

PHENIX 実験における  
陽子・陽子衝突トリガーカウンターのための  
Photon Conversion Rejector の設計

筑波大学 第一学群 自然科学類 物理学専攻

学籍番号 970384

團村 絢子

卒業論文

指導教官 : 三明 康郎、江角 晋一

2001年2月5日

## 概要

PHENIX 実験における陽子・陽子衝突用トリガーカウンターとして T0 カウンター（2001 年 7 ～ 8 月始動予定）が設置される。T0 カウンターは飛行時間測定スタートカウンターとして使用されるために十分な厚さが必要である。厚いシンチレータを検出器の前方に設置すると電子対が生成され、後方の検出器に影響をあたえる。本研究では、T0 カウンター内で対生成した電子対を排除する PCR の設計を行った。PCR の設計上で問題となるのは十分な光の収集と最適な厚さの決定である。光収集に関してはシンチレータに波長変換ファイバーを埋めこむことで、光の減衰をおさえることができた。一方、厚さに関しては測定サンプルを用いて荷電粒子を測定する実験を行い、厚さに対して得られた光電子数値を用いて、厚さ最適化のシミュレーションを行った。

# 目次

1 . 序論	1
2 . 基礎知識	3
2 - 1 物質内での粒子の相互作用	3
2 - 1 - 1 荷電粒子のエネルギー損失	3
2 - 1 - 2 電子のエネルギー損失	4
2 - 1 - 3 線の相互作用	5
2 - 2 シンチレータと波長変換ファイバーについて	6
2 - 2 - 1 シンチレータの特徴	6
2 - 2 - 2 波長変換ファイバーの特徴	7
2 - 2 - 3 シンチレータから波長変換ファイバーまでの光伝達過程	7
2 - 3 T O カウンターについて	8
3 . 設計のための実験	1 0
3 - 1 光電子増倍管の性能評価	10
3 - 1 - 1 測定装置及び回路	10
3 - 1 - 2 電圧特性	11
3 - 1 - 3 光電子数の計算	13
3 - 1 - 4 ADC 平均値と光電子数の較正表	14
3 - 2 KEK におけるテストビーム実験	16
3 - 2 - 1 実験のセットアップ	16
3 - 2 - 3 実験結果	20
3 - 2 - 4 光電子数較正の検討	24
3 - 3 結論	25
4 . PCR の設計	2 6
4 - 1 KEK 実験のシミュレーション	26
4 - 1 - 1 シミュレーションのセットアップ	26
4 - 1 - 2 シミュレーションと実験値の比較	28
4 - 1 - 3 結論	30
4 - 2 中間子質量測定 of シミュレーション	31
4 - 2 - 1 シミュレーションのセットアップ	31
4 - 2 - 2 シミュレーションの方法	35
4 - 2 - 3 シミュレーションの結果	37
4 - 3 結論	39
5 . まとめ	4 0
付録；プログラムリスト	

# 第 1 章

## 序論

宇宙を構成する粒子は大別してハドロンとレプトンに分けられる。ハドロンは強い相互作用をする粒子でありクォークとグルーオンが閉じ込められた状態と考えられている。ハドロンが高温・高密度の状態になると閉じ込めから解放されてクォークとグルーオンのプラズマ状態 (QGP) に相転移すると予測されている。高エネルギー重イオン衝突では、重い原子核が高速で中心衝突した結果、高温・高密度の状態が実現する。これにより QGP の生成シグナルを検出する研究がすすめられている。米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では衝突型高エネルギー重イオン加速器 RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) の建設が進められてきた。われわれの研究室では RHIC を用いた高エネルギー衝突実験のひとつである PHENIX (The Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment) 実験にかかわっている。

高エネルギー重イオン衝突における粒子の反応過程は複雑であるため、原子核・原子核衝突と陽子・陽子衝突の実験データを系統的に比較する必要がある。陽子・陽子衝突で生じる粒子は  $^0$  中間子、陽子が大部分を占め、 $^0$  の崩壊により  $\pi^0$  線が生じる。2 [GeV] 以上のエネルギーを持つ  $\pi^0$  線は物質との相互作用によって電子・陽電子に崩壊する (対生成する) ことがある。相対論的重イオン衝突ではエネルギーの高い  $\pi^0$  線が多く生成されるため対生成が頻繁におきる。PHENIX 検出器においてスタートカウンターとして使用される T0 カウンターはビーム軸の最近接に設置される。T0 カウンター内で対生成をおこして発生した電子は T0 カウンターの後方に位置する検出器に影響を与える。このバックグラウンドを排除するために考え出されたのが PCR (Photon Conversion Rejector) である。

PCR を T0 の前に設置することで電子のバックグラウンドを取り除くことができる。荷電粒子は PCR と T0 の両方で反応するが T0 で Conversion した  $\pi^0$  線は T0 のみに反応する。よって PCR と T0 で検出された信号を組み合わせることによって、T0 で  $\pi^0$  線の崩壊によって生じた電子のバックグラウンドを排除することができる。

PCR を設置する上でひとつ問題がある。それはどのようにして荷電粒子による信号と PCR で対生成した 線による信号を区別するかという点にある。PCR で対生成した 線は T0 でも検出されるため、荷電粒子による信号と区別できない。(図 1 - 1)

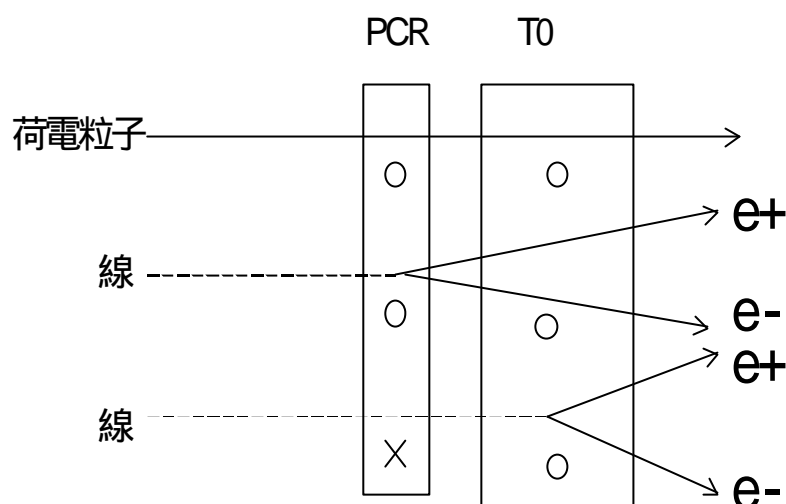
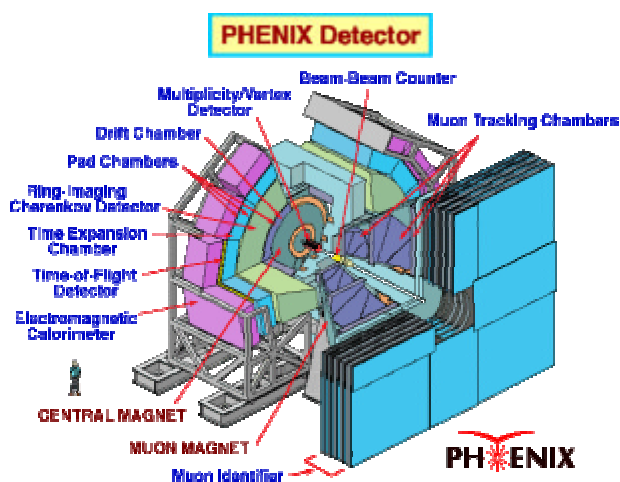


図 1 - 1

この問題を解決するには、PCR をできるだけ薄くして対生成による 線を検出しないようにすればよい。一方、荷電粒子の信号を確実に検出するために PCR は十分な厚さが必要である。つまり PCR は ‘ 線の対生成による信号を検出しないほど薄く、荷電粒子を確実に検出できるほど厚い ’ 厚さのシンチレーションカウンターである事が要求される。本論文では実験とシミュレーションを通して PCR の最適な厚さを決めた。以下に参考までに PHENIX 実験における検出器の概観を示す。



# 第 2 章

## 基礎知識

### 2-1 物質内での相互作用

ここでは検出器内で起こる粒子のエネルギー損失について述べる。特に高エネルギー領域の粒子が厚さの薄いシンチレータに及ぼす影響について述べている。

#### 2-1-1 荷電粒子（ハドロン）のエネルギー損失

エネルギー損失の過程は粒子の種類やエネルギーによって異なる。陽子や 中間子といった重い荷電粒子（ハドロン）は物質原子の電子と電磁的相互作用を行い、電子を励起や電離させる事によってエネルギーを失う。このエネルギー損失は電離損失と呼ばれ、粒子の速度が極めて小さい場合を除いてすべてのエネルギー領域で最も重要な過程である。このエネルギー損失はベーテブロッホの公式で与えられる。物質  $1\text{ g/cm}^2$  を通過するときに荷電粒子が損失するエネルギーは（スピンをもたない粒子の場合）

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m v^2 A} \left[ \ln \left( \frac{2m v^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

ここで  $x[\text{g/cm}^2]$  は物質の厚さ、 $I$  はすべての電子についての有効ポテンシャルで、 $v$  ,  $(= v / c)$  および  $ze$  は荷電粒子の速度と電荷、 $N_A$  はアボガドロ数、 $Z$  および  $A$  は物質の原子番号および質量数、 $m$  は電子の質量である。スピンをもつ粒子の場合も、電離損失の平均値にはベーテブロッホの式が当てはまる。この式からわかるように、電離損失によるエネルギー損失の特徴は以下の通りである。

1. エネルギー損失は、入射粒子の電荷 (  $z$  ) と速度 (  $v$  ) のみに依存し、入射粒子の質量によらない。
2. 電荷  $z$  の入射粒子の電離損失は非相対論的速度 (  $v \ll c$  ) のときは  $1/v^2$  にしたがって減少する。一方、相対論的速度では  $= 1/\sqrt{1-\beta^2}$  の増加に伴いゆっくり増加する。
3. 物質による変化は  $Z/A$  に依存している。原子番号の小さい物質での最小電離損失は、約  $2 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$  である。原子番号の大きい物質では約  $1 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$  である。

## 2-1-2 電子のエネルギー損失

電子のような軽い粒子にも、重い粒子の場合と同じように物質原子の電子を励起・電離することによってエネルギーを失う。この場合電子同士の衝突のなるためエネルギーのゆらぎが大きく、電子の場合のエネルギー損失はベーテブロッホの式で与えられる値より数% 小さい。これを衝突損失といい、式 (2.2) で与えられる。

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{2\pi N_A Z z^2 e^4}{m v^2 A} \left[ \ln \frac{m v^2 E}{2 I^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right] \quad (2.2)$$

また、電子のように質量の小さい粒子が物質を通過する際、原子核のクーロン力によって速度変化が生じ、その際に電磁波を放出する(制動放射) ことによってエネルギーを失う。この過程によるエネルギー損失を放射損失といい、式 (2.3) であたえられる。

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{N_A Z (Z + 1) E e^4}{137 A m^2 c^4} \left( 4 \ln \frac{2E}{m c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (2.3)$$

式 (2.3) においてエネルギー損失が  $E$  および  $Z^2$  に比例していることから、電子のエネルギーが大きい場合、物質が重い場合に、放射損失が重要になってくることがわかる。電離損失は入射エネルギーが増加するにつれて減少し、相対論的領域でほぼ一定になるのに対し、放射損失はエネルギーとともに増加する。放射損失と電離損失が等しくなるエネルギーを臨界エネルギーといい、物質の原子番号に反比例し、約  $700 \text{ MeV} / Z$  程度である。

### 2-1-3 線の相互作用

線が物質を通過するときには光電効果や対生成によって電子が生じコンプトン散乱によってエネルギーが失われる。低エネルギーでは光電効果やコンプトン散乱が支配的であるが、高エネルギーになると対生成がおこるようになる。

#### 光電効果

光電効果は 線と軌道電子との相互作用によって電子が放出される現象である。したがって軌道電子の束縛エネルギーに比べて 線の入射エネルギーが小さいところで有効である。軌道電子との相互作用であるために物質原子の核構造の影響を強く受ける。強く束縛されている電子より外殻にある束縛の小さい電子のほうが相互作用しやすいので重い原子核のほうが起こる確率が大きくなる。特徴として以下の2点があげられる。

- 1．低エネルギーで衝突断面積が大きい
- 2．衝突断面積は物質原子の原子番号  $Z^4 \sim Z^5$  に比例する。

#### コンプトン散乱

コンプトン散乱は電子との弾性散乱であるため、物質原子の影響を大きく受けない。光子のエネルギーが軌道電子の束縛エネルギーより大きければすべての電子がコンプトン散乱にきよできるので衝突断面積は物質原子の原子番号  $Z$  に比例する。

#### 電子対生成

電子対生成は物質原子核の近傍を通過する際にクーロン場との相互作用によって生じる現象である。線の入射エネルギーが2つの電子の静止質量より大きくなったときから生じ始める。クーロン場との相互作用であるために衝突断面積は  $Z^2$  に比例する。

このように 線や、電子・荷電粒子が物質内で落としたエネルギーを検出する。物質に入射された粒子が物質原子と衝突する現象はそれぞれ独立な事象であるため、エネルギー損失の分布はゆらぎを持つ。薄いシンチレータではエネルギー損失の分布は高エネルギー側にテイルをもつランダウ分布となるが、厚いシンチレータではガウス分布になる。



## 2-2 シンチレータと波長変換ファイバーについて

### 2-2-1 シンチレータの特徴

シンチレータとは荷電粒子が当たったときに蛍光する物質のことで、このとき発生する光をシンチレーション光という。実際に使用されるシンチレータとして次の条件があげられる。

- ・荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出することが可能な波長領域であること。
- ・できるだけ広い範囲の光の収量が付与エネルギーに比例すること。  
良好な集光特性を得るために透明であること。
- ・粒子の通過時間内に光が放出され、シンチレーション光の減衰時間が短いこと。
- ・シンチレーション材料は光学的性質が良好で実際の検出器として製作できること。
- ・シンチレーション光を光電子増倍管に効率よく導くために屈折率がガラス程度（約1.5）であること。

実際にこれらをすべて満足する材料はないので目的に応じて材料を使いわけることが必要である。シンチレータには有機物と無機物がある。これらはシンチレーション発光の過程に違いがある。有機物は単一分子内で原子が励起・蛍光するのに対し、無機物では結晶構造が光の伝播に影響する。無機シンチレータのほうが光子収集率は良いが、時間応答は有機シンチレータの方がよい。PHENIX実験の陽子・陽子衝突においてスタートカウンター用に使用されるT0カウンターは時間分解能が小さいことを要求されるので、有機物のプラスチックシンチレータが用いられる。したがってPCRもT0と同じプラスチックシンチレータを用いる。以下にPHENIX実験で使われるBC404シンチレータの発光スペクトルを示す。

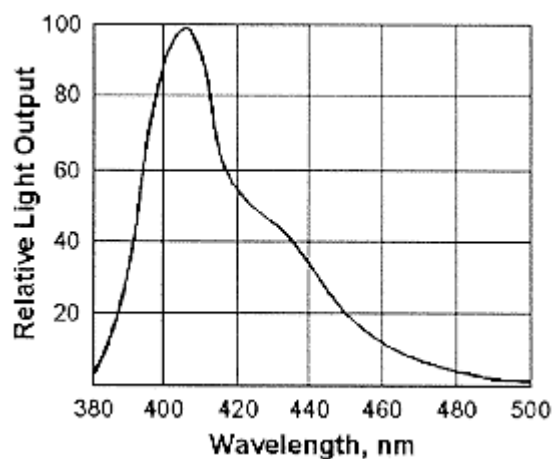


図 2 - 1 BC404 発光スペクトル

### 2-2-2 波長変換ファイバーの特徴

シンチレーティングファイバーはシンチレータをファイバー状にしたものである。ファイバーはシンチレータをコアとし、そのまわりを屈折率の低いクラッドで包んでいる。これによってコアで発光した光を効率よく末端部分に伝えることができる。

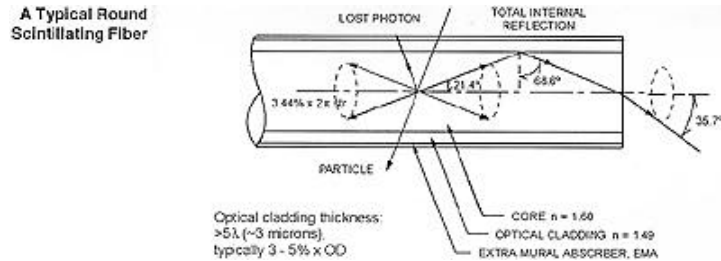


図 2 - 2 ファイバーの構造

本研究ではシンチレータから発光した青色（408 nm）の光を緑色（492 nm）に変え、シンチレーション光を効率よく伝える波長変換ファイバー（Wave Length Shifter Fiber）を使用した。

以下にファイバーの吸収・放射スペクトラムを示す。

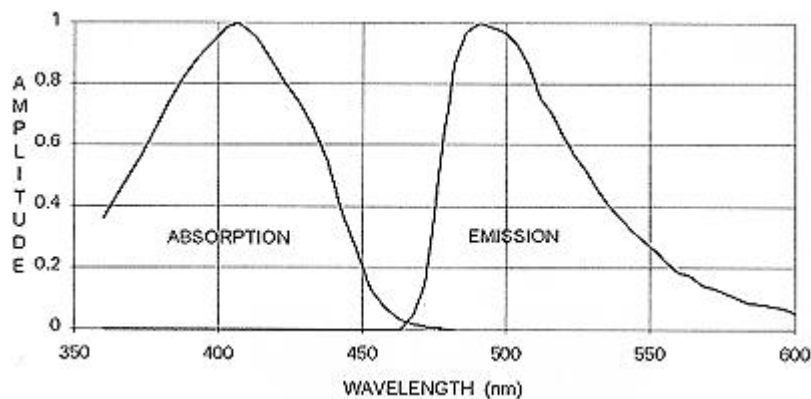


図 2 - 3 BCF-92 の吸収・放射スペクトル

### シンチレータから波長変換ファイバーへの光伝達過程

荷電粒子がシンチレータに入射すると、通過距離に応じたエネルギーを損失する。このエネルギーはシンチレーション光として発光され、波長変換ファイバーに入射する。シンチレータの発光スペクトル（図 2 - 1）と波長変換ファイバーの吸収スペクトル（図 2 - 3）は重なるようにしているので、十分な効率でエネルギーが伝達される。ファイバー内の光は、吸収スペクトルと放射スペクトルがわかれているため、自己吸収することなく少ない減衰で光電子増倍管まで伝わる。PCRのシンチレータはT0より薄くするため、少ないエネルギーを効率よく伝える必要がある。よって、PCRはシンチレータに波長変換ファイバーを組み込んだ形状にする。（図 2 - 4）

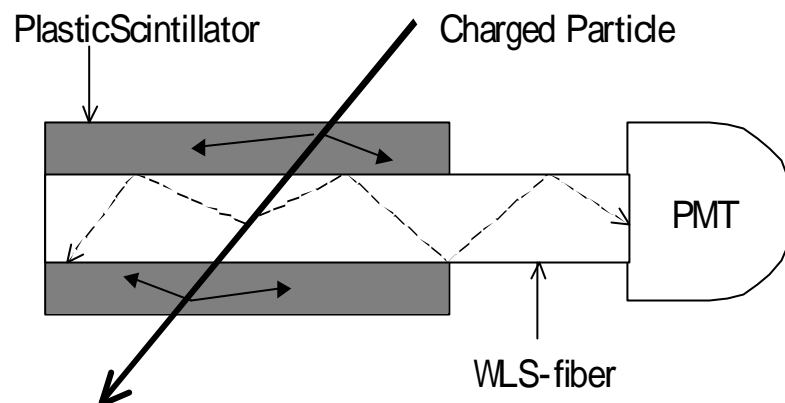


図 2 - 4 光伝達過程

## 2-3 T0 カウンターについて

PHENIX 実験において QGP 生成シグナルとしてベクタ中間子の質量とその幅の変化が予測されている。ベクタ中間子のひとつである 中間子は K 中間子対への崩壊と電子対への崩壊の比が調べられている。これらの質量は（とくに K 中間子対崩壊）飛行時間測定によってもとめられている。（第 4 章 PCR の設計参照）飛行時間を測定するためにはスタートカウンタとストップカウンタが必要である。原子核・原子核衝突では粒子の収量が多いのでビーム軸上にある BBC (Beam Beam Counter) が用いられる。ところが、原子核・原子核衝突との比較のために行われる陽子・陽子衝突では粒子の収量が少ないために BBC に十分な量の粒子が集まらない。そこで陽子・陽子のスタートカウンタとして Time zero counter が用いられる。

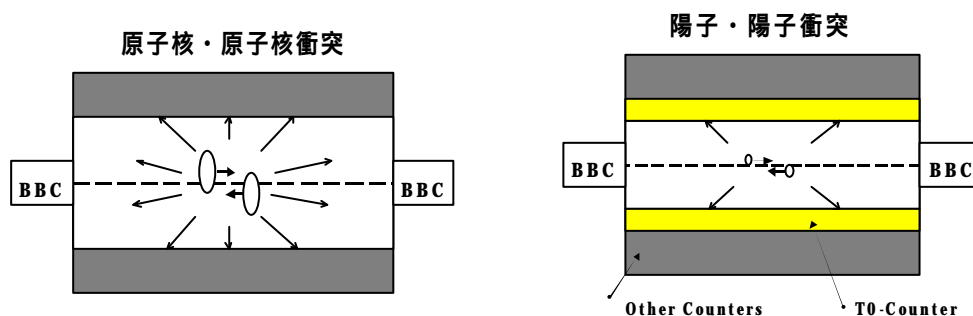


図 2 - 4 PHENIX 実験におけるトリガーカウンタ

T0 カウンタはスタートカウンタとして使用されるために BBC と同じ時間分解能 50 ~ 60ps が要求される。この時間分解能を満たすために、シンチレータとして十分な厚さが必要である。時間分解能の要求から T0 カウンタの厚さはデザインプランの段階では 2 c m程度とされている。

T 0 カウンタの設置位置は以下の通りである。

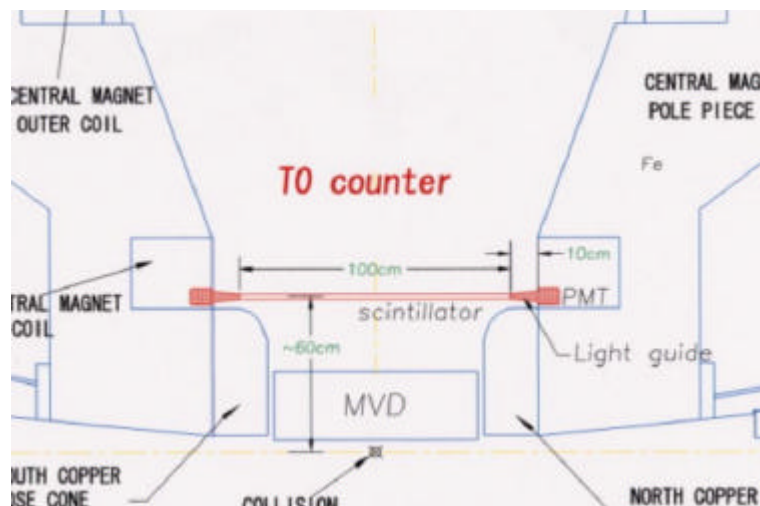


図 2 - 5 T0 カウンターのセットアップ

T0 カウンタのビーム軸方向の長さは 100 c m、で 100X8 cm のスラットを 8 枚、方位角方向に 30 度覆う様に設置される。ビーム軸に垂直な方向の位置は 60 c mである。PCR は T0 とともにトリガーとして使われるのでこの T0 カウンタのデザインに沿ったものを設計する必要がある。ただし厚さに関しては T0 内での電子対生成を排除するために T0 より薄くするべきである。

以下に T0 カウンタとして提案されたデザインをのせる。

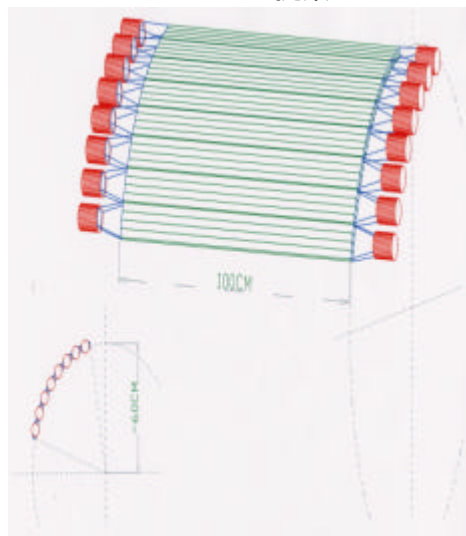


図 2 - 6 T0 カウンタのデザイン

# 第 3 章

## 設計のための実験

### 3-1 光電子増倍管（H1161）の性能評価

トリガーがとれるレーザーを使用してKEKにおけるテストビーム実験で使用する光電子増倍管の性能を評価し、ADCの平均値と光電子数の対応表を作成した。

#### 3-1-1 測定装置および回路

実験での測定回路を以下に示す。

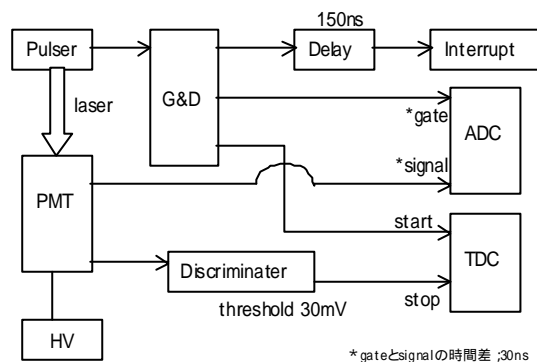


図 3 - 1 測定回路

ADC モジュールの性能から gate の始めから signal の立ち上がりまでの時間間隔を 30ns にした。光電子数を見積もるときに TDC での信号が重要となるので threshold は最低値に設定し、光電子増倍管の熱電子による信号を cut しないようにした。

## 装置の特性

使用したモジュール、装置の特性は表 3 - 1 のとおりである。

型	名称	製作所	特徴
PicosecondLightpilsen	Pulser	浜松	周波数 0.1 $\mu$ s に設定
DualGateGenerator	G&D (Gate and Delay)	REPIC	Gate width 200 ns に設定
DualDelay	Delay	REPIC	Delay time 150 ns に設定
5ch timing Discriminator	Discriminator	PHILIP	Threshold -30 mV に設定
RPH-030	HV (High Voltage Power Supply)	REPIC	直流高電圧電源
16ch CSADC (RPC-022)	TDC (Time to Digital Converter)	REPIC	フルスケール -1000 pc データ変換時間 130 $\mu$ s gate width 100 ~ 1000 ns
8ch HRTDC (RPC-060)	ADC (Analog to Digital Converter)	REPIC	フルスケール 118 ns データ変換時間 50 $\mu$ s
H1161 (アッセンブリ) R329-01 (光電子増倍管)	PMT (Photo Multiplier)	浜松	最大印加電圧 -2700 V 最高感度波長 420 nm

表 3 - 1 使用した装置

### 3-1-2 電圧特性

原理；光電子増倍管は光電面、陽極、陰極、数段のダイノードから成り立っている。光電面に入射した光は光電効果により電子を放出する。入射した光に対して放出される電子の割合は入射光の波長に対する光電面の量子効率によって決まっている。陰極に集められた電子は高電圧によって加速される。このとき電子は、極間に存在し等電圧をかけられたダイノードに衝突して二次電子を発生させる。数段のダイノード間を加速された電子は増幅された信号として出力される。

ダイノード間の電圧を  $V_d$  , ダイノードの数を  $n$  とすると出力  $G$  は

$$G = (KV_d)^n$$

となる。

方法；光電子増倍管の印加電圧を変化させてA D C 信号の平均値を測定した。A D C 信号はレーザーが入射してから光電子増倍管の出力が得られるまでの時間で光電子増倍管の出力（電流）を積分した値（電荷）の分布である。入射するレーザー光の光電子数を小さくするためにN D フィルターをレーザーと光電面の間に挿入した。

N D フィルターとはゼラチンを成分とするフィルターでこれに光が通過すると光量が減る。N D フィルターはOptical Density(OD)という定数を持ち、 $10^{-(OD)}$ の確率で光量を減らす。印加電圧に対してA D C 信号の平均値をプロットすると、図のように縦軸がログスケールで直線となった。図における近似曲線から、この実験で使用したダイノードの数は8段となった。公称値では12段であるが、低電圧での誤差の大きさから、この方法でダイノード段数を見積もることに限界があることがわかる。

以上の実験により、この実験で使用した光電子増倍管（H1161）は印加電圧2300～2700[V]、OD1.8～3.0の間で電圧に対する線型性が保たれていることがわかった。

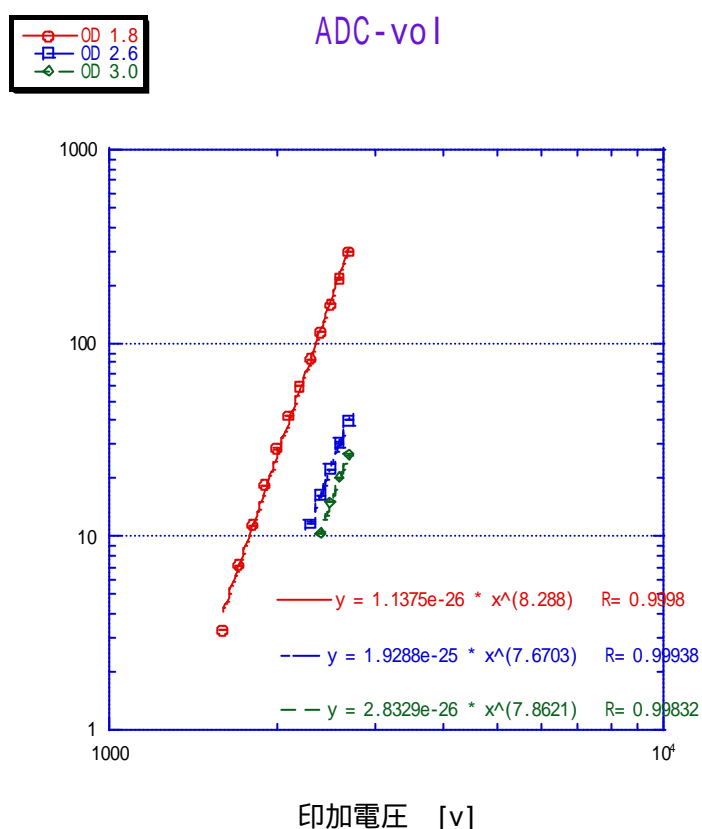


図3-2 電圧特性

### 3-1-3 光電子数の計算

A D C 信号の分布、T D C 信号の分布を用いて光電子増倍管の光電面で発生した光電子数を計算することができる。

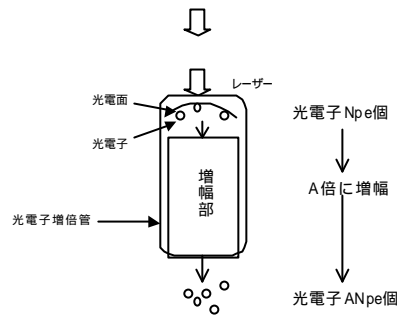


図 3 - 3 光電子数計算の原理

図 3 - 3 のようにレーザーはある周波数で出力されている。光子は光電面に衝突すると光電子を放出する。このときに得られる光電子数  $N_{pe}$  は光電子が発生するか、しないかの計数であるから、平均値  $\langle N_{pe} \rangle$ 、分散  $N_{pe}$  のポアソン分布となる。

#### ADC 分布による光電子数の計算

ADC 分布は光電面で発生し増幅された光電子の電荷分布である。よって ADC 分布は光電子数分布を増幅した形になる。ADC 分布はガウス分布で近似できるから光電子数  $N_{pe}$  の増幅率を  $A$  倍とすると、このガウス分布の平均値  $M_{adc}$ 、分散  $S_{adc}$  は

$$M_{adc} = A N_{pe}$$
$$S_{adc} = A \sqrt{N_{pe}}$$

で与えられる。したがって光電子数  $N_{pe}$  は

$$\langle N_{pe} \rangle = \left( \frac{M_{adc}}{S_{adc}} \right)^2 \quad (3.1)$$

という計算で求められる。

#### TDC 分布による光電子数の計算



TDC 分布はレーザーが入射してから光電子増倍管の出力信号得られるまでの時間分布である。光子数が少ないときは光電子数分布がポアソン分布になるために、入射した光子に対して光電子が放出されない確率がおおきくなる。よって、TDC 分布に over flow する事象が発生する。光子が入射する全事象数を  $n_{all}$ 、over flow した事象数を  $n_{out}$  とすると、ポアソン分布の式から、

$$e^{-\langle N_{pe} \rangle} = \frac{n_{out}}{n_{all}}$$

となる。したがって光電子数  $N_{pe}$  は

$$\langle N_{pe} \rangle = \ln \left( \frac{n_{all}}{n_{out}} \right) \quad (3.2)$$

という計算で求められる。

### 3-1-4 ADC 分布の平均値と光電子数の較正表

ADC 分布、TDC 分布を同時に測定し、両方の計算方法により光電子数を計算した。実験で得られた ADC 分布は以下の通りで、左図が OD2.8 のとき、右図が OD2.0 のときの図である。

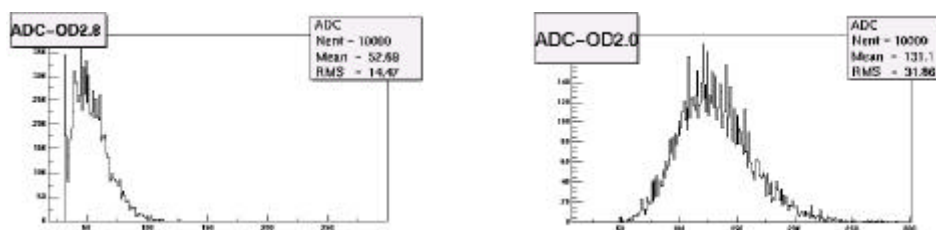


図 3 - 3 実験で得られた ADC 分布

光電子数が多いときはガウス分布で近似できるが、少ないところでは近似できない。ADC による光電子数の計算は OD が高いところで確からしい。実験で得られた TDC 分布を以下に示す。

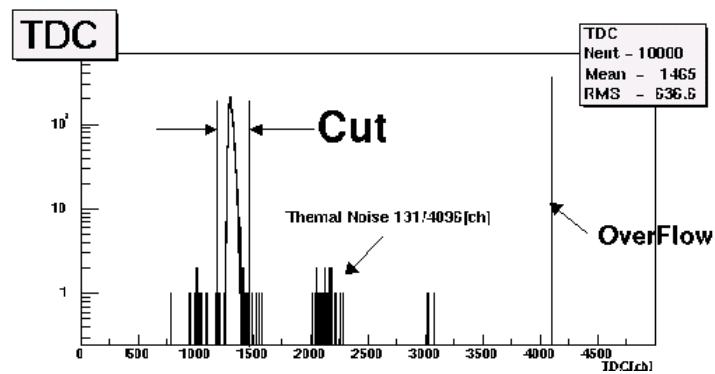


図 3 - 4 実験で得られた TDC 分布

TDC 値に対してランダムな分布は熱電子によるものと考えられる。  
 TDC による光電子数の計算ではトリガーにたいして光電子がこなかった値  $n_{out}$  が必要である。TDC 分布から overflow した値 OF が  $n_{out}$  と考えられるが、実際に光電子がこなかったのだけれども熱電子が反応して TDC 分布に含まれてしまうこともある。そこで TDC 分布に cut をかけて  $n_{out}$  を見積もる事にした。  
 ADC の平均値にたいして光電子数をプロットすると、以下になった。

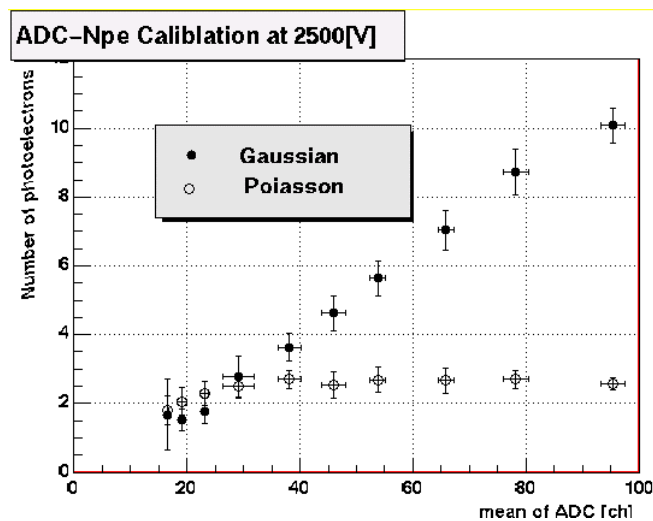


図 3 - 5 光電子数計算の比較

ADC による光電子数の計算は ADC 平均値が低いところでは信頼できないので TDC による光電子数の計算値を採用した。一方、TDC から計算した光電子数は、ADC 値の高いところでは熱電子による影響のためある値以降は飽和する形になっている。そこで ADC 平均値が高いところでは ADC 分布による光電子数の計算値を採用した。

このグラフに原点をとり傾きが一定の直線を引くと、図 3 - 6 が得られた。

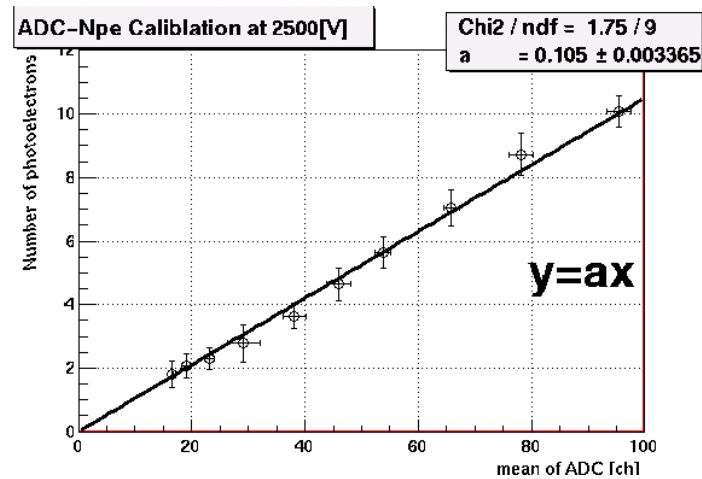


図 3 - 6 光電子数較正表

また、OD に対して光電子数プロットすると、図のように光電子数は 10 ( - OD ) でフィットすることができた。10 ( 0.8OD ) になる理由として ND フィルタの性質によるゆらぎなどがあげられる。

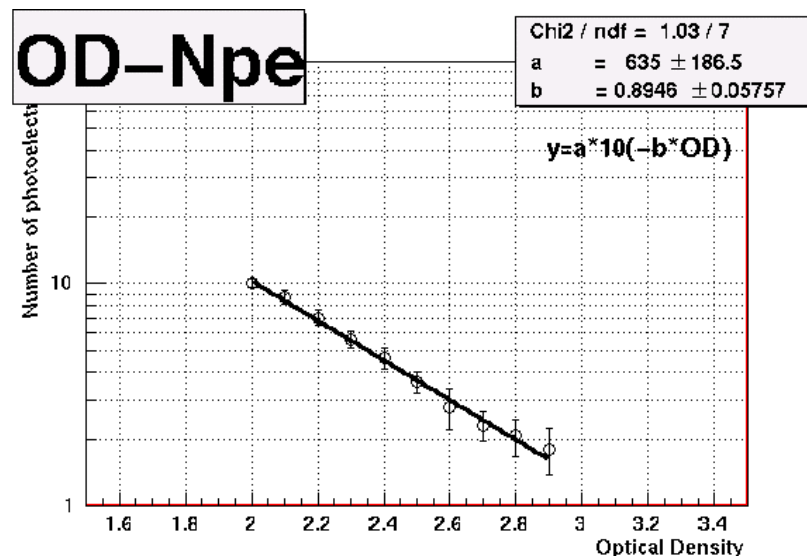


図 3 - 7 OD に対する光電子数

このことから光電子数計算が確からしいことがわかる。  
以上よりこの光電子増倍管は印加電圧 2 5 0 0 [V]で ADC 信号分布の平均値と光電子数の較正表において傾き 0.105 の直線になることがわかった。  
同様にして印加電圧 2 4 0 0 [V]では傾き 0.138、印加電圧 2 6 0 0 [V]では 0.073 となることがわかった。

## 3 - 2 K E Kにおけるテストビーム実験

本章では2000年12月に高エネルギー加速器研究機構（KEK）東カウンターホールT1 ビームラインで行われた実験について述べる。

### 3 - 2 - 1 実験のセットアップ

#### T 1 ビームライン

PCR の荷電粒子の対する光収集量及び光収集効率を測定する実験を T1 ビームラインを使用して行った。T1 ビームラインの概観を以下に示す。



図 3 - 8 T1 ビームライン

この実験では電磁石の電流を変えることによってビームの運動量を選びだしている。今回使用したビームは 2 [GeV/c] の ビームである。

#### カウンターの配置

KEK 実験の上からみたカウンターの配置図を以下に示す。

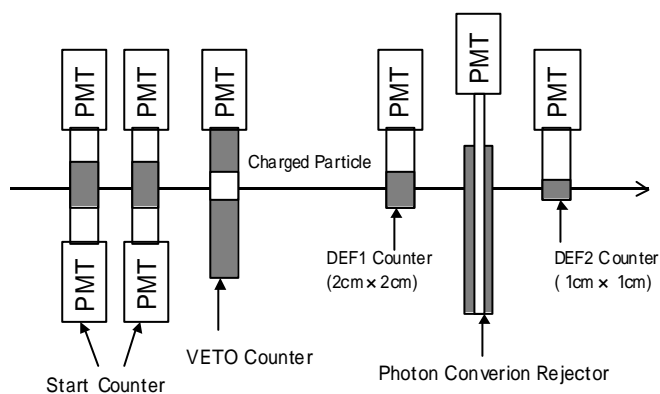


図 3 - 9 実験のセットアップ

VETO カウンターでビーム以外の粒子をとりぞき、スタートカウンターは2つ使用した。ビーム位置の特定には2枚の defining カウンターを用意した。トリガーとして START1, START2, VETO, DEF1, DEF2 のコインシデンスをとった。

#### 測定回路

KEK 実験における測定回路を以下に示す。

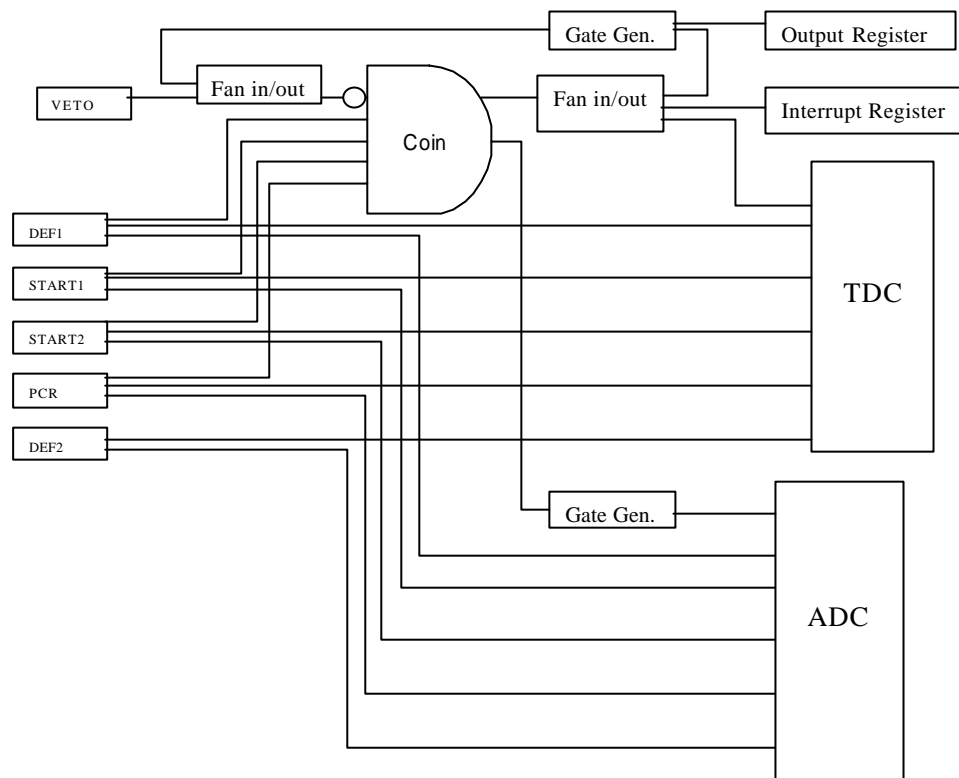


図 3 - 10 測定回路

ビームゾーンからカウンティングハウスまでは約 15 m の同軸ケーブルで信号を伝えた。信号減衰があるので、トリガー用の信号はあらかじめビームゾーンで threshold をかけることにした。

(注) KEK 実験では他のカウンターのテストも同時に行われた。

### 測定サンプル

KEK 実験では次のサンプルを作成、使用した。

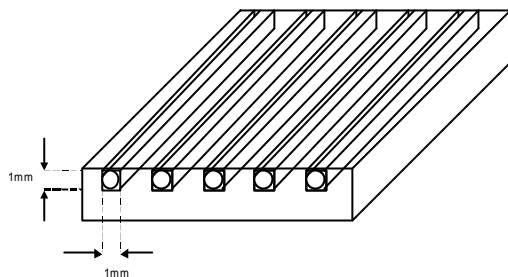
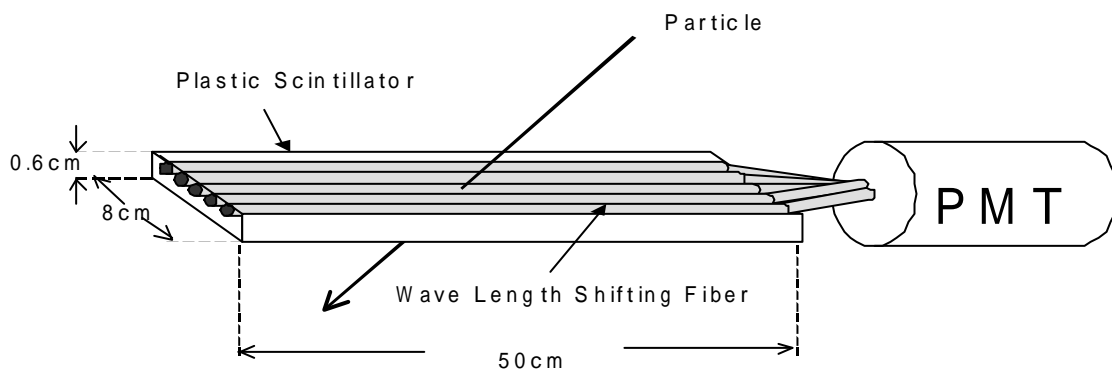


図 3 - 11 測定サンプル

シンチレータに深さ 1 [mm]、幅 1 [mm]の溝を入れた。この溝に波長変換ファイバーを挿入し、隙間を光学セメントで固定した。シンチレータの側面には白色反射剤を塗り、波長変換ファイバーの片側は黒色遮光テープで覆った。シンチレータはアルミ箔で包み、黒色の遮光テープで密封した。片側に残った波長変換ファイバーをアクリルのコネクタで固定し、コネクタの片面と光電子増倍管の面を光学グリースで接着した。なお、波長変換ファイバーは BCF-92 (Bicron) を使用した。サンプルの形状および測定のしくみは以下のとおりである。

図 3 - 12 測定のしくみ



### 3 - 2 - 2 実験結果

#### 2種類のシンチレータの比較

シンチレータの種類を変えて出力を比較した。

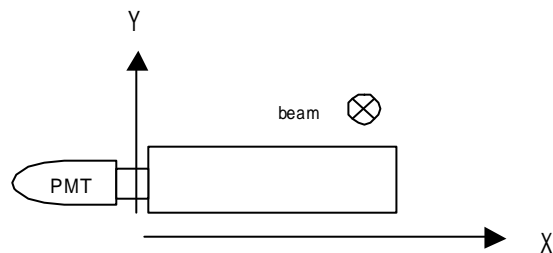
シンチレータは BC404 と BC408 を使用した。シンチレータの大きさは  $10 \times 10$  cm 厚さは 0.3 cm のものを使用した。ビームはシンチレータの中心とそこから 2 cm ずれた位置にあて、位置による変化を誤差とした。実験で得られた値は以下の通りになった。

シンチレータの種類	ADC 平均値[ch]	光電子数
BC404	$80.5 \pm 2 \%$	8 個
BC408	$58.4 \pm 2 \%$	6 個

このことから BC408 にたいする BC404 の出力比は約 1.3 倍になることがわかった。公称値から計算した出力比は 1.23 となるのでこの値は確からしい

#### ビーム位置依存性

大きさ  $8 \times 50$  cm, 厚さ 0.6 cm の BC408 シンチレータを用いてビーム位置に対する光電子数と光収集効率の変化を調べた。ビーム位置は図のように x 軸、y 軸をとり x 方向に 5 cm ずつずらして測定をした。なお、ビームの defining には  $2 \times 2$  cm と  $1 \times 1$  cm の defining カウンターを使用した。



ビームを x 軸方向にずらしたときの ADC 平均値をプロットすると図のようになった。

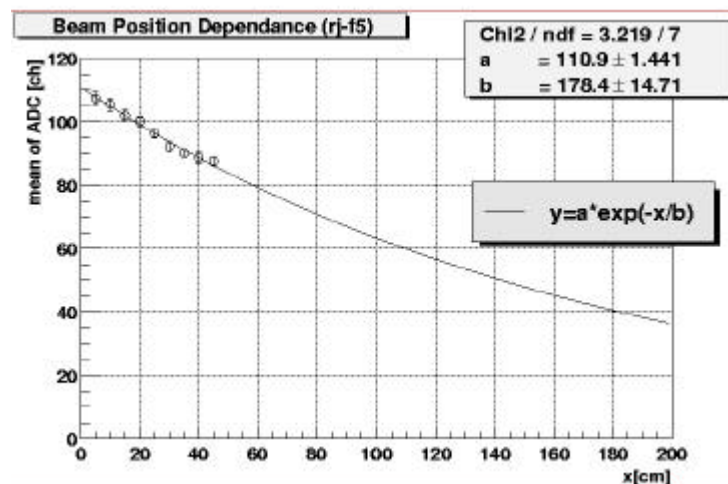


図 3 - 13 ADC 値のビーム位置依存性

ファイバーは指数関数的に減少するので、これを指数関数でプロットしたものが図 3 - 13 である。

公称値ではファイバーの減衰長は 300 cm であるが実験では 178.4 cm である。この理由として、データ数が少ないためにフィットが十分にできていない、またシンチレーション発光の過程が信号の減衰に影響を及ぼしている、などがあげられる。

一方光電子数を調べてみると多少減衰はあるものの、図 3 - 14 のようにビーム位置にほとんど依存しないということがわかった。

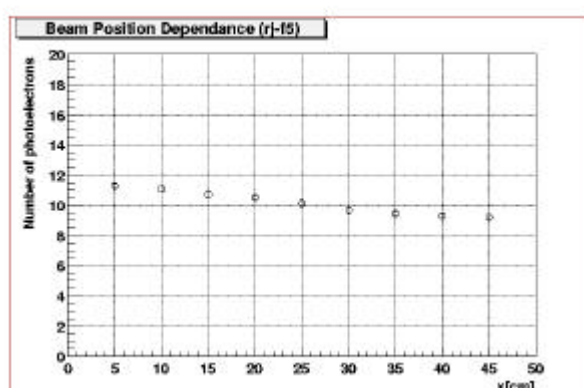


図 3 - 14 光電子数のビーム位置依存性

そこでビーム位置の違う光電子数を平均すると、厚さ 0.6 cm の PCR が検出できる光電子数は  $10 \pm 1$  個である。

一方、荷電粒子収集効率の位置依存性は図 3 - 15 のようになった。

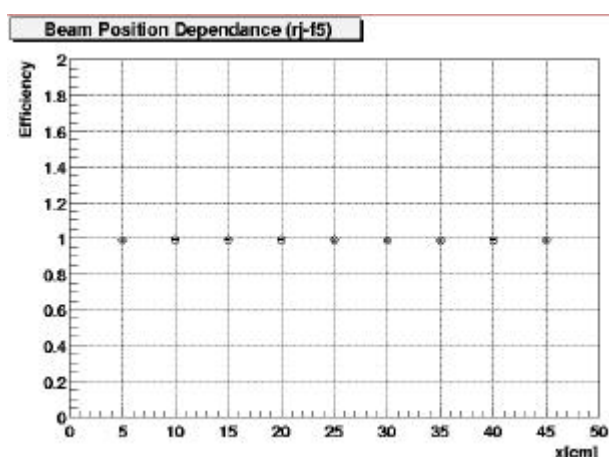


図 3 - 15 荷電粒子の収集効率のビーム位置依存性



荷電粒子収集効率もまたビーム位置に依存しないことがわかった。光電子数と同様にビーム位置の違う光収集効率を平均すると厚さが 0.6 cm の PCR の光収集効率は  $99.25 \pm 0.13\%$  である。

光収集効率は以下のように TDC・ADC にカットをかけてその範囲内の事象を荷電粒子からの信号とした。ADC のカットについては次節で説明する。

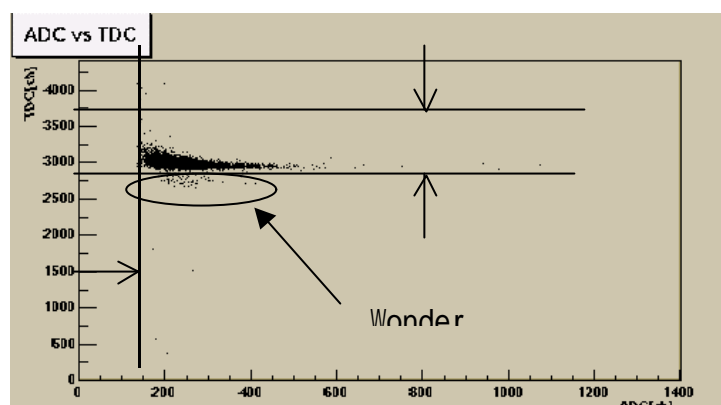


図 3 - 16 TDC;ADC 分布

図 3 - 16 において TDC に対してランダムな信号は光電子増倍管の熱電子による信号と考えられる。ところが、中心部よりややずれた位置にある分布は熱電子によるものとは考えにくい。そこで上の 2 次元プロットを濃い部分（荷電粒子の信号）熱電子による部分、よくわからない部分に分けて ADC 値にプロジェクトした。それが図 3 - 17 である。

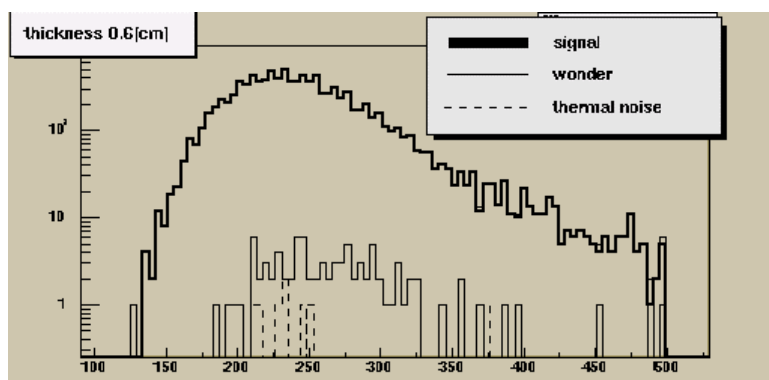


図 3 - 17 ADC 分布

よくわからない部分は荷電粒子の信号部分よりやや高い ADC 値を持っていることがわかる。つまりこのわからない部分は荷電粒子の信号より光電子数が多く、走行時間が短い信号の集まりである。荷電粒子がファイバーに直接あたれば、エネルギー伝播による損失がないため光電子数は多く、走行時間は短くなる。以上よりこのわからない部分はファイバーにビームが当たったときの信号といえるから、光収集効率の見積もりにおいてこの部分をカットしなくてよい。

#### 光電子増倍管が検出できる光電子数

光電子増倍管には熱電子によるノイズが含まれる。光電子数が小さいところではこの熱電子によるノイズと実際の荷電粒子による信号を区別することができない。実験において pedestal の ADC 分布と実際の信号を重ね合わせたものが図 3 - 18 である。

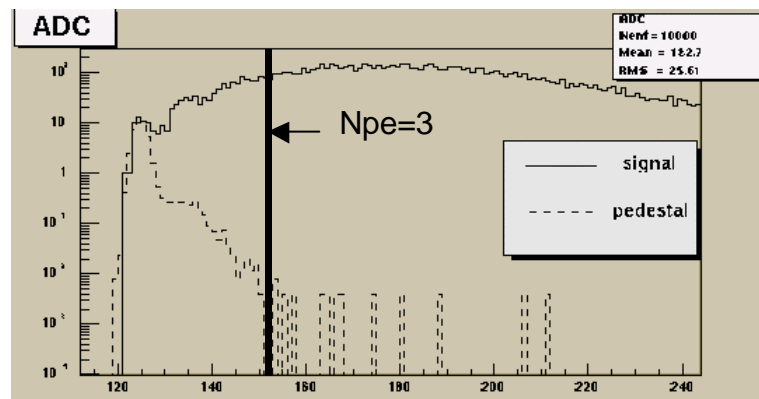
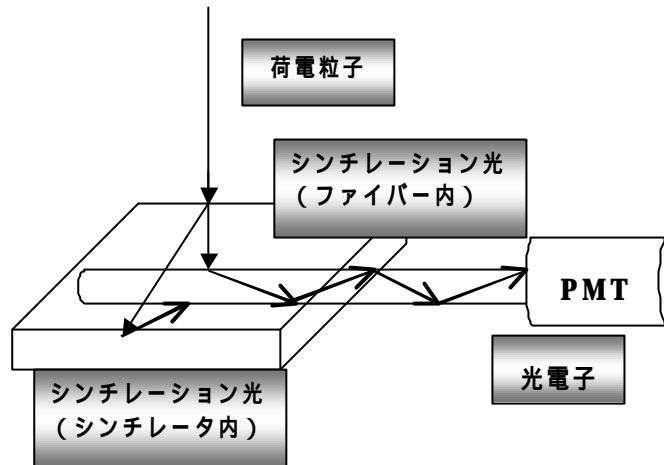


図 3-18 ADC 分布と pedestal

上図より光電子数がおよそ 3 個以下のところではノイズと信号の区別ができなくなっていることがわかる。

### 3 - 2 - 3 光電子数較正の検討

実験では0.3 c mの厚さのBC404 シンチレータで8個の光電子数が得られた。  
この結果を計算による光電子数と比較してみる。光電面に光子が届くまでに以下の過程で減衰している。



したがって光電面で得られる光電子数は以下の式で計算する事ができる。  
(光電子数) = ( 発光光子数 ) X ( 減衰 ) X ( 光電面での量子効率 )

発光光子数

光電子一個あたりのエネルギーは可視光領域において

$$E_{ph} = \frac{2}{hc} = \frac{2 \times 200 [\text{MeV fm}]}{380 \times 10^{-6} [\text{fm}]} = 3.3 [\text{eV}]$$

となる。一方シンチレータあるいはファイバーで落とすエネルギーは

$$E_{sch} = \frac{dE}{dX} \times (\text{密度}) \times (\text{厚さ})$$

である。したがって0.3 c mの厚さのシンチレータで発光する光子数は

$$N_{ph} = \frac{E_{sch}}{E_{ph}} = 6000$$

である。

減衰

- ・ ファイバーに直接入射した場合；ファイバーの立体角による効率 0.03  
ファイバー内での反射による減衰 300cm で 1/e
- ・ シンチレータに入射した場合；シンチレータからファイバーに伝達される確率  
ファイバーの立体角による効率 0.03  
ファイバー内での反射による減衰 300cm で 1/e

#### 量子効率

実験で使用した PMT では可視光領域において約 20%

実験においてはビームを  $2 \times 2 \text{ cm}$  の Defining カウンターで同定した。ビームはサンプルの中心に当たったので Defining がうまくいっていればこの範囲内にビームが照射され、ファイバーにあたっているはずである。仮にこのビームのすべてがファイバーに入射されていたとすると上記の計算から約 36 個の光電子数が光電面に届くはずである。また仮にこのうちシンチレータで発光したものがファイバーに伝播されなかったとしても  $2 \times 2 \text{ cm}$  のビームの内  $1/5$  はファイバーが占めているので最低でも 5 個の光電子が発生するはずである。計算上では光電面での光電子数は 5 ~ 36 個と予測される。実験値はこの範囲内にあるので、光電子数較正は大幅にまちがってはいないといえる。この実験で得られた厚さにたいする光電子数は後のシミュレーションにおいて実験パラメータとして使われるのであらゆる方法で確からしさを調べる必要がある。

#### 3 - 2 - 4 結論

シンチレータとファイバーの波長領域マッチングを調べた結果、BC404 と BC408 の ADC 値の比は

$$\frac{\text{ADC}[\text{BC404}]}{\text{ADC}[\text{BC408}]} = 1.3$$

となった。以下のシミュレーションではこの値を用いて BC408 で得られた結果を BC404 を想定した場合に使う事にする

PHENIX 実験における T0 カウンターのスラットと同じ大きさ（ただし長さは半分で片側に遮光テープ、片側で読み出し）のシンチレータでテストをした結果、ビーム位置を変化させたときの平均 ADC 値は

厚さ  $0.6 \text{ cm}$  で平均 ADC 値 =  $97.3[\text{ch}]$

これを較正表から光電子数に変換すると、

厚さ  $0.6 \text{ cm}$  で平均光電子数 =  $10 \pm 1$  個

の値が得られた。

荷電粒子の収集効率は

サンプルの厚さ	$0.3 \text{ cm}$	$0.6 \text{ cm}$
荷電粒子収集効率 (Npe3 個以上)	$84.37 \pm 0.15\%$	$99.25 \pm 0.13\%$
荷電粒子収集効率 (Npe 1 個以上)	$98.28 \pm 0.16\%$	$99.31 \pm 0.13\%$
荷電粒子収集効率 (TDC カットのみのみ)	$99.34 \pm 0.12\%$	$99.33 \pm 0.14\%$

と成った。

# 第4章

## Photon Conversion Rejector の設計

これまでに得られたデータをもとに PCR の厚さを最適化するシミュレーションを行った。ソフトウェアとしてシミュレーションツール GEANT を用いた。PCR は荷電粒子が十分に検出できるほど厚く、PCR 内でなるべく電子対の対生成を起こさない厚さのものが望ましい。これを最適化する手段として 中間子の質量測定をシミュレートすることにした。

### 4 - 1 KEK 実験のシミュレーション

厚さを見積もるシミュレーションを行う前に KEK 実験の結果を GEANT 上で再現し、実験結果とシミュレーションの結果が一致するようにした。

#### 4 - 1 - 1 シミュレーションのセットアップ

T1 ビームラインでは陽子シンクロトロンで加速された粒子をインターナルターゲットに入射させ、そこから得られる二次粒子をテストビームとして出力している。中間子などの二次粒子は荷電を持っている場合、3つの電磁石で曲げられ、必要とされる運動量をもつビームとしてカウンティングハウスに入射される。こうして得られたビームの運動量は統計的ゆらぎを持つ。GEANT にはこうしたゆらぎをいれず、2 [GeV]の運動量を持つシングル の 中間子を入射粒子とした。PCR の配置は以下のとおりである。

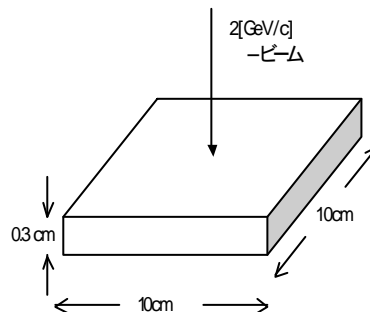


図 4 - 1 セットアップ

粒子の相互作用の設定

粒子が行う相互作用として以下の作用を設定した。

対生成

対消滅

コンプトン散乱

光電効果

ハドロン間の相互作用

粒子の崩壊

エネルギー損失（ランダウのゆらぎ）

多重散乱（モリエール散乱）

新たに定義した物質

シンチレータ（BC404）

原子量 6.221

原子番号 3.373

密度 1.032

放射長  $0.424 \cdot 10^2$  (cm)

吸収長  $0.824 \cdot 10^2$  (cm)

エネルギー損失の光電子数への変換

実験結果より BC404 シンチレータに WLS - ファイバーを埋め込んだ形状の検出器において 0.6 cm の厚さで光電子数 13 個得られることがわかった。相対論的高エネルギー領域における荷電粒子のエネルギー損失はほぼ 2 [MeV] で一定である。とくにシンチレータに

ついては検出器として非常に良く使われる物質であるためにエネルギー損失が  $\frac{dE}{dX} = 1.934 [\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}]$  という値が実験で得られている。KEK 実験でも使用した BC404 シンチレータは密度  $= 1.032 [\text{gcm}^{-3}]$  である。これらの値から GEANT シミュレーションにおいて、荷電粒子がシンチレータ内で落としたエネルギー損失を光電子数  $N_{pe}$  に変換した。ここで実験で得られた厚さ  $d = 0.6 [\text{cm}]$  に対して光電子数  $n_{pe}=13$  という値を定数として、GEANT において PCR 内でエネルギー損失した値を E-loss、変換する光電子数を  $N_{pe}$  とすると、

$$\langle N_{pe} \rangle = \frac{E - \text{loss}}{(\langle \frac{dE}{dX} \rangle \rho d) / n_{pe}} \quad (4.1)$$

という式で変換する事ができる。この計算でえられた光電子数は実験でえられた平均の光

電子数、シンチレータの平均のエネルギー損失から計算されているために、本来光電子増倍管で生じている光電子数ポアソン分布の効果が入っていない。光電面において光電子が発生するか、しないかの計数が光電子数であるからこれはポアソン分布にしたがうべきである。そこで計算からえられた光電子数を新しく発生させたポアソン分布にいれ、その分布の平均値を光電子数として採用するように設定した。

以上の計算を行うことでシンチレータ内で損失したエネルギーを実験で得られた分布に再現する作業を行った。

#### 4 - 1 - 2 シミュレーションと実験の比較

実験において 0.3 cm の厚さの BC 4 0 4 シンチレータに 4 本のファイバーを等間隔に埋め込んだサンプルの ADC 値を較正表から光電子数に変換した分布をプロットすると以下のグラフが得られた。

これに対して、GEANT を用いたシミュレーション（PCR の厚さは 0.3 cm）から得られる光電子数分布をプロットすると以下のグラフが得られた。

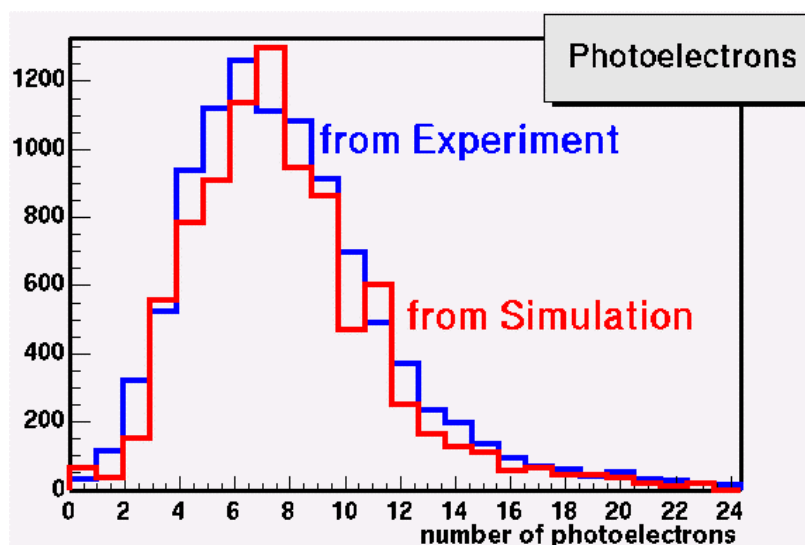


図 4 - 2 光電子数分布

実験で得られた光電子数分布とシミュレーションで得られた光電子数分布の幅、形がほぼ同じであることから、実験で較正した ADC 値 光電子数の対応は大きく間違っていないということがわかった。

シミュレーションにおける荷電粒子収集効率の再現

シミュレーションの光電子数分布は実験の光電子数分布とほぼ同じ形になっていることが確認されたので、この分布を用いて ビームの収集効率を、PCRの厚さを変えて計算することにした。シミュレーションで定義した収集効率は、

$$(\text{sim}) = \frac{\text{光電子数が検出光電子数しきい値以上の事象}}{\text{全事象}} \quad (4.2)$$

と定義する。検出光電子数しきい値は実験値を用いた。  
一方、実験では ADC,TDC 分布を用いて、収集効率を

$$(\text{exp}) = \frac{\text{PMTによるノイズをカットした事象}}{\text{全トリガー}} \quad (4.3)$$

と定義する。

実験で得られた結果から PMT (H1161) が検出できる光電子数の限界は光電子数3個以上であるからこの値をシミュレーションに加え、厚さに対する収集効率をプロットすると図4-3のようになった。

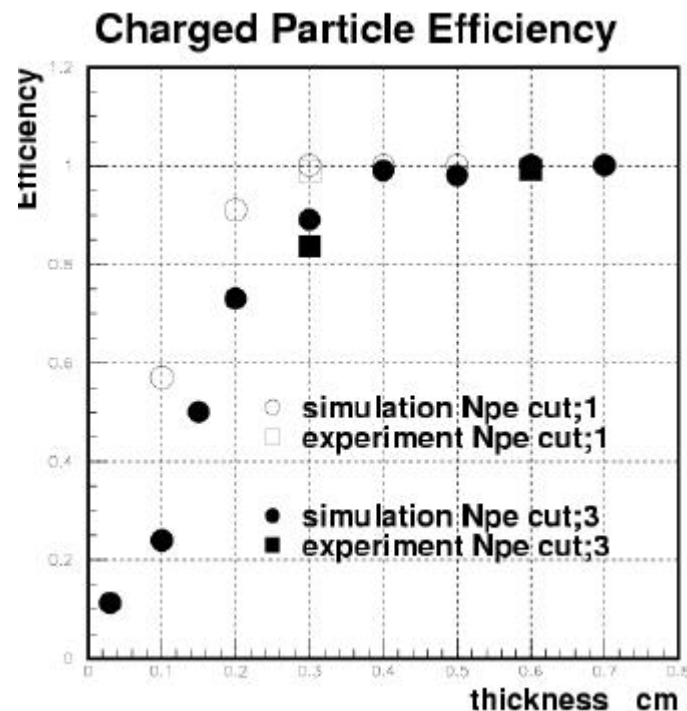


図4-3 荷電粒子収集効率の厚さ依存性



シミュレーションで得られた結果は実験値とよく合う。この結果から PCR の荷電粒子収集効率は PMT の光電子数検出しきい値が 3 個以上であるときおよそ 0.4 c m の厚さで飽和する。

一方、もっと感度がよく光電子数を一個まできちんと識別できる PMT を用いると、光電子数しきい値は一個以上であるから、およそ 0.3 c m の厚さで飽和する。

#### 4 - 1 - 3 結論

PCR は十分な荷電収集効率を持ち、なおかつ PCR 内で電子対生成をおこさないほど薄いものがよい。したがって、このグラフから荷電粒子が飽和する厚さが最適な厚さといえる。PCR は T0 PCR のトリガーとして使われるのであるから PMT は T0 で使用されるものと同じである必要がある。PMT の種類によって光電子数識別のしきい値が変わり、光電子数しきい値が変われば収集効率が変わる。ゆえに、最適な厚さも PMT によって変わってくるが、識別できる光電子数は最低でも一個以上であるから、PCR が十分な荷電粒子信号を得られる厚さは最低でも 0.3 c m であることがわかる。

## 4 - 2 中間子質量測定の実験シミュレーション

PHENIX 実験は QGP の生成シグナルを測定する目的で行われる。QGP 生成シグナルとしてベクタ中間子の質量とその幅の変化が予測されている。質量測定には反応生成物の軌跡や飛行時間の測定が重要である。ベクタ中間子のひとつである 中間子は電子対や K 中間子対に崩壊する。電子対は質量が小さく電荷を持つので軌跡から 中間子の質量を再構成することができる。

PCR の最適な厚さはなにを測定するかによって決まる。電子対からの 中間子質量測定の場合、 中間子からくる電子対がシグナルであり、PCR 内で対生成される電子対はノイズとなる。このシグナルとノイズから PCR T0 トリガーを用いた 中間子質量測定における PCR の最適な厚さをみつめることにする。

### 4 - 2 - 1 シミュレーションのセットアップ

ここでは GEANT を用いた 中間子質量測定シミュレーションのセットアップについて述べる。

#### 検出器の配置

PCR と T0 を以下のように配置した。

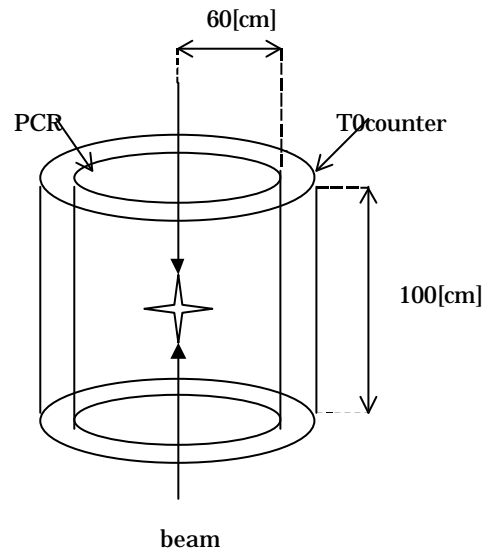


図 4 - 4 検出器の配置

## 入射粒子の設定

### 中間子と $\pi^0$ 中間子の設定

粒子	質量[MeV]	崩壊比	発生量/event
中間子	134	98.8% e+e- 1.2%	500
$\pi^0$ 中間子	1019	e+e- 100%	5

### 中間子と $\pi^0$ 中間子の発生メカニズム

と  $\pi^0$  は以下の方法で発生させる。

CERN の UA1 ( $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$  の陽子・陽子衝突実験) の結果によると  $\pi^0$  はビーム軸に対して垂直な方向の運動量  $P_t$  の分布が

$$\frac{dN}{dP_t} = P_t e^{-6t} \quad (4.4)$$

となることがわかっている。高エネルギー領域ではどの粒子も大体この関数に従うので、  
 に関してもこの分布の形を使うことにした。

高エネルギー領域においてはローレンツ不変な量として Rapidity:  $y$  とよばれる物理量がしばしば使われる。

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E - P_z}{E + P_z} \right) \quad (4.5)$$

入射粒子のエネルギーが高くなると、Rapidity は Pseudo rapidity:  $\eta$  で近似することができる。

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (4.6)$$

ここで  $\theta$  はビーム軸と入射粒子がなす極角。

実験結果から粒子の衝突点付近の Rapidity 分布は一様になっていることがわかっている。

P C Rの配置から の最大角が計算できる。この値から を計算すると

$$-0.75 < \eta < 0.75 \quad (4.7)$$

となり、 と の Rapidity はこの範囲で一様な分布に設定することにした。  
よってビーム軸方向の運動量は以下の式で表すことができる。

$$P_z = \sqrt{m^2 + P_t^2} \sinh(y) \quad (4.8)$$

一回に発生する粒子の生成量は図のように に比べて の収量は約 1 %程度になっている。

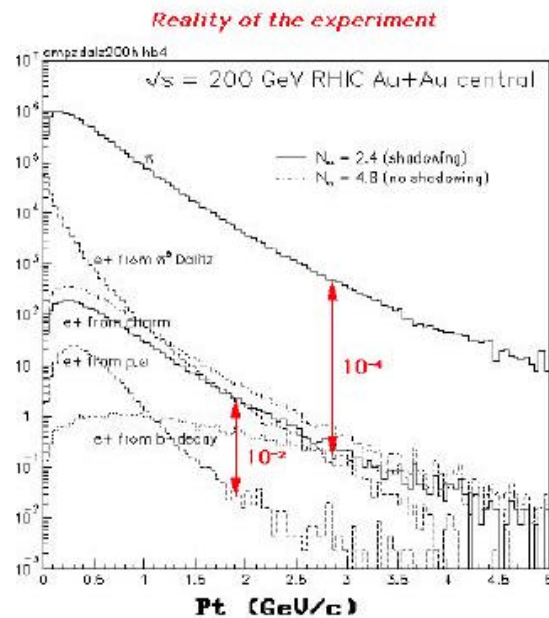


図 4 - 5 電子のバックグラウンド (<http://utkhii.px.tsukuba.ac.jp>)

したがって、1 event あたり  $0.5$  ; 500 個、  $0.5$  ; 5 個とする。  
このメカニズムで と の運動量を発生させ、シミュレーションをおこなうことにした。

設定した粒子の横運動量およびRapidity 分布を以下に示す。

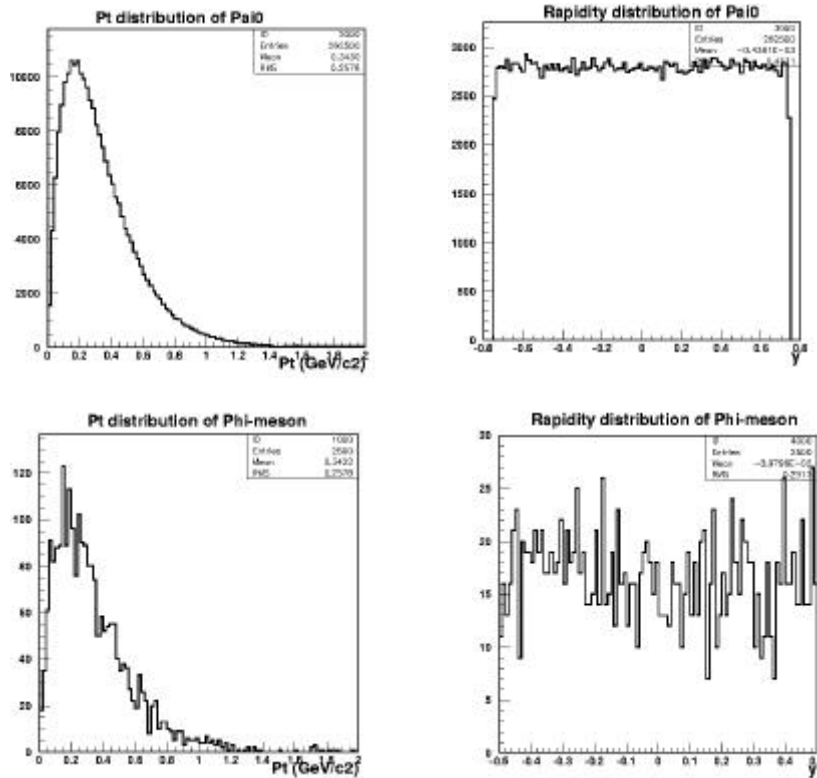


図 4 - 6 粒子の設定

粒子の相互作用の設定

粒子が行う相互作用として以下の作用を設定した。

対生成

対消滅

コンプトン散乱

光電効果

ハドロン間の相互作用

粒子の崩壊

エネルギー損失（ランダウのゆらぎ）

多重散乱（モリエール散乱）

エネルギー損失の光電子数への変換

KEK 実験のシミュレーションと同じように実験値からエネルギーを光電子数分布に変換し、検出光電子数がしきい値以上となるものを検出するようにした。

## 4 - 2 - 2 シミュレーションの方法

### 中間子の質量測定

#### a) 飛行時間による質量測定

一定の運動量を持った粒子が一定の距離を通過する間の時間を測定することによって粒子のエネルギーを測ることができる。(飛行時間測定法) 粒子の運動量は電磁石にかけた磁場によって粒子を曲げて得られる曲率から計算することができる。飛行時間はスタートカウンターが反応してからストップカウンターに入るまでの時間とする。スタートカウンターとストップカウンターの距離をこの時間で割る事で粒子の速度  $v$  が得られる。これらの値から粒子の質量は

$$m^2 = p^2 \left[ \left( \frac{\text{TOF} \cdot c}{L} \right)^2 - 1 \right] \quad (4.9)$$

という計算式でもとめることができる。

#### b) 再構成による質量測定

中間子など寿命の短い粒子は  $K$  中間子対や電子対にすぐに崩壊するために反応生成物の運動量とエネルギーから質量を再構成する。例えば電子・陽電子の運動量を  $P_e \cdot P_p$ 、電子・陽電子の質量を  $m_e, m_p$  とし、崩壊角を  $\theta$  とすると 中間子の質量  $m$  はエネルギー、運動量保存則から

$$m_\phi^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2 E_e E_p - 2 P_e P_p \cos \theta \quad (4.10)$$

という式で計算することができる。

したがって、崩壊により生成される粒子の運動量,エネルギーを測定する必要がある。電子対の運動量,エネルギーは PHENIX 実験において DC (Drift Chamber) TEC (Time Expansion Chambers) で測定される。

実際の測定においては以下の手順で質量は計算される。まず、すべての電子・陽電子対の組み合わせから 中間子の質量を計算する。すると、 中間子の質量のところにピークがあらわれる。一方で、異なるイベントで発生させた電子・陽電子対からも質量を計算する。異なるイベントでは 中間子の質量は最構成されない。これを Combinatorial Background という。 中間子のピークのある分布からこの Combinatorial Background をひくことで、 中間子の質量分布を見る事ができる。

シミュレーションでは以下の方法で 中間子の質量を見積もった。

まず、PCR と T0 を通過し、内部でエネルギー損失した電子と陽電子だけを取り出す。エネルギー損失はセットアップにある式から光電子数にみつめることができる。実験より、PMT で識別できる光電子数にはしきい値があるのでその値以上になる電子・陽電子だけを取りだし、 中間子の質量を計算する。

#### PCR の厚さ最適化の指標

PCR の厚さを最適化する指標として figure of merit を用いた。

PCR の厚さに対して観測したい量を Signal、排除したい量を Noise とする。すると、厚さは S/N がもっとも大きくなるような値にすればよい。ところが、この S/N の値だけでは統計量が考慮されない。統計誤差をなるべく少なくするには別の指標を用いる必要がある。例えば、 中間子の質量を測定する際にはすべてのイベントから計算した質量分布；A から Combinatorial Background の分布；N をひいて 中間子の質量分布；S を計算する。したがって、観測したい量は

$$S = A - N \quad (4-11)$$

であるから、この S の統計誤差は

$$S = \sqrt{A+N} \quad (4-12)$$

となる。するとこの誤差を考慮した最適化の指標は、

$$\left( \frac{S}{\Delta S} \right)^2 = \frac{S^2}{S+2N} \quad (4-13)$$

で与えられる。S が N に対して十分小さいときは

$$\frac{S^2}{N} \quad (4-14)$$

を最適化の指標として良い。

PCR T0 をトリガーとして 中間子の質量を測定するシステムにおいて観測したい量は 中間子の質量分布であり、ノイズとなるのは PCR で対生成した電子対である。したがって、このシミュレーションにおいては

Signal: 電子対 (from ) から再構成した 中間子の質量分布のうち 中間子質量付近にはいる事象の数

Noise: 電子対から 中間子の質量を再構成ときに、少なくとも片方の電子が PCR 付近で対生成されたものであるとき、 中間子の質量付近にはいる事象の数と設定した。シミュレーションで得られた質量分布は以下のとおりである。

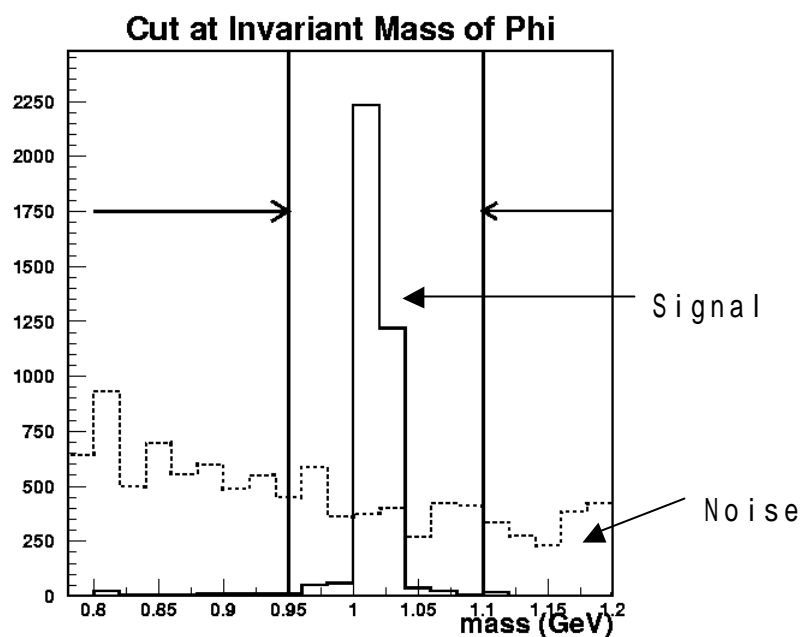


図 4 - 7 シミュレーションで得られた 質量分布

このように 中間子の質量付近にカットをかける。

中間子の寿命は  $50\text{fm}/c$  であるから質量分布の幅は  $4\text{ MeV}$  程度である。したがってこの範囲内でカットをかけるべきである。

#### 4 - 2 - 3 シミュレーションの結果

PCR の厚さをかえながらこのシミュレーションを行い、Signal と Noise をプロットすると以下のような図が得られた。誤差は統計誤差である。

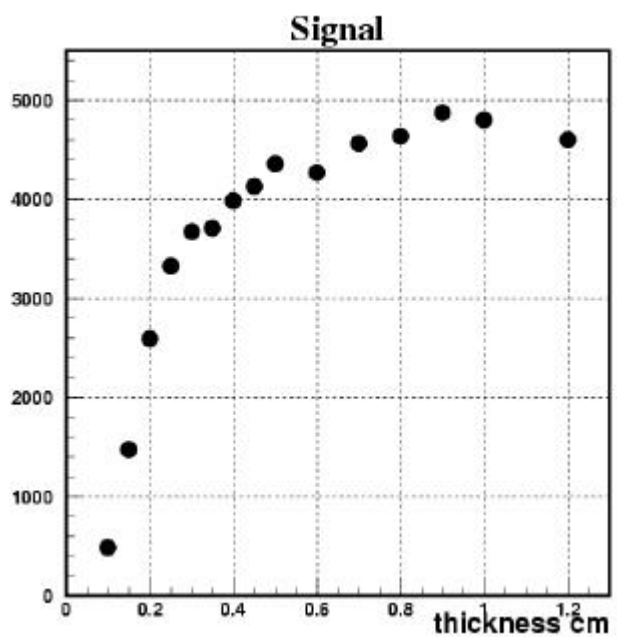


図 4 - 8 Signal の厚さ依存性



Signalは厚さに対して飽和する形になっている。電子は物質内で何回かのエネルギー損失と反射を繰り返している。この過程で物質内でおとすエネルギーは統計的にたしあわされていく。電子がもつエネルギーは有限であるから衝突回数があるところまで増えると、すべてのエネルギーを失うことになる。そのため PCR の厚さにたいして急激にふえるかたちになっている。

Signalは結局、PCR でどれだけ 中間子からの電子対を検出できるか、その効率を示していおり、電子がシンチレータに落とすエネルギーの量によって決まっている。したがって検出できる光電子数しきい値によって飽和する位置は変わってくる。

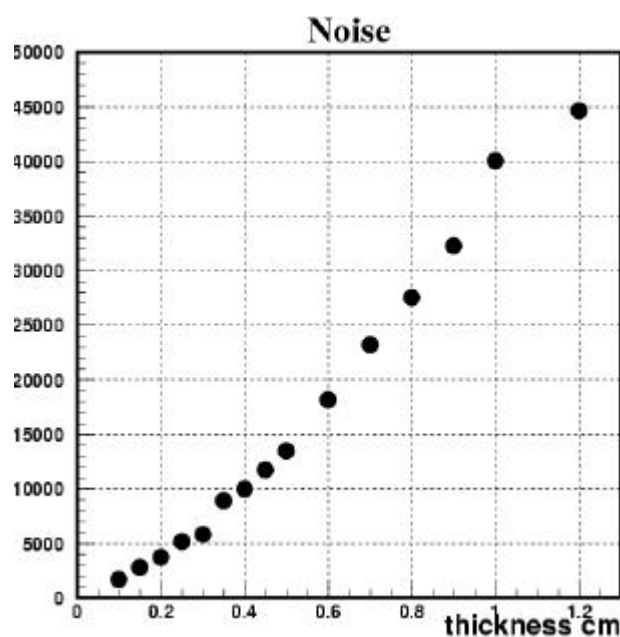


図 4 - 9 Noise の厚さ依存性

Noise は PCR の厚さに対して二乗で変化しているように見える。線は物質内で荷電粒子のようにエネルギーを失ったり、散乱することはない。相互作用せずに通過するか、対生成をおこすかどちらかである。物質の厚さに対して対生成する線の数に比例する。この Noise は電子対からの質量を計算したので厚さに対して二乗で増加するかたちになっている。

これらの量から厚さにたいして  $\frac{S^2}{N}$  をプロットすると、以下の図 4 - 10 になった。

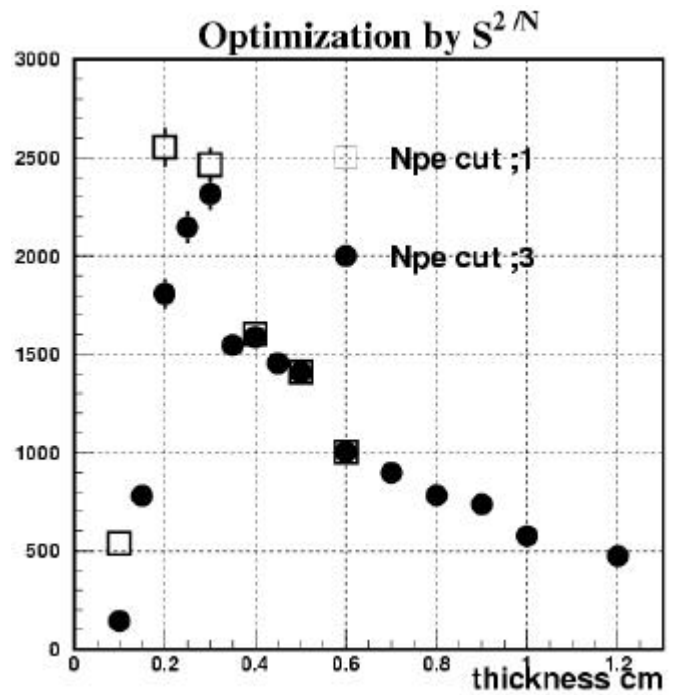


図 4 - 11 厚さの最適化

この図では光電子数のしきい値を 1 個にした場合と 3 個にした場合をプロットした。1 この場合ではピークがやや厚さの小さいほうにずれていることがわかる。これは光電子数しきい値のかけかたによって Signal が変化するためであり、これの意味するところは electorical な検出器系の性能によって厚さの最適値が変わってくることを示している。

#### 4-2-5 結論

このシミュレーションでは PCR T0 トリガーで 中間子の質量測定を行ったときにこのトリガーがなるべく 中間子から崩壊した電子対だけを Catch するように PCR の厚さを最適化した。その結果、光電子数しきい値によって最適な厚さは変化するのでどの厚さが最適であるとはいえないが、少なくとも KEK 実験のセットアップと同様に PMT: H1161 を使用するならば 0.3 c m 程度の厚さが有効であるといえる。

# 第 5 章

## まとめ

本研究では、PHENIX 実験陽子・陽子衝突のトリガーカウンターとして使用される T0 カウンターでの電子対生成を排除する Photon Conversion Rejector (PCR) の設計を行った。PCR はその目的から以下の形状・性能が要求される。

1. 厚さ以外は T0 と同じサイズ・同等な電気系統であること

2. 荷電粒子を十分に検出し、なおかつ PCR 内で電子対生成をおこさない厚さであること  
PCR の形状はプラスチックシンチレータに波長変換ファイバーを埋め込んだものとし、光を効率よく収集することで薄いシンチレータでも荷電粒子による信号を検出できるようにした。PCR の厚さは上記の形状のサンプルを 2 [GeV] の  $\pi^+$  ビームでテストし、得られた実験値 (0.6 cm の厚さで PMT の光電面に生じる光電子が 13 個) を用いて厚さを最適化するシミュレーションを行った。テスト実験で得られたデータと比較しながら、荷電粒子収集効率の厚さ依存性を調べると検出光電子数のしきい値が 3 個のときは 0.4 cm 付近で飽和し、1 個のときは 0.3 cm 付近で飽和することが確認された。一方、崩壊の電子対を Signal、PCR 内で対生成した電子対を Noise として中間子の質量

を再構成したときに  $\text{Figure of merit} = \frac{S^2}{N}$  を厚さ最適化の指標として用いると厚さが 0.3 cm 付近が

最適であるという結果が得られた。しかし、この最適化は PCR T0 トリガーを用いた中間子質量測定に対する理想的な最適化であり、実際の PHENIX 実験における global な検出機構を考慮していないという問題点がある。

今後の課題としてまず、PHENIX 実験における検出システムを有効利用して Noise を小さくする方法、ドリフトチェンバーで測定される運動量分解能からの厚さの限界、など実際的な問題を検討する。

## 謝辞

本研究を行うに当たり、ご指導くださいました三明康郎教授、江角晋一講師、佐藤進助手に深くお礼申し上げます。とくに三明康郎教授には興味深いテーマを与えていただくとともに、実験やシミュレーションをする上で様々なご指導をいただきました。

江角晋一講師には実験、シミュレーション両面で丁寧かつ確実なアドバイスをいただきました。研究室の先輩である清道明男氏、小野雅也氏、にはGEANT シミュレーションやその他計算機の問題で大変お世話になりました。鶴岡裕士氏には実験を行う上で必要な知識を教えてくださいました。研究を行う上で支えてくださった相澤美智子氏、箱崎大祐氏、4年生の黒木善昭氏、坂井真吾氏、進藤美紀氏、益井宙氏、計算機上でお世話になりました加藤純雄技官、研究室の皆様にこの場を借りて感謝の意を述べたいと思います。

# 参考文献

[1] PHENIX Conceptual Design Report (CDR)  
Brookhaven National Laboratory

[2] PHYSICAL REVIEW D  
The American Physical Society

[3] GEANT-Detector Description and Simulation Tool  
CERN Program Library

[4] HB00K-Statistical Analysis Workstation  
CERN Program Library

[5] ROOT-Class Reference Manual  
CERN Program Library

[6] PARTICLE PHYSICS BOOKLET  
Particle Data Group

[7] Design of Time zero Counter ; Hiroshi Tsuruoka, Masaya Ono  
Univ. of Tsukuba

[8] Production of  $\eta$ -mesons in p+p, P+Pb, and Central Pb+Pb Collisions at  $E_{\text{beam}}=158 \text{ AGeV}$   
NA49 Collaboration

[9] 放射線計測ハンドブック (第2版); Glenn F. Knoll  
木村逸郎、阪井英次 訳 (日刊工業新聞社 1991)

[10] 衝突型高エネルギー重イオン実験における飛行時間測定器と電磁カロリメータのコンピュータシミュレーションによる評価; 清道 明男

[11] 高エネルギー重イオン衝突実験のための高時間分解能力カロリメータの製作; 樋口理子, 宮本裕子

## 付録；プログラムリスト

- A    PCR - KEK . f ； KEK 実験のシミュレーション
- B    PCR - Phi . f ：    質量測定 of シミュレーション