

核子対あたりの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

*(Production ratio of Anti-hyperon to hyperon
in nuclear collisions at $s_{NN}=130\text{GeV}$)*

2002 年 2 月
広島大学大学院理学研究科物理科学科
高エネルギーハドロン実験研究室

M1279002 宇津巻武慶

要旨

量子色力学 (QCD) の予言によれば、原子核を非常に高温・高密度状態におくと、通常は核子の殻に閉じ込められているクォークとグルーオンが、その束縛から解放され、空間を自由に飛びまわることのできる状態 (クォーク・グルーオン・プラズマ状態、QGP) へと相転移する。

この QGP の物質状態を研究する方法として、高エネルギー重イオン衝突実験がある。この実験は実験室で QGP を生み出すために必要な高温・高密度状態を作り出すことができる唯一の方法である。原子核を衝突させることで生成されるこの高温・高密度の物質 (QGP 相) は時間とともに膨張・冷却し、やがてハドロンの種類と数が固定 (化学凍結、ケミカル・フリーズ・アウトと呼ぶ) される。さらに引き続き膨張・冷却によりハドロ同士の間での散乱も収束しハドロンの運動量分布が固定 (熱的凍結、サーマル・フリーズ・アウトと呼ぶ) される。

この相転移過程の物質状態のある場面においては、化学平衡・熱平衡が成り立ち、そこでその状態を統計力学モデルで記述するというアプローチがなされる。統計力学モデルを適用するとき、原子核衝突によってできる高温・高密度物質から発生するハドロンの生成比は、化学凍結がおこるときの化学ポテンシャルと温度の関数で記述することができる。つまり、ハドロンの生成比を測定することで高温・高密度物質が化学凍結したときの状態を直接導出することができる。

本研究では、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) に建設された超相対論的重イオン加速器 (RHIC) に設置してある PHENIX 測定器によって収集された、核子対当りの重心系エネルギー 130 GeV のデータを用いて、ハイペロンである粒子とその反粒子について生成比を求めた。さらに求めた生成比について横運動量依存性と衝突中心度依存性を調べた。ストレンジクォークを含むハイペロンに着目する理由は、ストレンジクォークが他の軽クォークと異なる平衡状態をもつためである。ストレンジクォークは通常の核子内部ではその存在が抑制され存在確率がほぼ零であるが、QGP が生成される場合はパウリ原理によりこの抑制が見られず、ストレンジクォークまで含んだ平衡状態が達成されると考えられている。

粒子と反粒子の生成比と K^* 中間子の生成比、そして陽子・反陽子の生成比から、化学凍結時の化学ポテンシャルと温度を求め、どのような化学平衡状態のもとで凍結が起こったのかを調べた。

目次

要旨.....	2
第 1 章 はじめに.....	5
1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ.....	5
1.2 超相対論的原子核衝突実験と粒子生成過程.....	6
1.3 化学平衡の実現とストレンジネス増加.....	7
1.3.1 統計力学モデル.....	7
1.3.2 ストレンジネスの増加.....	10
第 2 章 PHENIX 実験.....	11
2.1 RHIC 加速器.....	11
2.2 PHENIX 測定器.....	12
2.2.1 ビームビームカウンタ(BBC).....	14
2.2.2 ゼロディグリーカロリメータ(ZDC).....	16
2.2.3 ドリフトチェンバー(DC).....	17
2.2.4 パットチェンバー(PC1).....	19
2.2.5 電磁カロリメータ(EMCal).....	19
第 3 章 データ解析.....	21
3.1 データ.....	21
3.2 事象の選別.....	21
3.3 粒子軌跡の再構成と運動量・質量の導出.....	22
3.3.1 粒子軌跡の再構築.....	22

3.3.2	粒子識別	22
3.4	粒子不変質量の再構築	27
3.4.1	中間子・陽子ペアの不変質量の導出	27
3.4.2	ペアを組む 中間子 - 陽子飛跡に対する選択	28
3.4.3	EMCal における飛跡再構築に寄与するバックグラウンドのカット	28
3.5	バックグラウンドの見積もり	31
3.5.1	イベントミキシングによるバックグラウンドの見積もり	31
3.5.2	粒子の不変質量分布	32
第 4 章	結果と考察	35
4.1	粒子と反粒子生成比の横運動量依存性	35
4.2	粒子と反粒子生成比の中心度依存性	40
4.3	化学ポテンシャルの導出	44
第 5 章	まとめ	47
謝辞	48
付録	49
付録 A	Run List	49
付録 B	50
参考文献	51

第1章 はじめに

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介粒子であるグルーオンは、通常我々がいる世界では、陽子・中性子などの原子核を構成する核子に閉じ込められていて、それ単体で存在することはできない。しかし、Lattice QCD 理論は、原子核を非常に高温あるいは高密度状態におくと、クォークの閉じ込めが破れ、核子の殻から解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・プラズマ状態に相転移すると予言している。

この相転移は Lattice QCD の計算によると、バリオン密度がゼロの場合は温度が約 170 MeV、エネルギー密度が約 1 GeV/fm³ で起こると計算されている。もし人工的にクォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移を実現することができれば、それは Lattice QCD の非摂動領域での検証になり、真空構造の研究・閉じ込め機構の解明に役立つと考えられている。

また、ビッグバンが起こった直後の 10⁻⁶秒後の宇宙状態はクォーク・グルーオン・プラズマ相の物質状態であったと考えられている。クォーク・グルーオン・プラズマの実現は宇宙の初期状態を再現してその時間的・空間的発展を実験的に検証する可能性を開くことにつながるのである。

図1.1は QCD の予言する物質相転移の概念図であり、横軸がバリオン数密度 (又は μ_B) で縦軸が温度である。通常我々がいる世界に存在する核物質は、温度 $T=0$ 、バリオン数密度 $\rho/\rho_0=1$ の位置に示される。ここから温度またはバリオン数密度をあげていくと、赤いラインで予言される相転移境界線を越え、クォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移が起こる。そこは、核子の殻の束縛から解放されたクォークとグルーオンが数 fm という広い空間の中で自由に飛びまわるプラズマ状態である。

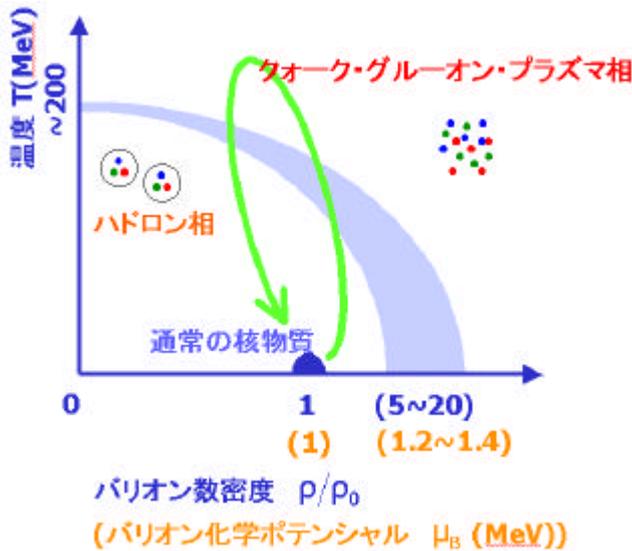


図1.1: QCD の予言する物質相転移の概念図

原子核衝突実験の相転移行路は緑の矢印で示される。つまり、原子核衝突実験は、通常に存在する原子核を、衝突により1度赤い線で示される相転移境界線を越えるような温度と密度を作り出し、QGP 相に相転移させようとするのである。相転移したクォークとグルーオンは、膨張・冷却するにつれてハドロン相にもどる。

1.2 超相対論的原子核衝突実験と粒子生成過程

現在、超高エネルギーでの原子核・原子核衝突実験はクォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移を可能にするために必要な、高温、高密度状態を人工的に作り出す上で、最も有効な手段であると考えられている。そのため、1980年代以来、BNLのAGS加速器とCERNのSPS加速器でそれぞれ核子対当りの重心系エネルギー $\sqrt{s_{NN}}=5\text{ GeV}$ 、 $\sqrt{s_{NN}}=17\text{ GeV}$ での原子核衝突実験が行われ、それによるクォーク・グルーオン・プラズマの探索が行われてきた。2000年2月にはCERNは過去6年にわたって行われてきたSPS加速器での実験からクォーク・グルーオン・プラズマ状態を作り出したと解釈できる間接的な実験的証拠を見つけたと発表したが、クォーク・グルーオン・プラズマを実現したという結論付けをすることはできなかった[1]。2000年6月から稼働を始めたBNLのRHIC加速器の衝突最高エネルギーは、核子対あたりの重心系エネルギーが $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$ である。これはSPSのエネルギーの10倍以上を達成することができ、クォーク・グルーオン・プラズマを生成するに十分なエネルギーであると考えられている。

原子核衝突実験において高温・高密度物質（QGP相）を生成する描像は1982年にJ.D.Bjorkenによって示されている[2]。

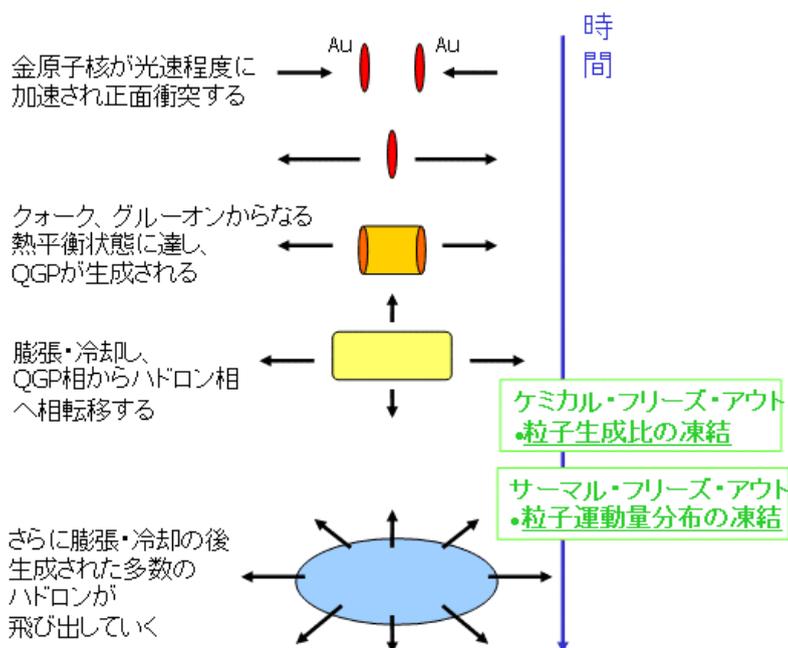


図1.2 : J.D.Bjorken によって提唱される原子核衝突描像

図1.2は時間の経過にしたがって、上から下へ原子核が衝突する描像を描いたものである。衝突する原子核は、ほぼ光速に近い速度に加速され、相対論的効果のために半径約7 fm、厚さはローレンツ収縮を起こし1 fm程度の薄いディスク状態になり、互いに近づいていき衝突する。衝突の結果、2枚のディスク状の原子核は非常に高エネルギーで衝突するため、互いにすり抜け、すり抜けた間の空間に高温・高エネルギー密度の物質（粒子源）が生み出される。反応のごく初期段階 ($t < 0.1 \text{ fm}/c$) では、陽子や中性子はその構造を失い、核子の束縛から解放されたクォークとグルーオンの散乱が繰り返されると考えられている。もし、高密度状態の持続時間が十分長ければ、クォークとグルーオンが散乱を繰り返すうち、熱平衡状態に達する。つまり、クォーク・グルーオン・プラズマが形成される。その後、系の膨張に伴ってエネルギー密度は下がり、系はクォーク・グルーオン・プラズマ相から、クォーク・グルーオン・プラズマとハドロン相が並存する状態を経て、高エネルギーのハドロンガスに変わる。このハドロンガス中で、ハドロンの生成・吸収反応が繰り返され、ついには、ハドロンの種類と数が固定される。これを化学凍結（ケミカル・フリーズ・アウト）とよんでいる。さらに引き続く、膨張・冷却に伴って最終的に密度が十分に低くなるとハドロン間の相互作用も終わり、ハドロンの運動量分布が固定される（熱的凍結：サーマル・フリーズ・アウトと呼ぶ）。そして、生成されたハドロン、レプトン、光子が全方向に放出される。

1.3 化学平衡の実現とストレンジネス増加

1.3.1 統計力学モデル

クォーク・グルーオン・プラズマ相から相転移したハドロンガスが、化学平衡状態に達しているとしたとき、粒子の生成量は化学ポテンシャルと温度で記述することができる。そして、実験より測定されるハドロンの生成量をこの統計力学モデルと比較することで、どのような化学平衡のもとで凍結したかを調べることができる。

化学平衡状態（グランドカノニカルシステム）における粒子 i の存在確率 \tilde{n}_i は次の式で表される。

$$\tilde{n}_i = \frac{g_i}{2} \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{\exp\{[E_i(p) - \tilde{\mu}_i]/T_{ch}\} \pm 1} \quad (1.1)$$

ここで、 g_i はスピン・アイソスピン自由度、 p は運動量、 E_i はエネルギーであり、 T_{ch} は化学凍結に達した温度を表している。+ と - は、それぞれフェルミ粒子とボース粒子に対応する。式1.1は化学平衡時に決まる粒子の生成量を示しているということもできる。

また化学凍結時の状態を物質状態を表す化学ポテンシャル $\tilde{\mu}_i$ は、以下の式で定義される。

$$\tilde{\mu}_i = B\tilde{\mu}_B + S\tilde{\mu}_S \quad (1.2)$$

式 1 . 2 において B はバリオン数、 S はストレンジネス数である。

ここで、化学平衡が成り立つ状態を統計力学で記述しているのはクォークの中でも比較的、質量の軽い u, d, s クォークであり、バリオン数は u, d クォークのみで決まり、ストレンジネス数は s クォークで決まる。 s クォークを他のクォークと区別するのは次節 1 . 3 . 2 で述べるように s クォークの平衡状態の構築様式が u, d クォークのそれと異なる性質をもつためである。

K^\pm 中間子、陽子・反陽子、 Λ 粒子・反 Λ 粒子について化学ポテンシャルは以下のように表せる。

$$\begin{aligned}
 K^+ [u, \bar{s}] \quad \dot{i}_{\delta^+} &= \left(\frac{1}{3} + 0\right) \dot{i}_B + (0 + 1) \dot{i}_S = \frac{1}{3} \dot{i}_B + \dot{i}_S \\
 K^- [\bar{u}, s] \quad \dot{i}_{\delta^+} &= \left(-\frac{1}{3} + 0\right) \dot{i}_B + (0 - 1) \dot{i}_S = -\frac{1}{3} \dot{i}_B - \dot{i}_S \\
 p [u, u, d] \quad \dot{i}_p &= \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}\right) \dot{i}_B + (0 + 0) \dot{i}_S = \dot{i}_B \\
 \bar{p} [\bar{u}, \bar{u}, \bar{d}] \quad \dot{i}_{\bar{p}} &= \left(-\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3}\right) \dot{i}_B + (0 + 0) \dot{i}_S = -\dot{i}_B \\
 \ddot{E} [u, d, s] \quad \dot{i}_{\ddot{E}} &= \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + 0\right) \dot{i}_B + (0 + 0 - 1) \dot{i}_S = \frac{2}{3} \dot{i}_B - \dot{i}_S \\
 \bar{\ddot{E}} [\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}] \quad \dot{i}_{\bar{\ddot{E}}} &= \left(-\frac{1}{3} - \frac{1}{3} + 0\right) \dot{i}_B + (0 + 0 + 1) \dot{i}_S = -\frac{2}{3} \dot{i}_B + \dot{i}_S
 \end{aligned}$$

そして、極めて高温の場合 ($T_{ch} \approx m_\delta$) はこのシステム(式1 . 2)は Boltzmann 分布で書き直せて、粒子 i の存在確率は次のようになる。

$$\tilde{n}_i = \tilde{a}^{S_i} \frac{g_i}{2\tilde{\delta}} T_{ch}^3 \left(\frac{m_i}{T_{ch}}\right)^2 K_2\left(\frac{m_i}{T_{ch}}\right) \ddot{e}_B^{B_i} \ddot{e}_S^{S_i} \quad (1.3)$$

この式において、 \tilde{a}^{S_i} はストレンジ抑制パラメータであり、他の軽クォーク (u, d) に比べて存在が抑制される s クォークについて特別に付与されるパラメータである。また m_i は粒子の不変質量、 K_2 は Bessel 関数である。さらに、 \ddot{e} は式 1 . 4 によって定義されている。

$$\ddot{e}_B = \exp\left(\frac{\dot{i}_B}{T_{ch}}\right) \quad \ddot{e}_S = \exp\left(\frac{\dot{i}_S}{T_{ch}}\right) \quad (1.4)$$

式1.3について同粒子の生成比を考えるときは、式1.4によって定義される $\ddot{e}_B^{B_i} \ddot{e}_S^{S_i}$ 以外の項は打ち消しあう。そのため、粒子生成比は K^* 中間子、陽子・反陽子、 Λ 粒子・反 Λ 粒子について次のようになる。

$$R_{K^+/K^-} = \frac{\exp[(\frac{1}{3}\dot{i}_B + \dot{i}_S)/T_{ch}]}{\exp[-\frac{1}{3}\dot{i}_B - \dot{i}_S)/T_{ch}]} = \exp[(\frac{2}{3}\dot{i}_B + 2\dot{i}_S)/T_{ch}]$$

$$R_{\bar{p}/p} = \frac{\exp[-\dot{i}_B/T_{ch}]}{\exp[\dot{i}_B/T_{ch}]} = \exp[-2\dot{i}_B/T_{ch}]$$

$$R_{\bar{\Lambda}/\Lambda} = \frac{\exp[-\frac{2}{3}\dot{i}_B + \dot{i}_S)/T_{ch}]}{\exp[(\frac{2}{3}\dot{i}_B - \dot{i}_S)/T_{ch}]} = \exp[-(\frac{4}{3}\dot{i}_B - 2\dot{i}_S)/T_{ch}]$$

このように、観測量として粒子生成比を求めれば、系が化学凍結したときの温度 T_{ch} と化学ポテンシャル \dot{i}_B, \dot{i}_S を直接計算することができる。

本研究では、他の軽クォークとは異なる性質を持つ s クォークを含むハイペロンである Λ 粒子と反 Λ 粒子を用い、粒子生成比を求めた。そして、同実験により既に測定されている K^* 中間子の生成比と陽子・反陽子の生成比を与え、系が凍結したときの化学ポテンシャル \dot{i}_B, \dot{i}_S を導出し、どのような平衡状態のもとで凍結が起こったのかを調べた。

1.3.2 ストレンジネスの増加

原子核は u クォークと d クォークによって構成され、通常我々がいる世界での s クォークの存在確率は、ほぼ零である。そして、ハドロン反応におけるストレンジネス生成は u, d クォークに対して抑制されている。しかし、原子核衝突実験のように原子核を非常に高温・高密度状態においたとき、系がクォーク・グルーオン・プラズマ相へ相転移すれば、カイラル対称性の回復に伴いクォークの実効質量が下がり急速にストレンジネスが生成され、ストレンジネスまで含めた化学平衡が成り立つと予想されている。

ここでの生成量増加はクォークの実効質量が下がることで、パウリ原理により、エネルギーの高い u, d クォークよりも、よりエネルギーの低い s クォークについてクォーク・クォークペアやグルーオン・グルーオンペアから $\bar{s}s$ への生成過程が活発に行われるためである。

第 2 章 PHENIX 実験

2.1 RHIC 加速器

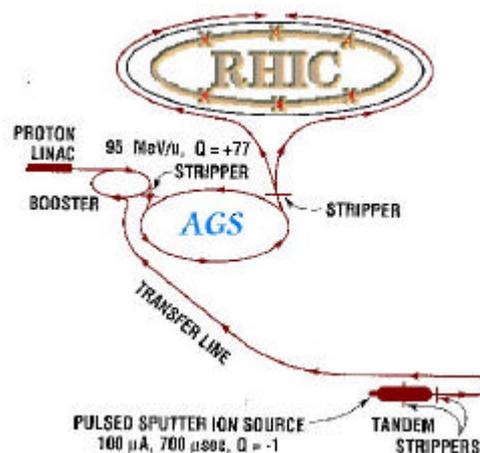


図 2 . 1 : RHIC 加速器の全景写真。RHIC は静電加速器と AGS を利用することで $s_{NN}=200\text{ GeV}$ (金+金)での原子核衝突事象を実現した。

図 2 . 2 : RHIC での Au+Au 加速の様子。Au ビームは BNL のタンデム加速器により、核子当たり約 1 MeV に加速される。その後、ビームラインを通り、Booster 加速器に入射されここで核子当たり約 95 MeV まで加速される。そして、AGS 加速器で核子当たり約 10.8 GeV 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。

上図(図 2 . 1)に超相対論的重イオン衝突型加速器(RHIC)の全景を示す。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、光速近くに加された金イオンビームは 6 箇所の衝突ポイントで衝突角 180°で衝突する。現在はこの 6 箇所の衝突ポイントのうち、4 箇所に実験装置が設置されている。広島大学が参加している PHENIX 実験の他に 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 . 8 GeV まで加速させた後の原子核ビームを利用することで(図 2 . 2)、核子あたりの重心系エネルギーは最大で 100 GeV 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 $s_{NN}=200\text{ GeV}$ 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。

R H I C の主要パラメータは表 2 . 1 のようにデザインされている。

表 2 . 1 R H I C 加速器の主要デザインパラメータ

周長	3 8 3 3 m
最大ビームエネルギー： A u + A u	$s_{NN} = 2 0 0 \text{ GeV}$
最大ビームエネルギー： p + p	$s = 5 0 0 \text{ GeV}$
バンチ数	6 0 (1 2 0 を実現した)
バンチ内 A u イオン数	$1 \times 1 0^9$
衝突点数	6
最大ルミノシティ： A u + A u	$2 \times 1 0^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
最大ルミノシティ： p + p	$5 \times 1 0^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

2.2 PHENIX 測定器

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment) 実験は R H I C の 2 大主要実験の 1 つで、 1 2 ヶ国、 4 0 あまりの研究機関から 4 0 0 人以上が参加する国際共同実験である。この P H E N I X 実験の目的は R H I C での原子核衝突反応からの Q G P の証拠を可能な限り同時に測定し、それにより Q G P の生成を実証し、その性質を研究することにある。Q G P を実証するための実験的な数少ないシグナルを検出するために P H E N I X 測定器は「高度な粒子識別能力」、「電子、光子、ハドロン、ミュオン」の測定能力、「荷電粒子の高運動量分解能での測定」、「極めて生成量の少ない J/ψ、レプトン対などを測定可能にするための高い反応レート」などを重点において設計されている。

PHENIX 検出器の全体図を (図 2 . 3) に示す。衝突点の周りに、電極半径約 2 m の中央電磁石が置かれ、ビーム軸に対称な磁場を生み出す。この中央電磁石を取り囲むように、左右に円筒形状の 1 対の中央測定器アームが置かれ、重心系で 9 0 ° 付近に放出される粒子を測定する。この中央測定器アームはビーム軸からみて東方向に位置するアームを東アーム、西方向に位置するアームを西アームと呼び、擬ラピディティ領域で $0.35 < \eta < 0.35$ 、方位角領域では $33.7^\circ < \phi < 56.2^\circ$ を覆っている (図 2 . 5)。そして、ビーム軸前後方にはそれぞれ南ミュオンアーム、北ミュオンアームと呼ばれるミュオン測定器が置かれている (図 2 . 4)。

PHENIX はさまざまな役割を持つ 1 0 の検出器サブシステムからなっているが、本研究では図 2 . 6 で赤く塗られている部分の検出サブシステムを使用して解析を行った。

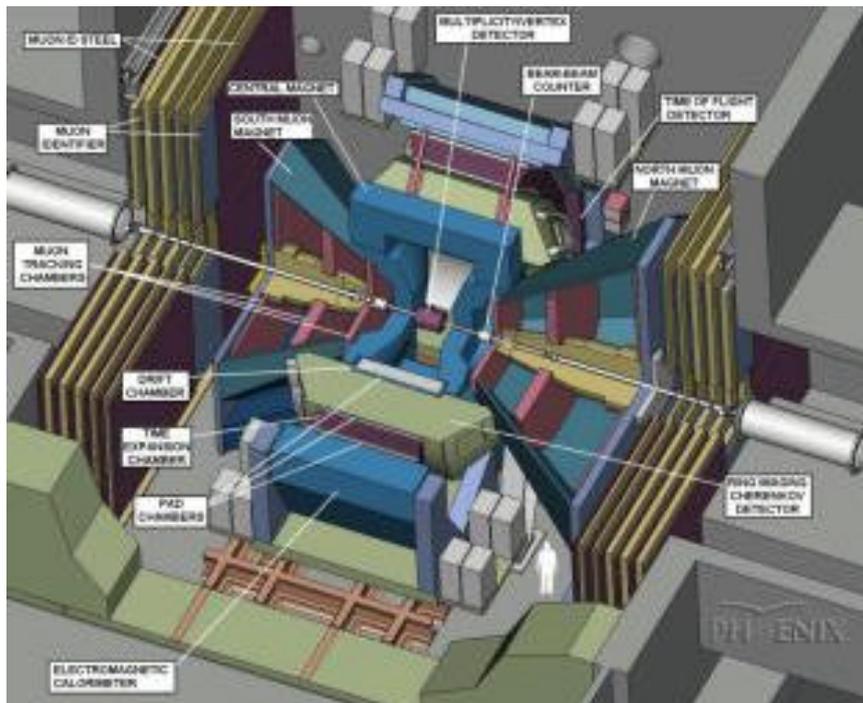


図 2 . 3 : P H E N I X 測定器の全景。

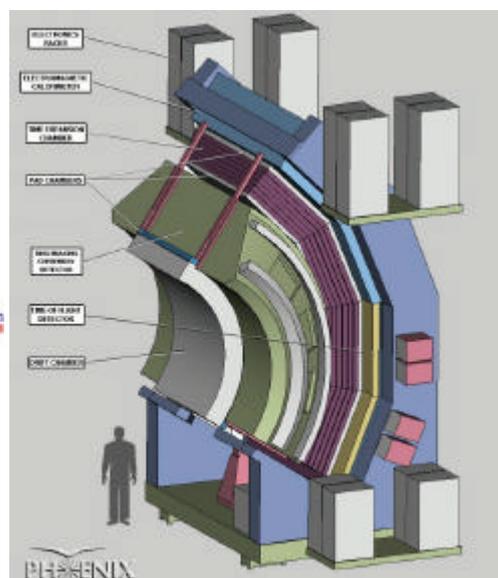
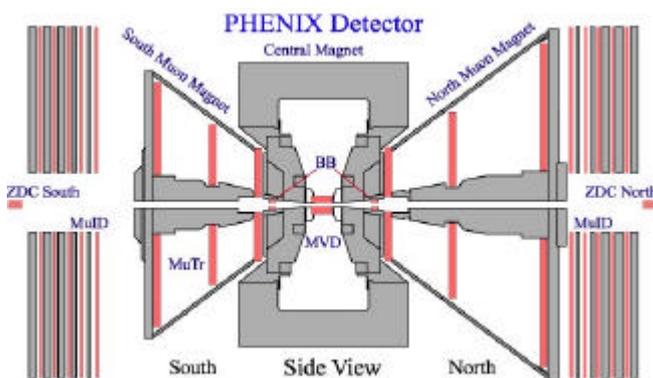


図 2 . 4 : P H E N I X 検出器をビーム軸と平行方向から見た図。左右から金ビームが進んで、この絵の中央でして 90° 方向に発生する粒子を捕らえるた衝突する。衝突中心位置からビーム軸方向に 144 cm に取り付けられている。東西の各アームは離れた場所には広島大学の提供する BBC が置かれ 粒子飛跡検出や、粒子飛行時間測定、粒子衝突時刻と衝突位置を決める役割を担っている。そのエネルギー検出などを目的とする検出器に後方には、ミュオンアームと ZDC が置かれている。 図 2 . 5 : 東アームの切り取り図。ビーム軸に対して構成されている。

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 (BBC)、ゼロディグリカロリメータ (ZDC) は衝突事象反応をトリガーし、反応開始時間とビーム軸上での反応位置を決定する。次にアーム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。

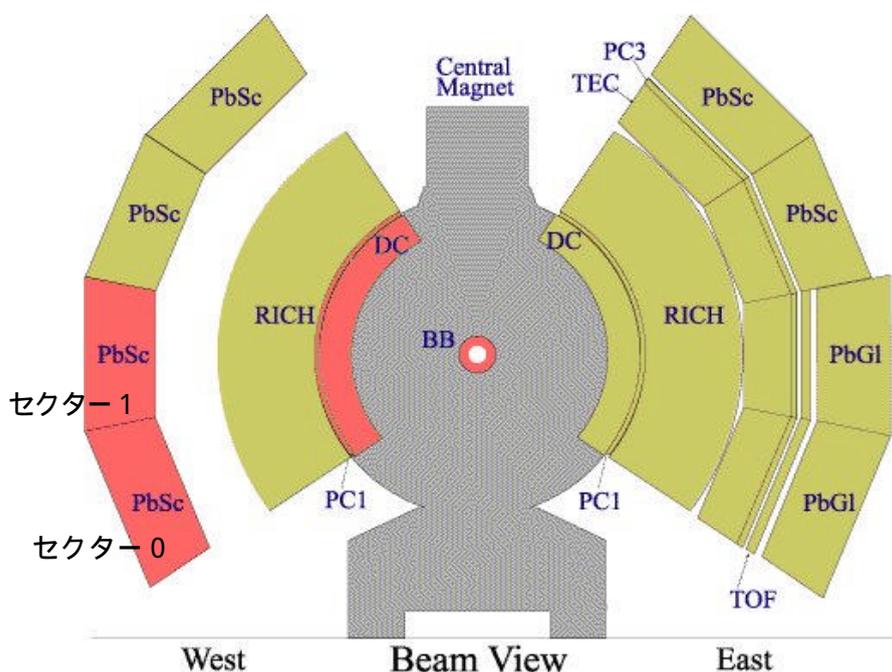


図 2 . 6 : ビーム軸方向からみたPHENIX検出器。解析で用いたサブシステムを赤く色を付けている。

2.2.1 ビームビームカウンタ(BBC)

BBC は衝突点位置からビーム軸方向に ± 144.5 cm離れたところに設置されている2体1対の検出器である。この検出器の最大の目的は、衝突時間を精度良く決めることである。衝突開始時間(T_0)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。また、衝突反応事象の発生を PHENIX のデータ収集システムに知らせるためのトリガー信号を供給する。そしてビーム軸方向に対する衝突反応位置 (Zvertex) と衝突中心度の測定も BBC 検出器の主要目的として挙げられる。これらの情報はトリガーシステムに送られ、オンラインでのデータ選別が行われる。

BBC を構成している個々のチェレンコフ検出器は、高磁場中での稼働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3 cmの六角形状の石英ガラスを取り付けるという構造になっている(図2.8)。この個々の石英放射体チェレンコフ検出器は、およそ40 psという高い時間分解能をもっている。さらに64本を合わせたBBC検出器全体の時間分解能は約 $t = 20 \text{ ps}$ になる。また、衝突点位置を1 cmの精度で求めることができる。

反応開始時間 (T_0) とビーム軸方向の衝突点位置 (Z_{vertex}) は以下の式によって決められる。

$$T_0 = \frac{T_N + T_S - L/c}{2} \quad (2.1)$$

$$Z_{\text{vertex}} = \frac{c}{2}(T_N - T_S) \quad (2.2)$$

ここで T_N と T_S は、1体のBBCそれぞれを構成しているチェレンコフ検出器(片側64本)が出すタイミングシグナルの平均値で、 c は光速、 L は衝突中心位置からBBCまでの間の距離(=144.5 cm)を示す。



図2.7: 疑ラピディティ領域で $\pm 3.1 < \eta < \pm 3.9$ の領域を覆う2対1対のBBCの片側の全体写真。64本のチェレンコフ検出器により構成され、優れた時間分解能をもつ。中心はビーム軸を通せるように空洞になっている。

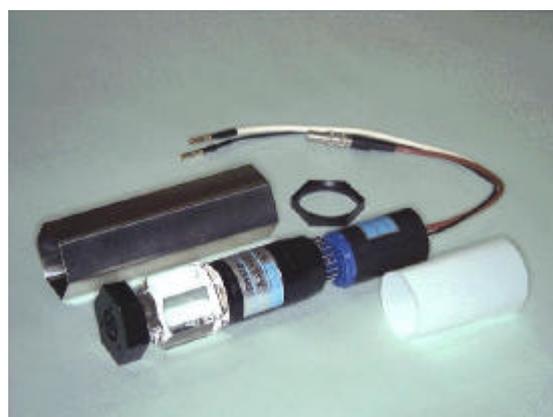


図2.8: BBCを構成している個々のカウンタの石英ガラスと光電子増倍管から構成される。

2.2.2 ゼロディグリーカロリメータ(ZDC)

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2体1対のハドロンカロリメータである(図2.9)。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。またZDCはビームを分ける双曲電磁石の後ろに置かれているために中性粒子を測定することができ、それによってミニマムバイアストリガーを発生させる役割を持っている。

前後方に設置してある2つのZDCから衝突事象の反応時間を約120psの分解能で求めることができ、ビーム軸上の衝突点を2cmの精度で決定することができる。

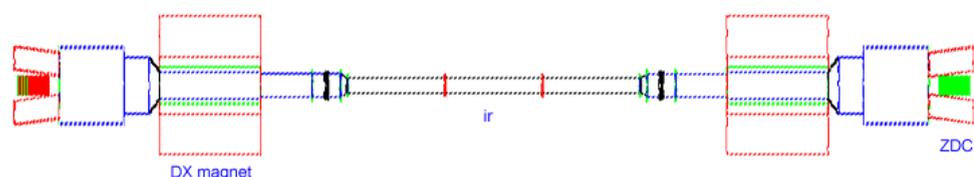


図2.9: ZDCは衝突点から18m前後方のビームラインが分かれる場所に位置し、中性子のエネルギー測定を行う。

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決めることである。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、つまり衝突事象に関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2.10)(図2.11)。

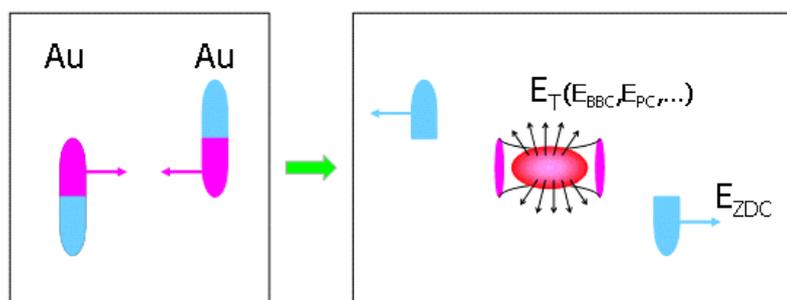


図2.10: 2つの原子核の衝突猫像。原子核中の衝突する核子の部分が赤色で描かれる。この衝突する核子が衝突反応により、高温・高密度の粒子源を作り出し、そこから発生する粒子は4方向に飛び出してゆく。この粒子がBBCやPCなどに入射する。一方、原子核中で衝突時に参加せずにすり抜ける核子はZDCに入射する。

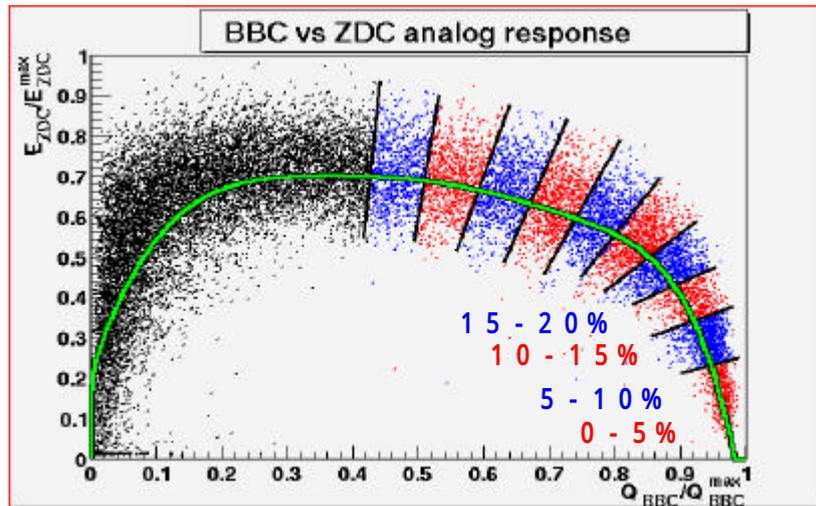


図2.11: BBCシグナルの総電荷和とZDCの総エネルギー和の相関[22]。軸はBBC,ZDC各検出器の測定できる最大の電荷量で規格化してある。BBCの総電荷和が高く、ZDCの総電荷和の低いところが最も2つの原子核がお互いに中心で衝突した事象である。全イベントのうち最も中心度の高いものから、全体の5%づつで区切ってプロットしてある。

2.2.3 ドリフトチェンバー(DC)

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(図2.6)。衝突点からの距離Rは $2.02 < R < 2.46$ mで、ビーム軸方向zに $0.8 < z < 0.8$ m、衝突点から $\theta = 90^\circ$ の角度を持つ体積を覆っている(図2.12(A))。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にあり、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° 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(図2.12(B))。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(図2.13)。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本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 $150 \mu\text{m}$ /ワイヤ、2パルス分解能は約2 mm、運動量分解能は1 GeV/cの粒子に対して約0.6%である。

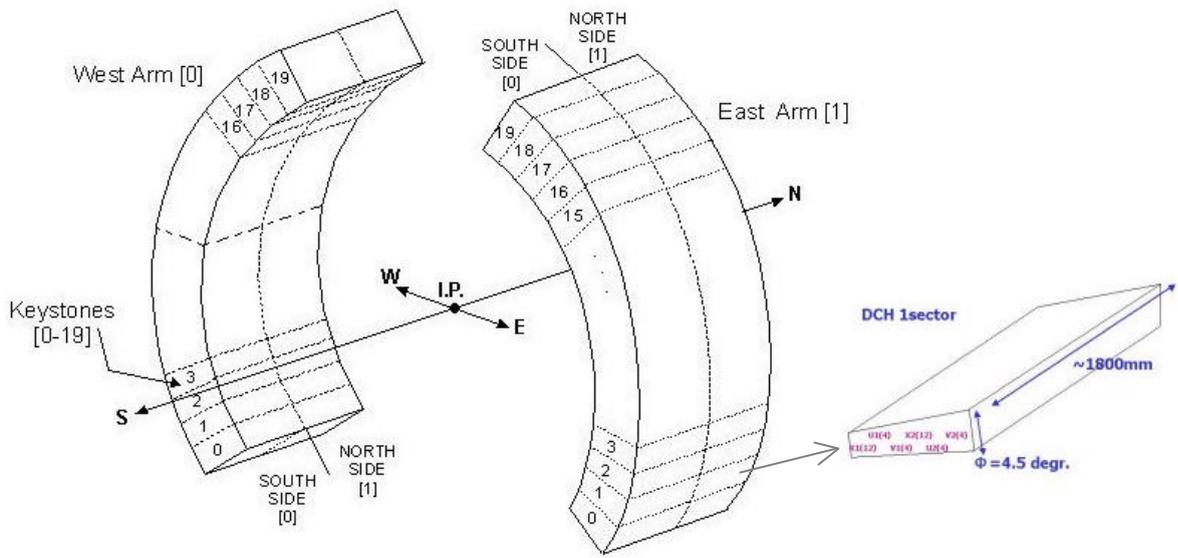


図 2 . 1 2 (A)

(b)

(A) 中心アームのより衝突点に近い場所に位置する DC の全景。

(B) DC の 1 つのレイヤー。DC の片側はこのレイヤー 20 個から構成されている。

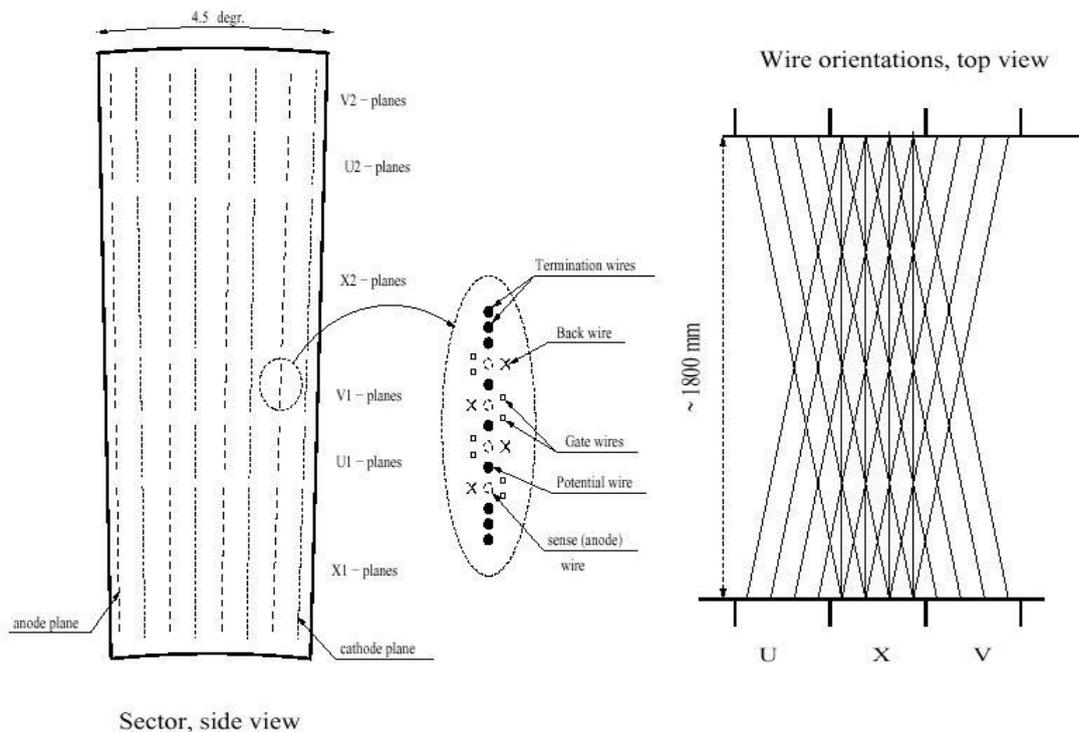


図2.13: 左側の図は DC の 1 つのレイヤー (図2.12 (B)) を側面から見た図。X,U,V のステレオワイヤが衝突点位置からみて 40 本張り巡らされている。右側の図は DC の 1 つのレイヤー (図2.12 (B)) を上から見た図。ビーム軸と平行な X ワイヤーに対して $\pm 5^\circ$ ずらして U,V ワイヤーが張ってある。

2.2.4 パットチェンバー(PC1)

PC1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ーチェンバーで、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ー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つのパットを構成している。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ト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(図2.14)。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。

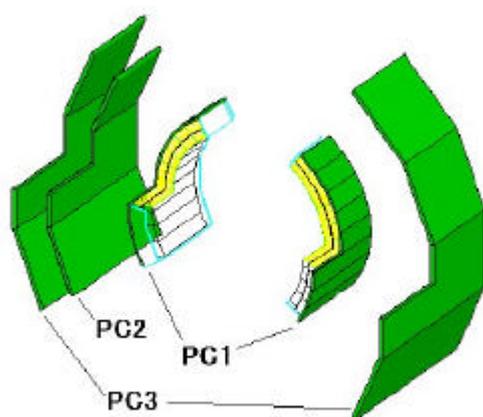


図2.14: PCの全景。PCはPC1、PC2、PC3の3つのチェンバーからなる粒子飛跡検出器である。

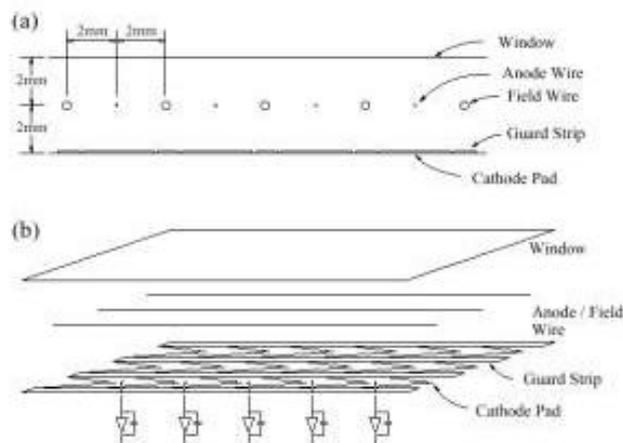


図2.15: PCの断面図(a)。(a)を 90° 回転させた図が(b)。2つのカソード平面の間に、アノードのワイヤー平面が張られている。カソード平面は、規則正しくならんだピクセルによって構成され、荷電粒子がPCに入射し、アノードワイヤー上に電子なだれを起こすとピクセル上に誘起された電荷が読み出される。

2.2.5 電磁カロリメータ(EMCal)

中心アームの衝突点から最も遠い場所 ($5.0 < R < 6.1 \text{ m}$) にはEMCalが置かれている。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 $= 22.5^\circ$ 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

タになっている (図 2 . 1 7) 。

金+金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×横72=合計2,592個の各5.5cm×5.5cmのタワーからなり、鉛ガラスの1セクターは縦48×横96=合計4,608個の各4.0cm×4.0cm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 σ_E/E (GeV) は鉛シンチレータが $((7.8)^2/E+(1.5)^2)^{1/2}\%$ 、鉛ガラスが $((5.8)^2/E+(1.0)^2)^{1/2}\%$ であり、鉛シンチレータの時間分解能 τ_t は約200ps/E (GeV) を持つ。それによって 1 GeV/c 程度までの粒子識別能力 (p、k、) の分離が可能になる。

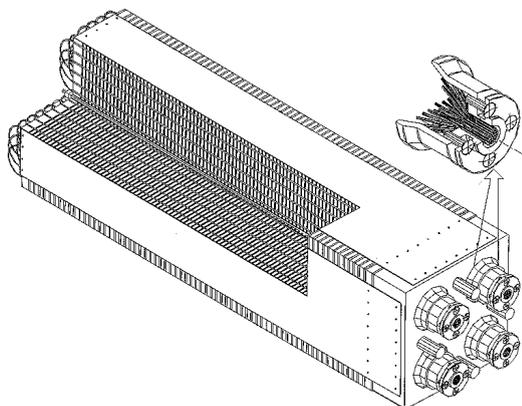


図 2 . 1 6 : 鉛シンチレータの1つのタワー。
読み出しは、光電子増倍管で行われる。

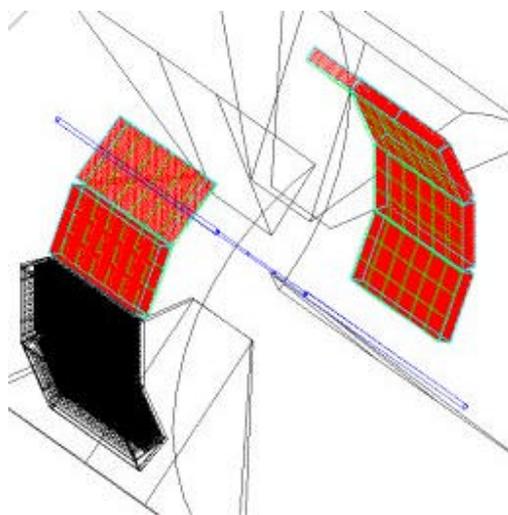


図 2 . 1 7 : 向かって奥から手前方向へビームが進む。東アームの黒く塗られている部分が鉛ガラスで残りの赤く塗られている部分が鉛シンチレータのサンプリングカロリメータになっている。

第 3 章 データ解析

3.1 データ

PHENIX-DAQ システムで集められる生データは、各サブシステムのエレクトロニクスモジュールで ADC や TDC の単位で収集される。DAQ システムで得られるこのデータを各サブシステムごとに、検出器の特性によって生じるデータへの影響を補正し物理量に直す。その後、各サブシステムのヒット情報から、粒子の飛跡や運動量などを計算し粒子の再構成が行われる。これらの値が入ったデータセットを PHENIX-DST と呼び、一般的にこのデータを用いて物理解析を行う。本研究で用いたデータはこの PHENIX-DST のなかから、研究に必要な部分のみを取り出したより小型の PHENIX- μ DST と呼ばれるデータセットの内、磁場が付加されたときのデータを用いた。(付録 A: Run list) また、この PHENIX- μ DST は BBC と ZDC の論理和 (BBC || ZDC) をトリガーとしたデータのみを抽出してある。

3.2 事象の選別

本研究では BBC と ZDC のミニマムバイアストリガーに加え、PHENIX 測定器のより中心で起こった事象についての解析を行うために BBC の Zvertex の情報を用い、中心から南北に ± 20 cm 以内で衝突した事象¹のみを解析に用いた。この範囲より外側で衝突した事象は 2 次粒子が中央電磁石で散乱され粒子の再構成が難しくなるためである。また、2001 年の PHENIX 測定器は (図 3.1) のように一部の検出器が稼動していない状況であったために、EMCal のアクセプタンス領域の広い西アームに入射してくる粒子のみを解析することとした。

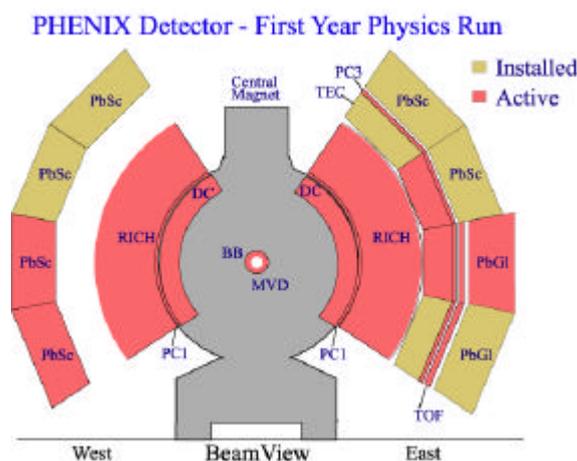


図3.1: 2001年のPHENIX 測定器・各サブシステムの稼動状態。赤く色づけされている部分のサブシステムが稼動している検出器で、その他の黄色い部分の検出器は稼動していない。

¹ 衝突事象の選別 “bbct0>-200&&fabs(bbcz)>20”

3.3 粒子軌跡の再構成と運動量・質量の導出

3.3.1 粒子軌跡の再構築

RHIC で行われる金+金衝突事象は1度の衝突事象について、1,000~10,000の粒子が発生する。これら大量の粒子の飛跡は、PHENIX 測定器の粒子飛跡検出サブシステム (DC,PC,RICH,TOF,TEC,EMCAL など) によって検出されている。

衝突反応中心位置で発生する荷電粒子（ここでは、 π 中間子、陽子・反陽子）はDCを通り、PCを通り、最後にEMCalでエネルギーを落とす。DCはそれ自身で粒子飛跡検出をすることができるために、粒子がDCを通過した後のEMCal上での粒子のヒット位置をある程度決めることが可能になる（図3.2）。このためPHENIXの飛跡検出アルゴリズム[3]は、DCの粒子飛跡をEMCal上のz-平面に投影した点から最も近いEMCalのヒット位置をこの粒子として選ぶ。

このようにして粒子飛跡を再構成し、その後再構築された飛跡から、その粒子の3次元運動量が決定される。

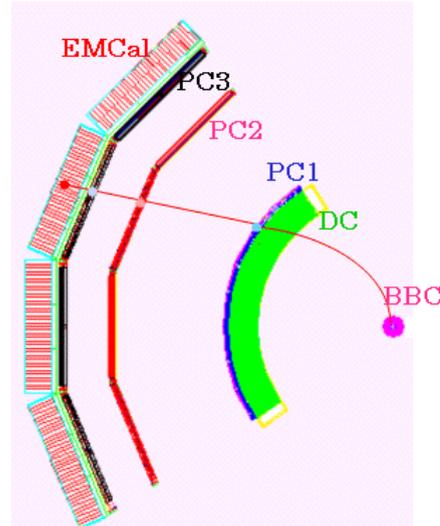


図3.2： 粒子飛跡再構築の概念図

3.3.2 粒子識別

粒子は平均寿命7.89 cm/c で π 中間子と陽子に崩壊する（表3.1）。そのため PHENIX 測定器は崩壊後の π 中間子と陽子を検出する。粒子を検知するためには、大量の粒子の中から π 中間子と陽子を粒子識別する必要がある（反 π 粒子は π^+ と反陽子）。

表3.1： 粒子 崩壊モード（参照[4]）

$p\pi^-$	$(63.9 \pm 0.5) \%$
$n\pi^0$	$(35.8 \pm 0.5) \%$
ng	$(1.75 \pm 0.15) \times 10^{-3} \%$
$p\pi^-g$	$(8.4 \pm 1.4) \times 10^{-4} \%$
pe^-g	$(8.23 \pm 0.14) \times 10^{-4} \%$
$p\bar{m}\bar{n}_m$	$(1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4} \%$

粒子識別を行うために、粒子質量を導出することが必要になる。粒子質量は、以下の式によって計算することができる。

$$\mathbf{b} = \frac{p}{E} = \sqrt{\frac{p^2}{p^2 + m_0^2}} \quad (3.1)$$

式3.1において p は再構成された粒子の運動量、 E は EMCal で測定された粒子のエネルギーである。 $\hat{a} = v (\because c=1)$ であるので、これを代入して m_0 について解くと、粒子の静止質量 m_0 は次のように表される。

$$m_0^2 = p_{DC}^2 \left(\left(\frac{T_{EMC}}{L_{EMC}} \right)^2 - 1 \right) \quad (3.2)$$

式3.2において、 T は、BBC の測定するスタート時間 T_0 (式2.1) から EMC-tof で測定されるストップ時間までの間の時間であり、粒子飛行時間と呼ばれる。 L は衝突点位置から EMCal のヒット位置までの粒子飛跡距離である。この様にして、導出した粒子の静止質量と運動量の二次元相関図を図3.3に示す。

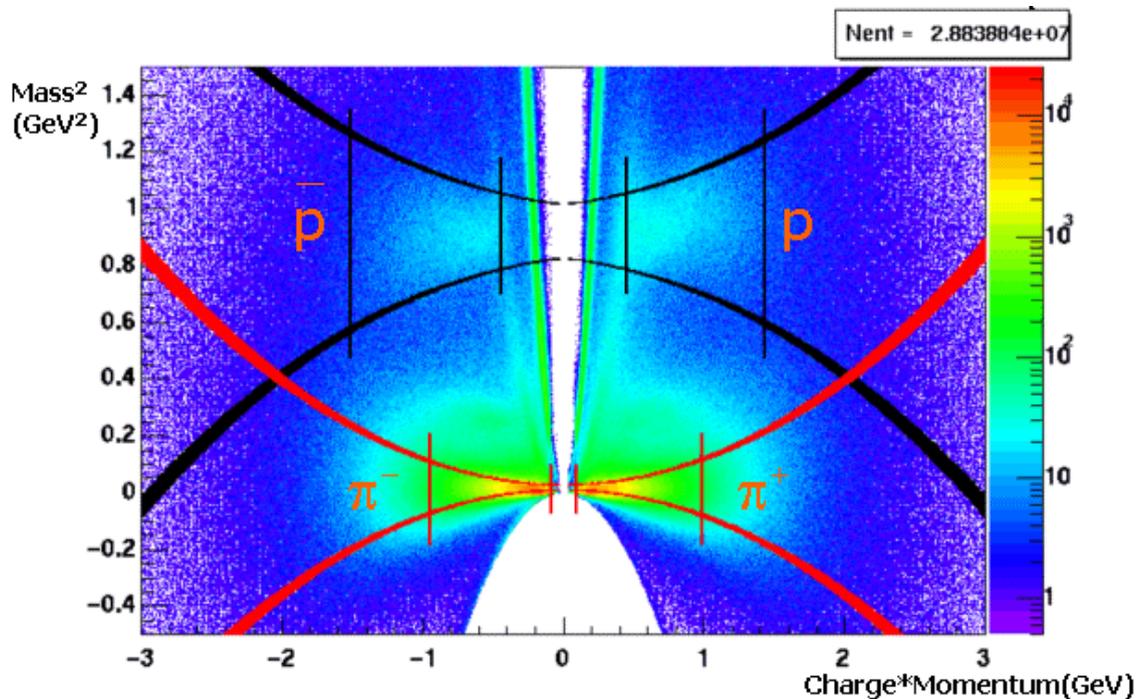


図3.3: 横軸は粒子の運動量 * 電荷 (GeV)、縦軸は粒子質量 (GeV) の2乗で表した2次元相関図。赤いラインで囲んだ部分を π^{\pm} 中間子、黒いラインで囲んだ部分を陽子・反陽子として解析した。

粒子識別を行う際の範囲 (図 4 . 1 の赤・黒のライン) は次の式によって決められている[5]。

$$S_{m^2}^2 = \frac{S_a^2}{K_1^2} (4m^4 p^2) + \frac{S_{ms}^2}{K_1^2} \left(4m^4 \left(1 + \frac{m^2}{p^2} \right) \right) + \frac{S_t^2 c^2}{L^2} (4p^2 (m^2 + p^2)) \quad (3.3)$$

この式において、 K_1 は DC にかかっている磁場の積分値に相当するもので、

$K_1 = 0.3/R_{DC} \int lBdl = 84mrad / GeV$ で与えられる固定パラメータである。 は粒子が DC

通り抜ける際の飛行角度 (飛行角度 は図 3 . 4 のように決定される。) に対する分解能であり、ここではシミュレーションから見積もられた値を用いている。つまり、 $\theta = 3.0 \pm 0.2 mrad$ を用いた。

S_{ms} は多重散乱の効果が質量の 2 乗の分布に与える寄与の効果を表していて、 $S_{ms} = 0.6 mrad$ である。 S_t は検出器の持つ時間分解能を示している。つまり、EMCal のハドロンに対する時間分解能を用いて $t = 0.7 ns$ となる[6]。結局、式 3.3 は、磁場と DC の計算する粒子飛行角度、多重散乱、検出器の時間分解能が質量の 2 乗の分布に与える幅を含んでいることになる。また、将来的には RUN ごとに対しての時間的オフセットの補正が行われるであろうが、現時点においては、そうではないために、この解析では式 3.3 に \pm 中間子に対しては 0.008 を、陽子・反陽子に対しては 0.08 を加えて粒子識別とした。また、運動量方向は \pm 中間子に対して、 K^\pm 中間子の寄与を取り除けるように $\pm 0.015 < p < \pm 1.0 GeV$ の範囲を、陽子・反陽子に対しては EMCal についてより良いハドロン識別分解能を示す領域 $\pm 0.3 < p < \pm 1.5 GeV$ を選択した。

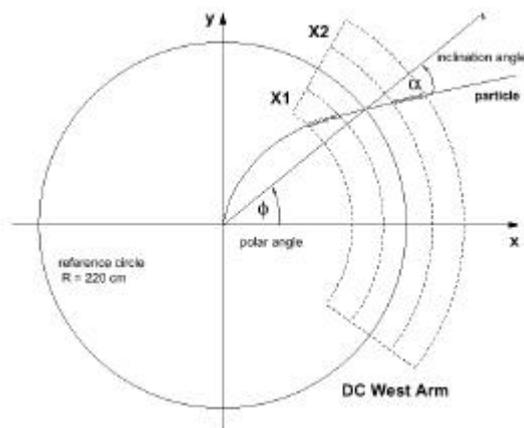


図 3 . 4 : DC の粒子飛行角度 の決定[3]。

粒子が DC を通過するとき、DC の合計 6 つのワイヤ層上での位置を出すことができる。これを衝突点位置と結ぶことで粒子の飛跡を検出する。このとき、 $z = 0$ からみて半径 220 cm の参照円と粒子の飛跡が交わるときの方位角方向の角度を θ と決定している。

上の粒子識別によって、選択した全ての粒子のうち、選択した粒子 (π^- 中間子と陽子) は粒子質量の2乗分布で図3.5のようになった。

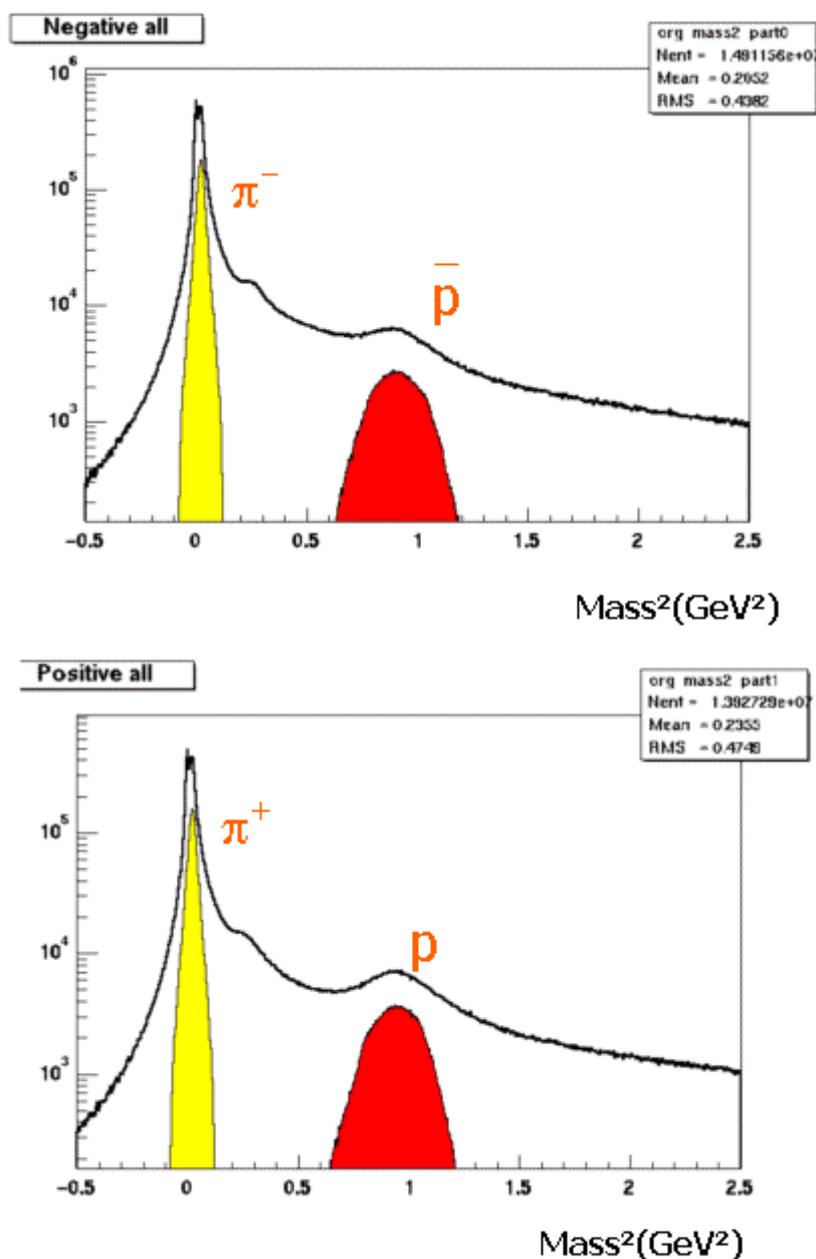


図3.5: 上が負電荷粒子の質量の2乗分布、図3.3によって選択された π^- 中間子 (黄)と反陽子 (赤)が選択されていることを示している。また、下の図は正電荷の粒子に対するプロットで、選択されている粒子は π^+ 中間子と陽子である。

また、 π^+ 中間子と陽子、反陽子の粒子質量分布は次のようになる。

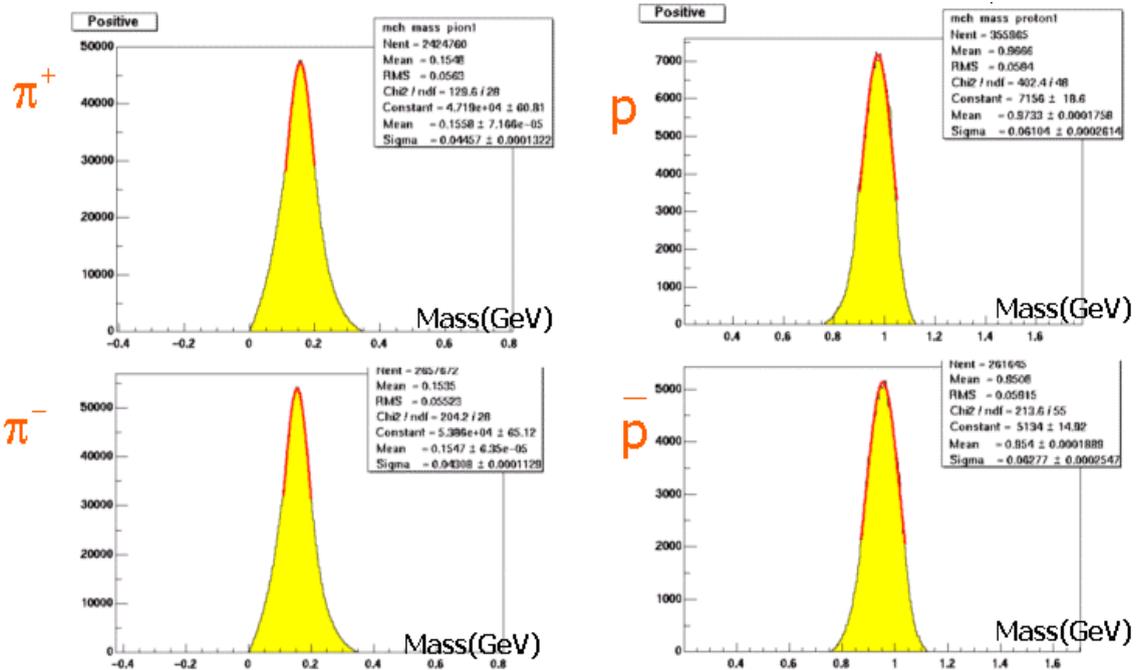


図3.6: 選択された π^+ 中間子、陽子・反陽子の質量分布。横軸は粒子質量 (GeV) のヒストグラム。左上が π^- 中間子の質量分布。ガウス分布によるフィットの中心値は0.148 (GeV) 右上が π^+ 中間子の質量分布。同じくフィットの中心値は0.149 (GeV) 左下が陽子の質量分布。同じくフィットの中心値は0.949 (GeV) 右下が反陽子の質量分布。同じくフィットの中心値は0.938 (GeV) となった。

3.4 粒子不変質量の再構築

3.4.1 Λ 中間子・陽子ペアの不変質量の導出

Λ 粒子と反 Λ 粒子はそれぞれ次の崩壊モードに対して考え、粒子選択を行ってきた。

$$\Lambda \rightarrow p^- + p \quad (3.4)$$

$$\bar{\Lambda} \rightarrow p^+ + \bar{p} \quad (3.5)$$

測定された Λ 中間子の三次元運動量 $p_{x\delta^-}, p_{y\delta^-}, p_{z\delta^-}$ とエネルギー E_{δ^-} 、陽子の三次元運動

量 p_{xp}, p_{yp}, p_{zp} とエネルギー E_p を用いて、崩壊前の Λ 粒子の質量 M を構築する。

$$\begin{aligned} E_{\delta^-} &= \sqrt{(p_{x\delta^-}^2 + p_{y\delta^-}^2 + p_{z\delta^-}^2) + M_{\delta^-}^2} \\ E_p &= \sqrt{(p_{xp}^2 + p_{yp}^2 + p_{zp}^2) + M_p^2} \\ E_{\dot{E}} &= E_{\delta^-} + E_p \\ p_{x\dot{E}} &= p_{x\delta^-} + p_{xp} \\ p_{y\dot{E}} &= p_{y\delta^-} + p_{yp} \\ p_{z\dot{E}} &= p_{z\delta^-} + p_{zp} \\ M_{\dot{E}} &= \sqrt{E_{\dot{E}}^2 - (p_{x\dot{E}}^2 + p_{y\dot{E}}^2 + p_{z\dot{E}}^2)} \end{aligned} \quad (3.6)$$

上の式を用い、図3.3で選んだ Λ 中間子、陽子・反陽子から、その崩壊前の Λ の不変質量を計算する。ここで計算する Λ 中間子と陽子のペアが Λ 粒子の候補となる。

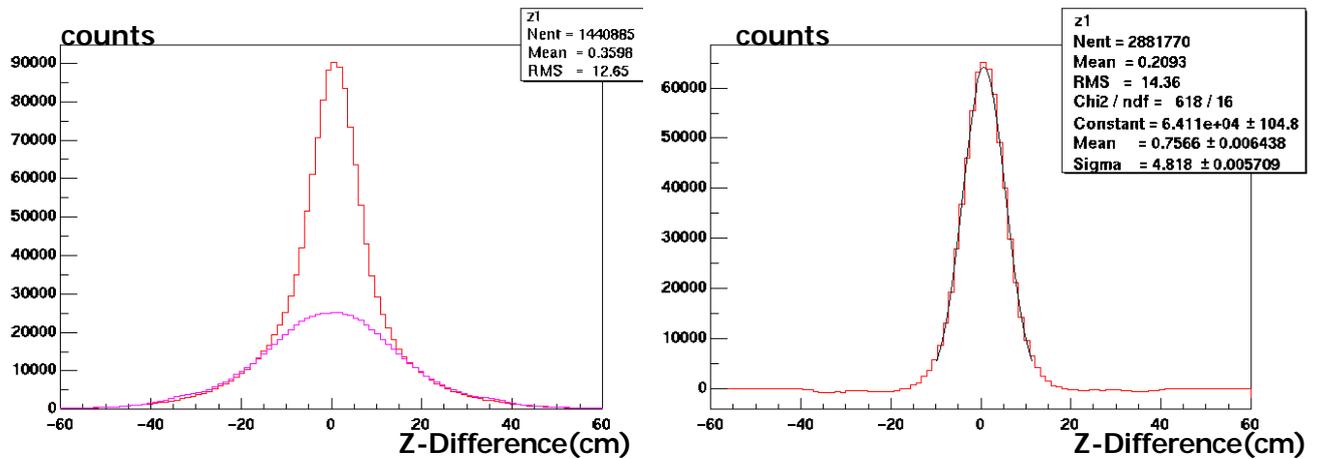


図3.9: EMCalのビーム軸方向に対する”Z-フリップ”。

図3.9の左図において、赤色の分布はEMCalの実際のヒット位置(図3.7でDCからの投影ポイントに連結される緑の”x”と同意)とDCからの投影ポイント(図3.7でDCからの投影ポイントである赤い点と同意)の距離の差を表している。一方で、マゼンダ色の分布はDCからの投影ポイントを $z=0$ 平面に対してフリップさせたときに、そのポイント(図3.8でDCからのフリップされた投影ポイントである桃色の点と同意)と最も近くにあるEMCal上でのヒット位置(図3.8でDCからの投影ポイントに連結される青の”x”と同意)との距離の差を示している。

”Z-フリップ”されたDCの投影ポイントと連結するEMCalのヒット位置は、全て本物の粒子のヒット位置ではあり得ない。そのため、図3.9左図における緑の分布はPHENIX測定器の計算する粒子飛跡のうち、間違っただけの粒子飛跡を引いてしまう確率を表している。

次に、この間違っただけの粒子飛跡の確率を全粒子飛跡から取り除くことで、偶然に関連性を持ってしまふEMCal上でのヒット量を差し引くことができる。これを表しているのが図3.9の右図である。この結果求まる必然的に関連性をもつ粒子の、DCの投影ポイントとの距離差の分布のうち、本研究ではこの分布をガウス関数によりフィットし、その二乗平均(RMS)の ± 1 倍以内を真の粒子として選んだ。

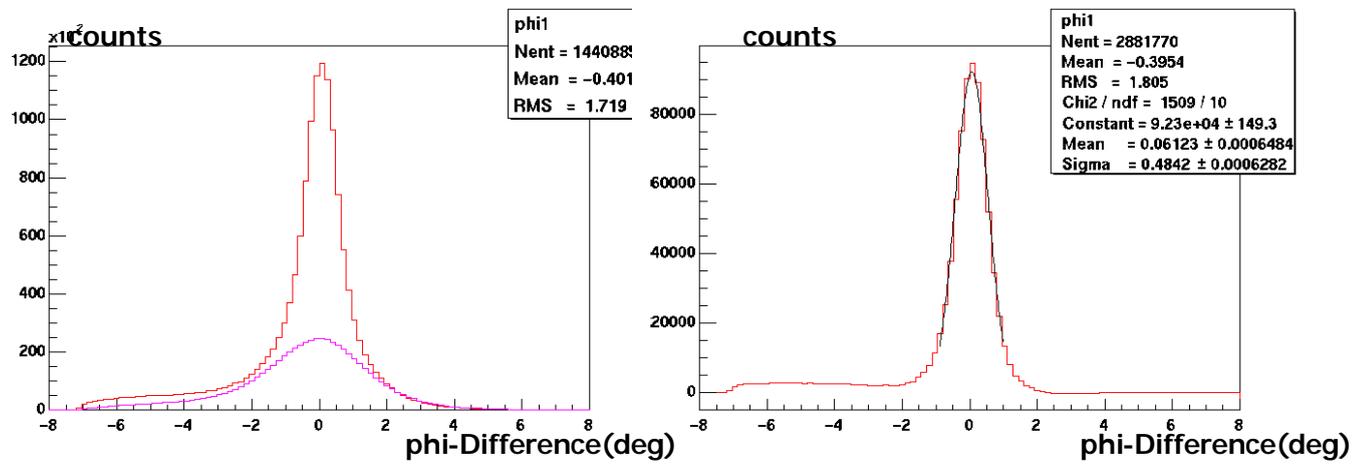


図 3 . 1 0 : EMCAL の 方向に対する”Z-フリップ”。

DC の投影と EMCAL のヒット位置の距離は z -平面で決められるので、 z 方向に対する”Z-フリップ”と同様に 方向に対しても同様に行う必要がある。これも z 方向の時の選択と同じように RMS の 1 倍の範囲を選択した。

3.5 バックグラウンドの見積もり

3.5.1 イベントミキシングによるバックグラウンドの見積もり

中間子 - 陽子ペアから崩壊前の粒子を再構築するのだが、実際に今まで述べた選択により残った中間子、陽子が全て粒子からの崩壊によって発生したものではない。粒子源からの生成や、他のハドロンからの崩壊などにより、粒子起源でない中間子・陽子は相当数存在する。粒子のスペクトルを求めるためには、粒子の崩壊モード $\bar{E} \rightarrow \delta^- p$ から生じる中間子と陽子で質量を計算する(式3.6より)必要がある。しかし、実際には粒子起源を補償することは難しいために、粒子起源でないことが分かっている中間子と陽子を用いイベントミキシングを行ってバックグラウンドの分布を求めた。

図3.10に示すように、粒子の候補は同じ事象から発生した中間子と陽子のペアから計算する。一方バックグラウンドは、ある事象で発生した中間子と、それとは異なる事象で発生した陽子のペアから計算した。バックグラウンドは衝突中心度の寄与を取り除くため、ある事象の1つの陽子は次の事象の中間子1つとペアを組ませ、また次の事象の中間子1つとペアを組ませる。この様にして、バックグラウンドは1つの陽子につき最大で10個の中間子とのペアを組ませた。

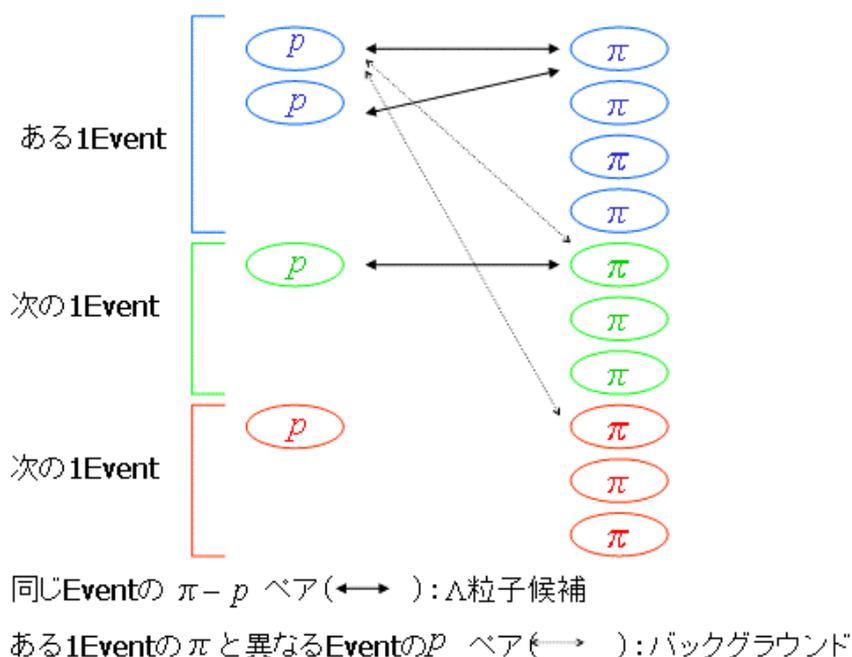


図3.10: イベントミキシングのアルゴリズム。

3.5.2 粒子の不変質量分布

このようにして求めた Λ 粒子候補の不変質量分布が図 3.11 (反 Λ 粒子候補の不変質量分布は図 3.13) である。赤いヒストグラムが同じ衝突事象から発生した Λ 中間子と陽子から質量を計算した Λ 粒子候補の質量分布で、青いヒストグラムが異なる衝突事象から発生した Λ 中間子と陽子からイベントミキシングして計算した分布でこちらはバックグラウンドである。 Λ 粒子候補の分布とバックグラウンドの分布は質量が 1.3 GeV 以上の総数で規格化を行った。

真の Λ 粒子の質量分布はこの Λ 粒子候補の分布からバックグラウンドの分布を引き去ると求まるはずである。引き去った後の分布が図 3.12 (反粒子は図 3.14) である。

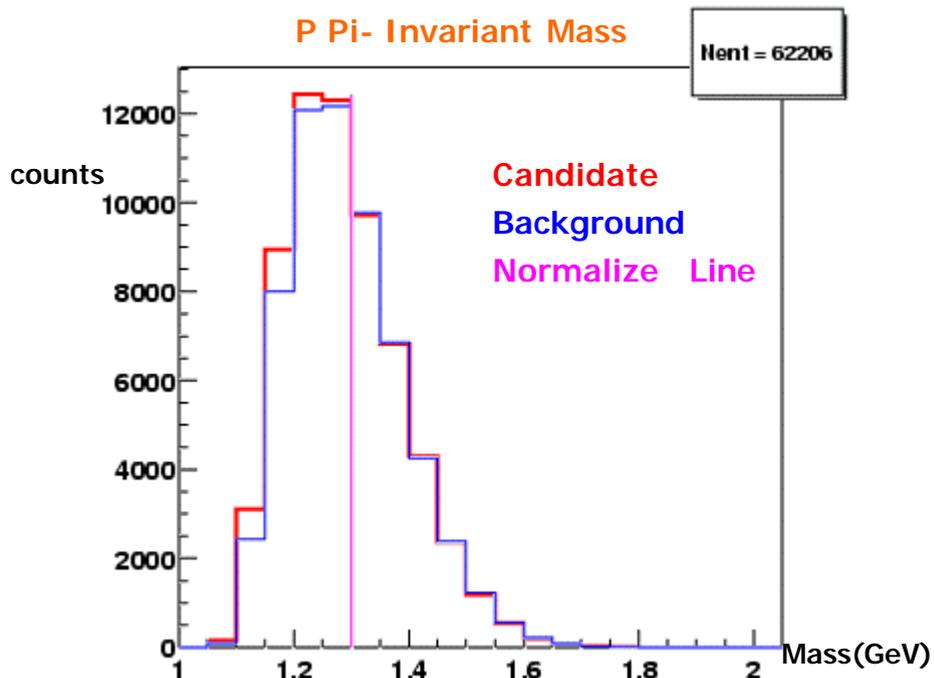


図3.11: 同じ衝突事象の Λ 中間子と陽子から計算した不変質量分布が赤色の分布で、異なる事象の Λ 中間子と陽子で掛け合せたバックグラウンドの分布が青色の分布で表される。2つの分布はマジエンダ色の線より大きい質量 (1.3 GeV) の総数で規格化されている。

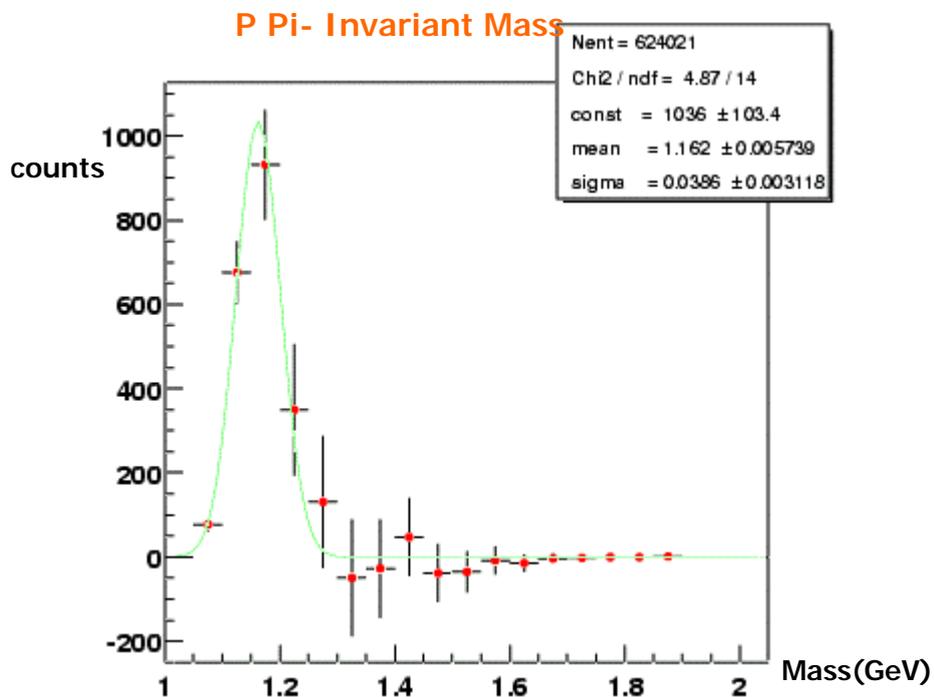


図3.12: Λ 中間子と陽子で構築した Λ 粒子の不変質量分布。図4.10で求めた質量分布からバックグラウンドを引き去った分布。

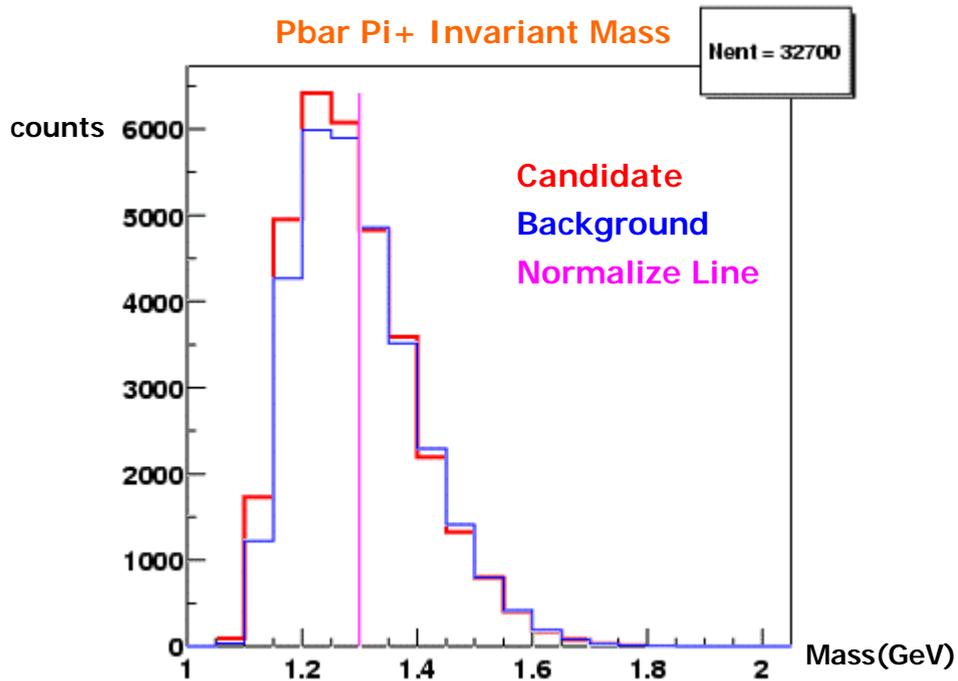


図3.13: 同じ衝突事象の $\bar{p}\pi^+$ 中間子と反陽子から計算した質量分布が赤色の分布で、異なる事象の $\bar{p}\pi^+$ 中間子と反陽子で掛け合せたバックグラウンドの分布が青色の分布で表される。2つの分布はマゼンダ色の線より大きい質量 (1.3 GeV) の総数で規格化されている。

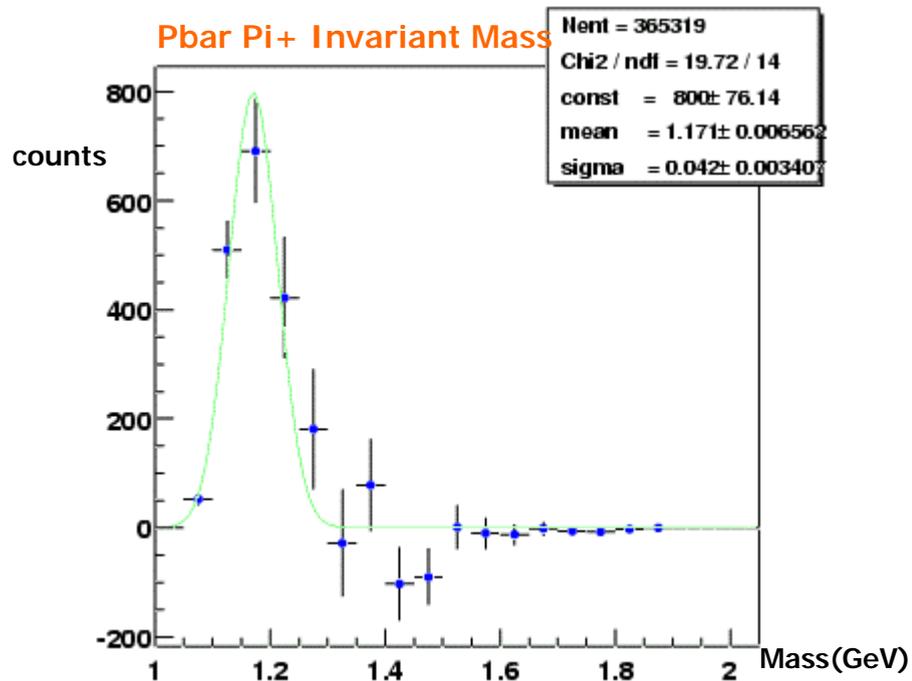


図3.14: $\bar{p}\pi^+$ 中間子と反陽子で構築した反 Λ 粒子の不变質量分布。図4.12で求めた質量分布からバックグラウンドを引き去った分布。

第4章 結果と考察

導出した 粒子スペクトル、反 粒子スペクトルからその生成比をもとめた。生成比は図3.12と図3.14で示した不変質量分布をそれぞれ Gauss 分布によりフィットし、中心値から $\pm 3 \cdot \text{RMS}$ の面積を計算し、比を取ることで計算される。この生成比 \bar{E}/\bar{E} について、その横運動量に対する依存性と、衝突中心度に対する依存性を調べた。

4.1 粒子と反 粒子生成比の横運動量依存性

原子核衝突によって生成される粒子源が膨張する際、J.D.Bjorken の描像 (1.2参照) に従って、粒子源の中心から等しい距離の粒子は外向きに等しい膨張速度を持って膨張がおこる (集団運動的な膨張) と考えることができる。

このとき、質量の等しい 粒子と反 粒子が、同じ1つの粒子源から出てくるとき、その生成比はどの横運動量領域であっても一定であると考えられる。このことから生成比 \bar{E}/\bar{E} について、横運動量に対する依存性を調べた。

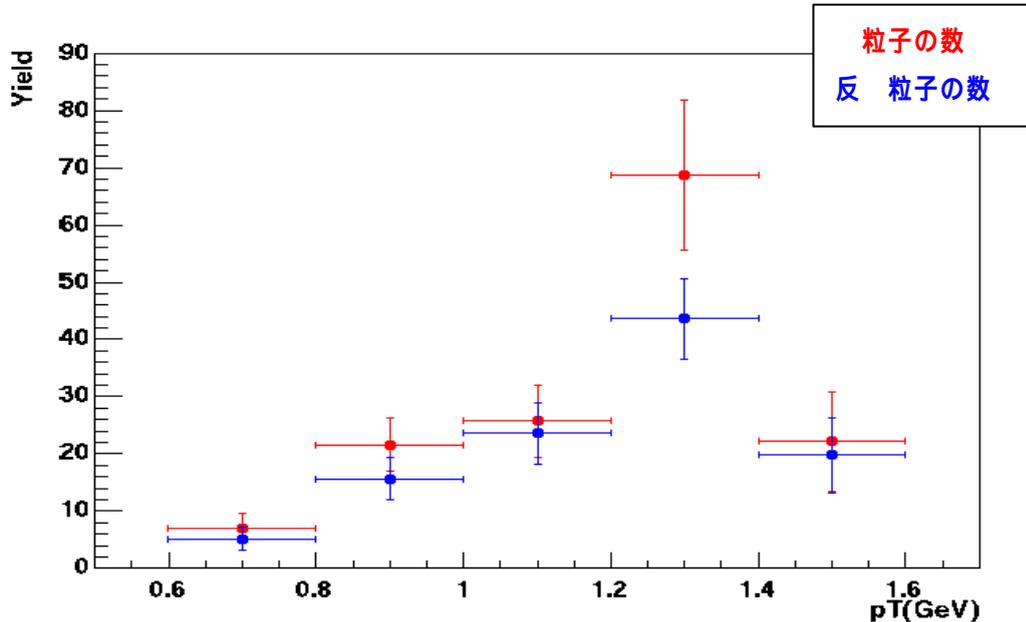


図4.1: 赤の点が 粒子の横運動分布で、青の点が反 粒子の横運動量分布。この解析において、 粒子・反 粒子にたいするアクセプタンス及び検出効率の補正を行っていないために、統計学的な指数関数で表されるような分布をしていない。縦軸は最初に述べたのと同じで Gauss フィット後の面積である。エラーは統計誤差とフィットに対するエラーを示している。

粒子と反粒子の生成比を横運動量に対して5つの範囲に区切り、その依存性を調べた結果が図4.2である。6つの横運動量範囲は「0.6~0.8 GeV/c」、「0.8~1.0 GeV/c」、「1.0~1.2 GeV/c」、「1.2~1.4 GeV/c」、「1.4~1.6 GeV/c」と決めた。それぞれの範囲での粒子不変質量分布は図4.2で示す分布をしてしている。

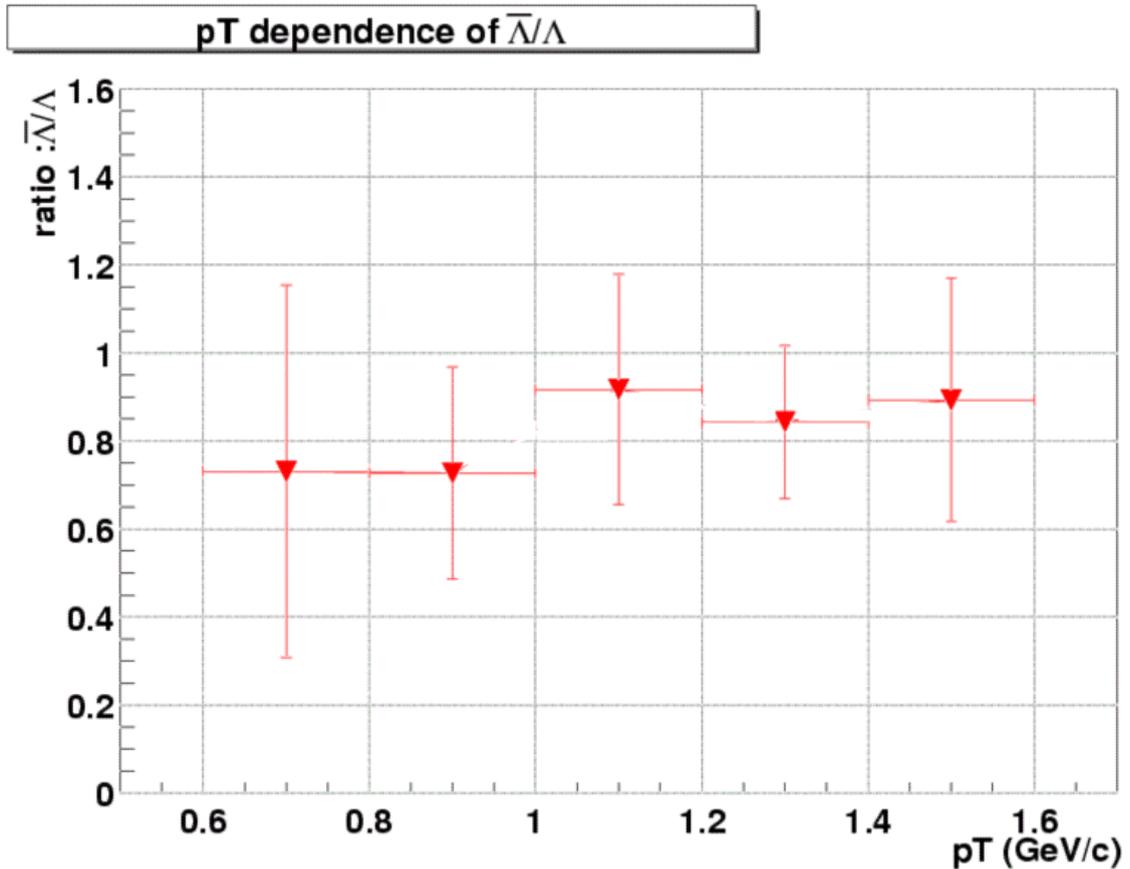


図4.2: 生成比 \bar{E}/E の横運動量依存性を示すグラフ。縦軸が生成比 \bar{E}/E であり、横軸が横運動量を表している。5つの範囲は上で決めた横運動量範囲で区切られ横軸に対するエラーはこの範囲を示している。縦軸に対するエラーは統計誤差とフィットによるエラーを表している。

図4.2は生成比 \bar{E}/E の横運動量に対する依存性は、殆ど見られないことを示している。これは粒子源の膨張描像に矛盾しない結果であるということが出来る。

また、原子核衝突において観測される終状態のバリオンと反バリオンは、バリオン対生成とバリオン数交換の両方からのものであり、これら2つの運動学過程は全く異なるものである。そしてバリオンはこの2つの両方の過程から生成されるのに対して、反バリオンはバリオン対生成だけの過程から生成される[39]。

つまり、粒子の生成量 $Y_{\bar{E}}$ は、バリオン対生成による生成量 Y_C とバリオン数交換による生成量 Y_{Tr} をもちいて、 $Y_{\bar{E}} = Y_C + Y_{Tr}$ で表せる。同様に反粒子は $Y_{\bar{E}} = Y_C$ となり、生成比は次のようになる。

$$\frac{Y_{\bar{E}}}{Y_E} = \frac{Y_C + Y_{Tr}}{Y_C}$$

バリオン対生成のメカニズムとバリオン数交換のメカニズムは全く異なるために、バリオン対生成から生成される粒子の横運動量分布とバリオン数交換によって生成される粒子の横運動量分布は似ている必要は無いかもしれない。いま、図4.2により生成比 \bar{E}/E が、横運動量に対する依存性を持っていないことが分かっている。このことは全く異なるメカニズムを持つ2つの過程(バリオン対生成、バリオン数交換)から生成される粒子(反粒子)の横運動量分布が似ていることを示している。

バリオン対生成とバリオン対生成過程からの似通った横運動量分布をもつ平衡状態を導くような系の決定はこれからの課題である。

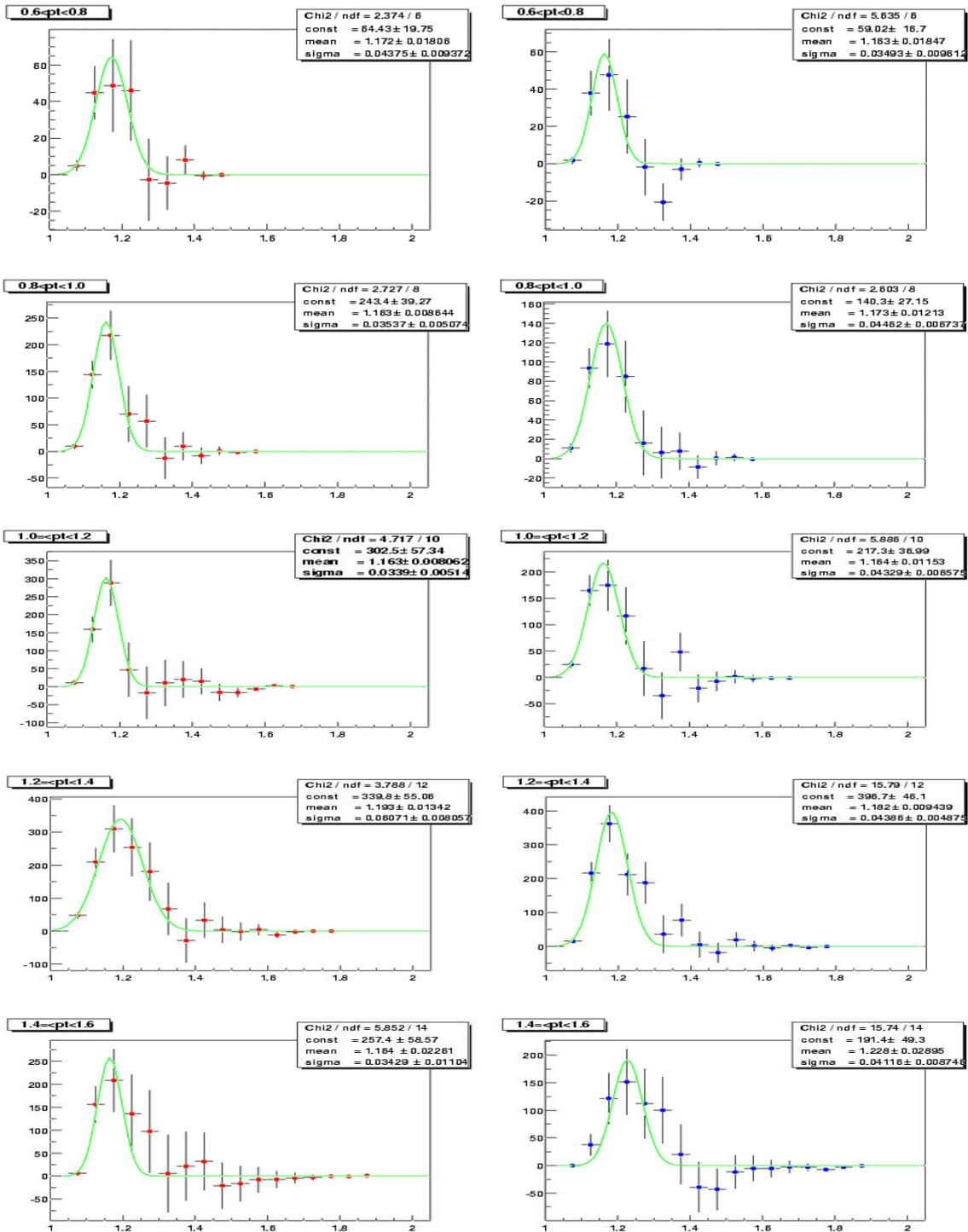


図4.3: 横運動量の区切った6つの範囲での粒子不変質量分布。赤色で示される分布が粒子で、青色で示される分布が反粒子である。一番上段から横運動量で「0.6~0.8 GeV_T」、「0.8~1.0 GeV_T」、「1.0~1.2 GeV_T」、「1.2~1.4 GeV_T」、「1.4~1.6 GeV_T」のときの分布を示している。

実際の測定データとの比較のためにシミュレーションによる \bar{E}/E の横運動量依存性を調べた。

縦軸・横軸ともに図 4 . 1 と同じである。

この図において赤い点で示されるの分布はシミュレーションによって計算されるものである。シミュレーションの設定は重心系衝突エネルギー 130 GeV での金+金衝突で、衝突中心度に対する制約がない条件での事象を 10,000 事象発生させた。そして、PHENIX 測定器と同じラピディティ領域についてのみの解析結果である。

また、青い点で示される分布は RHIC に設置されている STAR 測定器によって測定された結果である[11]。

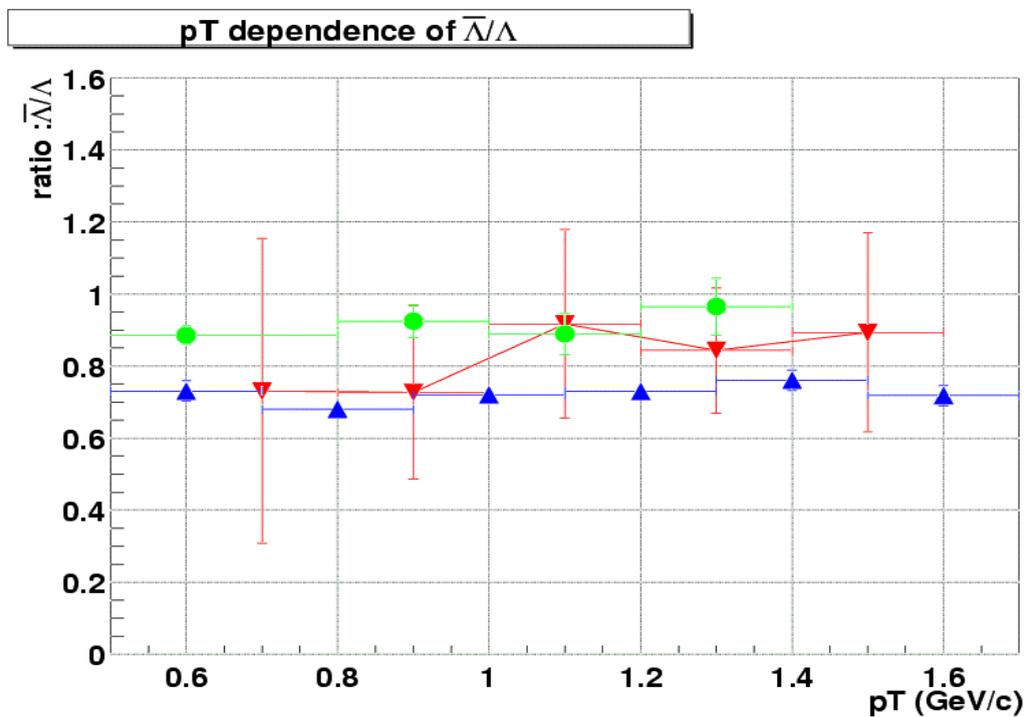


図 4 . 4 : 生成比 \bar{E}/E の横運動量依存性を示す図。青が STAR 測定器によって測定された分布。

緑が HIJING によって計算される分布を示す。赤が PHENIX 測定器により本研究で解析されたデータ（補正なし）。

4.2 粒子と反 粒子生成比の中心度依存性

2章で述べたように、中心度の決定はBBCとZDCによって決められる(図2.11)。中心度の範囲は、図4.4で示す不変質量分布においてピークが確認できる4つの範囲で区切った。区切った範囲は、衝突する金の原子核同士がお互いにより中心で衝突したものから、「0~5%」、「5~15%」、「15~30%」、「30~60%」である[22]。

生成比 \bar{E}/\dot{E} の衝突中心度依存性を調べることで、原子核衝突によって生成される粒子源のエネルギー密度による粒子生成メカニズムの変化を調べることができる。衝突中心度が低い場合は図4.5(a)のように衝突する原子核の一部だけが反応に関与する。一方、衝突中心度が高い場合は図4.5(b)のように原子核のほとんどが反応に関与し、衝突中心度が高いほどエネルギー密度の大きな粒子源が生成されると考えられる。

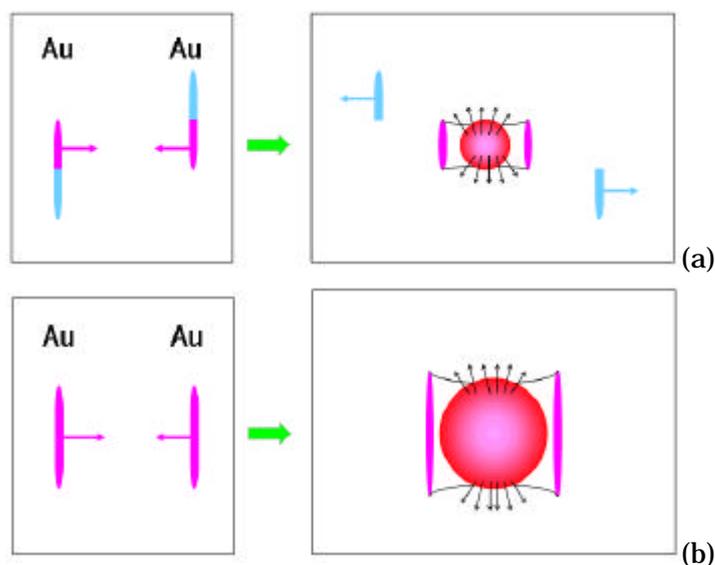


図4.5 : 衝突中心度が異なると、発生する粒子源のエネルギー密度が異なる様子を示す。上が衝突中心度の低い衝突描像(peripheral collision)。原子核の一部しか反応に関与しないために生成される粒子源のエネルギー密度は小さい。下が衝突中心度の高い衝突描像(central collision)。原子核の殆どが反応に関与するため、生成されるエネルギー密度は高くなる。

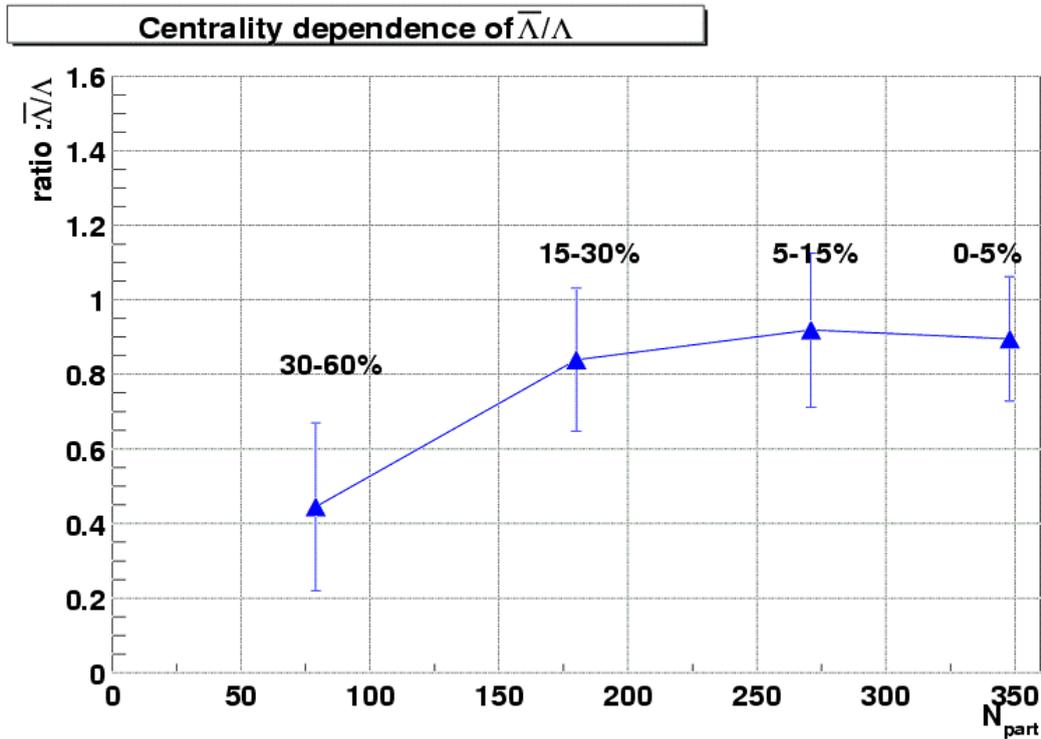


図4.6: 生成比 \bar{E}/E の中心度依存性を示すグラフ。縦軸が生成比 \bar{E}/E であり、横軸が中心度を表しており、 N_{part} の値が大きいほど衝突する原子核はより中心で衝突していることを意味する。また N_{part} の値が小さいほどかすり衝突の事象である。誤差は統計誤差とフィットによるエラーを表示している。

図4.6は粒子源のエネルギー密度が上がるにつれて、生成比 \bar{E}/E が1に近づいているようにみえる。これは、生成される粒子源のエネルギー密度が大きくなるにつれて $s\bar{s}$ の平衡状態が達成されつつあることを示していると考えることができる。

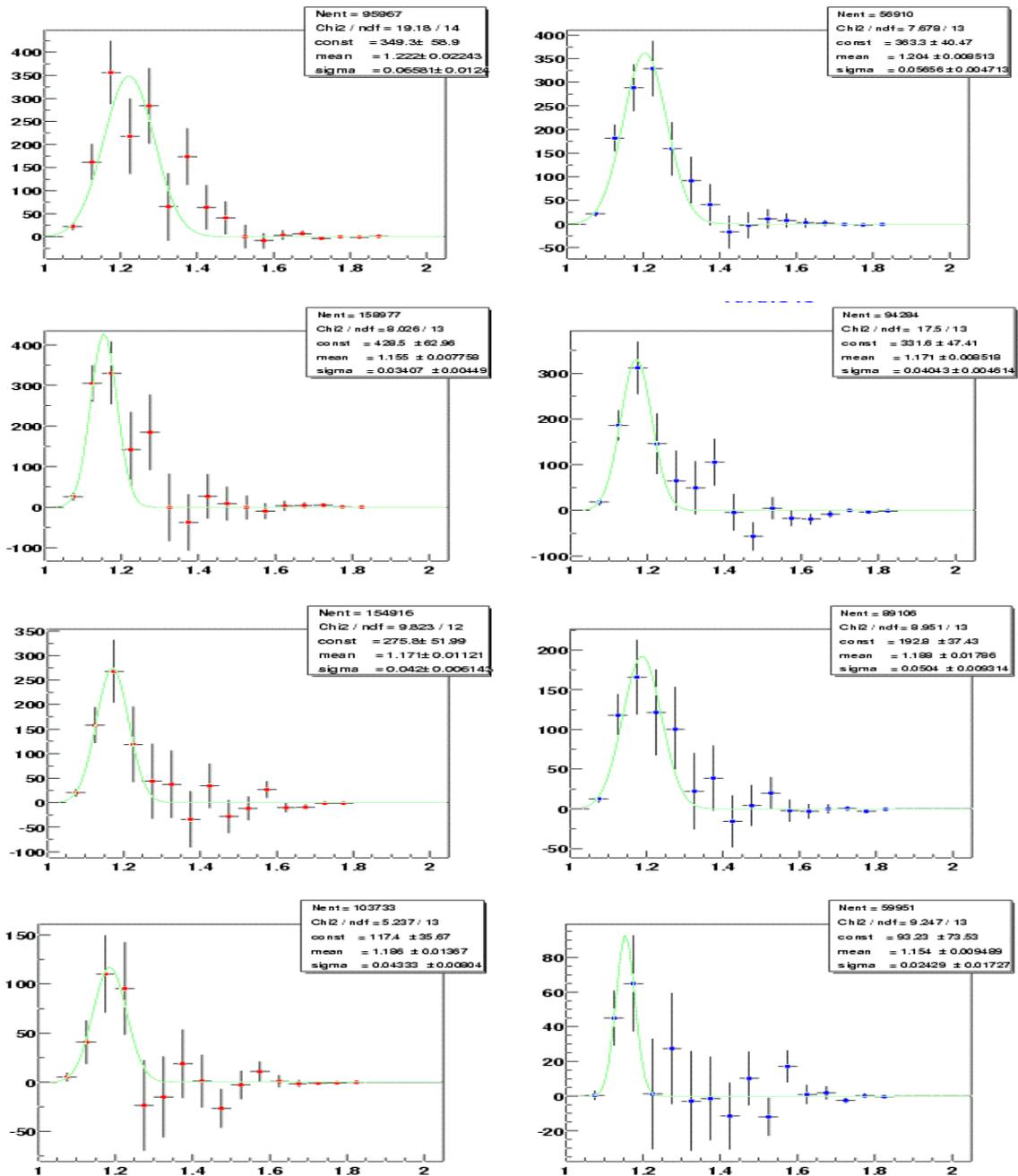


図4.7: 衝突中心度の区切った4つの範囲での粒子不変質量分布。赤色で示される分布が粒子で、青色で示される分布が反粒子である。最上段から衝突中心度0~5%、5~15%、15~30%、30~60%のときの分布を示している。

生成比 \bar{E}/\dot{E} についても、比較のためシミュレーションを行った。シミュレーションは金の原子核の半径が約7 fmであるから ($\because r = 1.2 * A^{1/3}$, ここでAは原子番号で Au のとき 197)、衝突する金原子核の中心間の距離 (インパクト・パラメータと呼ぶ) を変化させることで生成比 \bar{E}/\dot{E} の衝突中心度に対する依存性をみた。

インパクト・パラメータが0 fmのとき、これは衝突する原子核同士がお互いに、ど真ん中で衝突する場合であり、衝突中心度は非常に高い場合である。そして、インパクト・パラメータが14 fmのとき、このときは、衝突する原子核が衝突しないか、もしくは衝突したとしても非常にかすり衝突である場合である。

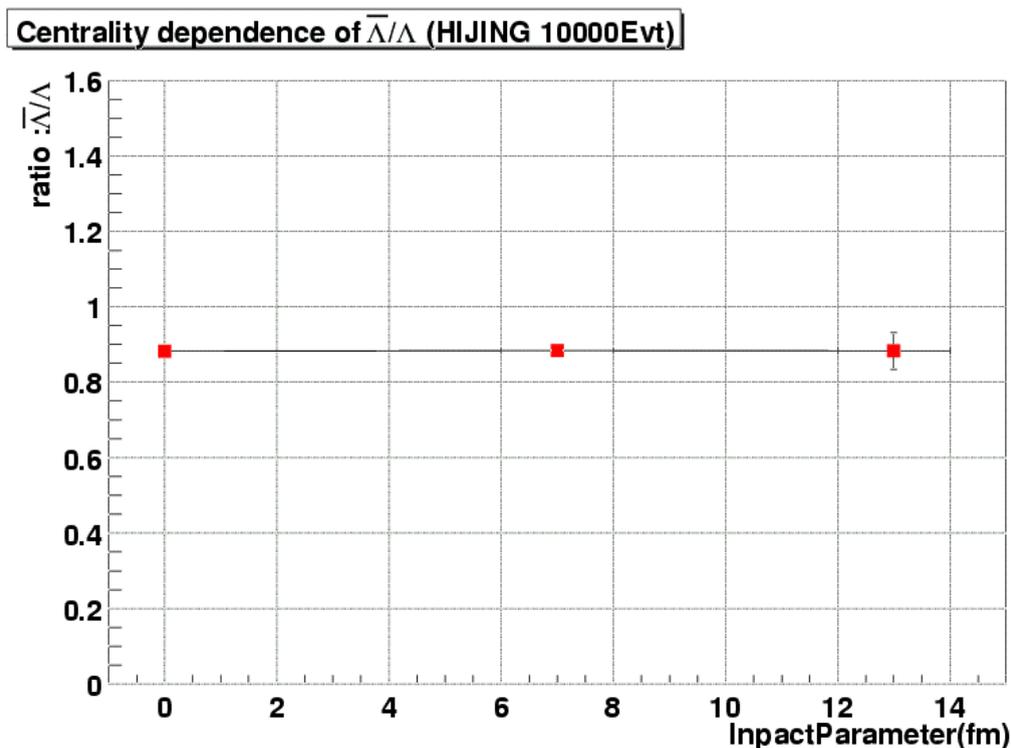


図4.8: シミュレータ“HIJING”を用いて計算した、生成比 \bar{E}/\dot{E} の衝突中心度依存性を示すグ

ラフ。横軸はインパクト・パラメータで、縦軸が \bar{E}/\dot{E} である。

図4.8は、横軸をこのインパクト・パラメータにとり、縦軸を生成比 \bar{E}/\bar{E} に対する依存性を見たものである。図4.7と横軸方向が異なり、インパクト・パラメータが大きいところほど衝突する原子核はかすり衝突の事象であり、インパクト・パラメータが小さいところほど、より中心で原子核が衝突した事象である。このシミュレーションの図と解析結果の図4.5を直接比べることができないために、その傾向を調べた。つまりシミュレーションでは、インパクト・パラメータについて、「0 fm」、 $6\sim 8$ fm、「 $12\sim 14$ fm」の3つの範囲について生成比 \bar{E}/\bar{E} の依存性を見て、その傾向を調べた。

解析した結果は、衝突中心度が上がるに連れて、生成比 \bar{E}/\bar{E} が1に近づく傾向を見せた。これは、粒子源のエネルギー密度の違いによる粒子生成メカニズムの変化が見えているといえる。さらに、衝突中心度が上がると生成比が1に近づいていることから、エネルギー密度が大きくなるほど \bar{S} の平衡状態が達成されつつあるのではないかと考えることができる。

4.3 化学ポテンシャルの導出

ここまでの解析により導出されたハイペロンの生成比と、既にPHENIXの測定から解析されているK中間子、陽子・反陽子の生成比を用いて、原子核衝突反応により作り出された粒子源(QGP相)が化学凍結するとしたときの化学ポテンシャルを求める。

導出した粒子生成比について、1.3で述べた統計力学モデルとの対応は表4.1ようになる。

表4.1: 統計力学モデルと実験値

粒子	統計力学モデル	実験値	参考文献
K^+/K^-	$\exp[(\frac{2}{3}\bar{i}_B + 2\bar{i}_S)/T_{ch}]$	1.27 ± 0.12	[37]
\bar{p}/p	$\exp[-2\bar{i}_B/T_{ch}]$	0.61 ± 0.02	[37]
\bar{E}/\bar{E}	$\exp[-(\frac{4}{3}\bar{i}_B - 2\bar{i}_S)/T_{ch}]$	0.84 ± 0.12	本解析結果

次に統計力学モデルと実験値をもっとも効果的に満たすように2つのパラメータ $\bar{i}_B/T_{ch}, \bar{i}_S/T_{ch}$ を決める。そのために次の式で決めた \bar{i}_B^2 の値を用いた。

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^M (Ratio_i^{EXP} - Ratio_i^{MODEL})^2}{\sigma_i^2} \quad (4.1)$$

式4.1で、 i はデータのポイント数で M まで増える。ここでは3種の粒子を見ている。 σ は実験値の誤差である。この式4.1で計算される値を最も小さくするとき、化学凍結時の化学凍結温度 T_{ch} と化学ポテンシャル μ_B, μ_S は以下の関係を持つことが分かった。

$$\mu_B/T_{ch} = 0.245, \quad \mu_S/T_{ch} = 0.113$$

また、このときの χ^2 値は $\chi^2 = 3.51$ であってフィットした結果を図4.9に示す。

ここで、RHICのエネルギー領域での化学凍結温度がJ.Stachel[38]により $T_{ch} = 170\text{MeV}$ と予言されていることを用いると、化学ポテンシャルは以下の値に決定された。

$$\mu_B = 41.7\text{MeV}, \quad \mu_S = 22.6\text{MeV} \quad (T_{ch} = 170\text{MeV} \text{ のとき})$$

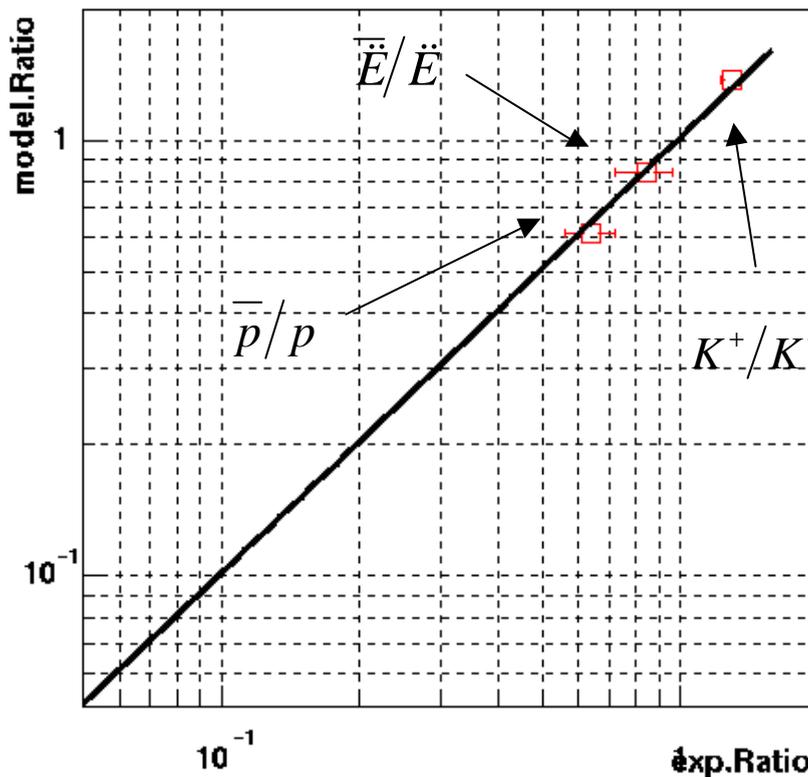


図4.9: 粒子・反粒子生成比と K^\pm 中間子、陽子・反陽子生成比を、熱統計モデルでフィットした結果をしめす。横軸が実験値であり、縦軸が化学凍結温度 170MeV のときに熱統計モデルから計算される値である。双方の値が一致するとき黒いラインで示される $y = x$ の関数上に乗る。

粒子・反粒子の生成比と、K 中間子、陽子・反陽子の生成比から求めた化学ポテンシャル、そして温度を過去に行われてきた原子核衝突実験 (SIS,AGS,SPS) により得られたデータとともに図4.10にプロットした。

この図から化学凍結温度 T_{ch} とバリオン化学ポテンシャル μ_B は、原子核衝突の重心系エネルギーに対して強く依存していることが分かる。化学凍結温度は、重心系エネルギーが上昇するとともに増加している一方で、バリオン化学ポテンシャルは、逆に減少している。

本研究で求めた RHIC エネルギー領域における化学凍結温度とバリオン化学ポテンシャルは、エネルギー領域の異なる AGS や SPS に比べ遥かに化学ポテンシャルが低く、理論的に予想される QGP 相とハドロン相の境界あたりに位置することが分かった。

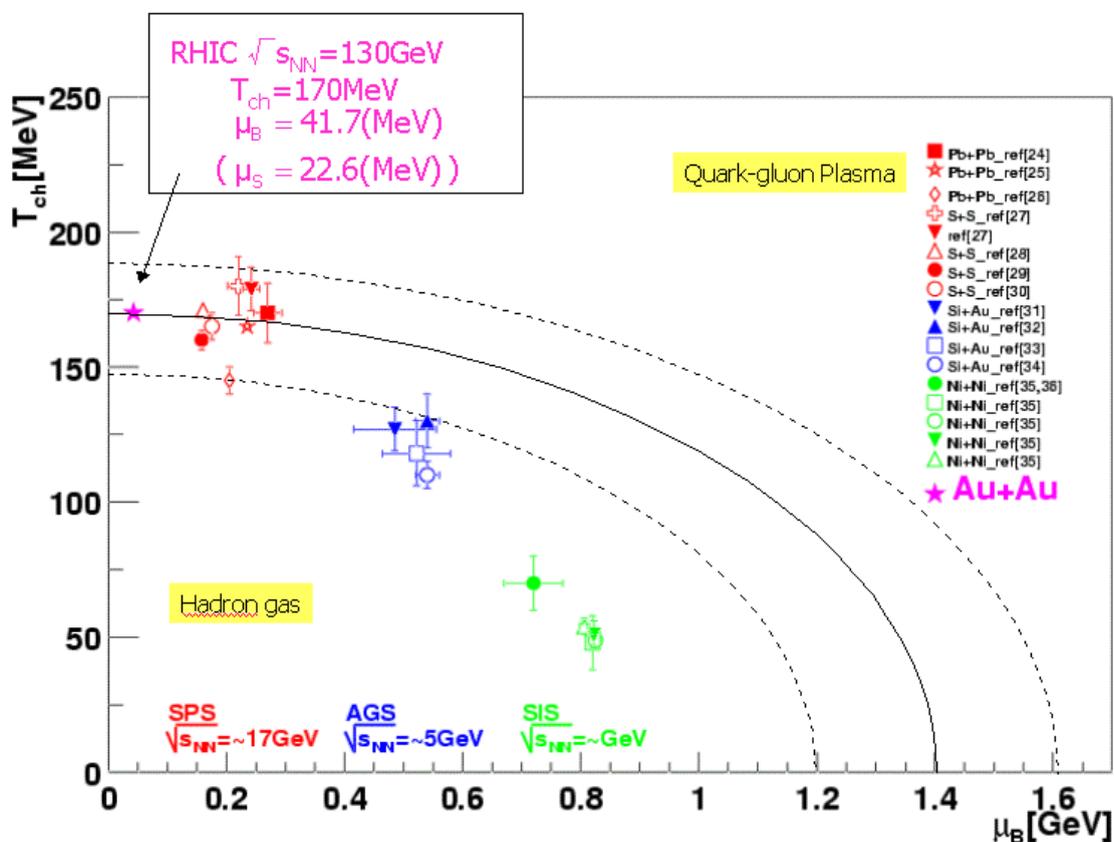


図4.10: SIS、AGS、SPS でのデータ点は参考文献[23],[24]-[35]より得られたものを用いた。点線で示される領域はより低く見積もられた相転移境界線と、QGP 相とハドロン相の混合相境界線を示している。ちなみに、この図において通常の核物質は $T_{ch} \cong 0 \text{ MeV}$, $\mu_B \cong 1.0 \text{ GeV}$ のところに位置する。

第5章 まとめ

核子対あたりの重心系エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ における ハイペロンについて、その反粒子との生成比 \bar{E}/\dot{E} を求めた。測定器の効果に対する補正を全て行えなかったが、生成比の値は $\bar{E}/\dot{E} = 0.84 \pm 0.12$ ($p_T < 1.6 \text{ GeV}$) となった。

生成比 \bar{E}/\dot{E} について、横運動量に対する依存性を調べた。図4.2に見るように、生成比は横運動量に対して依存せず、どの横運動領域においても一定であるといえる。これは、原子核衝突によって生成される粒子源の膨張描像に矛盾しないだけでなく、バリオン・反バリオンの生成メカニズムを解明する手がかりとなるはずである。

また、生成比 \bar{E}/\dot{E} について、衝突中心度に対する依存性を調べた。図4.5に示されるように衝突中心度が0 ~ 30%の範囲で生成比は衝突中心度に対して依存性をもっていないことが言える。

次に生成比 \bar{E}/\dot{E} と \bar{p}/p 、そして化学凍結時の温度 T_{ch} からバリオン化学ポテンシャル i_B とストレンジ化学ポテンシャル i_S を求めた。その結果、化学凍結時の温度が $T_{ch} = 170 \text{ MeV}$ で、化学ポテンシャルがそれぞれ $i_B = 41.7 \text{ MeV}$, $i_S = 22.6 \text{ MeV}$ を導くことができた。この値から、論理的に推定される QGP 相転移付近で起こっていることがわかる。

最後に、今回の解析において導出した生成比 \bar{E}/\dot{E} について、完全な補正を行うことができなかった。今後、MC シミュレーションにより \dot{E} と \bar{E} それぞれの検出器の構造によるアクセプタンスの補正、そして、PHENIXの粒子飛跡検出効率の補正を行い、生成比を他の実験の値と正しく比較することを可能にしなければならない。

謝辞

まず本研究を行ううえで、多くの助言と指導をいただいた指導教官の杉立先生と本間先生に感謝したいと思います。

そして、私がこの研究テーマを始めるきっかけを与えてくださった小濱さんに心より感謝しています。解析を進めるにあたって、数多くのアドバイスを与えて下さるだけでなく、役に立つ様々な論文・参考資料の紹介していただきました。

また、解析を進める上での技術的な問題点や物理の解釈など、多くの疑問にたいして常に親切・丁寧に教えてくださった榎園さん・中村さん・蜂谷さんには大変お世話になりました。

最後に、多くの相談に乗っていただいたハドロン研究室のみなさんにお礼を言いたいと思います。ありがとう御座いました。

付録

付録 A Run List

PHENIX 実験で 1 年目に取得された以下の RUN について解析を行った。これらの RUN は以下の条件で選択した。

- 100%磁場条件で取られたデータである。
- 解析に必要なサブシステム検出器の情報が全て入っている。

micro-DST v05 (Au+Au: Full field run)

8885	9291	9488	9578	9750	9992	11049	11465	11623	11759	12161	12397
8886	9293	9494	9579	9752	10329	11058	11467	11625	11761	12167	12350
8887	9298	9496	9580	9757	10351	11110	11469	11627	11763	12169	12399
8890	9300	9497	9582	9759	10740	11115	11475	11642	11772	12275	
8893	9308	9499	9591	9839	10742	11159	11477	11644	11775	12277	
8895	9312	9502	9609	9844	10749	11165	11500	11662	11817	12280	
8897	9318	9504	9613	9851	10751	11201	11512	11664	11819	12299	
8898	9342	9510	9685	9858	10909	11242	11514	11669	11951	12303	
8899	9434	9512	9691	9862	10927	11282	11519	11671	12005	12306	
9010	9436	9522	9695	9889	11011	11285	11521	11675	12007	12307	
9011	9437	9540	9666	9890	11014	11289	11584	11679	12010	12322	
9223	9438	9541	9670	9939	11016	11291	11587	11682	12026	12323	
9231	9374	9544	9770	9942	11018	11303	11597	11684	12043	12324	
9232	9398	9547	9703	9944	11020	11305	11599	11717	12052	12325	
9239	9411	9552	9712	9948	11022	11309	11601	11720	12058	12335	
9273	9416	9555	9724	9972	11024	11313	11610	11723	12087	12348	
9275	9465	9558	9729	9978	11026	11323	11613	11737	12089	12352	
9280	9476	9562	9739	9981	11032	11401	11615	11740	12091	12365	
9284	9478	9566	9746	9987	11035	11408	11618	11746	12093	12372	
9289	9485	9569	9741	9988	11037	11460	11621	11757	12156	12374	

付録 B



PHENIX 実験参加者の集合写真。2001年1月8日、PHENIX 測定器前にて
(<http://www.phenix.bnl.gov> に掲載中)

- [32] J.Letessier et al. Physics Letter B 344 (1995) 43
- [33] F.Becattini et al. Journal of Physics G 25 (1999) 287
- [34] J.Cleymans et al. Zeitschrift fuer Physics C 74 (1997) 319
- [35] J.Cleymans et al. Physics Review C 57 (1998) 319
- [36] J.Cleymans et al. Physics Review C 59 (1999) 1663
- [37] H.Ohnishi for PHENIX collaboration, QM2001 (2001)
- [38] J.Stachel et al. Nuclear Physics A 661(1999) 205c-260c
- [39] Huan Z. Huang for STAR collaborations Nuclear Physics A698 (2002) 663c-666c