修士学位論文

ATLAS 実験ミューオントリガー検出器のバックグラウンド放射線に対する動作研究

東京大学大学院　理学系研究科
物理学専攻

76103
津野　総司

1999 年 1 月

概 要

世界最大の重心系エネルギーを持つ大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) が、欧州原子核研究機構 (CERN) に於いて、2005 年の実験開始を目標に計画されている。LHC 実験は、TeV 領域の探索を可能にし、ヒッグス粒子、超対称性粒子などの探索、トップクオーク物理、CP 非保存の精密測定を目的としている。また LHC 実験では、かつて経験したことのない膨大なバックグラウンドが予想されている。本稿では、LHC 加速器の衝突点の一つに設置される ATLAS 検出器のミューオントリガー検出器 Thin Gap Chamber のバックグラウンド放射線に対する動作研究を目的としている。バックグラウンド放射線に対する研究は、検出器の劣化やミストリガーを見積もる上で欠かせないものである。本稿では、特にバックグラウンド放射線の一つであるガンマ線に対する動作研究を行なった。

目 次

1 序論

1.1 LHC 計画

スイス、ジュネーブにある欧州原子核研究機構 (CERN) で、次世代加速器として、大型陽子陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) が計画されている。LHC 加速器は、重心系エネルギーにして 14TeV、ビームルミノシティーに対して、高ルミノシティー運転時で $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ を持つ円形加速器で、現在稼働中の世界最高エネルギーを持つアメリカ、フェルミ国立加速器研究所 (Fermilab) の大型陽子反陽子衝突型加速器 Tevatron の持つ 1.8TeV(1999 年に 2TeV に増強予定) のエネルギーを大幅に超えることになる。

LHC 加速器は、現在稼働中の大型電子陽電子加速器 LEP-2 のトンネル内 (全長約 27km) に建設される予定で、2005 年 7 月から測定を開始する予定である。

現在まで、様々な加速器実験やその他の実験で標準模型の検証がなされてきたが、標準模型の基本粒子である Higgs 粒子は未だに発見されていない。Higgs 粒子の探索可能質量領域は、現在 $120GeV$(Tevatron : 120GeV [3]、LEP-2 : 100GeV[4]) までであるが、LHC 加速器はおよそ 1TeV までの探索を可能とする。また、Higgs 粒子が 1TeV 以内に存在しない場合は、TeV 領域には、標準模型を越えた新しい物理が存在せねばならない。したがって、LHC 計画は、次期素粒子物理学を開拓する上で非常に重要な役割を担うことになる。また、Higgs 粒子の探索の他に、超対称性粒子の探索、トップクオークの物理、B 中間子の CP 非保存の測定なども目的としている。

一般にハドロンコライダーは、非常に高いエネルギーとルミノシティーにより、より大きな発見ポテンシャルを生み出す反面、衝突粒子に内部構造を持つため、反応に使われない粒子によるジェットなどにより、膨大なバックグラウンドをも生み出す。また、衝突粒子に内部構造を持たないレプトンコライダーのように、生成粒子のエネルギー総和が重心系エネルギーに等しくならないことから、精密測定などの解析が非常に困難となる。LHC 加速器も例外ではなく、いかにして測定器の機能を最大限引き出し、観測したい事象を取り出すかが鍵となる。

以下に LHC 加速器の主なパラメーターを示す。

主リング周長	$26,658.87m$
入射エネルギー	450GeV
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	16um
ビーム衝突角度	200urad
バンチ陽子数	1×10^{11} 個

表 1: LHC 加速器の主要パラメータ

1.2 LHC における物理

LHC に於ける物理の目的は、

- Higgs 粒子の探索
- トップクオークの研究
- 超対称性粒子の探索
- B 崩壊に関する CP 非保存の研究
- 重い W-like、Z-like 粒子の探索

などがある。

1.2.1 Higgs 粒子の探索

現在まで様々な加速器実験で Higgs 粒子の探索が行なわれてきたが、未だに発見されていない。標準模型のみでは、Higgs 粒子の質量は予言できないからである。LHC 加速器では、1TeV までの広範囲なエネルギー領域にわたって探索することが可能である。

陽子陽子衝突による Higgs 粒子の主な生成機構は、グルーオン-グルーオン融合、W-W 融合、$t\bar{t}$ クオーク随伴生成、W 随伴生成である。

また、Higgs 粒子の崩壊モードは、相互作用の強さがフェルミオンの質量に比例し、弱いベクトルボソンの質量の二乗に比例するという性質を持っているため、Higgs 粒子の質量によって様々な崩壊モードが考えられる (図 1)。

以下に、各質量別に Higgs 粒子の探索における崩壊モードについて述べる。

a) $m_H : 80 < m_H < 120GeV$

この質量領域では、Higgs 粒子は b クオーク対、c クオーク対、τ レプトン対への崩壊が主であるが、陽子陽子衝突により生成されるジェットからのバックグラウンドにより、Higgs 粒子を選別するのが困難となる。そこで、光子対への崩壊モード (H $\rightarrow \gamma\gamma$) が調べられる。しかしながら、このモードにもシグナルを区別することができないジェットによるバックグラウンドが存在するため、狭い質量ピークを観測するためには、電磁カロリーメーターに優れたエネルギーと角度分解能が要求される。

また、Higgs 粒子の関連生成物である t クオークや W 粒子を調べること (pp $\rightarrow$ WH、$t\bar{t}$H) により、b クオーク対への崩壊モードも探索可能となる。

この質量領域での Higgs 粒子の探索は、全質量領域中、最も探索が困難である。

b) $120 < m_H < 180GeV$

最も良い探索モードは、H $\rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ ($\mu\mu\mu\mu$,$\mu\mu$ee,eeee) である。ここで、Z^* は仮想粒子であるため、一方のレプトン対の不変質量には制限がない。そのため、検出器はレプトンに対する高い運動量、エネルギー分解能が要求される。

バックグラウンドとしては、ZZ^*、$Z\gamma^*$、$t\bar{t}$、$Zb\bar{b}$ がある。このうち、ZZ^*、$Z\gamma^*$ によるバックグラウンドは減らすことはできないが、生成断面積もそれほど大きくはない。また、$t\bar{t}$、$Zb\bar{b}$ によるバックグラウンドは、レプトン対の不変質量と孤立したレプトンを課することにより、減らすことが可能となる。

期待されるシグナル頻度は、$m_H < 130GeV$ になると急激に落ちる。$m_H \sim 120GeV$ でのこのモードのシグナルを観測するには、高ルミノシティーで数年間の測定を要する。

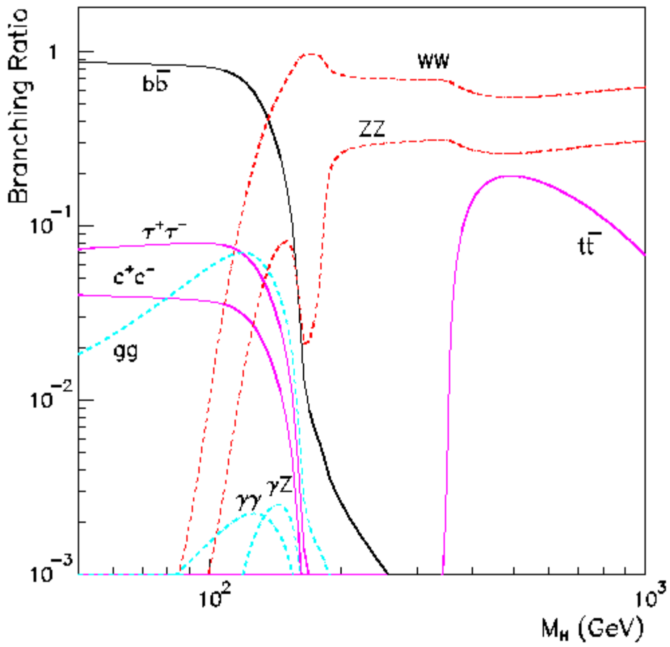

図 1: Higgs 粒子の崩壊率。top クオークの質量を 175GeV としている。

c) $180 < m_H < 800GeV$

この質量領域は、最も明確に Higgs 粒子のシグナルを見分けることができる領域である。ここでは、H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ が探索される。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、Higgs 粒子の明確な不変質量ピークが現れる。このモードは、期待されるシグナル頻度は大きく、バックグラウンドは小さい、また、$180 \sim 700GeV$ まで探索可能である。$600GeV$ 以上になると崩壊幅が急激に大きくなるため、このモードのシグナル頻度が限界に達する。そこでこの質量領域では、H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow \ell^+\ell^+\nu\bar{\nu}$ での探索の方が有効となる。この場合、2 つの ν のため不変質量は再構成できないが、シグナル頻度は先のモードに較べて 6 倍高いので、$\ell^+\ell^-$ の横損失エネルギー E_T^{miss} を精度良く測定することが重要となる。また、WW/ZZ 破片生成過程を伴う pp $\rightarrow$ qq'HX に関連した前方ジェットを使うことも可能である。有効なモードは、H $\rightarrow$ WW $\rightarrow \ell\nu$jj と H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow \ell\ell$jj であり、これらの分岐比は、H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ に比べてそれぞれ約 150 倍、約 20 倍大きい。

最後に、ATLAS 実験を低ルミノシティーで 3 年、高ルミノシティーで 1 年運転した時の標準 Higgs 粒子の発見ポテンシャルを示す (図 2)。

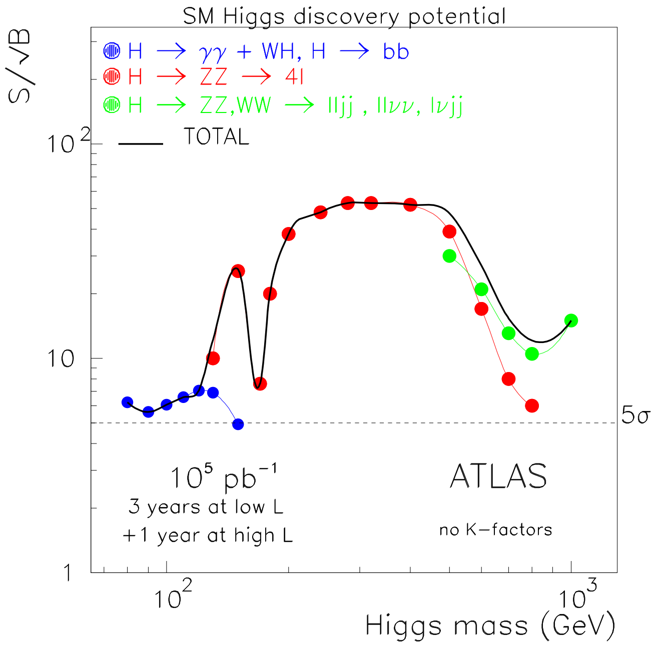

図 2: ATLAS 測定器を低ルミノシティーで 3 年、高ルミノシティーで 1 年動かした時の標準模型 Higgs 粒子の発見ポテンシャル [6]

1.2.2 トップクオークの物理

LHC 加速器では大量のトップクオークを生成するため、トップクオークに関係した物理を研究することができる。トップクオークの質量領域以下には、トップクオークの崩壊過程による質量の大きな粒子がまだ存在するかもしれない。また、トップクオークの質量の精密測定は、Higgs 粒子の質量に強い制限を与える。これらのことにより、トップクオークの詳しい研究は、標準模型を理解する上でも、新しい物理を探索する上でも非常に重要な役割を演じる。

LHC 加速器は、低ルミノシティー (~ $10^{33}cm^{-2}s^{-1}$) 時で 1 日に約 60,000 のトップクオークを生成する。

a) トップクオークの質量の精密測定

- t → jjb 崩壊過程

  $t\bar{t} \rightarrow (\ell\nu\mathrm{b})(\mathrm{jjb})$ に於いて、3 つのジェットのエネルギーを測定することで、不変質量を再構成することができる。主なバックグラウンドは、電子による偽のジェットであるが、その中でも $b\bar{b}$ + jets は、レプトンをトリガーにし、ν による損失エネルギーを測定することにより除くことができる。再構成は、レプトンをトリガーにし、レプトンと反対側の半球に high p_T を含むジェットを要求することにより得られる。ジェットは、一つは b クオークに、残りの二つは m_w の不変質量を持つ。

- 多重レプトン過程

  トップクオークの崩壊から発生する多数のレプトンもまた、質量の精密測定に使われる。最も約束されたモードは、W からの崩壊に二つのレプトンを含むことである。

これらの過程を通して、$\pm 2GeV$ の統計誤差を得る。

b) 荷電 Higgs 粒子の探索

超対称性理論 (SUSY) の一つである MSSM では、5 つの Higgs states(h, H, A,H^+,H^-) が予言されている。MSSM のパラメーター空間において、探索される SUSY Higgs 粒子の中で最も生成断面積の大きいものは、トップクオークを介した $t \to$ bH^+, $H^+ \to \tau\nu$ である。この探索モードは、b クオークからの孤立した high p_T 荷電レプトンと H^+ の τ の同定を行なうことにより選別できる。バックグラウンドとしては $b\bar{b}$,W+jets がある。

また、トップクオークの希崩壊の探索も研究される。

1.2.3 超対称性粒子の探索

自然が超対称であるという仮説から生み出された超対称性理論 (SUSY) は、いまだ純粋な理論的枠組にとどまっているが、実験的に検証されるべき興味深い動機がある。それは Higgs 場に超対称性を導入することにより、自己相互作用によるループ補正の 2 乗発散を抑え、結果、Majorana 粒子であるスーパーパートナーは、$1TeV$ 程度に存在すると予言するからである。したがって、重心系エネルギーが 1TeV 以上の加速器ならば、photino,gluino,wino,zino などのゲージ粒子のスーパーパートナーを探索して、超対称性理論の証拠を見つけることができる。ここで、クオークやレプトンにも同様に超対称化を施すと、それらのスーパーパートナー (squark,slepton) も $1TeV$ 近辺に質量を持つようになる。LHC では、これらの SUSY 粒子が大量に生成されるため、発見が期待される。

a) スクオーク、グルイーノの探索

もし、R パリティー[1]が保存されるならば、SUSY 粒子は、必ず対生成されなければならず、次々と連鎖崩壊をし、最終的に最も質量の軽い SUSY 粒子 (LSP) に落ち着く。LSP の候補は、ニュートラリーノであり、これは観測にはかからない。そのために、観測事象としては、

- 大きな消失エネルギー E_t^{miss} と high-Pt ジェットの測定
- LSP への崩壊前の単体レプトンの探索
- 大量の b クオークジェットの観測

が鍵となる。しかしながら、もし R パリティーが破れているなら、E_t^{miss} の情報は使えない。

b) SUSY Higgs 粒子の探索

MSSM では、5 つの Higgs states(h,H,A,H^+,H^-) が予言されているが、これらの Higgs 粒子の生成断面積と崩壊幅は、非常に MSSM パラメーターに依存する。理論的には、中性 h 粒子の質量は、$140GeV$ を超えないことが予言されており、探索モードは、標準模型 Higgs 粒子と同様、H $\to \gamma\gamma$ モードが調べられる。現在稼働中の LEP2 では、荷電 Higgs 粒子に対して $72GeV$ の下限値が得られている。H,A に関しては、tanβ の大きいところでは、H/A $\to \tau\tau$, H/A $\to \mu\mu$ が主に調べられ、tanβ の小さいところでは、H $\to ZZ^* \to 4\ell$ が調べられる。H^+,H^- に関しては、前述。

1.2.4 B 崩壊に関する CP 非保存の研究

LHC での非常に大きな B クオークの生成頻度から、広範囲な B メソン物理の研究が可能になる。特に CP 非保存の測定の十分な統計精度を利用すれば、非常に小さな CP 非対称を見ることができる。CP 非保存に関しては、主に以下のモードが調べられる。

[1] R パリティーは、通常のクオーク、レプトン、ゲージ粒子は+1 を持ち、それらの粒子のスーパーパートナーは-1 を持つ量子数である。

- $B_d^0 \to \mathrm{J}/\psi K_s^0$
- $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$
- $B_d^0 \to \mathrm{J}/\psi\phi$

しかしながら、バックグラウンドによる統計的不確かさから、ユニタリティ三角形の角度 α の測定は、困難になる。

また、$B_d^0 \to \mu^+\mu^-$, $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ のような稀崩壊も調べられる。

1.3 ATLAS 測定器

LHC 加速器は、実験に使う 4 衝突点と入射やビームダンプのための 4 交差点から成る。ATLAS 検出器は、その衝突点の一つに設置され、ATLAS 実験は、TeV 領域の物理の解明を目指した国際協力実験である。他には、ATLAS 実験と同様の目的を持つ CMS 実験、重イオン衝突実験 ALICE、B 中間子に関する物理を探る LHCB 実験がある。

ATLAS 測定器は、LHC の多様な物理を開拓するために設計された汎用の測定器である。それらを果たすためには、次のことが要求される。

- 複雑なジェットと消失エネルギーを精度良く測定するためのエネルギー分解能
- 高ルミノシティーでのレプトン、b-tagging、及び、光子の同定のための効率的なトラッキング
- 大きな検出可能ラピディティ(η)[2]領域
- 膨大なバックグラウンドの下での放射耐性
- 高頻度の下での最小のパイルアップ効果

ATLAS 測定器は、半径約 12m、長さ約 44m の円筒型の測定器で、他の加速器実験では類を見ない大きさである。当然、読み出し系も膨大なものとなり、非常に大量かつ高速のデータ収集が要求され、また非常に大きなバックグラウンドも予測されている。したがって、各検出器には様々な新しい技術が駆使されている。図 3 に ATLAS 測定器の全体図と図 4 に ATLAS 測定器の R-Z 断面図を示す。

ATLAS 測定器は主に大きく 3 つの部分に分けられる。

a) 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は、最もビーム軸近くに設置され、反応点測定、荷電粒子の飛跡及び運動量の測定、b-tagging、電子、光子の同定を行なう。バレル部 $(|\eta| < 1)$ では、ビーム軸周りに同心円筒上に内側からピクセル検出器、シリコンストリップ検出器 (SCT) の半導体検出器と、飛跡検出器としてストロー検出器 (TRT) の 3 つの部分が層状に設置される。エンドキャップ部では、ビーム軸に垂直に円板状に設置される。半導体検出器は、運動量、衝突パラメーター、vertex の位置測定を行ない、ストロー検出器は、電子、光子の同定、及び飛跡検出を行なう。電子の同定はストロー間で生成された遷移放射光を検出することにより行なわれる。これらの検出器はビーム軸に最も近いことから放射耐性が深刻な問題である。

b) カロリーメータ

カロリーメータは、電子と光子の同定、及びジェットの再構成、消失エネルギーの測定のためのエネルギー測定が行なわれる。これらは十分に大きなラピディティ領域を覆う。カロリーメータは広範囲な η 領域での異なるジェットのエネルギーを測定するために、異なる η 領域で目的にあわせたカロリーメータが設置される。$|\eta| < 3.2$ には、電子、光子同定のためのアコーディオン型のカプトン電極と鉛の吸収体を持つ液体アルゴンカロリーメータがある。$\mathrm{H} \to \gamma\,\gamma$, $\mathrm{H} \to 4\ell$ 過程に対して、$10\,\%/\sqrt{E(GeV)}$ かそれ以下の優れたエネルギー分解能が要求される。

また、電磁カロリーメータの外側にはハドロンの同定、エネルギーの測定、ジェットの再構成を行なうために、バレル部 $(|\eta| < 1.7)$ には鉄の吸収体とタイル状シンチレーター及び、波長変換ファイバーからなるタイル型カロリーメータ、放射頻度がより高いエンドキャップ部 $(1.5 < |\eta| < 3.2)$ では銅の吸収体を持つ液体アルゴンカロリーメータがある。

[2] ラピディティ(η) は、入射ビームに対する角度を θ として、$\eta = -ln(\tan\frac{\theta}{2})$ として定義される。

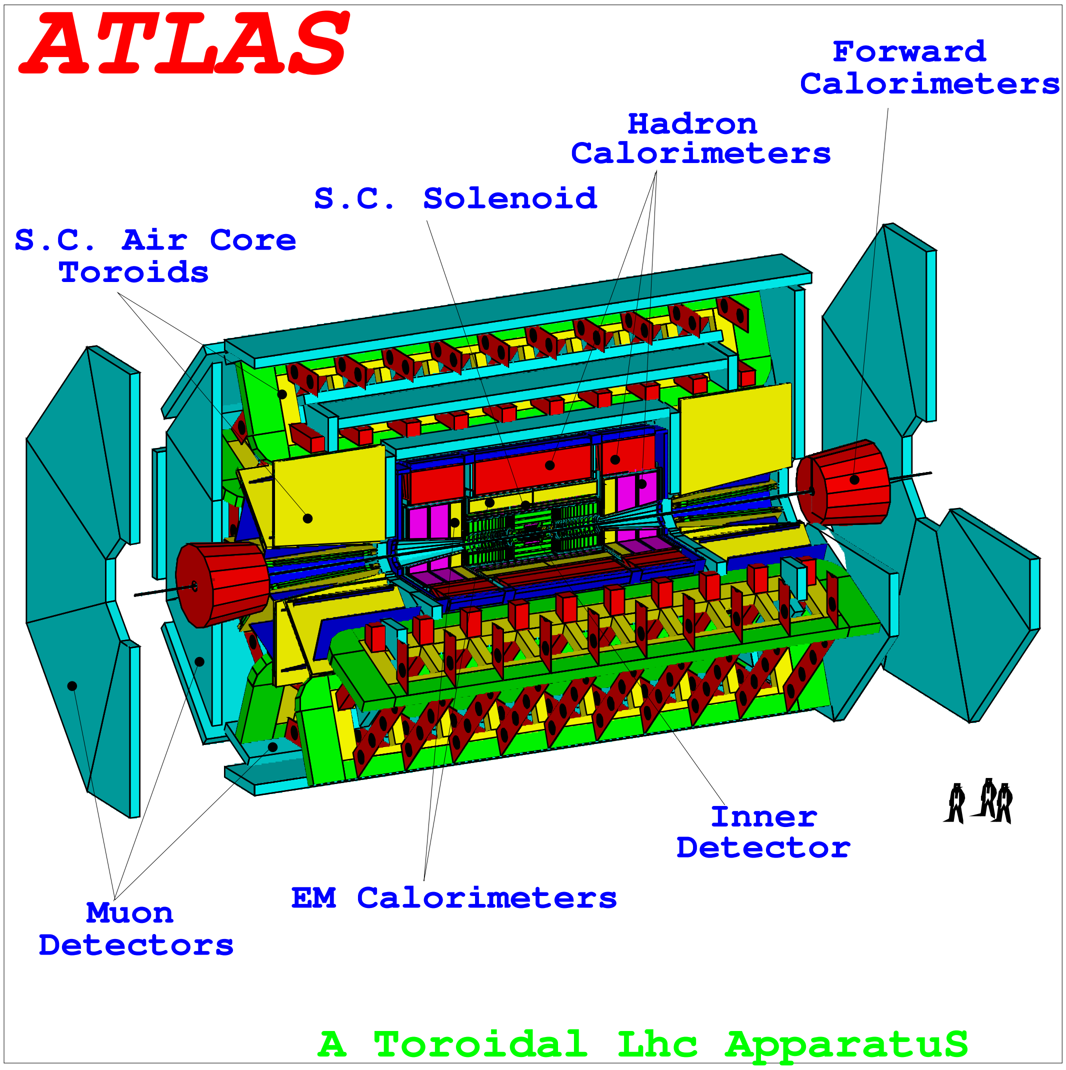

図 3: ATLAS 測定器の全体図

c) ミューオン検出器

LHC で測定される重要な物理事象のほとんどが終状態に荷電レプトンを含む。その中でミューオンは物質中をかなりの距離を進むことができるので、ミューオンは高い S/N 比で検出することができる。したがって、ミューオン検出器の設計思想は内部飛跡検出器とは独立に方位角の広い範囲にわたって、トリガーやミューオンの運動量の測定を精度良く行なうことである。そのことにより、興味ある物理事象を最大限引き出すことが可能となる。ミューオン検出器は最も外側に設置され、そこに 3 つの大きな超電導空心トロイド磁石が導入される。運動量測定には、MDT(Monitored Drift Tube) により行なわれる。MDT は、直径 30mm、内圧 3-4 気圧のアルミニウム製ドリフトチューブで、高頻度入射粒子による空間電荷の効果を抑えるためガス増殖率は低く設定されている。バレル部 ($|\eta| <1.05$) 、及びエンドキャップ部 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) においては、トロイド磁石の内側、内部、外側の 3 点の sagitta 測定[3]により運動量を測定する。また、相互作用点近く ($|\eta| \geq 2.0$) ではより精度の高い CSC(Cathode Strip Chamber) で行なわれる。

[3]磁場中のミューオンの飛跡に沿って等間隔に 3 点測定した場合、円弧を描く軌道の sagitta(s) は、$s \approx R\theta^2/8$ で与えられる。

また、ミューオントリガーにはバレル部 ($|\eta| < 1.05$) では、RPC(Resistive Plate Chamber)、エンドキャップ部 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) では、TGC(Thin Gap Chamber) が設置される。RPC は平行平板ガス検出器で、限定的放電を互いに直交したストリップで 2 次元的に読み出す。RPC は 1 層が 2 重構造から成り、MDT をはさみ 3 層から成る。時間分解能は 1nsec 程度である。TGC は薄ギャップワイヤー検出器で、ワイヤーと垂直にストリップが張られている。このストリップにより 2 次元読み出しを行なう。TGC は 1 層が 2 重構造のものが 2 組と 3 重構造のものが 1 組から成り、MDT をはさんで設置される。時間分解能は 4nsec 程度である。この第二座標を測定することにより、トリガー段階で物理事象とバックグラウンドを効率良く分けることを可能にする。

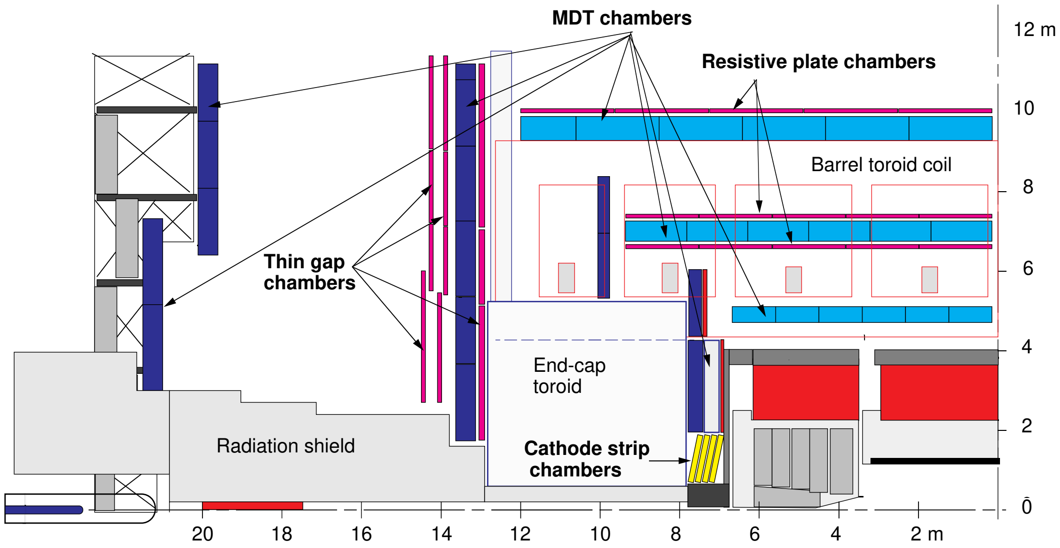

図 4: ATLAS 測定器の R-Z 断面図

1.4 ミューオントリガーシステム

ATLAS トリガーシステムでは、3 つのトリガーシステム (LVL1, LVL2,LVL3) から成る。ここでは、ATLAS トリガーシステムの中のミューオントリガーシステムについて述べる。

ミューオントリガーシステムは、ATLAS トリガーシステムの中の最も初期段階である LVL1 トリガーシステムに組み込まれる。LVL1 トリガーシステムは、カロリーメータとミューオントリガー検出器のみで物理事象を選別する。この LVL1 トリガーでは、高ルミノシティーによるバックグラウンドが非常に膨大な量のため、飛跡検出器などからの位置情報などを使わず、大まかなエネルギーと運動量情報のみでトリガーをかける。ミューオンの運動量は、ミューオントリガー検出器間にある空芯トロイド磁石の磁場により曲げられたミューオンのおおまかなヒット位置から計算される。したがって、物理事象選別はある程度緩いものとなっている。この LVL1 の情報をもとに、LVL2 でさらに物理的に興味ある事象が選別され、LVL3 で完全にそれらの事象が再構成される。

ここで、ミューオントリガーシステムの最も基本的なトリガー条件を以下に記す。

- $P_t > 20$GeV のミューオンが 1 つ存在
- $P_t > 6$GeV のミューオンが 2 つ存在

これにより、測定に於けるバックグラウンドを最大限に低減することができ、H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow$ $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ ($\mu\mu\mu\mu$,$\mu\mu$ee) などの物理的に興味ある事象が選別できるようになる。図 5 のように、バレル部では RPC が MDT を挟み、2 重構造のもの (RPC1,RPC2) が 1 層ずつ設置され、さらに 3m 離れた外側に残りの 2 重層 (RPC3) が配置される。また、エンドキャップ部でも同様に、TGC が相互作用点から外側に向かって MDT を挟んで 3 重層 (TGC1)、2 重層 (TGC2)、2 重層 (TGC3) と配置される。TGC の場合、low P_t = 6GeV のしきい値に対しては、外側の 4 層の検出器 (TGC2,TGC3) の内、少なくとも 3 層の検出器にヒットがあった (3-out-of-4) ことを要求し、ヒット位置からミューオンの運動量を測定する。high P_t = 20GeV に対しては、low P_t のトリガーロジックに於いて大きな運動量を選別し、さらに内側の 3 重層の内少なくとも 2 層のヒット (2-out-of-3) を要求する。RPC でも同様のトリガーロジックが行われる。TGC との違いは、high P_t での 3 層目がないことである。

また、バンチ衝突を同定するためことと、偽のミューオンのトリガーレートを減らすためにバンチ衝突からの同時測定も要求される。

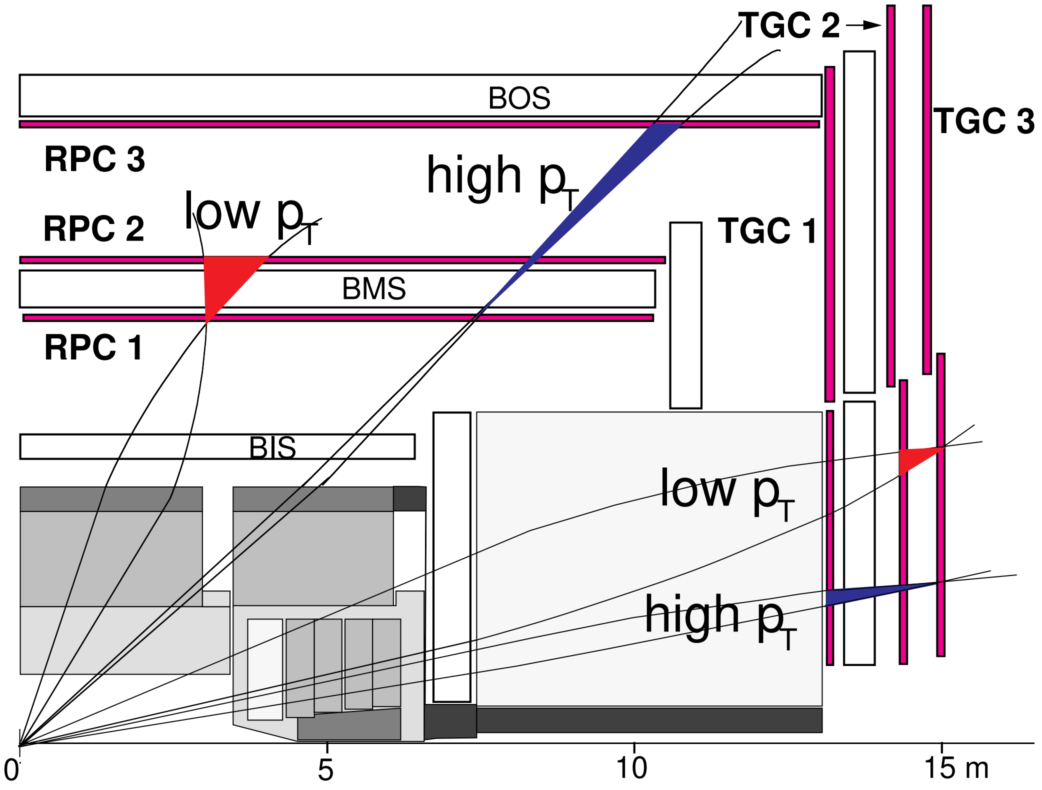

図 5: ミューオントリガースキーム、正負のミューオンに対する飛跡を示している。影の入った部分は、カロリーメータとアブソーバーである。

1.5 ATLAS 実験に於けるバックグラウンド

バックグラウンドには、直接観測にかかるものと物質との相互作用を通して観測にかかるものがある。直接観測にかかるものは主に荷電粒子や高エネルギーガンマ線で、これらの粒子は観測したい物理的興味のある事象に影響を与え、トリガー段階でいかにして物理事象を選別するかにかかってくる。また、これらの粒子の長期間の放射は、検出器を劣化させたり、長時間の動作に影響を与えたりする。一方、物質との相互作用を通して観測にかかるバックグラウンドは、物理事象にこそその影響は少ないが、このバックグラウンドもまた検出器の性能に影響を及ぼす。これらのバックグラウンド粒子は、主に中性粒子、低エネルギーガンマ線である。

LHC 加速器は、非常に大きなビームエネルギーを持つため、今まで経験のしたことのない膨大なバックグラウンドが存在すると考えられている。そのため、各検出器、電気回路には、バックグラウンドに対する厳しい要求が課せられている。そして、ATLAS 測定器はバックグラウンド粒子に対して、その影響を最小にするように各検出器に遮蔽が施される。

ここでは、これらのバックグラウンド粒子がどのように生成され、それらがどのような影響を与えるかを述べる。

1.5.1 バックグラウンド粒子の生成源

バックグラウンド粒子の生成源としては、主に 3 つのことが考えられる。

a) 陽子陽子衝突点により生成される粒子

バックグラウンド粒子のほとんどがこの機構で生成される。

LHC 加速器は、ビームルミノシティーが $10^{34} cm^{-2}\ s^{-1}$、つまり、バンチ陽子数 10^{11} 個、バンチ間隔 25ns、ビーム半径 16μm の陽子ビームを衝突させる。したがって、陽子ビームの一回の衝突あたり、20 個程度の陽子が衝突することになり、1 秒間におよそ 10^9 個衝突するようになる。それに対して、観測したい興味ある物理事象は、1 秒間に 10 ~ 100 個程度しか生成されない。つまり、ほとんどが陽子から発生したバックグラウンド粒子である。

これらの大半のバックグラウンド粒子は、ATLAS 測定器を構成する物質に入射し、これらの内いくつかが、さらに物質中で相互作用し、ハドロンシャワーや電磁シャワーを生成する。これらの大半が周りにある物質と相互作用を繰り返しながら、エネルギーを失って消滅していく。それらの断片として陽子、ミューオン、π 粒子などの荷電粒子がある。これらの粒子は、検出器にシグナルとして記録され、粒子選別、トラッキング、トリガーに影響を与える。また、これらのハドロン中、もしくはシャワーの断片として熱中性子も生成される。中性子は電荷を持たないため、周りの物質中とあまり相互作用せず、長い寿命を持つことから、熱中性子は ATLAS 実験ホール中を漂うことになる。LHC の非常に大きな衝突頻度から、常に熱中性子が漂っていることになる。

また、さらに熱中性子は中性子捕獲反応で低エネルギーガンマ線も放出する。したがって、低エネルギーガンマ線もまた熱中性子と同程度のバックグラウンド粒子となりうる。次に多い中性粒子は、π^0 粒子である。π^0 粒子はすぐさま崩壊し、ガンマ線を放出する。この粒子の寄与は 5 %程と小さい。

ここで、FLUKA と DTUJET でシミュレートされた最も手前にあるミューオン検出器上のバックグラウンド粒子の η 分布を示す (図 6)。ただし、中性子、ガンマ線に対してはフルエンス率[4]、それ以外の粒子については入射頻度である。

b) ビーム粒子のエネルギー損失からの粒子

[4] フルエンス率 = 放射線束密度、フルエンス = 放射線束密度の時間積分量

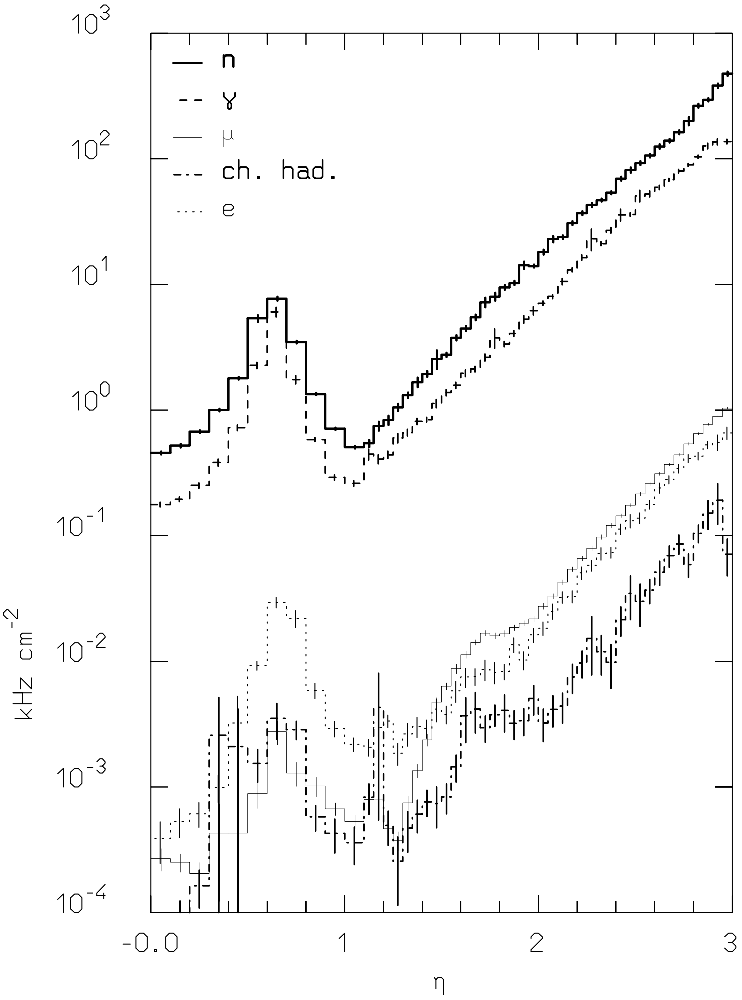

図 6: FLUKA と DTUJET でシミュレートされた最も手前にあるミューオン検出器上のバックグラウンド粒子。横軸にラピディティー、縦軸には、中性子、ガンマ線に対してはフルエンス率。それ以外の粒子については入射頻度である [2]。

ビーム粒子のエネルギー損失に関して次のような過程がある。

- Beam-Beam 制動放射
- 熱光子とのコンプトン散乱
- ビーム中のガスとの散乱

これらの過程により、エネルギーを失い衝突に関与しない陽子の大半は、衝突点前のコリメーターなどにより落されるが、わずかながら相互作用点に入ってくる。また、衝突せずに通過した陽子は前方にあるコリメーターとの衝突により、2 次粒子が相互作用点に戻ってくる。これらの寄与は少ないが完全になくすことは非常に難しい。

また、ビームにより発生するシンクロトロン放射光は、他の bending-magnet に比べて磁場が弱い最後の quadupole- magnet から直線部にあるコリメーターを通して防がれるが、わずかながら相互作用点に入る。

1.5.2 バックグラウンド粒子が与える影響

膨大な量のバックグラウンド粒子は、検出器の性能 (トラッキング、粒子選別、トリガー) に影響を与えるだけでなく、放射損傷や劣化、放射化にも影響する。したがって、各検出器は、これらのバックグラウンド粒子から守るために遮蔽が施される。しかし、遮蔽は検出器の性能を乱すことなく、さらに遮蔽材との相互作用による 2 次粒子を発生させてはならない。

ここでは、各検出器ごとにバックグラウンド粒子による影響と遮蔽方法を述べる。

a) 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器に於いて予測されるバックグラウンド粒子には、陽子陽子衝突により直接生成された粒子と、カロリーメータから後方散乱される粒子がある。これらの粒子は、大きなエネルギーと入射頻度を持つため、検出器の放射損傷は、深刻な問題である。特に TRT は、低エネルギー粒子に対しても感受性あるため、カロリーメータからの低エネルギー後方散乱粒子にも注意が払わればならない。遮蔽は、エンドキャップカロリーメータと前方カロリーメータの前面に、それぞれ厚さ 5cm、20cm のポリエチレン層、バレル部には、TRT にポリプロピレンの吸収体が施される。これにより十分な遮蔽効果を果たす。

b) カロリーメータ

ほとんどの衝突生成物は、カロリーメータで吸収され、大量のエネルギーを失う。カロリーメータは、バックグラウンド粒子に対して不感になるように設計されているため、ほとんど遮蔽の必要はない。

c) ミューオン検出器

ミューオン検出器には、ミューオンの貫通力により十分な遮蔽を施しても検出器の性能には影響を与えない。したがって、できるだけバックグラウンド粒子を除くように遮蔽が施される。

全体的に、バックグラウンド荷電粒子に対しては、遮蔽材を通して遮蔽することができるが、バックグラウンド中性粒子、もしくはガンマ線に対しては、その透過力のため遮蔽が困難である。したがって、ATLAS 実験ホール内でのこれらの中性粒子に対する分布と検出器の挙動に対する理解が極めて重要になってくる。ここで、シミュレートされた ATLAS 実験ホール内での中性子とガンマ線のフルエンス率を示す。(図 7、図 8)

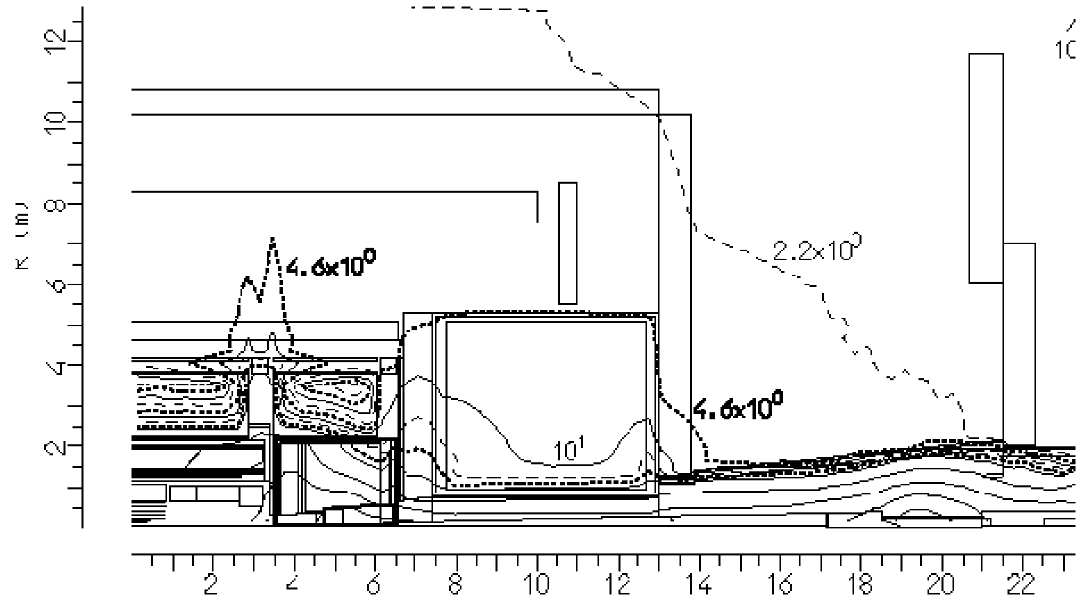

図 7: ATLAS 実験ホール内での中性子に対するフルエンス率 (kHz/cm^2)

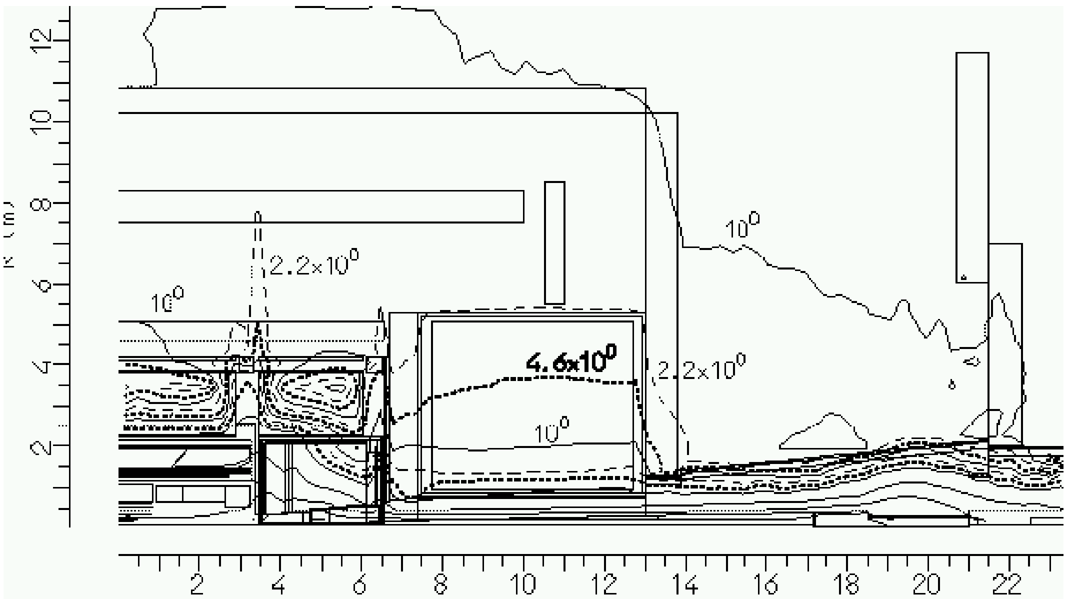

図 8: ATLAS 実験ホール内でのガンマ線に対するフルエンス率 (kHz/cm^2)

1.5.3 バックグラウンド粒子がトリガーに及ぼす影響

バックグラウンド粒子は、主に大きな $|\eta|$ 領域にある ATLAS の前方検出器、遮蔽材、その他構成部品要素、ビームパイプなどの物質と pp 衝突から生成されたハドロンとの相互作用から生成される。これらの相互作用の結果、陽子、ミューオン、π 粒子のような荷電粒子は、検出器にシグナルとして記録され、偽のトリガーとして選別されてしまう。また、熱中性子も生成され、中性子捕獲反応によりガンマ線光子を放出する。このガンマ線光子は $10 \sim 10^4$keV のエネルギーを持ち、検出器のガスや壁との相互作用から発生した主にコンプトン電子を通してガスチェンバーにシグナルを生み出す。これらのバックグラウンド粒子は、様々な過程で生成されるためにバンチ衝突との同時測定により補正できない偶発的な偽のトリガーを引き起こす。

バックグラウンド粒子により引き起こされる偽のトリガーを見積もるために、次のようにバックグラウンド粒子は分類して計算される。

a) 軟コンプトン電子 (E$<$2MeV) と軟陽子から生成される熱中性子。これらのバックグラウンド粒子はチェンバーの壁やガス中で生成され、同じ検出器中で吸収される。このバックグラウンド粒子は異なるミューオン検出器に検出されない非干渉性バックグラウンドである。
b) 2 つのトリガー検出器にヒットを生み出すことのできる粒子。主に 2MeV 以上のエネルギーを持つ硬コンプトン電子や軟陽子を生み出すことのできる粒子である。これらの粒子は $3g/cm^2$ の物質量以下で吸収される。このバックグラウンド粒子は、同じ層にあるトリガー検出器にトリガーロジックと同じヒットパターンを生み出す。
c) トリガー検出器の 1 層以上にわたってヒットを生み出すことのできる粒子。約 100MeV 以上の運動量を持つ硬陽子、ミューオン、π 粒子がある。これらの粒子は隣合った 2 層のトリガー検出器にもヒットパターンを生み出すのに十分なエネルギーを持っているため、low P_t のトリガーロジックを模擬することができる。

ルミノシティーが $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ 時の偽のトリガー頻度を表 2 に示す [10]。ただし、中性子の検出効率 1.0×10^{-4}、ガンマ線の検出効率 5.33×10^{-3} として計算し、RPC、TGC の 3 層にわたって平均化してある。

	n	γ	μ, π, p	e	$incoh.$	$coherent$
RPC	0.30	5.4	1.6	1.8	5.2	3.9
TGC	0.30	4.5	3.6	2.0	4.3	6.1

表 2: ミューオン検出器に於ける偽のトリガー頻度 (Hz/cm^2)

2 Thin Gap Chamber

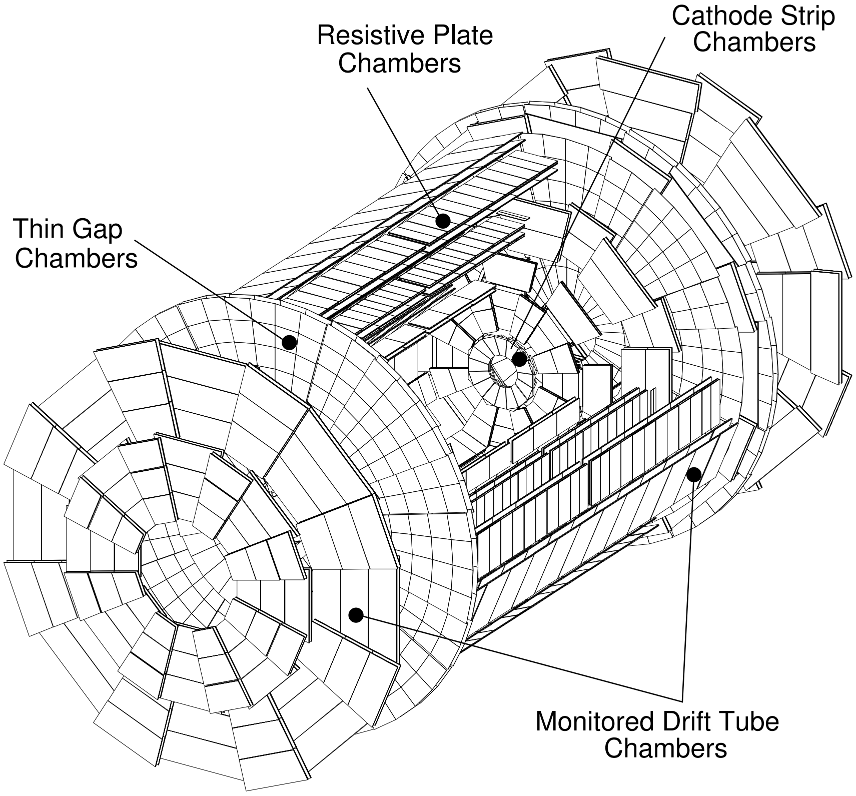

図 9: TGC の全体図

TGC(Thin Gap Chamber) は、エンドキャップ領域のミューオントリガーチェンバーとして使用される予定である。高頻度入射粒子状況下でも長期間安定に動作し、100 %近い検出効率、そして大面積、低コストを実現させるために TGC が選ばれた。ここで、TGC の全体図を図 9 に示す。

TGC は、Majewski、Charpak により高頻度入射粒子状況下でも動作できるチェンバーとして提唱された [7] [8]。さらに改良を加えたものが現在 LEP の OPAL 実験でハドロンカロリーメータとして使用され、その性能を証明している [9]。ATLAS 実験ではミューオントリガー検出器として次のことが要請されている。

- ビームのバンチ間隔 ($25ns$) でバンチ識別を行なうための $25ns$ 以下のタイムジッター

  LHC のビームクロッシング頻度は $40MHz$ である。LVL1 トリガーでは、このビームクロッシング頻度をトリガーにカロリーメータ、ミューオントリガーチェンバーで物理事象を選別していく。そのためには、荷電粒子の通過に対して $25ns$ 以下でチェンバーに信号が到達しなければならない。つまり、$25ns$ 以下のタイムジッターが必要である。

- 運動量測定のための位置精度

TGC では、横運動量方向の第 2 座標も測定する。B 物理にとって重要な $6GeV/c$ の運動量を測定するのに半径方向に対して $1cm$ の位置分解能が要求される。

- $1kHz/cm^2$ の高頻度バックグラウンドでの 10 年間の安定動作

  ATLAS 実験ではかつて経験したことのない高頻度バックグラウンド粒子にさらされることになる。そのために、チェンバーの安定動作は実験の成否に関わる。エンドキャップ部に於けるバックグラウンドは、

particle	$rate(kHz/cm^2)$
$neutron$	4.1
γ	2.7
μ	2.1×10^{-3}
$hadron^{\pm}$	2.8×10^{-3}
$e^{\pm}$	1.2×10^{-2}

表 3: ミューオン検出器で予測されるバックグラウンド頻度 (1.44< $|\eta|$ <2.3)

  となることが予測されている。

- 98 %以上の検出効率。

  トリガーチェンバーとしての役目を果たすためには、非常に高い検出効率が要求される。現在までの実験に於いて荷電粒子に対してほぼ 100 %の検出効率が得られている。

これらの要請を満たすため過去数年に渡り、研究が進められてきた。その結果、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などについての様々な理解が得られてきている。以下では、これらの理解に基ずいた TGC の構造及び、動作原理について述べていく。

2.1 TGC の構造

TGC の構造は、MWPC を基本構造にしワイヤー・ワイヤー間がワイヤー・カソード間よりも広いというのが特徴である。さらに G10 の中にワイヤー方向と垂直に銅板ストリップを埋め込み、カソード面に塗布されたカーボンにより局所的に電圧降下をおこすことにより第 2 座標の読み出しも可能にしている。

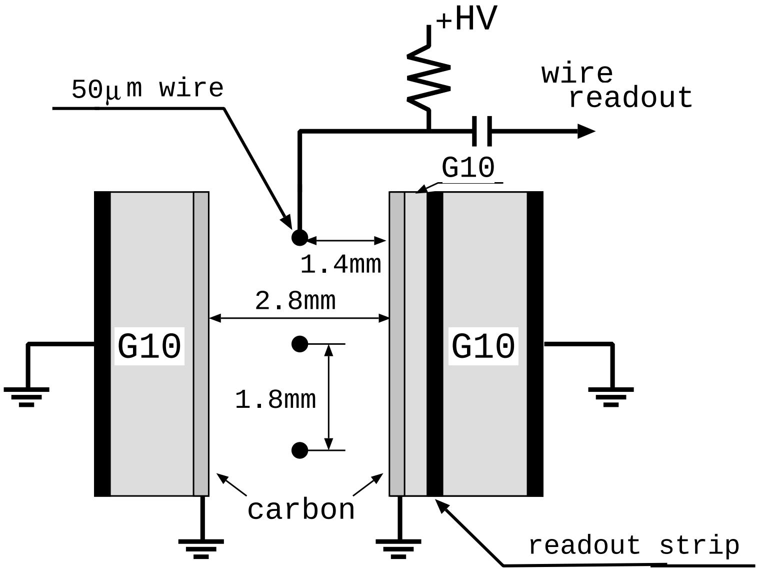

図 10: TGC の構造

ワイヤー・ワイヤー間隔は $1.8mm$、ワイヤー・カソード間隔 $1.4mm$ である。ワイヤーは金メッキタングステンワイヤーで $350g$ 重の張力で張られる。カソード面に塗布されるカーボンはおよそ $1M\Omega/\square$ の面抵抗を持つ。フレームは G10 でできており外側には銅メッキシールドがされている。

ワイヤー・ワイヤー間隔が非常に狭いのは、電離された電子のドリフトする距離を短くすることによって到達時間分解能を向上させるためである。また、ワイヤー・カソード面の間隔は、電子なだれでできた陽イオンが素早くカソード面に到達するように狭くなっている。これにより、陽イオンによるパイルアップ効果を最小限に抑え、高頻度入射粒子状況下でも動作できるようになる。TGC は ATLAS 実験で予測されている $1kHz/cm^2$ の高頻度入射粒子状況下でも十分に動作する。

G10 中に埋め込まれた銅ストリップは、ϕ 方向測定に用いられる。ワイヤーでの信号発生時に生成された陽イオンの電場によりカーボン面に誘起された電荷を通して測定する。

2.2 TGC の動作原理

2.2.1 ガス増殖過程

TGC に入射した荷電粒子は、その飛程に沿ってチェンバー中のガス分子とイオン化衝突を繰り返す。電離された 1 次電子は、ガス中の分子と衝突を繰り返しながらアノードワイヤーにドリフトしていく。電場が $10 \sim 100kV/cm$ 以上になると 1 次電子が衝突の間で電界から得るエネルギーは、ガス分子の持つ電離エネルギーを越えるようになる。この時 1 次電子はガス分子とイオン化衝突をするようになり、2 次の電離電子が生成される。さらにこれらの電子が次々と連鎖的に電離衝突を繰り返しなだれ状に成長していく。これは電子なだれと呼ばれ、この電子なだれが観測可能量となる。ここで、電子なだれの成長過程を図 11 に示す。

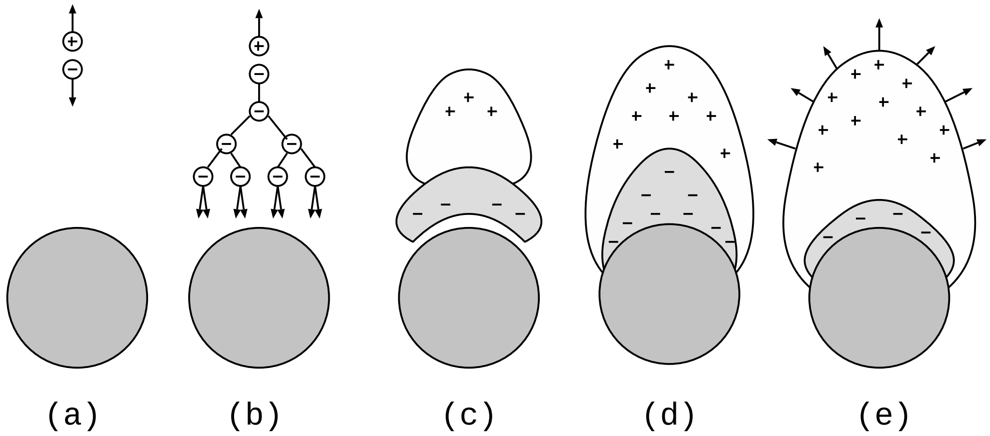

図 11: 図の左から電子なだれの成長過程を示している。(a) 電子は陽極に向かって運動エネルギーを得る。(b) やがてガス分子を励起するようになり 2 次電子を放出しガス増殖が始まる。(c) 一方、電子なだれと同時に陽イオンも大量に生成され、電子なだれとは反対方向に移動していく。(d) やがて陽極に電子なだれは吸収され、(e) 陽イオン雲はカソード面に拡散していく。

このガス増殖過程は、荷電粒子の通過により生成された初期電子数に比例[5]した関係にある。印加電場が大きくなるとガス増殖率も比例して大きくなる。これは比例モードと呼ばれる。さらに印加電場を加えると電子なだれの後方にある陽イオンの空間電場が電子なだれの成長を抑制するようになる。陽イオンの空間電場により陽極からの電場が弱められ、電子が電界から得るエネルギー弱くなるからである。この動作モードは制限比例モードと呼ばれる。

また、ガス増殖過程には電子と同程度の割合で紫外線光子も生成される。これらの紫外線光子の内エネルギーの大きいものは、ガス分子と電離衝突し電子や光子を生み出す。この紫外線光子が電子なだれの大きさ以上飛程すると、最初にあった電子なだれとは別に電子なだれを生成するようになる。この紫外線光子の数はガス増殖率の増加と共に増加する。そこで、比例モードを越えた印加電場では、この紫外線光子の寄与が決定的な役割を果たす。

大半のガス分子は、電子なだれからの紫外線光子を吸収する。しかし、印加電場の増加に伴い紫外線光子数が増加してくると、ガス分子はこの紫外線光子を吸収しきれなくなる。これらの紫外線光子の内大きなエネルギーを持つ紫外線光子は、最初にあった電子なだれとは別に電子なだれを生成し、これが連続的に電子なだれを形成し、やがて放電に至る。この連続放電は、印加電圧を減少させることで止めることができる。

[5] 初期電子数を n_0 として、陽極までの距離 x 移動した時の電子総数 n は、$n = n_0 \exp(\alpha x)$ で与えられる。α はタウンゼント第 1 電離係数である。

このような連続放電を止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。

一方、ガス分子が大きな紫外線吸収能力を持つ場合、紫外線光子が新たな電子なだれを生成する効果を抑える。電子なだれ中の電子と陽イオンの密度が大きくなると、空間電場効果により電子なだれの発達は止まる。その時、電子なだれから放出される紫外線光子は、電子なだれの前後で 2 次の電子なだれを生成する確率が大きくなる。このなだれの先端付近の 2 次電子なだれから陽極に達し、後方の電子なだれと柱状につながり、この部分を伝わって急激に電流が流れ、スパーク放電に発展する。この動作モードをストリーマーモードという。

2.2.2 充填ガス

TGC はトリガーチェンバーとしての機能を果たすために、ガス増殖率は入射粒子の方向によって大きく変化してはならない。そのために TGC は制限モードで動作することが望まれる。また、TGC は非常に多くのチャンネル数があるので、電子回路を簡単化するための大きなガス増殖率が望ましい。充填ガスは、当初 $CO_2-n\text{-}pentane(55:45)$ と $CF_4\text{-}isobtane(80:20)$ が候補としてあったが、時間分解能の点で $CF_4\text{-}isobtane(80:20)$ が勝るものの検出効率、シグナルの S/N 比に於いては $CO_2-n\text{-}pentane(55:45)$ の方が優れているため、TGC の充填ガスは $CO_2-n\text{-}pentane(55:45)$ となった [11] [12]。

$CO_2-n\text{-}pentane(55:45)$ は非常に大きなガス増殖率と紫外線吸収能力を持つ。個々のガスが持つ役割を見ると、CO_2 ガスは、一般には、vertex 測定、寿命測定などの時間分解能を要求する時に用いられる slow gas で、電気陰性度が格段に小さい。このことにより入射粒子との衝突で生成された 1 次電子がアノードワイヤーにドリフトしていく時にガス分子に捕獲されにくくなる。それにより高い検出効率が得られる。CO_2、H_2O、O_2 に対する電子捕獲確率を表 4 に示す。表から、酸素や水の電子捕獲確率は CO_2 に比べて 10^4 倍以上も高い。したがって、空気や水の TGC への混入は検出効率の低下を導くため十分気を付けなければならない。一方、$n\text{-}pentane$ の持つ役割は、非常に大きな紫外線吸収能力にある。吸収した紫外線のエネルギーはガス分子自身の回転エネルギーやラジカル等の低分子への解離エネルギーになり、電子の 2 次放出を抑える。$n\text{-}pentane$ は一般にガス検出器として用いられる炭化系ガスの中では最大の吸収断面積を持つ (図 12)。

また、大きなガス増殖率は LEP での OPAL 実験で使用されているハドロンカロリーメーター (TGC) ですでに証明されている。TGC の動作モードは制限比例モードであると考えられている。

気体	電子捕獲確率
CO_2	6.2×10^{-9}
H_2O	2.5×10^{-5}
O_2	2.5×10^{-5}

表 4: 種々の気体に対する電子捕獲確率 [13]

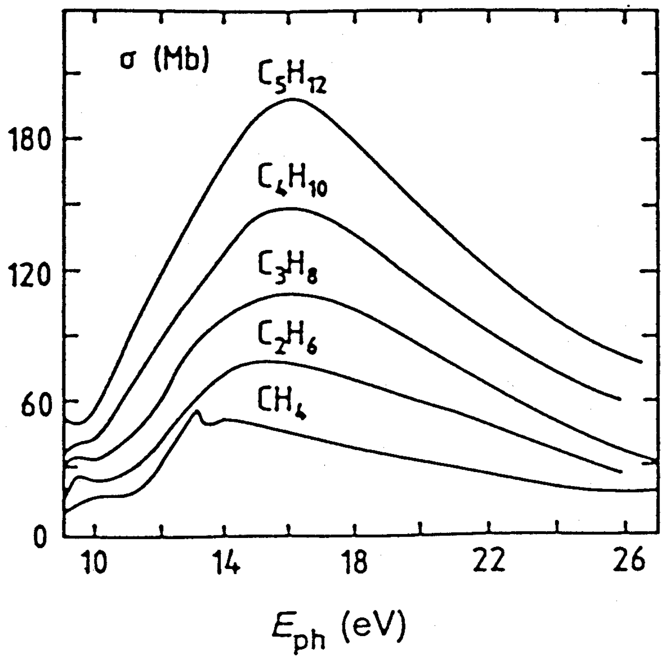

図 12: 紫外線の吸収断面積 [14]

2.3 放射線耐久性

高頻度入射粒子状況下での 10 年以上もの長期安定動作を考えた場合、放射線耐久性は非常に重要な問題である。チェンバーの劣化は、使用ガス、チェンバーの構成物質など様々な要因が重なった複雑な過程である。代表的な過程は、アノードワイヤーの劣化現象、カソード面の劣化現象がある。前者はガス増殖時などで分裂、再結合を繰り返し形成された高分子がワイヤー表面に付着する現象である。ワイヤー表面への高分子の被膜はガス増殖率の劣化を導く。一方、後者はカソード面に付着した高分子が次々と生成されて、やがて連続放電を起こす過程である。これらの過程はすべて荷電粒子の通過と充填ガスの組成に関する問題であり、高頻度入射粒子状況下では深刻な問題となる。また、水や空気の過剰の混入はチェンバーに悪影響を及ぼす反面、全く水の添加をなくすとチェンバーが動かなくなるという報告もある [15]。そして、チェンバーを構成する物質からの排出ガス、混合ガス供給系からの不純ガスもチェンバーの劣化に影響を与えると考えられており、TGC 構成物質による劣化試験の研究が現在進められている。ATLAS の 10 年分の照射量に対する劣化試験から十分に ATLAS 実験にも使用できることが分かった [16]。

3　ガンマ線に対する TGC の動作研究

3.1　研究の目的

TGC が ATLAS 実験でトリガーチェンバーとしての機能を果たすために過去数年間にわたり研究が進められ、十分な機能を果たすことが分かった。しかし、一方で ATLAS 実験で予想されている低エネルギーバックグラウンド粒子に対する TGC の動作は確かめられていない。このバックグラウンド粒子は、チェンバーに偽のトリガー、劣化などの様々な影響を及ぼす。したがって、これらのバックグラウンド粒子の TGC の動作を研究することは、LVL1 トリガーシステムの正確な動作を見積もる上でも 10 年間の放射耐性を見積もる上でも非常に重要である。

本稿では、バックグラウンド粒子の一つであるガンマ線に対しての動作研究を行なった。

3.1.1　小型テストチェンバー

テスト用のチェンバーとして ATLAS 実験で用いる TGC と同じ構造を持つ小型のテストチェンバーを使用した。小型テストチェンバーは、ワイヤーの長さが 8cm、ワイヤー・ワイヤー間隔 1.8mm、アノード・カソード間隔 1.4mm、G10 の厚さ 1.6mm のものである。テストチェンバーの構造を図 13 に示す。以下の測定では、この小型テストチェンバーを使用している。

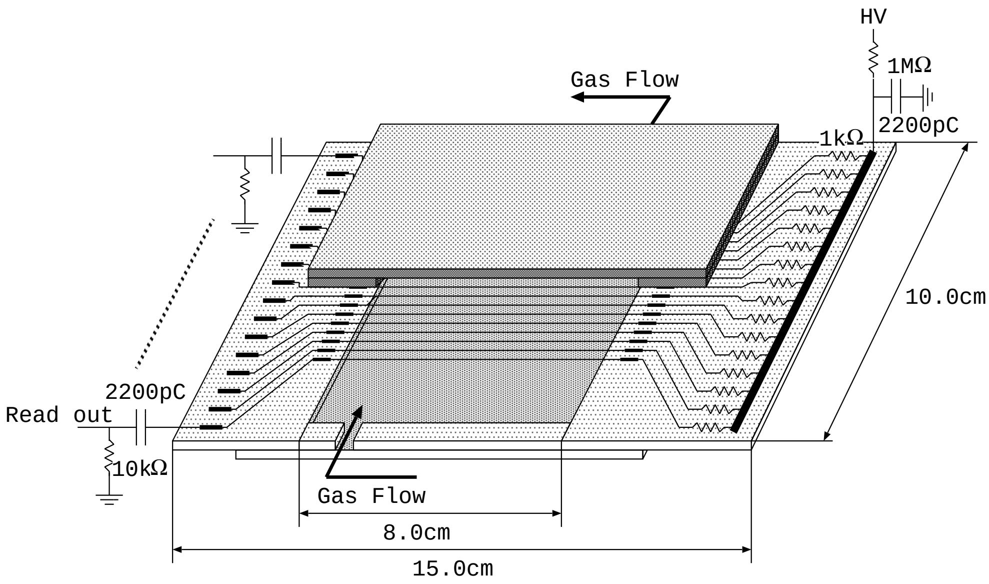

図 13: 小型テストチェンバー

3.1.2　ガス系

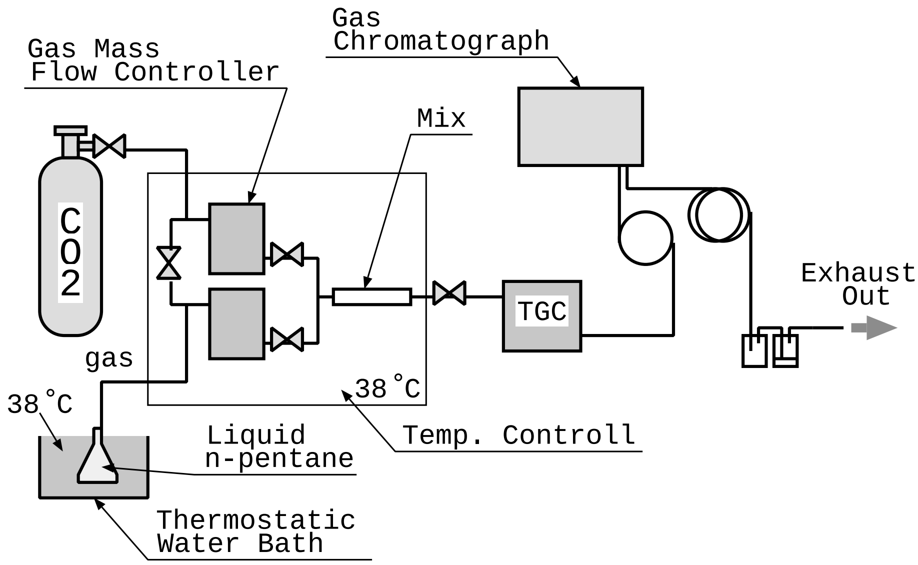

図 14: ガス系のセットアップ

CO_2 と $n-pentane$ の混合は、互いに気体同士で混合する。$n-pentane$ は沸点が 36 ℃である。図 14 から 38 ℃の高温槽で気化させた $n-pentane$ は、ガス流量コントローラーで流量を調節する。一方、CO_2 もリボンヒーターで 38 ℃に保たれ、ガス流量コントローラーで流量を調節される。ガス流量コントローラーから出たこれらの気体は、38 ℃に保たれたまま内径 7mm、長さ 1m の mixer で混合される。$n-pentane$ の部分はガラスでできている以外、ガス系は mixer を出るまですべて SUS でできている。これにより空気や水の混入を防いでいる。TGC から出た混合ガスはガスクロマトグラフで成分分析できるようにしてある。

TGC を通さずガスの成分をガスクロマトグラフで 28 回測定した結果、表 5 の精度を得る。

Air	0.127±0.024
CO_2	50.366±1.163
iso-pentane	0.186±0.024
n-pentane	49.322±1.189

表 5: ガスの混合比

Air の混入は、もともと CO_2(99.9 %) ボンベに含まれる air を考えてもガス系中への混入はほとんどない。*iso-pentane* に関しても、もともと *n-pentane* (98 %) に含まれるものであると考えられる。

3.1.3　セットアップ

ガンマ線の小さな相互作用確率のため、ガンマ線は複数の検出器に同時に情報を与えない。したがって、他方の検出器をトリガー信号にして一方の検出器で測定するといったことができない。そのため、TGC のガンマ線に対する動作を見るためには、セルフトリガーで測定しなければならない。図 15 にセルフトリガーで測定する時のセットアップを示す。

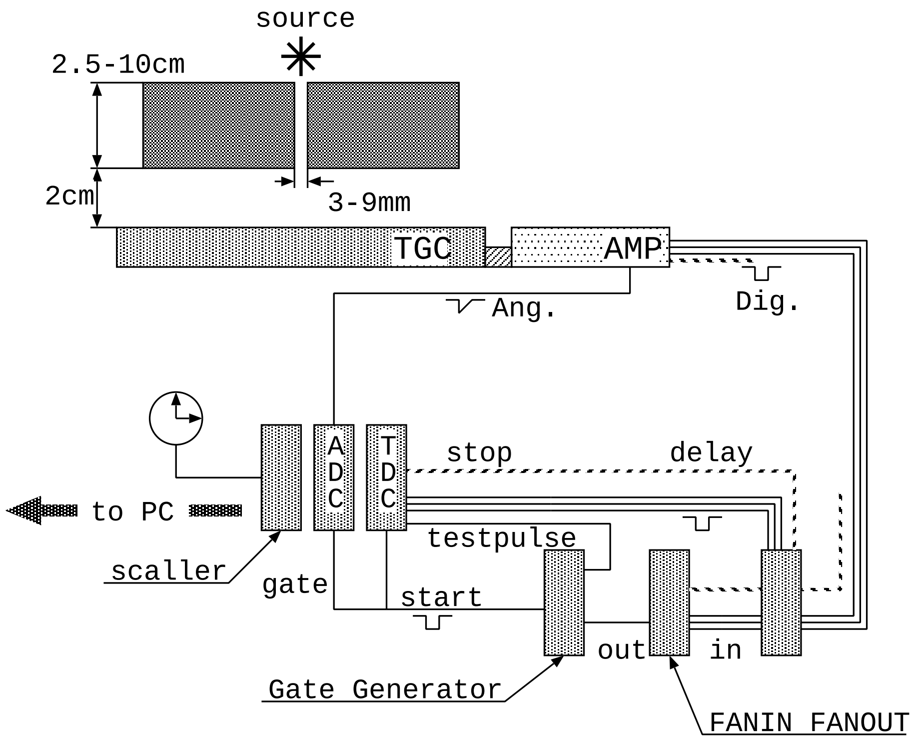

図 15: セルフトリガーのセットアップ

測定は、CAMAC の ADC、TDC、SCALLER を用いて、様々な大きさのコリメーターで、線源が見る立体角を変えながら測定していく。ガンマ線に対するコリメーターは、ガンマ線がコリメーターを構成する物質と相互作用して、2 次放射線を出さないように、そして、コリメーターとしての役割を果たすための十分な厚さの物質を選ばなければならない。したがって、この意味で大きな原子量を持つ鉛を遮蔽材としたコリメーターを使用した。コリメーターの入射窓の形状は円筒である。

アンプを通して矩形波に変換されたチェンバーからの信号は、TDC に入力される側と FANIN-FANOUT に入る側に分けられる。FANIN-FANOUT に入った信号は、1 イベントに対して最も速くに到着した信号をトリガー信号として出力する。一方、TDC に入力される信号は、一定時間遅らせ TDC に stop 信号として入る。測定時間は scaller を用いて測定する。

TDC の時間幅は 185ns に設定してある。これは、ワイヤーへの到着時間に対して十分に大きな時間幅である。また、イベント数を数える時は、この時間幅に入ったイベントを数える。また、検出頻度は最大 30Hz 程度に低く設定する。

また、測定系に於いて明らかに電気的なノイズなノイズと思われる信号を避けるために、テストパルスをトリガー信号に対して一定の時間遅らせて測定する。これにより全くトリガー信号とは関係のない信号を取り除くことができる。

3.1.4 検出電荷量の解析法

ガス増殖率に伴う ADC 分布の電荷最頻値は、次式の非対称ガウス分布で ADC 分布の最大値から 70 %までをフィットし、その時のピーク値に於ける ADC counts を電荷最頻値とする。さらに、検出電荷量は電荷最頻値に使用したアンプ[6]のゲインで割っている。図 16 に非対称ガウス分布で ADC 分布をフィットしたものを、図 17 にアンプのゲインを示す。アンプのゲイン測定は、図 18 のように入力信号の波高 X とコンデンサーの容量 (1pF) から入力電荷量が分かる。そして、出力電荷を CAMAC ADC で測定することによりアンプのゲインが分かる。ゲインは約 200 倍である。

$$
\begin{aligned}
f(x) &= P_1 \times \exp\left[\frac{(x-P_2)^2}{2P_3^2}\right] \quad (x < P_2) \\
& P_1 \times \exp\left[\frac{(x-P_2)^2}{2P_4^2}\right] \quad (x > P_2)
\end{aligned}
$$

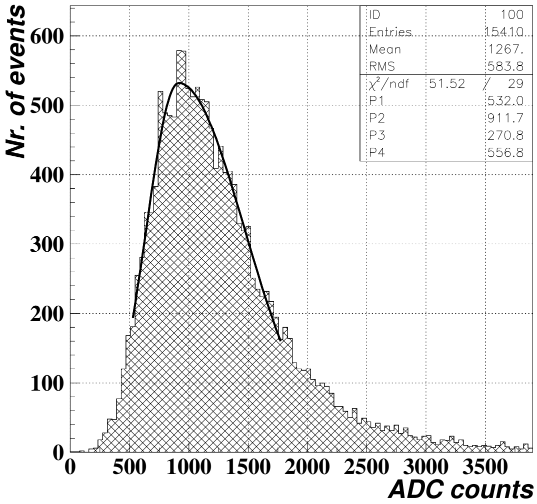

図 16: ADC 分布を非対称ガウス分布でフィットしたもの。

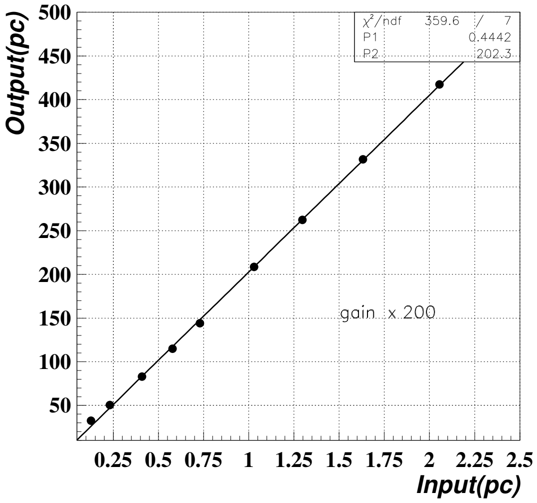

図 17: アンプのゲイン

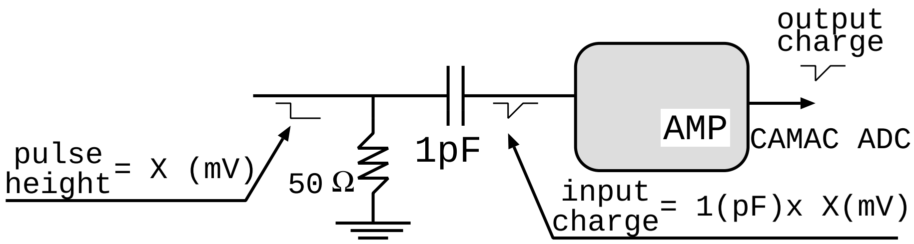

図 18: アンプのゲイン測定のセットアップ

[6]ビデオアンプ μA733 + MAX9687(コンパレータ) [12]

3.2 セルフトリガーでの β 線の測定

ここでは、セルフトリガーの測定が測定したい事象を再現しているかの理解と TGC を通過できなかった低エネルギー β 線に対する TGC の動作を見ることを目的としている。ガンマ線を TGC に照射した場合、後に詳しく述べるガンマ線の相互作用により、低エネルギー電子が TGC の検出に大きく関わってくる。したがって、この低エネルギー電子の振舞いに対する理解がシミュレーションを行なう時に必要になる。

セルフトリガーは、検出器で起こった事象をすべて記録してしまうために、様々な複雑な現象が現れる。したがって、セルフトリガーでは、どのような現象が起こっているのかを理解することが不可欠になる。そこで、セルフトリガーでの測定が十分に測定したい事象を表しているかどうかを確かめるために、^{90}Sr の β 線源を用いて図 19 のように TGC の後ろ側にあるシンチレーターでトリガーをかけた場合とセルフトリガーの場合とを比較した。

シンチレーターでトリガーをかける意味は、その測定事象のほとんどが線源から放出される β 線に対する情報になるからである。つまり、TGC を 通過した粒子だけを選別できるようになるからである。さらに、通過荷電粒子による電離電子のワイヤー到達時間に対しても情報が得られる。したがって、より複雑なセルフトリガーの現象への理解への手がかりとなる。一方、セルフトリガーの場合は、あるワイヤーにヒットがあったことをトリガーにしているため、セルフトリガーでの測定はワイヤーにヒットがあったすべての事象を記録してしまうことになる。そこで、シンチレーターでトリガーをかけた場合との整合性を見るために、TGC の後ろ側にあるシンチレーターにヒットがあるかどうかも記録する。これにより、シンチレーターにヒットがある場合は、β 線が通過したことをあらわしていることになる。これは、シンチレーターでトリガーをかけた場合との比較となる。β 線を照射する場合のセルフトリガーのセットアップを図 20 に示す。

ここでは、セルフトリガーで起こっている現象を理解するために、シンチレーターでトリガーをかけた場合とセルフトリガーの場合とを比較していく。主に次の測定量を比較する。

- 線源の広がりとバックグラウンド
- 信号検出チャンネル数

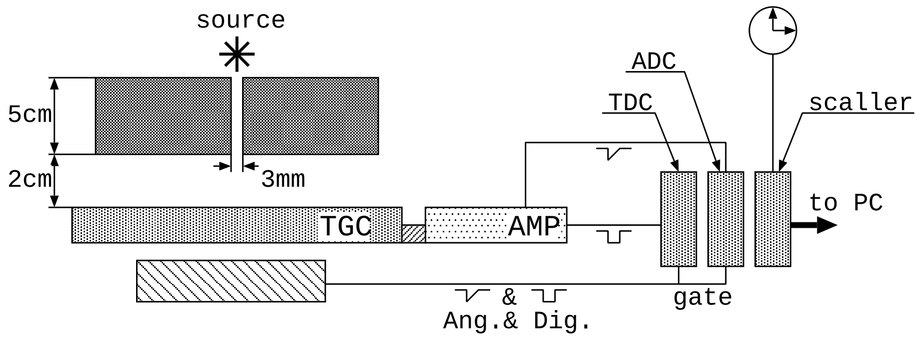

図 19: シンチレーターでトリガーをかける場合のセットアップ。トリガーには、プラスチックシンチレーターからの信号を使用した。

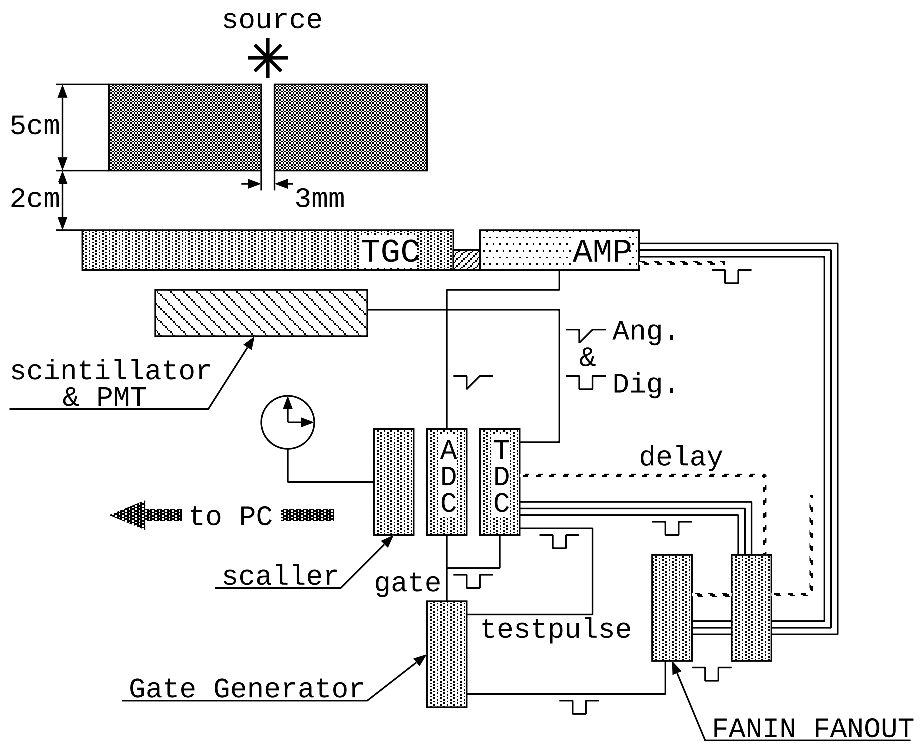

図 20: セルフトリガーの場合のセットアップ。シンチレーターの到達時間も測定する。

3.2.1 線源の広がりとバックグラウンド

β 線の広がりを見るため、最も速くワイヤーに到達した信号をヒットがあったワイヤーチャンネルで見ると図 21 ~ 23 のようになる。照射範囲は 5.4mm である。図 23 からシンチレーターにヒットがある時のセルフトリガーの分布は、ほぼシンチレーターをトリガーにした場合の分布と一致する。しかし、シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーの場合の分布は、他の 2 つ (図 21、23) に比べて分布が広がっている。検出頻度も 2 倍ほど高い。また、1 番目のチャンネルだけが孤立してヒット数が多い。検出頻度が大きいのは β 線が TGC の後ろ側の壁を通過できなかった β 線も記録していることに対応していると考えられる。また、1 番目のチャンネルだけが孤立してヒット数が多い。これはセルフトリガーに於ける測定のバックグラウンドであると考えられる。

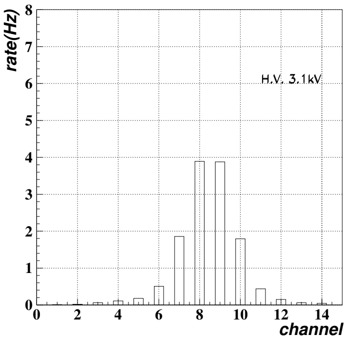

図 21: シンチレーターでトリガーをかけた場合 (3.1kV)

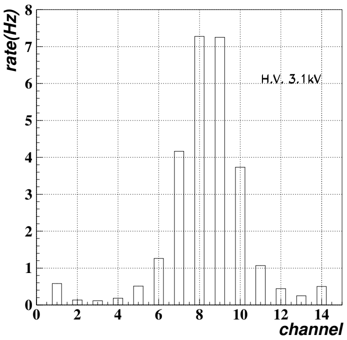

図 22: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガー (3.1kV)

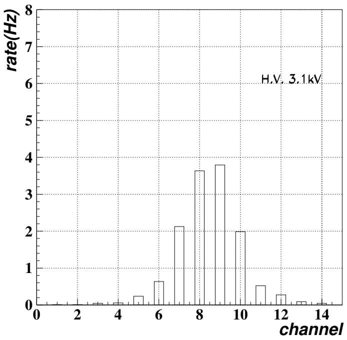

図 23: シンチレーターにヒットがある時のセルフトリガー (3.1kV)

線源を照射しないでセルフトリガーに於けるバックグラウンド分布は下図 24 のようになる。

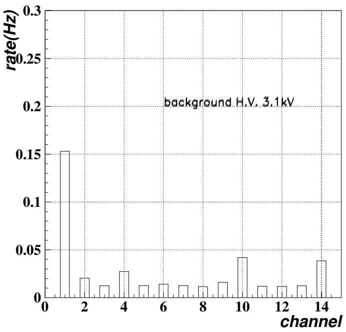

図 24: セルフトリガーに対するバックグラウンド (3.1kV)

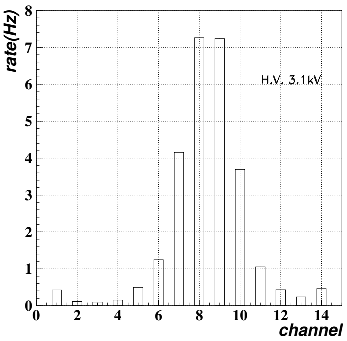

図 25: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーにバックグラウンドを差し引いたもの

バックグラウンドの分布は、1 チャンネルの飛び出た分布を除いて一様に広がっている。そこで、図 22 のセルフトリガーで測定したものに図 24 のバックグラウンドを引いたもの示す (図 25)。しかしながら、まだ 1 チャンネルのヒット数が多い。この 1 チャンネルは、β 線やガンマ線の照射範囲からかけ離れているため、以後セルフトリガーでイベント数などを数える時はこのチャンネルを除外する。

3.2.2　信号検出チャンネル数

セルフトリガーの場合とシンチレーターでトリガーをかけた場合との最も顕著な違いは、1 イベント当たりにヒットするワイヤーの数の分布である。図 26 は線源の広がり、図 27、28 は全イベント数を 1 とした時の信号検出チャンネル数の比である。セルフトリガーに関しては、バックグラウンド頻度を引いてある。図 28 から、シンチレーターが鳴らなかった場合の方が明らかに複数のワイヤーにヒットがあるものが多い。

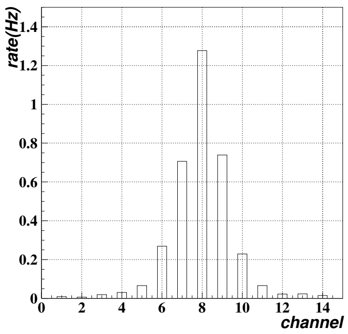

図 26:　シンチレーターでトリガーをかけた場合の線源の広がり (3.1kV)

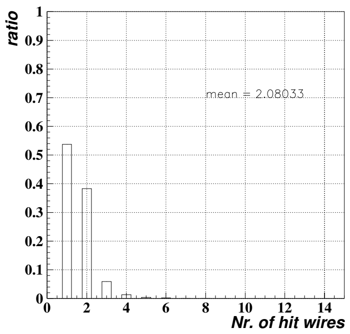

図 27: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比 (3.1kV)

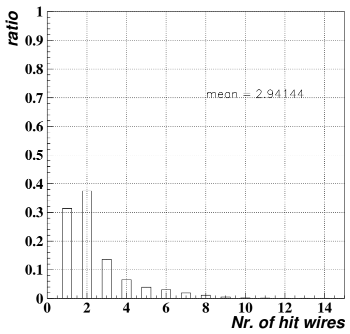

図 28: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーの信号検出チャンネル数の比 (3.1kV)

そこで、TGC の壁などでの散乱を抑えるために、TGC の入射側の壁の厚さを 200μm にすると、図 (29) ~ 31 のようになる。

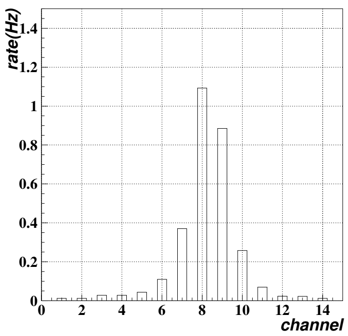

図 29:　シンチレーターでトリガーをかけた場合の線源の広がり。TGC の壁を薄くした。(3.1kV)

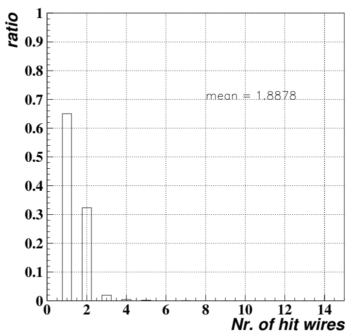

図 30: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比。TGC の壁を薄くした。

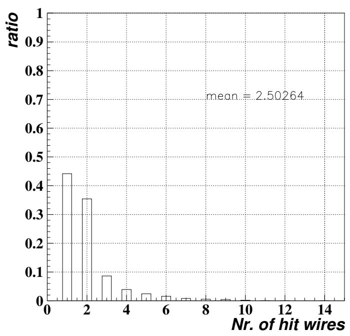

図 31: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーの信号検出チャンネル数の比。TGC の壁を薄くした。

図 30、31 から、大幅に信号検出チャンネル数が変化している。シンチレーターでトリガーをかけた場合、信号検出チャンネル数が 1 つであるというのが支配的になっている。また、シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーの場合でも信号検出チャンネル数が 2 つよりも 1 つの方が多くなった。3 本以上ヒットがあったイベントもかなり減っている。つまり、信号検出チャンネル数を複数にしていた要因は、大半の β 線が TGC の壁で散乱されたことにあると考えられる。(図 32)。

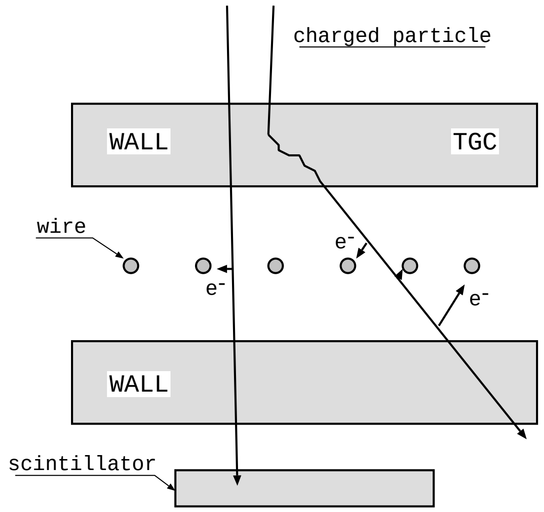

図 32: TGC に入射した β 線がワイヤーに信号を与える過程

3.3 電子なだれから放出された紫外線光子の影響

ここでは、電子なだれから放出された紫外線光子が TGC にどのように影響するかを見ていく。紫外線光子の後続パルスを生み出す原因となる。この後続パルスが TDC の時間幅よりも遅れて到達してしまった場合、この後続パルスがイベントとして計数されてしまう。この可能性を見るために、紫外線光子の影響を調べた。また、この紫外線の影響が、後で見るガンマ線を照射した場合に大きな変化を与えるために、これらの効果を詳しく調べていく。

印加電圧と共に検出電荷量と信号検出チャンネル数の比をとると

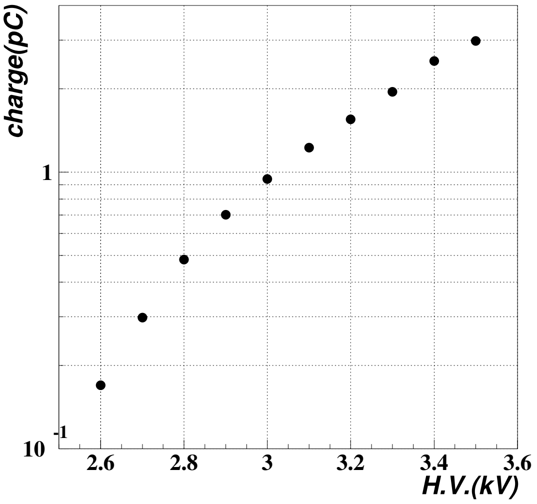

図 33: シンチレーターでトリガーをかけた場合の検出電荷量

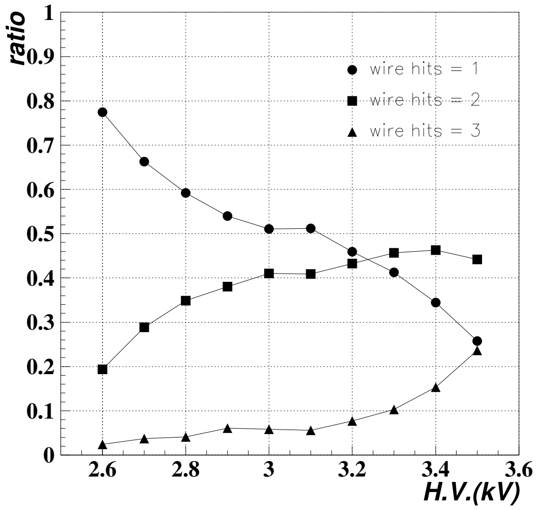

図 34: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比 (しきい電圧 37mV)

図 34 から印加電圧が 3.2kV を過ぎた付近から急激に信号検出チャンネル数が 3 つある時の比が増加し始めた。これは、TGC の有感領域を斜めに入射することだけでは説明できない。したがって、次の効果が考えられる。

- ガス増殖時に吸収しきれなかった紫外線による 2 次電子なだれの効果
- カソード面での紫外線による光電効果により生成された光電子からの 2 次電子なだれの効果
- 非常に大きなパルスの時のクロストーク

クロストークに関しては、隣合うワイヤー信号の大きさから考えられない。したがって、ガス中の紫外線吸収効果、及び、カソード面での紫外線による光電効果が考えられる。図 35 にこれらの効果を図示する。これらの効果は、印加電圧が 3.2kV を過ぎた付近から顕著になってきているため、十分 TGC の規定の動作電圧 3.1±0.1kV に関わっている。

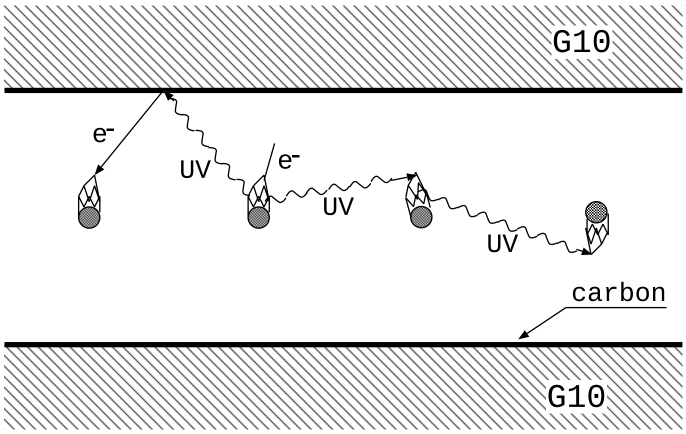

図 35: 紫外線光子がチェンバー中で 2 次電子を生成する過程

3.3.1 ガス中の紫外線吸収効果

電子なだれ中の電離衝突で作られた励起ガス分子から放出される紫外線光子が n-pentane の紫外線吸収効果が大きくこえる程生成されてしまった時、吸収されなかった紫外線がさらにガス中やチェンバーの壁で 2 次電子をたたき出す過程が顕著になる。この 2 次電子はさらに近傍のワイヤーまでドリフトし、電子なだれを形成する。この過程が連続的に起こる場合は、ガイガー放電に至る。この場合は、ガス分子が消滅ガスとしての能力を大きく越えてしまったことを示している。

この紫外線のガス中での吸収効果を見るために様々なガス比率で検出電荷量と信号検出チャンネル数の比を測定した (図 36 ~ 47)。

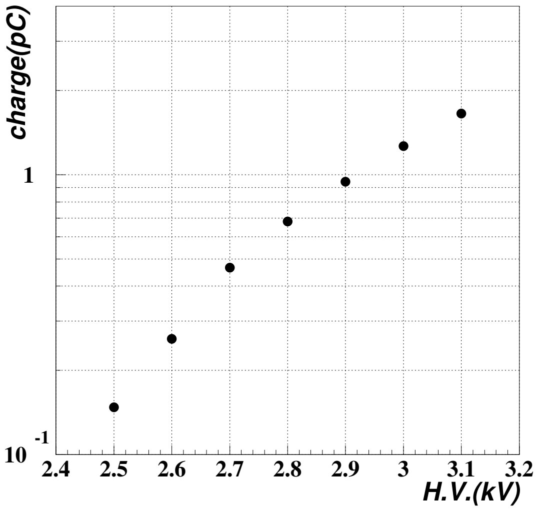

図 36: シンチレーターでトリガーをかけた場合の検出電荷量 ($CO_2-n\text{-}pentane(70{:}30)$)

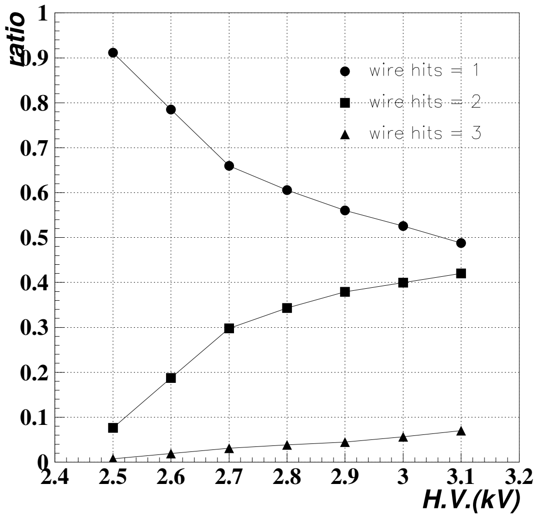

図 37: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比 ($CO_2-n\text{-}pentane(70{:}30)$)

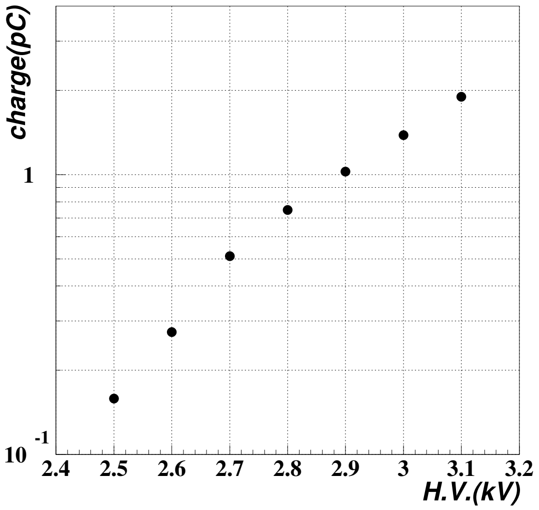

図 38: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する検出電荷量 ($CO_2-n\text{-}pentane(70{:}30)$)

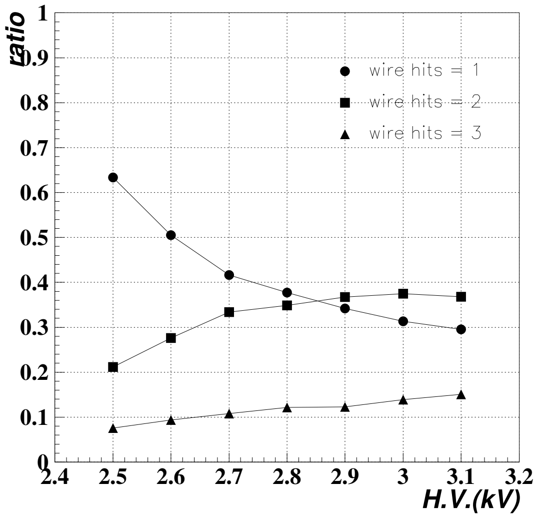

図 39: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する信号検出チャンネル数の比 ($CO_2-n\text{-}pentane(70{:}30)$)

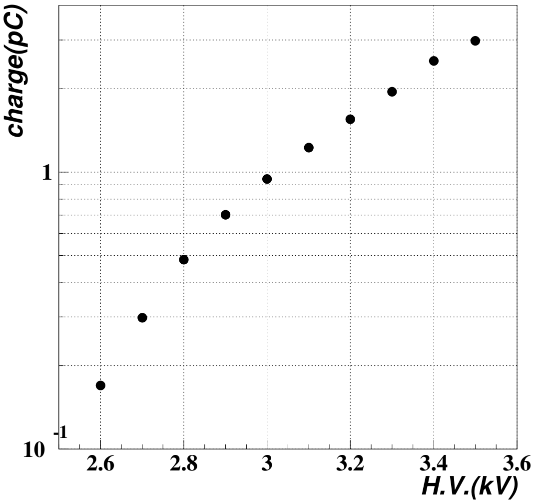

図 40: シンチレーターでトリガーをかけた場合の検出電荷量 ($CO_2-n\text{-}pentane(50{:}50)$)

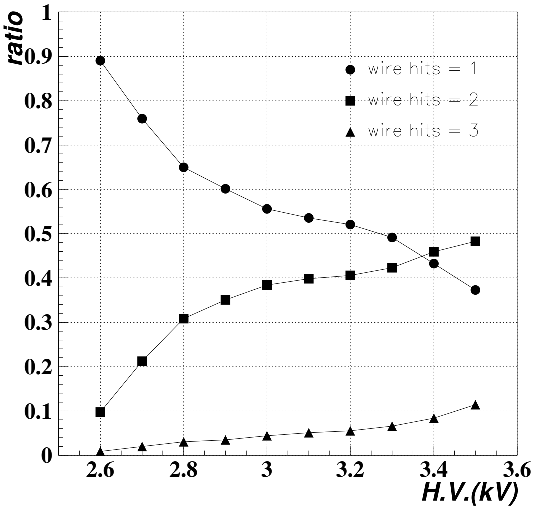

図 41: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比 ($CO_2-n\text{-}pentane(50{:}50)$)

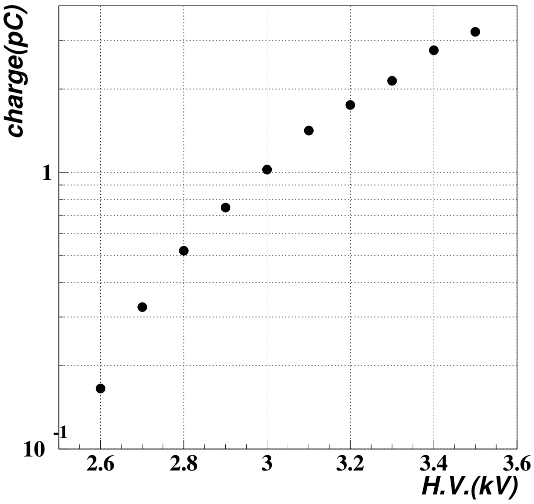

図 42: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する検出電荷量 ($CO_2-n\text{-}pentane(50{:}50)$)

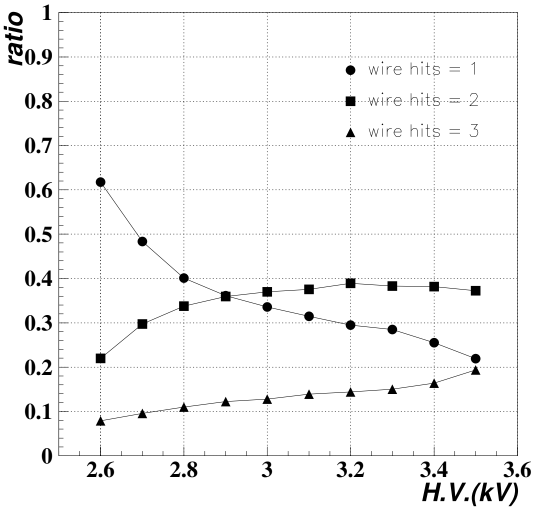

図 43: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する信号検出チャンネル数の比 ($CO_2-n\text{-}pentane(50{:}50)$)

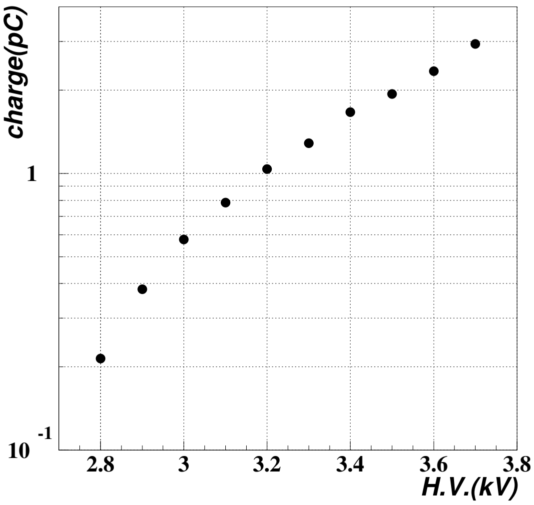

図 44: シンチレーターでトリガーをかけた場合の検出電荷量 ($CO_2 - n\text{-}pentane$(30:70))

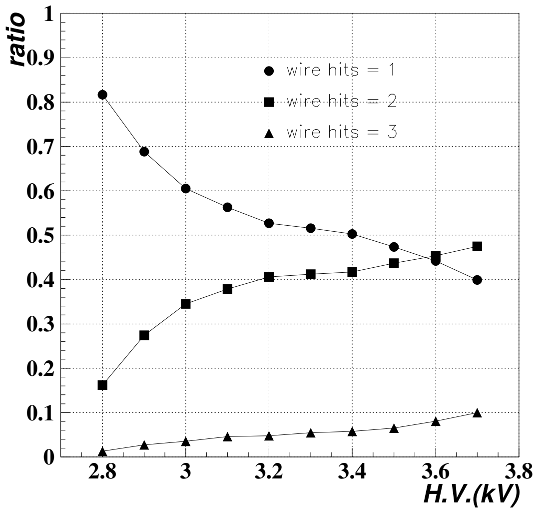

図 45: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比 ($CO_2 - n\text{-}pentane$(30:70))

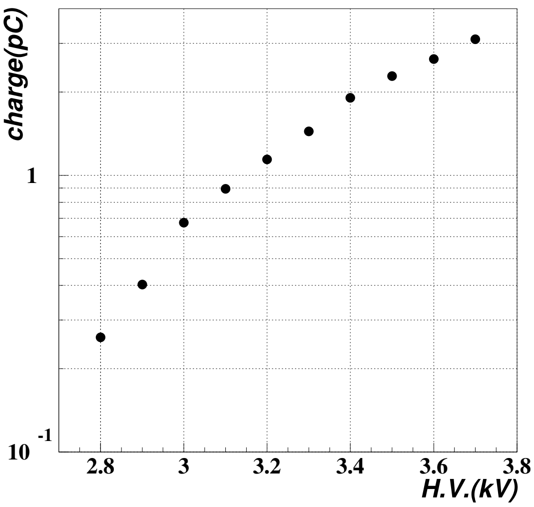

図 46: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する検出電荷量 ($CO_2 - n\text{-}pentane$(30:70))

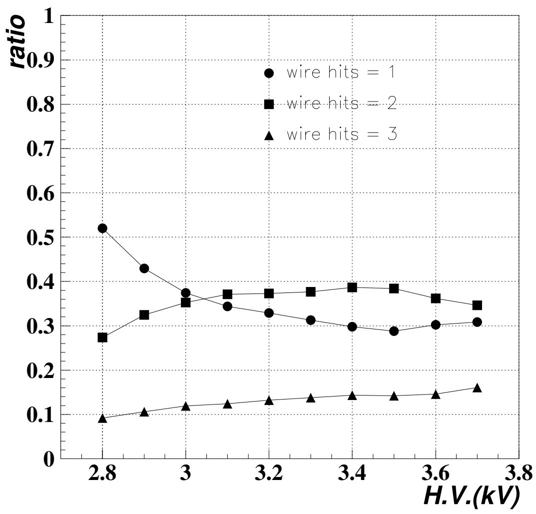

図 47: シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーに対する信号検出チャンネル数の比 ($CO_2 - n\text{-}pentane$(30:70))

図 37、39 から、$CO_2-n\text{-}pentane$ の混合比 (70:30) の時は、低い印加電圧からガス増殖は起こっているが、シンチレーターでトリガーをかけた場合は、信号検出チャンネル数はプラトー領域を形成していない。これは、このしきい電圧を越えないシグナルが存在することをあらわしている。それに対して、$CO_2-n\text{-}pentane$ の混合比 (50:50)、(30:70) の場合 (図 41、43、45、47) は、3.1kV 付近から長いプラトー領域を創っている。つまり、*n-pentane* の混合比が増加するにつれてプラトーの幅も大きくなっている。検出電荷量に関しても、印加電圧に対して混合比の違いによる検出電荷量の違いが見られる。*n-pentane* の混合比を増加させた方が高い電荷量まで制限比例モードが続く。これは、*n-pentane* の混合比の増加とともに紫外線吸収能力が増加していると思われる。また、信号検出チャンネル数が 3 つあるイベントは印加電圧がかけられなくなるまで増加している。特に最後の 100V で増加率が大きくなっている。そこで、信号検出チャンネル数が 3 つあるイベントが紫外線吸収に最も関係がありそうなので、横軸に検出電荷量、縦軸を信号検出チャンネル数が 3 つあるイベントの割合を比較すると下図 48、49 のようになる。

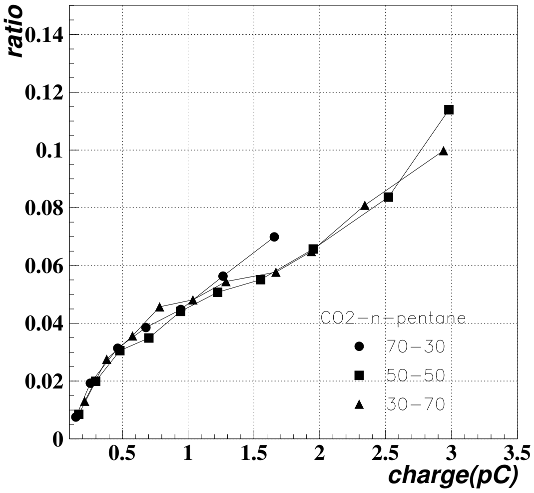

図 48: 各混合比に於ける検出電荷量と信号検出チャンネル数が 3 つあるものの比。シンチレーターでトリガーをかけた場合。

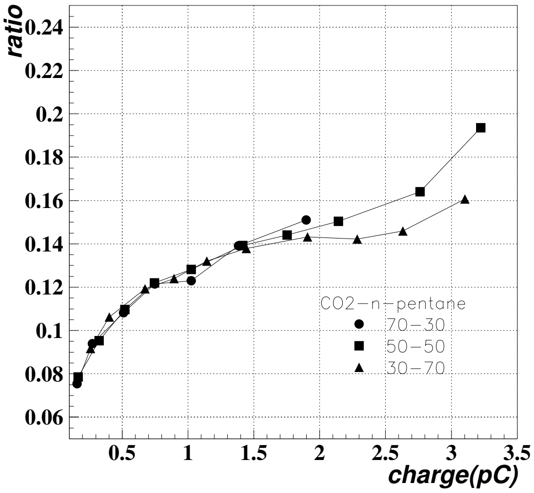

図 49: 各混合比に於ける検出電荷量と信号検出チャンネル数が 3 つあるものの比。シンチレーターにヒットがない時のセルフトリガーの場合。

ガスの混合比によらず検出電荷量に対してだいたい同じ比率を示している。図 49 から検出電荷量に対して 1pC あたりでプラトー領域を形成した後、また増加を始めている。*n-pentane* の混合比が 30 %の時は、このプラトー曲線にのらずに放電してしまった。また、2.5pC 程から混合比が 50 %に比べて 70 %の方が比率は低くなっている。各混合ガスに対して同じ比率に於ける検出電荷量を見ると検出電荷量が大きいところでは、*n-pentane* の混合比が大きくなるほど大きな検出電荷量を示している。これは大きな電荷量まで紫外線を吸収していることに対応していると思われる。しかしながら、電子なだれからの紫外線放出量が検出電荷量だけでなくガス混合比にも関係があるため、必ずしも紫外線に対するガス混合比の比較にはならないが、電子なだれからの紫外線放出量がガス混合比にあまり依存しないなら良い比較となる。その場合は、信号検出チャンネル数の増加はガス混合比に大きくは依存しないことを示している。

また、印加電圧を加えられなくなる手前での電圧に於ける電子到達時間分布は、以下 (図 50 ~ 52) のようになる。*n-pentane* の混合比が 30 %の時で 3.1kV、50 %の時で 3.5kV、70 %の時で 3.7kV で、いずれもシンチレーターでトリガーをかけたものである。

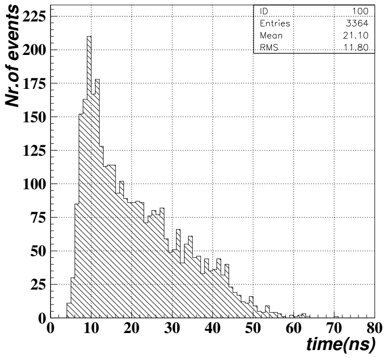

図 50: 信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布。CO_2-n-$pentane$(70:30)(3.1kV)

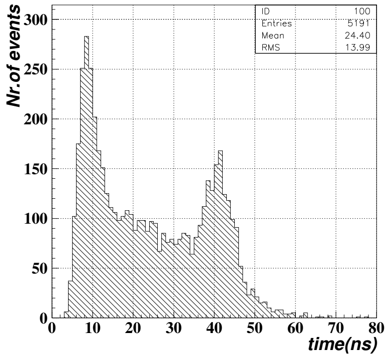

図 51: 信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布。CO_2-n-$pentane$(50:50)(3.5kV)

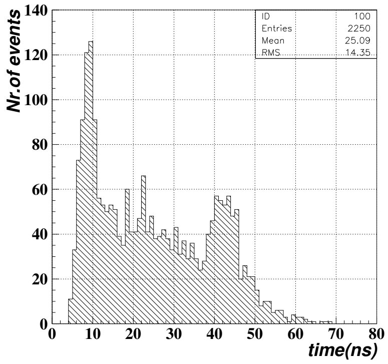

図 52: 信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布。CO_2-n-$pentane$(30:70)(3.7kV)

図は、すべて信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布をあらわしている。これは最も速い信号時間分布をあらわしているのではないのでタイムジッターに対する分布とは無関係である。図から、明らかに n-$pentane$ が 30 %の時を除いて、30ns 程度遅れて到達する 2 つ目のピークが見える。これらは、紫外線光子による後続パルスが観測されたと考えられる。この紫外線光子が増加していくと放電に至ると思われる。また、ガス中で紫外線が 2 次電子を生成した場合、この 2 次電子はランダムな過程で生成されるので、到着時間分布は連続分布になるはずである。しかし、分布はピークを形成していることから、これは別の過程によると考えられる。一方、n-$pentane$ の混合比が 30 %の時は到着時間分布にピークは見られない。これはこの混合ガスが紫外線を吸収しきれずに放電に至ったと考えられる。

そこで、n-$pentane$ の混合比が 50 %以上の時の到達時間分布のピークの生成源をさらに詳しく知るためにカソード面のカーボンの代わりに銅板を使用した TGC で調べた。

3.3.2 カソード面での紫外線による光電効果

カソード面にカーボンが塗布されているのは、放電した際に局所的に電圧降下が起きるようにすることと、紫外線による光電効果による信号検出チャンネル数の増加を避けるためである。そこで、カソード面のカーボンの代わりに銅板を使用した TGC で検出電荷量、信号検出チャンネル数の比を測定した。

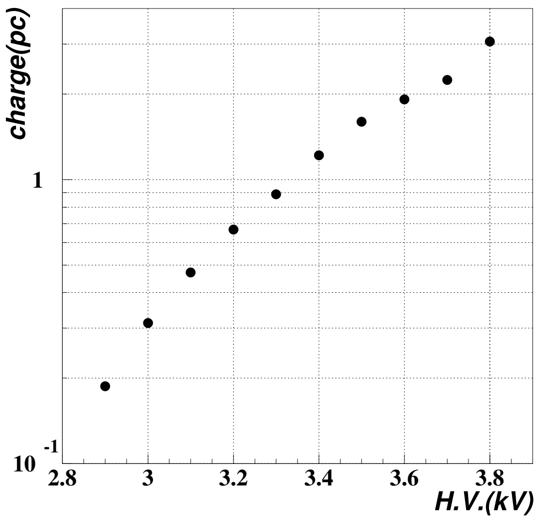

図 53: シンチレーターでトリガーをかけた場合の検出電荷量。銅板カソード面。wire spacing 2.0mm, gap 1.6mm

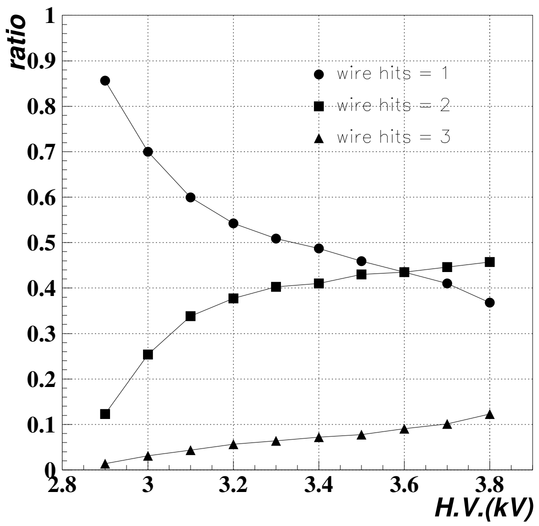

図 54: シンチレーターでトリガーをかけた場合の信号検出チャンネル数の比。銅板カソード面。wire spacing 2.0mm, gap 1.6mm

ガス混合比は、$CO_2 - n\text{-}pentane(50{:}50)$ である。図から、全体的に信号検出チャンネル数が 3 つあるものがカーボンを塗布している場合の時に比べて増加している。そこで、検出電荷量に対する信号検出チャンネル数が 3 つあるものの比をとる (図 55) と、その違いがはっきりした。銅板を使用した時の TGC は常に高い比率で増加している。それに比べて、カーボンを塗布してある TGC は銅板の TGC より低い比率でほぼ平行に増加し、2.5pC 程から急に増加を始めている。この急な増加付近からカーボンを塗布してある TGC も銅板を使用した TGC も 3pC 程で放電を始めた。つまり、カソード面のカーボンは急な増加が現れるまで銅板を使用した時と比べた分だけ紫外線を吸収していると思われる。紫外線に対する定量的な評価はできないが明らかに相関がある。

電子なだれで生成される紫外線光子数がガス成分に関係なく検出電荷量と相関を持つならば、図 48 と図 49 から信号検出チャンネル数が 3 つあるものの増加は、ほとんどがカソード面での紫外線光子の光電効果であると言える。

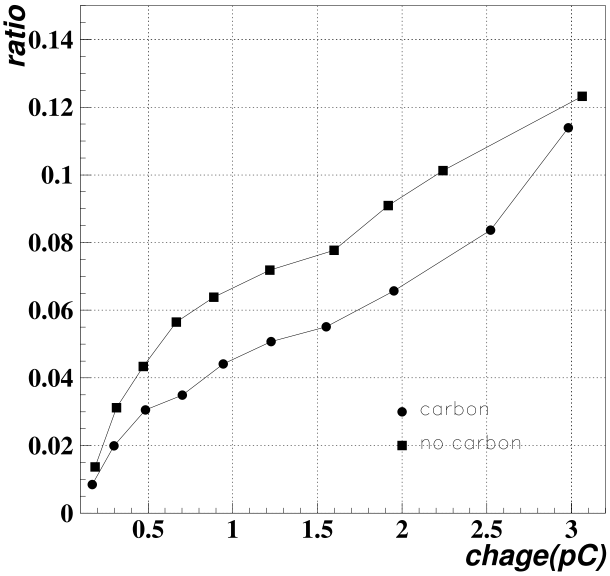

図 55: カソード面がカーボン塗布と銅板の TGC に対する検出電荷量と信号検出チャンネル数が 3 つあるものの比。

3.3.3 紫外線光子の効果についてのまとめ

TGC の紫外線光子による影響をガス中の紫外線吸収効果とカソード面での紫外線による光電効果の 2 つについて詳しく調べた。

ガス中の紫外線吸収効果を見るために様々な $CO_2 - n\text{-}pentane$ のガス混合比率で検出電荷量とその時の信号検出チャンネル数を測定した。n-pentane の比率の増加に伴い信号検出チャンネル数の比も大きなプラトー領域を形成した。これは、n-pentane の比率の増加に伴い紫外線吸収能力も大きくなったことを示している。しかしながら、検出電荷量に対して信号検出チャンネル数の比はガスの比率に依存しなかったため、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比の増加は紫外線光子がガス分子と相互作用して 2 次電離電子を生成することによる過程ではないと考えられる。

一方、カソード面での紫外線による光電効果を見るためにカソード面にカーボンの代わりに銅板を使用した TGC で同様の測定をしたところ信号検出チャンネル数の比率に違いが見られた。つまり、カソード面にカーボンを塗布した場合の方が銅板を使用した場合よりも電子なだれからの紫外線を吸収していると考えられる。また、放電が開始する時の信号検出チャンネル数が 3 つある場合の比にも何かしら相関がありそうである。

以上のことから、電子なだれから生成された紫外線光子が 2 次電子なだれを形成する過程は、ガス中での紫外線吸収から生成された 2 次電子なだれによる過程よりもカソード面での光電吸収過程の方がより起こりそうであると思われる。

以下に 3.1kV の動作電圧に於ける信号到達時間分布を示す。

3.1kV の動作電圧の時はカソード面での光電効果による影響は見られない。紫外線光子の影響が見られるが TDC の時間幅以内に収まっている。

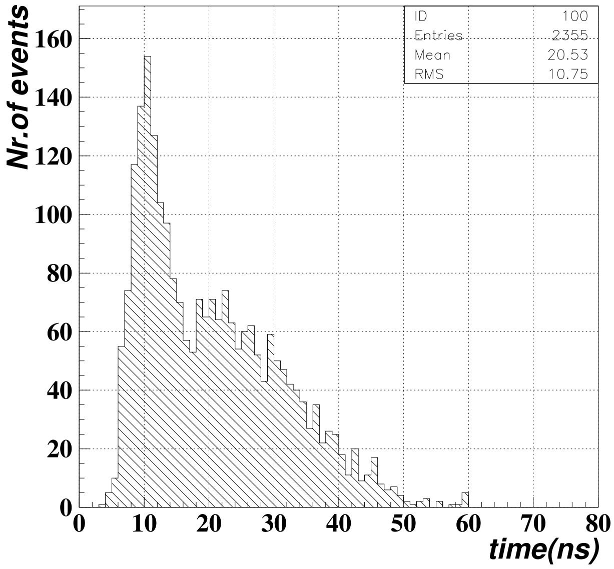

図 56: 信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布。カーボン塗布。(3.1kV)

3.4 ガンマ線の放射能の測定

ここでは、実際に TGC にガンマ線を照射していく前にガンマ線と物質との相互作用、及びガンマ線源の放射能の補正について述べていく。

3.4.1 ガンマ線の相互作用

ガンマ線光子は物質中を通過する際に直接電離や励起を起こさない。よって、ガンマ線光子の検出は、物質と相互作用した際に生じる 2 次粒子を検出することによってのみ可能となる。

低エネルギーガンマ線の測定に於いて、測定上 3 つの過程が支配的になる。それは、光電吸収、コンプトン散乱、および電子対生成である。これらの過程では、すべてのガンマ線はエネルギーの一部または全部を電子に与える。その時ガンマ線光子は、完全に消滅したり、大きな角度で散乱されたりする。これらの過程を経て生成された高速電子は、他の荷電粒子と同様、物質との電離衝突や原子の励起、制動放射を繰り返しエネルギーを失ってゆく。したがって、これらの 2 次電子により生成された電離電子などが観測にかかるようになる。

以下では、前述した 3 つのガンマ線相互作用過程について述べる。

3.4.2 光電吸収過程

光電吸収過程では、光子は、吸収物質原子と相互作用して、その全エネルギーを原子中に束縛されている電子に与える。光子のエネルギーが殻準位エネルギーに等しければ、吸収される確率は大きくなる。つまり、大きなエネルギーを持つガンマ線は、原子の中で最も強く結合している電子、すなわち k 殻準位の電子を放出する。このような電子は光電子と呼ばれ、次のようなエネルギーを持つ。

$$E_0 \quad = \quad h\nu \ - \ E_b$$

ここで、E_b は束縛エネルギーである。また、光電子を放出した原子は、物質中の自由電子の捕獲や他の殻の電子の再配列によりただちに束縛殻の空孔を埋める。この時に 1 個、あるいはそれ以上の特性 X 線光子を放出する。これらの X 線は最初に生成された場所のすぐ近くであまり強く結合していない殻と光電吸収をして再吸収されてしまう。しかしながら、わずかであるが大きな飛程をもつものもある。また、この特性 X 線の代わりにオージェ電子を放出する場合もいくらかの割合で存在する。

光電吸収過程は、ガンマ線のエネルギーが低くなるにつれて相互作用確率が大きくなる。理論的に原子中の電子に対する Dirac 波動方程式を扱うのは非常に困難であるが、もし光電子が K 殻のもので非相対論的 $(h\nu \ll m_e c^2)$ であるならば、光電吸収確率は Born 近似で計算される。また、粗い近似式ではあるが次の式がある。

$$\tau \quad \cong \quad \text{定数} \ \times \ \frac{Z^n}{E_r^{3.5}}$$

ここで、Z は原子番号、E_r はガンマ線のエネルギー、τ は相互作用確率を表す任意の量である。指数 n はガンマ線のエネルギーと共に変化し、およそ、4.5 でほとんど近似が成り立つ。

3.4.3 コンプトン散乱過程

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量エネルギーよりも大きくなってくるとガンマ線光子は、原子中の電子と衝突してエネルギーを失うようになる。原子中の電子は、光子から見れば自由電子とみなせるので、光子は粒子として静止している自由電子と衝突し、エネルギーの一部を電子に与える。この過程がコン

プトン散乱過程である。コンプトン散乱光子はあらゆる角度で散乱されるので、反跳電子には連続したエネルギーが与えられる。つまり、検出器中でのコンプトン散乱の効果は連続分布を形成する。

コンプトン散乱過程は、光子の相互作用の中で最も理解されている過程である。コンプトン散乱に対する断面積は量子電磁気学を使って計算された Klein-Nishina 方程式として知られている。また、古典的過程ではトムソン散乱とレイリー散乱がある。トムソン散乱は低エネルギーでの光子と自由電子による散乱で、低エネルギーでの Klein-Nishina 方程式に収束する。一方、レイリー散乱は原子全体による光子の散乱で、原子中のすべての電子が干渉散乱に加わる。両方の過程では、原子の励起やイオン化を含まず光子の方向への運動量移行のみを含む。相対論的高エネルギーでは、これらの両過程は無視できる程小さい。

3.4.4 電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍、すなわち 1.02MeV を越えると、光子は原子核の電磁界と相互作用し消滅して電子と陽電子の対を創る。運動量保存のためこの過程は、3 体の存在、つまり原子核の存在が必要である。陽電子は、物質中をわずかな距離進みすぐさま消滅する。この時に 2 次生成物として 2 個の消滅光子を創る。検出器の応答に於いて電子対生成を含む場合は、より複雑になる。消滅光子が検出器外へ逃れることにより起こるシングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークなど顕著に現れ出し、高エネルギーでは、光電ピークを勝ることもある。

また、原子核の電磁場だけでなく原子中の電子の電磁場でも対生成を起こすこともある。

以下に NaI(Tl) 中に於ける光子の各々の相互作用過程に対する相互作用確率を示す (図 57)。

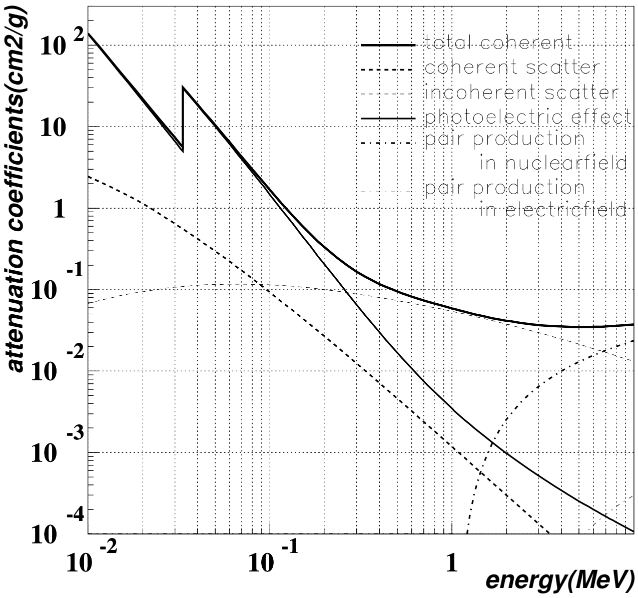

図 57: NaI(Tl) 中に於ける光子の相互作用確率。XCOM[17] による database より。

3.4.5 放射線源の放射能の絶対校正

TGC にガンマ線源を照射した場合、ガンマ線は物質と相互作用すると消滅してしまうために、ガンマ線に対する情報が得られない。つまり、トリガーがかけられない。したがって、TGC にどれほどガンマ線が照射されたかを見積もる必要がある。そこでガンマ線源の放射能を調べた。

使用するガンマ線源は、以下の表の通りである。

種類	エネルギー (keV)(分岐比)	半減期	製造年月日	製造日校正値 (Bq)
^{137}Cs	661(0.85)	$30.02yr$	1988.2.1	3.55×10^6
^{60}Co	1173(1.0),　1332(1.0)	$5.271yr$	1988.2.1	3.51×10^6
^{133}Ba	356(0.62),　81(0.34)	$10.543yr$	1994.9.19	8.212×10^4
^{241}Am	60(0.36),　17.6(0.20)	$432.7yr$	1988.10.24	3.7×10^6
^{109}Cd	22.1(0.54)	$1.2665yr$	1988.9.20	3.97×10^5
^{22}Na	511($Annih$),1275(1.0)	$2.602yr$	1987.12.10	3.62×10^6

表 6: 使用するガンマ線

ガンマ線を十分にコリメートさせ、TGC のワイヤー部分だけを照射する。そのためには、十分に良い幾何学的配置と線源の情報が要求される。しかしながら、表からでは線源の形状などが分からないため、コリメーターからの立体角からの算出では計数に不定性が残る。それにあるエネルギーを持つガンマ線は、コリメーターを構成する物質と反応したり、透過してしまったりするかもしれない。

そこで、これらの幾何学的配置や線源の形状による依存をなくすために実際に放射能を測定した。

校正には、NaI(Tl) シンチレーターを使用した。

3.4.6 タリウム活性化ヨウ化ナトリウム (NaI(Tl)) シンチレーター

ヨウ化ナトリウムは、すべてのシンチレーターの中で最高レベルの光収率を持ち、電子とガンマ線に対する応答は重要なエネルギー範囲 (10 ~ 1000keV) にわたって非常に直線性に優れている。しかし、一方でシンチレーションパルスの減衰時間は主に 230ns 程度あり、高速の測定や高い計数率の測定には不向きである。しかし、放射能などの絶対計数を考えた場合、NaI(Tl) シンチレーターの最大の利点がある。

通常、検出器の絶対検出効率を考えた場合、個々の検出器の性能や形状に左右され、検出器ごとに絶対検出効率を考えなければならないが、NaI(Tl) シンチレーターの場合、様々な NaI(Tl) の形状の絶対検出効率に対する情報は特に多い。放射線の計数効率に関しては、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成を含めた全計数効率があるが、これは低エネルギーレベルまで計数に含まねばならず、ノイズなどの寄与から測定が非常に困難である。そこで、光電ピークとの比をとった光電ピーク効率を採用する。

NaI(Tl) よりも光電ピークの大きいタリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI(Tl)) の候補もあったが、エネルギー分解能が NaI(Tl) よりも劣ること、公開されている資料が少ないことにより NaI(Tl) を使用した。

3.4.7 検出効率について

一般に、アルファ粒子やベータ線のような荷電粒子の場合、検出器の有感体積中へ粒子が入ると同時に、電離、もしくは励起などの形で相互作用を起こす。ほとんどの荷電粒子はわずかな距離を飛程するだけでも十分な数のイオン対を生成するので、これによるパルスは記録できる大きさとなる。したがって、荷電粒子に対しては検出器の検出効率を 100 %にすることができる。

一方、ガンマ線や中性子のような非荷電性放射線は、検出器と相互作用した後、検出が可能となる。これらの放射線は相互作用しながら、長い距離を移動することができるので、検出器の検出効率はしばしば 100 %を下まわる。

ここで、検出効率については、絶対効率 ϵ_{abs} と固有効率 ϵ_{int} の 2 種類に分類される。

$$\epsilon_{abs} = \frac{n_t}{n_0} \quad , \quad \epsilon_{int} = \frac{n_t}{n_0 n_\Omega}$$

ここで、n_t は記録されたパルスの数、n_0 は線源の放射能、n_Ω は n_0 の内、検出器に入射する割合である。

絶対効率は、検出器の特性や線源と検出器間の距離などの詳細な配置に依存するが、固有効率は、検出器の形状に依存するような立体角がはっきりと含まれていないため、比較的、幾何学的配置の依存性は少ない。等方的な線源の場合、$\epsilon_{int} = \epsilon_{abs}{\cdot}4\pi/\Omega$ の関係になる。一般に、検出器の検出効率は固有効率で表されているので、慣例に従って固有効率で表す。さらに、NaI(Tl) シンチレーターによる放射能の測定には、入射放射線の全エネルギーを付与する相互作用分だけを数える光電ピーク効率を使う。光電ピーク効率は、通常、スペクトルの最高端に現れるピークになるので、ピークのスペクトルの全面積は簡単に求められる。

3.4.8 NaI(Tl) シンチレーターの検出効率

NaI(Tl) シンチレーターの検出効率 ϵ_{NaI} は、次式で表される。

$$\epsilon_{NaI} = \frac{\Omega}{4\pi} \times I \times M \times R$$

Ω : 線源の位置に検出器が張る立体角。NaI(Tl) シンチレーターは円筒型なので、点状線源が円筒の中心軸上にある場合の Ω は、d を線源からの距離、a を有感照射面積半径として、

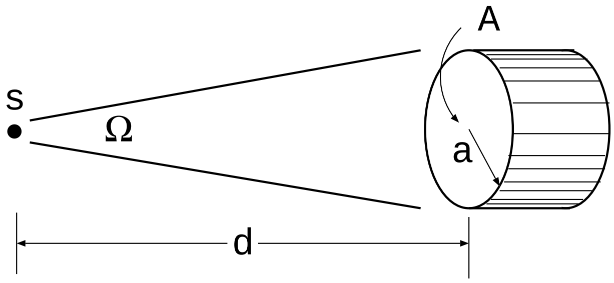

図 58: 立体角の計算

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right)$$

となる (図 58)。

I : 結晶表面に到達することができる放射線の割合。放射線の経路上での空気や、結晶保護物質、光の反射体などの物質による吸収を考えなければならない。d_1,d_2,...を物質間距離、μ_1,μ_2...をあるエネルギーにおけるある物質の減衰係数として、

$$I = \exp(-\mu_1 d_1) \times \exp(-\mu_2 d_2) \times \cdots$$

となる。

M　:　結晶に吸収される放射線の割合。結晶は放射線を止めることのできる十分な厚さを持っていない。d_m を結晶の厚さ、μ_m をあるエネルギーにおける減衰係数として、

$$M = 1 - \exp(-\mu_m d_m)$$

となる。同軸上の 2 枚の円盤、円筒に対する立体角の計算方法は [18][19] [20] がある。

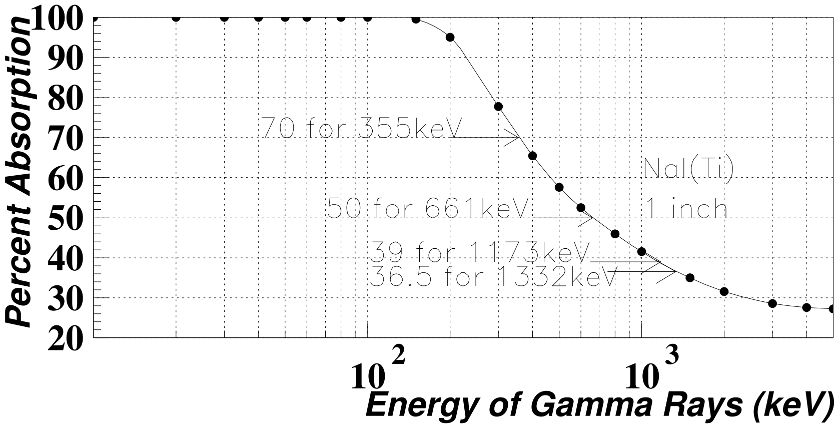

図 59: NaI(Tl) に対するガンマ線吸収効率

R　:　ピーク-全計数比。光電ピークの計数値から全計数値を求めることができる。通常、光電ピークは多重の相互作用を含んでいることから、解析的に解くことはできない。また、検出器間の距離に依存する。ピーク-全計数比のグラフは下の図 60 を用いた。

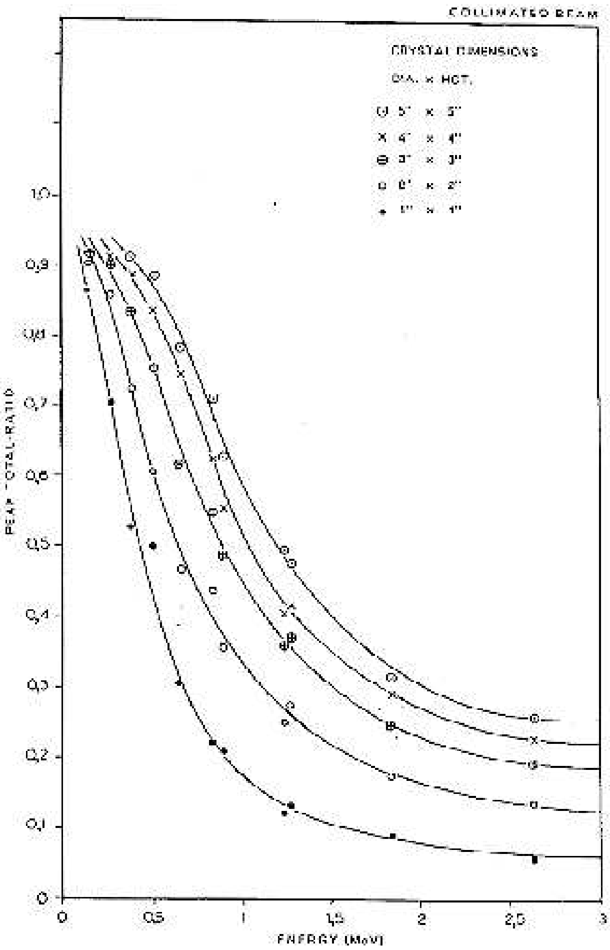

図 60: コリメートされたガンマ線に対する NaI(TI) のピーク- 全計数比 [21]

3.4.9 計数実験の最適化

ここでは一定時間放射線を計数した場合、測定に含まれるバックグラウンドをどれだけに時間、測定すれば統計誤差が最小になるかを考える。今、定常的なバックグラウンドが存在する時に長寿命の放射性線源の正味の計数率を測定する場合を考える。

$$S \quad : \quad \text{バックグラウンドなしの線源だけによる計数率}$$

$$B \quad : \quad \text{バックグラウンドによる計数率}$$

S の測定は、通常線源とバックグラウンドの和 (平均計数率 $S+B$) を時間 T_{S+B} の間計数し、その後バックグラウンドのみを時間 T_B の間測定する。そこで線源のみの正味の計数率は、

$$S = \frac{N_1}{T_{S+B}} - \frac{N_2}{T_B}$$

ここで、N_1 および N_2 はそれぞれ測定における全計数値である。誤差伝播により、

$$\sigma_S = \left[\left(\frac{\sigma_{N_1}}{T_{S+B}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_2}}{T_B}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{N_1}{T_{S+B}^2} + \frac{N_2}{T_B^2}\right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{S+B}{T_{S+B}} + \frac{B}{T_B}\right]^{\frac{1}{2}}$$

両辺を 2 乗して、微分、

$$2\sigma_S d\sigma_S = -\frac{S+B}{T_{S+B}^2}dT_{S+B} - \frac{B}{T_B^2}dT_B$$

ここで、両方の測定時間の和 T が一定であると仮定して、$d\sigma_S = 0$ となる最小値を求める。また、T は一定であることから、$dT_{S+B} + dT_B = 0$ より、

$$\frac{S+B}{B} = -\frac{T_{S+B}^2}{T_B^2}\frac{dT_B}{dT_{S+B}}$$

$$\frac{T_{S+B}}{T_B} = \sqrt{\frac{S+B}{B}}$$

となる。ここから、T_{S+B} 間測定した場合、バックグラウンドの測定は、

$$T_B = T_{S+B}\sqrt{\frac{B}{S+B}}$$

時間測定すれば良い。

3.4.10　放射能の測定

ピーク-全計数比のグラフから実際に放射能を測定し、線源の校正日から勘算した現在の放射能と比較した。

セットアップは、実際に TGC にガンマ線を照射する時のセットアップと同じである。

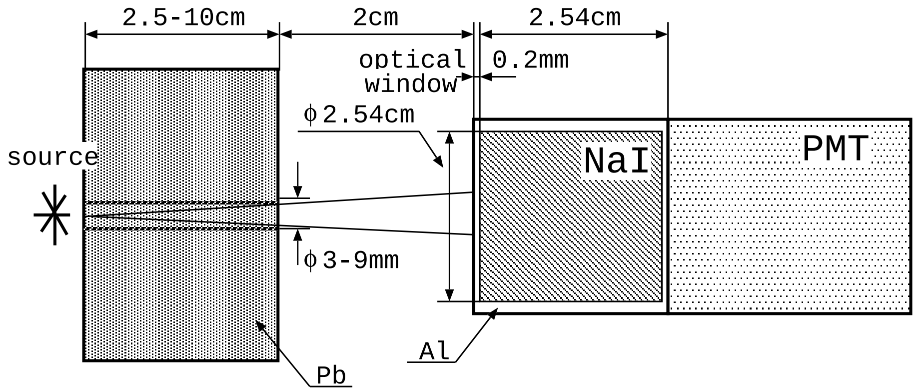

図 61: 放射能測定のセットアップ

鉛コリーメーターの直径、厚さを色々変えて測定した。コリメーターの直径は、2mm,3mm,5mm,7mm,9mm、厚さは、2.5cm,5cm,7.5cm,10cm のものを使用した。得られた応答関数は以下の通りである。解析は光電ピークの左側の谷から右側の谷まで引いた直線部以上にある分布の面積を数える。ピークの谷がない時は、ピークの最大値から 99 %までの部分の面積を数える。

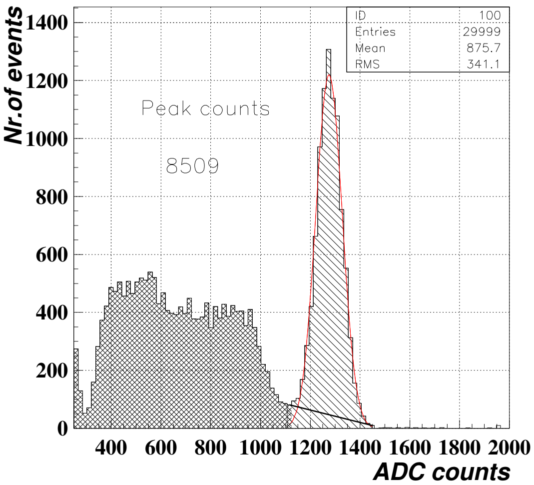

図 62: ^{137}Cs に対する応答関数。鉛コリメーターの幅 7mm、厚さ 7.5cm。アルミ板の遮蔽なし。

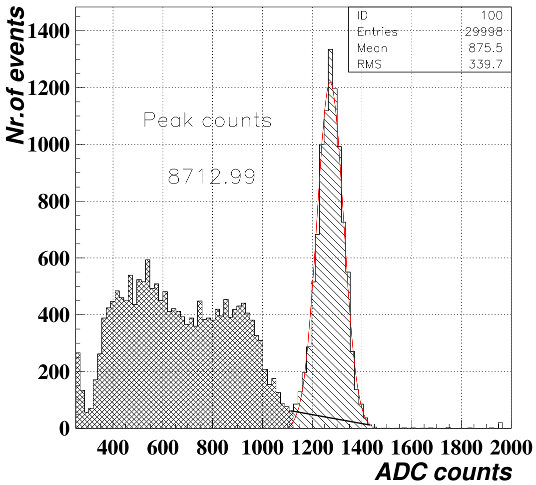

図 63: ^{137}Cs に対する応答関数。鉛コリメーターの幅 7mm、厚さ 7.5cm。アルミ板の遮蔽あり。

^{137}Cs に対する応答関数 (図 62、63) は、1300 チャンネルのところに 661keV のガンマ線の大きな光電ピークとコンプトン連続分布が見られる。全計数-光電比を考えれば、光電ピークは大きければ大きいほど良い。また、^{137}Cs は寿命が長いことなどから、製造放射能校正日からの時間による誤差が小さい。これらの意味から、^{137}Cs の放射能との比較は、良い目安となる。

また、^{137}Cs は 514keV のエネルギーを持つ β 線を放出する。そこで、661keV のガンマ線だけを取り出すためにコリメーターの前方に 1mm のアルミニウム板で遮蔽した。これで十分電子は透過できない。図 63 にその時の応答関数を示す。1mm のアルミ板では、661keV のガンマ線はほぼ 100 %透過できるので、アルミ板で遮蔽しない場合と分布の形は、ほとんど変わらなかった。

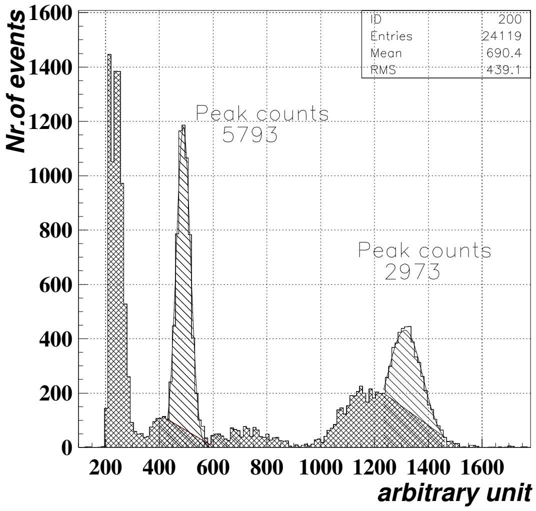

図 64: ^{133}Ba に対する応答関数。遮蔽なし。

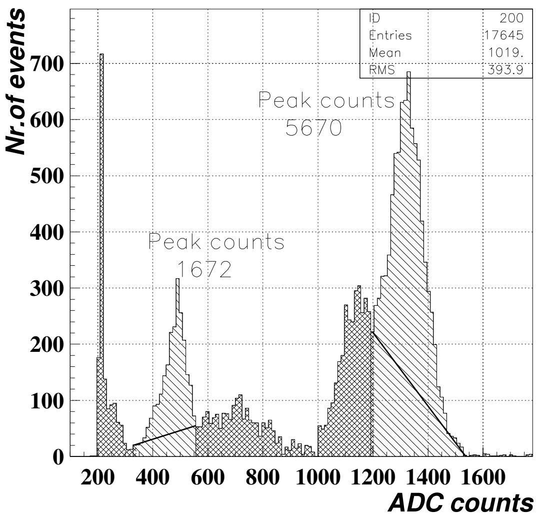

図 65: ^{133}Ba に対する応答関数。遮蔽あり。

^{133}Ba(図 64、65) は、多数のガンマ線を放出するが、主に 356keV と 81keV である。エネルギー的に低い方が光電効果を起こしやすいため光電ピークは、81keV の方が大きい。また、250 チャンネルのところに 33keV の特性 X 線が見られる。ここで、厚さ 5mm の鉄を遮蔽材として 356keV のガンマ線を中心に測定した (図 65)。厚さ 5mm の鉄に対して 81keV のガンマ線は、計算から 10 %程透過できる。356keV ガンマ線に対しては、60 %透過できる。

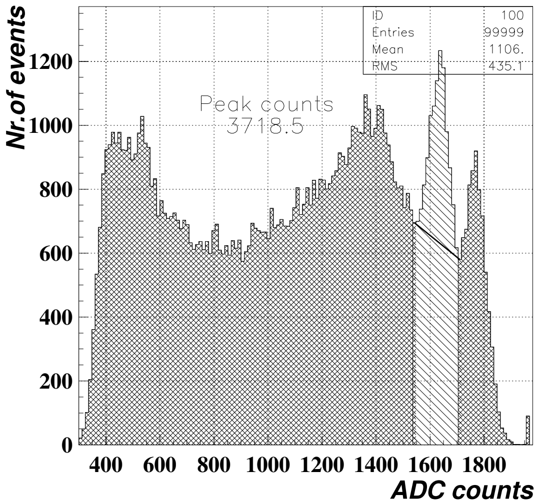

図 66: ^{60}Co に対する応答関数。

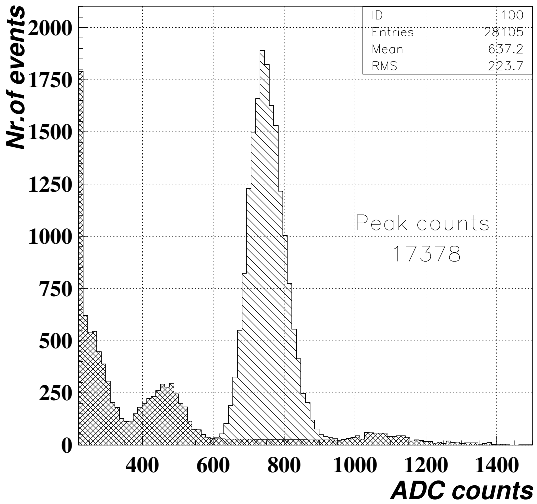

図 67: ^{241}Am に対する応答関数。

^{60}Co(図 66) は、大きなガンマ線エネルギーのため光電ピークが小さい。これは、このエネルギー領域では、コンプトン散乱過程が支配的になるからである。また、結晶中の 2 次電子の飛程が大きければ結晶外への逃散も応答関数複雑化の要因ともなる。また、500 チャンネル辺りに 0.2MeV 程度の後方散乱ピークが見られる。また、^{60}Co も 314keV のエネルギーを持つ電子を放出するため、1mm アルミ板で遮蔽する。

^{241}Am(図 67) は、60keV の低エネルギーガンマ線を放出するのでそのほとんどが光電ピークを作る。また、20keV 程の特性 X 線は観測にかかる大きさにはならなかった。

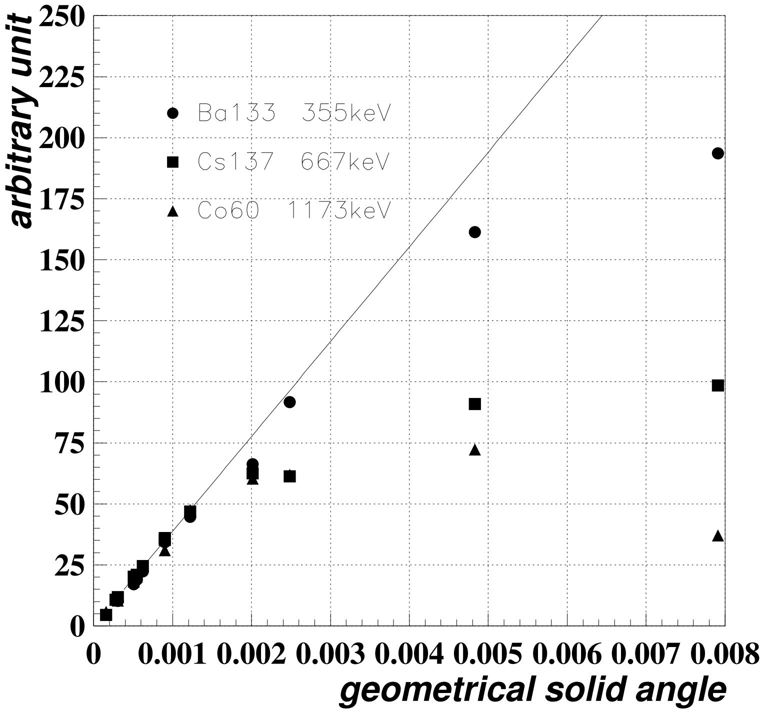

図 68: 各々の立体角に於ける ^{133}Ba,^{137}Cs,^{60}Co の測定放射能。縦軸はスケールを合わせるために規格化してある。図の直線は、製造校正日から算出した現在の放射能。

以上、様々なコリメーターの幅や長さを変えて測定した結果を図 68 に示す。検出器の前面には最大直径 1cm までガンマ線照射範囲を広げる。検出器前面の直径が 2.54cm なので、照射範囲よりも十分大きい。また線源の放射能は検出効率から逆算した。図から立体角が 0.001 までの低いところでは良く直線性を示している。ところが、さらに立体角を小さくすると、つまりコリメーターの幅が 3mm 以下になると、^{137}Cs と ^{60}Co は直線性を失った。これは線源の有限の広がりがコリメーターの幅に被ってしまったため点状線源とみなせなくなったからである。一方、立体角が 0.001 を越えると、また測定値が直線性を失っていく。そして、ガンマ線のエネルギーが大きい方から大きく直線から外れる。これは、図 60 のコリメートされた検出効率のグラフが、適用できなくなっていると思われる。つまり、コリメーターの幅を広げることでガンマ線が逃散してしまったと考えられる。エネルギーが高くなるほど NaI(Tl) からのガンマ線の逃散は大きくなる。図の検出効率のグラフはコリメートされた線源に対してのグラフのため、ガンマ線の逃散は考えていない。厳密な検出効率の算出法は線源と検出器の立体角を考えた上でモンテカルロシミュレーションをしなければならない [22] が、図から立体角が 0.001 以下では十分に線源の放射能を再現していると思われる。

3.5 ガンマ線に対する TGC の動作研究

ここでは、TGC のガンマ線に対する動作を見るために β 線の時と同様、検出電荷量、信号検出チャンネル数を測定した。前述したセルフトリガーのセットアップ (図 20) で、表 6 のエネルギーのガンマ線を照射する。測定は、まず TGC にガンマ線を照射した後、TGC を照射場所からはずす、そして TGC の代わりに NaI(Tl) シンチレーターを照射場所に設置する。この場所は、厳密に TGC が照射されていた場所である。そこで、NaI(Tl) シンチレーターでガンマ線の照射量を測定する。つまり、TGC にどれほどガンマ線が照射されたかが分かる。この一連の作業を繰り返し TGC にガンマ線を照射していく。

3.5.1 TGC とガンマ線の相互作用

TGC に入射したガンマ線は、大半は相互作用をせず透過してしまうが、小さな確率で TGC の構成物質と各々のエネルギーによる相互作用の過程を経る。それらの過程は、低エネルギーでは主に光電効果を起こし、高いエネルギーではコンプトン散乱を起こす。これらの相互作用で生成された電子は、TGC の壁をつき抜け有感領域まで到達する。生成電子が有感領域まで到達するとほぼ 100 %近い確率で検出される。しかし、生成電子のエネルギーが生成場所からの TGC の壁の物質量を通過できるほどエネルギーを持っていない時は TGC の壁中で止められてしまい、この場合は検出されない。したがって、TGC のガンマ線に対する動作を考える場合、ガンマ線のエネルギーによる相互作用過程と TGC の壁の物質量に左右されることになる。また、低エネルギーガンマ線では TGC のガスとの直接相互作用も無視できなくなる。

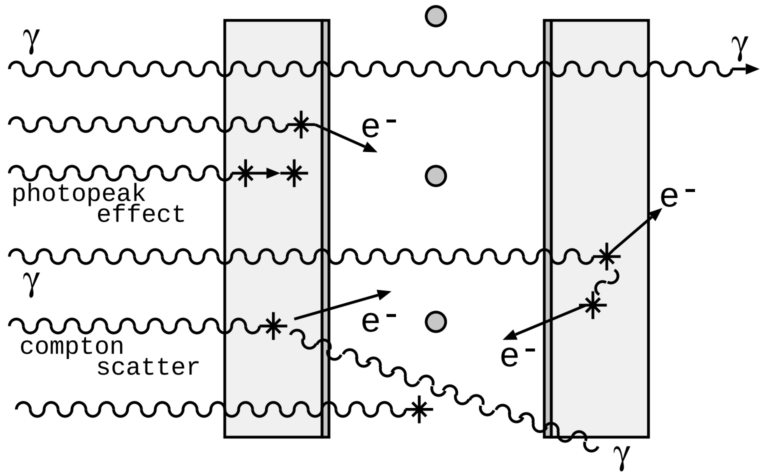

図 69: TGC に於けるガンマ線の相互作用

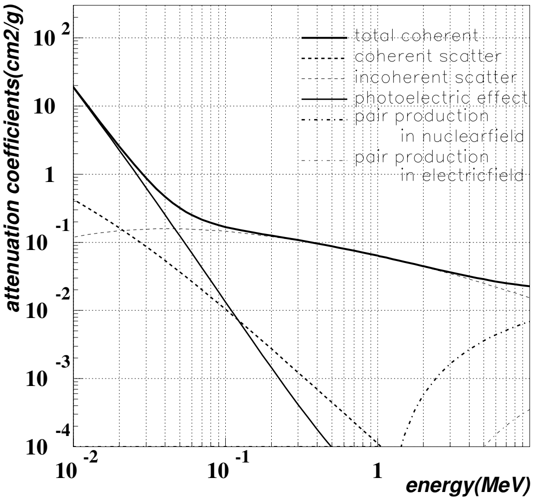

図 70: G10 中のガンマ線の相互作用依存性。G10 は、構成物質は SiO_2 として計算してある。XCOM[17] による database より。

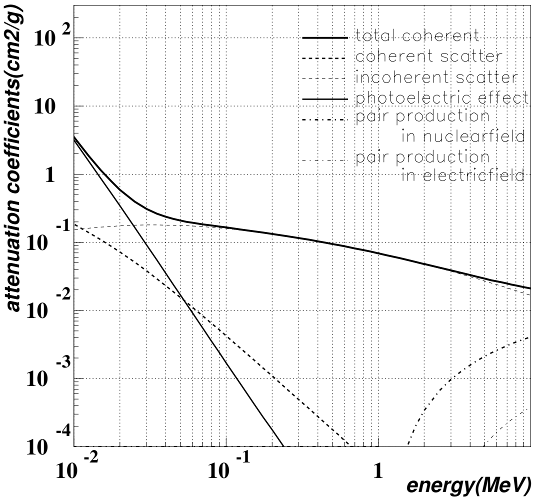

図 71: CO_2−*n-pentane*(50 : 50) 中のガンマ線の相互作用依存性。XCOM[17] による database より。

図 70、71 は、TGC の壁及び、CO_2−*n-pentane*(50 : 50) とガンマ線の相互作用確率を表している。図 70 の G10[7] は、構成物質を SiO_2 として計算してある。図 70 から、G10 中では 100keV 程度までは光電効果が優勢であるが、それ以上のエネルギーではコンプトン散乱過程が支配的になっている。また、コンプトン散乱過程はエネルギーが 1MeV 程度まで相互作用確率があまり変わらない。したがって、100keV 以上のガンマ線が TGC の壁でコンプトン散乱を起こした場合、生成電子のエネルギーが大きい程物質中の飛程は大きいことから、生成電子はガンマ線のエネルギーが大きいほど TGC の有感領域に到達する。そして、コンプトン散乱の相互作用確率は 100keV ~ 1MeV 程度まではそれほど変わらないことから、生成電子の有感領域に到達する確率は単調に増加することが期待される。一方、図 71 の CO_2−*n-pentane*(50 : 50) は、有感領域の物質層の薄さと密度からガンマ線がガス分子と直接相互作用することは見込まれないが、50keV 以下の低エネルギーガンマ線ではそれ以上のエネルギーを持つガンマ線に比べて相互作用確率が 5 倍程高い。したがって、低エネルギーガンマ線が TGC の壁を通過してガス分子と光電効果を起こすことも考えられる。

3.5.2 検出電荷量

大きな検出電荷量は検出器の劣化を促進させると考えられている。ここでは、このガンマ線が検出器とどのように相互作用し、検出電荷量にどれほどの変化があるかを調べていく。

各々のエネルギーを持つガンマ線を TGC に照射した。ガンマ線の線源は、^{241}Am、^{137}Cs、^{60}Co である。これらの線源は比較的単一のガンマ線エネルギーを持つことと、エネルギーが約 40keV、661keV、1253keV とエネルギー別の比較に最も適しているからである。^{241}Am は、14 ~ 27keV の L(Np)-x 線 41 %と 60keV のガンマ線 36 %を持つ。また、^{137}Cs は 661keV のガンマ線の他に 514keV の電子も放出するのでコリメーターの先に 1mm のアルミニウム板で遮蔽した。これで完全に電子は止められる。^{60}Co も 1173、1333keV のガンマ線の他に 316keV の電子を放出するので 1mm のアルミニウム板で遮蔽する。

印加電圧が 3.1kV の時の各々のガンマ線のエネルギーに対する検出電荷量の分布を図 72 ~ 74 に示す。検出電荷量の分布はバックグラウンドの分布を差し引いた時の分布と同じ時間測定した時のバックグラウン

[7] G10 の構成物質は、典型的には SiO_2-60 %、*epoxy*-40 %である。

ドの分布を示す。また、すべてのガンマ線の照射領域は、1.5 ~ 2mm である。

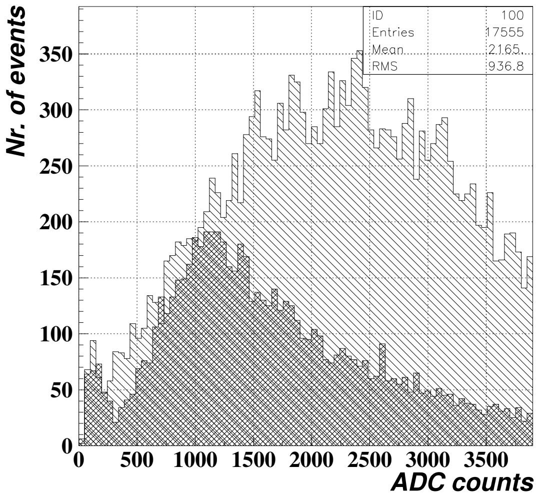

図 72: ^{241}Am の検出電荷量。図の濃い斜線部分はバックグラウンド分布である。測定時間 6.76 時間。

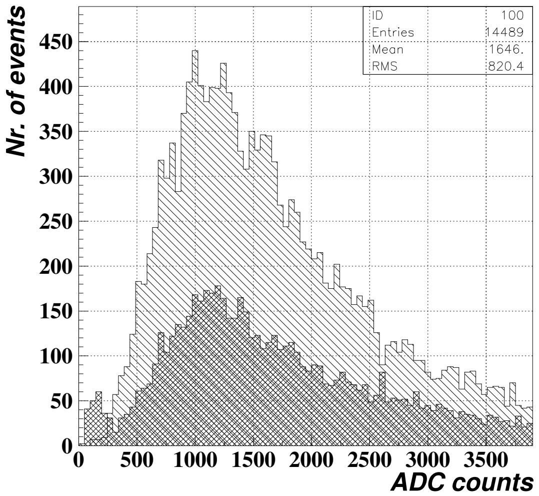

図 73: ^{137}Cs の検出電荷量。図の濃い斜線部分はバックグラウンド分布である。測定時間 6.07 時間。

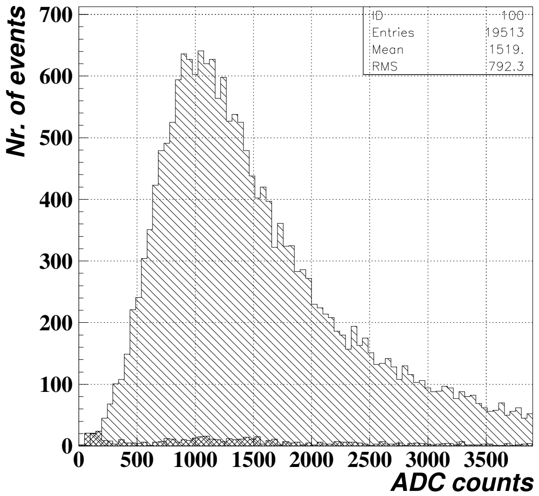

図 74: ^{60}Co の検出電荷量。図の濃い斜線部分はバックグラウンド分布である。測定時間 0.419 時間。

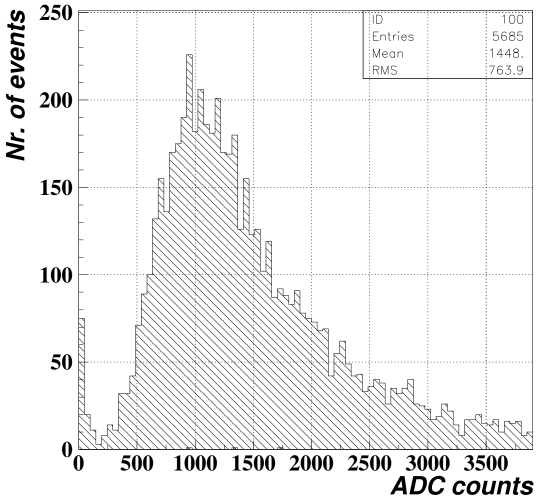

図 75: ^{90}Sr の検出電荷量。図の濃い斜線部分はバックグラウンド分布である。測定時間 0.278 時間。

比較のため ^{90}Sr からの β 線の分布も示してある。図から、^{241}Am(図 72) の検出電荷量は他の分布 (図 73、74、75) に比べて極端に大きい。^{137}Cs(図 73)、^{60}Co(図 74) は、ほとんど ^{90}Sr(図 75) の分布と変わらない。^{137}Cs、^{60}Co に関してはガンマ線の TGC の壁中でのコンプトン散乱 (わずかに光電効果もある) による生成電子が TGC の有感領域に入り、この生成電子が TGC 中で信号を与える。一方、^{241}Am の検出電荷量の極端な大きさは単に TGC の壁で大きく曲げられた生成電子が斜めに入射したものだけではなく、生成電子が TGC の有感領域でエネルギーを大きく失なったことやガンマ線がガス分子と直接相互作用したものであると思われる。なぜなら、垂直に入射したガンマ線に対する生成電子の斜め入射の効果は、基本的に分布のテール部分を増加させるだけで電荷最頻値自体を大幅に増加させることはないからである。つまり、

TGC の壁で光電効果を起こして生成された平均 40keV の電子が TGC の壁をつき抜けて有感領域に入った場合、または線源から放出されたガンマ線が TGC の壁を透過して TGC のガス分子と直接相互作用 (光電効果) する場合は、非常に大きなエネルギー損失があると考えられる。

そこで、これらの効果を見るために照射する側の G10 [8]の厚みを変えて同様の測定を行なった。

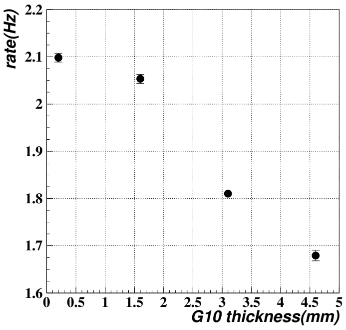

図 76: ^{241}Am の G10 の厚みによる検出頻度依存性

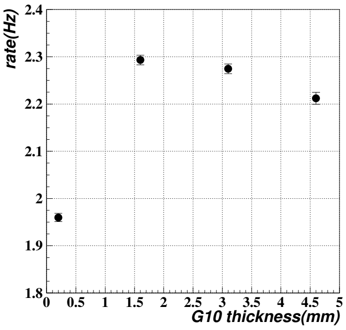

図 77: ^{137}Cs の G10 の厚みによる検出頻度依存性

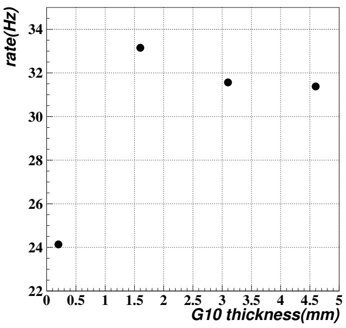

図 78: ^{60}Co の G10 の厚みによる検出頻度依存性

図から ^{137}Cs(図 77)、^{60}Co (図 78) に関しては G10 の厚みに対して検出頻度が 1.6mm まで増加した後、厚みの増加につれて減少していく。一方、^{241}Am(図 76) に関しては終始 G10 の厚みとともに減少している。この ^{137}Cs、^{60}Co の 0.2mm から 1.6mm への厚みによる検出頻度の増加は G10 の壁中でのコンプトン散乱確率が G10 の厚みとともに増加することに対応している。さらに G10 の厚みが大きくなるとコンプトン散乱からの生成電子は、生成場所から TGC の壁をつき抜ける程のエネルギーを持ち得なくなるため、エネルギーの低いガンマ線から検出頻度は減少していくと予想される。一方、^{241}Am は TGC の壁中で生成された光電子は、ほとんど TGC の壁をつき抜けることができない。40keV の光電子の SiO_2 中の最大飛程は約 0.05mm である。したがって、G10 の厚みが減少するにつれて検出頻度は増加するのは、ガンマ線が生成電子を有感領域に達することができる最大飛程以内で生成する確率が増加したことによる。つまり、光電子が TGC の壁と有感領域の境界付近の壁中で生成される確率は、壁の厚みが減少するほど増加することによるからである。また、TGC の壁を通過したガンマ線のガス分子との相互作用確率も G10 の厚みに関係なく存在する。

[8]厳密には G10(1.5mm)+Cu sheet(0.04mm) の G10 板である。

ガンマ線のエネルギーにより、大きな検出電荷量の違いがあった。^{241}Am は非常に大きな検出電荷量を示していた。この大きな検出電荷量は TGC の劣化を促進する要因となる。そこで、各々のガンマ線のエネルギーに対する検出電荷量を図 79 に示す。

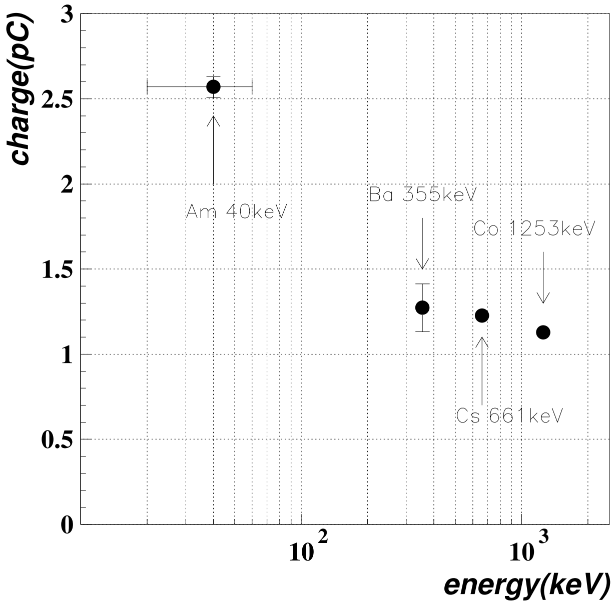

図 79: 各々のガンマ線のエネルギーに対する検出電荷量

3.5.3 信号検出チャンネル数

^{241}Am、^{137}Cs、^{60}Co に対する信号検出チャンネル数の比も同様に図 80 ~ 85 に示す。図はすべてバックグラウンドの比を引いてある。

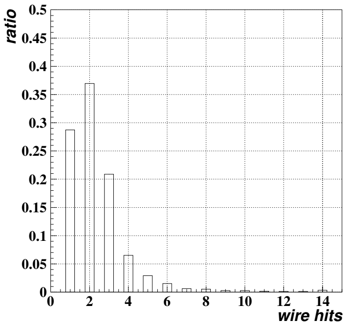

図 80: ^{241}Am の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 1.6mm。

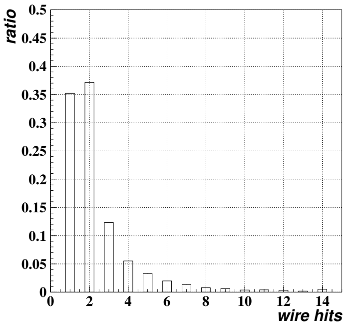

図 81: ^{137}Cs の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 1.6mm。

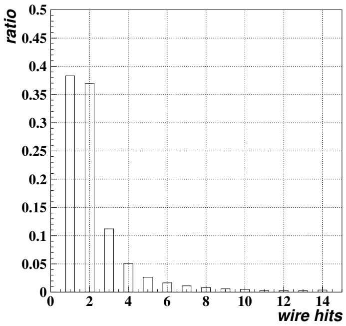

図 82: ^{60}Co の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 1.6mm。

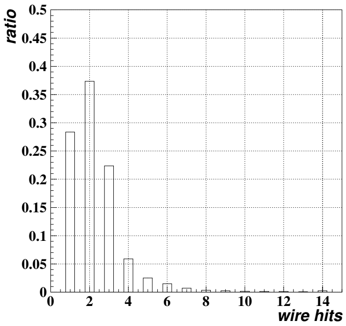

図 83: ^{241}Am の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 0.2mm。

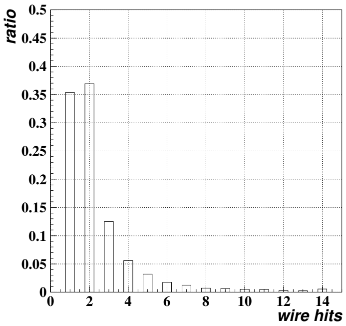

図 84: ^{137}Cs の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 0.2mm。

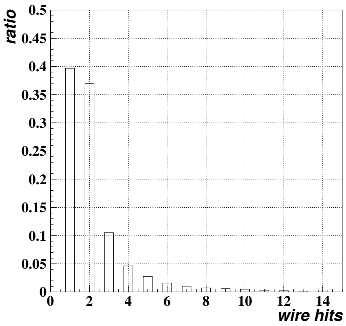

図 85: ^{60}Co の信号検出チャンネル数の比。G10 の厚さ 0.2mm。

図 81、82、84、85 から、^{137}Cs、^{60}Co の関しては G10 の厚みによる信号検出チャンネル数の比にあまり変化は見られない。これは、TGC の壁中での多重散乱による斜め入射の寄与が小さいことを示している。また、^{137}Cs、^{60}Co の関して、ガンマ線のエネルギーが大きくなる程信号検出チャンネル数の分布は、複数のチャンネル数の比を減少させる傾向にある。^{137}Cs の分布は信号検出チャンネル数が 1 つあるイベントより 2 つあるイベントの方が多いが、^{60}Co ではそれが逆転している。これは、コンプトン散乱による生成電子のエネルギーが大きくなる程、多重散乱の影響は少なくなることに対応していると思われる。G10 の厚みが大きい程、複数のチャンネル数の比は増加すると思われる。一方、^{241}Am に関しては G10 の厚みが小さい方が複数のチャンネル数の比が多い。また、信号検出チャンネル数の比が 3 つあるものが、^{137}Cs、^{60}Co の分布に比べて明らかに大きい。前述したように ^{241}Am と ^{137}Cs、^{60}Co の違いは、ガンマ線の相互作用の違いにあった。^{241}Am のようにガンマ線がガス分子と直接相互作用するとガンマ線の全エネルギーを持つ初期電子が生成される。この電子はすぐさま周りのガス分子と直接衝突や電離衝突を繰り返し、$CO_2-n\text{-}pentane$ の持つ 1 イオン対当たりの損失エネルギーに対応した電子を複数生成する。この電子群 (クラスター) がアノードワイヤーで信号を与える。例えば、40keV のガンマ線が 33eV の 1 イオン対当たりの損失エネルギーを持つ CO_2 ガス分子と衝突した場合、約 1200 個の電子を生み出す。一方、荷電粒子が TGC の CO_2 ガス

分子層を通過した場合、約 26 個しか生成されない。およそ 50 倍程 ^{241}Am による初期電子数の方が大きい。この初期電子数の違いから大きな検出電荷量を与える。大きな検出電荷量は、電子なだれから放出される紫外線により複数の信号検出チャンネル数を与えることが分かっている。^{241}Am に対しても同様に ADC counts が 2500 以上の時とそれ以下の時の信号検出チャンネル数の比をとると図 86、87 のようになる。

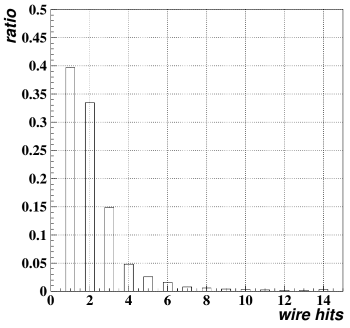

図 86: ADC counts が 2500 以下の時の信号検出チャンネル数の比

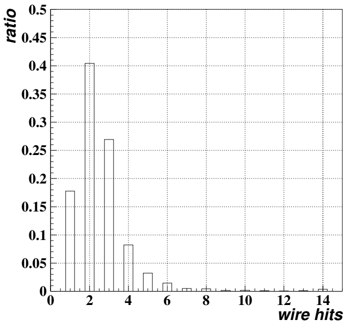

図 87: ADC counts が 2500 以上の時の信号検出チャンネル数の比

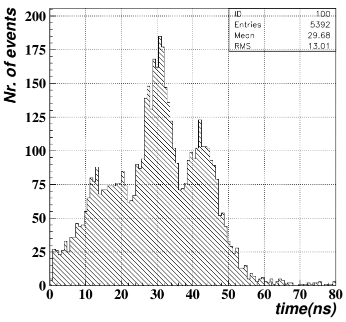

図 88: 信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布。

同様に信号検出チャンネル数が 3 つある時の到着時間分布も図 88 に示してある。この到着時間分布は、信号検出チャンネル数が 3 つある時の 3 番目に速い到着時間分布から最も速い到着時間分布を引いてある。

図から ADC counts が 2500 以上の時では、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比が多いことと到着時間分布にピークを持つことから、信号検出チャンネル数が 3 つある原因は電子なだれで発生した紫外線光子がカソード面で光電効果を起こして生成された光電子を検出してしまったことによると思われる。到着時間分布に於いて、30ns 付近のピーク以外に 45ns ぐらいのところに 2 番目のピークが見えるのは、2 番目に生成された電子なだれから放出される紫外線がカソード面で光電子効果を起こして生成された光電子を検出してしまったためであると考えられる。しかし、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比は ^{90}Sr の β 線での信号検出チャンネル数が 3 つある時の比に比べてはるかに大きい。^{241}Am の場合と同じ検出電荷量に対応する β 線での検出電荷量を比べても到底比率 0.2 に及ばない。単に紫外線光子による影響と光電子が斜めに入射したことによる影響だけで、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比が非常に大きいことを説明できるであろうか。

そこで、信号検出チャンネル数の比が初期電子の数に依存するかどうかを見る。2 次電子による寄与をなくすために、検出電荷量を合わせてその違いを見る。比較は ^{241}Am と ^{60}Co で行ない、検出電荷量を合わせるために印加電圧を下げた時の ^{241}Am の分布と 3.1kV に於ける ^{60}Co の分布の比較、及び、印加電圧を上げて 3.1kV の時の ^{241}Am の分布に合わせた ^{60}Co の分布を比較する。

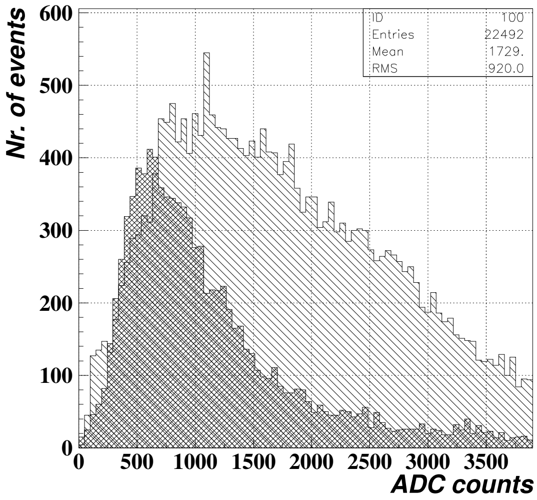

図 89: ^{241}Am の検出電荷量。印加電圧 2.9kV

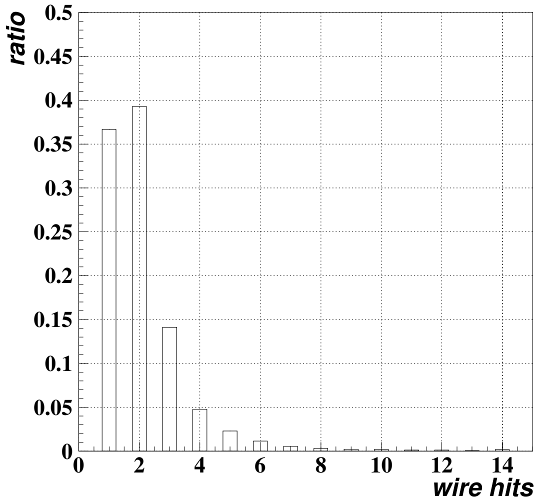

図 90: ^{241}Am の信号検出チャンネル数の比。印加電圧 2.9kV

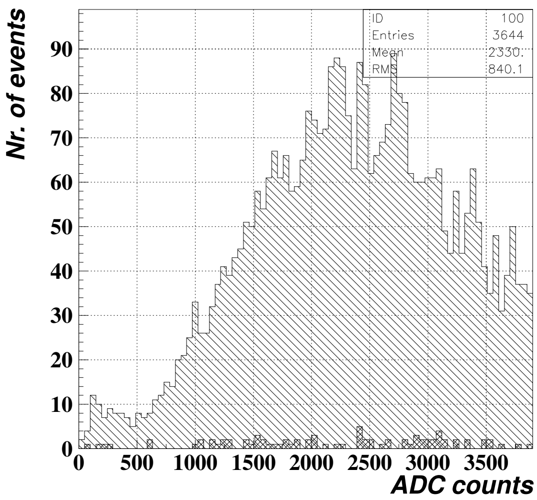

図 91: ^{60}Co の検出電荷量。印加電圧 3.4kV

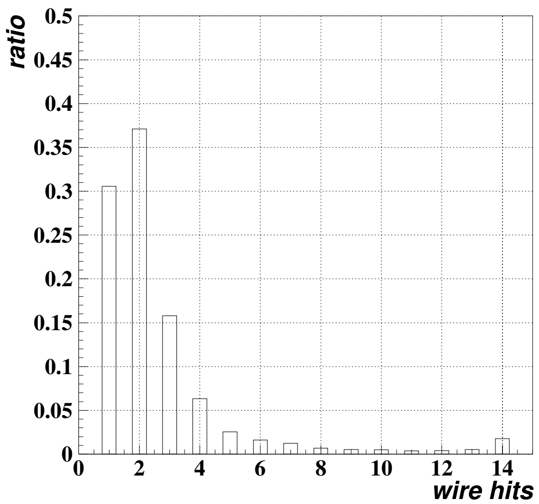

図 92: ^{60}Co の信号検出チャンネル数の比。印加電圧 3.4kV

^{241}Am に於いて印加電圧を下げた場合、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比が大幅に減少している。しかし、図 81、82 から ^{137}Cs、^{60}Co の信号検出チャンネル数が 3 つある時の比よりも、まだ比は大きい。しかしながら、ADC 分布の大きなテール部分がこの比の増加に関与しているため有意な差は見られない。一方、印加電圧を上げた時の ^{60}Co の信号検出チャンネル数が 3 つある時の比 (図 92) は、ほぼ ^{90}Sr の時の比 (図 43) と変わらない。そして、印加電圧が 3.1kV の ^{241}Am の時の電荷最頻値とほぼ同じところにある。この図から大半の検出電荷量は ADC counts が 2500 以上のものを含むにも関わらず、^{241}Am の場合ほど信号検出チャンネル数が 3 つある時の比は大きくない。図 89 と図 91 を比較しても明らかに ^{60}Co の分布の方が検出電荷量が大きいにも関わらず、信号検出チャンネル数が 3 つある時の比は大きくは違わない。これは検出電荷量の違いからだけでは信号検出チャンネル数の違いを説明できない。^{241}Am の場合、TGC

の壁で生成されたエネルギーの低い光電子が壁中で大きく曲げられて複数のワイヤーにまたがって飛程するかもしれない。現時点では信号検出チャンネル数の違いは、初期電子数からのものなのか、TGC の壁で大きく曲げられた生成電子からのものなのかははっきりしない。

3.5.4 ガンマ線の検出効率

様々なエネルギーを持つガンマ線源を TGC に照射し、厳密に TGC に照射した時と同じ配置で、NaI(TI) によりガンマ線照射量を測定する。ガンマ線は、TGC の壁の厚みにより検出頻度が変化することから鉛コリメーターの幅と厚みによる飛程の違いから検出効率も変化すると考えられる。したがって、照射範囲をすべて直径 5mm ~ 7mm に限定する。コリメーターは幅 5mm、厚み 5cm である。

検出効率 ϵ_{TGC} の計算を以下に示す。

$$\epsilon_{TGC} = \frac{\frac{N_{TGC}}{T_{TGC}} - \frac{N_{Back}}{T_{Back}}}{\frac{N_{NaI}}{T_{NaI}}} = \frac{R_{TGC} - R_{Back}}{R_{NaI}}$$

N_{TGC} : 線源中のガンマ線 ＋ バックグラウンドの検出数
T_{TGC} : 線源を照射した時の測定時間
R_{TGC} : 線源を照射した時の計数率
N_{Back} : 線源を取り除いた時のバックグラウンドの検出数
T_{Back} : 線源を取り除いた時のバックグラウンドの測定時間
R_{Back} : 線源を取り除いた時のバックグラウンドの計数率
N_{NaI} : TGC に照射した時のガンマ線の照射量 (NaI(Tl) で測定)
T_{NaI} : NaI(Tl) での測定時間
R_{NaI} : TGC に照射した時のガンマ線の照射率

N_{NaI} は TGC と同じ配置での NaI(Tl) シンチレーターの線源の照射量の計数率である。実際には、TGC は線源から放出される種々のエネルギーを持つガンマ線に照射されているため、この検出効率は厳密にはあるエネルギーに於ける検出効率ではない。つまり、N_{NaI} はあるエネルギーのガンマ線しか計数していないからである。そこで表 7 に各々の線源が持つ主要なガンマ線のエネルギーを示し、次の量を TGC に照射されたガンマ線のエネルギーとして定義する。

^{137}Cs	^{109}Cd	^{60}Co	^{241}Am	^{133}Ba
661.5keV(85.21 %)	22.16keV(54.5 %)	1173keV(99.9 %)	59.53keV(35.7 %)	355.999keV(62.2 %)
32.194(3.77)	21.99(28.9)	1332.5(99.9)	17.611(20.2)	80.989(34.2)
31.817(2.05)	24.93(13.7)		13.927(13.0)	302.851(18.4)
36.357(1.04)	25.60(2.72)		20.997(5.2)	383.841(8.92)

表 7: 各々の線源が持つガンマ線のエネルギー

用いた線源は ^{133}Ba を除いてほとんどが 90 %以上の主要なエネルギーのガンマ線を放出するため、このエネルギーが照射されたガンマ線として用いる。したがって、^{137}Cs は 661keV、^{109}Cd は 22.1keV とする。

また、^{60}Co は、1173keV、1333keV のガンマ線を同時に放出することと 2 つのエネルギーが近いことから、平均をとって、1253keV とする。^{241}Am に対しても、13.9keV(13 %)、17.6(20.2 %)、59.53(35.7 %) のガンマ線を放出するため、比率をとった平均として 38.62 $\sim$ 40keV とする。

また、測定に於いて、^{137}Cs 及び ^{60}Co は 1mm アルミ板で放出電子を遮蔽する。^{133}Ba は 355keV と 81keV のガンマ線を放出するため、81keV のガンマ線を 5mm の鉄で遮蔽する。81keV のガンマ線の TGC に到達確率は、355keV のガンマ線の到達確率に対して約 8 %である。したがって、^{133}Ba も 355keV のエネルギーに割り当てる。
エネルギーの割り当ては表 8 のようになる。

^{137}Cs	^{60}Co	^{241}Am	^{109}Cd	^{133}Ba	^{22}Na
661.5 keV	1253 ± 80 keV	40 ± 20 keV	22.1 keV	355 keV	511 keV

表 8: 種々のガンマ線に対するエネルギーの割り当て

また、^{22}Na は β^+ 線が対消滅して 2 本の 511keV の光子を放出するので、図 93 のようにプラスチックシンチレーターでトリガーをかけることが可能である。^{22}Na のすぐ上にあるシンチレーター β^+ 線が対消滅し、一方の光子がさらにコリメーター上側にあるシンチレーターを、他方の光子が TGC を照射する。このプラスチックシンチレーターの同時測定をトリガー信号にする。この場合の検出効率は、直接トリガー信号に対する TGC の計数率である。コリメーターの直径 7mm、厚み 5cm で、照射範囲は 7.2mm である。

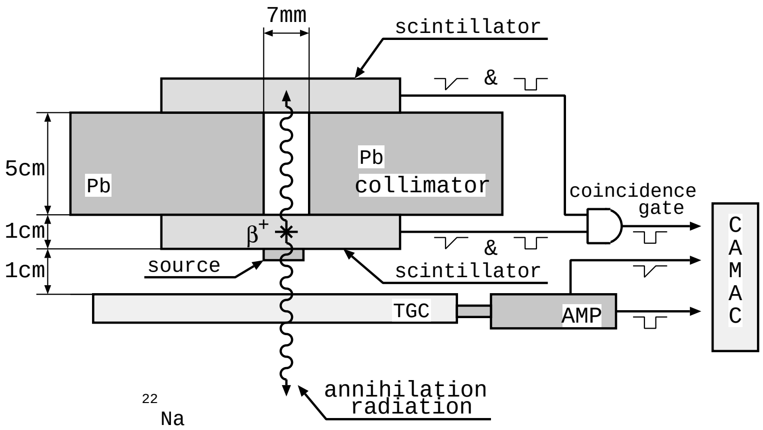

図 93: ^{22}Na からの 511keV 光子の同時測定のセットアップ

各々のエネルギーに於けるガンマ線の検出効率は、図 94 のようになる。図から ^{241}Am はガス分子と直接相互作用するもののガス分子層でが狭いため、検出効率は小さい。そして、ほとんどの TGC の壁で生成された光電子は壁をつき抜けることができない。また、^{60}Co の場合は大きな検出効率が目立つ。

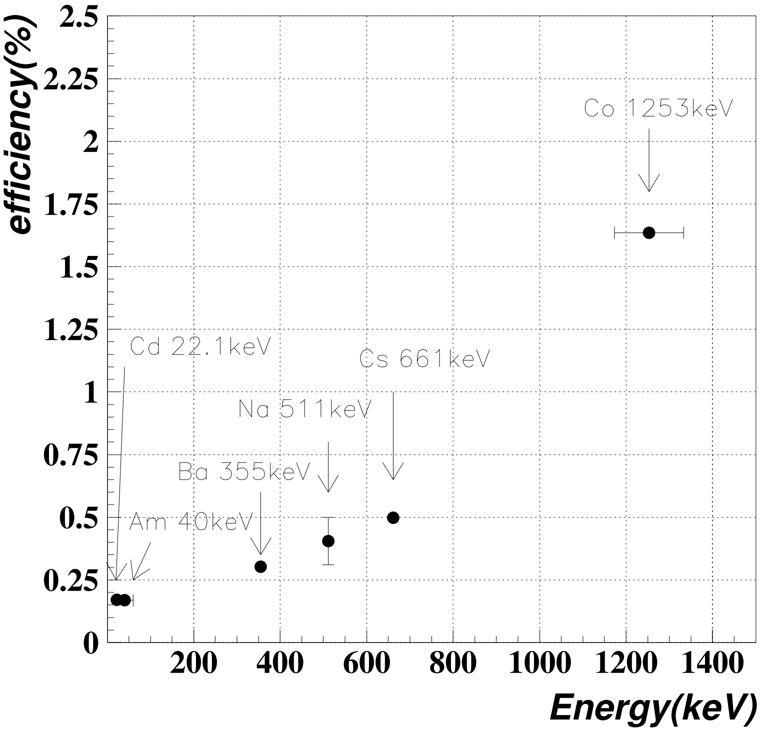

図 94: ガンマ線に対する検出効率

^{22}Na 以外の統計誤差 $\sigma_{eff.}$ は、次式で表される。

$$\sigma^2_{eff.} \quad = \quad \left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{TGC}}\right)^2\sigma^2_{N_{TGC}} + \left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{Back}}\right)^2\sigma^2_{N_{Back}} + \left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{NaI}}\right)^2\sigma^2_{N_{NaI}}$$

^{22}Na 個々の統計誤差及び検出効率を表 9 にまとめる。

	^{137}Cs	^{60}Co	^{241}Am	^{109}Cd	^{133}Ba
$Energy(keV)$	661	1253 ± 80	40 ± 20	22.1	355
$\left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{TGC}}\right)^2\sigma^2_{N_{TGC}}$	1.058×10^{-9}	1.260×10^{-8}	1.548×10^{-10}	1.450×10^{-9}	1.318×10^{-8}
$\left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{Back}}\right)^2\sigma^2_{N_{Back}}$	9.123×10^{-12}	1.947×10^{-10}	2.787×10^{-11}	1.531×10^{-9}	1.327×10^{-8}
$\left(\frac{\partial\epsilon_{TGC}}{\partial N_{NaI}}\right)^2\sigma^2_{N_{NaI}}$	2.553×10^{-9}	2.304×10^{-12}	3.102×10^{-11}	4.506×10^{-10}	3.825×10^{-9}
検出効率 (%)	0.497 ± 0.006	1.635 ± 0.011	0.168 ± 0.0012	0.1704 ± 0.0055	0.3026 ± 0.016

表 9: 種々のガンマ線のエネルギーに対する検出効率

^{22}Na に関しては、バックグラウンドはシンチレーターの同時測定の誤差である。

$$\epsilon_{TGC} = \frac{\left(N_{TGC} - \frac{T_{TGC}}{T_{Back}} N_{Back}\right)}{N_{trigger}}$$

N_{TGC} : 線源中のガンマ線 ＋ バックグラウンドの検出数
T_{TGC} : 線源を照射した時の測定時間
N_{Back} : 線源を取り除いた時のバックグラウンドの検出数
T_{Back} : 線源を取り除いた時のバックグラウンドの測定時間
$N_{trigger}$: 線源を照射した時のトリガーの数

	^{22}Na
$Energy(keV)$	511
$\left(\frac{\partial \epsilon_{TGC}}{\partial N_{trigger}}\right)^2 \sigma^2_{N_{trigger}}$	1.644×10^{-9}
$\left(\frac{\partial \epsilon_{TGC}}{\partial N_{TGC}}\right)^2 \sigma^2_{N_{TGC}}$	7.9×10^{-7}
$\left(\frac{\partial \epsilon_{TGC}}{\partial N_{Back}}\right)^2 \sigma^2_{N_{Back}}$	1.019×10^{-7}
検出効率 (%)	0.4055 ± 0.0945

表 10: ^{22}Na に対する検出効率

ここで、^{137}Cs のガンマ線のエネルギーに対するコリメーターの幅、厚みの依存性を見ると図 95 ~ 97 のようになる。コリメーターの幅と線源の有限の大きさから、点状線源とみなせる立体角の場合での依存性を示している。図 96 から NaI(Tl) に照射した場合、立体角の増加とともに検出頻度は線形に増加している。このことから、ガンマ線がコリメーターを透過してしまったり、コリメーターとの衝突による 2 次粒子の生成はないものと思われる。一方、図 95 の TGC に照射した場合は直線よりもむしろ 2 次曲線を描いているように見える。前述したようにガンマ線は、G10 のわずかな厚みの違いで検出頻度が変わった。これはガンマ線が TGC の壁中を飛程する距離がわずかでも伸びると検出効率もそれに伴って増加することが言える。したがって、照射領域が広がるにつれて検出効率も増加することが予測される。

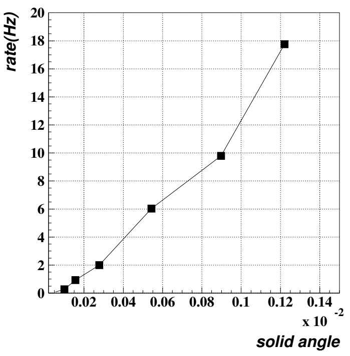

図 95: ^{137}Cs のガンマ線を TGC に照射した場合のコリメーターの大きさに対する依存性

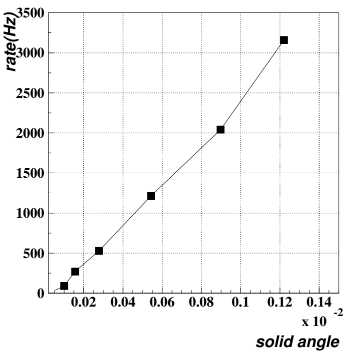

図 96: ^{137}Cs のガンマ線を NaI(Tl) に照射した場合のコリメーターの大きさに対する依存性

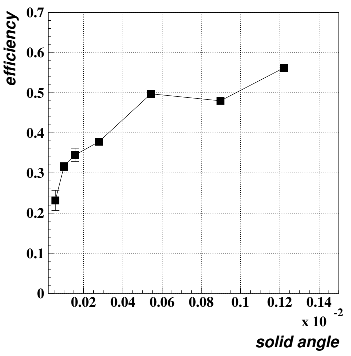

図 97: ^{137}Cs のガンマ線に対する TGC の検出効率とのコリメーターの大きさに対する依存性

これらのことから、TGC のガンマ線に対する検出効率はガンマ線の TGC への入射方向に大きく依存するために、実際の ATLAS 実験環境に於けるバックグラウンドガンマ線の評価とはならない。しかし、ガンマ線を垂直に入射させた時のガンマ線に対する検出効率の測定は実際の ATLAS 実験への良い目安となる。実際の ATLAS 実験では、この検出効率にさらに 10 倍の安全計数を考えた上で設計されているからである。そして、ガンマ線に対する検出効率の理解は、チェンバーの劣化にも良い目安を与える。検出効率からガンマ線に対する ATLAS 実験 10 年分の蓄積電荷が予測できるからである。また、モンテカルロシミュレーションと測定との良い比較ともなる。

3.5.5 ガンマ線に対する動作研究のまとめ

TGC に各々のエネルギーのガンマ線を照射し、検出過程、検出電荷量、信号検出チャンネル数の違いを比較した。^{137}Cs、^{60}Co のガンマ線を照射した場合、その検出過程は TGC の壁で生成された電子が TGC の壁をつき抜け有感領域に到達することによることが分かった。これは、TGC の壁の厚さを変えることで、ガンマ線との相互作用確率が変えることから検出頻度の変化を見ることにより確かめられた。生成電子は、ほとんど TGC とガンマ線とのコンプトン散乱電子であると思われる。また、この時の検出電荷量、信号検出チャンネル数は β 線を照射した場合とほとんど変わらなかった。一方、40keV のエネルギーを持つ ^{241}Am を照射した場合、^{241}Am の検出電荷量は ^{137}Cs、^{60}Co の検出電荷量に比べてはるかに大きかった。これは生成電子が TGC の有感領域で大きくエネルギーを失ったものと考えられる。また、ガンマ線がガス分子と直接相互作用することにより生成された電離電子によるものも考えられる。これらの過程は荷電粒子の通過により生成された初期電子数よりも、はるかに大量の初期電子数が生成されるため、検出電荷量も荷電粒子の場合に比べて大きくなる。また、信号検出チャンネル数にも大きな違いがあった。信号検出チャンネル数が 3 つある時の比が ^{137}Cs、^{60}Co や ^{90}Sr の β 線の場合に比べてはるかに大きかった。この原因は、電子なだれから放出される紫外線光子による影響であることが分かった。さらに、この効果と光電子が斜めに入射したことによる効果だけでなく、初期電子数による効果も見ようとしたが有意な効果は見られなかった。しかし、検出電荷量の違いからだけでは説明がつかないことが分かった。初期電子による何らかの影響があると思われる。低エネルギーガンマ線は、ガス分子と直接相互作用により大きな検出電荷量を与えるため、これはチェンバーの劣化や放電現象の理解につながると思われる。

TGC のガンマ線に対する検出効率は、ガンマ線の TGC の壁中の飛程距離の違いから照射領域の大きさとともに変化した。照射領域が 7mm の時、1.25MeV のガンマ線に対する検出効率は 1.635 %であった。

4　まとめと今後の予定

4.1　まとめ

ATLAS 実験に於けるバックグラウンド放射線の 1 つであるガンマ線に対する TGC の動作研究を行なった。ガンマ線の検出効率を調べるために次のことを行なった。

- セルフトリガーでの測定の理解

  ^{90}Sr の β 線を用いてシンチレーターでトリガーをかけた場合とセルフトリガーの場合を比較した。この電子の振舞いを理解することは、TGC にガンマ線を照射した時に TGC の壁で生成される電子の振舞いのシミュレーションを行なう時の良い理解となる。

- 電子なだれから放出される紫外線の影響

  紫外線光子の効果を調べた。ガス中で紫外線光子が吸収される過程とカソード面での光電効果の過程を調べた。結果、カソード面での光電効果の過程が顕著に見えた。後続パルスが TDC の時間幅に収まることを確認した。

- ガンマ線の動作研究

  様々なエネルギーを持つガンマ線を TGC に照射し、ガンマ線に対する検出効率を測定した。^{137}Cs(661keV)、^{60}Co(1173keV、1333keV) からのガンマ線を照射した場合、主に TGC の壁でコンプトン効果により生成された電子が TGC の有感領域で検出されるが、^{241}Am(20keV、60keV) からのガンマ線を照射した場合は、主に TGC のガスと直接光電効果を起こして検出されることが分かった。ただし、検出効率に関しては、TGC に照射されるガンマ線エネルギーは、単一のものではないので、そのエネルギー値を補正する必要がある。

4.2　今後の予定

ガンマ線に対する TGC の動作研究にある程度の理解が得られ、検出効率に関してもある程度の理解が得られた。今後はモンテカルロシミュレーションを行ない測定値と比較する予定である。このシミュレーションでの再現は、照射範囲に依らない検出効率を求めることができるので実験結果を基に実際の ATLAS 実験に於けるバックグラウンドガンマ線に対する検出効率を見積もる上で非常に重要である。

また、今回の実験で覆えなかったエネルギーのガンマ線、例えば、835keV(^{54}Mn)、122keV(^{57}Co)、392keV(^{113}Sn) などを TGC に照射して測定点を増やしていく予定である。

参考文献

[1] Review Document of ATLAS Japan Collaboration

[2] ATLAS Technical Proposal,CERN/LHCC/94-43 (1994)

[3] John Conway Tevatron Run 2 SUSY/ Higgs Workshop,Nov.19,1998

[4] Howard Baer,B.W.Harris,and Xerxes Tata THE REACH OF CERN LEP2 AND FERMILAB TEVATRON UPGRADES FOR HIGGS BOSONS IN SUPERSYMMETRIC MODELS UH-511-908-98

[5] Thomas Hambye and Kurt Riesselmann SM Higgs mass bounds from theory DO-TH 97/18

[6] ATLAS homepage / http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/Welcome.html

[7] S.Majewski,G.Charpak,A.Breskin,and G.Mikenberg A THIN MULTIWIRE CHAMBER OPERATING IN THE HIGH MULTIPLICATION MODE Nucl. Instr. and Meth. 217(1983)265-271

[8] G.Bella et al. DEVELOPMENT OF CALORIMETERS USING THIN CHAMBERS OPERATING IN A HIGH GAIN MODE Nucl. Instr. and Meth. 252(1986)503-510

[9] Israel OPAL Collaboration A NEW HIGH GAIN THIN GAP DETECTOR FOR THE OPAL HADRON CALORIMETER Nucl. Instr. and Meth. 252(1986)511-516

[10] Aleandro Nisati Fake Level-1 Muon Trigger Rates in the ATLAS experiment ATL-DAQ-98-123

[11] 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」

[12] 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」

[13] K. クラインクネヒト著 培風館 「粒子線検出器 – 放射線計測の基礎と応用 –」

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

[15] 神戸大学 石田哲男 修士学位論文 「アトラス実験・ミュー粒子トリガー用 Thin Gap Chamber のガス特性の研究」

[16] H.Fukui et al. Results of An Ageing Test of Thin Gap Chamber for ATLAS Endcap Muon Trigger

[17] XCOM:Photon Cross Sections Database http://physlab.nist.gov/

[18] R.P.Gardner and K.Verghese ON THE SOLID ANGLE SUBTENDED BY A CIRCULAR DISC Nucl. Instr. and Meth. 93(1971)163-167

[19] K.Verghese, R.P.Gardner and R.M.Felder SOLID ANGLE SUBTENDED BY A CIRCULAR CYLINDER Nucl. Instr. and Meth. 101(1972)391-393

[20] M.Belluscio, R.Deleo, A.Pantaleo and A.Vox EFFECTS OF FINITE DIMENSIONS IN SOURCE-DETECTION SOLID-ANGLE EVALUATION Nucl. Instr. and Meth. 114(1974)145-147

[21] BICRON:Efficiency Calculations for Selected Scintillators

[22] T.Nakamura MONTE CARLO CALCULATION OF EFFICIENCIES AND RESPONSE FUNCTIONS OF NaI(TI) CRYSTALS FOR THICK DISC GAMMA-RAY SOURCES AND ITS APPLICATION TO Ge(Li) DETECTORS Nucl. Instr. and Meth. 105(1972)77-89

図 目 次

表 目 次

謝辞

本研究を進めるにあたり、適切な御指導並びに助言を与えてくださいました小林富雄教授に深く感謝します。

高エネルギー加速器研究機構での研究活動にあたり、様々な助言、御指導を下さいました近藤敬比古教授、岩崎博行助教授、佐々木修助手に感謝します。また、適切な御指導をしていただいた神戸大学野崎光昭教授、信州大学竹下徹助教授に感謝します。

本研究活動のみならず研究生活全体においても惜しみない御支援、御協力をしていただいた福井秀人氏、田中秀治氏、山内一夫氏、本間謙輔氏に感謝します。

そして、研究生活を共にし様々な支援をしてくれました陣内修氏、吉田光宏氏、深津吉聡氏、宮崎由之氏、加賀志穂佳氏、林健一氏、鈴木修氏、戸谷大介氏、仁木太一氏に心から感謝します。

最後に様々な面で励ましあった松浦聡氏、佐藤講二氏に心から感謝します。