

PHENIX 実験ビーム・ビーム・カウンタの性能向上研究

原田 寛之

広島大学 理学部物理科学科 4年

クォーク物理学研究室 u1279050 A

主査：杉立 徹

副査：小嶋 康史

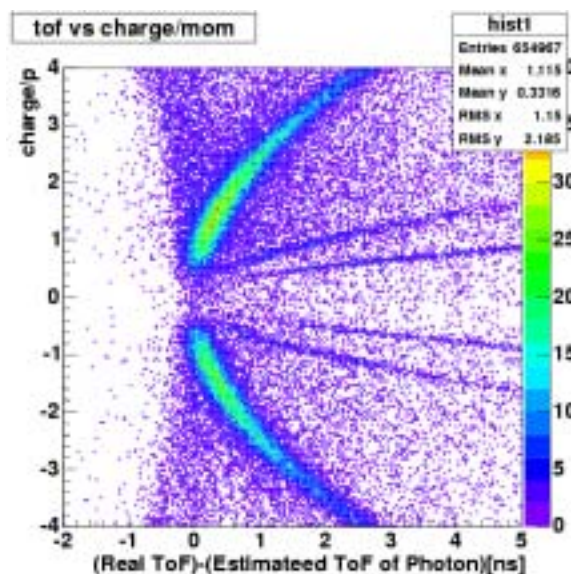
担当教官：杉立 徹

概要

本研究は、米国ブルックヘブン国立研究所で稼動中のRHIC加速器PHENIX実験で使用されているビーム・ビーム・カウンタ(BBC)の性能向上を目指すものである。RHIC加速器は、世界初の高エネルギー領域の原子核衝突型加速器であり、周長3.8 kmの2つの独立するシンクロトロン加速器が6ヶ所で交差しており、核子対あたりの重心衝突エネルギー200 GeVまでの原子核衝突を発生させる。PHENIX実験はビーム交差点を中心に据え、中央電磁石、2基の中央測定器、2基の前後方測定器により構成されている。本検出器は、ビーム軸に沿って、交差点を挟んで対称の位置に2基を設置しており、各64本のチェレンコフ検出素子で構成されている。BBCは、原子核衝突事象の検出、衝突した時刻と位置の計測、および衝突中心度(衝突径数)の計測を担っている。本研究ではこれらの機能の中で、衝突時刻と衝突位置の測定精度を向上させることに専念した。この機能は、PHENIX実験の特徴である粒子識別したハドロン(中間子、K中間子、陽子・反陽子など)の運動量分布の研究に不可欠であり、その性能の向上はより精度の高いハドロン識別を可能にする。

右の図が、粒子識別したハドロンの運動量分布である。この分布は、理論的に予想される中間子の飛行時間を測定飛行時間から引いたものを横軸にとっている。BBCによるスタート時間(衝突時間)とToFカウンタによるストップ時間によって、この測定飛行時間は見積もられている。したがってスタート時間(衝突時間)測定精度の向上はより精度の良い測定飛行時間を与える。

衝突時間と衝突位置の測定精度を向上させるために、2つの機能の基盤となっている時間情報の仕組みを理解した。BBCに粒子が入射する際、入射粒子数に比例した電荷量が出力される。その電気信号の波高に依存した立ち上がり特性によって、測定時間にひずみが生じる。本研究では、その影響を補正し、補正後の時間分解能を評価する方法を考案した。そして、その評価方法に基づき性能向上を議論する。



目次

第一章 背景

- 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ
- 1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

第二章 実験装置、仕組み

- 2.1 RHIC加速器
 - (1) 衝突の機構
- 2.2 PHENIX実験、その検出器
- 2.3 ビーム・ビーム・カウンタ(BBC)
 - (1) BBC検出素子のチェレンコフ検出器
 - (2) 入射粒子数に依存する測定時間のずれ(スルーイング効果)
 - (3) チェレンコフ光
- 2.4 粒子識別ハドロン運動量分布

第三章 解析手法

- 3.1 BBCの粒子入射時間
- 3.2 衝突時刻と衝突位置
- 3.3 測定時間補正
 - (1) 検出素子の位置による測定時間補正
 - (2) 入射粒子数に依存する測定時間のずれの補正
 - (3) イタレーション

第四章 結果

- 4.1 評価手法
- 4.2 分解能評価

第五章 考察

第六章 結論

第七章 謝辞

第八章 参考文献

第一章 背景

この章では、本研究内容を述べる際に必要な背景を述べる。

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

現在、原子核を構成する陽子や中性子などの核子は3つのクォークから、 などの中間子は2つのクォークから構成されていると考えられている。クォークは現在の世界には、決して単独で飛び出すことができない。しかし、素粒子理論から予言されているように核子を高圧、高温の状態にすることにより、クォークが核子や中間子の閉じ込めから開放されて、クォーク間の相互作用を伝えるグルーオンといっしょに自由に動き回ることができると考えられている。この状態は、電子のプラズマ状態に似ていることからクォーク・グルーオン・プラズマと称す。クォーク・グルーオン・プラズマはビッグバンから100万分の数秒後の宇宙初期（高温状態）に存在すると考えられている。

図.1.1のようにクォークは、現在の世界ではハドロン相（中間子、K中間子、陽子など）へ相転移する。

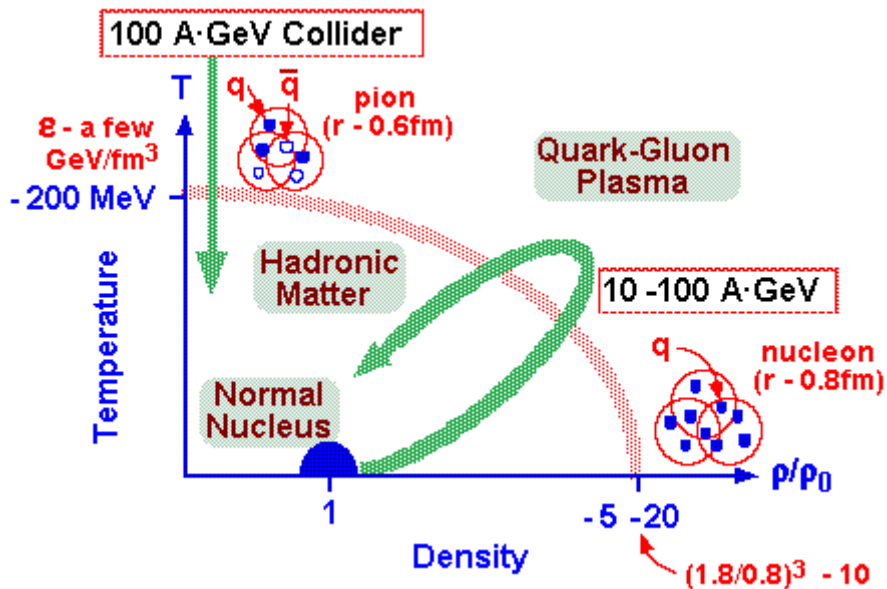


図.1.1 ハドロン相とクォーク・グルーオン・プラズマの密度と温度の関係図

1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

クォーク・グルーオン・プラズマを地球上で実現する方法として、高エネルギーの重い原子核同士の衝突が注目されている。衝突により、高温・高密度状態にすることでクォークが核子や中間子の閉じ込めから開放されて、クォーク間の相互作用を伝えるグルーオンといっしょに自由に動き回ることができると考えられている。そのクォークは、ハドロン相へ相転移を起こし、ハドロン粒子として放出する。そのため、放出したハドロンを観測することはクォーク・グルーオン・プラズマを観測することにつながると考えられ、衝突後放出するハドロン粒子を識別することは大切である。そして、ハドロン粒子の識別の精度を向上させることが本研究の目的である。

本研究の研究舞台である米国ブルックヘブン国立研究所 RHIC 加速器 PHENIX 実験は高エネルギー重イオン衝突実験の最先端である。

第二章 実験装置、その仕組み

2.1 RHIC 加速器

RHIC とは、Relativistic Heavy Ion Collider の略で米国のブルックヘブン国立研究所 (BNL) にある周長 3.83 km の 2 リングのトンネルを持ったシンクロトロン加速器である。この加速器は、2 つの独立するシンクロトロン加速器が 6 ヶ所で交差し、核子当たりの重心衝突エネルギー 200 GeV までの原子核衝突を



発生させる世界初の重イオン衝突型加速器である。この加速器を用いた主な衝突実験として重イオン衝突と偏極陽子衝突の 2 つがある。RHIC における研究目的は、自然のもっとも基本的な枠組みとそれらを治める力の研究、また温度および圧力の極端な条件下での物質の研究である。この加速器には、主に PHENIX、STAR、PHOBOS、BRAHMS の 4 つの実験 (Project) があり、現在までに陽子・陽子、重水素・金原子核、金原子核・金原子核の衝突を行った。現在、"THE RUN" と呼ばれるであろうと言われている "RUN 4" が進行中である。今回は、主に QGP (クォーク・グルーオン・プラズマ) 探索を目的とする核子当たりの重心エネルギー 200 GeV の金原子核と金原子核の重イオン衝突実験である。

(1) 衝突の機構

RHIC 加速器で衝突させる原子核を加速させているのだが、この加速器トンネルのいたる所に原子核が存在しているわけではない。原子核は 1 個ないしは数個の集団にまとめられて加速される。その集団をバンチと言う。現在稼動中の R H I C 加速器トンネル内には、1 つのリングあたり最高 1 2 0 個のバンチが加速され、2 リングのビームが交差する周期は 106.5805 ns である。その周期でバンチとバンチが交差する。P H E N I X 実験でバンチが交差する周期の時刻を P H E N I X 実験における時間測定の スタート時刻 としている。そのバンチはある長さを持っているため、スタート時刻 に衝突するとは限らない。そのため、衝突時刻にばらつきが生じる。B B C は、このスタート時刻からの時間を測定している。実際、B B C はスタート時刻から約 2 2 ns の間、粒子を観測できる。

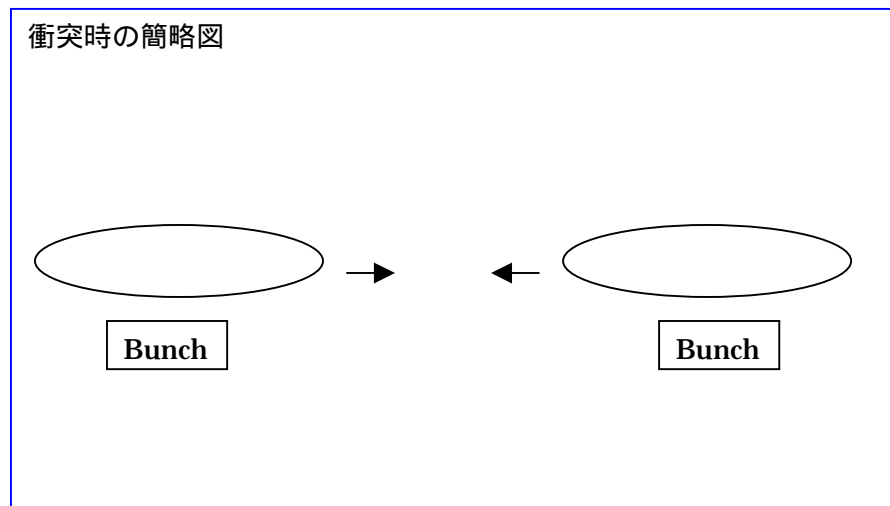
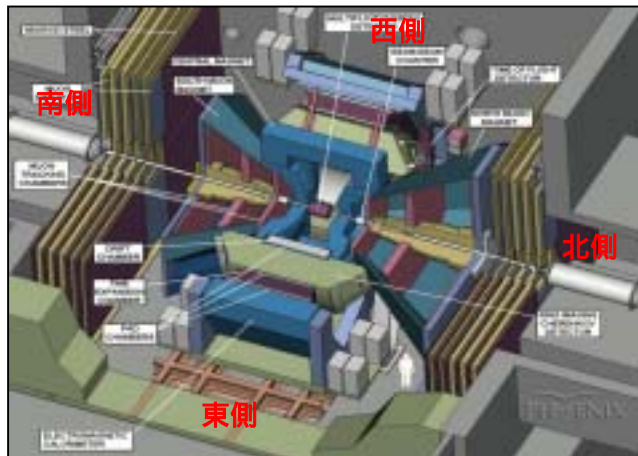


図 2.4.1 原子核のバンチ同士による衝突の簡略図

2.2 PHENIX実験

PHENIX 実験は、RHIC 加速器の交差点を中心に据え、中央電磁石、2基の中央測定器、2基のミュオン検出器により構成される。PHENIX 実験では、光子、電子、 μ 粒子および中間子などの衝突からでてくる多くの異なった粒子を測定することができる。PHENIX 実験では、2本のビーム軸にある衝突点を境に北側、南側としており、それに対応してビーム軸を境に東側、西側としている。本論文においても同じ表現をしている。



上の図.2.2.1 と図.2.2.2 は、PHENIX 実験の写真である。図の写真の人間と比較すると気づくと思うが巨大な装置である。図.2.2.1 と図.2.2.2 の黄緑色のものが中央電磁石で、中央電磁石を挟むように中央測定器がある。



図.2.2.1 北側から見た中央電磁石と中央測定器とビームパイプ



図.2.2.2 南側から見下ろした中央電磁石と中央測定器

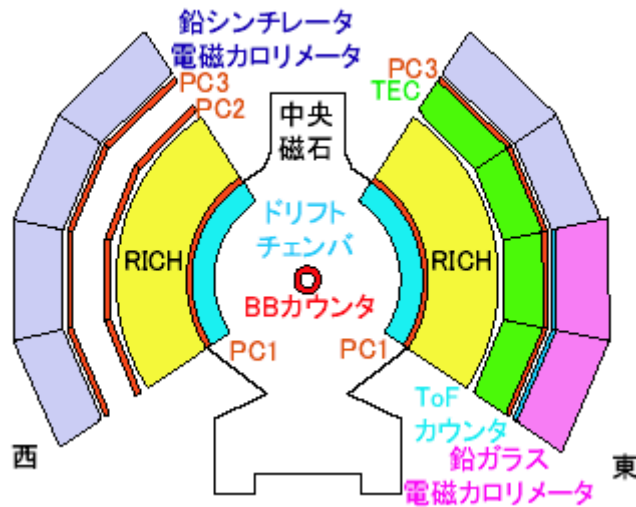


図.2.2.3 ビーム軸南側から見た PHENIX 実験の中央測定器と B B C の構成図。

中央検出器の最も内側にあるのがドリフトチェンバ。その直後にあるのが第1パッドチェンバ(PC1, 橙色)。さらに外側にリングイメージング・チェレンコフカウンタ(RICH, 黄色)があり、ここまでは東西の検出器は同じ構成である。西側検出器には、RICHの外側にPC2, PC3(共に橙色)の2層のパッドチェンバがあり、最も外側に鉛シンチレータによる電磁カロリメータが配置されている。東側検出器には、RICHの外側にTEC(緑色)とパッドチェンバ(PC3, 橙色)が設置してある。その外側は、上半分には西側と同じく鉛シンチレータによる電磁カロリメータが設置されている。一方下半分には、ToFカウンタと、鉛ガラスカロリメータが設置されている。各検出器の詳細については、以下に揚げる通りである。

- ビーム・ビーム・カウンタ(BBC)・・・広島大学実験グループにより設置。
- ゼロ度カロリメータ(ZDC)・・・これは、トリガーとして用いられている。この検出器は磁場によって曲げられない中性粒子を検出している。BBCよりビーム軸方向に沿って、衝突点(vertex)より離れたところに南側と北側にそれぞれ設置されており、BBCのデータとともに衝突の中心度を決定している。また、衝突事象観測の機能も担っている。
- ドリフトチェンバ・・・荷電粒子の飛跡を検出するためのワイアチェンバである。この検出器は中央電磁石による磁場を受けていて、そのため、荷電粒子は曲げられながら飛跡を描く。これにより、曲率を求め運動量と電荷の比を決定する。
- パッドチェンバ(PC)・・・中央磁石による磁場はなく、直進する荷電粒子の飛跡を捕らえている。ドリフトチェンバとセットで3次元の飛跡を描くことができる。

- 電磁カロリメータ(EMCal)・・・PHENIX実験では鉛シンチレータが主に使われている。鉛ガラスカロリメータは、CERN(欧州合同原子核研究機関)研究所におけるWA98の実験に使用されていたものである。電磁カロリメータは主に光子のエネルギーを測定することが第一の目標であるが、ハドロン(重粒子)の入射も検出でき、この検出時間から粒子の飛行時間を求めることができる。つまり、粒子の運動エネルギーや空間的な位置を測ることになる。飛行時間の分解能は、鉛ガラスは600psで、鉛シンチレータは400~450psである。現在、飛行時間によってハドロン(、K)の識別ができるにとどまっている。この電磁カロリメータは、全部で1万チャンネル近いセルに分割されていて、細かいエネルギー測定ができる。このため、とくに衝突後の粒子発生数の多い金原子核・金原子核の衝突実験において、エネルギー測定の精度が良い。
- タイム・イクスパンション・チェンバ(TEC)・・・粒子のエネルギー損失の計測により粒子を識別することと、粒子の空間的な位置を求めることのための検出器である。
- タイム・オブ・フライト カウンター(ToF)・・・この検出器は飛行時間の測定を主目的としている。高速応答プラスチックシンチレータで荷電粒子を捕らえ、光電子増倍管がそのシンチレーション光を受光している。BBCがスタート時間をこの検出器がストップ時間を担って飛行時間を求めている。その他の検出器による磁場中の飛跡検出より電荷と運動量の比が求められている。そのため粒子の飛行時間から、その粒子の質量を見積もることができる。これが本論文の第一章で説明している粒子識別ハドロン運動量分布のことである。
- リング・イメージング・チェレンコフ(RICH)・・・この検出器は、電子の同定のために用意されているチェレンコフカウンタである。電子・陽電子と5 GeV/c以上の荷電中間子が、チェレンコフ光発生のしきい値を越えるのでチェレンコフ光を発する。その光を捕らえることで、粒子種類同定を行う。PHENIX実験がRHICの他の実験との違いである電子・陽電子の検出ができるのは、このRICHの貢献による。
- 中央電磁石(Central Magnet)・・・PHENIX検出器の中央部には、電磁石によりビーム軸に平行な磁場がかけられている。そのため、衝突点から放射状に飛行するミッドラピディティ(セントラルアームの領域)付近の粒子は、ビーム軸にほぼ垂直を保ったまま、軌道を曲げられる。

2.3 ビーム・ビーム・カウンタ (BBC)

本節では、本研究でとりあげる検出器であるBBCについて説明する。BBCは、検出素子であるチェレンコフ検出器64本により構成されている。ビームの交差点を挟んでビーム軸に沿った対称な位置に2基設置してある。それぞれのBBC区別するため、それぞれをBBC南側、BBC北側と呼ぶ。この検出器の機能は、原子核同士が衝突した際に、その衝突事象の検出、衝突時間と衝突位置の計測、ゼロ度カロリメータ(ZDC)と併せて衝突中心度の計測である。PHENIX実験のその他の検出器でさまざまな物理量を測定するためには、不可欠な検出器である。

図.2.3.1が1基のBBCの実物写真である。このBBCが図.2.3.2のように衝突点を挟んで南北に設置してある。図.2.3.3がBBCと64本の検出素子の構成図である。



図.2.3.1 Beam-Beam-Counter

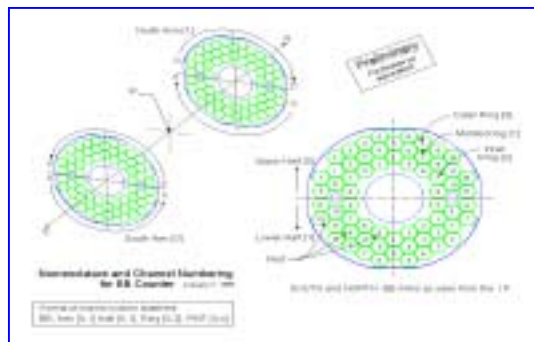


図.2.3.2 南北のBBCの略図

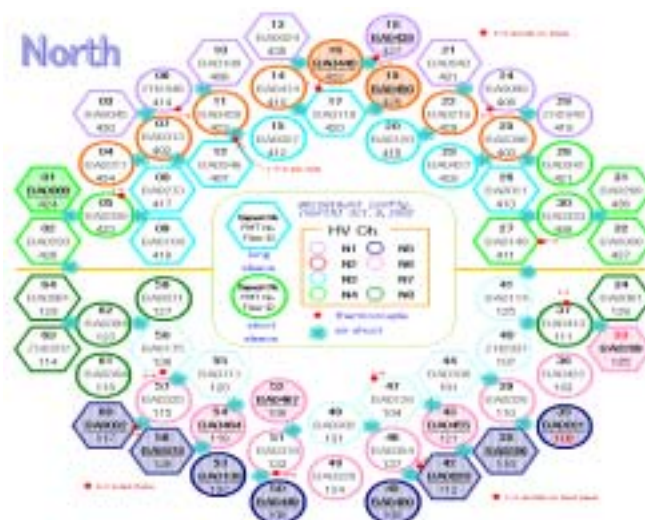


図.2.3.3 BBC一基の検出素子の構成

(1) B B C 検出素子のチェレンコフ検出器

B B C を構成している検出素子は、チェレンコフ検出器である。チェレンコフ検出器は、光電子増倍管の先に水晶チェレンコフラディエータを装着している (図.2.3.4 参照) 。水晶に荷電粒子が入射するとチェレンコフ光が発生し、それを光電子増倍管で増幅させシグナル (電気信号) として粒子を検出している。しかし、チェレンコフ検出器は荷電粒子が入射してなくても光電子増倍管の性質上ノイズを出力する。このノイズを取り除くことも実験での課題の一つである。B B C に使われている光電子増倍管は、ノイズが特に少ないものを選んでいる。

光電子増倍管は、その名前のとおり光電子の増幅装置である。光が光電面に当たると光電効果により電子が放出される。そして、その電子が増幅され電気信号を出力する。ノイズは、光電子増倍管の中にあるコンデンサーに蓄えられた電荷が放電したときなど出力する。増幅率 (gain) はそれぞれの光電子増倍管によって異なる。

光電面のカソード物質は **バイアルカリ** (Sb-Rb-Cs) を使用しており、この物質は **高感度**、**低暗電流** である。そして、入射窓の材質は水晶チェレンコフラディエータ (合成石英) をそのまま使用しており、この物質は短波長側の透過率がよく、160nm までの領域の光を透過する。発生したチェレンコフ光は、式 (2.2) より短波長側の光量が多いため、この物質を入射窓の材質に使用することによってより多くの光量を得ることができる。Sb : アンチモン、Rb : ルビジウム、Cs : セシウム。

荷電粒子がこの検出器に入射したときの出力シグナルを図.2.3.5 に示す。

図.2.3.4 : チェレンコフ検出器



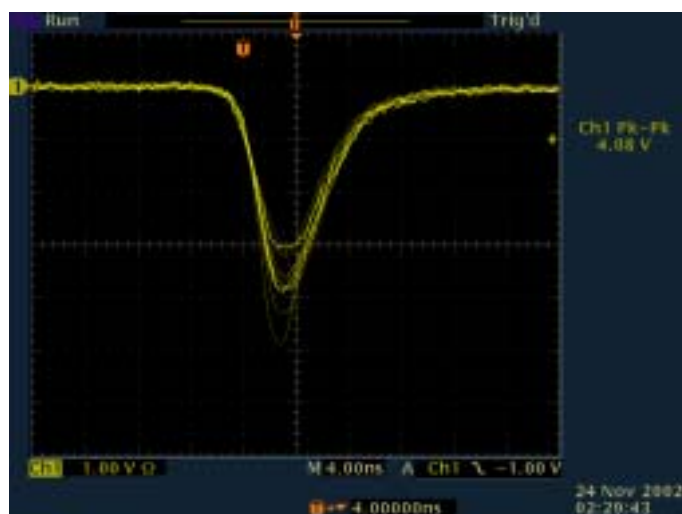


図 2.3.5 チェレンコフ検出器のシグナル（電気信号）

原子核・原子核の衝突がおこると、多くの粒子や光子が放出される。放出された荷電粒子が BBC を通過すると、チェレンコフ検出器よりシグナルが出力される。そのシグナルから測定値になるまでの過程を述べる。

チェレンコフ検出器の光電子増倍管からのアナログシグナルを TDC モジュールにより時間情報に変換される。この過程で、光電子増倍管のノイズのデータを除くためにディスクリミネータのしきい値を設定し、そのしきい値を超えた場合のみデータを収集するようにしている。

ディスクリミネータと TDC モジュール・ADC モジュールに関して簡単な説明は以下のとおりである。

- ディスクリミネータ (Discriminator)・・・この装置は、シグナルが設定したしきい値を超えたときにロジックシグナルを出力する。しきい値を適当に設定することで、粒子が検出器に入射したときのシグナルとノイズとを区別することができる。
- TDC モジュール・・・この装置は、スタート入号の入力からストップ信号の入力までの間に内部コンデンサの放電した電荷量を測定することにより、スタート信号とストップ信号の間の時間をデジタル量として計測する。PHENIX実験の場合、このスタートタイミングは、加速器の周期により決定されている(2.1(1)参照)。スタート信号入力から、TDCの全時間幅を超えてもストップ信号が入力されない場合、モジュールは、オーバーフローした値を返す。
- ADC モジュール・・・入力したアナログシグナル（電気信号）の総電荷量をそれに比例したデジタル値に変換する装置である。出力される値は、電荷量に比例したチャンネル ch が単位である。そして、チャンネルあたりの電荷量 pC/ch から、出力された総電荷量 pC を求めることができる。

(2) 入射粒子数に依存する測定時間のずれ (スルーイングの効果)

チェレンコフ検出器に粒子が入射したとき出力電荷量に依存する測定時間のずれが生じる。これをスルーイング効果と呼ぶ。図.2.3.6は、チェレンコフ検出器に粒子が入射する様子を模式的に示している。

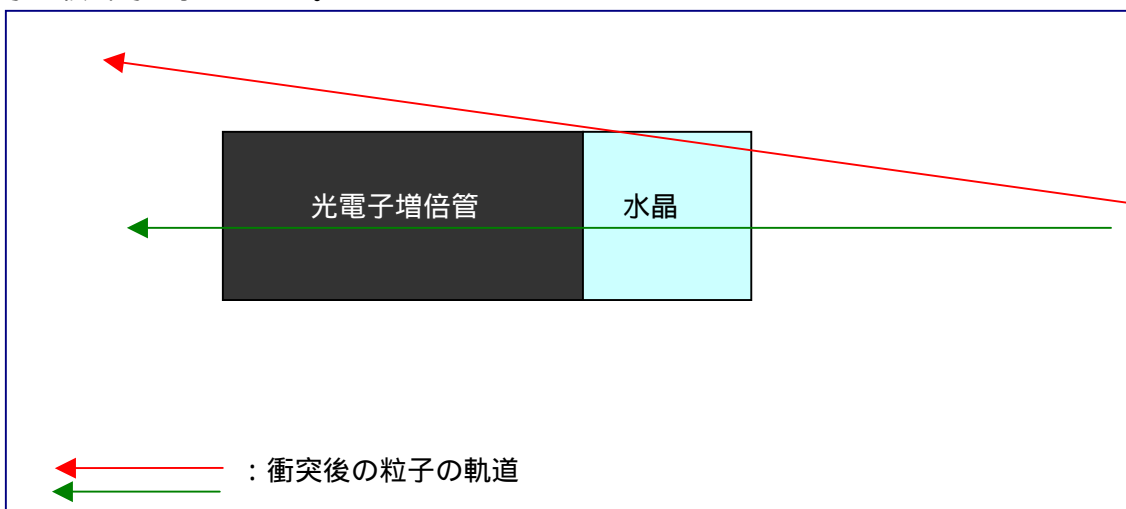


図.2.3.6 衝突後の粒子が検出素子のチェレンコフ検出器に入射する様子

図.2.3.6 は衝突後の粒子が検出素子のチェレンコフ検出器に入射する様子を表している。衝突によって、発生粒子数が異なるために入射粒子数が異なる。ゆえにチェレンコフ光の光量も異なる。そのため、光電子増倍管からの出力電荷量、つまり出力シグナルの波高はいつも同じではない。(図.2.3.7 参照)



図.2.3.7 入射粒子数による波高の違いと時間のずれ

図.2.3.7 を説明すると、ピンク色の線はディスクリミネータのしきい値である。黄色と緑色の線は同じ時刻にチェレンコフ検出器に入射したとするときの、入射粒子数が違う場合のシグナルを表している（黄色の場合の入射粒子数 < 緑色の場合の入射粒子数）。粒子入射において入射粒子数に違いがあると、チェレンコフ検出器から出力電荷量が異なる。そのため、シグナルの波高に違いが出ているのがよくわかる。そして、その波高に違いにより立ち上がりが違うため、しきい（Threshold）を超えるまでに真の粒子の入射時間から測定された入射時間とにずれが生じる。これが入射粒子数に依存した測定時間のずれ、スルーイングの効果である。この時間のずれを補正することにより、測定した時間を各チェレンコフ検出器に入射した真の時間に近づけることができる。

(3) チェレンコフ光

水中にある原子炉の炉心部分を見ると、青白くボーッと輝いた光を観測できる。それがチェレンコフ放射光である。チェレンコフ放射光はBBCの検出原理にも応用されている物理現象である。以下にその原理について簡単に述べる。

荷電粒子が屈折率 n の物質中を、その物質中の光の速度 c/n よりも速い速度 ($v = \beta c$) で通過するとき、速度に対応した放出角度を持つチェレンコフ光とよばれる光が発生する。チェレンコフ角と呼ばれるこの放出角は、超音速で動く物体により音波の衝撃が発生する過程と同じ原理で球状ホイヘンス波面として式(2.1)のように表すことができる。

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad \dots \text{式(2.1)}$$

また、このとき発するチェレンコフ光の光子数 N は次のようになる。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad \dots \text{式(2.2)}$$

ここで、 α は微細構造定数、 λ は光子の波長、そして x は粒子が物質中を通過した長さである。式(2.2)より発生した光の波長が短いほうが、光量が増加する。物理的には、荷電粒子の通過により物質が偏極し、元に戻る際に放出する双極子放射と解釈される。この現象は1937年ソ連の物理学者チェレンコフ(Cherenkov)によって初めて観測された。

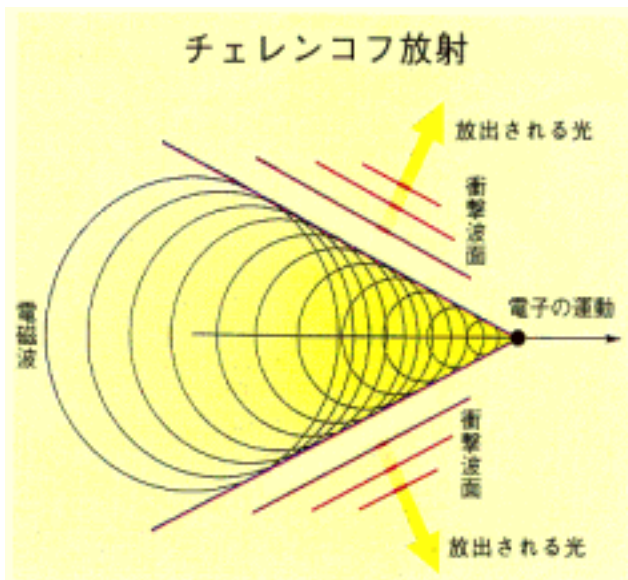


図.2.3.8 電子の運動とチェレンコフ放射

透明な物体中から発した光信号を取り出すという意味ではシンチレーション光に似ている。しかし、シンチレーション光は粒子が通過する際に、イオン化によって生じた電子が励起状態から落ちるときに発光する。そのため、粒子が入射してからの発光時間は、シンチレーション光に比べチェレンコフ光の方が原理的にきわめて短い。BBCは時間測定を行う検出器のため、発光時間の短いチェレンコフの原理を用いている。

図.2.3.8は、物質中を通過する電子と発生するチェレンコフ光の示している。

2.4 粒子識別ハドロン運動量分布

ここでは、本研究の意義でもある P H E N I X 実験における粒子識別ハドロン運動量分布について述べる。

原子核衝突後、粒子が発生する。原子核衝突による反応を解明するため、反応後飛翔する粒子を識別しなければならない。

粒子識別として、

- 1 . 粒子には質量があり、2つの粒子が同じ運動量で飛翔したとすると質量の違いによって速度に違いがでる。
- 2 . 速度の違いにより同距離の飛行時間に違いが見られる。

この2つのことを利用して粒子を識別する。

運動量の測定として、磁場中を飛行する荷電粒子は磁場によって曲げられる。磁場 B 荷電粒子の軌道半径 ρ と粒子の運動量 p GeV/c の間には、

$$\rho = \frac{p}{0.3 \times B} \quad \dots \text{式(2.3)}$$

の関係がある。BBCによる衝突位置とドリフトチェンバとパットチェンバによる飛跡によって、磁場中の軌道半径と荷電粒子の正負を求めることが可能である。これにより、荷電粒子の電荷 $\pm e C$ / 運動量 GeV/c を測定する。このとき、電荷は $\pm e C$ である。

また、飛行時間の測定として、BBCによる衝突時刻をスタート時間、ToFカウンタ（飛行時間測定器）による検出時刻をストップ時間として、飛行時間を測定している。

図.2.4.1 は、測定された荷電粒子の電荷、運動量、飛行時間より得られる荷電粒子飛行時間運動量分布である。縦軸は電荷 $\pm e /$ 運動量であり、横軸は（測定飛行時間 - 推測光速飛行時間）である。ここで推測光速飛行時間とは、ToFカウンタまでの距離を飛行した光が費やす時間である。

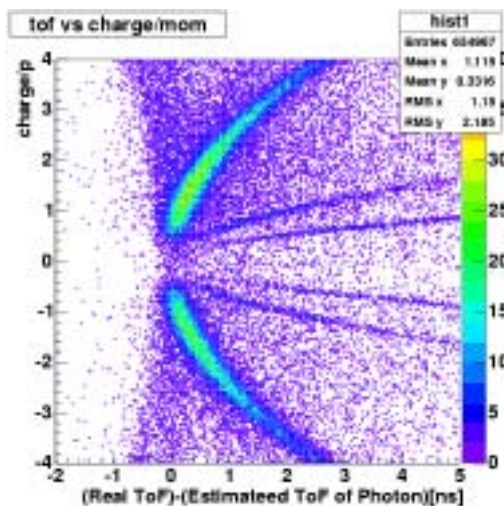


図.2.4.1 荷電粒子飛行時間運動量分

粒子識別

陽子・中間子・K中間子など、衝突点より飛翔するハドロン粒子の質量には違いがある。

ここで、質量の違う各ハドロン粒子に対する飛行時間を推測し測定飛行時間より引き、その値を横軸にとって荷電粒子飛行時間運動量分布を作成する。

質量 m 、運動量 p の荷電粒子が距離 L を飛行する際の推測飛行時間 T は、

$$T = \frac{L}{v} \quad \dots \text{式(2.4)}$$

$$v = \beta \times c \quad \dots \text{式(2.5)}$$

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad \dots \text{式(2.6)}$$

となる。 L m はT o Fカウンタまでの飛行距離であり、 p GeV/c は運動量、 m GeV/c² は荷電粒子の質量である。推測飛行時間より識別された各ハドロン粒子運動量分布を図.2.4.2、図.2.4.3、図.2.4.4 にそれぞれ示す。縦軸方向の正と負は、荷電粒子の電荷の違いによる。これらの分布を横軸方向に投影したものが、図.2.4.5、図.2.4.6、図.2.4.7 である。

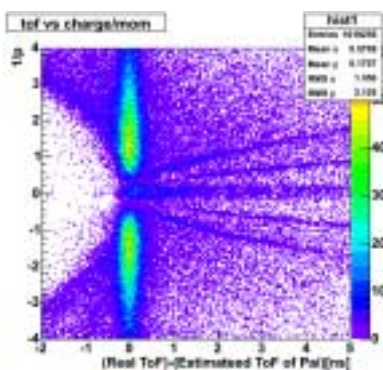


図.2.4.2 中間子

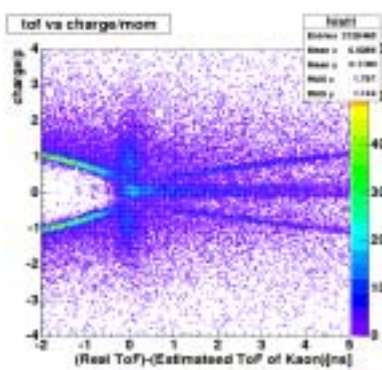


図.2.4.3 K中間子

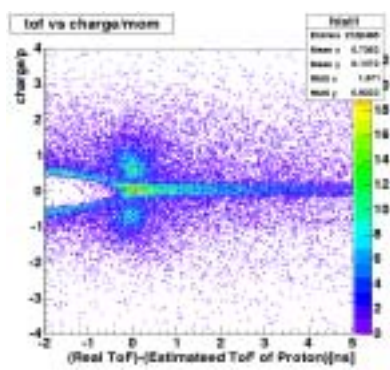


図.2.4.4 陽子

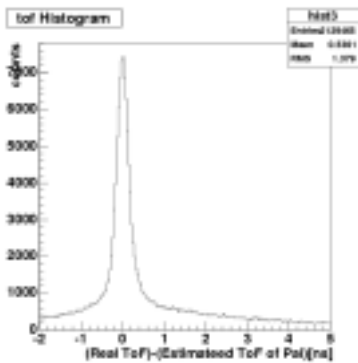


図.2.4.5 中間子

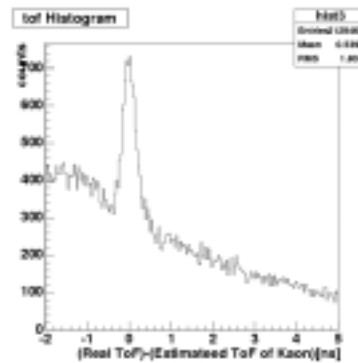


図.2.4.6 K中間子

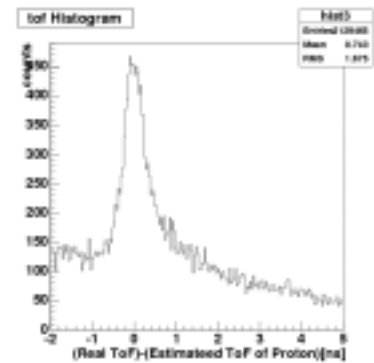


図.2.4.7 陽子・反陽子

この分布をガウス関数でフィットする。そして、分布のピーク値より2 までをそれぞれの粒子と見積もることができる。ここで、電荷の正・負の違いとは 中間子は、 $\pi^+(u\bar{d})$ 、 $\pi^-(\bar{u}d)$ であり、K中間子は、 $K^+(u\bar{s})$ 、 $K^-(\bar{u}s)$ である。陽子は、陽子と反陽子である。

このようにして、ハドロンの粒子識別を行っている。

より精度の高いハドロンの識別を行うためには、ドリフトチェンバとパットチェンバによる飛跡、T o Fカウンタによる飛行時間のストップ時間、そしてBBCによる衝突時刻(スタート時間)と衝突位置の測定精度の向上が不可欠である。

つまり衝突時刻と衝突位置の測定精度向上は、より精度の高いハドロンの粒子識別を可能にする。

第三章 解析手法

本章では、BBCの検出素子のTDC値より、原子核同士の衝突時間と衝突位置を求める手法を述べる。

図.3.0 は、2基のBBCと原子核同士の衝突位置と衝突後の粒子の位置関係を表している。

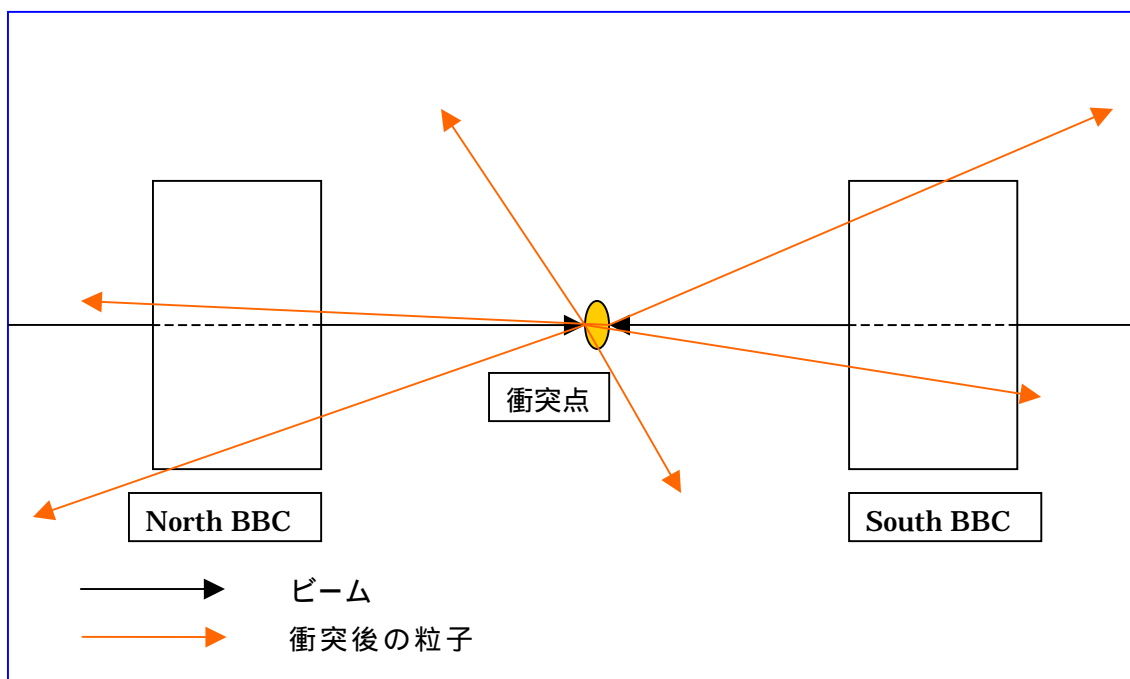


図.3.0 衝突の様子とBBCとの位置関係

3.1 BBCの粒子入射時刻

BBCの検出素子の粒子入射時間からBBCの粒子入射時間を求めている。ゆえに、まず各素子の入射時間を求める。

(1) 各検出素子の入射時刻

各素子の入射時刻は、TDC値より求める。TDC出力値、1チャンネルあたりの時間値を求めることにより時間に変換する。ここで、1事象の衝突における片側のBBCだけに注目する。片側にある64本の各検出素子のIDナンバーを i ($1 \leq i \leq 64$)とする。各検出素子の粒子入射時間を T_i とする。

そうすると、 T_i は、

$$T_i = TDC_i \times c_i - T_m - T_p - T_{offset} \quad \dots \text{式(3.1)}$$

TDC_i : TDC 値(ch) , c_i : 1チャンネルあたりの時間(ns/ch)

となる。 T_m と T_p は補正時間である。 T_m は、“スルーイングの効果”の補正時間である。 T_p は、“各検出素子の位置による時間ずれ”の補正時間である。 T_{offset} は各検出素子の時間のオフセットである。これにより、各チェレンコフ検出器の粒子入射時刻を求めることができる。もちろん、この入射時間はスタート時刻(2.2(1)衝突の機構)からの時間である。

(2) B B C の粒子入射時刻

ここでは、B B C の粒子入射時刻について述べる。B B C の粒子入射時刻は衝突から発生した粒子がB B C に到達した時刻のことであり、スタート時刻 (2 . 1 (1) 衝突の構造) からのB B C に入射するまでの時間である。到達時刻が南側B B C、北側B B C においてそれぞれ求められる。検出素子であるチェレンコフ検出器の粒子入射時間の平均を到達時刻としている。南側、北側B B C の粒子入射時刻をそれぞれ T_s 、 T_n とする。 s 、 n は、South、North という意味である。 T_s と T_n は、同じ手法で求められているので、今、 T_s だけに注目すると、

$$T_s = \left(\sum_{i=1}^{64} T_i \right) / N \quad \dots \text{式 (3.2)}$$

となる。 N は、粒子が入射した検出素子の数である。しかし、B B C に入射する粒子の中には衝突位置から直接入射しているのではなく、B B C 以外の検出器で反射などを起こして、B B C に入射する粒子もある。そのため、最初求めた T_s から $\pm 3 \text{ ns}$ 以内の T_i だけを使用して再度、 T_s を求めた。つまり、一度求めた T_s からかけ離れた時間の T_i を除いている。

3.2 衝突時刻 (TimeZero) と衝突位置(Zvertex)

ここでは、衝突時間と衝突点の関係について説明する。

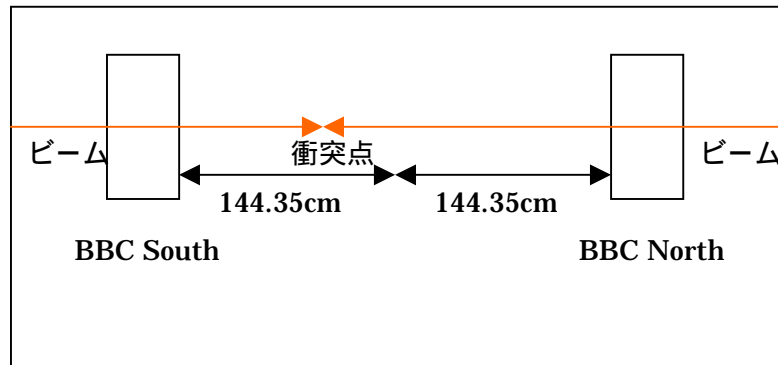


図.3.2.1 南側・北側各BBCと衝突点

まず、図.3.2.1 は、南側 BBC と北側 BBC と衝突点 (衝突位置) の位置関係を表している。ここでは、1 事象 (1 衝突) あたりでのそれぞれの BBC の粒子入射時刻をそれぞれ T_s と T_n とする。

衝突点から出てきた粒子の速度を光の速度 (= c) であると仮定すると衝突点 (Zvertex) のは、

$$Zvertex [cm] = c \times (T_s - T_n) / 2 \quad \dots \text{式 (3.3)}$$

となり、衝突時間 ($T_0 = \text{TimeZero}$) は

$$T_0 [ns] = (T_s + T_n - L/c) / 2 \quad \dots \text{式 (3.4)}$$

となる。L : 図.3.2.1 の 144.35cm のことである。以上より、衝突時間と衝突位置を求めた。つまり、2 基の BBC に粒子が到着した時間の差によって衝突位置を見積もった。

3.3 測定時間の補正

(1) 検出素子の位置による測定時間補正

BBC検出素子であるチェレンコフ検出器の位置によっては、衝突点(ZVertex)からの距離が違う。そのため、衝突後発生した粒子がたとえ光速に近くてもチェレンコフ検出器の位置によって時間に差が生じる。このことも考慮し、補正しなければならない。

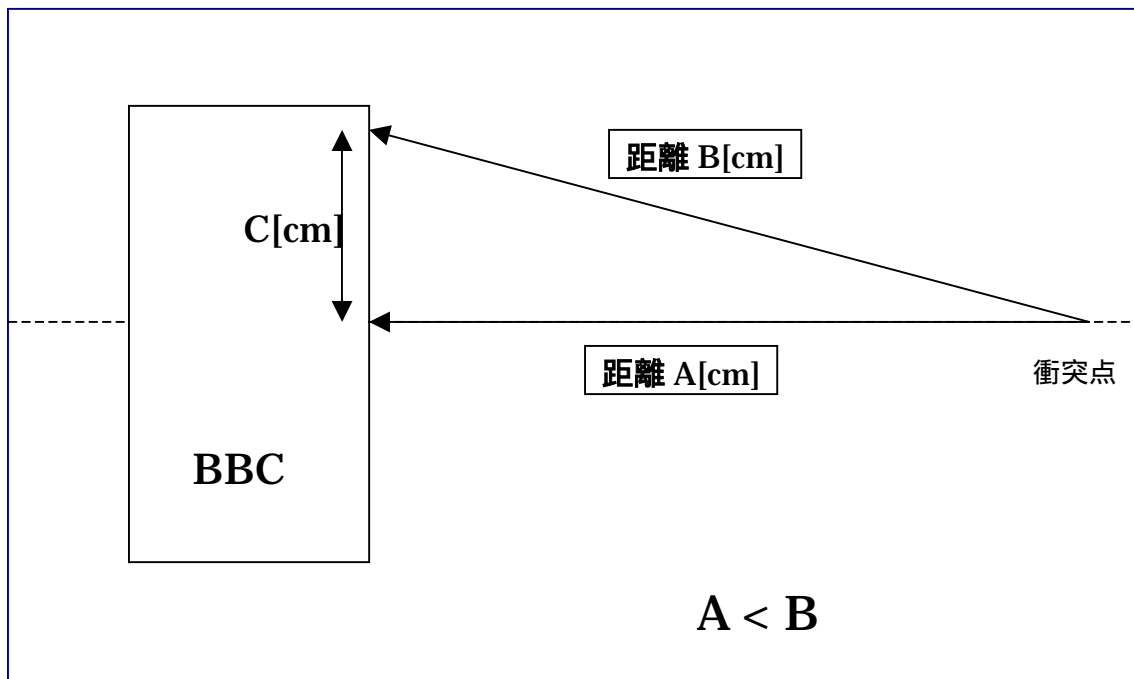


図.3.3.1 衝突位置とBBCの関係

このようにBBCの中でも検出素子の位置によって衝突位置から粒子飛行距離に差が生じる。そのため、衝突位置からの粒子飛行時間に差が生じてしまう。これを補正しなければならない。BBC内にある衝突位置から各検出素子の位置までの距離が等しくなるように、補正する。これは、各検出素子の測定時間平均をBBCの測定時間としているために、補正が必要なのである。飛行粒子速度を光速 c とすると、時間差 T_p は、

$$T_p [ns] = \frac{\sqrt{A^2 + C^2} - A}{c} \quad \dots \text{式(3.5)}$$

c [cm/ns]は光速のことであり、このときの粒子の速度は光速とみなしている。各検出素子の測定時間を求める時点でこの時間差 T_p を補正する(3.1参照)。衝突点 Zvertex=0の時の T_p はビーム軸より一番近い検出素子で 7ps、一番遠い検出素子で 24 ps である。

(2) “スルーイングの効果”の補正

第2章で述べてある“入射粒子数による測定時間のずれ”つまり、“スルーイングの効果”を補正する。第2章でも述べてあるように、入射粒子数の違いにより出力電荷量に違いがある。出力電荷量が違うためシグナルの立ち上がりによる測定時間のずれが生じる。このとき、出力電荷量はADCモジュールから出力される値を使用する。南側BBCと北側BBCは同じ仕組みのため、南側BBCを使用し解説する。南側BBCの検出素子の測定時間を T_i とし、南側BBCの T_i を除いた検出素子の測定時間の平均時間を T_v とする。このとき T_v からの検出素子の測定時間 T_i ($1 \leq i \leq 64$) の時間のずれと、出力電荷量の関係を見る。関係を表したのが、以下の図.3.3.1 と図.3.3.2 である。

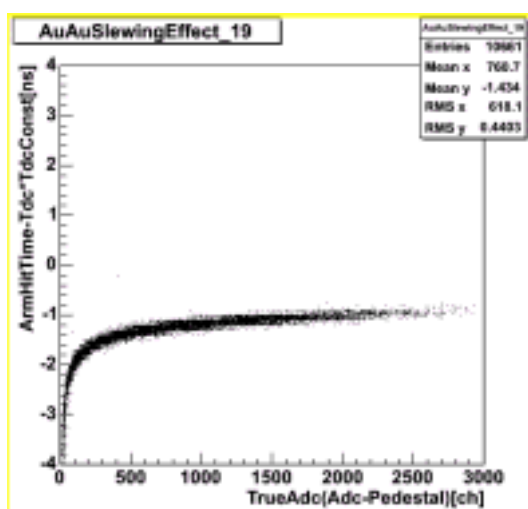


図.3.3.2 金原子核同士衝突における
立ち上がりによる時間のずれ
(スルーイングの効果)

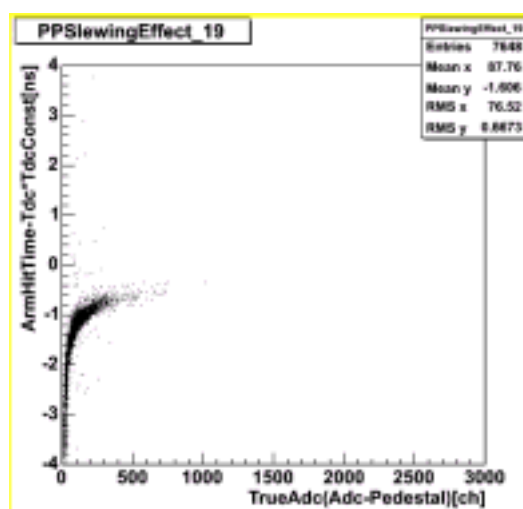


図.3.3.3 陽子同士衝突における
立ち上がりによる時間のずれ
(スルーイングの効果)

縦軸： $(T_v - T_i)$ [ns]、横軸：出力電荷量に比例したADC [ch]の値。

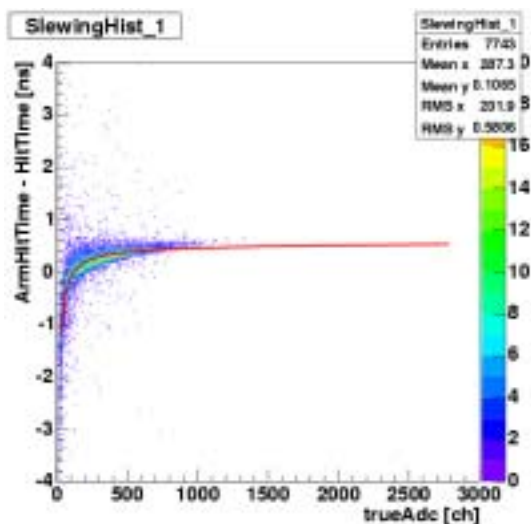
出力電荷量が高いと波高が高いため、立ち上がりによる時間のずれが少ないが、低いと時間のずれが大きくなっているの様子がわかる。図.3.3.2 と図.3.3.3 を比較するとわかるが、金原子核同士衝突と陽子同士衝突では、分布が大きく異なる。これは、陽子同士衝突は衝突後の発生粒子数が金原子核同士衝突に比べて少ないためである。述べてきたように、入射粒子数に比例して電荷が出力されるため、陽子同士衝突では時間のずれが大きいのところで構成されている。

この時間のずれをある関数を使用して補正する。

今回補正に使用した関数は、

$$y = a + b/(ADC) + c \times \log(ADC) \quad \dots \text{式 (3.6)}$$

である。a, b, c は定数であり、時間補正係数と呼ぶ。ADCチャンネルに依存した時間のずれを補正する。この関数を使用して、図.3.3.2 をフィットした。



多色：立ち上がりによる時間のずれの分布
赤色：関数によるフィット

図.3.3.4 立ち上がりによる時間のずれの分布のフィット

このフィットにより、各検出素子において補正係数 a, b, c を求めた。求めた補正係数を使用して補正する。補正後の図.3.3.4 の分布は、

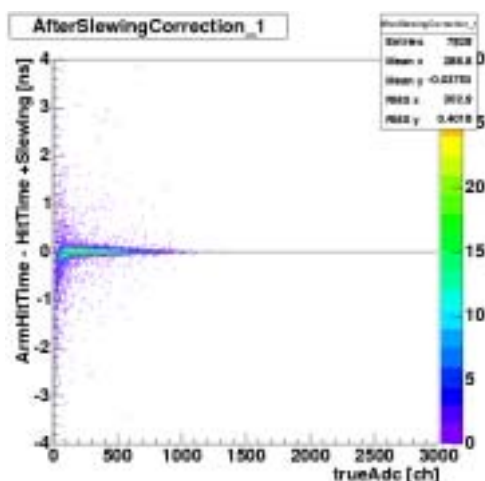


図.3.3.5 にある分布になる。

この補正を行うことにより、立ち上がりによる時間のずれ T_m を補正できる。また、各検出素子の T_{offset} も補正される(第三章 3.1 参照)。つまり、補正後は各検出素子の測定時間が B B C 全体の測定時間と同じになるように補正している。

図.3.3.5 補正後の図.3.3.3 の分布

(3) イタレーション

ここでは、イタレーションについて述べる。イタレーションとは、「反復」や[繰り返し]という意味をもち、本論文でも同様の意味で用いる。本論文におけるイタレーションとは、“3.1 BBCの粒子入射時間”から“3.3 測定時間補正”までの中で全てにおいて相関があるため、解析手法を繰り返し行うという意味である。

全てに相関があり依存しているため、次のことを繰り返すのである。

1. チェレンコフ検出器の測定粒子入射時間をもとめる。
2. BBCの粒子入射時間をもとめる。
3. 2より衝突位置と衝突時間をもとめる。
4. 1と2より“立ち上がりによる時間のずれの分布(図.3.3.1)”を作成する。
5. 4の分布を関数でフィットし、補正係数を求める。
6. 3で求めた衝突位置と検出素子の位置による補正時間を求める。
7. 5と6で求められた補正時間を使用して1を行う。

このようにして、1～7の作業を繰り返し行うのである。そして、2の“BBCの粒子入射時間”が変化しなくなったとき、イタレーションは終了する。そのイタレーションの様子は、次ページにあらわしている。

次節の図.3.3.6は、南側・北側におけるBBCの粒子入射時間のイタレーション前と後の相関図である。図.3.3.6は、上から順にイタレーション0回目、3回目、6回目である。6回目には、1.0[ps]の誤差の範囲で粒子入射時間のイタレーション前後の差がなくなった。ゆえに、7回目でイタレーションを終了し、最終的な測定値となる。

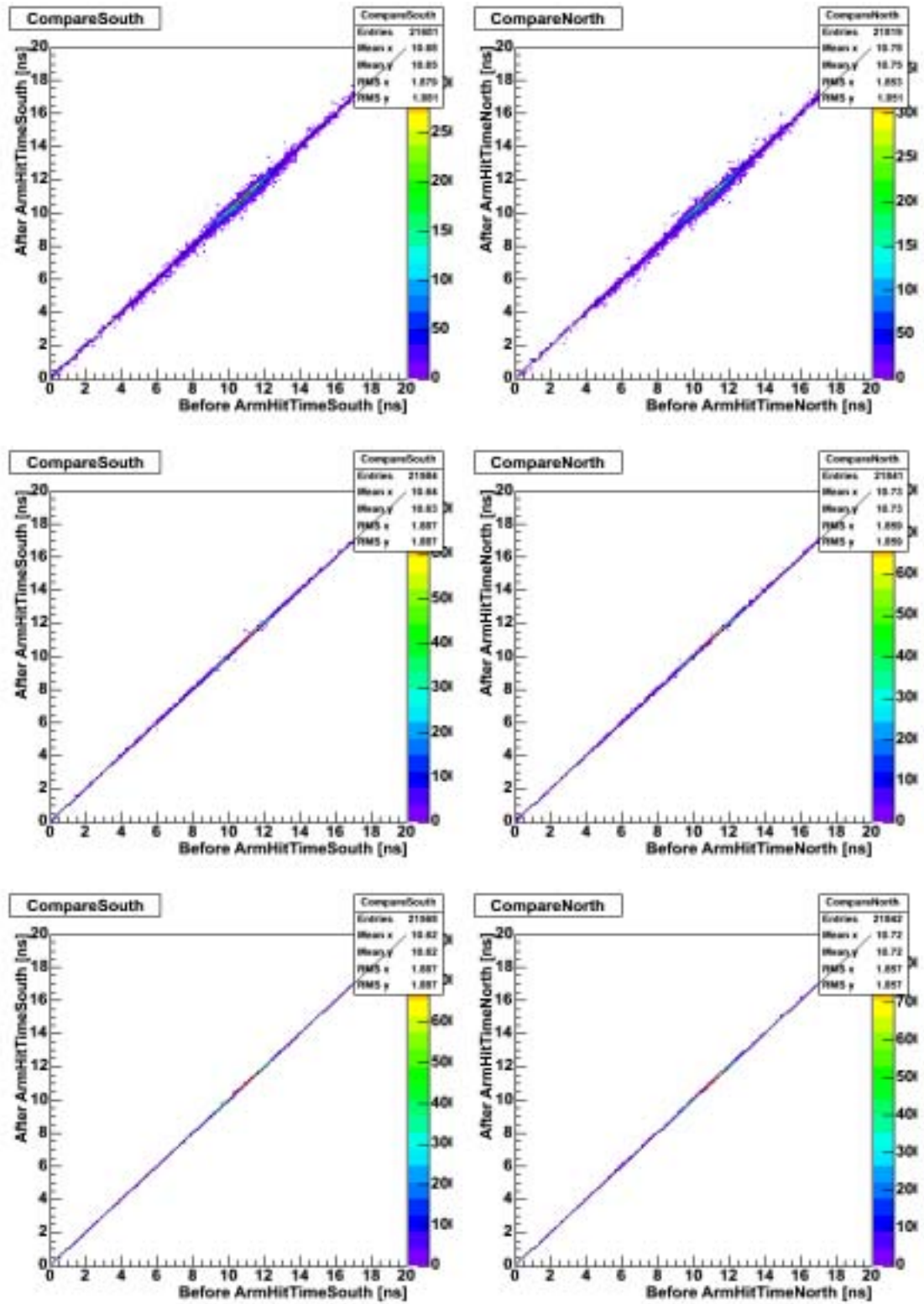


図.3.3.6 南側・北側BBCの粒子入射時間のイタレーション前と後の相関図

以下の図.3.3.7 はイタレーションによる“立ち上がりによる時間のずれの分布”の変化である。赤の線、および黒の線はフィットの線である。

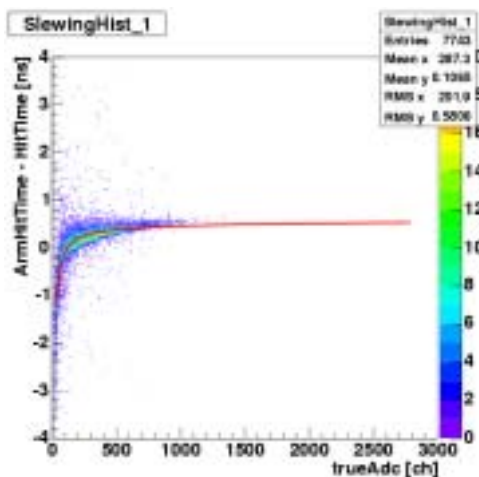


図.3.3.7 イタレーション0回目の
“立ち上がりによる時間のずれの分布”

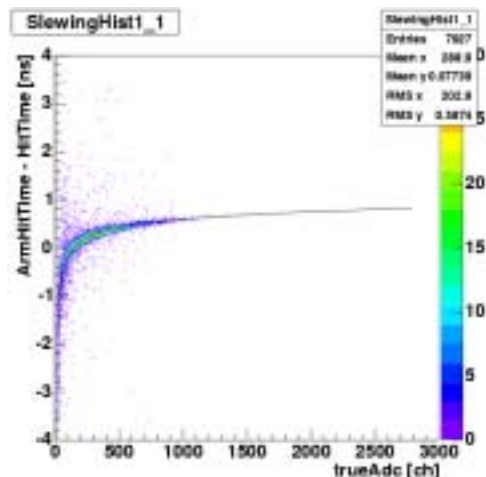


図.3.3.8 イタレーション3回目
“立ち上がりによる時間のずれの分布”

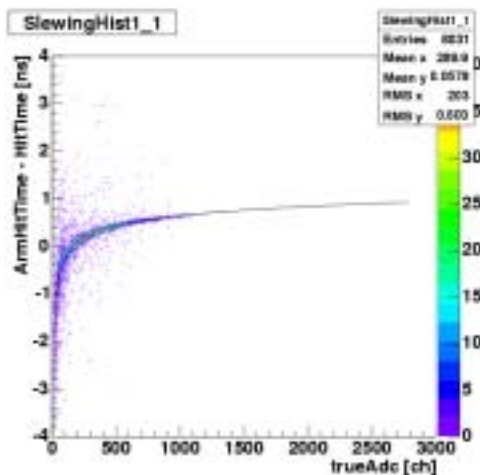


図.3.4.4 イタレーション6回目の
“立ち上がりによる時間のずれの分布”

これを見てわかるように“BBCの粒子入射時間”と“各チェレンコフ検出器の測定粒子入射時間”がイタレーションを行うことにより補正されて、分布のばらつきが小さくなっていることがわかる。変化しなくなった時、イタレーションは終了する。

第四章 結果

金原子核・金原子核衝突、陽子・陽子衝突において性能の目安である時間分解能で結果を議論する。そのため、時間分解能を見積もる評価方法が必要である。

4.1 評価方法

本研究では、2つの評価方法を用いて分解能を見積もった。評価方法について述べる。

(1) 手法1

評価方法1は、“各検出素子の測定粒子入射時間” T_i ($1 \leq i \leq 64$) とその T_i を除いた“片側BBCにおける検出素子の測定時間の平均時間” T_v の差の分布から見積もる方法である。この方法は、“立ち上がりによる時間のずれ”の補正を直接見ることができる。

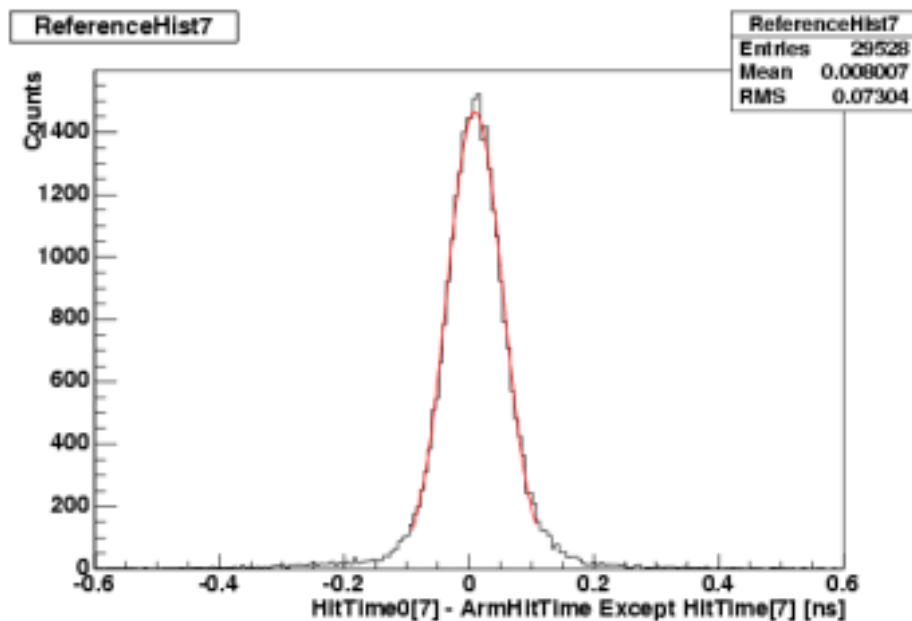


図.4.1.1 評価方法1を用いた($i=7$)の分布

図.4.1.1の分布の を各検出素子で求め、各検出素子における時間分解能を見積もった。

赤線はガウス関数でフィットした際の線である。フィット関数の を時間分解能として、見積もった。

(2) 手法2

評価方法2は、“各検出素子の測定粒子入射時間”のみを使用して見積もる方法である。

この評価方法は、本研究で考案した方法である。考案した理由として、評価方法1で見積もられる分解能は、“片側BBCにおける検出素子の測定時間の平均時間”による相関が発生する。評価方法1のように“片側BBCにおける検出素子の測定時間の平均時間”を使用して見積もるとBBCに入射した粒子数と検出素子数による相関がでてしまう。また、衝突より発生した粒子は飛行中にビームパイプにあたり2次粒子が発生することがあると推測される。そのため、ある検出素子の近くに配置されている検出素子は、2次粒子の相関を大きくうける。つまり、他の検出素子の相関をなくし、より真値に近い各検出素子の時間分解能を求めたいためである。ここで使用した誤差の伝播法則を述べる[5]。自然科学においては、さまざまな測定が行われているが、測定によって得た値はわずかであっても真の値からずれていると考えなければならない。測定の精度を上げることにより真の値に近づくことができても、真の値を得ることはできない。真の値というのは誰にでもわかるものではなく、一般に平均値を真の値とみなすことが多い。真の値からずれることを誤差が生じるという。この測定のゆらぎを分解能としている。

2つの測定値 x, y がある。その測定値を使用して z が求められたとする。つまり、 $z = f(x, y)$ である。それぞれの誤差を x, y, z とすると誤差は伝播法則より、

$$\sigma_z^2 = \left(\frac{\partial f(x, y)}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2 \quad \dots \text{式(4.1)}$$

となる。

具体的に手法を述べると

[1] . 互いに独立な検出素子をBBC片側から3本選ぶ。

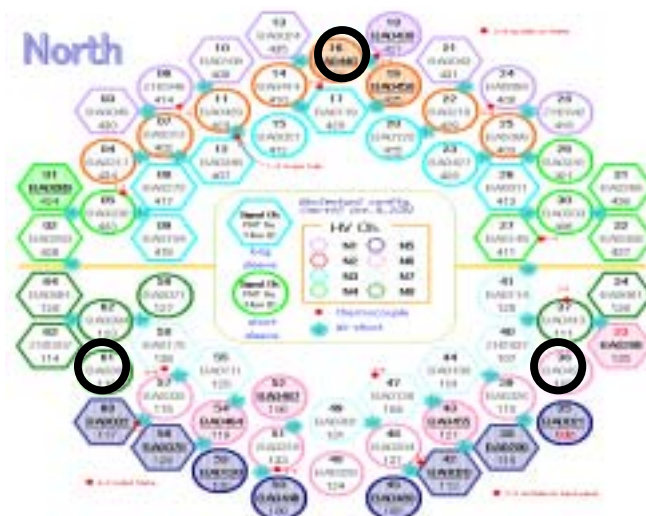


図.4.1.2 片側BBCにおける検出素子の配置

図.4.1.2 は、片側 B B C における検出素子の配置図であるが、黒丸で示されてある検出素子を選んだ。選ぶ基準としては、2 次粒子による相関をなくすため、より離れた 3 本を選ぶ。わかりやすいようにするため、選ばれた 3 本をそれぞれ 1 , 2 , 3 とする。

[2] . 3 本から 2 本を選び、それぞれの測定粒子入射時間の差を分布にする。

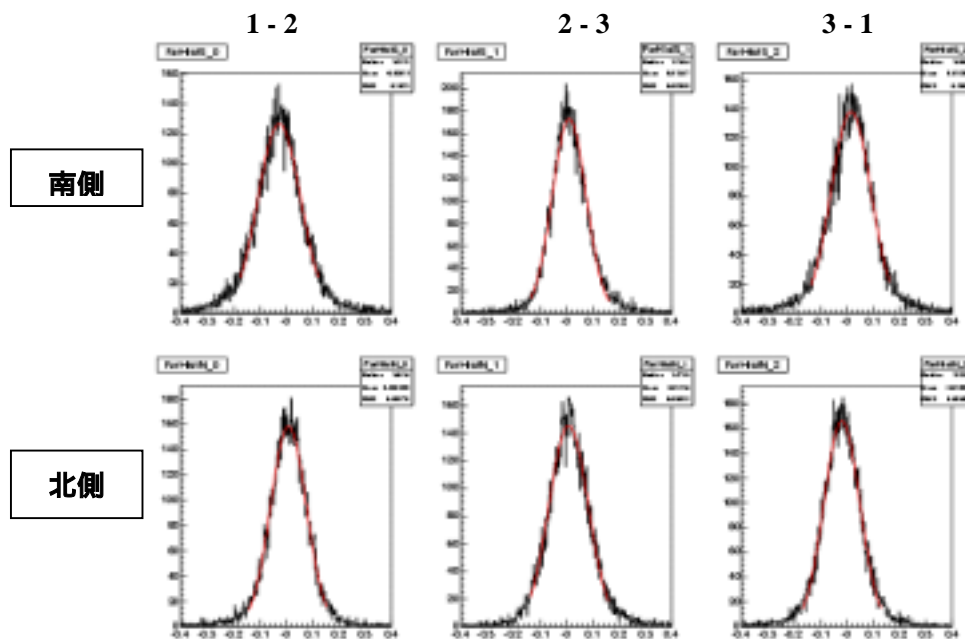


図.4.1.3 選ばれた 3 本それぞれの測定粒子入射時間の差の分布

[3] . 片側ずつ 3 つの分布の を得る。

得られた をそれぞれ 1-2 、 2-3、 3-1 とする。

[4] . その の 2 乗は、誤差伝播より分布を作っている 2 本の時間分解能の 2 乗の和となっている。

$$\begin{aligned}
 (\sigma_{1-2})^2 &= (\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2 \\
 (\sigma_{2-3})^2 &= (\sigma_2)^2 + (\sigma_3)^2 \\
 (\sigma_{3-1})^2 &= (\sigma_3)^2 + (\sigma_1)^2 \quad \dots \text{方程式 (4.1)}
 \end{aligned}$$

[5] . [4]の 3 つの方程式を解くことにより、 3 つの検出素子の分解能を見積もることができる。

[6] . [1]から[6]までの過程を全検出素子に用いることにより、全検出素子のそれぞれの時間分解能を見積もれる。

4.2 時間分解能

4.1 評価方法で述べた手法を用いて時間分解能を見積もった。

結果1：手法の違いによる時間分解能の比較

(1) 手法1

2 基のBBCの全検出素子の時間分解能を見積もった。128本の検出素子の時間分解能を分布にすると

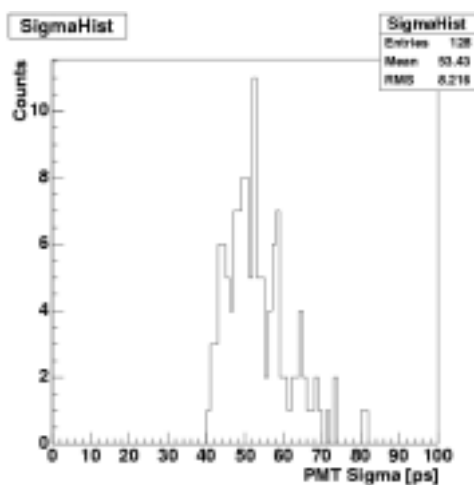


図.4.2.1 金原子核・金原子核衝突における時間分解能分布

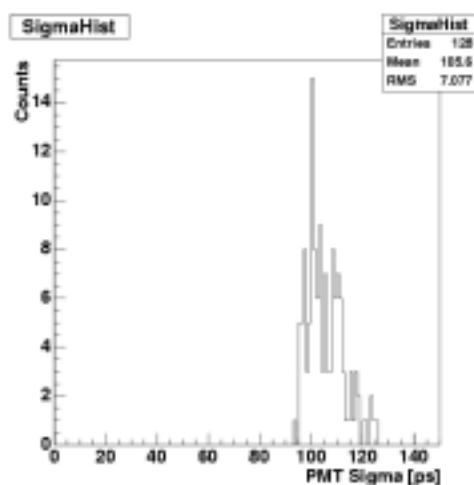


図.4.2.2 陽子・陽子衝突における時間分解能分布

(2) 手法2

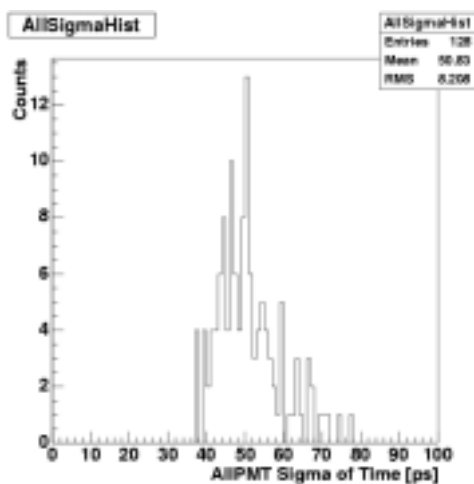


図 4.2.3 金原子核・金原子核衝突における時間分解能分布

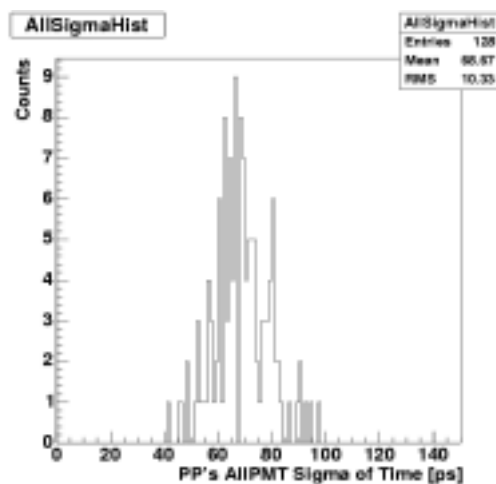


図.4.2.4 陽子・陽子衝突における時間分解能分布

手法の違いによる2つの衝突の時間分解能の比較

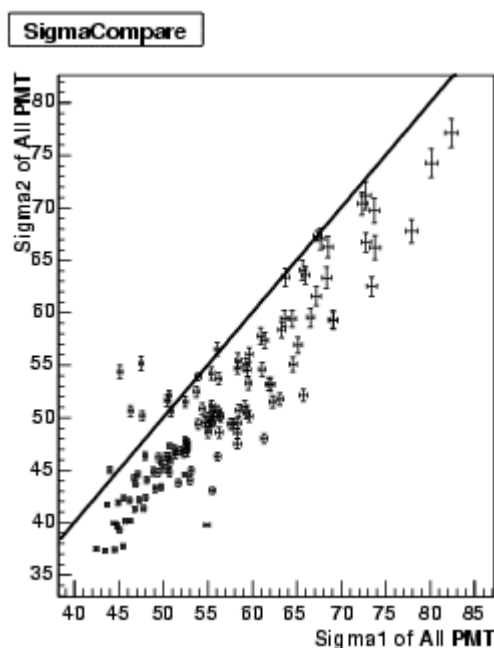


図.4.2.5 (図 4.2.1 と図.4.2.3) の相関図

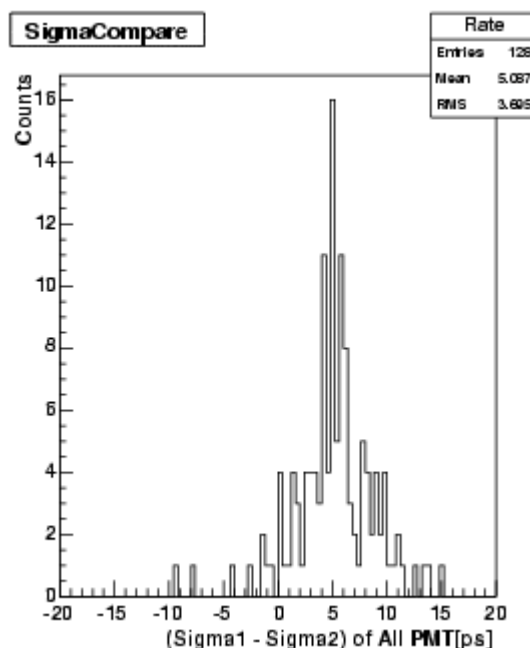


図.4.2.6 (図.4.2.1 と図.4.2.3)の差の分布

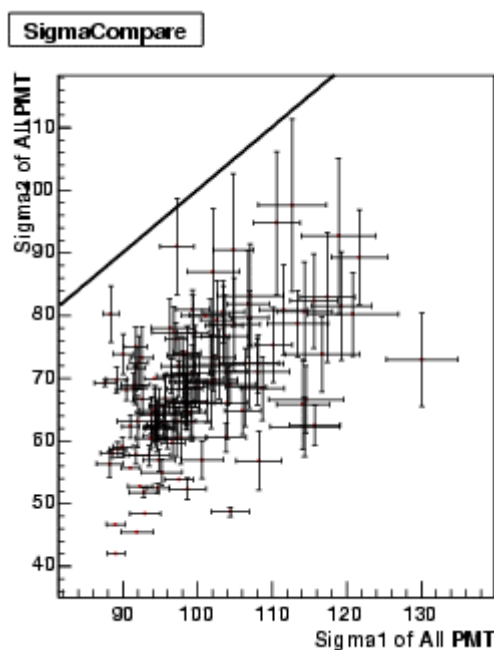


図.4.2.7 (図 4.2.2) の時間分解能分布と (図.4.2.4)の時間分解能分布の相関図

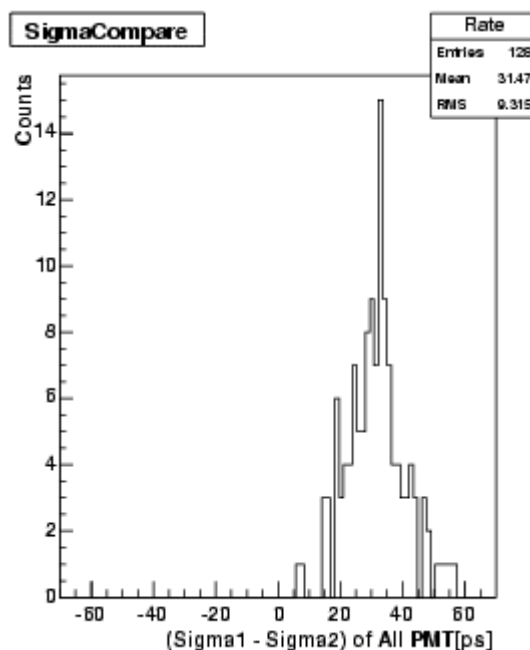


図.4.2.8 (図.4.2.2)の時間分解能分布と (図.4.2.4)の時間分解能分布の差の分布

(図.4.2.5)と(図.4.2.7)における黒線は、(手法1の時間分解能) = (手法2の時間分解能)の線をあらわしている。

結果 2 : 手法 1 を用いて金原子核・金原子核衝突において入射粒子数を陽子・陽子衝突の場合と同じ事象を選び、時間分解能を見積もり陽子同士衝突における時間分解能と比較した。(図.4.2.11)における黒線は、((図.4.2.9)の時間分解能) = ((図.4.2.10)の時間分解能) の線をあらわしている。

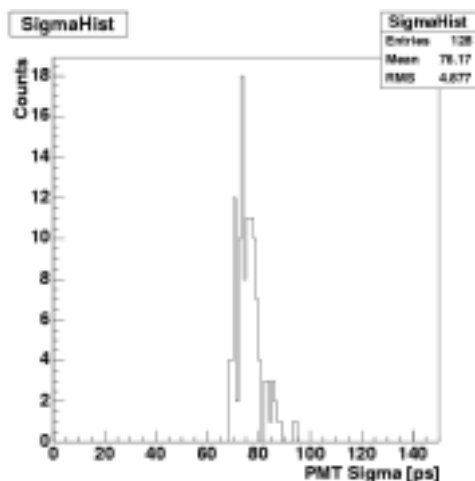


図.4.2.9 金原子核同士衝突における入射粒子数を制限して見積もった全検出素子の時間分解能分布

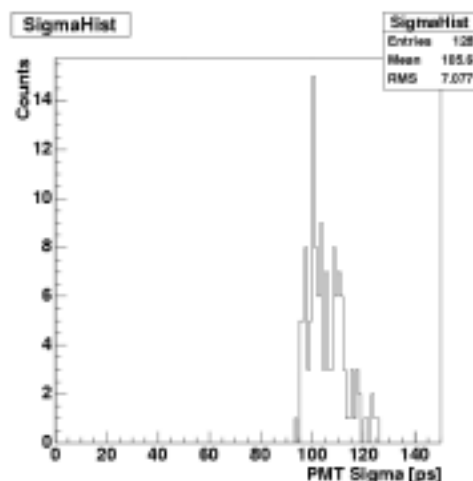


図.4.2.10 陽子同士衝突における全検出素子の時間分解能分布

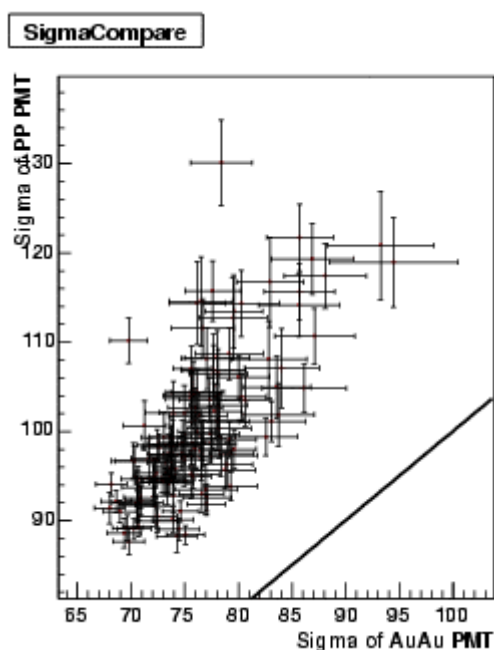


図.4.2.11 (図.4.2.9)の時間分解能分布と(図.4.2.10)の時間分解能分布の相関図

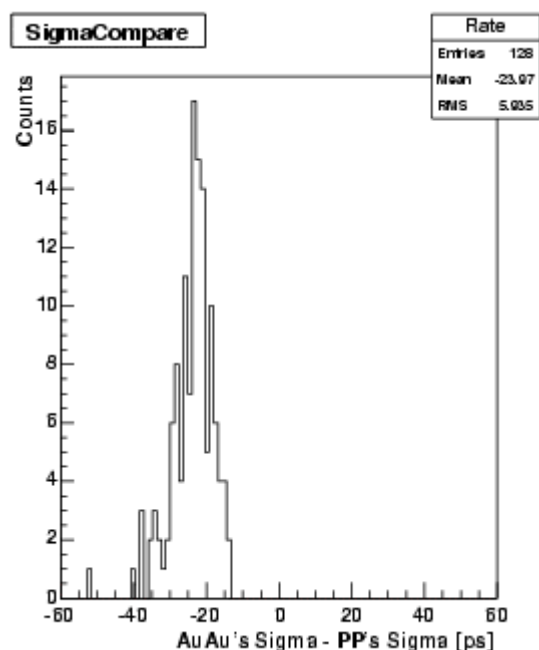


図.4.2.12 (図.4.2.9)の時間分解能分布と(図.4.2.10)の時間分解能分布の差の分布

手法2を用いて金原子核・金原子核衝突において入射粒子数を陽子・陽子衝突の場合と同じ事象を選び、時間分解能を見積もり陽子同士衝突における時間分解能と比較した。(図.4.2.15)における黒線は、(図.4.2.13)の時間分解能) = (図.4.2.14)の時間分解能)の線をあらわしている。

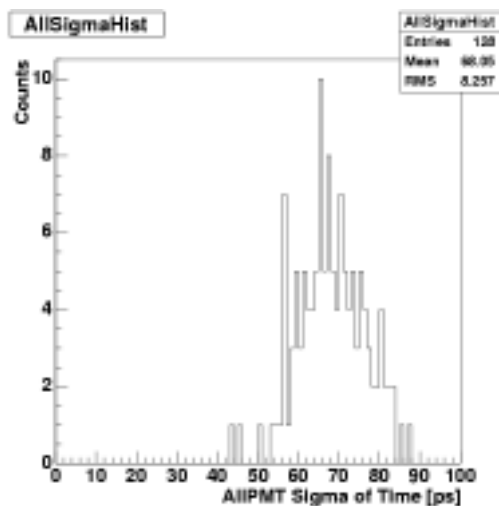


図.4.2.13 金原子核同士衝突における入射粒子数を制限して見積もった全検出素子の時間分解能分布

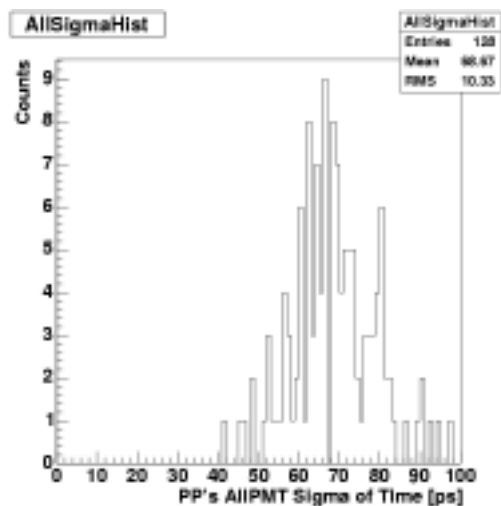


図.4.2.14 陽子同士衝突における全検出素子の時間分解能分布

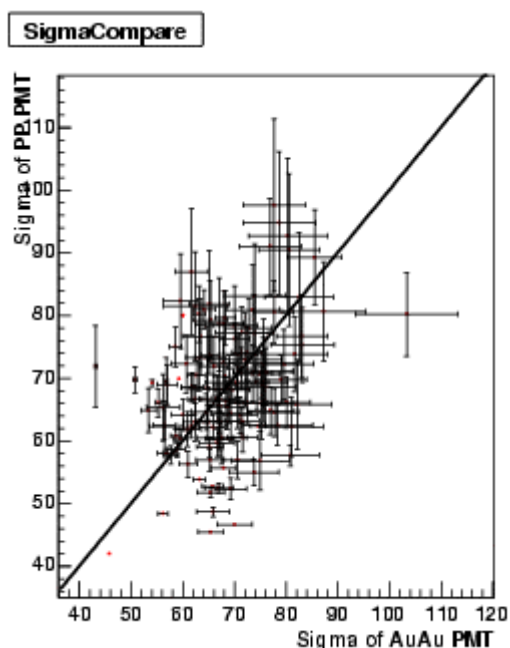


図.4.2.15 (図.4.2.13)の時間分解能分布と(図.4.2.14)の時間分解能分布の相関図

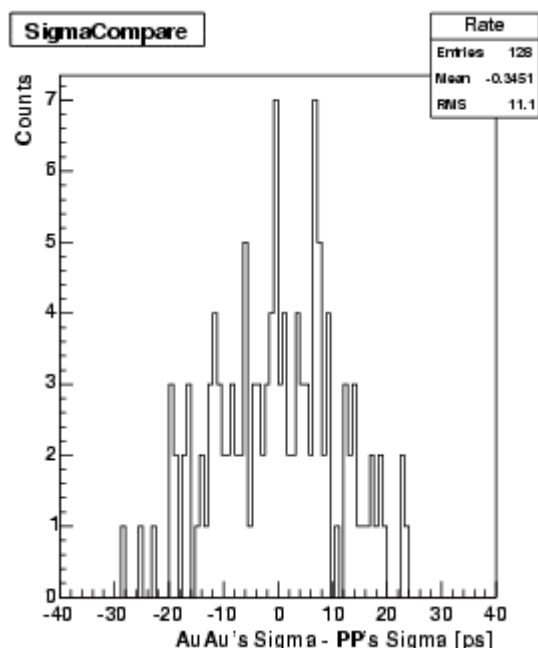


図.4.2.16 (図.4.2.13)の時間分解能分布と(図.4.2.14)の時間分解能分布の差の分布

第五章 考察

1. 結果 1 より、手法の違いにより見積もられたそれぞれの衝突における時間分解能の違いが見られた。特に陽子・陽子衝突の手法の違いによる時間分解能は、図.4.2.2(4.2.10)と図.4.2.6(4.2.14)を見るとよくわかる。“片側 B B C における検出素子の測定時間の平均時間”を使用して見積もる手法 1 では、B B C に入射した粒子数と検出素子数による相関が発生したためであると考察できる。金原子核・金原子核衝突と陽子・陽子衝突では、入射粒子数に違いがみられる。手法 1 においては各検出素子の測定時間とその検出素子を除いた検出素子の測定時間平均の差から時間分解能を見積もっているため、いつも入射粒子の少ない陽子・陽子衝突では、測定時間平均に検出素子数の相関が金原子核・金原子核衝突に比べて大きく生じると考えられる。

2. 結果 2 より、手法 1 と手法 2 を用いて金原子核・金原子核衝突において入射粒子数を陽子・陽子衝突の場合と同じ事象、つまり入射した検出素子数が同じ事象を選び、時間分解能を見積もった。手法 1 より手法 2 の方が時間分解能は、時間分解能見積もり誤差を考慮すると多くの検出素子において同等であることがわかった。

1 と 2 より、手法 2 を用いて時間分解能を見積もるほうが検出素子数の相関が少なく、他の検出素子の影響がなくなり、より各検出素子の時間分解能を見積もることができる。

また、手法 2 を用いても 2 つの衝突の時間分解能に違いが見られる。それは、入射粒子数の少ない場合、補正後も各検出器の測定時間にゆらぎが生じているということである。考えられる原因は、

原因 1：使用したスルーイング効果の補正関数が入射粒子数の多いところでは適当であるが、少ないところでは適当でない。

原因 2：B B C は θ が 0.7 以上の粒子を検出しているのだが、 $\theta = 0.7$ と $\theta = 1$ では衝突位置からの飛行時間に約 2 [ns] の時間差が生じてしまう。粒子数が多い場合は、“B B C の粒子入射時間”は各検出素子の測定時間平均であるためその影響は少ない。入射粒子数が少ない場合は影響が大きいため、ゆらぎが生じる。

考察の結果、より性能を向上するため 2 つの原因を考慮して解析手法を考える必要がある。この違いは B B C では測定できないため、この違いによる測定時間補正はできないが、“B B C の粒子入射時間”を真の B B C の到達時間に近づけるため、解析手法の改良が今後の課題となる。

第六章 結論

本研究では、BBCの機能である“衝突位置”および“衝突時間”に着目した。2つの機能の測定精度を向上させるため、その機能の測定の手法・構造を理解した。そして、性能を見積もるために、新しい性能評価手法を考案した。この手法は、各検出素子の時間分解能を見積もることができ、他の検出素子の影響を受けにくい。その結果、入射粒子数が少ない場合と入射粒子数が多い場合を比較すると、入射粒子数が少ない場合の時間分解能が悪くなることがわかった。原因を考察した結果、性能向上の余地があり入射粒子数が少ない場合、解析手法を新しく考案する必要があるという結論に達した。原因を取り除き、性能を向上することは今後の課題である。

また、検出器構造や解析手法を理解したことを今後に生かすため、他の検出器の解析手法への応用および新しい検出器の考案・作成・解析への応用という発展課題を持った。

第七章 謝辞

本研究にあたり、担当指導教官・杉立徹先生をはじめ、志垣先生、本間先生、先輩方に多大なるご指導・助言などの恩恵を受けたことを深く感謝します。

ご指導を賜る際に、私の本研究において不明な部分、誤っている部分に対して、私が理解するまで詳細な説明をしていただきました。また、私の説明不足および説明が不得手のため、私の質問内容を理解していただくことがとても困難であったに違いないと思われま
す。「研究テーマ」、「研究の道筋」、「研究にあたり必要な技術や知識」、「卒業論文要旨文章」、「卒業論文構成」など、本研究の全てにおいて多忙の中、手を差し伸べていただいたこと深く感謝します。

これからも今までどおりご指導の程、宜しく願いいたします。

皆様の多大なるご指導・助言に深く感謝をするとともに、これからのご指導・助言をお願いいたしまして、本稿の謝辞とさせていただきます。

第八章 参考文献

8.1 参考文献

- [1] ビーム・ビーム・カウンタのプレゼンテーション
2002年12月17日 作成者：中村 智昭
http://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/hadron/phx/bnl/notes/archives/2002.12.17_nakamura/focus_bbc.ppt
- [2] 題名：重心系衝突エネルギー200 GeVの陽子・陽子衝突における 中間子生成
2003年3月 修士論文 著者：槌本 祐二
http://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/hadron/thesis/master/03Tsuchimoto_thesis.pdf
- [3] 題名：BBC Calibration Status in Y2
2001年9月20日 著者：蜂谷隆、本間謙介、中村知昭、大西弘明
http://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/hadron/phx/bnl/notes/archives/2001.09.20_homma/Y2calibration.pdf
- [4] 出版物：高エネルギー物理学実験 著者：真木昌弘 丸善株式会社
- [5] 出版物：新しい誤差論（実験データ解析法）著者：古澤康和 共立出版株式会社
- [6] 出版物：決定版はじめてのC++ 著者：塚越一雄 技術評論社