平成28年度 修士論文

二重ベータ崩壊実験DCBAのための 3次元飛跡検出器の開発

指導教授 角野秀一准教授

首都大学東京 理工学研究科物理学専攻 修士2年 高エネルギー物理実験研究室

15879302 伊藤隆晃

平成29年2月15日

概 要

物質は素粒子であるクォークとレプトンから構成されている。ニュートリ ノもレプトンの一種である。クォークとレプトンの中で、ニュートリノを除く すべての粒子は電荷を持ち、粒子と反粒子の区別がある「ディラック粒子」で あると知られているが、ニュートリノだけは電荷を持たないため、粒子と反粒 子の区別のない「マヨラナ粒子」である可能性がある。

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は二重 ベータ崩壊を用いた実験である。二重ベータ崩壊には主として次の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(2νββ)である。 もう一つはニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみ起こるニュートリノ の放出を伴わないニュートリノレス二重ベータ崩壊(0νββ)とよばれる過程 で、反応前後でレプトン数が異なり、標準理論では禁止されている過程となっ ている。0νββを観測できれば、ニュートリノはマヨラナ粒子であるといえる ことになり、物質の起源を紐解く大きな鍵になる。

 $2\nu\beta\beta$ は、2つのベータ線(電子)の運動エネルギー和が連続的に分布する のに対し、 $0\nu\beta\beta$ は、ベータ線の運動エネルギー和は親原子と娘原子の質量差 に一致し、一定の値をとるという明確な違いがあるため、この違いから $0\nu\beta\beta$ が検出できる。

DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer)実験は、 $0\nu\beta\beta$ の探索を目指 して、高エネルギー加速器研究機構の富士実験室で行われている二重ベータ崩 壊実験である。

DCBA では、二重ベータ崩壊核種を含んだソースプレートの左右にドリフ トチェンバーを設置することで、崩壊に伴うベータ線を観測し、2本のベータ 線の飛跡を3次元で完全に再構成している。これによって、ガンマ線由来の バックグラウンドを大幅に削減できることに加え、2つのベータ線の運動エネ ルギー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 を測定できるという特徴がある。

現在、エネルギー分解能の向上、線源量の増大を目指して、次世代テスト 機としての DCBA-T3 の開発が進行中である。

DCBA-T3 検出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ことから、エネルギー分解能 の向上が見込まれる。一方で、螺旋軌道半径の縮小はデータ点数の減少につな がるが、ドリフトチェンバーのワイヤーピッチを 6mm から 3mm に変更する ことでそれをカバーする。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、新たな読み出しシステムの構築が必要とされている。

先行研究において、ドリフトチェンバーの動作確認のために、シンチレー ターと DCBAT3 用ドリフトチェンバー(以下 T3 チェンバー)の同期をとっ て、宇宙線の計数率測定が行われた。この時の実験結果では、計数率は、計算 値の1/10程度であり、チェンバーガス中に酸素が混入し、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られた。

その結果を踏まえ、対策として、T3 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たうえで、動作試験を行うこととした。

本研究では、円筒型比例計数管(Tube chamber)と組み合わせた新しい読 み出しシステムの動作確認試験を行い、T3 チェンバーで期待される信号の大 きさについて見積もりを行った。また、ガスコンテナを用いて気密化したT3 チェンバーと新しい読み出しを組み合わせ、宇宙線を用いたT3 チェンバーシ ステムの評価を行った。

目 次

目 次		iii
第1章	はじめに	1
1.1	ニュートリノについて.........	1
	1.1.1 ニュートリノ	1
	1.1.2 ニュートリノ発見の歴史	1
	1.1.3 ニュートリノ振動発見まで	2
	1.1.4 ニュートリノ振動	2
	1.1.5 ニュートリノの質量	3
1.2	ベータ崩壊と二重ベータ崩壊	6
	1.2.1 ベータ崩壊	6
	1.2.2 二重ベータ崩壊	6
1.3	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	7
	1.3.1 ニュートリノのマヨラナ性	$\overline{7}$
	1.3.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊 .	8
	1.3.3 半減期と有効質量	8
	1.3.4 エネルギー分布	9
1.4	二重ベータ崩壊実験	10
	1.4.1 二重ベータ崩壊実験における検出器	
	への要求	10

	1.4.2	二重ベータ崩壊核と二重ベータ崩壊
		実験
	1.4.3	様々な二重ベータ崩壊実験の特徴 . 11
第2章	DCE	BA実験 13
2.1	DCBA	、実験の概要 13
	2.1.1	測定原理 13
	2.1.2	電極ワイヤー17
	2.1.3	チェンバーガス
2.2	DCBA	-T2.5
	2.2.1	DCBA-T2.5概要
	2.2.2	エネルギー分解能 24
	2.2.3	解析方法 27
	2.2.4	2νββ候補の判断基準 31
	2.2.5	バックグラウンド事象例 31
	2.2.6	最新の解析状況 34
2.3	DCBA	A-T3
	2.3.1	DCBA-T3概要 36
	2.3.2	これまでの DCBA-T3の開発状況 42
2.4	将来言	十画
	2.4.1	DCBA 実験の歴史 42
	2.4.2	将来計画 43

第3章 円筒型比例計数管を用いた信号読み出し機器の動作試験 45

3.1	円筒型比例計数管および信号読み出し機器	
	について	45
3.2	信号読み出し用ICの性能確認	48
3.3	円筒型比例計数管の動作電圧の決定	55
	3.3.1 宇宙線の計数率測定	55
	3.3.2 プラトー領域から動作電圧の決定 .	56
3.4	ガス増幅率とエネルギー分解能	57
	3.4.1 Fe55 について	57
	3.4.2 Fe55の電荷分布測定	58
3.5	T3チェンバーで期待される信号の大きさ .	66
第4章	T3チェンバーの動作試験	68
4.1	組み立て	68
	4.1.1 信号読み出しシステム概要	68
	4.1.2 高電圧印加関連	70
	4.1.3 信号読み出し関連	73
	4.1.4 ガス供給系	76
4.2	宇宙線を用いた動作試験	78
	4.2.1 宇宙線測定のセットアップ	79
	4.2.2 宇宙線信号例	83
	4.2.3 宇宙線波高分布	84
4.3	信号の大きさとノイズについて.....	85
第5章	まとめ	87
参考文	献	88

v

謝辞

第1章 はじめに

- 1.1 ニュートリノについて
- 1.1.1 ニュートリノ

物質は素粒子である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 電荷 0,スピン2分の1のレプトンである。電子,μ粒子,τ粒子という3つの 荷電レプトンのフレーバーに対応するものが3種類、さらにそれぞれの反粒子に 対応する反ニュートリノを合わせると全部で6種類存在する。

クォークとレプトンの一覧を図 1.1.1 に示す。



図 1.1.1: クォークとレプトン一覧

1.1.2 ニュートリノ発見の歴史

ニュートリノは、放射線研究の過程で導入された素粒子である。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のエネ ルギーで放射されるため,そのスペクトルは一定の値となるはずである。しかし, 実際には広い範囲を持った連続スペクトルであった。この問題を解決するために, 1930年にパウリ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ることを 提案した [1]。そしてフェルミがこの仮説を取り入れて連続分布を再現するベータ 崩壊の理論を構築した。ニュートリノは高い透過性をもつことから、長年その存 在が確認されていなかったが、1956 年にライネスとコーワンらによって原子炉か ら放射される反電子ニュートリノと陽子との反応

$$\overline{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.1.1}$$

を観測することによりその存在が証明された [2]。その後 1962 年に、Brookhaven 国立研究所でミューニュートリノが、2000 年には DONUT 実験でタウニュートリ ノが観測され、標準理論で予測されていた 3 世代の全ニュートリノの存在が確か められた。

1.1.3 ニュートリノ振動発見まで

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 年に牧、中川、坂田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、デイビスらは³⁷Cl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

$${}^{37}Cl + \nu_e \rightarrow {}^{37}Ar + e^+ \tag{1.1.2}$$

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。そ の結果、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]。この結果から、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振動している可能性が示唆されて いた。1998 年にスーパーカミオカンデ実験が地球の裏側から飛来するミュー ニュートリノが理論上の期待値の半分程度に減っている結果を発表した [5]。この ミューニュートリノが振動しているという発見は、ニュートリノがゼロでない質 量を持っていることを示し、ニュートリノは質量を持たないとした素粒子の標準 理論の拡張をせまる実験結果となった。

1.1.4 ニュートリノ振動

ニュートリノは $\nu_{e}, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ の3種のフレーバーが存在し,これらがニュート リノ振動という現象で互いに変化する。これらニュートリノのフレーバー固有状 態 | ν_{α} >, ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 | ν_{i} >, (i = 1, 2, 3) を MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列 U で関連付けられた重ね合わせによって表さ れる [3]。

$$| \nu_{\alpha} \rangle = \sum_{i} U_{\alpha i} | \nu_{i} \rangle \tag{1.1.3}$$

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 とすると

$$Amp(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sum_{i} U^*_{\alpha i} e^{im_i L/2E} U_{\beta i}$$
(1.1.4)

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

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_{1}/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{2}/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(1.1.5)

と書かれ, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}, s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ と置いた。 θ_{ij} は混合角で, $\delta, \alpha_1, \alpha_2$ は CP 非 保存の位相である。これより遷移確率密度 P は

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}, \alpha \neq \beta) = |Amp|^2 = \sin^2 2 \ \theta \ \sin^2(\Delta m^2(L/4E))$$
(1.1.6)

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、周期から質量二乗差 Δm^2 が求められる。

1.1.5 ニュートリノの質量

ニュートリノ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種考えられて いる。図 1.1.2 に順階層型と逆階層型における,それぞれのニュートリノ質量固 有状態の関係を示す。



図 1.1.2: ニュートリノの質量階層モデル

(1) 順階層型 (Normal Hierarchy) (図 1.1.2 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 (Inverse Hierarchy) (図 1.1.2 右) ニュートリノ有効質量 0.02eV~
 0.1eV と予言される。

(3) 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 以上と予言されてい た。近年、宇宙背景輻射観測から $\sum m < 0.23 eV[6]$ という上限値が与えられたこ とにより棄却された。



図 1.1.3: ニュートリノ有効質量と最小質量固有状態の関係: 順階層型 (Normal Hierarchy,NH), 逆階層型 (Inverse Hierarchy,IH), 準縮退型 (Quasi Degenerate,QD)

図 1.1.3 は横軸にニュートリノの最小質量を,縦軸にニュートリノの有効質量がどの範囲で得られるかを三模型示したものである。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,順階層型なら 2~4meV となる。

ニュートリノ振動実験から質量の二乗差が調べられており,これまでの実験結 果を用いた総合的な解析により、質量二乗差において

 $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} eV^2$

 $\Delta m^2_{32} = (2.44 \pm 0.06) \times \ 10^{-3} eV^2 \approx |\Delta m^2_{31}| \qquad ({\rm Normal Hierarchy})$

 $\Delta m_{32}^2 = (2.52 \pm 0.07) \times 10^{-3} eV^2 \approx |\Delta m_{31}^2| \quad \text{(Inverted Hierarchy)}$ (1.1.7)

という結果が得られている [7]。

ニュートリノ振動実験において調べることができるのは、フレーバーの質量固 有値の2乗差のみであり,絶対値は未だに得られていない。

1.2 ベータ崩壊と二重ベータ崩壊

1.2.1 ベータ崩壊

原子核は陽子と中性子から構成されており、陽子間に働く電磁力の斥力と核子 間に働く強い力の引力の均衡によって状態が保たれている。中性子が多く引力が 強い状態であれば斥力を強めるβ崩壊

$$n \to p + e^- + \nu_e \tag{1.2.1}$$

を起こし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、質量数 A、原子番号Zとしてα崩壊

$$((A, Z) \to ((A - 4, Z - 2) + {}^{4}He)$$
 (1.2.2)

が起こる。逆に陽子が多い場合は逆β崩壊

$$p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \tag{1.2.3}$$

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γ崩壊をお こしてより安定な状態へ遷移する。

1.2.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊は β 崩壊が一つの原子核内で同時に起こる現象である。3種の 原子核 (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) と (A,Z+2)よりもエネルギーが高いために通常の β 崩壊が禁止される。原子核の質 量は Bethe-Weizäcker の半経験的質量公式

$$M(Z,A) = ZM_pc^2 + NM_nc^2 - a_{\nu}A + a_sA^{2/3} + a_i(N-Z)^2/A + a_cZ^2/A^{1/3} + \delta$$
(1.2.4)

$$\begin{cases} \delta = 0 : A 奇数 \\ \delta = -11.2/A_{1/2} : Z, N ともに偶数 (偶偶核) \\ \delta = 11.2/A_{1/2} : Z, N ともに奇数 (奇奇核) \\ a_{\nu} = 15.56 \text{MeV}, a_{s} = 17.23 \text{MeV}, a_{i} = 23.29 \text{MeV}, a_{c} = 0.697 \text{MeV} \end{cases}$$

で良い近似が得られる。ここで N は中性子数とした。すなわち (A,Z) と (A,Z+2) はそれぞれ安定な偶偶核でなければならない。図 1.2.1 に Mo の壊変図の一例を示す。



図 1.2.1: 二重ベータ崩壊核種¹⁰⁰Moの壊変図: Moの質量が Tc に比べて小さいためベー 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。

二重ベータ崩壊には2つのモードが考えられており、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。これを2νββといい,さまざまな核種が実験にて測定されている。この崩壊 過程は質量数 A,陽子数 Z として

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$
 (1.2.5)

のように表される。

1.3 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

1.3.1 ニュートリノのマヨラナ性

スピン1/2である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,マヨラナ粒子である可能性がある。この 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 [8]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 [9]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。ニュートリノのマヨ ラナ性を証明できる唯一の方法は後述するニュートリノレス二重ベータ崩壊 (0νββ)の探索実験であると考えられている。

1.3.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に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(0νββ)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するが,片方の弱い 相互作用によって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2つの電子しか生じない。

$$(A, Z) \to (A, Z+2) + 2e^{-}$$
 (1.3.1)

標準模型におけるニュートリノは質量0の光速で飛ぶ中性粒子である。しかし, ここでは質量が0でない場合を考える。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持つ スピン角運動量 σ と運動量 ρ によって定義されるヘリシティ

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\rho}}{|\boldsymbol{\rho}|}$$

が正となる場合をいう。負であれば左巻きである。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,光速より遅く飛ぶことになるため, ニュートリノを追い越す系が存在することになる。このような系では右巻きで 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みえる。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。荷電フェルミ粒子である電 子は,電荷を持つために右巻きから左巻きに見える系を考えてもそれは陽電子に 成りえないが,電荷を持たず質量を持つ中性フェルミ粒子のニュートリノであれ ば,マヨラナ粒子として振る舞うことができるので 0*νββ* 過程が起こり得る。も しこのような過程が発見されれば,前節で述べたような標準模型を超える新しい 物理につながることになる。

1.3.3 半減期と有効質量

 $2\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ の逆数は次式で表される。

$$T_{1/2}^{2\nu} (0^+ \to 0^+)^{-1} = G^{2\nu} |\mathbf{M}^{2\nu}|^2$$
 (1.3.2)

ここで $G^{2\nu}$, $M^{2\nu}$ はそれぞれ $2\nu\beta\beta$ に対する位相空間積分,核行列要素である。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 崩壊と比べ非常に長い。一方、 $0\nu\beta\beta$ の半減期 $T^{0\nu}_{1/2}$ の逆数は次のように表される。

$$T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \to 0^+)^{-1} = G^{0\nu} |\mathbf{M}^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2}$$
(1.3.3)

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。 $0\nu\beta\beta$ の半減期は $2\nu\beta\beta$ 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、 $2\nu\beta\beta$ よりもさらに長くなる。ニュートリノの有効質量は式 (1.1.3) より以下のよ うに表される。

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = |\sum U_{ei} m_i|^2 \tag{1.3.4}$$

1.3.4 エネルギー分布

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、連続スペクトルになる。二重ベータ崩壊においても同様に、 $2\nu\beta\beta$ の場合には2電子のエネルギー和は連続スペクトルとなる。一方で $0\nu\beta\beta$ 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1.3.1のような分布が得ら れる。このようなエネルギースペクトルの違いから、検出器が $2\nu\beta\beta$ 事象と $0\nu\beta\beta$ 事象を分離できるエネルギー分解能を持っていれば、 $0\nu\beta\beta$ 事象を観測できる。



図 1.3.1: 2*ν*ββ と 0*ν*ββ で生じる 2 電子エネルギーの和の外観

1.4 二重ベータ崩壊実験

1.4.1 二重ベータ崩壊実験における検出器への要求

二重ベータ崩壊実験の主な目的は $0\nu\beta\beta$ の発見と ニュートリノの有効質量を求めることである。そのために必要となってくる半減期 $T_{1/2}$ は次式から見積もることができる。

$$T_{1/2} = (ln2)kN\frac{T}{n}$$
(1.4.1)

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。二重ベータ崩壊は極めて稀にしか起こらない事象であり、半減期 は崩壊ソースの原子数に比例することから、二重ベータ崩壊実験では、大量の崩 壊ソースを保有しなければならない。

同時に、0νββの発見においては、バックグラウンド事象数の低減も重要である。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。

また、Q値付近のバックグラウンドの除去にはエネルギー分解能の向上が求め られる。なお、飛跡検出器と熱量計を併用する SuperNEMO 実験では、Q 値にお いて5%以下のエネルギー分解能が得られれば、ニュートリノの有効質量到達感 度は 50-30meV[10] と見積もっており、DCBA 実験でもこの値を目標にしている。

以上のことから検出器には、「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」、および「高いエネルギー分解能」の3つが求められる。

1.4.2 二重ベータ崩壊核と二重ベータ崩壊実験

ニュートリノのマヨラナ性検証の為の 0νββ 崩壊実験では様々なタイプの検出 器が計画・進行中であり、非常に稀な崩壊を発見する為にあらゆる工夫がこらさ れている。

ここでは 0νββの直接測定に適した二重ベータ崩壊核の条件についてのべる。

・天然存在比が高い、濃縮法が確立されている

大量の崩壊ソースを保有するためには、天然存在比が高いこと、もしくは濃縮法 が確立していることが必要である。

・高いQ値

自然界に非常に多く存在して、大きいエネルギーの γ 線(環境放射線)として、 ²⁰⁸Tl が β 崩壊して²⁰⁸Pbとなって放出される 2.6MeV の γ 線がある。このバック グラウンドの低減のためには、Q 値が 2.6MeV より高いことが重要である。 · $2\nu\beta\beta$ の寿命が長い $0\nu\beta\beta$ に比べて崩壊が遅いほど $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ とのエネルギースペクトルの重複が 小さくなり、 $2\nu\beta\beta$ によるバックグラウンドの低減につながる

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

二重ベータ崩壊が起こる原子核とそのQ値および存在比を図1.4.1にのせる。

図 1.4.1: 二重ベータ崩壊を起こす原子核の Q 値と存在比

1.4.3 様々な二重ベータ崩壊実験の特徴

二重ベータ崩壊実験においては、各崩壊核の性質に適した検出器のデザインが 重要となってくる。ここでは現在行われている代表的な二重ベータ崩壊実験の主 な特徴についてのべる [11]。

高エネルギー分解能 (CUORE, GERDA)

CUORE では、ボロメータを用いて¹³⁰Te の二重β崩壊による信号を測定する。 ターゲットとなる TeO₂ 結晶自体を冷却器で囲い、温度上昇を電気信号として取 り出すことで非常に高いエネルギー分解能を持つ。また、GERDA では放射線検 出器としては最高のエネルギー分解能を持つゲルマニウム検出器を制作し、高分 解能の装置で実験を行っている。⁷⁶Ge 自体が検出器と二重ベータ崩壊核としての 役割を持つ。

·低不純物 (KamLAND-Zen)

低エネルギーイベントの観測を目的としているため、極低放射線環境(U、Th 量 が非常に少ない)で二重ベータ崩壊の観測を行う。比較的エネルギー分解能が低 いため 2νββ 崩壊が遅い¹³⁶Xe が用いられる。

・タギング (EXO-1000)

二重ベータ崩壊自体をタグすることでバックグラウンドを除去する。現在 EXO-200の次期計画 EXO-1000 に向けて¹³⁶Xeの二重ベータ崩壊によって生成す る¹³⁶Ba⁺のタギングの研究が行なわれている。

·高いQ値(CANDLES)

⁴⁸Caは5MeV まで分布する²⁰⁸Tl等の主要な自然放射線よりも高いQ値を持つた めそもそもエネルギー領域にバックグラウンドが少ない。ただし、自然物質中の 存在比が0.187%と小さく、濃縮が難しいという課題も抱える。

・トラッキング (SuperNEMO, DCBA)

信号読み出し用のワイヤーを張った検出器内部をガスで満たし、中に一様な磁場 をかけることで、磁場中を螺旋運動する荷電粒子の運動量とエネルギーを測定す る方法である。この方法では、荷電粒子の軌跡から、二重ベータ崩壊のイベント と、γ線によるコンプトン散乱やα線などのバックグラウンド(BG)とを区別す ることができる。γ線に対して感度がないため、γ線やX線がBGにならないと いう利点がある。SuperNEMOの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ており、エネルギー測定にはシンチレーターを用 いているのに対し、DCBA はトラッキングから直接エネルギーを求めている世界 で唯一の実験である。

第2章 DCBA実験

- 2.1 DCBA 実験の概要
- 2.1.1 測定原理



図 2.1.1: DCBA-T2.5 の外観

DCBA とは Drift Chamber Beta-ray Analyzer(ドリフトチェンバーを用いた ベータ線解析装置)の略称であり、DCBA 検出器は二重ベータ崩壊によって生じ る2本のベータ線を捕えるために開発された飛跡検出器である。このセクション では DCBA 実験に共通の実験装置の基本構造と測定原理について DCBA-T2.5 検 出器を例にして述べることとする。(なお DCBA-T2.5 の詳細については 2.2 節で のべる)

図 2.1.2 は DCBA-T2.5 の概念図を示しており、ソレノイドコイル内の一様な磁場空間中に、二重ベータ崩壊を起こす可能性のある放射性同位体(¹⁰⁰Mo)を含んだソースプレートを、左右に設置したドリフトチェンバーと呼ばれる飛跡検出器ではさんでいる構造になっている。このことによってベータ崩壊によってでてきた 2 本のベータ線の飛跡の観測が行える。



図 2.1.2: DCBA-T2.5 の概念図

DCBA-T2.5において、ドリフトチェンバーは、図2.1.3のようにアノードワイ ヤーが,ソースプレートから4mm離れた位置に,z方向に向かって6mm間隔で 42本張られており、ピックアップワイヤーが、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y方向へ6mm間隔で張られている。そしてア ノードワイヤーから90mm離れたところにカソードワイヤーが平行に張られ,両 ワイヤー間に高電圧をかけることによってチェンバー内が一様電場で満たされて いる。なおこれと同一のものがソースプレートの反対側にもあるため,実験装置 としては図2.1.2のようにソースプレートを中心として対称構造をしている。

チェンバー内は、He(90%)とCO₂(10%)からなるガスで満たされている。 ガスは荷電粒子が移動した場所を特定するため、およびワイヤー近傍で電子雪崩 を起こす媒質として働く。

またドリフトチェンバーの外側にはソレノイドが巻かれており z 方向に一様磁場がかけられている。このため、ベータ崩壊によって放出されたベータ線は図2.1.3のように螺旋運動を行う。

信号検出のメカニズムを図 2.1.4 に示す。ソースプレートから生じたベータ線 は、ワイヤーとソレノイドによる一様電磁場中で螺旋運動を行うことになる。こ の際、チェンバー内に満たされたガス中を通ることによって、ベータ線はガス電 離を起こし電子とイオンに分かれる。このようにして生じた電子は電場によって アノードワイヤーまでドリフトし、ワイヤー近傍で電子雪崩現象が生じる。この ときの雪崩現象でイオンが大量に作られカソードワイヤーやピックアップワイ ヤーヘドリフトするが、このときアノードワイヤーとピックワイヤーには誘導電



図 2.1.3: ドリフトチェンバーの概念図

流が生じ,アノードには負パルスの電気信号,ピックアップには正パルスの電気 信号として検出される。

X方向の座標は、電子がドリフトする速度(ドリフト速度)をv(x)、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

$$\int_{t_0}^{t_1} v(x) dt \tag{2.1.1}$$

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、

$$X = v_d(t_1 - t_0) \tag{2.1.2}$$

となる。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 隔の積で得られることから、各方向の座標は以下のように決められる。($t_1 - t_0$ を ドリフト時間とよぶこととする)

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



図 2.1.4: 信号検出のメカニズム

またアノードワイヤーから検出された信号は XY 平面において円軌道を描き、 ピックアップワイヤーから検出された信号は XZ 平面において正弦曲線を描く。



図 2.1.5: XY 平面,XZ 平面への射影図

XY 平面に円フィッティング、XZ 平面に正弦波フィッティングを行ったものが 図 2.1.6 である。フィッティングによりわかったフィッティング半径 r[cm] と螺旋 運動のピッチ角λを用いて、運動量を p[MeV/c], 磁束密度を B[KG] とするとき、 運動量は

$$p\cos\lambda = 0.3rB\tag{2.1.3}$$



図 2.1.6: XY 平面,XZ 平面への射影図のフィッティング

より導きだせる。また電子の運動エネルギー T[MeV] は m_e を電子の静止質量と すると

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \tag{2.1.4}$$

から求められる。

DCBA 実験においては、このようにベータ線の飛跡から運動エネルギーを求めることによって、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いる。

2.1.2 電極ワイヤー

ドリフトチェンバーに張られる電極ワイヤーは大まかにアノードワイヤー, ピックアップワイヤー,カソードワイヤーの3種からなる。チェンバーに張られ た電極ワイヤーの概念図を図2.1.7に示す。アノードワイヤーはy-z平面上でz 軸に平行に張られており,90mm離れた場所に張られたカソードワイヤーと相 まってチェンバー内を一様電場で満たす役割を持つ。ピックアップワイヤーはy-z 平面上にy軸に平行に張られ,電子雪崩で生じたイオンによる誘導電流を検出す る役割を持つ。この他に補助的な役割を持つガードワイヤーやフィールドシェー ピングワイヤーがある。

1. アノードワイヤー

アノードワイヤーは,ソースプレートから4mm離れた位置に,z方向に向かって6mm間隔で42本張られている。カソードワイヤーとの間に高電圧をかけることによりアノード・カソード間に一様電場を生み出す。特にアノードワイヤーは,

荷電粒子の電離で生じた電子がこの電場によってアノードへドリフトし,アノー ドワイヤー近傍の強い電場勾配から電子雪崩を起こすことによって電気信号とし て捕える役割を持つ。ワイヤー径は 20µm で材質は金メッキタングステンである。 2. ピックアップワイヤー

ピックアップワイヤーは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 y 方向へ 6mm 間隔で張られている。ピックアップワイヤーの 素材は金メッキアルミで直径が 80µs のものを用いている。アノードワイヤーと同 じく信号の読み出しを行うが, ワイヤー自身の 近傍で起こる電子雪崩ではなく, アノードワイヤーで起こる電子雪崩によって生じるイオンの誘 導電流を検出す る。アノードワイヤーで起こる電子雪崩はワイヤーに沿って y 方向へ広がるため, ピックアップワイヤーで捕えられる信号は複数本になる。アノードワイヤーは発 生したドリフト電子座標に対して1ワイヤーに対応するが, ピックアップワイ ヤーは複数のシグナルに対して重心を取る必要がある。

3. カソードワイヤー

カソードワイヤーには負の,アノードワイヤーには正の高電圧がかけられチェ ンバー内を一様電場で満たす役割を持つが,カソードワイヤーからは信号読み出 しを行わない。電子雪崩を起こす必要がないためワイヤー径は80µmで素材は金 メッキアルミニウムである。

4. フィールドシェーピングワイヤー

フィールドシェーピングワイヤーはアノードワイヤーとカソードワイヤーに よって生じる電場の一様性をより高めるためにチェンバーの上部と下部に張られ ている。フィールドシェーピング ワイヤーの素材は金メッキアルミで直径 80µm であり、上下それぞれに 15本ずつ張られている。それぞれに適正電圧を印加する ことによって、無限遠にまで広がっているような等電位線を実現できる。一本に つき一電源の設定をしているわけでなく、抵抗器を直列につなげる抵抗チェーン という工夫を行っている。設定を行いたい電圧値になるような抵抗値をもつ抵抗 器を用いることで実現している。

5. ガードワイヤー

ガードワイヤーはチェンバーの隅で起こる放電を防ぐために設けられたワイ ヤーである。隅はワイヤーとチェンバー壁が近く電位勾配が激しいため放電しや すくなっている。そのためワイヤーは金メッキベリリウム銅で,直径100µmと太 目のワイヤーを用いて表面電界を低くしている。カソードワイヤーと同様に,同 じ電圧をかけ読み出しも行わない。



図 2.1.7: DCBA-T2.5 のワイヤー配置 x-y 平面 (上),x-z 平面 (下)

2.1.3 チェンバーガス

チェンバーガスは荷電粒子が移動した場所を特定するため、およびワイヤー近 傍で電子雪崩を起こす媒質として働く。DCBA 検出器で用いるガスは He と CO₂ を 90%:10%の割合(DCBA-T2.5 の場合)で混合したガスであり、約1気圧で チェンバーへ流入させている。ガスは荷電粒子の軌道に沿ってイオン化されてド リフト電子を生成する。このとき荷電粒子はガスと衝突することがあり、原子核 による多重散乱が起こるためにエネルギー損失がおきたり軌道が歪んだりしてし まう。この効果を抑えるためには原子番号が小さいガスを選ぶ必要がある。そこ で DCBA では He ガスを用いている。H₂の方がより原子番号が小さく、イオン化 エネルギーも小さいためエネルギー損失が抑えられるが、可燃性ガスのため扱い が非常に難しいので不燃性ガスである He を使用している。

また 100%の He ガスでは、ワイヤー間の放電がおこりやすいため、クエンチン グガスとして CO₂ を混入させている。放電のメカニズムはワイヤー近傍で起こる 雪崩現象によって紫外線が生じ,この紫外線がガスにエネルギーを与えてイオン 化が生じる。イオン化はアノードワイヤーでさらに雪崩現象を起こし紫外線を放 出する。この繰り返しによって アノードと他の電極間で放電が起こってしまうと いう流れである。対策として紫外線を吸収する原子を混入することによって放電 を抑えることができる。クエンチングガスには一般に炭化水素ガスがよく用いら れるが,可燃性のため安全性の観点から不燃性の CO₂を使用する。

2.2 DCBA-T2.5

2.2.1 DCBA-T2.5 概要

DCBA-T2.5 は飛跡検出手法の評価を目的とした、¹⁰⁰Moの $2\nu\beta\beta$ 精密測定実験である。ここでは DCBA-T2.5 測定装置の概要についてのべる。

ソース

DCBA-T2.5 では測定器の検証のためのソースとして¹⁰⁰Mo(Q 値=3.03MeV) を使用している。¹⁰⁰Mo は¹⁵⁰Nd と比べると Q 値が低いが,存在比は 9.6% と比 較的多く含まれており,二重ベータ崩壊核種の中では Q 値も 3MeV を超えている ため,自然放射線によるバックグラウンドも低い。また Mo は金属プレートへの 加工が容易で無毒であるなど扱いがとても簡単という利点がある。使用したソー スプレートは大きさ 280mm× 130mm× 0.05mm(45mg/cm₂)のものがアルミ 枠に挟まれ,2枚並べて設置されている。

ソレノイド電磁石

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一様 な磁場を形成している。超伝導媒体の冷却にはGifford McMahon サイクルを使 用した冷凍機を使用しており、水冷法を用いていた DCBA-T2 では成し得なかっ た 24 時間の無人運転が可能になった。ソレノイドの外側は磁場の一様性を保つリ ターンヨークとして働く鉄板で覆われ、その上部には宇宙線を veto するためのプ ラスチックシンチレータが設置されている。検出器を設置した際に有感領域 に当 たる部分の磁束密度測定は核磁気共鳴(Nuclear Magnetic Resonance, NMR)を 用いて行われ、磁束密度 1.0kGauss の時に飛跡検出器設置位置で± 0.5 % 以内の 一様性を持つことが確かめ られている [12]。DCBA-T2.5 では磁束密度 0.8kGauss 及び 0.6kGauss にて運転している。超伝導ソレノイド電磁石の設計仕 様を表 2.2.1 に記す。

Superconducting material	NbTi		
Stabilizer	High-conductivity copper and aluminum of $RRR = 1000$		
Conductor cross-section	$1.2 \text{ mm} \times 1.8 \text{ mm}$		
Critical current	2000 A at 4.2 K in 10 kG		
Critical temperature	9.4 K		
Critical field	50 kG at 4.2 K		
Coil dimension	$1.3 \text{ m} (\text{L}) \times 1.0 \text{ m} (\psi) \times 5.2 \text{ mm} (\text{t})$		
Number of coil layers	4 at central part and 8 at both end parts of 150 cm each		
Number of total turns	3,382		
Specific current	520 A		
Operation current	70 A		
Operation field	2.5 kG		
Stored energy	14.5 J		
Detector space within ± 0.5 % field tolerance	$50 \text{ cm} (\text{L}) \times 60 \text{ cm} (\psi)$		

表 2.2.1: 超伝導ソレノイド電磁石のパラメータ

信号読み出しエレクトロニクス

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

図2.2.1に信号読み出し用エレクトロニクスの接続図を示す。

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 8chFADC ボード(RPCI-001: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 2.2.2 に FADC ボードの外観図を示し、表 2.2.2 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。



図 2.2.1: DCBA-T2.5 における Preamp と FADC の接続図



図 2.2.2: FADC の外観図

表 2.2.2: FADC ボード:RPCI-001 の仕様

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

トリガー回路

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 2.2.3 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 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、以下のようになる。

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、トリガー用信号を出力する。
 3. この間に 2 本のシンチレーターで veto 信号が出力された場合、トリガー用信号は除去される。

4. トリガー信号が出力してから 25µs 後にトリガー信号を FADC に送る。

5. FADC がストップしてから、メモリに蓄積された信号を読み出す。



図 2.2.3: トリガー回路の概略図

2.2.2 エネルギー分解能

²⁰⁷Bi ポイントソースの内部転換電子を用いてエネルギー分解能の見積もりが 行われている。²⁰⁷Bi は軌道電子捕獲により²⁰⁷Pb になり基底状態に遷移する際に 主に 1064keV と 570keV の γ 線を放射し、その一部は K 殻や L 殻の電子に吸収さ れ内部転換電子として放出される。この過程で放出される電子の運動エネルギー は決まった値をとるのでエネルギー測定精度の検証に使用できる。電子の運動エ ネルギーは表 2.2.3 のような割合で放出される。なお各エネルギー値は 1064keV と 570keV から K 殻電子の束縛エネルギーと L 殻電子の束縛エネルギーをそれぞ れ引いたものとなっている。

表 2.2.3: ²⁰⁷ Biから生じる内部転換	電子の	Dエネ	ルギー	と割合
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

²⁰⁷Bi から表 2.2.3 のような割合で放出された内部転換電子が検出される様子について Geant4 によるシミュレーションがなされている。シミュレーションはワイヤーの検出効率が 100 %であるとして位置分解能は無限に良いという条件の下, ガス中での電離損失や多重散乱による影響でのみ, エネルギー分解能の低下が生じるとした場合で検証している。ソースプレートの中心から立体角で 2 π 方向に電子を放射した結果は図 2.2.5 のようになっている。

976keV と 1050keV のピークが重なり, 980keV 付近に大きなピークが見えてい



図 2.2.4: ²⁰⁷Biの壊変図

る。980keV でのエネルギー分解能は FWHM で 150keV となっている。実際に エネルギー分解能の評価を行う際も 980keV 付近のピークを用いる。



図 2.2.5: ²⁰⁷Bi を用いた測定シミュレーション結果

実際の²⁰⁷Biポイントソースは、チェンバー間にはさまれたソースプレートのか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。

そして 10000 イベントのイベントデータから選別によって ²⁰⁷Bi のイベントと 判定されたものは 505 イベントであった。運動エネルギーを算出しヒストグラム にした結果を図 2.2.6 に示す。

ヒストグラムにはバックグランドが含まれているが,これは外部あるいは装置 に含まれる放射性物質から放出されたγ線のコンプトン散乱によってたたき出さ



図 2.2.6: ²⁰⁷Bi ポイントソースを用いた実測結果

れた電子のエネルギーが含まれているものと思われる。980keV 付近のピークの FWHM は 150keV となった。

エネルギー分解能の評価に使用できるソースは,²⁰⁷Bi しかないので、 β 線運動 エネルギー (E_{β}) がQ値でも同じ FWHM=150keV になるものとして,150Nd のQ 値 3.37MeV での換算エネルギー分解能が求められた。

FWHM とガウス関数の分散 σ との関係から

$$FWHM(E_{\beta}) \approx 0.15 MeV \approx 2\sqrt{2ln2\sigma(E_{\beta})} \approx 2.35\sigma(E_{\beta})$$
(2.2.1)

二重ベータ崩壊を観測する場合は 2 つの β 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、どのエネルギーでも同じ FWHM を示すとすると

$$\sigma(E_{\beta 1}) = \sigma(E_{\beta 2}) = \sigma(E_{\beta}) \approx 0.064 \text{MeV}$$
(2.2.2)

$$\sigma^{2}(E_{sum}) = \sigma^{2}(E_{\beta 1}) + \sigma^{2}(E_{\beta 2}) = 2\sigma^{2}(E_{\beta}), \ \sigma \ (E_{sum}) = \sqrt{2}\sigma(E_{\beta}) \qquad (2.2.3)$$

$$FWHM(E_{sum}) \approx 2.35\sigma(E_{sum}) = 2.35\sqrt{2\sigma(E_{\beta})} \approx \sqrt{2}FWHM(E_{\beta}) \qquad (2.2.4)$$

(2.21), (2.2.4) から 2 電子の和の FWHM は FWHM(E_{sum}) ≈ 0.21 MeV, ¹⁵⁰Nd の Q 値は 3.37 MeV なので Q 値における換算エネルギー分解能は

$$FWHM(Esum)Q \approx 0.213.37 \approx 0.062 \Rightarrow 6.2\%$$
(2.2.5)

となっている。

2.2.3 解析方法



図 2.2.7: 解析の流れ

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で見て選別を行っている。

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。

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。

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。

図 2.2.8 は実際に得られた信号を示している。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になっている。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。



図 2.2.8: 飛跡の 2 次元プロット図

解析 (運動量スキャン) は以下の手順で行う。

 1.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3箇所以上対応させる。
 2.信号が途切れている個所を選択する。(1、2の作業を右の信号と左の信号で 行う)

2の作業ではアノードワイヤー付近には光子に起因するノイズが集中することを 利用して、アノードワイヤーの位置を決めている。(光子に起因するノイズとは、 アノードワイヤーにあたった光子が電子を出したとき、その電子がまたアノード ワイヤーに吸収され、そのときにガス増幅がおき信号が生じるといったケースな どである)アノードワイヤーの位置が決まればそこから4mm離れたところにある ソースプレートの位置を決めることができ、ソースプレートとフィッティング円 や正弦曲線が交わったところが崩壊点として決められる。

図 2.2.9 は右のチェンバーで得られた信号についてフィッティングを行ったもの である。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している。

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。一例を図 2.1.10~2.1.12 に示す。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。これらの飛 跡からエネルギーが導出できる。



図 2.2.9: 飛跡の2次元プロット図(右フィット済み)



図 2.2.10: 飛跡の3次元イメージ


図 2.2.11: 飛跡の3次元イメージ (XY 平面)



図 2.2.12: 飛跡の 3 次元イメージ (XZ 平面)

2.2.4 2*ν*ββ 候補の判断基準

二重ベータ崩壊イベント候補であるか否かの判断は次のような過程で行われる。

- 1. 左右のチェンバーに独立の螺旋運動が描かれていること
- 2. x-y 平面上で、ともに反時計回りで描かれている
- 3. 互いの螺旋運動の始点が同じであること

1つ目の条件は、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ことを課したこ とによる。通常の2νββは、任意の方向に放射されるため、片側のチェンバーに 2つの電子線が走る場合がある。しかし、今回は左右のチェンバーのコインシデ ンスを取ったため、片側のチェンバーだけではトリガーが掛からず、このような イベントは取られることはない。したがって、左右に1つずつベータ線の螺旋運 動が描かれたものを選出した。

2つ目の条件は、電子が負電荷をもつことによる。チェンバーにかかる磁場は Z方向であり、x-y平面上での螺旋運動の写像は必ず反時計回りに描かれる。これ はx-y平面上での運動方向が必ず決まるので、運動の始点と終点を結ぶことの重 要な条件となる。

3つ目の条件は、崩壊現象そのものによる。二重ベータ崩壊は、同一原子核か らベータ線が2つ放射されるので、螺旋運動の起点がソースプレート内の同一点 からとなるのは必然である。なお、解析においては左右のチェンバーのベータ線 の崩壊点(Vertex Point)のずれがアノードワイヤーで6本以下、ピックアップ ワイヤーの10本以下であることを二重ベータ崩壊イベント候補の条件とした。 このような条件のもとで、2νββと判断されたイベントを図2.2.10に示す。イベン トは、上記の3つの条件を満たしていて、(1)x-y平面上にて円軌道が左右のチェ ンバーに1つずつ書かれている。(2)1点から2電子が左右に生じている(3)x-y平 面にて2本のベータ線は、13番目のアノードワイヤーから、x-z平面にて8番目 のピックアップワイヤーから軌道が始まっており、同一点で崩壊がおきているといえる。

2.2.5 バックグラウンド事象例

以下はバックグラウンド事象と考えられている事象例である。

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ーオンであり、取得データ (ラフスキャンの前)の内の 95 %を占める。測定器は KEK 内にある富士実験棟 の地下 4 階に設置されており、測定器上部に取付けられたシンチレーションカウ



図 2.2.13: 2*\nu*ββイベント候補

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、 除去しきれておらず、十分ではない。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ほとんど受けず に直線的な飛跡としてと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。

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。

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。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。概念 図を図 2.2.15 に示す。

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。二重コン プトン散乱の概念図は図2.2.15に示す。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。図2.2.14は二重コンプトン散乱と判断した イベントの一例である。崩壊点のずれおよびベータ線のエネルギー和がQ値を大 きく上回っていることから判断された。



図 2.2.14: 二重コンプトン散乱イベントの飛跡の3次元イメージ

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。概念図を図 2.2.15 に示す。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。



図 2.2.15: 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

BiPoイベント

Mo 線源板には、ウラン系列に含まれる²¹⁴Bi が不純物として含まれる。²¹⁴Bi 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²¹⁴Bi がベータ崩壊した後の²¹⁴Po が半減期164µs でアルファ崩壊することを 利用している。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、²¹⁴Bi によるイベントであると特定す る方法である。

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。

2.2.6 最新の解析状況

DCBA-T2.5 検出器では¹⁰⁰Mo 線源板を用いて 2011 年7月から運転が開始し、 2012 年9月までは磁束密度 0.8kGauss で、その後、2016 年7月末まで磁束密度 0.6kG で測定が行なわれた。取得したデータの内、2011 年7月から 2011 年12月 頃までのイベントについて、測定時間 8384171s, 計 1259500 イベントが目視によ る解析が終了している。

宇宙線イベントなどの解析に適さない事象を除き飛跡再構成が行われた結果、 左右の飛跡から算出された崩壊点について y 座標の差分が 36.0mm(アノードワイ ヤー6本分) 以下、かつ z 座標の差分が 60.0mm(ピックアップワイヤー10本分) 以下である $2\nu\beta\beta$ 事象候補は 579 となった。最新の 2 つの β 線のエネルギー和を 図 2.2.16 に,磁束密度 0.8kGauss の際のシュミレーションから予想される $2\nu\beta\beta$ の 飛跡再構成時のエネルギースペクトルを図 2.2.17 示すこととする。



図 2.2.16: 2 つのβ線のエネルギー和 (最新の予備的解析結果)



図 2.2.17: シュミレーションから予想される 2νββ の飛跡再構成時のエネルギースペクトル (赤)、電子生成時のエネルギースペクトル (青)[13]

期待されるイベント数は、検出効率 ϵ 、¹⁰⁰Mo の原子数 N_{100Mo} 、測定時間 T_{obs} 、半 減期 $T_{1/2}$ を用いて

$$N_{events} = ln2 \cdot \epsilon \cdot N_{100Mo} \cdot T_{obs}/T_{1/2}$$

$$(2.2.6)$$

で与えられる。検出効率は過去のシミュレーションから 0.0928 と見積られ、天然 Mo 線源板中に ¹⁰⁰Mo が 0.03mol 含まれることから N_{100Mo} = 2.25 × 10²² 個と見積 られる。仮に ¹⁰⁰Mo の半減期を NEMO3 の実験結果 [14] から

$$T_{1/2} = [7.41 \pm 0.02(stat.) \pm 0.43(syst.)] \times 10^{18}$$
year (2.2.7)

と定めた場合、測定時間 8.38 × 10⁶s の内に得られると期待されるイベント数は 52 ± 3 イベントとなる。

以上のことから図 2.2.16 と図 2.2.17 がおおむね一致しているようにみえるのは 偶然であり、実際には信号事象候補の中に、二重コンプトン散乱、コンプトン散 乱によって運動量を持った電子によるメラー散乱をはじめとする未知の背景事象 を多数含んでいると考えられる。DCBA-T2.5 の解析結果の背景事象を理解する ためには今後 DCBAT2.5 検出器で¹⁰⁰Mo の線源の部分をラジオアクティブでな い、密度が¹⁰⁰Mo に近い物質に取り換えて測定を行う必要がある。

2.3 DCBA-T3

2.3.1 DCBA-T3 概要

DCBA-T3はMTD(2.4節参照)に向けた技術の確立を目的とした¹⁵⁰Ndの 2*νββ* 精密測定実験である。DCBA-T2.5と比べてエネルギー分解能を高め,搭載 可能ソース量の向上させることを目指している。DCBA-T3の概念図を図 2.3.1 に,外観を図 2.3.2 に示す。

エネルギー分解能の向上のために、磁束密度を 0.8kG から 2.0kG に変更する。 こうすることでベータ線が描く螺旋運動の半径が小さくなり、ガス中のエネル ギー損失や多重散乱の影響を抑えることができる。しかし、半径が小さくになれ ばアノードワイヤーでの測定点数が減少してしまう。そこでワイヤー間隔を 6mm から 3mm にすることで測定数の減少を抑える。また、半径が小さくなるという ことはベータ線が運動する領域が狭くなるので 1 チェンバーの幅を減らせること になる。従って、検出器に実装できるチェンバー数が増え、チェンバー間に挟む ように配置されるソースも同時に増やせることになる。DCBA-T2.5 では 2 層の チェンバーであったが、DCBA-T3 では大型チェンバー 8 層と小型チェンバー 4 層の計 12 層を内蔵することができるようになっている。



図 2.3.1: DCBA-T3の概念図



図 2.3.2: DCBA-T3の外観

T3 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 2.3.3 にT3 チェンバーの外観を、図 2.3.4 にT3 チェンバーのフレーム構成を示す。



図 2.3.3: T3 チェンバーの外観



図 2.3.4: T3 チェンバーのフレーム構成

T2.5 のチェンバー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 に狭まるため、 対策として、Z 方向に印加する磁束密度を 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-T2.5とT3 チェンバーの全体図を図 2.3.5に示す。T3 チェンバーは超伝 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 2.3.1 に示す。

表 2.3.1: 13 チェンハーのサイスと設置台数			
チェンバーの長さ [mm]	チェンバー台数		
$50(x) \times 570(y) \times 570(z)$	8		
$50(x) \times 355(y) \times 2492(z)$	4		



図 2.3.5: T2.5 と T3 チェンバーの全体図 (右: T2.5, 左: T3)

ワイヤ間隔の変更は T3 検出器の目的であるエネルギー分解能の向上に大きく 影響する改良点である。全てのワイヤーピッチを 6mm から 3mm にしている。 図 2.3.6 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。

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。しかしながら、その反面



図 2.3.6: T2 と T3 チェンバーの YZ ワイヤー平面 (右: T2, 左: T3)

一つのワイヤーの有感領域をベータ線が横切る距離は1/2に減少するため、信号の大きさの減少が予測される。各ワイヤーのパラメータを表2.3.2に示した。

表 2.3.2: DCBA-T3 チェンバー 1 つあたりのワイヤーパラメータ

	1 = 0,70	/ / / /		-
ワイヤー名称	材質	本数	直径	張力
アノードワイヤー	Au-W	160本	$20 \ \mu m$	45 g
アノードダミーワイヤー	Au-Al	2本	$80 \ \mu m$	90 g
カソードワイヤー	Au-Al	162 本	$80 \ \mu m$	90 g
ピックアップワイヤー	Au-Al	160 本	$80 \ \mu m$	90 g
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	2本	$80 \ \mu m$	90 g
フィールドワイヤー	Au-Al	52 本	$80 \ \mu m$	90 g
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	2本	$100 \ \mu m$	$150 \mathrm{~g}$

ソース

DCBA-T3 は8層の大型チェンバーと4層の小型チェンバーの計12層のチェン バーを内蔵できるようになっており、ソースプレートはチェンバーの間に挟まれ るため11 枚入れることになる。ソースは Mo 金属プレートから、5.6%の¹⁵⁰Nd が 含まれる Nd₂O₃ 粉末を プレート上に加工したものへ変更する。¹⁰⁰Mo は Q 値が 3.03MeV であるのに対して¹⁵⁰Nd は 3.37MeV と高い。そのためバックグラウン ドが低減し、さらに核行列要素が大きいので半減期が短くイベント数を稼げる。 また、Nd は常温の空気中では表面が酸化されてしまうため、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。そのためソースプレートの製作は、ア ルミナイズドマイラーシートにソースを塗布し、もう1枚のシートを張り合わせ、 アルミのフレームに固定する。このとき、ソースの厚みはベータ線のエネルギー 損失にかかわるので、この影響を少なくするにはできる限り薄く作る必要があ る。しかし、薄くするほど1枚あたりの崩壊核種数が減るため、モジュールの数 を増やすか濃縮するなどの工夫が必要となる。

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/cm₂]、磁束密度を 1.8kG、CO₂ の割 合を 10 %とした条件で図 2.3.7 に示す結果が得られている。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 2.3.7 より、エネルギー分布の FWHM は、1500keV で 110keV と得られた。 式 2.2.4 より、これに $\sqrt{2}$ をかけたものが 2 電子の FWHM となるので、 $\delta E=156 keV$ 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。



図 2.3.7: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布のシミュレーション

2.3.2 これまでの DCBA-T3 の開発状況

現在、T3 チェンバーは4 台完成しているが、動作確認が完了していない。これ までの T3 用信号読み出し機器と T3 チェンバーの開発状況についてのべる [15]。

T3用信号読み出し機器

先行研究において使用されていた信号読み出し機器の増幅率は 0.8[V/pc] であり、 ガス増幅率を 10⁵ と仮定すると、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ていた。先行研究ではノ イズレベルは 1ADC カウント(約 7.8mV)のため、DCBA-T2.5 と比較して S/N 比は全体で 1/4 に悪化し、信号の検出が困難になると予想された。以上のことか ら 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 論づけられている。

T3 チェンバー

T3 チェンバーにおいては、シンチレーターとの同期をとった宇宙線の計数率の測 定が行われている。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 えられる実験結果が得られている。

2.4 将来計画

この章の最後に DCBA 実験の歩みと将来計画についてのべる。

2.4.1 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 $\sigma_z = 26$ mm[16] 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、 $\sigma_z = 0.70$ mm[17] 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 ¹⁰⁰Mo を用いて実験が開始された。

DCBA-T2 では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。 DCBA-T2.5は2016年7月末に稼働が終了し、現在、解析が進行中である。同時に、エネルギー分解能の向上と搭載ソース量の増加を目的としたDCBA-T3検出器の開発が行なわれている。

そして DCBA 実験は, DCBA-T3の開発を持って R&D を終了し, 次期実験を 計画中である。それを 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となる。



図 2.4.1: DCBA 実験の歴史

2.4.2 将来計画

MTD は、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検出器となっている。その概念図を図 2.4.2 に示す。

搭載するソースの厚みは、15mg/cm²と40mg/cm²の二候補がある。15mg/cm² の場合は MTD1 台あたり搭載できるソース量が12kg となり、1 年間の運転で得 られる質量感度が天然 Nd で 0.8eV,濃縮 Nd(¹⁵⁰Nd,60%) では 0.2eV までとなる。 ソースの厚みが薄い場合には、ベータ線のエネルギー損失が少なくて済むためエ ネルギー分解能が良くなり、また線によるコンプトン事象が起こる頻度も少なく なる利点がある。最大でニュートリノ有効質量を 20meV まで探索可能である。し かし、1 台あたりのソース量が少ないため MTD の台数を増やさなければならな いことになる。

一方で 40mg/cm² の場合はソース量が 32kg となり,1 年間の運転で天然 Nd で 0.5eV,濃縮 Nd で 0.1eV までとなる。ソースが厚くなるためエネルギー分解能が



図 2.4.2: MTD 検出器の概念図

悪くなり,ニュートリノの有効質量も50meVまでしか探索ができないが,MTD の台数が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 の台数を増やすか,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,どの程度の性能を要求するかによって変わってくる。

第3章 円筒型比例計数管を用いた信号読み出 し機器の動作試験

DCBA-T3では、ワイヤーピッチの微細化(6mm→3mm)に伴い DCBA-T2.5 と比べ、得られる信号が小さくなることから新たな信号読み出し機器の開発が必 要である。

本研究では、市販のガス検出器用信号読み出しボード 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 を DCBA-T3 で使用する読み出し機器の候補として検討を 行った。

ここでは円筒型比例計数管(Tube chamber)と組み合わせた信号読み出し機器 の動作確認試験および、読み出し機器を用いた場合にT3チェンバーで期待され る信号の大きさの見積もりについてのべることとする。

3.1 円筒型比例計数管および信号読み出し機器について

今回使用する円筒形比例計数管は、Tube Chamber という名称で呼ばれている。 Tube chamber の外観を図 3.1.1. に概念図を図 3.1.2 に示す。陽極は直径 20 ミクロ ンのステンレス、陰極はアルミパイプでできており、内径 26mm、ガスには T3 チェンバーの動作試験、並びに DCBA-T3 にて用いる予定の He85%、CO₂15% の 混合ガスを使用する。また後段の読み出し機器に高電圧がかかるのを防ぐため に、出力の前にパルス信号を分離するためのコンデンサーが入っており、高電圧 電源と比例計数管との間にある抵抗はパルスが電源の方ではなく,プリアンプの 方へ行くようにする働きを担っている。



図 3.1.1: Tube Chamber 外観



図 3.1.2: Tube Chamber 概念図

信号の読み出しには、林栄精器のガス検出器用読み出しボード 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 を使用する。

このボードは信号読み出し用の IC である Amp-Shape-Discriminator(ASD)、 ADC (AD9212)、TDC (FPGA 内に実装)などの機能を搭載しており、ボード 1 枚で 64ch 分の検出器信号をデジタル化し、SiTCP によりイーサネット経由で PC へ転送することが可能になっている。外観を図 3.1.3、その仕様を図 3.1.4~ 3.1.6 に示す。



図 3.1.3: 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 ボード外観



図 3.1.4: 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 ボードブロックダイアグラム



図 3.1.5: 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 ボード仕様一覧

・ASD Chip 仕様	
Number of Channels	8ch
Gain, analog output	-1.1V/pC
Gain, comparator output	-15V/pC
Peaking time	8ns
Noise	4000e@20pF
Time walk	<500ps
Digital output	CMOS 3.3V
Digital to analog crosstalk	<<0.5%
POWER	+3.3V,+5V
Power consumption	34mW/ch
Process	Bi_CMOS 0.8 µ m
Chip size	4.1 × 4.1mm
Package	TCSP 64pin (8×8mm)

図 3.1.6: 信号読み出し用 IC (ASD チップ) 仕様

3.2 信号読み出し用 IC の性能確認

ここでは信号読み出し用 IC(ASD チップ)の性能の確認について述べる。な お 64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 ボードでは、ASD チップ直後の信号の出 力は見られないため、同じ ASD チップを搭載した ASD テストボードを用いてテ ストを行った。ASD テストボードの外観を図 3.2.1、ブロックダイアグラムを図 3.2.2 に示す。



図 3.2.1: ASD テストボード外観

Block Diagram of the ASD



図 3.2.2: ASD テストボードのブロックダイアグラム

ASD テストボードには Test IN と本入力 IN のコネクタがあり、Test IN ではテ ストパルス入力用に 1pF のコンデンサーが入っているが、本入力 IN にはテスト パルス用のコンデンサーは入っていない。そのためテストパルスを本入力 IN に 入力するにあたっては、約 3.67pF のコンデンサーにつないだ後に、本入力 IN へ 入力を行った。

ファンクションジェネレーターを用いて、400mV で立ち下がり時間 20ns の階 段関数のテストパルス(青)をコンデンサーを通したのちに本入力にいれたとき の、アナログ出力波形(マゼンダ)とデジタル出力波形(黄)は図 3.2.3 のように なった。



図 3.2.3: アナログ出力波形とデジタル出力波形

テストパルスの入力波高をかえて、出力波高をみたものが図 3.2.4 である。



入力波高(横軸)と出力波高(縦軸)

入力波高が120mVを超えたあたりから、出力波高が飽和しているのがわかる。 以上のことから入力電荷量が440fC程度の大きさまでであれば、このASDチップ のプリアンプが正常に作動する(飽和しない)ということが確かめられた。

図 3.2.4: 入力波高(横軸) VS 出力波高(縦軸)

次にテストパルスの入力波高を 50mV に固定して、立ち下がり時間のみを変え てみたものの、アナログ出力波形の例が図 3.2.5~3.2.7 である(波形と色の対応 関係は図 3.2.3 と同じになっている)。



図 3.2.5: テストパルスの立ち下がり時間 20ns (青)、アナログ出力波高 140mV (マゼンダ)



図 3.2.6: テストパルスの立ち下がり時間 40ns (青)、アナログ出力波高 80mV (マゼンダ)



図 3.2.7: テストパルスの立ち下がり時間 120ns (青)、アナログ出力波高 65mV (マゼンダ)

横軸をテストパルスの立ち下がり時間、縦軸をアナログ出力波高とすると、図 3.2.8 のグラフのようになった。なお縦軸は片対数になっている。



図 3.2.8: 立ち下がり時間(横軸) VS 出力波高(縦軸)

グラフから出力波高は立ち下がり時間が入力時定数より十分小さいとき 200mV 程度になることが予想される。

ここで、入力電荷量と出力波高の関係を調べるために、ファンクションジェネ レーターの後のコンデンサーを通ったあとの入力波形 (ASD チップに入る直前の もの)をみてみるとテストパルスの大きさが、5V で、立ち下がり時間が、20ns で ある場合、図 3.2.9 のようになった。



図 3.2.9: 入力波形 (マゼンダ)

この波形を使用して、入力電荷量を見積もるために電圧 vs 時間の関係から電流 vs 時間の波形に直した。



図 3.2.10: 入力波形 (電流 vs 時間)

図 3.2.10 の波形から入力電荷量を求めたところ、入力パルス(5V)のとき入力

電荷量は

$$1.8239 \times 10^{-11} [C]$$
 (3.2.1)

となった。

このことから、入力パルス(50mVp-p)のときの入力電荷量は、

$$1.8239 \times 10^{-13} [C]$$
 (3.2.2)

になる。

182[fC] の入力電荷量のとき出力波高は、ASD チップの増幅率が 1.1mV/fC であるから

$$182 \times 1.1 = 202 [mV]$$
 (3.2.3)

これは立ち下がり時間と出力波高のグラフから予想される出力波高と一致する。 以上より ASD チップの増幅率は正しいことが確認できた。

3.3 円筒型比例計数管の動作電圧の決定

Tube chamber に用いるガスは、T3 チェンバーで用いるガスと同じ He85%、 CO₂15% の混合ガスである。He、CO₂ 混合ガスのガス増幅率を調べるために、ま ず宇宙線の計数率から円筒型比例計数管の動作電圧の決定を行った。

3.3.1 宇宙線の計数率測定

宇宙線の計数率測定に使用するプラスチックシンチレーターおよび光電子増倍 管(型番:H7195MOD)の外観を図 3.3.1 に示す。



図 3.3.1: プラスチックシンチレーターと光電子増倍管(型番:H7195MOD)の外観

シンチレーターのサイズは、縦 50mm 横 110mm 厚さ 10mm(PMT1) と縦 50mm 横 200mm 厚さ 5mm (PMT2) がある。

セットアップの外観および測定のダイアグラムを図 3.3.2、図 3.3.3 に示す。



図 3.3.2: セットアップの外観



図 3.3.3: 測定のダイアグラム

3.3.2 プラトー領域から動作電圧の決定

Tube chamber の信号読み出しとして ASD テストボードを使用し、シンチレー ションカウンターと ASD のデジタルアウトのコインシデンスをとってスケー ラーで計測した 1 時間当たりの計数をチェンバーに印加した電圧ごとにプロット したのが図 3.3.4 である。ここで ASD のデジタルアウトの閾値は 3.5V に設定し た。プラトー領域(図 3.3.4 の赤矢印部分)から 1720V を Tube chamber の動作電 圧と決定した。なお、0 カウントのところに赤点で記載されているものはシンチ レーター2つのコインシデンスをとったものを 1ms ほど delay させた後にチェン バーからの信号とのコインシデンスをとった、偶然同時計数を求めたものである。 偶然同時計数が0 カウントであることから計測されたカウントは宇宙線由来のも のであると考えられる。



図 3.3.4: 宇宙線の計数(縦軸) vs 印加電圧(横軸)

3.4 ガス増幅率とエネルギー分解能

Tube chamber のガス増幅率およびエネルギー分解能を求めるために、5.9keVの特性 X 線の放出を行う Fe55 を用いて電荷分布の見積もりを行った。

3.4.1 Fe55 について

Fe55 は Mn55 に崩壊する過程で、図 3.4.1 のように電子軌道にある電子が原子 核に取り込まれ、原子核中の陽子と電子が反応して中性子になる。電子が原子核 に取り込まれる崩壊のことを電子捕獲という。電子捕獲により、電子軌道には孔 が生じる。別の電子軌道の電子が遷移して、この孔を埋めることにより、電子軌 道のエネルギー差分(5.9keV)のX線が放出される。

Tube chamber には Fe55 から放出される低エネルギー X 線の入射窓(図 3.4.2) があり、測定の際にはこの部分に Fe55 線源(図 3.4.3)を当てることになる。



電子捕獲

図 3.4.1: Fe55 について



図 3.4.2: 入射窓の外観

3.4.2 Fe55の電荷分布測定

図 3.4.5 は、チェンバーの印加電圧 1720V において、Fe55 を使用してオシロス コープをみたものの波形例である。(測定のダイアグラムは図 3.4.4)オシロ画像 の黄色が ASD テストボードのアナログ出力であり、紫が ASD テストボードのデ ジタル出力である。アナログ出力の波形は、立ち下がり時間が 30ns、波高が 165mV になっている。



図 3.4.3: Fe55 線源



図 3.4.4: 測定のダイアグラム



図 3.4.5: Fe55 波形例(HV1720V、立ち下がり時間 30ns、波高 165mV)

ASD チップの増幅率 1.1mV/fC は、電荷収集時間 (波形の立ち下がり部分) が 十分に短い場合のみ適応可能であり、実際には、電荷収集時間に依存してパルス 波高は変わってしまう。(入力電荷量が 182fC で一定のテストパルスの立ち下がり 時間と出力波高の関係のグラフである図 3.2.6 参照)

このことを考慮し、出力波形の立ち下がり 40ns までの波形に絞って Fe55 のガ ス増幅率をみてみることとする。(64ch RAINER V1 MODEL RPR-010 で立ち下 がり時間みるのはサンプリングレートの関係で厳しいため ASD テストボードを 使用してオシロで確認)なお、立ち下がり時間 40ns までの範囲における ASD チップの増幅率は、図 3.4.6 のように 40ns までの範囲を 1 次関数でフィッティン グを行うことで導出した。



図 3.4.6: 立ち下がり時間と出力波高 (入力 50mVp-p、フィッティング済)

図 3.4.6 より入力電荷量 182fc で固定した時立ち下がり時間と波高の関係は、立ち下がり時間が 40ns 以下の場合

$$Y = -3X + 197 \tag{3.4.1}$$

であった。

一例として図 3.4.5 の場合の電荷を考える。X が 30ns の場合 Y=108 m V になることから 30ns での増幅率は 0.59mV/fC になる。

今回、波高は165mV であるから

$$x[fC] \times 0.59[mV/fC] = 165[mV]$$
 (3.4.2)

信号から求められる電荷量は

$$x[pC] = 280[fC]$$
 (3.4.3)

となる。同様にして立ち下がり時間が 40ns 未満の波形について電荷分布を求めた。



図 3.4.7: 電荷分布 (Fe55 使用、立ち上がり時間 40ns 未満)

図 3.4.7 からガウス関数でフィッティングを行って得られた Mean 値が特性 X 線 による 5.9keV のものであると考えると, 電子/イオン対生成に必要な平均エネル ギー(W値)は、He が 42.3[eV]、CO₂ が 32.9[eV] である [18] ことから初期電子 数 n は

$$n = \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.85}{42.3} + \frac{5.9 \times 10^3 \times 0.15}{32.9} = 145$$
(3.4.4)

ガス増幅率 M は

$$145 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times M = 262.9 \times 10^{-15} [C]$$
 (3.4.5)

$$M = 1.1 \times 10^4 \tag{3.4.6}$$

となる。

電荷分布からエネルギー分解能は

FWHM =
$$2.35 \times \sigma = 73.4$$
 (3.4.7)

$$\frac{73.4}{262.9} = 0.279\tag{3.4.8}$$

約28%と求められた。

エネルギー分解能の計算値は以下の式で求められる。

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{\frac{W(F+b)}{E}} \tag{3.4.9}$$

F:ファノ因子、b:単一電子なだれの変動、W:イオン対を作る平均エネルギーは ガスに依存するパラメーターである ヘリウム・二酸化炭素のパラメーターはなかったので、参考として、P10 ガス の場合を考えると

$$2.35 \times \sqrt{\frac{26.4 \times (0.17 + 0.50)}{5900}} = 12.9\%$$
(3.4.10)

程度になる。

また円筒型比例計数管におけるガス増幅率はダイソンの式(図 3.4.13) および ダイソンパラメーター (図 3.4.14) を使用して求めることができる。[19] ヘリウム・二酸化炭素のガスの固有値のパラメーターが記載されていなかったた め、ここでは参考としてヘリウム・イソブタンのダイソンパラメーターを使用す ることとし、a=0.001cm B=1.4cm V=1720V として計算するとガス増幅率は

$$M = 1.5 \times 10^4 \tag{3.4.11}$$

程度であることが予想され、これは実験値とおおむね一致するといえる。



図 3.4.8: ダイソンの式

混 合 ガ ス	$\frac{K \times 10^{-4}}{(V/(cm \cdot atm))}$	$\Delta V(\mathrm{eV})$
90%Ar, 10%CH4[P-10]	4.8	23.6
95%Ar, 5%CH4[P-5]	4.5	21.8
100%CH4(methane)	6.9	36.5
100% C 3 H # (propane)	10.0	29.5
96%He, 4%isobutane	1.48	27.6
75%Ar, 15%Xe, 10%CO2	5.1	20.2
69.4%Ar, 19.9%Xe, 10.7%CH4	5.45	20.3
64.6%Ar, 24.7%Xe, 10.7%Co2	6.0	18.3
90%Xe, 10%CH4	3.62	33.9
95%Xe, 5%CO2	3.66	31.4

表6.1 比例ガス用ダイソーンパラメータ(式(6.8)参照)

図 3.4.9: ダイソンパラメーター

宇宙線によるガス増幅率についても同様にして、波形の立ち下がり時間が40ns までのものについて電荷分布を求めた。立ち下がり時間 20ns 波形 50mV の波形 例を図 3.4.10 に示す。



図 3.4.10: 宇宙線波形例(HV1720V、立ち下がり時間 20ns、波高 50mV)

Fe55の場合と同様に、立ち下がり時間が 40ns 未満の波形について電荷分布を 求めた。(図 3.4.11)



図 3.4.11: 電荷分布 (1720V、宇宙線、立ち上がり時間 40ns 未満)

宇宙線によるヘリウム中でのエネルギー損失は、ヘリウムの密度を 0.00018(g/cm³)とすると、図 3.4.12 から

$$2.1(\text{MeVcm}^2/\text{g}) \times 0.00018(\text{g/cm}^3) = 0.39(\text{keV/cm})$$
 (3.4.12)

宇宙線による二酸化炭素中でのエネルギー損失は、二酸化炭素の密度を



図 3.4.12: 宇宙線ミューオンの運動量に対するエネルギー損失量

0.00197(g/cm³) とすると最小電離が 1.82(MeVcm²/g) ことから 2(MeVcm²/g) 程 度と仮定すると

$$2.0(\text{MeVcm}^2/\text{g}) \times 0.00197(\text{g/cm}^3) = 10.14(\text{keV/cm})$$
(3.4.13)

チェンバー内径が2.6cm であるので

$$2.6 \times 0.39 \times 0.85 + 2.6 \times 10.14 \times 0.15 = 2.37 \tag{3.4.14}$$

より 2.37keV 程度になる。

よって宇宙線によるチェンバー内でのエネルギー損失量を2.37keVとすると、電子/イオン対生成に必要な平均エネルギー(W値)が、ヘリウムが42.3[eV]、二酸 化炭素が32.9[eV]であることを使用すると、初期電子数は

$$n = \frac{2.37 \times 10^3 \times 0.85}{42.3} + \frac{2.37 \times 10^3 \times 0.15}{32.9} = 58$$
(3.4.15)

となり、ガス増幅率 M は

$$58 \times 1.6 \times 10^{-19} [C] \times M = 95 \times 10^{-15} [C]$$
 (3.4.16)

$$M = 1.0 \times 10^4 \tag{3.4.17}$$
Fe55 を使用した 1720V のガス増幅率は $M = 1.1 \times 10^4$ であったことから、Fe55 を使用して求めたガス増幅率と宇宙線を用いて求めたガス増幅率はおおむね一致 することが確認できた。

3.5 T3チェンバーで期待される信号の大きさ

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 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ものが、図 3.5.1 である。図 3.5.1 を用いて新しい読み出し機 器を用いた場合に予想される信号の大きさの見積もりを行った。(なおシュミレー ションにおけるガスの条件は He:CO₂=9:1 であり、ガス圧と気温は 1atm と 300K である。)





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。このことから、電離電子数は4~6個と見積もられ、ガス増幅 率を10⁴と仮定すると、電荷量は0.0064~0.0096pC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

$$0.0064[pC] \times -1.1[V/pC] \times \frac{1024}{2} = 3.6[count]$$
 (3.5.1)

$$0.0096[pC] \times -1.1[V/pC] \times \frac{1024}{2} = 5.4[count]$$
 (3.5.2)

となる。以上のことから T3 チェンバーで予想される信号量は 3~6ADC カウン ト程度であると予想される。

第4章 T3チェンバーの動作試験

前章で信号の大きさの見積もりを行った新しい読み出し機器とT3 チェンバー を組み合わせて、アノードワイヤーでの宇宙線信号の読み出しを行うことで、T3 チェンバーの動作試験を行った。この章では、T3 チェンバーの信号読み出しシス テムの組み立ておよび宇宙線を用いたT3 チェンバーの動作試験について述べる こととする。

4.1 組み立て

4.1.1 信号読み出しシステム概要

本研究においては、T3チェンバーをガスコンテナ(図4.1.1)の中に入れ酸素 が混入しない状態で、宇宙線信号の読み出しを行う。

信号読み出しのためには、まずT3チェンバーのそれぞれのワイヤーに高電圧 を印加する必要がある。ワイヤーから得られた信号は、HV分配ボードを通り、 信号読み出し機器(64ch RAINER V1 MODEL RPR-010)によってデジタル信 号に変換された後、スイッチングハブを通ったのちに、ガスコンテナの外のPC でデータとしてみることができる。(図 4.1.2)

図 4.2.3 はガスコンテナのふたを閉める前の T3 チェンバー読み出しシステムの 外観である。チェンバーの直後で AD 変換することで、ノイズの低減を図って いる。



図 4.1.1: ガスコンテナ



図 4.1.2: 信号読み出しの概念図



図 4.1.3: T3 チェンバー読み出しシステム外観図

4.1.2 高電圧印加関連

高電圧の印加はアノードワイヤー用にはプラスの HV 電源を使用しピックアッ プワイヤー、カソードワイヤー用にはマイナスの HV 電源を使用する。ただし前 章の円筒型比例計数管とは異なり、HV 電源から SHV ケーブルを使用するだけで は多数のワイヤーに高電圧を同時に印加することはできない。そのためガスコン テナ内で HV をワイヤーの数だけ並列に分配する必要がある。

信号読み出しを行わない部分では、デイジーチェーンによって多数のワイヤー に高電圧を印加した。(図 4.1.4, 図 4.1.5)信号読み出し箇所においては、連続す る 64 ワイヤーに高電圧の印加と信号の取り出しを同時に行う必要があるため、1 つあたり 16ch のワイヤーの高電圧の印加および信号の取り出しを行える HV 分配 ボードをアノードワイヤー用、ピックアップワイヤー用をそれぞれ4つずつ製作 した。(図 4.1.6) HV 分配ボードの回路図を図 4.1.7 に示す。コンデンサーは HV が読み出し機器にかからないようにする役割を、抵抗はワイヤーごとに信号を分 ける役割をもつ。

また HV 電源からの高電圧を HV 分配ボードに印加するには、アノードワイ ヤー、ピックアップワイヤーに印加する高電圧をそれぞれ4つずつの HV 分配 ボードに分配する必要がある。そのための役割を担う HV 分配装置の製作も同時 に行った。(図 4.1.8)



図 4.1.4: デイジーチェーン (ピックアップワイヤー用)



図 4.1.5: デイジーチェーン (アノードワイヤー用 [赤]、カソードワイヤー用 [緑])



図 4.1.6: HV分配ボード



図 4.1.7: HV分配ボード回路図



図 4.1.8: HV分配装置

4.1.3 信号読み出し関連

HV 分配ボードからの信号は、アノードワイヤー、ピックアップワイヤーとも にフラットケーブル(図 4.1.9)で、信号読み出し機器 (64ch RAINER V1 MODEL RPR-010) に入力される。

信号読み出し機器はガスコンテナの中に入れるため、電源をガスコンテナの外からもってくる必要がある。そのために、アクリルの窓に加工を行って穴をあけ (図 4.1.10)、信号読み出し機器の電源ケーブルを2つに切り、ケーブル間をニクロム線でつなぎ、ニクロム線をアクリルの窓の穴を通しアラルダイトで固めることで、外気の混入を防ぐこととした。(図 4.1.11)

また信号読み出し機器によってデジタル信号に変換されたデータをLANケー ブルでガスコンテナの外に出すために、アクリル窓を加工し、ハーメチックコネ クタを1つ取り付けた。(図4.1.12)また同時に信号読み出し機器に使用するトリ ガー信号の入力の際に使用するためのBNC用ハーメチックコネクタの取り付け も行った。(図4.1.13)

ガスコンテナの外に信号を出力できるようにするためのハーメチックコネクタ は1つなのに対し、信号読み出し機器はアノードワイヤー用とピックアップワイ ヤー用で2台あるため、スイッチングハブ(図 4.1.14)を使用することで、1つ のコネクタで PC ヘデータを転送できるようにしている。



図 4.1.9: フラットケーブル



図 4.1.10: アクリル窓(加工後)



図 4.1.11: FADC 電源



図 4.1.12: ハーメチックコネクタ (信号取り出し用)



図 4.1.13: ハーメチックコネクタ(トリガー信号入力用)



図 4.1.14: スイッチングハブ

4.1.4 ガス供給系

実験を行う際の注意点は、酸素の混入である。なぜなら酸素が混入すると、電 離電子を酸素が吸収してしまい、ガス増幅が行なわれなくなってしまうからであ る。このことを防ぐために、ガスのチェンバー入力部分の手前に、流量計を用意 し、ガスコンテナの中のガスのチェンバー出力部分にバブラーを用意した。また ガスコンテナの外でもバブラーを通してガスを空気中に逃がしている。(図 4.1.15)

ガスボンベからチェンバーを通ったのち空気中にガスが出されるまでの写真を 図 4.1.16~図 4.1.19 に示す。なお T3 に使用するチェンバーガスはヘリウム 85%と二酸化炭素 15%の混合ガスである。混合ガスは高価なため、窒素ガスによ るパージを行なうことでガスコンテナ内の空気を追い出したのちに、混合ガスを 流している。



図 4.1.15: ガス供給系の概念図



図 4.1.16: ガスボンベからガスコンテナ入力口まで(左のガスボンベはヘリウムと二酸化 炭素の混合ガス,右は窒素ガス)



図 4.1.17: ガスコンテナ入力口



図 4.1.18: チェンバー出力口直後のコンテナ内バブラー



図 4.1.19: コンテナ外バブラー

4.2 宇宙線を用いた動作試験

ガスコンテナ内から窒素ガスで、空気を追い出し、ヘリウムと二酸化炭素の混 合ガスでコンテナ内を満たしたのち、トリガー用にプラスチックシンチレーター を2つ使用してT3チェンバーでアノードワイヤーから得られる宇宙線信号を観 測を行った。概念図を図4.2.1に示す。

ここでは宇宙線信号を用いた T3 チェンバーの動作試験についてのべる。



図 4.2.1: 宇宙線試験概念図

4.2.1 宇宙線測定のセットアップ

トリガーに使用するシンチレーションカウンターは、円筒型比例計数管を用い た試験で使用したものとは別のものを使用する。サイズは2つとも縦150mm× 横200mm×厚さ 50mm であり、動作電圧はともに1600V に設定した。シンチ レーターを重ねた際(図 4.2.2)の波形例を図 4.2.3 に示す。このときの、トリ ガー信号のレートは 0.03Hz であった。



図 4.2.2: プラスチックシンチレーター



図 4.2.3: シンチレーションカウンターの信号(上: PMT1,下: PMT2)

また宇宙線信号測定時の外観図を図 4.2.4 に、セットアップを図 4.2.5, 図 4.2.6 に示す。図 4.2.5 および図 4.2.6 の緑で書かれた数がアノードワイヤーのワイヤー ナンバーとなっており、ワイヤー No.49 からワイヤー No.112 が読み出し範囲と なっている。



図 4.2.4: 宇宙線測定のセットアップ(外観図)



図 4.2.5: 宇宙線測定のセットアップ y-z 平面(概念図)



図 4.2.6: 宇宙線測定のセットアップ y-x 平面(概念図)

このときの宇宙線測定のダイアグラムは図 4.2.7 のようになっている。なおトリ ガー信号をゲートジェネレーターで 4 μ s 遅らせていることは、FADC の読み出 し幅が 4 μ s であることに起因する。オシロ画像を図 4.2.8 に示す。

宇宙線測定の際には、T3チェンバーのアノードワイヤーに1720V、ピックアップワイヤーに0V、カソードワイヤーに-1400Vの電圧を印加した。



図 4.2.7: トリガー信号作成のダイアグラム



図 4.2.8: トリガー信号のオシロ画像

4.2.2 宇宙線信号例

図 4.2.9 の赤で書かれたグラフは宇宙線トリガーを用いてアノードワイヤーか ら得られた波形の一例である。

グラフの縦軸は FADC の ADC 値であり 1ADC カウントあたり約 2mV である。 また横軸は FADC のサンプル時間であり、1 クロックあたり 32ns となっている。 なお横軸の FADC のサンプル時間はドリフト時間であり、アノードワイヤーから の距離に対応する。

宇宙線信号を確認するにあたっては、64本の各ワイヤーでほぼ同じ波形のノイズがみられたため、得られた波形(赤)から64ch分の波形の平均をとったもの(黒)をひくことでノイズの影響を小さくしている。

また各 ch のベースライン(図 4.2.9 のケースでは 220 に相当)を引くことで、 すべての Ch のベースラインが 0 になるように調整を行った。



図 4.2.9: 宇宙線を含む信号(赤)と 64 ch分の平均波形(黒)

上記の処理を行った後、宇宙線を目視で確認したところ150イベントの中に18 イベント確認した。得られた宇宙線信号の例を図4.2.10~図4.2.13に示す。

図 4.2.10 の信号例 1 は連続する 3 つのワイヤー(ワイヤー No.51~53)でのみ 宇宙線信号が確認されたことから真横から飛んできた宇宙線である可能性が高 い。図 4.2.11、図 4.2.12 の信号例 2,3 ではワイヤー間で、信号のドリフト時間のず れが確認できる。また図 4.2.13 の信号例 4 では、ワイヤー No.68 において、ア ノードワイヤー近傍ではない、読み出し範囲のぎりぎりの箇所 (約 4 µ s) にも宇 宙線が確認された。



図 4.2.10: 信号例 1 図 4.2.11: 信号例 2 図 4.2.12: 信号例 3 図 4.2.13: 信号例 4

4.2.3 宇宙線波高分布

1ワイヤーあたりの得られた宇宙線信号の波高分布が図 4.2.14 である。 水平方向からくる地表における宇宙線ミュー粒子のエネルギー分布のピークを 10GeV 程度と仮定し、ヘリウムの密度を 0.00018(g/cm³)、宇宙線の通過距離を 0.8cm とすると、図 3.4.18 から宇宙線によるヘリウム中でのエネルギー損失の概 算値は

$$2.8(eVcm^2/g) \times 10^6 \times 0.00018(g/cm^3) \times 0.8(cm) = 403 (eV/cm)$$
 (4.2.1)



図 4.2.14: 1 ワイヤーあたりの宇宙線波高分布

電子/イオン対生成に必要な平均エネルギー(W値)は、ヘリウムが42.3eVで あるから電離電子数は9個程度になる。ガス増幅率を10⁴と仮定すると

$$9 \times 1.6 \times 10^{-7} [pC] \times 10^4 = 0.0144 [pC]$$
 (4.2.2)

$$0.0144[pC] \times 1.1[V/pC] \times \frac{1024}{2} = 8.1[count]$$
 (4.2.3)

よって、計算値では10GeVの宇宙線がワイヤーを通ると平均 ADC カウントは 8.1count 程度になると考えられる。これは、宇宙線の波高分布が Landu 分布にな ることを考えるとおおむね正しい。

以上のことから読み出し範囲内(4 µ s)ではチェンバーは正常に動作している といえる。

4.3 信号の大きさとノイズについて

トリガー信号にクロックジェネレーターからの 100Hz の信号を使用してランダ ムに He/CO₂ 中で T3 チェンバーのアノードワイヤーから得られたノイズカウン ト分布を図 4.3.1 に示す。(なお T3 チェンバーに電圧は印加していない)



図 4.3.1: ノイズカウント分布

ノイズカウント分布から、Sigma は 3.14 と求められた。

3.5節からT3チェンバーで予想される信号のADC値は4.5count程度であり、 ノイズ信号の大きさはSigmaで3.14である。このことからT3チェンバーのS/N 比は約1.4であり、今のままでは信号の検出は困難であると予想される。以上の ことから、今後、更なるノイズの低減、ガス増幅率の向上による信号の増幅およ び読み出し機器の再考が必要であると考えられる。

第5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-T3 検出器を開発中である。

DCBA-T3 検出器で使用される T3 チェンバーでは、ワイヤー間隔が T2 チェン バの 6mm から 3mm に縮小される。ワイヤー間隔の微細化に伴い DCBA-T2.5 と 比べ、得られる信号が小さくなることから、新たな信号読み出し機器の開発が必 要である。本研究では、市販のガス検出器用信号読み出し機器(64ch RAINER V1MODEL RPR-010)を DCBA-T3 で使用する読み出し機器の候補として検討 をおこなった。

また、現在 T3 チェンバーが4 台完成しているが、その動作確認がまだ行われ ていない。本研究では、T3 チェンバーと市販の読み出し機器を組み合わせて、宇 宙線トリガーを用いた T3 チェンバーの動作確認を行った。

まず円筒型比例計数管(Tube chamber)を用いて He と CO₂ の混合ガスのガス 増幅率の測定を行い、DCBA-T3 で予想されるベータ線信号の大きさについて見 積もりを行ったところ、ADC 値で 3.6count ~ 5.4count 程度になることが見積もら れた。

次に信号の見積もりを行った読み出し機器を用いて、十分な気密性を確保した 上で、宇宙線トリガーを用い、T3 チェンバーと新しい読み出しを組み合わせた動 作試験行うことで、読み出し機器の読み出し幅(4 µ s)の範囲内でT3 チェン バーが正常に動作していることを初めて確認することができた。

また、クロックジェネレータによる 100Hz のランダムトリガーによるノイズの 測定を行ったところ、ノイズの大きさは Sigma で 3.14 と求められた。

以上のことから、市販の読み出し機器から予想される信号の大きさと現在のT3 チェンバーのノイズの大きさを使用して、DCBA-T3で予想されるS/N比を求め ると1.4程度となり、今のままではベータ線信号の検出は困難であると予想され る。今後、信号の検出のためには、更なるノイズの低減、ガス増幅率の向上によ る信号の増幅および読み出し機器の再考が必要である考えられる。

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] Ziro Maki, Masami Nakagawa and Shoichi Sakata 「Remarks on the Unified Model of Elementary Particles」 Prog. Theor. Phys. 28, 5 (1962) pp.870-880
- [4] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. 20. 1205 (1968)
- [5] y. fukuda et al., phys. rev. lett. 81, 1562 (1998)
- [6] P. A. R. Abe et al., (Plank Collab.) arXiv 1303.5076 [astro-ph.CO] (2014)
- [7] K. A. Olive et al., (Particle Data Group), Chin. Phys. C38, 090001 (2014)
- [8] 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)
- [9] 婦木健一「レプトジェネシスの現状」2005 東海大学 http://www.sp.utokai.ac.jp/ yasue/reviews/fuki-mt.pdf
- [10] R. Arnold et al. Nuclear Physics A 781 (2007) pages 209-226
- [11] Igor Ostrovskiy, Kevin O'Sullivan | Search for neutrinoless double beta decay | Mod. Phys. Lett. A, 31, 1630017 (2016)
- [12] M. Kawai et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 023H01-12pages (2014)
- [13] 柿崎正貴「DCBA 実験における飛跡再構成アルゴリズムの開発とシミュレー ションによる検出器性能評価」首都大学東京大学院 平成 27 年度修士論文
- [14] R. Arnold et al, (NEMO Collab.), Nuclear Physics A Volume 765, Issues 34, 6 February2006, pages 483-494
- [15] 伊東孝行「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」首都大学東京大学院 平成 26 年度修士論文

- [16] 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
- [17] 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
- [18] 加藤貞幸著 新物理学シリーズ 26 (培風館)「放射線計測」
- [19] KNOLL 放射線計測ハンドブック 木村逸郎、阪井英次訳 日刊工業新聞社 pages160-161

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの皆さまにご指導及びご協力いただきました ことに心より感謝申し上げます。

特に、指導教授である角野秀一先生,並びに住吉孝行先生、汲田哲郎先生、浜 津良輔先生、高エネルギー実験研究室のスタッフの皆様、高エネルギー加速器研 究機構の石原信弘先生、DCBA グループの皆様には、たくさんのご指導、ご教授 を頂きました。

また、既に研究室を卒業されました同じ DCBA 実験で研究されていた先輩であ る伊東孝行さん、柿崎正貴さんにはことあるごとにお世話になりました。そして 研究室の後輩で同じ DCBA 実験の吉岡輝昭くんには T3 チェンバーの組み立てを 手伝っていただきとても感謝しています。

皆さま本当にありがとうございました。