

卒業論文

不安定核反応実験のための多線
式ドリフトチェンバーの開発

中林 彩

指導教官 中村 隆司



東京工業大学 理学部 物理学科

2004年8月30日

概要

近年、中性子過剰な Be 同位体である ^{12}Be において大きな核変形が測定され、 $N=8$ 魔法数が破れていることが分かった。さらに中性子過剰な領域における原子核の変形を調べるため、我々は理化学研究所においてドリフライン核、 ^{14}Be を対象とした陽子非弾性散乱実験の実施を予定している。

この実験は、基底状態から第一 2^+ 状態への遷移の測定から中性子過剰領域における異常な核変形の性質を調べることを目的として行われる。このとき、 2^+ 状態を特定するために非弾性チャンネルの角度分布の測定が重要となる。そこで我々は、角度分解能が高く、広いアクセプタンスを持つ多線式ドリフトチェンバーの開発を進めている。我々は、この検出器を MDC(Multi track Drift Chamber) と名付た。

MDC は上で述べた実験での使用のみならず、不安定核の (p, p') 、 (α, α') などの非弾性散乱実験に至るまで汎用的に使用できる。将来的には、 (α, α') 反応を用いて巨大単極子モードを測定し、非対称核物質の非圧縮率を求め実験においての使用が期待されている。

本卒業研究では、上記 MDC の正常作動条件を決定し、かつ、その性能評価を行った。

目次

第1章	序	1
第2章	ガス増幅検出器	5
2.1	粒子線の検出	5
2.1.1	荷電粒子の検出	5
2.1.2	X線、 γ 線の検出	6
2.2	ガス増幅を用いた検出器	10
2.2.1	比例計数管	10
2.2.2	多線式ドリフトチェンバー (MWDC)	11
2.3	ガス増幅を用いた検出器の検出原理	13
2.3.1	ガス増幅	13
2.3.2	検出ガス	14
2.3.3	ガス増幅検出器の作動電圧	16
第3章	MDC	18
3.1	MDC仕様	18
3.1.1	特徴	18
3.1.2	構造	18
3.2	性能評価	23
3.2.1	ガス増幅率	23
3.2.2	ADCスペクトル	25
3.2.3	TDCスペクトル	26
第4章	MDCのビームアクセプタンス	37
第5章	まとめと展望	41

目 次

1.1	核図表	1
1.2	Be 同位体の第一 2^+ 準位の励起エネルギー	2
1.3	角度に対する遷移断面積および収束効果を表すダイアグラム	3
1.4	実験のセットアップ	4
2.1	入射エネルギーに対する光子吸収断面積	6
2.2	fluorescence の起こる確率	7
2.3	Ar のエネルギー準位と光電効果の様子	8
2.4	検出ガス中での光子の吸収断面積および mean free path	9
2.5	比例計数管の基本要素	10
2.6	比例計数管における電子雪崩の成長	11
2.7	MWDC のワイヤ構成および電場配位図	12
2.8	印加電圧によるガス増幅率の変化	17
3.1	MDC 概観	19
3.2	MDC のワイヤ構成	27
3.3	ガス増幅率測定のためのセットアップ	28
3.4	ガス増幅率測定結果	29
3.5	各印加電圧に対する V_{observe} 測定時の pre Amp 出力	30
3.6	得られたガス増幅率と文献との比較	31
3.7	ADC スペクトルを測定した際の回路図	32
3.8	ADC スペクトルの印加電圧に対する変化	33
3.9	各印加電圧におけるピーク ch の比	34
3.10	TDC スペクトルを測定した際の回路図	35
3.11	印加電圧 -2.6 kV での TDC スペクトル	36
3.12	印加電圧 -2.9 kV での TDC スペクトル	36
4.1	仮定した検出器の配置 (上面図)	37
4.2	荷電粒子のアクセプタンス	39
4.3	中性子のアクセプタンス	40

表 目 次

2.1	数種の検出ガスについての Diethorn parameter	14
2.2	主な気体に対する W 値	15
2.3	主に用いられるクエンチャーガス	15
3.1	センス面のワイヤ構成表	21
3.2	カソード面のワイヤ構成表	22
3.3	ワイヤ項目表	22

第1章 序

1911年のRutherfordによる原子核の発見以降、原子核の核構造や核反応の研究が進められ、それによって原子核の殻構造や集団運動など様々な性質が明らかになってきた。特に近年、重イオン加速器の発展に伴い、核破砕反応による不安定核ビームの生成が可能となり、これまで研究の対象とならなかった不安定核領域において原子核の研究が進展しつつある。

不安定核とは、安定線よりも中性子または陽子が過剰で、 β 崩壊に対して不安定な原子核を指す。陽子数を一定のままに中性子数を増加させると、やがて中性子放出に対して不安定な領域に達する。この中性子束縛限界を、中性子ドリップラインと呼び、陽子束縛限界を陽子ドリップラインと呼ぶ。図 1.1 に示した核図表の右限および左限はそれぞれ、中性子ドリップライン、陽子ドリップラインに対応している。中性子ドリップライン付近の原子核について、中性子ハロー [1] や中性子スキン [2]、魔法数の消失 [3] など、安定線付近の原子核には見られない特異な性質の存在が報告されている。

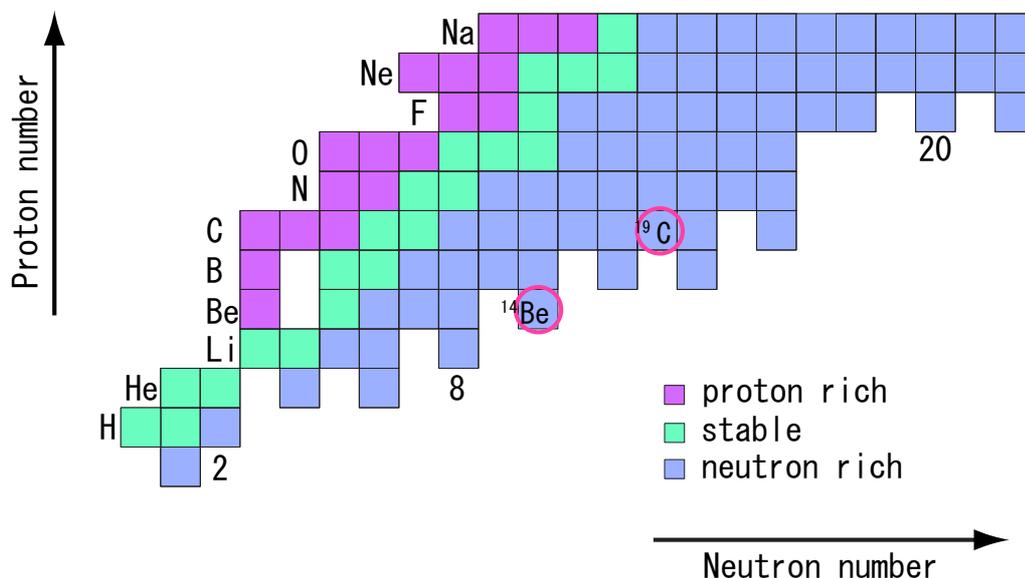


図 1.1: $Z \leq 11$ に関して縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表

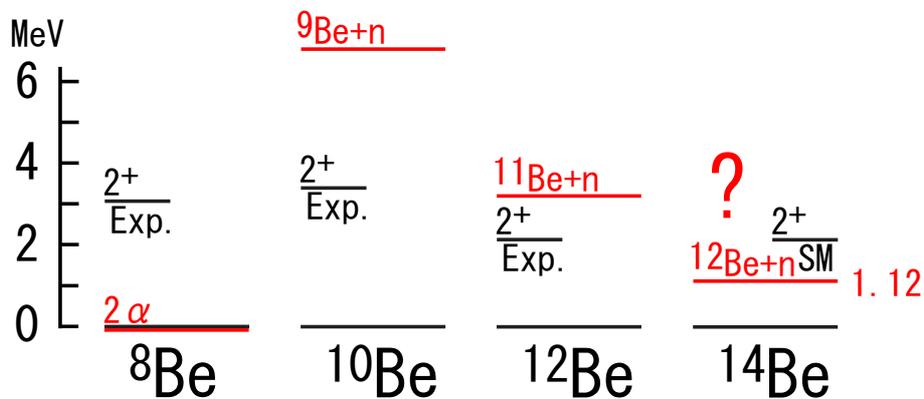


図 1.2: Be 同位体の第一 2^+ 準位の励起エネルギー ($E_x(2_1^+)$) を系統的に示したダイアグラム。 ^{12}Be の $E_x(2_1^+)$ は、 ^{10}Be の $E_x(2_1^+)$ より小さくなっている。 ^{14}Be の第一 2^+ 準位は今だ知られていない。図中の SM は Shell Model 計算による ^{14}Be における $E_x(2_1^+)$ の予想値を示す。

このような興味ある現象を理解するために、束縛、非束縛を問わず原子核の離散準位のエネルギーやスピンパリティに関する情報を得る必要がある。例えば Be 同位体では、過去の実験によってその第一 2^+ 準位のエネルギー ($E_x(2_1^+)$)、および基底状態から 2^+ 準位への遷移確率が測定された。 $E_x(2_1^+)$ やこの準位間の遷移確率は、核変形を調べる上で重要な指標となる量である。例えば ^{12}Be において、 $E_x(2_1^+)$ の低下により 2^+ 準位への遷移断面積が増大し、通常であれば $N=8$ を持つ閉殻核であるにもかかわらず、原子核が大きく変形し、魔法数が消失している事が確認された [4]。図 1.2 に Be 同位体の第一 2^+ 準位の励起エネルギーを系統的に示したダイアグラムを示す。この図より ^{12}Be の $E_x(2_1^+)$ が、 ^{10}Be の $E_x(2_1^+)$ より小さい事が分かる。

こうした背景を踏まえ我々は、さらに中性子過剰な原子核 ^{14}Be の核変形を調べるため、 ^{14}Be を対象とした陽子非弾性散乱実験を計画している。具体的には、未だ知られていない ^{14}Be の第一励起準位への非弾性散乱断面積を測定し、微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ の角度依存性から $L=2$ の同定を行い、原子核の変形度 β を導出する。これらの物理量を用いて ^{14}Be の核変形や魔法数の破れに付いての議論を行うことを目指している。

この実験では、標的陽子をプローブとして入射粒子 ^{14}Be を励起するという逆運動学の手法を用いて行う。標的陽子によって粒子崩壊閾値を越えて励起された入射粒子は、ただちに崩壊する。この崩壊によって放出される出射粒子 $^{12}\text{Be} + 2n$ の散乱角度を測定し、微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ の情報を得る。

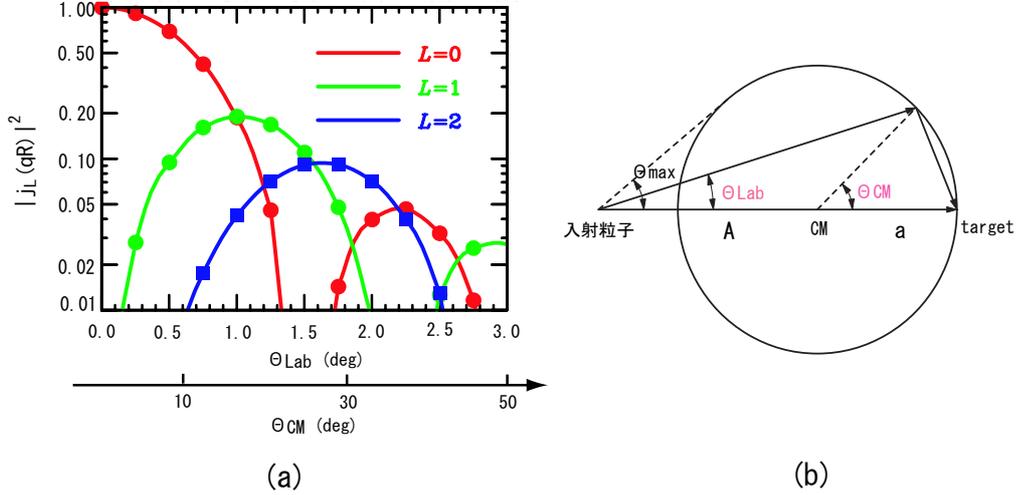


図 1.3: (a) 励起準位への遷移断面積を角度 θ_{Lab} の関数として描いた図、(b) 運動学的収束効果を幾何学的に解釈するためのダイアグラム。簡単のため古典的弾性散乱に付いて描いた。

この際に問題となるのは、出射粒子が運動学的収束効果により標的前方の小さい散乱角度に集中的に放出されると言うことである。図 1.3 に励起準位への遷移断面積を実験室系での角度 θ_{Lab} の関数として描いた図および運動学的収束効果を幾何学的に解釈するためのダイアグラムを示す。簡単のため古典的な弾性散乱を考えると、実験室系での角度 θ_{Lab} と質量中心系での角度 θ_{CM} の間には、以下の関係式が成り立っている。

$$\tan \theta_{\text{Lab}} = \frac{a \sin \theta_{\text{CM}}}{A + a \cos \theta_{\text{CM}}}$$

ここで A 、 a はそれぞれ入射粒子、標的粒子の質量を表す。また、 θ_{CM} が十分小さい場合、上式は以下のように書き直すことができる。

$$\theta_{\text{Lab}} = \frac{a}{A + a} \theta_{\text{CM}}$$

この関係式から $^{14}\text{Be} + p$ の場合、 $\theta_{\text{Lab}} = \frac{1}{15} \theta_{\text{CM}}$ となる。図 1.3(a) から分かるように $L = 2$ の遷移を測定する際に重要となる角度は、質量重心系で $\theta_{\text{CM}} = 0^\circ \sim 50^\circ$ である。これは、実験室系にすると $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ \sim 3^\circ$ にすぎない。この収束効果により崩壊生成物の散乱角を特定するためには、高い角度分解能が要求される。現在我々はこの要求を満たすべく、高い角度分解能を持つ検出器、多線式ドリフトチェンバーの開発を進めている。我々は、この多線式ドリフトチェンバーを MDC (Multi track Drift Chamber) と名付た。

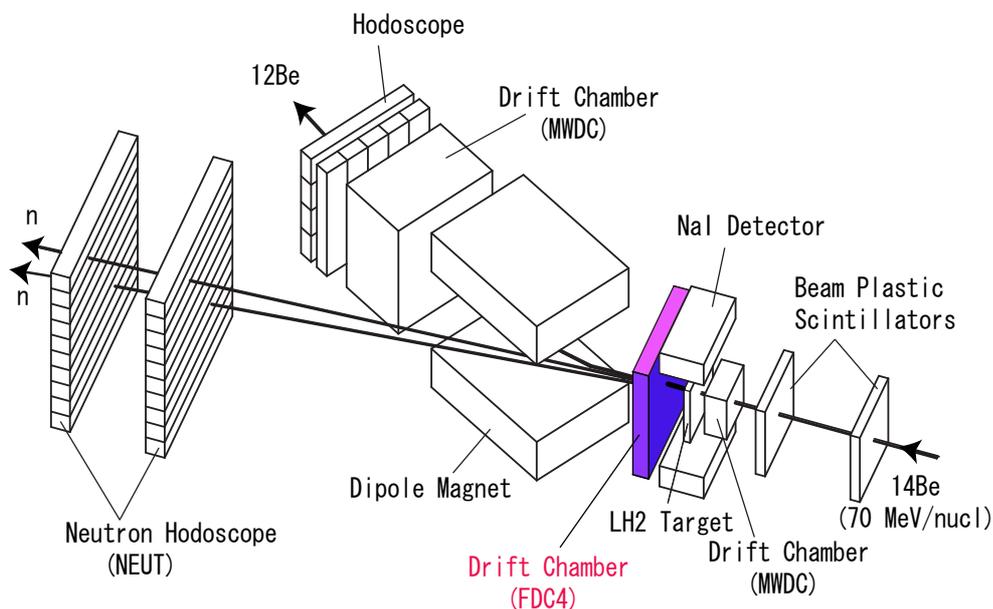


図 1.4: 実験のセットアップ

図 1.4に、予定されている実験セットアップの模式図を示す。実際の実験は、理化学研究所にある不安定核ビーム生成装置 RIPS のビームライン上で行われる。MDC は二次標的のすぐ下流で、かつ、大立体角磁気分析装置のすぐ上流に設置され (図 1.4参照)、磁気分析前に出射粒子の散乱角度を測定するのに用いられる。この実験において、遷移断面積の角度依存性から励起準位の移行角運動量 L に関する情報を引き出すためには、実験室系で 0.25° 程度の角度分解能 (σ) が要求される。この角度分解能は、位置分解能 (σ) にして $150 \mu\text{m}$ 程度である。

この角度分解能によって、出射粒子の角度情報のみならず運動量ベクトルの分解能が向上すると考えられる。この運動量ベクトルの分解能向上により、不変質量法から求まる励起準位のエネルギー - 決定精度を向上することができる。

本卒業研究では、上記実験において出射荷電粒子の角度情報を取得するために開発が進められているマルチワイヤードリフトチェンバー (MDC) の作動パラメータを決定し、かつ、その性能評価を行った。2章でガス増幅検出器について述べ、3章で MDC の仕様および性能評価について、4章で MDC のアクセプタンスについて、5章でまとめと展望についてそれぞれ述べる。

第2章 ガス増幅検出器

本章では、ガス増幅検出器による粒子線の検出原理、およびガス増幅を用いた検出器の作動原理について説明する。本研究のテーマであるマルチワイヤードリフトチェンバー MDC はガス増幅検出器の一種である。

2.1 粒子線の検出

2.1.1 荷電粒子の検出

荷電粒子 (charged particle) は、物質中を通過する過程において、周囲の物質に含まれる電子との間のクーロン相互作用 (coulomb interaction) により、連続的に減速しエネルギーを失う。この荷電粒子のエネルギー損失は、以下に示した、Bethe-Bloch の式に従う。

$$\frac{dE}{dX} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\}, \quad K = \frac{4\pi N z^2 e^4}{mc^2}$$

ここで、 Z 、 A は物質の原子番号と原子量、 z は入射荷電粒子の原子番号、 ρ は媒質の物質密度、 β は光速を単位にした入射粒子速度、 m 、 e は電子の質量と電荷、 N はアボガドロ数、 I は実効電離ポテンシャルをそれぞれ表している。入射粒子が単位電荷を持っているときの K の値は、 $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ を用いて計算すると $K = 0.154 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ となる。単位電荷と粒子エネルギーの単位は MeV である。また E_M は、二体の相対論的運動学によって与えられる、相互作用によって粒子が受け渡す事が出来るエネルギーの最大値であり、

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}$$

と表される量である。

ガス検出器は、入射粒子のガス中でのエネルギー損失によって生じる電子をパルス電流として読み出すことにより荷電粒子を検出する。

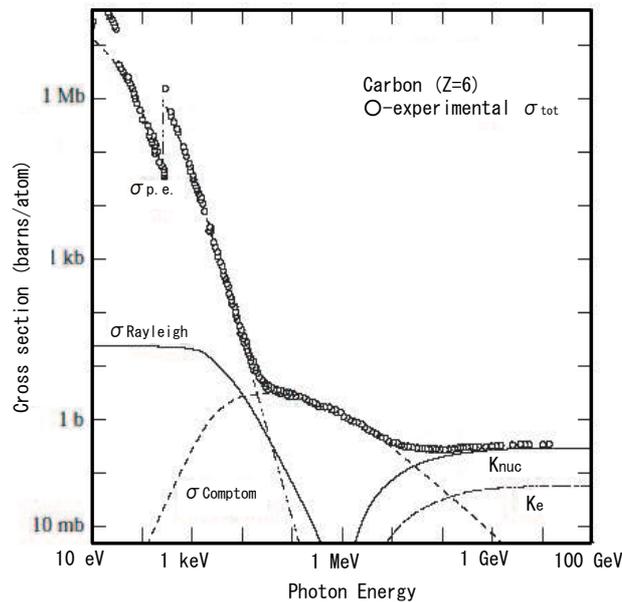


図 2.1: 炭素中での光子吸収断面積を入射粒子エネルギーの関数として描いた図。 ([5] より引用)

2.1.2 X線、 γ 線の検出

本研究では、検出器 (MDC) の性能評価を行う際に 5.9 keV の X 線源である ^{55}Fe を用いる。そこで以下、X 線 (γ) 線の検出原理について述べる。

X 線や γ 線は、電磁波であり電荷をもたないため、クーロン相互作用により周りの物質を電離することは出来ない。しかし、これらの放射線は光電効果 (photoelectric absorption) やコンプトン効果 (Compton effect)、電子対生成 (pair production) などの相互作用により、物質中の原子から電子を遊離させる。これらの相互作用は、荷電粒子のエネルギー損失のように連続的な効果ではなく、一つの光子に対して単一の局所的な反応である。この反応を起こす確率は、反応断面積 σ によって記述される。ガス検出器では、この遊離された電子を、パルス電流として読み出すことにより、X 線や γ 線といった放射線の検出を行う。

図 2.1 に入射光子のエネルギーに対する炭素中での光子吸収断面積の変化の様子を示した。これより、100 keV 以下の低エネルギー領域では光電効果、数百 keV ~ 数 MeV ではコンプトン効果、それを越えるエネルギー領域では電子対生成がそれぞれ支配的である事が読み取れる。

我々が用いる ^{55}Fe からの 5.9 keV の X 線を検出する際に支配的な相互作用は、光電効果である。以下、光電効果について詳しく述べる。

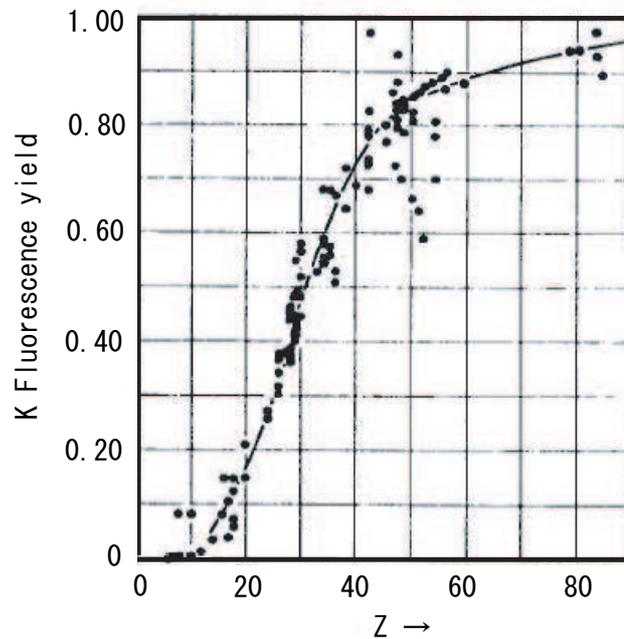


図 2.2: fluorescence の起こる確率を原子番号 Z の関数として描いた図。
([6] より引用)

光電効果

光電効果とは、入射光子が吸収物質にエネルギーを与えて完全に消失し、原子の束縛された殻から光電子 (photoelectron) が放出される過程の事である。光電吸収が吸収物質の j 殻で行われたとすると、放出される光電子のエネルギーは

$$E_e = E_\gamma - E_j$$

と書くことが出来る。ここで、 E_e は光電子のエネルギー、 E_γ は入射光子のエネルギー、 E_j は吸収物質の j 殻軌道の電子束縛エネルギーをそれぞれ表している。

光電子を放出した後の励起した吸収物質分子は、主に以下に述べる二つの競合する過程を経て基底状態に戻る。

1. オージェ効果 (Auger effect): 物質中の内部転換により励起エネルギーが直接最外殻の電子の一つに付与され、その電子がオージェ電子として放出される過程。このオージェ電子は、 E_j に非常に近いエネルギーを持っている。

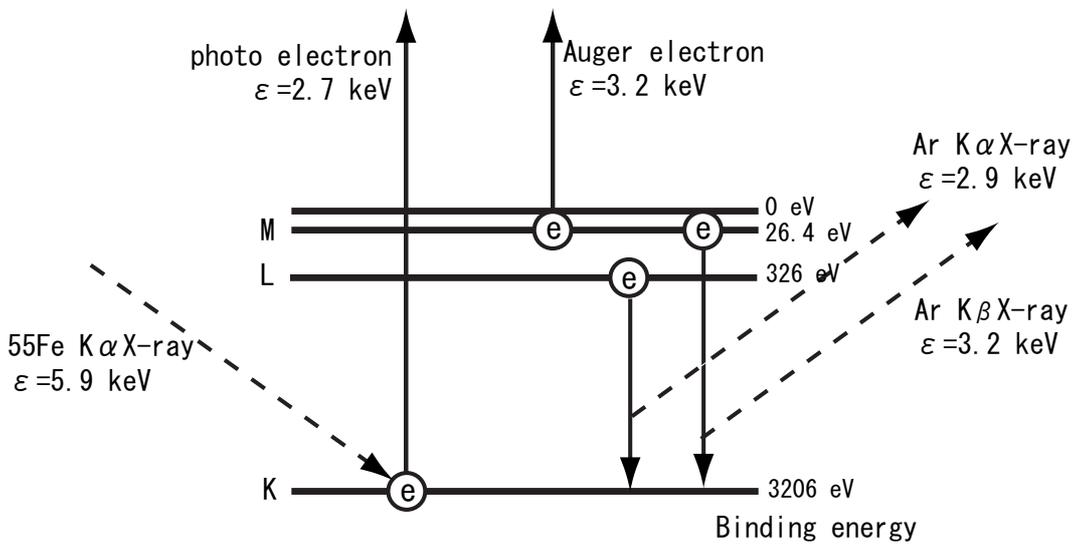


図 2.3: Ar のエネルギー準位および光電効果によって放出される光電子、オージェ電子、特性 X 線について描いた図。

2. fluorescence: 光電子放出により空いた軌道に $E_i < E_j$ なるエネルギー E_i を持つ軌道から電子が落ち込み、エネルギー $E_j - E_i$ の特性 X 線を放出する過程。

図 2.2 に fluorescence の起こる確率 (P_f) を原子番号 Z の関数として描いた図を示す。オージェ効果が起こる確率は、 $1 - P_f$ で表される。

ガス増幅検出器の検出ガスとしてよく用いられる Ar ($Z=18$) について見てみると、fluorescence の起こる割合は 15% であり、オージェ電子の放出が支配的であることが分かる。つまり、Ar ガスにエネルギー E_γ を持つ光子が入射すると、エネルギー $E_\gamma - E_j$ を持つ光電子と、エネルギー E_j を持つオージェ電子の二つが放出される。この二つの電子のエネルギーの和は、ほぼ入射光子のエネルギー E_γ に等しくなる。ガス増幅検出器では、この二つの電子のエネルギー ($\sim E_\gamma$) を反映することで、元々の X 線や γ 線のエネルギーを間接的に測定することができる。

図 2.3 に Ar のエネルギー準位および光電効果によって放出される光電子、オージェ電子、特性 X 線について描いた図を、図 2.4 に主な検出ガスにおける光子の吸収断面積および光子の mean free path を入射光子のエネルギーの関数として描いた図をそれぞれ示す。

Ar ガスにおいて上記 2 の過程 (fluorescence) で放出される特性 X 線には、電子が L 殻から K 殻へ遷移する際に放出される K_α X 線 (2.9 keV) と、M 殻から K 殻へ遷移する際に放出される K_β X 線 (3.2 keV) の二通が存在し、このうち K_α X 線の放出が支配的である。 K_α X 線のエネルギー

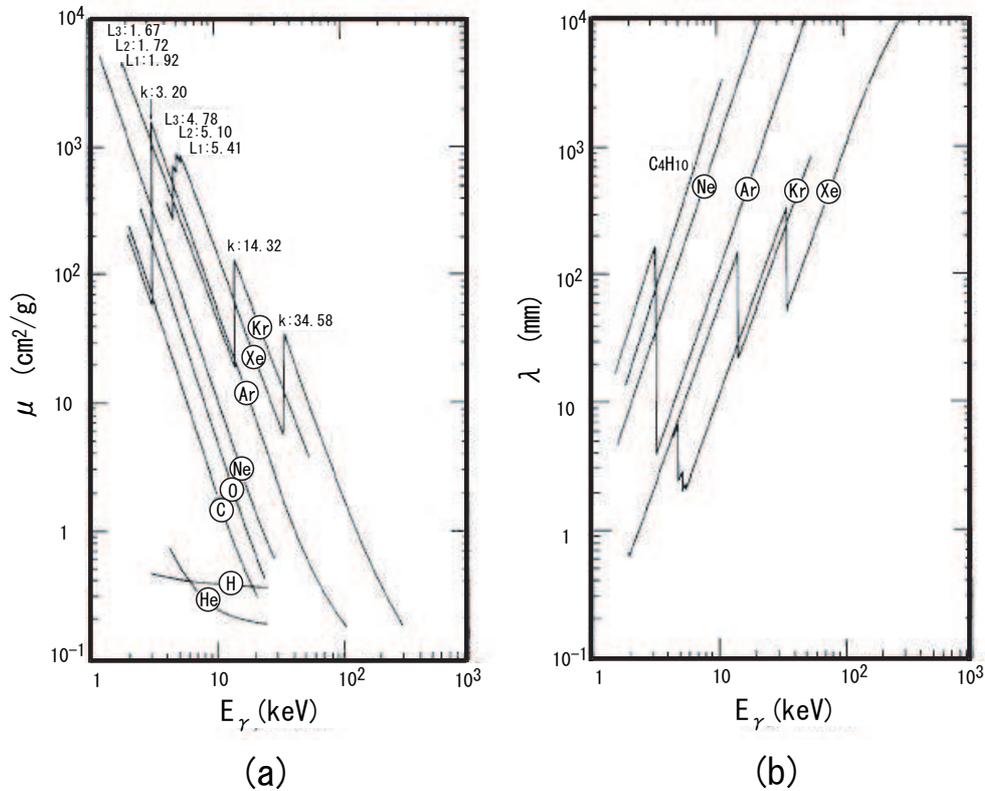


図 2.4: 主な検出ガスにおける (a) 光子の吸収断面積、(b) 標準状態での光子の mean free path、を入射光子のエネルギーの関数として描いた図。
([6] より引用)

は Ar の K 殻における電子束縛エネルギーより小さいので、図 2.4(a) より K_α X 線が再び Ar で光電吸収される断面積は小さい。この K_α X 線が放出された場合、Ar 原子内に残っている余剰分のエネルギー $E_j - E_{K_\alpha}$ は再びオージェ電子として放出される。つまり、fluorescence が起こる場合、エネルギー $E_\gamma - E_j$ を持つ光電子と、エネルギー $E_j - E_{K_\alpha}$ を持つオージェ電子の二つが放出される。この二つの電子のエネルギー和は、 $E_\gamma - E_{K_\alpha}$ となる。アルゴンガスではこの二つのエネルギーを反映した典型的なエスケープピーク (escape peak) が形成される。これは、ガス検出器のような密度の低い検出器に特有の現象であり、通常用いられる NaI 検出器のような密度の高い固体検出器では見られない。

以上のことから、Ar を検出ガスとして用いて 5.9 keV の X 線源である ⁵⁵Fe のエネルギースペクトルを測定すると、 $E_\gamma = 5.9$ keV および $E_\gamma - E_{K_\alpha} = 3.0$ keV のピークが観測される。

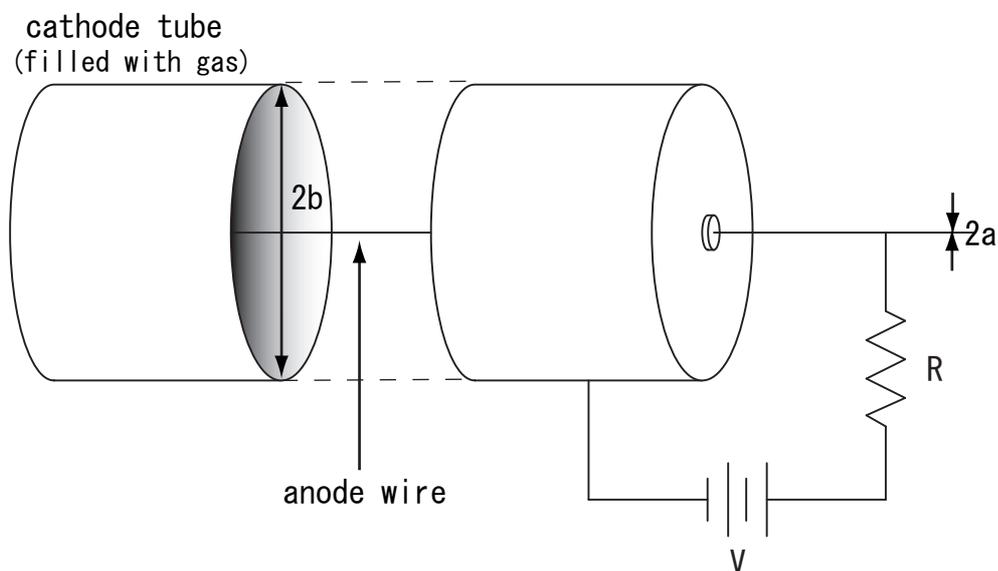


図 2.5: 比例計数管の基本要素。出力パルスは負荷抵抗 R の両端に生じる。

2.2 ガス増幅を用いた検出器

2.2.1 比例計数管

ガス増幅を用いた検出器の代表例として、比例計数管 (proportional counter) の粒子検出原理について述べる。比例計数管は、X 線や荷電粒子の検出およびスペクトル測定、中性子の検出などに広く用いられている。

一般に比例計数管では、一次電離の過程で出来た電子群が強い電場の中に入り加速される。この過程において、ガス中の原子や分子をイオン化するのに十分な運動エネルギーを得、電子雪崩 (electron avalanche) を起こしパルスを増大させる (2.3参照)。

比例計数管の例として図 2.5に円筒形状型を示す。陰極として働く管 (cathode tube) の中心軸に沿って、直径数十～数百 μm の陽極ワイヤ (anode wire) が張られており、anode-cathode 間には高電圧が印加されている。また、cathode tube 内は検出ガスで満たされている。このとき cathode tube の中心から、半径 r における電場 $\mathcal{E}(r)$ は r の関数として

$$\mathcal{E}(r) = \frac{V}{r \ln(\frac{b}{a})}$$

で与えられる。ここで V は anode-cathode 間の印加電圧を表し a は anode wire の半径、 b は cathode tube の半径をそれぞれ表している。

この式から分かるように、電場は anode wire 付近で急激に強くなる。

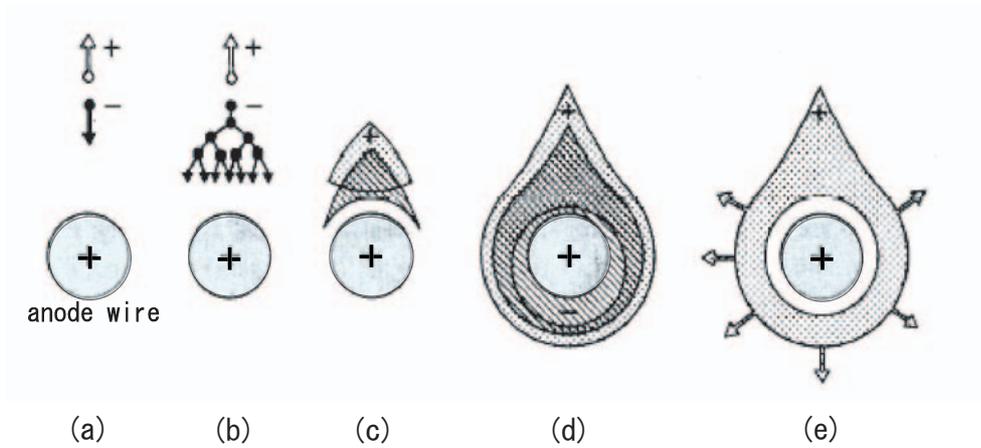


図 2.6: 比例計数管における電子雪崩の成長。(a) 一次電離による電子が anode wire に向かってドリフト、(b) 検出ガスのイオン化閾値を越え電子雪崩が起き始める、(c)~(e) 電子と陽イオンのドリフト速度の差から、液滴状に成長する。([6] より引用)

したがって、粒子線によって作られた一次電子は、anode wire 近傍で急激に加速され検出ガスのイオン化閾値を越え、電子雪崩を起こす。この電子雪崩の成長の様子を図 2.6 に示す。円筒型 cathode tube の特徴として、(1) 強い電場を容易に得られる事、(2) anode wire 近傍の電子雪崩領域が狭くなるため、一次電子が電子雪崩領域内で生成される確率を減じ、全ての一次電子に対して一様な増幅率が得られる事、などが挙げられる。

2.2.2 多線式ドリフトチェンバー (MWDC)

次に、ガス増幅検出器の一種である多線式ドリフトチェンバー (Multi wire drift chamber, MWDC) について述べる。MWDC は、粒子の飛跡測定などに用いられる検出器である。MWDC の特徴は、多数のワイヤを用いて検出器の有感領域を分割することにより、通過粒子の位置情報を、より広範囲かつ高計数率で取得できるように工夫されている点である。

MWDC の典型的なワイヤ構成および電場配位を図 2.7 に示す。図 2.7(b) の電場配位は MDC のワイヤ構成を用いた場合の GARFIELD によるシミュレーション結果である。このとき、印加電圧は便宜的に anode、cathode 共に - 2.9 keV とした。

MWDC の一つ一つのセルは、それぞれ一つの比例計数管の様に振る舞う。高電圧は potential wire および cathode wire に印加され、anode wire はグラウンド電位に保たれている。これにより、セル内で作られた一次電

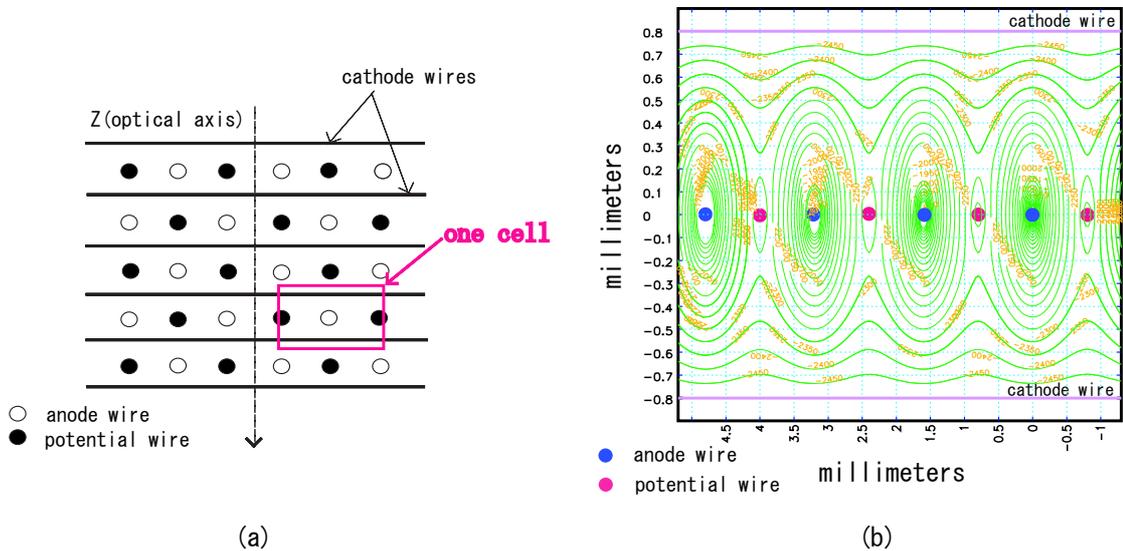


図 2.7: (a)MWDC の典型的なワイヤ構成。赤枠は、単位セルを示している。(b)1 センス面内での電場配位。MDC のワイヤ構成を用いた garfield によるシミュレーション結果。

子は強い電場によって加速され anode wire 近傍で電子雪崩を起こし、パルスを増大させる。

MWDC は、チェンバーを粒子が通過した時刻と anode wire でパルスが立上り始める時刻との相対的な時間差 Δt と、一次電離の発生点と anode wire との距離 x_{distance} との間に、相関関係が存在するという観察事実に基礎を置いた検出器である。具体的には、粒子がチェンバーを通過した時刻から電子雪崩を用いて信号を読み出した時刻までの相対的な時間差である粒子のドリフト時間 (drift time) を測定し、この情報から粒子の位置情報 (anode wire からの距離) を得ることができる。また、ワイヤ面を何層か重ねて配置することで、単一粒子の位置情報を各面毎に求める事ができ、これによって粒子の飛跡を求めることが可能となる。

本論文のテーマであり我々が現在開発中である検出器 MDC は、このマルチワイヤ - ドリフトチェンバ - に分類される検出器である。

2.3 ガス増幅を用いた検出器の検出原理

以下、ガス増幅検出器によって粒子検出を行う際に重要であると考えられるいくつかの事項に付いてより詳しく述べる。具体的には、(1) ガス増幅現象に付いて、(2) ガス増幅検出器で用いられる検出ガスに付いて、(3) ガス増幅検出器の作動領域に付いて、それぞれ述べる。

2.3.1 ガス増幅

2.2で述べたガス増幅検出器は、荷電粒子や γ 線、 X 線によって生成される一次電子を、検出ガスのガス増幅作用を用いて増幅させ anode wire によって読み出している。以下、このガス増幅に関して述べる。

検出ガス中で生成された一次電子が強い電場によって加速され、検出ガスのイオン化閾値以上のエネルギーを得ると、気体分子との衝突により二次的なイオン対を生成する。この時作られた電子が同様に加速され、再び新たなイオン対を作る。このような過程が連続的に繰り返されることで、電子 - 陽イオン対が雪崩的に作られる現象を電子雪崩 (avalanche) と呼ぶ。この電子雪崩によって一次電子が増幅される作用をガス増幅 (gas amplification) と呼ぶ。ガス増幅の増幅率は、以下のように表現できる

$$\frac{dn}{dr} = \alpha n$$

ただし、ここで n はガス増幅後の電子の数、 α は第一タウンゼント係数 (first Townsend coefficient) と呼ばれ電子の mean free path の逆数として定義される量である。一般的に一様でない電場中で α は、位置の関数 $\alpha(x)$ として記述される。上式を積分すると

$$M = \exp \left[\int_a^{r_C} \alpha(r) dr \right]$$

となる。ただし、 a は anode wire の半径、 r は anode wire からの距離、 r_C はガス増幅が起こり始める r 、 M は増幅率をそれぞれ表している。

この α の近似的な表現式は、電場の強さ E の違いに対して幾通りも存在する。以下に例として、広く実験データと一致する W. Diethorn による M の表現式を示す。この表現式は、電場の強さ E と α の間に比例関係を仮定し、円筒形の比例計数管に対して導かれた式である。

$$M = \exp \left[\frac{V}{\ln(b/a)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left\{ \ln \left(\frac{V}{pa \ln(b/a)} \right) - \ln K \right\} \right]$$

ただし、ここで b は cathode tube の半径、 p (atm) は検出ガスの圧力、 V (V) は印加電圧をそれぞれ表している。また、 K 、 ΔV は検出ガスの種類に

混合ガス	$K \times 10^{-4} \left(\frac{V}{cm \cdot atm}\right)$	ΔV (eV)
Ar, CH ₄ (9:1)	4.8	23.6
Ar, CH ₄ (9.5:0.5)	4.5	21.8
CH ₄ (メタン)	6.9	36.5
C ₃ H ₈ (プロパン)	10.0	29.5
He, C ₄ H ₁₀ (9.6:0.4)	1.48	27.6
Ar, Xe, CH ₄ (6.94:1.99:1.07)	5.45	20.3
Ar, Xe, CO ₂ (7.5:1.5:1.0)	5.1	20.2
Ar, Xe, CO ₂ (6.46:2.47:1.07)	6.0	18.3
Xe, CH ₄ (9:1)	3.62	33.9
Ar, CO ₂ (9.5:0.5)	3.66	31.4

表 2.1: 数種の検出ガスについての Diethorn parameter([7] より引用)。

よって決まる Diethorn parameter と呼ばれるパラメータである。表 2.1 に比例計数管に用いられる数種の検出ガスについて、Diethorn parameter を示す。

2.3.2 検出ガス

ガス増幅検出器で用いられる検出ガスに付いて述べる。

原理的には、あらゆる種類のガスにおいてガス増幅を起こすことが可能であり、ガス増幅器の検出ガスとして使用することができる。しかし、実際にはガス増幅検出器が実験で求められる性能(低い作動電圧、高い増幅率、高い計数率 etc...) を有するために、いくつかの条件が有りこの条件を満たすガスを選ぶ必要がある。

検出ガスの主成分として、単一元素分子からなるガスと化合物分子からなるガスを比較して、avalanche を起こす電圧領域が低い単一元素分子からなるガスが主成分として選択される。また、高いガス増幅率と入射粒子によらない W 値(一組のイオンペアを作るのに必要なエネルギー)を持つと言う観点から、希ガスを選択するのが一般的である。表 2.2 に、各気体分子に対する W 値をまとめた。

比例計数管の検出ガスとして希ガスのみを用いた場合、得られるガス増幅率は $10^3 \sim 10^4$ 程度までである。これは以下の理由による。avalanche の過程でできる、励起された気体原子核およびイオンはそれぞれ、(1) 紫外線光子(アルゴンの場合 11.6 eV)を放出して基底状態に戻る、(2) 再び電子を捕獲し差分のエネルギーを光子として放出する、と言う二通りの過程を経る。これによって放出された光子のエネルギーが cathode wire 表

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	Xe	22.0	21.9
He	42.3	42.7	空気	34.0	35.5
N ₂	35.0	36.6	CO ₂	32.9	34.4
O ₂	30.9	32.5	C ₂ H ₂	25.9	27.5
Ne	36.6	36.8	C ₂ H ₄	26.2	28.0
Ar	26.4	26.4	CH ₄	27.3	29.5
Kr	24.2	24.1	C ₂ H ₆	-	27.5

表 2.2: 主な気体に対する W 値 ([8] より引用)。希ガスは入射粒子の種類によらず一定であることが分かる。

メタン	CH ₄
エタン	C ₂ H ₆
プロパン	C ₃ H ₈
ブタン	C ₄ H ₁₀
ペンタン	C ₅ H ₁₂
イソブタン	(CH ₃)CHCH ₃
二酸化炭素	CO ₂
エチレン	(C ₂ H ₂) ₂

表 2.3: 主に用いられるクエンチャーガス ([9] より引用)。

面のイオン化閾値より大きい場合、光電効果により光電子を生成する。この光電子が電場によって再増幅され、二次的な avalanche を起こす。この効果が十分大きくなると連続的な放電状態を誘発し、もはや比例計数管として使用することは出来なくなる。

この二次的な光電子を制御するために、多原子分子気体をクエンチャーとして混合するのが一般的である。多原子分子気体は、光子放出を伴わない幅広い励起準位 (回転準位、振動準位 etc...) を持ち、希ガスから放射される光子を広いエネルギー範囲で吸収する。これにより、連続的な放電を抑え、 10^6 程度までのより高いガス増幅率を得ることが出来る。表 2.3 に主に用いられるクエンチャーガスをまとめて示した。さらに高い増幅率を得るには、電気陰性度のガス (CF₃Br や C₂H₅Br etc...) を少量加える方法が知られている。

2.3.3 ガス増幅検出器の作動電圧

以下、ガス増幅検出器の作動電圧について述べる。

図 2.8 に比例計数管の出力イオン数 (\propto ガス増幅率) を印加電圧の関数として描いた図を示す。

十分低い電圧領域では、生成された電子 - イオン対が再結合してしまい、得られる出力は当初のイオン対の電荷よりも小さい。さらに電圧を上げるとイオン対の再結合が抑制された電離飽和領域に達する。この領域からさらに電圧を上げ、ある閾電圧 (V_T) を超えると検出ガス中で avalanche を起こす事のできる領域に達する。ガス増幅検出器は、この領域で使用される。

以下、この領域について詳しく述べる。具体的には、この領域に含まれる比例 (proportional)-限定的比例 (semiproportional) 領域、自己消滅型ストリーマー (self-quenched streamer) 領域、ガイガーミュラー (Geiger-Muller) 領域についてそれぞれ述べる。

比例-限定的比例領域 V_T を超えて印加電圧を上げていくと、増幅率が 10^4 程度に至るまで、得られる電荷と印加電圧の間に比例関係が成り立つ領域となる。この作動領域を、比例 (proportional) 領域と呼ぶ。この領域では、出力電荷と入射粒子によって作られた元々の電荷の間に比例関係が成り立つ。さらに印加電圧を上げると、anode wire 付近の空間電荷効果によりガス増幅率の増加が徐々に鈍り始める。この領域を、限定的比例 (semiproportional) 領域と呼ぶ。この領域での出力電荷は、元々の電荷との間の比例関係は崩れているものの、入射粒子のエネルギーを依然として反映している。

ガイガーミュラー領域 2.3.2 で述べたようにガス増幅型検出器では、その avalanche の過程において多くの励起された分子およびイオンが作り出される。この分子が基底状態に戻る際に放出する光子は、検出ガスの中で比較的ゆるい結合をしている電子または cathode wire によって光電吸収され新たな自由電子を生成する。この自由電子が二次的な avalanche を起こす。励起された分子数 n_0 と脱励起による光子が再び光電吸収される確率 p の積が 1 を越える場合、二次的な雪崩が無限に増大できるようになる。この現象の起こる領域をガイガーミュラー領域と言う。この領域では、得られる出力はもはや入射粒子のエネルギー - を反映せず、avalanche の方向も一次電子の発生点を反映せず、anode wire 全体を囲むように成長する。

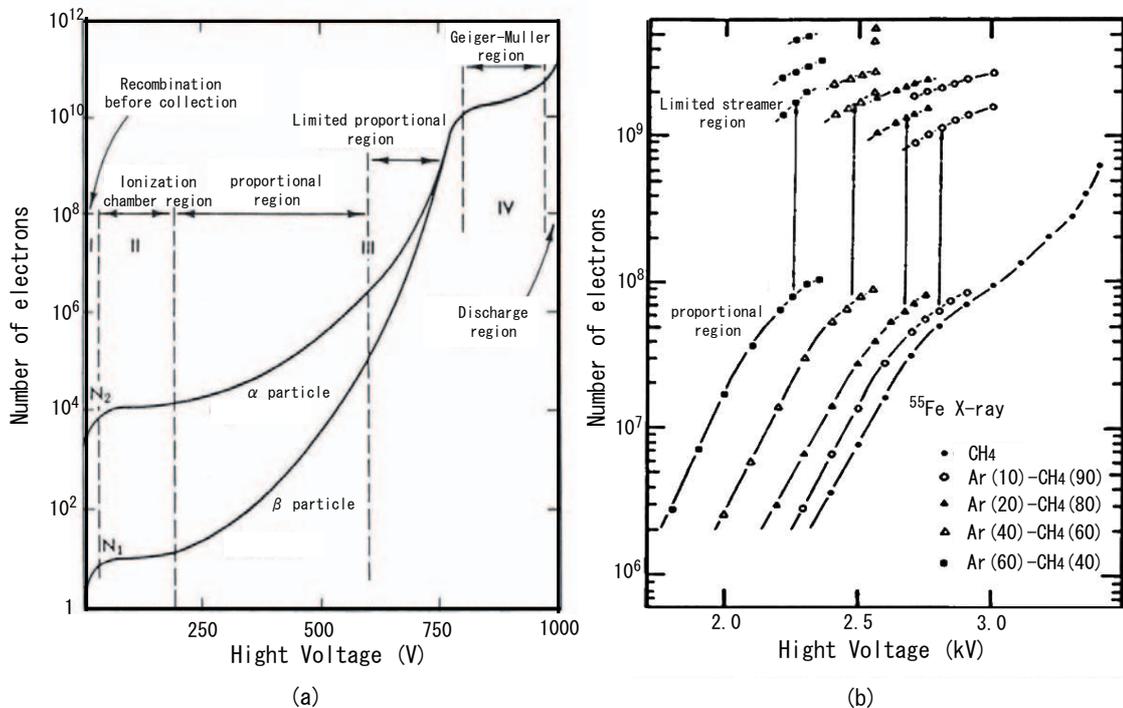


図 2.8: (a) 出力電荷数 (\propto ガス増幅率) を印加電圧の関数として描いた図 ([6] より引用)。(b) メタンおよび数種のアルゴン - メタン混合ガスに対する、proportional 領域 および SQS 領域における印加電圧とガス増幅の大きさの変化を描いた図。 ([8] より引用)

自己消滅型ストリーマー領域 自己消滅型ストリーマー (self-quenched streamer, SQS) 領域は上記二つの領域の中間に存在し、ガイガーミュラー領域と比例-限定的比例領域のいくつかの特徴を合わせ持っている。

SQS 領域においても、GM 領域と同様に二次的な avalanche が起こる。しかしこの二次的な avalanche は、検出ガス中のクエンチャーによって一次電子の発生点近傍に制限される。適当な条件下では、anode wire 表面から半径方向に向かって狭いストリーマー状の avalanche が延びることが実験的に観察されている [10]。

これにより得られる出力は GM 領域同様、入射粒子のエネルギーを反映しないものの、avalanche の起こる方向は一次電子の発生点を反映している。この性質により、粒子識別を伴わない位置敏感型検出器で用いることができる。

第3章 MDC

本章では、MDCの仕様および性能評価について述べる。MDCとは2.2.2で述べた多線式ドリフトチェンバーの一種である。

3.1 MDC仕様

MDCに要求される性能は、(1)実験室系で 0.25° 程度の角度分解能を有する事、(2)既存の実験セットアップに組み込める形状および大きさであること、などである。

3.1.1 特徴

MDCの特徴として、(1)ビーム入射方向に対してワイヤを垂直に張った面と、斜めに張った面を持つ事、(2)実験装置のスペースを考慮し、一般的にチェンバー本体に直付けされるプリアンプディスクリカードを3 mの同軸ケーブルを介して接続している事、(3)粒子入射および出射用ウィンドウの大きさに対して有感領域が狭い事、の3点が上げられる。

(1)の特長により、粒子の飛跡を三次元的に求めることが可能となり、(2)の特長により、使用するケーブルの波形に与える影響やノイズ評価の必要性が生じた。また(3)は、崩壊生成物である中性子を逃すための工夫であり、ウィンドウの大きさは中性子のアクセプタンスを保証し、有感領域は荷電粒子のアクセプタンスを保証している(4章参照)。

3.1.2 構造

サイズ

MDCの概観を図3.1に、有感領域およびワイヤ面の構成を図3.2にそれぞれ示す。チェンバ-の外寸は、高さが310 mm、幅630 mm、奥行き200 mmであり、内寸(ガス充填部分)は高さ190 mm、幅510 mm、奥行き170 mmの直方体である。またウィンドウは、縦170 mm、横490 mmである。

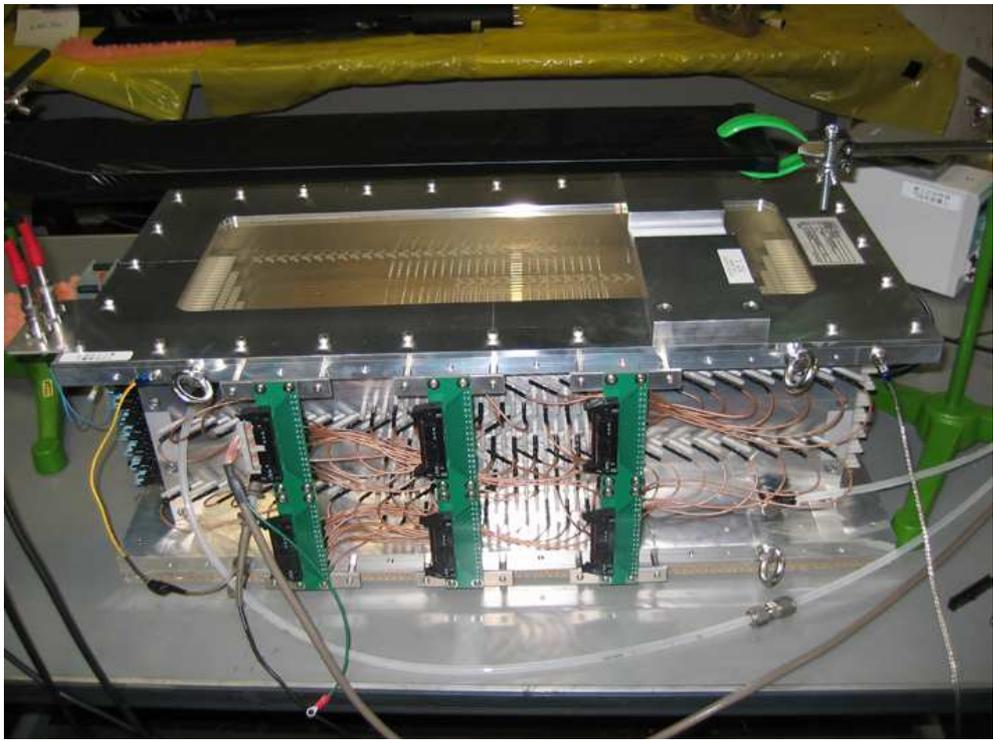


图 3.1: MDC 概観

ワイヤ構成

MDCのワイヤ面は互いに平行かつ等間隔な八面のセンス面(X、U、V面各二面ずつ)と、九面のカソード面から構成されている。X面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流から見て鉛直に張られた面であり、粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。U面およびV面はセンスワイヤ(anode wire)がビーム上流から見て、それぞれ、右下がり45度方向および右上がり45度方向で張られた面であり、粒子の斜め方向の位置を測定するのに用いる。

各ワイヤは $\phi 4$ mmのノリルのフィールドスルーを通して位置を決めている。ワイヤはフィールドスルーにハンダ付けされており、電気的接触を得ている。

X面およびU面、V面は共通のカソード面を隔てて隣接しており、センス面とカソード面の間隔はそれぞれ8 mmで交互に配置されている。センス面はanode wireとpotential wireが8 mm間隔¹で平行かつ交互に張られた面であり、カソード面はcathode wireが水平方向に6 mm間隔で張られた面である。

六つのセンス面を粒子入射方向から順に、X1面、U1面、X'2面、V1面、X'3面、U'2面、X4面およびV'2面と呼ぶ(図3.2(b)参照)。プライムを付した面は、プライムを付していない面に対して半セル分ワイヤの位置をずらしてある。これによりanode-wireの捕らえたパルスが、左右どちらからドリフトしてきたパルスであるかという不確定性を解消している。MDCの有感領域は縦140 mm、横190 mmである(図3.2(a)参照)。

表3.1にセンス面のワイヤ構成の情報をまとめ、同様にカソード面のワイヤ構成の情報を表3.2にまとめた。またMDCで使用したワイヤの情報を表3.3にまとめた。

その他

電場をつくり出すための高電圧は、potential wireおよびcathode wireに印加される。anode wireはプリアンプカードを介してグランド電位に保たれている。電圧供給経路は、cathode用とpotential用の二系統が存在する。cathode用は七面をそれぞれ面毎に結線し、1 M Ω のロード抵抗を介して一本にまとめSHVコネクタに接続している。potential用も同様に、六面を個別に結線し、1 M Ω のロード抵抗を介して一本にまとめSHVコネクタに接続している。

チェンバー本体は、(1)磁気分析装置の作り出す磁力線を吸わない、(2)軽量で、加工が容易である、という観点からアルミニウムで作成した。ま

¹U、V面は水平方向間隔11.3 mm。wire間隔は $\frac{11.3}{\sqrt{2}} = 7.99 \dots \approx 8$ mm

面の構成	アノードワイヤ-ポテンシャルワイヤ間隔	ワイヤ方向	アノードワイヤ本数	ポテンシャルワイヤ本数
X1	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'2	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'3	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X4	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
合計			96 本	104 本

表 3.1: センス面のワイヤ構成表

た、ウィンドウ開口部には厚さ $12.5 \mu\text{m}$ のアラミド膜を張り真空を切っている。

面の名称	ワイヤ間隔	ワイヤ方向	ワイヤ本数
Cathode-1	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-2	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-3	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-4	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-5	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-6	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-7	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-8	6 mm	水平方向	29 本
Cathode-9	6 mm	水平方向	29 本
合計			261 本

表 3.2: カソード面のワイヤ構成表

ワイヤ種類	材質	ワイヤ直径	張力	合計本数
アノードワイヤ	Au-W	$\phi 30 \mu m$	80 gr	96 本
ポテンシャルワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \mu m$	100 gr	104 本
カソードワイヤ	Au-Al	$\phi 80 \mu m$	100 gr	261 本

表 3.3: ワイヤ項目表

3.2 性能評価

まず、性能評価を行う際に用いた検出ガスおよび放射線源について述べる。今回、検出ガスにはアルゴンとエタンを 50% ずつの割合で混合したガスを用い、放射線源としては ^{55}Fe (5.9keV X 線) を用いた。

検出ガスとしてアルゴンとエタンの混合ガスを用いた理由として (1) 高いガス増幅率が得られる事、(2) ガス増幅検出器の検出ガスとして一般的に使用されており、経済的にも入手が容易である事、などが挙げられる。

線源として ^{55}Fe を用いた理由として (1) ^{55}Fe が 5.9 keV のほぼ純粋な K_{α} X 線源である事、(2) 5.9 keV のエネルギーは、標準状態の気体中を最小電離粒子 (minimum ionizing particle) が数センチメートル通過した場合に生じる電離損失 (ionization loss) に等しいため、このエネルギーを持った一個の光子により光電放出された光電子をエネルギー較正に利用できる事、などが挙げられる。

以下、今回行った MDC の性能評価について述べる。

3.2.1 ガス増幅率

MDC の作動電圧を決定するための指標として、MDC のガス増幅率の印加電圧に対する変化を調べた。図 3.3 にガス増幅率を求めるために用いた装置のセットアップを示す。

ガス増幅率を求めるために実際に測定するのは、MDC の出力波高 (pulse height) である。実際には、MDC の anode wire からの出力信号をチャージ積分型 pre Amp (ortec 142IH) を用いて増幅し、その出力波高をオシロスコープで測定した。チャージ積分型 pre Amp を用いているのでこの出力波高は、MDC の出力電荷量を反映している。この出力波高と、ガス増幅率 M を関係付ける式を以下に示す [11]。

$$M = \frac{c_f \epsilon}{E e \times 10^6} V_{\text{observe}}$$

ただし、 c_f (F) は pre Amp のフィードバックキャパシタンス、 ϵ (eV) は使用する検出ガスに対して一つの電子 - ホルペアを作るために必要なエネルギー - (W 値)、 E (MeV) は入射 X 線のエネルギー - 、 V_{observe} (V) は pre Amp の出力波高をそれぞれ表している。今回、用いた pre Amp のフィードバックキャパシタンスは $c_f = 1.0$ (pF) であり、入射 X 線のエネルギーは $E = 5.9$ (keV) となる。 ϵ にはアルゴンガスでの W 値 $\epsilon = 26.4$ (eV) を用いた。

図 3.4 に実際の測定で得られたガス増幅率を印加電圧の関数として描いた図を示す。また参考のため、図 3.5 にガス増幅率測定時に得られた pre Amp 出力波形を各印加電圧毎に示した。この測定の際、cathode wire およ

び potential wire に印加する電圧は、便宜的に等しい電圧とした。図 3.4 中の曲線は Diethorn による M の表現式 (2.3.2 参照) を用いて、Ar, CH₄(9:1) のガスおよび CH₄ について描いた理論曲線を表している。

図 3.4 から、印加電圧 -2.8 kV までガス増幅率と印加電圧の間に相関関係があることが分かる。この領域において電圧の上昇につれ徐々に線形性が崩れているのは、MDC が anode wire 近傍での空間電荷効果を無視できない作動領域である、制限的比例領域で作動していることを示唆している。またこの領域で、ガス増幅率として $10^4 \sim 10^5$ が得られた。得られたガス増幅率は、CH₄ よりも強いクエンチャーである C₂H₆ を 50% の割合で用いていることを考えると、妥当であると言える。

また一方で印加電圧 -2.9 kV 付近から、ガス増幅率が不連続になっている様子が読み取れる。図 3.6 に、今回の測定で得られたガス増幅率を得られた電荷に換算した図と、検出ガスとして Ar (49.3%) + C₂H₆ (49.3%) + CH₃CH₂OH (1.4%) を用いて測定された、 12×12 mm² の円筒形比例計数管の出力電荷量を印加電圧の関数として描いた図を示す。(a) と (b) を比較することにより、印加電圧 -2.9 kV 付近から、2.3.3 において述べた自己消滅型ストリーマーが発生していると考えられる。

3.2.2 ADC スペクトル

MDC の性能評価の一環として、 ^{55}Fe について ADC スペクトルの測定を行った。図 3.7 に ADC スペクトルを測定した際の回路図を示す。この回路は、セルフトリガー (self trigger) となっており MDC で信号が検出されたと同時にトリガーがかかりデータを取得する。この際、ADC から CAMAC クレートコントローラへデータが転送される間の時間およびクレートコントローラから PC へデータが転送される間 veto 信号を発生し、データ取得を中断する様になっている。今回、Discriminator (phillips 710) に負の信号を入力するため、pre-Amp (ortec 142IH) からの正の信号を反転させる目的で用いた Timing Filter Amplifier (ortec 474) からの出力波形が十分にシャープでは無く、一つのイベントに対して複数のトリガーがかかってしまうと言う問題があり未だ未解決であるが、求めるデータは正常に取得することができた。

図 3.8 に得られた ADC スペクトルをその印加電圧毎に示した。このスペクトルで、高エネルギー側のピークが入射 X 線エネルギー 5.9 keV を表しており、低エネルギー側のピークが今回用いた検出ガス Ar の典型的な、エスケープピーク 3.0 keV を表している (2.1.2 参照)。

図 3.9 に、それぞれの印加電圧における二つのピーク ch の比および分解能をプロットした結果を示す。図 3.9 中の直線は、MDC が比例領域で作動している場合、および Geiger-Muller 領域で作動している場合に期待される値を表す。ピーク ch の比は比例領域において 1.97 ($=5.9 \text{ keV}/3.0 \text{ keV}$) となり、Geiger-Muller 領域に近づくにしたがって 1 となる。図 3.9 より、二つのピークの相対的な位置は比例領域と Geiger-Muller 領域の間に在り、実際のエネルギー差を反映していない事が読み取れる。これは、MDC が限定的比例領域で作動していることを示唆しており、ガス増幅率を測定した際に得られた結果を支持している。また、印加電圧が高い程、分解能が向上する傾向にあることが分かった。これは電場を強くすることによって電離によって生成された一次電子をより多く集めることができるようになったためと考えられる。

二つのピーク ch の比は、印加電圧に対して単調減少であることが期待されるが、印加電圧 -2.4 kV で小さくなっている。この原因については、検討中である。

印加電圧が -2.9 kV を超えると、入射 X 線のエネルギー 5.9 keV を反映した ADC スペクトルは取得できなかった。これは、MDC が自己消滅型ストリーマー領域で作動しており、入射 X 線のエネルギーを反映しない信号が出力されているためと考えられる。この結果は、ガス増幅率を測定した際に得られた結果を支持している。

3.2.3 TDC スペクトル

MDC の時間測定分解能を評価するための準備として、宇宙線について TDC スペクトルの測定を行った。図 3.10 に TDC スペクトルを測定した際の回路図を示す。この回路は、プラスチックシンチレータを MDC の上下に一枚ずつ配置し、このシンチレータを用いて、トリガー回路を組んでいる。具体的には、二枚のプラスチックシンチレータで同時に検出された事象によってトリガーがかかるようになっている。ADC スペクトル測定時と同様に、ADC から CAMAC クレートコントローラヘデータが転送される間の時間およびクレートコントローラから PC ヘデータが転送するまでの間 veto 信号を発生し、データ取得を中断するようになっている。また、ドリフト時間はプラスチックシンチレータで粒子を検出した時刻から一定時間後にストップ信号を入れる、コモンストップ方式で測定した。TDC には、Iecroy 3377 モジュールを用いた。

図 3.11 に実際に測定した TDC スペクトルを示す。測定の際の印加電圧は便宜的に anode wire および cathode wire 共に、 -2.6 kV とした。また参考として、限定的ストリーマー領域であると考えられる印加電圧 -2.9 kV を anode wire および cathode wire に印加した場合の TDC スペクトルを図 3.12 に示した。図 3.11、3.12 に示した図は、各面の multiplicity を 1 に制限した場合の X2 面における TDC スペクトルである。

宇宙線は MDC の各セルに一様に当たっていると考えることが出来る。この場合、計数されるイベントの数は anode wire からの距離に依存しない。よって

$$\frac{dN}{dx} = const.$$

と書き表せる。これより

$$\frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = const. \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt'$$

となり、ドリフト距離 x_{distance} を得ることが出来る。このドリフト距離 x_{distance} を各センス面毎に求める事により、通過粒子の飛程を求めることができる。

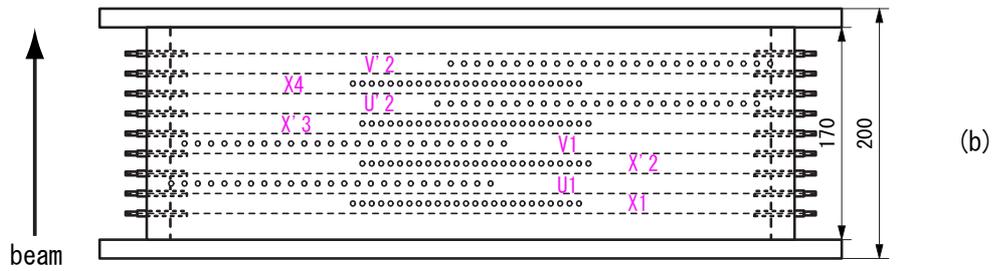
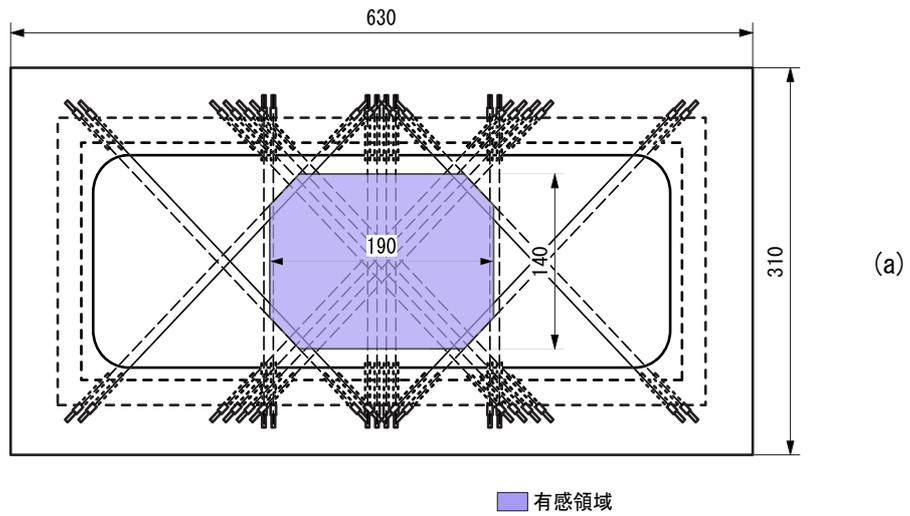


図 3.2: (a)MDC を粒子入射方向から見た図。色が塗られている部分が MDC の有感領域を示す。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示す。

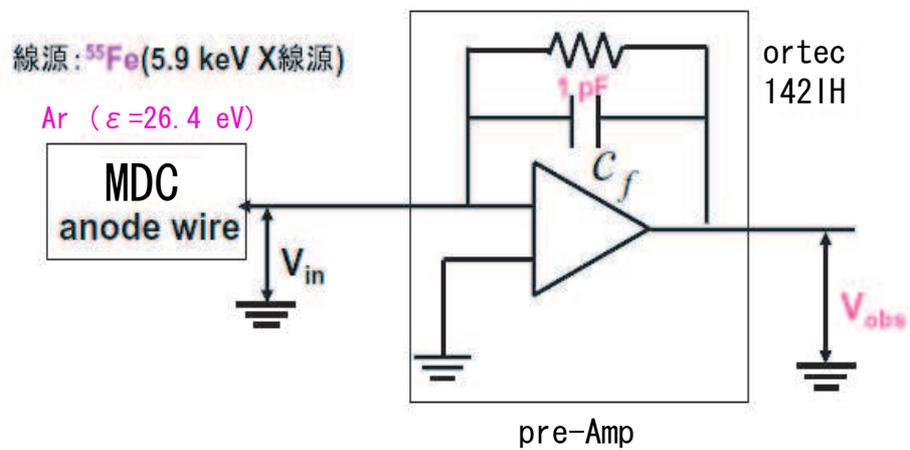


図 3.3: 実際にガス増幅率を求めるために用いた実験のセットアップ図。MDC の anode wire からの出力を pre Amp (ortec 142IH) を用いて増幅し、その出力をオシロスコープで測定した。

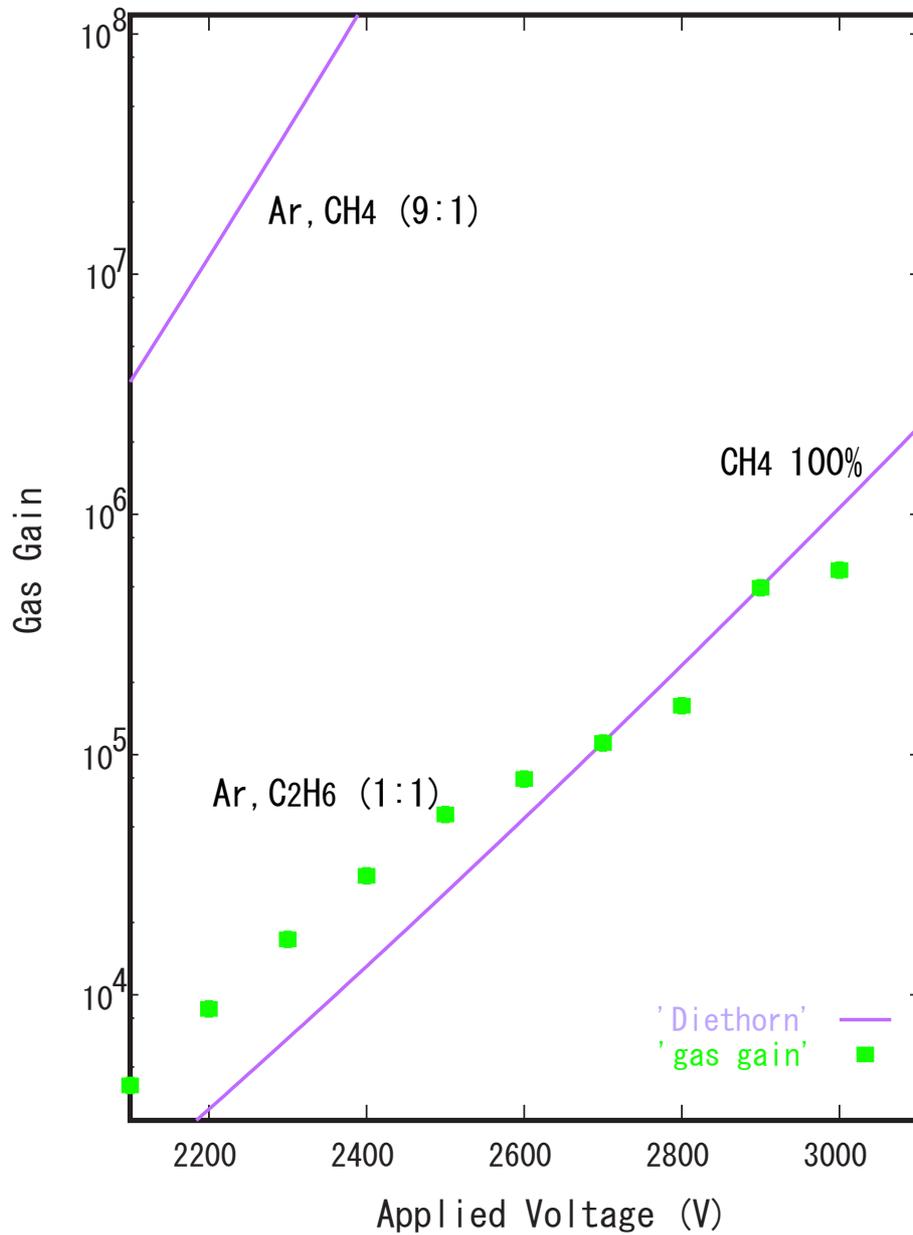
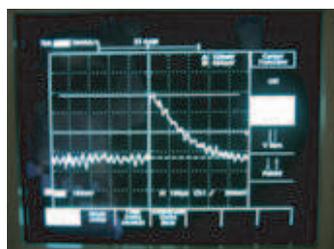
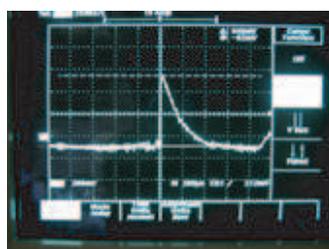


図 3.4: 実際の測定で得られたガス増幅率を印加電圧の関数として描いた図。図中の曲線は Diethorn による M の表現式を用いて、Ar, CH₄(9:1) のガスおよび CH₄ について描いた理論曲線を表す。



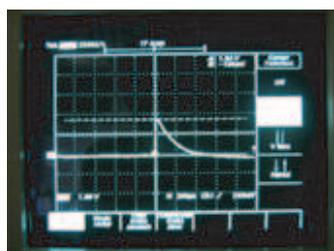
-2.2 kV



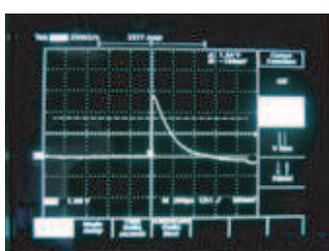
-2.3 kV



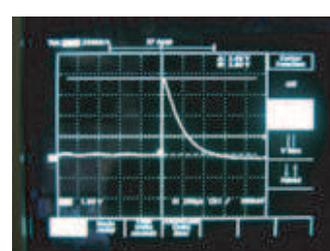
-2.4 kV



-2.5 kV



-2.6 kV



-2.7 kV



-2.8 kV

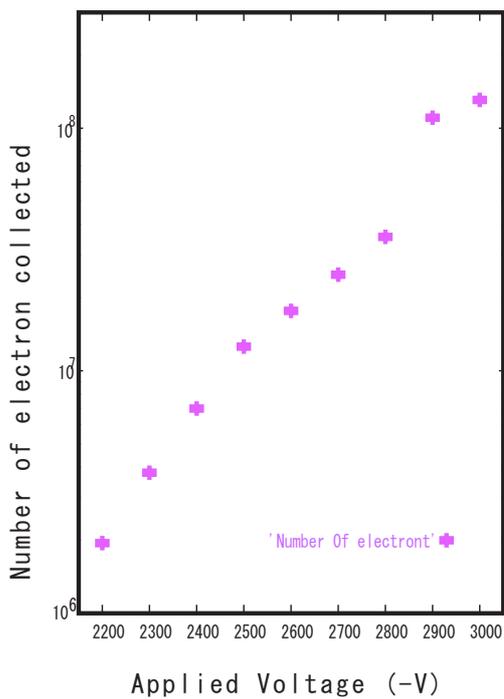


-2.9 kV

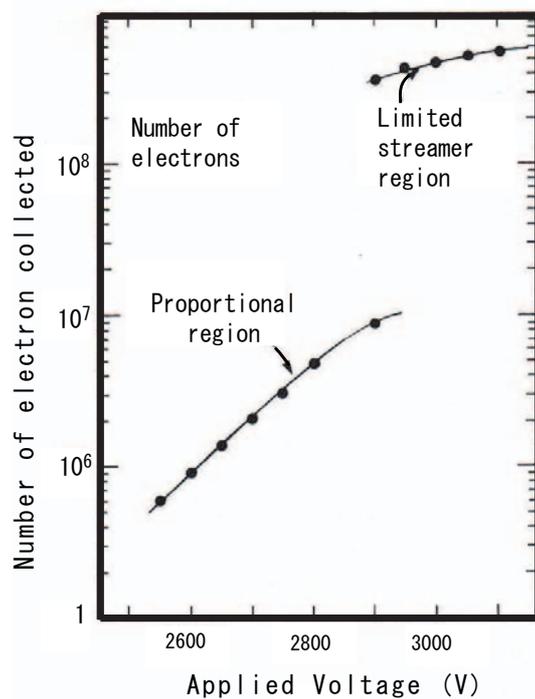


-3.0 kV

図 3.5: 各印加電圧に対する V_{observe} 測定時の pre Amp 出力。



(a)



(b)

図 3.6: (a) 得られたガス増幅率を出力電子数に換算した図、(b) $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の円筒形比例計数管に、検出ガスとして Ar (49.3%) + C₂H₆ (49.3%) + CH₃CH₂OH (1.4%) を用いて測定された出力電荷量 ([10] より引用)。

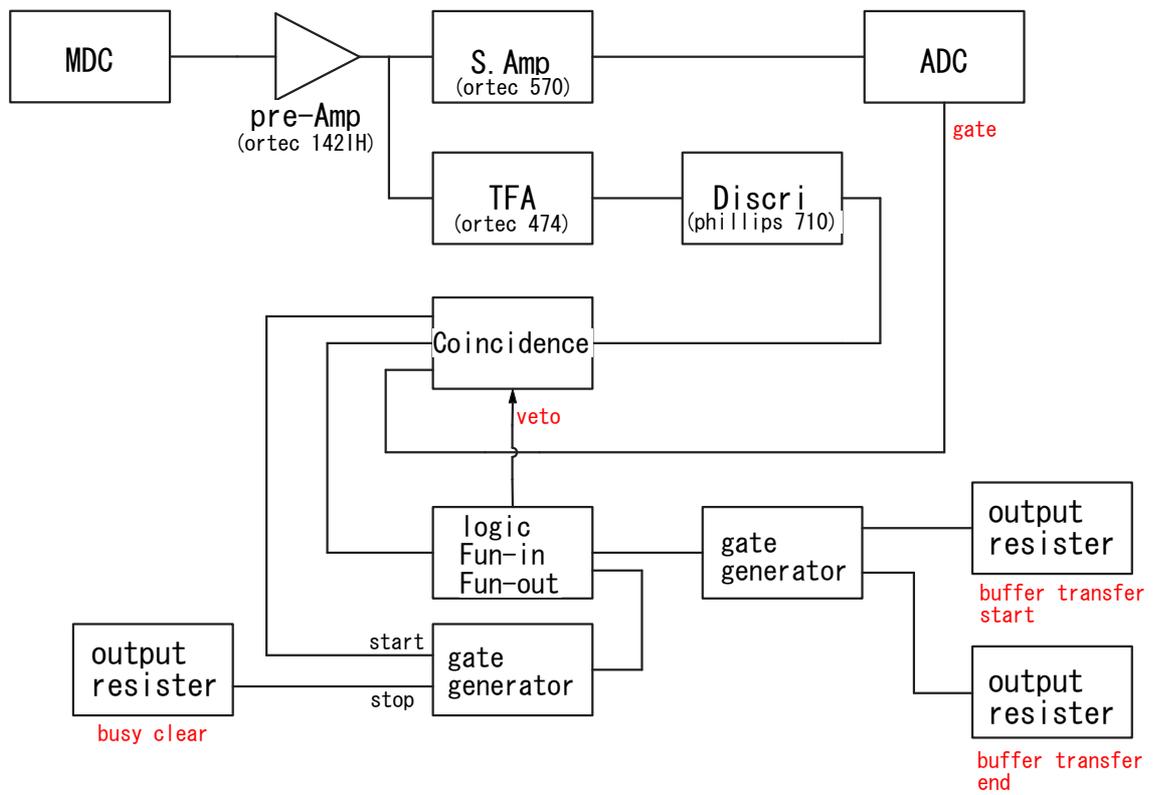


図 3.7: ADC スペクトルを測定した際の回路図。印加電圧によって pre Amp の入力および shaping Amp の出力に attenuator を入れた。

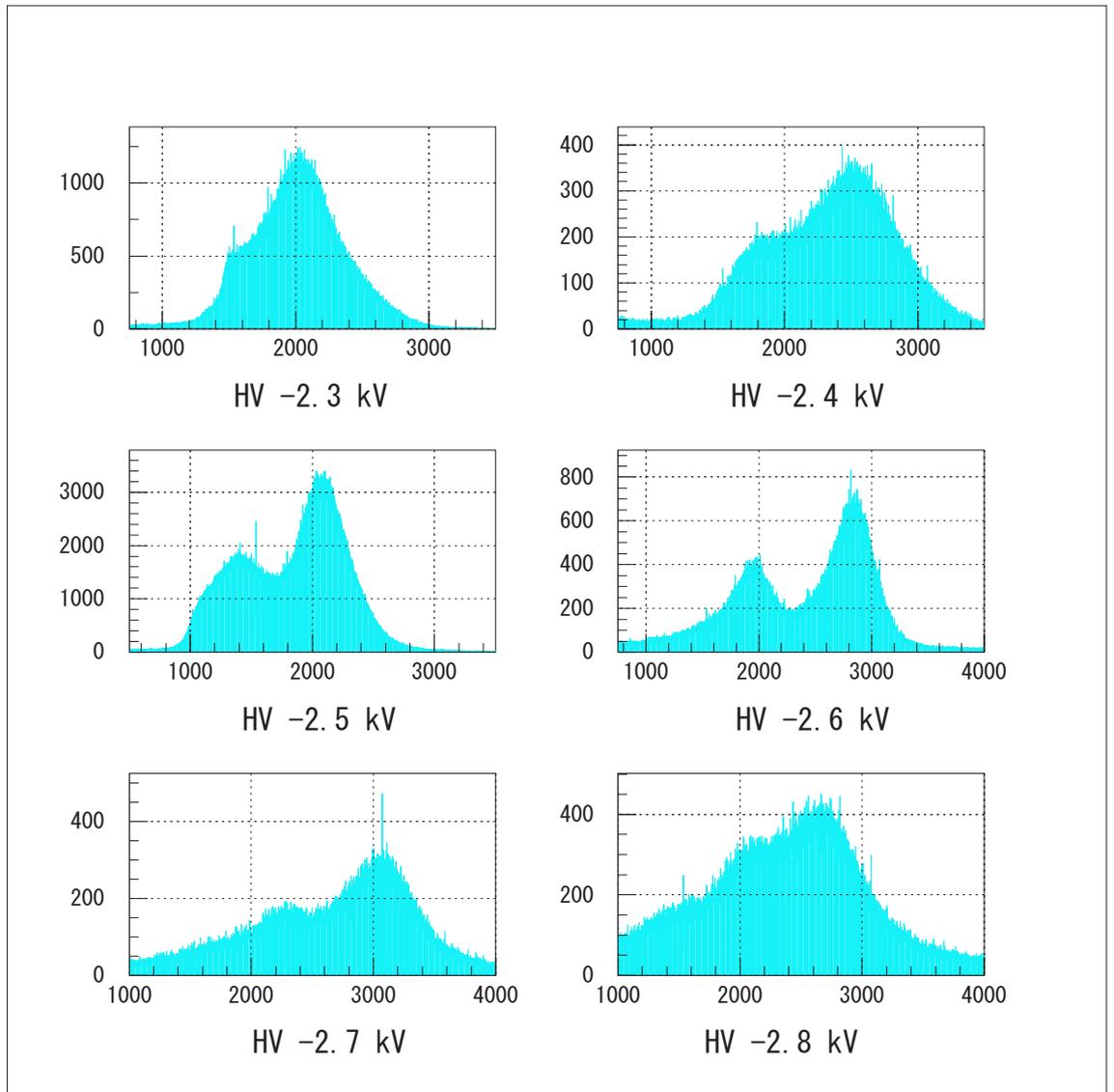


図 3.8: 印加電圧による ADC スペクトルの変化の様子を示した図。

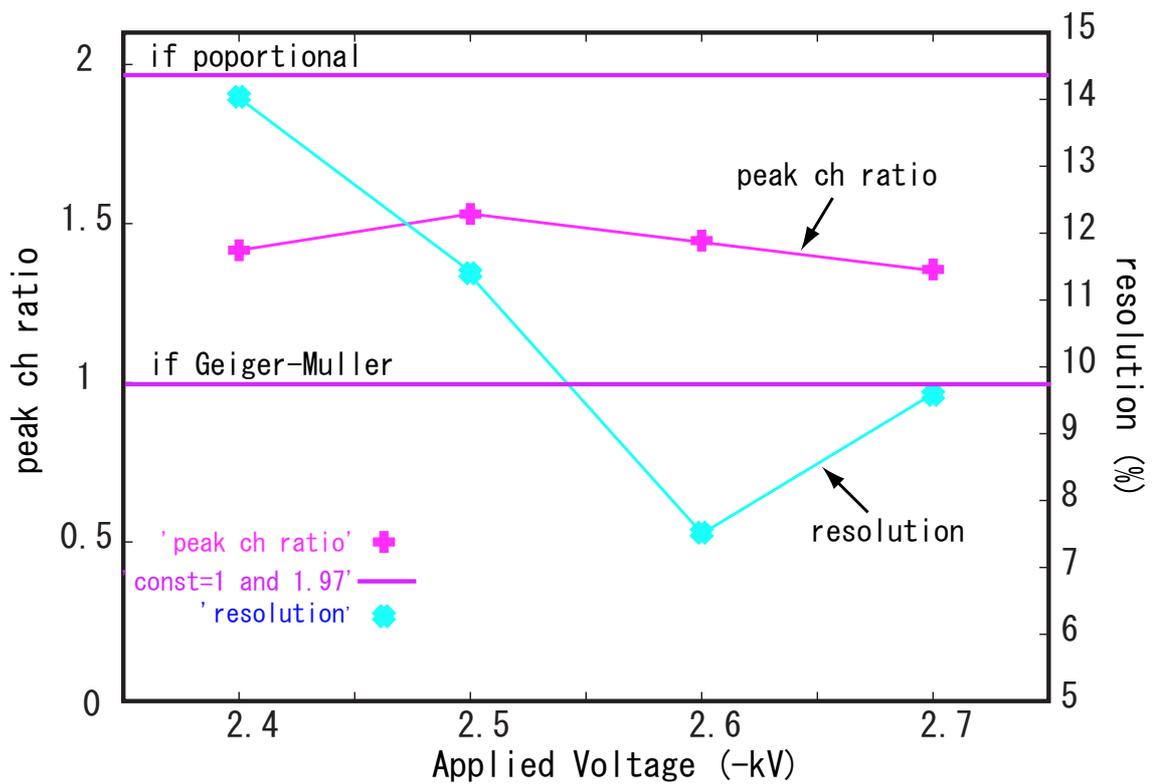


図 3.9: 横軸に印加電圧の絶対値、縦軸に ADC スペクトルに現れる二つのピークの ch の比および分解能を取ってプロットした図。図中の直線は比例領域および Geiger-Muller 領域で作動している場合に期待される値を表す。

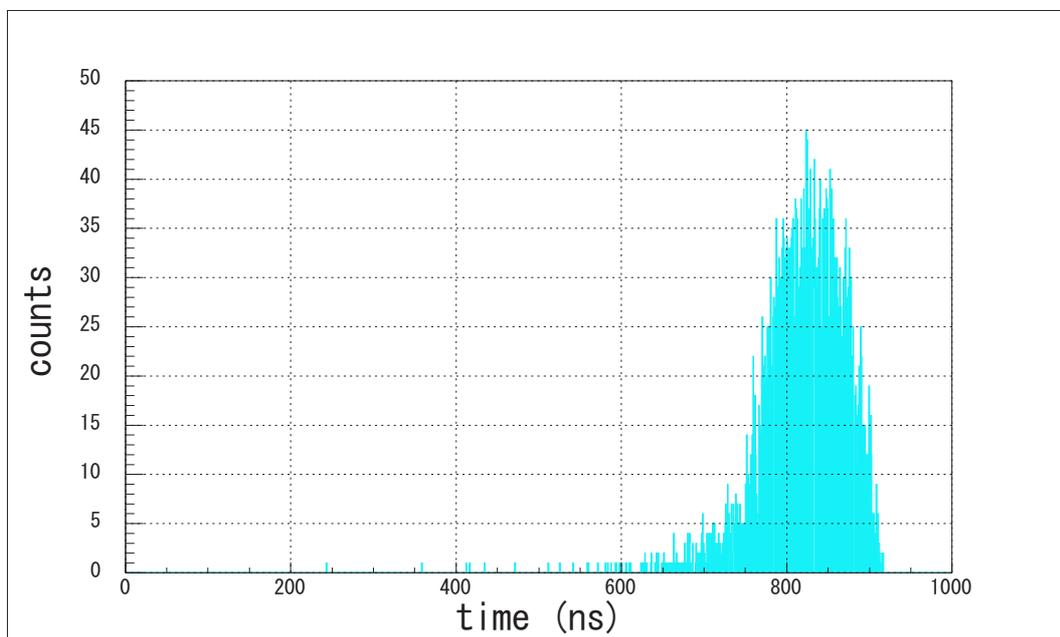


図 3.11: 印加電圧 -2.6 kV での TDC スペクトル

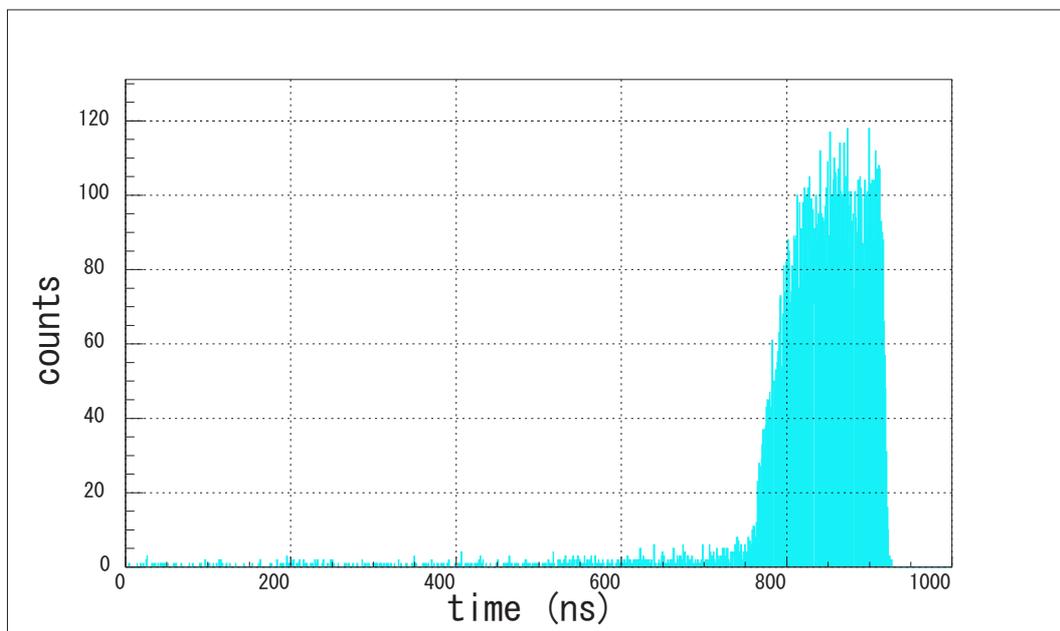


図 3.12: 印加電圧 -2.9 kV での TDC スペクトル

第4章 MDCのビームアクセプタンス

陽子非弾性散乱実験を想定し、入射エネルギー - が一核子あたり 70 MeV での反応に付いて、検出器 MDC のアクセプタンスのシミュレーションを行った。

検出器の配置 シミュレーション計算を行う上で仮定した検出器の配置を図 4.1 に示す。

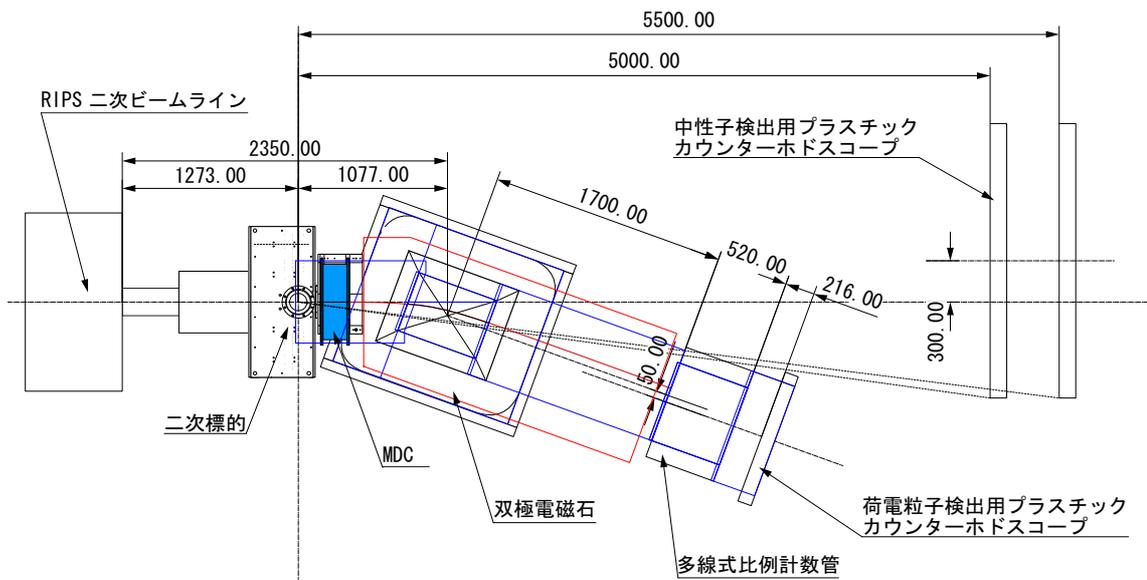


図 4.1: シミュレーション計算を行う上で仮定した検出器の配置図。

シミュレーションには飛程計算コード OPREACE を用い、 $^{14}\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{Be} + 2n + ^1\text{H}$ なる三体分解反応を考えた。崩壊によって出射される二つの中性子が最下流の中性子検出器のアクセプタンスに入るイベントについてのみ、飛程を追跡計算した。座標軸は、進行方向を Z 軸のプラス方向、上流から見て左側を X 軸のプラス方向、鉛直上向きを Y 軸のプラス方向に取った。二次標的 (LH_2) に入射する粒子 ^{14}Be のエネルギー、位置、および角度の分布にはこれまでの実験で得られた典型的な広がりを仮定し

た。水素標的との散乱により生じる崩壊生成物 $^{12}\text{Be} + 2n$ は位相空間因子の重みに従ってエネルギーと運動量を分け合うものとした。

図 4.2 に二次標的から 600 mm 下流での荷電粒子 ^{12}Be の縦および横方向への位置の広がりを示した。図は終状態の三粒子の相対エネルギーが (a) 1 MeV、(2) 3 MeV、(c) 5 MeV、(d) 7 MeV の場合をそれぞれ示している。いずれの場合も、終状態三体系の重心の散乱角度は実験室系で 5° を仮定した。図中の赤枠は MDC の有感領域を表している。

同様に、図 4.3 に二次標的から 600 mm 下流での中性子の縦および横方向への位置の広がりを示した。荷電粒子の場合と同様に図は終状態の三粒子の相対エネルギーが (a) 1 MeV、(2) 3 MeV、(c) 5 MeV、(d) 7 MeV で、終状態三体系の重心の散乱角度は実験室系で 5° が仮定されている。図中の赤枠は MDC のウィンドウ開口部を表している。

実際の実験において MDC はその背面が二次標的の下流 600 mm より上流に設置される予定である。これより MDC の有感領域は出射荷電粒子のアクセプタンスを保証しており、ウィンドウ開口部は出射中性子のアクセプタンスを保証していると言える。

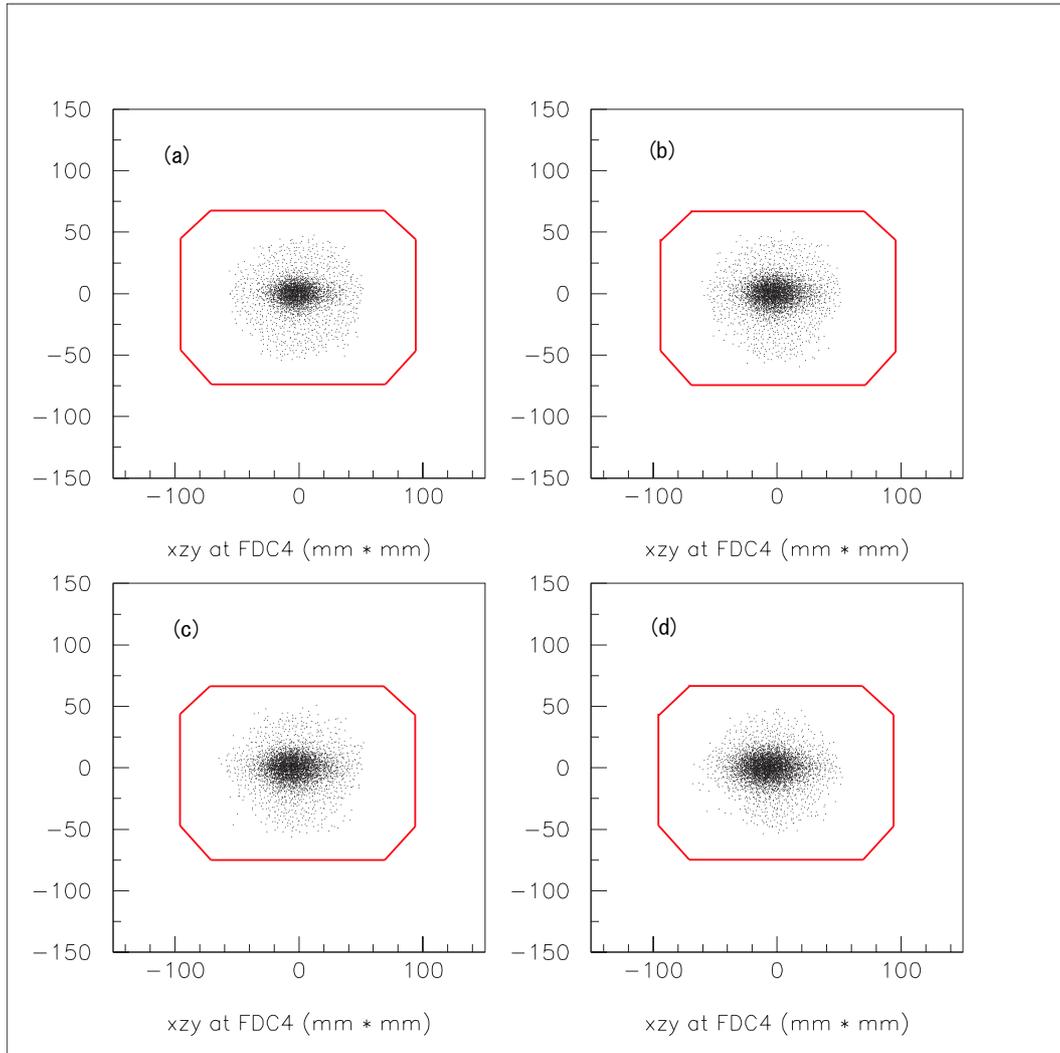


図 4.2: 標的から 600 mm 下流の位置における出射荷電粒子の広がりを下流から見た様子。図中の赤枠は MDC の有感領域を表す。終状態の三粒子の相対エネルギー E_{rel} がそれぞれ (a) 1 MeV、(2) 3 MeV、(3) 5 MeV、(4) 7 MeV での結果であり、二つの中性子が最下流の中性子検出器のアクセプタンスに入る粒子の飛程のみをプロットした。

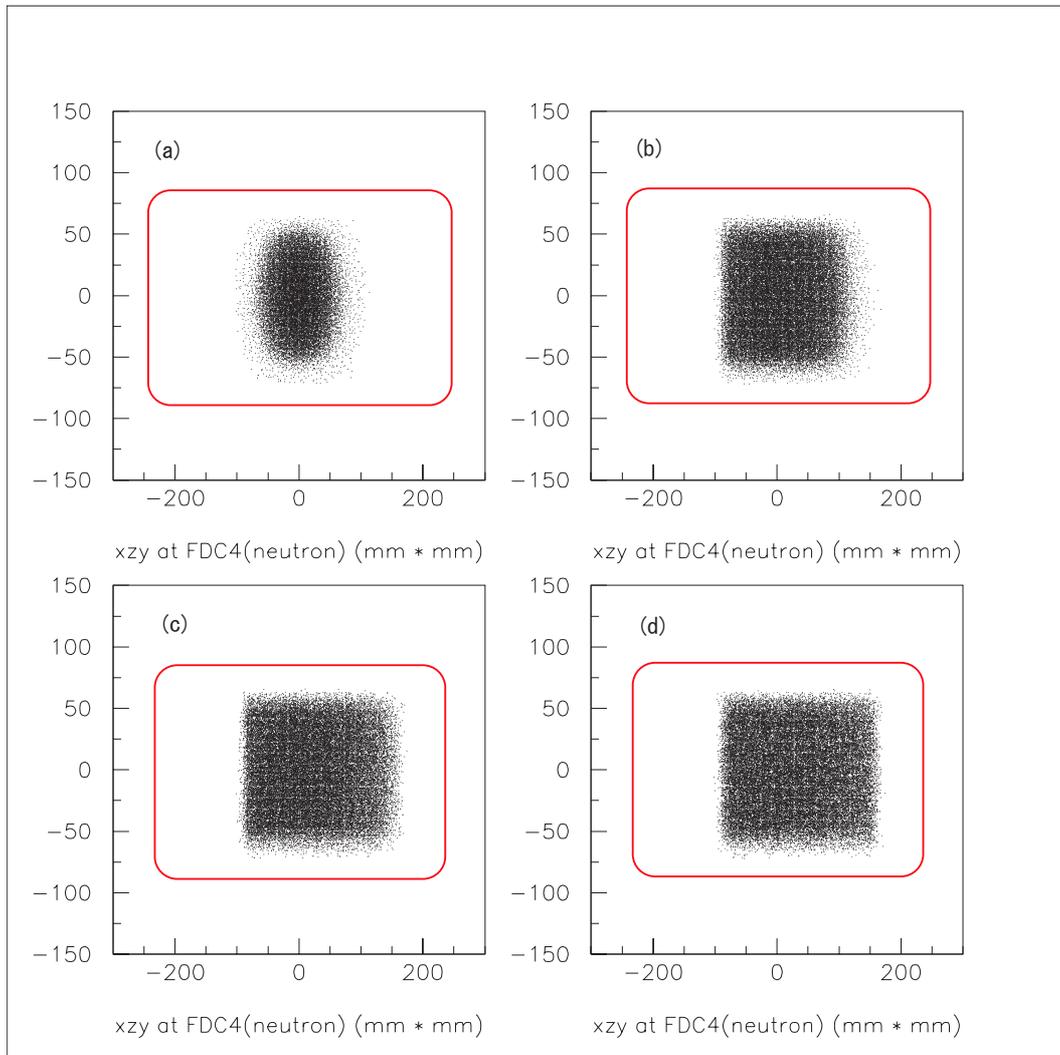


図 4.3: 標的から 600 mm 下流の位置における出射中性子の広がりを下流から見た様子。図中の赤枠は MDC のウィンドウを表す。終状態の三粒子の相対エネルギー E_{rel} がそれぞれ (a) 1 MeV、(2) 3 MeV、(3) 5 MeV、(4) 7 MeV での結果であり、二つの中性子が最下流の中性子検出器のアクセプタンスに入る粒子の飛程のみをプロットした。

第5章 まとめと展望

本研究では、陽子非弾性散乱実験において出射荷電粒子の角度分布の測定に用いる事を想定し、開発されたマルチワイヤ - ドリフトチェンバ - MDC の正常作動条件を決定し、かつ、基本的な性能評価を行った。

まとめ

ガス増幅率測定

ガス増幅率の測定により、MDC において比例 - 限定的比例領域は、印加電圧の絶対値が $2.2 \text{ kV} \leq V_{\text{applied}} < 2.9 \text{ kV}$ の範囲であり、その領域においてガス増幅率 $10^4 \sim 10^5$ を得る事が分かった。また印加電圧 -2.9 kV 付近から、自己消滅型ストリ - マ - が発生する事が分かった。

ADC スペクトル

ADC スペクトルの測定を行った。線源 ^{55}Fe の放出する 5.9 keV の X 線および 3.2 keV のエスケープピークを反映した ADC スペクトルを、印加電圧の絶対値が $2.3 \text{ kV} \leq V_{\text{applied}} < 2.9 \text{ kV}$ の範囲で取得する事ができた。

得られた電圧範囲および二つのピークの相対的な位置は、ガス増幅率測定で得た結果を支持している。

TDC スペクトル

TDC スペクトルの測定を行った。印加電圧 -2.6 keV の TDC スペクトルの立上りは、印加電圧 -2.6 keV の場合に比べて、なだらかであった。

展望

今後の課題を以下に列挙する。

- 検出ガスとして $\text{He} + \text{C}_2\text{H}_6$ を用いた場合の性能評価を行う。
- 飛程解析プログラムを開発し、入射粒子の飛程を求め、MDC が求める分解能を有するか調べる。
- 本研究で便宜的に等しくした、potential wire および cathode wire に印加する電圧 $V_{\text{potential}}$ 、 V_{cathode} を変えた場合の性能評価を行う。
- β 線源を用いて、MDC の印加電圧に対する検出効率を求める。
- コリメートした X 線源 ^{55}Fe を用いて、ADC スペクトルの位置依存性を調べる。

謝辞

本卒業研究を行うに当たり、多くの方々に御協力頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、研究の進行に合わせた的確な助言と展望を与えて頂きました。実際にMDCの設計を手がけられた佐藤義輝助手には、その原理から操作法、計算機の使用法に到るまで丁寧な御指導を頂きました。中村研究室の杉本崇氏には計算機の環境を整えて頂き、近藤洋介氏には本論文の校正をして頂き、松井信行氏にはMDCからのデータ取得環境を整えて頂きました。この方々の御協力無しに、私の研究を進めることは出来ませんでした。この場をお借りして心より感謝致します。

また、旭・中村研究室の皆様の御協力により充実した生活を送ることが出来ました。ありがとうございました。

参考文献リスト

- [1] I.Tanihata et.al、『Measurements of Interaction Cross Section and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region』(Physical Review Letters 55,2676、1985)
- [2] I.Tanihata et.al、『Revelation of thick neutron skins in nuclei』(Physics Letters B 289,261、1992)
- [3] T.Motobayashi et.al、『Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg form intermediate-energy Coulomb excitation』(Physics Letters B 346,9、1995)
- [4] H.Iwasaki et.al、『Low-lying intruder 1^- state in ^{12}Be and the melting of the $N = 8$ shell closure』(Physics Letters B 491,8-14、2000)
- [5] 『X-RAY DATA BOOKLET Second edition』(Lawrence Berkeley National Laboratory、2001年)
- [6] F. Sauli. 著、『Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers』(CERN Report 77-09、1977年)
- [7] W.Blum and L.Rolandi 著、『Particle Detection with Drift Chambers』(Springer-Verlag、1994年)
- [8] Glenn F. Knoll 著、木村逸郎、阪井英次訳『放射線計測ハンドブック 第3版』(日刊工業新聞社、2001年)
- [9] Konrad Kleinknecht 著、高橋嘉右、吉城肇訳『粒子線検出器 - 放射線計測の基礎と応用 - 』(培風館、1987年)
- [10] M.Atac, A.V.Tollestrup and D.Potter、『Self-quenching streamers』(Nuclear Instruments and Methodes,200,345、1982)
- [11] ORTEC catalog 『Modular Pulse-Processing Electronics』