修士論文

低物質量位置検出器の開発

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

三木 俊也

平成16年

Abstract

Radio Isotope(RI) ビームを用いた原子核実験では高エネルギー重粒子のベクトル (位置と角度) をイベント毎に高精度で測定できる位置検出器が必要である。角度分解能に対する多重散乱の影響を抑える為、検出器は真空中で用いられる事が多く、検出器本体も低物質量である事が必要である。

使用例としては、ビームライン運動量分散焦点面での運動量測定や、標的前後でのビームの角度 / 位置の高精度測定が挙げられる。前者では 1∼10 MHz の高計数率下で 1 mm 以下の位置精度での測定、後者では 1 mrad 以下の角度精度での測定が必要である。実験上 Z=1 からの粒子を検出可能である事も必要である。

本研究では、前者に対してこれまで開発を行ってきた低圧力 Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) の動作条件の最適化を進めるため、ガスの種類を変えた場合の動作特性を調べた。C_2H_6 ガスを 190 Torr 以下の低圧力で用いると、Z=1 の最小電離粒子に対し 100 %の検出効率で動作する事が分かった。

後者に対しては 200 μm 程度の位置分解能と低物質量の両方を満たす低圧力カソード読出型 Drift Chamber の開発を行い、動作特性を調べた。位置分解能 σ_K は、宇宙線に対して、He/C_2H_6 を 760 Torr で用いた場合 0 ° 入射に対して σ_K=107 μm、5 ° 入射に対して σ_K=153 μm が得られた。290 MeV/A ^{40}Ar ビームに対しては、$i$$C_4H_{10}$20 Torr で 0 ° 入射に対して σ_K=171.3 μm が得られた。

目 次

第 1 章　導入 **1**

1.1　低物質量位置検出器の開発意義と有用性 . . . 1
1.2　物質量とクーロン多重散乱 . . . 2
1.3　ガス増幅型検出器 . . . 3
1.4　充填ガス . . . 3
1.5　圧力単位系 . . . 4

第 2 章　アノード読出型低圧力 MWPC のガス特性 **5**

2.1　セットアップ . . . 5
2.1.1　MWPC の仕様 . . . 5
2.1.2　充填ガスの特性 . . . 6
2.1.3　電場分布と到達時間 . . . 7
2.1.4　クラスタ . . . 7
2.1.5　検出効率の定義 . . . 8
2.1.6　低圧ガス処理系 . . . 9
2.2　測定 . . . 11
2.2.1　トリガー系と測定回路 . . . 11
2.2.2　検出効率 . . . 12
2.3　データ解析 . . . 16
2.3.1　多重度 . . . 16
2.3.2　時間分布 . . . 17
2.4　試験結果のまとめ . . . 22

第 3 章　ガス増幅率の測定 **23**

3.1　低圧力 MWPC を用いた測定 . . . 23
3.1.1　測定回路 . . . 23
3.1.2　クエンチガス、760 Torr での測定 . . . 24
3.1.3　C_2H_6、低圧力での測定 . . . 25
3.2　円筒形比例計数管を用いた測定 . . . 28
3.2.1　円筒形比例計数管の仕様 . . . 28
3.2.2　測定回路 . . . 28
3.2.3　X 線に対する波高分布の測定 . . . 29
3.2.4　第一タウンゼント係数のフィッティング . . . 30
3.3　β 線に対する波高分布の測定 . . . 34
3.4　低圧力 MWPC の圧力と動作電圧の関係 . . . 36
3.5　まとめ . . . 38

第 4 章　低圧力カソード読出型 Drift Chamber の開発 **39**
4.1 カソード読出型 Drift Chamber . . . 39
4.1.1 構造と測定原理 . . . 39
4.1.2 位置決定法 . . . 41
4.1.3 カソード読出型 Drift Chamber の仕様 . . . 44
4.2 宇宙線を用いた試験 . . . 46
4.2.1 セットアップ . . . 46
4.2.2 検出効率 . . . 49
4.2.3 解析 . . . 51
4.2.4 試験結果のまとめ . . . 58
4.3 ^{40}Ar ビームを用いた試験 . . . 59
4.3.1 セットアップ . . . 59
4.3.2 検出効率の測定 . . . 64
4.3.3 解析 . . . 66
4.4 まとめ . . . 73

第 5 章　全体のまとめ **74**

付 録 A 矩形分布の標準偏差 **75**

付 録 B 低圧で固定するための手法 **76**

付 録 C ガス流量の較正 **78**

付 録 D MWPC に PR ガスを用いた場合の X 線に対する波高分布 **79**

付 録 E Diethorn による第一タウンゼント係数 **81**

付 録 F リファレンスチェンバー **83**
F.1 チェンバーの仕様 . . . 83
F.2 DC の解析方法 . . . 84
F.3 位置の内挿 . . . 86

付 録 G 位置決定法の simulation **88**

第1章　導入

1.1　低物質量位置検出器の開発意義と有用性

Radio Isotope(RI) ビームを用いた原子核実験は安定線から離れた不安定核の構造を理解するために、非常に有効な手段である。RI ビームは入射核破砕反応を通して安定な 1 次重イオンビームから生成される 2 次ビームであり、入射核破砕片は運動量や角度の分散を持つ。そのため殆んどの実験では RI ビームの運動量をイベント毎に高精度で測定する必要がある。

RI ビームの運動量は通常 ± 3 %程度の分散を持つ。これまでは焦点面間の飛行時間 (Time of Flight:TOF) を測定する事でビームの運動量をイベント毎に測定してきた。TOF の測定によって得られる運動量 P の分解能 σ_P は、エネルギー T=250 MeV/A、飛行距離 L=7 m、時間分解能 σ_t ≈100 psec として、$\sigma_P/P \sim 0.4\%$ である。これに対し運動量分散焦点面 F1 での運動量分散は通常 20 mm/%程度あるため、1 mm の精度でビームの位置が測定出来れば 1 次光学の範囲内では $\sigma_P/P = 0.05\%$ という分解能で運動量を決定できる。実際には運動量分散焦点面はビームラインに対して傾いており、この傾きを補正出来る程度の角度分解能を得るため検出器自身も低物質量に保つ必要がある。また TOF の時間分解能 σ_t と、TOF から求まる運動量 σ_P の分解能には

$$\frac{\sigma_P}{P} = \gamma^2 \frac{\sigma_t}{t}$$

という関係があるため、γ が大きくなると同じ t をかせぐための距離が増えるだけでなく、運動量分解能が悪くなる。これらの理由から運動量分散焦点面への低物質量位置検出器の適用に利点がある。この検出器に求める事は、(1)Z=1 からの粒子への感度、(2)1∼2 mm の位置決定精度、(3)1∼10 MHz の高計数率で動作する事、(4) 真空中で動作する事、である。

また RI ビームを用いた逆運動学の (p,pN) 核子ノックアウト反応など散乱角の正確な測定が要求される実験では、散乱角の正確な測定に加えてビームの入射角度も粒子毎に高精度で測定する必要がある。これまでは Drift Chamber(DC) を空気中で用いてきたが、検出器中や空気での多重散乱の影響が大きく、角度分解能が制限されてしまっている。250 MeV/A でのノックアウト反応の分離エネルギー分解能を 0.4 MeV(rms) 程度まで改善するには、入射粒子の角度を 1 mrad 以下の精度で測定できる事が必要である。多重散乱の影響を抑え高角度分解能を得る為には、検出器を真空中に置き、又検出器自身も低物質量とである事が必要である。我々がこの検出器に求める事は、(1)Z=1 からの粒子への感度、(2)1 mrad 以下の角度決定精度、(3) 高角度分解能の為に必要な 200 μm 程度の位置分解能と低物質量、(4) 分解能の角度依存性が小さい事、(5) 可能であれば高強度のビームに対しても動作する事、である。

本研究では、まず前者に対しこれまで開発されてきた低圧力 Multi Wire Proportional Chamber(MWPC)[10] の動作条件の最適化を進めるため、これまで試験に用いられた iC$_4$H$_{10}$ ガスに代えて異なる 4 種類のガスを用いた場合の動作特性を調べた。また後者に対して、求められる条件のうち低物質量と 200 μm 程度の位置分解能を満たす検出器として低圧力カソード読出型 Drift Chamber(KDC) の開発を行い、動作特性を調べた。

1.2 物質量とクーロン多重散乱

角度分解能を向上させる為には、検出器の物質量を低くしクーロン多重散乱の影響を抑える必要がある。クーロン多重散乱に依る散乱角 θ は、

$$\theta \simeq \frac{14[\mathrm{MeV}/c]}{p\beta}\sqrt{\frac{L}{L_{\mathrm{R}}}}\left(1+\frac{1}{9}\log_{10}\frac{L}{L_{\mathrm{R}}}\right)Z \tag{1.2}$$

(p : 運動量 $[\mathrm{MeV}/c]$、L : 物質の厚さ、L_{R} : 放射長、Z : 入射粒子の電荷数)

と近似的に計算される [2]。放射長 L_{R} は物質に固有な定数である。散乱角を小さくするには、L を小さく低物質量にする事と、L_{R} の大きな物質を用いる事が必要である。

電荷 Z_m、質量 A_m の物質の放射長の値は次式で近似的に求められる。

$$L_{\mathrm{R}} \simeq \frac{716.4[\mathrm{g/cm^2}]A_m}{Z_m(Z_m+1)\ln\left(287/\sqrt{Z_m}\right)} \tag{1.3}$$

単原子分子から成る物質の場合は式 (1.3) のみで計算できる。多原子分子からなる物質の場合は、

$$\frac{1}{L_{\mathrm{R}}} = w_1\left(\frac{1}{L_{\mathrm{R}}}\right)_1 + w_2\left(\frac{1}{L_{\mathrm{R}}}\right)_2 + \cdots \tag{1.4}$$

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \tag{1.5}$$

a_i : 分子中の成分原子の数

A_i : 分子中の成分原子の質量数

を考慮して、各成分原子毎に計算する事ができる [2]。

表 1.1に、各物質の放射長と密度を示す。

物質	放射長 $L_{\mathrm{R}}[\mathrm{g/cm^2}]$	密度 $\rho[\mathrm{g/cm^3}]$
Solids		
W	6.76	19.3
Al	24.01	2.70
mylar	39.95	1.39
polyethylene	44.80	0.92
polypropylene	45.0	0.9
kapton	40.8	1.42
aramid	41.5	1.4
Gases		
He	94.32	0.0001785
CH_4	46.22	0.0007170
C_2H_6	45.47	0.0013416
iC_4H_{10}	45.2	0.00267
CF_4	34.2	0.0037
C_3F_8	34.7	0.0078
air	36.66	0.00129

表 1.1: 放射長と密度 (気体の密度は標準状態 20 ℃、大気圧)

1.3 ガス増幅型検出器

粒子の通過位置、角度の測定にガス増幅型検出器は広く用いられている。一般的な原理として、荷電粒子が検出器内に充填されたガス中を通過する際、粒子のエネルギー損失に伴い飛跡に沿ってガス分子が電離される。この電離電子は検出器内の電場によって陽極 (アノード) へと収集される。この時電場強度の大きな領域では、加速された電子が他のガス分子を更に電離し、それによって生じた電子もまた加速され周りのガス分子を電離するという電子なだれ (avalanche) が発生する。この過程で電荷量は大きく増幅され、結果的に生じた大きな電荷の移動により電極に誘起される信号を読み出す事が可能となる。シグナルの読出されたアノード位置や時間情報、もしくは誘起電荷の重心を調べる事で元の粒子の通過位置が決定される。

こういったガス増幅型検出器の中で、低物質量で良い位置分解能という要求を満たす検出器としては Parallel Plate Avalanche Chamber(PPAC) が挙げられる。しかし PPAC は高エネルギーの陽子ビームといったエネルギー損失の小さい粒子を 100 %に近い充分な検出効率で検出する事が出来ない。これは PPAC のアノード–カソード平板間での電荷増幅度が比較的小さい為である。

一方 MWPC や DC は良い位置分解能を持ち、エネルギー損失の小さい粒子に対しても充分な検出感度を持つ。これは、アノードに平板ではなく細いワイヤーを使用する事でワイヤー周辺の電場が半径に逆比例して強くなり、同じ高電圧に対して平行平板間の電場よりずっと強くなる為、非常に大きな電荷増幅度を得る事が出来るためである。ただし MWPC や DC を空気中で大気圧で用いた場合は、検出器本体や検出器間の物質量が多く多重散乱の影響を強く受ける。良い位置分解能と Z=1 からのエネルギー損失の小さい粒子への検出能力、低物質量という条件を兼ね備える為、MWPC や DC の充填ガスを低圧力とし、真空中で用いる事が考えられている。ガスを低圧力とする事でガス部分の物質量も減るが、ビームラインの高真空と検出器を隔てるウインドウにかかる圧力差を小さくする事でウインドウに使用するフォイルを薄く出来る事のメリットが大きい。

1.4 充填ガス

MWPC や DC などに対して、大気圧では一般に希ガスを主成分とし、クエンチガスとして働く多原子分子ガスを添加した混合ガスが用いられる事が多い。

Avalanch の中で、加速された 1 次電子と周りの中性ガス分子が衝突する際、電離の他に単にガス分子を励起するだけで 2 次電子を作らない事もある。この励起分子は脱励起の際に可視光あるいは紫外光を放出し、この光子はガス分子やカソードから光電効果によって光電子を遊離する。このような光電子は更なる avalanche を引き起こし、この過程が連続的に繰り返されることになる。このことから、希ガスのみを用いた場合では放電せずに得られるガス増幅度は $10^3 \sim 10^4$ に留まってしまい、それ以上高い増幅度を得る事が出来ない [4]。

そこで主成分となるガスの他に特に 4 原子以上からなる多原子分子を添加すると、この光子を吸収してもそれ以上電離を起こさなくなり、放電を抑制する事が出来る。これは回転や振動といった非放射性の励起状態が多数存在する為で、100 nm$\leq \lambda \leq$200 nm 程の波長の光子 (6 eV$\sim$12 eV に相当) を吸収できる。これによりガス増幅度を 10^6 以上まで高める事が出来る [5]。この添加成分をその働きから消滅ガス (クエンチガス) と呼び、CH_4 や C_2H_6、iC_4H_{10} 等が一般に用いられる。

又この他に、フレオンと呼ばれる電気陰性度の大きなフッ素原子を含む有機化合物も用いられる事が多い。フレオンを小量添加する事で、クエンチガスとして光子を吸収する以外にドリフト中の電子を捕獲し、ワイヤーの多重度を小さく保つ働きがある。

先にも述べたが、太気圧では多くの場合これらのガスの混合ガスが用いられる。しかし物質量を低くするためにガスを低圧力で用いる場合、ガス分子数が減少する事によってクエンチガスの働きが弱くなる。従って低圧で安定に動作させる為にはクエンチガスの比率を上げねばならず、最終的にはクエンチガス 100 %で用いる事となる [10]。

この事から、本研究では低圧力のガス検出器開発を行うため、基本的には太気圧から低圧まで全て各クエンチガス 100%での動作を調べる事にした。

1.5　圧力単位系

本論分では、圧力の単位として Torr を用いる。Torr と他の単位との換算を以下に示す。

$$760\,\mathrm{Torr} = 760\,\mathrm{mmHg} = 1\,\mathrm{atm}$$

第2章　アノード読出型低圧力MWPCのガス特性

2 次ビームの運動量分散焦点面における運動量測定のため、これまでに低圧力 MWPC が開発されてきた。低圧力ではクエンチガスを単体で用いる必要があり、$i\mathrm{C_4H_{10}}$ を用いた場合に $Z = 1$ の最小電離の粒子に対して概ね問題なく動作するという事が分かっている [10]。本研究では低圧力 MWPC の動作条件の最適化をさらに進めるため、まだ動作が調べられていない数種類のクエンチガスをそれぞれ単体で使用した場合の低圧力 MWPC の動作について調べた。

2.1　セットアップ

2.1.1　MWPC の仕様

MWPC の基本構成は、等間隔に張られたアノードワイヤー面と、それを挟む 2 枚のカソード面からなる。荷電粒子の通過によって電離された 1 次電子は検出器内の電場によってアノードに収集される。アノード付近では電場強度は急激に強くなるため、avalanche が発生する。これにより生じた大量の電子-イオン対の移動によって電極に誘起される信号をアノードワイヤーから読出す事で、粒子の通過位置をワイヤー間隔で決定する事が可能となる。

ここで用いた MWPC の仕様を図 2.1、表 2.1に示す。

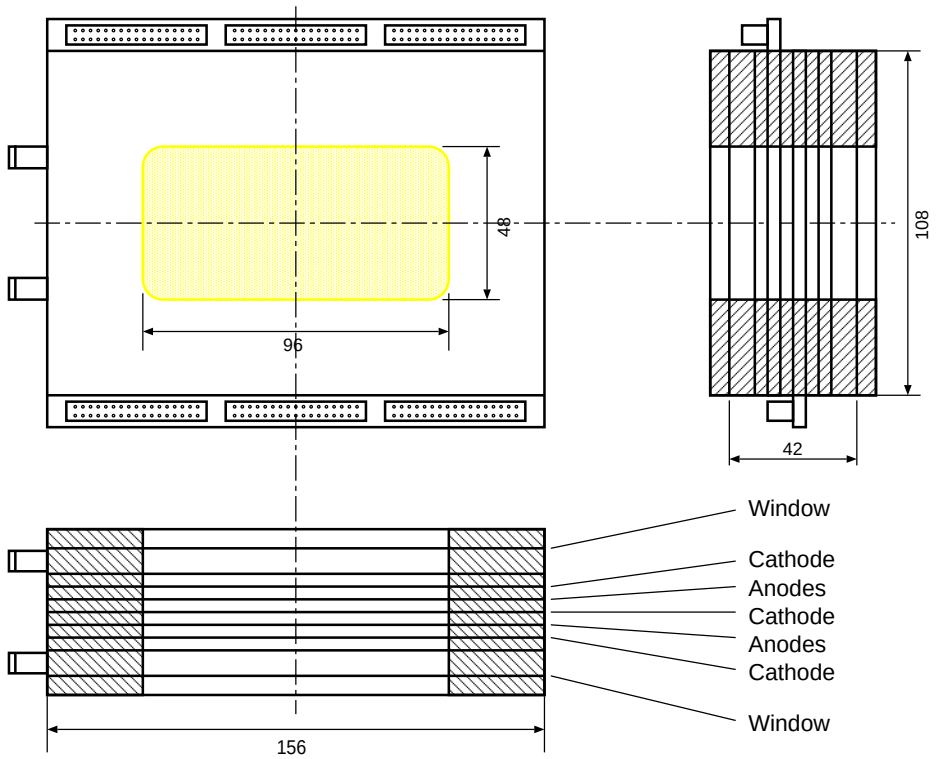


図 2.1: MWPC の仕様

ワイヤー間隔 2 mm の MWPC の位置分解能 σ_x は、$\sigma_\mathrm{x} = \frac{2}{\sqrt{12}} = 0.58$ mm であり、20 mm/%の運動量分散に対して、得られる運動量分解能は $\sigma_P/P = 0.03$ %である (付録 A)。

構成	XX(1 面当りアノード 48 本)
有効領域	96 mm(横) × 48 mm(縦)
アノード	間隔 2 mm 直径 20 μm Au-W-Re
カソード	12.5 μm 厚両面 Cu-Cr 蒸着カプトン 3 枚
アノード-カソード間隔	4 mm
ウインドウ	125 μm 厚カプトン 2 枚

表 2.1: MWPC の仕様

検出効率を上げる目的からアノード面は平行に 2 面取り付けられているが、今回の測定ではそのうち 1 面のみを用いた。また 1 面当りアノードは 48 本あるが、真ん中の 16 本の信号のみ読出を行った。

125 μm のウインドウはかなり厚いが、これは元々1 気圧差に耐え得る様に設計された為である。ガスを低圧力にし、周りの真空ラインとの気圧差を小さくする事で、ウインドウは薄くし得る。

MWPC を構成する各成分の $L/L_{\rm R}$ を表 2.2に示す。125 μm ウインドウ部分での多重散乱が (C_3F_8 を除いて) 最も大きくなる事が分かる。低圧 MWPC を真空下に置いて薄いウインドウを使用する事で、物質量を減らし多重散乱の効果を低減する事が出来る。

C_2H_6 を用いた場合、250 MeV 陽子に対する多重散乱の θ は

・760 Torr(125 μm ウインドウ使用) $\rightarrow L/L_{\rm R}$=12.15$\times 10^{-4}$ $\therefore$ θ $\sim$0.74 mrad(0.042 $^\circ$)

・190 Torr(4 μm ウインドウ使用) $\rightarrow L/L_{\rm R}$=2.80$\times 10^{-4}$ $\therefore$ θ $\sim$0.32 mrad(0.018 $^\circ$)

である。

物質	$L/L_{\rm R}$
ガス部分 (42 mm)	
CH_4 760 Torr	0.57×10^{-4}
C_2H_6 760 Torr	1.24×10^{-4}
iC_4H_{10} 760 Torr	2.48×10^{-4}
CF_4 760 Torr	4.31×10^{-4}
C_3F_8 760 Torr	9.08×10^{-4}
C_2H_6 190 Torr	0.31×10^{-4}
iC_4H_{10} 190 Torr	0.62×10^{-4}
検出器本体	
アノード $\times$2	0.90×10^{-4}
カソード $\times$3	1.31×10^{-4}
ウインドウ (125 μm)$\times$2	8.70×10^{-4}
ウインドウ (4 μm)$\times$2	0.28×10^{-4}
検出器本体合計 (4 μm ウインドウ使用)	2.49×10^{-4}

表 2.2: MWPC を構成する物質毎の、$L/L_{\rm R}$ の比較

2.1.2 充填ガスの特性

充填ガスの候補となり得る各ガスの、それぞれの特性を記す。

CH_4、**C_2H_6**、 iC_4H_{10} と同じ炭化水素ガス。軽い程 $L_{\rm R}$ が大きく、多重散乱の効果が小さい。しかしクエンチ力も小さい。

CF_4 ドリフト速度の早いガスとして有名。

C_2F_6 $CBrF_3$ と同じ程度、電気陰性度が非常に大きい為、今回は除外。

C_3F_8 電気陰性ガス。Energy loss が大きい。

2.1.3 電場分布と到達時間

図 2.2に、今回用いた MWPC に形成される等電位面を示す。

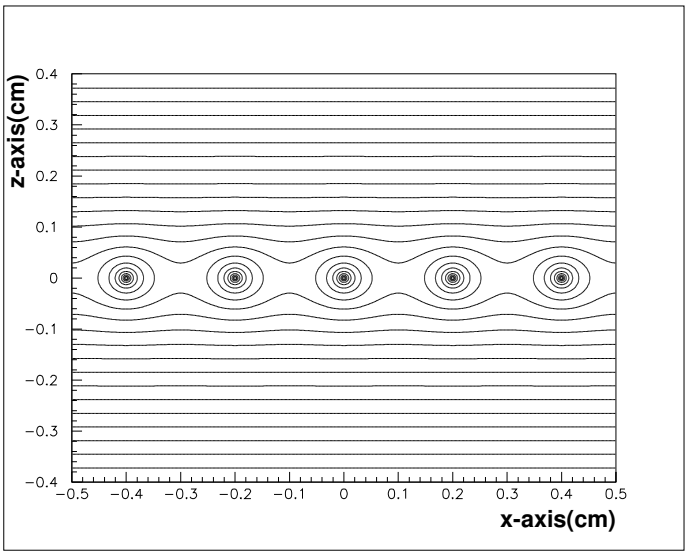


図 2.2: MWPC の等電位面の計算値

粒子の通過によって電離された 1 次電子は、MWPC 内の電場によってアノードへとドリフトする。このドリフトに要する時間が、MWPC の信号の時間分布を決定付ける。

MWPC 内の電場の様子は、図 2.3左のように大別する事が出来る。

- 領域 A
  アノード近傍で電場はかなり強く、等電位面は同心円状とみなせる。
- 領域 B
  領域 A と領域 C の中間に相当し、電場がかなり強い領域から一様に弱い領域、またアノードとアノードの丁度中間で電場がゼロとなる領域まで含む。従って領域 B での電場の強さは多岐にわたるものとなる。
- 領域 C
  アノードから遠く電場は一様に弱い。等電位面は平行となる。

領域 A で生成された 1 次電子は速やかにアノードへと到達し、領域 C で生成された 1 次電子はゆっくりとドリフトしてアノードへと到達する。また、領域 B で生成された 1 次電子はアノードへ到達するまでの時間がかなり早いものから遅いものまで分布する。

これらの電場領域と時間分布とは、図 2.3右に示すように関連付けられる。

2.1.4 クラスタ

測定において、1 イベントに対し複数本のワイヤーが信号を出す事がある。そこでクラスタという概念を定義する。1 イベントに対し複数のワイヤーが信号を出した場合、隣り合っているワイヤー同士はまとめて 1 クラスタと数える。

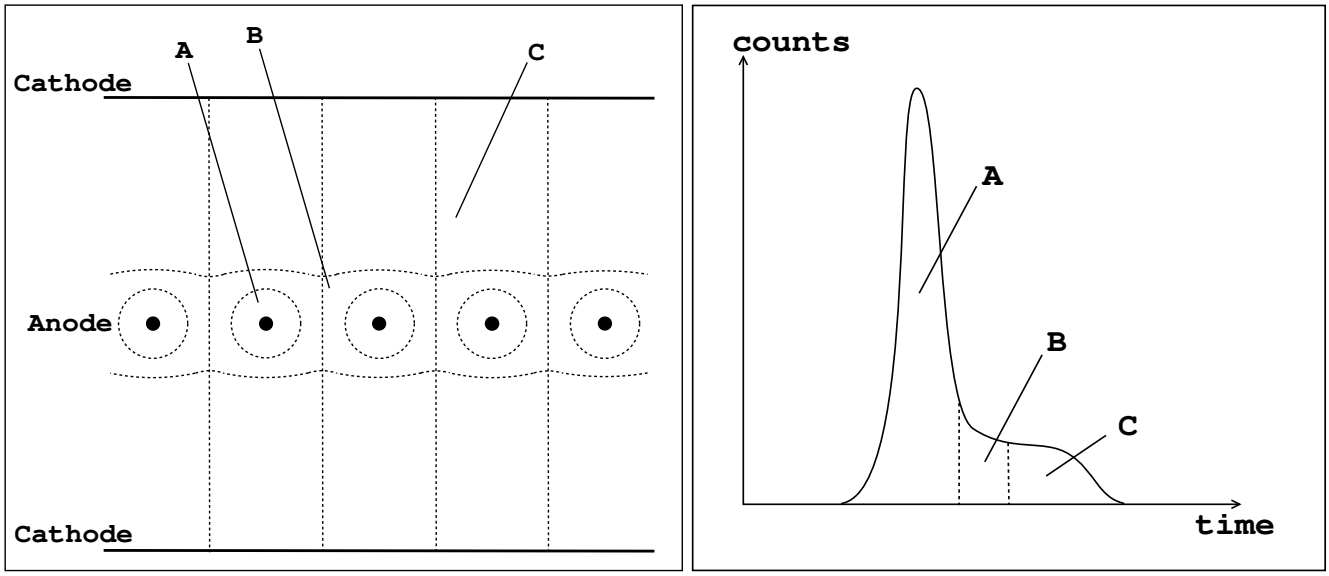


図 2.3: MWPC 内の電場の分類 (左) と時間分布 (右) の関係

また、クラスタを構成するワイヤーの本数をクラスタサイズと呼ぶ。

図 2.4に模式図を示す。

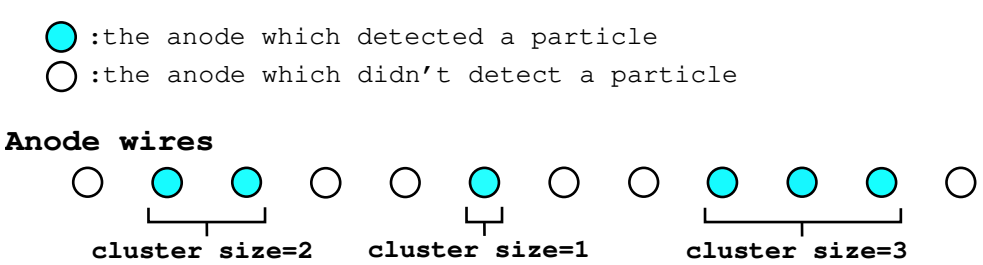


図 2.4: クラスタの定義

この例ではワイヤーの多重度は 6、クラスタの多重度は 3 である。実際の測定ではワイヤー、クラスタの多重度共に小さくなる事が望ましい。

2.1.5 検出効率の定義

検出効率を次のように定義する。

$$\text{Efficiency } [\%] \equiv \frac{\text{MWPC hit events}}{\text{Trigger events}} \times 100\ [\%] \tag{2.1}$$

ワイヤーやクラスタの多重度を問わず粒子を検出する効率を全検出効率 ($\varepsilon_{\rm tot}$) とする。また、粒子を検出したワイヤーやクラスタの多重度に応じて、

- ワイヤーの多重度が 1 である検出効率 ($\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$)
- クラスタの多重度が 1 である検出効率 ($\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$)

も合わせて定義する。

2.1.6 低圧ガス処理系

低圧での MWPC の動作を測定する為、MWPC を密閉容器 (アクリル箱) に収め、アクリル箱ごと圧力を調節する。ガス処理系を図 2.5に示す。

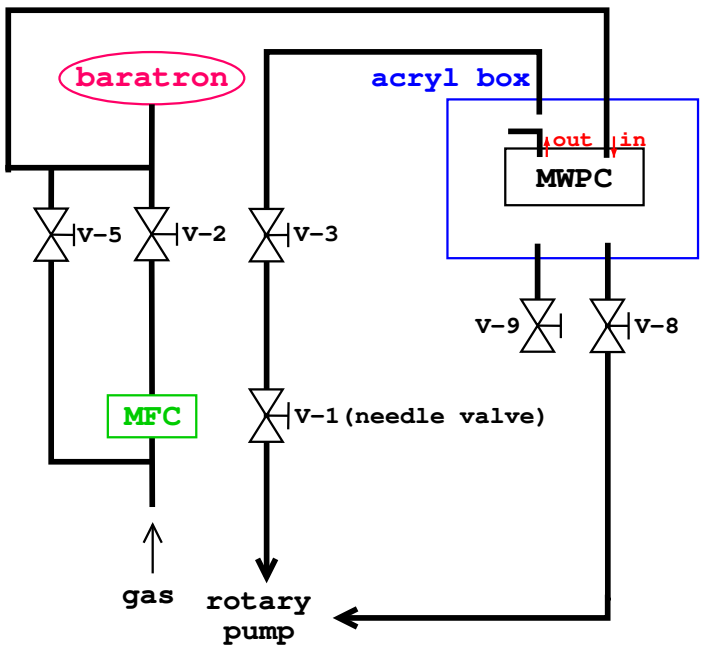


図 2.5: ガス処理系

ここで V-1∼V-9 はバルブを表している。マスフローコントローラー (MFC) でガスの流入量を調節し、MWPC 内に流入させる。MFC を介さない場合は V-5 の経路からガスを流す。MWPC のガス出口はアクリル箱内に開放されており、MWPC とアクリル箱の圧力は等しく保たれる。アクリル箱にロータリーポンプをつなぎ、荒引きの時は V-8 を開く。ニードルバルブには目盛が付いており、排気量を細かく調整する時は V-8 は閉じ、V-3 を開けた後ニードルバルブで排気速度を設定する。MWPC とアクリル箱の圧力はバラトロン圧力計でモニターする。

以下に、この処理系で MWPC を (大気圧から) 低圧にする手順を示す。

1. MWPC とアクリル箱を真空にする

   MFC をゼロにし、全てのバルブを閉じる
   ロータリーポンプを動かす
   V-8 を開ける

2. 真空になった後、MWPC とアクリル箱にガスを流し低圧にする

   V-8 を閉じる
   V-3 を開ける
   V-1 で排気量を調節する
   V-2 を開ける
   MFC でガスの流量を調節する

   急速に圧力を上げる際には V-5 からガスを流す

3. MWPC とアクリル箱を大気圧に戻す

MFC をゼロにする
V-2 を閉じる
V-1 を閉じる
V-3 を閉じる
ロータリーポンプを止める
V-9 を開ける (ゆっくり)

低圧力での定常状態は

$$F = \frac{V_b}{P_0} D(P) \tag{2.2}$$

という式に従って設定出来る。ここで F は必要なガス流入量、$D(P)$ は流入が無い場合の圧力変化、P_0 は大気圧、V_b は系の体積である。今回使用したアクリル BOX の体積は約 6760 cc であり、ガスチューブなどの体積は殆んど無視できる。式 (2.2) の導出については付録 Bに記す。

各ガスの MFC の値はそのままでは流量 [cc/min] に対応していないので、MFC の値とガス流量の較正を予め行った (付録 C)。

2.2 測定

2.2.1 トリガー系と測定回路

β 線による検出効率の測定回路を図 2.6に示す。

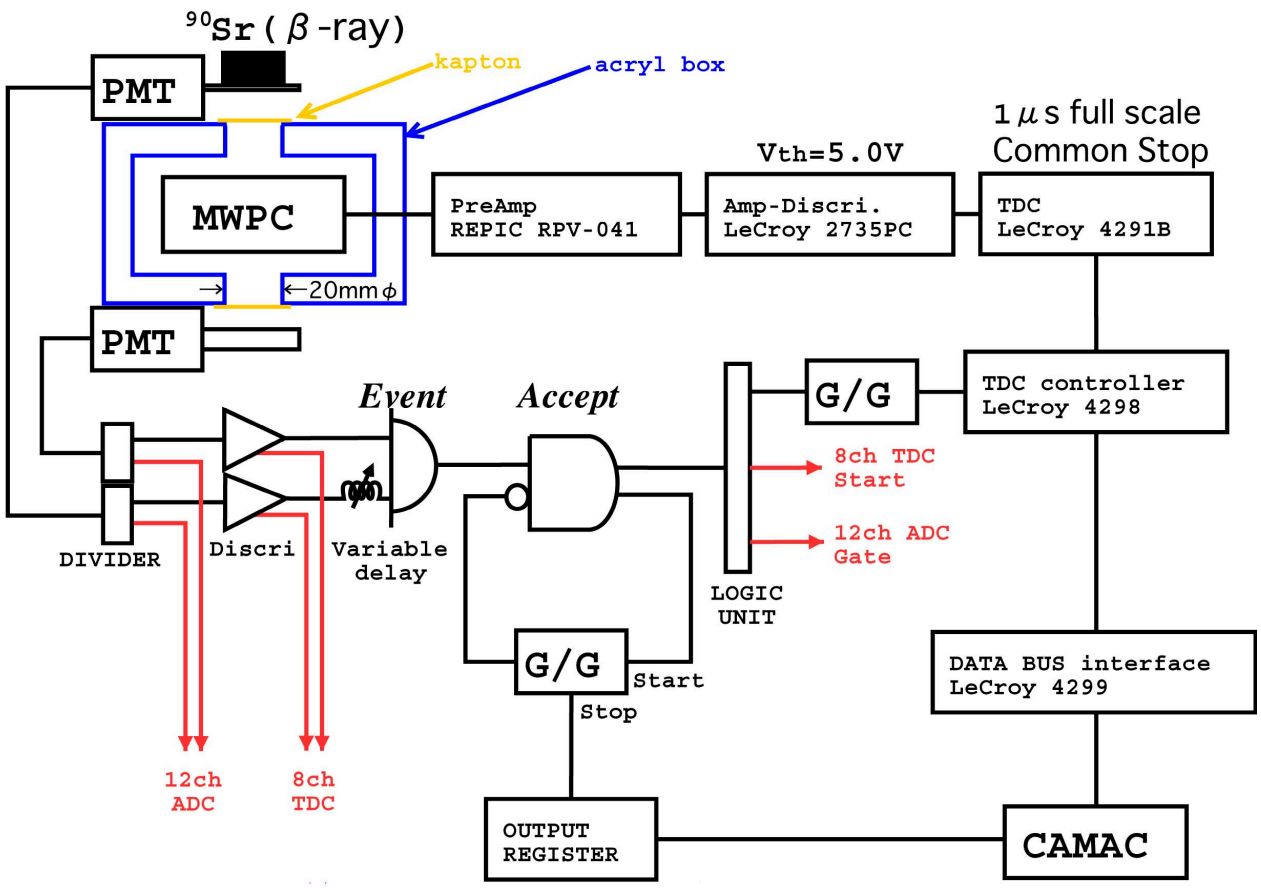


図 2.6: 検出効率の測定回路

2735PC の threshold 電圧 (V_{th}) は、ノイズを拾わないよう 5 V に設定した。LeCroy 4291B TDC はレンジを 1 μs(2nsec/ch) に設定し、コモンストップモードで用いた。§2.1.6に示したガス処理系によって MWPC とアクリル箱を同じ圧力に保ったまま、ロータリーポンプで共に低圧に引いた。β 線源として ^{90}Sr/^{90}Y (Q_β=0.546 MeV/2.284 MeV) を用いた。アクリル箱自身による減衰や多重散乱を減らす為、アクリル箱の上下のシンチレーターの位置に 20 mmϕ の穴を開け、125 μm 厚カプトンを貼り密閉した。

トリガー用に用いたプラスチックシンチレーターの面積と厚さは、

$$\begin{aligned} \text{S1} &\cdots 26\ \text{mm} \times 26\ \text{mm} \times 1.0\ \text{mm} \\ \text{S2} &\cdots 27\ \text{mm} \times 27\ \text{mm} \times 5.0\ \text{mm} \end{aligned}$$

である。シンチレーターからの出力に対する discriminator の threshold 電圧は、最小電離粒子を数え落とさないように、−30 mV に設定した。

Amp-Discri. への電源供給 (+5 V, −5.2 V) は、KIKUSUI ELECTRONICS CORP. REGULATED DC POWER SUPPLY の MODEL PAR 80A(×2 台) によって行った。表 2.3に Amp-Discri. への供給電圧と電流値を示す。PreAmp への電源供給 (+6 V, −12 V) は MODEL PAB 18-3A(×2 台) によって行った。Amp-Discri. の threshold 電圧の設定は MODEL PAB 18-1A によって行った。

Amp-Discri. への供給電圧	電流値
+5.00 V	0.26 A
−5.19 V	0.56 A

表 2.3: Amp-Discri. への供給電圧と電流値

表 2.4に、Z=1 の最小電離粒子に対する、各ガス (760 Torr) での MWPC1 面あたりでのエネルギー損失と、予想される 1 次電離電子数を示す。エネルギー損失はランダウ分布のピーク値 (Most probable energy loss) として計算される値を示した [2]。イオン対生成あたりに必要なエネルギー (W 値) は殆んどのガスに対して 30 eV 程度でほぼ一定であるので [4]、正確な値が分からなかったガス (CF_4 と C_3F_8) の場合は W 値は 30 eV として計算した。

ガス	ΔE [keV]	W 値 [eV/イオン対]	1 次電離電子数 [個]
CH_4	0.74	27.1	27.3
C_2H_6	1.26	24.4	51.6
CF_4	2.76	30	92
C_3F_8	6.23	30	208

表 2.4: 1 次電離電子数の予想

2.2.2 検出効率

^{90}Sr からの β 線を用い、各圧力において純粋な CH_4、CF_4、C_2H_6、C_3F_8 をそれぞれ 100 %で用いた時の検出効率を測定した。この時、アノード– カソード間に流れる電流が大きくなり過ぎて MWPC のワイヤーを破損したりしないよう、HV supply の current limit を 100 nA に設定した。

CH_4(図 2.7) と CF_4(図 2.8) の場合、760 Torr と 380 Torr では $\varepsilon_{\rm tot}$ はプラトーを持って動作した。190 Torr 以下でははは $\varepsilon_{\rm tot}$ がプラトーに到達する前に current limit を越えた。Current limit を 1 μA(=1000 nA) に上げて CF_4 を用いて再び測定を試みたが、やはりほぼ同じ電圧で current limit を越えた。その時に得られた $\varepsilon_{\rm tot}$ もほぼ同じであった。CF_4 380 Torr では $\varepsilon_{\rm tot}$ が 95 %までしか到達しなかった。CF_4 をイオンチェンバーに用いる場合、ガスの純化が重要であるという報告がある。純度が今回の結果に与える影響については、詳しく調べていない。

C_2H_6(図 2.9) の場合、760 Torr から 114 Torr までの全圧力で $\varepsilon_{\rm tot}$ はプラトーに到達した。114 Torr ではプラトーでの $\varepsilon_{\rm tot}$ は 1 %程低く、$\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$ が低下し出している。

C_3F_8(図 2.10) の場合、760 Torr では MWPC に 5000 V の電圧をかけても 4∼5 %程度の検出効率しか得られなかったが、114 Torr では約 30 %の検出効率が得られた。3200 V、3300 V ではやや検出効率が増加しているようにも見えるが、3400 V では leak current が 20 nA∼40 nA で大きく振れていて不安定だったので、これ以上の電圧での測定は行わなかった。

CH_4 と CF_4 の場合に低圧力で充分な検出効率が得られなかった原因としてはクエンチング力の不足が考えられる。クエンチング力に作用するのはガス分子の振動や回転といった自由度の多さであると考えられる。CH_4 と CF_4 は C_2H_6 に比べて 1 分子当りの原子数が少なく、それに起因して振動や回転の自由度が少なくクエンチング力が小さいと考えられる。

C_3F_8 ガスの場合は、C_3F_8 分子のもつ電子捕獲効果が強過ぎて殆んどの電子が捕獲されてしまう為に、得られる検出効率が非常に低くなっていると考えられる。圧力を下げる事で検出効率が高くなっているのは、ガス分子数の低下により電子捕獲効果が小さくなった為であると説明できる。この仮定が正しいとすると、より低圧力では、C_3F_8 ガスを用いた場合でも充分検出効率が上がる可能性がある。その場合に考え得る利点としては、適度な電子捕獲効果により $\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$ をより高く保てる可能性である。

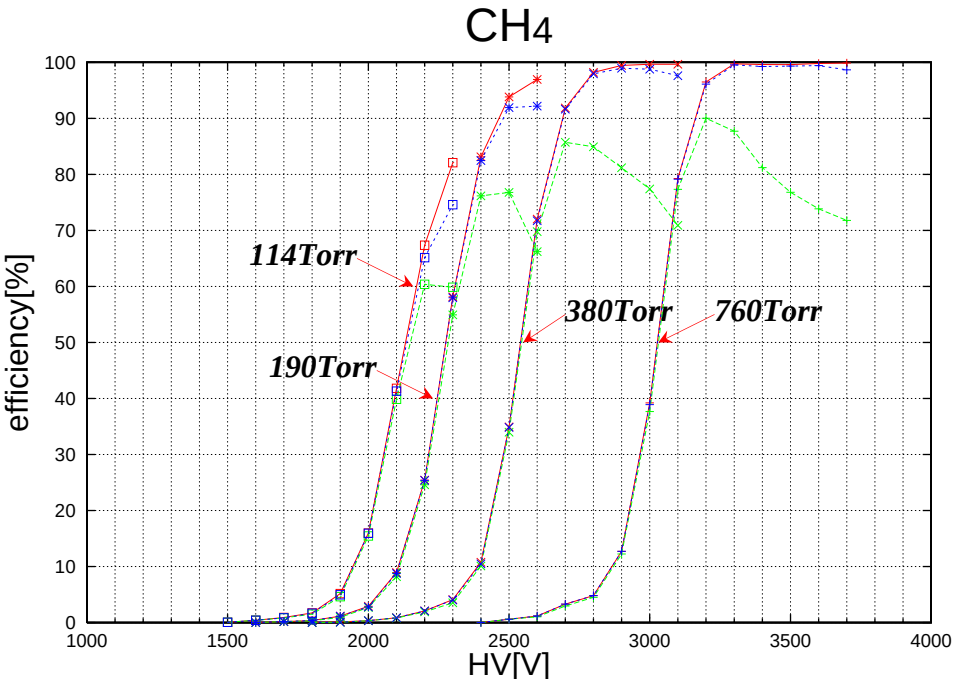


図 2.7: CH_4 を用いた場合の β 線に対する検出効率。赤、緑、青はそれぞれ $\varepsilon_{\rm tot}$、$\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$、$\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$。

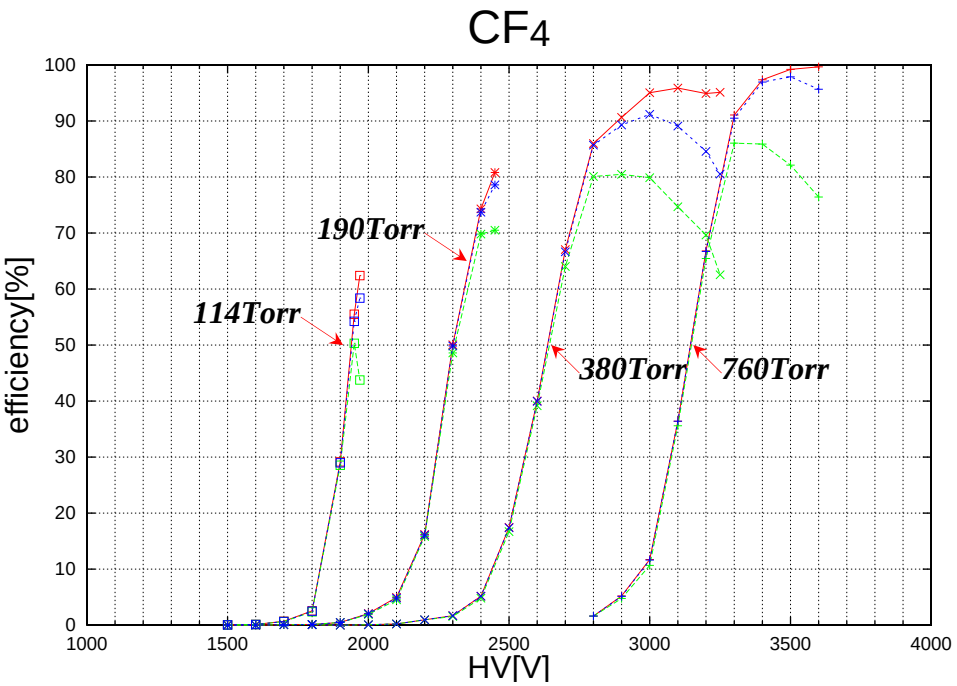


図 2.8: CF_4 を用いた場合の β 線に対する検出効率。赤、緑、青はそれぞれ $\varepsilon_{\rm tot}$、$\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$、$\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$。

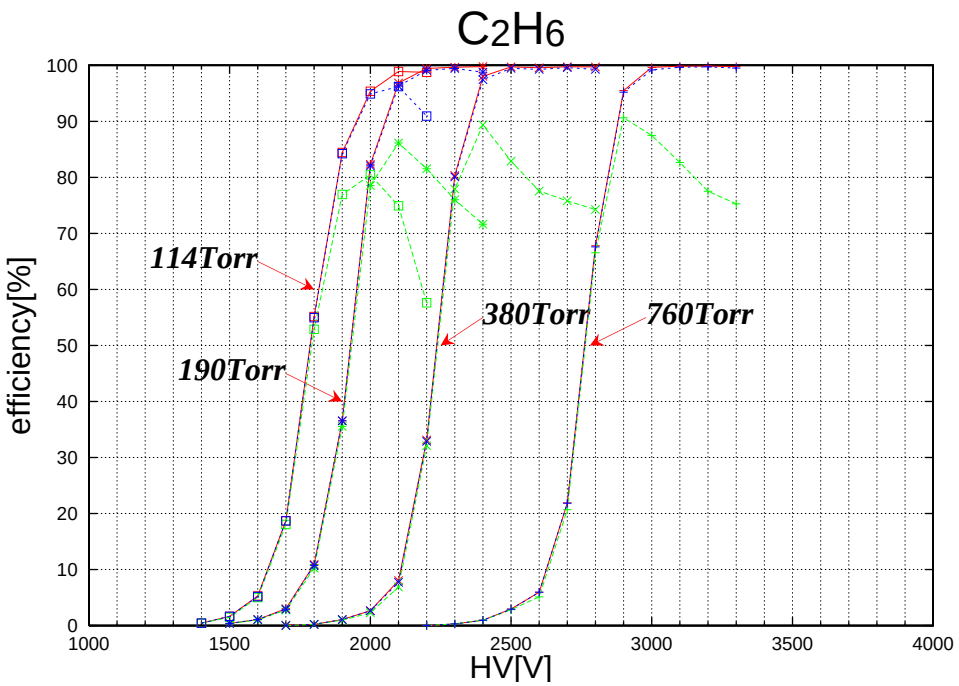


図 2.9: C_2H_6 を用いた場合の β 線に対する検出効率。赤、緑、青はそれぞれ $\varepsilon_{\rm tot}$、$\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$、$\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$。

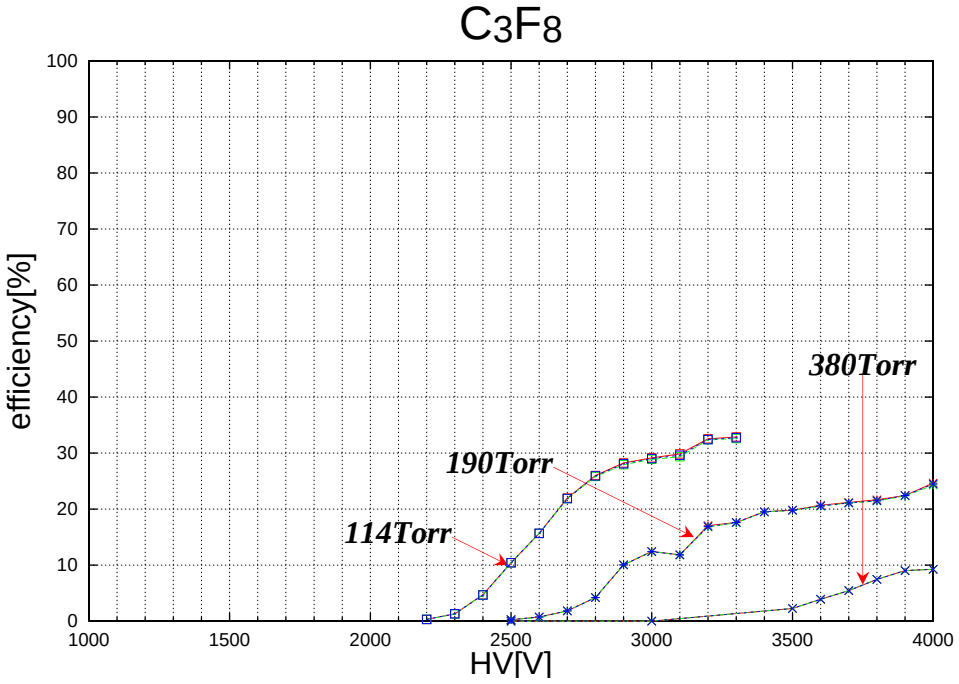


図 2.10: C_3F_8 を用いた場合の β 線に対する検出効率。赤、緑、青はそれぞれ $\varepsilon_{\rm tot}$、$\varepsilon^{\rm W}_{\rm M1}$、$\varepsilon^{\rm C}_{\rm M1}$。

検出効率曲線から各ガス、各圧力での動作電圧を求めた。検出効率の立ち上がり部分の傾きは、圧力に依存しないため、動作電圧を以下の方法で決定した。

1. 検出効率 50 %での、検出効率曲線に対する接線を引く
2. 接線が検出効率 100 %となる電圧を求める
3. 2 の電圧に 200 V を加える

こうして求めた β 線に対する各ガスの動作電圧の圧力依存性を図 2.11に示す。参考の為に以前に同じセットアップで測定された $i\mathrm{C_4H_{10}}$ のデータも同じ図に示す。

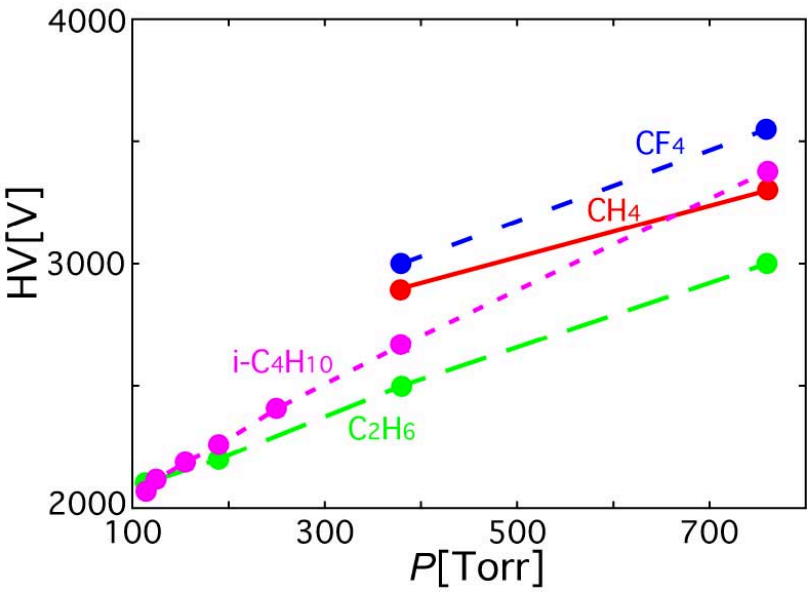


図 2.11: β 線に対する動作電圧の圧力依存性。横軸はガス圧力で、縦軸は動作電圧。

今回用いたガスの中では、$\mathrm{C_2H_6}$ が最も動作電圧が低い。190 Torr 以下では $\mathrm{C_2H_6}$ と $i\mathrm{C_4H_{10}}$ の動作電圧はほぼ同じとなった。全てのガスにおいて、圧力の低下と共に動作電圧は低くなっている。圧力の低下に伴ってガス分子数は減少し、1 次電離による電子の数も減少する。しかし低圧力では動作電圧が低くなっている事から、1 次電子数の減少以上に、低圧力におけるガス増幅が大きくなっているものと思われる。ガス増幅率については第 3章で議論する。

2.3 データ解析

各ガス、各圧力での動作電圧における $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$、そしてアノードワイヤーから読み出される信号の時間分布を調べた。

2.3.1 多重度

まず検出効率曲線から読み取れる各ガス、各圧力での $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、それと $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ の、それぞれの最大値を図 2.12にプロットした。

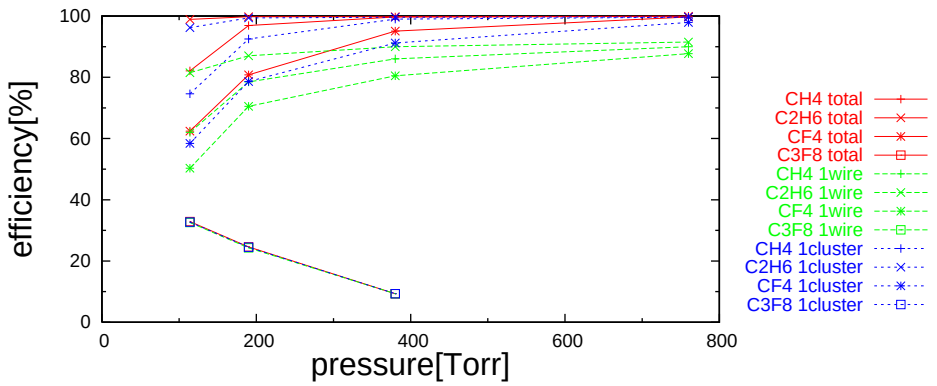


図 2.12: $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ の、それぞれの最大値

CH_4、CF_4、C_2H_6 の場合、$\varepsilon_{\mathrm{tot}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ のそれぞれの最大値は、圧力の低下に伴って減少している。これはガス分子数の低下に伴ってクエンチング力が低下し、励起分子が脱励起の際に放出する光子を充分吸収する事ができなくなっている為であると考えられる。今回試験したガスの中では C_2H_6 を用いた場合、最も各検出効率が高い。C_3F_8 の場合、$\varepsilon_{\mathrm{tot}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ のそれぞれの最大値は、圧力の低下によって増加している。これはガス分子数の低下によって電子捕獲効果が弱まった為であると考えられる。

次に $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$ がプラトーに到達した点での、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$、$\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ の圧力に対する変化を図 2.13に示す。iC_4H_{10} の場合の値も参考の為に合わせて示す。

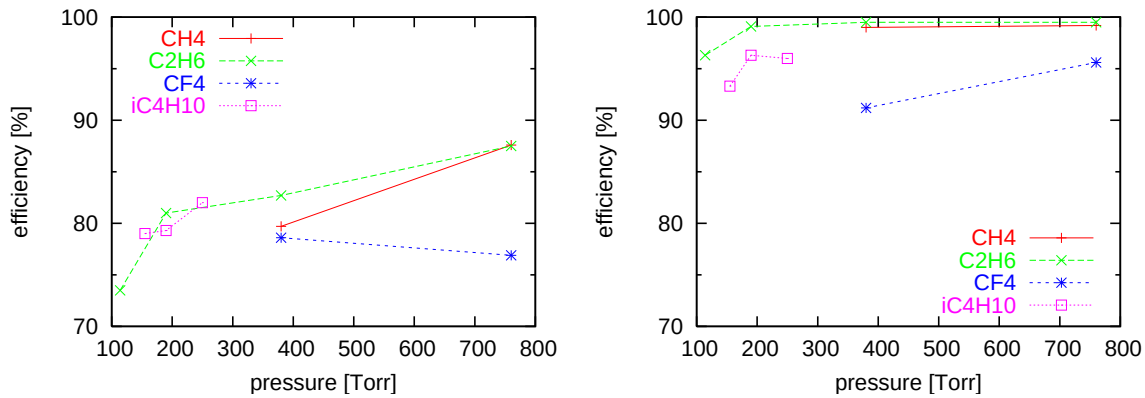


図 2.13: 動作電圧における $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$(左) と $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$(右)

この場合でも C_2H_6 を用いた場合が $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$ と $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{C}}$ が最も高い。190 Torr において C_2H_6 の $\varepsilon_{\mathrm{M1}}^{\mathrm{W}}$ はは 80 %以上あり、iC_4H_{10} の場合とほぼ同じ値であった。

2.3.2 時間分布

各ガスの動作電圧付近でアノードワイヤーに到達する電子のドリフトタイム分布を調べた。TDC データをワイヤーやクラスタの多重度、最も早くアノードに到達した成分とそれ以外の成分によって分別したヒストグラムを、図 2.14∼図 2.21に示す。

又ドリフト速度は電場 E を圧力 P で割った E/P に依存するので、各 TDC 分布の測定条件における E/P[V/(cm·Torr)] の値を表 2.5に示した。

ガス	圧力 [Torr]	印加電圧 [V]	E/P(領域 A)	E/P(領域 C)
CH_4	760	3300	89.1	7.00
	380	2900	157	12.3
CF_4	760	3550	95.9	7.53
	380	3000	162	12.7
C_2H_6	760	3100	83.7	6.57
	380	2500	135	10.6
	190	2200	238	18.7
	114	2100	378	29.7

表 2.5: 各測定条件における E/P の値

近似的に円筒形電場とみなせる領域 A(図 2.3参照) での電場の強さとして、ワイヤー中心からの距離 0.005 cm(ワイヤー半径 0.001 cm) の場所での値を示した。又、ワイヤーから充分離れ近似的に平行電場とみなせる領域 C での値も示した。

図 2.14∼図 2.21の表示の形式は以下の通りである。

(左) 黒 全成分
　　赤 全成分のうち最も早くアノードに到達した成分
　　緑 全成分のうち 2 番目以降にアノードに到達した成分

(中) 黒 クラスタの多重度が 1 の成分
　　赤 クラスタの多重度が 1 の成分のうち最も早くアノードに到達した成分
　　緑 クラスタの多重度が 1 の成分 2 番目以降にアノードに到達した成分

(右) 黒 全成分
　　赤 ワイヤーの多重度が 1 の成分
　　緑 ワイヤーの多重度が 2 の成分のうち後にアノードに到達した成分
　　青 ワイヤーの多重度が 2 の成分のうち先にアノードに到達した成分

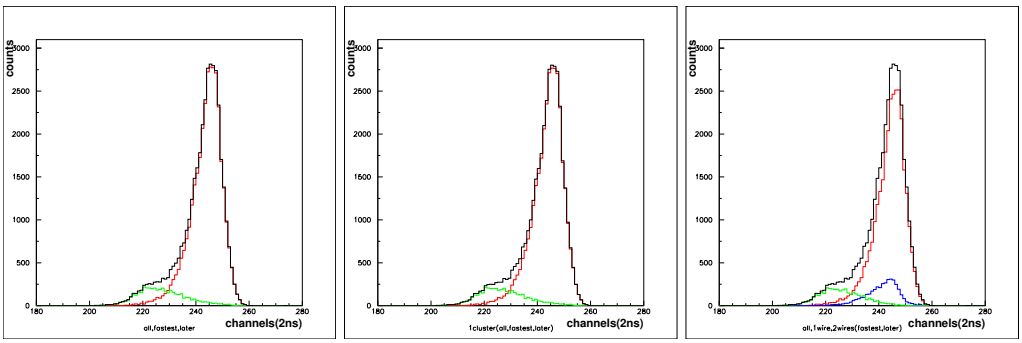


図 2.14: CH_4 760 Torr における時間分布 (HV:3300 V)

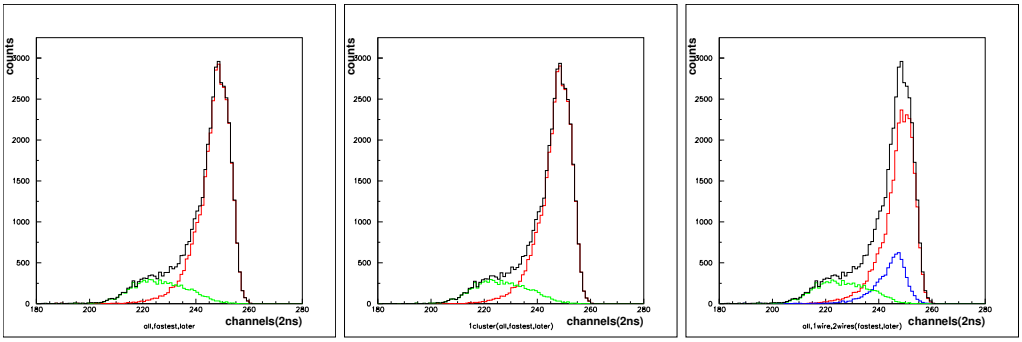


図 2.15: CH_4 380 Torr における時間分布 (HV:2900 V)

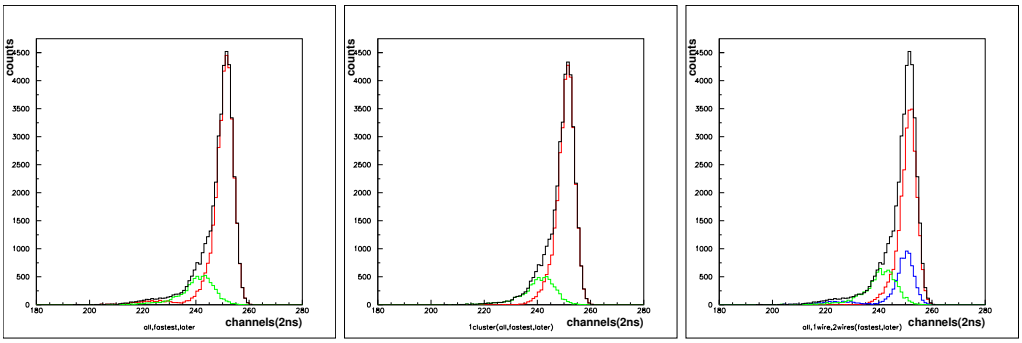


図 2.16: CF_4 760 Torr における時間分布 (HV:3550 V)

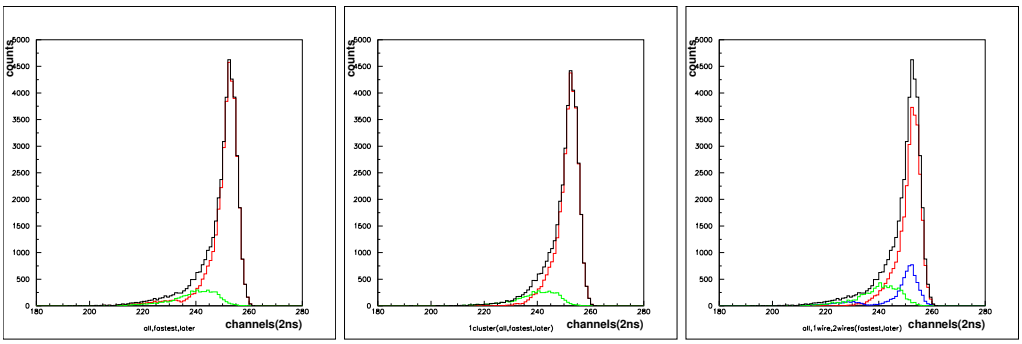


図 2.17: CF_4 380 Torr における時間分布 (HV:3000 V)

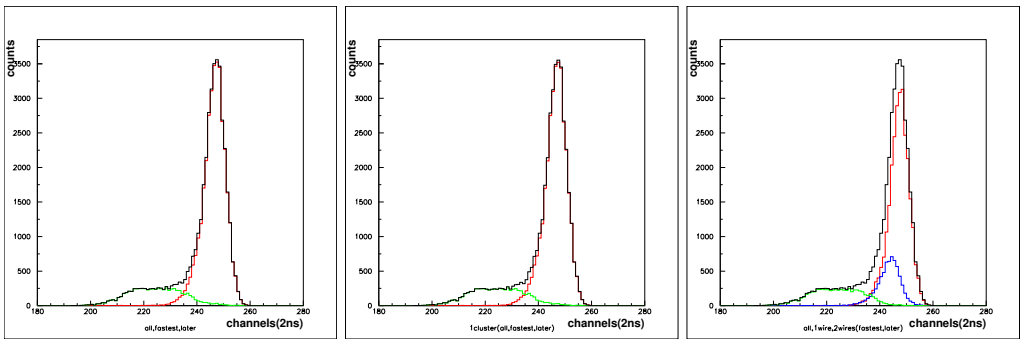


図 2.18: C_2H_6 760 Torr における時間分布 (HV:3100 V)

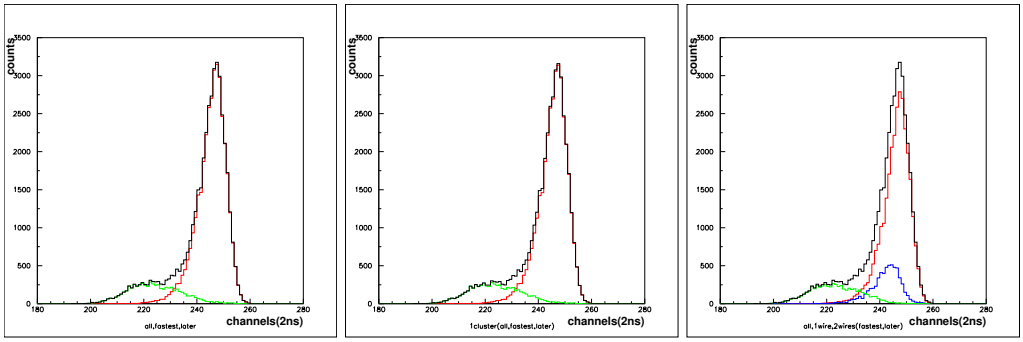


図 2.19: C_2H_6 380 Torr における時間分布 (HV:2500 V)

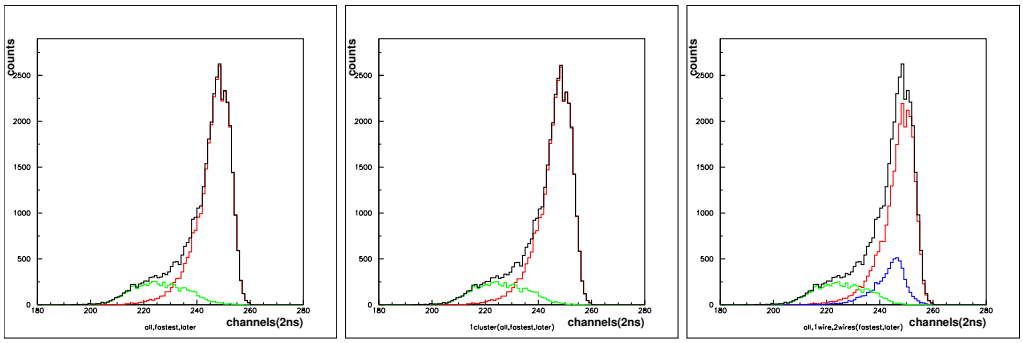


図 2.20: C_2H_6 190 Torr における時間分布 (HV:2200 V)

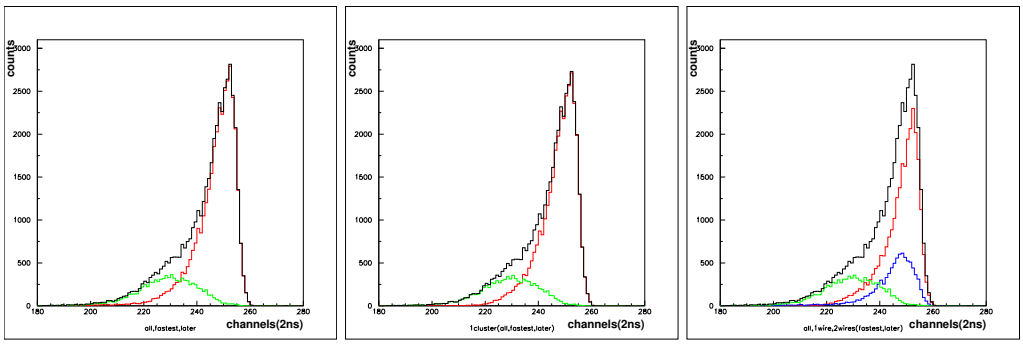


図 2.21: C_2H_6 114 Torr における時間分布 (HV:2100 V)

各 TDC 図より、ドリフトタイム分布には早い成分と遅い成分が存在する事が分かる。この遅い成分は図 2.3に示す領域 C からドリフトしてくる電子に相当する。このうち早い成分のピーク幅を半値幅 (Full Width Half Maximum:FWHM) で調べ、圧力に対する変化を図 2.22に示した。

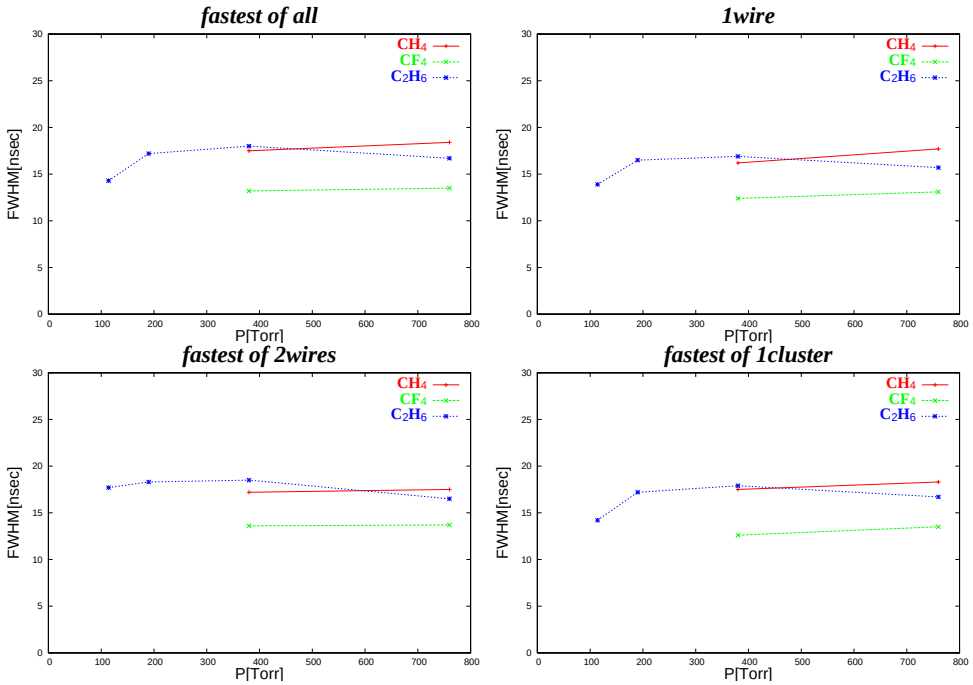


図 2.22: 各ピークの FWHM。3 種類のガスについての成分毎のプロット。

C_2H_6 の場合、760 Torr∼190 Torr で FWHM は 16 nsec 程度であった。760 Torr で MWPC に 3100 V の電圧をかけた場合の、近似的に平行電場とみなせる領域 C での電場の強さは 6.57 V/(cm·Torr) であり、C_2H_6 のドリフト速度はほぼ一定の領域である (図 2.23)。380 Torr、190 Torr での領域 C の E/P は全て 760 Torr での値より大きく、ドリフト速度は殆んど変わらない。この事から、圧力が変化しても FWHM の値が大きく変化しなかったものと考えられる。114 Torr での領域 C の E/P の値は 29.7 V/(cm·Torr) であり、ドリフト速度はほぼ一定の値から再び上昇し始めるあたりの領域にある。図 2.22を見ると 114 Torr では FWHM はやや狭くなっている。より低圧力で E/P がより大きくなるような場合は、FWHM の値に変化が見られる可能性がある。

ドリフト速度の速いガスとされる CF_4 の場合、早い成分のピークの FWHM は 13 nsec 程度であった。C_2H_6 の 16 nsec に比べて 20 %程度しか狭くなっておらず、あまりメリットが無い。

これまでに調べられた iC_4H_{10} の場合での同じ成分の FWHM は 760 Torr∼155 Torr において 15 nsec 程度でほぼ一定であり、C_2H_6 を用いた場合と大きな差が無い。これは C_2H_6 と iC_4H_{10} の飽和ドリフト速度がほぼ同じである事によると考えられる (図 2.23参照)。

次に、ワイヤー多重度が 2 とクラスタ多重度 1 の場合の、遅い成分を含めた時間分布の全幅を調べた。ここでは全幅として、

・早い成分の立ち上がりがピーク値の半値となる時間
・遅い成分の立ち下がりがピーク値の半値となる時間

の差を取った。圧力と全幅の相関を図 2.24に示す。

ここでも C_2H_6 を用いた場合の全幅は、圧力の変化に対してほとんど変化していない。これも今回の測定条件では、C_2H_6 のドリフト速度は E/P によらずほぼ一定となる領域にある為と考えられる。

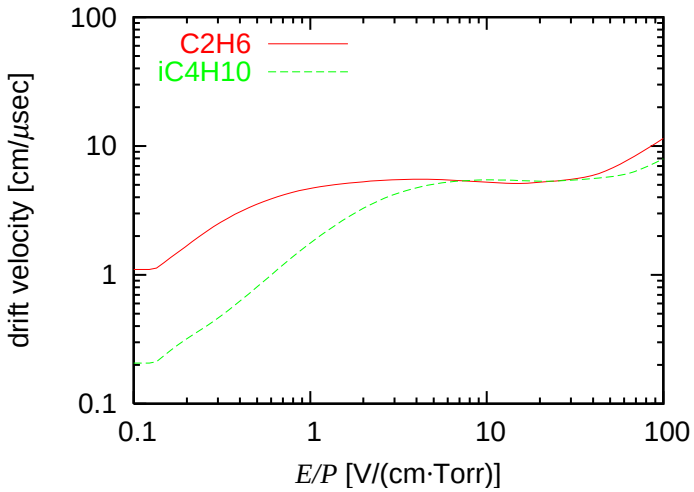


図 2.23: C_2H_6 と iC_4H_{10} のドリフト速度 (garfield による計算値)。横軸は E/P。

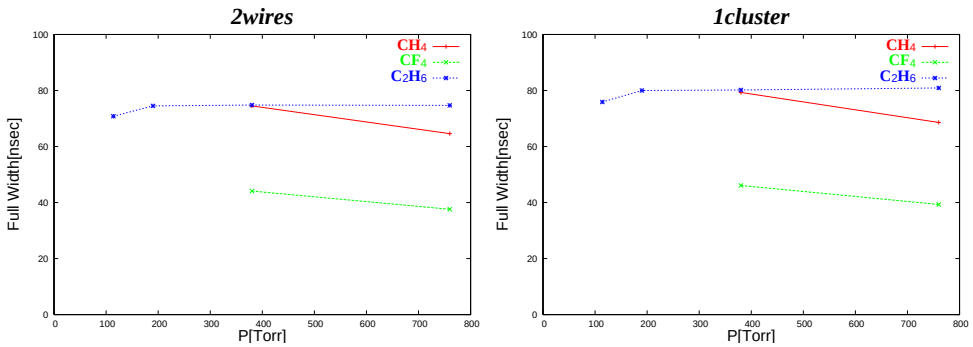


図 2.24: 時間分布の全幅。(左) ワイヤー多重度 2、(右) クラスタ多重度 1。

2.4 試験結果のまとめ

2 次ビームラインの運動量分散焦点面において、σ ∼0.6 mm の精度で位置を測定するための検出器として、2 mm spacing の低圧力 MWPC の開発が行われてきた。今回の試験では低圧力 MWPC の動作条件の最適化を進めるため、これまで用いられた $i\mathrm{C_4H_{10}}$ 以外に $\mathrm{CH_4}$、$\mathrm{CF_4}$、$\mathrm{C_2H_6}$、$\mathrm{C_3F_8}$ を使用した場合の動作特性を調べた。

$\mathrm{C_2H_6}$ は、114 Torr までの低圧力でも Z=1 の最小電離粒子に対して 100 %の検出効率で安定に動作する事が分かった。実際のビームでは 250 MeV 陽子のエネルギー損失は最小電離の約 2 倍あり、$Z > 1$ の粒子ではエネルギー損失は Z^2 に比例するため、問題なく動作すると予想される。190 Torr の動作電圧におけるワイヤー多重度 1 の検出効率は 80 %程度、時間幅は圧力によらず 16 nsec 程度でほぼ一定であり、$i\mathrm{C_4H_{10}}$ の場合と動作特性はほぼ同じであった。

L_R のより長い $\mathrm{CH_4}$ や、ドリフト速度がより速い $\mathrm{CF_4}$ の場合は 190 Torr 以下の低圧力で動作が不安定となり、$\mathrm{C_3F_8}$ では 760 Torr∼114 Torr の範囲では得られる検出効率が非常に低い事が分かった。これらは充分なクエンチング力が保てない事と、電子捕獲効果が強過ぎる事が理由として考えられる。又 $\mathrm{CF_4}$ はドリフト速度の速いガスであるが、早い成分の幅は FWHM で $\mathrm{C_2H_6}$ の 16 nsec に対して 13 nsec と 20 %程度しか狭くならず、あまりメリットが無い。

第3章　ガス増幅率の測定

第2章で低圧力 MWPC の動作特性を調べた際、ガス圧力の低下と共に、動作電圧も低下した。これは圧力低下に伴うガス増幅率の増加によるものと考えられる。ここでは、C_2H_6 ガスを用いた時の圧力と動作電圧の関係を説明する為、^{55}Fe の 5.9 keV X 線を用いてガス増幅率を直接測定した。

3.1　低圧力 MWPC を用いた測定

ここでは、低圧力 MWPC に ^{55}Fe の 5.9 keV X 線を照射し、アノードワイヤーから読出される電荷量を電荷積分型 ADC で測定した。

3.1.1　測定回路

測定回路を、図 3.1に示す。

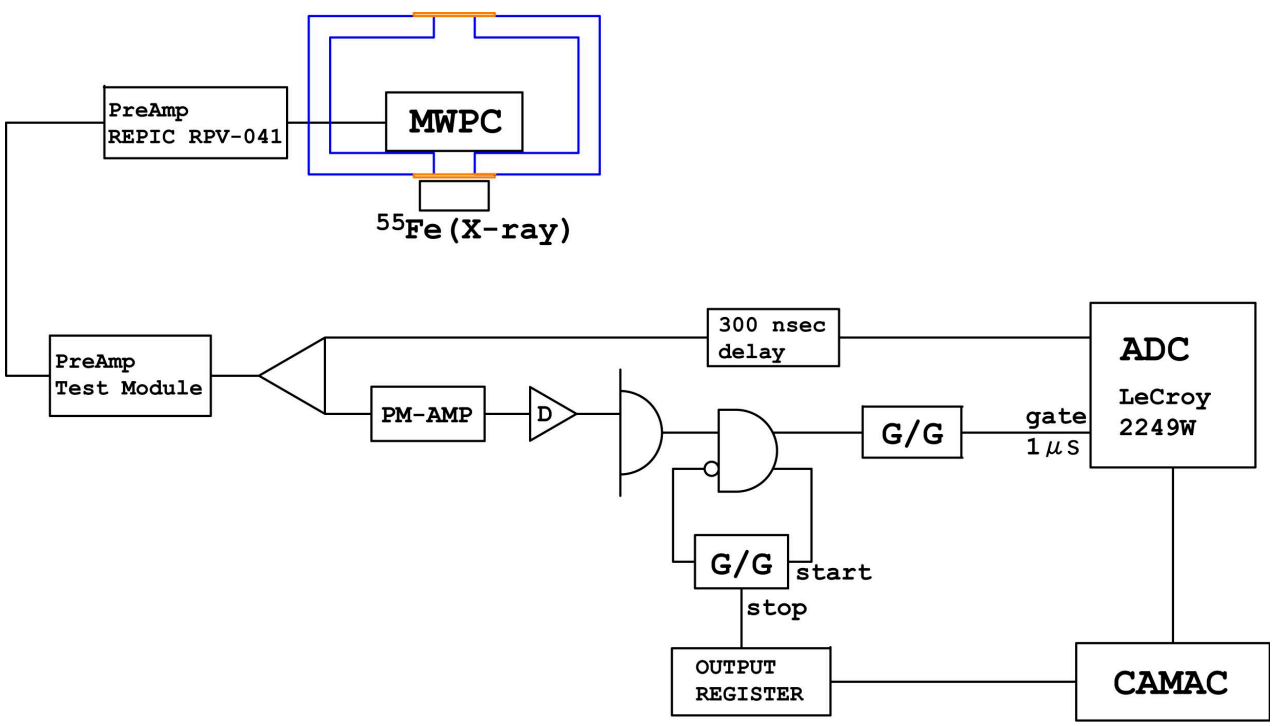


図 3.1: 低圧力 MWPC を用いたガス増幅率測定のトリガー回路

MWPC 中で X 線は光電効果により吸収され、反張された電子がガス分子を電離する。その後は avalanche によるガス増幅が起こり、アノードワイヤー上にシグナルが生じる。X 線を用いる場合は外部トリガーが出来ないため、PreAmp Test Module には 16 ch 分の出力があるがそのうち中心付近のアノード (ch7) の信号のみを 1 本だけ読み出して DIVIDER で 2 分し、一方をトリガーに用いた。DIVIDER の出力は典型的に ∼40 mV 程度の大きさであ

り、discriminator の threshold 電圧を最低の約-13 mV まで下げても信号に対し大き過ぎるため、PMAMP はこの discrimitator の実効 threshold を下げる為に使用した。300 nsec delay 後のパルスは充分立ち下がるまで 500 nsec 程度の幅があり、ADC の gate は全電荷量を充分測定できるよう 1 μs に設定した。また低圧力 MWPC に充填するガスのコントロールは、前章と同じガス処理系を使用して行った。

クエンチガスを用いた測定を行う前に PR ガスを用いた測定を行い、回路系の動作を確認した。これについては付録 Dに記す。

3.1.2 クエンチガス、760 Torr での測定

第 2章で使用したクエンチガスの中で、760 Torr での検出効率が 100 %に到達した CH_4、C_2H_6、CF_4 の 3 種類と、比較のために iC_4H_{10} を加えた計 4 種類のガスについて、それぞれ 760 Torr において ^{55}Fe の 5.9 keV X 線に対する波高を電荷積分 ADC でセルフトリガーで測定し、HV の変化に対する波高の変化を調べた。

図 3.2に、相対ゲインがほぼ同じとなる HV での、各ガスの ADC スペクトルを示した。また各図中にペデスタルラインも合わせて示してある。どのガスでも 5.9 keV に相当するピークを形成している。スペクトルの形状の差 (ピークとそれ以外の成分の割合、ピーク幅) は、各ガスのクエンチング力や電気陰性度などに依るものかもしれない。

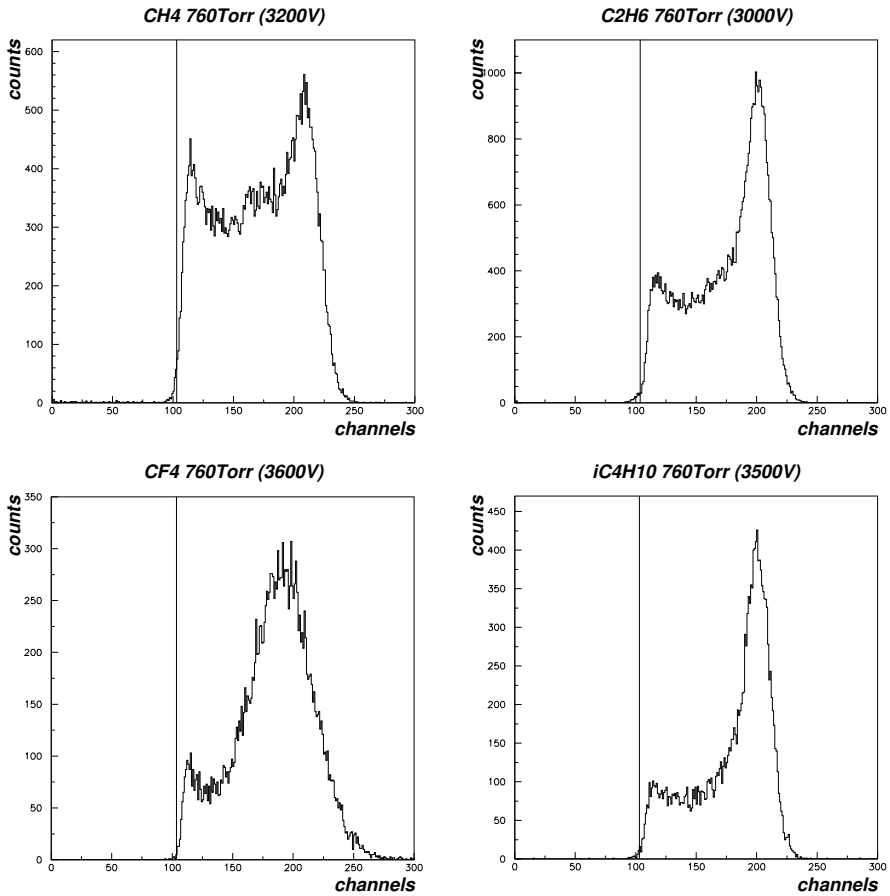


図 3.2: 各クエンチガス、760 Torr での ADC スペクトル。(左上)CH_4、HV=3200 V。(右上)C_2H_6、HV=3000 V。(左下)CF_4、HV=3600 V。(右下)iC_4H_{10}、HV=3500 V。ペデスタルの位置は 104 ch。

図 3.3に、5.9 keV に相当するピーク位置の HV 依存性を示した。中心値はピークに Gaussian をフィッティングさせて求めた。フィッティング範囲は、高チャンネル側の立ち上がりから、ピークの中心値より低チャンネル側までとした。縦軸は ADC のチャンネルであり、エラーバーはピークの幅 (rms) である。どのガスでも、電圧に対しておお

よそ指数関数的に増幅度が増加している事が分かる。

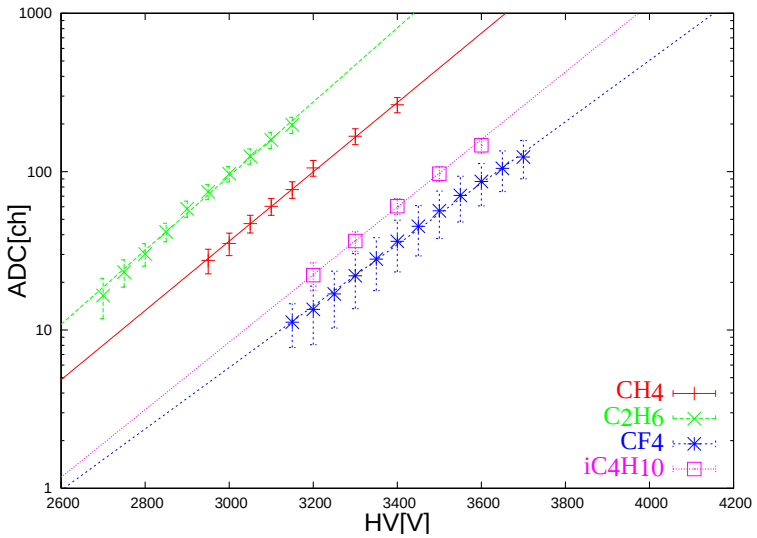


図 3.3: 各クエンチガス、760 Torr におけるパルスハイトの HV 依存性。縦軸は ADC のチャンネルで、エラーバーはフィッティングによって得たピークの幅 (rms)。

3.1.3 C_2H_6、低圧力での測定

次に、低圧力での測定について述べる。第 2章で使用したガスの中で、114 Torr までの低圧力でも動作した C_2H_6 についての測定を行った。

380 Torr での X 線に対する ADC スペクトルを図 3.4左に示す。760 Torr の場合と比較し易くするため、相対ゲインがおおよそ同じになるような電圧として、HV=2350 V のスペクトルを示している。ここでも、5.9 keV 相当のピークを確認する事が出来る。また、図 3.4右には、縦軸を ADC のチャンネル、横軸を HV とした図に 760 Torr の場合と同時にプロットした。圧力の低下と共に、同じ電圧でもゲインが高くなっている事が分かる。

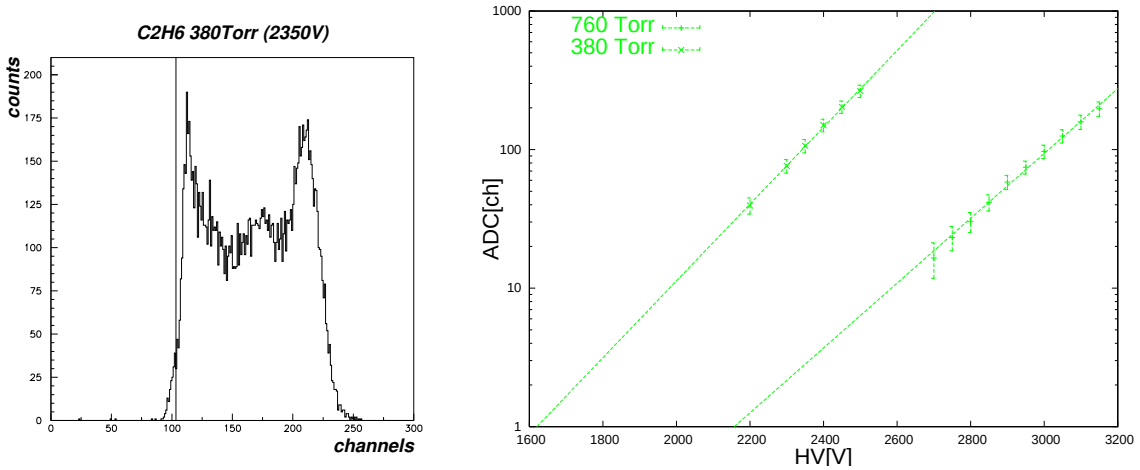


図 3.4: (左)C_2H_6、380 Torr での ADC スペクトル。HV=2350 V。
(右)C_2H_6 のパルスハイトの圧力、HV 依存性。縦軸は ADC のチャンネルで、エラーバーはフィッティングによって得たピークの幅 (rms)。

続いて C_2H_6 190 Torr での測定を試みた。これまでと同様に X 線に対するスペクトルを測定した所、190 Torr では 5.9 keV 相当のピークは形成されなかった (図 3.5)。

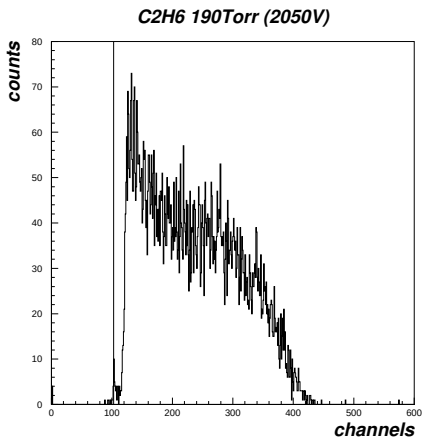


図 3.5: C_2H_6、190 Torr での ADC スペクトル。HV=2350 V。

5.9 keV 相当のピークが低圧力で形成されない理由について考える。MWPC 内では、入射 X 線が C_2H_6 分子と光電効果を起こして電子をはじき出し、その電子がガス分子を電離する事でシグナルが生成される。この電子の運動エネルギーは約 5.9 keV である。

ピークを形成しない理由として有り得るのは、低圧力における電子の range である。5.9 keV のエネルギーを持った電子が 1 本のアノードワイヤーに全エネルギーを寄与しなければピークは形成されない。これについて調べる為に、NIST 供給の ESTAR を用いて C_2H_6 中での電子の range を計算した (図 3.6)。この program では計算できるエネルギーの下限が 10 keV なので、10 keV~100 keV 範囲の計算結果を元に 5.9 keV での電子の range を外挿して求めた。

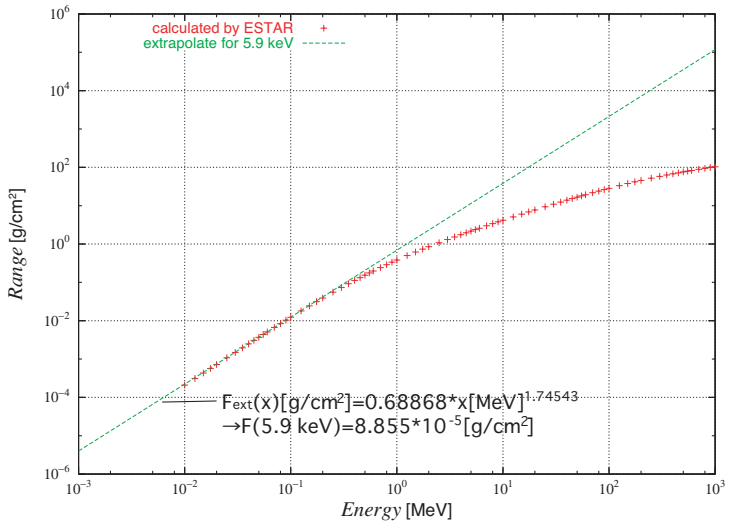


図 3.6: C_2H_6 ガス中の電子の range (ESTAR による計算値)

図 3.6より、C_2H_6 ガス中の 5.9 keV 電子の range は約 8.855×10^{-5} g/cm^2 と求まる。C_2H_6 ガスの密度は 760 Torr において 1.3416×10^{-3} g/cm^3 (表 1.1) であるので、760 Torr における range は $8.855 \times 10^{-5}/1.3416 \times 10^{-3} \sim 0.7$ mm である。

380 Torr、190 Torr についても同様に range を計算した (表 3.1)。この結果を見ると、ガス圧力を 190 Torr まで下

C_2H_6 ガスの圧力	C_2H_6 ガス中での 5.9 keV 電子の range
760 Torr	0.7 mm
380 Torr	1.3 mm
190 Torr	2.6 mm

表 3.1: C_2H_6 ガス、各圧力中での 5.9 keV 電子の range。ガス密度は 760 Torr において 1.3416×10^{-3} g/cm^3 である。

げた時、5.9 keV 電子の range は 2.6 mm となり、MWPC の cell size(2 mm) を越えている事が分かる。つまり、光電効果で生成された 5.9 keV 電子は、殆んどの場合に複数のアノードワイヤーにエネルギーを分け与えている事になるので、190 Torr では単一のワイヤー上の信号のみを観測しても 5.9 keV 相当のピークは観測出来ないと言える。これは測定結果と一致する。

逆に言うと、2mm-MWPC を用いて 190 Torr 以下の低圧力における測定を進めるためには、実効 cell size を広げる為に多くのワイヤーの ADC 情報を取り、多重度 2 以上の成分や induced pulse 成分を全て考慮した上で、ワイヤー間の電荷を適切に足し合わせるといった作業が必要になると予想される。しかしこれはかなり繁雑になる。

そこで次節以降では議論を単純化するため、内径 23 mm の cell size を持った円筒形比例計数管での増幅率測定を行った。

3.2 円筒形比例計数管を用いた測定

前節での低圧力 MWPC を用いた測定では、低圧力において光電子の飛程が検出器のセルサイズを越え、190 Torr 以下の低圧力ではガス増幅率を求める為の充分な測定を行うのは難しい事が分かった。そこで、より大きなセルサイズを持った円筒型比例計数管を用いてガス増幅率の測定を行った。

3.2.1 円筒形比例計数管の仕様

測定に使用した円筒形比例計数管の概要を図 3.7に示す。カソードは内径 23 mm のアルミパイプ、アノードは直径 20 μm の金メッキ W/Re であり計数管の有効長は約 150 mm である。カソードには X 線入射用に直径 6 mm の穴が開けられ、アルミフォイルを巻いた後にカプトン膜で密閉されている。高電圧は preamp を通してアノードに印加し、デカップリングコンデンサを介してアノードの信号を読み出す。

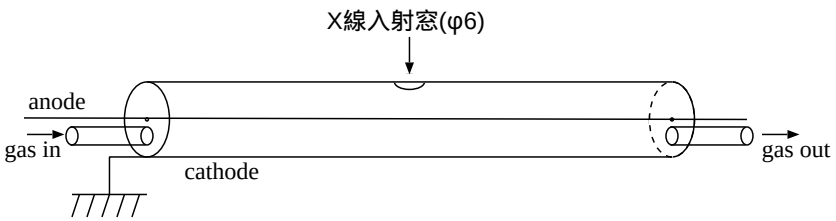


図 3.7: 円筒形比例計数管

3.2.2 測定回路

測定回路を、図 3.8に示す。

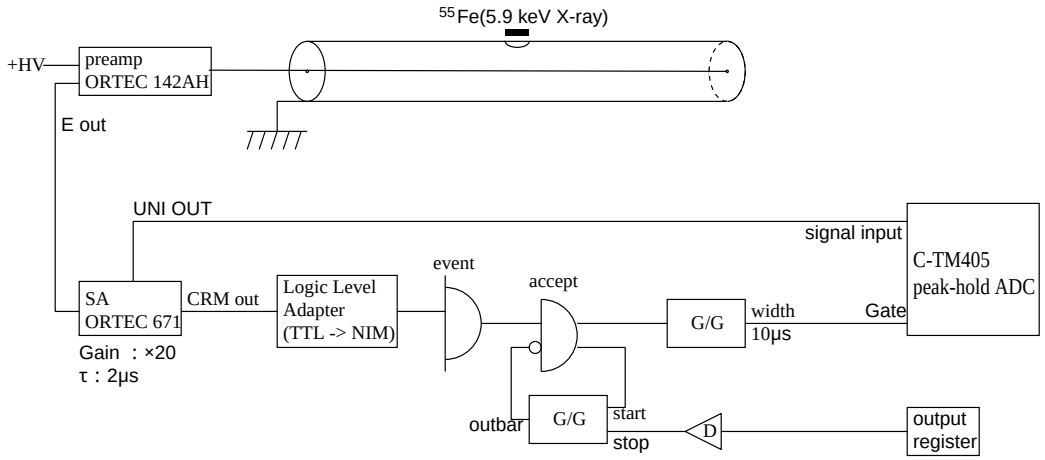


図 3.8: 円筒形比例計数管を用いたガス増幅率測定のトリガー回路

X 線照射窓から、^{55}Fe の 5.9 keV X 線を照射した。アノードへの高電圧は ORTEC の 142AH preamp を介して印加した。Shaping amp の設定はゲイン:×20、τ :2μs である。トリガーには Shaping amp の Count Rate Meter(CRM) 出力を用いた。ADC はテクノランド製 C-TM405 peak-hold ADC (入力信号レンジ:0∼+2.5 V/4096 ch) を用いた。

比例計数管のガス in とガス out を低圧力 MWPC の試験で使用したガス処理系に接続し、太気圧から低圧力までの設定を行えるようにした。

3.2.3 X 線に対する波高分布の測定

測定には C_2H_6 ガスを使用した。ガス圧力を 760 Torr から 50 Torr まで変化させた時の、それぞれの圧力での ^{55}Fe の 5.9 keV X 線に対する波高分布を図 3.9に示す。低圧力 MWPC の試験で測定した圧力は 114 Torr までであったが、ここでは §3.2.4において第一タウンゼント係数のフィッティング精度を上げる目的で 50 Torr まで測定した。

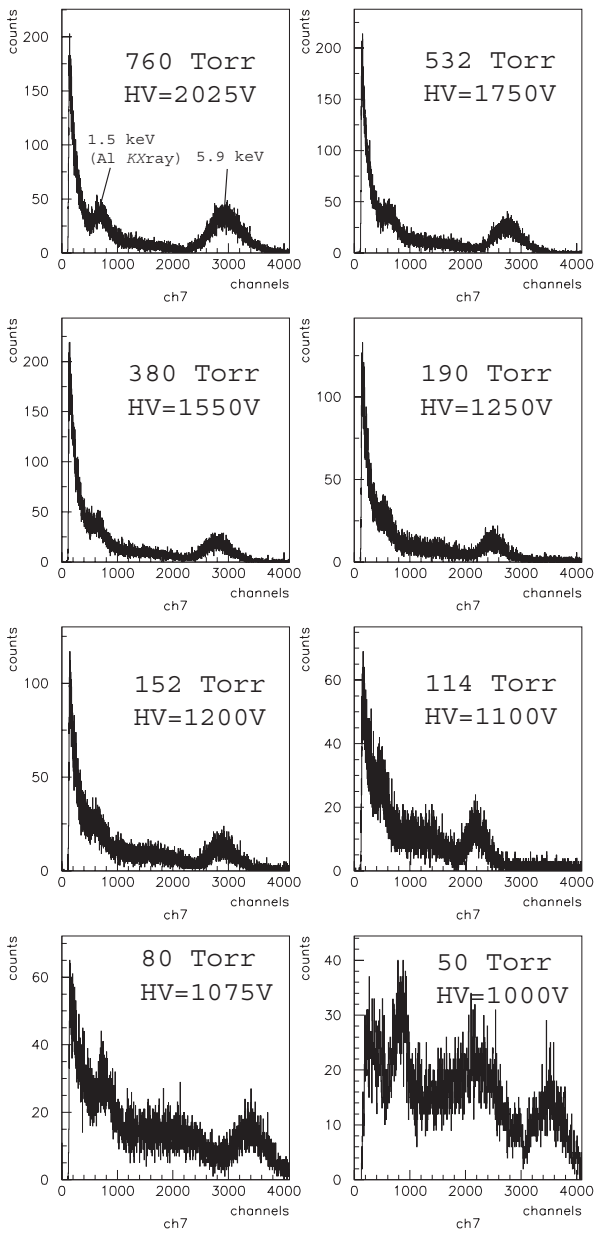


図 3.9: C_2H_6、各圧力での 5.0 keV X 線に対する波高分布

どの圧力のスペクトルでも、5.9 keV に対応するピークが観測された。また、^{27}Al の 1.5 keV K_X 線に対応するピークも同時に観測された。各圧力での、5.9 keV に相当するピークの中心値の HV に対する変化を図 3.10に示す。中心値はガウシアンをフィッティングさせる事で求めた。バックグラウンドは仮定していない。50 Torr までの低圧力において、圧力の低下と共に同じパルスハイトを得るために必要な HV の値も小さくなっている。この結果を元に、次節でガス増幅に関わる第一タウンゼント係数の形を調べる。

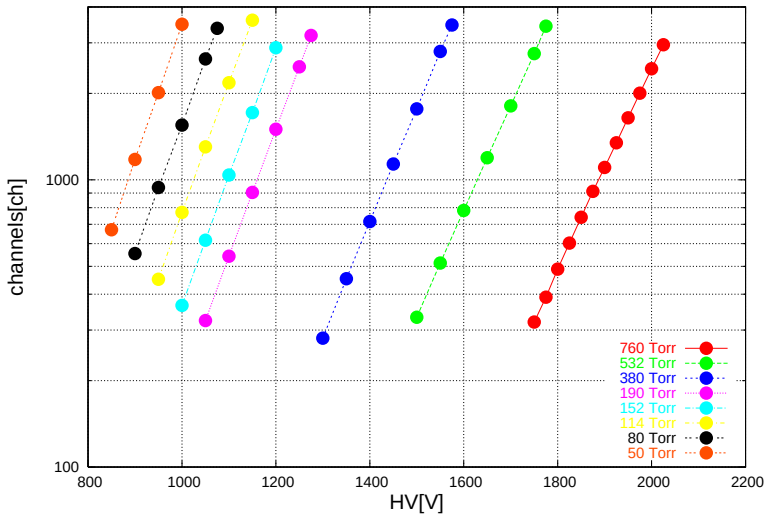


図 3.10: C_2H_6 を用いた場合の 5.9 keV X 線に対するパルスハイトの HV 依存性。縦軸は 5.9 keV に相当するピークの中心値 [ch]。

3.2.4 第一タウンゼント係数のフィッティング

ガス増幅に関わる第一タウンゼント係数 α_T を表す形式にはいくつかの例があるが、ここでは Aoyama[6] によって表された第一タウンゼント係数

$$\frac{\alpha_T}{P} = \alpha S^{\gamma} \exp\left(-\frac{\beta}{S^{1-\gamma}}\right) \tag{3.1}$$

を用いる。ここで P は圧力、$S = E/P(E$ は電場強度)、α, β, γ はガスによる定数である。この時のガス増幅率を M とすると、M はアノード表面における S を S_a として

$$\ln M(S_a) = PaS_a\{\frac{\alpha}{\beta}\frac{1}{1-\gamma}\exp\left(-\beta S_a^{\gamma-1}\right) + \delta\} \tag{3.2}$$

という関係式で表される。ここで δ もガスによる定数である。

式 (3.2) に合わせて、測定データ (図 3.10) の横軸と縦軸をそれぞれ S_a と M に置き直す。まず円筒形比例計数管の半径 r における電場強度 E は

$$E(r) = \frac{V}{r\ln(b/a)} \tag{3.3}$$

なので、S_a は $r = a$ として

$$S_a = \frac{V}{Pa\ln(b/a)} \tag{3.4}$$

である。

次に縦軸を増幅率 M に直す場合であるが、今比例計数管中での energy deposit は E_{loss}=5.9 keV とする。C_2H_6 ガスにおいて電子-イオン対の生成当りに必要なエネルギー (=W 値) は 24.4 eV である。電子の素電荷を e とすると、ガス増幅後にアノードから読出される電荷量、すなわち preamp に入力する電荷量 Q_{in} は

$$Q_{in} = \frac{E_{loss}}{W}eM \tag{3.5}$$

で表す事が出来る。従って preamp にテストパルスを入力して ADC の channel と Q_{in} の関係を較正する事で、ガス増幅率 M が求められる。

較正用のテストパルスには ORTEC 480 PULSER (立ち上がり時定数 10 ns 以下、減衰時定数 200-400 μs) からの出力を用いた。テストパルスを 142AH PreAmp の TEST に入力し、テストパルスの大きさ (波高) を変化させて ADC

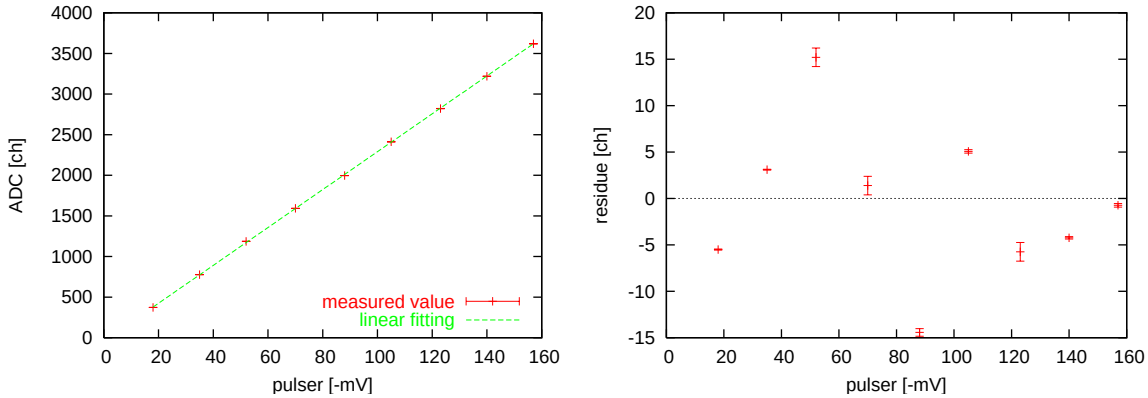


図 3.11: ADC のチャンネルと pulser 出力の対応 (左) と、直線で較正した場合の測定点との残差 (右)。エラーバーは Gaussian のフィッティングのエラー。

のチャンネルとの対応を調べた。ADC のチャンネルは、テストパルスに対するピークをそれぞれ Gaussian でフィッティングさせる事で読んだ。図 3.11(左) に結果を示す。同図 (右) に測定点を直線でフィッティングした時の各点での残差を示す。Pulser 出力と ADC のチャンネルを直線で較正して得られた式は

$$\text{pulser 出力 } [10^{-3}\text{V}] = 0.0428756 \times (\text{ADC チャンネル}) + 1.80158 \tag{3.6}$$

である。142AH の TEST 入力に用いられているコンデンサの容量を C [pF] とすると Q_{in} は

$$\begin{aligned} Q_{\text{in}} &= \text{C [pF]} \times \text{pulser 出力 } [10^{-3}\text{V}] \\ &= (0.0428756 \times (\text{ADC チャンネル}) + 1.80158) \times \text{C } [10^{-3}\text{pC}] \end{aligned} \tag{3.7}$$

と表せる。今 C=1 pF であり、これと式 (3.5) からガス増幅率 M が求められる。

こうして横軸と縦軸を S_{a} と M に直した測定データに対し、式 (3.2) の $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ の 4 つの変数を独立に変化させ、全圧力でのデータとの残差二乗和が最小となる組合せを探した。図 3.12に軸を較正したデータをプロットした。同じ図中に、得られた変数の組合せでの計算値 (各ライン) も示した。

変数を変化させる際には、一度指数関数的に幅広く値を変化させて残差二乗和が小さくなる場合の変数の組合せを調べ、その変数の値の周辺で再度細かく値を変化させて、最終的な変数の組合せを求めた。表 3.2にその時の変数の組合せと残差二乗和の値を示した。

No.	α	β	γ	δ	Σ^2_{res}
I	2.08	36.12	0.34	-0.0142	696066.938
II	5.55	99.62	0.2	-0.0011	714783.625
III	1.84	29.75	0.35	-0.0225	702393.375
IV	2.42	39.47	0.31	-0.0178	737813.625
V	1.03	15.63	0.43	-0.0397	725132.375
VI	3.7	66.51	0.26	-0.0047	672905.312
VII	3.44	61.56	0.27	-0.0058	673314.688
VIII	2.38	41.32	0.32	-0.0125	681794.438

表 3.2: 最終的に選んだ変数の組合せと、その組合せで計算される M の値と実測値との残差二乗和

どの場合の変数の組合せでも、760 Torr から 50 Torr までの全範囲でガス増幅率の測定値を良く再現している。これらそれぞれの場合での第一タウンゼント係数 (式 (3.1)) の形を図 3.13に示した。横軸は E/P、縦軸は α_{T}/P であ

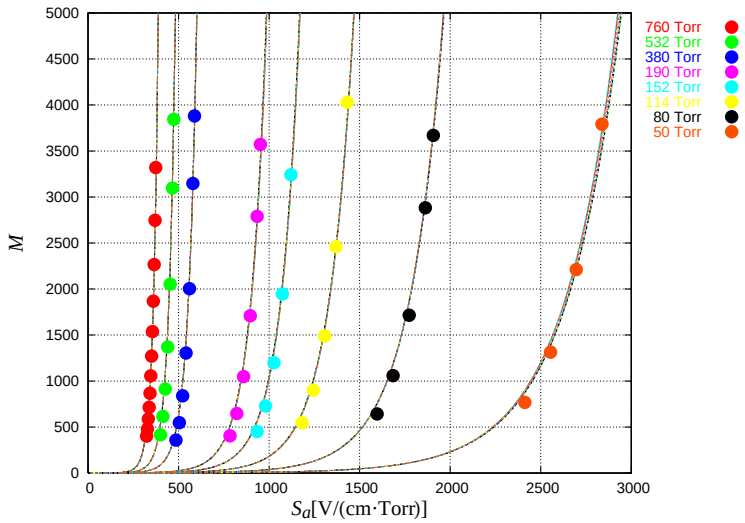


図 3.12: 測定されたガス増幅率を再現する変数の組合せを求めた様子。(•) が測定点。

る。第一タウンゼント係数に関係する α, β, γ の値だけを見ると IV と VIII の組合せなどは似通っているが、タウンゼント係数の形は異なっていた。また VI と VIII の場合はこれらの変数の値はかなり異なっているが、タウンゼント係数の形は似ていた。より取捨選択するための他の情報が無いので、ここでは 8 つの組合せ全てを異なる候補として残し、低圧力 MWPC の C_2H_6 を用いた場合の圧力と動作電圧の関係を説明する事を考える。

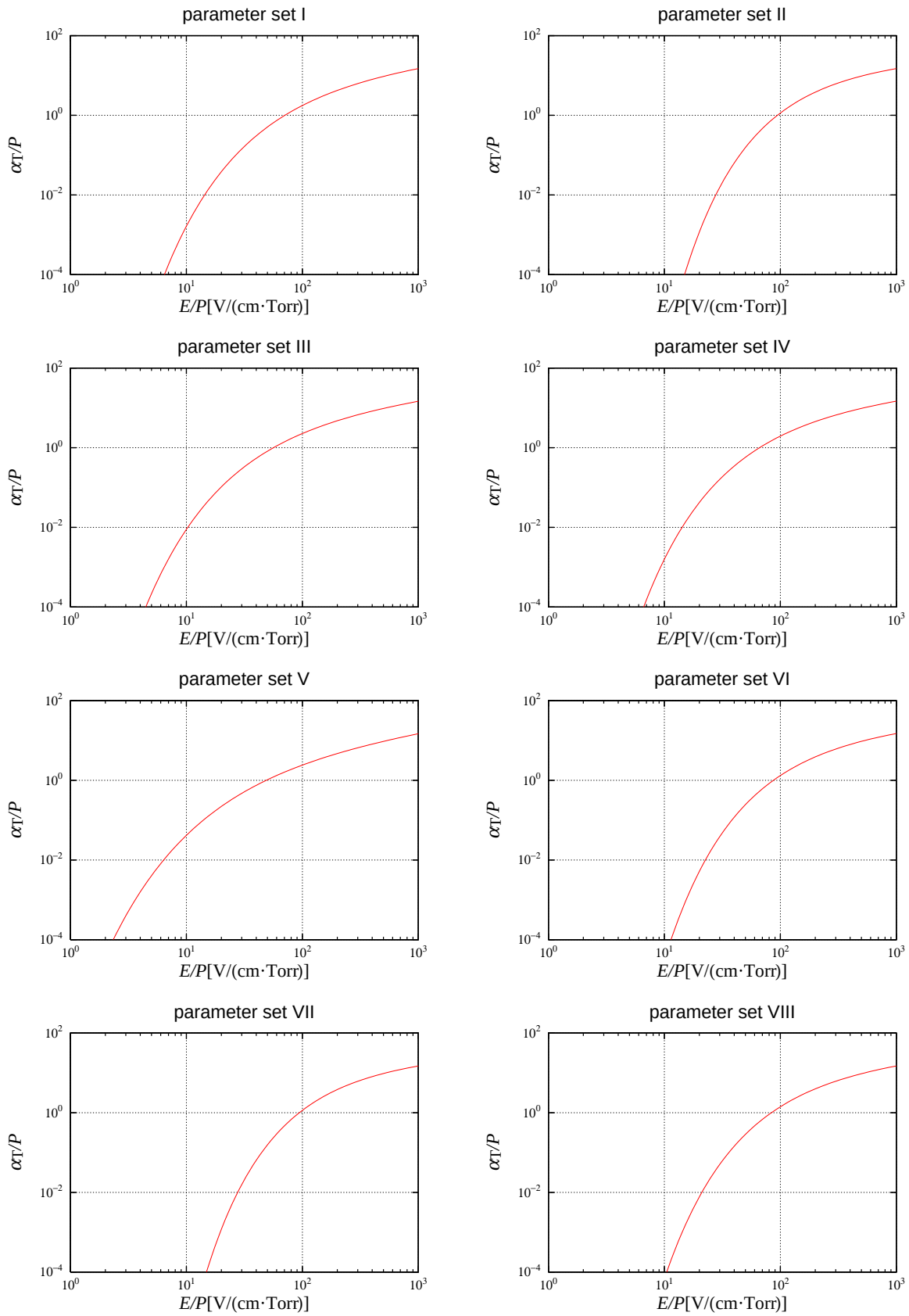


図 3.13: それぞれの変数の組合せにおける第一タウンゼント係数の形

3.3 β 線に対する波高分布の測定

低圧力 MWPC の圧力と動作電圧の関係を考える際に、情報量を増やす目的から ^{90}Sr を用いた β 線の波高分布の測定を行った。C_2H_6 760 Torr から 114 Torr までの場合で、β 線を ϕ6 mm × 45 mm のコリメータを通してカプトン膜ごしに比例計数管に入射させた場合の波高分布を MCA(Multi Channel Analyzer、入力レンジ:0∼ 約 9 V) を用いて測定した (図 3.14)。

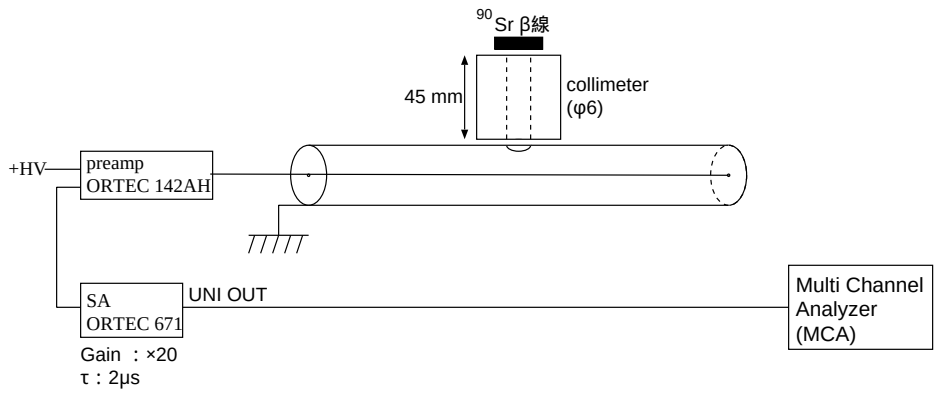


図 3.14: β 線の波高分布の測定回路

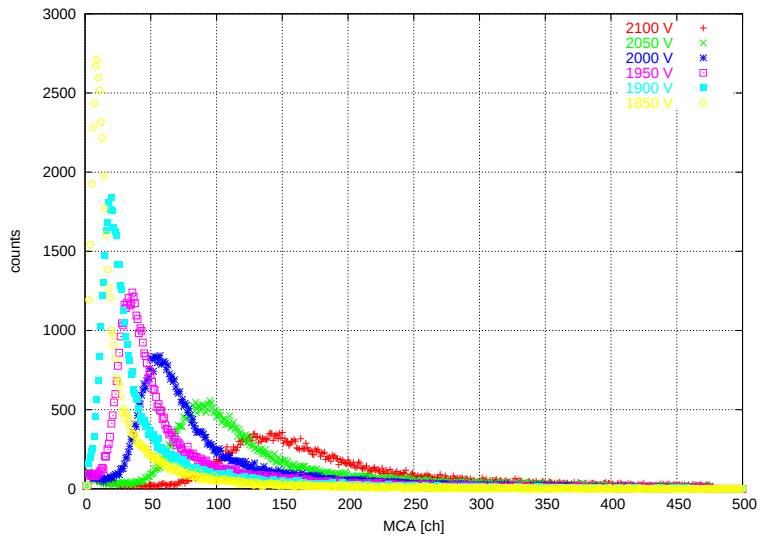


図 3.15: C_2H_6、760 Torr で HV を変化させた時の β 線に対する波高分布

図3.15では高エネルギー側への長いテールが見られるが、これは β 線のエナジーロスがランダウ分布に従っている為である。ランダウ分布のピークに対応するエナジーロスは most probable energy loss と呼ばれ、その値は Bethe-Bloch の式で計算される mean energy loss よりも小さい [2]。

§3.2.4で求めた第一タウンゼント係数を利用して、図 3.15の横軸を β 線の energy deposit : $E^{\beta}_{\rm loss}$[keV] に置き直す事を考えた。MCA のチャンネルと preamp に入力する電荷量 $Q_{\rm in}$ は、X 線の場合と同様にパルサーを用いて予め較正した。$E^{\beta}_{\rm loss}$[keV] は式 (3.5) から

$$E^{\beta}_{\rm loss} = \frac{WQ_{\rm in}}{eM} \tag{3.8}$$

と表される。

式 (3.8) に用いる M の計算には、第一タウンゼント係数のフィッティングの中で最も残差二乗和の小さかった組合せ (表 3.2、VI のパラメータ) を用いた。各圧力において横軸を $E^{\beta}_{\mathrm{loss}}$ とした波高分布を図 3.16に示す。

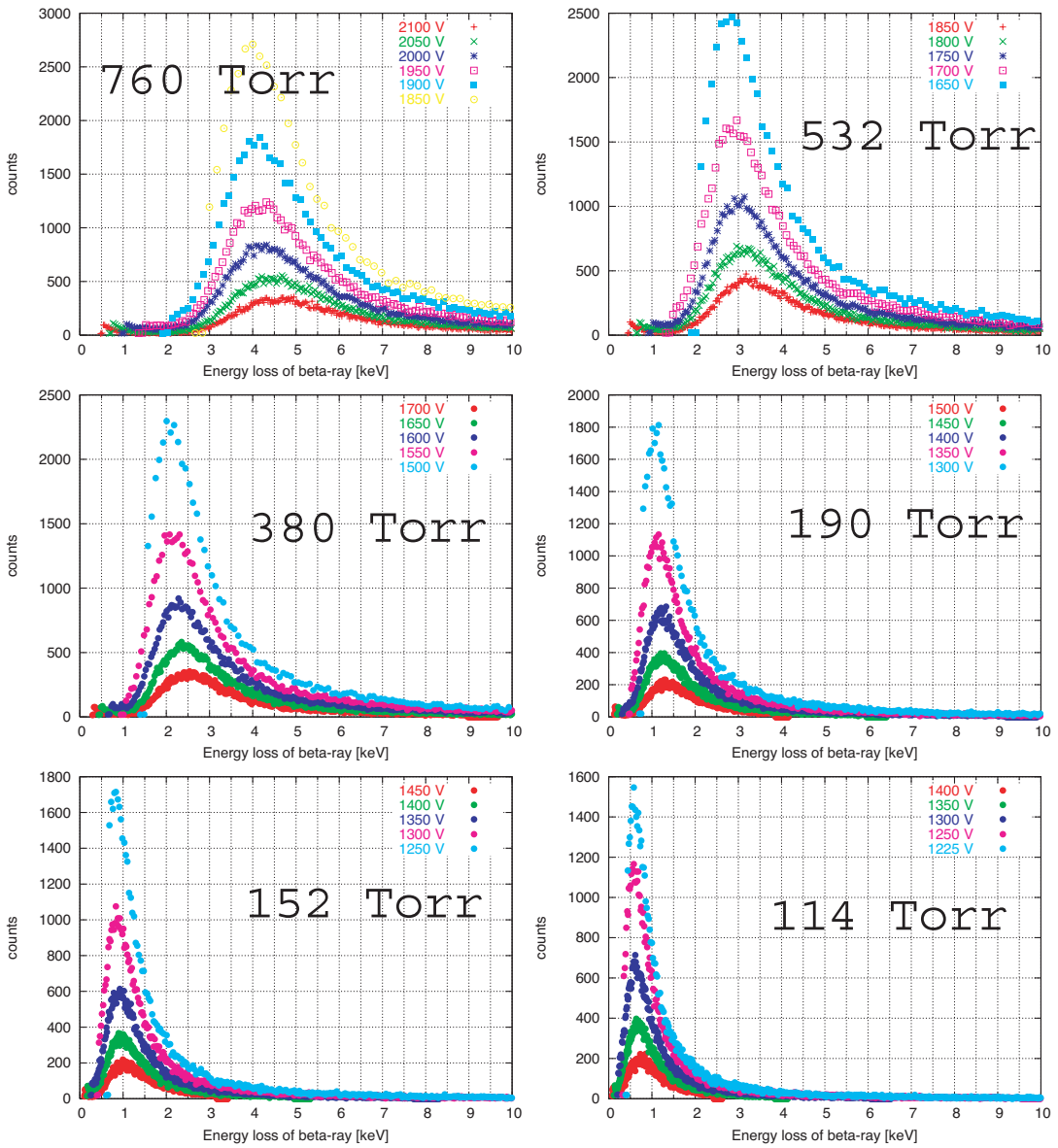


図 3.16: C_2H_6 各圧力において、横軸を β 線のエナジーロスに焼き直した図。増幅率 M の計算には Aoyama の形式による第一タウンゼント係数を用いた。使用したパラメータは表 3.2の VI である。

図 3.16から、各圧力での most probable energy loss を調べた。各 HV での測定毎に、ピーク値を目で読み取った。図 3.17に、圧力と β 線の most probable energy loss の相関を示す。縦軸の幅は、一つの圧力につき HV 毎に読み取った値が異なる場合の、読み取った値の最大値と最小値を結んだ幅である。

圧力と β 線の energy deposit の大きさを most probable energy loss で調べた場合、energy deposit が圧力にほぼ比例している事が分かる。

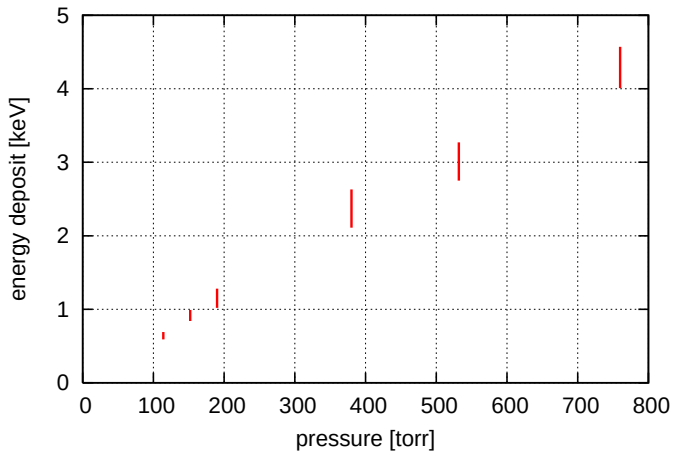


図 3.17: 圧力とエネルギー損失の相関

3.4 低圧力 MWPC の圧力と動作電圧の関係

低圧力 MWPC に C_2H_6 を用いた場合の 760 Torr∼114 Torr における動作電圧の圧力依存性 (図 2.11) を説明するために、以下の条件を置いた。

- エネルギー損失、1 次電離電子数、ガス増幅率の分散はここでは考えない。
- 圧力によらず、最終的にアノードに到達する電子の数 ($\equiv N$) が同じであれば得られる全検出効率は等しくなるものと考える。N は、「1 次電離電子数 × 各電子のガス増幅率」で表されると考えられる。
- 1 次電離電子の数は、通過粒子のエネルギー損失の大きに比例する。このエネルギー損失は圧力にほぼ比例するとみなす。ここでは仮に ηP と置く。
- アノード近傍で 1 次電子が生成された場合は第一タウンゼント係数がすでに大きな値を持った状態から増幅が始まる事になる為、1 次電子の生成位置によってガス増幅率は異なると考えられる。
  しかしここでは 1 次電子は全てアノードから遠く第一タウンゼント係数が充分小さい領域で生成され、全ての 1 次電子が失われる事無くアノードへドリフトしていくものとする。この仮定により、全ての 1 次電子に対するガス増幅率は等しいとみなせる。

今、MWPC 内の地点 (x, y) における電場強度は次式で表される [2][10]。

$$E(x,y) = \frac{CV}{2\epsilon s}\left(1+\tan^2\frac{\pi x}{s}\tanh^2\frac{\pi y}{s}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\tan^2\frac{\pi x}{s}+\tanh^2\frac{\pi y}{s}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{3.9}$$

C : 単位長さ当りの静電容量$\left(=\dfrac{2\pi\epsilon}{\frac{\pi l}{s}-\ln\frac{2\pi a}{s}}\right)$

a : アノード半径 $(=0.001\mathrm{cm})$

l : アノードーカソード間隔 $(=0.4\mathrm{cm})$

s : アノード間隔 $(=0.2\mathrm{cm})$

$-V$: 印加負電圧

アノード付近では電場は円筒形で近似でき、

$$E \simeq \frac{CV}{2\pi\epsilon}\frac{1}{r} = \frac{1}{\frac{\pi l}{s} - \ln\frac{2\pi a}{s}}\frac{V}{r} \equiv \zeta\frac{V}{r} \tag{3.10}$$
$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$
$$\zeta = 0.1026$$

と表される。従ってアノード表面における $E/P(= S_a)$ は

$$S_a = \zeta\frac{V}{aP} \tag{3.11}$$

となる。

圧力 P と動作電圧 V の間には式 (3.11) と増幅率 M(式 (3.2)) を用いて

$$N = M(\zeta\frac{V}{aP})\cdot\eta P$$
$$\therefore V = \frac{aP}{\zeta}M^{-1}(\frac{N}{\eta P}) \tag{3.12}$$

という関係が成り立つ。仮定より N は圧力に依らず一定値となり、C_2H_6 を用いた場合の 760 Torr における MWPC の動作電圧を V_{760} とすると、

$$N = M(\zeta\frac{V_{760}}{a\cdot 760})\cdot\eta\cdot 760 \tag{3.13}$$

となる。これを式 (3.12) に代入して η を消去すると

$$V = \frac{aP}{\zeta}M^{-1}\left(M(\zeta\frac{V_{760}}{a\cdot 760})\cdot\frac{760}{P}\right) \tag{3.14}$$

という関係式が得られ、760 Torr での動作電圧 V_{760} から各圧力での動作電圧を計算する事ができる。

M を計算する為に必要な $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ の値に表 3.2の 8 つの組合せ全てをそれぞれ用いた場合の各圧力での動作電圧の計算結果を図 3.18に示した。

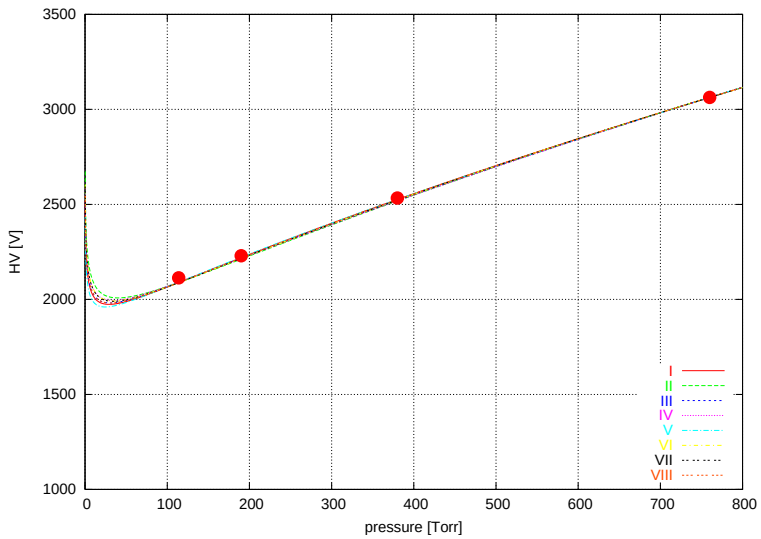


図 3.18: 圧力に対する動作電圧の計算結果。赤色の • は検出効率曲線から求められた値。

114 Torr までの低圧力において、どの変数の組合せを用いた場合でも検出効率曲線から求められた値を良く再現する事が出来た。

3.5 まとめ

低圧力 MWPC の動作電圧の圧力依存性を説明するために、^{55}Fe の 5.9 keV X 線を用いた場合の波高分布を測定する事で、ガス増幅率を測定した。

2mm-MWPC を用いて 760 Torr の各クエンチガスに対する X 線の波高分布を測定し、どのガスを用いた場合でもガス増幅率はほぼ指数関数的に増加している事を直接観測した。しかし低圧力では光電吸収のピークを観測する事は出来なかった。これは低圧力のガス中における電子の range が MWPC の cell size より大きいためである。

より cell size の大きな円筒形比例計数管を用いて C_2H_6 760 Torr∼50 Torr に X 線を照射した場合の波高分布を測定した。第一タウンゼント係数の形を仮定する事で、測定したガス増幅率を再現する変数の組合せを得た。

同じ円筒形比例計数管を用いて C_2H_6 760 Torr∼113 Torr に β 線を照射した場合の波高分布を測定した。β 線の energy deposit がランダウ分布に従っている事と、圧力にほぼ比例している事を確認した。

得られた第一タウンゼント係数の変数の組合せを用いる事で、MWPC に C_2H_6 を用いた場合の 114 Torr までの低圧力における動作電圧を、760 Torr での動作電圧から導く事が出来た。

第4章　低圧力カソード読出型Drift Chamberの開発

RI ビームを用いた実験において、標的前後でのビームの位置と角度を高精度で測定する為の検出器が必要である。検出器には Z=1 からの粒子を、1 mrad 以下の高角度決定精度で測定できる事が求められる。その為に必要な 200 μm 程度の位置分解能と低物質量であるという条件を満たす検出器として低圧力カソード読出し型 Drift Chamber の開発を行い、動作特性を調べた。

4.1　カソード読出型Drift Chamber

4.1.1　構造と測定原理

荷電粒子がチェンバー内を通過し、電離された 1 次電子がアノードワイヤー周辺の電場によって avalanche を起こす過程は MWPC と同様である。通常の MWPC や DC はアノードから信号を読み出して位置を求めるが、カソード読出型 chamber はカソードをストリップ (もしくはワイヤー) に分割し、カソード面上に誘起される電荷の分布から位置を測定する。

アノードで avalanche の結果発生する電荷が点状のものであり、カソードが無限に広い平面であると仮定するとカソードに誘起される電荷の電荷密度 $\sigma(x)$ は

$$\sigma(x) = \frac{-Q}{2D}\frac{1}{\cosh\left(\frac{\pi(x-x_{\rm a})}{D}\right)} \tag{4.1}$$

Q : total charge

$x_{\rm a}$: avalanche position

D : full gap(cathode – cathode)

で表される (図 4.1)。

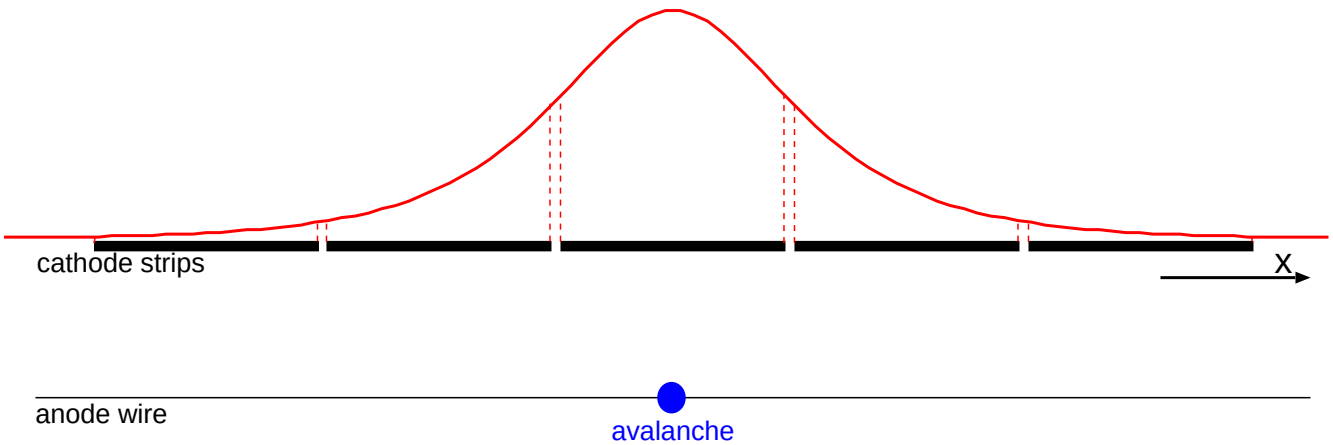


図 4.1: カソード面上の誘起電荷密度

カソードの i 番目のストリップに集められる電荷量 q_i は式 (4.1) をストリップ幅 W で積分する事で得られ、式 (4.2) のように表される。式 (4.2) の事を Pad Response Function と呼ぶ。

$$
\begin{aligned}
q_i(X) &= \frac{-Q}{2D}\int_{X-W/2}^{X+W/2}\frac{1}{\cosh\frac{\pi X'}{D}}\mathrm{d}X' \\
&= \frac{-Q}{\pi}\left[\tan^{-1}\left(\exp\frac{\pi(X+W/2)}{D}\right)-\tan^{-1}\left(\exp\frac{\pi(X-W/2)}{D}\right)\right] \qquad (4.2)\\
X &\equiv x_{\mathrm{a}}-x_{\mathrm{s}}(i)
\end{aligned}
$$

$x_{\mathrm{s}}(i)$: i 番目のストリップの中心位置

W : ストリップ幅

カソード読み出しで位置情報を得るためには、2 つ以上のカソードストリップから電荷を得る必要がある。隣り合うストリップの電荷量比は W/D に依存する。この時、ストリップ幅が広過ぎると読出しチャンネル数は減るが、電荷の小さなストリップが生じ、位置分解能が悪くなる。一般には最も大きな電荷を集めたストリップと、その両隣のストリップの計 3 ストリップの電荷情報を用いて位置を求める事が多く、それに見合った W/D を適切に選ぶ必要がある。異なる W/D の値に対するそれぞれの Pad Response Function を図 4.2に示す。

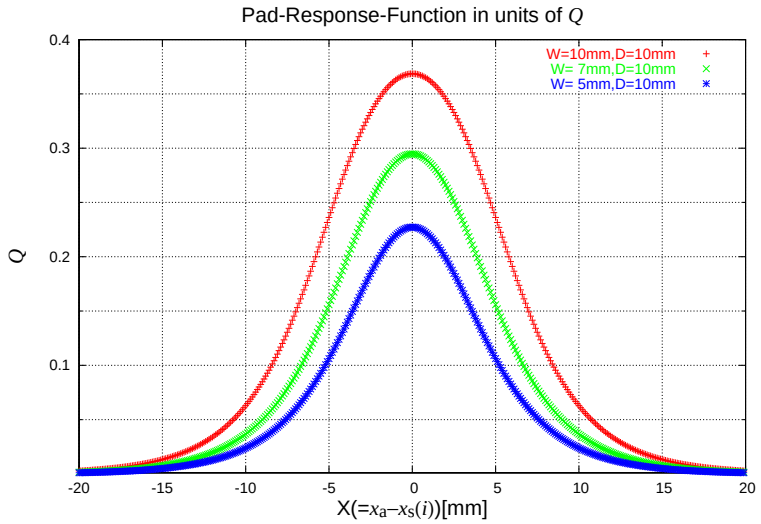


図 4.2: Pad Response Function

この Pad Response Function はアノードワイヤー上の点電荷を仮定した関数であるため、検出器内の電場によって電荷がカソードへドリフトするにつれて誘起電荷の形も変化していくと思われる。従って Pad Response Function を利用して位置を決定するような場合は、イオンが点状電荷とみなせる間だけカソード信号を測定し、時間の遅い成分は測定しないようにしなければならない。信号の測定時間は今回の測定では読み出し回路の時定数に依存する (§4.2.1)。位置決定法については次節で述べる。

4.1.2 位置決定法

カソード読出で位置を求めるには 2 ストリップ以上の電荷情報が必要となるが、高位置分解能を得るためには、これらの情報からの位置決定法が重要となる。また高位置分解能の他に、電荷情報から効率良く位置を計算出来る事も求められる。そこで位置決定法として、重心法、Gaussian 近似法、Charge Ratio Method の 3 種類について検討した。

重心法

Avalanche の位置:x_{a} は

$$x_{\mathrm{a}} = \frac{\Sigma_i \ q_i x_{\mathrm{s}}(i)}{\Sigma_i \ x_{\mathrm{s}}(i)} \tag{4.3}$$

q_i : ストリップ i の電荷

$x_{\mathrm{s}}(i)$: ストリップ i の中心位置

で求められる。これは最も単純な方法である。通常は電荷が最大のストリップを中心に、その両隣を含めた計 3 ストリップの情報を用いる。計算に加えるストリップ数を増やす事はノイズの影響が大きくなるため現実的ではない。

重心法の利点は、電荷情報から位置を求める過程が非常に容易である点である。また電荷分布の形を仮定しない為、実際の電荷分布が理論的に予想される形からずれるような場合でも使用できる可能性がある。しかし、重心法にはいくつかバリエーションが存在するが、殆んどの場合は求められた位置情報に何かしらのシステマティックな偏差が存在する [7]。この最も単純な重心法の場合も、求められた位置情報にはストリップ位置に依存した偏差が存在する (付録 G参照)。重心法を使用する際にはこの偏差を補正しなければならない。またノイズの影響を受け易いという欠点もある。

Gaussian 近似法

Pad Response Function(式 (4.2)) は、$x_{\mathrm{a}} \pm W$ の範囲において概ね Gaussian で近似できる (図 4.3)。この事を利用して電荷情報から x_{a} を求める事ができる [1]。

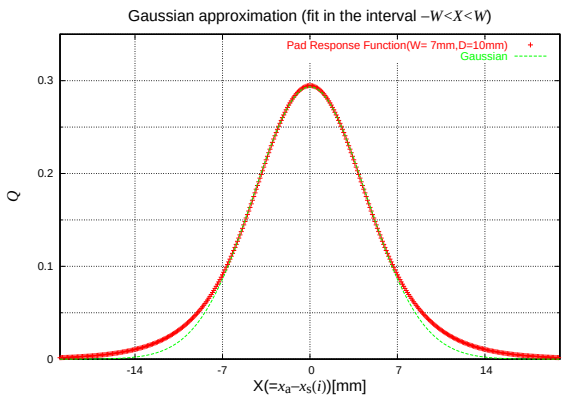


図 4.3: Pad Response Function の Gaussian による近似。$-W \sim +W$ の範囲で理論値に Gaussian をフィットさせた結果を示している。

隣接する三つのストリップから読み出された電荷が Gaussian に従っているとした時、三つの電荷は

$$\begin{cases} q_{i-1} &= A\exp\left[-\frac{\{x_{\rm a}-(x_{\rm s}(i)-W)\}^2}{2s^2}\right] \\ q_i &= A\exp\left[-\frac{\{x_{\rm a}-x_{\rm s}(i)\}^2}{2s^2}\right] \\ q_{i+1} &= A\exp\left[-\frac{\{x_{\rm a}-(x_{\rm s}(i)+W)\}^2}{2s^2}\right] \end{cases} \tag{4.4}$$

と表す事が出来る。ここで A は比例定数であり、q_i には電荷が最大のストリップを選ぶとする。この三つの式を s について解くと、式 (4.5) が得られる。

$$s^2 = -W^2\left(\ln\frac{q_{i-1}q_{i+1}}{q_i^2}\right)^{-1} \tag{4.5}$$

この s^2 をイベント毎に決定する事で、x_a は次の様にして求める事が出来る。

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{w_1x_1+w_2x_2}{w_1+w_2} \\ &= \frac{1}{w_1+w_2}\left[w_1\left(x_i-\frac{W}{2}+\frac{s^2}{W}\ln\frac{q_i}{q_{i-1}}\right)+w_2\left(x_i+\frac{W}{2}+\frac{s^2}{W}\ln\frac{q_{i+1}}{q_i}\right)\right] \end{aligned} \tag{4.6}$$

ここで x_1、x_2 はそれぞれ q_{i-1} と q_i から A を消去して得られる x、q_i と q_{i+1} から A を消去して得られる x であり、w_1、w_2 は両者の重みである。分布の裾の方でパルスが小さくなる程、反比例して測定誤差は大きくなるであろうから、パルスの大きさ $\simeq$ データの重みと考えて、重みはそれぞれ

$$\begin{cases} w_1 = q_{i-1}^2 \\ w_2 = q_{i+1}^2 \end{cases} \tag{4.7}$$

として用いる事が出来る。

この方法の利点は、位置の計算が容易である事と、電荷分布の形を想定する事で単純な重心法より位置決定精度が向上している事である。しかし Gaussian 近似法もその計算法は重心法の派生と言え、やはりシステマティックな偏差を持っている。Gaussian 近似法を使用する場合も、この偏差の補正が必要となる。

Charge Ratio Method

Charge Ratio Method(CRM) とは、測定された電荷情報から

$$R = \frac{q_M - q_{M-1}}{q_M - q_{M+1}} \tag{4.8}$$

M : 最大電荷のストリップ

という電荷の比を計算し、それを理論値と比較する事で $x_{\rm a}$ を求める方法である [9]。理論値を計算するには式 (4.2) を用い、理論値と測定値の差 $(R_{\rm theory}-R_{\rm exp})$ をストリップ M の端から端まで x を動かして計算すると図 (4.4) の様になる。

図 (4.4) から分かる様に、$R_{\rm theory}-R_{\rm exp}$ はストリップ M の範囲で根を一つだけ持つような関数となる。この根となる x を求めれば、それが $x_{\rm a}$ である。この根を求める方法は色々あるが、ここでは最も単純で且つ失敗の無い二分法 (bisection method) を用いた [13]。

CRM の大きな利点は、全てのストリップに共通なノイズを除去出来る事である。q_i が本来の電荷情報である q_i(true) と共通ノイズ q(c.n.) に分けられるとすると、

$$q_i = q_i(\text{true}) + q(\text{c.n.}) \tag{4.9}$$

が成り立つ。これを式 (4.8) に代入すると、

$$\begin{aligned} R_{\rm exp} &= \frac{\{q_M(\text{true})+q(\text{c.n.})\}-\{q_{M-1}(\text{true})+q(\text{c.n.})\}}{\{q_M(\text{true})+q(\text{c.n.})\}-\{q_{M+1}(\text{true})+q(\text{c.n.})\}} \\ &= \frac{q_M-q_{M-1}}{q_M-q_{M+1}} \end{aligned} \tag{4.10}$$

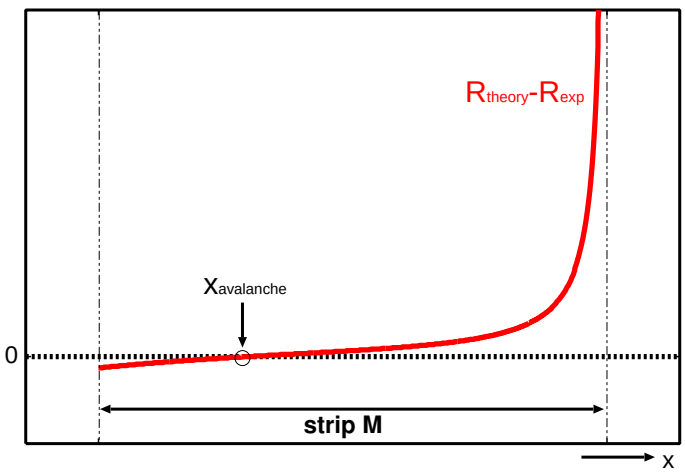


図 4.4: 電荷比の理論値と測定値の差。差が 0 となる位置が x_{a} として求まる。

となり、本来の電荷情報のみを取り出せる事が分かる。このため CRM は他の方法に比べて高位置分解能が得られ易い。また他の方法と同じく simulation を行った結果、CRM で求められた位置情報には重心法や Gaussian 近似法に見られたような偏差は特にないようである。

ただし実際の解析において、式 (4.2) に実際の D の値 (geometrical value) を用いると良い位置分解能が得られず、代わりに effective gap$(= D_{\mathrm{eff}})$ と呼ばれるものを用いると良い事が知られている [9]。従って解析の際には D_{eff} を測定データから求めておく事にした。

このように CRM は比較的容易な方法であり、且つノイズに強いという長所をもつため有用な位置決定法であると言える。しかし電荷分布が理論式 (4.2) からずれるような時、例えば avalanche が複数の位置で起きたり、粒子の入射角度が大きく avalanche がアノードに沿って広がったりするような場合は、位置分解能の悪化が予想される。

4.1.3 カソード読出型 Drift Chamber の仕様

カソード読出型 Drift Chamber(KDC) のパラメータを表 4.1に示す。アノードとストリップの向きは直交するように配置する。この KDC では $W/D = 0.7$ となり、avalanche の真下にあるストリップと、その両隣のストリップに誘起される電荷量の比は、図 4.2より $q_i(0) : q_i(\pm W) = 1 : \frac{1}{3.2}$ となる。

anode	ϕ20 μm Au-W、ピッチ 10 mm
potential	ϕ80 μm Au-Al、ピッチ 10 mm
drift length	5 mm
Half gap($D_{\rm h} = D/2$)	5 mm
cathode	4 μm 厚アルミナイズドポリプロピレン
strip pitch(W)	7 mm (gap:65 μm)
effective area	100 mm×100 mm
window	4 μ 厚アラミド

表 4.1: KDC のパラメータ

実際に実験で使用する場合は、アノード面 $\times 2(x, y)$、カソードストリップ面 $\times 2(y, x)$ という構成の KDC2 台を真空中で用いる事が想定される (図 4.5)。表 4.2に KDC の物質量を示す。

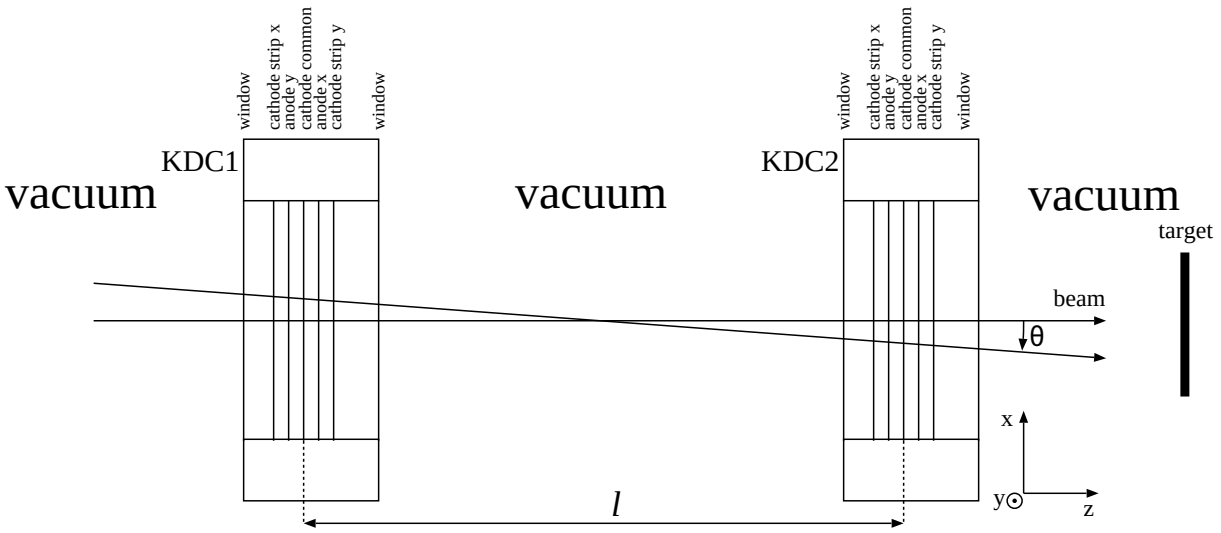


図 4.5: 実際の実験で想定される KDC の配置

2 台の KDC で求めた位置同士を結ぶ事で、x, y の両方向について粒子の軌跡を決定し、標的への入射角度が求められる。この角度決定精度を高く保つための条件として、

- 2 台の KDC 間距離 (l) が長い
- KDC の位置分解能が良い
- 低物質量であり多重散乱の影響が小さい

がある。このうち低物質量という条件を満たすため、検出器を真空中に置き、充填ガスを低圧力として動作させる事が考えられる。さらにカソード読出の場合は 1 面のみで粒子の通過位置を求められるため、アノード読出型 DC に比べて検出面数が少なくて済む。従ってより物質量を低く抑える事が可能である。

物質	$L/L_{\rm R}$
C_2H_6 20 Torr	0.035×10^{-4}
iC_4H_{10} 20 Torr	0.070×10^{-4}
anode×2 面	0.18×10^{-4}
potential×2 面	0.11×10^{-4}
cathode×3 面	0.24×10^{-4}
window×2	0.27×10^{-4}
KDC 本体合計	0.8×10^{-4}
KDC 本体+C_2H_6 20 Torr	0.835×10^{-4}
KDC 本体+iC_4H_{10} 20 Torr	0.870×10^{-4}

表 4.2: KDC の物質量 (1 台あたり)

多重散乱に寄与するのは KDC2 台の物質量のみであり、250 MeV 陽子に対する多重散乱角 θ_c(rms) は式 (1.2) より

$$\theta_{\rm c} = 0.255 \text{ mrad } (iC_4H_{10}\text{の場合})$$
$$\theta_{\rm c} = 0.248 \text{ mrad } (C_2H_6\text{の場合})$$

である。

1 mrad の角度分解能を得る為に KDC 間距離 l と位置分解能に求められる条件を計算する。x 方向について 2 台の KDC で求めた座標が $x1, x2$ であった時、2 点から求まるビームの通過角度 $\theta_{\rm b}$ は ($\theta_{\rm b}$ が微小であれば)

$$\theta_{\rm b} = \frac{x1 - x2}{l} \tag{4.11}$$

となる。位置分解能を $x1, x2$ 共に σ_x とすると $\theta_{\rm b}$ の誤差 $\sigma_{\theta_{\rm b}}$ は

$$\sigma^2_{\theta_{\rm b}} = \frac{1}{l^2}(\sigma_x^2 + \sigma_x^2) = \frac{2\sigma_x^2}{l^2} \tag{4.12}$$

となる。しかしここに多重散乱の寄与が入るため最終的な角度分解能 σ_θ は

$$\sigma_\theta = \sqrt{\sigma^2_{\theta_{\rm b}} + \theta^2_{\rm c}} \tag{4.13}$$

と表される。

この式で σ_θ < 1×10^{-3} rad をの角度分解能を要求すると、iC_4H_{10}($\theta_{\rm c} = 0.255\times10^{-3}$ rad) を用いた場合

$$\frac{\sigma_x}{l} < 0.0006837 \tag{4.14}$$

となる。例えば l=30 cm とした時、式 (4.14) を満たすために必要な KDC の位置分解能は約 200 μm である。

4.2　宇宙線を用いた試験

開発の過程として、まず大気圧で宇宙線に対する動作特性を調べた。

4.2.1　セットアップ

KDC の構成

図 4.6に、ここで宇宙線試験に用いた KDC の構成を示す。アノードは 1 面で、ストリップとアノードは直交する。アノード面を挟む 2 面のストリップ同士は平行である。カソードストリップは 1 面当り 15 ch の読み出しを持つ (16 ch 目はグラウンド)。アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーは、それぞれ基板上で OR としてまとめられている。今回の試験ではポテンシャルワイヤーの電圧は常に 0 V とし、高電圧はアノードにのみ印加した。

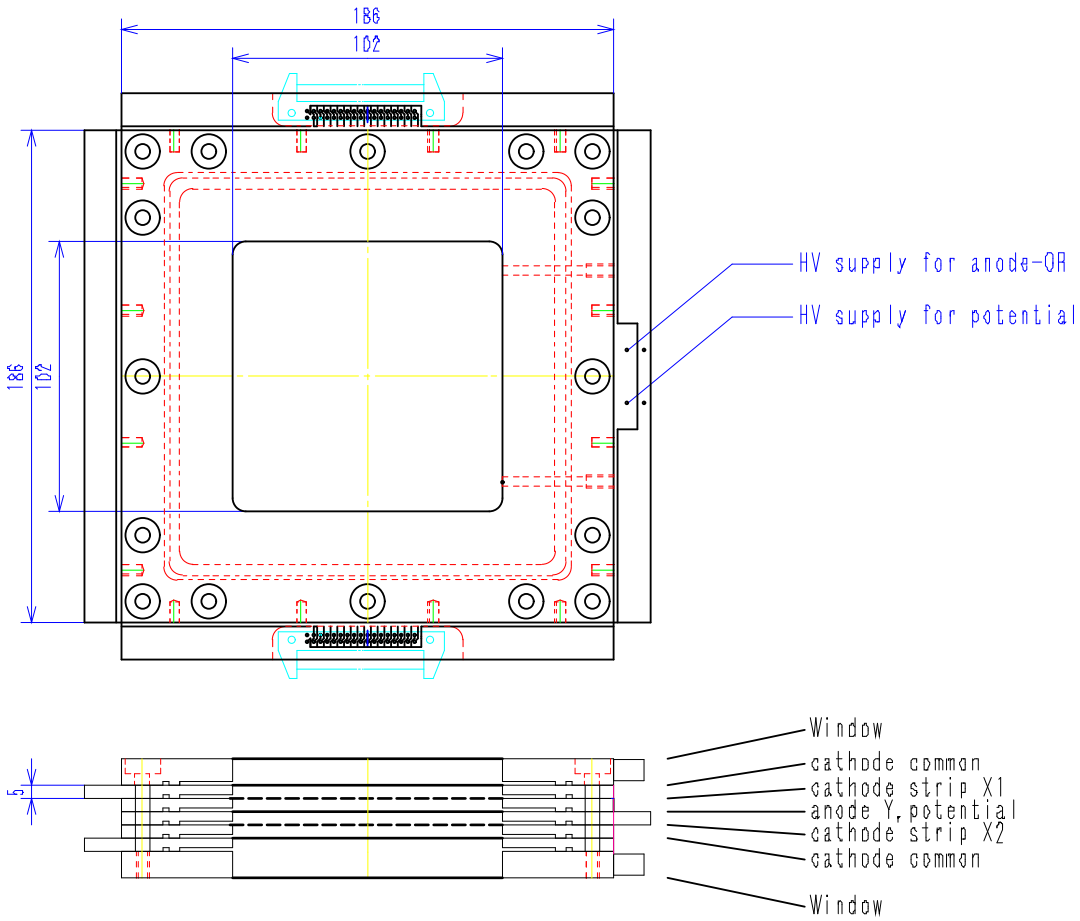


図 4.6: KDC の構成 (宇宙線試験時)

位置分解能 $\sigma_{\rm K}$ と **avalanche** 位置分解能 $\sigma_{\rm avalanche}$

試験に使用した KDC はアノードが 1 面なので、位置分解能 $\sigma_{\rm K}$ を求める為、2 台のリファレンスチェンバーを KDC の上下に配置した (付録 F)。リファレンスチェンバーで求めた位置から宇宙線の軌跡を KDC のアノード面上へ内挿した位置と、KDC 自身で求めた位置の残差から $\sigma_{\rm K}$ を求めた。得られた残差分布の $\sigma = \sigma_{\rm res}$ と $\sigma_{\rm K}$ との関係は

$$\sigma_{\rm K} = \sqrt{\sigma_{\rm res}^2 - \sigma_{\rm int}^2} \tag{4.15}$$

で与えられる。内挿位置の誤差は、多重散乱を考えないと $\sigma_{\rm int}$=73 μm、多重散乱を考慮すると $\sigma_{\rm int}$=91 μm となる (付録 F)。

$\sigma_{\rm K}$ とは異なるもう一つの測定可能な分解能として、粒子の通過位置ではなく、avalanche の発生した位置に対する分解能 $\sigma_{\rm avalanche}$ も求めた。これは、1 つのアノード面を挟む 2 つのカソードストリップ面が同じ $\sigma_{\rm avalanche}$ を持つと仮定し、それぞれの面で求めた位置同士の残差を用いる事で調べた。得られた残差分布の $\sigma = \sigma_{\rm res}^{\rm a}$ と $\sigma_{\rm avalanche}$ との関係は

$$\sigma_{\rm avalanche} = \frac{\sigma_{\rm res}^{\rm a}}{\sqrt{2}} \tag{4.16}$$

で与えられる。

図 4.7に、今回の宇宙線試験のセットアップの概略図を示す。KDC を挟む 2 台のリファレンスチェンバーの外側にプラスチックシンチレーターを 1 つずつ配置し、両者のコインシデンスイベントをトリガーとした。シンチレーターの大きさは上下ともに 150 mm×150mm であり、KDC の有効領域 100 mm×10 mm より大きい。この配置で測定できる宇宙線の入射角度は、カソードストリップに平行な方向、垂直な方向共に最大で ± 約 17° である。このうちストリップに垂直な方向の入射角度が大きくなると avalanche がアノードワイヤーに沿って広がると考えられる為、位置分解能 $\sigma_{\rm K}$、avalanche 位置分解能 $\sigma_{\rm avalanche}$ 共に悪化が予想される。

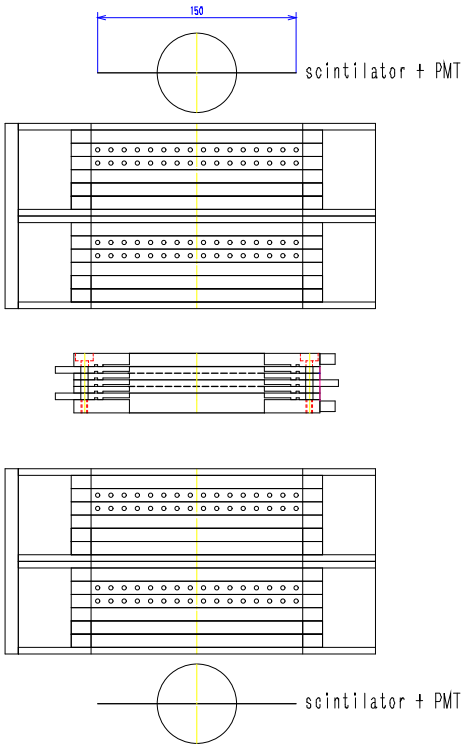


図 4.7: 宇宙線に対する位置分解能試験のセットアップ

測定回路

測定回路を図 4.8に示す。

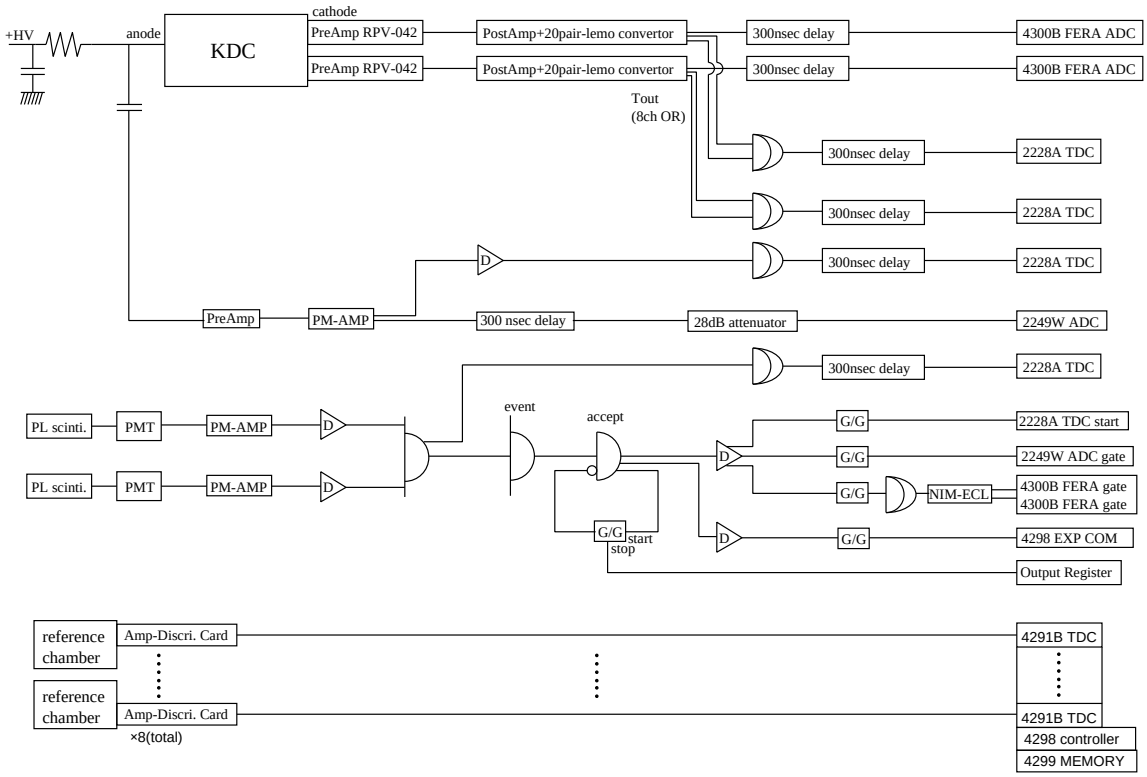


図 4.8: 測定回路

トリガーは上下のプラスチックシンチレーターの時間信号のコインシデンスから作った。KDC のカソード信号は PreAmp、PostAmp を通した後、LeCroy 4300B FERA ADC で測定した。PreAmp はベース接地型カレントタイプのもので、配線の浮遊容量 (約 3 pF) を含めた回路の時定数は約 80 ns であり、カソードからの信号の遅い部分は PreAmp の時定数によって切られる。PostAmp は東北大ラベルの、CATHODE MWPC-SHAPER AMP(100 %) を使用した。回路は pole-zero cancelation を組み込んだ電圧タイプのもので、ゲインは約 50 倍である。このゲインは回路の抵抗値を変更する事で調整可能となっている。FERA ADC は電荷積分型、入力レンジは約 480 pC/11 bits のもので、CAMAC 読出で使用し、ペデスタルサブトラクションとゼロサプレスを行った。サプレスの閾値は 3σ とした。FERA ADC のゲート幅は、drift time 分布全幅 (約 150 ns) と信号の時間幅 (約 100 ns) を合わせて 350 ns とした。アノード信号は PreAmp、PM AMP を通し、LeCroy 2249W ADC で測定した。この PreAmp は手製の物で、ゲインは約 50 倍である。アノードとカソードの時間信号は LeCroy 2228A TDC で測定した。

リファレンスチェンバーには直接 Amp-Discri. カードを差し、LeCroy 4291B TDC でアノードからの時間信号を測定した。4291B TDC はコモンストップモードで用いた。

4.2.2 検出効率

検出効率の定義

カソード読出の場合の検出効率は、アノードの信号ではなくカソード面の信号で数える必要がある。トリガーに対してストリップの電荷量がある閾値を越えた場合にそのストリップが粒子を検出したとみなす。ここでは ADC のゼロサプレス (3σ) が閾値となる。粒子を検出したストリップの多重度毎に、

- $\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{tot}}$:多重度を問わずカソード面全体での検出効率
- $\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{M1}}$:ストリップの多重度が 1 である検出効率
- $\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{M2}}$:ストリップの多重度が 2 である検出効率

という量を定義する。

最も重要である量は、トリガーに対し位置の決定が可能 (position definable) である場合の検出効率である。単純にストリップの多重度が 3 以上を選んだ場合では、ストリップが離れ合っていた場合に位置決定が出来ない。従って、

- $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$:最も電荷量の大きかったストリップの両隣のストリップも電荷量が閾値を越えた場合の検出効率

と定義する。

またトリガーに対し、アノードの TDC 情報が存在する場合の検出効率を

- ε_{a}:アノードの検出効率

と定義する。

測定

He/C_2H_6 ガス 760Torr での宇宙線に対する検出効率を測定した。結果を図 4.9に示す。ただし先にも述べた通りトリガー用のシンチレーターの面積が KDC の有効領域より広いため、検出効率のプラトーは 100 %より低くなる。カソードの検出効率曲線はストリップ面 1 とストリップ面 2 のそれぞれについて得られるが、両者に大きな相違が無かった為、面 1 の結果を示した。

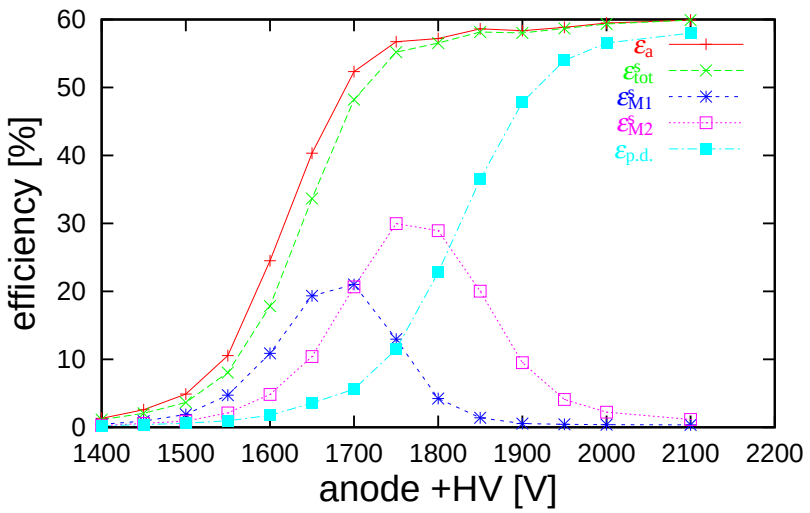


図 4.9: 宇宙線に対する KDC の検出効率曲線。ガスは He/C_2H_6 760 Torr。

ε_{a} と $\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{tot}}$ はどちらも約 1800 V でほぼプラトーに到達した。プラトーでの検出効率は 60 %程度であった。

ストリップ多重度別の検出効率は、$\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{M1}}$ は 1700 V で約 20 %、$\varepsilon^{\mathrm{s}}_{\mathrm{M2}}$ は 1750 V で約 30 %まで立ち上がった。どちらもそれ以上 HV が増加すると検出効率は減少した。これは HV の増加に伴って誘起電荷が大きくなると、avalanche の位置から遠いストリップに誘起される電荷量も閾値を越えるようになり、ストリップの多重度が増えるためである。

粒子の通過位置が決定可能となる検出効率 $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ は約 2000 V において 57 %程度の検出効率でほぼプラトーとなった。この電圧は ε_{a} がプラトーに到達した時の電圧から比べて約 200 V 程度高くなっていた。ただし 200 V という値は回路のゲインや閾値の設定により異なると思われる。

カソード読出型 DC を用いて粒子の通過位置を決定する事が出来る検出効率を充分高くするためには、ε_{a} の変化だけを調べるのではなく $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ の変化を調べる必要がある事が分かった。

4.2.3 解析

ゲイン補正

位置の決定にはストリップ毎に測定された電荷量の比を用いるため、回路系の各ストリップに対応するチャンネル毎の相対的なゲインを補正しておく必要がある。

使用する領域において回路系のゲインの線型性が保たれているとすると、ゲイン補正は

$$(\text{ADC の値}) = p(0) + p(1) \cdot (\text{カソードからの電荷}) \tag{4.17}$$

によってなされる。ここで $p(0)$ はペデスタルの値に、$p(1)$ は回路系のゲインに相当する。従ってチャンネル毎の $p(0)$ の絶対値と、$p(1)$ の絶対値又は相対値を知る事が出来れば良い事になる。

各チャンネルの $p(0)$ の絶対値には、ADC のゼロサプレスを設定した際の値を用いた。$p(1)$ の絶対値又は相対値であるが、ここでは実際の宇宙線の ADC のデータを用いて $p(1)$ の相対値を調べた。その方法であるが、まず 1 つのカソード面あたりにあるストリップの中で自らが最も大きい電荷を測定したという条件をつけて、ストリップ毎の ADC スペクトルを作成した。図 4.10に、条件を付ける前 (左) と付けた後 (右) の同じストリップに対する ADC スペクトルを示す。この時ゼロサプレスした分を足し直してあり、横軸の 0 ch がペデスタル位置に相当する。次に条件を付けた後のスペクトルのピークの位置をチャンネル毎に調べた。これはカソードからの電荷が同じ場合のチャンネル毎の ($p(0)$ を引いた後の)ADC の値を調べた事に相当するので、$p(1)$ の相対値を得る事が出来る。

このゲイン補正の有無による差を調べるため、図 4.11に補正有無のそれぞれの場合について、2 つのストリップ面でそれぞれ求めた位置同士を比較した場合の残差を縦軸に、ストリップ面 1 で求めた位置を横軸にとって 2 次元プロットした。補正前は位置によっての残差の大きな揺らぎがあるが、補正後では揺らぎはかなり小さくなっており、補正の効果がはっきり現れている事が分かった。

この方法の利点は、実際のデータを用いる事より回路系のみならず KDC 本体までを含めた場合の、ストリップ毎の相対ゲインを補正できる点である。今回のように宇宙線の通過位置が全ストリップの領域に広がっている場合には有効である。ただし両端のストリップはピークとならない為、ゲインを合わせ辛いという欠点がある。

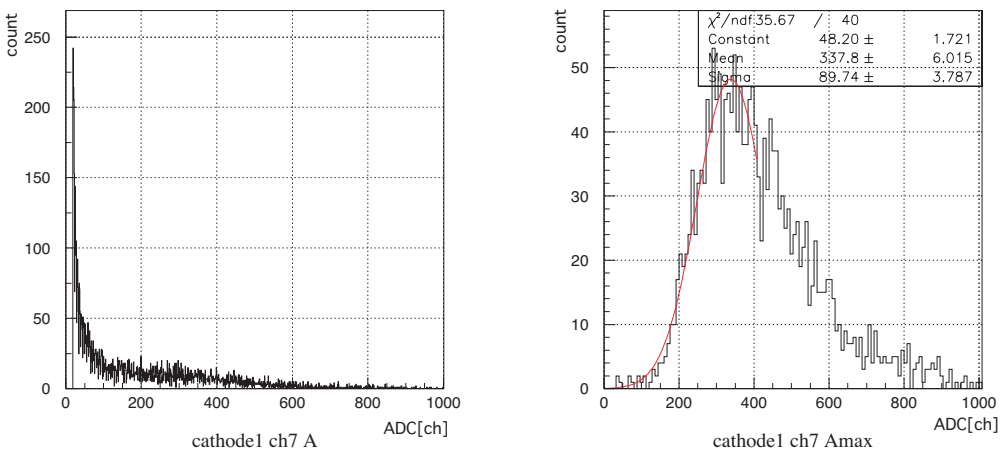


図 4.10: 単独のストリップの ADC スペクトル。左右共に同じストリップであり、(左) は何も条件を付けない場合、(右) は 1 面あたりのストリップ中で自らが最も電荷が大きいという条件を付けた場合である。HV=2000 V。

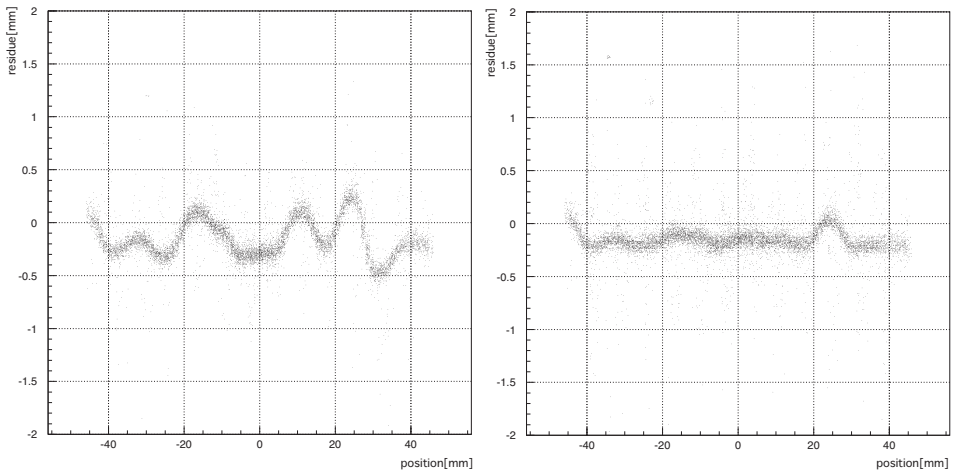


図 4.11: ゲイン補正の有無による差。縦軸は面 1 と面 2 でそれぞれ求めた位置同士の差、横軸は面 1 で求めた位置 (KDC の中心が 0 mm)。位置の決定には CRM($D_{\rm eff}$=9.6 mm(面 1)、9.1 mm(面 2)) を使用した。左がゲイン補正無しの場合、右がゲイン補正有りの場合。HV=2100 V。

位置スペクトル

重心法とガウス近似法のそれぞれで求めた位置スペクトルを図 4.12に示す。

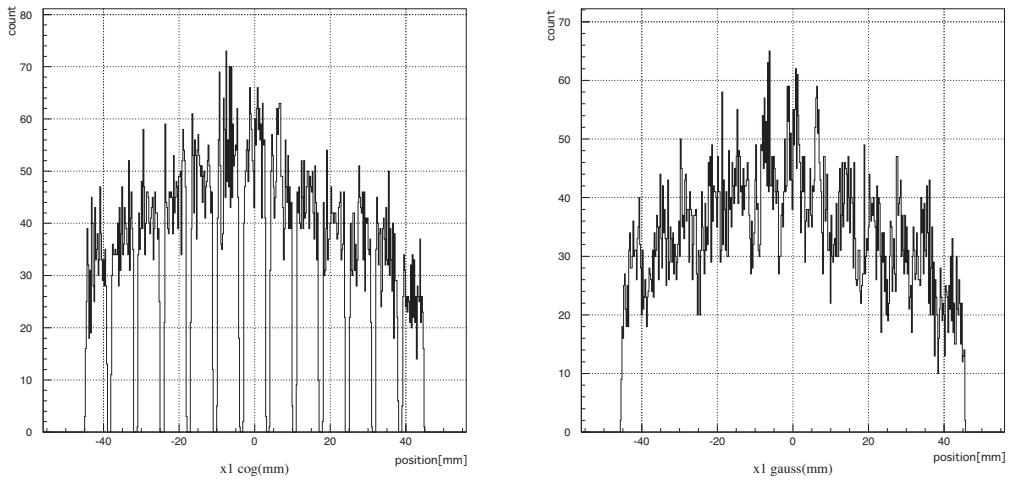


図 4.12: HV=2100V における位置スペクトル。(左) 重心法、(右)Gaussian 近似法をそれぞれ使用した。

トリガーのシンチレーターの面積は KDC の有効領域より大きい為、宇宙線の通過位置は KDC の有効領域 ($\pm$50 mm) 全体に広がっているはずである。アノードとストリップは直交しているので、図 4.12の横軸はアノード上の avalanche 位置に対応する。理想的には全体に一様な位置スペクトルが得られるはずであるが、図 4.12では明らかに、重心法と Gaussian 近似法のどちらの場合もやはり位置に依存した偏差が現れていた。この両者の位置決定法を用いるためには、偏差の補正方法を考えなければならないが、今回はその方法については詳しく調べず、以降の位置決定法には全て CRM を用いた。

CRM を用いるにあたり、effective gap$D_{\rm eff}$ を決定した。最大電荷のストリップの電荷を q_M、その両隣のストリップの電荷を $q_{M\pm1}$ とおき、横軸、縦軸をそれぞれ q_{M-1}/q_M、q_{M+1}/q_M という隣り合うストリップ同士の電荷の相関として図 4.13に 2 次元プロットした。この時の電圧の値は 2100 V であり、ストリップ面 1 のデータを用いた。これに対し、式 (4.2) に $D = D_{\rm eff}$ を代入して計算される理論値を、同じ図中に合わせて示した。D の実際の値は 10 mm であるが、図 4.13では $D_{\rm eff}$=9.6 mm とした場合がデータに最も良く合っている事が分かった。この場合と $D_{\rm eff}$=8.5 mm、10.5 mm の場合を合わせた 3 通りについて、それぞれ CRM で求めた位置スペクトルを図 4.14に示した。$D_{\rm eff}$=8.5 mm、10.5 mm の場合はくし上の構造が現れているのが分かる。$D_{\rm eff}$ を正しく設定する事でこの構造が消え、位置の依存性が無くなっている事が分かった。この結果より、ストリップ面 1 の $D_{\rm eff}$ を 9.6 mm と決定した。またストリップ面 2 についても同様の調査から $D_{\rm eff}$=9.1 mm と決定した。1 面目と 2 面目で異なる理由ははっきりとは分からなかったが、ここでは詳しく調べていない。

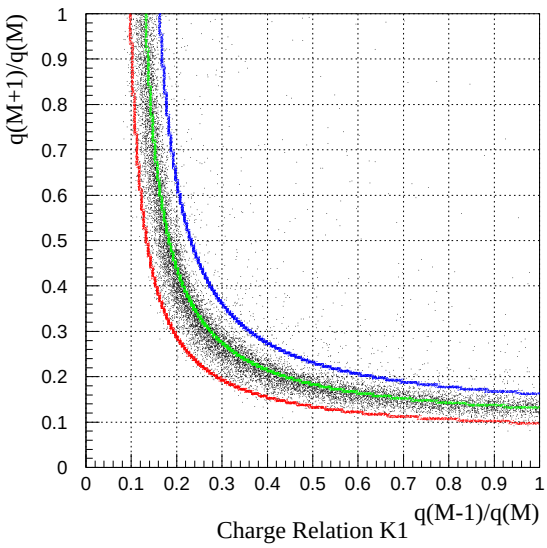


図 4.13: ストリップ間の電荷相関 (HV=2100 V、面 1)。赤:$D_{\rm eff}$=8.5 mm、緑:$D_{\rm eff}$=9.6 mm、青:$D_{\rm eff}$=10.5 mm。

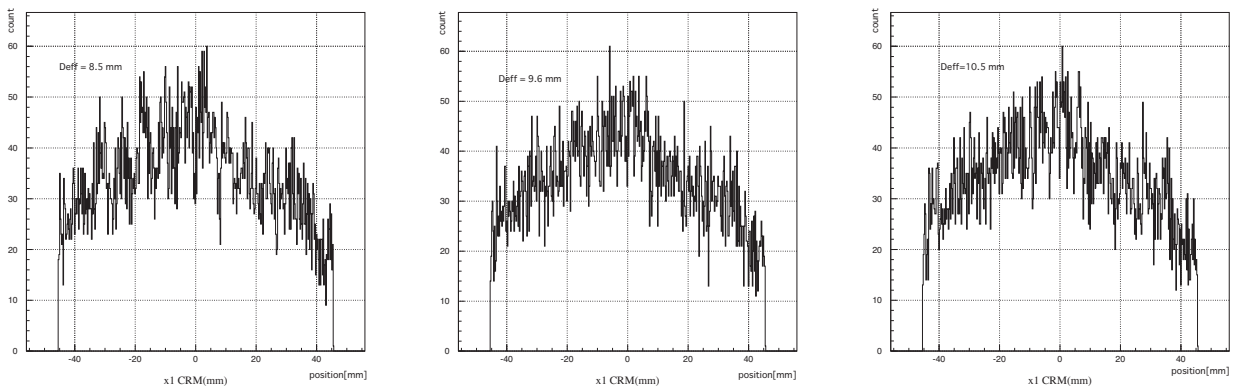


図 4.14: $D_{\rm eff}$ を変化させた時の CRM で求められた位置スペクトル。HV=2100V。左から $D_{\rm eff}$=8.5 mm、9.6 mm、10.5 mm。

$\sigma_{\rm K}$ と $\sigma_{\rm avalanche}$ の **HV** 依存性、入射角度依存性

位置分解能は、基本的にはカソードの誘起電荷が大きくなって S/N 比が良くなるに従い向上すると考えられる。また、ストリップに垂直な方向の粒子の入射角度が大きくなって avalanche がアノードに沿って広がると考えられる場合には、位置分解能が悪化する事が考えられる。図 4.9において $\varepsilon_{\rm p.d.}$ がプラトーに到達する付近の HV=1900 V から 2100 V で、位置分解能の HV 依存性と入射角度依存性を調べた。

まず $\sigma_{\rm avalanche}$ について、入射角 $0\pm2.5\,^\circ$ を選んだ場合の、それぞれの HV における残差分布を図 4.15示す。各 HV において、残差分布を全範囲で Gaussian によるフィッティングを行い、$\sigma^{\rm a}_{\rm res}$ を求めた。

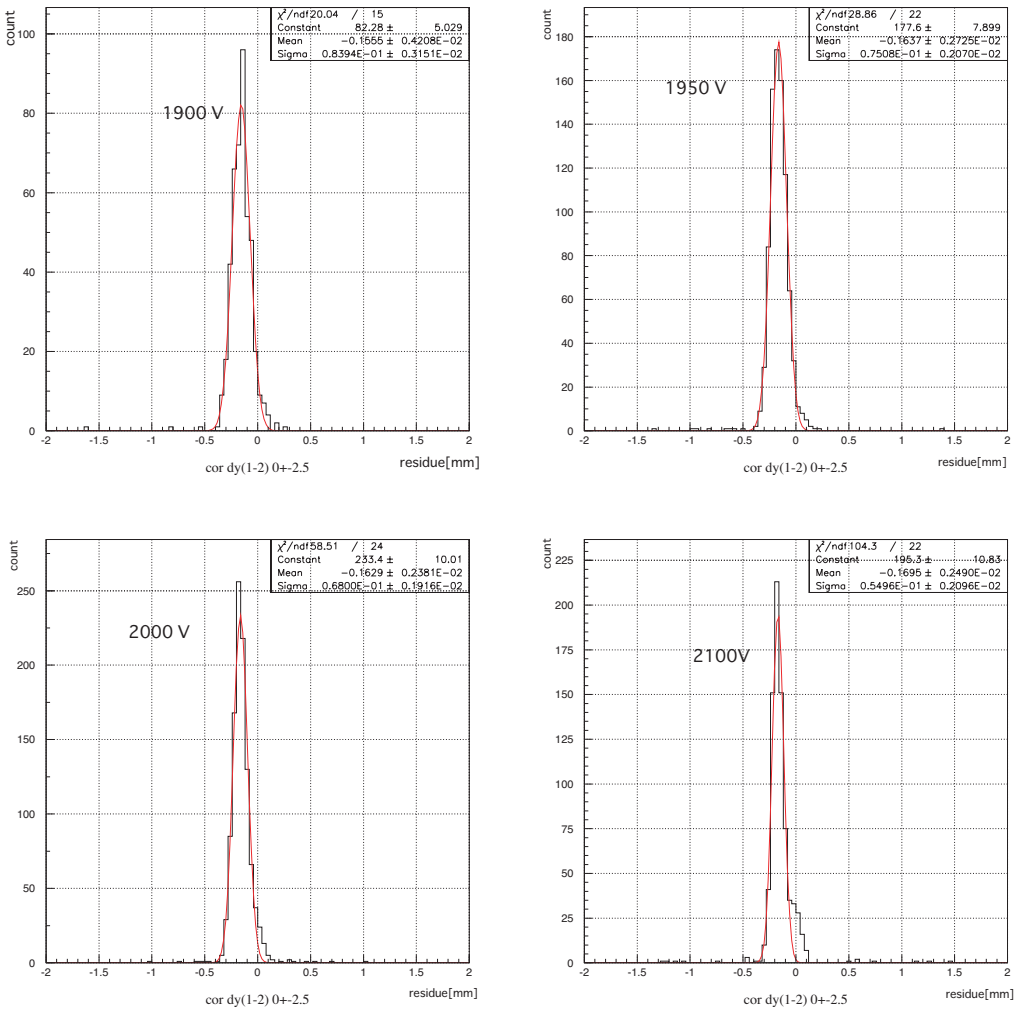


図 4.15: 各 HV において、入射角 0 ± 2.5 度を選んだ場合のストリップ面 1、2 で求めた位置同士の残差分布。それぞれ全範囲で Gaussian をフィッティングさせた。

次に $\sigma_{\rm K}$ について、図 4.16に、入射角 $0\pm2.5\,^\circ$ を選んだ場合の、それぞれの HV における残差分布を示す。各残差分布を全範囲で Gaussian をフィッティングさせると、ピークの中心付近が合わない為、中心付近でピークの半値以下となる範囲で Gaussian のフィッティングを行った。ただし 1900 V の場合は中心付近のイベント数が少なく判断し辛いため、全範囲のままフィッティングさせた。

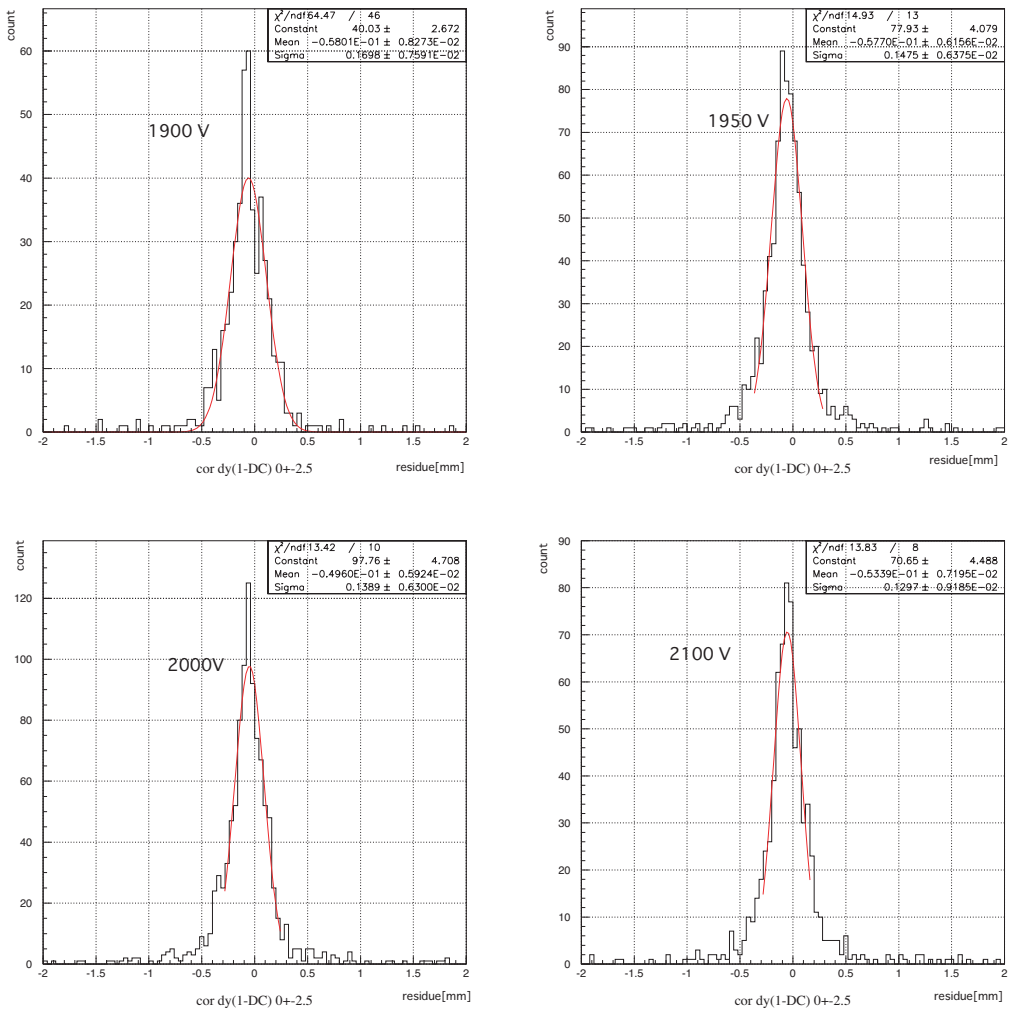


図 4.16: 各 HV において、入射角 $0 \pm 2.5\,^\circ$ を選んだ場合の、リファレンスチェンバーからの内挿位置と KDC で求めた位置との残差分布。中心付近でピークの半値以下となる範囲で Gaussian をフィッティングさせた場合。ただし 1900 V の場合のみ全範囲でフィッティングさせた。

これらの結果から得られた、入射角 0 ± 2.5 ° の場合の $\sigma_{\mathrm{avalanche}}$ と σ_{res} の HV に対する変化を図 4.17に示す。同図に内挿位置の誤差を $\sigma_{\mathrm{int}} = 73$ μm とした場合の σ_{K} の値も示す。σ_{res} のエラーバーは残差分布の Gaussian によるフィッティング誤差である。また $\sigma_{\mathrm{avalanche}}$ のエラーバーは残差分布の Gaussian によるフィッティング誤差を $\sqrt{2}$ で割った値である。

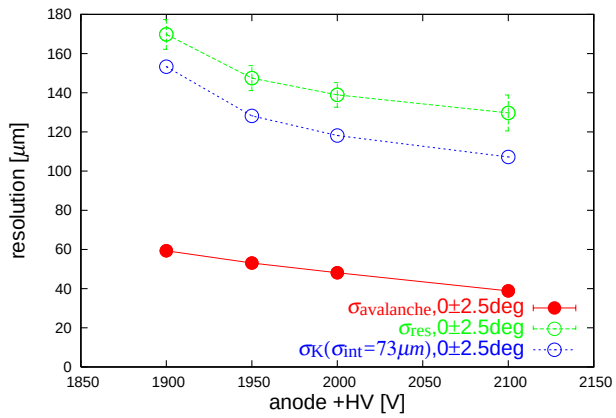


図 4.17: 入射角度 0±2.5 ° の場合の $\sigma_{\mathrm{avalanche}}$ と σ_{res} の HV 依存性

HV を大きくする程、全体に分解能が良くなっていくことが分かった。入射角 0±2.5 ° で HV=2100 V の場合に得られた位置分解能の値は残差分布の幅で σ_{res}=123 ±9 μm である。内挿位置の分解能を $\sigma_{\mathrm{int}} = 73$ μm とすると、σ_{K}=107 μm となる。Avalanche 位置に対する分解能は $\sigma_{\mathrm{avalanche}} = 39 \pm 1$ μm である。この試験結果からは、KDC が安定に動作する範囲内、回路系が許す範囲内において HV は可能な限り高くする方が良いと言える。

次に角度依存性について注目する。まず $\sigma_{\mathrm{avalanche}}$ について、HV=2100 V において入射角を 5±2.5 ° 、10±2.5 ° と選んだ場合の残差分布を図 4.18に示す。それぞれの残差分布に対して、全範囲で Gaussian をフィッティングさせて $\sigma^{\mathrm{a}}_{\mathrm{res}}$ を求めた。

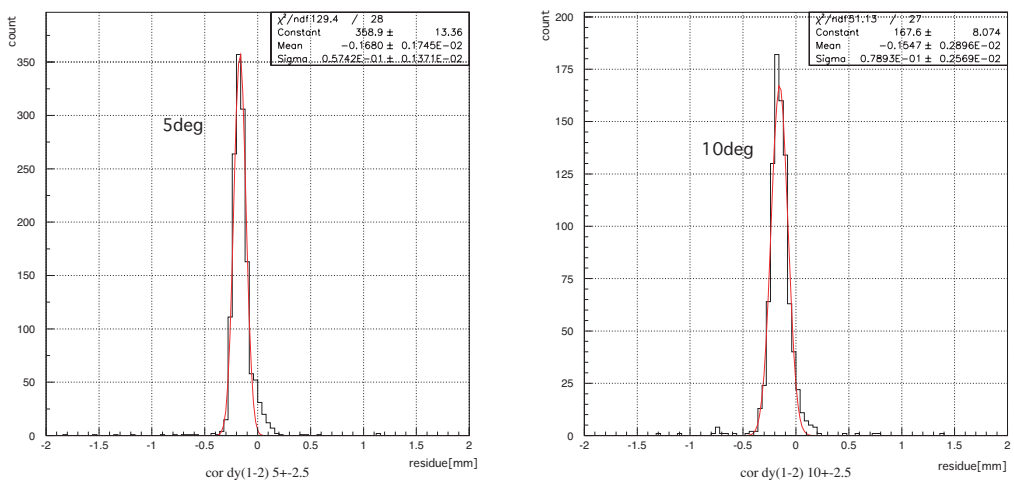


図 4.18: HV=2100 V で入射角 5±2.5 ° と 10±2.5 ° の場合における、ストリップ面 1、2 で求めた位置同士の残差分布

次に σ_{K} について、HV=2100 V において入射角を 5±2.5 ° 、10±2.5 ° と選んだ場合の残差分布を図 4.19に示す。入射角 5±2.5 ° の場合は全範囲で Gaussian をフィッティングさせると中心付近が合わないため、ピークの半値以下と

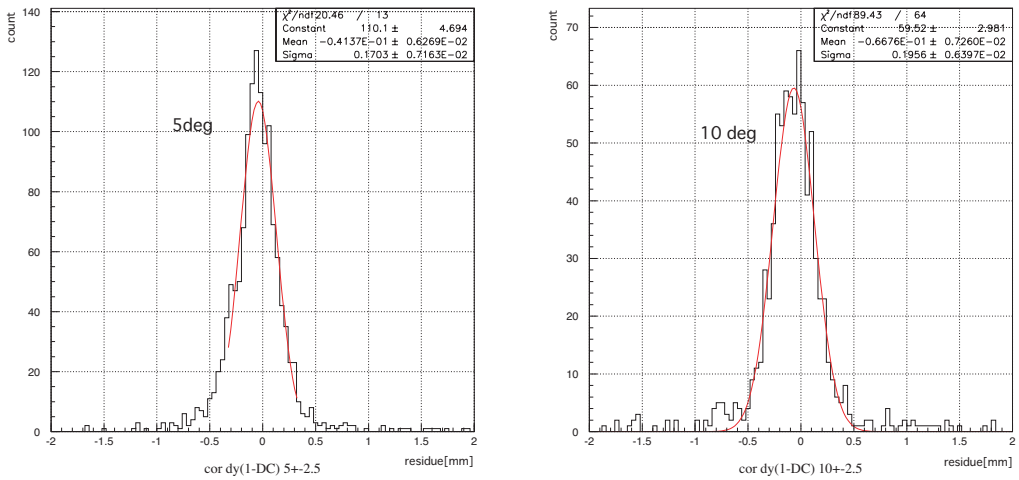


図 4.19: HV=2100 V で入射角 5±2.5 ° と 10±2.5 ° の場合における、リファレンスチェンバーからの内挿位置と KDC で求めた位置との残差分布。5±2.5 ° の場合は中心付近でピークの半値以下となる範囲で Gaussian をフィッティングさせた。10±2.5 ° の場合は全範囲で Gaussian をフィッティングさせた。

なる範囲で中心付近を Gaussian でフィッティングし $\sigma_{\rm res}$ を求めた。入射角 10±2.5 ° の場合は全範囲で Gaussian をフィッティングさせて $\sigma_{\rm res}$ を求めた。

これらの結果から得られた、HV=2100 V の場合の $\sigma_{\rm avalanche}$ と $\sigma_{\rm res}$ の入射角に対する変化を図 4.20に示す。また、図 4.17と同様に内挿位置の誤差を $\sigma_{\rm int} = 73$ μm とした場合の $\sigma_{\rm K}$ の値も示す。$\sigma_{\rm res}$ のエラーバーは残差分布の Gaussian によるフィッティング誤差である。$\sigma_{\rm avalanche}$ のエラーバーは残差分布の Gaussian によるフィッティング誤差を $\sqrt{2}$ で割った値である。

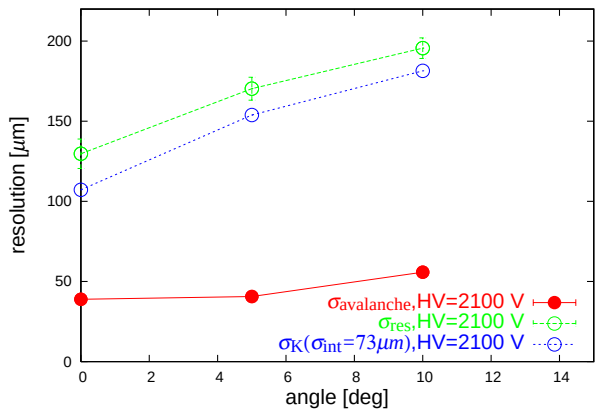


図 4.20: HV=2100 V の場合の $\sigma_{\rm avalanche}$ と $\sigma_{\rm res}$ の入射角依存性

これによると入射角度が大きくなる程全体に分解能が悪化している。HV=2100 V で入射角 5±2.5 ° の場合に得られた位置分解能の値は、残差分布の幅で $\sigma_{\rm res}$=170±7 μm である。内挿位置の分解能を $\sigma_{\rm int} = 73$ μm とすると、$\sigma_{\rm K}$=153 μm となる。Avalanche 位置に対する分解能は $\sigma_{\rm avalanche} = 41 \pm 1$ μm である。これは入射角度が大きくなる事で avalanche がアノードに沿って広がり、カソードに誘起される電荷分布が式 (4.2) からずれてくる為に生じる結果であると思われる。$\sigma_{\rm res}$ と比べて $\sigma_{\rm avalanche}$ が大きく変化していないのは、ストリップ面 1、2 で電荷分布のずれが同時に起こるため、両者で求まる位置に大きな差が出ない事によると考えられる。

4.2.4 試験結果のまとめ

宇宙線を用いた大気圧での試験結果から、以下の事が得られた。

- 粒子の通過位置を決定できる検出効率を充分高くするためには、アノードの検出効率 $\varepsilon_{\rm a}$ ではなく、$\varepsilon_{\rm p.d.}$ の検出効率曲線を測定する必要がある事が分かった。
- 位置決定法として重心法、Gaussian 近似法、CRM の 3 種類を比較した。CRM では、$E_{\rm eff}$ を測定データに合わせて設定する事で正しい位置スペクトルが得られた。重心法、Gaussian 近似法の場合では、得られた位置情報にストリップ位置に依存した偏差が存在する事が分かった。
- 高位置分解能を得る為に、ストリップ毎のゲインを補正する必要がある事が分かった。
- HV を高くする事で位置分解能が向上する事が分かった。これは誘起電荷が大きくなる事で S/N 比が改善された事によるものと考えられる。
- 入射角度が大きくなる程位置分解能が悪化する事が分かった。これは avalanche がアノードに沿って広がる事で誘起電荷の形が理論式 (4.2) で予想される形からずれる為であると考えられる。

$\rm He/C_2H_6$ ガスを 760 Torr で使用した場合、宇宙線に対する位置分解能 $\sigma_{\rm K}$ は、内挿位置誤差を $\sigma_{\rm int} = 73$ μm とする事で HV=2100 V の時に入射角 $0\pm2.5\,^\circ$ で 107 μm、入射角 $5\pm2.5\,^\circ$ で 153 μm が得られた。760 Torr においては、Z=1 の最小電離粒子に対して、求められる位置分解能 200 μm を満たして動作する事が分かった。

4.3 ^{40}Ar ビームを用いた試験

宇宙線を用いた大気圧での試験では、Z=1 の最小電離粒子に対して検出効率のプラトーを持って安定に動作し、位置分解能は求められる 200 μm という値を充分満たしている事が分かった。次に放射線医学総合研究所 HIMAC(Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) 施設の SB2 ビームラインからの 290 MeV/A ^{40}Ar の 1 次ビームを用いて、低圧力も含めた重イオンに対する動作特性を調べた。

4.3.1 セットアップ

KDC の構成

図 4.21に、試験に用いた KDC の構成を示す。アノードは 4 面あり、全て同じ方向である。各アノード面を挟むカソード面のうち、それぞれ片側ずつがストリップ面となっている。ストリップとアノードの向きは直交しており、従ってストリップ同士の向きは全て平行である。アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーは面毎に基板上で OR としてまとめられている。宇宙線試験と同様、ここでもポテンシャルワイヤーの電圧は常に 0 V とし、高電圧はアノードにのみ印加した。

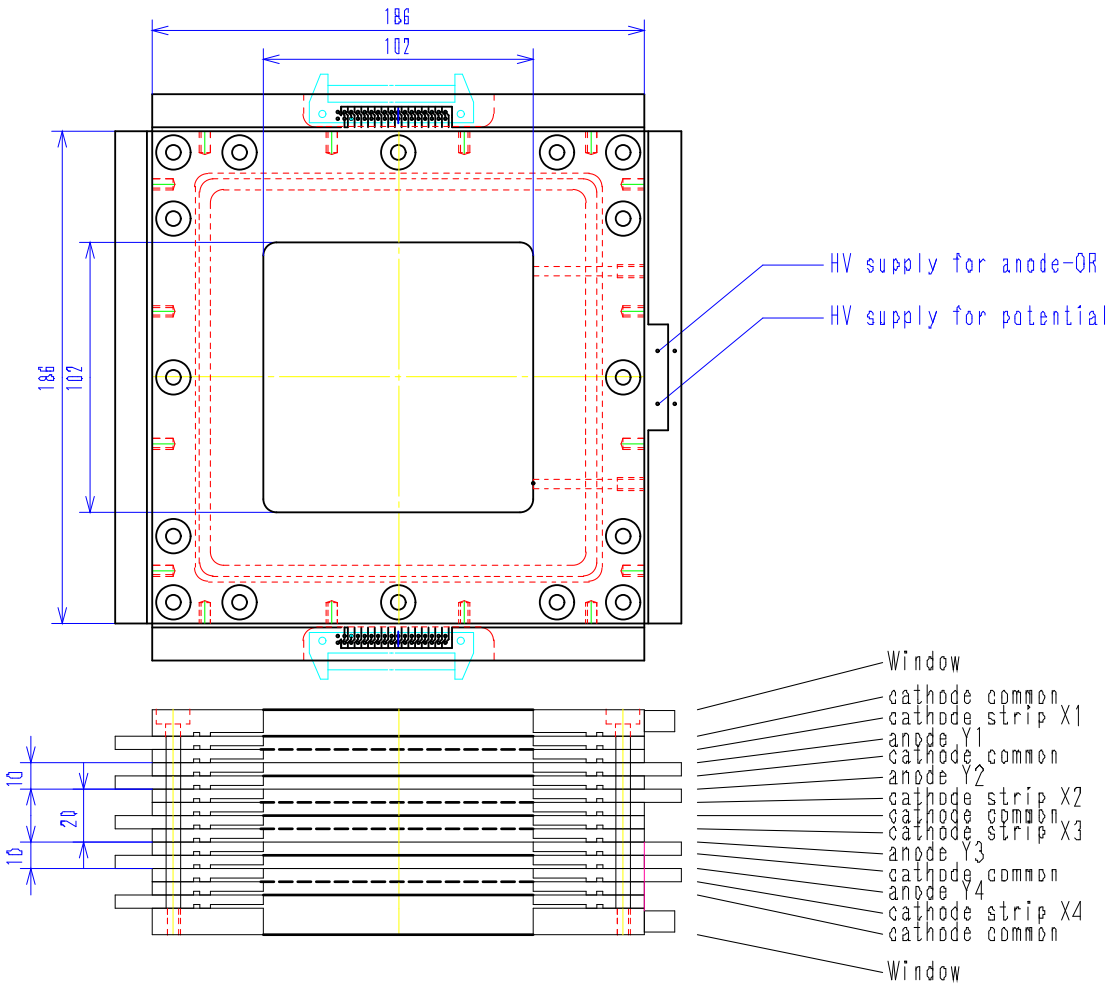


図 4.21: KDC(^{40}Ar ビーム試験時)

位置分解能 $\sigma_{\rm K}$

宇宙線試験時はリファレンスチェンバーを用いて位置分解能 $\sigma_{\rm K}$ を求めたが、この場合の読み出しの回路は非常に多くなる。ビーム試験においては、リファレンスチェンバーを用いずに $\sigma_{\rm K}$ を求められるようにする為に、アノード面が 4 面あり、それぞれに対してストリップ面が 1 面ずつ備わった KDC を製作した。$\sigma_{\rm K}$ は各面で等しいと仮定し、各面で求めた位置をトラッキングした場合の残差を用いる事で求める事とした。ただし今回の試験途中で 2 面目が故障して HV を印加出来なくなってしまったので、実際には 1 面目と 4 面目で求めた位置を結んだトラックが 3 面目のアノード上と交差する位置と、3 面目自身で求めたアノード上の位置を比較する事で $\sigma_{\rm K}$ を求めた。図 4.22に各面の配置を示す。

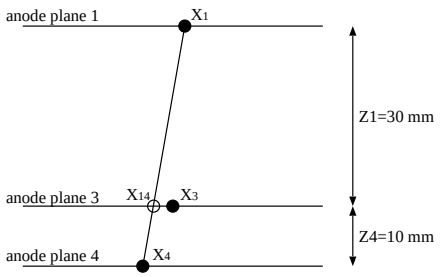


図 4.22: 各面の配置

図 4.22のように面同士の距離を Z_1、Z_4 と取ると、面 1、面 4 上で求まる位置 X_1、X_4 から軌跡の傾き (slope) は

$$\text{slope} = \frac{X_1 - X_4}{Z_1 + Z_4} \tag{4.18}$$

となる。これを用いると軌跡が面 3 と交わる点 X_{14} は

$$X_{14} = X_4 + Z_4 \cdot \text{slope} \tag{4.19}$$

である。面 3 上で求まる位置 X_3 と X_{14} を比較した時の残差を Δ とすると

$$\Delta = X4 + Z_4 \cdot \text{slope} - X_3 \tag{4.20}$$

である。各面での位置分解能が全て等しく $\sigma_{\rm K}$ であると仮定すると Δ の分布の $\sigma = \sigma_{\rm res}$ は、

$$\begin{aligned} \sigma_{\rm res}^2 &= \left(\frac{Z_4^2}{Z_1^2 + Z_4^2}\right)\sigma_{X_1}^2 + \left(\frac{Z_1^2}{Z_1^2 + Z_4^2}\right)\sigma_{X_4}^2 + \sigma_{X_3}^2 \\ &= \frac{2(Z_1^2 + Z_4^2 + Z_1 \cdot Z_4)}{(Z_1 + Z_4)^2}\sigma_{\rm K}^2 \end{aligned} \tag{4.21}$$

と表せる。従って $\sigma_{\rm K}$ は

$$\sigma_{\rm K} = \frac{Z_1 + Z_4}{\sqrt{2(Z_1^2 + Z_4^2 + Z_1 \cdot Z_4)}}\sigma_{\rm res} \tag{4.22}$$

と求められる。この式に Z_1=30 mm、Z_4=10 mm を代入すると

$$\sigma_{\rm K} = 0.78 \times \sigma_{\rm res} \tag{4.23}$$

となる。

アノード面 1 からアノード面 4 の間の物質量は $i{\rm C_4H_{10}}$ を 760 Torr で用いた場合で $L/L_{\rm R} = 1.3 \times 10^{-4}$ 程度であり、多重散乱の効果は充分小さいとし、ここでは考えていない。

充填ガス

低圧力 MWPC の試験においてこれまで用いられてきた $i\mathrm{C_4H_{10}}$[10] と、今回の試験で 114 Torr でも安定に動作した $\mathrm{C_2H_6}$ の 2 種類を、それぞれ単体で 760 Torr から 20 Torr まで圧力を変化させて使用した。また宇宙線試験との比較のため、$\mathrm{He/C_2H_6}$ ガスを用いた測定を 760 Torr と 380 Torr の場合で行った。

表 4.3に、290 MeV/A ^{40}Ar ビームに対する各ガス (760 Torr) での KDC1 面あたりでのエネルギー損失と、予想される 1 次電離電子数を示す。エネルギー損失は Bethe-Bloch の式で計算した [2]。$\mathrm{He/C_2H_6}$ の場合は、He と $\mathrm{C_2H_6}$ に分けて計算した結果を足し合わせる事で求めた。

ガス	ΔE [keV]	W 値 [eV/イオン対]	1 次電離電子数 [個]
$i\mathrm{C_4H_{10}}$	3451	23.2	148750
$\mathrm{C_2H_6}$	1613	24.4	66107
$\mathrm{He/C_2H_6}$	He:92/$\mathrm{C_2H_6}$:807	He:42.3/$\mathrm{C_2H_6}$:24.4	35249

表 4.3: 1 次電離電子数の予想

低圧ガス処理系

低圧力 MWPC の試験時と同様に、KDC 本体を密閉容器 (アクリル箱) に収め、アクリル箱ごと圧力を調整した。使用したガス処理系の構造を図 4.23に示す。低圧力の設定は MWPC の場合と同様に、いったん KDC とアクリル箱を真空にした後に MFC からガスを流入させて低圧力とした。系の圧力はバラトロン圧力計でモニターした。

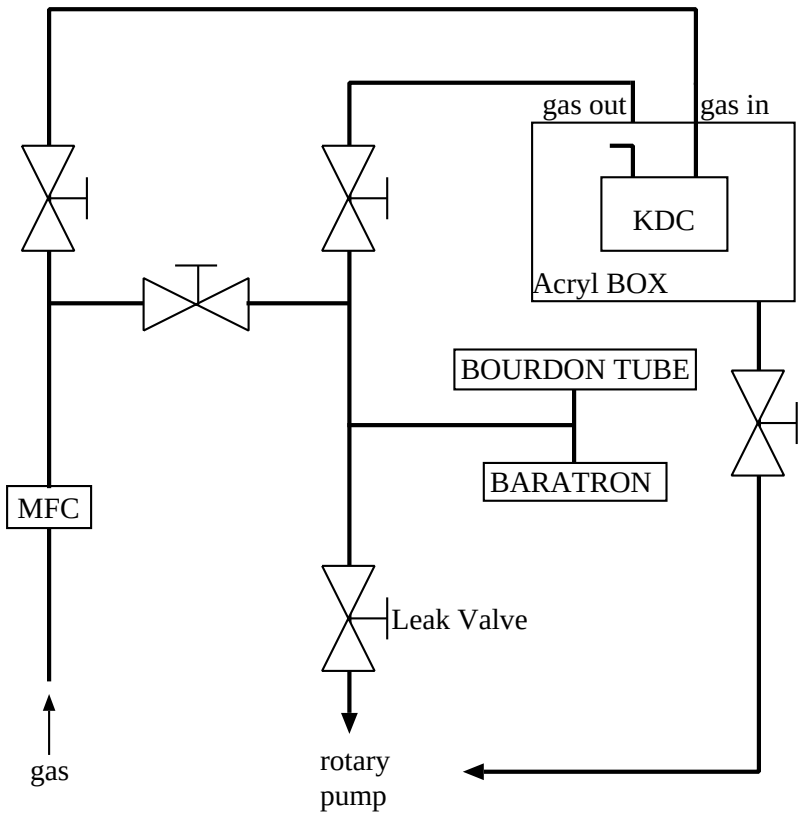


図 4.23: ビーム試験で使用したガス処理系

トリガー系と測定回路

試験における検出器のセットアップの概要を図 4.24に示す。KDC はアクリル箱の中に収め、アクリル箱ごと低圧力に引いた。アクリル箱のビームの通過位置には縦 40 mm× 横 100 mm の長円を開け、カプトン膜 (125 μm) を貼って密閉した (図 4.25)。KDC はアクリル箱内で、アノードの向きが水平方向になるよう配置した。

KDC の上流には plastic scintillator(≡F3) と Beam Drift Chamber(BDC) が配置された。F3 の大きさは 100 mm×100 mm、厚さ 2 mm であり、ライトガイドを通して左右 2 つの PMT に接続され、両方の PMT から信号を読み出した (F3L≡F3 left、F3R≡F3 right)。BDC は、ビームの軌跡をトラックするための物である。KDC の下流には別の検出器の試験のための真空チェンバーが置かれ、その下流に plastic scintillator(≡S5) が配置された。S5 の大きさは 25 mm×40 mm、厚さ 2.5 mm であり、ライトガイドを通して PMT に接続され、信号を読み出した。

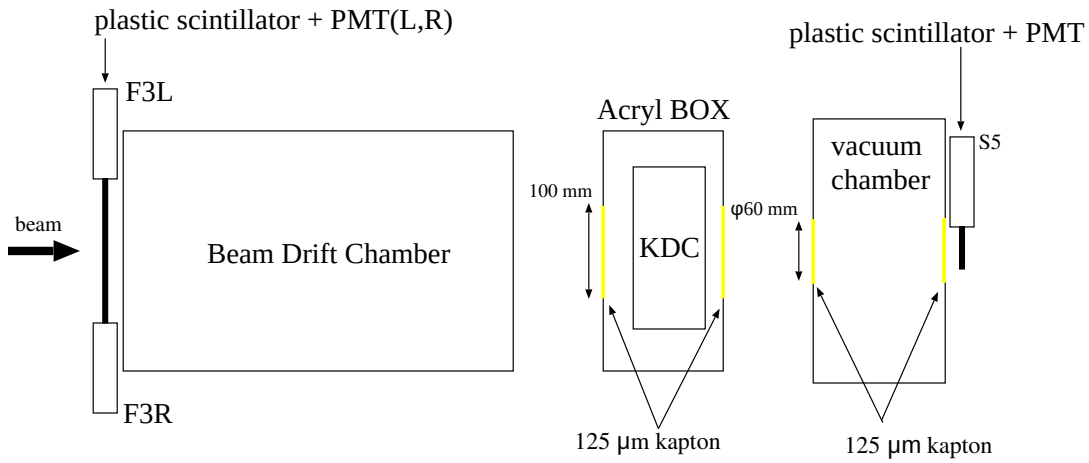


図 4.24: 検出器のセットアップ

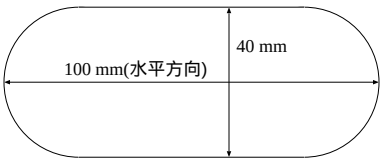
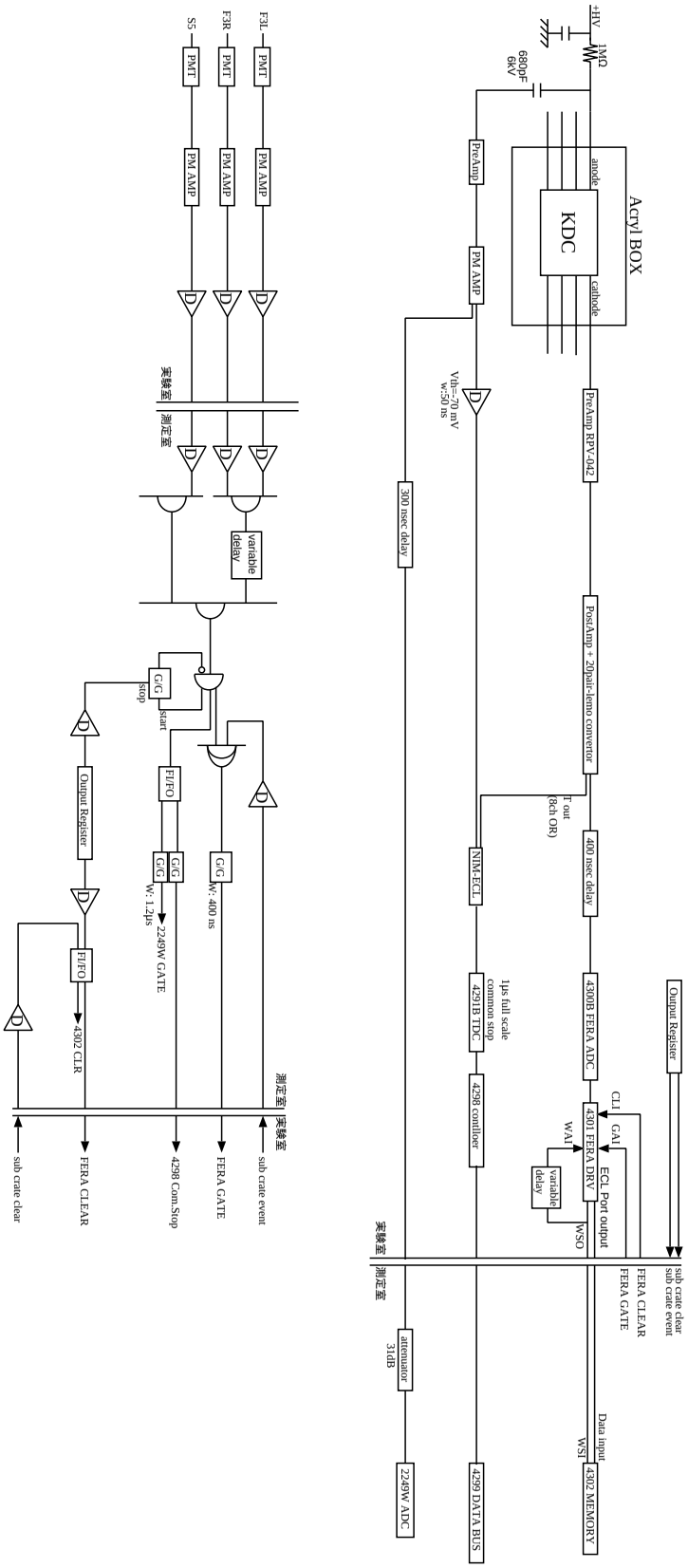


図 4.25: アクリル箱に空けた長円

図 4.26に測定回路図を示す。トリガーは、F3L と F3R の時間信号のコインシデンスと、S5 の時間信号のコインシデンスから作った。KDC 信号の測定回路は基本的に宇宙線試験時の回路と同様である。KDC のカソード信号は PreAmp、PostAmp(100 %) を通した後、LeCroy 4300B FERA ADC で測定した。FERA ADC は ECL 読出、ノンハンドシェイクで使用し、ペデスタルサブトラクションとゼロサプレスを行った。サプレスの閾値は 3σ とした。アノード信号は PreAmp、PM AMP を通し、LeCroy 2249W ADC で測定した。アノードとカソードの時間信号は、NIM-ECL 変換を通した後、LeCroy 4291B TDC で測定した。



+HV
1MΩ
680pF
6kV
Acryl BOX
KDC
anode
cathode
PreAmp
PM AMP
Vth=-70 mV
w:50 ns
PreAmp RPV-042
300 nsec delay
PostAmp + 20pair-lemo convertor
T out
(8ch OR)
400 nsec delay
NIM-ECL
4300B FERA ADC
1μs full scale
common stop
4291B TDC
4298 contlloer
4301 FERA DRV
CLI
GAI
WAI
WSO
ECL Port output
variable
delay
Output Register
sub crate clear
sub crate event
FERA CLEAR
FERA GATE
Data input
WSI
4302 MEMORY
4299 DATA BUS
attenuator
31dB
2249W ADC
実験室
測定室
F3L
F3R
S5
PMT
PM AMP
variable
delay
G/G
stop
start
FI/FO
W: 1.2μs
2249W GATE
W: 400 ns
4302 CLR
sub crate clear
FERA CLEAR
4298 Com.Stop
FERA GATE
sub crate event

図 4.26: 測定回路

4.3.2　検出効率の測定

宇宙線試験時と同様に、各ガス、各圧力における 290 MeV/A ^{40}Ar ビームに対する検出効率を測定した。測定時のビーム強度は 10^3 count/sec 以下である。図 4.27～ 図 4.29に測定結果を示す。$\varepsilon_{\rm a}$ は測定に不備があった為、的確にデータを取れていない場合はプロットしていない。

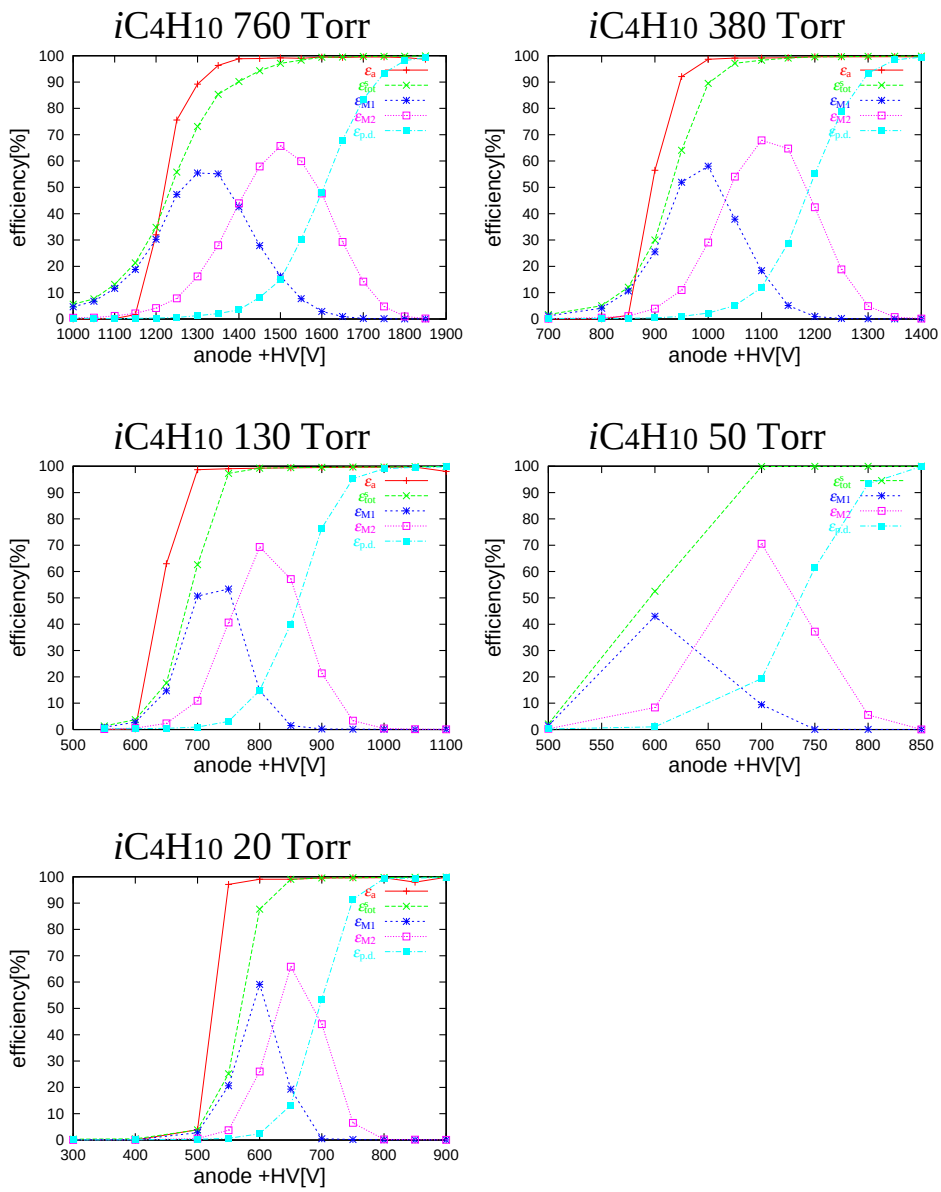


図 4.27: iC$_4$H$_{10}$ を用いた場合の検出効率曲線

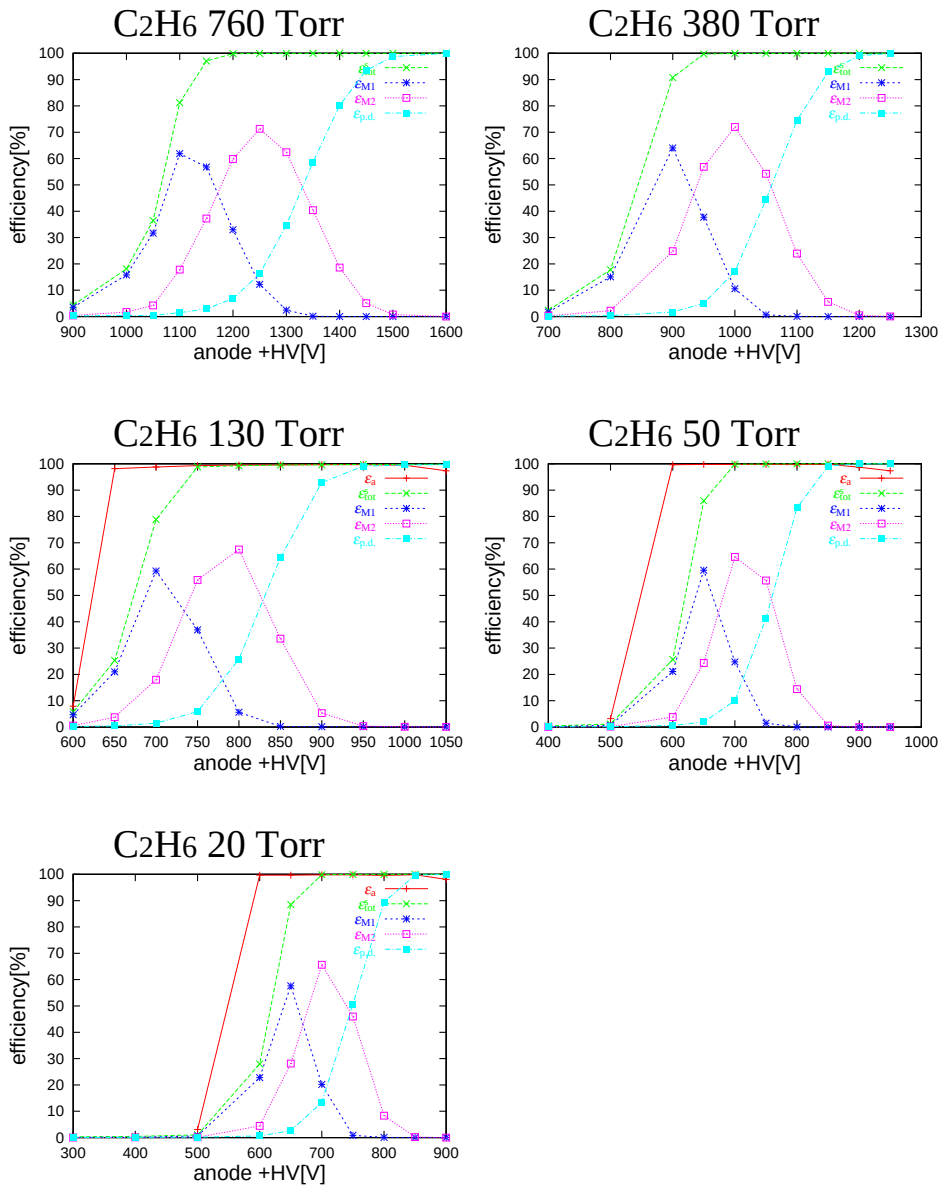


図 4.28: C_2H_6 を用いた場合の検出効率曲線

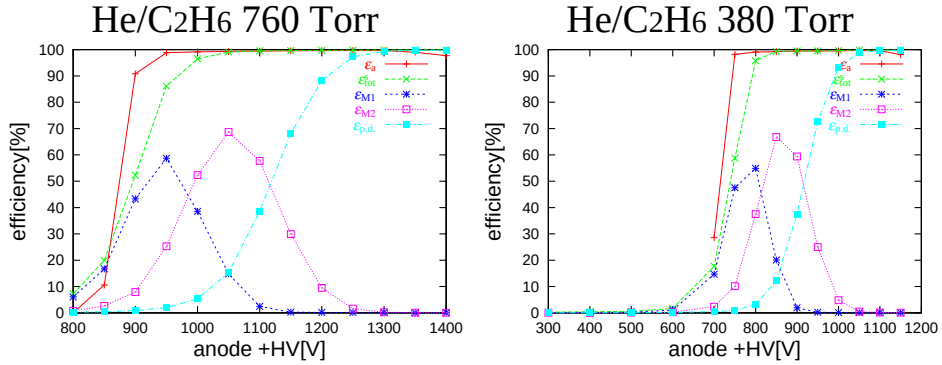


図 4.29: He/C_2H_6 を用いた場合の検出効率曲線

これらの結果のうち各ガス、圧力における $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ を図 4.30に全てまとめてプロットした。

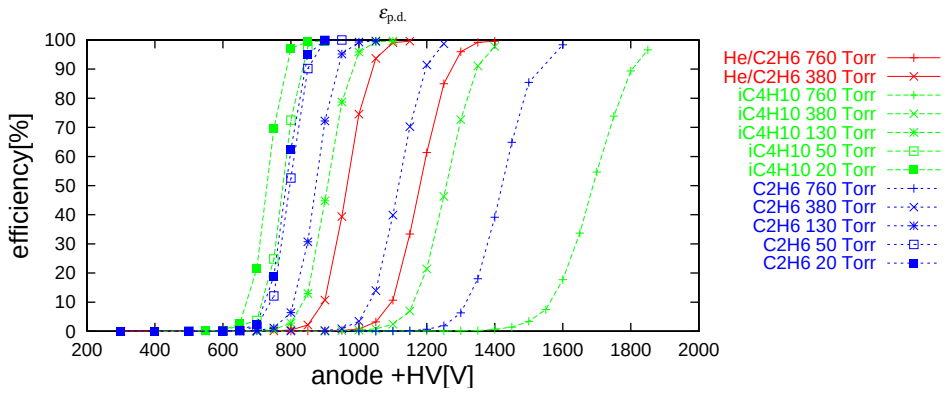


図 4.30: 各ガス、圧力における $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$

どのガスを用いた場合も、測定した全ての圧力において 100 %の検出効率を持つプラトーに到達した。また低圧力 MWPC の場合と同様に、圧力の低下と共に動作電圧は低下した。$\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ の立ち上がりの傾きは低圧力 MWPC の試験の場合と異なり、全体的に圧力が高い程傾きが緩やかとなっていた。

図 4.27の $i\mathrm{C_4H_{10}}$ 760 Torr と 20 Torr においてそれぞれの場合での $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ と ε_{a} を比べてみると、20 Torr の方が両者の傾きが近い。宇宙線試験の場合 (図 4.9) では $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ と ε_{a} の傾きはほぼ等しくなっていた。しかし同じ $\mathrm{He/C_2H_6}$ 760 Torr においても図 4.29では $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ と ε_{a} の傾きは異なっていた。

4.3.3 解析

誘起電荷の対応

検出効率曲線から、カソードで求められる $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ の立ち上がりが圧力によって異なっている事が分かった。これについて、アノードから読み出される電荷、カソード面の誘起電荷がそれぞれどう対応しているのかを調べた。

図 4.31(左) に $i\mathrm{C_4H_{10}}$760 Torr、1850 V の場合のアノードから読み出される波高分布を示す。また分布を全域で Gaussian でフィッティングして得られた中心値 [ch] の、各圧力での HV 依存性を同図 (右) に示す。エラーバーはフィッティングの σ の値である。各圧力毎に見た場合、波高分布の中心値はどの圧力でも HV に対して指数関数的に増加しており、圧力が低い程同じ波高を得る為に必要な HV の値が低くなっている。130 Torr の場合は 1100 V 付近でパルスハイトが飽和している。HV の変化に対する傾きは、圧力が高い程緩やかで、圧力が低い程急となっていた。

同様に図 4.32(左) に $i\mathrm{C_4H_{10}}$760 Torr、1850 V の場合のカソード 1 面あたりから読み出される波高分布を示す。カソード 1 面あたりの波高分布は、ADC のゼロサプレスの閾値を越えた全てのストリップの足し算から求めた。また分布を全域で Gaussian でフィッティングして得られた中心値 [ch] の、各圧力での HV 依存性を同図 (右) に示す。エラーバーはフィッティングの σ の値である。ストリップ毎の相対ゲインは、postamp からのテストパルス入力を用いて合わせた。使用されているコンデンサの容量は 1 pF で、誤差は 10 %程度ある。アノードの場合と同様、波高分布の中心値は HV に対してほぼ指数関数的に増加していたが、圧力によって HV に対する傾きが異なっていた。

これらの結果を、横軸をアノードの波高分布の中心値 [ch]、縦軸をカソード 1 面あたりの波高分布の中心値 [ch] として図 4.33にプロットした。図 4.33では、アノードから読み出される電荷量が等しい場合 (ch が同じ) にカソード 1 面あたりから読み出される電荷量が圧力によって異なっており、圧力が低くなる程同じアノードの電荷量に対して得られるカソードの電荷量が大きくなっているように見える。しかしアノードの電荷量は 600 ch より上ではやや飽和しており、実際にどの程度差があるのか、もしくは無いのかはここでははっきりとは分からなかった。

$\mathrm{C_2H_6}$ と $\mathrm{He/C_2H_6}$ についても同様の調査を行ったが (図 4.34~ 図 4.39)、どちらも $i\mathrm{C_4H_{10}}$ の場合と傾向は同じであった。

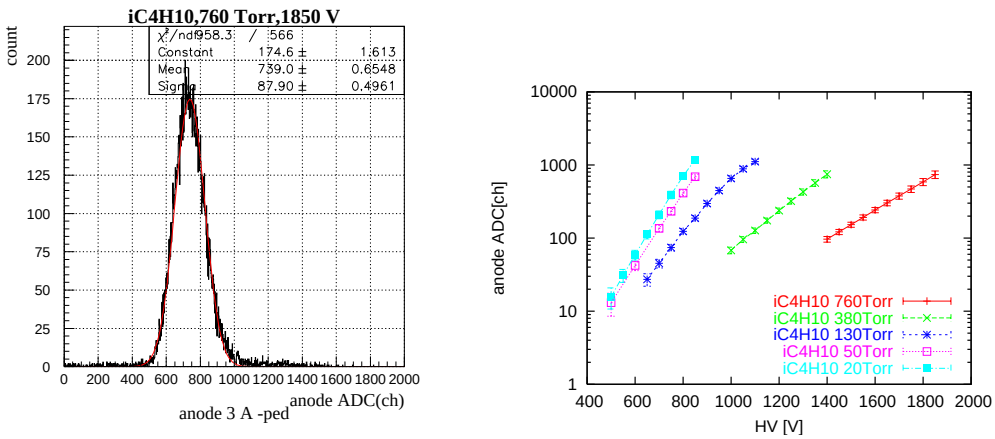


図 4.31: (左)iC_4H_{10} 760 Torr、1850 V の場合のアノードの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性 (ペデスタルの値は引いてある)

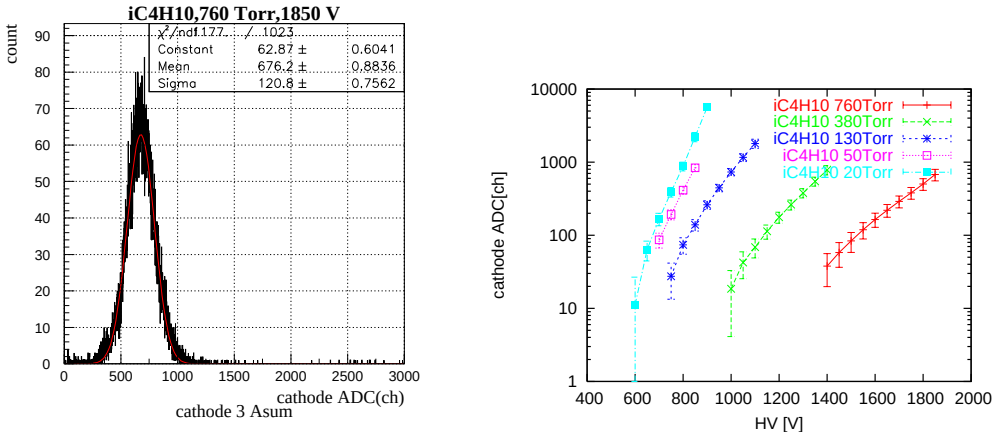


図 4.32: (左)iC_4H_{10} 760 Torr、1850 V の場合のカソード 1 面あたりの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性

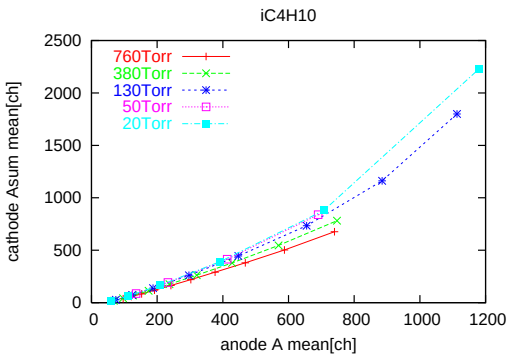


図 4.33: アノードの電荷量 [ch] とカソード 1 面あたりの電荷量 [ch] の相関

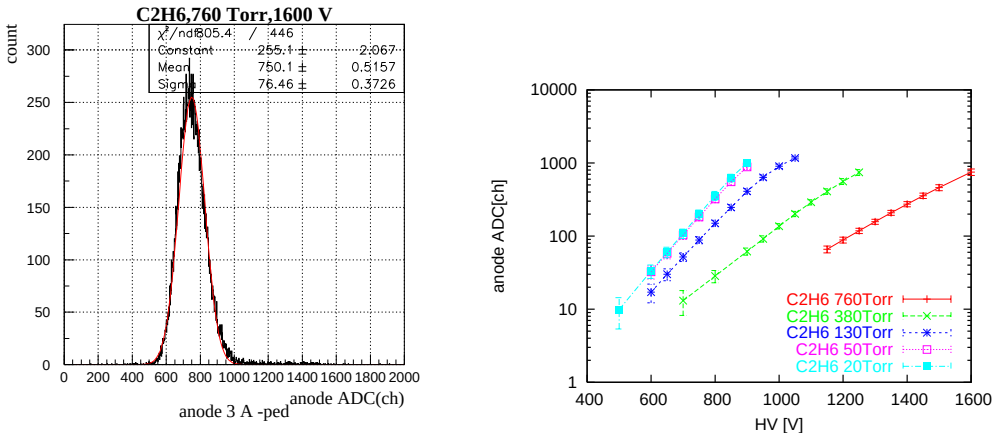


図 4.34: (左)C_2H_6 760 Torr、1600 V の場合のアノードの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性 (ペデスタルの値は引いてある)

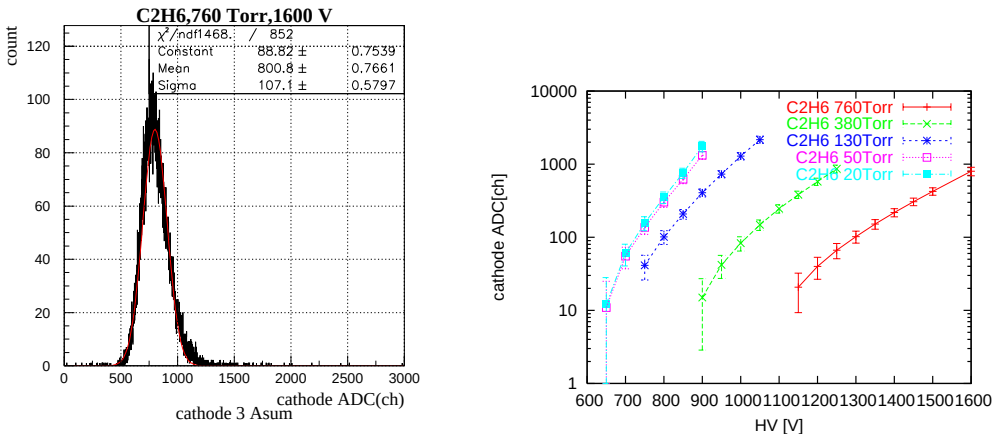


図 4.35: (左)C_2H_6 760 Torr、1600 V の場合のカソード 1 面あたりの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性

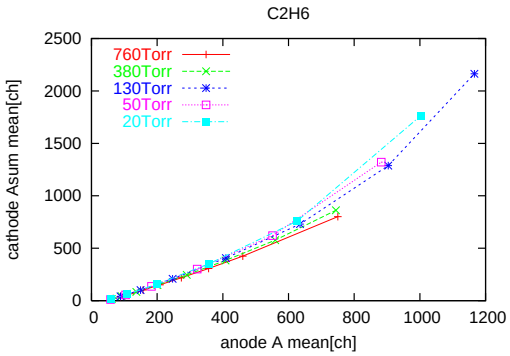


図 4.36: アノードの電荷量 [ch] とカソード 1 面あたりの電荷量 [ch] の相関

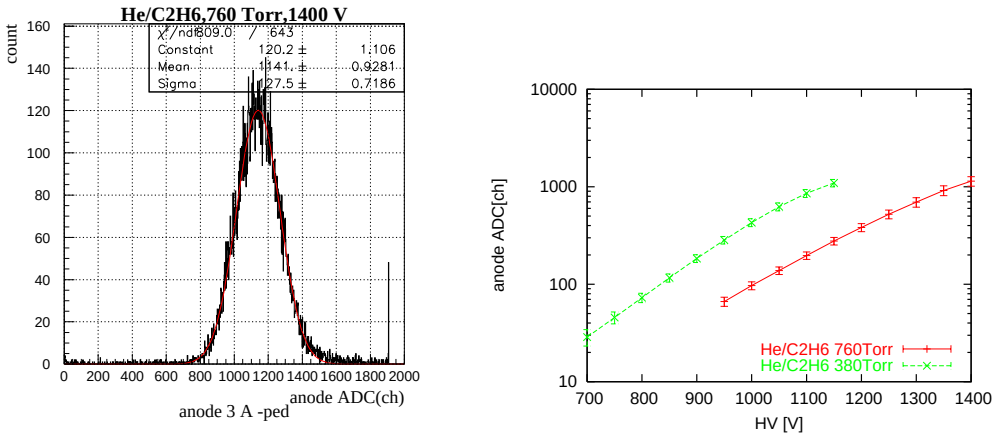


図 4.37: (左)He/C_2H_6 760 Torr、1400 V の場合のアノードの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性 (ペデスタルの値は引いてある)

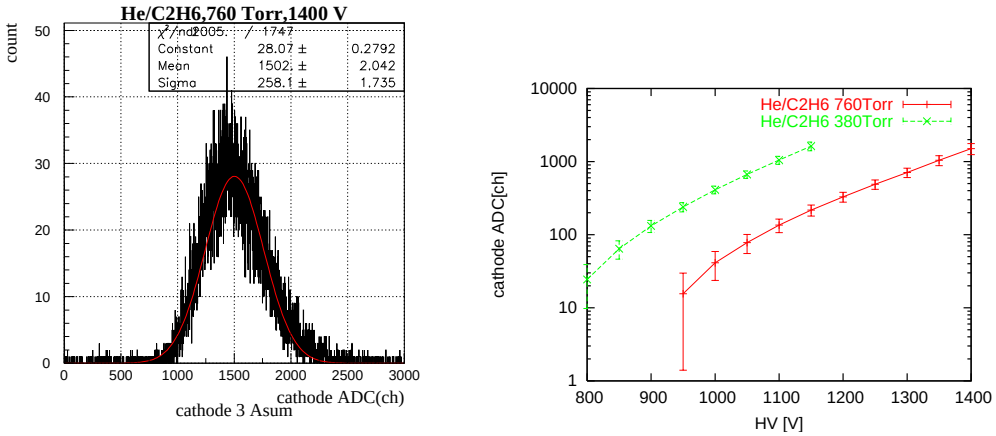


図 4.38: (左)He/C_2H_6 760 Torr、1400 V の場合のカソード 1 面あたりの波高分布 (右) 中心値の各圧力での HV 依存性

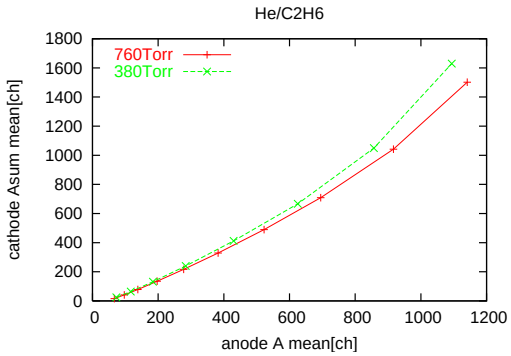


図 4.39: アノードの電荷量 [ch] とカソード 1 面あたりの電荷量 [ch] の相関

位置分解能 σ_{K}

位置の決定には全て CRM を用いた。D_{eff} はストリップ間の電荷相関の 2 次元プロットに合うように合わせた。$i\mathrm{C_4H_{10}}$ に対して、20 Torr のデータから D_{eff}=9.0 mm(面 1)、9.0 mm(面 3)、10.0 mm(面 4) と決定した。$\mathrm{C_2H_6}$ に対して、20 Torr のデータから D_{eff}=9.3 mm(面 1)、9.3 mm(面 3)、10.3 mm(面 4) と決定した。$\mathrm{He/C_2H_6}$ に対して、380 Torr のデータから D_{eff}=9.5 mm(面 1)、10.0 mm(面 3)、10.5 mm(面 4) と決定した。$\mathrm{He/C_2H_6}$ の場合は電荷相関の 2 次元プロットは帯状の部分の幅がかなり広がっていた。また $i\mathrm{C_4H_{10}}$ や $\mathrm{C_2H_6}$ の場合でも、760 Torr や 380 Torr では電荷相関の帯状の部分の幅は低圧力の場合より広がっていた。

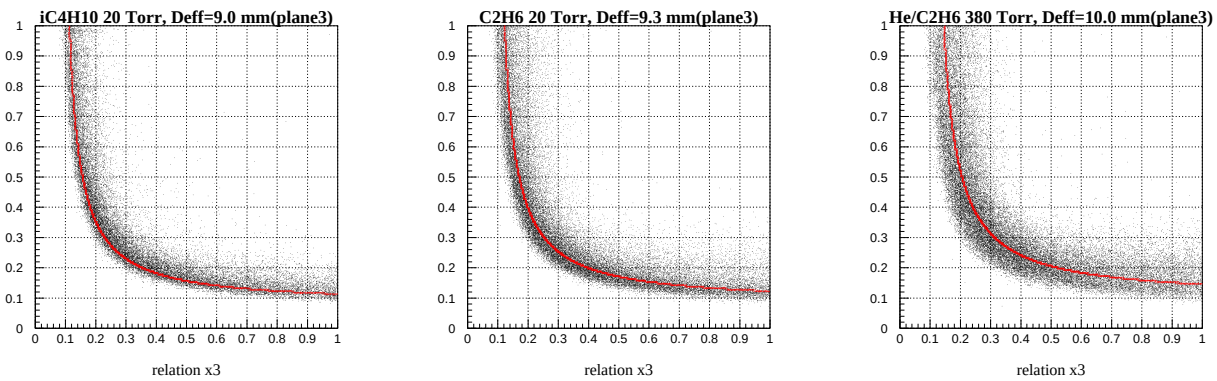


図 4.40: D_{eff} の決定。(左)$i\mathrm{C_4H_{10}}$ 20 Torr、(中)$\mathrm{C_2H_6}$ 20 Torr、(右)$\mathrm{He/C_2H_6}$ 380 Torr。いずれもストリップ面 3 を示した。

検出効率曲線 (図 4.27∼図 4.29) において各ガス、圧力の $\varepsilon_{\mathrm{p.d.}}$ がプラトーに到達する付近の数点ずつで、残差分布を Gaussian でフィッティングする事で位置分解能 σ_{K} を求めた。フィッティング範囲は全て中心値 $\pm 2\sigma_{\mathrm{res}}$ とし、得られた σ_{res} を 0.78 倍する事で σ_{K} とした。

図 4.41に、得られた σ_{K} の HV に対する変化をプロットした。図中のエラーバーはフィッティング誤差を 0.78 倍した値を示している。

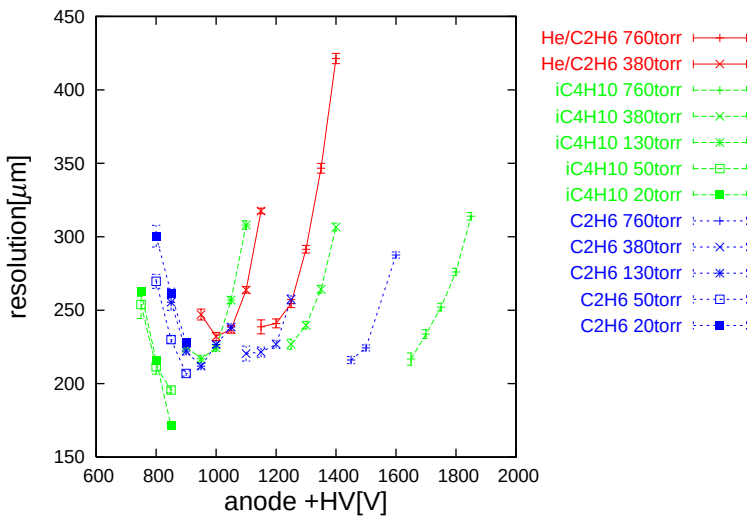


図 4.41: 位置分解能 σ_{K} の HV 依存性

測定された点の中で最も良い値は $i\mathrm{C_4H_{10}}$ 20 Torr、850 V の場合で $\sigma_{\mathrm{K}} = 171.3 \pm 1.3$ μm が得られた。この時の残差分布を図 4.42に示す。

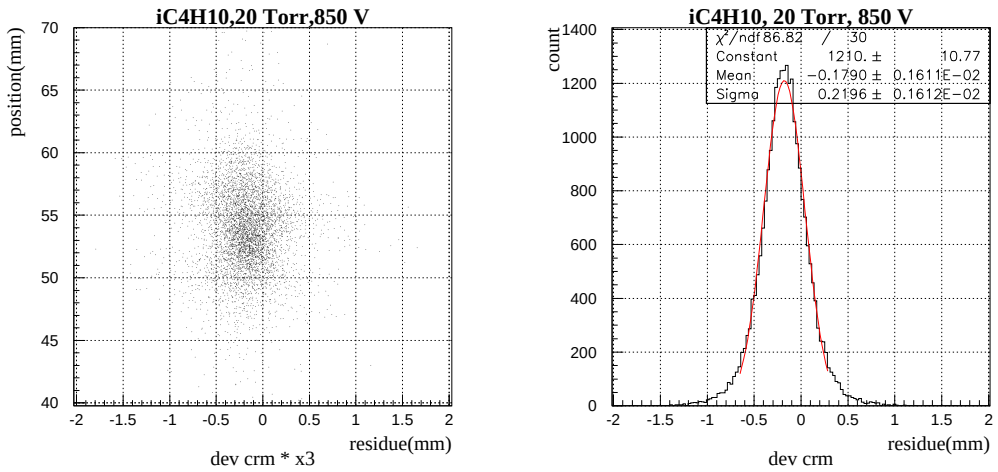


図 4.42: $i\mathrm{C_4H_{10}}$ 20 Torr、850 V における残差分布。(左) 横軸に残差 [mm]、縦軸にストリップ面 3 で求めた位置 [mm] をとった 2 次元プロット。縦軸は真ん中のストリップの中心位置が 56 mm となっている。(右)2 次元プロットの横軸射影。

低圧力では HV の増加と共に位置分解能が向上しており、宇宙線の試験結果と傾向が一致している。しかし高圧力では分解能が悪化しており、宇宙線の場合と明らかに HV 依存性が異なっている事が分かった。今回の試験ではこの理由は明らかになっておらず、電離損失や電場強度と分解能の相関を調べる為、今後は同じガス、圧力で入射粒子の Z やエネルギーが異なる場合の測定を行う必要があると考えられる。

低圧力における、より高電圧での測定

図 4.41を見る限り、50 Torr 以下の圧力ではより HV を上げる事で σ_{K} の値は向上しそうである。ただし図 4.41にプロットした点以上の HV では、カソードからの電荷が FERA ADC のレンジを越えてオーバーフローし、充分な測定が出来なかった。このオーバーフローを防ぐ為に FERA ADC の入力の直前に variable attenuator を全チャンネルに挟み、より高電圧での測定を行った。

図 4.43に $\mathrm{C_2H_6}$、50 Torr、1000 V という条件 (attenuator 付き) で測定した場合の残差分布を示す。位置決定には CRM を用いた。また D_{eff} にはこれまでと同じ値を用いた。

残差分布は裾が非常に広がっていた。2 次元プロットを見ると、ストリップ中心位置 (縦軸の 49 mm、56 mm) で残差が大きく広がり、ストリップ同士の中間 (縦軸の 52.5 mm、59.5 mm) で残差が狭くなっている事が分かる。これは、avalanche の位置がストリップ中心付近であった場合に位置分解能が悪く、ストリップ同士の中間であった場合に分解能が良いという事になる。

この理由は図 4.44を見る事で説明出来る。D_{eff} を決める場合と同様に、最大電荷のストリップを中心とした隣り合うストリップ同士の電荷比の 2 次元プロットと、理論値 ($D_{\mathrm{eff}} = 9.3mm$ の場合) を比較した。結果を見ると、分布の端 (ストリップ同士の中間) に対して分布の中央付近 (ストリップ中心) が理論値の形から大きく外れている。これは、avalanche の位置がストリップ中心付近であった場合、真下のストリップに誘起された電荷量が回路系で飽和して正しく測定されていない事を意味している。逆に Avalanche 位置がストリップ同士の中間であった場合、その両ストリップに誘起される電荷量は avalanche がストリップ中央であった場合より小さく (図 4.2より $\frac{1}{1.4}$ 倍程度)、波高は飽和せずに、もしくは飽和しても程度が小いため、電荷量がある程度正しく測定されているという事を意味している。その

結果として図 4.43の 2 次元プロットにストリップ位置による大きな差が現れ、残差分布の裾を広くする原因となっていると考えられる。

残差分布の中心付近を Gaussian でフィッティングした場合、$\sigma_{\rm res}$=130.3 μm が得られた。これを位置分解能に直すと $\sigma_{\rm K}$=0.78×130.3=102 μm となる。HV を上げる事で、位置分解能はまだ向上する可能性が大いにあると言える。ここで求められた値には波高が飽和した成分が含まれており定量的な値ではない為、今後回路系を調整してゲインを下げ、より高圧力での測定を行うべきである。

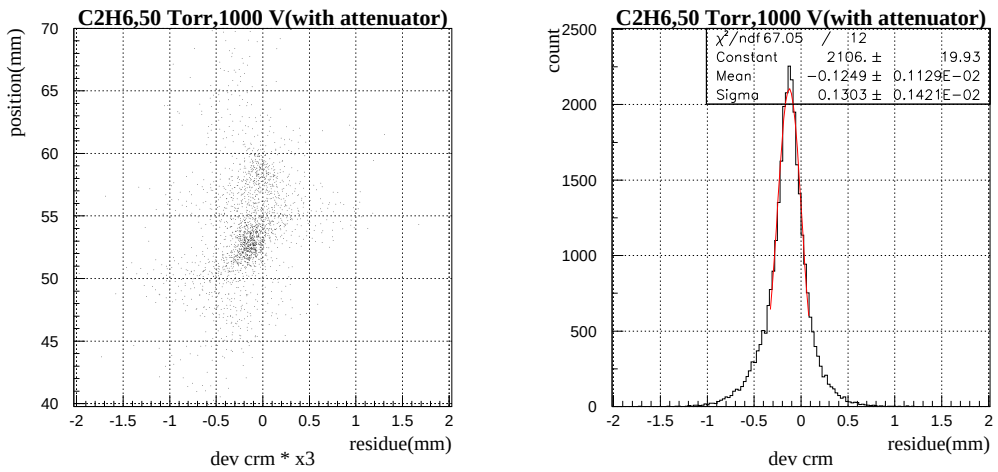


図 4.43: C_2H_6 50 Torr、1000 V における残差分布。(左) 横軸に残差 [mm]、縦軸にストリップ面 3 で求めた位置 [mm] をとった 2 次元プロット。(右)2 次元プロットの横軸射影。

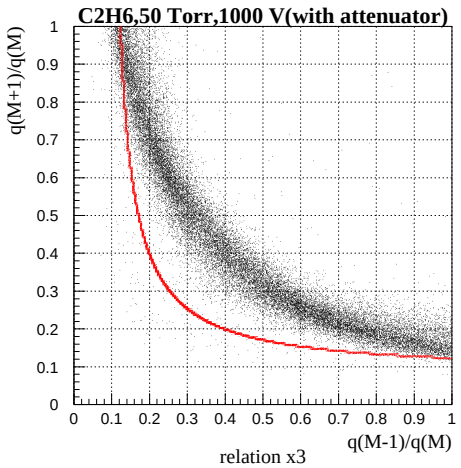


図 4.44: C_2H_6、50 Torr、1000 V における電荷比。赤いプロット点は理論値 ($D_{\rm eff}$=9.3 mm) を示している。分布の中央で大きく理論値の形から外れており、ストリップ中心付近で avalanche が起きた時に、カソード面の回路系で波高が飽和して電荷量が正しく測定されていない事を意味している。

4.4 まとめ

2 次 RI ビームを用いた実験において、標的に入射するビームの角度を 1 mrad 以下の高角度決定精度で測定する必要がある。その為に必要な 200 μm 程度の位置分解能と低物質量という条件を満たす検出器として低圧力カソード読出型 Drift Chamber(KDC) の開発を行った。最終的に想定される構成の KDC を製作する前に、試験用の KDC を製作し以下の試験を行った。

開発過程として、まず宇宙線に対する大気圧での動作を調べた。ガスは He/C2H6 50 %/50 %混合ガスを使用した。位置決定法として CRM を使用し、HV=2100 V の場合にストリップに垂直な方向の入射角 0±2.5 ° の宇宙線に対し、残差分布の幅で $\sigma_{\rm res} = 123 \pm 9$ μm が得られた。内挿位置誤差を $\sigma_{\rm int} = 73$ μm とする事で位置分解能 $\sigma_{\rm K} = 107$ μm が得られた。ストリップに垂直な方向の入射角 5±2.5 ° の宇宙線に対し、残差分布の幅で $\sigma_{\rm res} = 170 \pm 7$ μm が得られた。内挿位置誤差を $\sigma_{\rm int} = 73$ μm とする事で位置分解能 $\sigma_{\rm K} = 153$ μm が得られた。

次に HIMAC 施設からの 290 MeV/A ^{40}Ar 1 次ビームを用いて、低圧力を含めた重イオンに対する動作を調べた。ガスは iC$_4$H$_{10}$、C$_2$H$_6$ をそれぞれ単体で、またリファレンスとして He/C2H6 50 %/50 %混合ガスを含めた計 3 種類を使用した。入射角 0° (σ_θ=0.4°) の ^{40}Ar ビームに対し、iC$_4$H$_{10}$20 Torr、HV=850 V の場合に $\sigma_{\rm K} = 171.3 \pm 1.3$ μm が得られた。これらの結果は 1 mrad の角度分解能を得る為に必要な充分な低物質量と 200 μm 程度の位置分解能を満たしていた。低圧力では回路のゲインを下げて HV を上げる事で、位置分解能はまだ向上する可能性がある。

高圧力での ^{40}Ar ビームに対する位置分解能の HV 依存性は宇宙線の場合と明らかに異なっていた。今後この理由を定量的に調べる為には、ガス圧力などの条件は変えずにエネルギー損失の大きさが異なるような場合の測定を行う必要があると考えられる。

第5章　全体のまとめ

RI ビームを用いた原子核実験で必要な、低物質量位置検出器の開発を行った。

2 次ビームラインの運動量分散焦点面において 1-2 mm の精度で位置を測定するための検出器として開発が行われてきた低圧力 MWPC の動作条件の最適化を進めるため、これまで用いられた $i\mathrm{C_4H_{10}}$ 以外に $\mathrm{CH_4}$、$\mathrm{C_2H_6}$、$\mathrm{CF_4}$、C_3F_8 の 4 種類のクエンチガスを使用した場合の動作特性を調べた。

$\mathrm{C_2H_6}$ を用いると、114 Torr までの低圧力でも Z=1 の最小電離粒子に対して 100 %の検出効率で安定に動作する事が分かった。実際の実験では 250 MeV 陽子の $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ は最小電離の約 2 倍、$Z > 1$ の粒子では $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \propto Z^2$ となるため、問題なく動作すると予想される。190 Torr での動作電圧における $\varepsilon^{\mathrm{W}}_{\mathrm{M1}}$ は約 80 %、時間分布のうち早い成分の FWHM は約 16 ns であり、$i\mathrm{C_4H_{10}}$ を用いた場合とほぼ同じであった。

$\mathrm{CH_4}$、$\mathrm{CF_4}$ を使用した場合は 190 Torr 以下の低圧力で動作が不安定となった。これはクエンチング力の不足によると考えられる。

$\mathrm{C_3F_8}$ は得られる検出効率が非常に低く、圧力の低下と共に検出効率が増加した。これは $\mathrm{C_3F_8}$ 分子のもつ電子捕獲効果によると考えられる。

MWPC の動作電圧圧力依存性を説明するため円筒形比例係数管を用いたガス増幅率測定を行い、$\mathrm{C_2H_6}$ の第一タウンゼント係数の候補を求めた。得られた係数を用いて、低圧力 MWPC に $\mathrm{C_2H_6}$ を使用した場合の 114 Torr までの動作電圧を、760 Torr の動作電圧から導く事が出来た。

RI ビームを用いた逆運動学の (p,pN) 核子ノックアウト反応において、分離エネルギー分解能を 0.4 MeV(rms) まで改善する事を考えている。その一環として標的に入射するビームの角度を 1 mrad 以下で測定する事を考え、低圧力カソード読出型 Drift Chamber(KDC) の開発を行い、基本的な動作特性を調べた。KDC に求められる位置分解能は約 200 μm である。

宇宙線に対しては、$\mathrm{He/C_2H_6}$ を 760 Torr で用いた場合ストリップに垂直な方向の入射角 0±2.5 ° に対して σ_{K}=107 μm、入射角 5±2.5 ° に対して σ_{K}=153 μm が得られた。

290 MeV/A ^{40}Ar ビームに対しては、$i\mathrm{C_4H_{10}}$ を 20 Torr で用いた場合 0 ° 入射に対して $\sigma_{\mathrm{K}} = 171.3 \pm 1.3$ μm が得られた。低圧力では位置分解能はまだ向上する可能性がある。

これらから、新たに開発した KDC は求められる低物質量と位置分解能を満たしている事が分かった。

付 録A　矩形分布の標準偏差

右図のような矩形分布の標準偏差を考える。分布関数 $f_0(x)$ について、規格化定数 C を

$$\mathrm{C} = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(x)\mathrm{d}x \tag{A.1}$$

とすると確率密度関数 $f(x)$ は

$$f(x) = \frac{f_0(x)}{\mathrm{C}} \tag{A.2}$$

と表される。定義として確率変数 x の平均値 $E(x)$ は

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)\mathrm{d}x = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} xf_0(x)\mathrm{d}x}{\mathrm{C}} \tag{A.3}$$

のように表され、分散 σ^2 は

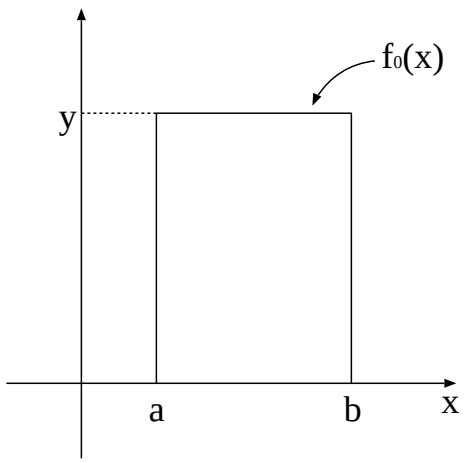


図 A.1: 矩形分布 (a,b,y は任意)

$$\sigma^2 = E((x - E(x))^2) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}(x - E(x))^2 f_0(x)\mathrm{d}x}{\mathrm{C}} \tag{A.4}$$

と表す事ができる [16]。

今任意の a, b, y をそれぞれ $a = -W/2$、$b = +W/2$、$y = 1/W$ と置けば、平均値 $E(x) = 0$、規格化定数 C=1 となる。この時分散 σ^2 は

$$\sigma^2 = \int_{-W/2}^{+W/2} x^2 \frac{1}{W}\mathrm{d}x = \frac{1}{3W}\left[\frac{W^3}{8} - \left(-\frac{W^3}{8}\right)\right] = \frac{W^2}{12} \tag{A.5}$$

と出来る。従って標準偏差 σ は

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2} = \frac{W}{\sqrt{12}} \tag{A.6}$$

と求められる。

ワイヤー間隔 2 mm の MWPC について考えた場合、$\sigma = 2\ \mathrm{mm}/\sqrt{12} = 0.58\ \mathrm{mm}$ が位置分解能に相当し、焦点面での位置測定で得られる運動量分解能は 20 mm/%の運動量分散に対して $\sigma_P/P = 0.03$ %となる。この量が最終的に求めたい分離エネルギー分解能への誤差の伝搬を考える際に必要となる。

位置分解能をワイヤー間隔 2 mm →運動量分解能 $\sigma_P/P = 0.1$ %としてしまうと、実際より誤差を大きく見積もってしまう事に注意しなければならない。

付 録B　低圧で固定するための手法

系 (真空を維持できる箱) 内の気体の分子数、圧力、体積をそれぞれ N、P、V、系の排気速度を S とする。粒子数の変化の割合 dN/dt は、気体の密度 N/V に比例するであろうから、理想的な真空の微分方程式は

$$\frac{dN}{dt} = -S\frac{N}{V} \tag{B.1}$$

と書ける。S は比例定数である。現実には真空漏れや油の蒸発等の要因があり、これらをまとめて Q とおくと、

$$V\frac{dP}{dt} = -SP + Q$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{S}{V}P + \frac{Q}{V} \equiv -D(P) \tag{B.2}$$

と表される。(ここで、低圧での気体の状態は理想気体の状態方程式 $PV = mRT$ で近似でき、ボルツマン定数 $k = mR/N$ より $PV = NkT$ と書ける事を用いた。m はモル数、R は気体定数である。)

外部からガスの流入がある場合の定常状態について考える。大気圧、系の体積、流入する気体の体積をそれぞれ P_0、V_b、V_{in} とすると、粒子数の変化は理想気体の状態方程式 $P_0V_{in} = NkT$ より

$$dN = \frac{P_0}{kT}dV_{in} \tag{B.3}$$

と表される。式 (B.2) を N の微分方程式に戻し、ガスの流入を表す項として式 (B.3) を加えると、

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{V_b}{kT}D(\frac{kT}{V_b}N) + \frac{P_0}{kT}\frac{dV_{in}}{dt} \equiv -\frac{V_b}{kT}D(\frac{kt}{V_b}N) + \frac{P_0}{kT}F \tag{B.4}$$

が得られる。$F \equiv dV_{in}/dt$ は単位時間におけるガスの流入量を表す。式 (B.4) を再び P で表すと、

$$\frac{dP}{dt} = -D(P) + \frac{P_0}{V_b}F \tag{B.5}$$

という外部からのガスの流入がある場合の、系の圧力変化を表す微分方程式が得られる。

圧力が一定、つまり定常状態となるのは $dP/dt = 0$ の時、すなわち

$$F = \frac{V_b}{P_0}D(P) \tag{B.6}$$

が成立する時であるから、設定したい圧力での $D(P)$ が分かっていれば、その圧力で定常とさせる為に必要なガスの流入量を決定する事が出来る。

排気速度が一定であれば、$D(P)$ は流入の有無に関わらない。従って、流入が無い状態の系をある排気速度で真空に引いた時の単位時間 (ここでは 1 分間) 毎の圧力を記録し、設定したい圧力における圧力変化量を $D(P)$ として用いればよい。図 B.1に、流入が無い場合の圧力変化量の実測値を両対数グラフで示す。

+ (赤)、 + (緑) は共に実測値であり、ニードルバルブの目盛によって排気速度を 2 通りに調節している。+ (緑) の時のニードルバルブの値は + (赤) の時の丁度 2 倍である。

この $D(P)$ の値をそのまま用いる (つまり設定したい圧力における $D(P)$ を直接測る) のが 1 つ目の方法である。ただこの場合問題となるのは、系の正確な体積を知っていなければならない点である。それは MWPC やアクリル箱の他に、ガスを流すチューブなど低圧になる部分全てを含んだ体積であり、これを正確に知る事は難しい。

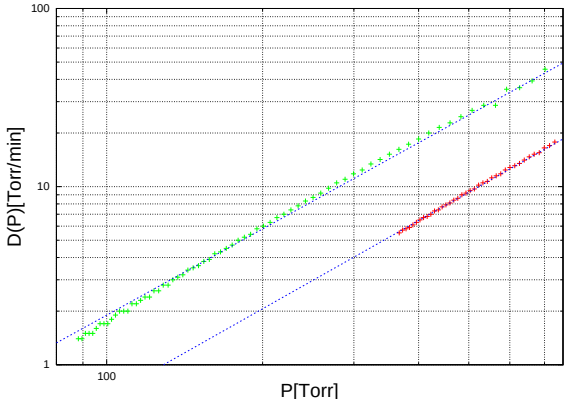


図 B.1: 流入が無い場合の、圧力の関数としての単位時間当りの圧力変化量

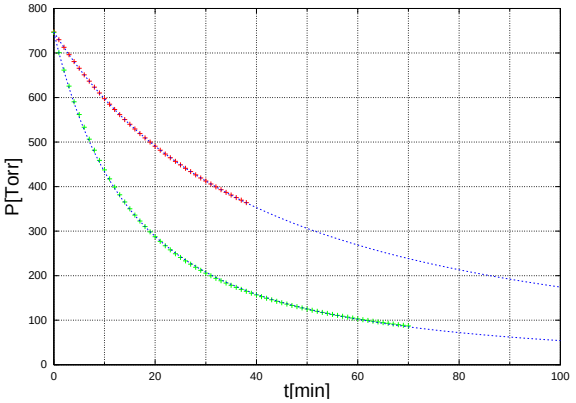


図 B.2: 流入が無い場合の、2 通りの排気量における圧力変化量

そこで図 B.1に注目すると、横軸を P、縦軸を $D(P)$ として両対数でプロットしたグラフは、ほぼ直線にのっているとみなせる。そこで $D(P)$ が

$$D(P) = AP^B \tag{B.7}$$

という式に従うと仮定して、測定点にフィットさせたのが図 B.1の点線 (青) である。この式 (B.7) を式 (B.6) に代入すると

$$F = \frac{V_b}{P_0} AP^B \tag{B.8}$$

が得られる。式 (B.8) より、ある排気量におけるガスの流入量と定常となる圧力の組合せ (F_1, P_1) と (F_2, P_2) が分かれば、流入量と定常圧力の関係式は

$$F = \frac{F_1}{P_1^B} P^B \tag{B.9}$$

$$B = \frac{\ln(F_1/F_2)}{\ln(P_1/P_2)} \tag{B.10}$$

で与えられる。

この方法ならば、排気量を固定しておいて流量を 2 通り設定し、それぞれ圧力が定常になるまで待つだけでよい。また、式 (B.7) を積分すると

$$P(t) = \{A(B-1)t + P_0^{1-B}\}^{-\frac{1}{B-1}} \tag{B.11}$$

が得られる。図 B.1と同じ排気量の設定で圧力変化を測定したのが図 B.2である。 + (赤)、 + (緑) は共に実測値であり、先ほどフィットした際の定数 A、B を式 (B.11) に代入したものを図 B.2に点線 (青) で示した。計算値が実測値と良く一致しており、式 (B.7) の仮定が妥当であると言える。

この 2 つ目の方法の欠点は、系の容積 (例えばアクリル箱) が大きい時は圧力が定常になるまでにかなり長い時間を要してしまう事である。しかしその場合、1 つ目の方法で問題となったアクリル箱以外の部分による体積は相対的に小さくなり、あまり影響しなくなってくる。従って、系の容積が大きい場合では 1 つ目の方法で直接 $D(P)$ を測定するのがよいであろう。今回の測定ではアクリル箱の容積が大きい為、1 つ目の方法を用いて圧力を設定した。

付 録C　ガス流量の較正

LPMWPC の実験で用いたガス処理系では、望む低圧に設定するためにガスの流量を MFC で調整する必要がある。しかし、MFC の値はそのままでは流量 [cc/min] に対応していないので、STEC の FILM FLOW METER を用いて流量の更正を行った。この時、MFC の GAUGE FACTOR は 50 で固定し、ガスを送り出す際の差圧は 0.3 気圧とした。また、FILM FLOW METER は測定値が若干ばらつくので、それぞれのデータ点に関して 12 回の測定を行い、最高値と最低値を切った残りの 10 個の値の平均値を用いるようにした。

測定結果を図 C.1に示した。

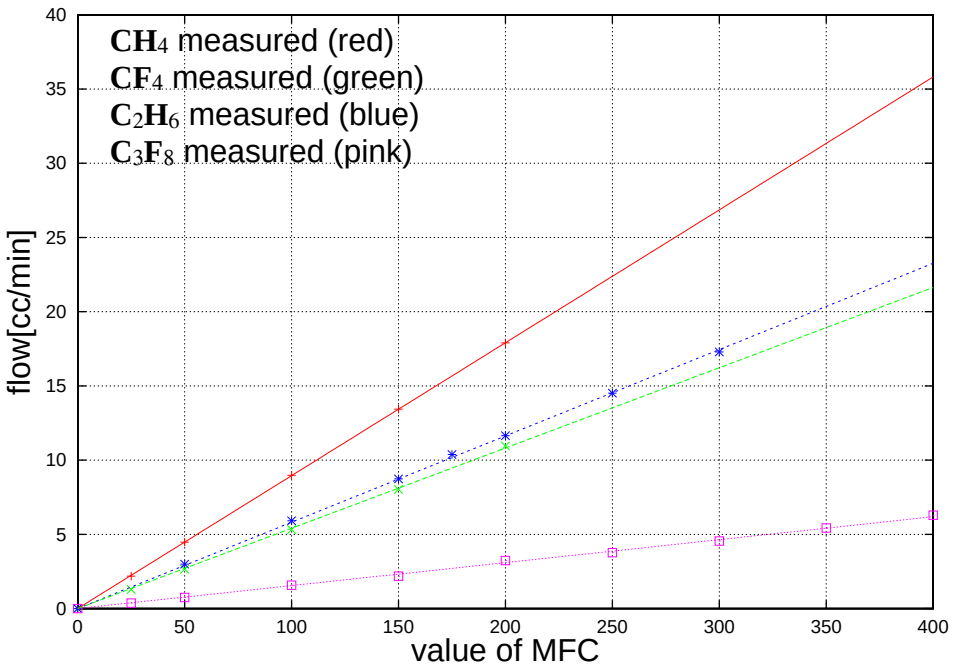


図 C.1: ガス流量の更正

測定点を 1 次関数でフィットした結果を下に示す (単位は [cc/min])。

$$\begin{aligned} \mathrm{CH_4} \quad & \mathrm{flow}(M) = 0.0895279 \cdot M \\ \mathrm{CF_4} \quad & \mathrm{flow}(M) = 0.0540764 \cdot M \\ \mathrm{C_2H_6} \quad & \mathrm{flow}(M) = 0.0581474 \cdot M \\ \mathrm{C_3F_8} \quad & \mathrm{flow}(M) = 0.0154712 \cdot M \end{aligned}$$

ここで M とは MFC の値である。

付 録D　MWPCにPRガスを用いた場合のX線に対する波高分布

MWPC を用いたガス増幅率の測定を行う前に、Ar と CH_4 の混合ガス (PR ガス) での測定を試みた。X 線の光電吸収の後に ^{40}Ar は 2.97 keV 特性 K_X 線を放出する。これにより波高分布には 5.9 keV に相当するピークと、5.9 keV-2.97 keV=2.93 keV というエネルギーに相当するピークが観測される。この 2.93 keV に相当するピークはエスケープピークと呼ばれ、2 つのピークのエネルギー比は約 1:2 である。測定回路系の較正を兼ね、PR ガスを用いた場合の ^{55}Fe の 5.9 keVX 線に対する波高分布を測定した。

ガスの混合比を、Ar/CH_4=90 %/10 %、87.5 %/12.5 %、85 %/15 %、80 %/20 %、50 %/50 %の 5 通りに変化させ、それぞれの混合比でパルスハイトがほぼ同じになるよう電圧を合わせた時の、ADC で測定された X 線に対する波高分布を図 D.1に示す。図中にペデスタルラインも合わせて示す。

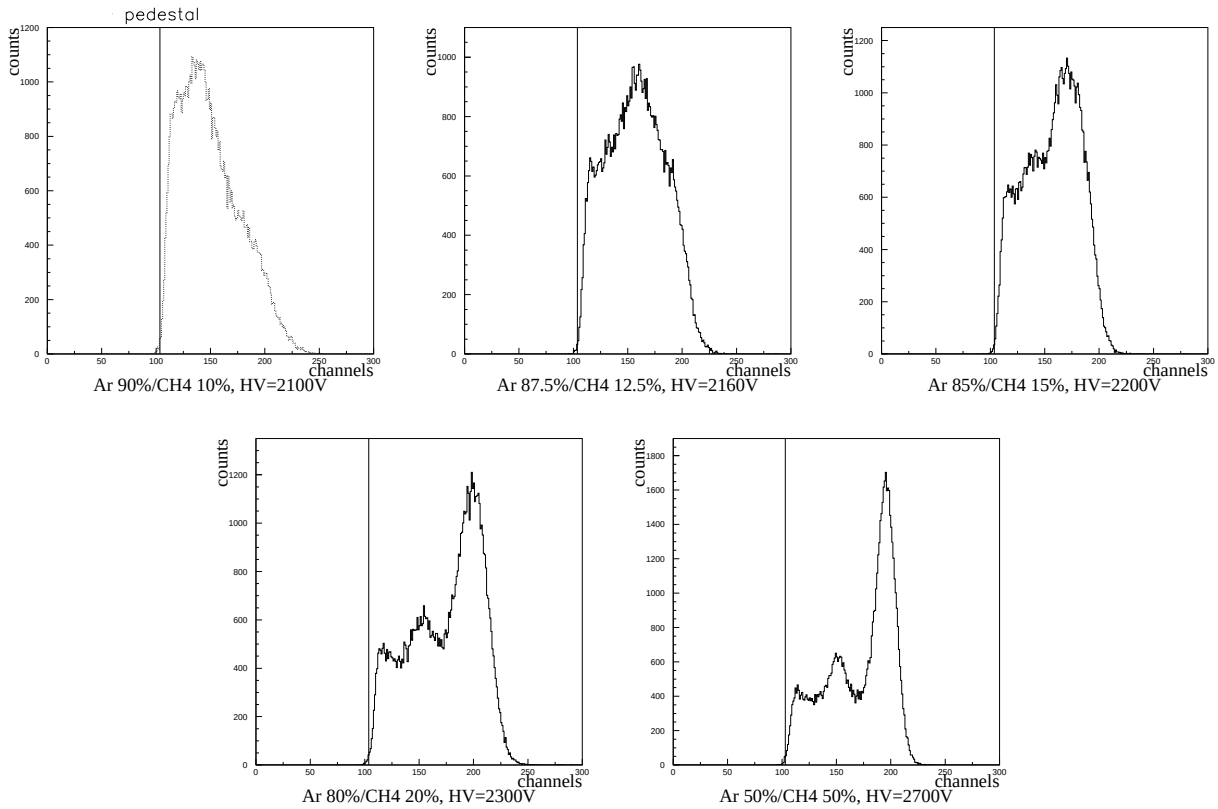
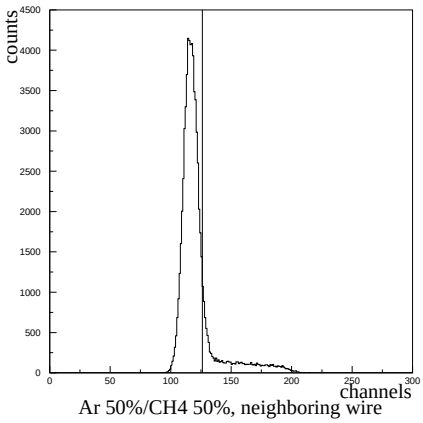


図 D.1: それぞれの Ar/CH_4 混合比に対する波高分布

Ar/CH_4=50 %/50 %の場合 (図 D.1右下) に、ペデスタルから約 1:2 の位置に 2 つのピークが観測された。ガス混合比を変化させて Ar の割合を増やすと、真ん中のピーク成分が増えていくという結果が得られた。これは Ar 原子が増えたため、Ar の K_X 線に起因するエスケープピークが増えた為であると思われる。ガス混合比が Ar/CH_4=90 %/10 %(図 D.1左上)、87.5 %/12.5 %(図 D.1中上) の場合では 5.9 keV に相当するピークを観測する事が出来なかった。

Ar/CH_4=50 %/50 %の場合 (図 D.1右下) に、avalanche の起こったワイヤーから読み出される信号をトリガーとして、その両隣のワイヤーから読み出される信号を ADC で測定すると、ペデスタルよりプラス側 (横軸の ch がより小さい側) にピークが立っている事が分かった (図 D.2左)。オシロスコープで同様に avalanche の起こったワイヤーから読み出される信号をトリガーとして隣のワイヤーから読み出される信号を観測すると、隣のワイヤーに正電荷が誘起している様子をハッキリと観測する事が出来た (図 D.2右)。MWPC において、avalanche の起こったワイヤーの隣のワイヤーに正電荷が誘起される現象は既に良く知られている [4]。



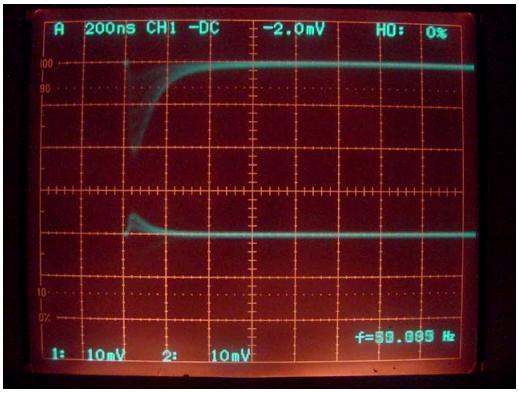


図 D.2: Avalanche の起こったワイヤーの隣のワイヤー上の induced pulse。(左)ADC で測定した波高分布。(右) オシロスコープで観測した induced pulse(下側)。トリガーには avalanche の起こったワイヤーから読み出された信号 (上側) を用いた。

付 録E　Diethornによる第一タウンゼント係数

一般に円筒形比例係数管に対しては、Diethorn の算出した増幅率 M の表現 (式 (E.1)) がよく用いられる [4]。

$$\ln M = \frac{V}{\ln(b/a)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left[\ln \frac{V}{Pa \ln(b/a)} - \ln K \right] \tag{E.1}$$

V : 印加電圧

P : ガス圧力

a : アノード半径

b : カソード半径

Diethorn のモデルに従うと、ΔV は引き続いて起こる電離事象間に電子が移動する距離にかかっている電位差、K はそれ以下では増幅が起こらない $S(= E/P)$ の最低値を表すとされる。この時タウンゼント係数 α_{T} は Diethorn により

$$\alpha_{\mathrm{T}} = \frac{\ln 2}{\Delta V} E \tag{E.2}$$

という形で単純に電場強度に比例すると仮定されている。

アノード表面における S を S_{a} として式 (E.1) を書き直す。円筒形比例係数管の半径 r における電場強度 E は

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \tag{E.3}$$

なので、S_{a} は $r = a$ として

$$S_{\mathrm{a}} = \frac{V}{Pa \ln(b/a)} \tag{E.4}$$

である。これを式 (E.1) に代入すると

$$\ln M = PaS_{\mathrm{a}} \frac{\ln 2}{\Delta V} \ln \left(\frac{S_{\mathrm{a}}}{K} \right) \tag{E.5}$$

が得られる。

これを用いて図 3.12と同じデータに対し、Diethorn による増幅率の式のフィッティングを行った。図 (E.1) に円筒形比例係数管を用いて得られた測定値と、式 (E.5) を用いたフィッティングの様子を示す。

フィッティングは総当たり法で、パラメータは ΔV と K の 2 つである。残差二乗和の小さくなるパラメータセットはどれも殆んど同じ値であったので、最も残差二乗和の小さい時のパラメータセットを選んだ。また、一度荒くパラメータを振った後に、更に細かく振ってパラメータを決定した。各パラメータを振った範囲を以下に示す。

[一回目]

ΔV : $20.0 \sim 50,\ 0.02$ 刻み

K : $10^{4.0} \sim 10^{5.0},\ 10^{0.001}$刻み

$\rightarrow \Delta V = 43.10\ [V],\ K = 50582\ [\mathrm{V/(cm \cdot atm)}] = 66.555\ [\mathrm{V/(cm \cdot Torr)}]$

[二回目]

ΔV : $40.000 \sim 45.000,\ 0.001$ 刻み

K : $50000 \sim 51000,\ 1$ 刻み

$\rightarrow$ 決定されたパラメータ値 : $\Delta V = 43.102\ [V],\ K = 50588\ [\mathrm{V/(cm \cdot atm)}] = 66.563\ [\mathrm{V/(cm \cdot Torr)}]$

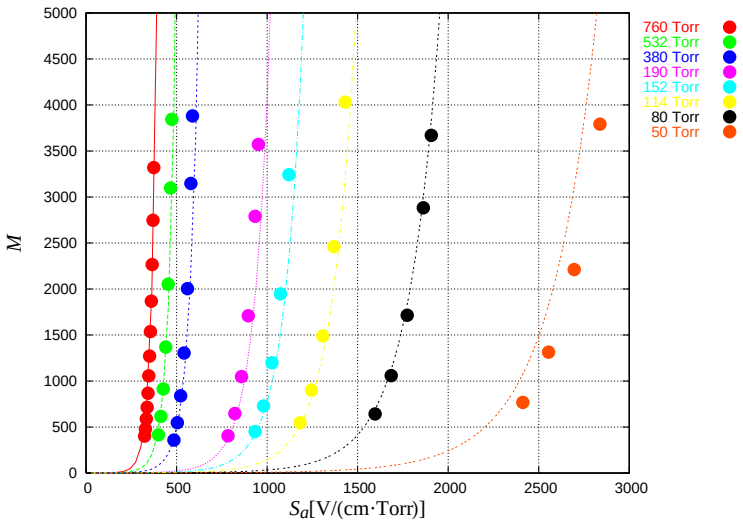


図 E.1: 円筒形比例係数管を用いたデータへの、Diethorn の式のフィッティング。(•) が測定点。

フィッティングにより決定したパラメータ値は、ΔV = 43.102 V、K=66.563 [V/(cm · Torr)] である。図 E.1を見ると、760 Torr から 80 Torr までのデータには概ね合っているが、50 Torr のデータはあまりフィット出来ていない。

このパラメータを用いて §3.4と同様に低圧力 MWPC の 760 Torr での動作電圧から低圧力での動作電圧を計算した結果を、図 E.2に示す。

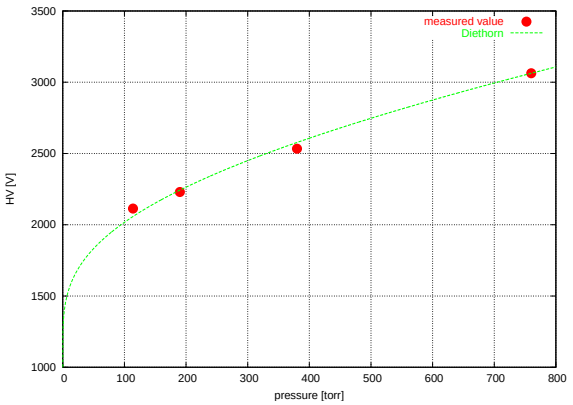


図 E.2: Diethorn の式を用いて計算した、各圧力での動作電圧。

大雑把には測定点と近い動作電圧値を計算出来ているが、図 3.18の結果と比較すると、動作電圧の再現性の精度が悪いようである。

付 録F　リファレンスチェンバー

F.1　チェンバーの仕様

KDC の宇宙線試験時に使用したリファレンスチェンバー (PDC) の模式図を図 F.1に示す。構成を表 F.1に示す。読み出しはアノードワイヤーから行った。読み出し面は $X(Y)$ 面とワイヤーの位置を 10.0 mm ずらした $X'(Y')$ 面があり、それぞれの面は $XX'YY'XX'YY'$ の順にならべられている。

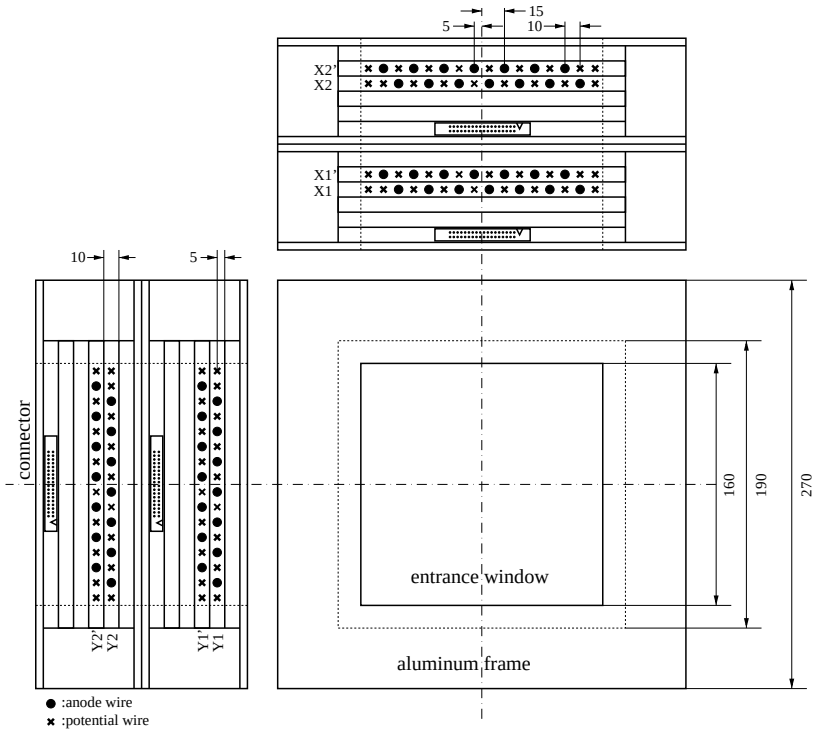


図 F.1: PDC の模式図 ([8] より)。上、左の図は X、Y 方向のワイヤーの配置を表している。

anode	ϕ20 μm Au-W、ピッチ 20 mm
potential	ϕ80 μm Au-Al、ピッチ 20 mm
drift length	10 mm
anode-cathode	5 mm
cathode	10 μm 厚 アルミ蒸着カプトン

表 F.1: PDC の構成

測定時は He 50 %/C_2H_6 50 %混合ガスを充填させて使用した。物質量を表 F.2に示す。

物質	$L/L_{\rm R}$
検出器本体	4.07×10^{-4}
ガス部分	2.20×10^{-4}
合計 (1 台あたり)	6.27×10^{-4}

表 F.2: PDC の物質量

F.2 DC の解析方法

ドリフトチェンバー (DC) 内を通過する荷電粒子はその軌跡上のガス原子を電離する。DC では、電離された電子がワイヤーに到達するまでの時間を測定している。その時間情報から位置情報をを求め、荷電粒子の軌跡を決定している。

到達時間スペクトルから位置情報への変換表 (Space-Time-Conversion table:STC 表) を以下の方法で得た [11]。

1. 入射粒子が DC のセルに対して一様に N 個入射したと仮定する ($\frac{dN}{dx} = \frac{N}{x_{cell}}$)。ここで x_{cell} はセルの端とアノードワイヤーの距離である。ドリフト速度を $v(x)$ とするとき、

$$\begin{aligned} x(t) &= \int v(x)dt \\ &= \frac{x_{cell}}{N}\int \frac{dN}{dt}dt \end{aligned} \tag{F.1}$$

   となる。$\frac{dN}{dt}$ は TDC スペクトルに相当する。$\int \frac{dN}{dt}dt$ を行い、STC 表を得た。

2. 得られた STC 表を用いて面ごとに粒子の通過点を決定する。この場合、アノードワイヤーに対して左右対称に通過点の候補が存在する。各面での候補を最小二乗法で直線フィットして最適な軌跡を選択した。

3. 測点と求めた軌跡の残差が最小になるように STC 表の補正を行った。

以上の様にして求めた STC 表を用いて宇宙線の軌跡を求めた。

得られた宇宙線の軌跡と各面で求めた位置との残差二乗和 χ^2 の分布から PDC の位置分解能を求めた [12]。軌跡の決定に用いる面数は 4 面で、fitting は直線 (パラメータは 2 つ) である為、自由度は 2 である。χ^2 分布は一般に

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(x_i - x(z_i))^2}{{\sigma_i}^2} \tag{F.2}$$

と書ける。ここで x_i は面 i で求めた座標、z_i は面 i の位置、$x(z_i)$ はフィットした直線が面 i と交わる点の座標、σ_i は i 面の 1 面あたりの位置分解能である。自由度 2 の場合この分布は

$$f(\chi^2) \propto \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \tag{F.3}$$

の形に従う。ここで面あたりの位置分解能 $\sigma_i = \sigma$(一定) とし、χ_1^2 を

$$\begin{aligned} \chi_1^2 &= \sum_{i=1}^{4} \frac{(x_i - x(z_i))^2}{4-2} \\ &= \sigma^2 \cdot \chi^2/2 \end{aligned} \tag{F.4}$$

と定義する。これを式 (F.2) に代入すると

$$f(\chi_1^2) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{2\chi_1^2}{\sigma^2}\right) = \exp\left(-\frac{\chi_1^2}{\sigma^2}\right) \tag{F.5}$$

となる。従って χ_1^2 分布から 1 面あたりの位置分解能 σ が得られる。

図 F.2に上下の PDC(PDC-UP、PDC-DOWN) の x 方向、y 方向それぞれについての χ^2_1 分布を示す。この時の高電圧の供給は、
・PDC-UP: カソード -2000V/ポテンシャル -300 V
・PDC-DOWN: カソード -2025V/ポテンシャル -300 V
である。

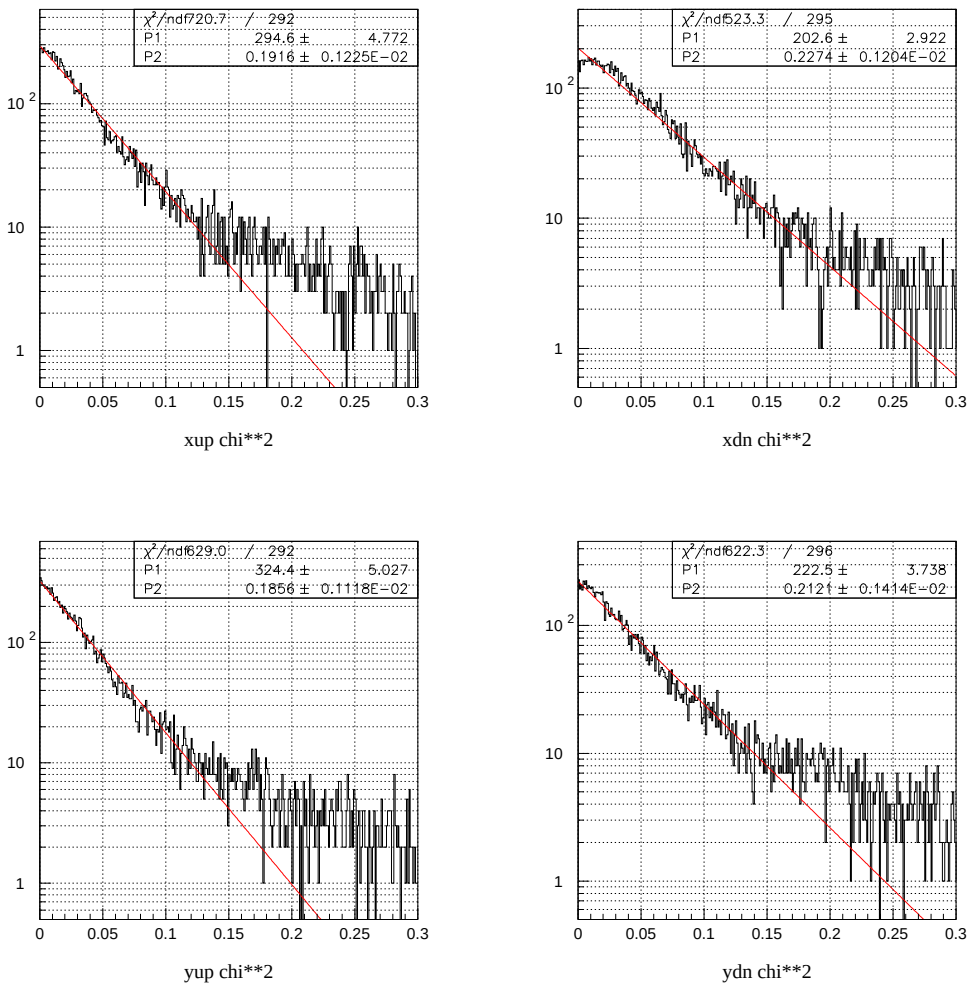


図 F.2: χ^2_1 分布のフィッティング。横軸が χ^2_1。(左上)PDC-UP x 方向、(右上)PDC-DOWN x 方向、(左下)PDC-UP y 方向、(右下)PDC-DOWN y 方向。

この結果より上下の PDC の、各方向の 1 面あたりの位置分解能を

- PDC-UP x 方向 σ_x(up)=191.6 μm
- PDC-DOWN x 方向 σ_x(down)=227.4 μm
- PDC-UP y 方向 σ_y(up)=185.6 μm
- PDC-DOWN y 方向 σ_y(down)=212.1 μm

と求めた。

F.3　位置の内挿

上下の PDC でそれぞれに求めた位置から宇宙線の軌跡を KDC のアノード面上に内挿した。ここでは PDC の y 方向が KDC のストリップに垂直な方向となっている。図 F.3に位置の内挿の模式図を示す。

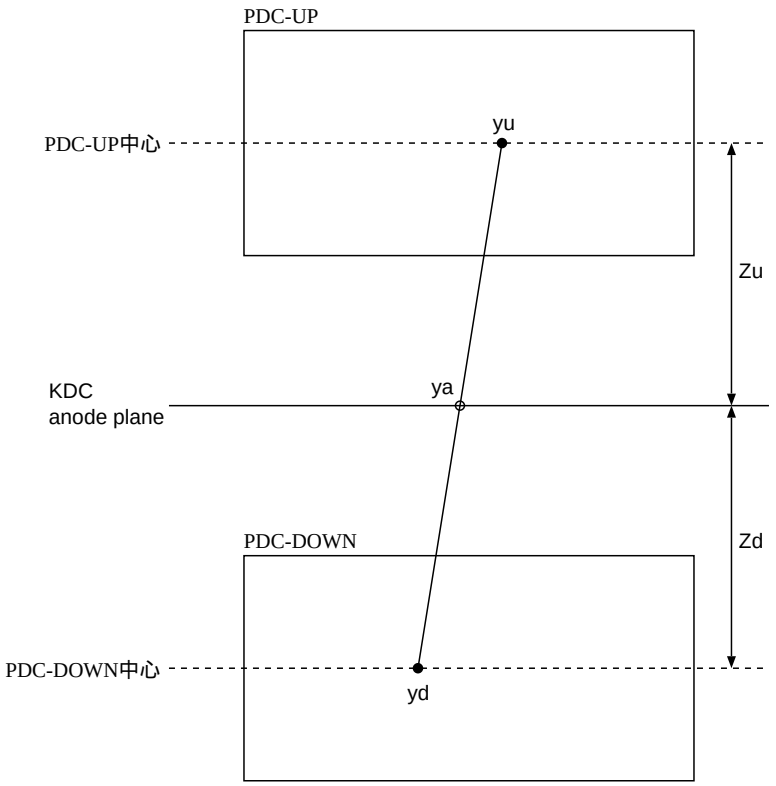


図 F.3: 位置の内挿

位置の内挿と誤差の計算を以下に示す。

- 各 PDC の中心での位置を求める。上下の PDC 中心での位置を $yu,\ yd$ とした時、位置分解能 $\sigma_{yu},\ \sigma_{yd}$ は

$$\sigma_{yu} = 0.5196 \times \sigma_y(\mathrm{up}) \tag{F.6}$$

$$\sigma_{yd} = 0.5196 \times \sigma_y(\mathrm{down}) \tag{F.7}$$

  という関係にある [11]。

- 上下の PDC 中心の位置同士を結ぶ事で得られた軌跡の傾き (yap) は、図 F.3のように Zu, Zd を定義すると

$$yap = (yu - yd)/(Zu + Zd) \tag{F.8}$$

  である。これを用いると KDC のアノード面上への内挿位置 ya は

$$ya = yd + yap \times Zd \tag{F.9}$$

  となる。試験時の配置では、Zu=125 mm、Zd=136 mm である。

- 多重散乱を考えない場合の内挿位置の誤差 σ_{ya} は、

$$ya = \frac{1}{Zu + Zd}(Zd \cdot yu + Zu \cdot yd) \tag{F.10}$$

$$\sigma_{ya}^2 = \left(\frac{Zd}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yu}^2 + \left(\frac{Zu}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yd}^2$$

$$\sigma_{ya} = \frac{1}{Zu + Zd}\sqrt{Zd^2\sigma_{yu}^2 + Zu^2\sigma_{yd}^2} \tag{F.11}$$

となる。それぞれの値を代入すると

$$\sigma_{ya} = 73\ \mu\mathrm{m} \tag{F.12}$$

となる。

- 多重散乱を考慮する場合
  ・PDC2 台分の物質量は表 F.2より $L/L_{\mathrm{R}} = 12.54 \times 10^{-4}$ である。
  ・PDC と KDC の間の空気の物質量は、$L/L_{\mathrm{R}} = 2.67 \times 10^{-4}$ である。
  ・$\mathrm{He/C_2H_6}$ ガスを含めた KDC 本体の物質量は $L/L_{\mathrm{R}} = 1.305 \times 10^{-4}$ である。
  これらを全て足し合わせると $L/L_{\mathrm{R}} = 16.5 \times 10^{-4}$ であり、運動量 1 GeV/c の宇宙線の多重散乱角 θ_c は、

$$\theta_c = 0.40\ \mathrm{mrad} \tag{F.13}$$

である。式 (F.11) に多重散乱の効果を加えると、式 (F.9) より

$$\begin{aligned}\sigma_{ya}^2 &= \sigma_{yd}^2 + Zd^2(\sigma_{ya\,p}^2 + \theta_c^2) \\ &= \left(\frac{Zd}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yu}^2 + \left(\frac{Zu}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yd}^2 + Zd^2\theta_c^2 \\ \therefore \sigma_{ya} &= \sqrt{\left(\frac{Zd}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yu}^2 + \left(\frac{Zu}{Zu + Zd}\right)^2 \sigma_{yd}^2 + Zd^2\theta_c^2}\end{aligned} \tag{F.14}$$

となる。それぞれの値を代入すると

$$\sigma_{ya} = 91\ \mu\mathrm{m} \tag{F.15}$$

となる。

付 録G　位置決定法のsimulation

カソードストリップから読み出された電荷情報から avalanche の位置を決定する方法として、重心法、Gaussian 近似法、Charge Ratio Method(CRM) の 3 通りを検討した。重心法にはいくつかのバリエーションがあるが、一般に、殆んどの場合は求められた位置にシステマティックな偏差が存在する [7]。Gaussian 近似法 [1] もその計算方法は重心法の派生と言える。CRM も含め、これらの方法の偏差がどのように現れるのかを予想するため、ノイズや分解能の影響を無視した理想的な状況下で simulation を行った。

手順を以下に示す。

- 実際の KDC と同じ構成 (W=7 mm、D=10 mm) を仮定した。
- Avalanche の位置を有効領域の端から端まで変化させ、式 (4.2) に従い電荷分布を発生させた。
- この電荷分布に対し、重心法、Gaussian 近似法、CRM のそれぞれで位置を求めた。
- 求められた位置と、最初に仮定した avalanche の位置を比較した。
- Avalanche の発生位置を乱数で変化させ、擬似的な位置スペクトルを作成した。

最初に仮定した avalanche の位置を $X_{\rm true}$、各方法で求められた位置と $X_{\rm true}$ との差を ΔX とする。図 G.1に、横軸を $X_{\rm true}$、縦軸を ΔX として、各位置決定法について実際の位置との差を求めた結果を示す。

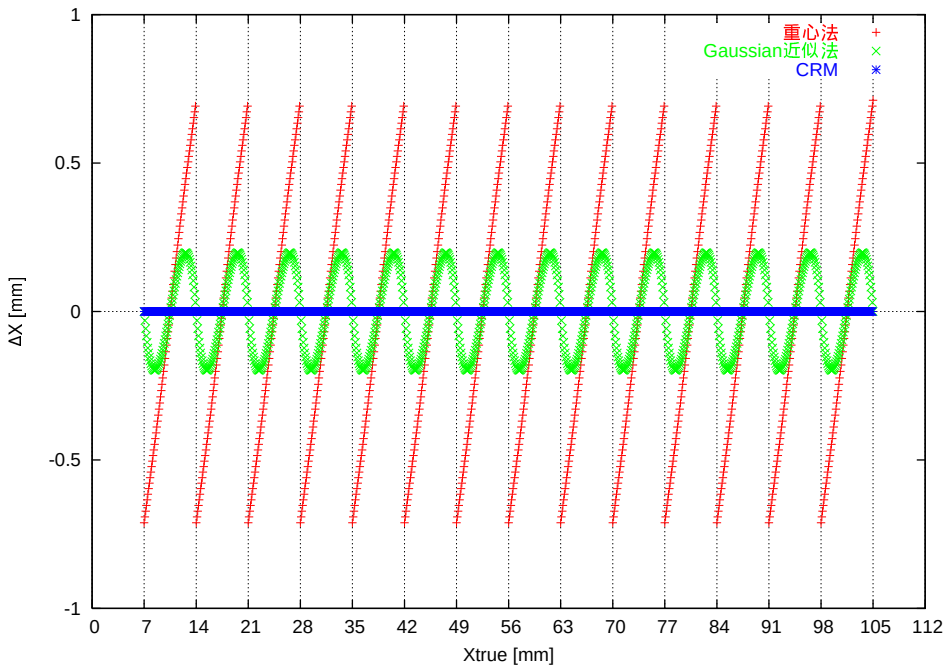


図 G.1: 実際の avalanhce 位置と、各方法で求めた位置との差

図 G.1では、各方法によって ΔX の特徴が大きく異なっている。

- 重心法の場合、ストリップの中心位置では ΔX=0 である。しかしストリップの端に向かうにつれて ΔX が大きくなり、ストリップ端で不連続となる。
- Gaussian 近似法の場合、重心法と同じくストリップの中心位置では ΔX=0 である。ストリップ中心から外れるにつれて ΔX=0 が大きくなるが、ストリップ端ではまた ΔX=0 に収束している。
- CRM の場合、ストリップ上の全ての位置において $\Delta X \simeq 0$ である。CRM の計算方法では、電荷比 R という量が理論値と等しくなるまで avalanche 位置を iteration して探索する。従って「理論値と等しい」とみなす閾値を充分高く設定しておけば (理論値との差が 1 μm 以下である、など)、理想的な場合では ΔX に位置依存性は現れない。

重心法で求められた位置を $X_{\rm cog}$、Gaussian 近似法で求められた位置を $X_{\rm ga}$、CRM で求められた位置を $X_{\rm crm}$ とする。最初の Avalanhce 位置 $X_{\rm true}$ を乱数で変化させてほぼ一様分布とした場合の、それぞれの方法で得られる位置スペクトルを図 G.2に示す。

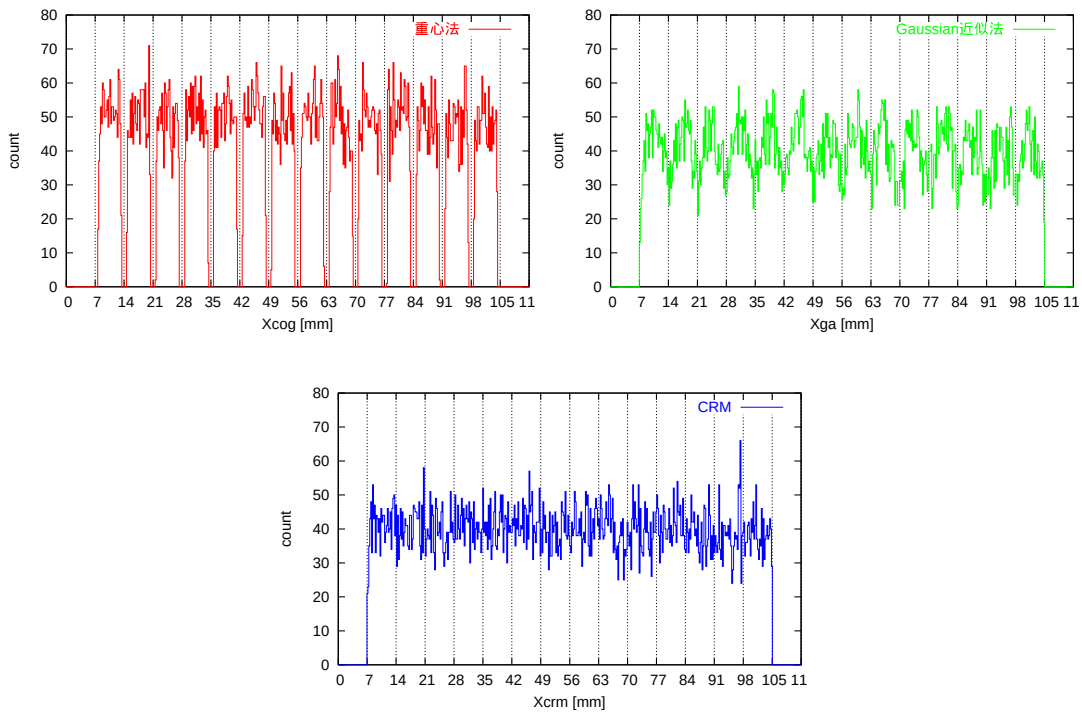


図 G.2: 各方法で得られた位置スペクトル

重心法の場合、ストリップ端での不連続性が位置スペクトルにもはっきり現れている。重心法では、ストリップ上の avalanche 位置を全てストリップ中心よりに求めてしまうようである。Gaussian 近似法ではこの不連続性は解消されている。しかしストリップ中心よりに位置を求めてしまう傾向は重心法と同じであり、その結果として、ストリップ中心がとがったくしの様な構造が現れている。CRM はストリップ上の全ての位置において $\Delta X \simeq 0$ だったため、位置スペクトルは元々の一様分布を再現している。

これらから、重心法と Gaussian 近似法を用いる場合は位置に依存した ΔX を補正する必要がある事が分かる。今回の試験では CRM を使用し、これらの補正方法については詳しく調べていない。

謝辞

本論分を作成するにあたり、多くの方にお世話になりました。

小林俊雄教授には実験テーマを与えて頂き、物理の基礎から実験の手法まで全てにわたって御指導を賜わりました。実験のセットアップや測定を手伝って頂き、論文の校正もして頂きました。また様々な実験に参加する機会を与えて頂き、自ら課題を見付け答を探し出す難しさと大切さを考え、学ぶ事が出来ました。心より感謝申し上げます。

大津秀暁助手には実験での心構えからデータ解析、プログラミングまで幅広く御指導を賜わりました。日々の研究に対して的確なアドバイス、時には叱咤を頂き、ここまで私を導いて下さりました。また論文の校正もして頂きました。心より感謝申し上げます。

大関和貴氏はどのような些細な質問に対しても常に真面目に答えて下さり、測定結果の取扱いや解釈の仕方について幾度となく共に考えて頂きました。実験装置の使い方も丁寧に指導して頂き、論文の校正もして頂きました。心より感謝申し上げます。

松田洋平氏には実験の様々な場面で貴重な意見を頂き、助けて頂きました。私がつい不満を漏らしても、嫌な顔をせず真摯に応えて下さりました。私が何度となく挫けそうになっても、その度に共に考えて下さり、励まし、支えて下さりました。実験準備も手伝って頂きました。本当に、心から感謝しています。

渡辺極之氏にはデータ解析やプログラミングの技法など多くの事を教えて頂きました。また研究に対する貴重な助言を何度も頂きました。本当に有難うございます。

放射線医学総合研究所の高田栄一氏には HIMAC での生活から実験まで全てにおいてお世話になりました。本当に有難うございます。

理化学研究所の大西哲哉氏、須田利美氏、東京工業大学の佐藤義輝氏には HIMAC での実験で使用したガス関係の手配で大変お世話になりました。お蔭様で有意義な実験を行う事が出来ました。本当に有難うございます。

加速器エンジニアリング実験サポートグループの皆様には HIMAC での実験を支えて頂きました。有難うございます。

遠藤奈津美氏、日下理太郎氏、北山益久氏、稲福清彦氏には HIMAC での実験を手伝って頂きました。有難うございます。

岩佐直仁助教授には研究に対する姿勢について貴重な助言を頂きました。有難うございます。

橋本治教授、田村裕和教授、中村哲助教授、高橋俊行助教授、藤井優助手には研究に対する多くの助言を頂きました。参考文献もお貸し頂きました。有難うございます。

技官の千賀信幸氏、前任の加藤守夫氏には日々の放射線取扱いの管理で大変お世話になりました。また実験装置の様々な工作を手伝って頂き、自ら工作を行えるよう丁寧に指導して頂きました。有難うございます。

秘書の川村直子氏には日々の学生生活を支えて頂きました。有難うございます。

同じ修士 2 年生の皆様には大学院での生活全ての場面でお世話になりました。研究が上手く進まない時、苦しくて投げ出してしまいたい時に、同じ学年で頑張る皆がいてくれた事が本当に支えになりました。また研究のみならず私生活の面でも、皆と一緒に過ごした 2 年間は本当に楽しいものでした。有難うございます。

その他にも多くの方々にお世話になりました。自身が気付いていない所でも本当にたくさんの方に支えられてきたと思っています。この場を借りて御礼申し上げます。

最期にこれまで私をずっと支えてきて下さった家族、親族と、いつでも変わらず見守ってくれた日野綾氏に心から感謝致します。

Reference

[1] W.Blum and L.Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers (Springer-Verlag,Germany 1993)

[2] W.R.Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer-Verlag,Germany 1994)

[3] F.Sauli: Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers (CERN, 1977)

[4] Gren F.knoll; 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)

[5] K.Kleinknecht: 粒子線検出器 (培風館)

[6] T.Aoyama, Nucl. Instr. and Meth. A 234 (1985) 125

[7] K.Lau et al., Nucl. Instr. and Meth. A 354 (1995) 376

[8] 奥田貴志: 修士論文 (東北大学、 平成 11 年)

[9] 荒木公太: 修士論文 (東北大学、 平成 11 年)

[10] 大関和貴: 修士論文 (東北大学、 平成 12 年)

[11] 渡辺極之: 修士論文 (東北大学、 平成 13 年)

[12] 篠原督和: 修士論文 (東北大学、 平成 16 年)

[13] W.H.Press,B.P.Flannery,S.A.Teukolsky, and W.T.Vetterling; 丹慶勝市、奥村晴彦、佐藤俊郎、小林誠 訳: Numerical Recipes in C [日本語版] (技術評論社、 平成 10 年)

[14] NIST Chemistry WebBook
http://webbook.nist.gov/chemistry

[15] 大関和貴: private communication

[16] 鈴木義也 · 大野芳希 著: 演習 数理統計 (共立出版、平成 11 年)