修士学位論文
ATLAS 実験ミューオントリガー用
Thin Gap Chamber の動作原理の研究

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻

66128
深津 吉聡

1998 年 1 月

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) において大型陽子陽子衝突型加速器 LHC が 2005 年の実験開始に向け計画されている。 Thin Gap Chamber は、その測定器の一つである ATLAS でミューオントリガー用検出器として用いられる。本論文では、テスト実験を通じて新たに理解されたその Thin Gap Chamber についての充填ガス依存性、動作モード、ストリーマーの有無、放電領域、動作環境の影響などの動作原理について報告する。

目次

1 LHC 計画 **4**

1.1 LHC 計画 4

1.2 LHC における物理 5

1.2.1 ヒッグス粒子の探索 5

1.2.2 top クォークの質量の精密測定 6

1.2.3 標準模型を超える物理 6

1.2.4 CP 非保存の物理 6

1.3 ATLAS 実験 8

1.3.1 ミューオンスペクトロメータ 11

1.3.2 ミューオントリガースキーム 12

2 ガス増幅型粒子線検出器の動作原理 **15**

2.1 高速荷電粒子によるイオン化 15

2.1.1 イオン化衝突 15

2.1.2 イオン化の過程 15

2.1.3 １つのイオン対を生成するのに必要な平均のエネルギー 16

2.1.4 クラスターサイズの分布 16

2.2 電子及びイオンのガス中におけるドリフト 19

2.2.1 電子のドリフト 19

2.2.2 電子付着 20

2.2.3 正イオンのドリフト 20

2.3 ガス増幅 20

2.3.1 タウンゼントの第一電離係数 α 20

2.3.2 消滅ガス 21

2.3.3 比例モード 22

2.3.4 印加電圧と比例モードからのずれ 22

2.4 円筒型比例計数管におけるガスゲインの計算方法 23

2.4.1 Diethorn の公式 25

2.5 比例計数間におけるシグナルの生成 26

2.6 多線式比例計数箱 28

3 Thin Gap Chamber の動作原理の研究 **29**

3.1 TGC の研究開発の歴史 29

3.2 Thin Gap Chamber 29

3.3 Thin Gap Chamber の特徴 30

3.4 研究の目的 31

3.5 テスト実験用 Thin Gap Chamber 32

3.6 用語の説明 33

3.7 フロントエンド回路 34

3.8 CO_2+n-pentane 混合比に対する依存性 35

3.8.1 実験のセットアップ 35

3.8.2 検出電荷量の CO_2+n-pentane 混合比依存性 35

3.8.3 検出効率の CO_2+n-pentane 混合比依存性 38

3.8.4 タイムジッターの CO_2+n-pentane 混合比依存性 39

3.8.5 CO_2+n-pentane 混合比に対する TGC の動作特性に関するまとめ . . . 40

3.9 TGC におけるガス増幅過程の研究 - 空間電荷と動作モード 43

3.9.1 検出電荷量の分布 43

3.9.2 TGC の検出電荷量の入射角度依存性 . . . 45
3.9.3 垂直入射時と斜め入射時の波形 . . . 47
3.9.4 TGC のゲインの圧力依存性 . . . 52
3.10 動作モードに関するまとめ . . . 54
3.11 ストリーマー . . . 56
3.11.1 $Ar+C_2H_6$（50:50）を用いたとき . . . 56
3.11.2 CO_2+n-pentane を充填したとき . . . 61
3.12 動作環境に対する依存性 . . . 70
3.12.1 セットアップ . . . 70
3.12.2 TGC の gain の温度依存性 . . . 70
3.12.3 タウンゼント第一電離係数 α の相似則 . . . 71

4 まとめ **75**
4.1 大型 TGC の開発についての考察 . . . 75
4.2 TGC の動作研究に関するまとめ . . . 75
4.3 今後の研究 . . . 75

1 LHC 計画

1.1 LHC 計画

スイスにある欧州原子核研究機構 (CERN) で、 2005 年の完成を目指して大型陽子陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) の建設が進んでいる。 LHC 加速器の重心系のエネルギーは 14TeV であり、 TeV エネルギー領域の素粒子相互作用の解明が期待されている。

LHC 加速器は現在稼働中の大型電子陽電子衝突型加速器 (LEP) のトンネル内に LEP 加速器を撤去した後に建設される。表 1に LHC 加速器の主要なパラメータを示す。

主リング周長	26,658.87m
入射エネルギー	450 GeV
陽子エネルギー	7.0TeV
鉛イオンビームエネルギー	574TeV
ビーム寿命	22 時間
ルミノシティー	$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$
バンチ間隔	25ns
バンチ長さ (陽子)	75mm
衝突点でのビーム半径	16μm
ビーム衝突角度	200μrad
バンチ陽子数	1×10^{11} 個

表 1: LHC 加速器の主要パラメータ

LHC 加速器は二つの陽子ビームを各々 7TeV まで加速し、それらを正面衝突させ重心系で 14TeV のエネルギーを実現する。これにより TeV エネルギー領域におけるヒッグス粒子、SUSY 粒子のような未発見の粒子の探索などが可能になる。また、 $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ という非常に高いルミノシティーを実現する。これは、例えばヒッグス粒子の生成断面積はこのエネルギーでは $10^{-35}cm^2$ から $10^{-36}cm^2$ と予測されているが、このような小さな断面積の過程も十分に精密に測定できる値である。そして陽子陽子衝突以外にも重イオンの加速 (重心系のエネルギー 1,148TeV) 及び、電子陽子衝突も予定されている。

LHC に設置される測定器としては、 TeV 領域の物理の解明を目指した ATLAS 測定器及び、 CMS 測定器の両測定器、また、重イオン実験を行なう ALICE 測定器、 B クォークに関わる物理を探る LHC-B 測定器がある。

1.2 LHC における物理

LHC 計画の目指す物理は、標準模型 (Standard Model) において未発見のヒッグス粒子の探索、 top クォークの詳細な研究、重い W-like な粒子 や Z-like な粒子の探索、超対称性ヒッグス粒子及び超対称性粒子の探索、また、基本的なフェルミオンの下層構造の探索、 B メソンの崩壊に関わる CP 非保存の物理などである。

1.2.1 ヒッグス粒子の探索

標準模型の鍵となる標準模型ヒッグス粒子は未だに発見されていない。標準模型の確証にはこの粒子の発見が必要不可欠である。

標準模型は標準模型ヒッグス粒子の質量を予言できないので、探索可能な質量の範囲が問題となる。現在稼働中の LEP-II 実験で得られる下限値は $\sim$ 90GeV までであり、 LHC ではそれ以上の質量領域を探索することが可能である。以下、標準模型ヒッグス粒子の探索を LHC 加速器で可能な三つの質量領域に分け、それぞれの探索方法について述べる。

A. ヒッグス粒子の質量 : 80 $\sim$ 120 GeV

ヒッグス粒子の崩壊過程は b クォーク対、 c クォーク対、 τ 粒子対が主である。しかしながら、これらの対は陽子陽子素過程でも生成され、ヒッグス粒子のシグナルに対して深刻なバックグラウンドになる。そこで、光子対への崩壊過程を調べるのが重要になる。ヒッグス粒子の質量が 100GeV のときは光子対への分岐比は 10^{-3} 程度であること、軽いヒッグス粒子の生成断面積が比較的大きいこと、から光子エネルギー分解能の良い測定器を用いれば、ヒッグス粒子をその不変質量分布の明確なピークとして捉えることができる。

また、 top クォークあるいは W 粒子を伴いヒッグス粒子が生成される過程では、ヒッグス粒子の b クォーク対への崩壊 ($gg \to t\bar{t}H$、 $H \to b\bar{b}$、あるいは、 $q\bar{q} \to WH$、 $H \to b\bar{b}$) が識別可能である。これは、 top クォークや W 粒子がヒッグス粒子観測の補助的な指標となるためである。

B. 120 $\sim$ 800 GeV

ヒッグス粒子の質量が 180GeV 以上の場合、 Z 粒子対への崩壊を調べる事が重要となる。 Z 粒子対への崩壊は $H \to ZZ \to l^+l^-l^+l^-$ という過程の終状態における四つのレプトンが理想的な指標となるからである。二組のレプトン対の不変質量がともに Z 粒子の質量に一致することを要求することで、ヒッグス粒子を不変質量分布の明確なピークとしてとらえられる。ヒッグス粒子の質量が 180GeV 以下でも、 $H \to ZZ^* \to l^+l^-l^+l^-$ の過程を通じて同じ様に測定可能である。ヒッグス粒子の質量が 500GeV 以上になると $H \to ZZ \to l^+l^-\nu\nu$ の過程も探索に使える。 ν があるため不変質量分布の測定はできないが先の過程にくらべ 6 倍の頻度があるため、不感領域の少ない測定器を用意し、横エネルギー E_T の消失分布を測定すれば可能となる。

C. 800 GeV $\sim$

ヒッグス粒子の質量が大きくなるとともにその崩壊幅は急激に広がり、信号とバックグラウンドとの区別は難しくなってくる。しかも、ヒッグス粒子の生成断面積は質量とともに減少する。よって、この領域でのヒッグス粒子探索は分岐比の高い崩壊過程を観測する必要がある。最も有力な過程は $H \to WW \to l\nu jj$ である。この分岐比は $H \to ZZ \to l^+l^-l^+l^-$ に比べ 150 倍である。ただし、レプトンと二つのジェットのみを指標にするだけではバックグラウンドと区別がつかない。そこで、 W 粒子の融合を通しヒッグス粒子が生成される過程が重要になる。この場合、 W 粒子の融合の際に散乱角前方にジェットができることがある。レプトンと二つのジェット、そしてこの前方ジェットを要求することでバックグラウンドを落とすことがで

きる。同様に、$H \to ZZ \to lljj$ も探索に用いることができる。分岐比は、$H \to WW \to l\nu jj$ に比べ 7 分の 1 だが、ν が l に変わるので信号が明瞭になる。

1.2.2 top クォークの質量の精密測定

top クォークの質量の精密測定としては、hadronic top decay チャンネル及び、multi lepton チャンネルの二つが考えられている。

hadronic top decay チャンネル $g \to t\bar{t} \to (\mathrm{l}\nu\mathrm{b})(\mathrm{jjb})$

このモードは、一方の top クォークが 3 つのジェットに崩壊する。このチャンネルを選択する条件は、まず high-P_T のレプトンの存在、そしてそのレプトンと逆方向の半球に 3 つのジェットが存在しその内の一つが impact parameter から b クォーク起源であること、残りの二つのジェットの不変質量が M_W であること、が要求される。

multi lepton チャンネル $g \to t\bar{t} \to (\mathrm{l+X})(\mathrm{l}^-\mathrm{l}^+ + \mathrm{X})$

このモードは同じ top クォークからの 2 レプトンが存在する。b クォーク崩壊から来るレプトンは high-P_T であることが条件である。また、バックグラウンドを落すため更に別の top クォークからのレプトンが一つ要求される。

1.2.3 標準模型を超える物理

超対称性理論は現在精力的に研究されている理論の一つで、ATLAS 実験でも超対称性理論の予言する超対称ヒッグス粒子やその他の超対称粒子の発見は期待されることの一つである。

A. 超対称性ヒッグス粒子の探索

超対称標準理論 (Minimal Super Symmetric Standard Model、MSSM) は、3 つの中性ヒッグス粒子 (h、H、A) と二つの荷電ヒッグス粒子 (H^+、H^-) を予言する。

h 粒子の質量は $\sim 140\mathrm{GeV}$ を超えないことが予言されており、エネルギー的に二つの Z 粒子に崩壊することができない。よって、質量が軽い標準理論ヒッグス粒子と同じくその探索には $h \to \gamma\gamma$ を用いる。また、H、A の探索には、$\tan\beta$ (超対称性理論のパラメータの一つ) の大きいところでこれらの粒子の $\tau\tau$ への崩壊比が急激に大きくなるので、$H \to \tau\tau$、$A \to \tau\tau$ を用いる。$H \to ZZ^* \to l^+l^-l^+l^-$ は MSSM では $\tan\beta$ が大きくなると崩壊比が急激に減少するため、$\tan\beta$ が小さい領域でのみ有効となる。

B. スクォークおよびグルイーノの探索

LHC のエネルギー領域では、スクォーク $\tilde{q}$ およびグルイーノ $\tilde{g}$ といった強い相互作用をする超対称性粒子の生成断面積は、他の超対称性粒子に比べ大きい。これらの粒子は、R パリティの保存から必ず $\tilde{q}\tilde{q}$、$\tilde{g}\tilde{g}$、$\tilde{q}\tilde{g}$ の対で生成される。その崩壊過程は、$\tilde{q}$ と $\tilde{g}$ のいずれかが重いかで異なる。$\tilde{q}$ の方が重い場合、$\tilde{q} \to q\tilde{g}$、$\tilde{g} \to q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$、$\tilde{g}$ の方が重い場合、$\tilde{g} \to q\tilde{q}$、$\tilde{q} \to q\tilde{\chi}_1^0$、といった一連の崩壊が起こる。いずれにせよ、$\tilde{q}$ や、$\tilde{g}$ からは最終的にニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0$) が生成される。この粒子はニュートリノと同じく測定器で測定できないため、$\tilde{q}$ と $\tilde{g}$ の生成は大きな消失エネルギーを持つ事象になる。終状態の多数のジェットとともに、この消失エネルギーを指標として $\tilde{q}$ や $\tilde{g}$ の探索ができる。

1.2.4 CP 非保存の物理

ATLAS 実験では広範囲の B メソン物理の測定が行なわれる。その中でも特に、CP 非保存の測定を以下の 3 つのチャンネルで行なうことが期待されている。
(a) $\mathrm{B}_d^0 \to \mathrm{J}/\Psi\mathrm{K}_s^0$
(b) $\mathrm{B}_d^0 \to \pi^+\pi^-$

(a) $\mathrm{B}^0_d \to \mathrm{J}/\psi\pi$

ユニタリティ三角形の角度をそれぞれの B メソン崩壊における非対称性から測定することができる。上の 3 つの崩壊モードには、それぞれ 1 つずつユニタリティ三角形の角度が対応している。また B^0_d と $\overline{B}^0_d$ との混合比 x_d を B メソン振動から測定することによりニタリティ三角形の辺についても知ることができる。

1.3 ATLAS 実験

LHC に設置される ATLAS 測定器 (図 1) は、 LHC の非常に高いルミノシティーにおいても、電子、光子、ミューオン、ジェット、 missing P_T、そして b-quark tagging など多くのシグナルを効率良く取り出し、精度良く測定することを目的とした汎用の測定器である。

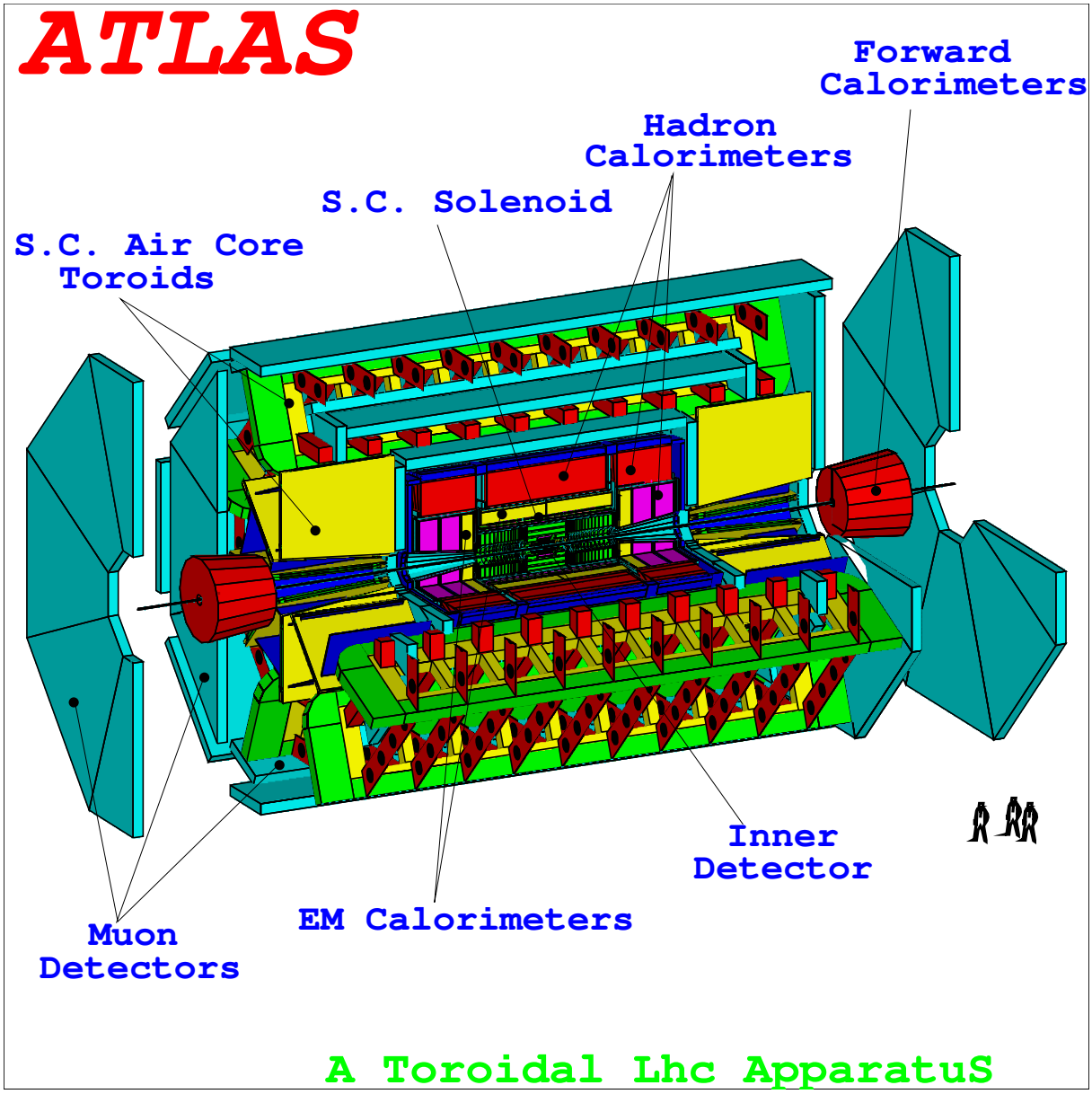

図 1: ATLAS 測定器の全体図

以下に ATLAS 測定器の基本的な設計概念と実際用いられる検出器をまとめる。

- 反応点及びレプトンの運動量の測定、 b-tagging、そして、電子および光子の同定のための精度の高いトラッキング

基本的には、内側に半導体検出器、外側に連続飛跡検出器を配置する。半導体検出器は、反応点に近い方からピクセル検出器、シリコンストリップ検出器よりなる。連続飛跡検出器はスト

ロー検出器を多層に積層して作られる。これらの飛跡検出器は、中心磁場 2T の超伝導ソレノイドの内側に置かれ、運動量分解能は横運動量 P_T が 500GeV の粒子に対して 30% である。

- 電子、光子の同定 · 測定を行う高性能の電磁カロリメータと、それと相補的な jet 及び 消失エネルギー測定用のハドロンカロリメータ (図 2)

電磁カロリメータは、対放射線性に優れた液体アルゴンカロリメータを用いる。超伝導ソレノイドはカロリメータの手前におかれるが、その物質量を減らすため液体アルゴンカロリメータの真空容器とともにまとめられる。

ハドロンカロリメータは、領域によって 3 つのものが使われる。中心部 ($|\eta| < 1.6$) には鉄の吸収体とタイル状シンチレーターおよび波長変換ファイバーからなるタイル型カロリメータが置かれる。エンドキャップ領域 ($1.5 < |\eta| < 3.2$) は放射線量が多いので、銅吸収体と液体アルゴンを組み合わせたカロリメータとなっている。

- 高精度なミューオンの運動量測定および低い P_T トリガーを可能にするミューオン検出器

この検出器は実験装置の最も外側に置かれる、設計の基本方針は内部飛跡検出器とは独立にミューオンの運動量測定を精度よく行う事である。そのため、空芯の超伝導トロイド磁石が採用されており、偏向力が中心部で 2.5Tm $\sim$ 4Tm、エンドキャップ領域では 7Tm になる。運動量測定は Monitored Drift Tube (MDT) および Cathode Strip Chamber (CSC) で行い、トリガーおよび第二座標測定用の Resistive Plate Chamber (RPC) および Thin Gap Chamber (TGC) と組み合わされる。

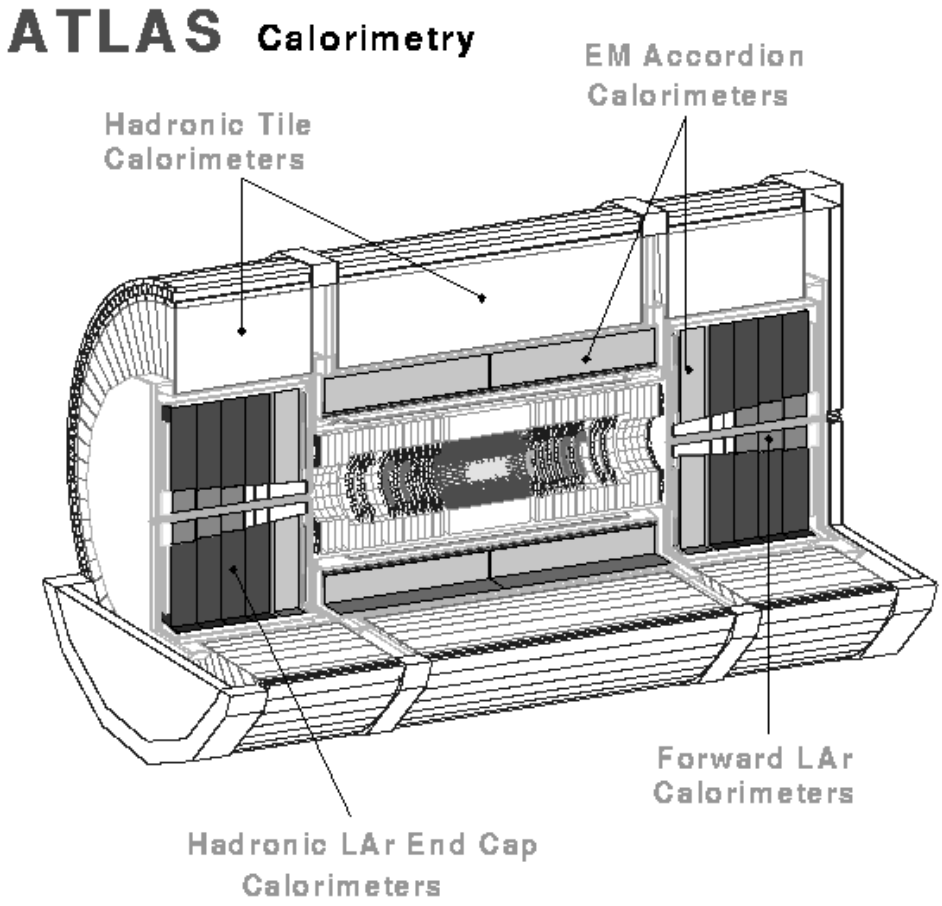

図 2: ATLAS 測定器のカロリメータ

1.3.1 ミューオンスペクトロメータ

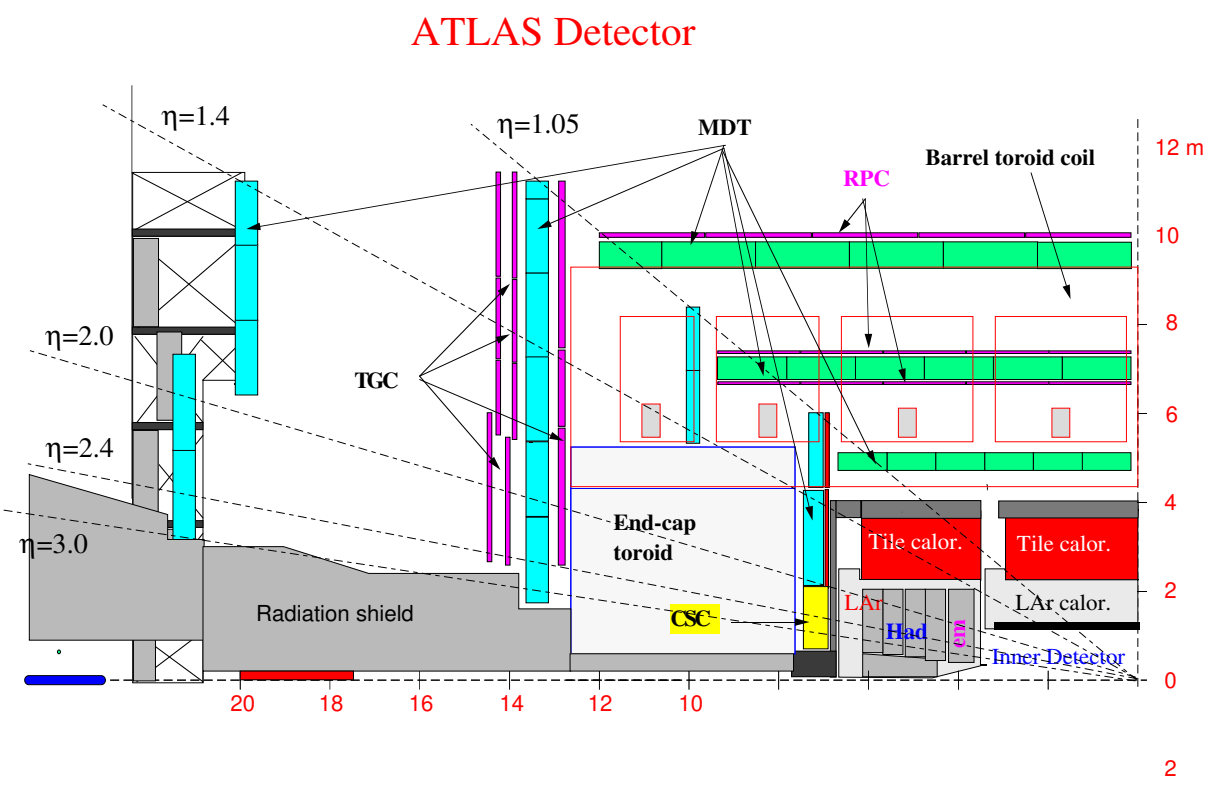

図 3: ATLAS 検出器の RZ 断面図

ATLAS 検出器の RZ 断面図を図 3に示す。ミューオン検出器 (MDT、 CSC、 RPC、 TGC) は、 ATLAS 実験において

- 重要な物理の多くに関わっていること
- LHC の厳しい実験環境の中でも、きれいな信号が取り出せること

などにより必要不可欠な構成要素である。以下ミューオンスペクトロメータの各検出器について説明する。

- MDT

運動量精密測定用。ドリフトチューブの二つの多重層で一つのチェンバーを構成する。ガスは、 Ar:N_2 :CH_4 混合ガス (91:4:5) が用いられる予定である。各ドリフトチューブごとの位置分解能は $\sigma = 80\mu m$ である。

- CSC

MDT と同様に運動量精密測定用。アノード · カソード間隔およびワイヤー · ワイヤー間隔は同じで 2.5mm 程度となっている。第一座標の精密測定はカソードストリップによって行う。カソードストリップに誘起された電荷の重心を用いることにより位置分解能 $50\mu m$ が得られる。より大きなラピディティーでは、より正確な位置分解能 (granularity) を必要とされることと、高レートにさらされることによる劣化を考慮しなければならないため、 CSC を用いることになっている [2]。

- RPC

バレル領域 ($|\eta|$ <1.05) におけるミューオントリガー用チェンバー。平行平板ガス検出器で、二つの垂直に分られたストリップで 2 次元の読み出しを行う。位置分解能は、 $\sigma < 3$cm、時間分解能は 3ns 以下である。予想される粒子入射頻度 $< 30Hz/cm^2$ の下で動作する。

- TGC

エンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) におけるミューオントリガー用チェンバー。バレル領域の RPC に比べより精度の高い位置分解能が要求される。位置分解能は、 $\sigma < 1cm$ で高粒子入射頻度に強い。

1.3.2 ミューオントリガースキーム

ミューオントリガーは、 RPC 及び TGC により行われる。

RPC は、 $P_T = 6GeV$ のスレッショルドに対しては、チェンバー二枚を一層とし 約 $40cm$ はなされた二層により行われる (図 4) 。 $P_T = 20GeV$ のスレッショルドに対しては、トロイドの後ろに設置された 2 枚のチェンバーもトリガーに含められる。

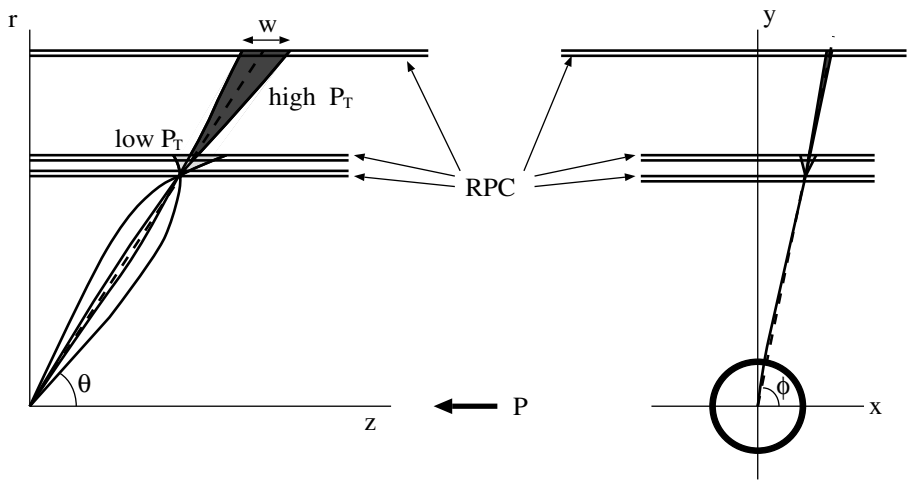

図 4: バレル領域でのトリガースキーム

TGC のトリガーロジックも基本的には RPC と同じである。 TGC の場合図 5にあるように 3 重層 triplet は内側に配置される。そこから約 1.5m 離れた外側に、お互いに平均 50cm 離れた 2 つの 2 重層 doublet が配置される。 low P_T = 6GeV のスレッショルドに対しては、外側の 4 枚のチェンバーの内 3 枚にヒットがあることが要求される。 high P_T = 20GeV のスレッショルドに対しては、内側の 3 枚の TGC もトリガー条件に含められ、その内の 2 枚にヒットがあることが要求される。

RPC、 TGC ともに偏向角から P_T を測定しトリガーを出す。 TGC の場合、一番外側の 2 層から前方のチェンバーにそのスレッショルド P_T に対応したウィンドウを開きそこにヒットがあることが要求される。

TGC においては、 low P_T、 high P_T のウインドウ範囲は 6GeV、 20GeV の P_T を持つミューオンの内 90% がトリガー条件を満たすように設定される。 ATLAS 用に開発された検出器シミュレーションコードを用いた求めた上記の用にウインドウを開いた時の P_T のスレッ

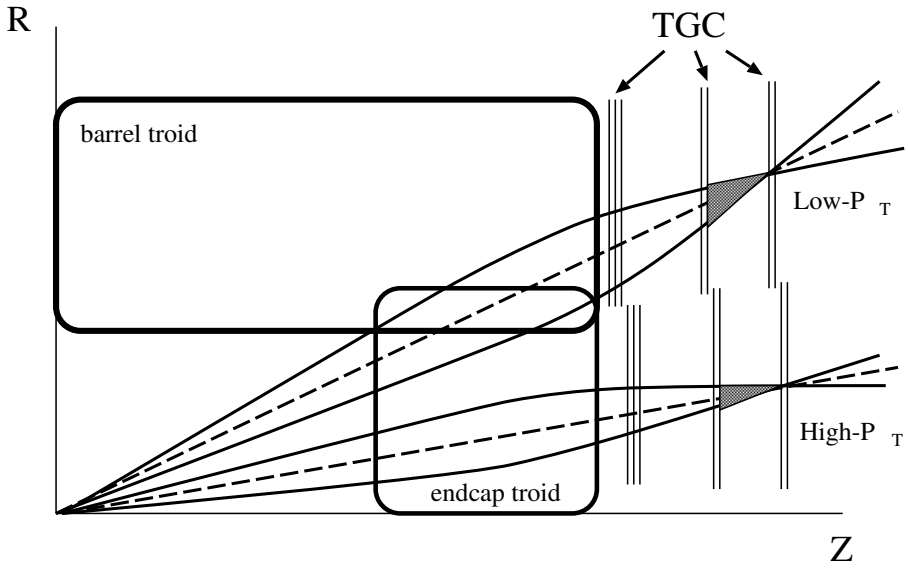

図 5: エンドキャップ領域でのトリガースキーム

ショルドカーブを図 6に示す [5]。

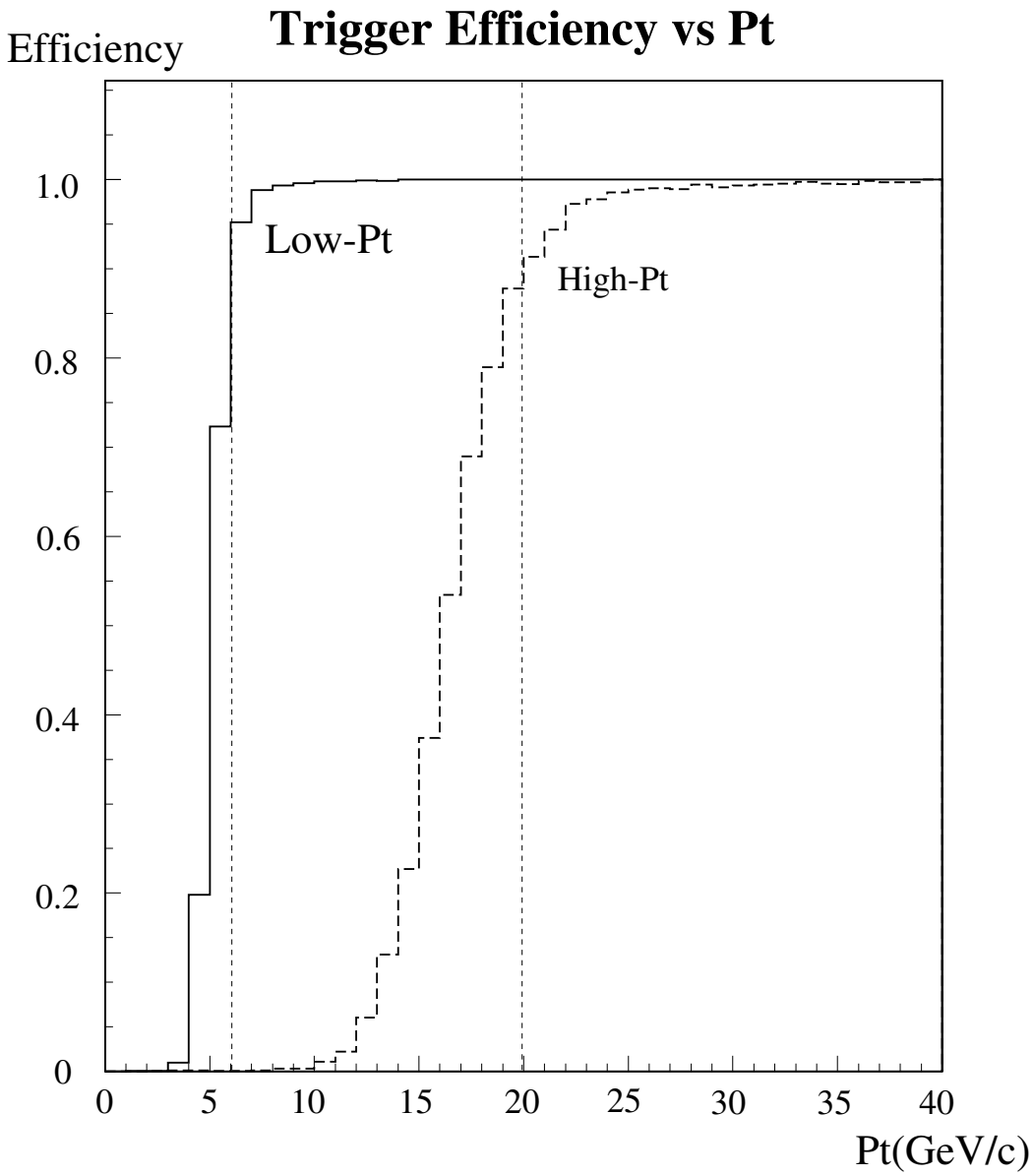

図 6: エンドキャップ部でのスレッショルドカーブ [5]。

2　ガス増幅型粒子線検出器の動作原理

ATLAS 実験ミューオントリガー用 Thin Gap Chamber（TGC）の動作研究のためには、ガス増幅型粒子線検出器の動作原理を理解しなくてはならない。よって、この節ではガス増幅型粒子線検出器による粒子線検出の各段階における原理を述べる。

2.1　高速荷電粒子によるイオン化

2.1.1　イオン化衝突

高速荷電粒子はその軌跡に沿ってガス分子（原子）と衝突をしイオン化する。ガス分子とのイオン化衝突はランダムであり、イオン化を起こす平均自由行程 λ で特徴づけられる。距離 L に起こりうるイオン化衝突数 k は平均値 L/λ を持ち、ポワソン分布 $P(L/\lambda, k)$ に従う。

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} exp(-L/\lambda) \tag{1}$$

式（1）より、距離 L に 1 度もイオン化衝突の起こらない確率は、

$$P(L/\lambda, 0) = exp(-L/\lambda) \tag{2}$$

となる。よって、1 個の初期電子に対して感度のある検出器では、高速荷電粒子を検出しない確率は式（2）と見なすことができ、λ が測定できる。

λ と対応してイオン化断面積 σ_m が存在する。それはガス分子数密度を N_m とすると λ から、

$$\lambda = \frac{1}{N_m \sigma_m} \tag{3}$$

として求まる。表 2に、幾つかのガスの高速荷電粒子に対するイオン化断面積を示す。

ガス	$\sigma_m[10^{-20}cm^2]$	ガス	$\sigma_m[10^{-20}cm^2]$
CO_2	132	C_2H_6	161
C_3H_8	269	$i-C_4H_{10}$	333
$n-C_5H_{12}$	434	$neo-C_5H_{12}$	433
C_2H_2	126	C_2H_4	161

表 2: イオン化断面積 [8]

2.1.2　イオン化の過程

入射粒子の軌跡に沿ってイオン対が生成される過程には入射荷電粒子とガス分子の直接の衝突（primary encounter）による第一電離と、それが元になる二次機構からの第二電離がある。

第一電離（primary encounter）とは高速荷電粒子と衝突したガス分子から 1 つ、また時には数個の電子が叩き出されることである。入射粒子を π , イオン化されるガス分子を A すると、

$$\pi A \rightarrow \pi A^+ e^-, \pi A^{++} e^- e^-, \pi A^{+++} e^- e^- e^-, ... \tag{4}$$

という式であらわされる。

第二電離とは上に述べた第一電離過程から叩き出された電子がある運動エネルギーの分布をもち、更なるイオン化を行うこと、

$$e^- A \rightarrow e^- A^+ e^-,\ e^- A^{++} e^- e^-,\ ... \tag{5}$$

及び、ガス分子の励起状態 A^* を通して、第二のガス分子をイオン化することにより行われる。

$$\pi A \rightarrow \pi A^* \tag{6}$$
$$e^- A \rightarrow e^- A^* \tag{7}$$
$$A^* B \rightarrow A B^+ e^- \tag{8}$$

ここで、ガス分子 A の励起エネルギーは、分子 B のイオン化エネルギーよりも高くなくてはならない。この効果は、ペニング効果として知られている。

2.1.3 1つのイオン対を生成するのに必要な平均のエネルギー

高速荷電粒子のエネルギー損失に対してガス分子がイオン化される平均数は、生成イオン対当たりに入射粒子が失う平均エネルギー W 値によって求められる。距離 L に渡り高速荷電粒子の軌跡に沿ってつくられる電子数の平均を N_I、単位距離当たりの平均の全エネルギー損失を $< dE/dx >$ とすると、

$$W < N_I >= L < \frac{dE}{dx} > \tag{9}$$

が成り立つ。W 値は、ガスの組成及び密度、入射粒子による。また混合ガスに対しては、この W 値はペニング効果のためにその混合比ごとに測られなければならない。

高速荷電粒子がガス層を通り抜けるとき、粒子の損失したエネルギーはその粒子の全エネルギーに対して大変小さく、初期状態と終状態のエネルギーの差として測ることはできない。それゆえ、高速荷電粒子に対する W 値は、ガス中にエネルギーを変えた粒子を停止させることによって得られた測定値を外挿することで得られている。

W 値は通常、希ガスでは He の 46eV から Xe の 22eV、有機ガスでは 23eV から 30eV 程度である。実際のイオン化エネルギーは W 値よりかなり小さく W 値の $1/2$ 程度である。また、W 値は、β 線と光子に対してはほぼ同じだが、α 線と β 線ではその比は 1.15 にも達する。希ガスにそれより低いイオン化ポテンシャルのガスを少量加えると、W 値を減らすことができる。表 3に幾つかのガスに対する W 値を示す。

ガス	$W_\alpha(eV)$	$W_\beta(eV)$	$I(eV)$
CO_2	34.3	32.8	13.81
C_2H_6	26.6	24.4	11.65
Ar	26.4	26.3	15.76
Ar+C_2H_6(96.5:3.5)	24.4		

表 3: 各種ガスの α 線および β 線に対する W 値および最低イオン化ポテンシャル [10]

2.1.4 クラスターサイズの分布

各イオン化衝突において第一、第二電離双方によりある数の電子が叩き出される。この各イオン化衝突ごとにできる電子の集団をクラスター、また一つのクラスター中に含まれる電子数の分布をクラスターサイズ分布、という。図 7に各種のガスにおけるクラスターサイズの分布を示す。

クラスターサイズ分布 $w(k)$ は、一次電子のエネルギー分布 $F(E)dE$ とエネルギー E の電子が k 個のイオン化を生成する確率分布 $p(E,k)$ から

$$w(k) = \int F(E)p(E,k)dE \tag{10}$$

と表される。また、クラスターが j 個以上の電子を含む確率 $Q(j)$ は

$$Q(j) = 1 - \sum_{k=1}^{j} w(k) \tag{11}$$

となる。

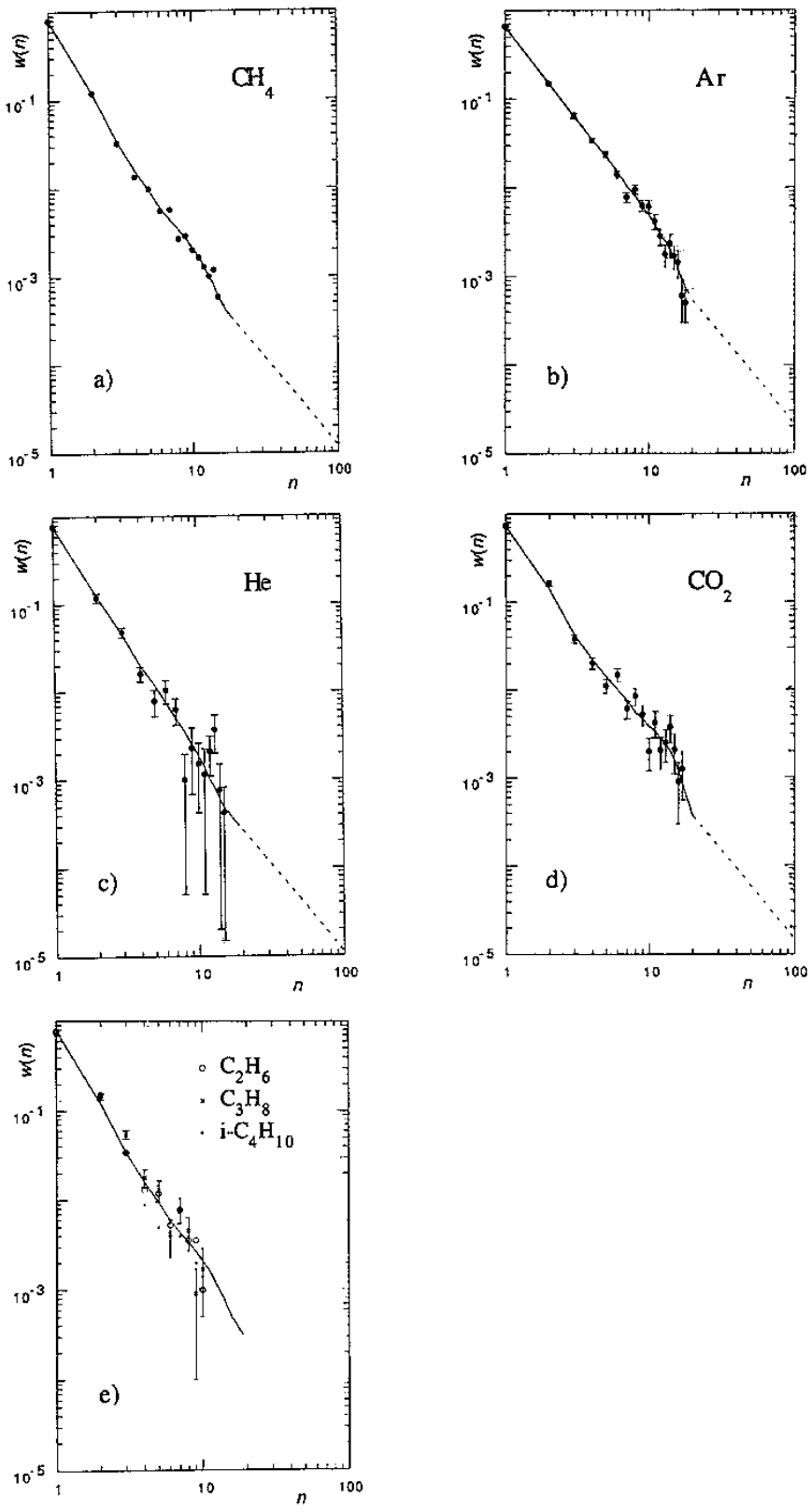

図 7: CH_4,Ar,He,CO_2 におけるクラスターサイズの分布 [12]

2.2 電子及びイオンのガス中におけるドリフト

2.2.1 電子のドリフト

高速荷電粒子の軌跡に沿って叩き出された電子は、印加電圧に引かれドリフトし始める。電場がさほど強くない領域では電子は気体分子と衝突しても励起も電離も行なわないと考えてよい。このような電場のあまり強くない領域はドリフト領域と呼ばれる。図 8に CF_4 の、図 9に CO_2、N_2 混合ガス中における電子のドリフト速度を示す。CF_4 では電場の低いところでドリフト速度が速い領域があることが分かる。これは、CF_4 では電子の運動エネルギーの低い領域の方が電子とガス分子の衝突断面積が小さいことによる。この効果を、ラムザウアー効果という。

図 8: CF_4 中での電子のドリフト速度 [17]

図 9: CO_2、 N_2 混合ガス中での電子のドリフト速度 [18]

2.2.2 電子付着

ガス分子の中には自由電子を捕まえて負イオンになりやすいものがある。この、電子を捕まえ負イオンになる過程を電子付着 (捕獲) という。

2.2.3 正イオンのドリフト

正イオンも電子と同じように電場中をドリフトする。その速度は、イオンの易動度 μ^+ を用いて、

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{P} \tag{12}$$

と書ける。

2.3 ガス増幅

一度電子が分子と衝突する間に分子をイオン化できるくらい印加された電場が強くなる (増幅領域) と、電子は別の自由電子をつくり出し (タウンセンド電離) 電子雪崩が始まる。二つの衝突の間の平均自由行路は μm のオーダーであるから、電子雪崩の始まる典型的な電場の強さは 10^4 V/cm 程度である。この様にして、タウンセンド電離を繰り返して電子の数が指数的に増加することをガス増幅という。

この電子雪崩の中の物理的な過程は大変複雑である。タウンゼント電離の中にも一度に 1 個の電子しか電離しないこともあれば、数個の電子が一度に電離することもある。また、電離のみならず分子を励起させることもあり、さらに、励起された分子から出る紫外線によって更なる電離も起きる。この紫外線光子により電子雪崩から離れたところに新たな電子雪崩が形成されることもある。しかも、これらの発達の仕方はガスや電場の形によって変化する。

2.3.1 タウンゼントの第一電離係数 α

電子雪崩の発達において、一般に電子がイオン化衝突を起こすまでの距離をイオン化の平均自由行程と定義し、この逆数がタウンゼントの第一電離係数 α と呼ばれている。

この係数を用いれば、 N 個の電子が距離 ds 進むときに、それらとガス分子との電離衝突によって増加する電子数は

$$dN = N\alpha ds \tag{13}$$

と表せる。この α は各ガスごとについて測られなければならないが、ガスの分子数密度を ρ とした時に、すべてのガスに対して成り立つ相似則

$$\alpha(E,\rho) = f(\frac{E}{\rho})\rho \tag{14}$$

がある。

相似則 (14) の説明

以下、一種類の (混合) ガスについてのみ考えガスが異なることによる効果は考えないことにする。ドリフト電子とガス分子のイオン化衝突において、

- 電子とガス分子のイオン化断面積は、電子のエネルギーできまること
- 電子とガス分子との衝突間の平均自由行程は密度に逆比例すること

が成り立つ。よって、電子の運動エネルギー、もしくは、その分布を固定したままガスの分子数密度 ρ を変化させると、 1 個の電子が単位長さ当たりにイオン化衝突を起こす回数は ρ に比例することになる。

また、温度のあまり高くないところでは、この増幅過程に関与する電子のエネルギー分布は E/ρ で決まるので [16] α は相似則 (14) を満たす。

2.3.2 消滅ガス

電子雪崩の発達する過程において紫外線放出にいたる断面積はタウンゼント電離とほぼ同じオーダーであるから、紫外線放出はガス増幅型粒子線検出器動作において決定的な役割を果たす。放射された光子の中である小さい割合のものだけが、ガス分子をイオン化できるくらいの高いエネルギーを持つ。もし、この光子が雪崩の長さ以上にまで到達するようになると、それらのつくり出した新たな光電子が別の完全な電子雪崩を形成するようになり、やがて、放電にいたる。

エネルギーの高い光子の数を n_{ph} 、また、それらが増幅領域から雪崩の長さ以上離れたところでイオン化を起こす確率を q とすれば、放電に至る条件は

$$n_{ph}q > 1 \tag{15}$$

となる。同様のことは、雪崩からの光子がカソード表面に到達しそこから光電子が叩き出されるときにも適用される。

これらの光子による効果を押さえるため、通常、消滅ガスと呼ばれる紫外線吸収断面積の大きなガスが混合される。それにより q を減らし、より大きな電子雪崩の発達を許すことができるようになる。図 10によく用いられる消滅ガスの紫外線光子に対する吸収断面積を示す。

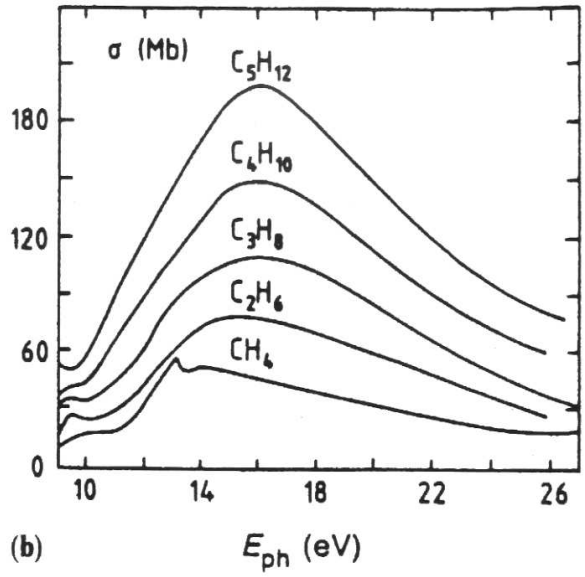

図 10: 消滅ガスの紫外線光子に対する吸収断面積 [13]

2.3.3 比例モード

印加電圧が低いうちは、電子雪崩内の空間電荷による電場がもともとの印加電場に比べて無視できるくらい小さく、電子雪崩の発達には空間電荷による抑制が働かないことになる。このとき、検出される電荷量は入射粒子のエネルギー損失に比例することになる。この様なガス増幅型粒子線検出器の動作モードを比例モードという。

2.3.4 印加電圧と比例モードからのずれ

印加電圧を増していくと電子雪崩はより発達するようになる。単一の電子雪崩の電子数密度がある臨界値を越えると、雪崩中の電子および正イオンによる空間電荷電場が印加されている電場に比べ無視できなくなる。このように電子雪崩の増幅度が大きくなると、検出される電荷量は初期電子数に比例しなくなっていく。これは、雪崩に含まれる電子と陽イオンによる空間電荷による電場は、雪崩の中腹部分では外部電場と反対方向であるため、実効的に タウンゼントの第一電離係数 α を小さくするからである。このような動作モードは、制限比例モードと呼ばれる。

しかしながら、確かに電子雪崩の中腹 (図 11の Region2) での空間電荷電場は印加された電場と反対方向だが、雪崩の進行方向 (図の Region 1) および後方では印加電場と同じ方向 (図の Region3) に空間電荷電場がつくられる。そのため、図の Region1、 3 ではタウンゼントの第一電離係数 α は印加された電場における値より大きくなり、そこに展開される電子雪崩は、印加電圧から予想されるそれに比べて大きく発達することになる。

この効果により、さらに印加電場を強化していくと、電子雪崩から放射される紫外線光子の増加とガス分子による吸収の兼ね合いにより次に説明する二つの動作モードのどちらかへと移り、検出される電荷量は急に増加するようになる [6, 19]。

A. クエンチングガスの吸収断面積が十分に大きい場合

励起されたイオンからのエネルギーの高い紫外線光子は、自身の作られた近くで光電離作用をし新たに電子雪崩を生み出し、外部電場の強化されたところに作られた雪崩はより大きく発達する。特にワイヤーを用いたガス増幅型粒子線検出器 (ワイヤーを用いワイヤー近傍の電場

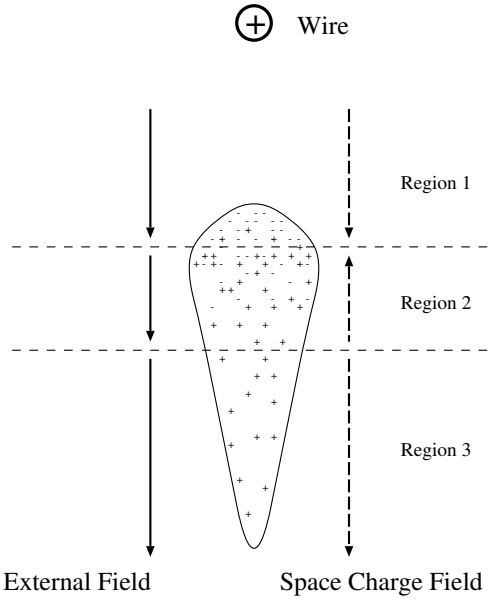

図 11: 単一電子雪崩の空間電荷のつくる電場

の強い領域でのガス増幅により動作する検出器）では後方に発生点の移動していく電子雪崩の多重過程が見られるようになる。

このとき、ストリーマーが電圧によるある距離にまで達すると、もはや、ガス増幅が不可能になりストリーマーの発達はそこで止まる。このような検出器の動作モードは、制限ストリーマーモードあるいは、自己消滅型ストリーマーモードと呼ばれる。このモードでは、検出される全電荷量は初期電子数に全くよらなくなる。

B. クエンチングガスの吸収断面積があまり大きくない場合

この場合、電子雪崩から放出されたエネルギーの高い紫外線光子は電子雪崩から離れた場所で電子を叩きだし、そこにあたらしい電子雪崩をつくり出す。この連続放電は、印加電圧を高抵抗を介して供給することで止めることができる。このようにして連続放電をとめる検出器の動作モードは、ガイガー · ミュラーモードと呼ばれる。

2.4 円筒型比例計数管におけるガスゲインの計算方法

一般的に、円筒型計数管とはアノードワイヤーと、ワイヤーと同心円上にカソード面を配置したもの（図 13）である。通常アノードワイヤーを正電位、カソードをグラウンドにとる。また、円筒型比例計数管とはこの検出器を比例モードで動作させたものを指す。以下、円筒型比例計数管において電子雪崩に含まれる電子数を計算する方法について述べる。
円筒型比例計数管における増幅率は、ワイヤーの中心からの距離を r とすると式（13）をガス増幅の始まる位置 r_{min} から、ワイヤーの半径 a まで積分した

$$\frac{N}{N_0} = -exp\int_{r_{min}}^{a}\alpha(r)dr = exp\int_{E_{min}}^{E_a}\frac{\alpha(E)}{dE/dr}dE \tag{16}$$

となる。ここで、E_{min} とはガス増幅の始まる電場の強さ、また、E_a はワイヤー表面の電場の強さを表す。

ワイヤー近くの電場は、ワイヤー上の単位長あたりの電荷を λ としワイヤーの中心からの距離を r とすると

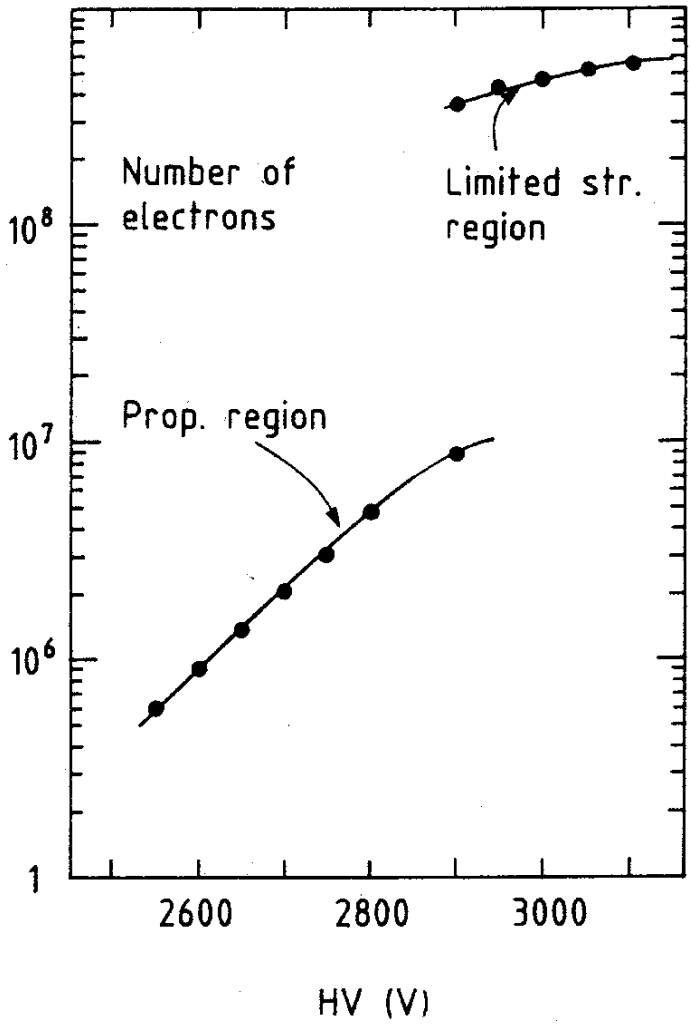

図 12: ストリーマーへの遷移。印加電圧に対して検出される電子数があるところで 1 オーダー以上とび上がる [14]。充填ガスは $\mathrm{Ar}(49.3\%)+\mathrm{C_2H_6}(49.3\%)+\mathrm{CH_3CH_2OH}(1.4\%)$。

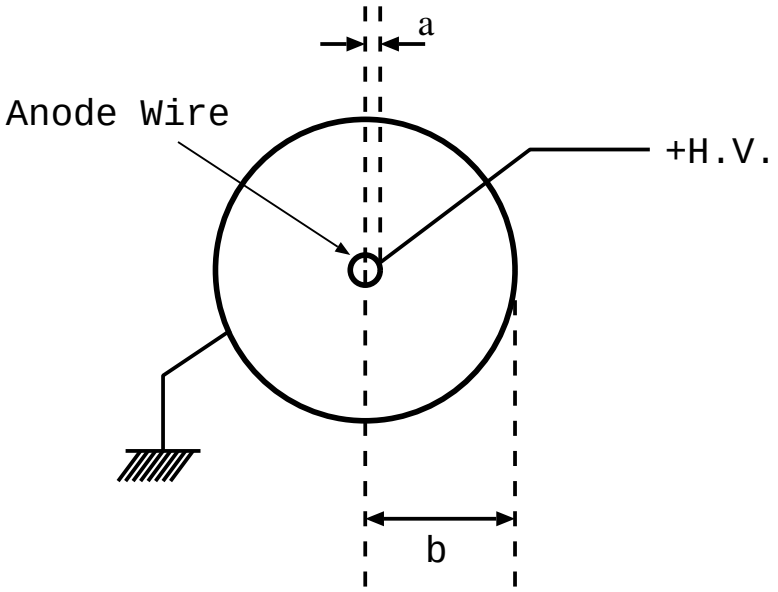

図 13: 円筒型比例計数管の例。 a はワイヤーの半径、 b はワイヤー · カソード間の間隔

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \tag{17}$$

と近似できる。ここで、 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} As/(Vm)$ である。これを、式 (16) に代入すると

$$\frac{N}{N_0} = exp \int_{E_{min}}^{E_a} \frac{\lambda\alpha(E)}{2\pi\epsilon_0 E^2} dE \tag{18}$$

となる。以下、比 $N/N_0 = G$ をガスゲインと呼ぶとにする。

2.4.1 Diethorn の公式

上記のようにガスゲインの表式が得られたが、そこから実際のゲインを求めるには α と E_{min} が各ガスについて分かってなければならない。 Diethorn は α を E に比例するとして、 G を表す有用な公式を導いた。この公式は、 Rose と Korff による古い方法 [7] よりも比例計数管を用いた実験を良く説明することが報告されている。

式 (18) に $\alpha = \beta E$ を代入すると

$$\ln G = \frac{\beta\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}} \tag{19}$$

となる。この β は、イオン化の過程においてあらたに 1 個電子をつくり出すのに必要とされる平均のエネルギー $e\delta V$ と次のようにして関係する。 2 点 $r = a$ と $r = r_{min}$ の間の電位差は、式 (16) と対応して、

$$\Phi(a) - \Phi(r_{min}) = \int_a^{r_{min}} E(r)dr = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_{min}}{a} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}} \tag{20}$$

とかける。すると、 Z を電子雪崩の発達で初期電子が経験する電子数を倍増するイオン化衝突の回数とすれば、

$$Z = [\Phi(a) - \Phi(r_{min})]/\delta V \tag{21}$$

$$G = 2^Z \tag{22}$$

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\delta V}\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0}\ln\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}} \tag{23}$$

とかけるので、β は一つの電子を電離させるのに必要な平均ポテンシャルの逆数掛ける $\ln 2$ とみなすことができる。

さて、E_{min} はガス分子数密度に比例するので

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0)\frac{\rho}{\rho_0} \tag{24}$$

と表すことができる。ここで、ρ_0 は標準状態におけるガス分子数密度である。結局、ガスゲインは、

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\delta V}\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0}\ln\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}(\rho_0)(\rho/\rho_0)} \tag{25}$$

となる。

さて、各の動作条件ごとに、$\ln G\frac{2\pi\epsilon_0}{\lambda}\ln 2\cdot\lambda$ を縦軸に、$\ln\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a(\rho/\rho_0)}$ を横軸にとってプロットすると、それらは、条件によらず一つの直線上に乗り、その傾きと切片から δV および $E_{min}(\rho_0)$ が分かる。この δV および $E_{min}(\rho_0)$ は Diethorn パラメータと呼ばれる。図 14に、各種の円筒型比例計数管 (ワイヤーの半径 a 、ワイヤーカソード面間の距離 b) に対する Diethorn プロットを示す。このとき、比例計数管 (図 13) における関係

$$\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} = \frac{V}{ln(b/a)} \tag{26}$$

を用いた (V はワイヤー・カソード間の印加電圧) 。

2.5 比例計数間におけるシグナルの生成

電子雪崩はワイヤーのごく近傍から発達する。その結果できた電子とイオンはそれぞれワイヤーとカソードに集められるが、その移動による系のエネルギー変化の結果としてシグナルが検出される。

以下では、円筒型比例計数管 (図 13) において点電荷 Q の時間 t での位置を $r(t)$ (r はワイヤーの中心からの距離) としたときのシグナルの時間発展を考える。

円筒型比例計数管では電場はワイヤーの中心からの距離を r、系の単位長さ当たりの容量を C として $E = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r}$ と表せる。

検出器の長さを l、ワイヤーへの印加電位を V_0 とすると誘起されるシグナル電圧 $dv(t)$ は、

$$dv = -\frac{Q}{lCV_0}E(r)dr \tag{27}$$

のように変化する。電子雪崩はワイヤーのごく近傍で発達するため、電子の移動距離は小さく結果として電子からの電圧変化への寄与は大変小さい。よって、ワイヤー電圧変化の時間発展はイオンがワイヤー表面から易動度 μ^+ (ここでは、定数と見なす) で離れることだけを考慮すればよい。

ここで、ワイヤーの近傍での電場はワイヤーの中心からの距離を r として $E = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r}$ と表せる。するとワイヤーに誘起される電圧 V(t) は、

$$V(t) = -\int_0^t dv = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}\ln\frac{r(t)}{a} \tag{28}$$

のように時間変化する。

一方、点電荷 Q の位置 r(t) は易動度の定義から、

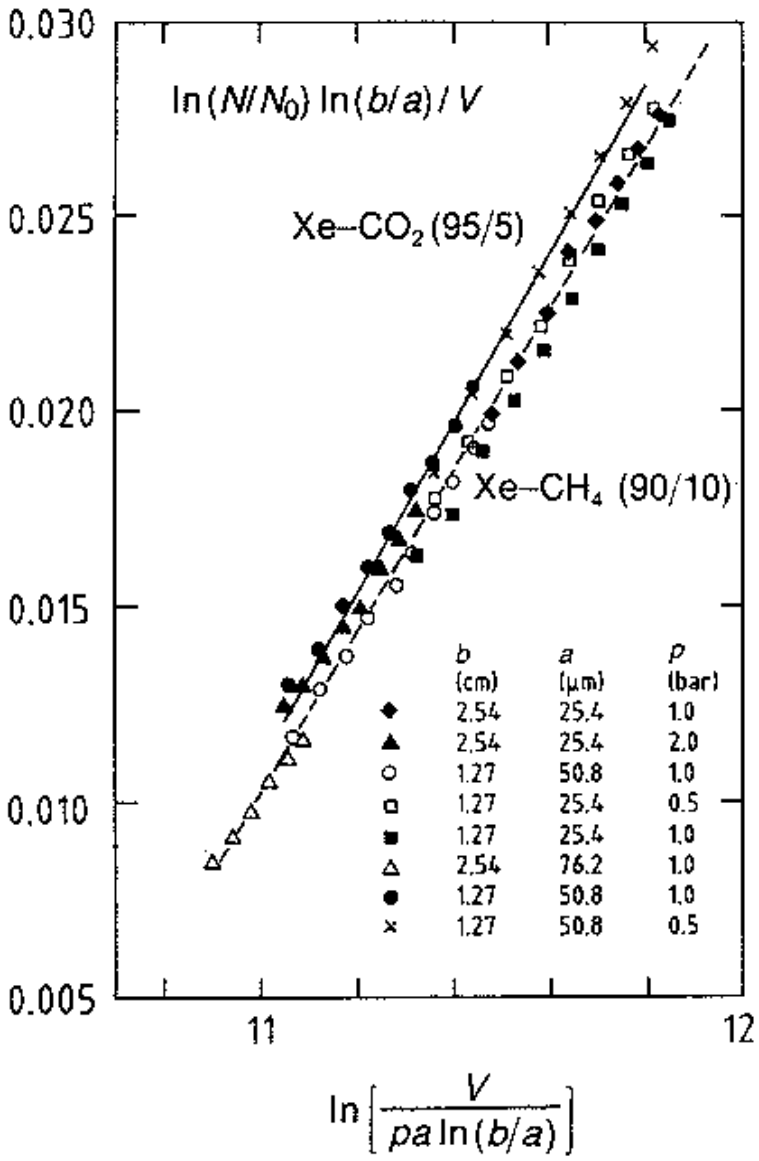

図 14: 比例計数管における Diethorn プロット [15]

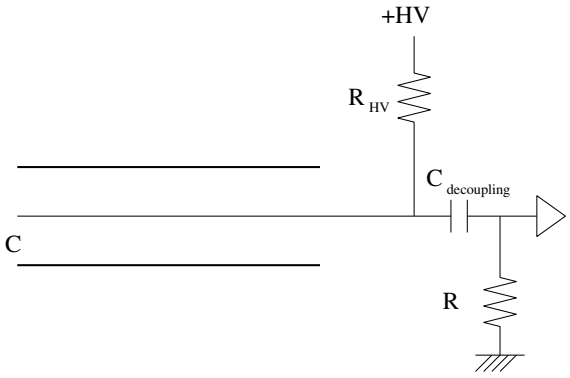

図 15: 円筒型比例計数管における配線図の例

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+ \frac{E}{P} = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 P} \frac{1}{r} r(t) = (a^2 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_0 P} t)^{1/2} \tag{29}$$

と書けるので、 V(t) は結局

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln(1 + \frac{\mu^+ CV_0 t}{\pi\epsilon_0 P a^2} t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln(1 + \frac{t}{t_0}) \tag{30}$$

となる。

通常円筒型比例計数管は、非常に小さい抵抗 R でターミネートして読み出される (図 15) 。よって、検出される電流値 $i(t)$ はワイヤー上の電荷 ClV(t) の時間微分として

$$i(t) = Cl \frac{dV(t)}{dt} = -\frac{QC}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t} \tag{31}$$

と表される。この時間変化のテールは T 分の 1 テールといわれれる特徴的な形になる。比例検出器などの読み出しに使われる電子増幅回路では、高レート下でも使えるようにするために、このテールをキャンセルする回路が組み込まれることが多い。

2.6 多線式比例計数箱

多線式比例計数箱 (MWPC、 Multi Wire Proportional Chamber)) は、高エネルギー実験で用いられているチェンバーの基本形である。その構造を、図 16に示す。

MWPC では、電場を整形するカソード面は平面で形作られる。ワイヤーには高電位を印加し、カソードはグラウンドに落される。 MWPC においてアノードワイヤー · カソード間の単位長さあたりの容量 C は

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi l}{s} - \ln\frac{2\pi a}{s}} \tag{32}$$

と書ける。 MWPC 内の電位 V および電場 E は、ワイヤー表面の電位を V_0、カソード面をグラウンドとし、図 16のように直行座標系をとれば、

$$V(x,y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln\left[4\left(\sin^2(\frac{\pi x}{s}) + \sinh^2(\frac{\pi y}{s}) \right) \right] \right\} \tag{33}$$

$$E(x,y) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \left\{ 1 + \tan^2(\frac{\pi x}{s}) \tanh^2(\frac{\pi y}{s}) \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ \tan^2(\frac{\pi x}{s}) \tanh^2(\frac{\pi y}{s}) \right\}^{-\frac{1}{2}} \tag{34}$$

となる [7]。

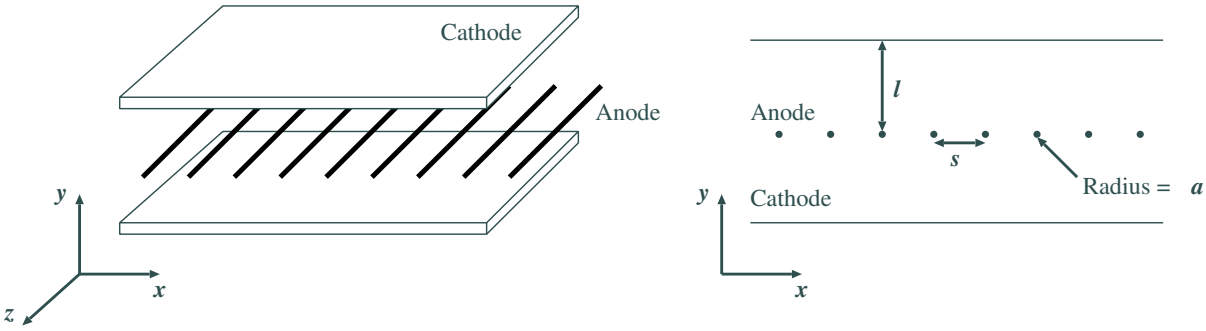

図 16: 多線式比例計数箱 (MWPC) の構造

3 Thin Gap Chamber の動作原理の研究

3.1 TGC の研究開発の歴史

3.2 Thin Gap Chamber

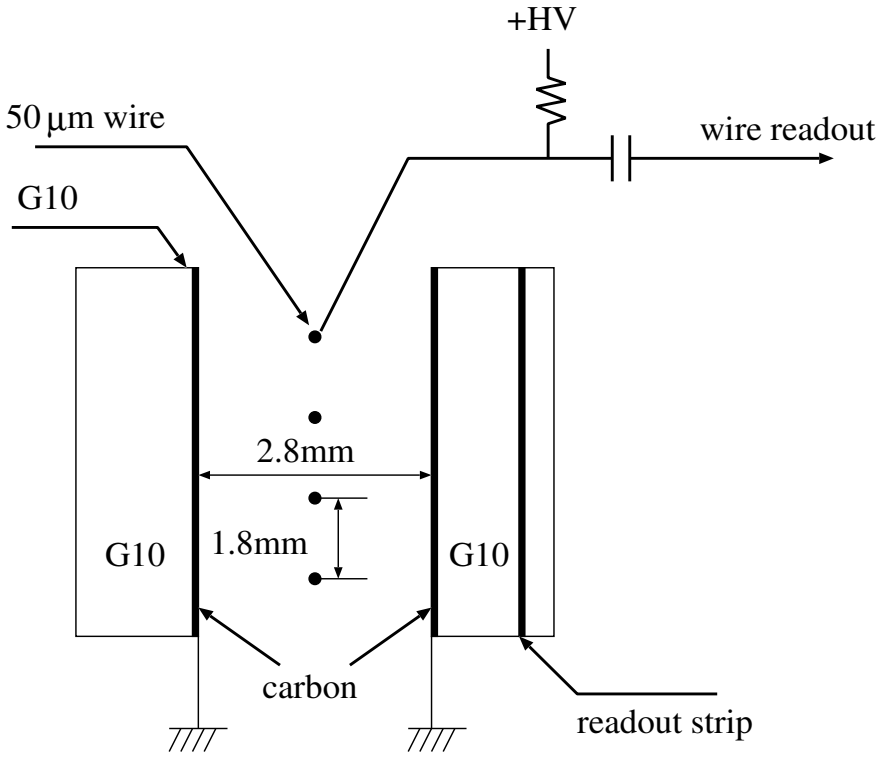

図 17: TGC の構造

ATLAS 実験でミューオントリガーチェンバーとして使用する Thin Gap Chamber (以下 TGC) の構造を図 17に示す。

TGC の ATLAS 実験に向けての研究開発は過去数年間にわたり、茨城県のつくば市 文部省高エネルギー加速器機構 (KEK) におけるプロトンシンクロトロン (PS) 加速器を用いたビームテストや、各種の放射線源を用いた実験により、 TGC で得られる検出電荷量、動作範囲、検出効率、放射線耐久性、ストリップの読み出し機構についての理解が得られてきている。

これらのテスト実験においては当初充填ガスとして、 CO_2+n-pentane (53:47) および

CF_4+iso-C_4H_{10}（80:20）を用いてきたが時間分解能に関しては fast gas mixture として知られる CF_4+iso-C_4H_{10} の方が勝っているものの、検出効率、シグナルの S/N 比、放射線耐久性の結果においては CO_2+n-pentane の方が勝っていることが分かった [24, 26]。よって現在では、 ATLAS 実験用としては CO_2+n-pentane を TGC の充填ガスとして用いる予定になっている。

CO_2+n-pentane は、 LEP の実験グループの一つである OPAL（Omni Purpose Apparatus for Lep）においてハドロンカロリメーター用の TGC の充填ガスとして採用されており、その結果、 TGC の長年に渡る安定的な動作が得られることが分かっている。

ATLAS 実験用の TGC の開発に向けて、 OPAL 用のものに比べワイヤー間隔を小さくすることで、時間分解能が改善されること、また、そのアノード · カソード面間隔の狭さから不感時間が減り、高頻度入射粒子環境でも十分に動作することが予想された。これらの事は実際昨年度のプロトンシンクロトロン（PS）加速器を用いたビームテストで確認された。また、放射線耐久テストも行なわれてきており、 CO_2+n-pentane では ATLAS 実験に向けて十分な放射線耐久性があることが分かってきている。また、大型 TGC の開発試験も繰り返されてきており、その結果検出効率、時間分解能など ATLAS 実験で十分使用可能な性能が得られてきている。

3.3 Thin Gap Chamber の特徴

TGC（図 17）は、通常の MWPC に改良を加え、開発、研究が繰り返されてきた。以下その TGC の特徴について述べる。

- ワイヤー · ワイヤー間隔

ワイヤー · ワイヤー間隔を減らすことは、電離された電子のドリフトする距離が減ることになり、一般的に検出器の時間分解能の向上をもたらす[1]。 ATLAS 実験に向けた研究によって、CO_2+n-pentane（53:47） 用としてはワイヤー · ワイヤー間隔が 1.8mm のもの、 CF_4+iso-C_4H_{10}（80:20）用としてはラムザウアー効果をもつガスであるため、ワイヤー · ワイヤー間隔をそれより広げたものが最適であることが分かってきている [24]。

- ワイヤー · カソード面間隔

ワイヤー · カソード面間隔の減少は電子雪崩の結果できた正イオン（空間電荷）の除去をより速やかにし、高頻度入射粒子に対する性能の保持につながる。これにより TGC は 1kHz/cm^2 という高頻度入射粒子環境でも十分に動作する [25]。 ATLAS 実験では、時間分解能改善のため OPAL 用の TGC（ワイヤー · ワイヤー間隔 2.0mm、ワイヤー · カソード面間隔 1.6mm）からワイヤー · ワイヤー間隔を減少させたので、ギャップもそれに合わせてスケールさせ 1.4mm に設定される [3]。

- 充填ガス

TGC には、 CO_2+n-pentane という紫外線吸収断面積の非常に大きな混合ガスが充填される予定である。このガスを用いることで、 TGC は制限比例モードで安定に動作させることができると考えられていた。

- カーボン面

[1] ラムザウアー効果（電場の低い領域の方がドリフト速度が速くなる効果）を持つガスの中には例外もある。

カーボンは G10 フレーム上に塗布される。その役目は電子雪崩からの紫外線光子からの光電効果を抑えること、放電した際に局所的に電圧降下を起こすこと、および、正イオンを受ける電極として働くこと、である。

また、その抵抗値としては、 G10 の下に埋め込まれるストリップに誘起される電荷量が十分局所的になるくらいの高抵抗値でなければならないし、高頻度入射粒子環境においてカーボンを流れる電流により実効的な印加電圧の低下が起こらない程度に小さくなくてはならない。

これらの効果は各抵抗値に対して調べられてきている。その結果、 $\sim$ 100k $\Omega/\square$ 以上の抵抗値ではストリップに誘起される電荷量は十分に局所的であること、また、電圧降下は粒子入射頻度が $1\mathrm{kHz/cm}^2$ のとき 10M $\Omega/\square$ では 50V 程度であることが調べられた [25, 3]。それにより、 ATLAS 実験ではこの抵抗値として 1M $\Omega/\square$ が予定されている。

- ストリップ読み出し

TGC では、 G10 の下に銅 (ストリップ) を埋め込み、 G10 を通してストリップに誘起される電荷を測定することで任意の座標を測定することができる[2]。

3.4 研究の目的

TGC は過去数年間に渡り研究が進められてきた。しかしながら、 CO_2+n-pentane の混合比が変化したときに TGC の動作の変化の仕方については知られていなかった。また、その動作モードについては未だに良く理解されてなく、通常の動作点において全くストリーマーが含まれているかどうかも分かってなかった。さらに放電領域までにどの程度の猶予があるのかということもまだ問題にされていた。そして、 TGC の動作が環境 (温度、圧力) に対してどう依存するのか、依存の程度は、といったことも理解されていなっかた。

よって、

- CO_2+n-pentane の混合比依存性
- TGC の動作モード
- ストリーマーの有無
- 放電領域
- 動作環境に対する依存性

の理解を目指して種々の実験を行なった。以下で、その結果を報告する。

[2] ストリップを用いて ATLAS 実験用 TGC は、エンドキャップ領域において ϕ 座標[3]測定をする。また、 MDT においてその運動量を正確に測定するには ϕ 方向の位置情報が要求される。

3.5 テスト実験用 Thin Gap Chamber

図 18 にテスト実験で用いた小型 TGC の構造を示す。

図中にあるように 1kΩ の抵抗を介して高電圧を配給し、それと 1MΩ の抵抗との間にコンデンサ (2200pF) を入れることで印加電圧の安定化を図り、ワイヤー間のクロストークを減らした。読みだしの抵抗値およびコンデンサの時定数は、 TGC のシグナルに比べ十分長くとった (2200pF×50Ω)。また高電圧供給側のコンデンサ及び読みだしの抵抗 1kΩ を通りグラウンドに逃げてしまう電荷量は、図中の配線では抵抗値の比 ($50\Omega/\frac{1}{1/1k\Omega+1/1k\Omega}$) から約 1 割と見積もられる。

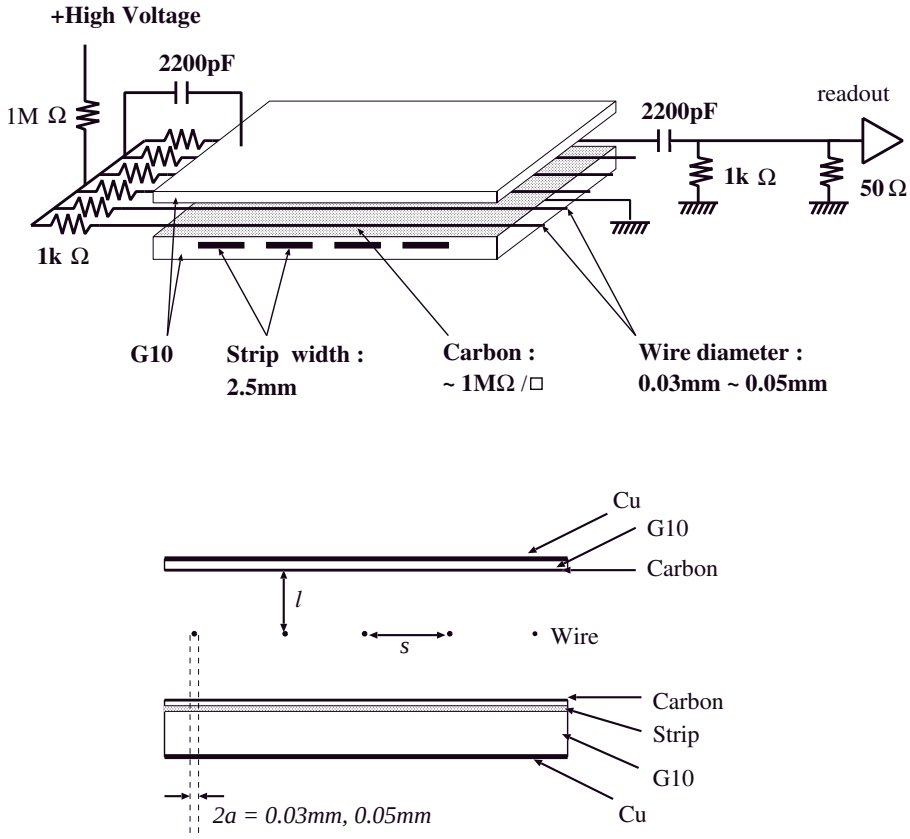

図 18: 今回の実験に用いた小型 TGC の構造 (上図)。下図はその断面図。 TGC のセルサイズは、2.0mm×1.6mm 及び 1.8mm×1.35mm である。

3.6 用語の説明

以下種々の解析にあたり、そこで用いる用語の定義を以下に示す。

- 検出電荷量と入力換算電荷量

ほとんどのテスト実験において、 TGC のチャンネルに誘起された信号をプリアンプで増幅し、 charge sensitive ADC (1 カウント $\sim$ 0.25pC) で測定した。 ADC のゲート幅はビームテストでは 150ns、放射線源を用いたほとんどのテストでは 300ns に設定した。

ここで、 charge sensitive ADC のカウント数を電荷量に直したものを検出電荷量と定義する。また、プリアンプの増幅率でこの値を割ったものを、入力換算検出電荷量と定義する。

また検出電荷量の代表値としては、検出電荷量の pC 単位の値の log 値をガウス分布でフィットしたときの平均値 (mean) を用いて $10^{(mean)}$ として計算した値を検出電荷量中心値 (図 19の左図中の P2) と定義して用いることにする。

TGC に CO_2+n-pentane を充填し、通常の気圧のもとで動作させた時は検出電荷量の pC 単位の値の log 値はほぼガウス分布になる [25]。よって、通常はこの値を代表値として用いる事にする。

またこのフィットでは、フィットの結果得られた幅の 1.5 倍の範囲に限って再度フィットをし直すことを結果が収束するまで繰り返した。これは、フィットの初期値を外から与えることの影響を減らすためである。

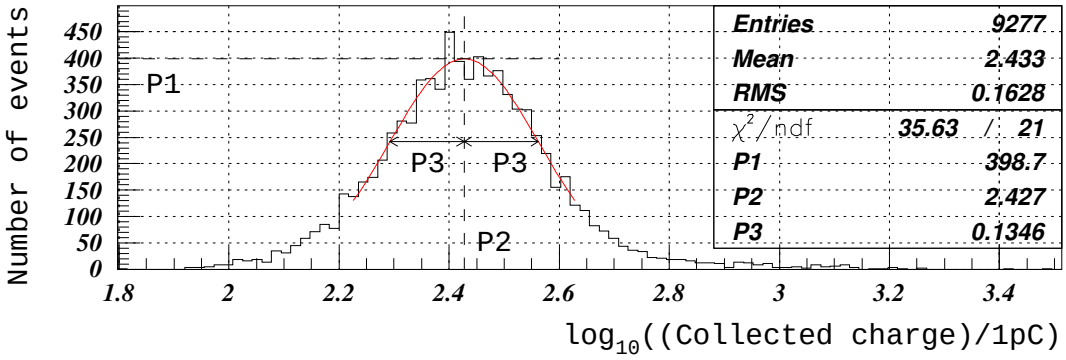

図 19: 左図は、 pC 単位の検出電荷量の log 値の分布とそれをガウス分布でフィットした結果。右図は、検出電荷量の分布と左右で幅の違うガウス分布でフィットした結果。

- 検出効率

ビデオアンプ μA733(図 21) を用いたプリアンプでスレッショルドを -30mV に設定し、 TGC の信号到達時間を CAMAC high resolution TDC を用いて測定した。セルサイズ $1.8mm \times 1.35mm$、印加電圧 3.2kV、 CO_2·n-pentane (53:47) を充填した時の信号到達時間分布を図 20に示す。

検出効率は、ドリフトチェンバーによるカットを通ったイベント数 N_{tot} に対して、信号到達時間分布の範囲を十分にカバーする 100ns の時間幅の間に信号が到達したイベント数 N_{hit} の割合とし定義する。

$$\text{検出効率 (} Efficiency \text{)} \equiv \frac{N_{hit}}{N_{tot}} \tag{35}$$

- タイムジッター

タイムジッターを信号到達時間分布において、その全イベント数の 99% を含むようにとったゲートを開いた時に、最小になるゲート幅として定義する (図 20参照) 。

$$\text{タイムジッター} \equiv TGC\text{が検出した信号のうち}99\%\text{を得られる最小ゲート幅} \qquad (36)$$

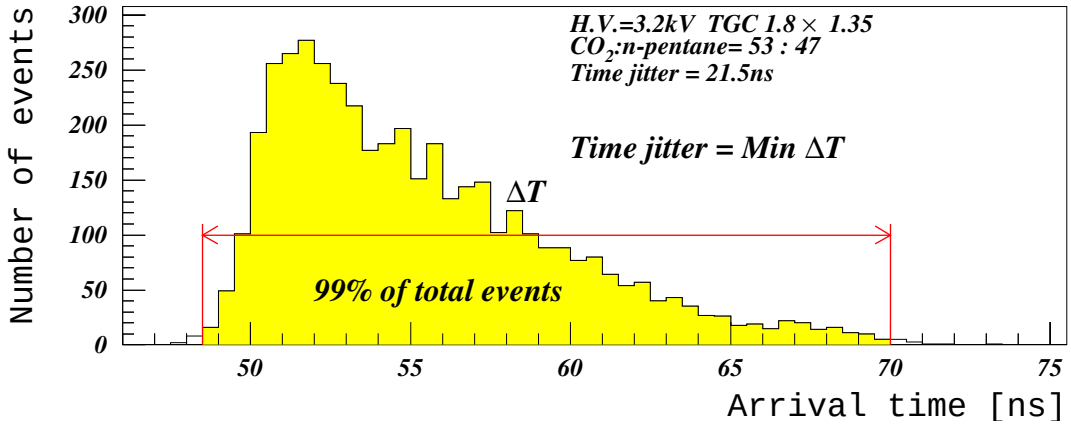

図 20: 時間分解能 (タイムジッター) の定義

3.7 フロントエンド回路

テスト実験では、プリアンプはビデオアンプ μA733 と高速オペアンプ OPA621、 OPA658 を組み合わせたものを用いた。通常はビデオアンプ μA733 のゲインを 40 倍、高速オペアンプのゲインを 4 倍として測定を行なった (図 21) [25]。

放電領域近くの振舞を調べる実験では、印加電圧の高い領域 (検出電荷量が 4pC から 12pC 程度) で利得の線形性がなくなるため高速オペアンプのゲインを下げた。この時周波数帯域は、初段のビデオアンプ μA733 のみで決まるのでその変化については影響がない。また、より高い印加電圧の領域 (12pC 以上) では高速オペアンプ OPA658 を用いて測定をした。

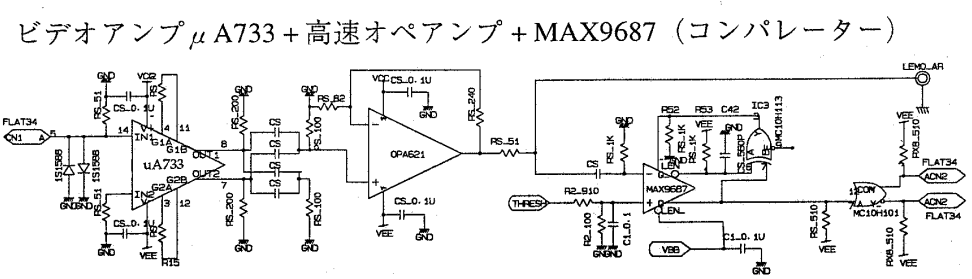

図 21: 実験で用いたフロントエンド回路の回路図

3.8 CO_2+n-pentane 混合比に対する依存性

TGC の充填ガスとしては、CO_2+n-pentane という混合ガスが安定性、動作特性の面で優れていることが分かってきている。

しかしながら、この n-pentane というガスについては現在まであまり使われておらず、その混合比によって TGC の動作がどう変化するかは知られていなかった。この事を理解するために、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構のプロトンシンクロトロンの約 2GeV の π^- 粒子、および放射線源を用いて TGC の動作試験をした。

3.8.1 実験のセットアップ

ビームテストのセットアップを図 22に示す。図 22のように TGC をドリフトチェンバーで挟み、シンチレーションカウンター 5 枚でビームを $1cm^2$ 程度に絞るようにしてコインシデンスを取った。TGC はテントの中に入れられ、温度および湿度がモニターされた。

混合ガスは恒温槽の中で、CO_2 を液体の n-pentane の中でバブリングすることにより得られた。この時、恒温槽の温度を 17 度に設定すると CO_2+n-pentane の比は、実測および計算式共に約 53:47 (体積比) になる。この混合比のガス (53:47) に、純粋な CO_2 を混ぜ合わせることにより、70:30、90:10 の混合比を実現した (図 23)。テストしたガス混合比は 53:47、70:30、90:10、100:0 である。混合比は島津製作所の GC-17A (GAS CHROMATOGRAPH) および GCMS-QP5000 (MASS SPECTROMETER) を用いて繰り返し測定され、常に一定の割合を保つように調節された。

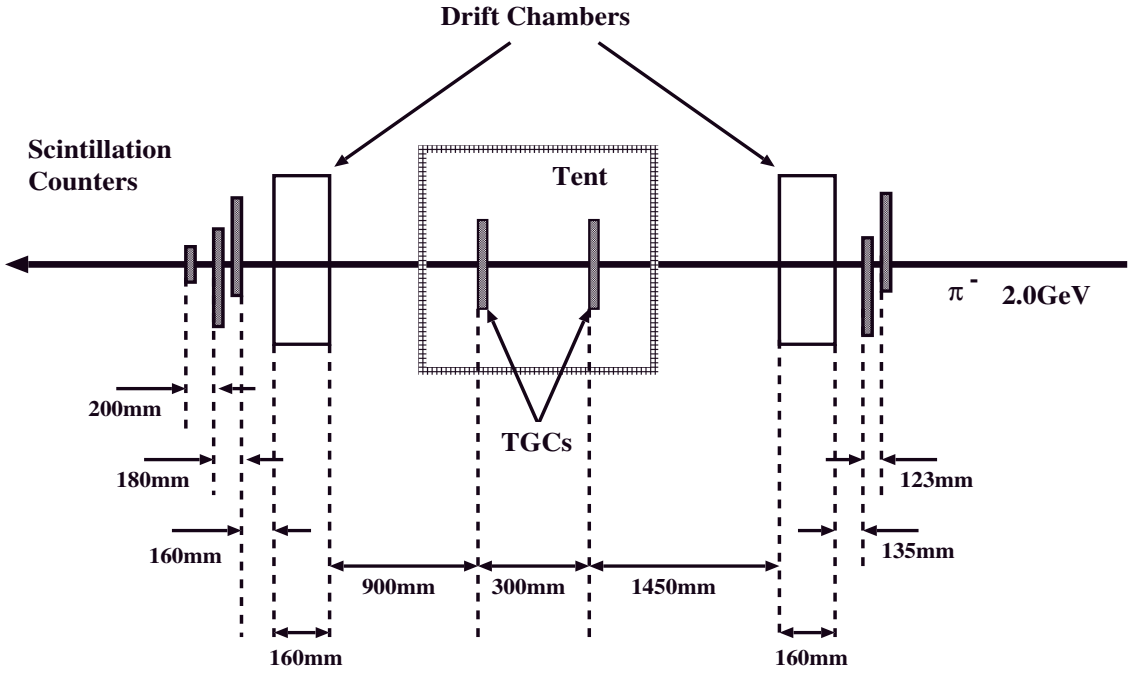

図 22: ビームテストのセットアップ

3.8.2 検出電荷量の CO_2+n-pentane 混合比依存性

検出電荷量の高電圧に対する依存性は、ガス成分によって 2章で説明した様々な要因の結果として著しく変化する。CO_2+n-pentane の混合比に対しても検出電荷量の著しい変化が観測された。

図 24に、KEKPS の 1.5GeV の π^- 粒子ビームを用いたときの入力換算検出電荷量中心

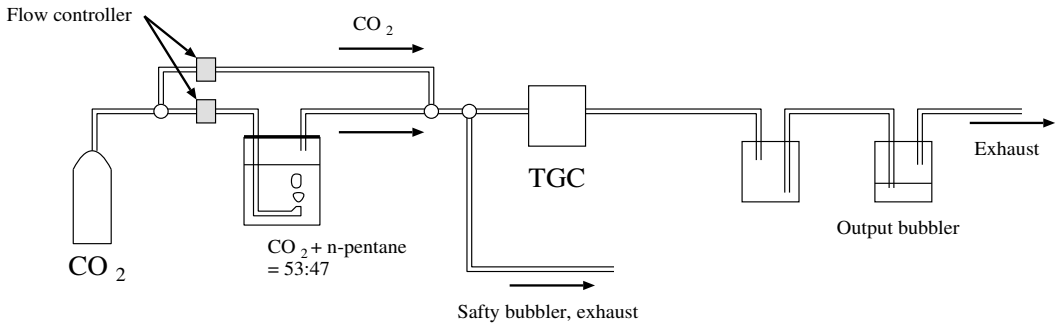

図 23: ガス供給システム

値の CO_2+n-pentane の混合比に対する依存性を示す。 n-pentane の混合比を 47% から、30%、 10% と下げたときに検出電荷量の増加が測定された。この効果を引き起こす可能性としては、

- タウンゼントの第一電離係数 α が n-pentane の混合比が少ない方が大きいこと
- 消滅ガスである n-pentane が減ったため紫外線光子の影響がでたこと

などが考えられる。

また、 n-pentane を全くなくすると今度は著しい検出電荷量の減少が観測された。この減少の程度は、 n-pentane の減少に伴い初期クラスター数が減少した[4]、ということでは説明できない。一種類のみのガスと、それに少量の別種のガスを加えたものの間にこれほどの違いがあることから、ペニング効果が現れていると考えられる。

また、各ガス混合比とも図 24に示された印加電圧以上の点では、放電のためデータをとる事ができなかった。このことは、安定に動作する領域の上限の目安になる[5] [6]。すなわち、CO_2+n-pentane 混合比が 53:47 および 70:30 ではほぼ同じガスゲインまで動作する様子がよみとれるが、それらより n-pentane の少ない混合比ではそれらの混合比と同程度の入力換算検出電荷量を得られず、安定に動作させられないことが読みとれる。この様子を示すために、図 25に放電に至る直前の測定点における印加電圧および検出電荷量を示す。

[4]分子構造を無視すれば、初期クラスター数はガス分子に含まれる電子数に比例すると考えて良い。

[5]注 1. 放電しやすさは入射粒子の頻度による

[6]注 2. 放電はある確率を持って起こる。よって、テスト時の放電点が直接の安定動作限界点にはならない

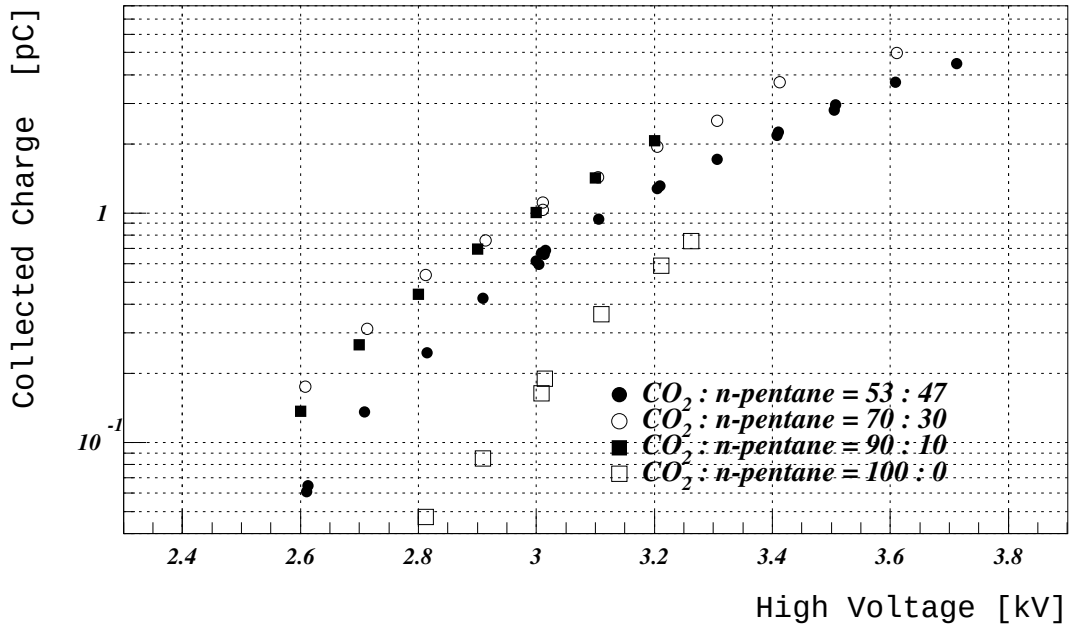

図 24: 印加電圧及び CO_2+n-pentane 混合比に対する入力換算検出電荷量中心値の依存性。放電に至る点まで測定した。 n-pentane が 10% 以下の混合比では、同程度の入力換算検出電荷量まで動作できないことが分かる。

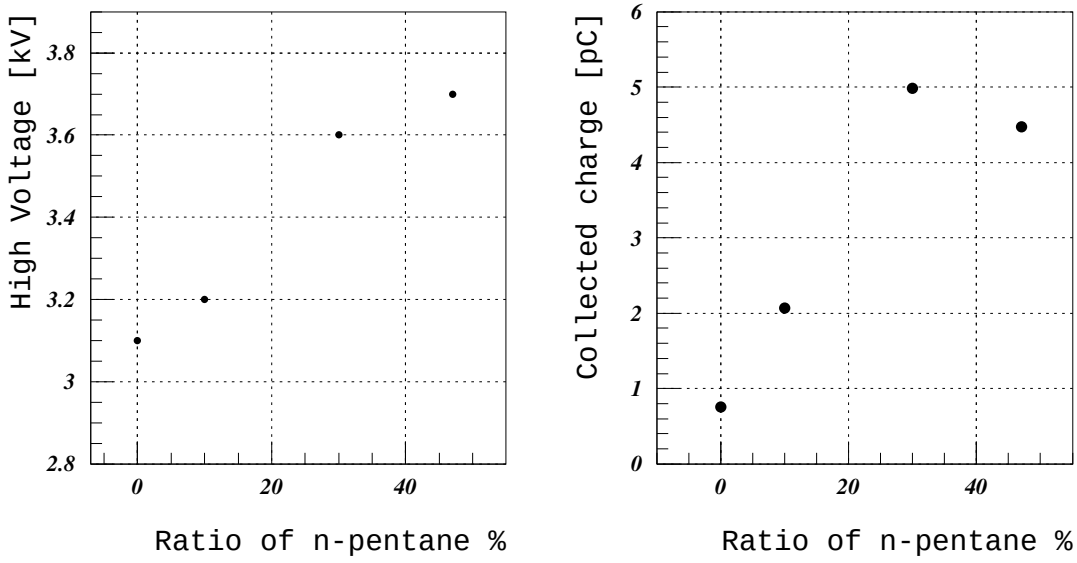

図 25: 放電する直前の測定点における印加電圧 (左図) および入力換算検出電荷量 (右図)

3.8.3 検出効率の CO_2+n-pentane 混合比依存性

図 26に各ガスについて検出効率の印加電圧依存性の測定の結果を示す。各種ガスとも、ほぼゲインの印加電圧特性の変化分だけ検出効率の立ち上がりがシフトしている。すなわち、ほぼ同じゲインで検出効率が 100% になる (図 27) 。これは、 CO_2+n-pentane 混合ガスは大変電子付着の少ないガスであり、混合比によらず必ずワイヤーに到達しているため、検出効率はゲインのみによっていると考えられる。

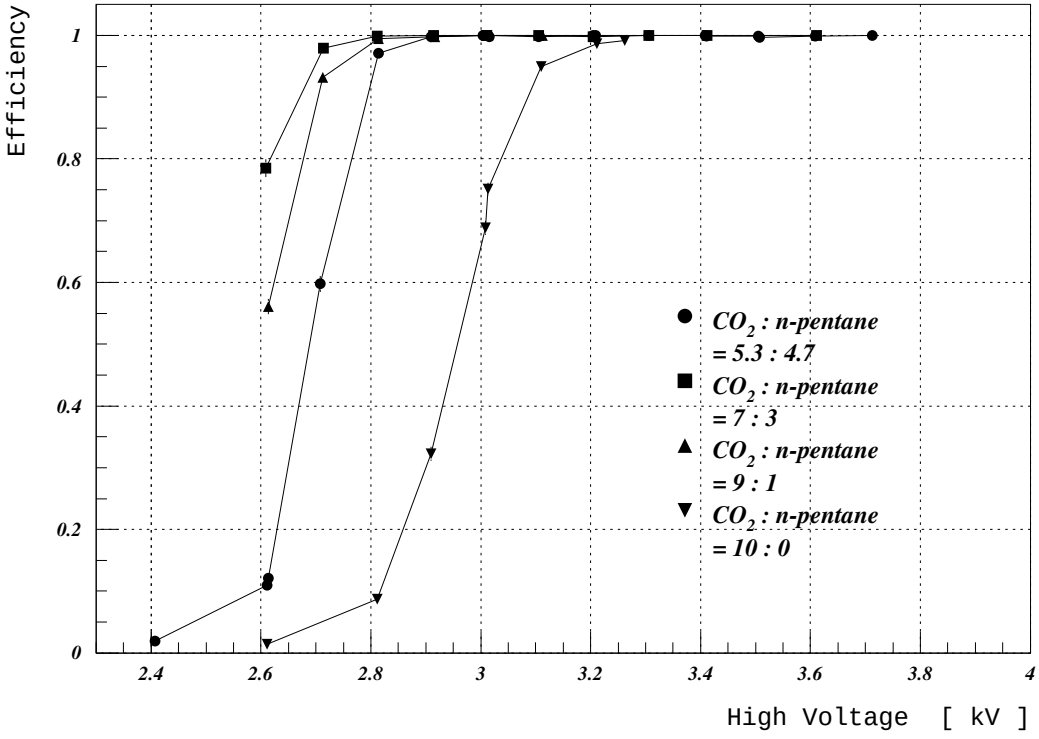

図 26: 印加電圧及び CO_2+n-pentane 混合比に対する検出効率依存性。純粋な CO_2 を除いてどのガス混合比においても検出効率は 100% が得られた。 CO_2 による電子付着の影響が出ていない事が分かる。 TGC のセルサイズは 1.8mm×1.4mm

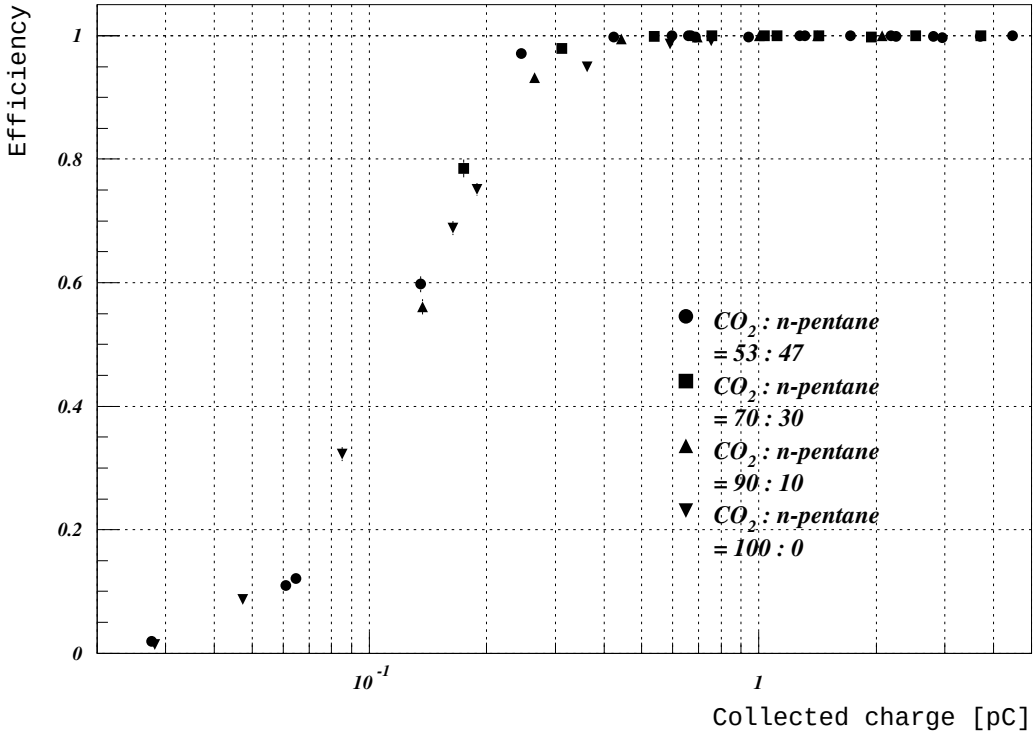

図 27: 検出効率と入力換算検出電荷量の中心値の関係。 TGC のセルサイズは 1.8mm×1.4mm

3.8.4 タイムジッターの CO_2+n-pentane 混合比依存性

タイムジッターを調べるため CO_2+n-pentane 混合比を変化させテスト実験をした。

線源は ^{106}Ru の β 線を用いた。コリメーターは 30mm 厚の直径 4mm のアクリル製のものを用いた。直径 4mm は、ワイヤーの間隔 $s = 1.8mm$ に比べ有意に大きくするためである (図 28参照) 。

図 29に最初に信号の到達したチャンネルの分布、すなわち、コリメートされた後のソースの広がりを示す。コリメーターの直径に渡ってヒットがある事が分かる。イベント数は、それぞれのガス混合比および印加電圧ごとに 20,000 イベントのデータを収集した[7]。タイムジッターの計算には、最も当たっているワイヤーおよびその両隣のチャンネル (図 29の 9、 10、 11 チャンネル) のみを対象にした。

図 30に各混合比に対する入力換算検出電荷量中心値の、図 31に各混合比に対するタイムジッターの印加電圧依存性を示す。 CO_2 に対する n-pentane の比を下げると、タイムジッターが少なくなることが分かる。タイムジッターは、

- 最もワイヤー近くにできた初期クラスターがワイヤーに到達するまでのドリフト時間の分布
- シグナルの立上りの早さ、及び測定系の誤差

によっているが、 TGC のシグナルの立上りは大変早いので、タイムジッターはほぼ前者によってのみ決まると考えて良い。よって、 n-pentane の混合比を下げた方が電子のドリフト速度が速くなっていると考えられる。

もう一つ注意点として、 n-pentane を 10% とすると、タイムジッターは少なくなるが、印加電圧が 3.3kV 以上では放電が起こりそれ以上電圧を上げることができなかったことである。

[7] n-pentane の比率が 10%、 HV=3.3kV の点だけは放電のため 10,000 イベントのみである。

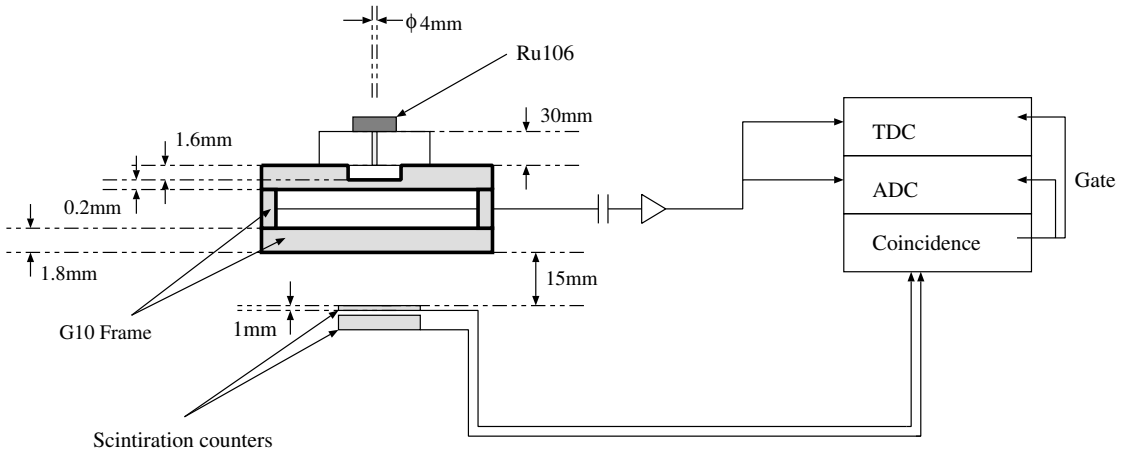

図 28: 放射線源を用いた実験のセットアップ

よって、ビームテストに比べ少ない入射粒子数頻度でもその印加電圧以上では安定に動作しないことになる。また、図 30に示した入力換算検出電荷量の印加電圧依存性からも、明らかに他の混合比と比べ印加電圧に対して著しい増加が見られる。このガス混合比では、紫外線光子の影響が出ていると思われる。

最後に、図 32に各混合比ごとの入力換算検出電荷量中心値とタイムジッターの関係を示す。この図から、 n-pentane が 10%、 30% の時を除いて、各ガス混合比ともほぼ同じ入力換算検出電荷量で同じタイムジッターであることが分かる。よって、ガス混合比を変化させることでは、同じ入力換算検出電荷量に相当する動作点において余りタイムジッターの改善を得ることができない事が分かる。

3.8.5 CO_2+n-pentane 混合比に対する TGC の動作特性に関するまとめ

以下、 CO_2+n-pentane 混合比に対する TGC の動作特性について得られた結果をまとめる。

- TGC で得られる検出電荷量は、 n-pentane の混合比を減少させると同じ印加電圧では大きくなった。しかし、 n-pentane を全くなくすると著しく減少した。そこには、ペニング効果が現れていると考えられる。
- 検出効率は、どの CO_2+n-pentane 混合比でも 100% を得られた。よって、 CO_2 および n-pentane の電子付着による効果はほとんどないと考えられる。
- タイムジッターは、同じ検出電荷量に相当する動作点で n-pentane 混合比を下げた時改善される事が分かった。しかしながら、 n-pentane の混合比を下げると放電にいたり易くなる事も分かった。

以上の様に、 CO_2+n-pentane 混合比に対する TGC の基本動作特性は分かったが、 TGC の動作の最適な点を求めるには、放電に至るまでの振舞をさらに調べなくてはならないと考えられる。次節以降はこのことについての研究が一つの主題となる。

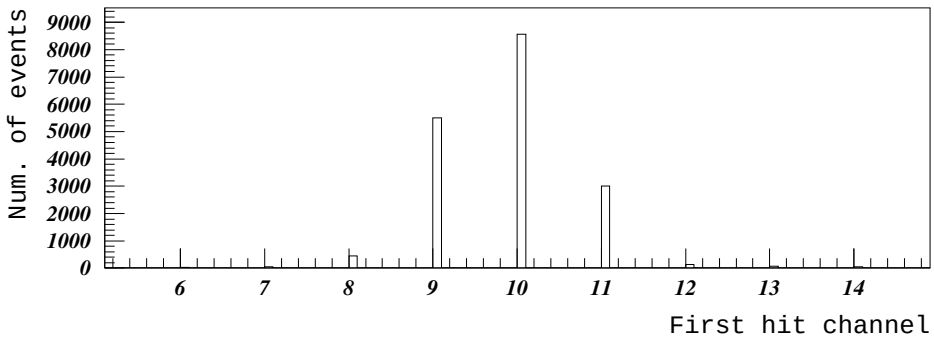

図 29: コリメートされた後の β 線の広がり

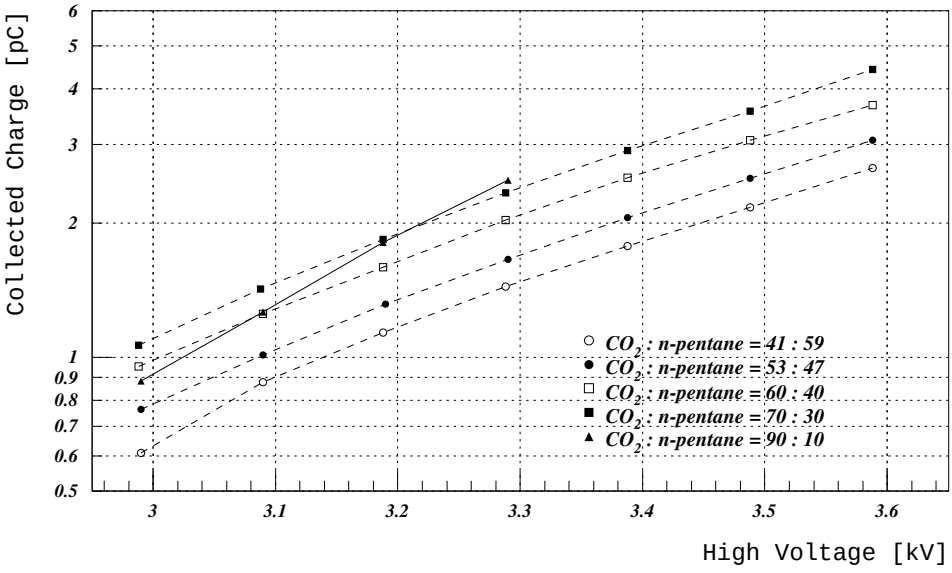

図 30: ^{106}Ru からの β 線源を用いた時の CO_2+n-pentane 混合比に対する入力換算検出電荷量の変化。n-pentane が 10% の時 (図中実線でつないだ点)、他の混合比 (図中点線でつないだ点) と比べて検出電荷量の増加が著しいことが分かる。

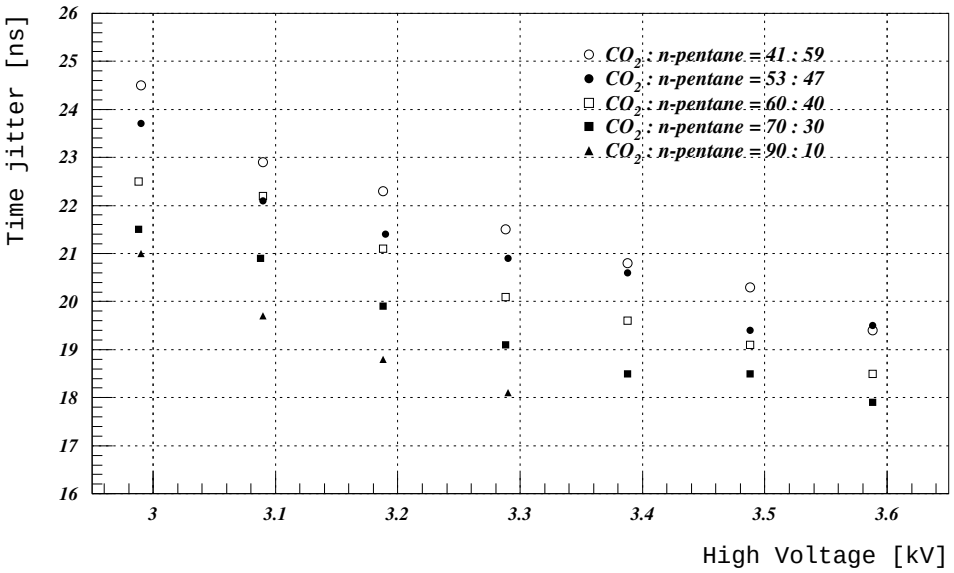

図 31: 106Ru からの β 線源を用いた時の CO_2+n-pentane 混合比に対するタイムジッターの変化

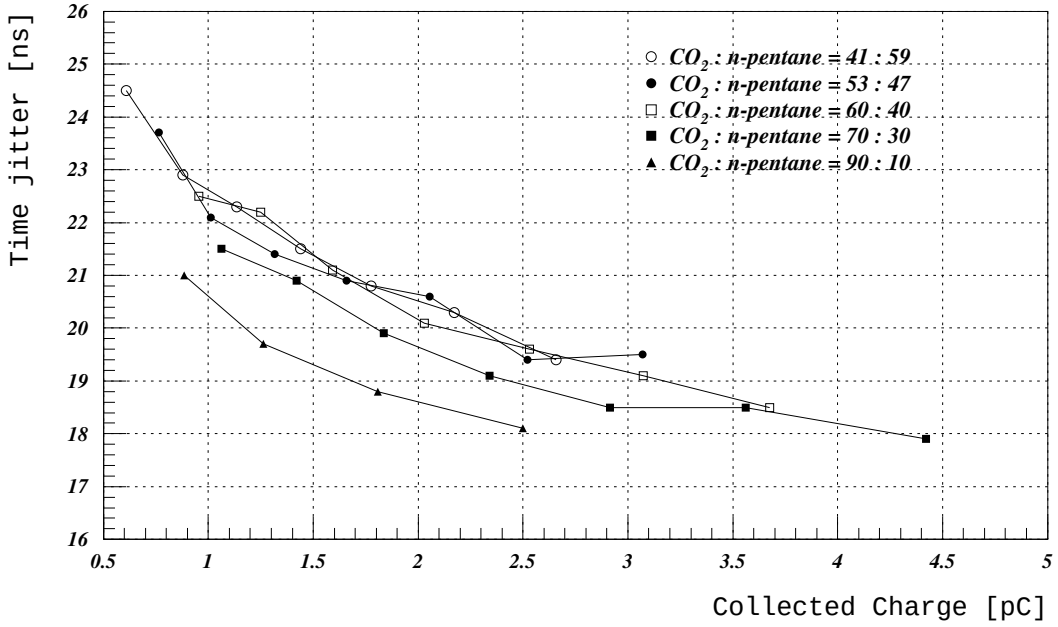

図 32: 106Ru からの β 線に対するタイムジッターと入力換算検出電荷量の関係。

3.9 TGC におけるガス増幅過程の研究 - 空間電荷と動作モード

前節で、 CO_2+n-pentane を充填した時の TGC の動作特性を調べたが、この節以降ではその特徴について詳細な議論をしていく。その目的は、ガス増幅過程における空間電荷の影響を調べ、 TGC の動作モードについての理解を得ることである。

3.9.1 検出電荷量の分布

TGC に CO_2 を充填したときに、叩き出される電子数の計算方法は、 2章で述べたイオン化断面積およびクラスターサイズ分布の実験値を用いれば、モンテカルロシミュレーションで計算できる。 TGC のカソード · カソード間隔を 2.7mm と想定し、高速荷電粒子が TGC の G10 面に対して垂直に入射するとしたときのシミュレーションの結果を図 33に示した。図 33に示されるように初期電子数の分布は、初期電子数の大きな値のところまでテールを持つ。

比例モードの検出器では、この初期電子数に対応した検出電荷量が得られるはずである。そこで比較のために、図 34に、印加電圧 3.2kV における CO_2 を充填した時のアノード · カソード面間隔 1.35mm の TGC の検出電荷量分布とシミュレーションによる初期電子数の分布を示す。横軸は、検出電荷量中心値と、同じフィットをシミュレーシに施したときの値でスケールさせビン幅を揃えた。縦軸はイベント数で規格化した。検出電荷量の分布はシミュレーションとよく合っていることがわかる。しかしながら、分布のテールにずれが見受けられ検出電荷量に空間電荷の影響が出てそれが初期電子数に比例しなくなっているものと思われる。

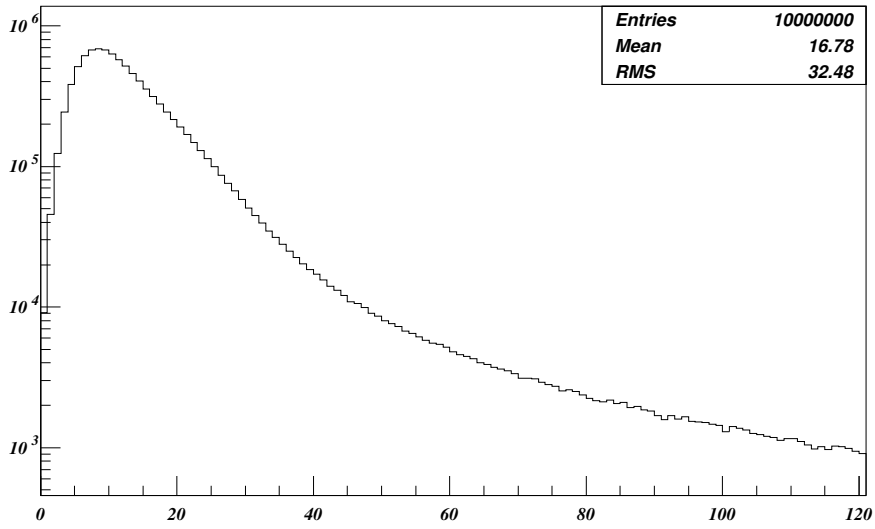

図 33: 高速荷電粒子が TGC (カソード · カソード面間隔 2.7mm) に垂直に入射した時に生成する初期電子数の分布。 CO_2 に対して得られているクラスターサイズ分布及びイオン化断面積のデータを用いて計算した。

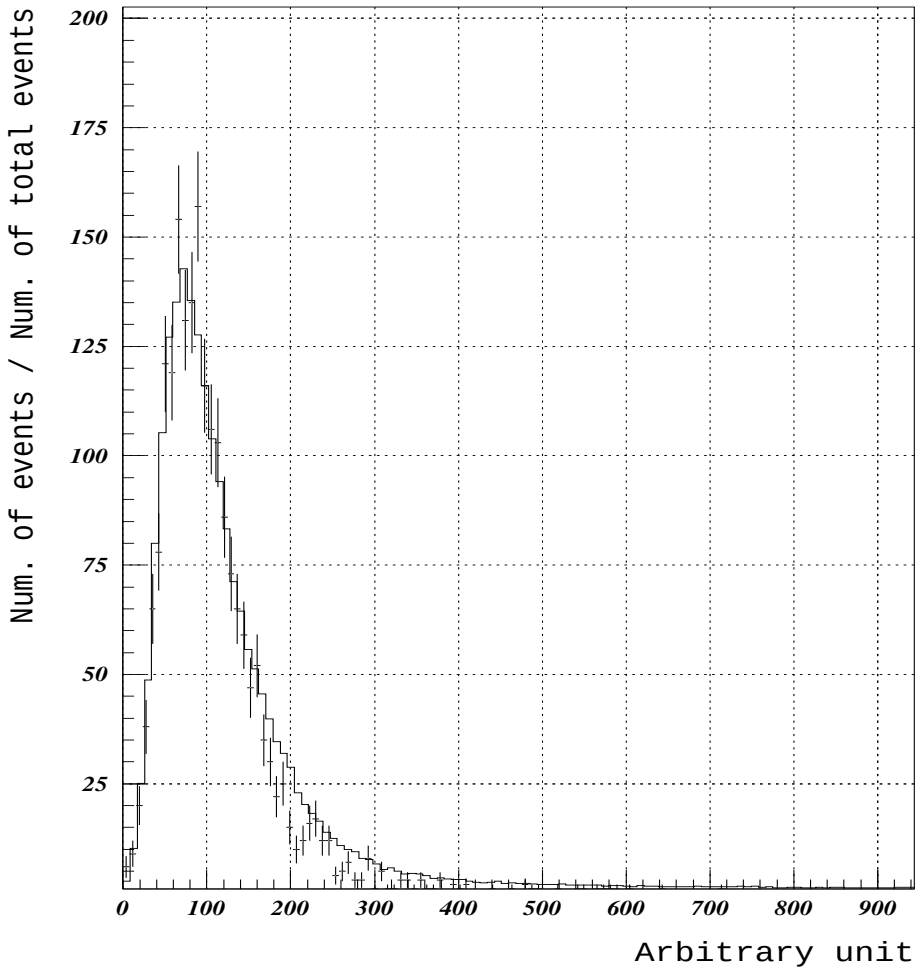

図 34: シミュレーションと実験値の比較。充填ガスは CO_2。 TGC のセルサイズは 1.8mm×1.35mm

3.9.2 TGC の検出電荷量の入射角度依存性

空間電荷の影響を調べるために高速荷電粒子の入射角度を変化させ、検出される電荷量の入射角度に対する依存性を測定した。

ここで、ワイヤーを含む G10 に垂直な面上に高速荷電粒子を入射させたとき、ワイヤーと入射方向の間の角度を入射角度 θ として定義する (図 35参照) 。

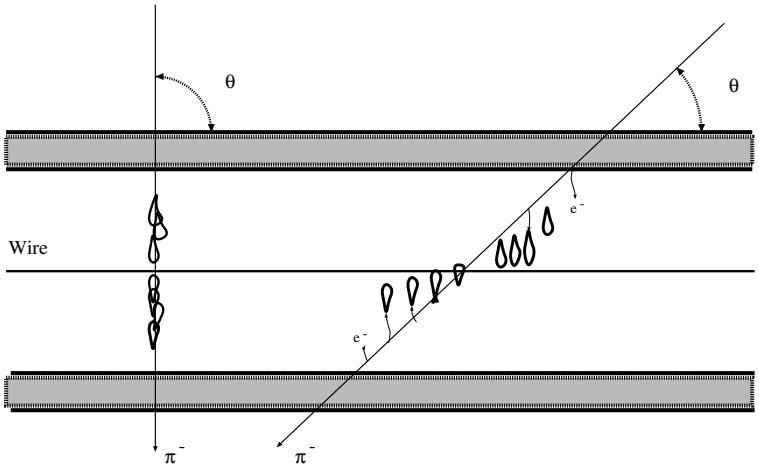

図 35: 入射角度 θ の定義。左図の垂直入射の場合、右図に比べ電子雪崩が局所的になる。

図 36に入射角度による入力換算検出電荷量中心値の依存性を示す。入射角度が 30 度のとき、垂直入射に比べて入射粒子の path length はちょうど 2 倍になる。もし、 TGC が比例モードで動作しているならばその二つの入射角度における検出電荷量の比は path length の比になるはずである。しかしながら、測定した各々の検出電荷量の比をとると path length の比の値 2 の回りで特徴的な変化が確かめられた (図 37) 。これは、

- 検出電荷量が初期電子数に依存しなくなるのは空間電荷密度が高くなり電子雪崩の発達やイオンのドリフトを抑制するためであること
- 入射角度の小さい方が個々の電子雪崩の発達する場所に距離があり、後続する電子雪崩に対する空間電荷電場の影響が弱いこと

ということを考慮すれば、

- 垂直入射の方が先に空間電荷の影響が現れはじめること
- 遅れて斜め入射の方が後で空間電荷の影響が現れはじめること
- 上記二つのことがらにより、斜め入射のときの電荷量を垂直入射のときの電荷量で割ると、その値は path length の比のまわりで図 37の様になる

として説明できる。

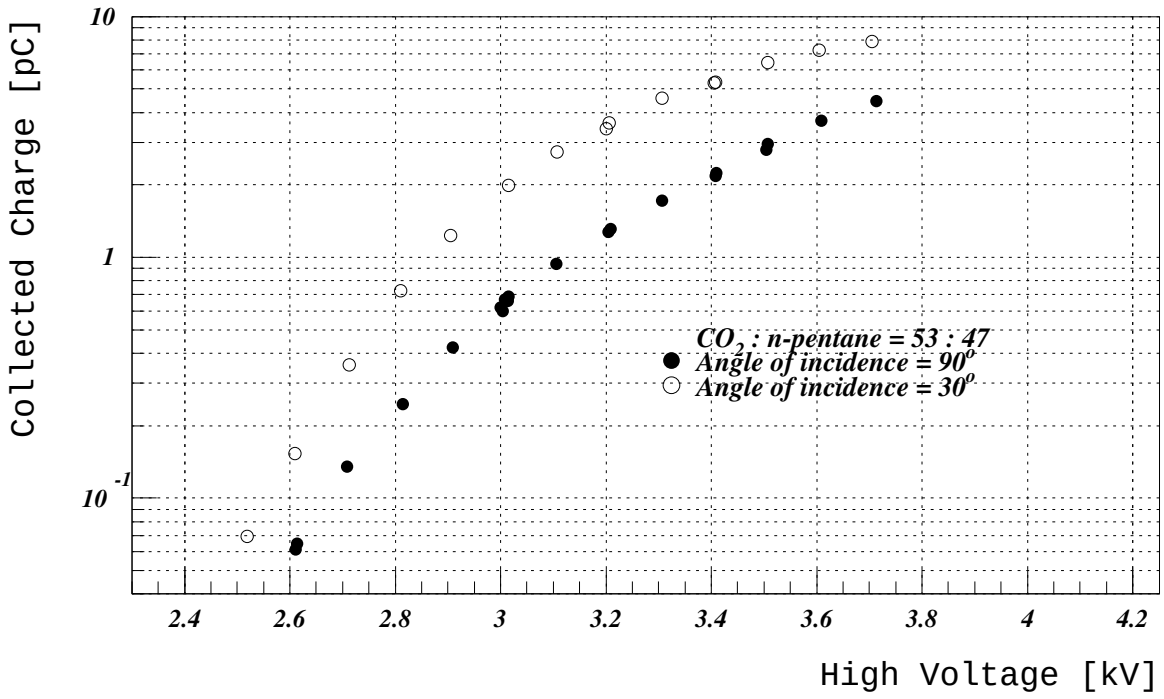

図 36: 入射角 θ=90^o、 30^o の時の入力換算検出電荷量中心値の印加電圧依存性。 TGC のセルサイズは 1.8mm×1.35mm

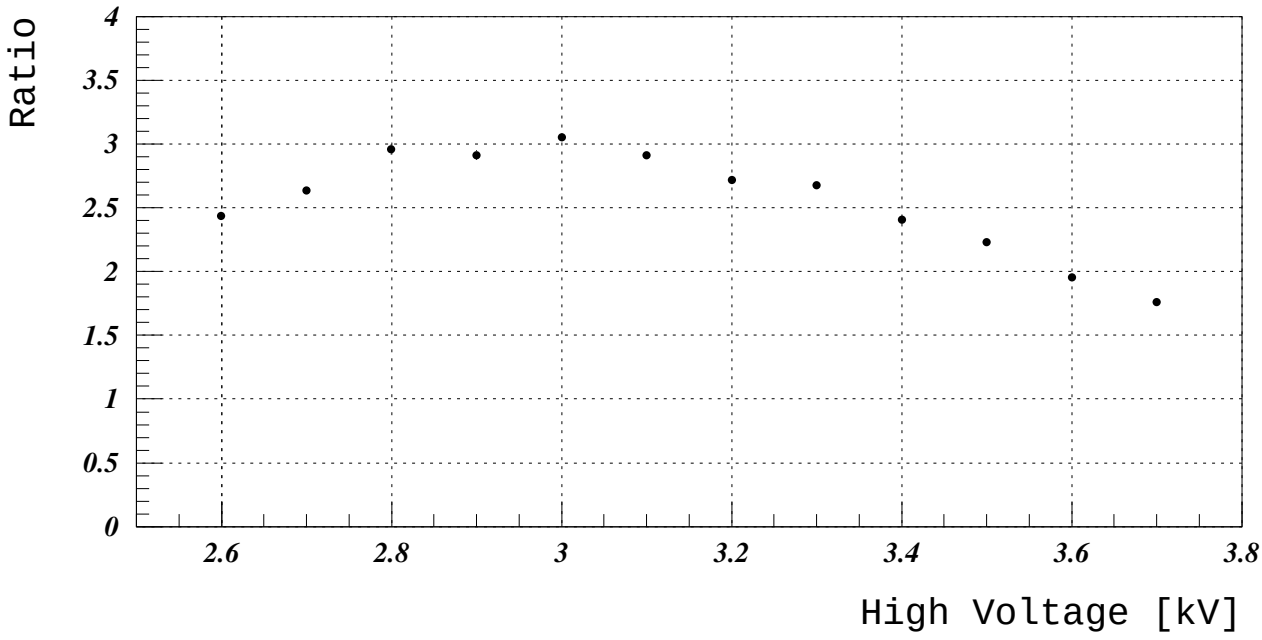

図 37: 印加電圧、入射角度 30^o の時の入力換算検出電荷量中心値 Q_{30} と 90^o のときの入力換算検出電荷量中心値 Q_{90} との比 Q_{30}/Q_{90}。比例モードでなくなると入射荷電粒子の path length の比 2 からずれる。

3.9.3 垂直入射時と斜め入射時の波形

同じ様に入射角度を変えて、 ^{106}Ru からの β 線を用いオシロスコープによりワイヤーチャンネルの波形取り込みを行なった。セットアップを図 38に示す。オシロスコープは、 2 GSampling/sec 可能な HEWLETT PACKARD 社の 54542C を用いた。トリガーはシンチレーションカウンター二枚のコインシデンスを用いた。片側の G10 フレームを図 38のように 0.2mm の厚さにしたものを用いた。直径 2mm、厚さ 10mm のアクリルのコリメーターを用い β 線の入射角度を垂直、 60^o、 30^o に変化させた。

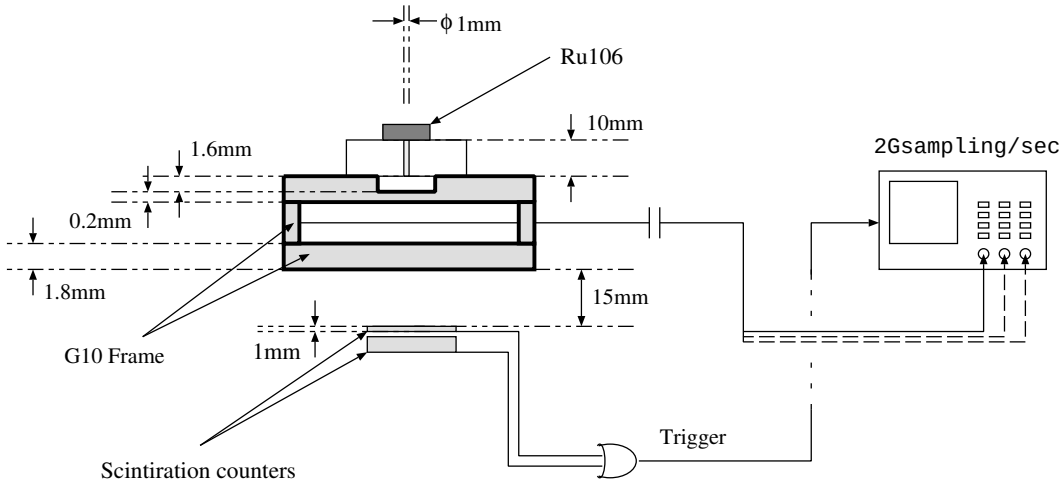

図 38: 波形取り込みのセットアップ

ビームテストと違いエネルギーの低い β 線を用いているので、多重散乱の影響により入射角度がぼやけてしまう恐れがある。その効果の程度をまず確かめるために、各印加電圧 · 入射角度ごとに入力換算検出電荷量の分布を調べ、ビームテスト時と同じ様に入射角度ごとに入力換算検出電荷量の比をとった。図?? にその分布、図 39に入射角度 90 度の時のその平均値で、60 度、 30 度の時の平均値を割ったものを示す。印加電圧の低いところから高いところへ行くと入力換算検出電荷量の比が path length に比べ小さくなるのが分かる。印加電圧に対する振舞は、セルサイズの違いを考慮すればビームテストのときと同じである。

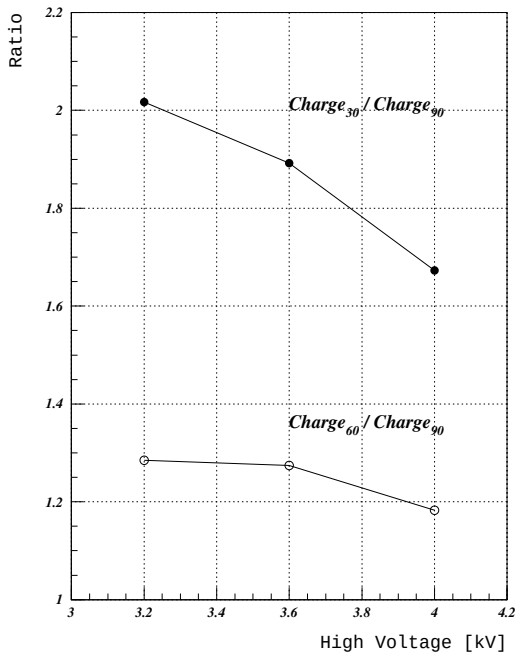

図 39: 入射角度 30^o、 60^0 と垂直入射の時の入力換算検出電荷量の平均値の比

図 40に上段から、 3.2kV· 入射角度 90^o、 4.0kV· 入射角度 90^o、 3.2kV· 入射角度 30^o、 4.0kV· 入射角度 30^o の時の TGC のワイヤーからの出力波形の例を示す。

まず、目につく特徴としては鋭いパルスである。これらの一つ一つは、別々の初期クラスターからの電子雪崩に相当すると考えられる。

また波形のテールを見ると、印加電圧を増加させた時、テールを全く引かなくなる様子が分かる。この波形のテールは正イオンのドリフトによるものであり、節 2.5で説明したように、比例モードにおいては、 $1/(t_0 + t)$ の形に[8]なるはずである。

そこで、各イベントごとにその波形のもっとも大きなピーク値の 30% になる点から 10% になる点までの時間をテールの長さとして定義し (図 41参照)[9]、各印加電圧 · 入射角度ごとにその長さを比較した。

その結果を図 43に示す。明らかなように、各入射角度とも電圧を上げていくとテールの引き方が小さくなるのが分かる。また、入射角度の大きなとき程小さくなることが分かる。

電圧を上げていくとテールの引き方が小さくなることは、図 42に示すように先行した電子雪崩 (図中の b)) がより成長し、その正イオンが後続電子雪崩のイオンのドリフトに対してポテンシャル障壁となり、正イオンのカソードに向かうドリフトが遅くなるためだと考えられ

[8]正確にはその重ね合わせになる

[9]結果は適度な範囲に選択すれば 30%、 10% といった値にはよらない

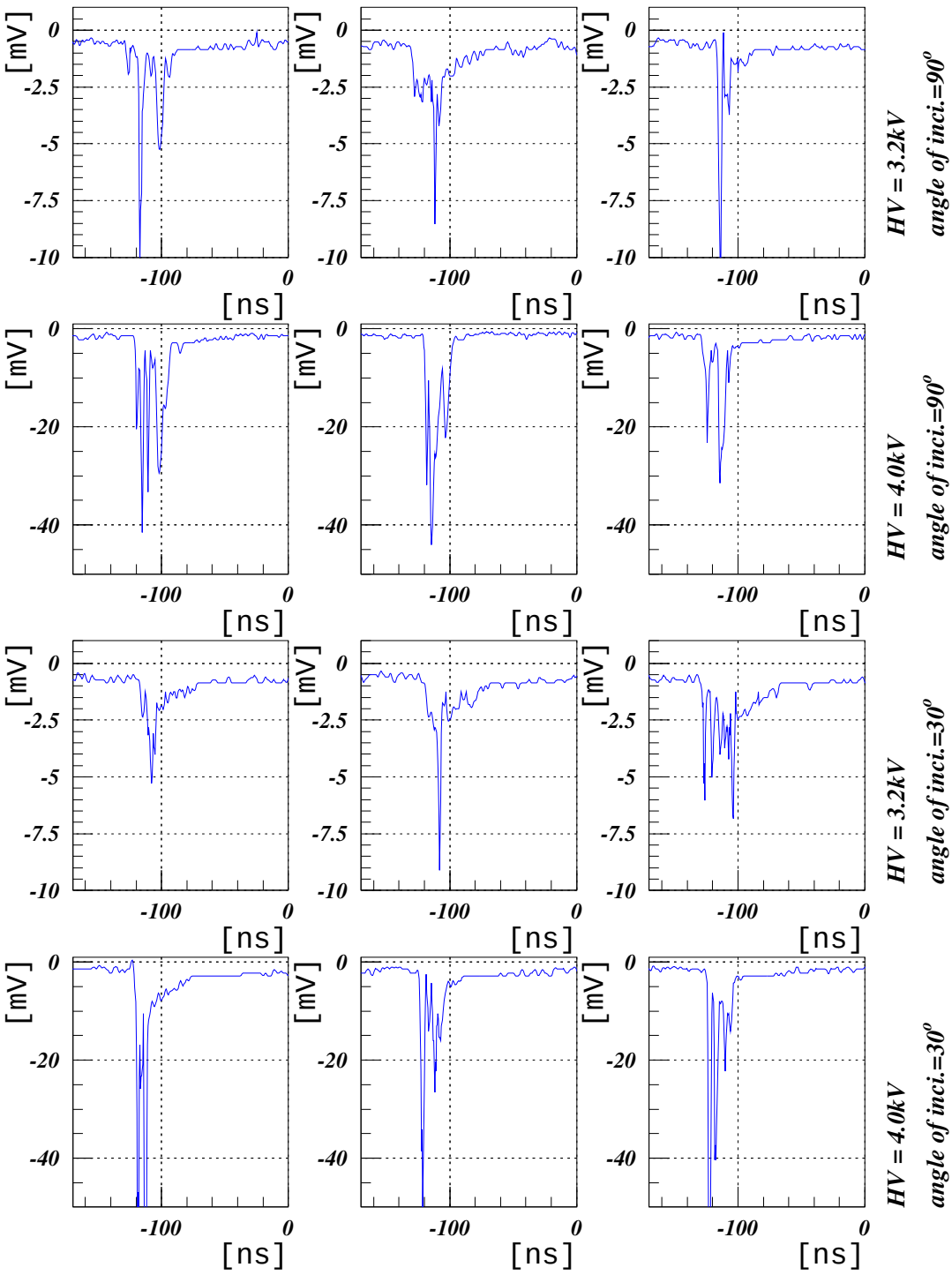

図 40: TGC の出力波形の例。上段から、 3.2kV· 入射角度 90^o、 4.0kV· 入射角度 90^o、 3.2kV· 入射角度 30^o、 4.0kV· 入射角度 30^o の時の例

る。

また、入射角度の大きなときほどテールを引かなくなることは、入射角度が大きい方が電子雪崩が局在化しているため、イオンのドリフトがより遅くなるためだと考えられる。

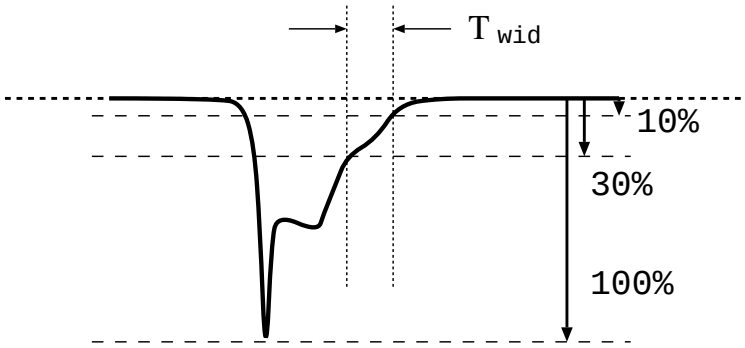

図 41: テールの長さの定義

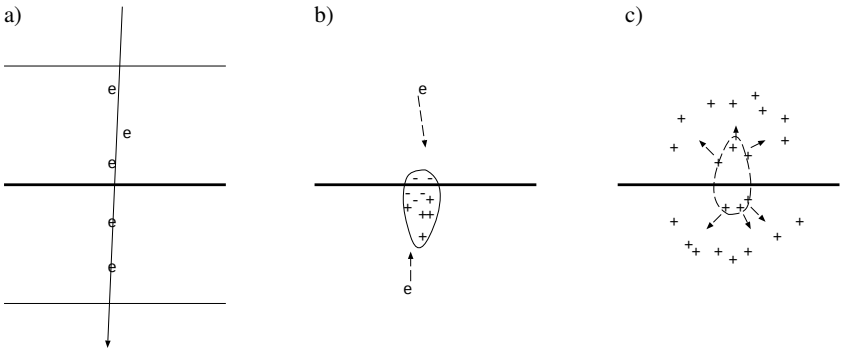

図 42: イオンのドリフトの押え込み。先行した電子雪崩 b) によりイオン化された正イオンが後続電子雪崩のイオンのドリフトに対してポテンシャル障壁 c) となる。

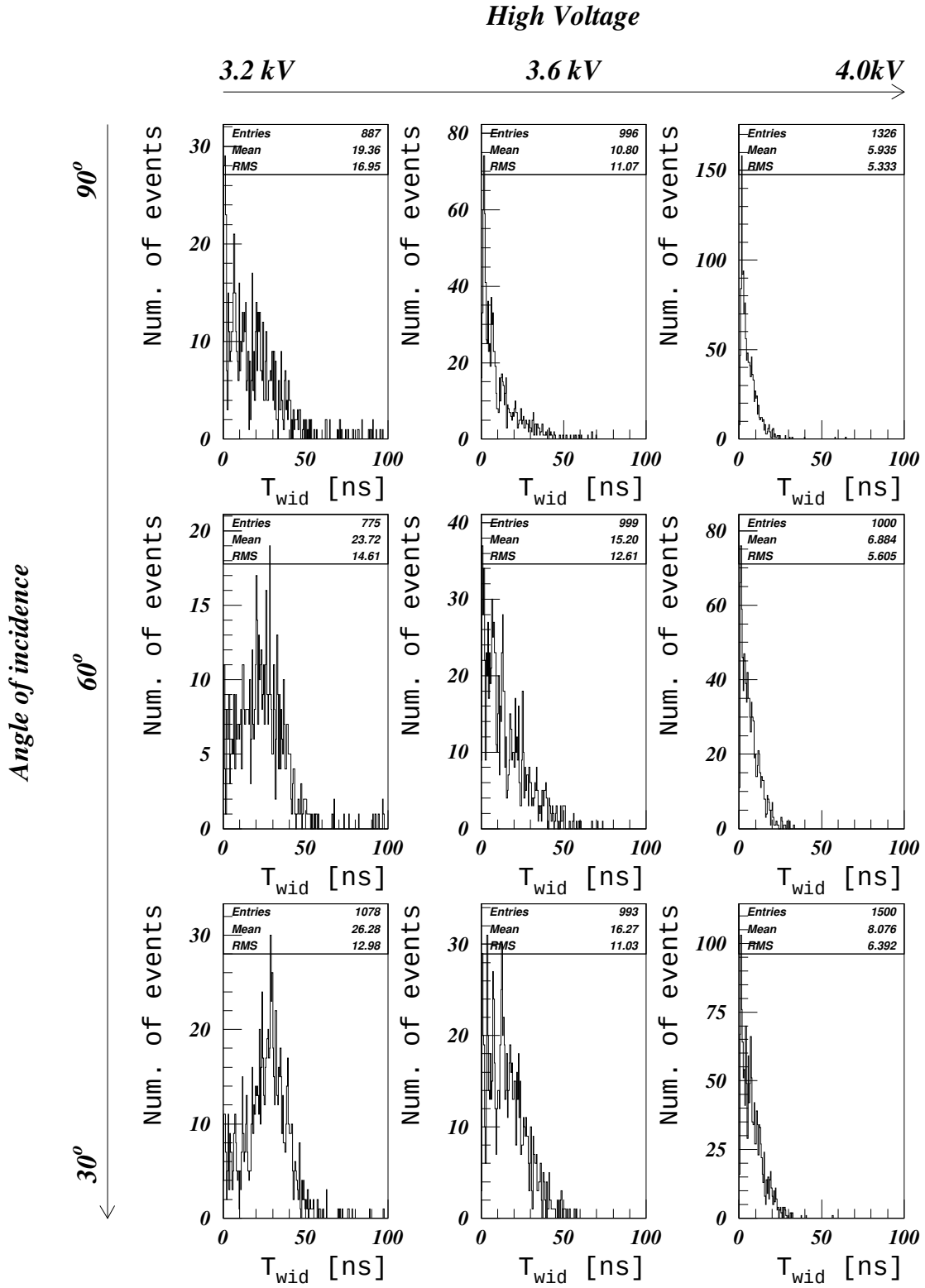

図 43: 各電圧、入射角度ごとのテールの長さ

3.9.4 TGC のゲインの圧力依存性

TGC の動作モードを調べるために、検出電荷量のガス圧依存性を測定した。

セットアップ

図 44にセットアップを示す。 TGC (セルサイズ 1.8mm × 1.35mm) を真空容器にいれ、ガスを充填した後ポンプで真空に引いた。ワイヤーはまとめて読み出し、電荷量を測定した。真空容器の密封度は圧力を 500mmHg に引いたとき、 5 時間で 1mmHg 以下の洩れであった。TGC を真空容器に入れてその全体を真空に引いたことは、 TGC が変形に弱くその外部と内部に圧力差が少しでもあると壊れてしまうためである。

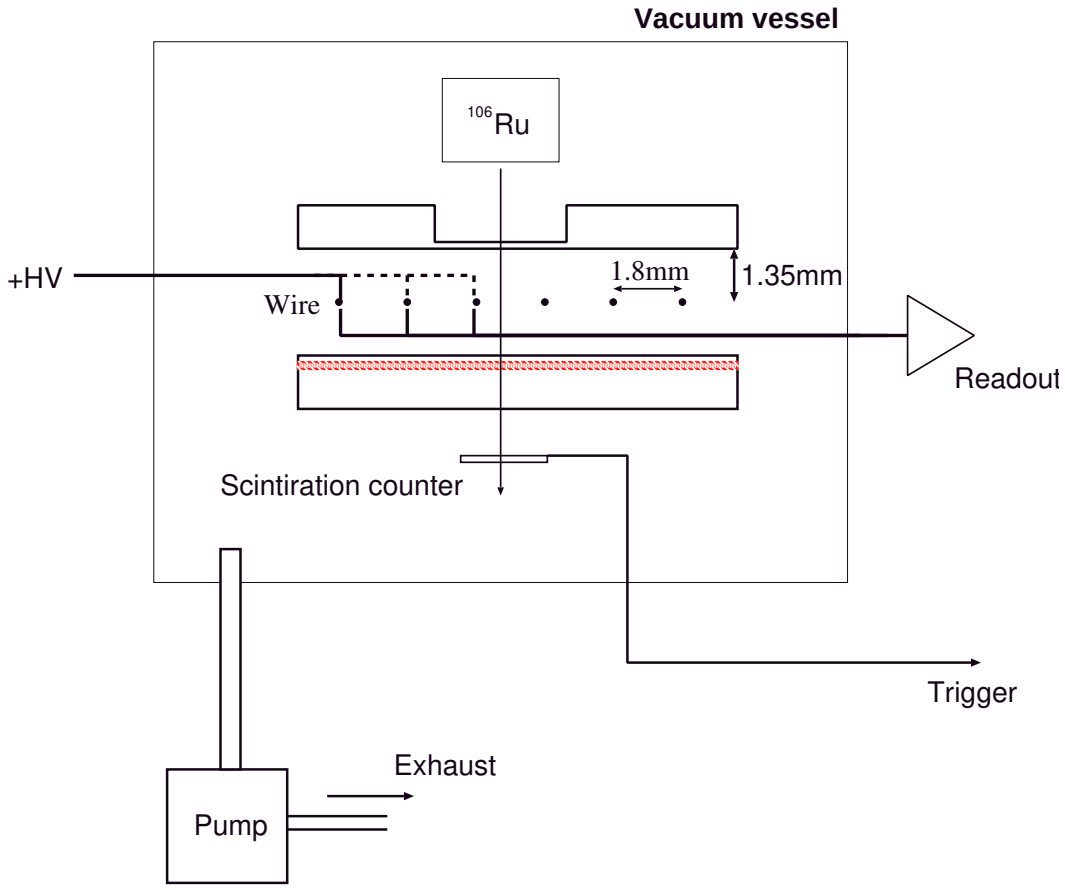

図 44: 圧力依存性測定のためのセットアップ

Diethorn の公式

図 45に、それぞれの圧力に対する検出電荷量分布の入力換算検出電荷量中心値の印加電圧に対する変化を示す。圧力の低い方がより低い電圧でもガス増幅が起こっていることが分かる。

比例モードのときに期待される電子雪崩の電荷量は、同じガスに対してガスの密度を変化させたとき Diethorn の公式から期待される振舞をするはずであり、逆に比例モードからずれ始めると、 Diethorn の公式からのずれが検出されるはずである。

そこで、高速荷電粒子が TGC を通過したとき 30 個の初期電子を生成すると仮定[10]し、 Di-

[10]これは Diethorn の公式を適用するのにどうしても必要な量である。しかしながら、この仮定した値には Diethorn の公式をからのずれ具合いはほとんどよらない。

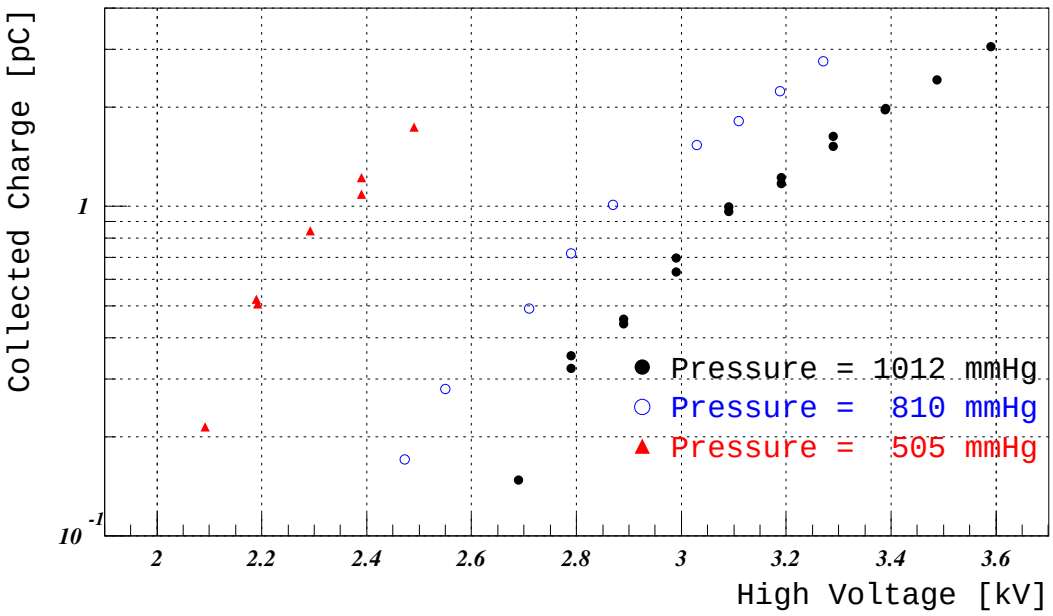

図 45: 入力換算検出電荷量中心値の圧力依存性

ethorn の公式を当てはめてみた。2.4.1節で説明したように $\ln G(2\pi\epsilon_0)/\ln 2(\lambda)$ を縦軸に、$\ln \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a(\rho/\rho_0)}$ を横軸にとってプロットしたものを、図 46に示す。

比例モードではこの図は圧力に依らずすべて同じ線上に乗り、また、その線は右肩上がりの直線になるはずである。図 46を見ると、圧力の違うものは全く違う曲線を描く様子が見て取れ、しかもあるところで右肩下がりにまでなっている。これも、空間電荷の影響の現れていることが原因だと考えられる。

ガス増幅に関するタウンゼントの第一電離係数からの予測

タウンゼントの第一電離係数 α には有用な相似の原理が成り立ち、そこから圧力を変えた場合のガスゲインの変化を予想することができる。

タウンゼントの第一電離係数 α および、ガス増幅過程の始まる最小の電場 E_{min} には、ガスの種類ごとに ρ_0 を標準大気圧・標準温度におけるガス分子密度とすれば、

$$\frac{\alpha(x)}{\rho_0} = f(\frac{E(x)}{\rho_0}) \tag{37}$$

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \times \frac{\rho}{\rho_0} \tag{38}$$

というスケール則が成り立つことが知られている。

これから電場 E と ρ_0 の比及び温度を固定したまま圧力を変化させたとき、各電圧とガス分子数密度の比ごとにガスゲインを求める表式 $G = exp[\int \alpha(x)dx]$ の積分領域は同じで、$\alpha(E)$ のみが標準大気圧のときの値に対して圧力の比 (P/P_0) だけ定数倍されることになる。よって、圧力 P のときチェンバーで期待されるガスゲインは、標準大気圧 P_0 のときの電荷量の

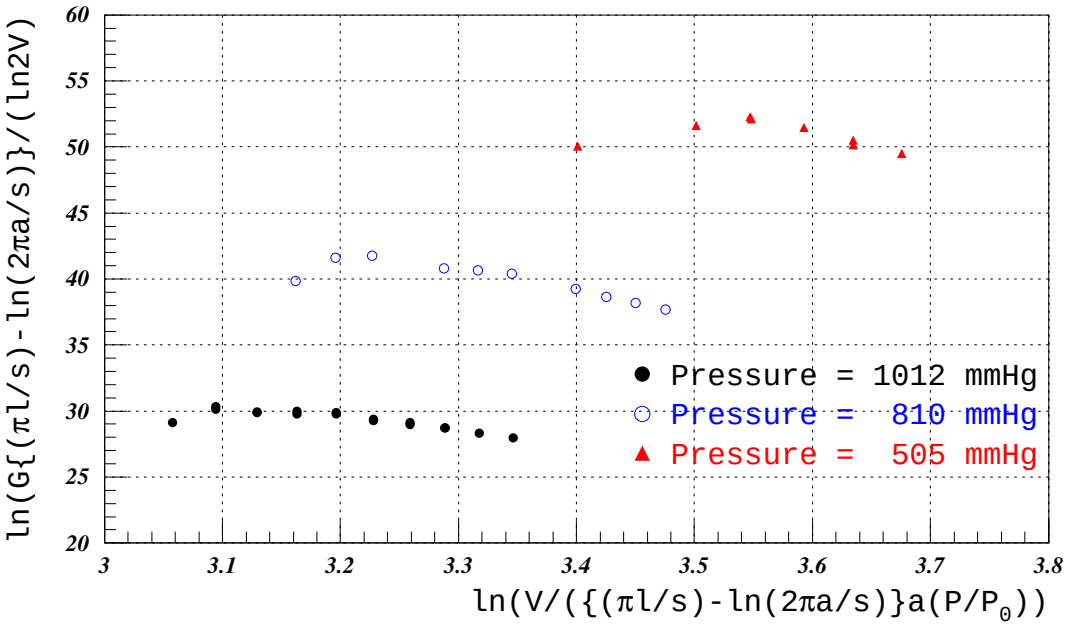

図 46: Diethorn プロット

P/P_0 乗になる。

そこで、 TGC から得られた入力換算検出電荷量を初期電子数 (ここでも 30 個と仮定した) で割り、その値 (ガスゲインと見なせる量である) を P_0/P 乗したものを縦軸に、電圧 / 圧力を横軸にとりプロットした。

各圧力ごとにその中でゲインの低いところは同じ曲線に乗る様子がみえる。しかしながら、 1012mmHg の時のそれは印加電圧が 3.1kV 過ぎで、ゲインの低い方へずれて行くのが分かる。これは、 TGC の動作において空間電荷の影響がその印加電圧以降で出始め、圧力の高い場合の方が低い場合よりガスゲインが抑制されるようになったためと考えられる。

3.10 動作モードに関するまとめ

高速荷電粒子の入射角度を変化させること、圧力を変化させること、により動作モードについての研究を行ない、結果としてセルサイズ 1.8mm×1.35 の TGC に対しては、印加電圧が 2.5kV 程度ですでに制限比例モードに移っていることが分かった。また、電子雪崩の発達における空間電荷効果は初期電子の数だけではなく、その作られた状態にもよることが分かった。

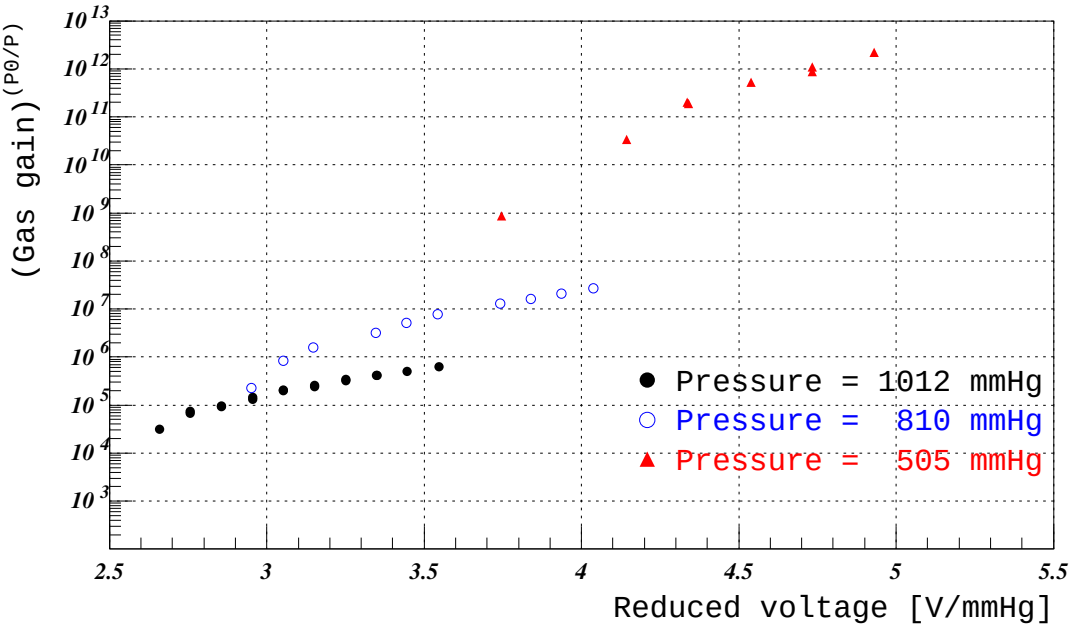

図 47: ガスゲインの圧力依存性の相似則と空間電荷によるその破れ

3.11 ストリーマー

2章で述べたストリーマーモードには、不感時間、不感領域が存在し高頻度粒子入射環境では検出効率が低下することが予想される。また、通常より数倍以上 (Ar 含む混合ガスでは 10 倍以上) の大きさにまで発達するストリーマーは、 TGC の劣化に関しても問題があると考えられる。よって、 ATLAS 実験用 TGC としてはこのモードに遷移するか、また、通常の動作点においてストリーマーが含まれるか、が重要な問題であった。

ATLAS 実験用 TGC の充填ガスの一つの候補であった TGC の CF_4+iso-C_4H_{10} (80:20) における制限ストリーマーモードは神戸大学の田中氏 [23] により調べられた。しかしながら、CO_2+n-pentane というガスを充填しているときに制限ストリーマーモードに遷移するか、ということについての理解は得られてなくその理解がこの研究の目的である。

3.11.1 Ar+C_2H_6 (50:50) を用いたとき

TGC に CO_2+n-pentane というガスを充填しているときにストリーマーがどのような波形になるのかは調べられたことはない。そこで、まず、ストリーマーモードに行きやすいガスとして知られ、最も研究の進んでいる Ar 混合ガスの一つである Ar+C_2H_6 (50:50) を充填しその振舞を調べることを試みた。

表 4 に希ガスの励起状態からの紫外線光子のエネルギー分布のピーク値と、消滅ガスの電離ポテンシャルを示す。 Ar は、エネルギーの高い紫外線光子を放射することが分かる。また、Ar からの紫外線光子は直接 C_2H_6、 C_3H_8、 iso-C_4H_{10} を直接光電離できるが、 CH_4、 CO_2 は直接光電離できないことが分かる。しかし、 Ar と CH_4、 CO_2 それぞれの混合ガスにおいても自己消滅型ストリーマーモードが確認されており、何らかのエネルギーの高い紫外線光子を生成する機構があると考えられている [6, 19]。

ガス	紫外線光子のエネルギー分布のピーク値 (eV)	ガス	電離ポテンシャル (eV)
Ar	11.64	CH_4	13.12
	10.0	C_2H_6	11.60
Kr	10.05	C_3H_8	11.20
	8.3	iso-C_4H_{10}	10.40
Xe	8.45	CO_2	13.78
	7.1		

表 4: 希ガスの励起状態からの紫外線光子のエネルギー分布のピーク値と、消滅ガスの電離ポテンシャル

検出電荷量の印加電圧特性

Ar+C_2H_6 を TGC に充填したときの TGC の振舞を理解するために、 ^{106}Ru からの β 線に対し TGC の下においたシンチレーションカウンターでトリガーをかけ、入力換算検出電荷量の印加電圧依存性をまず調べた。

図 48に ^{106}Ru に対する入力換算検出電荷量分布を、図 49に入力換算検出電荷量の中央値を示す。明らかに 2.125kV 辺りで検出電荷量の増加が押さえられている様子が見られ、その後放電領域に向かう様子が見られる。

しかしながら、印加電圧が 2.15kV を過ぎても、その検出電荷量の分布からはストリーマーが現れている兆候となる検出電荷量の分布に、それまでの 1 オーダー以上のところに新たなピークができるような分布の変化は見られなかった (図 48) 。

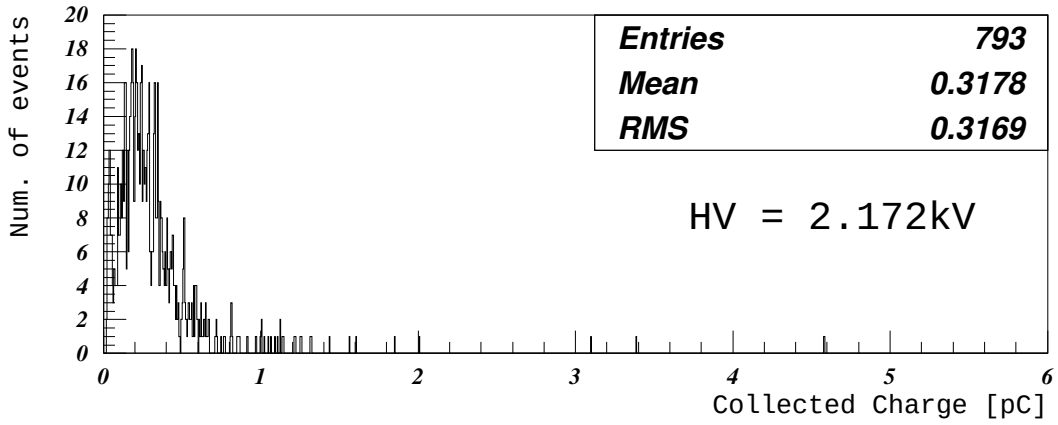

図 48: $Ar+C_2H_6$ を TGC に充填したときの印加電圧 2.175kV の時の入力換算検出電荷量分布。 6pC のところにオーバーフローしたものを示す様にしたが、そのような大きな電荷量をもつイベントは存在しなかった。 TGC セルサイズ 2.0mm×1.6mm

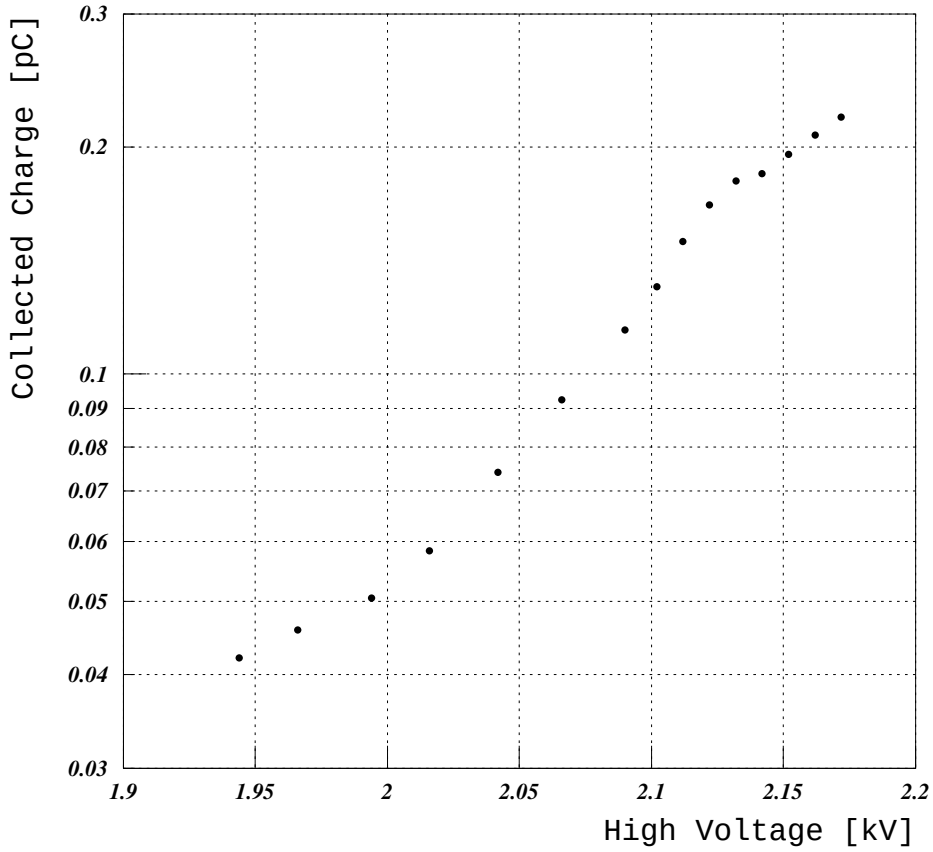

図 49: $Ar+C_2H_6$ (50:50) を TGC に充填したときの検出電荷量の印加電圧依存性。 TGC セルサイズ 2.0mm×1.6mm

ストリーマー

しかしながら、トリガーを TGC 自身のワイヤーチャンネルによるセルフトリガーに変えてみると、ある印加電圧値以上でその中にはそれまでと全く異なった性質のパルスが現れ始めた。よって、明確にストリーマーを区別するために、オシロスコープを用いて波形を測定した。セットアップは 3 本のワイヤーを同時に取り込み、その中央のワイヤーにヒットがあることを要求した。

図 50および、図 51 · 図 52にその二種類のパルスを示す。

図 51 や図 52 のパルスは、パルスの幅が数百 ns であることや、それまでのパルスに比べ数十倍の大きさであることから、ストリーマーであると考えられる。

しかしながら、この二種類のパルス自身にも明らかな違いがある。それは、図 51 のパルスは自己消滅をしたが、図 52 のパルスは自己消滅せず、更に巨大なパルスへと発達した。この放電は、 TGC 全体に広がり (図 52に周りのワイヤーにまで放電の発達する様子を示す) 電流が流れることによるワイヤーの印加電圧の低下が引き起こされるまで継続した。図 51は自己消滅型ストリーマーとみなされるが、図 52はもはや自己消滅型とはいえない。

それゆえに、ストリーマーの電荷量といったものは定義できない。ここでは、ストリーマーへの遷移率を

$$(\ 10pC\text{以上の電荷量を持つイベント数}\ )\ /\ (\ \text{全イベント数}\ )。 \tag{39}$$

と定義し、図 53 にセルフトリガーをした時の検出電荷量の中央値とともに示すことにする。

まとめ

$Ar{\cdot}C_2H_6$ は自己消滅ストリーマーモードに行くガスとして知られる。 TGC でもストリーマーモードに行くことは確認された。しかしながら、必ずしも自己消滅はせず放電することが分かった。

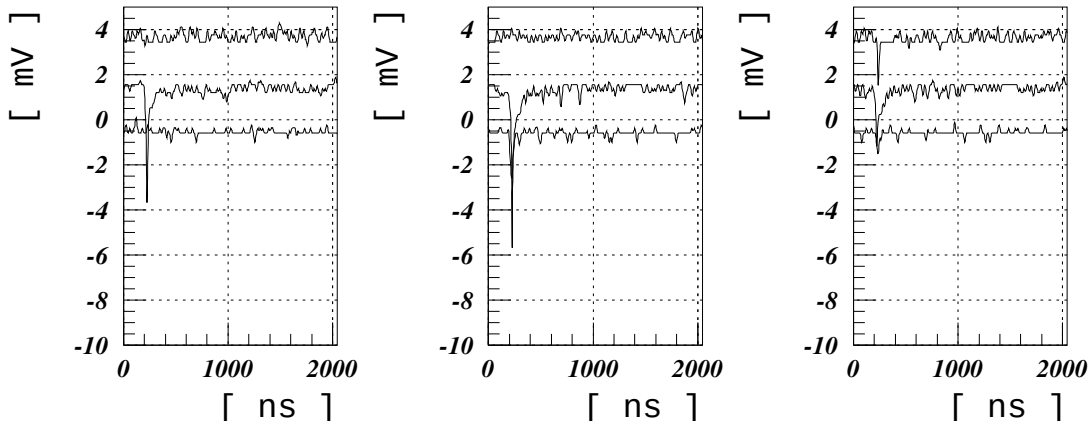

図 50: $Ar+C_2H_6$ を充填した時の通常のパルス。印加電圧は 2.175kV。チャンネルの順番で縦軸の基準点をずらしてある。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm

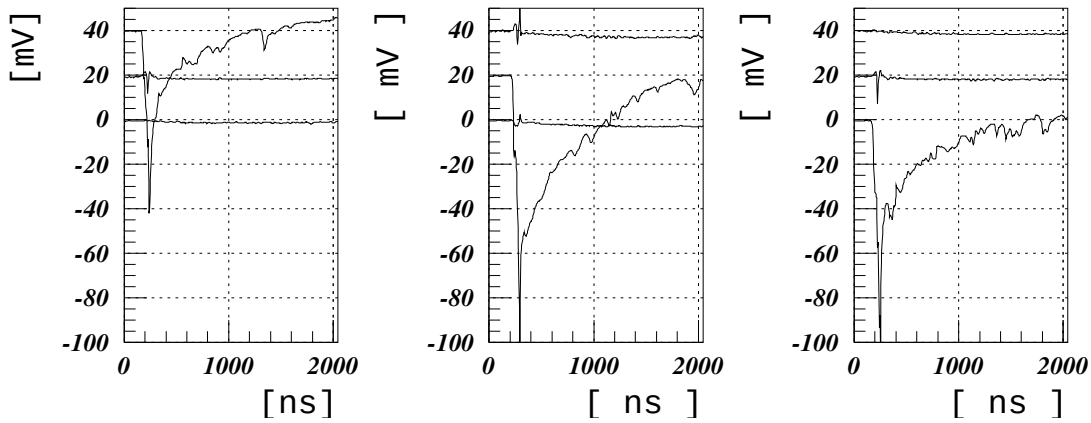

図 51: $Ar+C_2H_6$ を充填した時の自己消滅型ストリーマーパルス。印加電圧は 2.175kV。

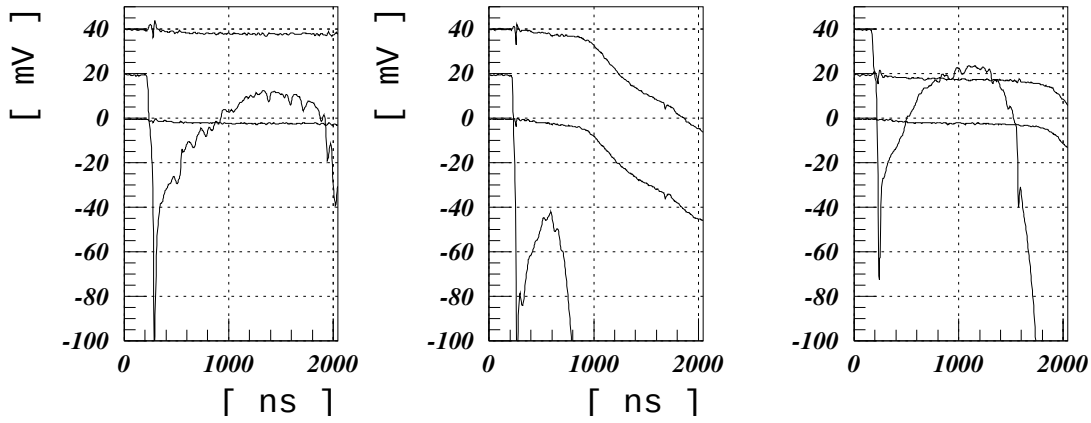

図 52: $Ar+C_2H_6$ を充填した時のストリーマーパルス。印加電圧は 2.175kV。パルスは高電圧を供給している高抵抗に電流が流れることによる電圧降下が起こることにより消滅。

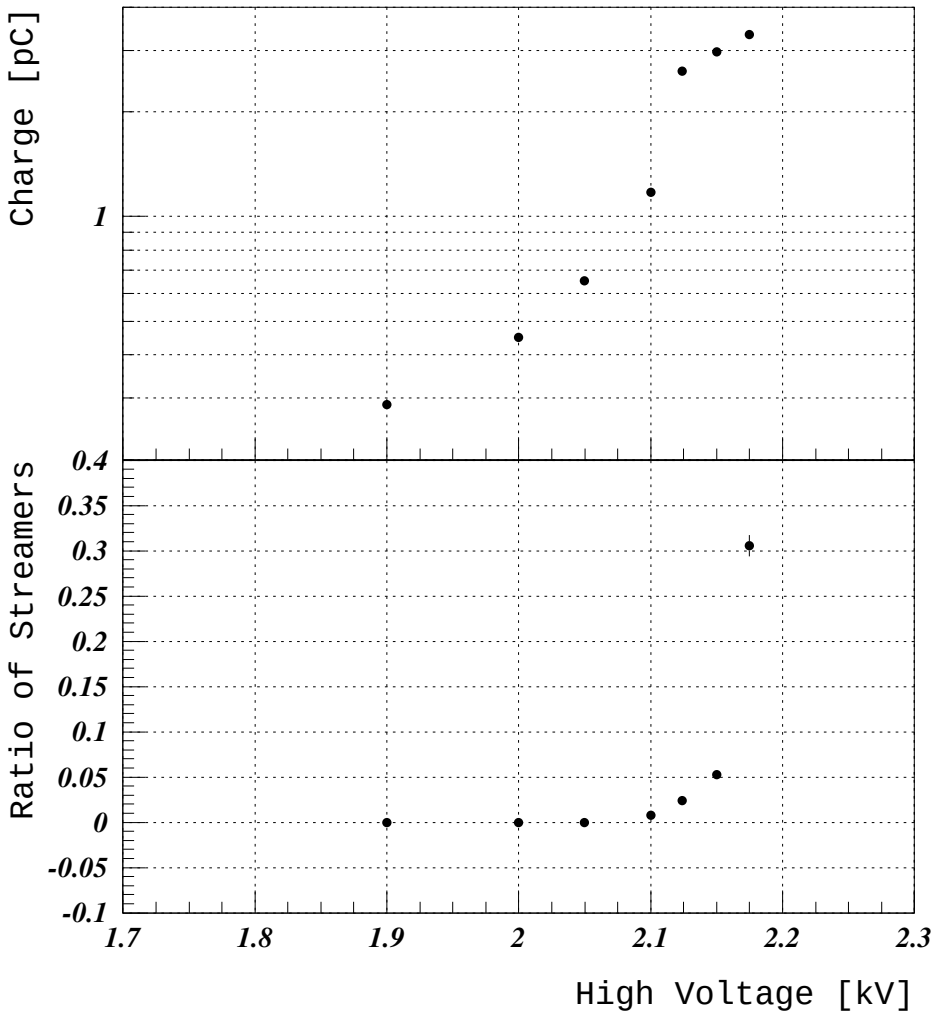

図 53: $Ar+C_2H_6$ を充填した時の TGC の印加電圧特性。上段は、チェンバーの検出電荷量分布の中央値。下段は、ストリーマーへの遷移率。ソースは ^{106}Ru 、 TGC のセルフトリガーを用いた。

3.11.2 CO_2+n-pentane を充填したとき

入力換算検出電荷量分布

ストリーマーが含まれるようになると入力換算検出電荷量分布は通常のパルスによるものとストリーマーによるものに分離するようになる。このストリーマーを含むときの入力換算検出電荷量分布の特徴が TGC でも現れてないか確かめた。放射線源は ^{106}Ru の β 線を用い、シンチレーションカウンターでトリガーを掛けた。このとき、アンプのゲインを調整し、 TGC からのシグナルが ADC のレンジを超えないように注意した。

図 54、 55にその様子を示す。 n-pentane が 47% のときは、印加電圧 4.1kV までストリーマーの証拠となる入力換算検出電荷量分布における二つのピークは現れなかった。

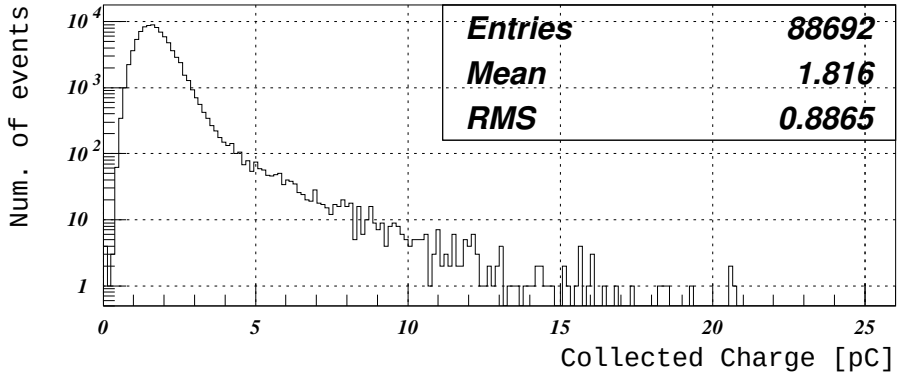

図 54: 入力換算検出電荷量分布。オーバーフローは 25pC に立てる様にした。印加電圧は 3.4kV。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm

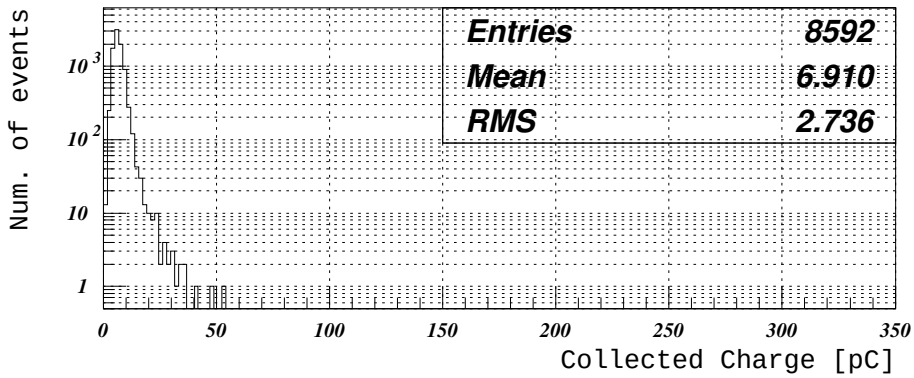

図 55: 入力換算検出電荷量分布。オーバーフローは 330pC に立てる様にした。印加電圧は 4.1kV。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm

入力換算検出電荷量の印加電圧特性

電荷量分布測定と同じ様にして、入力換算検出電荷量中心値の印加電圧依存性を測定した。図 56にその様子を示す。空間電荷の影響が出始めていると考えられるところから、かなり高い印加電圧値までその振る舞いには劇的な変化が見て取れないのが分かる。

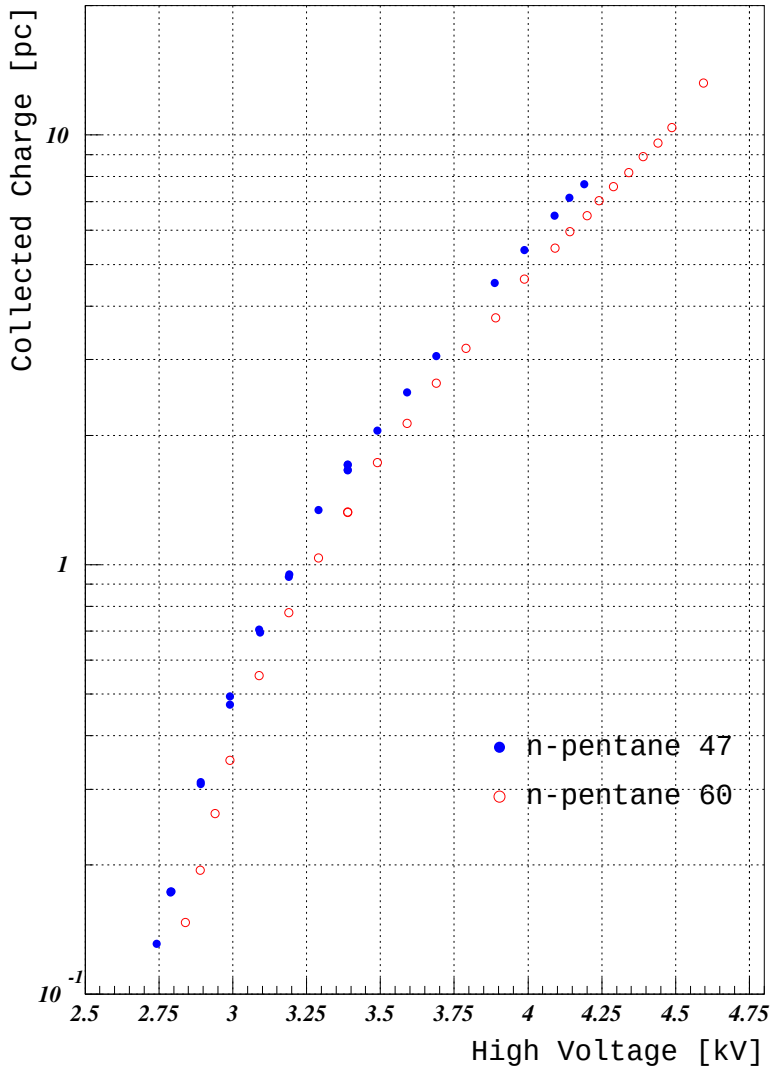

図 56: CO_2+n-pentane を充填した時の検出電荷量の印加電圧特性。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm。

電圧の高いところでのパルスの変化

パルスの形から検出器の動作モードが遷移した時に明確な違いが現れる可能性がある。また、 $Ar+C_2H_6$ 充填時のストリーマーパルス (パルス幅 $\sim>100$ns) は CO_2+n-pentane 充填時のストリーマーパルスの指標となる。よって、 CO_2+n-pentane に対しても $Ar+C_2H_6$ (50:50) の時と同じように、ワイヤーチャンネルの波形をオシロスコープで取り込み解析をした。

以下結果を各ガス混合比ごとに結果をまとめる。

- CO_2:n-pentane = (100:0) $\sim$ (90:10)

n-pentane の混合比が少ないとき ($0 \sim 10\%$) は、印加電圧を増していくと放電したと思われるパルスが混じり始めた。図 57、 58にその代表的な出力波形を示す。

図 59、 60に n-pentane が 0%、 10% の時の入力換算検出電荷量の分布を示す。このとき、40pC 以上の電荷量が検出されたイベントは、オーバーフローとして 40pC のところにまとめた。この印加電圧ごとの分布から、放電に至ったイベントと普通のイベントとの検出電荷量には明確な差があり、印加電圧とともに急激にその割合が増えることが分かる。よって、放電パルスを 40pC 以上の検出電荷量のあったイベントと定義し、放電パルスの割合を図 67に示す。

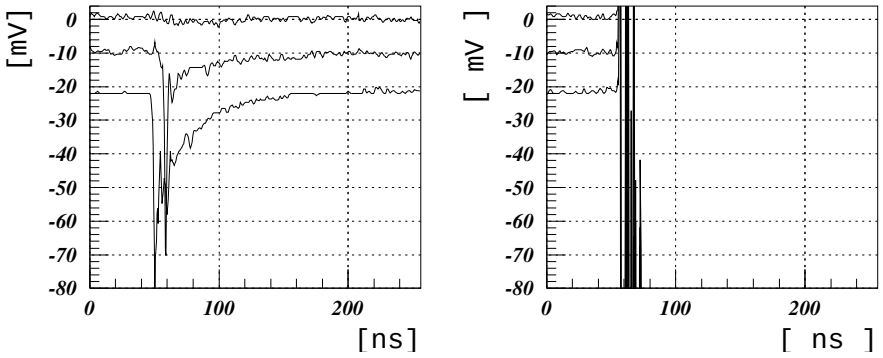

図 57: CO_2 :n-pentane = 100:0 のときのワイヤーシグナルの波形。左図は通常の波形。右図は放電したときの波形。印加電圧は 3.65kV。

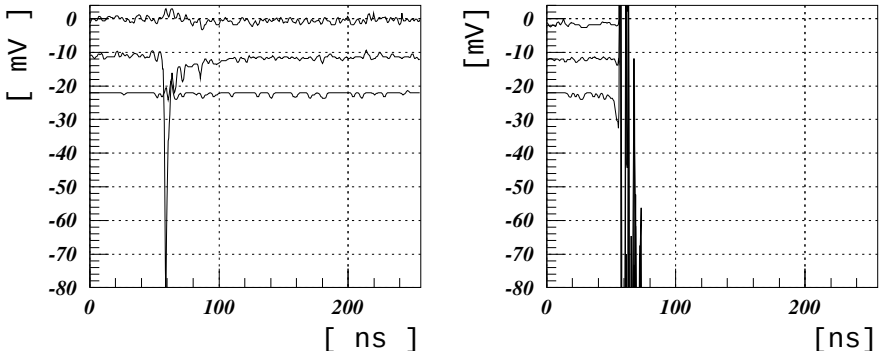

図 58: CO_2:n-pentane = 90:10 のときのワイヤーシグナルの波形。左図は普通の波形。右図は放電したときの波形。印加電圧は 3.45kV。

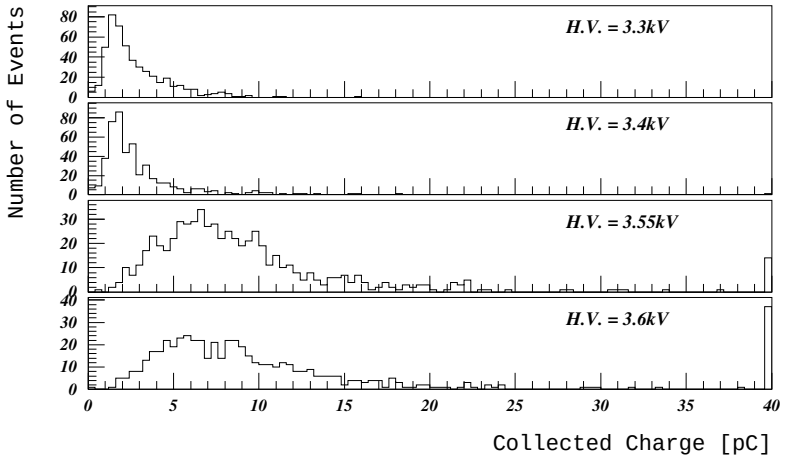

図 59: CO_2:n-pentane = 100:0 のときのワイヤーチャンネルの検出電荷量の印加電圧特性。 40pC 以上の電荷量のイベントは、オーバーフローとして 40pC のところのビンにまとめた。印加電圧を上げていくと大きな検出電荷量をもつイベントが急激に増える。

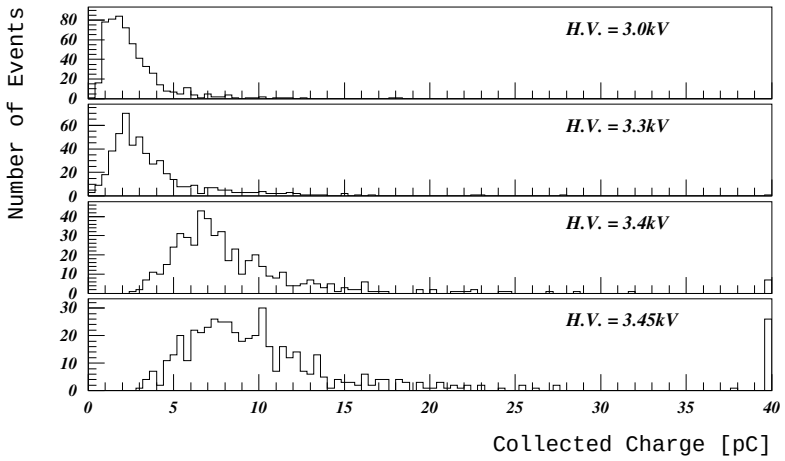

図 60: CO_2:n-pentane = 90:10 のときのワイヤーチャンネルの入力換算検出電荷量の印加電圧特性。 40pC 以上の電荷量のイベントは、オーバーフローとして 40pC のところのビンにまとめた。印加電圧を上げていくと大きな検出電荷量をもつイベントが急激に増える。

- CO_2:n-pentane = 70:30 $\sim$ 53:47

n-pentane の混合比をさらに上げていくと、今度は放電的にならずに 30ns 程度の時間をおいて現れる後続パルスがみられるようになった。図 62、 61にその代表的なパルスを伴う波形を示す。

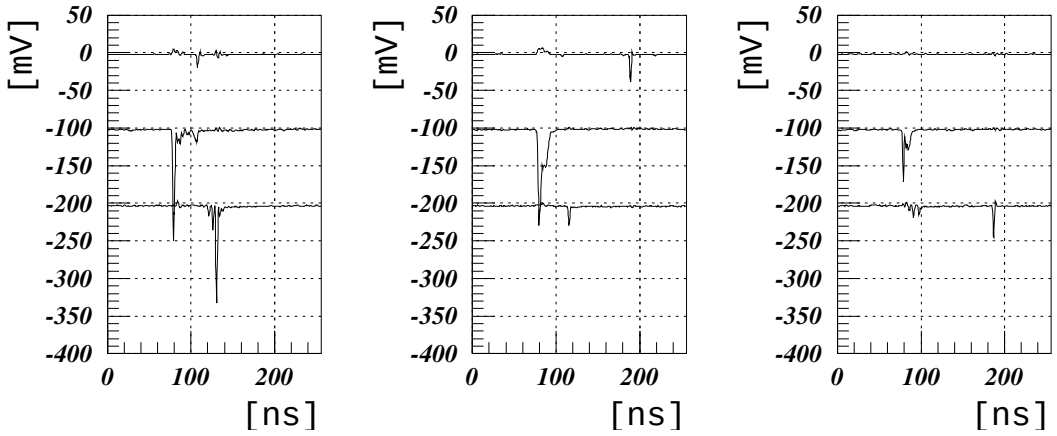

図 61: CO_2:n-pentane = 70:30 のときの後続パルスを伴うワイヤーシグナルの波形。印加電圧は 4.0kV。

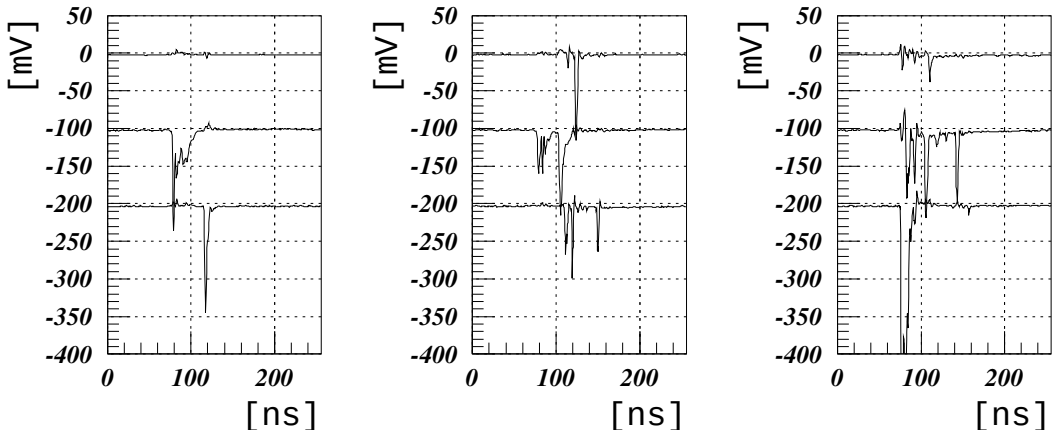

図 62: CO_2:n-pentane = 53:47 のときの後続パルスを伴うワイヤーシグナルの波形。印加電圧は 4.4kV。

この 30ns 程度の時間をおいてから現れるパルスは、紫外線光子によって新たな電子雪崩が作られたことによると考えられる。この効果を定量化するために、まず、パルスを以下の様に定義する。
パルスとは、

- オシロスコープのノイズレベルよりも十分大きなピーク値を持つ
- 極小値 V_1 のまわりに、その極小値 V_1 の A 以下 V_1A になるくぼみがある
- 極小値 V_1 とくぼみ V_2 との間 V_2-V_1 はノイズレベル以上
- パルスの近傍 T_0 ns 以内に別のパルスがないこと[11]

[11] 2 つ続けてあったときは時間的に早いものを、 3 つ続けてあったときは 1 番目と 3 番目を、 4 つ続けて... パルスとする

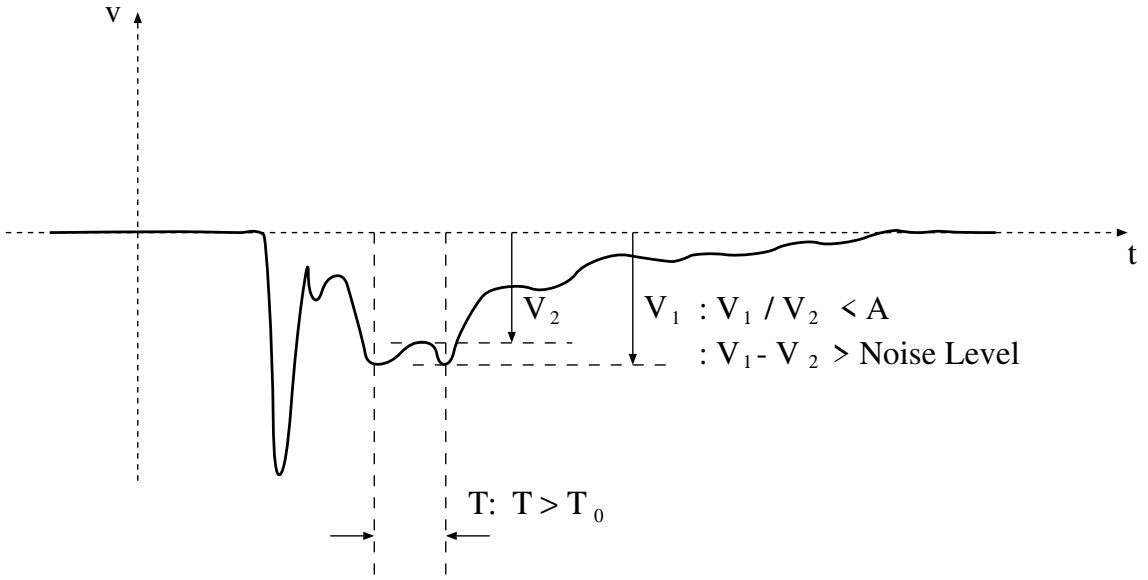

図 63: パルスの定義

を満たすものと定義する (図 63参照) 。このような定義の下では、適当なパラメータ A および T_0 の値に結果は依存しなかったので、以下では、 A=0.5、 T_0 = 3ns を用いることにする。

このパルスの定義の下、 3 本のワイヤーにおいて始めにワイヤーに到着したパルスと最後に到着したパルスの到着時間の差を、パルスの存続時間 Pulse duration として定義し (図 64) 、図 65、 66にその分布を示す。

図 65、 66から、印加電圧を上げていくと 50ns 以上に渡りパルスが存続するイベントが増えることが分かる。よって、後続パルスを伴うイベントを、

後続パルスを伴うイベント $\equiv$ 3本のワイヤーのパルスの中で始めのパルスと最後のパルスの到達時間の差が$50ns$以 (40)

と定義し、その全イベントに対する割合を図 68に示す。

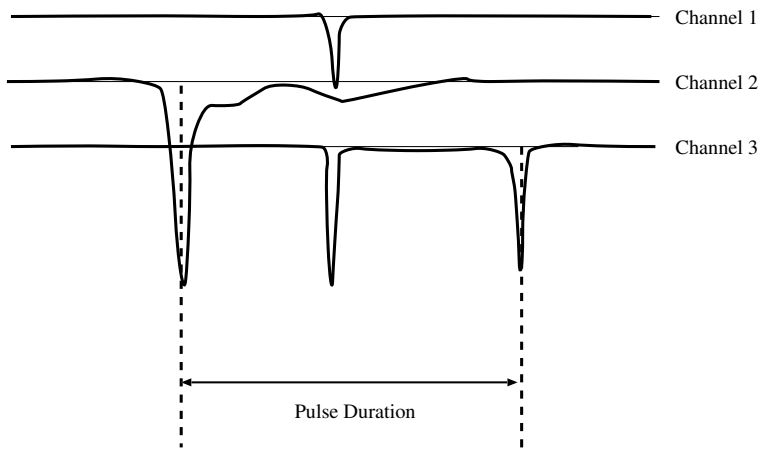

図 64: パルスの存続時間

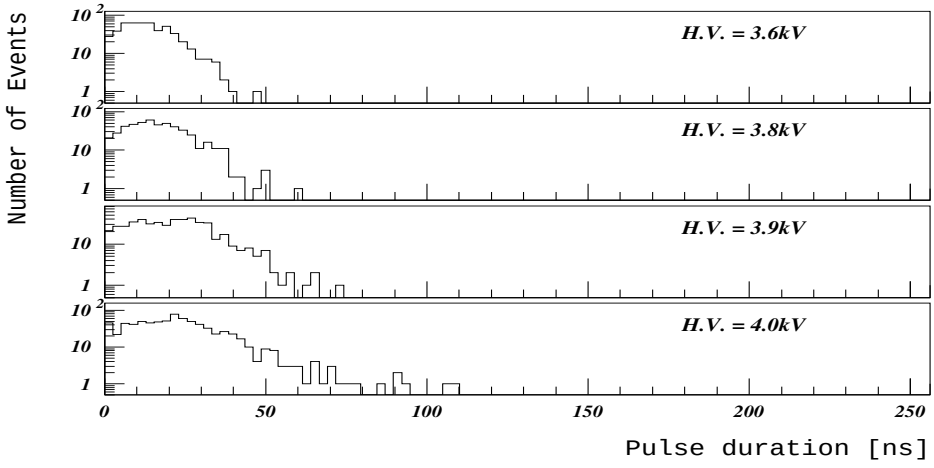

図 65: CO_2:n-pentane = 70:30 のときの最初のパルスと最後のパルスの到達時間の差の分布。印加電圧を上げていくと 50ns 以上に渡りパルスが到着するようになる。

ストリーマーの典型的な特徴である 100ns 程度の幅を持ったパルスは CO_2+n-pentane 混合ガスでは確認されなかった。各点でとったイベント数はほとんどの点で 500 イベントであり、よって完全にストリーマーの存在を否定できたわけではない。しかしながら、ストリーマーが存在するとすれば、その割合は印加電圧とともに急激に増えるはずであり、また放電的

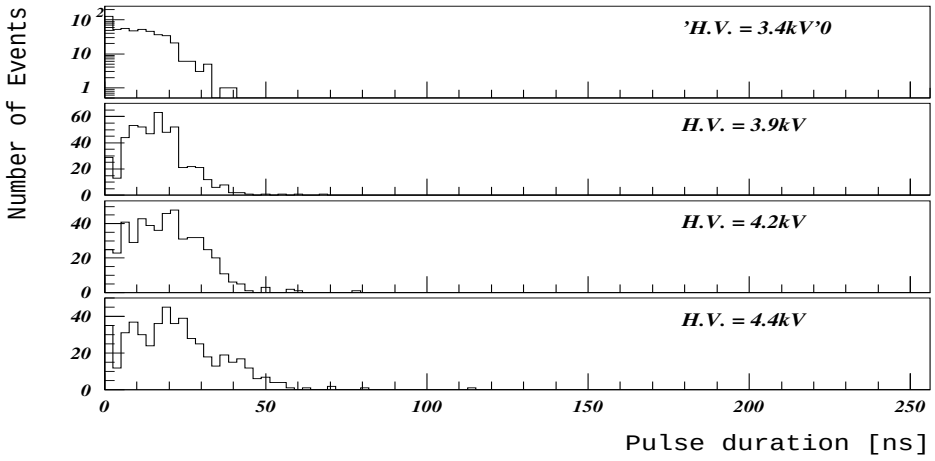

図 66: CO_2:n-pentane = 53:47 のときの最初のパルスと最後のパルスの到達時間の差の分布。

な振舞いをする高い印加電圧においてもその存在が確認されなかったことにより、通常の動作点でストリーマーは存在しないと考えられる。

- ストリーマーの有無、及び、放電領域についての研究のまとめ

CO_2+n-pentane 混合ガスでストリーマーの有無を調べるために、 Ar+C_2H_6 (50:50) を充填したときの波形を指標としてしらべた。その結果 CO_2+n-pentane 混合ガスではストリーマーは確認されなかった。

また、印加電圧を増加していくと、波形に放電領域の兆候となる違いが現れ始めた。そしてその割合を適当な定義をして求めた。これは、安定動作領域の指標となる。

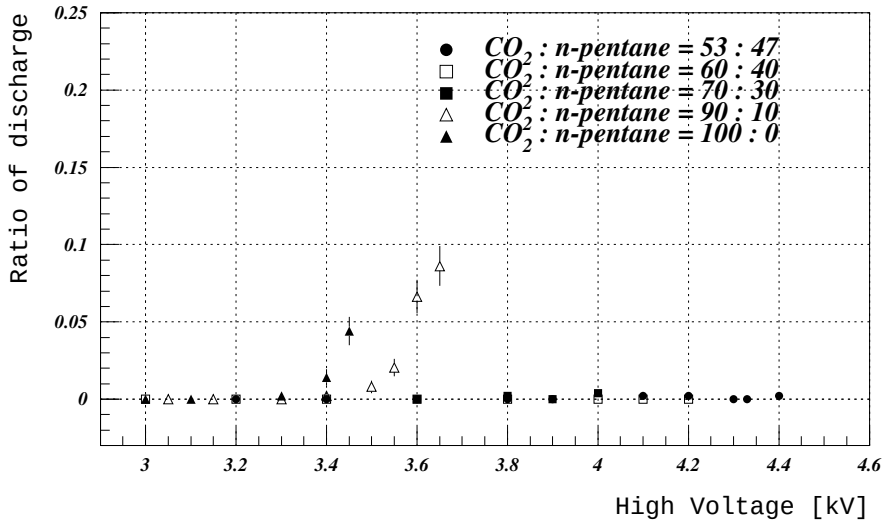

図 67: 放電パルスの割合。

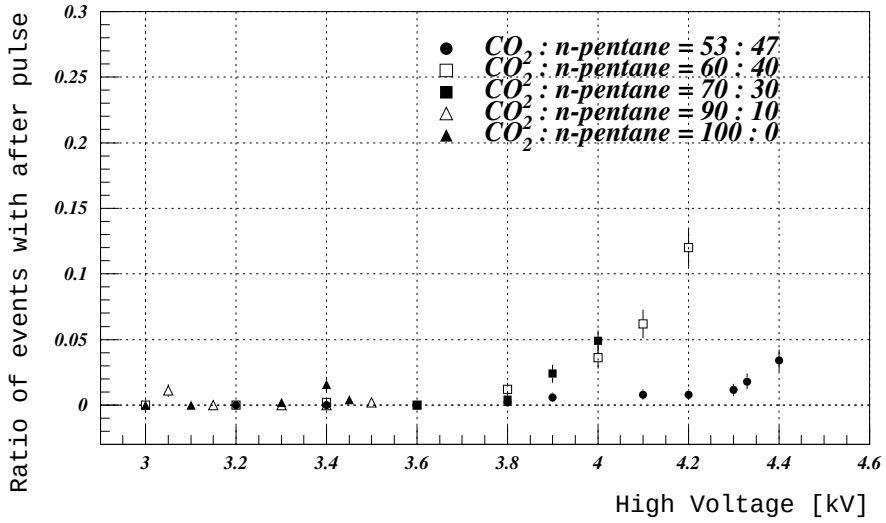

図 68: 後続パルスを伴うイベントの割合。

3.12 動作環境に対する依存性

TGC において温度を変化させた時、その動作がどう変化するかを調べた。またその依存性において、タウンゼントの第一電離係数からの予測が成り立つかと言う事もこの研究の目的である。

3.12.1 セットアップ

図 69にそのセットアップを示す。線源は ^{55}Fe の X 線 (5.9KeV) を用いた。 X 線を用いた理由は、温度変化にともなうガス分子数密度の変化によって β 線では初期電子数が変化してしまう効果をさけるためである。

トリガーは X 線を用いたためセルフトリガーを用いるしかなく、ノイズを避けるためにワイヤーとストリップの両方にシグナルが検出されることをトリガーの条件とした。また、プリアンプもテントの中に入れられ温度にそのゲインがよると考えられたので、その温度依存性を測定し温度係数 $0.0025 \pm 0.00081/^{o}\mathrm{C}$ という値を得た。この値は検出電荷量の補正に入っている。

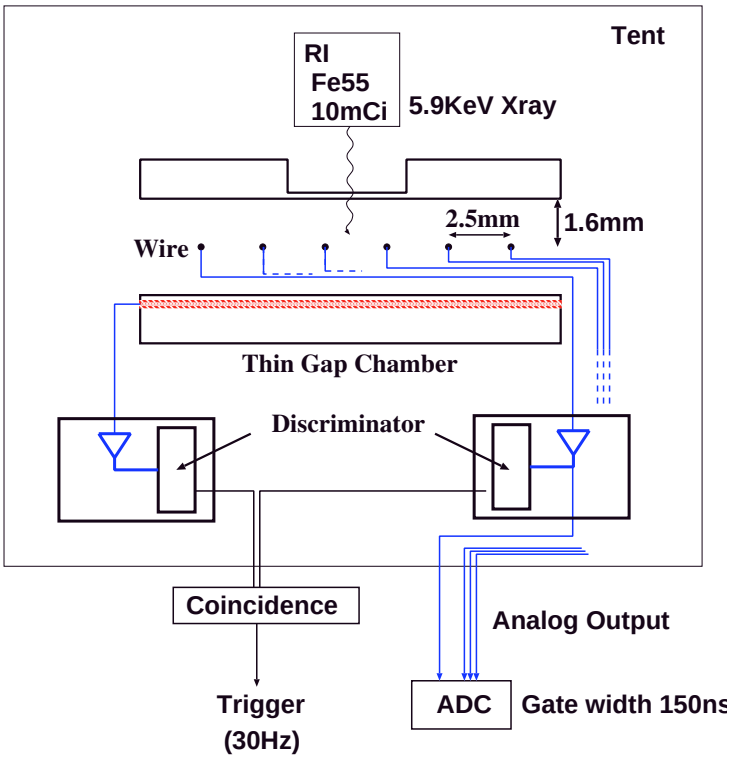

図 69: 温度依存性測定のためのセットアップ

3.12.2 TGC の gain の温度依存性

図 70に各印加電圧ごとに温度に対する入力換算検出電荷量中心値の依存性を示す。また、図中の実線は各印加電圧ごとの測定点を 2 次関数でフィットしたものである。温度が上昇すると、入力換算検出電荷量中心値も増加する様子が分かる。

ここで、温度係数を、温度 $1^{o}\mathrm{C}$ あたりに検出電荷量の変化する割合、と定義する。 2 次関数でフィットした結果から求めたその $30^{o}\mathrm{C}$ 及び $40^{o}\mathrm{C}$ の時の値を図 71に示す。

そこから、印加電圧とともに温度係数が減少することが分かる。温度係数の減少は、印加電圧の増加にともないよりガスゲインが飽和するにつれ、環境に対してあまり影響を受けなく

なっているためと考えられる。また、図 71から TGC の動作は温度が低いとき、より印加電圧に依存する事が分かる。

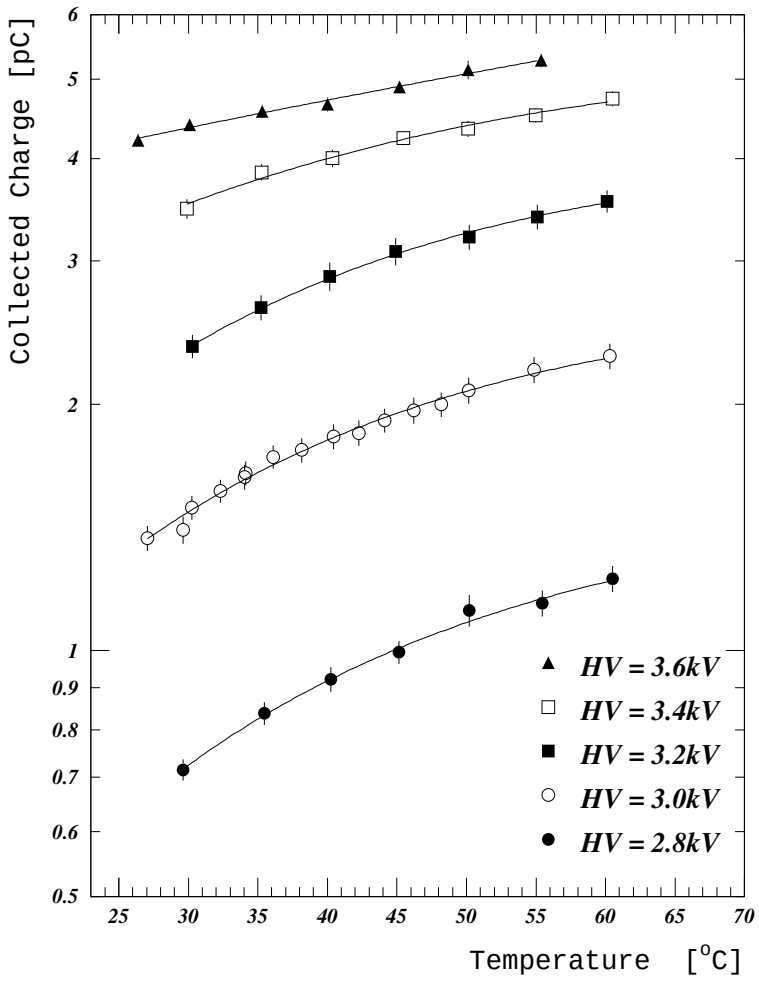

図 70: 検出電荷量中心値の温度依存性。図中の曲線は 2 次曲線でフィットしたもの。

3.12.3 タウンゼント第一電離係数 α の相似則

つぎに、以上の観測された振舞をガス増幅過程の計算の予想と比較した。そのために、定常的な熱源により常に熱の流れがある時の気体状態を計算するため、熱の概念を含む流体力学を用いて図 69にあるセットアップの時に温度に対してガス分子数密度がどう変化するかを計算した。

それを用いて、横軸に印加電圧をガス分子数密度で割ったもの、縦軸に標準大気圧 · 温度のもとでのガス分子数密度 $\mathrm{n_0}$ と測定点におけるガス分子数密度 n を用いて検出電荷量 (pC 単位) を $\mathrm{n/n_0}$ 乗したものを図 72示す。そこから、相似則が成り立っていることが分かる。

図 72と図 47を比べると、圧力依存性の時よりも温度依存性の時の方が相似則がよく成り立っていることが分かる。

β 線による初期クラスター中の電子数 3 個程度に比べ、 X 線による初期クラスター中の電子数は 200 個程度と非常に数多く、極端に大きな電子雪崩に発達し、十分に飽和しているため

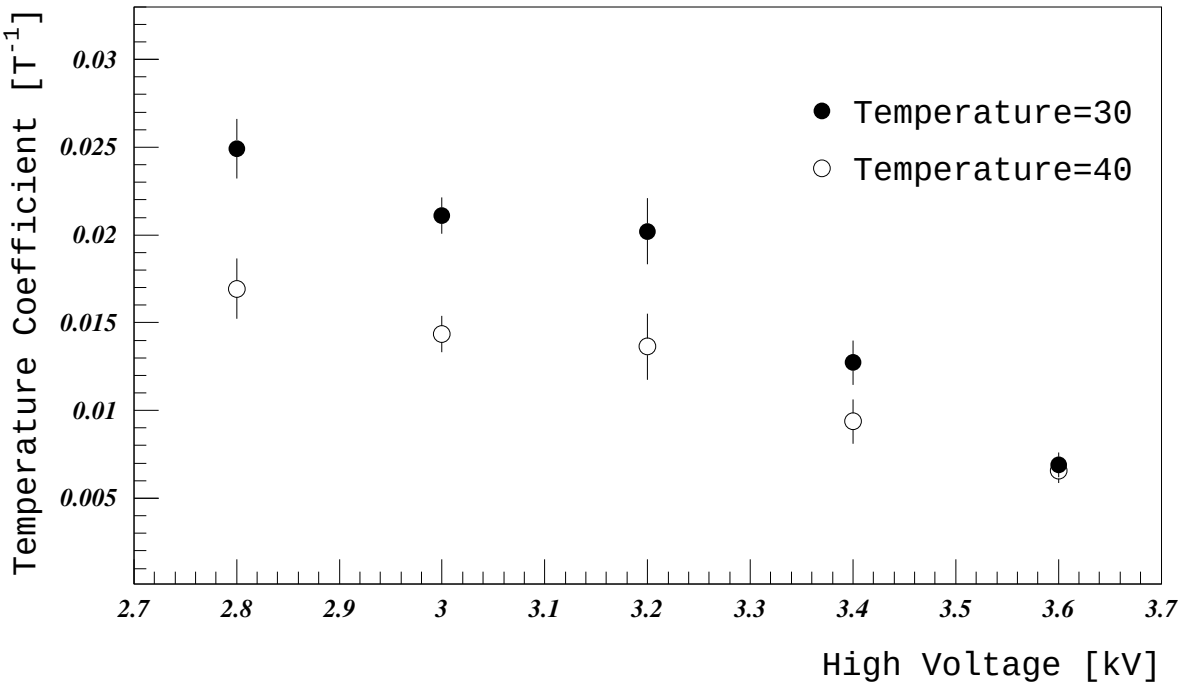

図 71: 検出電荷量中心値の温度係数。 70のフィットの結果を用いてある。

と考えられる。

図 73に $^{90}\mathrm{Sr}$ からの β 線と、 $^{55}\mathrm{Fe}$ からの X 線を用いた時の入力換算検出電荷量中心値の印加電圧特性を示す [25]。印加電圧を上げていくと、 $3.5\mathrm{kV}$ 以上で X 線に対する入力換算検出電荷量が β 線に対するそれを下まわるのは、 X 線による電子雪崩の方が空間電荷の影響があり、飽和しているためと考えられる。

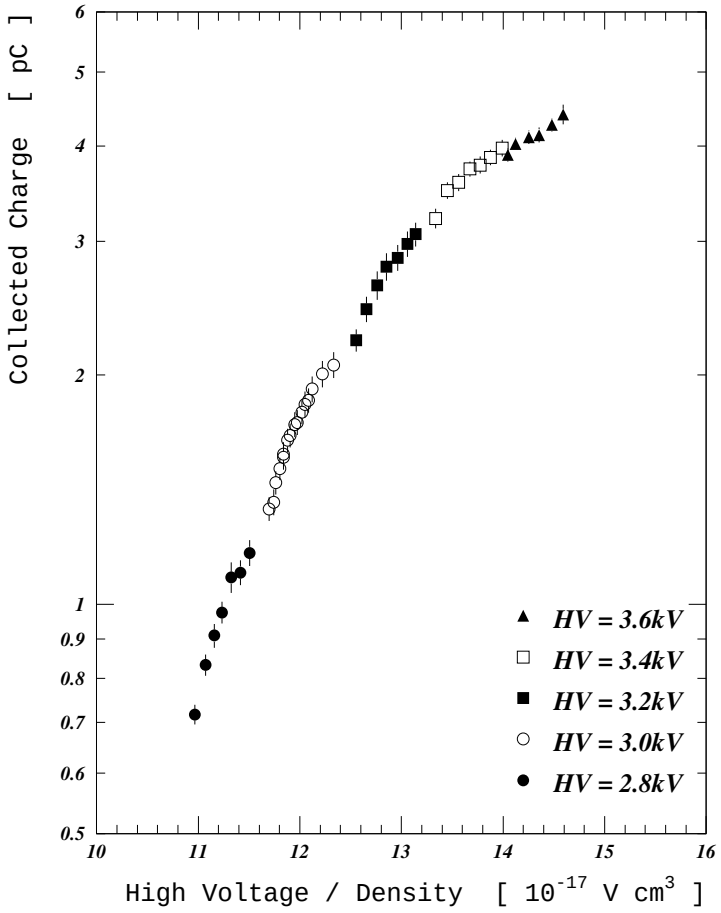

図 72: 検出電荷量中心値の振舞における相似則

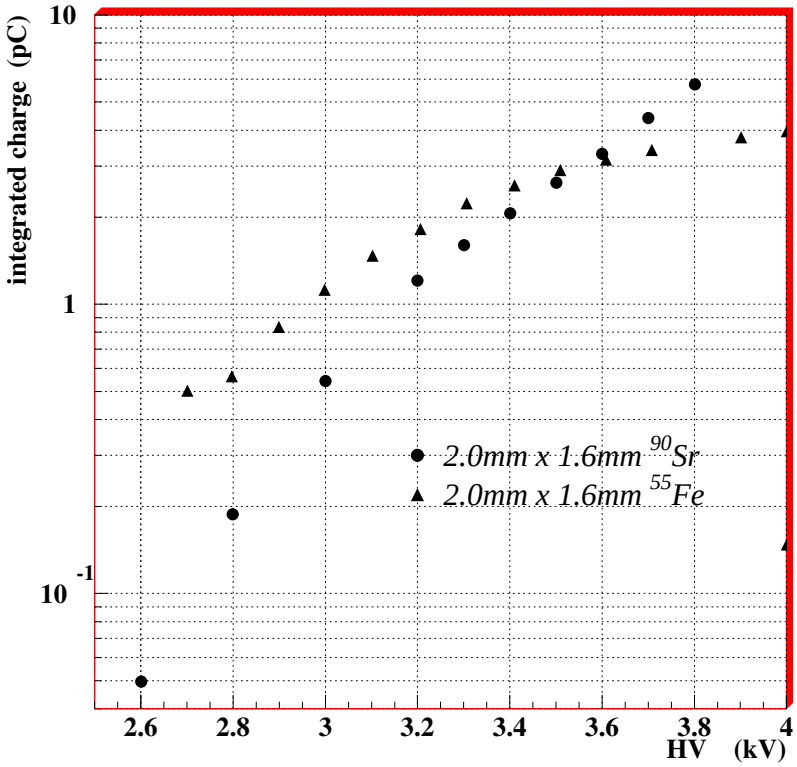

図 73: ^{55}Fe と 90Sr に対する入力換算検出電荷量中心値の印加電圧依存性 [25]

4　まとめ

4.1　大型 TGC の開発についての考察

ATLAS 実験用大型 TGC を動作させる上で問題となるのは、機械的な変形である。この機械的な問題に対処するためには、精密な製造工程が必要であるとともに、 TGC の動作自体の機械的な変形に対する依存性を少なくするような工夫が重要となる。そのため、 ATLAS 実験では TGC は制限比例モードで動作させられる予定である。また、制限比例モードで安定に動作させるためには、紫外線光子吸収断面積の大きなガスを充填することが必要となる。

これらのことは、本論文の研究により CO_2+n-pentane 混合ガスを用いることで、ストリーマーを含むことなく、達成されることが分かった。 ATLAS 実験用大型 TGC の開発に向けて重要な基本動作特性の理解が得られたのである。

4.2　TGC の動作研究に関するまとめ

TGC の動作の充填ガス依存性、動作モード、ストリーマー、放電領域、動作環境依存性を調べるために、種々のテスト実験を行なった。その結果をまとめる。

充填ガス依存性

充填ガス依存性を調べるテストでは、 CO_2+n-pentane 混合比を変化させ TGC の動作特性を測定した。

動作モード

TGC の動作モードを高速荷電粒子の入射角度に対する依存性及び、充填ガスの圧力変化によって空間電荷効果の差を引き出すことで求められた。結果として、印加電圧が 2.4kV 程度を過ぎたあたりで比例モードからずれ始めていることが分かった。

ストリーマー

CO_2+n-pentane を充填した時のストリーマーの有無については、検出される電荷量の分布を詳しく調べ、さらに、シグナルの波形解析をすることでその存在を否定した。

放電領域

放電領域を求める測定においては、波形の変化を調べることで放電的なモードへ移り変わるところを求めた。

環境依存性

動作環境依存性については、圧力及び温度を変化させそれに対する TGC の動作変化を調べた。

4.3　今後の研究

今後、以下の項目について研究していく予定である。

比例モード

本論文で到達できなかった CO_2+n-pentane を充填した時の比例モードを調べることである。 TGC という初期電子数が少ない検出器で、ガスゲインの小さい状況下での動作を調べるためには高性能の電子回路を設計製造する必要がある。

CO_2+n-pentane に関する基礎パラメータ測定

基礎パラメータの測定も重要な課題である。これらの理解は、検出器の動作を予測するのに役立つ。基礎パラメータとしては、

- 1. イオン化断面積
- 2. クラスターサイズ分布
- 3. タウンゼントの第一電離係数
- 4. 電子のドリフト速度
- 5.CO_2、及び $n-pentane$ がイオン化した時のドリフト速度
- 6. 電子付着係数

がある。特に、 n-pentane に関するこれらの基礎パラメータはあまり得られてなく、その測定は検出器の動作を理解する上で欠かせない項目である。

初期電子 1 個のもとでの動作

初期電子 1 個のもとで検出される電荷量から直接ガスゲインの標識を得ることができる。また、初期電子数が不変でも、その検出電荷量は統計的な分布を持つはずであるが、その分布からガス増幅過程に関する理解が得られる可能性がある。初期電子 1 個を実現する方法としては、レーザー、 UV ランプ等の照射などである。

各種の放射線源に対し TGC で検出される電荷量の比較、及びシグナルの波形解析

初期電子数及び電離密度を変化させたときの TGC の動作を調べることで、動作モードや空間電荷に関する理解が得られる。

また、これらの条件下においてシグナルの波形を比較することで、検出器の内部において起こっている現象を研究することができる。

TGC の動作の充填ガスに対する依存性

各種ガスを調べることにより、 TGC の性能が向上する可能性を調べること、充填ガスの違いによる検出器の動作を調べること、が目的である。特に、現在よく理解されているガス (Ar、 CF_4、 CH_4 など) を用いて TGC のテスト実験をすることは検出器の動作原理の理解につながる。

謝辞

本研究を行う機会ならびに適切な指導、助言を与えてくれました指導教官 小林 富雄教授に深く感謝します。

高エネルギー加速器機構での研究活動にあたり、様々な助言、ご指導をくださいました近藤 敬比古教授、大須賀 斐雄助教授、岩崎 博行助教授に感謝します。とくに岩崎博行助教授には、いろいろな実験装置をお貸しくださりましたことに感謝を申し上げます。また筆者の幾つも無理な相談を実行してくださいました高エネルギー加速器機構の工作棟の皆様、特に 榊原 幸則氏に感謝します。さらに、日本 ATLAS グループの方々、特に信州大学の 竹下 徹助教授は実験者としての心構えをご指導下さり、また神戸大学の 野崎 光昭教授には様々な助言を頂ました。両氏にお礼を申し上げます

また、多くの時間お世話になった長谷川 庸司氏には、実験結果の解析手法について多くを学ばせて頂きました。こころから、お礼を申し上げます。また、実験を行うに当たり惜しみない協力をしてくださいました本間 謙輔氏、福井 秀人氏、山内 一夫氏にお礼を申し上げます。また、吉田光宏氏が実験設備、電子回路等を整えて下さったことは実験を効率よく進める上で必要不可欠でした。田中 秀治氏は、氏の経験を活かした適切な助言を与えてくださりました。両氏に、こころからお礼を申し上げます。さらに研究生活を通して様々な支援をくださりました陣内 修氏に深くお礼を申し上げます。また、佐藤 構二氏、津野総司氏、松浦 聡氏の実験協力は研究を進める上で不可欠なものでした。お礼を申し上げます。最後に、最も多く研究時間を過ごした信州大学 宮崎 由之氏、神戸大学の 石田 哲男氏との協力は非常に効率的でした。こころからお礼を申し上げます。

参考文献

[1] ATLAS Letter Of Intent, CERN/LHCC/92-4

[2] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43

[3] Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22

[4] 尼子勝哉, 大型陽子 · 陽子衝突型加速器 (LHC) 計画とその物理

[5] 長谷川 庸司氏, private communication

[6] Professor F. Bonaudi and Professor C. W. Fabjan, Particle Detection with Drift Chambers

[7] F. Sauli, PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBER

[8] F.F.Rieke and W.Prepejchal, Ionization cross-sections of gaseous atoms and molecules for high-energy electrons and positrons, Phys. Rev. A **6**,1507(1972)

[9] D.Combecher, w-values of low energy electrons for several gases,in Proceedings of the 3rd Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine,ed by G.Burger and H.G.Ebert,held at Neuherberg, May 1978 p97

[10] L.G.Christophorou, Atomic and Molecular Radiation Physics(Wiley,London 1971)

[11] E.J.Kobetich and R.Katz, Energy deposition by electron beams and delta rays, Phys. Rev. **170**,391(1968)

[12] H.Fischle,J.Heintze and B.Schmidt, Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases, Nucl. Instrum. Methods A **301**,202(1997)

[13] R.I.Schoen, Absorption, ionization and ion-fragmentation cross-section of hydrocarbon vapors under vacuum-ultraviolet radiation, J.Chem.Phys.**17**,2032(1962)

[14] M.Atac,A.V.Tollestrup and D.Potter, Self-quenching streamers, Nucl.Instrum. Methods **200**,345(1982)

[15] R.W.Hendricks, The gas amplification factor in xenon-filled proportional counters, Nucl.Instrum.Methods **155**,203(1978)

[16] J.M.Meel and J.D.Craggs, Electrical Breeakdown of Gases

[17] Loucas G Christophorou, Electron and Ion Swarms

[18] T. YAMASHITA et al., MEASUREMENTS OF THE ELECTRON DRIFT VELOCITY AND POSITIVE-ION MOBILITY FOR GASES CONTAINING CF_4, Nucl. Instrum. Methods A283(1989)

[19] 桑折 範彦, ガス計数管における自己消滅ストリーマー (SQS) モード, 応用物理 第 58 巻 第一号 (1989)

[20] Hansjorg Fischle,Joachim Heintze,Bernhard Schmidt, Cluster size distribution, Nucl. Instrum. Methods A 301,202(1991)

[21] J.Fischer, A.Hrisoho, V.Radeka and P.Rehak, Proportional chambers for very high counting rates based on gas mixtures of CF_4 with hydrocarbons, Nucl. Instrum. Methods A238(1985)249-264

[22] 神戸大学　田中秀治　修士学位論文「大型陽子・陽子衝突実験に用いるための Thin Gap Chamber の性能評価」

[23] S.Tanaka,Department of Physics, Kobe University

[24] 東京大学　三宅正明　修士学位論文「ミューオントリガーチェンバーの動作特性試験」

[25] 東京大学　吉田光宏　修士学位論文「ミューオントリガーチェンバーの信号特性の研究とフロントエンドモノリシック IC の開発」

[26] 信州大学　細田　修士学位論文「アトラス · ミュー粒子トリガーチェンバーの研究」

表目次

1 LHC 加速器の主要パラメータ 4
2 イオン化断面積 15
3 各種ガスの α 線および β 線に対する W 値および最低イオン化ポテンシャル . . 16
4 希ガスの励起状態からの紫外線光子のエネルギー分布のピーク値と、消滅ガスの電離ポテンシャル 56

図目次

1 ATLAS 測定器の全体図 8
2 ATLAS 測定器のカロリメータ 10
3 ATLAS 検出器の RZ 断面図 11
4 バレル領域でのトリガースキーム 12
5 エンドキャップ領域でのトリガースキーム 13
6 エンドキャップ領域でのスレッショルドカーブ 14
7 CH_4,Ar,He,CO_2 におけるクラスターサイズの分布 18
8 CF_4 中での電子のドリフト速度 19
9 CO_2、 N_2 混合ガス中での電子のドリフト速度 20
10 消滅ガスの紫外線光子に対する吸収断面積 22
11 単一電子雪崩の空間電荷のつくる電場 23
12 ストリーマーへの遷移 24
13 円筒型比例計数管の例。 a はワイヤーの半径、 b はワイヤー · カソード間の間隔 25
14 比例計数管における Diethorn プロット 27
15 円筒型比例計数管における配線図の例 28
16 多線式比例計数箱 (MWPC) の構造 29
17 TGC の構造 29
18 今回の実験に用いた小型 TGC の構造 (上図) 。下図はその断面図。 32
19 左図は、 pC 単位の検出電荷量の log 値の分布とそれをガウス分布でフィットした結果。右図は、検出電荷量の分布と左右で幅の違うガウス分布でフィットした結果。 33
20 時間分解能 (タイムジッター) の定義 34
21 実験で用いたフロントエンド回路の回路図 34
22 ビームテストのセットアップ 35
23 ガス供給システム 36
24 印加電圧及び CO_2+n-pentane 混合比に対する入力換算検出電荷量中心値の依存性 37
25 放電する直前の測定点における印加電圧 (左図) および入力換算検出電荷量 (右図) 37
26 印加電圧及び CO_2+n-pentane 混合比に対する検出効率依存性 38
27 検出効率と入力換算検出電荷量の中心値の関係 39
28 放射線源を用いた実験のセットアップ 40
29 コリメートされた後の β 線の広がり 41

30 106Ru からの β 線源を用いた時の CO_2+n-pentane 混合比に対する入力換算検出電荷量の変化。 n-pentane が 10% の時 (図中実線でつないだ点) 、他の混合比 (図中点線でつないだ点) と比べて検出電荷量の増加が著しいことが分かる。 41
31 106Ru からの β 線源を用いた時の CO_2+n-pentane 混合比に対するタイムジッターの変化 42
32 タイムジッターと入力換算検出電荷量の関係 42
33 43
34 シミュレーションと実験値の比較 44
35 入射角度 θ の定義 45
36 入射角 θ=90^o、 30^o の時の入力換算検出電荷量中心値の印加電圧依存性 46
37 印加電圧、入射角度 30^o の時の入力換算検出電荷量中心値 Q_{30} と 90^o のときの入力換算検出電荷量中心値 Q_{90} との比 Q_{30}/Q_{90} 47
38 波形取り込みのセットアップ 47
39 入射角度 30^o、 60^0 と垂直入射の時の入力換算検出電荷量の平均値の比 48
40 印加電圧、入射角度に対する TGC の出力波形の例 49
41 テールの長さの定義 50
42 イオンのドリフトの押え込み。先行した電子雪崩 b) によりイオン化された正イオンが後続電子雪崩のイオンのドリフトに対してポテンシャル障壁 c) となる。 . 50
43 各電圧、入射角度ごとのテールの長さ 51
44 圧力依存性測定のためのセットアップ 52
45 入力換算検出電荷量中心値の圧力依存性 53
46 Diethorn プロット 54
47 ガスゲインの圧力依存性の相似則と空間電荷によるその破れ 55
48 $Ar+C_2H_6$ を TGC に充填したときの印加電圧 2.175kV の時の入力換算検出電荷量分布。 6pC のところにオーバーフローしたものを示す様にしたが、そのような大きな電荷量をもつイベントは存在しなかった。 TGC セルサイズ 2.0mm×1.6mm 57
49 $Ar+C_2H_6$ (50:50) を TGC に充填したときの検出電荷量の印加電圧依存性 . . 57
50 $Ar+C_2H_6$ を充填した時の通常のパルス。印加電圧は 2.175kV。チャンネルの順番で縦軸の基準点をずらしてある。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm . . 59
51 $Ar+C_2H_6$ を充填した時の自己消滅型ストリーマーパルス。印加電圧は 2.175kV。 59
52 $Ar+C_2H_6$ を充填した時のストリーマーパルス。印加電圧は 2.175kV。パルスは高電圧を供給している高抵抗に電流が流れることによる電圧降下が起こることにより消滅。 59
53 $Ar+C_2H_6$ を充填した時の TGC の印加電圧特性。上段は、チェンバーの検出電荷量分布の中央値。下段は、ストリーマーへの遷移率。ソースは ^{106}Ru 、 TGC のセルフトリガーを用いた。 60
54 TGC の入力換算検出電荷量分布。印加電圧 3.4kV 61
55 入力換算検出電荷量分布。印加電圧は 4.1kV 61
56 CO_2+n-pentane を充填した時の検出電荷量の印加電圧特性。 TGC のセルサイズは 2.0mm×1.6mm。 62
57 CO_2 :n-pentane = 100:0 のときのワイヤーシグナルの波形 63
58 CO_2:n-pentane = 90:10 のときのワイヤーシグナルの波形 63
59 CO_2:n-pentane = 100:0 のときのワイヤーチャンネルの入力換算検出電荷量の印加電圧特性 64

60 CO_2:n-pentane = 90:10 のときのワイヤーチャンネルの入力換算検出電荷量の印加電圧特性。40pC 以上の電荷量のイベントは、オーバーフローとして 40pC のところのビンにまとめた。印加電圧を上げていくと大きな検出電荷量をもつイベントが急激に増える。 64
61 CO_2:n-pentane = 70:30 のときの後続パルスを伴うワイヤーシグナルの波形。印加電圧は 4.0kV。 65
62 CO_2:n-pentane = 53:47 のときの後続パルスを伴うワイヤーシグナルの波形。印加電圧は 4.4kV。 65
63 パルスの定義 66
64 パルスの存続時間 67
65 CO_2:n-pentane = 70:30 のときの最初のパルスと最後のパルスの到達時間の差の分布。印加電圧を上げていくと 50ns 以上に渡りパルスが到着するようになる。 67
66 CO_2:n-pentane = 53:47 のときの最初のパルスと最後のパルスの到達時間の差の分布。 68
67 放電パルスの割合。 69
68 後続パルスを伴うイベントの割合。 69
69 温度依存性測定のためのセットアップ 70
70 検出電荷量中心値の温度依存性 71
71 検出電荷量中心値の温度係数 72
72 検出電荷量中心値の振舞における相似則 73
73 ^{55}Fe と ^{90}Sr に対する入力換算検出電荷量中心値の印加電圧依存性 74