ATLAS 実験ミューオントリガー用検出器の中・高速中性子に対する特性の研究

東京大学大学院　理学系研究科
物理学専攻
16103
坂東　隆哲

2003 年 1 月

概要

2007 年からの稼働が予定されている、CERN(欧州原子核研究機構) の LHC(Large Hadron Collider) は、陽子− 陽子衝突型加速器で、重心系衝突エネルギーは世界最高の 14TeV に到達する。ATLAS 実験は、LHC で行われる素粒子実験の 1 つで、Higgs ボソンなどの新粒子の発見を最大の目標としている。

Thin Gap Chamber(TGC) は、ATLAS 実験のミューオントリガー用検出器で、運動量が大きいミューオンの検出により、イベントトリガーを生成する役目を持つが、設置場所の非常に高頻度の中性子と γ 線の放射線を受けるため、それらに対する検出効率によっては、偽トリガーを生成する確率が高くなり、物理観測に悪影響を与える。広いエネルギー範囲の γ 線に対する、TGC の応答は調べられたが、中速から高速領域にかけての中性子に対する、TGC の応答についての測定はされていない。高速中性子である 2.5MeV と 14.0MeV の中性子に対しては詳しく調べられ、シミュレーションの結果とも一致しているが、バックグラウンド中性子のエネルギースペクトルは、熱中性子から超高速中性子まで連続的に分布しているので、全中性子の影響を見積もるのに、その 2 点の結果だけでは不十分だと考えられている。そこで本研究では、別のエネルギー領域として、500keV 前後の中・高速領域の中性子に対する、TGC の動作特性を調べることにした。中性子源には ^{252}Cf を用い、そのエネルギーを Time of Flight(TOF) によって測定する実験システムを構築を開始した。TGC を用いた本実験の前に、実験システムの検査と較正のために、性能がよく知られて NE213 液体シンチレーターを用いて予備実験を行い、システムが正しく動作していることを確かめた。さらに、TGC を用いた本実験により TGC からデータが取得でき、実験システムが構築されたことが確認された。

目次

第 1 章 序論 1
1.1 LHC 計画 . . . 1
1.2 LHC での実験計画 . . . 2
1.3 ATLAS 実験での物理事象 . . . 3
1.4 ATLAS 検出器 . . . 5

第 2 章 ATLAS 実験のミューオンスペクトロメータ 9
2.1 ミューオンスペクトロメータ- の概要 . . . 9
2.2 ATLAS 実験のミューオントリガーシステム . . . 10
2.3 ATLAS 実験のミューオン精密測定系 . . . 12
2.4 Thin Gap Chamber(TGC) . . . 12
2.5 ミューオンミューオンスペクトロメータで観測される粒子 . . . 20

第 3 章 実験の動機 23
3.1 ミューオン測定系の放射線バックグラウンド . . . 23
3.2 TGC に求められる耐放射線性能 . . . 23
3.3 本研究の動機 . . . 26

第 4 章 ^{252}Cf を用いた中性子感度測定実験のセットアップ 29
4.1 中性子源に ^{252}Cf を用いた理由 . . . 29
4.2 ^{252}Cf の特徴 . . . 29
4.3 ^{252}Cf 線源起源のバックグラウンド . . . 32
4.4 Time of Flight(TOF) の測定 . . . 33
4.5 TOF 実験システムの概要と実験手順の方針 . . . 36
4.6 NaI の較正 . . . 36

第 5 章 NE213 を用いた予備 TOF 実験 43
5.1 予備 TOF 実験の目的 . . . 43
5.2 NE213 の較正 . . . 44
5.3 PSD による中性子と γ 線の弁別 (n-γ 弁別) . . . 46
5.4 NE213 を用いた予備 TOF 実験 . . . 52

5.5 NE213 予備 TOF 実験のまとめ 59

第 6 章 TGC による本実験 67
6.1 動作ガス供給系 67
6.2 データ収集系 69
6.3 今後の課題 70

第 7 章 まとめと今後の課題 73

第 1 章

序論

本稿では、まず研究の背景となる LHC 計画や ALTAS 実験と、それを構成する検出器群について説明する。次に、研究対象である Thin Gap Chamber(TGC) の構造や動作原理について述べる。TGC は、検出媒体にガスを用いた MWPC 型の粒子検出器であるが、その構造に大きな特徴がある。高エネルギー、高ルミノシティの ALTAS 実験では、膨大なバックグラウンド粒子が発生する。その中から、とくに本研究に大きく関わる、ミューオン測定系の放射線環境について説明する。中性子線源として用いる ^{252}Cf の性質は、実験結果に大きな影響を与えるため、詳細に至るまで理解しておく必要がある。幸いにも、^{252}Cf は標準中性子線源として、研究が進んでいるので、文献によって多くの情報が得られた。それらを含めて実験の原理について説明し、実際の実験の手順や、得られた結果を示す。

1.1 LHC 計画

ここでは、CERN (欧州原子核研究機構) が中心となって進めている、LHC 計画について述べる。

1.1.1 LEP から LHC

1987 年より運転が開始された電子・陽電子 (e^-e^+) 衝突型加速器 LEP(Large Electron Positron collider) では、2000 年 11 月の運転終了までに、非常に精密な e^+e^- 衝突実験が行われ、Z ボソンや W ボソンの性質などについて詳しく調べられた。その結果から、標準理論が非常に高い精度で成り立っていることが、実験的に確認された [1]。

LEP において、非常によく検証された標準理論ではあるが、自発的対象性の破れなどから、その存在が予言されている Higgs 粒子は、今のところ発見されておらず、その質量の下限値 (114.4GeV) [2] と、上限値 (193GeV,95%C.L.) [3] が得られている。また、4 つの相互作用を統一して記述できる可能性がある「超対称性理論」によって予言される、「超対称性粒子」などの探索も行われたが、LEP では発見されなかった。

LEP の実験終了により、そのトンネルを再利用する、陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) の建設が開始された。LHC は、超伝導ダイポールマグネットを用いた陽子衝突型加速器で、7TeV まで加速された陽子同士を衝突させることにより、重心系衝突エネルギー 14TeV に到達す

る。LHC 加速器は、図 1.1 のような構成になっている。陽子ビームは、前置加速器である、PS(Proton Synchrotron) と SPS(Super Proton Synchrotron) と呼ばれる、2 つの陽子シンクロトロン加速器によって 450GeV まで加速されてからメインリングの LHC に供給される。

一般的に、粒子の衝突事象では、その粒子の実効的な大きさが、そのドブロイ波長 $R \sim \frac{1}{E_{CM}}$ によって決定されるため、新しい物理事象の起こる断面積は、

$$\sigma_{interesting} \sim \frac{1}{E_{CM}^2} \tag{1.1}$$

と表される。新粒子の質量を M_{New} をとすると、その生成事象の断面積は同様に、

$$\sigma_{New} \sim \frac{1}{M_{New}^2} \tag{1.2}$$

となり、高エネルギーの物理現象や重い新粒子を探索しようとすると、それまでより高い頻度で粒子を衝突させなければならなくなる。

LEP では $E_{CM} \sim 200GeV$ で $\mathcal{L} \sim 10^{32}/cm^2/s$ であったので、$M_{New} \sim 1TeV$ の探索が必要な LHC では、$\mathcal{L} \sim 10^{34}/cm^2/s$ 程度の、非常に高いルミノシティが必要となる。しかし、それほどの高ルミノシティになると、バンチ 1 回の交差に、複数の陽子衝突が同時に起きるようになる。そして、そのほとんどは、衝突する粒子間で運動量 (p_T) を少ししか交換しない Minimum Bias Event と呼ばれる衝突事象であり、その結果生成された多数の粒子は、目的の高エネルギーの物理事象に対するノイズとなる。LHC の設計値である、ルミノシティー $\mathcal{L} = 10^{34}/cm^2/s$ では、1 バンチ交差あたりに Minimum Bias Event が平均 23 回起こると予想されている。目的の事象によっては、それによる検出感度の低下は避けられないが、LHC の開始から 3 年間は、$10^{33}/cm^2/s$ の低ルミノシティでの運転が予定されている。その期間は、比較的低ノイズでの Higgs 探索が可能なので、統計が少なくてもよいヒッグスの探索モードによる、Higgs 粒子の発見が期待されている。また、重イオン実験のために、鉛原子を重心系衝突エネルギー 1148TeV で衝突させる運転も行う。

LHC 加速器の主要なパラメータを表 1.1 に示す

リング周長	26.65887km	ダイポール磁場	8.33T
重心系衝突エネルギー	14TeV	ルミノシティ	$10^{34}/cm^2/s$
バンチ間隔	24.95nsec	バンチ長さ	75mm

表 1.1: LHC の主な設計パラメータ

1.2 LHC での実験計画

LHC では、4 つの物理実験が行われる。そのうちの、ATLAS 実験と CMS 実験の 2 つの実験は、新粒子や新物理現象の探索を主な目的としていて、お互いに異なる特徴を持つ汎用検出器を用いる。それに加えて、重イオン衝突による QGP(Quark Gluon Plasma) などの事象の観察を目的とした ALICE、B メソン観察による CP 対象性の破れの検証を目的とする LHC-B が行われる。4 つの実験は、LHC 加速器上に、図 1.2 のように配置される。

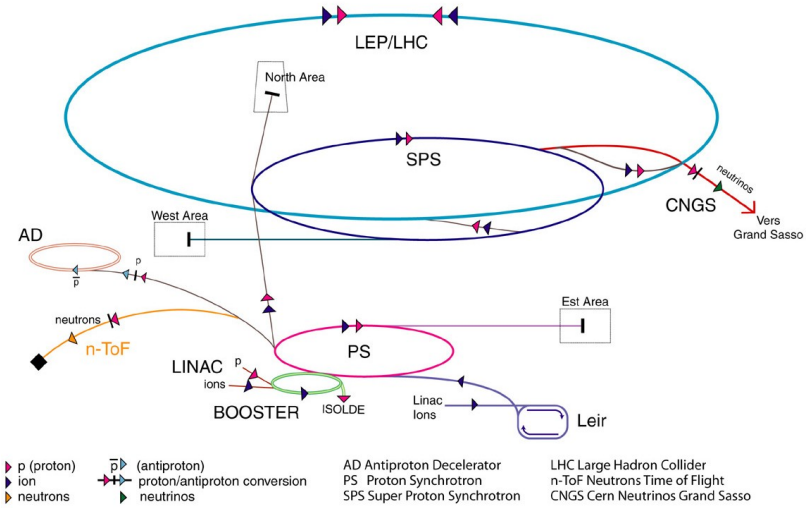

図 1.1: LHC 加速器の構成

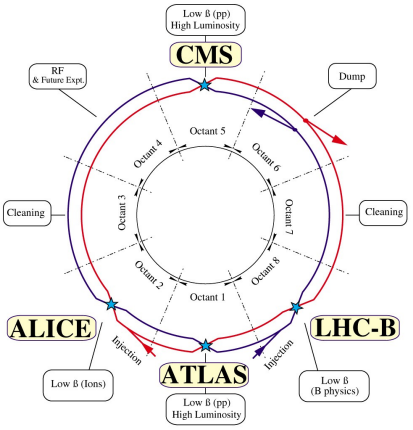

図 1.2: LHC での 4 つの実験の配置

1.3 ATLAS 実験での物理事象

ATLAS 実験で期待されている物理的成果は、

- SM Higgs ボソン、あるいは、MSSM Higgs ボソンの発見と
  その性質 (質量、カップリンなど) の測定
- 超対称 (SUSY) 粒子の発見
- W ボソンとトップクォークの質量
- B メソンの測定による CP 非保存の検証、
- ブラックホールの生成

など、非常に多岐にわたっている。

1.3.1 Higgs ボソンの探索

標準理論 (Standard Model,SM) によって予言される、ヒッグスボソンの生成過程ごとの生成断面積は、図 1.3 のように表される。LHC の $\sqrt{s} = 14TeV$ のエネルギー領域では、クォーク対よりも、グルーオン同士による生成過程の断面積のほうがはるかに大きいため、主に、グルーオン同士の衝突からトップクォーク、あるいはボトムクォークのループを経て、ヒッグスボソンが生成される (Gluon-Gluon Fusion Mode)。そのため、ヒッグスボソンの観測は、この生成過程を中心に行われる。

$m_H \geq\sim 140$GeV

ヒッグスの質量 m_H が 140GeV 以上の場合、図 1.4 の崩壊分岐比のとおり、ほとんどが ZZ あるいは W^+W^- に崩壊する。

それらの Z ボソンや W ボソンのうち、少なくとも 1 つが、$Z \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$、あるいは、$W^+ \to e^+\nu_e, \mu^+\nu_\mu$、$W^- \to e^-\overline{\nu_e}, \mu^-\overline{\nu_\mu}$ の過程でレプトンペアに崩壊した事象は、p_T が ~20GeV 以上のレプトンによって、バックグラウンドから区別されやすい。しかも、観測された粒子の 4 次元運動量から再構成される不変質量に、Z ボソンの質量や、W ボソンの横方向質量の制限を加えることにより、さらにバックグラウンドを抑制することができるため、Higgs の事象が明瞭に観測できる。

$m_H \leq\sim$ 140GeV

m_H が 140GeV 以下程度になると、ヒッグスは $b\overline{b}$ ペアに崩壊するようになるため、$gg \to H \to b\overline{b}$ 過程が、最も生成事象数が多くなる。しかし、QCD バックグラウンドと呼ばれる事象の 1 つである $gg \to b\overline{b}$ という過程が、それよりも 10^6 も衝突断面積が大きいうえに、両者の区別がつきいくいため、ヒッグスの観測には適さない。それに代わって、$H \to \gamma\gamma$ と崩壊する過程や、生成過程に特徴ある粒子を伴なうことで、バックグラウンドを抑えることができる、$t\bar{t}H \to t\bar{t}b\overline{b}$(Heavy quark Associate Process) や、$WH \to Wb\overline{b}$(Vector Boson Associate Process) において、Higgs の観測が行われる。

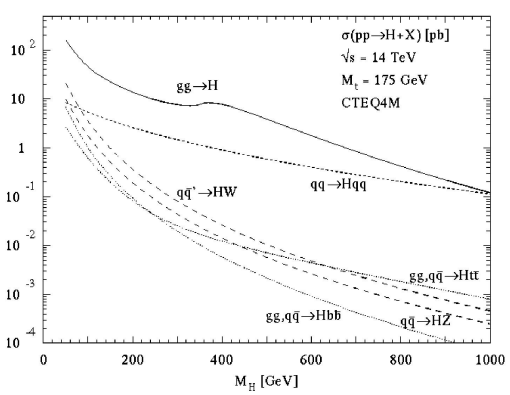

図 1.3: Higgs ボソンの生成断面積 [5]

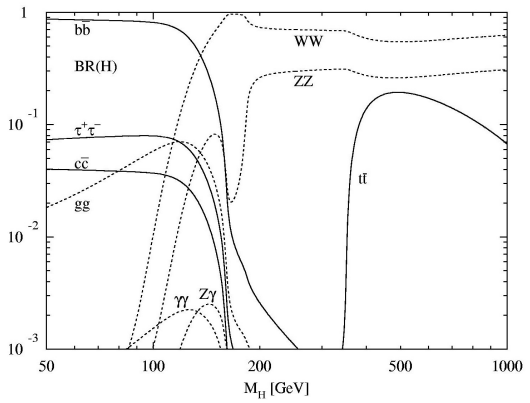

図 1.4: Higgs ボソンの崩壊分岐比 [5]

ATLAS 実験の Higgs ボソン発見能力

前述により、Higgs ボソンの主な探索モードは、その質量に応じて次のようにまとめられる。

$$
\begin{array}{lll}
gg \to & t\bar{t}H, H \to b\overline{b} & (90GeV < m_H < 120GeV) \\
gg \to & H \to \begin{cases} \gamma\gamma & (90GeV < m_H < 150GeV) \\ ZZ^{(*)} \to 4l & (150GeV < m_H < 600GeV) \\ \quad \searrow llv\nu & (m_H > 500GeV) \\ WW^{(*)} \to lvlv & (150GeV < m_H < 190GeV) \\ \quad \searrow lvjj & (m_H > 300GeV) \end{cases}
\end{array}
$$

これら以外にも、たくさんの生成過程と崩壊過程の組み合わせにおいて、シミュレーションによる Higgs ボソンの探索能力の評価がなされた。その結果、図 1.5 のような結果が得られ、ヒッグスの質量が、LEP によって否定されていない下限から、理論的な上限に至る間のどの値であっても、上記の過程を観測することにより、ATLAS 実験でヒッグス粒子の発見が可能なことが示された。また、Higgs が発見されれば、いろいろな過程を観察してその関係を調べることにより、カップリングのなどのパラメータが測定される。

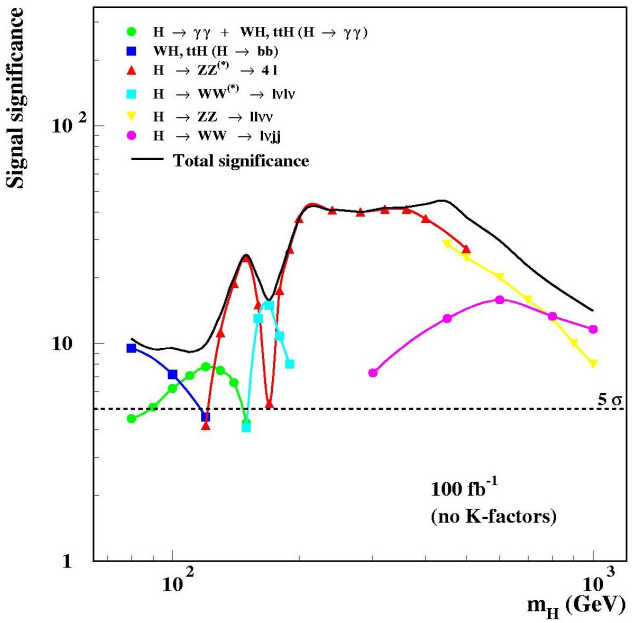

図 1.5: ATLAS 実験のヒッグス発見能力 [6]

1.4 ATLAS 検出器

ALTAS 検出器は、長さ 44m、直径 22m の円筒形をした巨大な汎用粒子検出器 (General Purpose Detector) である。空芯の超伝導トロイダル磁石によるトロイダル磁場と、ほぼ全方位を覆うミューオン測定系を有しているため、ミューオンを観測する能力が高い点と、優れた性能を持つ電磁カロリーメータにより、特に電子と光子の弁別能力が高いことを特徴としている。ATLAS 検出器の外観を図 1.6 に示す。ATLAS 検出器内部の位置は、図 1.7 のような $\eta\phi$z の座標系の 3 つの成分によって表される。ここで η は擬ラピディティーで、

$$\eta = -ln\, tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.3}$$

と定義される。

陽子衝突では、反応を起こした系全体の z 軸方向の運動量 (p_Z) は未知であるが、ビーム軸に垂直な成分である、横方向運動量 (Transvers Momentum,p_T) は反応系全体ではゼロなので、観測された粒子の p_T の大きさにより、物理事象の弁別を行うことが多い。また、円筒状の検出器のうち、胴に相当する

部分をバレル部、蓋に相当する部分をエンドキャップ部と呼ぶ。

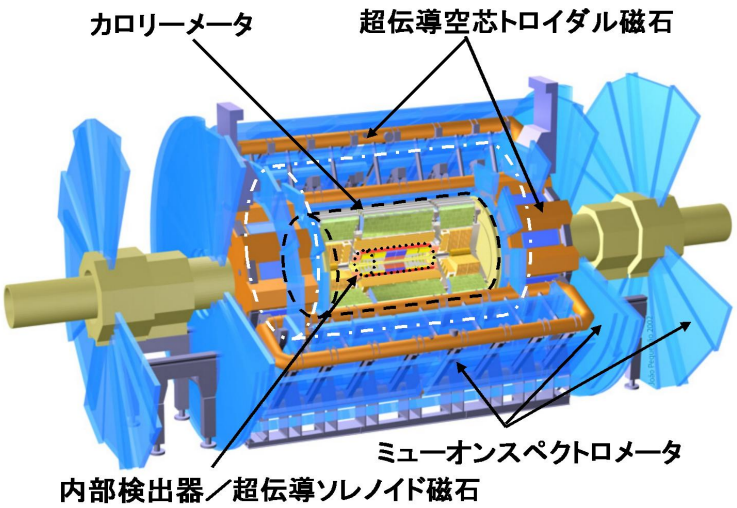

図 1.6: ALTAS 検出器

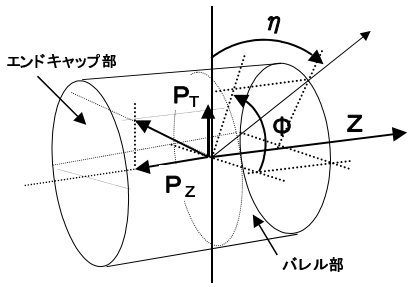

図 1.7: ALTAS 検出器内部の位置を表す座標系と、横方向運動量 p_T、ビーム軸方向運動量 p_Z

1.4.1 検出器の構成

ATLAS 検出器は、陽子衝突によって生成された粒子の特定と、その運動量やエネルギー、飛跡を測定するために、

- 内部検出器
- カロリーメータ
- ミューオンスペクトロメータ

の、同心軸状に配置された 3 種類の検出器と、

- セントラルソレノイド
- 空芯トロイド

の 2 つのマグネットによって構成される。

内部検出器

内部検出器は図 1.8 にように構成され、、超伝導セントラルソレノイドによる 2.0T の磁場によって、$|\eta| < 2.5$ 粒子の飛跡と運動量を測定している。最内層にはピクセル検出器、その外側にはシリコンストリップ検出器と、2 種類の半導体検出器が設置され、それぞれ、バレル部、前後方部に分かれて数層の検出層から構成されている。両者とも、Rϕ 方向で $12 - 16\mu$m の非常に高い空間分解能を持ち、b クォークや τ レプトンの同定についても、重要な役割を果たす。その外側には、TRT と呼ばれる飛跡検出層が設置される。TRT は多数の比例計数管より構成される飛跡検出器で、その間を Xe ガスで満た

すことにより、電子には遷移放射を起こさせ、放出された光子を検出することによって、電子の同定ができることが特徴である。内部検出器の断面は、図 1.9 のようになっている。

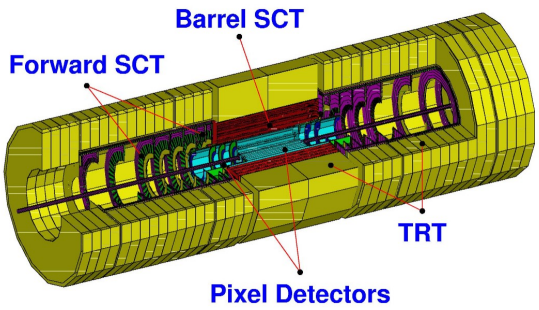

図 1.8: 内部検出器

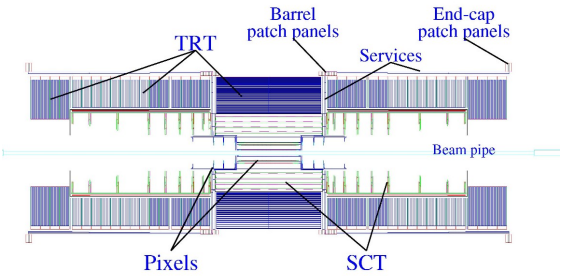

図 1.9: 内部検出器の断面図

カロリーメータ

ATLAS 検出器のカロリーメータは、図 1.10 のような構成で、$|\eta| < 3.2$ には電磁カロリーメータとハドロンカロリーメータが、$3.1 < |\eta| < 4.9$ には前方カロリーメータが設置され、粒子入射強度に応じた吸収体などを用いてあり、構造がそれぞれ異なる。電磁カロリーメータは、吸収体に鉛を用いた液体アルゴンカロリーメータで、アコーディオン型電極を用いているのを特徴とし、バレル部とエンドキャップ部からなっている。$|\eta| < 1.8$ では、ハドロンカロリーメータとして、吸収体の鉄とシンチレーターから構成されたタイルカロリーメータが設置される。タイルカロリーメータは、タイル状のシンチレータがビーム軸に垂直方向に設置され、波長変換ファイバーによってシンチレーション光が PMT まで導かれるのが特徴である。$1.5 < |\eta| < 3.2$ では吸収体に銅を用いた液体アルゴンカロリーメータが設置される。$3.1 < |\eta| < 4.9$ には、吸収体にタングステンを用いた液体アルゴンカロリーメータが前方カロリーメータとして設置される。

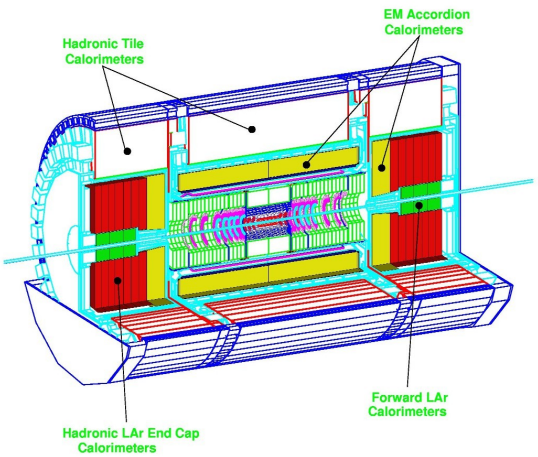

図 1.10: カロリーメータの構成

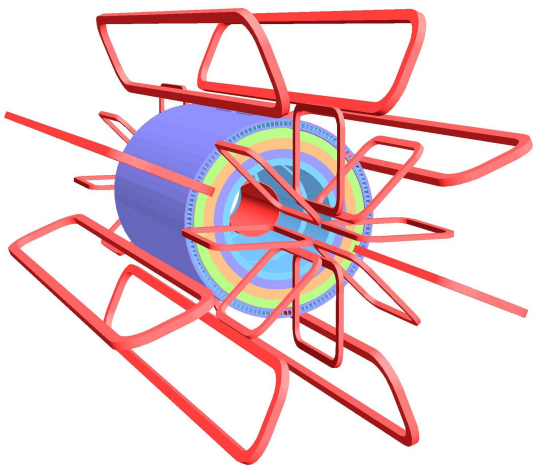

図 1.11: 空芯超伝導トロイダル磁石

ミューオンスペクトロメータ

ATLAS 実験では、ミューオンの横方向運動量 (p_T) を精度良く測定するために、カロリーメータの外側から外周部にかけてトロイダル磁場を形成している。そのための空芯超伝導トロイダル磁石は、図 1.11 のように配置され、空芯構造をとることにより、ミューオンのの多重散乱を抑えている。ミューオンスペクトロメータは、ATLAS 検出器の外層部に設置される、検出媒体にガスを用いた粒子検出器群であり、運動量の精密測定用検出器とトリガー用検出器から構成されている。トリガー用検出器としては、バレル部には平行電極構造を持つ RPC が、エンドキャップ部では、高頻度粒子入射に対応した MWPC 型の検出器である TGC が設置され、ほぼ 100% のトリガー効率を達成する。運動量の精密測定には、バレル部、エンドキャップ部とも、ドリフトチューブである MDT が設置される。ミューオンスペクトロメータについては、次章で詳しく述べる。

第 2 章

ATLAS 実験のミューオンスペクトロメータ

ATLAS 実験で観測が期待される物理事象の多くに、ミューオンがかかわっているため、

- ミューオンの検出によるイベントトリガーの効率
- ミューオンの運動量や飛跡の測定精度

は、実験全体の成果を左右する重要な要素である。

以下では、ミューオンスペクトロメータ全体と、それを構成する個々の検出器について、とくに本研究の対象である Thin Gap Chamber(TGC) については詳しく述べる。

2.1 ミューオンスペクトロメータ− の概要

ミューオンスペクトロメータは、図 2.1 のように、ATLAS 測定器の外周部に設置される。バレル部とエンドキャップ部それぞれで、トリガー用の検出器と運動量精密測定用の検出器よって構成されている。

ミューオンスペクトロメータには、以下のような性能が要求される。

- $\eta \leq |2.5|$ の範囲に飛散した μ 粒子を高い効率でトリガーできること。
  その運動量の Threshold が、状況に応じて調整できること。
- バンチ間隔 25nsec に対応して、ミューオンが生成されたバンチが特定できること。
- 飛跡が全方位 ($\eta \leq |3|$) において構成できること。
- μ^+ か μ^- かを正しく特定でき、
  運動量分解能と、再構成した不変質量の σ が 1%程度であること。
- 5-10m radian 程度の飛跡の ϕ 方向の角度分解能

また、ATLAS 検出器のミューオンスペクトロメータの特徴として、内部検出器に依存せずに、ミューオンの同定と、運動量や飛跡の精密測定ができることが挙げられる。

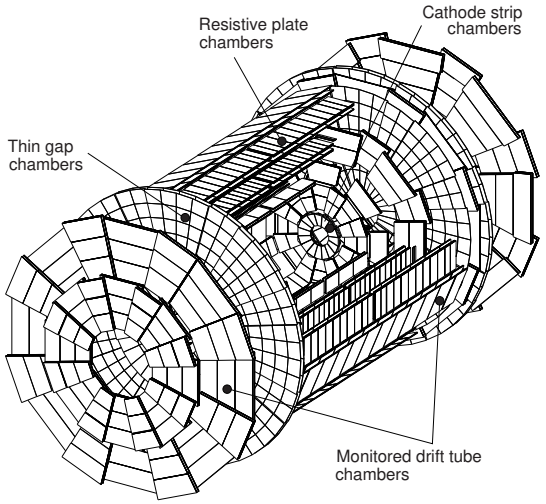

図 2.1: ATLAS 測定器のミューオン測定系

2.2 ATLAS 実験のミューオントリガーシステム

ATLAS 実験のミューオントリガーは、図 2.1 の検出器外周部に設置された、2 種類のトリガー用の検出器によって行う。エンドキャップ部のトリガー用検出器は、TGC と呼ばれる MWPC 型の粒子検出器が、バレル部では、RPC と呼ばれる平行電極型の粒子検出器が設置される。

ATLAS 実験のミューオントリガーには、$High-p_T$ トリガーと $Low-p_T$ トリガーの 2 種類があり、目的とする物理現象に応じて、それぞれの Threshold が設定される。現時点では、High-p_T が 20GeV 以上、Low-p_T が 6GeV 以上であるが、p_T の Threshold だけなく、その 2 つは判定方法も異なる。図 2.2 はミューオントリガーの概念図で、以下にトリガーシステムについて簡単に述べる。

2.2.1 エンドキャップ部ミューオントリガーシステム

図 2.3 にように、バレル部よりも高い頻度で粒子が検出されるので、エンドキャップ部にはそれに対応できるトリガー用検出器として、Thin Gap Chamber(TGC) が設置される。TGC は、ガスを検出媒体とした MWPC 型の粒子検出器である。TGC は 1 層の検出器で 2 次元位置の検出が可能で、ワイヤーが η 方向の、ストリップが ϕ 方向の位置を測定する。

TGC は前後方それぞれで、TGC1-TGC3 の 3 つの検出層に別れて設置され、衝突点に最も近い TGC1 では 3 層の TGC を、TGC2 と TGC3 は、2 層の TGC をまとめて 1 つの検出層としていていて、最も外側の TGC3 を、運動量測定の基準となる「ピボットプレーン」とする。

$Low-p_T$ トリガーの判定は、TGC3 と TGC2 の 2 つの検出層によって行われるれ、TGC3 の 2 層と TGC2 の 2 層の、合計 4 層について、ワイヤーとストリップでそれぞれでコインシデンスをとる。両

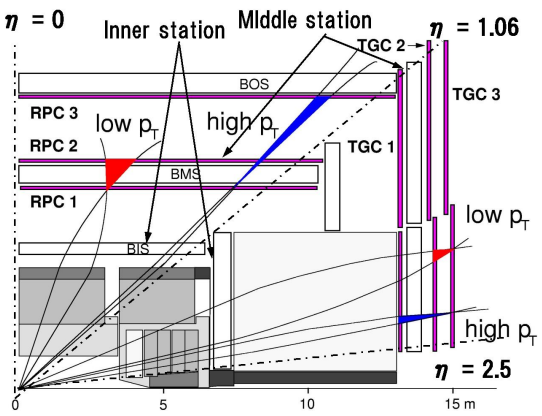

図 2.2: ミューオントリガースキーム

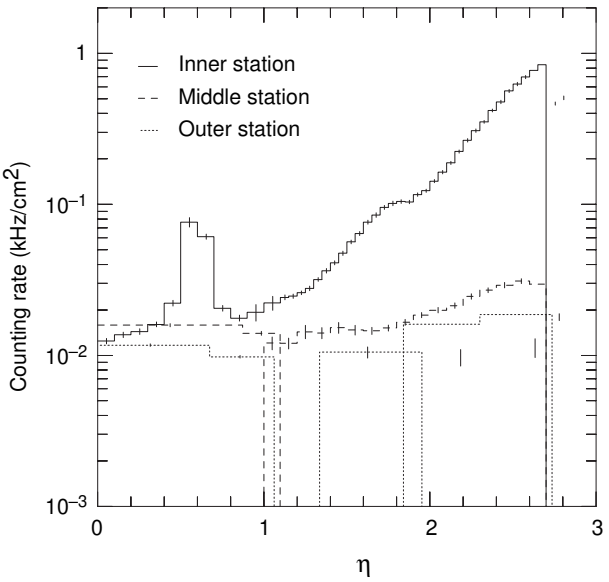

図 2.3: ミューオン検出器の総ヒットレート.TGC は Middle station に設置される.

者とも 4 層中 3 層のコインシデンスでヒットとし、その両者のヒットがコインシデンスをしたときに、TGC3 での検出位置から見た TGC2 の検出位置によって、μ の運動量を算出する。

High-pT トリガーの判定には、Low-pT の判定に TGC1 のコインシデンスを加える。TGC1 の 3 層のうちの 2 層のコインシデンスと、TGC3 から見た TGC1 の検出位置によって、p_T を算出する。

2.2.2 バレル部ミューオントリガーシステム

バレル部のトリガー用検出器は、エンドキャップ部より大面積を覆う必要があるため、単純な平行電極の構造で、大量生産に適した Resistive Plate Chamber(RPC) が、設置される。

RPC は、ビームパイプから同心円筒形に 3 つの検出層に別れて設置され、各検出層は 2 層の RPC から構成されている。トリガースキームは前述の TGC と同様であるが、TGC とは逆に、最も衝突点に近い RPC1 を、運動量測定の基準になるピボットプレーンとする点で異なっている。$Low-pT$ トリガーは、RPC1 と PRC2 の合計 4 層で判定される。η 方向と ϕ 方向のそれぞれで、4 層中 3 層のコインシデンスによってヒットとし、ピボットプレーンである RPC1 を基準に p_T が算出される。$High-pT$ トリガーの場合は、それに加えて、RPC3 のコインシデンスによって p_T が算出される。

	Precision Chambers		**Trigger chambers**	
	CSC	**MDT**	**RPC**	**TGC**
チェンバー数	32	1194	596	192
読み出しチャンネル数	67000	370000	355000	320000
検出面積 (m^2)	27	5500	3650	2900

表 2.1: ミューオンスペクトロメータの概要

2.3 ATLAS 実験のミューオン精密測定系

MDT

$|\eta| < 2.7$ 範囲に飛散した μ 粒子の運動量や飛跡の精密測定には、エンドキャップ部、バレル部とも、検出器の外周部に設置された、Monitored Drift Chamber(MDT) と呼ばれる直径 30mm の細いドリフトチューブを用いる。MDT は、3 本ないし 4 本俵積みによって 1 層を形成し、スペーサー を間に挟んだ 2 層を、1 検出層 (チェンバー) としてまとめている。バレル部、エンドキャップ部とも、3 検出層が設置され、μ の運動量の p_T 成分のみを高い精度で測定する。

CSC

エンドキャップの MDT 検出層のうち、最も衝突点に近い層の $|\eta| > 2.0$ の前方領域では、とくに放射線強度が高く、MDT では対応できない。そこで、MDT に代わって、CSC(Cathode Strip Chamber) と呼ばれる、ワイヤー間隔とワイヤー− 陰極間隔が等しい MWPC が設置される。CSC では、両側の陰極面にストリップが形成されていて、1 つはワイヤーと直行する方向、もう片方はワイヤーと平行方向に配置される。CSD の特徴としては、隣接する複数のチャンネルの電荷量の比を測定することによって、高いレゾリュ− ションでの位置検出が可能なことが挙げられる。

2.4 Thin Gap Chamber(TGC)

2.2.1 で述べたように、Thin Gap Chamber(TGC) は ATLAS 検出器のエンドキャップ部に設置されるミューオントリガー用検出器で、イベントトリガーの生成と、ϕ 方向の運動量と飛跡の測定の 2 つの役割がある。

そのため、TGC には、以下のような性能が要求される。

- ミューオンが生成されたバンチを特定できる時間性能
- 有感領域での 99% 以上の検出効率
- ϕ 方向の位置分解能が 5-10mm、η 方向の位置検出精度が 1cm 程度より良いこと。
- 高頻度入射粒子環境下でもミューオンの検出ができる。
- 10 年以上の長期安定性

2.4.1 TGC の基本構造

Majewski,Charpak らによって提唱された [9]、Thin Gap Chamber(TGC) は、粒子が高頻度で入射する環境下でも、検出性能が低下しないことを特徴とする、MWPC(Multiple Wire Proportional Chamber) 型の粒子検出器である。図 2.4 にその構造を示す。

LEP の OPAL 実験でも使用された TGC であるが [10, 11, 12]、ミューオンが生成されたバンチ間隔

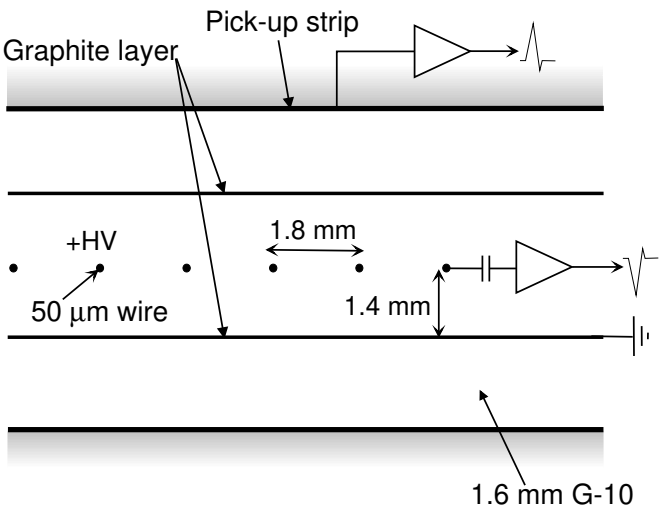

図 2.4: TGC の断面図

を特定するための条件である、25nsec 以内の時間応答性を得るために、ATLAS 実験用の TGC では陽極ワイヤーピッチが 1.8mm に最適化されている。

一般的な MWPC では、陽極− 陰極間隔を陽極間隔の 3-4 倍に設定するが、高頻度粒子入射環境に対応するために、陽極− 陰極間隔を陽極間隔より短い 1.4mm にしてあることが、TGC の構造の特徴になっている。それにより、陽イオンが陰極に到達するまでの時間が短縮され、陽イオンの空間電荷による実効電場の低下を抑えられるため、粒子が高頻度で入射しても、検出効率が下がりにくい。陰極は TGC のガス体積を構成する FR4(G-10) 板に、均一に塗布された高抵抗のカーボン面によって形成され、そこに誘起する電荷は、ワイヤー軸に直行する向きに配置されたストリップから読み出される。陽極ワイヤーと、それに直行するストリップの信号から、粒子が通過した位置を 2 次元で測定できる。

充填ガスには、CO_2 と n-pentane(C_5H_{12}) を体積比 55:45 で混合したものを用いる [14]。陽極への印加電圧は 3.1kV で、制限比例モードで動作する。そのときのガスゲインは ~ 10^6 であり、ミューオンの検出では、ガス増幅によって約 1pC の電荷が TGC 内に生成される。

TGC の各種パラメーターを表 2.2 にあらわす。

陽極ワイヤーピッチ	1.8mm	陽極− 陰極面間隔	1.4mm
陽極ワイヤー径	$\phi 50\mu$m	ワイヤー張力	350g 重
陰極カソード面厚	10μm	印加電圧	3.1kV
ガス成分	$CO_2 + n - pentane(55:45)$	カーボン面抵抗	~1MΩ/□

表 2.2: TGC の主な設計パラメータ

2.4.2　TGC の動作原理

荷電粒子の入射

TGC に荷電粒子が入射すると、主にガス粒子 (分子あるいは原子) の軌道電子と、荷電粒子の電荷とのクーロン相互作用により、ガス粒子は電離あるいは励起され、荷電粒子はそのエネルギーの一部を失う。荷電粒子のエネルギー比損失量は、粒子の種類やそのエネギーによって異なるが、どの粒子も、エネルギー比損失量の極小値は図 2.5 のようにほぼ同じ値である。この値を極小電離損失 (minimum ionization loss) という。また、極小電離損失になるときの運動量以上の粒子を、MIPs(Minimum Ionizing Particles) と呼ぶ。TGC で検出されるミューオンは、ほぼ全て MIPs である。

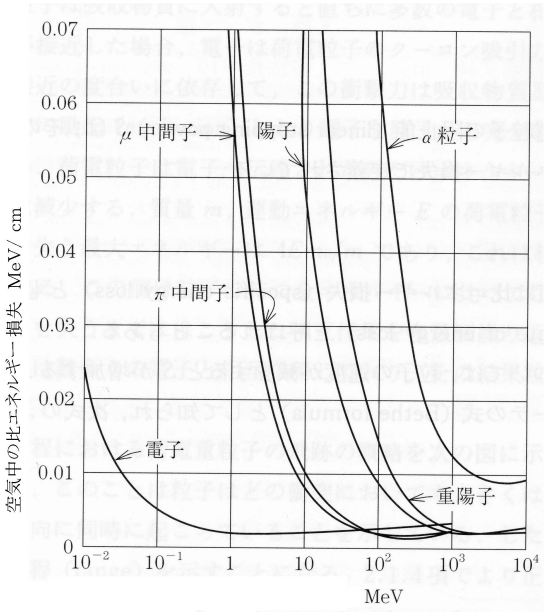

図 2.5: 空気中での荷電粒子のエネルギー損失量

電離過程

粒子が入射したときに電離されるガス分子の数 n は、イオン対生成事象あたりに荷電粒子が失う平均エネルギーである W 値 (W-value) と、荷電粒子のエネルギー損失量 ΔE から、

$$n = \frac{\Delta E}{W} \tag{2.1}$$

と表される。W 値は、原理的にはガスの種類、放射線の種類とそのエネルギーの関数で表され、TGC の $CO_2 + n - pentane(55 : 45)$ のガスにミューオンが入射したときには、$48 \pm 9/_{cm}$ の電離が起こるという計算結果が得られている [17]。

ドリフト過程

TGC のガス領域内に形成された電場は、

$$V(x,y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0}\left\{\frac{2\pi b}{s} - \left[4\left(sin^2\frac{\pi x}{s} + sinh^2\frac{\pi y}{s}\right)\right]\right\} \tag{2.2}$$

$$E(x,y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s}\left(1 + tan^2\frac{\pi x}{s}tanh^2\frac{\pi y}{s}\right)^{\frac{1}{2}}\left(tan^2\frac{\pi x}{s} + tanh^2\frac{\pi y}{s}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.3}$$

このとき、C は単位長さあたりの容量で

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi b/s) - ln(2\pi a/s)} \tag{2.4}$$

と表され、放出された電子は、図 2.6 のように、陽極に向かってドリフトしていく。

そのときのドリフト速度は、ガスの種類や電場によって決まり、TGC では実験的に測定されていて [17]、図 2.7 で表される。

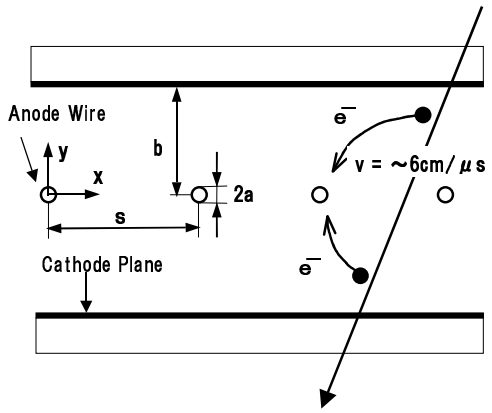

図 2.6: 電離過程とドリフト過程

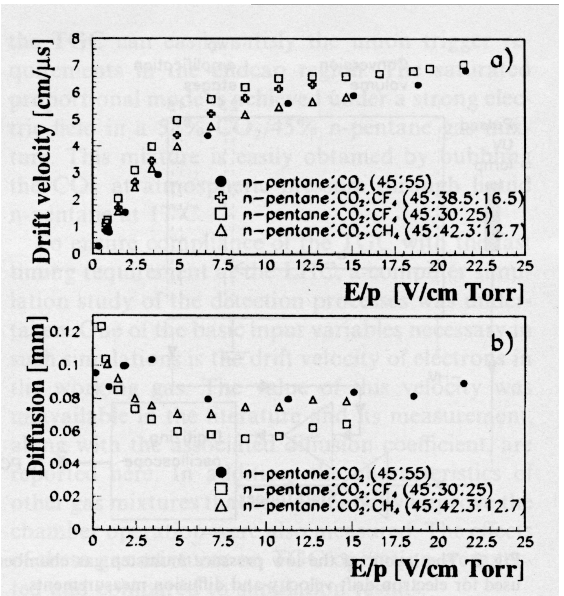

図 2.7: a) ペンタン中の電子のドリフト速度と、b) ドリフト距離 1cm での拡散距離 [17]

電子が陽極に向かってドリフトしている間に、ある確率で電子捕獲によって吸収されるが、TGC では、この過程は無視できる。

ガス増幅過程

電子がワイヤー近傍まで達すると ($y \ll s, r \simeq 4r$)、電場は,

$$E(x,y) \simeq \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r}, \qquad r \simeq \left(x^2+y^2\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.5}$$

と表され、$1/r$ で急激に上昇する。電場が数 kV/cm に達すると、他のガス分子を電離できるほどに電子は加速される。電離されたガス分子からの電子が、さらに別のガス分子を電離し、もとの電子も再び加速され、別のガス分子を電離するので、電子の総数は急激に増加する (図 2.8)。荷電粒子による電離によって生成された電子数を n_0 とし、ワイヤーに到達したときの電子数を n とすると、

$$G = \frac{n}{n_0} \tag{2.6}$$

とし、G をガス増幅率とする。G は陽極に与えられた電圧にしたがって大きくなり、

$$n = Gn_0 \tag{2.7}$$

の関係も成り立っているが (比例モード)、ある範囲を超えると、図 2.9 のように、電子雪崩の電子と陽イオンとの空間電荷によって、電場が変化し、ガス増幅率も変化する。このときを制限比例モードといい、TGC はこの制限比例モードで動作している。

なお、電子がワイヤーに到達する直前には、ワイヤー近傍で多数の陽イオンが電離されている。この陽イオンが陰極方向に移動することによってワイヤーと陰極に電荷が誘起される。これが TGC の粒子検出の信号として出力される。

さらに電圧を上げると、電子と陽イオンの間の電場が空間電荷によって打ち消されるようになり、雪崩の成長は止まる。雪崩の後方では、陽イオンの密度が高く、励起分子の下方遷移によって放出された光が、別のガス分子を電離し、光電子が発生される。この光電子は、図 2.9 のような電場により、雪崩の前後方で、さらに別のガス分子を電離して、図 2.10 のように 2 次雪崩を形成する。 1 次雪崩と 2 次なだれがつながると、電気をよく伝導する電荷集団を形成し放電に至る。これをストリーマーという。

また、電子雪崩がワイヤー表面に達したときに、発生した光子がワイヤー軸方向に広がり、光電子を生成して、ワイヤーをさや状に包むガイガーミューラー放電に至る場合もある。

2.4.3 TGC モジュール

TGC チェンバーの構造

巨大な ALTAS 検出器のエンドキャップ部分をカバーするため、TGC は図 2.11 のように台形状に分割して製作される。陽極ワイヤーの長さは最大 1.7m にもなる。そこで、ワイヤーサポートと呼ばれるスペーサを陰極にワイヤーを固定して、その位置を保持している。また、ガスギャップを保つために、ボタンサポートと呼ばれるスペーサーを用いている。必要な精度を確保しつつ、読み出しチャンネル数を抑えるために、陽極ワイヤーはその位置に応じて 5 – 32 本のあいだでグルーピングされ、1 つの読みだしチャンネルとして扱われる。ストリップは、TGC を組み合わせて円盤を形成したときに扇

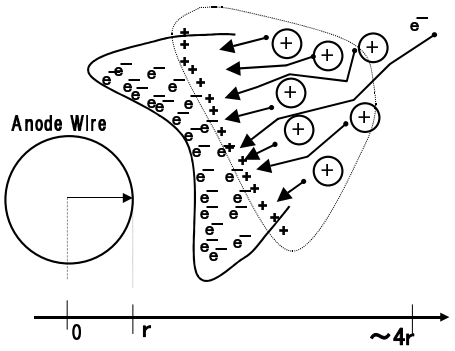

図 2.8: 増幅過程

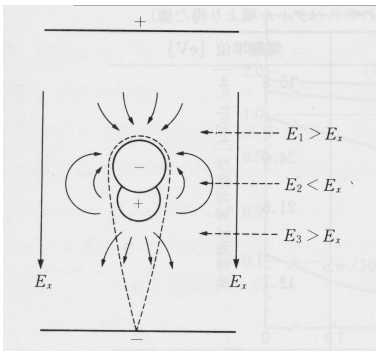

図 2.9: 空間電荷による電場の変化

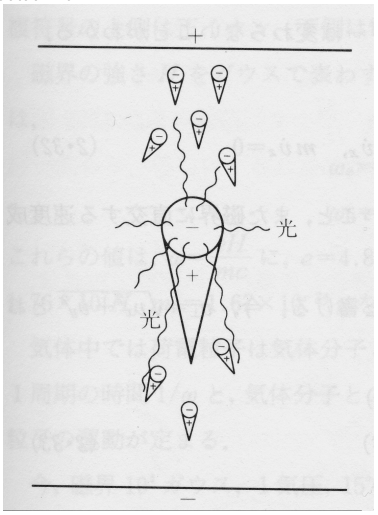

図 2.10: ストリーマーの形成過程

型になるように、TGC チェンバーでは台形であり、ϕ 方向に対して $2-3mrad$ の精度を得るために、$15-53mm$ の幅を持つ。

TGC ダブレットと TGC トリプレット

2.2.1 で述べたように、TGC1 では 3 層で、TGC2 と TGC3 では 2 層の TGC チェンバーによって 1 つの検出層を形成する。これらは事前に、TGC モジュールという構造に一体化されている。TGC が 3 層のモジュールをトリプレット、2 層のモジュールをダブレットという。その構造を図 2.12 に示す。TGC の厚さは 6mm 程度であるため、非常に薄く変形しやすい。そのため、機械的強度を高めるために、モジュールを形成するためのスペーサ− には、紙ハニカムが用いられている。

以上の構造により、陰極のカーボン面や、陽極との間の電気容量などの基本的な電気回路要素に加えて、多数の寄生容量などが形成された結果、TGC は図 2.13 のような等価回路で表される。また、それによって計算された信号の伝達速度は、ワイヤーで $27cm/ns$、ストリップで $15cm/ns$ となる [18]。

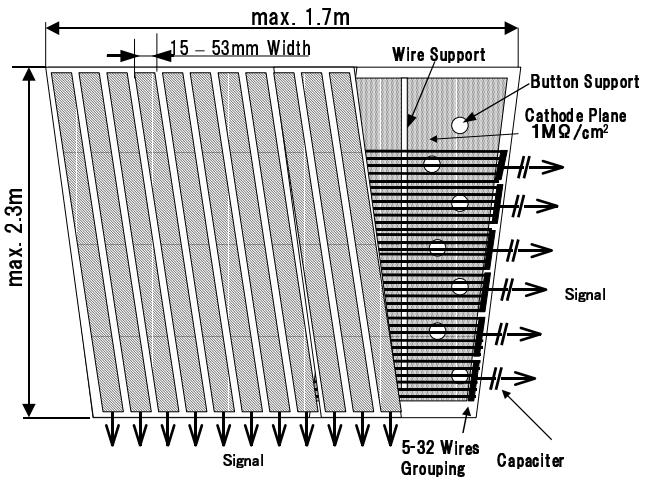

図 2.11: TGC チェンバーの構造

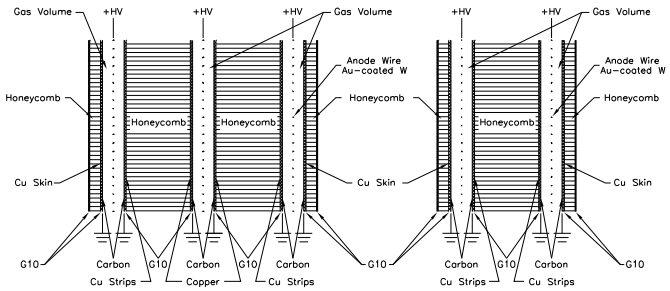

図 2.12: TGC モジュールの断面図

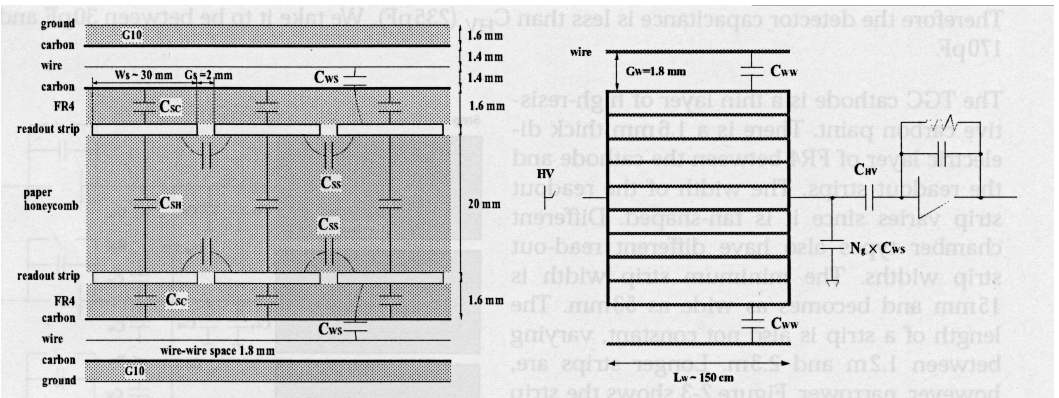

図 2.13: TGC ダブレットモジュールの等価回路 [18]

2.4.4　読み出し回路

TGC の信号の読み出し回路には、TGC 用に開発された、ASD(Amplifier-Shaper-Discriminator) と呼ばれる専用の IC が用いられる。ASD は、TGC からの信号パルスの増幅と整形から、波高弁別によるヒットシグナルの生成に至るまでを 1 つの IC 内で行う。波高弁別の Threshold は、外部の入力端子から与える構造のため、状況に応じた値を設定できる。1 つの ASD チップで 4 チャンネルの信号処理回路が含まれており、そのチップを 4 つ搭載し、16 チャンネル分の信号を伝達する ASD ボードという回路によって、TGC と接続される。ASD ボードの外観を図 2.14 に示す。

TGC の動作に対応して、ASD も非常に高速に動作するように設計されている。トリガー出力の Threshold を、TGC が 0.01pC の電荷を生成したたときの出力波高に設定した場合、TGC の出力電荷が 0.1pC-2pC の範囲で、ヒットシグナルのタイムウォークは 2nsec に収まる。MIPs による、TGC の出力電荷は約 1pC であるから、チェンバーの動作に対して、ASD は十分に高速であることがわかる。

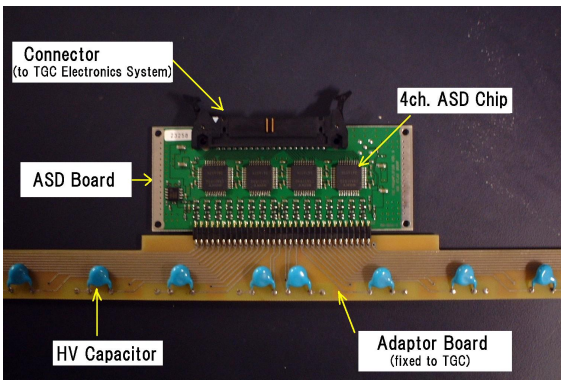

図 2.14: ASD ボードの外観。

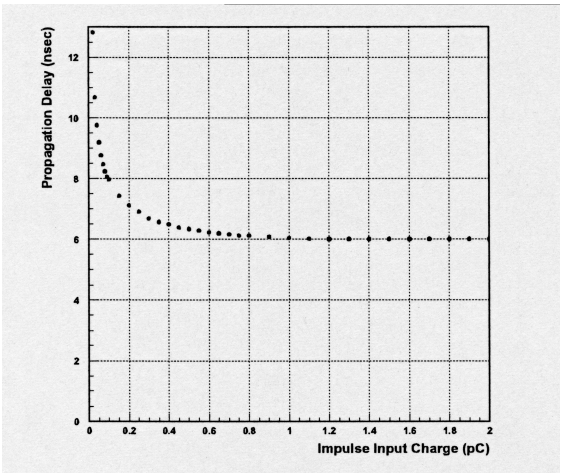

図 2.15: 入力電荷量に対する ASD のタイムウォーク [18]

2.5 ミューオンミューオンスペクトロメータで観測される粒子

ミューオンスペクトロメータで観測される粒子には、複数の検出層を通過して飛跡を残し、単独でトリガーを発生させる粒子と、一つの検出層にのみで検出され、偶然のコインシデンスによってトリガーを発生させる、放射線バックグラウンドに大別される。

2.5.1 単独でトリガーを発生させる粒子

単独でトリガーを発生させる粒子は、陽子衝突起源の粒子と、陽子衝突以外の起源の粒子に大別される。それぞれについて説明する。

陽子衝突起源の粒子

ミューオンスペクトロメータで観測される、陽子衝突起源の粒子は、

- c,b,t クォーク起源のミューオン
- W, Z ボソン起源のミューオン
- π/K メソンの飛行中の崩壊によるミューオン
- ハドロン起源のミューオン (シャワーミューオン)
- カロリーメータを貫通したハドロン (パンチスルー)

に分類される。それらの粒子が、ミューオン測定系の検出領域に飛散する事象の断面積と、その横方向運動量 p_T との関係が、図 2.16 である。

図 2.16 にのように、p_T が低い範囲では、π/K メソンの崩壊による寄与が大きいが、p_T が 8GeV を超えたあたりから、b クォーク起源のものによる寄与のほうが大きくなり、シャワーミューオンとパンチスルーの影響は、他のもの比べて小さいことがわかる。また、これらによるミューオントリガーレートは、表 2.3 のようになる。

陽子衝突以外が起源の粒子

ミューオンスペクトロメータで観測される粒子のうち、陽子衝突以外がその起源であるものとして、

- 宇宙線のミューオン
- 加速器起源のミューオン

がある。

ATLAS 検出器は地下 75m のホールに設置されるが、ホールにアクセスするための縦穴 (図 2.17) を通過した宇宙線のミューオンが、バレル部で検出される可能性がある。しかし、多く見積もっても、シグナルイベントの 1/100 程度の寄与しかしないので、実験バックグラウンドとしては無視できる。ま

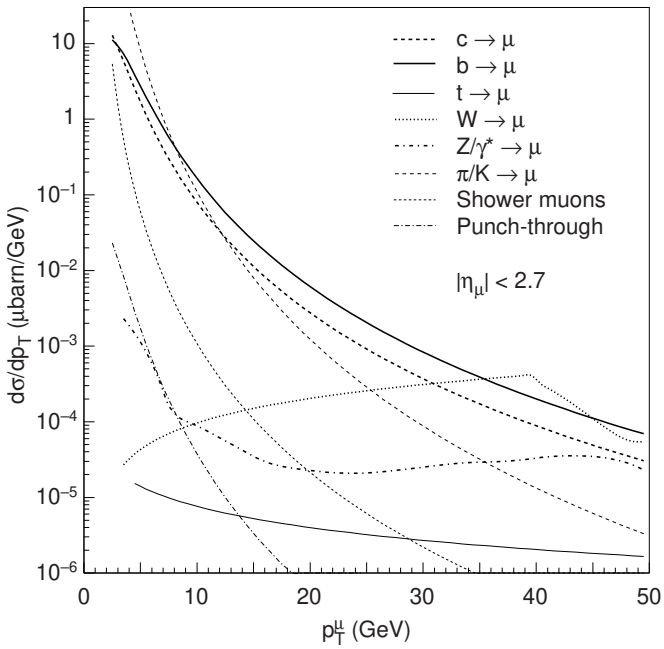

図 2.16: ミューオンスペクトロメータで観測される粒子の生成断面積

た、LHC 加速器の陽子ビームが、残留ビームガスやビームパイプなどと衝突を起こすと、ビームパイプとほぼ平行に飛散する大量のミューオンが生成され、ハローミューオンと呼ばれる。ハローミューオンは、数 GeV にエネルギーのピークを持つものの、最大 500GeV 程度まで分布する。ほとんどのハローミューオンは、ミューオンスペクトローメータまで広がらないが、一部がピボットプレーンである TGC3 を通過する。それによるヒットレートは、ピボットプレーン全体で 60kHz に達するものの、トリガーレートは Low-p_T に対して 250Hz、High-p_T に対して 16Hz と、影響は小さいので無視すること

		Trigger Rate(kHz)		
hline **Threshold**	**Process**	**Barrel**	**End-Cap**	**Combined System**
$Low - p_T$	π/K decays	7.0	9.8	16.8
$(6GeV)$	b	1.9	2.1	4.0
	c	1.1	1.3	2.4
	W	0.004	0.005	0.009
	TOTAL	**10.0**	**13.2**	**23.2**
$High - p_T$	π/K decays	0.3	1.8	2.1
$(20GeV)$	b	0.4	0.7	1.1
	c	0.2	0.3	0.5
	W	0.035	0.041	0.076
	TOTAL	**1.0**	**2.9**	**3.9**

表 2.3: 陽子衝突起源のミューオンによるトリガーレート [6]

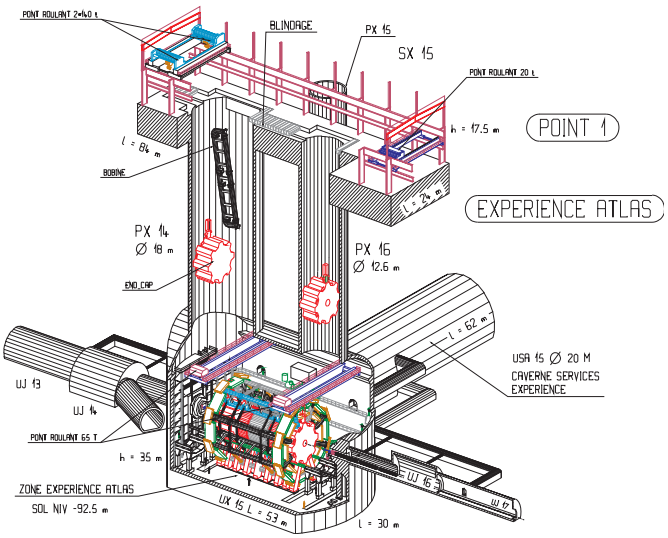

図 2.17: ATLAS 実験ホールの構造。検出器搬入出用の 2 本の縦穴からミューオンが侵入する

ができる。

2.5.2 放射線バックグラウンド

ミューオン測定系の主要な放射線バックグラウンドは、低エネルギーの光子と中性子である。陽子衝突起源の 1 次粒子や 2 次粒子が、シールドやカロリーメータで吸収されて低エネルギーの中性子が残り、その中性子の捕獲反応によって大量に γ 線が放出されるという生成過程を経る。そのため、ミューオン検出器は、この「γ 線の霧」の中に置かれたような状況になる。放射線バックグラウンドについては、次章で詳しく述べる。

第 3 章

実験の動機

この章では、本研究を行った経緯や背景を説明するために、まず、ATLAS 実験で TGC が設置される放射線環境について説明する。次に、その影響を評価するために、過去になされた研究とその結果について述べ、最後に本研究の動機を説明する。

ATLAS 実験では、高エネルギーの陽子が衝突することによって多数の粒子が生成され、とくにルミノシティが $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ では、$10^{9} Hz$ 程度で陽子の衝突が起き、1 秒あたり 10^{11} 個以上の粒子が生成される [19]。これらの粒子や、その 2 次粒子によって、ATLAS 測定器内には、非常に強い放射線環境が形成され、検出器の性能や寿命に大きな影響を与える。

3.1 ミューオン測定系の放射線バックグラウンド

2.5 で述べたように、ミューオン測定系の主要な放射線バックグラウンドは、低エネルギーの光子と中性子である。

TGC は、図 3.1 の 2nd の位置に設置されるが、そこでの中性子や光子の放射線バックグラウンドの強度は、FLUKA などの粒子輸送コードのよって計算されていて [20]、ミューオン検出器全体では表 3.1 のようになっている。

3.2 TGC に求められる耐放射線性能

バックグラウンド放射線の中性子や γ 線は、1 つの検出層にヒットをもたらし、その偶然のコインシデンスによって、偽トリガーを生成する。また、そのヒットレートによっては、ミューオンの検出にも悪影響を与える。そのため、前節に述べたような放射線環境が、TGC にどのような影響をもたらすのかを正確に予測するためには、

- 中性粒子 (中性子,γ) に対する感度
- 高頻度粒子入射性能
- エージング効果

についての理解が必要である。

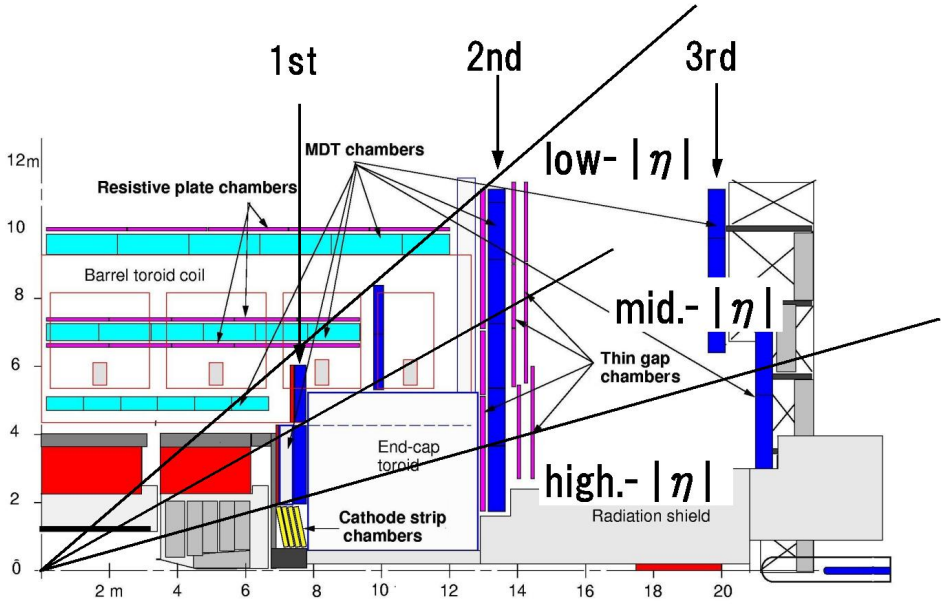

図 3.1: ミューオンスペクトロメータの配置 [7]。TGC は 2nd に配置される。

3.2.1　中性粒子 (中性子,γ) に対する感度

TGC は、MIPs に対して 99%　以上の検出効率を達成しているが、バックグラウンドの中性子や γ に対する応答は規定されてはいない。仮に、TGC が高い確率でそれらに反応することがあれば、偶然のコインシデンスによる、間違ったトリガーを頻発することになり、物理事象の観測に弊害をもたらす。また、後述する高頻度入射による検出効率の低下をもらたす可能性も高まる。さらに、総出力電荷も大きく増えるため、エージング効果が問題になる可能性が高まる。これまでの γ 線に対する感度の測定結果 [22]、中性子に対する感度の測定結果 [26]、ならびにバックグラウンドのシミュレーションの進展により [20]、γ 線による影響はそれほど大きくないものの、中性子によるトリガーレートへの影響が懸念されている。

γ 線に対しては、$\sim 10keV$ から $2MeV$ にわたる広いエネルギー領域において TGC の感度が詳細に研究されている。$\sim 0.04\%(10^1 keV \quad Range)$ から $\sim 0.9\%(10^3 keV \quad Range)$ の実測値が得られていて [22]、シミュレーションともよく一致している。TGC の応答の起源は、ほぼに γ が G-10 を構成元素とするコンプトン散乱によって放出された電子がガス領域にまで到達するものであり、$\sim keV$ 領域では、それに加えてガス分子との光電効果が寄与することがわかっている [21]。

中性子に対しては、 単色の 2.5MeV と 14MeV の中性子について、加速器を用いた実験にによって測定されていて、$0.049\%(2.5MeV), 0.144\%(14MeV)$ [26] [27] の値が得られている。これらの結果もシミュレーションと良く一致している。

	Fluence(kHz/cm^2)				Rates(Hz/cm^2)			
	Neutorn			Photons	Ch.Hads	Protons	μ^{+-}	e^{+-}
Position	Total	$> 100keV$	$> 10MeV$	$> 30keV$	$> 10MeV$	$> 10MeV$	$> 10MeV$	$> 0.5MeV$
Barrel								
1st,low-z	5.08	1.47	0.10	1.81	2.85	1.91	1.83	9.30
1st,high-z	5.25	1.47	0.07	1.88	2.04	1.76	2.44	13.29
2nd,low-z	4.97	1.20	0.10	2.19	0.65	0.60	0.35	7.00
2nd,high-z	6.28	1.72	0.30	4.14	1.94	1.86	0.72	11.81
3rd,low-z	4.45	0.86	0.08	1.90	0.31	0.30	0.08	5.96
3rd,high-z	4.87	1.02	0.18	2.71	0.94	0.93	0.40	8.10
Forward								
1st,low-$\|\eta\|$	14.23	4.80	0.66	4.93	4.82	4.37	3.33	33.57
1st,mid-$\|\eta\|$	39.33	14.38	1.63	11.64	10.16	9.05	15.08	64.30
1st,high-$\|\eta\|$	81.72	34.23	5.72	17.51	40.66	34.71	89.59	162.67
2nd,low-$\|\eta\|$	5.55	1.51	0.25	3.18	2.00	1.95	0.23	11.91
2nd,mid-$\|\eta\|$	8.36	2.61	0.49	4.43	6.53	6.31	1.14	23.58
2nd,high-$\|\eta\|$	16.70	5.83	1.23	8.11	19.14	17.29	4.11	57.90
3rd,low-$\|\eta\|$	3.16	0.48	0.06	1.40	1.51	1.46	0.25	7.41
3rd,mid-$\|\eta\|$	3.09	0.47	0.05	1.31	1.20	1.18	0.34	6.41
3rd,high-$\|\eta\|$	2.95	0.48	0.05	1.21	1.14	1.03	0.46	7.32

表 3.1: ミューオン検出器設置場所で放射線環境 [20]。TGC は Forward,2nd の low-high$|\eta|$ に設置される

3.2.2 高頻度粒子入射性能

粒子が高頻度で入射した場合、ガス増幅によって生成された空間電荷によって、実効電場が弱まり、ガス増幅率が低下する可能性がある。その場合、TGC の検出効率が低下し、ミューオントリガーの効率も低下するが、γ 線照射環境下での試験では、ATLAS 実験での予測値の 10 倍である粒子入射頻度 500Hz/cm^2 に相当する環境下でも、感度の低下は見られなかった [24] [23]。

3.2.3 エージング効果

TGC は、ATLAS 実験で予定されている測定期間の 10 年以上にわたって、安定して動作することが要求される。しかし、ガス増幅を繰り返す過程によって、分解されたガスの高分子がワイヤーに付着したり、カーボン面が劣化したりする可能性がする。ワイヤーへの付着物は、ワイヤー径を変化させ、形成される電場を歪め、ガス増幅率などを変化させる。また、カーボン面の劣化は、局所的に電気的に孤立した陰極面を形成し、チャージアップなどをもたらす。その結果、検出効率の低下や、放電を引き起こす可能性がある。

検出器	中性子感度	γ 線感度
MDT	$\sim 10^{-3}$	$\sim 8 \times 10^{-3}$
CSC	$\sim 10^{-4}$	$\sim 5 \times 10^{-3}$
RPC/TGC	$\sim 10^{-4}$	$\sim 5 \times 10^{-3}$

表 3.2: ミューオン検出器の光子と中性子に対する感度の設定値 [7]

エージングの効果は、一般的にガス増幅によってワイヤーに誘起された、単位長さあたりの積算電荷によって評価される。10 年の実験期間の積算電荷の予想値の約 2 倍に相当する、$1.1C/cm$ までエージング試験がなされたが、ゲインの低下や、時間応答性の悪化などは見られなかった [25]。ただ、その積算電荷の予想値は MIPs によるもので近似されており、中性子や γ による影響が含まれていない。ところが γ のエネルギーによっては、MIPs の数倍の電荷を出力する場合があり [22]、中性子による反応では、さらに大きい出力電荷が測定されている [26]。このような 大きな出力電荷はエージング効果を早める可能性があり、積算電荷値の予測値の精度を上げるためにも、中性子に対するさらなるエージングの研究が必要である。

3.3 本研究の動機

中性子と γ 線に対する各ミューオン検出器の感度を表 3.2 のように見積もって、ミューオントリガーへの影響がシミュレートされた。その結果、偶然のコインシデンスによるトリガーレートは、図 3.2 と 3.3 のように表され、放射線バックグラウンドの影響は少ないと見積もられた。しかし、中性子の感度の測定 [26] から、TGC の感度は RPC の約 4 倍であることがわかった。それに加えて、放射線バックグラウンドの予測値が上方修正されたため、実際には図 3.2、3.3 の back×5 から back×10 の中間程度にあり、Low-p_T トリガーには、大きな寄与をもたらす可能性があることがわかってきた。

図 3.4-3.6 は、TGC が受ける中性子の放射線スペクトルである。TGC の中性子バックグラウンドには、100keV 以上の中性子が多く含まれており、TGC の動作に大きな影響を与える可能性がある。このことから、エネルギーが 2.5MeV と 14MeV の中性子に対する TGC 応答だけでは不十分と考えられ、本研究ではそれよりエネルギーが低い $10^2 - 10^3 keV$ 程度の中速・高速中性子に対する特性を調べ、より精度の高いトリガーシミュレーションを行うための基礎データを提供する目的で、本研究を開始した。

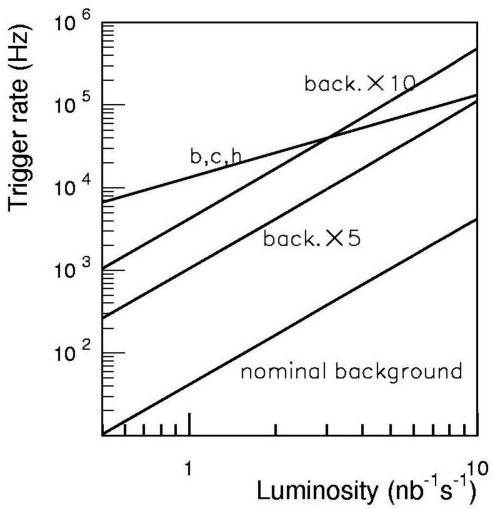

図 3.2: Low-p_T でのバックグラウンドによるトリガーレート

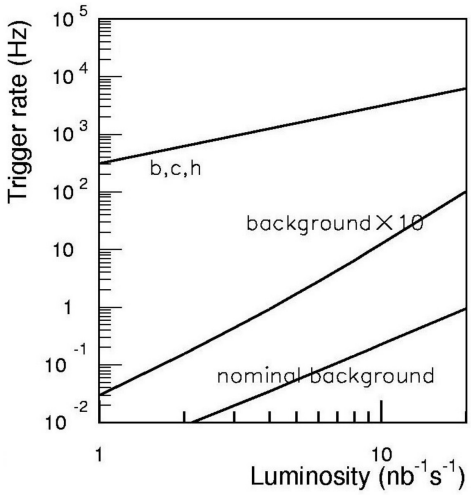

図 3.3: High-p_T でのバックグラウンドによるトリガーレート

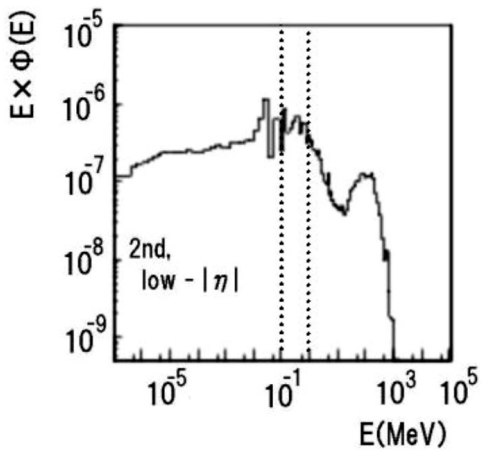

図 3.4: 2nd,Low-$|\eta|$ の中性子エネルギースペクトル [20]

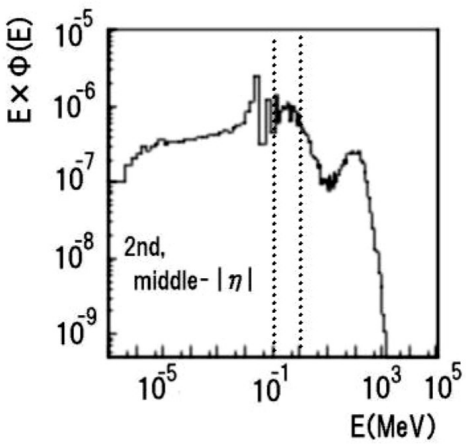

図 3.5: 2nd,Mid-$|\eta|$ の中性子エネルギースペクトル [20]

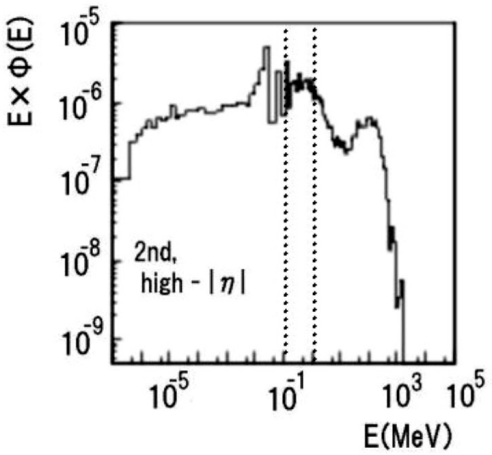

図 3.6: 2nd,High-$|\eta|$ の中性子エネルギースペクトル [20]

第 4 章

^{252}Cf を用いた中性子感度測定実験のセットアップ

本研究では、Thin Gap Chamber(TGC) の、中・高速中性子に対する感度を、^{252}Cf を用いて測定するシステムを構築した。この章では、中性子源として用いた ^{252}Cf の特徴などについて述べたあと、実験のセットアップについて説明する。なお、ここでいう中・高速中性子とは、運動エネルギーが $\sim 10^2 keV - \sim 2 \times 10^3 keV$ の中性子である。

4.1 中性子源に ^{252}Cf を用いた理由

^{252}Cf は、自発性核分裂により、γ 線と中性子を放出する。放出される中性子のエネルギーは連続分布をしているが、γ 線が検出されてから、中性子が検出されるまでの Time of Flight を測定することにより、中性子のエネルギーが精度良く測定できる。またそのエネルギー分布には中・高速の中性子が多く含まれているため、本研究に適した中性子源であると考えられる。さらに、容易に入手が可能であり、実用的な長さの半減期を持ちながら、他の中性子源 (Am-Be など) よりも、線源の放射能あたりの中性子の発生量が多いことも、利点に挙げられる。

4.2 ^{252}Cf の特徴

中性子の標準線源として用いらている ^{252}Cf は、α 崩壊または自発性核分裂 (Spontaneous Fisson,FS) によって崩壊する放射性同位体である。壊変図を図 4.1 に示す。α 崩壊の半減期は 2.65 年、自発性核分裂の半減期は 85 年なので、^{252}Cf の 1 回の崩壊で、それぞれの過程である割合は、α 崩壊が 96.9% 、自発性核分裂が 3.1% である。^{252}Cf が α 崩壊したとき、その 80% 程度が、娘核に基底状態の ^{248}Cm が生成される崩壊過程を経るが、15.2% の割合で 43.4keV の、0.23% の確率で 143.8keV の励起状態の ^{248}Cm を生成する。それぞれはごく短い半減期を持つので、α 崩壊とほぼ同時に、43.38keV の γ を放出して、基底状態の ^{248}Cm に遷移するという崩壊過程を経る。基底状態の ^{248}Cm は、さらに α 崩壊をするが、半減期が 3×10^5 年と非常に長いので、それによる寄与は、本研究では無視できる。

^{252}Cf の核分裂事象で ^{252}Cf は 2 つに分裂し、運動量保存則から、生成された分裂片は、お互いが反

対の方向に飛散する。生成された分裂片の核種は、個々の事象によって異なるが、そのほとんどが、非常に不安定な中性子を過剰に含む核種なので、分裂が起きて分裂片が飛散するのとほぼ同時に、その中性子を放出する。中性子の放出前後において、分裂片は励起状態であることが多く、それが下方遷移することから、核分裂に伴なって、多くの光子も放出する。分裂片から中性子が放出される機構は、蒸発モデル [29] などによって説明されていて、自発性核分裂 1 回あたり、平均で 3.7 個の中性子と、9.7 個の γ が、ほぼ同時に放出される。

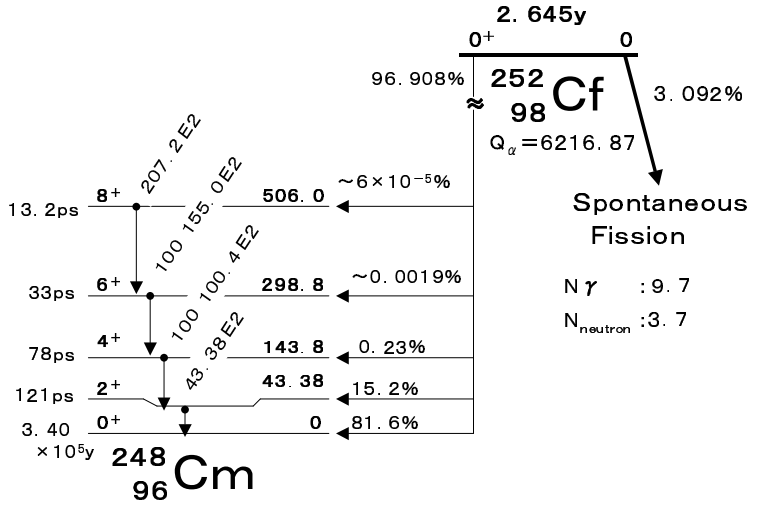

図 4.1: ^{252}Cf の壊変図 [28]

4.2.1 中性子のエネルギー分布とマルチプリシティ

中性子のエネルギーのスペクトルは、図 4.2 のように、~1keV から 20MeV に至る広い範囲で、連続的に分布していて、0.7MeV あたりにピークを持ち、中性子あたりの平均値は 2.5MeV 程度である。これらは、さまざまなエネルギー領域を対象とした実験によって測定されているが [30]、低エネルギーまでよく実験値を再現しているのが Watt の式で、

$$N_W(E|T)dE = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left\{ exp\left[-\frac{\left(\sqrt{E} - \sqrt{E_W}\right)^2}{T} \right] - exp\left[-\frac{\left(\sqrt{E} + \sqrt{E_W}\right)^2}{T} \right] \right\} \frac{dE}{(E_W T)^{1/2}} \tag{4.1}$$

$$= exp\left(-\frac{E_W}{T}\right) \frac{sinh\left(4EE_W/T^2\right)^{1/2}}{(4EE_W T^2)^{1/2}} \times N_M(E|T)dE \tag{4.2}$$

ここで、$N_M(E|T)$ は Maxwell のスペクトル

$$N_M(E'|T)dE' = \frac{2}{\pi} exp\left(-\frac{E'}{T}\right)\left(\frac{E'}{T}\right)^{1/2} \frac{dE'}{T} \tag{4.3}$$

である。パラメータ T_W, E_W の最適としては、

$$T_W = 1.175 \pm 0.048 \quad MeV \qquad (4.4)$$
$$E_W = 0.359 \pm 0.086 \quad MeV$$

が実験結果に対するフィットにより得られている [31]。図 4.3 は ^{252}Cf の核分裂 1 回あたりの中性子マルチプリシティで、平均 3.7 個の中性子がほぼ同時に放出される [32]。

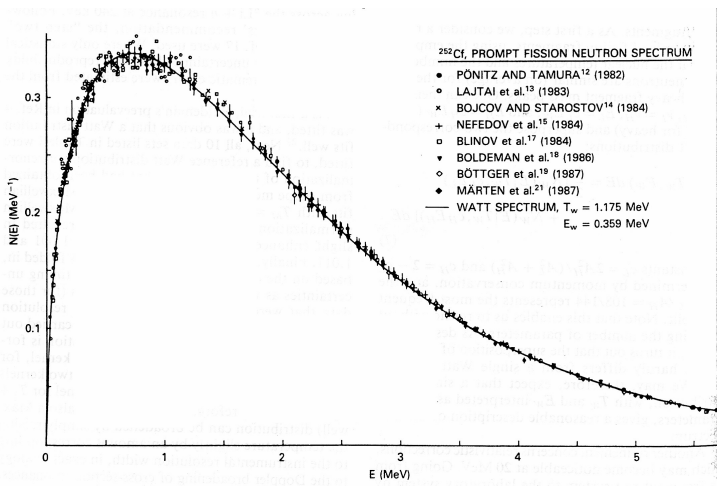

図 4.2: ^{252}Cf から放出される中性子のエネルギー分布 [31]

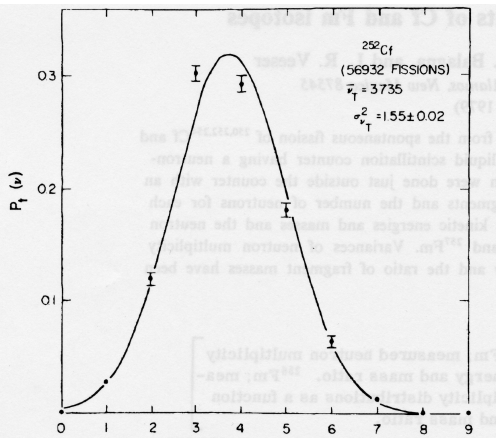

図 4.3: ^{252}Cf の核分裂あたりの中性子のマルチプリシティ [32]

4.2.2 ^{252}Cf より放出される γ 線

α 崩壊起源の γ 線

α 崩壊によって、娘核 ^{248}Cm の励起状態に壊変し、その下方遷移によって 43.4keV と 100keV の γ が放出される。43.4keV の γ は、α 崩壊の 15% 程度の割合で放出されるが、α 崩壊は、自発性核分裂に対して、30 倍程度の高い頻度で起きているので、バックグラウンドとして問題になる可能性がある。100keV のものは、放出される頻度が小さく、バックグランドとしての影響は無視できる。

核分裂起源の即発 γ 線

自発性核分裂とほぼ同時に放出される即発性の γ は、分裂片の励起状態の下方遷移によって放出されるため、その準位間の差の、離散的なエネルギー分布をしている。しかし、核分裂によって生じる核種の組み合わせは多数あり、それぞれの励起状態も、たくさんの準位があることが確認されているので、現実的には、図 4.4 のように、連続的な分布として観測され、エネルギーの平均値は 1MeV 程度である。核分裂あたり、平均 9.7 個の γ 線が放出される。

核分裂起源の γ 線の時間分布

分裂片の励起状態は、ほとんどが、ピコ秒程度の寿命なので、核分裂と同時に ($< 1nsec$) 放出されるが [34]、中にはナノ秒やマイクロ秒のオーダーの寿命を持つものがあり、それによる γ 線は核分裂から遅れて放出される [35][36]。図 4.5 は、その分布であり、核分裂から 70 ナノ秒後にも、全体の約 1%の γ 線が放出される。

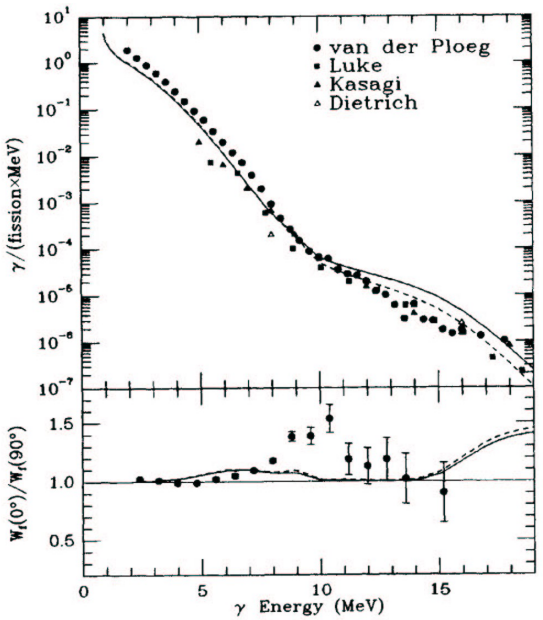

図 4.4: 核分裂によって放出される γ 線のエネルギー分布 (図:上) と異方性 (図：下) [33]

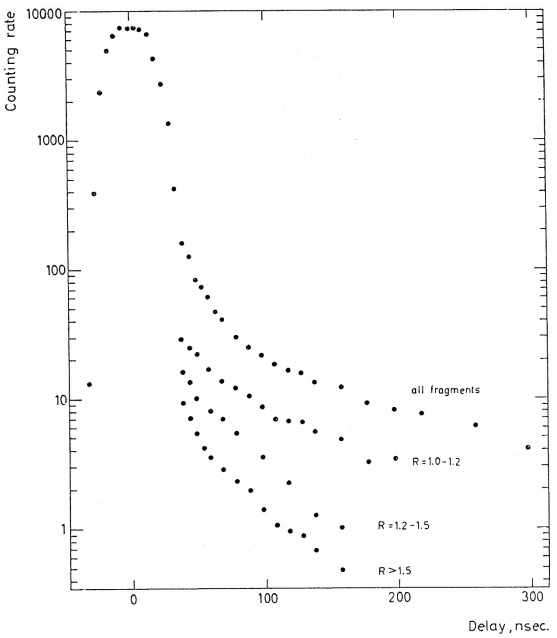

図 4.5: γ 線の時間分布 [35]

4.3 ^{252}Cf 線源起源のバックグラウンド

前節で述べたように、^{252}Cf からは

- 自発性核分裂による核分裂片、中性子、γ 線
- α 崩壊による α 線と、生成核である ^{248}Cm の下方遷移による γ 線

が放出される。本研究では、同時放出された中性子および γ 線を用い、γ 線が検出されてから中性子が検出されるまでの TOF を測定することで、中性子のエネルギーを同定し、その領域での TGC 感度を測定しようとするものである。したがって、同時放出される質量を持った粒子や、遅延放出される粒子は重要なバックグラウンドとなり得る。

本研究で用いた ^{252}Cf は、図 4.6 のような円筒形のステンレス容器に密封されているため、実験では、その影響を考慮する必要がある。

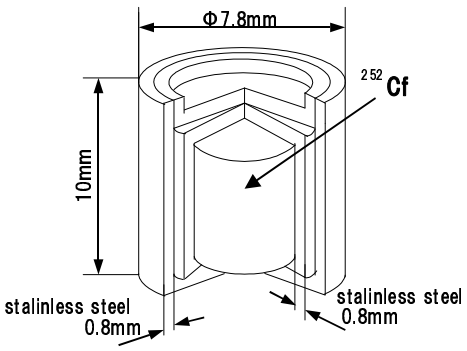

図 4.6: ^{252}Cf 線源の形状

まず、α 崩壊による 6.2MeV の α 線と、核分裂による核分裂片は、鉄中での飛程が、ごく短い。そのためこれらの粒子が、線源外に放出されることはない。

次に γ 線であるが、ステンレス鋼はその種類により多少の違いがあるものの Fe:70%,Cr:18%,Ni:12% より構成されている。その 3 種類の元素は原子の質量数や固体での密度などが似通っているので、γ 線に対する影響は鉄で近似して考える。α 崩壊に伴なって放出される 43.4keV の γ 線の、鉄での質量減衰係数は、$\lambda = \rho/\mu \sim 2.4g/cm^2$ である。そのため、0.8mm 厚の 2 重のステンレスカプセルによって、43.4keV の γ のうち、95%ほどがカプセル内で遮蔽される。それに対し、自発性核分裂によって放出される γ 線は、核分裂 1 回につき、エネルギーが 1MeV 以上の γ 線が、平均で 1 つ以上放出される。それらは 90% 程度の確率でカプセルを通り抜け、線源外に放出されるため、核分裂 1 回あたり、平均で 1 つ以上の γ 線が放出されると考えられる。

^{252}Cf から放出される中性子のエネルギー領域では、ステンレスを構成する 3 種類の元素と中性子とは、ほぼ弾性衝突のみを起こす。Fe などの原子核に対して、中性子の質量はその数%であるため、弾性衝突によるエネルギーの損失は少ない。そのため、カプセルによる、エネルギー分布やマルチプリシティへの影響は、ほどんどないと考えらえる。

以上、シミュレーションによる定量的な評価が必要であるが、

- α 崩壊による 43.4keV の γ 線
- 核分裂による γ 線 (遅発性のものを含む)
- 核分裂による中性子

の 3 種類のみが、線源から放出される。したがって、線源起源の TOF 実験に対するバックグラウンドとしては、α 崩壊による 43.4keV の γ による偶然のヒットと、遅発性の γ 線によるヒット、中性子よる γ 線検出器のヒット、別の核分裂によるヒットなどが考えられる。

4.4 Time of Flight(TOF) の測定

電荷を持たない中性子のエネルギーを測定するのに適した方法として、Time of Flight の測定がある。^{252}Cf では、中性子の TOF が、図 4.7 のように、同時に放出される γ 線の検出時刻から測定できる。距

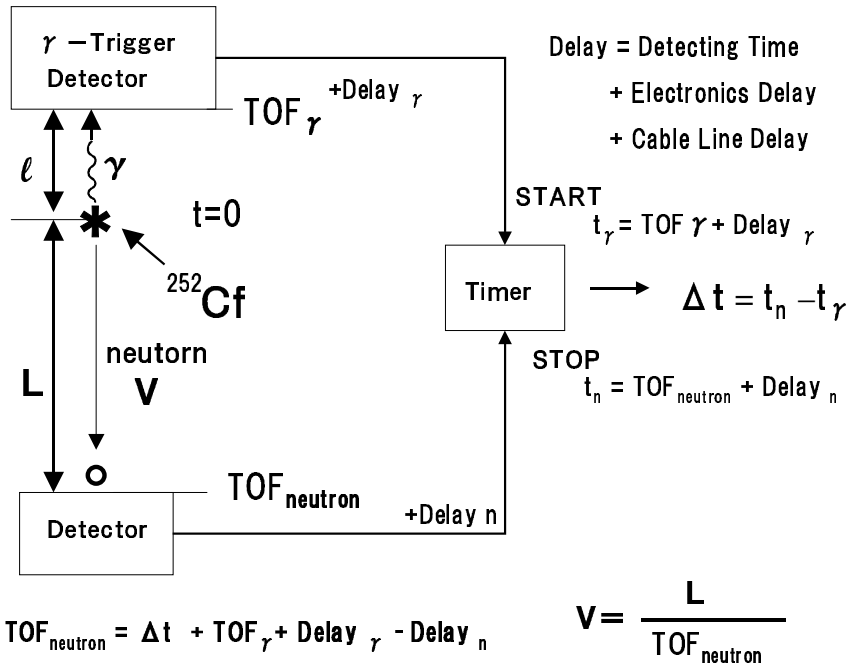

図 4.7: ^{252}Cf による中性子の TOF 測定

離 L の Time of Flight を t とすると、

中性子の運動エネルギー E は、

$$E = (\gamma - 1)M \tag{4.5}$$

$$= M\left(\frac{1}{\sqrt{1 - L^2/(c^2t^2)}} - 1\right) \tag{4.6}$$

から求めらる。ここで、M は中性子の静止質量で、

$$M = 939.57MeV \tag{4.7}$$

である。これから、エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E + M}{E}\frac{\beta^2}{1 - \beta^2}\sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \tag{4.8}$$

が得られる。

中性子のエネルギー分布は、Maxwell の式や Watt の式によって表現されているので、それを TOF に換算すると、図 4.8 のようになる。

図 4.8 は、^{252}Cf　から放出される中性子のエネルギー分布を、距離 1m での TOF の分布に換算しなおしたものである。2MeV の中性子が 1m を移動するのに要する TOF は 50nsec 程度であるから、2MeV 以下の中性子のエネルギーを測定しようとすれば、TOF の距離は 1m もあれば十分測定可能な範囲にあるように見える。しかし、前述したように、^{252}Cf からは、核分裂と同時に放出された γ のほかに、遅発性の γ 線が放出される。

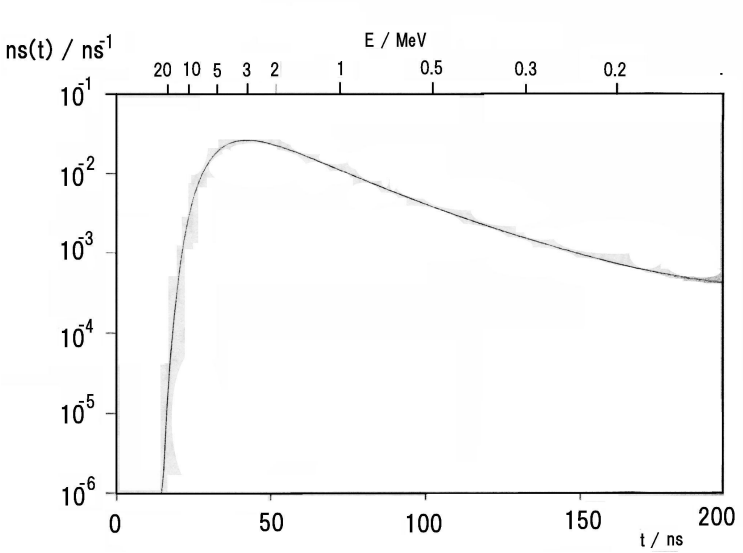

図 4.8: ^{252}Cf の中性子の TOF 分布 [37]。縦軸は中性子の割合、横軸下側は nsec 単位の TOF 時間の分布、横軸上側はそれに対応する中性子のエネルギー。

中性子の TOF 分布のピークである 30-40nsec では、遅発性の γ 線が 20% - 30%ほど放出され、γ 線に対する TGC の感度が、中性子に対する感度の 10 倍程度であることを考えると [22] [26]、中性子の TOF スペクトラムは、γ の TOF スペクトラムと一体化して、あたかもテール部分であるように見えてしまう。中性子のヒットである確証を得るためにも、TOF スペクトラム上で、これら 2 つは分離したい。そのためには、中性子の分布のピークの位置が、γ 線の放出割合が 1TOF 距離はその 2 倍の 2m 程度が必要であると考えられる。

ところで、本研究で観測したいエネルギー E=~2MeV-~100keV の中性子の速度 v は、

$$v^2 = c^2\left[1 - \left(1 + \frac{E}{M}\right)^{-2}\right] \tag{4.9}$$

から、$1.95 \times 10^7 - 5.54 \times 10^6$m/sec であり、2MeV の中性子でも、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 1.01 \tag{4.10}$$

である。検出器の時間分解能による誤差 $\frac{\Delta t}{t}$ が数%に達することを考慮すると、相対論の効果はとりあえず無視できるので、非相対論的記述である

$$E = \frac{1}{2}Mv^2 = \frac{1}{2}M\left(\frac{L}{t}\right)^2 \tag{4.11}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \tag{4.12}$$

用いることが可能なエネルギー領域である。

4.5 TOF 実験システムの概要と実験手順の方針

前節までの情報により、本研究では図 4.9 のような TOF 実験システムを構築することにした。中性子線源には ^{252}Cf を用い、^{252}Cf の核分裂によって放出される γ 線を、γ 線検出器で検出し、核分裂の時刻、すなわち、中性子が放出された時刻を測定する。そして、TGC が反応するまでの時間を、Time to Digital Converter(TDC) で計測し、TGC から ^{252}Cf までの距離と、計測された時間差から求められる TOF により、TGC にヒットした中性子のエネルギーを求める。γ 線検出器によるトリガー回数と、TOF 実験によって得られ TGC ヒットの時間分布、^{252}Cf から放出される中性子のエネルギースペクトルの比較により、中性子のエネルギーに対する、TGC の検出感度が算出される。

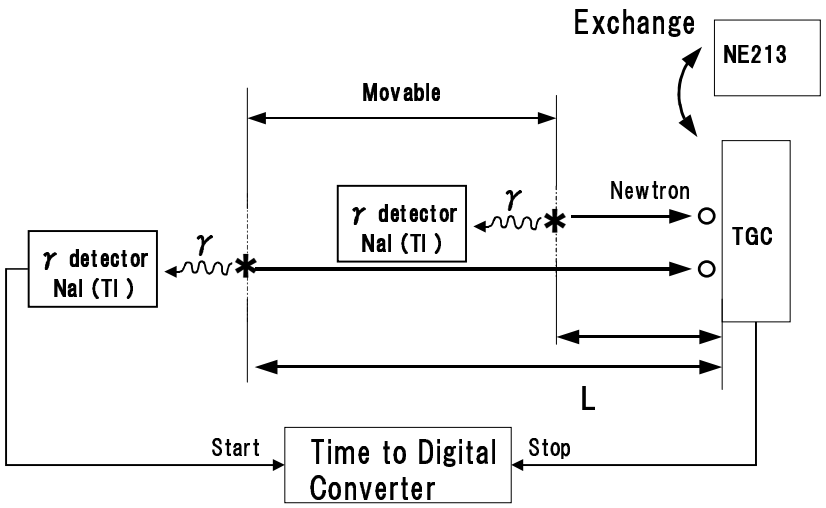

図 4.9: TOF 実験システムの概要

^{252}Cf と TGC の間の距離は変更できるようにし、距離の違いによる、TOF スペクトルの変化なども観察することにした。γ 線検出器には、NaI(TI) 無機シンチレータを用いることにし、その出力の較正を行った。次に、TGC を用いた本実験を行う前に、NE213 有機液体シンチレーターを用いて予備実験を行い、実験システムの検証をすることにした。

4.6 NaI の較正

本実験では、^{252}Cf の自発性核分裂を検出するための、トリガー用 γ 線検出器として、タリウム活性化ヨウ化ナトリウムシンチレーター (NaI(TI)) を用いた。NaI(TI) を用いた理由は、検出器に入射した量子の数に対する信号の検出数の比である固有効率が、γ 線に対して高く、光収率が他のシンチレーターに比べて最も良いことである。γ 線のエネルギーが高くなるほど、それに対するシンチレーション検出器

の固有効率は低下するが、NaI(TI) の場合、厚さが 5cm 程度あれば、1MeV 以上の γ 線に対して、固有効率が 50%を超える。また、光収率が高いため、40keV 程度の γ 線からの出力光量でも、光電子増倍管によって、特別な処理を必要としない大きさの電気信号が得られる。そのため、核分裂を効率よく検出できることができる。また、光出力のパルスの立ち上がりが 20nsec 程度と、他の無機シンチレーターに比べると高速な部類であり、タイミング計測にも十分な性能を有していることである。そこで、本研究では、NaI(TI) シンチレーターに、光電子増倍管を接合して、本実験でのトリガー用検出器とし、NaI と呼ぶことにする。まず、密封 γ 線線源を使って、γ 線のエネルギーに対する、NaI の出力を較正した。

4.6.1 NaI による γ 線の検出

2MeV 以下の γ 線が NaI(TI) に入射した場合、ヨウ素 (I) の質量数が 127 と大きいため、γ 線は、ほぼ光電吸収によって相互作用する。光電吸収では、図 4.10 のように、入射した γ 線は消失し、原子の内殻電子が、γ 線のエネルギー $h\nu$ からその結合エネルギー E_b を差し引いた、

$$E_e = h\nu - E_b$$

のエネルギーで放出される。電子の放出によって生じた空孔は、電子の再配列によって埋められ、余剰となった E_b はオージェ電子や特性 X 線によって放出される。この光電吸収の過程で生じた電子や X 線のエネルギーは、全てシンチレーション光に変換されるため、結局、光電吸収による出力は、入射 γ 線のエネルギーに等しい、単一のピークになる。

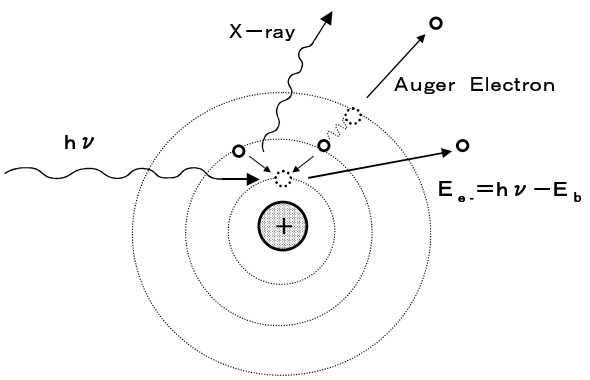

図 4.10: 光電吸収過程

較正に使用した γ 線源は、表 4.11 の 7 種類である。それぞれについて、放出される γ 線のエネルギーとその割合、線源の半減期を示してある。

4.6.2 NaI のセットアップ

γ 線源による、NaI の較正の実験セットアップを図 4.13 のようにした。なお、本実験で用いた NaI(TI) は、64mm 角の立方体で、厚さ 1mm のアルミケースに密封されている。

核種	E_γ [keV]	I_γ[%]	半減期
^{241}Am	26.34	2.4	432.2y
	59.54	36.0	
^{109}Cd	88.03	3.63	462.6d
^{22}Na	510.0	99.9	2.601y
	1274.5	99.9	
^{137}Cs	661.6	85.1	30.07y
^{60}Co	1173.2	99.9	5.27y
	1332.5	100.0	

核種	E_γ [keV]	I_γ[%]	半減期
^{57}Co	14.4	9.16	271.8d
	122.0	85.6	
	136.5	10.68	
^{133}Ba	80.99	81.0	10.52y
	276.4	7.14	
	302.9	18.3	
	356.0	61.9	

図 4.11: NaI のキャリブレーションに用いた γ 線源 [28]

ディスクリミネーターの選択

NaI(TI) の光出力の立ち上がり時間は、20nsec 程度で、比較的高速であるが、リーディングエッジ型ディクスクリミネーター (L.E.D) で、タイミングを決定しようとすると、パルス波高の違いによるトリガータイミングのウォークが図 4.12 のように起こり、TOF の分解能を悪くする。そこで本実験では、コンスタントフラクション型ディクスリミネーター (CFD) を用いて、トリガータイミングのウォークを、最小限に抑えるようにした。CFD は、パルス波高がその最大値の一定割合に達したときに、トリガー信号を出力するため、パルス波高にかかわらず、常に同じタイミングで信号が出力される。

検出器等の調整

NaI では、できるだけ低いエネルギーの γ 線の出力が、CFD モジュールで設定できる下限の Thresholod に達するように、PMT の印加電圧は、使用した PMT の定格である-2700V とした。そのため、CFD の Threshold も、CFD モジュールで設定できる下限である-50mV にした。実験データは、CAMAC 計測システムを利用して、PC に事象ごとの値を記録した。NaI の出力電荷を測定するゲート幅は 1.5μsec に設定し、γ 線のパイルアップを抑えるために、鉛コリメーターで、CFD のトリガーレートを 1.0KHz 以下に調整した。

測定によって得られた、NaI の出力電荷のスペクトルは、図 4.14-4.20 である。核種によって、１つあるいは複数の明瞭な光電ピークが得られている。低いエネルギー γ 線のほうが、光電吸収を起こす確率が高いので、ピークの高さの比は、その γ 線のエネルギーと、核種から放出される割合の関係によって決まる。

γ 線のエネルギーに対する NaI の出力は、光電ピークをガウス関数でフィットしたときの、分布の中心値によって求めた。その関係が表されているのが図 4.21 で、測定したエネルギー範囲において、良い直線性が得られていることがわかる。

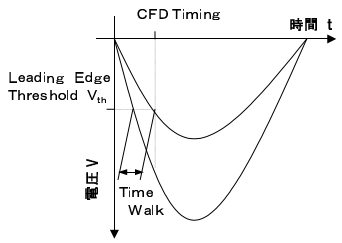

図 4.12: L.E.D と CFD のタイミングの違い

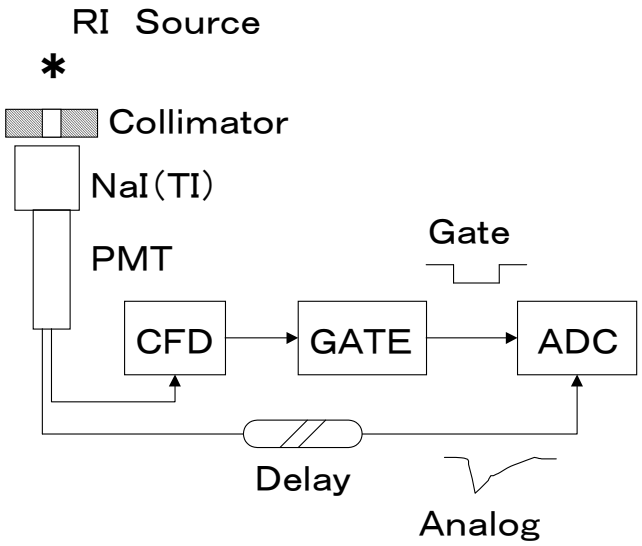

図 4.13: NaI 較正のセットアップ

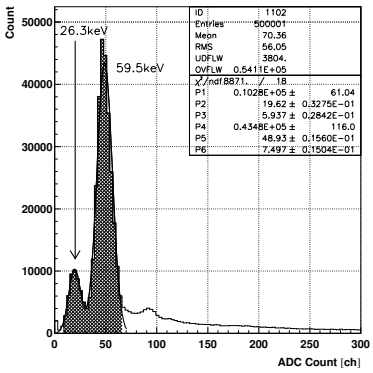

図 4.14: ^{241}Am の光電ピーク

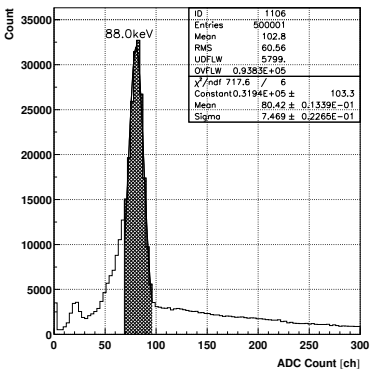

図 4.15: ^{109}Cd の光電ピーク

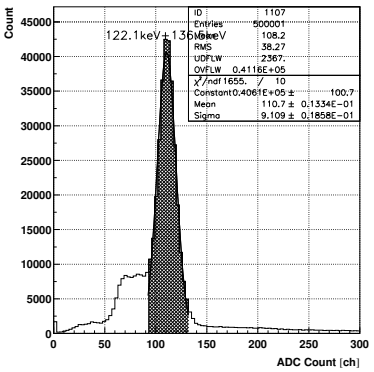

図 4.16: ^{57}Co の光電ピーク

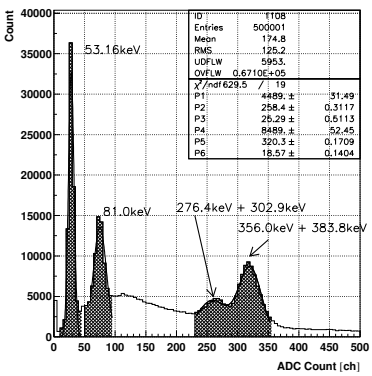

図 4.17: ^{133}Ba の光電ピーク

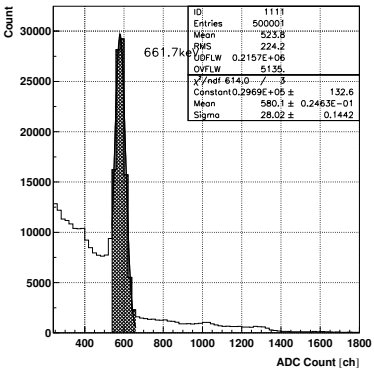

図 4.18: ^{137}Cs の光電ピーク

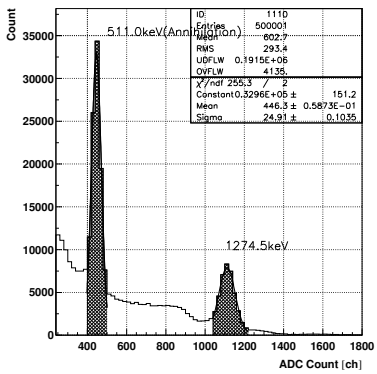

図 4.19: ^{22}Na の光電ピーク

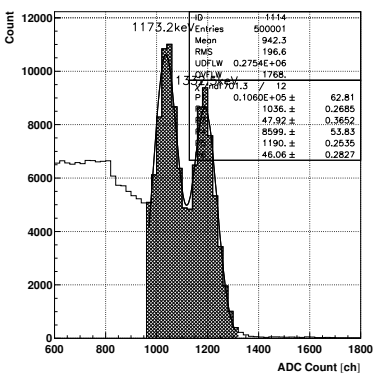

図 4.20: ^{60}Co の γ 線による光電ピーク

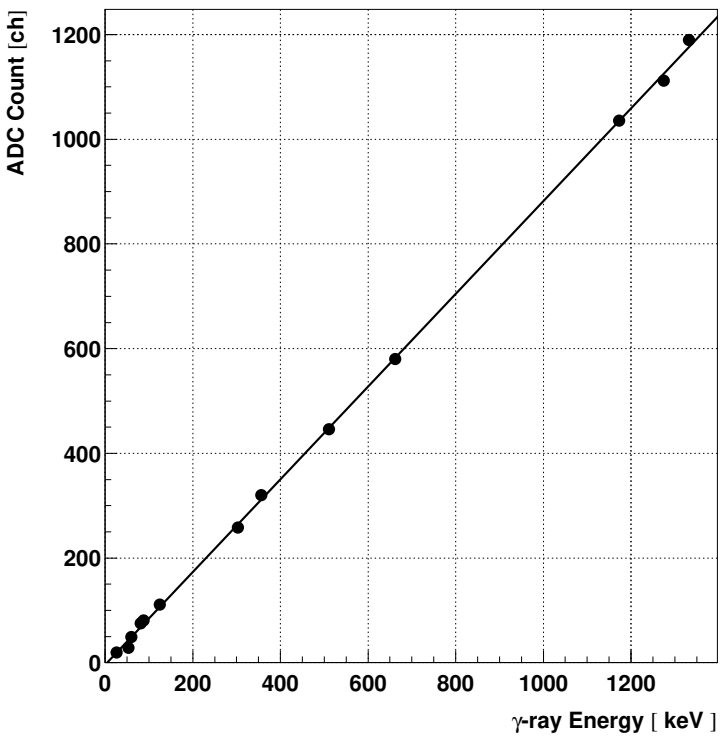

図 4.21: γ 線のエネルギーと NaI の出力電荷の関係

第 5 章

NE213 を用いた予備 TOF 実験

TGC を用いた本実験の前に、有機液体シンチレーター NE213 を用いた予備実験を行った。その目的や手順について説明したあと、結果を示す。

5.1 予備 TOF 実験の目的

TGC を用いた本実験の前に、予備 TOF 実験を行うことにした理由としては、

- NaI の性能を評価する
- バックグラウンドの評価
- 実験システムのクロスチェック

が挙げられる。

NaI の性能の評価

トリガー検出器として用いた NaI(TI) は、出力波高の立ち上がり時間が、20nsecc-30nsec 程度である。ディスクリミネーターに CFD を用いることによって、トリガータイミングは、ほぼ一定に保たれているはずであるが、TGC を用いた本実験の前に、時間分解能など評価しておかなければならない。また、トリガータイミングの不安定性や、トリガーの損失、偽トリガーなどは、PMT やデータ収集システムからも生じる可能性がある。それらを含めて、NaI の性能を総合的に評価する必要がある。

バックグラウンドの評価

4.3 で述べた、遅発性の γ 線および α 崩壊による γ 線の寄与を正確に見積もるため、中性子と γ の弁別が可能な NE213 を用いて、バックグラウンドの評価を行う。また、宇宙線や電気的なノイズもバックグラウンドとなる。これらのレートが高いと、偶然のコインシデンスによるバックグラウンドが増え、中性子のヒットシグナルが、有意には観測されなくなる可能性がある。また、^{252}Cf から放出された粒子が、その周辺物質と反応することにより、2 次粒子が放出されて、特定の時間範囲に集中して観

測される可能性がある。

実験システムのクロスチェック

人為的なミスにより、データ収集システムに同期したノイズなどを、シグナルと誤認識する可能性がある。また、シグナルが有意に観測されなかった場合に、それが有意でないことを証明するためにも、別の検出器に対して、正確な測定がなされたことを示す必要がある。また、複数の計測機器からデータを収集するので、それらが、同一の事象から得られているという、データの整合性を確認する必要がある。

以上のような理由から、

- 中性子に対する応答が良く調べられている
- 動作が高速である
- エネルギースペクトルの測定ができる

の 3 つの条件を満たす検出器を用いて、さまざまな角度から、実験システムの評価が必要であると考えた。

本研究では、高速中性子検出に適し、その性質が良く調べられている、NE213 液体有機シンチレータを用いて、予備実験を行った。また、NE213 は、パルス波形弁別 (Pulse Shape Discrimination) を用いることによって、中性子と γ 線の弁別が可能である。

5.2 NE213 の較正

NE213 の発光量の較正を、NaI と同様に γ 線源を用いて行った。

NE213 での γ 線の検出過程

NE213 は、水素や炭素などの原子番号が小さな元素から構成されるので、γ 線との相互作用では、光電吸収ををほとんど起こさずに、ほぼとんどの場合、コンプトン散乱を起こす。コンプトン散乱では図 5.2 のように、反跳電子と散乱 γ 線が作られる。散乱 γ 線が、再び検出器内と相互作用する確率は低く，多くの場合、そのまま検出外に散逸してしまう。そのため、NE213 の光出力は、反跳電子のエネルギーによって決まる。反跳電子のエネルギー E_{e^-} は一定ではなく、γ 線の入射方向に対する、γ 線の散乱角 θ によって決まるため、単一エネルギー γ 線の入射に対して NE213 は連続スペクトルで応答する。E_e^- の最大値になるのは、$\theta = \pi$ のとき、つまり γ 線と電子が正面正衝突したのに相当する場合であり、

$$E_{max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}} \tag{5.1}$$

で与えられる。

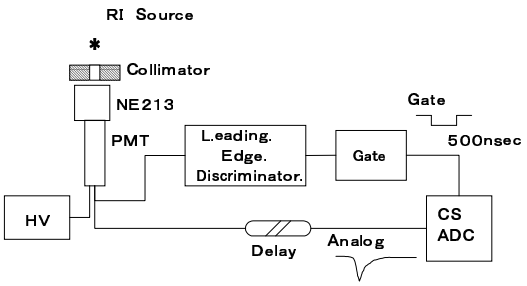

図 5.1: NE213 較正のセットアップ

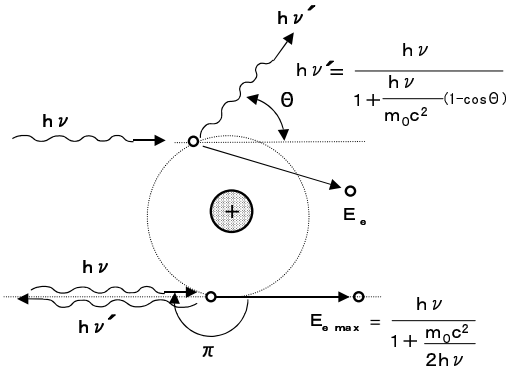

図 5.2: コンプトン散乱

5.2.1 NE213 検出器のセットアップ

本研究で用いた NE213 は、直径 12.8cm× 深さ 12.8cm の円筒形容器に密封されているものである。厚さ 1cm の透明なアクリル板を介して、直径 5 インチの光電増倍管とオプティカルグリスで接合されている。出力を較正するための実験セットアップを、図 5.1 に表す。NE213 は有機シンチレータであり、その出力波高の立ち上がりが、数 nsec と高速であるから、パルスのウォークは、ほとんど問題にならない。そのため、Leading Edge 型ディスクリミネーターを用いた。また、なるべく低エネルギーの γ 線の出力まで、電荷積分型 ADC で出力電荷量を計測できるように、光電子増倍管への印加電圧をなるべく高くすることにし、-2900V とした。ディスクリミネーターの Threshold は、暗電流でトリガーがかからない-200mV に設定した。

γ 線に対する NE213 の出力は、このコンプトン端の値によって較正する。実際には、検出器は有限の感度を持ち、多重散乱なども起きるので、スペクトル中に観測されるコンプトン端は、かなりテールを引いてしまうので、テールをガウス分布でフィットして、コンプトン端を決定する。また、この測定では、ディスクリミネーターの Threshold が低いことと、検出器が大型であることから、バックグラウンドの計数率が高く、観測されたスペクトル中にも多く含まれている。

そこで、線源のない状態で、バックグラウンドのスペクトルを計測して、線源によって得られるスペクトルから、計数率を考慮して差し引くことにより、線源のみののスペクトルを得た。バックグラウンドは図 5.3 の点線のような分布になり、^{137}Cs によるスペクトルは実線のようになった。線源によるスペクトルに、バックグラウンドが含まれていることがわかる。

バックグラウンドを差し引くことによって得られた、各線源に対するスペクトルは、図 5.5-5.12 となった。

γ 線のエネルギーに応じた、コンプトン端に相当するものが観測されている。ただし、^{241}Am で観測されているピークは、光電吸収ピークである [39]。一般的には、観測されたスペクトルの最大波高の 1/2 になる点を、真のコンプトン端とすることが多いが、文献 [38] の結果では、コンプトン端の位置を最高波高 1/2 より低い値としている。そのため、出力を多く見積もってしまうと考え、最高波高さの 1/2 より小さい値が得られる一つの基準として、本研究では、スペクトルをガウス関数でフィットした

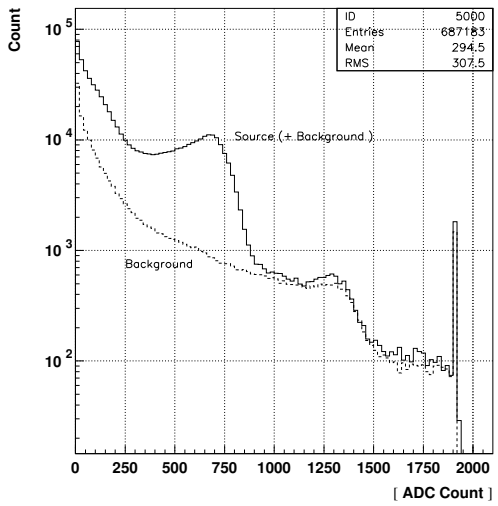

図 5.3: NE213 の、バックグラウンドと ^{137}Cs による出力電荷スペクトルの比較。実線が ^{137}Cs の γ 線を照射したときのもので、点線がバックグラウンドのスペクトル。

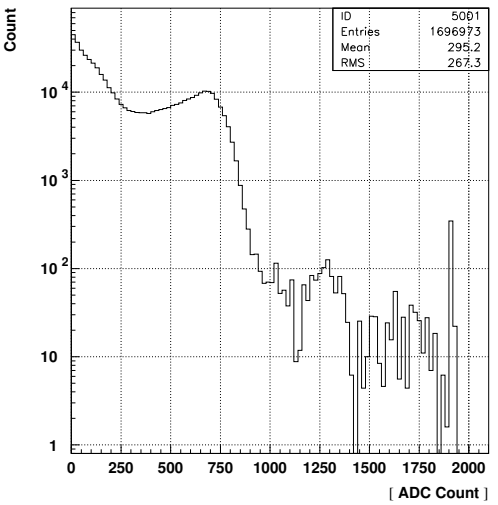

図 5.4: 図 5.3 の実線からバックグラウンドを差し引いた、^{137}Cs のみのスペクトル

ときの、中心値+σ の値を選び、真のコンプトン端の値とした。

電子のエネルギーに対する、NE213 の出力の関係は図 5.13 のように得られた。

5.3 PSD による中性子と γ 線の弁別 (n-γ 弁別)

NE213 などの有機シンチレーターの光出力の時間特性は、5.14 のように表され、dE/dx が大きい粒子ほど、遅発成分のもとになる、トリプレット状態[*1]を励起する割合が大きいので、遅い成分の割合が多くなるという特徴がある [16]。

このパルス波形の違いを利用して、NE213 では、γ 線や電子と、その他の粒子とを弁別することができる。この手法は、PSD(Pulse Shape Discrimination method, パルス波形弁別法) と呼ばれる。PSD には、

- 即発成分と遅発成分の光量 (PMT の電荷) の比によって弁別する方法
- 整形したパルスのゼロ点交差時間によって弁別する方法

の 2 つの方法に大別されるが、本研究では、専用のモジュールを必要としない前者によって、PSD を行うことにした。電荷の比による PSD 法には、電荷を収集するゲートの設定方法によって、さらに、いくつかの種類に細分されるが、本研究では、1 つの ADC モジュールによって行える方法を採用することにした [40]。尚、この方法を用いた理由は、設定項目がゲート幅とディレイ時間の 2 つであるため、

[*1] 有機シンチレーターは π 電子構造を持ち、スピン 1 のトリプレット状態の寿命は約 1ms と長い

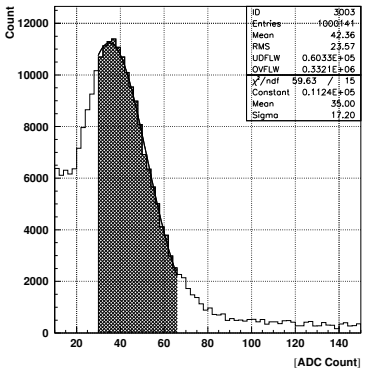

図 5.5: ^{109}Cd による 22.57KeV のコンプトン端

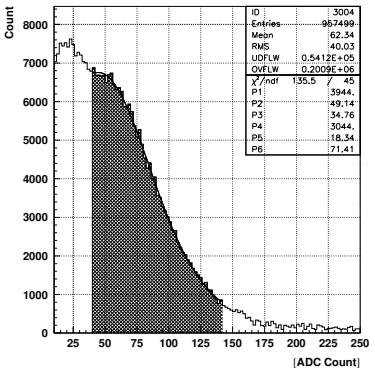

図 5.6: ^{57}Co による 40.2KeV のコンプトン端

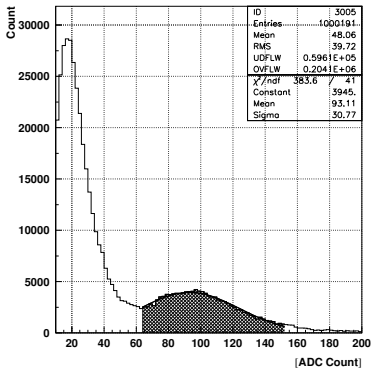

図 5.7: ^{241}Am による 59.5keV の光電ピーク

システムとして簡潔であり、使用するモジュールが少なくて済むことと、本研究で用いた NE213 と同じ寸法のものを用いた PSD 法についての文献があり、良い結果が得られていたからである [40]。

ゲートの設定は、図 5.16 のように表される。PSD 法のパラメーターの最適値を決定するために、図 5.15 のようなセットアップで実験を行った。その結果、測定された検出電荷は、図 5.18 のようになり、2 つのバンドに分かれて検出されている。テールとトータルの出力電荷の比を取ると、図 5.19 の実線のようになるが、2 つのピークは分離されずに連なってしまっている。これは、図 5.18 で、電荷量を測定している ADC がオーバーフローしたイベントが含まれているためで、電荷量の比を正しく求めることができない。この TOTAL の電荷量のオーバーフロー部分を cut したときの、検出電荷量の比の分布が、図 5.19 の網掛けの部分である。

電荷の比によって 2 つのピークが形成され、テールの割合が大きいものと小さいものの 2 種類に分離されたことがわかる。テールの割合が大きいものが、中性子 (陽子) による事象で、小さいものが、γ 線 (電子) による事象である。これにより、中性子と γ 線が区別されるわけであるが、その区別のされぐあいの指標である Figure of Metis が次式で定義される。(図 5.17 参照)

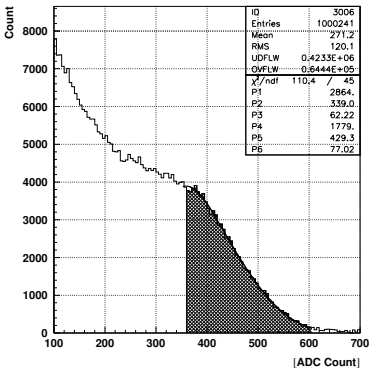

図 5.8: ^{133}Ba による 197.0keV のコンプトン端

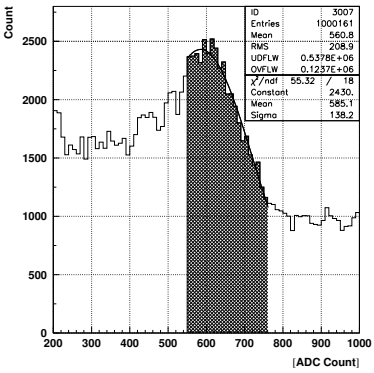

図 5.9: ^{22}Na による 341.0keV のコンプトン端

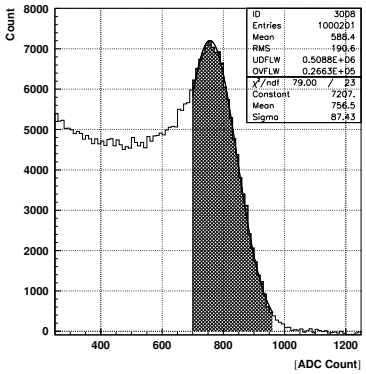

図 5.10: ^{137}Cs による 477KeV のコンプトン端

$$M = \frac{peakseparation}{(FMHM_{\gamma} + FMHM_{neutron})} \tag{5.2}$$

M が大きいほど、中性子と γ 線が良く弁別されていることになる。そこで、ディレイ時間とゲート幅の変化による、M の変化を調べた。Figure of Merits の算出に際しては、TOTAL の検出量がオーバフローしている事象は、M の評価には加えなかった。ディレイおよびゲート幅を変化させた結果が、図 5.21 で、ディレイ 30-50nsec、ゲート幅 300-600nse の範囲で、M が大きい領域が形成されている。

そこで、その領域の中心であるディレイ 40nsec、ゲート幅 500nsec を本研究の設定値とすることにした。なお、このときには、M=1.513 が得られている。

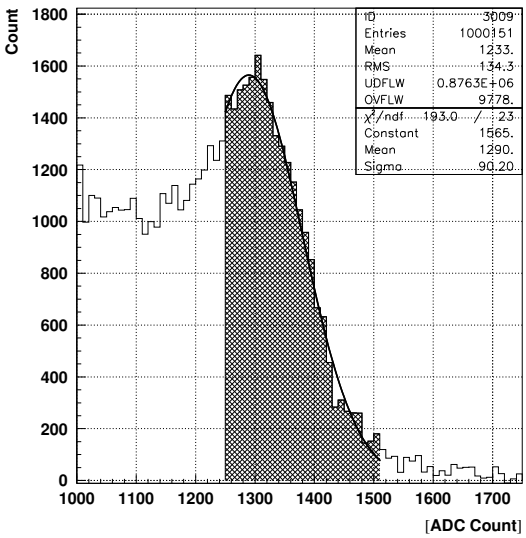

図 5.11: ^{22}Na による 1061keV のコンプトン端

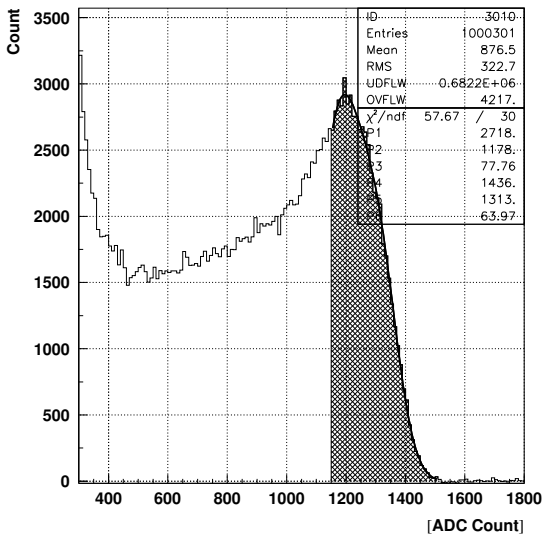

図 5.12: ^{60}Co による 1117KeV のコンプトン端

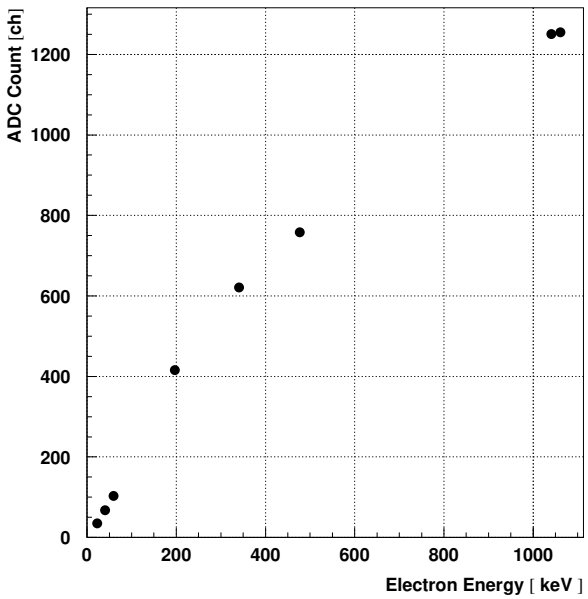

図 5.13: 電子のエネルギーに対する NE213 の出力の関係

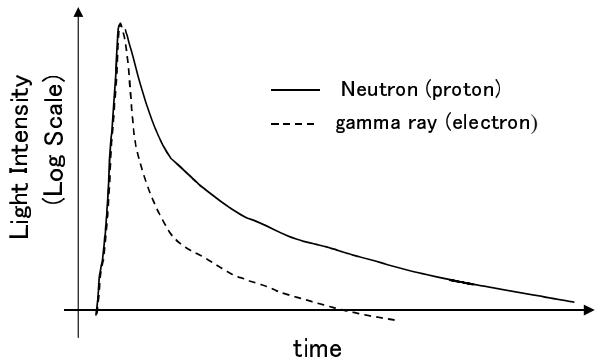

図 5.14: NE213 の発光の時間特性

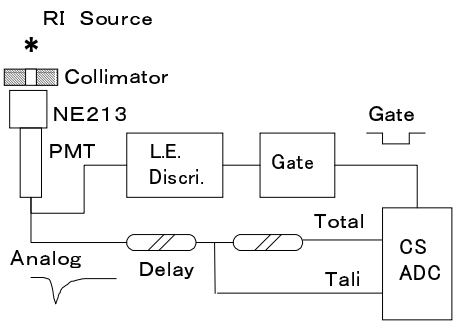

図 5.15: PSD テストセットアップ

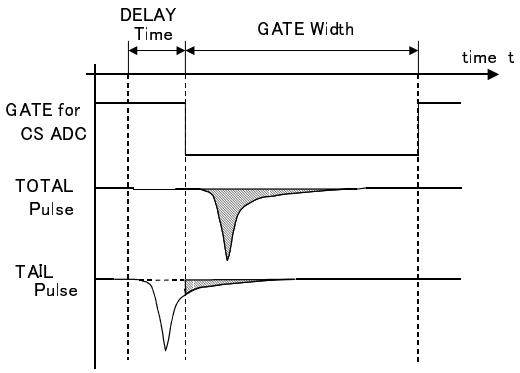

図 5.16: PSD のゲート設定

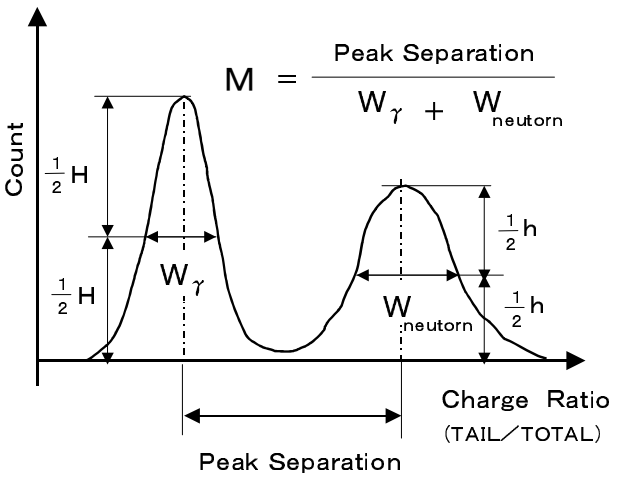

図 5.17: Figure of Merit の算出方法

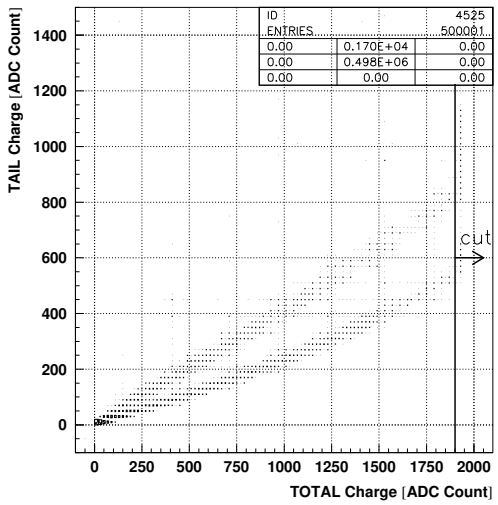

図 5.18: TAIL と TOTAL の電荷量の関係

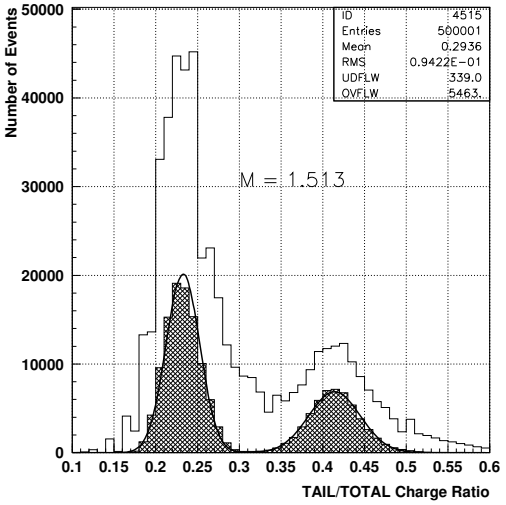

図 5.19: 検出電荷量の比

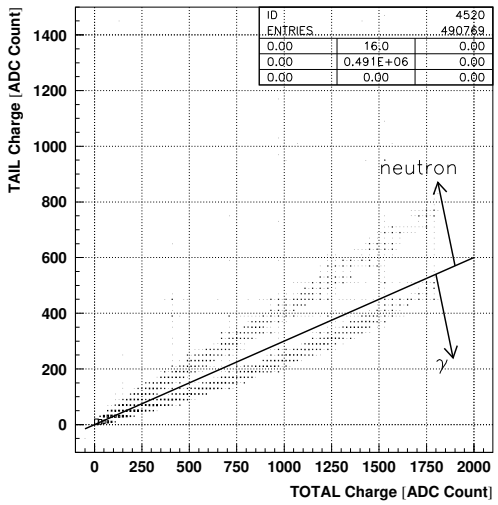

図 5.20: Delay40nsec,Gate500nsec のときの検出電荷量

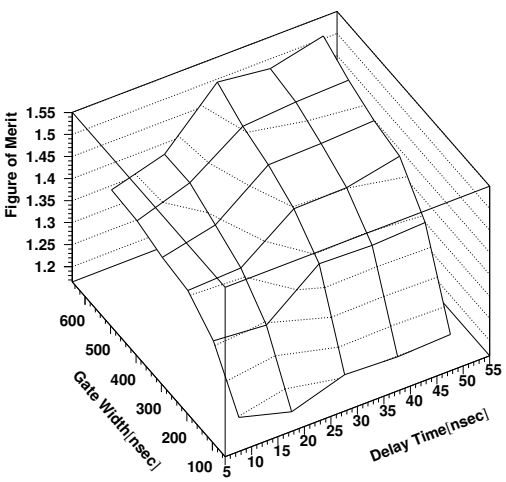

図 5.21: Figure of Merito の変化

5.4 NE213 を用いた予備 TOF 実験

TGC による TOF 実験の前に、TOF 実験システムのチェックや、NaI の時間分解能の測定のために、NE213 を用いた、TOF 実験を行った。その手順と結果を述べる。

NaI の Threshold

前節まで、NaI の CFD の Threshold を、設定範囲の下限に設定していたため、~20keV までの γ 線が観測されていた。しかし、^{252}Cf からは、α 崩壊に伴う 43keV の γ 線が放出されていて、それによる偽トリガーを防ぐために、Threshold を変更しなければならない。γ 線のエネルギーと NaI の出力の関係は、図 4.21 のように求められているので、CFD の Threshold を変化させ NaI の出力電荷のデータを取得し、43keV の γ 線を検出しない値を調べた。その結果、γ 線のエネルギーが 43keV に相当する CFD の Threshold は-140mV であることがわかったが、ノイズになどに対する安定性を考えて、60keV に相当する、-160mV に Threshold を設定した。

TOF 実験のデータ収集システム

TOF 実験のデータ収集システムを 5.22 に示す。イベントトリガーとなる NaI によってゲートが開き、それにコインシデンスした NE213 の TOF と積分電荷が測定される。TOF の測定範囲は 1μsec であるが、NE213 は NaI に対してディレイされているため、NaI のヒット時刻-300nsec から、+700nsec の事象が測定対象となる。TOF 実験では、NaI によるトリガーから、NE213 から信号が出力されるまでのタイミングが不定であるので、NaI のトリガータイミングによって開始されるゲートで、NE213 の出力電荷を測定しようとすると、TAIL 部分だけの測定ができず、TOTAL との比も得ることができない。そのため、NE213 を全体的にディレイさせて、NE213 自身のヒット信号によるセリフトリガーのゲートで、出力電荷を記録する。

データが実際に記録されるのは、TDC にヒットがあった事象のみで、ヒットがなかった事象は、トリガー総数の計数に加算される。

5.4.1 ^{22}Na ソースを使ったタイミングの較正

まず最初に、^{22}Na ソースを使った、実験システムのタイミングの較正を行った。^{22}Na は、β^+ 崩壊する放射性元素で、放出された陽電子が対消滅を起こすことにより、反対方向に γ 線が放出される。図 5.23 は ^{22}Na の壊変図である。そこで、図 5.24 のように、2 つの検出器のちょうど中間に ^{22}Na ソースを置いて TOF と、検出器の出力電荷を測定した。

これにより得られた TOF スペクトルは図 5.26 実線のようになるが、本来単一のピークであるはずが、300nsec 付近のピークの前に、小さなピークができている。

そこで、このイベントの性質を調べるために、TOF と NaI の出力電荷の関係を調べると、図 5.27 の

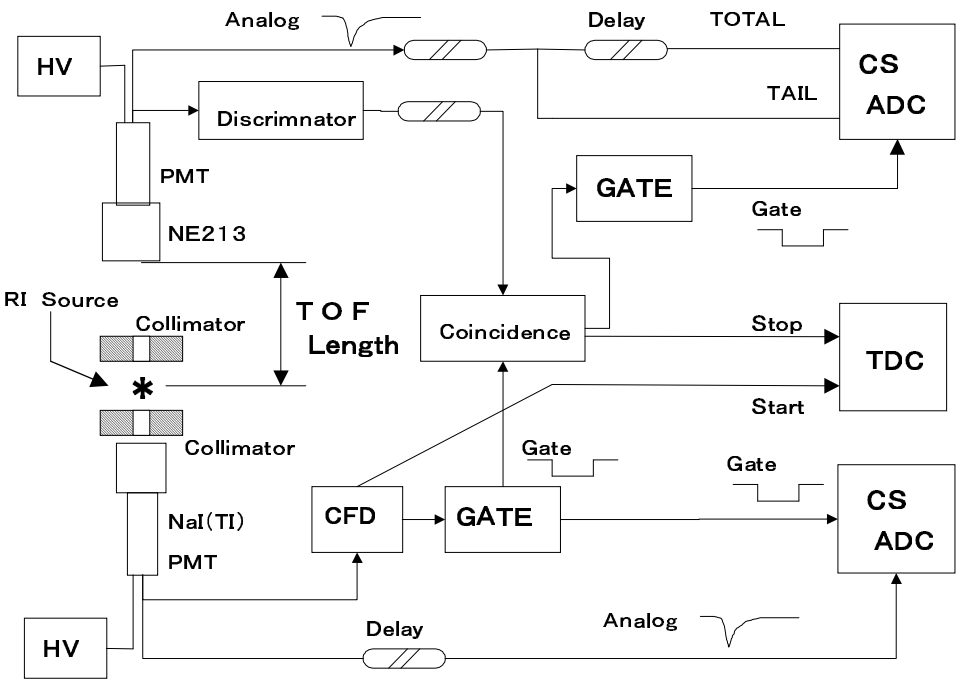

図 5.22: NE213 による TOF 実験のデータ収集系

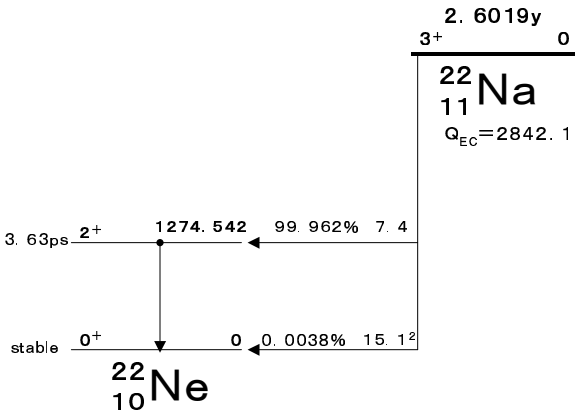

図 5.23: ^{22}Na の壊変図 [28]

ようになった。TOF < 250 nsec の前方テール部分では、NaI の出力電荷が ADC Count<250 に集中していることがわかる。

オシロスコープで CFD のトリガー出力のタイミングと、NaI の出力波形を観察していると、図 5.25 のような、100nsec ほどトリガータイミングが遅いものが確認された。このようなイベントは、NaI の出力の立ち上がりでは波高が Threshold にわずか達しなかったものの、最初のピークを過ぎたあたりの、2 山目の小さなピークによって、Threshold に達したものであった。このため、トリガーのタイミングが遅れ、NE213 の TOF スペクトル上では、前方に形成されたなだらかなピークとして観測されて

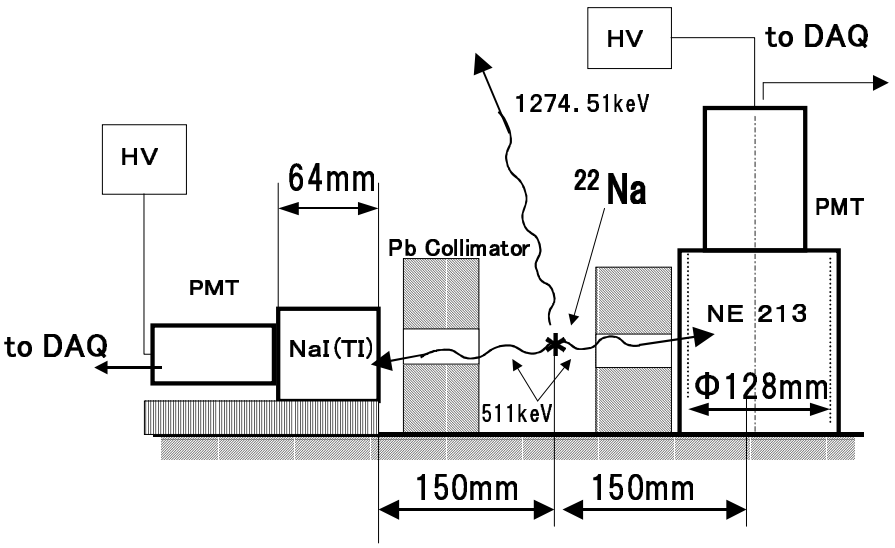

図 5.24: ^{22}Na によるタイミング較正のセットアップ

いる。このようなイベントは、ADC では電荷が少なく計測されるはずであるので、図 5.27 の、ADC カウントが 250 以下に集中しているものは、上記の 2 山目のピークによるヒットイベントだと解釈できる。尚、PMT の印加電圧を高く設定していることによって、波形が滑らかではなくなっている。しかし、PMT の電圧を下げても、あるいは CFD の Threshold を変化させても、その Threshold 付近の波高を持つパルスよって同様にタイミングが遅れた事象が起きることを確認している。NaI の較正によって、エネルギーに対する直線性が得られていることを考えると、波形の乱れによる悪影響は少ないものと考えられる。

そこで、NaI の出力電荷が ADC Channel<250 のイベントを取り除くと、TOF スペクトルは図 5.26 の網掛けの部分のようになる。NaI の出力が、511keV の光電ピークである図 5.29 の網掛けの部分のイベントの、TOF 分布を調べてみると図 5.30 のような、鋭いピークを形成している。このピークを図 5.31 のようにガウス分布でフィットすることにより、NaI-NE213 の時間分解能を求めたところ、σ=1.3nsec が得られ、またこのピークの中心地を、TOF スペクトルの 0nsec の地点とした。

5.4.2　3 種類の線源による PSD の比較

次に、線源に ^{252}Cf と ^{60}Co の 2 種類を用いて、同様の計測を行った。^{60}Co は、図 5.32 のように β 崩壊する放射性同位体で、生成核は励起状態の ^{60}Ni である。この励起状態は、サブピコ秒のごく短い寿命しか持たないため、γ 線を放出して、すぐに中間の励起状態に下方遷移する。この中間の励起状態の寿命もごく短いため、γ 線を放出して、すぐに基底状態に下方遷移する。その結果、^{60}Co の β 崩壊によって、1173keV と 1332keV の 2 つの γ 線がほぼ同時に放出される。この 2 つの γ 線には、若干の角度の相関があるが、本研究では、等方的に放出されるものと考える。

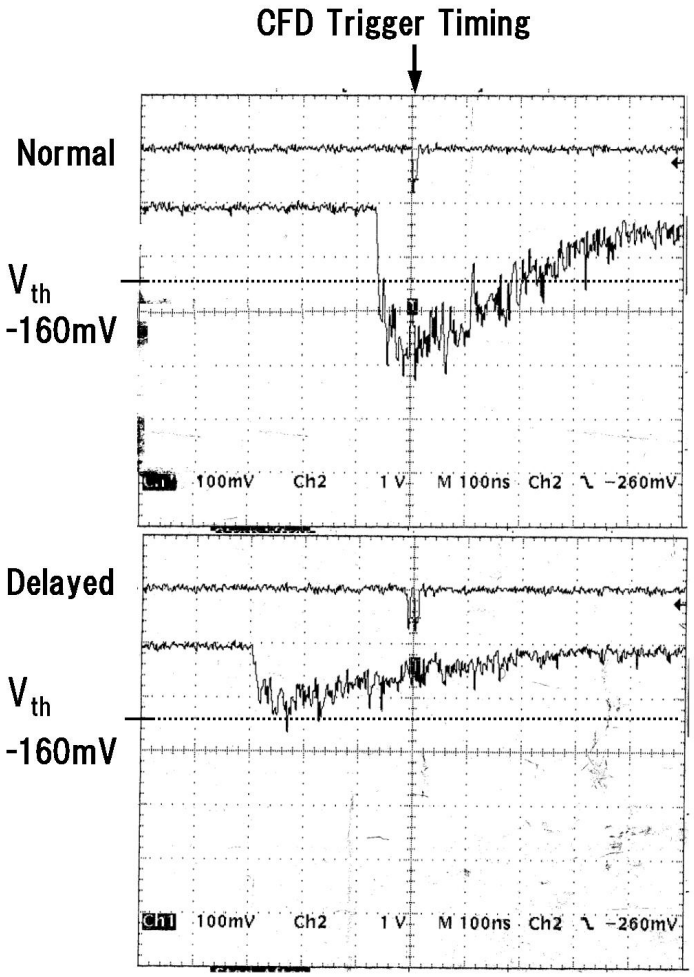

図 5.25: CFD のタイミングと NaI のパルスの比較

^{60}Co と ^{252}Cf を用いた実験のセットアップを図 5.33、図 5.34 に示す。

図 5.35-5.37 の、NE213 の TOTAL と TAIL の出力電荷を比較すると、^{60}CO には、γ のバンドのみが見られ、^{252}Cf には、中性子と γ の 2 つのバンドが現れているので、^{252}Cf から放出された中性子を、NE213 が確かにとらえられているものと考えられる。

5.4.3 TOF スペクトルに対する PSD カット

前述の ^{252}Cf 出力電荷比で観測された、^{252}Cf の中性子らしきバンドが、本当にそうであるのかを確かめるために、^{60}Co と ^{252}Cf の TOF スペクトルを調べてみると、図 5.38-5.39 のようになった。実線がカットを加えていない TOF スペクトルで、点線が NaI の ADC>250 と、NE213 の TOTAL がオーバーフローしていない事象を抜き出したものである。^{60}Co の TOF スペクトルでは鋭いピークが得られているのに対して、^{252}Cf の TOF スペクトルは大きくテールを引いていて、この部分が中性子によるヒットだと考えられる。そこで、n-γ 弁別を行い、γ の事象を選択することにした。このときの、n-γ 弁別を行う TOTAL/TAIL の出力電荷の比が、前節の値とやや異なっている。これは、NE213 の出力電荷を記録

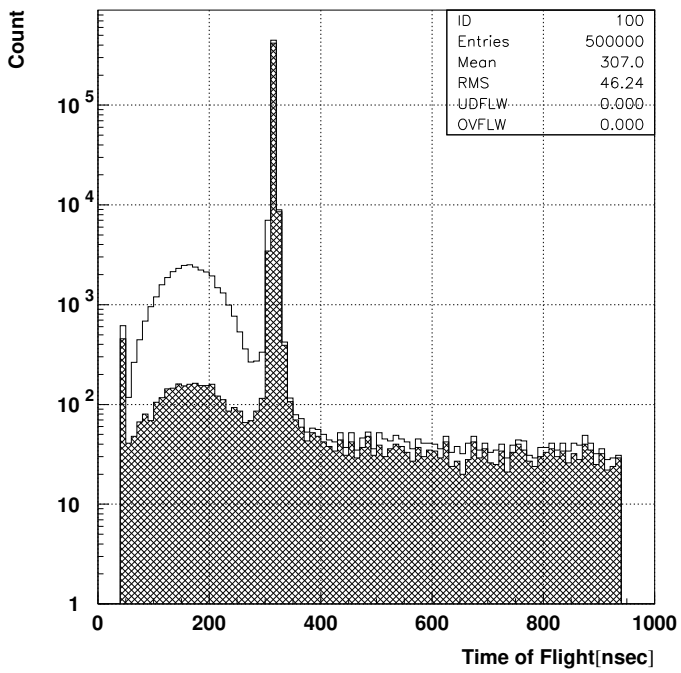

図 5.26: NE213 による ^{22} の γ 線の TOF スペクトル

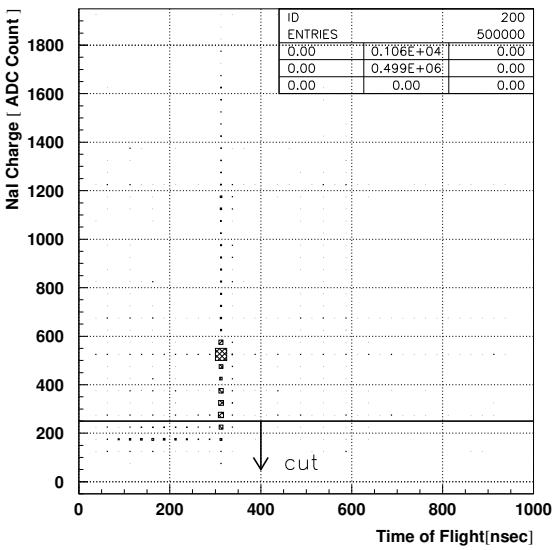

図 5.27: TOF と NaI の出力電荷の関係

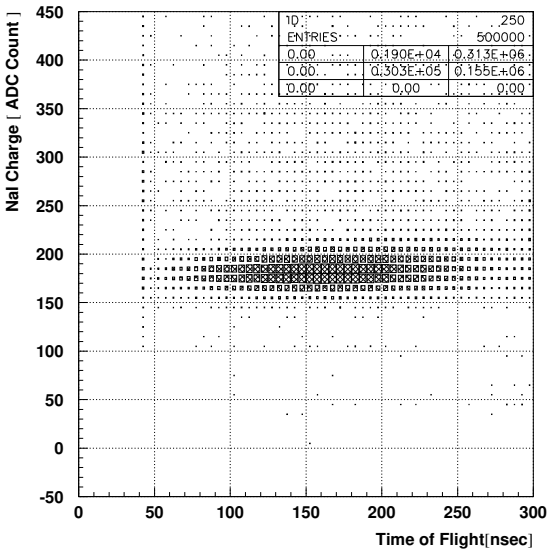

図 5.28: TOF と NaI の出力電荷の関係。
図 5.27 を拡大したもの

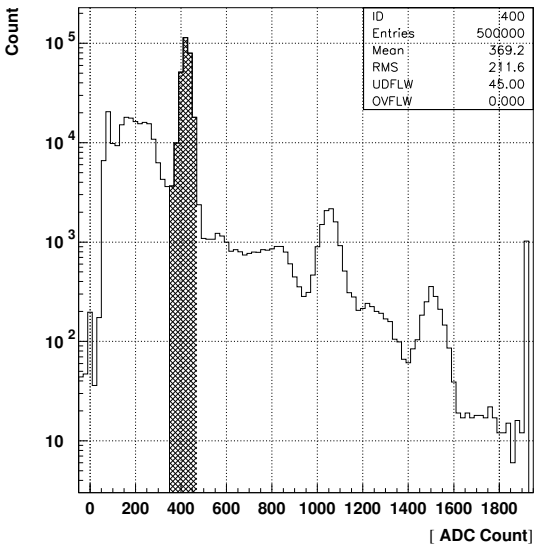

図 5.29: ^{22}Na による NaI の ADC スペクトル

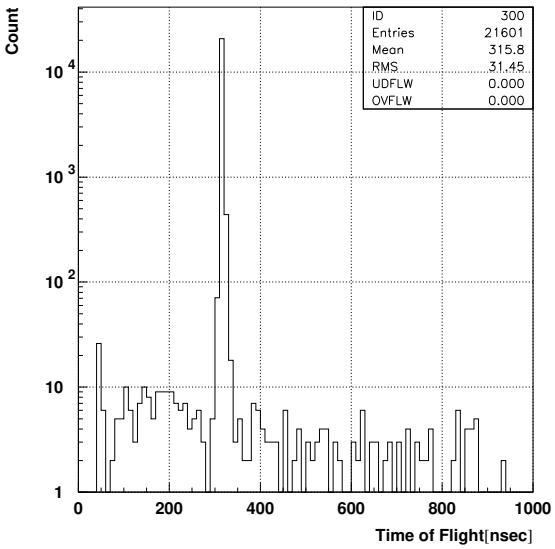

図 5.30: NaI で 511keV の光電ピークが観測されたときの TOF スペクトル

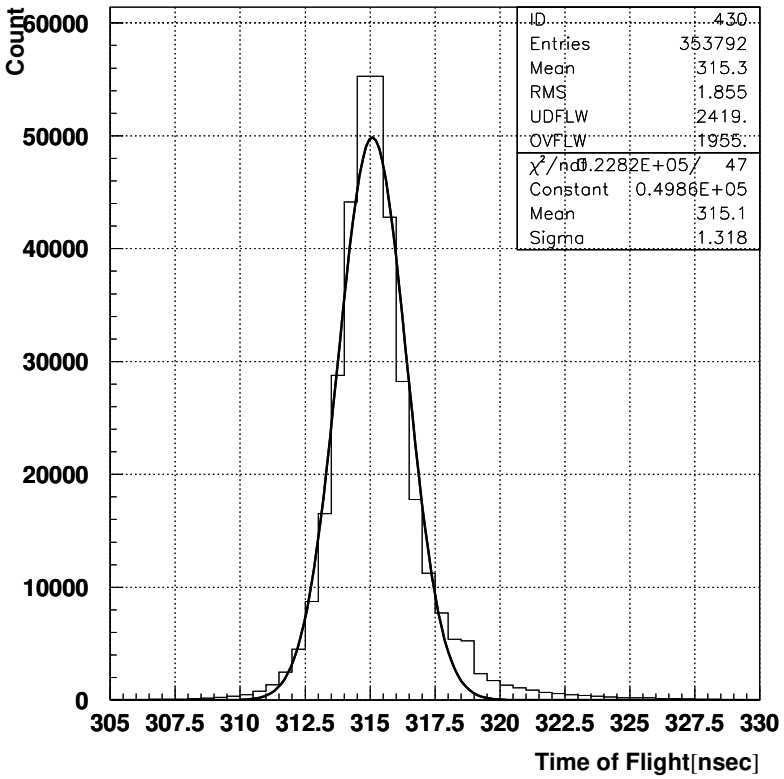

図 5.31: ^{22}Na の TOF スペクトルのピーク部分

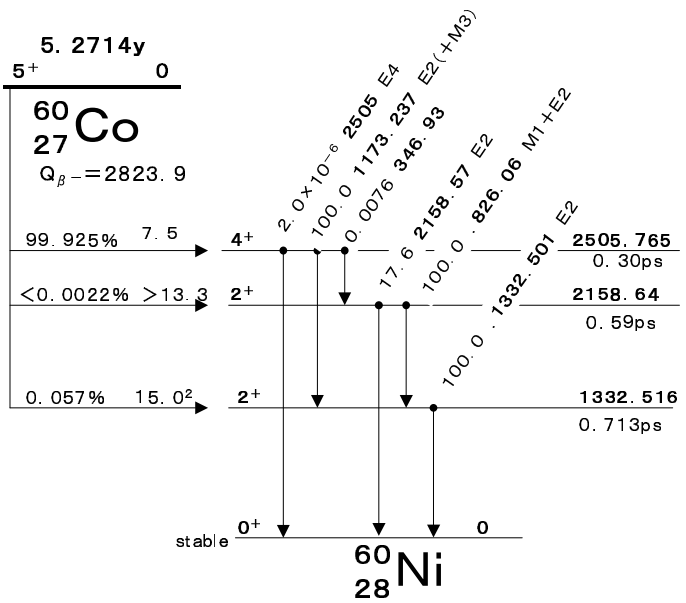

図 5.32: ^{60}Co の壊変図 [28]

するのに、NaI とのコインシデンスを課したことによる、若干のタイミングのズレによって生じたものであるが、電荷の比によって、γ 線と中性子が明瞭に分離されているため、PSD 性能に問題はない。

PSD による n-γ 弁別によって、γ 線の部分のみを抜き出したのが、図 5.38-5.39 の網掛け部分であり、^{252}Cf テール部分のみが大きくカットされる。これにより、出力電荷比で中性子と弁別されたイベントは、たしかに中性子によるもので、TOF 法によって観測が可能であることが確認された。

図 5.40,5.41 の実線が、NaI の ADC>250 と NE213 の TOTAL がオーバフローしていない事象を抜き出したもので、網掛け部分が、PSD によって中性子と判断されたイベントである。^{60}Co では、中性子によるテールなどは見られないが、^{252}Cf では、テール部分が、やはり中性子によるものであったことがわかる。

TOF 距離の変化による、スペクトルの変化

ここで線源から NE213 までの距離を変化させたときの、TOF スペクトルの変化を調べてみることにした。実験装置の配置を図 5.42 に示す。NE213 は固定しておき、NaI を ^{60} や ^{252}Cf との位置関係を保ったまま移動させた。

図 5.43-5.50 までがその結果である。^{60}Co では TOF 距離によるスペクトルの変化は、ほとんど見られない。それに対して ^{252}Cf では、図 5.45-5.46 のように、距離に応じてスペクトルが変化している。図 5.39 の距離 30cm では、1 つのピークがテールを引いているように見えるが、100cm にすると、ピークからテールが分離され、新たにピークを形成している。200cm にすると、そのピークの位置はさらに後方に移動し、全体的に分布がブロードになっている。n-γ 弁別によって中性子のみを抜き出した図 5.47-5.50 の結果を見れば明らかである。なお、^{252}Cf の γ のピークでは、^{60}Co では見れらない、前方へのテールがある。PSD による中性子のカットによっても、距離によっても変化していないことから、中

性子もしくは Delayed-γ によって、NaI がトリガーをかけたイベントだと考えられる。これは、^{252}Cf と NaI の関係にのみによって決まるので、TGC を用いた本実験でも、同様の前方テールが見られるはずである。

5.5 NE213 予備 TOF 実験のまとめ

NE213 による予備実験によって、以下のことが示された。

- NaI トリガーによる ^{252}Cf の TOF 実験システムは正常に機能している
- NaI トリガーの時間分解能は約 1.3nsec で、TOF スペクトルレンジに対して十分高速である。
- ^{252}Cf のみで確認された前方のテールは、NaI が中性子か Delayed-γ によってトリガーされたイベントと推測され、TGC での本実験でも観測される可能性がある

また、どの TOF スペクトラムにも見られる、フラットなバックグラウンドであるが、その主な起源は、^{60}Co、^{252}Cf とも、線源自身であると推測される。つまり、NaI をトリガーした γ 線の起源とは別の崩壊によって放出された γ 線や中性子が、検出器によって検出されたもので、NaI のトリガー数 $\times$ TDC のゲート幅 1μsec $\times$ NE213 の線源による正味のカウンティングレート (Hz) が、どの TOF 実験でもおおよそ一致するからであるが、さらなる検証が必要である。

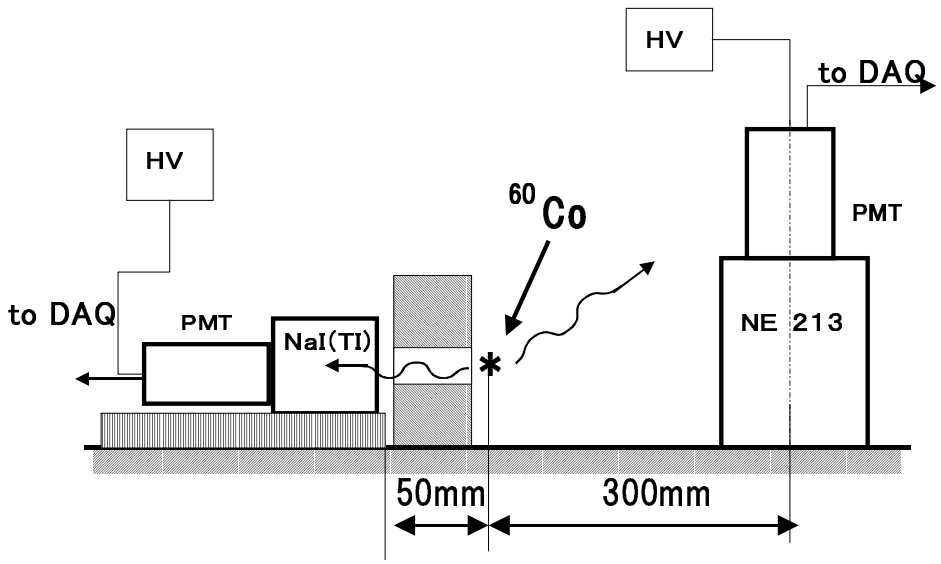

図 5.33: ^{60}Co を使った実験のセットアップ

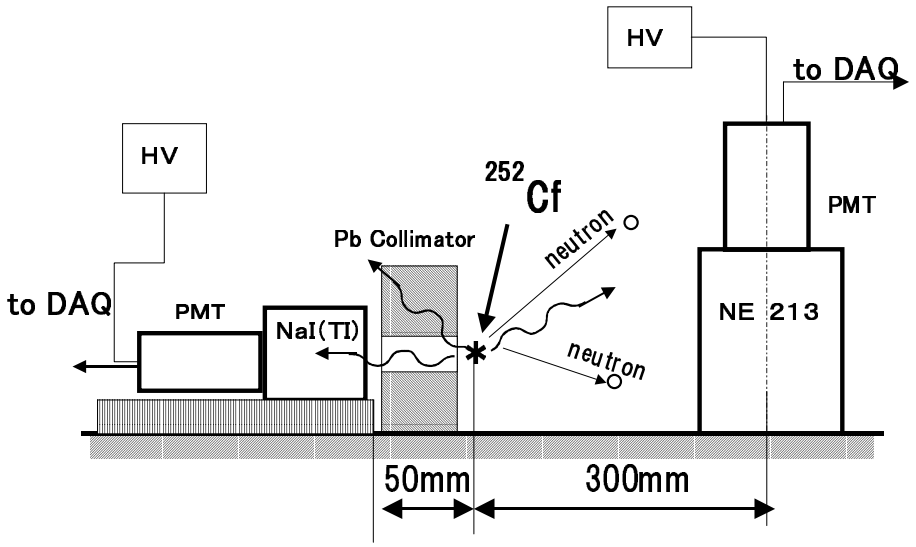

図 5.34: ^{252}Cf を使った実験のセットアップ

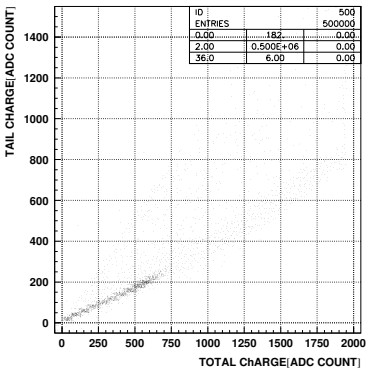

図 5.35: ^{22}Na による
NE213 の出力電荷比

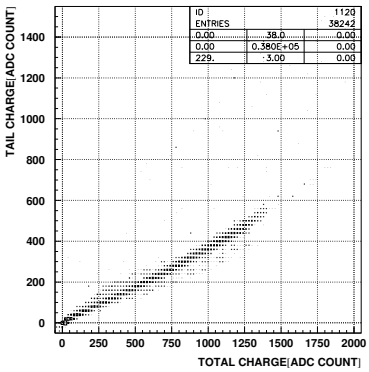

図 5.36: ^{60}Co による
NE213 の出力電荷比

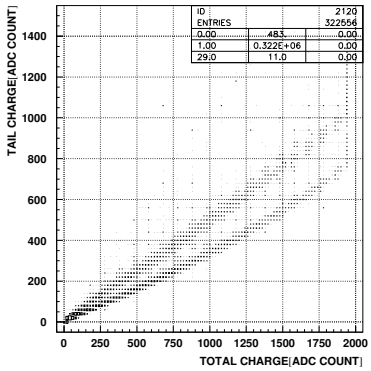

図 5.37: ^{252}Cf による
NE213 の出力電荷比

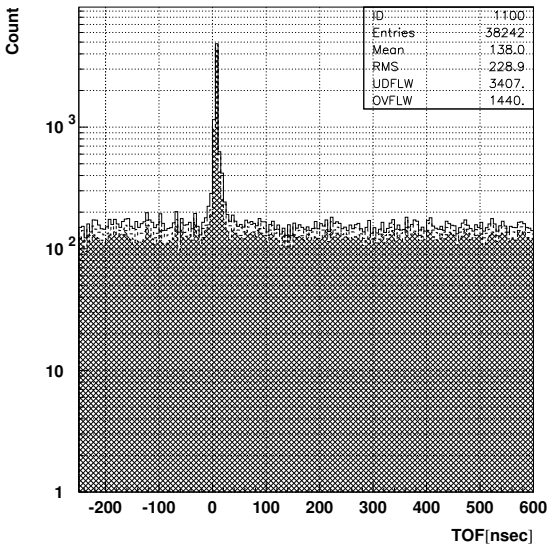

図 5.38: ^{60}Co の TOF スペクトラム (距離 30cm)。実線がカットなし、点線が NaI>250 で TOTAL がオーバーフローしない事象。網掛けが、PSD で γ を選んだもの。

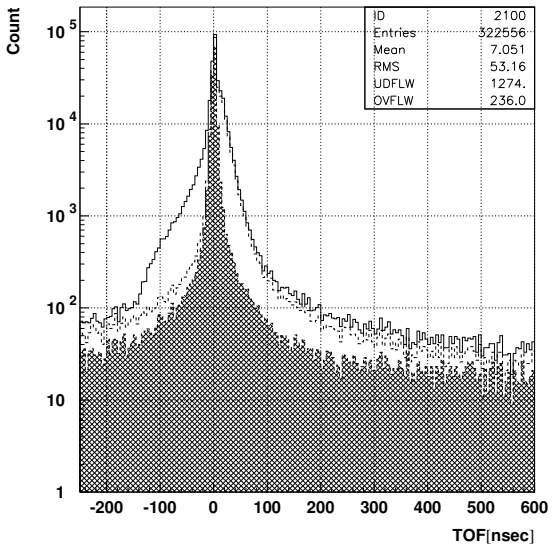

図 5.39: ^{252}Cf の TOF スペクトラム (距離 30cm) 実線がカットなし、点線が NaI>250 で TOTAL がオーバーフローしない事象。網掛けが、PSD で γ を選んだもの

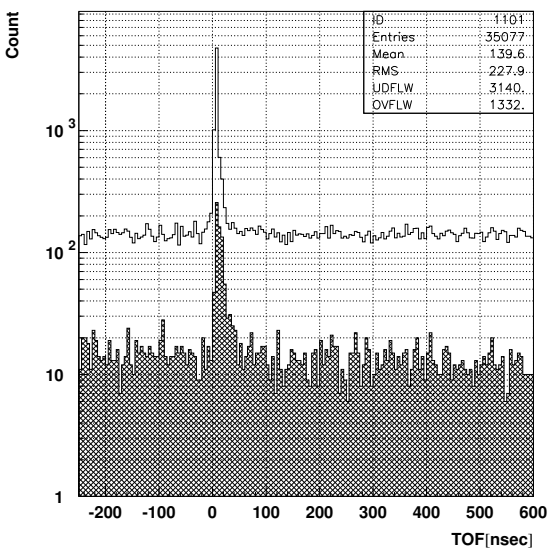

図 5.40: ^{60}Co の TOF スペクトラム (距離 30cm) 実線がカットなし、点線が NaI>250 で TOTAL がオーバーフローしない事象。網掛けが、PSD で中性子を選んだもの

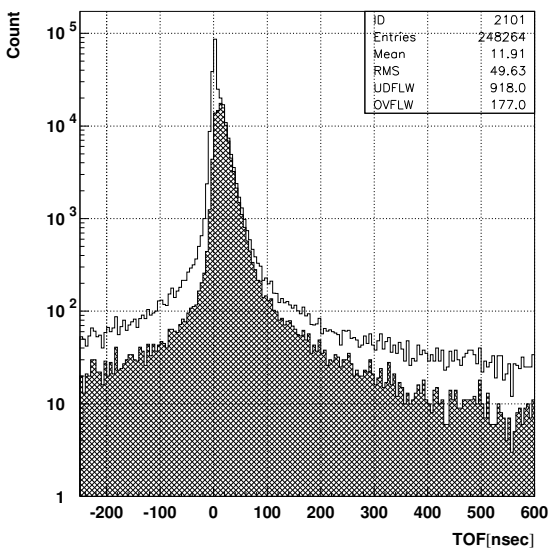

図 5.41: ^{252}Cf の TOF スペクトラム (距離 30cm) 実線がカットなし、点線が NaI>250 で TOTAL がオーバーフローしない事象。網掛けが、PSD で中性子を選んだもの

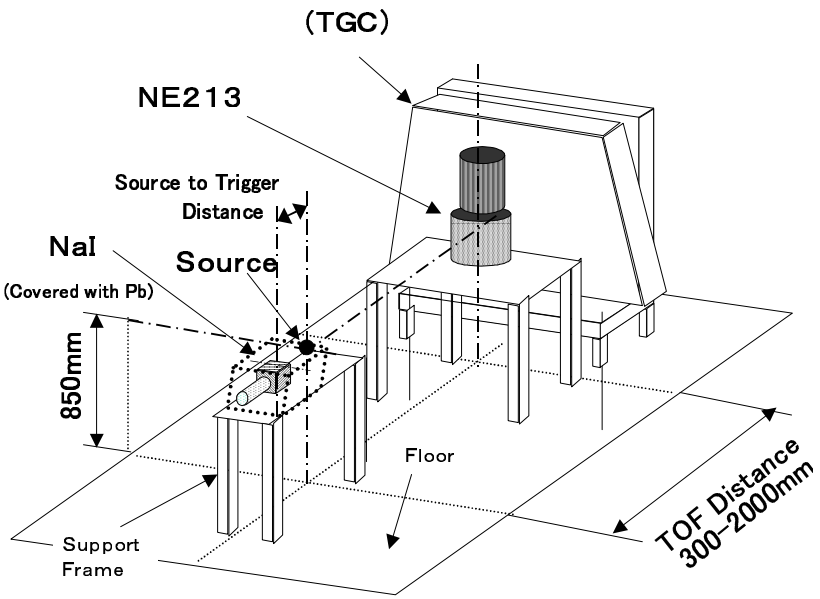

図 5.42: 実験装置の配置

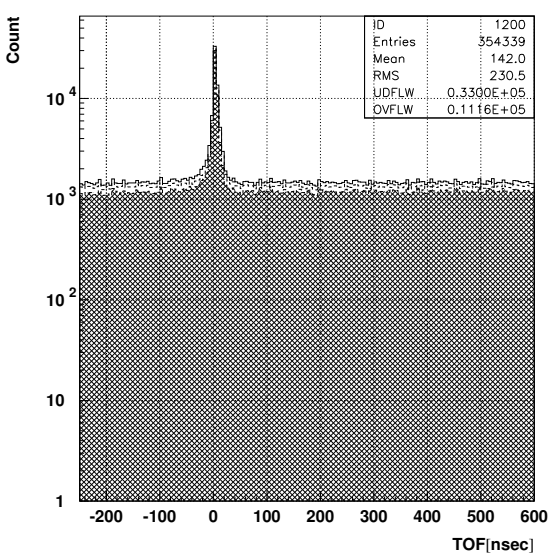

図 5.43: ^{60}Co、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。

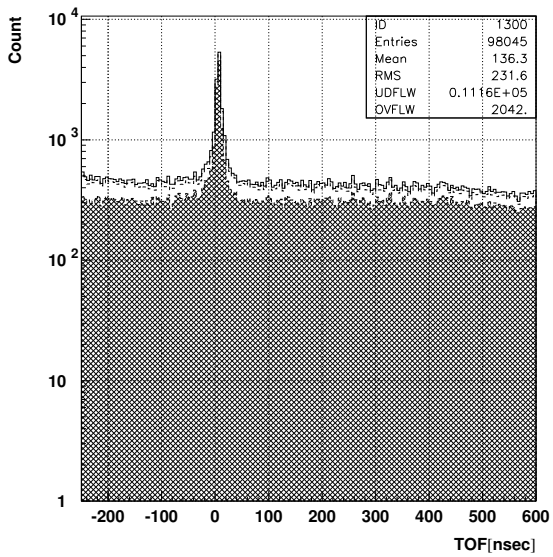

図 5.44: ^{60}Co、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。

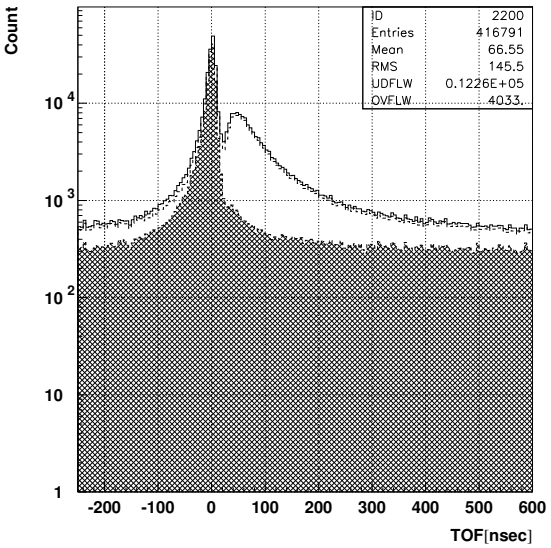

図 5.45: ^{252}Cf、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。

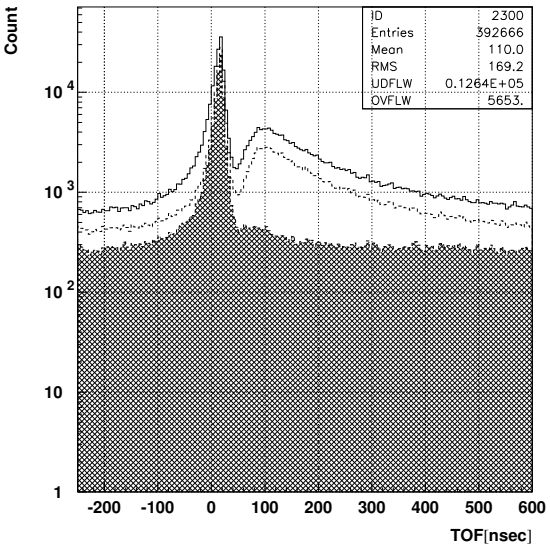

図 5.46: ^{252}Cf、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。

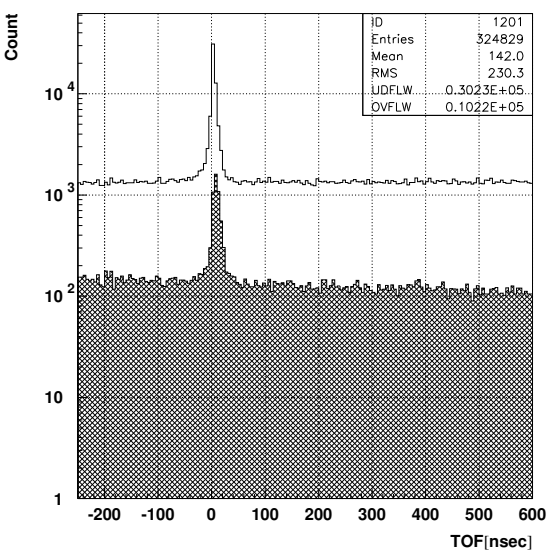

図 5.47: ^{60}Co、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。

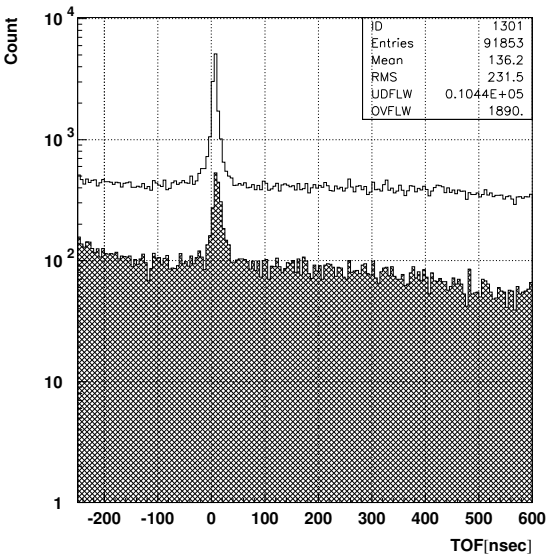

図 5.48: ^{60}Co、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。

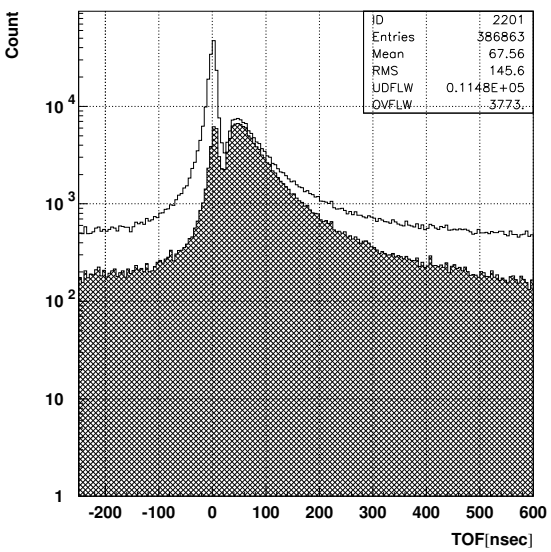

図 5.49: ^{252}Cf 距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。

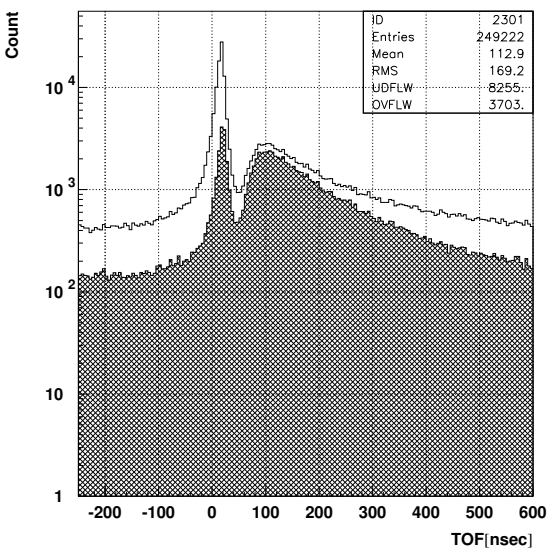

図 5.50: ^{252}Cf 距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。

第 6 章

TGC による本実験

予備実験の NE213 を TGC に置き換えて、本実験を行った。本実験での設置レイアウトを図 6.1 に示す。

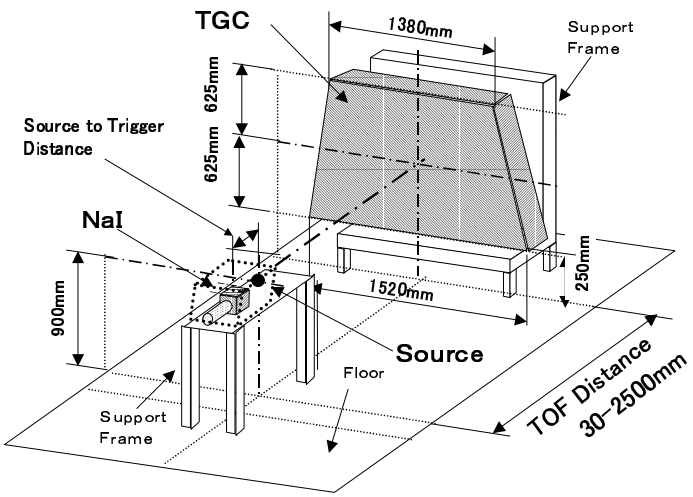

図 6.1: 実験装置の設置

TGC のワイヤーは水平方向に、ストリップは鉛直方向に配置する。TGC はサポートフレームに固定されて設置される。

TGC では、検出媒体の CO_2:n-pentane の混合ガス系が必要である。そのセットアップを図 6.2 に示す。

6.1 動作ガス供給系

CO_2 と n-pentane の混合方法としては、バブリング法を用いた。n-pentane は常温では液体であるが、気体と混合することにより、その蒸気圧の分圧に応じた比率の混合気体を供給することができる。また、n-pentane は他の炭化水素に比べて蒸気圧が高いため、その比率を高くすることができる。

常圧付近の蒸気圧は、Antoine の式、

$$logP(mmHg) = A - \frac{B}{C+t} \tag{6.1}$$

P: 蒸気圧 (mmHg), t:温度 (℃)

(6.2)

で現される。このとき A,B,C は物質ごとに求められている定数で、n-pentane では

$$A = 6.85211, \quad B = 1064.63, \quad C = 232,00 \tag{6.3}$$

である。

TGC には、ゲージ圧で ~300Pa 程度の、ほぼ大気圧のガスを供給する必要がある。そこに n-pentan が体積比で 45% 含まれるためには、蒸気圧 $P_{pentane}$ が

$$P_{pentane} = 760.0mmHg \times 0.45 = 342.0mmHg \tag{6.4}$$

である必要があり、

$$t = 14.55\,℃ \tag{6.5}$$

が求められる。

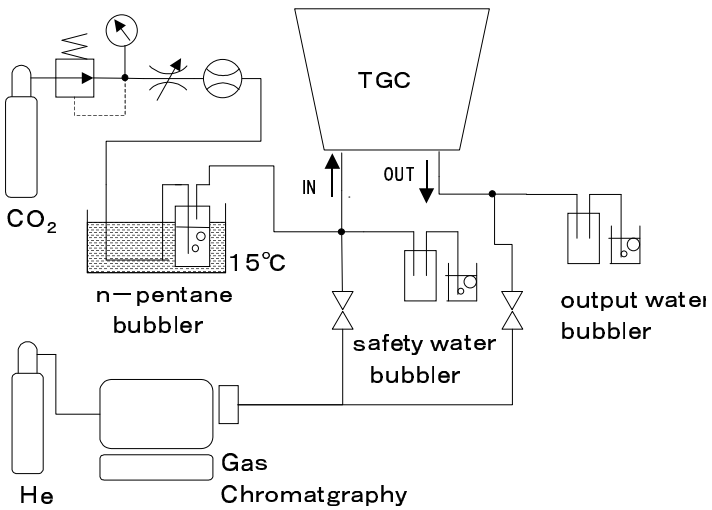

図 6.2: TGC へのガス供給系

しかし、この分圧による混合比の計算は、系が平衡状態にあると仮定したときの場合であり、バブリング法によって実際に得られる混合比とは、若干異なる可能性がある。経験的には、系全体を 17 ℃に保ってバブリングするのが良いとされている。

そこで、ガスクロマトグラフで、混合比を測定したところ、。本研究では、15 ℃に設定することにより、安定して 55:45 の混合比が得られた。

6.2 データ収集系

データ収集系は、図 6.3 のように設定した。ASD は、TGC の出力信号を、前増幅、整形処理、トリガー信号の出力までを 1 つの IC で行う TGC 専用の電子モジュールである (2 章参照)。ATLAS 実験で実際に使用されるのは、ヒット信号のみを出力する型の ASD であるが、本研究では増幅・整形されたアナログ信号も出力する型のものを用いた。出力されるヒット信号は ECL レベルの信号なので、データ収集系が対応している NIM レベルのデジタル信号に変換してから、TDC によって TOF が計測される。

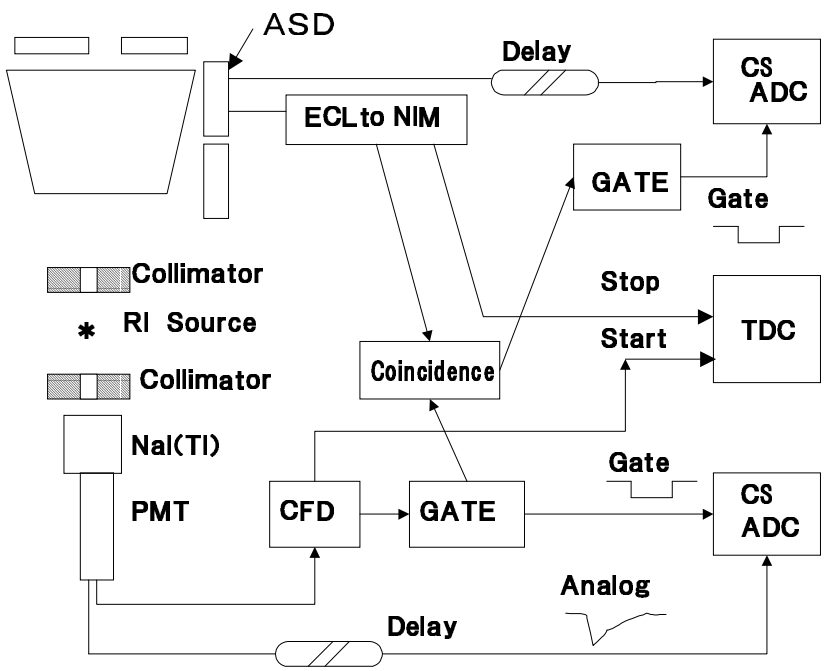

図 6.3: NE213 による TOF 実験のデータ収集系

6.2.1 得られた TOF スペクトル

NE213 の予備実験と同様に、^{252}Cf と ^{60}Co の 2 つのソースを用い、TOF 距離を 30cm-250cm まで変化させて、TOF スペクトルを測定した。その結果、図 6.4-6.13 の結果が得られた。

6.4-6.13 の TOF スペクトルを比較してみると、^{60}Co は、0nsec にシャープなピークを形成し、そのピークは距離によって変化していない。それに対し、^{252}Cf では、0nsec の後にテールを引き、その形状は距離によって変化している。このことから、テール部分は中性子によるものと考えられる。その応答確率は、総トリガー数と中性子のエネルギー分布から算出可能ではあるが、バックグラウンドなど、さまざまな不確定性などに対する考慮が不十分であり、エネルギーに対する感度を算出するまでには至らなかった。

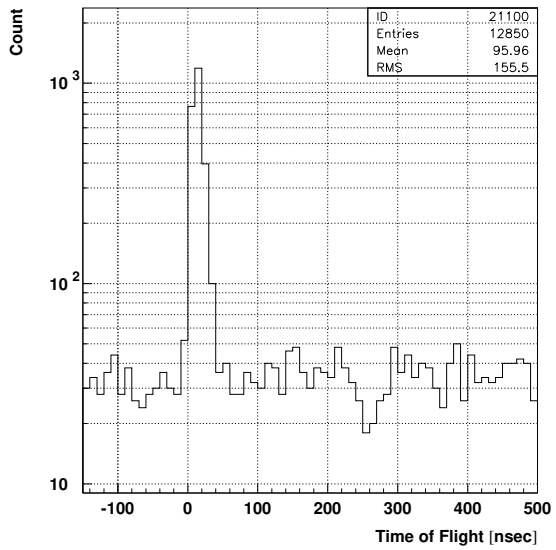

図 6.4: ^{60}Co, 距離 30cm

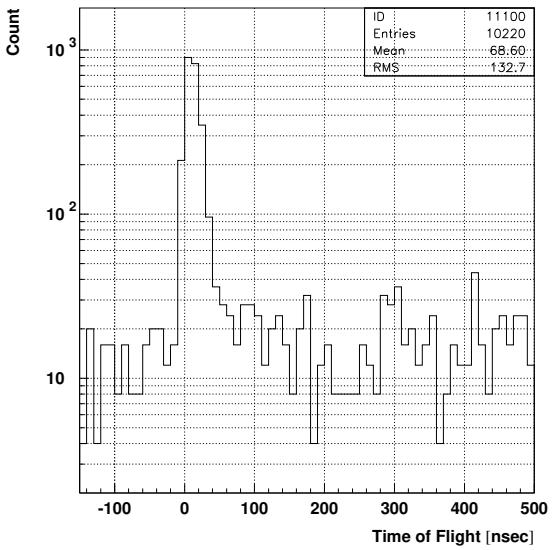

図 6.5: ^{252}Cf, 距離 30cm

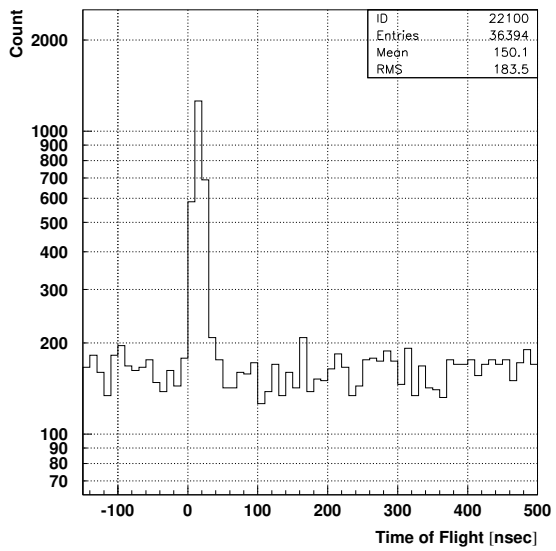

図 6.6: ^{60}Co, 距離 100cm

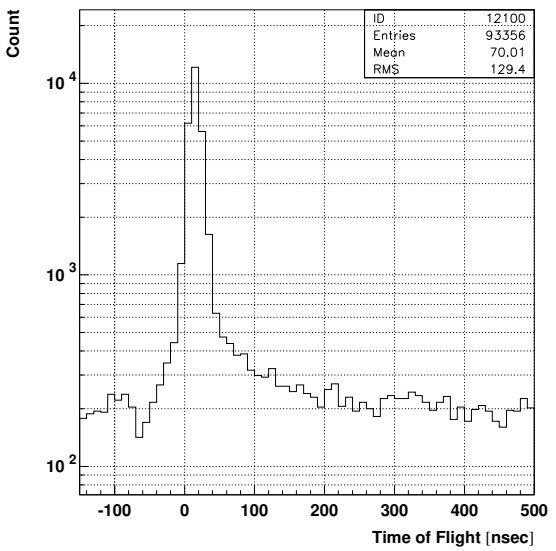

図 6.7: ^{252}Cf, 距離 100cm

6.3 今後の課題

TGC の TOF 実験によって、中性子のヒットによるデータが得られたが、今後の課題としては、^{252}Cf による TOF スペクトルの前方テールの原因である可能性が高い、NaI トリガーに対する、中性子や遅発性 γ 線の影響を詳しく調べる必要がある。さらに、 NE213 の予備実験によって得られた TOF スペクトルと、NE213 の応答のシミュレーション、線源のスペクトルとの比較などにより、実験システムで

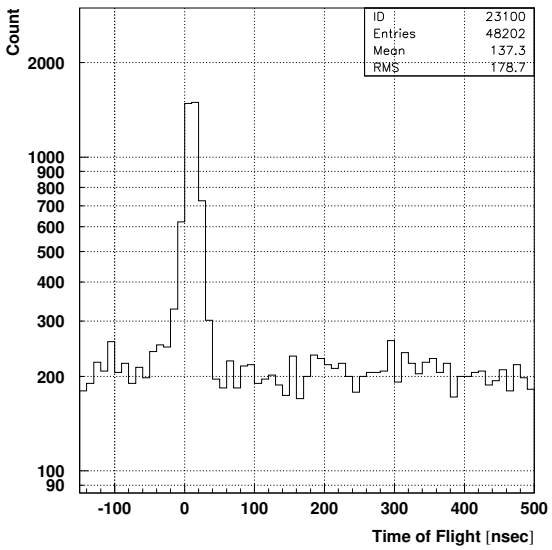

図 6.8: ^{60}Co, 距離 150cm

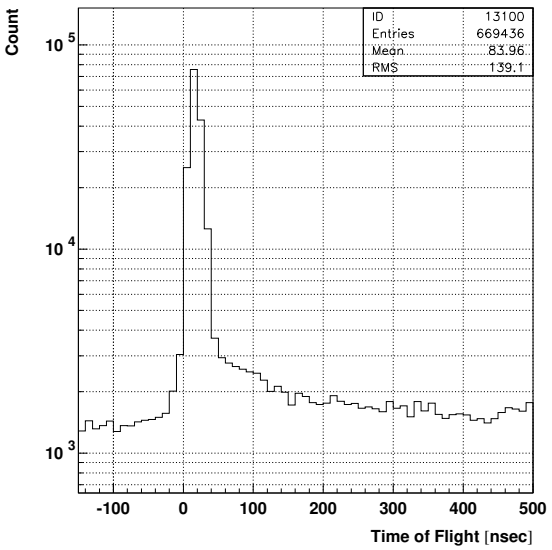

図 6.9: ^{252}Cf, 距離 150cm

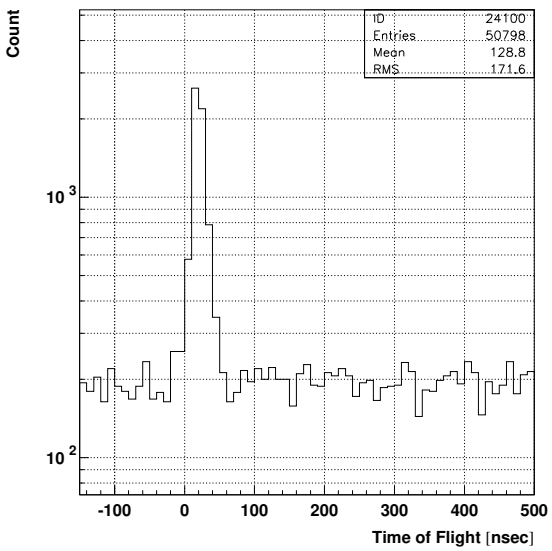

図 6.10: ^{60}Co , 距離 200cm

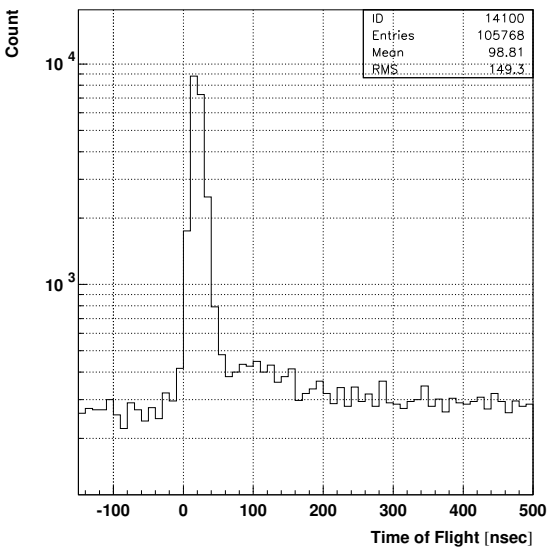

図 6.11: ^{252}Cf, 距離 200cm

の中性子のエネルギースペクトルとバックグラウンドの評価が必要である。

また、

- TGC から得られた TOF スペクトルに対するバックグラウンドの影響
- TGC の時間応答性
- 周辺物質による中性子の散乱の影響

のシミュレーションによる評価が挙げられる。TGC の TOF スペクトルに対するバックグラウンドの評

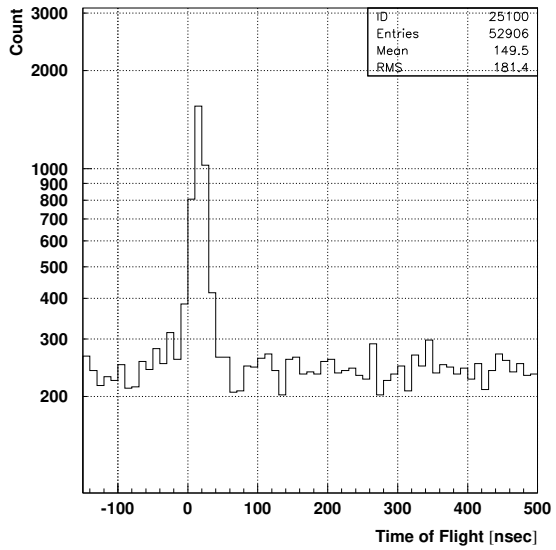

図 6.12: ^{60}Co, 距離 250cm

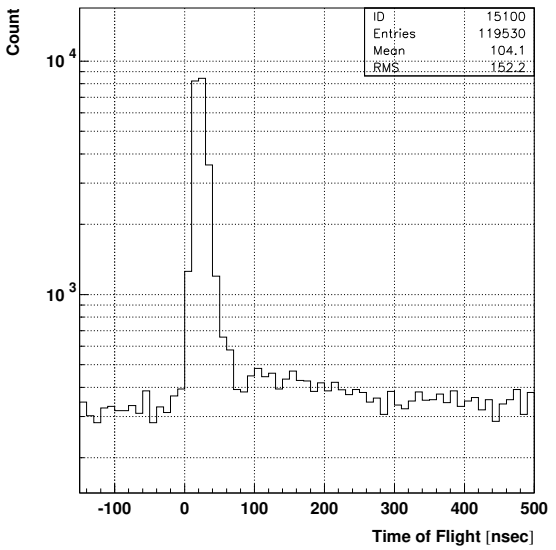

図 6.13: ^{252}Cf, 距離 250cm

価では、フラットな部分をを差し引くだけでは不十分で、線源より放出される γ 線の影響を考えなければならない。また、予備実験で用いた NE213 の時間特性が TOF スペクトルに与える影響は少ないが、TGC は最大で 25nsec のバラつきが生じ、TOF によるエネルギーの算出の際に決して無視できない数字である。この時間幅は、粒子の入射角度などにも依存するが、中性子の場合に、どのような時間分布になるのかなどは、何らかの形で評価しなければならない。また、線源から放出された粒子が周辺物質と相互作用を起こして、2 次粒子を発生する可能性がある。これらの影響も、評価しておく必要がある。

第 7 章

まとめと今後の課題

中・高速中性子に対する TGC の特性を調べるため、^{252}Cf を用いた TOF 実験を計画し、測定システムを構築した。NE213 有機シンチレーターを用いた予備実験では、システムの正常に動作していることが確認され、トリガー検出器である NaI の動作に対する理解も深まった。TGC を用いた本実験では、^{60}Co 線源による TOF 実験との比較から、中性子に対する TGC のヒットが観察され、計画どおり、実験システムが構築されたことが確認された。

今後の予定としては、NaI トリガーに対する中性子の影響などを調査する予定である。また、NE213 による実験の結果から、、実験システムの中性子のエネルギースペクトルやバックグラウンドの影響などを評価する予定である。さらに、TGC を用いた本実験を継続してデータを取得するのに加えて、さまざまなシミューレションを行う必要があり、主な項目としては、TGC に対するバックグラウンドの見積り、とくに γ 線による影響と、TGC の時間応答性が TOF スペクトルに与える影響などの評価が挙げられる。最終的な結論を得るためには、それらの結果を総合することが必要であると考えられる。

参考文献

[1] 日本語で書かれたレビュー記事がある。川本辰男,「LEP の収穫 - 最高エネルギー電子・陽電子衝突実験の成果 -」, 日本物理学会誌 **57**(2002)246.

[2] ALEPH,DELPHI,L3 and OPAL Collaborations The LEP Working Group for Higgs Boson Seaches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, LHWG Note/2001-01,(2002)

[3] The LEP Collaborations ALEPH,DELPHI,L3,OPAL,the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0212036

[4] オーバービュー記事として、J.Ellis, *PATEICLE PHYSICS AT FUTURE COLLIDERS*, hep-ex/0210052

[5] M.Spira, *Higgs Production and Decay at Future Machines*, CERN-TH/97-323,hep-ex/9711394(1997)

[6] CERN/LHCC/99-14, ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFOMANCE Technical Design Report, Technical report,CERN,1999.

[7] CERN/LHCC/97-22, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, Technical report,CERN,1997

[8] CERN/LHCC/98-14, ATLAS FIRST-LEVELTRIGGER Technical Design Report, Technical report,CERN,1998

[9] S.Majewski,G.Charpak,A.BRESKIN and G.Mikenberg, *A THIN MULTIWIRE CHAMBER OPERATING IN THE HIGH MULTIPLICATION MODE*, Nucl. Ins. and Meth. A**217**(1983)265

[10] B.BELLA et al., *DEVELOPMENT OF CALORIMETERS USING THIN CHAMBERS OPERATING IN A HIGH GAIM MODE*., Nucl. Ins. and Meth. A**252**(1986)503.

[11] S.DADO et al., *A NEW HIGH GAIN THIN GAP DETECTOR FOR THE OPAL HADRON CALORIMETER*, Nucl. Ins. and Meth. A**252**(1986)511.

[12] C.BEARD et al., *THIN, HIGH GAIN WIRE CHAMBERS FOR ELECTROMGNETIC PRESAMPLING IN OPAL*, Nucl. Ins. and Meth. A**286**(1990)117.

[13] F.Sauli, *PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBER*, CERN Report 77-09,1977

[14] Y.Arai et al., *Timing optimization of thin gap chambers for the use in the ATLAS muon endcap trigger*, Nunl. Ins. and Meth. A**367**(1995)398

[15] 福井 崇時, 粒子物理学入門, 共立出版,1992

[16] 木村逸郎、阪井英二訳, KNOLL 放射線計測ハンドブック　第 3 版, 日刊工業,2001

[17] D.Lazic et al., *Drift Velocity in n-pentane mixrures and its influence on timing properties of thin gap chambers*, Nucl. Inst. and Meth. A**410**(1998)159.

[18] ATLAS TGC Collaboration, *Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards*, ATLAS Internal Note.(1999)

[19] Edda Gschwendtner et al., *Benchmarking the particle background in the large hadron collider experiments*, Nucl. Inst. and Meth. A**482**(2002)573.

[20] Ian Dawson, *MDT backgroud rate predictions using Fluka2000*, http://dawson.home.cern.ch/dawson/fluka(2001)

[21] S.Tsuno, T.Kobayashi and B.Ye, *Gamma-ray sensitivity of a thin gap chamber*, Nucl. Inst. and Meth. A**482**(2002)667.

[22] 津野 総司, ATLAS 実験ミューオントリガー用検出器のバックグラウンド放射線に対する動作研究, 修士論文, 東京大学,1999

[23] Vladimir Smakkhtin, *Testing TGC detectors in a high rate enviroment*, Nucl. Inst. and Meth. A**494**(2002)500.

[24] Masaya Ishino, *Gamma-ray irradiation test at X5 for TGCs*, Tranceparency on Meeting of Muon Instruments at CERN (07/11/2002), http://documents.cern.ch/AGE/current/List.php

[25] H.Fukui et al., *Studies on ageing effects and rate dependence of Thin Gap Chambers*, Nucl. Inst. and Meth. A**419**(1998)497.

[26] 南條創, アトラス実験ミューオントリガー用検出器の中性子バックグラウンドに対する動作研究, 修士論文, 東京大学,2001

[27] H Nanjyo et al., *Neutron response for a thin gap chaber*, will be published

[28] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley et al., *Table of isotopes 8th ed.*, New York:John Wiley(1996)

[29] V.Weisskopf, *Statistical and Nuclear Reaction*, Phys. Rev.**52**(1937)295

[30] J.W.Meadows, ^{252}*CfFission Neutron Spectrum from 0.003 to 15.0MeV*, Phys. Rev.**157**(1967)1076.

[31] F.H.Frohner, *Evaluation of* ^{252}*CfPrompt Fission Neutron Data from 0 to 20MeV by Watt Spectrum Fit*, Nucl. Sci. and Eng.**106**(1990)345.

[32] Darleane C. Hoffman et al., *Neutron Multiplicity measurements of Cf and Fm istopes*, Phys. Rev. C**21**(1980)637.

[33] D.J.Hofman et al., *High energy γ rays from* ^{252}*Cfspontaneous fission*, Phys. Rev. C **47**(1993)1103.

[34] SVEN A.E. Johansson, *GAMMA DE-EXCITATION OF FISSION FRAGMENTS (1). Prompt Radiation*, Nucl. Phys. **60**(1964)378

[35] SVEN A.E. Johansson, *GAMMA DE-EXCITATION OF FISSION FRAGMENTS (2). Delayed Radiation*, Nucl. Phys. **64**(1965)147

[36] N.N.Ajitanand, *DELAYED GAMMA-RAY EMISSION IN THE SPONTANEOUT FISSION OF* ^{252}*Cf*, Nucl. Phys. **A164**(1971)300

[37] J.Cub et al., *THE NEUTRON DETECTION EFFICIENCY OF NE213 DETECTORS MEASURED BY MEANS OF A* ^{252}*CfSOURECE*, Nucl. Ins. and Meth. A**274**(1989)217.

[38] G.Dietze and H.Klein, **GAMMA-CALIBRATION OF NE213 SCINTILLATION COUNTERS**, Nucl. Ins. and Meth. A**193**(1982)549

[39] R.CHERUBINI et al., *GAMMA CALIBRATION OF ORGANIC SCINTILLATORS*, Nucl. Ins. and Meth. A**281**(1989)349

[40] J.H.Heltsley et al., *PARTICLE IDENTIFICATION VIA PULSE-SHAPE DISCRIMINATION WITH A CHARGE-INTEGRATING ADC*, Nucl. Ins. and Meth.A **263**(1988)441.

[41] M.Moszynski et al., *Study of n-γ discrimination with NE213 and BC 501A liquid scintillators of different size*, Nucl. Ins. and Meth. A**350**(1994)226.

図目次

1.1 LHC 加速器の構成 3
1.2 LHC での 4 つの実験の配置 3
1.3 Higgs ボソンの生成断面積 [5] 4
1.4 Higgs ボソンの崩壊分岐比 [5] 4
1.5 ATLAS 実験のヒッグス発見能力 [6] 5
1.6 ALTAS 検出器 6
1.7 ALTAS 検出器内部の位置を表す座標系と、横方向運動量 p_T、ビーム軸方向運動量 p_Z . 6
1.8 内部検出器 7
1.9 内部検出器の断面図 7
1.10 カロリーメータの構成 7
1.11 空芯超伝導トロイダル磁石 7

2.1 ALTAS 測定器のミューオンスペクトロメータ 10
2.2 ミューオントリガースキーム 11
2.3 ミューオン検出器の総ヒットレート 11
2.4 TGC の断面図 13
2.5 空気中での荷電粒子のエネルギー損失量 14
2.6 電離過程とドリフト過程 15
2.7 a) ペンタン中の電子のドリフト速度と、b) ドリフト距離 1cm での拡散距離 15
2.8 増幅過程 17
2.9 空間電荷による電場の変化 17
2.10 ストリーマーの形成過程 17
2.11 TGC チェンバーの構造 18
2.12 TGC モジュールの断面図 18
2.13 TGC ダブレットモジュールの等価回路 [18] 18
2.14 ASD ボードの外観 19
2.15 入力電荷量の変化に対する ASD のタイムウォーク 19
2.16 ミューオンスペクトロメータで観測される粒子の生成断面積 21
2.17 ATLAS 実験ホールの構造。検出器搬入出用の 2 本の縦穴からミューオンが侵入する . . 22

3.1 ミューオンスペクトロメータの配置 24
3.2 Low-p_T でのバックグラウンドによるトリガーレート 27
3.3 High-p_T でのバックグラウンドによるトリガーレート 27
3.4 2nd,Low-—η—の中性子エネルギースペクトル 27
3.5 2nd,Mid-—η—の中性子エネルギースペクトル 27
3.6 2nd,High-—η—の中性子エネルギースペクトル 28

4.1 ^{252}Cf の壊変図 30
4.2 ^{252}Cf から放出される中性子のエネルギー分布 31
4.3 ^{252}Cf の核分裂あたりのの中性子マルチププリシティ 31
4.4 ^{252}Cf の核分裂によって放出される γ 線のエネルギー分布 (図::上) と異方性 (図:下) . . . 32
4.5 γ 線の時間分布 [35] 32
4.6 ^{252}Cf 線源の形状 33
4.7 ^{252}Cf による中性子の TOF 測定 34
4.8 ^{252}Cf の中性子の TOF 分布 [37]。縦軸は中性子の割合、横軸下側は nsec 単位の TOF 時間の分布、横軸上側はそれに対応する中性子のエネルギー。 35
4.9 TOF 実験システムの概要 36
4.10 光電吸収過程 37
4.11 NaI のキャリブレーションに用いた γ 線源 38
4.12 L.E.D と CFD のタイミングの違い 39
4.13 NaI 較正のセットアップ 39
4.14 NaI によって観測された ^{241}Am の光電ピーク 39
4.15 NaI によって観測された ^{109}Cd の光電ピーク 39
4.16 NaI によって観測された ^{57}Co の光電ピーク 39
4.17 NaI によって観測された ^{133}Ba の光電ピーク 40
4.18 NaI によって観測された ^{137}Cs の光電ピーク 40
4.19 NaI によって観測された ^{22}Na の光電ピーク 40
4.20 NaI によって観測された ^{60}Co の光電ピーク 41
4.21 γ 線エネルギーと NaI の出力電荷の関係 41

5.1 NE213 較正のセットアップ 45
5.2 コンプトン散乱 45
5.3 NE213 のバックグラウンドと ^{137}Cs による出力電荷スペクトルの比較 46
5.4 図 5.3 の実線からバックグラウンドを差し引いた ^{137}Cs のみのスペクトル 46
5.5 ^{109}Cd による 22.57KeV のコンプトン端 47
5.6 ^{57}Co による 40.2KeV のコンプトン端 47
5.7 ^{241}Am による 59.5keV の光電ピーク 47
5.8 ^{133}Ba による 197.0keV のコンプトン端 48

5.9 ^{22}Na による 341.0keV のコンプトン端 48
5.10 ^{137}Cs による 477KeV のコンプトン端 48
5.11 ^{22}Na による 1061keV のコンプトン端 49
5.12 ^{60}Co による 1117KeV のコンプトン端 49
5.13 電子のエネルギーに対する NE213 の出力の関係 49
5.14 NE213 の発光の時間特性 50
5.15 PSD テストセットアップ 50
5.16 PSD のゲート設定 50
5.17 Figure of Merit の算出方法 50
5.18 ^{252}Cf による NE213 の TAIL と TOTAL の電荷量の関係 51
5.19 検出電荷量の比 51
5.20 Delay40nsec,Gate500nsec のときの検出電荷量 51
5.21 設定パラメータによる Figure of Merito の変化 51
5.22 NE213 による TOF 実験のデータ収集系 53
5.23 ^{22}Na の壊変図 53
5.24 ^{22}Na によるタイミング較正のセットアップ 54
5.25 CFD のタイミングと NaI の出力パルスの比較 55
5.26 NE213 による ^{22}Na の γ 線の TOF スペクトル 56
5.27 TOF と NaI の出力電荷の関係 56
5.28 TOF と NaI の出力電荷の関係 56
5.29 ^{22}Na による NaI の ADC スペクトル 57
5.30 NaI で 511keV の光電ピークが観測されたときの TOF スペクトル 57
5.31 ^{22}Na の TOF スペクトルのピーク部分 57
5.32 ^{60}Co の壊変図 58
5.33 ^{60}Co を使った実験のセットアップ 60
5.34 ^{252}Cf を使った実験のセットアップ 60
5.35 ^{22}Na による NE213 の出力電荷比 61
5.36 ^{60}Co による NE213 の出力電荷比 61
5.37 ^{252}Cf による NE213 の出力電荷比 61
5.38 ^{60}Co の TOF スペクトラム (距離 30cm) 62
5.39 ^{252}Cf の TOF スペクトラム (距離 30cm) 62
5.40 ^{60}Co の TOF スペクトラム (距離 30cm) 62
5.41 ^{252}Cf の TOF スペクトラム (距離 30cm) 62
5.42 実験装置の配置 63
5.43 ^{60}Co、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。 63
5.44 ^{60}Co、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。 63
5.45 ^{252}Cf、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。 64
5.46 ^{252}Cf、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは γ 線。 64

5.47 ^{60}Co、距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。 64
5.48 ^{60}Co、距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。 64
5.49 ^{252}Cf 距離 100cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。 65
5.50 ^{252}Cf 距離 200cm の TOF スペクトル。網掛けは中性子。 65

6.1 実験装置の設置 67
6.2 TGC へのガス供給系 68
6.3 NE213 による TOF 実験のデータ収集系 69
6.4 ^{60}Co, 距離 30cm 70
6.5 ^{252}Cf, 距離 30cm 70
6.6 ^{60}Co, 距離 100cm 70
6.7 ^{252}Cf, 距離 100cm 70
6.8 ^{60}Co, 距離 150cm 71
6.9 ^{252}Cf, 距離 150cm 71
6.10 ^{60}Co , 距離 200cm 71
6.11 ^{252}Cf, 距離 200cm 71
6.12 ^{60}Co, 距離 250cm 72
6.13 ^{252}Cf, 距離 250cm 72

表目次

1.1 LHC の設計パラメータ 2

2.1 ミューオンスペクトロメータの検出器の概要 11
2.2 TGC の設計パラメータ 13
2.3 陽子衝突起源のミューオンによるトリガーレート 21

3.1 ミューオン検出器設置場所での放射線環境 25
3.2 ミューオン検出器の、光子と中性子に対する感度 26

謝辞

二年間の研究の機会を与えてくださり、研究中は、時には優しく、時には厳しく、指導、助言を与えてくださいました指導教官 小林 富雄教授 [a] に深く感謝いたします。また、さまざまな面で指導していただいた、岩崎博行氏 [b]、川本辰男氏 [a]、藏重久弥氏 [c]、近藤敬比古氏 [b]、坂本宏氏 [a]、竹下徹氏 [d] に感謝いたします。KEK での研究活動など、多くの場面で親身に指導し、たくさんの知識、経験を与えてくださった、石井恒次氏 [c]、石野雅也氏 [a]、越智敦彦氏 [c]、田中秀治氏 [b]、宮崎由之氏 [d] に心から感謝いたします。また、物理解析の基本から指導してくださいました、浅井祥仁氏 [a]、神前純一氏 [b]、田中礼三郎氏 [e] に感謝いたします。研究生活を共にし、様々な支援をしてくださいました戸谷大介氏 [f]、南條創氏 [f]、大下英敏氏 [d]、中村佳央氏 [f*] に深く感謝いたします。最後に、さまざまな面で励ましあった、奥村和恵氏 [c]、杉本拓也氏 [c]、竹本享史氏 [f]、中川義徳氏 [d]、美馬孝行氏 [c]、松本悠氏 [f] に、心から感謝いたします。

所属：東京大学素粒子物理国際研究センター [a]、高エネルギー加速器研究機構 (KEK)[b]、神戸大学 [c]、信州大学 [d]、岡山大学 [e]、東京大学理学系研究科 [f]

*現在、日本アイ・ビー・エム株式会社勤務