

修士論文

XeガスTPCを用いたニュートリノレス二重 β 崩壊探索実験
AXELのための高エネルギー分解能読み出し回路の開発

田中 駿祐

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

2017年1月26日

概要

ニュートリノがマヨラナ粒子であるか否か、つまりニュートリノと反ニュートリノが同一の粒子であるか否かは、未解明の問題の多いニュートリノの中でも最大の謎の1つである。ニュートリノの質量が他の粒子と比較して異常に軽いことや、物質優勢宇宙がいかんして成立したかを、ニュートリノのマヨラナ性から説明する理論が存在することもあり、近年注目が集まっている。

ニュートリノのマヨラナ性を実験的に確かめるほぼ唯一の方法が「ニュートリノレス二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)」を観測することである。これは、1つの β 崩壊から仮想的に発生した反ニュートリノが、そのマヨラナ性のために「ニュートリノ」として他の核子に吸収されることでもう一方の β 崩壊を引き起こし、結果的に2つの電子のみが飛び出してくる現象である。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊はニュートリノがマヨラナ粒子でなければ起こり得ず、この現象を発見すればニュートリノがマヨラナ性を持つことを確認できる。

AXEL 検出器は、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索のための高圧 Xe ガス TPC (Time Projection Chamber) である。これまでに $0\nu\beta\beta$ 崩壊に対して高い感度を達成している 2 系統の実験の長所である高いエネルギー分解能と大きな崩壊核質量を兼ね備え、さらに 3 次元飛跡情報を用いた背景事象の削減も行う、次世代の検出器である。

AXEL 実験の現在の小型試作機は 64 チャンネルであるが、2017 年に建設予定の次期試作機ではチャンネル数が 1000 チャンネル以上に増大する。そのため、ガス TPC の読み出しに特化した、低コストの読み出し回路の開発が急務となっている。本研究では、 β 線が停止する際に発生する 5×10^3 個/ μs の電離電子から、拡散によって空間的に広がった数個の電離電子にまで渡る幅広いダイナミックレンジと、高いエネルギー分解能 (目標 0.5%FWHM) を両立するための回路設計を行った。電離電子は光に変換した上で、光検出器である MPPC を多数使用して読み出すため、読み出し回路には各 MPPC の電源電圧を個々に調整する機能や、キャリブレーションのためにダークカレントを測定する機能も必要となる。

設計した回路について、原理的な分解能については回路シミュレータによるシミュレーションを、そのシミュレーションの妥当性やノイズによる分解能の悪化については試作機を用いることで、回路の性能評価を行った。その結果、回路のエネルギー分解能が 0.1%FWHM を下回り、要求を十分に満たすことを確認した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノの諸問題	1
1.3	マヨラナ質量	2
1.4	シーソー機構	3
1.5	レプトジェネシス	5
1.6	ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)	6
1.7	代表的な $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験	7
第 2 章	AXEL 実験	10
2.1	AXEL 実験の概要	10
2.2	希ガス中の電子の運動	12
2.3	EL(Electroluminescence) 過程	13
2.4	ELCC (Electroluminescence Light Collection Cell)	14
2.5	MPPC	14
2.6	AXEL 実験の現状及びアップグレード計画	17
2.7	他の実験との比較	18
第 3 章	読み出し回路への要求	19
3.1	$0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーション	19
3.2	読み出し回路への要求	22
第 4 章	読み出し回路の構成	26
第 5 章	アナログ部の設計	28
5.1	概要	28
5.2	エネルギー測定部のパラメータの決定	31
5.3	キャリブレーション部のパラメータの決定	42
5.4	今後の課題	47

第 6 章	まとめと今後の展望	51
	参考文献	55

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは、 β 崩壊に伴い発生する高速電子が持つ連続したエネルギー分布を説明するために、1930 年に W.Pauli によってその存在が提唱された^[28]。そして 1934 年に E.Fermi が β 崩壊の理論を定式化^[16]し、その存在が受け入れられていくと同時に Fermi が用いた「ニュートリノ」の名が広く用いられるようになった。

古くから存在を確信されてきたニュートリノであるが、その非常に小さな反応性のために、直接観測には存在の提唱から 20 年以上の歳月を要した。しかし 1956 年に F.Reines と C.Cowan が、原子炉から発生する反電子ニュートリノによる逆 β 崩壊を観測しニュートリノを発見^[25]したことを皮切りに、ニュートリノに関する重要な発見が相次いだ。1958 年には M.Goldhaber、L.Grodzins、A.W.Sunyar らの巧みな実験により、ニュートリノのヘリシティが左巻きであること^[19]を、1960 年ころには R.Davis が化学的手法を用いて、ニュートリノと反ニュートリノが別の粒子であること^[11]を、1962 年には L.M.Lederman、M.Schwartz、J.Steinberger らがパイ粒子の崩壊から、電子ニュートリノとミューニュートリノが別の粒子であること^[9]を、それぞれ発見した。

こうした様々な実験によってニュートリノの性質は徐々に明らかとなり、標準模型には「電荷 0・質量 0 で 3 世代のフレーバーを持つ、弱い相互作用でのみ反応するフェルミオン」として取り入れられている。また質量が 0 であることから、ニュートリノは左巻き、反ニュートリノは右巻きのヘリシティのみを持つという特徴があり、右巻きニュートリノや左巻き反ニュートリノは存在しないとされている。

1.2 ニュートリノの諸問題

一方、ニュートリノが質量を持ちうるという主張も古くからなされていた。1962 年には牧、中川、坂田らによってニュートリノが質量を持つとフレーバー間の混合が起こるという理論が提唱され、1960 年代後半には R.Davis によって太陽からくる (電子) ニュートリノの数が少ないという観測結

果が発表されている [12]。しかしこの現象は当時は受け入れられず、1998年に SuperKamiokande が大気ニュートリノの振動を発見 [17]、2001年に SNO が太陽ニュートリノの振動に決定的な証拠を発見 [5] して、ようやく確立された。

しかしニュートリノの質量にはまだ謎が残っている。1つがニュートリノの質量階層性に関する問題である。ニュートリノ振動からは、ニュートリノの質量固有状態の絶対値を求めることは出来ず、相対的な値、しかも絶対値しか測定できない。そのため、ニュートリノの3つの固有状態が、 $m_1 < m_2 < m_3$ (順階層)を持つか、 $m_3 < m_1 < m_2$ (逆階層)を持つかに未だ決着がつかない。

もう1つは、他のフェルミオンと比較した場合のニュートリノ質量の異常な軽さである(図 1.1)。Plank2015 [3] の結果では $\sum m_i < 0.23\text{eV}$ であるとされており、これは電子の質量の 10^{-6} 倍以下と、その軽さが際立っている。

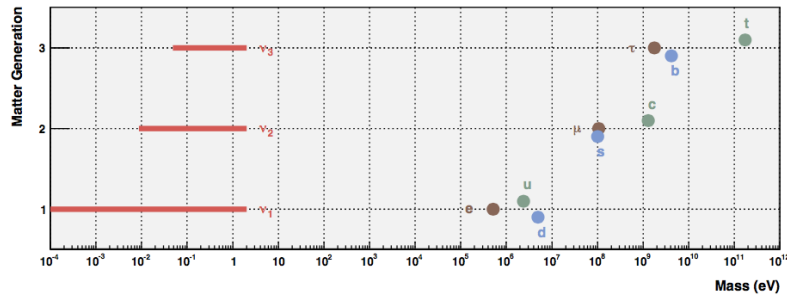


図 1.1 フェルミオンの質量の比較 [20]。ニュートリノは順階層の場合を示している。

1.3 マヨラナ質量

標準模型のラグランジアンには、質量項と呼ばれる、ヒッグス粒子との相互作用を表す項が存在する。フェルミオン ψ に関する (ディラック) 質量項は以下の通りである。

$$\mathcal{L}_{mass} = -Y_\psi \bar{\Psi}_L H \psi_R + h.c. \quad (1.1)$$

ここで $\psi_{L,R}$ は ψ の左巻き成分と右巻き成分を表しており、 $\Psi_L = \begin{pmatrix} \chi_L \\ \psi_L \end{pmatrix}$ は SU(2) の 2 重項を表している。ヒッグス場の真空期待値を

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ととると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= -\frac{Y_\psi v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_L \psi_R + h.c. \\ &= -m_D \bar{\psi}_L \psi_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.3)$$

となる。ニュートリノに関しても、右巻きニュートリノ ν_R を新たに標準模型に加えてやれば、同様のディラック質量 m_D を得ることができる。しかしニュートリノの軽い質量を表現するためには、ヒッグスとの相互作用の強さを表す Y_ν を他の粒子と比べて不合理なまでに小さく取らなければならない。

ディラック質量項は、左巻き粒子と右巻き粒子が、ヒッグスとの相互作用を通じて入れ替わる反応であった。他の粒子、例えば ψ と荷電共役 $\psi^c = -\gamma^0 C \psi^*$ (反粒子) との入れ替わりを許せば、他の質量項を作ることも可能である。このような入れ替えが可能な粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。ラグランジアンへの要請から、エルミートかつローレンツスカラーでなければならないことに注意すると、質量項の候補として

$$(\bar{\psi}^c \psi + \bar{\psi} \psi^c) \quad (1.4)$$

が挙げられる。 $\psi_R^c \equiv (\psi_R)^c$ として左巻き、右巻き成分に分離すると以下の2つの独立な項を得る。

$$(\bar{\psi}_R \psi_R^c + h.c.), (\bar{\psi}_L \psi_L^c + h.c.) \quad (1.5)$$

こうして得られた質量項をマヨラナ質量項と呼ぶ。

ただし、このマヨラナ質量項は一般に適用することはできない。例えばグローバルな位相変換 $\psi \rightarrow \psi e^{i\theta}$ に対して、

$$\bar{\psi}_R \psi_R^c = -\bar{\psi}_R \gamma^0 C \psi_R^* \rightarrow \bar{\psi}_R \psi_R^c e^{-2i\theta} \quad (1.6)$$

と不変でないため、対応する保存量 (電荷) が保存しない。そのため、マヨラナ質量項を持つためには $\psi^c = \psi$ が必要となる。これはマヨラナ質量項が粒子と反粒子とを入れ替える変換であるためであり、例えば荷電フェルミオンに対して変換を施すことを考えると電荷が保存しないのは当然のことである。また他の保存量 (バリオン数・レプトン数・カラー荷) に対しても同様のことが言えるため、マヨラナ質量項を持ちうるのはあらゆる相互作用に関して一重項 (もしくは中性) である粒子のみである。このような性質を持つ粒子は標準模型の中には存在しない。

1.4 シーソー機構

そこで標準模型に (重い) 右巻きニュートリノ $N_R (= N_R^c)$ を導入する。標準模型を自然に拡張すると、 N_R は電磁気力・強い力・弱い力のいずれにも反応しない粒子となるため、マヨラナ質量項を持ちうる。この N_R を用いて、ラグランジアンを以下のように拡張する。簡単のために、以下ではニュートリノのフレーバーを1種類とする。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} &+ \bar{N}_R i \not{\partial} N_R \\ &- \frac{1}{2} M_R \bar{N}_R^c N_R + h.c. \\ &- Y_\nu \bar{\ell}_L H N_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.7)$$

ここで、第一項は標準模型のラグランジアン、第二項は N_R の運動項、第三項は N_R のマヨラナ質量項、そして第四項は N_R と $\ell_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$ のヒッグス相互作用項であり、(1.3) 式と同様にディラック質量項とみなすことができる。

$$Y_\nu \bar{\ell}_L H N_R + h.c. = m_D \bar{\nu}_L N_R + h.c. \quad (1.8)$$

このとき、マヨラナ質量を持つ N_R はもちろん、他の粒子を介さずに粒子と反粒子の入れ替えが可能な ν_L もまたマヨラナ粒子となる ((1.7) 式、図 1.2)。

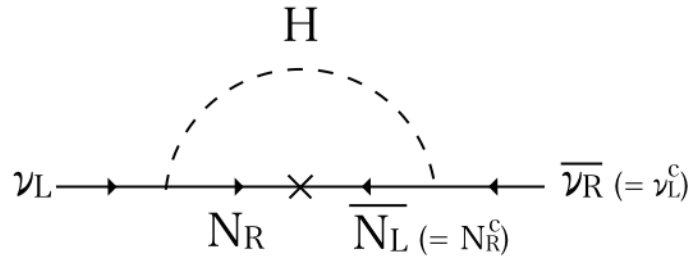


図 1.2 ニュートリノ・反ニュートリノ交換のファインマンダイアグラム

さて、マヨラナ質量項を導入することで、ニュートリノ質量がどのように変化するかを議論する。拡張したラグランジアンの内、ニュートリノ質量に関する部分を取り出す。

$$-\mathcal{L}_{\nu mass} = m_D \bar{\nu}_L N_R + \frac{1}{2} M_R \bar{N}_R^c N_R + h.c. \quad (1.9)$$

$\bar{\nu}_L N_R = \bar{N}_R^c \nu_L^c$ に注意して変形すると、以下を得る。

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\nu mass} &= \frac{1}{2} m_D (\bar{\nu}_L N_R + \bar{N}_R^c \nu_L^c) + \frac{1}{2} M_R \bar{N}_R^c N_R + h.c. \\ &= \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \quad \bar{N}_R^c) \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ N_R \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (1.10)$$

得られた行列 $M = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix}$ をユニタリ行列 U を用いて対角化すると

$$M_{diag} = U^{-1} M U = \begin{pmatrix} -m_\nu & 0 \\ 0 & m_N \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

$$\text{ただし、} m_N, m_\nu = \frac{m_R}{2} (1 \pm \sqrt{1 + \frac{4m_D^2}{m_R^2}}) \quad (1.12)$$

ここで $m_R \gg m_D$ を仮定すると、以下を得る。

$$m_N \simeq m_R, \quad m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.13)$$

つまり、ニュートリノが通常のフェルミオンと同程度のディラック質量 $m_D (\propto Y_\nu)$ を持っていたとしても、 N_R が非常に重い質量 m_R を持つと、軽い質量固有値 $m_\nu \ll m_D$ を得ることができるのである。 m_R が重ければ重いほど m_ν が軽くなることから、シーソー機構と名付けられている。

1.5 レプトジェネシス

重い右巻きのマヨラナニュートリノ N_R を導入する利点はもう一つある。(1.7) 式より N_R は、ヒッグスとの相互作用を通じて ℓ_L や $\bar{\ell}_L$ に変換されるが、このときレプトン数が $0 \rightarrow \pm 1$ と変化する。この N_R によるレプトン数の破れと、スファレロン過程と呼ばれる、(バリオン数 - レプトン数) を保存する標準理論内の現象を用いることで、物質優勢宇宙の成り立ちを説明するレプトジェネシスという理論が存在する。陽子崩壊の寿命が長く制限が厳しくなっている GUT バリオジェネシスに代わり、近年注目を集めている理論である。

ただしレプトジェネシスが成立するためには、重いマヨラナニュートリノ N_R が存在すること以外にも、いくつかの条件を満たす必要がある。例えばレプトン数を破る過程が存在しても、C 対称や CP 対称な過程が同時に進行していれば、系全体のレプトン数は変化しない。またその過程が熱平衡状態にあれば、反応と逆反応が同じだけ発生するため、これもまたレプトン数が変化しない。物質優勢宇宙が誕生するために満たすべき条件をまとめてサハロフ (Sakharov) の 3 条件と呼ぶ。

- バリオン (レプトン) 数を破る過程の存在
- その過程が C, CP 対称性を破っている
- その過程が熱的非平衡な状態で進行する

N_R が崩壊する際、1 次の摂動まで考えるとそのファインマンダイアグラムは図 1.3 のようになる。これら 3 過程の干渉によって、最も軽い右巻きニュートリノ質量 m_{N1} に比例した CP の破れが発生しうる [8]。また宇宙初期の高温時に熱平衡状態にあった N_R が、宇宙の膨張により非平衡状態に陥った後で崩壊すれば、レプトン数を生成することができる。このように、 N_R を利用したレプトジェネシスは、サハロフの 3 条件を全て満たす可能性を持つ。現在の宇宙を生成するだけの

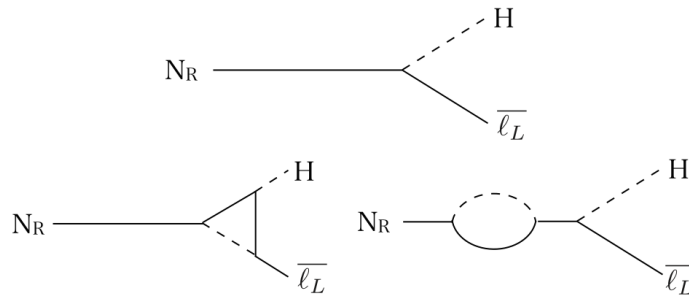


図 1.3 重いニュートリノ崩壊における CP の破れ

バリオンの非対称度を生み出すためには m_{N1} がある程度重いことが必要であり、理論からその下限値 $10^{8-9} GeV$ が与えられている。 [10]

1.6 ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

二重 β 崩壊 ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) とは、1つの核子内で2つの β 崩壊が同時に発生し、2つの電子と2つの反ニュートリノが放出される現象である。親核 ${}^A_N X$ の質量と比べて原子番号の1つ違う原子 ${}^A_{N-1} X'$ が重く、原子番号の2つ違う ${}^A_{N-2} X''$ が軽い場合にのみ発生する。このような状況は親核・娘核が共に偶-偶核である場合に起こりうる。陽子数と中性子数が共に偶数である偶-偶核は、共に奇数である奇-奇核よりも安定であるため、原子核の質量がこのような特殊な構造を持つ。現在までに、12種類の原子核で $2\nu\beta\beta$ 崩壊が実験的に確認されている [24] が、それらの半減期は非常に長く、全て 10^{19} 年を越えている。二重 β 崩壊が発生すると予測されている原子核は他にも多数存在するが、この長い半減期のために研究が進んでいない。

ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) は、その名の通り、二重 β 崩壊が発生した際に放出される粒子が2個の電子のみである現象である。図 1.4 は $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊のファインマンダイアグラムである。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊が標準模型内の現象であるのに対し、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は、一方で放出された右巻き反ニュートリノが、もう一方では左巻きニュートリノとして反応しなければならず、明確に禁止されている。ニュートリノがマヨラナ粒子でなければこのような現象は起こりえないため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測しさえすればニュートリノがマヨラナ性を持つことを証明できる。

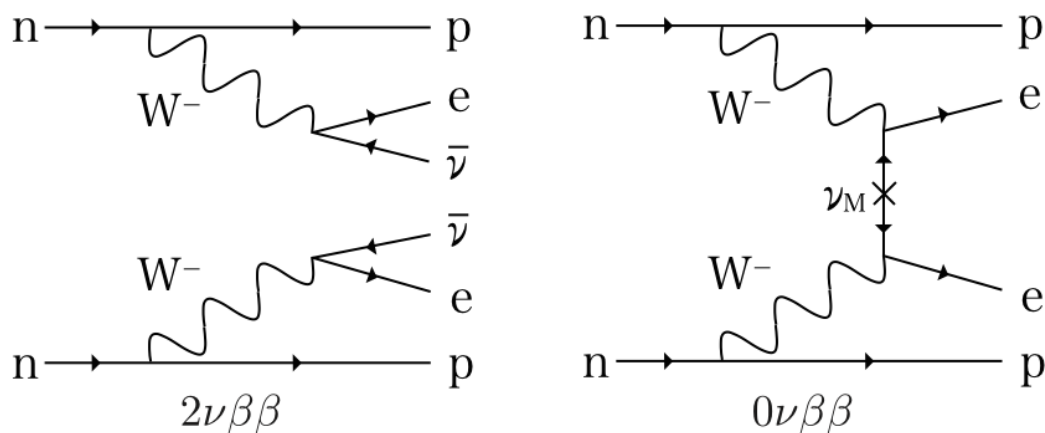


図 1.4 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊のファインマンダイアグラム ($0\nu\beta\beta$ 崩壊を発生させる最も単純な模型である、軽いニュートリノ交換のダイアグラム)

ニュートリノがマヨラナ粒子だとしても、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生確率は $2\nu\beta\beta$ 崩壊よりもさらに低くなるため、観測が非常に困難である。それは一方から仮想的に放出された右巻きのマヨラナニュートリノ (ν_M) が、もう一方では左巻きのマヨラナニュートリノとして反応しなければならないため

である。有限の小さな質量を持つ粒子の逆ヘリシティ成分はおよそ $m/2E$ であるため、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊もニュートリノの質量に比例した散乱振幅を持つこととなる [21]。

図 1.4 のファインマンダイアグラムを計算すると、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期は以下のように表される。

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)|M^{0\nu}|^2\langle m_{\beta\beta}\rangle^2$$

$G^{0\nu}$ は位相因子であり、崩壊エネルギー $Q_{\beta\beta}$ と原子番号 Z を用いて厳密に計算できる。 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれ、シミュレーションによる理論計算を用いて求められるが、その値はモデルによって 2 倍程度の開きがある [22]。最後の $\langle m_{\beta\beta}\rangle$ はニュートリノ有効質量と呼ばれ、ニュートリノの混合行列 U_{ei} を用いて

$$\langle m_{\beta\beta}\rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|$$

と定義される。これは先程議論したニュートリノ質量の項であり、電子と反応するニュートリノの実効的な質量と考えることができる。

以上より、ニュートリノのマヨラナ性を仮定すれば、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊実験を行うことによってニュートリノの絶対質量に制限をかけられることがわかる。特に $0\nu\beta\beta$ 崩壊を発見することができれば、ニュートリノの質量を誤差の範囲内で決定できることとなる。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊への感度は半減期や $\langle m_{\beta\beta}\rangle$ を用いて表される。現在最も高い感度を持った実験は KamLAND-Zen であり、半減期 1.1×10^{26} 年以上、有効質量に換算すると 60 ~ 161 meV 以下という結果を得ている (図 1.5) [18]。図の NH、IH は 1.2 節で触れたニュートリノの質量階層性が順階層、逆階層であることを表している。ニュートリノが逆階層性を持っていれば $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発生確率は比較的大きいことがわかる。現在、逆階層性をカバーするために、10meV の感度を目標として世界的に多数の実験が進められている。

ニュートリノをイベントごとに検出することは不可能なため、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊でも、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊でも、観測できる粒子は 2 つの電子のみである。しかしそれらは電子の運動エネルギーの和を測定することで区別することができる (図 1.6)。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊では、崩壊エネルギー $Q_{\beta\beta}$ がニュートリノにも分け与えられるため、電子の運動エネルギーの和はなだらかな分布を持つ。一方で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊では崩壊エネルギーのほとんど全てが観測可能であるため、エネルギー和はピーク構造を持つ。このピーク構造を見つけ出すことが $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験の目標である。

1.7 代表的な $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験

いくつかの代表的な $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験の長所と短所について述べる。

KamLAND-Zen [18]

現在、世界最高感度を達成している実験である。二重 β 崩壊核である ^{136}Xe を液体シンチレータに溶かし、シンチレーション光を観測することでエネルギーの測定を行っている。巨大な検出器の中心部のみを用い、検出器内部の物質の徹底した品質管理と液体シンチレータの高い遮蔽能力を

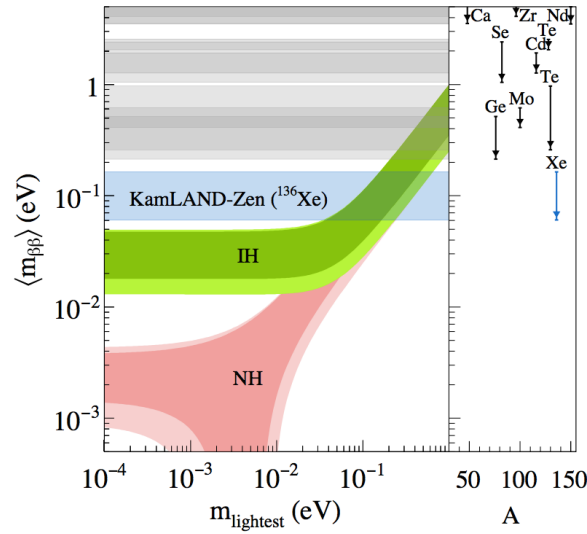


図 1.5 ニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ と最も軽いニュートリノ質量 m_{lightest} との関係。IH は逆階層性、NH は順階層性を表す。^[18]

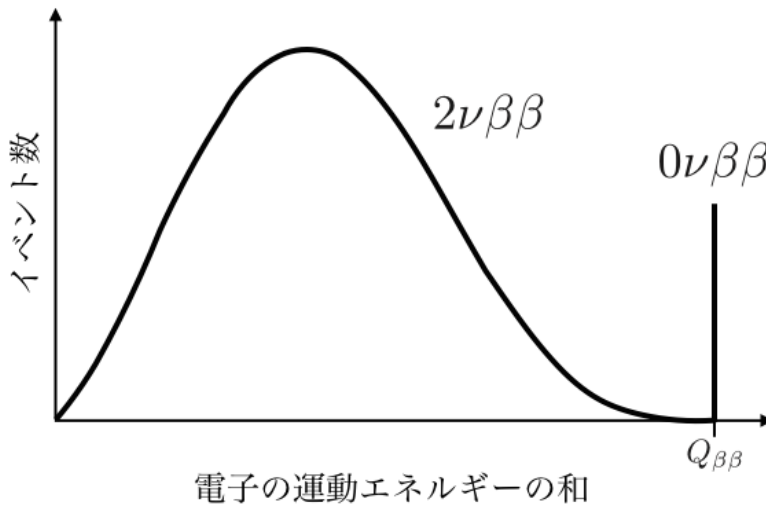


図 1.6 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊に伴って放出される 2 つの電子のエネルギー和の分布の概念図

利用することで、低バックグラウンド環境と大質量を両立している。 ^{136}Xe の半減期の下限值として世界最高感度である 1.1×10^{26} 年を与えている。

一方で、エネルギー分解能は 11%(FWHM)@2458keV ほどしかなく、すでに $2\nu\beta\beta$ 崩壊が除去できないバックグラウンドとして支配的になりつつある。

GERDA ^[15]

Ge 半導体検出器を用いた実験であり、二重 β 崩壊核として ^{76}Ge を用いている。新たな検出器を作成する度に検出器の改良を重ね、現在では超高エネルギー分解能 0.15%(FWHM)@2039keV

を達成している。その高いエネルギー分解能をいかした低バックグラウンド環境実験を行い、 ^{76}Ge の半減期の下限值として、 2.1×10^{25} 年を与えている。

半導体検出器が高価であることや、大型で良質な半導体結晶を作成する技術的困難さから、大型化が難しいという欠点を持つ。

EXO [6]

液体キセノン TPC を用いた実験であり、二重 β 崩壊核として ^{136}Xe を利用している。イオンチェンバーを用いたイオンの検出と APD を用いたシンチレーション光の検出を同時に行い、エネルギー測定を行っている。エネルギー分解能として 3.6%(FWHM)@2458keV を実現しているが、この分解能は APD のノイズによって制限されている。非常に薄く、放射性不純物の少ない無酸素銅の容器を使用し、密度の大きな液体でその周りを覆うことで低バックグラウンド環境を実現しており、 ^{136}Xe の半減期の下限值として、 1.9×10^{25} 年を与えている。

NEXT [22]

現在多くの実験で採用されている、高圧キセノンガス TPC 検出器を使用した $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の先駆けとなる実験である。我々の AXEL と非常に似たコンセプトを持つ実験であるため、2.7 節で AXEL との比較を行いながら説明する。

第 2 章

AXEL 実験

2.1 AXEL 実験の概要

$0\nu\beta\beta$ 崩壊をニュートリノ有効質量換算で 10meV 程度の感度で探索するためには、大きく分けて 3つの要素が必要となる。1つは大量の崩壊核を用いることである。1つ1つの原子核が崩壊する確率は非常に低いため、出来る限り多くの原子を検出器内に閉じ込め、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が発生する可能性を高くする必要がある。1年ほどの観測で高い感度を得るためには、最低でも1トンの崩壊核質量が必要となる。2つ目は低バックグラウンドである。検出器内で $0\nu\beta\beta$ 崩壊が発生しそれを検出できたとしても、バックグラウンドに埋もれてしまえば発見にはいたらない。そのため $Q_{\beta\beta}$ 値付近にバックグラウンドがあると、実験の感度が急激に悪化してしまう。高感度実験のためには、1年間の測定でバックグラウンドを1つも検出しない環境が必要である。そして3つ目。低バックグラウンド環境を実現するためには、高いエネルギー分解能が必須である。これは $0\nu\beta\beta$ 崩壊のピーク構造(図 1.6)を明確にし、検出器内で反応した環境バックグラウンド事象や、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の裾野部分との区別をするために欠かせない性能である。

上記の目標を達成するため、我々の AXEL 実験では、高圧キセノンガス TPC(Time Projection Chamber)を開発している(図 2.1)。TPCとは、検出器内で発生した高速荷電粒子(β 線や、 γ 線と反応した電子など)によって媒質を電離させ、その電離電子を電場を用いて検出面までドリフトさせて検出する装置である。検出面への到達位置やシンチレーション光との到達時間の差を用いて3次元的な飛跡を、また到達した電子の数を数えることで高速荷電粒子が検出器内で落としたエネルギーを、測定することができる。

TPCの媒質は気体や液体の希ガスであり原理的な大きさの上限がない上、後述の ELCC が強固な構造を持つため、AXEL 検出器は比較的容易に大型化することができる。検出器サイズを大きくし、さらに高圧ガスを用いることで、高感度達成のために必要な崩壊核質量を得ることが可能となる。また、飛跡情報を用いることで、バックグラウンド事象と信号事象を弁別し、バックグラウンドを大きく削減することもできる。シミュレーションによる評価では信号事象と α 線とを完全に分離し、100%削減することができた。また $Q_{\beta\beta}$ 値に近いエネルギーを持つ γ 線では、その約

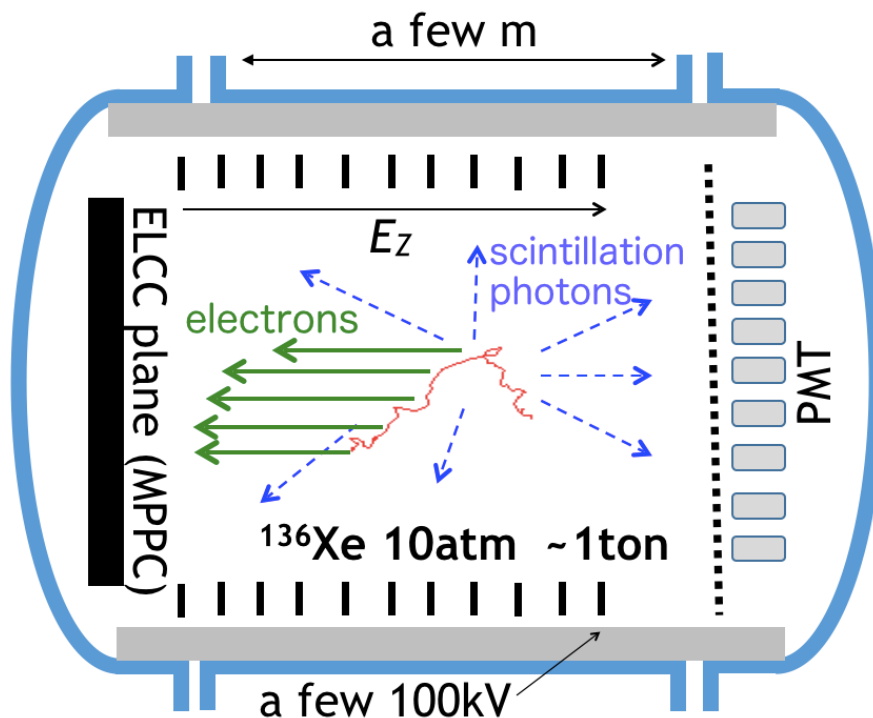


図 2.1 AXEL 検出器の将来計画図。0 $\nu\beta\beta$ 崩壊探索のための 1 トン級検出器。

98% がコンプトン散乱をおこし信号が 2 つ以上に分かれるので、これも分離可能である。一方 γ 線が光電吸収されてしまうと 2β 信号との区別が難しくなるが、電子が停止する直前の大きなエネルギー損失を観測することで、ある程度は削減することができる。結果的に、 $Q_{\beta\beta}$ 値付近のエネルギーの γ 線が入射された場合、信号検出率を 50% とした場合には約 99.9% を、信号検出率をほぼ 100% とした場合でも約 99% を除去できることが示されている [23](図 2.2)。

AXEL 実験では媒質に二重 β 崩壊核である ^{136}Xe を用いる。発生した電子が即座に周囲のキセノンと反応するため、エネルギーロスなく信号を検出できる。また TPC の原理的なエネルギー分解能は、最初に発生する電離電子数のゆらぎによって決まるが、キセノンはそのゆらぎが非常に小さいため優れた検出器を作成可能である。

キセノンガス TPC の原理的なエネルギー分解能は、ファノファクター F と実効的イオン化エネルギー W を用いて、以下のように表せる (数値は Noble Gas Detectors [7] による)。

$$\begin{aligned} \text{FWHM} &= 2.35 \cdot \sqrt{F \cdot W / Q_{\beta\beta}} \\ &= 2.35 \cdot \sqrt{0.13 \cdot 22.1\text{eV} / 2458\text{keV}} = 0.25\%(\text{FWHM}) \end{aligned} \quad (2.1)$$

エネルギー分解能は、電離電子数の検出効率や後段の読み出し回路のノイズなどによっても悪化する。我々は、 ^{136}Xe の $Q_{\beta\beta}$ 値 (2458keV) においてエネルギー分解能 0.5% を達成することを目標

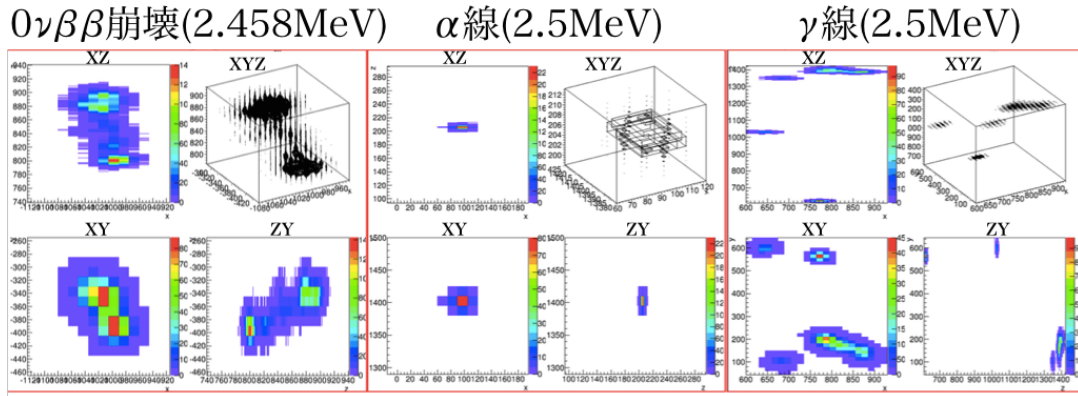


図 2.2 シミュレーションによって得られた、AXEL 検出器で観測される飛跡の例。各イベントに対して 3 次元再構成したものと、各平面に射影したものを示している。 [23]

として研究開発を行っている。

2.2 希ガス中の電子の運動

TPC を扱う際に重要な、電場のかかった希ガス中の電子の運動について述べる。

電場のかかった希ガス中では、電離電子は電場と逆向きに加速され移動を始める。しかし個々の電子に着目すると、常に同じ速度で運動しているわけではなく、希ガスの密度に応じたある一定の距離ごとに希ガス原子との衝突が発生する。このため、電子の移動速度は大きくなり続けることはなく、電子群全体としてはある一定の速さ (ドリフト速度) で移動することとなる。キセノンの場合、40 ~ 数百 V/cm/atm までの電場に対しては、ドリフト速度はほぼ一定で、1mm/ μ s である。

また電子は希ガスとの衝突の際、様々な方向に散乱される。このため例え点状に発生した電離電子群であっても、電場に沿って移動する間に必ず広がりを持ってしまう。この現象を拡散と呼ぶ。

電子と原子の衝突の際、希ガス原子がヘリウムのように比較的軽い粒子であれば、衝突後の電子の運動エネルギーは比較的小さくなる。一方で、電子がキセノンのような重い原子と衝突すると、エネルギーの移行がほとんど発生しないため、電子は運動エネルギーを保ったままその運動方向のみが変化することとなる。これによりキセノン中では電子の拡散が大きくなってしまう。

TPC に用いることを考えると、拡散の大きいことは不利に働く。これは、飛跡がぼやけてしまうためにバックグラウンドと信号事象の区別がつきにくくなるため、また電子が広がることで少数の光子しか入射しない MPPC が増え、光子数をより正確に測定する必要があるためである。

希ガス中にかける電場を大きくしていくと、希ガスとの衝突の間隔に電子が受け取るエネルギーは徐々に大きくなる。電子のエネルギーが閾値を越えると、非弾性散乱が発生するようになり、希ガス原子の励起や電離が起り始める。

2.3 EL(Electroluminescence) 過程

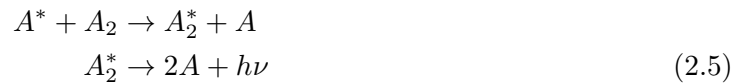
励起された原子が脱励起する際、常圧から $3 \times 10^6 \text{Pa}$ 程度の希ガスでは、通常のシンチレーション発光過程



ではなく、以下のような別の発光過程が支配的となる。



電場によって加速された電子がキセノンを励起し、(2.3) 式の過程を経て発光する一連の過程を EL 過程と呼び、この時放出される光子は EL 光と呼ばれる。EL 光の波長はおよそ 150~180nm であり、真空紫外光と呼ばれる領域の光である。また、キセノンのような重い希ガスでは、30 気圧を越えると二量体を形成し始めるため、(2.3) 式と同時に、以下のような過程も発生する。



これにより光量は増加するものの、二量体による EL 光の吸収も起こりはじめるため、取り扱いが難しくなる。

図 2.3 は圧力で規格化された EL 増幅率 Y [photons/electron/cm] と電場 E [V/cm] の関係を表した図である。EL 過程はある閾値 (キセノンでは約 750V/cm/atm) を越える電場をかけると発生すること、EL 光の光量は電場の強さや電場のかかっている距離に比例していることがわかる。また常温のキセノンでは、EL 増幅率 Y [photons/electron/cm] が圧力 P [bar] と電場 E [kV/cm] を用いて、以下のように表せることが実験的に確かめられている。

$$Y = 70(E/P - 1.0)P \quad (2.6)$$

これは、1kV/cm/bar を越える程度の電場をかけてやれば、電子 1 つの入射に対して複数の光子を発生させることができることを表している。つまり、EL 過程を通じて入射電子数を光子数に変換し、増幅できることがわかる。

ガス検出器で一般的に用いられている増幅方法はアバランシェ増幅と呼ばれており、EL 過程よりも強い電場をかけた際に発生する現象である。強い電場で加速された電子は、原子を電離し新た

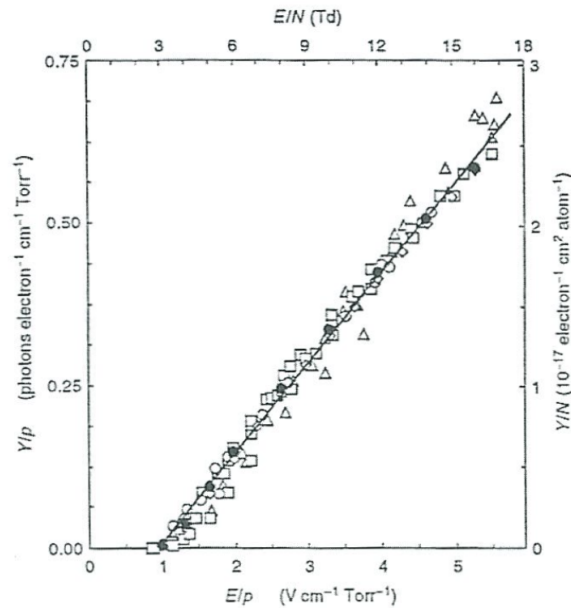


図 2.3 キセノンの EL 光の光量。1 気圧・293K での測定及びシミュレーション結果をまとめたもの [7]

な電子を発生させる。それらの電子は再び電場によって加速されるため、電子の数が指数関数的に増倍される。アバランシェ過程は微小な信号を大きく増幅できるという利点を持つが、初期の増幅ゆらぎがそのまま増幅されることによって、最終的に得られる電子数も大きくゆらいでしまうという欠点を持つ。一方 EL 過程は、加速される電子の数が増えないため、非常に高精度な増幅を行うことができる。

2.4 ELCC (Electroluminescence Light Collection Cell)

AXEL 実験はドリフトさせた電離電子を ELCC で検出する点に特長を持つ。ELCC(図 2.4) とは、AXEL が独自に開発している検出器であり、規則的に穴の空いた PTFE の板と、それを挟み電場 (図の EL 電場) をかけるための 2 枚の電極、そして 1 つ 1 つの穴に対応して取り付けられる光検出器 MPPC(2.5 節) からなる。

2 枚の電極間にドリフト電場よりも大きな EL 電場をかけることで、電気力線を穴の中に引き込み、電離電子を収集することができる。電子は穴の中で加速され、EL 過程により高精度で光子に変換される。その光子数を MPPC で数えることで、キセノンの高いエネルギー分解能を保ったまま、信号を読み出すことができる。

2.5 MPPC

AXEL では EL 光を測定するための光検出器として、シリコン半導体検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) [13] を用いる。

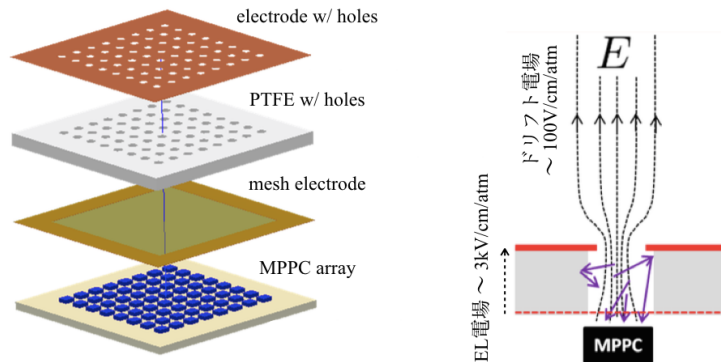
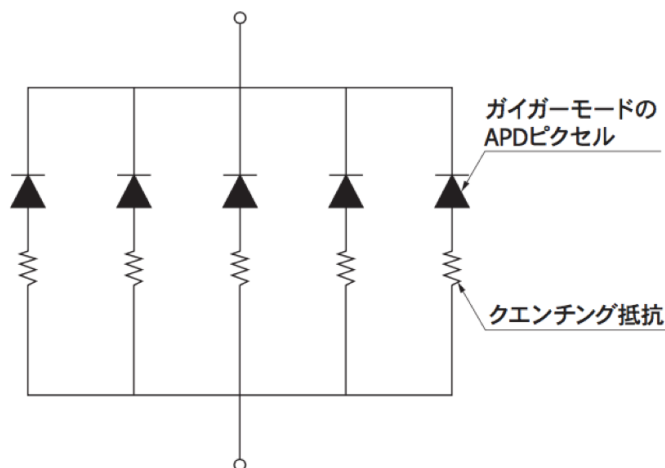


図 2.4 ELCC の模式図。左: ELCC は高電場をかけるための 2 枚の電極と穴の空いた PTFE、そしてその穴に対応して取り付けられる MPPC からなる。右: 2 枚の電極間にドリフト電場よりも高い EL 電場をかけることで、穴の中に電気力線を引き込む。

MPPC とは、図 2.5 にあるように、微細な APD(Avalanche PhotoDiode) とクエンチング抵抗を直列接続したものを 1 つの単位 (ピクセル) とし、多数のピクセルを並列に接続したものである。APD にブレイクダウン電圧以上の電圧をかけると、ピクセル内で電子が励起された際に、APD はガイガー放電状態となり電流が流れる。しかしクエンチング抵抗に大きな電流が流れるために電圧降下が発生し、その放電は即座に終了する。その結果、MPPC からは数十 ns の決まった形のパルス波形が出力される。また、複数のピクセルで同時に光子を検出した場合には、その数だけ重ね合わされたパルス波形が出力されることとなる。

MPPC が優れているのは、ゆらぎの大きなアバランシェ増幅をそのまま利用せずにあえて飽和させることで、各 APD ピクセルの出力波形を高い精度で一致させている点である。このため、



KAPDC0029JA

図 2.5 MPPC の構造図 [13]

MPPC 信号の電荷量を 1 ピクセルの出力 (1 photon equivalent, 1p.e.) 電荷で割ると、反応したピクセル数を正確に求めることができる。ただし求まる値は「反応したピクセル数」であり、入射した光子数ではない点に注意しなければならない。例えば MPPC に光子が入射しても APD はある一定の確率 ($P_{PDE} \sim 0.4$) でしか反応しない上に、MPPC のピクセル数に対して過剰な光子が入射してきた場合には、複数の光子が 1 つのピクセル内で反応することによって光子数のカウントが不正確になる恐れがある。前者は単なる確率過程なので単純に補正可能であるが、後者は入射光量に依存して確率が変化するため、非線形性を生み出してしまふ。しかし AXEL 実験で予想される最大光量に対しては、 3×3 mm, $50\mu\text{m}$ ピッチの MPPC を用いるとその非線形性は十分に小さく、エネルギー分解能を悪化させることなく補正可能であることが確認されている [29]。

MPPC は光子数検出に優れた性能を発揮する一方で、ダークノイズが多いという欠点も持ち合わせている。半導体のバンドギャップが非常に小さいため、熱揺らぎによって電子が励起され、通常の 1 光子が入射した場合と全く同じ信号が出力されてしまうためである。入射光子由来でない信号をダークカレントと呼び、典型的には約 1MHz の頻度で発生する。

しかしダークカレントは MPPC の増倍率の安定性の観測のために有用でもある。後述の通り、MPPC の出力は周囲の温度や電源電圧のゆらぎに対して非常に敏感である。ダークカレントを利用して 1p.e. の電荷を常に監視することで、電源電圧の微調整や入射光子数の較正を行うことができる。

MPPC の増倍率 g と MPPC にかける電源電圧の間には以下のような関係がある。

$$g = \frac{Q_{1p.e.}}{e^-} = \frac{C \cdot V_{over}}{e^-} \quad (2.7)$$

ここで $Q_{1p.e.}$ は 1p.e. 信号の電荷、 e^- は素電荷、 C は MPPC の静電容量である。 V_{over} はオーバーボルテージと呼ばれ、MPPC に印加している電圧 V_{bias} と、APD がガイガー放電を起こし始める電圧 (ブレイクダウン電圧) V_{break} を用いて、 $V_{over} = V_{bias} - V_{break}$ と表される。典型的な MPPC では $V_{break} \simeq 55\sim 60\text{V}$ 、 $V_{over} \simeq 3\sim 4\text{V}$ 、 $Q_{1p.e.} \simeq 10^6$ となる。 V_{break} は同一型番でも素子によって異なる上、周囲の温度によっても変化してしまふ。 V_{over} が $3\sim 4\text{V}$ 程度と小さいため、 V_{break} の違いは MPPC の増倍率に大きな影響を与える。そのため多数の MPPC を取り扱う場合、各 MPPC の V_{bias} をそれぞれの適切な値に設定する必要がある。例えば標準偏差 1% の精度で増倍率を揃えたい場合、 V_{bias} を数十 mV 単位で調整する機構が必要となる。

また、実際に 1 ピクセルが反応した際には、ある確率で 1p.e. 以上の信号が発生することにも注意しなければならない。これは、クロストーク (隣り合った APD も同時に反応する) やアフターパルス (APD が反応してから数百 ns 後にもう一度増幅が発生する) が原因である。これらの発生確率はクロストーク・アフターパルス確率 r_{ca} と呼ばれ、温度やオーバーボルテージに依存して値を変える [13]。1 つのピクセルが反応した場合、実効的に $\sum_{n=0}^{\infty} r_{ca}^n = \frac{1}{1 - r_{ca}}$ ピクセルが反応する

と考えられるため、正確な反応ピクセル数を求めるためには、

$$\text{有効増倍率 } g_{\text{eff}} = \frac{Q_{\text{eff}}}{e^-} = \frac{Q_{1p.e.}}{(1 - r_{ca})e^-} \quad (2.8)$$

を用いる必要がある。

2.6 AXEL 実験の現状及びアップグレード計画

AXEL 実験は、現在検出領域約 0.7L の小型試作機 (図 2.6) を用いて研究開発を行っている。MPPC の数は 64 チャンネルであり、市販のフラッシュ ADC モジュールを用いて信号の読み出しを行っている。この試作機のエネルギー分解能の評価を行った結果、図 2.7 のような光子数分布を得た [26]。得られた各ピークのエネルギー分解能とエネルギーを用いて ^{136}Xe の $Q_{\beta\beta}$ 値である 2458keV まで外挿した図が図 2.8 である。その結果、AXEL 小型試作機のエネルギー分解能として 0.9~2.0%(FWHM)@2458keV を得た。122 keV での測定結果を 2458keV にまで外挿しているため、精度が悪くなってしまっている。

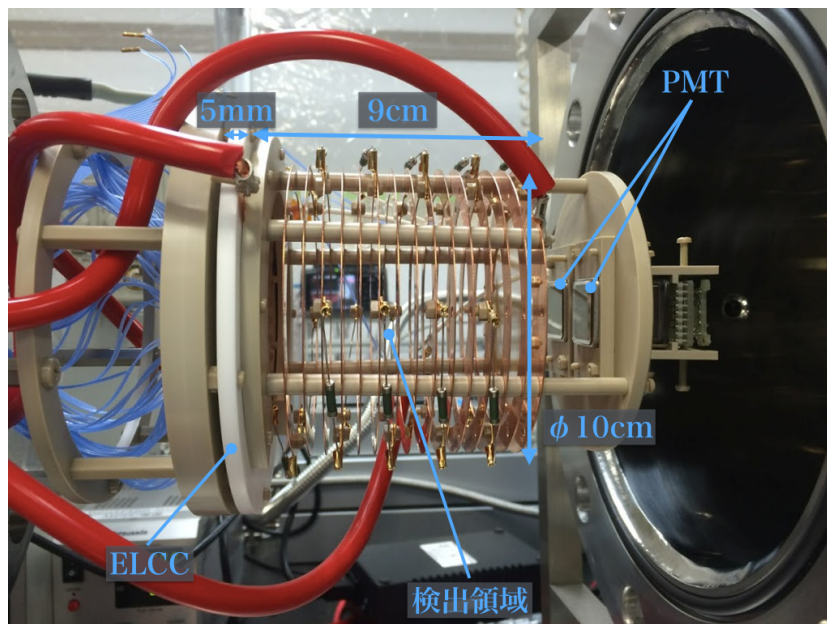


図 2.6 AXEL 小型試作機。右端にシンチレーション光測定用の PMT(光電子増倍管) が 2 つ、左端に 64 チャンネル ELCC、中央にドリフト電場形成用の銅リングが設置されている。

エネルギーの大きなイベントはキセノン中を長距離進むことができるため、小さな検出器ではイベントが検出領域外に出てしまう。 $Q_{\beta\beta}$ 値付近の高いエネルギーのイベントを測定するためには、現在の小型試作機の大きさでは不十分であり、検出器の大型化を行う必要がある。そこで我々は、 ^{136}Xe の $Q_{\beta\beta}$ である 2458keV を測定するべく、100L・1000 チャンネルほどの次期プロトタイプ

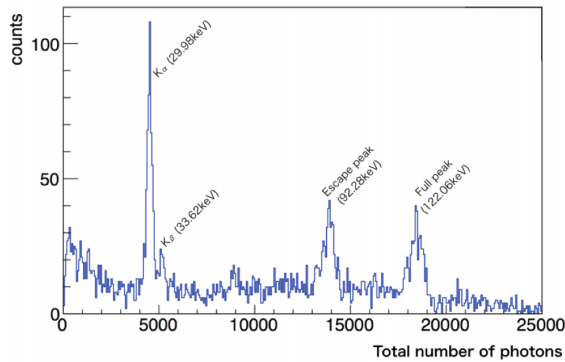


図 2.7 ^{57}Co の 122keV の γ 線を入射した際の光子数分布 [26]。約 30keV のピークはキセノンの特性 X 線である。

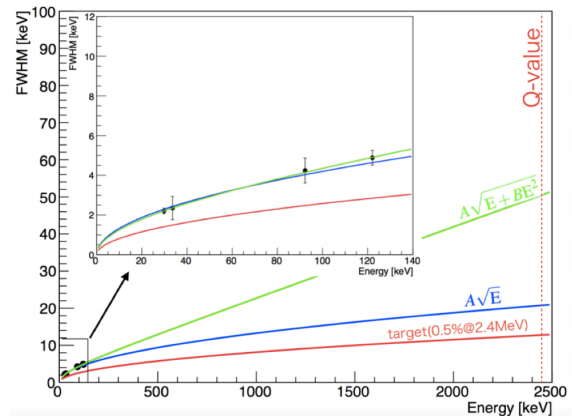


図 2.8 検出したエネルギーとエネルギー分解能との関係 [26]。緑と青の線はそれぞれ図中の関数でフィットした結果。

検出器を作製する予定である。また将来的に $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索を行うために必要な MPPC 数はさらに増大し、その数は約 5 万チャンネルに及ぶ。

この増大する MPPC を市販の ADC モジュール (約 2 万円/ch) で読み出そうとすると、莫大なコストが必要となる。ガス TPC や MPPC に性能を特化した、低コストの読み出し回路を開発する必要がある。そのため本研究では、次期プロトタイプ検出器の読み出しに用いるための、高エネルギー分解能かつ多数の MPPC を駆動できる読み出し回路の開発を行った。次章からはその開発について述べる。

2.7 他の実験との比較

$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索のために、高圧キセノンガス TPC 検出器を初めて用いた実験として NEXT [22] が挙げられる。3 次元トラッキングを用いたバックグラウンド除去や、EL 光を利用したエネルギー測定を行うなど、AXEL と非常に似たコンセプトを持つ実験である。まだ研究開発中の実験であるが、エネルギー分解能 0.75%(FWHM)@2458keV を達成しており、 ^{136}Xe を 100kg 使用する検出器の作成を行っている。

AXEL との相違点として、2 枚のメッシュ電極のみを用いて EL 光を発生させている点と、発生した EL 光を検出器の反対側に設置した光検出器で測定している点が挙げられる。NEXT には ELCC のような強固な構造がないため、大型化に伴ってメッシュのたわみが大きくなり、EL 増幅率の非一様性が発生してしまう。また EL 発光領域と光検出器の位置が離れているため、イベントの発生位置に依存して光検出器のアクセプタンスが変化してしまうという問題点もある。

第 3 章

読み出し回路への要求

この章では、新たに開発する読み出し回路への要求について議論する。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に適した性能を持つ回路を設計するためには、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の性質を知らなければならないため、まずは $0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーションについて簡単に説明する。

3.1 $0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーション

$0\nu\beta\beta$ 崩壊が発生してから MPPC で光子を検出するまでのシミュレーションを、主に 2 つのシミュレータを用いて行った。まずは Geant4^[4]を用いて、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に伴い発生する 2 つの β 線のシミュレーションを行った。Geant4 では、 β 線がどのような軌跡を辿り、各地点でどの程度のエネルギーを損失したかを知ることができる。得られたエネルギー損失をキセノンのイオン化エネルギー W で割り、(2.1) 式のみだけ揺らぎを与えることで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊で発生する電離電子の位置と数がわかる。また、その電子群を Z 位置に応じて拡散させることで、各電子の ELCC への到着時間と位置を知ることができる。図 3.1 は、こうして得られた電離電子の 3 次元分布である。

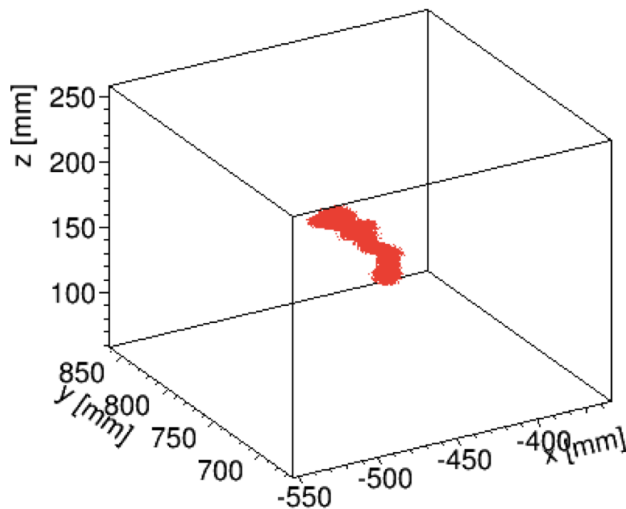


図 3.1 Geant4 によって得られた電離電子の 3 次元分布の例。

それとは別に、Garfield++^[1]を用いて、EL過程のシミュレーションを行った。1つの電子をELCCから2cmほど離れた位置に配置すると、電子は電場に沿ってELCCの穴の中へと誘導される。この際、ドリフト電場とEL電場を適切に選べば、ほぼ100%の電子を収集可能であることがわかっている^[26]。(2.6)式に従い発生するEL光の数と、その発生位置から、MPPCへと入射する光子の数と時間を得ることができる。その結果が図3.2である。

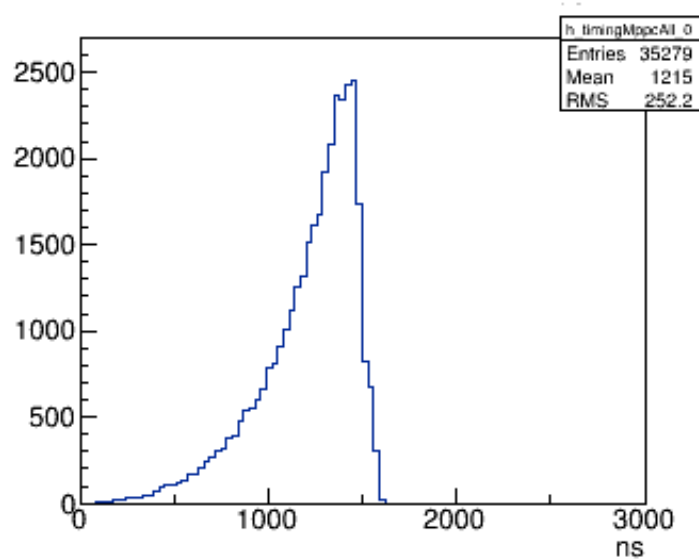


図3.2 Garfield++によって得られたMPPCへのEL光の入射時間分布。ELCCのセル内に電子が入射した時間を0とした。

これら2つのシミュレーション結果を組み合わせ、さらにMPPCの検出効率を組み込むことで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によってMPPCで検出される光子数とその時間についての情報を得ることができる。3.2節では、こうして得られた入射光子数について議論する。また、5.2節では回路シミュレーションを用いた解析を行うが、そのためにはMPPCの出力信号を得なければならない。入射光子数分布とMPPCの1p.e.の波形を組み合わせるとMPPCの出力波形を得ることで、回路シミュレーションを行うことができる。図3.3、3.4、3.5は、この回路シミュレーションによって得られた波形である。

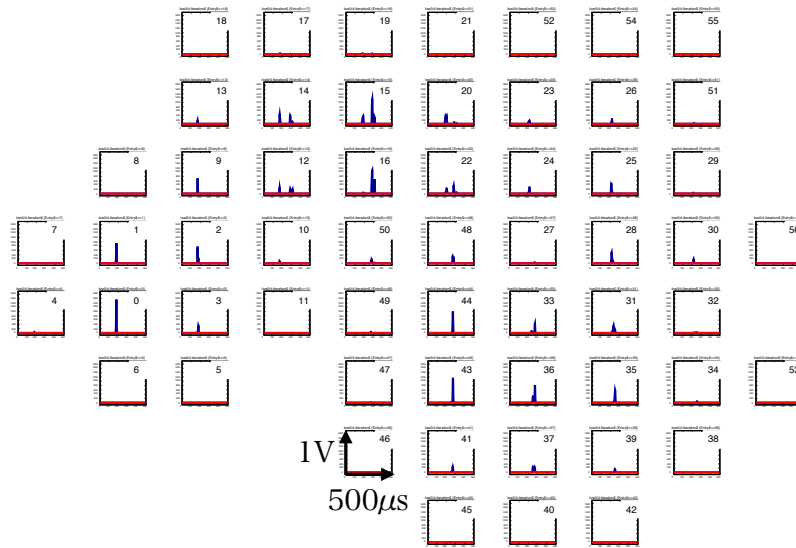


図 3.3 シミュレーションによって得られた各チャンネルの出力波形の例。各ヒストグラムは 1 つの MPPC に対応しており、その配置を反映して描かれている。

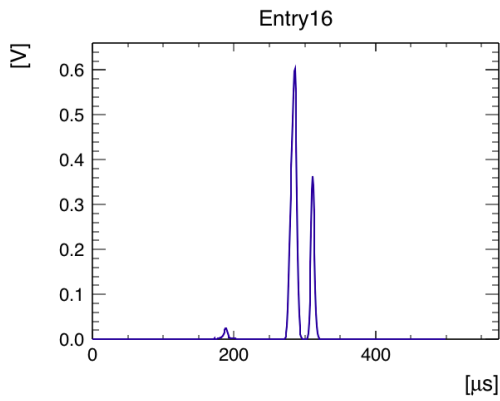


図 3.4 図 3.3 の内の 1 つの MPPC のヒストグラムを拡大したもの。

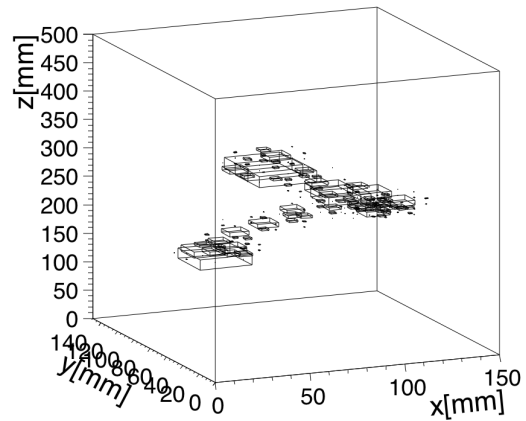


図 3.5 図 3.3 を 3 次元再構成したもの。ボクセルの大きさはその位置でのエネルギー損失の大きさを示している。

3.2 読み出し回路への要求

まず大前提として (i) 低コストでの多数の MPPC の読み出しが必須である。次期アップグレードでは 50 チャンネルの ELCC ユニットを組み合わせる検出器を作成するため、それに対応して 50 個の MPPC を読み出すことのできる回路を作成することが望ましい。MPPC は電源供給ラインがそのまま信号の出力ラインにもなっているため (ii) MPPC への電源供給も同時に必要となる。そして、AXEL 実験の特長であるトラッキングを行うために (iii) 信号波形の取得も行わなければならない。

2.1 節で述べた通り、AXEL 実験はエネルギー分解能 0.5%(FWHM)、すなわち標準偏差で 0.2% を達成することを目標としている。(2.1) 式より、MPPC で観測される光子数の原理的な揺らぎは 0.1%(0.25% FWHM) であるため、その他の要因による分解能の悪化は 0.17%(0.43% FWHM) に収めることが目標となる。分解能を悪化させる主な原因としては

1. EL 増幅や MPPC での増幅など、増幅過程の揺らぎ
2. 圧力や不純物濃度などの変動に由来する電離電子信号の大きさの変動
3. MPPC の信号をサンプリングし、デジタル変換する際の誤差や非線形性
4. 回路のノイズ

が考えられる。今回作成する回路には、検出器起源である 1,2 のようなセルや時間による変化を監視しつつ、回路起源である 3,4 のゆらぎを十分に抑えることが求められる。

1. のゆらぎを抑えるためには、個々の MPPC の増幅率を微調整することが最も大切である。そのためには各 MPPC のダークカレントを用いて増幅率を監視しながら、個々の電源電圧を数十 mV 単位で調整できなければならない (2.5 節)。よって読み出し回路には、(iv) 1p.e. 信号の読み出し、個々の MPPC の電源電圧の微調整が必要となる。

また、1. 各セル間の EL 増幅全体の違いの測定や、2. 収集効率や EL 増幅率の時間変化の監視のために、キセノンの特性 X 線 (約 30keV) を用いる。30keV の X 線によって発生する原理的な電離電子数ゆらぎはおよそ 1% であるため、(vi) 読み出し回路は 30keV 信号を 1% よりも十分に良い分解能で読み出す必要がある。

図 3.2 を見ると、同じタイミングで電子がセルに入射した場合でも、信号は $1\mu\text{s}$ 程度の幅を持つことがわかる。これは ELCC が厚さを持ち、電子が ELCC 内を通過するのに $1\mu\text{s}$ ほどの時間がかかるためである。そのため、1MSPS (SPS : Sampling per Second) よりも十分に早い、例えば 10MSPS のサンプリングレートは必要ないことがわかる。

また、電荷の正確な測定のためには、サンプリング間隔よりも数倍遅い時定数を持つフィルタで信号を鈍らせなければならない。AXEL 検出器のドリフト領域内の電子は $1\text{mm}/\mu\text{s}$ 程度の速さで移動するため、例えば 1MSPS であれば Z 方向に数 mm の分解能を、0.1MSPS であれば数 cm の分解能を持つこととなる。XY 平面には 13mm ピッチで MPPC を配置するため、それと同程度の

分解能を要求すると、0.1MSPS では不十分であることがわかる。

以上より (vii)ADC のサンプリングレートとしては、1MSPS 程度が妥当である。

図 3.6、3.7、3.8、3.9 は $0\nu\beta\beta$ 崩壊が検出器内で発生した際に MPPC で観測される信号についてのシミュレーション結果 [23] である。図 3.6 より、(viii) 数 μs から $150\mu\text{s}$ までの幅広い時間幅の信号を正確に読み出す 必要があることがわかる。

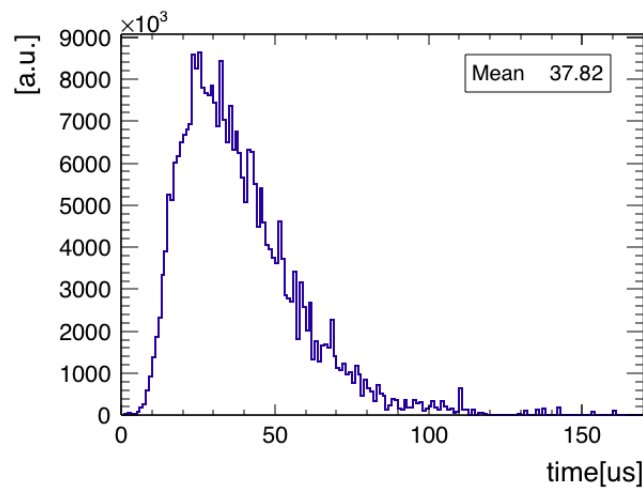


図 3.6 各 MPPC で観測される信号の継続時間分布。エネルギー測定への影響を見るため、縦軸は検出光子数で荷重している。

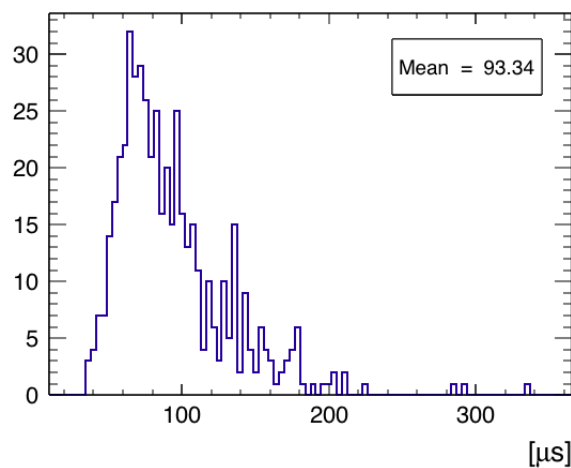


図 3.7 各イベントの信号の時間幅分布。検出器で最初に光子を観測してから、最後に光子を観測するまでの時間を表している。

また図 3.8 より、1つの MPPC に $1\mu\text{s}$ 間で最大 3.5×10^4 個の光子が入射することがわかる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊により、計 6×10^5 個の光子が発生することを考えると、ADC の 1 サンプルに最大で

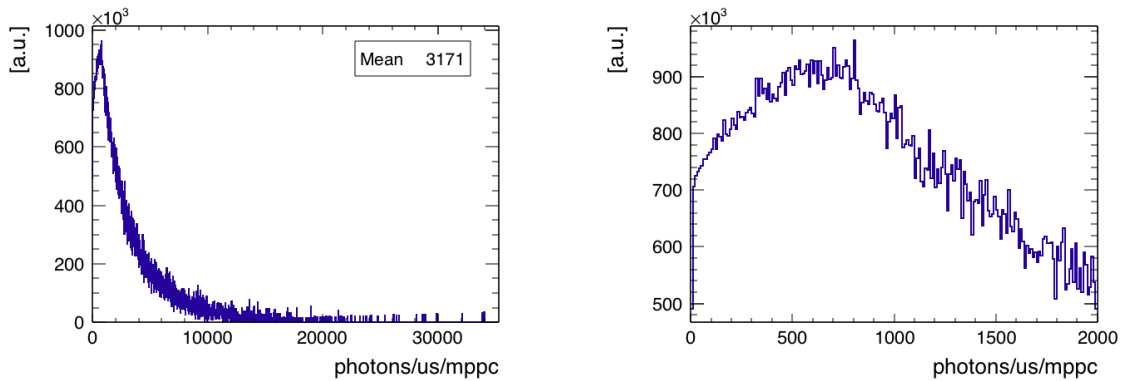


図 3.8 各 MPPC に、 $1\mu\text{s}$ あたりに入射する光子数の分布。エネルギー測定への影響を見るため縦軸は光子数で荷重している。右は拡大図。

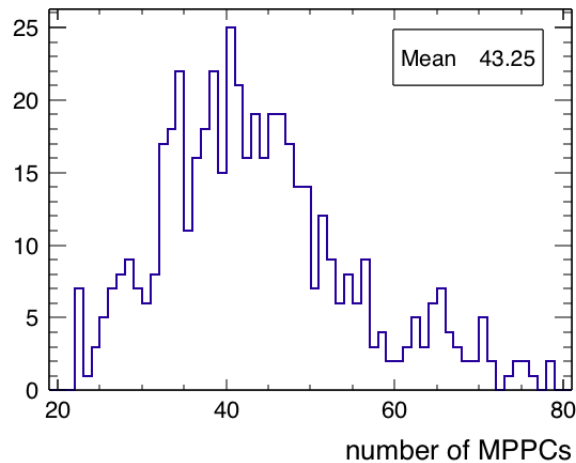


図 3.9 各イベントで、光子が1つ以上入射した MPPC の数

5% もの光子が入射することとなる。一方で、長い信号継続時間やキセノン中の電子の拡散が大きいせいで、光子数が少ないサンプルも数多く存在する。例えば、 $25\text{ photons}/\mu\text{s}/\text{mppc}$ 以下のサンプルに含まれる光子数の合計は発生光子数全体の 0.5% に及ぶため、目標の分解能を達成するためには無視できない。そのため、ADC の 1 カウントが 20 光子を下回る程度の分解能が必要とされる。つまり回路には (ix) 少なくとも $20\sim 3.5 \times 10^4$ 光子程度のダイナミックレンジが必要である。これを実現するためには、10bit の ADC では不十分であり、最低でも 12bit の ADC が必要であることがわかる。

以上の要求をまとめると、

- $20\sim 3.5 \times 10^4$ 個の光子数の正確な測定
- 最大 $150\mu\text{s}$ 継続する信号の読み出し

- キャリブレーションのための 1p.e. および 30keV 信号の測定
- 1MSPS 程度の 12bit ADC と時定数数 us のフィルタ
- 50 個の MPPC への電源供給および、各 MPPC への数十 mV 単位での微調整
- 低コスト

となる。次章では、これらの要求を満足する回路の設計について述べる。

第 4 章

読み出し回路の構成

3.2 節の要求を満たすため、図 4.1 のような構成の回路を用いる。

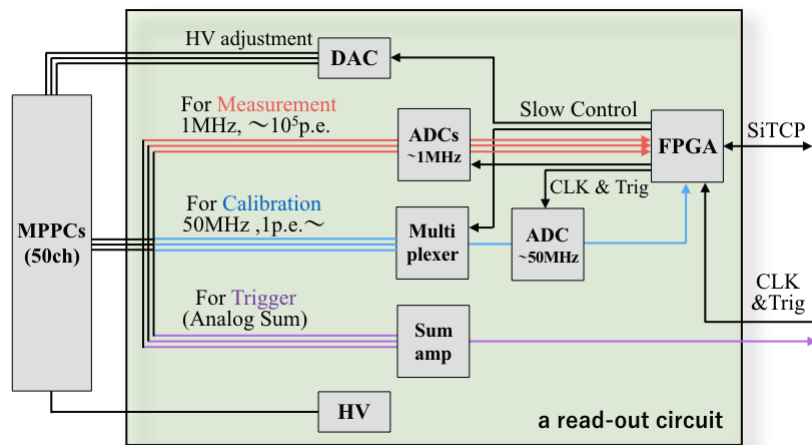


図 4.1 読み出し回路の構成

MPPC を多数駆動するためには、個々の MPPC にかける 60V 程度の電源電圧を数十 mV の精度で調整しなければならない。この要求を 1 つの素子で満たそうとすると、非常に高精度かつ耐電圧の高い DAC を用いなければならない。そのため今回作成する読み出し回路では、MPPC のアノードとカソードの両電極に電圧をかける方法を取り入れる。まず MPPC のカソードには一律で、理想的な V_{bias} を少し上回る電圧をかける。そしてアノードには個別に DAC を接続し、アノード電圧を微調整する。このようにすることで、コストを抑えた上で個々の MPPC に最適な電源電圧をかけることができる。ただし、このような設計にすると信号には常にオフセットが乗ってしまうため、AC カップリングで読み出さなければならない。

また、全 MPPC に一律で電圧をかけると、何らかの原因で MPPC がショートした際に、そのボードに接続された全チャンネルが使用不能となる問題もある。そのため、全 50 チャンネルを 6 ~ 7 チャンネルごとにクラスタ化し、それぞれにリレーを接続しておく。こうすることで万が一

ショートが発生した際でも被害を最小限に抑えることができる。

MPPC からの電流信号は、オペアンプを用いて電圧信号に変換した後に 3 系統に分割する。1 つはエネルギー測定用 (図 4.1 の Measurement) であり、1MSPS の ADC で読み出しを行う。しかし 1MSPS では 1p.e. の信号 (数十 ns) を読み出すことは難しいため、ダークカレントを読み出すための 50MSPS 程度の ADC も別途必要となる。こちらはキャリブレーション用であり常時測定を行う必要はないため、アナログマルチプレクサを用いて複数の MPPC を切り替えながら測定を行う (図 4.1 の Calibration)。このような設計にすることで、使用する高速 ADC の数を約 1/8 にでき、コストの削減が可能となる。3 つめの系統では、1 つのボードで取り扱う全 50 チャンネルの信号のアナログサムを取る (図 4.1 の Trigger)。サム信号を外部に出力することで、トリガー発行のための判断材料として用いる。

ADC からの出力や MPPC 電源用の DAC への入力、また図には載せていないモニタ用の電流計・電圧計の出力などは全て FPGA (Xilinx 社製 Artix7-XC7A100T-FGG484) と接続して制御する。外部との通信も SiTCP^[27] を用いることで FPGA で行う。この FPGA は内部にメモリを 4860kb 持つ。図 3.7 の信号の最大時間幅を用いて、仮に 1 つのボードで駆動する全 50 チャンネルで 300 μ s 間データを取り続けたとしても 50 個 \times 300samples \times 12bit = 180kb にしかならず、十分な容量を持つことがわかる。

第 5 章

アナログ部の設計

5.1 概要

この章では、高エネルギー分解能を得るために最も重要な部分である、MPPC からの信号を加工し ADC に送るまでの回路 (以下 アナログ部) の設計について詳細に述べる。以下では表 5.1 のような仕様の ADC を使用するとして議論を行う。また MPPC は有効増倍率 6×10^6 で、 50Ω で接地して使用するとする。この値は現在使用している試作機の信号より決定した。

表 5.1 ADC の仕様

	サンプリングレート	ダイナミックレンジ	分解能
エネルギー測定用 ADC	1MSPS	3V	12bit
キャリブレーション用 ADC	50MSPS	2V	12bit

アナログ部には、信号波形を適切な時定数で鈍らせること、適切な増倍率で増幅すること、オフセットを調整することが求められる。

高いエネルギー分解能を得るためには、フィルタを用いて高周波成分を十分に減衰させることが必要である。例えば、 $1\mu\text{s}$ よりも短いパルス状の信号や急激な信号の立ち上がり、立ち下がり、 1MSPS の ADC では正確に測定できない。そのため、 1MHz と同程度以上の周波数成分を十分に減衰させることが求められる。 $2V_{\text{pp}}$ の高周波信号が入力された際に、出力を ADC の 1 カウント以下の振幅にまで減衰させることが理想ではあるが、そのようなフィルタでは信号が間延びしすぎてしまい、エネルギー分解能にも Z 方向の分解能にも悪影響を与えてしまう。典型的には (サンプリングレート)⁻¹ の数倍程度の時定数のフィルタが用いられるが、どの値が最適なのかは 5.2 節で議論する。

信号を鈍らせるためにはローパスフィルタが用いられる。フィルタには、受動素子のみで構成されるパッシブフィルタと、オペアンプを用いるアクティブフィルタとがあるが、一般にアクティブフィルタの方がよい性能のフィルタを作成できる。オペアンプ 1 つで実現可能なアクティブフィル

タには1次フィルタもしくは2次フィルタ (sallen-key フィルタなど) がある。2次フィルタは高周波での減衰の度合いが大きく、周波数特性の観点からみると利点があるが (図 5.1)、波形を歪ませずに増倍率を +1 以外に設定することができないという欠点も持ち合わせている。一方1次フィルタの増倍率は、オペアンプの性能内で自由に設定できる上に、マイナス倍、つまり信号を反転させることも可能である。

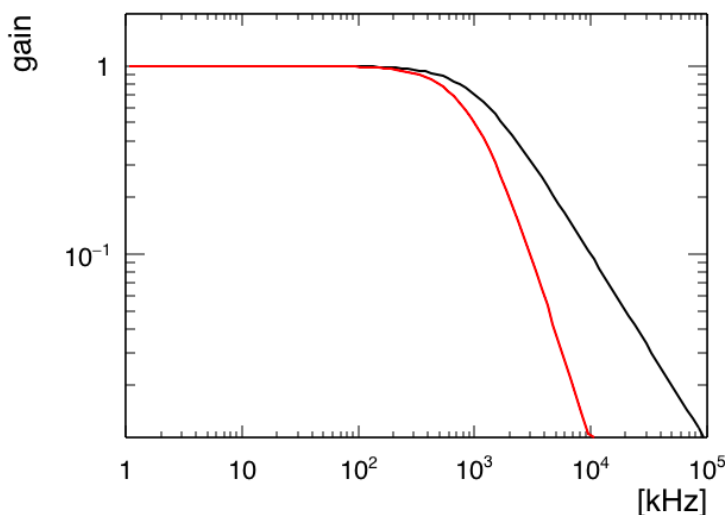


図 5.1 1次フィルタ (黒) と2次フィルタ (赤) の周波数特性。2次フィルタの方が高周波成分をより急峻に減衰させている。

また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号の最大瞬間光量、約3万 photons/ μs (図 3.8) と、MPPC の増倍率を用いて単純に計算すると、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号による最大到達電圧は $3 \times 10^4 \text{個} \cdot 6.0 \times 10^6 \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{C} \cdot 50 \Omega / 1 \mu\text{s} = 1.4 \text{V}$ となる。ただし実際には信号をフィルタで鈍らせるので、これよりも低い値となることが想定される。よってエネルギー測定用 ADC のダイナミックレンジを有効活用するためには、エネルギー測定部の増倍率 A_{measure} を、2倍を越える程度の値に設定する必要がある。

キャリブレーション部の増倍率 A_{calib} はこれよりも大きくしなければならない。実際、キャリブレーション用 ADC の1カウントは $2\text{V} / 2^{12\text{bit}} / 50\text{MHz} / 50 \Omega = 0.20\text{pC}$ である一方、MPPC の1p.e. は $6.0 \times 10^6 \text{個} \cdot 1.6 \times 10^{-19} = 0.96\text{pC}$ しかない。1p.e. を正確に測定するためには、少なくとも数十倍の増倍率が必要となる。

また、オペアンプを用いると、オペアンプの漏れ電流や内部のトランジスタの性能差により、信号にオフセットが乗ってしまう。ADC のダイナミックレンジを有効に用いるためには、オペアンプの反転入力もしくは非反転入力に電圧をかけてオフセットの調整を行わなければならない。オペアンプを用いた代表的な増幅方法には非反転増幅回路と反転増幅回路がある (図 5.2)。非反転増幅回路は反転入力・非反転入力どちらにも信号線がつながっているため、オフセットの調整を行うためには、オペアンプと電圧源を大きな抵抗を用いて接続し、信号の電圧源方向への流入をできるか

ぎり小さくする必要がある。一方、反転増幅回路では非反転入力（+）が信号線から浮いているため、信号に対する影響を考えずに電圧源と接続できる。よって、本回路の中には反転増幅回路を用いることが推奨される。

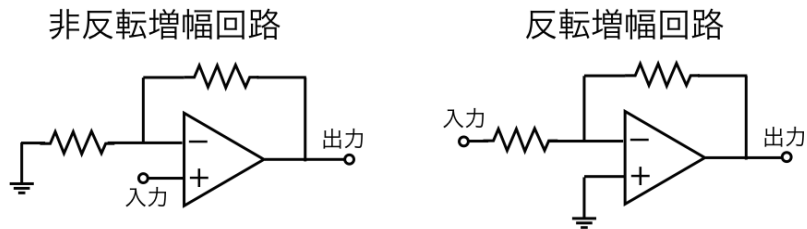


図 5.2 オペアンプを用いた増幅器

以上より、アナログ部は図 5.3 のような設計とするのが最適である。まず、MPPC のカソード側にコンデンサを接続することで、AC カップリングを通じて負の電流信号を取り出す。そして初段のアンプで $-A_{\text{measure}}$ 倍に反転増幅し正の電圧信号とすると同時に τ_{calib} で鈍らせる。また、この初段のアンプではオフセットの調整も行う。この先は信号を複数に分割する。エネルギー測定部では 2 次フィルタを用いて、 τ_{measure} で信号をさらに鈍らせる ($\tau_{\text{measure}} \gg \tau_{\text{calib}}$ であるため、初段フィルタの影響はほとんど受けない)。一方、キャリブレーション部では非反転増幅回路を用いて $A_{\text{calib}}/A_{\text{measure}}$ 倍に増幅する。結果的に、エネルギー測定用 ADC には τ_{measure} で鈍った、 A_{measure} 倍に増幅された信号が、またキャリブレーション用 ADC には τ_{calib} で鈍った、 A_{calib} 倍に増幅された信号が入力されることとなる。また、各パラメータの大まかな要求値を表 5.2 にまとめた。次節からはこのパラメータについて議論する。

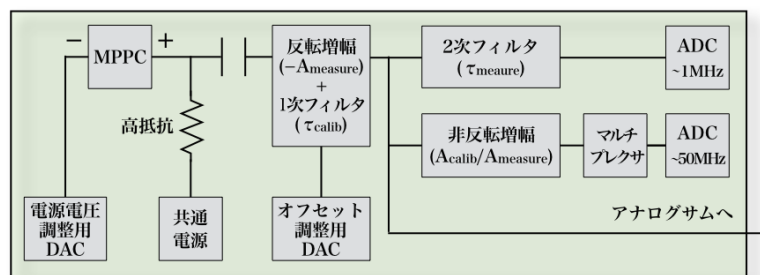


図 5.3 アナログ部の概略図

表 5.2 各パラメータの大まかな値

A_{measure}	A_{calib}	τ_{measure}	τ_{calib}
2 倍以上	数十倍以上	1us の数倍	20ns の数倍

5.2 エネルギー測定部のパラメータの決定

5.2.1 シミュレーションによるフィルタの決定

まず、エネルギー測定に最適なパラメータ、時定数 τ_{measure} と増倍率 A_{measure} を決定する。そのために図 5.4, 5.5 の回路 A,B を用いてシミュレーションを行った。

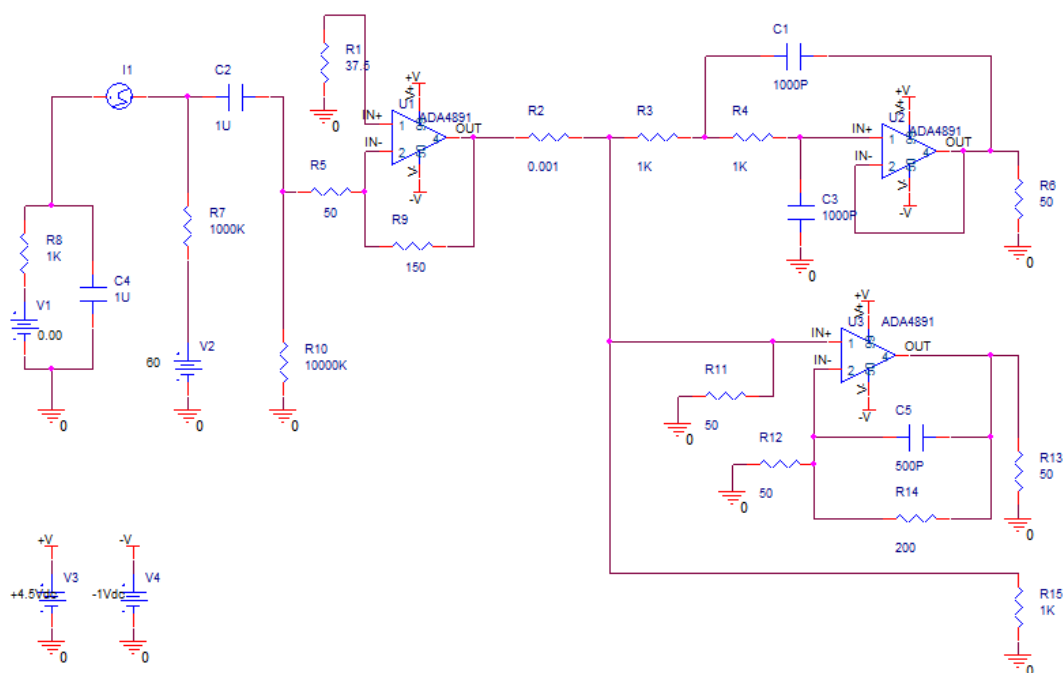


図 5.4 回路 A の回路図

これらは MPPC(電流源 I1) の信号を反転増幅器 (U1) で 3 倍に増幅し、2 次の sallen-key フィルタ (U2) で鈍らせて出力する回路である。初段のアンプで信号を鈍らせていない点が図 5.3 とは少し異なるが、ここではエネルギー測定部のみの評価を行うので問題ない。回路 A と回路 B は sallen-key フィルタのパラメータのみが異なっている。図 5.6 はそれぞれの sallen-key フィルタのインパルス応答 ($1\mu\text{C}$ のデルタ関数型の入力波形に対する出力) である。回路 B の方が回路 A よりも遅い時定数を持つ回路であることが分かる。時定数 τ_A, τ_B を出力電圧が最大値を記録した時間から最大値の $1/e$ になる時間までの差とすると、 $\tau_A = \text{約 } 2.3\mu\text{s}, \tau_B = \text{約 } 4.5\mu\text{s}$ となる。当然回路 B の方が信号の継続時間は長くなり、出力波形が $10\mu\text{s}$ を越えてしまっていることがわかる。

これらの回路について、PSpice^[2] を用いてシミュレーションを行った。PSpice とは、回路を微分方程式で記述しその時間発展を順次計算していくことで、回路の過渡応答を調べることができる回路シミュレータ：Spice の一種である。Spice モデルと呼ばれる電子部品の内部構造を表現した

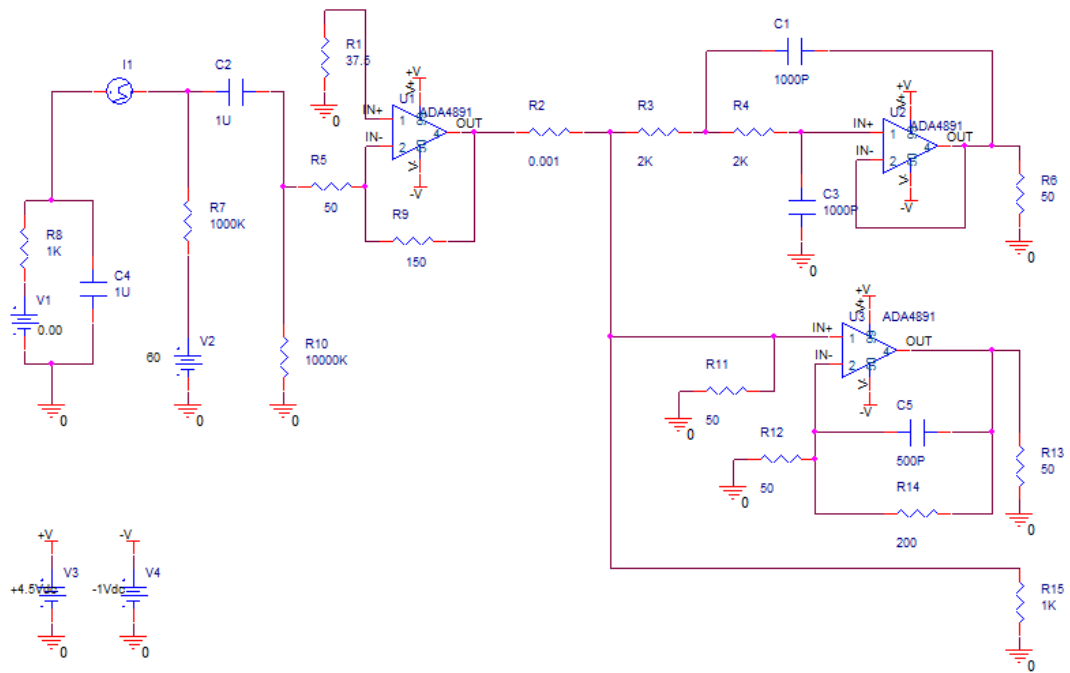


図 5.5 回路 B の回路図

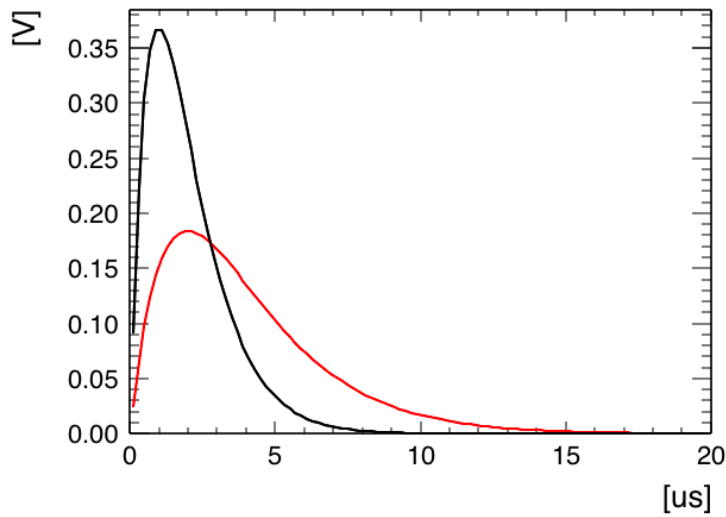


図 5.6 インパルス応答。黒：回路 A。赤：回路 B。

回路を用いることで、電子部品の特性を組み込んだシミュレーションを行うことができる。

本解析では、 $0\nu\beta$ 崩壊信号から計算した MPPC の出力波形を電流源 I1 から入力し、sallen-key フィルタの出力電圧 (R8 にかかる電圧) を取得した。図 5.7 に PSpice で計算された典型的な波形を示す。また以下では ADC を表現するために、PSpice から得られた電圧を $1\mu\text{s}$ ごとにサンプリングした上で、ベースラインからの差を小数部分を切り捨ててデジタル化してから解析を行った。このシミュレーションには回路のノイズは含まれていないため、オペアンプやフィルタの性能の調査を行うことができる。

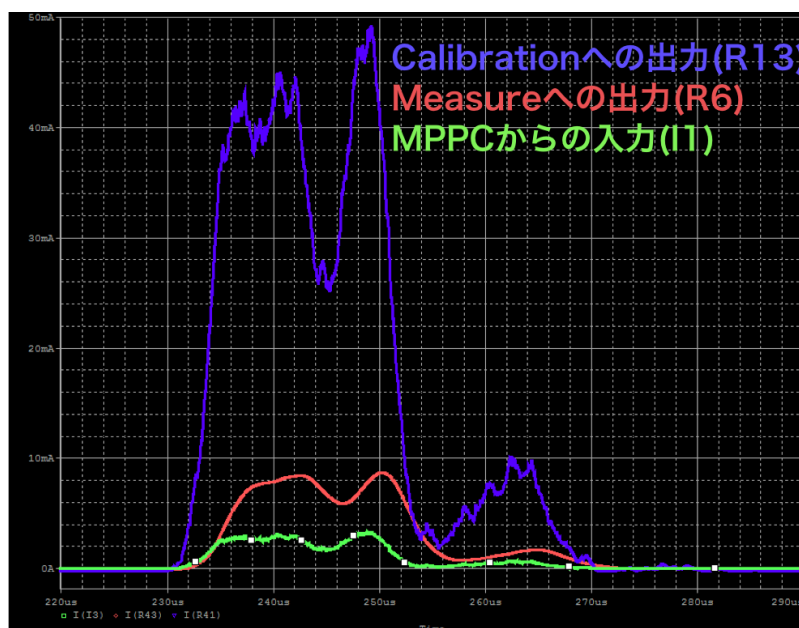


図 5.7 PSpice による典型的な出力波形。回路 A に $0\nu\beta$ 崩壊信号を入力した場合の出力波形の一部。

図 5.8 は各 $0\nu\beta$ 崩壊イベントの ADC 値の最大値の分布である。回路 A は 2 イベントを除いてダイナミックレンジである $2^{12} = 4096$ カウント内に収まっていて、適切な増倍率となっていることがわかる。一方回路 B はより長い時定数で鈍らせているため、最大値が低くなっている。回路 A と同じく 2 イベントのみがダイナミックレンジから外れるような増倍率は約 4 倍となる。増倍率を上げると、デジタル化の際の誤差が減る上に SN 比も改善するため、分解能が向上することが期待される。以下の議論では回路 A と回路 B の性能を比較するために、回路 B の出力を 1.4 倍し、ダイナミックレンジを揃えた上で評価を行う。

図 5.9 は、時刻 $N[\mu\text{s}]$ に取得した値による積分値を、時刻 $N+0.4[\mu\text{s}]$ に取得した値による積分値で割った値の分布である。サンプリングタイミングの変化に対して、分解能がどの程度悪化するかを表している。これらの分布をガウス関数でフィットした結果、回路 A では 0.040%FWHM、回路 B では 0.023%FWHM の分解能を得た。どちらも目標である 0.4% FWHM を十分に下回り、信号を適切に鈍らせることが出来ていることがわかる。

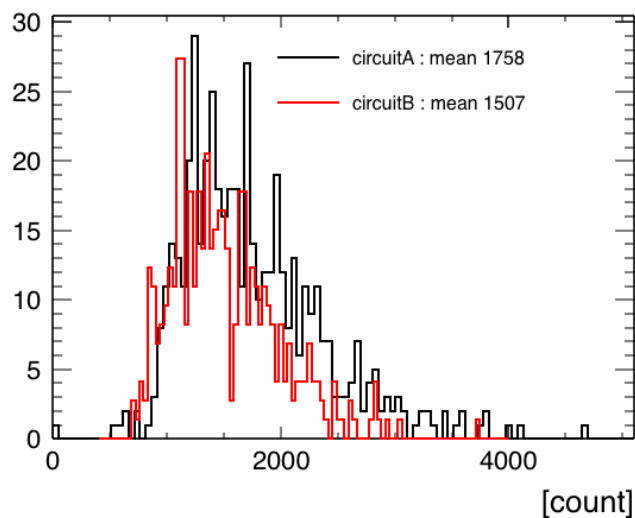


図 5.8 各 $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントの最大値の分布。黒：回路 A。赤：回路 B。

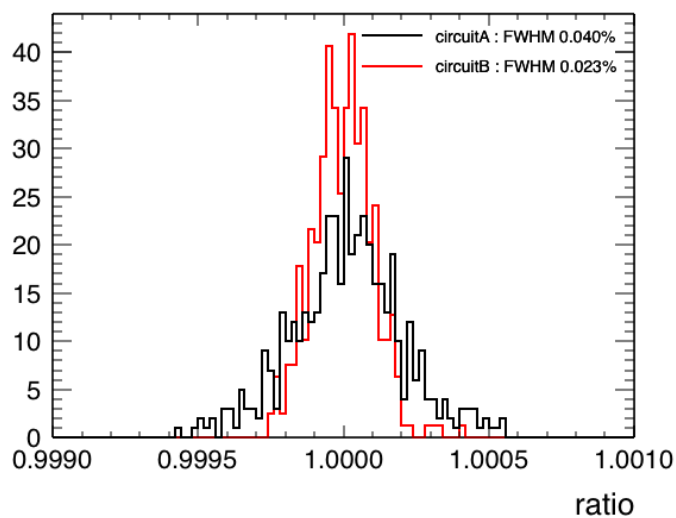


図 5.9 時刻 $N[\mu\text{s}]$ に取得した値による積分値と時刻 $N+0.4[\mu\text{s}]$ に取得した値による積分値の比の分布。黒：回路 A。赤：回路 B。

回路の分解能は、得られた積分値を入力光子数で規格化したもののばらつき、つまり回路の増倍率が各入力に対してどれだけ一定であるか、から求める。図 5.10 は $1\mu\text{s}$ ごとにサンプリングされたデジタル値を足し合わせ、それを入射光子数で割った後に、平均値が 1 となるよう規格化した分布である。(ただし値が大きく外れたイベントがあったため、0.99~1.01 内のイベントのみ表示している。およそ 95% のイベントがこの範囲に存在する。回路シミュレーションが微分方程式を解

く際に、計算の繰り返し回数が多くなりすぎて異常終了することが原因の1つだと考えられるが、全てを解明できたわけではない。) ガウス関数でフィットした結果、回路 A で 0.38% FWHM、回路 B で 0.30% FWHM の分解能を得た。

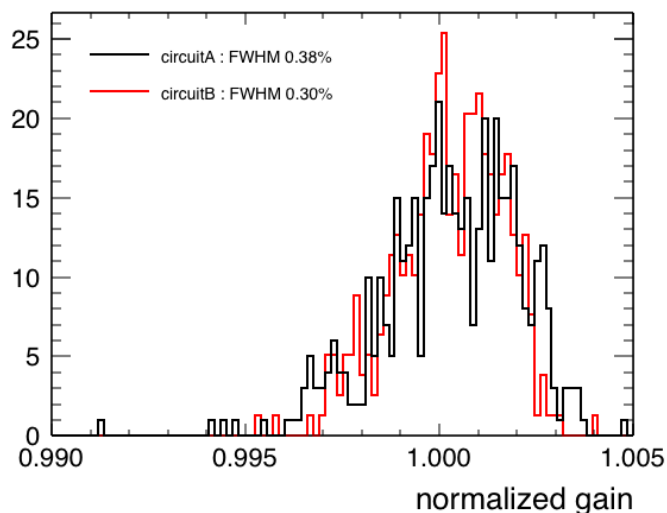


図 5.10 各回路の分解能。黒：回路 A。赤：回路 B。

図 5.11 は回路 A の規格化された増倍率とサンプル数の 2 次元分布である。(サンプル数とは各イベントで ADC 値が 1 カウント以上であったサンプルの合計数である。例えば、ADC1 に $3\mu\text{s}$ の信号、ADC2 に $1\mu\text{s}$ の信号、ADC3 に $5\mu\text{s}$ の信号が入力された場合、サンプル数は 9 となる。) 増倍率とサンプル数に強い負の相関があることが見て取れる。比例定数を ADC 値に変換すると、 -0.67 カウントとなる。回路 B でも同様の 2 次元分布を描くと、その比例定数は -0.66 カウントとなる。

このサンプル数依存性には 2 つの原因がある。1 つは回路の出力の積分値を得る際に、単純に各サンプルの ADC 値の和を取ってしまったことにある。本解析ではベースラインからの差分を、小数部分を切り捨てることでデジタル化しているため、真の値とデジタル値には $0\sim+1$ カウントの一樣ランダムな丸め誤差が生じる。よって真の積分値を得るためには $(\text{ADC 値} + 0.5)$ を足し上げる必要がある。

残りの約 -0.16 カウントは、デジタル化による原理的な閾値に依る。ADC では 1 カウント以下の信号を読み出すことが出来ないため、得られる積分値は真の入力電荷よりも必ず小さくなる。図 5.12 はデジタル化を行わずに計算した増倍率のサンプル数依存性である。閾値を設けずに全サンプルを足し上げたもの(緑)にはほとんど依存性が見られないが、12bit ADC と同じ閾値を用いて計算した増倍率(黒)にはちょうど -0.16 カウントの依存性が見られる。サンプル数が多いと 1 つのサンプルに入る光子の数が減少すること、また信号が入射する MPPC の数が増えることによって、閾値を下回るサンプルが増えてしまうためにサンプル数依存性が発生すると考えられる。

これら 2 つのサンプル数依存性を補正した結果が図 5.13 である。ガウス関数でフィットした結

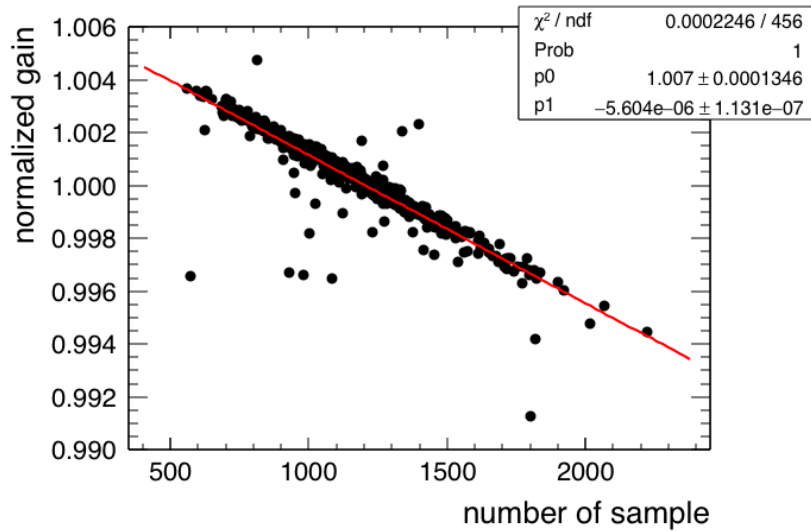


図 5.11 回路 A の規格化された増倍率のサンプル数依存性

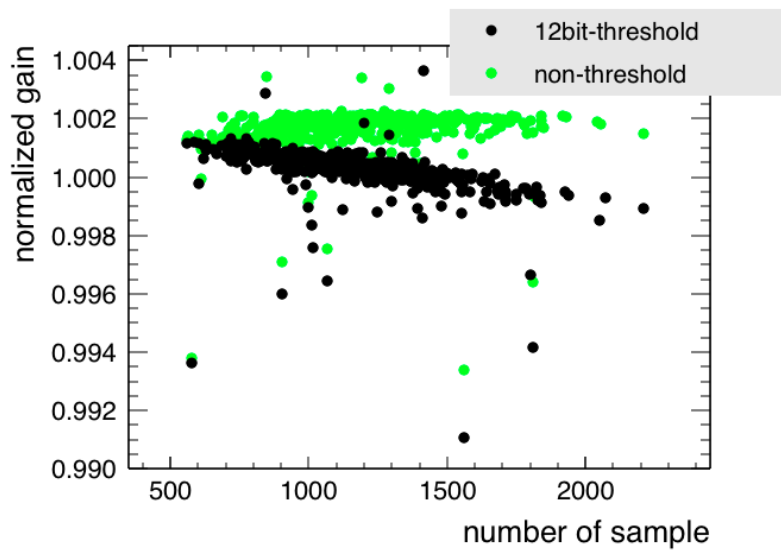


図 5.12 回路 A の規格化された増倍率 (デジタル化せずに求めたもの) のサンプル数依存性。
 黒：12bitADC の閾値を越えたサンプルのみの和。緑：すべてのサンプルの和。

果、回路 A で 0.047% FWHM、回路 B で 0.040% FWHM の分解能を得た。補正前の図 5.10 と比べて 10 倍近くよい分解能が得られた。この分解能をリミットしている主な要因は、サンプリングタイミングの変化による積分値のゆらぎであると考えられる (図 5.9)。

これまではベースラインが 0 に一致しているとして解析を行ってきたが、実際には ADC の分解能以上の精度で零点を調節することは出来ないので、ベースラインも何らかの値を持ち、さらにその値はイベントごとに変動することが予測される。ベースラインが各イベントごとに異なった 0~

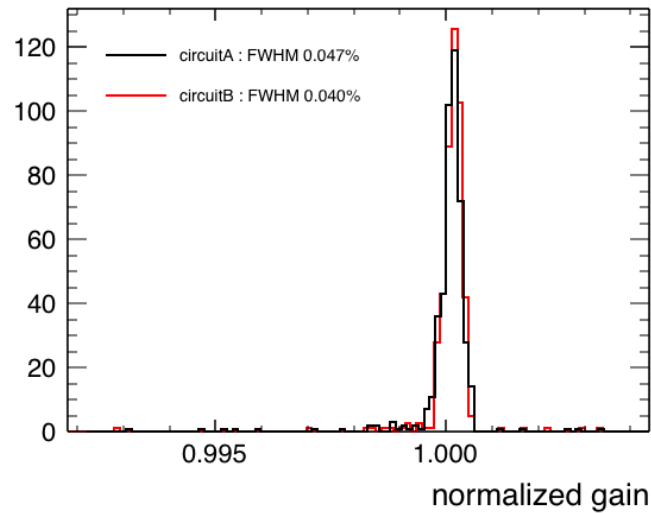


図 5.13 各回路の分解能 (サンプル数依存性の補正済)。黒：回路 A。赤：回路 B。

1 の間の一定の値を持つとして計算すると (イベント内での変動は 5.2.2 節で議論する)、図 5.14 を得た。この分布はサンプル数依存性の補正を行ったものである。ガウス関数でフィットした結果、回路 A で 0.046% FWHM、回路 B で 0.041% FWHM の分解能を得た。

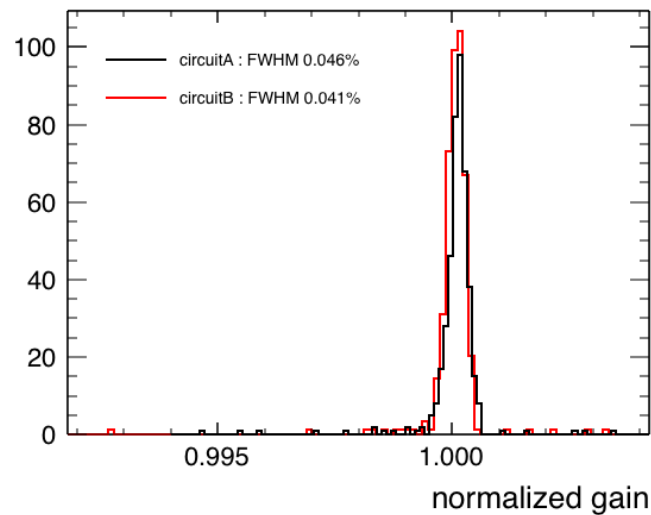


図 5.14 イベントごとにベースラインを決定した場合の各回路の分解能 (サンプル数依存性の補正済)。黒：回路 A。赤：回路 B。

最終的に、回路 A、回路 B ともに目標である 0.4%FWHM と比べて十分によい値を得ることができた。回路 B の方がよりよい分解能を得ているが、入射光子数自体が 0.24% FWHM 程度揺らぐため、エネルギー分解能には大きな影響を与えない。一方で回路 B は信号継続時間が長く、Z 方

向の位置分解能を悪化させてしまうため、回路 A を採用する。

5.2.2 試作機による性能評価

シミュレーション結果の妥当性やノイズの評価を行うために、試作機を作成した (図 5.15、図 5.16)。時定数や増幅率は先程の回路 A (図 5.4) と同じであるが、初段アンプに C6 がついた点と、読み出し用の抵抗 R6 を $50\ \Omega$ から $150\ \Omega$ (R6, R13 + ADC の $50\ \Omega$ 抵抗) に変更した点が異なっている。これは別の試作機を作成した際にオペアンプの出力に飽和が見られたためである。前者は初段オペアンプが出力する電流の急激な増加を防ぎ、後者は 2 段目のオペアンプが出力する電流量を減らす役割を持つ。後者の抵抗を直列に接続しているせいで、ADC で観測される電圧が $1/3$ になっているため、今後の解析では ADC で得られた電圧を 3 倍して用いる。オペアンプには実際の回路で使用予定の Analog Devices 社の ADA4891-3 を用いた。

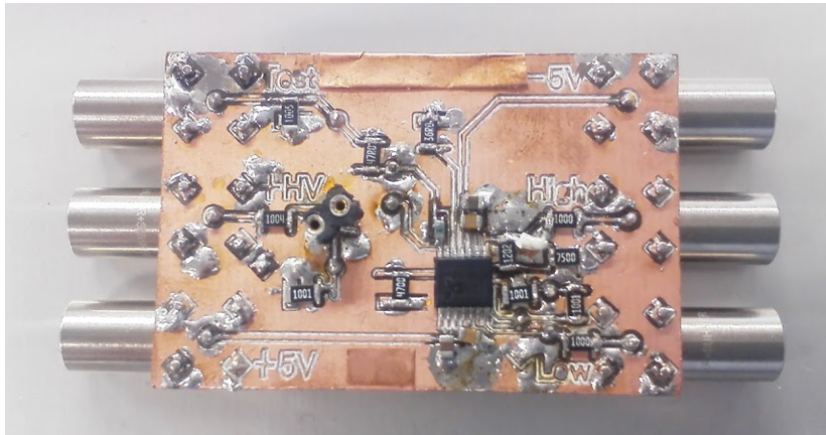


図 5.15 作成した試作機

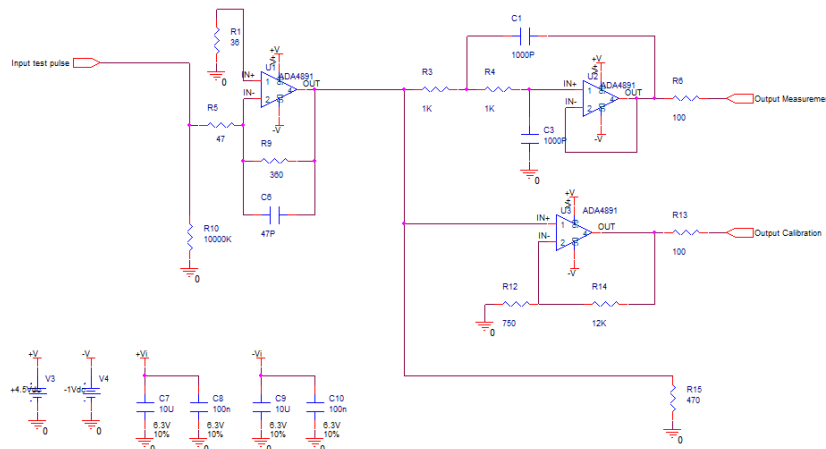


図 5.16 試作機の回路図

まずは試作機の周波数特性を測定した。図 5.17 はそのセットアップである。ファンクションジェネレータから様々な周波数の正弦波 (3V) を回路に入力し、入力波形と出力波形を ADC で取得した。各波形の最大値と最小値の差を波高をとし (図 5.18)、入力波高と出力波高の比を増倍率とした。(ファンクションジェネレータは(株)岩崎通信の SG4105、ADC は CAEN 社製 V1724(14bit, 100MSPS) を使用した。)

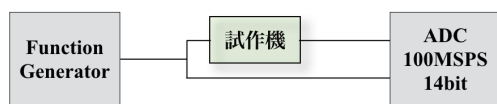


図 5.17 試作機の評価ためのセットアップ

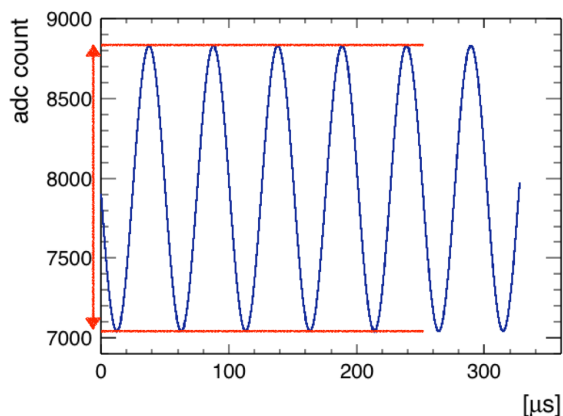


図 5.18 波高の算出方法の概念図。最初の 5 周期文の波形の最大値と最小値を波高とした。5 周期が信号の取得時間 (約 $33\mu\text{s}$) よりも長い場合には全取得波形の最大値と最小値を利用した。

その結果が図 5.19 である。測定値とシミュレーション結果が同等の特性を示しており、想定通りのフィルタとなっていることがわかる。

次に、回路に矩形波を入力して、信号の電圧および時間幅に対する線形性を確認した。このときも先ほどと同様に図 5.17 のセットアップで測定を行った。典型的な入力矩形波とそれに対する出力波形を図 5.20 に載せる。

波高が一定の矩形波を、時間幅を徐々に変えながら回路に入力し、入力波形の積分値 (入力電荷) と出力波形の積分値 (出力電荷) を取得した。時間幅は約 $3\mu\text{s} \sim 300\mu\text{s}$ の間で変動させた。また、矩形波の電圧を変えて同様の測定を行った。ただし出力電荷の積分値を得る際、本番の状況に合わせるために、100MSPS で取得したデータを 1MSPS にダウンサンプリングして求めた。一方入力電荷を求める際には、入力波形は鈍らせていない上に、出力電荷の評価のために入力電荷を正確に求める必要があるため、100MSPS で取得した全データを用いた。

(出力電荷) - (入力電荷) \times (全データの増幅率の平均値)、つまり入力電荷に対する出力電荷の線形からのずれを示したものが図 5.21 である。色 (電圧) によって右上がりや右下がりの傾向が見えているため、入力電圧によって回路の増幅率が異なることがわかる。しかし、各入力電圧に対する増幅率を個別に求めると、その差は 0.12% と十分に小さいため実用上の問題はない。また、信号

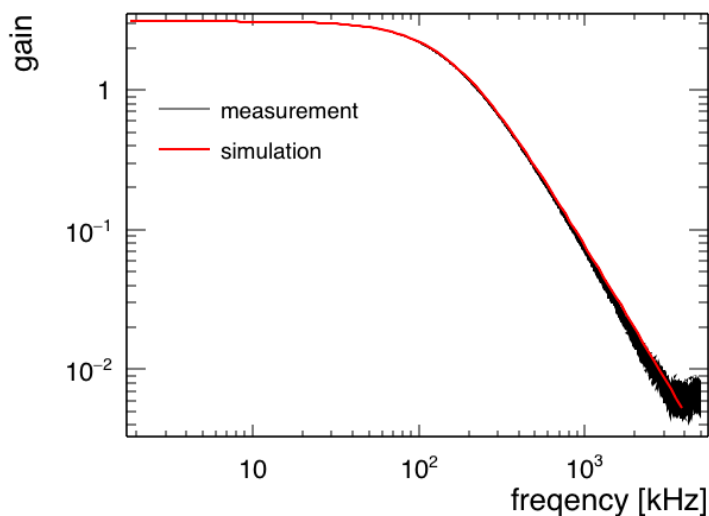


図 5.19 試作機の周波数特性。黒：測定値。赤：シミュレーション。

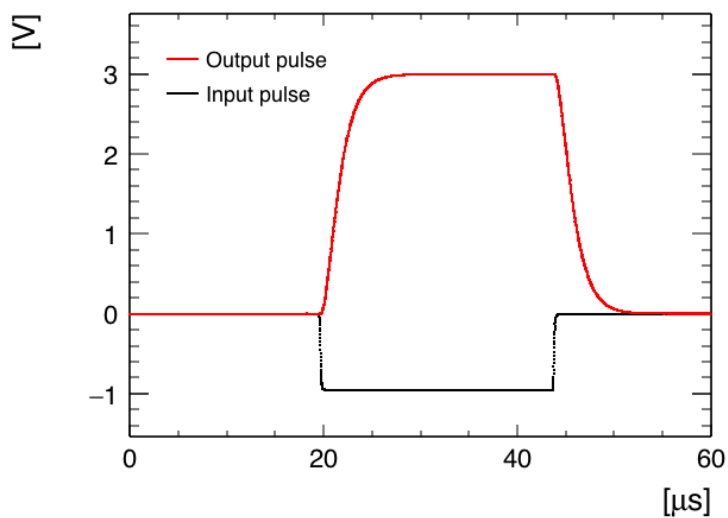


図 5.20 典型的な入力波形と出力波形

の時間幅に対しては最大で $\pm 3\text{nC}$ ほどの差が見られる。 $0\text{V}\beta\beta$ 崩壊に対する出力信号は約 1800nC であることを考慮すると、最大でも 0.03% の誤差しか生じないため、こちらも大きな問題にはならない。

最後に、回路のノイズについて述べる。ノイズには大きく分けて 3 種類ある。1 つ目は電磁波や隣接した信号線からのクロストークなどの周囲の環境によるノイズであり、配線を工夫したり遮蔽を行ったりすることである程度は軽減することができる。2 つ目はオペアンプや ADC などのアクティブ素子に由来するノイズである。素子を決定してしまうとノイズ除去は困難であるが、より

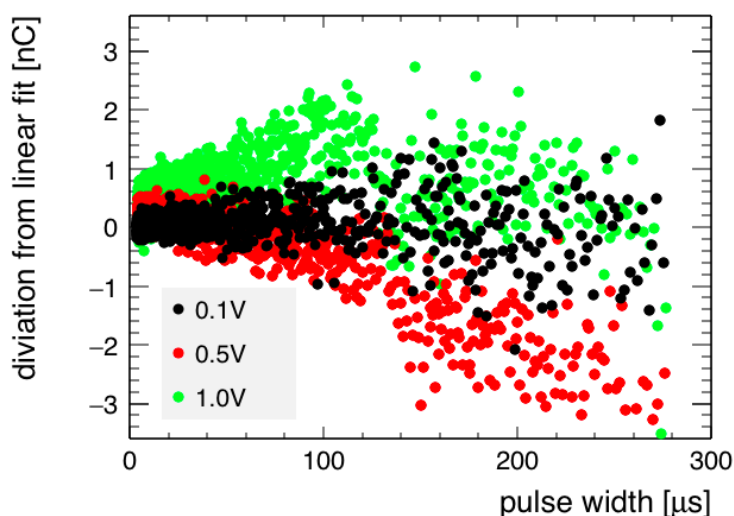


図 5.21 出力電荷の入力電荷に対する線形からのずれと信号の時間幅の 2 次元分布。色は入力波の電圧を示している。

低ノイズの素子に変更することで解決できる場合がある。3 つ目は抵抗内電子の熱揺らぎ等に起因する受動素子によるノイズである。これは原理的に除去が不可能であり、このノイズが問題に慣れば回路の構成を変更しなくてはならない。今回作成した試作機では、受動素子とオペアンプに本番で使用する素子と同等のものを用いているため、それらに起因するノイズの測定を行うことができる。

ノイズ測定のためのセットアップは図 5.22 の通りである。先程までの測定でファンクションジェネレータと接続していた部分を $50\ \Omega$ でターミネートして測定した。

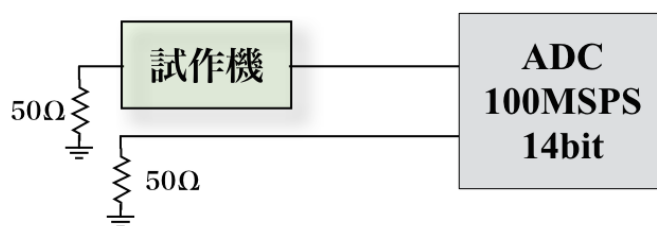


図 5.22 ノイズ測定のためのセットアップ

本実験の測定のように信号の積分値を利用する場合、最もやっかいなノイズは信号と同程度の周期のノイズである。信号の長さの平均は約 $40\ \mu\text{s}$ 間であるため (図 3.6)、 $40\ \mu\text{s}$ 間のデータを取得し積分値を求めた。その結果をまとめたものが表 5.3 である。

試作機を接続しない場合のゆらぎを測定に用いた ADC のノイズと考えると、試作機回路による

表 5.3 40 μ s 間に得られた積分値のゆらぎ (RMS)

試作機なし	試作機あり	試作機のノイズ
0.028nC	0.033nC	0.017nC

ノイズは $\sqrt{0.033^2 - 0.028^2} = 0.017\text{nC}$ となる。つまり、1つの MPPC から標準偏差で約 0.017nC のゆらぎが生じることとなる。シミュレーションによると、信号は最大で約 80 個の MPPC に入射するため、1 イベントのノイズは最大で $0.017 \times \sqrt{80} = 0.15\text{nC}$ 程度となる。0 $\nu\beta\beta$ 崩壊信号による出力電荷が約 1800nC であるため、このノイズの影響は十分に小さいことがわかる。

5.3 キャリブレーション部のパラメータの決定

後述する MPPC の仕様の変更 (5.4 節) に伴い、先程の試作機を改造した。その回路図が図 5.23 である。MPPC の有効増倍率が 6.0×10^6 から 2.6×10^6 程度に変わるため、R9 を 150 Ω から 360 Ω とし、初段アンプの増倍率を 3.2 倍から 7.7 倍にした。その結果、キャリブレーション部の増幅率 $A_{\text{calibration}} =$ 約 130 倍、時定数 $\tau_{\text{calibration}} =$ 約 70ns となった。

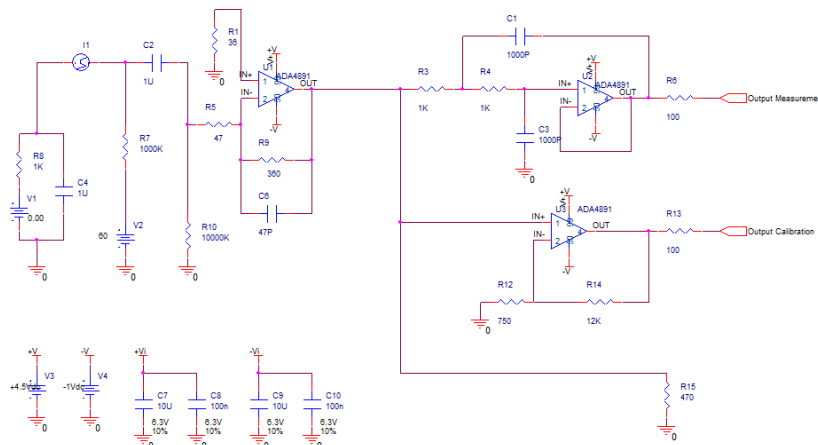


図 5.23 試作機の回路図

キャリブレーション部の性能評価を行うために、浜松ホトニクス社製の MPPC である S13360-3050CS^[14] を用いてダークカレントの測定を行った。図 5.24 は、オシロスコープで取得したダークカレントの波形である。1p.e. の信号が最も多いものの、クロストークの影響で 2p.e. 以上となっているイベントが見られる。また画像の右側にはアフターパルスも見られる。

この回路を用いて約 0.3 秒分のダークカレントを取得した。MPPC の種々のパラメータを算出するために複数の解析を行った。1つ目は、閾値を設け、閾値を越えた部分とその周囲のみを積分する方法である (threshold 法 : 図 5.25)。本解析では閾値を越える直前の 1 サンプルから、閾値を下回った直後の 2 サンプルまでを積分した (図の N=1、M=2)。また閾値は、ベースラインのゆらぎの標準偏差 σ の 7 倍である、約 2.7mV と設定した。図 5.26 は得られた積分値の分布である。

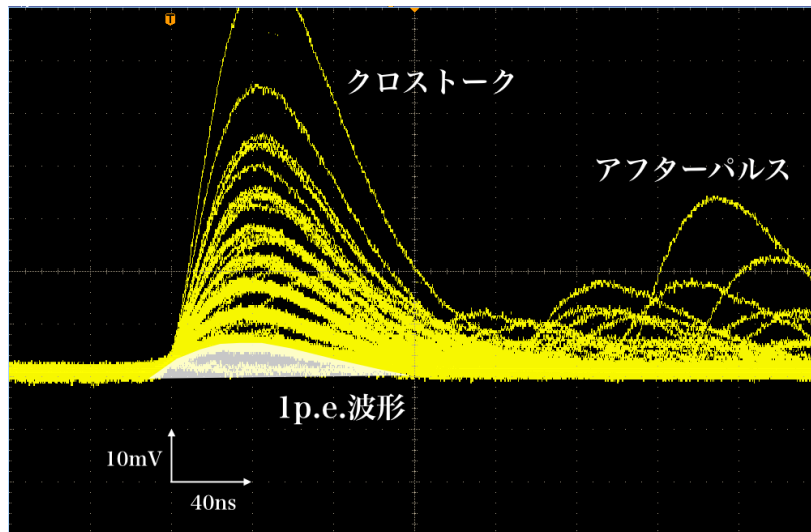


図 5.24 回路を通して読み出した MPPC のダークカレントの波形

隣り合ったピークを中心値の差はほぼ一定であり、1p.e. の電荷量を表している。1p.e. のピークと 2p.e. のピークの差は $2.79 \times 10^{-2} \text{nC}$ 、回路で 130 倍に増幅されていることを考慮して MPPC の増倍率 g に変換すると $g = 1.34 \times 10^6$ となる。積分範囲を変化させても、得られる値の最大値と最小値の差は 1% 以下であり、決定精度は非常に高いことがわかる。

threshold 法では信号のみをピンポイントで積分できるために非常にゆらぎの少ない積分値を得ることができるが、本来 1 イベントとして扱うべきアフターパルスをも 2 つの別のイベントとして取り扱ってしまう。そのため、ダークレートや 1p.e. イベントの数などを正確に求めることが出来

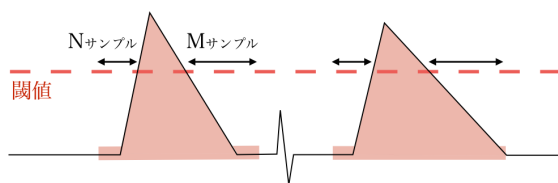


図 5.25 threshold 法の概念図。閾値を越えた部分とその周囲のみを積分する。ベースラインの揺らぎやノイズの影響を受けにくい、アフターパルスをも別のイベントとして検出してしま

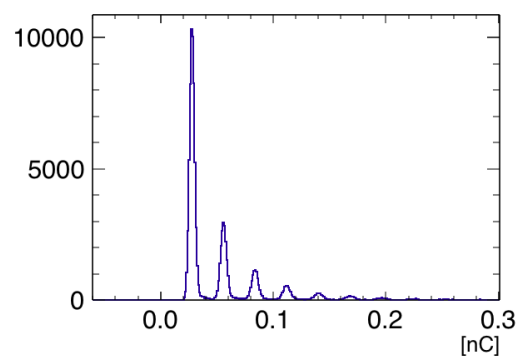


図 5.26 threshold 法によって得られたダークカレントの積分値分布。左から順に 1p.e., 2p.e., 3p.e.,,, のピークを表している。

ず、有効増倍率の算出はできない。

有効増倍率を測定するために、ある決まった幅の領域を全て積分する解析手法を用いた (window 法 : 図 5.27)。図 5.28 は、1 イベントに対する積分時間を $1.2 \mu\text{s}$ とした時の window 法によって得られた積分値の分布である。積分区間はランダムに決定するため、信号がない区間も多く存在する。図の左端のピークは 0p.e. のピーク (ペDESTAL) である。図 5.26 と比べて各ピークが太くなっているのは、積分区間が長くなったせいでベースラインのゆらぎも同時に積分されてしまうためである。また、信号波形が積分区間の端に位置した場合に、信号を全て積分できないことの影響も考えられる。

有効増倍率は以下の方法で求められる。ダークカレントが時間的に完全にランダムに発生すると仮定すると、積分区間内に入る信号の数はポアソン分布に従う。ポアソン分布の平均値 μ と、全取得イベントの数 N_{all} 、0p.e. イベントの数 N_0 の間には以下のような関係がある。

$$P_{\text{poisson}}(\mu, 0) = \exp(-\mu) = \frac{N_0}{N_{\text{all}}} \quad (5.1)$$

有効増倍率 g_{eff} は、1 つの信号 (光子・ダークカレント) が MPPC で反応した場合に、平均いくつの電子が発生するかを表す量であるので、各イベントの電荷量 Q_i と素電荷 e^- を用いて以下のように表される。

$$g_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{all}}} Q_i}{\mu \cdot N_{\text{all}} \cdot e^-} = \frac{\langle Q_i \rangle}{\mu \cdot e^-} = \frac{\langle Q_i \rangle}{e^-} \cdot \frac{-1}{\ln \frac{N_0}{N_{\text{all}}}} \quad (5.2)$$

積分領域幅が $1.2 \mu\text{s}$ の時、図 5.28 より $N_{\text{all}} = 1.93 \times 10^5$ 、 $\langle Q \rangle = 0.0277$ 、また 0p.e. ピークの

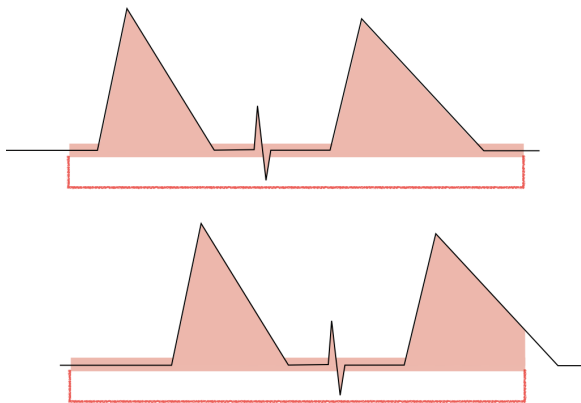


図 5.27 window 法の概念図。データから決まった幅の領域をランダムに取り出し、その区間を全て積分する。アフターパルスやダークカレントを正確に算出できるが、ベースラインの揺らぎや積分範囲がパルスの途中で切れることの影響により誤差が大きくなる。

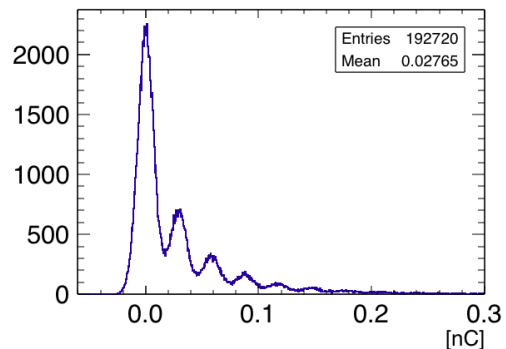


図 5.28 window 法によって得られたダークカレントの積分値分布。左から順に 0p.e. (ペDESTAL), 1p.e., 2p.e., ... のピークを表している。

フィットにより $N_0 = 1.10 \times 10^5$ を得た。よって、平均イベント数 $\mu = 0.563$ 、ダークレートは 0.563MHz 、有効増倍率は $g_{\text{eff}} = 2.48 \times 10^6$ となる。

積分時間幅を変えながら同様に計算すると、表 5.4 の結果を得た。有効増倍率やダークカレントレートが時間幅に依存して、10% 20% ほど変化していることがわかる。積分時間幅が伸びると各ピークの幅が太くなり隣のピークとの分離が悪くなるため、0p.e. の数を多く見積もりすぎるのが原因だと考えられる。

表 5.4 window 法の結果

積分時間幅 [μs]	平均反応ピクセル数 μ [個/window]	ダークレート [MHz]	有効増倍率 g_{eff}
0.8	0.389	0.486	2.39×10^6
1.0	0.481	0.481	2.41×10^6
1.2	0.563	0.469	2.48×10^6
1.4	0.618	0.441	2.63×10^6
1.6	0.694	0.433	2.67×10^6

この問題を解決するため、3つ目の解析手法を用いる。基本的には先程の window 法と同じであるが、0p.e. の数を求める方法を改良した (hybrid 法 : 図 5.29)。先程は積分値分布を用いて 0p.e. の数を求めたが、hybrid 法では閾値を設定し、その閾値を越えないイベントには信号が入っていない (= 0p.e.) とする。図 5.26 を見るとわかる通り、この回路はノイズが少なく SN 比が非常に高いため、この方法を用いると 0p.e. の数を正確に求めることができる。また、0p.e. イベントは理想的には積分値が 0 であるため、平均光量を求めるためには閾値を越えたイベントのみを積分すればよい。このようにして得られた分布が図 5.30 である。ベースラインから 7σ 離れた電圧を閾値とし、積分時間幅を $1.2\mu\text{s}$ とした。

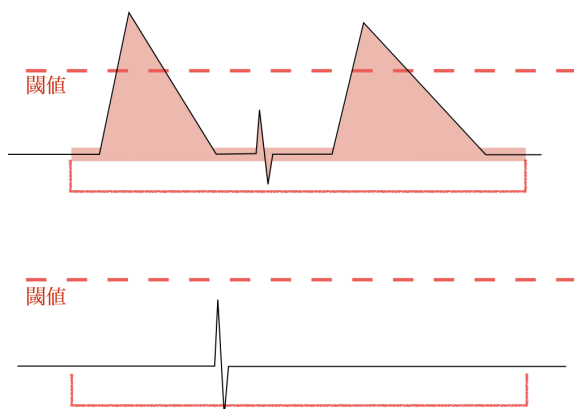


図 5.29 hybrid 法の概念図。閾値を越える部分を持つ領域のみを積分する。0p.e. の数を正確に求めることができる。

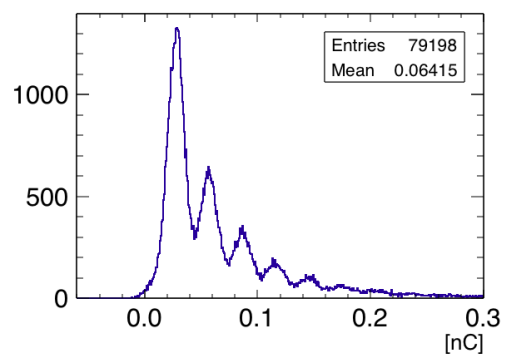


図 5.30 hybrid 法によって得られたダークカレントの積分値分布。左から順に 1p.e., 2p.e., 3p.e.,,, のピークを表している。

有効増倍率 g_{eff} は、 $\sum_{i=1}^{N_{\text{all}}} Q_i = \sum_{\lambda_i \geq 1p.e.} Q_i$ (ただし $\lambda_i [p.e.]$ は i 番目のイベントの反応ピクセル数) であることを用いて、以下のように求めることができる。

$$g_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{all}}} Q_i}{\mu \cdot N_{\text{all}} \cdot e^-} = \frac{\sum_{\lambda_i \geq 1p.e.} Q_i}{\mu \cdot N_{\text{all}} \cdot e^-} = \frac{(N_{\text{all}} - N_0) \cdot \langle Q_i \rangle_{\lambda_i \geq 1p.e.}}{N_{\text{all}} \cdot e^-} \cdot \frac{-1}{\ln \frac{N_0}{N_{\text{all}}}} \quad (5.3)$$

閾値 7σ 、積分時間幅 $1.2\mu\text{s}$ のとき、 $N_{\text{all}} = 1.93 \times 10^5$, $N_0 = 7.92 \times 10^4$, $\langle Q_i \rangle_{\lambda_i \geq 1p.e.} = 0.0642$ であるため、平均イベント数 $\mu = 0.529$, ダークレート = 0.441MHz , 有効増倍率 $g_{\text{eff}} = 2.55 \times 10^6$ となる。得られた値の精度を調べるために、閾値や積分時間幅を変更して同様の計算を行った。その結果を表 5.5, 5.6 に示す。閾値の変化に対してダークレートや有効増倍率は非常に安定であることがわかる。積分時間幅の変化に対しても最大値から最小値までの差は約 3%、特に $1.0\mu\text{s}$ 以上に限れば 1% 以下とこちらも安定している。表 5.4 と比べると、これらの値のパラメータ依存性が非常に小さく、精度のよい値を得られたことが分かる。

表 5.5 hybrid 法の結果。積分時間幅は $1.2\mu\text{s}$ 。

閾値の高さ [σ]	平均反応ピクセル数 μ [個/window]	ダークレート [MHz]	有効増倍率 g_{eff}
5	0.529	0.441	2.54×10^6
6	0.529	0.441	2.54×10^6
7	0.529	0.441	2.55×10^6
8	0.529	0.441	2.55×10^6
9	0.528	0.440	2.55×10^6

表 5.6 hybrid 法の結果。閾値は 7σ 。

積分時間幅 [μs]	平均反応ピクセル数 μ [個/window]	ダークレート [MHz]	有効増倍率 g_{eff}
0.8	0.351	0.438	2.49×10^6
1.0	0.440	0.440	2.54×10^6
1.2	0.529	0.441	2.55×10^6
1.4	0.619	0.442	2.56×10^6
1.6	0.708	0.443	2.54×10^6

以上より、本回路を用いてダークカレントを観測すると、threshold 法を用いることで MPPC の増倍率 g を、hybrid 法を用いることでダークカレント、有効増倍率 g_{eff} を、最大値と最小値の差が 1% 以下となる精度で求められることがわかった。MPPC の有効増倍率の非均一性による積分値への影響は、 $1\%/\sqrt{\text{(反応した MPPC の数)}}$ 程度であると考えられる。3.9 より、反応する MPPC の数の平均値は約 40 個であるため、有効増倍率の非均一性による積分値の揺らぎは、その最大値と最小値の差が約 0.16% 程度となると見積もられる。実際に測定を行う際には、キセノン

の特性 X 線 (30keV) やその他の γ 線を用いてキャリブレーションを行うため、その揺らぎはさらに小さくなると考えられる。

一方、(2.8) 式よりクロストーク・アフターパルスレート r_{ca} は

$$\begin{aligned} r_{cr} &= 1 - \frac{g}{g_{\text{eff}}} \\ &= 1 - \frac{1.34 \times 10^6}{2.55 \times 10^6} \\ &= 47\% \end{aligned} \tag{5.4}$$

と計算できる。しかし、浜松ホトニクス社の測定 [13, 14] によるとクロストークレートやアフターパルスレートはそれぞれ数 % であるとされており、測定値との間に大きな差がある。この差が素子に依るものなのか、測定方法に依るものなのかについてはまだわかっていないため、今後の課題とする。

5.4 今後の課題

上述の通り、本研究で用いた回路は十分な性能を持つことを確認したが、実験の仕様変更等に伴い一部を改良する予定である。

● MPPC の変更

真空紫外光に感度を持つ第三世代 MPPC(VUV3) を第四世代である VUV4 [30] に変更する。VUV3 は現在の AXEL 小型試作機で用いている MPPC である。VUV3 の推奨される電源電圧は $V_{\text{over}} = 3\text{V}$ であるが、現在の回路には MPPC ごとの電源電圧調整機能がないため、一律に高めの電圧、 $V_{\text{over}} = \text{約 } 4\text{V}$ を印加して使用しており、MPPC の増倍率が高くなっている。一方 VUV4 では $V_{\text{over}} = 4\text{V}$ が推奨されている。MPPC を変更することで、結果的に $V_{\text{over}} = 4\text{V}$ は変わらないが、増倍率が 6.0×10^6 から 2.6×10^6 に変更されることとなる。

● ELCC の穴の配置の変更

本研究では 15mm ピッチ・正方形配置のものを想定してシミュレーションを行っていたが、次期試作機は 13mm ピッチ・正三角形配置で作成することとなった (図 5.31)。そのため 1 つの MPPC で観測すべき光子の数が $146/225 = 65\%$ ほどに減少することが想定される。

● AC カップリング用コンデンサの変更

MPPC は V_{over} に比例した増倍率を持つ ((2.7) 式) が、 V_{over} は 4V 程度と非常に低い値で用いられる。そのため、MPPC から信号電流が流れ電圧降下が発生すると、MPPC の増倍率が減少してしまう。

今回の回路では 2 種類の電圧降下が発生する。1 つは MPPC 信号を 50 Ω のケーブルで読み出

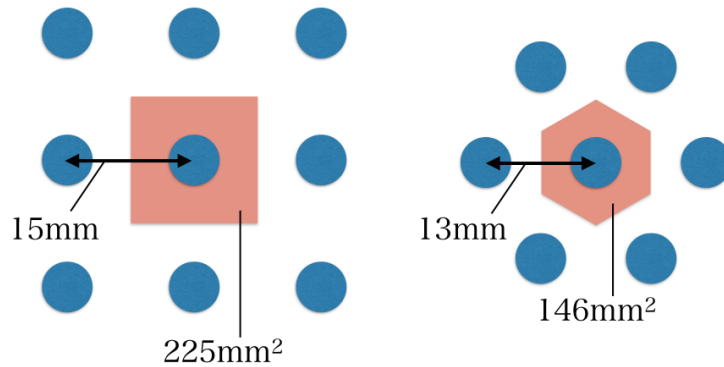


図 5.31 ELCC の構造の模式図。青丸が ELCC の穴構造、赤の範囲は 1 つの MPPC が担当する領域を表している。左：本研究のシミュレーションで用いた構造。右：次期試作機で採用予定の構造。

すことによる。流れる電流に比例した電圧降下が発生するため、大光量を検出した場合には瞬間的に電圧が下がる恐れがある。MPPC の直後にオペアンプを配置しインピーダンスの変換を行う、信号を伝搬するケーブルのインピーダンスを下げる、などの対策が考えられるが、次期試作機では導入の予定はなく補正で対応する予定である。

もう 1 つが AC カップリング用コンデンサ ($C_{AC}[\mu F]$) への充電である。シミュレーションでは $0\nu\beta\beta$ 崩壊によって、1 つの MPPC で最大 2×10^5 個の光子が反応するという結果が得られている。この値を用いて計算すると、最大で $130/C_{AC}[\text{mV}]$ の電圧降下が発生することとなる。本研究では $C_{AC} = 1\mu F$ のものを用いているため、MPPC の増幅率が最大で約 3% 低下してしまうこととなる。そのため $C_{AC} = 3.3\mu F$ のコンデンサに変更しコンデンサの充電による電圧降下の影響を 1% 程度に抑える予定である。

- 電源用ローパスフィルタの変更

MPPC からの信号は、まずコンデンサによる AC カップリングを介してオペアンプへと入力される。コンデンサは抵抗を介して電源とつながっており、ある時定数で定常電圧へと戻る。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号は最大で $150\mu s$ 程度継続するため、それよりも十分に長い時定数が必要である。一方、時定数が長すぎると MPPC の電源電圧の回復が遅くなり、悪影響を与えてしまう。

ローパスフィルタの時定数を変えてシミュレーションを行った所、表 5.7 の結果を得た。時定数 500ms の回路は 1000ms の回路に比べて多少分解能が悪いものの、その値は $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号のゆらぎよりは十分に小さく、実際のエネルギー分解能には効かないと考えられる。そのため電源電圧用ローパスフィルタの時定数に 500ms を採用する。

- サムアンプ・マルチプレクサ・差動アンプの評価

今後性能評価を行うものとして、トリガー用サムアンプとキャリブレーション用のマルチプレクサ・差動アンプが挙げられる。素子の選別は済んでいるので、試作機を作成して評価を行う必要が

表 5.7 ローパスフィルタの時定数を変更してシミュレーションを行った結果。

時定数 [ms]	エネルギー分解能 (FWHM)
150	0.2%
500	0.058%
1000(現在の値)	0.047%

ある。以下にこれらを用いる回路の簡単な説明を行う。

まず、通常のアンプを図 5.32 のように接続すると、信号の和を取るサムアンプとして用いることができる。これはオペアンプの反転入力・非反転入力にバーチャルショートが成り立ち、電位が一定に保たれているために、信号電流が全て帰還抵抗の方へ流れることによる。逆に言うと、あまりに多くの電流が流れるとバーチャルショートが崩れ、電圧和を得ることができなくなるため、サムアンプを 2 段構成で使用する。

また、高いサンプリングレートを持つ ADC は、差動入力を要求することが多い。そのため、キャリブレーション部の信号を差動信号に変換する必要がある。差動アンプを 5.33 のように用いると差動信号への変換が可能であるが、その際差動アンプの反転入力側・非反転入力側の抵抗は同じ値のものを用いる必要がある。そのため、マルチプレクサの内部抵抗 (の変動) が十分に小さな素子を選ぶ必要がある。

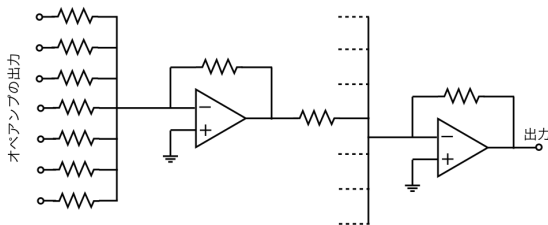


図 5.32 サムアンプの回路図

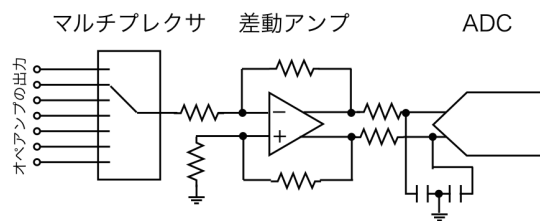


図 5.33 マルチプレクサと差動アンプの回路図

● 回路の修正案

以上より、図 5.34 のように回路を修正することが適切であると考えられる。これまでに評価してきた回路 A(図 5.4) からの主な変更点は、C2-R7 による電源用ローパスフィルタの時定数と、初段の反転増幅部の増幅率である。ローパスフィルタについては表 5.7 により評価済みであり、エネルギー分解能への悪影響はないと考えられる。また初段アンプの増幅率を上げることについては、帯域幅 (適切に増幅できる周波数範囲) が減少するという弊害が考えられる。しかしその影響が現れるのは、後段の sallen-key フィルタで減衰する周波数領域であり問題にならない。また、出力する電流量や信号の立ち上がり速度が大きくなると、オペアンプの出力に非線形性が現れる可能性がある。しかし今回の改造は、最終的な信号の大きさを変化させないよう行うため、電流量や立ち上がり速度にほとんど変化はない。

修正版の回路についてもシミュレーション・試作機による評価は行うが、以上の考察により、エ

エネルギー分解能の悪化はほとんどなく、十分な性能を持つ回路になることが期待される。

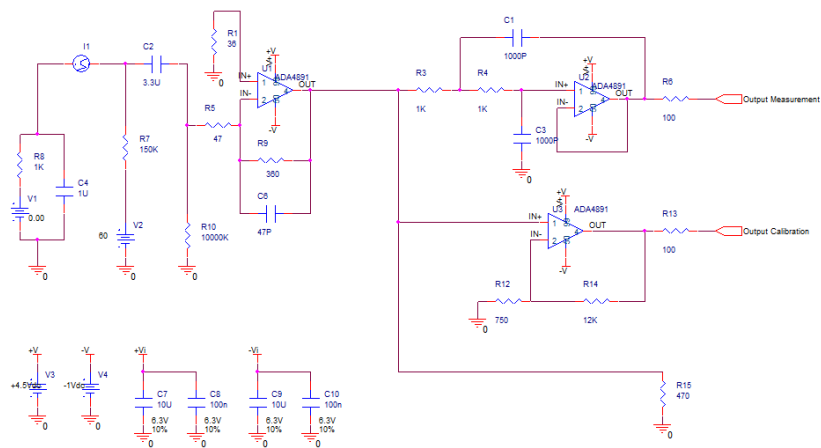


図 5.34 アナログ部の修正案

第 6 章

まとめと今後の展望

ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索実験である AXEL では、高エネルギー分解能を持った高圧キセノンガス TPC を開発している。キセノンが電離される際のゆらぎの少ない電離電子を、Electroluminescence 過程と呼ばれるゆらぎの小さな比例増幅過程で光子に変換し、光子数計測に優れた光検出器 MPPC で読み出すことで、高いエネルギー分解能を実現する。また、ガス検出器であるため大型が容易である、3 次元的な飛跡情報が得られるためバックグラウンド除去が可能である、といった特長も持ち合わせている。我々は、0.5% (FWHM) の高いエネルギー分解能を実現することを目指して研究開発を行っている。

本研究では、AXEL 検出器の大型化に向け、約 1,000 個の MPPC を読み出すための読み出し回路の開発を行った。0 $\nu\beta\beta$ 崩壊が検出器内で発生した際のシミュレーションを用いて、読み出し回路には (i)20 個から 3.5×10^4 個という広い範囲に渡る光子数の正確な測定、(ii) 最大 150 μ s 継続する信号の 1MSPS(10^6 sampling/sec) 程度での読み出し、(iii) キャリブレーションのための 1 光子信号の測定、(iv)MPPC への 60V 程度の電源供給および各 MPPC への数十 mV 単位での微調整、が必要とされることがわかった。

これらの要求を満たすために、2 種類の ADC を用いた読み出し回路を設計した。1 つ目の ADC はキャリブレーション用である。MPPC からの信号を 130 倍に増幅し 50MSPS で信号を読み出すことで、光子数個程度の信号を検出する。2 つ目の ADC はエネルギー測定を行うためのものである。12bit ADC のダイナミックレンジに合わせて信号を増幅し、オフセットの調整も行うことで、3 桁にわたるダイナミックレンジを確保することができる。また、MPPC の電源電圧の調整は、アノードとカソードの両方に電圧をかけることで行う。カソードに全 MPPC 共通で大まかに電圧をかけ、アノードから各 MPPC に最適な電圧となるよう微調整を行うことで、低コストで要求を満たすことができる。

MPPC の出力信号をオペアンプを用いて加工する部分をアナログ部と呼ぶ。使用する ADC に適した波形に加工しなければ高エネルギー分解能を得ることはできないため、今回設計した回路の中でも最も重要な部分である。そこで本研究では、回路シミュレーションと試作機を用いてアナロ

グ部の評価を行った。まずは $0\nu\beta\beta$ 崩壊のシミュレーションデータから MPPC の出力電流を算出し、回路シミュレータ (PSPICE) を用いて回路の出力を得た。出力電荷の積分値を計算すると、そのゆらぎは 0.046%(FWHM) と非常に小さく、設計したアナログ部が十分な性能を持つことを確認した。

次に試作機を作成しての性能評価を行った。試作機に矩形波を入力することで、アナログ部の電圧・信号幅に対する非線形性を評価した。要求されるダイナミックレンジに対して、電圧に対する非線形性が 0.12% 以下、信号幅の非線形性が 0.03% 以下という結果を得た。また、試作機に MPPC を接続しての測定も行った。その結果、ダークカレントを用いた解析を行うことにより、MPPC の増倍率や有効増倍率、ダークカレントレートを 1% 以下の精度で決定することに成功した。

このように現在の回路に関しては十分な性能を持つことを確認できたが、AXEL 検出器の仕様変更に伴い回路を変更する必要が生じた。また新たに性能評価を行う予定の素子も存在する。今後速やかに、未評価の素子や改良後の回路の性能評価を行い、来年度の初めには回路の発注を行う予定である。そして今年の秋にも完成する AXEL の次期検出器での測定を開始したいと考えている。

謝辞

改めて振り返ると、多くの方々に支えられた修士2年間だったと感慨深く思います。

特に市川温子准教授には大変お世話になりました。実験の基礎から議論のやり方まで、研究というものを教えていただいたように思います。あまり普段は表に出してはませんが、洞察の深さやアイデアの多さ、物理に対する真摯さなど、非常に尊敬させていただいております。思い返すとご迷惑をおかけしたことが非常に多く、とても申し訳ない気持ちになったりもするのですが、来年以降も図々しくお世話になりたいと思っております。これまで本当にありがとうございました。今後ともよろしく願いいたします。

中家剛教授には、いつも的確なタイミングで指摘をいただいていたように思います。いつも忙しそうに世界中を飛び回っておられ、研究室にいらっしゃらないこともしばしばありましたが、この明るい雰囲気の研究室は中家教授のお人柄によって出来上がっているものなんだと感じております。大変お世話になりました。ありがとうございました。

中村輝石さんには、研究の進め方に詰まったときに何度も助けていただきました。ありがとうございました。来年以降も AXEL に関わってくださるとのこと、勝手ながら非常に喜ばしく思っております。

潘さんには機器の使い方や実験のやり方など多くを教わりました。物品の補充などをいつもしていただいているおかげで実験室が回っていると感じています。また修論の提出直前に製本を手伝っていただいたご恩は決して忘れません。大変お世話になりました。今後ともよろしく願いいたします。

そして、KEK・Open-it の池野正弘様、内田智久准教授には回路の作製にあたり、全くの初心者である私に丁寧におつきあいいただき、ご指導をたまわりました。今後もお世話になるかと思いますが、どうぞよろしく願いいたします。

私がズボラなせいで、林さんには大変お世話になりました。ありがとうございました。

柳田さんには昨年一年間同室でお世話になっただけでなく、修士論文の添削までしていただきました。中桐さんには、いつも「かわいがって」いただきました。石山さんとはあまり関わることはありませんでしたが、最後の最後に石山さんに頂いたレッドブルのお陰で一晩を乗り切ることが出来ました。場所がないから吉田くん、中村くんは名前だけ。みなさまありがとうございました。

最後に、好き勝手に生きることを許していただいている両親に、感謝したいと思います。

参考文献

- [1] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [2] Orcad pspice. <https://www.innotech.co.jp/orcad/products/orcad-ee-designer/overview/>.
- [3] P. A. R. Ade, et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, Vol. 594, p. A13, 2016.
- [4] S. Agostinelli, et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, Vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [5] Q. R. Ahmad, et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ${}^8\text{B}$ solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, p. 071301, 2001.
- [6] J. B. Albert, et al. Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data. *Nature*, Vol. 510, pp. 229–234, 2014.
- [7] Elena Aprile, Aleksey E. Bolotnikov, Alexander I. Bolozdynya, and Tadayoshi Doke. *Noble Gas Detectors*. Wiley-VCH, 2006.
- [8] Laura Covi, Esteban Roulet, and Francesco Vissani. CP violating decays in leptogenesis scenarios. *Phys. Lett.*, Vol. B384, pp. 169–174, 1996.
- [9] G. Danby, J. M. Gaillard, Konstantin A. Goulianos, L. M. Lederman, Nari B. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, pp. 36–44, 1962.
- [10] Sacha Davidson and Alejandro Ibarra. A Lower bound on the right-handed neutrino mass from leptogenesis. *Phys. Lett.*, Vol. B535, pp. 25–32, 2002.
- [11] R. Davis. Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $\text{Cl}^{37}(\nu, e^-)\text{A}^{37}$ Reaction et.al. *Physical Review*, Vol. 97, pp. 766–769, February 1955.
- [12] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 20, pp. 1205–1209, 1968.
- [13] 浜松ホトニクス. 光半導体素子ハンドブック 第03章 si apd、mppc.
- [14] 浜松ホトニクス. 精密計測用 mppc®/mppc®モジュール.
- [15] M. Agostini et.al. Search of neutrinoless double beta decay with the {GERDA} experiment. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, Vol. 273–275, pp. 1876 – 1882, 2016.

- 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [16] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, Vol. 88, pp. 161–177, 1934.
 - [17] Y. Fukuda, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, 1998.
 - [18] A. Gando, et al. Search for Majorana Neutrinos near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, No. 8, p. 082503, 2016. [Addendum: *Phys. Rev. Lett.*117,no.10,109903(2016)].
 - [19] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, Vol. 109, pp. 1015–1017, 1958.
 - [20] J. J. Gomez-Cadenas, J. Martin-Albo, M. Mezzetto, F. Monrabal, and M. Sorel. The Search for neutrinoless double beta decay. *Riv. Nuovo Cim.*, Vol. 35, pp. 29–98, 2012.
 - [21] J. J. Gómez-Cadenas and Justo Martín-Albo. Phenomenology of neutrinoless double beta decay. *PoS*, Vol. GSSI14, p. 004, 2015.
 - [22] N. Lopez-March. Sensitivity of the NEXT-100 detector to neutrinoless double beta decay. In *27th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2016) London, United Kingdom, July 4-9, 2016*, 2017.
 - [23] Kiseki Nakamura. Private communication.
 - [24] C. Patrignani, et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, Vol. C40, No. 10, p. 100001, 2016.
 - [25] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Detection of the free anti-neutrino. *Phys. Rev.*, Vol. 117, pp. 159–173, 1960.
 - [26] et. al. S.Ban, K.D.Nakamura. Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution xenon gas tpc. *arXiv:1701.03931*.
 - [27] T. Uchida. Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 55, pp. 1631–1637, June 2008.
 - [28] W.Pauli. Letter of 4 december to l.meitner et al. 1930.
 - [29] Saori Yanagita. Axel 実験における高エネルギー分解能を達成するための mppc および読み出し回路についての研究. 2016.
 - [30] 浜松ホトニクス. 技術資料.