

修 士 学 位 論 文

方向に感度を持った暗黒物質探索実験のための陰イオン 3 次元飛跡検
出器の研究

2017 年 2 月 3 日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 152S102S
氏名 池田 智法

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質は宇宙に存在する未知の粒子であり、これまでに数々の実験グループで直接探索が行なわれてきた。従来型の探索手法である「季節変動の観測」は季節による信号の統計数の変動を観測する手法であるが、その変動は数 % と小さいため信頼度の高い証拠となるのが難しい。一方、「方向に感度を持った手法」では反跳原子核の反跳角分布の非対称度が 10 倍以上と期待されており、季節変動と比べて確度の高い証拠となる。

方向に感度を持った暗黒物質探索実験 NEWAGE(New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では 3 次元飛跡検出器である μ TPC(micro Time Projection Chamber) を用いて探索を行ってきた。方向に感度をもった手法での観測では世界最高感度を保持しているが、従来型の直接探索実験には及ばずさらなる感度向上が求められている。NEWAGE の検出感度を制限しているのは暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド) であり、バックグラウンドの理解・低減は必須である。

先行研究によって、主なバックグラウンドが μ -PIC(micro Time Projection Chamber) に含まれる U/Th 系列の崩壊由来の α 線であると確認されたため、現在はこれの除去が急務となっている。本研究では、これを解析的に除去可能である NI μ TPC(Negative Ion Micro Time Projection Chamber) の導入を提案し、読み出し装置として μ -PIC を用いた NI μ TPC の開発を行なった。

目次

1	暗黒物質	1
1.1	暗黒物質の存在	1
1.1.1	銀河の回転曲線	1
1.1.2	重力レンズ効果	2
1.1.3	宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB)	2
1.1.4	Ia 型超新星爆発	3
1.2	暗黒物質の基本的性質	4
2	暗黒物質の候補	7
2.1	ニュートリノ	7
2.2	Weakly interacting sub-eV(or slim) particles(WISPs)	8
2.2.1	Axion Like Particles(ALPs)	8
2.3	Weakly interacting massive particles(WIMPs)	9
3	暗黒物質直接探索	10
3.1	エネルギースペクトル	10
3.2	散乱断面積	13
3.2.1	Spin Independent(SI) 反応	13
3.2.2	Spin Dependent(SD) 反応	14
3.3	形状因子 (Form factor)	15
3.4	暗黒物質の信号	17
3.4.1	エネルギースペクトルの核種依存性	17
3.4.2	季節変動	18
3.4.3	到来方向の異方性	19
3.5	直接探索実験の現状	20
4	間接探索実験と加速器実験	23
4.1	間接探索実験	23
4.1.1	フォトンの観測	23
4.1.2	反粒子の観測	24
4.1.3	ニュートリノの観測	26
4.2	加速器探索実験	26
5	NEWAGE	29
5.1	NEWAGE-0.3b'	29
5.2	暗黒物質探索実験	32
5.3	バックグラウンド	33

6	陰イオン μ TPC (Negative Ion Micro Time Projection Chamber : NI μ TPC)	35
6.1	μ TPC (Micro Time Projection Chamber)	35
6.1.1	電荷変換 (Conversion)	36
6.1.2	ドリフトと拡散 (Drift and Diffusion)	36
6.1.3	増幅 (Multiplication)	37
6.1.4	読み出し (Readout)	38
6.2	暗黒物質探索における μ TPC	38
6.3	陰イオン TPC (Negative Ion Time Projection Chamber : NITPC)	40
6.3.1	マイノリティチャージの観測	40
6.3.2	SF ₆ ガスの発見	41
6.4	NI μ TPC の構想	42
7	μ PIC を用いた NI μ TPC の開発	44
7.1	ガスゲイン測定	44
7.1.1	検出器のセットアップ	44
7.1.2	信号の検出	46
7.1.3	議論	50
7.2	読み出し回路の開発	53
7.3	3次元の飛跡検出	55
7.3.1	セットアップ	56
7.3.2	ドリフト速度の測定	58
7.3.3	2次元飛跡検出	60
7.3.4	2次元位置分解能	61
7.3.5	3次元の飛跡構成	63
7.4	マイノリティチャージの検出	64
8	結論	66
9	謝辞	72

1 暗黒物質

宇宙の構成要素の内、5% が既知のバリオン、70% が宇宙を加速膨張させる暗黒エネルギーで構成されている。残り 25% は暗黒物質と呼ばれ、素粒子標準理論の枠組みを超えた粒子であることが予想されている。長年にわたって数多くの暗黒物質候補が提案されており、暗黒物質と原子核の弾性散乱を観測する直接探索実験や、暗黒物質の崩壊や対消滅を観測する間接探索実験により発見を目指した研究が進められている。この章では暗黒物質の存在証拠となった観測実験と、それら観測データから要請される暗黒物質の基礎的な性質について議論する [1]。

1.1 暗黒物質の存在

1.1.1 銀河の回転曲線

1930 年代、Fritz Zwicky はかみのけ座銀河団の銀河の運動を観測することで、光学的に観測可能な銀河の星の 100 倍以上もの質量が銀河団に含まれると主張した [2]。1960 年代になって渦巻き銀河の回転速度を測定することが可能になると、銀河に属する星と水素ガスが銀河中心からの距離が違ってもかかわらず同じ軌道速度で運動していることが観測された [3]。一般に、銀河中心からの距離 r での回転速度 $v(r)$ はケプラーの法則に従い、

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

と表される。ここで G_N は重力定数、 $M(r)$ は r より内側の総質量である。1.1 式から銀河中心部分の外側では回転速度 v が $1/\sqrt{r}$ に比例して減少することが期待されるが、図 1.1 に示すように、観測では一定の速度で分布していることがわかる。これは銀河中心から数 kpc 以遠では銀河を構成する物質の質量が増加しなければならないことを示しており、一般にその総質量は光学観測できるバリオン質量の約 5 倍と考えられている。

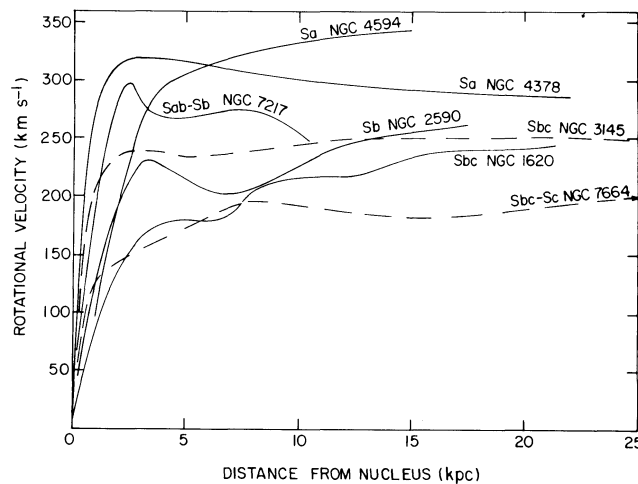


図 1.1: 7 つの渦巻き銀河の回転曲線図。全ての回転曲線で銀河中心外側における回転速度が一定になっている [3]。

1.1.2 重力レンズ効果

天体などの強い重力源によって光の経路が曲げられる現象は、重力レンズ効果として知られている。重力レンズ効果は、強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の二種類に分類することができる。強い重力レンズ効果では重力源の影響が非常に強く、光の経路が曲がることで背景の銀河が多重に観測される。弱い重力レンズ効果では、背景の銀河の歪みを統計的に検出することが可能である [4]。こうした重力レンズ効果によって銀河団の質量分布を調べることができ、重力レンズ効果による観測でも、銀河団が高温ガスなどのバリオンの 5 倍以上の暗黒物質を含むことがわかっている。

重力レンズ効果を用いた観測で、暗黒物質の最も直接的な証拠となるのが弾丸銀河団衝突の観測である [5, 6]。図 1.2 に IE0657-558 銀河団の衝突観測を示す [6]。図中の緑の等高線は重力レンズ効果によって推定された質量分布を示し、右図は X 線の強度分布を示している。観測された 2 つの銀河団の質量は衝突後のそれぞれの銀河団に属しているが、高温プラズマガスによる X 線の強度分布は衝突点付近に強く観測される。高温プラズマガスはクーロン相互作用をするため、銀河団を抵抗なく通過することができない。このことから、クーロン相互作用より相互作用の小さい物質が銀河団に属していることがわかる。

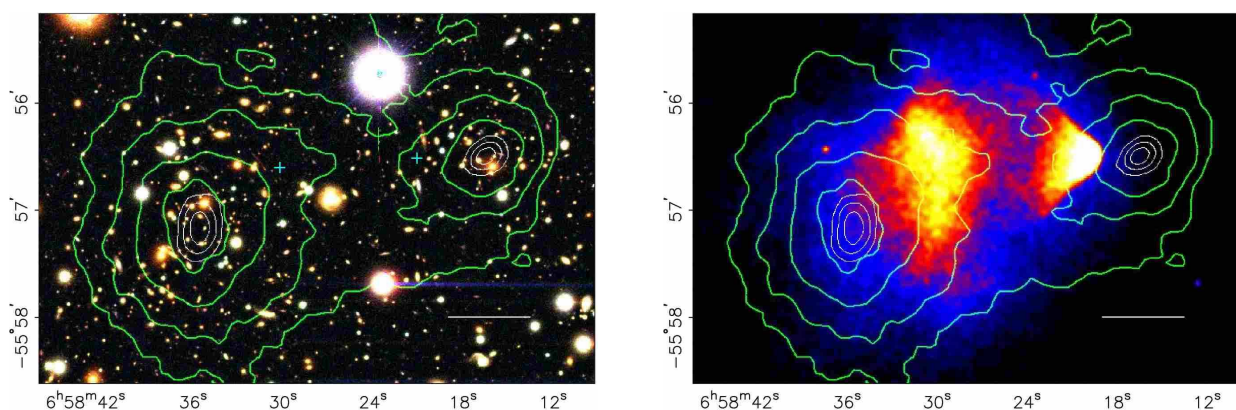


図 1.2: 左図:IE0657-558 銀河団の衝突観測図。白の直線長さは 200kpc を示す。図中緑の十字が重力レンズ効果によって測定された銀河団の質量中心。右図:チャンドラ衛星による X 線観測図 [6]。

1.1.3 宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB)

現在の宇宙論における標準的なモデルとして Λ CDM モデルがある。CDM モデルとは CDM(Cold Dark Matter) の存在を仮定し、宇宙項 Λ を含んだビッグバン宇宙モデルであり 1.2 式で表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (1.2)$$

Λ CDM モデルでは、宇宙を占めるエネルギーはダークエネルギー、マター、放射から成り、エネルギー密度を臨界密度 $\rho_c (= 3c^2 H_0^2 / 8\pi G)$ で割ることで無次元化された量によって議論を行う。これらは宇宙論パラメータと呼ばれ、それぞれ $\Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_r$ と書く。ここで h は $100 [\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}]$ で規格・無次元化したハッブル定数である。また、宇宙初期 (赤方偏移 $z \sim 10^4$) での放射優勢から物質優勢に移り変わった後では Ω_r は Ω_m と比較して無視できるほど小さい。 H_0 はハッブル定数、 Ω_k は

宇宙の曲率を表すパラメータであり、1.2 式は規格化されたフリードマン方程式である。この微分方程式を解くことで、宇宙の収縮や膨張、宇宙は平坦であるのか否か、ビッグバン存在の有無といった宇宙発展の様子を求めることができ、宇宙発展の様子は宇宙論パラメータに依存していることがわかる。

これら宇宙論パラメータ、 Ω_m 、 Ω_k は宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測によって決定することができる。CMB は温度ゆらぎ、 $\delta T/T(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$ を持ち、これはウィルキンソン・マイクロ波異方性探査機 (the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe : WMAP) によって観測された [7]。ここで、 (θ, ϕ) は銀河座標系での天球上の角度、 Y_{lm} は球面調和関数を示す。その後も Planck 衛星 [8] などによって観測が続けられている。温度ゆらぎの角度パワースペクトル (図 1.3) の最初のピークはバリオンの総量を示し、その他のピークは非バリオンの質量密度を表している。特に 1 番目のピークの位置は宇宙が平坦であること、2 番目と 3 番目のピークの相対値はダークマター密度 $\Omega_d = \rho_d/\rho_c$ がバリオン密度 Ω_b より 5 倍大きいことを表している。Planck 衛星ではデータを 6 つのパラメータを持つ Λ CDM 宇宙モデルでフィットすることにより $\Omega_d h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$ 、 $\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$ が得られている [8]。また、CMB による Ω_b の観測結果はビッグバン元素合成モデル (Big Bang Nucleosynthesis : BBN) によって推測されたバリオン密度、 $0.021 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.025$ と一致している。

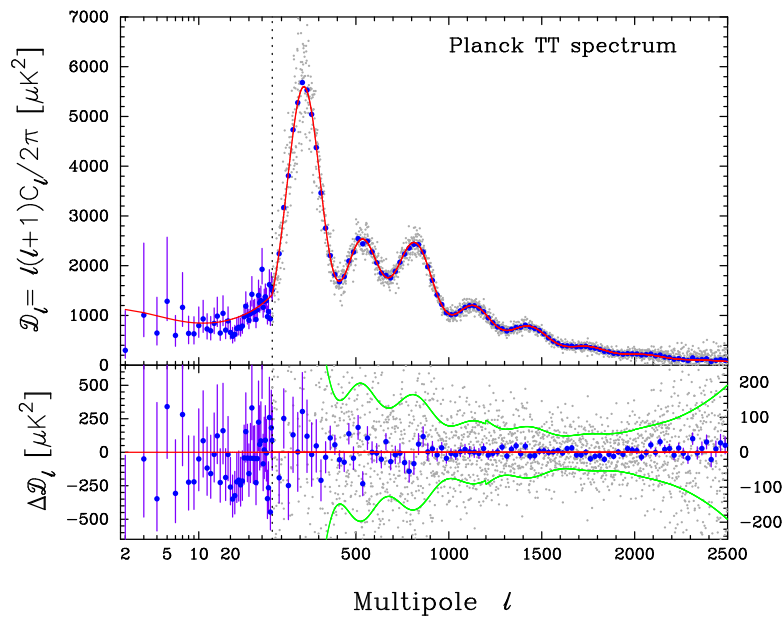


図 1.3: プランク衛星によって観測された温度ゆらぎの角度パワースペクトル。青点が $\Delta l \sim 31$ で平均されたデータ点、赤線が Λ CDM モデルを用いたフィット曲線を示す。下図はデータとモデルとの残差スペクトルである。[8]

1.1.4 Ia 型超新星爆発

SNLS(the Supernova Legacy Survey) や SDSS(the Sloan Digital Sky Survey) での Ia 型超新星観測では宇宙の暗黒エネルギー、 $\Omega_\Lambda = \Lambda/(3H_0^2)$ に制限を与えることができる。 Λ CDM モデル ($1 = \Omega_m + \Omega_\Lambda$) では観測結果から $\Omega_m = 0.295 \pm 0.034$ が導かれ CMB や BAO(baryonic acoustic oscillations) と一致する (図 1.4)。

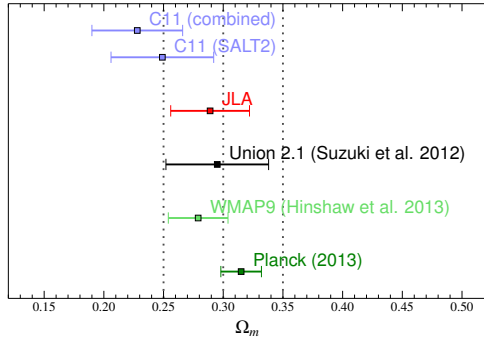


図 1.4: 様々な測定による Ω_m の測定結果。C11、JLA、Union はそれぞれ M. Betoule et al.(2014)[9]、Conley et al. (2011)[10]、Suzuki et al. (2012)[11] のデータセット ([9])。

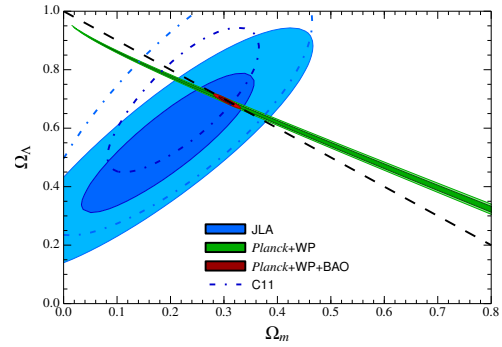


図 1.5: 宇宙論パラメータ Ω_m 、 Ω_Λ に対する 68% と 95% の制限 [9]。JLA は Suzuki et al. (2012)[11] による IaSN の観測、WP は WMAP による CMB 観測、C11 は M. Betoule et al.(2014)[9] による IaSN の観測である。

1.2 暗黒物質の基本的性質

一般的に暗黒物質は初期宇宙の熱平衡状態時に生成されると考えられている。宇宙膨張によって宇宙の温度が下がり、プラズマが再結合して光子が透過するようになる時期を「宇宙の晴れ上がり」と呼ぶ。このときに相対論的であった暗黒物質を HDM(hot dark matter) と呼ぶ。相対論的であると密度揺らぎをかき消してしまうため銀河などの小さなスケールの構造が形成されにくい。一方非相対論的であった暗黒物質は CDM(cold dark matter) とよばれ、小さな密度ゆらぎも成長できるため小さなスケールの構造を形成することができる。現在ではシミュレーションによって宇宙の晴れ上がり後の構造進化を追うことができ、銀河団以上の大きな構造が形成される後、銀河などの小さな構造が形成される階層構造が再現されているため CDM が暗黒物質の候補として有力視されている [12]。

惑星や褐色矮星、ブラックホールなどの非相対論的でもとても重い物体は総称して MACHO(Massive Compact Objects) と呼ばれる。これらはマイクロレンズを用いて広く探索されてきたが、数が少ないことから暗黒物質の主成分にはなり得ない [13, 14, 15]。またバリオンもビッグバン元素合成や CMB の結果から暗黒物質にはなり得ない。

バリオンではなく光学的に観測されないことから、暗黒物質は強い相互作用をせず、また電磁相互作用もしないと考えられている。弱い相互作用をする可能性は残っているが、直接探索実験で見つからないことから W^\pm や Z ゲージボソンとの結合は標準模型の粒子より小さい必要がある。

また、IE0657-558 などの銀河団衝突観測結果から、少なくとも暗黒物質は安定で自己相互作用が弱い必要がある。自己相互作用の上限値は Randall et al.[16] による IE0657-558 の観測や、Bradač et al.[17] による MACSJ0025.4-1222 の観測によって求められており、約 $\sigma_s/m_\chi \leq 1\text{cm}^2/\text{g}$ 程度の上限値が得られている。

宇宙初期で粒子が熱平衡状態であったことを考えれば、現在の暗黒物質の残存量から対消滅の散乱断面積を見積もることができる。標準的なモデルを考えると、宇宙初期の放射優勢の時代において、暗黒物質は高温プラズマ中で粒子の対消滅によって生成される。粒子・反粒子対消滅による暗黒物質の重要な生成過程が式 1.3 である。

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (1.3)$$

宇宙の温度が暗黒物質の質量より十分大きいとき ($T \gg m_\chi$)、プラズマ中での粒子・反粒子の対消滅は暗黒物質のペアを生成するだけのエネルギーを持っている。また、暗黒物質から標準模型粒子への逆の反応も起き、そのレートは 1.4 式で書かれる。

$$\Gamma_{\text{ann}} = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle n_{\text{eq}} \quad (1.4)$$

ここで、 σ_{ann} は暗黒物質の対消滅散乱断面積、 v は暗黒物質の速度、 n_{eq} は熱平衡状態における暗黒物質の粒子数密度である。宇宙が膨張すると、プラズマの温度は暗黒物質の質量より小さくなる。このとき対消滅・対生成は継続するが、暗黒物質を生成するだけの十分な運動エネルギーを持つ粒子・反粒子対はボルツマン分布の高エネルギーの裾の部分だけとなり、暗黒物質の生成は $e^{-m_\chi/T}$ (ボルツマンファクター) で指数関数で減少する。それと同時に、宇宙の膨張は粒子の数密度 n を減少させることから暗黒物質の生成レートは n に比例して減少する。暗黒物質の生成率が宇宙の膨張率 H より小さくなる (暗黒物質を生成するための平均自由行程がハッブル半径より長くなる) と暗黒物質の生成が止まる。この暗黒物質の生成が止まる過程は Freeze-out と呼ばれている。この後、暗黒物質の数密度は共役座標系体積では近似的に一定となる (一般座標系では暗黒物質は宇宙の膨張により体積に反比例して減少する)。現在の暗黒物質の残像量は近似的に 1.5 式で表される。

$$\begin{aligned} \Omega_\chi h^2 &\simeq \frac{10^{-37} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\chi\bar{\chi}} v \rangle} \leq \Omega_{\text{d}} h^2 \\ \langle \sigma_{\chi\bar{\chi}} v \rangle &\geq \langle \sigma_{\text{th}} v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.5)$$

原理的には CDM を構成する粒子はどのようなスピンを持っていてもよい。それらが世代を持たないフェルミオンであるときには質量に制限を与えることができる。Tremaine-Gunn によると、質量下限値は

$$m \geq 1.5 g^{-1/4} \left(\frac{1000 \text{km s}^{-1}}{\sigma_v} \right)^{1/4} \left(\frac{\text{Mpc}}{r} \right)^{1/2} \text{eV} \quad (1.6)$$

と求められる [18]。ここで σ_v は暗黒物質の速度分散、 r は銀河半径、 g はスピンの状態数である。 $r \leq 20 \text{kpc}$ 、 $\sigma_v \simeq 150 \text{kms}^{-1}$ のような矮星銀河を考えると $m \geq 24 \text{eV}$ であり、とても軽い HDM のフェルミオン粒子は小さな暗黒物質ハローの存在と矛盾している。

標準模型の粒子には、上に述べてきた性質を満たすものはない。標準模型を拡張して得られる最も典型的な 3 つの暗黒物質の候補を下に列挙し、その他の暗黒物質候補も含めた質量、散乱断面積を図 1.6 を示す。

1. 超対称性理論における、最も軽い超対称性粒子 (the Lightest Supersymmetric Particle: LSP) は安定である。そのような粒子は典型的に数 GeV と重たく、CDM の候補となる。ゲージボソン、ヒッグスボソン、の超対称性パートナーであるニュートラリーノやニュートリノの超対称性パートナーであるスニュートリノ、グラヴィトンの超対称性パートナーのグラヴィティーノなどが暗黒物質の候補となる。2.3 節にて詳しく議論する。
2. UED(Universal Extra Dimension) モデルから要請される Kaluza-Klein 粒子も WIMPs である。これの最も軽い粒子が暗黒物質の候補となりうる [19]。
3. ALPs(Axion-like Particles) は一般的にとても軽く MeV スケール以下から $\sim 10^{-9} \text{eV}$ の質量を持つ。ALPs は Freeze-out の機構では生成されないが、Bose-Einstein 凝縮に基づく宇宙モデルで生成可能である。

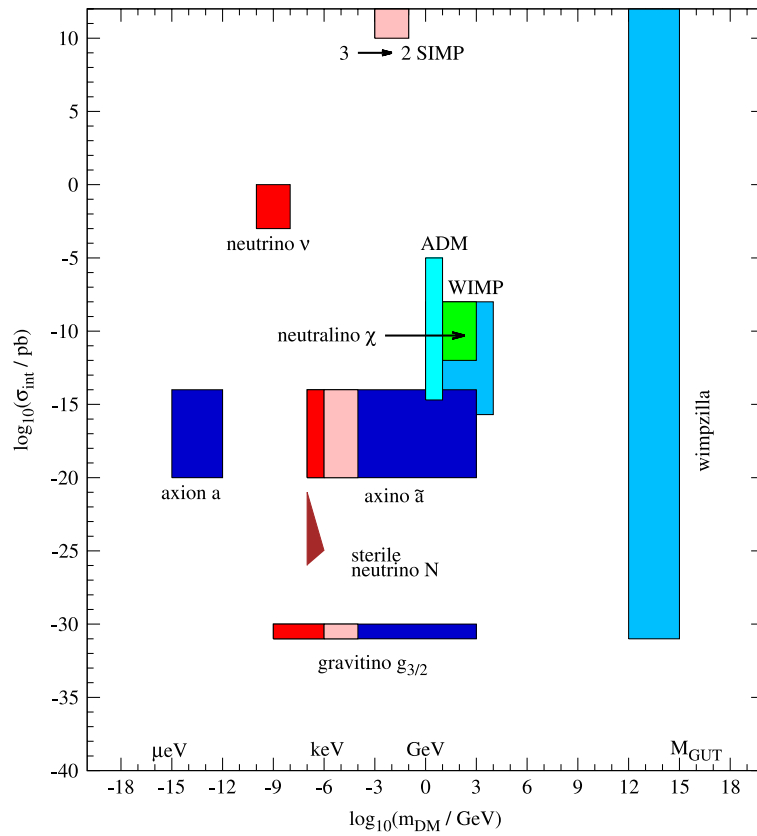


図 1.6: 暗黒物質候補の要約図。横軸は暗黒物質の質量、縦軸は既知の物質との散乱断面積を表す。HDM となるモデルは赤色、WarmDM となるモデルは桃色、CDM となるモデルは青色で示されている。[20]

2 暗黒物質の候補

1.2 節では観測結果から要請される暗黒物質の持つべき性質について議論した。この章ではこれらの性質を満たすことで暗黒物質の候補となりうるニュートリノ、WISPs (Weakly interacting sub-eV(or slim) particles)、WIMPs(Weakly interacting massive particles) について議論する。

2.1 ニュートリノ

ニュートリノ振動実験では標準理論で記述されるように 3 世代のニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) が存在し、混合することが観測されている [21]。しかし LSND(The Liquid Scintillator Neutrino Detector) 実験 [22] などの結果を説明するためにステライルニュートリノとよばれる 4 番目のニュートリノの存在が提案された。ステライルニュートリノの質量が GUT スケールであればアクティブニュートリノとステライルニュートリノの混合行列から自然にアクティブニュートリノの質量が sub-eV のスケールと導かれ、この機構はシーソー機構と呼ばれている。

ステライルニュートリノの質量が keV 質量であれば WarmDM の候補となる [23]。ステライルニュートリノの結合定数は初期宇宙の熱平衡状態において通常小さすぎるが、ステライルニュートリノがアクティブニュートリノと混合していれば、アクティブニュートリノの振動を通して生成することができる。ステライルニュートリノにはアクティブニュートリノと光子への崩壊チャンネルが存在するので X 線の観測によって質量と混合角に制限を与えることができる (図 2.1)。近年では XMM-Newton 衛星や CHANDRA 衛星によって 3.5keV の X 線の超過が報告されたが、2016 年に打ち上げられた高分解能を有する X 線観測衛星 Hitomi では超過が観測されず、さらなる観測が求められている [24, 25, 26]。

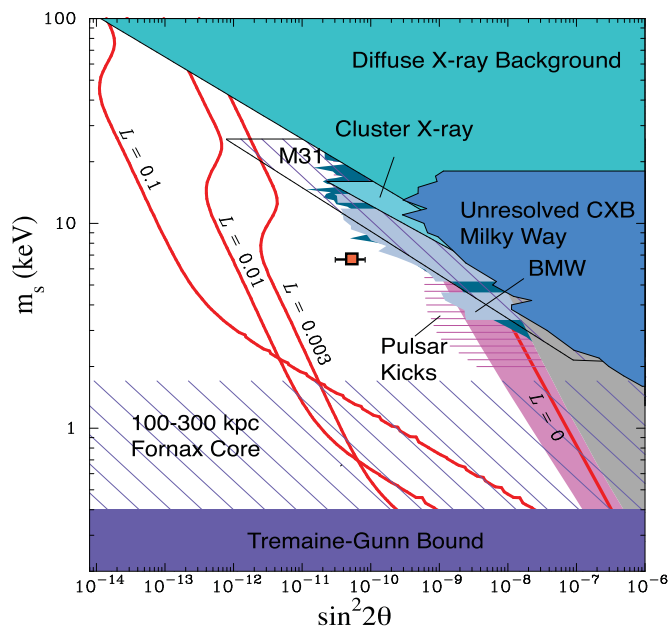


図 2.1: ステライルニュートリノの質量と混合角の制限図 [24]。橙四角が M31 の観測で超過が報告された 3.55keV の X 線の輝線。「Tremaine-Gunn Bound」は 1.2 節で示した質量の下限値である [18]。

2.2 Weakly interacting sub-eV(or slim) particles(WISPs)

SUGRA(supergravity theory) や超弦理論などの標準理論を拡張したモデルには標準粒子と非常に弱く相互作用する新粒子が導かれる。そのようなシナリオには WIMP のような暗黒物質の候補になりうる TeV スケールやそれ以上の重たい状態の粒子だけでなく、光子とカップルする WISPs(Weakly Interacting Sub-eV(or Slim) Particles) の存在が予期されている [27]。この節では WISPs の例として ALPs とその観測制限について議論する。

2.2.1 Axion Like Particles(ALPs)

強い相互作用の非摂動的効果には CP 不変性を破る項がある。この効果は実際には観測されておらず、これを説明するために導入された対称性は Peccei-Quinn 対称性と呼ばれている。その対称性が自発的に破れる際に現れるのがアクシオンである。アクシオンの質量 m_a は Peccei-Quinn 対称性が破れるエネルギースケール f_a を用いて 2.1 式で表される [28]。

$$m_a \sim 0.6eV \frac{10^7 GeV}{f_a} \quad (2.1)$$

アクシオンの生成率は $1/f_a^2$ に比例し、構成や原子炉からのアクシオン放射の効果が観測されないことから f_a に対する下限値、即ち m_a に対する上限値が得られる。特に SN1987A の観測では $f_a > 10^{10} GeV$ である。

アクシオンと物質の相互作用は非常に弱いため、WIMP を探すために使われている原子核反跳を用いて検出することはできない。しかし、アクシオンと電磁場の相互作用は 2.2 式でかけられ、アクシオンとフォトンの結合定数 g_{ay} は $\alpha_{em}/2\pi f_a$ 程度の大きさである。

$$\mathcal{L}_{ay} = -\frac{\alpha_{em}}{2\pi f_a} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = -g_{ay} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (2.2)$$

そのため、アクシオンが非常に強い磁場によって光子に変えられる効果を観測することが可能である。ADMX(Axion Dark Matter eXperiment) では外部磁場によってアクシオンをマイクロ波光子に変換し、光子を検出することで銀河系ハロー中のアクシオンを探索している。図 2.2 にアクシオン探索実験観による g_{ay} の制限を示す。

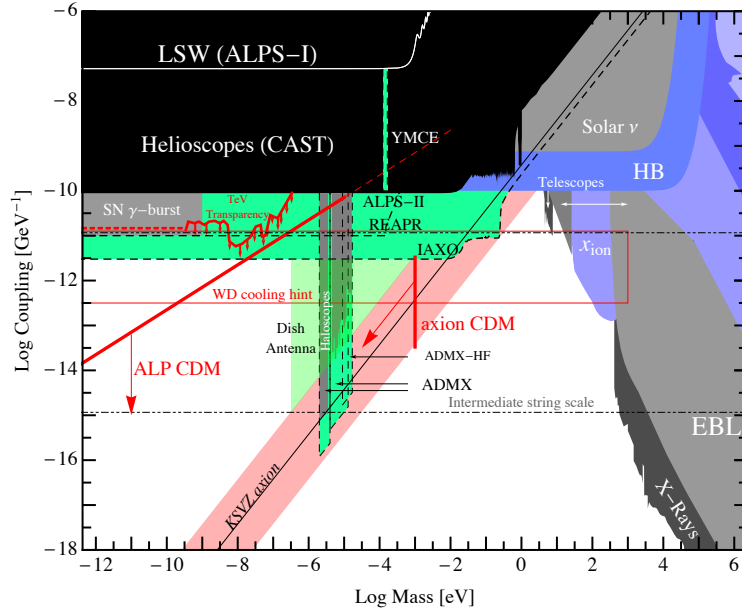


図 2.2: ALPs の質量と $g_{a\gamma}$ の制限図。レーザーアクシオン実験や Helioscopes による制限は黒色、宇宙線観測による制限は灰色、宇宙論的制限は青色、次期計画実験で期待される制限は緑色で示されている。赤の帯 (KSVZ axion) は QCD アクシオンモデルから予想された領域である [29]。

2.3 Weakly interacting massive particles(WIMPs)

標準理論の粒子より重たく相互作用の弱い粒子は総称して WIMPs (Weakly interacting massive particles) と呼ばれている。宇宙初期における WIMPs の生成は、1.2 節で議論したように熱平衡状態による生成過程であり、暗黒物質の残存量を自然に説明できている。WIMPs の存在は標準理論を拡張したモデルからも支持されている。SUSY (Supersymmetry) モデルや余剰次元モデルなどがあるが、この節では SUSY についてのみ議論する。

Supersymmetry (SUSY) 模型では標準理論の粒子に対して、スピンの $1/2$ だけ違うスーパーパートナーと呼ばれる粒子が導かれる。同質量のスーパーパートナーが観測されていないことから SUSY は破れている必要がある。SUSY を導入する主な理由は、ヒッグス粒子に新たな対称性を導入することでヒッグスの質量 2 乗の放射補正の 2 次発散を打ち消すことで電弱スケールを自然に説明できることである [30]。最も軽い SUSY 粒子は LSP (lightest supersymmetric particle) と呼ばれ、崩壊せず安定で暗黒物質の候補となっている。とくに中性の電弱ゲージボソンである光子や Z^0 、2 つの中性ヒッグスボソンのスーパーパートナーもしくはこれらの 4 つの混合状態は WIMP の有力候補とされ、ニュートラリーノと呼ばれている。ニュートラリーノの探索は LHC などの加速器実験や、宇宙線観測からも探索されている。ニュートラリーノの探索については 3 章、4 章において議論する。

3 暗黒物質直接探索

直接探索実験では地球に設置した検出器によって、天の川銀河ハローに存在する暗黒物質と原子核の反跳を観測する。非常に稀な事象であるため、宇宙線由来の背景事象を減らす目的でイタリアのグランサッソ、カナダのサドベリー、日本の神岡などの地下実験場が利用されている。原子核反跳のエネルギーは光・熱・電荷のいずれかに変換されて検出されるが、BGを区別する有用な方法としてこれら3つから2つの信号を同時に検出することが主流となってきた。また、反応点を特定できるとBGの少ない領域 (Fiducial Volume) だけを解析に使うことができるので、位置検出ができる工夫もなされている。現在稼働中、もしくは稼働していた実験は CRESST[31, 32, 33](CaWO₄)、KIMS[34](CSI(Tl))、CDMS[35](Ge)、CoGeNT[36](Ge)、EDELWEISS[37](Ge)、DAMA/LIBRA[38](NaI(Tl))、CDMS Si[39](Si) や、DarkSide[40](Liquid Ar)、DEAP[41](Liquid Ar)、LUX[42](Xe)、XENON1T[43](Xe)、XMASS[44](Xe)、ZEPLIN[45](Xe)、PANDA-X[46](Xe) などである。2020年には大型の液体キセノン検出器 LZ[47] が稼働する予定である。さらなる大型化の液体キセノン検出器を製作する DARWIN 実験という構想も議論されている [48]。また、泡箱による探索も可能である (COUPP[49]、PICASSO[50]、PICO[51]、SIMPLE[52])。これらとは別の観測手法として白鳥座方向からの暗黒物質の風を検出することを目的とした実験 (DMTPC[53]、DRIFT[54]、MIMAC[55]、NEWAGE[56]) などもある。

3.1 節では WIMP 探索で期待されているエネルギースペクトルを導出する。3.2 節では直接探索実験で使われる、WIMP の散乱断面積について議論する。3.3 節では原子核との散乱において重要な因子であるフォームファクターを導入する。3.4 節では季節変動・方向に感度を持った手法で期待される信号を示す。最後に 3.5 節ではこれまでに直接探索実験によって得られた核子と暗黒物質の散乱断面積の制限を示す。

3.1 エネルギースペクトル

直接探索では、WIMP と弾性散乱した反跳原子核に与えられたエネルギーを検出する。期待されるエネルギースペクトルは、銀河中に対する地球の運動と銀河に対する WIMP の運動をそれぞれ考え、WIMP と地球の相対速度を考えることで計算できる。

太陽系は銀河中心から 8 kpc の距離で回転しており、地球は太陽のまわりを公転している。このことから地球と銀河ハローの相対速度は

$$\begin{aligned} v_E (= |\mathbf{v}_E|) &= v_{\text{sun}} + v_{\text{orb}} \cos \theta_{\text{orb}} \sin 2\pi y \\ &\approx 244 + 15 \sin(2\pi y) \text{ [km/sec]}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

と表せる。ここで v_{sun} は銀河ハローに対する太陽の速度、 v_{orb} は太陽のまわりを回る地球の公転速度、 θ_{orb} は銀河面と地球の公転面とのなす角、 y は 3 月 2 日から経過した年を表している。図 3.1 は銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図である。地球は太陽の回りを公転しており、6 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が同じになるので相対速度は最大となる。一方で 12 月は地球の公転方向と太陽系の進行方向が逆になるので相対速度は最小となる。

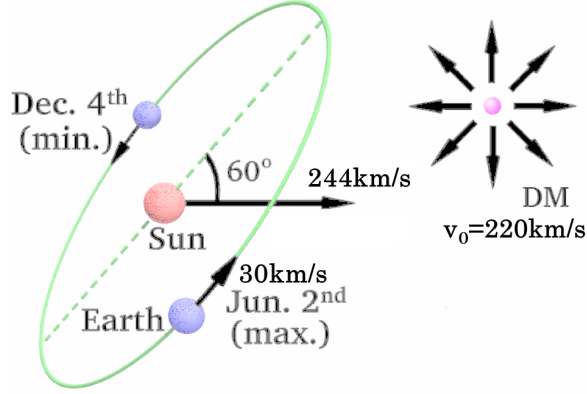


図 3.1: 銀河内での太陽と地球の運動を表した模式図 [57]

WIMP の微分密度 dn は、 v_E を用いて

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v, \quad (3.2)$$

$$n_0 \equiv \int_0^{v_{\text{esc}}} dn, \quad k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{\text{esc}}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) v^2 dv,$$

と表せる。ここで k は規格化定数、 n_0 は WIMP の全数密度、 v_{esc} は銀河脱出速度、 θ は \mathbf{v}_E と WIMP 速度とが成す角、 ϕ は天頂と WIMP 速度とが成す方位角である。ここで、暗黒物質の速度分布 $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ はボルツマン分布に従うと仮定すると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2}, \quad (3.3)$$

と表せる。ここで v_0^2 は銀河の分散速度。また k は v_{esc} が無限か有限かで場合分けできて

$$k = k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (v_{\text{esc}} = \infty) \quad (3.4)$$

$$k = k_1 = k_0 \left\{ \text{erf} \left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right\} \quad (v_{\text{esc}} \neq \infty), \quad (3.5)$$

と表せる。ここで $\text{erf}(x) \equiv \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ は誤差関数である。

次に標的質量 1 kg、観測時間 1 日あたりの WIMP の事象数 R (total rate unit : tru) について考える。 R の微小変化量 dR (differential rate unit : dru) は

$$dR = \frac{N_A}{A} \sigma v dn, \quad (3.6)$$

と表せる。ここで N_A はアボガドロ数 (6.02×10^{23})、 A は標的原子核の原子数、 $v = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_E|$ は暗黒物質と標的原子核の相対速度、 σ は WIMP と標的原子核の散乱断面積である。また σ は運動量移行

に依存する。運動量移行を考慮に入れた散乱断面積については 3.2 節で議論し、ここでは $\sigma = \sigma_0$ (定数) として議論する。 R は 3.6 式を積分することで求めることができ

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \quad (3.7)$$

となる。 $v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$ のとき、事象数 R_0 は

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (3.8)$$

$$= \frac{361}{M_D M_N} \left(\frac{\sigma_0}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_D}{0.3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_0}{220 \text{ km s}^{-1}} \right), \quad (3.9)$$

となる。ここで ρ_D は暗黒物質の質量密度、 M_D は暗黒物質の質量、 $M_N (= 0.932A)$ 標的原子核の質量である。また 3.9 式は $\sigma_0 = 1 \text{ pb}$ 、 $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\rho_D = 0.3 \text{ GeV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$ で規格化している。

次に WIMP との弾性散乱した反跳原子核のエネルギースペクトル dR/dE_R について考える。実験室系での WIMP の運動エネルギーを $E (= M_D v^2/2)$ とすると、質量 M_N の原子核が受ける反跳エネルギー E_R は

$$E_R = Er (1 - \cos \theta) / 2, \quad (3.10)$$

$$r = \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2}, \quad (3.11)$$

である。ここで、 θ は重心系での散乱角、 r は換算質量である。重心系において等方散乱を仮定すると $\cos \theta$ 分布は一様となり E_R 分布は $0 \leq E_R \leq Er$ の範囲で一様となる。したがってエネルギースペクトル dR/dE_R は

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{Er} dR(E) \\ &= \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v), \end{aligned}$$

とかける。ここで $E_{\min} = E_R/r$ は反跳原子核に反跳エネルギー E_R を渡すことのできる最小の WIMP の運動エネルギーであり、 E_{\max} は v_{esc} と地球の運動から決まる実験室系での WIMP の運動エネルギーの最大値である。 v_{\min} 、 $v_{\max} (= v_{\text{esc}})$ はそれぞれに対応する WIMP の速度であり、 $E_0 = m_D v_0^2/2 = v_0^2 E/v^2$ と定義される。 3.2、 3.3、 3.6 式から、 $\rho_0 = \rho_D/M_D$ であるので

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3 v. \quad (3.12)$$

となる。 3.12 式の積分を実行すると以下のような結果を得ることができる。

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r}, \quad (3.13)$$

$$\frac{dR(0, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} e^{-E_R/E_0 r} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right], \quad (3.14)$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[\text{erf} \left(\frac{v_{\min} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left(\frac{v_{\min} - v_E}{v_0} \right) \right], \quad (3.15)$$

$$\frac{dR(v_E, v_{\text{esc}})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right]. \quad (3.16)$$

3.16 式を用いて予想されるエネルギースペクトルを書くことができる。縦軸と横軸を規格化したエネルギースペクトルを図 3.2 に示す。

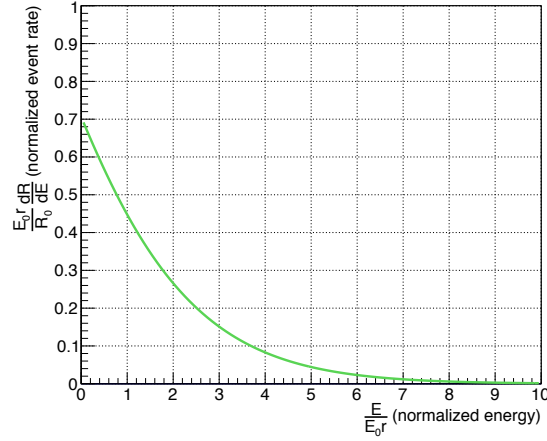


図 3.2: WIMP と弾性散乱した原子核の規格化されたエネルギースペクトル。[58]

3.2 散乱断面積

WIMP は原子核中のクォークと Spin Independent(SI)、Spin Dependent(SD) のいずれかの反応を起こし原子核と弾性散乱する。このことから WIMP と原子核との弾性散乱の散乱断面積は以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} + \sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} \quad (3.17)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}$ はそれぞれ SI、SD の反応による散乱断面積である。標的となる原子核によって SI、SD のどちらの反応が優位になるか異なり、暗黒物質物質直接探索実験においては SI、SD ともに重要である。

3.2.1 Spin Independent(SI) 反応

WIMP と原子核の SI 反応による散乱断面積は以下のように表すことができる [59]。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (3.18)$$

ここで、 Z は原子番号、 A は質量数、 $\mu_{\chi-N}$ は WIMP の質量 M_D と標的の原子核 M_N の換算質量であり

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \quad (3.19)$$

と表される。 f_p 、 f_n はそれぞれ WIMP-陽子、WIMP-中性子の SI カップリングである。 $f_{T_q}^{(p)} \simeq f_{T_q}^{(n)}$ であるので、3.18 式から $\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} \propto \mu_{\chi-N}^2 A^2$ という関係がある。したがって、原子核に対する SI の散乱断面積は、陽子に対する SI の散乱断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}}$ を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (3.20)$$

と表される。3.20 式から SI においては標的原子核の A が大きいほど散乱断面積が大きくなること
 が分かる。そのため SI 反応においては A の大きい標的原子核を用いるほうが有利となる。図 3.3 に
 WIMP-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積を示した。

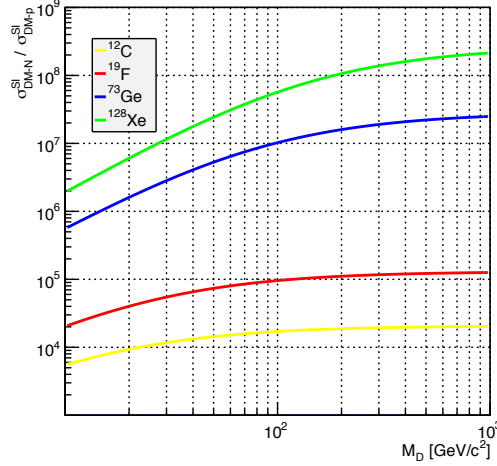


図 3.3: WIMP-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積。[58]

3.2.2 Spin Dependent(SD) 反応

WIMP と原子核の SD 反応による散乱断面積はフェルミカップリング定数 $G_F (= 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (\hbar c)^3)$ を用いて以下のように表すことができる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (3.21)$$

ここで $\langle S_p \rangle$ と $\langle S_n \rangle$ は原子核中の陽子のスピンと中性子のスピンであり、 J は原子核の全スピンである。係数 a_p と a_n は WIMP-核子の SD カップリングであり、

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(p)}, \quad (3.22)$$

$$a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(n)} \quad (3.23)$$

と表される。ここで、 $\Delta_q^{(p)}$ と $\Delta_q^{(n)}$ は原子核中のクォークのスピンであり、計算値は

$$\Delta_u^{(p)} = \Delta_d^{(n)} = 0.78 \pm 0.02, \quad \Delta_d^{(p)} = \Delta_u^{(n)} = -0.48 \pm 0.02, \quad \Delta_s^{(p)} = \Delta_s^{(n)} = -0.15 \pm 0.02$$

である [60]。ここで、Lande 因子 $\lambda = \frac{a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle}{J}$ を用いると原子核に対する SD の散乱断面積は、陽子に対する断面積 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu_{\chi-N}^2 \lambda^2 J(J+1)}{\mu_{\chi-p}^2 \cdot 0.75} \quad (3.24)$$

と表せる。SD 反応はスピンを持つ原子核に対してのみ起こり、 $\lambda^2 J(J+1)$ の大きい標的原子核のほうが SD 反応に対する散乱断面積が大きくなるため有利となる。表 3.1 に幾つかの核種に対する $\lambda^2 J(J+1)$ の値をまとめる [57]。また図 3.4 に標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} / \sigma_{\chi-n}^{\text{SD}}$ を示す。

表 3.1: 標的原子核ごとの J 、天然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値 [57]。

元素	J	天然存在比 (%)	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンの寄与する核子
^1H	1/2	100	0.750	proton
^7Li	3/2	92.5	0.244	proton
^{11}B	3/2	80.1	0.112	proton
^{15}N	1/2	0.4	0.087	proton
^{19}F	1/2	100	0.647	proton
^{23}Na	3/2	100	0.041	proton
^{127}I	5/2	100	0.007	proton
^{133}Cs	7/2	100	0.052	proton
^3He	1/2	1.0×10^{-4}	0.928	neutron
^{17}O	5/2	0.0	0.342	neutron
^{29}Si	1/2	4.7	0.063	neutron
^{73}Ge	9/2	7.8	0.065	neutron
^{129}Xe	1/2	26.4	0.124	neutron
^{131}Xe	3/2	21.2	0.055	neutron
^{183}W	1/2	14.3	0.003	neutron

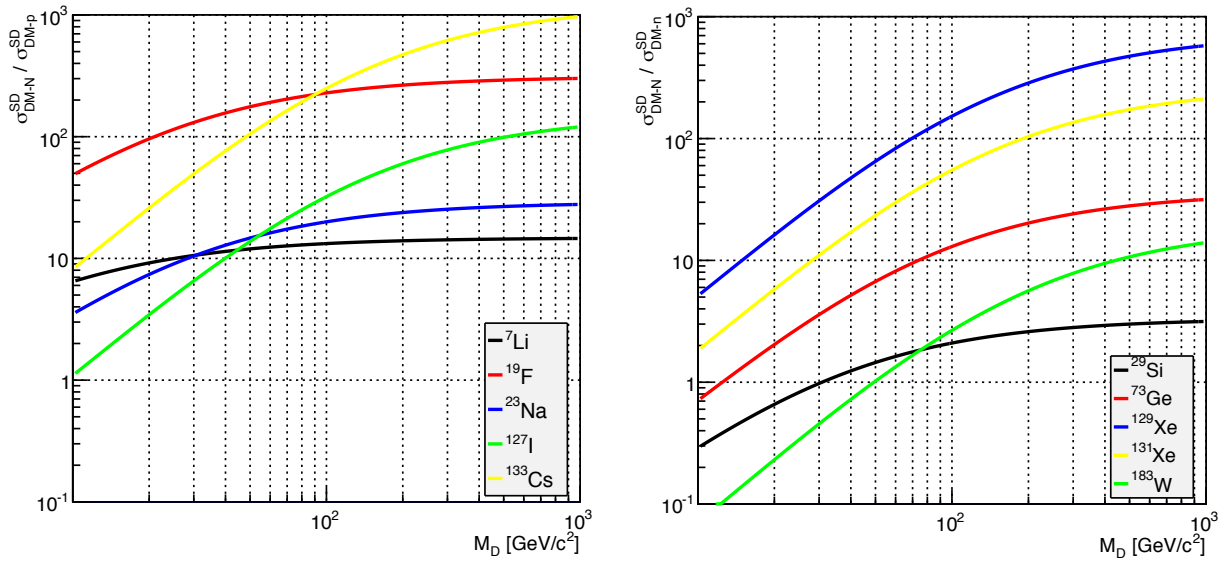


図 3.4: 右図:標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}}$ 。左図:標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}}/\sigma_{\chi-n}^{\text{SD}}$ 。横軸は WIMP の質量である。[58]

3.3 形状因子 (Form factor)

ドブロイ波長 h/q が原子核の大きさに比べて大きくないとき、実効的な散乱断面積は q が大きくなるにつれ小さくなる。ここで h はプランク定数、 $q = (2M_T E_R)^{1/2}$ 、 E_R は原子核の反跳エネルギー

である。このようなところでは散乱断面積は 3.25 式で表すことができる。

$$\sigma(qr_n) = \sigma_{\chi-N} F^2(qr_n) \quad (3.25)$$

ここで、 $\sigma_{\chi-N}$ は運動量移行が 0 のときの散乱断面積、 r_n は実効的な原子核のサイズ、 F はフォームファクタである。第一ボルン近似によりフォームファクタは原子核の密度のフーリエ変換で与えられ、

$$\begin{aligned} F(qr_n) &= \int \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr. \end{aligned}$$

と表される。

SI 反応では WIMP は核子と相互作用するため剛体球近似が用いられ、Helm の近似によるとベッセル関数 $j_i(x) = (\sin x - x \cos x)/x^2$ を用いて以下のように表される。

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (3.26)$$

ここで、原子核のサイズは $r_n \approx 1.14A^{1/3}$ fm、原子核の表面の厚みは $s \approx 0.9$ fm である。図 3.5 はいくつかの元素における反跳エネルギー E_R の関数とした SI 反応によるフォームファクタを示す。また標的原子核が ^{19}F のときのフォームファクタを考慮に入れた SI 反応で予想されるエネルギースペクトルを図 3.7 に示す。

SD 反応では WIMP は原子核中の余剰核子と相互作用するため球殻近似が用いられ、ベッセル関数 $j_0 = \sin x/x$ を用いて以下のように表される。

$$F(qr_n) = j_0(qr_n) \quad (3.27)$$

ここで、原子核のサイズは $r_n \approx 1.0A^{1/3}$ fm である。図 3.6 はいくつかの元素における反跳エネルギー E_R の関数とした SD 反応によるフォームファクタを示す。また標的原子核が ^{19}F のときのフォームファクタを考慮に入れた SD 反応で予想されるエネルギースペクトルを図 3.8 に示す。

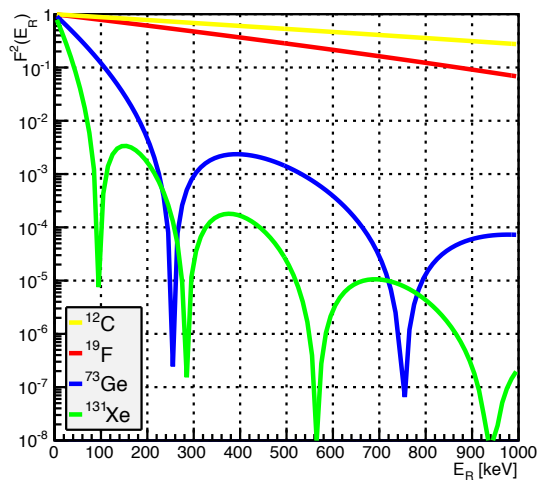


図 3.5: いくつかの元素における反跳エネルギー E_R の関数とした SI 反応によるフォームファクタ。[58]

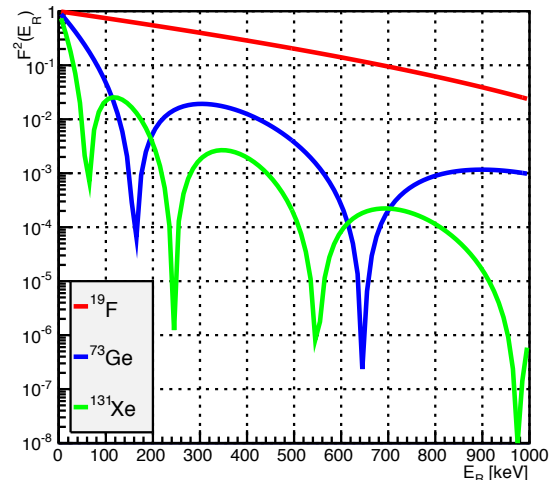


図 3.6: いくつかの元素における反跳エネルギー E_R の関数とした SD 反応によるフォームファクタ。[58]

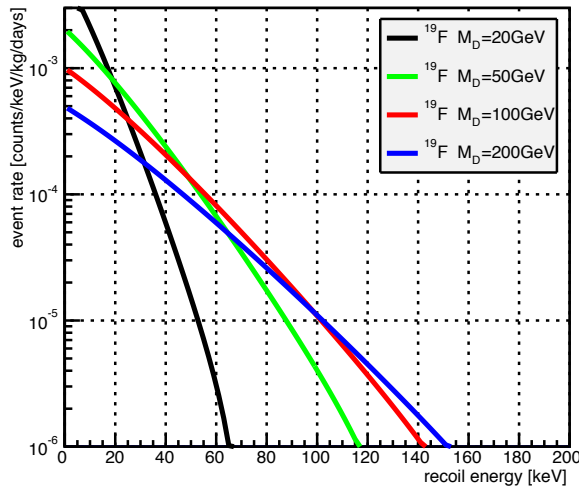


図 3.7: ^{19}F 原子核に対する SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。 $M_{\text{D}} = 20, 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$ の 4 種類の WIMP の質量について記す。 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SI}} = 1^{-6} \text{ pb}$ とした。 [58]

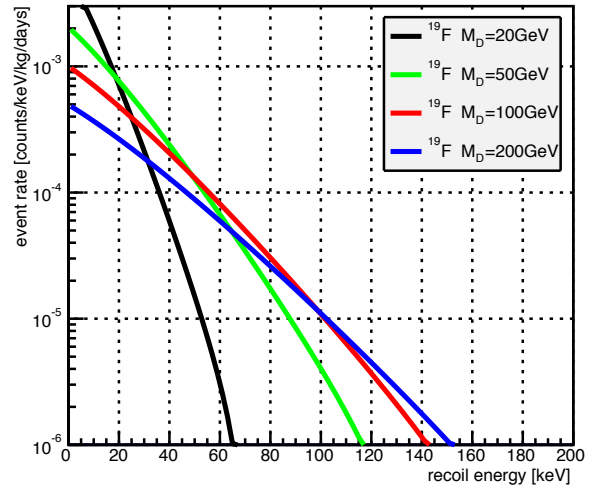


図 3.8: ^{19}F 原子核に対する SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。 $M_{\text{D}} = 20, 50, 100, 200 \text{ GeV}/c^2$ の 4 種類の WIMP の質量について記す。 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。 [58]

3.4 暗黒物質の信号

図 3.7 や図 3.8 に示したように WIMP と弾性散乱した反跳原子核から得られるエネルギースペクトルは特徴のない指数関数の形状をしている。そのため直接探索において暗黒物質の検出を主張するために、暗黒物質特有の信号を観測する必要がある。暗黒物質特有の信号に以下のものがあげられる。特に NEWAGE においては「到来方向の異方性」を観測を目指している。

- エネルギースペクトルの核種依存性
- エネルギースペクトルの季節変動
- 暗黒物質の到来方向異方性

3.4.1 エネルギースペクトルの核種依存性

WIMP と原子核との散乱断面積は原子核の核種によって異なる。よって、予想されるエネルギースペクトル dR/dE_{R} も原子核の核種に依存し形状が変化する。図 3.9、図 3.10 にはそれぞれ SI、SD 反応において、異なる標的原子核を用いたときの予想されるエネルギースペクトルを示す。ここで WIMP の質量は $M_{\text{D}} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。図 3.9、図 3.10 のように、エネルギースペクトルの核種依存性を検出すれば暗黒物質の証拠となり得る。しかし、暗黒物質以外の事象 (バックグラウンド) も核種ごとに反応率のエネルギー依存性が異なるため、この手法で高い有意性を得るのは困難である。

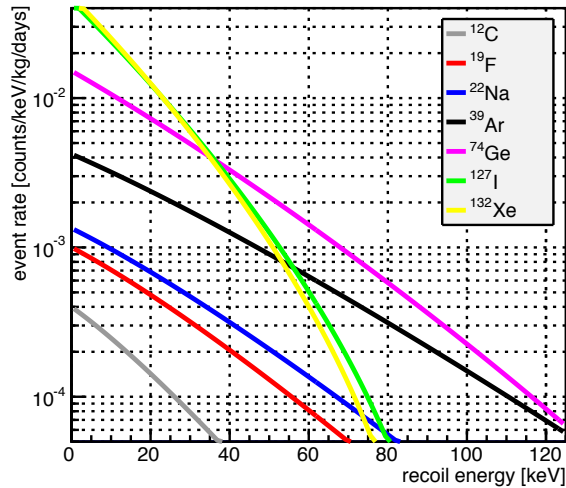


図 3.9: 異なる標的原子核に対する、SI 反応で予想されるエネルギーースペクトル。WIMP の質量は $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} = 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$ とした。

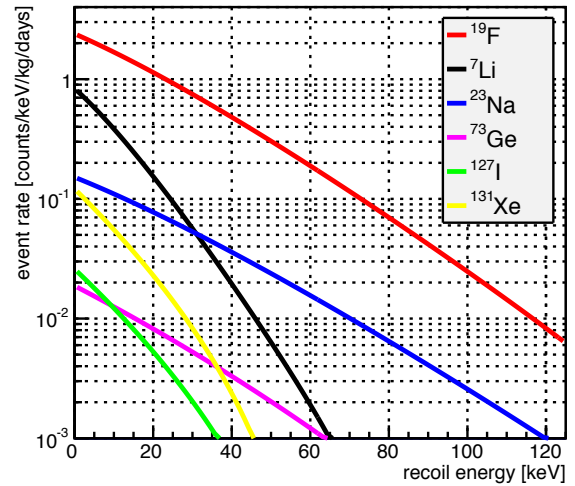


図 3.10: 異なる標的原子核に対する、SD 反応で予想されるエネルギーースペクトル。WIMP の質量は $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。

3.4.2 季節変動

エネルギーースペクトルの季節変動は地球の公転による銀河に対する地球の相対速度 v_E の変化 (3.1 式) によって生じる。 v_E は 6 月 2 日に最大となり、12 月 4 日に最小となる。またその変動率は 5% 程度である。この僅かな季節変化を測定するためには、固体検出器といった大質量検出器を用いた長時間観測を行って統計を貯め統計誤差を小さくし、非常に安定した環境で実験を行うことで系統誤差を低くする必要がある。季節変動の観測結果については 3.5 節で述べる。

図 3.11 は 6 月と 12 月で予想されるエネルギーースペクトルである。ここで、標的原子核は ^{19}F 、WIMP との反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ を用いた。

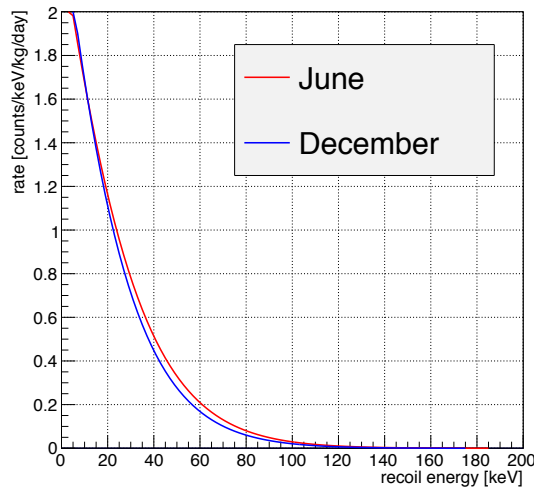


図 3.11: 予想されるエネルギーースペクトルの季節変化。標的原子核は ^{19}F 、WIMP との反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。[58]

3.4.3 到来方向の異方性

地球の公転によるエネルギースペクトルの変化が約 5% 程度であるのに対し、暗黒物質特有の信号としてより確実性の高いものとして到来方向の異方性がある。これは、太陽系が銀河中を運動していることにより生じる「暗黒物質の風」の方向を測定することで、暗黒物質の検出の証拠とするものである。銀河系の中で太陽系ははくちょう座の方向に向かって運動しているため、暗黒物質ははくちょう座の方向から多く飛来していると考えられる。はくちょう座の方向は一日を通して変化し、また一年を通して変化するため、時刻や季節に依存した環境変化を打ち消すことができる。

実験室系において、暗黒物質の弾性散乱による角度スペクトルは以下のように計算される [61]。

$$\frac{d^2R}{dE_R d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left[-\frac{(v_E \cos\theta - v_{\min})^2}{v_0^2}\right] \quad (3.28)$$

ここで θ ははくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角である。この角度とエネルギーの関係を図 3.12 に示す。ここで、標的原子核は ^{19}F 、WIMP との反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。図 3.12 の中から反跳エネルギーが 100 – 120 keV の事象を抽出すると、図 3.13 が得られる。バックグラウンド事象による $\cos\theta$ 分布は平坦になることが予想されるため、図 3.13 に示したような $\cos\theta = 1$ のピークは暗黒物質存在の強い証拠となる。

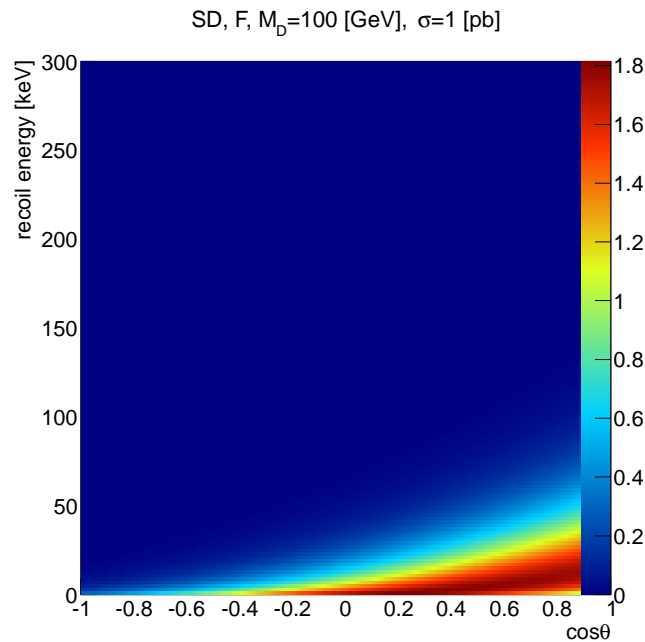


図 3.12: WIMP との弾性散乱による予想される角度スペクトル。 θ ははくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角、標的原子核は ^{19}F 、WIMP との反応は SD、 $M_D = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。

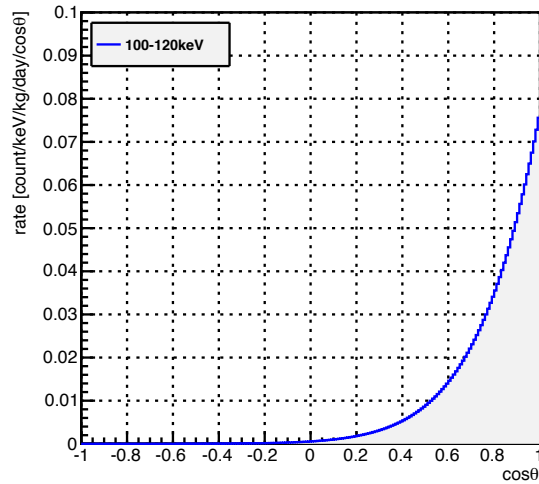


図 3.13: WIMP との弾性散乱による予想される $\cos \theta = 1$ 分布 (100 – 120 keV)。 θ はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角、標的原子核は ^{19}F 、WIMP との反応は SD、 $M_{\text{D}} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{\chi\text{-p}}^{\text{SD}} = 1 \text{ pb}$ とした。[58]

3.5 直接探索実験の現状

直接探索実験では現在まで、NaI の結晶をターゲットとして使用している実験グループが暗黒物質の可能性のある信号の観測を主張している (図 3.14)。DAMA/LIBRA では 14 周期の季節変動を観測しており、原子核反跳のエネルギー 2-6keV で 9.3 の観測を主張した [62]。また、CoGeNT[36]、CDMS Si[63] でも発見の可能性が示唆された。しかし、同種の結晶を用いた実験である CRESST-II [31] や SuperCDMS、希ガスを用いた LUX などの実験では季節変動が観測されなかったため確実な発見には至っていない。

図 3.14 に直接探索実験によって探索された SI 散乱断面積の制限図を示す。図中濃緑で示されている、Asymmetric dark matter model は DAMA/LIBRA とその他の実験結果の矛盾を解決するために考えられたモデルである。SUSY モデルから予想される領域は赤の円、余剰次元モデルの予想領域は青で示されている。2017 年時点で最もよい感度をもつのは LUX[42] であり、その最高到達感度は $1.1 \times 10^{-46} \text{ cm}^2 @ 50 \text{ GeV}$ である。

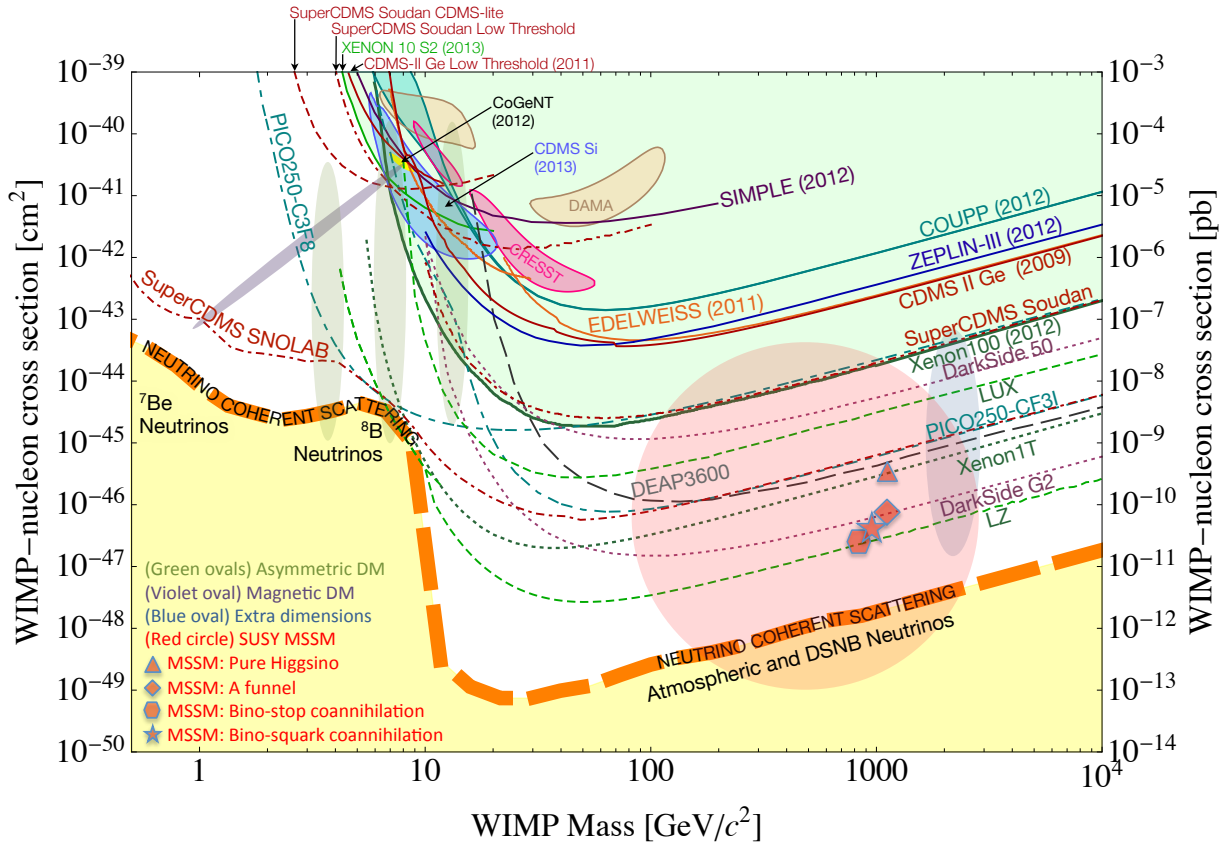


図 3.14: 直接探索実験によって探索された SI 散乱断面積の制限図。点線またはダッシュは計画中である実験の期待される感度。SUSY モデル (MSSM) から予想される領域は赤の円、余剰次元モデルの予想領域は青、Asymmetric dark matter model の予想領域は濃緑で示されている。黄色はコヒーレントニュートリノ散乱による背景事象が预期される領域である。[64]

図 3.15 に SD 散乱断面積の制限図を示す。直接探索実験において、現在最もよい感度をもつのは図中緑の線で示された PICO-60 である [65]。IceCube[66] と Super-Kamiokande(SK)[67] は間接探索実験であり、太陽中心における暗黒物質の対消滅から生成されるミュニュートリノ (ν_μ) の観測によって散乱断面積に制限を与えている。ATLAS と CMS は加速器実験であり EFT(Effective Field Theory) を用いることでモデルに依存しない制限を与えることができる。これら間接探索実験と加速器実験については 4.2 節で議論する。

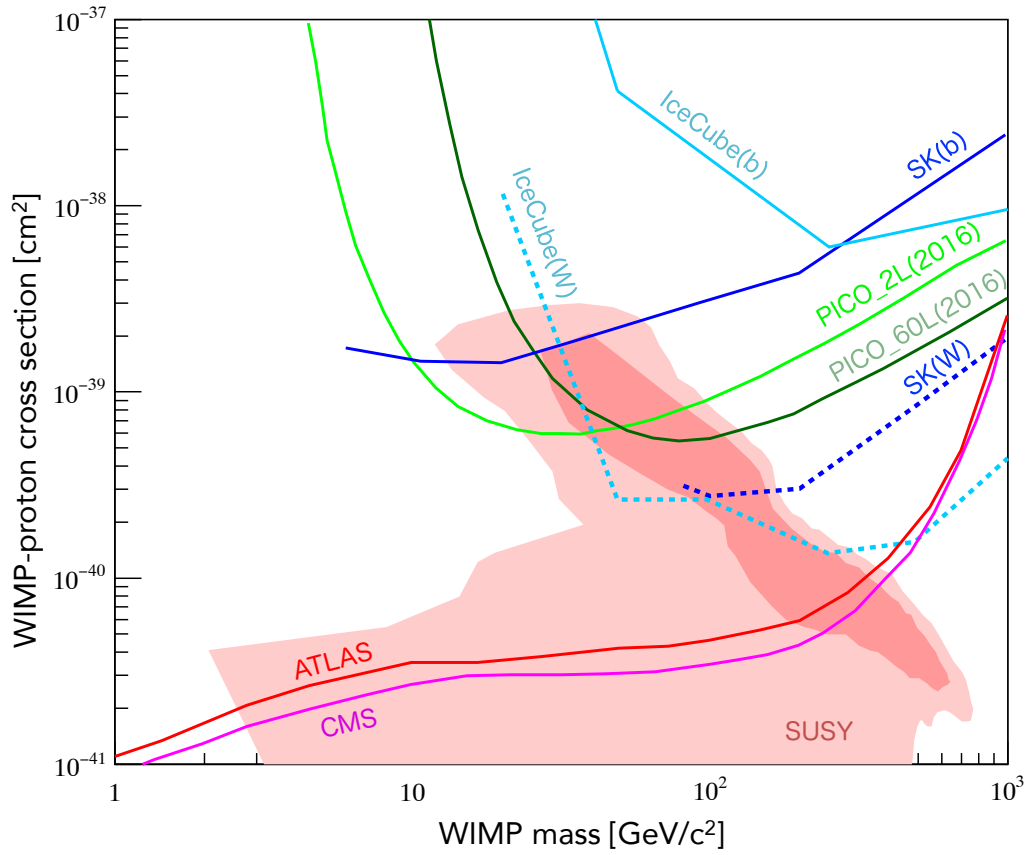


図 3.15: 実験によって探索された SD 散乱断面積の制限図。SUSY モデルから予想される領域はピンクで示されている。IceCube[66] と Super-Kamiokande(SK)[67] は間接探索による制限であり、(b) は $\chi\bar{\chi} \rightarrow bb^-$ 、(W) は $\chi\bar{\chi} \rightarrow WW^-$ への崩壊チャンネルを表す。ATLAS[68] と CMS[69] は加速器実験によって与えられた制限を示す。

4 間接探索実験と加速器実験

暗黒物質を探索する方法は原子核との散乱を観測する直接探索実験だけではない。暗黒物質由来の宇宙線を観測する間接探索や、LHC のような加速器を用いた探索も可能である。この章では PAMELA や AMS02 での宇宙線観測による間接探索、LHC 加速器による暗黒物質生成による探索について議論する。

4.1 間接探索実験

熱平衡状態での暗黒物質の生成が止まる時期 (Freeze-out) の後では、暗黒物質の粒子数は大きく変わらない。しかし、宇宙の構造が形成される過程で、局所的な分布をもつことができる。暗黒物質密度の大きいところでは暗黒物質の対消滅によって γ 線や、ニュートリノ、反陽子や陽電子のような反粒子線などの粒子線を放射する。こうした過程によって、暗黒物質由来の宇宙線のフラックスの超過が観測されうる。

4.1.1 フォトンの観測

近年アンドロメダ銀河やペルセウス座銀河団などの X 線の観測において 3.55keV のエネルギーに未知のピークが発見された [24]。これがステライルニュートリノの崩壊によるものと仮定すると、図 2.1 に示す通り、その質量 m_{ν_s} は 7.1keV 程度でアクティブニュートリノとの混合角 θ_s は $(5.5 - 50) \times 10^{-12}$ 程度となる。しかし、この 3.55keV のピークが暗黒物質由来であると結論づけるのは非常に難しい。すざく衛星によるペルセウス座銀河団の観測ではピークが検出されたが、その他の銀河団では観測されていない [70]。また、銀河中心のプラズマ中では原子が励起されるため、K XVIII や Cl XVII などの 3.55keV に非常に近いエネルギーの輝線が観測される。これらのフラックスはモデルから見積もられているため不定性が大きく、3.55keV のピークがこれらの X 線である可能性が排除されていない。2016 年には高分解能を有する X 線観測衛星 Hitomi によって、ペルセウス座銀河団の観測が行なわれたが、3.55keV のピークは発見されなかった [26]。

γ 線の観測では、Fermi 衛星によって銀河中心における γ 線の超過が観測された [70]。観測された γ 線のスペクトルは E^{-2} に比例し、銀河面から放射する γ 線より高エネルギーである。銀河中心における高エネルギー γ 線の構造はフェルミ・バブルと呼ばれている。フェルミ・バブルの生成はブラックホールや爆発的な星形成 (スターバースト)、もしくは暗黒物質によって解釈できる。図 4.1 に Fermi 衛星で観測された γ 線のスペクトルを示す [70]。青の点線は暗黒物質の $\chi\bar{\chi} \rightarrow b\bar{b}$ の崩壊チャンネルモデルによるフィット曲線である。高エネルギー γ 線が暗黒物質によるものと仮定すると、その散乱断面積は熱平衡状態から見積もったものとはほぼ一致するが、暗黒物質の密度プロファイルの不定性が非常に大きい。また、紫の点線は broken power law 関数で宇宙線をモデル化したフィット曲線であり、宇宙線による説明も可能である。間接探索ではこうした宇宙線による説明を排除しきれないため暗黒物質の観測を主張するのは非常に難しい。

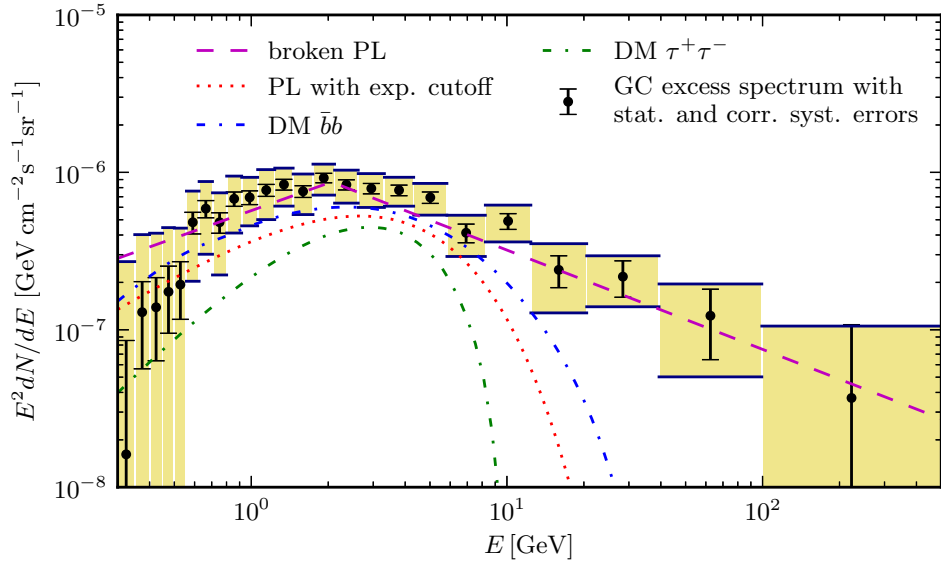


図 4.1: Fermi 衛星による GeV スケールの γ 線観測結果 [70]。データは銀緯 20 度以下、銀経 20 度以下の視野領域の γ 線スペクトルである。紫の点線は broken power law 関数で宇宙線をモデル化したフィット曲線、青の点線は暗黒物質の $\chi\chi \rightarrow bb$ の崩壊チャンネルモデルによるフィット曲線、緑は暗黒物質の $\chi\chi \rightarrow \tau\tau$ の崩壊チャンネルモデルによるフィット曲線を示す。

4.1.2 反粒子の観測

PAMELA、Fermi LAT、AMS-02 では数 GeV から数百 GeV のエネルギー領域における陽電子のフラックスの超過が観測された。図 4.2 にそれらの実験で観測された電子と陽電子のフラックスの比 $e^+/(e^+ + e^-)$ を示す [71]。陽電子は宇宙線が星間ガスと衝突することによって二次粒子として生成し、そのフラックスは高いエネルギーになるほど減少する。しかし、PAMELA、Fermi LAT、AMS-02 による観測では高エネルギーにフラックスの減少がみられない。陽電子を生成する他の機構にはパルサーがある。パルサーでは粒子が加速することで引き起こされた電磁シャワーによって陽電子の生成が可能である。図 4.2 の青の点線はパルサーからの電子との生成モデルを示しており、観測されたフラックスの超過を説明可能である。

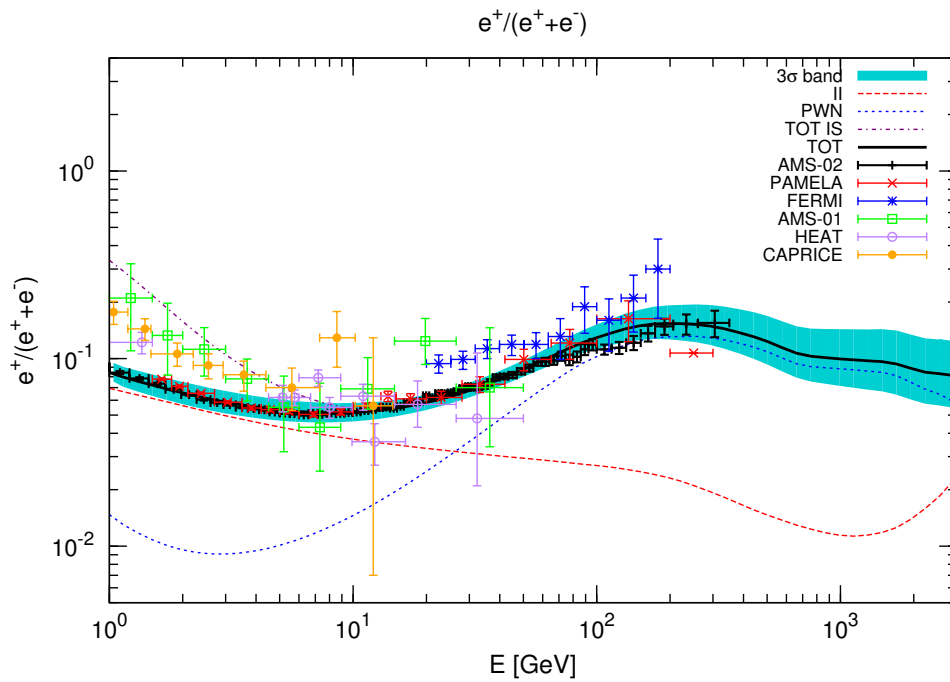


図 4.2: AMS-02、PAMELA、Fermi LAT で得られた $e^+/(e^+ + e^-)$ のフラックス [71]。黒の曲線は AMS-02 のデータをフィットしたモデル。青の点線は AMS-02 のデータにパルサーによる電子と陽電子の生成モデルをフィットした結果である。

2016 年には AMS-02 によって数百 GeV のエネルギー領域での統計量を蓄積した結果が発表された [72]。図 4.3 に AMS-02 で観測された陽電子のフラックスを示す。数百 GeV でフラックスの減少が観測されており、これが 1TeV の質量を持つ暗黒物質のモデルと一致している。しかし、パルサーによる寄与も排除はできず、統計量も十分でないことから更なる観測が求められている。

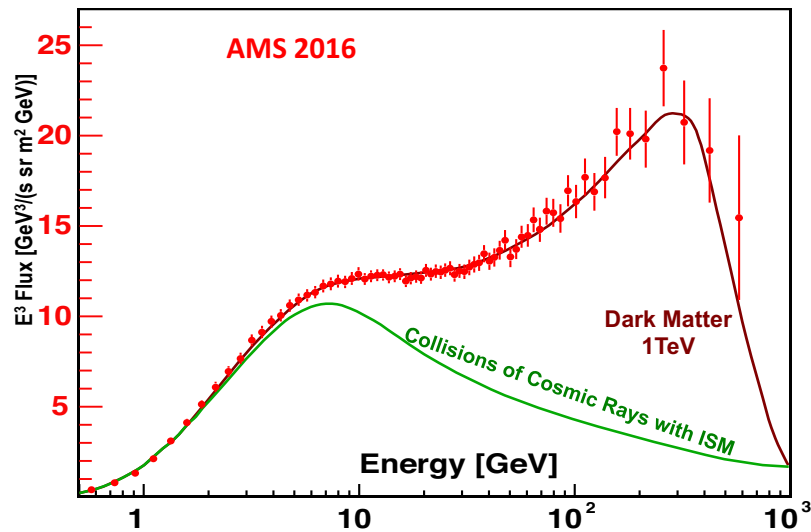


図 4.3: 2016 年に発表された AMS-02 での観測による陽電子のフラックス [72]。

4.1.3 ニュートリノの観測

暗黒物質は重力源に束縛されるため、重力源近くでは暗黒物質の密度が高くなる。太陽を考えると、天の川銀河に属する暗黒物質の典型的な速度は $v \simeq 300 \text{ km s}^{-1}$ であり、太陽の脱出速度 $v_{\odot} \simeq 620 \text{ km s}^{-1}$ より小さいので、暗黒物質は太陽に十分束縛される。太陽の構成元素は主に水素であるので SD による散乱が支配的である。太陽に束縛される暗黒物質のレート $\Gamma_{c,\odot}$ は 4.1 式で表される [73]。

$$\Gamma_{c,\odot} \simeq 10^{23} \text{ s}^{-1} \left[\frac{\rho_{\chi}}{0.3 \text{ GeV cm}^{-3}} \right] \left[\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\chi}} \right] \left[\frac{\sigma_p^{\text{SD}}}{10^{-40} \text{ cm}^2} \right] \left[\frac{270 \text{ km s}^{-1}}{v} \right] \quad (4.1)$$

ρ_{χ} は暗黒物質密度、 m_{χ} は暗黒物質質量、 σ_p^{SD} は暗黒物質と陽子の SD 散乱断面積である。重力源近くの暗黒物質の数密度変化がないと考えると、 $\Gamma_{c,\odot}$ は対消滅のレートと等価と考えることができる。よって太陽の暗黒物質の対消滅による二次粒子を観測することによって散乱断面積を見積もることが可能である。

太陽中心で起こった対消滅反応による二次粒子の生成において、ニュートリノは太陽から抜け出せることができるため、IceCube[66] や Super-Kamiokande[67] などのニュートリノ検出器による観測が可能である。 $\chi + \chi \rightarrow W^+ + W^-$ の崩壊チャンネルは、続く W^{\pm} の崩壊により、ニュートリノのスペクトルに $m_{\chi}/2$ のピークを作る可能性があるため有力な探索チャンネルとなる。IceCube、Super-Kamiokande によって与えられた散乱断面積の制限図を図 3.15 に示す。IceCube で与えられた SD 散乱断面積の上限値 $\sigma_N^{\text{SD}} \leq 10^{-40} \text{ cm}^2$ は $m_{\chi} \geq 35 \text{ GeV}$ において最もよい制限を与えている。

4.2 加速器探索実験

暗黒物質は電磁相互作用をしないため、加速器実験ではニュートリノと同じように検出されず、欠損エネルギーとして検出される。CERN にある LHC(the Large Hadron Collider) 加速器でのハドロン衝突実験ではビーム軸に対して垂直な面の欠損エネルギー E_T が測定可能である。 E_T はジェットや、クォーク、フォトンやレプトンなどの観測された粒子のエネルギーを再構成することで見積もられる。

LHC では effective field theory(EFT) を用いることでモデルに依存しない暗黒物質を探索することができる。EFT では標準粒子と暗黒物質の結合をパラメータとして導入されており、暗黒物質を含むオペレータは表 4.1 のように分類されている。これらの中には結合の強さを表すオペレータの係数がクォークの質量 m_q に比例しているものがあるため、重たいクォークジェットの事象が有利である。

SUSY の様な暗黒物質のモデルに依存した解析に対して、EFT は暗黒物質の質量 m_{χ} と相互作用のスケール M_* のパラメータにだけ依存している。そのため、直接探索実験や間接探索実験との散乱断面積の比較が可能である。

ATLAS や CMS ではモノジェットの解析によって暗黒物質と核子との散乱断面積の上限値が得られ、直接探索実験との散乱断面積との比較がされている。図 4.4、図 4.5 に ATLAS と CMS によって探索された SI 散乱断面積、SD の散乱断面積を示す [68, 69]。特に SD 探索に関して、直接探索と同等もしくは直接探索以上の感度で探索可能である。

表 4.1: クォーク、グルーオンと暗黒物質との相互作用を記述するオペレータ。D はディラックフェルミオン暗黒物質、C はスカラー暗黒物質を示す。[68]

Name	Type	Operator
C1	scaler	$\frac{m_q}{M_*^2} \chi^\dagger \chi \bar{q} q$
C5	scaler	$\frac{1}{4M_*^2} \chi^\dagger \chi \alpha_s (G_{\mu\nu}^a)^2$
D1	scaler	$\frac{m_q}{M_*^3} \chi^\dagger \chi \bar{q} q$
D5	vector	$\frac{1}{M_*^2} \bar{\chi} \gamma^\mu \chi \bar{q} q$
D8	axial-vector	$\frac{1}{M_*^2} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \bar{q} \gamma_\mu \gamma^5 q$
D9	tensor	$\frac{1}{M_*^2} \bar{\chi} \sigma^{\mu\nu} \chi \bar{q} \sigma_{\mu\nu} q$
D11	scalar	$\frac{1}{4M_*^2} \bar{\chi} \chi \alpha_s (G_{\mu\nu}^a)^2$

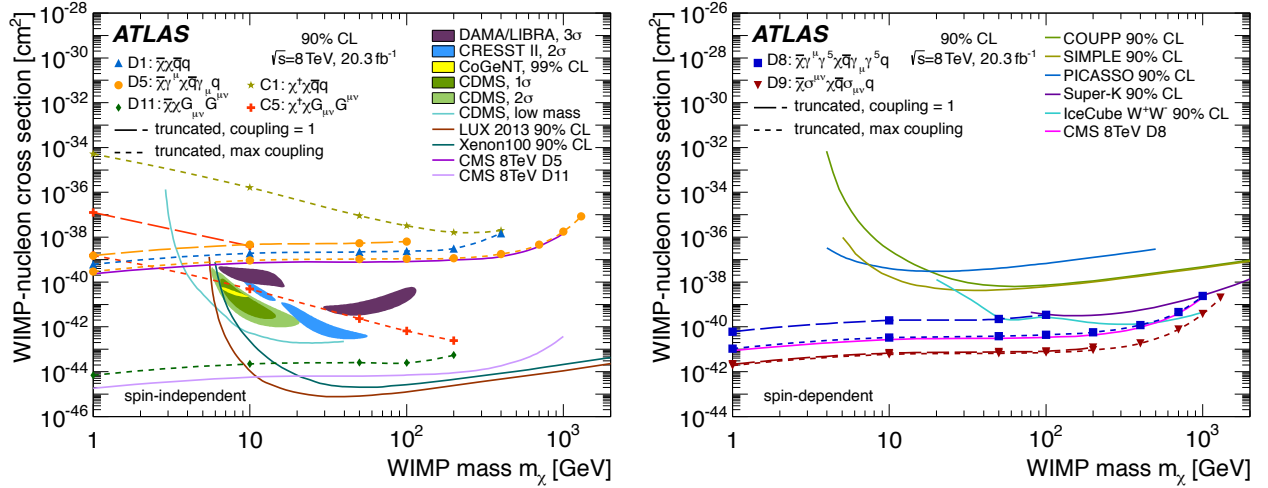


図 4.4: ATLAS におけるモノジェット解析によって得られた暗黒物質と核子の散乱断面積の制限曲線 [68]。左図は SI 散乱断面積、右図は SD 散乱断面積を示す。図中には直接探索実験や間接探索実験によって求められた制限も示されている。

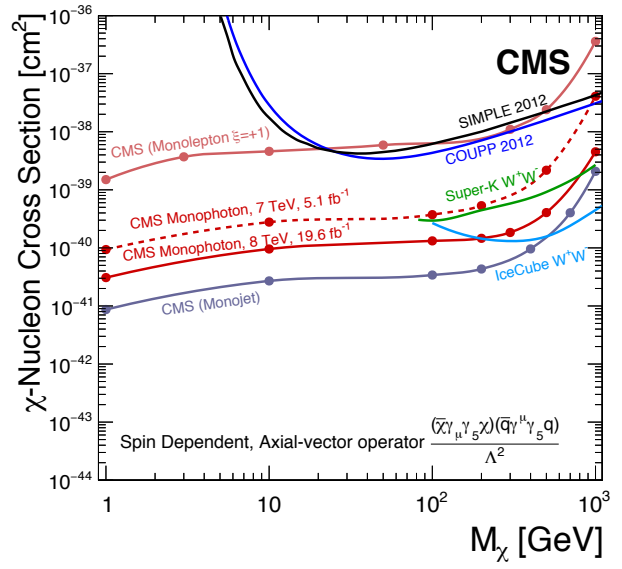
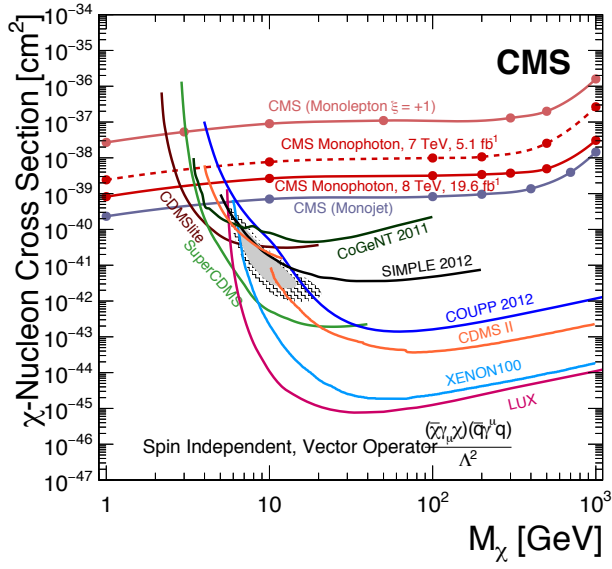


図 4.5: CMS におけるモノジェット解析によって得られた暗黒物質と核子の散乱断面積の制限曲線 [69]。左図は SI 散乱断面積、右図は SD 散乱断面積を示す。図中には直接探索実験や間接探索実験によって求められた制限も示されている。

5 NEWAGE

3.4.3 節で論じたように、方向性に感度を持つ手法は暗黒物質検出の強力な証拠になり得る。こうしたことから NEWAGE(New general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では二次元画像飛跡検出器 μ -PIC(micro PImage Chamber)[74] を読み出しとして使用した 3 次元ガス飛跡検出器 μ -TPC を用いて、方向に感度をもった探索を行ってきた。

5.1 節では現在神岡で稼働している実験機 NEWAGE-0.3b' の検出器の構成を紹介する。5.2 節では 2015 年に発表された方向に感度を持った探索の結果について議論する。5.3 節では NEWAGE で現在問題となっているバックグラウンドについて議論する。

5.1 NEWAGE-0.3b'

NEWAGE では、 $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$ の二次元画像飛跡検出器 μ -PIC、 $32 \times 31 \text{ cm}^2$ の中間増幅器 GEM、41 cm のドリフト領域を組み合わせた μ -TPC 「NEWAGE-0.3b'」を製作し、2013 年に神岡地下実験施設で観測を開始した [56]。装置の外観を図 5.1 に、装置の概念図を図 5.2、装置の中の様子を図 5.3 および図 5.4 に示す [57]。

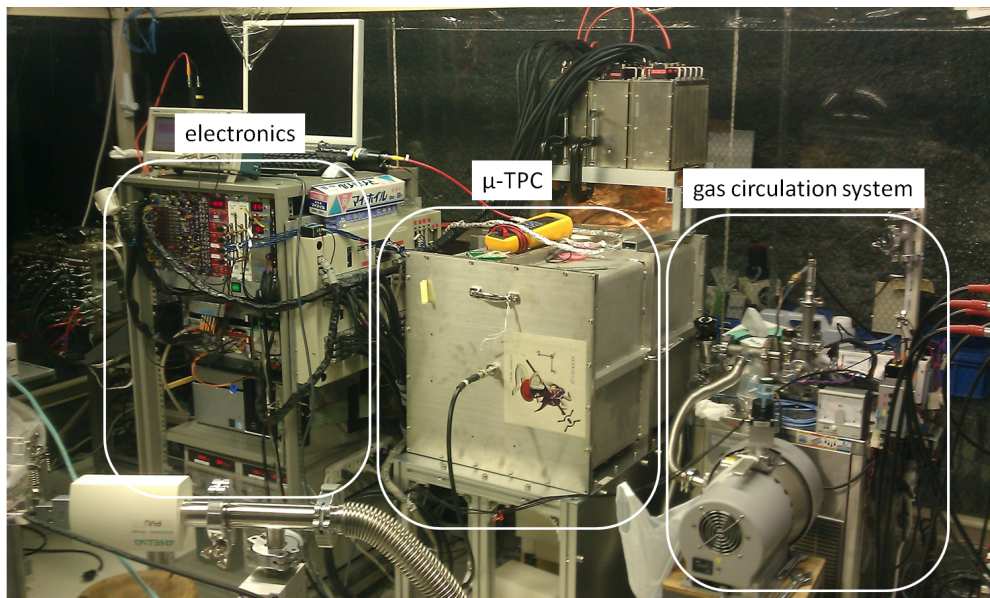


図 5.1: NEWAGE-0.3' の外観 [57]。図中”electronics”は NEWAGE 検出器で用いているエレクトロニクスを入れたラック、図中” μ -TPC”は検出器本体、図中”gas circulation system”はガスを循環、冷却するガス循環器系を表す。

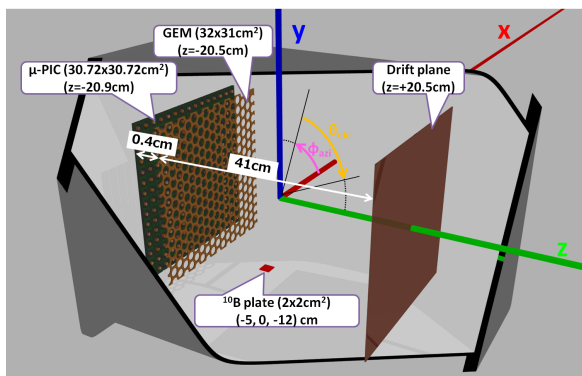


図 5.2: NEWAGE-0.3b' の概念図 [56]。赤、青、緑の線はそれぞれ x、y、z 軸であり、TPC の中心が原点 (0, 0, 0) である。(-5, -12, 0) cm にエネルギー較正に用いる ^{10}B が蒸着されたガラスプレートが設置されている。

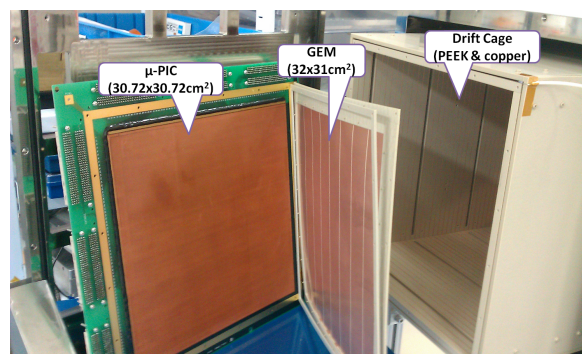


図 5.3: NEWAGE-0.3b' に設置されている $30.72 \times 30.72 \text{ cm}^2$ の二次元画像飛跡検出器 $\mu\text{-PIC}$ と $32 \times 31 \text{ cm}^2$ の中間増幅器 GEM[57]。

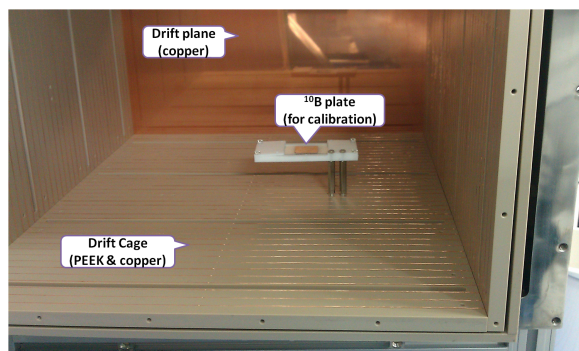


図 5.4: ドリフト電場を形成するためのドリフトケージ。41cm のドリフト距離を持つ。エネルギー較正に用いる ^{10}B が蒸着されたガラスプレートが設置されている [57]。

$\mu\text{-PIC}$ 写真と構造の模式図を図 5.5 に示す。 $\mu\text{-PIC}$ はプリント基板加工技術を用いて作られる検出器であり、ガス増幅と電荷の読み出しに用いられる。プリント基板加工技術は安価で大型の検出器を作ることが可能であり、大質量を必要とする暗黒物質探索実験に用いる検出器を製作するうえで利点となる。 $\mu\text{-PIC}$ は輪切りにした比例計数管を格子状に配置した電極構造をしている。ピクセル間隔は $400 \mu\text{m}$ であるので、WIMP との弾性散乱によって生じる数 mm 程度の短い飛跡を捉えることができる。またアノード、カソードがそれぞれ縦横につながっておりストリップ読み出しでデータを収集する。 $\mu\text{-PIC}$ は印加電圧を上げると高いゲインを得ることができるが、上げ過ぎると放電により壊れる恐れがある。

低圧力のガス中において $\mu\text{-PIC}$ のみでは十分なガスゲインを得られない場合や、 $\mu\text{-PIC}$ のガスゲインを低めに設定し安全に動作させるために、補助増幅器として GEM[75] を用いる。GEM は厚さ $100 \mu\text{m}$ の液晶ポリマー (LCP) の両面に厚さ $5 \mu\text{m}$ の銅電極が融着されており、このシートに直径 $70 \mu\text{m}$ の穴が $140 \mu\text{m}$ 間隔で空いた構造をしている。両面についた銅電極に電位差を与え高電場を作ることで、電子を雪崩増幅させる。現在神岡で稼働中の NEWAGE-0.3b' では $\mu\text{-PIC}$ と 5 mm の間隔において GEM を設置している。

ドリフト電場はドリフトケージによって形成される。ドリフトケージにはポリエーテルエーテルケトン樹脂 (PEEK) の板にワイヤーが 1 cm 間隔で配置されており、抵抗チェーンによって電圧が供給

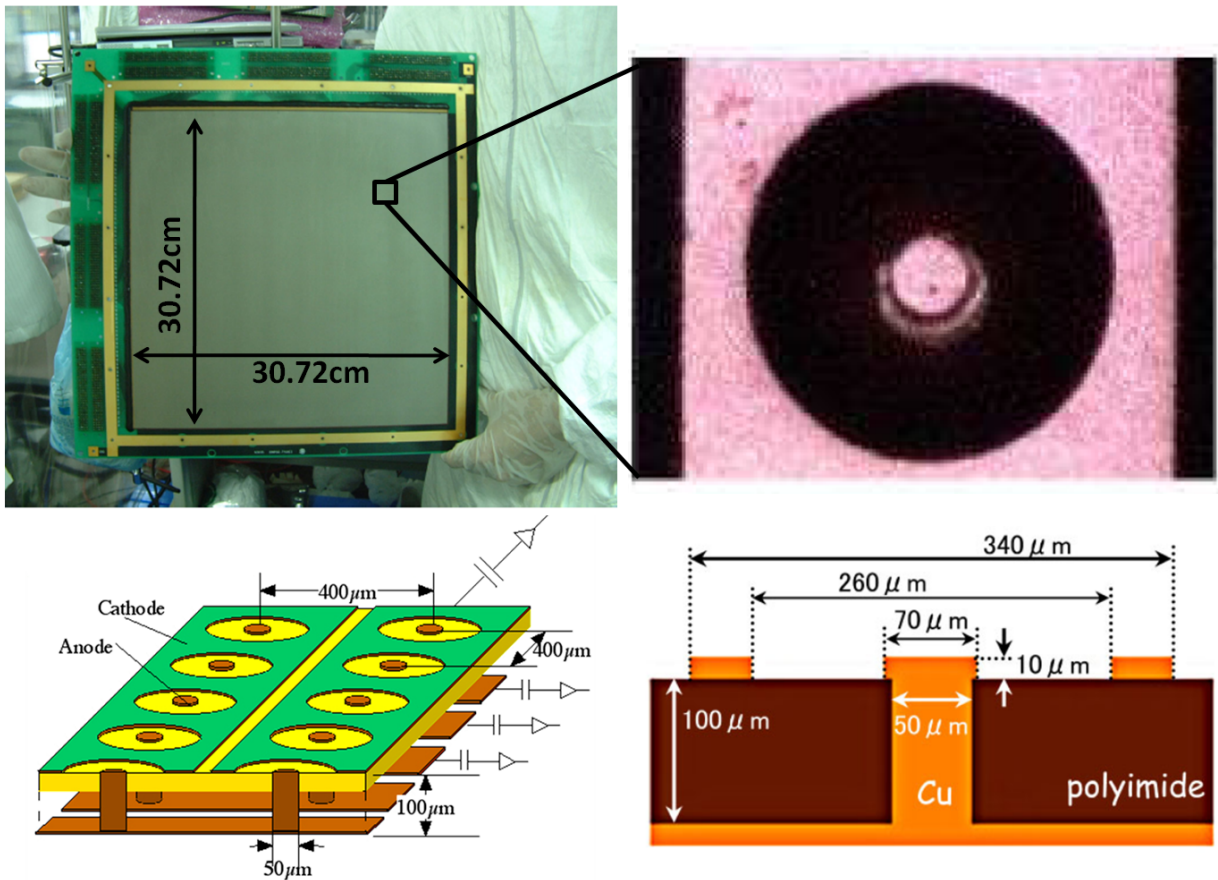


図 5.5: 左上図は μ -PIC の写真、左下図は μ -PIC の模式図、右上図は μ -PIC の 1 ピクセルの写真、右図は μ -PIC の構造の模式図を表す [57]。

されている (図 5.4)。

真空容器にはターゲットとなるガスが満たされている。3.4.1 節で述べたように、電子拡散が小さい点とフッ素の SD 反応に対する散乱断面積が比較的大きい点から、NEWAGE では CF_4 ガスを用いている。

μ -PIC のアノードとカソードの信号は ASD (Amplifier-Shaper-Discriminator) ボードによって処理される。ASD は ATLAS の Thin Gap Chambers (TGC) 用に KEK によって開発されたものであり、ASD ボードには 16 チップ実装されている。ASD チップはプリアンプ (0.8V/pC)、シェイパー、ディスクリミネーターから成り、プリアンプの電荷収集時間は 16ns である。

データ取得システム (Data Acquisition: DAQ) によって保存される情報は μ -PIC カソードの電荷、アノードおよびカソードの全ストリップの信号の、立ち上がり時刻および信号持続時間 (TOT: Time-Over-Threshold) である。 μ -PIC カソードの電荷情報は ASD で処理されたアナログ信号を 64 チャンネル毎に足して、100 MHz の Flash ADC (FADC) によって取得される。時刻および TOT 情報は ASD の後段に設置されたデジタルボードによって計算され、これらの情報がメモリボードに蓄積された後 PC に送信される。

5.2 暗黒物質探索実験

NEWAGE-0.3b' は 2013 年 7 月からデータを取得しており、現在も観測中である。その内 0.327 kg · days(約 3 ヶ月) のデータを用いた探索結果を図 5.6 に示す [56]。赤線が方向に感度を持つ手法を用いた結果、青色の点線は従来型のエネルギースペクトルを用いた測定結果を表す。細い赤線は先行機 NEWAGE-0.3a を用いて行った地上での測定結果と、神岡での結果である。2013 年の観測により、WIMP-陽子の SD 反応における制限曲線を更新し方向に感度を持った探索手法では世界最高感度を得た [56](図 5.6 中 THIS WORK(RUN14))。しかし現在の検出感度は暗黒物質の存在が示唆されている領域 (DAMA 領域 : 図 5.6 中 DAMA allowed) には届いておらず更なる感度向上が求められる。現在の感度を制限しているのはバックグラウンド事象であり、バックグラウンドの理解・低減は必須である。

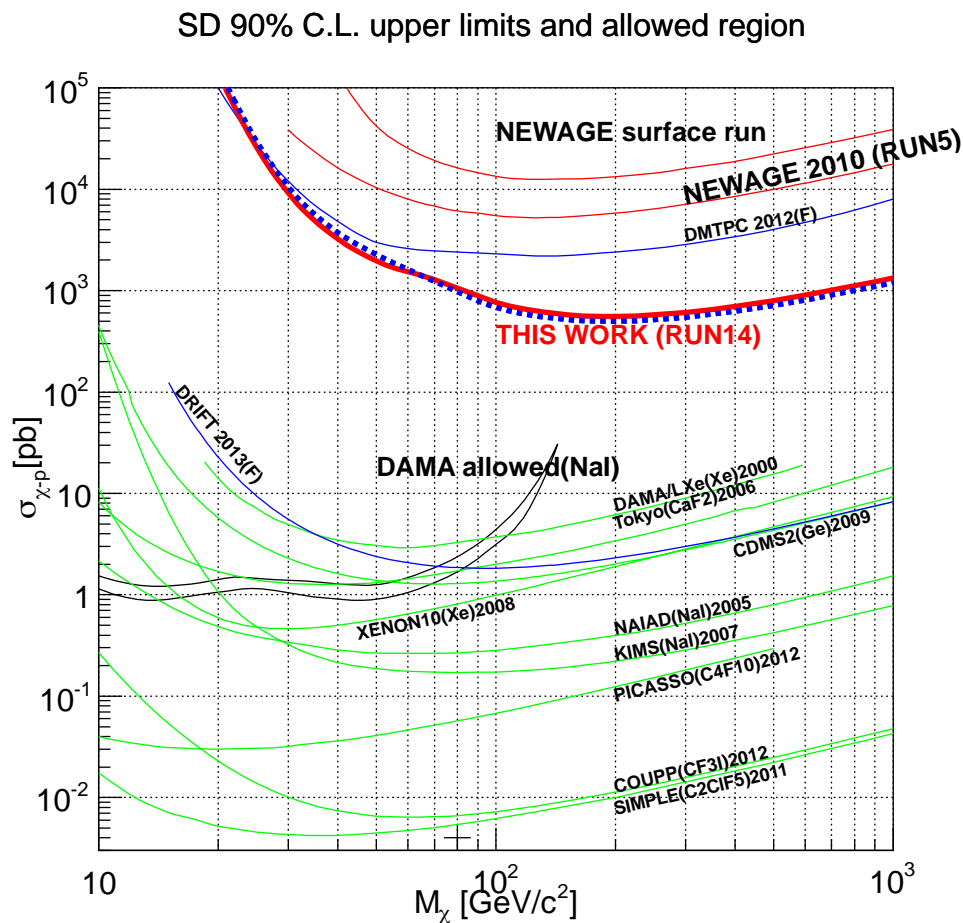


図 5.6: NEWAGE におけるこれまでの暗黒物質探索結果 [56](図中 NEWAGE surface run, NEWAGE 2010, This work)。横軸に WIMP の質量、縦軸に陽子と WIMP の SD 反応における散乱断面積を示す。THIS WORK(RUN14) が 2013 年の観測で得た制限である。

5.3 バックグラウンド

RUN14 のデータのうち、4MeV 以下の事象に対して方向分布解析を行なった結果、 μ -PIC や GEM などの検出面に対して垂直な飛跡を持つ事象が多いことがわかり、 μ -PIC から放出される α 線を仮定することで、こうした方向分布が最も自然に説明できることがわかった [57]。シミュレーションと HPGe 検出器を用いた不純物測定によってこれらの事象は μ -PIC に含まれる放射線物質から放出される α 線であると理解されている。

暗黒物質直接探索実験の代表的なバックグラウンドに、 ^{238}U から安定な ^{206}Pb まで系列崩壊する U 系列と、 ^{232}Th から始まり安定な ^{208}Pb まで系列崩壊する Th 系列がある。 ^{238}U や ^{232}Th は自然界に多く存在し様々な物質の中に存在しており、崩壊の過程で様々なエネルギーの α 線、 β 線、 γ 線を放出する。また ^{238}U 、 ^{232}Th の半減期はそれぞれ 4.468×10^9 年、 1.405×10^{10} 年 と非常に長い。そのため検出器に使われる物質に入っていた場合、様々なエネルギーの α 線、 β 線、 γ 線を放出し続けるので、深刻なバックグラウンド源になり得る。

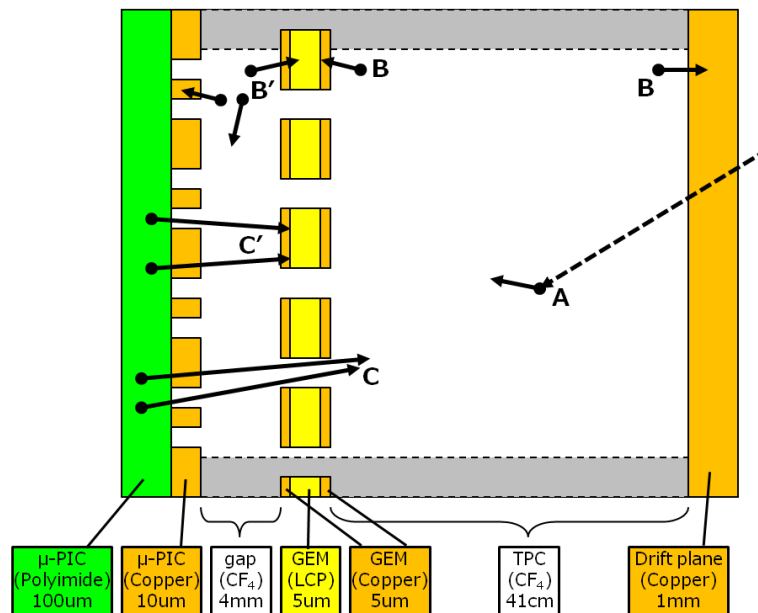


図 5.7: NEWAGE 検出器で考えられるバックグラウンド事象 [57]。図 5.2 で定義した通り、 μ -PIC から Drift plane への方向が +Z 方向と定義する。A は環境放射線事象、B はガス中のラドンから発生した α 線事象、C は μ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊により生じる α 線事象を表す。また B', C' は gap 事象、A, B, C は TPC 事象を表す。

図 5.7 にバックグラウンドの候補を模式的に示す。A は環境放射線事象、B はガス中のラドンから発生した α 線事象、C は μ -PIC に含まれる U/Th 系列の原子核の崩壊により生じる α 線事象である。ここで μ -PIC と GEM の間の領域を「gap 領域」と定義し、GEM によるガス増幅を得ることができなかった事象を「gap 事象 (B', C')」と呼ぶ。また GEM とドリフトプレーンの間を「TPC 領域」と定義し、GEM によるガス増幅を得ることができた事象を「TPC 事象 (A, B, C)」と呼ぶ。

2013 年のデータでは方向分布にドリフト方向 (+Z) の偏りが見られたため、図 5.7 中 C や C' のバックグラウンドが予期された。これら α 線のエネルギーは数 MeV 程度であるが、 α 線が μ -PIC の素材であるポリイミドや μ -PIC 表面の銅でエネルギーを落としてからガス領域に到達する場合が考

えられる。また gap 領域は 5 mm と短く α 線が全てのエネルギーを落とさずに通過することが予想され、さらに gap 領域は GEM によるガス増幅 (~ 10) を得ることができない。このことから α 線の gap 事象が閾値付近のバックグラウンド、すなわち暗黒物質に対する感度を制限するバックグラウンドになりえる。

こうした議論から μ -PIC に放射性不純物の混入が予想されたため、HPGe 検出器を用いて μ -PIC に含まれる U/Th の含有量が測定された [58]。測定の結果、 μ -PIC に使われる素材で最も不純物が含有していたのが、ポリイミドの補強材として使われていたガラス繊維であった。 μ -PIC 表面のポリイミド中で崩壊した α 線が TPC 事象、または gap 事象として観測されたと考えられる。測定結果から得られた値をもとに、Geant4 によってシミュレーションされたスペクトル図を 5.8 に示す。 μ -PIC 中の α 線バックグラウンドによって、実験で得られたスペクトルが再現されている。

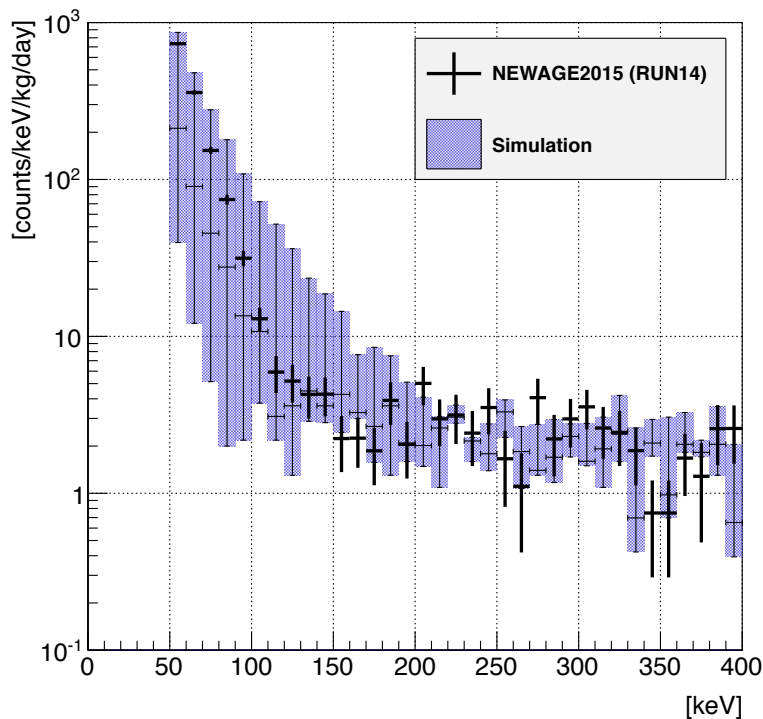


図 5.8: Geant4 シミュレーションにより予想されたエネルギースペクトル。 μ -PIC の上層ポリイミドに ^{238}U を 0.39ppm、 ^{232}Th を 1.81ppm を混入させている。青の帯は μ -PIC のポリイミド厚さ、GEM のガス増幅率の不定性を示す [76]。

6 陰イオン μ TPC (Negative Ion Micro Time Projection Chamber : NI μ TPC)

5.3 章で議論したように、NEWAGE 実験における主なバックグラウンドは μ -PIC に含まれる不純物由来の α 線である。そのため感度向上には μ -PIC 由来の α 線の除去が必須である。除去方法として挙げられる 2 つのアプローチは、 μ -PIC に含まれる不純物量を削減する、および有効体積 (Fiducial Volume) カットを行なうことである。本章で述べる Negative Ion Micro Time Projection Chamber (NI μ TPC) は後者のアプローチをとるもので、その構想は NITPC と μ TPC を組み合わせることにある。

この章では NI μ TPC の原理と暗黒物質探索におけるその役割について議論する。6.1 節では NEWAGE で用いられている μ TPC の原理について説明する。6.2 節では暗黒物質探索における μ TPC について議論する。6.3 節では NITPC と有効体積カットの方法について議論する。最後に 6.4 節で、陰イオンガスを μ TPC に応用した NI μ TPC について議論する。

6.1 μ TPC (Micro Time Projection Chamber)

近年、暗黒物質探索を含む高エネルギー、原子核、宇宙線等の実験において、位置有感検出器は有用な手法として広く使われている。特に、ガスを用いた位置検出器について、1988 年の A.Oed による MSGC (Microstrip Gas Counters) の開発を先駆けとし、MICROMEGAS[77] や、 μ -PIC[74]、GEM[75] などの MPGDs (Micro-Pattern Gaseous Detectors) が開発され、0.1mm オーダーでの位置検出が可能となっている。

μ TPC はそれら MPGD によって 2 次元の飛跡を読み出し、さらに電子のドリフト時間を測定することで 3 次元の飛跡検出を可能にする 3 次元飛跡検出器である。 μ TPC の飛跡検出原理は、図 6.1 に示す様に、電荷変換 (Conversion)、ドリフトと拡散 (Drift and Diffusion)、増幅 (Multiplication)、読み出し (Readout) の主に 4 つの過程で説明できる。以下それぞれの過程について議論していく。

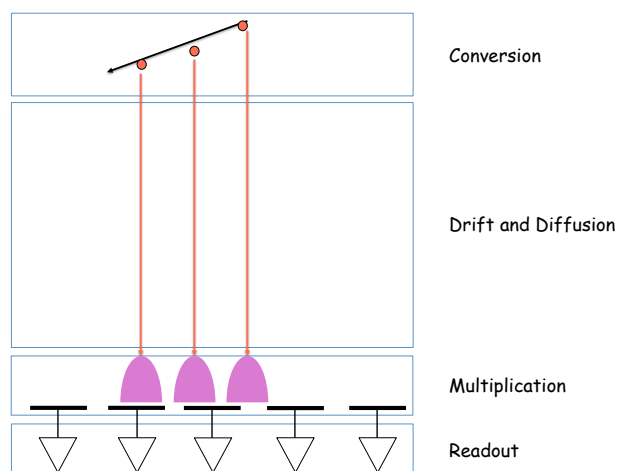


図 6.1: μ TPC の動作原理図。 μ TPC は電荷変換、ドリフトと拡散、増幅、読み出しの主に 4 つの過程で説明できる。

6.1.1 電荷変換 (Conversion)

荷電粒子がガス中を通過すると原子や分子をイオン化し、エネルギー損失量 dE/dx に比例した電子とイオンのペアが生成される。この過程を電荷変換と呼び、電荷変換によって生成した電子は1次電子と呼ばれる。このとき1次電子の総量 n_0 は簡略して 6.1 式で書かれる。

$$n_0 = E_d/W_i \quad (6.1)$$

ここで、 W_i は電子-イオンペアを生成するのに必要な平均エネルギーであり、たいいていのガスで 20-40eV である。損失エネルギー E_d はイオン化に使われるだけでなく、励起にも使われる。そのためガス検出器では効率よくイオン化されるように励起状態の少ない Ar や He などの希ガス元素のガスがよく使われる。

6.1.2 ドリフトと拡散 (Drift and Diffusion)

一次電子を外部電場によって MPGD まで誘導する。この過程をドリフトと呼び、陰性の電子はアノード極に、陽性のイオンはカソード極にドリフトする。電子はイオンに比べて軽いためドリフト速度が早く、ガスの種類と P (圧力)/ E (電場) 依存があるが $1\text{cm}/\mu\text{s}$ のオーダーである。

最初に陽イオンのドリフトについて考える。電場中を移動する陽イオンは他の原子や分子と衝突し、衝突間の到達速度 v_{ion} は 6.2 式で表される。

$$v_{\text{ion}} = a\tau = qE\tau/M_{\text{ion}} \quad (6.2)$$

ここで a は電場 E による加速度、 q は陽イオンの電荷、 M_{ion} はイオンの質量、 τ は衝突間の平均時間である。 τ は平均自由行程 λ に比例し、 λ は

$$\lambda = 1/n_a\sigma_{\text{ion}} \quad (6.3)$$

とかかれる。 σ_{ion} は陽イオンと原子もしくは分子の弾性散乱断面積、 n_a は原子もしくは分子の数密度である。平均速度はモビリティ μ_{ion} を用いて 6.4 式で表される。

$$\langle v_{\text{ion}} \rangle = v_{\text{ion}}/2 = qE\tau/2M_{\text{ion}} = \mu_{\text{ion}}E \quad (6.4)$$

ガス検出器では陽イオンの平均運動エネルギーはガス原子もしくは分子の熱運動とほぼ同じであるため、 σ_{ion} は陽イオンの運動エネルギーにはほとんど依存しない。

次に電子のドリフトについて考える。電子の質量は軽いため、原子や分子との散乱では m_e (電子の質量)/ M_{gas} (ガス原子もしくは分子) に比例した一部のエネルギーしか失われぬ。同時に電場によっても加速されるため、電子の運動エネルギーは常に増加し続けるが、ドリフト電場のような低い電場中ではイオンと同様に電子のドリフト速度 v_e は 6.5 式で表すことができる。

$$v_e = \mu_e E \quad (6.5)$$

図 6.2 に CF_4 と Xe ガス中の電子のドリフト速度 v_e と E/P 依存を示す。

電子はドリフト中にガス中の原子もしくは分子と散乱を繰り返すことにより拡散する。点電荷を考えると電場のないところでは電荷の拡散 (RMS) $\sigma(r_e)$ は 6.6 式で表される。

$$\sigma(r_e) = \sqrt{6D_e t} \quad (6.6)$$

ここで D_e はガス中での電子の拡散係数、 t はドリフト時間である。また、電場中をドリフトするとき、電場と垂直方向の拡散 (RMS) $\sigma(x)$ は 6.7 式で表される。

$$\sigma(x) = \sqrt{2D_e t} \quad (6.7)$$

低電場中では上の式のように等方的な拡散が成り立つが、高電場中では非等方的になることが知られており、縦拡散係数 D_L 、横拡散係数 D_T を用いて表現される。図 6.3 に CF_4 、Xe ガス中での電子の拡散と E 依存を示す。

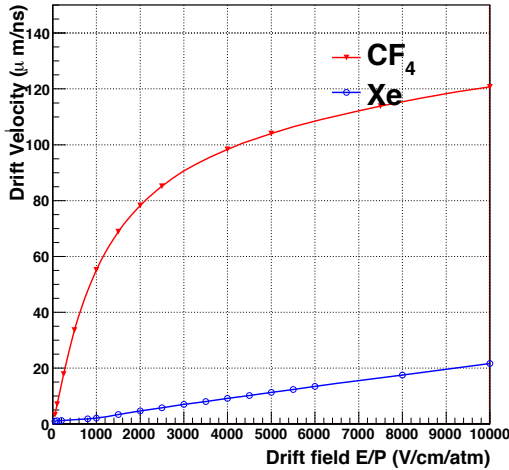


図 6.2: CF_4 、Xe ガス中での電子のドリフト速度と E/P 依存。[57]

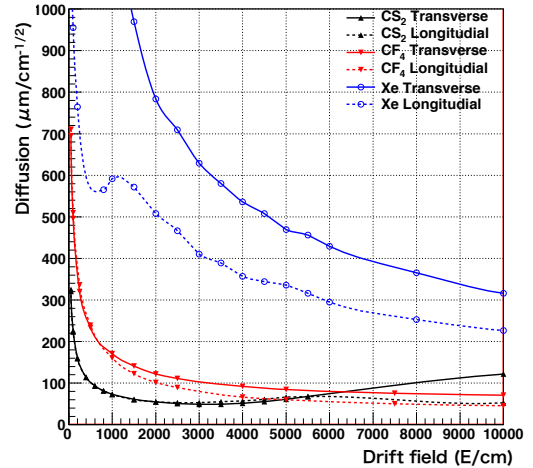


図 6.3: CF_4 、Xe ガス中での電子の拡散と E 依存。CS₂ は陰イオンガス CS₂ の拡散である。[57]

6.1.3 増幅 (Multiplication)

ドリフト電場によって誘導された一次電子は MPGD が形成する高電場領域に侵入する。MPGD が形成する高電場領域は増幅領域 (Multiplication region) と呼ばれ、一次電子は雪崩増幅を起こす。高電場中で自由電子は非弾性散乱によって原子や分子をイオン化するだけの十分な運動エネルギーを得ることができるため、衝突後に他の自由電子 (二次電子) が生成される。これらの電子 (一次電子と二次電子) は加速され運動エネルギーを得ることでさらに他の電子を生成することができる。この様に雪崩的に電子の増幅が行なわれ、最終的に大量の電子が生成される。数学的にこのなだれ増幅過程は 6.8 式で表される。

$$dn_e(x)/dx = \alpha n_e \quad (6.8)$$

ここで $n_e(x)$ は位置 x でのなだれ電子の数、 α は Townsend 係数と呼ばれる。一様な電場では、距離 x を走ったあとに生成された電子の総数は 6.9 式で表される。

$$N_e = n_0 e^{\alpha x} \quad (6.9)$$

n_0 はなだれを引き起こす一次電子の数である。電子のドリフト速度はイオンに比べると非常に速く、なだれ増幅過程の間はイオンは停止しているように見える。よって、なだれ増幅後は陽イオンの雲が形成され、カソードにゆっくりドリフトすることになる。なだれ増幅による増幅度 A は

$$A = e^{\alpha x} \quad (6.10)$$

とあらわされ、ガスゲインと呼ばれている。非一様な電場中でのガスゲインは 6.11 式により計算される。

$$A = \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) \quad (6.11)$$

6.1.4 読み出し (Readout)

MPGD によって増幅された電子は電荷として読み出される。後段の電子回路で処理を容易にするために CSA (Charge Sensitive Amplifier) を用いて電荷を電圧に変換することが多い。読み出された電荷情報から荷電粒子がガス中で落としたエネルギーが得られる。読み出されたストリップまたはパッドの位置から 2 次元の飛跡 (XY) を再構成し、トリガーからの信号到達時間 T_{arr} と電子のドリフト速度 v_e からドリフト方向に対する飛跡 ($Z = T_{arr} \times v_e$) を再構成することで 3 次元の飛跡を再構成することができる。他の装置によってトリガーが与えられないセルフトリガーモードでは、Z が最小の電荷がトリガーになるので Z の位置情報は相対位置となる。

6.2 暗黒物質探索における μ TPC

μ TPC を用いた暗黒物質探索実験では、ドリフト空間に満たされたガスがターゲットとして用いられる。そのためにガスの性質として WIMP-核子散乱断面積が大きく、また BG となりうる中性子との散乱断面積が小さいことが要求される。よって中性子との散乱断面積の大きい水素を含むガスである CH_4 、 C_2H_6 などは暗黒物質探索にはあまり適さない。従来のガス検出器では希ガスである Xe や Ar がよく使われており、Xe は原子数が多いのでターゲットとして好まれる。しかし希ガスでは拡散が大きいことから検出器の巨大化には向いていない。そういった観点から暗黒物質探索におけるガス検出器では CF_4 ガスが広く使われている。 CF_4 ガス中での電子のドリフト速度は速いことから拡散が小さく大型化に適しており、化学的性質は不活性気体で無害であるため、安全面での制限の厳しい地下実験にも適したガスである。またフッ素原子を含むことから SD 相互作用が大きい利点がある。 CF_4 ガス特性を表 6.1 に示す。 μ TPC を用いた探索実験と検出器の構成について表 6.2 に記す。

表 6.1: CF_4 の化学的性質

	CF_4 (四フッ化炭素)
化学的性質	不燃性、無毒
分子量	88.01g/mol
密度	3.76g/ cm^3 (15°C)
W 値	34eV [78]

典型的な検出器の構成の例として、NEWAGE0.3b' を考える。興味のある反跳エネルギーは数十 keV から数百 keV である。図 6.4 に SRIM[79] によって計算された CF_4 中のフッ素原子核のエネルギー損失を示す。また、図 6.5 に MAGBOLZ[80] を用いて計算された CF_4 中の電子の拡散とドリフト距離の関係を示す。エネルギー 100keV をもつ原子核はガス中で約 2mm の距離を走ることができ

表 6.2: μ TPC を用いた暗黒物質探索実験の検出器構成

検出器	ガス	ガス気圧	検出体積 (cm^3)	飛跡検出器	読み出しピッチ間隔	飛跡
NEWAGE-0.3b'	CF_4	76Torr	30×30×41	μ PIC	400 μm	3D
DRIFT2d	$\text{CS}_2 : \text{CF}_4 : \text{O}_2$ (30 : 10 : 1)	41Torr	100×100×100	MWPC	2mm	3D
DMTPC(4-shooter)	CF_4	45Torr-100Torr	$\phi 25 \times 25 \times 27$	CCD	256 μm	2D
MIMAC	$\text{CF}_4 : \text{CHF}_3 : \text{C}_4\text{H}_{10}$ (70:28:2)	38Torr	10×10×25	MICROMEGAS	424 μm	3D

るので、ピッチ間隔 400 μm の μ -PIC であれば飛跡検出が可能である。しかし実際にはドリフト空間で生成された電子が MPGD に誘導される間に拡散の効果が加わり飛跡がぼやけてしまう。図 6.5 からドリフト距離 25cm 以上では RMS で約 2mm の拡散が起きるため方向性の検出が難しくなる。このような事象に関しての位置分解能には拡散の効果が支配的となってしまうため 100 μm 程度の位置分解能を持つ MPGD の性能を十分に活用できない。

例として図 6.6 にシミュレーションによって得られた F 原子核の飛跡を図示する。F 原子核とガスの散乱を計算させるために Geant4 を用いた。Geant4 で得られた飛跡情報に MAGBOLZ によって計算された拡散の効果を加えている。シミュレーションの条件として、2次元飛跡検出器の検出面に対して平行に 100keV のエネルギーで打ち出し、15cm の長さをドリフトさせている。電子数がグラデーションで示されており、ピクセルサイズは 400 μm である。Geant4 で得られた飛跡情報は赤点で示されており、飛跡に沿って電荷が拡散しているのが見られる。このように、飛跡が短く、拡散の大きい事象は方向性の検出が非常に困難となる。

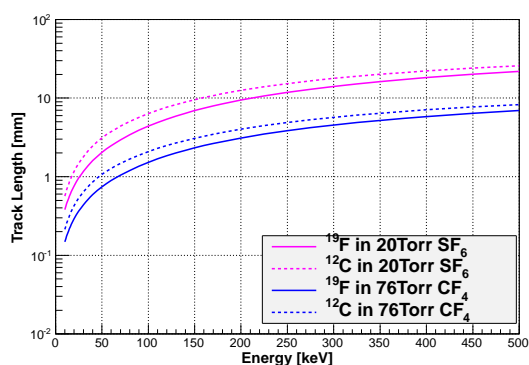


図 6.4: SRIM[81] によって計算された原子核の飛程距離とエネルギーの関係。 μ TPC に使われるガスとして青は CF_4 ガス、ピンクは SF_6 ガスを示す。

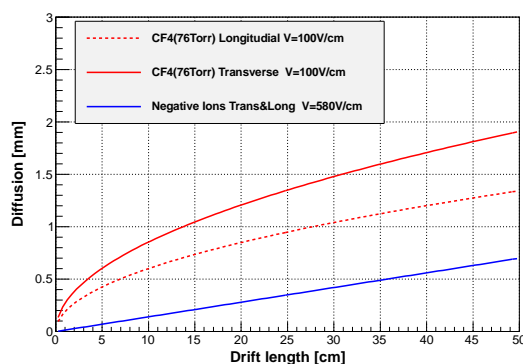


図 6.5: MAGBOLZ[80] によって計算された電子の拡散 (赤) と、イオンの熱拡散モデルから計算された陰イオンの拡散 (青)。

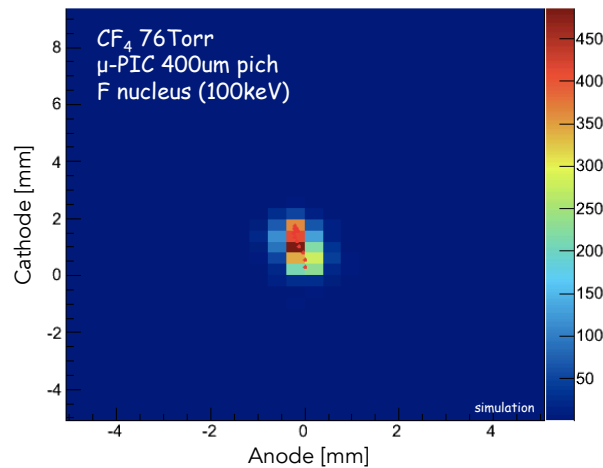


図 6.6: Geant4 と MAGBOLZ によって計算された F 原子核の飛跡。F 原子核のエネルギーは 100keV、飛跡検出器の検出面に対して平行に打ち出している。Geant4 によって得られた飛跡情報に MAGBOLZ によって計算された 15cm のドリフト距離に対する拡散の効果を加えている。

6.3 陰イオン TPC (Negative Ion Time Projection Chamber : NITPC)

上で述べたように希ガス系のガスは拡散の効果が大きいため位置分解能の悪化が懸念される。しかし、陰イオンガスを用いた TPC では拡散の効果を抑制できることが C.J.Martoff によって報告された [82]。陰イオンガスを用いた TPC は NITPC と呼ばれている。NITPC では電荷変換によって生成された一次電子は陰イオンガスに捕獲され、陰イオンとなる。ドリフト過程で MPGD まで誘導されるのは陰イオンであるため電子に比べて拡散が小さくなり位置分解能の悪化を防ぐことができる (図 6.3)。陰イオンのガス拡散 σ は簡略的に 6.12 式で表される [82]。

$$\sigma = \sqrt{\frac{2kTL}{eE}} \sim 5\text{mm} \times \sqrt{\frac{1\text{kV/cm}}{E_d}} \times \sqrt{L_d/1\text{m}} \quad (6.12)$$

ここで k はボルツマン定数、 T は温度 [K]、 L はドリフト距離である。陰イオンガスの増幅過程は陰イオンガスから一次電子が引き剥がされた後、一次電子のなだれ増幅が生成されると考えられている。しかしシミュレーションによる検証も行なわれた例がなく、詳しい増幅機構は解明されていない。そのため、ガス検出器として使用できることが 2015 年までに確認されていた陰イオンガスは CS_2 、 CH_3NO_2 の 2 種類のみであった。

6.3.1 マイノリティチャージの観測

NITPC は拡散が小さいためドリフト距離を大きくする、つまりターゲット量を増やすことができることに利点がある。こうした利点から DRIFT(Directional Recoil Identification from Tracks) グループによって大型の NITPC を用いた暗黒物質探索が行なわれてきた [54]。そして近年 NITPC におけるマイノリティチャージと呼ばれる新しい信号の観測により、ドリフト方向に対しても有効体積カットできるようになった。これによって陰イオンガスの有用性が増してきた。

NITPC で生成される陰イオンは通常 1 つであるが、 CS_2 ガスに少量の O_2 ガスを混合することで

複数の陰イオンが生成されることが確認された [54]。これら複数の陰イオンは電荷量が少ないことからマイノリティチャージと呼ばれる。複数のマイノリティチャージはドリフト速度が違うためにMPGDで読み出される時間差が生じる。速度の違う複数のマイノリティチャージを観測した波形が図 6.7 である。

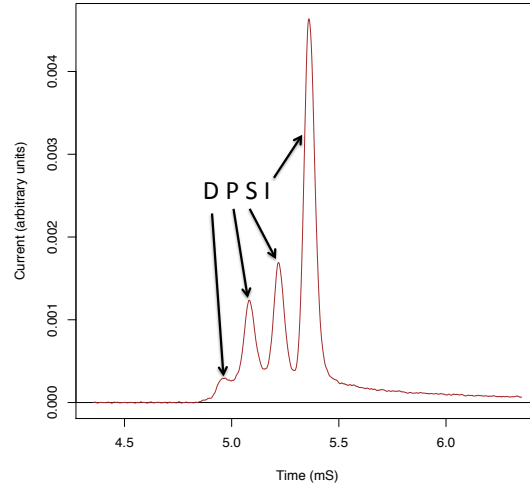


図 6.7: 電場 273V/cm によって 15.24cm の距離をドリフトした陰イオンの信号波形。CS₂ ガス 30Torr、O₂ ガス 1Torr、CF₄ ガス 1Torr を使用している。ラベル I は CS₂ による信号で、S、P、D はマイノリティチャージによる信号である [83]。

マイノリティチャージを持つ NITPC では信号のそれぞれのピークの時間差によって解析的に 6.13 式で Z の絶対位置を計算することができる。

$$z = (t_a - t_b) \frac{v_a v_b}{(v_b - v_a)} \quad (6.13)$$

a、b は違う種の陰イオンであり、図 6.7 では I、S、P、D と表記されている。 v はドリフト速度、 t はトリガーからの時間である。DRIFT グループによる Z の絶対位置の分解能は約 1.6mm と測定された。

6.3.2 SF₆ ガスの発見

ガスゲインとマイノリティチャージの生成から CS₂ ガスは非常に魅力的であるが、揮発性、有毒性といった性質を持つため取り扱いが非常に難しい。そうした中、CS₂ ガスに変わる新しい陰イオンガスの候補として SF₆ ガスが N. S. Phan によって提案された [84]。SF₆ ガスは工業的に絶縁ガスと使われており、ガス検出器ではクエンチングガスとしても使用されている。SF₆ ガスの性質を表 6.3 に示す。

N.Phan による厚さ 400 μ m の Thick-GEM を用いた測定では CS₂ と同じようにマイノリティチャージが観測されており、低気圧下 20Torr 中でも十分なガスゲインが得られている。図 6.8 に観測された SF₆ のマイノリティチャージを示す。低気圧中では原子核が長く走るため飛跡検出の向上が期待できる。

表 6.3: SF₆ ガスと CS₂ ガスの化学的性質

	CS ₂ (二硫化炭素)	SF ₆ (六フッ化硫黄)
化学的性質	可燃性、有毒、揮発性	不燃性、無毒、無揮発
分子量 [g/mol]	76.139	146.06
密度 [g/cm ³]	1.261	6.164×10 ⁻³
W 値	34.3 eV[85]	34.0 eV [86]

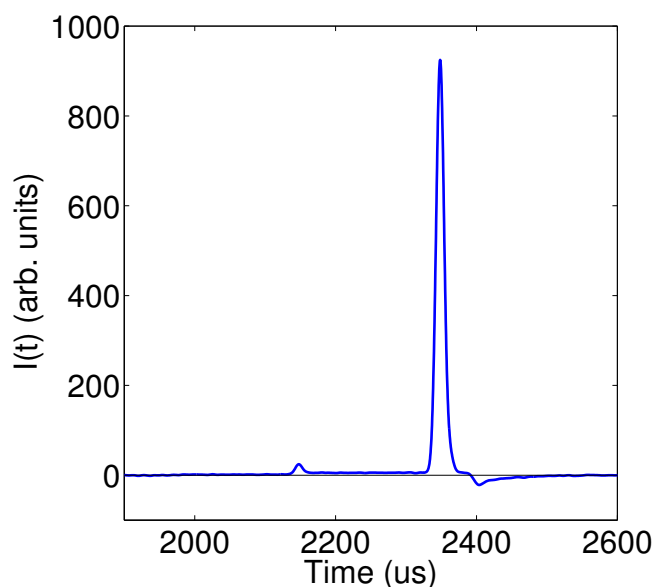


図 6.8: N.Phan による SF₆ ガスを用いたマイノリティチャージの観測。ドリフト距離は約 58cm、ガス気圧は 20Torr である。SF₆ ガスのマイノリティチャージは SF₅⁻ だと考えられている [84]

6.4 NI μ TPC の構想

これまでの議論で述べてきたように、NITPC は拡散が非常に小さいことから位置分解能の劣化を防ぐことができるので魅力的である。また、マイノリティチャージの観測によってドリフト方向にも絶対位置の決定が可能であり、3次元の有効体積カットを行なえるため、BG 除去能力が格段に向上する。しかし、NITPC で用いられてきた 2次元飛跡検出器は旧式のガス検出器 MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) であり、検出器本来の位置分解能が十分でない。よって、NITPC に $\sim 100\mu\text{m}$ の位置分解能をもつ MPGD を導入することができれば、新しい概念の検出器を製作することができる。

NITPC に MPGD を導入した検出器を NI μ TPC(Negative Ion Micro Time Projection Chamber) と呼ぶ。NI μ TPC において重要なことは絶対位置決定に必要なマイノリティチャージの観測と、 $100\mu\text{m}$ オーダーの飛跡検出を同時に行なうことである。未だこれを実現した例はない。

NI μ TPC に用いる MPGD の選択には陰イオンガスに適した形状、マイノリティチャージを検出するための十分なガスゲイン、 $\sim 100\mu\text{m}$ の位置分解能が必要となる。また、読み出し回路には陰イ

オンのドリフト速度が遅いことから従来の読み出し回路は使えない。したがって NI μ TPC 専用の回路の開発が必要となる。読み出し回路には主に $\sim \mu\text{m}$ のシェーピングタイム、マイノリティチャージとメインチャージを同時に検出するためのダイナミックレンジ、大量のチャンネル (~ 1000 チャンネル) が必要である。ガスの選択には、暗黒物質探索実験については地下実験場で使用することと暗黒物質との散乱断面積が大きいことから SF₆ ガスが適している。

最後に NEWAGE 実験における NI μ TPC の開発目的を述べておく。NEWAGE 実験では 5.3 節で議論したように、 μ -PIC に含まれる不純物由来の α 線が感度を制限する主なバックグラウンドとなっていた。NI μ TPC を用いた Z 軸の有効体積カットによって、 μ -PIC 由来の α 線バックグラウンドの除去を行い、暗黒物質検出の感度向上を計る。また、6.2 節で議論したように、長い距離をドリフトした原子核反跳の飛跡は拡散のために位置分解能が悪化する。NI μ TPC を用いた拡散の低減により、位置分解能の向上と検出器の巨大化を計る。

7 μ PIC を用いた NI μ TPC の開発

NI μ TPC の開発においてガスの選択は非常に重要であるが、無毒で取り扱いが簡単である観点から SF₆ ガスが好ましい。N.Phan の研究では低気圧下での稼働とマイノリティチャージの観測もされており、実績のあるガスである。MPGD には μ -PIC のようなピクセル型、GEM のようなホール型、MICROME GAS のようなメッシュ型とさまざまな形状があるが、陰イオンガスの増幅機構が単純でないことからどの形状が適しているかは一概には言えない。すでに検出面積 30cm² の大型検出器が稼働中で位置分解能がよいという観点から、本研究では μ -PIC を採用した。

7.1 章では SF₆ ガスを用いた μ -PIC+GEM システムのガスゲインについて議論する。7.2 章では NI μ TPC で用いる読み出し回路の要請を示す。7.3 章では SF₆ ガスを用いた μ -PIC+GEM システムの飛跡検出について議論する。

7.1 ガスゲイン測定

7.1.1 検出器のセットアップ

本研究に用いた μ -PIC と GEM の光学顕微鏡による拡大写真をそれぞれ図 7.1、図 7.2 に示す。 μ -PIC について、アノードの直径は 70 μ m、カソードの穴の直径は 260 μ m である。アノードストリップとカソードストリップはそれぞれ 400 μ m の間隔で 256 本配置されており、検出面積は約 10 \times 10cm² である。DNP 社で生産されたものを使用した。GEM は厚さ 100 μ m の液晶ポリマー (LCP) の両面に銅電極が融着されている。穴の直径は 70 μ m、ピッチ間隔は 140 μ m であり、検出面積は 11 \times 11cm² を持つ。SciEnergy 社で生産されたものを使用した。SF₆ ガスのガスゲインは小さいことが予想されたため、 μ -PIC の上段に中間増幅器として用いた。



図 7.1: 光学顕微鏡による μ -PIC の拡大写真。アノードの直径は 70 μ m、カソードの穴の直径は 260 μ m である。アノードストリップとカソードストリップは 400 μ m 間隔で直交するように配置されている。

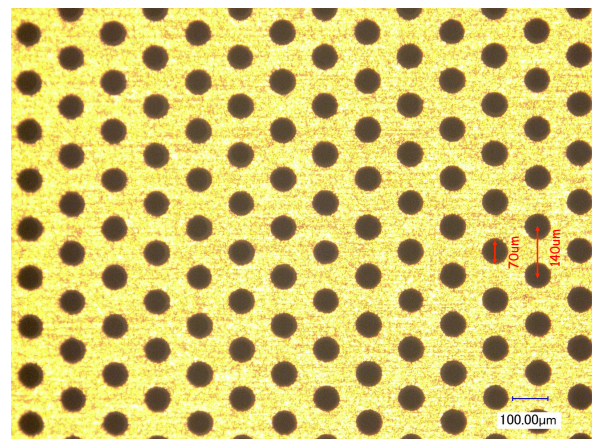


図 7.2: 光学顕微鏡による GEM の拡大写真。穴の直径は 70 μ m、ピッチ間隔は 140 μ m である。

これら μ -PIC と GEM によって構成された μ -PIC+GEM システムの写真を図 7.3 に、模式図を図 7.4 に示す。GEM は μ -PIC の上部 3mm の高さに設置した。GEM の上部 10mm 高さにドリフトメッシュを設置し、電荷変換に必要なドリフト空間を形成している。 μ -PIC、GEM、ドリフトメッ

シユは真空容器に封入されており、 μ -PIC アノード・カソード信号は、読み出し基板によって真空容器外部に引き出される。読み出し基板の回路図を図 7.5 に示す。読み出し基板には 100pF のカップリングコンデンサと保護抵抗が実装されている。本実験では信号の読み出しに、 μ -PIC 中央に位置するアノード又はカソードストリップの 30 ストリップを接続して用いた。陰イオンガスのドリフト速度は遅いため、従来のガス検出器で用いられている電荷の積分時間が 10ns ~ 100ns のシェーパーは適していない。そのため CREMAT 社 CR-110 CSA(1.4V/pC) の後段に時定数約 7 μ s のシェーパーを取付けたものを使用した。波形データの取得には JDS 社の UDS-1G02S-64M を使用した。

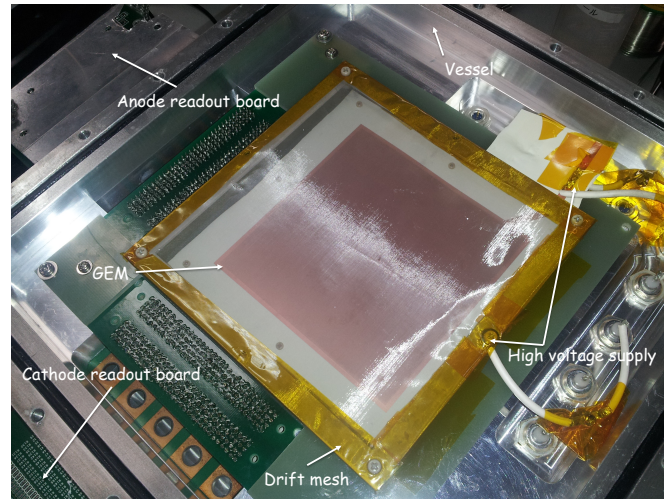


図 7.3: 真空容器に設置した μ -PIC、GEM、ドリフトメッシュ。 μ -PIC は GEM の下に設置しているため写真では見えない。

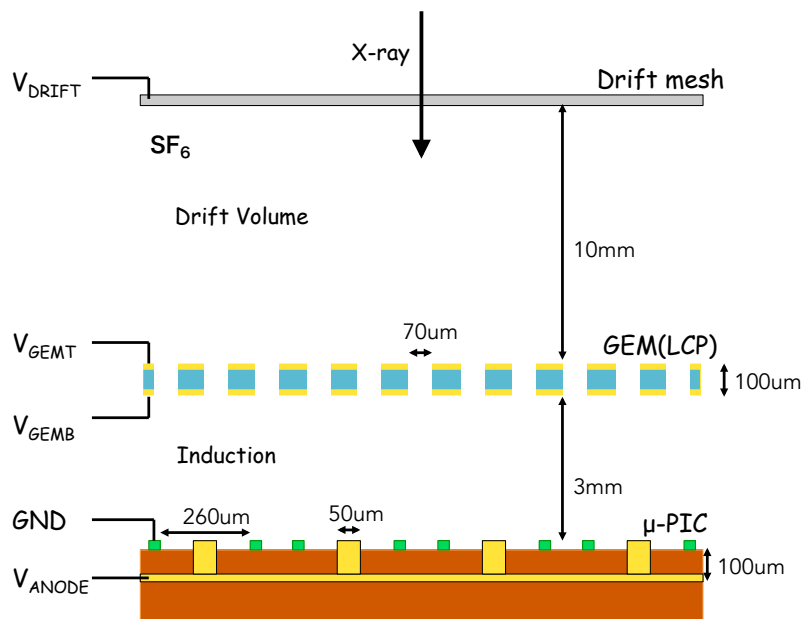


図 7.4: μ -PIC+GEM システムの模式図。 μ -PIC の上部 3mm の高さに GEM を中間増幅器として用いている。ドリフト空間は高さ 10mm を持つ。線源は真空容器外部から照射できるようになっている。

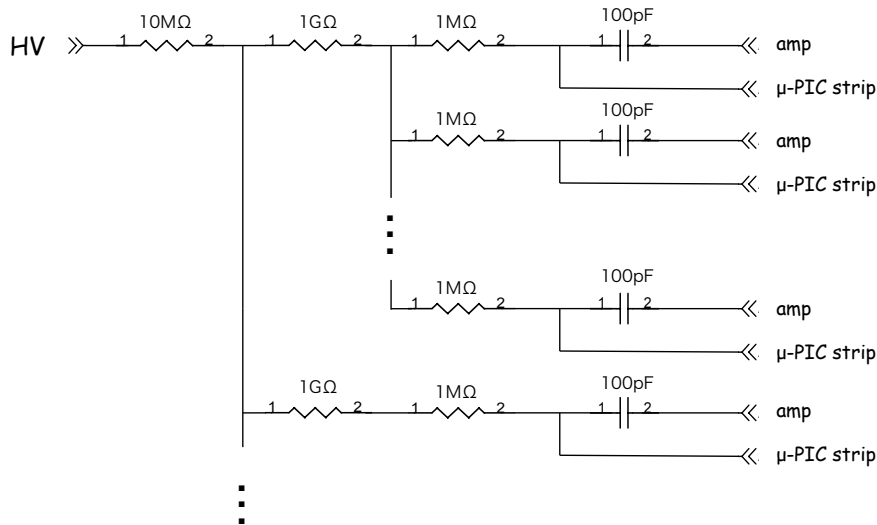


図 7.5: 読み出し基板の回路図。图中 1G の抵抗はカソード読み出しボードでは 1M のものを使用している。

7.1.2 信号の検出

SF₆ ガス中での μ -PIC アノード電圧 (V_{ANODE})、GEM 電圧 (V_{GEMB} 、 V_{GEMT}) の最適値を以下の手順でガス気圧 20Torr、50Torr、152Torr について調べた。SF₆ ガス中で μ -PIC アノードに電圧を供給し、印加電圧を上げていく。放電が観測されたときの電圧値を μ -PIC アノードカソード間の最大印加電圧値とする。同様に GEM の電極 V_{GEMB} を GND に接続し、 V_{GEMT} の印加電圧を上げることで GEM 間最大印加電圧値を求める。 V_{ANODE} と V_{GEMB} 間 (インダクション) の最大印加電圧は μ -PIC アノードに最大印加電圧を与え、 V_{GEMB} の印加電圧を上げることで同様に調べる。これら 3 つの最大印加電圧値をもとに V_{ANODE} 、 V_{GEMB} 、 V_{GEMT} の全てに電圧を供給し、放電が観測されない電圧値を求める。

1 次電子を生成する線源には ⁵⁵Fe を使用した。⁵⁵Fe は 5.9keV の単色 X 線を放出し、光電効果によって生成される一次電子の総数は $5.9\text{keV}/34\text{eV} \sim 173$ 個である。真空容器にはベリリウム窓が取り付けられており真空容器外部からの照射が可能である。

ガス気圧 50Torr、152Torr での照射試験ではガスゲインが小さく、また分解能が悪いために 5.9keV のピークとノイズを分離することができなかった。以下、ガスゲインが十分に得られたガス気圧 20Torr における照射試験について議論する。

ガス気圧 20Torr、 $V_{ANODE} = 590\text{V}$ 、 $V_{GEMB} = -690\text{V}$ 、 $V_{GEMT} = -840\text{V}$ 、 $V_{DRIFT} = -1.8\text{kV}$ に設定し、⁵⁵Fe の X 線の照射によって取得されたいくつかの事象の信号波形を図 7.6 に示す。青の信号が μ -PIC アノードの信号、赤がカソード信号である。(a)、(b) では、アノード信号とカソード信号の立ち上がりが速い。また、カソード信号は、シェーパーの時定数である $7\mu\text{s}$ を無視して立ち下

がっている。(c)、(d)の信号波形のように、アノードでは立ち上がり時間の遅い信号も検出された。これは陰イオンガスのドリフト速度が遅いため、ドリフト領域における陰イオン雲の電荷の広がり電荷の積分時間に顕著に現れるためである。一方、カソードにおけるこうした積分時間の長い信号については、信号の大きさがアノードに比べて有意に小さい。以下の議論の通り、陰イオンガス特有の効果によって電圧減衰が起きていると考えられる。

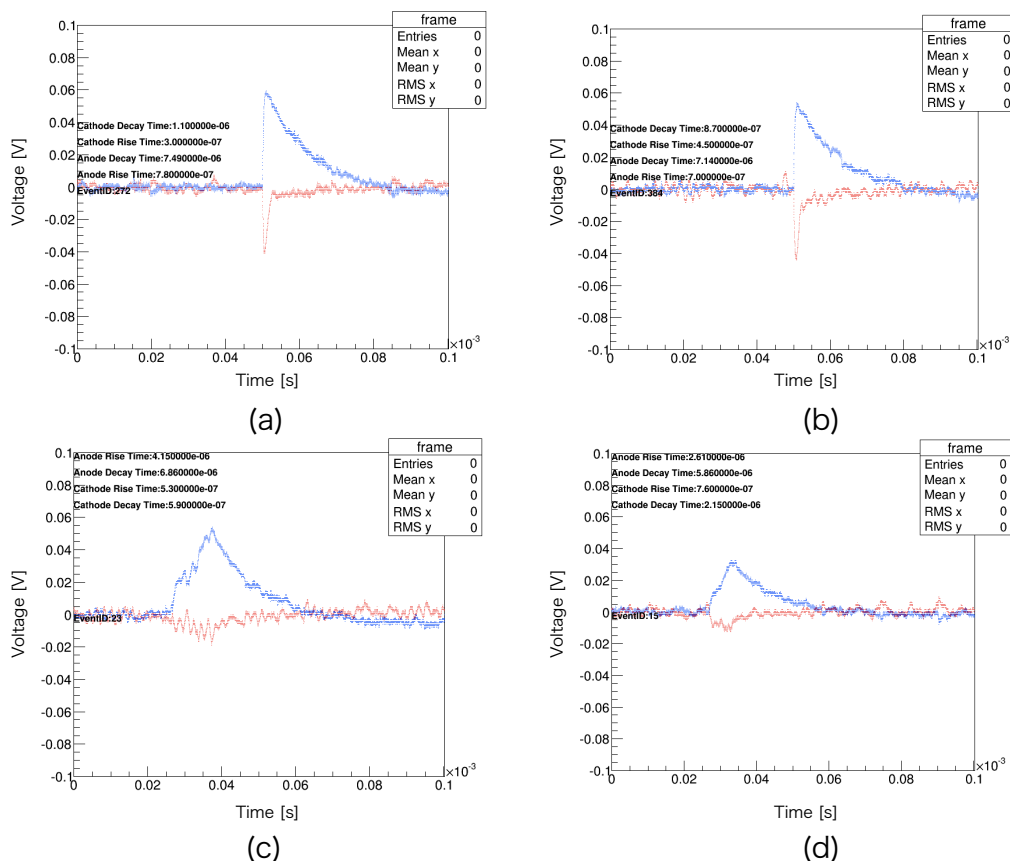


図 7.6: 観測された ^{55}Fe の信号波形。青はアノード、赤はカソードの信号を表す。

カソード信号の電圧減衰は陽イオンのインダクションの移動を考慮することで説明できる。図 7.7 に $\mu\text{-PIC}+\text{GEM}$ システムとイオンの移動の模式図を示す。ドリフトしてきた陰イオン雲は GEM によって電子の離脱と増幅が起こり、ドリフト方向に対して長さ W の広がりを持つ。その後 $\mu\text{-PIC}$ アノード近傍の高電場領域で増幅されて、陽イオン電子対が生成する。陽イオンは $\mu\text{-PIC}$ アノードカソード間の電場によってカソードの方向に移動し、 $\mu\text{-PIC}$ カソードではアノードとカソード間の陽イオンの移動が電荷として読み出される。このときの電荷の積分時間 T_p は W/v_{ion} である。同時にこの陽イオンはインダクション間の電場で GEM の方向に移動することができ、このとき $\mu\text{-PIC}$ カソードではインダクション間の電荷の移動が検出される。 $T_n (= L/v_{\text{ion}})$ の間、陽イオンがカソードから遠ざかるため、先ほどと逆符号の電荷が読み出されることになる。 $T_p \ll T_n$ であれば、上図 7.6 のような $\mu\text{-PIC}$ アノードカソード間の電荷が読み出された後にインダクション電場による逆符号の信号が誘起されるため、カソードの立ち上がりの時定数がシェーパーの時定数 $7\mu\text{s}$ とは異なった信号が検出される。 $T_p \sim T_n$ の条件では、電荷が相殺するので図 7.6 の (c)、(d) のように低い電圧が観測

される。

時定数の長いシェーパーを使うことで、 CF_4 ガスでもカソード信号の減衰時間がシェーパーの時定数より速い信号を観測することができた。 CF_4 で電圧減衰が観測されないのは電子のドリフト速度が陰イオンに比べて 100 ~ 1000 倍速く、常に $T_p \ll T_n$ が成立しているからである。

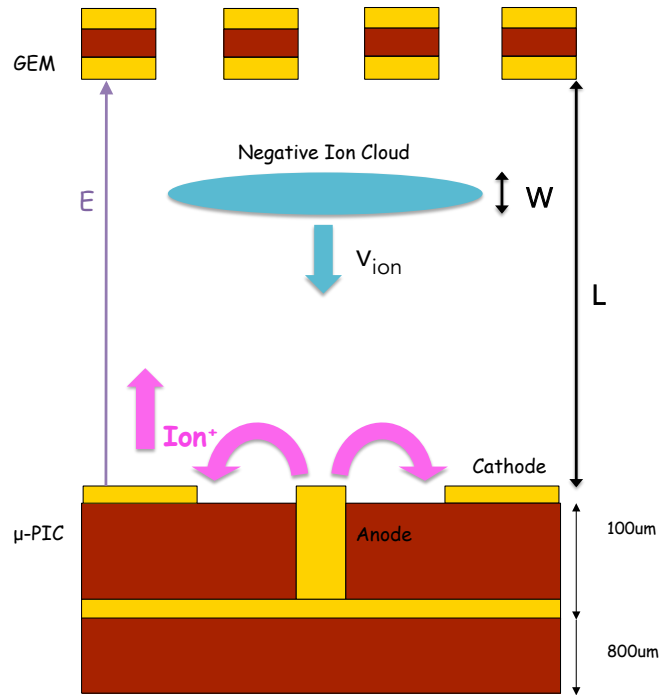


図 7.7: インダクション間のイオンの移動の模式図

ガス気圧 20Torr、 $V_{\text{Anode}} = 590\text{V}$ 、 $V_{\text{GEMB}} = -690\text{V}$ 、 $V_{\text{GEMT}} = -840\text{V}$ 、 $V_{\text{DRIFT}} = -1.8\text{kV}$ の印加電圧でえられた ^{55}Fe のスペクトルを図 7.8 に示す。得られたスペクトルのピーク値からガスゲインを求めた。ガスゲインの $\mu\text{-PIC}$ アノードの電圧依存性、GEM 間電圧依存性、インダクション間電圧依存性をそれぞれ図 7.9、図 7.10、図 7.11 に示す。最大到達ガスゲインは約 2000 であり、放電によって制限されている。図 7.8 ではエネルギー分解能は 5.9keV で約 70%FWHM である。

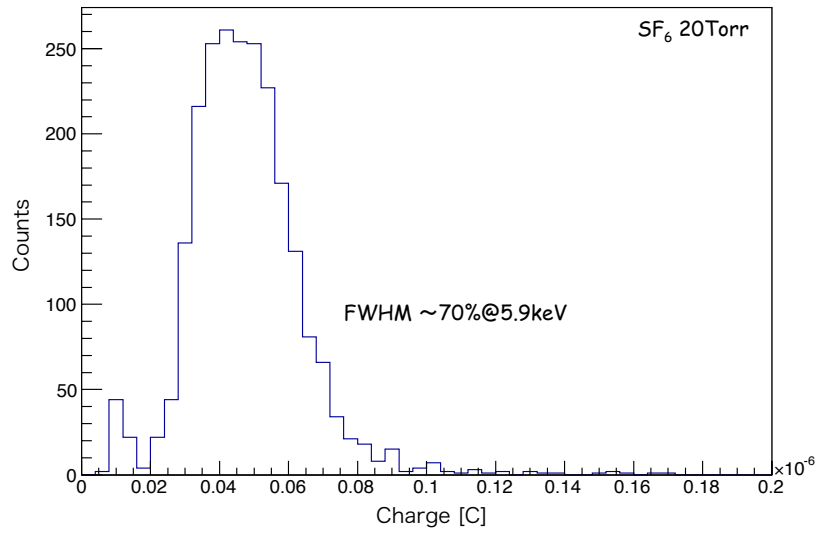


図 7.8: ガス気圧 20Torr、印加電圧 $V_{\text{Anode}} = 590\text{V}$ 、 $V_{\text{GEMB}} = -690\text{V}$ 、 $V_{\text{GEMT}} = -840\text{V}$ 、 $V_{\text{DRIFT}} = -1.8\text{kV}$ のときにえられた ^{55}Fe のエネルギースペクトル。

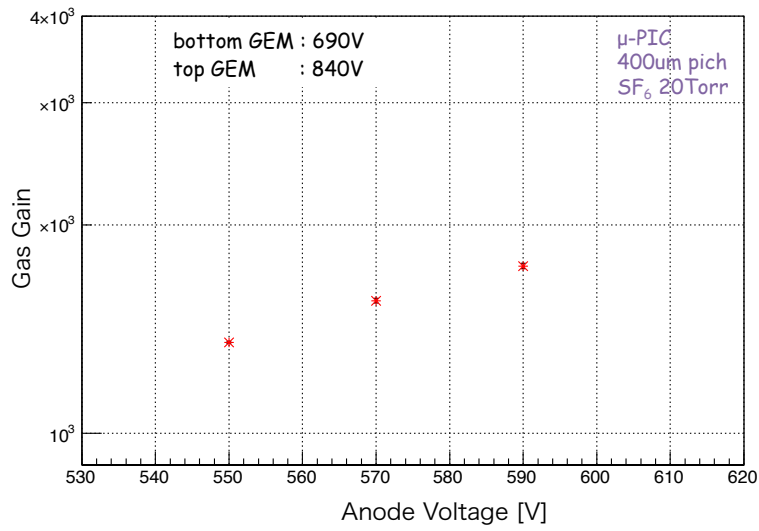


図 7.9: ガスゲインの $\mu\text{-PIC}$ アノード電圧依存性。

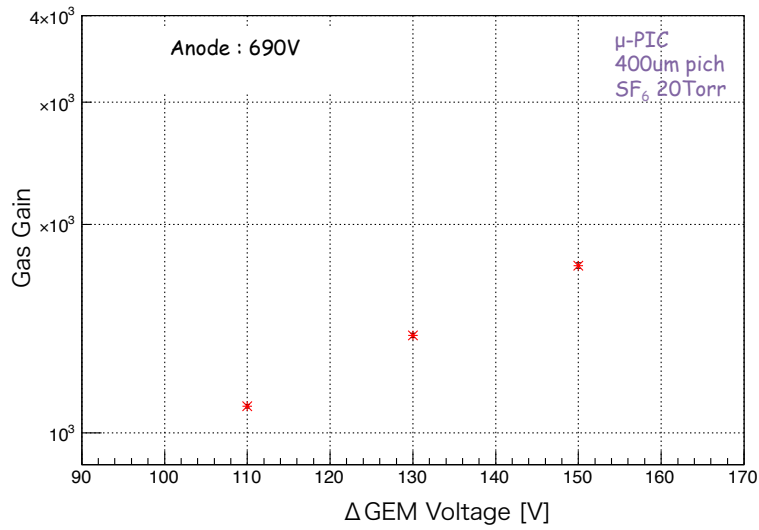


図 7.10: ガスゲインの GEM 間電圧依存性。

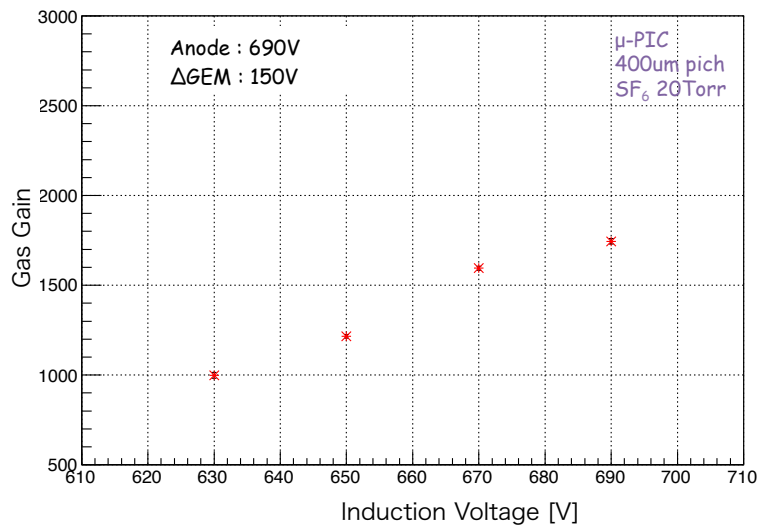


図 7.11: ガスゲインのインダクション間電圧依存性

7.1.3 議論

前節では陰イオンガス SF_6 を用いた MPGD でも十分なガスゲインが得られていることが確認された。しかし、従来用いられてきた希ガス系のものと違い、陰イオンガスの増幅機構は十分に理解されていない。この節では SF_6 ガスの増幅機構について現象論的に議論する。

SF_6 ガスは陰イオンガスであることから CS_2 ガスと同様の増幅機構であると類推できる。よって、初めに CS_2 ガスの増幅機構について考える。比例計数管は最も単純なガス検出器であり、すでに増

幅過程の形式化もされている。比例計数管の電場 E はアノードワイヤーからの半径 r と $E \propto 1/r$ の関係にあり、この電場中での電子の増幅は Diethorn によって形式化された [87]。Diethorn の公式は 7.1 式で表される。

$$\frac{\ln(G) \ln(b/a)}{V} = \frac{\ln 2}{\Delta V} \cdot \ln\left(\frac{V}{\ln(b/a) a E_{min}}\right) \quad (7.1)$$

a 、 b はそれぞれアノードワイヤー半径とカソード半径、 G はガスゲイン、 ΔV は電離が起きるまでに電子が移動する電位差、 E_{min} は雪崩増幅が起こる最低電場である。

陰イオンガスである CS_2 ガスを比例計数管に導入した際のガスゲインは M.P.Dion らによって調べられた [88]。 CS_2 ガスのガスゲインは Diethorn の公式に良く一致することが確認され、データをフィットすることで得られた E_{min} と ΔV を表 7.1 に示す。 ΔV は CS_2 ガスと P10 ガスの両方で

表 7.1: Diethorn の公式でフィットして得られた ΔV と E_{min} [88]。

ガス	ΔV (V)	E_{min} (V/m)
CS_2 (21Torr)	21.5	3.34×10^6
CS_2 (40Torr)	21.5	6.94×10^6
P10(Ar:CH ₄ (9:1))	23.6	4.8×10^6

20V 程度であり、それぞれの W 値とほぼ一致している。このことから陰イオンガス CS_2 ガスでも希ガスである P10 ガスと同じように、雪崩増幅が起きているといえる。雪崩増幅が起きるには CS_2^- から電子が引き剥がされなければならない。P10 ガスにおける E_{min} は電子が雪崩増幅を引き起こすのに必要な最低電場に相当するが、 CS_2 ガスでは電子を引き剥がすのに必要な最低電場と解釈できる。

CS_2^- の電子剥離に必要なエネルギーは電子親和力 0.6eV 程度である。これが高電場によって与えられると考えると、7.2 式が成立する。

$$E_{min} \lambda \sim 2 \cdot EA \quad (7.2)$$

EA は電子親和力、 λ は平均自由行程である。陰イオンの実効的な平均自由行程は 7.3 式で表される。

$$\lambda = \frac{v_d \sqrt{3MkT}}{eE} \quad (7.3)$$

T はガスの温度、 M は CS_2 の分子質量である。M.P.Dion による実験で測定されたドリフト速度 v_d と $T = 300K$ を用いることで 21Torr の CS_2 ガスでは $\lambda = 0.42\mu m$ である。よって $E_{min} = 2.6 \times 10^6 V/m$ が求まる。ここで得られた E_{min} が実験値とほぼ一致していることから比例計数管に形成された高電場中では電子剥離が起きているといえる。これらのことから陰イオンガスの増幅過程は、陰イオンの電子剥離に続く電子の雪崩増幅と考えることができる。

次に SF_6 の増幅過程について考える。上で述べてきたように、陰イオンガスにおける増幅過程で重要なのは電子剥離であり、MPGD に必要なのはそれを引き起こすだけのエネルギーを与える強い電場を形成することである。よってここでは電子剥離の過程のみに着目して議論する。

SF_6 ガス中での電子剥離は、7.4 式および 7.5 式に示す通り、 SF_6^- と SF_6 、またはマイノリティチャージである SF_5^- と SF_6 の衝突によって起こる。





SF_6 の電子親和力は 1.0eV だが実際には 7.4 式による散乱断面積は小さく、100eV のエネルギーで $\sigma_1 = 10^{-20}m^2$ 程度である (図 7.12)[89]。 SF_6 の平均自由行程は 7.3.3 節で得られたドリフト速度と $T = 300K$ を用いることで $\lambda = 0.93\mu m$ と求まる。 よって、7.4 式の反応が λ/λ_1 の比率で起こるために必要な最低電場は $E_{min} \sim 10^8 V/m$ である。

μ -PIC によって形成される電場の強さは有限要素法ソフト Femtet を用いたシミュレーションにより計算した。 図 7.14 に示す。 アノードの電圧は実験でガスゲイン 1000 程度が得られた際の電圧値である約 450V とした。 μ -PIC における電場はアノード近傍においても $10^8 V/m$ には達していないので、7.4 式による電子の剥離の寄与は非常に小さいと考えられる。

100eV 以下のエネルギー領域では以下の式のように F^- イオンを介した電子剥離の散乱断面積が非常に大きいと考えられている。



7.6 式と 7.7 式の反応では雪崩増幅に必要な電子を生成しないが、続く 7.8 式の F^- の散乱により間接的に電子を生成することができる。 これらの散乱断面積を図 7.12、図 7.13 に示す。 図 7.13 に示す通り、7.6 式の散乱断面積は数 eV 以下のエネルギー領域でも $10^{-19}m^2$ 程度の散乱断面積を持つと期待できるため、 $10^6 V/m$ 程度の電場中でおこる主な電子剥離の反応は 7.6 式から 7.8 までの過程であると考えられる。

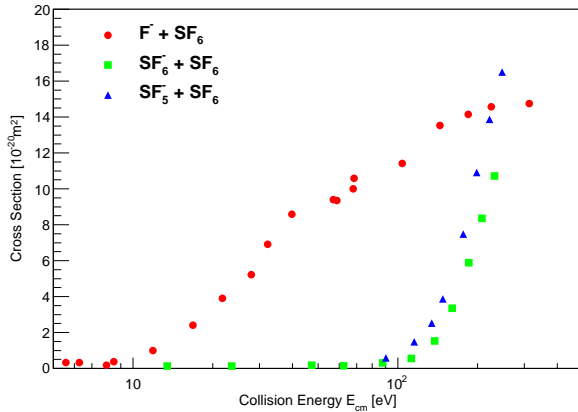


図 7.12: SF_6^- 、 SF_5^- 、 F^- と SF_6 の散乱による e^- の生成の散乱断面積。データ点は Y.Wang による測定のものである [90]。

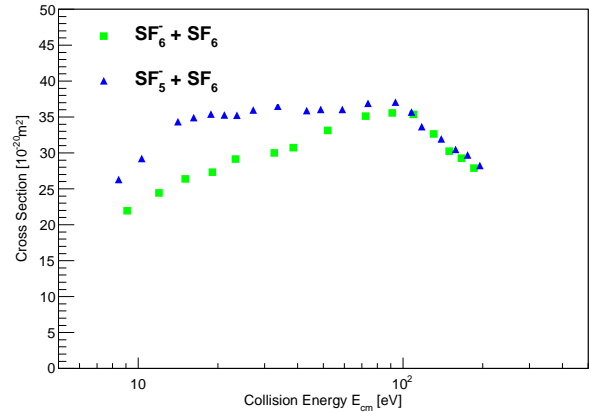


図 7.13: SF_6^- 、 SF_5^- と SF_6 の散乱による F^- の生成の散乱断面積。データ点は Y.Wang による測定のものである [90]。

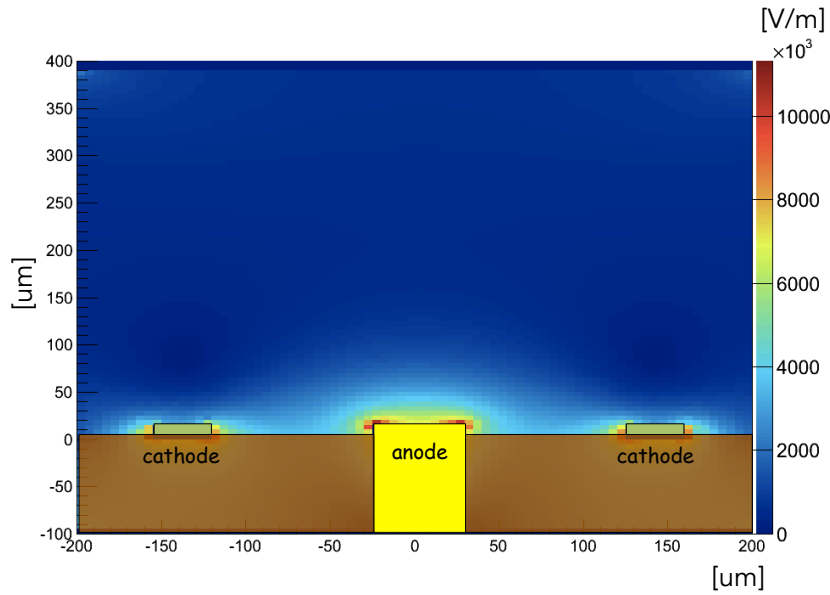


図 7.14: シミュレーションによって得られた μ -PIC アノードとカソード近傍の電場。電場の強さはグラデーションで示されている。

これまででは電子剥離に必要な一部分のエネルギーと電場について現象論的に議論してきた。しかし、より詳細に μ -PIC 近傍で電子剥離が起こる確率を計算するには陰イオンの全エネルギーについて計算されるべきである。電子剥離が起こる確率は 7.9 式で表される [91]。

$$\kappa \sim \int_0^{\infty} \sigma_i(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (7.9)$$

ここで ϵ は陰イオンのエネルギー、 $\sigma_i(\epsilon)$ は散乱断面積、 $f(\epsilon)$ は運動エネルギー分布である。 ϵ は電場で与えられるため、図 7.14 に示すような MPGD によって形成された電場を知ることが必要である。こういった電場中での散乱過程を計算するシミュレーションソフトとして CERN で開発された Garfield++ が広く使われている。現状では Garfield++ は希ガス中の電子の増幅過程の計算にのみ対応しており、陰イオンガスの剥離過程は組み込まれていない。今後、Garfield++ 自身に変更を加えることを含めた検討を行ない、陰イオンガスへの応用を可能にしていきたい。MPGD によって形成される電場と陰イオンの散乱過程が複雑であることから、陰イオンガスに適した MPGD を模索するためにもシミュレーションによる理解が必要である。

7.2 読み出し回路の開発

陰イオンのドリフト速度は 10^4 cm s^{-1} 程度であり、 10^6 cm s^{-1} 以上である電子のドリフト速度と比較して 2 桁以上遅い。そのため、従来のガス検出器で用いられてきた読み出し回路では電荷の収集時間が短すぎて、十分な信号電圧を得ることができない。したがって NI μ TPC に特化した読み出し回路の開発が必要である*1。読み出し回路に要請される性能は主に増幅率 (Conversion Gain)、シェーピングタイム、ENC(等価雑音電荷) で表される。 μ -PIC+GEM システムでは 20Torr で十分なガス

*1 実際には、液体アルゴン中などでの電子のドリフト速度が同程度になるため、こうした検出器に近い増幅器を使用することができる。

ゲインを得られていることから、ガス気圧 20Torr についての要請値の見積もりを、物質中でのイオンの挙動を計算するシミュレーションソフト SRIM[79] を用いて行なった。

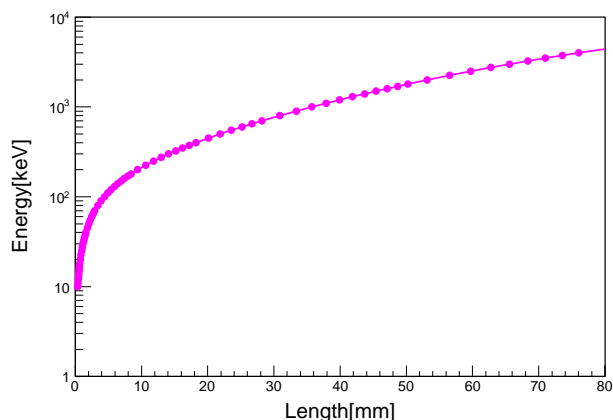


図 7.15: SRIM による SF₆ ガス 20Torr 中のフッ素原子核のエネルギーと飛程距離の関係。

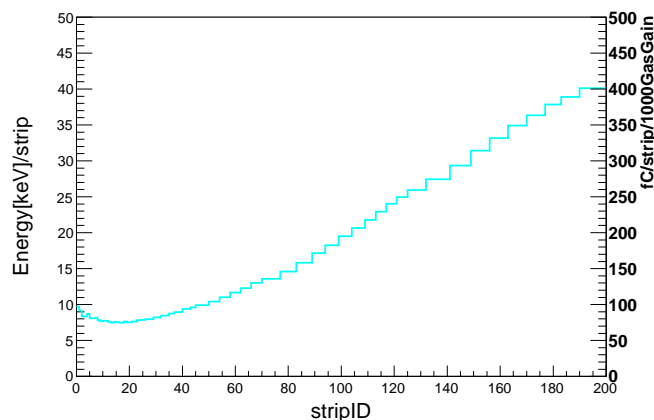


図 7.16: SRIM による μ -PIC のストリップに落とすエネルギー及び電荷量の関係。

SRIM から得られた SF₆ ガス 20Torr 中でのフッ素原子核のエネルギーと飛程距離を図 7.15 に、 μ -PIC のストリップに落とすエネルギー及び電荷量の関係を図 7.16 に示す。 μ -PIC のストリップで検出される電荷量 Q はストリップに落とされたエネルギー E_d 、 W 値 W 、電荷素量 e 、ガスゲイン G を用いて式 7.10 で表される。

$$Q = \frac{E_d}{W} \cdot e \cdot G \quad (7.10)$$

1 ストリップに落とす最小エネルギーは下図 7.15 の 8keV 程度であり、その電荷量は 80fC/1000[gas gain] と求まった。マイノリティチャージはメインチャージの 3% 程度 [84] の電荷であるので検出すべき最小電荷は 2.4fC/1000[gas gain] となる。SF₆ ガスではマイノリティチャージの電荷量がメインチャージの電荷量に比べて非常に小さくなるため、非常に広いダイナミックレンジが必要になる。これを解決するためマイノリティチャージとメインチャージそれぞれに対応するような回路を想定して表 7.2 に要請値をまとめた。ENC は信号電圧を S/N10 倍で読み出せることを要請としている。

初段シェーピングタイムは電荷収集効率によって要請値を決定した。電荷収集時間は、CSA の後段に設置された微分回路の時定数 τ によって決定される。そのためドリフト空間で生成された陰イオン雲を十分収集できる τ を求めれば良い。電荷が十分収集できる場所ではガスゲインが一定になると期待できる。したがって、⁵⁵Fe を用いてガスゲインの τ 依存性を測定した。CSA には CREMAT(CR-110) を用い、 $\tau=7\mu\text{s}$ 、 $4.7\mu\text{s}$ 、 $2.4\mu\text{s}$ 、 $1\mu\text{s}$ について測定を行なった。図 7.17 に測定されたガスゲインの τ 依存性を示す。時定数 $4\mu\text{s}$ 程度でガスゲインがほぼ一定になるため、初段シェーピングタイムの要請値は $4\mu\text{s}$ とした。NEWAGE で現在使われている ASD のシェーピングタイムは 16ns であるが、SF₆ のドリフト速度が 10^4cm/s 程度であり、Ar ガス中の電子のドリフト速度 ($\sim 10^6$) に比べて 100 倍程度遅いことを考えるとオーダーとして妥当な値である。

表 7.2: 読み出し回路の要請値

	マイノリティチャージ	メインチャージ
検出器容量	300 pF	300 pF
最小電荷量	3 fC	100 fC
ENC	2000(0.3 fC) 以下	6.25×10^4 (10 fC) 以下
ダイナミックレンジ	-80 fC ~ 80 fC	-1.6 pC ~ 1.6 pC
ゲイン	10 mV/fC	0.5 mV/fC
初段シェーピングタイム	4 μ s	4 μ s

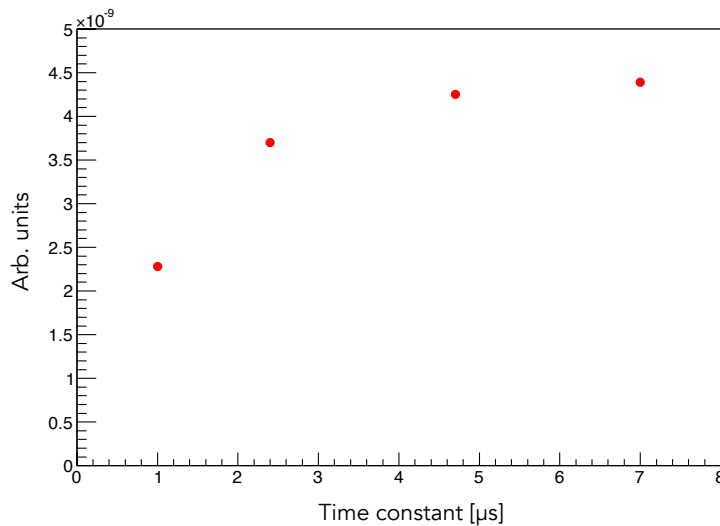


図 7.17: ガスゲインの微分回路の時定数 τ の依存性。

7.3 3次元の飛跡検出

μ -PIC+GEM システムでは陰イオンガス SF_6 でも十分なガスゲインが得られているので原理的には飛跡検出が可能である。7.1 節では μ -PIC カソード信号にインダクションの陽イオンの移動によるカソード信号の減衰が観測されたが、1 ストリップあたりの陰イオン雲の広がり W は非常に短いのでその効果は小さいはずである。これらを踏まえて、 μ -PIC+GEM システムを用いた 線の 3 次元飛跡読み出しを行なった。陰イオンガスを用いた MPGD による $100\mu\text{m}$ オーダーの飛跡検出は本研究が初めての事例である。

7.3.1 セットアップ

μ -PIC+GEM システムと線源の配置の模式図を図 7.18 に、写真を図 7.19 に示す。 ^{55}Fe の放射テスト同様に、 μ -PIC の上部 3mm に GEM を設置した。積極的に時間差のある信号を作るためにドリフト高さを大きくとり、GEM 上 20mm 高さにドリフトメッシュを設置した。読み出しストリップはアノードとカソードともに中央に位置する 32 ストリップを用いたので、検出面積は $12.8 \times 12.8\text{mm}^2$ である。カソード読み出しストリップの隣に位置する 3 ストリップをトリガーとして使用した。線源には ^{241}Am を用いている。 ^{241}Am は 5.49MeV、5.44MeV のアルファ線を放射し、 SF_6 20Torr では 1 ストリップあたり 10fC オーダーの電荷を落とす。また飛跡の直線性が強いいため位置分解能の測定に向いている。 V_{Anode} 、 V_{GEMB} 、 V_{GEMT} 、 V_{DRIFT} は 7.1 節で調べられた安定動作電圧値を用いた。それぞれ 420V、-550V、-680V、-1900V である。

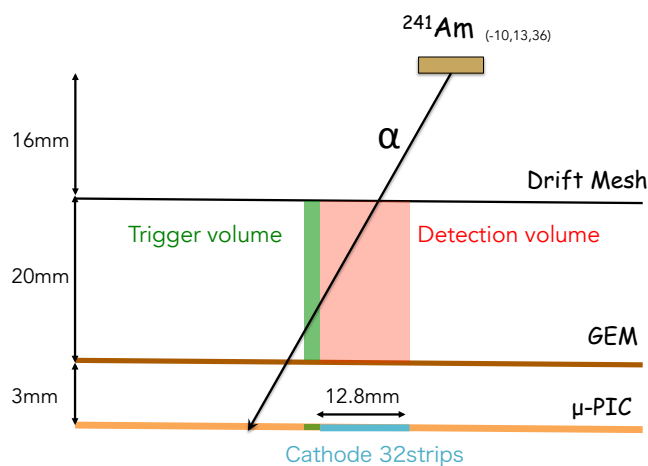


図 7.18: μ -PIC+GEM システムと線源の配置図。アノードストリップは紙面平行に並んでいる。赤は検出領域、緑はトリガー領域である。

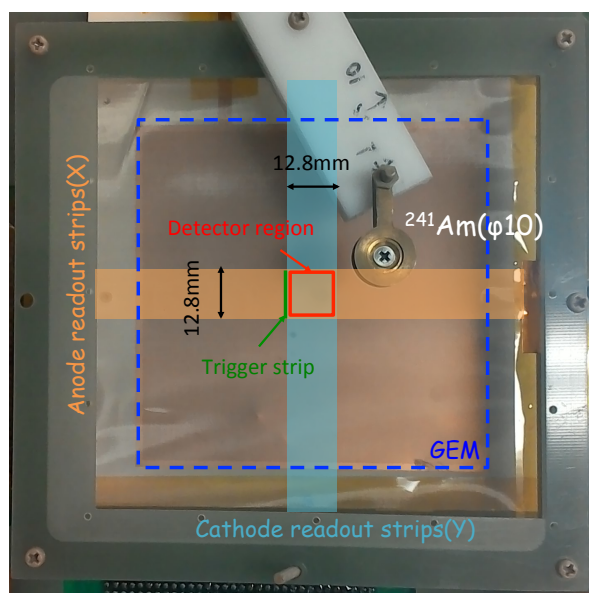


図 7.19: μ -PIC+GEM システムと線源の上面配置図。オレンジ、青はそれぞれアノード、カソード読み出しストリップ領域である。2次元の飛跡検出領域は赤で囲われた $12.8 \times 12.8 \text{mm}^2$ の領域になる。緑の線はトリガー領域である

2次元飛跡読み出しを行なうには大量のストリップ信号を読み出す必要がある。本実験では KEK の測定器開発グループによって製作された液体アルゴン用のアナログ・デジタルボードを用いた (図 7.20)[92]。

アナログボードには ASIC チップが 2 個実装されており、1 チップで 32 チャンネルの信号を処理できる。増幅率は約 9.0mV/fC 、ENC は 2000 以下@ 300pF 、シェーピングタイムは $1 \mu\text{s}$ 、ダイナミックレンジは $-100 \text{fC} \sim 100 \text{fC}$ である。 μ -PIC1 ストリップ当たりの検出器容量は約 100pF であり、アナログボードに接続した際の ENC は 7000 程度であった。

アナログボードで整形された波形はデジタルボードに送られる。デジタルボードには 12bitADC と FPGA (ARTIX-7 XC7A200T-2FFG1156C) が実装されており、デジタル化された波形情報を FPGA で処理し、SiTPC によって PC に送信する。本実験ではサンプリング周波数 5MHz 、サンプリング数 4000 でデータを取得した。PC と FPGA のデータ通信には KEK で開発された DAQ-Middleware を用いた。

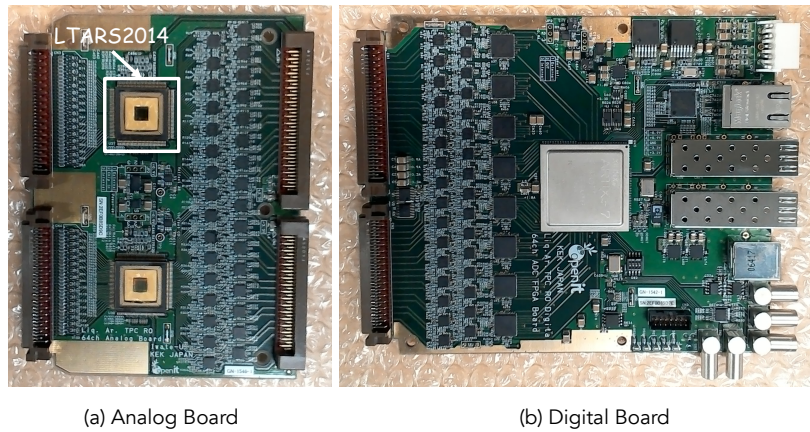


図 7.20: KEK 測定器開発グループで製作された液体アルゴン用アナログ・デジタルボード。(a) アナログボードには ASIC チップ (LTARS2014) が実装されている。(b) アナログボードからの入力は初段 ADC チップにより AD 変換され、基板中央に位置する FPGA によって処理される。

7.3.2 ドリフト速度の測定

α 線の照射試験における、アノードとカソードのそれぞれ 32 チャンネルで取得された波形の例を図 7.21 に示す。期待された通り、アルファ線のエネルギー損失によって生成された電荷がそれぞれのストリップで観測された。7.1 章で議論したように、カソードではインダクション間へのイオンの移動電荷が影響するため信号電圧が小さい。

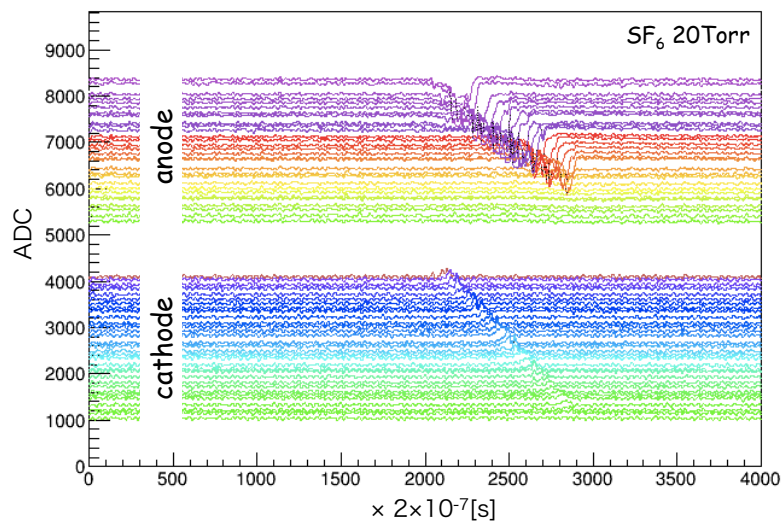


図 7.21: アノードとカソードのそれぞれ 32 チャンネルで取得された信号波形。

カソード信号の最大到達時間 T_{max} と最小到達時間 T_{min} の差の分布を図 7.22 に示す。差の最大値は最大ドリフト距離 23mm をドリフトする時間に等しいことから陰イオンのドリフト速度を求めることができる。差の最大値は得られた分布を 7.11 式の誤差関数でフィットすることで求めた。

$$f(x) = a_1 + a_2 \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x - a_3}{\sqrt{2}a_4}\right) \quad (7.11)$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

a_1 、 a_2 、 a_3 、 a_4 はフィットパラメータで、 $a_3 = 758 \pm 1[\text{digit}]$ が得られた。インダクションの電場の強さとドリフト空間の電場の強さが違うため、インダクションのドリフト速度を見積もる必要がある。N.Phan によって測定されたモビリティ [84] を用いることでインダクションのドリフト速度は $5.0 \times 10^5 \text{cm/s}$ と見積もることができる。よってドリフト電場 610V/cm におけるドリフト速度は $1.4 \times 10^4 \text{cm/s}$ と得られた。図 7.23 に実験で得られたデータと N.Phan によって測定されたドリフト速度を示す。実験で得られたドリフト速度は電子に比べて非常に遅く、N.Phan の実験と一致していることからドリフトする電荷が SF_6^- であるとわかる。

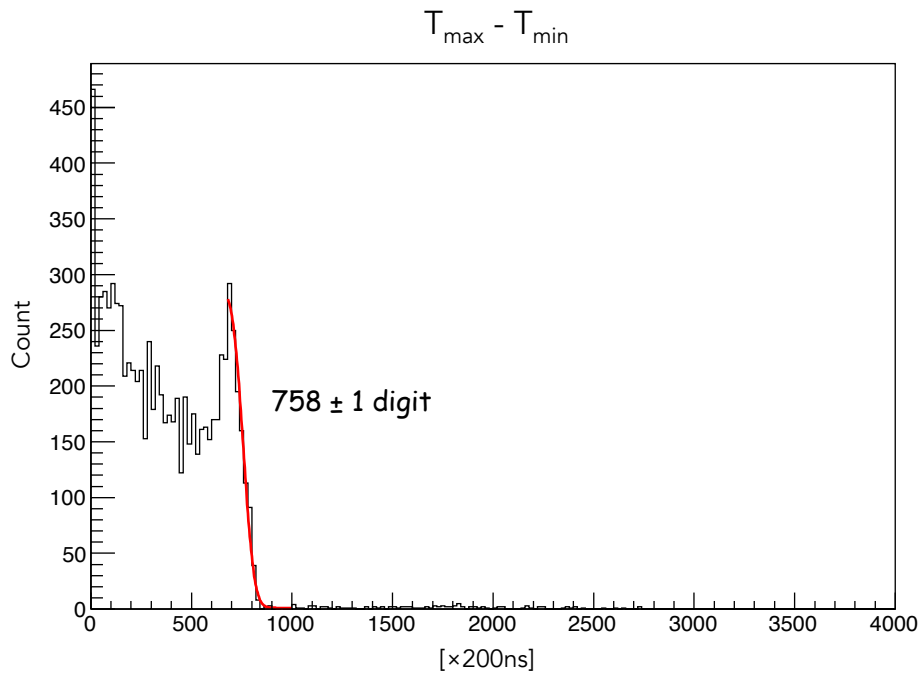


図 7.22: 最大到達時間 T_{max} と最小到達時間 T_{min} の残差の分布。赤線は誤差関数によるフィット直線。

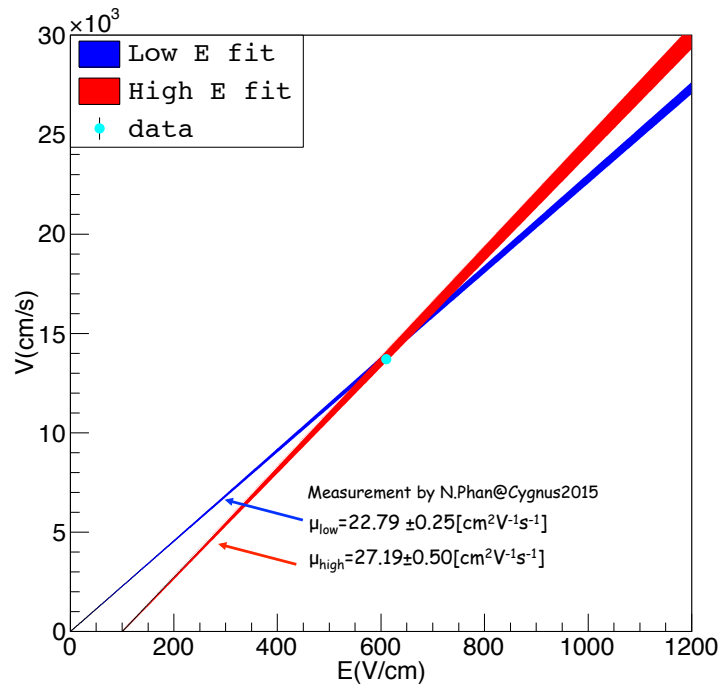


図 7.23: ドリフト速度と電場の関係。図中水色の点はデータを示す。赤、青の直線は N.Phan によって測定されたモビリティから算出したものである。

7.3.3 2次元飛跡検出

2次元の飛跡は従来の手法通り、アノードとカソードの信号到達時間の同時計測を行なうことにより再構成する。図 7.21 の波形から再構成した二次元飛跡を図 7.24 に示す。

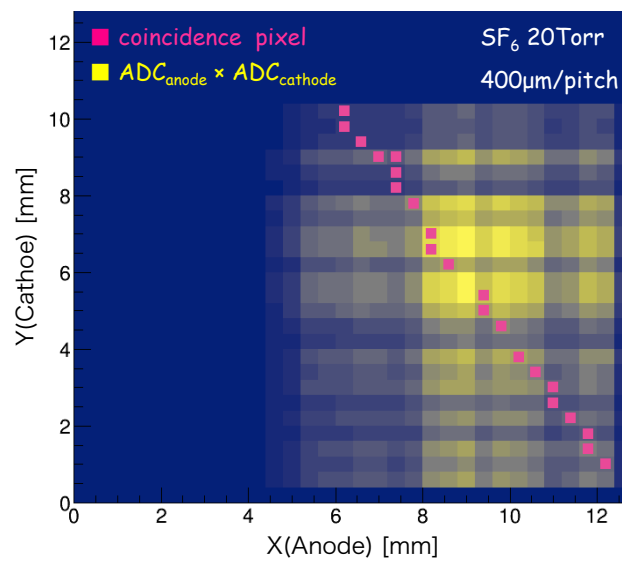


図 7.24: 図 7.21 の波形から再構成した 2次元飛跡。黄色のグラデーションはアノードとカソードの ADC 値の積、赤の点は同時計測のとられたピクセルを示す。

図中黄色のグラデーションはアノードとカソードの ADC 値の積を、赤の点が同時計測のとられたピクセルを示す。ドリフト領域を斜めに入射してきたアルファ線の飛跡が再構成できており、従来のガス同様、陰イオンガスを導入した μ -PIC でも飛跡の再構成ができることが示された。

7.3.4 2次元位置分解能

一般に、離散的な読み出しによるデジタル情報を用いた位置分解能 σ は 7.12 式で表すことができる。

$$\sigma = d / \sqrt{12} \quad (7.12)$$

ここで d はストリップのピッチ幅である。上の式から μ -PIC のストリップピッチ $400\mu\text{m}$ を考えると 2次元位置分解能は $162\mu\text{m}$ となる。実際の位置分解能は残差を計算することによって求めた。

飛跡のモデルは直線と仮定して 7.13 式とする。

$$Y = a_0 + a_1 X \quad (7.13)$$

a_0 、 a_1 のパラメータは再構成した飛跡をフィットすることで得る。評価する残差 r は同時計測がとられた点とフィット直線までの距離である。得られた残差の分布を図 7.25 に示す。2次元位置分解能として、 $130\mu\text{m}$ が得られた。これにより陰イオンガス SF_6 を用いた μ -PIC でも $100\mu\text{m}$ のオーダーで飛跡の検出が可能であることが示された。

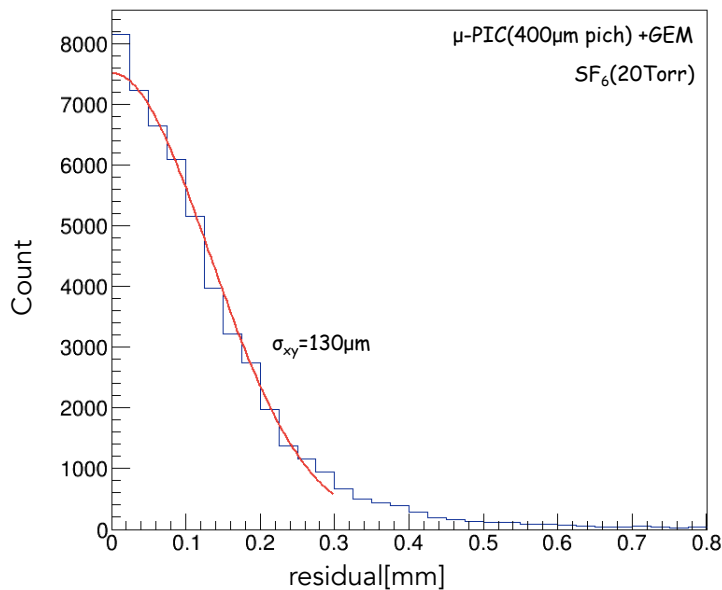


図 7.25: 残差の分布。赤の線はガウス分布でフィットされた曲線を示す。

μ -PIC を μ TPC として使用する際には、ドリフト領域に侵入してくる粒子は様々な角度を持つ。そのため 2次元位置分解能は、ストリップに対して平行な面の角度 ϕ に一様な角度分布で入射する飛跡を用いて評価すべきである。しかし、解析に用いたデータには、線源と検出領域の位置関係によって α 線の入射角度 ϕ に大きな偏りがあった。図 7.26 に α 線の入射角度分布を示す。ここで ϕ はカソードストリップ方向に対する角度である。この偏りが上で得られた位置分解能にも寄与すると予想

されたため、位置分解能の ϕ 依存性を調べた。得られた結果を図 7.27 に赤印で示す。 $\phi = -70^\circ$ 付近のアノードストリップに沿った入射角では位置分解能が小さいことが確認された。この傾向が位置情報の離散化と同時計測法に起因するものであることを確認するため Geant4 によるシミュレーションを行なった。シミュレーションでは Geant4 によって計算された α 線とガスの反応点に電荷の拡散の効果を加えている。また、 $400\mu\text{m}$ 間隔で位置情報の離散化を行なった後、同時計測によって飛跡の再構成を行なっている。シミュレーションで計算された位置分解能の ϕ 依存性を図 7.27 に青印で示す。シミュレーションにおいても実験同様の傾向が確認された。これらから図 7.25 で得られた 2 次元位置分解能には位置情報の離散化による ϕ の依存性が含まれていると考えられる。

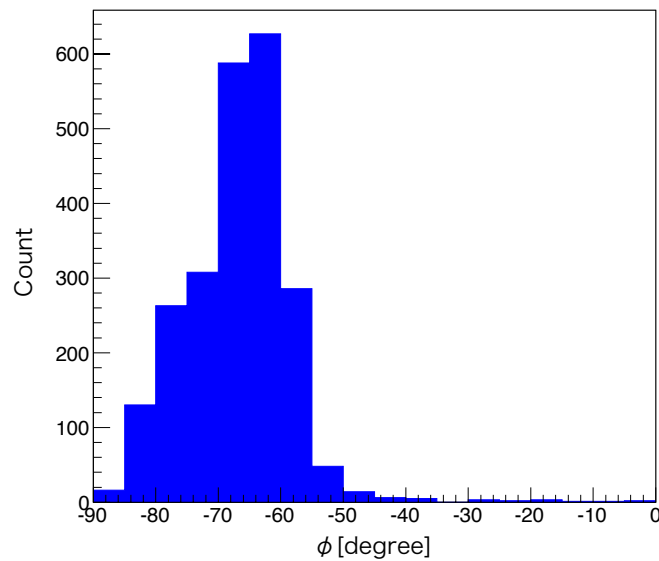


図 7.26: α 線の入射角 ϕ の分布。

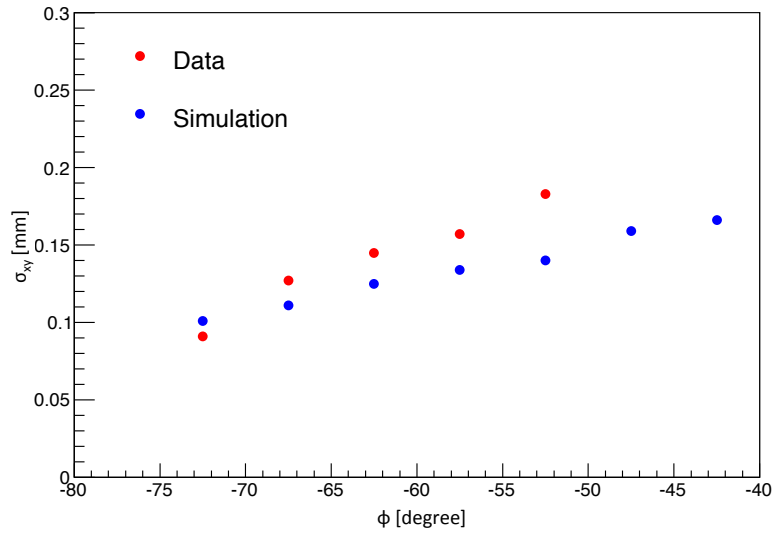


図 7.27: 二次元位置分解能の 依存性。赤点は実験値、青点は Geant4 シミュレーションにより算出されたものである。

7.3.5 3次元の飛跡構成

7.3.2 節で測定されたドリフト速度を用いることで 3 次元の飛跡を再構成を行なった。約 800 イベントに対して 3 次元の飛跡の再構成した結果を線源の位置関係とともに図 7.28 に示す。線源からトリガー領域に侵入する飛跡だけ観測できており、陰イオンガスを用いた μ -PIC+GEM システムでも 3 次元の飛跡再構成が可能であることが示された。

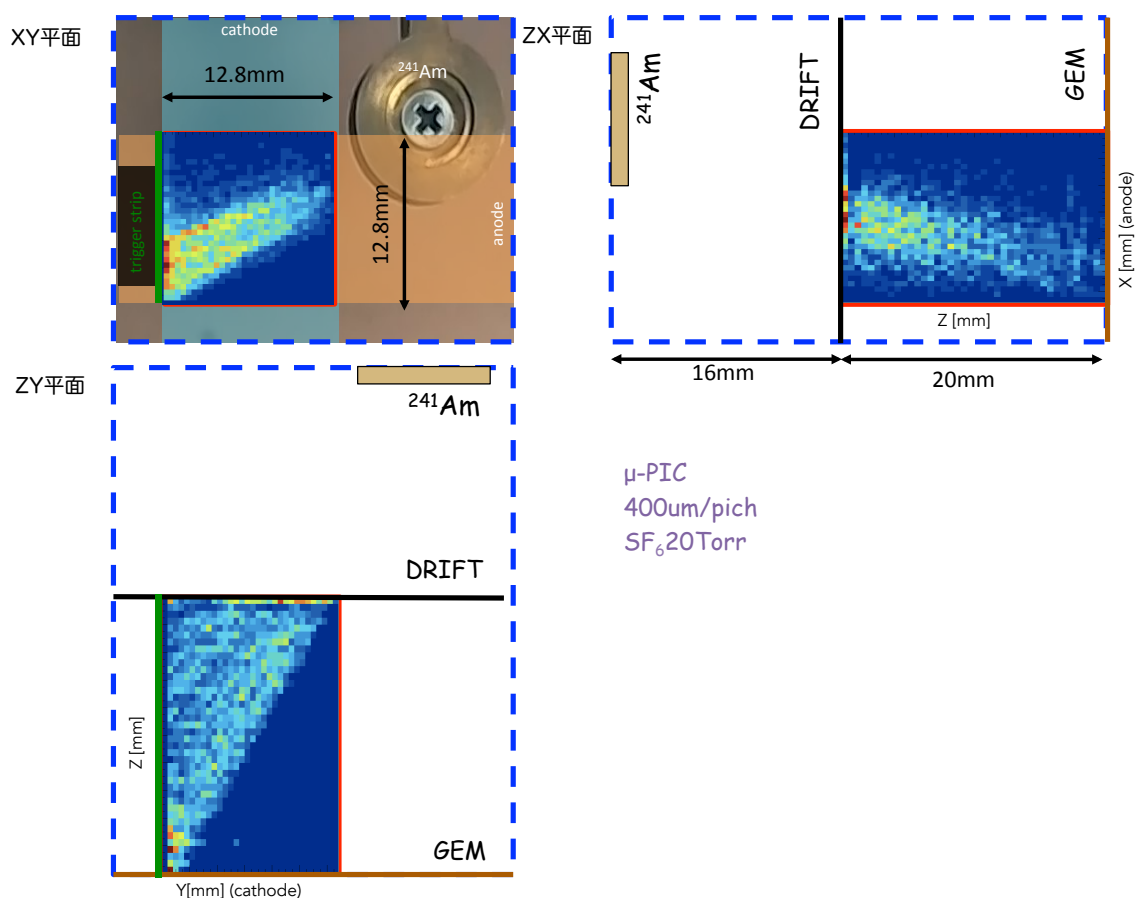


図 7.28: 約 800 イベントに対して 3 次元飛跡を再構成した図。再構成された飛跡を XY 平面、ZY 平面、ZX 平面に射影した図を示している。図中に ^{241}Am 線源と検出領域の位置関係を示す。

7.4 マイノリティチャージの検出

SF_6 ガスにおける陰イオンの生成過程は 7.14、7.15、7.16 式で表される。



SF_6^{-*} は準安定状態であり、続く 7.15、7.16 式による衝突反応によって SF_6^- と SF_5^- が生成される。0.1eV 程度の低いエネルギーでは 7.15 式の散乱断面積が大きいので、ドリフト領域ではたいてい SF_6^- が生成される [89]。N.Phan の測定によると、ガス気圧 20Torr、ドリフト電場 1kV/cm の測定条件において、 SF_5^- の生成率は SF_6^- の 3% 程度であった [84]。

マイノリティチャージである SF_5^- の生成量は非常に小さいために検出が困難だが、エネルギー損失が大きい原子核反跳事象であれば検出可能である。図 7.15 に示した様に、F 原子核が 20Torr の SF_6 ガス中を 30 ストリップ (12mm) 程度走ることによって落とすエネルギーは 200keV 程度であり、6keV 程度がマイノリティチャージの生成に使われる。7.1 節におけるガスゲイン測定では、 SF_6

のガス気圧 20Torr で 2000 程度のガスゲインが得られているので、 μ -PIC+GEM システムでは十分観測可能である。

マイノリティチャージの検出試験には、 SF_6^- と SF_5^- が十分な時間差をもって検出面に到達できるようにドリフト距離 10cm の TPC ケージを用いた。ドリフト空間に 326V/cm の電場を形成している。また、 μ -PIC アノードと GEM の電極には 7.1 節で求められた安定動作電圧値を使用した。7.1 節同様アノードの 30 ストリップを接続して読み出している。

電荷を生成するための線源には ^{252}Cf を用いた。 ^{252}Cf から放出された中性子によって原子核の反跳事象を作ることができる。また、中性子の放出と同時に即発 γ 線が放出されるため、 γ 線を原子核の反跳事象のトリガーとして使用することが可能である。本実験ではプラスチックシンチレータによって γ 線を検出した。

観測された原子核反跳事象の波形の例を図 7.29 に示す。それぞれの波形において、 SF_6^- による大きなピークが観測された。また、そのピークより早い時間に小さなピークが観測されており、電荷量の大きさから SF_5^- によるものだと考えられる。しかしメインピークが観測されない時間に小さなピークが点在する事象も観測されており、偶発的にピークが生成されている可能性がある。そのため確証のある検出とは言えない。こうした小さなピークが現れる原因としては ^{252}Cf から放出される γ 線によるコンプトン散乱で生じた電子などが挙げられる。今後もより詳細な調査が必要である。

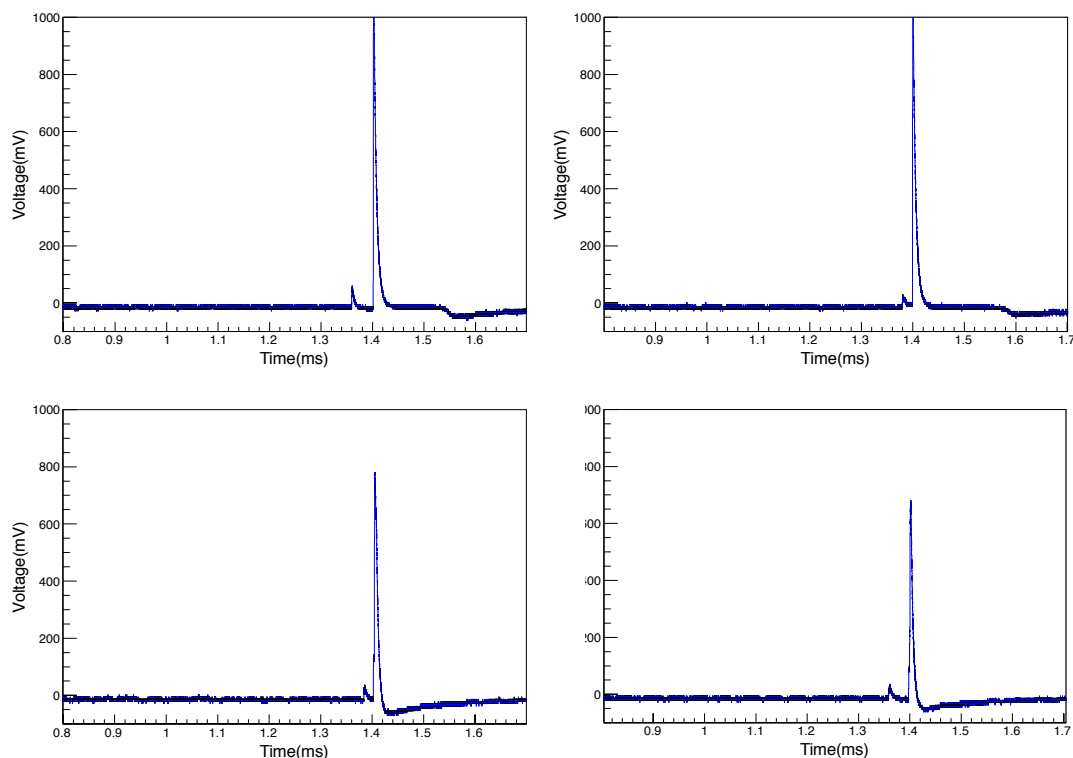


図 7.29: 観測された原子核反跳事象の波形。大きなピークは SF_6^- によるものである。それぞれの事象で到達時間は早い小さなピークが観測されている。

8 結論

NEWAGE では方向に感度を持った手法によって暗黒物質探索実験を行なっている。NEWAGE における主な背景事象は μ -PIC に含まれる放射性不純物由来の α 線であり、これの除去が急務となっている。

本研究では μ -PIC 由来の背景事象を除去する方法として μ -PIC を用いた NI μ TPC の導入を提案し、基礎特性を調べた。陰イオンガスである SF₆ を用いた μ -PIC+GEM システムではガス気圧 20Torr でガスゲイン 1800 程度が得られた。また、NI μ TPC に適した読み出し回路の性能を見積もった。 α 線の照射テストでは、3次元の飛跡の再構成に成功し、陰イオンガスを用いた μ -PIC でも従来と同様の方法で飛跡検出が可能であることを示した。2次元の位置分解能として 130 μ m を得たことで 100 μ m オーダーでの飛跡検出が可能である。 μ -PIC+GEM システムでは十分なガスゲインが得られているためマイノリティチャージの検出も期待できる。

これらから、 μ -PIC+GEM システムを読み出しとする NI μ TPC の製作は現実的であり、NEWAGE 実験に導入することで、約 100 倍の感度向上が期待できる。これにより、方向に感度を持った手法による DAMA 領域の探索が可能となる。

参考文献

- [1] M. Klasen, M. Pohl, and G. Sigl. Indirect and direct search for dark matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 85:1 – 32, 2015.
- [2] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86:217, October 1937.
- [3] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. *ApJ*, 225:L107–L111, November 1978.
- [4] Alexandre Refregier. Weak gravitational lensing by large-scale structure. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41:645–668, September 2003.
- [5] R. Massey, J. Rhodes, R. Ellis, and others. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, 445:286–290, January 2007.
- [6] D. Clowe, M. Bradač, et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648:L109–L113, September 2006.
- [7] E. Komatsu, J. Dunkley, et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180:330–376, February 2009.
- [8] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A*, 571:A16, November 2014.
- [9] M. Betoule, R. Kessler, et al. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *A&A*, 568:A22, August 2014.
- [10] A. Conley, J. Guy, M. Sullivan, et al. Supernova constraints and systematic uncertainties from the first 3 years of the supernova legacy survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(1), 2011.
- [11] N. Suzuki, D. Rubin, C. Lidman, et al. The hubble space telescope cluster supernova survey. v. improving the dark-energy constraints above $z > 1$ and building an early-type-hosted supernova sample. *The Astrophysical Journal*, 746(85):24, 2012.
- [12] Volker Springel, Simon D. M. White, et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435(7042):629–636, 2005.
- [13] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, et al. The MACHO Project: Limits on Planetary Mass Dark Matter in the Galactic Halo from Gravitational Microlensing. *ApJ*, 471:774, November 1996.
- [14] P. Tisserand, L. Le Guillou, Afonso, et al. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *A&A*, 469:387–404, July 2007.
- [15] L. Wyrzykowski, J. Skowron, S. Kozłowski, et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416:2949–2961, 2011.
- [16] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, et al. Constraints on the self-interaction cross section of dark matter from numerical simulations of the merging galaxy cluster 1e 065756. *The Astrophysical Journal*, 679(1173-1180), June 2008.
- [17] Marusa Bradac, Steven W. Allen, et al. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster macs j0025.412221. *The Astrophysical Journal*, 687(2):959–967, 2008.
- [18] S. Tremaine and J. E. Gunn. Dynamical role of light neutral leptons in cosmology. *Physical Review Letters*, 42:407–410, February 1979.
- [19] Leanne D Duffy and Karl van Bibber. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics*, 11(10):105008, 2009.
- [20] Howard Baer, Ki-Young Choi, Jihn E. Kim, and Leszek Roszkowski. Dark matter production in the early Universe: Beyond the thermal WIMP paradigm. *Physics Reports*, 555:1 – 60, 2015.

- [21] Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, Aug 1998.
- [22] Alexey Boyarsky, Oleg Ruchayskiy, and Mikhail Shaposhnikov. The role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics. *Nuclear and Particle Science*, 59:191–214, November 2009.
- [23] A. Merle. keV Neutrino Model Building. *International Journal of Modern Physics D*, 22:1330020, August 2013.
- [24] E. Bulbul, M. Markevitch, Foster, et al. Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters. *ApJ*, 789:13, July 2014.
- [25] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy, et al. Unidentified line in x-ray spectra of the andromeda galaxy and perseus galaxy cluster. *Physical Review Letters*, 113(25):251301, December 2014.
- [26] Hitomi Collaboration, F. A. Aharonian, Akamatsu, et al. Hitomi constraints on the 3.5 keV line in the Perseus galaxy cluster. *ArXiv e-prints*, July 2016.
- [27] Joerg Jaeckel and Andreas Ringwald. The low-energy frontier of particle physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60:405–437, November 2010.
- [28] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977.
- [29] J. L. Hewett, H. Weerts, Babu, et al. Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 2: Intensity Frontier. *ArXiv e-prints*, January 2014.
- [30] G.’t Hooft, C. Itzykson, A. Jaffe, et al. Recent developments in gauge theories. *NATO Advanced Study Institutes Series*, 59(1), 1980.
- [31] G. Angloher, M. Bauer, and Bavykina. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search. *The European Physical Journal C*, 72(4):1971, 2012.
- [32] Andrew Brown, Sam Henry, Hans Kraus, and Christopher McCabe. Extending the cressst-ii commissioning run limits to lower masses. *Phys. Rev. D*, 85:021301, Jan 2012.
- [33] G. Angloher. Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector. *The European Physical Journal C*, 74(12):3184, 2014.
- [34] H. S. Lee et al. Limits on interactions between weakly interacting massive particles and nucleons obtained with csi(tl) crystal detectors. *Phys. Rev. Lett.*, 99:091301, Aug 2007.
- [35] R. Agnese. Search for low-mass weakly interacting massive particles with supercdms. *Phys. Rev. Lett.*, 112:241302, Jun 2014.
- [36] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, J. Colaresi, et al. Cogent: A search for low-mass dark matter using *p*-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D*, 88:012002, Jul 2013.
- [37] E. Armengaud et al. Constraints on low-mass wimps from the edelweiss-iii dark matter search. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(05):019, 2016.
- [38] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, et al. Final model independent result of dama/libra-phase1. *The European Physical Journal C*, 73(12):2648, 2013.
- [39] R. Agnese, Z. Ahmed, A. J. Anderson, et al. Silicon detector dark matter results from the final exposure of cdms ii. *Phys. Rev. Lett.*, 111:251301, Dec 2013.
- [40] M Bossa. Darkside-50, a background free experiment for dark matter searches. *Journal of Instrumentation*, 9(01):C01034, 2014.
- [41] M G Boulay and the Deap Collaboration. DEAP-3600 Dark Matter Search at SNOLAB. *Journal of Physics: Conference Series*, 375(1):012027, 2012.
- [42] D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araújo, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *ArXiv e-prints*, August 2016.
- [43] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, et al. Physics reach of the XENON1T dark matter experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(04):027, 2016.
- [44] K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura, et al. Direct dark matter search by annual modulation in XMASS-

- I. *Physics Letters B*, 759:272 – 276, 2016.
- [45] D.Yu. Akimov, H.M. Araújo, E.J. Barnes, et al. WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III. *Physics Letters B*, 709(1–2):14 – 20, 2012.
 - [46] Y. Yang and On behalf of PandaX-II Collaboration. Search for dark matter from the first data of the PandaX-II experiment. *ArXiv e-prints*, December 2016.
 - [47] M. Szydagis, for the LUX Collaboration, and the LZ Collaboration. The Present and Future of Searching for Dark Matter with LUX and LZ. *ArXiv e-prints*, November 2016.
 - [48] J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, et al. Darwin: towards the ultimate dark matter detector. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(11):017, 2016.
 - [49] E. Behnke, J. Behnke, S. J. Brice, et al. First dark matter search results from a 4-kg CF₃I bubble chamber operated in a deep underground site. *Phys. Rev. D*, 86:052001, Sep 2012.
 - [50] E. Behnke, M. Besnier, P. Bhattacharjee, et al. Final Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment. *ArXiv e-prints*, November 2016.
 - [51] C. Amole, M. Ardid, D. M. Asner, et al. Dark Matter Search Results from the PICO-2L C₃F₈ Bubble Chamber. *Physical Review Letters*, 114(23):231302, June 2015.
 - [52] M. Felizardo, T. A. Girard, T. Morlat, et al. Final Analysis and Results of the Phase II SIMPLE Dark Matter Search. *Phys. Rev. Lett.*, 108:201302, May 2012.
 - [53] J. Monroe and Dmtpc Collaboration. Status and prospects of the DMTPC directional dark matter experiment. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1441 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 515–517, September 2012.
 - [54] J.B.R. Battat, J. Brack, E. Daw, et al. First background-free limit from a directional dark matter experiment: Results from a fully fiducialised drift detector. *Physics of the Dark Universe*, 9–10:1 – 7, 2015.
 - [55] Q. Riffard, D. Santos, G. Bosson, et al. First detection of tracks of radon progeny recoils by MIMAC. *ArXiv e-prints*, April 2015.
 - [56] K. Nakamura, K. Miuch, et al. Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b'. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 043F01, 2015.
 - [57] K. Nakamura. Doctor thesis kyoto university. January 2014.
 - [58] T. Hashimoto. Master thesis kobe university. 2016.
 - [59] J.D. Lewin and P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6(1):87 – 112, 1996.
 - [60] John Ellis, Andrew Ferstl, and Keith A. Olive. Re-evaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter. *Physics Letters B*, 481(2–4):304 – 314, 2000.
 - [61] David N. Spergel. Motion of the earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Phys. Rev. D*, 37:1353–1355, Mar 1988.
 - [62] R. Bernabei, P. Belli, et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1. *European Physical Journal C*, 73:2648, December 2013.
 - [63] CDMS Collaboration, R. Agnese, Z. Ahmed, et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *ArXiv e-prints*, April 2013.
 - [64] P. Cushman, C. Galbiati, McKinsey, et al. Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection. *ArXiv e-prints*, October 2013.
 - [65] C. Amole, M. Ardid, D. M. Asner, et al. Dark matter search results from the PICO-60 CF₃ I bubble chamber. *Phys. Rev. D*, 93(5):052014, March 2016.
 - [66] M. G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, et al. Search for dark matter annihilations in the sun with the 79-string icecube detector. *Phys. Rev. Lett.*, 110:131302, Mar 2013.
 - [67] S. Desai, Y. Ashie, S. Fukuda, et al. Search for dark matter WIMPs using upward through-going muons in Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, 70:083523, Oct 2004.

- [68] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, et al. Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at TeV with the ATLAS detector. *European Physical Journal C*, 75:299, July 2015.
- [69] CMS Collaboration. Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ tev. *ArXiv e-prints*, October 2014.
- [70] O. Urban, N. Werner, S. W. Allen, A. Simionescu, J. S. Kaastra, and L. E. Strigari. A Suzaku search for dark matter emission lines in the X-ray brightest galaxy clusters. *MNRAS*, 451:2447–2461, August 2015.
- [71] M. Di Mauro, F. Donato, N. Fornengo, R. Lineros, and A. Vittino. Interpretation of AMS-02 electrons and positrons data. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4:006, April 2014.
- [72] Samuel Ting. The first five years of the alpha magnetic spectrometer on the international space station. <http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2016/12/Final.pdf>.
- [73] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5):195 – 373, 1996.
- [74] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi 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*, 471(1–2):264 – 267, 2001. Imaging 2000.
- [75] Fabio Sauli. The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 805:2 – 24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.
- [76] Takashi Hashimoto. 2016 日本物理学会秋季大会, September.
- [77] G. Charpak, I. Crotty, Y. Giomataris, et al. A high-rate, high-resolution asymmetric wire chamber with mustrip readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 346(3):506 – 509, 1994.
- [78] James B R Battat and the Dmtpc Collaboration. Updates from the Dark Matter Time Projection Chamber Group (DMTPC). *Journal of Physics: Conference Series*, 469(1):012001, 2013.
- [79] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack. SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 268:1818–1823, June 2010.
- [80] S.F. Biagi. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 421(1–2):234 – 240, 1999.
- [81] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11–12):1818 – 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.
- [82] C.J. Martoff, D.P. Snowden-Ifft, T. Ohnuki, N. Spooner, and M. Lehner. Suppressing drift chamber diffusion without magnetic field. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 440(2):355 – 359, 2000.
- [83] D. P. Snowden-Ifft. Discovery of Multiple, Ionization-Created Anions in Gas Mixtures Containing CS₂ and O₂. *ArXiv e-prints*, August 2013.
- [84] N. S. Phan, R. Lafler, R. J. Lauer, et al. The novel properties of SF₆ for directional dark matter experiments. *ArXiv e-prints*, September 2016.
- [85] Kirill Pushkin and Daniel Snowden-Ifft. Measurements of W-value, mobility and gas gain in electronegative gaseous CS₂ and CS₂ gas mixtures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606(3):569

– 577, 2009.

- [86] I Lopes, H Hilmert, and W F Schmidt. Ionisation of gaseous and liquid sulphur hexafluoride by 60 keV γ -radiation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 19(6):L107, 1986.
- [87] W. Diethorn. A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements. *USAEC Report*, NY0-6628, 1956.
- [88] M.P. Dion, C.J. Martoff, and M. Hosack. On the mechanism of townsend avalanche for negative molecular ions. *Astroparticle Physics*, 33(4):216 – 220, 2010.
- [89] L. G. Christophorou and J. K. Olthoff. Electron Interactions With SF₆. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 29(3):267–330, 2000.
- [90] Y.Wang et al. *J. Chem. Phys.*, 91(2254), 1989.
- [91] J.K.Olthoff and R.J.Van Brunt. *J.Chem.Phys.*, 91, 1989.
- [92] Ken Sakashita. Liquid Argon TPC Neutrino Detector. *JPS Conf. Proc.*, 8(023011), 2015.

9 謝辞

この修士論文を執筆するにあたって、また修士課程の研究活動においてお世話になった皆様に感謝を申し上げます。物理学専攻粒子物理研究室の先生方々は大変教育的で熱心な指導をしていただきました。博士課程課程の先輩方、同期、後輩が作る研究室の雰囲気は非常に温かく、こうした恵まれた環境の中で2年間研究できたことに幸福を感じております。

NEWAGE グループの皆様には日頃からお世話になっております。身内賢太朗様、本当にお世話になっております。研究における知識や技術に留まらず、人間性などのさまざまな点で学ぶことがあったと感じております。研究会や研究機関を訪れる機会をたくさん作っていただいていることに非常に感謝しております。私の研究意欲と研究に対する熱意は、こうした交流の場で出会ってきた数多くの研究者によって育まれてきたと感じております。時間に惜しむことなく指導してくださること、国際会議の参加の機会を提案してくださったこと、学振書類の作成など、ここでは書ききれないほどの指導をしてもらってきました。本当に心から感謝を申し上げます。越智敦彦様、日頃から技術指導をしていただいております。越知先生の的確な助言によって解決の糸口が見つかることが非常に多かったです。国際会議などの研究会でも大変お世話になりました。関谷洋之様、神岡 Lab-B にある検出器の管理をしてくださっています。中村輝石様、研究会ではいつも刺激的なお話を聞いて感銘を受けております。矢ヶ部様、橋本様、同じ NEWAGE グループの先輩として多くのことを指導していただきました。帝釋様、中澤様は同期、後輩として研究できたことに喜びを感じております。

修士課程2年間の研究はその大半を粒子物理研究室で行なってきました。蔵重久弥様、学生が研究室で充実した研究生活をおくれているのは蔵重先生をはじめとする先生方々の環境作りと熱烈な指導の賜物であると感じております。竹内康雄様、若手研究会では岐阜大中村さんやギョムさんを紹介していただきました。学生に対する協力を惜しみなくしていただいていることに感謝しています。山崎祐司様、食堂での食事の際には気兼ねなくお話していただいております。鈴木州様、実験室の場所をお借りしています。前田順平様、清水志真様、コロキウムではいつも適切な指摘をしていただいております。矢野孝臣様、同期と一緒に食事に誘っていただきました。中野佑樹様、若手研究会にも参加していただきました。飲み会の場でも何度もお世話になっております。先輩である山根様には国際会議でお世話になりました。長谷川様には FPGA について指導してもらいました。陳様、木戸様、には私が学部生のときから先輩として指導してもらっています。同期である帝釋君、長谷川君、長坂君、斉藤君、谷岡君は非常に長い時間をともに過ごしてきました。研究室の同期としての関係でなく、良き友人でもあります。ともに修士課程を過ごせたことに喜びを感じております。

最後に神戸大学粒子物理研究室だけでなく、研究会でお会いした先生方々、学生の皆様に心から感謝いたします。