

修士学位論文

二重ベータ崩壊実験 DCBA のための
三次元飛跡検出器の製作と試験

指導教授 住吉 孝行 教授

平成 27 年 1 月 9 日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科

物理学専攻

学修番号

13879306

氏名

伊東孝行

論文要旨

ニュートリノは中性微子と呼ばれる素粒子である。近年、このニュートリノが別のフレーバータイプに変化するニュートリノ振動現象が確認され、ニュートリノは質量を有することが事実となった。しかし、そこで得られた実験結果はニュートリノの質量スケールが素粒子標準模型の他の素粒子の質量スケールよりも極端に小さいことを示していた。その理由を説明する「シーソー機構」と呼ばれる理論では、ニュートリノは「マヨラナ粒子」であることを要求している。ニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明する唯一の方法がニュートリノレス二重ベータ崩壊事象の発見である。もし、このような過程が実験的に確認されればニュートリノの有効質量の特定や宇宙が物質優勢であることを説明することにも繋がるので、世界中で研究が行われている。

日本では DCBA, CANDLES, KAMLAND-Zen が二重ベータ崩壊実験を行っており、本論文のテーマは DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) 実験である。DCBA 実験は高エネルギー加速器研究機構 (通称: KEK) 内の富士実験棟においてデータ収集を行っている。本実験はドリフトチェンバーを用いた二重ベータ崩壊実験である。2本のベータ線の運動量を三次元的に再構成することで事象判別を行う。この方法での利点は、ベータ線の粒子識別が可能であることと2本のベータ線のエネルギー和分布の他にそれぞれのベータ線のエネルギー分布と2本のベータ線の角度相関分布を提供できることである。

データ収集を行う一方で、次世代測定器の開発も同時に進めている。次世代機となる DCBA-T3 測定器はエネルギー分解能の向上のために、磁場を 0.8kG から 2.0kG に強化する。これにより、ベータ線の螺旋軌道半径は 1/2 に縮小し、ガス分子によるベータ線の多重散乱が少なくなるため、エネルギーの測定精度は向上すると考えている。一方で、データ点数の減少を補うためにドリフトチェンバーのワイヤーピッチを 6mm から 3mm に微細化する。さらに、イベントレートを増加させるために面積を現在の 4 倍に拡大する。そのため、読み出しチャンネル数は 1 チェンバー当たり 4 倍になり、新たな DAQ システムの構築を必要とする。現在、この DAQ システムの一部である 32ch Preamp & FADC ボードとドリフトチェンバーの開発を進めている。現在の開発状況では、ドリフトチェンバーと信号読み出し機器が 1 台ずつ完成しているが、個々の動作確認が完了していない。本研究では完成しているドリフトチェンバーと信号読み出し機器の動作確認を行った。

ドリフトチェンバーの動作確認では設定電圧の決定とシンチレーターとの同期をとって宇宙線の計数率を測定した。測定の結果、チェンバーの気密性が十分でなく、空気の流入により、チェンバーのドリフト領域がアノードワイヤー近傍に限られていたと考えられる実験結果を得た。

信号読み出し機器の動作確認では増幅率の測定とノイズレベルの確認を行った。増幅率の結果から宇宙線の信号出力は 7ADC カウントと見積もられ、二重ベータ崩壊を想定した 0.3MeV ~ 2.2MeV のベータ線の信号出力は 11~7ADC カウントと見積もられた。ノイズレベルは 1ADC カウント ($\approx 7.8\text{mV}$) であるため、現在の信号読み出し機器でも取得可能であると言えるが、DCBA-T2.5 と比較してノイズレベルは 1/2 に向上し、信号量は 1/8 になると予想されるため、S/N 比は全体で 1/4 に悪化すると予想される。従って、信号の検出が困難になると予想されるため、T3 で使用するプリアンプや FADC の仕様について再検討する必要があると結論づけた。

目次

論文要旨	1
第 1 章 序論	4
1.1 ニュートリノ	4
1.2 マヨラナ・ニュートリノ	9
1.3 二重ベータ崩壊	10
1.4 二重ベータ崩壊実験	14
第 2 章 DCBA 実験	21
2.1 飛跡検出原理	21
2.2 運動エネルギーの算出方法	26
2.3 2 本のベータ線のなす角度の算出方法	29
第 3 章 DCBA-T2.5 測定器	33
3.1 測定器概要	33
3.2 ソースプレート	34
3.3 ドリフトチェンバー	35
3.4 信号読み出し用エレクトロニクス	39
3.5 励磁システム	42
3.6 ガス供給系	43
3.7 位置分解能	44
3.8 エネルギー分解能	47
3.9 検出器効率	50
3.10 解析方法	50
3.11 バックグラウンド事象例	53
3.12 バックグラウンドの見積もり	55
3.13 現在までの実験結果	57
3.14 測定器のパラメータ	59
3.15 DCBA 実験の将来計画	59
第 4 章 DCBA-T3 測定器	61

4.1	測定器概要	61
4.2	ドリフトチェンバー	62
4.3	ソースプレート	64
4.4	データ収集システム	65
4.5	エネルギー分解能	69
4.6	測定器のパラメータのまとめ	70
第 5 章	DCBA-T3 用ドリフトチェンバーと信号読み出し機器の動作確認	71
5.1	T2.5 プリアンプの増幅率測定	71
5.2	T3 用ドリフトチェンバーの動作電圧の確認	75
5.3	シンチレータとチェンバーで同期をとった場合の宇宙線の計数率	80
5.4	ドリフトチェンバーの動作確認のまとめ	83
5.5	T3 用プリアンプの増幅率の測定	84
5.6	T3 用信号読み出し機器のノイズ量の見積もり	84
5.7	信号量の見積もり	86
5.8	信号読み出し装置の動作確認のまとめ	88
第 6 章	MTD 用チェンバーフレームの製作と検討	90
6.1	検出器概要	90
6.2	ドリフトチェンバーの設計内容	91
6.3	チェンバーフレームの製作	93
6.4	チェンバーフレームの設計検討	94
第 7 章	まとめ	104
	参考文献	107

第 1 章

序論

この章では本研究テーマである DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer) 実験の主目的であるニュートリノの未解決問題（マヨラナ性、有効質量、質量階層）について言及し、その探索に用いる二重ベータ崩壊とその実験例及びその結果について述べていく。

1.1 ニュートリノ

物質はクォークとレプトンから構成されている。ニュートリノはレプトンに分類され、電荷 0、スピン 1/2 の素粒子である。電子、ミュー粒子、タウ粒子と 3 つの荷電レプトンのフレーバーに対応するニュートリノと、さらにそれらの反粒子に対応する反ニュートリノも加えて全部で 6 種類存在する。ニュートリノは半世紀以上前に Reines と Cowan によって発見されたが、現在まで幾つかの問題が未解決のまま残されている。

この節ではニュートリノの発見からニュートリノ振動、質量階層について説明する。

1.1.1 ニュートリノの発見

ニュートリノは初め放射線研究過程で導入された素粒子である。放射線には原子核からアルファ線、ベータ線、ガンマ線があるが、その中でもベータ線のエネルギースペクトルが問題となっていた。原子核から放出されるベータ線のエネルギーはエネルギー保存則から原子核の持つ固有エネルギーで放出されるため、一定の値をとるはずである。しかし、実際には広い範囲を持ったスペクトルであった。この問題を解決するために、1930 年に W.Pauli は電荷を持たない中性粒子がエネルギーを持ち去っていくことを提案した。[1] これがニュートリノである。この粒子が一部のエネルギーを持ち去るために、ベータ線もまた広い幅を持ったエネルギースペクトルになりエネルギー保存則を満たしていると説明した。このニュートリノは中性で電荷を持たないため検出器にかからない。そのため、長年その存在が確認されていなかったが、1956 年に Reines と Cowan によって原子炉から放射される反電子ニュートリノと陽子との反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^- + n$) を観測することによりその存在が証明された。[2]

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは標準模型において質量がゼロであると仮定されているが、1962年に Maki, Nakagawa, Sakata らはニュートリノが質量を持つことによってフレーバーが変化するニュートリノ振動を提唱した [3]。後に、R.Daivis は ^{37}Cl を 100,000 ガロンのタンクに封入し、太陽から降り注ぐ電子ニュートリノとの反応 $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^+$ によって生じた ^{37}Ar を取り出す HOMESTAKE 実験を 1969 年から開始した。結果、実際に観測されたニュートリノの検出量が太陽モデルから予測される量と比べて 1/3 しかないことを発見した。[4] これによって、太陽で生じたニュートリノが地球へ到達するまでに他のフレーバーへ変化しているのではないかと示唆された。

MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列

ニュートリノには 3 種類のフレーバー (ν_e, ν_μ, ν_τ) が存在する。ニュートリノのフレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$, ($\alpha = 1, 2, 3$) を MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列 U で関連付けられた重ね合わせ [5] によって式 1.1 と表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

これらはニュートリノ振動という現象で互いに变化する。ニュートリノ振動 ($\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$) の振幅は、 ν_i の質量を m_i とし、固有時を τ_i とすると式 1.2 と表される。

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{im_i L/2E} U_{\beta i} \quad (1.2)$$

ここで、 E は固有状態 i, j の運動量を等しいとした近似エネルギーで、 L はニュートリノ源から測定器までの実験室系における距離である。MNS 行列 U は式 1.3 [5] で表される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \text{diag}(1, e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}}, e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}}) \quad (1.3)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ と置いた。 $\theta_{ij} = [0, \pi/2]$ は混合角で、 $\delta = [0, \pi/2]$ は CP-violation Phase であり、 α_{21}, α_{31} は Majorana Phase である。CP-Violation Phase とはレプトンフレーバーでの CP 対称性の破れの強さを示す項であり、Majorana Phase はニュートリノのレプトン数保存の破れを示す項である。この 2 つの項は物質優勢の宇宙を形成する上でも重要な役割を持っていると考えられている。このことについては次節で詳述する。

式 1.2, 1.3 により、遷移確率 P は式 1.4 で表される。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, \alpha \neq \beta) = |\text{Amp}|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2(\Delta m^2 (L/4E)) \quad (1.4)$$

式 1.4 より、ニュートリノのエネルギー E とその頻度とフレーバーを測定することで振幅から混合角 θ を、周期からニュートリノの世代間の質量自乗差 Δm^2 を求めることができる。

太陽ニュートリノと大気ニュートリノ

ニュートリノ振動では近距離においては θ_{23} の寄与が大きいなが長距離になればなるほど θ_{12} が支配的になる。

太陽内の核融合反応によって生じる太陽ニュートリノは、地球に届くまでに 1.5 億 km もの長距離を走るので、 θ_{12} の寄与が大きい。

一方、宇宙線が大気との衝突によって生じるミューオンはベータ崩壊によって ν_μ と ν_e を生成する。これらは地上までに数 10km 程度の短距離を走るので、これら大気ニュートリノは θ_{23} に影響される。

現在までに数々のニュートリノ振動実験が行われている。太陽ニュートリノに関するものとして KamLAND で $\Delta m_{solar}^2 = \Delta m_{21}^2 \approx (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2$ [6] が得られている。また、大気ニュートリノに関するものとして MINOS で順階層と逆階層（次項で説明）をそれぞれ仮定して、 $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2 \approx (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{eV}^2$ （順階層型）、 $(2.52 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{eV}^2$ （逆階層型）という結果 [7] が得られている。残る質量二乗差 Δm_{31}^2 は $\Delta m_{23}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ であることが分かっているため、MINOS 実験の結果と大きく変わらない。

1.1.3 ニュートリノの質量階層

ニュートリノ振動実験から質量の自乗差が調べられているが、質量固有値は確定していない。これによりニュートリノの有効質量を予測するモデルとして、順階層型 (Normal Hierarchy), 逆階層型 (Inverted Hierarchy), 準縮退型 (Quasi Degenerate) の 3 種類が考えられている。これらのモデルにより主張するニュートリノの有効質量（ニュートリノの質量合計/世代数）が異なっているため、有効質量値を特定することで質量階層問題に決着をつけることができる。因みに、現在は後述する宇宙観測の結果によって準縮退型は否定されている。

図 1.1 に順階層モデルと逆階層モデルの模式図を示す。縦軸にニュートリノの質量の自乗 $m[\text{eV}^2]$ をとっている。ニュートリノの質量固有値 (m_1, m_2, m_3) はフレーバーの混合状態で観測される。図 1.1 では、逆ベータ崩壊の実験的観測によって得られたフレーバーの混合状態の結果を色で区別している。赤は電子ニュートリノ、緑はミューニュートリノ、青はタウニュートリノを示している。

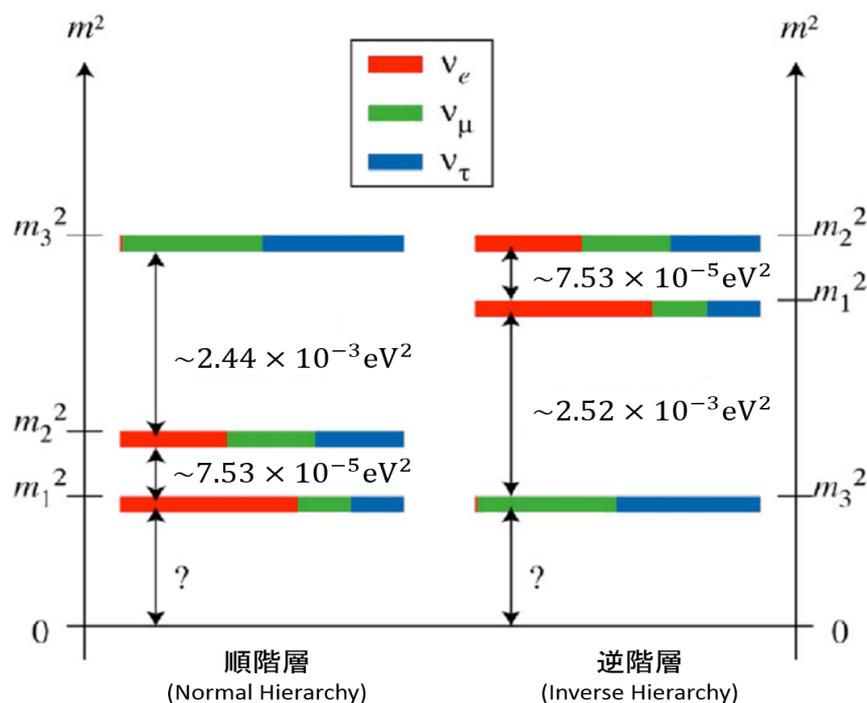


図 1.1 ニュートリノの質量階層モデル

(1) 順階層型 (Normal Hierarchy)

m_3 が m_2 よりも大きい場合 ($m_1 < m_2 \ll m_3$): (図 1.1 左)

ニュートリノ有効質量 : 0.01eV 以下と予言される。

(2) 逆階層型 (Inverted Hierarchy)

m_2 が m_3 よりも大きい場合 ($m_3 \ll m_1 < m_2$): (図 1.1 右)

ニュートリノ有効質量 : 0.02eV~0.1eV と予言される。

(2) 準縮退型 (Quasi Degenerate)

質量固有値の絶対値が大きく、質量固有値の差が小さい場合 ($m_1 < m_2 < m_3$)

ニュートリノ有効質量 : 0.1eV 以上と予言される。

一番軽いニュートリノの質量をパラメータとして二重ベータ崩壊で観測できる有効質量をプロットしたものを図 1.3 に示す。横軸はニュートリノの最小質量を、縦軸はニュートリノの有効質量を表し、前述の三模型がどの範囲で得られるのかを示している。例えば、逆階層モデルでニュートリノの最小質量 $m_3 \approx 10^{-2}$ であった場合はニュートリノの有効質量は 20~50meV となるが、順階層なら 2~4meV となる。

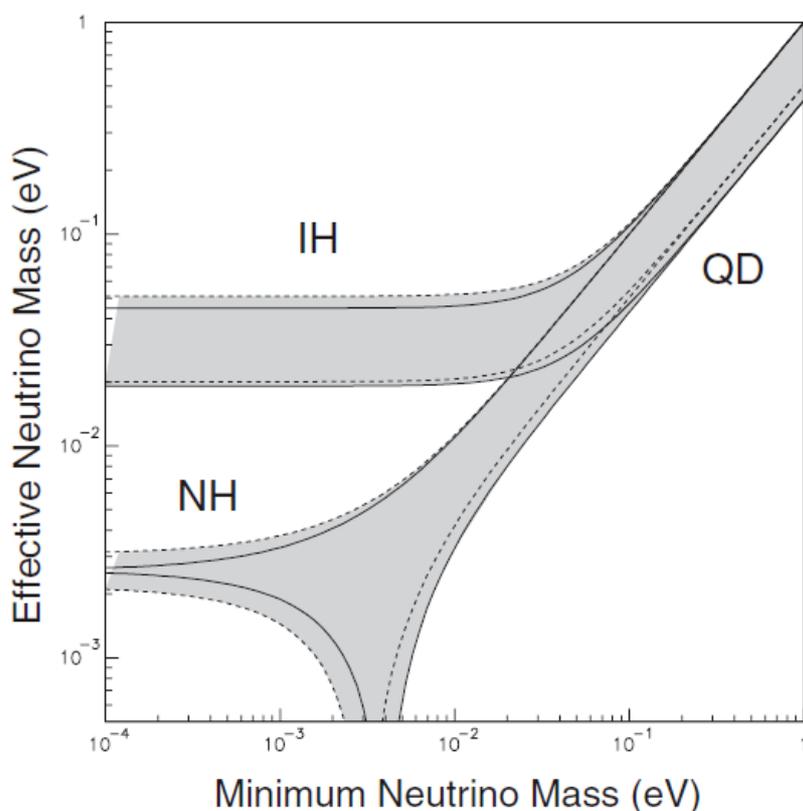


図 1.2 ニュートリノの有効質量とニュートリノの最小質量の関係：順階層型 (Normal Hierarchy, NH), 逆階層型 (Inverted Hierarchy, IH), 準縮退型 (Quasi Degenerate, QD)

1.1.4 ニュートリノの質量の制限

トリチウム（三重水素）のベータ崩壊実験によってニュートリノの有効質量の上限値が求まっており、宇宙観測の結果からニュートリノの質量合計値が得られている。

トリチウムのベータ崩壊実験

トリチウムがベータ崩壊 ($T \rightarrow \text{He}^{+3} + e^{-} + \bar{\nu}$) したときに生じるベータ線の運動エネルギーを電磁場を用いて精密測定する方法である。電子のエネルギースペクトルとエネルギーの関係によって得られるキューリープロットと呼ばれる曲線からニュートリノの質量制限を与えた。ロシアの Troitsk 実験、ドイツの Mainz 実験で結果が得られており、いずれも 2.2eV 以下である。[8][9]

宇宙観測

ニュートリノは非常に多く存在するため、0.1eV のオーダーの質量を持つずっと軽いニュートリノでも宇宙の密度ゆらぎにいくらか寄与していると考えられている。この密度ゆらぎは、自己の重力によって段々と成長していくが、この成長の度合いにニュートリノは影響を与える。ニュー

トリノはその質量の小ささによって、密度ゆらぎの成長を抑制する効果を持つ。この効果の度合いを WMAP 衛星や Planck 衛星は宇宙背景放射による密度ゆらぎの効果として観測している。7 年に渡る WMAP データサンプルを解析した結果ニュートリノの質量合計は 3 世代に固定した場合で $\Sigma m_\nu < 0.32 \pm 0.11$ eV[10] と得られている。

1.2 マヨラナ・ニュートリノ

ニュートリノがマヨラナ性を持つという考えは、ニュートリノの質量が素粒子標準模型の他の粒子と比べて非常に小さいことを説明するシーソー機構の前提になっている。また、このシーソー機構は現在の宇宙が物質優位であることの説明を与えるレプトジェネシスの前提となっている。もし、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明すれば、これらの理論を支持する根拠の一つとなる。

この節ではニュートリノのマヨラナ性とそれを調べることの有意性に関連したシーソー機構とレプトジェネシスについて説明する。

1.2.1 ニュートリノのマヨラナ性

ディラック方程式に従うスピン 1/2 のフェルミ粒子（電子、中性子、陽子、ニュートリノなど）のうち粒子と反粒子の区別がある粒子をディラック粒子と呼び、区別がない粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。

電子、陽子は電荷を持ち、粒子と反粒子の区別があるので、これらはディラック粒子である。一方で、電荷も内部構造も持たない唯一のフェルミ粒子であるニュートリノだけがマヨラナ粒子である可能性があると考えられている。

ニュートリノのマヨラナ性を証明する現在有力な方法と考えられているのが次節で詳述する二重ベータ崩壊実験である。

1.2.2 シーソー機構

ニュートリノ振動の研究によってニュートリノが質量を持つことは確定的となった。しかし、その質量は他のディラック粒子（クォークやレプトン）と比べて非常に小さいという問題が生じた。その説明として考えられたのがシーソー機構である。

マヨラナ粒子の条件は、「ディラック方程式に従う粒子と反粒子が同一である粒子」である。この条件から荷電共役変換 (\hat{C}) でもカイラリティが反転するという関係が得られる。従って、ニュートリノがマヨラナ粒子であることにより、標準理論で考えられている左巻きのニュートリノ以外に右巻きのニュートリノがあることを主張する。

我々が観測している非常に質量が小さい左巻きニュートリノと非常に質量が大きい右巻きニュートリノで釣り合いがとれているため質量が発生しているという主張がシーソー機構 [11] である。

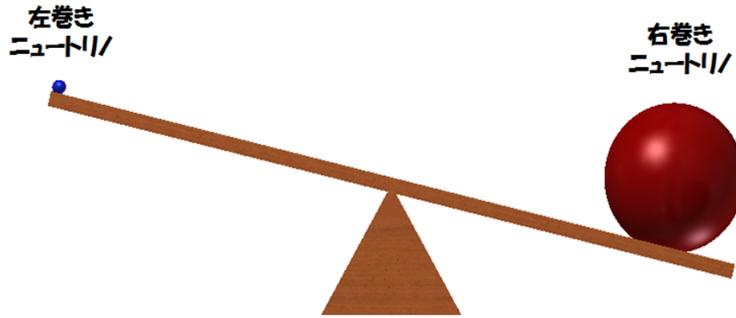


図 1.3 シーソー機構の概念図

$$m_L \approx \frac{m_D^2}{M_R} \quad (1.5)$$

左巻きのニュートリノの質量を m_L とし、右巻きのニュートリノの質量を M_R とすると、これらの関係はディラック質量 m_D (クォークやレプトンの質量スケール) を用いて式 1.5 で表される。

1.2.3 レプトジェネシス

ディラック方程式によると新たに粒子が誕生するときには必ず反粒子が誕生する。しかし、現在の宇宙には物質しか存在していない。クォークではその破れが小林・益川理論、KEKB/BELLE[12]、SLAC/BaBar で解明されたが、その非対称効果は小さいため十分に説明できていない。そのため、レプトンでも非対称性効果があると考えられている。レプトンにおける CP 対称性の破れ (式 1.3 の δ に相当) とレプトン数非保存 (式 1.3 の $\alpha_{21,31}$ に相当) によって考えられる物質宇宙優勢のシナリオをレプトジェネシスと呼ぶ。

レプトン数非保存であれば、温度が 100GeV の宇宙初期ではバリオンを反レプトンに変化させること ($qqq \leftrightarrow \bar{l}$) が可能で、バリオン数 (B) とレプトン数 (L) は独立に保存せずに B-L が保存する形で入れ替わる。この過程が起これば、反粒子よりも粒子の方が優位な状況になると考えられる。しかし、バリオン数を生成するには、どこかで B-L に変化を生じさせておかないといけない。これを重い右巻きのニュートリノが崩壊するとき、CP の破れで反レプトンを多く生成することで実現するのがレプトジェネシスのシナリオである。[13]

次節で説明するニュートリノレス二重ベータ崩壊はレプトン数非保存の過程であり、ニュートリノがマヨラナ粒子であることで生じる。これにより、右巻きニュートリノの存在を支持し、右巻きニュートリノは物質優勢の宇宙に対する説明を与える。従って、ニュートリノレス二重ベータ崩壊事象の発見は宇宙が物質優勢であることを説明する理論 (レプトジェネシス) を支持する。

1.3 二重ベータ崩壊

ニュートリノの未解決問題である「ニュートリノがマヨラナ粒子であることの検証」「ニュートリノの有効質量値の特定」「ニュートリノの階層性」について調べる方法として、有力視されてい

るのが二重ベータ崩壊実験である。現在、世界中で二重ベータ崩壊を起こす線源を配置した検出器が開発され、ベータ線のエネルギースペクトルを計測する実験が行われている。

この節では二重ベータ崩壊と多くの実験で共通する実験手法について説明する。

1.3.1 崩壊核種

原子核は陽子と中性子によって構成されている。中性子が多く引力が強い状態であれば、斥力を強めるベータ崩壊を起こして安定な原子核へ変化する。特に原子番号が大きい原子の場合はアルファ崩壊が起こる。逆に陽子が多い場合は逆ベータ崩壊を起こして安定核に変化する。いずれの状態にも遷移できない場合はガンマ崩壊を起こして、一定エネルギーのガンマ線を放出して安定な状態へ遷移する。

二重ベータ崩壊はベータ崩壊が同一の原子核内で同時に 2 回起こる崩壊過程である。この原子核は 3 つの状態 (A,Z) , $(A,Z+1)$, $(A,Z+2)$ のうち中間の $(A,Z+1)$ が他の原子核 (A,Z) , $(A,Z+2)$ よりもエネルギーが高いため、単一のベータ崩壊がエネルギー的に起こらない。表 1.1 に二重ベータ崩壊を起こす原子核候補をまとめた。このうち、最も Q 値が高い ^{48}Ca をソースとして利用すれば、環境ガンマ線よりも高いエネルギーに分布するため、バックグラウンドと見分けが付きやすいという利点がある。しかし、存在比が小さく濃縮が容易ではない。そのため、 ^{48}Ca に次いで Q 値及び存在比の高い ^{150}Nd が濃縮が容易で U 崩壊系列核種の混入が少ない ^{136}Xe が二重ベータ崩壊測定でよく用いられている。

表 1.1 二重ベータ崩壊を起こす原子核の Q 値と存在比

原子核	Q 値 [MeV]	存在比 (%)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4.271	0.187
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2.040	7.8
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2.995	9.2
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3.034	9.6
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2.533	34.5
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2.479	8.9
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3.367	5.6

1.3.2 二重ベータ崩壊とニュートリノレス二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊には2つのモードが考えられている。1つはベータ崩壊が同一の原子核内で2回起こる過程で、原子核内の中性子が弱い相互作用によって陽子へ崩壊し、2つの電子と2つの反ニュートリノがそれぞれ生じる。これを $2\nu 2\beta$ モードと呼ぶ。質量数を A 、原子番号を Z とすると $2\nu 2\beta$ モードは

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu} \quad (1.6)$$

のように表される。

対して、ニュートリノがマヨラナ粒子であればニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊、すなわちニュートリノレス二重ベータ崩壊が考えられている。この過程を前述の $2\nu 2\beta$ モードと区別して $0\nu 2\beta$ モードと呼ぶ。これは $2\nu 2\beta$ モードと同様に原子核内の中性子が弱い相互作用によって陽子へ崩壊する。ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合、片方の弱い相互作用によって生じた反ニュートリノがニュートリノとして振る舞い、中性子と逆ベータ崩壊を起こして陽子へと崩壊し、電子を放出する。同様に質量数を A 、原子番号を Z とすれば $0\nu 2\beta$ モードは

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (1.7)$$

のように表される。

この過程は標準模型では崩壊前と崩壊後でレプトン数が保存していないため禁止されているが、ニュートリノが質量を持ったマヨラナ粒子であれば、このような過程が起こりうる。

1.3.3 半減期と有効質量

$2\nu 2\beta$ モードの半減期の逆数は次式で表される。

$$T_{1/2}^{2\nu}(0+ \rightarrow 0+)^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (1.8)$$

ここで、 $G^{2\nu}$ 、 $M^{2\nu}$ は $2\nu 2\beta$ モードに対する位相空間積分、核行列要素である。核行列要素は二重ベータ崩壊実験で使用される崩壊ソースによって異なる。また、この崩壊過程は弱い相互作用の2次過程であるため、半減期は標準的なベータ崩壊と比べて非常に長く、崩壊ソースとして ^{100}Mo を使用した場合、NEMO3による測定で $T_{1/2}^{2\nu} = [7.41 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.43(\text{syst})] \times 10^{18}$ 年が得られている [14]。

これに対して、 $0\nu 2\beta$ モードの半減期の逆数は次式で表される。

$$T_{1/2}^{0\nu}(0+ \rightarrow 0+)^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} \quad (1.9)$$

ここで、 $\langle m_\nu \rangle$ 、 m_e^2 はそれぞれニュートリノの有効質量、電子の静止質量である。 $0\nu 2\beta$ の半減期は $2\nu 2\beta$ モードの半減期と違ってニュートリノの有効質量の逆二乗に比例するので、 $2\nu 2\beta$ モー

ドよりも更に長く、逆階層でニュートリノの有効質量値を 50meV と仮定し、崩壊ソースとして ^{100}Mo を使用した場合、およそ $10^{25}\sim 10^{26}$ 年と見積もられている。

つまり、 $0\nu 2\beta$ モードの半減期を精密に測定することができれば、ニュートリノの有効質量を逆算することができる。

2つの崩壊モードを判別する方法として、二重ベータ崩壊によって放出された2本のベータ線のエネルギーの和をとって、そのエネルギー分布を比較する方法がある。

図 1.4 に2つのモードのエネルギー和分布の概念図を示す。ベータ崩壊によって生じるベータ線のエネルギーはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るため、山なりの連続的なエネルギー分布になる。図 1.4 のように、 $2\nu 2\beta$ モードも同様に、ニュートリノが運動エネルギーを持ち去るために2本のベータ線のエネルギーの和も山なりの連続的なエネルギー分布になる。これに対して、 $0\nu 2\beta$ ではニュートリノが放出されないために2本のベータ線のエネルギーの和は崩壊前と崩壊後のエネルギー差である Q 値と一致する。これらのエネルギー分布の違いから2つの崩壊モードの判別をすることができる。

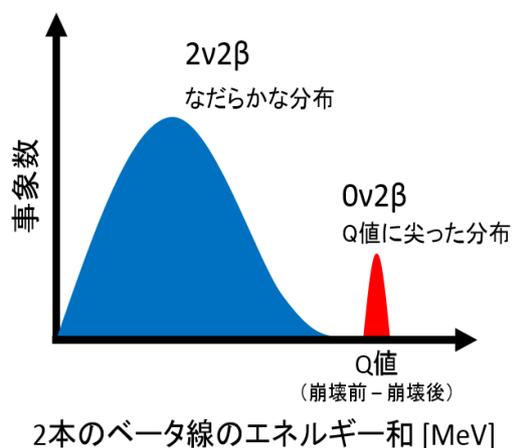


図 1.4 $2\nu 2\beta$ モードと $0\nu 2\beta$ モードで生じる2本のベータ線のエネルギーの和

1.3.4 測定器への要求

二重ベータ崩壊実験の目的は主に $0\nu 2\beta$ モードの発見と2つのモードの半減期を測定することである。半減期 $T_{1/2}$ は次式から見積もることができる。

$$T_{1/2} = (\ln 2) kN \frac{T}{n} \quad (1.10)$$

ここで、 k は測定器の検出効率、 N は崩壊ソースの原子数、 T は測定時間、 n は事象数である。

二重ベータ崩壊は前述のとおり極めて稀にしか起こらない事象である。そのため、測定器には大量の崩壊ソースの保有能力とバックグラウンド事象数の低減と高いエネルギー分解能の3つが求められる。

大量の崩壊ソースを保有しなければならない理由はニュートリノの有効質量が非常に小さいことに起因する。式 1.9 のように $0\nu 2\beta$ モードの半減期がニュートリノの有効質量の逆二乗に比例するため、それが非常に小さいということは測定すべき半減期が極めて長いことを意味する。また、式 1.10 のように半減期は崩壊ソースの原子数に比例するため、大量の崩壊ソースを保有する必要がある。そのため、多くの実験で崩壊ソースの量を増やしていく方向に検出器のアップグレードを進めている。

その一方で、 $0\nu 2\beta$ モードは極めて稀な事象なので、バックグラウンド事象数を減らしつつ二重ベータ崩壊による事象数を増やしていく必要がある。何故なら、 Q 値付近のバックグラウンドを取り除けなければ、 Q 値付近にピークがあってもニュートリノレス二重ベータ崩壊の発見とはならないからである。

また、エネルギー分解能が悪ければ、 $2\nu 2\beta$ のエネルギー和のスペクトルが Q 値を超えて滲み出して見えてしまう。 $0\nu 2\beta$ の事象数は $2\nu 2\beta$ の事象数と比べて極めて少ないため、 $2\nu 2\beta$ と混在して明確なピークを示さないことになる。従って、ニュートリノの有効質量が小さくなればなるほど優れたエネルギー分解能が要求される。飛跡検出器と熱量計を併用する SuperNEMO では、 Q 値において 5 % 以下のエネルギー分解能が得られれば、50-30meV までニュートリノの有効質量の探索ができる [15] と考えられており、本実験でもこの値を目標にしている。

1.4 二重ベータ崩壊実験

ニュートリノの研究が進む中、多くの実験グループが二重ベータ崩壊実験に挑んでいるが未だにニュートリノの有効質量値を特定できていない。

この節では、二重ベータ崩壊実験の歴史について述べた後、幾つかの実験を例に挙げてその測定方法と結果について述べる。

1.4.1 二重ベータ崩壊実験の歴史

二重ベータ崩壊は 1935 年に M.Goeppert-Mayer によって初めてその存在が指摘され、自身によってその半減期が計算されている [16]。後に二重ベータ崩壊事象の二重ベータ崩壊事象の実験がなされるが、最初に信頼に足る結果が得られたのは M.K.Moe らによる測定である。M.K.Moe らはホイル上の ^{82}Se に対して垂直方向に 715G の磁場をかけ、 $2\nu 2\beta$ を TPC (Time Projection Chamber) で捉える方法で、半減期 $T_{1/2}^{2\nu} = 4.4 \times 10^{20}$ 年 (90 % C.L.) を得た [17]。

HDM (Heidelberg and Moscow) 実験グループは ^{76}Ge の測定で $2\nu 2\beta$ の半減期を $T_{1/2}^{2\nu} = [1.55 \pm 0.01(\text{stat.})_{-0.15}^{0.19}(\text{syst.})] \times 10^{21}$ 年という結果を得て、これより $0\nu 2\beta$ の半減期の下限値を $T_{1/2}^{0\nu} = 1.9 \times 10^{25}$ 年 (90 % C.L.) 及び $T_{1/2}^{0\nu} = 3.1 \times 10^{25}$ 年 (68 % C.L.) とし、ニュートリノの有効質量は 0.35eV と見積もった [18]。

また、HDM グループ内の 4 人 (頭文字をとって KKDC) が新たな解析手法を用いることで、 ^{76}Ge からの $0\nu 2\beta$ を発見し、その半減期は $T_{1/2}^{0\nu} = (0.8 - 18.3) \times 10^{25}$ 年 (95 % C.L.) で、ニュートリノ有効質量を 0.11-0.56eV (95 % C.L.) と発表した [19]。この解析手法については様々な議論があり、確定的な結果とは言えない。

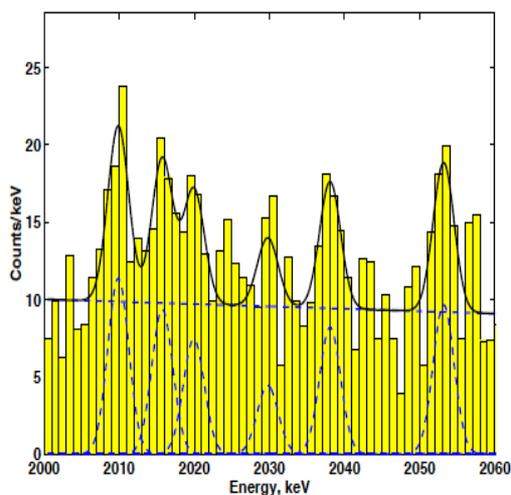


図 1.5 HDM 実験グループが得た Q 値付近のスペクトル。KKDC は 2039MeV にピークが見られると主張している。

現在、KamLAND-Zen と EXO 実験を合わせた結果により、この結果は否定されている。現在の KamLAND-Zen による最新の見積もりでは $\langle m_{2\beta} \rangle < 0.12 - 0.25 \text{eV}$ (90 % C.L.) である [28]。

1.4.2 二重ベータ崩壊実験の測定方法による分類

現在、世界中で二重ベータ崩壊実験が行われており、図 1.6 のように、その測定方法から大きく以下の 3 つに分類することができる。

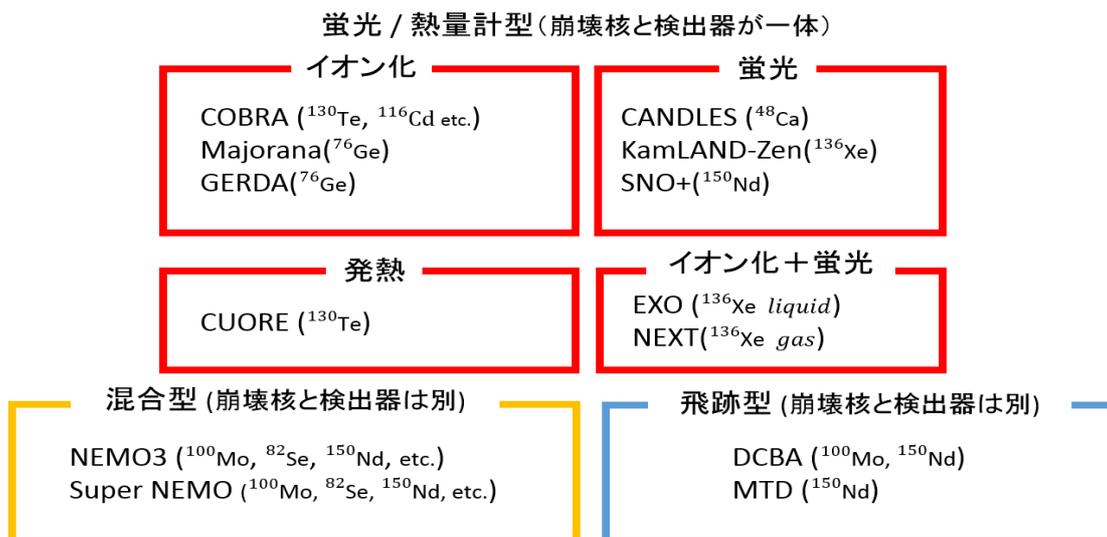


図 1.6 二重ベータ崩壊実験の測定方法による分類

1. 蛍光 / 熱量計型 (崩壊核と検出器が一体)
2. 飛跡型 (崩壊核と検出器は別)
3. 混合型

更に蛍光 / 熱量計型は崩壊後の蛍光量を特定する方法とイオン、熱量を特定する方法などに分類することができる。以下では代表的な実験について取り上げた。

GERDA (イオン化)

GERmanium Detector Array experiment (GERDA) は濃縮した ^{76}Ge からの二重ベータ崩壊の検出を目指す実験である。 ^{76}Ge からの二重ベータ崩壊の半減期を HDM 実験グループが最初に報告した核種であるため、前述の実験結果が支持されるか、若しくは否定されるか、意義のある実験となる。HDM 実験では総重量 18kg の ^{76}Ge を用いていたが、GERDA では最終的に 30kg 以上の ^{76}Ge で探索する予定である。 $0\nu 2\beta$ の半減期を $T_{1/2}^{0\nu} > 1.4 \times 10^{26}$ 年として、有効質量 0.1 ~ 0.3eV を目標とする [20]。

図 [?] に示す GERDA 測定器はイタリアの国際グラン・サッソ研究所の地下施設 (水当量で 3800m) に建設されている。測定器は Ge 半導体であるため、Ge 自体がソースと検出器の両方の役割を果たす。この Ge 半導体は液体アルゴンの入った低温保持装置に浸されている。この液体アルゴンは外部からのガンマ線の侵入を防ぐ役割を持っている。また、水のタンクは宇宙線ミューオンに対して Cherenkov 光を PMT で観測することにより VETO カウンターとして有効に働き、中性子に対するシールドとしても働く。

現在の結果では、 $0\nu 2\beta$ の半減期を $T_{1/2}^{0\nu} > 3.0 \times 10^{25}$ 年 (90 % C.L.) として、ニュートリノ質量の制限は $\langle m_{2\beta} \rangle < 0.4 - 0.2\text{eV}$ としている [21]。

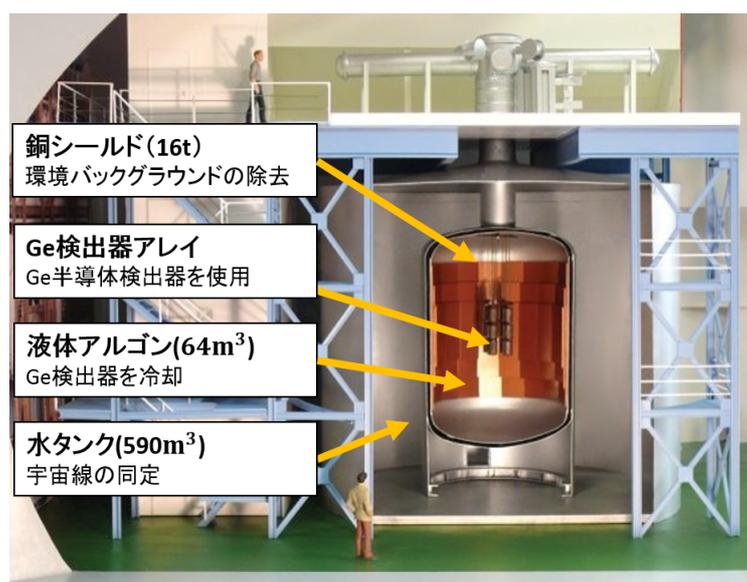


図 1.7 GERDA 測定器の外観図 : 主に銅シールド、Ge 検出器アレイ、液体アルゴン、水タンクから成る。

CUORE (発熱)

Cryogenic Underground Observatory for Rare Events (CUORE) 実験はイタリアのグランサッソ山の地下研究所に建設されている。図 1.8 に測定器の外観図を示す。崩壊ソースとして、 ^{130}Te を使用しており、唯一熱量計を使用している実験である。GERDA 実験と同様に TeO_2 の熱量計が崩壊ソースと検出器の両方の役割を担っている。図 1.9 に示す熱量計 1 台は 5cm^3 の大きさであり、銅枠をヒートシンクとして、NTD (Neutron Transmutation Doped) Ge サーマスタで温度測定を行っている。サーミスタの動作温度は $T \approx 10\text{mK}$ 程度なので、図 1.8 のように多層の低温保持装置 (Cryostat) で囲んでいる。

エネルギー測定は TeO_2 の熱容量とサーミスタの抵抗に依存するため、極低温で行うことでエネルギー分解能を向上できる。また、 ^{130}Te は存在比が 34 % と大きいので、容易に崩壊ソースを稼ぐことができる。低温保持装置内で積層された熱量計の個数は 988 個であり、これにより TeO_2 の合計質量は 741kg となり、 ^{130}Te 単体では 204kg に相当する。

この方法により、ニュートリノの有効質量の下限値を 81-24meV まで測定できるとしている [22]。

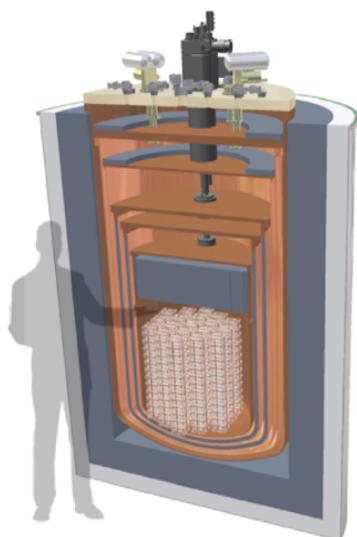


図 1.8 CUORE 測定器の外観図：積層した熱量計を多層の低温保持装置で囲む [23]。

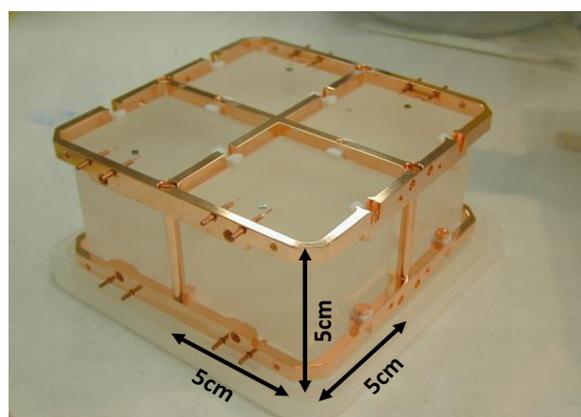


図 1.9 熱量計の外観図： TeO_2 を銅枠で固定し、この銅枠をヒートシンクとして使用して、サーミスタで温度を測定する。熱量計 1 台は 5cm^3 であり、これをタワー上に積層し、988 個設置する。 TeO_2 の合計質量は 741kg となり、 ^{130}Te 単体では 204kg に相当する [24]。

EXO (イオン化+蛍光)

Enriched Xenon Observatory (EXO) は、200kg の濃縮 ^{136}Xe を用いて、二重ベータ崩壊の検出を行う。EXO-200 測定器はアメリカのニューメキシコ州カールズパッドにある核廃棄物隔離施設の地下実験場に建設されている。図 1.10 に測定器の外観図を示す。検出器の主要な部分である液体 Xe 容器 (LXe VESSEL) は液体 Xe、TPC、LAAPD (Large-Area Avalanche Photo Diode) で構成され、それぞれ荷電粒子とシンチレーション光を捉えることにより高いエネルギー

分解能の実現を目指している。図 1.11 にその原理図を示す。

さらに ^{136}Xe が崩壊したあとの $^{136}\text{Ba}^{2+}$ イオンを特定することにより、二重ベータ崩壊事象を捉える試みがなされている。Ba は Xe よりイオン化エネルギーが高いため、しばらく荷電状態のまま漂うことができる。低圧 He ガス ($p=10^{-3}\text{torr}$) に存在する Ba を青色 (493.41nm) と赤色 (649.69nm) レーザーの放射によって特定することに成功しているので、Xe 中に存在する Ba をこの手法で特定することができれば大幅にバックグラウンドを除去することができる。これにより、Q 値付近でのエネルギー分解能はイオン化のみの方法で 1.8 % からイオン + 蛍光の方法で 1.4 % に向上するとしている。[25]

現在までの最新結果では、 $0\nu 2\beta$ の半減期の下限値を $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{25}$ 年 (90 % C.L.) と求めている。[26]。

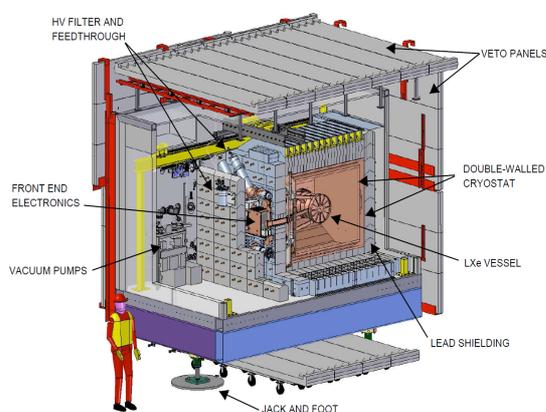


図 1.10 EXO-200 測定器の外観図 : LXe VESSEL 内に液体 Xe, TPC, LAAPD が含まれている。

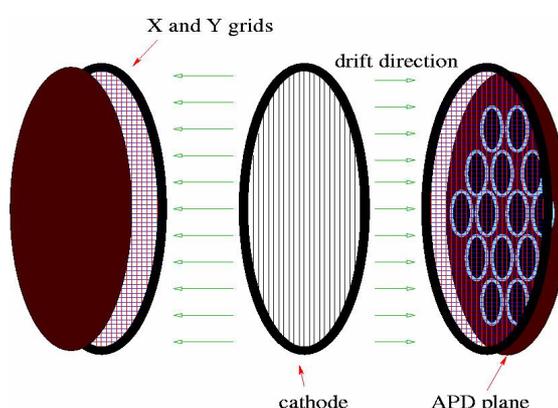


図 1.11 EXO-200 測定器の原理図 : TPC(X and Y grids) で荷電粒子を、LAAPD(APD plane) でシンチレーション光を捉える。

KamLAND-Zen (蛍光)

Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector (KamLAND) は 1000 トンの液体シンチレーターを使った太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノの研究を行っている。この検出器は岐阜県神岡町の神岡鉱山地下 1000m に建設されており、その低バックグラウンド環境を使って Xe のニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索を行っている。濃縮した ^{136}Xe ガス 400kg を液体シンチレーターに溶かしこみ、それをバルーンに積み込んで PMT でシンチレーション光を観測する。これよりニュートリノの有効質量を 50meV まで測定できるとしている。将来的には ^{136}Xe を 1000kg まで増やし 5 年間の測定で 20meV を目指す予定である。

現在の結果では、 $0\nu 2\beta$ の半減期を $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25}$ 年 (90 % C.L.) と求めた。これにより、EXO 実験の 2012 年時点での結果 [27] と合わせた結果は $T_{1/2}^{0\nu} > 3.4 \times 10^{25}$ 年であり、これよりニュートリノの有効質量の制限は $\langle m_{2\beta} \rangle < 0.12 - 0.25\text{eV}$ (90 % C.L.) とした。結果から 97.5 % C.L. で HDM 実験の結果を否定している [28]。

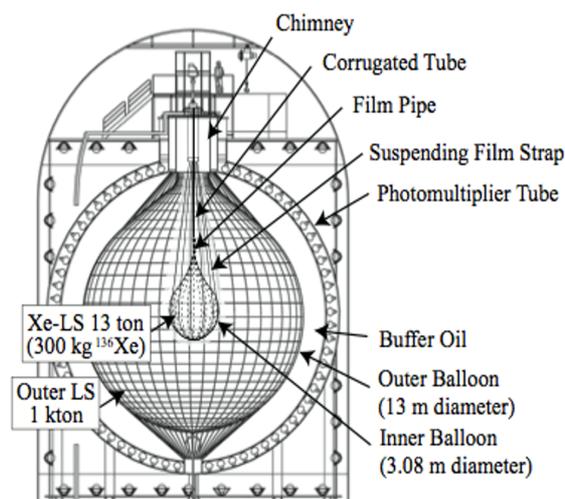


図 1.12 KamLAND-Zen の外観図 : 最も内側のバルーン内に ^{136}Xe が蓄えられており、最も外側の光電子増倍管によりシンチレーション光を検出する [29]。

NEMO3 (混合型)

Neutrino Ettore Majorana Observatory (NEMO3) 実験はフランスとイタリア国境のトンネルにある地下実験室で行われており、用いられる測定器は崩壊ソースと検出器部分が独立な構造を持つ。そのため、Se, Mo, Nd などのソースに対して同時に測定が行える。

検出部はトラッキングチェンバーとプラスチックシンチレーターから構成される。トラッキングチェンバーには磁場がかけられており、ソースから生じるベータ線や外部に起因する粒子識別を飛行時間の違いによって行う。プラスチックシンチレーターはベータ線のエネルギー測定に使われている。ソースからシンチレーターまでには距離があるため、ソースから $2\nu 2\beta$ で生じた 2本のベータ線は同時にシンチレーターで捉えられるため TOF の差は 0 に近いが、外的なイベントは 0 ではない。この違いを利用することで宇宙線やバックグラウンドの除去等を行う。

現在までの最新結果では、 ^{100}Mo ソースで $0\nu 2\beta$ の半減期の下限値を $T_{1/2}^{0\nu} > 4.6 \times 10^{23}$ 年と求めて、これにより有効質量は $\langle m_\nu \rangle < 2.8 - 0.7\text{eV}$ となった [30]。

新たに計画している SuperNEMO はソースの搭載量やエネルギー分解能の向上などを測った新しい検出器である [31]。これにより、ニュートリノの有効質量 $\langle m_\nu \rangle < 50\text{meV}$ 、半減期 $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ 年を目指している。

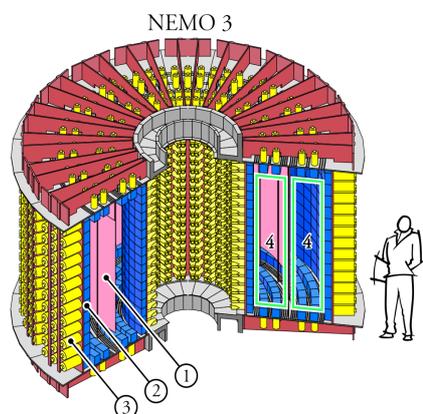


図 1.13 NEMO3 測定器の外観図：フォイル上のソース、プラスチックシンチレーター、光電子増倍管、トラッキングチェンバー

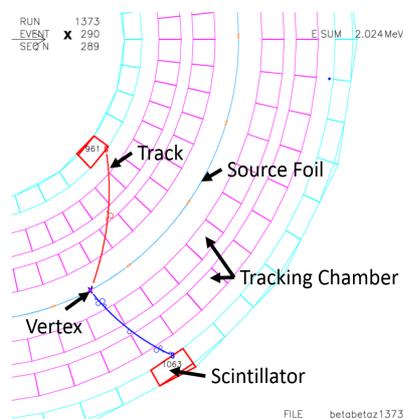


図 1.14 イベント事象例

従って、蛍光/熱量計型及び混合型の検出器では光検出器やサーミスタを用いてエネルギーの測定を行っている。これにより、電子のエネルギーをイオンや蛍光量や熱量を介して間接的に測定することはできているが、電子のエネルギーの直接測定は行っていない。

本研究のテーマである DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) 及び MTD (Magnetic Tracking Detector) 実験は前述の測定方法による分類の中で飛跡型に分類される世界で唯一の実験であり、電子の軌跡を再構成することで電子の運動量を直接測定することができる。

また、検出器開発の方針にも違いがある。多くの実験は崩壊ソース量を増やす方向で検出器の開発を進めているが、DCBA 実験ではエネルギー分解能の向上とバックグラウンド低減を主眼に進めている。目的的事象の選別に優れた検出器を開発し、それを複数台建設することで目標の有効質量値の特定を目指そうという考えである。

本研究論文では測定器の原理を含めた実験概要を第2章で記述し、現在解析が進行中である DCBA-T2.5 の測定器の構成と実験結果に関しては第3章で詳述した。また、開発を進めている DCBA-T3 の構成は第4章で詳述し、第5章で動作確認の結果を述べた。更に、第6章で最終目標である MTD の構成と設計検討を行った内容を述べた。

第 2 章

DCBA 実験

DCBA とは Drift Chamber Beta-ray Analyzer の頭文字をとった略語であり、ドリフトチェンバーを用いたベータ線解析装置という意味を持つ。ドリフトチェンバーとはガス検出器の一種であり、高効率に信号を得ることができる。基本的な測定器の構成はソレノイドコイル、ドリフトチェンバー、崩壊ソースの 3 つから成り、ソレノイドコイル内の一様な磁場空間中に崩壊ソースを挟んだドリフトチェンバーを置く構造になっている。

この章では DCBA 実験での飛跡の検出方法について述べて、運動エネルギーと 2 本のベータ線の角度の算出方法について述べた後、最後に DCBA 実験のこれまでの歴史について述べる。

2.1 飛跡検出原理

この節では、信号の検出から飛跡を再構成する原理について述べ、具体的な運動エネルギーや角度の算出方法については次節以降で扱う。

2.1.1 信号検出原理

信号検出は図 2.1 のように、イオン化、電子ドリフト、電子雪崩、正イオンドリフトの 4 段階で行われる。図 2.2 にチェンバーの概念図を示す。

チェンバー内は希ガスとクエンチングガスの混合気体が室温(300K 程度)かつ 1 気圧 (1013hPa) の状態で満たされ、尚且つ一様な高電場がアノードワイヤーとカソードワイヤーによって X 方向にかけられ、一様な磁場がソレノイドコイルによって Z 方向にかけられている。本実験の測定器では希ガスとして He ガスを使用し、クエンチングガスとして CO₂ を 9:1 の割合で使用している。

このような状態でソースプレートからチェンバー内にベータ線が突入した場合、ローレンツ力を受けて図 2.2 の赤線の矢印のように螺旋軌道を描く。曲げられたベータ線はチェンバー内のガス分子をイオン化する。イオン化されたガス分子の正イオン (主に He⁺) は負極側のカソードワイヤーに、電子は陽極側のアノードワイヤーに一定速度で電気力線に沿ってドリフトしていく。ドリフトした電子は更にアノードワイヤー近傍の高電場空間中で加速され、周辺のガス分子を次々に電離することで電子を増幅していく。増幅された電子はアノードワイヤーに吸収され、ワイヤー付近で増幅された正イオンは電気力線に沿ってアノードワイヤーから遠ざかって行く。ア

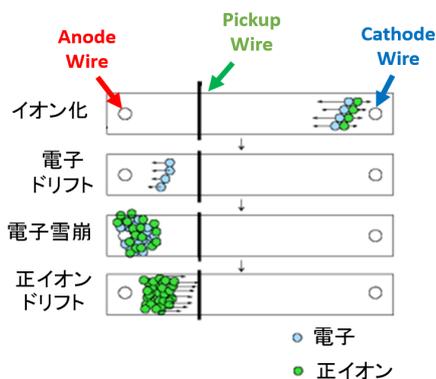


図 2.1 信号の検出原理

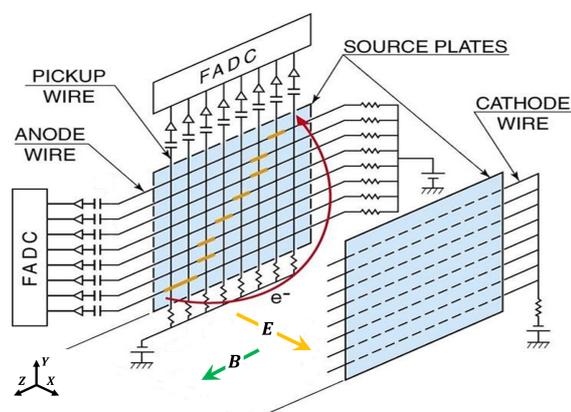


図 2.2 ドリフトチェンバーの概念図

ノードワイヤーには負の信号の誘導電流が生じ、ピックアップワイヤーには正の信号の誘導電流が生じる。

イオン化

電離電子数は、ベータ線のガス中での損失エネルギーが全てヘリウムガスの電離に使用されたと近似的に考えることで見積もることができる。

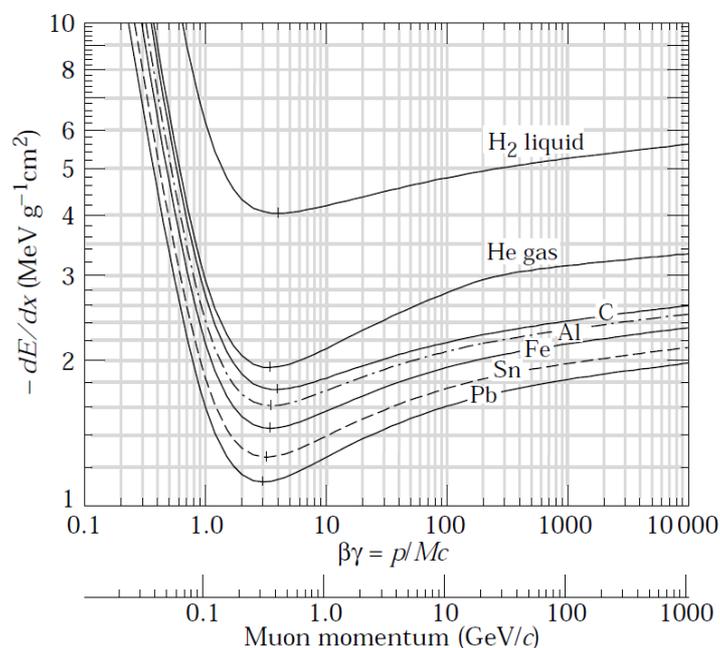
放射線の損失エネルギーは Bethe-Bloch の式 [32] で計算することができる。しかし、手計算による見積もりには限界があるため、二重ベータ崩壊を想定したベータ線の損失エネルギーは Geant4[33] といったシミュレーションを用いて見積もっている。

宇宙線によるヘリウムガスの電離電子数は、図 2.3[32] を参考にして決めた。これより、 μ 粒子の運動量が $1.2\text{MeV}/c$ のときに損失エネルギーは最低値をとり、 $2[\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2]$ である。これにヘリウムの密度 $162.5 \times 10^{-6}[\text{g}/\text{cm}^3]$ [34] と垂直に入射した場合の単位セル当たりの飛距離 (ワイヤーピッチ) [cm] をそれぞれかけて得られる。

電子ドリフト

電子のドリフト速度は衝突で失われる平均運動量と、電場によって得られるエネルギーが釣り合うため一定となる。その時のドリフト速度 v_d は電場強度 E 、ガス圧 p 、標準気圧 p_0 、気体中の電子の移動度を μ とすると式 2.1 のように表される。

$$v_d = \mu E \frac{p_0}{p} \quad (2.1)$$

図 2.3 μ 粒子の運動量に対する損失エネルギー量

電子雪崩

電子はアノードワイヤー近傍の高電場で急激に加速されてガス増幅（電子雪崩増幅）が起こる。その全電荷量 Q は、初期の電子数を n_0 とすると、増幅率 M を用いて 2.2 で表される。

$$Q = n_0 e M \quad (2.2)$$

また、ワイヤーの単位長さあたりに発生する二次電子の数を α (Townsend 係数) とすると、この α は次式で表される。

$$\alpha = p A \exp \left[- \frac{B}{(E/p)} \right] \quad (2.3)$$

ここで、 A, B はチェンバー内の気体に関する数値である。また、電子の数 n を用いて距離 dx で増幅される電子数 dn は

$$dn = n \alpha dx \quad (2.4)$$

これを变形して、

$$\ln \frac{n}{n_0} = \int \alpha(x) dx \quad (2.5)$$

となる。よって、電子が x_{start} から x_{end} まで移動したときのガス増幅 M は式 2.6 で表される。

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp \left[\int_{x_{\text{start}}}^{x_{\text{end}}} \alpha(x) dx \right] \quad (2.6)$$

従って、ガス増幅率は Townsend 係数 α を電子が進んだ距離で積分した量である。

ドリフトチェンバーで考えると、増幅率はガス気体（種類、混合比、圧力）、アノードワイヤーの半径、電場強度によって決定される。

DCBA 実験におけるドリフトチェンバーではアノードワイヤー直径からガス増幅率を 10^5 (Preliminary) と予想している。

正イオンドリフト

ピックアップワイヤーはアノードワイヤーに対して垂直に張られているので、アノードワイヤーで得られた信号はピックアップワイヤーで数本のワイヤーに分割されてしまう。図 2.4 に 18 番目のアノードワイヤーから出力された信号波形とその付近でピックアップワイヤーから出力された信号波形との対応を示す。また、図 2.5 にその付近でのピックアップワイヤーの信号分布を示す。縦軸は次項で説明する FADC(Flash Analog-to-Digital Converter) での出力カウント (ADC カウント) である。FADC はプリアンプを通してワイヤーから出力されたアナログ信号波形の波高を 8bit(256) のデジタル信号として出力する。図 2.5 より、18 番目のアノードワイヤーで信号が出力された時、ピックアップワイヤーでは 19 番目に一番大きい信号が表れて、次に 20 番目に大きい信号が表れているのがわかる。よって、ピックアップワイヤーでは波高の平均を取って Z 座標の算出を行っている。

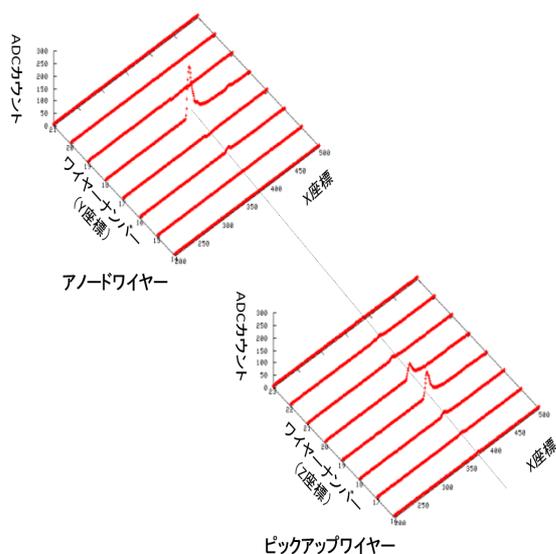


図 2.4 アノードワイヤーとピックアップワイヤーの対応

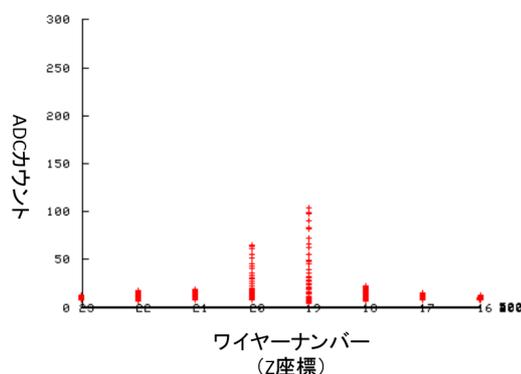


図 2.5 ピックアップワイヤーの信号の広がり

2.1.2 飛跡の再構成

ベータ線は三次元方向に螺旋運動するので、アノードワイヤーとピックアップワイヤーで取得された信号のヒットマップはベータ線の螺旋軌道をそれぞれ XY 平面と XZ 平面に写像したものになる。実際に得られたヒットマップを図 2.6 および図 2.7 に示す。8bit,100MHz の FADC で蓄積された信号をワイヤーナンバーと取得時間 (10ns/bin) でプロットすると、図 2.6 ではベータ線の螺旋軌道の XY 平面での写像が、図 2.7 では XZ 平面での写像が得られる。飛跡の再構成はこれら2つのヒットマップから行うことができる。

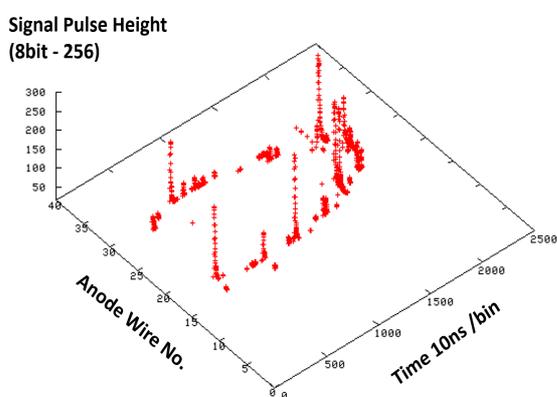


図 2.6 XY 平面 (アノードワイヤー)

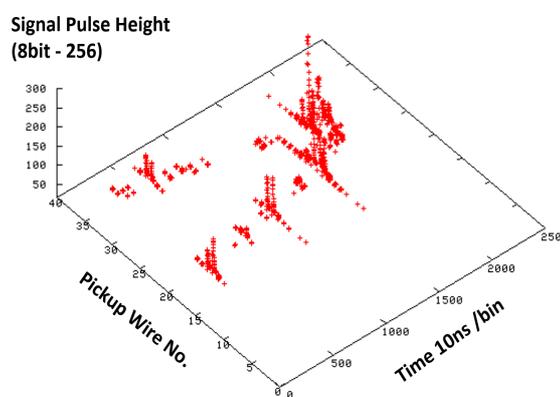


図 2.7 XZ 平面 (ピックアップワイヤー)

X 方向の座標は、電子のドリフト速度とドリフト時間から決定される。電離の起きた時間を t_0 とし、アノードワイヤーに到達した時間を t_1 とすると X 座標は

$$X = \int_{t_0}^{t_1} v(x) dt \quad (2.7)$$

と表される。ドリフト速度 $v(x)$ はアノードワイヤー近傍の高電場領域を除き、有感領域内では一定となるので、 $v(x) = v_d$ と仮定して、

$$X = v_d(t_1 - t_0) \quad (2.8)$$

となる。また、Y, Z 座標はアノードワイヤーとピックアップワイヤーの番号とピッチ間隔の積で得られるため、本実験によって各方向の座標は以下のように決定される。

X 座標

ドリフト時間×ドリフト速度

Y 座標

ヒットしたアノードワイヤーの番号×ピッチ間隔

Z 座標

ヒットしたピックアップワイヤーの番号×ピッチ間隔

2.2 運動エネルギーの算出方法

運動エネルギーは XY 平面のヒットマップを円に、XZ 平面のヒットマップを正弦関数にフィットし、半径とピッチ角を得ることで求めることができる。

この節では、運動方程式の導出、飛跡関数の導出、最後に運動エネルギーの導出の順に説明していく。

2.2.1 運動方程式の導出

まず、ローレンツ力を表す式は運動量を \mathbf{p} 、電場を \mathbf{E} 、速度を \mathbf{v} 、磁束密度を \mathbf{B} とすると、次式で表される。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.9)$$

ソースプレートから飛び出した電子は光速に近い速度で運動している。この電子がアノードワイヤー及びピックアップワイヤー間をすり抜け、電場 \mathbf{E} よりも速度 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ が極めて大きいと仮定する。このとき、電場 \mathbf{E} を無視することができる。[35]

また、特殊相対性論より、ローレンツ変換における係数である γ を用いると、電子の運動量は $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ と表される。

従って、ローレンツ力を受けて運動する電子の運動方程式は次式のように表される。

$$\gamma m \dot{\mathbf{p}} = e(\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

また、測定環境を考慮して、それぞれのベクトルの成分を決める。ここでは、X, Y, Z 軸方向の基本ベクトルを \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} と定義した。

まず、電子は三次元運動をしているので、 $\mathbf{p} = [p_x, p_y, p_z]$ である。次に、磁場は Z 方向に一様に働いているので、 $\mathbf{B} = [0, 0, B]$ である。これらから、 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ を計算すると、

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ p_x & p_y & p_z \\ 0 & 0 & B \end{pmatrix} = Bp_y\mathbf{i} - Bp_x\mathbf{j} \quad (2.11)$$

となる。

2.11 式を 2.10 式に代入することで、各方向成分における運動方程式が表される。X 軸方向と Y 軸方向の式は互いの変数を含んだ連立微分方程式になる。これをそれぞれに独立した変数を持った微分方程式に変形すると以下のようなになる。

X 軸方向

$$\dot{p}_x = \omega p_y \quad \Rightarrow \quad \ddot{p}_x = -\omega^2 p_x \quad (2.12)$$

Y 軸方向

$$\dot{p}_y = -\omega p_x \quad \Rightarrow \quad \ddot{p}_y = -\omega^2 p_y \quad (2.13)$$

Z 軸方向

$$\dot{p}_z = 0 \quad (2.14)$$

ここで、角振動数 $\omega \equiv \frac{eB}{\gamma m}$ と定義している。

2.2.2 飛跡関数の導出

2.12 式と 2.13 式は 2 階の線形微分方程式となっているので、これらの解は三角関数で表すことができる。

X 軸方向

$$p_x = p_t \cos(\omega t + \alpha) \quad (2.15)$$

Y 軸方向

$$p_y = p_t \sin(\omega t + \alpha) \quad (2.16)$$

ここでは初期位相を α とし、円運動上の初期運動量を $p_t = \sqrt{p_{0x}^2 + p_{0y}^2}$ と定義した。
更に、曲率半径 r を

$$r \equiv \frac{p_t}{\gamma m \omega} = \frac{p_t}{eB} \quad (2.17)$$

と定義し、初期位置座標 (崩壊分岐点: Vertex Point) を (x_0, y_0, z_0) として、2.15 式、2.16 式、2.14 式を積分すると以下のように表される。

$$X \text{ 軸方向: } x = r \sin(\omega t + \alpha) + x_0 \quad (2.18)$$

$$Y \text{ 軸方向: } y = r \cos(\omega t + \alpha) + y_0 \quad (2.19)$$

$$Z \text{ 軸方向: } z = \frac{p_z}{\gamma m} t + z_0 \quad (2.20)$$

2.18 式~2.20 式によって XY 平面及び XZ 平面に写像された関数を示すことができる。
すなわち、XY 平面は 2.18 式と 2.19 式から

XY 平面

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = r^2 \quad (2.21)$$

となり、円の方程式となる。また、XZ 平面は 2.18 式に 2.20 式を代入して

X 平面

$$z = A \sin^{-1}(x - x_0) + z'_0 \quad (2.22)$$

となり、正弦波関数となる。ここで、 $A \equiv \frac{c}{\omega}$, $z'_0 \equiv (z_0 - \frac{p_z \alpha}{\gamma m \omega})$ とした。

2.2.3 運動エネルギーの導出

式 2.17 より、円軌道上の初期運動量は

$$\frac{p_t}{e} = Br \quad (2.23)$$

と表される。従って、本研究に実用的な単位系 (初期運動量 $P[\text{MeV}/c]$, 曲率半径 $r[\text{cm}]$, ソレノイドの磁束密度 $B[\text{kG}]$) で表すと、式 2.23 の右辺に $c/10^9$ をかけて

$$P[\text{MeV}/c] \cos \lambda = 0.3 r[\text{cm}] B[\text{kG}] \quad (2.24)$$

と表される。ここで、 λ は螺旋のピッチ角である。これは、図 2.8 にあるように円運動上の平面から立ち上がった角度を表す。

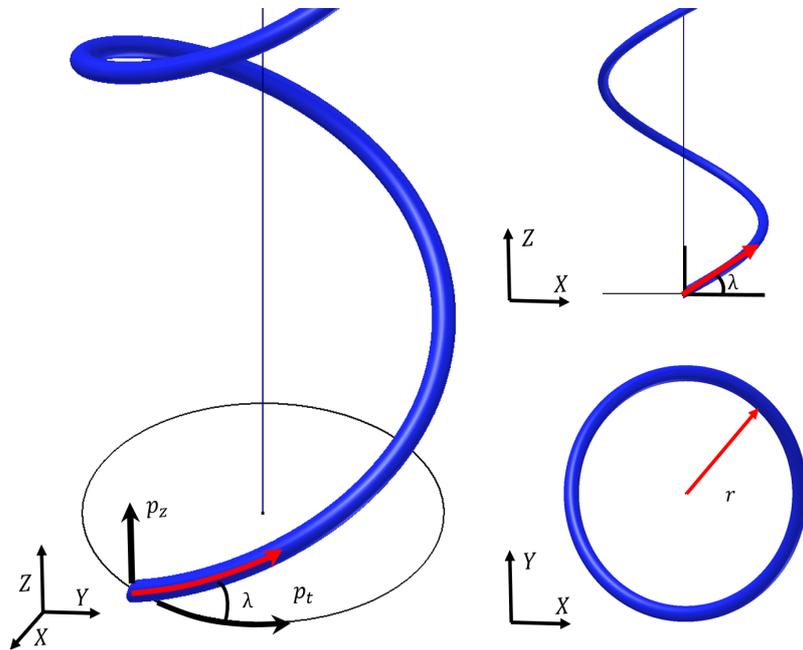


図 2.8 螺旋のピッチ角と運動量方向の関係

従って、以下の関係式が成り立つ。

$$\tan \lambda = \frac{p_z}{p_t} = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (2.25)$$

すなわち、Z 方向の運動量はピッチ角と曲率半径に依存した形になる。

$$p_z = eBrtan\lambda \quad (2.26)$$

最後に、運動エネルギー $T[\text{MeV}]$ は、静止質量 m_0 を用いて、特殊相対性理論より

$$T = \sqrt{P^2 + m_0^2} - m_0 \quad (2.27)$$

と表される。

従って、測定対象である運動エネルギーは運動量にのみ依存しているため、運動量を求めるために必要な螺旋の曲率半径とピッチ角をベータ線の軌道から求めれば良い。

2.3 2本のベータ線のなす角度の算出方法

DCBA 測定器は2本のベータ線の飛跡を捉えているため、その飛跡間の角度を求めることができる。

左側のチェンバーで捉えられたベータ線の運動量単位ベクトルを β_1 とし、右側のチェンバーで捉えられたベータ線の運動量の単位ベクトルを β_2 とする。このとき、2つの運動量単位ベクトルのなす角は

$$\cos\theta_{12} = \beta_1 \cdot \beta_2 \quad (2.28)$$

と表される。従って、2つの単位ベクトルの内積を計算すればよい。最も有用な式は測定によって飛跡から得られる情報（螺旋の曲率半径 r 、ピッチ角 λ ）で書かれた式であるため、運動量単位ベクトルを r と λ で表す必要がある。

図2.9と図2.10で、それぞれ左チェンバーと右チェンバーで各運動量単位ベクトルを λ と ρ で表した。ここで、 λ は運動量単位ベクトルとXY平面のなす角であり、 ρ は運動量単位ベクトルのXY平面への射影とX軸とのなす角である。

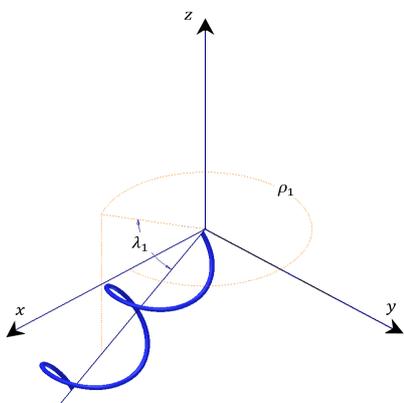


図 2.9 左チェンバー系 (β_1)

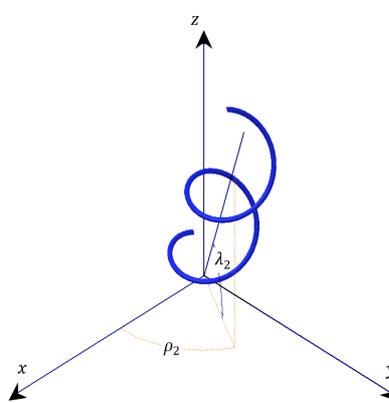


図 2.10 右チェンバー系 (β_2)

まず、一般的な極座標系のパラメータ (θ, ϕ) と測定系で得られるパラメータ (λ, ρ) の関係を考えてまとめると、次式のようになる。

$$\theta_1 = \begin{cases} \frac{3\pi}{2} + \lambda_1 & (\beta_{1z} > 0) \\ \frac{3\pi}{2} - \lambda_1 & (\beta_{1z} < 0) \end{cases}, \quad \theta_2 = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \lambda_2 & (\beta_{2z} > 0) \\ \frac{\pi}{2} + \lambda_2 & (\beta_{2z} < 0) \end{cases} \quad (2.29)$$

$$\phi_1 = \rho_1, \quad \phi_2 = \rho_2 \quad (2.30)$$

θ は λ に対して、運動量の軸方向が負であるか正であるかに依存する。 ϕ は ρ に対して、同じ向きにあるのでそのまま書いている。

この ρ は図 2.11 より、XY 平面上では半径 R を描く円の接線と X 軸とのなす角である。また、この ρ は $\angle MOO'$ と等しいので、 $\cos\rho$ 及び $\sin\rho$ は円の中心 O' の座標 (x_0, y_0) と半径 R を用いて表すことができる。実際には左右のチェンバーで得られる円の中心は異なるので、便宜上 $l = x_0, h = y_0$ とおく。

$$\cos\rho = \frac{h}{R}, \quad \sin\rho = \frac{l}{R} \quad (2.31)$$

次に、運動量単位ベクトルの直交座標成を極座標表示で表すと、

$$\beta_{1x} = \sin\theta_1 \cos\phi_1, \quad \beta_{1y} = \sin\theta_1 \sin\phi_1, \quad \beta_{1z} = \cos\theta_1 \quad (2.32)$$

$$\beta_{2x} = \sin\theta_2 \cos\phi_2, \quad \beta_{2y} = \sin\theta_2 \sin\phi_2, \quad \beta_{2z} = \cos\theta_2 \quad (2.33)$$

となる。

式 2.28 にこれらの式を代入することで、2 つのベータ線間のなす角の余弦が得られる。

従って、

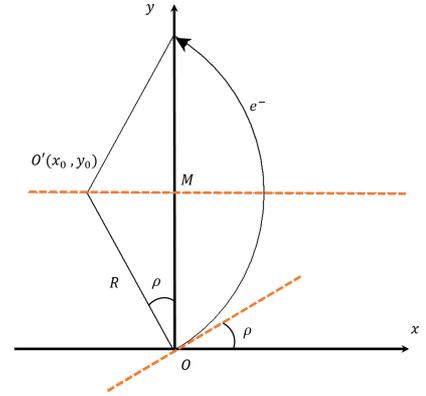
$$\cos\theta_{12} = -\cos\lambda_1 \cos\lambda_2 \frac{l_1}{R} \frac{l_2}{R} - \cos\lambda_1 \cos\lambda_2 \frac{h_1}{R} \frac{h_2}{R} + \sin\lambda_1 \sin\lambda_2 \quad (2.34)$$

2.3.1 DCBA 実験の歴史

DCBA 実験ではこれまでベータ線の軌跡を捉えて、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索を行うことを目指して検出器の改良を重ねてきた。1 台目の測定器である DCBA-T ではピックアップワイヤーが存在せず、アノードワイヤーの両端から信号を読み出す電荷分割法によって Z 座標を決定していた。しかし、位置分解能が $\sigma_z = 26\text{mm}$ [36] と悪く、十分な位置精度が得られていなかった。

そのため、ピックアップワイヤーを追加したドリフトチェンバーとしてテスト用に DCBA-TP が製作され、 $\sigma_z = 0.70\text{mm}$ [37] が得られた。これにより、二重ベータ崩壊の半減期測定を目的に DCBA-T2 測定器が製作され、崩壊ソースに ^{100}Mo を用いて実験が開始された。DCBA-T2 では

図 2.11 ρ の定義



常伝導磁石を使用していたため、防災上の理由で検出器を動作する際には見張り人が必要であったが、DCBA-T2.5では超伝導磁石を導入したため、24時間運転（無人運転）が可能になった。

現在までに、 ^{217}Bi の内部転換電子を用いたエネルギー分解能の測定や二重ベータ崩壊の飛跡検出、 $2\nu 2\beta$ モードの半減期の概算などが行われている。表2.3.1及び表2.3.1にDCBA-TからDCBA-T2.5の主な仕様を示す。

DCBA-T	
特徴	ピックアップワイヤーなし
目的	位置分解能の測定
ワイヤーピッチ	6mm
崩壊ソース	^{207}Bi
ガス	He(80%) : C ₂ H ₅ (20%)
磁束密度	0.8kG
励磁	常伝導電磁石
DCBA-TP	
特徴	ピックアップワイヤーの読み出し試験
目的	位置分解能の向上
ワイヤーピッチ	3mm
崩壊ソース	^{207}Bi
ガス	He(85%) : CO ₂ (15%)
磁束密度	0.8kG
励磁	常伝導電磁石

表 2.1 DCBA-T から DCBA-TP までの主な仕様

DCBA-T2	
特徴	見張り人付きでの運転
目的	$2\nu 2\beta$ の半減期測定
ワイヤーピッチ	6mm
崩壊ソース	^{100}Mo (0.037mol)
ガス	He(85 %) : CO ₂ (15 %)
磁束密度	0.8kG
励磁	常伝導電磁石
DCBA-T2.5	
特徴	24 時間運転可能 (無人運転)
目的	$2\nu 2\beta$ の半減期測定
ワイヤーピッチ	6mm
崩壊ソース	^{100}Mo (0.037mol)
ガス	He(85 %) : CO ₂ (15 %) or He(90 %) : CO ₂ (10 %)
磁束密度	0.8kG
励磁	超伝導電磁石

表 2.2 DCBA-T2 から DCBA-T2.5 までの主な仕様

第 3 章

DCBA-T2.5 測定器

DCBA-T2.5 測定器は T2 チェンバーを T3 でも使用する予定の超伝導ソレノイドコイルに入れた測定器であり、現在 KEK(高エネルギー加速器研究機構) の富士実験棟地下 4 階にてデータ取得を行っている。

この章では現在データ取得を行っている DCBA-T2.5 測定器の構成とその性能の測定結果について述べ、最後に現在までの解析結果について述べる。

3.1 測定器概要

DCBA-T2.5 測定器は $2\nu 2\beta$ モードの半減期の測定を目的としている。実際の検出器を図 3.1 に示す。

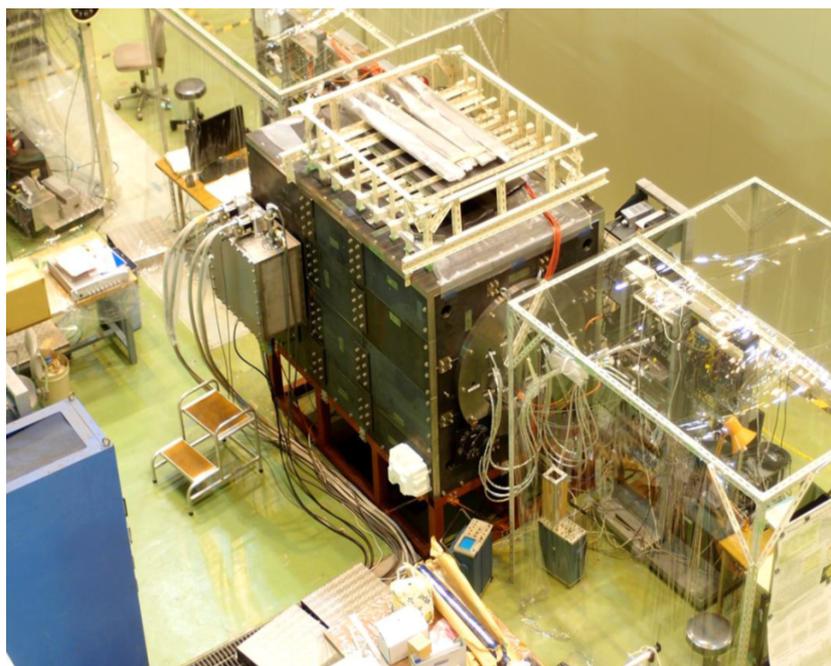


図 3.1 DCBA-T2.5 測定器の外観

DCBA-T2.5 測定器の特徴は 24 時間運転が可能になったことである。T2 以前は常伝導ソレノイドコイルを使用していたため、24 時間運転させることは難しかったが、T2.5 では超伝導ソレノイドコイルを使用しているため、数アンペア程度の電流を流すだけで済み、24 時間運転させることができている。

DCBA-T2.5 測定器は大きく分けて下記の 4 つの部分から構成されている。

- Mo ソースプレート
- T2-ドリフトチェンバー
- 読み出し用エレクトロニクス (NIM 規格の FADC)
- 励磁システム
- ガス供給系

この構成は次世代機においても変わらない。そのため、DCBA-T2.5 は DCBA 実験における最も基本的な測定器として位置付けられる。

以下では、これらの要素について解説していく。

3.2 ソースプレート

ソースプレートは左右のチェンバーに挟まれており、DCBA-T2.5 では二重ベータ崩壊核種 ^{100}Mo を使用している。T2.5 測定器内部の写真を、図 3.2 にソースプレートの写真を図 3.3 にそれぞれ示す。

ソースプレートの大きさは横 280mm × 縦 130mm で厚さが $50\mu\text{m}$ ($45\text{mg}/\text{cm}^2$) のものが 2 枚あり、アルミ枠に挟み込まれている。Mo は濃縮を行わず、天然の Mo 金属をプレートに加工したものである。Mo はモル体積が約 $9.38\text{cm}^3/\text{mol}$ であって、 ^{100}Mo の存在比は 9.6 % であるから、2 枚のソースプレート中には 0.037mol の ^{100}Mo が含まれるという計算になる。

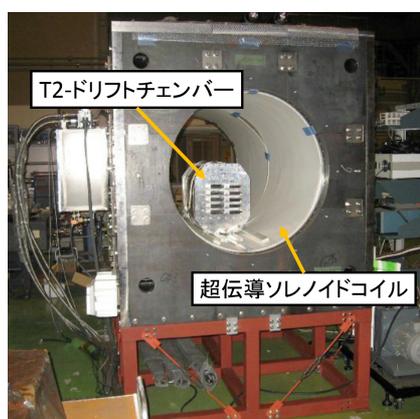


図 3.2 DCBA-T2.5 測定器の内部

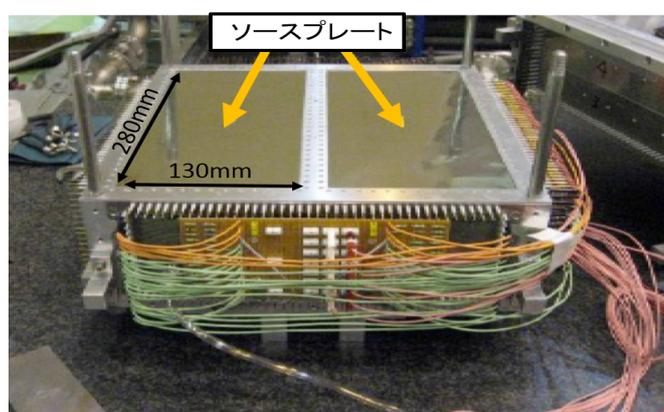


図 3.3 ソースプレートの外観

3.3 ドリフトチェンバー

この節では、DCBA-T2.5 測定器で用いられている T2-チェンバー内の構成（フレーム構成、ワイヤー構成）について記述し、飛跡の検出原理について詳述する。その後、電場形状エネルギー分解能についてのシミュレーション結果や実験結果について述べる。

3.3.1 フレーム構成

T2 チェンバーのフレーム構成を図 3.5 に示す。T2-ドリフトチェンバーはソースプレートを挟んで 2 台が組み合わさった格好になっている。また、チェンバー 1 台は 2 組のフレームが合わさった構造（カソードフレーム+アノードフレーム）になっている。ソースプレートに近い方のアノードフレームはアノード及びピックアップワイヤーが配置されており、その隣のカソードフレームにはカソードワイヤーが配置されている。これらのフレーム 1 台は同じ長さの 4 本のフレームとそれらを結合する 4 個のコーナーピースで構成されている。コーナーピースの中心とソースプレートの四隅に空いた穴にはロッドが差し込まれ、2 組のチェンバーがずれないようにしっかりと固定されている。また、この 2 組のチェンバーはガスコンテナの中に収容され、超伝導ソレノイドコイル内に設置されている。

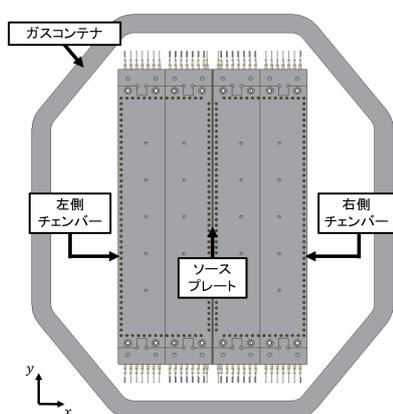


図 3.4 T2 チェンバーの外観

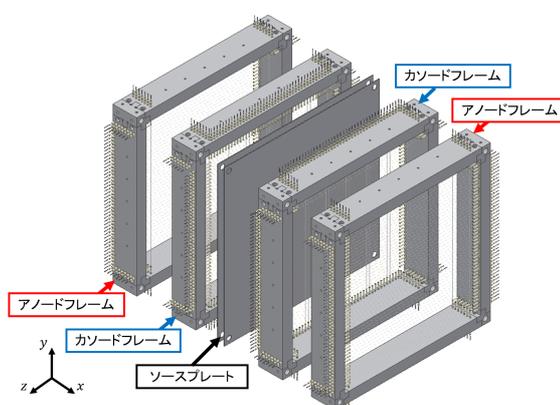


図 3.5 T2 チェンバーのフレーム構成

3.3.2 ワイヤー構成

T2 チェンバーのワイヤー構成を図 3.6 に示す。このワイヤー構成（＝電場構成）は次世代機にも引き継がれる。カソード、アノード、ピックアップワイヤーは全て 6mm 間隔で 40 本張られている。以下、各ワイヤーの役割について記述する。

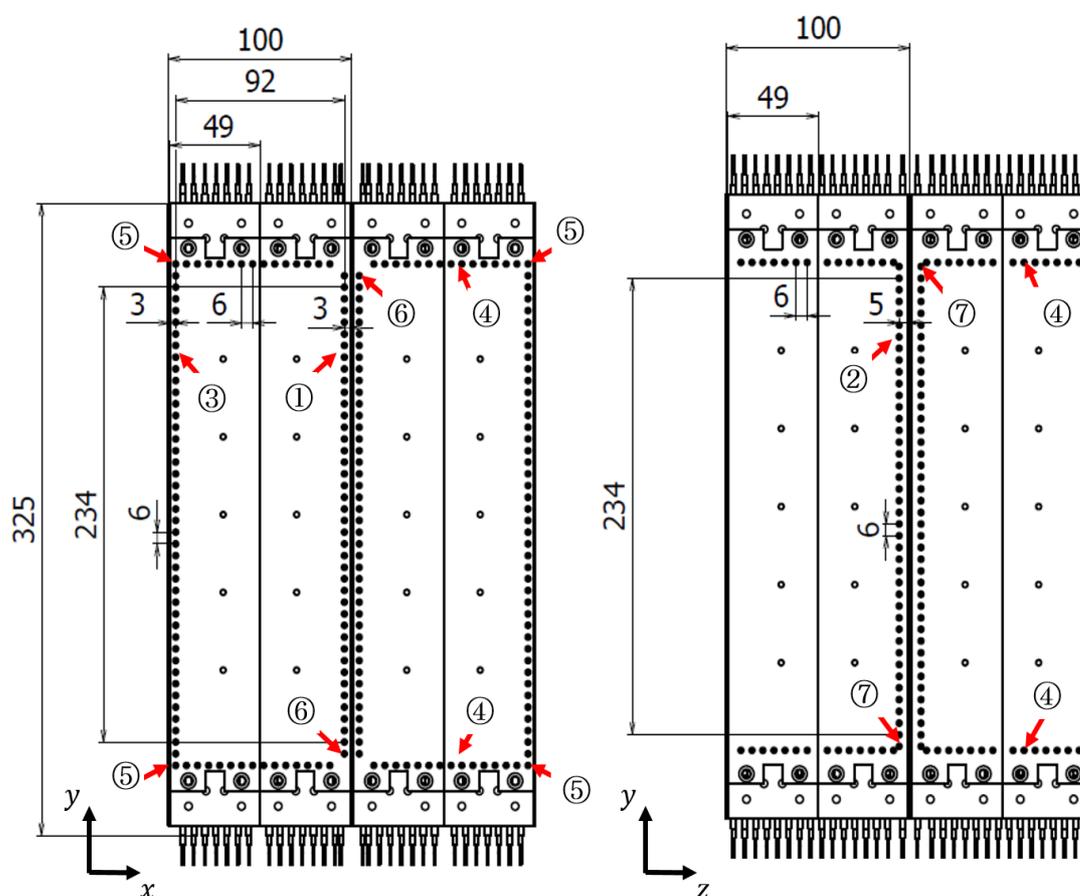


図 3.6 ワイヤ構成

①アノードワイヤー

アノードワイヤーはZ軸に平行でソースプレートから4mm離れた位置に張られている。カソードワイヤーとの間に一様電場をつくり、ワイヤー近傍で起こる電子雪崩増幅によって生じた電子の誘導電流を検出する。素材は金メッキタングステンであり、直径は $\phi 20\mu\text{m}$ となっている。ワイヤー近傍の電場勾配はワイヤーの直径に大きく依存するので、このように細いワイヤーを使うことによって、ワイヤー近傍での電子雪崩の生成が可能となる。

②ピックアップワイヤー

ピックアップワイヤーはアノード及びカソードワイヤーとは垂直でソースプレートから6mm、アノードワイヤーから2mm離れた位置に張られているピックアップワイヤーはアノードワイヤー近傍で起こった電子雪崩増幅によって生じた正イオンの誘導電流を検出する。素材は金メッキアルミニウムであり、電子雪崩を起こす必要がないためワイヤー直径は $\phi 80\mu\text{m}$ となっている。

③カソードワイヤー

カソードワイヤーはアノードワイヤーから 90mm の平行な位置に張られている。カソードワイヤーとアノードワイヤーとの間に電位差をつくることにより、一様電場を形成する。素材は金メッキアルミニウムであり、電子雪崩を起こして信号を読み出す必要がないためワイヤー直径は $\phi 80\mu\text{m}$ となっている。

④フィールドシェーピングワイヤー

アノードワイヤーとピックアップワイヤーの間、チェンバーの四隅に張られている。T2 チェンバーでは合計で 15 本張られている。フィールドシェーピングワイヤーを張ることによってチェンバーの端から漏れだす電場を調整し、チェンバーの端付近でも一様な電場をつくることができる。素材は金メッキアルミニウムであり、直径は $\phi 80\mu\text{m}$ である。

⑤ガードワイヤー

ガードワイヤーはカソードワイヤー面の両端に張られている。チェンバーフレームと近くの電場勾配は激しく、放電しやすくなっている。そのため、このワイヤーを四隅に張ることによって表面電界を小さくすることで放電を防いでいる。他のワイヤーとは異なり、表面電界を小さくする目的で用いられるため、他のワイヤーとは仕様が異なっている。素材は金メッキベリリウム銅であり、直径は $\phi 140\mu\text{m}$ である。

⑥アノードダミーワイヤー、⑦ピックアップダミーワイヤー

アノードワイヤーとピックアップワイヤーの両端にはそれぞれ 1 本ずつダミーワイヤーが張られている。ワイヤーの端に位置するこれらのワイヤーはチェンバーフレーム近くの電場の一様性が悪いいため信号の読み出しは行わない。これらの素材や直径は同じであり、実験でも同じ電位を印加させている。

3.3.3 ドリフトセル

DCBA で使用するドリフトチェンバーは 6mm ピッチで区切られたドリフトセルの集まりであると考えることができる。DCBA-T2.5 の場合、ワイヤーピッチは $p=6\text{mm}$ である。ピックアップワイヤー G からカソードワイヤー C までの距離は $c=90\text{mm}$ である。

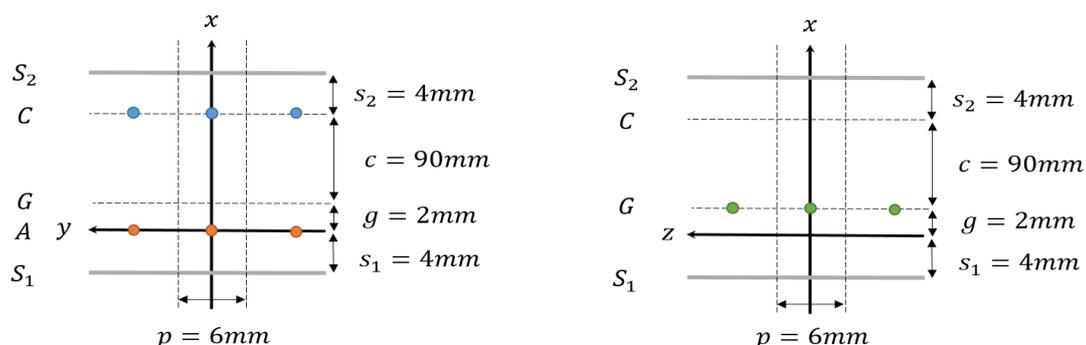


図 3.7 DCBA-T2.5 におけるドリフトセル 右: XY 平面 (赤丸: アノードワイヤー、青丸: カソードワイヤー) 左: XZ 平面 (緑丸: ピックアップワイヤー)

3.3.4 電場の一様性

T2 チェンバーの電場形状 (等電位分布) のシミュレーションが Garfield[38] を用いて行われている。図 3.8 及び図 3.9 にその結果 [39] を示す。紫で囲まれた部分がフィールドシェーピングワイヤーであり、図 3.8 はフィールドシェーピングワイヤーがない場合で、図 3.9 はある場合である。フィールドシェーピングワイヤーを設置したことにより、チェンバーの枠に近い部分でも電位が一様になっていることがわかる。

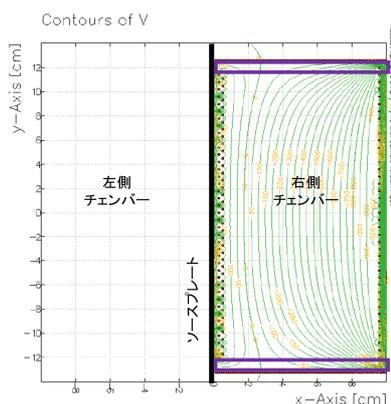


図 3.8 フィールドシェーピングワイヤーがない場合のチェンバーの等電位分布

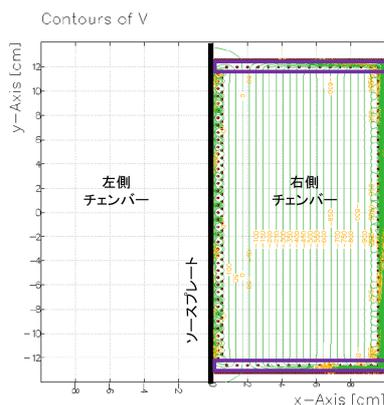


図 3.9 フィールドシェーピングワイヤーに電圧をかけた場合のチェンバーの等電位分布

3.3.5 ガス構成

T2 チェンバーに用いるガスは、ガス増幅 (電子雪崩増幅) を引き起こすためのガスと、放電を防ぐためのクエンチングガスからなる。使用するガスは、He90 % + CO₂10 % の混合ガスで

ある。

電子増幅の際に使用するガスは希ガスが一般的である。これは、希ガスのイオン化エネルギーが高く、電離をしてもすぐに再結合して再利用することが可能であるという利点やチェンバー内に不純物を溜める危険性が無いからである。DCBA 測定器のエネルギー分解能の寄与で大きな割合を占めているのは、電子のソースプレート中での多重散乱とエネルギー損失、ガス中での多重散乱とエネルギー損失であるので、ガス分子の原子番号が小さいほどその効果は小さくなりエネルギー分解能は向上すると予想される。そのため、He ガスを使用している。

クエンチングガスは電子増幅の際に発せられた光子を構造体を変えるなどして吸収する。クエンチングガスとして有機ガスではない CO_2 を用いている理由は、地下に設置しているため火事になる危険を避けたためである。ガスの圧力は 1atm 程度である。

3.4 信号読み出し用エレクトロニクス

DCBA-T2.5 測定器での信号読み出しエレクトロニクスは、チェンバー直近のプリアンプからアナログ線で FADC に送り、NIM モジュールで信号処理を行っている。

この節ではエレクトロニクスの構成、トリガー回路、波形処理について詳述する。

3.4.1 エレクトロニクスの構成

図 3.24 に信号読み出し用エレクトロニクスの接続図を示す。

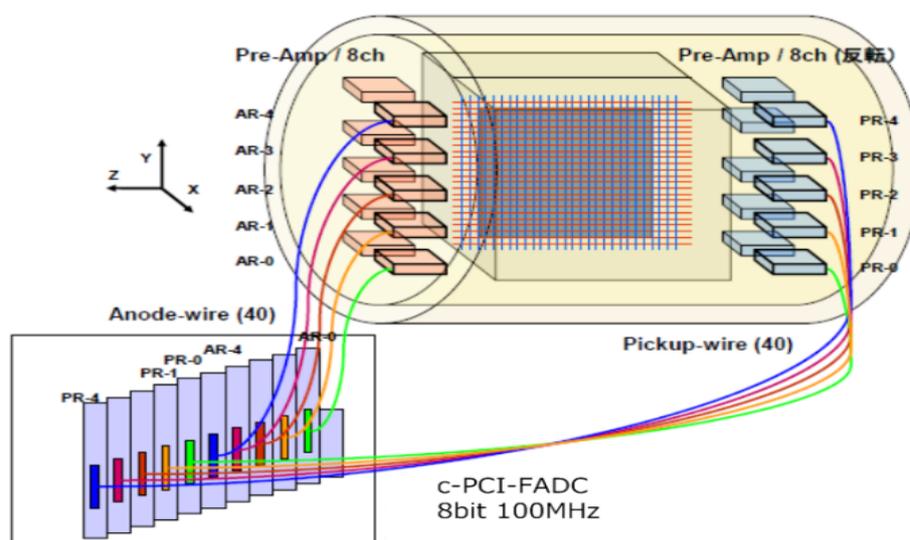


図 3.10 DCBA-T2.5 における Preamp と FADC の接続図

T2.5 ではドリフトチェンバーから計 160 本（アノードワイヤー 40 本 × 2 チェンバー + ピックアップワイヤー 40 本 × 2 チェンバー）のワイヤーからデータ取得を行う。それぞれ 8 本単位で 1 つの 8ch プリアンプモジュールに接続され、その出力が 1 枚の 8ch FADC ボード（RPCI-001 :



チャンネル数	8 channel
フルスケール	-1.0V
最大サンプリングレート	100MHz
波高分解能	8 bit
データメモリ /ch	8k Words
閾値	-128mV

表 3.1 FADC ボード:RPCI-001 の仕様

図 3.11 FADC の外観図 : デジタルボードとアナログボードが組み合わさっている。

林栄世紀株式会社) にアナログ信号線で接続されている。図 3.11 に FADC ボードの外観図を示し、図 3.1 に FADC ボードの仕様を示す。

ここでは 1 つの FADC に接続されるワイヤー 8 本を 1 単位として、左チェンバーのアノード群を AL0~AL4, 右チェンバーのアノード群を AR0~AR4, 左チェンバーのピックアップ群を PL0~PL4, 右チェンバーのピックアップ群を PR0~PR4 として定義している。

3.4.2 トリガー回路

測定器で得られたデータを全て記録しようとする、データ量が膨大になりデータの転送や記録などの処理が追いつかない。そこで、興味のないデータの処理は行わず、興味のあるデータのみ処理を行うようにする。こうすることで処理しなければいけないデータ量を削減することができる。興味のあるデータを抽出するためには、ある条件を課してその条件を満たした時のみデータの処理を行うようにする。この時の条件をトリガー条件と言い、トリガー条件を構成する回路をトリガー回路と言い、これらを総称してトリガーと呼んでいる。

二重ベータ崩壊は 2 つのベータ線がソースプレートの同一点から放出される。このような信号を捉えるためにトリガー条件として、ソースプレートから 2 つの信号がソースプレートを挟んで両側のチェンバーにそれぞれ同時に出ている (Back-to-Back) ことを課している。また、検出器上部にはシンチレーションカウンターが設置されており、そのカバー域は全体の 10 % 程度であるため、10 % の宇宙線信号を取り除いている。

測定で使用しているトリガー回路について詳述する。図 3.15 に実際のトリガー回路の概略図を示す。各 FADC に接続されている 8 本のワイヤーのうち 3 本以上のワイヤーで閾値電圧 (-128mV) 以上の信号を検出すると、それぞれの FADC ボードはトリガー信号を出力する。各 FADC から出力されたトリガー信号を NIM モジュール内でトリガー回路を組み、最終的にアノードワイヤー用の 10 ボードとピックアップワイヤー用の 10 の FADC ボードそれぞれにトリガー信号を入力する。

以上をまとめると、以下ようになる。

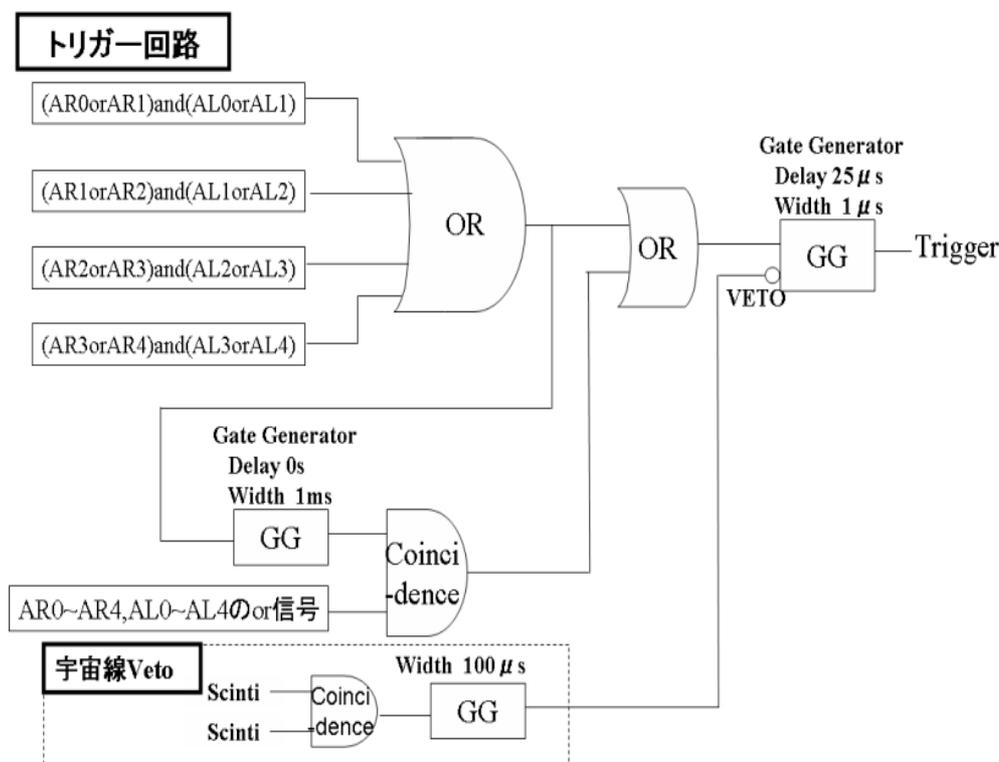


図 3.12 トリガー回路の概略図

1. 1つのチェンバーで8本のうち3本以上で閾値電圧 (-128mV) 以上の信号を検出し、トリガー信号を出力する。
2. 2つのチェンバーでトリガー信号の同期をとり、トリガー信号を出力する。
3. この間に2本のシンチレーターでベトー信号が出力された場合、トリガー信号は除去される。
4. トリガー信号出力した後の $1\mu\text{s}$ の間の信号を蓄積する。

3.4.3 波形処理

T2.5 測定器ではプリアンプから FADC にアナログ信号を伝送しているため、外部からの電磁波の影響で 20ADC カウント程度のホワイトノイズがのっている。そのため、波高が高くない信号はノイズに埋もれてしまう。これをスムージングという工程で得られたデジタル信号をプログラム上でノイズ除去を行っている。これにより、ノイズを一定量下げること成功し、ノイズレベルは 2ADC カウント ($\approx 7.8\text{mV}$) に向上した。スムージング前とスムージング後の結果をそれぞれ図 3.13 と図 3.14 に示す。

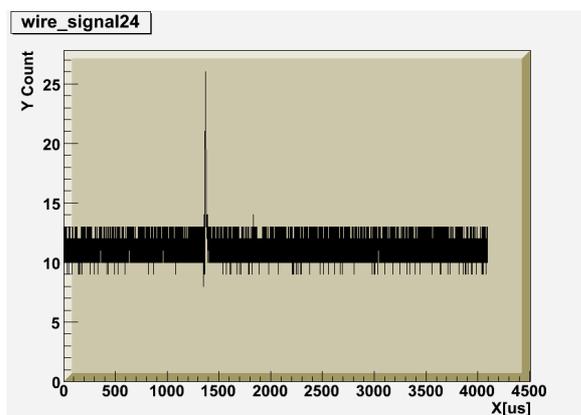


図 3.13 スムージング前

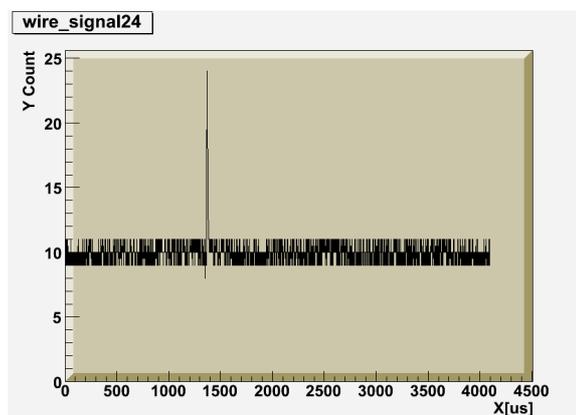


図 3.14 スムージング後

3.5 励磁システム

DCBA-T2.5 では、無冷媒超伝導ソレノイド電磁石を用いてチェンバー内に磁場を励磁している。この超伝導磁石は T3 にも引き継がれる。通常は超伝導線を超伝導状態まで冷やすために液体ヘリウムを流す方法が取られるが、これとは異なり冷凍機からの伝導冷却を用いている。冷凍機は、Gifford-Mcmahon-Maschinen サイクル を使用しており、断熱膨張と圧縮を繰り返すことによって排熱する。この機構の利点は以下の 3 つ挙げられる。

1. 電源のスイッチを ON にするだけで冷却が開始される。
2. 冷媒能力が 3 冷凍トン*¹以下の場合、高圧ガス保安法の手続きを必要としない。
3. 冷媒容器や配管が省略されるので、低温維持装置の構造が簡略化できる。

また、DCBA-T2 では常伝導磁石を用いていたので、必要な磁場を励磁するためには 400A 強の電流を流し、17kW の電力を消費していた。常に水冷で冷却していたが、安全上の問題から常に運転中は運転員が常駐しなければならなかった。しかし、T2.5 以降では無人運転が可能となり、昼夜を問わずデータがとれるようになったことも大きな利点である。

励磁システム（リターンヨーク、冷凍機など）の外観を図 3.15 に示し、超伝導ソレノイド電磁石の断面図を図 3.16 に示す。また、超伝導ソレノイドの設計パラメータを表 3.2 にまとめた [40]。

*¹ 1 冷凍トン = 1 日に 1 トンの 0 °C の水を氷にするために除去すべき熱量

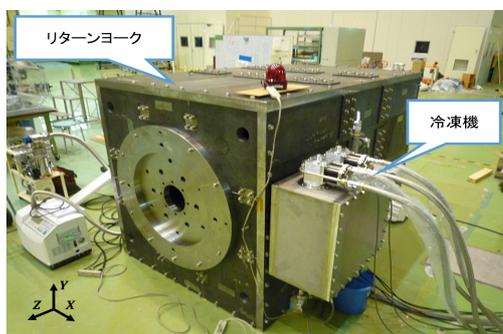


図 3.15 励磁システムの外観

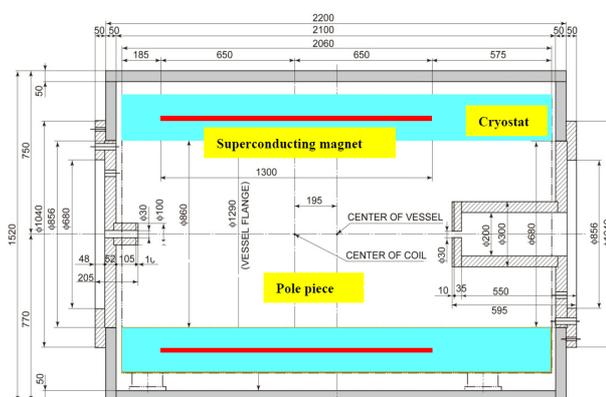


図 3.16 超伝導コイル断面図

コイル寸法	1.3m(Z) × φ1.0m × 5.2mm(t)
中心磁束密度	0.2T
定格電流	75.7A (リターンヨークなし) 66.3A (リターンヨークあり)
超伝導及び安定材	NbTi, Cu, Al
超伝導線の臨界温度	10K
臨界電流	(@3.8T, 4.2K) > 800A
検出器用有効常温空間	φ0.85m × 1.0m(L)
コイル層数	4 層 (中央部), 8 層 (ノッチ部両端 150mm)

表 3.2 DCBA-T2.5 で使用中の超伝導マグネット

3.6 ガス供給系

DCBA-T2.5 のガス供給系は、動作試験を行っている DCBA-T3 と共通である。図 3.17 にガス供給系の概略図を示す。

供給するガスはヘリウムと二酸化炭素の混合ガスであり、その配合率は 9:1 である。それらは Gas Cylinder に封入されている。ガスの供給量は Pressure Controller によって圧力を 0.05MPa (ゲージ圧力: 大気圧=0Pa) に保ち、Flow Controller で流量を 100 [cc/min] に保っている。ガスの入り口は直接チェンバーに接続されており、出口はチェンバーの気密性を高めるために設置されている Gas Container に接続されている。ガスの出口は Bubbler (水の入った U 字型のチューブ) に差し込まれ、チェンバー内のガスの圧力は Water Level Controller (注射器) で人為的に水を供給し、水面の高さを調整することで制御している。ここで制御できる範囲は 1000~1013hPa (絶対圧力) であるため、ガスの圧力は 1 気圧と考えていい。Bubbler を通った後、ガスは屋外に排出される。

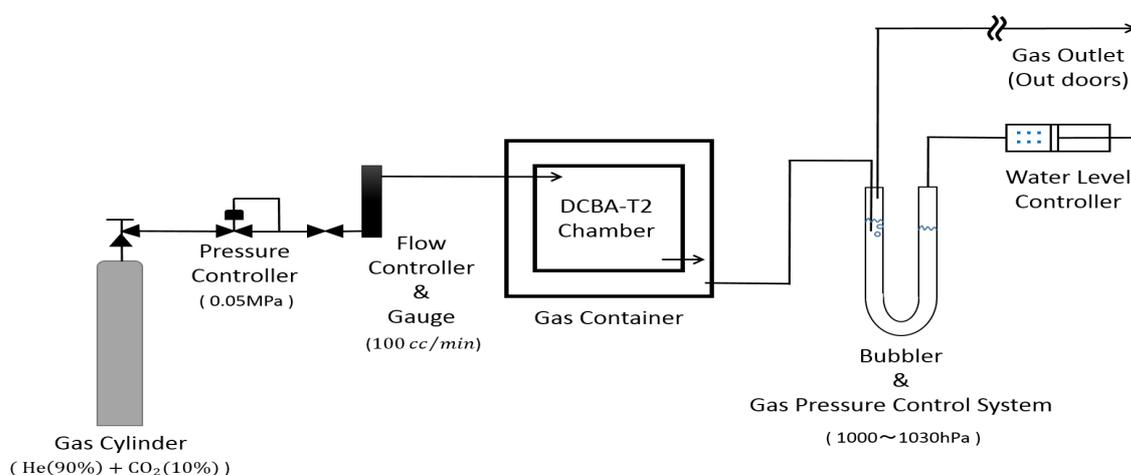


図 3.17 ガス供給系の概略図

3.7 位置分解能

位置分解能は宇宙線の軌跡を検出する実験によって、 $\sigma_x = 0.87 \pm 0.01\text{mm}$ 、 $\sigma_y = 0.79 \pm 0.01\text{mm}$ 、 $\sigma_z = 0.82 \pm 0.01\text{mm}$ という結果 [41] が得られている。

この節では、セットアップ、ドリフト速度の決定、位置分解能の決定の順にその測定方法を説明していく。

3.7.1 セットアップ

図 3.18 と図 3.19 に位置分解能のセットアップと測定回路のダイアグラムをそれぞれ示す。

セットアップは、チェンバーの下と上に左右対称になるようにシンチレーションカウンターを設置し、この上下の 2 つのカウンターとチェンバーからの信号との同期をとることをしている。チェンバーの AR0 から AR4 は FADC モジュールのナンバーで 1 モジュールで 8 チャンネル、つまり 8 本分のワイヤーのパルスを読み出す。トリガー条件は、チェンバー中心 (AR2) のワイヤー閾値を超えた信号と上下 2 つのカウンターの信号が同期することである。

測定回路のトリガー部分は上下のシンチレーションカウンターと AR2 の信号を Expander でそれぞれ $10\mu\text{s}$ ずつ遅らせてその同期をとってトリガー信号を送っている。トリガー信号はワイヤーから遠くの信号がドリフトして遅れてくることを想定して Gate Generator で $20\mu\text{s}$ 遅らせた後、各 FADC にデータ取得を止めるようにストップ信号を出している。

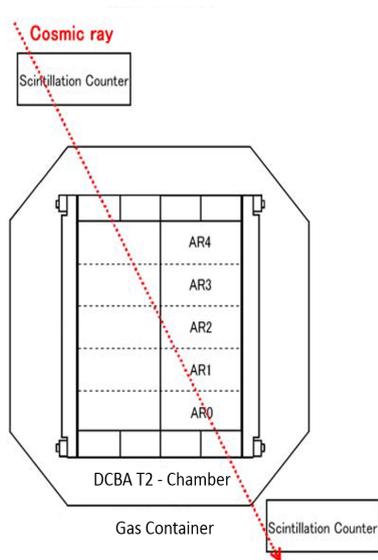


図 3.18 位置分解能測定の設定アップ

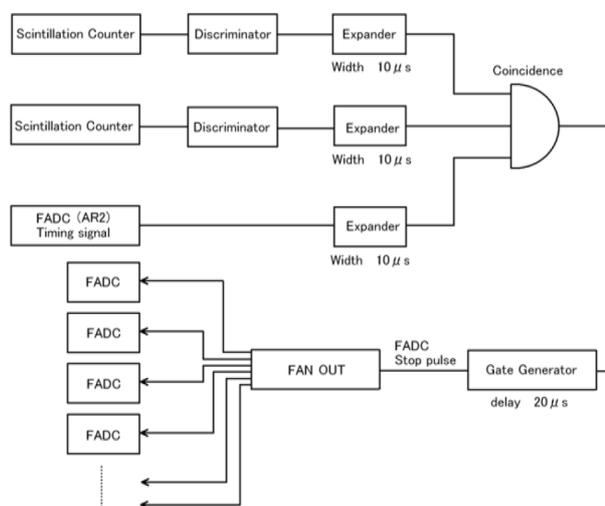


図 3.19 測定回路のダイアグラム

3.7.2 ドリフト速度

測定方法は宇宙線の直線飛跡かのデータの X 方向の時間情報の最も早い t_1 [ch] と最も遅い t_2 の差をドリフト時間として蓄積させる。チェンバーの長さは有限であるため、ドリフト時間はある一定の値以下にしかない。図 3.20 にドリフト時間のヒストグラムを示す。横軸に FADC カウント、縦軸に事象数をとっている。

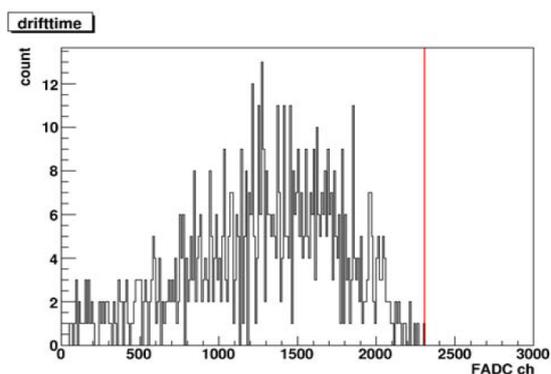


図 3.20 ドリフト時間のヒストグラム

図 3.20 より 2320ch(23.2 μ s) の部分でイベントがなくなっているのがわかる。T2-チェンバーの X 方向の長さは 92mm であるためドリフト速度 v_d は式 3.1 のように求めることができる。

$$v_d = \frac{92[mm]}{2320 \times 10[ns]} = 0.396[cm/\mu s] \quad (3.1)$$

チェンバーガスが同じであれば電子のドリフト速度は電場強度に比例する。現在までに DCBA-TP でも実験結果が得られている。DCBA-TP ではチェンバー中心の電場強度 $240[V/cm]$ でドリフト速度は $0.74[cm/\mu s]$ [37] であり、DCBA-T2 では電場強度 $135[V/cm]$ でドリフト速度が $0.40[cm/\mu s]$ [41] である。これらのデータと原点の3点を縦軸にドリフト速度 $[cm/\mu s]$ 、横軸に電場強度 $[V/cm]$ としてプロットしたグラフを図 3.21 に示す。これら2つのデータはいずれもチェンバーガスの混合比が $He : CO_2 = 8.5 : 1.5$ であるため、1次関数の傾きから気体の移動度を算出することができる。結果より、電子の移動度は $\mu = 0.00307 \pm 0.0005[cm^2/(V \cdot \mu s)]$ と決定した。

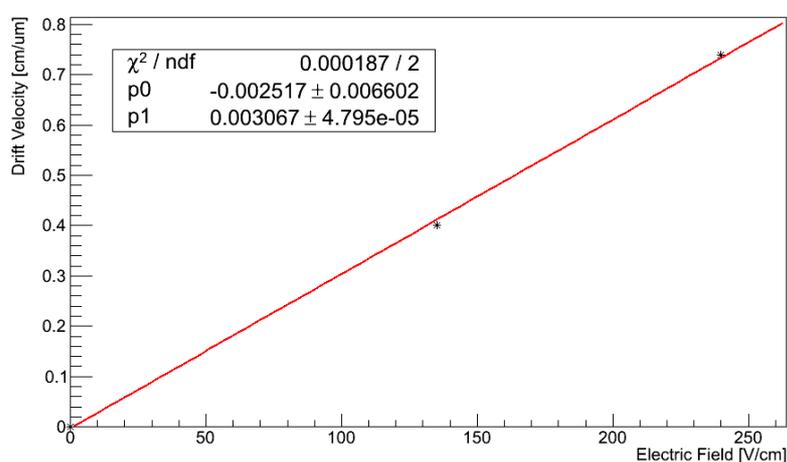


図 3.21 ドリフト速度とチェンバー中心の電場強度の関係

3.7.3 位置分解能の決定

イベントの中には宇宙線ではないイベントも多く含まれているため、直線のフィッティングでカットを掛けている。全てのデータから6点以上のヒットがあるものを選び出し、直線フィットの $\text{reduce} - \chi^2$ を求め、ヒストグラムを作成した。宇宙線イベントはその分布をもとに χ^2 の値で選定した。図 3.22 に XY 平面 (Anode Wire) でのヒストグラムを、図 3.23 に XZ 平面 (Pickup Wire) でのヒストグラムをそれぞれ示す。

2つのヒストグラムから χ^2 が3以上のイベントは事象数がばらついているため、ノイズもしくは複数の宇宙線を同時に観測していると判断できる。従って、各方向の位置分解能は χ^2 が3以下のイベントでヒストグラムを作成し、その分布をガウス関数でフィットした時の標準偏差から求めることができる。

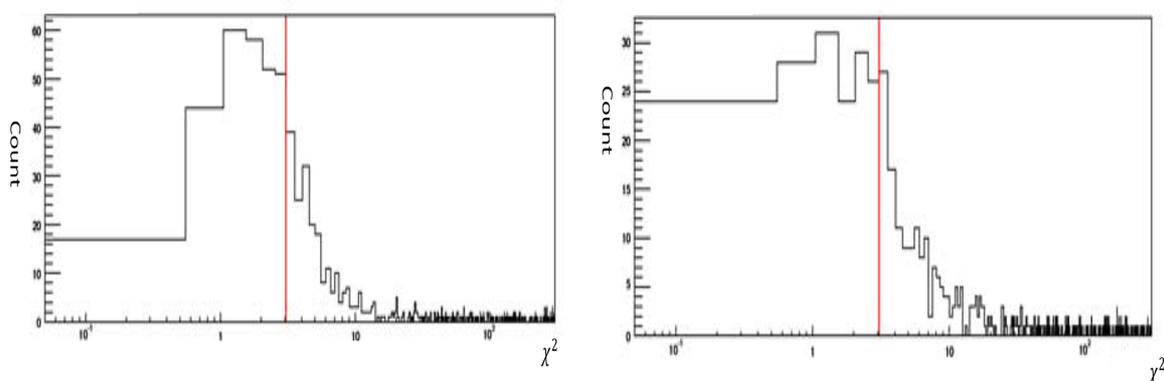


図 3.22 XY 平面 (Anode Wire) でのヒストグラム 図 3.23 XZ 平面 (Pickup Wire) でのヒストグラム

3.8 エネルギー分解能

T2-チェンバーのエネルギー分解能は ^{207}Bi ポイントソースの内部転換電子を用いて 6.9% (FWHM) という結果 [42] が得られている。

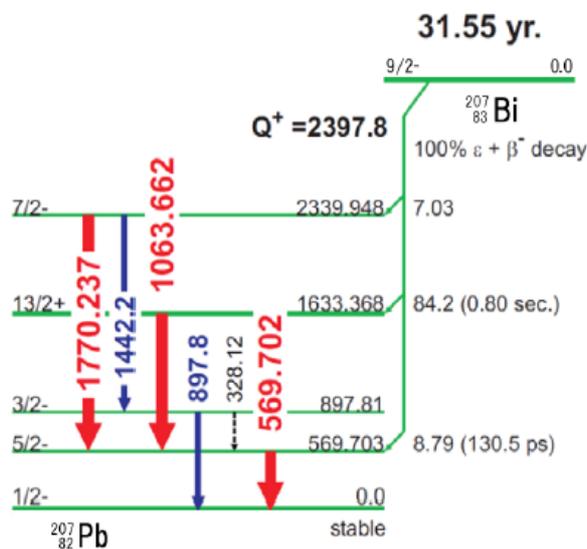
この節では、実験で使用した ^{207}Bi ポイントソース、シミュレーション結果、実験結果、最後にエネルギー分解能の算出の順にその測定方法を説明していく。

3.8.1 ^{207}Bi ポイントソース

^{207}Bi は軌道電子捕獲によって励起状態の ^{207}Pb へ壊変する。そして、基底状態へ遷移するときの、1064keV と 570keV などのエネルギーを持ったガンマ線を放出する。放出されたガンマ線の一部は K 核、L 核の電子に吸収され内部転換電子を生じされる。内部転換電子は、放出されたガンマ線と同じ決まった値をとるため、このような壊変を行う ^{207}Bi はエネルギー分解能の検証ソースとして用いることができる。図 3.3 に ^{207}Bi が壊変した時の ^{207}Pb のエネルギー準位を示し、表 3.3 に示した。

内部転換電子のエネルギー [keV]	480	560	976	1050
割合 [%]	1.5	0.6	7.0	2.4

表 3.3 ^{207}Bi から生じる内部転換電子のエネルギーと割合

図 3.24 ^{207}Bi の壊変図

3.8.2 シミュレーションによる見積もり

エネルギー分解能のシミュレーションは Geant4 によって行われた。シミュレーションの条件を下記に示す。

1. 電子はソースプレートの中心から立体角 2π 方向へ放出する。
2. 電子の軌道はワイヤーと同座標を通過した際に 100 % 検出できる。
3. エネルギー分解能の低下の原因はガス中での電離損失や多重散乱の影響のみに限られる。

3.8.3 実験による測定

実際の実験では ^{207}Bi ポイントソースは、チェンバーの間に挟まれたソースプレートの代わりにアルミプレートを入れ、中央から z 軸方向に 9mm ずれた位置に設置した。図 3.25 にシミュレーション結果を示し、図 3.26 に実験による測定結果を示す。実験により、10000 イベントの測定データの中から ^{207}Bi イベントとして判定されたものは 505 イベントであった。これより、980keV における FWHM は 150keV でシミュレーションと同値となった。

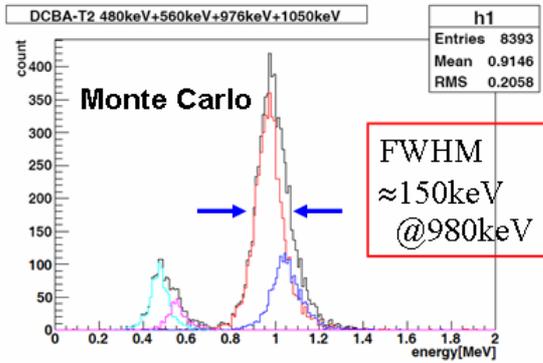


図 3.25 ^{207}Bi を用いた測定のシミュレーション結果

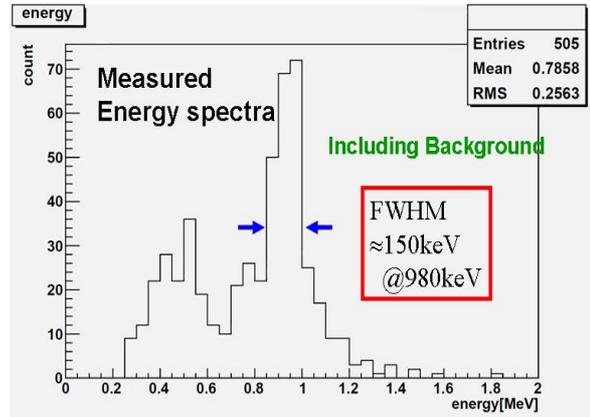


図 3.26 ^{207}Bi を用いた実際の測定結果

3.8.4 エネルギー分解能の算出

電子の運動エネルギーでも同じ $FWHM=150\text{keV}$ であると仮定し、 ^{100}Mo の Q 値 3.034MeV でのエネルギー分解能の概算値を計算する。FWHM とガウス関数の分散 σ との関係から式 3.2 が得られる。

$$FWHM(E_\beta) \approx 0.15\text{MeV} \approx 2.35\sigma(E_\beta) \quad (3.2)$$

二重ベータ崩壊を観測する場合は 2 つのベータ線のエネルギーを足し合わせるので運動エネルギーの和を $E_{sum} = E_{\beta 1} + E_{\beta 2}$ とし、どのエネルギーで同じ FWHM をとるとすると式 3.3, 3.4, 3.5 が得られる。

$$\sigma(E_{\beta 1}) = \sigma(E_{\beta 2}) = \sigma(E_\beta) \approx 0.064\text{MeV} \quad (3.3)$$

$$\sigma^2(E_{sum}) = \sigma^2(E_{\beta 1}) + \sigma^2(E_{\beta 2}) = 2\sigma^2(E_\beta) \rightarrow \sigma(E_{sum}) = \sqrt{2}\sigma(E_\beta) \quad (3.4)$$

$$FWHM(E_{sum}) \approx 2.35\sigma(E_{sum}) = 2.35\sqrt{2}\sigma(E_\beta) \approx \sqrt{2}FWHM(E_\beta) \quad (3.5)$$

従って、式 3.3, 3.4, 3.5 から式 3.6 が得られ、エネルギー分解能の概算値は 6.9 % (^{100}Mo , $FWHM=0.15\text{MeV}$) となった。

$$\frac{FWHM(E_{sum})}{E_Q} \approx \frac{0.21}{3.034} \approx 0.069 \rightarrow 6.9\% \quad (3.6)$$

3.9 検出器効率

検出効率は Geant4 を用いたシミュレーションによって得られている。磁場によって検出効率が変わることを考え、0kG（励磁なし）の場合と 0.6kG の場合とを比較した。それぞれのベータ線のエネルギースペクトルを図 3.27 に、2 本のベータ線のエネルギー和をとったシミュレーション結果を図 3.28 に示す。それぞれのベータ線のエネルギーでは 0.5MeV にピークができ、2 本のベータ線のエネルギー和においてのピークは Q 値の半分である 1.5MeV 付近にできる。この結果から検出効率は 9.28 % と決定している。

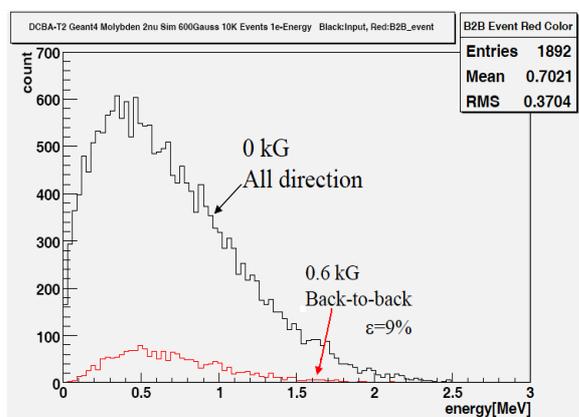


図 3.27 シミュレーションによる 1 本のベータ線のエネルギースペクトル

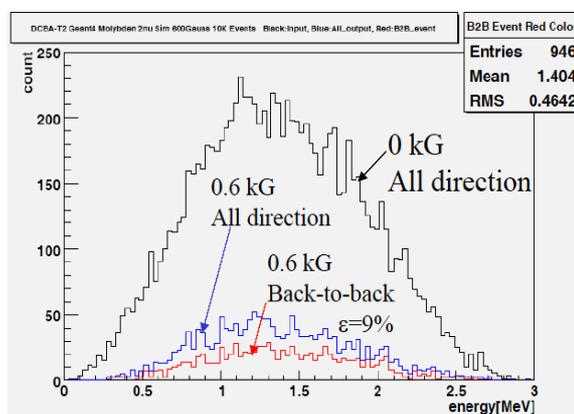


図 3.28 シミュレーションによる 2 本のベータ線のエネルギースペクトル

3.10 解析方法

解析はラフスキャン、詳細スキャン、運動量スキャンという 3 段階に分けて行われる。いずれの段階でも人間の目を見て選別を行っている。T2.5 及び T2 を合計して解析を行った事象数は 950,100 である。これに対して、得られた $2\nu 2\beta$ 信号の準候補数の合計は 112 (= 21(T2) + 91(T2.5)) であり、これは解析事象数の 0.0116 % に当たる。二重ベータ崩壊の由来の信号の候補の条件は、2 本のベータ線の崩壊分岐点 (Vertex Point) のずれがアノードワイヤーで 3 本以下、ピックアップワイヤーの 5 本以下であることである。

この節では、ラフスキャン、詳細スキャン、運動量スキャンの順に解析方法を説明する。

3.10.1 ラフスキャン

第一段階はラフスキャンと呼ばれ、宇宙線事象とそれ以外の事象を選別する作業を行う。ここでは明らかに直線しかない事象を取り除き、直線と曲線が混ざったような事象は後段の詳細スキャンに送る。2011 年から現在までにラフスキャンを通過した事象数は約 2 万イベントである。

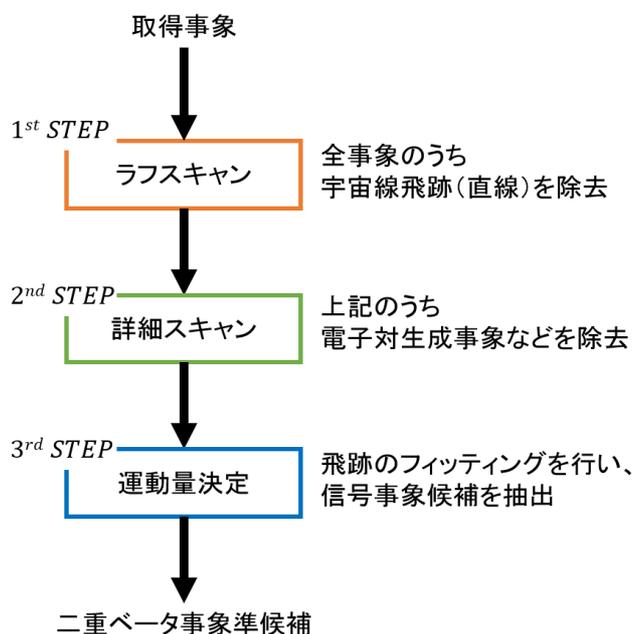


図 3.29 解析の流れ

3.10.2 詳細スキャン

第二段階は詳細スキャンと呼ばれ、上記の事象の内、主に高エネルギーガンマ線の影響による電子対生成事象などの除去を行っている。2011年から現在までに詳細スキャンを通過した事象数は691イベントである。

3.10.3 運動量スキャン

第三段階は運動量スキャンと呼ばれ、解析プログラムを用いて飛跡のフィッティングを行う。2011年から現在までに運動量スキャンを通過した事象数はT2及びT2.5を通して110イベントである。

図3.30が実際に得られた信号(2011年10月22日に得られたデータ)を示している。4分割されたグラフの横軸はFADCのサンプル時間、縦軸はワイヤーナンバーを示している。右半分は右のチェンバーで得られた信号(右上:アノードワイヤー、右下:ピックアップワイヤー)を表し、左半分は左のチェンバーで得られた信号を表す。フィッティングは上のアノードワイヤーで得られた信号と下のピックアップワイヤーで得られた信号を比較し、横軸で一致している個所を対応させていくことで行う。縦軸に平行な向きで引かれた赤と黒の直線の内、黒線はワイヤー平面の位置を示し、赤線はそこから逆算したソースプレートの位置を示す。

これらのフィッティングにより、各種のパラメータが得られ三次元の飛跡が再構成される。図3.31,3.32,3.32はその結果を示している。緑色の飛跡は右チェンバーで得られた飛跡であり、青色の飛跡は左チェンバーで得られた飛跡である。この結果、右の飛跡のエネルギーは0.146MeV

, 左の飛跡のエネルギーは 0.368MeV と計算され、エネルギー和は 0.514MeV であった。それぞれの崩壊分岐点のずれは 1 ワイヤー間隔 (6mm) 以下となり、2 本のベータ線のなす角度の余弦 $\cos\theta_{12}$ は-0.789 と計算された。いずれの結果も最も観測頻度の高い数値を示しており、崩壊分岐点が比較的接近していることからメラー散乱などのバックグラウンドの可能性も示唆される。

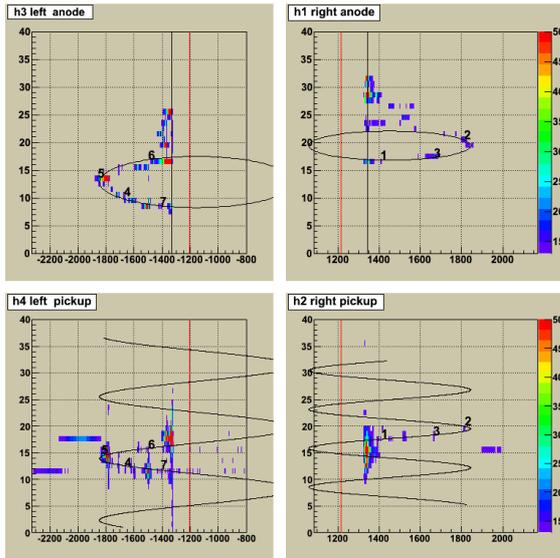


図 3.30 飛跡の 2 次元プロット図

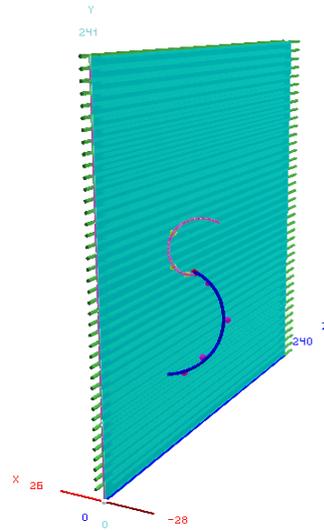


図 3.31 飛跡の 3 次元イメージ

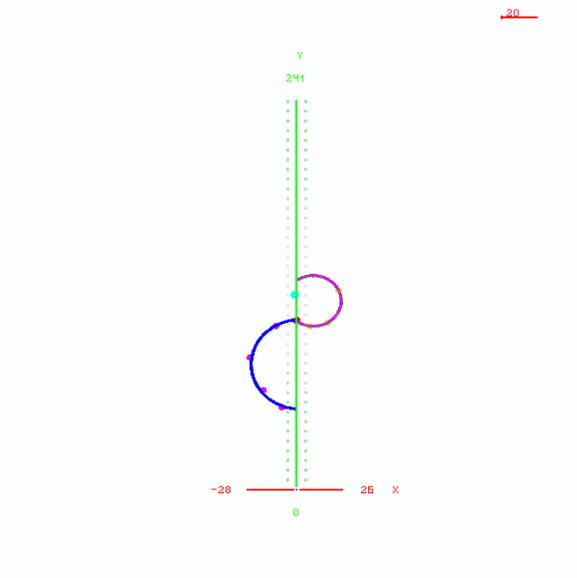


図 3.32 飛跡の 3 次元イメージ (XY 平面図)

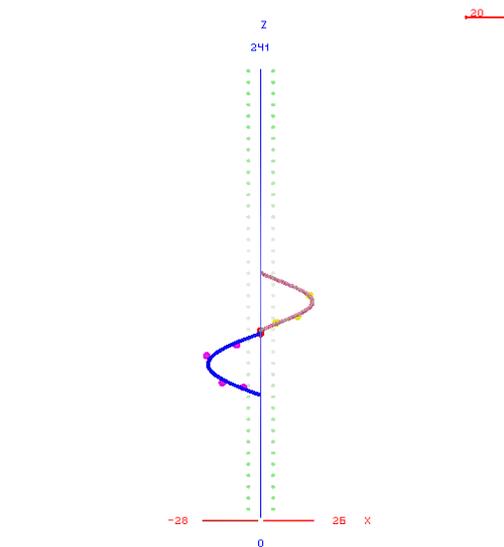


図 3.33 飛跡の 3 次元イメージ (XZ 平面図)

3.11 バックグラウンド事象例

DCBA 測定器はバックグラウンドに強い検出器であると考えられているが、宇宙線の VETO が十分ではないためにミュオンやガンマ線による二次電子がバックグラウンド事象として観測されている。

以下にバックグラウンド事象と考えられている事象例を挙げる。

宇宙線

最も多いイベントとして捉えられるのが宇宙線ミュオンであり、取得データ（ラフスキャンの前）の内の半分を占める。測定器は KEK 内にある富士実験棟の地下 4 階に設置されているが、宇宙線を遮る対策は十分にされていない。そのため、測定器上部に取付けられたシンチレーションカウンターによって VETO をかけてバックグラウンド対策をとっている。しかし、測定器に対して真上から入射してくる宇宙線に関しては取り除けているものの、斜め方向から入射してくる宇宙線に関してはトリガー条件にもかかってしまうため、除去しきれていない。このイベントの特徴は宇宙線のエネルギーが GeV オーダーであるため、測定器にかかる磁場に対する影響をほとんど受けずに直線的な飛跡として捉えられることである。対象とする二重ベータ崩壊事象とは飛跡の形が明らかに異なるため、人間の目でも容易に選別することができる。図 3.34 を例に示す。

アルファ線

アルファ線は、主にソースプレートに含まれる放射性核種から生じる。透過性が弱くソースプレートの僅かな厚みですら通過することができずに片側のチェンバーにのみ飛跡が描かれるため、トリガー条件により容易に除去できる。このイベントの特徴はアルファ線が電子に比べると非常に運動量が大きいため、宇宙線と同様に直線的な飛跡として捉えられることである。図 3.35 を例に示す。

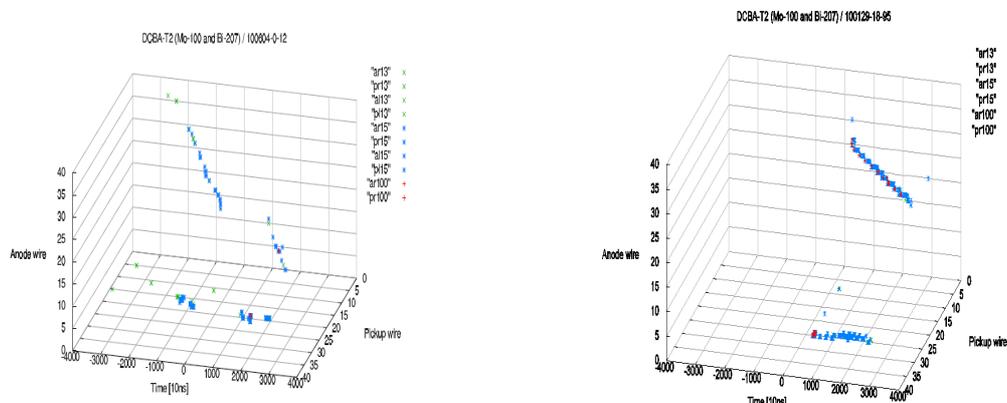


図 3.34 宇宙線の事象例

図 3.35 アルファ線の事象例

ガンマ線

自然放射性核種や宇宙線起源のガンマ線はドリフトチェンバーに対しては不感であるため、直接イベントとして得られることはない。しかし、チェンバー本体やソースプレートと相互作用をすることで生じる電子がバックグラウンドイベントとして観測されている。

電子対生成

自然放射性起源や宇宙線起源のガンマ線がソースプレートやチェンバーガスとの相互作用によって、電子-陽電子対を生成するイベントである。図 3.38 にその概念図を示す。一様磁場による影響を受けて互いに螺旋運動の回転方向が異なる飛跡を描くため、人間の目でも選別することができる。宇宙線起源のガンマ線は MeV オーダーから GeV オーダーまで広いエネルギー範囲を持つ。もし、ガンマ線が MeV オーダーであった場合には、生じる電子-陽電子対のエネルギーは二重ベータ崩壊が起こる核種の Q 値に近くなる。しかし、一様磁場によって螺旋運動の回転方向が二重ベータとは異なる運動をするため、目視によりイベントの排除をすることが出来る。図 3.36 にその例を示す。

二重コンプトン散乱

ガンマ線がソースプレート内でコンプトン散乱を起こし、散乱されたガンマ線がソースプレートを走って再度コンプトン散乱を起こすイベントである。同様に図 3.38 にその概念図を示す。このイベントの終状態は、電子が 2 個生じているため二重ベータ崩壊イベントのバックグラウンドとなる。しかし、コンプトン散乱がソースプレート内で立て続けに 2 度起こり、かつ近距離でなければバックグラウンドに含まれないため、稀な現象と予想される。このイベントを減らすには、ソースプレートを薄くする必要があるが、測定できるソース量も減るため兼ね合いをとる必要がある。現在、飛跡のプロット点から予測される崩壊分岐点のずれを計算して判断している。

コンプトン散乱&メラー散乱

ガンマ線がソースプレート内でコンプトン散乱を起こし、散乱された電子がソースプレートを走って再度電子と散乱を起こすイベントである。同様に図 3.38 にその概念図を示す。このイベントは二重コンプトン散乱とも異なり、分岐点のずれもないため現在のところ区別する手立てがない。今後、シミュレーションにより発生頻度と終状態のエネルギー分布を計算する必要がある。

BiPo イベント

二重ベータ崩壊で最も重要なバックグラウンドイベントが ^{214}Bi によるイベントである。 ^{214}Bi はベータ崩壊した直後にガンマ線を放出するため、内部転換電子やコンプトン散乱で生じる電子が二重ベータ崩壊イベントと混同する。このイベントの除去方法として ^{214}Bi がベータ崩壊した後の ^{214}Po が半減期 $164\mu\text{s}$ でアルファ崩壊することを利用することが考えられる。これは、電子事象のイベント（曲線飛跡）が得られた後、1ms 以内にアルファ線（直線飛跡）が得られれば、 ^{214}Bi によるイベントであると特定する方法である。

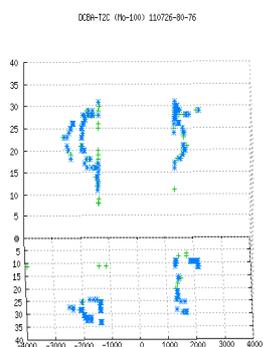


図 3.36 電子対生成の事象例

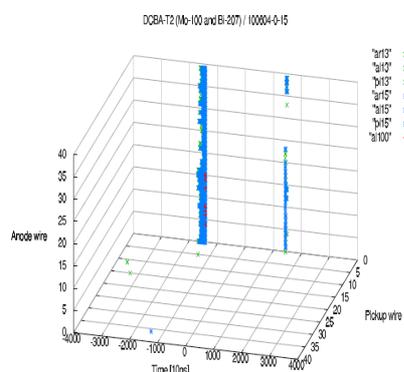


図 3.37 エレクトロニクスノイズの例

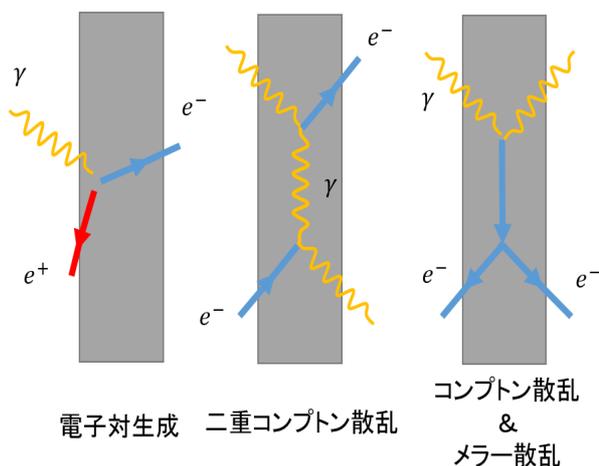


図 3.38 電子対生成、二重コンプトン散乱、コンプトン散乱&メラー散乱の概念図

エレクトロニクス起源のノイズ

測定器のハードシステムに起因する。このイベントは全てのワイヤーから短時間 (数 μs) の間に、幅が数 ns 程度の信号が大量に入る特徴を持つ。信号を FADC へ送る際に使用している伝送ケーブルに外部からのノイズが入ることで引き起こされると考えられている。図 3.37 にその例を示す。

3.12 バックグラウンドの見積もり

現在までに信号事象の候補とされている事象数は 112 イベントである。しかし、これには背景事象が含まれていると考えられている。この理由は次節で述べるとして、この節ではこの背景事象の見積もり方法について述べる。

信号事象の候補とされている 112 イベントの 2 本のベータ線の崩壊分岐点の Y 座標 (アノード

ワイヤー)とZ座標(ピックアップワイヤー)でのずれを計算し、ヒストグラムにする。また、背景事象は一様に分布すると仮定し、このヒストグラムを正規分布+0次式(定数)でフィッティングした結果を図3.39と図3.40にそれぞれ示す。ここでの正規分の平均値(μ [mm])と標準偏差(σ [mm])の2つのパラメータを表3.4に示す。

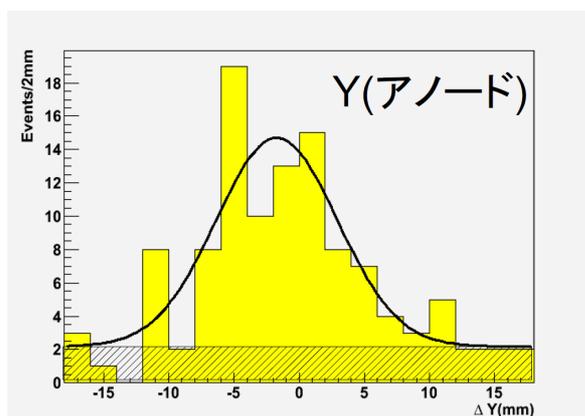


図 3.39 Y 座標 (アノードワイヤー) での崩壊分岐点位置のずれ

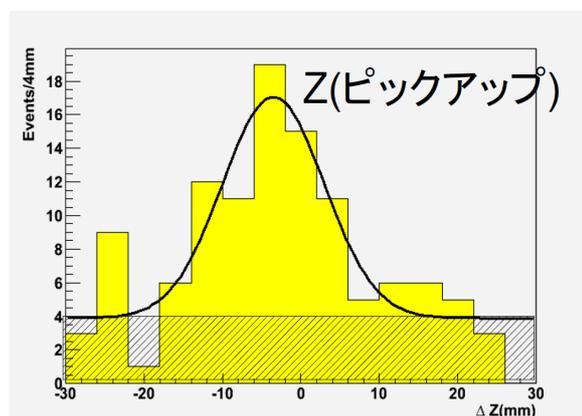


図 3.40 Z 座標 (ピックアップワイヤー) での崩壊分岐点位置のずれ

座標	μ [mm]	σ [mm]	$\sqrt{\mu^2 + \sigma^2}$ [mm]
Y	-1.7 ± 0.7	4.6 ± 0.8	5
Z	-3.5 ± 1.3	6.5 ± 1.4	7

表 3.4 崩壊分岐点の位置精度

この結果から、崩壊分岐点の位置精度は $\sqrt{\mu^2 + \sigma^2}$ から Y 座標で 5mm、Z 座標で 7mm と求められた。

また、図 3.39 と図 3.40 において正規分布の面積を信号事象数、ハッチの部分の面積を背景事象数と考えて計算すると表 3.5 のようになる。

座標	信号事象数	背景事象数
Y	73 ± 14	39 ± 12
Z	54 ± 13	58 ± 12

表 3.5 背景事象と信号事象の見積もり値

Y 座標と Z 座標での信号数は等しいはずなので、その平均を信号事象数とする。系統誤差はその平均からの差として表すと信号事象数は $63 \pm 13(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$ となり、S/B \sim 1.8 が求まる [43]。

3.13 現在までの実験結果

DCBA 実験では現在までに T2 及び T2.5 においてデータ解析を進めてきた。

図 3.41、図 3.42、3.43 に 2 本のベータ線のエネルギーの和の分布、それぞれのベータ線のエネルギー分布、2 本のベータ線の角度相関分布の結果を示す [43]。

2 本のベータ線のエネルギーの和

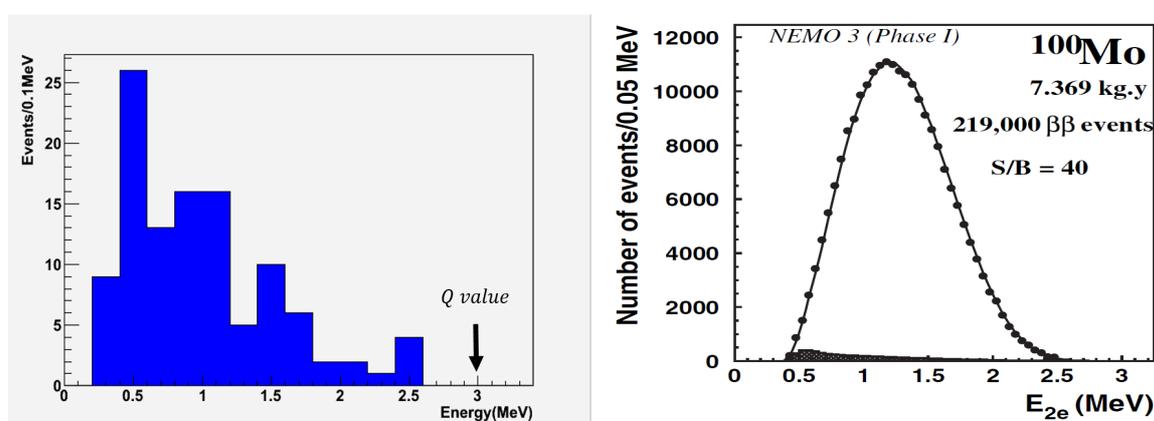


図 3.41 2 本のベータ線のエネルギーの和 (左: DCBA、右: NEMO3)

$2\nu 2\beta$ モードの半減期を算出するためには、式 1.10 に測定時間 $T = 4.12 \times 10^6$ [s] とイベント数 $n = 63 \pm 13(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$ のデータを代入すればいい。また、測定器固有の情報として、検出効率 $k = 0.0928$, 崩壊ソースの原子数 $N = 2.25 \times 10^{22}$ (^{100}Mo : 0.03mol) とすると、半減期は $T_{1/2} = 3.0 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{syst.}) \times 10^{18}$ 年と計算された [43]。参考として、崩壊ソースとして同じ ^{100}Mo を使用したときの NEMO3 実験の結果 $T_{1/2} = 7.41 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.43(\text{syst.}) \times 10^{18}$ 年 [30] と比較すると DCBA の結果の方は NEMO3 の結果に比べて 1/2 程度になっていることがわかる。

それぞれのベータ線のエネルギー

エネルギー分布で比較すると、DCBA の結果では NEMO3 で示唆されるバックグラウンドのピーク値 0.5MeV に高いピークを持っている。これらの結果から、低エネルギー側にバックグラウンド事象を含んでいることが予想される。二重ベータ崩壊ではない事象も含んでいると測定時間に対して事象数が多いことになり、結果として半減期の算出結果が小さくなったと考えられる。今後も統計量をためていき、バックグラウンド事象の選別を行う必要がある。

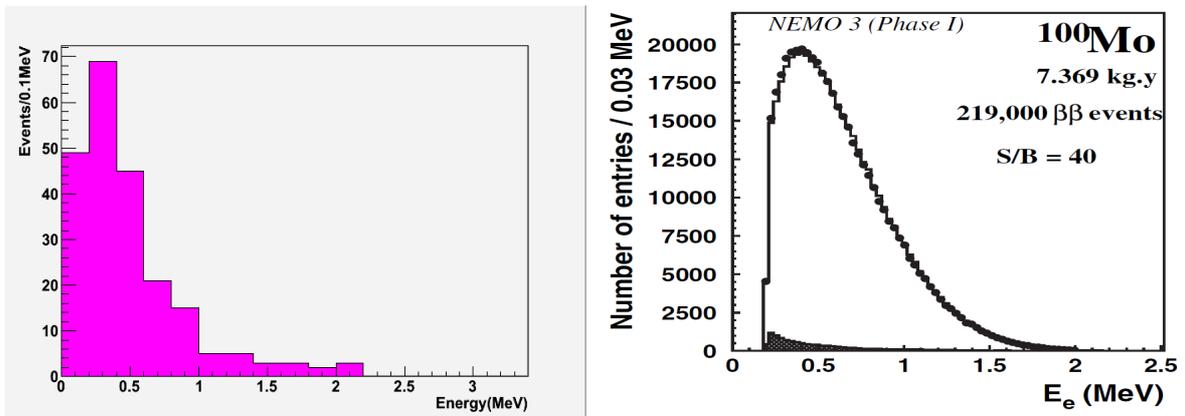


図 3.42 それぞれのベータ線のエネルギー (左: DCBA、右: NEMO3)

2本のベータ線の角度相関

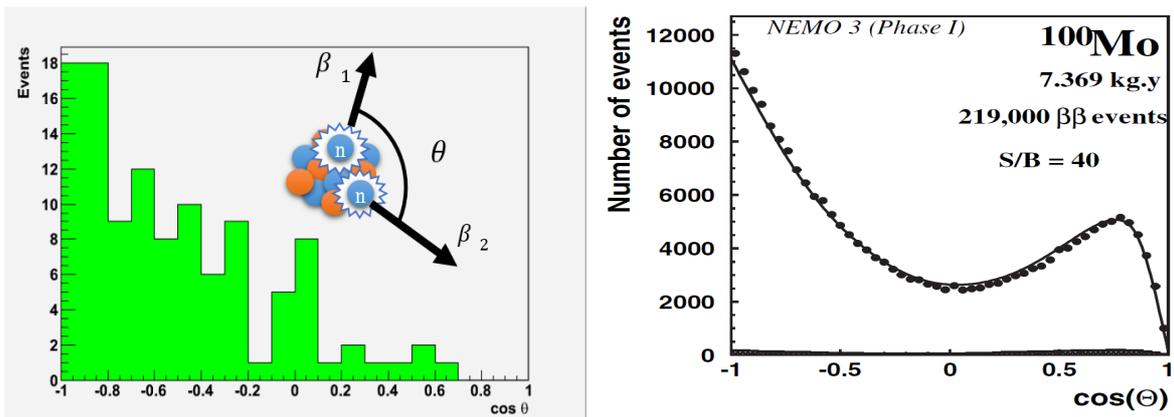


図 3.43 2本のベータ線の角度相関 (左: DCBA、右: NEMO3)

2つのベータ線の角相関分布を比較すると、DCBA では0付近からデータの統計量が落ちていることがわかる。これは、Back-to-Backでトリガーをかけているため、このような形になったと考えられる。

総合的に評価すると、DCBAの結果はまだまだ統計量は足りていないもののNEMO3との結果とは大きく変わらないことがわかる。

3.14 測定器のパラメータ

DCBA-T2.5 測定器のパラメータを表 4.6 にまとめる。

ソース	Mo(45mg/cm ²) \Rightarrow ¹⁰⁰ Mo = 0.03mol
有感領域	90mm(X) × 240(Y)mm × 240(Z)mm × 2 チェンバー
信号読み出し	Flash ADC (フルスケール 1V, 8bit, 100MHz)
X 座標の決定	ドリフト時間 × ドリフト速度
Y 座標の決定	ヒットしたアノードワイヤー (40 本/チェンバー) × ワイヤーピッチ 6mm (位置精度 0.2mm)
Z 座標の決定	ヒットしたピックアップワイヤー (40 本/チェンバー) × ワイヤーピッチ 6mm (位置精度 0.2mm)
励磁システム	超伝導ソレノイドコイル + 冷凍機 + フラックスリターンヨーク
磁束密度	最大 0.8kG
一様磁場領域	$\phi 400 \times 600\text{mm}^3 \delta B/B < 1\%$
チェンバーガス	He(90%) + CO ₂ (10%)
Veto カウンター	プラスチックシンチレーションカウンター

表 3.6 DCBA-T2.5 測定器のパラメータ

位置分解能	X 方向	$\sigma_x = 0.87 \pm 0.01$
	Y 方向	$\sigma_y = 0.79 \pm 0.01$
	Z 方向	$\sigma_z = 0.82 \pm 0.01$
エネルギー分解能	6.9 %	
検出効率	9.28 % (0.8kG)	

表 3.7 DCBA-T2.5 の測定器性能

3.15 DCBA 実験の将来計画

我々はニュートリノレス二重ベータ崩壊事象の発見とニュートリノの有効質量の絶対値を測定することを目標に研究を進めているが、現在データ取得を継続して行っている T2.5 測定器を含めた DCBA 実験は検出器やデータ解析システムの開発と $2\nu 2\beta$ モードの探索を目的としており、ここでは $0\nu 2\beta$ モードを発見できる程度の崩壊ソース量を保有していない。

そのためには推定されているニュートリノの有効質量値 50meV からの要件として、十分な崩壊ソース量とエネルギー分解能を満たさなければならない。我々はワイヤー 3mm ピッチかつ高濃縮 ^{150}Nd の崩壊ソースを 30kg 保有できる検出器を 10 台作ることで、この2つの要件を満たすことが出来ると考えている。これを MTD (Magnetic Tracking Detector) と名付け、将来的に国際実験として進めていくことを目指している。表 3.8 に次世代検出器として計画している DCBA-T3 と MTD の主な仕様を示す。

DCBA-T3	
特徴	高エネルギー分解能
目的	$2\nu 2\beta$ の半減期測定
ワイヤーピッチ	3mm
崩壊ソース	^{100}Nd (0.18g)
ガス	He(90 %) : CO ₂ (10 %)
磁束密度	2.0kG
励磁	超伝導電磁石
MTD	
特徴	高イベントレート
目的	$0\nu 2\beta$ の半減期測定
ワイヤーピッチ	3mm
崩壊ソース	^{100}Nd (100mol/module)
ガス	He(90 %) : CO ₂ (10 %)
磁束密度	2.0kG
励磁	超伝導電磁石

表 3.8 DCBA-T3 及び MTD の主な仕様

DCBA-T3 は MTD($0\nu 2\beta$ 探査を目的とする検出器) の実証機として位置づけられ、現在開発を進めている。DCBA-T3 で検証する技術項目は MTD の建造時にも必要な技術であるため、DCBA-T3 が完成すれば MTD 建造の可能性が大きく高まる。

現在の開発状況では T3 チェンバー信号読み出し機器が 1 台ずつ完成しているが、個々の動作確認が完了していない。本研究では開発されているドリフトチェンバーと信号と見出し機器の動作確認を個別に行った。また、MTD に関しても現在の設計を検討するためにフレームの製作を行い、そのたわみ量等の測定を行った。

第 4 章

DCBA-T3 測定器

DCBA-T3 は MTD($0\nu2\beta$ 探査を目的とする検出器) の実証機として位置づけられ、現在開発を進めている。

この章では、測定器の構成について述べて、動作確認については次章で説明する。

4.1 測定器概要

検出器の概念図を 4.1 に示す。DCBA-T3 では DCBA-T2.5 で使用している超伝導ソレノイドコイル内にドリフトチェンバーを多層に組み合わせて設置する。それに伴ってチェンバーの幅を 1/2 にし、磁場の強さを 2 倍にすることを目標としている。

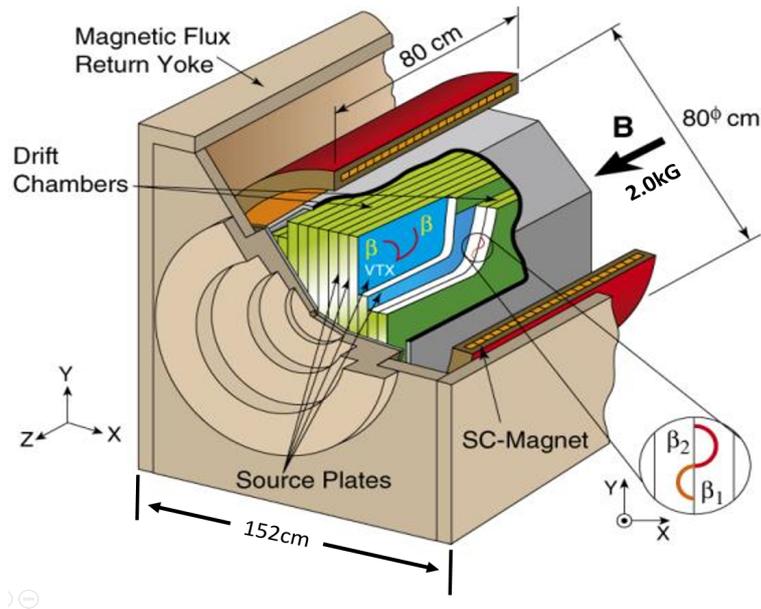


図 4.1 DCBA-T3 測定器の概念図 [44]

DCBA-T3 で検証する技術項目として主に以下の5つが挙げられる。

1. チェンバーの薄型化
2. チェンバーの多層化
3. ワイヤーピッチの微細化
4. ^{150}Nd 崩壊ソースプレートの製作
5. データ収集システム

本節ではこれら5点について説明する。

4.2 ドリフトチェンバー

T3 チェンバーの構造は T2 チェンバーの構造と少し異なる。図 4.2 に T3 チェンバーの外観を、図 4.3 に T3 チェンバーのフレーム構成を示す。

この節では、チェンバーの薄型化、多層化とワイヤーピッチの微細化について説明する。

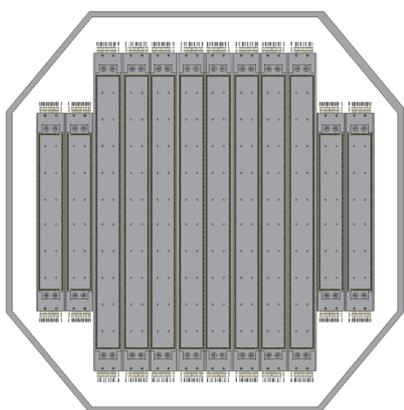


図 4.2 T3 チェンバーの外観 [44]

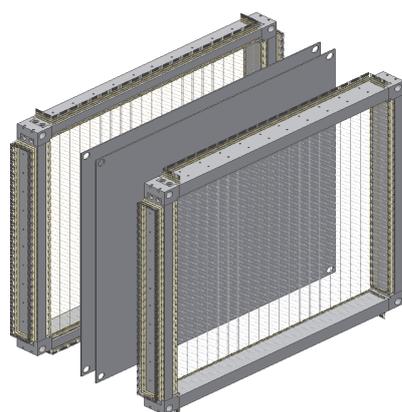


図 4.3 T3 チェンバーのフレーム構成

T2 チェンバー 1 台は幅 50mm のアルミフレーム 2 組で構成されているが、T3 チェンバー 1 台は幅 50mm のアルミフレーム 1 組のみに全てのワイヤーを取り付けている。これにより、限られた領域内に設置できるチェンバーの数が増えるので、イベントレートの増加が見込まれる。

その一方で、ベータ線の飛跡を検出できる X 方向の領域も 1/2 に狭まる。その対応策として、Z 方向に励磁する磁束密度を 2 倍に増やすことをする。これにより、運動量に対する半径は短くなり、電子による多重散乱による影響が小さくなり、エネルギー分解能は向上すると考えている。

DCBA-T2 と T3 チェンバーの全体図を図 4.4 に示す。T3-チェンバーは前述の超伝導ソレノイドコイル内に収まるように設計されている。出来るだけ多くのソース量を確保するという目的から中央に 8 台と両端に 2 台ずつの計 12 台を設置する。それぞれのチェンバーの大きさと設置台数を表 6.1 に示す。

チェンバーの長さ [mm]	チェンバー台数
50(x) × 570(y) × 570(z)	8
50(x) × 355(y) × 2492(z)	4

表 4.1 T3 チェンバーのサイズと設置台数

図 4.4 に T2 チェンバーと T3 チェンバーの全体図を示す。

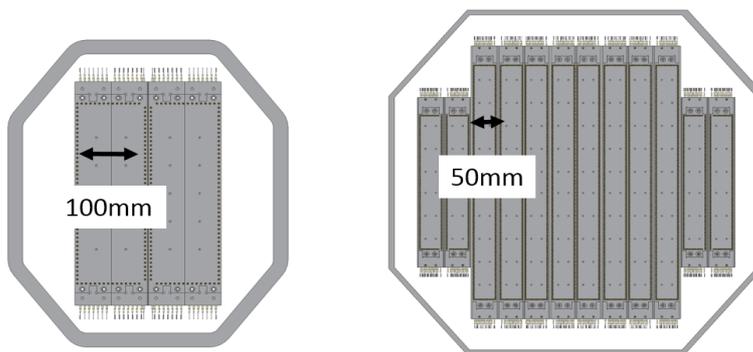


図 4.4 T2 と T3 チェンバーの全体図。(右 : T2, 左 : T3)

ワイヤピッチの微細化は T3 測定器の目的であるエネルギー分解能の向上に大きく起因する重要な改良点である。具体的には全てのワイヤーピッチを 6mm から 3mm と 2 分の 1 にしている。図 4.5 に T2 チェンバーと T3 チェンバーの 36mm 区画での YZ ワイヤー平面を示す。

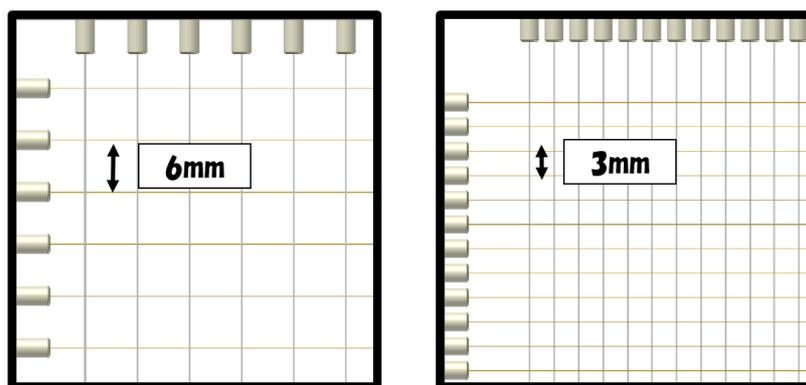


図 4.5 T2 と T3 チェンバーの YZ ワイヤー平面。(右 : T2, 左 : T3)

また、チェンバー自体も 2 倍の面積になっているため、ワイヤー本数は 40 本から 160 本と 4 倍に増やしている。これにより、イベント数の増加と電子の多重散乱が原因で起こる飛跡の乱れなどの改善が見込まれる。各ワイヤーのパラメータを表 4.2 に示した。

ワイヤー名	材質	本数	直径	張力
アノードワイヤー	Au-W	160 本	20 μ m	45g
アノードダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μ m	90g
カソードワイヤー	Au-Al	160 本	80 μ m	90g
ピックアップワイヤー	Au-Al	160 本	80 μ m	90g
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μ m	90g
フィールドワイヤー	Au-Al	52 本	80 μ m	90g
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	8 本	100 μ m	150g

表 4.2 DCBA-T3 用ドリフトチェンバーのワイヤー

4.3 ソースプレート

DCBA-T3 では大小合わせて 12 のドリフトチェンバーを使用し、その間にソースプレートが挟まる構造をしている。そのため、ソースプレートは 11 ヶ所に設置することができる。ソースプレートは Nd_2O_3 の粉末をプレート上に加工したものを使用する予定である。以下で ^{150}Nd を使用する利点と不利点について説明する。

^{150}Nd を使用する利点として、 ^{100}Mo よりも Q 値が高いことと半減期が短いことが挙げられる。 ^{100}Mo の Q 値は 3.03MeV であるのに対して、 ^{150}Nd は 3.37MeV である。現在の推定では、宇宙線などによるガンマ線が原因で生じる事象（二重コンプトン散乱、コンプトン散乱+メラー散乱など）のエネルギー分布は 1MeV 未満であると考えているため、Q 値の高い放射線源を使用することによって、二重ベータ崩壊のエネルギー分布との重なりが減り、バックグラウンドが低減すると考えている。

^{150}Nd を使用する不利点として、 ^{100}Mo よりも天然存在比が少ないこととニュートリノの有効質量の見積もり値の上限が高いことが挙げられる。 ^{100}Mo の天然存在比は 9.63 % であるのに対して、 ^{150}Nd の存在比は 5.6 % である。

ソースプレートの製作においては、Nd は常温で表面が酸化されてしまうため、Mo ように単体で金属プレートに加工することができない。そのため、アルミナイズマイラーシートにソースを貼付し、もう一枚のアルミナイズマイラーシートを張り合わせ、アルミのフレームに固定する。

ソースプレートの大きさは中心の 8 チェンバーで縦 57.0cm × 横 57.0cm であり、両端の 2 チェンバーで縦 35.5cm × 横 57.0cm である。厚さは 40mg/cm² を予定している。Nd のモル体積は約 20.58cm³/mol であり、 ^{150}Nd の天然存在比は 5.6 % であるので、ソースプレート全体で ^{150}Nd が 0.18mol 含まれる計算になる。これは T2.5 の 6 倍に相当する。

4.4 データ収集システム

DCBA - T3 実験と DCBA-T2.5 実験の信号読み出し用エレクトロニクスの大きな違いは AD 変換の位置にある。T2.5 ではチェンバーからプリアンプで出力されたアナログ信号を 2m 程度のケーブルで FADC に送って AD 変換を行っていた。T3 ではチェンバー直近にプリアンプと FADC が一体となったボードを配置し、デジタル信号をケーブルで中継ボードに送る。これによって、問題となっているエレクトロニクスによるノイズを取り除くことができると期待されている。開発中のデータ収集システムの全体図を図 4.6 に示す。

Preamp から来た信号は FADC で AD 変換されて、デジタル信号は FPGA に送られ、FPGA はトリガー信号に応じてデータ中継ボードにデータを送る。1つのデータ中継ボードには1チェンバー分のアノードワイヤーまたはピックアップワイヤーから出力された信号が集められる。集められた信号は後段の DAQ ボードに光通信を用いて送られ、ストレージに書き込まれる。

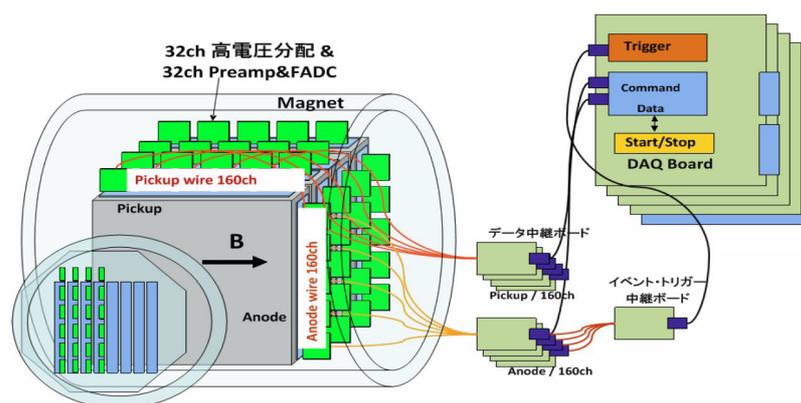


図 4.6 DCBA-T3 実験のデータ収集システムの全体図

DCBA 実験ではワイヤーに高電圧を印加する一方で信号を読み出す必要があるため、Preamp&FADC ボードに高電圧がかからないように工夫する必要がある。高電圧分配ボードはワイヤーとの接続部の近くに時定数 $\tau = C_2 R_2 = 0.01[\text{s}]$ のハイパスフィルター（CR 回路）を備えており、これにより一定の周波数（30Hz 程度）以下の信号をカットしている。また、テストシグナル用のコネクタを備えており、コンデンサーを通して微分波形が入力されるようになっている。32ch 高電圧分配ボードの写真を図 4.7 に示し、その回路図を図 4.8 に示す。

1 チェンバー当たりの読み出しチャンネル数は 80ch から 320ch に増加する。現在の計画では 1 ボードで 32ch の信号読み出しを行う予定である。このボード 1 枚には 4ch のプリアンプが 8 枚、4ch の FADC が 8 枚、FPGA が 2 枚搭載されている。32ch Preamp&FADC ボードを図 4.9 に示し、ブロックダイアグラムを図 4.10 に示す。また、それぞれの主な仕様を表 4.3,4.4,4.5 に示す。

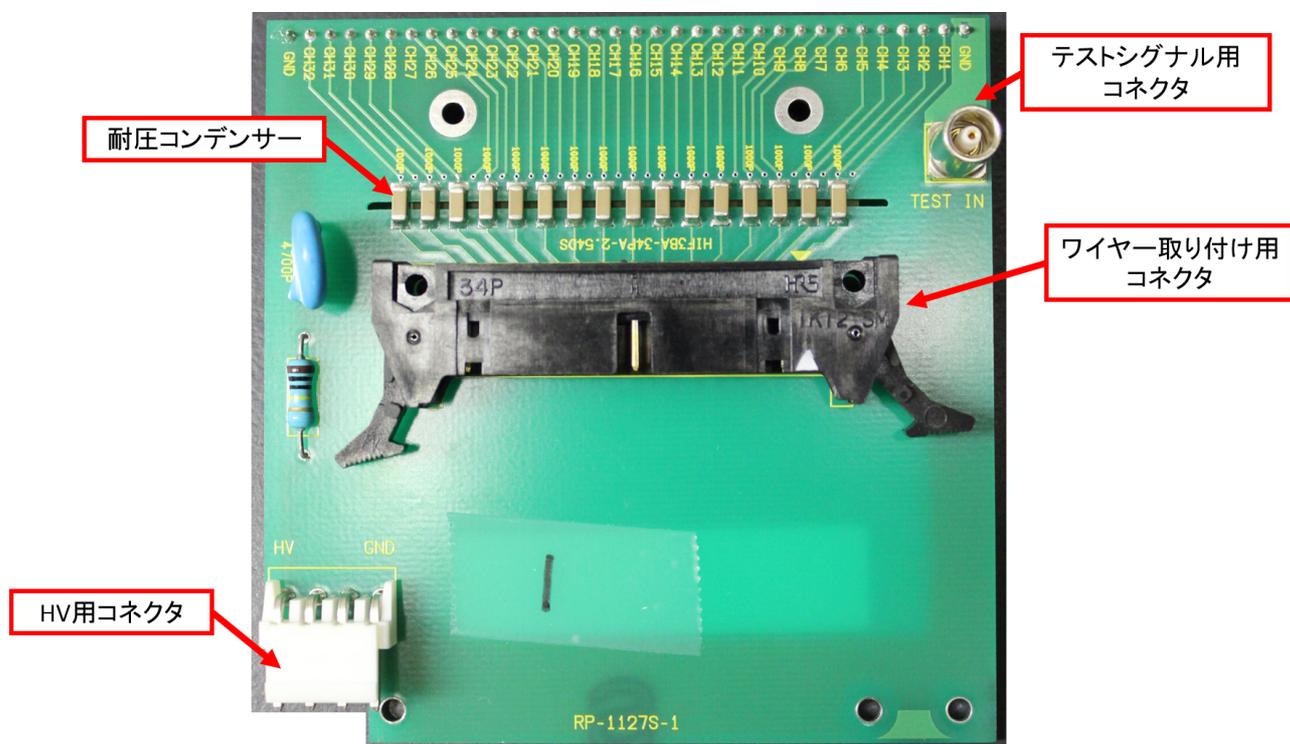


図 4.7 32ch HV 分配ボード

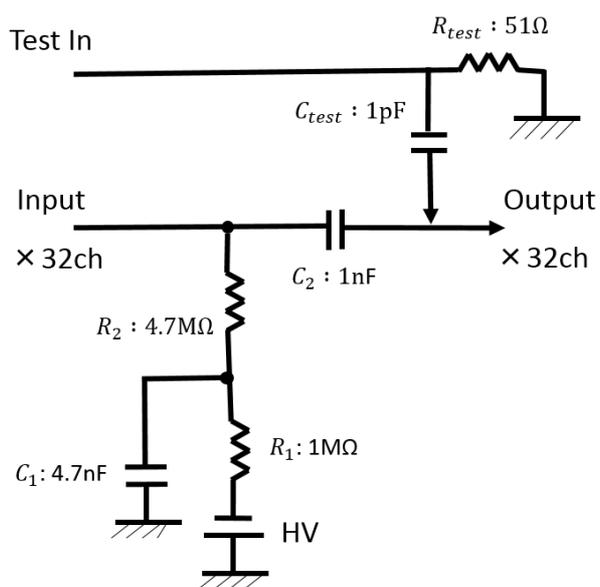


図 4.8 32ch HV 分配ボードの回路図

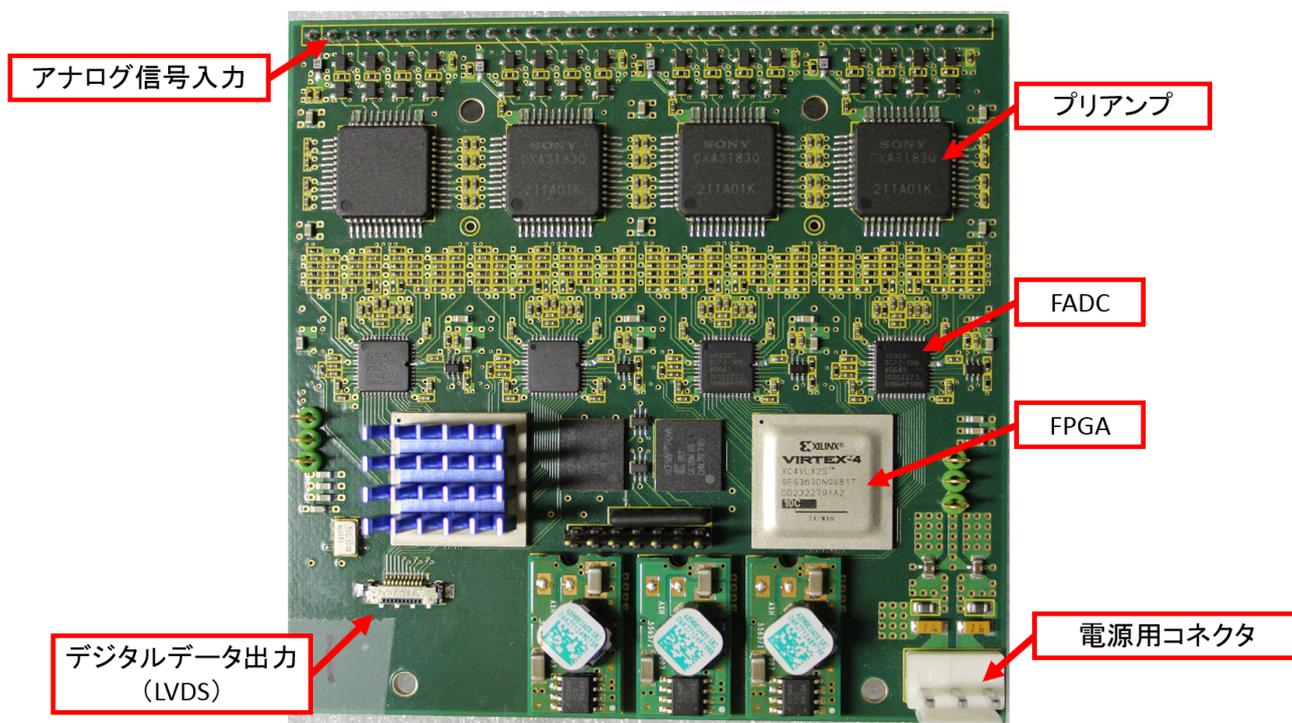


図 4.9 32ch Preamp&FADC ボード

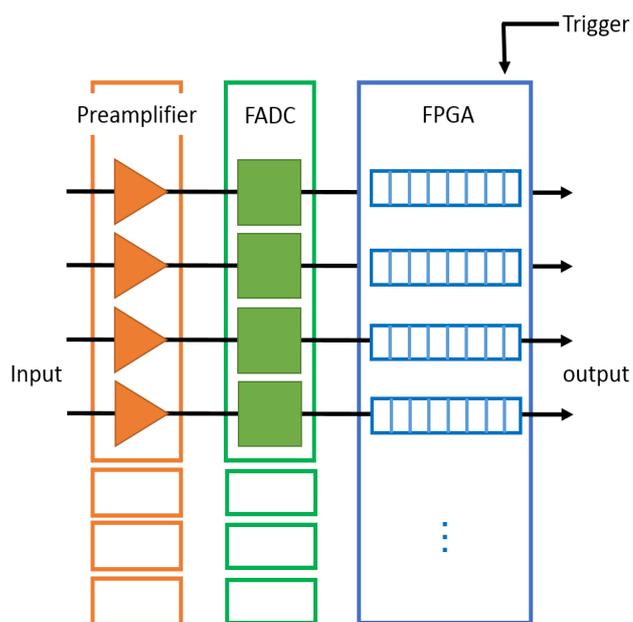


図 4.10 32ch Preamp&FADC ボードの1ボード当たりのブロックダイアグラム

Preamp	
品名	CXA3183Q (SONY)
チャンネル数	4 (1 ボード当たり 8 枚)
増幅率	0.8V/pC

表 4.3 Preamp の主な仕様

FADC	
品名	AD9287 (ANALOG DEVICES)
チャンネル数	4 (1 ボード当たり 8 枚)
積分時間	16ns
フルスケール	2V
サンプリングレート	50MHz , 8bit

表 4.4 FADC の主な仕様

FPGA	
品名	V irtex-4LXXC4VLX25 (XILINX)
チャンネル数	16 (1 ボード当たり 2 枚)

表 4.5 FPGA の主な仕様

4.5 エネルギー分解能

Geant4 によるシミュレーションでソースプレートの厚み、磁束密度、ガスの混合比を変化させて、要求されるエネルギー分解能 5 % 以下を満たす条件を選定している。

その結果、ソースプレートの厚みを $40[mg/cm^2]$ 、磁束密度を 1.8kG、CO₂ の割合を 10 % とした条件で図 4.11 に示す結果 [42] が得られている。このとき、電子のエネルギーは 1500keV とし、初期位置はソースプレートの厚みと大きさ全域にランダムに設定している。発生させた電子の数は 10000 個である。

図 4.11 より、エネルギー分布の FWHM は、1500keV で 110keV と得られた。式 3.5 より、これに $\sqrt{2}$ をかけたものが 2 電子の FWHM となるので、 $\Delta E = 156keV$ である。これより、¹⁵⁰Nd の Q 値 3.37MeV での T3 チェンバーのエネルギー分解能の概算値は 4.6 % (FWHM) と計算された。これは目標のエネルギー分解能 5 % (FWHM) 以下を達成しているため、ワイヤーピッチ 3mm であれば $0\nu 2\beta$ の探索が可能になると判断している。

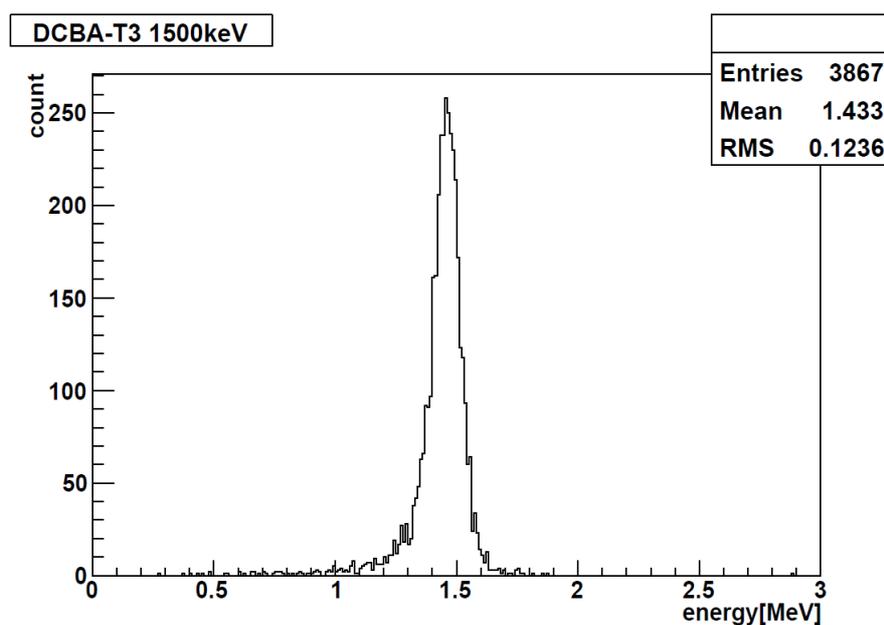


図 4.11 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布

4.6 測定器のパラメータのまとめ

最後に DCBA-T3 測定器のパラメータを表 4.6 にまとめる。

ソース	$\text{Nd}(40\text{mg}/\text{cm}^2) \Rightarrow {}^{150}\text{Nd} = 0.18\text{mol}$
有感領域	$42\text{mm}(\text{X}) \times 480(\text{Y})\text{mm} \times 480(\text{Z})\text{mm} \times 8$ チェンバー $42\text{mm}(\text{X}) \times 265(\text{Y})\text{mm} \times 480(\text{Z})\text{mm} \times 4$ チェンバー
信号読み出し	Preamp (0.8V/pC) Flash ADC (フルスケール 2V, 8bit, 50MHz)
X 座標の決定	ドリフト時間 \times FADC サンプリングレート
Y 座標の決定	ヒットしたアノードワイヤー (160 本 or 85 本/チェンバー) \times ワイヤーピッチ 3mm
Z 座標の決定	ヒットしたピックアップワイヤー (160 本/チェンバー) \times ワイヤーピッチ 3mm
励磁システム	超伝導ソレノイドコイル + 冷凍機 + フラックスリターンヨーク
磁束密度	最大 0.8kG
一様磁場領域	$\phi 400 \times 600\text{mm}^3 \delta B/B < 1\%$
チェンバーガス	He(90%) + CO ₂ (10%)
Veto カウンター	プラスチックシンチレーションカウンター

表 4.6 DCBA-T3 測定器のパラメータ

第5章

DCBA-T3 用ドリフトチェンバーと信号読み出し機器の動作確認

この章ではドリフトチェンバー及び信号読み出し機器の動作確認の結果を述べる。現在、T3用のドリフトチェンバー及び信号読み出し機器は1台ずつ完成しているが、それぞれの動作確認は出来ていない。そのため、ドリフトチェンバーは現在 T2.5 で使用しているプリアンプを使用して、宇宙線の波高や宇宙線のレートを測定するなどして動作確認を行った。T3 用信号読み出し機器はテストパルスを入力してプリアンプの増幅率の確認を行い、チェンバーに接続した場合でのノイズ量の確認も行った。

5.1 T2.5 プリアンプの増幅率測定

この節ではドリフトチェンバーの動作確認に使用したプリアンプの増幅率の測定方法とその結果について述べる。増幅率を求める式には時定数と入力インピーダンスを含んでいるため、これら2つを実験によって求めてから増幅率の測定を行った。

5.1.1 時定数の測定

時定数の測定はパルスジェネレーター (8013, hp 製)、オシロスコープ (TPS2024, Tektronix 製)、コンデンサーを使用して行った。T2.5 プリアンプにパルスを入れる際には波形の反射を避けるために 50 Ω の終端抵抗を入れている。これ以降の入力インピーダンスや増幅率の測定では、コンデンサーの静電容量を変えたり、入力波形を変えるなどしてはいるが、基本的なセットアップは変わらない。

時定数の測定では入力波形と同じ出力波形が得られるように静電容量が十分に大きい 1 μ F のコンデンサーを使用した。また、時定数よりも十分に長い幅の入力波形 (波高: -2mV、幅: 400ns) を送り、その出力波形をオシロスコープで取得した。出力波形の立ち下がりには時定数と合っているため、指数関数でフィッティングをしてその傾きの逆数をとれば求められる。

図 5.2 が実際に得られた出力波形である。この波形のデータをオシロスコープで取得した。縦軸は出力波高 [mV] で横軸は時間 [s] である。図 5.3 がその波形の立ち上がりを指数関数でフィッ

ティングした結果である。ここでは前後の5つのデータの平均を算出し、プロットしている。誤差は前後のデータの最大値から最小値を引いた値とした。

この結果から時定数 τ は $\tau = CR = 99.8\text{ns}$ と計算された。従って、時定数 $\tau = 100\text{ns}$ と決定した。

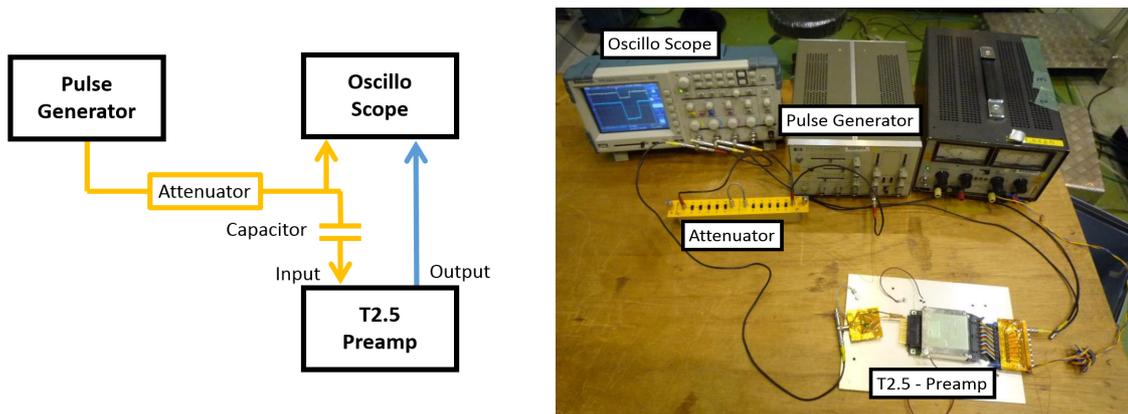


図 5.1 時定数の測定のセットアップ (左：配線図、右：測定時の写真)

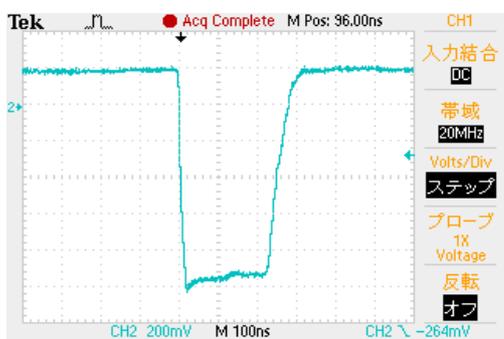


図 5.2 T2.5 プリアンプの出力波形

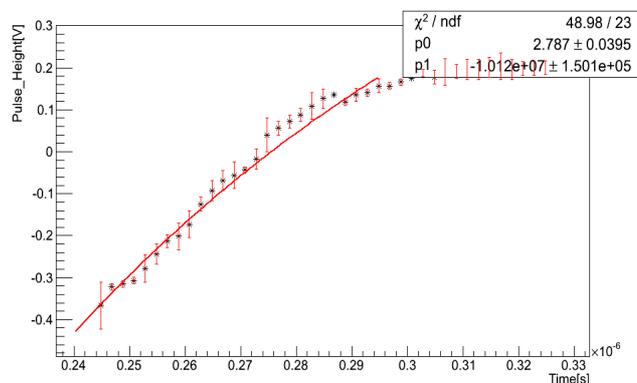


図 5.3 波形の立ち下がりのフィッティング結果

5.1.2 入力インピーダンスの測定

入力インピーダンスの測定でも時定数の測定と同様に時定数よりも十分に大きい幅の入力波形 (波高: 2mV、幅: 400ns) をコンデンサーを通して T2.5 プリアンプに送り、その出力波形をオシロスコープで取得した。

この測定では入力波形は変えずにコンデンサーの静電容量を変えて、T2.5 プリアンプからの出力波形の変化を見た。使用したコンデンサーの静電容量は 5pF, 22pF, 47pF, 100pF, 220pF, 330pF, 470pF, 100pF の 8 種類である。プリアンプの時定数と測定回路の時定数が一致していれば出力波高は最大になる。故に、そのときのコンデンサーの静電容量を C_{max} とすれば、プリア

ンプの入力インピーダンスは $Z_{in} = \tau/C_{max}$ と表される。

測定は3回行い、その平均値を算出してプロットし、誤差は最大値 - 最小値とした。図5.4は測定結果をプロットしたグラフと5pF, 100pF, 1000pFのときの入力波形(黄色)と出力波形(水色)である。グラフの縦軸は出力波高[mV]で横軸は測定回路上のコンデンサーの静電容量[pF]である。結果より、コンデンサーの静電容量が100pFの付近(左から4番目の点)で出力波形が最大になっていることがわかる。実際には指数関数的に立ち上がり、ある値に漸近していくような関数(1 - e^{-x})のようになるはずであるが、内部の配線のインダクタンスの影響により共振しているため、このような格好になる。グラフより、500pFの辺りから出力波高は一定になり、1000pFでは入力波形と同じ出力波形が得られていることがわかる。入力インピーダンスは先ほど得られた時定数と波高が最大になった時のコンデンサーの静電容量を使って、 $Z_{in} = 100 \times 10^{-9} / 100 \times 10^{-12} = 1.00k\Omega$ と計算された。

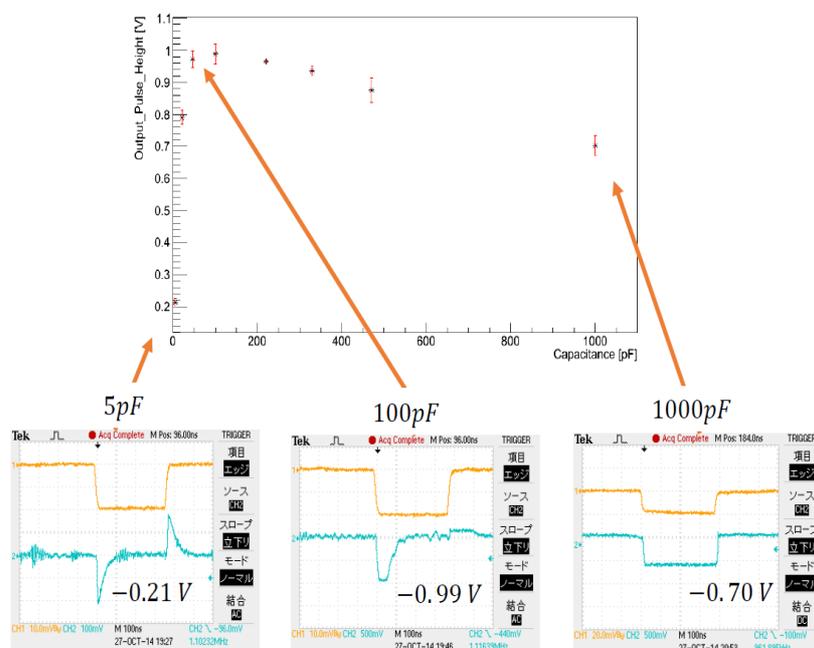


図 5.4 入力インピーダンスの測定結果

5.1.3 増幅率の測定

増幅率の測定ではコンデンサーの静電容量を $1\mu\text{F}$ で固定し、幅は時定数よりも小さい 25ns のまま変えずに入力波形の波高を $2\sim 5\text{mV}$ に変えて T2.5 プリアンプに送った。入力波形の幅が小さい場合、チャージアンプとして働くので出力波形の波高は入力波形の電荷量に比例する。入力波形の電荷量は式 5.1 で得られる。

図 5.5 は入力波形(黄色:波高-5mV, 幅:25ns)と出力波形(紫)である。図 5.6 は実際に得られた入力波形電荷量と出力波形波高の関係を示す。測定は今までと同様に3回行い、その平均をプロットし、誤差は最大値 - 最小値とした。測定点は入力波形が $2\sim 5\text{mV}$ の時の結果である。それ

以上の波高を入れても出力波高に変化はなかった。1 次関数でフィッティングした結果、プリアンプの増幅率は $1.65 \pm 0.06\text{V/pC}$ と求まった。

$$\text{入力波形の電荷量 [C]} = \frac{\text{時定数 [s]} \times \text{入力波形の波高 [V]}}{\text{入力インピーダンス [\Omega]}} \quad (5.1)$$

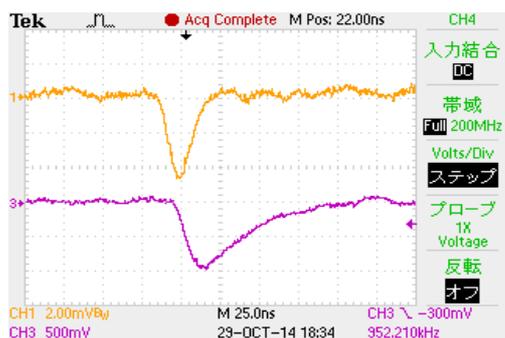


図 5.5 T2.5 プリアンプの出力波形

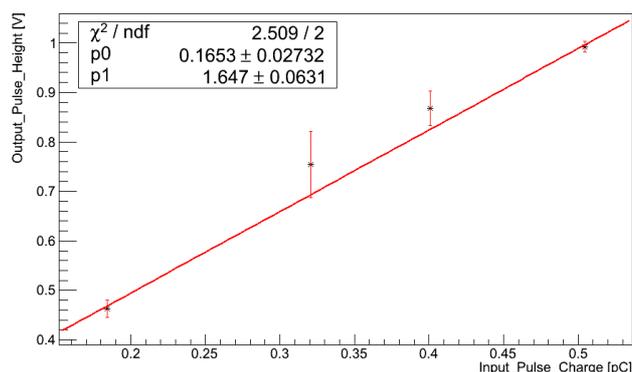


図 5.6 入力波形の電荷量と出力波形の波高の関係

以上の結果をまとめると表 5.1 のようになる。

時定数	100[ns]
入力インピーダンス	1000[Ω]
増幅率	$1.647 \pm 0.063[\text{V/pC}]$

表 5.1 T2.5 プリアンプの性能評価の結果

5.1.4 期待される宇宙線の波高の見積もり

宇宙線はチェンバー内でエネルギーを失い、He ガスを電離する。宇宙線の信号の電荷量は宇宙線の損失エネルギーが全て He ガスの電離に使われたとして計算する。He 原子 1 個が電子 1 個を失うのに必要なエネルギーは $24.6[\text{eV}]$ として知られているので、宇宙線の損失エネルギーを求めれば、宇宙線の信号電荷量は計算できる。

前述のとおり、宇宙線の損失エネルギーはワイヤーピッチが 3mm なので 97.5keV と計算される。これより、電離電子数は $\frac{97.5}{24.6} \approx 4$ となった。従って、ガス増幅率を 10^5 (Preliminary) と仮定すると期待される宇宙線信号の電荷量は 0.064pC である。プリアンプの増幅率から宇宙線の波高は 100mV と見積もられる。

5.2 T3用ドリフトチェンバーの動作電圧の確認

この節では宇宙線を用いて設定電圧の確認を行った実験の方法と結果を述べる。これ以降のドリフトチェンバーの動作確認に関しても宇宙線を用いているため、期待される計数率の計算方法についても記述した。実験は全て KEK(高エネルギー加速器研究機構)の富士実験棟の地下4階で行った。

5.2.1 セットアップ

チェンバーの動作電圧は図 5.7 に示すような方法で行った。T2.5 プリアンプを隣り合う 8 本のワイヤーに接続し、それらを 8ch ディスクリミネーターで NIM 信号に変換し、8ch スケーラーに送って 300 秒間の信号の計数率を測定した。ディスクリミネーターの閾値電圧 (V_{th}) は図 5.9 に示すようなノイズがあることを考慮して -80mV 設定し、幅は 200ns に設定した。

流入ガスは流量計で制御して $60\text{cc}/\text{min}$ でガスを供給している。チェンバーからの出口は実験室外に繋がっている。ガスを制御する機器はチェンバーの前に備え付けられた流量計のみであり、ガス圧の制御や温度調整は行っていないため、ガス圧と温度は 1atm と 300K と仮定して行っている。チェンバーに印加する電圧はカソードワイヤーに -1000V 、ピックアップワイヤーに -300V かけて、アノードワイヤーは -1300V から -2000V の間で変化させた。

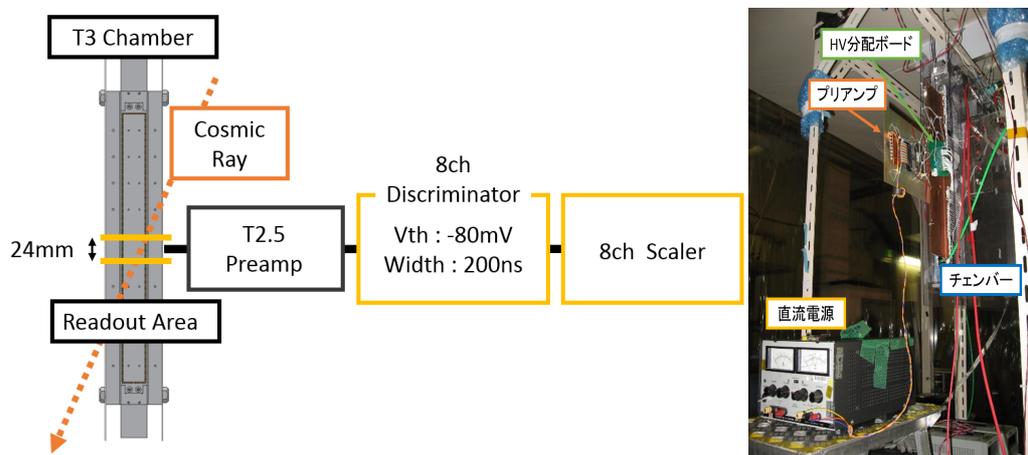


図 5.7 動作電圧確認のセットアップ

5.2.2 実験結果

図 5.8 に実験結果を示す。実験の結果、はっきりとしたプラトー領域は見えなかったが、波形観測の結果などから、 2000V では放電のような波形が多く見えたので、 $1600\text{V}\sim 1800\text{V}$ がプラトー領域であると判断して 1700V を設定電圧に決定した。 1700V での計数率は 8 本のワイヤーで得られた計数率の平均と誤差 (最大値-最小値) は $0.60 \pm 0.28\text{Hz}$ であった。

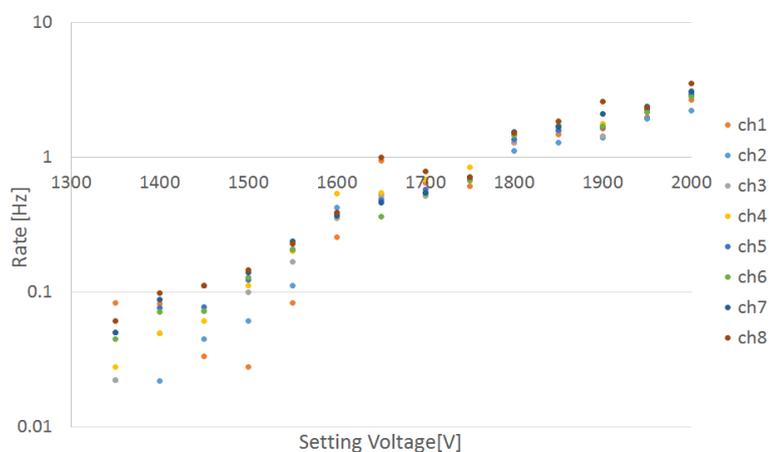


図 5.8 チェンバーを通過した場合での宇宙線の計数率の測定結果

5.2.3 信号波形

チェンバーにプリアンプをつないでオシロスコープでその波形を観測すると、高電圧を印加しなくても信号が出ていることが確認できた。図 5.9 はその時の波形である。10 μ s の時間間隔で ± 50 mV のノイズがのっていることがわかる。このノイズの原因ははっきりしなかったが、これ以降の測定でもミスカウントを避けるために閾値電圧は-50mV を超えるように設定した。

図 5.10 はアノードワイヤーに 1700V の電圧を印加した時に得られた宇宙信号である。このときの出力波形の波高は ch1, ch2, ch3, ch4 でそれぞれ-0.06V, -0.55V, -0.28V, -0.15V である。ch2 の信号以外は見積もり値と大きく外れてないと言える。

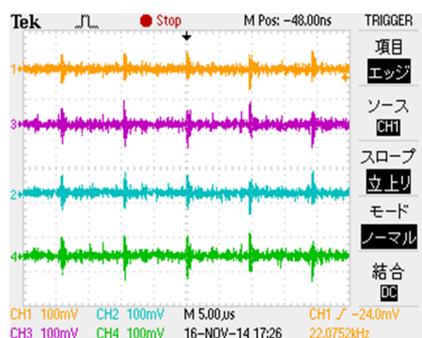


図 5.9 周期的のっているノイズ

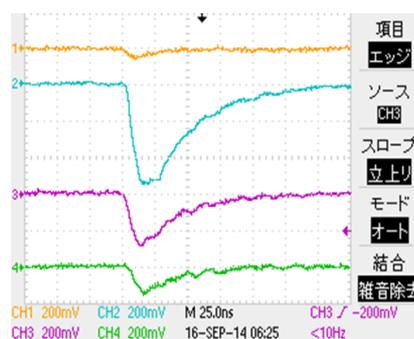


図 5.10 アノードワイヤーで捉えられた宇宙線信号

5.2.4 計算による宇宙線の計数率の見積もり

実験で得られた計数率の値が正しいか判断するために宇宙線の計数率の計算を行った。計数率は鉛直方向のフラックス $[/m^2/sr/s]$ に測定系の面積と立体角をかけることで得られる。従って、まず鉛直方向のフラックス $[/m^2/sr/s]$ を求めるために2枚のシンチレーターを重ねて計数率を測定する実験を行った。

2本のシンチレーターを用いた場合での宇宙線の計数率の測定

実験では5.12のようにシンチレーターを設置して行った。上下のシンチレーターで多少感度が異なったため、上のシンチレーター (WA0780) には-1900V, 下のシンチレーター (WA0804) には-1700V を印加した。ディスクリミネーターの閾値電圧は-50mV, 幅は500ns に設定した。得られた2つの信号はコインシデンスをとって重なった信号をスケーラーに送った。それと同時に2本のシンチレーターの計数も測定した。

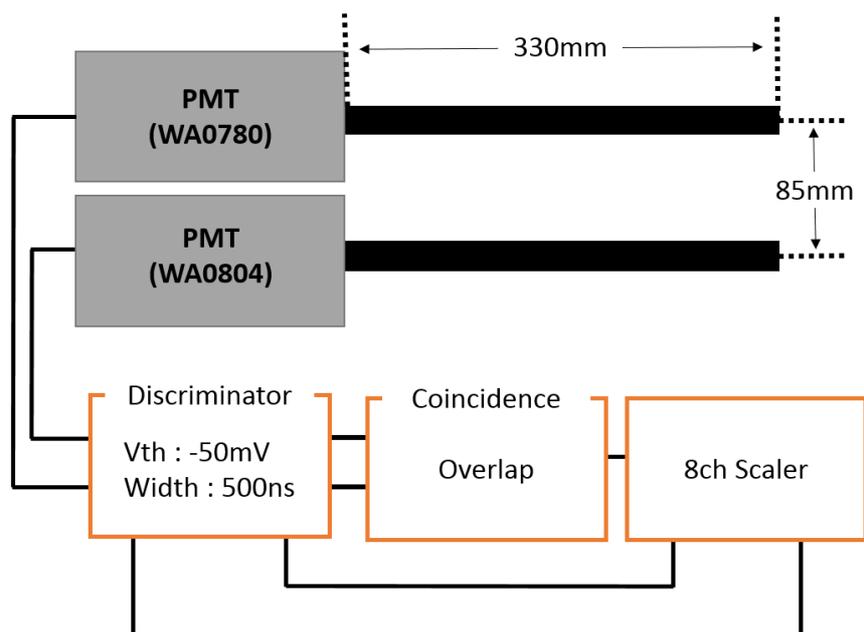


図 5.11 2本のシンチレーターでの宇宙線の計数率測定

測定結果を表5.2に示す。測定は500[s]間隔で計数を記録し、1500[s]まで測定し、その平均をとった。誤差は最大値 - 最小値とした。

結果より、宇宙線の計数は $1.26 \pm 0.03\text{Hz}$ と決定した。

Top Scintillator[Hz]	Bottom Scintillator[Hz]	Coincidence[Hz]
21.80	28.28	1.27
21.89	22.64	1.25
21.88	20.95	1.28

表 5.2 2本のシンチレーターでの宇宙線の計数率測定の結果

2本のシンチレーターを用いた場合での宇宙線の計数率の算出

宇宙線のほとんどは μ 粒子であるため、宇宙線の計数率 Rate[Hz] は天頂角 θ に依存し、式 5.2 によって定義される。

$$Rate = J(\theta = 0) \int \int \cos^2\theta d\Lambda d\Omega \quad (5.2)$$

ここで、 $J(\theta = 0)[m^2/sr/s]$ は鉛直方向のフラックスである。 $d\Lambda, d\Omega$ はそれぞれ測定系の面積と立体角を表す。

2枚のシンチレーターを通るミューオンのフラックスは図 5.12 に示す点 P' 周りの微小面積を dS' としたとき、点 P から dS' を見込んだ立体角 Ω' を使って式 5.3 のように表される。

$$d\Omega = \frac{1}{L^2} dS' \cos\theta \quad (5.3)$$

点 P 周りの微小面積を dS とするとフラックスに垂直な微小面積は式のように表される。

$$d\Lambda = dS \cos\theta \quad (5.4)$$

従って、式 5.2 に式 5.3, 5.4 を代入すると式 5.5 で求められる。

$$Rate = J(\theta = 0) \int \int \frac{\cos^4\theta}{L^2} dS dS' \quad (5.5)$$

下のシンチレーターの短辺方向および長辺方向をそれぞれ x, z と定義し、同様に上のシンチレーターについても x', z' を定義する。2つのシンチレーター間の距離を $d(=0.085\text{m})$ と定義すると、宇宙線の飛程 L は式 5.6 と表される。

$$L = \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2 + d^2} \quad (5.6)$$

図 5.12 から明らかなように $\cos\theta = d/L$ であるため、式 5.5 は式 5.6 を用いて

$$Rate = J(\theta = 0) \int \int \int \int \frac{d^4}{\{(x - x')^2 + (z - z')^2 + d^2\}^3} dx dx' dz dz' \quad (5.7)$$

と表される。

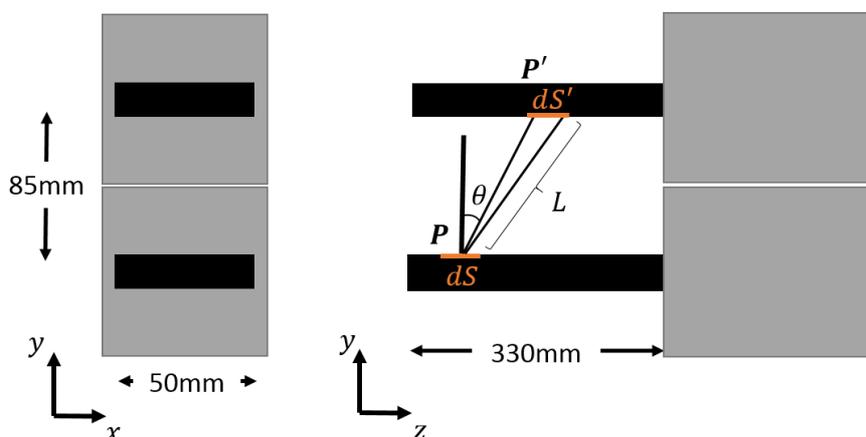


図 5.12 2本のシンチレーターを用いた場合での宇宙線の計数率の計算方法

シンチレーターの有感領域は上下で等しく $0 \leq x[m] \leq 0.050$, $0 \leq z[m] \leq 0.330$ である。従って、式 5.7 を使って計数率を計算することができる。実験での結果 $1.26 \pm 0.03\text{Hz}$ を用いて鉛直方向のフラックスを逆算すると、 $140[\text{m}^2/\text{sr}/\text{s}]$ と計算された。

これは PDG(Particle Data Group)[45] の結果 ($70[\text{m}^2/\text{sr}/\text{s}]$) よりも 2 倍大きい。この違いは、シンチレーターの設定電圧が高かったことなどが考えられる。しかし、これ以降の測定でもシンチレーターの設定電圧は変えていないので、ここで求められた鉛直方向のフラックスを採用する。

チェンバーを通過した宇宙線の計数率の算出

チェンバーを通過した場合の宇宙線の計数率も式 5.7 を使用することで求まる。図 5.13 ように 2 本のシンチレーターの場合とジオメトリは大きく変わらない。8 本のワイヤーがあるので上下のワイヤー間の距離は $d=0.024\text{m}$ であり、チェンバーの有感領域は上下で等しく $0 \leq x[m] \leq 0.042$, $0 \leq z[m] \leq 0.480$ である。従って、計数率は 3.15Hz と求まった。計算によって得られた値は-1700V に設定したときの測定値の 5 倍であった。この結果の考察に関しては次節で行う。

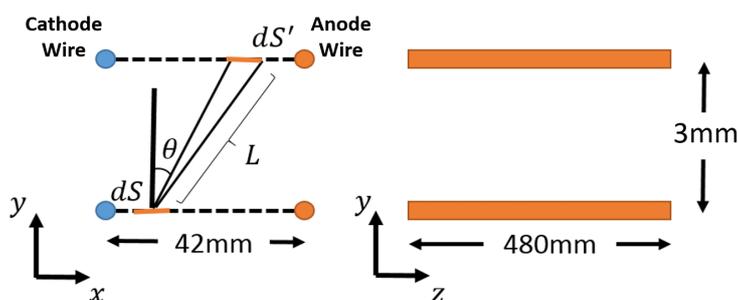


図 5.13 チェンバーを通過した場合での宇宙線の計数率の計算方法

5.3 シンチレーターとチェンバーで同期をとった場合の宇宙線の計数率

チェンバー単体で測定した結果は宇宙線以外の外部からの放射線を捉えている可能性も考えられるので、シンチレーターとの同期をとってその計数率を測定した。実験で得られた結果と計算で得られた結果を比較し、実験結果の考察を行う。

5.3.1 セットアップ

図 5.14 にセットアップを示す。

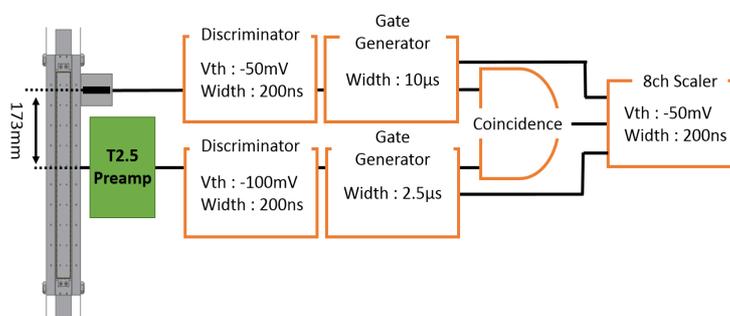


図 5.14 シンチレーターとチェンバーで同期をとった場合の宇宙線の計数率測定のセットアップ

実験ではシンチレーター 1 本とチェンバーの 1 本のワイヤーからの信号との同期をとった。シンチレーターの信号はディスクリミネーターで閾値電圧-50mV、幅 200ns でゲートジェネレーターに送り、幅を $10 \mu s$ に広げてコインシデンスに送っている。チェンバーの信号はディスクリミネーターで閾値電圧-100mV、幅 200ns でゲートジェネレーターに送り、幅を $2.5 \mu s$ に広げてコインシデンスに送っている。コインシデンスで同期をとった信号はスケーラーに送り、シンチレーターとチェンバーからの信号の計数率も測定した。

シンチレーターの位置は宇宙線が天頂角で 30 度の方向から飛んでくることを想定して設置した。三角比でチェンバーの中央から 30 度の線を伸ばすとシンチレーターが設置できる位置 (100mm) で 173mm になる。従って、読み出し部分の中央から 173mm の位置にシンチレーターを設置した。

5.3.2 実験結果

表 5.3 に計数率の測定結果を示す。1.5h (5032 秒間) 測定を行い、そのときのシンチレーターチェンバーの計数率を示す。誤差は $\sqrt{\text{計数}}/\text{測定時間}$ で計算した。結果より、シンチレーターとチェンバーの計数率は単体での計数率よりも 1/3 程度になっていることがわかる。

Scintillator[Hz]	Chamber[Hz]	Coincidence[Hz]	Time
7.717 ± 0.039	0.244 ± 0.007	0.005 ± 0.001	1.5h (5032s)

表 5.3 シンチレーターとチェンバーで同期をとった場合の宇宙線の計数率測定結果

5.3.3 信号波形

図 5.15 にシンチレーターとチェンバーが同期した時の波形を示す。

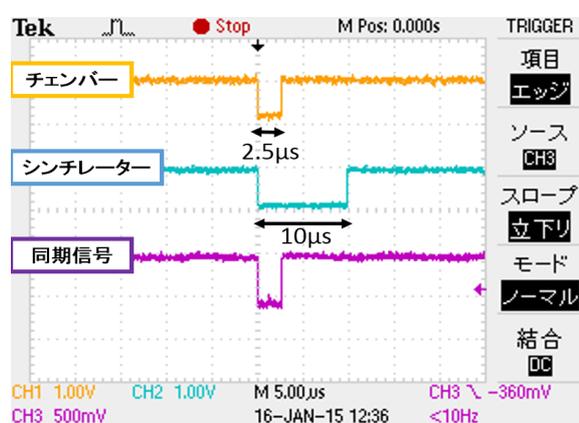


図 5.15 シンチレーターとチェンバーの同期信号

5.3.4 計算による宇宙線レートの見積もり

図 5.16 にジオメトリの概念図を示す。今回のようなジオメトリでも式 5.7 を適用して計算することができる。チェンバーの有感領域はカソードワイヤーの位置を原点にとって $0 \leq x[m] \leq 0.042$, $0 \leq z[m] \leq 0.480$ である。シンチレーターの有感領域は $0.096 \leq x'[m] \leq 0.146$, $0 \leq z'[m] \leq 0.330$ である。チェンバーとシンチレーターの距離 $d = 0.173\text{m}$ なので、これらを代入すると 0.077Hz となった。これは実験結果よりも 10 倍の結果になるので、チェンバーが正常に動作していないことが考えられた。

5.3.5 アノードワイヤーの有感領域の見積もり

上記の実験での実験結果が計算結果よりも 10 倍の差があったことやチェンバー単体で動作させた時も実験結果と計算結果に 5 倍の差があったことから、チェンバーが正常に動作していないことが疑われる。予想される原因はチェンバー内に酸素などのドリフト電子を吸収する気体が流入していることである。これにより、チェンバーの有感領域はアノードワイヤー近傍の領域に絞られてしまうことが考えられる。

この仮説を検証するために、アノードワイヤーの有感領域の見積もりを行った。手順は以下の

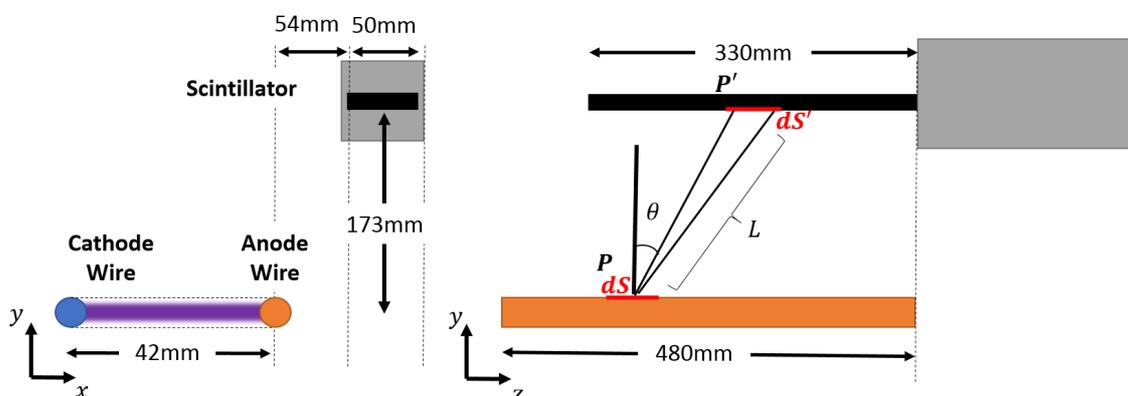


図 5.16 シンチレーターとチェンバーの同期信号をとった場合の宇宙線の計数率の計算方法

通りである。

- オシロスコープで波形のデータを取得する。
- 波形がピークになった時の時間を取得する。
- 隣り合うチャンネル同士で時間差を計算する。
- それらのデータの度数分布を作成する。
- ガウス関数でフィットした分散値からドリフト時間を決める。
- ドリフト時間と設定電圧からドリフト距離を見積もる。
- (ドリフト距離 + アノードワイヤーの半径) × 2 をアノードワイヤーの有感領域とする。
- 実験結果で得られた計数率と求められたアノードワイヤーの有感領域で計算された計数率を比較する。

図 5.17 オシロスコープで得られたデータから作成した度数分布である。データはアノードワイヤーに 1500V~1800V を印加した時のデータを使っている。ガウス関数でフィッティングを行った結果、ドリフト時間 Δt は $\Delta t = 9.927 \pm 1.353[\text{ns}]$ と見積もられた。

このときの静電ポテンシャル U_0 、ドリフト電子の移動度 μ からドリフト距離 L_d を式 5.8 で求めることができる。[46]

$$L_d = \sqrt{2\mu U_0 \Delta t} \quad (5.8)$$

この計算ではアノードの半径は無視できるほど小さいとして省略している。アノードワイヤーの設定電圧は全体の平均値である 1650V を採用し、静電ポテンシャルを小濱太郎氏の計算によって得られているチェンバーの特性方程式を基にして計算すると、 $U_0 = 242.56[\text{V}]$ である [47]。移動度は $\mu = 0.00307 \pm 0.0005[\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \mu\text{s})]$ を使用する。これらの結果を式 5.8 に代入すると、 $L_d = 0.383 \pm 0.007$ となった。アノードの半径は $20\mu\text{m}$ なので、アノードの有感領域は $0.766 \pm 0.013\text{mm}$ と見積もられた。

この有感領域 ($0 \leq x[\text{m}] \leq 0.000753$) を代入して、再度宇宙線の計数率を計算すると、 $0.005 \pm 0.005\text{Hz}$ となった。これは実験結果と非常によく一致しているため、アノードの有感領域

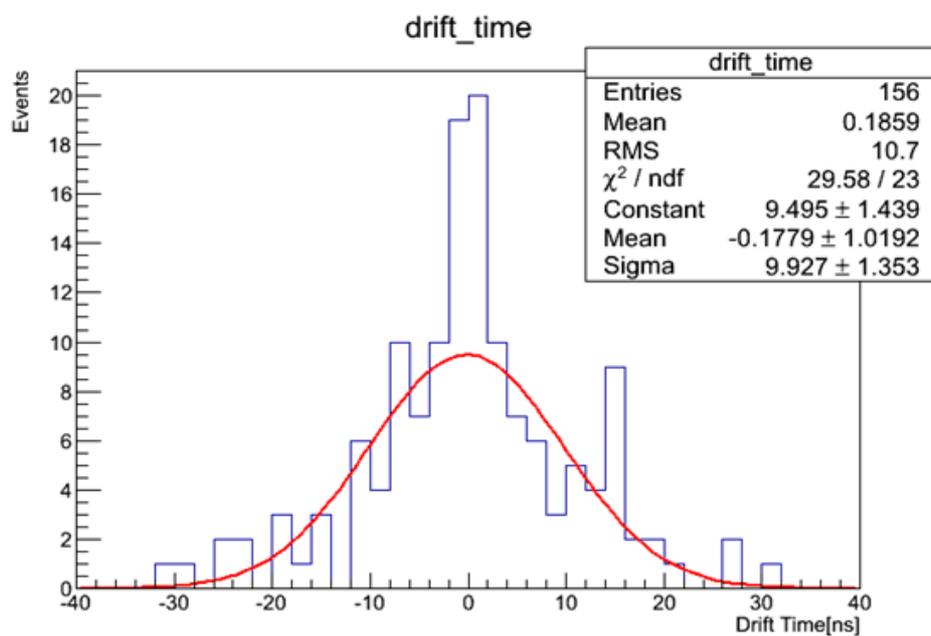


図 5.17 ドリフト時間

が狭められていたという仮説の根拠となる。

5.4 ドリフトチェンバーの動作確認のまとめ

1. チェンバーの動作確認では、はっきりとは見つからなかったが 1600V~1800V の間をプラトー領域と考え、設定電圧を 1700V とした。
2. 鉛直方向のフラックスの見積を行い、その結果 $141.12 [m^2/sr/s]$ と得られた。
3. シンチレーターとチェンバーの同期信号を取った場合での計数率は 0.005 ± 0.001 となった。これは計算結果の 1/10 程度であった。
4. X 方向の有感領域が小さくなっていると考え、その領域を見積もって再度計算を行った結果同様の結果を得た。
5. チェンバー内には酸素などのドリフト電子を吸収するガスが含まれていたと考えられる。
6. 以上の結果から、現状よりもチェンバー内の気密性を高めて実験を行う必要があると判断する。

5.5 T3用プリアンプの増幅率の測定

プリアンプの増幅率はパルスジェネレーターで100nsの波形を0.5mV~6mVの範囲で波高を変えて静電容量が1 μ Fのコンデンサーを通してプリアンプに送った。図5.18の横軸は入力波形の電荷量[pC]であり、縦軸は出力波形のADCカウントである。横軸の入力波形の電荷量はT3プリアンプの仕様書[48]からプリアンプの時定数16ns, 入力インピーダンス80 Ω から式5.1を用いて計算した。縦軸の出力ADCカウントは得られた波形の出力波形のADCカウントの平均をとり、誤差は最大値-最小値で計算した。

1次関数でのフィッティング結果から傾きは 113.6 ± 3.6 と計算された。FADCは参照電圧 $\pm 1V$, 8bitなので、1ADCカウントは7.8mVに相当する。よって、T3プリアンプの増幅率は $(113.6 \pm 3.6) \times 2/256 = 0.89 \pm 0.03[V/pC]$ と決定した。これは仕様書の0.8[V/pC]と変わらない値であった。

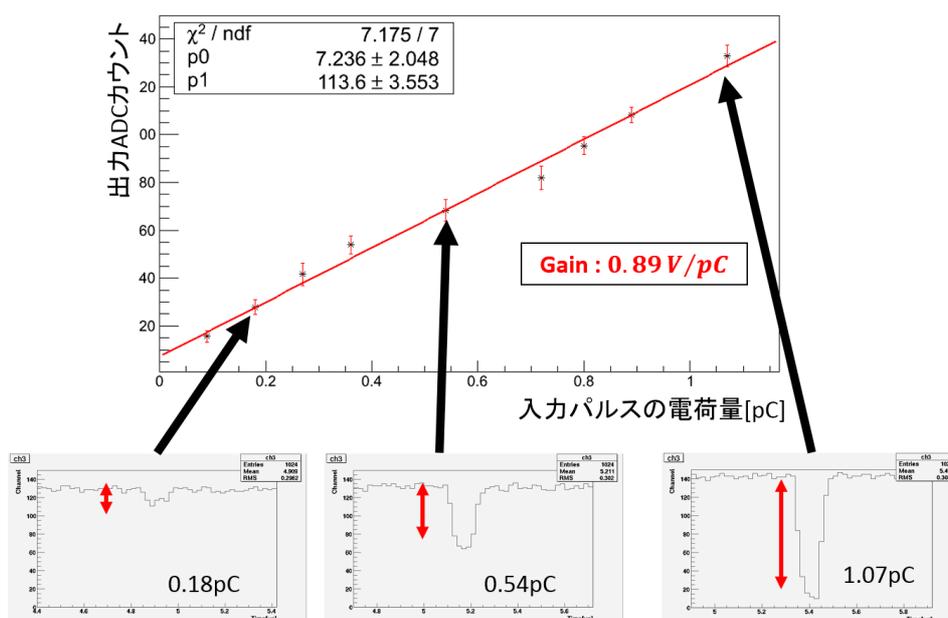


図 5.18 入力波形の電荷量と出力波形の ADC カウントの関係

5.6 T3用信号読み出し機器のノイズ量の見積もり

ノイズ量の見積りはチェンバーに接続していない場合と接続した場合で比較した。測定結果を図5.19, 5.20に示す。結果より、どちらも変化がなくノイズレベルは1ADCカウントに抑えられていることが分かった。これにより、ノイズレベルは1ADCカウント($\approx 7.8mV$)と定めた。

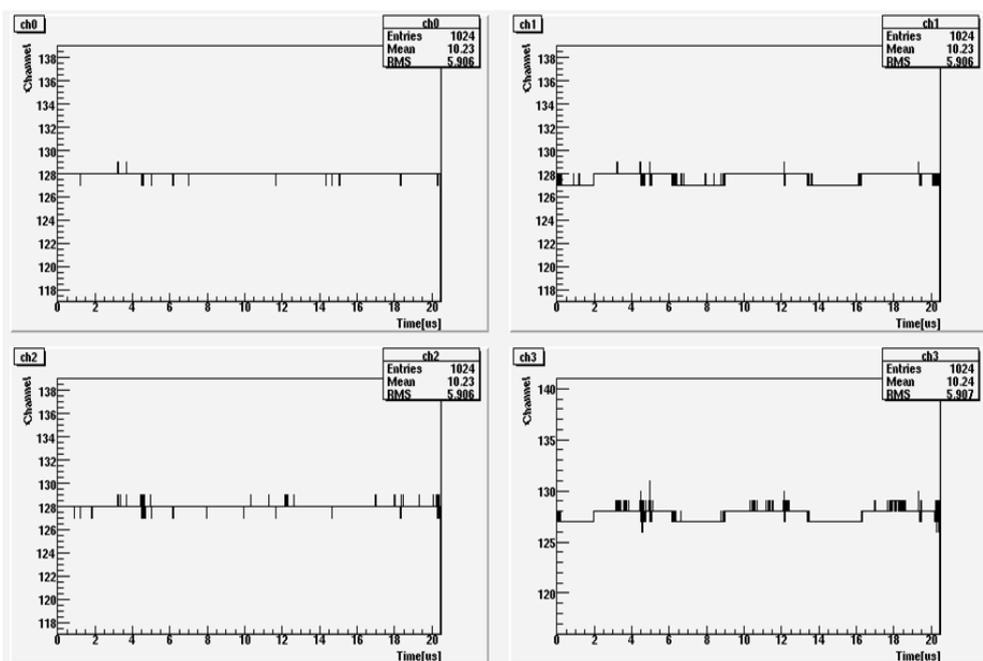


図 5.19 チェンバーに接続しない場合に得られたデジタル出力

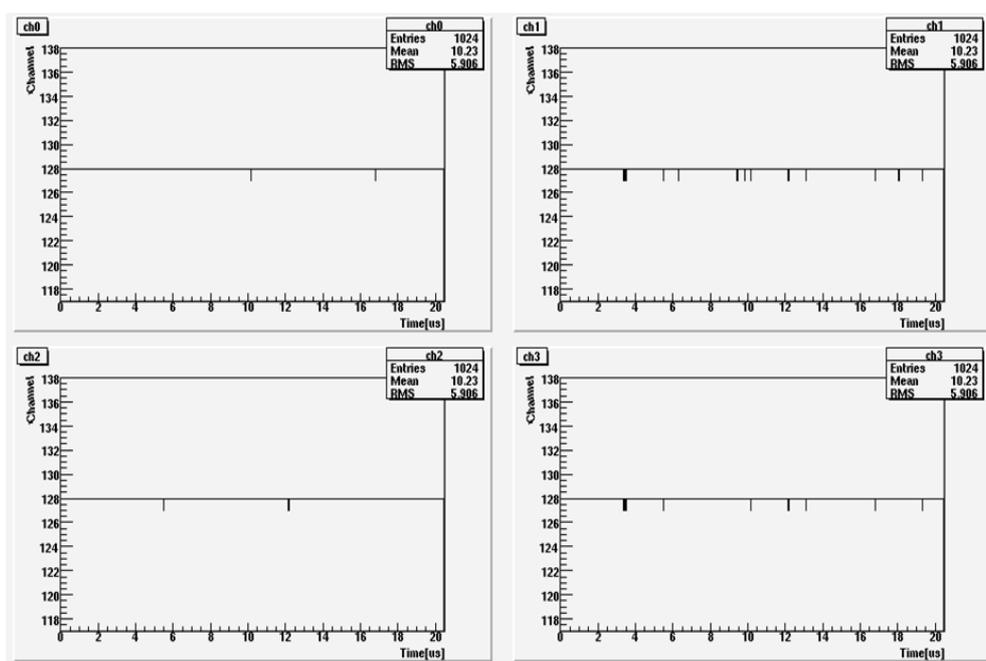


図 5.20 チェンバーに接続した場合に得られたデジタル出力

5.7 信号量の見積もり

DCBA-T2.5 と DCBA-T3 での宇宙線信号とベータ線信号の見積もりを行った。これにより、現在の T3 及び T2.5 の設計で予想される S/N 比を求めて、T3 の設計に対する暫定的な評価を行った。

5.7.1 宇宙線の信号量見積もり

図 2.3 から宇宙線の最低の損失エネルギーの $2[Mevg^{-1}cm^2]$ を用いて計算する。ヘリウムガスの密度は $162.5 \times 10^{-6}[g/cm^3]$ であり、飛程は T2 チェンバーで $0.6[cm]$ 、T3 チェンバーで $0.3[cm]$ である。これより、T2 チェンバーと T3 チェンバーそれぞれの宇宙線信号の損失エネルギーの最低値は式 5.9 及び式 5.9 と計算される。

$$2 \times 10^{-6} \times 162.5 \times 10^{-6} \times 0.6 = 195eV \quad (5.9)$$

$$2 \times 10^{-6} \times 162.5 \times 10^{-6} \times 0.3 = 97.5eV \quad (5.10)$$

DCBA-T2.5 の場合

195eV が全てヘリウムガスのイオン化に使われると考えられると、電離電子数は $195/24.59 \approx 8$ 個となる。従って、電荷量はガス増幅率 10^5 を仮定して、 $0.128[pC]$ となる。DCBA-T2.5 測定器では、プリアンプの増幅率が $1.647 \pm 0.063[V/pC]$ 、FADC はフルスケール 1V の 8bit(256) なので、式 5.12 のように計算される。

$$(0.128[pC] \times 1.647 \pm 0.063[V/pC]) \times 256 \approx 53 \pm 2[ch] \quad (5.11)$$

ノイズレベルは 2 ADC カウントなので S/N 比は 26.5 となる。

DCBA-T3 の場合

97.5eV が全てヘリウムガスのイオン化に使われると考えられると、電離電子数は $97.5/24.59 \approx 4$ 個となる。従って、電荷量は $0.064[pC]$ である。DCBA-T3 測定器では、プリアンプの増幅率が $0.89 \pm 0.03[V/pC]$ 、FADC はフルスケール 2V の 8bit(256) なので、式 5.12 のように計算される。

$$(0.064[pC] \times 0.89 \pm 0.03[V/pC]) \times \frac{256}{2} \approx 7 \pm 0[ch] \quad (5.12)$$

ノイズレベルは 1 ADC カウントなので S/N 比は 7 となる。

5.7.2 二重ベータ崩壊によるベータ線の信号量の見積もり

ベータ線の損失エネルギーはシミュレーションで求められている。Geant4でT2及びT3チェンバーのジオメトリを作成し、二重ベータ崩壊を想定したベータ線を放出して、ドリフトセル毎での平均の損失エネルギーを求めてベータ線のエネルギーごとにプロットした。このグラフでの最低の損失エネルギーからこの時のガスの条件は $\text{He} : \text{CO}_2 = 9 : 1$ であり、ガス圧と気温は1atmと300Kである。

DCBA-T2.5の場合

図5.21は実際に得られたシミュレーションの結果を示す。横軸は損失エネルギー量 [MeV] のであり、縦軸は損失エネルギー [keV] である。

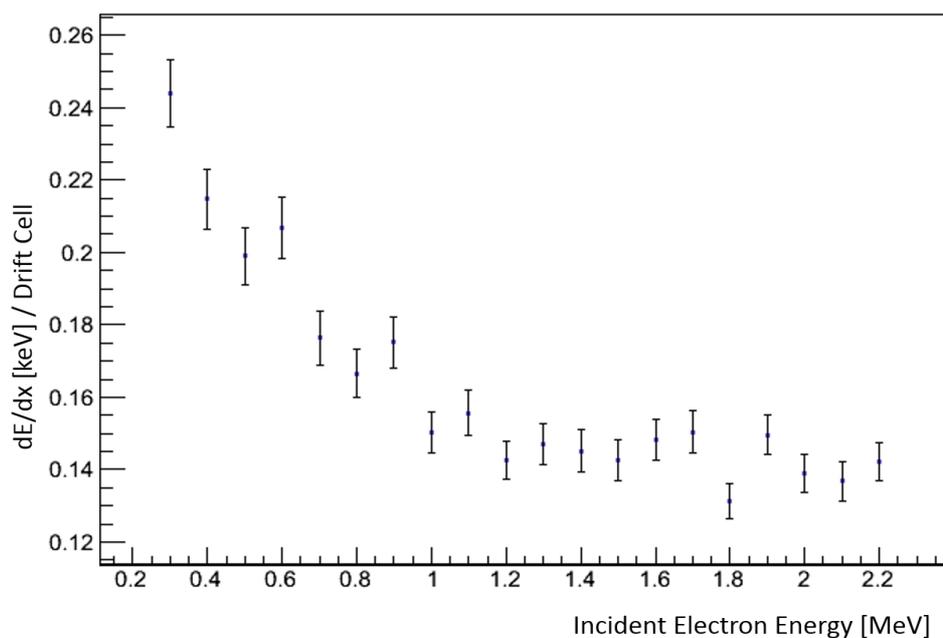


図 5.21 T2 チェンバーにおける入射電子のエネルギーとエネルギー損失量の関係

グラフより、最高エネルギーと最低エネルギーの概算値は0.24keVと0.14keVである。これより、電離電子数は $10 \sim 6$ 個と見積もられ、電荷量は $0.160 \sim 0.096 \text{pC}$ と計算された。従って、DCBA-T2.5で観測されるベータ線信号のADCカウントは式5.13で計算される。

$$(0.160 \sim 0.096 [\text{pC}] \times 1.647 \pm 0.063 [\text{V/pC}]) \times 256 \approx 67 \pm 3 \sim 40 \pm 2 [\text{ch}] \quad (5.13)$$

従って、0.3MeVから2.2MeVまでのベータ線の信号量は $67 \pm 3 \sim 40 \pm 2$ ADCカウントであると予想される。

DCBA-T3の場合

図 5.22 に T3 チェンバーでの結果を示す。

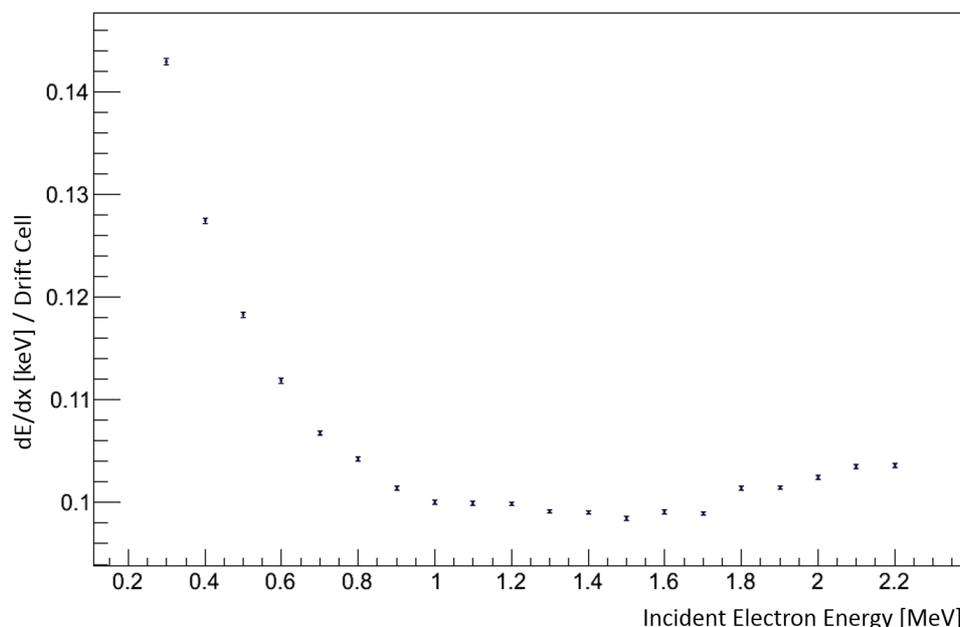


図 5.22 T3 チェンバーにおける入射電子のエネルギーとエネルギー損失量の関係

グラフより、最高エネルギーと最低エネルギーの概算値は 0.143keV と 0.100keV である。これより、電離電子数は 6~4 個と見積もられ、電荷量は 0.096~0.064pC と計算された。従って、DCBA-T3 で観測されるベータ線信号の ADC カウントは式 5.14 で計算される。

$$(0.096 \sim 0.064 [\text{pC}] \times 0.89 \pm 0.03 [\text{V/pC}]) \times \frac{256}{2} \approx 11 \sim 7 [\text{ch}] \quad (5.14)$$

従って、0.3MeV から 2.2MeV までのベータ線の信号量は 11~7ADC カウントであると予想される。

結果より、DCBA-T3 では DCBA-T2.5 に比べて得られる信号量は小さくなると予想される。実際、ピッチが半分になることによって 1/2 になり、プリアンプや FADC の仕様から 1/4 になる。従って、測定器全体で信号量は 1/8 に縮小される。これによって、ノイズレベルが抑えられても信号量が低下することによって S/N 比は悪化し、信号の検出が困難になると予想される。

従って、ガス増幅率の測定を行い、DCBA-T2.5 での実験結果からこれらの推定値と実験値を吟味し、信号読み出し機器の改良を行う必要がある。

5.8 信号読み出し装置の動作確認のまとめ

- 仕様書のプリアンプの増幅率と実験結果が一致していることを確認した。

- チェンバーに接続していない場合とした場合を比較してもノイズ量は変わらなかったため、ノイズレベルは7.8mV(1ADCカウント)と定めた。
- 宇宙線の信号出力は7ADCカウント以上で得られると予想した。
- 二重ベータ崩壊を想定した信号出力の概算値は11~7ADCカウントである。
- DCBA-T2.5と比較するとDCBA-T3でのノイズレベルは1/2に向上し、信号レベルは1/8に縮小されるためS/N比は1/4に悪化すると予想する。

第6章

MTD 用チェンバーフレームの製作と検討

現在開発を進行している DCBA-T3 をもって測定器の基本的な R & D は終了し、次期実験として計画されている MTD(Magnetic Tracking Detector) と呼んでいる。これは、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索を目的とした検出器であり、DCBA 実験での検出器開発の最終目標である。

この章では、ドリフトチェンバーの設計内容と実際に製作して行った検討内容について述べる。

6.1 検出器概要

図 6.1 は計画段階の検出器の概念図である。

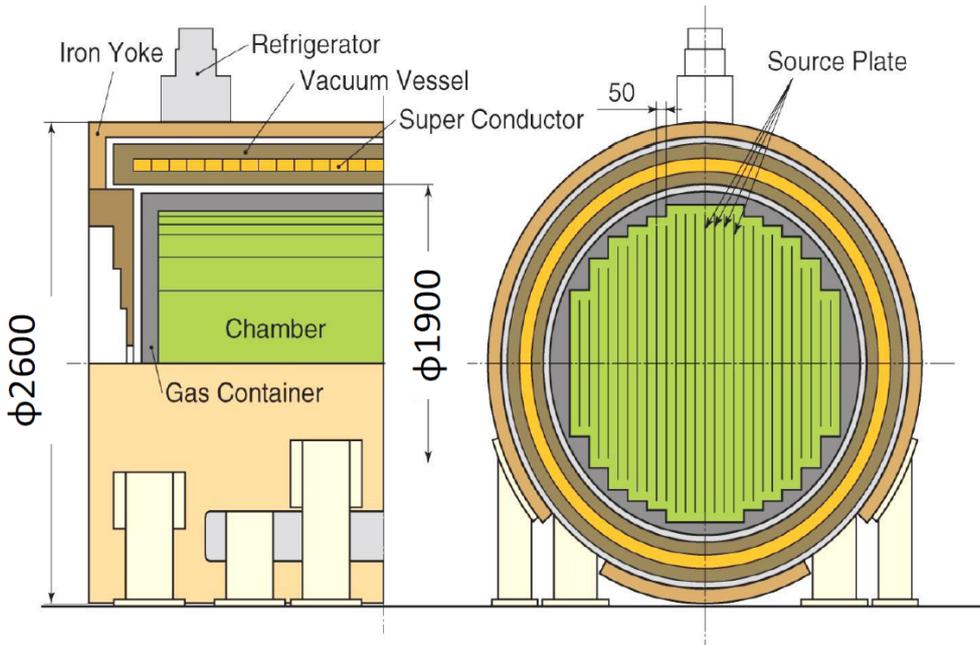


図 6.1 MTD 測定器の概念図 [44]

MTD の技術的な課題はほぼ DCBA-T3 に基づいており、大量ソースを搭載できるドリフトチェンバーと超伝導ソレノイドを組み合わせた巨大な測定器の製作及び高濃縮の崩壊ソースを設置することを検討している搭載するソースの厚みとして $15\text{mg}/\text{cm}^2$ と $40\text{mg}/\text{cm}^2$ の2候補がある。

$15\text{mg}/\text{cm}^2$ 場合、1年間の運転で得られる1台あたりの質量感度は天然 Nd で 0.8eV 、濃縮 Nd (^{150}Nd , 60%) で 0.2eV までとなる。ソースプレートの厚みが薄い場合には、エネルギー分解能に影響を与えないので50台建設した場合にソース量も10倍の 120kg となり、ニュートリノの有効質量を 20meV まで探索可能であると予想されている [44]。

一方で、 $40\text{mg}/\text{cm}^2$ の場合は、質量感度は1年間の運転で天然 Nd で 0.5eV 、濃縮 Nd で 0.1eV までとなる [44]。ソースが厚くなるためエネルギー分解能が悪くなり、ニュートリノの有効質量も 50meV までしか探索できないが、MTD の台数を減らせる利点がある。ソースの厚みによってエネルギー分解能を良くして MTD の台数を減らすか若しくはエネルギー分解能を悪くして MTD の台数を減らすかという兼ね合いは、どの程度を要求するかによって変わってくる。

6.2 ドリフトチェンバーの設計内容

MTD チェンバーでの一番の目標は大型化である。MTD チェンバーのソース面積と DCBA-T3 のチェンバーのソース面積との比は最大で約17倍である。図6.2はチェンバーの大きさを比較した概念図である。MTD チェンバーは超伝導ソレノイドマグネットの中に入るように設計されているため、DCBA-T3 と同様にソース面積の異なるチェンバーを多層化している。DCBA-T2.5 及び T3 では同じ超伝導ソレノイドコイルを使用しているが、MTD でも流用することはできないので新たに作る必要がある。

表6.1にチェンバーの長さとそのチェンバーの設置台数を示した。チェンバー台数は合計24台であり、ソレノイドコイルの円筒内に挿入するために、T3と同様に長さの異なるチェンバーを多層化している。

チェンバーの長さ [mm]	チェンバー台数
$50(x) \times 1604(y) \times 2492(z)$	12
$50(x) \times 1404(y) \times 2492(z)$	4
$50(x) \times 1239(y) \times 2492(z)$	4
$50(x) \times 1044(y) \times 2492(z)$	4

表 6.1 MTD チェンバーのサイズと設置台数

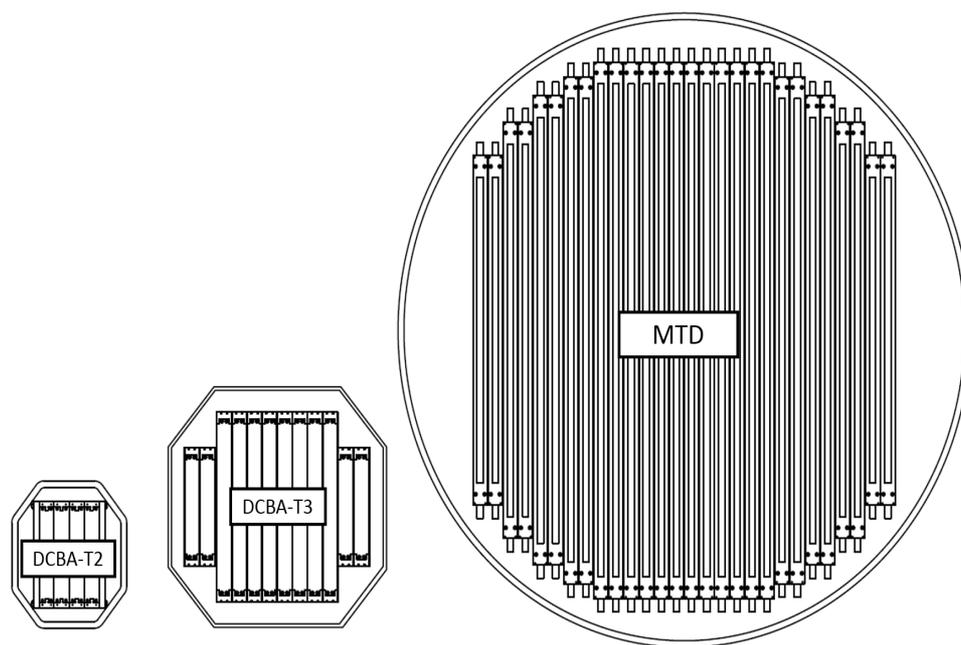


図 6.2 MTD チェンバーの大きさの比較

MTD チェンバーのドリフトセルの構造は DCBA-T3 測定器と変わらない。両者の違いはチェンバーの大型化により、チェンバーに張るワイヤーの本数も増えていることである。ピックアップでは5倍、アノードでは3.15倍になっている。これにより、同時に計測される事象数が増えることを期待している。

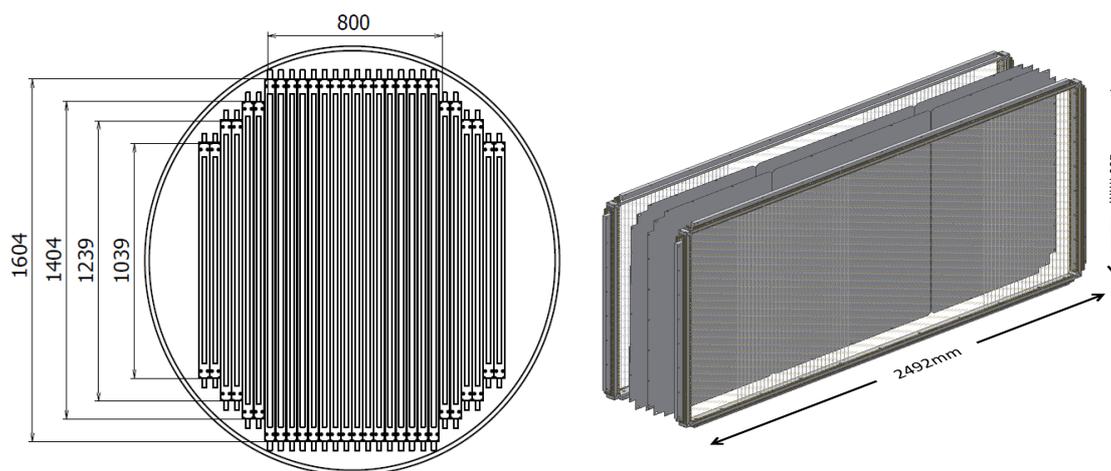


図 6.3 MTD チェンバーの外観

図 6.4 MTD チェンバーのフレーム構成

6.3 チェンバーフレームの製作

MTD チェンバーは他のチェンバーと同様にアルミニウムで出来ているため、製作は容易であるが強度が弱いという弱点がある。そのため、DCBA と同様に、コーナー部分とプレート部分に分かれているが、DCBA のフレームよりも長いことから自重によるたわみとワイヤー張力によるたわみを懸念し、フィンも取り付けられている。

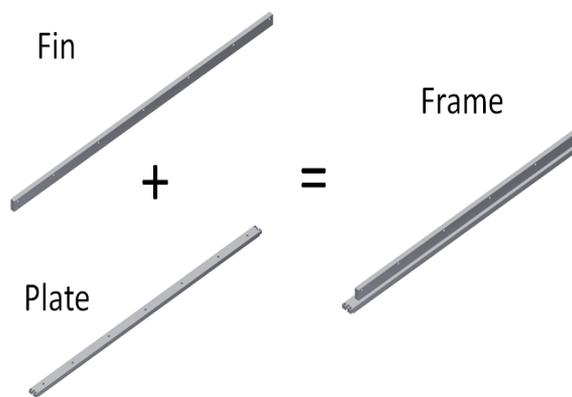


図 6.5 フレームの組み立て

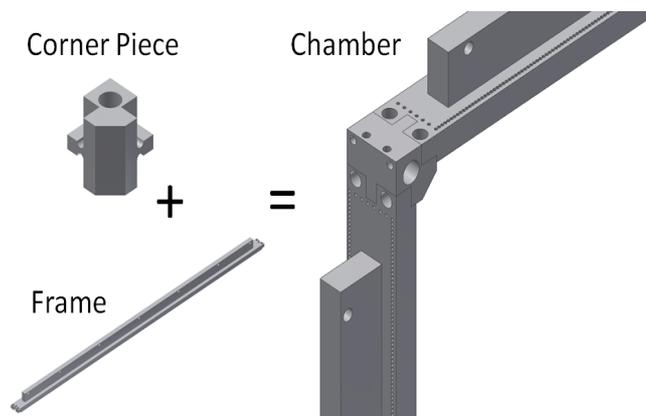


図 6.6 チェンバーの組み立て



図 6.7 MTD チェンバーの建設風景

6.4 チェンバーフレームの設計検討

MTD チェンバーの開発において懸念している点（フレームのたわみ、ワイヤーの静電斥力によるたわみ、懸けるべきワイヤー張力とワイヤーの耐久性）について調べた。

6.4.1 自重によるフレームのたわみ

自重によるフレームのたわみによる悪影響として考えられるのは、ワイヤーの断線及び隣接するワイヤーとの接触とエネルギー分解能の悪化である。特に水平フレームがたわむことにより、上下のフレームの距離に差が生じて、ワイヤーが緩んだり余計な張力がかかるなどして断線したり、隣のワイヤーと接触するなどが考えられる。また、上下のフレームの距離に差が生じることで、ピックアップとアノードワイヤで得られる信号位置にずれが生じる可能性がある。

フィンがある場合とない場合での違いを計算による予想値と実測値と合わせて検証した。

計算値

予想されるフレームのたわみ量は材料力学における弾性曲線方程式（式 6.1）から求める。

$$\frac{d^4\nu}{dx^4} = \frac{\omega}{EI} \quad (6.1)$$

ここで、 ν はたわみ量 [m]、 ω は等分布荷重（梁に足して均等にかかる荷重）、 E はヤング率 [Pa]、 I は断面二次モーメント（フレームの形状を表すパラメータ）これに実際の環境（この場合、両端支持梁）を想定して、境界条件（ $x=0, l$ の時、 $\nu=0$ ）を当てはめ、順次積分をしていくことでたわみ量が導出される。

$$\nu = \frac{\omega}{24EI}x(x^3 - 2lx^2 + l^3) \quad (6.2)$$

この式 6.2 は実数解として $x = l/2$ のみをもつ四次多項式である。従って、 $x = l/2$ のとき極大値となり、フレーム中心で最大となる ν_{max} が導ける。（式 6.3）

$$\nu_{max} = \frac{5\omega l^4}{384EI} \quad (6.3)$$

ここで、等分布荷重 ω は、この場合自重であることを考慮すると、等分布荷重はフレームの材料であるアルミの密度、フレームの体積（フィンありとフィンなしで二通り）、重力加速度、フレームの長さ（水平フレームと垂直フレームの二通りある）で表される。

$$\omega = \frac{\rho V g}{l} \quad (6.4)$$

実際には分母のフレームの長さは体積に含まれるため、相殺される。故に、自重の場合、等分布荷重は長さ当たりの体積、材料の密度、重力加速度によって定まる。

また、断面二次モーメントは今回の検証において重要なフレームの形状を表すパラメータである。フィンがある場合とない場合での断面二次モーメントは次式で表される。

フィンなし（長方形）

$$I_R = \frac{bh^3}{12} \tag{6.5}$$

フィンあり（T型）

$$I_T = \frac{bH^3 + bh^3}{12} \tag{6.6}$$

ここでの b, B, h, H は各々の寸法値を表し、図 6.8 にその定義を示す。 b, h はプレートの底辺高さを表し、 $b = 47.6\text{mm}$, $h = 20.0\text{mm}$ である。 B, H はフィンの底辺、高さを表し、 $B = 20.0\text{mm}$, $H = 40.0\text{mm}$ である。これらの値を 6.5 と 6.8 に代入して計算すると、フィンがない場合（長方形）で $0.31 \times 10^{-7}[\text{m}^4]$ であり、フィンがある場合（T型）で $1.38 \times 10^{-7}[\text{m}^4]$ と約3倍であった。

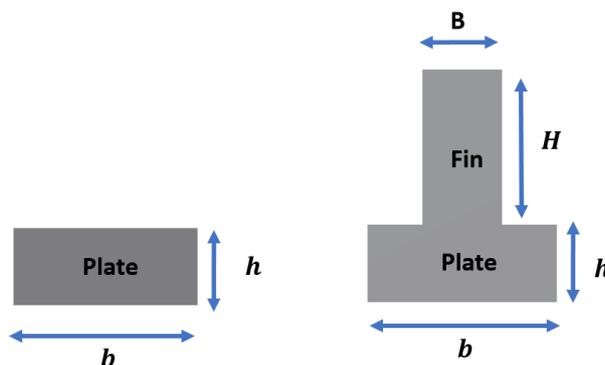


図 6.8 断面二次モーメント

計算に使用する数値を表 6.2 にまとめた。

アルミの密度 ρ	$2.7 \times 10^3 [\text{kg}/\text{m}^3]$
ヤング率 E	$7.2 \times 10^{10} [\text{Pa}]$
水平フレームの長さ l_h [mm]	2440
垂直フレームの長さ l_v [mm]	1552
プレートの寸法	$b = 47.6$ [mm] , $h = 20.0$ [mm]
フィンの寸法	$B = 20.0$ [mm] , $H = 40.0$ [mm]
断面二次モーメント（フィンなし） I_R	$0.31 \times 10^{-7} [\text{m}^4]$
断面二次モーメント（フィンあり） I_T	$1.38 \times 10^{-7} [\text{m}^4]$
等分布荷重（フィンなし） ω_R	25.19 [N/m]
等分布荷重（フィンあり） ω_T	46.35 [N/m]

表 6.2 自重によるたわみ量の計算に用いた数値

これにより、最大のたわみ量は式 6.3 と計算された。

フィン	水平フレームの最大たわみ量 [mm]	垂直フレームの最大たわみ量 [mm]
なし	4.09	1.72
あり	0.59	0.13

表 6.3 自重によるたわみ量の計算値

実測値

KEK の工作棟にてフレームを製作して測定を行った。測定で用意したものはデジタルハイトゲージと V ブロックである。測定方法は以下のルールに従って行った。

1. フレームの両端は端から 65mm までを V ブロックの上に載せる。
2. ハイトゲージでフレームの端から 65mm 離れた点を 0 点とする。
3. ハイトゲージの位置は常にプレート上に置く。
4. 測定点は中心を基点とし、そこから 200mm 間隔で離れた地点とフレームの両端とする。
5. 測定は各地点で 3 回ずつ行い、その平均値を実測値とし、その最大値から最小値の差を誤差とする。

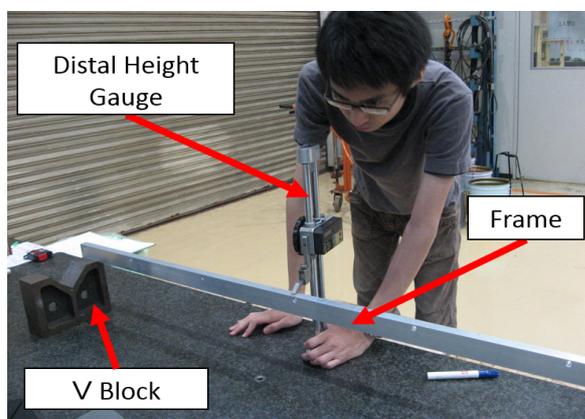


図 6.9 自重によるたわみの測定風景

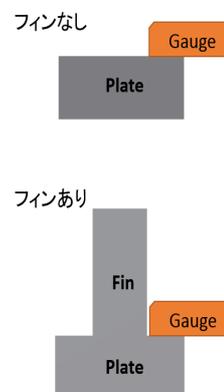


図 6.10 ゲージ位置

これらのルールに基づいて、垂直フレームでは 11 点のデータを測定し、水平フレームでは 15 点のデータを取得した。更に、これによって得られたデータを 4 次の多項式でフィッティングを行った。また、式 6.2 を用いて、計算により各測定点でのたわみ量を算出し、実測値との比較した。(図 6.11, 図 6.12) 但し、計算値は測定環境を考慮してフレームの長さとして $l' = l - (65 \times 2)$ を使用し、 x についても $x' = x - 65(x = 0, 65, \dots)$ を使用した。これにより、境界条件 ($x = 0, l$ の時、 $\nu = 0$) が反映される。

グラフから、計算値と実測値のずれは水平フレームのフィンなしで最大 1.20mm、フィンありで最大 1.40mm の誤差が生じており、垂直フレームではフィンなしで最大 0.24mm、フィンありで最大 0.11mm の誤差が生じている。この結果は測定値の誤差よりも大きかった。これは、同じ

場所で 3 回測定を行ったため誤差が小さく見積もられてしまったことが原因であると考えている。しかし、計算で得られたフィンがある場合と無い場合での差の最大値と比べるとこの誤差は小さい（水平フレームで 2.36mm、垂直フレームで 0.45mm）ため、今回の目的であるフィンがある場合と無い場合でのたわみの違いを見出すことに成功していると言える。

結果として、フィンを取り付けたことによりフレームの長さの 10 % 以下までたわみが抑えられていることが分かった。

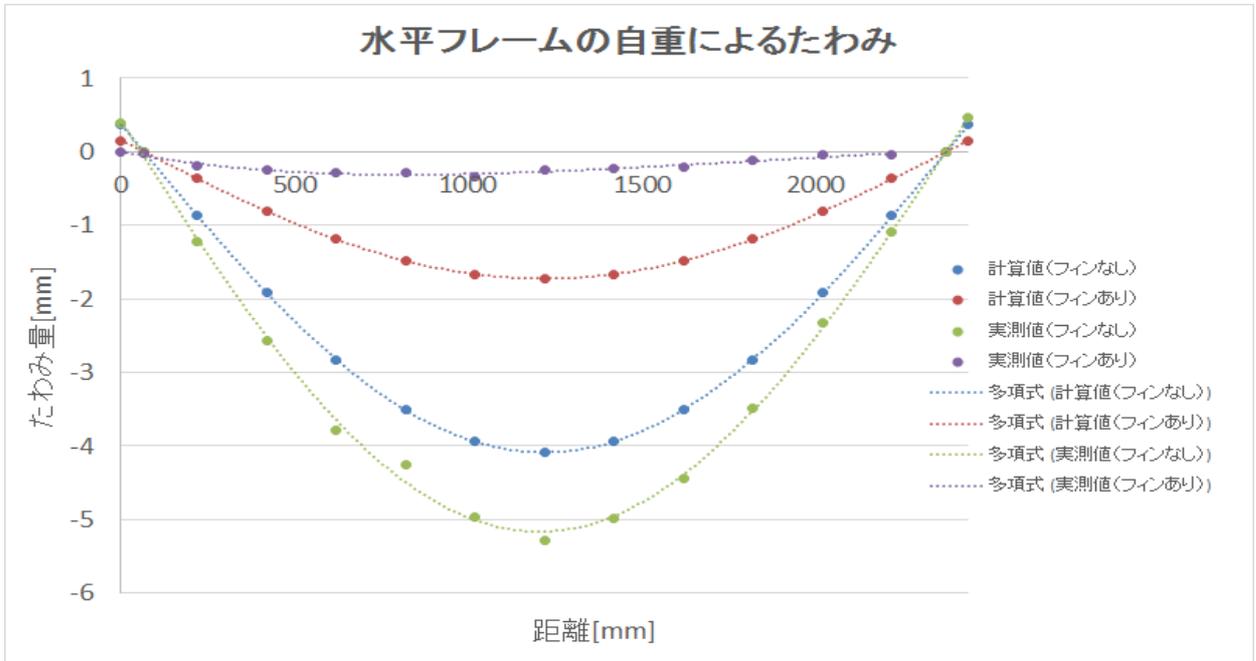


図 6.11 水平フレームの自重によるたわみ

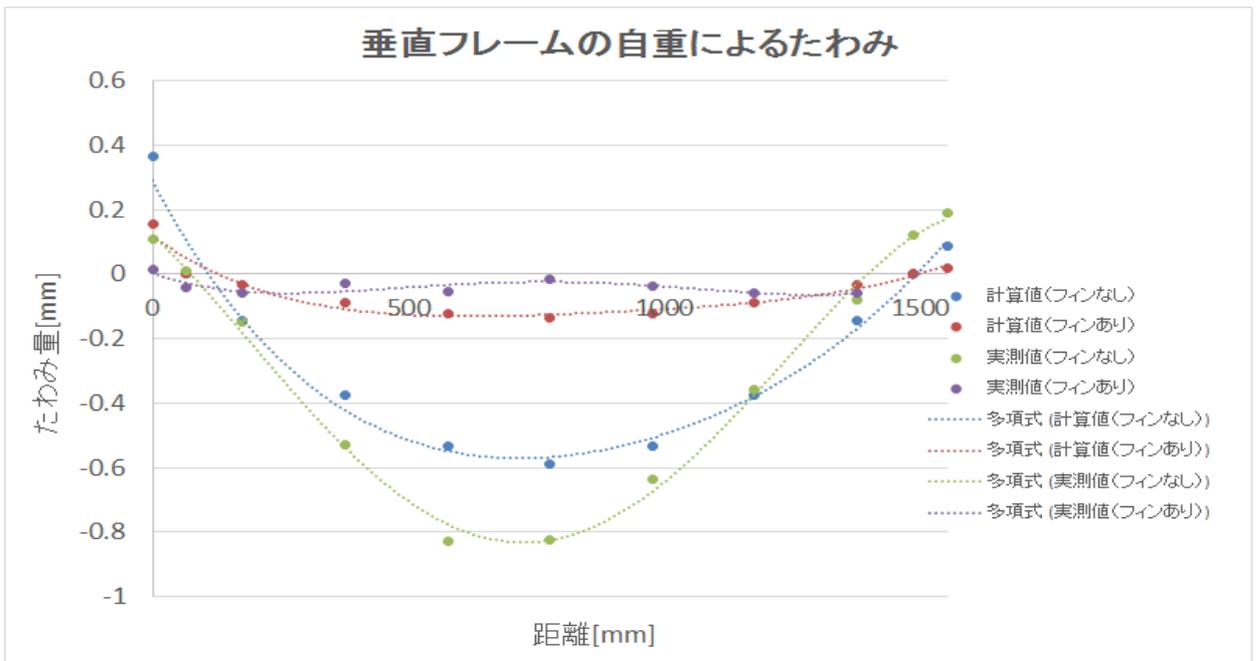


図 6.12 垂直フレームの自重によるたわみ

6.4.2 ワイヤーにかかるべき張力

信号を得るためにはワイヤーに高電圧をかける必要があるが、高電圧をかけてしまうとワイヤー間に静電斥力が生じて隣接するワイヤー同士は一行に並ばずにくずれしてしまう。このずれが大きいと検出器の分解能が悪化してしまうため、十分な張力を懸けてたわまないようにする必要がある。(この時の張力を臨界張力と呼ぶ。)一方で、ワイヤーは延性の金属で出来ているが許容応力を超える負荷がかかると破断してしまう。(この時の長さを限界長と呼ぶ。)従って、懸けるべき張力は静電斥力を生じさせないほど大きく、許容応力を超えないほど小さいことが理想である。

ワイヤーの臨界張力

ワイヤーの臨界張力 T_c はワイヤーの長さあたりに蓄えられた電荷(換算電荷量)を $q = CV_0$ 、長さを L 、ワイヤーに懸けられた張力を T 、ワイヤー間のピッチを s とすると次式で表される。

$$T_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{CV_0 L}{s} \right)^2 = \pi\epsilon_0 \left(\frac{q}{2\pi\epsilon_0} \right) \left(\frac{L}{s} \right)^2 = \pi\epsilon_0 Q^2 \left(\frac{L}{s} \right)^2 \quad (6.7)$$

MTDの場合、ドリフトセルの構造はDCBA-T3と同じであるため、DCBA-T3チェンバーの動作電圧の測定で得られた設定電圧を採用し、式(6.7)を用いると換算電荷 $Q \equiv \frac{q}{2\pi\epsilon_0}$ は141.033となった。これを式(6.7)に代入すると、36.6gとなった。従って、臨界張力を36.6gとする。

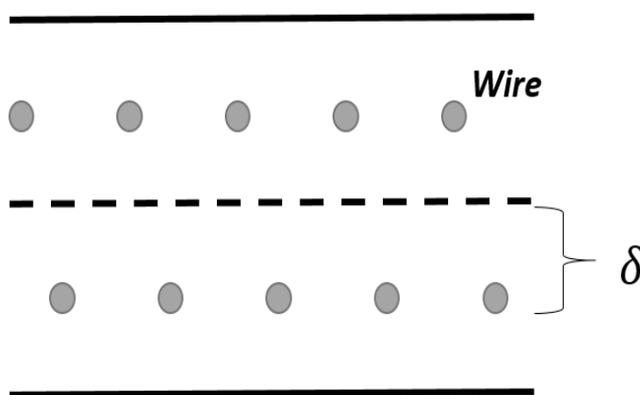


図6.13 ワイヤーの静電斥力による位置のずれの概念図

ワイヤーの限界張力の測定

実際にワイヤーを吊るし、応力 [kg/mm^2] に対する伸び率 [%] との関係調べた。実験にはおもり(ボルトや一円玉など)、おもりを載せるための皿、ワイヤーを固定するフックなどを用いて簡易的に以下のような手順で行った。

1. ワイヤーを1m程度に切断する。
2. 余計な負荷がかからないようにおもりを載せる皿をジャッキの上に乗せた状態で、上下のフックにワイヤーを取り付ける。

3. ジャッキを静かに下ろしてフックの上の位置にゲージを合わせ、その地点を0点とする。
4. おもりを載せるときに余計な負荷がかからないように、静かにおもりを載せていき、その時の伸びを測定する。
5. 測定は1本のワイヤーで1回ずつ行い、合計3本の測定結果の平均値を実測値とし、その最大値から最小値を引いた値を誤差とする。

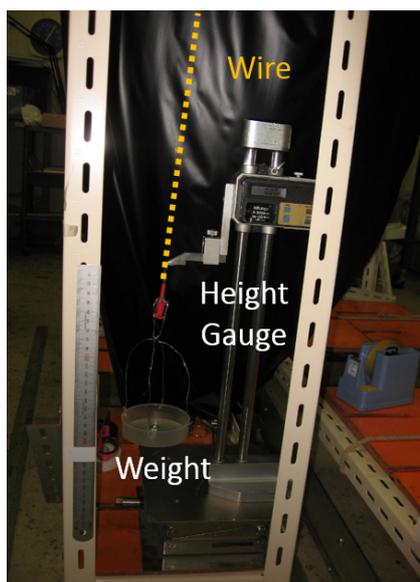


図 6.14 荷重によるワイヤーの伸びの測定風景

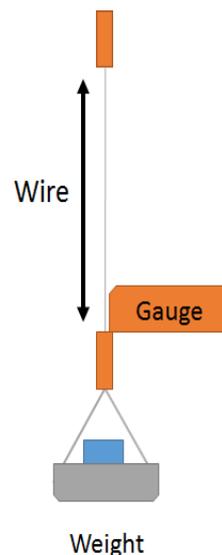


図 6.15 測定の概念図

ワイヤーにかかる応力は載せるおもりの重さを W [kg] , ワイヤーの半径を r [mm] とすると応力 $[\text{kg}/\text{mm}^2]$ は次式で表される。

$$\sigma = \frac{W}{\pi r^2} \quad (6.8)$$

測定の結果を図 6.16 と図 6.17 に示す。アノードワイヤーは金メッキタングステンで出来ており、半径は $20\mu\text{m}$ である。グラフより、アノードワイヤーは $150[\text{kg}/\text{mm}^2]$ 程度で比例限界に達し、その後塑性変形して破断すると予想される。従って、アノードワイヤーの限界張力は 50g と言える。カソードワイヤー及びピックアップワイヤーのは金メッキアルミニウムで出来ており、その半径は $40\mu\text{m}$ である。上限値を求めるところまで測定できなかったが、下限値である 30g を超える値以上の張力を懸けても破断することはない、DCBA-T3 で想定している張力 90g を懸けても破断することはない。

これらの結果から、アノードワイヤーは 40g , ピックアップ及びカソードワイヤーは 90g (DCBA-T3 での設定値) とする。

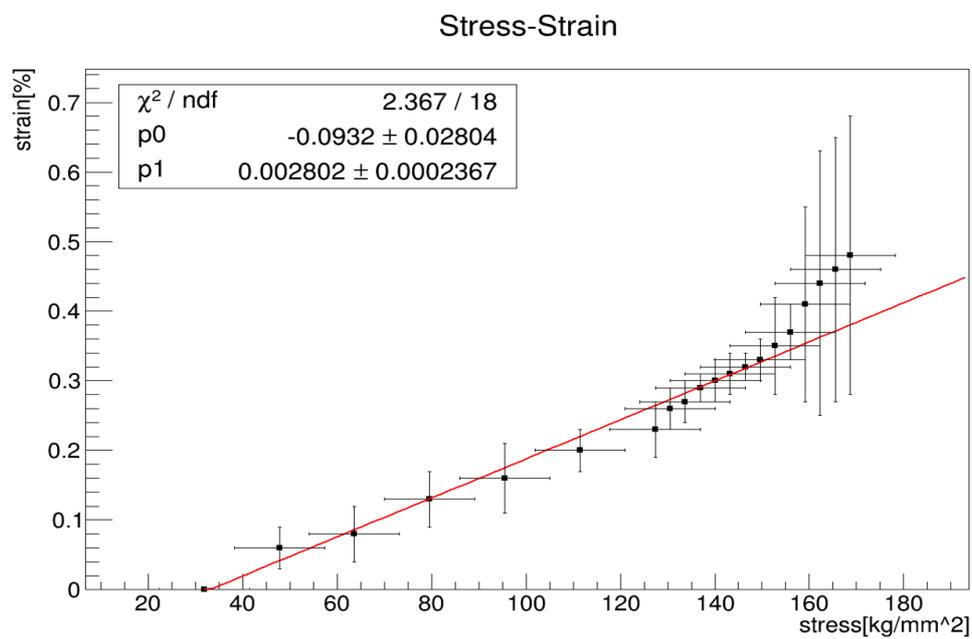


図 6.16 アノードワイヤーにかかる応力と伸びの関係

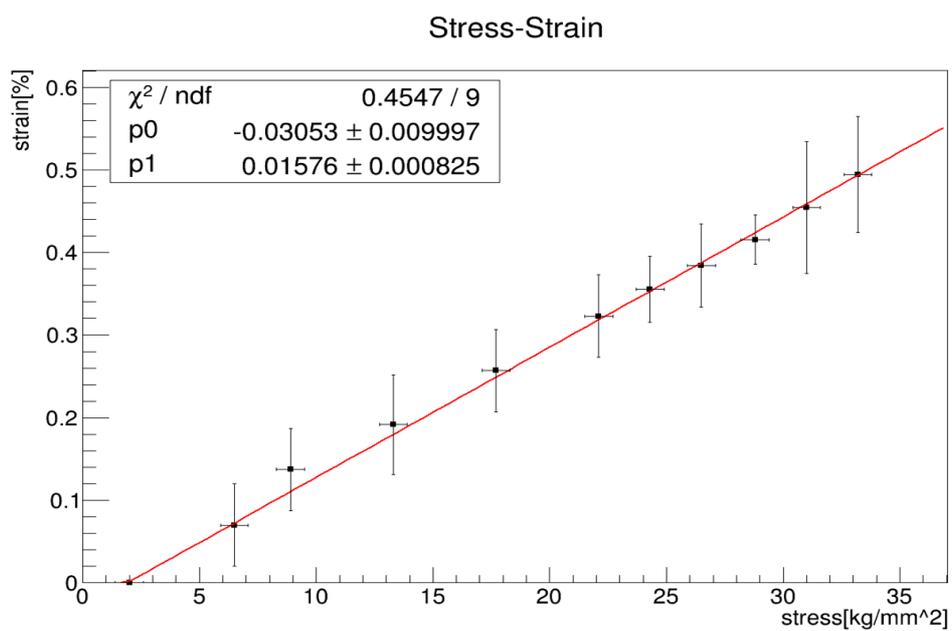


図 6.17 カソード及びピックアップワイヤーにかかる応力と伸びの関係

6.4.3 ワイヤーによるフレームのたわみ

測定は行っていないが、前述の張力の設定値でかけた場合のフレームのたわみの最大値を6.3を用いて計算した。図6.18と6.19にワイヤーの位置を示す。水平フレーム、垂直フレームそれぞれの等分布荷重は張力 [kg] × 重力加速度 [m/s²] × ワイヤー本数/有感域 [mm] で計算される。有感長とはアノードワイヤー（カソードワイヤー）、ピックアップワイヤーそれぞれのワイヤーが並んでいる領域のことを言う。ピックアップでは6.18の緑色に囲まれた部分を指し、アノードとカソードではそれぞれ赤と青に囲まれた部分である。

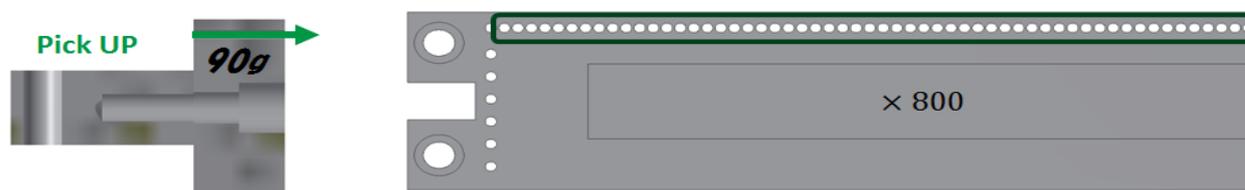


図 6.18 水平フレームのワイヤーの位置

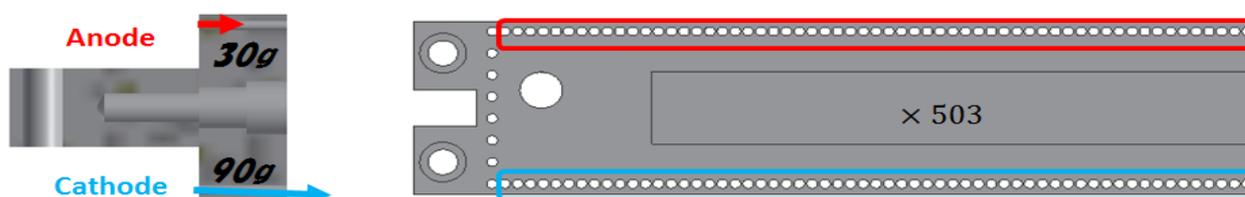


図 6.19 垂直フレームのワイヤーの位置

等分布荷重を算出するのに必要なパラメータの数値を表6.4にまとめた。

ピックアップ及びカソードワイヤーの張力	90[g]
アノードワイヤーの張力	40[g]
ピックアップワイヤーの本数	800
アノードワイヤー及びカソードワイヤーの本数	502
水平フレームの有感域	2440[mm]
垂直フレームの有感域	1515[mm]
水平フレームの等分布荷重	290[N/m]
垂直フレームの等分布荷重	390[N/m]

表 6.4 ワイヤー張力による等分布荷重

従って、ワイヤー張力によるたわみは水平フレームで 3.50[mm] , 垂直フレームでは 0.90[mm] となった。

6.4.4 まとめ

これらの結果により、MTD チェンバーの設計は現時点で妥当であると考えた。しかし、アノードワイヤの張力の上限値と下限値近いこと、アノードワイヤーの位置のずれは避けられないと考えられる。今後、製作したチェンバーにワイヤーを張りその位置のずれを計測することを予定している。表 6.5 にワイヤー張力とフレームのたわみ量の結果をまとめる。

ピックアップ及びカソードワイヤーの張力	90[g]
アノードワイヤーの張力	40[g]
水平フレームの自重によるたわみ量	0.56 [mm]
垂直フレームの自重によるたわみ量	0.09 [mm]
水平フレームのワイヤー張力によるたわみ量	3.50 [mm]
垂直フレームのワイヤー張力によるたわみ量	0.90 [mm]

表 6.5 ワイヤー張力とフレームのたわみ量

第7章

まとめ

DCBA 実験ではエネルギー分解能の向上と搭載ソース量を増加させるため DCBA-T 3 測定器を開発中である。DCBA-T3 測定器で使用されるドリフトチェンバーではワイヤー間隔を 6mm から 3mm に微細化され、幅は 100mm から 50mm に縮小される。そのため、T2.5 のドリフトチェンバーよりも信号が 1/4 程度小さくなることが予想される。T2.5 ではプリアンプから FADC へアナログ信号線を 10m 伸ばして伝送している。これにより、外部の電磁波の影響を受けて 20ADC カウントのホワイトノイズが乗っていることが確認されている。これを解決するため、新たにより低雑音なデータ収集システムを開発中である。具体的にはチェンバー直近で得られたアナログ信号をデジタル信号に変換しデータ中継ボードへ転送することでノイズを減らすことができると考えている。現在、ドリフトチェンバーと信号読み出し機器が 1 台ずつ完成しているが、個々の動作確認が完了していない。本研究では開発されているドリフトチェンバーと信号読み出し機器の動作確認を行った。

ドリフトチェンバーの動作確認では設定電圧の決定とシンチレーターとの同期をとって宇宙線の計数率を測定した。設定電圧の決定はチェックソースを使用せずに宇宙線を用いて行い、1700V と決定した。その後、シンチレーターとチェンバーの信号の同期をとって計数率を測定し、 0.005 ± 0.001 を得た。この実験結果は計算値の 1/10 だったため、チェンバーが正常に動作していないことが予想された。この理由として、チェンバーガス中に酸素が混入していることが考えられ、電子がドリフトする X 方向の有感領域が狭まっている可能性があり、計数率が小さいという仮説を立てて検証を行った。検証方法は実験で得られた信号波形からドリフト時間を見積もり、そこから有感領域を見積もって、再度シンチレーターとチェンバーとの同期をとった場合での計数率を計算するという流れである。これにより、実験結果とよく一致する結果が得られた。従って、ドリフト電子がアノードワイヤー付近に近づく前に吸収されていたと結論づけた。対策として、ドリフトチェンバーをガスコンテナで囲み、チェンバーの気密性を高めてガスの流入口だけでなく、流出口にも流量計を設置するべきである。

信号読み出し機器の動作確認では増幅率の測定とノイズレベルの確認を行った。増幅率は仕様書と同じ 0.8V/pC が得られた。ノイズレベルはチェンバーに接続していない場合とした場合での比較を行い、どちらにも変化がなかったため、 $7.8\text{mV}(1\text{ADC カウント})$ と見積もられた。増幅率の結果から宇宙線の信号出力は 7ADC カウントと見積もられ、二重ベータ崩壊を想定した場合に得られる信号出力は 11~7ADC カウントと見積もられた。ノイズレベルは 1ADC カウントであ

るため、現在の信号読み出し機器でも取得可能であると言えるが、DCBA-T2.5と比較してノイズレベルは1/2に向上し、信号量は1/8になると予想されるため、S/N比は全体で1/4に悪化すると予想される。信号の検出が困難になると予想されるため、信号読み出し機器の改良を行う必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり，多くの方々のお世話になりました。指導教官の住吉孝行先生並び角野先生にはこの研究の場を与えて頂き，また素粒子実験の基礎から学会・研究会での発表に関してご指導，ご教授を頂きました。深く感謝致します。高エネルギー加速器研究機構の石原信弘先生には，本研究において測定器の仕組みや測定に関する技術をご教授頂くだけでなく，安全に研究を行う心得など多くのご指導を頂きました。同グループの小濱太郎先生からはワイヤーチェンバーに関してご指導頂きました。加藤義昭氏からは T3 のデータ収集システムに関してご指導いただきました。また，既に卒業されましたが田島俊英氏には解析プログラムの使用方法や高エネルギー実験加速研究機構での生活でお世話になりました。急なお願いであったにも関わらずシミュレーションを行ってくれた柿崎正貴氏にも感謝します。最後に，DCBA グループの皆様に深く感謝致します。

首都大学東京高エネルギー実験研究室の皆様には，3年間という短い間でしたが大変お世話になりました。

最後に，お世話になりました皆様に改めて感謝の意を表します。ありがとうございました。

参考文献

- [1] W.Pauli, letter to a physicists' gathering at Tsubingen, December 4, 1930
- [2] C.L.Cowan, et al, Science 124, 103(1956)
- [3] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata, Phys. 28, 5 (1962) pp.870-880
- [4] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968).
- [5] H. Bichsel et al. (Particle Data Group) rpp2012-rev-neutrino-mixing.pdf
- [6] A. Gando et al. arXiv:1303.4667v2
- [7] P. Adamson et al. Phys. Rev. Lett. 112, 191801 (2014)
- [8] V.N. Aseev et al. arXiv:1108.5034
- [9] 「The Mainz Neutrino Mass Experiment」 <http://www.physik.uni-mainz.de/Forschungsbericht/exakt/Fobe2.pdf>
- [10] Z. Hou et al. arXiv:1212.6267v2
- [11] T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on The Unified Theory and the Baryon Number in the Universe, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Tsukuba, Japan, 1979), p. 95. M Gell-Mann, P Ramond and R Slansky, in Supergravity edited by P van Niewenhuizen and D Z Freedman (North Holland, 1979)
- [12] Y.Ushiroda et al. arXiv:1002.5012v1.
- [13] 岸本忠志 高エネルギーニュース Vol.24 No.3 2005/10.11.12 p210~p217
- [14] R. Arnold et al. arXiv:1005.1241v2
- [15] R. Arnold et al. Nuclear Physics A 781 (2007) pages 209-226
- [16] M.Goepert-Mayer Phys. Rev. 48, 512 (1935)
- [17] S.R.Elliott, A.A.Hahn, and M.K.Moe Phys. Rev. Lett. 59, 1649 - 1651 (1987)
- [18] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Phys. Lett. A 16 (2001) 2409 - 2420.
- [19] I.Ogawa et al. Nucl. Phys. A730 (2004) pages 215-223,
- [20] 「The GERmanium Detector Array」 <http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/>
- [21] M. Agostini et al. Phys. Rev. Lett. 111, 122503 (2013)
- [22] 「Searching for Neutrinoless Double Beta Decay of Tellurium」 <http://cuore.lbl.gov/>
- [23] <http://newscenter.lbl.gov/2014/10/28/creating-the-coldest-cubic-meter-in-the-universe/>
- [24] D. R. Artusa et al. arXiv:1402.6072v2

- [25] M. Auger et al. arXiv:1202.2192v2
- [26] J. B. Albert et al. doi:10.1038/nature13432
- [27] M. Auger et al. Phys. Rev. Lett. 109, 032505 (2012)
- [28] A. Gando et al. arXiv:1211.3863v2
- [29] A. Gando et al. arXiv:1201.4664v2
- [30] R. Arnold et al. arXiv:hep-ex/0601021v1
- [31] 「NEMO3 Experiment」 <http://nemo.in2p3.fr/nemow3/>
- [32] J. Beringer et al. (Particle Data Group), rpp2009-rev-passage-particles-matter.pdf
- [33] <http://geant4.cern.ch/>
- [34] <http://www.ryutai.co.jp/shiryu/gas/gas-01.htm>
- [35] John David Jackson / Classical Electrodynamics (1962)
- [36] 西恒幸 「二重ベータ崩壊実験 DCBA-計画のためのテスト測定器 DCBA-T における荷電粒子の飛跡再構成の研究」 新潟大学大学院自然科学研究科 平成 13 年度修士論文
- [37] 森島泰邦 「DCBA 実験におけるピックアップワイヤー付きチェンバーの特性とエネルギー分解能の研究」 岡山大学大学院自然科学研究科 平成 18 年度修士論文
- [38] <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- [39] 五十嵐春紀 「3次元飛跡検出器 DCBA による二重ベータ崩壊核種 ^{100}Mo の半減期測定と検出器開発」 首都大学東京大学院 平成 23 年度修士論文
- [40] M.Kawai et al. DOI: 10.1093/ptep/ptu010
- [41] 浮島直樹 「二重ベータ崩壊測定器 DCBA-T2 における位置分解能, 及びエネルギー分解能の研究」 大阪市立大学院 平成 18 年度修士論文
- [42] 石川達也 「二重ベータ崩壊測定装置 DCBA-T3 の設計と製作」 首都大学東京大学院 平成 22 年度修士論文
- [43] 角野秀一 日本物理学会 2014 年秋季大会発表資料
- [44] 石原信弘 高エネルギーニュース Vol.26 No.2 2007/07.08.09 p85~p96
- [45] J. Beringer et al. (Particle Data Group), [Phys. Rev. D 86, 010001] (2012)
- [46] Particle Detectors / Claus Grupen (1996) 4.1 Ionization chambers p.67
- [47] 小濱太郎, 石原信弘, 岩瀬広 「2重ベータ崩壊実験用ドリフトチェンバー (T3 型) (電気的特性の解析的計算)」 高エネルギー加速器研究機構 (KEK)
- [48] ATLAS Thin Gap Chamber Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards <http://online.kek.jp/sosamu/ASD-PRR.pdf>