

2023年度 学士論文

新型中性子検出器用
多線式ドリフトチェンバーの開発

東京工業大学 理学院 物理学系

学籍番号 20B01357

氏名 榎村泰都

指導教員 中村隆司、近藤洋介

2024年2月10日

概要

最近、テトラニュートロンの候補が観測され、中性子だけでできた原子核 (中性子原子核) に注目が集まっている。実験で観測されたピークは共鳴状態であるという解釈がある一方で、終状態相互作用によって説明可能であると主張する理論研究もあり、その確証が求められている。また6個の中性子によって構成されているヘキサニュートロンなど、より中性子数の多い中性子原子核は量子多体的構造 (魔法数の存在等) が現れると期待されているが、実験は皆無である。

本研究では中性子原子核の研究を目的とする新型中性子検出器の開発を行った。新型中性子検出器は従来型のプラスチックシンチレーターに加え、シンチレーター内で中性子と衝突した反跳陽子の飛跡の追跡を行うドリフトチェンバーを導入する。反跳陽子の飛跡を検出することで、中性子の散乱方向を予測し、課題であった中性子のクロストークによるバックグラウンド事象を減らせると見込んでいる。ドリフトチェンバーとしては、多線式カソード・ポテンシャルワイヤー読み出しドリフトチェンバーの使用を検討している。従来型のドリフトチェンバーでは、複数層のアノードワイヤーで測定された位置をカイニ乗法によって飛跡をフィッティングし、ワイヤーの左右どちらを通過したかを判別する手法をとっているが、面数、ワイヤー数 (読み出し数) が多いという問題がある。今回、試作したドリフトチェンバーでは、ポテンシャルワイヤーからの誘起電流により左右を判別することができるため、ドリフトチェンバーの層が少なく済むという特長を有する。本論文では、新型と従来型との比較を中心に新型ドリフトチェンバーの性能評価を行い、議論する。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	中性子原子核	5
1.1.1	4 中性子系	6
1.1.2	6,8 中性子系	7
1.2	中性子原子核研究に向けた新型中性子検出器	8
第 2 章	多線式ドリフトチェンバー (Multi-Wire Drift Chamber)	9
2.1	MWDC の基本原理	9
2.1.1	電子のドリフト	10
2.1.2	電子雪崩	11
2.1.3	検出器ガス	12
2.2	飛跡の解析	13
2.2.1	ドリフト距離	14
2.2.2	粒子の飛跡の決定	15
第 3 章	陽子飛跡追跡型中性子検出器	16
3.1	概要	16
3.2	試作機チェンバー	19
第 4 章	試作したドリフトチェンバーの性能評価	21
4.1	実験の目的	21
4.2	実験のセットアップ	21
4.2.1	試作機チェンバー	23
4.2.2	リファレンスチェンバー	25
4.2.3	カウンターガス系	27
4.2.4	信号処理回路とデータ収集	28
4.3	結果と考察	29
4.3.1	検出効率	29
4.3.2	ドリフト距離の導出と宇宙線の飛跡の導出	33
4.3.3	試作機チェンバーによる LR 判別	34
第 5 章	まとめと今後の展望	36
	謝辞	38

目 次

1.1	原子番号 $Z = 0$ から $Z = 8$ までの核図表。黒色は安定核、オレンジ色は陽子過剰核、水色は中性子過剰核、白色は非束縛核を表している。ピンク色の線は中性子ドリップラインを表しており、束縛核と非束縛核の境界である。	3
1.2	a) 2 中性子ハロー核である ^{11}Li の模式図。 ^9Li コアの周りに二つの中性子がハローとして形成されている。 b) 1 中性子ハロー核である ^{11}Be の模式図。 ^{10}Be コアの周りに一つの中性子がハローとして形成されている。	4
1.3	1 中性子の動径波動関数 $R_{nl}(r)$ 。 $A=20$ コアに一つの中性子がハローとして存在している時の、(上) $S_n = 0.5$ MeV(下) $S_n = 8$ MeV それぞれでの 2s,1p,1d 軌道のシュレディンガー方程式を解いたもの。 [2] より引用。	5
1.4	コアと 1 中性子間の距離の平均二乗根 r_{rms} を 2s($l = 0$),1p($l = 1$),1d($l = 2$) 軌道それぞれの場合で、中性子分離エネルギー S_n に依った関数。 R_0 はウッズサクソン型ポテンシャルの半径。 [2] より引用。	5
1.5	4 中性子系のエネルギースペクトル。横軸は 4n 系のエネルギーであり、縦軸はカウント数である。赤の曲線は 4n 系が反応直後に直接二つのダイニュートロンに崩壊すると仮定したときのモデル曲線、青い点線はバググラウンドを 10 倍した曲線を示している。 [4] より引用。	6
1.6	テトラニュートロンのエネルギースペクトル。横軸は 4n 系のエネルギー、縦軸はカウント数である。赤の曲線はフィットの結果を示しており、ピークの共鳴エネルギーは $E_r = 2.37 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.44(\text{syst})$ MeV、共鳴幅は $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.30(\text{syst})$ MeV となっている。 [5] より引用。	7
1.7	6 中性子系のシェル構造を表した図。シェルモデルから、6n 系は $1p_{3/2}$ 軌道で準閉殻構造を持つと考えられる。もしそうであるなら、4n より 6n の方が安定であると期待することができる。	7
2.1	赤丸、黒丸はそれぞれアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーを表している。青点はカソードワイヤーである。また緑で囲まれた部分は一つの単位セルを示している。	9
2.2	ドリフト速度と電場勾配の関係を表している。それぞれの曲線は上から、Ar : CH ₄ 比が 0 : 100 から 90 : 10 までの混合ガスにおけるものである。 [7] より引用。	10
2.3	縦軸は断面積と第一タウンゼント係数であり、横軸は電子のエネルギーである。 [8] より引用。	11
2.4	Ar : CH ₄ = 90 : 10 の混合ガス中での電子雪崩を示している。実線は電離によって生成され、ドリフトしてきた電子を表している。点は雪崩が発生した位置を表している。 [9] より引用。	12

2.5	アノードワイヤー付近での電子雪崩の成長過程。a：一次電子がアノードワイヤーへ向かってドリフト、b：イオン化閾値を超えたことで電子雪崩が発生、c~e：電子と陽イオンのドリフトの違いから液滴形に成長する。[8]より引用。	12
2.6	イオン対を生成するのに必要な平均エネルギー。[10]より引用。	13
2.7	取得したイベントのTDCとカウント数の分布グラフ。	14
3.1	炭素 ^{12}C または水素 H と中性子との反応の入射エネルギーと反応断面積の関係図。実線は Cecil らによるモンテカルロシミュレーションに用いられている断面積で、点は中性子と ^{12}C の非弾性散乱の断面積の測定結果を表す。[11]より引用。	17
3.2	左の図は一つの中性子による衝突で、右の図は二つの中性子による衝突を表している。どちらの場合もシンチレータから得られるデータは同じであり、データのみでは二つを区別することはできない。このため中性子の位置分解能に悪影響を与える。	18
3.3	プラスチックシンチレータとドリフトチェンバーを通過する中性子と陽子の上面から見た図。従来の中性子検出では、二つの事象を区別することができなかった。しかしシンチレータの間にドリフトチェンバーを入れることで、反跳陽子の軌跡を追跡することができるようになる。その結果、中性子の散乱軌道を特定し、二つのイベントを区別することが可能となる。	18
3.4	荷電粒子があるセルを通過した際、両端のポテンシャルワイヤーには電子雪崩によって生成された陽イオンの電荷が流れる。そのためポテンシャルワイヤーには電流の上昇が観測されるが、この電流は右と左で異なる。今回の図の場合、右を荷電粒子が通過したため、 $Q_R > Q_L$ となる。	19
3.5	Time of Threshold(ToT) をビジュアル化した図。ある閾値を超える電圧の幅のデータを取得することで、間接的に誘起電流の大きさを判断できる。	20
4.1	本実験のセットアップの模式的な側面図を示している。上から順にプラスチックシンチレータ 1(S1) →リファレンスチェンバー 1(R1) →試作機チェンバー (KDCN) →リファレンスチェンバー 2(R2) →プラスチックシンチレータ 2(S2) という配置である。ただしサイズの寸法などは無視している。	22
4.2	上から見たセットアップの写真。この写真では左から右が x 座標、手前から奥が y 座標となっている。	22
4.3	下から見たセットアップの写真。この写真では左から右が x 座標、手前から奥が y 座標となっている。	22
4.4	3つのチェンバーが合わさっている写真。	23
4.5	ガス箱の全体図。サイズは 300 mm × 300 mm × 100 mm。	24
4.6	KDCN の組立図。	24
4.7	KDCN のカソード面。	24
4.8	KCN のアノード・ポテンシャルワイヤー面。赤のワイヤーがアノードワイヤーであり、青のワイヤーがポテンシャルワイヤーである。	25
4.9	ガス箱の全体図。サイズは 300 mm × 300 mm × 100 mm。	26
4.10	リファレンスチェンバーの組立図。	26
4.11	リファレンスチェンバーのアノード面。赤のワイヤーがアノードワイヤーであり、青のワイヤーがポテンシャルワイヤーである。	26

4.12	リファレンスチェンバーのカソード面。	27
4.13	本実験の配管計装図。	28
4.14	実験で使用した信号処理回路のブロックダイアグラム	28
4.15	R1の各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1はマルチプリシティ1、M2はマルチプリシティ2を示す。	31
4.16	R2の各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1はマルチプリシティ1、M2はマルチプリシティ2を示す。	32
4.17	KDCNの各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1はマルチプリシティ1、M2はマルチプリシティ2、M3はマルチプリシティ3、M4はマルチプリシティ4を示す。また $\geq M3$ はマルチプリシティが3以上の割合を示す。	33
4.18	R1のAx面の残差と補正の曲線。点がそれぞれのイベントごとの残差であり、曲線が残差を補正する曲線である。	34
4.19	宇宙線が通過したKDCN両端のToTの差を表したヒストグラム。横軸がdW、縦軸はカウント数である。	35
4.20	宇宙線が通過したKDCNのセルの両端のポテンシャルワイヤー両端のToTの差とR1,2によるドリフト距離の関係図。横軸がアノードワイヤーからのドリフト距離、縦軸がdWである。	35

第1章 序論

原子核物理は1896年に写真乾板を通じて Becquerel がウランの放射線を発見したことに端を発している [1]。この発見以降、原子核の構造や核反応などの研究が進み、微視的な性質が明らかになってきた。特に近年、不安定核の研究は加速器技術の急速な進歩によって、魔法数異常やハロー核など興味深い現象が確認されている。しかし、中性子数に対する陽子数、または陽子数に対する中性子数がどの程度まで多くなるのか、原子番号の最大はいくつなのかといった問題は未だに原子核物理の重要な未解決問題となっている。

不安定核とは安定核と比較し中性子数または陽子数が過剰で、崩壊に対して不安定な原子核を指している。陽子数を一定にして中性子数を増加させると、やがて強い相互作用による崩壊を起こす領域に達する。この安定核と不安定核の境界を、中性子ドリップラインと呼ぶ。図 1.1 に示す核図表上のピンク線は中性子ドリップラインを表している。

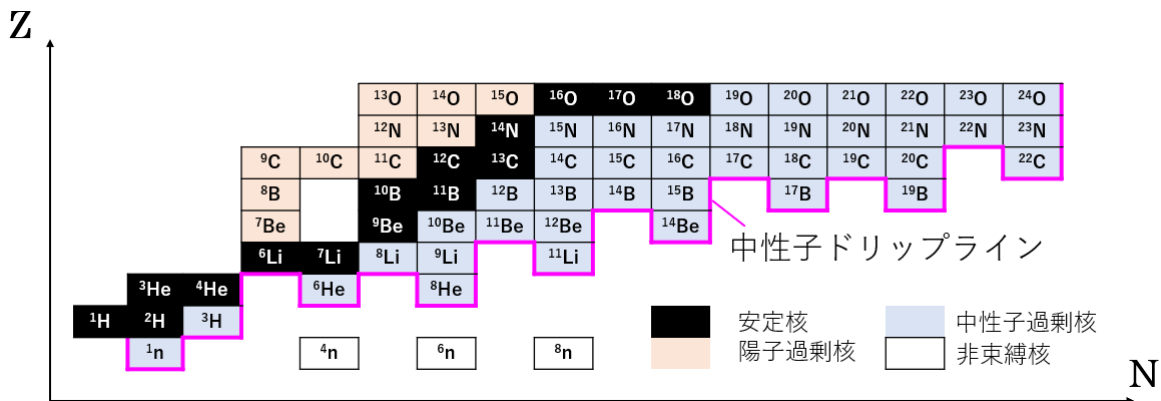


図 1.1: 原子番号 $Z = 0$ から $Z = 8$ までの核図表。黒色は安定核、オレンジ色は陽子過剰核、水色は中性子過剰核、白色は非束縛核を表している。ピンク色の線は中性子ドリップラインを表しており、束縛核と非束縛核の境界である。

ハロー核

中性子ドリップライン付近では、中性子ハロー核と呼ばれる原子核が確認されている。この原子核では1個または2個の中性子がコアの周りを薄い雲のように広がっている。中性子ハロー核では、ハローを構成している中性子の波動関数が強い核力の到達距離であるコアの半径をゆうに超えた領域にかなりの割合で存在しているという特徴がある。密度がほぼ一定 ($\rho = 0.17$ 個/cm³) である通常の原子核と比較し、核の外側の中性子ハロー部分の密度は飽和密度の3-4桁程度小さくなっている。

代表的な中性子ハロー核である ^{11}Li と ^{11}Be の模式図を図 1.2 に示した。 ^{11}Li は ^9Li コアの周りに二つの中性子が大きく広がる構造をとっており、2 中性子ハロー核と呼ばれる。一方、 ^{11}Be は ^{10}Be の周りに一つの中性子が広がる構造となっており、1 中性子ハロー核と呼ばれる。

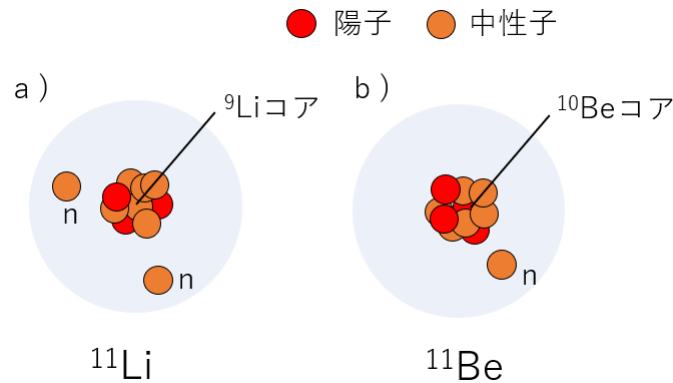


図 1.2: a) 2 中性子ハロー核である ^{11}Li の模式図。 ^9Li コアの周りに二つの中性子がハローとして形成されている。b) 1 中性子ハロー核である ^{11}Be の模式図。 ^{10}Be コアの周りに一つの中性子がハローとして形成されている。

ハローを形成する核は、1 中性子分離エネルギー S_n または 2 中性子分離エネルギー S_{2n} が小さいという特徴を持っている。安定核の核子 2 つの結合エネルギーは $S_{2n} \sim 16$ MeV 程度であるが、 ^{11}Li の 2 中性子分離エネルギーは $S_{2n} = 369.15 \pm 0.65$ keV [3] と極めて小さい値となっている。またハローの形成において、軌道角運動量が小さい ($l = 0, 1$) というのも重要となっている。

例として $A = 21$ ($A = 20$ のコアの一つの中性子ハロー) の原子核の波動関数について考える。 $S_n = 0.5$ MeV と $S_n = 8$ MeV の場合それぞれの $l = 0, 1, 2$ における波動関数 $R_{nl}(r)$ は図 1.3 のようになる。 $r = 10$ fm において、 $S_n = 0.5$ MeV の $2s$ 軌道の波動関数が広がっていると分かる。また図の上下を比較すると、1 中性子分離エネルギーが小さい方がハローを形成しやすいと分かる。また軌道角運動量が小さく、遠心力ポテンシャルが小さい方がハローを形成しやすいということも、 $2s$ と $1p$ 、 $1d$ の波動関数を比較すると分かる。

またハロー中性子の平均二乗根距離を

$$r_{rms} = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\int r^2 \rho(r) dr}$$

とすれば、 r_{rms} と中性子分離エネルギーとの軌道角運動量 l に応じた関係は図 1.4 のようになる。 s 軌道と p 軌道では $S_n \rightarrow 0$ となる程、平均二乗根半径が大きくなる。一方 d 軌道では平均二乗根半径はあまり変化しない。実際に、これまで見つかっているハロー核はハロー中性子の軌道が s 軌道か p 軌道となっている。

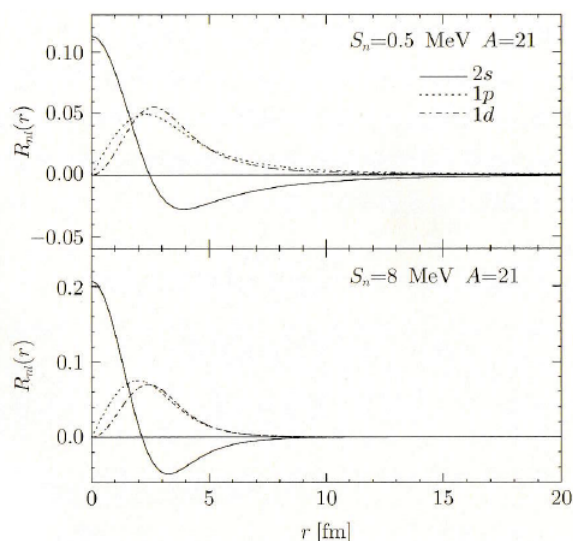


図 1.3: 1 中性子の動径波動関数 $R_{nl}(r)$ 。A=20 コアに一つの中性子がハローとして存在している時の、(上) $S_n = 0.5$ MeV(下) $S_n = 8$ MeV それぞれでの 2s,1p,1d 軌道のシュレディンガー方程式を解いたもの。[2] より引用。

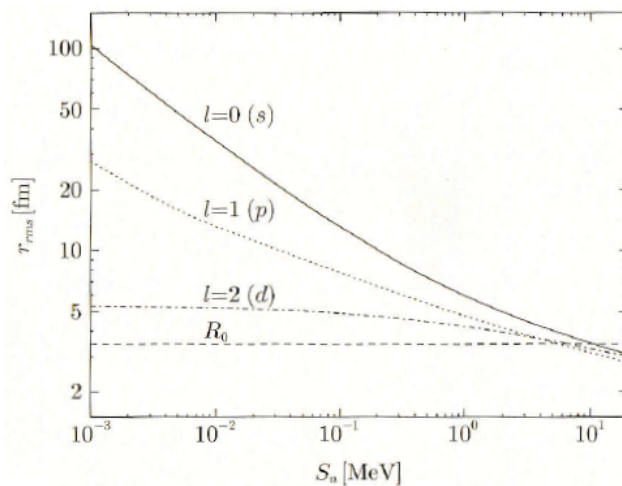


図 1.4: コアと 1 中性子間の距離の平均二乗根 r_{rms} を 2s($l = 0$),1p($l = 1$),1d($l = 2$) 軌道それぞれの場合で、中性子分離エネルギー S_n に依った関数。 R_0 はウッズサクソン型ポテンシャルの半径。[2] より引用。

1.1 中性子原子核

原子核の理解において、複数の中性子間で働く力や相関を知ることは重要な鍵となっている。例えば、中性子系では 3 個の中性子間で働く三体核力に関して議論されている。この力は、日常的な力である重力や電磁気力のような二体間力には見られない特異な現象である。しかし、これま

で実験的な情報はほとんどない。そのため、中性子だけでできた原子核 (中性子原子核) を実験室で生成することは喫緊の課題となっている。

単独の中性子は 15 分で崩壊すると知られている。二つの中性子によって構成されているダイニュートロンは不安定であり、単独では束縛しないと分かっている。しかし三個以上については未だに詳しいことは分かっておらず、特に四つの中性子によって構成されているテトラニュートロンに関しては新たな実験が必要となっている状況である。

1.1.1 4 中性子系

2016 年、木佐森らは ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})4n$ の実験 [4] でテトラニュートロンの共鳴状態の候補を示した。図 1.5 はそのエネルギースペクトルを表しており、共鳴エネルギーは $E_r = 0.83 \pm 0.65(\text{stat}) \pm 1.25(\text{syst})$ MeV としている。 $E_{4n} = 0$ 付近では、二つのダイニュートロンに直接崩壊したと仮定した赤線のみでは説明つかないため、テトラニュートロンが共鳴状態となっていると考えられる。

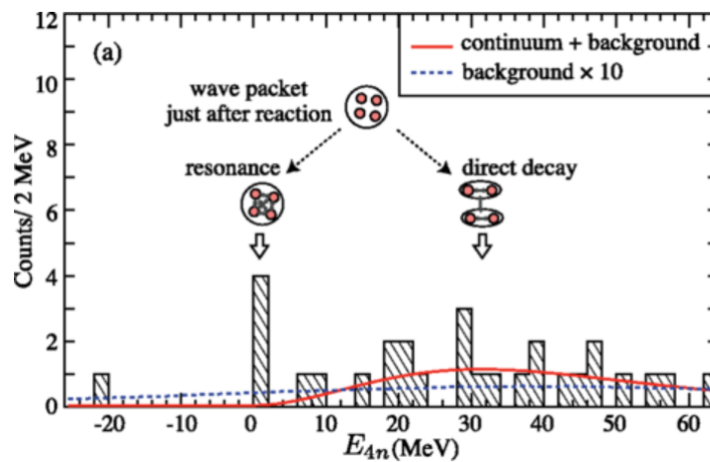


図 1.5: 4 中性子系のエネルギースペクトル。横軸は $4n$ 系のエネルギーであり、縦軸はカウント数である。赤の曲線は $4n$ 系が反応直後に直接二つのダイニュートロンに崩壊すると仮定したときのモデル曲線、青い点線はバックグラウンドを 10 倍した曲線を示している。[4] より引用。

一方で 2022 年、Duer らは木佐森らとは異なる ${}^8\text{He}(p, p){}^4\text{He})4n$ 反応によって共鳴状態のような幅の狭いピークを観測した [5]。図 1.6 は得られた 4 個の中性子が持つエネルギー分布を示している。赤の曲線は閾値より僅かに高いエネルギーに幅の狭い共鳴状態であるとしてフィットした結果であり、共鳴エネルギーは $E_r = 2.37 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.44(\text{syst})$ MeV となっている。。

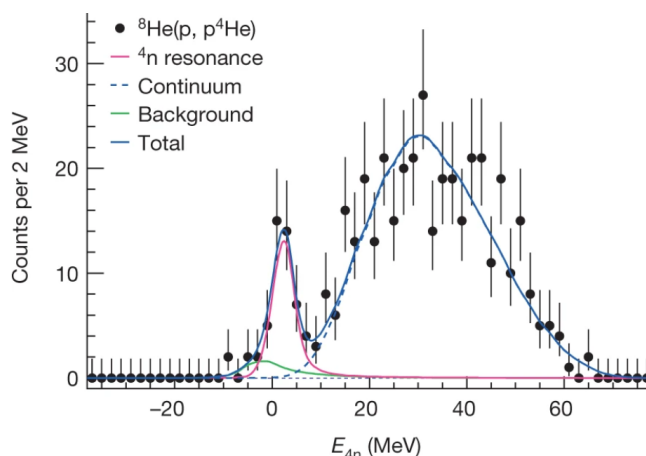


図 1.6: テトラニュートロンのエネルギースペクトル。横軸は $4n$ 系のエネルギー、縦軸はカウント数である。赤の曲線はフィットの結果を示しており、ピークの共鳴エネルギーは $E_r = 2.37 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.44(\text{syst})$ MeV、共鳴幅は $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.30(\text{syst})$ MeV となっている。[5] より引用。

しかし、理論研究ではテトラニュートロンが共鳴状態となっているという解釈に相反する主張もある。例えば Lazauskas らは先ほどの Duer らの実験結果に対し、低いエネルギー状態は 4 中性子の終状態相互作用によるものと主張している [6]。

1.1.2 6,8 中性子系

6,8 中性子系は 4 中性子系より安定であるという可能性が期待されている。図 1.7 は孤立した 6 中性子系のシェル構造を表しており、6 中性子系は $1p_{3/2}$ 軌道の準閉殻構造をとる。また、同じように 8 中性子系が安定である可能性もある。

これらの期待がある一方で、実験的な困難さから 2,4 中性子系を超える複数中性子系の探索実験は行われてこなかった。そのため今のところ、より中性子数の多い中性子原子核はどのような構造を持ち、またどのような魔法数をもつのかは全く分かっていない。

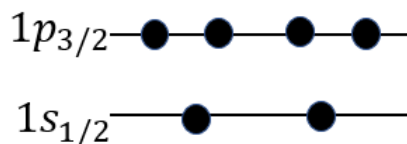


図 1.7: 6 中性子系のシェル構造を表した図。シェルモデルから、6n 系は $1p_{3/2}$ 軌道で準閉殻構造を持つと考えられる。もしそうであるなら、4n より 6n の方が安定であると期待することができる。

1.2 中性子原子核研究に向けた新型中性子検出器

これまでの 4 中性子系の研究では、欠損質量法と呼ばれる手法を用いて実験が行われてきた。この手法では 4 中性子を直接検出することなくその質量を決定できる一方で、中性子系の崩壊様式などを調べることはできない。そのため、4 中性子の同時測定できる中性子検出器が必要となっている。本論文では新型中性子検出器に用いるドリフトチェンバーの開発について述べる。従来型のドリフトチェンバーでは面数やワイヤー数が多いという問題点がある。しかし新型のドリフトチェンバーを導入することで、ドリフトチェンバーの面数が少なく済む。この新型のドリフトチェンバーの様式を新型中性子検出器に用いるドリフトチェンバーに取り入れることで、反跳陽子の飛跡を検出できるようになり、中性子のクロストークによるバックグラウンドを減らせることができる。その為、これまでとは異なる不変質量法による解析が可能となる。この手法を用いることで、 $4n$ のエネルギー分解能が $\sigma_{E_{4n}} = 70 \text{ keV}$ にまで向上する。

本論文は以下のような構成となっている。2 章では、従来型のドリフトチェンバーである多線式ドリフトチェンバー (MWDC) についての基本原理を説明する。3 章では、従来の仕様とは異なる新型のドリフトチェンバーについて説明する。そして 4 章ではこの新型ドリフトチェンバーにおける LR 問題に関する性能を評価する。最後に、5 章でまとめと今後の展望を記述する。

第2章 多線式ドリフトチェンバー (Multi-Wire Drift Chamber)

本章では、電子のドリフトや電子雪崩を用いた多線式ドリフトチェンバー (以下 MWDC) の基本原理について説明する。

2.1 MWDC の基本原理

MWDC は、ガス中での電子のドリフトを利用することによって、粒子がどのような軌跡を辿ったのか測定する位置検出器である。この検出器の内部には多数のワイヤーが張られており、また混合ガスで満たされている。ワイヤーにはアノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー、カソードワイヤーの3種類ある。アノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー、カソードワイヤーにはそれぞれ $+HV_1$ 、 $-HV_2$ 、 $-HV_3$ を印加し、検出器内に電場を発生させている。図 2.1 は典型的なドリフトチェンバーの一面のワイヤー構造を示したものである。この面が数層にわたって重なることで MWDC として機能する。

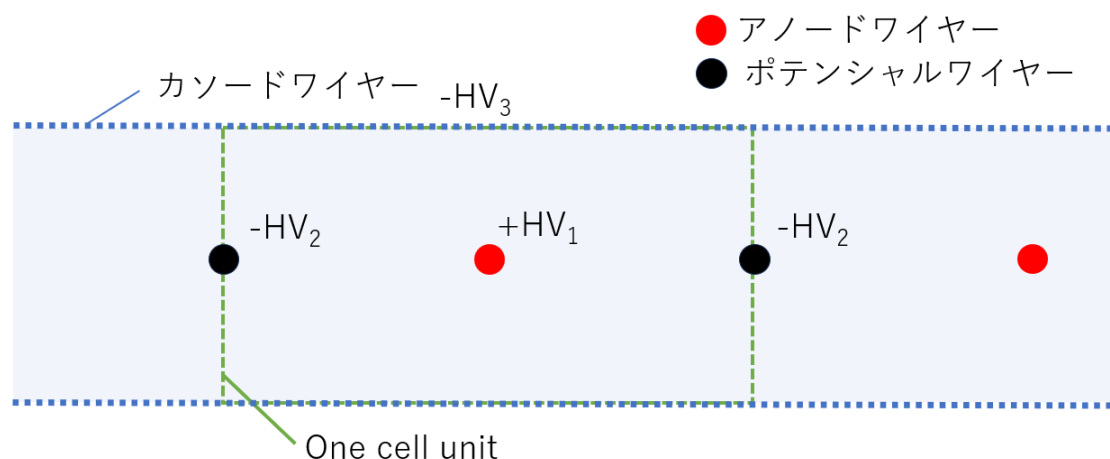


図 2.1: 赤丸、黒丸はそれぞれアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーを表している。青点はカソードワイヤーである。また緑で囲まれた部分の一つの単位セルを示している。

荷電粒子が検出器内を通過すると、充填ガスは電磁相互作用によって電離される。電離によって生成された電子は、検出器内の電場に従ってアノードワイヤーへ向かってドリフトする。その後、アノードワイヤー付近で電子雪崩を起こし、最終的に電子はアノードワイヤーで収集される。MWDCでは、荷電粒子が検出器を通過してからアノードワイヤーに電子が到達するまでの時間を測定することで、荷電粒子が通過した位置を求めている。

2.1.1 電子のドリフト

ドリフト時間とドリフト距離

荷電粒子の入射時間を t_0 、アノードワイヤーでの電子の検出時間を t_1 、電子のドリフト速度を u とする。このとき、荷電粒子が通過した位置からアノードワイヤーまでの距離、つまり電子のドリフト距離 x は以下の関係式によって書かれる。

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt$$

このような式に従うことで、ドリフト時間とドリフト距離を対応させる。

ドリフト速度

電子のドリフト速度は検出器内の電場や充填ガスに依存している。電子は電場によって加速されるが、充填ガスと衝突することによって速度を落とす。そのため、ドリフト速度はほぼ一定となっている。図 2.2 は充填ガスをアルゴンとメタンの混合ガスとした時のドリフト速度と電場勾配の関係を表している。

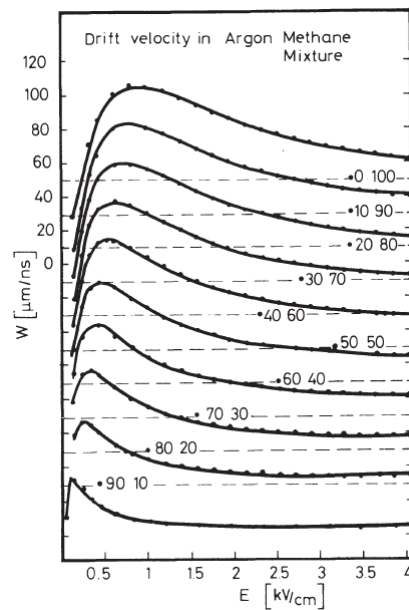


図 2.2: ドリフト速度と電場勾配の関係を表している。それぞれの曲線は上から、Ar : CH₄ 比が 0 : 100 から 90 : 10 までの混合ガスにおけるものである。[7] より引用。

実際のチェンバー内は電場勾配が一定ではないので、ドリフト速度が常に一定とはならない。しかし、ドリフトする範囲内でなるべく一定となるように適切な電圧とガスを選択する必要がある。

2.1.2 電子雪崩

電子が電場によって加速され、そのエネルギーが充填ガスの電離エネルギーより大きい場合には二次電離が引き起こされる。これが繰り返されることで、電子雪崩が生成される。

平均自由行程を λ とすると $1/\lambda$ は第一タウンゼント係数 α と呼ばれ、電子の増加との関係は以下のようなになる。ただし n は電子の数、 x は距離を表している。

$$dn = n\alpha dx \iff n(x) = e^{\alpha x}n(0)$$

タウンゼント係数はガスによって異なっており、ガスごとの第一タウンゼント係数と電場の関係は図 2.3 のようになっている。

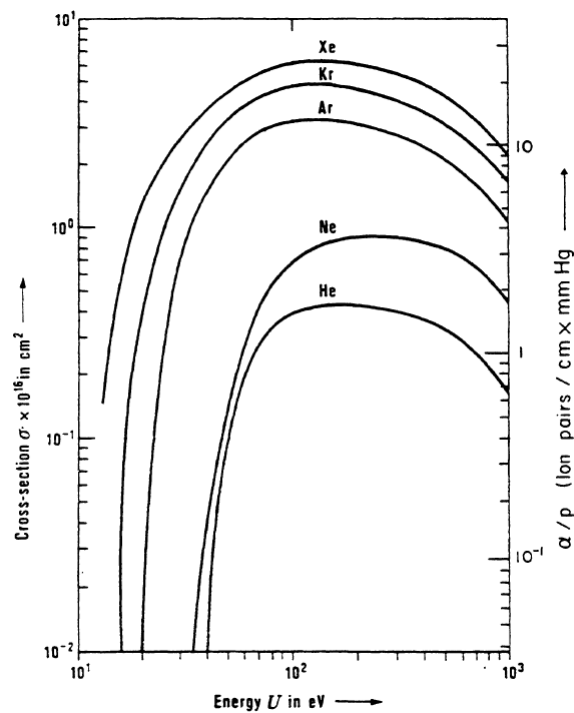


図 2.3: 縦軸は断面積と第一タウンゼント係数であり、横軸は電子のエネルギーである。[8] より引用。

一般的に雪崩が引き起こされる場所はアノードワイヤーから $100 \mu\text{m}$ である。例えばアノードワイヤーの太さが $25 \mu\text{m}$ 、印加電圧が 1600 V 、充填ガスがアルゴンメタン混合ガス ($\text{Ar} : \text{CH}_4 = 90 : 10$) であった場合、図 2.4 のような電子雪崩となる。

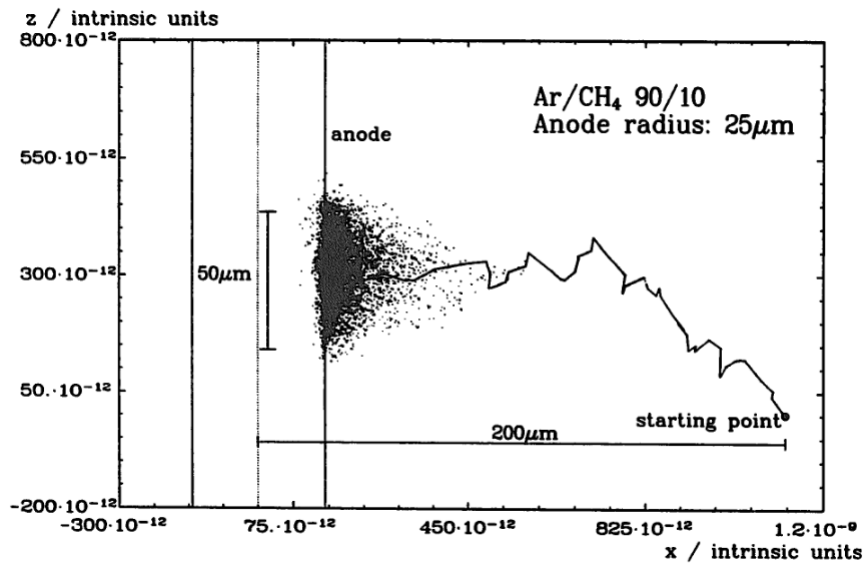


図 2.4: Ar : CH₄ = 90 : 10 の混合ガス中での電子雪崩を示している。実線は電離によって生成され、ドリフトしてきた電子を表している。点は雪崩が発生した位置を表している。[9] より引用。

また電子と陽イオンを示した、電子雪崩の成長は図 2.5 のようになる。電子雪崩によって生まれた陽イオンはアノードワイヤーから離れ、ポテンシャルワイヤーやカソードワイヤーへドリフトする。一方、電子はアノードワイヤーへドリフトすることとなる。このため、電子と陽イオンのドリフトの違いから、アノードワイヤー付近で液滴形になる。

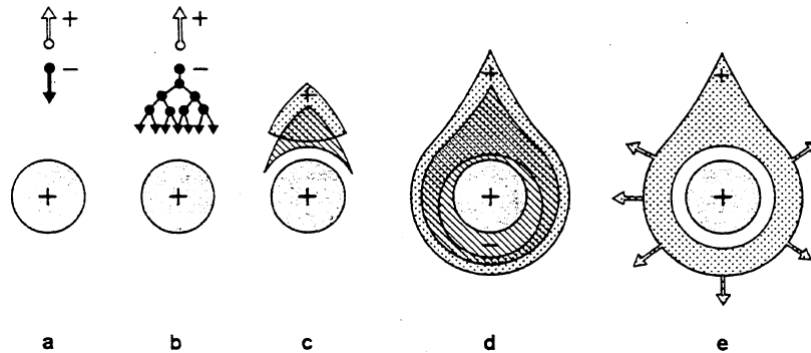


図 2.5: アノードワイヤー付近での電子雪崩の成長過程。a: 一次電子がアノードワイヤーへ向かってドリフト、b: イオン化閾値を超えたことで電子雪崩が発生、c~e: 電子と陽イオンのドリフトの違いから液滴形に成長する。[8] より引用。

2.1.3 検出器ガス

原理的にはあらゆるガスでガス増幅を引き起こすことができるので、どのガスでも検出器ガスとして使用することが可能である。しかし、現実的な問題として求められている、例えば低い作

動電圧や高い増幅率などのニーズを満たす為には、適切なガスを選択しなければならない。一般的に、検出器ガスは主に希ガスとクエンチガスの二種類によって構成されている。

希ガス

以下の表は種々のガスごとのイオン対を生成するのに必要な平均エネルギー値 (W 値) を示している。この表から、希ガスは低いエネルギーでも電離を起こすということが分かる。

また図 2.3 から希ガスは高い増幅率を有しているということが分かる。これらのことから、ドリフトチェンバー内のガスの主成分は主に希ガス (または CO_2) が用いられる。その中でも特に総合的な理由から Ar が好まれて用いられている。

気体	W(eV/イオン対)		気体	W(eV/イオン対)	
	電子	α 粒子		電子	α 粒子
H_2	36.3	36.3	Ar	26.4	26.4
N_2	35.0	36.6	Kr	24.4	24.1
O_2	30.9	32.5	Xe	22.0	21.9
CO_2	32.9	34.4	CH_4	27.3	29.5
Air	34.0	35.5	C_2H_2	25.9	27.5
He	42.3	42.7	C_2H_4	26.2	28.0
Ne	36.6	36.8	C_2H_6	-	27.5

図 2.6: イオン対を生成するのに必要な平均エネルギー。[10] より引用。

クエンチガス

Ar のみを検出ガスとして用いた場合、得られるガス増幅率は高々 $10^3 \sim 10^4$ 程度となってしまう。その原因として、電子雪崩の過程で励起されたイオンが脱励起の際に紫外線 (11.6 eV) を放出してしまうためである。このエネルギーはワイヤーなどを構成する金属のイオン化エネルギー (例えば銅は 7.7 keV) を超えているため、電子放出を起こしてしまい、新たな電子雪崩を生んでしまう。これによって連続的な放電が起き、検出器として使用することができなくなってしまう [8]。

この問題を解決するために紫外線を吸収し、余計なガス増幅を引き起こさない役割を担うクエンチガスを加える必要がある。一般的にクエンチガスとして CH_4 や C_2H_6 などの多原子分子気体が用いられる。これらのガスは衝突やラジカル生成など光子放出を起こしにくい幅広い励起準位 (回転準位、振動準位など) を持っているため、希ガスから放出される余計な光子を吸収することができる。これによって、ガス増幅率は 10^6 程度にまで高めることができる。

2.2 飛跡の解析

MWDC では、複数層で測定された位置を最小二乗法によって飛跡をフィッティングしている。以下ではその方法について記述する。

2.2.1 ドリフト距離

電子のドリフト距離を x_{drift} 、ドリフト速度を u とする。またドリフト時間 t でアノードワイヤーに入射した粒子の数を $N(t)$ とする。このとき、ドリフト距離 x_{drift} は以下の式で書ける。ただし、 x とはアノードワイヤーからの距離を表している。

$$\begin{aligned} x_{\text{drift}} &= \int u \, dt \\ &= \int \frac{dx}{dt} \, dt \\ &= \int \frac{dN(t)}{dt} \cdot \frac{1}{\frac{dN(t)}{dx}} \, dt \end{aligned}$$

ここで粒子数 $N(t)$ について考える。MWDC に一様に荷電粒子が入射している場合、

$$\frac{dN(t)}{dx} = \text{const.}$$

となる。そのためドリフト距離 x_{drift} は最終的に以下の関係式で記述することができる。

$$x_{\text{drift}} \propto \int \frac{dN}{dt} \, dt.$$

ドリフト時間である TDC とイベントのカウント数の関係が、例えばコモンストップモードで TDC データを取得した場合、図 2.7 のようになっていると仮定する。 t_0 がアノードワイヤー付近 (ドリフト距離最短) を通過した粒子の TDC であり、 t_{max} がポテンシャルワイヤー付近 (ドリフト距離最長) の TDC である。このとき、TDC の値が t であるイベントのドリフト距離は以下の式で書き直せる。ただし、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔を A とした。

$$x_{\text{drift}}(t) = A \times \frac{\int_t^{t_0} \frac{dN}{dt} \, dt}{\int_{t_{\text{max}}}^{t_0} \frac{dN}{dt} \, dt} \quad (2.2.1)$$

この式を用いることで、TDC のデータからドリフト距離を求めることができる。

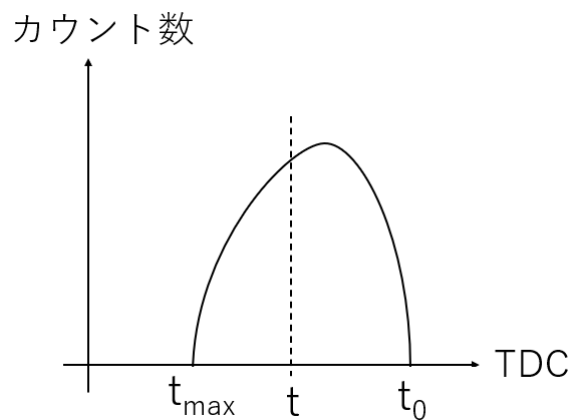


図 2.7: 取得したイベントの TDC とカウント数の分布グラフ。

2.2.2 粒子の飛跡の決定

上記の方法で、アノードワイヤーまでの電子のドリフト距離を求めることができたが、荷電粒子がアノードワイヤーの右側を通過したのか、または左側を通過したのか判断が付けられない。この LR 問題を含め、荷電粒子の軌跡には最小二乗法によって決定され、判断される。

荷電粒子の軌跡を判断するにあたり、荷電粒子が通過した面ごとの左右の組み合わせパターンを σ とする。例えば、 $\sigma_1 = (\text{左}, \text{左}, \text{左}, \dots)$, $\sigma_2 = (\text{右}, \text{左}, \text{左}, \dots)$, ... といった具合である。このとき飛跡を $y = ax + b$ で記述できると仮定すると、この直線からパターン σ での通過点の差の二乗和は

$$S_\sigma(a, b) = \sum_i \{y_i - (ax_i + b)\}^2$$

と書ける。ただし、パターン σ で i 番目の面を通過した場合の座標を $(x, y) = (x_i, y_i)$ とした。まず、あるパターン σ において、 $S_\sigma(a, b)$ の値が最小となる (a, b) を求める。次に、左右の組み合わせが違うパターンでも最小の $S_\sigma(a, b)$ を求める。パターンの異なる $S_\sigma(a, b)$ の値の中で、最も最小となるパターン σ が、軌跡が通過した左右の位置関係パターンである。このようにして、あるセルで左右どちらを通過したのか判断し、また荷電粒子の軌跡を導いている。

第3章 陽子飛跡追跡型中性子検出器

本研究では6個までの中性子の同時測定を可能とする新型中性子検出器の開発を行った。新型中性子検出器は従来型のプラスチックシンチレータの間に、シンチレータ内で中性子と衝突した反跳陽子の飛跡の追跡を行うドリフトチェンバーを導入する。反跳陽子の飛跡を検出することで、中性子の方向を予測し、課題であった中性子のクロストークによるバックグラウンド事象を減らせると見込んでいる。ドリフトチェンバーとしては、多線式カソード・ポテンシャルワイヤー読み出しドリフトチェンバーの使用を検討している。従来のドリフトチェンバーでは、複数層のアノードワイヤーで測定された位置をカイ二乗法によって飛跡をフィッティングし、ワイヤーの左右どちらを通過したかを判別する手法をとっているが、面数、ワイヤー数（読み出し数）が多いという問題がある。今回の試作機チェンバーでは、ポテンシャルワイヤーからの誘起電流により左右を判別することができるため、ドリフトチェンバーの面数が少なく済むという特長を有する。本章では、試作チェンバーである陽子飛跡追跡型中性子検出器の概要及び基本原理について説明する。

3.1 概要

陽子飛跡追跡型検出器を従来の中性子検出器で用いられているプラスチックシンチレータの間に挿入することで、中性子と衝突したシンチレータの陽子の飛跡を追跡することができる。

中性子は荷電粒子ではないため、クーロン力によるエネルギー損失を用いた直接的な観測ができない。そのため、中性子は強い力による相互作用、ここではプラスチックシンチレータ中の原子核との核反応により生じる荷電粒子を検出することにより、間接的に観測することができる。以下では中性子とプラスチックシンチレータとの重要な反応を列挙している。

1. $n+p \rightarrow n+p$
2. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$
3. $n+^{12}\text{C} \rightarrow p+n+^{11}\text{Be}$
4. $n+^{12}\text{C} \rightarrow \gamma+X$
5. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+X$

反応1,2は弾性散乱で反応3は準弾性散乱である。反応1,3は陽子を放出する反応であり、中性子を検出するための反応として用いられている。一方で反応2,4,5は検出できないため、位置分解能を悪化させる原因となっている。

図3.1では炭素 ^{12}C または水素Hと中性子との反応の反応断面積を示している。この図を見る

限りでは、RIBF での中性子の入射エネルギー 50 MeV から 300 MeV において、反応 1,3 が支配的であるということが考えられる。

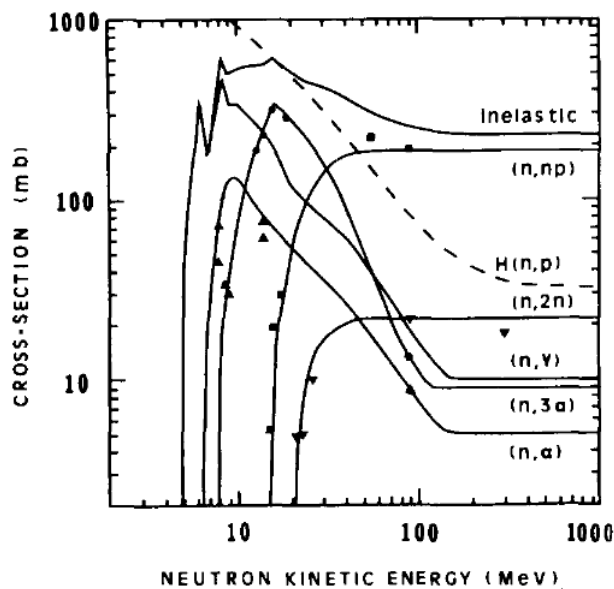


図 3.1: 炭素 ^{12}C または水素 H と中性子との反応の入射エネルギーと反応断面積の関係図。実線は Cecil らによるモンテカルロシミュレーションに用いられている断面積で、点は中性子と ^{12}C の非弾性散乱の断面積の測定結果を表す。[11] より引用。

入射してきた中性子は弾性散乱または準弾性散乱後に放出される 2 次陽子により検出される。そのため、反跳陽子の飛跡を追跡することで中性子がどの方向に散乱したかを推測できる。このことによって課題であった中性子のクロストーク (1 つの中性子が 2 つ以上の信号をつくる現象) によるバックグラウンド事象を減らすことが可能となる。従来の検出器では、クロストークの除去に位置と時間と発光量を使用している。この方法によって、陽子の角度は位置からも導出できるが、どれとどれの位置が同一の陽子によるものなのか分からなかった。

例えば図 3.2 のような事象がクロストーク問題として存在していた。この場合では、一つの中性子が二つのプラスチックシンチレータに衝突したのか、または二つの中性子による事象なのか区別をつけることは難しかった。

これら二つの事象を区別するため、プラスチックシンチレータの間に今回試作したドリフトチェンバーを挿入する。反跳陽子の飛跡を追跡し、弾性散乱の運動学を仮定すれば、散乱後の中性子の方向を陽子の運動方向から推定することができる。図 3.3 では図 3.2 の現象を区別できるように改善した想定図を示している。このように、ドリフトチェンバーをプラスチックシンチレータの間に挿入することで、課題であった中性子のクロストークによるバックグラウンド事象を減らすことができる。また、ドリフトチェンバーによってより高い位置分解能で中性子の相互作用点を求めることが可能となる。これは不変質量でもとめる中性子原子核の質量の分解能を向上させることにもなる。

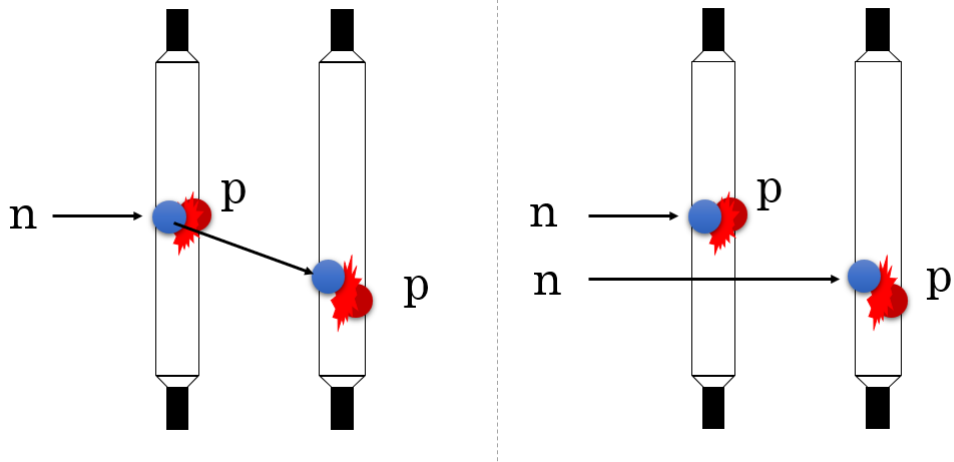
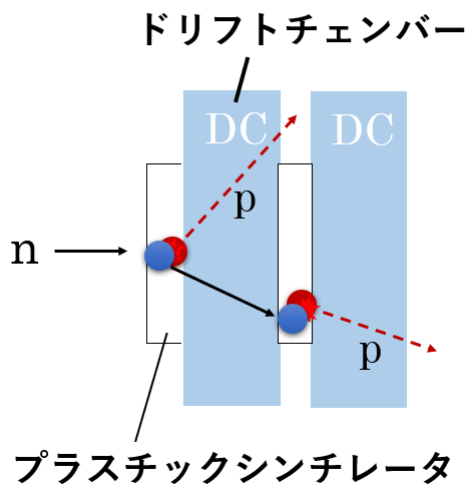


図 3.2: 左の図は一つの中性子による衝突で、右の図は二つの中性子による衝突を表している。どちらの場合もシンチレータから得られるデータは同じであり、データのみでは二つを区別することはできない。このため中性子の位置分解能に悪影響を与える。

“一つ”のnによるイベント



“二つ”のnによるイベント

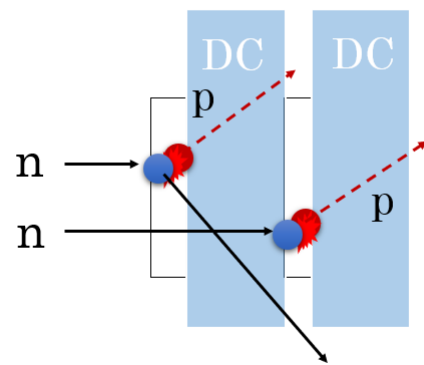


図 3.3: プラスチックシンチレータとドリフトチェンバーを通過する中性子と陽子の上面から見た図。従来の中性子検出では、二つの事象を区別することができなかった。しかしシンチレータの間にドリフトチェンバーを入れることで、反跳陽子の軌跡を追跡することができるようになる。その結果、中性子の散乱軌道特定し、二つのイベントを区別することが可能となる。

3.2 試作機チェンバー

従来のドリフトチェンバーでは、複数層で測定された位置をカイ二乗法によって飛跡をフィッティングしワイヤーの左右どちらを通過したかを判別している。これらは 2 章ですでに述べた。一方、今回試作したドリフトチェンバーでは、ポテンシャルワイヤーの誘起電流により左右を判別している。図 3.4 は荷電粒子が通過した位置のセルを示している。もしアノードワイヤーの右側を荷電粒子が通過した場合、電子雪崩によって生成された陽イオンは右側の方が近いため、右のポテンシャルワイヤーにより多くの陽イオンがドリフトすることとなる。そのため、アノードワイヤーの左右にある二つのポテンシャルワイヤーの誘起電流を比較すると、 $Q_R > Q_L$ となっている。そのため、左右のポテンシャルワイヤーの電流を比較することで、左右のどちらを荷電粒子が通過したのか判別できる。

本検出器では、ポテンシャルワイヤーの信号の波高の情報取得に ToT (Time over Threshold) を用いる。図 3.5 は ToT 法をビジュアル化したものである。ある閾値を設定し、その閾値を超える時間を信号幅として取得している。この誘起信号幅 ΔW は誘起電流 Q に対応しており、TDC でデータを取得する。

以上の方法によって、今回の試作機チェンバーは LR を判断している。そのため従来のドリフトチェンバーとは異なり、ドリフトチェンバーの面数が少なく済むという特徴を有している。

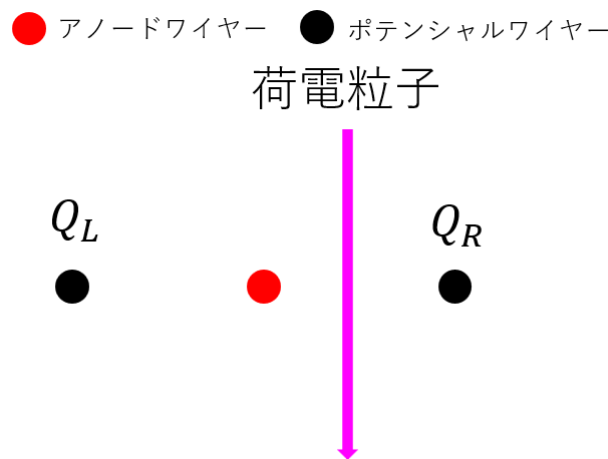


図 3.4: 荷電粒子があるセルを通過した際、両端のポテンシャルワイヤーには電子雪崩によって生成された陽イオンの電荷が流れる。そのためポテンシャルワイヤーには電流の上昇が観測されるが、この電流は右と左で異なる。今回の図の場合、右を荷電粒子が通過したため、 $Q_R > Q_L$ となる。

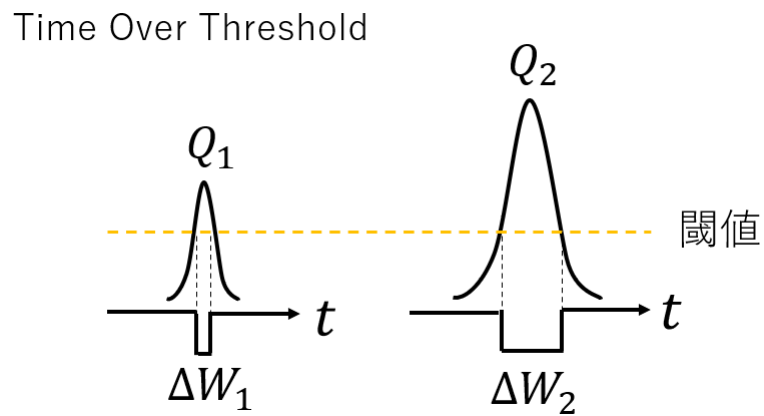


図 3.5: Time of Threshold(ToT) をビジュアル化した図。ある閾値を超える電圧の幅のデータを取得することで、間接的に誘起電流の大きさを判断できる。

第4章 試作したドリフトチェンバーの性能評価

試作したドリフトチェンバーの性能を評価するにあたり、まず β 線を用いて検出効率を調べた。その後、宇宙線の通過した位置をリファレンスチェンバーを用いて求めた。この導き出された軌跡を試作機チェンバーと比較することで、試作機チェンバーにおけるLR問題に関する性能を評価した。本章ではこれらに関して述べる。

4.1 実験の目的

本実験の目的は試作機チェンバーのLR問題の評価にある。試作機の性能を放射線によって評価し、位置の補正をする。その過程で、検出効率を評価することで加えるべき印加電圧を決定している。

4.2 実験のセットアップ

本実験では、試作機チェンバーの上下にリファレンスチェンバーを配置している。またこれらの上下にトリガー用のプラスチックシンチレータを設置している。上から順にプラスチックシンチレータ1(S1)→リファレンスチェンバー1(R1)→試作機チェンバー(KDCN)→リファレンスチェンバー2(R2)→プラスチックシンチレータ2(S2)という配置となっている。図4.1,4.2,4.3,4.4はこれらの配置に関する模式図及び、実物写真である。R1、R2、KDCNの外形の大きさはそれぞれ300 mm×300 mm×100 mmとなっている。またプラスチックシンチレータの外形の大きさは100 mm×100 mmとなっている。座標の定義であるが、鉛直方向上から下をz方向とし、チェンバーの面をxy平面とした。

リファレンスチェンバーでは従来型であるアノード読み出しドリフトチェンバーを使用しており、この装置の役割は放射線の通過した飛跡を決定することである。また試作機チェンバーは多線式カソード・ポテンシャルワイヤー読み出しドリフトチェンバーを使用している。この試作機チェンバーは将来的に新型中性子検出器に用いられるドリフトチェンバーと同じ仕様となっている。これらのチェンバーはP20ガス(Ar:CH₄=80%:20%)で満たされている。

2つのプラスチックシンチレータ及びそれぞれのドリフトチェンバーに張られたワイヤーから読み取った信号はすべて信号処理回路を通じてデータ収集された。

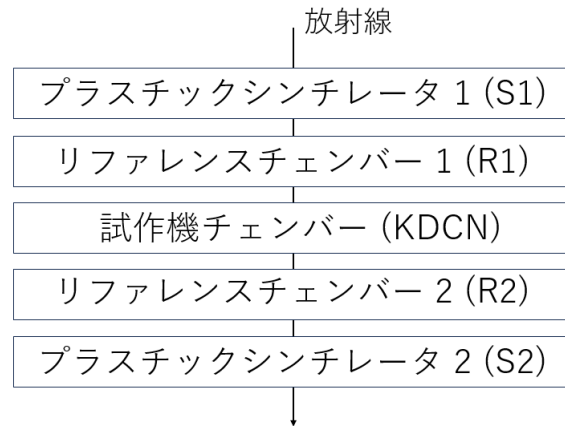


図 4.1: 本実験のセットアップの模式的な側面図を示している。上から順にプラスチックシンチレータ 1(S1) →リファレンスチェンバー 1(R1) →試作機チェンバー (KDCN) →リファレンスチェンバー 2(R2) →プラスチックシンチレータ 2(S2) という配置である。ただしサイズの寸法などは無視している。

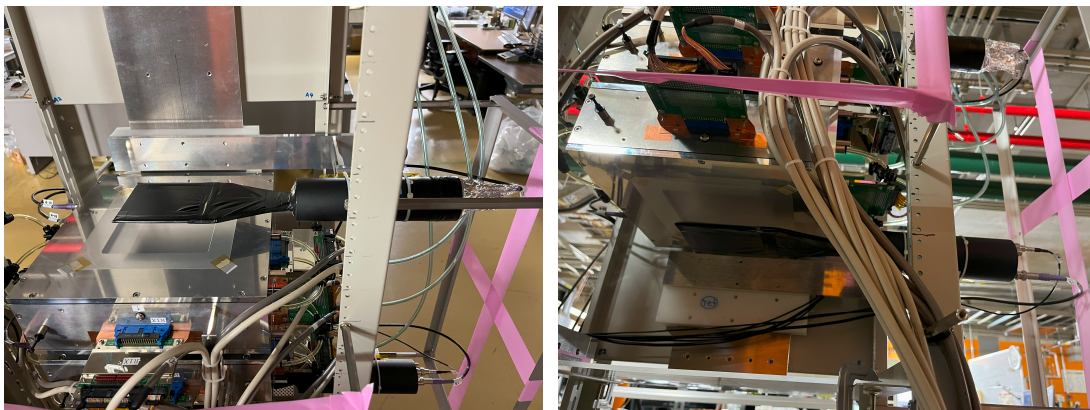


図 4.2: 上から見たセットアップの写真。この写真では左から右が x 座標、手前から奥が y 座標となっている。
 図 4.3: 下から見たセットアップの写真。この写真では左から右が x 座標、手前から奥が y 座標となっている。

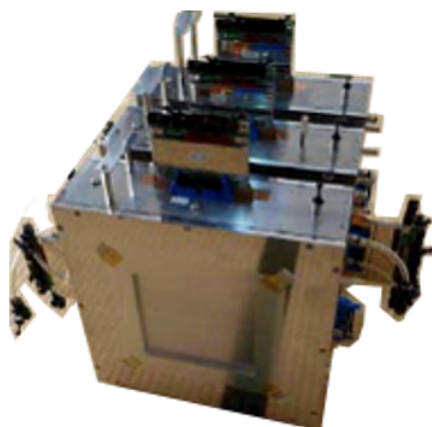


図 4.4: 3つのチェンバーが合わさっている写真。

4.2.1 試作機チェンバー

本実験で用いた試作機チェンバーは3章で述べたカソードとポテンシャルワイヤー読み出しドリフトチェンバーである。このチェンバーは従来型とは異なり、ポテンシャルワイヤーからの誘起電流により左右を判別する。

図 4.5,4.6,4.7,4.8 では試作機チェンバーの構造を示している。図 4.5 はガス箱としての全体像であり、この内部にガスを充填させる。ガス箱内部にカソードポテンシャルワイヤーが張られた面が固定されている。図 4.6 は試作機チェンバー本体である。この試作機チェンバーはリファレンスチェンバーとは異なり、カソード面が幅 8 mm のカソードストリップになっている。構成としては上からカソード面 $+45^\circ$ (Ku)、アノード・ポテンシャルワイヤー面 0° (Ax)、カソード面 -45° (Kv) となっている。角度は z 方向に対し x 方向を反時計回りに回転させた値を表している。ウィンドウのサイズは $130\text{ mm} \times 130\text{ mm}$ で、エフェクティブサイズは $112\text{ mm} \times 112\text{ mm}$ となっている。アノードワイヤーに高電圧を印加して使用する。

このドリフトチェンバーの最大ドリフト距離、つまりアノード面でのアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔は 8 mm であり、それぞれが交互に平行に張られている。アノードワイヤー、ポテンシャルワイヤーの直径 ϕ はそれぞれ $20\text{ }\mu\text{m}$ 、 $80\text{ }\mu\text{m}$ となっている。またカソード面は FR4 (Flame Retardant Type 4) の板を基材として、これに銅箔のストリップ状のパターンがのったものとなっている。

試作機チェンバーの各面の z 座標は、表 4.1 のようになっており、各面の間隔は 8 mm となっている。

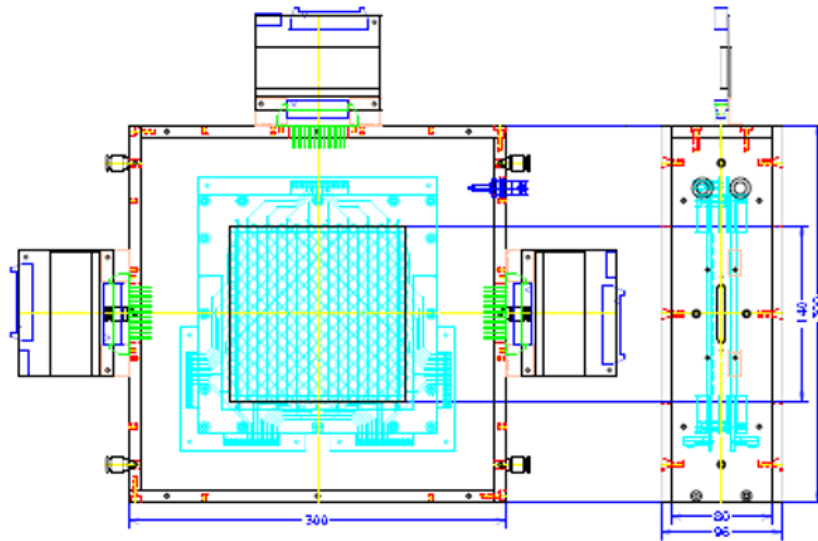


図 4.5: ガス箱の全体図。サイズは 300 mm × 300 mm × 100 mm。

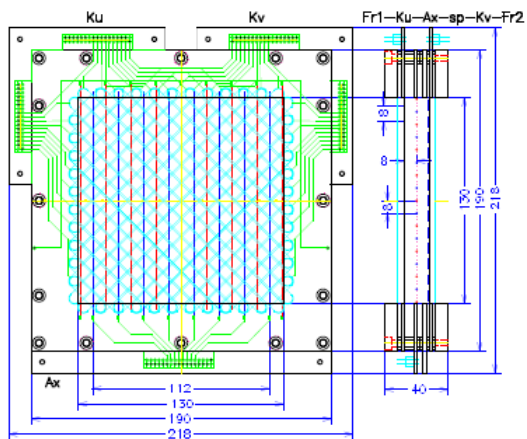


図 4.6: KDCN の組立図。

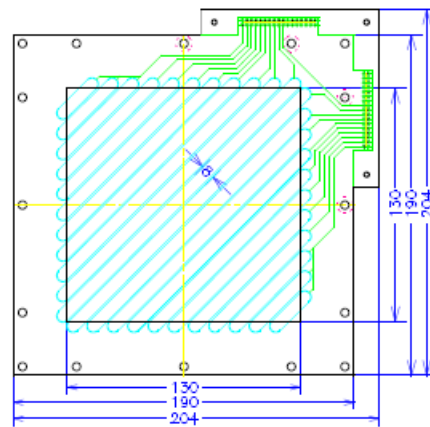


図 4.7: KDCN のカソード面。

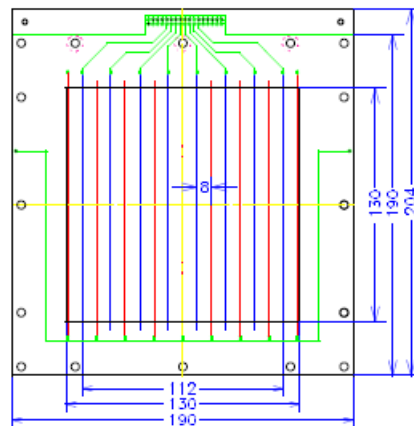


図 4.8: KCN のアノード・ポテンシャルワイヤー面。赤のワイヤーがアノードワイヤーであり、青のワイヤーがポテンシャルワイヤーである。

	試作機チェンバー
Ku	-8 mm
Ax	0 mm
Kv	+8 mm

表 4.1: 試作機チェンバーの各面の z 方向の位置。

4.2.2 リファレンスチェンバー

本実験で用いたリファレンスチェンバーは2章で述べた従来型のアノード読み出しドリフトチェンバーである。このチェンバーでは、複数層のアノードワイヤーで測定された位置をカイ二乗法によって飛跡をフィッティングし、ワイヤーの左右どちらを通過したかを判別する手法をとっている。

図 4.9, 4.10, 4.11 ではリファレンスチェンバーの構造を示している。図 4.9 はガス箱としての全体像であり、この内部全体にガスを充填させる。ガス箱内部にワイヤーが張られた面が固定されている。図 4.10 はリファレンスチェンバー本体であり、構成としては上からカソード面 (k)、アノード面の x 方向 (Ax)、k、アノード面の x' 方向 (Ax')、k、アノード面の y 方向 (Ay)、カソード面 (k)、アノード面の y' 方向 (Ay')、k となっている。 x と x' 、 y と y' はそれぞれ同じ方向であるが、 z 座標が異なる面であることを表すためにプライムをつけている。ウィンドウのサイズは $130 \text{ mm} \times 130 \text{ mm}$ で、エフェクティブサイズは $112 \text{ mm} \times 112 \text{ mm}$ となっている。

このドリフトチェンバーの最大ドリフト距離、つまりアノード面でのアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔は 8 mm であり、それぞれが交互に平行に張られている。

リファレンスチェンバー 1, 2 の各面の z 座標は、表 4.2 のようになっており、各面の間隔は 4 mm となっている。ただし $z = 0$ を試作機チェンバーのアノード面とした。

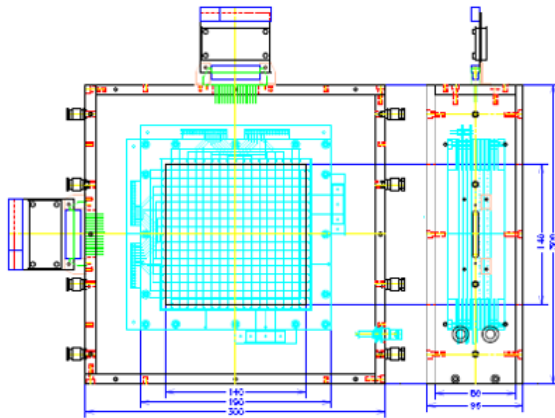


図 4.9: ガス箱の全体図。サイズは 300 mm × 300 mm × 100 mm。

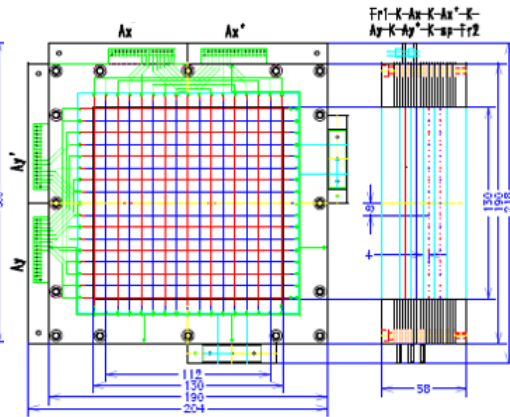
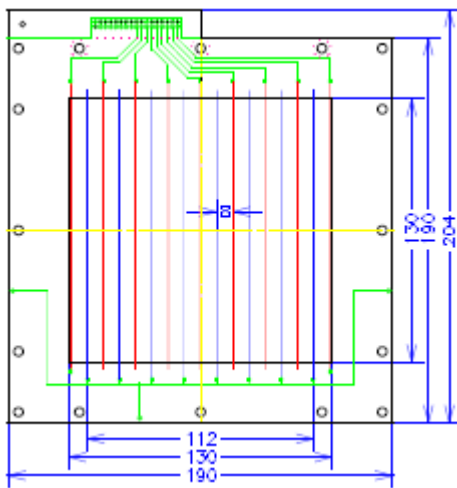
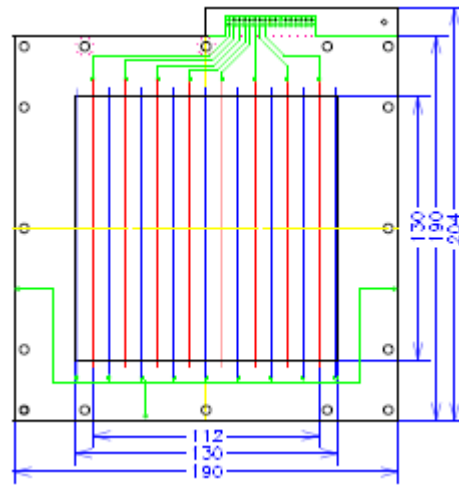


図 4.10: リファレンスチェンバーの組立図。



(a) Ax 面と Ay 面のワイヤーの配置図。



(b) Ax' 面と Ay' 面のワイヤーの配置図。

図 4.11: リファレンスチェンバーのアノード面。赤のワイヤーがアノードワイヤーであり、青のワイヤーがポテンシャルワイヤーである。

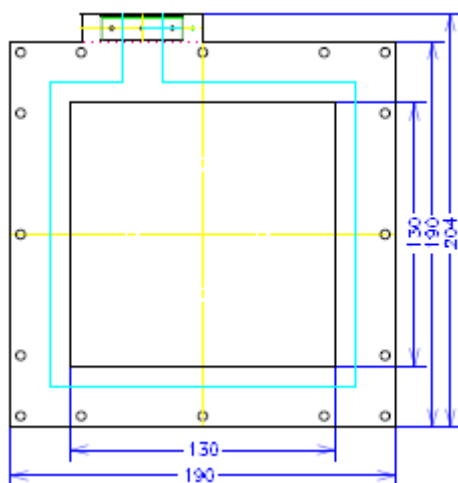


図 4.12: リファレンスチェンバーのカソード面。

	リファレンスチェンバー 1	リファレンスチェンバー 2
Ax	-120 mm	+100 mm
Ax'	-112 mm	+108 mm
Ay	-104 mm	+116 mm
Ay'	-96 mm	+124 mm

表 4.2: リファレンスチェンバー 1,2 それぞれの各面の z 方向の位置。

4.2.3 カウンターガス系

2.1.3 の検出ガスの部分でも説明した通り、チェンバー内は特定のガスで満たさなければならない。今回は P20(Ar : CH₄ = 80% : 20%) を充填ガスとして、3 つのチェンバーに使用した。図 4.13 は本実験のカウンターガス系の配管計装図 (Piping & Instrumentation Diagram(P&ID 図)) である。

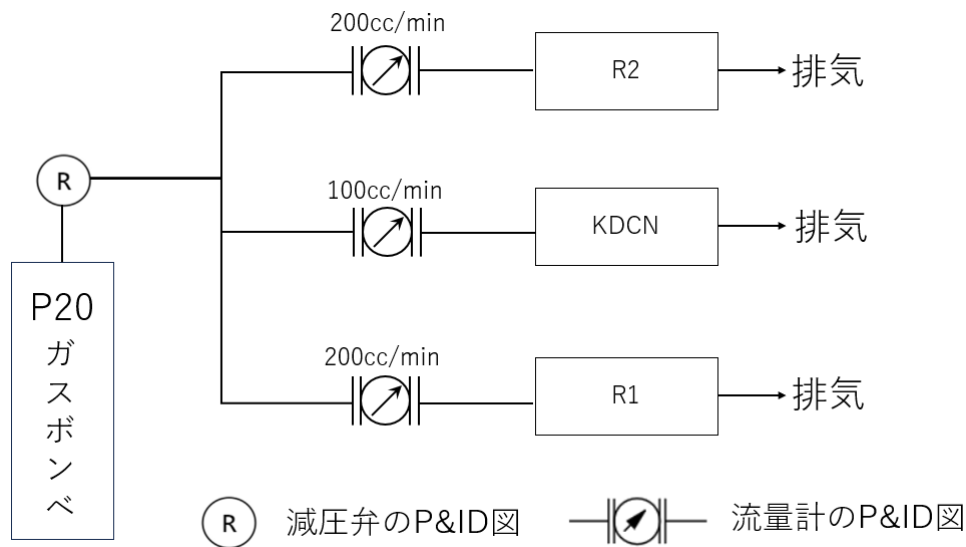


図 4.13: 本実験の配管計装図。

ガスの流れ

P20 ガスポンペは高圧なので、減圧弁を通じて約 8 MPa から約 0.05 MPa まで減圧する。そして、リファレンスチェンバーには流量 200 cc/min、試作機チェンバーには流量 100 cc/min で入っていく。その後、このガスは大気中へ排気される。

4.2.4 信号処理回路とデータ収集

今回の実験で用いた信号処理回路のブロックダイアグラムを以下の図 4.14 に示す。

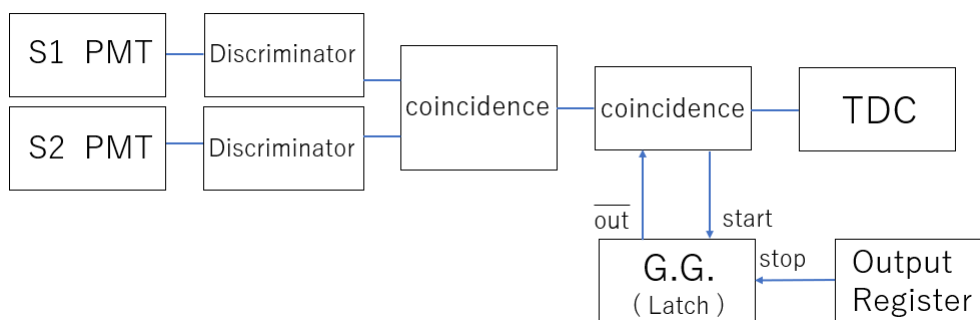


図 4.14: 実験で使用した信号処理回路のブロックダイアグラム

モジュール及び用語

以下では、ここで使用しているモジュールや用語に関して述べる。

- TDC

TDC とは Time to Digital Convertor の略称であり、日本語では時間/デジタル変換器とも言われる。これは入力された Start 信号と Stop 信号の時間差をデジタル値に変換することで時間の記録を行う装置である。

- Gate Generator (G.G.)

START 端子から入力された信号を、遅延 Gate を通過することによって任意の幅で任意時間遅延を生成して OUT 端子から出力させることが可能な NIM モジュールである。本実験では Latch モードで使用した。start が入力されると、stop 信号が入力されるまで「1」の信号が出力され続ける。このモジュールをデータ収集のビジー状態を表すのに用いた。

- Output register

このモジュールは PC とやり取りする装置である。PC によるデータの読み出しが終了すると、このモジュールからデータ収集のビジー終了を知らせる信号が出力されるように設定されている。

- Coincidence module

複数の入力信号が同時に入った場合のみ、ロジック信号を出力をする NIM モジュールである。

- Discriminator

このモジュールは入力された信号の波高がある閾値を超えた場合、決められた波高と幅を持つ NIM 規格の信号を出力する NIM モジュールである。

今回の実験では S1,2 のコインシデンスをデータ収集のトリガーとした。

4.3 結果と考察

4.3.1 検出効率

^{90}Sr の β 線を使用して検出効率の電圧依存性を調べた。この線源はプラスチックシンチレータ 2 の下に設置した。リファレンスチェンバー 1,2 のアノードワイヤーの電圧は 0 V、カソード面の電圧は可変とした。またポテンシャルワイヤーの電圧はカソード面の電圧より 0.2 kV 大きい値とした。試作機チェンバーのアノードワイヤーに印加する電圧は可変とし、カソードストリップ、ポテンシャルワイヤーは 0 V とした。

検出効率は以下のように求めた。

$$\text{検出効率} = \frac{(\text{ある面で検出したイベント数}) \cap (\text{s1,s2 で検出したイベント数})}{(\text{s1,s2 で検出したイベント数})}$$

カソードワイヤーの電圧に応じたリファレンスチェンバー 1 の各面の検出効率は図 4.15 のようになっている。またカソードワイヤーの電圧に応じたリファレンスチェンバー 2 の検出効率は図 4.16 のようになっている。試作機チェンバーの検出効率は図 4.17 のようになっている。

リファレンスチェンバーに関しては、電圧が約 1200 V – 1500 V の間で検出効率が急上昇し、約 1600 V で検出効率 100 % 付近に漸近している。また試作機チェンバーは電圧が約 1600 V – 1900 V

の間で検出効率が急上昇し、約 2000 V で検出効率 95 % 付近に漸近している。

またリファレンスチェンバー 1 の Ax', Ay' 面は Ax, Ay 面と比べ高電圧での漸近の値が約 3% ほど小さい。リファレンスチェンバー 2 の検出効率に関して、Ax' 面は他の面と比べ、数 % ほど漸近値が小さい。リファレンスチェンバー 2 の原因に関しては、このチェンバーのアノード x' 面の一番端のアノードワイヤーで信号は全く信号が得られてなかったということがあげられる。チェンバー内部で電氣的接続が切れてしまっていることが予想される。

電圧を上げるほど検出効率は 100% に近づくが、電圧が高くなると 1 面あたりの信号の鳴ったワイヤー (ストリップ) の数 (マルチプリシティ) は高くなってしまふ。マルチプリシティは点線のようにになっている。リファレンスチェンバーでは、マルチプリシティが 1 であるほど余計な電子雪崩が発生していないということを意味している。また試作機チェンバーではマルチプリシティが 2 であることが、現在の LR の判別方法では望ましい。

リファレンスチェンバーに関しては、マルチプリシティ 1 の場合、電圧が約 1200 V – 1400 V の間で検出効率が上昇し、電圧が約 1500 V でピークの約 90 % を迎え、その後電圧の上昇とともに減少していく。マルチプリシティ 2 の場合、電圧が約 1200 V – 1600 V の間で検出効率がゆっくり上昇し、電圧が約 1650 V でピークの約 15 % を迎え、その後電圧の上昇とともに減少していく。試作機チェンバーに関しては、電圧が 1600 V を超えた以降でそれぞれのマルチプリシティの割合は上昇する。以上の結果からリファレンスチェンバー 1, 2 のカソード面に印加する電圧は、それぞれ 1625 V、1700 V と決定した。また試作機チェンバーのアノードワイヤーに印加する電圧は 2100 V と決定した。以降の実験ではこの電圧で測定を行った。

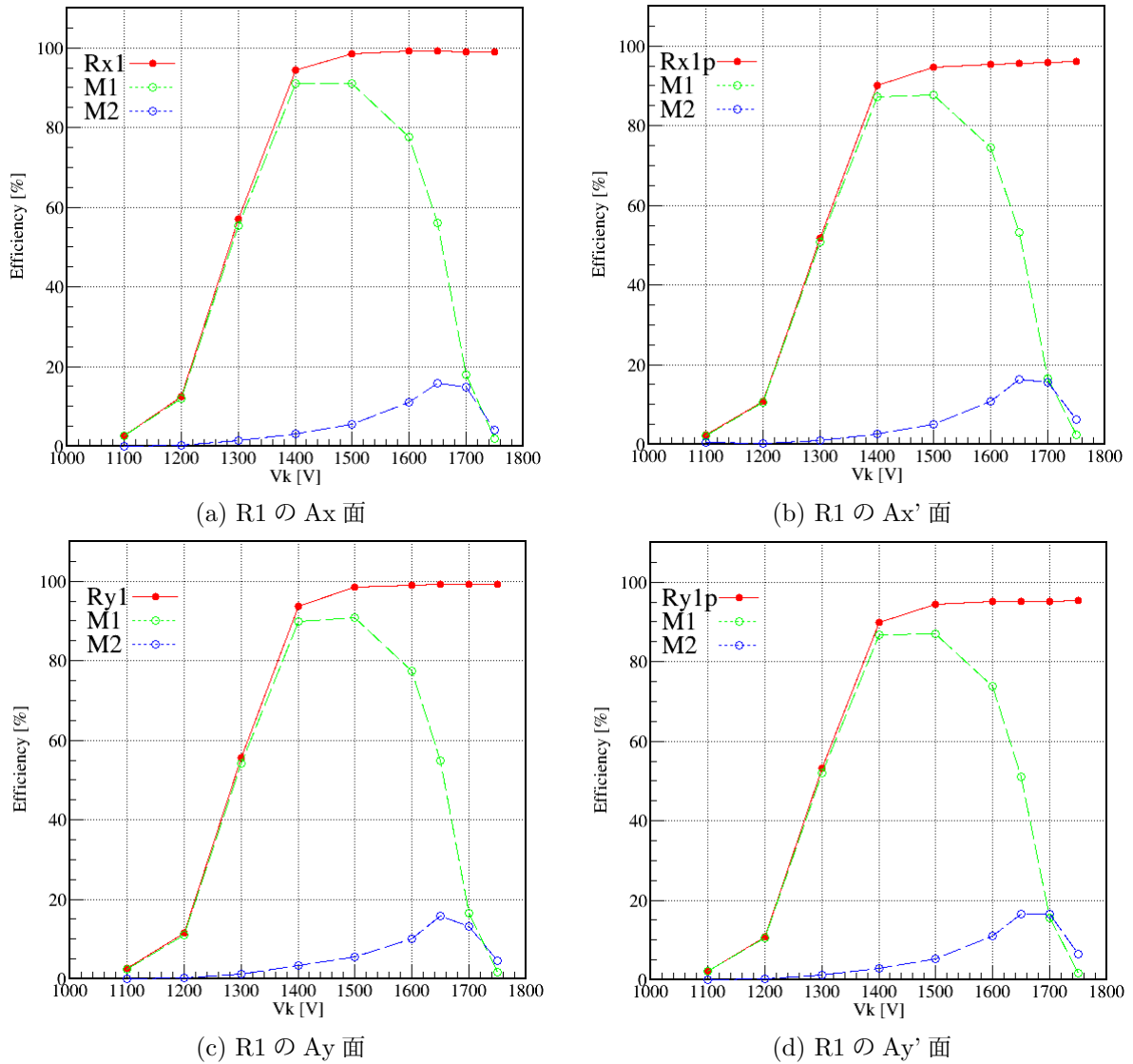


図 4.15: R1 の各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1 はマルチプリシティ1、M2 はマルチプリシティ2を示す。

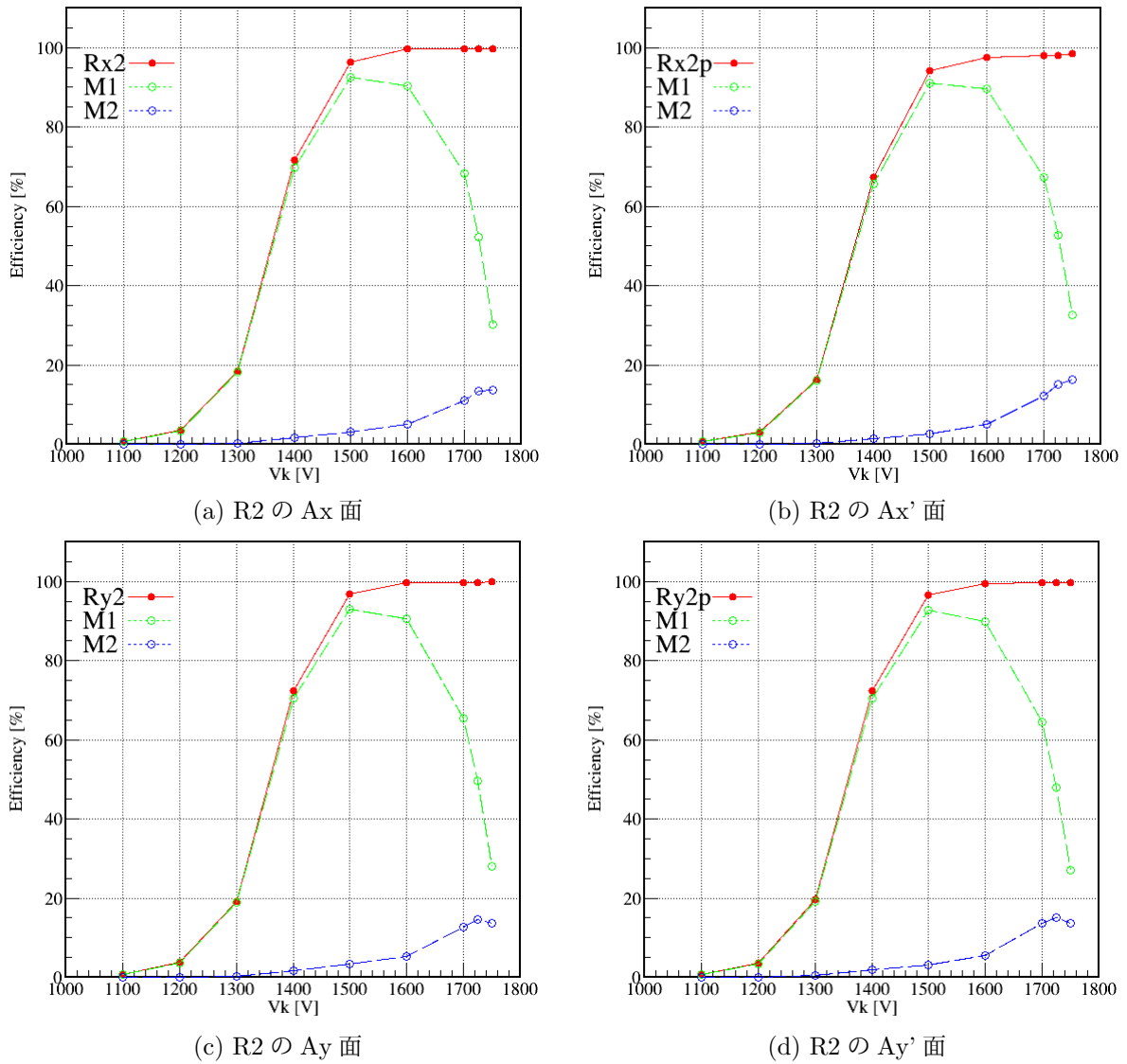


図 4.16: R2 の各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1 はマルチプリシティ1、M2 はマルチプリシティ2 を示す。

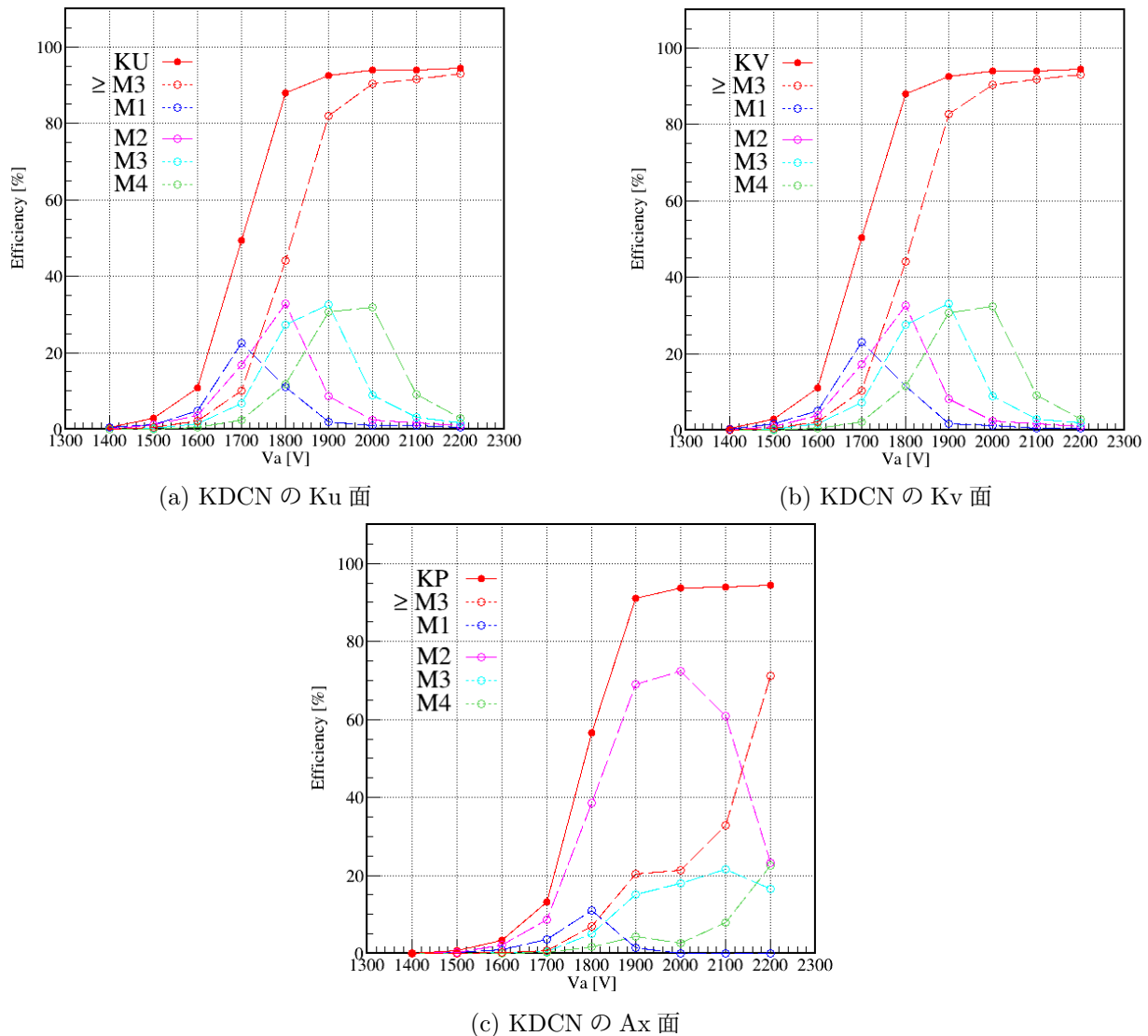


図 4.17: KDCN の各面の検出効率。実線が検出効率、破線がマルチプリシティ。M1 はマルチプリシティ1、M2 はマルチプリシティ2、M3 はマルチプリシティ3、M4 はマルチプリシティ4 を示す。また $\geq M3$ はマルチプリシティが3以上の割合を示す。

4.3.2 ドリフト距離の導出と宇宙線の飛跡の導出

次に宇宙線の測定を行った。リファレンスチェンバーにより宇宙線の飛跡を決定する。2.2.1でも述べているが、リファレンスチェンバーでのドリフト距離はアノードワイヤーから得られるTDCの分布グラフを式2.2.1に代入することで導かれる。しかし、トリガー条件のために宇宙線の位置分布が完全一様ではなく、ここで得られたドリフト距離は、実際の通過位置とは少しずれている可能性がある。そのため、このずれを補正する必要がある。図4.18は、リファレンスチェンバー1のAx面について、複数のx面の位置の直線フィットで求めた通過位置と、測定位置のずれ(残差)をプロットしたものである。横軸はドリフト距離で、縦軸は残差を表している。このグラフを見るとドリフト距離が約4 mmで残差が最大となっていると分かる。またこれら残差のグラフ

は原点对称となっているということも分かる。

この残差分布を次の関数形でフィットを行った。ただし、 a, b, c はフィットのパラメーターである。

$$x(x-8)(x+8)(a+bx^2+cx^4)$$

この関数を用いて、TDC 分布の積分から求めたドリフト距離に対して補正を行った。残差を補正する曲線は、図 4.18 では赤の曲線で示されている。この曲線と比較すると、イベント頻度が多い部分と重なっており、補正の曲線が正確であるということが分かる。一方、補正の曲線とは重ならないイベントが多数存在しているということも分かる。

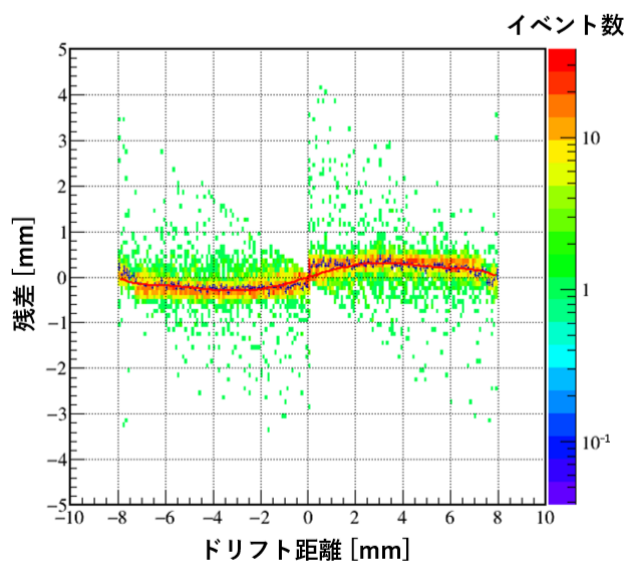


図 4.18: R1 の Ax 面の残差と補正の曲線。点がそれぞれのイベントごとの残差であり、曲線が残差を補正する曲線である。

4.3.3 試作機チェンバーによる LR 判別

試作機チェンバーでは、アノードワイヤーの左右の不定性を、左右にあるポテンシャルワイヤーの誘起電流の差を利用して特定する。これを確認するために、誘起電流に対応するポテンシャルワイヤーの ToT の差とリファレンスチェンバーで決定した通過位置との対応を調べた。

宇宙線が通過したセルの両端のポテンシャルワイヤーの ToT の差は図 4.19 のようになった。ただし、 dW を y 座標が大きいポテンシャルワイヤーの ToT から小さい方のポテンシャルワイヤーの ToT の差とした。このヒストグラムを見ると、 $dW = 0$ でおおよそ線対象になっているということが分かる。

試作機チェンバーによって得られた dW とリファレンスチェンバーによって得られたアノードワイヤーからのドリフト距離との比較は図 4.20 のようになっている。この図を見ると、宇宙線が通過した位置に近いポテンシャルワイヤーの方が誘起電流が大きくなっていると分かる。これはポテンシャルワイヤーの信号から左右を特定できることを示している。しかし、例えば $dW = 25$ であった場合、本来そうであるべきドリフト距離 2 mm – 4 mm だけでなく、負の値にもイベントが観測されているので、左右の判別を間違えうる可能性がある。ただし、リファレンスチェン

バーによるトラックがうまくいっていない可能性もあるので、素性の良いトラックのイベントを選択して、それに対して正しく LR が判別できる割合はどれくらいかを定量的に評価することが必要となっている。

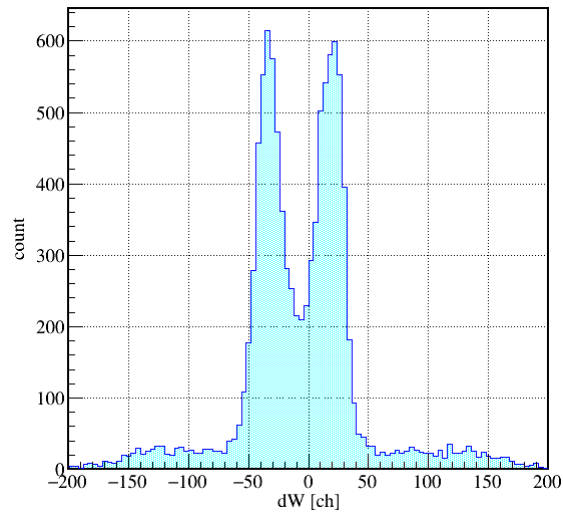


図 4.19: 宇宙線が通過した KDCN 両端の ToT の差を表したヒストグラム。横軸が dW 、縦軸はカウント数である。

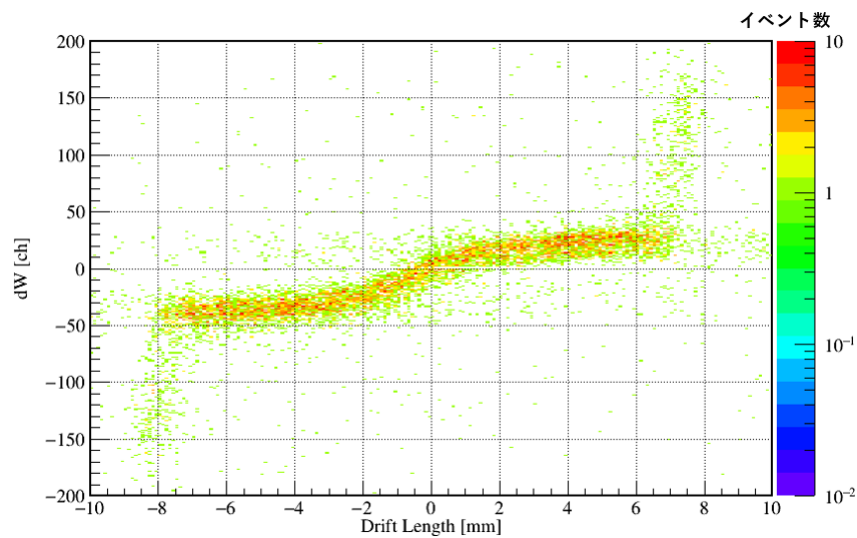


図 4.20: 宇宙線が通過した KDCN のセルの両端のポテンシャルワイヤー両端の ToT の差と R1,2 によるドリフト距離の関係図。横軸がアノードワイヤーからのドリフト距離、縦軸が dW である。

第5章 まとめと今後の展望

本研究では中性子原子核の研究を目的とする新型中性子検出器の開発を行った。新型中性子検出器は従来型のプラスチックシンチレータに、プラスチックシンチレータ内で中性子と衝突した反跳陽子の飛跡の追跡を行うドリフトチェンバーを導入する。反跳陽子の飛跡を特定することで、中性子の散乱方向を予測し、課題であったバックグラウンド事象を減らせると予想している。

試作機チェンバーでは、従来型とは異なる、カソード・ポテンシャルワイヤー読み出し方法をとっている。この読み出し方式によって、面数、ワイヤー数を減らすことが可能となる。試作機ドリフトチェンバーの性能評価をするにあたり、 β 線源を用いて検出効率の電圧依存性を調べた。これをもとに印加電圧を、試作機チェンバーのアノードワイヤーには2100 V、リファレンスチェンバー1,2のカソード面にはそれぞれ1625 V, 1700 Vとした。その後、リファレンスチェンバーによって宇宙線の飛跡を特定し、その飛跡から得られたアノードワイヤーとのドリフト距離と試作機チェンバーのポテンシャルワイヤーの誘起電流差を比較した。その結果、アノードワイヤーと誘起電流差にははっきりとした相関が観測され、これを用いることで左右の不定性を解くことができることがわかった。

今後は、試作機チェンバーによる位置分解能の評価を行う予定である。長期的には、2024年に新型中性子検出器1号機の製作およびテスト実験をする予定である。そして2025年に2-5号機の製作を行い、2中性子の散乱長の精密測定実験や核内ダイニュートロンの測定を行う予定である。

参考文献

- [1] Samuel S.M. Wong 著, 「INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS」, Prentice Hall (1990).
- [2] 中村隆司 著, 「不安定核の物理 中性子ハロー・魔法数異常から中性子星まで」, 共立出版 (2016).
- [3] M. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 202501 (2008).
- [4] K. Kisamori *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
- [5] M. Duer *et al.*, Nature (London) **606**, 678 (2022).
- [6] R. Lazauskas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 102501 (2023).
- [7] W.R.Leo 著, 「Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments」, Springer (1994).
- [8] F.Sauli 著, 「Principle Of Operation Of Multiwire Proportional And Drift Chamber」, CERN (1997).
- [9] J Groh *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **293**, 537 (1990).
- [10] Glenn F. koll 著, 木村逸郎/阪井映次 訳, 「放射線計測ハンドブック」, 日刊工業新聞 (2001).
- [11] R.A.Cecil *et al.*, Nucl.Instr.and Meths. **161**, 439 (1979).
- [12] 中林彩, 卒業論文, 東京工業大学 (2006).
- [13] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2012).
- [14] 海老名直樹, 修士論文, 東京工業大学 (2021).
- [15] 高橋里緒, 卒業論文, 東京工業大学 (2022).
- [16] 松井智輝, 修士論文, 東京工業大学 (2022).

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方のご指導、助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には、原子核物理学の基礎やプレゼンテーションの仕方など数多くのことを教えていただきました。准教授の佐藤義輝氏には、実験に必要な基本的な知識や運動学に関する疑問などに対し丁寧に教えていただきました。助教の近藤洋介氏には、解析の方法やプレゼン資料の制作、本論文の執筆に至るまで丁寧な添削や助言をいただきました。松井智輝氏には、僕の多種多様な質問に対し丁寧に教えていただきました。高橋里緒氏には解析のコードや実験装置に関して、大いにお力添えいただきました。加えて、磯部駆氏、Lee Hyeji 氏、大澤悠真氏、石黒宗一郎氏には研究に関する内容から日常的なフランクな話まで幅広くお世話になりました。また同期の池田旭輝氏にも様々な相談に助言を頂きました。最後に、大学生活をするにあたり、家族には物質的、経済的な支えだけでなく、精神的な支えもたくさん頂きました。研究生生活を支えてくださったすべての方々に心より感謝申し上げます。