪化する

られる実験に適している。ガス領域内のシンチレーション光を検出する実験では、その波長に対して透明のシートを用いることで光の検出効率を上げることができる。本研究では金属などの、背景事象源となりうる物質の量を削減可能であるという特徴に着目し、高抵抗シートを用いたフィールドケージの開発を行った。

3.3.2 高抵抗シートの選定

先行研究 [47] において用いられていたシートは比較的安価に手に入れることができ、大型の検出器へ導入が比較的容易である。一方で銅電極に長時間挟むことによるシートの劣化と考えることのできる結果が報告されており [57]、新たな素材の高抵抗シートの選定を行った。一様な電場を形成するためには、一様であり、かつフィールドケージに電流が流れすぎない大きな表面抵抗率を持つこと、加えて長期間の運転に耐えうる素材であることが必要である。本研究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ものを採用した。

スパッタリングとは、薄膜形成法の一つである。sputtering には「しぶきを飛ばす」と言った意味合いがあり、アルゴン等の不活性ガスをイオン化させ、イオン化した金属等の分子を水しぶきのように跳ね飛ばし、基材の上に付着させて薄膜を形成する。図 3.10 にスパッタリングの模式図を示す。スパッタリングの利点は大きく四つある。一つ目は付着力が大きく、化学的・物理的に安定な薄膜を形成可能であることである。二つ目は、スパッタリングを行う時間を調整することによって膜の厚さを調整できる点である。この特徴により、表面抵抗率の調整が可能になる。三つ目は大面積への加工が可能である点である。そして四つ目はガラスやプラスチック、金属等の様々な物質に対して成膜を行うことができる点である。これらの中でも、付着力が高く、抵抗率の調整が可能であるという点はフィールドケージの作成に向けて適している。本研究では株式会社ビースパッタ [58] に依頼し、スパッタリング加工を行った。図 3.11 は今回用いた炭素をスパッタリングした EVOH シートの写真である。今回作成したシートの大きさはおよそ $44 \times 48 \text{ cm}^2$ である。

3.3.3 表面抵抗率の測定

炭素がスパッタリングされたシートは理想的には面積あたりの抵抗値が一様に分布しているが、実際には製造時にできた膜厚の揺らぎや製造後の摩擦等によって不均一さが生じる。したがって可能な限り一様な面抵抗を持つものを選ぶ必要があり、そのために表面抵抗率の測定を行った。本研究では、図 3.12 のような簡易的な電極を作成し、電極間の抵抗値を測定することで面抵抗率を測定した。測定は 2 cm 間隔で行った。図 3.13 に EVOH シートの表面抵抗率測定結果の一例を示す。一様電場を形成するためには、ドリフト方向の表面抵抗率の揺らぎが

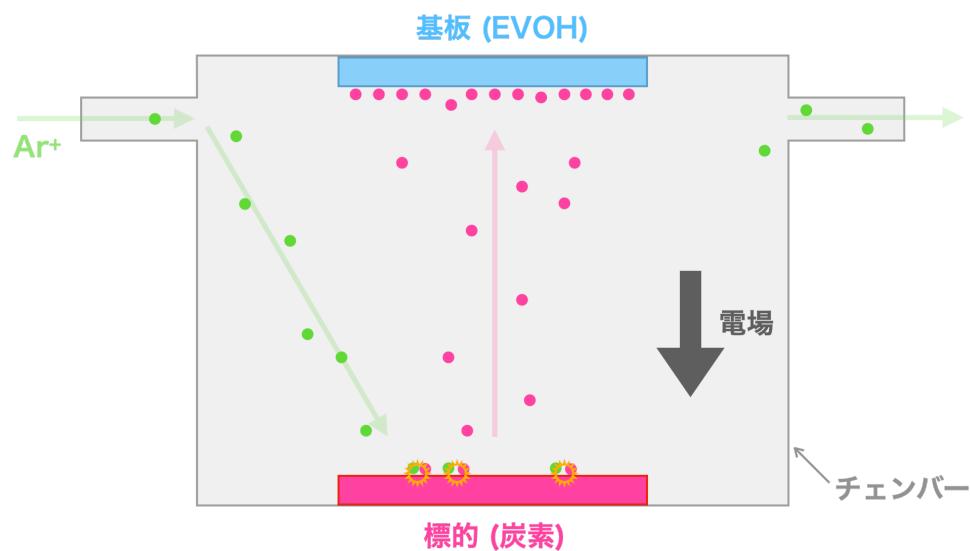


図 3.10: スパッタリングの模式図。



図 3.11: 炭素がスパッタリングされた EVOH シート。

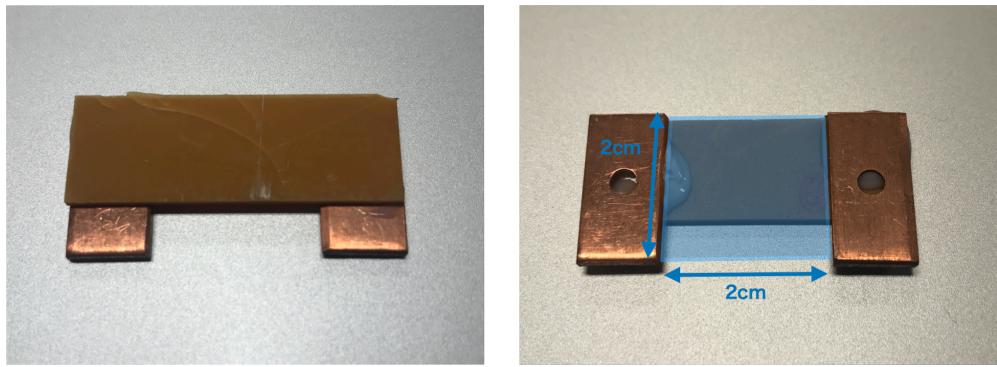


図 3.12: 表面抵抗率測定に使用した電極。(左) 表面。(右) 裏面。銅電極に挟まれた $2 \times 2 \text{ cm}^2$ の正方形領域(図中青)の面抵抗を測定する。

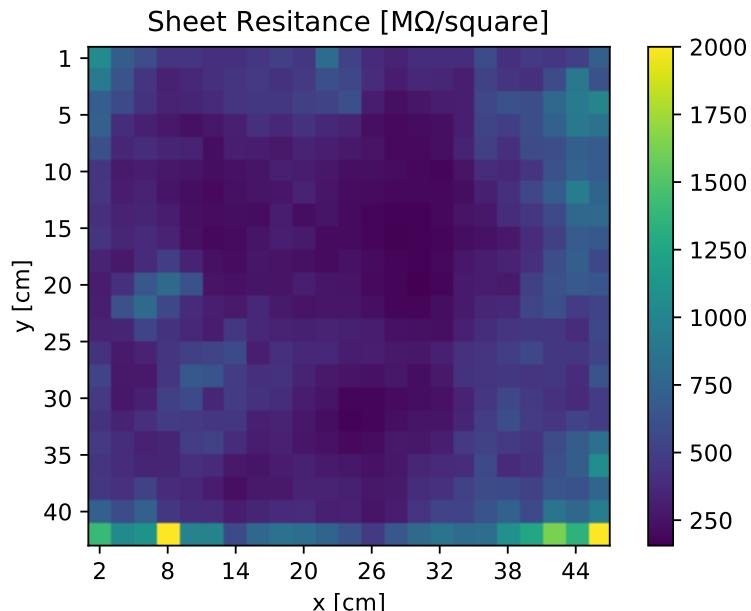


図 3.13: EVOH シートの表面抵抗率測定結果の一例。シート全体を測定範囲とし、 x, y はそれぞれシート左上を原点とした座標軸である。

小さいほど良い。フィールドケージには $33.5 \times 29.5 \text{ cm}^2$ の面積が必要である。今回は、 2 cm ごとにドリフト方向の表面抵抗率の平均をとり、平均値に対する揺らぎが小さい領域をフィールドケージに導入した。図 3.14 は測定を行ったシートにおける、ドリフト方向の平均表面抵抗率に対する抵抗率の分布である。今回測定したシートは、最大で $\pm 50\%$ 程度の揺らぎを持つことが分かった。

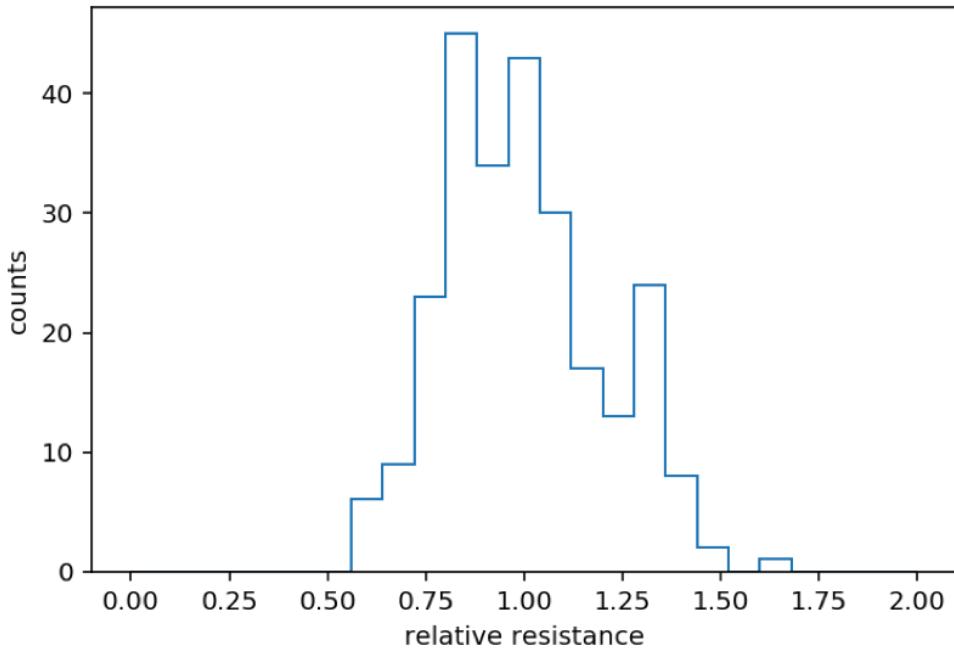


図 3.14: EVOH シートの表面抵抗率の分布。実際にフィールドケージ作成のために切り取った範囲について抽出しており、ドリフト方向の平均値で規格化している。

3.3.4 フィールドケージの組み上げ

フィールドケージは、先行研究 [47] を参考にして設計した。図 3.8 では、アクリル板に高抵抗シートを融着した構造としたが、本研究では物質量を削減するために、図 3.15 に示すように骨組みのみを製作し、壁面は EVOH シートのみが存在する構造とした。炭素がスパッタリングされた EVOH シートを 1 cm の幅を持つ銅電極をネジで止めて挟み、フィールドケージ上部と下部に固定した。骨組みは PEEK によって作成されている。図 3.16 に検出器と組み合わせて TPC 容器内部に設置したフィールドケージの外観を示す。上部のドリフトプレーンには、カプトンテープを用いて絶縁加工を施している。

3.4 中性子と反応性の低い TPC の開発

一般に、ガス TPC のようなガス検出器はガスを封じ込めるために厚い金属の容器を持つ。これは、主にガスの純度が低下することを抑制するためであり、ガスを封入する際の真空引きに耐えられる容器である必要がある。この容器の材質としては、強度や加工性などにおいて優れた性質を持つステレンレス鋼 (SUS) がよく使用される。

2.2 節で述べたように、中性子は周りの物質と相互作用しミグダル効果の観測にとって背景



図 3.15: 炭素スパッタリング EVOH シートを用いたフィールドケージ。

事象となる粒子を発生させる可能性がある。特に、検出器の部材と相互作用した際の (n,γ) 反応による γ 線は排除が難しい。 γ 線が K 裂の電子を電離させる事象や検出器内で 2 回散乱する事象など、ミグダル効果による 2-cluster 信号と分離が難しい信号を発生させることがある。本 3.4 節では先行研究 [39] における背景事象の見積もりを引用した後、この背景事象に対する削減を目指して行った低物質量 TPC の開発について説明する。

3.4.1 検出器部材由来の背景事象

先行研究 [39] では、 $(30\text{cm})^3$ のガス領域の周りに 5 mm の SUS の壁を持った検出器に対してシミュレーションが行われた。ここでは、容器の構造を持つこと以外は 2.3.3 節でのシミュレーションと同じ条件である。図 3.17 に見積もられたエネルギースペクトルを示す。図中緑が原子核反跳事象に伴わない 2-cluster 信号を表しており、ミグダル効果による 2-cluster 信号と同等のレートで観測されると計算された。

検出器由来の背景事象を抑えるためには、二つのアプローチが考えられる。一つ目は中性子との反応率が小さい材質を用いること、二つ目は検出器の構成物を減らすことである。本研究ではこの両方の手法で中性子ビームを当てた際の背景事象削減のための検出器の構築を

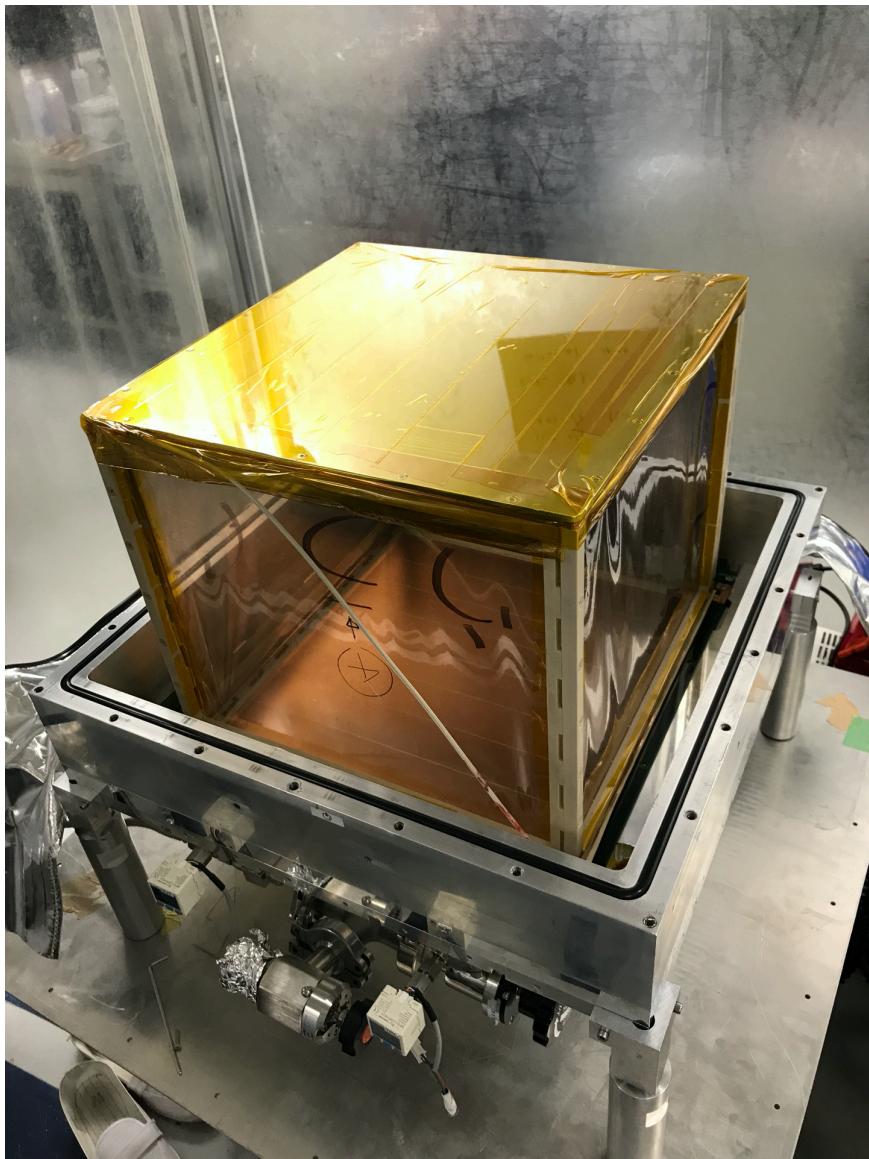


図 3.16: TPC 容器に設置したフィールドケージの様子。

行った。

3.4.2 アルミニウムによる土台構築

一般的なガス検出器の容器は、SUS で形作られる。SUS の主な構成要素は鉄であり、そこにクロムやニッケルが配合されている。図 3.18 に、 ^{56}Fe と ^{27}Al の 565 keV 付近のエネルギーを持つ中性子に対する (n,γ) 反応断面積を示す。鉄はアルミニウムに対して広いエネルギー領域の中性子において 1 衍ほど高い (n,γ) 反応断面積を持つことがわかる。

したがって (n,γ) 反応断面積が小さく、加工しやすいアルミニウムが検出器の素材として適

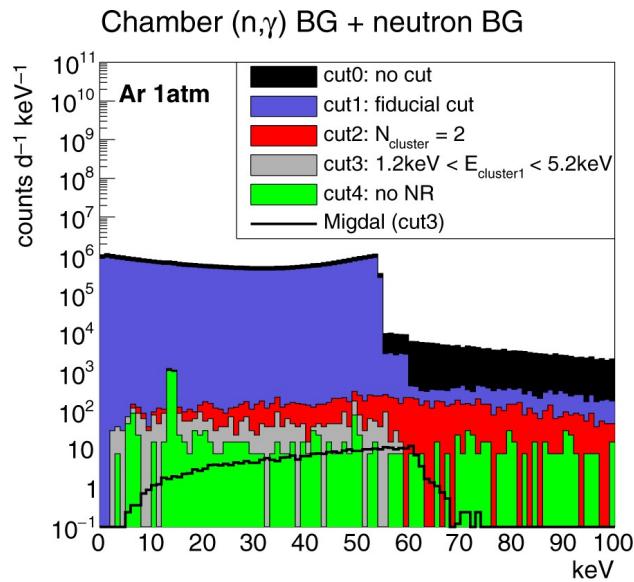


図 3.17: 5 mm の厚さの SUS の壁を持ったアルゴンガス検出器に中性子を照射した際の背景事象によるエネルギースペクトル [39]。

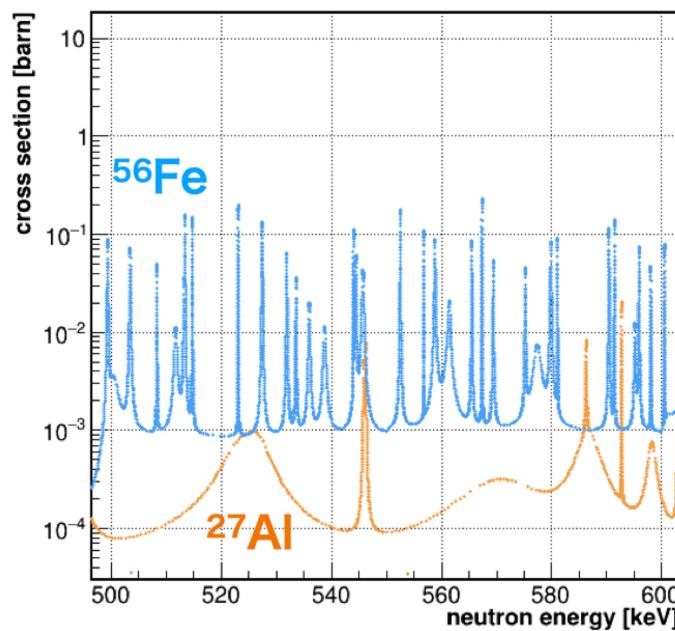


図 3.18: ^{56}Fe と ^{27}Al の 565 keV 付近のエネルギーを持つ中性子に対する (n,γ) 反応断面積。ENDF/B-VIII.0 [59] よりデータを引用。

している。本研究では、アルミニウムに置き換え可能な部材に関してはアルミニウムを用い、背景事象の削減を試みた。

3.4.3 ガスバリア袋を用いた TPC の開発

本 3.4.3 節では、検出器の構成物質を減らすためのガスバリア袋を用いたガス検出器の開発について述べる。

期待される効果

本研究では、ガスを封じ込める機構をガスバリア袋によって作成した。100 μm 程度の厚みの袋でガスを閉じ込めてことで、数 mm 程度の厚さを持つ従来の金属容器に比べて背景事象の大幅な削減が期待できる。また中性子が検出器部材に散乱される事象を抑制することもでき、背景事象に対するミグダル効果のレートを上げることができる。このガスバリア袋について、まずフィールドケージ製作にも用いた 80 μm の厚みを持つ EVOH による試験を行った。EVOH は高いガスバリア性を持つことから選定された。この研究は暗黒物質直接探索実験のような、極低放射能環境で行う実験において削減が必要不可欠なラドンをバリアし、背景事象を低減するための研究開発の役割も担っている。まず、EVOH による背景事象削減力と中性子入射効率の改善の効果を GEANT4 を用いて見積もった。 $(30\text{cm})^3$ の検出器の容器として、2 mm の SUS、5 mm のアルミニウム、80 μm を用いたものに対して得られたシミュレーション結果をそれぞれ図 3.19, 3.20 に示す。ここでは、565 keV の中性子を 10^6 イベント入射した。これは 1000 neutron/cm²/sec の中性子ビームを想定すると、約 1 秒に相当する照射量である。図 3.19 を見てわかるように、80 μm の EVOH によってガスを封入した時には、 γ 線の抑制が期待できる。2 mm の SUS の γ 線入射レートに対して 90 % の信頼度で 400 分の 1 程度に削減することが可能であると見積もられた。また付加的な効果として、図 3.20 からは、金属の容器に対して中性子の入射効率が 2 % ほど改善されると予想される。

ガスバリア構造の開発

これまでに、薄い素材を用いたガス容器の効果について議論を行った。図 3.2 からわかるように、従来の μ -TPC と基本的な構造を同じくしているが、金属の容器蓋を用いずガスバリア袋でガス領域を覆っている。実際にこのような構造を用いて測定を行うためには、大きく二つの課題が存在する。本節では、この二つの課題についての研究開発の概要について述べる。

一つ目は真空引き手法の確立である。ガス検出器では、ガス純度を低下させないようにガスを封入する前には十分な真空引きが必要である。しかし EVOH のような薄く柔らかいシートは圧力差に耐えられる強度は持っていないので、真空引き手法の工夫が必要となる。本研究では、ガスバリア構造の内側と外側を等圧に保ちながら真空引きとガス封入を行う手法の確立を

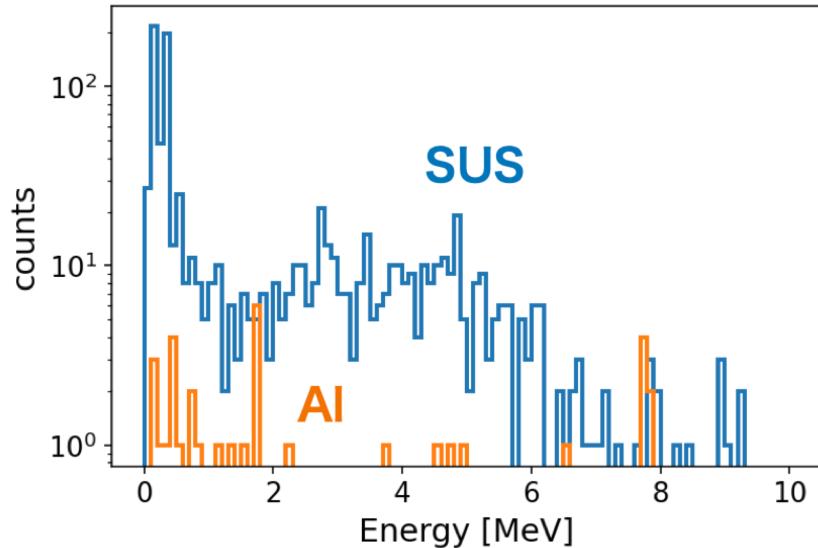


図 3.19: シミュレーションによって 565 keV の中性子を 10^6 個入射した際の γ 線の入射エネルギースペクトル。80 μm の EVOH は γ 線の入射がなかったため、上限値を求めた。

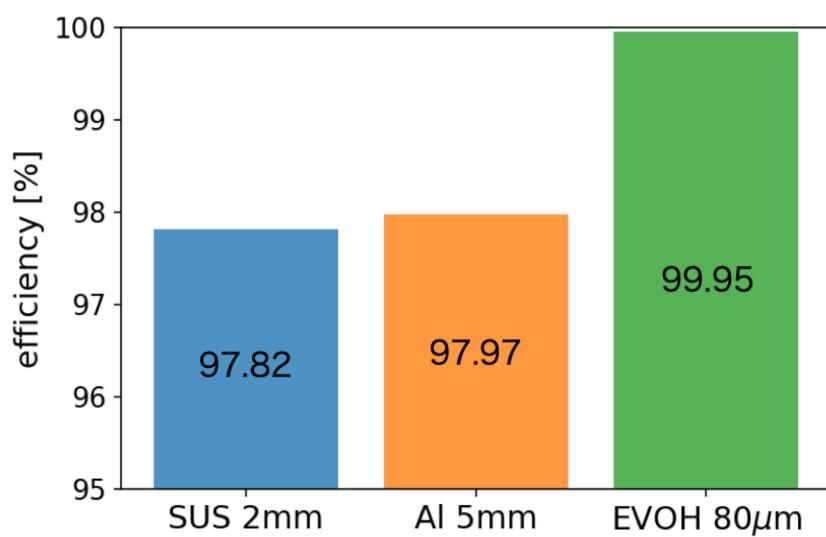


図 3.20: 3 つの検出器容器に対する 565 keV の中性子の入射効率。

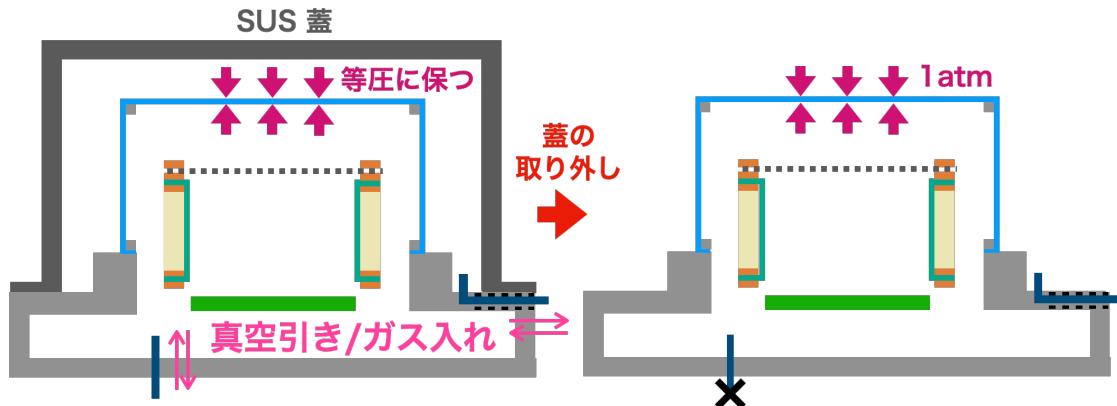


図 3.21: ガスバリア機構の内外を等圧に保ちながらガスを封入する手法の概念図。

試みた。図 3.21 はこの手法の概念図である。この手法ではまず、ガスバリア構造の外側から SUS の容器蓋を装着し大気圧との圧力差に耐えられる構造を形成する。その後二箇所の真空配管から空気を排泄し、その後ガスを導入する。本研究ではガスバリア機構の内側と外側それぞれにつながる配管に大気圧との差圧計を設置し、ガス圧の差が大きくならないように監視を行いながら真空引きとガス封入を行った。

二つ目の課題はガスバリア性の確保である。特に、EVOH を用いた試作機での段階では測定中に空気が混入し、荷電粒子の信号が数分で観測不可能になるという現象が見られた。これは EVOH に小さな傷がついたことによってガスのリークが発生していると考えられる。図 3.23 に TPC 内部構造等との接触による EVOH の損傷部分の様子である。この対策として、ガスバリア性のテープや液状ガスケット等で傷を覆う等の工夫を行なったが、十分な成果は得られなかった。そこで、新たなガスバリア袋で試験を行うこととした。

次に試験的に導入を行ったのは、三菱ガス化学株式会社のアルミ袋 [60] である。この製品は、保存物を水分やガスから長期間遮断する際に用いられる。EVOH のような樹脂製のものと異なり、アルミ箔が内部に埋め込まれているため、高いガスバリア性と強度を持つことが知られている。このアルミ袋を用いてガスバリア機構を作成したところ、EVOH 製の袋よりも安定した運転が可能であることが確認された。この結果を受けて、EVOH と比較して高い強度とガスバリア性を持つ材質であると判断し、このアルミ袋を用いて実機 μ -TPC 開発した。外観を図 3.25 に示す。このガスバリア機構を導入することで約 10 kg の SUS の削減に成功した。

3.5 性能評価

本節では、本研究で開発したアルゴンガス TPC の性能評価について述べる。特に、3.1 節で述べた 2-cluster 信号観測のための要請に対する評価を行う。

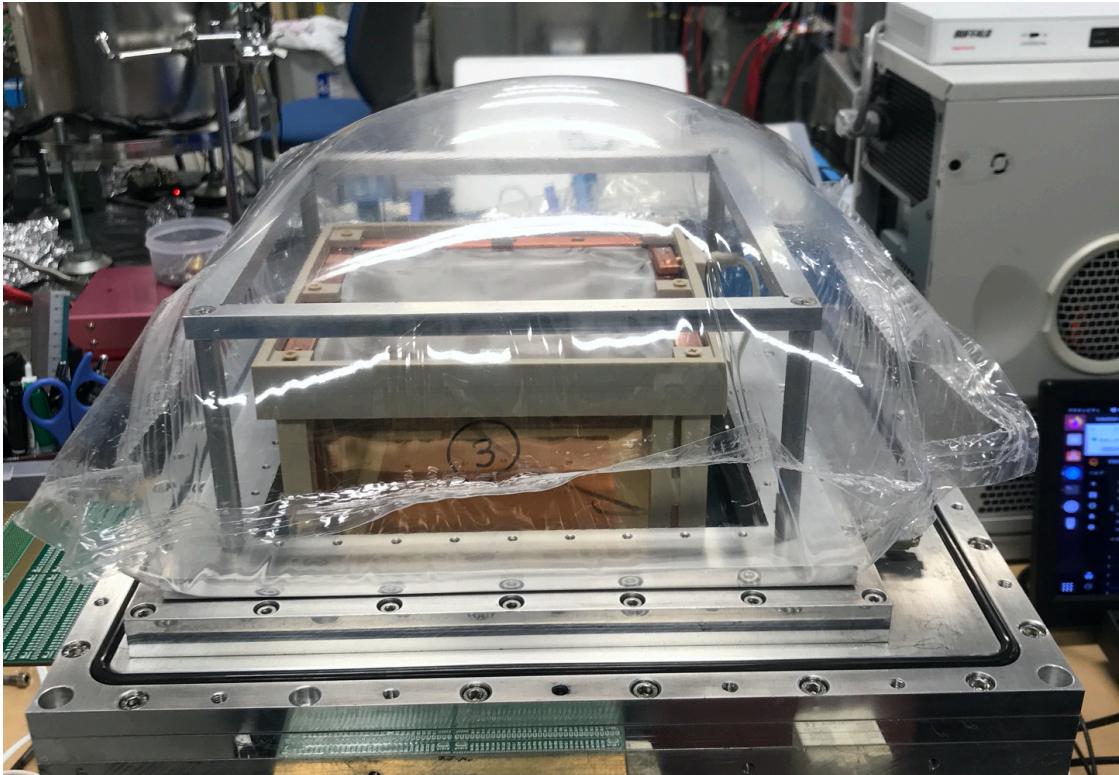


図 3.22: 小型試作機における EVOH を用いたガスバリア構造。EVO H シートを適当な大きさに切り取り、熱融着をすることで成形する。

3.5.1 エネルギー分解能

開発した検出器のエネルギー較正とエネルギー分解能の算出のために、 ^{55}Fe 線源からの X 線を用いた。本研究で開発した TPC は、検出領域を囲うガスバリア袋とフィールドケージが薄い素材でできているため、X 線などの透過力の小さい粒子を直接検出器内に入射させることができる。 ^{55}Fe は軌道電子捕獲反応により、5.9 keV ($\text{MnK}\alpha$) の特性 X 線を放出する。この X 線がアルゴン原子の軌道電子を主に光電効果によって電離させ、TPC 内で信号として観測される。このとき、X 線のエネルギーが全て TPC の検出領域に落とされたときは 5.9 KeV のメイン信号、光電効果に付随する二次 X 線が領域外に逃げたときは 3 keV のエスケープ信号として観測される。特にエスケープ信号は、ミグダル効果の観測に必要である 3 keV のクラスターと見かけ上同じ信号であるので、この信号を用いて 3 keV のクラスターの検出に対する性能評価をすることができる。

^{55}Fe 線源をガスバリア機構と接する位置に置き、表 3.1 の印加電圧で測定を行った。今回スペクトルの描画には μ -PIC の陽極で観測された波形情報の FADC の積分値を用いた。メインピークとエスケープピークの 2 つのピークに対してガウス関数によるフィッティングを行



図 3.23: TPC 内部構造との接触による EVOH の損傷。

Table3.1: ^{55}Fe 測定の際の印加電圧

印加電圧 [V]	
Drift Top	-4000
GEM Top	-1350
GEM Bottom	-950
anode	460



図3.24: 小型試作機におけるアルミ袋を用いたガスバリア構造。

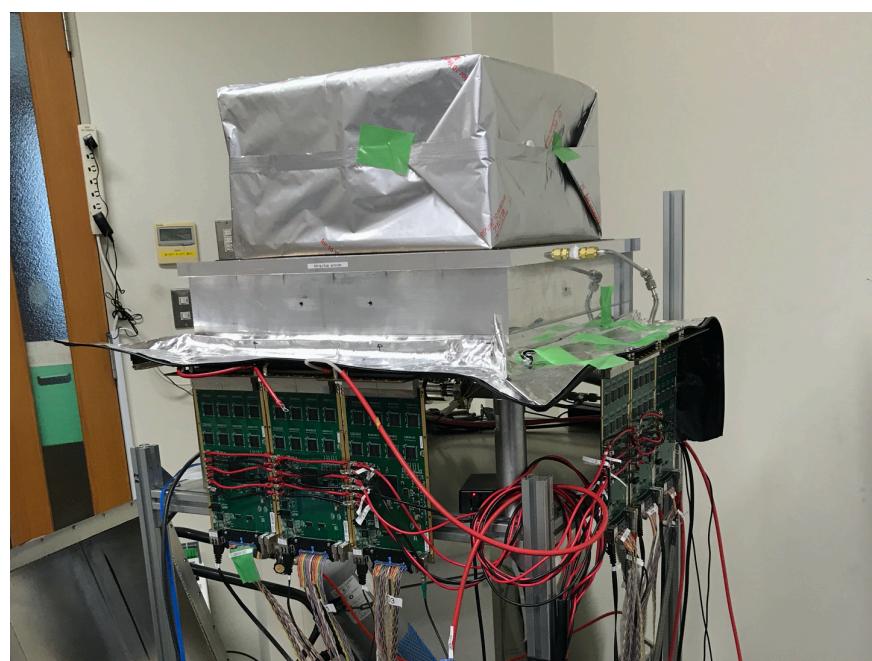


図3.25: 開発した μ -TPC の外観。

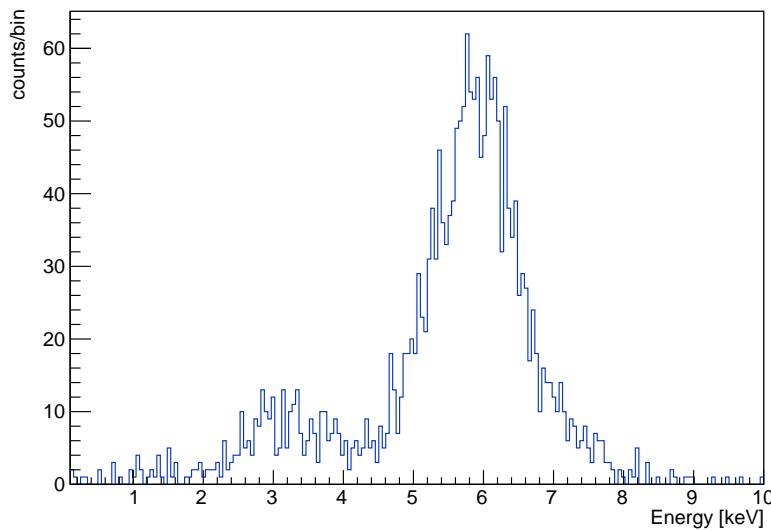


図 3.26: ^{55}Fe 線源によって得られたエネルギースペクトル

い、エネルギー較正を行った。図 3.26 に得られた ^{55}Fe によるエネルギースペクトルを示す。エネルギー分解能は、5.9 keV に対して $26.2 \pm 5.6\%$ (FWHM)、3 keV に対して $51.9 \pm 1.5\%$ (FWHM) であった。これは、3.1 節で述べた 3 keV に対して 60 % という要請値を満たした。したがって、先行研究 [39] での設定値よりも良いエネルギー分解能を持つことから、2-cluster 法を用いたミグダル効果の観測について、強力な背景事象削減能力を有する検出器であることが言え、[39] でのエネルギーによるカット条件を厳しくできることが期待される。

3.5.2 位置分解能

2つのクラスターを分離する能力を有するかを判断するためには、位置分解能の評価が必要である。検出器の位置分解能を評価するには、既知の位置情報を持つ信号を読み取る必要がある。 μ -TPC における位置分解能の評価をするための手法の一つとして、宇宙線 μ 粒子を用いた方法がある [47]。宇宙線 μ 粒子は数 GeV 程度のエネルギーを持って地表に到来しており、最小電離粒子として物質中でエネルギーを落とす。検出領域を通った μ 粒子の飛跡は直線とみなせるため、信号から再構成された飛跡とヒット情報の残差の大きさから位置分解能を見積もることができる。

検出器のドリフト方向の上下にプラスチックシンチレータを設置し、コインシデンス信号をトリガーとすることで、 μ 粒子のデータ取得を行った。図 3.27 に検出された宇宙線 μ 粒子の飛跡を表す。各ヒット情報を一次関数でフィッティングを行い、 μ 粒子の直線飛跡とする。この直線飛跡とヒット情報との残差をとることでそれぞれの方向に対する位置分解能の評価を

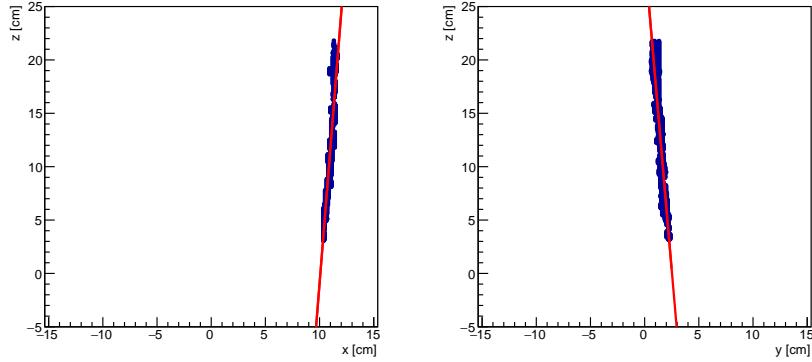


図 3.27: 宇宙線 μ 粒子によって得られた飛跡。左図は陽極 (x 軸)、右図は陰極 (y 軸) に対するヒット情報を示す。ドリフト速度を用いて時間情報を z 軸の情報に直したものと縦軸としている。

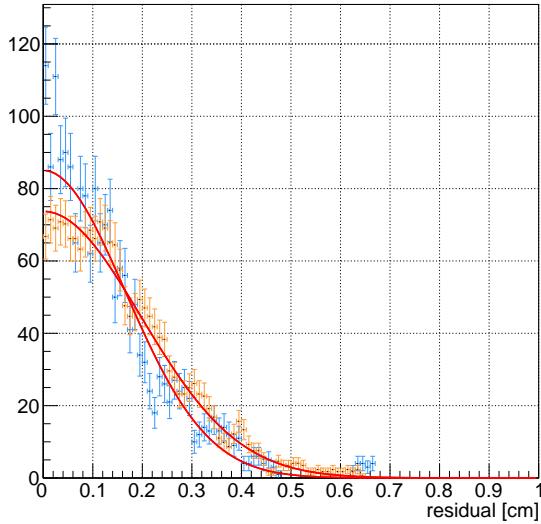


図 3.28: 宇宙線 μ 粒子の直線飛跡との残差の分布。青線は x (陽極) 方向、橙線は y (陰極) 方向に対する分布である。

行った。図 3.28 に μ PIC の陽極と陰極のストリップ方向（それぞれ x, y とする）に対する残差の絶対値の分布を示す。 x, y 方向に対してそれぞれ、 0.39 cm , 0.46 cm (FWHM) と 0.5 cm より小さい分解能であることが分かった。

この結果に加えて、信号の広がりの見積もりを行う。1 気圧のアルゴンガスの、 10 keV の電子に対する典型的な阻止能は、 $14.92 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ である [61]。これは、最大 $\sim 0.1 \text{ cm}$ の飛跡長に相当する。特性 X 線による光電子は最大 3 keV であるため、これより短い飛跡長になると考えられる。また 565 keV の中性子に対するアルゴン原子核の最大反跳エネルギーに近い 60

keV では、アルゴン原子核の飛跡長は ~0.012 cm である [62]。これらと宇宙線 μ 粒子を用いた位置分解能の評価から、信号の広がりを加味しても 2-cluster 信号の位置関係を観測可能であることが示された。したがって 2-cluster 信号の分離に寄与する位置分解能に関しても、要請を満たしたと言える。

第 4 章

背景事象削減のための中性子コリメータ開発

2 章で述べたように、ミグダル効果を観測するためには背景事象の削減が重要となる。3.4 節で示した、中性子と検出器部材の相互作用のように、実験室に存在する多数の機器や設備が全て背景事象源となりうる。中でも多くの体積・質量を占めるのが実験室の壁である。本節では先行研究 [39] で見積もられた実験室由来の背景事象を 4.1 節で紹介し、これを受けて独自に検討した背景事象削減のための中性子コリメータの設計開発について述べる。

4.1 実験室での (n,γ) 反応による背景事象

中村らの研究 [39] によって、産業技術総合研究所の中性子ビームラインでの実験室由来の背景事象がシミュレーションによって見積もられた。中性子は 4π 方向に放出されており、そのほとんどは壁に到達する。その多くは壁で減速されたのちに (n,γ) 反応を起こして吸収される。こうした実験室からの γ 線背景事象の見積もりは GEANT4 を用いて行われ、実験室を再現したジオメトリでシミュレーションが行われた。図 4.1 にシミュレーションで用いた実験室と検出器の模式図を示す。 $(36\text{cm})^3$ の大きさの検出器が体積 $(11.5\text{m})^3$ の空気に満たされた部屋の中心に置かれており、実験室の壁は厚さ 1 m のコンクリートである。中性子のエネルギーの角度分布は図 2.3 を再現した。図 4.2 にシミュレーションで得られた実験室からの (n,γ) 背景事象によるエネルギースペクトルを示す。実験室からの (n,γ) 背景事象による信号は、2.3.3 節で述べた 2-cluster 信号への 3 つのカットを適用した後も（図中灰色）、ミグダル効果の 2-cluster 信号に対して $O(100)$ 倍程度のレートで残ることが見積もられた。すなわちこの背景事象に対策を行わずに実験を行った際には、2-cluster 信号として見える事象は実験室での (n,γ) 反応由來のものが支配的であると考えられ、クラスター間の距離分布を考慮してもミグダル効果の観測をすることが難しいと予想される。このミグダル効果を観測するために必要不可欠な背景事

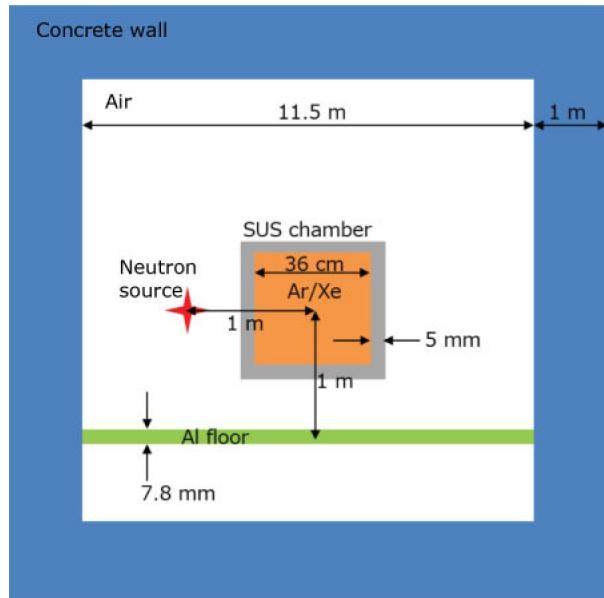


図 4.1: シミュレーションに用いた実験室と検出器の模式図 [39]。

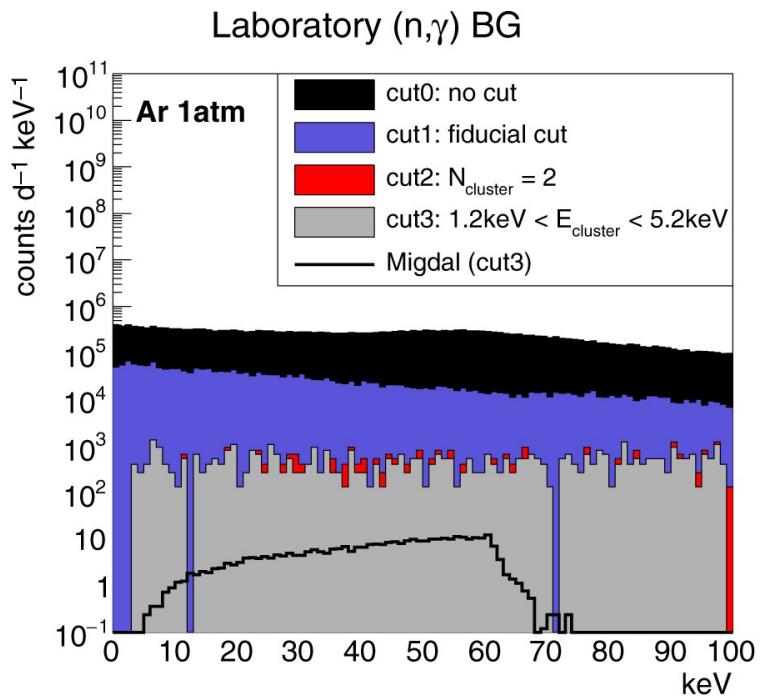


図 4.2: 実験室からの (n,γ) 背景事象によるエネルギースペクトル [39]。

象の削減のため、中性子コリメータの設計開発を行った。

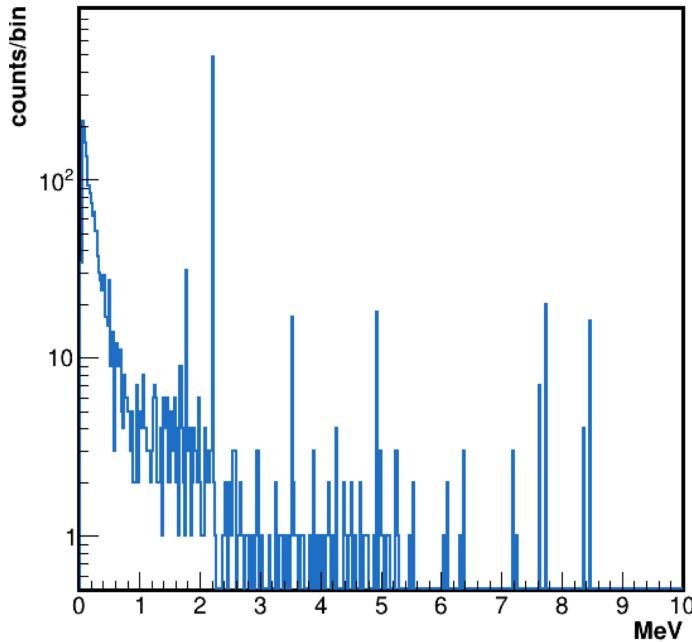


図 4.3: GEANT4 シミュレーションで得られた実験室からの γ 線のスペクトル。

4.2 中性子コリメータの概念

4.1 節で述べたような実験室からの (n,γ) 反応による背景事象を削減するためには、大きく二つの考え方がある。

一つ目は (n,γ) 反応によって発生した γ 線が検出器に入射しないように遮蔽する方法である。図 4.3 は GEANT4 によって得られた実験室の (n,γ) 反応によって検出器に入射する γ 線のスペクトルである。コンクリートの主な構成元素はケイ素や酸素、カルシウムであり、これらの原子核に捕獲されると最大 10 MeV ほどの γ 線が発生する。このような高いエネルギーの γ 線は透過力が非常に高いため遮蔽が難しく、(30cm)³ ほどの体積を持った検出器の周りに分厚い遮蔽体を置くことは困難である。また、高エネルギーの γ 線の遮蔽には鉛などの原子番号の大きい元素が効果的であるが、このような物質を検出器近傍に置いた場合中性子と相互作用を行い新たな背景事象源となる可能性がある。したがって、背景事象の削減手法としては不適であると考えられる。

二つ目の手法は、中性子を遮蔽する方法である。図 4.4 にこの方法の概念図を示す。これは中性子の発生点の周りに中性子の吸収材を置くことで、実験室の壁に到達する中性子を遮蔽し、 (n,γ) 反応を抑制するという手法である。以降この遮蔽体を中性子コリメータと呼ぶ。この中性子コリメータを用いることで比較的小規模な構造で中性子を遮蔽することができ、吸収材をうまく選定すれば、新たな背景事象源となることを防ぐことができる。

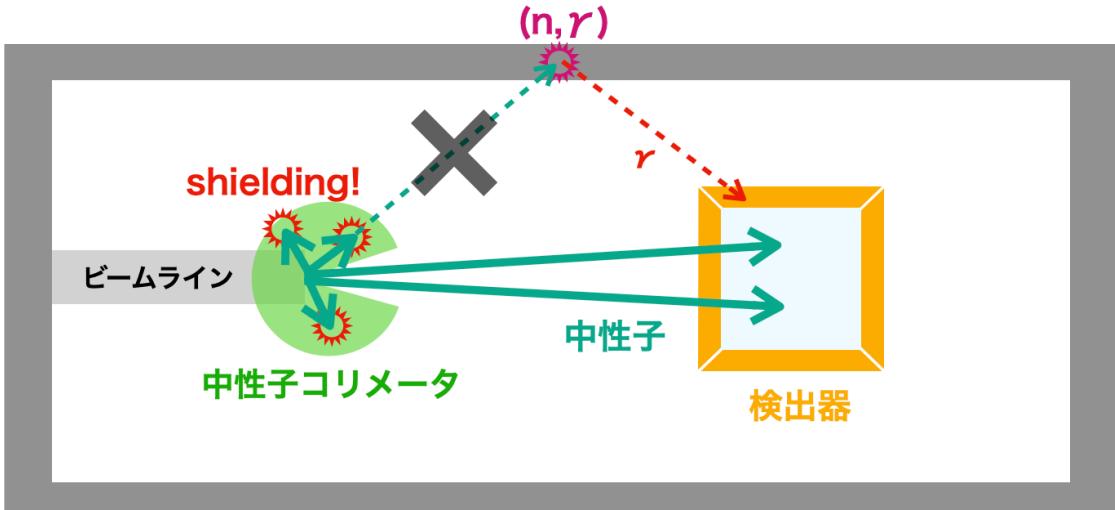


図 4.4: 中性子コリメータの概念図。

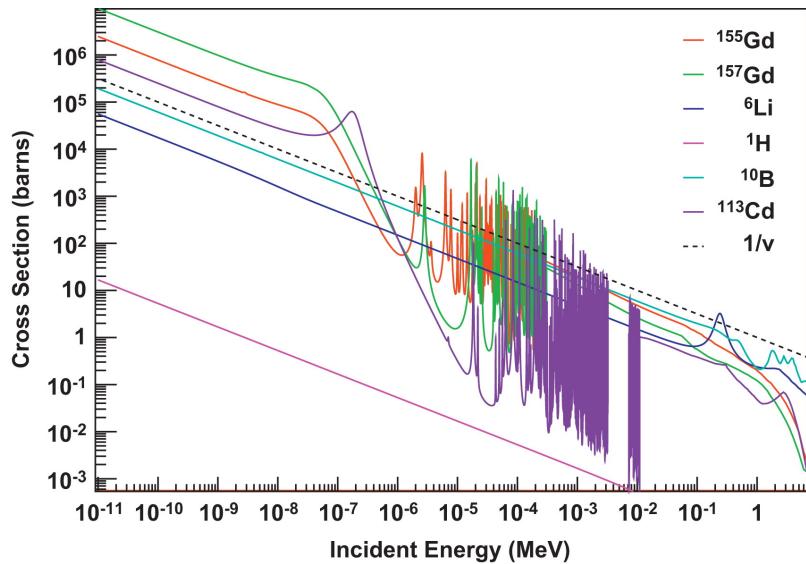


図 4.5: 中性子吸収体の中性子のエネルギーに対する捕獲断面積 [63]。

2.2 節で述べたように、中性子は物質と電離相互作用を起こさず、弾性散乱によってエネルギーを完全に失うことがないので、遮蔽には工夫が必要となる。中性子を遮蔽する手段として吸収反応を用いる方法があり、中性子を原子核に吸収させることで完全に停止させる。この吸収反応の反応断面積は一般に中性子のエネルギーが小さいほど大きくなるので、2.2.1 節で説明したように軽い元素で熱化させて吸収断面積の大きい原子核に吸収させることが多い。本研究でもこの手法に倣って行うこととした。熱化させる物質としては扱いやすく、吸収材を添加することのできるポリエチレンを中心に検討を行った。

次に、吸収材の選定である。図 4.5 に中性子の吸収材として代表的な元素の、中性子のエ

エネルギーに対する捕獲断面積を示す。 ^{157}Gd や ^{113}Cd は非常に大きな中性子捕獲断面積を持つが、捕獲の際に (n,γ) 反応を起こし、 γ 線を放出する。本研究では γ 線背景事象の削減を目的としているため、これらの吸収体は不適である。そこで、 (n,α) を起こし、比較的安価に手に入れられる ^{10}B と ^6Li を用いることを検討した。

4.3 シミュレーションを用いた中性子コリメータの設計

本研究ではこの中性子コリメータを GEANT4 を用いて性能の見積もりを行いながら設計開発を行った。中性子コリメータに用いる素材としては、中性子遮蔽材として市販されている、ポリエチレン、酸化ホウ素 (B_2O_3) 10% 添加ポリエチレン、フッ化リチウム (LiF) 50% 添加ポリエチレンの三つについて検討を行った。 B_2O_3 については ^{10}B 、LiF については ^6Li が中性子の吸収材としての役割を担っている。それぞれの天然存在比は 20% と 7.5% であり、濃縮を行わずにポリエチレンに配合されている。どちらも大きな (n,α) 反応断面積を持っており、それぞれの中性子捕獲反応に対する支配的な反応式は (4.1)、(4.2) 式で表される。



4.3.1 大きさの検討

まず、中性子コリメータの大きさについて検討を行った。ここでは、中性子コリメータの中で 99.9% 以上の中性子を停止させることを目指した。500 keV の中性子に対して、検討した三つの物質に加えて単体 LiF についてシミュレーションを行った。図 4.6 は発生点からそれぞれの物質中で停止するまでの距離の分布である。中性子の吸収材として ^{10}B と ^6Li が非常に優れた性質を持つことがわかる。この結果から、25 cm の厚みを持つ ^{10}B もしくは ^6Li を添加したポリエチレンを用いることで、99.9% 以上の中性子遮蔽効率が得られることが見積もられた。以降では、この 2 つの吸収材について 25~30 cm の幅を持つコリメータについて検討を行う。

また、検出器に入射する中性子のフラックスの減少させず、それ以外の中性子のみを吸収することが重要である。本研究では、検出器に入射しない方向に放出される中性子のみを吸収するために、中性子コリメータの検出器方向に円錐状もしくは四角錐状の穴を開けることを考える。この中性子を通過させるための穴を以降コーンと呼ぶ。

4.3.2 γ 線背景事象削減の見積もり

中性子コリメータを設置することによって、 γ 線背景事象が増加する可能性がある。図 4.7 のような構造を図 4.1 中に作成して、シミュレーションを行った。ここでは実験室内の中性子

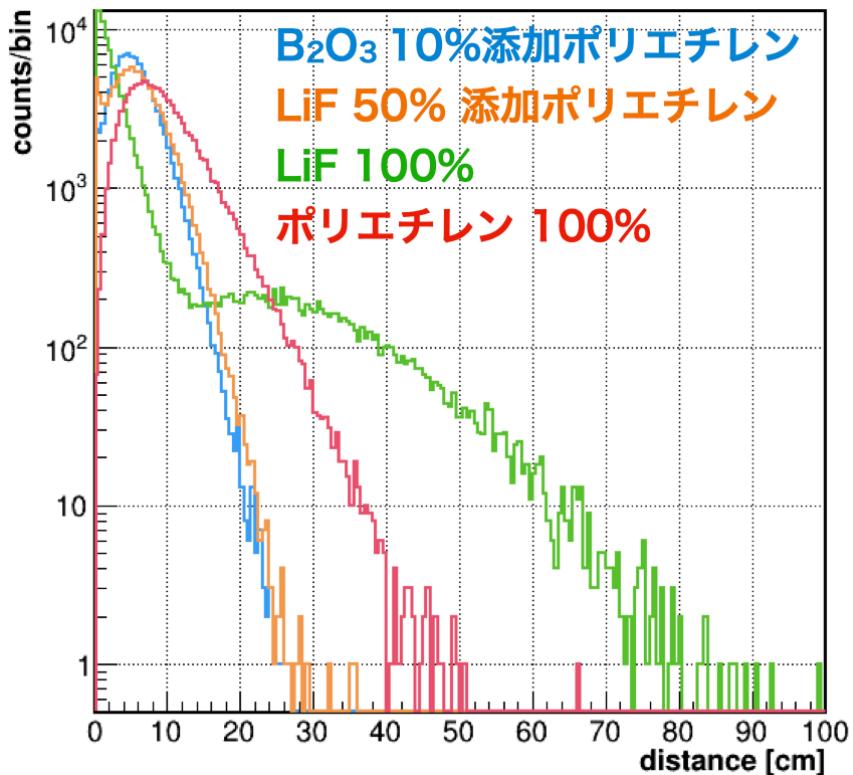


図 4.6: 500 keV の中性子が物質中で停止するまでの距離分布。

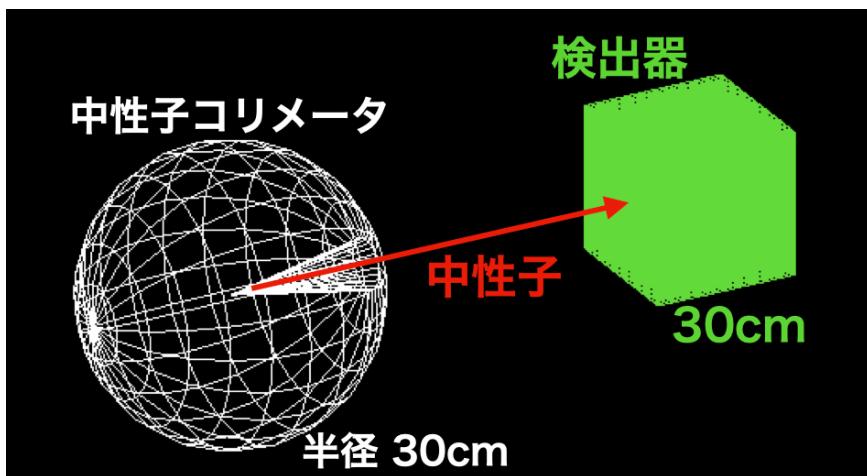


図 4.7: シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと検出器のジオメトリ。

発生点を中心に半径 30 cm の球状のコリメータを設置し、検出器方向には円錐状の穴が開いている。このジオメトリについて、検出器に入射する γ 線の強度を見積もった。図 4.8 に中性子を発生させた際の、検出器への入射 γ 線のエネルギースペクトルを示す。B₂O₃10% 添加ポリエチレンのコリメータを用いた場合（図中青）、0.48 MeV の γ 線が多く入射することが見積も

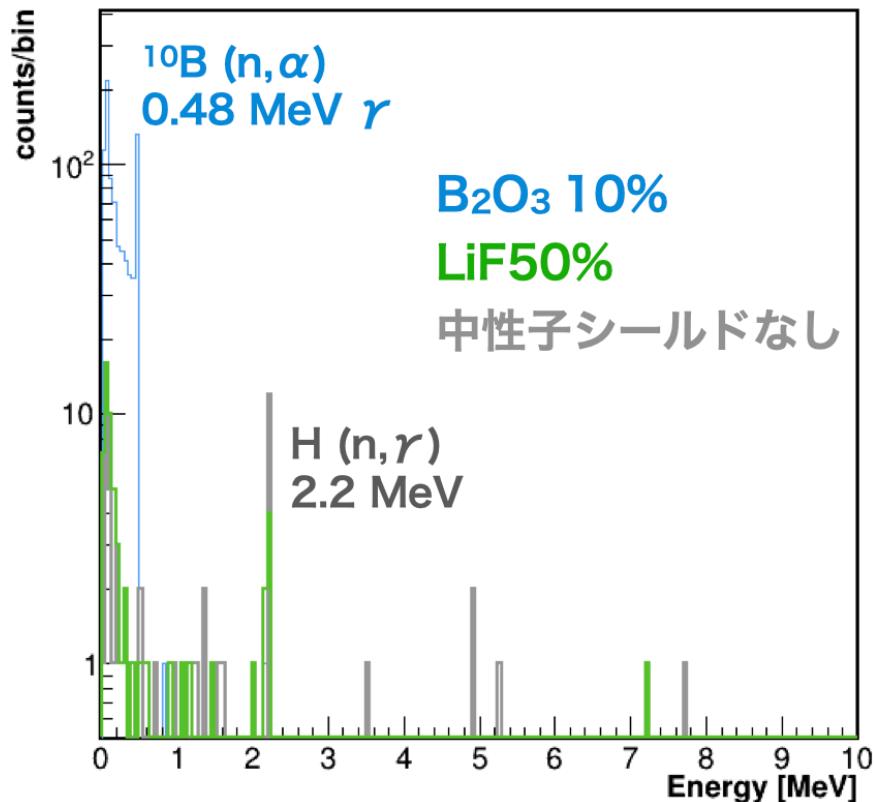


図 4.8: 中性子を発生させた際の、検出器への入射 γ 線のエネルギースペクトル。

られた。これは (4.1) 式の反応において発生する γ 線であり、コリメータは中性子を吸収するものの新たに背景事象となる γ 線を発生させる。一方で ${}^6\text{Li}$ は、中性子捕獲反応において重荷電粒子のみを放出するためコリメータ内に留まり、検出器に到達する背景事象粒子を発生させない。したがって LiF を添加したポリエチレンをコリメータに用いることで背景事象が少ない環境での測定が期待できる。その一方で、 ${}^6\text{Li}$ ではなくポリエチレン中の水素原子核に捕獲され 2.22 MeV の γ 線を放出する事象もシミュレーション上で確認された。この γ 線の対策として、鉛ブロックを設置して γ 線を低減することを検討した。

4.3.3 鉛ブロック設置の検討

コリメータ内での中性子捕獲反応に起因する γ 線背景事象削減のため、鉛ブロックによる γ 遮蔽のシミュレーションを行った。図 4.9 にシミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと鉛ブロックと検出器のジオメトリを示す。ここで、球状のものより設置が現実的な立方体の形状をしたコリメータについてシミュレーションを行った。検出器の前方にはコリメータからの γ 線を遮蔽するための鉛ブロックを設置し、厚みを変えることで最適化を行う。実験室の構造はここでも図 4.1 と同様である。図 4.10 に鉛ブロックの厚さに対する入射 γ 線フ

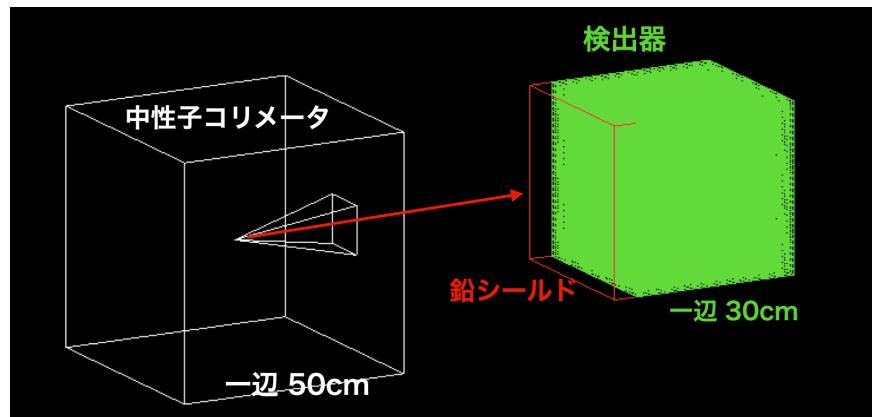


図 4.9: シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと鉛と検出器のジオメトリ。

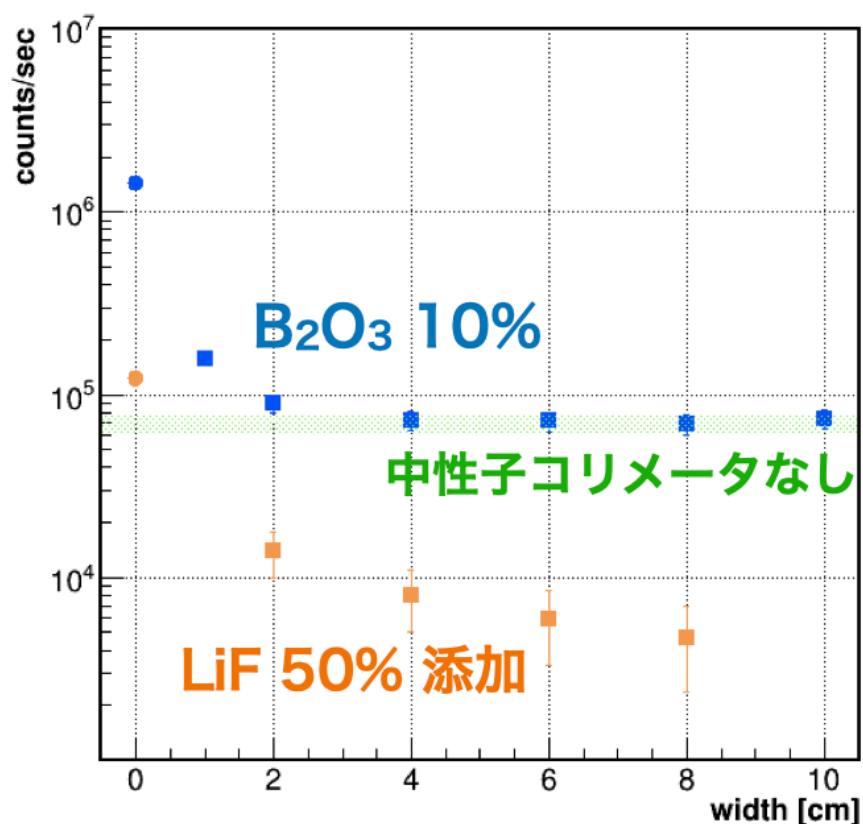


図 4.10: シミュレーションで用いた実験室内の中性子コリメータと鉛と検出器のジオメトリ。

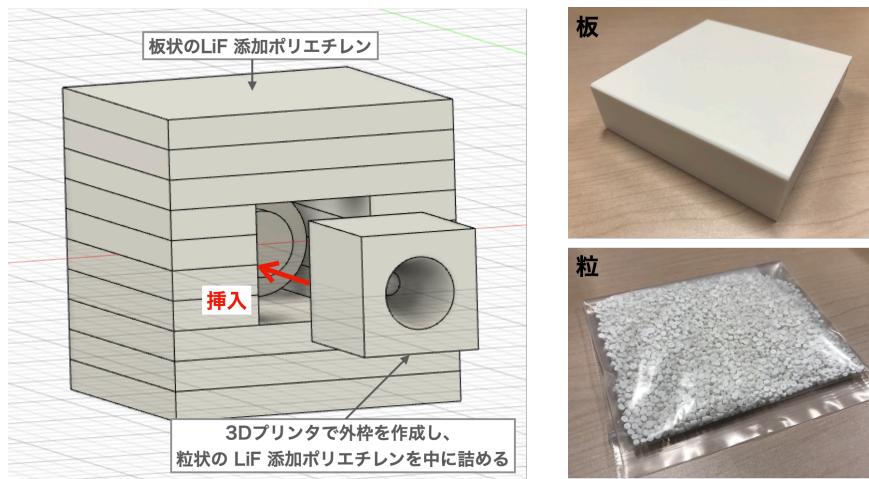


図 4.11: 本研究で用いた中性子コリメータの概念図。中に見える円状の構造がリチウム標的とその支持体。

ラックスの見積もりを示す。4 cm 以上の鉛を置いた場合の入射 γ 数は LiF 添加ポリエチレンを用いたコリメータでは何も設置しない場合と比較して 1/10 以下に削減することが可能であると見積もられた。一方で B_2O_3 10% 添加ポリエチレンは鉛ブロックを置いた際でも、コリメータがないときと同等のレートで γ 線が観測されると予想される。これらの結果から、本研究では LiF 50% 添加ポリエチレンを使用した中性子コリメータを作成することにした。

ただし、鉛ブロックは中性子を散乱させるため、中性子の入射効率の低下が予想される。この中性子の入射効率と背景事象の削減量の総合的な最適化が必要である。

4.4 中性子コリメータの構築

ここまでシミュレーションによる見積もりに基づいて、本研究では中性子コリメータを構築した。ここまで、25~30 cm の厚みを持つ中性子コリメータを検討していたが、まずは小規模な構造で効果を確認することを目指し、一辺 30 cm の立方体状の中性子コリメータを構築した。図 4.11 に中性子コリメータの概念図を、図 4.12 にその外観を示す。陽子の通る真空チャンバーやリチウム標的を避けながら設置するため、 $30 \times 30 \times 2.5 \text{ cm}^3$ と $30 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$ の LiF 50% 添加ポリエチレンの板を組み合わせて真空チャンバーを囲む構造体を設置した。板状の吸収体を用いて真空チャンバーに近い部分やコーン部分を覆うことは難しいため、形の自由度が高い、数 mm 程度の粒径の LiF 50% 添加ポリエチレンの粒を、3D プリンタを用いて作成した外枠に詰め、最大効率での中性子遮蔽を試みた [64]。

5 章で述べる中性子ビーム試験では、このコリメータを設置して測定を行い、背景事象の削減を試みた。また、5 章で説明するビーム試験では、鉛ブロックは設置しなかった。理由としては、鉛による中性子の散乱に対する正確なモデルを確立できていないため、検出器前方に鉛

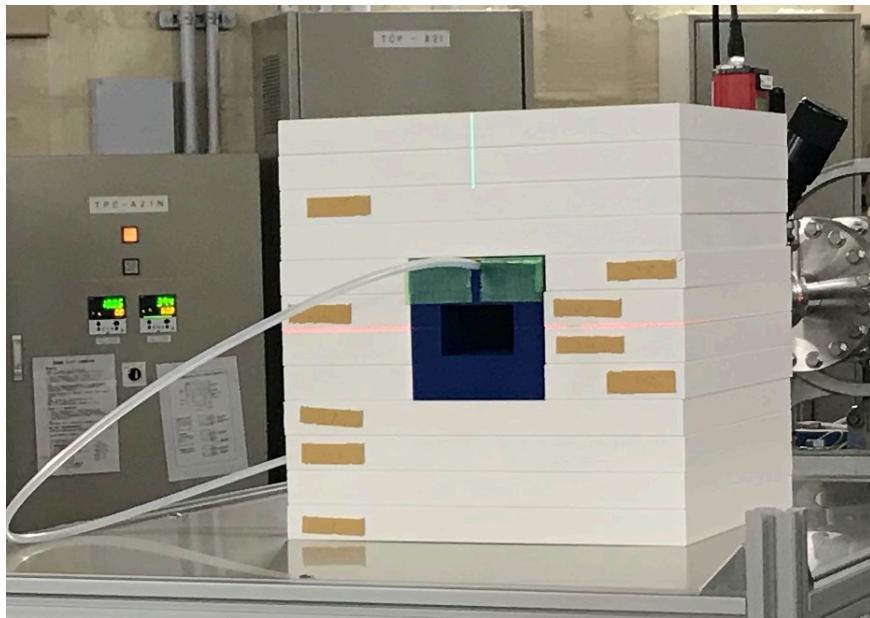


図 4.12: 本研究で用いた中性子コリメータの外観。3D プリンタで作成したコーン部分にはリチウム標的を冷却するために圧縮空気を流す配管が通る。

を置くと中性子のフラックスが変わってしまい、フラックス情報を用いた測定ができなくなるためである。

第 5 章

中性子ビームを用いた TPC の性能評価

本研究では、開発したアルゴンガス TPC の性能評価としての中性子ビーム試験を産業技術総合研究所で行った。本章ではビーム試験の概要を 5.1 節で、ビーム試験の結果を 5.2 節で述べる。

5.1 ビーム試験概要

TPC の性能評価実験を 2022 年 12 月 21 日から 2022 年 12 月 22 日まで行った。産業技術総合研究所の中性子標準グループは、熱中性子や中性子線源、各種中性子ビームのフルエンス情報において国際的な信頼性と同等性を確保している。図 5.1 は中性子ビーム実験室の様子を示す。部屋の基本構造は背景事象の見積もりに用いた図 4.1 で示したものと同じである。ビーム標的が中心に設置されていることで、壁から到来する γ 線背景事象を抑制している。また、足場は γ 線背景事象の低減のためにアルミニウム製のグレーチング床となっている。

5.1.1 中性子ビーム情報

5.1.1 節では、使用した中性子ビームについて説明する。

リチウム標的

産業技術総合研究所の中性子ビームラインでは、(2.4) 式に示す反応を起こすことで最大 565 keV の中性子を得ることができる。今回用いたビームラインでは、陽子をペレトロン加速器でリチウム標的まで加速し、標的内で (p,n) 反応を起こさせることで、図 2.3 に示す角度に依存したエネルギーの中性子が発生する。



図5.1: 中性子ビーム実験室の様子。

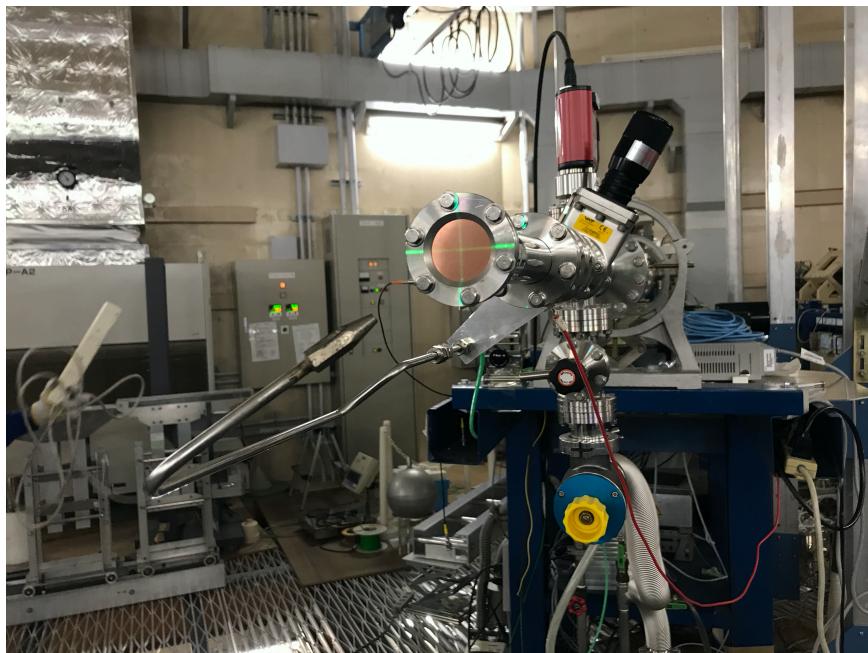


図5.2: 使用したビームラインのリチウム標的の支持体と真空ダクト。中央に見えるのがリチウムを蒸着した銅。

Table 5.1: 中性子照射の際の印加電圧

	ビーム試験での印加電圧 [V]	^{55}Fe 測定 (3.5.1 節) での設定値 [V]
Drift Top	-3750	-4000
GEM Top	-1050	-1350
GEM Bottom	-680	-950
anode	400	460

リチウム標的には大きく二つの選択肢がある。一つ目はフッ化リチウムの薄膜を用いた標的である。比較的薄く薄膜が形成可能であるため、単色性の高い中性子の生成が可能であるが、フッ素による (p,γ) 反応が少なからず発生することが知られており、背景事象源となる可能性がある。二つ目はリチウム蒸着膜を用いた方法で、金属のバッキングにリチウムを蒸着させて標的として用いる。この手法では、フッ化リチウムと比較して膜厚が大きくなるために単色性が落ちるが、フッ素による (p,γ) 反応が発生せず、また膜厚が大きいことによる中性子発生量の増加が期待できる。2-cluster 法によるミグダル効果の観測のためには、背景事象の削減と統計量が重要であるため、リチウム標的には銅バッキングにリチウムを蒸着した標的を採用した。

中性子発生点の周囲には、4 章で述べた $(30 \text{ cm})^3$ の中性子コリメータを設置し、検出器へ向かう中性子以外をを吸収しながら中性子を発生させた。

中性子フラックス

中性子フラックス情報は、実験室内にある中性子計数管を用いて測定される。本研究では、ビーム試験の前後に中性子計数管によって測定を行い、照射中は加速器の電流値によってフラックスの較正を行った。今回のビーム試験での典型的な中性子フラックスは、ビーム発生点から 1 m の地点において $\sim 2300/\text{cm}^2/\text{sec}$ であった。

5.1.2 検出器

3 章で開発について述べたアルゴンガス TPC に中性子を照射して性能評価を行った。検出領域のうちで最もビーム発生点に近接する箇所が、ビーム発生点から 1 m となるように水平方向の位置を決定した。垂直方向は、ドリフト領域の中間の高さがビーム発生点のそれと一致する高さとした。

検出器内の電離電子のドリフト速度は、今回のドリフト電場 2700 V に対する典型的な値である $3.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ としてドリフト方向の位置再構成を行った。

中性子の照射にともなって、検出器の放電が見られたため、 ^{55}Fe 線源で評価を行った電圧値

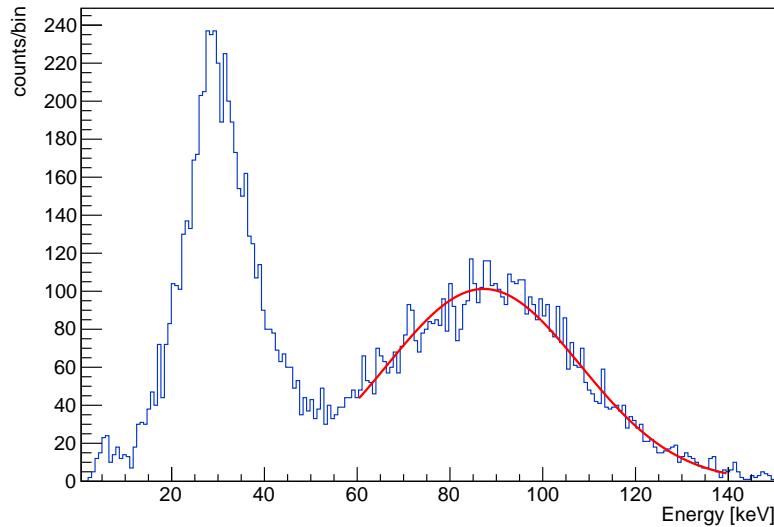


図 5.3: ^{109}Cd 線源によって得られたエネルギースペクトル。30 keV 付近にあるピークはノイズ成分であると推察される。

(表 3.1) では安定して動作させることができなかった。このため、安定して動作させることのできる範囲で比較的低い電圧値を設定した。ガス増幅率が小さい状態での測定となつたため、3 章で述べた検出器応答を必ずしも再現できていない状態での測定となつた。

5.1.3 エネルギー較正

3.5.1 節で述べた電圧値と違った状態で測定を行つたため、 ^{55}Fe を用いたエネルギー較正を行うことができず、代替手段として、 ^{109}Cd 線源を用いて検出器の較正を行つた。 ^{109}Cd は軌道電子捕獲反応の過程で、22 keV と 88 keV の X 線を放出する。ここでは、比較的高いエネルギーを持つ 88 keV のピークを用いてエネルギー較正を行つた。図 5.3 に得られたエネルギースペクトルを示す。この測定で得られたエネルギー分解能は、88 keV において 54% (FWHM) であった。中性子ビームを照射する前後に ^{109}Cd 線源を用いて測定を行うことで、中性子照射データに対するエネルギー較正を行つた。今回のビーム照射時のエネルギー閾値はおよそ 60 keV と推察される。

5.2 中性子ビーム試験結果

本節ではここまで説明したアルゴンガス TPC を用いた中性子ビーム試験の結果について述べる。

5.2.1 原子核反跳事象の観測

2-cluster 法によるミグダル効果の観測のため、中性子によって反跳されたアルゴン原子核の振る舞いを理解することは非常に重要である。本研究では取得した中性子照射データに対して、アルゴン原子核の反跳事象の観測を目指して解析を行った。中性子ビームを照射した際に TPC 内部で信号として確認されるのは主に、反跳された原子核と背景事象 γ 線である。反跳原子核事象の中でもガス中の数密度の大きい水素原子核とアルゴン原子核の事象を多く観測できると予想される。

荷電粒子は物質中で電離相互作用によってエネルギーを落とす。単位距離あたりのエネルギー損失量は Bethe-Bloch の式に従い、同一物質中である場合は荷電粒子の質量と速度によって決まる。したがって、荷電粒子の種類によってエネルギー損失量に対する飛跡の長さが異なり、この相関関係からアルゴンガス TPC 中にエネルギーを落とした荷電粒子の種類を推定することができる。図 5.4 に中性子ビームを照射した際の、エネルギーと飛跡の長さの相関を示す。原子核が受け取る最大のエネルギーは (2.1) 式における $\cos \theta = -1$ のときの値で、水素原子核とアルゴン原子核に対してそれぞれ、およそ 565 keV と 54 keV である。3.5.2 節で議論したように、飛跡情報を得るために閾値を高く設定したことと、放電を抑制するために小さい增幅率を設定したたることが理由として考えられる。結果として、エネルギー閾値をアルゴン原子核の最大反跳反跳エネルギーより大きく設定することとなり、本ビーム試験ではアルゴン原子核の検出は叶わなかった。

一方で、水素原子核の反跳と捉えることのできる飛跡信号が得られた。図 5.4 中の赤実線は SRIM [62] によって得られたアルゴンとエタンの混合気体 1 気圧における水素原子核のエネルギーと飛跡長の相関のシミュレーション結果である。SRIM による予想分布とは異なるものの、100 keV 付近の領域において、反跳エネルギーの比較的大きい水素原子核と考えられる事象が観測された。図 5.5 にその飛跡の一例を示す。この事象のエネルギーは 102 keV、飛跡長は 1.37 cm と再構成された。ヒットパターンのそれらしさから、本研究ではこれらを水素原子核として仮定した。しかし、SRIM では 550 keV の水素原子核に対して 1 cm の飛跡が得られると見積もられており、水素原子核を観測したと結論づけることはできなかった。今後はこの較正係数等の精査を行い、得られた信号に対する理解を深める。原子核と思われる信号の飛跡は、x-z 平面および y-z 平面でそれぞれデータが記載されており、三次元情報を取得することに成功したと言える。

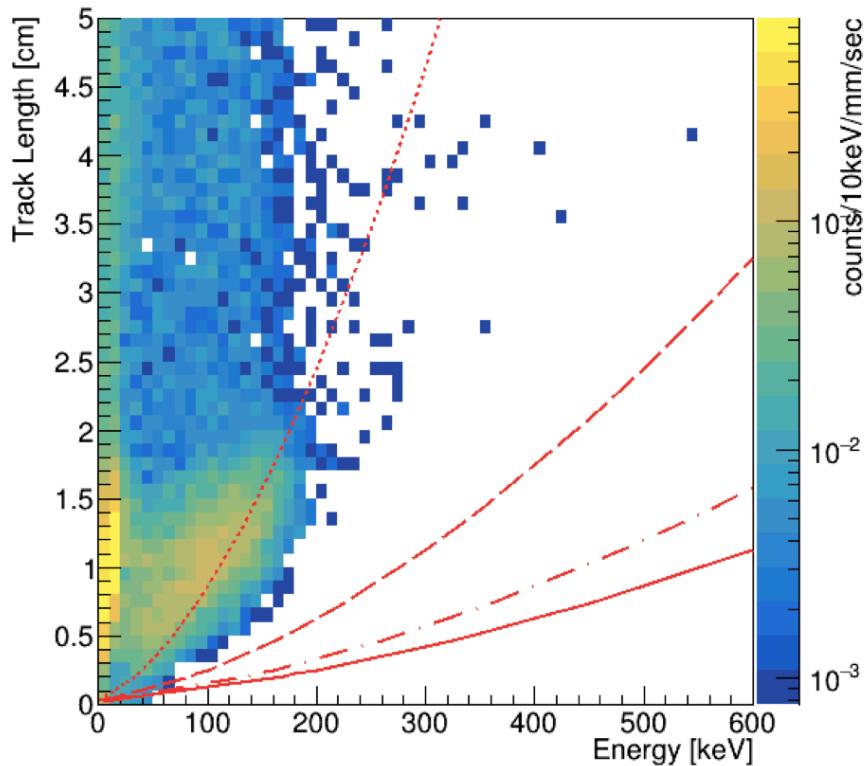


図 5.4: 565 keV の中性子を照射したときの信号のエネルギーに対する飛跡長の分布。図中の線は、SRIM [62] によって得られた、1 気圧のアルゴンとエタンの混合気体中の、水素原子核（図中赤線）のエネルギーと飛跡長の相関。赤線下から順に、クエンチングファクターが 100 %, 80 %, 50 %, 20 % の場合。

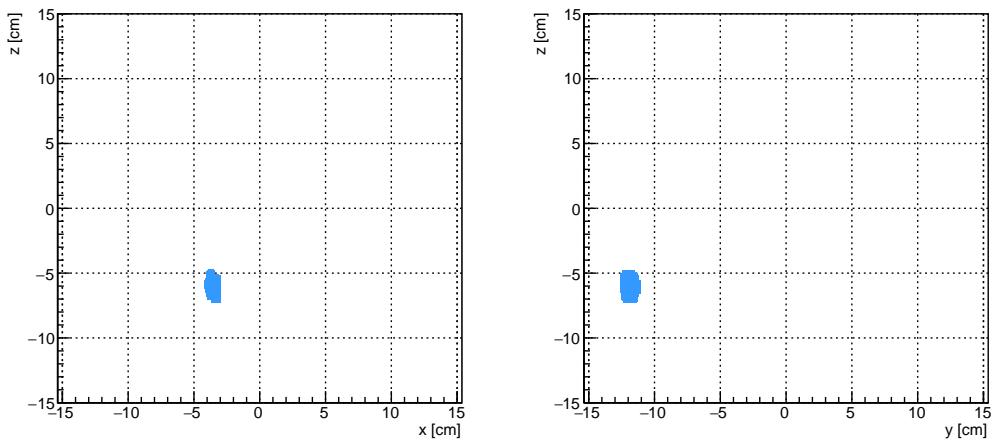


図 5.5: 中性子の反跳によって得られた水素原子核と思われる飛跡。 x と y はそれぞれ μ -PIC の陽極と陰極のヒットしたストリップから再構成された座標。 z はドリフト速度とヒットの時間情報から得られたドリフト方向の相対座標。

第 6 章

議論と展望

本研究ではミグダル効果観測のためのアルゴンガス TPC の開発を行った。本章では主に、3 章と 5 章において明らかになった本研究の課題と、それらに対する今後の展望を述べる。

6.1 位置分解能の位置依存性評価

本研究では、3.2 節で述べたフィールドケージによって電場の形成を行ったが、その詳細な評価は行えていない。3.5.2 節で求めた位置分解能に関しても、 x, y 方向において値にずれがあり、位置分解能の位置依存性があることを示唆している。これに関しては、先行研究 [47] と同様に、宇宙線 μ 粒子を用いて位置依存性を調べることでその評価が可能である。

6.2 高強度の中性子場での放電対策

5 章では、アルゴン原子核の反跳事象が観測できなかったことについて述べた。これは主に高強度の中性子場における放電によって安定動作ができず、ガス增幅率が十分に得られなかつたことが原因だと考えられる。565 keV の中性子に対するアルゴン原子核の最大反跳エネルギーは約 54 keV であり、実際にはクエンチングによりよりさらに小さいエネルギーとして観測される。さらには 2-cluster 信号のクラスターのうち一つは 3 keV のエネルギーであることから、中性子ビームが照射されている間にも高いガス增幅率を保つ必要がある。一方で 3.5.1 節で示したように、 ^{55}Fe 線で 5.9 keV の X 線を照射した際には、アルゴンの 3 keV の特性 X 線を 51.9% (FWHM) のエネルギー分解能で観測することができた。したがって原理的には高強度の中性子場中の放電を抑えることができれば、先行研究 [39] で想定していたエネルギー分解能を超える検出器を開発できたと言える。

放電を抑えるための手法としては、ビームの強度を下げる考えられる。しかし、本研究で観測を目指すミグダル効果は分岐比が非常に小さいため、ビーム強度を下げるのは最低限

に留めることができ。中性子ビーム自体のフラックスを調整するには、リチウム標的に入射する陽子ビームの電流値を変更する必要があるが、技術的にその値を大きく変えることは難しい。また蒸着によって作られるリチウム標的の厚みには個体差があり、この厚みを制御することも難しい。中性子ビーム自体の強度を落とさずに入射フラックスを調整するには、中性子発生点との距離を離すという方法が簡単なものとして挙げられる。中性子は等方的に発生しているため、そのフラックスは基本的に距離の二乗に反比例して小さくなっていく。放電によりガス増幅率が上げられない場合、リチウム標的からの距離を変えながら、ミグダル効果観測のために必要なガス増幅率を達成できる中性子フラックスの調査を行うことで、検出器への放電耐性への理解を深めることができる。ただしこの場合、場所が変わることによる背景事象の変化を考慮する必要がある。また、検出器自身の放電耐性は、ガスの混合比やクエンチャーの最適化によって向上する可能性がある。高エネルギー物理実験においてはエタンの他にも二酸化炭素、イソブタン等の有機分子がクエンチャーガスとして用いられており、それぞれ特性が異なるため最適なガスを選ぶことで改善が期待できる。

6.3 背景事象の理解と削減

本研究ではミグダル効果の観測に対する背景事象の削減を動機として、検出器や中性子コリメータの開発を行った。先行研究ではシミュレーションによって背景事象の見積もりがなされたが、実験的に背景事象の理解を深めることは稀事象を観測するための実験にとって非常に重要な。今回のビーム試験では、興味のある 100 keV 以下のエネルギー領域に対して十分なデータとることができなかった。6.2 節で述べたような対策を施し、ミグダル効果観測にとつての背景事象の定量評価が必要である。

背景事象となる粒子の根本的な削減の他にも 5.2.1 節で述べたように、本研究で開発したアルゴンガス TPC は飛跡情報等を使って、粒子の識別が可能である。本研究で観測の対象となるのは、一つは反跳原子核や電離電子からなるクラスターと、もう一つは 3 keV の電子のクラスターである。特に γ 線による背景事象は、原子核反跳と比較したときに、エネルギーに対して長い飛跡を持つことから、2-cluster 信号から分離できる可能性がある。

また今回のビーム試験ではアルゴンの反跳原子核を確認することはできなかったが、アルゴンの原子核反跳の最大エネルギーを観測することによって、クエンチングファクターの測定ができる。図 2.4 の左図に示すように、クエンチングファクターの違いによって、ミグダル効果の観測のために関心のあるエネルギー領域が変化する。したがってこのクエンチングファクターを正確に測定することで、エネルギー範囲を絞った事象選別が可能となる。

図 5.4 では、エネルギーに対して SRIM による飛跡長の予想値を大きく上回る信号が確認された。この事象について、反跳水素原子核のエネルギーがクエンチングによって小さく見えている可能性がある。クエンチングファクターが 20% だと仮定した場合、水素原子核の反跳と

思われる飛跡が SRIM による分布とおおよそ一致する。

第 7 章

結論

暗黒物質は現在の宇宙の構造を説明するために必要不可欠な要素であるが、未だにその詳細な性質はわかっていない。この暗黒物質の有力な候補として WIMPs と呼ばれる、標準模型の枠を超えた仮説上の粒子が提案されている。sub-GeV 程度の質量を持った WIMPs に対する感度を向上させる方法として近年注目を浴びているのが、ミグダル効果を用いた探索手法である。ミグダル効果とは原子核の急な運動により追加の電離や励起が発生する現象であり、この現象が原子核反跳に伴って起きることで低エネルギーの原子核反跳事象に対して感度を飛躍的に上げることができる。しかし原子核反跳に伴って起きるミグダル効果は実験的に確認されておらず、実験的な観測が強く求められている。

ミグダル効果の初観測のために提案されている手法の一つに 2-cluster 信号を用いた手法がある。これは、中性子による原子核反跳に伴うミグダル効果による K 裂離で発生する二つのクラスターを、ガス TPC を用いて検出することでミグダル効果の観測を目指す手法である。本研究では、この手法によるミグダル効果の観測を目的としたアルゴンガスを用いた μ -TPC の開発と性能評価、背景事象削減のための研究を行った。ミグダル効果による 2-cluster 信号の事象再構成能力は、検出器のエネルギー分解能と位置分解能によって評価することができる。エネルギー分解能については 3 keV のアルゴンの特性 X 線について要請値を 60% (FWHM) と与えた。 ^{55}Fe 線源による 3 keV のエスケープ信号を測定し、51.9% (FWHM) の要請値を超えるエネルギー分解能が得られることがわかった。位置分解能に関しては、電子信号に対する位置分解能及び信号の広がりとともに 1 cm (FWHM) 以下であることを要請値とした。位置分解能の評価のために、宇宙線 μ 粒子の測定を行い、x, y 方向とともに 0.5 cm (FWHM) より良い位置分解能が得られていることが分かった。この結果と信号の広がりの見積もりから、2 つのクラスターを分離可能であることを示した。また検出器に中性子が入射した際の背景事象の削減のため、ガスバリア袋を用いた物質量の小さい検出器の開発を行った。TPC 内のドリフト電場の形成には、炭素をスパッタリングした EVOH シートによって連続的な電場を形成可能なフィールドケージを作成した。一般的に用いられる SUS の蓋を用いたときと比べ、検出器

部材で発生する γ 線フラックスが大きく抑制されることが期待できる。さらに、開発したアルゴンガス TPC に対して、産業技術総合研究所の 565 keV の中性子ビームを用いて性能評価試験を行った。高強度の中性子での放電により、ガス増幅率が小さい状態での測定となつたため、アルゴンの反跳原子核を観測することはできなかったが、水素原子核と思われる三次元飛跡の検出に成功した。

本研究で見つかった大きな課題の一つが、中性子を照射した際の放電である。クエンチャーガスの最適化や、中性子フラックスの調整を行うことで、ガス増幅率を中性子場中でも維持する必要がある。この対策を行うことができれば、ミグダル効果の実験的初観測、もしくはミグダル効果による K 壳電離の分岐比に対して世界初の制限をかけられることが期待できる。

謝辞

この論文は私の修士2年間の研究成果をまとめたものです。お世話になった皆様に感謝申し上げます。

指導教員の身内賢太朗准教授には研究活動全般においてお世話になりました。暇つぶしのつもりではじめたミグダルの研究ですが、いつの間にか実験の立ち上げから何から何まで任せていただき、非常にやりがいのある2年間でした。私がマイペースに進捗を生みすぎてご心配おかけしたと思いますが、想像の 3 ± 1 倍ほど楽しい時間でした。また学会発表や海外出張など貴重な機会もたくさんいただきました。イタリアでの共同生活も排水溝に野菜をつまらせるところ以外はノンストレスで非常に楽しかったです。この修士論文をミグダル効果を見つけました論文にできなかったことだけが心残りですが、おかげさまでなんとか形にすることができました。ありがとうございました。

粒子物理学研究室のスタッフの皆様にもお世話になりました。藏重久弥教授には研究面でのアドバイスにとどまらず、日常生活においても様々なサポートをしていただきました。毎日インスタント麺生活を送っていた私にとって、藏重さんが補給してくれていたお湯は命の源そのものでした。人間はそのほとんどが水分と言いますが、2月の私は半分以上藏重さんの水によって構成されていたといっても過言ではありません。竹内康雄教授には授業やこの論文の副査として非常にお世話になりました。B1の現代物理学の授業で、素粒子物理学の講義にワクワクを感じたのがこの研究室に入った大きな理由の一つでした。山崎祐司教授にも授業で主にお世話になりました。学生実験の時に「おかあさんといっしょ」にも精通されているということを知り、その知識の守備範囲には驚かされました。またオーケストラという共通の趣味の話ができる数少ない方でした。越智敦彦准教授には、B4の卒業研究で熱い指導をいただきました。のびのびとやらせていただいたおかげで研究の楽しさに気がつけた気がします。本当に体にはお気をつけてお過ごしください。前田順平講師とは、普段から他愛のない話をしていました。突如現れおしゃべりした後満足されて去っていかれてました。鈴木州助教にはM1の頃のTAでお世話になりました。私の同級生の坂道アイドルに興味津々だったのが印象深かったです。東野聰研究員にはツッコミ不在の金崎中山の面倒をたくさん見ていただきました。またダークマターグループのお笑い特攻隊長として場を盛り上げていただきました、あれ

れ、おかしいぞ。秘書の吉田和美さん、岡崎ちはるさんには出張や物品の購入などの手続きをしていただきました。おかげさまで不自由なく研究することができました。学生の皆様にも仲良くしていただきました。石浦宏尚さんには、困っているときにのそっと現れて解決したりしなかったりしてくれました。水越彗太さんには、半ば強引にダークマターグループに入れられましたが、お陰様で楽しい2年間を送ることができました。日比宏明さんはたびたび院生部屋に襲来し、おしゃべりをすることで研究の時間を吸い取って行かれました。その他先輩方も、研究に対してアドバイスを頂いたり疲れた時には。特に、前田剛志さんには、XENON 直属の先輩ということでお世話になりました。普通の顔をしながら天上天下唯我独尊な前田さんが狂おしいほど好きでした。水越さんとのプロレスも見てる分には面白かったです。同期の皆さんには2年間の苦楽とともに過ごしました。丸元星弥くん、いつもギリギリで頑張っていて元気もらいました。中村郁香さん、僕が突然発する奇声をいつも笑って受けて止めてくれました。中村竜也くん、疲れた時はイヤホン外して話を聞いてくれました。修論提出直前のお泊まり一緒にできてよかったです。高橋真斗くん、ドクターも頑張ってください。山下翼くん、いつも何かと忙しそうで研究室で会う機会が少なかったので、見たときはなんか嬉しかったです。後輩の皆さんにも仲良くしてもらいました。濱田悠斗くん、頼りになるときは頼りになる後輩でした。優秀な後輩見つけてください。大藤瑞乃さん、「大藤コネクト」は研究生活の中で最も笑ったことの一つです。恋バナ楽しかったです。高木優祐くん、最初は年上でビビっていましたが、なんか面白い人でした。山下智愛さん、声が好きでした。森本晴己くん、人生なめくさってる感じがイカしてると思います。田路航也くん、その他B4の皆さんも遅くまで頑張っていました元気もらいました。卒業後も頑張ってください！

また、研究室外の方にも研究を通じてお世話になりました。東北大学 中村輝石助教には、MIRACLUE の普段のミーティングで様々な視点からコメントをいただきました。中村さんの残した数々の逸話からは得体の知れない元気をもらいました。同大学の内山貴偉くんは、細々とした仕事をやってくれて助かりました。ポケモンGO 時間できたらやりますね。nt-jp の皆さん、あまりミーティングに参加しない不真面目な学生でしたが、コメントいただきました。LNGS でお世話になったみなさんにも感謝いたします。特に、Riccard、Gianmarco、Federico、Federica、Simone には、英語が上手くない僕にも優しく接してくれました。Gianmarco 2人でランチをしたときは、含蓄のある話をしてくれました。その他研究会などでお会いした方々には有益なコメントをいただきたり、楽しい飲み会にご一緒させていただきました。ありがとうございました。

最後に、神戸にいた6年間に関わっていただいた皆さん、ありがとうございました。特に、意味のわからん研究のために大学院まで行かせてくれた両親に感謝します。また、2年間僕の腹を満たし続けてくれた「結局これが一番うまい定食」(セブンイレブン 焼きおにぎり + 関西風肉うどん)、ありがとう。

参考文献

- [1] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,” *Helvetica Physica Acta*, vol. 6, pp. 110–127, Jan. 1933.
- [2] A. V. Zasov, A. S. Saburova, A. V. Khoperskov, *et al.*, “Dark matter in galaxies,” *Physics-Uspekhi*, vol. 60, no. 1, p. 3, apr 2017. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.3367/UFNe.2016.03.037751>
- [3] V. C. Rubin, J. Ford, W. K., and N. Thonnard, “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. iv. systematic dynamical properties, sa → sc.” *Astrophysical Journal*, vol. 225, pp. L107–L111, Nov. 1978.
- [4] WMAP/NASA Science Team, “Wilkinson Microwave Anisotropy Probe,” <https://map.gsfc.nasa.gov>.
- [5] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., *et al.*, “Planck 2018 results - vi. cosmological parameters,” *A&A*, vol. 641, p. A6, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
- [6] G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, *et al.*, “Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps,” *apjl*, vol. 396, p. L1, Sept. 1992.
- [7] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, *et al.*, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *The Astrophysical Journal*, vol. 648, no. 2, pp. L109–L113, aug 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1086/508162>
- [8] NASA, “CHANDRA - X-RAY OBSERVATORY,” <https://chandra.harvard.edu>.
- [9] A. J. Benson, A. Farahi, S. Cole, *et al.*, “Dark matter halo merger histories beyond cold dark matter – I. Methods and application to warm dark matter,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 428, no. 2, pp. 1774–1789, 11 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/mnras/sts159>
- [10] J. L. Feng, S. Ritz, J. J. Beatty, *et al.*, “Planning the future of u.s. particle physics (snowmass 2013): Chapter 4: Cosmic frontier,” 2014. [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1401.6085>

- [11] G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, *et al.*, “The waning of the wimp? a review of models, searches, and constraints,” *The European Physical Journal C*, vol. 78, no. 3, p. 203, Mar 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5662-y>
- [12] B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani, *et al.*, “Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, p. 141801, Apr 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.141801>
- [13] R. D. Peccei and H. R. Quinn, “CP conservation in the presence of pseudoparticles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 38, pp. 1440–1443, Jun 1977. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440>
- [14] T. M. Undagoitia and L. Rauch, “Dark matter direct-detection experiments,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 43, no. 1, p. 013001, dec 2015. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/1/013001>
- [15] M. Aguilar, L. Ali Cavasonza, G. Ambrosi, *et al.*, “Towards understanding the origin of cosmic-ray positrons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 041102, Jan 2019. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.041102>
- [16] V. Khachatryan, A. Sirunyan, A. Tumasyan, *et al.*, “Search for new phenomena in monophoton final states in proton–proton collisions at $s=8$ tev,” *Physics Letters B*, vol. 755, pp. 102–124, 2016. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316000769>
- [17] M. Schumann, “Direct detection of wimp dark matter: concepts and status,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 46, no. 10, p. 103003, aug 2019. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ab2ea5>
- [18] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, *et al.*, “Dama/libra results and perspectives of phase 2,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 742, pp. 177–180, 2014, 4th Roma International Conference on Astroparticle Physics. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213014861>
- [19] J. Amaré, S. Cebrián, D. Cintas, *et al.*, “Annual modulation results from three-year exposure of anais-112,” *Phys. Rev. D*, vol. 103, p. 102005, May 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.102005>
- [20] G. Adhikari, E. Barbosa de Souza, N. Carlin, *et al.*, “Three-year annual modulation search with cosine-100,” *Phys. Rev. D*, vol. 106, p. 052005, Sep 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.106.052005>
- [21] J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, *et al.*, “Darwin: towards the ultimate dark matter detector,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2016, no. 11, p. 017, nov

2016. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/11/017>
- [22] A. B. Migdal, “Ionization of atoms accompanying α - and β -decay,” *J. Phys. Acad. Sci. (USSR)*, vol. 4, p. 449, 1941.
- [23] 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. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.11.1740>
- [24] ———, “ l - and m -shell electron shake-off accompanying alpha decay,” *Phys. Rev. C*, vol. 11, pp. 1746–1754, May 1975. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.11.1746>
- [25] L. K. E. Berlovich and V. Fleisher, “Investigation of the “jolting” of electron shells of oriented molecules containing P^{32} ,” *JETP*, vol. 21, p. 675, 1965. [Online]. Available: http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_021_04_0675.pdf
- [26] C. Couratin, P. Velten, X. Fléchard, *et al.*, “First measurement of pure electron shakeoff in the β decay of trapped $^6He^+$ ions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 243201, Jun 2012. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.243201>
- [27] J. Vergados and H. Ejiri, “The role of ionization electrons in direct neutralino detection,” *Physics Letters B*, vol. 606, no. 3, pp. 313–322, 2005. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304016600>
- [28] R. BERNABEI, P. BELLI, F. MONTECCHIA, *et al.*, “ON ELECTROMAGNETIC CONTRIBUTIONS IN WIMP QUESTS,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 22, no. 19, pp. 3155–3168, jul 2007. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1142%2Fs0217751x07037093>
- [29] M. J. Dolan, F. Kahlhoefer, and C. McCabe, “Directly detecting sub-gev dark matter with electrons from nuclear scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 101801, Sep 2018. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.101801>
- [30] M. Ibe, W. Nakano, Y. Shoji, *et al.*, “Migdal effect in dark matter direct detection experiments,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2018, no. 3, p. 194, Mar 2018. [Online]. Available: [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2018\)194](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)194)
- [31] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, *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. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.241803>
- [32] D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araújo, *et al.*, “Results of a search for sub-gev dark matter using 2013 lux data,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 131301, Apr 2019. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.131301>
- [33] P. Agnes *et al.*, “Search for dark matter-nucleon interactions via Migdal effect with

- DarkSide-50,” 7 2022.
- [34] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, *et al.*, “Search for sub-gev dark matter via the migdal effect with an edelweiss germanium detector with nbsi transition-edge sensors,” *Phys. Rev. D*, vol. 106, p. 062004, Sep 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.106.062004>
- [35] L. Barak, I. M. Bloch, M. Cababie, *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. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.171802>
- [36] G. Adhikari, N. Carlin, J. J. Choi, *et al.*, “Searching for low-mass dark matter via the migdal effect in cosine-100,” *Phys. Rev. D*, vol. 105, p. 042006, Feb 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.042006>
- [37] S. Knapen, J. Kozaczuk, and T. Lin, “Migdal effect in semiconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, p. 081805, Aug 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.081805>
- [38] J. I. Collar, A. R. L. Kavner, and C. M. Lewis, “Germanium response to sub-kev nuclear recoils: A multipronged experimental characterization,” *Phys. Rev. D*, vol. 103, p. 122003, Jun 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.122003>
- [39] K. D. Nakamura, K. Miuchi, S. Kazama, *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, 11 2020, 013C01. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa162>
- [40] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, *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. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201009962>
- [41] T. Nagayoshi, H. Kubo, K. Miuchi, *et al.*, “Performance of large area micro pixel chamber,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 513, no. 1, pp. 277–281, 2003, proceedings of the 6th International Conference on Position-Sensitive Detectors. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020302271X>
- [42] S. Ban, M. Hirose, A. K. Ichikawa, *et al.*, “Design and performance of a high-pressure xenon gas TPC as a prototype for a large-scale neutrinoless double-beta decay search,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, no. 3, 03 2020.
- [43] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [44] H. M. Araújo, S. N. Balashov, J. E. B. F. M. Brunbauer, *et al.*, “The migdal experiment: Measuring a rare atomic process to aid the search for dark matter,” 2022. [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2207.08284>
- [45] N. F. Bell, J. B. Dent, R. F. Lang, *et al.*, “Observing the migdal effect from nuclear recoils of neutral particles with liquid xenon and argon detectors,” *Phys. Rev. D*, vol. 105, p. 096015, May 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.096015>
- [46] T. Tanimori, H. Kubo, K. Miuchi, *et al.*, “Detecting the wimp-wind via spin-dependent interactions,” *Physics Letters B*, vol. 578, no. 3, pp. 241–246, 2004. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303016836>
- [47] K. Miuchi, T. Ikeda, H. Ishiura, *et al.*, “Development of a time projection chamber with a sheet-resistor field cage,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2019, no. 6, 06 2019, 063H01. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptz048>
- [48] T. Ikeda, T. Shimada, H. Ishiura, *et al.*, “Development of a negative ion micro tpc detector with sf6 gas for the directional dark matter search,” *Journal of Instrumentation*, vol. 15, no. 07, p. P07015, jul 2020. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/P07015>
- [49] T. Ikeda, K. Nakamura, T. Shimada, *et al.*, “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. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptab053>
- [50] F. Sauli, “GEM: A NEW CONCEPT FOR ELECTRON AMPLIFICATION IN GAS DETECTORS,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 386, no. 2, pp. 531–534, 1997. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900296011722](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296011722)
- [51] ——, “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. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900215008980](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980)
- [52] H. ITO, T. HASHIMOTO, K. MIUCHI, *et al.*, “DEVELOPMENT OF AN ALPHA-PARTICLE IMAGING DETECTOR BASED ON A LOW RADIOACTIVITY MICRO-TIME-PROJECTION CHAMBER,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,*

- Detectors and Associated Equipment*, vol. 953, p. 163050, 2020. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900219314056](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219314056)
- [53] Y. KISHIMOTO, S. SASAKI, K. TAKAHASHI, *et al.*, “DETECTOR PERFORMANCE OF THE POSITION-SENSITIVE TISSUE-EQUIVALENT PROPORTIONAL CHAMBER FOR SPACE DOSIMETRY ONBOARD THE INTERNATIONAL SPACE STATION,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 59, no. 1, p. 016003, JAN 2020. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://DX.DOI.ORG/10.7567/1347-4065/AB5DE2](https://dx.doi.org/10.7567/1347-4065/AB5DE2)
- [54] T. HASHIMOTO, K. MIUCHI, T. IKEDA, *et al.*, “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. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900220306811](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220306811)
- [55] T. MIZUMOTO, Y. MATSUOKA, Y. MIZUMURA, *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. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900215009328](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215009328)
- [56] “ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索に向けた高圧 Xe ガス TPC AXEL のための高電圧ドリフト電場形成の研究,” MASTER’S THESIS, 京都大学, 2018, [HTTPS://WWW-HE.SCPHYS.KYOTO-U.AC.JP/RESEARCH/NEUTRINO/AXEL/PDF_THESIS/YOSHIDA_20180125_MTH.PDF](https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/neutrino/axel/pdf_thesis/yoshida_20180125_MTh.pdf).
- [57] 中山郁香, “方向に感度を持った暗黒物質探索における外部要因バックグラウンド削減,” MPG&ACTIVE 媒質 TPC2021 研究会, [HTTPS://CONFERENCE-INDICO.KEK.JP/EVENT/154/CONTRIBUTIONS/3120/ATTACHMENTS/2138/2664/17-2-3-20211217_MPGD_NAKAYAMA.PDF](https://conference-indico.kek.jp/event/154/contributions/3120/attachments/2138/2664/17-2-3-20211217_MPGD_NAKAYAMA.PDF).
- [58] 株式会社ビースパッタ, “BE-SPUTTER,” [HTTP://WWW.BE-SPUTTER.CO.JP/INDEX.HTML](http://www.be-sputter.co.jp/index.html).
- [59] IAEA, “EVALUATED NUCLEAR DATA FILE (ENDF),” [HTTPS://WWW-NDS.IAEA.ORG/EXFOR/ENDF.HTM](https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm).
- [60] 三菱ガス化学株式会社, “ガスバリア袋,” [HTTPS://WWW.MGC.CO.JP/PRODUCTS/SC/RPSYSTEM/METAL/BAG.HTML](https://www.mgc.co.jp/products/sc/rpsystem/metal/bag.html).
- [61] IAEA, “ESTAR,” [HTTPS://PHYSICS.NIST.GOV/PHYSREFDATA/STAR/TEXT/ESTAR.HTML](https://physics.nist.gov/PhysRefData/STAR/Text/ESTAR.html).
- [62] J. F. ZIEGLER, M. ZIEGLER, AND J. 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. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168583X10001862](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X10001862)
- [63] N. BOWDEN, M. SWEANY, AND S. DAZELEY, “A NOTE ON NEUTRON CAPTURE CORRELATION SIGNALS, BACKGROUNDS, AND EFFICIENCIES,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 693,

- pp. 209–214, 2012. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTPS://WWW.SCIENCEDIRECT.COM/SCIENCE/ARTICLE/PII/S0168900212007528](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212007528)
- [64] 内山偉貴, “ミグダル効果観測のための γ 線 BG の解析,” 東東北大学卒業論文, [HTTPS://EPX.PHYS.TOHOKU.AC.JP/WORDPRESS/WP-CONTENT/UPLOADS/2022/06/卒業論文_内山偉貴.PDF](https://epx.phys.tohoku.ac.jp/wordpress/wp-content/uploads/2022/06/卒業論文_内山偉貴.PDF).

付録 A

原子核反跳に伴うミグダル効果の理論的導出

原子核反跳に対するミグダル効果の計算がなされ、2000 年代の初頭に暗黒物質探索への応用が提案された [27, 28]。従来の WIMPs 直接探索実験では、反跳された原子核は中性の原子として扱われていた。しかし実際には、反跳からその周りの置き去りにされた電子雲が原子核に追いつくまでに時間がかかる。この過程によって電子の摂動が起き、ミグダル効果による電離や励起が起きる。この描像では反跳後の電子雲はエネルギー固有状態ではない。原子核の静止形を考えると、電子雲の波動関数 $|\Phi'_{ec}\rangle$ は

$$|\Phi'_{ec}\rangle = e^{-im_e \sum_i \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{x}}_i} |\Phi_{ec}\rangle \quad (\text{A.1})$$

のように表される。ここで m_e は電子質量、 \mathbf{v} は反跳後の原子核の速度、 $\hat{\mathbf{x}}_i$ 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、

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

と表される。ここで Φ_{ec}^* は電離もしくは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扱われる。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。従って電子が受け取るエネルギーの源や、エネルギー保存則や確率の保存に不明瞭な点が生まる。そこで、2018 年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 [30]、これによりミグダル効果がより現実に近い形で導出された。

静止系の原子に対する導出

ミグダル効果を考慮した散乱弾面積を求める際には、原子の平面波関数が中心的な役割を果たす。ここでは原子は中性な孤立原子であることを前提とする。暗黒物質による反跳エネル

ギーは典型的に $O(100)\text{keV}$ より小さいので、非相対論的な運動を考えるとこの原子系のハミルトニアンは

$$\hat{H}_A \simeq \frac{\hat{\mathbf{p}}_N^2}{2m_N} + \hat{H}_{ec}(\hat{\mathbf{x}}_N) = \frac{\hat{\mathbf{p}}_N^2}{2m_N} + \sum_i^{N_e} \frac{\hat{\mathbf{p}}_i^2}{2m_e} + V(\hat{\mathbf{x}}_i - \hat{\mathbf{x}}_N) \quad (\text{A.3})$$

と近似できる。 $\hat{\mathbf{p}}_N$ 、 $\hat{\mathbf{x}}_N$ はそれぞれ質量 m_N の運動量演算子と位置演算子を、 $\hat{\mathbf{p}}_i$ 、 $\hat{\mathbf{x}}_i$ はそれぞれ i 番目 ($i=1, 2, \dots, N_e$) の電子の運動量演算子と位置演算子を表している。電子雲のハミルトニアン \hat{H}_{ec} は $\hat{\mathbf{x}}_N$ 原子核-電子と電子-電子の相互作用ポテンシャル $V(\hat{\mathbf{x}}_i - \hat{\mathbf{x}}_N)$ を介して $\hat{\mathbf{x}}_N$ に依存する。これらからエネルギー固有方程式は、

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_N^2}{2m_N} + \hat{H}_{ec}(\mathbf{x}_N) \right) \Psi_E(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) = E_A \Psi_E(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \quad (\text{A.4})$$

と表される。ここで E_A は原子系全体の非相対論的なエネルギー固有状態であり、電子の位置演算子はまとめて $\{\mathbf{x}\}$ で記述している。ここで、原子の静止系におけるエネルギー固有方程式を考える。A.4 式を解くために、 \mathbf{x}_N に対する $\hat{H}_{ec}(\mathbf{x}_N)$ の固有状態を考えると

$$\hat{H}_{ec}(\mathbf{x}_N) \Phi_{ec}(\{\mathbf{x}\}|\mathbf{x}_N) = E_{ec}(\mathbf{x}_N) \Phi_{ec}(\{\mathbf{x}\}|\mathbf{x}_N) \quad (\text{A.5})$$

という方程式に変換することができる。このとき電子雲系は原子核の位置に依存しないので

$$E_{ec}(\mathbf{x}_N) = E_{ec} \quad (\text{A.6})$$

$$\Phi_{ec}(\{\mathbf{x}\}|\mathbf{x}_N) = \Phi_{ec}(\{\mathbf{x} - \mathbf{x}_N\}) \quad (\text{A.7})$$

の等式が成り立つ。静止状態の原子系全体のエネルギー固有関数を $\Psi_{E_A}^{rest}$ とする。A.4 式にこの固有関数を代入すると

$$\frac{\hat{\mathbf{p}}_N^2}{2m_N} \Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) = (E_A - E_{ec}) \Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \quad (\text{A.8})$$

となる。ここで原子の運動が非相対論的速度であることを利用して Born-Oppenheimer 近似を適応することができる。

$$\frac{\hat{\mathbf{p}}_N^2}{2m_N} \sim \frac{m_e}{m_N} \times E_{ec} \quad (\text{A.9})$$

A.9 式を見ると m_e は m_N に対して十分小さいため、A.9 式の左辺は無視することができるため

$$E_A = E_{ec} \quad (\text{A.10})$$

が成り立つ。従って静止状態の原子系全体のエネルギー固有状態は

$$\hat{H}_A \Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) = E_{ec} \Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \quad (\text{A.11})$$

と表され、固有関数は

$$\Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \equiv \Phi_{E_e c}(\{\mathbf{x} - \mathbf{x}_N\}) \quad (\text{A.12})$$

とすることができる。電子は必ずしも原子核のクーロンポテンシャルに束縛されていないため、エネルギー固有状態は束縛されていない電子を含むイオンの状態になり得る。

運動している原子に対する導出

速度 v で運動している原子のエネルギー固有状態はガリレイ変換により、

$$\Psi_{E_A}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \simeq e^{i\mathbf{p}_N \cdot \mathbf{x}_N} e^{i\sum_{i=1}^{N_e} \mathbf{q}_e \cdot \mathbf{x}_i} \Psi_{E_A}^{rest}(\mathbf{x}_N, \{\mathbf{x}\}) \quad (\text{A.13})$$

と表される。ここで \mathbf{p}_N 、 \mathbf{q}_e はそれぞれ式 A.14、A.15 で表される。

$$\mathbf{p}_N = m_N v \quad (\text{A.14})$$

$$\mathbf{q}_e = m_e v \quad (\text{A.15})$$

Ψ_{E_A} は原子核と電子の固有状態を同時に表しており、原子全体の平面波を記述している。これを用いて、暗黒物質-原子核の散乱の T 行列 T_{FI} を記述すると、

$$T_{FI} = M \times i(2\pi)^4 \delta(E_F - E_I) \delta^3(m_A v_F + \mathbf{p}_{DM}^F - \mathbf{p}_{DM}^I) \times \int \prod d^3 \mathbf{x}_i \phi_{E_{ec}^F}^*(\{\mathbf{x}\}) e^{-i\sigma_i \mathbf{q}_e \cdot \mathbf{x}_i} \phi_{E_{ec}^I}(\{\mathbf{x}\}) \quad (\text{A.16})$$

となる。このように、ミグダル効果による因子が自然に現れ、このとき全エネルギーと運動量は保存される。

