

二重ベータ崩壊実験DCBAにおける
高分解能3次元飛跡検出器の開発

首都大学東京大学院 理工学研究科 物理学専攻
高エネルギー実験研究室 12879317 田島俊英

平成26年1月10日

概要

ニュートリノは、電荷を持たないレプトンである。電荷を持たないため、粒子と反粒子を明確に区別する指標がない。ニュートリノが、粒子と反粒子の区別のある「ディラック粒子」であるか、粒子と反粒子の区別のない「マヨラナ粒子」であるかは、ニュートリノ物理学における重要なテーマの一つである。近年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てから、ニュートリノは質量を有することが事実となった。ニュートリノの質量は他の素粒子に比べて極端に軽く謎とされているが、その理由を説明する「シーソー模型」と呼ばれる理論では、ニュートリノは「マヨラナ粒子」であることが期待されている。しかし、ニュートリノのマヨラナ性が実験的に確認されたという確証は未だ得られていない。これはニュートリノが電荷を持たず、弱い相互作用のみしかないと、その性質を実験的に調べるのが極めて困難だからである。ニュートリノがマヨラナ性を持つことを証明する唯一の手法が二重ベータ崩壊を用いた実験である。二重ベータ崩壊には2つの崩壊過程が考えられている。一つは通常のベータ崩壊が同一原子核内で2回同時に起こり、電子と反電子ニュートリノを2つずつ放出する過程 ($2\nu\beta\beta$) であり、もう一つはニュートリノがマヨラナ性を持つ場合にのみ起こるニュートリノ放出を伴わないニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の過程である。 $0\nu\beta\beta$ はその反応前と反応後でレプトン数が異なるため、レプトン数保存を唱える標準模型では禁止される過程である。もしこのような過程が実験的に確認されれば標準模型を超える新しい物理に繋がることから、世界中でその確認が急がれている。二重ベータ崩壊実験 (DCBA 実験) を高エネルギー加速器研究機構の富士実験室において行なっている。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り、二重ベータ崩壊を起こす可能性のある放射性同位体を含んだソースプレートに左右に設置したドリフトチェンバーで飛跡を観測し、2本のベータ線の運動量を3次元的に完全再構成する。これによって、ガンマ線由来のバックグラウンド等を大幅に削減することが出来、また2つのベータ線のエネルギーの総和だけでなく各々のベータ線のエネルギーや2つのベータ線間の角相関を測定することが出来る。現在の DCBA 実験では、ソースプレートとして ^{100}Mo を 0.03 モル含有するモリブデン板を用い、その両側に 6mm のピッチで2次元にワイヤーを張ったドリフトチェンバーをそれぞれ配し、0.6kG から 0.8kG の磁場を印加してデータ収集を行っている。データ収集を行う一方で、次世代実験 DCBA-T3 に向けた、新たな高分解能3次元飛跡検出器の開発を行なっている。DCBA-T3 では、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半径が減少し、多重散乱が少なくなるためエネルギーの測定精度が向上する。一方でデータ点数の減少を補うため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。さらにソース面を4倍にするため読み出しチャンネル数は1チェンバーあたり4倍になる。これに対応する為、新たな DAQ システムも FADC&Preamplifier ボードと併せて開発中であり、そのシステム

では現在問題となっている ADC 間の伝送線上で拾うノイズを削減するために、ドリフトチェンバー直後で A/D 変換を行う。本研究では、開発中の T3 用ドリフトチェンバーおよび FADC&Preamp ボードの評価を行った。T3 用ドリフトチェンバーでは現行の実験装置に比べ幅は薄くなり、ワイヤーピッチが変わる。そのため、付加する高電圧も変化する。アノードワイヤーとピックアップワイヤーそれぞれのワイヤーに印可する電圧を変化させ T3 用チェンバーからの単位時間当たりの宇宙線の信号数の測定を行い、得られたプラトー領域から電圧の適正值を設定した。次に、開発中の FADC&Preamp ボードをこのドリフトチェンバーに接続し、T3 実験の動作環境に近いセットアップでの動作試験を行った。FADC は 50MHz のサンプリングレートで動作させ 8bit の分解能をもつ。実際の測定では 1 チェンバーでアノードとピックアップそれぞれ 5 枚、計 10 枚のボードを使用して信号を読み出すが、FADC&Preamp ボードの動作確認のため、1 枚のボードを使用して信号の観測を行った。この新しいシステムで宇宙線由来の信号と思われる波形の観測に成功した。しかしながら、現在のセットアップでは依然ノイズレベルが高く、FADC の前段にノイズフィルターを入れるなど、FADC ボードの改良を伴うノイズ対策が今後必要である。次世代実験 DCBA-T3 に向けた、新しいドリフトチェンバーと新しい読み出しシステムを開発しその評価を行った。その結果、ドリフトチェンバーに関しては宇宙線信号を捉えていることが確認されたが、読み出しシステムは一応動作しているもの依然ノイズレベルが高く、実用化にはノイズ対策が必要であることが分かった。

目次

概要	iii
第1章 序論	1
1.1 ニュートリノ	1
1.1.1 ニュートリノの性質	1
1.1.2 ニュートリノ振動	2
1.1.3 ニュートリノの質量	3
1.1.4 ニュートリノのマヨラナ性	4
1.2 二重 β 崩壊	4
1.2.1 β 崩壊と二重 β 崩壊	4
1.2.2 2ν モードと 0ν モード	5
1.2.3 半減期と有効質量の関係式	6
1.2.4 2ν モードと 0ν モードの分離	7
1.2.5 二重 β 崩壊実験の歴史	7
1.2.6 DCBA 以外の実験	8
第2章 DCBA 実験	11
2.1 測定器概要	11
2.1.1 ソースプレート	12
2.1.2 ドリフトチェンバー	12
2.1.3 磁場発生用コイル	16
2.1.4 読み出しエレクトロニクス	16
2.1.5 飛跡の検出	16
2.1.6 運動エネルギー算出方法	17
2.2 DCBA-T2 測定器	19
2.2.1 DCBA-T2 装置パラメータ	19
2.2.2 DCBA-T2 のエネルギー測定精度	21
2.3 DCBA-T2.5	23
2.4 DCBA-T2、-T2.5 による ^{100}Mo の二重ベータ崩壊測定	25
2.4.1 トリガーおよびデータ収集システム	25
2.4.2 バックグラウンドイベント	27
2.5 二重ベータ崩壊事象の測定	29

2.5.1	スムージング	30
2.5.2	イベントディスプレイの確認	30
2.5.3	飛跡の再構成	30
2.5.4	データ解析の現状	35
第3章	次世代実験 DCBA-T3 の概要	36
3.1	DCBA-T3 装置パラメータ	37
3.2	DCBA-T3 で期待されるエネルギー分解能	39
3.3	超伝導ソレノイドの磁束密度測定	39
3.4	データ収集システム	40
第4章	DCBA-T3 用ドリフトチェンバーの動作と FADC&Preamp ボードの動作確認	46
4.1	チェンバー動作電圧の決定	46
4.1.1	セットアップ	46
4.1.2	アノードの動作電圧の決定	48
4.1.3	ピックアップの動作電圧	48
4.1.4	予想される宇宙線レートの見積もり	50
4.1.5	宇宙線レートの測定	53
4.2	T3 用 FADC&Preamp ボードを用いた試験	54
4.2.1	セットアップ	55
4.2.2	外部トリガーを用いたデータ収集	56
4.2.3	セルフトリガーを用いたデータ取得 (アノード)	56
4.2.4	セルフトリガーを用いたデータ取得 (ピックアップ)	58
4.2.5	セルフトリガーを用いた試験のまとめ	58
第5章	考察とまとめ	60
	参考文献	61

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

物質を構成する素粒子はスピン $\frac{1}{2}$ をもつフェルミ粒子であるクォークとレプトンに分類される。クォークは強い相互作用をする素粒子であり、陽子や中性子などのハドロンを構成する第一世代のアップ粒子ダウン粒子、第二世代のチャーム粒子ストレンジ粒子、第三世代のトップ粒子ボトム粒子の6種類がある。レプトンは強い相互作用をしない素粒子であり電荷を持つ電子や μ 粒子 τ 粒子とそれぞれに対応するニュートリノ ν_e, ν_μ, ν_τ が存在し、6種類ある。ニュートリノは電荷が0であり重力を除くと弱い相互作用しかしない。

ニュートリノははじめ β 線のエネルギースペクトルの議論の中で提案された。エネルギー保存則を考えると、原子核から放出される β 線のエネルギースペクトルは原子核の持つ固有のエネルギーで放出されるため、エネルギースペクトルは一定の値をもつはずである。しかし実際には連続したエネルギースペクトルになる。この問題を解決するため1930年にW.Pauliによって電荷が0の中性粒子が予想された。[1] この粒子が任意の運動エネルギーを持ち去るため、 β 線のエネルギースペクトルが連続的になり、エネルギー保存則を満たすと考えられる。この粒子はFermiによって「ニュートリノ」と名づけられた。ニュートリノは弱い相互作用しかしない為、検出器による観測が困難で長い間その存在が確認されていなかったが、1956年にReinesとCowanが原子炉から放射される反電子ニュートリノと陽子の反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) を観測したことによって存在が確認された。[2]

ニュートリノは標準模型において質量がゼロであると記述されているが、ニュートリノに質量が存在する場合にフレーバが変化する(ニュートリノ振動)ことがMaki, Nakagawa, Sakataによって1962年に提唱された。

1.1.1 ニュートリノの性質

ニュートリノは標準模型において質量がゼロであると記述されているが、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が変化するニュートリノ振動を提唱した[4]。後に、R.Divisは ^{37}Cl を100,000ガロンのタンクに封入し、太陽から地球に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, 実際に観測されるニュートリノの量が太陽モデルから予測される量と比べ3分の1しかないことを発見する。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フレーバーへ変化しているのではないかと示唆された。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ電子型、ミューオン型、タウ型の3種類のフレーバーがある。それぞれは飛行中に別のフレーバーのニュートリノに変化することが実験により知られている。ニュートリノの弱い相互作用の固有状態 $|\nu_\alpha\rangle, (\alpha = e, \mu, \tau)$ は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle (i=1,2,3)$ の重ねあわせによってあらわされる。それらの間の混合を示す行列 $U_{\alpha i}$ を MNS (Maki-Nakatgawa-Asakata) と呼ぶ。

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

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

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

として与えられる。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 はニュートリノが発生した場所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

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

とあらわされる。ここで

$$\begin{aligned} c_{ij} &= \cos \theta_{ij} \\ s_{ij} &= \sin \theta_{ij} \end{aligned}$$

とした。 θ_{ij} は混合角を表す。これより遷移密度 P は

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

となる。ニュートリノのエネルギー E とその頻度を測定することで、振幅から混合角 θ をもとめることができ、周期から質量二乗差 Δm^2 を求めることができる。近距離では θ_{23} の寄与が大きく、長距離になるほど θ_{12} の寄与が大きくなる。

1.1.3 ニュートリノの質量

ニュートリノ質量固有状態の重ね合わせはその質量固有値に応じて異なる振動数を持つため飛行していくにしたがって位相がずれていく。この位相のずれによってニュートリノ振動が起こる。この質量固有状態は3種類あると考えられており、質量固有値が m_1 、 m_2 、 m_3 であるとする、太陽ニュートリノ実験による ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) 反応の観測から $|m_2^2 - m_1^2|$ が、大気 (宇宙線) ニュートリノ実験の ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) 反応の観測から $|m_3^2 - m_2^2|$ がそれぞれ求められている。ニュートリノ振動実験によって質量固有値の2乗差、つまり質量固有値の相対値は測定されているが、絶対値はいまだに得られていない。ニュートリノ質量固有状態の重ね合わせがあるのでニュートリノの有効質量も未だ分かっていない。ニュートリノ有効質量は二重 β 崩壊実験から得られる。相対質量から質量固有状態の大小関係は図 1.1 に示す3タイプが考えられており、有効質量もそれぞれのタイプでどの程度となるかが計算によって予想されている。

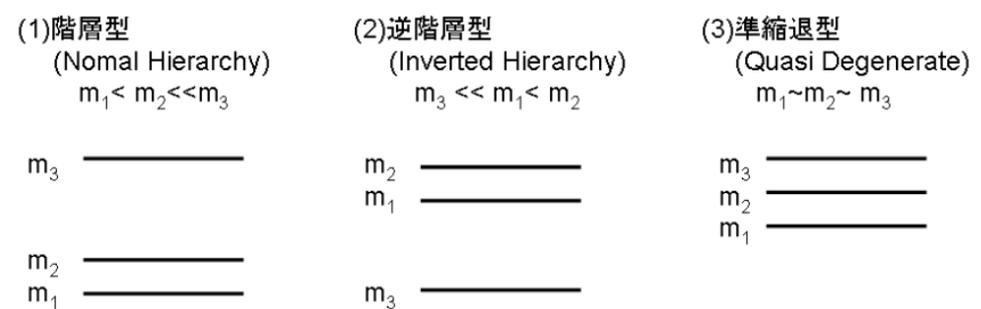


図 1.1: ニュートリノ質量固有値のパターン

階層型 (Normal Hierarchy:NH)

m_3 が m_2 より大きく、それぞれの質量固有値の差が大きい。 ($m_1 < m_2 < m_3$)
 ニュートリノ有効質量は 0.01eV 以下

逆階層型 (Inverted Hierarchy:IH)

m_2 が m_3 より大きく、それぞれの質量固有値の差が大きい。 ($m_3 < m_2 < m_1$)
 ニュートリノの有効質量は 0.02eV~0.1eV。

準縮退方 (Quasi Degenerate:QD)

それぞれの質量固有値の絶対値が大きく、質量固有値の差が小さい。 ($m_1 < m_2 < m_3$) ニュートリノの有効質量は 0.1eV 以上。

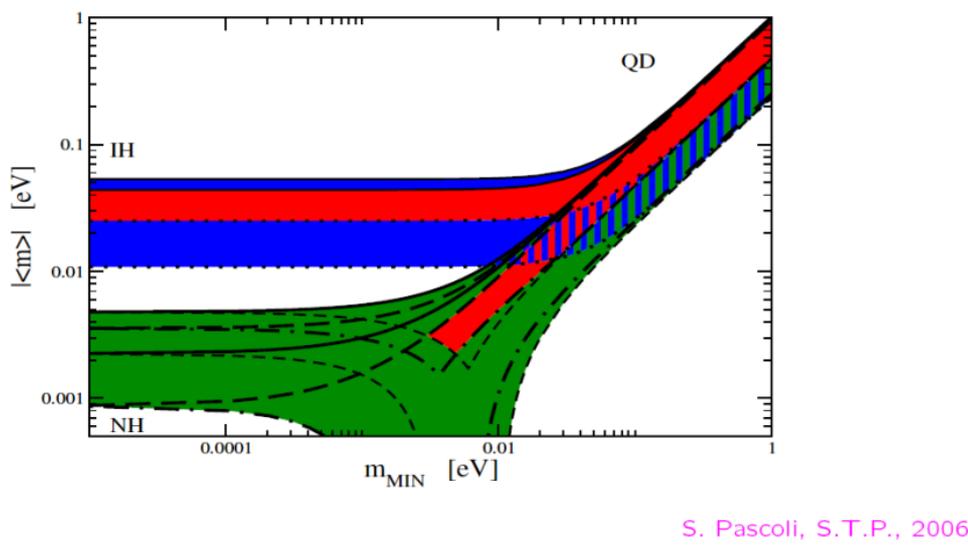


図 1.2: ニュートリノ振動実験の結果から予想されるニュートリノ有効質量 $\langle m \rangle$ と最小のニュートリノ有効質量固有値 m_{MIN} の関係

1.1.4 ニュートリノのマヨラナ性

スピン $\frac{1}{2}$ をもつフェルミ粒子のうち粒子と反粒子の区別がつく粒子をディラック粒子と呼び、区別がつかない粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。特にこの後者の性質をマヨラナ性という。電子やミュー粒子は電荷を持ち、粒子と反粒子の区別がつくので、これらはディラック粒子である。一方で電荷をもたないニュートリノは中性フェルミ粒子であるため、ディラック粒子にもマヨラナ粒子にもなり得る。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他の粒子と比べて非常に軽いことを説明するシーソー機構 [6] の前提ともなっている。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 [7] 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、これらの理論の正当性を支持する根拠の一つとなる。ニュートリノのマヨラナ性を証明できる唯一の方法が $0\nu\beta\beta$ 崩壊の実験である。

1.2 二重 β 崩壊

1.2.1 β 崩壊と二重 β 崩壊

β 崩壊は、不安定な原子の中性子が崩壊し電子とニュートリノを放出する現象である。ある原子核 A の原子番号を Z、質量数を N としそれがベータ崩壊によって原子核 B に崩壊したとすると



と書き表すことができる。このとき、質量数は変わらず原子番号が+1となる。反応の前後では e^- はレプトン数1, $\bar{\nu}_e$ はレプトン数-1なのでレプトン数は保存する。

二重ベータ崩壊は、ベータ崩壊が一つの原子核内で同時に起こる現象である。ある原子核 C の原子番号が Z' 質量数 N' としそれが二重ベータ崩壊を経て原子核 D への崩壊過程は



と表すことができる。この場合もレプトン数は保存していることが分かる。

二重ベータ崩壊が起こる原子核の一つに ${}^{100}\text{Mo}$ がある。崩壊図を図 1.3 に示す。 Mo にくらべ原子番号が一つ大きい Tc は質量が大きくベータ崩壊は禁止される。この場合は二重ベータ崩壊を起こして Ru に遷移する。

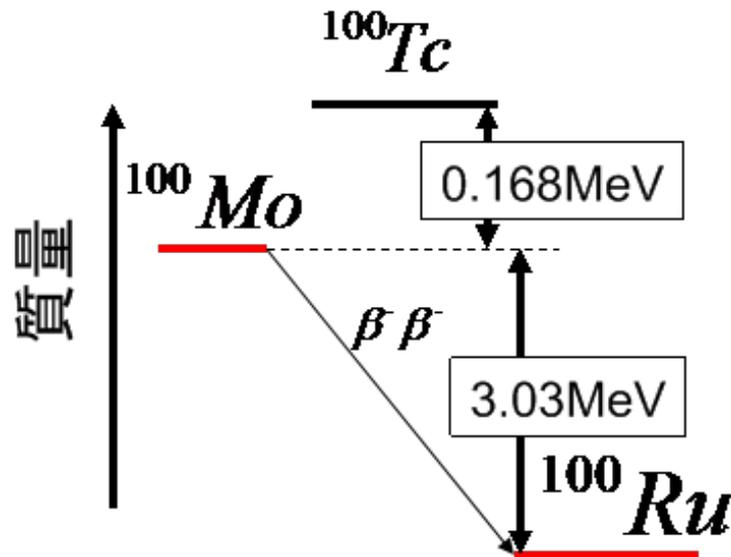


図 1.3: ${}^{100}\text{Mo}$ の崩壊図

1.2.2 2ν モードと 0ν モード

二重ベータ崩壊には2つのモードが考えられている。1つは通常のベータ崩壊が同一の原子核内で同時に2度起こる過程で、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つの反電子ニュートリノがそれぞれ生じる。これが 2ν モードであり、様々な核種が実験にて測定されている。

一方で、ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に起こるニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊（ニュートリノレス二重ベータ崩壊： $0\nu\beta\beta$ ）が考えられ

る。これは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た際に生じた反電子ニュートリノが電子ニュートリノとして振る舞い、中性子と逆ベータ崩壊反応を起こして吸収されてしまうというものである。最終的に2つの陽子と電子しか生じない。この過程は標準模型では崩壊の前後でレプトン数の保存則が成り立っていないため禁止されている。しかし、質量をもつマヨラナ粒子であれば、このような過程が起こり得る。標準模型においてニュートリノは質量0で光速で飛ぶ中性粒子である。ここでは質量が0で無い場合を考える。現在ベータ崩壊によって生じる反電子ニュートリノは右巻きであることが分かっている。ここで右巻きとは粒子がもつスピン角運動量 σ と運動量 p によって定義されたヘリシティ h

$$h = \frac{\sigma \cdot p}{|p|} \quad (1.6)$$

が正になる場合をいう。負である場合は左巻きである。ベータ崩壊によって生じた右巻き反電子ニュートリノが質量を持つ場合は、高速より遅く飛ぶことになり、ニュートリノを追い越す系を考えることができる。このような系ではニュートリノがマヨラナ性の場合右巻きであった反電子ニュートリノが左巻きの電子ニュートリノとして見える。このように片方で生じた右巻きの反電子ニュートリノが一方で左巻きの電子ニュートリノのように振る舞い、中性子で吸収することができる。ニュートリノがディラック粒子である場合は、反ニュートリノにたいして右巻きから左巻きに見える系を考えてもそれは電子ニュートリノに成り得ないため、中性子には吸収されない。よって、ニュートリノがディラック粒子の場合には $0\nu\beta\beta$ は起こらず、ニュートリノがマヨラナ粒子の場合には $0\nu\beta\beta$ が起こりうる。もしこのような過程が発見されれば、標準模型を超える新しい物理につながる。

1.2.3 半減期と有効質量の関係式

2ν モードの半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ の逆数は次式で表される

$$T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (1.7)$$

ここで $G^{2\nu}, M^{2\nu}$ は 2ν モードに対する位相空間積分と角行列要素である。この崩壊は弱い相互作用の2次過程であるため、半減期は標準的な β 崩壊と比べて非常に長い。一方、 0ν モードの半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ の逆数は次のように表される。

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

ここで $\langle m_\nu \rangle, \langle m_e \rangle$ 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。 0ν モードの半減期は 2ν モードと違ってニュートリノ有効質量に逆2乗に比例するの

で、 2ν モードよりもさらに長い。ニュートリノの有効質量は式 1.1 より以下のように表される。

$$\langle m_{\nu e} \rangle = \left| \sum U_{ei} m_i \right|^2 \quad (1.9)$$

1.2.4 2ν モードと 0ν モードの分離

ベータ崩壊によって生じる電子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に連続スペクトルになる。二重ベータ崩壊も同様に、 2ν モードの場合にはニュートリノが運動エネルギーを持ち去るために 2 電子のエネルギー和は連続スペクトルとなる。一方で 0ν モードで生じる 2 電子のエネルギー和はニュートリノが生じないために崩壊前と崩壊後のエネルギー差である Q 値と一致する。このような違いから二重ベータ崩壊で生じる 2 電子のエネルギースペクトルを測定することで、図 1.4 のような分布が得られる。 2ν と 0ν を分離できる分解能を持った検出器であれば、 Q 値でピークを持つようなスペクトルが観測され、それは 0ν モードの事象によるものである。

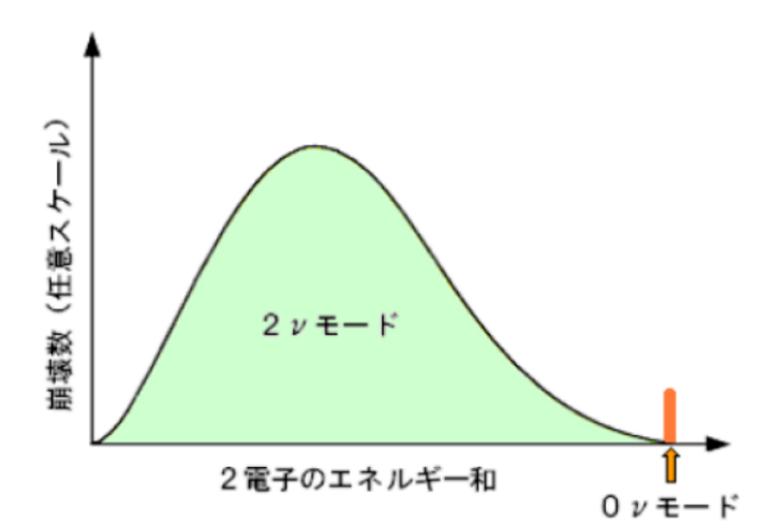


図 1.4: $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ で生じる 2 電子のエネルギー和

1.2.5 二重 β 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。[3] 後に二重ベータ事象の実験がなされるが、最初に信頼に足る結果がえられたのは M.K.Moe らによる測定である。M.K.Moe らはホイル状の ^{82}Se に垂直方向に 715G の磁場をかけ、 $2\nu\beta\beta$ を Time

Projection Chamber(TPC)で捕らえる方法で、半減期 4.4×10^{20} 年 (90%C.L) を得た [5]。また、Heidelberg and Moscow (HDM) 実験グループは ^{76}Ge の測定で $2\nu\beta\beta$ の半減期を $[1.55 \pm 0.01(stat)_{-0.15}^{+0.19}(syst)] \times 10^{21}$ 年という結果をえて、これより $0\nu\beta\beta$ の半減期の下限値を 1.9×10^{25} 年:90%C.L(3.1×10^{25} 年:68%C.L), ニュートリノ有効質量 0.35eV に対応する [8]。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 $0\nu\beta\beta$ 事象を発見を主張し、その半減期は $T_{1/2} = (0.8 - 18.3 \times 10^{25}$ 年 (95%C.L.) で、ニュートリノ有効質量を $\langle m_\nu \rangle = (0.11 - 0.56)\text{eV}$ (95%C.L.) と発表した [9]。この解析手法については様々な議論が持ち上がっており確定的な結果とは言えない。そのほかの実験によってKKDCの結果を否定するような結果も出ている。図1.5にHDMグループが得たQ値(2039keV)付近のエネルギースペクトルを示す。

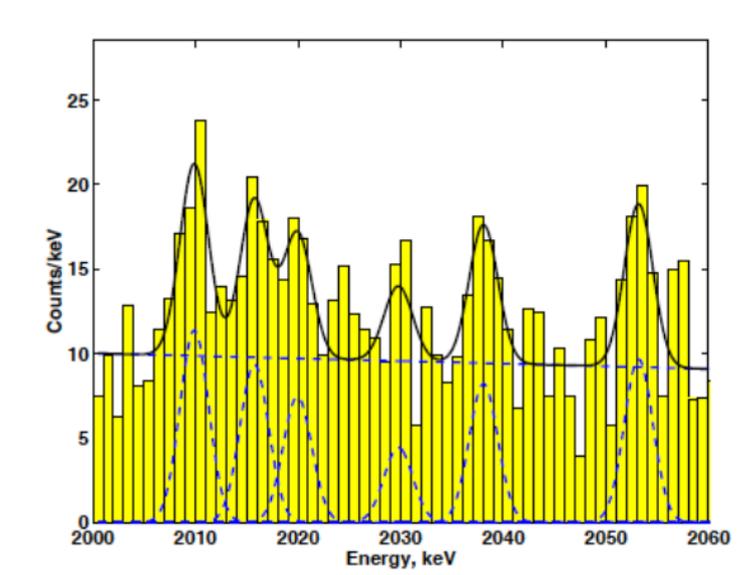


図 1.5: HDM 実験グループが得た Q 値付近のスペクトル

1.2.6 DCBA 以外の実験

CANDLES

Calcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matters by Low Energy Spectrometer (CANDLES) は CaF_2 からの二重ベータ崩壊事象を捕える実験である。この実験に用いられる ^{48}Ca の Q 値は 4.271MeV と非常に高く、バックグラウンドに対して強い性質を持つ。しかし存在比が 0.187% と低いため、バックグラウンドを効率よく分離するため及び ^{48}Ca を効率よく濃縮するための技術開発が行われている。

NEMO 3 · SuperNEMO

Neutrino Ettore Majorana Observatory (NEMO3) は二重ベータ崩壊実験の中で最も成果を挙げている実験である。NEMO 実験はフランスとイタリア国境の Fréjus 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 (TOF: Time of flight) の違いによって行われ、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る。ソースからシンチレーターまで距離があるため、ソースから $2\nu\beta\beta$ 事象で生じた 2 電子は同時にシンチレーターで捕えられるため 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などを行う。これより、 0ν の半減期のリミットを $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{24}$ 年を得て、これより有効質量は $\langle m_\nu \rangle < 0.3 - 1.3 \text{ eV}$ となった。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図った新しい測定器である。[10] ニュートリノ有効質量 $\langle m_\nu \rangle < 50 \text{ meV}$ 、半減期 $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{24}$ 年を目指している。現在、NEMO グループによって建設が進められている。

EXO (Enriched Xenon Observatory)

Enriched Xenon Observatory (EXO) は、Xe から 200kg の濃縮 ^{136}Xe 同位元素を取り出し二重ベータ崩壊の検出を行う。EXO-200 検出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。検出器は液体 Xe の TPC と LAAPD (Large-Area Avalanche PhotoDiode) で構成され、それぞれ荷電粒子とシンチレーション光を捕ら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。Xe の Q 値 2.5 MeV でエネルギー分解能は $\sigma/E = 1.6\%$ となる見込みである。濃縮 Xe (80%) の測定により半減期 $T_{1/2}^{0\nu} = 5 \times 10^{25}$ 年を目指している。さらに ^{136}Xe が崩壊した後の $^{136}\text{Ba}^{++}$ 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出来る。低圧 He ガス ($p = 10^{-3} \text{ torr}$) に存在する Ba を青色 (493.41 nm) と赤色 (649.69 nm) レーザーの放射によって特定することに成功しているため、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出来る。[12]

KamLAND-Zen

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が計画されている。濃縮した ^{136}Xe ガス 400kg を液体シンチレーターに溶かし込み、それをバルーンに詰め込んで 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有効質量を 50meV を目指している。将来は、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。[13]

GERDA

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 はニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期を HDM グループが最初に報告した核種であるため、先の実験結果が支持されるか、もしくは否定されるか、意義ある実験となる。HDM 実験では総量 18kg の ^{76}Ge を用いたが、GERDA では最終的に 30kg 以上の ^{76}Ge で探索する予定である。 $0\nu\beta\beta$ 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。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（水当量で約 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役割を果たす。この Ge 半導体は液体窒素または液体アルゴンの入った低温保持装置に浸され、さらに水の入ったタンクに入る構造をしている。液体アルゴンは Ge 半導体を冷却する効果を生み、さらに外部からのガンマ線の侵入を防ぐ役割を持つ。また水のタンクは宇宙線ミュオンに対して 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、さらに中性子に対するシールドとして働く。このような構造から、外部から生じるバックグラウンドに対して強い検出器である。最も影響のあるバックグラウンドは Ge 半導体が宇宙線の核破砕で生じる ^{60}Co と ^{68}Ge である。これらの同位体の半減期は年オーダーであり、また崩壊によって生じる Q 値は二重ベータによる Q 値を上回るため、多重コンプトンを起こした場合にバックグラウンドとなる。これを除去する方法として Ge 半導体から生じるシグナルの非一致をとるか、より高い検出数となるような測定器を目指す予定である。低温保持装置に液体アルゴンを用いた場合は、液体アルゴンがシンチレーションを生むため、これらのバックグラウンドを抑制することに有効に働かせることができる [14]。

第2章 DCBA 実験

DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyser) 実験では磁場中に二重 β 崩壊を起こす核種を置き、そこから出てくる二つの β 線の飛跡をドリフトチェンバーを用いて観測する。磁場中を移動する β 線の飛跡は螺旋軌道を描く。この螺旋軌道から運動量を見積もり、2つの β 線のエネルギー和を再構成することができる。他の二重 β 崩壊探索実験ではエネルギーを直接測定する方法を用いており、飛跡のみを使っていることがDCBA 実験の大きな特徴である。 β 線のエネルギーを直接測定する実験においては、宇宙線や γ 線などに由来するバックグラウンド事象に弱く、これを除去するために地下に実験室を建設する必然性がある。例えば、Kamland-Zen 実験においては、地下 1km にて実験が行われている。一方 DCBA 実験は γ 線のバックグラウンドに不感であり、また飛跡の形から二重 β 崩壊事象とバックグラウンド事象とを比較的容易に区別することができる。その為、現在稼動している DCBA-T2.5 測定器は KEK 富士実験棟地下 4 階というとてもで行われているが、地上 2 階まで吹き抜けであり、実質的に宇宙線を遮るものがない環境下で実験が行われている。

2.1 測定器概要

DCBA 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。

- ソースプレート
- ドリフトチェンバー
- 磁場発生用コイル
- 読み出し用エレクトロニクス

図 2.1 に DCBA 測定器の概念図を示す。ソレノイドコイルで発生する一様な磁場中にプレート状の二重 β 崩壊ソースが置かれ、それを挟むように 2 台のドリフトチェンバーが置かれている。ソースプレートとドリフトチェンバーの各部分について説明し、ベータ線の飛跡の再構成方法とエネルギーの導出方法について述べる。ソースプレート、磁場発生用のコイル、及び読み出し用エレクトロニクスについては 2.2, 2.3 節において詳しく述べる。

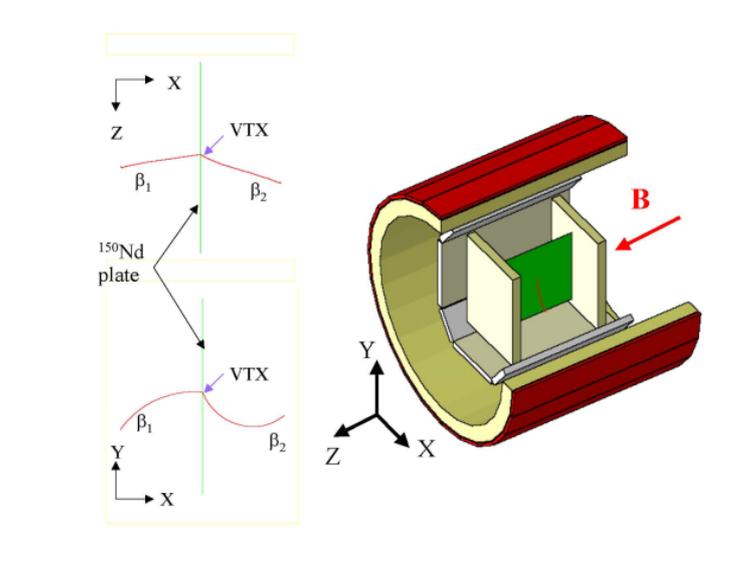


図 2.1: DCBA 測定器概念図

2.1.1 ソースプレート

二重ベータ崩壊を起こす崩壊核種はプレート上に加工して使用される。現在稼働中の測定器では ^{100}Mo (Q 値=3.034MeV) を $50\mu\text{m}$ の厚さのプレートに加工して使用している。ソースプレートの厚さを厚くすると、 β 線のソース内での多重散乱の影響が大きくなりエネルギー分解能が悪くなってしまふ。しかし、薄くすると搭載できるソースの量が減ってしい統計量を稼ぐことができない。ソースプレートの厚さはエネルギー分解能と統計量の兼ね合いをみて決める。

ソースプレートの詳細は2.2節で述べる

2.1.2 ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーの概念図を図 2.2 に示す。ドリフトチェンバーの片面にアノードワイヤーとピックアップワイヤーが直交して張られている。その反対面にカソードワイヤーがアノードワイヤーから 90mm のところに平行に張られている。アノードワイヤーとカソードワイヤーに高電圧を付加することによってチェンバー内に一様電場を作る。飛跡検出の仕組みは、ドリフトチェンバー内を荷電粒子が通過するとチェンバー内部のガスを電離する。電離された電子は一様電場によってアノードワイヤーまでドリフトし、アノードワイヤ近傍で電子雪崩を起こし電子とイオンが生成され、信号として検出する。ドリフトチェンバーで用いられているワイヤーは以下の通りである。

- アノードワイヤー

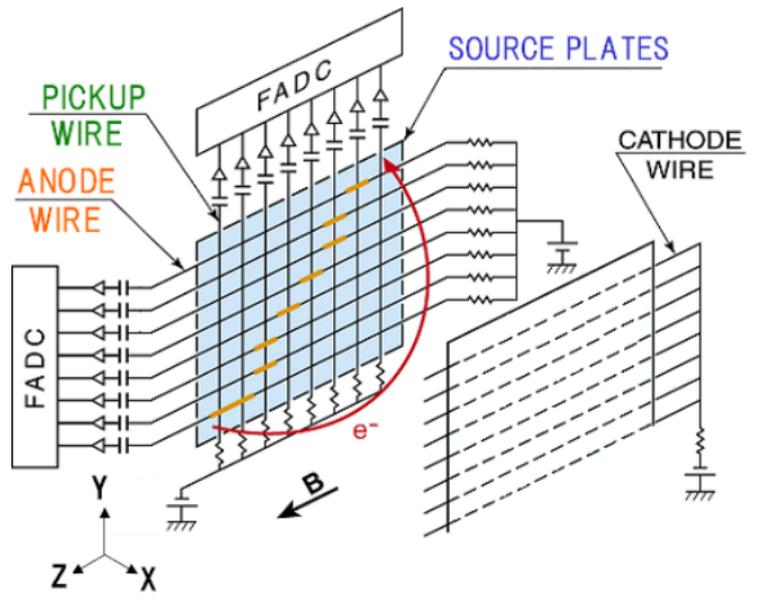


図 2.2: チェンバー概念図

アノードワイヤーはZ軸に平行にソースプレートから4mm離れてい位置に張られている。(DCBA-T2では6mm間隔で40本張られている。)カソードワイヤーとの間に一様電場をつくり、ガス分子を可電粒子が電離すると、電離された電子は一様電場に沿ってアノードワイヤー方向にドリフトする。ドリフトしてきた電子はアノードワイヤー近傍の電場勾配によって電子雪崩を起こし、ワイヤーに信号を作る。素材は金メッキタングステンでできており直径は $20\mu\text{m}$ である。このように細いワイヤーを使うことによってアノードワイヤー近傍の電場勾配を大きくすることができ、ワイヤー近傍での電子雪崩の生成が可能となる。1個の電子が 10^4 個の電子に増幅される。

- 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の位置に平行に張られている。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作ることによって一様電場を作る。素材は金メッキアルミニウム。電子雪崩を起こして信号を読み出す必要が無いいためワイヤー直径は $80\mu\text{m}$ となっている。
- ピックアップワイヤー
ピックアップワイヤーはy軸方向に平行にソースプレートから6mm、アノードワイヤーから2mm離れている位置に張られている。(DCBA-T2では6mm間隔で40本張られている)ピックアップワイヤーでも信号を読み出す電子雪崩は起こさない。アノードワイヤー近傍で起きた電子雪崩によってできた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できて

おり電子雪崩は起こさないため直径は $80\mu\text{m}$ である。

- 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、チェンバーの上部と下部に張られている。(DCBA - T2では上下15本ずつ) 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出す電場を調整し、一様な電場を作ることができる。素材は金メッキアルミニウムで直径は $80\mu\text{m}$ である。
- 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一本ずつある。このワイヤーはチェンバーのフレームと近く電場勾配が激しく放電しやすくなっている。 $140\mu\text{m}$ と太いワイヤーを用いて表面電界を小さくすることによって放電を防いでいる。素材は金メッキベリリウム銅である。DCBA - T3では金メッキベリリウム銅で $100\mu\text{m}$ のワイヤーを使用する。
- アノードダミーワイヤー、ピックアップダミーワイヤー
アノードワイヤーの両端に一本ずつアノードダミーワイヤーが、ピックアップワイヤーの両端に一本ずつピックアップダミーワイヤーが存在する。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に近く電場の一様性が悪いため信号の読み出しを行わない。アノードワイヤーダミーワイヤーはアノードワイヤーと、ピックアップワイヤーダミーはピックアップワイヤーとそれぞれ同じワイヤーを使い同じ電圧を印加させている。

荷電粒子がチェンバーガスを通じた際にガス分子を電離し、荷電粒子の飛跡上に電子とイオンのペアが生じる。また、電離されてできた電子はアノードワイヤー近傍の電場勾配によって電子雪崩を起こす。DCBAのドリフトチェンバーではチェンバーガスとしてHe (90%) + CO₂ (10%) を使用している。荷電粒子はガスの原子核との多重散乱によってエネルギー損失を起こしたり軌道を歪ませてしまったりすることがある。多重散乱は原子番号の小さいものほど小さくなる為、DCBAではHeガスを使用している。より原子番号の小さいガスとしてH₂ガスが考えられるが、引火性が強く扱いが困難なためHeガスを選択している。またガスにはCO₂が10%含まれている。すべてのガスをHeガスとすると電子雪崩の際に生じた紫外線によって光電子が生じる。その電子は電子雪崩を再び引き起こす。この繰り返しによって放電が起こってしまう。これを防ぐためにCO₂の様な多原子分子を封入する。CO₂は紫外線を吸収し再度電子雪崩が起きることを防ぎ、放電を抑えることができる。このような効果を持つガスをクエンチガスという。クエンチガスはメタンガスなどを用いるのが一般的だがメタンも引火性が強いのでCO₂を使用している。チェンバーガスの圧力は1気圧である。

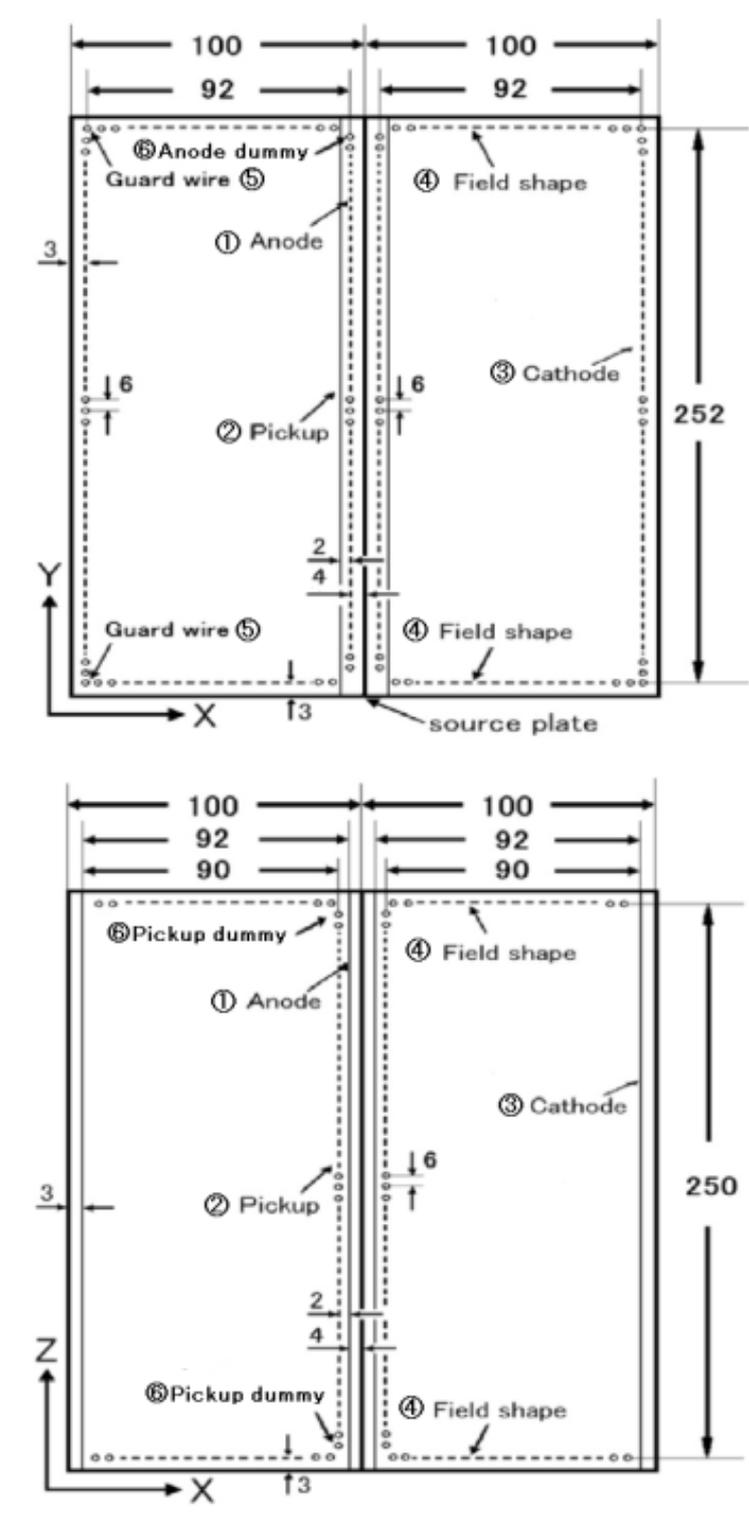


図 2.3: DCBA -T2.5 チェンバー構造

2.1.3 磁場発生用コイル

DCBA 実験ではドリフトチェンバー内部の一様電場に直交する方向に一様磁場を印加する。現行機での磁場強度は 0.8kG で将来計画では磁場強度を 2.0kG に強化する。磁場を印加することによってベータ線が螺旋軌道を描き、その運動量の測定が可能になる。DCBA 実験ではソースプレートと磁場の方向を平行にすることでソースプレートに対し大きな角度で放出された β 線が磁場に対して高い横運動量を持つように設計されている。使用や性能についての詳細は 2.2 節、3 章で述べる。

2.1.4 読み出しエレクトロニクス

アノードとピックアップで検出された電荷をプリアンプで増幅 FADC で波形を取り込む。したで示すように、ヒットしたチャンネルが Y または Z び位置に対応し、FADC で測定したパルスの立ち上がり時間は X 座標に対応する。

2.1.5 飛跡の検出

DCBA では荷電粒子の飛跡を再構成することができる。特にベータ線の飛跡は一様磁場中で螺旋運動を行う。図 2.4 に示したように、ベータ線の飛跡に沿って電離電子が発生すると、一様電場によってアノードワイヤー方向にドリフトする。ドリフトされた電子はアノードワイヤー近傍の電場勾配で電子雪崩を起こし、電子とイオンの対を大量に生成する。生じたイオンは一様電場に沿ってカソードワイヤー方向にドリフトする。この際アノードワイヤーとピックアップワイヤーに誘導電流によってそれぞれ負のパルス、正のパルスが生じる。これを信号として検出することに追って飛跡を再構成することができる。

X 座標

ある場所で起きたベータ線のガス電離によって生じたドリフト電子の生成時間を t_0 とし、アノードワイヤーで生じたパルスの生成時間を t_1 とすると座標 x は

$$X = \int_{t_0}^{t_1} v(t) dt \approx v(t_1 - t_0) \quad (2.1)$$

となる。 v は電離電子がアノードワイヤーでドリフトする際のドリフト速度である。電子がドリフトする際電場による加速とガスとの衝突を繰り返し、平均的にある一定の速度で運動しているように振舞う。DCBA で使用しているガス (He: CO₂=9:1) の場合は 0.4cm/ μ s である。

しかし実際にはドリフト電子の生成時間 t_0 を測定することはできない為、測定点の相対的な距離を測ることになる。ベータ線がある A 点を通過した際にアノードワイヤーでパルスが生成された時間を t_a とし、ある B 点を通過した際にアノードワイヤーでパルスが生成された時間を t_b とすると、点 A と点 B の X 方向の相対的な距離 X_{a-b} は

$$X_{a-b} = \int_{t_a}^{t_b} v(t) dt \approx v(t_a - t_b) \quad (2.2)$$

となる。

Y 座標

パルスが生じたアノードワイヤーの位置によって決定する。 N_{anode} 番目のワイヤーで検出された場合ワイヤー間隔 $d = 6\text{mm}$ であるため

$$Y = N_{anode} \times d \quad (2.3)$$

となる。

Z 座標

アノードワイヤーと同様にパルスが生じたピックアップワイヤーの番号によって決定される。

2.1.6 運動エネルギー算出方法

ベータ線は磁場中を移動する際に螺旋運動をした飛跡を残す。X 平面上で考えると円軌道を描くので、円運動の遠心力と磁場中の荷電粒子に働くローレンツ力との釣り合いから荷電粒子の運動量 $p[\text{MeV}/c]$ は

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2.4)$$

となる。ここで λ はサインのピッチ角、 r は円軌道の半径 [cm]、 B は磁束密度 [kG] である。運動量 p から運動エネルギー $T[\text{MeV}]$ は、 m_e を電子の静止質量 [MeV/c^2] とすると

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \quad (2.5)$$

となる。

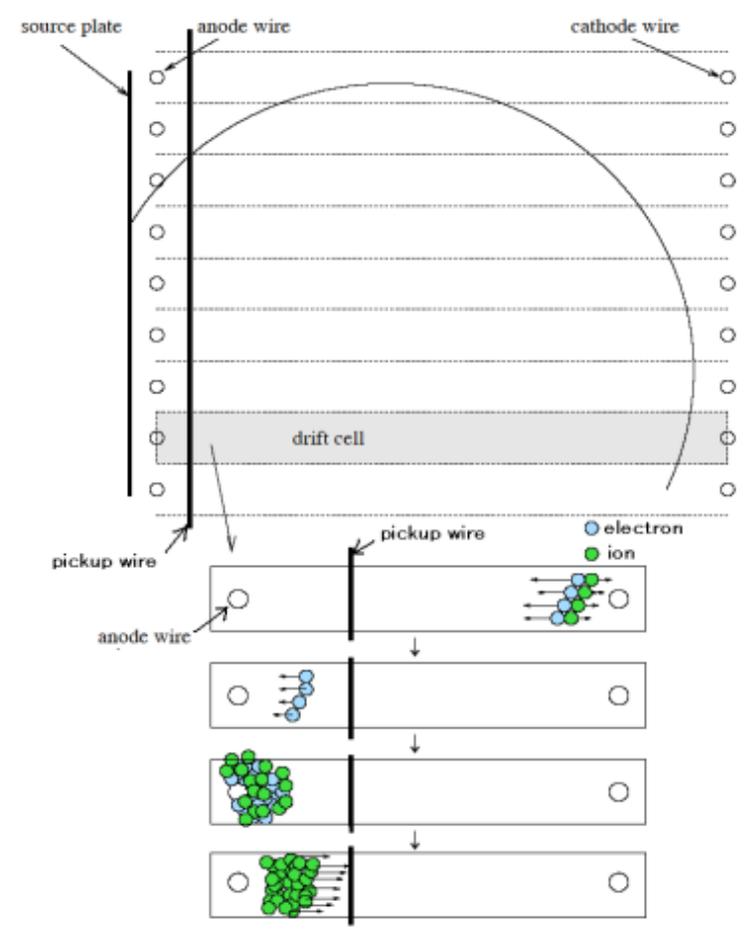


图 2.4: 飛跡生成原理

2.2 DCBA-T2 測定器

DCBA-T2 測定器は2代目の測定器である。1代目のDCBA-T 測定器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 $\sigma_z = 52.7\text{mm}$ と悪く、十分な位置精度が得られていなかった。その為ピックアップワイヤーを追加したDCBA-T2 測定器が開発された。今までに、 ^{214}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、 $2\nu\beta\beta$ モードの半減期の概算などが行われている。

2.2.1 DCBA-T2 装置パラメータ

ソースプレート

二重ベータ崩壊核種 ^{100}Mo を使って、DCBA-T2 及びDCBA-T2.5 測定器によって $2\nu\beta\beta$ の観測を行っている。ソースプレートは2つのチェンバーに挟まれている。ソースプレートとドリフトチェンバーの概念図を2.5に、実際にドリフトチェンバーにソースプレートを取り付けたものを図2.6に示す。ソースプレートは大きさ $28.0\text{cm} \times 13.0\text{cm}$ で厚さが $50\mu\text{m}$ ($45\text{mg}/\text{cm}^2$)のものが2枚あり、アルミ枠に挟み込んでいる。Moソースは濃縮を行っておらず天然のMo金属をプレートに加工したものである。Moはモル体積 $9.38\text{cm}^3/\text{mol}$ であって、 ^{100}Mo の存在比9.6%であることから、2枚のソースプレート中に ^{100}Mo が 0.037mol 含まれる。これまでのNEMO実験による測定結果によると ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ 半減期は $T_{1/2}^{2\nu} = [7.11 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.54(\text{syst})] \times 10^{18} \text{ y}$ である[11]。DCBA-T2の検出効率9.28%で期待される $2\nu\beta\beta$ レートは約0.56事象/日である。DCBA-T2の検出効率についてはx x節で述べる。

磁場発生用コイル

DCBA実験ではドリフトチェンバー内に一様な磁場を発生させる必要がある。磁場を発生するための装置としては常伝導のソレノイドコイルを使用している。ソレノイドマグネットのサイズは図2.7に示したように外形650mm、内径500mm、長さ1000mmである。磁場の一様性は0.8kG運転時に有感領域内で1%以内となっている。[16]

有感領域ドリフトチェンバーの内容積は一層あたり $100\text{mm} \times 300\text{mm} \times 300\text{mm}$ ある。しかし、ワイヤーがその内側に張ってあるため実際の有感領域は $90\text{mm} \times 240\text{mm} \times 240\text{mm}$ となる。

信号読み出し

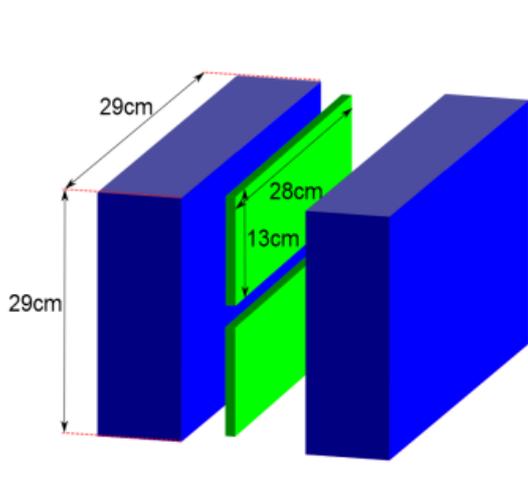


図 2.5: ドリフトチェンバーとソース

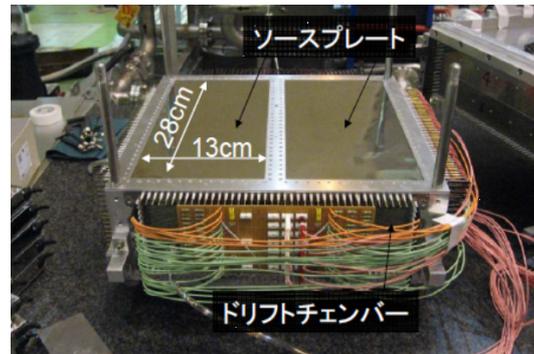


図 2.6: Mo ソースプレート

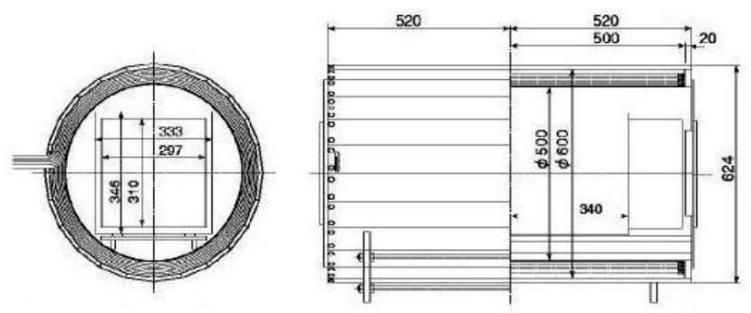


図 2.7: DCBA-T2 マグネット

信号の形と大きさ, ワイヤー同士の時間差が必要であるため信号の波形を記録できる 100MHz, 8bit の FADC を使用する。FADC については第 3.4 章で説明する。

表 2.1: DCBA-T2 パラメータ

ソース	Mo (45mg/cm ²)
有感領域	(90 (X) × 240(Y) × 240(Z))mm ³
信号読み出し	Flash ADC サンプリングレート (100MHz)
X 座標の決定	ドリフト速度 × ドリフト時間
Y 座標の決定	アノードワイヤー位置 (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	ピックアップワイヤーの位置 ワイヤーピッチ 6mm (位置精度 0.2mm)
マグネット	常伝導ソレノイドコイル + フラックスリターンヨーク
磁束密度	0.8kG
一様磁場	400 φ(直径) × 600mm ³ δB/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

2.2.2 DCBA - T2 のエネルギー測定精度

DCBA - T2 のエネルギー測定精度はシミュレーション及び ²⁰⁷Bi の内部転換電子を用いて調べられている。[18] [20]

²⁰⁷Bi は陽子が軌道電子を核内に捕獲し ²⁰⁷Pb となって γ 線を放出することによって基底状態に落ち着く。この現象を軌道電子捕獲という。その際に放出された γ 線の一部は、K 殻や L 殻の軌道電子に吸収され電子を放出する。これを内部転換電子という。²⁰⁷Bi の崩壊図を図 2.9 に示す。軌道電子捕獲の際に放出される γ 線の多くは 1064keV、570KeV のエネルギーをもつ。内部転換電子のエネルギーは E_e は γ 線のエネルギー E_γ から K 殻または L 殻の束縛エネルギー E_k を差し引いたものである。

$$E_e = E_\gamma - E_k$$

E_e はある特定の値をとるのでエネルギーの測定精度検証に有用である。 E_e とその割合を表 2.2 に示す。

²⁰⁷Bi を使ったエネルギーの測定精度の検証は Geant4 によるシミュレーションと実際の ²⁰⁷Bi による測定の両方で行われている。

Geant4 によるシミュレーションの条件は

表 2.2: 内部転換電子の放出割合

電子運動エネルギー [keV]	480	560	976	1050
放出割合 [%]	1.5	0.6	7.0	2.4

- ソースプレートの中心から立体角で 2π
- 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
- ガス中の電離損失と多重散乱によってのみエネルギー分解能が低下する
- 電子のエネルギーとその割合は表 2.2 に示したもの

とした。結果を図 2.10 に示す。どの E_e に由来する分布かを色によって区別した。水色 480keV 紫 560keV 赤 980keV 青 1050keV 由来のピークを示し、黒ですべての合計の分布を示した。976keV と 1050keV の山同士が重なって 980keV 付近でピークを形成している。980keV におけるエネルギー分解能は FWHM で 150keV となっている。実際に ^{207}Bi をポイントソースを使った測定では、チェンバー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使用し、中央から Z 軸方向に 9mm ずれた位置にポイントソースを設置した。10000 イベントを取得し、 ^{207}Bi 由来のイベントとして判定できたものは 505 イベントあった。エネルギースペクトルを図 2.8 に示す。測定においては、バックグラウンドが含まれていると考えられる。外部あるいは装置に含まれている放射性物質から放出された γ 線がコンプトン散乱によってたたき出された電子が考えられる。980keV における FWHM は 150keV でシミュレーションと一致した。

エネルギー分解能について考える。一般にシンチレータを使ったエネルギースペクトルの測定を考えるとエネルギー分解能 E_σ はエネルギー E に依存しており、測定の揺らぎを σ とすると分解能は σ/E で表すことができる。一方で DCBA 実験においてはエネルギーの測定に飛跡を用いている。その為エネルギーとエネルギー分解能の関係はシンチレータを用いた検出器の場合と異なる。Q 値付近の β 線のエネルギー分解能を求めるためには Q 値と同じエネルギーを持った電子線を用いる必要がある。さらに、二重 β 崩壊した際のエネルギースペクトルは、2つの β 線のエネルギーを測定しそれを足し合わせる。それぞれの β 線は様々な値のエネルギーを持ち得るので Q 値付近の絵寝る擬分解能の測定だけでは、正しいエネルギー分解能を評価することができない。しかし、現在エネルギー分解能を評価できる β 線元として ^{214}Bi の内部転換電子でしか測定を行うことができない。 β 線の運動エネルギーが E_β がどの値であっても FWHM が 150keV であると考え ^{150}Nd の Q 値 (3.37MeV) での換算エネルギーを概算する。

2 電子の合計エネルギー和 E_{sum} の二重 β 崩壊を考える。左右それぞれのチェンバーで観測された β 線のエネルギーが $E_{\beta 1}$ 、 $E_{\beta 2}$ とし、誤差の伝播を考えると

$$\begin{aligned}\sigma^2(E_{sum}) &= \sigma^2(E_{\beta 1}) + \sigma^2(E_{\beta 2}) = 2\sigma^2(E_{\beta 1}) \\ \sigma(E_{sum}) &= \sqrt{2}\sigma(E_{\beta 1})\end{aligned}\quad (2.6)$$

ガウス分布を考えると FWHM と σ の関係は

$$\begin{aligned}FWHM(E_{sum}) &= 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma(E_{sum}) \\ &= 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{2} \sigma(E_{\beta 1})\end{aligned}\quad (2.7)$$

$$FWHM(E_{\beta 1}) = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma(E_{\beta 1}) \quad (2.8)$$

式 2.7、2.8 から

$$\begin{aligned}FWHM(E_{sum}) &= \sqrt{2} FWHM(E_{\beta 1}) \approx \sqrt{2} \times 0.15 \text{MeV} \\ &= 0.21 \text{MeV}\end{aligned}$$

^{150}Nd の Q 値 (3.37MeV) におけるエネルギー分解能は

$$\frac{FWHM(E_{sum})}{Q} \approx \frac{0.21}{3.37} \approx 0.062 \Rightarrow 6.2\% \quad (2.9)$$

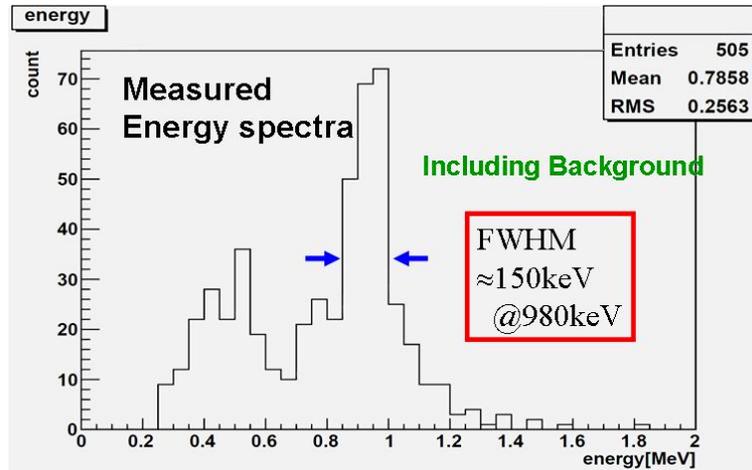
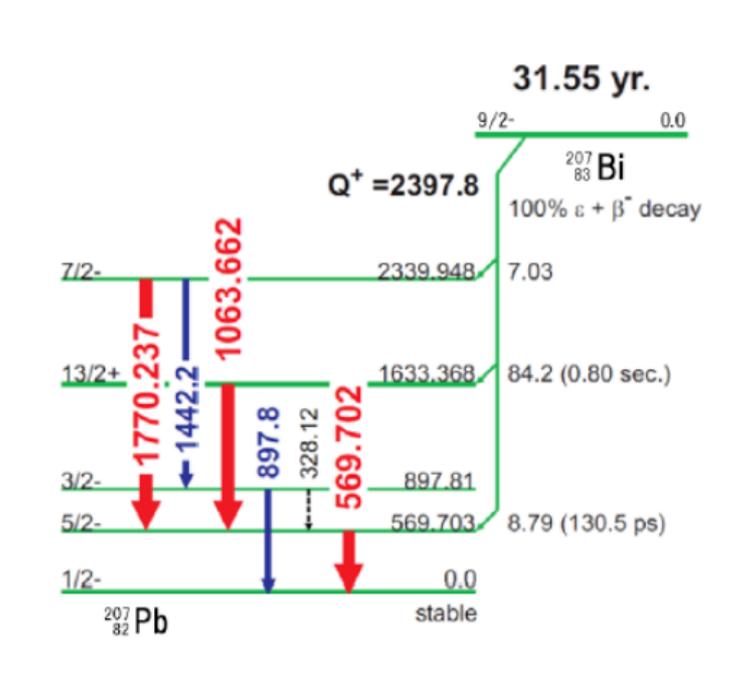
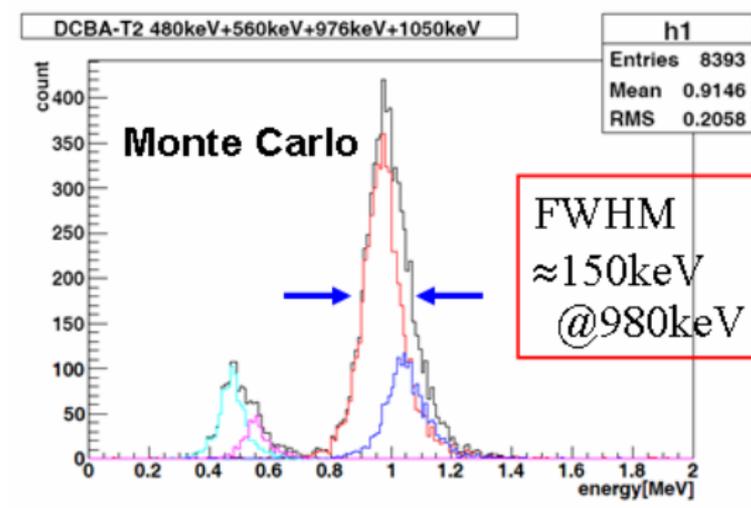


図 2.8: ^{207}Bi のエネルギースペクトル

2.3 DCBA-T2.5

現在、DCBA 測定器は常伝導ソレノイドコイルを超伝導ソレノイドコイルに変更し DCBA-T2.5 測定器として運転している。本来、超伝導ソレノイドコイルは

図 2.9: ^{207}Bi 崩壊図図 2.10: シミュレーションによる ^{207}Bi のエネルギースペクトル

DCBA-T3 でしようすることを目的として作られている。超伝導ソレノイドコイルを導入し磁場を強化することによってエネルギー分解能の向上や搭載ソース量の増大を目指す。詳しくは3節に記した。

DCBA - T2.5 で新たなマグネットを使用するメリットは測定器運転の常時化、簡易をすることが可能になる事である。DCBA-T2 で使用している常伝導コイルは 17kW の電力を使用し発熱量が大きく、これを冷却するために水冷を用いていた。運転に際しては運転員による冷却水の圧力や流量のモニタリングや緊急時の対応が必要であった。DCBA-T2.5 の超伝導ソレノイドコイルでは超伝導状態にする為の冷却装置として断熱膨張と圧縮を繰り返すことによって (Gifford McMahon サイクル) 冷却を行う冷凍機を使用している。この冷凍機はスイッチを入れるだけで冷凍機を使用することができ、測定器の監視が無くとも安全に運転を行うことができるため、常時測定器を稼働させることができる。超伝導ソレノイドコイルの仕様は3で詳しく述べる。

2.4 DCBA-T2、 - T2.5 による ^{100}Mo の二重ベータ崩壊測定

2.4.1 トリガーおよびデータ収集システム

一般に測定器で得られたデータをすべ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。そこで興味の無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、ある条件を課し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。このときの条件をトリガー条件、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言う。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。このような信号を捕らえるため、トリガー条件を、ソースプレートから2つの β 線が Back-to-Back に出ていることを条件にしている。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、宇宙線信号を取り除いている。実際に測定で使用しているトリガー回路について述べる。1つのドリフトチェンバーから「アノードワイヤー 40 本× 2 チェンバー」と「ピックアップワイヤー 40 本× 2 チェンバー」計 160 本のワイヤーからデータを収集を行う。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 8chFADC ボードに接続される。接続図を図 2.11 に示す。ここで1つの FADC に接続されるワイヤー 8 本を一単位にして、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 として定義する。FADC に接続されているアノードワイヤーの配置を図 2.12 に示

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スレッシュホールド以上の信号を検出すると、それぞれのFADCボードはTrigger信号を出力する。。各FADCから出力されたトリガー信号をNIMモジュールによってトリガー条件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。また、宇宙線による信号を低減させるために検出器上部に2層のプラスチックシンチレータを設置した。上下のプラスチックシンチレータの層のコインシデンスをとり、veto信号として使用している。二重ベータ測定における最も重要なバックグラウンドとして ^{214}Bi によるベータ崩壊が挙げられる。 ^{214}Bi のベータ崩壊は最大エネルギー1.85MeVのベータ線を放出し ^{214}Po に壊変する。そして直後に1.42MeVの γ 線を生じるため、この線がコンプトン散乱などを起こすことにより電子イベントとなる。ベータ崩壊で生じる電子と γ 線が起源の電子は、同一点から生じる確率が高いため二重ベータ崩壊と混同する可能性がある。特に ^{214}Bi はウラン崩壊系列であり、その系列に含まれるRnは空気中に含まれるため、ソースプレート表面などあらゆる箇所を汚染する。このイベントを除去するために、 ^{214}Po が半減期168 μs で α 崩壊することを利用する。 ^{214}Bi のベータ崩壊後に起こる ^{214}Po の α 崩壊をとらえるためにあるイベントでトリガーがかかった後、1ms以内に起きるイベントを記録するように回路が組まれている。これはFADCが記録できる8192wordsのうち半分の4096wordsを通常の記録用に使い、残り半分の4096wordsを処理中にデータトリガーが発生した際のデータの記録に用いる。これをダブルバッファといい、連続イベントをとらえられるようになってきている。Back-to-Backイベントを捕えた後に α 線イベントが記録されていれば、これは ^{214}Bi イベントであると特定できる。バックグラウンドとなるイベントの詳細は2.4.2節で述べる。

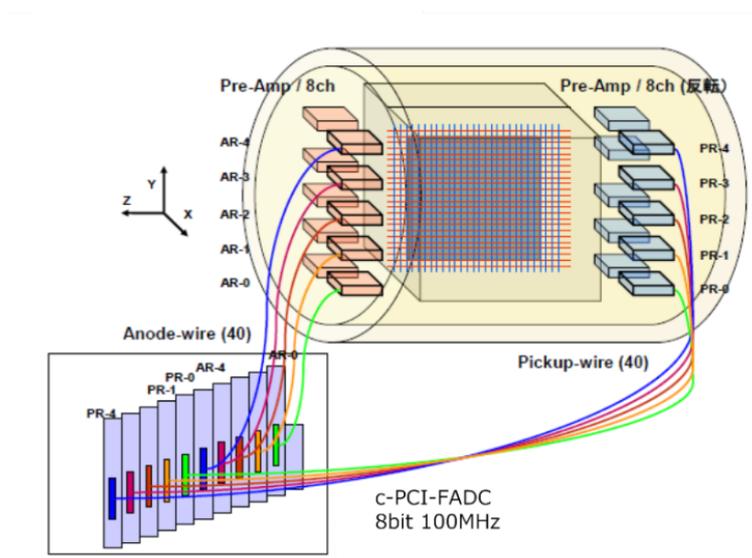


図 2.11: DCBA-T2,T2.5におけるPreampとFADCの接続図

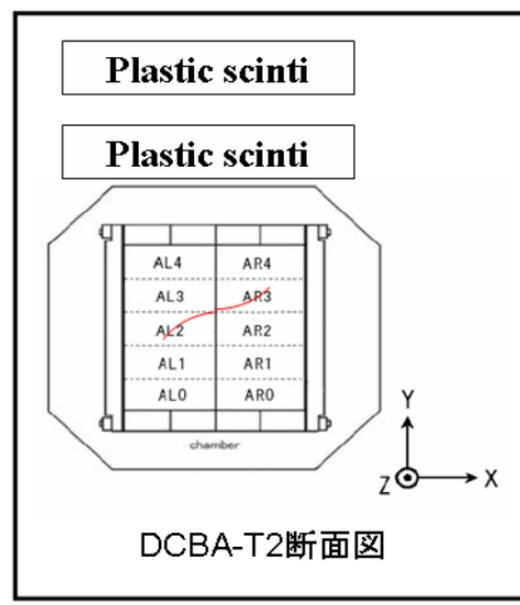


図 2.12: FADC が記録するワイヤー郡の配置

2.4.2 バックグラウンドイベント

DCBA-T2 及び T2.5 実験では以下のような背景事象が考えられる。

宇宙線

測定器で観測される中で最も多く捕らえられるイベントが宇宙線ミューオンイベントである。測定器上部に設置されたプラスチックシンチレーションカウンターによってデータ収集の回路に veto をかけているが、測定器上部全面を覆っているわけではいため除去しきれずトリガー条件にかかる場合がある。しかし、宇宙線のエネルギーは GeV オーダーであるので、測定器にかかる 800kG 程度の磁場ではほとんど曲がらず直線運動になるため容易に除去が可能である。

アルファ線

α 線は、ソースプレートやチェンバー本体に含まれる放射性核種から生じる、電子に比べ α 線は非常に重いため運動量が大きく、宇宙線と同様に直線運動となる。またガス電離の効果が強く得られる信号強度が非常に高い。あらに透過性が弱く $40\mu\text{m}$ のソースプレートですら通過できないため片側のチェンバーにのみトラックが描かれる。

ガンマ線

自然崩壊核種や宇宙線起源の γ 線は、ドリフトチェンバーに対して不感であ

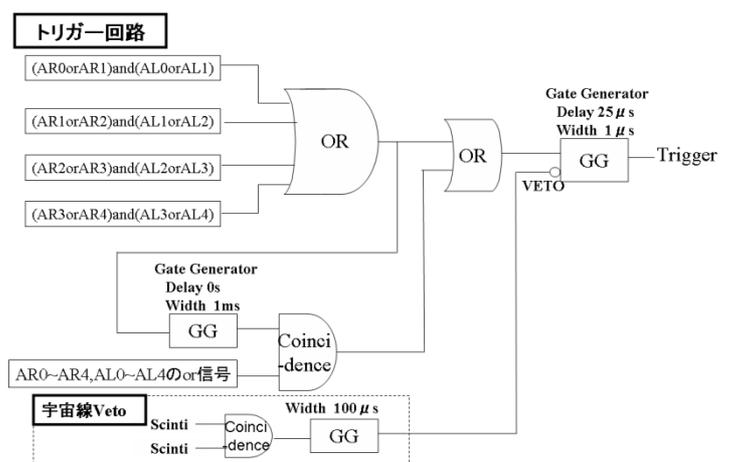


図 2.13: トリガー回路

るため直接イベントとして得ることはない。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捕らえられる。 γ 線との相互作用によるバックグラウンドイベントとして、以下の「電子対生成」「二重コンプトン散乱」「メラー散乱」によるものがある。

電子対生成

自然放射線源や宇宙線起源の線がソースプレートや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。特に宇宙線起源の γ 線は MeV から GeV まで広いエネルギー範囲を持つ。もし、MeV オーダーのエネルギ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、電荷がプラスの陽電子は螺旋運動の回転が異なるため除去が可能である。シンチレータを用いた測定器は、対生成が深刻なバックグラウンドイベントになる。

二重コンプトン

γ 線がコンプトン散乱を起こし、再度コンプトン散乱をするイベントである。このイベントの終状態では電子が2つ生じるため二重ベータ崩壊のバックグラウンドになえる。コンプトン散乱がソース内で立て続けに2回起こりかつ近距離で起こらなければいけないため、とても稀である。このイベントを減らすためにはソースプレートの厚さを薄くする必要があるが、搭載できるソースのりょうが減ってしまうため兼ね合いをみて考えなければいけない。

メラー散乱

ソース内の原子核がベータ崩壊を起こし、生じた電子がソースの電子を散乱させて2電子が生じるイベントである。図 3.10 にその概念図を示す。二重コンプトンと同様に近距離で起こった場合にバックグラウンドになる。この

効果を抑えるためには，二重コンプトンと同様にソースプレートができる限り薄くする必要がある。

BiPo イベント

二重ベータ崩壊実験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 γ 線を放出する。この γ 線が内部転換やコンプトン散乱によって電子を放出することがある。この電子が二重ベータ崩壊イベントと混同される。 ^{214}Bi の崩壊図を図2.14に崩壊式を式2.11, 式2.12に示す。このイベントを識別するためには ^{214}Po が半減期 $T_{1/2} = 164\mu\text{s}$ で α 崩壊することを利用する。式2.12に崩壊式を示す。電子によるイベントが観測された後 α 線を検出することができればそれを ^{214}Bi のベータ崩壊によるイベントとすることができる。

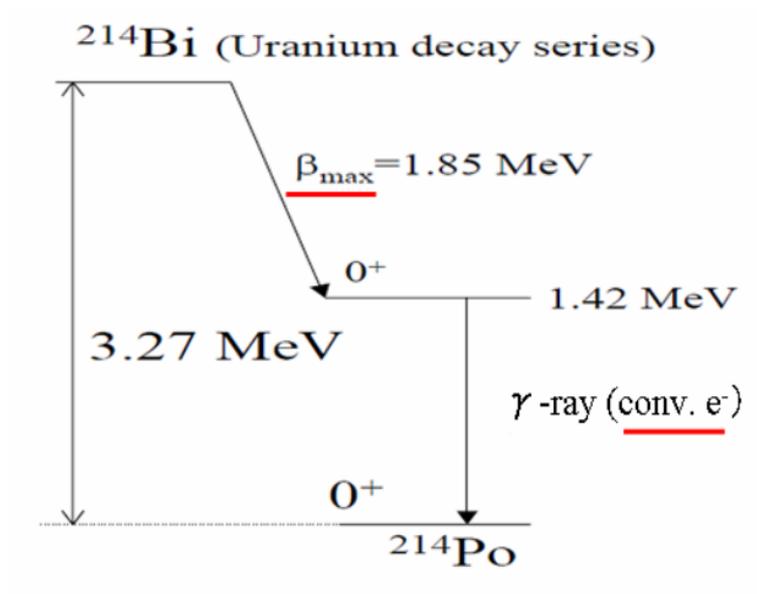
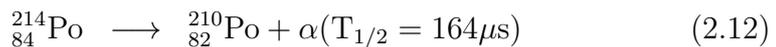
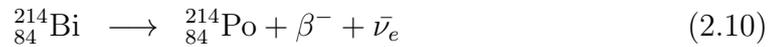


図 2.14: ^{214}Bi 壊変図

2.5 二重ベータ崩壊事象の測定

DCBA 実験では再構成されたベータ線の飛跡から運動量を求めることができる。実際のベータ線の運動量の導出手順について述べる。

2.5.1 スムージング

FADCで記録されるデータには、回路起源の電気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。ノイズがある一定の周期で乗ることを利用して、スムージングという処理をしている。スムージングでは実際に取得された測定前と測定後のデータを図x xとx xにしめす。

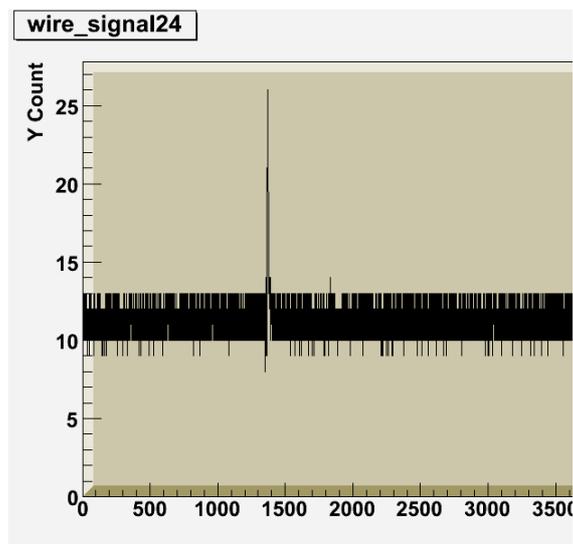


図 2.15: スムージング前の結果

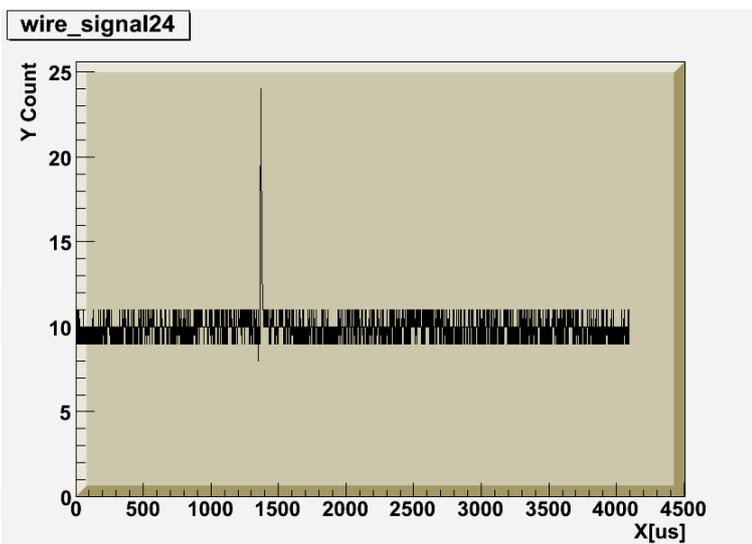


図 2.16: スムージング後の結果

2.5.2 イベントディスプレイの確認

イベントディスプレイを目視で確認し、飛跡が直線で明らかに宇宙線イベントと思われるイベントなどは後の解析を行わないことにする。

2.5.3 飛跡の再構成

イベントディスプレイの確認を終えたイベントは、ベータ線の飛跡の再構成をアイスキャンによって行う。図2.17がアイスキャンにもちいる図である。4つのプロットは横軸がFADCのサンプリング時間、縦軸がワイヤーナンバーを示している。それぞれ左上が左のアノードワイヤー信号、右上が右のアノードワイヤー信号、左下が左のアノードワイヤー信号、右下が右のアノードワイヤー信号のものである。

ピークの大きさと時間の情報から上下で、対応する点を選び出す。その後、アノードワイヤーの点には円フィッティング、ピックアップワイヤーの点にはsinフィッ

トを行い飛跡の再構成を行う。その後 2.1.6 節で述べた計算により運動量をけいさんする。2.182.192.20 に再構成された飛跡を示す。計算した運動量は、0.18MeV と 1.887MeV となった。

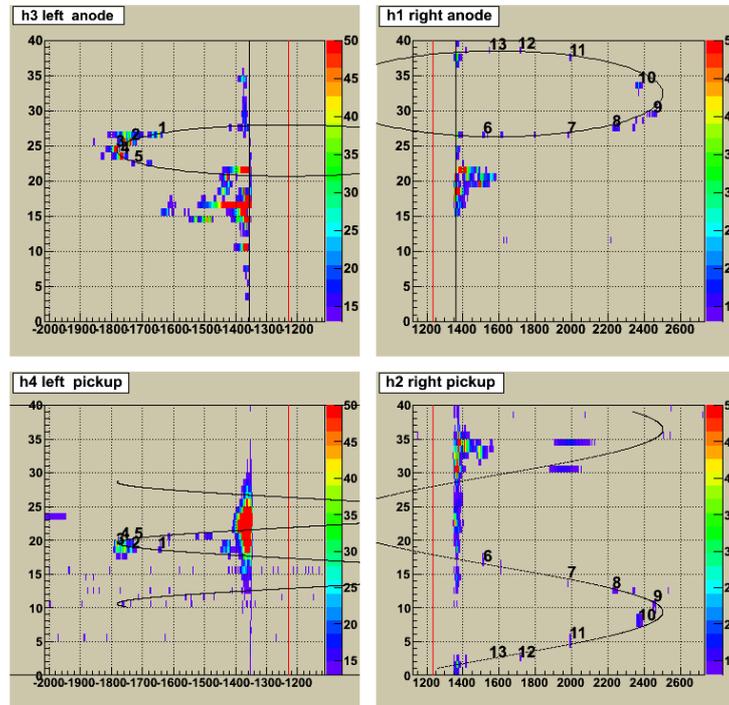


図 2.17: 解析データ

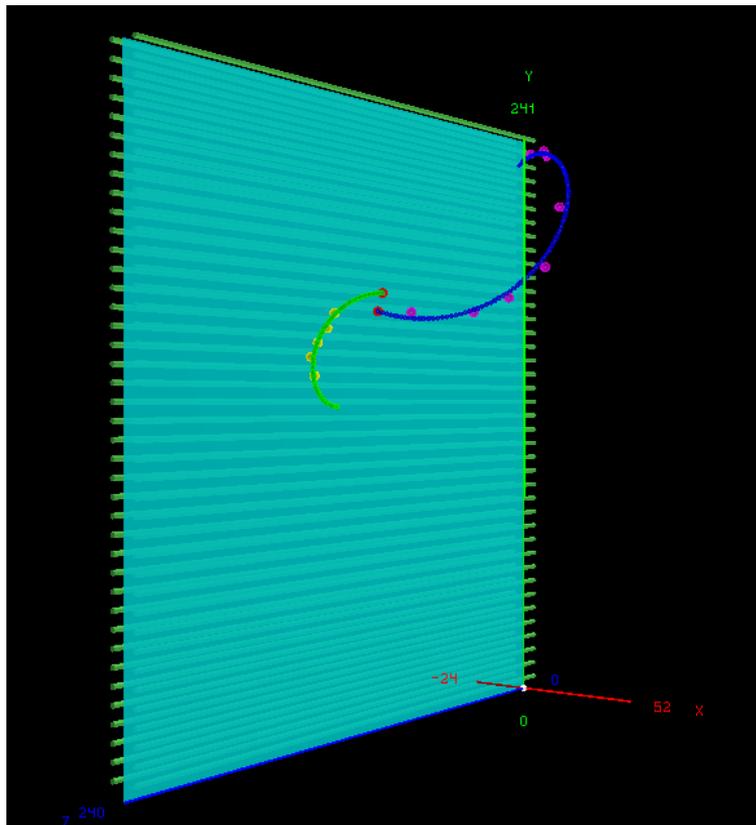


図 2.18: 解析データ

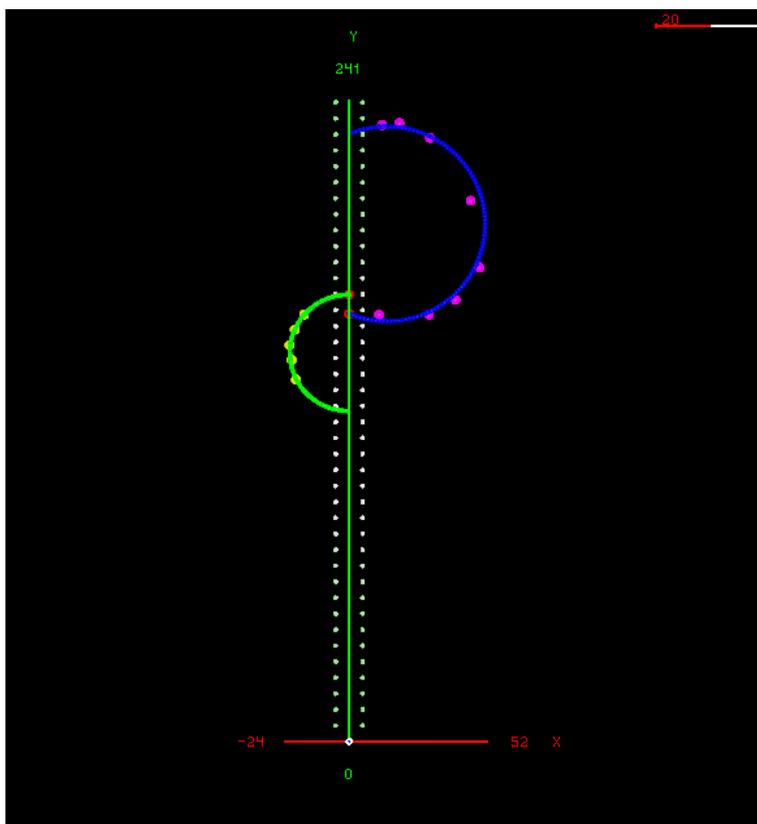


図 2.19: 解析データ

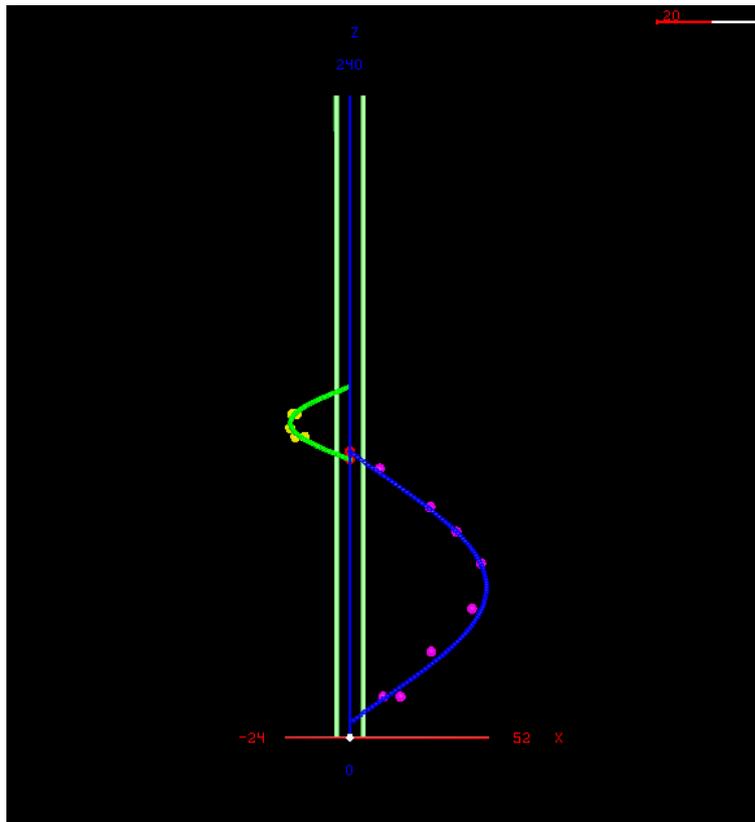


図 2.20: 解析データ

2.5.4 データ解析の現状

現在までに DCBA – T2.5 で測定されたデータ数と解析イベント数を表 2.3 に示す。今後更に解析を進めることで ^{100}Mo の $2\nu\beta\beta$ 半減期を導出を目指している。

表 2.3: DCBA-T2.5 の測定されたデータ

測定期間	2011/7/2～2013/6/2
測定時間	185 日 3965h
測定データ数	3,695,300 イベント
解析済みイベント	34 日 688,300
候補イベント	37 イベント

第3章 次世代実験DCBA-T3の概要

エネルギー分解能の向上とソース搭載量増大を目的に DCBA-T3 測定器が開発されている。DCBA-T2,T-2.5 実験からの主な変更点は磁場の強化及びそれに伴うチェンバー及びエレクトロニクスの開発である。DCBA-T2、DCBA-T2.5 測定器では磁場の強度は 0.8kG であったが、DCBA-T3 測定器では 2.0kG の磁場を印加する。磁場を強化することで β 線の螺旋運動の半径が小さくなり、ガス中でのエネルギー損失や、多重散乱の影響を減らしエネルギー分解能を高めることができる。半径が小さくなると β 線のトラックの測定点が減少してしまう。それを補う為にワイヤー間隔を 6mm から 3mm とする。さらに β 線のトラックの半径が小さくなることによって、ドリフト領域のサイズを小さくすることができる。その結果、限られた空間の中により多くのチェンバーを搭載することができる。ソースプレートはチェンバーとチェンバーの間に挟むのでチェンバー数が増えれば、その分ソースの量も増やすことができる。チェンバーを搭載できるマグネットの空間も増加している。その結果 DCBA-T2 では 2つのドリフトチェンバーを使用していたが、DCBA-T3 では大小あわせて 12 のチェンバーを搭載することができる。DCBA-T3 の概念図を図 3.1 に示す。

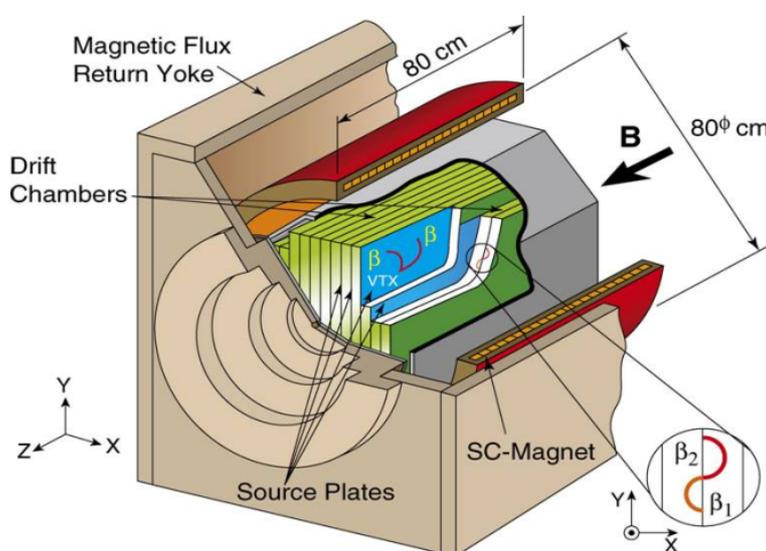


図 3.1: DCBA-T3 概念図

3.1 DCBA-T3 装置パラメータ

DCBA-T3 のパラメータを表 3.1 に示す。

表 3.1: DCBA-T3 パラメータ

ソース	Nd ₂ O ₃ :550g (¹⁵⁰ Nd:0.18mol)
有感領域	(40 (X) × 440(Y) × 440(Z))mm ³ × 8 チェンバー (40 (X) × 200(Y) × 440(Z))mm ³ × 4 チェンバー
信号読み出し	Flash ADC サンプリングレート (100MHz)
X 座標の決定	ドリフト速度 × ドリフト時間
Y 座標の決定	アノードワイヤー位置 (160 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 6mm (位置制度 0.2mm)
Z 座標の決定	ピックアップワイヤーの位置 (160 本/チェンバー) ワイヤーピッチ 6mm (位置制度 0.2mm)
マグネット	無冷媒超伝導ソレノイドコイル + フラックスリターンヨーク
磁束密度	最大 3.0kG
一様磁場	800 φ(直径) × 600mm ³ δB/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

ソースプレート

ソースプレートは DCBA - T3 では大小あわせて 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。ソースは Nd₂O₃ の粉末をプレート状に加工したものを使用する。二重 β 崩壊核種である ¹⁵⁰Nd の存在比は 5.6% である。¹⁰⁰Mo の Q 値は 3.03MeV であるのに対して、¹⁵⁰Nd は 3.37MeV と Q 値が高い。そのためバックグラウンドが低減する。さらに半減期が短くイベント数を稼ぐことができる。ソースプレートの製作においては、Nd は常温で表面が参加されてしまう為、Mo の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ドマイラーシートにソースを添布し、もう一枚のアルミナイズド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。製作したソースプレートは 40mg/cm² である。

ワイヤー

DCBA - T2 用チェンバーからの主な変更点は、ワイヤー本数が増えたこととワイヤーピッチを 6mm から 3mm にしたことと、ワイヤー数が増加したことである。例えばアノードワイヤーは 40 本から 160 本に増加している。各ワイヤーのパラメータを表 3.2 に示した。

表 3.2: DCBA-T3用ドリフトチェンバ-ワイヤ-

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	162本	80 μ m	90g
ピックアップ	Au-Al	160本	80 μ m	90g
ピックアップダミー	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	2本	100 μ m	150g

有感領域

DCBA-T3のドリフトチェンバ-として、大きいチェンバ-8台と小さいチェンバ-4台あわせて12のチェンバ-を製作している。それぞれの有感領域の大きさは表3.1に示した通りである。

信号読み出し

T3での信号の読み出しについては第3.4章で詳しく述べる。

マグネット

DCBA-T3ではDCBA-T2.5で無冷媒導入した超伝導ソレノイドコイルを使用している。無冷媒とはコイルを直接液体ヘリウムに浸すのではなく冷却するのではなく、冷凍機との熱伝導によって冷却を行うということである。冷凍機内には一部ヘリウムを使用しているが、法律（高圧ガス保持法：冷凍保安規則）で規制の対象となる様な量ではない。そのため特別な資格の必要が無く、ヘリウムの交換を追加する必要なども無い為スイッチをONにするだけで冷却が可能である。冷凍機システムの概観を図3.2に示す。表3.3にソレノイドコイルの設計パラメータを示す。

表 3.3: DCBA-T3用ドリフトチェンバ-ワイヤ-

コイル寸法	1.3m(L) \times 1.0m(ϕ) \times 5.2mm(t)
中心磁束密度	(2.0kG)
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)
超伝導船及び安定剤	NbTi/Cu/Al
超伝導の臨界温度	10K
臨界電流 (@3.8T, 4.2K)	>800A
検出起用有効常温空間	0.85(ϕ) \times 1.0m(L)
コイル層数	4層(中央部)、8層(ノッチ部両端 150mm)

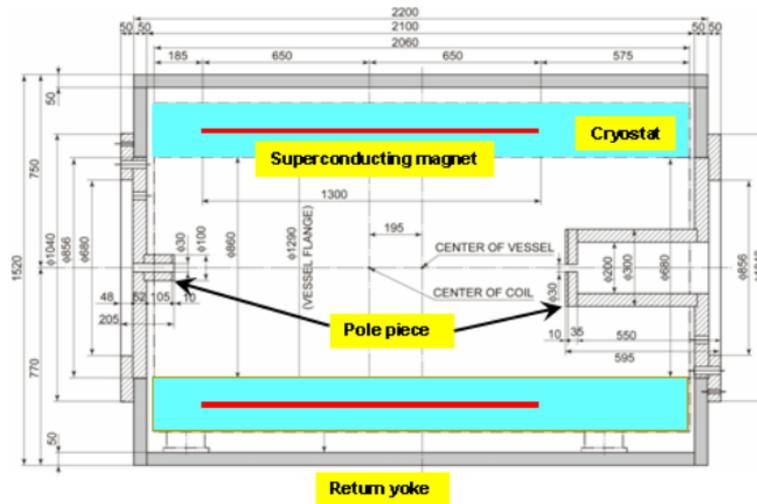


図 3.2: 超伝導ソレノイドコイル断面図

3.2 DCBA-T3 で期待されるエネルギー分解能

DCBA-T3 のエネルギー分解能は、Geant4 によるシミュレーションによって見積もられている。T2 のシミュレーションと同様に、条件を位置検出が 100% でガス中での電離損失や多重散乱のみ影響するとした。電子線のエネルギーは ^{150}Nd の Q 値 3.37MeV の半分である 1.7MeV とした。その結果を図 3.3 に示す。これより 1.7MeV におけるピークの幅は FWHM で 80keV となった。Q 値でのエネルギー分解能は 3.4% である。ニュートリノ有効質量 50meV で要求されるエネルギー分解能は 5% 以下であるので、T3 は性能を満たしている。

3.3 超伝導ソレノイドの磁束密度測定

超伝導ソレノイドによる有感領域内 ($\phi 600\text{mm} \times 600\text{mm}$) の磁束密度はホール素子と NMR を用いて測定された。DCBA-T3 のポールピースには、磁場測定用とケーブル用の穴があけられている。測定用の穴は、中心と中心からの距離 200,280,400mm にあけられており、200mm は 1,3,5,7,9,11 時方向に、280mm は 0,2,4,6,8,10 時方向に、400mm は 0,3,6,9 時方向にある。この穴にガイド用のアルミ筒を通し、このアルミ筒よりも径の小さい 2 つのアルミ筒にホール素子と NMR それぞれ取り付けて測定を行った。小さいアルミ筒を前後に動かすことで、Z 方向の測定ができる。Z 方向は中心から $\pm 300\text{mm}$ の範囲を 100mm 毎に、それに加えて、-250,350,400mm の場所の測定も行った。これら測定点をまとめると図 3.4 のようになる。超伝導ソレノイドは磁束密度 0.2T において、有感領域内の均一度 0.5% で設計されている。中心の磁束密度が 0.1T となる印加電流に設定したとき、リターンヨーク内の磁束密度は図 2.17 のようになった。ここで横軸が Z[mm] 座

標、縦軸が磁束密度である。データの表示の仕方は、時間方向と半径方向の組み合わせにしている。時間が0時方向、半径が280mmであれば表示は0-R280となる。表3.1に示すようにチェンバーの有感領域は(600(X) × 440(Y) × 440(Z))mm³であるので、この範囲内で±0.5%以内の一様性を持つことが確かめられた。

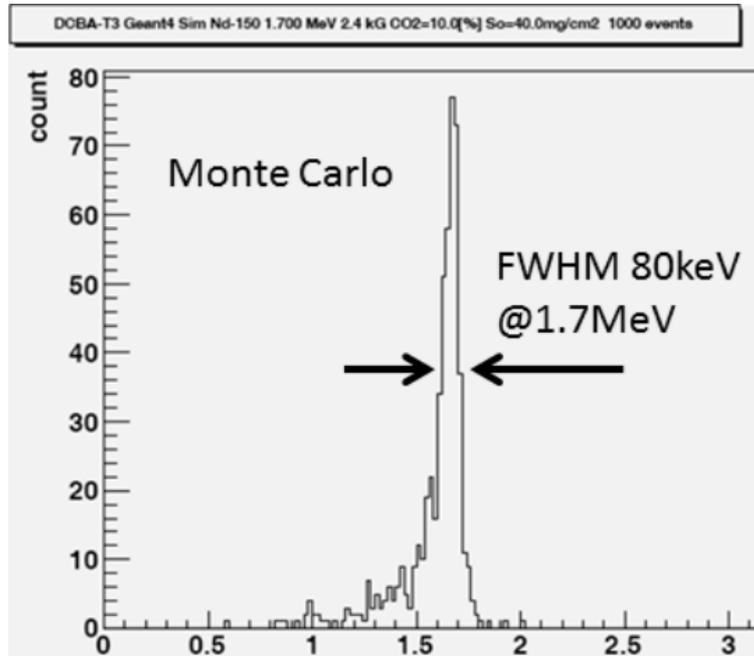


図 3.3: DCBA - T3 における 1.7MeV 電子のシュミレーション

3.4 データ収集システム

DCBA-T3 実験と DCBA - T2.5 実験の 1 チェンバーあたりの読み出しチャンネル数は 80ch から 320ch に増加する。また DCBA-T2.5 実験の読み出しエレクトロニクスはプリアンプから A/D 変換までの距離が 2m 程度ある。これらに対応するため DCBA-T3 測定器では新たなデータ収集システムを開発中である。開発中のデータ収集システムについて述べる。

図 3.6 にデータ収集システムの全体図を示す。ドリフトチェンバー直近に FADC&Preamplifier ボードが取り付けられる。図 3.7 に FADC&Preamplifier の図を示す。1 ボードで 32ch のワイヤーを読み出しを行う。このボード 1 枚に 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。アナログ信号をチェンバー直近で A/D 変換することで、ケーブルを引き回した際にのってしまうノイズがのらなくなることを期待される。1 つのチェンバーのアノードワイヤー、ピックアップワイヤーそれぞれに対して 5 枚の FADC ボードが取り付けられることになる。

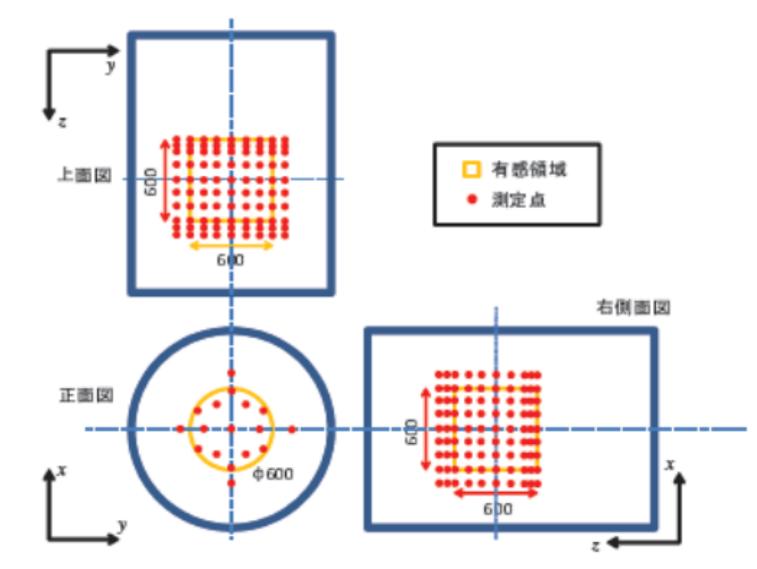


図 3.4: 超伝導ソレノイドコイル磁場測定箇所

A/D 変換された信号は LVDS インターフェースを介してデータ中継ボードに送られる。図 3.9 に中継ボードを示す。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 3.9 に DAQ ボードを示す。

トリガー条件はイベントトリガー中継ボードで判断される。

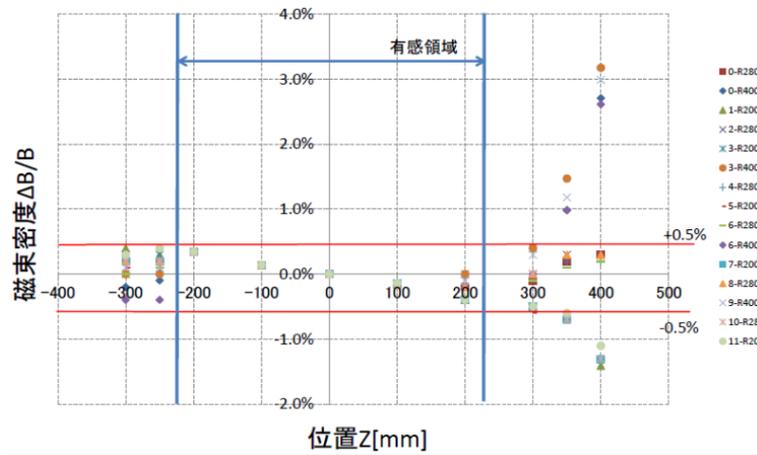


図 3.5: 超伝導ソレノイドコイル磁束密度測定結果

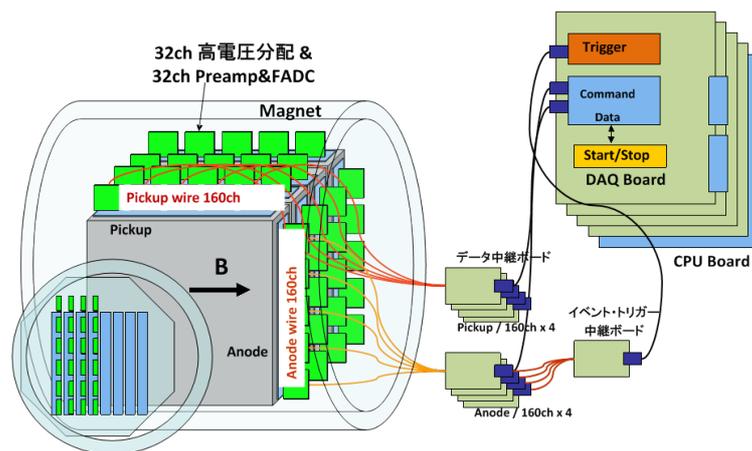


図 3.6: DCBA - T3 の DAQ レイアウト



図 3.7: DCBA - T3 の DAQ レイアウト



図 3.8: DCBA - T3 の DAQ レイアウト



図 3.9: DCBA - T3 の DAQ レイアウト

第4章 DCBA-T3用ドリフトチェンバーの動作と FADC&Preampボードの動作確認

宇宙線と ^{207}Bi ソースを用いて T3 用チェンバー及び読み出しようフロントエンドエレクトロニクスである FADC&Preamp ボードの動作確認を行った。本章ではその詳細について述べる

4.1 チェンバー動作電圧の決定

4.1.1 セットアップ

図 4.4 に示すように T3 用ドリフトチェンバー 1 枚を常磐の上に水平に設置した。T3 用ドリフトチェンバーにはアノードワイヤー、ピックアップワイヤーがそれぞれ 160ch あり、今回、アノードワイヤーピックアップワイヤーそれぞれ 8ch から信号を読み出した。信号を読み出す 8 ch を含めた 32ch のワイヤーには図 4.1 の高電圧分配ボードで高電圧を分配した。回路図を図 4.2 にしめす。その他の 128ch のワイヤーにも同じ電圧がかかるように並列に電圧を付加した。

まずチェンバーのみの評価を行うために信号の読み出しには現在 DCBA-T2 測定器で使用しているものと同じプリアンプを使用している。

プリアンプからの出力は 4 本の lemo ケーブルで取り出し、NIM モジュールによって測定回路を構成した。測定回路を図 4.3 に示す。

Preamp からの出力は T コネクタで分岐され、一つは波形観測のためオシロスコープに接続した。もう一つは Discriminator に接続した。セレクション電圧を 80mV とし、それ以上の波高の信号をチェンバー内に荷電粒子が通過した際の信号とした。その後 Fun in/out によって 4 ch の信号の OR を取り GateGenerator を介してスケーラーで事象数の計数を行った。カソードワイヤー電圧を 1000V に固定し、アノードワイヤー及びピックアップワイヤーの動作電圧にたいする事象数の変化をみた。事象数を増やすためにチェンバー上部にベータ線の放射線元である ^{214}Bi を設置した。



図 4.1: 高電圧分配ボード

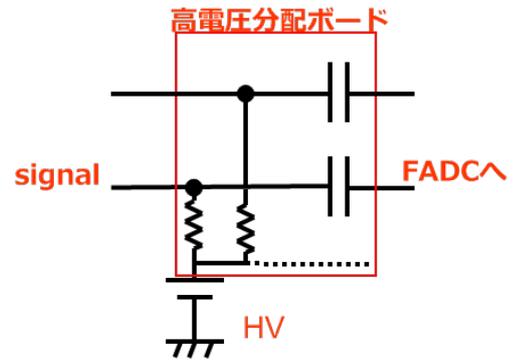


図 4.2: 高電圧分配ボード回路図

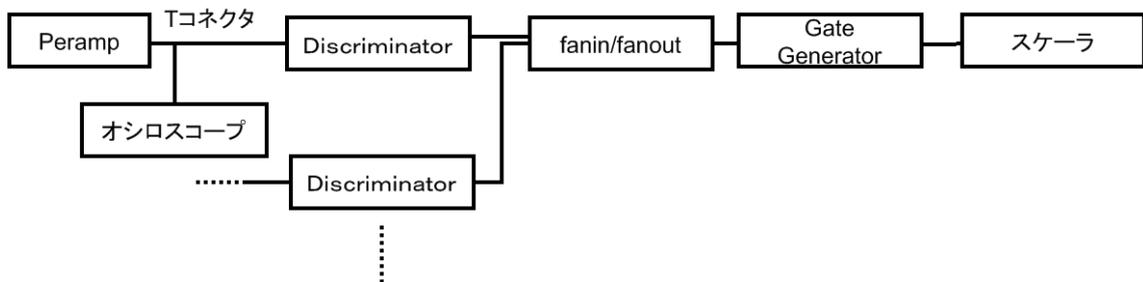


図 4.3: 測定回路図

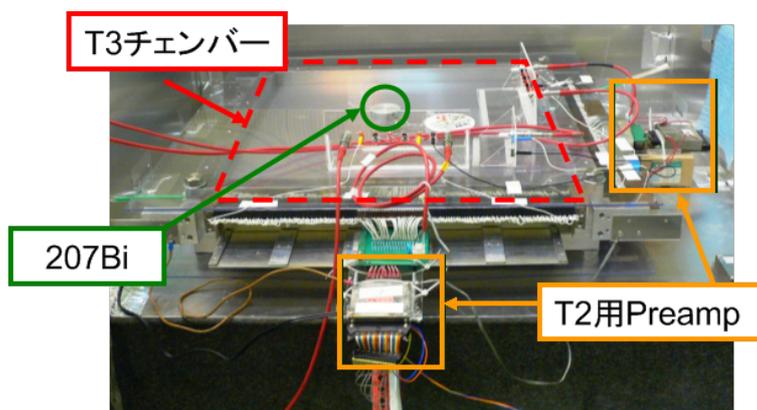


図 4.4: ドリフトチェンバーと T2 用プリアンプ

4.1.2 アノードの動作電圧の決定

アノードワイヤーに 4.1.1 節の回路を接続して高電圧の値を変更しながらスケーラーでの単位時間当たりのカウント数を測定した。

トリガーがかかったときにオシロスコープで観測された典型的な信号を図 4.6 に示す。ドリフトチェンバーで発生する信号は、アノードワイヤー近傍での電子雪崩によって電子と正のイオン対が生じる。このとき静電誘導によってワイヤー表面に負の電荷が集まる。イオンがアノードワイヤーから離れと静電誘導の力が弱まり、ワイヤー表面に集まった負の電荷が流れ出ていくことになるため信号は負の値となる

動作電圧を上げていくとドリフトチェンバーのワイヤー近傍での電子雪崩による増幅率が増加するため、スケーラーのカウント数が上がる。さらに動作電圧をあげていくと、荷電粒子が通過し時に十分なワイヤー近傍での増幅率が得られ、80mV に設定したディスクリミネータのスレッシュホールドを超えるようになる。それ以上動作電圧を大きくしてもスケーラのカウント数は増えずに、ほとんど一定の値をとる。さらに電圧を上昇させると、ワイヤー近傍で絶縁破壊をおこし、放電による信号がみえてしまう。図 4.5 に動作電圧値に対する単位時間当たりのスケーラでのカウント数を示した。2150V 以上では放電と思われる事象数の急激な上昇がみられる。この領域直前の 2100V か～2150V をアノードに対する動作電圧とした。

4.1.3 ピックアップの動作電圧

ピックアップワイヤーにおいてもアノードワイヤーと同様に 4.1.1 節の回路を接続して高電圧の値をを変更しながらスケーラーでの単位時間当たりのカウント数を測定を行った。

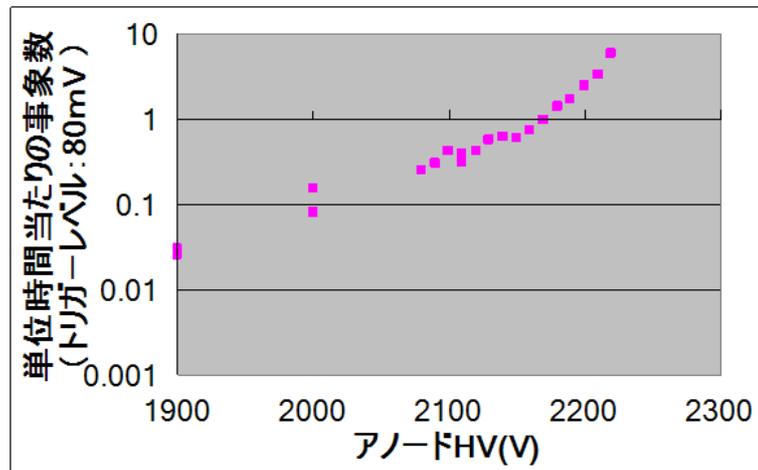


図 4.5: アノードワイヤーの電圧値に対する単位時間当たりのカウント数

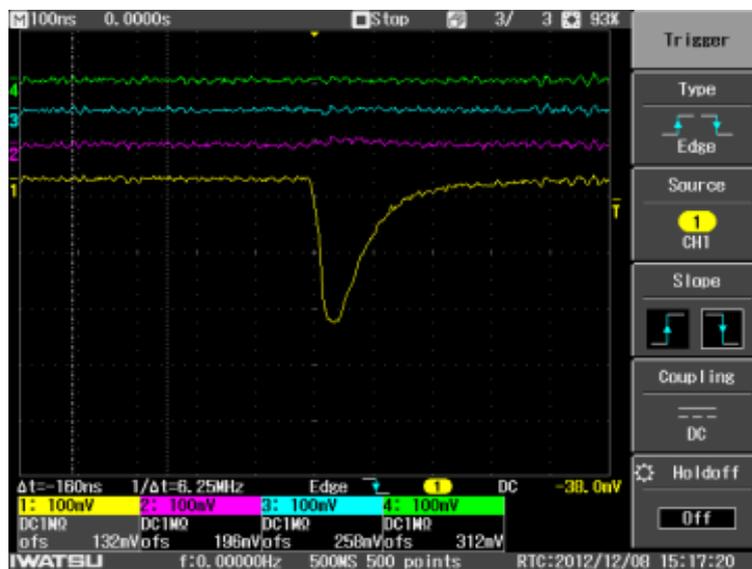


図 4.6: アノードワイヤーで観測された信号

図4.7にピックアップで観測された典型的な信号を示す。ピックアップはアノードに対して垂直に張られておりアノードで発生した陽イオンが静電誘導によって移動してきてワイヤー表面で電子を受け取る。逆の見方をすると正の電荷が流れ出ていくことになるため正の信号が検出される。ピックアップの信号観測には反転アンプを用いているのでオシロスコープによって観測されたピックアップの信号は極性が負に見えている。

図4.8にピックアップワイヤーにおける動作電圧値に対する単位時間当たりのスケアラでのカウント数の関係を示す。400V以上の電圧では放電と思われる事象数の急激な上昇が見られる。直前の370~400Vの領域をピックアップワイヤーの動作電圧とする。

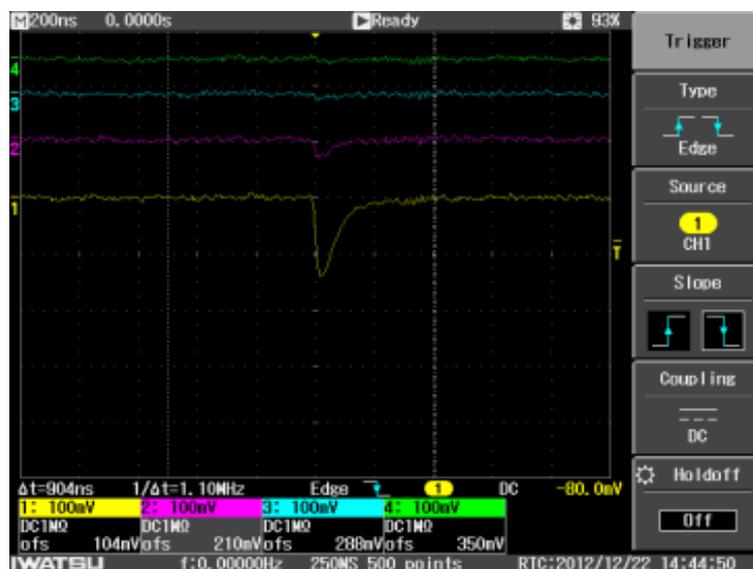


図 4.7: ピックアップワイヤーで観測された信号

4.1.4 予想される宇宙線レートの見積もり

どの程度の検出効率で宇宙線を計測できているかを見積もるために期待される宇宙線レートを計算をおこなった。

2枚のシンチレータを通るミューオンのフラックスは図4.9に示す点P'周りの微笑面積 dS' としたとき、点Pから dS' を見込んだ立体角 Ω' は

$$d\Omega = \frac{1}{L^2} dS' \cos \theta \quad (4.1)$$

点Pの周りの微笑面積を dS とするとフラックスに垂直な微笑面積は

$$dS \cos \theta \quad (4.2)$$

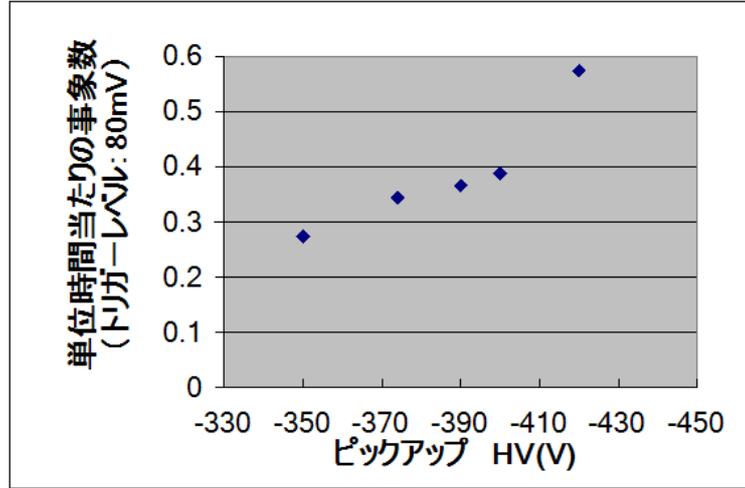


図 4.8: ピックアップワイヤーの電圧値に対する単位時間当たりのカウント数

よって2枚のシンチレータを貫くフラックスはミューオンのフラックスに式 4.1、4.2 をかけて dS と dS' で積分したものである。ミューオンのフラックス I は天頂角 θ に対して $\cos^2 \theta$ の依存性を持ち

$$I = I_0 \cos^2 \theta I_0 = 70/m^2/sr/s \quad (4.3)$$

と表される。[15] 2枚のシンチレータを貫くミューオンのレートは

$$\int \int \int 70 \frac{\cos^4 \theta}{L^2} dS dS' \quad (4.4)$$

となる。上のシンチレータの舌のシンチレータの長辺方向をそれぞれ x 及び x 短辺方向をそれぞれ y' 及び y とする。2つのシンチレータの間隔を $d (= 0.16m)$ と定義すると

$$\cos \theta = \frac{d}{L} = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + d^2}$$

である。よって式 4.4 は

$$\int_0^{0.05} \int_0^{0.05} \int_0^{0.335} \int_{0.15}^{0.485} \frac{70 \times d^4}{\{(x - x')^2 + (y - y')^2 + d^2\}^3} dx dx' dy dy' = 0.22 Hz \quad (4.5)$$

となる。ちなみに、2つのシンチレータ間に距離 d 及び2つのシンチレータの水平方向の位置制度にそれぞれ1cm程度の不定性があるとするとそれらのフラックスに与える統計誤差はそれぞれ0.01Hz程度である。また上記の積分時に図 4.11 の4本分及び8本分のワイヤーの有感領域を通るフラックスのみを足しあげるとそれぞれ0.10Hz及び0.14Hzが期待される。

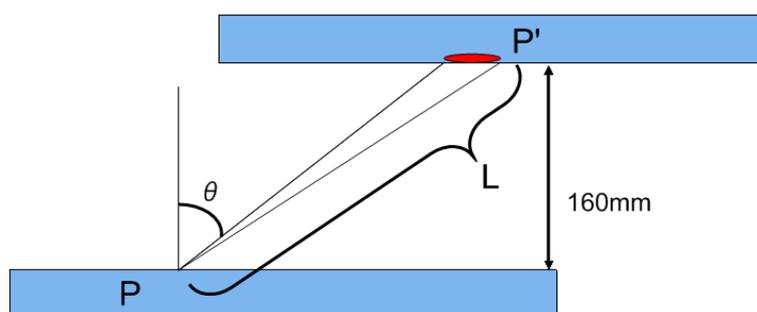


図 4.9: 宇宙線レートの計算

4.1.5 宇宙線レートの測定

4.1節で決定した電圧値にアノードワイヤーとピックアップワイヤーを設定し正しく宇宙線を観測できるかどうかを調べた。

図4.10,4.11に実験のセットアップ図を示す。プラスチックシンチレータをチェンバーの上下に設置した。アノードワイヤーによる宇宙線の観測を行う時はプラスチックシンチレータの長辺がアノードワイヤーに平行になるように設置しピックアップワイヤーの測定を行うときはプラスチックシンチレータの長辺がピックアップワイヤーに平行になるように設置した。下のシンチレータはスペースの都合上奥まで差し込むことができず上下で多少ずれた領域をカバーしている。

図4.12に測定回路を示す。Discriminatorのセレクション電圧を40mVとし、それ以上の波高の信号を宇宙線信号とした。後段でExpanderによって信号幅1 μ sとしてコインシデンス回路に入力した。こうすることで1 μ s以内にふたつのPMTで信号が観測された時に宇宙線が通過したことになる。

チェンバーからの信号はセレクション電圧を80mVとし、Fan in/outで信号のORを取る。Fan in/outの出力をGate Generatorで5 μ s幅にする。Gate Generatorの信号幅を決定する際にT3でのドリフト速度について考えた。

電子のドリフト速度 v は、電場強度 E ガス圧 p 標準気圧 p_0 気体の移動度 μ とすると

$$v = \mu E \frac{p_0}{p}$$

とあらわされる。T2用チェンバーでのドリフト速度は0.4cm/ μ sであった。一方T3用ドリフトチェンバーではアノードワイヤーとカソードワイヤーの間隔は90mmから40mmになり、また動作電圧もT2と比較して約2倍程度と大きくなるため、ドリフト速度は1.5cm/ μ s程度となる。その為カソードワイヤー近傍でガスが電離されると数 μ s後にアノードワイヤーに信号を作る。

この信号とシンチレータの信号が同期を取れるようにGate Generatorの信号幅を5 μ sとした。

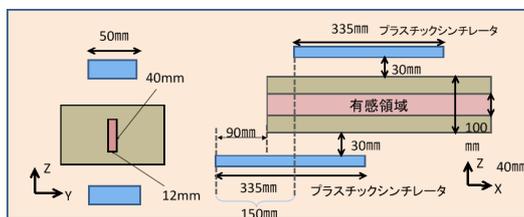


図 4.10: 測定セットアップ図 1

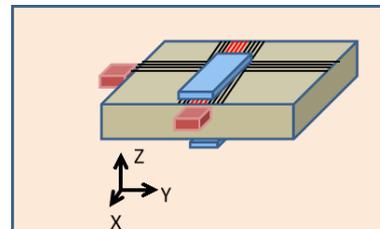


図 4.11: 測定セットアップ図 2

2本のプラスチックシンチレータを同時に通過した信号は0.27Hzで得られた。この信号と同期してチェンバーで信号が観測されたレートを表4.1.5に示す

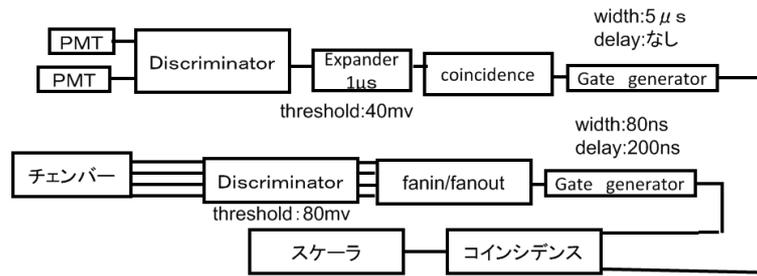


図 4.12: 測定回路構成

使用したワイヤー	信号レート
4本のアノードワイヤー	0.0024Hz (アノード電圧 2150V、ピックアップ電圧 360V)
8本のアノードワイヤー	0.0056Hz (アノード電圧 2140V、ピックアップ電圧 380V)
8本のピックアップワイヤー	0.0016Hz (アノード電圧 2140V、ピックアップ電圧 380V)

4.1.5 節で観測した宇宙線レートと比較すると、チェンバーを通過した宇宙線の数パーセントしか検出できていないことがわかる。

4.2 T3用FADC&Preampボードを用いた試験

実際に DCBA – T3用ドリフトチェンバーの信号を DCBA – T3で使用されるFADC&Preampボードを用いて観測することでFADC&Preampボードの試験を行った。



図 4.13: プラスチックセンチレータ

4.2.1 セットアップ

T3用チェンバーを用いて信号の観測を行った。

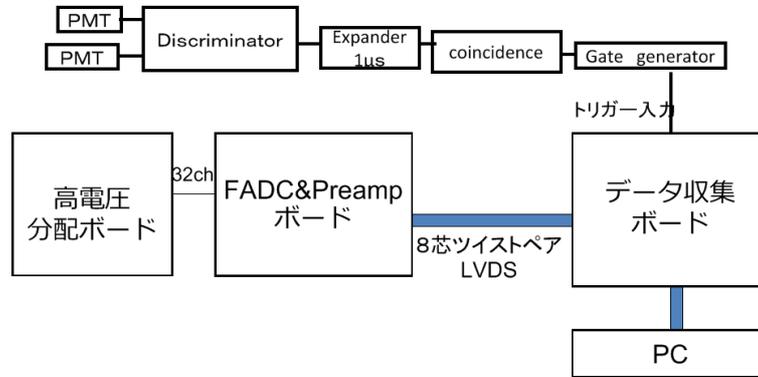


図 4.14: 測定回路図

図 4.14 にデータ収集用の回路図を示した。チェンバー直後に分配ボード取り付け、その後ろに FADC&Preamp ボードを取り付け信号の A/D 変換を行う。デジタル信号は 8 芯のツイストペアを介して C-PCI のデータ収集ボードで読み込まれシリアル通信によって PC で保存を行う。

プリアンプの増幅率から T3 用の FADC&Preamp ボードを使って取得できる波形について推察する。T2 のプリアンプの増幅率は $2.1\text{V}/\text{pC}$ ($100\ \Omega$) であり、T3 の FADC&Preamp ボードの増幅率は $0.8\text{V}/\text{pC}$ である。T3 で使われている FADC は -1V から $+1\text{V}$ の間を 8bit の分解能で A/D 変換を行う。図 4.6 に示したアノードの信号が T3 の FADC&Preamp ボードでどのように観測されるかを考える。

T2 のプリアンプの増幅率は $2.1\text{V}/\text{pC}$ ($100\ \Omega$) である。例えば -0.01pC の電荷を入力すると波高値が -0.021V の信号を出力する。図 4.6 の波高 $200\ \text{mV}$ の信号の電荷量は

$$\frac{-200\text{mV} \times \frac{100\Omega}{5\Omega}}{2.1\text{V}/\text{pC}} = -0.19\text{pC} \quad (4.6)$$

となる。同じ電荷量の信号が T3 用 FADC&Preamp ボードで観測された時の信号の大きさは、プリアンプの増幅率は $-0.8\text{V}/\text{pC}$ 、FADC は -1V から $+1\text{V}$ の間を 8bit の分解能で A/D 変換を行うことを考え

$$0.19\text{pC} \times -0.8\text{V}/\text{pC} = 0.162\text{V} \quad (4.7)$$

$$0.162\text{V} \times \frac{256 \text{ カウント}}{2\text{V}} + 128 \approx 149 \text{ カウント} \quad (4.8)$$

となり波高値 14 カウント程度の波形が多く観測されると予想される。同様にセレッショルド電圧であった 80mV 程度の波高の信号を考えると、136 カウント程度となる

4.2.2 外部トリガーを用いたデータ収集

4.2.1節のデータ収集システムによりデータの取得を行った。

4.2.1節で考えたよう宇宙線信号は149カウント程度の波形が見られるはずであるがノイズが同レベルに見られるため宇宙線由来の信号と区別することが難しい。また、4.1.5で行った宇宙線レートの測定から検出効率が2から3パーセント程度と考えられる。典型的な波形データを図4.15と4.16に示す。8ADCカウントと同程度のなノイズが定常的に乗っておりそれ以上の信号の検出が難しいことが分かる。また、8ADCカウントを超えるおおきな信号を検出するためにはデータ取得と解析に時間を要するためこの試験では宇宙線と思われる信号を検出することができなかった。

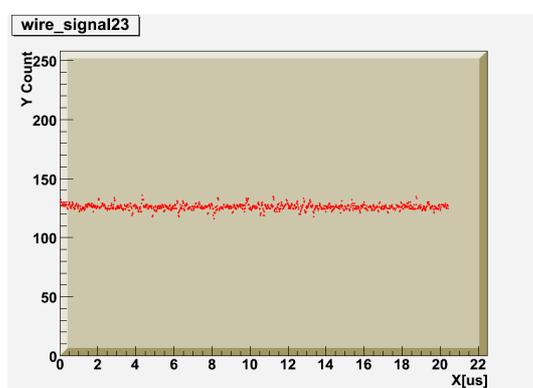


図 4.15: 典型的な波形データ 1

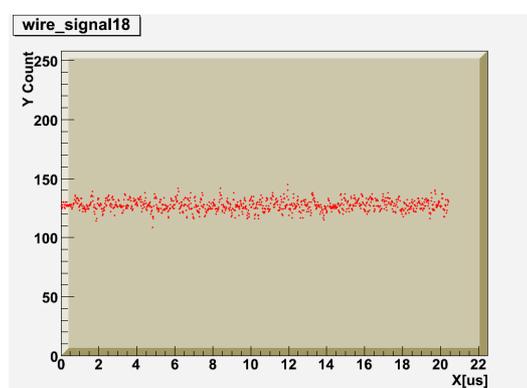


図 4.16: 測定回路図 2

4.2.3 セルフトリガーを用いたデータ取得（アノード）

外部トリガーを用いた測定で宇宙線と思われる信号を検出することができなかったため、セルフトリガーを用いて信号の観測を行った。セルフトリガーのしきい値として64カウントを設定した。64カウント以下の領域では図4.18

図4.17に示した信号は極性が正の信号が見えており、なんらかの荷電粒子がチェンバー内を通過した際にできた信号であると考えられる。

図4.18に見られる信号は、FADCのサンプリング周波数よりも早い周波数で上下に震動しているとみられ、信号を積分すると電荷は0になる。また他のワイヤーにも同位相の信号が観測されたことから、ノイズ信号であると考えられる。このようなノイズ信号が64カウント以下の領域で多く見られたためしきい値を64カウントまで引き上げて計測をおこなった。

図4.19も高周波のノイズ成分と考えられる。しきい値よりも小さいが、他のワイヤーにしきい値を超える大きい信号の入力があった際に観測された。

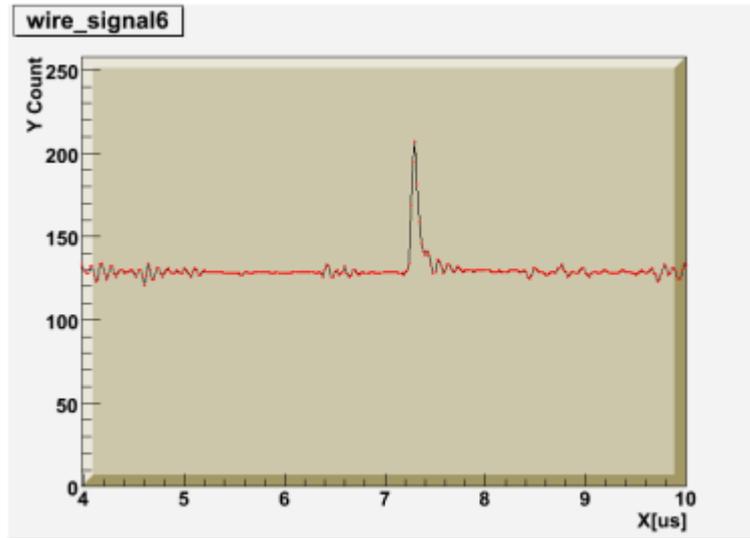


図 4.17: アノードで取得された波形

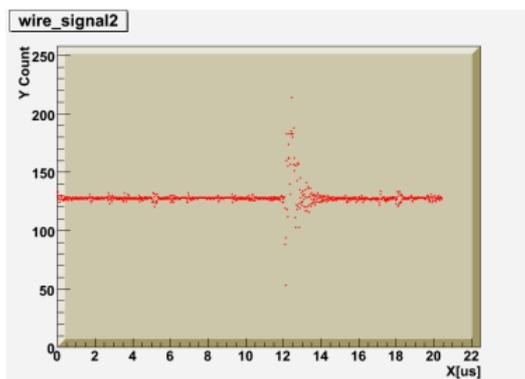


図 4.18: アノードワイヤーノイズ 1

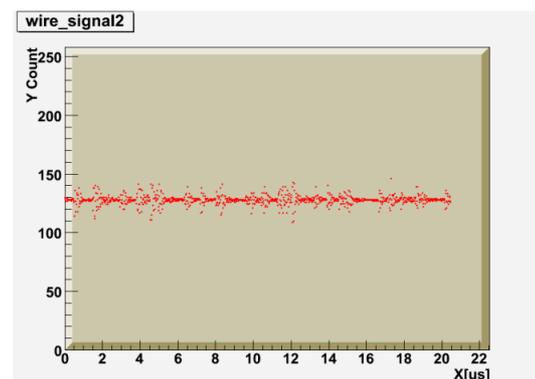


図 4.19: アノードワイヤーノイズ 2

4.2.4 セルフトリガーを用いたデータ取得（ピックアップ）

ピックアップにおいてもアノードと同じようにセルフトリガー（スレッシュホールド64カウント）によってデータを取得した。

取得した波形データを図4.20、4.21、4.22に示す。

図4.20の波形は極性が負の信号が検出された。荷電粒子がチェンバー内を通過した際にできた信号と考えられる。

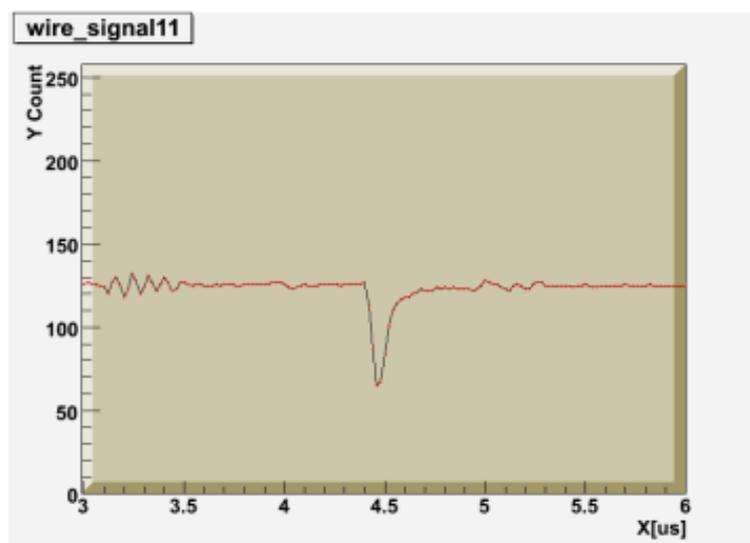


図 4.20: ピックアップで取得された波形

図4.21の信号は、図4.20と同様の特徴を持っておりノイズ信号であると考えられる。このような信号がこのようなノイズ信号が64カウント以下の領域で多く見られたためアノードと同様にスレッシュホールドを64カウントまで上げて計測を行った。

図4.22も高周波のノイズ成分と考えられる。スレッシュホールドよりも小さいが、他のワイヤーにスレッシュホールドを超える大きい信号の入力があつた際に観測された。

4.2.5 セルフトリガーを用いた試験のまとめ

アノード、ピックアップそれぞれで見られたノイズはT2用プリアンプ及びオシロスコープを用いた試験では検出されなかった。これらのノイズは、T3用Preamp&FADCボード内部で発生するノイズ、または、T3用Preamp&FADCボードをチェンバーに接続したことにより生じるノイズなどが考えられる。チェンバー、エレキ及び高圧電源のグラウンドの取り方を見直し電源ラインへのフィルターの導入について検討する必要がある。また、サンプリング周波数より高い高周波ノイズを削減するためにPreamp&FADCボードを改良してPreampで高周波成分を積分する必要がある。

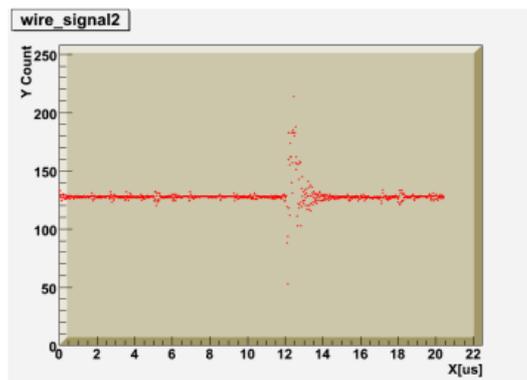


図 4.21: ピックアップノイズ 1

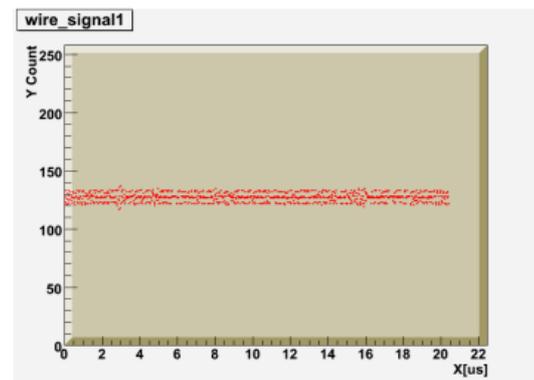


図 4.22: ピックアップノイズ 2

第5章 考察とまとめ

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 に縮小される。そのため読み出しチャンネルも一台当たり 80ch から 320ch に増加する。このチャンネル数に対応するため、新たにより高密度なデータ収集システムを開発中である。このデータ収集システムで使用されるフロントエンドの電子学にチェンバー直近に設置される FADC&Pream ボードが開発されている。

開発された DCBA-T 3 用ドリフトチェンバーと FADC&Pream ボードについて動作確認を行った。DCBA-T 3 用ドリフトチェンバーの動作電圧を確認するために ^{214}Bi ベータ線崩壊核種を用いてプラトー領域の計測を行った。プリアンプにはチェンバーのみの評価を行うために DCBA-T2 用のプリアンプを使用した。観測された印加電圧と事象数の関係からアノードワイヤーの動作電圧を 2140V、ピックアップワイヤーの動作電圧を 380V と決定した。決定した動作電圧でチェンバーを動作させ、宇宙線トリガーを用いて信号を観測できることを確認した。しかしながら検出効率は数%であり、ノイズの削減を行い、よりスレッシュホールド電圧を低減させることがわかった。

次にプリアンプを FADC&Pream ボードに変更して同様の実験を行った。T2 用のプリアンプを用いた時と同様に数%の検出効率で宇宙線が検出されることが期待されたがノイズレベルが高くほとんどの信号がノイズに埋もれてしまい宇宙線信号を検出するには多くのイベントのデータ取得と解析が可能で、時間的制約から宇宙線を観測することができなかった。セルフトリガーにおける観測では宇宙線由来と思われる信号を確認することができた。しかし、ノイズレベルが高くセレッシュホールドを 64 カウント (500mV) とたかく設定しなければいけなかった。

ノイズが発生する要因として電源の取り回しや FADC 由来の高周波ノイズなどが考えられる。FADC&Pream ボード、電源と T 3 用チェンバーを含めた接続の仕方について再検討しノイズを削減する必要がある。また、FADC&Pream ボード単体での試験を行い高周波ノイズフィルターの導入について検討が必要である。

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] M.Goepert-Mayer 「Double Beta-Disintegration」 Phys. Rev. 48, 512 (1935)
- [4] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata 「Remarks on the Unified Model of Elementary Particles」 Prog. Theor. Phys. 28, 5 (1962) pp.870-880
- [5] S.R.Elliott, A.A.Hahn, and M.K.Moe 「Limit on neutrinoless double-beta decay with majoron emission in ^{82}Se 」 Phys. Rev. Lett. 59, 1649 - 1651 (1987)
- [6] 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 Nieuwenhuizen and D Z Freedman (North Holland, 1979)
- [7] 婦木健一「レプトジェネシスの現状」2005 東海大学
<http://musashi.phys.se.tmu.ac.jp/fuki-mt.pdf>
- [8] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, L. Baudis, G. Heusser et al. 「Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW Double Beta Decay Experiment」 Eur. Phys. J. A 12,147-154 (2001)
- [9] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. 「EVIDENCE FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY」 Mod. Phys. Lett. A 16 (2001) 2409 - 2420.
- [10] H Ohsumi (on behalf of the NEMO and SuperNEMO Collaboration) 「SuperNEMOproject」 J. Phys.: Conf. Ser. 120 Volume 120 (2008) 052054
- [11] R. Arnold, C. Augier, J. Baker, A. Barabash et al. 「First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector」 Phys. Rev. Lett. 95, 182302 (2005)
- [12] Razvan Gornea (on behalf of the EXO collaboration) 「Double beta decay in liquid xenon」 J. Phys.: Conf. Ser. 179 (2009) 012004

- [13] A Terashima, Y Takemoto, E Yonezawa, H Watanabe, S Abe and M Nakamura 「R&D for possible future improvements of KamLAND」 J. Phys.:Conf. Ser. 120 052029
- [14] K.T.Knöpfle for the GERDA collaboration 「Search for neutrinoless double-beta decay of Ge-76 with GERDA」 arXiv:0809.5207v2 17 Oct 2008
- [15] J. Beringer et al. (Particle Data Group), [Phys. Rev. D 86, 010001] (2012)
- [16] 国見祐一 東京農工大学 平成13年度修士論文
- [17] 石川高史 「3次元飛跡検出器DCBAによる二重ベータ崩壊過程の研究とそのデータ収集システムの高効率化」首都大学東京 平成22年度修士論文
- [18] 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 平成23年度修士論文
- [19] 川井正徳、日本物理学会 2009年秋季大会発表資料.
- [20] 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 平成20年度 修士論文