

号はパイルアップのために区別することが不可能になる。(特に ENDCAP では入射荷電粒子の頻度が $1 \text{ kHz} / \text{cm}^2$ にも及ぶためこのようなことが起こる可能性は無視できない。) よってこのときの TGC の位置分解能は3つ以上のストリーマーが合成された電荷の像をカソードによって読み出されるため、運動量の測定精度は非常に悪くなることが予想される。

以上の結果より TGC は ATLAS のトリガー用検出器として十分使用可能であるといえる。

位置分解能 = $206 \pm 15 \text{ } \mu\text{m}$

時間分解能 = 4.2 ns ($\text{C F}_4 + \text{C}_4 \text{ H}_{10}$)

分解時間 < 30 ns

4. 測定結果による考察とまとめ

1993年12月にLHCのATLAS collaborationでは各測定器についての選定が進み、Muon Spectrometerの飛跡測定器については位置検出器とトリガー用検出器を分離させることになった。そしてTGCはトリガー用検出器の候補の1つとして挙げられている。

このときATLASのトリガー用検出器に示された条件は

- 1) 時間分解能 $< 4 \text{ ns}$
- 2) 検出器の占有する幅が約 3 cm まで
- 3) 検出効率 $> 97 \%$
- 4) photon や中性子の影響を受けにくい
- 5) 多重散乱によって運動量の測定効率を下げないために物質量が少ない。

である。

2)と5)についてはTGCの1枚の幅が約 6.5 mm で材料はG10を用いているため全く問題はない。そして3)の検出効率についても今回の試験で $99.6 \pm 0.1 \%$ (最大のADCカウントが10以上)という結果より十分条件を満たしている。ところが1)の時間分解能では今回の試験では 4.2 ns (ガスは $\text{CF}_4 + \text{C}_4\text{H}_{10}$ を使用した場合)となり条件を若干下回ってしまった。しかし1つのTGCの幅が約 6.5 mm であることからTGCに3層または4層の構造をもたせても幅は十分 3 cm 以下になる。よってTGCを多層構造にすることにより時間分解能を 4 ns 以下にすることは容易にできることになる。また4)についてはまだ試験を行ってはいないがTGCの構造上おそらく問題はないと思われる。しかしTGCに取り付ける予定である増幅器などの電子機器への影響は無視することはできないので、今後、試験しなければならない課題の1つである。

さらにENDCAP部分のMuon Spectrometerでは入射荷電粒子の頻度が約 $1 \text{ kHz} / \text{cm}^2$ になることを序論で述べたが、今回の測定では入射荷電粒子の頻度が $2 \text{ kHz} / \text{cm}^2$ でも動作可能という結果であった。また、位置分解能は $206 \pm 15 \mu\text{m}$ となったため、TGCを4層構造にすると位置分解能を約 $100 \mu\text{m}$ にすることは可能である。よって運動量によるトリガーについても検出器全体で Transverse momentum が 1 TeV にたいして約 20% の精度で行うことができる。

今後TGCに対して改善する必要があることは、陰極における紫外線光子の光電効果によるアフターパルスをどれだけ減らせるか、ということである。アフターパルスは $20 \sim 50 \text{ ns}$ 遅れて発生しているため、同一のアノードワイヤー近傍に $20 \sim 50 \text{ ns}$ 以内の時間間隔で連続して荷電粒子が入射した場合、TGCによる出力信

3-5-2 測定結果

それぞれのガスについて時間分解能の分布（縦軸：Event 数 横軸：1 ns / 20 TDC カウント）を図 3-? に示す。今回は COMMON STOP を用いているため TGC の反応時間が短いほど TDC カウントがおおきくなる。また分布より **Root Mean Square**、半値幅、分布の高さが最大のところの 1 / 5 になるまでの時間幅、またその時間幅に含まれる Event 数の比率を TABLE 3-? に示した。

時間分解能は一般に **RMS** で評価されるので $\text{CF}_4 + n - \text{C}_4\text{H}_{10}$ の時間分解能が最も良く、そのとき $\sigma = 4.2 \text{ ns}$ となる。

3-5-1 測定と解析方法

測定システムは図 3-3-? に示す。線源は宇宙線とする。TGC は上下シンチレータで挟まれていてそのそれぞれの出力を 10 倍の増幅器を経て、波高弁別器(しきい値 = 23 mV) により NIM 矩形波に変換し同時計数されたもの TGC の出力より約 70 ns 遅れるように遅延線を通した後 [CAMAC TDC (Time to Digital Converter) の linearity のよい領域で測定するため。] に TDC の COMMON STOP に入力する。TGC はアノード信号を 11 チャンネル使用し、各チャンネルからの信号を波高弁別器 (しきい値 = 9 mV) により NIM 矩形波に変換し TDC の START に入力する。

TDC は START 信号を受けるとその時間から COMMON STOP の信号を受けるまで内部コンデンサに時間あたり一定の電荷をためて、その電荷を ADC によりカウント数 (今回は 1 カウント = 0.5 ps で測定した。 Full range = 200ns) に変換することにより START と COMMON STOP の時間間隔を測定するものである。

TDC が COMMON STOP の信号を受けると CAMAC のクレータコントローラーに LAM 信号を送りそれを PC-98 で受け各チャンネルの TDC カウントを読み出す。そして underflow または overflow をしていないチャンネルが最低 1 つあればそのデータは PC-98 に取り込む。

2 章でも述べたがストリーマーモードのガス検出器はアフターパルスの問題があり、そのアフターパルスが隣のアノードワイヤーに起こることも少なくない。

そのため時間分解能の解析にはアフターパルスの信号を除去するために以下のような方法をとった、

- 1) TDC カウントが underflow または overflow していないものを有効な信号とする。 ($5 < \text{TDC カウント} < 4090$)
- 2) 11 チャンネルの読みだしの内両端より 3 チャンネルに信号がない。
(最初の信号かアフターパルスか判断のつかないものを削除するため。)
- 3) 残りの 5 チャンネル中 1 チャンネルのみ信号が有るものをデータとし、
2 チャンネル以上信号が有れば、最も速い(TDC カウントの最も大きい)
信号をデータとする。
(2 チャンネル以上信号が有る場合はアフターパルスがでていとみなす。)

- 1) 電離された電子がガス増幅を起こす領域まで移動する時間 (Drift velocity)。
- 2) ガス増幅を開始してからストリーマーの発達が終わるまでの時間。
- 3) アノードワイヤーに電荷が誘起されるまでの時間。

である。

このうち 1) と 2) は 1 ns 以内であるので反応時間のほとんどは 3) によるものである。電子の Drift velocity w は一般に

$$W = \frac{e}{2m} E\tau$$

で与えられ τ はガス分子との平均衝突時間間隔、 E は電場で m はガス分子の平均質量である。 τ は Drift 電子の持つエネルギーにより変化し Drift 電子の波長が分子の波長よりも小さいときは一定であるが、Drift 電子の波長が分子の波長に近づくとも Drift 電子とガス分子の軌道電子との衝突頻度が上昇する (Ramsauer 衝突断面積) ために値が小さくなる。よって電子の Drift velocity は普通 Ramsauer 衝突断面積の影響がでるまでは E に比例して大きくなるがそれ以上 E を大きくすると減少もしくは一定の値をとる傾向を示す。

Drift velocity はガス分子の質量に反比例するので同じ E でも使用するガスによって異なる。また TGC 動作させるときに与えられる電場もガスによって違うので結局 Drift velocity は使用するガスに依存することになる。TGC の内部電場は図 1-1 に示すようになっているので荷電粒子が TGC を通過してガス分子を電離する位置によりガス増幅を起こし得る電場までの距離 L が異なる。よって時間分解能は (最大の L での電子の Drift time) - (最小の L での電子の Drift time) で決まるため電子の Drift velocity の速いガスつまり Ramsauer 衝突断面積の小さいガスを使用すればよい、ということになる。

ストリーマーモードのガス検出器では普通ストリーマーの横方向の成長を抑えるために紫外線光子吸収能力の高い hydrocarbon と電子の Drift velocity の速いガスの 2 種混合又は 3 種混合ガスが用いられる。紫外線吸収能力は hydrocarbon のオクタン価が大きいほど高いがオクタン価を高くすると分子量が増え電子の Drift velocity が遅くなるのでこのように混合ガスを用いることになる。そこで今回の時間分解能の測定には TGC に対しては今まで使用してきた $CO_2(40\%) + n-C_5H_{12}(60\%)$ と Drift velocity が速いと最近注目されている CF_4 を配合した $CF_4 + n-C_4H_{10}$ について時間分解能を測定した。

3-4-2 測定結果

カソードの電荷分布データのサンプルを図 3-3-? に示した。2-3-6 で求めたカソードの電荷分布と比較するために電荷分布の左右が 5 % 以内でバランスしているデータの分布と 2-3-6 で求めた式より得られた分布をそれぞれ Peak は 1 に規格化させたものを図 3-? に示す。更にカソードそれぞれについて隣のチャンネルから Cross Talk が +10 % 加算されると仮定するとデータと求めた分布が非常によくあっていることが解る。次に Residual の分布を図 3-? に示す。

これより σ' は $253 \pm 18 \mu\text{m}$ となるので、式 3-? より TGC の位置分解能 σ は $206 \pm 15 \mu\text{m}$ と求められる。

次に 3 層の中間にある TGC の各データにおけるカソード信号の電荷量の最大のチャンネルの ADC カウントの分布を図 3-?、また Noise Level の分布を図 3-k に示す。

図 3-k よりカソード信号の Noise Level は ± 2 カウント程度しか変化がないがこれは ADC の Pedestal のふらつきとほぼ同等である。

以上の分布から測定方法で述べた、 Th を変化させた時の検出効率の変化を図 3-? に示す。またカソードの電荷分布より位置を求める場合、最低各データにおけるカソード信号の電荷量の最大のチャンネルの ADC カウントが 10 カウントは必要であるので Th を 10 カウントとすると検出効率は $99.6 \pm 0.1 \%$ となる。

3-5 時間分解能

Muon Spectrometer の飛跡測定器は ATLAS 検出器のトリガーとして使用する予定になっている。また LHC では陽子と陽子の衝突間隔を 25 ns に 1 回と現在のところ考えられているので飛跡測定器は 25 ns 以内の時間分解能がないとどのタイミングで衝突した event が同定できないことになる。よって TGC は 25 ns 以内の時間分解能を持たないと飛跡検出器として使用できないことになる。

時間分解能とは反応時間間隔（反応時間とは荷電粒子が通過してから信号がでるまでの時間のことである。）とは異なり荷電粒子が通過した場合に測定器から信号がでるまでの時間の分布の幅が意味を持つ。すなわち反応時間が長くても反応時間が常に一定であればそれは時間分解能が高いことを意味する。

TGC では反応時間の主な内訳は

- a) 通過した荷電粒子が1つだけである。
(荷電粒子の通過位置を特定するため。)
- b) カソードの電荷分布の最大が 20 ADC カウント (5 pC) 以上。
(Noise Level より十分大きい。)
- c) 最大の ADC カウントのカソードチャンネルが両端の読みだしチャンネルより 4 チャンネル以上はなれている。
(カソードの電荷分布を正確に得るため。)

TGC の荷電粒子の通過位置はカソードの電荷分布の最大のチャンネルの左右 3 チャンネルまでの計 7 チャンネルの重心を求めることにより決めた。位置の分解能は 3 層の TGC の絶対位置は決めていない (3 層の TGC の基点のチャンネルの位置は揃っていない。)。そこでまず、測定した 3 層の TGC の位置を X(A), X(B), X(C) として、その **Residual** を以下のようにして求めた。

$$\text{Residual} = \frac{\mathbf{X(A)} + \mathbf{X(C)}}{2} - \mathbf{X(B)}$$

これは 3 層の TGC が等間隔で並んでいて相対位置が決まっているため上下の TGC より求める中間の位置と真中の TGC の示す位置の差が常に一定である為である。**Residual** の分布の誤差を σ' 、TGC 位置精度の誤差を σ とすると

$$\sigma'^2 = \frac{\sigma^2}{4} + \frac{\sigma^2}{4} + \sigma^2, \sigma = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma' \quad \text{式 3 - ?}$$

となるのでこれより 1 つの TGC の位置分解能が求まる。

つぎに TGC の検出効率について述べる。データは位置の分解能で用いたものと同じものを使用する。上下の TGC に確実に宇宙線が通過しているという条件を与えるためにカソードの電荷分布の最大が 30 ADC カウント (5 pC) 以上とする。この条件を満たしたデータについて中間の TGC の各データにおけるカソードの電荷分布の最大の ADC カウントの分布をとり、さらに Noise Level の分布を求める (最大の ADC カウントのチャンネルから 4 チャンネル以上離れたところを Random にとった ADC カウントの分布)。Noise Level よりも高いしきい値を Th とし検出効率を次のように定義する。

$$\text{Efficiency} = \mathbf{A / B}$$

A ; 最大のADC カウント > Th

B ; 全データ

$$\int \mathbf{B}dl = 7Tm$$

(End Cap Region で最低の磁場)

として 運動量 3 TeV の荷電粒子が通過したとすると式 (3 - ?) より曲率半径は 7.8×10^3 m となる。そして Air Core Magnet の外側 2 層の飛跡測定器で測定した飛跡と Air Core Magnet の内側の 1 層と外側 1 層の飛跡測定器で測定した飛跡が Spectrometer の前後で 2.0 mm (Spectrometer の大きさは約 5.5 m) ずれるということ検出される。そこで飛跡測定器 1 層の位置分解能を δ' とすると観測されるずれの誤差 δ は $2\delta'$ と表されるので必要な運動量の分解能を 20 % とすると $\delta = 400 \mu\text{m}$ より $\delta' = 200 \mu\text{m}$ となる。よってこのとき飛跡測定器 1 層の位置分解能は最低で 200 μm は必要となる。

このようなことから ATLAS では高い運動量まで良い分解能を得るために Muon Spectrometer の飛跡測定器に対して最低 100 μm の位置分解能を要求している。また検出効率が低いとそれを補うために 1 層の飛跡測定器につき必要な検出器の数が増えることになる。そこで TGC の位置分解能と検出効率について調べた。

3-4-1 測定と解析方法

TGC の印加電圧は 3.9 kV を与えた。TGC の測定システムは図 3 - 3 - ? に示す。線源は宇宙線 (主に μ 粒子) を用いた。

図のように 3 層(上より A, B, C とする。) の TGC を等間隔に積み上げ更にもうその上に 10 cm \times 20 cm のトリガー用のシンチレータを置く。また TGC の信号読みだしは 2 mm ストリップのカソードとする。カソードからの信号は正の信号なので NIM、CAMAC 規格にあわせるためにパルストランスにより符号を負に反転させ 200 ns の信号遅延線から、NIM の 10 倍増幅器を経て CAMAC ADC に入力する。

ADC のトリガーは上部のシンチレータと下層 C の TGC の 2 mm ストリップのカソードの反対面の 1 cm ストリップのカソードの同時計数によって行う。これは 3 層の TGC を通過した宇宙線のデータのみを効率よくとるためである。使用したデータは解析精度を高めるためにそれぞれの TGC について以下のカットを満たしたものとする。

の変化の関係を測定した結果を図 3-2 に示す。線源の最大入射頻度は 2 kHz/cm^2 であった。パルスの電荷量は線源の最大入射頻度で動作させても最大で約 5% の減少しか見られず、ATLAS で予想される環境においても十分動作し得ると考えられる。またこの結果より TGC の回復時間は約 $500 \mu\text{s}$ 以下であることがわかる。

3-4 位置の分解能及び検出効率

Muon Spectrometer は μ 粒子の検出とその運動量を測定するものであり、運動量は磁場によって荷電粒子がローレンツ力によって曲げられる大きさを測定することにより測られる。Spectrometer の形状については図 3-3 に示す。TGC が想定しているのは Muon Spectrometer の飛跡測定器として使用することであるが、それは Air core toroid 磁石の内部に 1 層とその外部に 2 層の計 3 層取り付けられる予定である。まず運動量を測定する手順について述べる。

Spectrometer のに与えられる磁場は超電導磁石により

$$\int \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = 7 \sim 10 \text{ Tm}$$

だけ荷電粒子の経路に沿って与えられる。また磁場の大きさは入射位置によって異なる。ところで磁束密度 \mathbf{B} の一様な磁場の中を速度 \mathbf{v} で運動する電荷 q の荷電粒子にはローレンツ力 $\mathbf{F} = q\mathbf{v}\mathbf{B}$ が働き、ローレンツ力の為に荷電粒子は円運動を行う、ローレンツ力と遠心力がつりあう条件は

$$q \mathbf{v} \mathbf{B} = \frac{M \mathbf{v}^2}{r^2}$$

から、SI 単位系では荷電粒子の運動量の大きさは、 $\mathbf{p} = M\mathbf{v} = q\mathbf{r}\mathbf{B}$ である。ここで運動量の単位を MeV/c 、磁束密度の単位を T そして長さの単位を cm とすると $\mathbf{p} (\text{MeV}/c) = 3 \mathbf{r} (\text{cm}) \mathbf{B} (\text{T}) (3-?)$ となるのでこれより曲率半径と運動量との関係が解る。また LHC での物理の要請から運動量は $10 \sim 3000 \text{ GeV}/c$ の範囲で十分よい分解能で測定できないといけない。

そこで例えば

面積に単位時間あたりに通過する荷電粒子の数を増加させたときの出力波高の減少率を測定するものである。

ところでガス検出器には不感時間と回復時間が存在することを 2-4-1 で述べたが、Rate Dependence を測定することにより回復時間を知ることが出来る。

3-3-1 測定と解析方法

測定システムを図 3-? に示す。TGC には 3.6 kV の印加電圧を与えた。線源は ^{90}Sr を用いた。読みだし信号はアノードを使用した。TGC は 1.5 mm の G10 シート分の物質が TGC 表面と内部の間にある。そのため G10 シートによって線源からきた β 線がいくらか吸収されてしまうので線源から TGC 内部に到達する β 線の数を知る必要がある。そこでまず線源と TGC との距離 1 に対して TGC 内を通過する単位時間あたりの β 線の数関係をはかった。

手順は次のとおりである。

A) 1 cm^2 の scintillator を取り付けた PMT を厚さ 1.5 mm の G10 シートの下に置き G10 シートに対する距離を 5 mm ずつずらしながら計数率を測定する。PMT からの信号は 10 倍の増幅器を経てしきい値 23 mV 比例計数管の 100 倍の波高弁別器により幅 50 ns の矩形波にし、SCALER によってカウントする。(図 3-2-?)

B) 次に 1 cm^2 の scintillator を取り付けた PMT を TGC の下に置き、PMT からの信号を同様に処理するが今度は Gate Generator により矩形波の幅を 200 ns としてこれを ADC (Analog to Digital Converter) のゲートにする。アノードからの信号はパルストランスを経て ADC に入力する。そして TGC と線源との距離を先に測定したのと同様にずらして各点 2000 events ずつ ADC によりパルスの電荷量を測定し CAMAC バスを経て PC-98 にデータを取り込み、Pedestal (ADC カウントのゼロ点補正データ) を差し引いてから処理される。使用した ADC は Lecroy 社の CAMAC 2249W で 0.25 pC / カウントの精度を持つ。

(図 3-2-?)

3-3-2 測定結果

A), B) により TGC 内を通過する荷電粒子の数に対するアノードパルスの電荷量

カソードの両方の読みだしについて測定しデジタルオシロスコープより GPIB を用いて PC 98 に取り込んだ。このデジタルオシロスコープ (Tektronix 社 TDC 620) は最大 2 Gsample/s で 0.5 ns の時間分解能を持つ現在では非常に高性能のものである。またトリガーはセルフトリガーで行いしきい値は 20 mV とした。

3-2-2 測定結果

アノードとカソードの信号波形サンプルをそれぞれ図 3-? に示す。信号波高は 50 mV 以上あり、また信号の立ち上がりは平均で 5 ns ぐらいである。これはストリーマーモードの特徴を表している。ところで図 3-? (a) のように信号が 2 つまたは 3 つ連続して見えるものがあるが、これは 2-2-? で述べた光電効果によるアフターパルスと考えらる。このアフターパルスは約 30 ns 付近で多く見られるため予想された過程によって起こっていると考えられる。またこのアフターパルスはストリーマーにまで発達しているため分解時間 (2-4-1 参照) は 30 ns 以下であることが解る。そして $100 \text{ ns} \sim 100 \mu\text{s}$ の間にはさらに遅いアフターパルスは検出されなかった為、正イオンによるアフターパルスはないと考えられる。これはおそらく電場の強い領域ではストリーマー生成にともなう電子と正イオンの再結合が多く起こったため十分エネルギーを持った正イオンが陰極に到達できなかった為と考えられる。

3-3 Rate Dependence

陽子・陽子衝突では衝突反応寄与しなかったクォークやグルーオンは衝突点より前方に向かってジェットを引き起こす。また LHC ではビームクロッシング間隔が 25 ns に 1 回と設定されているので検出器の ENDCAP 部分では非常に高頻度で荷電粒子が通過することになる。Muon Spectrometer の内部には Calorimeter があるので Hadron 粒子はほとんどそこで吸収されるが Calorimeter の隙間を通ってくる粒子や、Calorimeter により生成する 2 次粒子などが Muon Spectrometer に到達する。これらの粒子と μ 粒子が Muon Spectrometer の飛跡検出器で検出されることになり最大の $\eta = 2.8$ (pseudo rapidity : ビームとなす角度 = 174°) では 1 kHz/cm^2 の粒子が通過すると予想されている。よってこのような高い頻度でも TGC が動作し得るかを試験しなければならない。

そこで TGC の Rate Dependence を測定した。Rate Dependence とはある一定の

3. 基礎DATAの測定

3-1 使用するガスについて

TGC に使用したガスは

CO₂(40%)+n-pentane(60%)と

CF₄(80%)+n-pentane (20%)

であり流量は約 20 cc / min とした。

n-pentane は沸点が 36°Cなので室温では液体であり、ガスの混合はバブリング法でおこなった。また混合比は n-pentane の蒸気圧で決定され、n-pentane の温度をコントロールすることによりきめた。ガス系の配管は図 3-? に示す。また出力波形の測定と位置の分解能、検出効率そして Rate Dependence の測定には CO₂(40%)+n-pentane(60%)を用い、時間分解能については CO₂(40%)+n-pentane(60%)と CF₄(80%)+n-pentane(20%)の 2 つの配合について測定した。

3-2 出力波形の測定

TGC は実際に使用する際には非常に多くの読みだしチャンネル (~ 10⁵) を必要とするのでもし測定器のそばに増幅器やアナログ / デジタル波形弁別器などの信号処理回路をつけるとその場所に dead space ができる。そのため、同軸ケーブルを使って読みだし回路を検出器の外に付ける必要がでてくる。その結果、延長した同軸ケーブルの伝送特性のために出力信号が鈍ってしまい、結局位置の精度と時間分解能が劣化することになる。このように測定システムを考える時には測定器本体と読みだし信号処理システムをどのようなものにするかの両方を吟味しなければならない。結局、信号処理システムを開発するためにはまず測定器よりどのような出力波形が得られるかを知る必要がある。そこで出力波形のサンプルをデジタルオシロスコープにより計測した。

3-2-1 測定方法

測定システムを図 3-? に示す。TGC には 3.9 kV の印加電圧を与えた。線源は ⁹⁰Sr を (最大運動エネルギー E_{max} = 2.28 MeV) 用いた。TGC からはアノードと

ずれる可能性がある。よってアフターパルスが約 30 ns 後に起こるとすると最初の信号と区別することが難しくなり位置分解能は最初のストリーマーとアフターパルスのストリーマーの重ねあわせにより非常に悪くなると考えられる（図 2-?）。

次に 1)と 2) の過程の両方による問題は検出器の長期安定性を損なうということである [文献]。これはエネルギーの高い電子又はイオンによって陰極面が熔けることとガス電離により生成されるカーボンなどの不純物が陰極に付着することで電場の形が崩れることにより放電を起こしやすくなったり信号の波高が下がったりしてしまうことである。

以上のことから TGC を動作させるときにアフターパルスが、起こりにくいように処理する必要がある。ところで光電効果はその物質の電子番号の 4 ~ 5 乗に比例することが解っている。そこで陰極はできる限り原子番号の少ない導体でなければならぬため TGC では、陰極にカーボン（原子番号 6）を塗る処理をしている。

ストリーマーモードやガイガー領域においてガス検出器を使用する場合、荷電粒子が通過して現れる、最初の信号から数 $10 \text{ ns} \sim 1 \text{ } \mu\text{s}$ 遅れて信号が現れる場合がある。これはアフターパルス（多重パルス）と呼ばれている。

アフターパルスが起こる原因は次のことが考えられる、

1) 電子イオンなだれによって生成した正イオンが陰極面に向かってゆっくり進み、最後には検出器の陰極に到達する。ここで正イオンは陰極表面からの電子と結合して中性になる。この過程で陰極表面から電子を引き出すのに必要なエネルギー（仕事関数）をガスの電離エネルギーから差し引いたエネルギーが大きい場合には、陰極表面からもう1つの自由電子を引き出すことが可能になる。これはガスの電離エネルギーが仕事関数の2倍を超える場合である。

そしてこの電子がアノードワイヤーに向かって流動し、電子イオンなだれを引き起こす。

2) ストリーマーが発達するときに放出される紫外線光子は普通紫外線吸収能力が高いガスによって平均自由行程（mean free path）が十分短く制限されている。ところがストリーマーは 1 mm 近く陰極に向かって発達するために陰極近くで放出された紫外線光子が陰極面まで進み光電効果を起こす場合がある。その過程により電子が放出されこの電子がふたたび電子イオンなだれを引き起こす。

1) の過程によるアフターパルスの起こる時間の遅れはイオンがガス中を陰極面まで流動する時間と陰極面から電子がガス増幅を起こす領域まで移動する時間の和になる。イオンはガス中の原子と散乱を起こしながら進むため、移動時間が電子の移動時間に比べて ~ 1000 倍にもなり TGC の構造からすると \sim 数 ms 後にアフターパルスが起こると考えられる。一方 2) の過程ではストリーマーができてから光電効果が起こるまでの時間はほとんど無視できて、光電効果による電子がアノードワイヤー近傍へ到達するまでの距離とその間にかかる電場は電子の生成した場所に関係なくほとんど一定であるためアフターパルスが起こる時間間隔は常に一定となる。一般に電子の移動速度は平均で約 $20 \text{ ns} / \text{mm}$ であると考えられるのでアフターパルスは約 30 ns 後あたりに起こるはずである。

2) の過程による問題はアフターパルスによる位置分解能の低下が挙げられる。位置の分解能はストリーマーの幅ができるが、アフターパルスのストリーマーの位置は光電効果の起こる位置が電場に関係ないために、光子の平均自由行程だけ

ガス検出器では、一度ガス増幅が起こると正イオンによる空間電場の影響が非常に大きくなる（第1放電）。このアノードワイヤー近傍に生成された正イオンは印加電場を打ち消してしまうため、正イオンが陰極へ向かってある程度拡散しないと短い時間間隔で同じ領域に次に入射した荷電粒子に起因する電子イオンなだれ（第2放電）を作るだけの電場をアノードワイヤー近傍で得られない時間が存在する。これを一般には不感時間と呼んでおり、またこの正イオンの影響を受ける範囲のことを不感領域と呼んでいる。

正イオンがさらに陰極に向かって進んでいくと電界は徐々に元の状態に回復していく。電界が完全に回復していない場合には電子イオンなだれは最初の放電の時より弱い放電が起こる。そして 2-3-3 でも述べたがストリーマーは最初の電子イオ

ンなだれが電子の数が 10^8 個以上にならないと発生できないのでストリーマーモードでは第1放電のあと第2放電がストリーマーに遷移できる電場に回復するまでの時間を分解時間（Resolving time）と呼ぶことにする。そして更に時間が経ち第2放電で計測されるパルス波高が第1放電と同等になるまでの時間を回復時間と呼ばれている。（図？-？）

ところでストリーマーの2次電子イオンなだれは1次電子イオンなだれ内の電子と正イオンの再結合で放出される紫外線光子により起こり、さらに陰極側に起こる2次電子イオンなだれの電子と1次電子イオンなだれの正イオンが再結合を起こすためにアノードワイヤー近傍の正イオンの数は電子イオンなだれによって作られる数よりもかなり少なくなると考えられる。（図？-？）このためストリーマーモードでは不感時間と不感領域及び分解時間は非常に短い（TGCでは不感時間 < 10 ns、また不感領域については 3-3 で述べる）と考えられる。TGCの場合、分解時間と回復時間がどれだけ短いかが問題になる。それはTGCに取り付ける外部増幅器の増幅率はストリーマーモードの出力パルスを想定しているため、増幅器のダイナミックレンジを考えるとストリーマーモードのパルスでない測定することができないためである。つまりTGCの場合、分解時間が測定可能な最低の時間間隔となる。また回復時間は出力波高を下げないですむ最低の平均時間間隔となる。

TGCの分解時間についての測定結果は 3-1、また回復時間については 3-2 で述べる。

2-4-2 アフターパルス

カソードに誘起される電荷量 $\sigma(x)$ は電気映像法により求められる。図 2-? のように間隔 D の平行極板があり、その平行極板の中間に点電荷 λ があつたとすると極板上に誘起される電荷量は点電荷 λ と図のように考えられる電気映像を無限大まで積分した値になる。電気映像の位置を Z_k とすると、

$$Z_k = \pm \frac{(2k+1)D}{2}, Z_0 = -\frac{D}{2} \quad (k=1,2,3,\dots)$$

となり、 Z_k の位置の映像電荷による Z_0 の平行極板上の x の位置の電界は

$$E_k^{(n)}(x) = -\frac{\lambda}{\pi\epsilon_0} \frac{Z_k}{x^2 + Z_k^2}$$

で与えられる ($x = 0$ 、 $z = 0$ に点電荷 λ がある。)。

よって平行基板の x の位置に誘起される電荷密度は

$$\sigma(x) = -\frac{\lambda}{D} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(2k+1)D/2}{x^2 + (2k+1)^2 D^2/4}$$

$$= \frac{-\lambda}{2D} \frac{1}{\cosh(\pi x/D)}$$

式 2-?

となる。

そこで平行極板上のカソードパッドの幅を W とすると中心が x にあるカソードには

$$P_0(x) = \int_{x-W/2}^{x+W/2} \sigma(x') dx'$$

で、TGC の場合 $D = 3.2 \text{ mm}$ 、 $W = 2 \text{ mm}$ となり、また λ はアノード信号の電荷量となる。式 2-? よりカソード面に誘起される電荷密度の分布を図 2-? に示す。これにより荷電粒子の通過した位置はカソード分布の重心を求めることにより得られる。

2-4 ガス検出器の性能に関する事項

2-4-1 不感時間と回復時間

またストリーマーの発達は 1 ns 以内で終わるので、ストリーマーによって最初のガス増幅でできた正イオンがストリーマーの進んだ長さだけ移動したと近似して考えられる。よってストリーマーの発達が止まる位置を b' とすると、正イオンの移動によって得られる電圧は、

$$v^+ = -\frac{Q}{ICV_0} \int_{a+\lambda}^{b'} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b'}{a+\lambda}$$

となるので、電子と正イオンの両方の効果によって得られる電圧は

$$v = v^+ + v^- = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b'}{a}$$

と得られる。

TGC の場合で $a = 25 \mu\text{m}$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $b' = 1 \text{mm}$ を与えると v^+ に比べて v^- の寄与は 1.1 % とほとんど無視出来る。つまりアノード信号への寄与はほとんど正イオンによるものであり、電子の寄与の約 100 倍の値を得る。ところが比例計数領域では正イオンの移動速度は使用するガスの mobility によるためアノードワイヤー近傍の非常に強い電場により正イオンが高速で移動するのでパルスの立ち上がりの初期部分をもたらず。しかし正イオンはすぐに電界の低い領域に達し流動速度は急速に減少するためパルスの立ち上がりはピークの電圧の半分付近から鈍ってくる。よって比例計数領域ではストリーマーモードのような速いパルスの立ち上がりにはならない (ストリーマーモードでは約 5 ns 、比例計数領域では ~ 数 10 ns)。

またガス増幅によって得られる電荷量は比例計数領域では約 $10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ であるのに対しストリーマーモードでは約 $10^8 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ と約 100 倍も大きい。

このためアノード信号のパルス波高はストリーマーモードの場合比例計数領域のパルス波高の数 10 ~ 100 倍大きく、さらに速い立ち上がりのパルスとなる。

2-3-6 カソードからの信号

TGC は荷電粒子の入射位置の読みだしにはカソードをもちいている。カソードは陰極面の外側にアノードに対して垂直に 2 mm 幅の銅ストリップのパターンでエッチングされている。カソードの信号はストリーマーによってアノードにたまった負の電荷の像により正の電荷が誘起されることにより得る。

である。したがって電界はアノードワイヤーのすぐ近くで急速に強くなる。

いま、 $a = 0.0025 \text{ cm}$, $b = 0.15 \text{ cm}$ の円筒形計数管に 4000 V の電圧 V_0 が印加されたとする (TGC を動作させる時と同じ状況) と陰極表面での電界は $2.35 \times 10^9 \text{ V/m}$ になる。また 1 気圧の通常ガスでは 2 次電離過程を起こすための電界のしきい値は 10^6 V/m 程度であるので、ガス増幅をおこすのに必要な高電界を得るためには平行電場では非常に困難になる。また上の式よりガス増幅は半径 $117 \mu\text{m}$ 以内の位置より起こることが解る。つまり TGC 全体積の 2.9 % のワイヤー周辺の領域でのみ最初のガス増幅が起こる。このことから最初の電子イオンなだれをアノードワイヤー付近で起こさせることにより 1.6 mm のアノードワイヤーと陰極の間隔以内でストリーマーが常に 1 mm 近く成長することができる。この結果大きなガス利得で大きさがほぼ一定の信号を得ることができる。このようなことから TGC は円筒形電場を与えている。

また TGC では本体に G10 を用いているため単位体積あたりの物質量が少なく、通過する荷電粒子の多重散乱や photon conversion の影響をほとんど受けないので荷電粒子の入射位置の分解能が下がらずにすむ。これは運動量の測定に対して非常に有利である。

2-3-5 アノードからの信号

アノードには高電圧が与えられているため、信号はアノードワイヤーの電圧の変化によって読み出される (図 2-?)。その電圧の変化はガス中の電子と正イオンの移動によって引き起こされ、それは以下の式に従う、

$$dv = \frac{Q}{1CV_0} \frac{dV}{dr} dr \quad \text{式 2-x}$$

そこでアノードワイヤーの半径を a 、最初の電子イオンなだれでガス増幅された電子の位置を $a + \lambda$ とすると、電子により得られる電圧 v^- は式 2-y を使い (式 2-y) を積分することにより、

$$v^- = - \frac{Q}{1CV_0} \int_a^{a+\lambda} \frac{dV}{dr} dr = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a+\lambda}{a}$$

で与えられる。 l は検出器全体の長さで、 $1C$ が検出器全体の静電容量である。そして Q は電子イオンなだれで生成した電荷量で、 dr がその電荷が移動した距離である。

出される光子を完全に抑える目的であるのに対し、ストリーマーモードでは、高い電場によりさらに成長した電子なだれ内で電子とイオンが再結合する時に放出される、よりエネルギーの高い光子が電子なだれの横方向へ広がるのを抑えるのに用いられる。これによりストリーマーモードでは入射位置の情報はストリーマーの広がり（アノードの直径の数倍程度）しか失わずにすませることができ、なおかつ高いガス利得（2-3-5 参照）得られる。しかし生成する正イオンの数は比例計数管の100倍近くになるがアノードワイヤー近傍では電子との再結合によりかなり少なくなるため、回復時間を比例計数管とほぼ同じかそれ以下になる（正イオンの問題は2-4-1と2-4-2で述べる。）という利点を得ている。

2-3-4 TGCの構造の特徴

ガイガー領域では電子イオンなだれより放出される紫外線光子により原子が電離されることにより横方向に広がった電子なだれがアノードワイヤーを取り囲み、なだれ内の電子が印加電場をシールドするような状態になり、ストリーマー形成に必要である外部電場を打ち消す程度のなだれ（ 10^8 個の電子イオン対）にまで成長できない。そこで円筒型ガス計数管をストリーマーモードで動作させるときにこの状態を避けるためにはアノードワイヤーの直径を十分太くして、電子なだれの横方向への広がりを非常に強く抑えるガスを使用することで解決できる、ということもG. Charpakが発見した。

一般にMWPCを実際に製作するときの経験則として、アノードワイヤーの直径をアノードワイヤー間の距離の1%程度にすればガス増幅に必要な十分強い電場を得ることができるとされている。TGCの場合アノードワイヤーの間隔は2mmなのでワイヤーの直径は20 μ mが普通とりうる大きさであるところを50 μ mとしている。

次に円筒形状の電場について考える。半径rにおける電界は

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 r} \cdot \frac{1}{\ln(b/a)}, \quad C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)} \quad \text{式 2-y}$$

で与えられる。ここで

V_0 = アノードワイヤーと陰極間の印加電圧

C = 内部の単位長さあたりの静電容量

a = アノードワイヤーの半径

b = 陰極の内側の半径

イオンができたときに電子とイオンのなだれは空間電荷の影響を受けだし、 10^8 個になると空間電荷が外部電場を打ち消す強さになり、その結果イオンと電子の再結合が起こることにより紫外線が放出される ($A^+ + e^- \rightarrow A^* \rightarrow A + h\nu$)。この紫外線はガスの電離ポテンシャルより大きなエネルギーを持っている。そしてこの紫外線光子が電子イオンなだれの正イオンの山より陰極側で原子を電離する場合がある。そのときにできた電離電子は印加電場 E と正イオンによる電場 E_i の和である $E + E_i$ の電場のために再び電子と正イオンのなだれが数個でき、最終的にはその数個のなだれは1つの電子と正イオンの大きな塊になる (2次電子イオンなだれ)。

そしてその電子と最初のガス増幅でできた正イオンが再結合して、さらに紫外線光子を放出して次の電子とイオンのなだれを更に陰極側につくる、ということを繰り返しながらアノードワイヤーから垂直に陰極 (グランド面) に向かって発達していく。そして陰極にストリーマーが進むほど電場が弱まるためにガス増幅の位置のふらつきの影響で正イオンと電子の密度が小さくなり、再結合の可能性が低くなる。それで最終的に光子による電離がなくなったときにストリーマーの発達はとまる。(図2-?)

このときのストリーマーの大きさは印加電場にもよるが大体 $0.5 \sim 1.0$ mm である。(この過程は一般に " ストリーマー " と呼ばれ、このような状態をストリーマーモードと言う。)

以上のことからストリーマーの最初の電子イオンなだれは印加電場 E によるが、2次電子イオンなだれは1次電子イオンなだれで生成した正イオンによる電場 E_i により起こる。つまりストリーマーモードになるためには最初の電子イオンなだれ内の電子イオン対の数が 10^8 個以上になることが条件になる。

またこのストリーマーの側面で光子が原子を電離した場合には、電子なだれの空間電場の影響で電場が弱くなっている為ガス増幅を起こすことができない。従って横方向には広がりにくい。

しかし電離電子が空間電場の影響が低くなるほどかなり離れたところでできて、ストリーマーが横に広がる可能性があるが、紫外線光子の吸収断面積の大きなガスを使用することにより、横方向の発達は抑えられる。TGCの場合 n -ペンタン ($n-C_5H_{12}$) またはイソブタン ($iso-C_4H_{10}$) を用いている。これは比例計数管やガイガー計数管で用いるクエンチガスとは成分としては同じであるが、ストリーマーモードでは使用目的が異なる為、その hydrocarbon の配合比は $20 \sim 50\%$ と高くなっている。それは比例領域では励起ガス分子が基底状態に遷移する時に放

収しきれなくなり、それによるイオン化が無視でなくなる。電子なだれが起こると n_0 個の 1 次電子から $n_0 A$ 個の電子が生じる。ここで同時に紫外線の光子による光電子の発生が起こったとすると、それにより $(n_0 A)^\gamma$ 個光電子が生じる。ただし計数 γ は $\gamma < 1$ である。そこで再びガス増幅により、これらの光電子は $n_0 A^2 \gamma^2$ 個の光電子が生じ、さらに $n_0 A^2 \gamma^3$ 個の電子が遊離される。この一連の級数的ステップをすべて加え、生成された電子の総数を求めると

$$n_0 A_\gamma = n_0 \sum_{n \geq 0} (A\gamma)^n = \frac{n_0}{1 - A\gamma}$$

となる。

A_γ は紫外線領域の光子によるエネルギー移行の効果含めたガス増幅率であり、 $A_\gamma < 1$ の時、限定的比例領域と呼ぶ。 $A_\gamma \rightarrow 1$ の時出力信号はもはや 1 次イオン化の量には依存しなくなってしまう。このとき $A_\gamma \sim 10^8$ 程度となる。この動作領域を通常ガイガー-ミュラー領域と呼ぶ。このとき発生する紫外線光子は任意の場所で原子を電離しそこから電子イオンなだれを作り出す。この過程を繰り返すために結局最初の電子イオンなだれに関係なくアノードワイヤー全体に電子イオンなだれが広がっていく、これを一般にガイガー放電と言う。このガイガー放電を終了させる過程が始まる原因はなだれの中の各電子と一緒に作られた正イオンの存在である。これらの正イオンの移動度は自由電子に比べてずっと小さく、増幅領域から自由電子を全部、アノードワイヤー周辺に集めるのに要する時間内では正イオンはほとんど動かないで停止している。これらの正イオンの濃度が十分高い場合には、この正イオンの為にアノードワイヤー近傍の電界の大きさを変え始める。そしてさらに正イオンが増えるとそのために正イオンとアノードワイヤーの間の電界が小さくなりガス増幅に必要な電界以下になったときに放電は止まる。

2-3-3 リミテッドストリーマーモード

ところで TGC では印加電圧を上げていくと比例領域から限定的比例領域になり、そのつぎにはガイガー領域ではなくリミテッドストリーマーモードと呼ばれる領域に遷移する。理由については TGC の構造の特徴で述べる。

TGC への印加電場を上げていくと電子イオンなだれのガス増幅により 10^6 個の

2-3-1 比例計数管のガス増幅の機構

MWPC に荷電粒子が通過するとその電離作用によって電子とイオンでできた飛跡を残す。電子は電気力線に沿ってアノードワイヤー（陽極）の中の 1 本に向かって進む。G.Charpak らによれば MWPC のアノードワイヤーはそれぞれ独立した検出器として動作する。ワイヤー L に起きた負のパルスが静電誘導によって隣のアノードワイヤー A に誘起する電圧は、L から A に向けて移動するイオンによって打ち消される。（このワイヤー近傍の電場の強さは図 2-2-1 に示すように円筒型の比例計数管とあまり変わらないため、TGC の動作は円筒型の比例計数管と同じであると仮定している。）この 1 次過程でできた電子群がワイヤーに向かって進むうち $10^5 \sim 10^6$ V/cm という強い電場の中に入り、ガス中の原子や分子との衝突の間にそれらをイオン化するに十分な運動エネルギーを得る。これにより 2 次電離が起こりこのような反応が連鎖的に続いてついには電子とイオンのなだれ(タウンゼントなだれ)までに発達する。いま、この過程で最終的に遊離された電荷量 dU が 1 次電離によってイオン化された自由電荷を Ne 、比例計数を A とすると、

$$dU = - A \frac{Ne}{C}$$

となる。C はアノードワイヤーの接地に対する静電容量である。

この A をガス増幅率 (gas amplification factor) と呼ぶ。この増幅率 A が 1 次電離によってできた電荷の多寡にかかわらず一定の値であるような電場強度 E とガス圧 p の領域が存在する (TGC ではガス圧 $p = 1$ atm としている。)。このことは測定された出力パルス波高が、1 次電離の過程によってできた電荷に比例することを意味している。このような特性を与える電場強度の領域を比例領域又は比例計数管領域と呼ぶ。その領域でのガス増幅率はおよそ $10^4 \sim 10^6$ である。ところでガス増幅による電離電子との衝突によって励起された原子が基底状態に遷移するとき発生する紫外線領域の光子はガス原子から光電効果により光電子を遊離する。この光子が増えると、それがさらに原子を電離させることによりガス増幅率が変化してしまい比例関係を失ってしまう。そのため比例計数管では一般にクエンチガスと呼ばれる紫外線吸収能力の高いガスを数%混合することにより紫外線光子の影響をなくしている。

2-3-2 ガイガー-ミュラー領域

比例領域よりさらに高い印加電圧をアノードワイヤーに与えると紫外線光子を吸

2-2 Thin Gap Chamber の構造

アノードワイヤーは直径 50 μm の金メッキのタングステンワイヤーが用いられている。アノードワイヤー間隔は 2 mm であり、その両端は G10 のフレームに銅エッチングしたストリップに半田付けされ、張力は 350 g に保たれている。ワイヤー張力は普通ガス検出器内の電場によって異なり張力が小さいと隣同士のアノードワイヤーの静電的反発力によって振動を起こしてしまう。また反対に大きすぎるとワイヤーが切れてしまうので製作前の試験できめている。

実器において TGC は 1 辺が 1 m を越えるので 32 cm 間隔にワイヤーの間隔を保つために保護板が入る構造である。しかし今回試験に用いた TGC は 10 cm \times 10 cm の大きさの物なのでそのような保護板は入っていない。

カソード面はカーボンを塗ることにより抵抗 ($\sim 1 \text{ M}\Omega / \text{square}$) 性を有するよう処理された 200 μm の G10 シートでできておりその片面にはエッチングにより幅 1.8 mm、長さ 10 cm、間隔 200 μm のパターンの銅ストリップがアノードワイヤーの方向に対し垂直に構成され、それに更に 1.5 mm の厚さの G10 板が張り付けられている。また G10 の反対面は TGC の周辺ノイズからの静電シールドのために銅エッチングされ、回路グランドと同一電位に保たれ、カソード面とは直流的に絶縁されている。カソードストリップの幅を小さくすれば位置の分解能がよくなるがそのために読みだしのチャンネル数が増えるのでコストがその分上がってしまい、最終的にはカソードストリップの幅は生産コストと必要な位置分解能の兼ねあいできまることになる。今回用いた TGC では 50 チャンネルのカソード読み出しが可能である。またカソード面はアノード面をはさんで両側にあるので 1 枚の TGC で 2 カ所から位置情報を得ることができ、例えば TGC を位置読みだしとトリガーの両方に使うときにはカソードストリップの片側を細いストリップにし、反対側を太いストリップにすればよいことになる。

2-3 Thin Gap Chamber の動作原理

2. Thin Gap Chamber の基本的性質

2-1 Thin Gap Chamber について

Thin Gap Chamber (以後 TGC 記す)は LHC に配置される予定である ATLAS 検出器の ENDCAP 部分の Muon Spectrometer の飛跡測定器の候補の 1 つとして、現在神戸大学と東京大学そして ISRAEL の The Weizmann Institute of Science との共同研究によりその性能評価が進められている。

TGC の構造は基本的には一般によく用いられる MWPC (MultiWire Proportional Chamber) と同じであるが普通の MWPC と異なる所はアノードワイヤーとグランド面との間隔が 1.6 mm と狭くなっていることが特徴である。TGC は S.Majewski と G.Charpak により考えだされ現在では CERN にある LEP の OPAL 検出器 (Omuni Purpose Apparatus for LEP) の hadron calorimeter として応用されている。しかし LEP においてはビームクロッシング時間間隔が 22.5 μ s であるのに対し LHC では 25 ns に 1 回と非常に頻度が高い。したがって単純にはその動作を比較はできないが構造面での利点としては以下のことがいえる。

大量生産が容易である、
3種類の読みだしができる(アノード×1、カソード×2)。

また TGC は MWPC で使用される比例計数領域よりもさらに高い印加電圧を与えるリミテッドストリーマーモードと呼ばれている状態で動作させている。リミテッドストリーマーモードの利点としては

読みだし信号が本来の MWPC に比べて非常に大きい (S / N 比が高い)
> 50 mV (MWPC では約 2 ~ 5 mV)

読みだし信号の立ち上がりが非常に速い < 5 ns

読みだし信号の大きさに対して不感時間が短くと不感領域が狭い

以上のことが解っている。

今回用いた TGC は大きさが 10 cm × 10 cm のものである。TGC の構造を図 2.1 に示し、その内部構造の詳細については 2-1 で述べる。

時間分解能が 25 ns 以内でないといけない理由は Muon Spectrometer の飛跡測定器を ATLAS 検出器のトリガーとして使用する予定になっているためである。トリガーとは検出器全体の信号を computer に取り込む指示をだす信号である。検出器全体の信号読みだしチャンネル数は 10^7 以上になるので、信号を computer に取り込むのに数 100 ms もかかる。そのため解析に必要と考えられる event を選別するために使われる。

そのうち我々は μ 粒子を検出するための Muon Spectrometer の飛跡測定器の候補として Thin Gap Chamber が使用可能かどうかを試験した。

そこで我々は(a)~(d)の要求を満たすことのできる Muon Spectrometer の飛跡検出器として Thin Gap Chamber が適性であるかどうかについての研究を以下の項目について行った。

- (a) 出力波形の測定
- (b) Rate Dependence
- (c) 位置の分解能及び検出効率
- (d) 時間分解能

ここで研究に用いた Thin Gap Chamber の本体は ISRAEL の The Weizmann Institute of Science より提供してもらったものである。

本論文ではまず、第 2 章で Thin Gap Chamber の基本的性質について述べる。第 3 章では上の測定各々について測定方法、測定結果という順で説明する。第 4 章で測定結果による考察とまとめを行う。

- 1) Muon Spectrometer には超伝導 Toroid Magnet を用いる。
- 2) Inner Detector には Solenoid Magnet を用いる。
- 3) 電子、陽電子、 γ 、 μ 粒子、ハドロン jet、と missing transverse エネルギーの測定が高い luminosity でも良くできること。
- 4) 低い luminosity の場合 τ 粒子や heavy flavor クォーク を識別することが出来る。
- 5) トリガーと Event の測定には主に μ 粒子と電子を使い、それが低い transverse momentum から測定できること。

Muon Spectrometer に超伝導 Toroid Magnet を用いる理由としてはハドロン jet のエネルギーが大きいので jet の cluster の幅が狭くなる為である。そこで Toroid Magnet により cluster の幅を大きくすることで測定器の単位面積あたりに通過する粒子の数を減らすことになり、測定器の負担を減らすことが出来る。

1-5 ATLAS 検出器における Muon Spectrometer

Muon Spectrometer とは μ 粒子の飛跡と運動量を測定するためのもので、超伝導磁石と飛跡測定器によって構成されていて超伝導磁石を通過する荷電粒子がローレンツ力によって曲げられる大きさを測定することで通過した荷電粒子の運動量が測定される (3-4 参照)。

Muon Spectrometer の構成図を図 1.2 に示す。陽子・陽子衝突型加速器では各 event のなかに Hadron 粒子が非常に多く含まれるため Hadron 粒子による精密測定はとても困難になってくる、そのため Lepton 粒子の正確な測定がとても重要である。

よって Muon Spectrometer の性能は陽子・陽子衝突による event の測定精度を大きく左右することになる。また LHC ではより多くの DATA を得るために陽子・陽子の衝突頻度を 25 ns に1回と非常に高くしている為に飛跡測定器に必要な項目は

- (a) 位置精度 < 100 μm
- (b) 荷電粒子が通過してから信号がでるまでの時間分解能 < 25 ns
- (c) 信号の立ち上がり速度が十分速い
- (d) 高頻度で荷電粒子が通過しても動作する

というものが挙げられる。

の decay mode を測定するのが最も良いと考えられている。このとき測定に重要なのはレプトン粒子対で、もしそれらが $e+e$ または $\mu+\mu$ の場合には Z^* の decay 又は対生成などによるバックグラウンドと区別が難しくなる。よって (a) の decay mode について $m_t = 140 \text{ GeV} / c^2$ とすると LHC では 1 分間に約 20 対の $t\bar{t}$ を生成することが出来、1 日に約 30 個の (a) の Events を得ることが出来ると予想されている。

1-3-2 Higgs

	測定する decay mode	Higgs の質量の範囲(GeV / c^2)
1	$H \rightarrow \gamma\gamma$	80 ~ 150
2	$ZZ^* \rightarrow 4\text{leptons (e or } \mu)$	130 ~ $2m_Z$
3	$ZZ \rightarrow ll \nu\bar{\nu}$	400 ~ 800
4	$WW \rightarrow l\nu + 2\text{jets}$ $WW \rightarrow ll + 2\text{jets}$	> 600
5	$h \rightarrow \gamma\gamma$	
6	$A, H \rightarrow \tau\tau$	
7	$t \rightarrow bH^+, H^+ \rightarrow \tau\nu, c\bar{s}$	

1-3-3 Super symmetry

1-4 ATLAS 検出器

LHC には 2 つの検出器を設ける予定になっている。我々神戸大学グループは ATLAS グループに参加している。ATLAS 検出器の全体図を図 1.1 に示す。現在の段階ではまだ個々の測定器の選定は行われておらずまだ各測定器の候補を選定している段階であるが、検出器の基本概念は決まっておらず以下のとおりである、

Higgs 粒子の質量への量子論的なゆらぎの効果による補正項が 2 次発散することより MSM による Higgs 粒子の質量は約 1 TeV 以下にないといけないことになる。

そして SUSY を導入した場合 Higgs 粒子は 5 つ (h^0, H^0, A, H^\pm) 現れ、そのなかで h^0 の質量は top とその Super partner である stop の質量の関係より $120 \text{ GeV}/c^2$ 以下でないとならなくなる。よって Higgs 粒子が存在するとすると LHC で発見可能でさらに Higgs 粒子の質量しだいでは MSM による Higgs 粒子か SUSY による Higgs 粒子かが区別可能で、SUSY の有無も判断できる。

1-3 TeV 領域での陽子・陽子衝突における粒子検出

高エネルギーでの陽子・陽子衝突では陽子を構成するパートン同士の非弾性散乱により粒子が生成されるが残りのパートンは陽子の進んできた方向に向かってジェットを作る (Remnant jets)。そのため非弾性散乱により生成した粒子によるレプトンとハドロンジェットに非常に多くの Remnant jets によるハドロン粒子が交ざった Event が検出器で測定されることになる。よって TeV 領域での陽子・陽子衝突実験では検出されるハドロン粒子が非弾性散乱により生成したものが Remnant jets により生成したのかを区別するのが非常に難しくなる。そこで非弾性散乱により生成する粒子から対生成また弱崩壊により放出されるレプトン粒子 (電子または μ 粒子) を検出することが非常に大事になる。特に検出器の最も外側のある Muon Spectrometer ではかなり高い S/N 比で μ 粒子を検出できるため、測定したい粒子の decay mode に μ 粒子を含む場合には、検出効率をその他の decay mode より高くすることが出来る。

1-3-1 top クォーク

LEP の結果より MSM を仮定すると

$$m_t = 164_{-17}^{+16} \text{ }_{-21}^{+18} \text{ GeV}/c^2$$

と理論より予想される (誤差の 1 項目は Higgs の質量を $300 \text{ GeV}/c^2$ と仮定した場合の誤差で、2 項目は Higgs の質量を $300 \text{ GeV}/c^2 \sim 1 \text{ TeV}/c^2$ まで変化させたときの誤差である。) ので SM が正しいとすると top クォークは確実に発見できると考えられる。そこで top クォークが発見できるとすると LHC での top クォークの質量の測定には

$$t \bar{t} \rightarrow b \bar{b} \mu e \nu \bar{\nu} \quad (\text{a})$$

B) Z、W ボソンの質量を与える Higgs 粒子がまだ未発見である。

C) top クォーク が未発見。

A) に対する主たる理由としては S M が弱い相互作用の群と電磁相互作用の群の積 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の関係で表されているためと、クォークとグルーオンの質量を与える因子が解っていないことが理由に挙げられる。またさらに $10^{14} \sim 10^{15}$ GeV のあたりのエネルギー領域で電弱相互作用は強い相互作用と統一されると考えられているためこれらの相互作用の群の積である $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群を含む大統一群を導入する必要性がでてくる。

現在、最も良いと考えられている大統一群は

1) $SO(10)$

2) $SUSY + SU(5)$

の 2 つである。

1) は $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群を含み、1 世代のフェルミオンがすべて同一表現には入るというエレガントさを持つ。しかし $SO(10)$ 群から $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群へ遷移するには最低 2 度の自発的対称性の破れを導入せねばならず、複雑になってしまうという問題がある。

それに対し 2) のほうはあるエネルギー以上ではフェルミオンとボソンが対称性を持つと考える SUSY (Super Symmetry) 理論を導入する。これはそれぞれのボソンとフェルミオンに対応する結合定数が等しいのでフェルミオンの放出と再吸収による補正項と、ボソンの放出と再吸収による補正項が正確に打ち消すので 2 次発散は消える、ということが基本的な発想である。さらに大統一群として $SU(5)$ 群を与えれば、大統一理論は電磁相互作用と弱い相互作用と強い相互作用の 3 つの coupling が同一エネルギー領域で統一されるというエレガントさを持つ。

しかし現在までの実験では 1) と 2) のどちらが正しいという判断が下せていない。その判断を下すためには SUSY のエネルギー領域で現れる SUSY 粒子が発見出来るかどうかにかかっている。また理論から結合定数の高次補正で 2 次発散にならないための制限より最も軽い SUSY 粒子は 1 TeV 以下に存在する必要があるので SUSY が正しいとすると LHC でほぼ確実に発見またはその徴候を見つけ出すことが出来る。

次に B) の Higgs 粒子については MSM (Minimal Standard Model) の場合 Higgs 粒子は 1 つだけ存在する。Higgs 粒子の質量については M S M に現れる

1. 序論

1-1 LHC 計画

現在，スイスの欧州原子核共同研究機構（CERN）において大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC（Large Hadron Collider）計画が 2001 年の稼働を目指して進められている。LHC は既設の電子・陽電子衝突型大型加速器 LEP（Large Electron Positron collider）の全長約 27 km のトンネル内に併設され，衝突の重心系のエネルギー約 14 TeV で Beam Luminosity を $2.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を目標に計画されている。

LHC による素粒子実験においては電弱標準理論より予想される Higgs 粒子 top クォーク 及び SUSY 粒子などの未発見粒子の探索と電弱標準理論の妥当性をより高いエネルギー領域で検証することを主たる目的としているが、陽子・陽子衝突以外には鉛・鉛衝突や LEP の電子ビームを用いる陽子・電子衝突など原子核物理の実験などの為の使用も考えられている多目的実験装置である。

1993年2月現在世界最大の衝突エネルギーの加速器装置はアメリカのシカゴにあるフェルミ国立加速器研究所（Fermilab）の陽子-反陽子蓄積型衝突器 TEVATRON で、その重心系での衝突エネルギーは約 1.8 TeV である。しかし未だ Higgs 粒子 及び top クォーク は確認されておらず，又アメリカにおいて計画されていた超電導大型陽子・陽子衝突型加速器（SSC）計画が中止になった今、次世代加速器計画として LHC 計画は非常に重要になってきている。

1-2 TeV 領域における陽子・陽子衝突の物理

素粒子物理学において弱い相互作用と電磁相互作用と QCD を統一した電弱統一標準模型（Standard Model）は LEP での Z ボソンの質量や弱い相互作用の coupling などの精密測定により現在のところほぼ正しいことが解っている。SM は 1 TeV 以上の高エネルギーでは理論としては適用できなくなるため、低エネルギーでの近似理論として考えられている。

しかし SM はまだ以下の重要な課題が残っている

A) 必要なパラメーターが 18 個もある。

参考文献
表のリスト
図のリスト

目次

1. 序論

1-1 LHC 計画

1-2 TeV 領域における陽子・陽子衝突の物理

1-3 TeV 領域での陽子・陽子衝突における粒子検出

1-3-1 top クォーク

1-3-2 Higgs

1-3-3 Super Symmetry

1-4 ATLAS 検出器

1-5 ATLAS 検出器における Muon Spectrometer

2. Thin Gap Chamber の基本的性質

2-1 Thin Gap Chamber について

2-2 Thin Gap Chamber の構造

2-3 Thin Gap Chamber の動作原理

2-3-1 比例計数管のガス増幅の機構

2-3-2 ガイガー-ミュラー領域

2-3-3 リミテッドストリーマーモード

2-3-4 TGCの構造の特徴

2-3-5 アノードからの信号

2-3-6 カソードからの信号

2-4 ガス検出器の性能に関する事項

2-4-1 不感時間と回復時間

2-4-2 アフターパルス

3. 基礎DATAの測定

3-1 使用するガスについて

3-2 出力波形の測定

3-2-1 測定方法

3-2-2 測定結果

3-3 Rate Dependence

3-3-1 測定と解析方法

3-3-2 測定結果

3-4 位置の分解能及び検出効率

3-4-1 測定と解析方法

3-4-2 測定結果

3-5 時間分解能

3-5-1 測定と解析方法

3-5-2 測定結果

4. 測定結果による考察とまとめ

5. 謝辞

大型陽子・陽子衝突実験に用いる ための Thin Gap Chamber の性能 評価

修士学位論文

物理学

9 2 5 S 1 0 9 S

田中 秀治