

# 高エネルギー原子核衝突における 前方領域での荷電粒子生成

広島大学理学部物理科学科

クォーク物理学研究室

春名 孝太 1279051D

主査 杉立 徹

副査 大川 正典

指導教官 杉立 徹

## 要旨

本研究の目的は、核子対当りの重心系衝突エネルギー 200GeV での金原子核衝突実験において生成された荷電粒子の発生数を測定し、その発生機構を探ることである。高エネルギー原子核衝突は、クォークやグルーオンが核子の閉じ込めを破り、核子の大きさ以上の平均自由行程を持って相互作用している状態を作り出すと考えられている。

様々な衝突系における荷電粒子発生数の測定は、粒子発生機構に関する一般的なスケールリング則を導くのに重要である。本研究では、PHENIX 実験における前方領域での荷電粒子数をチェレンコフ検出器で測定した。測定された粒子には前方領域以外で発生した粒子や検出器材を通過する際に作り出された2次粒子も含まれている。この寄与を補正する為にシミュレーションを行い、衝突点での荷電粒子発生数を求めた。さらに中心領域における荷電粒子発生数と、前方領域での荷電粒子発生数を併せ、衝突中心度毎の全荷電粒子発生数を求めた。そして中心衝突事象における全運動領域での荷電粒子発生数を陽子・陽子衝突及び、電子・陽電子衝突での荷電粒子発生数と比較した。その結果、原子核衝突において衝突に関与した核子対当りの荷電粒子発生数は、同重心系衝突エネルギーにおける電子・陽電子衝突での荷電粒子発生数に一致した。

高エネルギーでの電子・陽電子衝突における粒子発生においては、それらの対消滅からクォーク対が作られる際、全衝突エネルギーが粒子生成に消費される。この一致は、原子核衝突で核子が反応に持ち込む全衝突エネルギーが、散逸なく粒子生成に使われるということを示唆している。一方、陽子・陽子衝突において、反応に関与せずに散逸したエネルギーを考慮することで、同重心系衝突エネルギーにおける荷電粒子発生数が、原子核衝突の荷電粒子発生数と一致した。

# 目次

## 第1章 序論

- 1.1 電子・陽電子衝突における粒子生成の機構
- 1.2 陽子・陽子衝突における粒子生成の機構
- 1.3 重イオン衝突における粒子生成の機構

## 第2章 目的

## 第3章 研究設備及び装置

- 3.1 相対論的重イオン衝突型加速器
- 3.2 先駆的高エネルギー原子核衝突実験
- 3.3 PHOBOS 実験
- 3.4 ビーム・ビーム・カウンター
  - 3.3.1 粒子検出方法
  - 3.3.2 ADC と TDC
- 3.5 ゼロ度・カロリメーター
- 3.6 その他の検出器

## 第4章 解析手法

- 4.1 ビーム・ビーム・カウンターの校正
- 4.2 検出粒子数の測定
- 4.3 衝突中心度と  $N_{coll}$  と  $N_{part}$  の測定
- 4.4 荷電粒子発生数のシミュレーション
- 4.5 全荷電粒子発生数の測定

## 第5章 結果

- 5.1 オーバーフローと MIP フィット
- 5.2 検出粒子数、衝突中心度と  $N_{coll}$  と  $N_{part}$
- 5.3 荷電粒子発生数の測定
- 5.4 全荷電粒子発生数の測定

## 第6章 考察と今後の課題

## 第7章 結論

## 第1章 序論

原子核を構成する陽子や中性子は、クォーク三個がグルーオンを交換することで生じる力により結びついている(図1.1)。この力は量子色力学(QCD)という理論により記述される。QCD理論で未だ解決していない問題のひとつに、クォークの閉じ込めから非閉じ込めへの相転移がある。クォークやグルーオンは陽子や中性子の中に閉じ込められており、どのようにしても単独の形で取り出すことが出来ない。しかし、原子核を熱して高温状態にすると、「閉じ込め」が破れ、クォークやグルーオンが自由に飛び交う状態、新しい物質の形態に相転移するという予言が提唱された。この新しい形態を、クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)という。QGPは、ビッグバンの直後、高温の火の玉状であった原始宇宙の形態であったと考えられている。宇宙の誕生から数マイクロ秒(100万分の数秒)の後、温度が1.5~2兆度まで下がったところで、クォークやグルーオンは陽子や中性子などの内部に閉じ込められ、現在の物質の形態に移行したと考えられている。このような宇宙初期の状態を実験室において再現し、その性質を調べるために、重イオン加速器が用いられる。高いエネルギーで原子核同士を衝突させることにより、超高温の火の玉状態を作り出されると期待されているためである。近年、米国ブルックヘブン国立研究所の相対論的重イオン衝突型加速器で行われた金原子核・金原子核衝突と陽子・陽子衝突の結果から以下のことが分かってきた。一つは金同士の正面衝突において、高い運動量を持つ粒子の収量が予想を大幅に下回っているということである(図1.2)。高いエネルギーでの陽子同士の衝突では、陽子中のクォークが互いに反対方向に叩き出される反応が起きる。叩き出されたクォークは、安定には存在できないので、それぞれ複数個の粒子(主に中間子)に転化する。その現象をジェットと呼んでいる。高い運動量を持つ粒子の多くが、このジェット過程により生成される。原子核同士の衝突の場合には、それらのクォークは、衝突直後に生成された高温の火の玉中を通過しなければならない。理論では、その際にクォークはQCD相互作用による大きなエネルギー損失をこうむると予想されている(図1.3)。これをジェット抑制効果という。一方重陽子と金の衝突においては、ジェット抑制効果は見えなかった。これらの結果から、金同士の衝突で作られる高温の火の玉状態はハドロンの多体系ではなく、新しい物質の形態、おそらくクォーク・グルーオン物質であろう、と推定されている。(文献[12])

以下では荷電粒子発生数に着目し、高エネルギーの原子核衝突での荷電粒子発生数のスケール則について議論する。そのために様々な衝突系において重心系衝突エネルギーの相関を比較する。

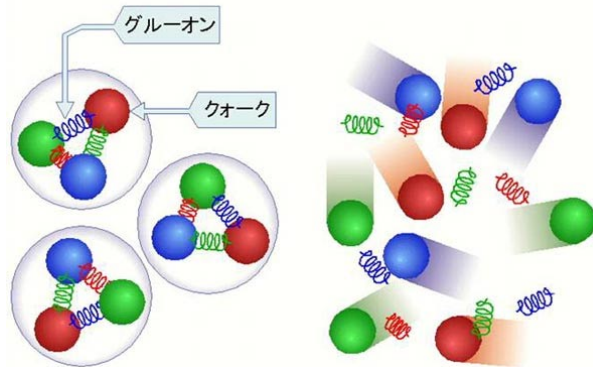


図1.1 : (左) 陽子や中性子は、クォーク3個から構成され、グルーオンを交換して結びついている。  
 (右) 高い温度では「閉じ込め」が破れ、解放されたクォークやグルーオンが自由に飛び交う状態 (QGP) の存在が予想されている。

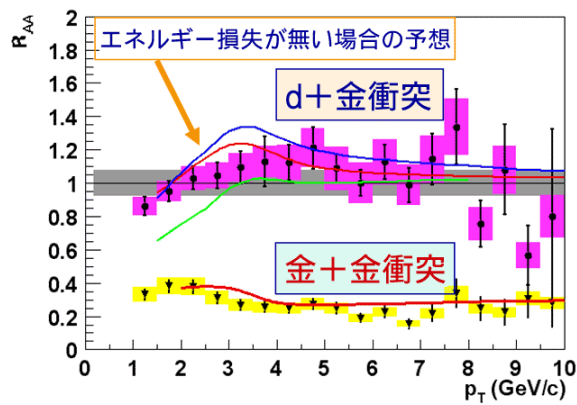


図1.2 : PHENIX実験が測定した高い運動量を持つ中性中間子の収量をエネルギー損失の無い場合の予想値と比較したもの。金同士の正面衝突において予想値を大きく下回っており、他方、重陽子と金の衝突結果はエネルギー損失のない場合の予想値とほぼ一致している事が分かる。(文献[12])

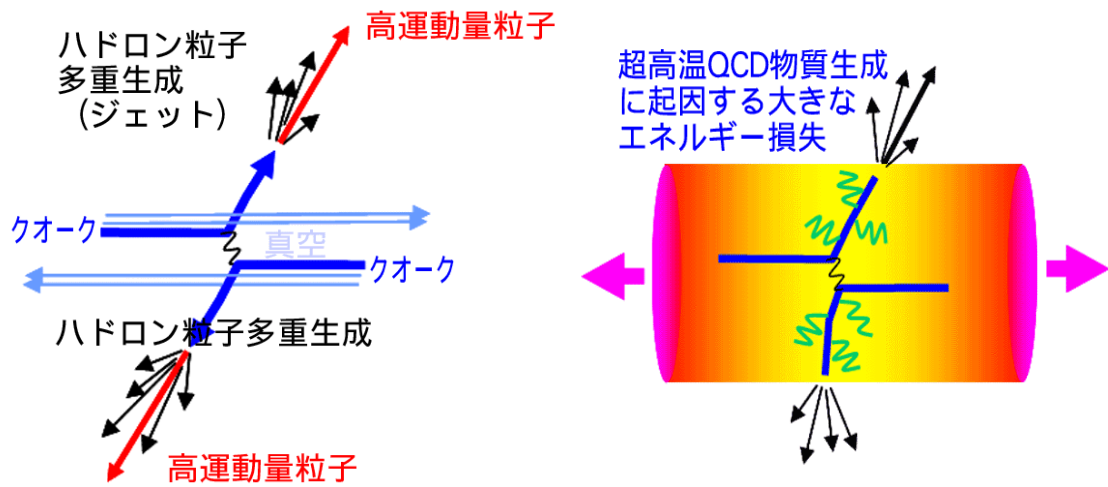


図1.3 : (左) 高エネルギーでの陽子同士の衝突において、一对のクォークが反対方向に叩き出される反応の様子。叩き出されたクォークは、複数個の粒子（主に中間子）のジェットとなる。

(右) 原子核同士の衝突の場合には、叩き出されたクォークは衝突直後の高温状態を通過し、その際大きなエネルギー損失を受けると考えられている。

### 1.1 電子・陽電子衝突における粒子生成の機構

電子・陽電子衝突における粒子生成機構は電子と陽電子の対消滅によって生成されたエネルギーからクォークの対生成を経る過程で理解される。(図 1.1.1) このようにして生成されたクォーク対がハドロン化することで粒子を生成する。その発生粒子数は系に持ち込まれたエネルギーによって決まっている。重心系衝突エネルギーに対する荷電粒子発生数の依存性を図 1.1.2 に示す。

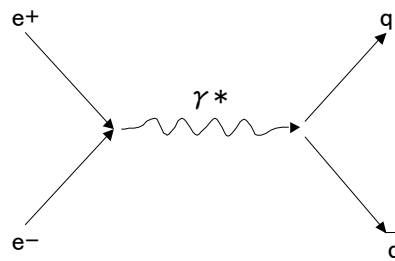


図 1.1.1 : 電子・陽電子反応のファイマン・ダイアグラム

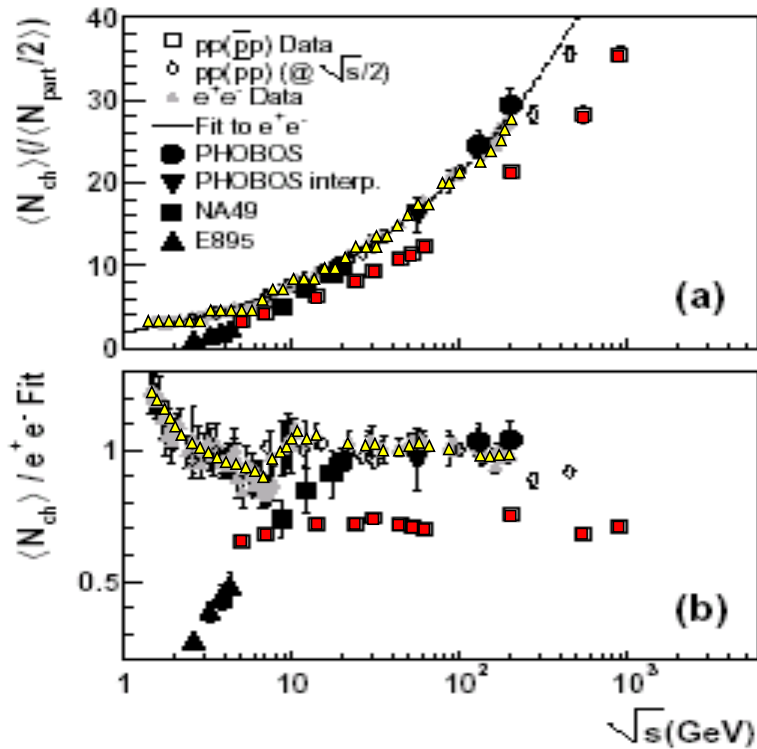


図 1.1.2：（上）荷電粒子発生粒子数の重心系衝突エネルギー依存性を表したものの。黄色の三角が電子・陽電子衝突の結果、赤色の四角が陽子・陽子衝突の結果。  
（下）上の図を電子・陽電子衝突の結果にフィットさせた関数で割ったもの。電子・陽電子衝突の荷電粒子発生数は黄色の三角で示してある。また、陽子・陽子衝突の荷電粒子発生数は赤色の四角で示してある。（文献[1]）

### 1.3 陽子・陽子衝突における粒子生成の機構

高エネルギーの陽子の衝突では、1対のクォークが陽子からたたき出されて、進入してきた陽子の運動量方向に対して大きな横方向の運動量を持ったクォーク・ジェットを発生する。衝突に関与しなかったクォークは高い運動量を保持したまますり抜けていく。陽子・陽子衝突での荷電粒子発生数の核子対当りの重心系衝突エネルギー依存性を図 1.1.2 に示す。陽子・陽子衝突の粒子発生を担っているのはクォークであるが、電子・陽電子衝突の荷電粒子発生数と一致しない。そのわけは、核子対当りの重心系衝突エネルギーのほとんどを衝突に関与しなかったクォークが持ち去ってしまうため、粒子生成に使われるエネルギーは衝突に関与したクォークの持つエネルギーのみである。このことは、重心系衝突エネルギーから衝突に関与しなかったクォークが持ち去るエネルギーを引いて、再度電子・陽電子衝突と比較を行うとその結果が一致することからも推測することができる。

## 1.4 重イオン衝突における粒子生成の機構

重イオン衝突におけるもっとも単純な粒子生成機構は、陽子・陽子衝突の重ねあわせである。このような幾何学的な反応を記述するのが、グラウバーモデル(文献[4])である。グラウバーモデルは核子核子衝突の散乱断面積において、衝突回数  $N_{\text{coll}}$  と衝突に関与した数  $N_{\text{part}}$  を提供する。 $N_{\text{coll}}$  はハードな過程を表し、 $N_{\text{part}}$  はソフトな過程を表す。重イオン衝突では、荷電粒子発生数が  $N_{\text{part}}$  で規格化するように見える。

高エネルギーの重イオン衝突において、原子核内部の核子やクォークは相手の原子核内のクォークと何度も散乱するが、原子核のエネルギーがとて高いため、衝突核同士は散乱せずにすり抜けてしまう。すり抜けた原子核は互いに遠ざかるが、衝突による熱エネルギーが尾を引くように後ろに残るため、2つの原子核の間には非常に高温、高密度の火の玉が形成される(図 1.4.1)。火の玉は時間とともに膨張し、冷えていくため生成されたハドロンが飛び出す。

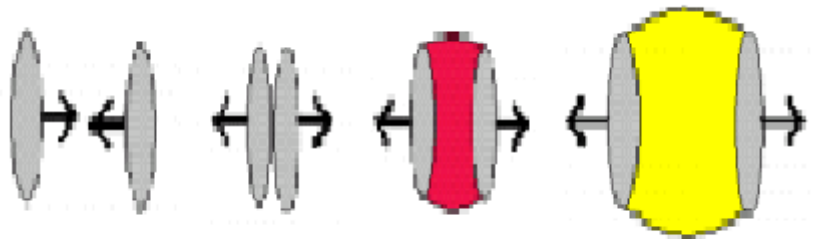


図 1.4.1 : 縦長の楕円はローレンツ凝縮した金原子核である。衝突によって生成された2つの原子核の間の火の玉がその膨張とともに冷えていき、生成されたハドロンが飛び出す。



## 第2章 目的

本研究では粒子生成の機構に関する一般的なスケーリング則を導くことを目的とする。そのためには、様々な核種の衝突での荷電粒子発生数を核子対あたりの重心系衝突エネルギー毎に比較することが重要である。過去の実験から荷電粒子発生数は衝突の回数 ( $N_{\text{coll}}$ ) よりも、主として衝突に関与した核子の数 ( $N_{\text{part}}$ ) に比例することが分かっている。従って、金原子核衝突において荷電粒子発生数を  $N_{\text{part}}$  で規格化することで電子・陽電子衝突及び陽子・陽子衝突での荷電粒子発生数と直接比較することができると考えられる。本実験では、PHENIX実験においてまだ測定されていない前方領域の荷電粒子発生数 ( $dN_{\text{ch}}/d\eta$ ) を測定する。中心領域の  $dN_{\text{ch}}/d\eta$  はすでに知られているので、全運動領域で積分することで全荷電粒子発生数 ( $N_{\text{ch}}$ ) を求める。ここで擬ラピディティ  $\eta$  は運動領域を表す物理量で、式2.1で定義される。原子核衝突においては普通、ビーム軸方向を  $z$  軸にとり、地面と水平に  $x$  軸、垂直に  $y$  軸を取る。また、 $z$  軸からの回転角度を  $\theta$  とし、 $x$  軸からの回転角度を  $\phi$  とする。質量を持つ粒子に対して運動量を表す物理量ラピディティ  $y$  は、 $z$  軸方向の運動量  $P_z$  とエネルギー  $E$  を用いて式2.2で定義される。 $y$  は入射粒子のエネルギーと運動量による量であるため、これらに依存しない量を定義したい。そこで、今、高エネルギーのために運動量  $p$  が質量  $m$  より充分大きいと仮定すると、 $y$  から  $\eta$  が導かれる。 $\eta$  は発生粒子のビーム軸に対する方位角  $\theta$  のみに依存した量である。

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

式2.1：擬ラピディティ  $\eta$  の定義式。  $\eta$  は  $z$  軸からの回転角度を表す。

$$y = \frac{1}{2} \log\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

式2.2：ラピディティ  $y$  の定義式。  $P_z$  は  $z$  軸方向の運動量、 $E$  はエネルギーを表す。

## 第3章 実験施設及び装置

### 3.1 相対的重イオン衝突型加速器

世界初の重イオン衝突型加速器兼偏極陽子衝突型加速器として建設されたのが相対論的重イオン衝突型加速器(Relativistic Heavy Ion Collider 通称、RHIC)である。(図3.1.1) RHIC 加速器は青リングと黄リングと呼ばれる円周約3.8 kmの2つの超伝導加速器リングからなっている。真空中でひかれたこのリング中を金イオンビームが青リングと黄リングで反対方向に回され、光速近くに加速された金イオンビームは6箇所の衝突ポイントにおいて衝突角 $180^\circ$ で衝突する。現在はこの6箇所の衝突ポイントのうち、広島大学が参加しているPHENIX 実験の他にBRAHMS・PHOBOS・STARの3つの測定器が置かれ、実験が行われている。RHICは金原子核( $A=197$ )から陽子( $A=1$ )まで、多くの原子核を加速・衝突させることができる。RHICはその前段に位置する静電加速器とAGS加速器で原子核を核子当たり約10.8GeVまで加速させた後の原子核ビームを利用することで、核子あたりの重心系エネルギーは最大で100GeVにまで加速することができる。RHICは現在のところ史上最大の重心系エネルギー200GeVでの原子核衝突事象を実現することができる加速器である。

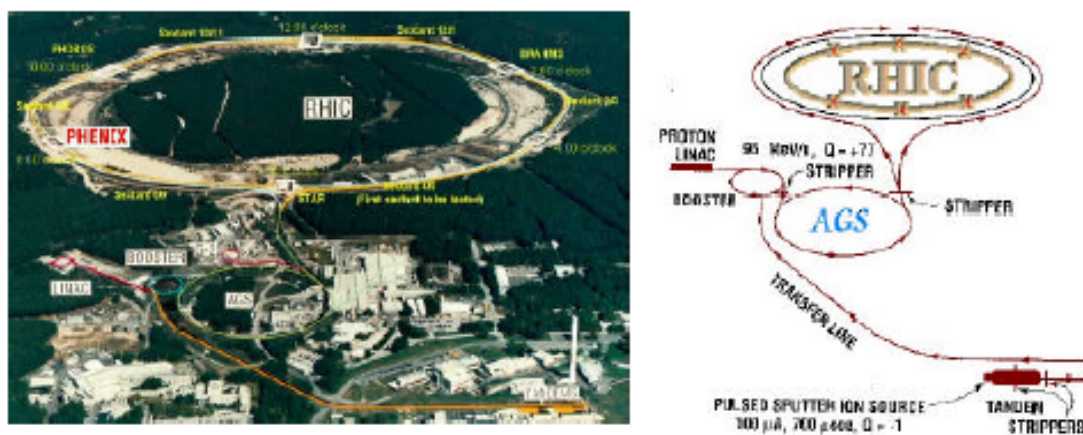


図3.1.1：(左) RHIC加速器の全景写真。RHICは静電加速器とAGSを利用することで核子対当りの重心系衝突エネルギーが200GeVでの原子核衝突事象を実現した。

(右) RHICでの金原子核の加速の様子。金原子核ビームはBNLのタンデム加速器により、核子当たり約1MeVに加速される。その後ラインを通り、ブースター加速器に入射されここで核子当たり約95MeVまで加速される。そして、AGS加速器で核子当たり約10.8GeVまで加速されてRHICに入射される。この時点で金原子核は100%イオン化された状態になっている。

### 3.2 先駆的高エネルギー重イオン衝突実験

RHICの2大主要実験の1つである先駆的高エネルギー原子核衝突実験(Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment 通称、PHENIX) (図3.2.1) は13ヶ国、54の研究機関から500人以上が参加する国際共同実験である。PHENIX実験の目的はRHIC加速器を用いて原子核衝突反応によって生成されるであろうクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の実証及びその性質を研究することである。QGPを実証するための数少ないシグナルを検出するためにPHENIX検出器は中央検出器において、レプトン・ハドロンを同じ可検出領域で同時に測定する能力と、各検出器からの情報を高速で処理するための読み出し系を備えている。PHENIX検出器はさまざまな役割を持つ10の検出器サブシステム(図3.2.2)からなっている。これらのサブシステムは後で詳しく述べるが、次のような役割を持っている。衝突点位置により近い場所に位置するビーム・ビーム・カウンター(BBC)、ゼロ度カロリメータ(ZDC)は衝突事象をトリガーし、衝突時間とビーム軸上での衝突位置を決定する。本研究ではBBCとZDCのデータを用いて解析を行っている。その2つの検出器については後ほど詳しく述べる。次に中央検出器のうちでより衝突点に近い場所に位置するドリフトチェンバー(DC)とその直後に設置されているパッチェンバー(PC1)は衝突反応事象により発生する粒子の飛跡を検出する。また、このときDCは中央電磁石により曲げられる粒子の飛跡からその粒子の運動量を計算する。そして、アームの最後部に位置する電磁カロリメータ(EMCal)で粒子の飛行時間とエネルギーを検出する。こうして測定される飛行時間と運動量から質量を同定することができる。

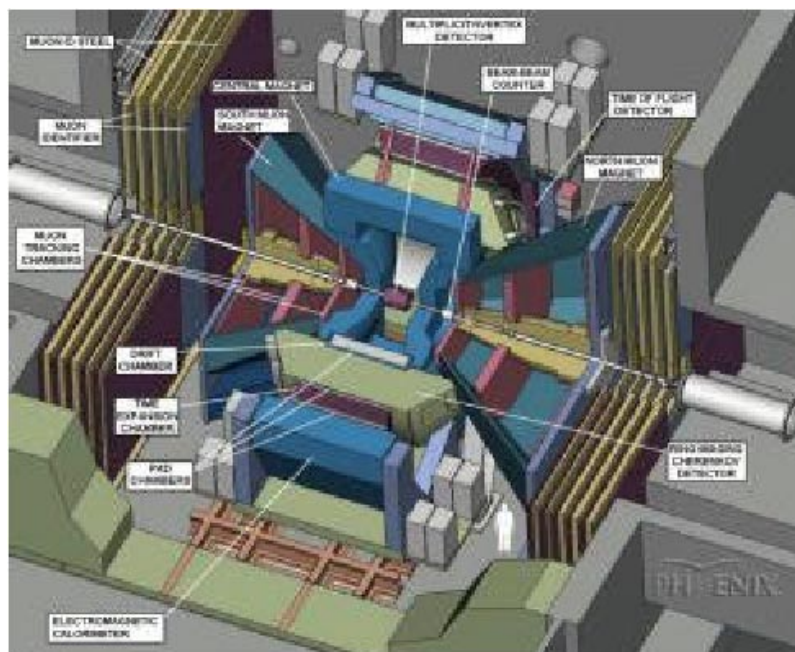


図3.2.1:PHENIXの全景

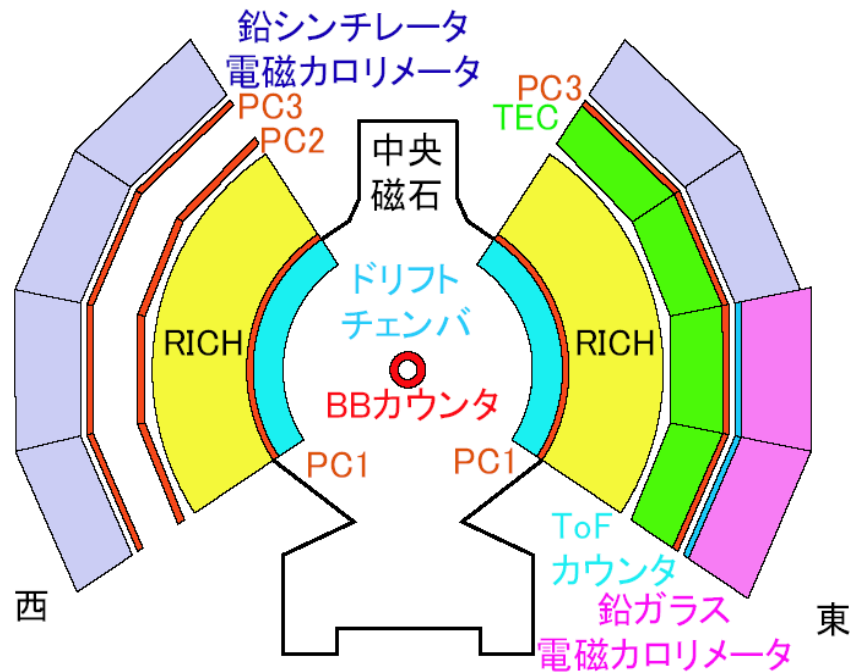


図3.2.2: ビーム軸の南から見たときの検出器サブシステムの配置図

### 3.3 PHOBOS実験

PHOBOS実験は荷電粒子発生数を測定することを目的に実験を行っているグループである。そのために、PHOBOS実験が備えている検出器は全領域の荷電粒子を検出するために、ほとんど全ての立体角を覆っているシリコン検出器から成っている。オクタゴン検出器は  $|\eta| < 3.2$  を受け持っており、円柱形の検出器で相互作用領域を囲んでいる。二組、3つのリング検出器は相互作用点の遥か前方と後方に位置し、ビームパイプを囲んで、 $3 < |\eta| < 5.4$  を受け持っている。(図3.3.1) (文献[1])

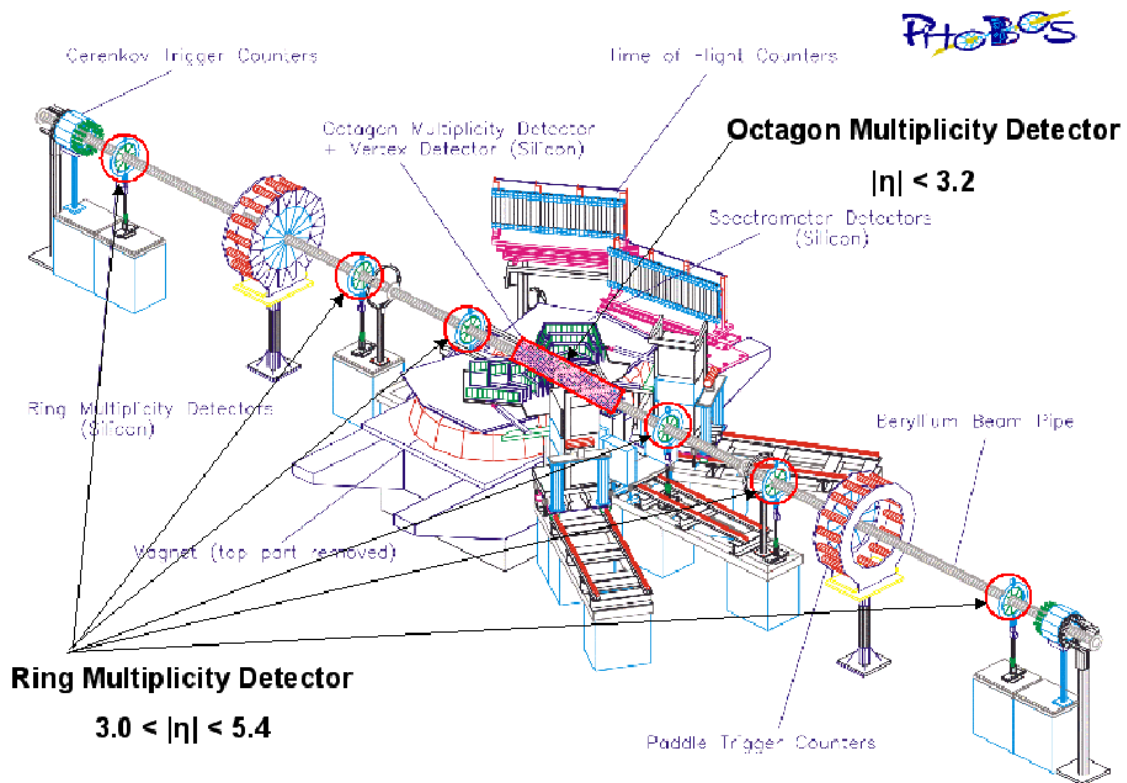


図3.3.1 : PHOBOS検出器の全体図。

### 3.4 ビーム・ビーム・カウンター

水晶チェレンコフラディエータと光電子増倍管を64本組み合わせたセットが南北に1セットずつ衝突点位置からビーム軸方向に $\pm 144.5\text{cm}$ 離れたところに設置されている。これが、ビーム・ビーム・カウンタ(Beam Beam Counter 通称、BBC) (図2.3.1)である。個々のBBCは、高磁場中での稼動を可能にするためにメッシュダイノード型の光電子増倍管を用い、それに3cmの六角形状の石英ガラスを取り付けるという構造(図2.3.2)になっている。BBCの役割のひとつは、衝突そのものを検知してPHENIXの検出器やデータ収集系に知らせる「トリガー」の役割である。PHENIX実験においては、このBBCと後述のZDCが1次トリガとなる。1対2つのBBCは、南北の検出時刻の平均から衝突時刻を計測でき、南北の検出時刻の差から、ビーム軸方向の衝突位置を検出できる。また、その衝突位置はオンラインですばやく処理され、中心から外れた位置での衝突事象を棄却することができる。BBCの出力電荷量から、観測粒子数を見積もることができるので、 $\eta = 3 \sim 4$ の前方領域における粒子発生数を観測することができる。またBBCは、およそ40psという高い時間分解能をもっているため、衝突開始時間を粒子飛行時間測定器に精度良く供給することによって、高分解能の粒子識別をすることが可能になる。





図2.3.1:BBCの片側の全体図



図2.3.2:個々のBBC

### 3.4.1 粒子検出方法

BBCは  $\beta > 0.7$ 以上の荷電粒子を検出する。衝突によって発生した荷電粒子がBBCに入射すると、チェレンコフ光を発生させる。光電子増倍管（PMT）の光電面でのチェレンコフ光の光電効果によって光電子が発生する。その光電子は集束電極によって電子増倍部に導かれ、2次電子放出の過程を経て増倍される。最後に陽極によって収集された電子は電流として出力される。図3.4.1がその過程を表している。ここでチェレンコフ光とは入射した荷電粒子の速度がその物質の中を通る光の速度よりも速いとき、その物質の屈折率を  $n$  とすると、

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}$$

で決まるビームの入射方向からの角度  $\theta$  を持った（波面のような）面から発射される光のことである。BBCの石英は屈折率がおよそ1.43であるため、  $\beta > 0.7$ 以上の荷電粒子がチェレンコフ光を発生させる。

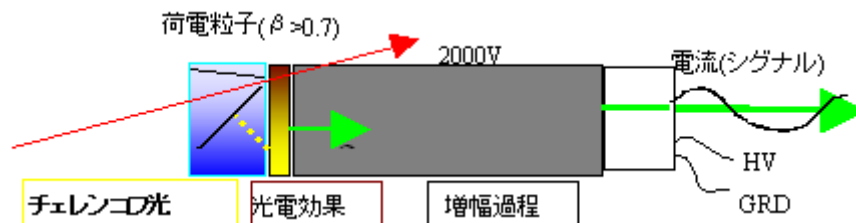


図3.4.1：BBCの粒子検出の仕組み。  $\beta > 0.7$ 以上の荷電粒子が結晶を通過するとチェレンコフ光が発生する。チェレンコフ光の光電効果によって光電子が発生し光電子増倍管がそれを増幅して電流として出力する。

### 3.4.2 ADCとTDC

Analog to Digital Converter(ADC)はBBCからのシグナルの電荷量を測定するための装置である。ADCは、粒子がBBCに入射し、BBCからのシグナルがディスクリミネータの閾値を越えたとき、ディスクリミネータからデジタルパルスが出力される。このパルスによってADCはBBCのシグナル電流をコンデンサーにためる。その後、一定の割合で放電され同時に一定の周波数のパルスを出力する。このパルスをカウントしてADCの出力値になる。ゆえに、ADCの出力単位はchというADC固有の単位である。粒子が入射しなかった時、ADCはペDESTALを出力する。ペDESTALとはコンデンサーにためられた最小の電荷に相当するものである。しかし、BBCはシグナルが入らないときにはコンデンサーからの出力がないために、出力値にペDESTALが見えない。その代わりにフェイクペDESTALと呼ばれる値を出力するように設計されている。ペDESTALはADCの0点を定めるために重要な値であるがフェイクペDESTALはさほど重要な値ではない。

Time to Digital Converter (TDC)とは衝突時間から粒子が検出されるまでの時間を測定するための装置である。BBCはTDC0とTDC1の二つのTDCを持っている。TDC0のほうが閾値が低く設定してあり、波高の小さいシグナルまで見ることができるので、解析に用いられる。TDC1は衝突事象の検出トリガーとして用いられる。TDCは衝突のタイミングに同期してゲートが開き、電荷がたまり始める。シグナルがTDCの閾値を越えた瞬間にゲートを閉じてたまっている電荷をADCと同様の方法で出力する。粒子が入らない、もしくは閾値を超えなかったときには、ゲート幅いっぱいまで電荷をためることになる。このときに出力された値をオーバーフローといい、TDCがオーバーフローを出力しているということは、そのBBCには粒子が入らなかったということを意味している。

### 3.5 ゼロ度カロリメータ

BBCとならんで、本実験で重要なトリガーとなるのが、ゼロ度カロリメータ(Zero Degree Calorimeter 通称、ZDC)(図3.5.1)である。ビーム軸方向零度の前方にある。ZDCは衝突点から両側18mのビームラインが分かれる場所に位置する1体1対のハドロンカロリメータである。各ZDCは直径1mmのファイバー100本と2.5mmのタングステンを組み合わせたチェレンコフ光サンプリングカロリメータであり、片側4本、合計8本の光電子増倍管によってシグナルを読み出している。前後方に設置してある2つのZDCから衝突時間を約120psの分解能で求めることができ、ビーム軸上の衝突点を約2cmの精度で決定することができる。ZDCの主な役割のもう1つは、BBCと組み合わせることで反応事象の衝突中心度を定めることである。衝突する2つの原子核が、お互いにより中心で衝突する場合、つまり衝突事象に参与する原子核の数が多い場合は、発生する粒子数が多くなり、反応に参加せず

にすり抜ける核子が少なくなる。そのため、BBCに入射してくる粒子の数は多くなるが、ZDCへの入射粒子の数は少なくなる。一方で、かすり衝突のような事象の場合はBBCとZDCの入射粒子の数はその逆になる。このBBCとZDCの相反関係から、衝突事象の衝突中心度を決定することができる。(図3.5.2)

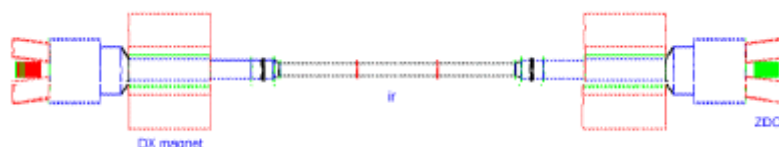


図 3.5.1 : ZDC の全景

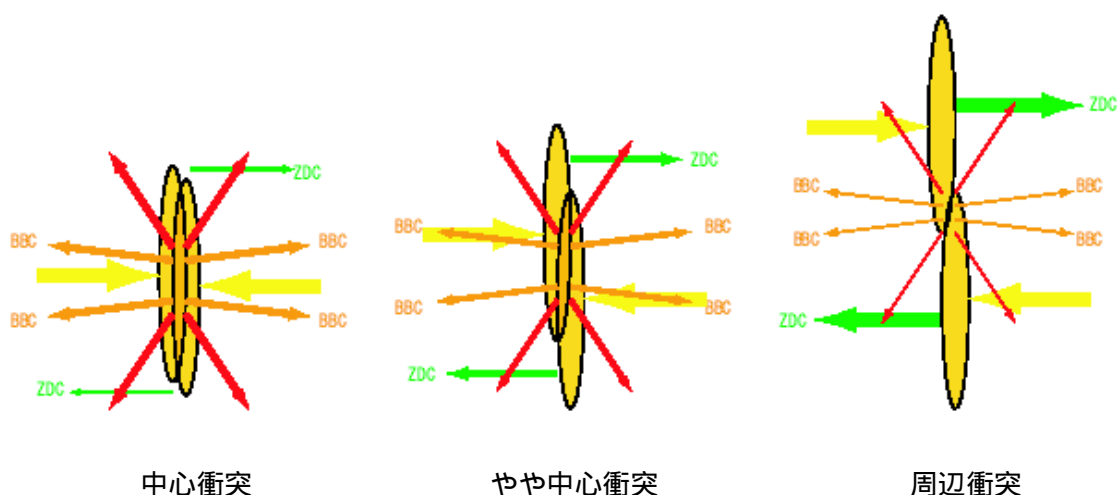


図3.5.2 : 衝突係数の違いによるBBCとZDCへの粒子入射数の違い。

### 3.6 その他の検出器

BBCとZDC以外の検出器は今回の研究には用いられていないが今後の研究のために説明をしておく。ドリフトチェンバー(Drift Chamber 通称、DC)はビーム軸の左右方向にビームをまたぐように設置されている中心アームのうちで衝突点から最も近い場所に位置している。衝突点からの距離  $R$  は  $2.02 < R < 2.46\text{m}$  で、ビーム軸方向  $z$  に  $0.8 < z < 0.8\text{m}$ 、衝突点から  $\theta = 90^\circ$  の角度を持つ体積を覆っている。DCは粒子飛跡検出器の1つでその主な役割は粒子の飛跡・運動量の測定をすることであり、PHENIXの他の粒子飛跡検出器と組み合わせるときに参照とされる根幹となる飛跡検出器である。片アームのDCは 方向に  $4.5^\circ$  の幅をもったビーム軸に平行なレイヤー20個が層状になった構造をしている。このレイヤーの1つに対して、その上下にそれぞれアノードとカソードの平面がビーム軸と平行にあり、その内側には12本のセンスワイヤ(X-wire)がビーム軸と平行に張ってある。



そして、このセンスワイヤに対して $\pm 5^\circ$ の方向にステレオワイヤが4本ずつ張られておりそれぞれ、U1 (U2)、V1 (V2)と呼ばれている。これらのワイヤが衝突点から見て、X1層 (12本)、U1層 (4本)、V1層 (4本)、X2層 (12本)、U2層 (4本)、V2層 (4本)と張られることで、R方向に対して6層、40点の飛跡確認位置をもつことができ、三次元での飛跡検出が可能になっている。位置分解能は $150\mu$ /ワイヤ、2パルス分解能は約2mm、運動量分解能は1GeV/cの粒子に対して約0.6%である。

パッチェンバー (Pad Chamber 通称、PC) はPC 1 ~ PC 3に分かれており、PC 1は中心アームのDCの直後 ( $2.46 < R < 2.51\text{m}$ ) に位置するカソード読み出しのワイヤチェンバーで、飛跡検出システムの一部を担っている。PCはピクセル単位に分割された長方形のワイヤチェンバーの集まりであるが、1つのピクセルは周りの8つのピクセルと組になっており、 $3 \times 3 =$ 合計9のピクセルで1つのパッチを構成している。それぞれのピクセルで検出される荷電粒子に対してパッチごとにクラスタを構成し、アームの衝突点からより後ろに位置するPC2 ( $R=4.1\text{m}$ ) とPC3 ( $R=5.1\text{m}$ ) と組み合わせることでPC自身によるクラスタ単位の三次元飛跡検出が可能になる。また、他の粒子飛跡検出器DCなどと組み合わせることで、より正確な飛跡を再現することができる。

電磁力ロリメータ (Electro Magnetic Calorimeter 通称、EMCal) は中心アームの衝突点から最も遠い場所 ( $5.0 < R < 6.1\text{m}$ ) に置かれている。その主な役割は衝突反応事象によって生成される粒子のエネルギーの測定と、空間的な位置を測ることにある。PHENIXのEMCalは2種類あり、1つは鉛シンチレータのサンプリングカロリメータ、もう1つは鉛ガラスである。各アームに設置されているこのカロリメータ部分はそれぞれ $\approx 22.5^\circ$ のセクター4個に分かれている。このうちビーム方向から見て東側のアーム (東アーム) の上から2セクターと西側のアーム (西アーム) の全4セクターは鉛シンチレータで、東アームの下2セクターは鉛ガラスのカロリメータになっている。金原子核・金原子核衝突で予想される高い粒子密度のもとで粒子のエネルギーを細かく測定するために、このカロリメータは非常に細かく細分化されている。鉛シンチレータの1セクターは縦 $36 \times$ 横 $72 =$ 合計 $2,592$ 個の各 $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ のタワーからなり、鉛ガラスの1セクターは縦 $48 \times$ 横 $96 =$ 合計 $4,608$ 個の各 $4.0\text{cm} \times 4.0\text{cm}$ のタワーからなる。つまりEMCal全体は $15,552$ 個の鉛シンチレータと $9,216$ 個の鉛ガラスから構成されている。エネルギー分解能  $E/E$  (GeV) は鉛シンチレータが $7.8/E + 1.9\%$ 、鉛ガラスが $5.8/E + 1.0\%$ であり、鉛シンチレータの時間分解能  $\Delta t$ は約 $200\text{ps}/E$  (GeV) を持つ。それによって1GeV/c程度までの粒子識別能力 (p, k, ...) の分離が可能になる。

タイムオブフライトカウンタ (Time of Flight counter 通称、ToF) は飛行時間の測定を主目的として用意されたシンチレーションカウンタである。PHENIXの中央検出器から東側の下半分に設置されている。960枚の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、1920本の光電子増倍管がそのシンチレーション光を受光する。細長いプラスチックシンチレータの両端に光電子増倍管が設置されており、両端の受光時刻の差から、長

さ方向への荷電粒子の入射位置を特定できる。単独の時間分解能85psを達成するように設計され、重イオン衝突実験において、BBカウンタとの間での飛行時間分解能は120psである。しかし、発生粒子数の少ない陽子・陽子衝突実験においては、BBカウンタに入射する粒子数が少ないため、時間分解能は約160psである。

リング・イメージング・チェレンコフ検出器(Ring Imaging Cherenkov counter 通称、RICH)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5GeV/c以上の荷電1/4中間子が、チェレンコフ光発生のしきい値を越えてチェレンコフ光を出し、その光子をとらえることで、粒子種類同定を行う為の検出器である。

## 第4章 解析手法

### 4.1 ビーム・ビーム・カウンタの校正

TDCの1chが何psに相当するかを調べるインターナル・タイミング・スキャンを行う。TDCのダイナミックレンジは22nsに設定されている。そこでテストパルスをストップタイミングに用いて、ゲートのディレイを変えて入射しそのときのTDCの値を調べていく。TDCのスタートタイミングはRHICがビームをまわす周期に同期している。当然衝突の周期にも同期しているために衝突と同時にゲートを開くことが出来る。ディレイが小さいときはゲートからテストパルスが外れているためにオーバーフローする。ディレイを徐々に大きくしていくとある値から出力値が下がり始める。そのときの様子を図4.1.1に示してある。下がり始めるところから2点目ぐらいから再びオーバーフローする2点前ぐらいの直線部に直線でフィットを行い、傾きを求める。これの逆数を取ったものがchからpsへの変換係数となる。測定の結果、1chは大体7psであった。

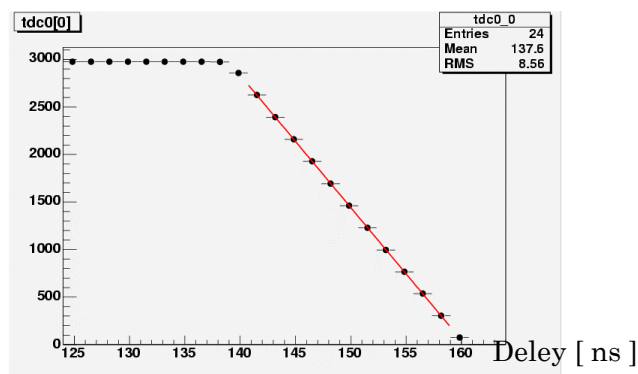


図 4.1.1：インターナル・タイミング・スキャンの様子。この分布の傾きから TDC の単位を時間へと変換するための係数を求める。

ADCのペDESTALの値を求めるためインターナル・チャージ・スキャンを行う。テストパルスの波高を変化させながら行う。波高が小さなところでは、ディスクリミネータの閾値を超えないために、出力値が一定になっている。このときの様子を図4.1.2に示す。縦軸が変化しているところをインターナル・タイミング・スキャン同様に両端から2点ほど除き、フィットを行い、切片を求める。切片の値がペDESTALである。

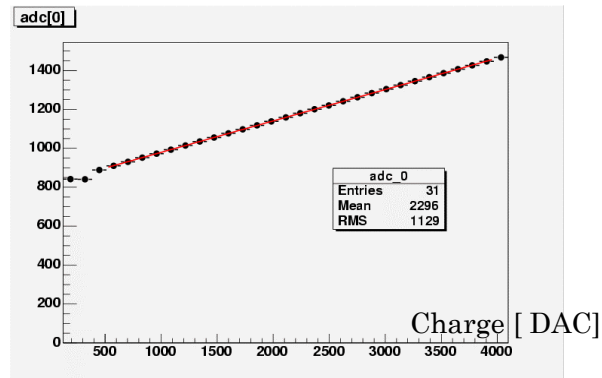


図 4.1.2：内部・チャージ・スキャンの様子。この分布の傾きの逆数が ADC の単位を電荷量に変換するための係数となる。ただしここではテストパルスを用いてテストを行っているため、テストパルス固有の DAC という単位への変換係数が求まる。また分布の切片がペDESTAL の値である。

エクスターナル・チャージ・スキャンは内部・チャージ・スキャンと同様のテストであるがテストパルスではなく外部からパルスインジェクターを用いてパルスを入射する。入射に使ったパルスの波高は 1V、3V、5V、9V の 4 種類である。入射したパルスのチャージ量はオシロスコープで波形を保存し、事前に測定してある。このときの様子を図 4.1.3 に示す。4 点を通る直線を引き、傾きと切片を調べる。内部・チャージ・スキャン同様に切片がペDESTAL で、傾きの逆数が ch から pC への変換係数である。ペDESTAL の値は内部、エクスターナルのどちらを用いても間違いはないので、慣例に従って内部・チャージ・スキャンの結果を用いた。

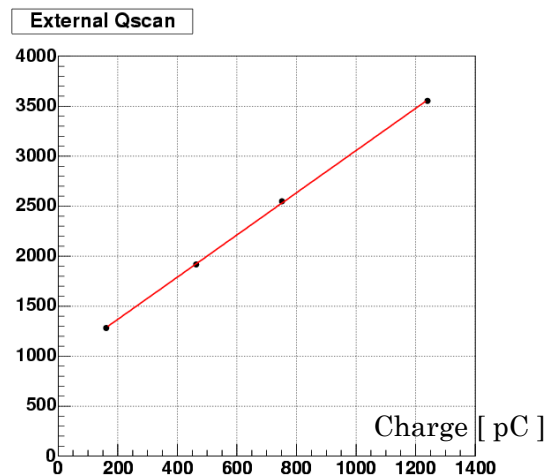


図 4.1.3：エクスターナル・チャージ・スキャンの様子。この分布の傾きの逆数が ADC の単位を電荷量に変換するための係数である。また切片の値がペDESTAL である。

## 4.2 検出粒子数

TDC0 を用いて粒子を検出した事象を選び出すためには TDC がオーバーフローしていない、という条件が必要である。そこで、厳密にオーバーフローの値を求めるために、オーバーフローの分布にガウス関数でフィットする。このようにして求めたオーバーフローの値から 10 小さい値以下を検出事象とする。検出事象を選び出すことで、ADC のフェイクペDESTALを除くことができる。次にインターナル・チャージ・スキャンで求めたペDESTALの値を引いて0点をそろえる。第3章 3.4.2 で述べたように BBC の石英は  $\theta$  が 0.7 以上の荷電粒子においてチェレンコフ光を発生させる。チェレンコフ光の発生数は媒体を通る距離と、 $1/n$  で決まる荷電粒子の運動方向からの角度  $\theta$  に依存している。 $\theta$  が 0.7 以上においては  $n$  はおよそ 1 になるため、チェレンコフ光の発生数はほとんど距離に依存する。石英の大きさは決まっているため、荷電粒子の媒体への入射角度が同じであれば発生するチェレンコフ光の量は同じになる。各 PMT は 1 個の荷電粒子が検出器をまっすぐに貫くとき、40pC の電荷量が出力されるように印加する高電圧の値を決めてあるので、ADC の出力電荷量の分布において、40pC に相当する 100ch 付近にピークが見えるはずである。このピークは PMT に 1 粒子が入射したときの出力分布であると考えられる。これらの粒子は最小イオン化粒子 (MIP) に相当するものであると考えられるので、以後 MIP と呼ぶことにする。1MIP に相当する ch 数を見積もるために ADC の出力電荷量分布にフィットを行う。ピークの分布をガウス分布、バックグラウンドの分布を指数分布と仮定した。フィットには次の3段階の手順を踏む。まずは式 4.2.1 を使って、ADC の出力電荷量分布にフィットさせる。次に、指数関数部分のみを用いて、ADC の出力電荷量分布からバックグラウンドを引く。最後にバックグラウンドを引いた ADC の出力電荷量分布にガウス分布をフィットさせる。

1 事象ごとに各 ADC の出力値を MIP の値で割り、単位を ch から粒子数に変換した後、に全 PMT 分足して作った分布をチャージサム分布という。チャージサム分布を積分すると、検出された全荷電粒子数になる。

$$f(x) = e^{(A+Bx)^C} + De^{-(x-E)^2/2\sigma^2}$$

式 4.2.1 : ADC の出力電荷量分布にフィットさせる関数。A、B、C、D、E は定数である。

## 4.3 衝突中心度と Nch と Npart の測定

衝突中心度は BBC のチャージサムと ZDC の観測エネルギーの比から求める。

原子核衝突を単純な幾何学描像であるグラウバーモデルで記述する際、衝突において原子核はその有無に関わらず直進すると仮定される。このモデルを用いてモンテカルロシミュレーションを行う。

ュレーションを行い衝突中心度毎の  $N_{part}$ 、 $N_{coll}$ 、衝突計数  $b$  を計算することができる。

#### 4.4 荷電粒子発生数のシミュレーション

BBC で検出された荷電粒子数から発生粒子数  $dN_{ch}/d$  を計算するために HIJING イベントジェネレータを用いて GEANT シミュレーションを行う。HIJING は 1 事象あたりに何の粒子が、どれだけの運動量をもって、どの方向に、何個生成されたかを計算するために用いる。また、HIJING を用いて粒子を発生させたときに BBC の出力がどのようになるかを計算するために、GEANT を用いる。GEANT は PHENIX 実験の検出器の位置やその構造などを考慮して、発生した粒子が、どのような過程を経て検出器に入射するかをシミュレートするものである。本実験では BBC が荷電粒子のみを検出することから、安定な荷電粒子である  $\pi^{\pm}$ 、 $k^{\pm}$ 、 $p^{\pm}$ 、 $e^{\pm}$  を発生させた。BBC の検出範囲は擬ラピディティで 3 ~ 4 であるが、その値は衝突点の移動に伴って変化するため、それらを踏まえて擬ラピディティを計算し、発生した荷電粒子の内 BBC に入る粒子を数える。そのときの BBC のチャージサムを計算し  $dN_{ch}/d$  との相関分布を作る。チャージサムの欠如を補完するために、多項式でフィットする。また、誤差をみつめるために、相関分布の幅を見積もる。フィットさせた多項式のフィットエラーを用いることは多項式が理論的にふさわしいものであるならば有効な手段である。しかし、この場合多項式を用いることに理論的な根拠はないため、そのフィットエラーを使うことはふさわしくない。そこでチャージサムのデータ点を 200 づつ 1 ビンにまとめる。このビンに対して発生粒子数の数の分布を見積もり、その分布の幅 (RMS) をそのグループにおける系統誤差とする。

#### 4.5 全発生粒子数の測定

変換係数によって BBC のチャージサム分布の横軸を  $dN_{ch}/d$  に変換する。衝突中心度毎に事象を分割し、それぞれの衝突中心度における  $dN_{ch}/d$  の値を求める。すでに測られた中心領域における  $dN_{ch}/d$  と併せて  $dN_{ch}/d$  の分布を作る。BBC は衝突位置が  $\pm 10\text{cm}$  ずれたときに  $\eta$  が  $\pm 2.9 \sim 4.1$  で、中心検出器は  $\eta$  が  $\pm 0.35$  の範囲である。PHOBOS の結果から、 $dN_{ch}/d$  の分布はウッド・サクソン分布 (式 4.5.1) になることが分かっているので、フィットし全領域での荷電粒子発生数を求める。ただし、ウッド・サクソン分布の定数が 3 に対して、PHENIX のデータ点は 2 点しかない。また、ウッド・サクソンは正の値しか持たないため一度に全領域にフィットさせることは不可能である。そこで、まず、PHOBOS の分布にフィットし、初期パラメータを決める。その上で、PHENIX のデータ点にフィットさせることにする。また、負の領域の分布は正の領域と対象であると考

え、正の領域でフィットした分布を積分し2倍した値を全荷電粒子発生数とする

$$f(x) = \frac{A}{1 + e^{(x-B)/C}}$$

式 4.5.1 : ウッド・サクソン分布。A、B、C は定数である。

## 第 5 章 結果

### 5.1 オーバーフローのフィットと MIP フィット

オーバーフローのフィットの様子を図 5.1.1 に示す。検出事象を選択し、ペDESTALを引いた時の ADC の出力電荷量分布を図 5.1.2 に示す。2 次粒子とは BBC の方向以外に発生した粒子が検出器材や、実験装置と相互作用して作り出された粒子のことである。このような粒子は BBC に対してまっすぐに入らないため、ある PMT で粒子が検出されたときその回りの PMT には粒子が検出されなかった場合を選択することで、除くことができる。(模式図 5.1.1) また二次粒子の成分を除いたときの ADC の出力電荷量分布を図 5.1.3 に示す。MIP のフィットの様子を図 5.1.4 に示す。2 次粒子の寄与を除いた分布にガウス分布 + 指数関数でフィットし(図 5.1.4 の上図)、指数関数の部分を用いてバックグラウンドを引いた分布にガウス分布をフィットした(図 5.1.4 の下図)。

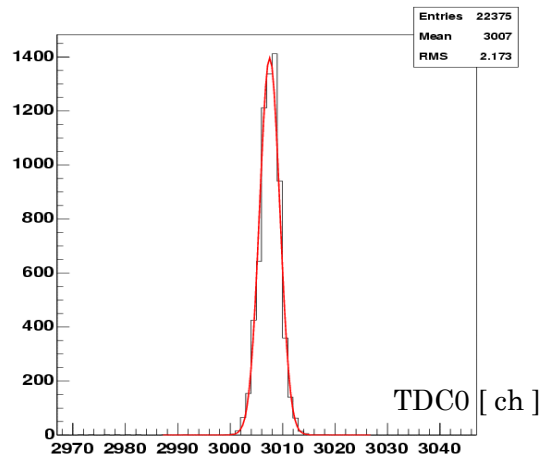


図 5.1.1 : オーバーフローの分布にフィットを行った図。このフィットのパラメータからオーバーフローの値とその幅を得る。



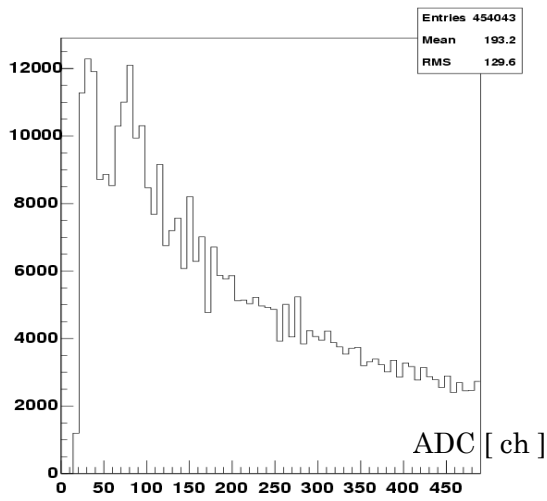


図 5.1.2 : 検出事象を選んだときの  
ADC の出力電荷量分布

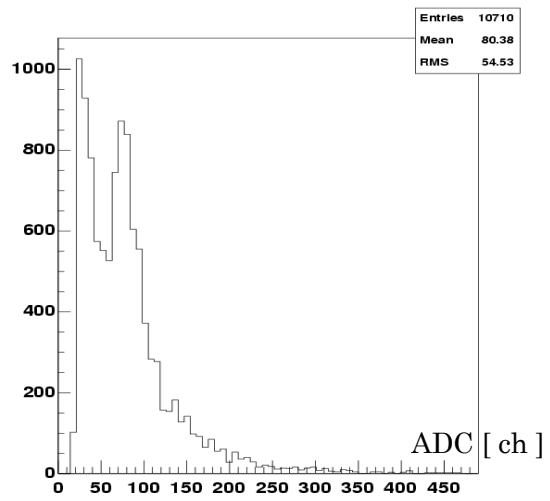
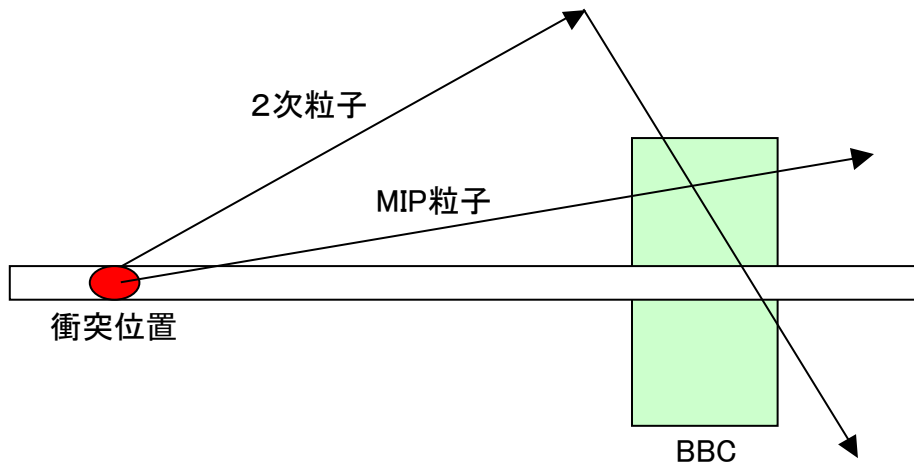


図 5.1.3 : 2 次粒子の寄与を除いたとき  
の ADC の出力電荷量分布



模式図 5.1.1 : 2 次粒子の軌道。MIP を作る粒子が BBC に対してまっすぐに入射するのに  
対して 2 次粒子は BBC を横切るような飛跡を描く。

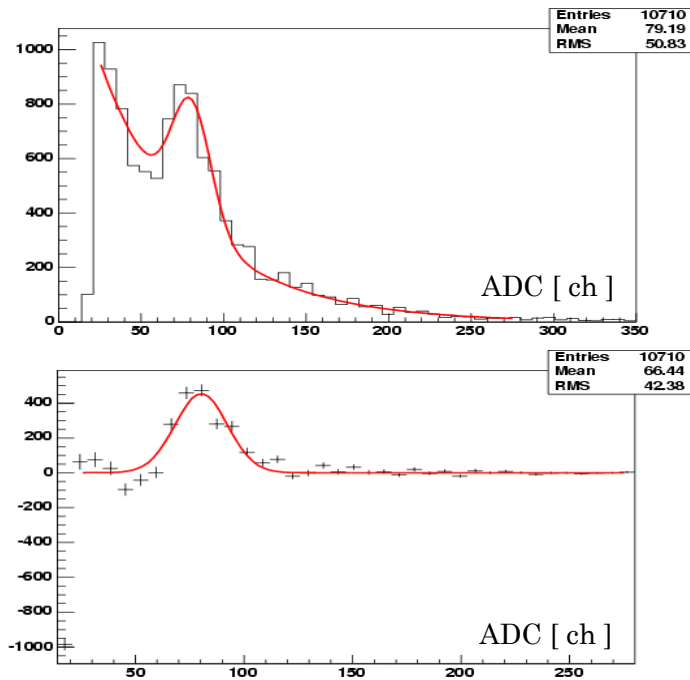


図 5.1.4 : MIP フィットの様子。

- (上) 2次粒子の寄与を除いた ADC の出力電荷量分布にガウス分布 + 指数関数でフィットした。
- (下) 上図から指数関数部分を引いた分布にガウス分布をフィットした。

## 5.2 検出粒子数、衝突中心度と $N_{\text{coll}}$ 及び $N_{\text{part}}$ の関係

MIP のフィッティングの結果から求められた MIP 換算係数を用いて ADC の単位を ch から粒子数に変換した。BBC のチャージサムと ZDC の観測エネルギーの相関分布を図 5.2.1 に示す。ここから衝突中心度を求めた。色分けは右から衝突中心度が 0 ~ 5%、5 ~ 15%、15 ~ 25%、25 ~ 35%、35 ~ 45%、45 ~ 55%であることを示している。

またチャージサム分布とチャージサム分布を衝突中心度毎に分けた分布を図 5.2.2 に示す。色分けは図 5.2.1 と同様に右から衝突中心度が 0 ~ 5%、5 ~ 15%、15 ~ 25%、25 ~ 35%、35 ~ 45%、45 ~ 55%であることを示している。

PHENIX 実験におけるモンテカルロシミュレーションの結果を表にした (表 5.2.1)。実験で得られる量は衝突中心度であるから、この表に基づいて各衝突中心度を  $N_{\text{part}}$  に読み替える。また、本研究では PHOBOS 実験との比較を行うため、PHOBOS 実験におけるモンテカルロシミュレーションの結果も表にした (表 5.2.2)。図 5.2.1 は衝突中心度と  $N_{\text{part}}$  をグラフにしたものである。図 5.2.1 から分かるように PHENIX 実験における  $N_{\text{part}}$  の衝突中心度依存性は、PHOBOS 実験におけるそれとほぼ一致しているため、PHENIX

実験の結果と PHOBOS 実験の結果を比較する際には衝突中心度の定義の違いを気にしなくてもよいことが分かった。

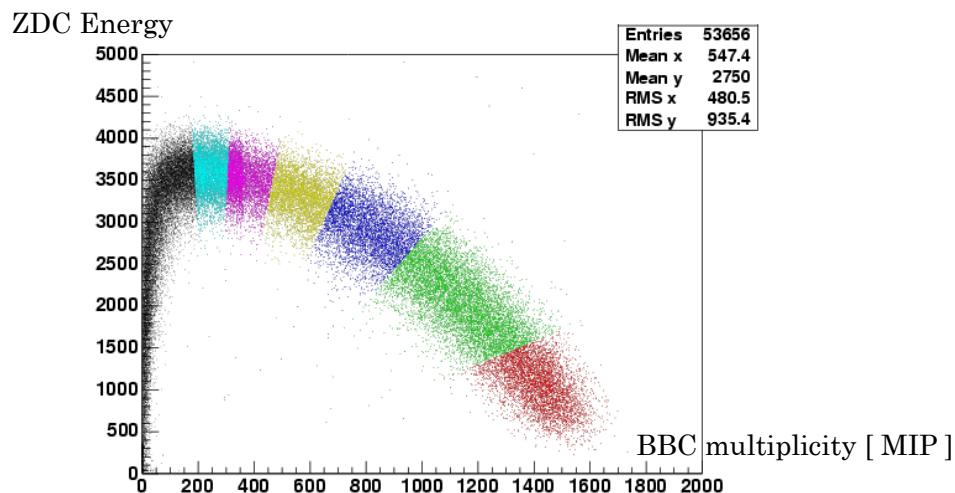


図 5.2.1 : BBC のチャージサムと ZDC の観測エネルギーの相関分布。右下が中心衝突で、左側に行くほど周辺衝突になる。右から衝突中心度が 0~5% (赤色)、5~15% (緑色)、15~25% (青色)、25~35% (黄色)、35~45% (紫色)、45~55% (水色) で色を分けてある。

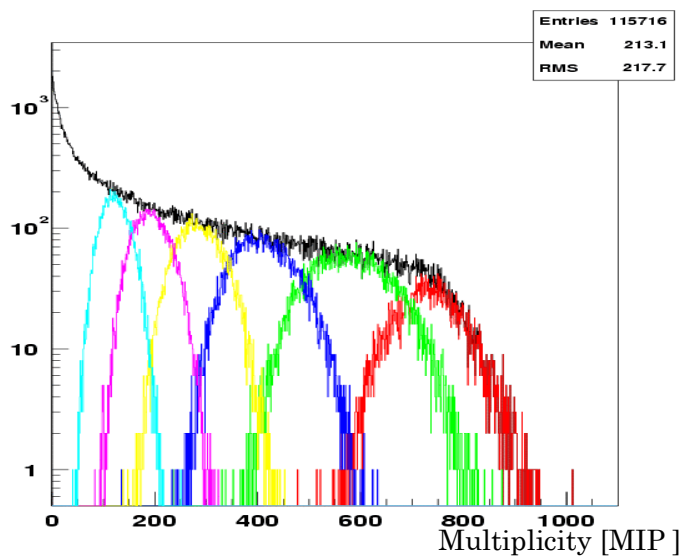


図 5.2.2 : BBC のチャージサム分布。右が中心衝突で、左に行くほど周辺衝突になる。右から衝突中心度が 0~5% (赤色)、5~15% (緑色)、15~25% (青色)、25~35% (黄色)、35~45% (紫色)、45~55% (水色) で色を分けてある。

centrality	<Npart>	Sys.Err.	<Ncoll>	Sys.Err.	<b> ( fm )	Sys.Err.
0- 5%	351.4	2.9	1065.4	105.3	2.3	0.1
5- 10%	299.0	3.8	845.4	82.1	4.1	0.2
10- 15%	253.9	4.3	672.4	66.8	5.2	0.3
15- 20%	215.3	5.3	532.7	52.1	6.2	0.2
20- 25%	181.6	5.6	421.8	46.8	7.0	0.4
25- 30%	151.5	4.9	325.6	32.4	7.8	0.3
30- 35%	125.7	4.9	251.0	25.9	8.4	0.4
35- 40%	102.7	4.3	188.6	20.6	9.1	0.4
40- 45%	82.9	4.3	139.4	15.4	9.7	0.4
45- 50%	65.9	3.4	101.3	12.1	10.2	0.4
50- 55%	51.6	3.2	72.1	10.5	10.7	0.4
55- 60%	39.4	3.5	49.9	9.6	11.2	0.4
60- 65%	29.8	4.1	34.4	8.7	11.7	0.5
65- 70%	21.5	3.8	22.6	6.6	12.1	0.5
70- 75%	15.5	3.4	14.8	5.1	12.6	0.5
75- 80%	11.3	2.6	9.9	3.3	13.0	0.6
80- 92.2%	6.3	1.2	4.9	1.2	14.1	0.6

表5.2.1 : PHENIX実験におけるモンテカルロシミュレーションによって計算された衝突中心度に対応する $N_{part}$ 、 $N_{coll}$ 、衝突係数 $b$  (文献[4])

centrality	<Npart>	Sys.err.
0- 3%	358	12
3- 6%	331	10
6- 10%	298	9
10- 15%	256	8
15- 20%	217	8
20- 25%	183	7
25- 30%	152	6
30- 35%	124	6
35- 40%	103	5
40- 45%	83	5
45- 50%	65	4

表5.2.2 : PHOBOS実験における衝突中心度に対応する $N_{part}$  (文献[3])

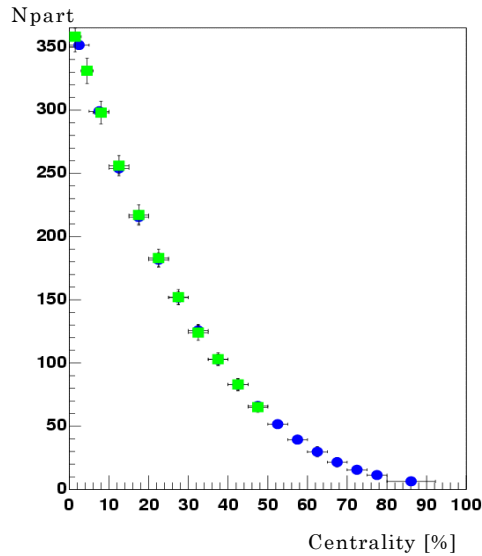


図5.2.1 :  $N_{part}$  の衝突中心度依存性。青色の円形がPHENIX実験、緑色の四角がPHOBOS 実験である。図から誤差の範囲で一致していることがわかる。

### 5.3 荷電粒子発生数の測定

シミュレーションから求めた BBC の出力電荷量と発生粒子数の相関は図 5.3.1 のようになつた。横軸 1 ビンに対して縦軸の分布の中心値に、そのときの幅を統計量で割って求めた誤差をつけた分布を図 5.3.2 に示す。

この分布に 2 次関数でフィットし、この関数を変換関数とする。変換関数を用いて、各衝突中心度におけるチャージサム分布の値から  $dN_{ch}/d$  を求めた。その結果、正面衝突事象において 3 ~ 4 での  $dN_{ch}/d$  は  $370 \pm 51$  であった。中心領域の  $dN_{ch}/d$  と併せて、PHOBOS 実験の結果と比較した図が、図 5.3.3 である。誤差の見積もりは、変換関数を求める際の系統誤差から求めた。比較の結果、誤差の範囲で一致していることが分かった。

$dN_{ch}/d$  分布をウッド・サクソン関数でフィットした図が図 5.3.4 ~ 図 5.3.9 に示してある。それぞれの衝突中心度において PHOBOS のデータにも同様のフィットを行った。これから、全発生粒子数を求めた。その結果、正面衝突事象の  $N_{ch}$  は  $(4.9 \pm 0.1) \times 10^3$  であることが分かった。各衝突中心度に相当する  $N_{part}$  をもちいて  $N_{ch}/N_{part}/2$  で全発生粒子数をスケールする。 $N_{ch}/N_{part}/2$  の  $N_{part}$  依存性を PHOBOS の結果と比較した (図 5.3.10)。また、中心衝突事象において PHOBOS の  $N_{ch}/N_{part}/2$  の核子対当りの重心系衝突エネルギー依存性の分布と比較した (図 5.3.11)。

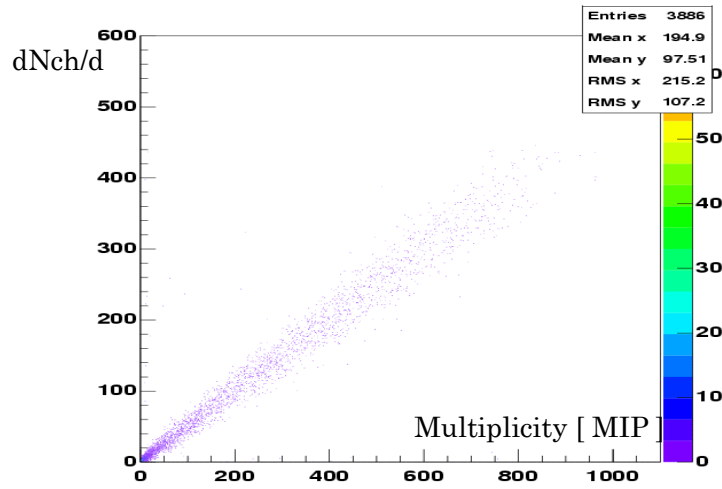


図 5.3.1 : シミュレーションによって求められた発生粒子数と BBC の出力電荷量の相関図。  
BBC の出力電荷量の大ききなところでは、統計量が少なくなっている。

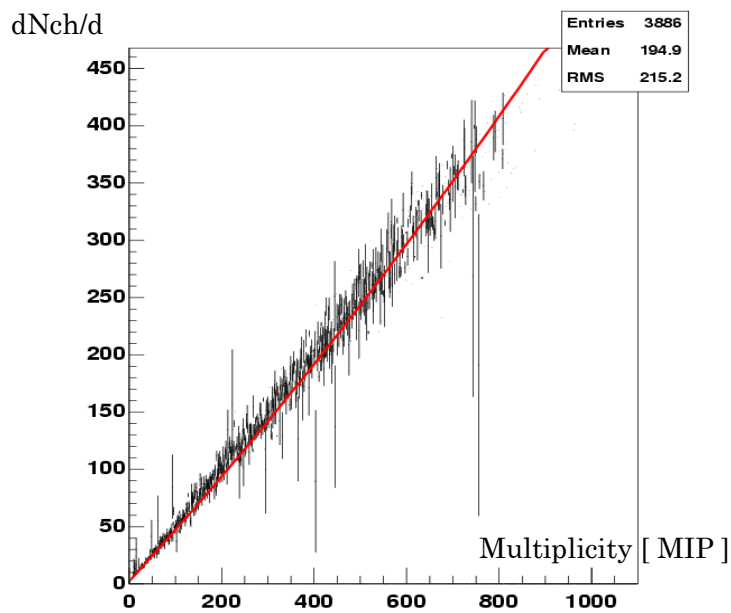


図 5.3.2 : 変換関数を決める関数のフィット。2次元ヒストグラムを横軸 1 ビンごとに縦軸の分布の中心値と、その幅を統計量で割った誤差をつけてプロットする。その分布に 2 次関数でフィットした。

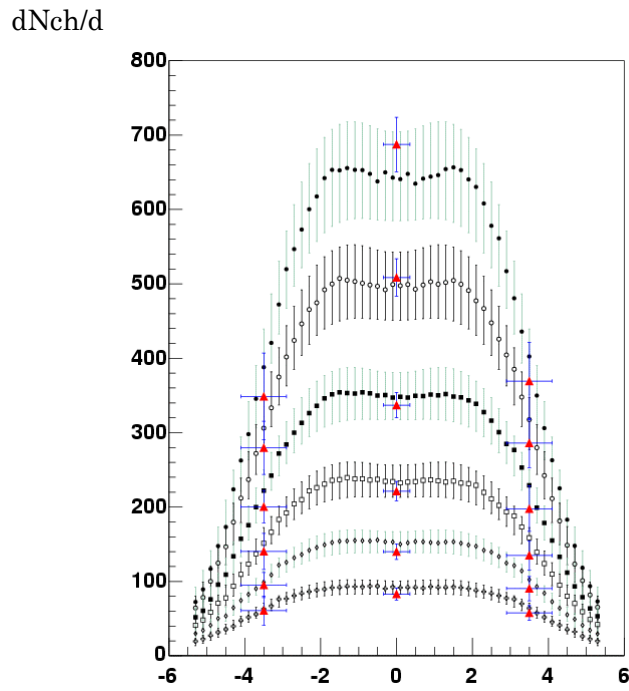


図 5.3.3 : PHOBOS との比較。分布は PHOBOS の結果で、衝突中心度が上から順に 0 ~ 6%、6 ~ 15%、15 ~ 25%、25 ~ 35%、35 ~ 45%、45 ~ 55% である。赤の点は PHENIX の結果で、衝突中心度は上から順に 0 ~ 5%、5 ~ 15%、15 ~ 25%、25 ~ 25%、35 ~ 45%、45 ~ 55% である。

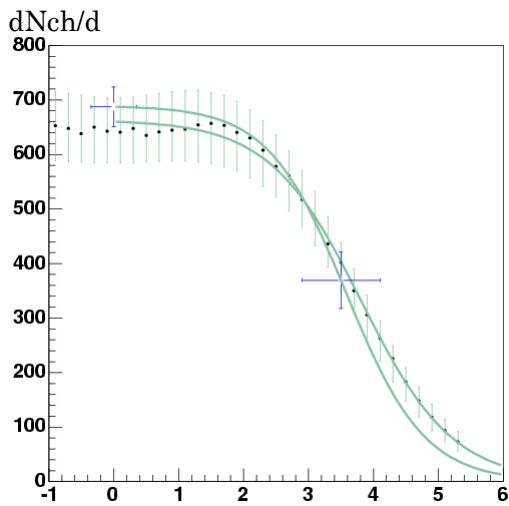


図 5.3.4 : 衝突中心度が 0 ~ 5%

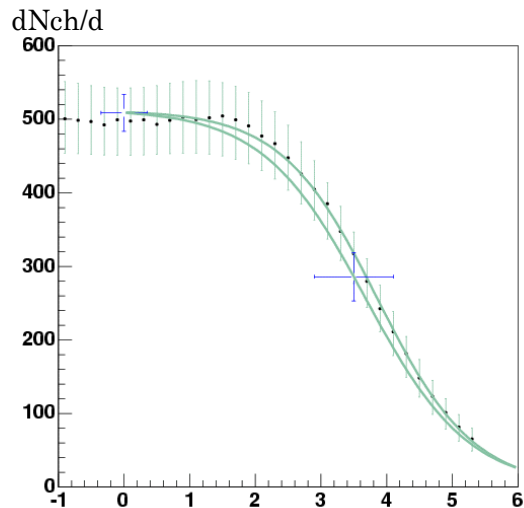


図 5.3.5 : 衝突中心度が 5 ~ 15%

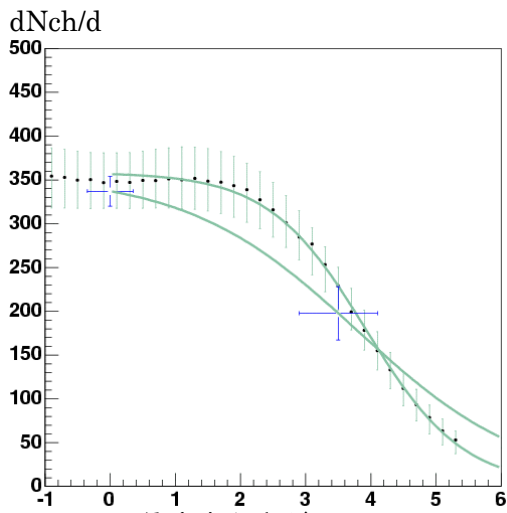


図 5.3.6 : 衝突中心度が 15 ~ 25 %

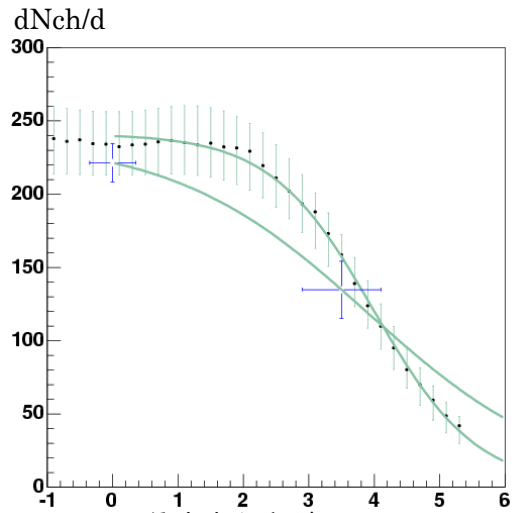


図 5.3.7 : 衝突中心度が 25 ~ 35 %

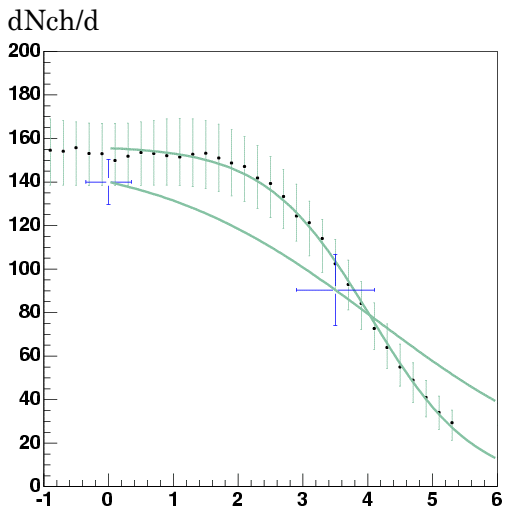


図 5.3.8 : 衝突中心度が 35 ~ 45 %

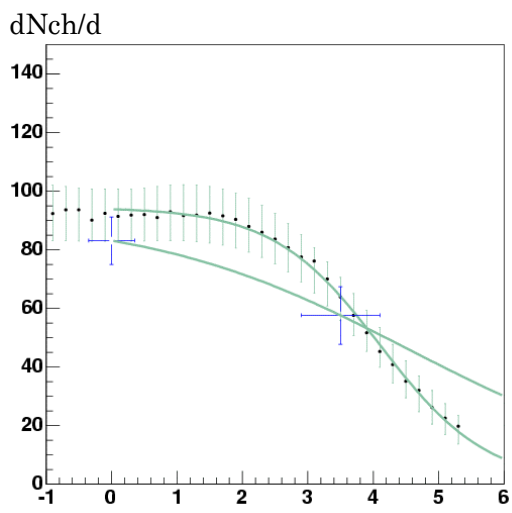


図 5.3.9 : 衝突中心度が 45 ~ 55 %

図 5.3.4 ~ 図 5.3.9 : 各衝突中心度における  $dN_{ch}/d$  の分布にウッド・サクソン分布を仮定してフィットした結果。黒点で表される分布は PHOBOS 実験の結果である。PHENIX 実験では中心領域 ( $|b| < 0.35$ ) と前方領域 ( $2.9 < |b| < 4.1$ ) の二点のデータにフィットを行っている。



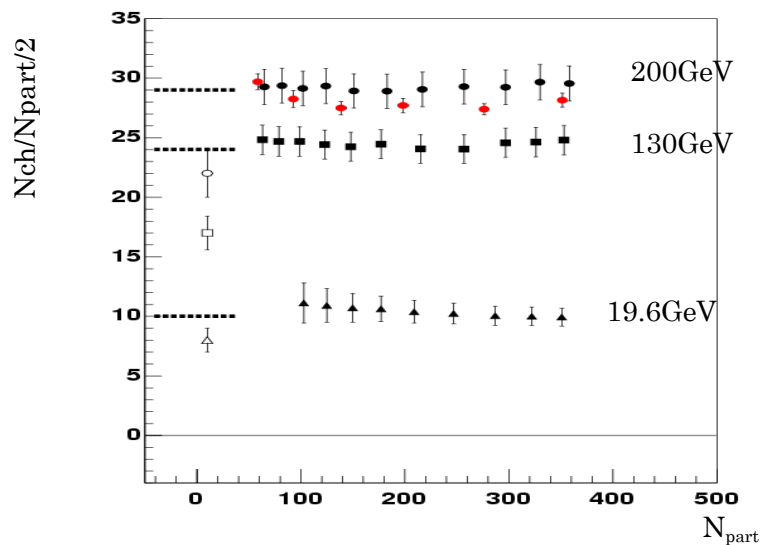


図 5.3.10 :  $N_{ch}/N_{part}/2$  の  $N_{part}$  依存性。黒丸は PHOBOS 実験の 200GeV。黒四角は 130GeV。黒三角は 19.8GeV である。赤丸が PHENIX のデータである。黒の点線が電子・陽電子衝突の  $N_{ch}$  を表している。白抜きの方が陽子・陽子衝突の  $N_{ch}$  を表している。

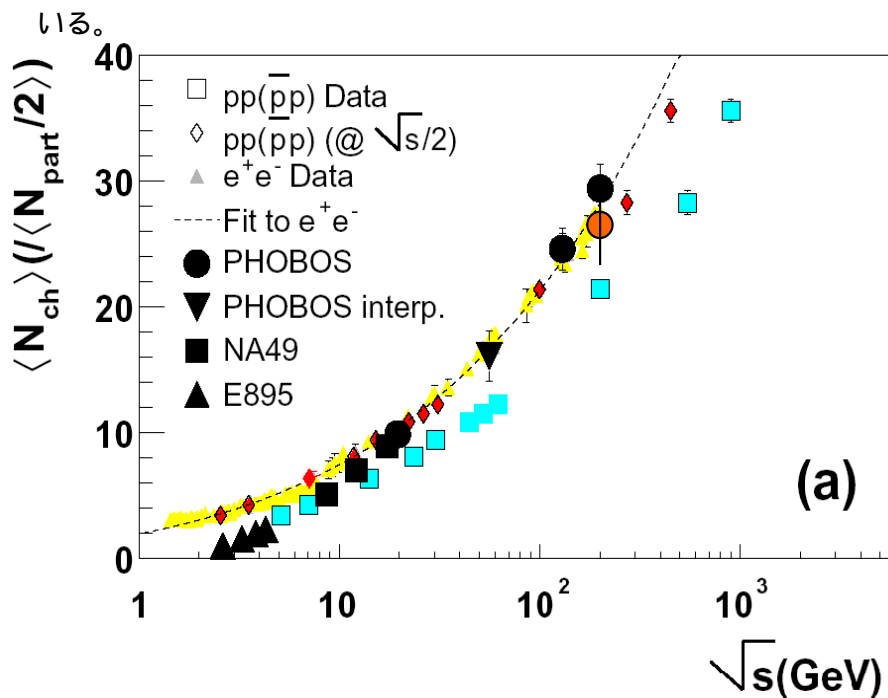


図 5.3.11 :  $N_{ch}/N_{part}/2$  の核子対当りの重心系衝突エネルギー依存性。黒丸は PHOBOS 実験の  $N_{ch}/N_{part}/2$ 。赤丸が PHENIX200GeV の  $N_{ch}/N_{part}/2$ 。どちらも金原子核衝突の正面衝突象からの結果である。青四角は陽子・陽子衝突、黄菱形は電子・陽電子衝突での荷電粒子発生数です。赤菱形は陽子・陽子衝突において衝突に関与しなかったクォークの運び去るエネルギーを考慮したときである。

## 第6章 考察と今後の課題

BBC によって測定された  $dN_{ch}/d$  は  $370 \pm 51$  となり、中央検出器から測定された  $dN_{ch}/d$  と併せて  $N_{ch}$  を  $(4.9 \pm 0.1) \times 10^3$  となった。金原子核衝突での  $N_{part}/2$  当りの荷電粒子発生数の  $N_{part}$  依存性を調べる。(図 5.3.10) 陽子・陽子衝突及び電子・陽電子衝突での荷電粒子発生数と比較した結果、金原子核衝突での  $N_{part}/2$  当りの荷電粒子発生数は  $N_{part}$  に依存しないことが分かった。また電子・陽電子衝突の荷電粒子発生数に一致することが分かった。しかし陽子・陽子衝突での荷電粒子発生数には一致しなかった。電子・陽電子衝突との一致から導かれることは、金原子核衝突では系に持ち込まれたエネルギーが散逸することなく粒子生成に使われた、ということである。次に  $N_{part}/2$  当りの荷電粒子発生数の重心衝突エネルギー依存性を調べる。(図 5.3.11)  $N_{part}$  依存性同様に電子・陽電子衝突及び陽子・陽子衝突と比較した結果、重心衝突エネルギー  $2\text{GeV}$  以上で金原子核衝突の荷電粒子発生数は電子・陽電子衝突の荷電粒子発生数と一致した。また、陽子・陽子衝突の荷電粒子発生数とは一致しなかった。このエネルギー領域では電子・陽電子衝突の反応機構は素過程が支配的である。ことから、金原子核衝突においても、その反応機構は素過程が支配的であることが推測される。

本研究においてはシミュレーションの段階で HIJING モデルに依存した粒子生成比、運動量、射出方向の数の分布を仮定している。厳密に行うには、1 粒子に対して粒子生成比、運動量、射出方向を決めなければならない。しかし、BBC は  $\eta$  が 0.7 以上であればチェレンコフ光の発生数はほとんど媒体の中を通る距離に依存する。つまり荷電粒子の種類、運動量を識別することができない。また、BBC の結果がチャージサムという混合した形でしか求められないために、バックグラウンドを見積もることが非常に困難となる。また、検出粒子数から発生粒子数を求めるための変換係数を求める際の誤差は統計量の少なさから、検出粒子数のある範囲に対応する発生粒子数の幅を見積もっている。そのため、誤差は個々の検出粒子数に対応する発生粒子数の幅よりも大きく見積もられている可能性がある。今後は、シミュレーションに重点をおいて、正確な誤差の見積もりを行うつもりである。また、ウッド・サクソンのフィットでは PHENIX が 2 点しか持っていないので、さらに超前方の検出器のデータを用いて、データ点を増やすつもりである。

## 第 6 章 結論

電子・陽電子衝突での荷電粒子発生の機構は電子と陽電子の対消滅により一度エネルギーの塊となり、そのエネルギーからクォーク対を生成し、それらがハドロンを作り出すことで理解される。そのため、電子・陽電子衝突では系に持ち込まれたエネルギーが全て粒子生成に使われると考えられる。陽子・陽子衝突では、クォーク同士の強い相互作用によって、粒子が生成される。反応に関与しなかったクォークはすり抜けていくため陽子・陽子衝突では、系に持ち込まれたエネルギーが全て粒子生成に使われることはないと考えられる。発生粒子数の  $N_{\text{part}}$  依存性及び重心衝突エネルギー依存性において金原子核衝突の発生粒子数はともに電子・陽電子衝突の結果と一致した。 $N_{\text{part}}$  依存性におけるこの一致は金原子核衝突で系に持ち込まれたエネルギーは全て粒子生成に使われるということを示唆している。また、重心系衝突エネルギー依存性におけるこの一致は金原子核反応では素過程が支配的であることが示唆される。

以上の 2 点より 200GeV での金原子核衝突でその反応機構は、クォークやグルーオンが核子の大きさを超えて相互作用している QGP の描像と矛盾しない。

## 第7章 謝辞

杉立先生、志垣先生、本間先生には多数のご指導を頂きました。特に本間先生には本研究の物理動機を明確にする上で多くの議論とご指導を頂きました。大学院生の中村さんにはシミュレーションの基礎知識を教えていただきました。また、PHOBOS 実験を理解する上でたくさんの助言を頂きました。同じく大学院生の蜂谷さんには BBC の出力電荷量分布を理解する上で重要な情報を頂きました。槌本さんには解析プログラムを書く上での様々な知識、助言を頂きました。前田さんには、物理背景を理解するために、夜遅くまで議論に付き合ってくださいました。榎園さんをはじめ、小原さん、平下さん、豊田さんには卒業論文の校正に付き合ってくださいました。同じ四年生の原田君、横山君には、一緒にがんばってきたことで、精神的な安定を保てたと思います。皆様の多大なる援助のおかげでこの論文を書き上げることが出来ました。ここの深く感謝の意を表したいと思います。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] B.B.Back et al. 「Comparison of the Total Charged-Particle Multiplicity in High-Energy Heavy Ion Collisions with e+e- and pp/pp Data」 arXiv:nucl-ex/0301017 ( January 28, 2003 )
- [2] K.Adcox et al. 「Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity in Au-Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV」 10.1103/PhysRevLett.86.3500 ( December 21, 2000 )
- [3] B.B.Back et al. 「Significance of the Fragmentation Region in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions」 10.1103/PhysRevLett.91.052303 ( August 1, 2003 )
- [4] K.Reygers 「Glauber Monte-Carlo Calculations for Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV」 ( February 17, 2003 )
- [5] A.Bazilevsky and A.Milov 「Finalizing the charged particle multiplicity and transverse energy measurements in Au-Au collisions in PHENIX」
- [6] 2002 年 2 月 8 日 本研究室 長谷川 智子氏 「大型ハドロン加速器 LHC における超高エネルギー重イオン衝突の物理」
- [7] 1985 年 12 月 13 日 みすず書房 ハラルト・フリッチ 山田 作衛氏訳 「クォーク～物質の究極を求めて～」
- [8] 1994 年 3 月 31 日 丸善株式会社 神吉 健氏 「パリティ物理学コース クォーク・グルーオン・プラズマ」
- [9] Takashi Hachiya et al. 「BBC Calibration Status in Y2」 ( September 20, 2001 )
- [10] T. Hachiya et al. 「Study of the BBC trigger efficiency based on simulations for run-2 analysis」 ( April 9, 2003 )
- [11] 2003 年 2 月 23 日 本研究室 槌本 裕二氏 修士論文 「重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子・陽子衝突における 中間子生成」
- [12] 高エネルギー加速器研究機構ホームページ  
「<http://www.kek.jp/newskek/2003/julaug/rhic.html>」