

高エネルギー重イオン衝突実験 PHENIX における
光子データ解析

広島大学理学部物理科学科

クォーク物理学研究室

大内田 美沙紀 1379007H

主査 志垣 賢太

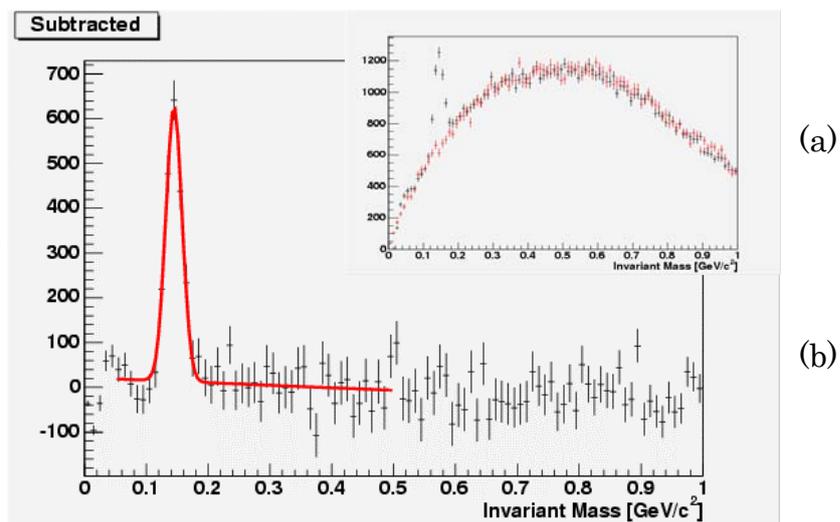
副査 石川 健一

指導教官 杉立 徹

要旨

私達の世界では、強い相互作用はクォークやグルーオンを陽子や中性子などのハドロンの中に閉じ込めているが、高温・高密度状態ではそれらをハドロンから開放する系（QGP）が生じると期待される。高エネルギー重イオン衝突は QGP を創り出す唯一の有効な手段である。

本研究は、米国 BNL 重イオン衝突型加速器 RHIC による PHENIX 実験が観測した金原子核衝突（核子間の重心系衝突エネルギー 200 GeV）の中から電磁カロリメータで測定した光子データに注目して解析を行った。検出される光子は、衝突から直接生じる“直接光子”と、生成された π^0 や η といった中間子から崩壊した“崩壊光子”が重畳したものである。まずは崩壊光子を見つけるため、二体崩壊様式（ $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ）を利用した運動力学的な手法を使って下図で示すような不変質量分布を作ると、135 MeV 付近にピークが見られて π^0 を同定することに成功した。（下図(a)からバックグラウンドを引くことによって、下図(b)のようにピークがはっきり見えるようになった。）結果から、衝突中心度ごとに核子対あたりの衝突数によって規格化した後、生成断面積を求めて違いを検証すると、衝突中心度の高いところでは低いところと比べ π^0 生成量に抑制があることが分かった。このことは、原子核衝突により生成された運動量の高いクォークが QGP 中を通過する際に起こるエネルギー減衰の影響という有力な解釈から、QGP 状態が存在することを強く示唆している。



図：不変質量分布

目次

1 章 序論

- 1-1 量子色力学 (QCD)
- 1-2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)
- 1-3 光子とその生成過程
- 1-4 目的

2 章 実験基礎知識

- 2-1 高エネルギー重イオン衝突実験
- 2-2 PHENIX 検出器
- 2-3 衝突中心度について

3 章 解析・結果

- 3-1 概説
- 3-2 データについて
- 3-3 π^0 中間子の同定
- 3-4 シミュレーション
- 3-5 生成断面積

4 章 考察

- 4-1 イベントミキシングの問題
- 4-2 収量比 R から分かること
- 4-3 “直接光子” 検出にむけて
- 4-4 LHC への期待

5 章 結論

謝辞

参考文献

付録

- エラー

1 章 序論

この章では、粒子物理学の基礎となる QCD 理論や、重イオン衝突実験の光子解析の根底にある考え方や光子の定義について説明していくことにする。

1-1 量子色力学 (QCD)

物質を構成する基本的な粒子の研究は原子から原子核、原子核から陽子、中性子と進み、現段階において物質構造の究極粒子とされているのはクォークとレプトンである。クォークとレプトンの行う相互作用が素粒子の基本的な相互作用である。基本的相互作用は電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、そして重力相互作用からなる。そのうちの強い相互作用は核子の間に作用して原子核を構成する核力を担っている。量子色力学 QCD(Quantum Chromo Dynamics)は強い相互作用を記述する理論である。QCD では、クォークはカラーとよばれる荷電を帯びていて、同じくカラー荷電を帯びているグルーオンとよばれるゲージボソンを媒介粒子としている。クォーク間でグルーオンを交換しながら絶え間なくカラーを変え続け、その結果、互いに結び付いている。

図 1-1 は二つのクォーク間の相互作用を表したものである。クォークは右辺で示すようにグルーオンをさまざまな形で放出・吸収できる。このような過程の効果によって、QCD ではクォーク間の相互作用は遠距離で強く、近距離では弱い (漸近的自由性) という性質がある。この漸近的自由性は 1973 年 Politzer、Gross、Wilczek によって証明された。[22] (2004 年ノーベル物理学賞受賞) 図 1-2 は QCD の結合定数のエネルギー依存性を示している。グルーオンを交換するクォーク間の距離は放出・吸収されるグルーオンのエネルギーと反比例しているので、距離が 0 に近づくにつれて結合定数が小さくなる漸近的自由性が示されている。ここで結合定数が十分に小さいとき、すなわちエネルギーが大きいときには摂動論的に扱え、pQCD(摂動論的 QCD)が導入できる。

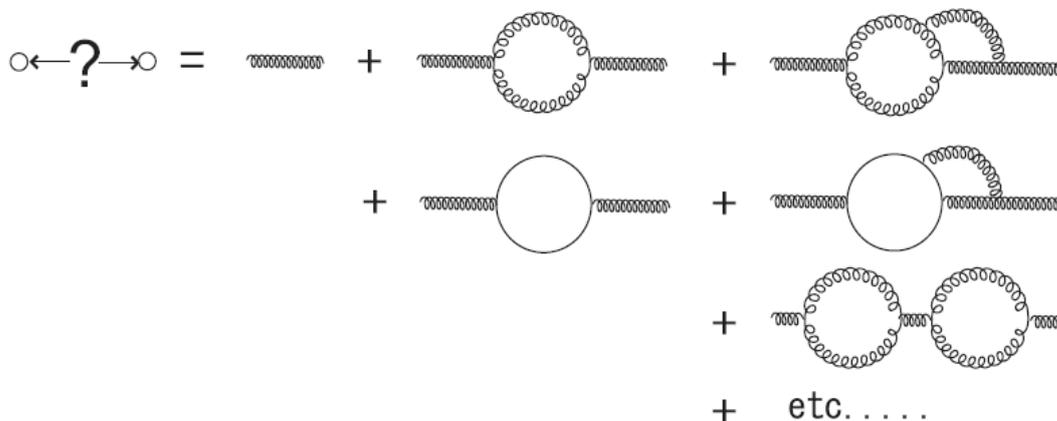


図 1-1:二つのクォーク間の相互作用[1]

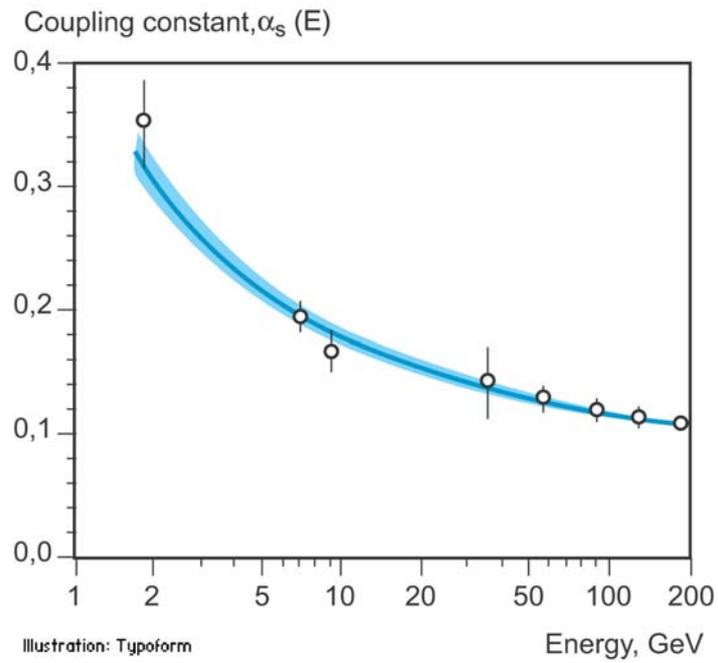


図 1-2:QCD の結合定数のエネルギー依存性[22]

白丸点が測定値、実線が QCD 計算によって求められた理論値を示す。
測定値が理論値と一致していることが分かり、漸近的自由性が証明された。

1-2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

QCD が持つ漸近的自由性の性質から、通常の物質相(ハドロン相)は高温・高密度状態では、クォークの閉じ込めが破れた新しい物質相、クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)相への相転移を起こすことが予想される。(図 1-3 はその概念図) この QGP 相はクォークや反クォーク、そして8種類のグルーオンが存在する多体系である。

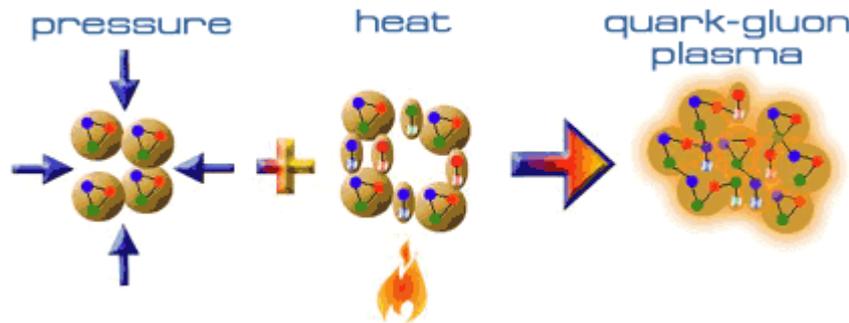


図 1-3 : クォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移[20]

赤、青、緑の点はクォークであり、黒線で示すグルーオンで結合されている。圧力が加わり高密度となると高温になり、クォークと反クォークからなる π 粒子 (ハドロンガス) などが生じ最終的に QGP が形成される。

QGP 相が自然に存在できる(した)とされる領域は宇宙初期や中性星内部である。図 1-4 はどのように宇宙の熱が展開してきたかを示す熱史である。ビッグバン直後十マイクロ秒以内の初期宇宙には QGP が存在していたというモデルである。現在地球上で QGP を生成するための唯一の手段は、原子核を光速近くまで加速し、衝突させる高エネルギー重イオン衝突実験 (第二章にて紹介) であると考えられる。

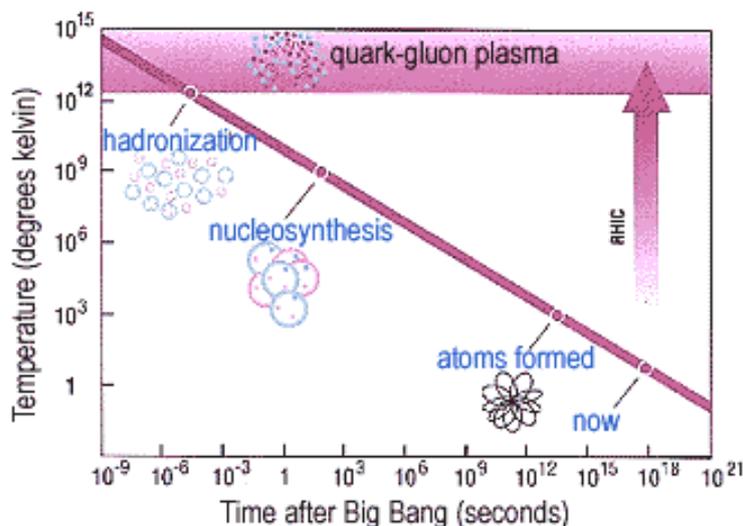


図 1-4 : ビッグバン後の宇宙の時間と温度推移

(右矢印の RHIC は米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)の大型重イオン加速器である。)

さて、高エネルギー重イオン衝突実験で QGP が創り出されたとしてそれを示す証拠となるものは何であろうか。例え QGP が出来たとしても、実際に観測できるのはほとんどが膨張・冷却の後相転移を経て形成されたハドロン(多くは π 粒子)である。したがって、QGP の性質を調べるにはこのようなハドロンの測定が重要となってくる。ハドロンの運動量スペクトルが QGP の存在を示す特徴の一つに、“ジェットクエンチング”がある。原子核同士の初期衝突により生成された運動量の高いクォークが QGP 中を通過する際にグルーオン制動放射によりエネルギー減衰(クエンチング)を受けると考えられ、これによりハドロン生成量に抑制がかかる。[8]このような現象をジェットクエンチングと言う。図 1-5 に金+金衝突における π^0 中間子の生成量が示されている。ジェットクエンチングの有無を考慮した計算結果、在る場合では生成量に抑制がかかっていることが分かる。原子核同士ではない衝突、陽子+陽子衝突や重水素+金衝突では、金+金衝突で作られような QGP が作られないと考えられている。

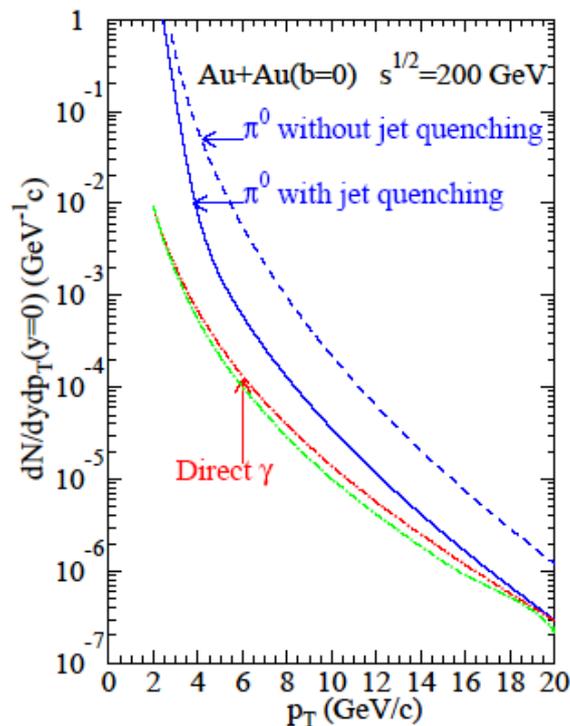


図 1-5 : 金+金衝突(重心衝突エネルギー200GeV)における π^0 中間子の生成量[8]
(pQCD 理論値とそれにジェットクエンチングによる抑制を加えた値 : Wang による計算)

1-3 光子とその生成過程

QGP 探索にはハドロンの測定が欠かせないと述べたが、 π^0 中間子などのハドロンはおよそ 98% が光子へと崩壊するため、検出器では光子として観測される。また、このようなハドロンから崩壊する光子以外にも重イオン衝突の過程によってさまざまな光子が生成される。光子解析の利点は、衝突によって生じる強い相互作用が支配的な領域から、ほとんど散乱を受けずに検出器に到達するため、衝突過程の純粋な情報を含んでいることである。ここでは高エネルギー重イオン衝突実験で検出される光子全般について述べる。光子は重イオン衝突の過程により以下のように大別することができる。

□ 直接生成光子

重イオン同士の衝突初期において直接生成される光子。コンプトン散乱、対生成、制動放射などの過程において生じる。横方向運動量 p_T は大きいので pQCD で扱える。

□ 熱光子

衝突によって創り出された QGP 相中でのクォークとグルーオンの衝突や散乱によって生成される光子。検出される光子の中で他と比べて最も数が少ないため、識別するのは難しいが、系の温度状態を反映しているため QGP を説明する格好の材料である。

□ 崩壊光子

π^0 や η といった中間子から崩壊した光子。ハドロンは衝突のどの過程においても生じるので崩壊光子もその度生成される。

□ 直接光子

直接生成光子と熱光子を合わせたものを総称して言う。検出された全ての光子から崩壊光子を差し引いたものに当たる。

この光子は衝突から直接生まれるものの集まりであるので、衝突初期過程に関する多くの情報が含まれている。

検出される光子はこれらが重畳したものであるため、区別するための解析が必要である。高エネルギー重イオン実験の目標の一つは QGP と直接関わる熱光子を見ることである。測定手法上、全ての光子データから崩壊光子データを取り除いて見積もられた直接光子データから直接生成光子データを差し引いたものがそれに当たるとされる。

1-4 目的

序論から述べたように、高エネルギー重イオン衝突実験における QGP の探索や衝突過程状態を見る上で光子データの解析をすることは非常に重要である。そして光子データ解析において、生成過程ごとの光子を峻別することは必要不可欠である。

本研究の目的は以下の二つである。

1) π^0 中間子同定から QGP 探索

二体崩壊様式 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) を利用した運動力学的な手法を使って作った不変質量分布から π^0 中間子を同定し、結果から衝突中心度ごとに分けた生成断面積の分布を作る。そこから QGP の存在を示すジェットクエンチングを探る。

2) 崩壊光子の識別、直接光子への考察

光子データからまずは崩壊光子を見つけ出し(これは1)で崩壊光子の元となる π^0 中間子を同定することと同意)、そこからどのように直接光子を抽出できるかを議論する。

世界初の重イオン衝突型加速器 RHIC におけるプログラムの一つである PHENIX 実験の生のデータを用い、生成粒子の横運動方向 p_T や衝突中心度依存性を調べる。

2章 実験装置

2-1 高エネルギー重イオン衝突実験

前章で述べたように、クォーク・グルーオン・プラズマを生み出すには高温・高密度状態が欠かせない。高温・高密度状態を実験的に創り出す方法として最も有力視されているのは、高エネルギーの重イオン反応である。このような反応は、**Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)** と呼ばれる米国ブルックヘブン国立研究所にて実地している。図 2-1 は RHIC の概観である。RHIC は周長 3.8km のシンクロトロン加速器であり、核子対当たりの重心衝突エネルギー 200GeV までの原子核衝突を円周上六ヶ所で発生させている。この加速器には、主に PHENIX、STAR、PHOBOS、BRAHMS の四つの実験プロジェクトがあり、2000 年より稼動を始めている。毎年実験が行われ、RUN 1 から RUN 4 までが終了した。現在までに陽子・陽子、重水素・金原子核、金原子核・金原子核が行われ、2005 年の RUN 5 では銅・銅原子核の衝突が新たに始まっている。本研究では PHENIX の RUN 2 の金+金データを使用する。

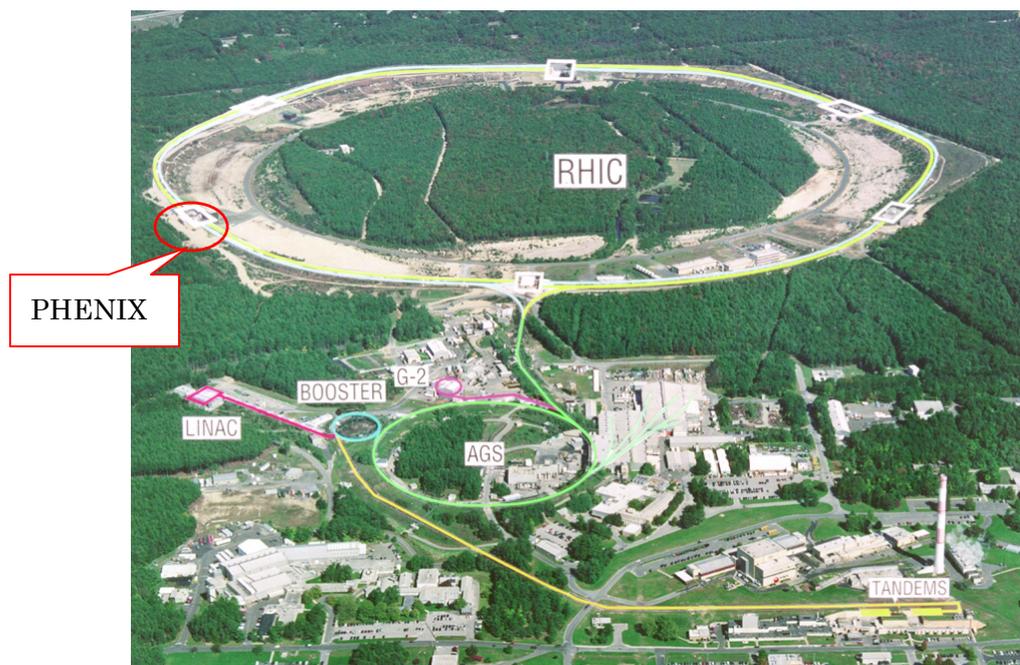


図 2-1 : 米国の重イオン正面衝突型リング RHIC
(PHENIX 実験は赤く囲った部分で行われている)

2-2 PHENIX 検出器

図 2-2 にて RHIC の主要実験の一つである PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) 検出器の構成を示す。

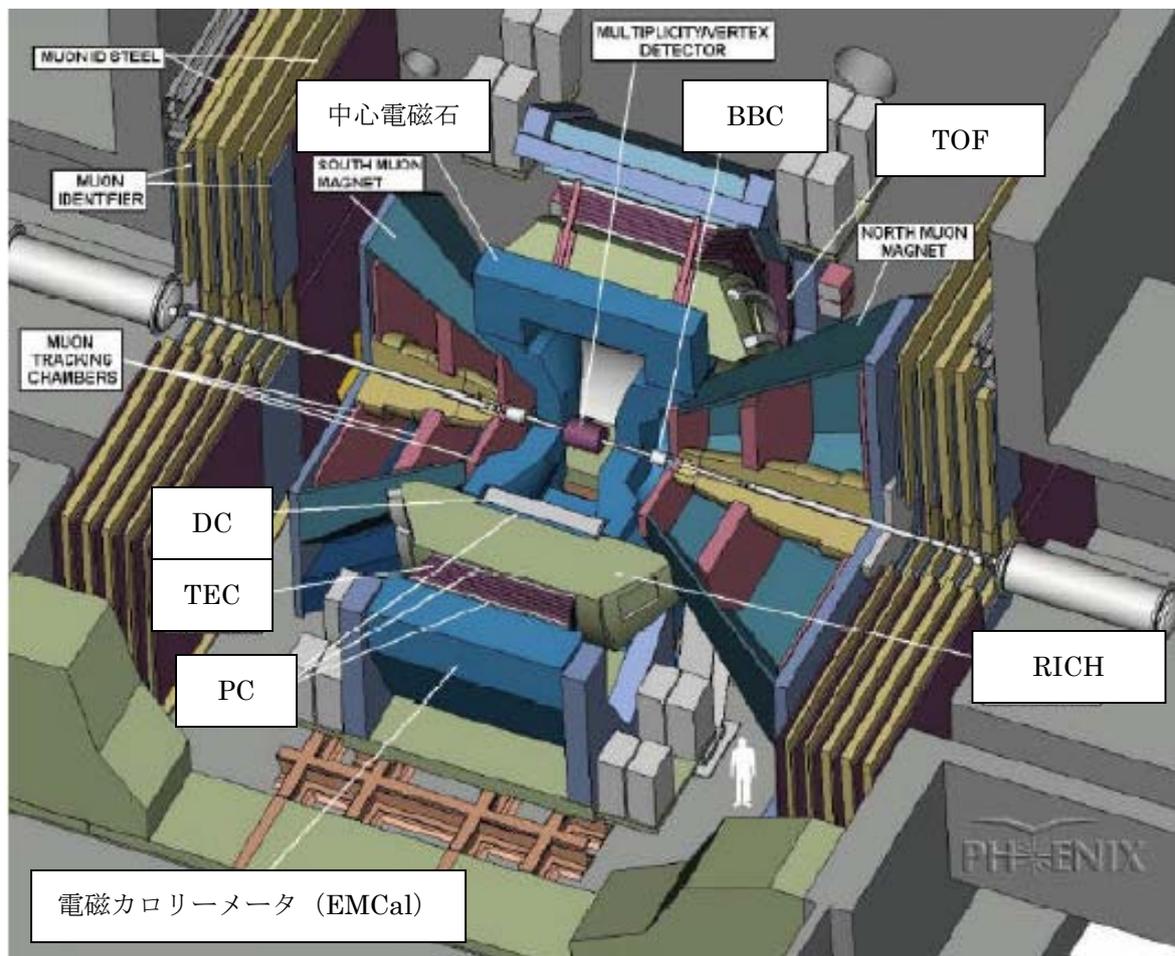


図 2-2 : PHENIX 検出器の景観

PHENIX は衝突点を中心にして、中央電磁石、その両側に中央測定器とミューオン検出器、そして電磁カロリメータから成っている。衝突から生じる光子、電子、 μ 粒子、中間子などのさまざまな粒子を測定することが可能である。本研究では光子の測定に電磁カロリメータを使用した。次に簡単にそれらの検出器を説明する。

■ ビーム検出器

トリガーカウンターとしての役割を果たし、輝度や衝突中心度の測定にも使われる。

➤ 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。ビームパイプを取り囲み、衝突によって生じる荷電粒子の数や衝突点の位置、衝突時間等を測定する。

➤ ゼロ度カロリメータ(ZDC)

衝突によって生じる中性子の数を測定するハドロンカロリメータ。ビーム軸方向に沿って衝突点より 18m 離れたところに設置されており、BBC と共に衝突の中心度を決定する役割も担っている。衝突中心度については 3-3 で詳しく述べる。

➤ ノーマリゼーション・トリガー・カウンタ(NTC)

p+p(陽子+陽子)衝突をトリガーするシンチレーションカウンタから成り、p+p 衝突の輝度を測定する。衝突点の両側 40cm に位置している。

■ 荷電粒子検出器

電磁カロリメータの内側に荷電粒子を検出するために設置された。

➤ 中央電磁石

中央部にて設置された二層構造の電磁石。これによりビーム軸に平行な磁場がかけられ、衝突点から放射する粒子の軌道を曲げる働きをする。

➤ ドリフト・チェンバ(DC)

荷電粒子の飛跡を検出するためのワイアチェンバ。衝突点から半径 2.02~2.46m の間にあつて中央電磁石から磁場を受けているため、荷電粒子の軌道は曲げられて飛跡を描く。これにより、曲率を求めて運動量と電荷の比を決定する。

➤ パッド・チェンバ(PC)

ビーム軸から 2.5m、4.1m、5.0m離れたところの三面から構成されている。直進する荷電粒子を捕らえており、その多重度も測定することができる。

➤ リング・イメージ・チェレンコフ・カウンタ(RICH)

ビーム軸の両側におおよそ 40 m^3 体積分占めたチェレンコフカウンタである。電子、陽電子、そして高い横方向運動量を持つ荷電粒子を識別するために導入された。圧縮される気体は通常二酸化炭素である。

➤ タイム・エクспанジョン・チェンバ(TEC)

ビーム軸から 4.2~4.9m 離れた片側にのみ設置。高運動量領域の運動量分解能を上げるためと、エネルギー損失の計測から電子と陽電子を識別するために使われる。

➤ タイム・ゼロ・カウンタ(TZR)

衝突時間を測るために用いられるカウンタ。陽子+陽子衝突のみ使われる。

➤ タイム・オブ・フライト(TOF)

粒子の飛行時間の測定をする。960 の高速応答プラスチックシンチレータからなり、時間分解能は 100psec である。BBC がスタート時間を、TOF がストップ時間を測定して飛行時間を決める。粒子の飛行時間から、荷電 π 粒子や K 粒子などを識別することもできる。

■ 電磁カロリメータ(EMCal)

光子のエネルギーを測定する重要な役割を果たす。本研究はこの電磁カロリメータで収集した光子データを元に解析を進めたので、ここではより詳しくそのしくみにいて述べる。

図 2-3 は PHENIX 検出器をビーム方向から見たものである。赤い部分は全て電磁カロリメータである。両側に 4 つずつ分けられて設置されている。(4 セクターと言う。1 セクターはおよそ $2\text{m} \times 4\text{m}$) PHENIX 二種類の電磁カロリメータを使用している。一つはサンドイッチ状の鉛シンチレータカロリメータ PbSc (図 2-3 の左側全てと右側の上半分を占める) と結晶の鉛ガラスカロリメータ PbGl (図 2-3 の右側下半分を占める) である。図 2-4 は PbSc と PbGl のモジュールの概観である。モジュールはさらにチャンネルと呼ばれる検出器から成り立っており、それぞれのモジュールは PbSc では 12×12 、PbGl では 4×6 のチャンネルから構成される。このモジュールが PbSc では 1 セクターに 18 個、PbGl では 192 個設置されている。表 1 に PbSc と PbGl のパラメータを載せた。

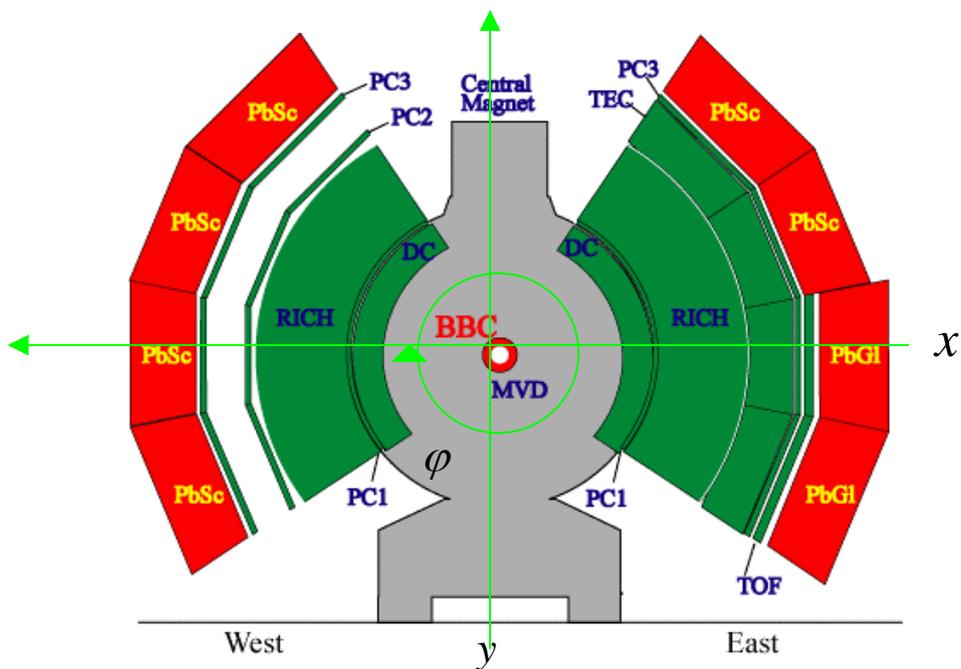


図 2-3 : PHENIX の概観
(赤い部分が電磁カロリメータである)

		PbSc	PbGl
放射長 (X_0)	[mm]	21	29
モジュール半径	[mm]	~30	37
チャンネル			
断面積	[mm ²]	52.5×52.5	40×40
深さ	[mm]	375	400
	[X_0]	18	14
η 範囲		0.011	0.008
ϕ 範囲		0.011	0.008
モジュール			
チャンネルの数		144(12×12)	24(4×6)
セクター			
モジュールの数		18(3×6)	192(12×16)
全体			
セクターの数		6	2
チャンネルの数		15552	9216
η 範囲		±0.35	±0.35
ϕ 範囲		90° +45°	45°

表 2-1

ここで ϕ は図 2-3 のように軸を取ったときの回転角度を表している。 η は以下の式で定義された擬ラピディティと言う、運動量域を表す物理量である。

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad , \quad \theta = \arccos\left(\frac{p_z}{p}\right) \quad p_z \text{ は } z \text{ 軸方向 (ビーム軸方向) の運動量}$$

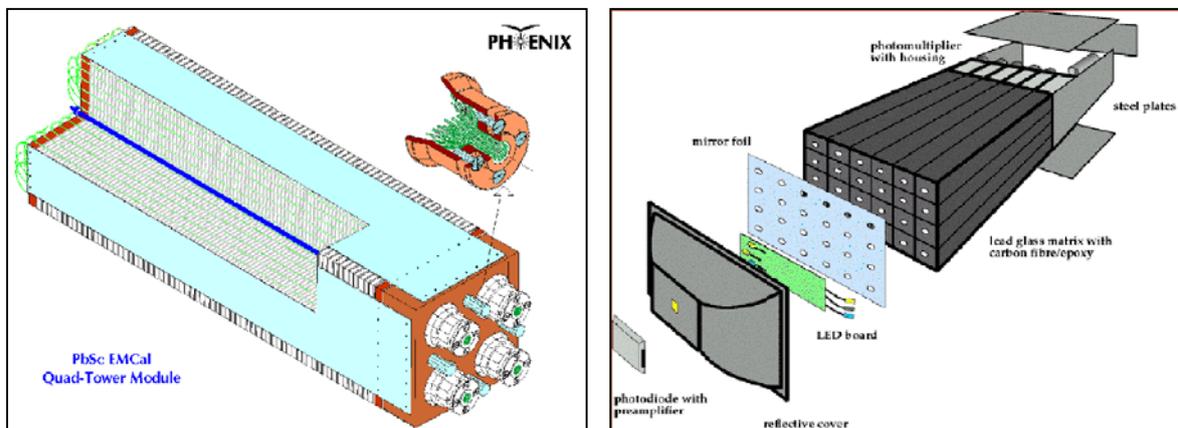


図 2-4 : PbSc(左)と PbGl(右)モジュールの概観

2-3 衝突中心度について

重イオン衝突実験では、ゼロ度カロリメータ(ZDC)とビーム・ビームカウンタ(BBC)への粒子入射数の相関から、反応事象の衝突中心度を決める。図 2-5 は ZDC への観測エネルギーと、BBC の出力電荷量の関係を示している。

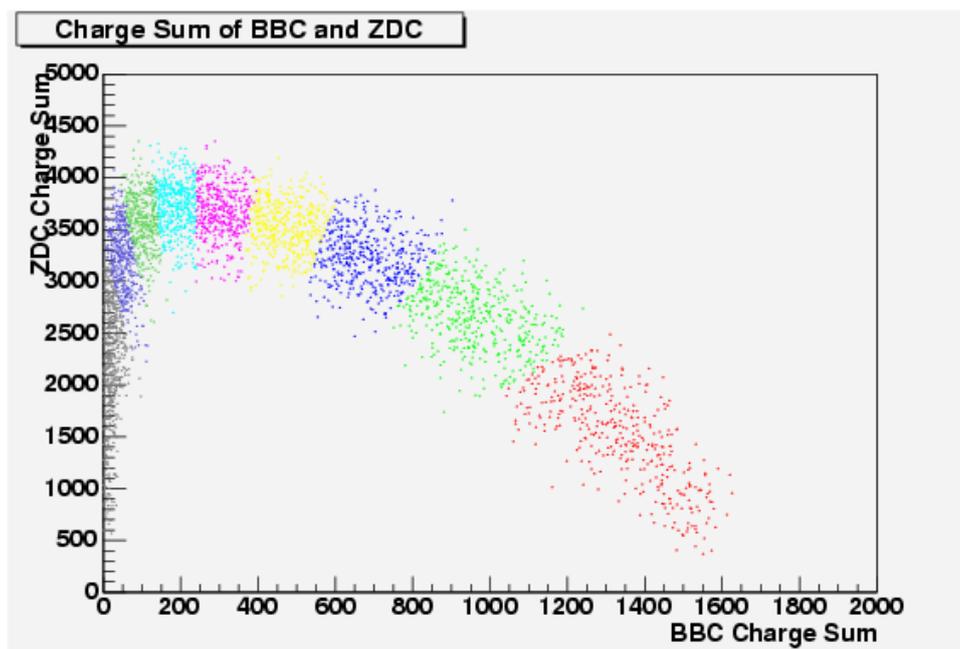


図 2-5 : BBC の出力電荷量(横軸)と ZDC の観測エネルギー量(縦軸)の相関図

右下が中心衝突で、左側ほど周辺衝突になっていく。
 衝突中心度を 0~92.2%に分割し、10%ごとに色分けをしている

何故このような相関ができるか説明したい。

図 2-6 は衝突径数の違いによる BBC と ZDC への粒子入射数の違いを表している。

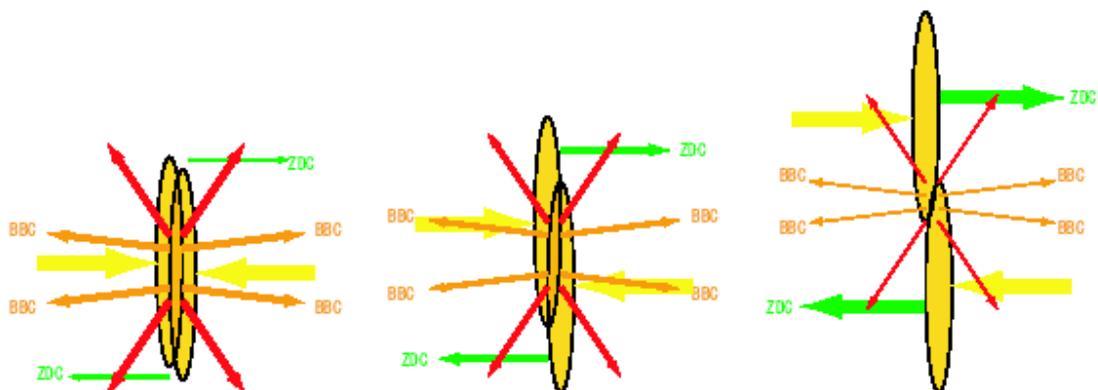


図 2-6 : 衝突の違いと BBC&ZDC への粒子入射数

衝突する2つのイオンの衝突径数が小さい中心衝突する場合は(図 2-6 左)、衝突事象に関与する(関与部)核子の数が多いので、衝突点から発生する粒子数は多くなり、また、反応に参加しない(傍観部)核子は少なくなる。そのため、BBC に入射する粒子の数は多くなるが、ZDC 入射粒子の数は少なくなる。一方、やや中心衝突の場合(図 2-6 真中)、関与部が小さく傍観部が大きくなるため BBC への入射粒子が少なくなり、ZDC への入射粒子は多くなる。さらに、最も周辺衝突の場合(図 2-6 右)、衝突の規模が小さくなる為、BBC、ZDC とも入射する粒子数は少なくなる。このようにして図 2-5 のような BBC と ZDC の相反関係が出来、そこから衝突の中心度を決めている。中心衝突の方がより高温・高密度になりやすいので、QGP は周辺衝突より中心衝突に近いとき発生すると考えられている。

図 2-7 は原子核衝突におけるさまざまな相関が分かる概念図である。原子核を飛ばす加速器は、原子核同士に照準を合わせてぶつけないことができない。そのため、一気に多くの原子核を衝突させてその事象をみている。確率的に多くは周辺衝突であり、中心衝突は珍しい。図 2-7 の縦軸は横軸それぞれの物理量に対する数を示し、スロープは中心衝突度とそれが起こる衝突事象数の関係を表している。横軸は上から衝突径数 b 、衝突に関与した数 N_{part} 、相互作用が起きる確率 σ 、横方向全エネルギー E_T 、荷電粒子の多重度 n_{ch} である。

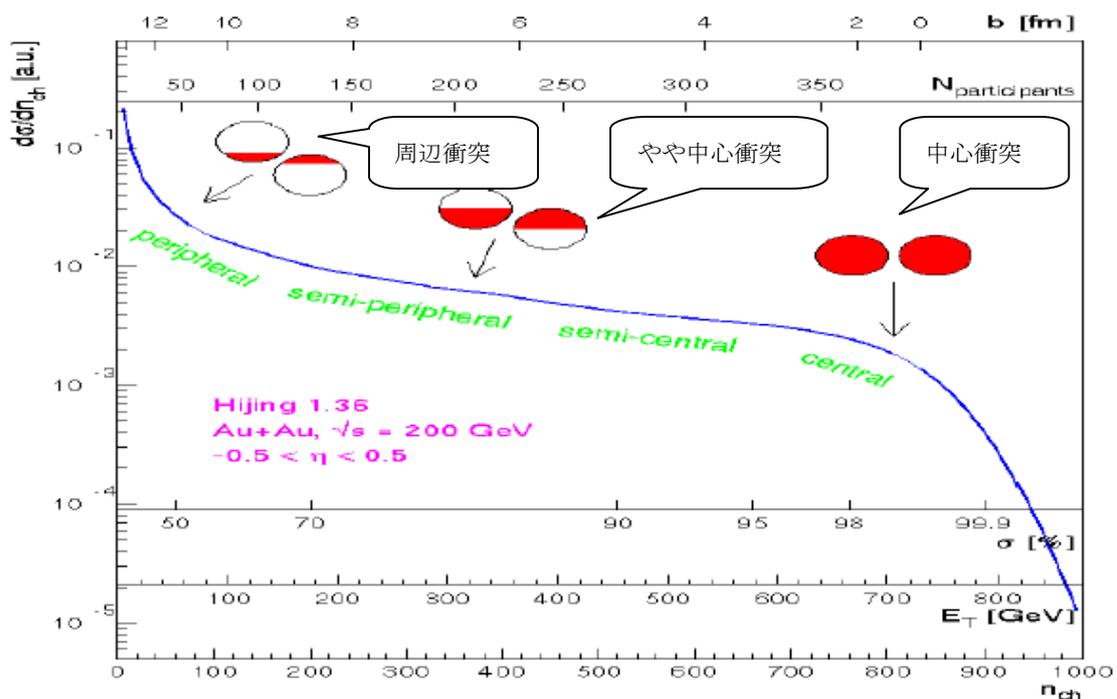


図 2-7 : 原子核衝突における物理量との相関 (HIJING シミュレーションによる) [12]

3章 解析・結果

3-1 概説

➤ π^0 再構成の原理

EMC π^0 reconstruction

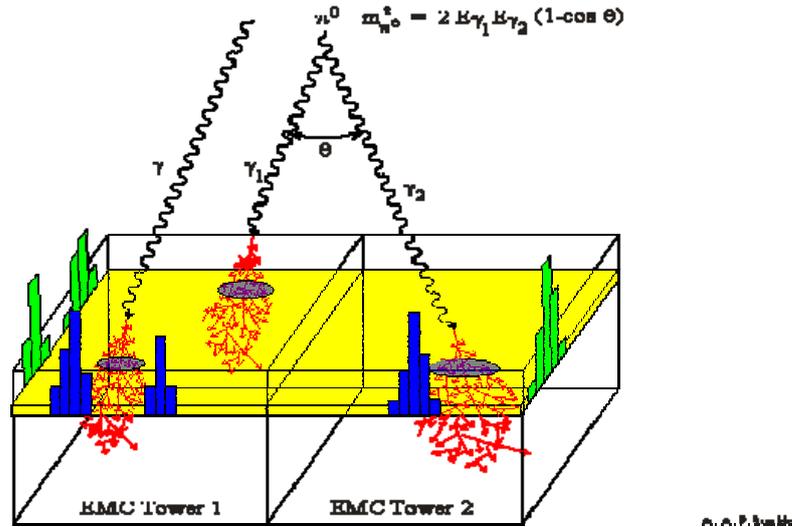


図 3-1：電磁カロリメータで観測される光子の様子

前章に述べた電磁カロリメータで収集した光子データを使い、まずは崩壊光子を見積もるため、崩壊光子の元となる π^0 中間子を再構成したい。 π^0 の質量は 135MeV、99.8% の確率で 2 γ へ崩壊することが知られている。二体崩壊様式 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) を利用した相対論的な不変質量は次式で表せる。

$$M^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \theta)$$

ここで M は π^0 の質量、 E_1 、 E_2 は崩壊後の光子のエネルギーである。 θ はそれら二つの光子間の角度である。光子は質量 0 であるのでエネルギーと運動量が同等であるとした。

PHENIX 実験で得た光子データは図 3-1 のように観測されたものである。どの光子の種類 (第 1 章で説明した) も同じように電磁カロリメータで電磁シャワーによりエネルギーを落としてエネルギーの塊 (クラスターと呼ばれる) を作る。 π^0 不変質量を組むにあたって必要な光子のエネルギー E_1 、 E_2 はここから得ることができ、崩壊する角度 θ はクラスターの位置座標とエネルギーの絶対値から求めることができる。

➤ 生成断面積について

π^0 中間子の生成断面積とは、 π^0 中間子が生成するときの確率である。実験で求める生成断面積は以下の式で定義される。

$$E \cdot \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{d\eta d\theta} \cdot \frac{d^3N}{p_T \cdot dp_T}$$

$$= \frac{N_{\pi^0} / N_{evt}}{2\pi p_T dp_T} \cdot \left(\frac{PHENIX(\eta, \phi)}{All(\eta, \phi)} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\varepsilon}$$

N_{π^0} は観測される π^0 粒子の数、 N_{evt} は衝突事象の数、 p_T は横方向運動量である。

$\left(\frac{PHENIX(\eta, \phi)}{All(\eta, \phi)} \right)$ は PHENIX 検出器のアクセプタンスと呼ばれ、構造上どれだけの割合で検出できるかを示す。ここでは幾何学的な構造のみを考えるため、アクセプタンスは擬ラピディティ η と検出器の回転角 ϕ の関数となっている。 ε は、PHENIX 検出器の検出効率を意味している。参考文献[5]より以下のような横方向運動量 p_T の関数として表せる。

$$\varepsilon(p_T) = p_0 + p_1 \times p_T \quad (p_0, p_1 \text{ は衝突中心度により決まった定数})$$

衝突中心度	p_0	p_1
0-10%	0.275 ± 0.017	0.0077 ± 0.0036
20-30%	0.287 ± 0.0095	0.0102 ± 0.0026
40-50%	0.306 ± 0.011	0.0125 ± 0.0029
60-70%	0.304 ± 0.01	0.0163 ± 0.0028
80-92%	0.316 ± 0.0068	0.0141 ± 0.0022

表 3-1: 衝突中心度ごとの検出効率 ε [5]

横軸に p_T をとって検出効率 ε を図示したものが図 3-2 である。

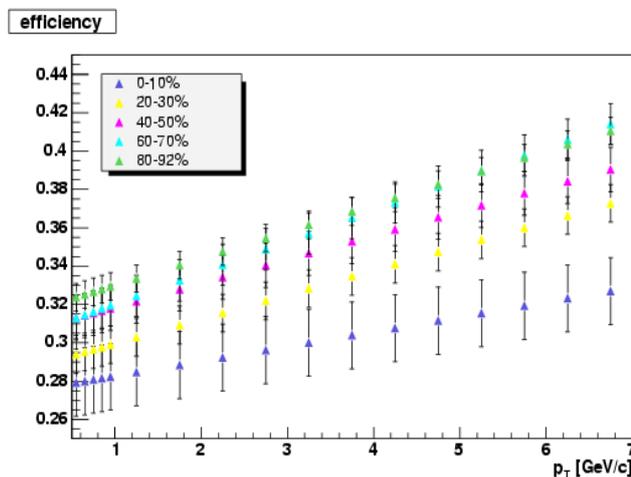


図 3-2 : 検出効率 ε

また、衝突事象の数 N_{evt} はデータから衝突中心度で区切ったヒストグラム（図 3-3）より求める。横軸は衝突中心度を 9 つに区切ったものである。

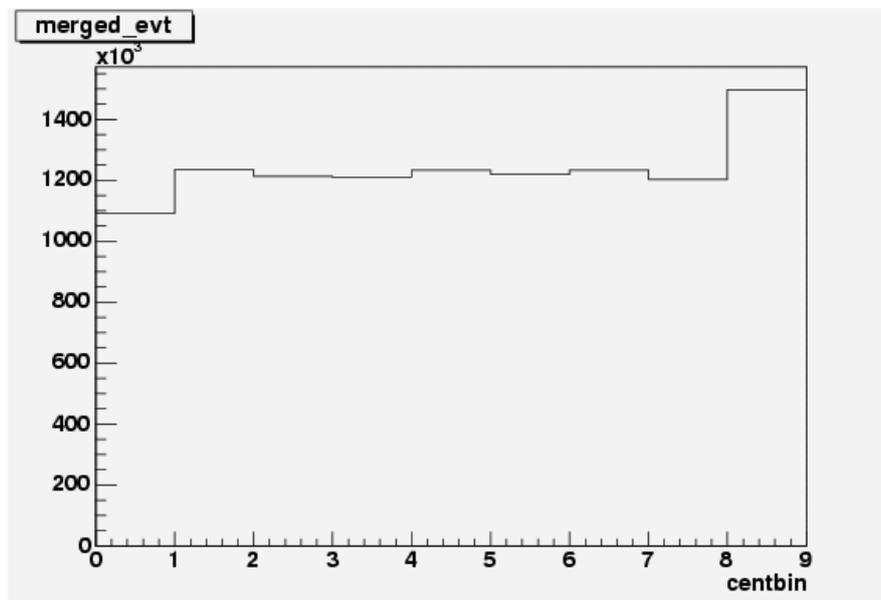


図 3-3 : 衝突中心度衝突事象の数

(衝突中心度を 0-10,10-20,20-30,30-40,40-50,50-60,60-70,70-80,80-92.2%に分けた)

N_{π^0} は π^0 再構成から求め、アクセプタンスはモンテカルロ法というシミュレーションを行って導き出した。

次の節 3-2 では本研究で使ったデータの詳細について述べる。3-3 では不変質量分布の結果を載せ、 N_{π^0} を求めた後、3-4 にてモンテカルロシミュレーションで求めたアクセプタンスを出し、最後に 3-5 でそれらを使って導いた生成断面積の分布の結果を載せる。

3-2 データについて

ここでは本研究で使用するデータの詳細について述べる。BNL の PHENIX 実験において、2001-2002 に行われた RUN2 から Au+Au 衝突(重心系衝突エネルギー200GeV)についての全データのうち、約 35%分のデータを使用した。 π^0 再構成をするにあつて、以下のような条件のデータを選んだ。

- ✓ トリガーはミニマムバイアスを取る (これは検出できるかぎりの全ての粒子 0 を選ぶという意味・・・約 92%)
- ✓ 電磁カロリメータは全カロリメータの四分の三を占める PbSc のみ。
- ✓ PbSc のセクターのうち、一つは異常であることが分かっている (クラスターが正しく検出されない) ので取り除いた。(W3・・・西側アームのセクター3にあたる)
- ✓ 選ぶ光子のエネルギーは 0.1GeV 以上 (電磁カロリメータの区分数による)
- ✓ クラスタが故障していると見られる部分は取り除いた。
- ✓ 光子以外の粒子もたくさん入っているため、光子と見積もる χ^2 の値が 3 以下のもの
- ✓ 飛行時間-衝突時間を 1.2ns 以下のもの
- ✓ 衝突範囲を 30cm 以内
- ✓ 非対称成分を 0.8 以下 (エネルギーの近いもの同士を選ぶ)

以下の図 3-4~3-6 はデータのエネルギー、飛行時間-衝突時間、衝突位置のヒストグラムである。

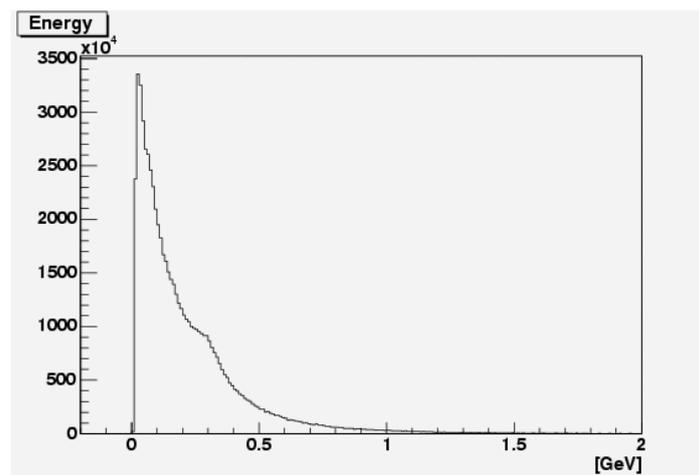


図 3-4:エネルギー(光子のエネルギーと見積もられたもの[1])

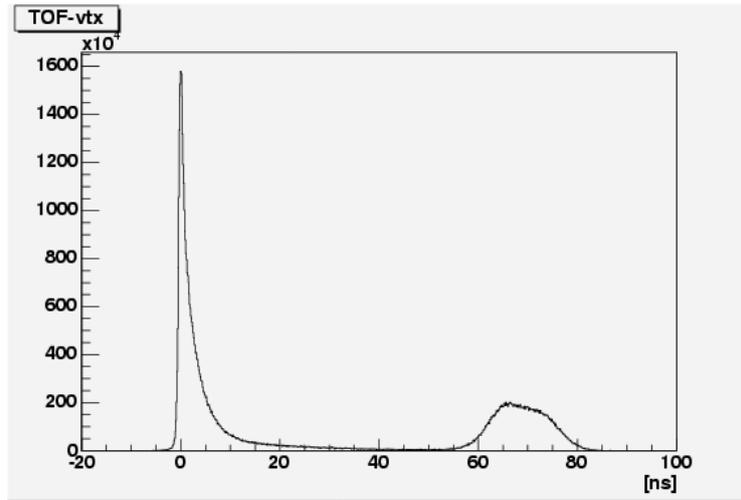


図 3-5:飛行時間－衝突時間

粒子の飛行時間は衝突時間が含まれているため、純粋な飛行時間を求めるには衝突時間を引かなければならない。右側の部分はオーバーフローであるため、取り除いて考える。光子は質量が0のため（飛行時間－衝突時間）は0付近になるはずである。よって 1.2ns 以下（参考文献[4]）を選んだ。

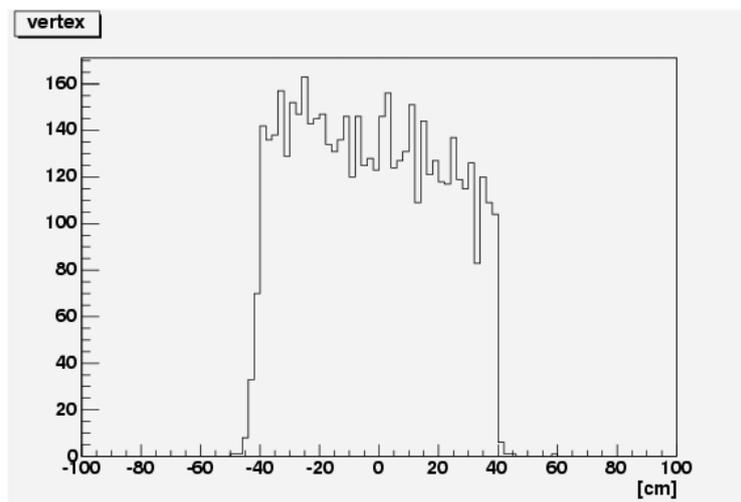


図 3-6:衝突位置

PHENIX 検出器は上の分布のようなビーム軸に沿った衝突位置の範囲で衝突が起こってる。ここではこの分布のさらに内側の-30~30cm 範囲における衝突位置を選んだ。

3-3 π^0 中間子の同定

➤ 不変質量分布

衝突事象を 1)衝突範囲 vtx...5cm ごと、2)横方向運動量 p_T ...0.5~1 [GeV/c]の範囲で 0.1[GeV/c]ごと、1 [GeV/c]以上で 0.5[GeV/c]ごと、3)衝突中心度...10%で区切り、それぞれの条件が同じ光子データを選んだ。前節で説明した手順に従って不変質量を導出した。その結果、図 3-7.1、3-7.2 のような不変質量分布ができた。横方向運動量 p_T が上がるに従って π^0 質量 135MeV 付近にピークが見えるが、それ以外の不変質量にもたくさんの粒子があることがわかる。この分布には事象条件が同じでも、事象が違う同士で組んだもの（これは崩壊元の親粒子が同じでないという意味）もあるため、それがバックグラウンドとして残っている。よってそれらを引くことによってピークが目立つであろうと予想がつく。そこで違う衝突事象同士を選んだ不変質量を組み（イベントミキシング）、同じ衝突事象同士で選んだ不変質量分布を含んだ分布と重ねてみると、（スケールの仕方は次の節で述べる）それがバックグラウンドとなっていることが分かる。図 3-7.1、3-7.2 の赤い分布がそれにあたる。

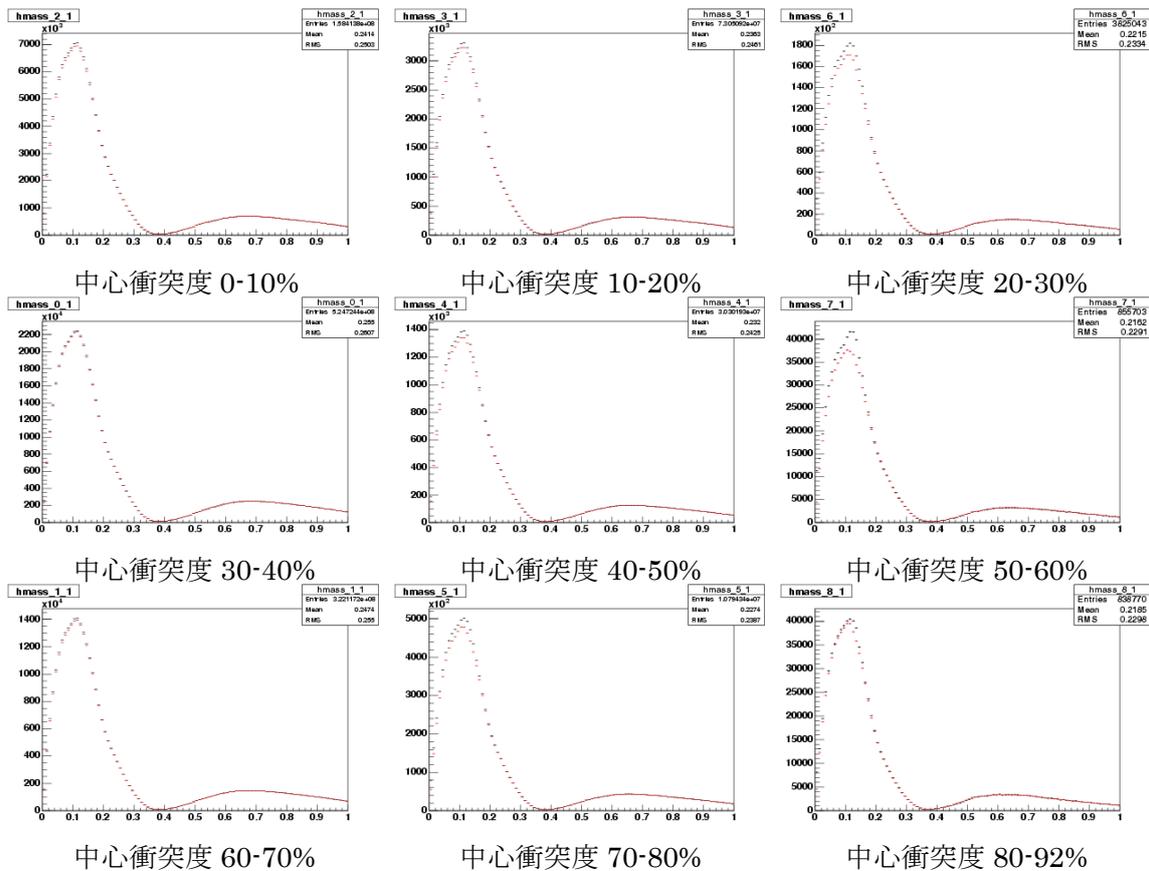


図 3-7.1:不変質量分布 ($p_T=0.5$ [GeV/c])

中心衝突度 0-10%

中心衝突度 40-50%

中心衝突度 80-92%

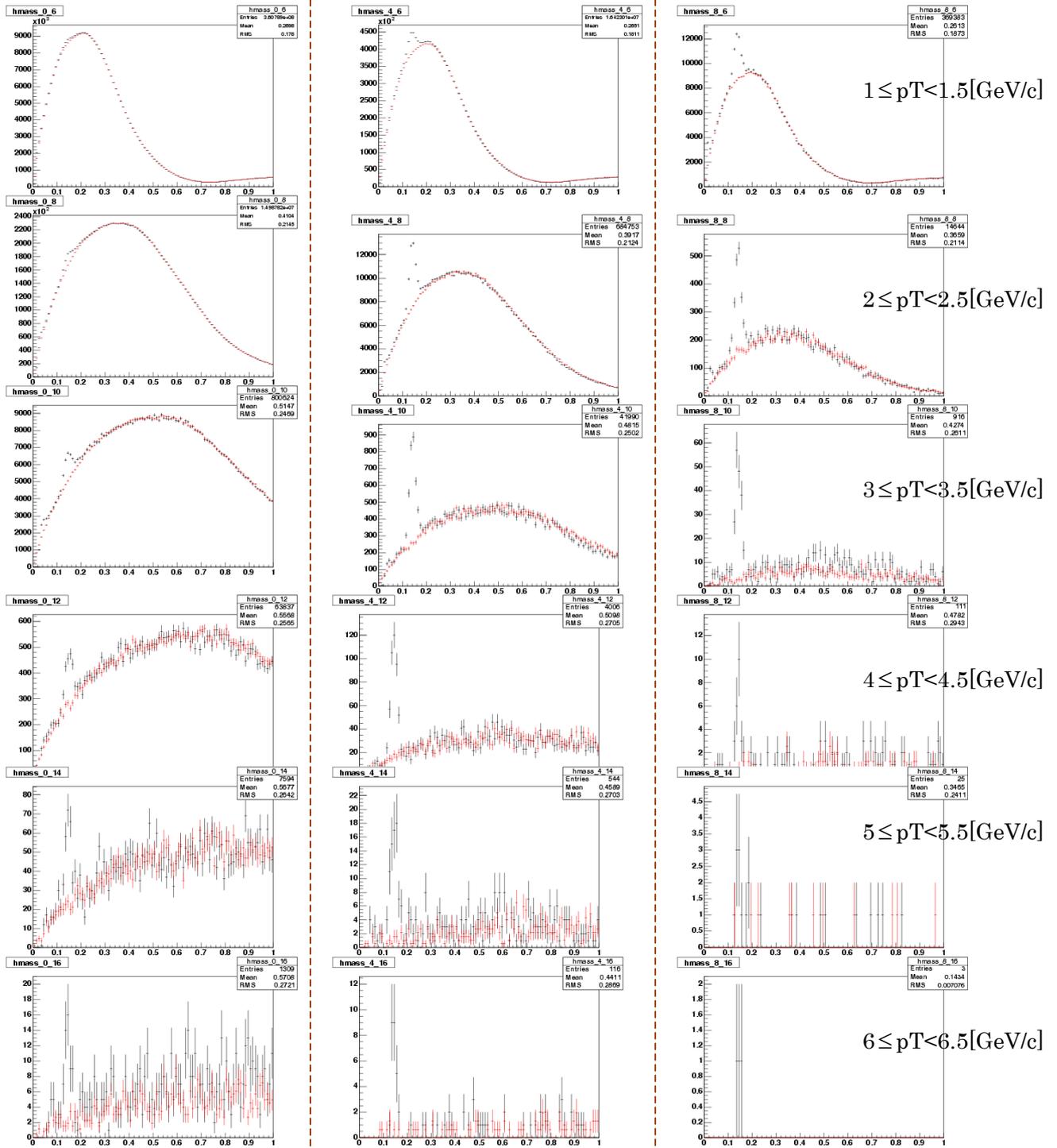


図 3-7.2: 不変質量分布 (pT=1~[GeV/c])

左側が中心衝突の場合(衝突中心度 0~10%)、中央がやや中心衝突の場合(衝突中心度 40~50%)右側が周辺衝突の場合(衝突中心度 80~92.2%)である。下に行くほど横方向運動量 pT を 1[GeV/c] ずつ上げている。

ここで横運動量 p_T が低い方、特に周辺衝突ではバックグラウンドがうまく組めていないことに気付いた。これについては次章の考察で述べる。以下の図 3-8.1、3-8.2 は図 3-7 の分布 (黒) からバックグラウンド (赤) を差し引いたものである。結果、よりピークが目立つようになった。このピークこそが二体崩壊光子の不変質量分布における π^0 を示しており、ピーク付近を積分したものが π^0 粒子の数である。しかし、イベントミキシングで大方バックグラウンドを引いた後でも、差し引くことができなかった他の理由からの寄与が残っていることがみえる。(イベントミキシングの問題点は考察 4-1 で述べる) それゆえ、積分するにあたってフィッティングを施し、その関数からバックグラウンドと見積もった部分をさらに引くことにする。図 3-8 の赤い線はフィッティングした関数である。ここで用いたフィッティング関数と範囲、積分範囲について次の節で詳しく述べる。

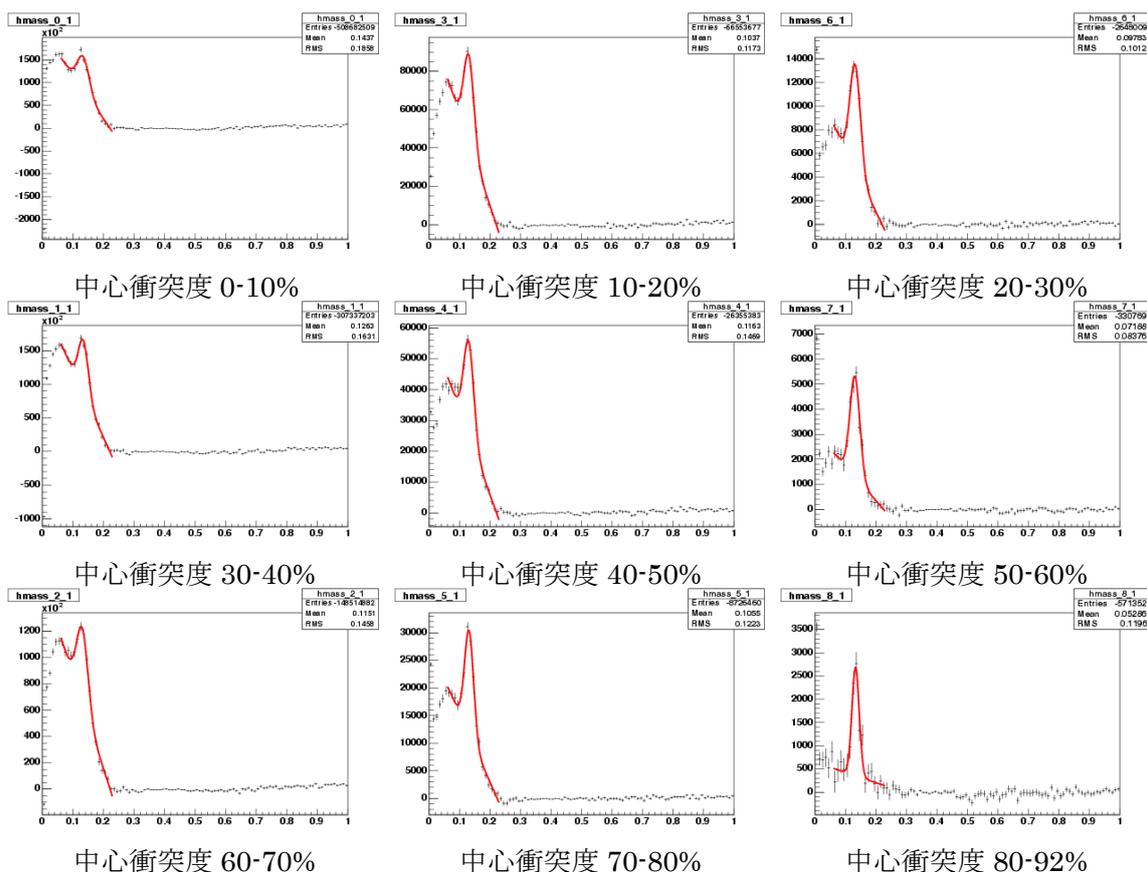


図 3-8.1: ミックスイベントを引いた不変質量分布 ($p_T=0.5[\text{GeV}/c]$)
(図 3-7.1 に対応)

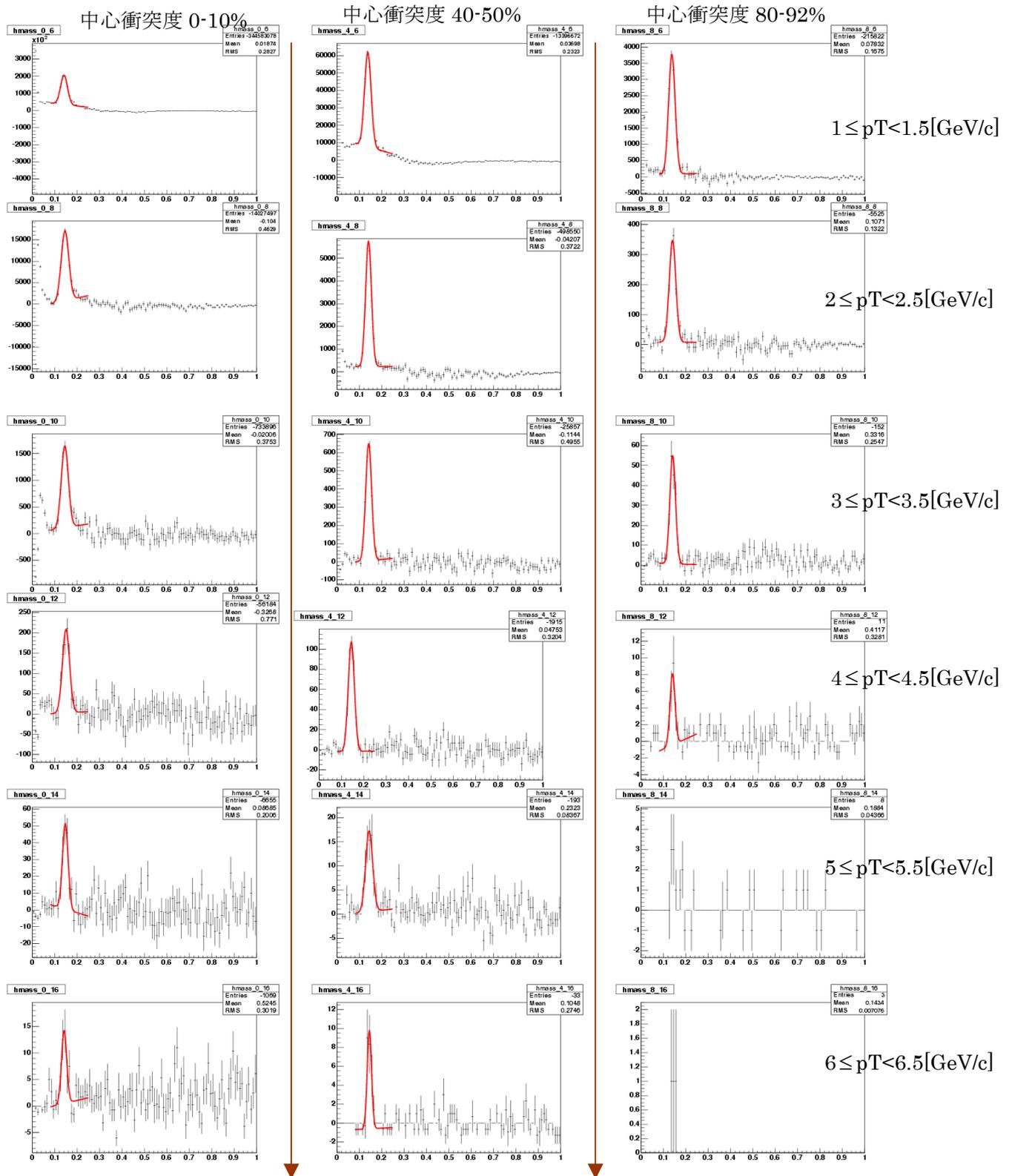


図 3-8.2: ミックスイベントを引いた不変質量分布 ($p_T=3 \sim 6.5$ [GeV/c])
(それぞれの分布は図 3-7.2 に対応)

➤ π^0 中間子の数

π^0 中間子の数を求めるには、フィッティングを多く活用する。ここではまずフィッティングの方法について説明した後、導いた π^0 の数を示す。

☆ ミックスイベントバックグラウンドのスケーリング

例として周辺衝突 $pT=1\sim 2[\text{GeV}/c]$ の不変質量分布 (図 3-9(a)~(e)) を使う。図 3-9(a) は全てのイベントで組んだ不変質量分布 (π^0 中間子を含んだ分布)、図 3-9(b) はイベントミキシングで組んだ不変質量分布である。(a) から (b) を引くためには、スケーリングを行わなければならない。スケールするパラメータを出すために (a) を (b) で割ったものが図 3-9(c) である。

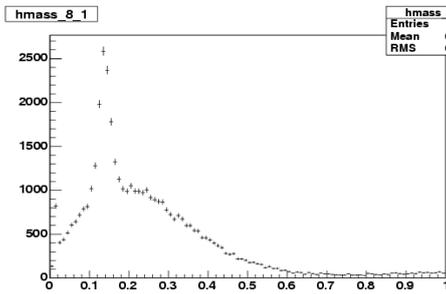


図 3-9(a)

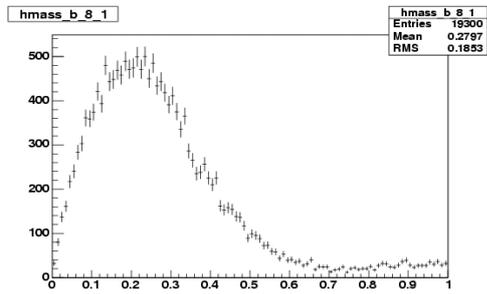


図 3-9(b)

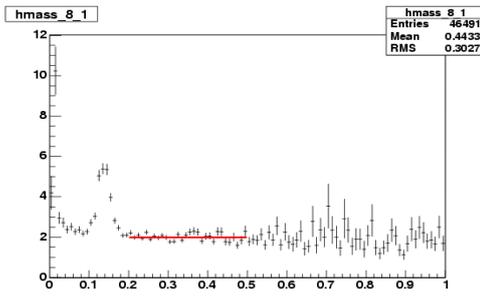


図 3-9(c)

図 3-9(c) で一定値だと思われる範囲 (ここでは $0.2\sim 0.5[\text{GeV}]$ とした) を線形関数でフィットし、パラメータを得た。そのパラメータを使って (b) をスケールさせ (a) と重ね合わせてできたものが図 3-9(d) である。さらに、図 3-9(d) から赤いバックグラウンドを引いたものが図 3-9(e) である。

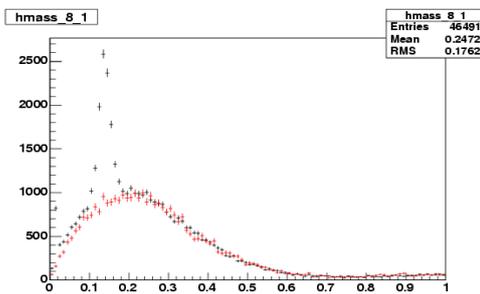


図 3-9(d)

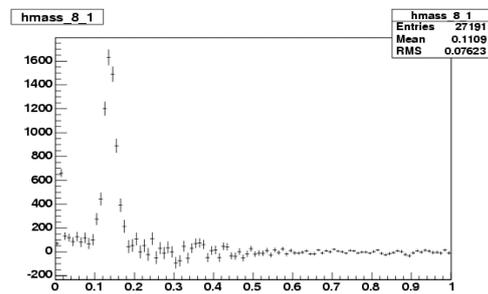


図 3-9(e)

図 3-9(a)~(e) : 周辺衝突 $pT=1\sim 2[\text{GeV}/c]$ の不変質量分布

◇ ミックスイベントを引いた不変質量分布のフィッティング

図 3-9(e)を一次関数とガウス関数を使ってフィッティングする。図 3-10(a)~(c)はその過程を

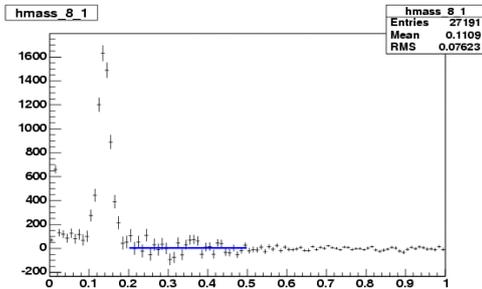


図 3-10(a)

示したものである。※ $pT=0\sim 1$ [GeV/c]のときだけはフィッティングの範囲を若干変えてるが、(考察参照)他の pT でのフィッティングへの影響はない。

まず以下のような一次関数と範囲でフィットし、パラメータを得る。

$$f_1 = a + bx \quad (x = 0.2 \sim 0.5)$$

(図 3-10(a)の青線)

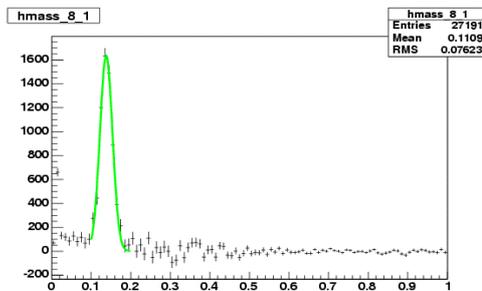


図 3-10(b)

次に以下のようなガウス関数と範囲でフィットし、パラメータを得る。

$$f_2 = c \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (x = 0.1 \sim 0.2)$$

(図 3-10(b)の緑線)

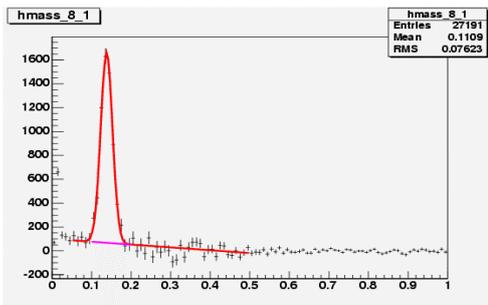


図 3-10(c)

(a),(b)で得られたパラメータを用いて以下の関数を作り、もう一度フィットしたものが図 3-10(c)である。

$$f_3 = a' + b'x + c' \cdot \exp\left(-\frac{(x-m')^2}{2\sigma'^2}\right)$$

($x = 0.05 \sim 0.5$) (図 3-10(c)の赤線)

ここで得た最終パラメータを使って最後に以下のような一次関数を作る。

$$f_4 = a'' + b''x \quad (x = 0.1 \sim 0.2)$$

(図 3-10(c)のピンク線)

図 3-10(a)~(c) : フィッティングの過程
(周辺衝突 $pT=1\sim 2$ [GeV/c])

π^0 中間子の個数は、図 3-9(e)のヒストグラムを範囲 $\pm 2\sigma$ (これは f_3 のパラメータを使った) で積分し、図 3-10(c)で求めた f_4 を同範囲で積分して引いたものである。

結果、図 3-11 のような横方向運動量 p_T ごとの N_{π^0} 分布図が導けた。(エラーは付録参照)

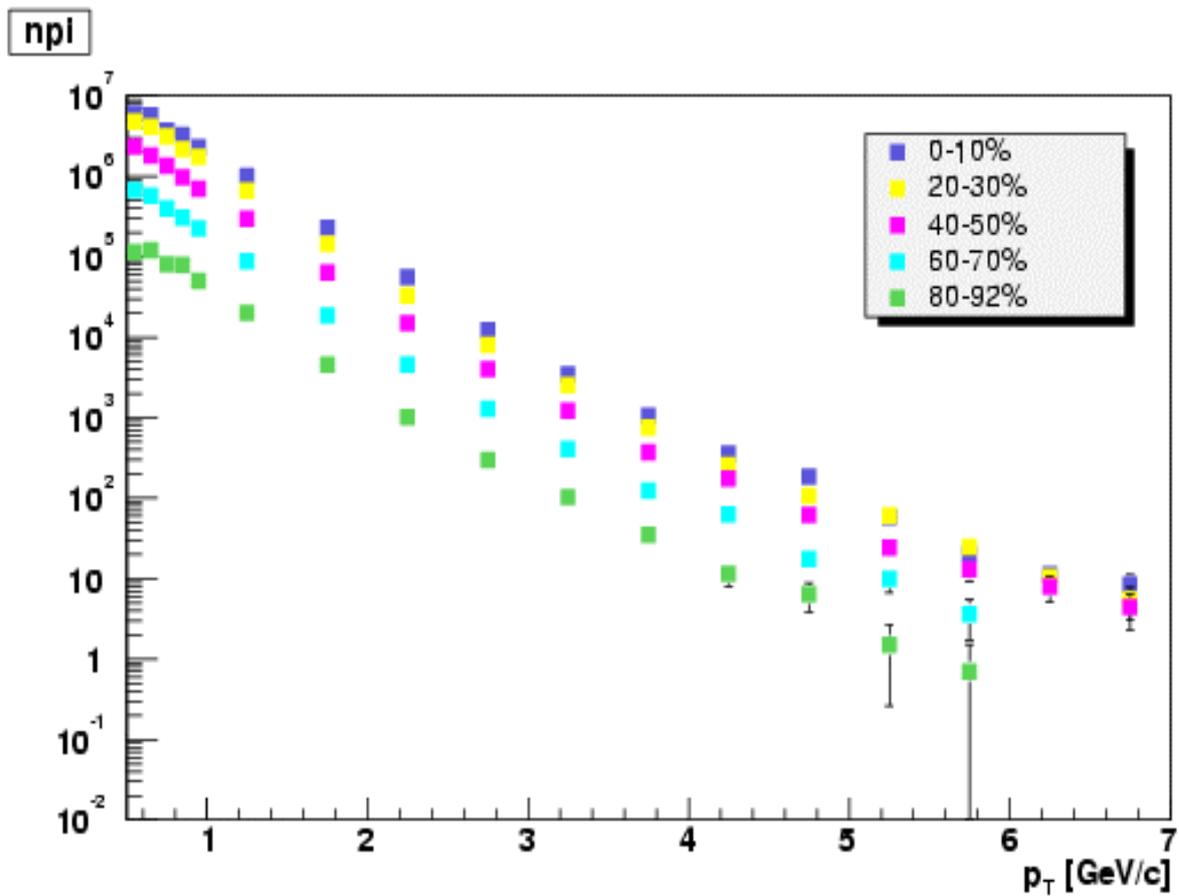


図 3-11 : 横運動量 p_T & N_{π^0} 相関図

(パーセントは衝突中心度を示す)

3-4 シミュレーション

モンテカルロ法とは乱数を使ってシミュレーションを行い、確率的な事象を持つ問題を解析する手法の一つである。ここでは PHENIX のアクセプタンスを計算するために使用した。仮定の PHENIX 検出器を想定したシミュレーションの条件は以下のようにした。

- ✓ 擬ラピディティ η を $-0.35 \sim 0.35$ 以内とする。図 3-12 は実験データとモンテカルロシミュレーション(MC)データとの比較を示す。

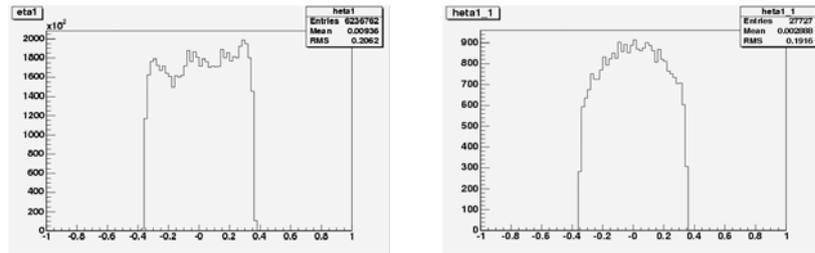


図 3-12 : 実験データ(左)と MC データ(右)の η 分布

- ✓ 回転角度 ϕ (第 3 章参照) を $-0.6 \sim 0.6$ [rad] かつ $2.1 \sim 3.0$ [rad] とする。これは PHENIX 検出器の電磁カロリメータ PbSc の位置に相当する。図 3-13 はその比較。

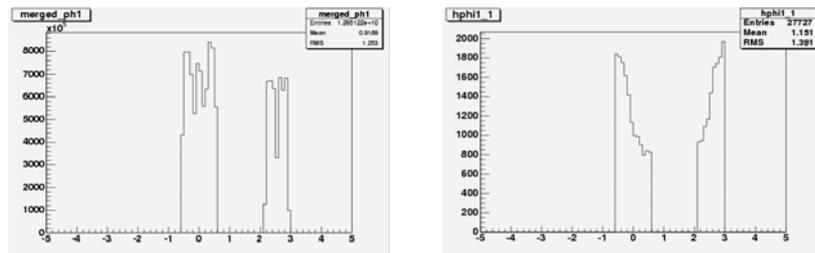


図 3-13 : 実験データ(左)と MC データ(右)の ϕ 分布

- ✓ 横方向運動量 p_T を実験データより求めたパラメータで以下の式に設定。(参考文献[1]より引用) x は p_T を表す。

$$p_T = 393 \cdot x(1 + x/1.212)^{-9.97}$$

- ✓ エネルギー分布はガウス関数として設定。幅(σ)は実験データより求めたパラメータを使用した以下の式でかける。(参考文献[1]より引用)

$$E = C \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \sigma = E \times \sqrt{(4.7\%)^2 + \left(\frac{9.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2}$$

実験データと同じく $E > 0.1 \text{ GeV}$ という条件をかけた。

以上の制限をかけてランダムに飛ばした π^0 の質量分布は図 3-14(左)のようになった。
 一方、条件をかけずに飛ばした π^0 (真の値) は図 3-14(右)のようになった。 π^0 の質量を
 0.135[GeV]として飛ばしたので当然その位置にピークが立っている。真の値は粒子の発生
 数に相当する。条件入りの値は検出器に入ってくる数であり、実際の検出器が分解能の幅
 を持った分布をつくるように幅を持った関数として検出された。

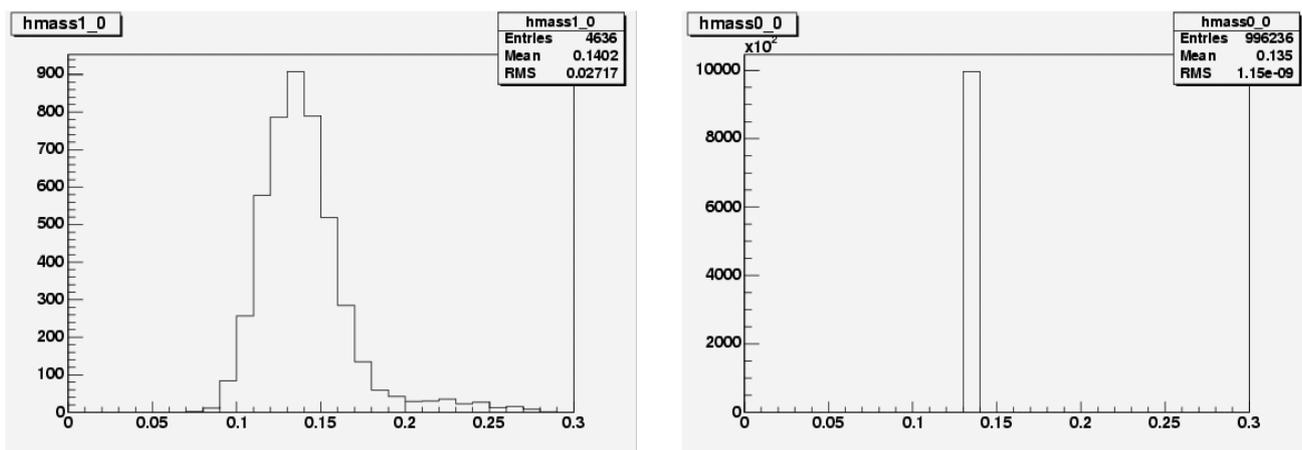


図 3-14 : モンテカルロシミュレーションによる π^0 質量分布図($p_T=0.5$ [GeV/c]のとき)
 (左が条件入り[仮想 PHENIX 検出器]、右が真の値[All])

求めるアクセプタンス $\left(\frac{PHENIX(\eta, \phi)}{All(\eta, \phi)}\right)$ はこの質量分布の数の比をみてやれば良い。

結果、図 3-15 のようになった。(1 [GeV/c]以下は 0.1[GeV/c]ごとに区切った)

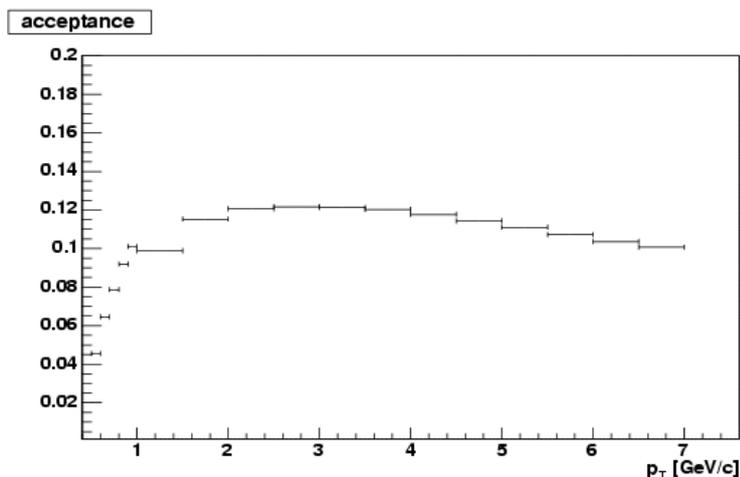


図 3-15 : 横方向運動量 p_T によるアクセプタンス
 (横方向の幅は区切った p_T の幅を表す。縦軸の統計エラーは無視できるほど小さい)

3-5 生成断面積

これまでの結果を用いて π^0 中間子の生成断面積を求めた。

$$E \cdot \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{N_{\pi^0} / N_{evt}}{2\pi p_T dp_T} \cdot \left(\frac{PHENIX(\eta, \phi)}{All(\eta, \phi)} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\varepsilon}$$

結果、図 3-16 のような横方向運動量 p_T による推移が見られた。図中のパーセントは衝突中心度を表している。衝突中心度 60-70、80-92%の高い p_T 領域では統計が少ないため、有意な結果が得られず図から省いた。

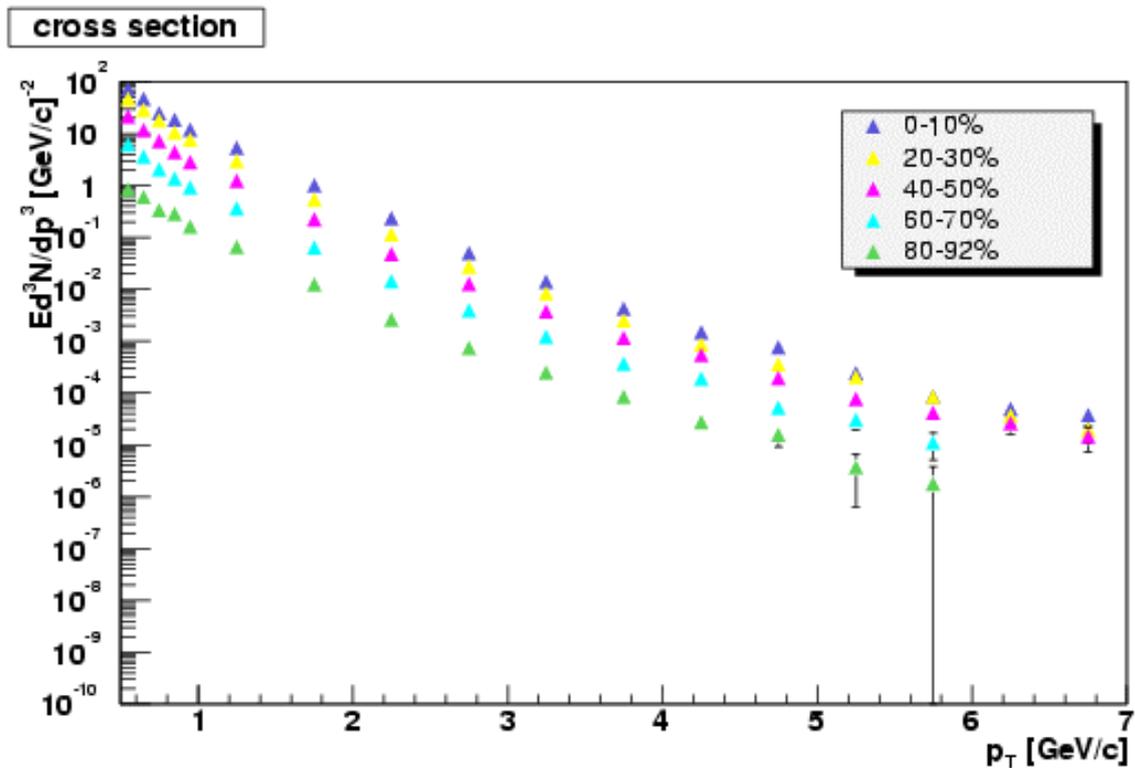


図 3-16 : 横方向運動量 p_T ごとの生成断面積 (エラーは統計による)

原子核衝突は多くの核子同士による衝突の重ね合わせであるため、陽子+陽子衝突などの単体の核子同士衝突と比較・検証するには核子核子あたりに規格化してやらねばならない。

ここで2つの物理量である“核子核子衝突の数” $\langle N_{coll} \rangle$ と“衝突に関与した数” $\langle N_{part} \rangle$ を用いる。“核子核子衝突の数”とは、原子核衝突において内部の核子同士が衝突する数であり、“衝突に関与した数”はその名の通り衝突に関与した核子の数である。金+金衝突などの原子核衝突を陽子+陽子衝突などの核子衝突に直すとき、“核子核子衝突の数” $\langle N_{coll} \rangle$ で規格化することが一般的である。 $\langle N_{coll} \rangle$ 規格化は横運動量の高い領域で有効性があると考えるが、それについては考察で述べる。表2は PHENIX 実験における BBC、ZDC の結果と衝突反応のモンテカルロシミュレーションにより見積られた $\langle N_{coll} \rangle$ と $\langle N_{part} \rangle$ の各衝突中心度による値である。[7]

衝突中心度	$\langle N_{coll} \rangle$	$\langle N_{part} \rangle$
0-10%	955.4 ± 93.6	325.2 ± 3.3
20-30%	373.8 ± 39.6	166.6 ± 5.4
40-50%	120.3 ± 13.7	74.4 ± 3.8
60-70%	28.5 ± 7.6	25.7 ± 3.8
80-92%	4.9 ± 1.2	6.3 ± 1.2

表1：各衝突中心度における $\langle N_{coll} \rangle$ $\langle N_{part} \rangle$ (Au+Au 重心系衝突エネルギー200GeV)

図3-17は図3-16を $\langle N_{coll} \rangle$ で規格化したものである。

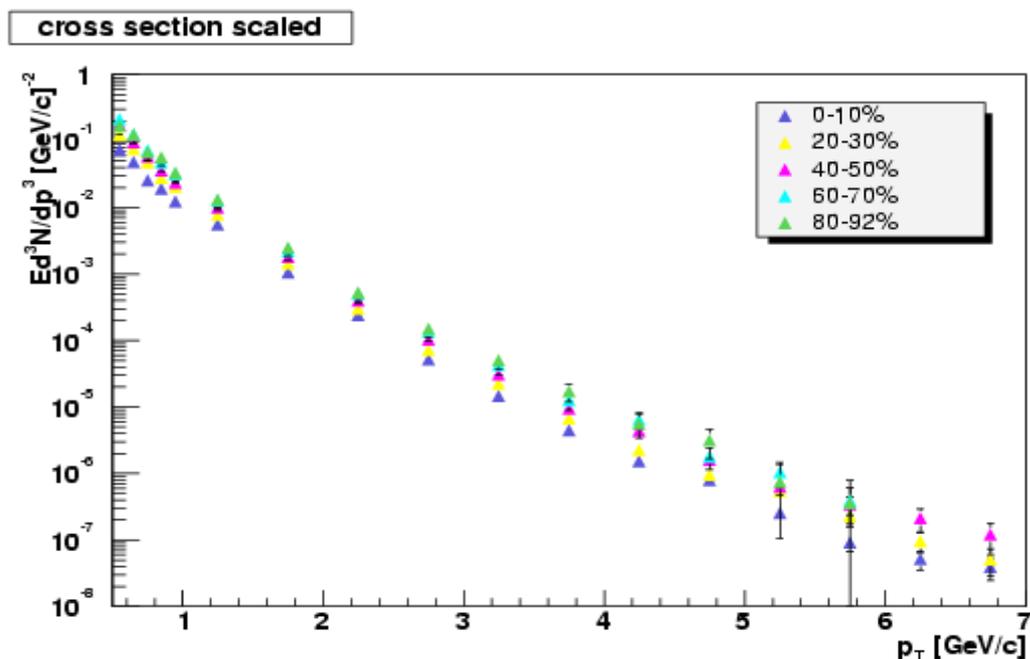


図3-17： $\langle N_{coll} \rangle$ 規格化後の生成断面積分布

衝突中心度ごとの違いを検証するため、衝突中心度 (0-10%) , (20-30%) , (40-50%) , (60-70%) の規格化後の断面積を (80-92.2%) の規格後の断面積で割った収量の比 R を導いた。 R は図 3-18 のような分布を示した。

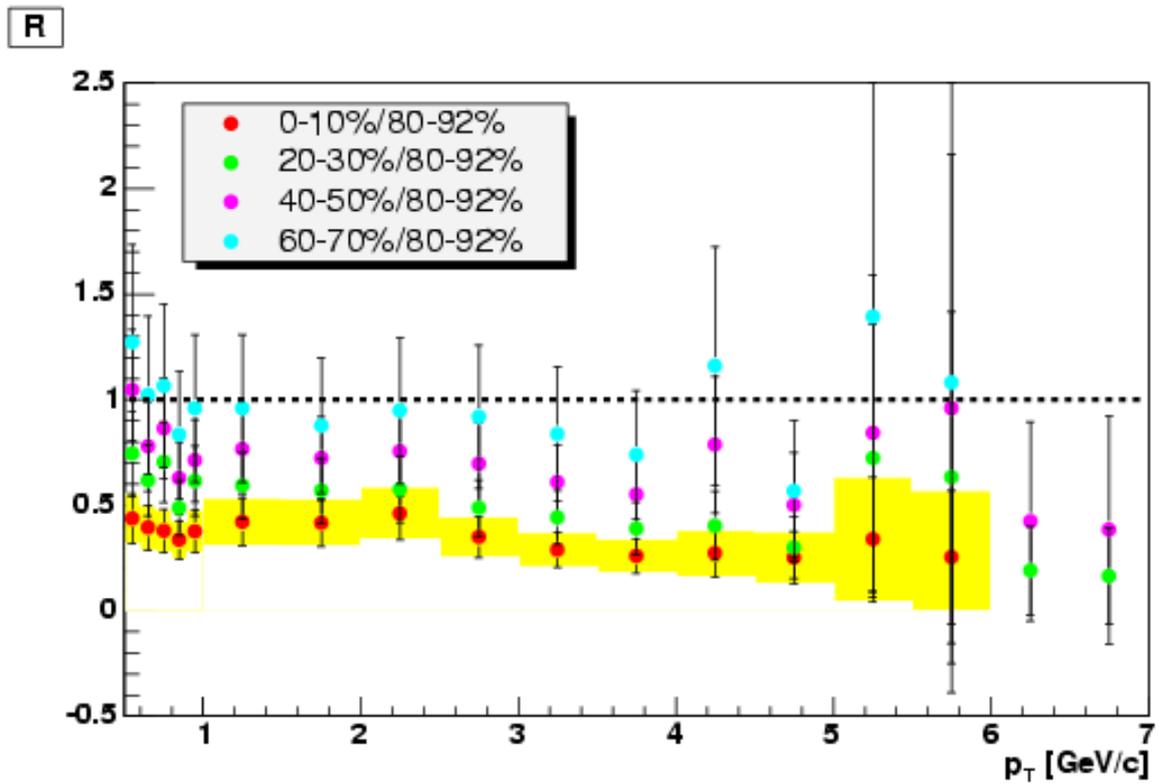


図 3-18 : π^0 中間子の衝突中心度による収量比

黄色のバンドは中心衝突/周辺衝突の比 (図中の赤点) の統計エラーを表している。図を見て分かるように、それは明らかに 1 を下回っている。分子の衝突中心度が上がるにつれて下の方に推移している。

4章 考察

4-1 イベントミキシングの問題

前章の π^0 中間子の全衝突事象を選んだ不変質量分布から、違う衝突事象同士を組んだもの（イベントミキシング）を差し引いても完全には π^0 中間子だけの成分からなる不変質量分布にはならなかった。特に運動量 p_T が低い方、衝突中心度の低い方ではバックグラウンドがうまく組めていないことが明白であった。イベントミキシングで引くことのできない、他の理由からの寄与をここでいくつか挙げた。

➤ ハドロン相互作用

衝突によって生成されたハドロンがカロリメータに当たったとき、ハドロン相互作用などの多重散乱により幾つかのクラスターを形成することがある。それらを崩壊光子のクラスターと見積もってしまうことにより π^0 中間子より低い不変質量を組んでしまう。

➤ ダリツ崩壊 ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$)

π^0 中間子は約 98.8% 2γ へ崩壊するが、約 1.2% ダリツ崩壊 ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) する可能性がある。図 4-1 はその様子を示している。



図 4-1 : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ と $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の様子[14]

また、衝突点付近の検出器による影響により光子対生成が起こることが考えられるので実際はより多くの電子、反電子対が形成されると考えられる。これらの影響により、2つのクラスターから全ての π^0 中間子を同定することは不可能である。イベントミキシングにおいても2つのクラスターを選ぶ方式をとっているため、全てのバックグラウンドを組むことは不可能である。

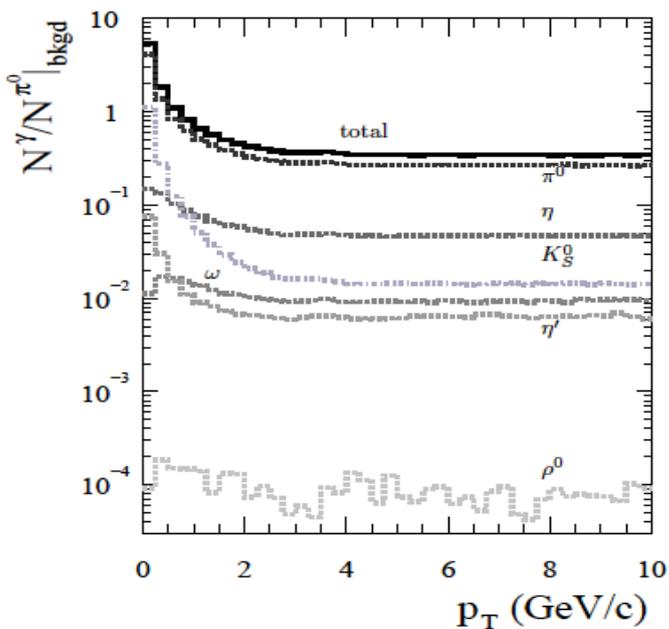
➤ 他のハドロンからの崩壊光子

π^0 中間子以外のハドロンからの崩壊光子も存在する。表 1 に崩壊するハドロンとその確率を載せた。図 4-2 は崩壊光子のバックグラウンドを示しており、各ハドロンが寄与する割合が分かる。 π^0 中間子と比べると極微量であるが、他のハドロン成分からの崩壊光子が存在し、それぞれがダリツ崩壊などを起こしているためここにも π^0 中間子再構成とイベントミキシングにおける不確かさが存在する。

本研究ではイベントミキシングによるこれらの問題からバックグラウンドを完全に差し引けないこと考慮して、さらなるフィッティングを施したことは既に述べた。

ハドロンの種類	質量(MeV/c^2)	崩壊後	崩壊確率
π^0	134.98	$\gamma\gamma$	98.798%
		$e^+e^-\gamma$	1.198%
η	547.8	$\gamma\gamma$	39.43%
		$\pi^+\pi^-\gamma$	4.68%
		$e^+e^-\gamma$	$6.0 \cdot 10^{-3}$
		$\pi^0\gamma\gamma$	$7.2 \cdot 10^{-4}$
		$\mu^+\mu^-\gamma$	$3.1 \cdot 10^{-4}$
ρ^0	769.0	$\pi^+\pi^-\gamma$	$9.9 \cdot 10^{-3}$
		$\pi^0\gamma$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
		$\eta\gamma$	$3.0 \cdot 10^{-4}$
ω	782.6	$\pi^0\gamma$	8.92%
		$\eta\gamma$	$4.9 \cdot 10^{-4}$
η'	957.8	$\rho^0\gamma$	29.5%
		$\omega\gamma$	3.0%
		$\gamma\gamma$	2.12%
		$\mu^+\mu^-\gamma$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
K_S^0	497.65	$(\pi^0\pi^0)$	(31.05%)

表 4-1 : ハドロンの崩壊の種類 [6]



高い横運動量領域の崩壊光子は約 77%が π^0 から、次いで約 14%が η からである。

図 4-2 は $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ からの二次的な崩壊光子も考慮してある。

図 4-2 : 崩壊光子のバックグラウンド(重心系衝突エネルギー200GeV 金+金衝突)[6]

4-2 収量比 R から分かること

第4章より生成断面積とその収量の比 R を導いた。単なる核子同士の衝突とは違い、重イオン衝突実験では多くの粒子からなる多重系の衝突を扱っているため、核子あたりに直すスケールリングが必要となってくる。

$\langle N_{coll} \rangle$ で規格化するということは、多重系の衝突を $p+p$ (陽子+陽子) 衝突などの1核子ごとの衝突に直すという意味である。 $\langle N_{coll} \rangle$ で正しく規格化できたなら、横方向運動量 p_T の低い範囲では正しく規格化できない可能性があるが(核子同士の単純な衝突の重ね合わせだけでは記述できなくなるため)、少なくとも p_T の高い範囲では上で使った収量の比 R は1となるはずである。しかし、図 3-18 ではほとんど全ての点において1を下回っている。特に中心衝突/周辺衝突は大幅に下回っていた。本研究は金+金衝突(重イオン同士の衝突)を扱っているが、例えば重水素+金衝突(核子と重イオンの衝突)では $\langle N_{coll} \rangle$ 規格化はうまくいくであろうか。

ここで以下の式で表せる核修正係数 R_{dA} を用いる。

$$R_{dA}(p_T) = \frac{(1/N_{dA}^{evt})d^2N_{dA}/d\eta dp_T}{\langle N_{coll} \rangle / \sigma_{pp}^{inel} d^2\sigma_{pp}/d\eta dp_T}$$

分子は重水素+金衝突における π^0 中間子の生成断面積をその事象数で割ったものであり、分母は陽子+陽子衝突における同断面積に重水素+金衝突での“核子核子衝突の数” $\langle N_{coll} \rangle$ をかけたものである。これも前章で用いた収量の比 R と同様、仮に $\langle N_{coll} \rangle$ 規格化がうまくいくとするなら比較的高い横運動量領域では1となるはずである。図 4-3 は2002-2003年に行われた PHENIX 実験 Run3 における重水素+金衝突(重心系衝突エネルギー200 GeV)の核修正係数 R_{dA} 分布[13]である。本研究のデータと同じ金+金衝突の核修正係数 R_{AA} もいっしょに載せてある。PbSc の R_{dA} 分布に注目してみると、(本研究は PbSc のデータのみ使っているため)横方向運動量 p_T が2 [GeV/c]以上では統計誤差範囲で1となっていることが分かる。このことは $\langle N_{coll} \rangle$ 規格化の正当性を示していると言える。したがって3-5図 3-18は p_T が比較的高い範囲で有効とみなせる。図 4-4 におおまかな有効範囲を載せた。

それでは金+金衝突の高い p_T 領域において収量の比や核修正係数が1より下回る原因は何であろうか。正にそれが序論で述べた、QGP の存在を示す“ジェットクエンチング”の影響であると考察できる。特に中心衝突/周辺衝突の収量の比が最も下回っていることから、衝突中心度が高いほど π^0 中間子の収量に抑制がかかっていることがわかり、QGP 相が中心衝突に近いほど存在している可能性が大きい。

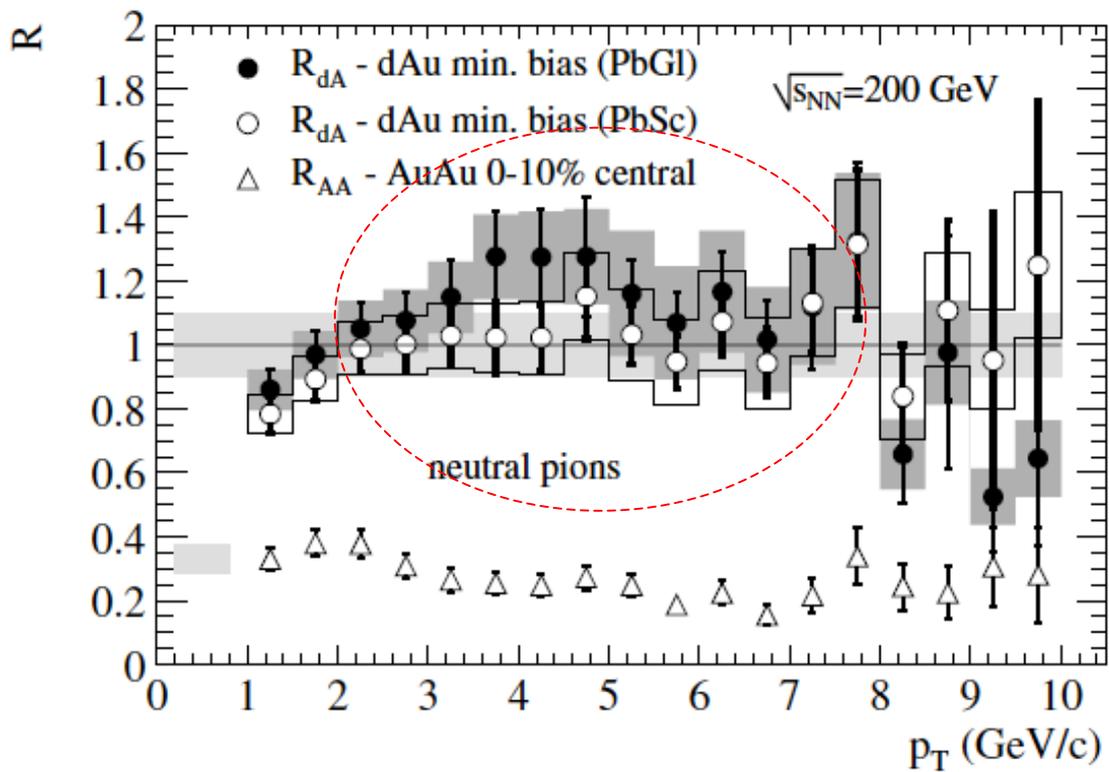


図 4-3 : 重水素+金衝突 (重心系衝突エネルギー 200 GeV) の核修正係数 R_{dA} 分布[13]

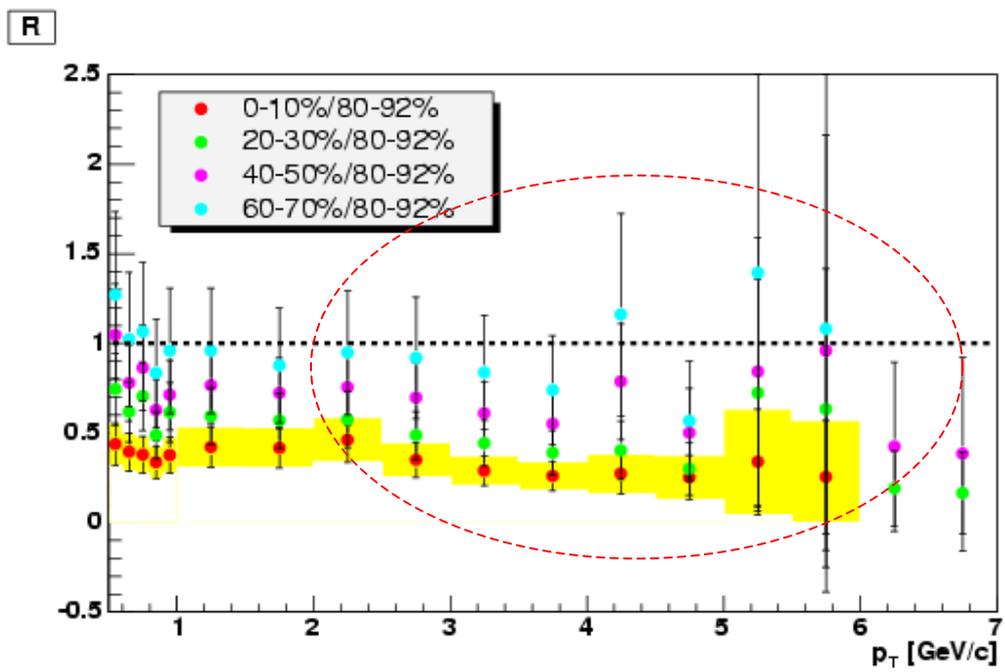


図 4-4 : 図 3-18 において有効とみなせるおおまかな範囲

4-3 “直接光子” 検出にむけて

直接光子が衝突直後の情報を含んでいることは序論で述べた。 π^0 中間子からの崩壊光子までは見積もることができたが、次のステップとして、検出された全ての光子データの中から直接光子成分だけを抽出するにはどうすればいいであろうか。 π^0 中間子を同定し、そのスペクトルまでは求めているのでこれを如何に利用するかである。

以下の手順で見通しを立てた。

1. π^0 中間子の断面積スペクトルをパラメータ化する。(現在もっとも有力として知られるハゲドロンのパラメータ化の式等を用い、二体崩壊様式 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) で組んだ結果にフィッティングする)

さらにこれに別の関数を付加し、フィッティングの精度を上げる。

2. 1で測定した π^0 パラメータを元に光子スペクトルを計算

3. 全光子のスペクトルから2によってパラメータ化した比率を用いて崩壊光子を差し引く

4. 直接光子の断面積スペクトルを出す

尚、高エネルギー重イオン衝突における直接光子検出（全光子データから崩壊光子データの差し引き）には以下のようなものからの寄与を考えなければならない。

- ビームや他の衝突に関与しない粒子からの寄与
- 多重イベント衝突による寄与
- トリガーの性能
- 荷電粒子や中間子の誤認（特に低エネルギーのカロリメータにおいて重要）
- ハドロンの崩壊からの崩壊光子（アクセプタンスの小さな検出器や非対称的な崩壊において重要）
- エネルギースケールの不確かさ
- 光子対生成による光子の損失
- 輝度の不確かさ、標的の厚み、等・・・（全体的スケールの不確かさ）

重イオン衝突実験では多重的な粒子の衝突となるため、これらの他に多重度を考える必要がある。それゆえ直接光子を単独で識別するのは不可能であり、直接光子の“統計的識別”を行う形になる。それゆえこの解析には上に加えて“検出器反応の多重的依存性の効果”等のような系統エラーを考えなければならない。

以上のことに注意して直接光子検出に向けて解析を進めていくことが今後の課題である。

4-4 LHC への期待

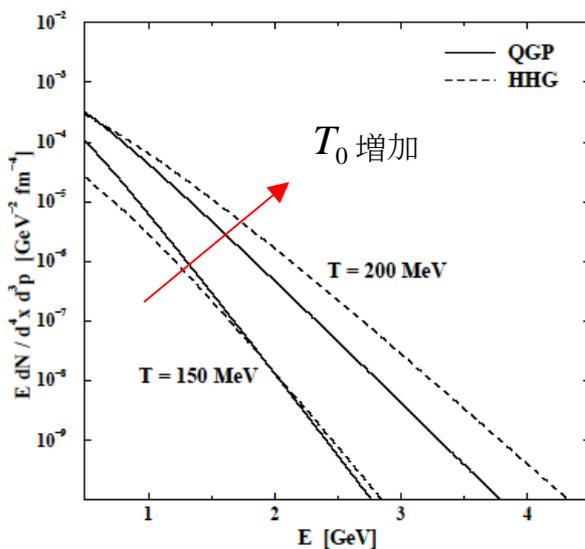
現在、欧州合同原子核研究機関 CERN にて RHIC 以上の大型ハドロン衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider)が建設中である。200GeV を遥かに超える 5.5TeV の重心系衝突エネルギーで運転される。ここではどのような光子スペクトルが見られるであろうか。現在出ている理論をもとに考察した。

表 2 は RHIC と LHC の光子スペクトル理論値を出すときに使われるパラメータの比較である。(参考文献[9]) LHC は重心系衝突エネルギーが RHIC より高いことでその他のパラメータも増加している。図 4-5 はパラメータのそのうちの T_0 (初期状態の温度)が高くなることによって熱光子(序論 1-3 参照)の断面積が上がる様子を示したものである。熱光子の生成量が増えるということは、それだけ QGP 相を発見する可能性が高くなるということである。

加速器	実験	\sqrt{s} [A·GeV]	y_{nucl}	dN/dy	τ_0 [fm]	T_0 [MeV]
RHIC	PHENIX	200	5.3	1734	0.5	310
LHC	ALICE	5500	8.6	5625	0.5	450

表 4-2 : RHIC と LHC のパラメータ比較

\sqrt{s} は重心系衝突エネルギー、 y_{nucl} は核子のラピディティ(質量をもつ粒子に対して運動量を表す物理量)、 dN/dy は多重度、 τ_0 は熱平衡までの時間、 T_0 は初期状態の温度を表す。



図中の線は pQCD 理論によって求められたクォーク・グルーオンプラズマ中の熱光子断面積と熱ハドロンガス(QGP 相が冷えてハドロン化した状態) HHG 中での熱光子断面積を表す。

図 4-5 : T_0 (初期状態の温度)による熱光子の断面積[9]

Srivastava[10]による理論では、QGP相はRHICでは $p_T < 3$ GeVにおいて、LHCでは $p_T < 4$ GeVにおいて観測できると予想されている。それ以上の運動量では、光子スペクトルはほとんどが直接生成光子となるため、熱光子は埋もれて見ることが出来ない。図4-6はRHICとLHCによって測定されると予想される光子スペクトルが示されている。

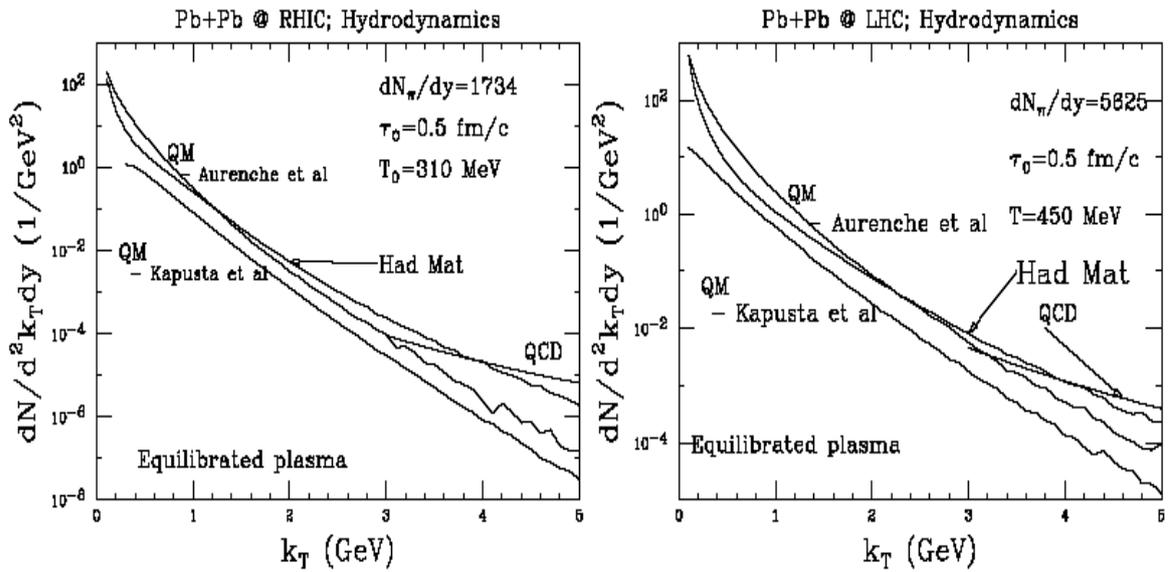


図 4-6 : RHIC (左) と LHC (右) の予想される光子スペクトル

Had Mat は QGP 相とハドロン相の中のハドロン物質からの光子スペクトルを意味している。相対的横方向運動量 k_T が高くなるにつれて QCD (直接光子成分) が高まりを見せている。

QGP 相からの寄与を示した光子スペクトルは RHIC、LHC 双方において QGP 情報を読む上で非常に重要な物理量であるが、直接光子に含まれる熱光子成分を見つけるのは非常に困難であると。RHIC では観測することが難しいとされる熱光子スペクトルが LHC ではさらに顕著なものとなって見えるであろうと期待されている。新たな実験はこれまでの実験経験を元に発案されていることは言うまでもないため、現在継続中の RHIC における実験解析は、これからの新たな高エネルギー原子核衝突実験の基盤となっている。

5章 結論

PHENIX 実験が観測した金原子核衝突（重心系衝突エネルギー 200 GeV）の中から電磁カロリメータで測定した光子データに注目して解析を行い、二体崩壊様式 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) を利用したハドロン再構成手法から不変質量分布を求めた。その結果、 π^0 中間子を同定することに成功した。これは衝突の過程において生じるさまざまな光子の中からハドロンからの崩壊光子を峻別できたことを意味する。同定した π^0 中間子の粒子数から衝突中心度ごとに分けた生成断面積の分布を作り、“核子核子衝突の数”でそれぞれ規格化し、衝突中心度による収量の比をみた。“核子核子衝突の数”での規格化の有効性についてであるが、重水素+金衝突の核修正係数 R_{dA} の分布が 2 GeV/c 以上の高い横運動量領域で一定であるので、金+金衝突においてもこの高い運動量領域ではこの規格化は適切であるとした。収量周辺衝突を基準にすると、衝突中心度が高くなるにつれてその比は小さくなった。これは衝突により発生した QGP 相を通る運動量の高いクォークがエネルギー損失を起こし、ハドロン生成量に抑制がかかる現象、ジェットクエンチングの影響だと理解した。これは QGP 相の存在を示唆するものと思われる。

光子データ解析の次なるステップとして向かうのは、衝突から直接生成するために衝突初期過程に関する多くの情報を含むとされる直接光子を抽出することである。今回の結果を元に、重イオン衝突反応の過程を知る上で重要な鍵となる直接光子を解析していくことが今後の課題である。

謝辞

指導教官の杉立先生には研究室に所属したばかりで実験系素粒子についての専門知識がない状態の私を丁寧にご指導して下さいました。京都大学の鳥井さんには、光子解析の基礎知識からマクロの書き方に至るまで教えていただき、その後もメールでの私の質問に対して快く答えて下さいました。中村さんには技術的な面で大変お世話になり、生のデータを扱える環境を整えて下さいました。小原さん、蜂谷さん、平下さんにはコンピューターに不慣れな私の多くの質問に嫌な顔もせず答えて下さいました。実験現地の BNL 国際研究所では、光子解析の第一人者である Gabor に光子講義などを開講していただき、貴重な体験をさせていただきました。また、共に光子解析の自主ゼミに参加してくれた中宮さん、渡辺君には、自主ゼミを一人での勉強ではできないような有意義なものにしてくれました。最後に、BNL 国際研究所滞在中では大変お世話になり、解析に行き詰るといつも適切なアドバイスを下さった志垣先生に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] “Midrapidity Neutral-Pion Production in Proton-Proton Collision at $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ ”
:(2004)博士論文 Hisayuki Torii
- [2] “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC:Experimental evaluation by the PHENIX collaboration”(2004)
- [3] “The European Physical Journal”:(2000)RPP
- [4] “Year-2 π^0 Measurement at PHENIX”:(2002)PHENIX group
(internal note ana133)
- [5] “Efficiency corrections for Run-2 π^0 in PHENIX PbSc calorimeter”
:(2002)PHENIX group(internal note ana140)
- [6] “Direct Photons measured with the PbGl and the PbSc in $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ Au+Au Collisions(Run02)”(ana353):(2004)Christian Klein-Bosing, Klaus Reygers, Terry Awes
[arXiv:hep-ph/0111114 v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111114)
- [7] “Suppressed π^0 Production at Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collision at $\sqrt{s}=200\text{GeV}$:(2003)PHENIX group
[arXiv:nucl-ex/0304022 v1](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0304022)
- [8] “Medium-induced parton energy loss in γ +jet events of high-energy heavy-ion collisions”:(1997)Xin-Nian Wang, Zheng Huang [Phys.Rev.C55\(1997\)3047](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.55.3047)
- [9] “Hard thermal photon production in relativistic heavy ion collisions”
:(2001)Frank D.Steffen, Markus H.Thoma [Phys LettB 510\(2001\)98-106](https://doi.org/10.1016/S0390-1463(01)00098-1)
- [10] “Photon physics in heavy ion collisions at the LHC”:(2004)P.Aurenche
[arXiv:hep-ph/0311131 v3](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0311131)
- [11] “Direct Photon from Relativistic Heavy-Ion Collisions”
:(2002)Thomas Peitzmann, Markus H. Thoma
- [12] “RHIC and the Pursuit of the Quark-Gluon Plasma”:(2001)Jeffery T. Mitchell
- [13] “Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ d+Au Collisions”:(2003)PHENIX Collaboration
[Phys.Rev.Lett.91 072303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.072303)
- [14] “Some aspects of Dalitz decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ”:(2002)Karol Kampf, Marc Knecht
- [15] “クォークとレプトン”:(1999)F.ハルツェン、A.D.マーチン共著
- [16] “原子核物理学”:(2004)永江知文、永宮正治共著
- [17] “素粒子物理学”:(2003)原康夫著
- [18] “重心系衝突エネルギー200GeVの陽子・陽子衝突における ϕ 中間子生成”
:(2003)修士論文 榎本祐二
- [19] “計測における誤差解析入門”:(2000)John R.Taylor

[20] RHICホームページ: <http://www.bnl.gov/rhic/>

[21] KEKホームページ: <http://www.kek.jp/newskek/2003/julaug/rhic.html>

[22] The Nobel Prize in Physics 2004-Information for the Public

: <http://nobelprize.org/physics/laureates/2004/public.html>

付録

● エラー

π^0 中間子の数などを用いるとき、その統計誤差は計数実験についての平方根則を用いた。ランダム事象の計数実験における誤差は、真の平均値を評価するために使われるものであり、その大きさは得られた計数値の平方根に等しい。これはポアソン分布と関係する。

ランダム事象を計数すれば、例えば値が ν カウントとなる確率は次のポアソン分布で与えられる。

$$P_{\mu}(\nu) = e^{-\mu} \frac{\mu^{\nu}}{\nu!}$$

ここで、 μ は平均カウント数の期待値である。何度も繰返して測定すれば平均値は $\bar{\nu} = \mu$ なので、標準偏差（誤差）は、

$$\sigma_{\nu} = \sqrt{\mu}$$

となり、計数値の平方根となる。

また、

関数 q が $q = \frac{x \times \dots \times z}{u \times \dots \times w}$ で表されるとき、相対誤差は

$$\frac{\delta q}{q} = \sqrt{\left(\frac{\delta x}{|x|}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\delta z}{|z|}\right)^2 + \left(\frac{\delta u}{|u|}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\delta w}{|w|}\right)^2} \quad (\text{互いに独立なランダム誤差の場合})$$

という積と商の伝播誤差の式で表せるので、それらを用いて誤差伝播を行った。