

核子対あたり衝突エネルギー200GeVでの
 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 衝突における短寿命ハドロン生成

広島大学理学部物理科学科

クォーク物理学研究室

来島 孝太郎 1479023J

主査 杉立 徹 教授

副査 石川 健一 助教授

指導教官 杉立 徹 教授

要旨

核子内に閉じ込められているクォークとグルーオンは、高温、高密度においては「クォークの閉じ込め」が破れたクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 状態へと相転移することが期待されている。通常、原子核衝突におけるストレンジ (s) クォークを含むハドロンの生成量は、アップ、ダウクォークのみからなるハドロンに比べて抑制されている。しかしながら、QGP が生じるような高温では、カイラル対称性の回復によって s クォークの実効質量が下がる。結果として、 s クォークを含むハドロンの生成量が大きくなると予想される。QGP 状態を実験的に作り出す方法のひとつが、高エネルギー重イオン衝突実験である。本研究では、核子対あたりの衝突エネルギー 200 GeV での金・金原子核衝突を用いた。衝突により発生した粒子に関して、短寿命の s クォーク含むハドロンの測定を行った。飛跡検出器による粒子の飛跡から運動量、およびタイミングカウンタまでの飛行時間と飛行距離により粒子識別を行い、不変質量を再構築した。重イオン衝突は発生粒子数が多く、粒子の同定は困難であるが、 K_s^0 、 Λ 、 Σ 粒子を同定することに成功した。

目次

第 1 章 背景

- 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ
- 1.2 ストレンジネスの増加
- 1.3 高エネルギー原子核衝突での粒子生成過程
- 1.4 衝突中心度
- 1.5 目的

第 2 章 実験装置

- 2.1 RHIC
- 2.2 PHENIX 実験
 - 2.2.1 ビーム・ビーム・カウンタ
 - 2.2.2 零度カロリメーター
 - 2.2.3 中央電磁石
 - 2.2.4 ドリフトチェンバー
 - 2.2.5 パッドチェンバー
 - 2.2.6 電磁カロリメーター
 - 2.2.7 ToF カウンタ

第 3 章 データ解析

- 3.1 データ
- 3.2 イベントの選択
- 3.3 PHENIX 実験における中心衝突度
- 3.4 トラックの選択
- 3.5 粒子識別
- 3.6 不変質量の再構成
- 3.7 バックグラウンドの見積もり

第 4 章 結果

- 4.1 K_s^0 の同定
- 4.2 の同定
 - 4.2.1 電磁カロリメータを用いた場合
 - 4.2.2 ToF カウンタを用いた場合

4.3 の同定

4.3.1 電磁カロリメータを用いた場合

4.3.2 電磁カロリメータ、および ToF カウンタを用いた場合

4.4 対比表

4.5 衝突中心度依存性

4.5.1 粒子の衝突中心度依存性

4.5.1-1 電磁カロリメータを用いた場合

4.5.1-2 ToF カウンタを用いた場合

4.5.2 粒子の衝突中心度依存性

4.5.2-1 電磁カロリメータを用いた場合

4.5.2-2 電磁カロリメータ、および ToF カウンタを用いた場合

4.5.3 対比表

4.6 Ncoll および Npart との関係

第 5 章 考察

5.1 Ncoll および Npart との関係

5.2 不変質量分布と再現されたバックグラウンドのずれ

第 6 章 結論

謝辞

参考文献

第1章 背景

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

物質を構成する最も基本的な素粒子であるクォークと、クォーク間に働く強い相互作用の媒体粒子であるグルーオンは、通常、我々のいる世界では、核子に閉じ込められていて、単体では存在することはできない。しかし物質を高温、高密度にしていくと、核子の殻から開放されたクォークとグルーオンが自由に空間を飛びまわるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 状態に相転移することが期待される。

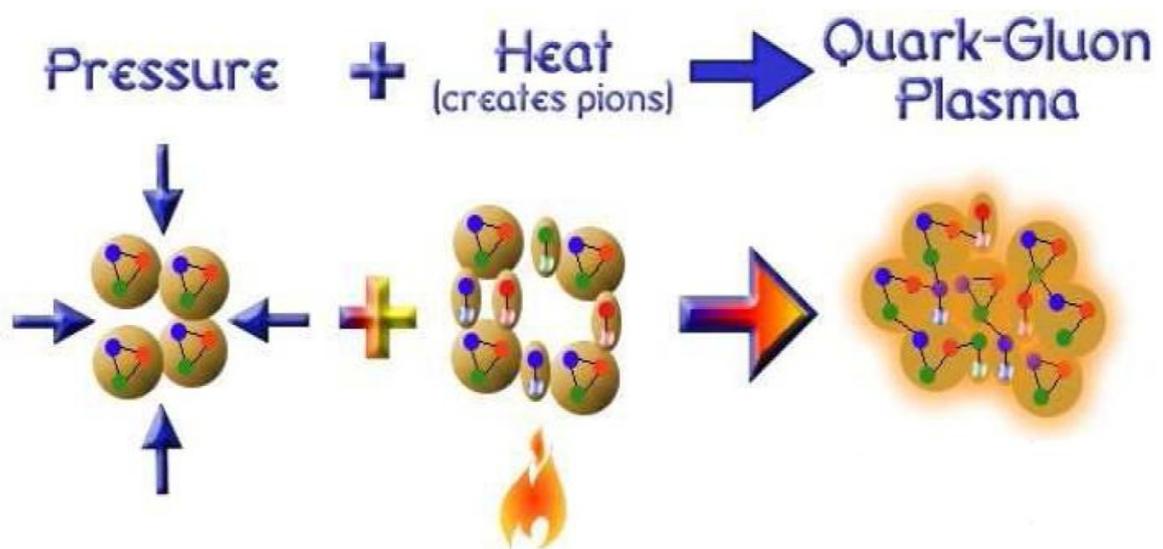


図 1-1 クォーク・グルーオン・プラズマの概念図[1]

1.2 ストレンジネスの増加

通常、原子核衝突におけるストレンジ (s) クォークを含むハドロンの生成量は、アップ (u)、ダウン (d) クォークのみからなるハドロンに比べて抑制されている。これは s クォークが u 、 d クォークに比べ質量が大きいためである。

しかし QGP が生成されたとすると、高密度のグルーオンガス中では、 $g g \rightarrow s s$ 反応が起こるため、 s クォークを含むハドロンの生成量が大きくなると予想される。[2]

1.3 高エネルギー原子核衝突における粒子の生成過程

QGP 状態を実験的に作り出す方法のひとつが、高エネルギー重イオン衝突実験である。重い原子核を使うことによって、例えば、質量数 200 程度の原子核同士の衝突であれば、半径 6 fm 程度、容積にして数 100 fm^3 の大きさの広範囲に高温高密度の状態を作り出せる。

原子核は光速近くまで加速され、ローレンツ収縮のため薄いディスク状になり衝突する。衝突の結果、二枚のディスクは互いにすり抜け、その間に高温、高密度の状態ができる。

二枚のディスクが重なり合った衝突のごく初期の段階では、高密度のクォークとグルーオンが散乱を繰り返すと考えられる。もし高密度状態の持続時間が十分に長ければ、クォークとグルーオンが散乱を繰り返すうち熱的平衡状態が実現し、QGP が作られると期待できる。そして熱平衡に達するかどうかに関わらず、その後時間の経過につれて系が膨張するために、温度・密度が下がりハドロンの生成が止まり始める。QGP が生成されたとすると、自由にクォークとグルーオンが飛び回る QGP 相と、核子に束縛されたクォークとグルーオンが並存する mixed phase とよばれる状態に進む。やがてハドロンの生成が完全に止まり、さらに温度・密度が下がると、自由に飛び回っていたハドロン間の相互作用が終了し、運動量分布が決まる。この過程を経て、生成されたハドロンが飛び出す[2]。

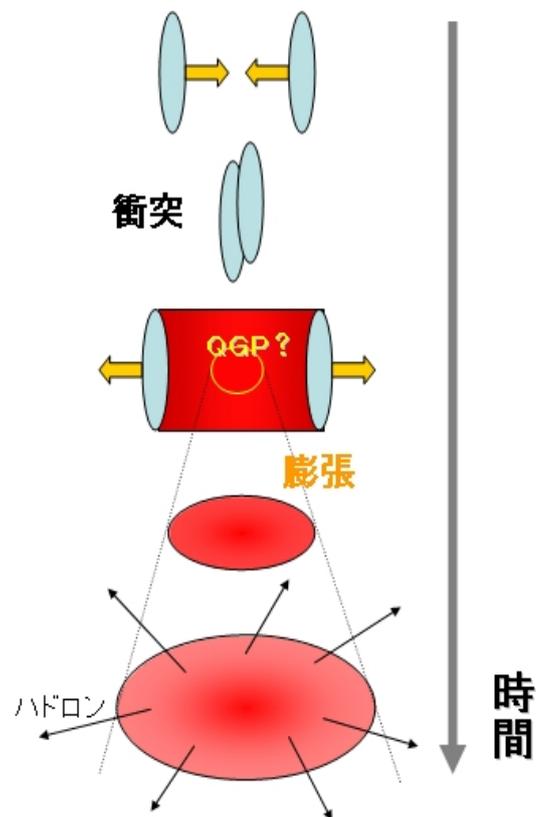


図 1 2 原子核衝突における粒子生成過程

1.4 衝突中心度

原子核は有限の大きさを持っているので、衝突径数の違いによって生成される粒子数が変わる。衝突径数の小さい中心衝突の場合は、高温、高密度の状態になる部分が大きく、多くの粒子が生成される。周辺衝突の場合には原子核の大部分は衝突には関与しないので、中心衝突に比べて生成される粒子数は小さくなる。

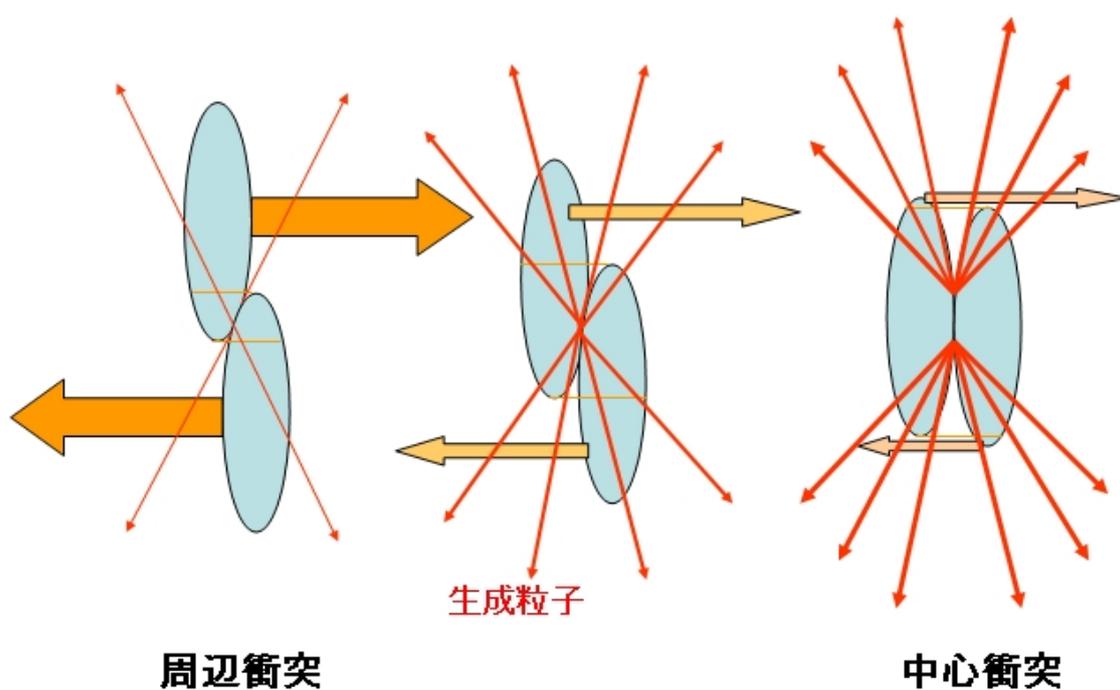


図 1-3 原子核衝突における衝突中心度

1.5 目的

原子核の衝突実験では QGP の生成が起こると期待され、生成されたとするとストレンジネスを含む粒子の生成量が増加すると予想される。

本研究では、ストレンジネスを含む粒子の生成量を議論するために、核子対あたり衝突エネルギー 200GeV での金・金衝突においてストレンジネスを含む、 K_s^0 、 Λ 、 Σ の同定を行う。また衝突中心度の依存性を議論する。

第2章 実験装置

2.1 RHIC

QGP 状態を実験的に作り出す方法のひとつが高エネルギー重イオン衝突実験である。このような実験は、米国ブルックヘブン国立研究所に建設されている Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) で行われている。

RHIC はシンクロトロン加速器で、青リングと黄リングとよばれる周長 3.8km の二つの超伝導加速器リングからなっている。真空中で引かれたこのリング中をイオンビームが青リングと黄リングで正反対に光速近くまで加速される。RHIC では陽子から金までのさまざまな原子核を加速でき、最も重い金原子・金原子核衝突では核子対あたりの重心エネルギー 200GeV を達成できる。

RHIC では BRAHMS、PHOBOS、STAR、PHENIX の四つの実験が行われている。

本研究では、PHENIX の RUN4 の金・金衝突のデータを使用する。

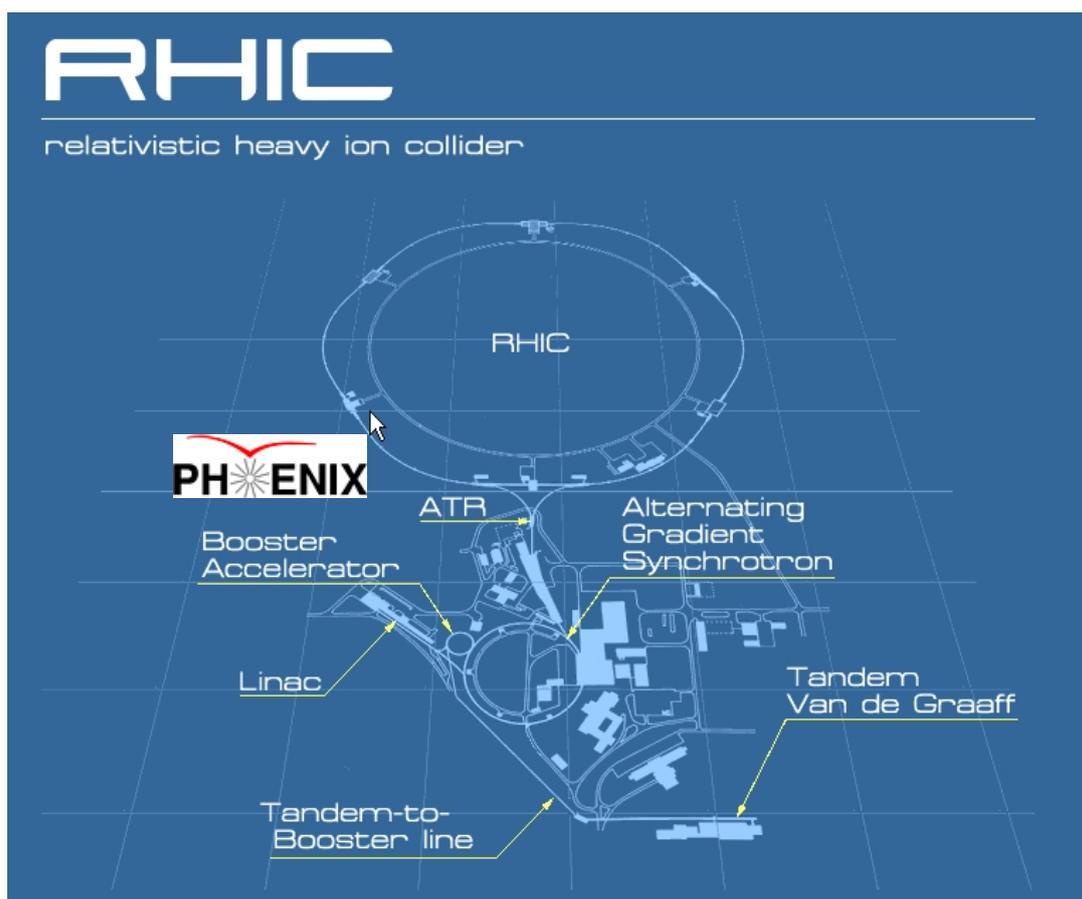


図 2-1 米国ブルックヘブンに建設された R H I C [3]

2.2 PHENIX 実験

PHENIX(Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment)実験は、13 カ国、54 あまりの研究機関から 500 人以上が参加する国際共同実験である。この PHENIX 実験の目的は RHIC での原子核衝突反応からの QGP の証拠を可能な限り同時に測定し、それにより QGP の生成を実証し、その性質を研究することである。

図 2-2 に PHENIX 検出器の構成を示す。

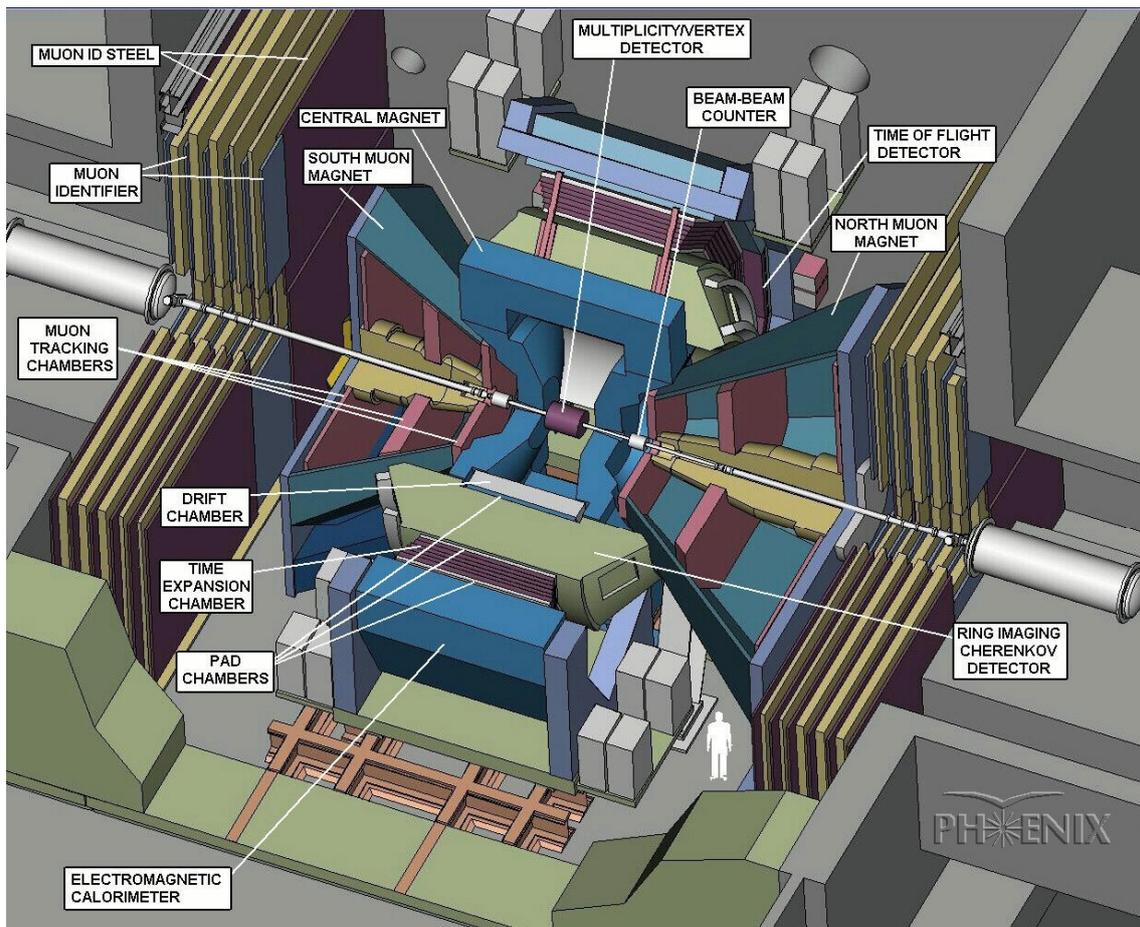


図 2-2 PHENIX 検出器の構成 [3]

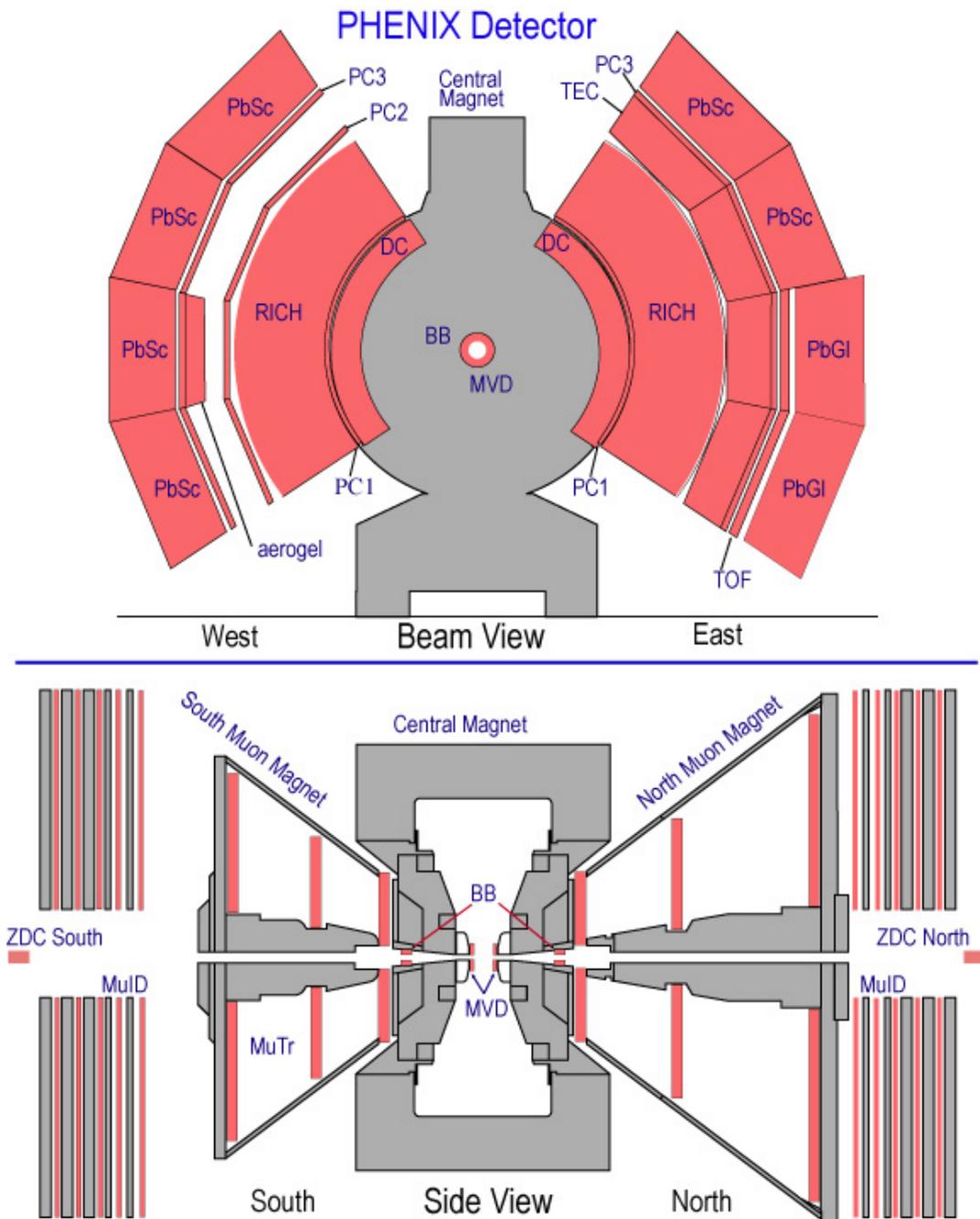


図 2-3 上図はビーム軸南側からみた PHENIX の中央検出器の概要図である [3]。本研究で解析に用いた検出器は、中央検出器の中心から最も内側にあるドリフトチェンバ (DC)、すぐ外側にある第一パッドチェンバ (PC1)、東側の下半分に設置された ToF カウンタ、西側と東側の上半分の最も外側にある電磁カロリメータ (PbSc) である。また下図は PHENIX を東側からみた概要図である。さらにビームパイプの中心から $\pm 114.5\text{cm}$ のところに設置されているビーム・ビーム・カウンタ (BB)、 $\pm 180\text{cm}$ の位置に設置されている零点カロリメータ (ZDC) を解析に用いた。

2.2.1 ビーム・ビーム・カウンター (BBC)

BBC は水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管を64本組み合わせた検出器で、南北に一セットずつ設置されている。BBC の主な目的もひとつは衝突時間を精度良く決めることである。さらにビーム軸方向に対する衝突反応位置と、ZDC と連携することで衝突中心度の決定を行っている。

2.2.2 零点カロリメーター (ZDC)

ZDC は直径1mmのファイバーと2.5mmのタングステンを組み合わせたチェレンコフサンプリングカロリメーターである。南北一セットずつ、ビームを分ける双極電磁石の後ろに置かれている。このため荷電粒子はZDCには入射せず、衝突に参加していない部分の中性子がZDCに入射する。

2.2.3 中央電磁石

ビーム軸に平行に磁場を掛けており、衝突点から発生した粒子の軌道を曲げる。

2.2.4 ドリフトチェンバー (DC)

ドリフトチェンバーは、荷電粒子の飛跡を検出するためのワイヤーチェンバーである。東西各90°の中央検出器の全領域をカバーし、衝突点から最も近い場所に位置している。測定した飛跡からほかの検出器上の観測点を結びつけたり、磁場を考慮した衝突点への延長曲線から運動量を決定する。

2.2.5 パッドチェンバー (PC)

パッドチェンバーは、ドリフトチェンバーの外側の磁場のない領域で直進する粒子の荷電粒子の飛跡を捕らえるワイヤーチェンバーである。

2.2.6 電磁カロリメーター (EMC)

EMC は中心アームの最も遠い場所に置かれている。衝突によって生成される粒子のエネルギー、入射位置、そして飛行時間を測定する。PHENIX の EMC には二種類あり、ひとつは鉛シンチレーションのサンプリングカロリメーター (PbSc) で、もうひとつは鉛ガラス (PbGI) である。各アームに設置されているこの EMC はそれぞれ角度 22.5 度の4つのセクターに分かれていて、西側アームと東側アームの上二つのセクターが鉛シンチレーターで、東側アームの下二つが鉛ガラスである。本研究では鉛ガラスのデータは使用しない。

2.2.7 ToF カウンタ

ToF カウンタは東側アームの下半分に設置され、飛行時間測定を主目的に用意されたシンチレーションカウンタである。細長い高速反応のプラスチックシンチレータの両側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。

第3章 データ解析

3.1 データ

本研究で利用したデータの詳細について述べる。PHENIX 実験において、2003–2004 年に行われた Run 4 より、 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 衝突のデータを用いた。本研究では 19.2M イベントの衝突事象を用いた。

3.2 イベントの選択

衝突点が中心から $\pm 30\text{cm}$ 以内で衝突したイベントを選択した。

3.3 衝突中心度

PHENIX 実験では、後述するビーム・ビーム・カウンター (BBC) と零度カロリメーター (ZDC) への入射粒子数の相関より、イベントごとに衝突中心度を決めている。ZDC への入射エネルギーと、BBC の出力電荷量の関係を図 1-3 に示す。

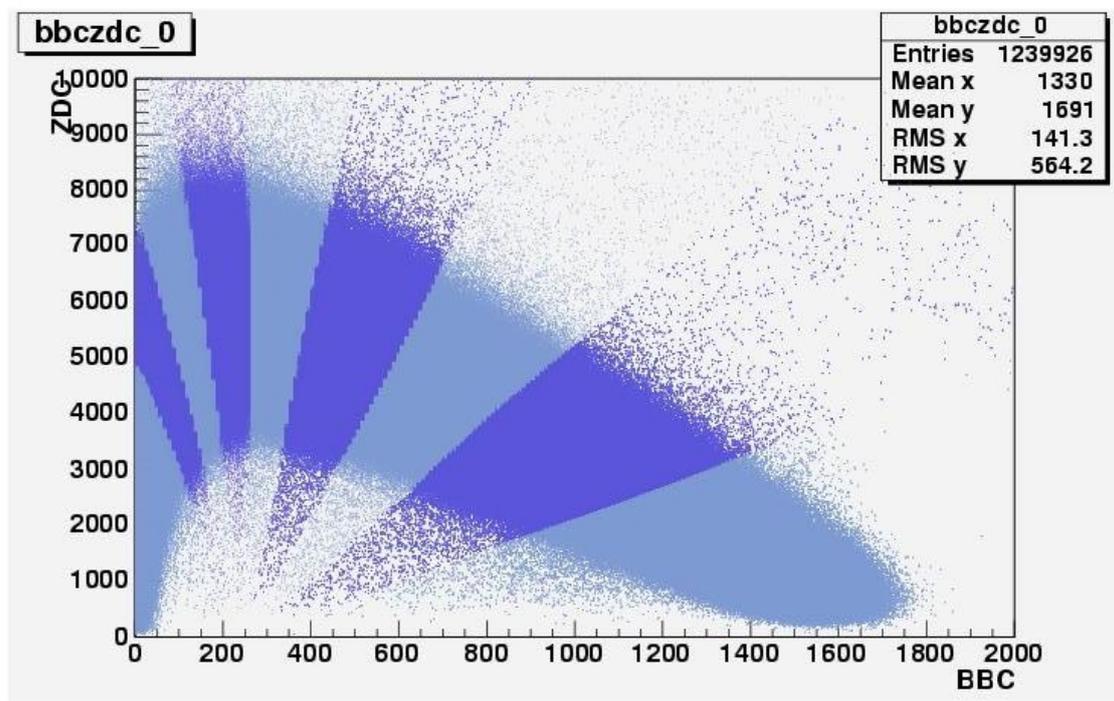


図 3-1 ZDC への入射エネルギー (縦軸) と BBC (横軸) の出力電荷量の相関

衝突するイオンの衝突径数が小さい中心衝突の場合は、反応に関与する粒子数が多いので、発生する粒子数も多く、反応に参加していない核子は少ない。そのため、BBC に入射する粒子の数は多くなり、ZDC へ入射する粒子の数は少なくなる。一方、やや中心衝突の場合、関与部が小さく傍観部が大きくなるため、BBC への入射粒子数は小さくなり、ZDC の入射粒子数は大きくなる。さらに最も周辺衝突の場合は、衝突の規模が小さくなるため、BBC、ZDC ともに入射粒子数は小さくなる。このような BBC と ZDC の相関関係から、中心衝突度を決定している。

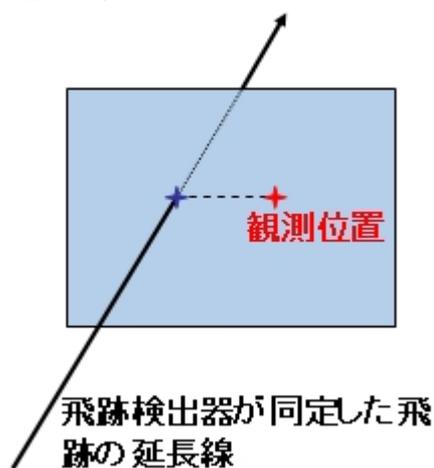
3.4 トラックの選択

衝突によって発生する荷電粒子は、ビーム軸に水平に掛かっている磁場で曲げられ DC を通り、PC を通り、最後に EMC でエネルギーを落とす。

粒子の飛跡は、ドリフトチェンバとパッドチェンバで測定される。

しかし発生粒子数が多いと、偽の飛跡を作り出してしまい、これはバックグラウンドになる。このバックグラウンドを小さくするためドリフトチェンバのすべてのワイヤにヒットがあり、かつパッドチェンバにもヒットのあるトラックを選んだ。

また測定した飛跡を延長し、ほかの検出器上の観測点を結びつけてトラックを作るが、実際には観測点と飛跡の延長線には差ができる。この差の分布を取ったときに、ガウス分布になると仮定し、中心から 3 以内にあるトラックを選択した。[7]



ドリフトチェンバとパッドチェンバにより再構成された飛跡を中止磁場を考慮して衝突点まで延長しする。すると飛跡の曲率から運動量と電荷の比を求めることができる。PHENIX で検出される荷電粒子が

\pm 、 K^\pm 、陽子・反陽子であることから、電荷の絶対値は 1 である。粒子の電荷は飛跡の曲がる方向によりわかるので、運動量を求めることが可能である。

また、運動量が低い粒子は、磁場に曲げられ検出器に届かない。このことから運動量が 0.3GeV/c 以上のトラックを選んだ。

3.5 粒子識別

粒子識別を行うためには、粒子質量を導出しなければならない。粒子質量は以下の式より計算することができる。ここで p は運動量、 L は飛跡から求まる衝突点から EMC もしくは ToF までの飛行距離であり、 t は BBC で測定された衝突時刻から EMC もしくは ToF カウンタで測定された時刻までの時間であり、飛行時間と呼ばれる。

$$t = \frac{L}{c} = \frac{L}{c} \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p}$$

これを m について解くと、粒子の静止質量は次のように表される。

$$m^2 [(GeV/c^2)^2] = p^2 c^2 \left\{ \left(\frac{t}{L} \right)^2 - 1 \right\}$$

π^\pm 、 K^\pm 、陽子・反陽子の静止質量は概知であるので、測定値から静止質量を計算することで粒子の識別が可能である。

表 3-1 に PHENIX で識別できる荷電粒子を示した。

	静止質量 [MeV/c^2]	崩壊時間
π^\pm 中間子	139. 57	$2. 60 \times 10^{-8}$ [s]
K^\pm 中間子	493. 68	$1. 24 \times 10^{-8}$ [s]
陽子、反陽子	938. 27	$> 10^{25}$ [years]

表 3-1 PHENIX 検出器で粒子識別可能な荷電粒子[9]。

導出された粒子の静止質量の 2 乗の分布を図 3- 2 に示す。

また、静止質量の 2 乗と運動量との相関を図 3- 3 に示す。

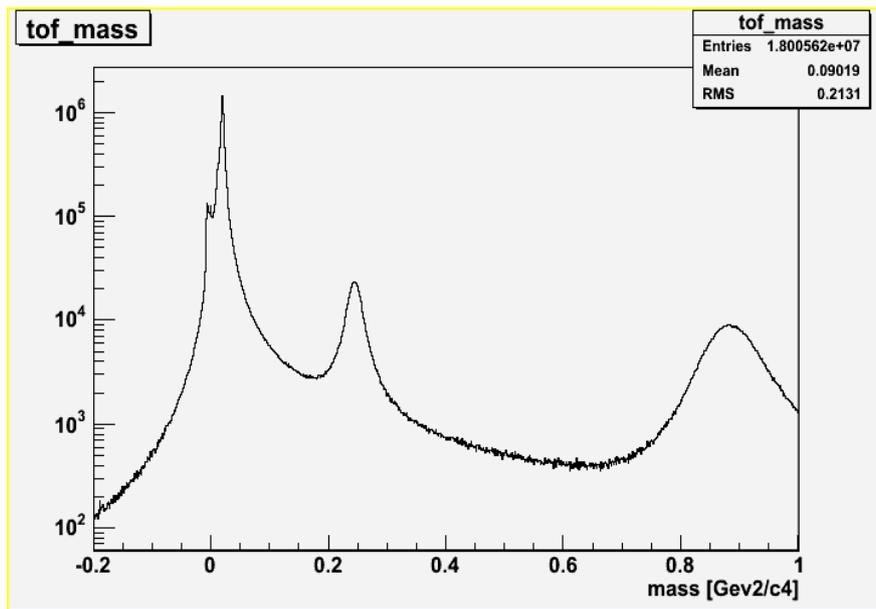


図 3-2 ToF カウンタで観測した飛行時間により計算された粒子の静止質量の 2 乗の分布。

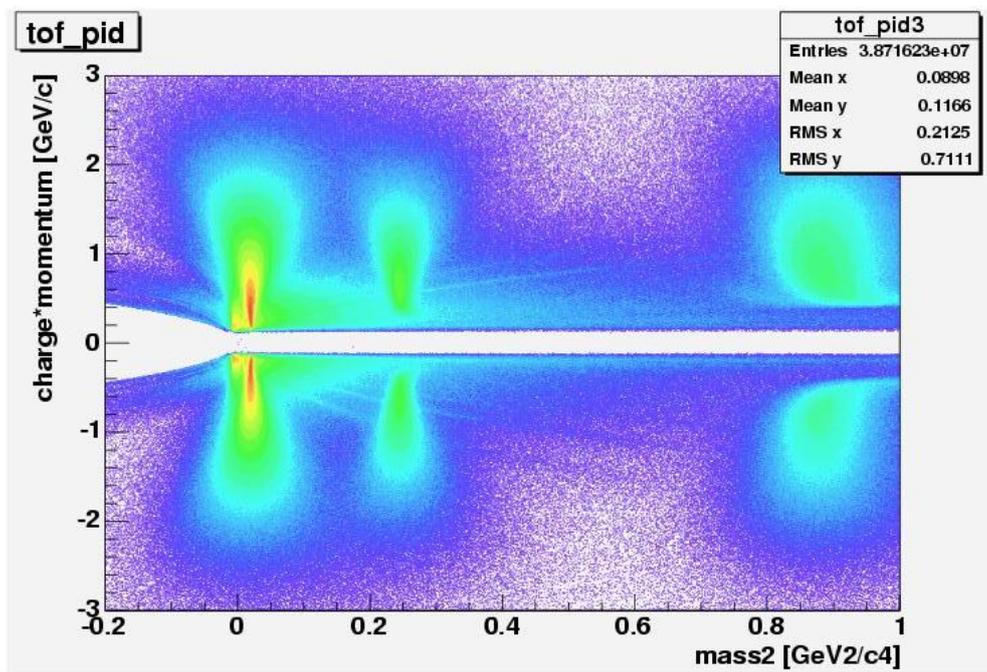


図 3-3 ToF カウンタで測定した飛行時間より計算した測定された粒子の静止質量の 2 乗と運動量の相関。

3.6 不変質量の再構成

以上より粒子の識別を行うことができた。次に運動量保存則より親粒子の質量を計算する。親粒子の質量を M 、運動量を P 、エネルギーを E とし、子粒子の質量を m_1 、 m_2 、運動量を p_1 、 p_2 、エネルギーを e_1 、 e_2 とする。

運動量保存則から

$$|\vec{P}| = |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|$$

親粒子の運動量が求まり、エネルギー保存則から

$$\begin{aligned} E &= e_1 + e_2 \\ &= (\sqrt{p_1^2 + m_1^2}) + (\sqrt{p_2^2 + m_2^2}) \end{aligned}$$

により親粒子のエネルギーが求まる。これより運動量、エネルギー、質量の関係

$$M = \sqrt{E^2 - P^2}$$

から、親粒子の質量を求める。この質量 M を一般に不変質量と呼ぶ。

表 3-6-1 に K_S^0 、表 3-4-2 に 、表 3-4-3 に の崩壊モードと崩壊比を示した[9]。本研究ではそれぞれ最も崩壊比の大きい崩壊モードから、不変質量を再構成した。

表 3-6-1 K_S^0 の崩壊モードと崩壊比。

	崩壊モード	崩壊比 [%]
K_S^0	+ - (本研究で用いる)	(68.61 ± 0.28)
	0 0	(31.39 ± 0.28)
	+ -	(1.78 ± 0.05) × 10 ⁻³

表 3-6-2 の崩壊モードと崩壊比

	崩壊モード	崩壊比 [%]
	$K^+ K^-$ (本研究で用いる)	(49.2 ± 0.7)
	$K_S^0 K_L^0$	(33.8 ± 0.6)
	$e^+ e^-$	$(2.91 \pm 0.07) \times 10^{-4}$

表 3-6-3 の崩壊モードと崩壊比

	崩壊モード	崩壊比 [%]
	P^- (本研究で用いる)	(63.9 ± 0.5)
	n^0	(35.8 ± 0.5)
	n	$(1.75 \pm 0.15) \times 10^{-3}$

3.7 不変質量分布のバックグラウンドの再現

前項で求めた親粒子の質量の分布には、同じイベント内の子粒子の組み合わせのうち、同じ親粒子に起源しない子粒子の組み合わせが混ざっている。

例えば、 π^0 粒子の場合を考える。 $K^+ K^-$ ペアからの崩壊前の π^0 粒子を再構成するのだが、 $K^+ K^-$ のすべてが、同じ π^0 粒子からの崩壊によって発生したものではない。このために、不変質量分布には、 π^0 粒子の不変質量のピークに含まれないバックグラウンドができる。これを間接的に取り除くために、 π^0 粒子起源でないことわかっている $K^+ K^-$ を組み合わせでバックグラウンドを再現する方法を用いる。これはイベントミキシングと呼ばれ、異なるイベントから $K^+ K^-$ を選び組み合わせる。このようにすることで同じ親 π^0 を起源とする組み合わせはまったく入らないので、バックグラウンドを再現することができる。

イベントミキシングを行う際、衝突点の差が 3cm 以内、中心衝突度の差が 10% 以内のイベントから選んだ。これは衝突点や中心衝突度によって検出器の検出効率が異なるためである。

と同様に、 K_S^0 、 K_L^0 でもイベントミキシングでバックグラウンドを再現した。

第4章 結果

4.1 K_S^0 の同定

以上のようにして K^+ と K^- を組み合わせた不変質量分布が図 4-1 である。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した K^+ と K^- を組み合わせた不変質量分布である。青いヒストグラムはイベントミキシングにより再現しようとしたバックグラウンドであるが、 $0.5 \sim 0.7$ [GeV/c^2] の付近で一致しない。これは後に考察する。バックグラウンドは、 $0.2 \sim 0.4 GeV$ の範囲の数が同じになるように規格化した。不変質量分布からバックグラウンドを引いたものが図 4-2 である。

4.2 $K^+ K^-$ の同定

4.2.1 電磁カロリメータを用いた場合

電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布が図 4-3 である。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドは、 $1.6 \sim 1.7 GeV$ の範囲の数が同じになるように規格化した。不変質量分布からバックグラウンドを引いたものが図 4-4 である。 $0.98 \sim 1.05 GeV$ の範囲でガウス分布でフィットした。中心は $1019.31 \pm 0.32 MeV/c^2$ であった。

4.2.2 ToF カウンタを用いた場合

ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布が図 4-5 である。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドは、 $1.3 \sim 1.4 GeV$ の範囲の数が同じになるように規格化した。不変質量分布からバックグラウンドを引いたものが図 4-6 である。 $1.0 \sim 1.04 GeV$ の範囲でガウス分布でフィットした。中心は $1020.55 \pm 0.46 MeV/c^2$ であった。

4.3 の同定

4.3.1 電磁カロリメータを用いた場合

電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 π^+ を組み合わせた不変質量分布が図 4-7 である。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^+ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドは、1.3~1.4GeV の範囲の数が同じになるように規格化した。不変質量分布からバックグラウンドを引いたものが図 4-8 である。1.4~1.5GeV の範囲でガウス分布でフィットした。中心は $1117.03 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ であった。

4.3.2 電磁カロリメータおよび ToF カウンタを用いた場合

電磁カロリメータを用いて観測された陽子と、ToF カウンタを用いて観測された π^+ を組み合わせた不変質量分布が図 4-9 である。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^+ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドは、1.5~1.6GeV の範囲の数が同じになるように規格化した。不変質量分布からバックグラウンドを引いたものが図 4-10 である。1.09~1.14GeV の範囲でガウス分布でフィットした。中心は $1116.04 \pm 0.43 \text{ MeV}/c^2$ であった。

4.4 対比表

以上の結果を比較したものを下に示す。

表 4-4-1 K_S^0 粒子の観測された質量の中心の値。

	観測質量中心 [MeV/c ²]
電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた場合	502.70 ± 0.45
Particle Date Group の値[9]	497.67 ± 0.03

表 4-4-2 粒子の観測された質量の中心の値。

	観測質量中心 [MeV/c ²]
電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた場合	1019.31 ± 0.32
ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた場合	1020.55 ± 0.46
Particle Date Group の値	1019.42 ± 0.01

表 4-4-3 粒子の観測された質量の中心の値。

	観測質量中心 [MeV/c ²]
電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 \bar{p} を組み合わせた場合	1117.03 ± 0.50
電磁カロリメータを用いて観測された陽子と、 ToF カウンタを用いて観測された \bar{p} を組み合わせた場合	1116.04 ± 0.43
Particle Date Group の値	1115.68 ± 0.01

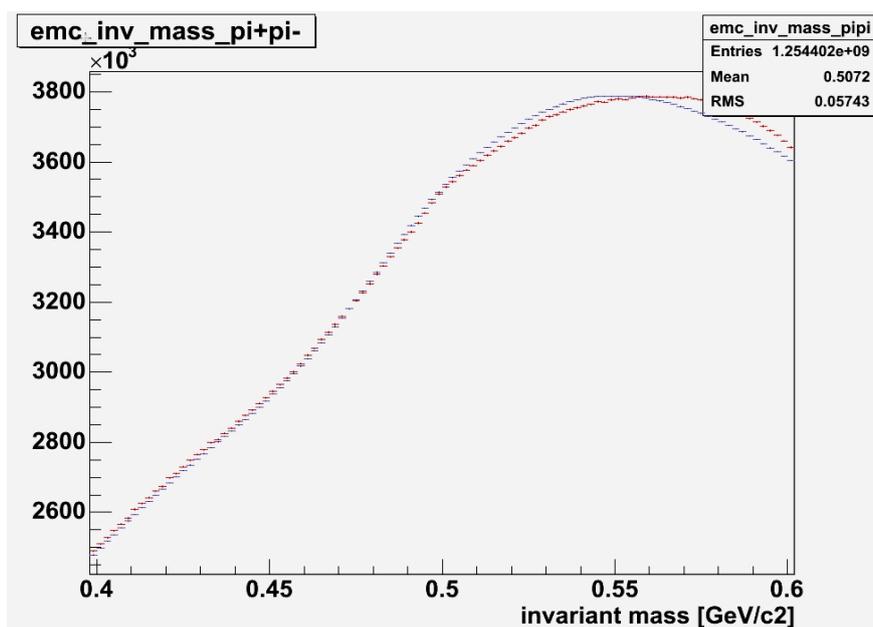


図 4-1 電磁カロリメータを用いて測定された π^+ と π^- を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した π^+ と π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。不変質量分布とバックグラウンドが 0.5 から 0.7 [GeV/c^2] 付近で一致しない理由は後述する。

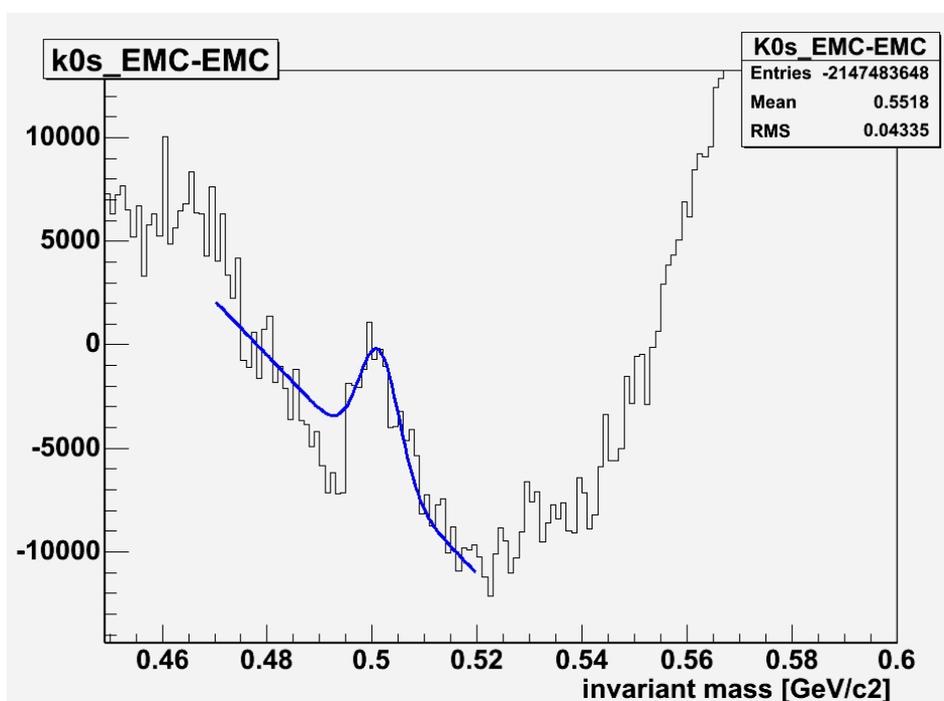


図 4-2 バックグラウンドを引いた不変質量分布。

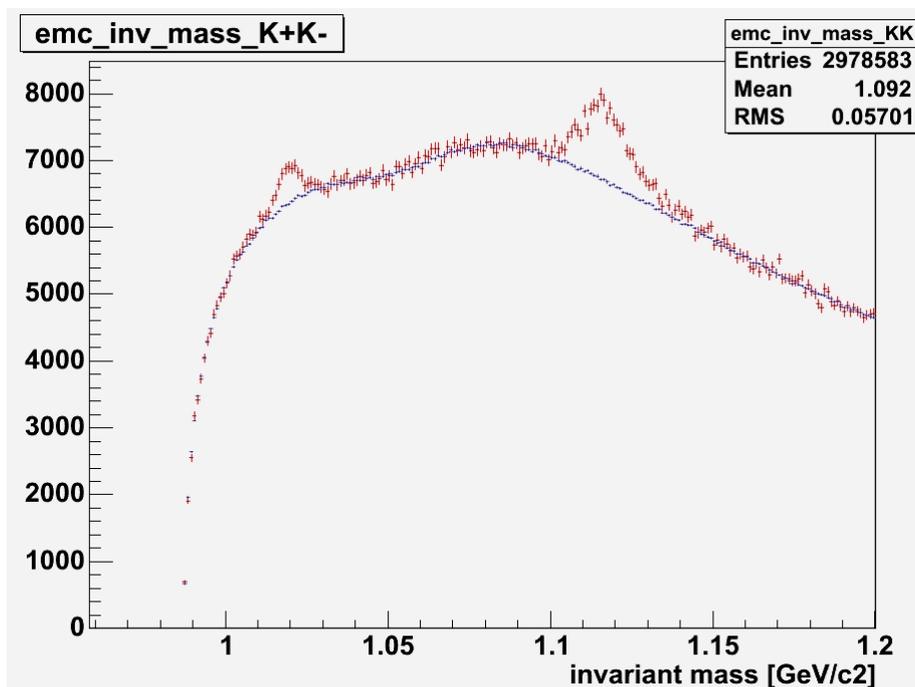


図 4-3 電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。また $1.13 [GeV/c^2]$ 近傍のピークについては後述する。

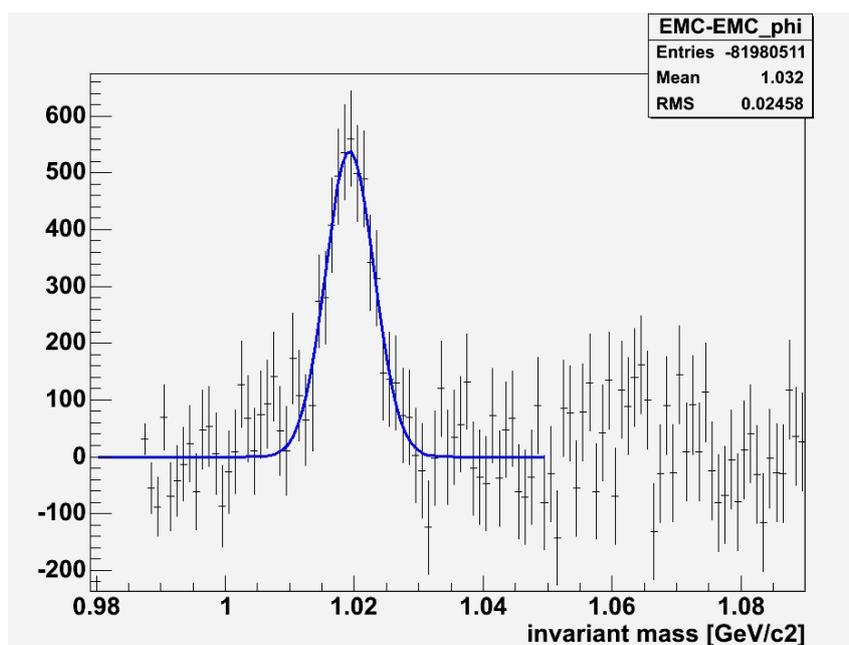


図 4-4 バックグラウンドを引いた不変質量分布。

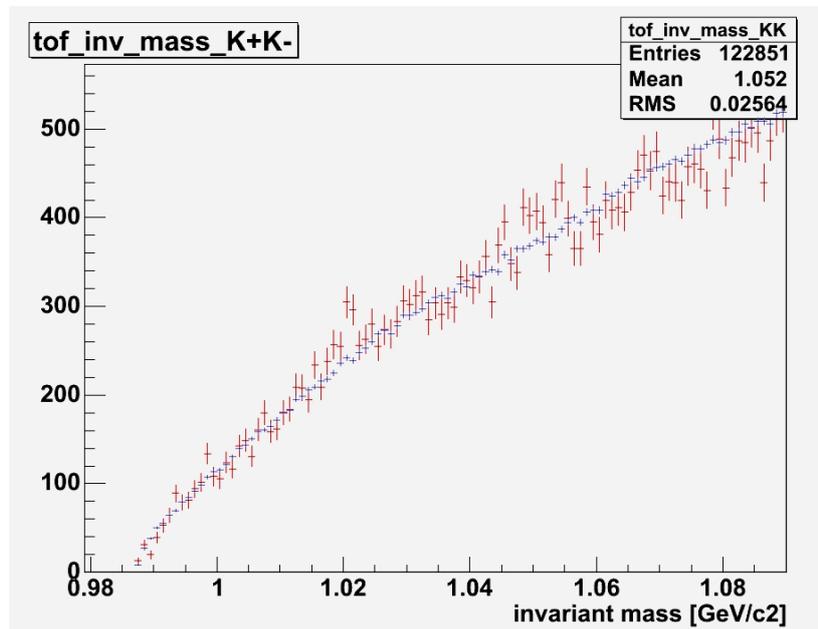


図 4-5 ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

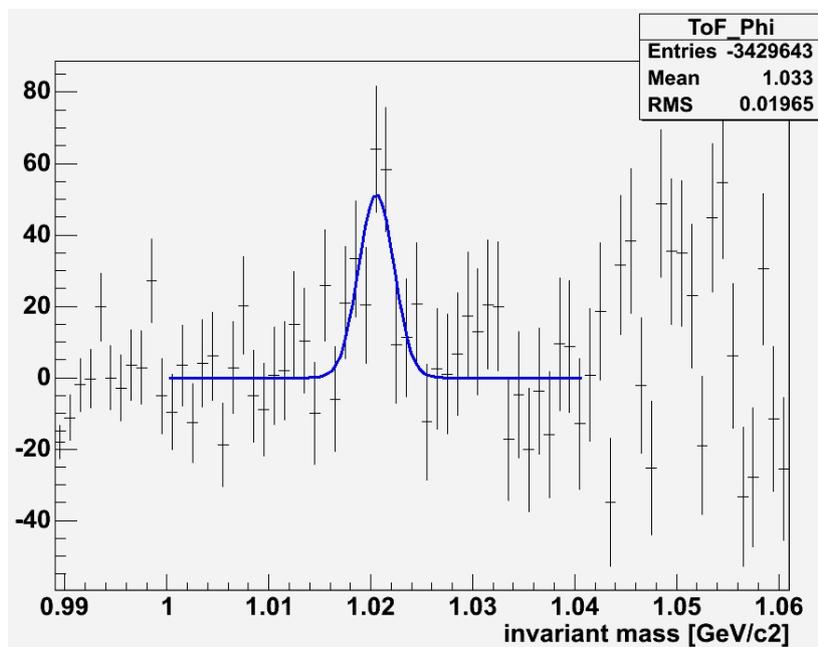


図 4-6 バックグラウンドを引いた不変質量分布。

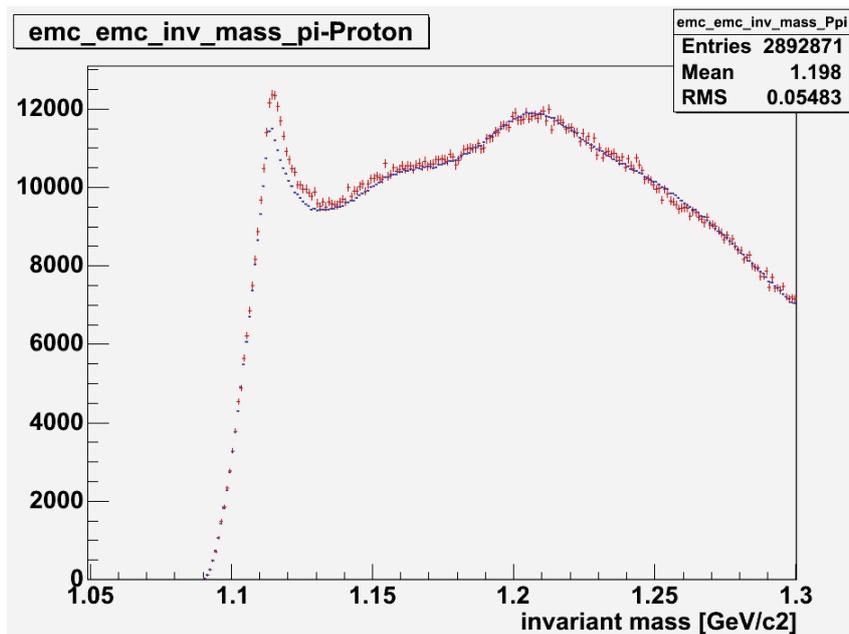


図 4-7 電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

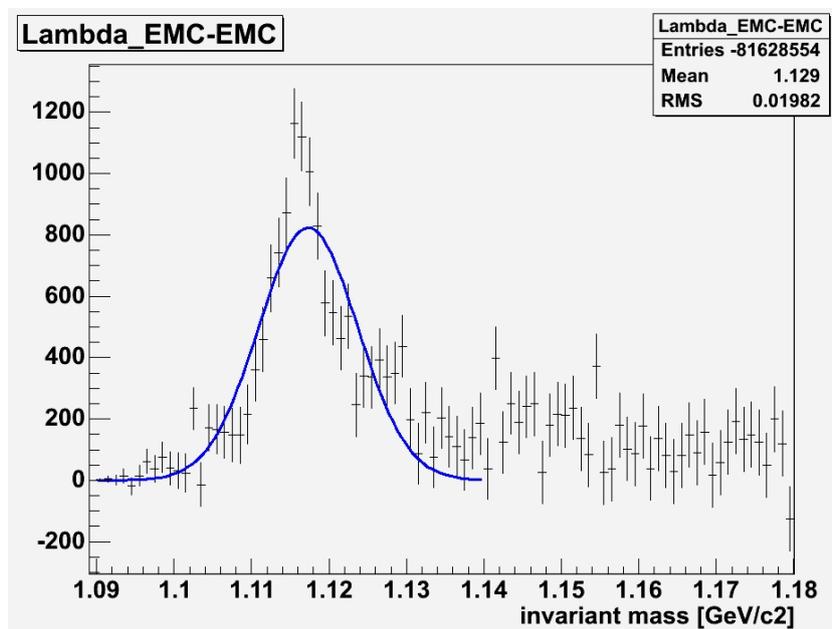


図 4-8 バックグラウンドを引いた不変質量分布。

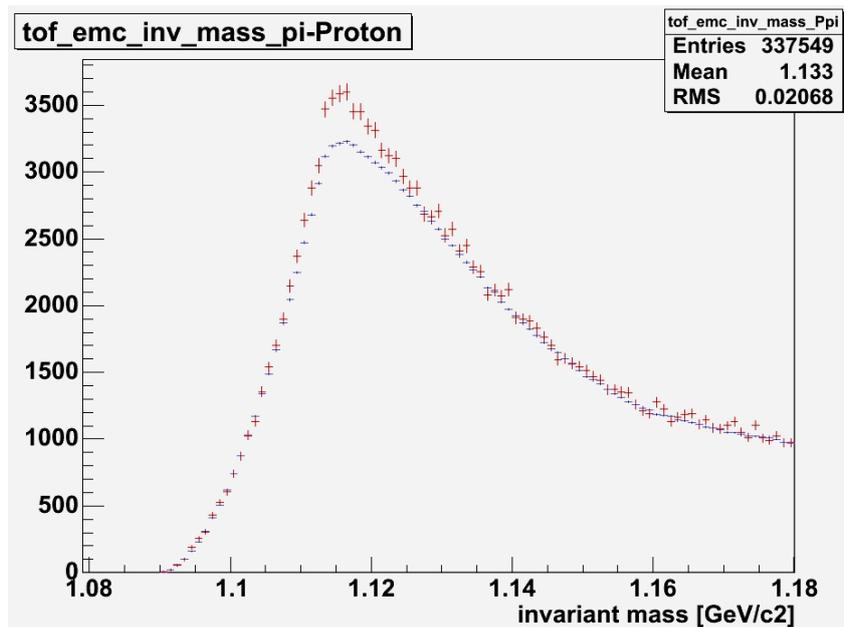


図 4-9 電磁カロリメータを用いて観測された陽子と、ToF カウンタを用いて観測された π^- を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

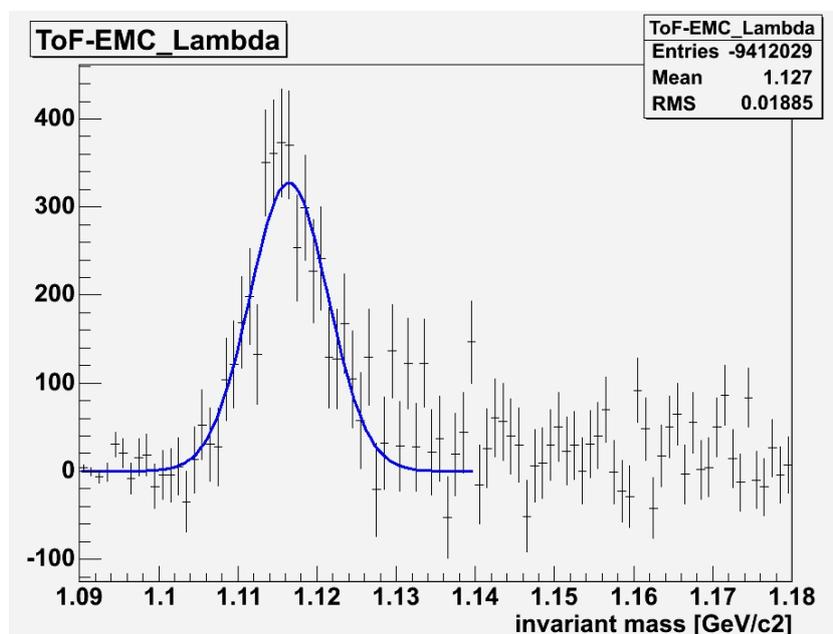


図 4-10 バックグラウンドを引いた不変質量分布

4.5 衝突中心度依存性

以上より同定した、 K^+ 粒子、 K^- 粒子について、衝突中心度を中心衝突から周辺衝突の順に、0 - 10%、10 - 20%、20 - 30%、30 - 40%、40 - 50%、50 - 60%、60 - 70%、70 - 92%と区切った場合の不変質量分布を示す。

4.5.2 粒子の衝突中心度依存性

4.5.1 - 1 電磁カロリメータを用いた場合

電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-11 に示している。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドを引いた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-12 に示した。

4.5.1 - 2 ToF カウンタを用いた場合

ToF カウンタで観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-13 に示している。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

また衝突中心度が大きい中心衝突ではシグナル/バックグラウンド比が小さいために、ピークは見る事ができなかった。衝突中心度の大きい周辺衝突では、シグナル/バックグラウンド比は大きい、粒子数が少ないので衝突中心度を 40 - 92%に区切った場合の不変質量分布を図 4-14 に示した。バックグラウンドを引いた不変質量分布を図 4-15 に示した。

4.5.2 粒子の衝突中心度依存性

4.5.2 - 1 電磁カロリメータを用いた場合

電磁カロリメータで観測された陽子、 \bar{p} を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-16 に示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 \bar{p} を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。バックグラウンドを引いた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-17 に示した。

4.5.2 - 1 電磁カロリメータおよび ToF カウンタを用いた場合

電磁カロリメータで観測された陽子、ToF カウンタで観測された π^+ を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に図 4-18 に示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^+ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。衝突中心度の大きい周辺衝突では、粒子数が少ないので衝突中心度を 40 - 92% に区切った場合の不変質量分布を図 4-19 に示した。バックグラウンドを引いた不変質量分布を図 4-20 に示した。

4.5.3 対比表

以上の結果を表 4-5-1、表 4-5-2 に示す。

表 4-5-1 粒子の観測粒子数と質量の中心の値。

	衝突中心度	1 イベントあたりの観測粒子数 ($\times 10^{-5}$)	観測質量中心 [MeV/c ²]
電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 $K^+ K^-$ を組み合わせた場合	0 - 10	78.61 \pm 9.47	1019.13 \pm 0.94
	10 - 20	56.77 \pm 4.90	1019.65 \pm 0.58
	20 - 30	57.41 \pm 5.87	1018.65 \pm 0.68
	30 - 40	21.23 \pm 2.12	1019.30 \pm 0.57
	40 - 50	17.20 \pm 2.12	1097.7 \pm 0.60
	50 - 60	10.36 \pm 1.16	1018.85 \pm 0.93
	60 - 70	4.83 \pm 0.54	1020.27 \pm 0.79
	70 - 92	1.32 \pm 0.23	1017.83 \pm 0.63
	ALL	244.53 \pm 18.89	1019.31 \pm 0.32
電磁カロリメータを用いて観測された陽子と、ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた場合	40 - 92	2.69 \pm 0.16	1019.65 \pm 5.24
	ALL	10.61 \pm 1.01	1020.55 \pm 0.46
Particle Date Group の値[9]			1115.68 \pm 0.01

表 4-5-2 粒子の観測粒子数と質量の中心の値。

	衝突中心度	1 イベントあたりの観測粒子数 ($\times 10^{-4}$)	観測質量中心 [MeV/c ²]
電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 π^+ を組み合わせた場合	0 - 10	12.50 \pm 1.26	1116.9 \pm 0.56
	10 - 20	18.54 \pm 1.04	1117.88 \pm 0.66
	20 - 30	10.01 \pm 0.93	1116.12 \pm 0.85
	30 - 40	4.69 \pm 0.39	1116.34 \pm 0.32
	40 - 50	3.63 \pm 0.35	1115.91 \pm 0.59
	50 - 60	2.03 \pm 0.18	1118.07 \pm 0.89
	60 - 70	0.64 \pm 0.14	1115.23 \pm 0.84
	70 - 92	0.37 \pm 0.06	1114.79 \pm 0.41
	ALL	55.67 \pm 2.45	1117.03 \pm 0.50
電磁カロリメータを用いて観測された陽子と、ToF カウンタを用いて観測された π^+ を組み合わせた場合	40 - 90	2.69 \pm 0.16	1117.96 \pm 0.84
	ALL	12.65 \pm 0.97	1116.04 \pm 0.43
Particle Date Group の値			1115.68 \pm 0.01

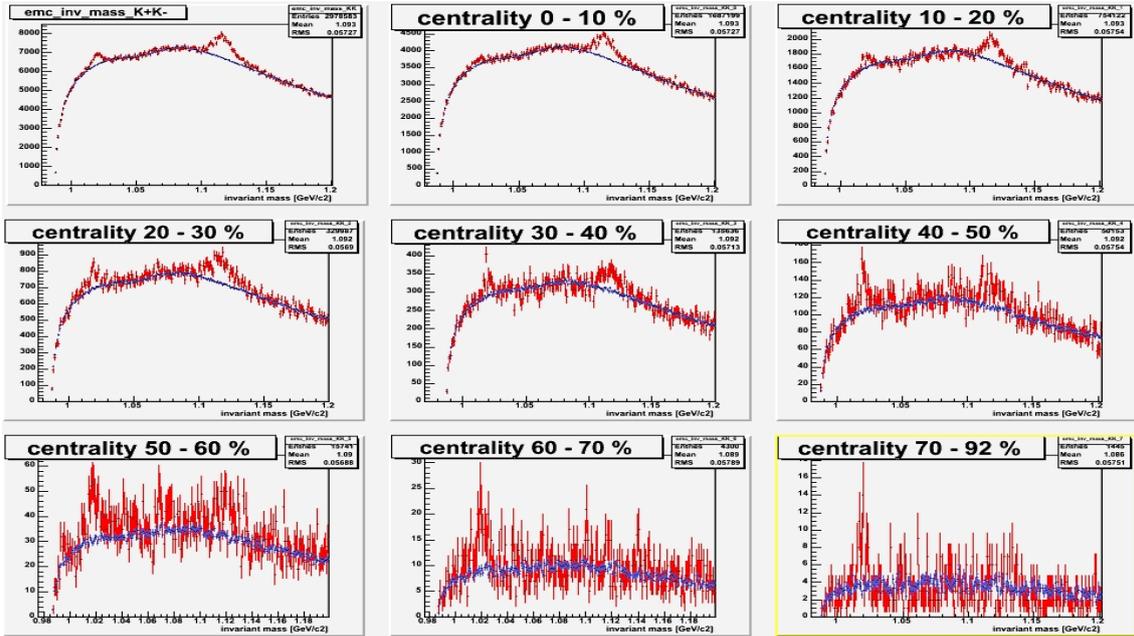


図 4-11 電磁カロリメータを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

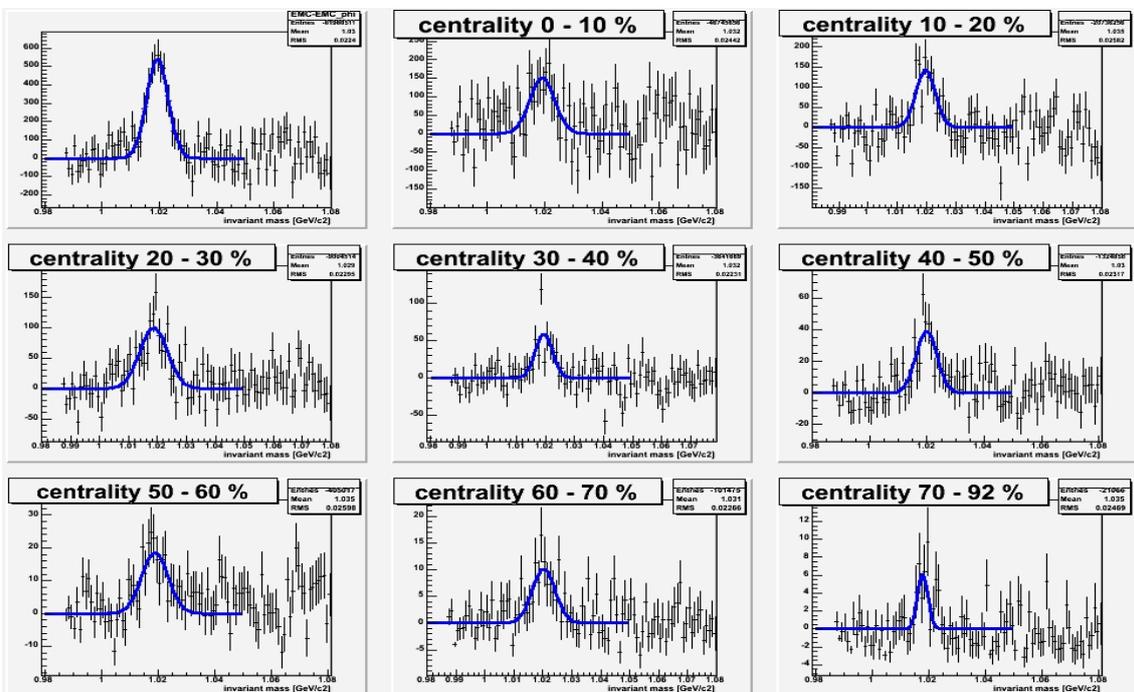


図 4-12 バックグラウンドを引いた中心衝突度別の不変質量分布。

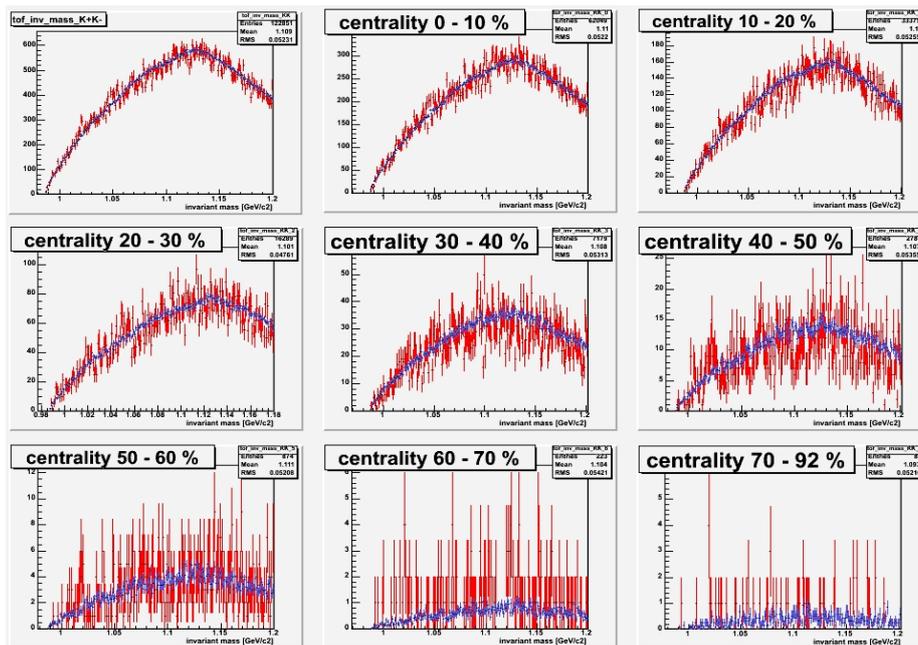


図 4- 13 ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布を中心衝突度別に示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

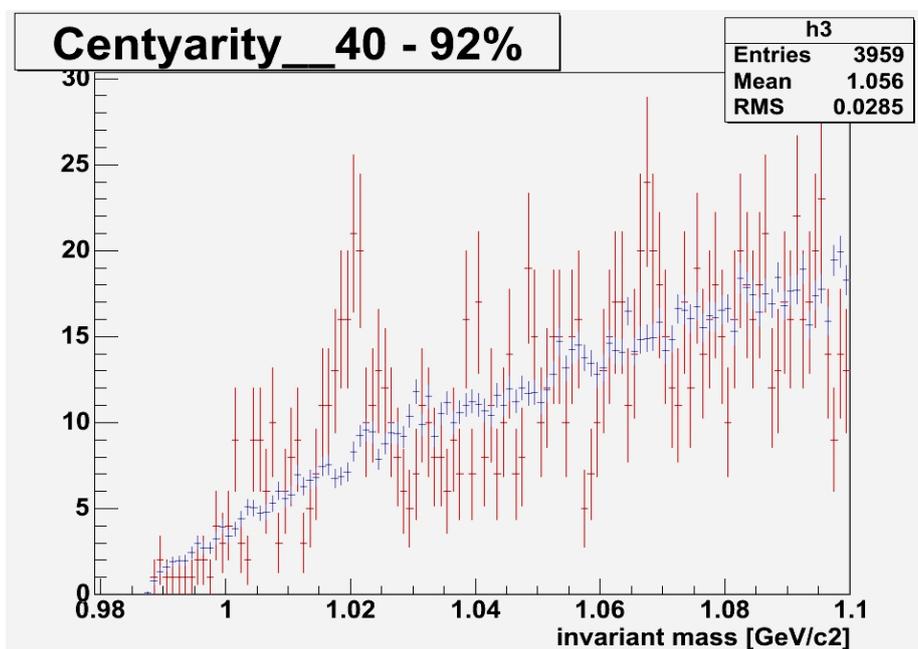


図 4- 14 中心衝突度 40 - 92% のイベントの、ToF カウンタを用いて観測された $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布を示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した $K^+ K^-$ を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

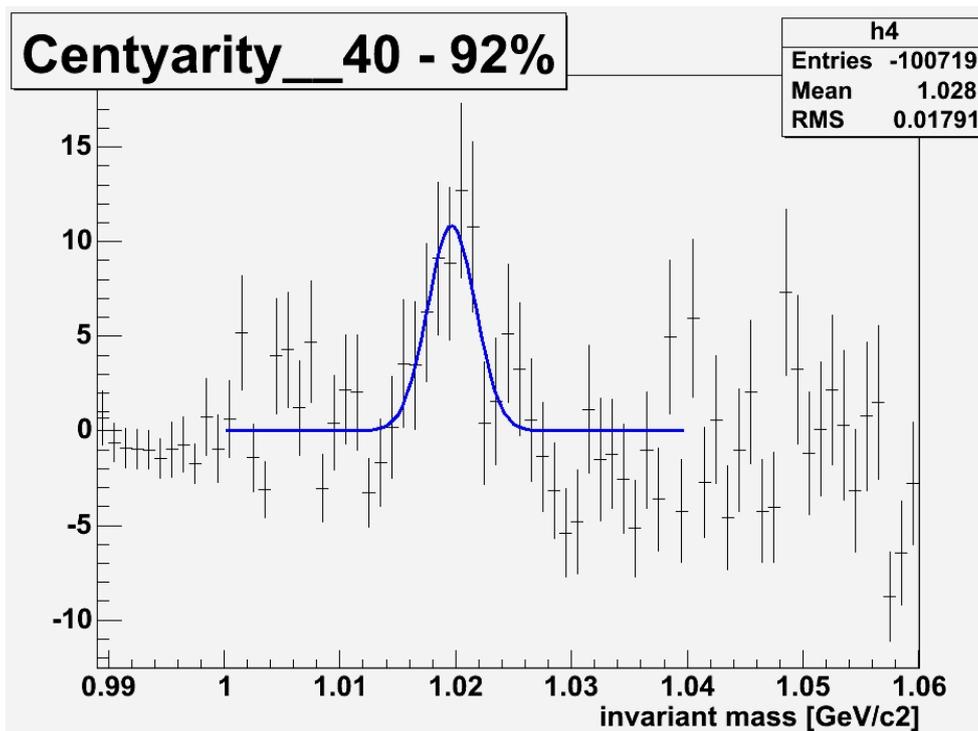


図 4- 15 衝突中心度を 40 - 92% に区切った場合の、バックグラウンドを引いた不変質量分布

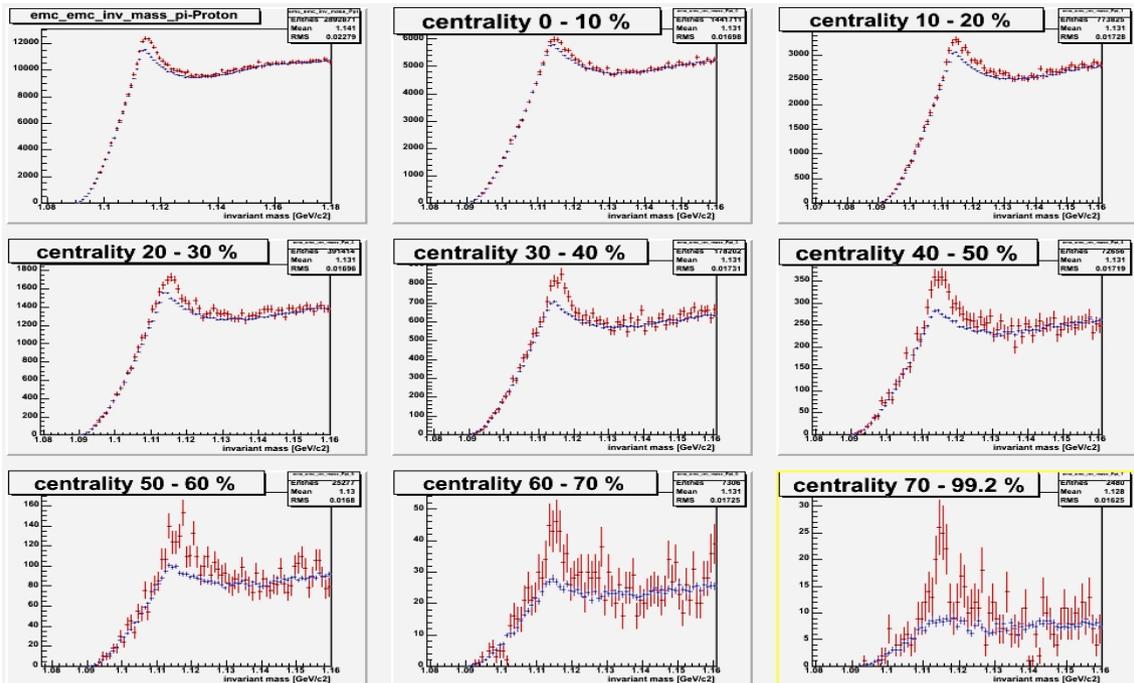


図 4-16 電磁カロリメータを用いて観測された陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布を衝突中心度ごとに示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

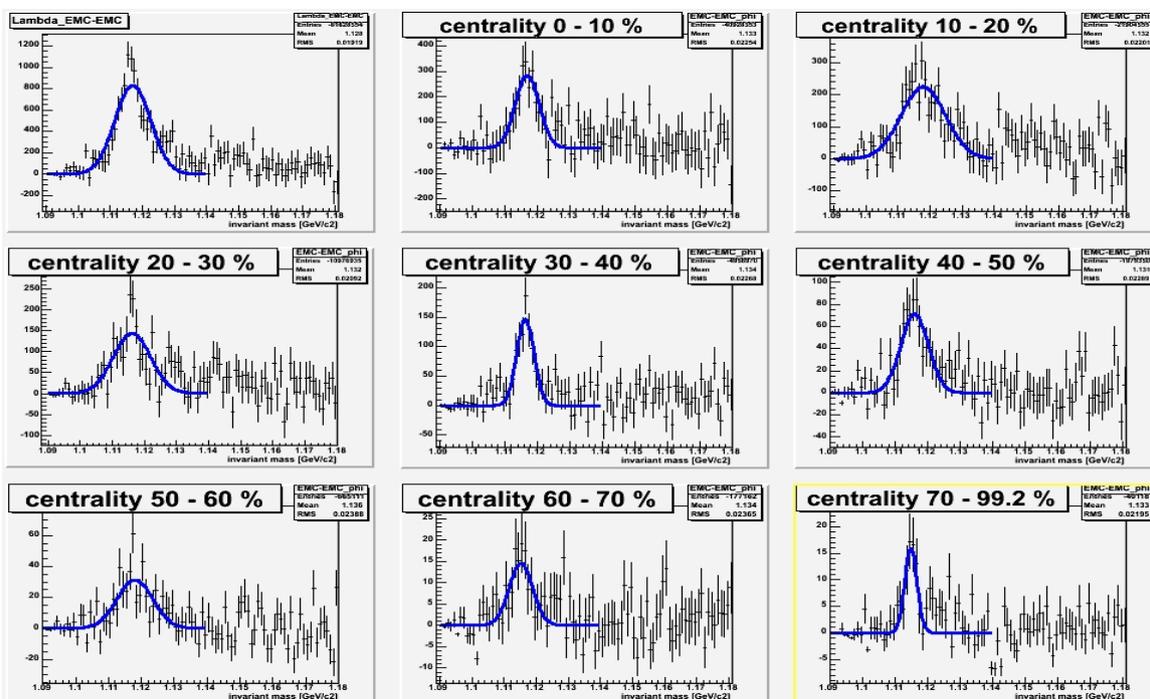


図 4-17 バックグラウンドを引いた中心衝突度別の不変質量分布。

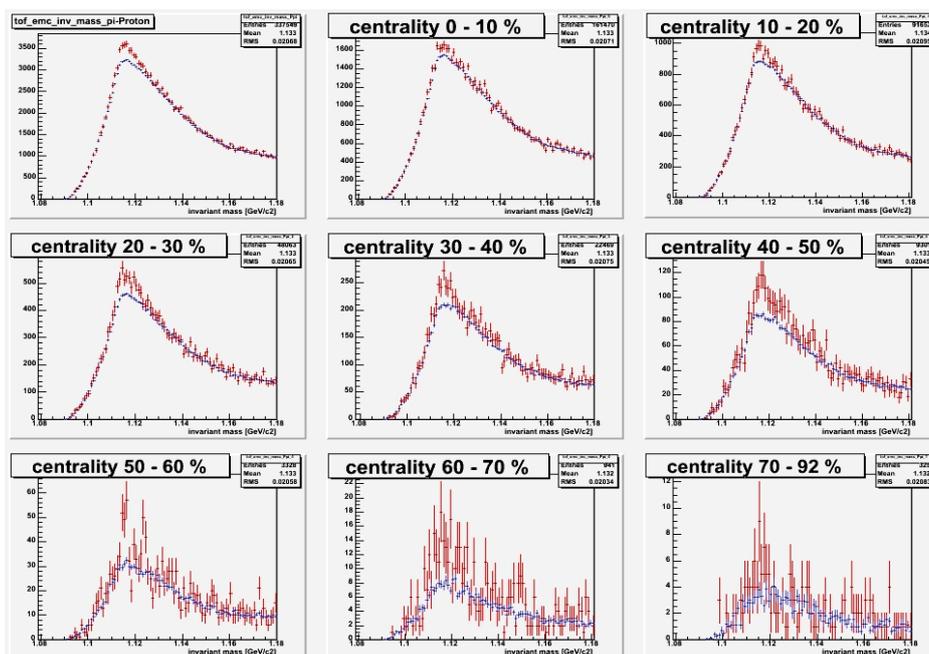


図 4-18 電磁カロリメータで観測された陽子、ToF カウンタで観測された π^- を組み合わせた不変質量分布を衝突中心度ごとに示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

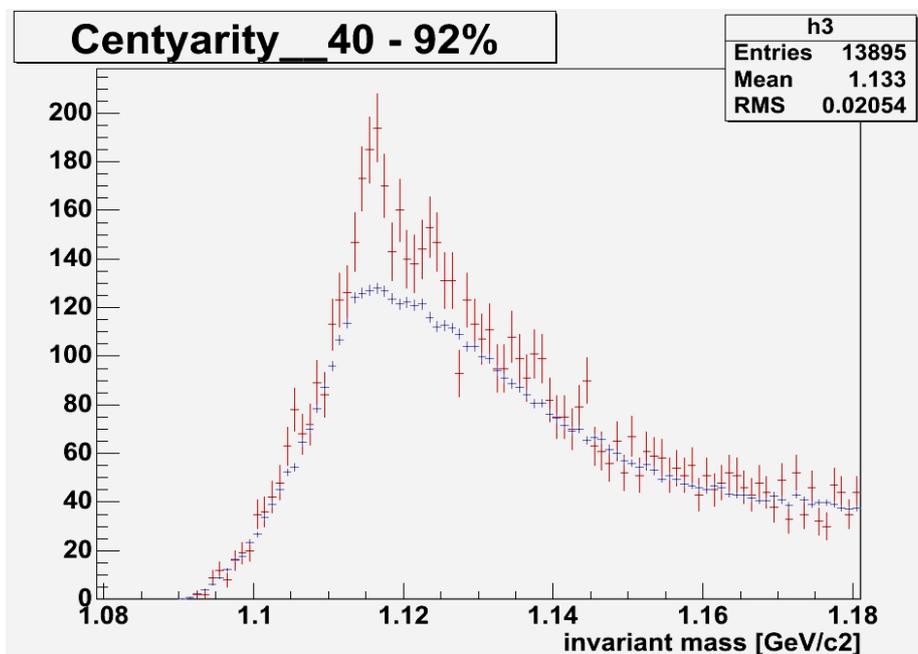


図 4-19 衝突中心度 40 - 92% のイベントの電磁カロリメータで観測された陽子、ToF カウンタで観測された π^- を組み合わせた不変質量分布を示した。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した陽子、 π^- を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

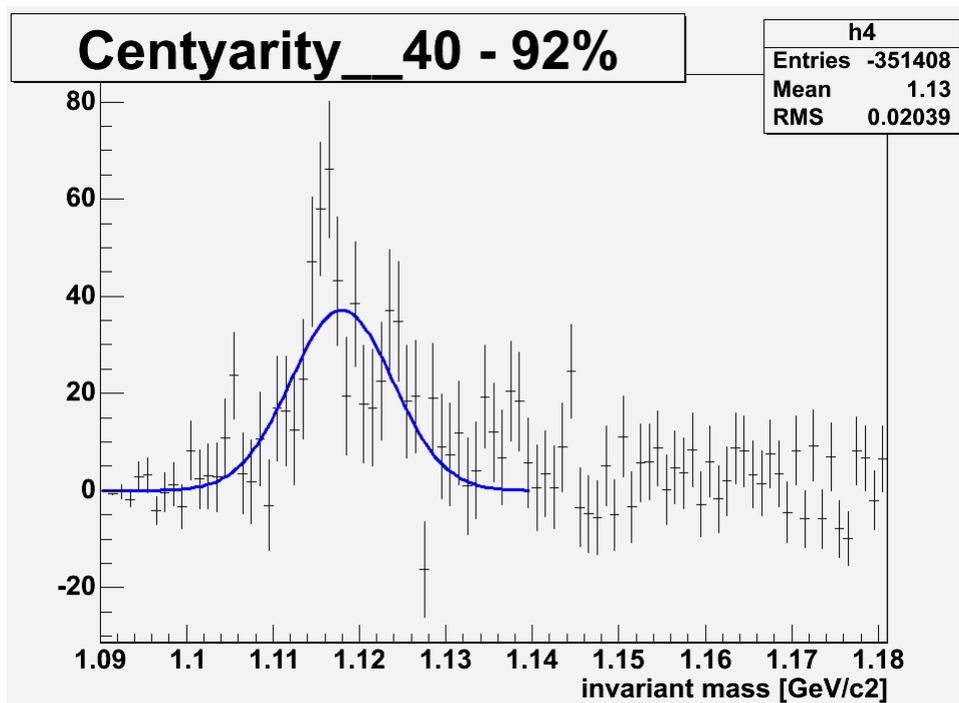


図 4-20 衝突中心度 40 92%のイベントでの、バックグラウンドを引いた不変質量分布

4.6 Npart および Ncoll との関係

原子核衝突は核子同士の衝突の重ね合わせであると考えることができる。

原子核衝突において、内部の核子同士が衝突する数を Ncoll、衝突に関与した核子数を Npart と呼ぶ。Ncoll は衝突の極初期のクォークまたはグルーオンの散乱により生成される粒子の数に比例するとされている。また、衝突に関与した粒子の数 (Npart) は、衝突によってできる高温高密度の系の大きさを表していると言える。観測された粒子の 1 イベントあたりの観測数を Npart で比較することで、原子核が互いにすり抜けた後にできるハドロンガスもしくは QGP からのシグナルを間接的に見ることができる。

表 4-6-1 に示したのは、重心エネルギー 200GeV での金・金衝突での各衝突中心度における Ncoll と Npart の値である。

衝突中心度	Ncoll	Npart
0 - 10%	955.4 ± 93.6	325.2 ± 3.3
10 - 20%	602.6 ± 59.3	234.6 ± 4.7
20 - 30%	373.8 ± 39.6	166.6 ± 5.4
30 - 40%	219.8 ± 22.6	114.2 ± 4.4
40 - 50%	120.3 ± 13.7	74.4 ± 3.8
50 - 60%	61.0 ± 9.9	45.5 ± 3.3
60 - 70%	28.5 ± 7.6	25.7 ± 3.8
70 - 92%	8.3 ± 2.4	9.5 ± 1.9

表 4-5-1 重心エネルギー 200GeV での金・金衝突での各衝突中心度における Ncoll と Npart の値 [8]

電磁カロリメータを用いて再構成した 粒子の観測量を縦軸に、Npart を横軸にしたものを図 4-21 に示す。また、1 イベントあたりの観測粒子量を図 4-22 は Npart で規格化したものを縦軸、Npart を横軸にしたもの、また図 4-23 は Ncoll で規格化したものを縦軸に、横軸を Ncoll としたものである。

電磁カロリメータを用いて再構成した 粒子の観測量を縦軸に、Npart を横軸にしたものを図 4-24 に示す。また、1 イベントあたりの観測粒子量を図 4-25 は Npart で規格化したものを縦軸、横軸を Npart としたもの、また図 4-26 は Ncoll で規格化したものを縦軸に、横軸を Ncoll としたものである。

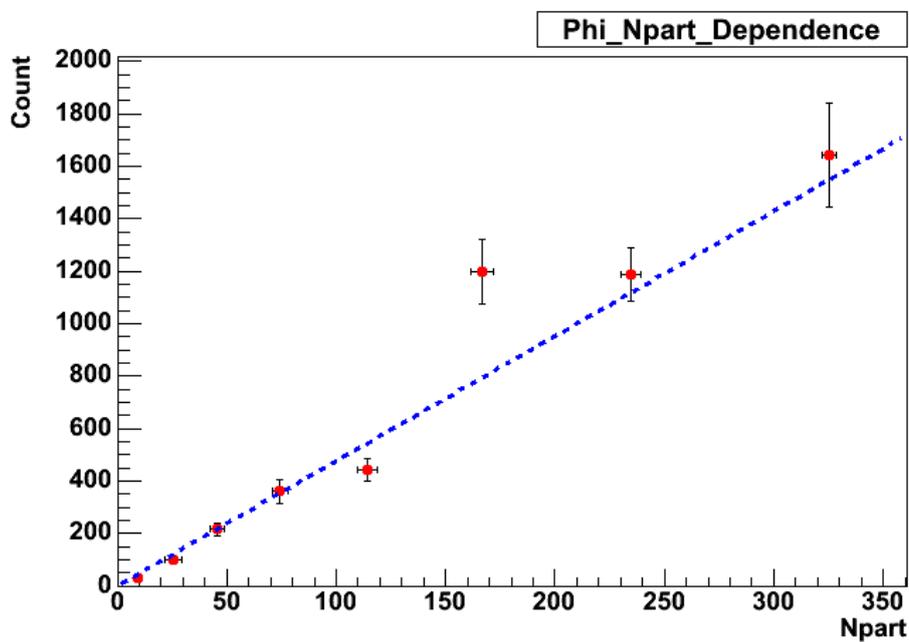


図 4-21 電磁カロリメータで観測された 粒子の観測量を縦軸に、横軸を Npart、としたものを示す。

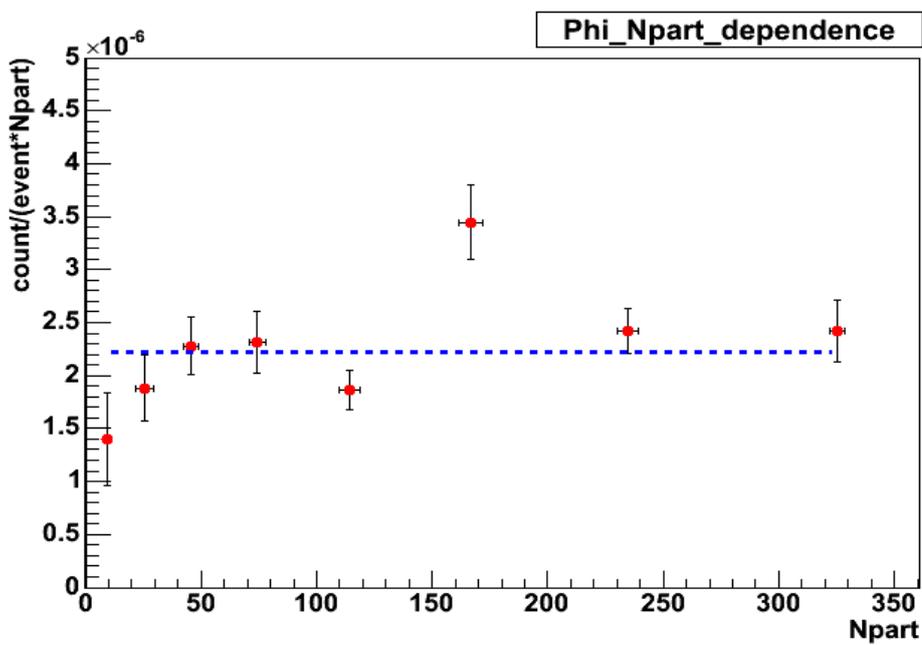


図 4-22 電磁カロリメータで観測された 粒子の 1 イベントあたりの観測量を Npart で規格化したものを縦軸、横軸を Npart で示した。

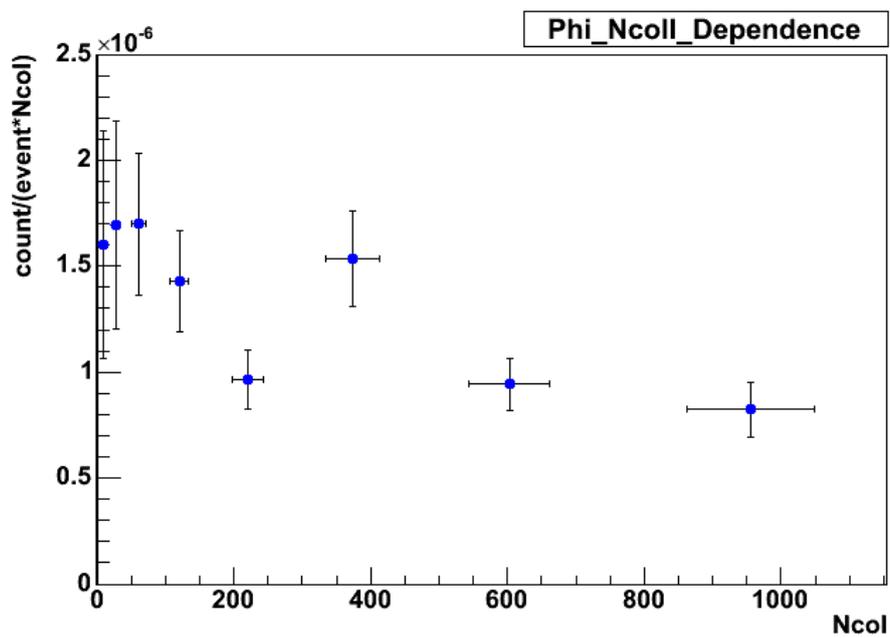


図 4-23 電磁カロリメータで観測された 粒子の 1 イベントあたりの観測量を Ncoll で規格化したものを縦軸、横軸を Ncoll で示した。

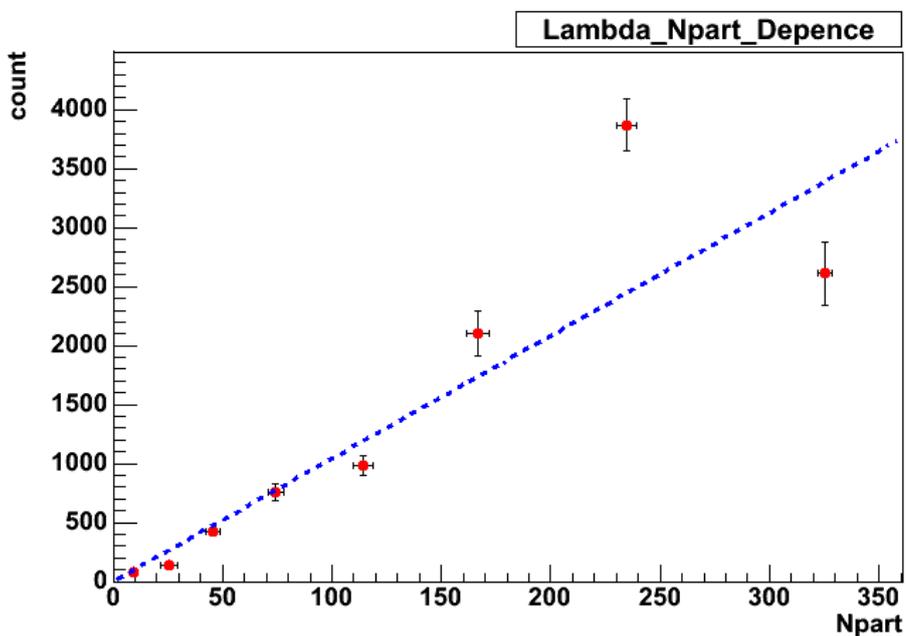


図 4-24 電磁カロリメ - タで観測された 粒子の観測量を縦軸に、横軸を Npart、としたものを示す。

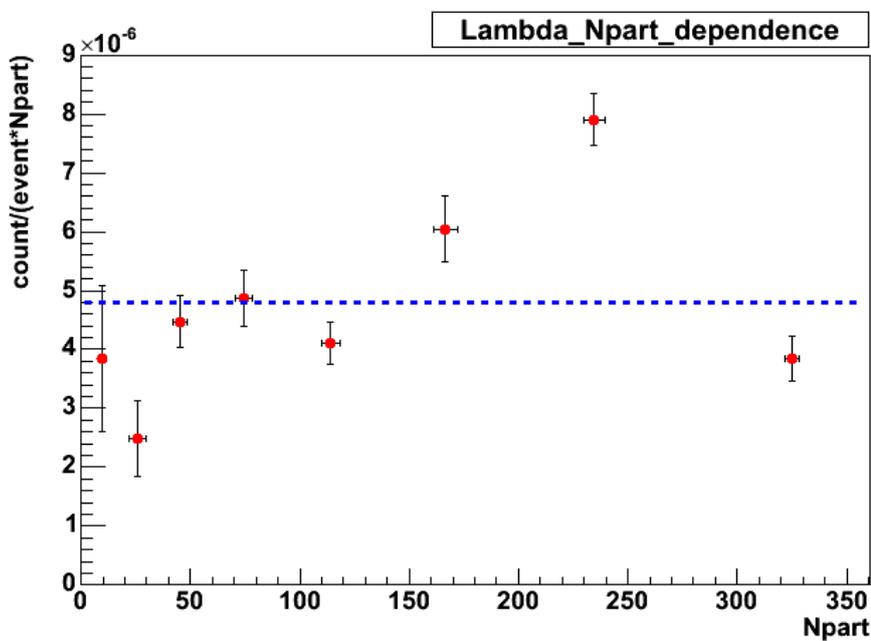


図 4-25 電磁カロリメ - タで観測された 粒子の 1 イベントあたりの観測量を Npart で規格化したものを縦軸、横軸を Npart で示した。

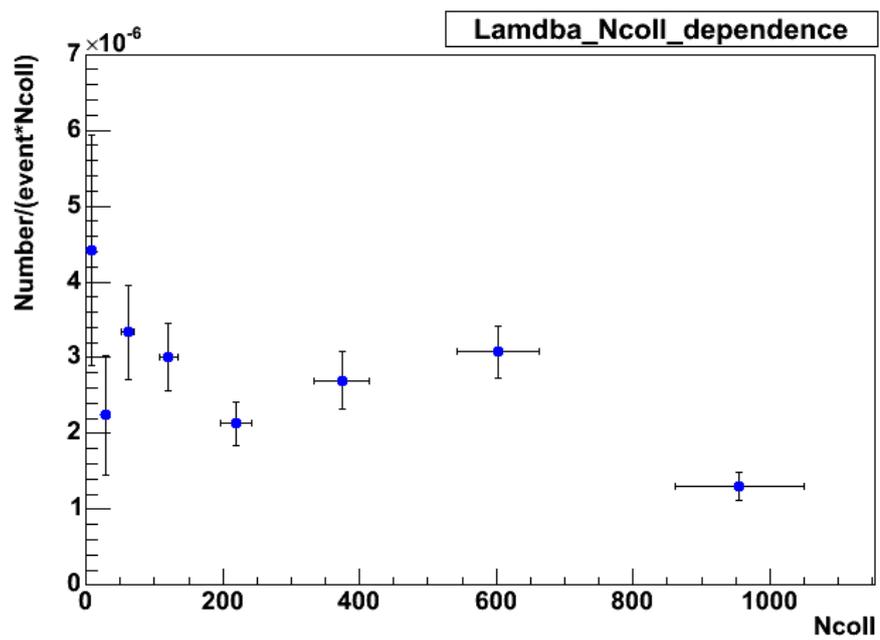


図 4-26 電磁カロリメータで観測された粒子の1イベントあたりの観測量を N_{coll} で規格化したものを縦軸、横軸を N_{coll} で示した。

第5章 考察

5.1 観測量と N_{part} との関係

図 4-21、4-24 から、 $\langle N_{ch} \rangle$ 、 $\langle N_{ch}^2 \rangle$ 粒子の観測量が N_{part} (衝突に関与した核子数) に比例していることがわかった。 N_{part} は衝突によってできる高温高密度の系の大きさを表している。中心衝突ほど N_{part} は大きくなり、広範囲に高温高密度の状態が作られるため、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) が生成されると予想できる。しかし、 N_{part} に観測量が比例するという事は、急激なストレンジネスクォークを含むハドロンの生成はなかったと考えられ、QGP が生成されていないと考えることができる。

しかし、このことは本研究では検出器の検出効率を見積もっていないためとも考えられる。通常、最も中心衝突の場合には粒子発生数が大きいため、検出器の検出効率は小さくなる。このため N_{part} が大きい範囲で実際の生成量よりも観測量が小さくなっている。このことより、検出器の検出効率を見積った生成量を求めることにより、QGP 生成の議論を行わなくてはならない。

5.2 不変質量分布とバックグラウンドのずれ

図 4-1 で、不変質量分布とバックグラウンドが 0.5 から 0.7 [GeV/c^2] の付近で一致しない。これは \pm 中間子の生成量が非常に大きいために、検出器の分解能を越え、正確に測定できないからであると考えられる。

図 5-1 に衝突中心度別の不変質量分布を示す。

周辺衝突ほどずれが小さいのがわかる。これは周辺衝突ほど粒子の生成量が小さいからであると考えることができる。

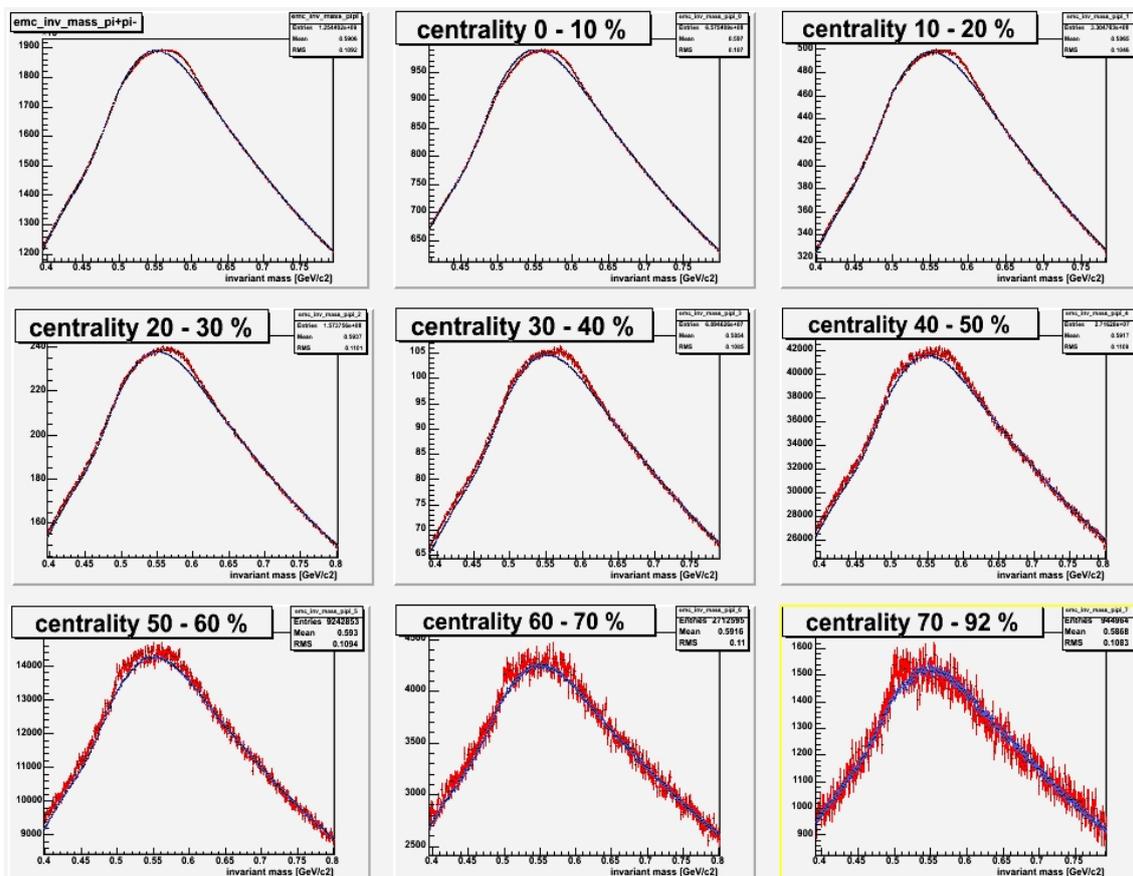


図 5-1 中心衝突度別に見た、 \pm と \mp を組み合わせた不変質量分布。赤いヒストグラムが同じイベントから発生した \pm と \mp を組み合わせた不変質量分布で、青いヒストグラムがイベントミキシングにより再現したバックグラウンドである。

また図 4-3 の $1.13 [\text{Gev}/c^2]$ 近傍のピークについて考察する。

図 5-2 の電磁カロリメータにより測定された粒子の静止質量分布から、K 中間子は中間子の裾の上に立ってことが分かる。K 粒子を識別したつもりでも、その中に多数の粒子が混じっていると考えられる。このため不変質量を計算するとき、パイ粒子を K 粒子の質量で計算している場合がある。 K_S^0 から崩壊した $\pi^+ \pi^-$ のペアを K 粒子ペアの質量で計算した場合には粒子の不変質量とは異なるところにピークが立ち、これが $1.13 [\text{Gev}/c^2]$ 近傍のピークであると考えた。

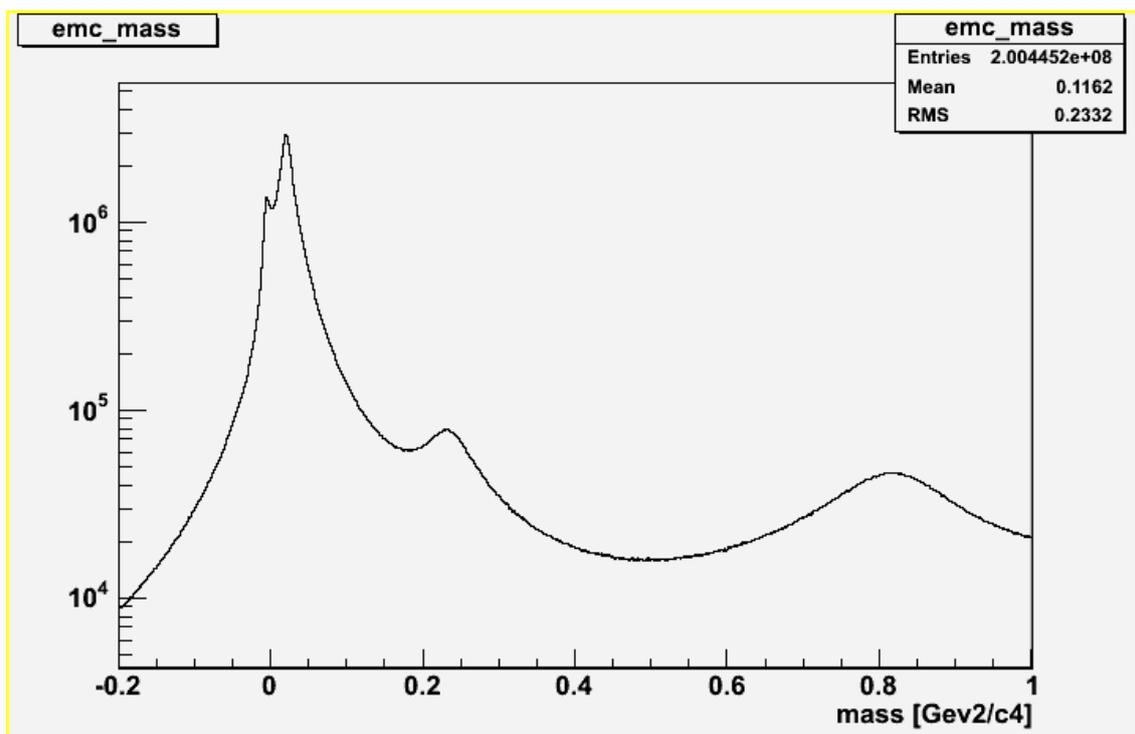


図 5- 2 電磁カロリメータで観測した飛行時間により計算された粒子の静止質量の 2 乗の分布。

第6章 結論

核子対あたり衝突エネルギー200GeVでの金・金衝突において、電磁カロリメータとToFカウンタで測定した飛行時間、ドリフトチェンバとパッドチェンバで測定した飛跡から決定された飛行距離と運動量を用いて粒子識別を行った。識別された粒子の運動量と静止質量から、 K_S^0 粒子、 π^+ 粒子、 π^- 粒子の不変質量分布を得た。バックグラウンド分布を見積もり、差分を取ることで、ピーク中心の観測質量を、概知の不変質量と比べることで、 K_S^0 粒子、 π^+ 粒子、 π^- 粒子を同定することができた。

また衝突中心度ごとに求めた π^+ 、 π^- 粒子の観測量が、衝突に関与する核子数に比例することがわかった。

謝辞

指導教官の杉立先生をはじめ、文章構成に至るまでのご指導を頂いた志垣先生、またデータ解析をするにあたり、解析用計算機環境について細かい点まで教えていただいた中村さん、解析手法から解析の方針に至るまで教えてくださった槌本さんには格別の援助をいただきました。また同研究室の先輩方には慣れない LINUX の環境などを夜多くまで教えていただき感謝します。

参考文献

- [1]”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 大内田美沙紀
- [2]”RHIC と PHENIX 実験” 秋葉康之
- [3]PHENIX front page <http://www.phenix.bnl.gov/>
- [4]” KK Analysis Note” Z. Fraenkel et al.
- [5]”核子対あたり重心系衝突エネルギー130GeVの原子核衝突における ハイペロン粒子と反粒子の生成比” 宇津巻 武慶
- [6]” p analysis in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ” Vanderbilt University
- [7]”重心系エネルギー200GeVの陽子・陽子実験における 中間子生成” 槌本裕二
- [8]”Suppressed Production at Large Transverse Momentum in Central Au + Au Collisions at $s = 200\text{GeV}$ ” S. S. Adler et al.
- [9]”The European Physical Journal C ”
- [10]”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” 長谷川智子
- [11]” KK yield , line shape and nuclear modification analysis in Run4 AuAu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ using PHENIX central arm” Senta V. Greene et al.