修士学位論文

NEWAGE 実験における陰イオン 3 次元飛跡検出器のための 多チャンネル読み出し用集積回路の開発

2020年2月7日

専 攻 名物理学専攻学籍番号184s120s氏名中村 拓馬

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

現在の素粒子物理学において標準模型は多くの粒子の性質を説明してきた。しかし、観測から宇宙の物質の大部分は標準模型の枠組みでは説明することのできない物質であるということが示唆されている。それらは暗黒物質と呼ばれ、その正体を解明し、性質を解き明かすためにさまざまな実験が行われてきたが、未だに直接観測されていない。

我々の実験グループ NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) では方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験を行っている。方向に感度を持った暗黒物質直接探索実験では、従来の実験とは異なり、ガス検出器を用いることで、太陽系と銀河系との相対的な運動によって生じる "暗黒物質の風"をとらえるという試みを行っている。しかし、その感度は従来の実験のものには届いていない。そのため我々は NEWAGE の感度を妨げているバッググラウンドを取り除き有効体積を大きくすることで感度を向上させることが可能な陰イオン 3 次元飛跡検出器 (Negative Ion μ Time Projection Chamber:NI μ TPC) を開発中である。この NI μ TPC を実現させるためには検出器に含まれる陰イオンガス由来の信号を読み取るための特別な回路が必要であり、先行研究において NI μ TPC を実現させるための専用集積回路 (Application Specific Integrated Circuit:ASIC) の開発が KEK と共同で行われた。しかし先行研究で開発された ASIC はノイズの量が多く要請されていた値を満たすことができなかったため、今回その改良として新たな ASIC:LTARS2018_K06 の開発を行った。さらに開発した LTARS2018_K06 に対して性能評価を行い実用上問題がないと判断することができたため、測定用の回路基板 NEWAGE 2018 RO の設計も行った。今回開発された回路により NI μ TPC の実現へと一歩前進することができた。NI μ TPC の実現により有効体積を大きくしてバッググラウンドを取り除くことで NEWAGE の持つ感度を大幅に更新し、従来の実験の感度に近づくことが可能になると期待される。

目次

第1章	暗黒	物質 1
1.1	暗黒	物質の存在
1.	1.1	銀河の回転曲線
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)
1.2	暗黒	.物質の性質 4
1.3	暗黒	物質の候補粒子
1.3	3.1	原始ブラックホール
1.3	3.2	ステライルニュートリノ 5
1.3	3.3	WIMPs
1.3	3.4	アクシオン 7
第2章	暗黒	!物質探索実験
2.1	直接	探索手法
2.	1.1	エネルギースペクトル 8
2.	1.2	散乱断面積
2.	1.3	暗黒物質の信号
2.2	直接	· 探索実験
2.3	間接	·····································
2.4		[器実験
第3章	1 到来	
3.1		検出器
3.2		WAGE
		NEWAGE-0.3b'
		データ取得システム
-		NEWAGE における暗黒物質探索
		バックグラウンド
第 4 章	•	
4.1	陰イ	オンガス 3 次元飛跡検出器 (Negative Ion micro Time Projection Chamber: $NI\mu TPC$) . 24
4.	1.1	陰イオン TPC(Negative Ion Time Projection Chamber:NITPC)
4.	1.2	マイノリティチャージ検出 24
4.	1.3	NEWGAE における NI μ TPC 開発
第5章	$NI\mu$	TPC 用 ASIC のこれまで 27
5.1	LTA	ARS2016_K01
5.2	LTA	ARS2016_K01 MT 回路
5.5	2.1	MT 回路の設計
5 '	2.2	TOSHIZOU を用いた MT 回路の性能評価 20

第6章	$NI\muTPC$ 用 ASIC の開発と性能評価	35
6.1	LTARS2018_K06	35
6.1	.1 LTARS2018_K06A	35
6.1	.2 BOLT の設計	38
6.1	.3 LTARS2018_K06A の性能評価	40
第7章	議論と展望	48
7.1	議論	48
7.2	NEWAGE2018 RO	49
7.3	今後の展望	50
第8章	結論	52
付録		53
付録 A	回路図とレイアウト図	53
A.1	BOLT	53
A.2	NEWAGE 2018 RO	67

第1章 暗黒物質

さまざまな観測から宇宙には光を発することも吸収することもない暗黒物質と呼ばれる物質が存在することが示唆されている。2018 年に発表されたプランク衛星の最終的な観測結果によると、宇宙のエネルギー密度の大部分は暗黒エネルギーによって占められており、物質の占める割合は31.5%である。それら物質の中の84%を占めているものこそが暗黒物質であり、既知の物質はわずか16%しか存在しない[1]。暗黒物質は素粒子標準模型の枠組みを超えた粒子である可能性が高く、その正体解明のために世界各国で暗黒物質に関する研究が進められている。

1.1 暗黒物質の存在

暗黒物質は、1933 年に Fritz Zwicky によって提唱された [2]。Zwicky はかみのけ座銀河団の観測から銀河団全体の質量を見積もった。銀河の運動速度から見積もった銀河団の総質量が、光学的に観測された銀河の星の総質量の数百倍の質量になったことから、光学的に観測することが不可能な物質「暗黒物質」の存在を提唱した。それ以来、様々な宇宙観測により暗黒物質の存在を示唆する証拠が得られている。以下ではそれらの証拠のうち代表的なものをいくつか紹介する。

1.1.1 銀河の回転曲線

1970 年代には、アメリカの天文学者 Vera Rubin によって銀河のガスの回転速度が観測された [3]。その結果、銀河中心から十分離れたところで回転速度が一定となることが観測された。銀河の中心から距離 r における回転速度 $v_{\rm cir}(r)$ はケプラーの法則に従い、

$$v_{\rm cir}(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{1.1}$$

と表される。ここで、G は万有引力定数、M(r) は r より内側の銀河の質量である。銀河はディスクと呼ばれる円盤部分に対して、バルジと呼ばれる中心部分が非常に明るく、光学的に観測される物質のみで構成されているならば、質量をもった星は銀河中心に集中していると考えられる。このことより円盤部分では M(r) はほぼ一定となり、式 1.1 より $v_{\rm cir}(r)$ は $r^{-1/2}$ に比例して減少すると予想できる。しかし図 1.1 に示した観測結果からは円盤部分における回転速度がバルジから十分に離れた 20 kpc 程度まで一定であることが分かる [4]。銀河を球状に取り囲むハローと呼ばれる領域に光学的に観測不可能な質量を持った物質が存在していると仮定することで、この矛盾を説明することができ、銀河スケールでの暗黒物質の存在の証拠となっている。

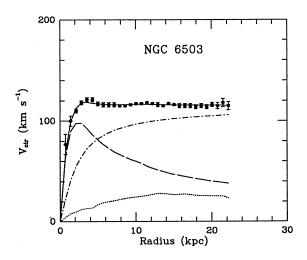


図 1.1 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線。縦軸が銀河の回転速度、横軸は銀河中心からの距離。黒点は観測値。破線と点線はそれぞれディスク、ガスからの寄与で、一点鎖線はハロー暗黒物質の寄与であり、実線はそれらの和を示す [4]。

1.1.2 重カレンズ効果

宇宙に存在する重力源の影響で光の経路が曲げられる現象を、重力レンズ効果という。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2つに分類される。図1.2では、強い重力レンズ効果を受けて、重力源の背後にある銀河が弓状に変形したり、複数の像、あるいはリング状に見えたりしている。弱い重力レンズ効果は、背景の銀河の歪みを統計的に観測することで質量分布を知ることができる効果である。



図 1.2 銀河団 Abell2218[5]。ハッブル宇宙望遠鏡による観測写真。前方にある重力源により光の経路が曲げられ、重力源の背後が弓状に変形している。

重力レンズ効果を用いた暗黒物質の観測に弾丸銀河団衝突の観測がある。銀河団「1E 0657-56」の衝突観測の結果を図 1.3 に示す [6]。図 1.3 左図がマゼラン望遠鏡を用いた可視光による観測結果、図 1.3 右図は X 線天文衛星チャンドラを用いた X 線での観測結果である。左右の図に共通して描かれている緑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ている。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、質量分布と異なっている。このことから、電磁相互作用をする高温プラズマガスよりも反応率の低い物質が存在すると考えられ、これが銀河団スケールでの暗黒物質の存在の証拠である。

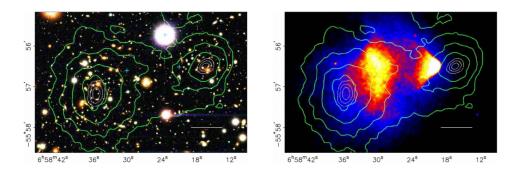


図 1.3 1E 0657-56 領域の観測結果 [6] 左図の画像は可視光による銀河の分布、緑の等高線は弱い重力レンズによって求めた質量の分布、右図のカラースケールは X 線観測による高温プラズマの分布を示す。

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 モデルが知られている。 Λ -CDM モデルとは Cold Dark Matter(CDM) 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のことで、式 1.2 のように表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_{\rm m}}{a^3} + \frac{\Omega_{\rm r}}{a^4} + \Omega_{\Lambda} - \frac{\Omega_{\rm k}}{a^2} \right\} \tag{1.2}$$

 Λ -CDM モデルでは宇宙を占めるエネルギーはマター、放射、ダークエネルギーから成り、エネルギー密度を臨界密度 $\rho_{\rm c}\left(=rac{3c^2H_0^2}{8\pi G}
ight)$ で割ることにより無次元化された量で議論する。これらは宇宙論パラメータと呼ばれ、式 1.2 中ではそれぞれ $\Omega_{\rm m}$, $\Omega_{\rm r}$, Ω_{Λ} と表している。a は宇宙のサイズを表すスケールファクタ、 H_0 はハッブル定数、 $\Omega_{\rm k}$ は宇宙の曲率を表すパラメータで、式 1.2 は規格化されたフリードマン方程式である。また、宇宙初期 (赤方偏移 $z\sim10^4$) での放射優勢から物質優勢に移り変わった後では $\Omega_{\rm r}$ は $\Omega_{\rm m}$ と比較して無視できるほど小さい。この微分方程式を解くことで、宇宙の収縮や膨張、宇宙が平坦か否か、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、宇宙発展の様子が宇宙論パラメータに依存していることが分かる。

宇宙論パラメータは宇宙マイクロ波背景放射(CMB)の観測によって決定できる。CMB とは全天球上でほぼ等方的に観測される電磁波のことで、ビッグバン直後の宇宙が冷えて電気的中性になり光が直進できるようになったとき(宇宙の晴れ上がり)の電磁波の波長が引き延ばされて観測されるものである。宇宙の晴れ上がり時の密度揺らぎによって CMB にはわずかな非一様性が存在する。最近では Planck 衛星によって CMB の温度揺らぎが測定されている [7]。図 1.4 は Planck 衛星による CMB 観測結果で、上図は角度パワースペクトル、下図は測定値と Λ -CDM モデルを用いたフィット曲線との差分を表している。角度パワースペクトルの最初のピークの位置は宇宙が平坦であることを示している。2 番目と 3 番目のピークの相対値はダークマター密度 $\Omega_{\rm d}=\rho_{\rm d}/\rho_{\rm c}$ がバリオン密度 $\Omega_{\rm b}$ より 5 倍大きいことを示している。また、 Λ -CDM 宇宙モデルとのフィットにより、暗黒物質を含む全ての物質密度が $\Omega_{\rm m}h^2=0.1430\pm0.0011$ 、バリオンの物質密度が $\Omega_{\rm b}h^2=0.02237\pm0.00015$ と得られる。この観測結果はビッグバン元素合成モデル(Big Bang Nucleosythesis:BBN)によって推測されたバリオン密度 $0.019 \le \Omega_{\rm b}h^2 \le 0.024$ と一致しており、これは宇宙スケールでの暗黒物質の存在を示す証拠となる。

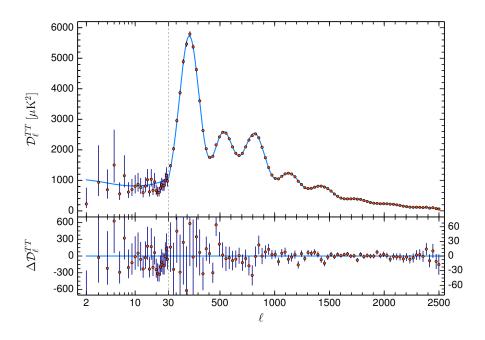


図 1.4 上図が Planck 衛星によって観測された CMB の温度揺らぎの角度パワースペクトル。赤点が測定値。 青線が Λ CDM モデルを用いたフィット曲線。 下図は測定値とモデルとの差分 [1]。

1.2 暗黒物質の性質

宇宙の進化は暗黒物質の性質に依存している。宇宙の構造が形成されるときに暗黒物質が相対論的な速度を持っていた場合、それらは Hot Dark Matter (HDM) と呼ばれる。HDM の主要な候補はニュートリノであると考えられていたが、その残存量は暗黒物質の量よりもはるかに少ない。また、HDM モデルでは最初に形成される構造は超銀河団であり、そこからより小さな構造が形成されていくとされるが、これは現在観測されている宇宙の構造とは異なっている。そのため標準的な理論では暗黒物質は構造形成時に非相対論的な速度を持っていた Cold Dark Matter (CDM) であると考えられている。前述の Λ -CDM モデルを用いたシミュレーションは広い範囲の観測結果と一致している [8]。

1.3 暗黒物質の候補粒子

これまでに述べたように、宇宙の様々なスケールでの暗黒物質の存在が知られている。暗黒物質の候補として多種多様な粒子が提案されており、その内の代表的なものについて紹介する。

1.3.1 原始ブラックホール

暗黒物質は素粒子であると考えられることが多いが、質量が大きく未だに蒸発していない原始ブラックホールは暗黒物質の候補になりえる。原始ブラックホールは BBN 以前に形成されたと考えられているため、バリオン密度の制限にはかからない。このような原始ブラックホールの探索は白色矮星や中性子星などの探索とともに MACHO,EROS,OGLE といった実験により行われている。しかし実際には膨大な数の天文学や宇宙物理学の観測により、暗黒物質を構成することができる原始ブラックホールの質量の範囲は厳しく制限されている [9]。

1.3.2 ステライルニュートリノ

ステライルニュートリノはニュートリノ振動の観測における矛盾を解決することを可能とする仮想粒子である。ステライルニュートリノの導入はニュートリノの質量の起源を説明するだけではなく、暗黒物質をはじめとした宇宙の様々な未解決問題に解法を与えてくれる。

ステライルニュートリノは不安定な粒子であり主に2つのニュートリノと1つの反ニュートリノに崩壊する。その時の崩壊幅は

$$\Gamma = \frac{G_F^2 M_1^5 \theta^2}{96\pi^3} = 10^{14} \text{years} \left(\frac{10 \text{keV}}{\text{M}_1}\right)^5 \left(\frac{10^{-8}}{\theta_1^2}\right)$$
(1.3)

と表される。 M_1 はステライルニュートリノの質量であり、 G_F はフェルミ結合定数である。ステライルニュートリノの質量が数 keV 程度であると仮定するとステライルニュートリノの寿命は宇宙の年齢を超えるため、暗黒物質の候補となりえる。ステライルニュートリノは厳密には"暗黒"ではなく X 線を出す崩壊をすることもあるため、その X 線を観測することでステライルニュートリノの探索が行われている。これらの観測は XMM-Newton 衛星や HEAO-1 衛星などにより行われているが、現在までにステライルニュートリノ由来の X 線は観測されおらず、ステライルニュートリノの性質に制限が付けられている [10]。観測や理論からステライルニュートリノに付けられた制限を図 1.5 に示す。

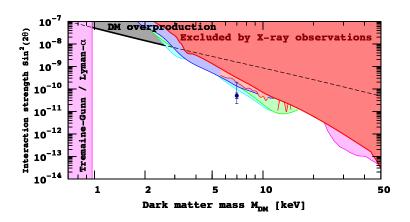


図 1.5 理論や観測によりステライルニュートリノにつけられた制限 [11]。右上の色のついた部分は Fermi、HEAO-1、XMM-Newton、Chandra、Suzaku、Integral、X-ray microcalorimater による様々な天体の観測に基づいてつけられた。

1.3.3 WIMPs

CDM の候補の中で最も大きな分類が Weakly Interacting Massive Particles(WIMPs)[12] である。WIMP は相互作用が弱く、典型的な質量は 10GeV~数 TeV 程度であると考えられている。WIMP を与えるような理論は複数存在するが、そのなかでも最も期待されているものが超対称性理論 (Supersymmetry:SUSY) である。SUSY は標準理論の粒子とスピンが 1/2 だけ違う超対称性粒子 (SUSY 粒子) が存在するという理論である。標準理論に対して SUSY に基づいた最小限の拡張を行った理論を Minimum Supersymmetric Standard Model(MSSM) と呼び、表 1.1 に示すような SUSY 粒子が導入される。

表 1.1 MSSM で導入される SUSY 粒子

標準理論の粒子				SUSY 粒子	
記号	名称	スピン	記号	名称	スピン
q = u, c, t	アップクォーク	1/2	$\tilde{q}_u^1, \cdots \tilde{q}_u^6$	アップスクォーク	0
q=d,s,b	ダウンクォーク	1/2	$\tilde{q}_d^1, \cdots \tilde{q}_d^6$	ダウンスクォーク	0
$l=e,\mu,\tau$	レプトン	1/2	$\tilde{l}_6, \cdots \tilde{l}_6$	スレプトン	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_ au$	ニュートリノ	1/2	$\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2, \tilde{\nu}_3$	スニュートリノ	0
g	グルーオン	1	\tilde{g}	グルイーノ	1/2
W^{\pm}	W ボソン	1	$\tilde{\chi}_1^{\pm}, \tilde{\chi}_2^{\pm}$	チャージーノ	1/2
H^\pm	荷電ヒッグス	0			
γ	光子	1	$\tilde{\chi}_1^0, \cdots \tilde{\chi}_4^0$	ニュートラリーノ	1/2
Z^0	Ζボソン	1			
h^0	軽ヒッグス	0			
H^0	重ヒッグス	0			
A^0	擬ヒッグス	0			

SUSY 粒子と標準理論の粒子の反応は R パリティーによって決められ、B をバリオン数、L をレプトン数、S をスピンとして、式 1.4 で表される。

$$R = (-1)^{3B+L+2S} (1.4)$$

標準理論の粒子の R パリティーは 1 に、SUSY 粒子の R パリティーは -1 になる。反応の前後で R パリティーが保存する理論を考えたときには、SUSY 粒子の中で最も軽い粒子 (LSP:Lightest Supersymmetric Particles) はそれ以上崩壊せず安定に存在することができるため、特に電気的に中性なものは暗黒物質の有力な候補となり得る。LSP の候補として考えられているものが最も軽いニュートラリーノである。ニュートラリーノは、電荷を帯びていないフォティーノ $(\tilde{\gamma})$ 、 Z^0 のパートナーであるズィーノ (\tilde{Z}) 、中性ヒッグスボソンのパートナーであるヒグシーノ $(\tilde{H}_1, \tilde{H}_2)$ もしくはこれら 4 つの混合状態のことを指す。最も軽いニュートラリーノ $(\tilde{\chi}_1^0 \equiv \chi)$ は、フォティーノ $(\tilde{\gamma})$ 、ズィーノ (\tilde{Z}) 、ヒグシーノ $(\tilde{H}_1, \tilde{H}_2)$ の混合状態の中で質量固有値が最小になるものである。フォティーノはビーノ (\tilde{B}) とウィーノ (\tilde{W}_3) を用いて

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta_{W} \tilde{B} + \sin \theta_{W} \tilde{W}_{3} \tilde{Z} = -\sin \theta_{W} \tilde{B} + \cos \theta_{W} \tilde{W}_{3} \tag{1.5}$$

と表せるので、最も軽いニュートラリーノ χ は

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \tag{1.6}$$

と表すことができる。SUSY 粒子の質量は大きく、ニュートラリーノの質量も大きいと考えられる。質量が大きい故に運動は遅いと考えられ、CDM の性質に合致している。

1.3.4 アクシオン

QCD での強い CP 問題を解決するために導入された粒子がアクシオンである [12]。アクシオンは Peccei-Quinn 広域対称性の自発的破れに関係した擬南部ゴールドストーンボゾンである。プリマコフ効果と呼ばれる特殊な性質を持ち、強磁場中において光子に変換され、磁場の影響が強いほどプリマコフ効果は強くなる。この性質を利用してアクシオンを観測するプロジェクト Axion Dark Matter eXperiment (ADMX) も観測を行っているが、現在までのところ未発見である。ニュートラリーノと対照的なのは質量が小さいことであるが、アクシオンは他の粒子と相互作用しないため宇宙初期に誕生したときから速度はほぼ 0 だったと考えることもでき、冷たい暗黒物質の候補となりうる。

第2章 暗黒物質探索実験

暗黒物質はその存在を示す証拠は多くあるにも関わらず未だその正体は不明である。世界中の研究グループが様々な方法で暗黒物質探索を行っているが、その手法は「直接探索実験」、「間接探索実験」、「加速器実験」の大きく3つに分類される。本章では、これらの実験について直接探索実験を中心にして、概説する。

2.1 直接探索手法

2.1.1 エネルギースペクトル

暗黒物質直接探索では、暗黒物質と原子核の弾性散乱によって原子核に与えられたエネルギーを測定する。 測定されたエネルギースペクトルと期待されるエネルギースペクトルを比較することで、暗黒物質の質量と散 乱断面積を求めることができる。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 8kpc 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

$$v_E = v_{sun} + v_{orb}\cos\theta_{orb}\sin(2\pi y)$$

$$\simeq 244 + 15\sin(2\pi y)$$
(2.1)

と表せる。 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、 $\cos\theta_{orb}$ は銀河面に対する地球の公転面、y は 1 年での 3 月 2 日からの経過時間を表している。図 2.1 は銀河内での地球と太陽の運動を表した模式図である。

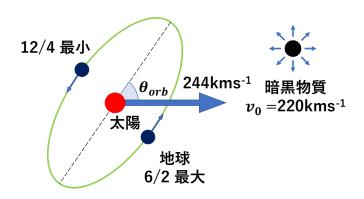


図 2.1 銀河内での地球と太陽の運動を表した模式図

WIMP の微分数密度は

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{v}_E) d^3 v \tag{2.2}$$

と与えられる。ここで n_0 は WIMP の全数密度 (= ρ_D/M_D 、 ρ_D 、 R_D はそれぞれ暗黒物質の質量と密度) であり、k は次式が成り立つような規格化定数である。

$$\int_0^{v_{esc}} dn \equiv n_0 \tag{2.3}$$

つまり

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \int_0^{v_{esc}} \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^2v$$
 (2.4)

である。 v_{esc} は銀河脱出速度、 θ は v_E と WIMP 速度とが成す角度、 ϕ は天頂と WIMP 速度とが成す方位角 である。暗黒物質の速度分布 ƒ はボルツマン分布に従うと仮定すると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v} + \mathbf{v}_E)^2 / v_0^2}$$
 (2.5)

と表せる。また、k は v_{esc} が無限か有限かで場合分けをすることができ、

$$k = k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}$$
 $(v_{esc} = \infty)$ (2.6)

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

$$k = k_1 = k_0 \left[erf\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] (v_{esc} \neq \infty)$$
(2.6)
$$(2.7)$$

となる。これらを用いて WIMP のエネルギースペクトルは次式で表すことができる [13]。

$$\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right]
\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[erf\left(\frac{v_{min} + v_E}{v_0}\right) - erf\left(\frac{v_{min} - v_E}{v_0}\right) \right]$$
(2.8)

ここで R は単位質量当たりの WIMP の事象数、 R_0 は $v_E=0$ 、 $v_{esc}=\infty$ のときの事象数、 E_R は原子核が受 ける反跳エネルギーである。図 2.2 に $v_0=220 {
m km s^{-1}}$ 、 $v_{esc}=600 {
m km s^{-1}}$ に対する 6 月、12 月、年平均の規 格化されたエネルギースペクトルを示す。

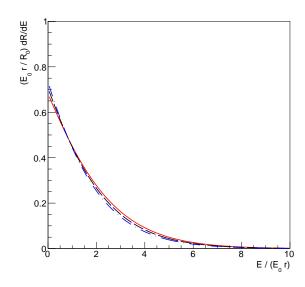


図 2.2 暗黒物質と弾性散乱した原子核の規格化されたエネルギースペクトル。赤線が 6 月、青い一点鎖線 が12月、黒い破線が年平均を表している。

2.1.2 散乱断面積

暗黒物質と原子核の弾性散乱は、詳細にみると原子核中のクォークとの散乱である。暗黒物質とクォーク の散乱では、図 2.3 に示すようにスピンに依存しない散乱 (Spin-Independent:SI) とスピンに依存した散乱 (Spin-Dependent:SD) のいずれかの反応を起こす。暗黒物質と原子核との SI による散乱断面積を $\sigma_{\gamma-N}^{\rm SI}$ 、SD による散乱断面積を $\sigma_{\chi-\mathrm{N}}^{\mathrm{SD}}$ とすると、暗黒物質と原子核の弾性散乱の散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{SI} + \sigma_{\chi-N}^{SD} \tag{2.9}$$

と表せる。どちらの散乱断面積が大きいかは標的原子核によって異なり、暗黒物質探索においてどちらの反応 が有利かも不明である。以下ではそれぞれの散乱について説明する。

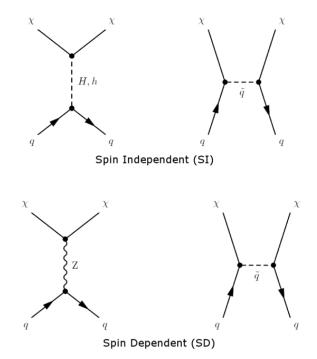


図 2.3 暗黒物質探索のファインマンダイアグラム。上図が SI で下図が SD。

• Spin-Independent(SI)

暗黒物質と原子核の SI による散乱断面積は

$$\sigma_{\chi-N}^{SI} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} \left[Zf_p + (A - Z)f_n \right]^2$$
 (2.10)

と表せる。ここで、Z は原子番号、A は質量数、 $\mu_{\chi-\mathrm{N}}$ は暗黒物質の質量 M_{D} と標的原子核の質量 M_{N} の換算質量で

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_{\rm D} M_{\rm N}}{M_{\rm D} + M_{\rm N}} \tag{2.11}$$

である。また、 f_p 、 f_n はそれぞれ暗黒物質-陽子、暗黒物質-中性子の SI カップリングである。 $f_{T_q}^{(\mathrm{p})} \simeq f_{T_q}^{(\mathrm{n})}$ である状況を考えると、2.10 式から $\sigma_{\chi-\mathrm{N}}^{\mathrm{SI}} \propto \mu_{\chi-\mathrm{N}}^2 A^2$ となる。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 $\sigma_{\chi-\mathrm{p}}^{\mathrm{SI}}$ を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{SI} = \sigma_{\chi-p}^{SI} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2$$
 (2.12)

と表される。2.12 式から SI においては標的原子核の質量数 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 2.4 に暗黒物質-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。

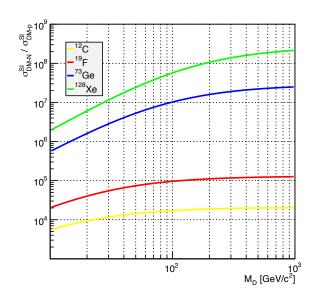


図 2.4 暗黒物質-陽子で規格化した標的原子核ごとの SI 反応の散乱断面積 [14]

• Spin Dependent(SD)

暗黒物質と原子核の SD による散乱断面積はフェルミカップリング定数 $G_{\rm F}(=1.166 \times 10^{-5}\,{\rm GeV}^{-2}(\hbar c)^3)$ を用いて以下のように表される。

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 \left(a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \right)^2 \frac{J+1}{J}$$
 (2.13)

ここで $\langle S_{\rm p} \rangle$ と $\langle S_{\rm n} \rangle$ 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 $a_{\rm p}$ と $a_{\rm n}$ は暗黒物質-核子の SD カップリングで

$$a_{\rm p} = \sum_{q=\rm u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_{\rm F}} \Delta_q^{\rm (p)}, \qquad (2.14)$$

$$a_{\rm n} = \sum_{q=\rm u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_{\rm F}} \Delta_q^{\rm (n)}$$
(2.15)

と表される。ここで、 $\Delta_q^{(\mathrm{p})}$ と $\Delta_q^{(\mathrm{n})}$ はそれぞれ原子核中の陽子と中性子のスピンであり、 $\Delta_\mathrm{u}^{(\mathrm{p})} = \Delta_\mathrm{d}^{(\mathrm{n})} = 0.78 \pm 0.02, \ \Delta_\mathrm{d}^{(\mathrm{p})} = \Delta_\mathrm{u}^{(\mathrm{n})} = -0.48 \pm 0.02, \ \Delta_\mathrm{s}^{(\mathrm{p})} = \Delta_\mathrm{s}^{(\mathrm{n})} = -0.15 \pm 0.02 \ \text{である。ここ }$ で、Lande 因子 $\lambda = \frac{a_\mathrm{p} \langle S_\mathrm{p} \rangle + a_\mathrm{n} \langle S_\mathrm{n} \rangle}{J}$ 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 $\sigma_{\chi-\mathrm{p}}^{\mathrm{SD}}$ を用いて

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \sigma_{\chi-p}^{SD} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75}$$
 (2.16)

と表される。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 2.1 に幾つかの核種に対する $\lambda^2 J(J+1)$ の値をまとめる [15]。また図 2.5、図 2.6 に標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\rm SD}/\sigma_{\chi-p}^{\rm SD}$ 、 $\sigma_{\chi-N}^{\rm SD}/\sigma_{\chi-n}^{\rm SD}$ を示す。

表 2.1 標的原子核ごとのスピン J、自然存在比、 $\lambda^2 J(J+1)$ の計算値 [15]。

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

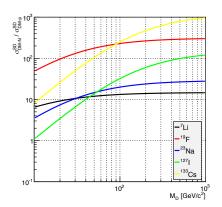


図 2.5 標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\rm SD}/\sigma_{\chi-p}^{\rm SD}$ 。 横軸は暗黒物質 r 質量。[14]

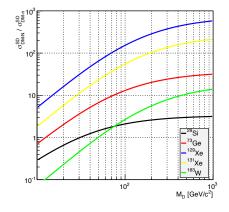


図 2.6 標的原子核ごとの $\sigma_{\chi-N}^{\rm SD}/\sigma_{\chi-n}^{\rm SD}$ 。 横軸は暗黒物質質量。 [14]

2.1.3 暗黒物質の信号

暗黒物質と弾性散乱した反跳原子核の反跳エネルギースペクトルは図 2.2 に示す通り特徴のない指数関数の形状をしている。暗黒物質を検出するためには、バックグラウンドと区別できる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は「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」の 3 つが挙げられる。

• エネルギースペクトルの核種依存性

暗黒物質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 $dR/dE_{\rm R}$ も原子核の核種に依存して形状が変化する。図 2.7、図 2.8 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である。ここで暗黒物質の質量は $M_{\rm D}=100~{\rm GeV/c^2}$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SI}=1\times10^{-6}~{\rm pb}$, $\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SD}=1~{\rm pb}$ とした。図 2.7、図 2.8 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、バックグラウンドのエネルギースペクトルも核種依存があるため、この手法で高い有意性を得るのは困難である。

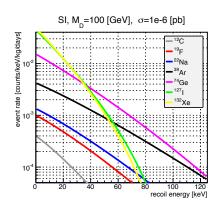


図 2.7 異なる標的原子核に対する、SI 反応で予想されるエネルギースペクトル。暗黒物質質量は $M_{\rm D}=100\,{
m GeV/c^2}$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi-{
m p}}^{\rm SI}=1 imes10^{-6}\,{
m pb}$ とした [14]。

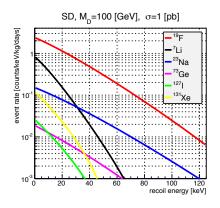


図 2.8 異なる標的原子核に対する、SD 反応で予想されるエネルギースペクトル。暗黒物質質量は $M_{\rm D}=100\,{
m GeV/c^2}$ 、散乱断面積は $\sigma_{\chi-{
m p}}^{
m SD}=1\,{
m pb}$ とした [14]。

• エネルギースペクトルの季節変動

地球の公転により、銀河に対する地球の相対速度 $v_{\rm E}$ が変化することからエネルギースペクトルの季節 変動が生じる。 $v_{\rm E}$ は 6 月 2 日に最大となり、12 月 4 日に最小となる。その変動率は 5% 程度である。 図 2.9 は 6 月と 12 月で予想されるそれぞれのエネルギ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、 $M_{\rm D}=100$ GeV、 $\sigma_{\chi-{\rm D}}^{\rm SD}=1$ pb を用いた。

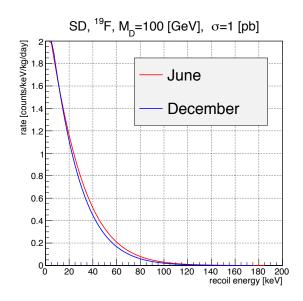


図 2.9 予想されるエネルギースペクトルの季節変化。標的原子核は $^{19}{\rm F}$ 、WIMP との反応は SD、 $M_{\rm D}=100\,{\rm GeV/c^2},~\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SD}=1\,{\rm pb}$ とした [14]。

この僅かな季節変動を検出するには、大質量検出器を用いた長時間観測で統計を稼ぐことで統計誤差を 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。

• 暗黒物質の到来方向異方性

エネルギースペクトルの季節変動が約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異方性が挙げられる。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。銀河系の中で運動をする太陽系の先には、はくちょう座が見えるため、暗黒物質の到来方向ははくちょう座の方向に偏っているように見られる。はくちょう座の方向は一日を通して変化し、また一年を通しても変化するため、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[16]。

$$\frac{d^2 R}{dE_{\rm R} d\cos\theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left[-\frac{(v_{\rm E}\cos\theta - v_{\rm min})^2}{v_0^2}\right]$$
 (2.17)

ここで θ はくちょう座の方向と原子核飛跡のなす角である。この角度と反跳エネルギーの関係を図 2.10 に示す。ここで、標的原子核は 19 F、WIMP との反応は SD、 $M_{\rm D}=100~{\rm GeV/c^2}$ 、 $\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SD}=1~{\rm pb}$ とした。図 2.10 の中から反跳エネルギーが $100-120~{\rm keV}$ の事象を抽出すると、図 2.11 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 2.11 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。

SD, F, M_D=100 [GeV], σ=1 [pb] -1.6 -1.4 -1.2 -1.2 -1.0 -1.6 -1.4 -1.2 -1.2 -1.2 -1.0.8 -0.6 -0.4 -0.2 -1.0.8 -0.6 -0.2

図 2.10 暗黒物質との弾性散乱による予想される角度スペクトル。 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、暗黒物質との反応は SD、 $M_{\rm D}=100\,{\rm GeV/c^2}$ 、 $\sigma_{\chi-\rm p}^{\rm SD}=1\,{\rm pb}$ とした。[14]

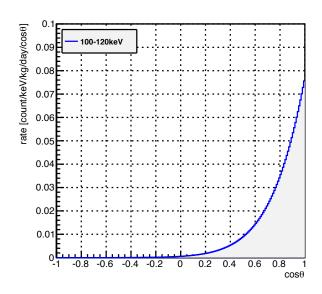


図 2.11 暗黒物質との弾性散乱による予想される $\cos\theta=1$ 分布 $(100-120\,\mathrm{keV})$ 。 θ はくちょう座の方向 と原子核飛跡のなす角、標的原子核は 19 F、暗黒物質との反応は SD、 $M_\mathrm{D}=100\,\mathrm{GeV/c^2}$ 、 $\sigma_{\chi-\mathrm{p}}^\mathrm{SD}=1\,\mathrm{pb}$ とした。 [14]

2.2 直接探索実験

直接探索実験は地球上に設置した検出器を用いて、前節で述べたように検出器中の原子核が暗黒物質によって反跳されるエネルギーを観測する。直接探索実験での反跳エネルギー検出方法は様々で、光、熱、電荷あるいはそれらの組み合わせで検出する。直接探索実験は、反跳原子核のエネルギーのみを測定する「従来型の探索実験」と、さらに反跳飛跡を測定する「到来方向に感度を持つ探索実験」の2つに分類される。「到来方向に感度を持つ探索実験」に関しては次章で説明する。本章では「従来型の探索実験」に関して紹介していく。前

節で述べたように、予想されるエネルギースペクトルは指数関数的な形状をしている。そのため、エネルギー 閾値が低い方がより多くの事象が期待される。この時、検出されるエネルギー領域は典型的には 100 keV 以 下である。また、暗黒物質と原子核の弾性散乱事象は非常に稀な事象なので、宇宙線起源のバックグラウンド を減らすために地下実験施設で直接探索実験が行われることが多い。さらに、効率よく統計を稼ぐために標的 原子核の数を増やす、すなわち標的とする検出器の質量を大きくすることが重要となる。以上のような特徴を もった検出器を用いて多くの実験が行われている。

従来型暗黒物質直接探索実験では DAMA/NaI や DAMA/LIBRA という実験が暗黒物質発見を主張している。 DAMA/NaI 及び DAMA/LIBRA は光を検出する固体シンチレータを検出器としている。 DAMA/NaI では $100 \log$ の NaI シンチレータを使用して 7 年間の観測を行い、 DAMA/LIBRA では $250 \log$ の NaI シンチレータを使用して、 $100 \log$ の NaI シンチレータを使用して、 $100 \log$ の NaI シンチレータを使用して、 $100 \log$ の Phase-1 において $100 \log$ の季節変動観測を主張している $100 \log$ の参加変動観測を主張している $100 \log$ の参加変動観測を主張している $100 \log$ の $100 \log$ $100 \log$ の $100 \log$ $100 \log$

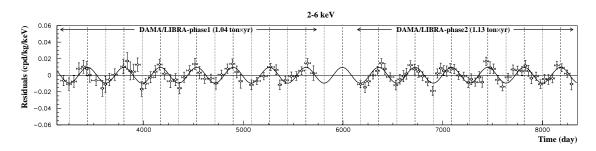


図 2.12 DAMA/LIBRA による 2-6 keV 領域での観測結果 [17]

しかし、多くの実験によって DAMA/NaI および DAMA/LIBRA による結果と矛盾した結果が報告されている。従来型暗黒物質直接探索実験によって探索された SI 散乱断面積の制限曲線を図 2.13 に、SD 散乱断面積の制限曲線を図 2.14 に示す。とりわけ大きな成果を上げているのは液体希ガス (Ar、Xe) を用いた検出器による実験である。代表的なものとして XMASS、XENON、PandaX、LUX などがある。また近年、COSINE や SABRE、DM-ICE をはじめとした、DAMA で使われていた NaI(Tl) シンチレータを用いて DAMA の結果を検証しようと試みる実験も増えてきている。

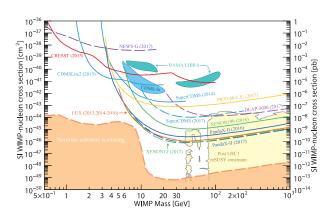


図 2.13 従来型暗黒物質直接探索実験によって探索された SI 散乱断面積の制限曲線。DAMA-LIBRA[17] によって暗黒物質発見が示唆されている領域に他の実験による制限曲線が引かれ結果が矛盾している [12]。

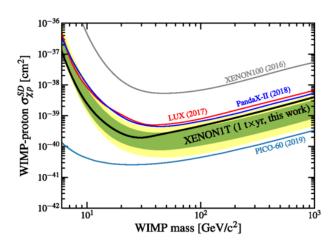


図 2.14 従来型暗黒物質直接探索実験によって探索された SD 散乱断面積の制限曲線 [18]。

2.3 間接探索実験

暗黒物質は重力相互作用によって、銀河中心や大質量天体の中心に捉えられる。暗黒物質の密度が大きいところでは、暗黒物質の対消滅が起こり、結果として γ 線やニュートリノといった通常の物質が生成されると考えられている。間接探索実験ではこれらの暗黒物質由来の宇宙線を観測する。以下では検出される粒子の種類に分けて議論する。

γ 線

暗黒物質由来の γ 線は $\chi\chi \longrightarrow \gamma\gamma$, $\chi\chi \longrightarrow Z^0\gamma$ という反応で生じる。この反応で生じる γ 線は単一のエネルギーを持っていると考えられる。2008 年に打ち上げられた 30 MeV ~300 GeV の γ 線を観測できる Fermi 衛星の結果から 130 GeV 付近での γ 線超過が見られ、暗黒物質の信号であるという解釈が主張された。しかし、現在では 200 MeV ~500 GeV というさらに広範囲で観測が行われ、図 2.15 で示された最新の解析結果では 130 GeV 付近での γ 線超過は統計的変動の範囲内であるとされた [19]。図 2.15 に示す 133 GeV 付近の 5.8 年分の γ 線観測データの通り、暗黒物質の発見には至っていない。

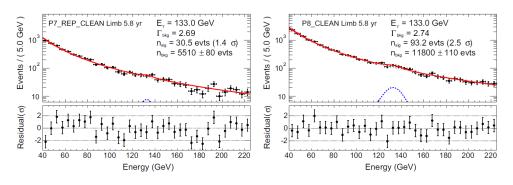


図 2.15 Fermi 衛星による観測結果。黒いプロットは 5.8 年分の観測点。赤い実線がフィット。青い点線がデータのベストフィットである信号。灰色の点線がバックグラウンドのベストフィット [19]。

• 反粒子

暗黒物質の対消滅では、粒子-反粒子対が多く生成される。これにより、宇宙線中の反粒子の超過は暗黒物質存在の間接的な証拠となる。2011 年に ISS(国際宇宙ステーション) に設置された AMS-02 は電子-陽電子比を観測し、高エネルギーで陽電子の比率が増加するという結果を得た。図 2.16 に AMS-02 観 測による $600 \, \mathrm{GeV}$ 付近までの陽電子のフラックスを示す。エネルギーが高くなるとフラックスが急激に減少しており、これは $1 \, \mathrm{TeV}$ の質量を持った暗黒物質のモデルと一致する。しかし、パルサー由来の可能性も排除しきれていない。

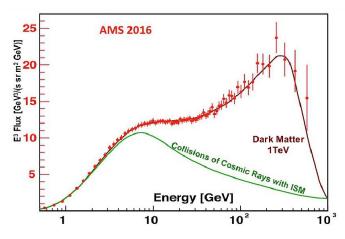


図 2.16 AMS-02 観測による陽電子のフラックス [20]

• ニュートリノ

暗黒物質の対消滅の終状態としてニュートリノが生成される。終状態のほとんどは二体崩壊であるため、生成されたニュートリノのエネルギーは暗黒物質質量の 1/2 程度の高いエネルギーを持つ。ニュートリノが他の物質とほとんど相互作用しないことから、 γ 線で観測できない地球や太陽といった重力場で捉われた暗黒物質からの対消滅を観測できる。太陽の構成元素が主に水素であることから暗黒物質は SD 反応によって太陽に捉われていると考えられる。従って、太陽からのニュートリノを観測することで SD 反応の散乱断面積に関して制限をつけることができる。神岡地下に建設された水チェレンコフ検出器を用いた Super-Kamiokande[21] や南極の氷中に設置されたチェレンコフ検出器を用いた IceCube[22] は太陽からの対消滅ニュートリノを観測することで SD 散乱断面積に制限をつけている。

2.4 加速器実験

加速器探索実験では、加速した通常の物質同士を衝突させ、暗黒物質を生成することによって暗黒物質探索を行う。暗黒物質は電磁相互作用をしないため、検出器では検出されず、エネルギーおよび運動量欠損として検出される。スイス・ジュネーブにある CERN(欧州原子核研究機構) のハドロン衝突型円形加速器である LHC(Large Hadron Colider) では最大エネルギー 13~14 TeV で陽子同士を正面衝突させる。ATLAS は LHC を用いた実験である。ATLAS では暗黒物質と核子の散乱断面積に関して制限曲線がつけられ、直接探索実験との比較もなされている [23]。また、電子陽電子衝突型線形加速器の ILC(International Linear Collider) が現在計画段階にある。ハドロン衝突よりもレプトン衝突は単純であるため、バックグラウンド事象が低く、暗黒物質が生成された場合にはより詳細なパラメータを求めることができると言われている。

第3章 到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験

2.1.3 節でも述べたように、地球の公転による暗黒物質のエネルギースペクトルの季節変動よりも、太陽系の運動により生じる「暗黒物質の風」の非対称性が大きく、暗黒物質存在のより強力な証拠となる。到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験では、ガス検出器を使用することが多い。ガス検出器を用いて行われている到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験は本論文で扱う NEWAGE 以外にイギリスで行われている DRIFT[24]、フランスで行われている MIMAC[25] などがある。本章ではガス検出器の原理について説明した後、本論文の回路開発の目的である NEWAGE について説明する。

3.1 ガス検出器

反跳原子核のもつエネルギーが 100keV のとき、典型的な飛跡長は 1 気圧のガス中で 1mm 以下となる。そのため、多くの到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験で低圧ガスを用いたガス検出器 TPC(Time Projection Chanver) が使用される。中でも MPGD(Micro-Patterned Gaseous Detector) と組み合わて用いるものは μ TPC と呼ばれる。図 3.1 に μ TPC の概念図を示す。

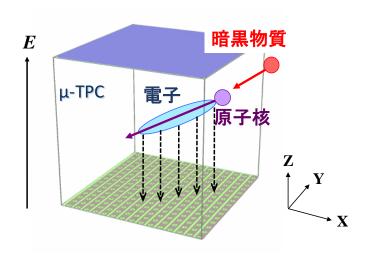


図 3.1 µTPC の概念図

暗黒物質との弾性散乱によって反跳した原子核がガス中を通過すると、原子や分子をイオン化し、エネルギー損失量に比例した電子-イオン対を生成する。これにより生成された 1 次電子は TPC 内部の電場によりドリフトされ、読み出し面に設置された MPGD で飛跡の 2 次元情報 (X,Y) が検出される。また、電子のドリフト速度と時間情報を用いることで Z 方向の座標がわかるため、3 次元の飛跡情報を得ることができる。電子のドリフト速度はガスの種類や P(E,T)/E(電場) に依存するものの数 $Cm/\mu s$ 程度である。

3.2 NEWAGE

NEWAGE(NEw generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は、二次元 画像飛跡検出器 μ -PIC(micro PIxel Chamber) を読み出しとした 3 次元ガス飛跡検出器 μ TPC を使用して、 到来方向に感度を持つ暗黒物質探索を行う実験である。使用している検出器は NEWAGE-0.3b' と呼ばれる μ TPC で 2013 年から日本の神岡地下でデータを取得し、WIMP-陽子の SD 反応における制限曲線を更新して

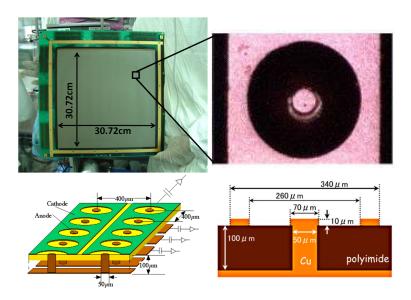


図 3.2 左上図は μ -PIC の写真、右上図は μ -PIC の 1 ピクセル拡大写真、左下図は μ -PIC 模式図、右下図は μ -PIC の構造の模式図。[15]

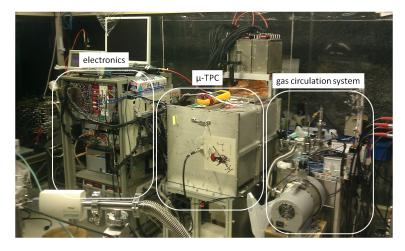


図 3.3 NEWAGE-0.3b' 装置の外観 [15]

いる。

3.2.1 NEWAGE-0.3b'

NEWAGE-0.3b' は $30.72\times30.72\,\mathrm{cm^2}$ の検出器面積を持つ二次元画像飛跡検出器 μ -PIC(図 3.2) と中間増幅器 GEM、 $41\mathrm{cm}$ のドリフト領域で構成された μ TPC である。NEWAGE-0.3b' 装置の外観を図 3.3 に、装置の概念図を図 3.4 に示す。

 μ -PIC はプリント基板加工技術を用いて作られた検出器で、ガス増幅及び電荷読み出しに用いられる。プリント基板加工技術の利点は、安価で大型の検出器が製作可能なことであり、大質量の検出器を必要とする暗黒物質探索実験にとって好都合である。 μ -PIC は輪切りにした比例計数管を縦横に配置した様な電極構造をしている。ピクセル間隔は 400μ m なので、WIMP との弾性散乱によって生じる数 mm 程度の短い飛跡の方向を捉えることができる。アノード、カソードがそれぞれ縦横でつながっており、ストリップ読み出しでデータを収集する。 μ -PIC は低圧ガス中での動作が不安定になる傾向があるため、必要なガス増幅率を安定して得るため

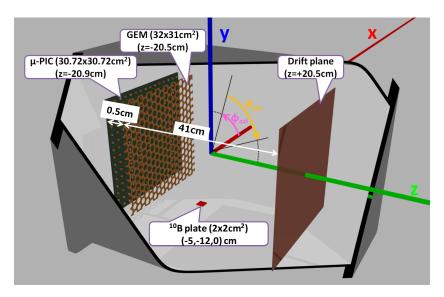


図 3.4 NEWAGE-0.3b' 装置の概念図 [15]

の補助増幅器として GEM を用いている。GEM は厚さ $100\mu\mathrm{m}$ の液晶ポリマーの両面に厚さ $5\mu\mathrm{m}$ の銅電極が形成されており、このシートに $140\mu\mathrm{m}$ ピッチで直径 $70\mu\mathrm{m}$ の穴が空いた構造をしている。NEWAGE-0.3b'では図 3.4 に示す通り μ -PIC と GEM を $5\mathrm{mm}$ の間隔で配置している。ドリフト電場は PEEK 板に $1\mathrm{cm}$ 間隔で配置されたワイヤーを抵抗チェーンでつなげたドリフトケージによって形成される。真空容器内には暗黒物質の標的となるガスが満たされており、NEWAGE では電子拡散が小さく SD 反応における散乱断面積が比較的大きい F を有することから CF_4 ガスを $76\mathrm{Torr}$ で用いている。

3.2.2 データ取得システム

 μ -PIC で読み出された信号は図 3.5 に示すデータ取得 (Data AcQuisition:DAQ) システムで処理される。 μ -PIC のアノード、カソードそれぞれ 768 本のストリップからの信号が読み出し基板によって真空容器外に引き出される。読み出し基板には 680pF のカップリングコンデンサと保護抵抗が実装されており、その後 ASD(Amplifier-Shaper-Discriminator) で処理される。ASD は ATLAS の Thin Gap Chamber(TGC) 用に KEK で開発されたものを使用しており、1 枚の ASD ボードには 8 個のチップが実装されている [26]。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で構成されている [27]。プリアンプの電荷積分時間は 16ns、シェイパーの電荷積分時間は 10ns~100ns のものが使用されている。ASD での処理後は複数のストリップ信号を足し合わせた波形を残す「電荷情報(図 3.5 中 analogsum)」と情報を二値化して残す「飛跡情報(図 3.5 中 LVDS)」が記録される。「電荷情報」はカソード側 ASD のアナログ出力 192 本の波形を足し合わせた合計 4 チャンネルの波形をそれぞれ 100MHz の Flash ADC(FADC) を用いて記録する。FADC 波形は縦軸 ADC 値、横軸 clock[10ns] で表されるため、波形の面積が電荷量となる。「飛跡情報」の取得するパラメータは位置と全ヒットストリップの ToT(Time Over Threshold) である。ToT はその波形が閾値を超えている継続時間のことで、閾値を超えた部分の信号の立ち上がりと立下りのクロックが記録される。エネルギー損失が大きいと ToT も大きくなる。

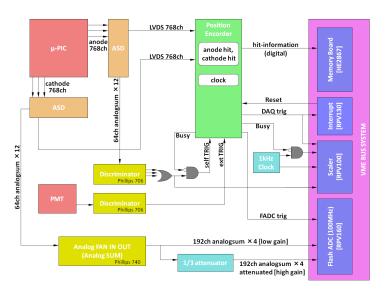
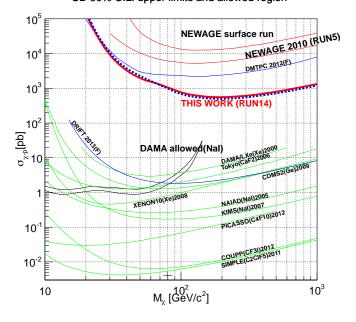


図 3.5 DAQ システムの概念図 [27]

3.2.3 NEWAGE における暗黒物質探索

NEWAGE-0.3b'は 2013 年から観測を行っている。そのうちの 0.327kg・days のデータから得られた観測結果を図 3.6 に示す。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観測結果である。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および神岡地下での測定結果である。2013 年の観測で WIMP-陽子の SD 反応における制限曲線を更新し、到来方向に感度を持つ探索手法では世界最高感度を得た [28](図 3.6 中 THIS WORK(RUN14))。しかし、現在の検出感度では暗黒物質の存在が示唆されている領域 (DAMA 領域:図 3.6 中 DAMA allowed) や、従来型の検出器の感度には届いておらず、更なる感度向上が求められている。



SD 90% C.L. upper limits and allowed region

図 3.6 NEWAGE における暗黒物質探索結果。 横軸は WIMP 質量、縦軸は WIMP と陽子の SD 反応における散乱断面積。「THIS WORK(RUN14)」が 2013 年の観測による制限曲線 [28]。

3.2.4 バックグラウンド

前述のように NEWAGE の検出感度は他の実験の検出感度に届いていないため、さらに向上させることが求められている。現在の検出感度の向上を制限しているものはバックグラウンド事象であるため、バックグラウンド事象の理解・低減をするための研究が先行研究により行われた [14]。図 3.7 は先行研究によって検討されたバックグラウンド事象を模式的に示したものである。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 に含まれる天然放射性同位体であるウラン系列・トリウム系列(238 U/ 232 Th 系列)の原子核の崩壊により生じる α 線事象である。先行研究ではまず HPGe 検出器を用いた NEWAGE 検出器各部の U/Th 含有量の精密測定が行われた。HPGe 検出器は高純度の Ge 結晶を用いた半導体検出器である。そこで得られた測定値をもとに Geant4 を用いたシミュレーションが行われ、NEWAGE における主要なバックグラウンド事象は μ -PIC に含まれる 238 U/ 232 Th 系列の崩壊によって生じる α 線であることが理解された。

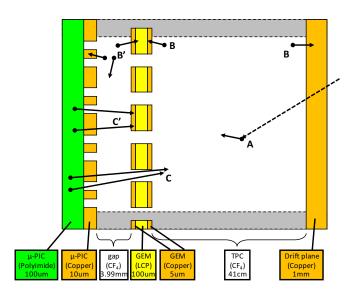


図 3.7 NEWAGE-0.3b' で考えられるバックグラウンド事象。A は環境放射線事象、B はガス中のラドンから発生した α 線事象、C は μ -PIC に含まれる U/Th 系列の崩壊由来の α 線事象を表す。また、B'、C' は GEM と μ -PIC の間で起きた「gap 事象」、A、B、C は通常の TPC 事象を表している [14]。

第4章 NIμTPC

4.1 陰イオンガス 3 次元飛跡検出器 (Negative Ion micro Time Projection Chamber: NI μ TPC)

現在、NEWAGE の感度は前述のように従来型の暗黒物質直接探索実験の検出感度に届いていない。そのため検出感度を向上させることが現在の NEWAGE にとって重要な課題となっている。検出感度を向上させるにはバッググラウンドを除去し、検出器を大容積化することが考えられる。バッググラウンドに関しては、NEWAGE における主なものは μ -PIC に含まれる 238 U/ 232 Th 系列崩壊由来の α 線であるということがわかっている。これを取り除くには、 μ -PIC に含まれる不純物を低減する方法と、有効体積カットを行う方法の 2 種類のアプローチがある。これらの 2 つのアプローチは、それぞれ独立に感度向上に寄与するため、NEWAGE としては双方を同時に進めている。前者に関しては 238 U/ 232 Th の含有量の少ない材料を用いた「低 $\alpha\mu$ -PIC」を製作 [14][29]、2017 年 11 月に NEWAGE-0.3b' に導入して暗黒物質探索実験を行っている。後者に関しては陰イオンガスを μ TPC(詳細は 3.1) に応用した検出器である Negative Ion micro Time Projection Chamber(NI μ TPC) を開発し、 μ -PIC 由来の α 線を特定・除去することを目指している。NI μ TPC は、 μ -PIC 由来の α 線のみでなく、ドリフト面からの α 線の特定・除去にも有用であることが示されており [24]、低 $\alpha\mu$ -PIC の開発と同時に進めることは重要である。さらには陰イオンガスの性質から検出器の大容積化にも NI μ TPC は有効であると考えられている。この章では NEWAGE で開発を行っている NI μ TPC の特徴と利点について述べる。

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

TPC の空間分解能を制限する要因として電子の拡散があげられるが、C.J.Martoff らは電子の代わりに陰イオンを用いることで拡散が抑えられると提案した [30]。この電子の代わりに陰イオンをドリフトに使用した TPC を Negative Ion Time Projection Chamber:NITPC という。NITPC では、反跳電子によって電離された一次電子は電気陰性度の高い分子 (陰イオンガス) により捕獲され、陰イオンとなる。陰イオンは電子と比べて質量がはるかに大きいため、ドリフト中の散乱による拡散が小さくなる。このため、同じ距離のドリフトに対して位置分解能および角度分解能の向上が期待できる。観点を変えると、位置分解能・角度分解能を保ったまま長くドリフトさせることが可能になり、暗黒物質探索検出器として重要である大容積化を可能とする。

4.1.2 マイノリティチャージ検出

NITPC は複数種の陰イオンを生成するガスを用いたときに「マイノリティチャージ検出」という手法を用いて検出器の有効体積カットを行うことができる。複数種の陰イオンが生成されるガスにおいて主として生成されるイオンをメインチャージ、副次的に生成されるイオンをマイノリティチャージと呼ぶ。生成されたイオンは TPC にかけられた電場に沿ってドリフトしていくが、メインチャージとマイノリティチャージは異なるイオンであるため質量の差からドリフト速度に差が生じ、結果として読み出し面に到達する時刻が異なってくる。マイノリティチャージ検出ではこの副次的に生成されるイオンを観測することで時間差とドリフト速度の差から次式の関係を利用して検出器内での事象の絶対位置を求め、有効体積カットを行うことが可能となる。

$$Z = \frac{v_a \cdot v_b}{v_b - v_a} \Delta T \tag{4.1}$$

ここで Z はドリフト方向の座標、 v_a 、 v_b はそれぞれメインチャージとマイノリティチャージのドリフト速度、 ΔT は検出時刻の差である。この手法を用いて有効体積カットを行うためにはマイノリティチャージを観測することが前提となるが、そのことを可能とするガスとして SF_6 ガスがあるということが N.S. Phan らによって

報告された [31]。N.S.Phan らの実験により得られた信号波形を図 4.1 に示す。図中右側の大きな信号がメインピークであり、 SF_6^- である。図中左側の信号がマイノリティーチャージであり、 SF_5^- である。彼らの実験ではマイノリティーチャージの波高はメインチャージの波高のおよそ 3% の大きさで観測された。また、 SF_6 ガスが暗黒物質との SD 反応において大きな散乱断面積を持つ F を多く含んでいる点からも我々の実験で用いるのに望ましいと言える。

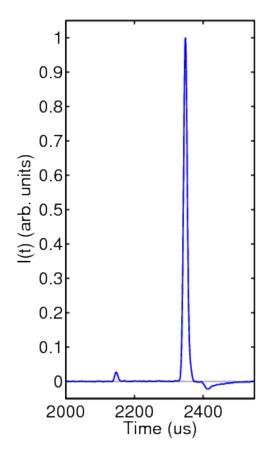


図 4.1 SF₆ ガスを用いたマイノリティチャージの観測。ガス気圧は 20Torr。ドリフト電場:1029V/cm、ドリフト距離:58cm[31]

ここまでに述べた NITPC の利点をまとめる。

- 陰イオンをドリフトさせるため拡散が小さく、検出器の大容積化が可能となる。
- マイノリティチャージ検出という手法を用いることにより有効体積カットを行うことができる。

これらの利点から NITPC は暗黒物質探索実験にとって魅力的であり、研究が進められている。

4.1.3 NEWGAE における NI μ TPC 開発

前節で述べたように NITPC は非常に魅力的な検出器であるが、実用化している DRIFT 実験では多線式比例計数管を用いており、十分な飛跡検出力を有した測定を行えていない。こうした状況の下、我々は NITPC に MPGD を導入した NI μ TPC を提案、開発を進めている [32]。 MPGD の位置分解能は $100~\mu$ m 程度であるので、原理的には $100~\mu$ m 程度の位置分解能での飛跡検出が可能になる。使用ガスは前述のようにマイノリティーチャージを観測した実績があり、 19 F 原子核が多く含まれていることで暗黒物質探索にも有効な SF $_6$ ガスを考えている。また SF $_6$ ガスは不燃性、無毒、無揮発であり、安全性に関して要請の厳しい地下実験での使

用にも適している。さらに N.S.Phan らによって報告された SF_6 のマイノリティチャージ観測は 20Torr で行われており、低圧でも十分なガスゲインを達成していることが実証されているため、飛跡検出向上も期待できる [31]。NEWAGE では SF_6 ガスを用いた μ -PIC+GEM システムで 20Torr で 1800 程度のガスゲイン、3 次元飛跡検出にも成功し、130 μ m という 2 次元位置分解能を実証するなど NI μ TPC の開発が精力的に進められている [32]。また、陰イオンガス中における MPGD の基礎特性の測定及びシミュレーションから陰イオンガス中での MPGD の動作を理解するための試みも行われている [33]。

第 5 章 $NI\mu$ TPC 用 ASIC のこれまで

はじめに、本章は参考文献 [34] に記述されている内容をまとめたものである。

5.1 LTARS2016 K01

NEWAGE で開発を行っている NI μ TPC の重要な開発要素の 1 つに読み出し回路がある。NI μ TPC では電子の代わりに陰イオンをドリフトさせるが、陰イオンのドリフト速度 (数 10^{-2} cm/ μ s) が電子のドリフト速度 (数 2 cm/ μ s) が電子のドリフト速度 (数 2 cm/ μ s) に比べて約 2 桁遅いことから、通常の μ TPC に比べて電荷収集時間の長い回路が必要となる。そのため電子をドリフトさせることを想定し、加速器実験での高レート耐性も考慮して 100ns 以下の積分時定数で設計されている従来の読み出し回路では十分な信号電圧を得ることができない 100 また、NI μ TPC において読み出しとして用いられている MPGD は多数のストリップを有しているため、多チャンネルを読み出すことができる小面積の回路が必要となる 100 cm 角の MPGD を 100 cm 100 cm

現在 NEWAGE で開発が行われている NI μ TPC は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のエレクトロニクスシステムグループによって開発された液体アルゴン TPC(LArTPC) 用のアナログ・デジタルボードを読み出しに使用している。アナログボードには専用集積回路 (Aplication Specific Integrated Circuit:ASIC)("LTARS2014") が搭載されている。デジタルボードは、ASIC の出力波形をデジタル化し、ネットワークを経由して計算機から取得可能にする。しかし、LTARS2014 は SF₆ ガスを用いた NI μ TPC の読み出し回路として、その性能が十分であるとは言えない。このため、先行研究において、SF₆ ガスを用いた NI μ TPC に対応した読み出し回路として ASIC("LTARS2016_K01") が KEK と共同で開発された。開発は動作実績のある LTARS2014 を改良するという方針のもと、液体アルゴン検出器開発グループと共同で進められた。300pF の検出器容量を持つ検出器に接続したときの LTARS2016_K01 の要請値を表 5.1 に示す。検出器容量は 30 × 30 cm² の μ -PIC を想定した値である。

マイノリティチャージとメインチャージという大きさが 30 倍程度異なる信号を 1 つの同じ増幅率で読み出すことは現実的でないため、マイノリティチャージ用には High Gain(以下 HG と表記)、メインチャージ用には Low Gain(以下 LG と表記) の回路をそれぞれ用意することを想定して要請値はまとめられた。 雑音等価電圧 (equivalent noise charge:ENC) に関しては最小入力電荷を対雑音信号比 (Signal to noise ratio:S/N)S/N=10 で読み出すことを要請している。時定数 (本論文では信号の立ち上がりからピークまでの時間を「時定数」と表記する。) の要請値は電荷収集効率の時定数依存性を測定することにより決定された。 LTARS2016_K01 の開発は LArTPC との共同開発ということもあるため、時定数に関しては LArTPC からの要請である $1\sim4\,\mu\mathrm{s}$ と NI μ TPC からの要請である $4\sim7\,\mu\mathrm{s}$ を選択できるようになっている。以下本論文では時定数 $1\sim4\,\mu\mathrm{s}$ を「fast」、 $4\sim7\,\mu\mathrm{s}$ を「slow」と表現する。

表 5.1 LTARS2016_K01 の要請値一覧

	High Gain	Low Gain
	(マイノリティチャージ)	(メインチャージ)
最小信号	3fC	100fC
ENC	<2000(0.3fC)	$<6.4 \times 10^4 (10 \text{fC})$
ダイナミックレンジ	-80fC~80fC	-1600fC~1600fC
ゲイン	$10 \mathrm{mV/fC}$	$0.5 \mathrm{mV/fC}$
時定数	4~7μs:NIμTPC 用 / 1·	~4µs:LArTPC 用

広ダイナミックレンジの要請が、設計にとって大きな課題となると考えられたため、LTARS2016_K01 は設計思想の違う「MT 回路」と「TK 回路」の 2 種類の回路が搭載されている。MT 回路は LTARS2014 の回路のゲインおよび時定数を表 5.1 に従って改良するという方針で設計された。MT 回路のブロック図を図 5.1 に示す。LTARS2014 で実績のあるアンプを初段に構え、後段に HG 用と LG 用の 2 種類のアンプが用意されている。1 つの入力に対して HG、LG の 2 つの出力をもつ。また、時定数は切り替え可能になっている。MT 回路の設計、性能評価については 5.2 節で述べる。TK 回路のブロック図を図 5.2 に示す。TK 回路はゲインがダイナミックに切り替わる仕様が特徴である。本論文では MT 回路を基にした ASIC の開発を行ったので、本章では MT 回路について要点をまとめる。

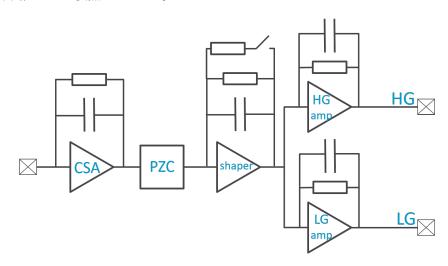


図 5.1 MT 回路のブロック図 [34]

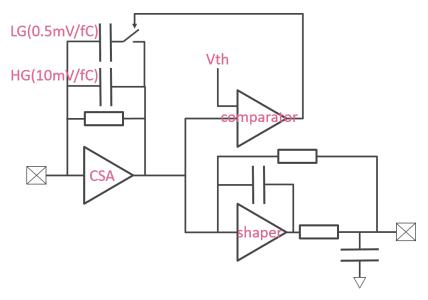


図 5.2 TK 回路のブロック図 [34]

5.2 LTARS2016_K01 MT 回路

5.2.1 MT 回路の設計

MT 回路の 1 チャンネルの回路図を図 5.3 に示す。LTARS2014 で実績のあるアンプ (図 5.3 中黄色の枠線 PRC2BGN) を初段に構え、ポール・ゼロ消去 (PZC) 回路と 2 段目の整形回路 (図 5.3 中紫色の枠線 OPNI2S1) の後段に、HG 用のアンプ (図 5.3 中水色の枠線 AS_HG_TPCFE_1_6pCv2) と LG 用のアンプ (図 5.3 中赤色の枠線 AS_LG_TPCFE_1_6pCv2) が接続され、1 つの入力に対して 2 つの波形を同時に出力するようになっている。また、時定数は PZC 回路と二段目の波形整形回路の抵抗をスイッチで切り替えることによって slow と fast を選択できるようになっている。

実際に製作された LTARS2016_K01 のテクノロジーのまとめを表 5.2 に示す。チップサイズは $5\times5\,\mathrm{mm}^2$ で、「MT 回路」及び「TK 回路」の 2 種類の別々な回路アーキテクチャを用いて増幅回路を構成しており、それぞれ $8\mathrm{ch}$ ずつ搭載されている。

表 5.2 チップ製作に用いた CMOS テクノロジーまとめ

プロセス	silterra $0.18\mu\mathrm{m}$ CMOS
電源電圧	±0.9V
メタル層	6層
その他	deep N-well
	High Value Resistor

5.2.2 TOSHIZOU を用いた MT 回路の性能評価

MT 回路の性能評価は評価基板「TOSHIZOU」を使用して行われた。

TOSHIZOU を用いた MT 回路の性能評価試験セットアップの概略図を図 6.9 に示す。

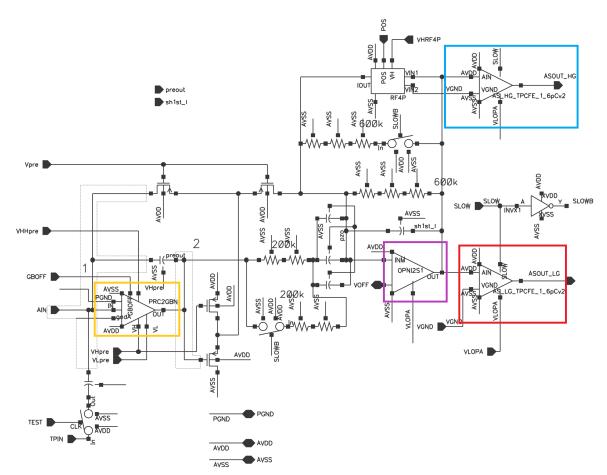


図 5.3 MT 回路 回路図 [34]

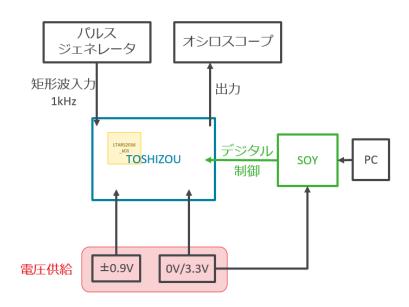


図 5.4 MT 回路試験のセットアップ概略図 [34]

測定はパルスジェネレータ (agilent 33250A) の矩形波を TOSHIZOU のカップリングコンデンサ 1 pF によって電荷として LTARS2016_K01 に入力することで行われた。

まず、slow 設定 (時定数 $4\,\mu s$) とし、検出器容量として 300 pF を実装、-50 fC の信号を入力したときの HG

の出力波形の測定が行われた。波形を設計値と比較した結果が図 5.5 である。実測値は波高値- $512\,\mathrm{mV}$ 、時定数 $5.4\,\mu\mathrm{s}$ であった。それに対してシミュレーション値は波高値が- $426\,\mathrm{mV}$ 、時定数 $6.7\,\mu\mathrm{s}$ であった。実測値の方がシミュレーションよりもゲインが高く時定数が短い結果となった。いずれも設計値と実測値には 20% 程の差があった。これらの時定数とゲインの不一致に関しては、トランジスタ性能、容量値、抵抗値の設計と製作品との違いによるものだと考えられた。

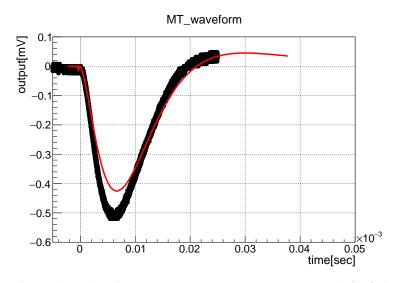


図 5.5 MT 回路 HG 出力の出力波形 (slow,Cdet=300 pF,input=50 fC), 黒点が測定値、赤線はシミュレーション波形 [34]。

slow 設定での HG 出力のゲインの検出器容量依存の結果を図 5.6 に示す。黒点が測定値、赤三角がシミュレーション値である。

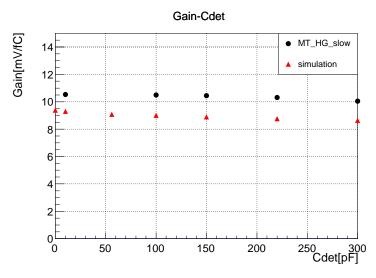


図 5.6 MT 回路 slow 設定での HG 出力のゲインの検出器容量依存性。黒が測定値、赤がシミュレーション [34]。

ゲインの検出器容量依存は少なく、 $300\,\mathrm{pF}$ の検出器容量で要請値のゲイン $10\,\mathrm{mV/fC}$ を達成していることが確認された。検出器容量 $300\,\mathrm{pF}$ における HG 、 LG 、 slow 、fast 各条件におけるゲインカーブを図 5.7、図 5.8、図 5.9、図 5.10 に示す。各図の下側は線形性の指標として測定値/フィット直線の値 (測定値の線形性が取れている部分で直線フィットしたもの) で計算した比である。この比が 10% 以内を線形領域と定義している。10%

という値は検出器側のガスゲインの位置依存性によるエネルギー分解能が $20\pm5\%$ [15] に比べて十分に小さい値として定義された。

ゲインの測定結果は HG/slow で $10.17\pm0.04\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $10\,\mathrm{mV/fC}$)、 $\mathrm{LG/slow}$ で $0.54\pm0.02\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $0.5\,\mathrm{mV/fC}$)、 $\mathrm{HG/fast}$ で $10.26\pm0.05\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $10\,\mathrm{mV/fC}$)、 $\mathrm{LG/fast}$ で $0.51\pm0.02\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $0.5\,\mathrm{mV/fC}$) であり、いずれも要請値が達成できている。また、slow、fast 共に HG では 10% 以内の線形性でダイナミックレンジの要請値- $80\mathrm{fC}\sim80\mathrm{fC}$ を達成できている。一方で LG で 10% 以内の線形性が確認されたのは- $1600\mathrm{fC}\sim80\mathrm{fC}$ (要請値: $-1600\mathrm{fC}\sim1600\mathrm{fC}$) であった。この測定では HG では要請値 $-80\mathrm{fC}\sim80\mathrm{fC}$ を満たしているが、 LG では $-1600\mathrm{fC}\sim1600\mathrm{fC}$ の要請値を満たしていないという結果であった。 LG のダイナミックレンジに関しては、ガス検出器と接続して使用する際には、特定の使用条件での信号極性は正電荷もしくは負電荷に定まることから、信号のオフセット電圧を調整し、片側極性にすることでダイナミックレンジを確保することが考えられる。この結果、図 5.11 に示す通り、 $2600\mathrm{fC}$ のダイナミックレンジが確保されることが確認された。絶対値で $1600\mathrm{fC}$ のダイナミックレンジの達成が確認され、 LG に関し

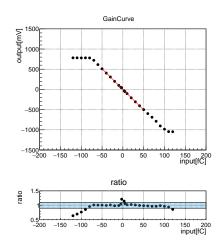


図 5.7 MT 回路 HG/slow の ゲ イ ン カ ー ブ Cdet=300 pF 得られたゲインは $10.17\pm0.04\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $10\,\mathrm{mV/fC}$)[34]

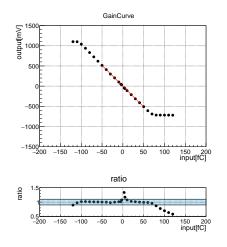


図 5.9 MT 回路 HG/fast の ゲイン カーブ Cdet=300 pF 得られたゲインは $10.26\pm0.05\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $10\,\mathrm{mV/fC}$)[34]

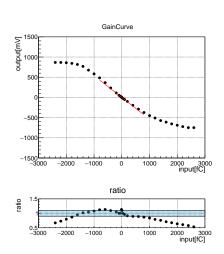


図 5.8 MT 回路 LG/slow の ゲ イ ン カ ー ブ Cdet=300 pF 得られたゲインは 0.54 ± 0.02 mV/fC(要請値: 0.5 mV/fC)[34]

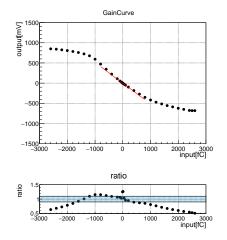


図 5.10 MT 回路 LG/fast の ゲインカーブ Cdet= $300\,\mathrm{pF}$ 得られたゲインは $0.51\pm0.02\,\mathrm{mV/fC}$ (要請値: $0.5\,\mathrm{mV/fC}$)[34]

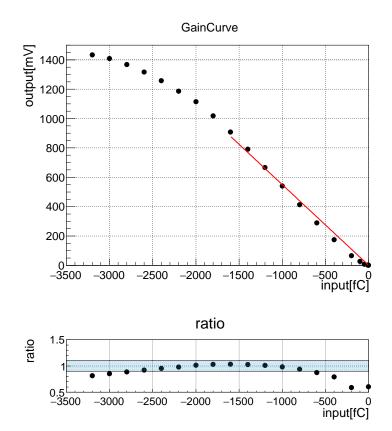


図 5.11 MT 回路 LG/slow のゲインカーブ Cdet=300 pF 片側極性にして得られたゲインは 0.55±0.01 mV/fC(要請値: 0.5 mV/fC)。ダイナミックレンジも確保した [34]。

てもダイナミックレンジを確保できていると判断された。

ENC の検出器容量依存を図 5.12 に示す。ENC はテストパルスなどの入力のない状況での電圧値の分布を描き、その標準偏差をゲインで割ったものを電子数に変換している。LTARS2014 では ENC-Cdet の傾きがシ

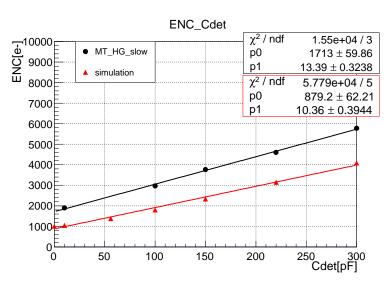


図 5.12 MT 回路 ENC の検出器容量依存 (HG,slow)[34]

ミュレーション値とかけ離れており(設計値 $5.9\,\mathrm{e/pF}$ に対して実測値 $17\,\mathrm{e/pF}$)、議論する段階まで到達していなかったが、図中の $\mathrm{p1}$ で示される LTARS2016_K01 の ENC-Cdet の傾き $(13.39\,\mathrm{e/pF})$ は LTARS2014 のときと比較して設計値 $(10.36\,\mathrm{e/pF})$ に近づいた。これは ASIC のレイアウトを抜本的に変更し、容量や抵抗の影響を小さくするように配線を短くする改良を行った結果だと考えられ、LTARS2016_K01 の設計が有効であることが確認された。実測値と設計値の検出器容量 $0\,\mathrm{pF}$ に対する ENC 値の差 (図中の $\mathrm{p0}$ で示される y 切片) に関しては TOSHIZOU のレイアウトやチップレイアウトによる配線容量が原因だと考えられた。チップのレイアウトに関しては回路のサイズに比べてチップ面積が大きく、チップ中央に配置された回路までの配線が長いことなどが次回の改善点として挙げられていた。表 5.3 にここまで述べた LTARS2016_K01 の性能評価のまとめを示す。要請値を達成することができたものに関しては \bigcirc をつけている。第 6 章で述べる次回作では HG の ENC に焦点を当てた開発を行った。

表 5.3 LTARS2016_K01 の性能評価のまとめ

	High Gain	Low Gain
	(マイノリティチャージ)	(メインチャージ)
ENC	5776	5978 🔾
ダイナミックレンジ	-80fC~80fC ○	2600fC O
ゲイン	10.17mV/fC ○	$0.54 \mathrm{mV/fC}$ \bigcirc
時定数	slow: $5.4\mu s$	0

第6章 $NI\mu$ TPC用 ASICの開発と性能評価

6.1 LTARS2018_K06

NI μ TPC のための読み出し用回路として ASIC("LTARS2018_K06") の開発を行った。LTARS2018_K06 は LTARS2016_K01 において達成することのできなかったノイズに対する要請値を達成するために LTARS2016_K01 に改善を加えたものである。今回開発するにあたり LTARS2016_K01 において 1 つのチップ上に搭載されていた 2 種類の回路を分けて LTARS2018_K06A と LTARS2018_K06B という 2 つのチップとした。LTARS2018_K06A は MT 回路、LTARS2018_K06B は TK 回路をベースにしている。LTARS2016_K01 の MT 回路と TK 回路のブロック図は図 5.1、5.2 に示した通りである。本論文では、1 つの入力に対して HighGain(HG) と LowGain(LG) という 2 つのゲインの異なる出力を持つ MT 回路が搭載された LTARS2018_K06A の設計・評価について論じる。LTARS2018_K06B の評価は岩手大学により行われた。

6.1.1 LTARS2018_K06A

表 6.1 に LTARS2018-K06A 製作に対する要請値を示す。ここで検出器容量としては NEWAGE の NI μ TPC で使用を想定している $30 \times 30 \, \mathrm{cm}^2$ の μ -PIC に対応した $300 \mathrm{pF}$ という値とした。要請値は LTARS2016-K01 のものを基にして策定し、ENC については見直しを行った。ENC(Equivalent Noise Charge) とは等価雑音電荷のことであり、ノイズの大きさを示す指標となる。LTARS2016-K01 では対雑音信号比 (signal to noise ratio: S/N) を 10 で最小信号を読むという想定で開発がなされていた。ここで、雑音は電圧分布の標準偏差として定義する。これは必要以上に安全を見た数字であると考えた。本研究ではノイズを電圧分布の標準偏差として測定を行うため、S/N が 5 であったとしても $10 \, \mathrm{MHz}$ でサンプリングを行うと仮定すると、 $1 \, \mathrm{A} \, \mathrm{N}$ リップあたりに最小信号程度のノイズが $10 \, \mathrm{Hz}$ で乗るだけである。実際の測定では飛跡を読み出すため、近接した複数のストリップからの同時計測を行うため、この程度のノイズでは測定に影響が出ないと考えて ENC の要請値 (許容値)を LTARS2016-K01 の時の倍に設定した。表中には時定数という項目があるが、本論文では時定数とは信号の立ち上がりからピークまでの時間を言う。この時定数の項目に $2 \, \mathrm{T} \, \mathrm{T$

	High Gain	Low Gain
	(マイノリティチャージ)	(メインチャージ)
最小信号	3 fC	100 fC
ENC	<4000(0.6 fC)	$<1.3 \times 10^5 (20 fC)$
ダイナミックレンジ	-80 fC、80 fC	-1600 fC、1600 fC
ゲイン	$10\mathrm{mV/fC}$	$0.5\mathrm{mV/fC}$
時定数	$4 \sim 7 \ \mu s / \ 1 \sim 4 \ \mu s$	$4\sim7~\mu s/~1\sim4~\mu s$

表 6.1 LTARS2018_K06A の要請値一覧

以前に開発された LTARS2016_K01 で達成できなかったノイズに対する要請値を達成するために、LTARS2018_K06A に位相補償のための容量を加えた。LTARS2016_K01 においても位相補償のための容量は取り付けられていたが、回路に誤りがあり想定された機能を果たしていなかった。また、チップのレイアウトの変更を行った。図 6.1、6.2 にそれぞれ LTARS2016_K01 と LTARS2018_K06A のレイアウト図を示す。

LTARS2016_K01 のサイズは $5\times 5\,\mathrm{mm}^2$ で LTARS2018_K06A は $5\times 2.5\,\mathrm{mm}^2$ である。LTARS2016_K01 ではボンディング用のパッドから回路の入力部分まで長さおよそ $2\mathrm{mm}$ 、幅 $3\mu\mathrm{m}$ の配線用のメタルが伸びている (図 $6.1\,\mathrm{pr}$ 中左上の赤色の枠で囲まれた部分の $8\,\mathrm{am}$ 本の紫色の線)。この長い配線により外来ノイズの影響を受けやすくなっていると考えられたため LTARS2018_K06A ではレイアウトの最適化を行った。その結果として、レイアウト上でのパッドから入力部分までの距離を $50\mu\mathrm{m}$ 以下、幅を $2\mu\mathrm{m}$ にまで縮めることができ、シミュレーション上で予期することのできないノイズを減らせるような設計となった。レイアウトの変更の雑音低減に与える影響は $7.1\,\mathrm{m}$ で議論する。

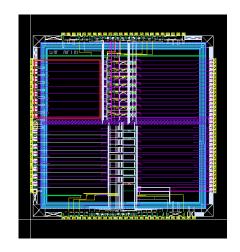


図 6.1 LTARS2016_K01 のレイアウト図

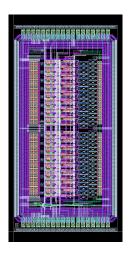


図 6.2 LTARS2018_K06A のレイアウト図

LTARS2018_K06A にはデジタル信号によって制御が可能なパラメータを備えている。LTARS2018_K06A で変更可能なパラメータを図 6.2 に示す。オフセットの変更を行うためのパラメータが 4 種類用意されているが、OFFSET1~3 によりオフセットを変更するために流す電流の大きさを調整し、OFFSET4 により電流の流れ込む向きを変更することができる。つまり 1~4 の組み合わせによりオフセットを上昇させる方向に 7 段階、下降する方向に 7 段階の変更が可能となる。

表 6.2 LTARS2018_K06 のデジタル信号によって制御が可能なパラメータ一覧。

	説明	
OFFSET1	オフセットの変更	
OFFSET2	オフセットの変更	
OFFSET3	オフセットの変更	
OFFSET4	オフセットの変更	
POS	極性	
GB	ゲインブースト	
TP	テストパルス	
SLOW	時定数	

製作に先立って、回路のシミュレーションを Cadence 社の IC6.1.6 を用いて行った。シミュレーションで 波高が-80mV のパルスを 1pF のコンデンサで 80fC の電荷に変換して入力した時の HG の出力波形を図 6.3、LG の出力波形を図 6.4 に示す。赤線が fast、青線が slow で動作しているときの出力波形である。時定数は fast で 3.5μ s、slow で 7.8μ s であった。その他の性能についてもシミュレーションによって確認を行い、十分

な性能が期待できることが示された。詳細は以降の節で実測と合わせて議論する。

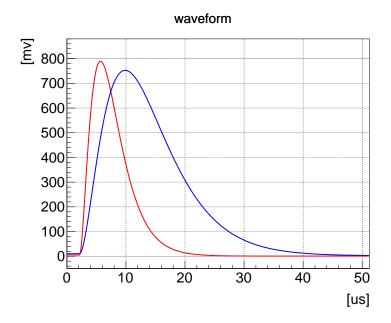


図 6.3 シミュレーションによる HG の波形。赤線が fast、青線が slow である。

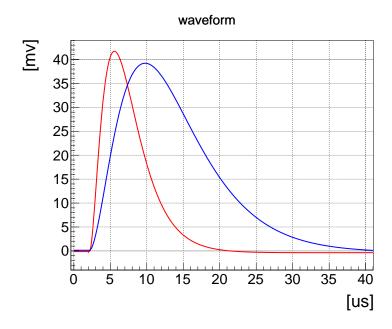


図 6.4 シミュレーションによる LG の波形。赤線が fast、青線が slow である。

6.1.2 BOLT の設計

シミュレーションによる評価ののちに、LTARS2018_K06A を製作した。性能評価のために「BOLT(BOard for LTARS)」というプリント基板を設計した。実際に製作された基板を図 6.5 に示す。

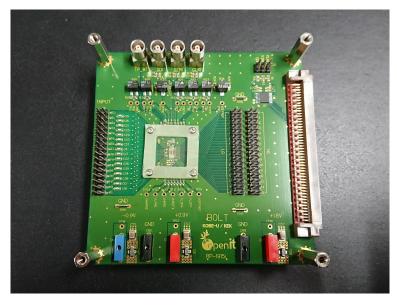


図 6.5 BOLT 基板

設計には Cadence 社の OrCAD という設計ソフトを用いた。基板は表面だけではなく、裏面にも部品を実装できるようにすることで、配線が密集してノイズが乗りやすくなってしまう状況を避けるような設計にした。 図 6.6、6.7 に BOLT のレイアウトを示す。

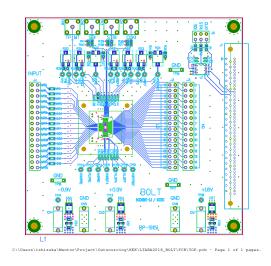


図 6.6 BOLT 表面のレイアウト

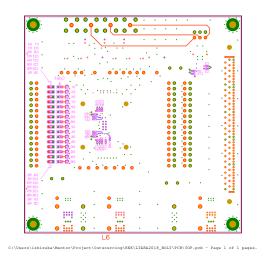


図 6.7 BOLT 裏面のレイアウト

LTARS2018_K06A への信号の入力方法は 2 種類用意した。入力用に立てられたジャンパーピンから信号を入力する方法と LEMO コネクターから入力する方法である。前者の方法で入力された信号は基板に実装されたコンデンサを経て LTARS2018_K06A の増幅回路に入力される。ジャンパーピンは LTARS2018_K06A のチャンネル数に合わせて 16 チャンネル分用意した。また、ジャンパーピンからの入力方法では検出器との接続試験に備えて LTARS2018_K06A に入力されるまでの経路上に放電対策のダイオードと性能評価の際に検出器容量に見立てるためのコンデンサを実装できるようにした。ジャンパーピンからの入力部分の回路図を図6.8 に示す。後者の方法では信号は LTARS2018_K06A 内部のコンデンサを経て増幅回路に入る。LEMO コネクターから入力する方法を用いる場合には表 6.2 に示す制御パラメータの TP を ON にする必要がある。

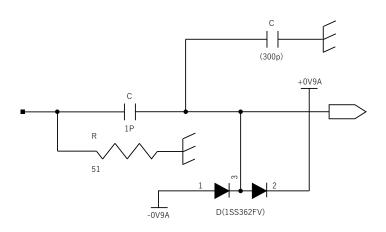


図 6.8 BOLT 入力部分の回路図

図 6.5 に示す基板の中央に実装されたチップが LTARS2018_K06A である。実装は基板に LTARS2018_K06A を直接ワイヤーボンディングする方法で行った。この方法は LTARS2018_K06A をパッケージングしてから基板に実装する方法に比べて手軽に評価を行えるとともに、ノイズを低減することが期待できる。 LTARS2018_K06A からの出力は HG、LG それぞれに 16 チャンネル分用意しているジャンパーピンから確認することができる。LTARS2018_K06A は基板に ± 0.9 V の電圧を供給することで動作させることが可能である。LTARS2018_K06A のパラメータの制御は LEMO コネクターやジャンパーピンから、もしくはゴシックボードと呼ばれるデジタル制御のための基板と接続して 3 つのデジタル信号 (CLK、STRI、SDI) によるパ

ターンを入力することで行うことが可能である。ゴシックボードと接続する際にはゴシックボードの基準電圧 (+1.8V/0) から BOLT の基準電圧 (+0.9V/-0.9V) へのレベル変換が必要となる。そのため基板上にレベルシフターを実装している。レベル変換を行いゴシックボードからデジタル信号を入力する際には $\pm 0.9V$ の電圧に加えて +1.8V を供給する必要がある。また、BOLT の基板上に取り付けられた可変抵抗の値を変更させることにより LTARS2018_K06A に流れ込む電流や電圧の値を変化させることができる。表 6.3 に BOLT に取り付けられた可変抵抗により制御することのできるパラメータを示す。VOFFREF はベースラインの値を変化させることのできるパラメータであるが、測定中に適宜変更して使用したため \dagger で示している。

表 6.3 LTARS2018_K06 のパラメータ一覧。†は測定中に適宜変更して使用したことを示す。

	設計値	実測値
VOFFREF	0	†
IVOFF	$40\mu\mathrm{A}$	$40\mu\mathrm{A}$
IOPA	$60\mu\mathrm{A}$	$54\mu\mathrm{A}$
IREF4P	100 nA	$102\mathrm{nA}$
VPRE	-0.013 V	-0.013 V
IPRE1	$300\mu\mathrm{A}$	$305\mu\mathrm{A}$
IPRE2	$100 \mu\mathrm{A}$	$91\mu\mathrm{A}$

6.1.3 LTARS2018_K06A の性能評価

図 6.9、6.10 に示すセットアップで LTARS2018-K06A の性能評価を行った。パルスジェネレータ (hp 8116A) を用いて矩形波を BOLT の入力ピンから入力すると基板上に実装された 1pF のカップリングコンデンサにより電荷に変換されて LTARS2018-K06A に入力される。LTARS2018-K06A からの出力は BOLT の出力ピンから出力され、オシロスコープ (tektronix MDO3024) を用いて測定した。パラメータの制御は PC から SOY ボードを通して行った。SOY ボードは (株)Bee Beans Technology によって製造された SiTCP を利用しネットワーク通信を行うことができるデジタルボードである。SOY ボードの基準電圧は (0/+3.3V) であるため、BOLT の基準電圧 (-0.9V/+0.9V) に変換するためのレベルシフターを間に挟んでいる。検出器容量を変更する際には、何度もコンデンサをはんだ付けすることは基板の故障につながると考え、コンデンサを抜き差しして検出器容量を変更することが可能なピンヘッダーをはんだ付けすることで行った。図 6.11 はピンヘッダーを取り付けたときの基板の様子である。図 6.12、図 6.13 は LTARS2018-K06A に波高が 80mV の矩形波を入力したときの HG、LG それぞれの出力波形である。赤線が fast で動作しているときの波形であり、青線が slow で動作している時のものである。HG では時定数は fast で 3.3μ s、slow で 6.9μ s であり、波高はそれぞれ 838mV、816mV であった。ゲインは fast で 10.5mV/fC、slow で 10.2mV/fC となる。LG では時定数は fast で 3.0μ s、slow で 6.6μ s であり、波高はそれぞれ 45.6mV、43.2mV であった。ゲインは fast で 0.57mV/fC、slow で 0.54mV/fC となる。いずれも要請値を満たしていることが確認できた。

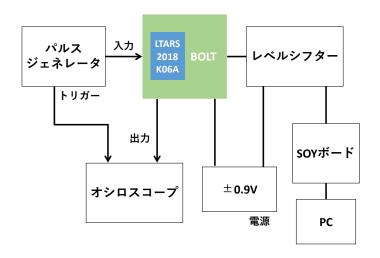


図 6.9 測定のセットアップ概略図

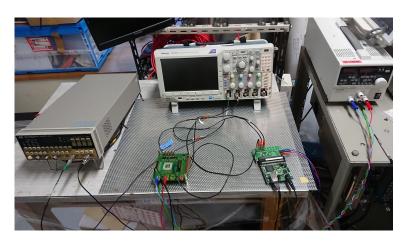


図 6.10 測定のセットアップ

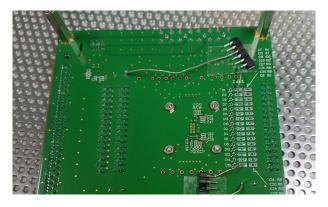


図 6.11 ピンヘッダーを取り付けた基板

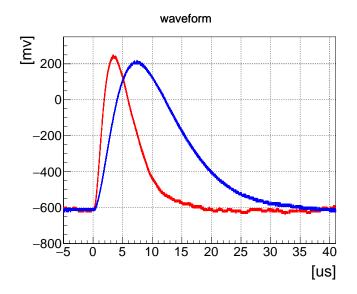


図 6.12 LTARS2018_K06A HG の出力波形。赤線が fast、青線が slow である。

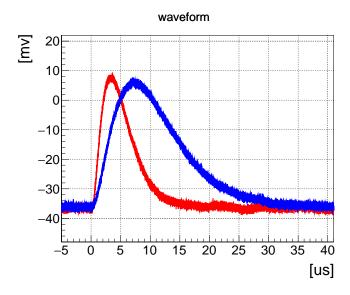


図 6.13 LTARS2018_K06A LG の出力波形。赤線が fast、青線が slow である。

● ゲイン測定

続いてゲインの検出器容量依存性の測定をした。図 6.14 と図 6.15 がその結果である。青点が測定値、赤点がシミュレーションによる値である。図中に引かれた赤線はそれぞれの要請値を示している。HG、LG ともに検出器容量を $300 \mathrm{pF}$ としたときに要請値とほとんど一致した値を出すことができていることが確認できた。しかし HG では検出器容量に対する依存はシミュレーションとほぼ同様の傾向が見られたものの、シミュレーションに比べて測定値がいずれも 10% 程度大きくなる結果となった。LG に対してはシミュレーションと近い値を得ることができた。HG におけるゲインのシミュレーションと測定値の不一致は容量値と抵抗値の設計と製作品の違いが要因の一つと考えることができる。一般的にCMOS プロセスでは容量をメタルと絶縁体のサンドイッチ構造で形成するため、メタルのエッチングによって 20% 程度は容易に設計値とずれる。帰還容量と抵抗値をそれぞれ C、R で表すと整形回路の時定数 τ は τ = CR、ゲインは \propto $\frac{1}{1+i\omega CR}$ で表される。容量が設計値よりも小さいと仮定すると、整形

回路の τ が小さくなり、後段のシェイパー出力の時定数もそれに伴って短くなると同時にゲインは大きくなる。時定数もシミュレーションと比べて測定では短いという結果が得られたので、この容量値の不一致で説明ができる。つまり現状の波高値及び時定数の 10% 程度のずれは製作精度の範囲内だと判断できる。

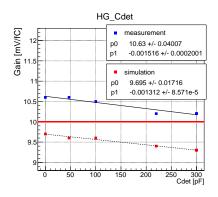


図 6.14 HG/slow のゲインの検出器容量依存。横軸 が検出器容量、縦軸がゲイン。

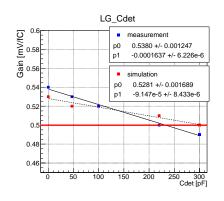


図 6.15 LG/slow のゲインの検出器容量依存。横軸 が検出器容量、縦軸がゲイン。

• ダイナミックレンジ測定

次にダイナミックレンジの測定を行った。検出器容量に見立てた $300 \mathrm{pF}$ のコンデンサを実装した状態でゲインの測定を行い線形性が保たれている範囲を調べた。ここで線形性が保たれているとは、測定点に対して引かれた近似直線の値と測定値の比が 10% 以下であることを指す。図 6.16 に HG のダイナミックレンジの測定結果、図 6.17 に LG のダイナミックレンジの測定結果を示す。図中の下側の枠内にプロットされた点が近似直線の値と測定値の比であり、青色で斜線が引かれた領域が測定値と近似直線の値の比が 10% 以下となっている領域である。この結果 HG のダイナミックレンジは-1506C~306C、LG のダイナミックレンジは-16006C~306Cであった。要請値は HG では 306C、LG では 306C であって、HG、LG ともに正側のダイナミックレンジが足りないという結果となった。

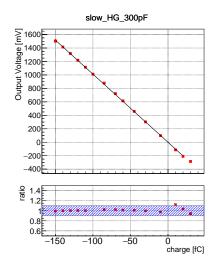


図 6.16 HG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。

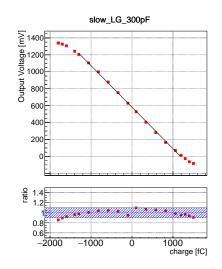


図 6.17 LG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。

実際の測定では正と負、両方の極性の電荷を同時に測定することはないため、ベースラインの電圧を変化させてオフセットをつけてやることで片側ずつダイナミックレンジを最も大きくとれるように調整を

行った。図 6.18 にオフセットを変更したときの波形の様子を示す。青線が変更を行う前の波形であり、赤線が変更を行った後の波形である。オフセットの変更を行うことで図 6.18 のようにゲインを大きくとることが可能となる。

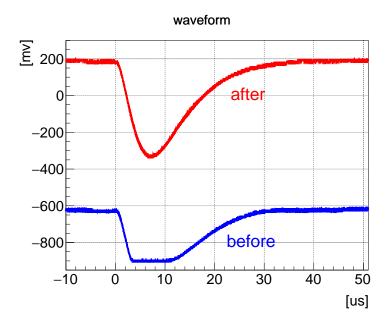


図 6.18 オフセットの変更を行った時に波形が変化する様子を示す。青線がオフセットを変更する前、赤線が変更した後のものである。

この調整を行った後のダイナミックレンジの測定結果を図 $6.19\sim6.22$ に示す。図 6.19、6.20 が HG、図 6.21、6.22 が LG の結果である。HG はオフセットをつけて測定することでダイナミックレンジは正 側も負側も 170fC となり、要請値を達成していることが分かった。LG はダイナミックレンジは負側で 1700fC、正側で 1500fC という測定結果となり、負側ではわずかにダイナミックレンジは伸びたものの、正側はほとんど変化することはなく要請値を達成することができなかった。しかし、要請値の 90% 以上を達成しており実用上は問題ないといえる。

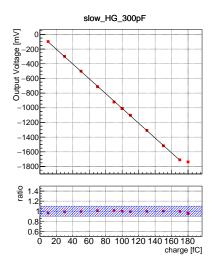


図 6.19~ HG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。正の電荷測定に対 応したオフセットを与えた。

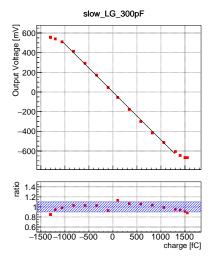


図 6.21 LG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。正の電荷測定に対 応したオフセットを与えた。

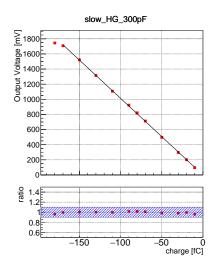


図 6.20~ HG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。負の電荷測定に対応したオフセットを与えた。

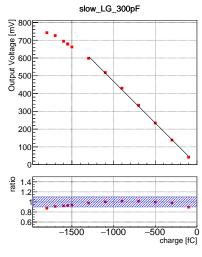


図 6.22 LG/slow のゲインのダイナミックレンジ。 横軸が入力電荷、縦軸が出力電圧。負の電荷測定に対 応したオフセットを与えた。

● ENC 測定

基板に取り付けられたピンヘッダーに差すコンデンサの値を変化させることで、ENC の検出器容量を測定した。ENC はノイズをゲインと素電荷で割ることで求めることができる。ノイズは入力信号がない状態でのベースラインの電圧分布をオシロスコープの機能を用いてヒストグラムにし、その標準偏差を測定することで調べた。その様子を図 6.23 に示す。初めにピンヘッダーを基板に取り付ける前と取り付けた後でノイズの大きさについて比較を行った。この結果、取り付ける前後でノイズの大きさに有意な差はなく、ピンヘッダーをつけることによるノイズへの影響は無視できることを確認した。図 6.24、6.25 はそれぞれ検出器容量に見立てたコンデンサの容量を変化させていった時の HG、LG の ENC の値である。赤点が測定値であり、青点がシミュレーション、緑点が LTARS2016_K01 による結果である。図中に引かれた赤線が要請値を示している。容量が $300 \mathrm{pF}$ のとき ENC の値は HG では $3781e^-$ 、LG では $5719e^-$ でありどちらにおいても要請値を達成することができた。LG ではシミュレーションと近い値を得ることができたが、HG ではシミュレーションと測定値の間に乖離が見られた。これに関しては、検出器容量に対する依存性はシミュレーションの結果をよく再現しており、基板などからの外来ノイズが乗っているものと考えることができる。

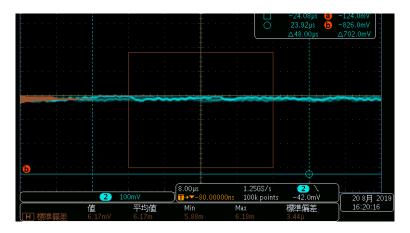


図 6.23 ENC 測定の様子。左側に信号と重なるように映っているオレンジ色のものが電圧分布のヒストグラム。

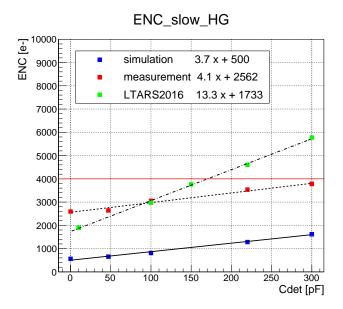


図 6.24 HG/slow の ENC の検出器容量依存。横軸が検出器容量、縦軸が ENC。

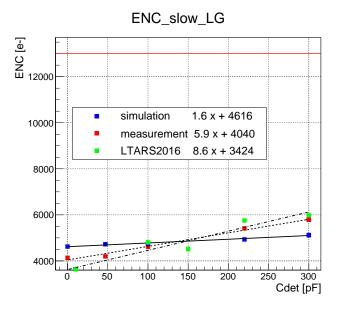


図 6.25 LG/slow の ENC の検出器容量依存。横軸が検出器容量、縦軸が ENC。

以上の測定から要請値を満たすチップが製作できたことを確認した。

第7章 議論と展望

7.1 議論

6.1.1 節で述べた通り、レイアウトにおいてメタル配線の長さと幅の縮小を行ったが、配線は通常、配線容量、配線インダクタンス、配線抵抗を有しており、これらのノイズに対する影響を見積もった。この考察においては簡単のため検出器容量は考えないものとする。まず初めに配線容量について考える。参考文献 [35] によると、図 7.1 のような断面を考えたときには配線容量を近似的に以下の式で与えることができる。

$$C = k\epsilon_0 \left\{ 2.8 \left(\frac{h}{H} \right)^{0.22} + 1.15 \left(\frac{w}{H} \right) + \frac{0.83 \left(\frac{h}{H} \right) - 0.07 \left(\frac{h}{H} \right)^{0.22} + 0.03 \left(\frac{w}{H} \right)^{0.22}}{\left(\frac{d}{H} \right)^{1.34}} \right\} l$$
 (7.1)

ここで k は比誘電率、 ϵ_0 は真空中の誘電率、l は配線の長さである。 今回 $d=20\mu\mathrm{m}$ 、 $w=3\mu\mathrm{m}$ 、 $l=2\mathrm{mm}$ であり、k、H、h を k=3、 $H=10\mu\mathrm{m}$ 、 $h=100\,\mathrm{nm}$ と仮定すると $C=72\,\mathrm{fF}$ と得られる。H を $1\mu\mathrm{m}$ とすると $C=272\,\mathrm{fF}$ である。

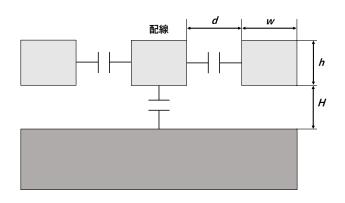


図 7.1 配線の断面図

次に配線インダクタンスについて考える。配線インダクタンスは $0.3 \mathrm{nH/mm}$ から $0.7 \mathrm{nH/mm}$ 程度の値を とるといわれている。今回は単位長さ当たりのインダクタンスを $0.5 \mathrm{nH/mm}$ と考えると、配線の長さは $2 \mathrm{mm}$ であるので $L=1 \mathrm{nH}$ となる。

最後に配線抵抗について考える。抵抗は以下の式で表すことが可能である。

$$R = \frac{\rho}{4}l\tag{7.2}$$

 ρ は抵抗率、A は配線の断面積、l は配線の長さである。抵抗率は物質によって異なるが、今回はアルミ $(2.7\times10^{-8}\Omega\mathrm{m})$ について考える。容量の場合と同様に $h=100\mathrm{nm}$ を仮定すると $A=3\times10^{-13}\mathrm{mm}^2$ となる ので $R=180\Omega$ となる。これらの値を考慮に入れノイズに対するシミュレーションを行った。その結果を表 7.1 に示す。

表 7.1 絶縁体の厚さによるノイズの大きさ

	$H = 1 \mu \text{m}$	$H = 10 \mu \mathrm{m}$
アルミ	$560.6e^-$	$560.4e^-$

同様に抵抗率の小さな銅を使用したシミュレーションも行ったが、アルミの場合と結果に差はなかった。これらの値を考慮に入れずにシミュレーションを行った場合のノイズの大きさは $V_n = 560.3\,e^-$ である。よって、

実際には周囲の配線とのクロストークなども考えなくてはならないため、ノイズの大きさはシミュレーションより大きな値を取ることはあるものの、レイアウトの配線を短くすることでノイズの大きさに有意な差が出るとは言えないことが分かった。

7.2 NEWAGE2018 RO

LTARS2018_K06A に対して性能評価を行い、ダイナミックレンジは LG においてわずかに達成することができなかったものの、問題とされていたノイズに関しては要請値を達成することが確認できた。この結果より LTARS2018_K06A は実際の測定でも使用することが可能であると判断し、NI μ TPC で用いるための測定用のアナログボード "NEWAGE 2018 RO" を製作した。製作した基板を図 7.2 に示す。



図 7.2 NEWAGE 2018 RO 基板

本論文では、検出器と直接接続して主にアナログ的な増幅を行う基板をアナログボード、アナログボードに接続 して、アナログデジタル変換等を行う基板をデジタルボードと称する。NEWAGE 2018 RO は現在 NEWAGE で開発中の $NI\mu TPC$ で使用している、KEK で作られたアナログボードを改版することで製作した [36]。現在 使用しているアナログボードと同様に、KEK で製作されたデジタルボードと組み合わせることで多チャンネル の信号をデジタル信号として読みだすことが可能となる。改版に伴う回路の修正は Cadence 社の OrCAD を 用いて行った。NEWAGE 2018 RO には QFP144(京セラ) にパッケージングした 2 枚の LTARS2018_K06A を実装しており 1 枚の基板で 32 ストリップ分の信号を読み出すことができる。LTARS2018_K06A を駆動さ せるための電圧 ± 0.9 Vはデジタルボードから供給する。これにより外部電源とケーブルの数を抑えることが できる。放電対策として入力部分の配線上にダイオードを実装している。また、LTARS2018_K06A のパラ メータの変更はデジタル信号をデジタルボードから供給することで行う。しかし、デジタルボードから出力す ることのできるデジタル信号は3つまでであるのに対して、LTARS2018_K06Aを2枚搭載したNEWAGE 2018 RO に必要なデジタル信号の数は 5 つである (CLK 信号は 2 枚の ASIC で共通のものを使用することが できる)。このため 2 つの STRI 信号をデジタルボードから入力するのではなく基板上で +0.9V に接続してお き、必要に応じてスイッチで切り替えて-0.9Vに落とす設計とした。また、確認を行うためのテストパルスを デジタルボードから供給することができるようにしている。外部からテストパルスを入れることも可能なよう に LEMO コネクターを NEWAGE 2018 RO に追加した。ただし、この LEMO コネクターは通常は使用する ことを想定していないためジャンパーピンによって回路から切り離している。

上述のように NEWAGE 2018 RO はデジタルボードと合わせて使用するが、NEWAGE 2018 RO は検出

器のそばに置くこととなるため、状況によってはデジタルボードとの間のケーブルが長くなってしまうことが予想される。そのため出力には差動信号を採用している。差動信号では 2 本の信号の電位差を用いて信号を伝送するため、ケーブルを長くしたときに乗りやすくなる外来ノイズをキャンセルすることができる。差動バッファの回路図を図 7.3 に示す。信号の増幅は LTARS2018_K06A によって行われるため差動バッファでは増幅が行われないようにゲインは 1 に設定している。差動バッファの正入力端子に LTARS2018_K06A からの出力が入力され、負入力端子に V_0 OFFSET と称した直流電圧が入力されるようになっている。この V_0 OFFSET が LTARS2018_K06A の出力を差動変換する際のリファレンス電圧である。なお、 V_0 OFFSET は図 7.4 に示すレギュレータにより- $1.2V_0$ 1- $1.2V_0$ 2- $1.2V_0$ 2- $1.2V_0$ 3- $1.2V_0$ 4- $1.2V_0$ 3- $1.2V_0$ 4- $1.2V_0$ 5- $1.2V_0$ 6- $1.2V_0$ 7- $1.2V_0$ 7- $1.2V_0$ 7- $1.2V_0$ 7- $1.2V_0$ 7- $1.2V_0$ 8- $1.2V_0$ 8-

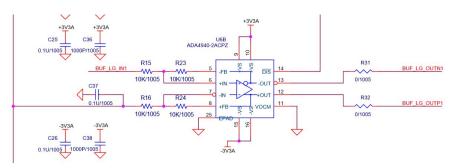
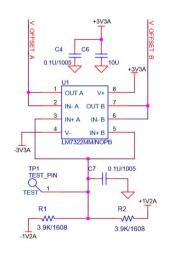


図 7.3 差動バッファの回路図



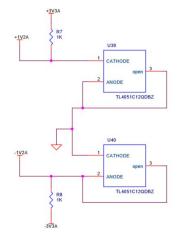


図 7.4 差動バッファに入力するリファレンス電圧を 生成するためのレギュレータ部分の回路図

図 7.5 ±1.2V を生成するためのレギュレータ部分の回路図

また、差動バッファに入る前のLTARS2018_K06Aの出力に対して、全チャンネル分のピンを用意した。これによりデジタルボードからの出力だけではなくアナログボード上でも出力を確認することが可能となった。

7.3 今後の展望

本研究において、LTARS2018_K06A が使用可能であることを確認し、検出器と接続して読み出しを可能とするアナログボード NEWAGE 2018 RO の製作を行った。本研究では製作のみで試験・使用にはいたらなかったが、NEWAGE 2018 RO を用いて $NI\mu TPC$ においてマイノリティチャージを観測することができるよ

うな多チャンネル読み出しが可能になる。検出器と組み合わせた評価ののちに $30\times30~{\rm cm}^2$ の μ -PIC の読み出しストリップ 1536 本を同時に読み出せる枚数を作成する予定である。 $30\times30~{\rm cm}^2$ の μ -PIC を読み出しとした NI μ TPC によりバックグラウンドを取り除き、暗黒物質に対する感度を更新していくことができると期待される。

第8章 結論

NEWAGE は方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。NEWAGE では検出感度向上のため NI μ TPC の開発を行っているが、NI μ TPC の実現には読み出し回路の開発が必要である。先行研究において KEK と共同で ASIC"LTARS2016_K01" が開発されたがノイズに対する要請値を満たすことができなかった。そのため LTARS2016_K01 を改良して、新たな ASIC"LTARS2018_K06A" の開発を行った。開発した LTARS2018_K06A に対して評価用のプリント基板「BOLT」を設計し、性能評価を行った。その結果、ゲインは HG で-10.2mV/fC(要請値-10mV/fC)、LG で-0.49mV/fC(要請値-0.5mV/fC)、ダイナミックレンジは HG で-120fC~120fC(要請値±80fC)、LG で-1700fC~1500fC(要請値±1600fC)、ENC は LG で 3781 e^- (要請値 4000 e^-)、HG で 5719 e^- (要請値 13000 e^-) であった。LG のダイナミックレンジは要請値を わずかに満たすことができなかったが、それ以外の項目についてはすべて要請値を満たすことが確認できた。 実際の測定に使うことに対して問題がないと判断したため、測定用のアナログボード "NEWAGE 2018 RO" を開発した。開発された新たなアナログボードを用いた NI μ TPC でバックグラウンド事象を低減し、検出器を大容積化することで NEWAGE の検出感度を大幅に更新していくことが期待できる。

付録 A 回路図とレイアウト図

A.1 BOLT

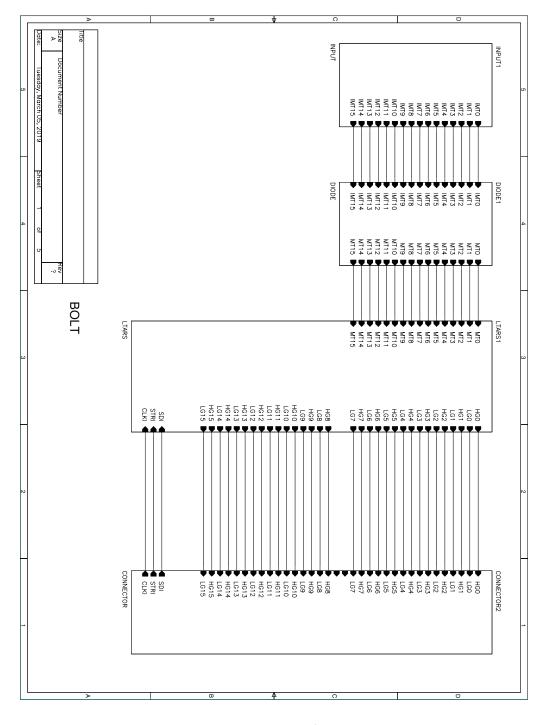


図 A.1 BOLT 回路図

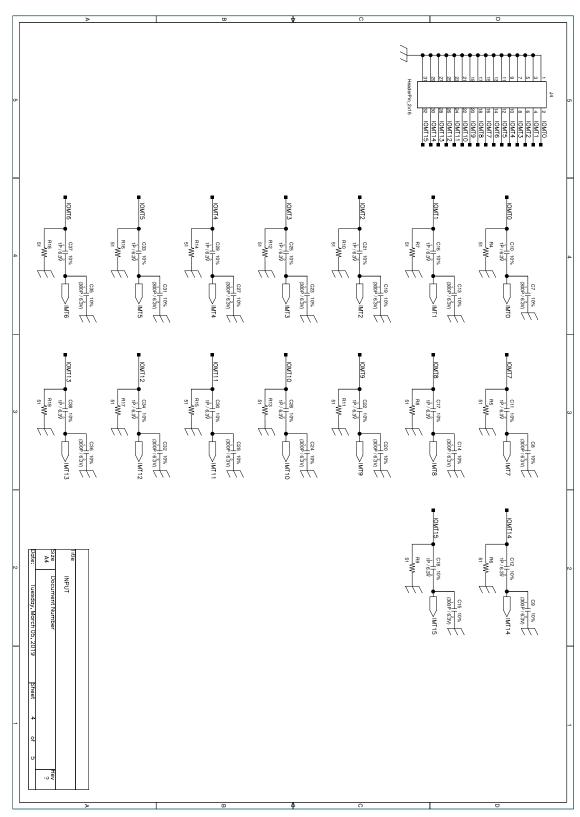


図 A.2 BOLT 回路図

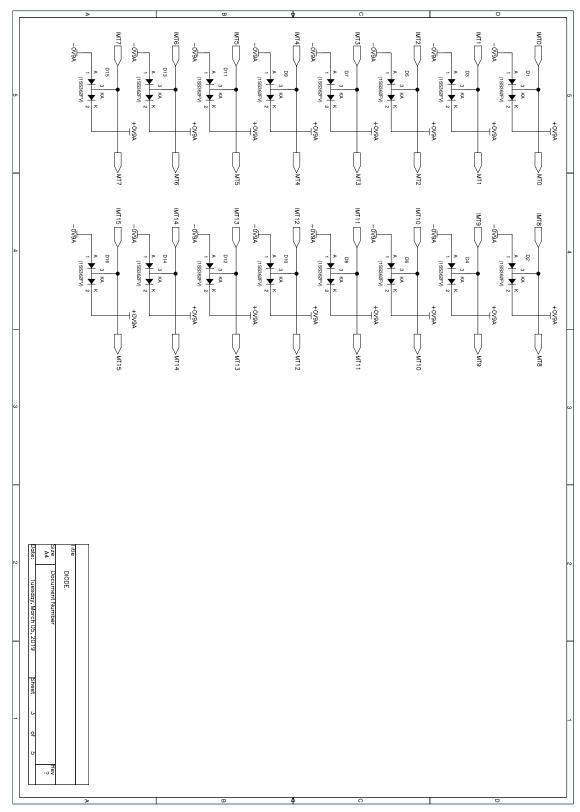


図 A.3 BOLT 回路図

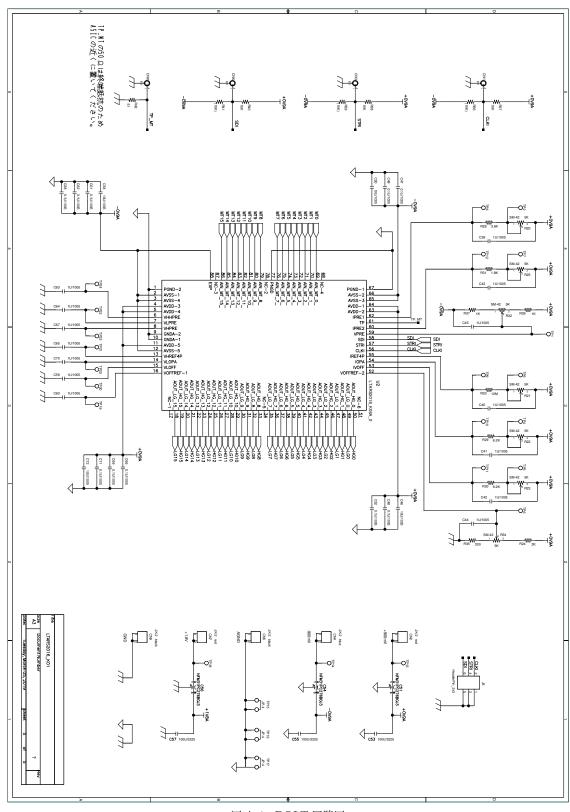


図 A.4 BOLT 回路図

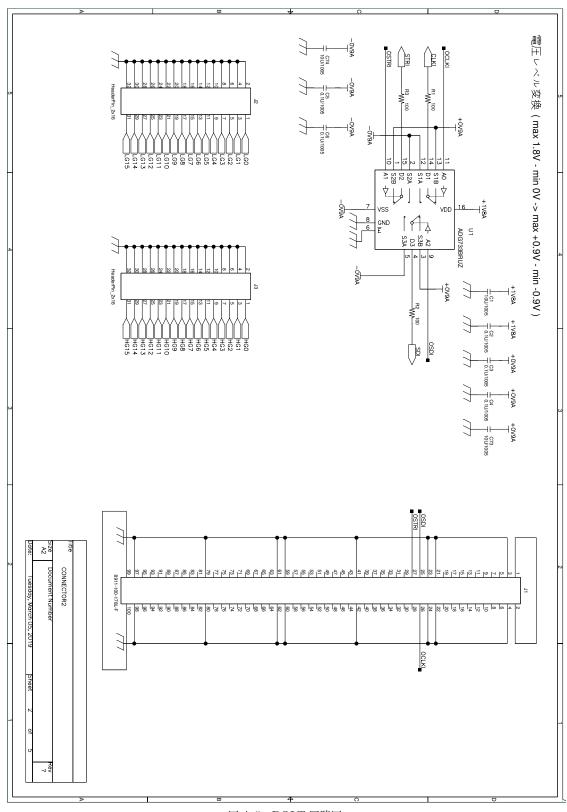


図 A.5 BOLT 回路図

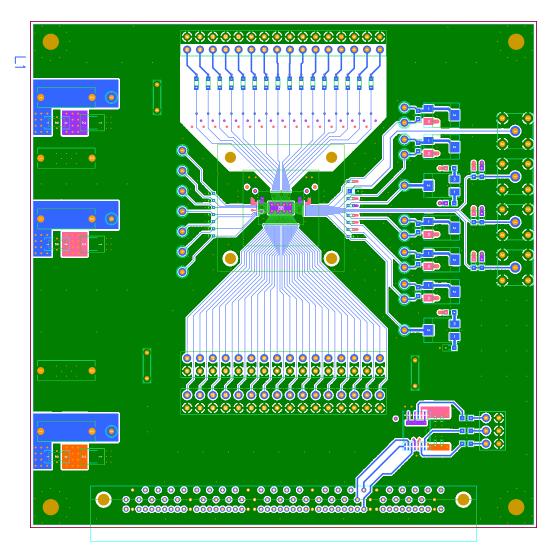


図 A.6 BOLT レイアウト

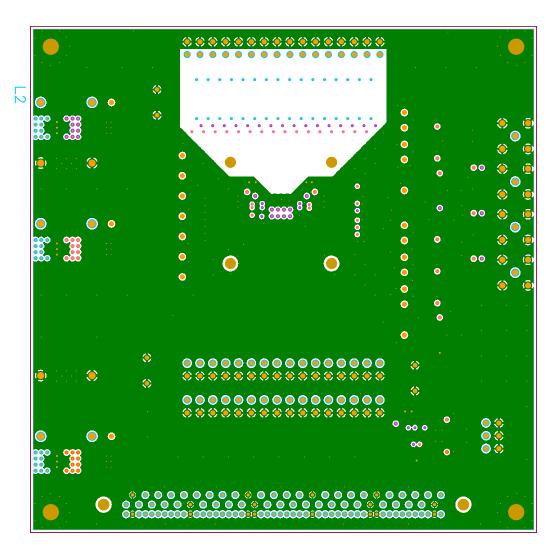


図 A.7 BOLT レイアウト

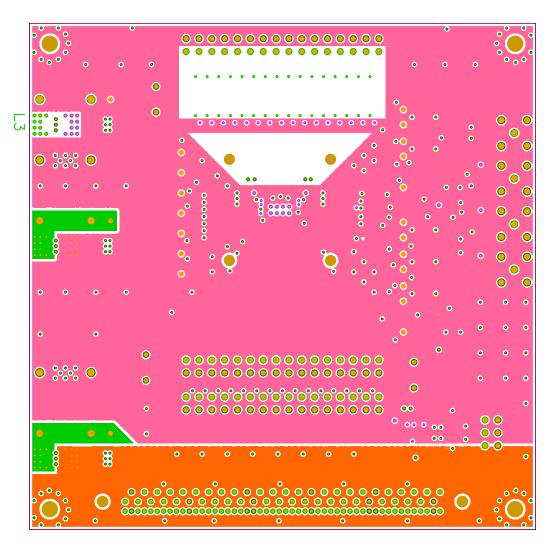


図 A.8 BOLT レイアウト

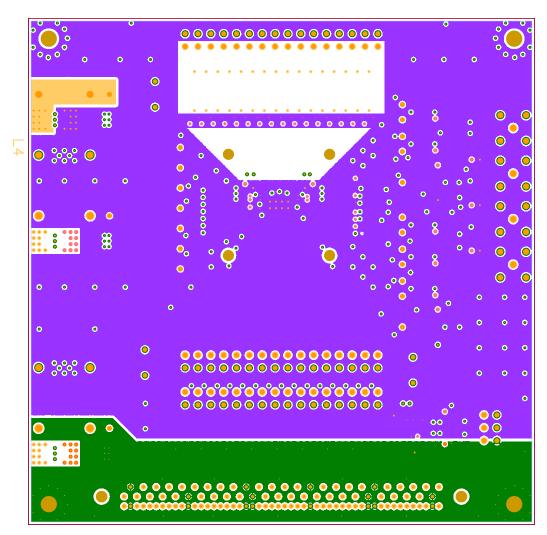


図 A.9 BOLT レイアウト

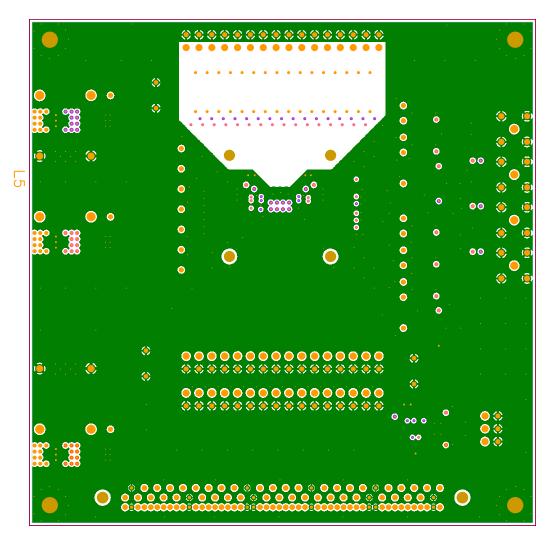


図 A.10 BOLT レイアウト

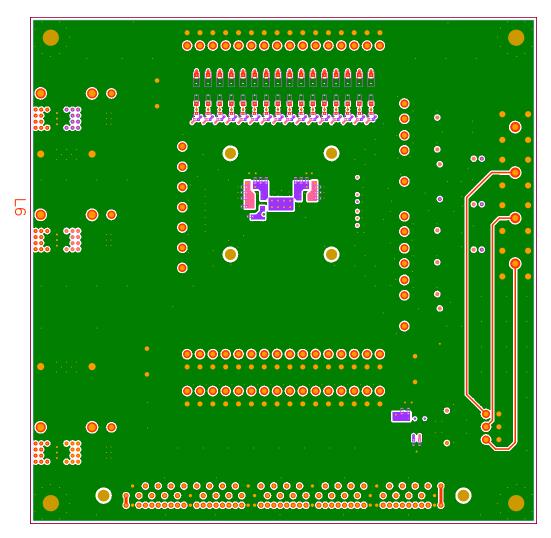


図 A.11 BOLT レイアウト

図 A.12 BOLT レイアウト

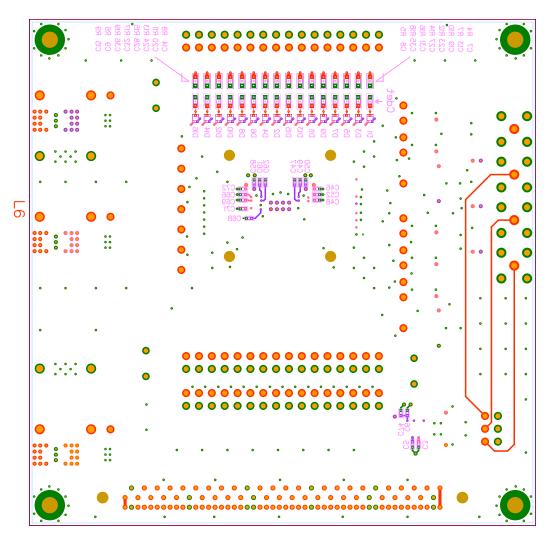


図 A.13 BOLT レイアウト

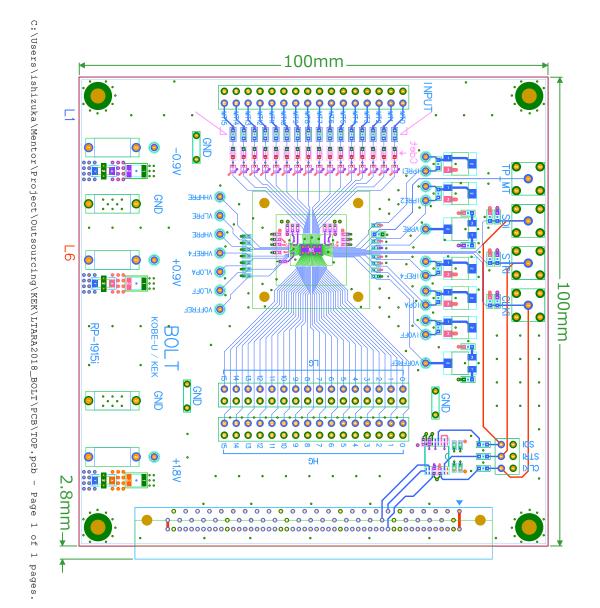


図 A.14 BOLT レイアウト

A.2 NEWAGE 2018 RO

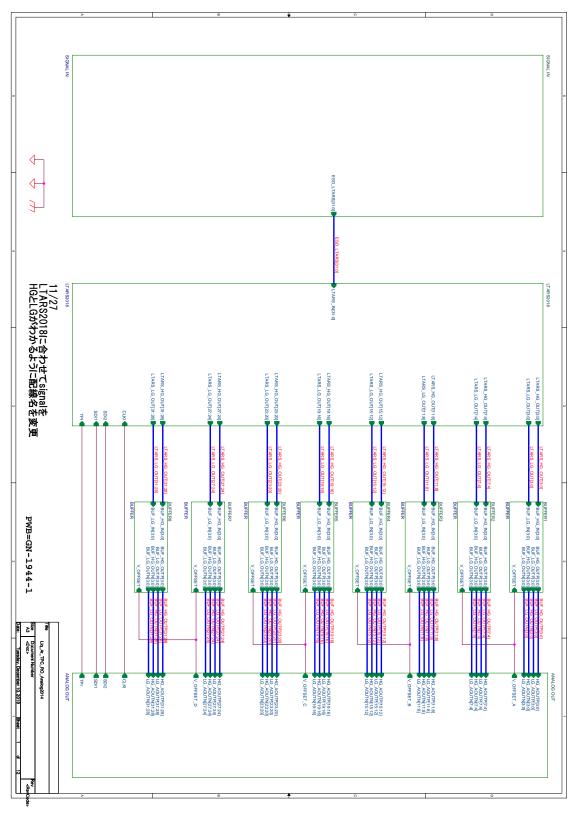


図 A.15 NEWAGE 2018 RO 回路図

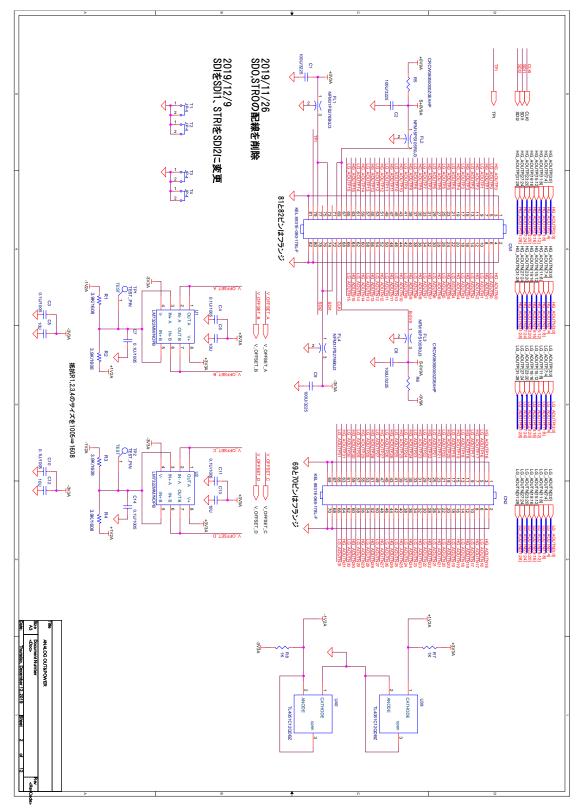


図 A.16 NEWAGE 2018 RO 回路図

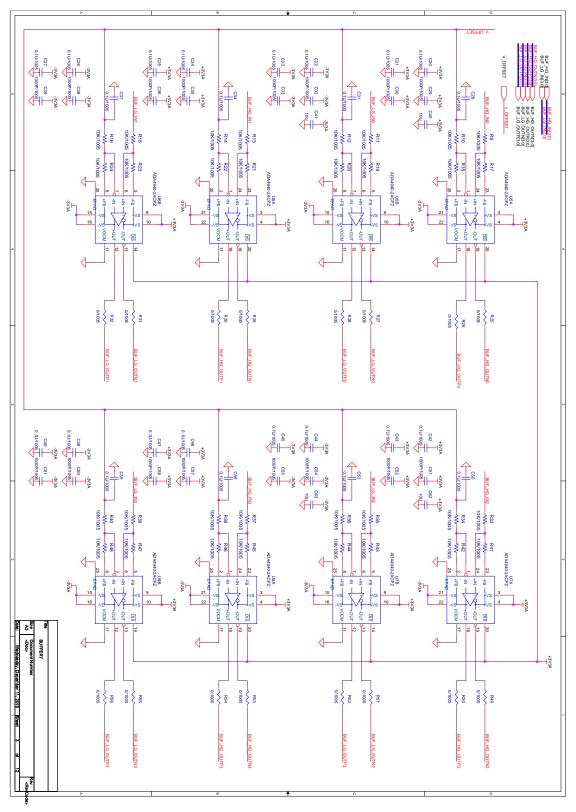


図 A.17 NEWAGE 2018 RO 回路図

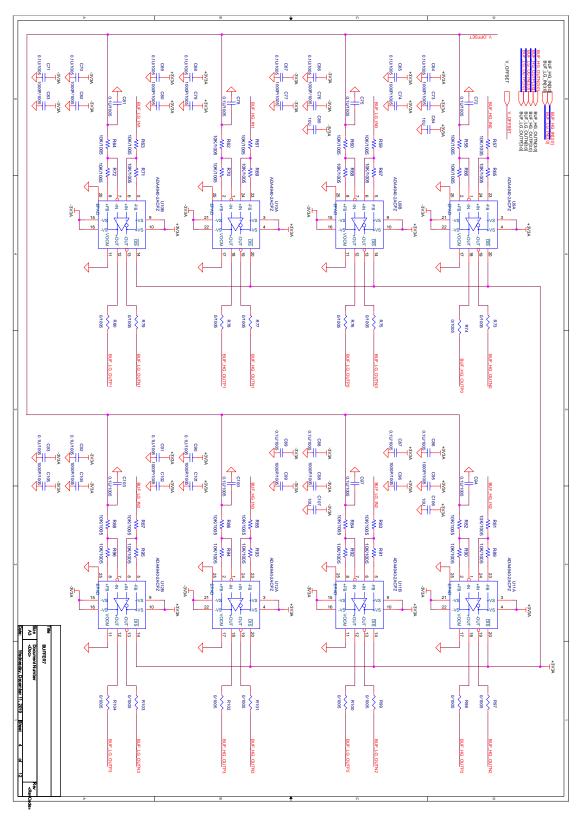


図 A.18 NEWAGE 2018 RO 回路図

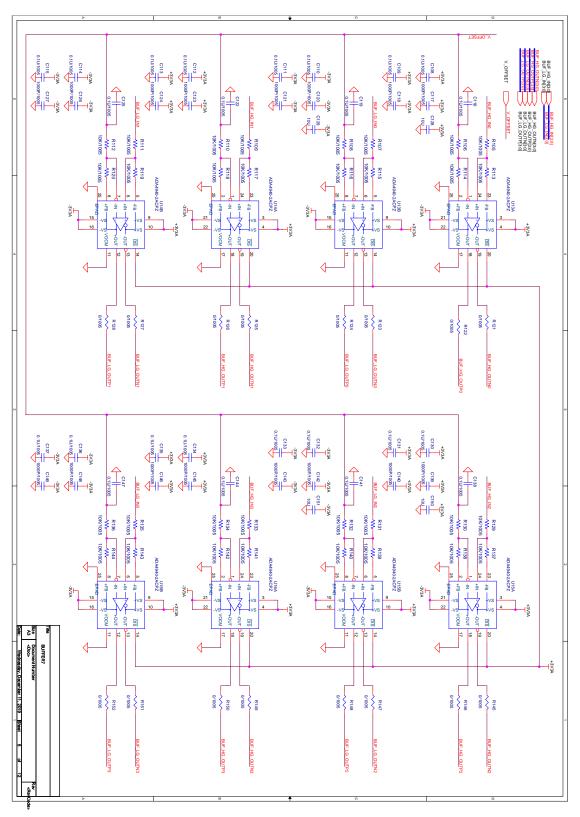


図 A.19 NEWAGE 2018 RO 回路図

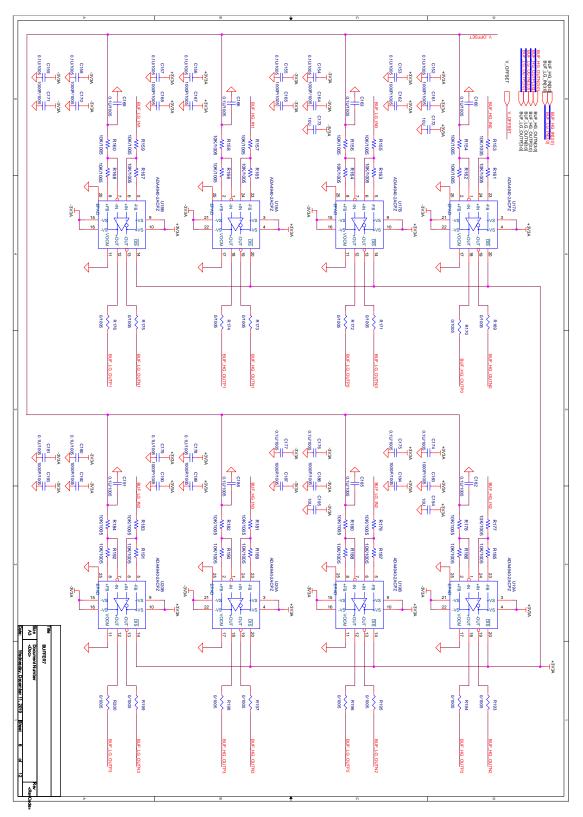


図 A.20 NEWAGE 2018 RO 回路図

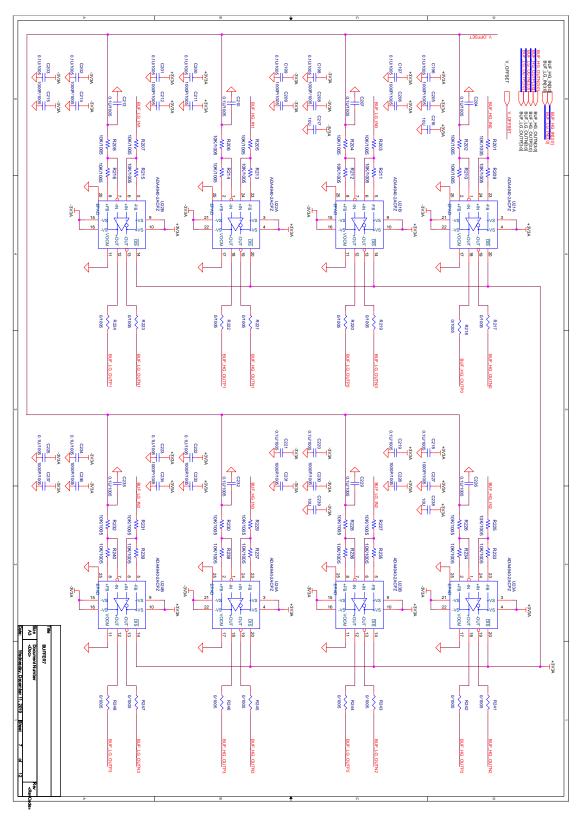


図 A.21 NEWAGE 2018 RO 回路図

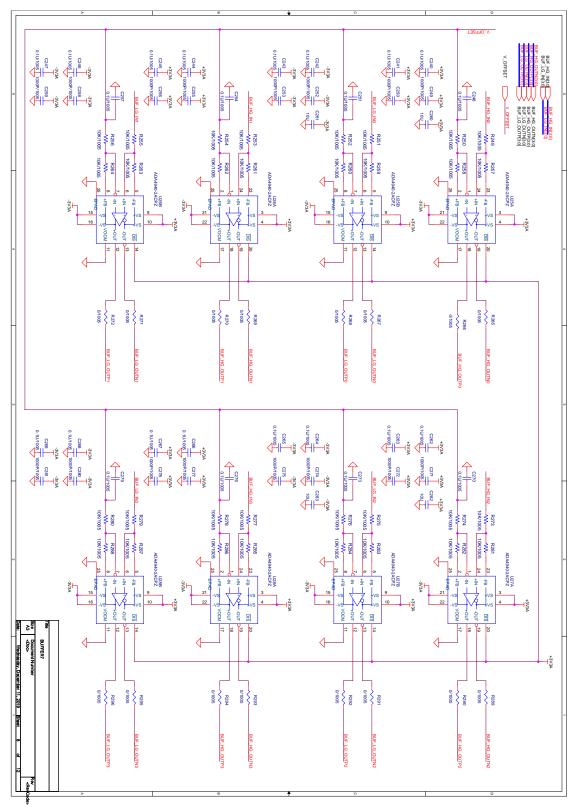


図 A.22 NEWAGE 2018 RO 回路図

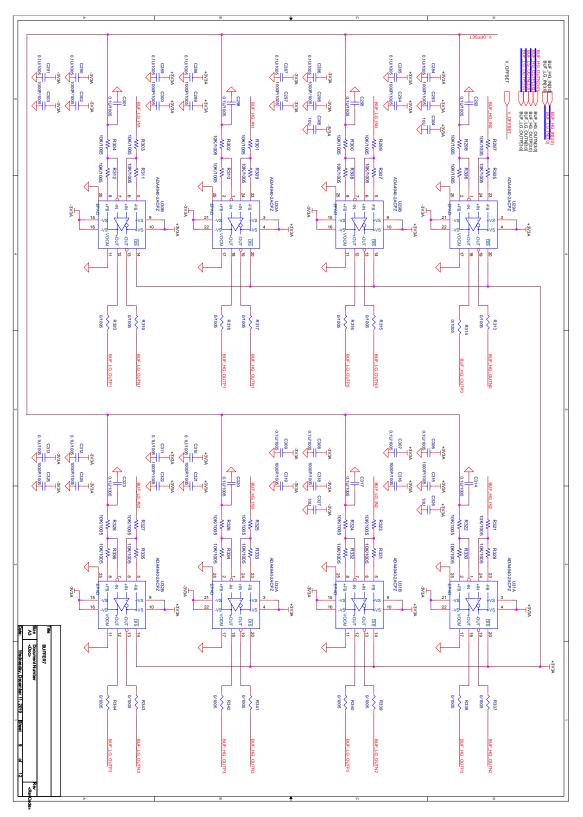


図 A.23 NEWAGE 2018 RO 回路図

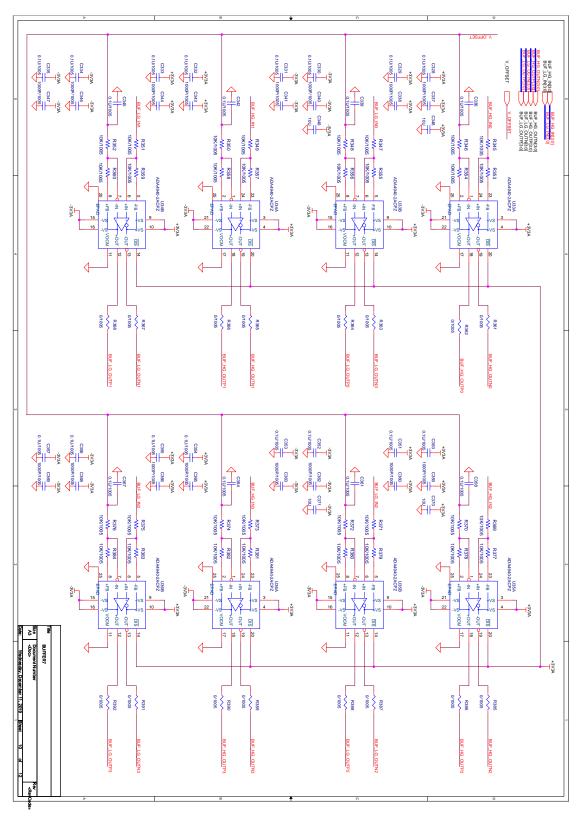


図 A.24 NEWAGE 2018 RO 回路図

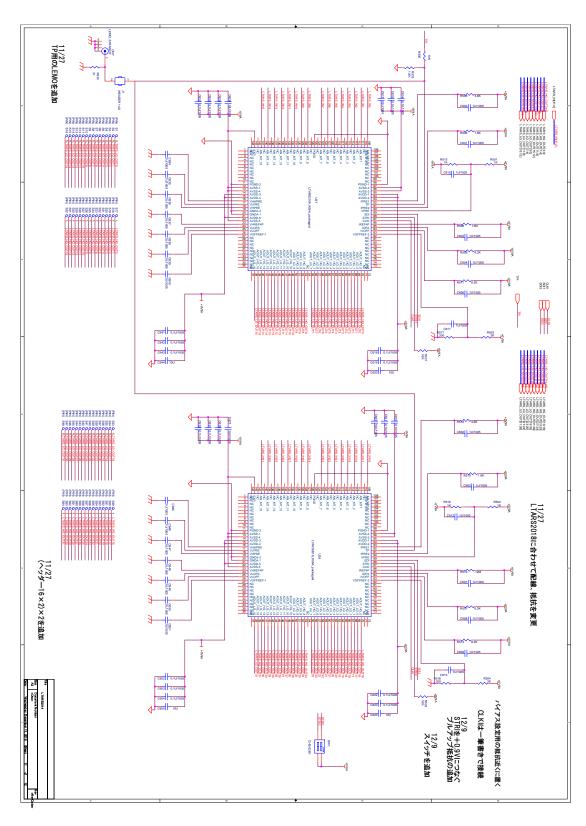


図 A.25 NEWAGE 2018 RO 回路図

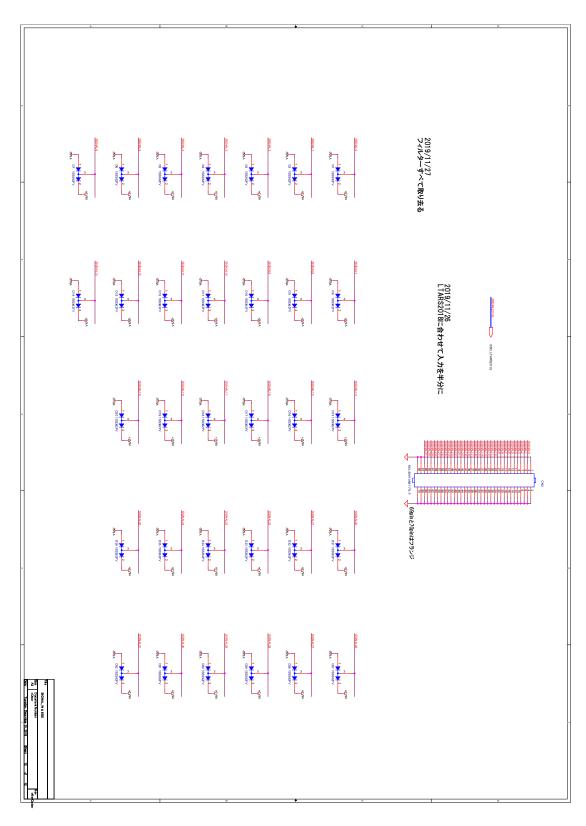


図 A.26 NEWAGE 2018 RO 回路図

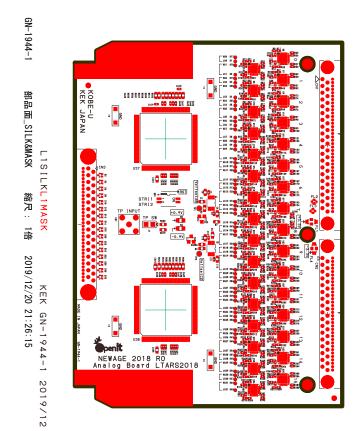


図 A.27 NEWAGE 2018 RO レイアウト

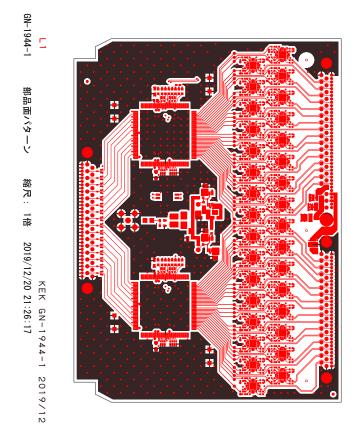


図 A.28 NEWAGE 2018 RO レイアウト

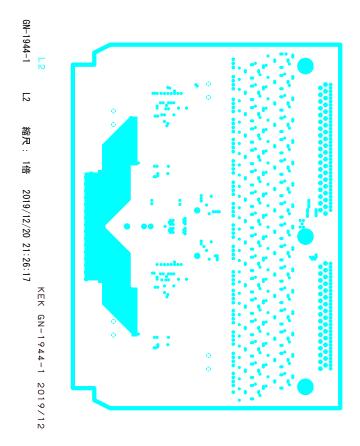


図 A.29 NEWAGE 2018 RO レイアウト

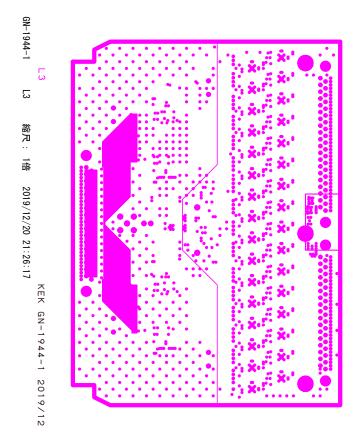


図 A.30 NEWAGE 2018 RO レイアウト

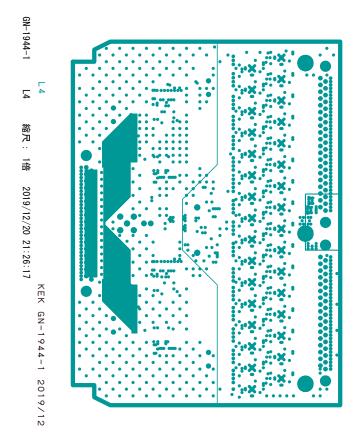


図 A.31 NEWAGE 2018 RO レイアウト

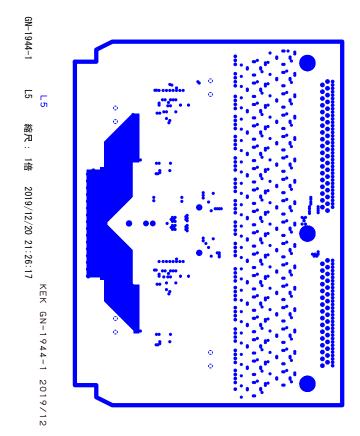


図 A.32 NEWAGE 2018 RO レイアウト

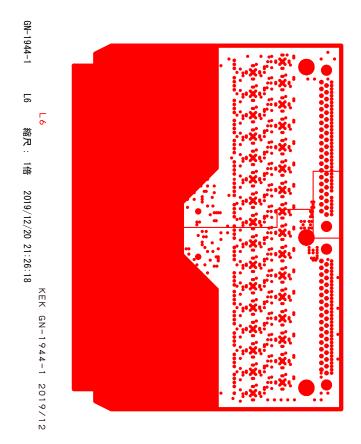


図 A.33 NEWAGE 2018 RO レイアウト

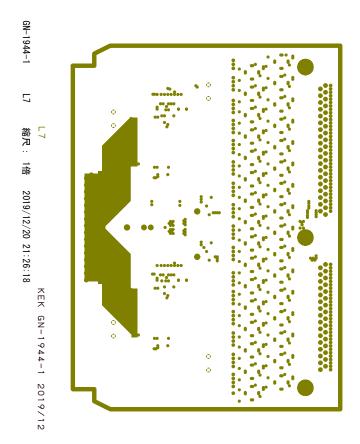


図 A.34 NEWAGE 2018 RO レイアウト

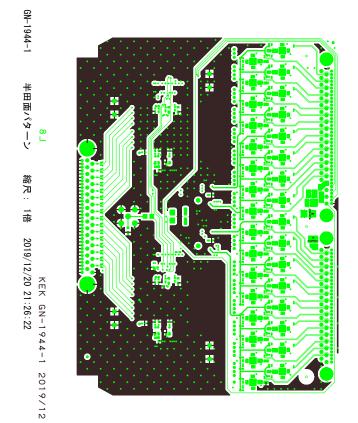


図 A.35 NEWAGE 2018 RO レイアウト

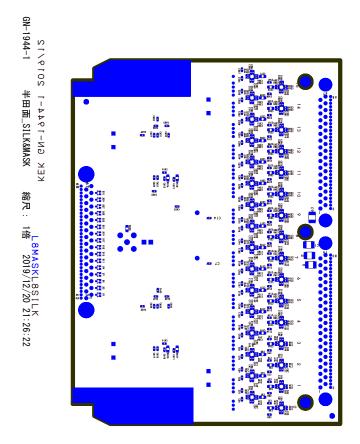


図 A.36 NEWAGE 2018 RO レイアウト

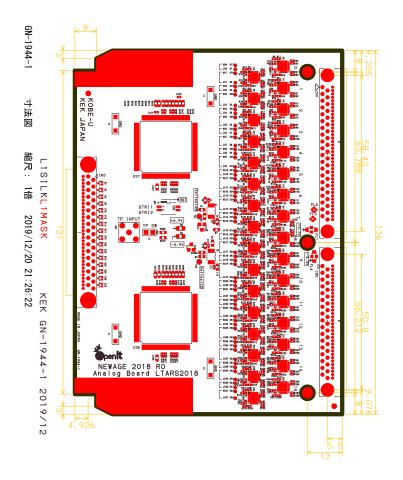


図 A.37 NEWAGE 2018 RO レイアウト

謝辞

修士論文を執筆するにあたりお世話になった皆様に感謝いたします。指導教員の身内賢太朗様には一番お世話になりました。出張などの多くの経験をさせていただき感謝しています。KEK の坂下健様、岸下徹一様、庄子正剛様には回路設計のことを教えていただき大変お世話になりました。KEK にお伺いした際にはいろいろな美味しいお店に連れて行っていただき感謝しています。NEWAGE の先輩である池田智法様、石浦宏尚様には研究のことで質問させていただいたりして、多くのことを教えていただきました。網本主輔君、上野龍一君、塩沢知晃君、説田暉君、山下和輝君は同期としてともに研究生活を送りましたが、いろいろなところで支えられていたと感じています。困っている時にはアドバイスをもらったり、普段は研究とは無縁な趣味の話で盛り上がったりと、苦痛に感じることもあった研究生活をここまでやってこれたのは同期のおかげかもしれません。藏重久弥様、竹内康雄様をはじめとした粒子物理学研究室の教員の方々、学生の皆様、研究室での生活においてお世話になりました。ありがとうございます。そして最後に大学に行かせていただき、研究生活を送らせていただいた家族に感謝したいと思います。

参考文献

- [1] Planck Collaboration et al., J. A. Rubiño-Martín (2018), 1807.06209.
- [2] F. Zwicky, The Astrophysical Journal 86, 217 (1937).
- [3] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, The Astrophysical Journal 159, 379 (1970).
- [4] R. H. Begeman, K. G.; Broeils, A. H.; Sanders, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **249**, 523 (1991).
- [5] http://hubblesite.org/image/1116/news/18-gravitational-lensing.
- [6] D. Clowe et al., The Astrophysical Journal 648, L109 (2006).
- [7] P. A. R. Ade et al., Astronomy & Astrophysics **594**, A13 (2016).
- [8] M. Taoso, G. Bertone, and A. Masiero, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (2008).
- [9] B. Carr, M. Raidal, T. Tenkanen, V. Vaskonen, and H. Veermäe, Physical Review D 96, 1 (2017).
- [10] G. Bertone, Particle Dark Matter (Cambridge University Press, 2010).
- [11] R. Adhikari et al., Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2017 (2017), 1602.04816.
- [12] M. Tanabashi et al., Review of Particle Physics, 2018.
- [13] J. D. Lewin and P. F. Smith, Astroparticle Physics 6, 87 (1996).
- [14] 橋本隆, 修士論文, 2016年2月, 神戸大学.
- [15] K. Nakamura, Direction-sensitive dark matter search with a gaseous micro time projection chamber, PhD thesis, January 2014, Kyoto University.
- [16] D. N. Spergel, Physical Review D 37, 1353 (1988).
- [17] R. Bernabei et al., Nuclear Physics and Atomic Energy (2018), 1805.10486.
- [18] E. Aprile et al., Physical Review Letters 122, 1 (2019), 1902.03234.
- [19] M. Ackermann et al., Physical Review D Particles, Fields, Gravitation and Cosmology 91, 1 (2015), 1506.00013.
- [20] The First Five years of AMS on the International Space Station, 2011.
- [21] S. Desai et al., Physical Review D 70, 083523 (2004).
- [22] M. G. Aartsen et al., Physical Review Letters 110, 131302 (2013).
- [23] ATLAS Collaboration, European Physical Journal C 75 (2015).
- [24] J. Battat et al., Physics of the Dark Universe 9-10, 1 (2015).
- [25] Q. Riffard et al., Journal of Instrumentation 12 (2015).
- [26] ATLAS TGC Collaboration, internal note (1999).
- [27] 中村輝石, 修士論文, 2011年3月, 京都大学.
- [28] K. Nakamura et al., Progress of Theoretical and Experimental Physics 2015, 43F01 (2015).
- [29] T. Hashimoto et al., arXiv.org, e-Print Archive, Physics, 1 (2017), 1707.09744.
- [30] C. Martoff, D. Snowden-Ifft, T. Ohnuki, N. Spooner, and M. Lehner, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 440, 355 (2000).
- [31] N. Phan et al., Journal of Instrumentation 12, P02012 (2017).
- [32] 池田智法, 修士論文, 2017年2月, 神戸大学.
- [33] 石浦宏尚, 修士論文, 2019年2月, 神戸大学.
- [34] 中澤美紀, 修士論文, 2018年2月, 神戸大学.

- [35] 松澤昭, アナログ RFCMOS 集積回路設計 (培風館, 2010).
- [36] 黒森雄介,修士論文,2017 年 3 月,岩手大学.