

核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の
金・金原子核衝突における
生成粒子の方位角異方性の測定

渡辺 大輔

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室 M052873

平成 20 年 2 月 8 日

概要

量子色力学によると、クォークとグルーオンは高温・高密度において核子の閉じ込めから解放され、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) へ相転移すると予測されている。QGP を実験的に作り出し、その物質状態を調べる方法として相対論的重イオン衝突実験がある。原子核は大きさを持っているため、原子核衝突では、核子のほとんどが衝突に関与する中心衝突と、一部の核子だけが関与する周辺衝突がある。周辺衝突の場合には、衝突によってできる高温・高密度領域の形状は原子核が互いに重なり合う部分の形を反映し、アーモンド型になると考えられる。もし、領域内部の粒子の平均自由行程が領域の大きさに比べて非常に小さければ、粒子は何度も相互作用した後に領域の外へ出て行くことになり、その結果、アーモンド型の短軸方向に多くの粒子が放出される。また、この幾何学的異方性のために領域内部の圧力勾配は短軸方向に最大となり、結果として短軸方向に大きな運動量を持った粒子が放出される。このように、異方性の強さは反応領域内部の物質状態をよく反映しているため重要な観測量である。強さの定量化は、式 1 のように、アーモンド型の短軸に沿った方向を反応平面とし、反応平面から測った粒子の方位角分布をフーリエ展開した各項の係数 v_n で行われる。

$$\frac{dN(p_t)}{d(\phi - \Psi_n)} \propto \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_t) \cos[n(\phi - \Psi_n)] \quad \dots(\text{式 1})$$

本研究では、米国ブルックヘブン研究所の RHIC 加速器で 2007 年に取られた核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の金・金原子核衝突のデータを用いて、3 種類のハドロン（中間子、K 中間子、陽子）について方位角異方性の横運動量依存性、横方向運動エネルギー依存性の測定を行った。その結果、中心衝突度の大きな領域で、ハドロンの構成クォークあたりの異方性の強さは横方向運動エネルギーに依存するがハドロンの種類にはよらないことがわかった。異方性の強さが異なるハドロンで一致し、クォーク数でスケールすることは、衝突で作られた高温・高密度領域ではハドロンという構成単位が消失し QGP が形成されたことを示唆している。さらに、異なる中心衝突度で異方性の強さを測定し、どの中心衝突度からクォーク数スケールが見え始めるかを調べた。

目次

第 1 章 導入	3
1.1 強い相互作用とクォークの閉じ込め	3
1.2 閉じ込め・非閉じ込め相転移	3
1.3 相対論的重イオン衝突の時空発展	5
1.4 方位角異方性	7
1.4.1 起源	7
1.4.2 測定方法	7
第 2 章 実験装置	9
2.1 RHIC 加速器	9
2.2 PHENIX 検出器の構成	10
2.2.1 Beam Beam Counter (BBC)	12
2.2.2 Reaction Plane Detector	14
2.2.3 Central Magnet	16
2.2.4 Drift Chamber	17
2.2.5 Pad Chamber	18
2.2.6 TOF East	20
第 3 章 解析	22
3.1 データセット	22
3.2 衝突事象の選択	22
3.3 中心衝突度の測定	23
3.4 反応平面の測定	23
3.5 セントラルアームにおける飛跡の選択	26
3.5.1 各検出器にヒットがあること	26
3.5.2 TOF East に十分なエネルギーを落としていること	26
3.5.3 衝突点から TOF East までの飛跡を再構成できること	27
3.5.4 粒子の識別	28
3.6 v_2 の計算	30
3.6.1 v_2 の観測値	30
3.6.2 反応平面の精度による補正	31
3.6.3 v_2 の横方向運動量依存性	32
3.6.4 v_2 の横方向運動エネルギー依存性	32

3.6.5	構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性	33
3.7	系統誤差	34
3.7.1	反応平面の精度に対する系統誤差	34
第 4 章	結果と考察	36
4.1	中心衝突度ごとに見た v_2 の横方向運動量依存性	36
4.2	中心衝突度ごとに見た v_2 の横方向運動エネルギー依存性	40
4.3	中心衝突度ごとに見た構成クォークあたりの v_2 の横方向運動 エネルギー依存性	44
4.4	クォーク数スケーリングの中心衝突度依存性	48
第 5 章	結論	50
第 6 章	謝辞	51

第1章 導入

1.1 強い相互作用とクォークの閉じ込め

これまでの素粒子・原子核物理学の研究により、クォークは物質を構成する最小単位の1つであり、クォーク間に働く強い相互作用は量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) によって記述できることがわかっている。量子色力学は、SU(3) ゲージ対称性に基づく量子論であり、強い相互作用の漸近自由という性質を導く。(参考文献 [1]) すなわち、その結合定数は低エネルギーでは大きく、高エネルギーへ行くほど小さくなり、このためクォークとグルーオンは核子の中に閉じ込められている。そして、結合定数の大きな低エネルギー領域では摂動展開が困難になるため、数値的な予想は格子 QCD のシミュレーションによって得られる。

1.2 閉じ込め・非閉じ込め相転移

格子 QCD の計算によると、十分に高い温度ではクォークとグルーオンは閉じ込めから解放されクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) と呼ばれる状態へ相転移すると予想されている。(図 1.1) また、バリオン密度を上げていっても相転移がおこると予想され、こちらはカラー超伝導相と呼ばれている。このような予想に基づいて横軸をバリオン密度、縦軸を温度で表した QCD 相図が図??である。通常のハドロン相から QGP への相転移は、温度およそ 170[MeV]、エネルギー密度 $1[GeV/fm^3]$ で起こると予想されている。このような相を実験的に作り出すことによって、格子 QCD シミュレーションによる予想を検証することが可能である。また、我々の宇宙はビッグバンから数 μs まではこのような高温状態にあったと考えられており、宇宙の極初期状態についての実験的研究にもつながる。

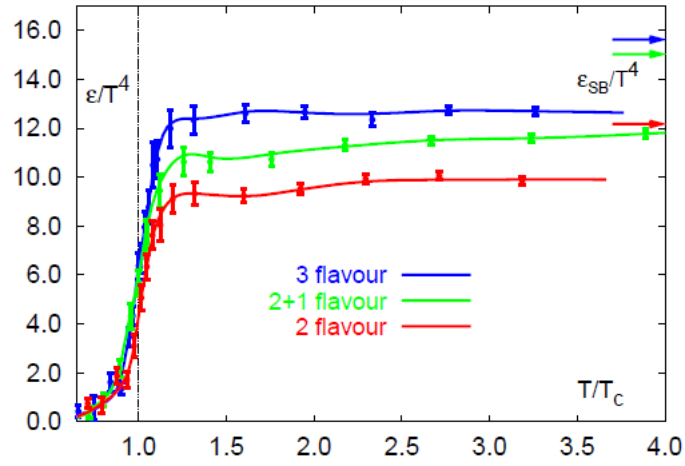


図 1.1: 相転移を示唆する格子 QCD の計算結果 [2] 横軸は相転移温度で規格化した系の温度、縦軸は系の自由度を表す。

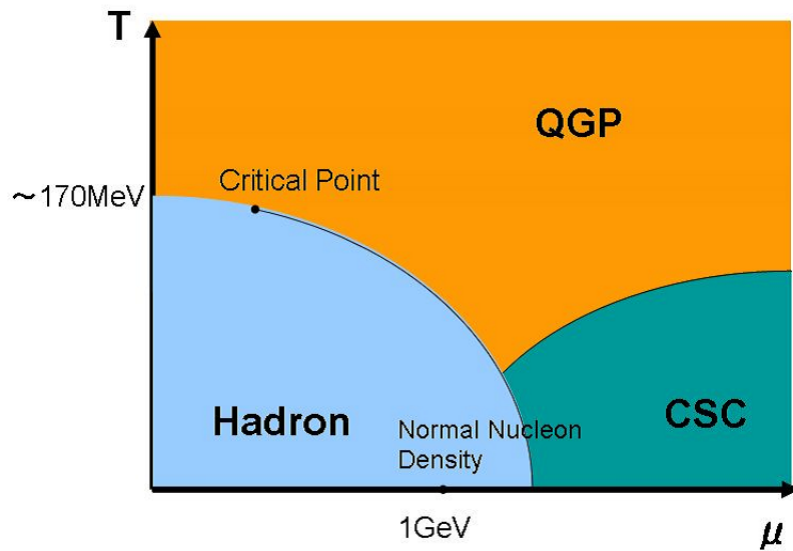


図 1.2: QCD 相図

1.3 相対論的重イオン衝突の時空発展

このような高温・高密度の多体系を実際に作り出し、その性質を探る方法として相対論的重イオン衝突実験がある。本節では衝突および衝突でつくられた物質の時空発展について述べる。

質量数 A の原子核の半径は近似的に $R[fm] = 1.2A^{\frac{1}{3}}$ で表される。金原子核の半径は約 $6[fm]$ であり、金原子核同士が正面衝突すればおよそ $200fm^3$ の体積を持つ高温・高密度領域を作ることができる。相対論的に加速された原子核は、ローレンツ収縮により厚さ $0.1[fm]$ ほどの円盤になる。(図 1.3 の一番左)

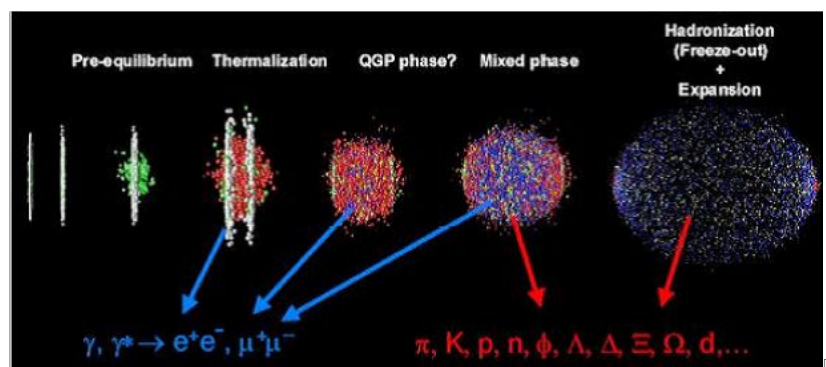


図 1.3: 相対論的重イオン衝突のモデル

2つの薄い円盤が衝突によって重なり合った部分に高温・高密度領域ができる。互いの原子核は衝突によって完全に静止するわけではなく、衝突前の約半分のエネルギーを持ってすり抜けていく。(図 1.3 左から 2 番目) 従って核子が減速された分のエネルギーだけが高温・高密度領域に蓄えられる。この描像はビームラピディティの方向に大きなエネルギーを持った核子の放出が観測されることから妥当と考えられている。

こうして作られた高温・高密度領域は多数のクォークとグルーオンで構成される。これらが散乱を繰り返し系は熱平衡状態に近づく。(図 1.3 左から 3 番目) この熱平衡状態が実現し、この時のエネルギー密度が格子 QCD の预言する $1[GeV/fm^3]$ 以上であれば、QGP へ相転移が実現すると考えられる。(図 1.3 左から 4 番目)

この領域は内部が高温高圧、外は真空であるため、外側へ向かって急速に膨張していき、温度・密度ともに急激に減少していく。やがて臨界温度(または臨界密度)以下になればクォークはハドロン化が始まってクォークとハドロンの混合相が形成される。(図 1.3 左から 5 番目)

このときの内部での相互作用によってハドロンの組成比、粒子数が決定され

る。これを化学凍結と呼ぶ。各粒子の持つ運動量は化学凍結後の粒子の弾性散乱により決定される。これを熱的凍結と呼ぶ。(図 1.3 の一番右)

時空発展の様子を横軸にビーム軸、縦軸に時間をとって表した図が 1.4 である。オレンジの部分に QGP 相、青がハドロン相を表す。 T_c は QGP への相転移の臨界温度、 T_{ch} は化学凍結温度、 T_{fo} は熱的凍結温度を表し、紫の線は反応領域で作られたハドロンを示す。

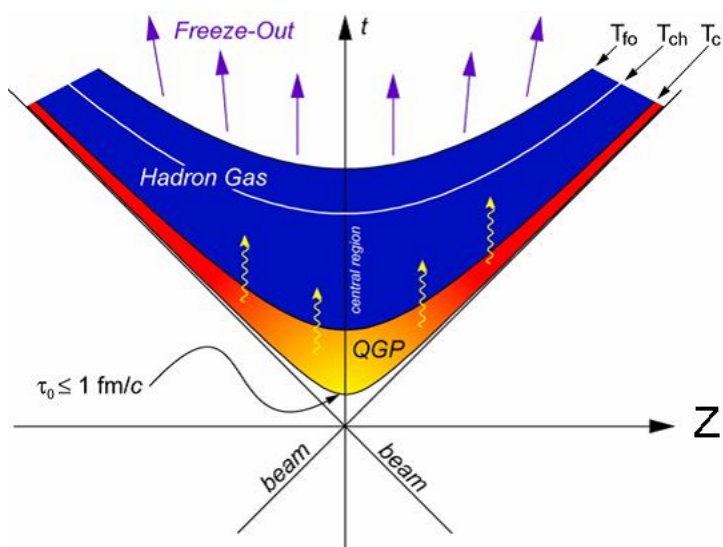


図 1.4: 相対論的重イオン衝突の時空発展

1.4 方位角異方性

1.4.1 起源

原子核は大きさを持っているため、原子核同士の衝突では、その衝突係数の大小により原子核に含まれる核子のほとんどが衝突に関与する中心衝突と、一部の核子だけが関与する周辺衝突がある。周辺衝突の場合には、衝突によってできる高温・高密度領域の形状は、原子核が互いに重なり合う部分の形を反映しアーモンド型になる。

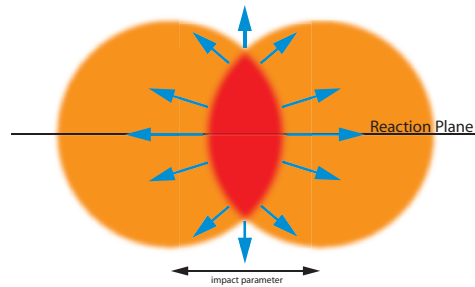


図 1.5: 周辺衝突によってできるアーモンド型の高温・高密度領域

ここで、この領域内部の粒子の平均自由行程を考える。もし、平均自由行程が領域の大きさと同じ程度かそれより大きければ、粒子はほとんど相互作用せず外へ出て行くので、放出される粒子の方位角分布は等方的になると考えられる。

逆に、平均自由行程が領域の大きさよりずっと小さい場合、粒子は何度も相互作用を繰り返した後に外へ出て行くので、より相互作用の回数が少ないアーモンド型の短軸方向に多くの粒子が放出されるはずである。また、領域内部の圧力勾配は短軸方向が最大になるため、短軸方向により高い運動量を持った粒子が放出される。

このように、方位角異方性の強度は反応領域内部の粒子間の相互作用をよく反映しているため、重要な観測量と考えられる。

1.4.2 測定方法

異方性の強度は、以下の式のようにアーモンド型の短軸に沿った方向を反応平面とし、粒子の方位角分布を反応平面から測った角度でフーリエ展開した各項の係数 v_n で定量化される。

$$\frac{dN(p_t)}{d(\phi - \Psi_n)} \propto \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_t) \cos [n(\phi - \Psi_n)] \quad \dots(\text{式 1}) \quad (1.1)$$

また、反応平面 Ψ_n は、フーリエ展開の各項に対して

$$\Psi_{rp}(n) = \frac{1}{n} (\tan^{-1} \frac{\sum_i \omega_i \sin n\phi_i}{\sum_i \omega_i \cos n\phi_i}) \quad (1.2)$$

と表される。ここで、 ω_i はある方位角 ϕ_i で検出された電荷量である。このうち、フーリエ展開の第 1 項にあたる v_1 は、高ラピディティ領域 (ここではおよそ $|\eta| > 3$ の領域を指す) で観測される異方性である。式から明らかのように、 v_1 は 360° あたり 1 つの反応平面、すなわち粒子の多く出る場所を持つ。RHIC のように対称な衝突エネルギーを持った加速器では、中心ラピディティ領域 ($|\eta| < 0.35$) においては、左右の測定器で観測される事象は対称であるべきだからである。 v_1 の効果は高ラピディティ領域に配置された検出器で観測され、反応平面を決定するために用いられる。このような理由から、中心ラピディティ領域で見ることができる異方性の最初の項は v_2 である。

第2章 実験装置

2.1 RHIC 加速器

RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) 加速器は米国ブルックヘブン国立研究所内にある円周 3.8km の 2 本のリングからなる衝突型加速器であり、それぞれのリングで金原子核までのさまざまな質量数の原子核と偏極陽子を核子対あたり重心系エネルギー 100GeV まで、陽子は 250GeV まで加速できる。図 2.1 に RHIC とその前段加速器の全景を示す。



図 2.1: RHIC とその前段加速器の全景

金原子核ははじめ Tandem Van de Graaff で核子あたり約 1MeV まで加速されて Booster に入射され、Booster で核子あたり 95MeV まで加速される。その後、AGS(Alternative Granual Synchrotron) で核子あたり 10.8GeV まで加速されて RHIC のそれぞれのリングに入射される。RHIC 加速器は 6 つのビーム交差点を持ち、そのうちの 2 つ、6 時の方向と 8 時の方向にそれぞれ STAR 検出器と PHENIX 検出器が置かれ、原子核衝突で生成される高温・高密度物質の測定が行われている。

2.2 PHENIX 検出器の構成

PHENIX 検出器の構成を図 2.2 に示す。検出器はその配置と役割により大きく 3 つのグループに分けられる。1 つ目は高ラピディティ領域 ($|\eta| > 2$) に配置され、ビームの衝突時間や衝突位置、反応平面などを測定する検出器群で、Beam Beam Counter (BBC) や Reaction Plane Detector (RXNP)、Zero Degree Calorimeter (ZDC) などがこれに当たる。2 つ目は中心ラピディティ領域 ($|\eta| < 0.35$) に配置され、衝突でできる高温・高密度領域から発生するハドロン、光子、電子を測定する検出器群で、セントラルアームと呼ばれる。これらは Central Magnet と東側と西側にそれぞれ方位角 90° を覆う 2 つのアームを含み、東西のアームは光子、電子の測定に関してはほぼ同じ検出器構成をしているが、ハドロンの粒子識別に用いられる検出器については大きく異なり、東アームに TOF East、西アームに TOF West と Aerogel Cherenkov Counter がおかれている。3 つ目は高ラピディティ領域に配置されたミュオン測定のための検出器と電磁石である。

2007

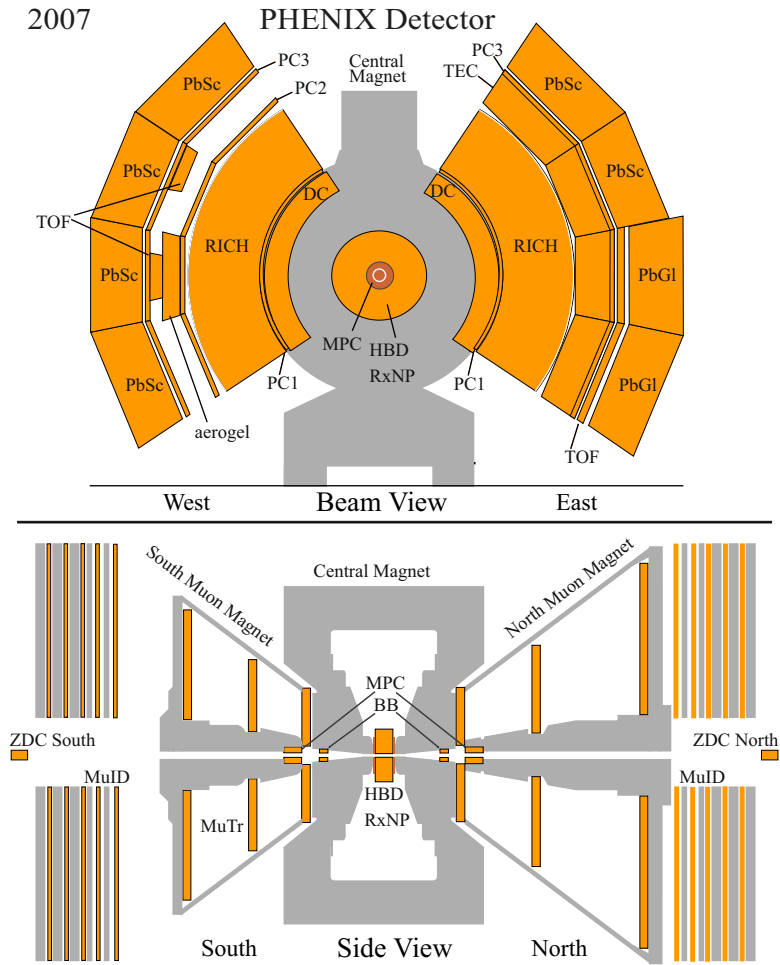


図 2.2: PHENIX 検出器の配置 上図はビーム軸に沿って南側から見たセントラルアームの様子、下図は真上から見た中央電磁石とミュオンアームを示す。

次に本研究に用いた検出器について説明する。

2.2.1 Beam Beam Counter (BBC)

BBC 検出器は 64 本のチェレンコフラディエータとそれを読み出す光電子増倍管を一組とした検出器で、PHENIX 測定器の中心からビーム軸方向に $\pm 144.35\text{cm}$ の距離に南北 1 対づつ設置され、方位角 2° 、擬ラピディティ $3 < |\eta| < 4$ の範囲を覆っている。その役割は 5 つあり、1) Minimum Bias トリガーの作成

- 2) 衝突位置の測定
- 3) 衝突時間の測定
- 4) 中心衝突度の測定
- 5) 反応平面の測定

である。Minimum Bias トリガーは PHENIX 実験の最も基本的なイベントトリガーであり、ビームとビームの衝突が起こったかどうかを BBC 検出器によって判断する。具体的には、両方のカウンターでそれぞれ 64 本の素子のうち 2 本以上に粒子で検出された時、ビーム衝突があったと判断される。これが Minimum Bias トリガーである。

衝突位置と衝突時間はそれぞれ、南北のカウンターで測定された衝突時間の差と平均から求められる。(図 2.3) 南側のカウンターでの衝突時間を T_S 、北側を T_N とすると光速を c 、中心からそれぞれのカウンターまでの距離 $L(=144.35\text{cm})$ として、

$$\text{衝突位置} = \frac{T_S - T_N}{2} \times c \quad (2.1)$$

$$\text{衝突時間} = \frac{T_S + T_N - 2L/c}{2} \times c \quad (2.2)$$

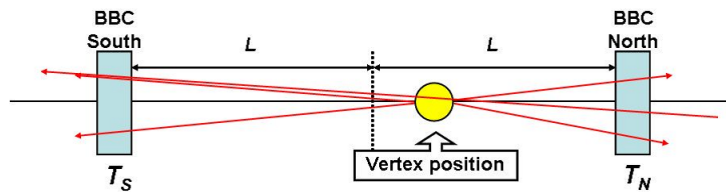


図 2.3: BBC 検出器で観測される衝突事象

と表される。BBC 検出器はこれらを精度よく測定するために最大 20ps の時間分解能を持つ。

中心衝突度は BBC 検出器に入った荷電粒子の数によって決定される。観測された全衝突事象を粒子数の多い順に 93 等分し、最も粒子数の多いグループを中心衝突度 0-1%、最も少ないグループを 92-93% と定義する。下限値が 93% であるのは、シミュレーション結果から BBC 検出器のトリガ効率は 93% と求

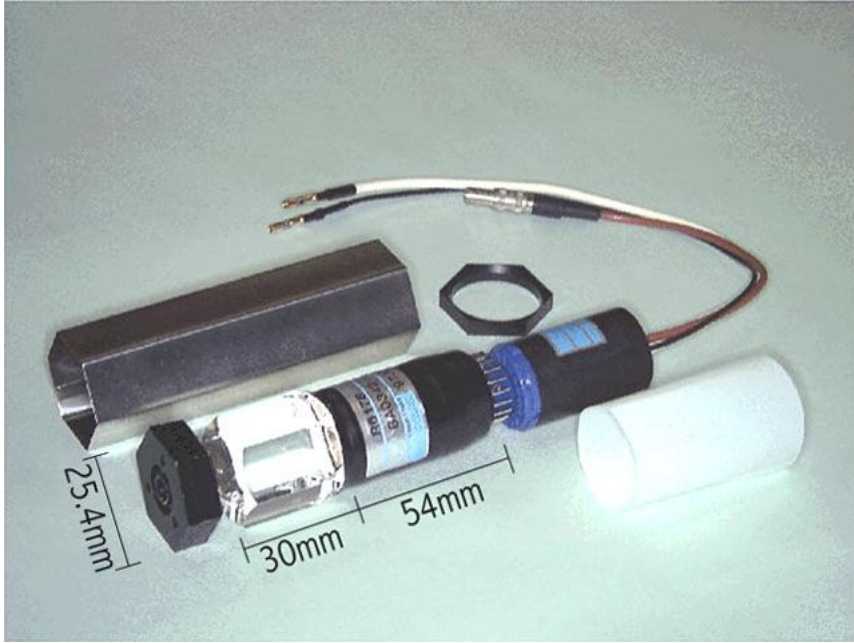


図 2.4: BBC 検出器のラディエータと読み出し用光電子増倍管



図 2.5: BBC 検出器の写真 64 個の素子を組み上げたところ

められているからである。

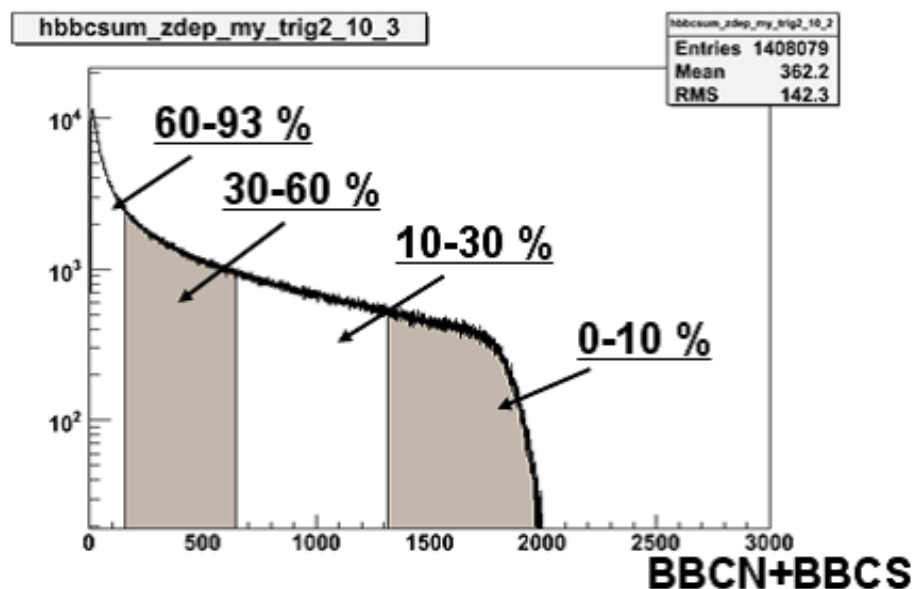


図 2.6: BBC 検出器で測定された荷電粒子数分布と中心衝突度

BBC 検出器に入った荷電粒子の方位角分布から反応平面を決定することができるが、本研究ではより高い精度で決定できる Reaction Plane Detector を用いる。

2.2.2 Reaction Plane Detector

Reaction Plane Detector は 2007 年の実験から導入された新しい検出器で、擬ラピディティ $1.0 < |\eta| < 2.8$ の領域における粒子の方位角分布を測定することで反応平面を決定する。検出器は方位角 360° を等しく 12 分割、擬ラピディティ方向に 2 分割 ($1.0 < |\eta| < 1.5$ と $1.5 < |\eta| < 2.8$) された 24 枚のプラスチックシンチレータと、シンチレータのシグナルを読み出す光電子増倍管で構成され、BBC と同じく南北に一基ずつ設置されている。Reaction Plane Detector は同じ中心衝突度でも BBC の 2 倍以上の粒子を捉えることができ、反応平面の決定精度がおよそ 3 倍向上している。図 2.7 に BBC と Reaction Plane Detector の反応平面の決定精度の比較を示す。

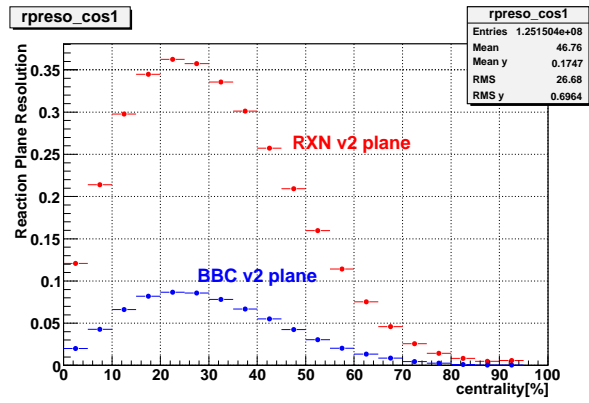


図 2.7: 反応平面の決定精度の比較 横軸は中心衝突度で、赤は Reaction Plane Detector、青は BBC 検出器で求めた反応平面の精度を示す。

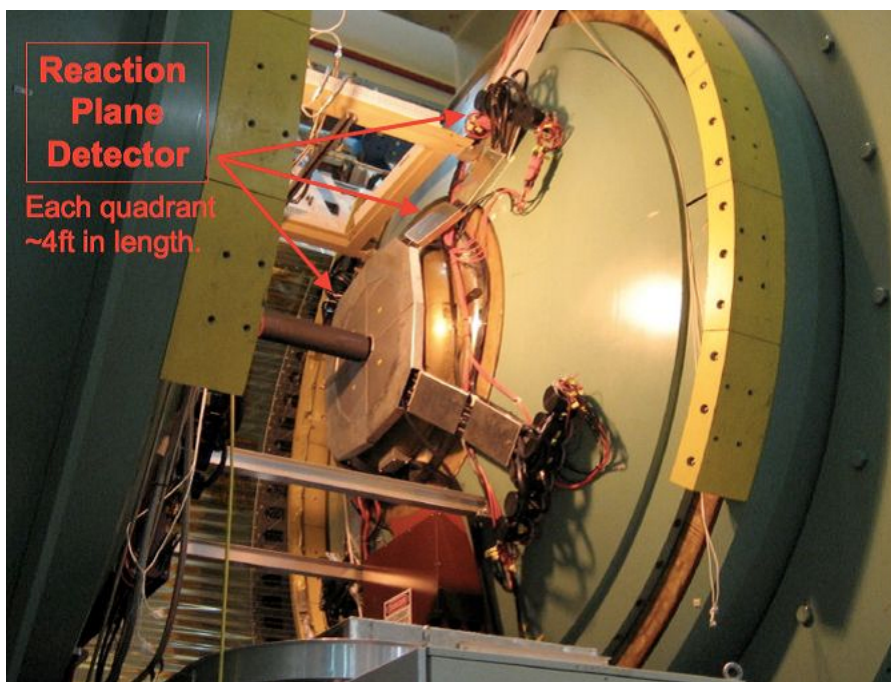
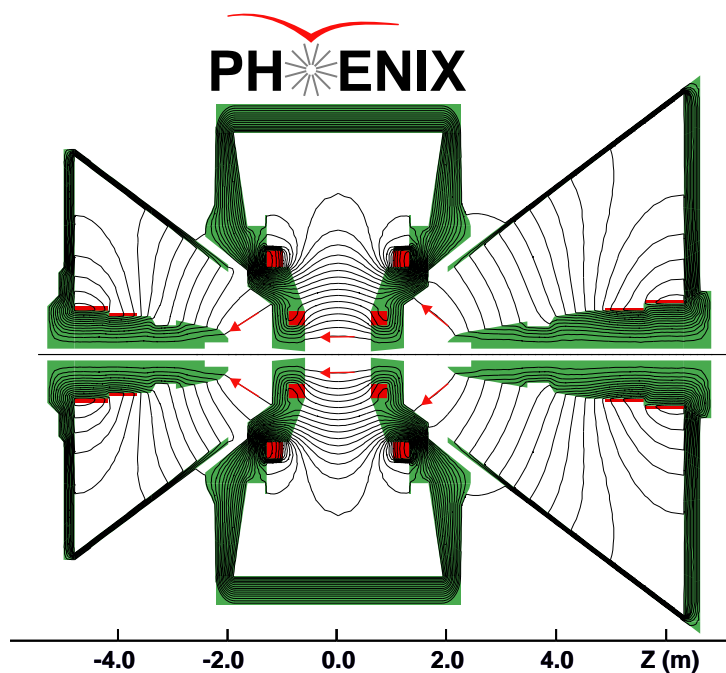


図 2.8: PHENIX 測定器に取り付けられた Reaction Plane Detector

2.2.3 Central Magnet

PHENIX 検出器は荷電粒子の運動量と電荷の測定のためビーム軸に平行な方向に 1.15[Tm] の磁場がかけられている。



Magnetic field lines for the two Central Magnet coils in combined (++) mode

図 2.9: PHENIX Central Magnet

2.2.4 Drift Chamber

Drift Chamber は磁場中での飛跡の曲率から荷電粒子の運動量を測定し、飛跡の曲がる方向から電荷を測定する検出器である。PHENIX 検出器はビーム軸に平行な方向に磁場がかけられているので、測定できる横方向運動量が測定できる。磁場 $B[\text{T}]$ で曲率半径 $R[\text{m}]$ の粒子の横方向運動量 $p_T[\text{GeV}/c]$ は

$$p_T[\text{GeV}/c] = 0.3BR \quad (2.3)$$

と表せる。

Drift Chamber はセントラルアームの最も内側にあり、チェンバーはビーム軸から半径 $2[\text{m}] < R < 2.46[\text{m}]$ の場所におかれている。ワイヤが張られている部分は半径 $2.2[\text{m}]$ の距離にあり、 $0.6[\text{kG}]$ の磁場中にある。東アームと西アームそれぞれで方位角 90° 、ビーム軸方向に $\pm 80[\text{cm}]$ を覆っている。図 2.10 に Drift Chamber の外観を、図 2.11 にチェンバー内部のワイヤの様子を示す。図 2.11 に示すように、Drift Chamber は X1, X2, Y1, Y2, U1, U2 の 6 つのワイヤ群からなる。ビーム軸と平行に張られているのが X1, X2、他の 4 つのワイヤ群は X1, X2 と約 6° の角度をつけて張られている。位置分解能は方位角方向で $165[\mu\text{m}]$ 、ビーム軸方向に $2[\text{mm}]$ である。

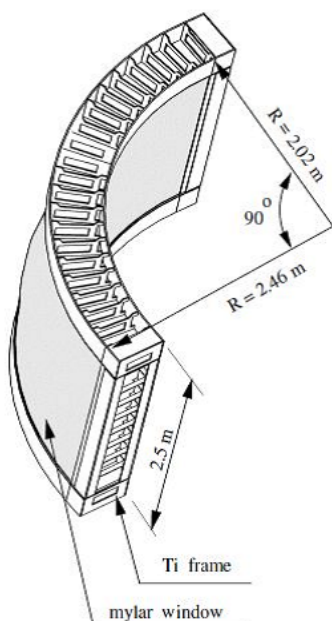


図 2.10: Drift Chamber の外観

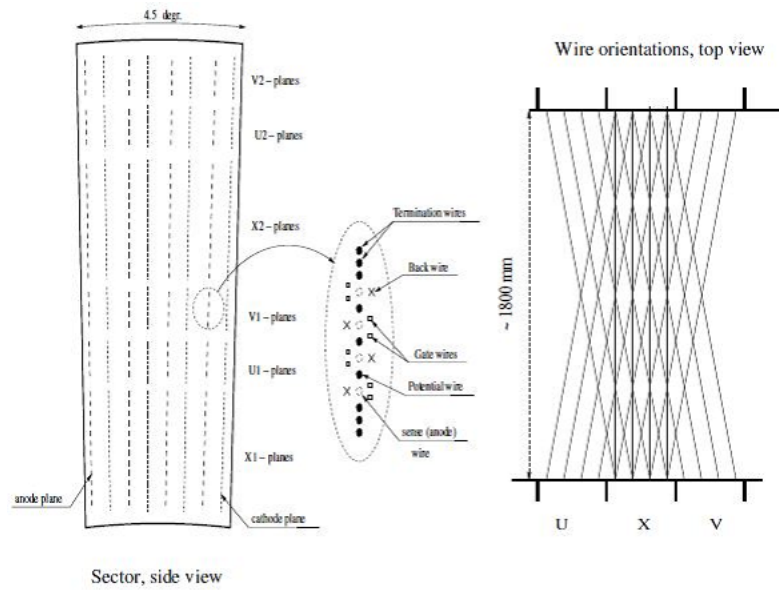


図 2.11: Drift Chamber のワイヤの様子

2.2.5 Pad Chamber

Pad Chamber は Drift Chamber より外側の磁場の無い領域に配置され、荷電粒子が通過した位置を測定する多線式比例計数管 (MWPC:MultiWire Proportional Chamber) である。

ガスチェンバーの中で、平面上に平行に張られたワイヤの上に 3 つのパッドが少しずつ位置をずらしながら重ねられている。(図 2.12(b) の 1,2,3) パッドはカソード、ワイヤがアノードである。3 つのパッドで同時に電子なだれが発生した事象をワイヤで読み出すことにより、電気ノイズによる偽の検出事象を減らすことができる。z 方向の位置分解能は $\pm 1.7\text{mm}$ である。

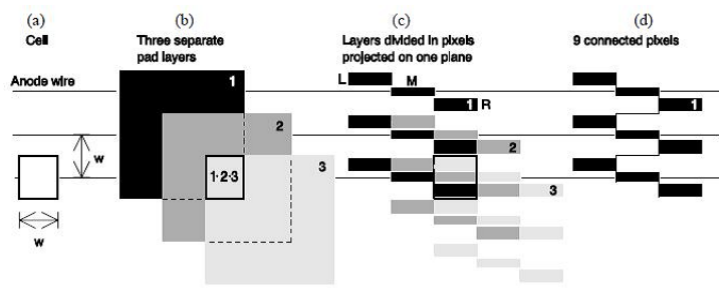


図 2.12: Pad Chamber におけるパッド配置の概念図 [5]

セントラルアームには3種類の Pad Chamber がある。Drift Chamber と RICH (Ring Imaging Cherenkov) の間に PC1、電磁カロリメータ PbSc および TOF East の前に PC3、西側のみ RICH の外側に PC2 がある。

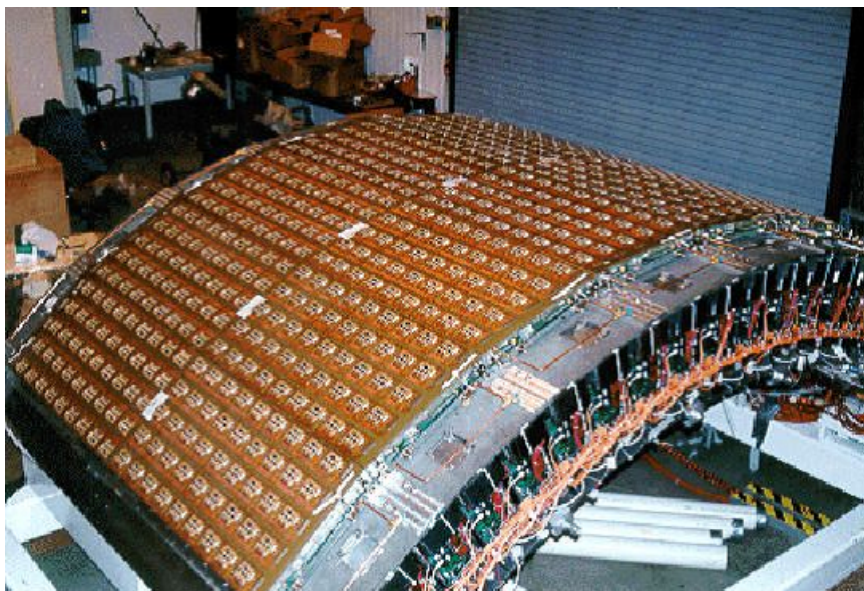


図 2.13: PC1 の写真 茶色の部分が PC1 でその下は Drift Chamber

2.2.6 TOF East

質量の異なる粒子を識別し同定する強力な方法として飛行時間 (Time of Flight) 測定法がある。PHENIX ではハドロンの粒子識別のための TOF カウンタが東アームの下側、方位角 45° を覆うように設置されている。TOF East は 960 本の光電子増倍管読み出しプラスチックシンチレータを持つ。1 本のシンチレータのシグナルはライトガイドに導かれて両側に取り付けられた光電子増倍管に入り、BBC 検出器で測定された衝突時間との差から飛行時間が、両側の光電子増倍管のシグナル検出時間の差およびヒットがあったシンチレータの場所から TOF East での粒子の検出位置がわかる。時間分解能は $80[\text{ps}]$ (ピコ秒) であり、横方向運動量 $2.5[\text{GeV}/c]$ までの荷電中間子と荷電 K 中間子を識別する能力を持つ。

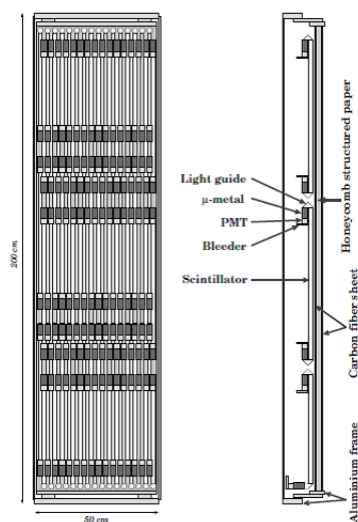


図 2.14: TOF East の 1 パネル シンチレータと光電子増倍管の配置を示す。
[6]



図 2.15: 組み立てられた TOF East 黒い部分が 1 枚のパネルで、T 字型に 10 枚並べられている。

第3章 解析

3.1 データセット

本解析では、2007年のRHIC・PHENIX実験においてMinimum Biasトリガーによって取られた核子対あたり重心系エネルギー200GeVの金・金原子核衝突のデータを用いた。金・金原子核衝突のデータは2004年にも同じ衝突エネルギーで取られているが、2007年のデータはそれよりも3倍の統計量がある。それに加えて、2007年の実験からReaction Plane Detectorが導入され反応平面の決定精度がおよそ3倍向上しているため、方位角異方性の解析により適したデータセットである。本解析に用いた全事象数は 1.3×10^8 個である。

3.2 衝突事象の選択

BBC検出器で測定した衝突位置の分布を図3.1に示す。本解析では ± 30 cm以内の事象を選択した。

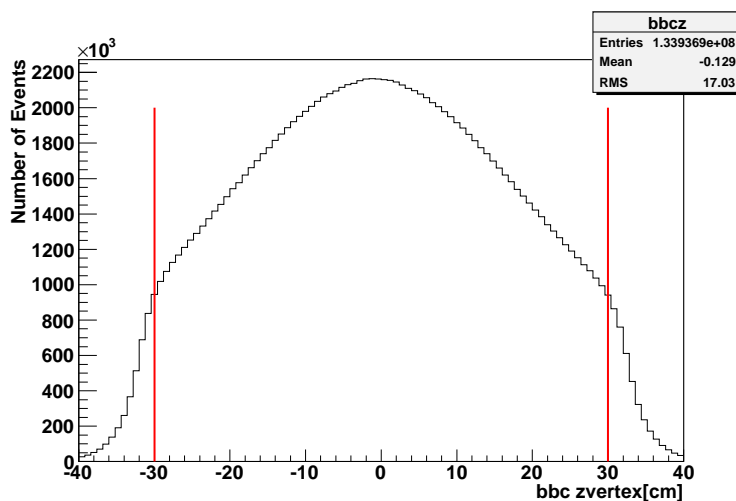


図 3.1: BBC 検出器で測定した衝突位置分布 赤線は ± 30 cmの範囲を示す。

3.3 中心衝突度の測定

中心衝突度は Beam Beam Counter で検出された荷電粒子の数によって決定した。図 3.2 に南側と北側の BBC 検出器で測定した荷電粒子数の合計の分布と荷電粒子数ごとの中心衝突度を示す。

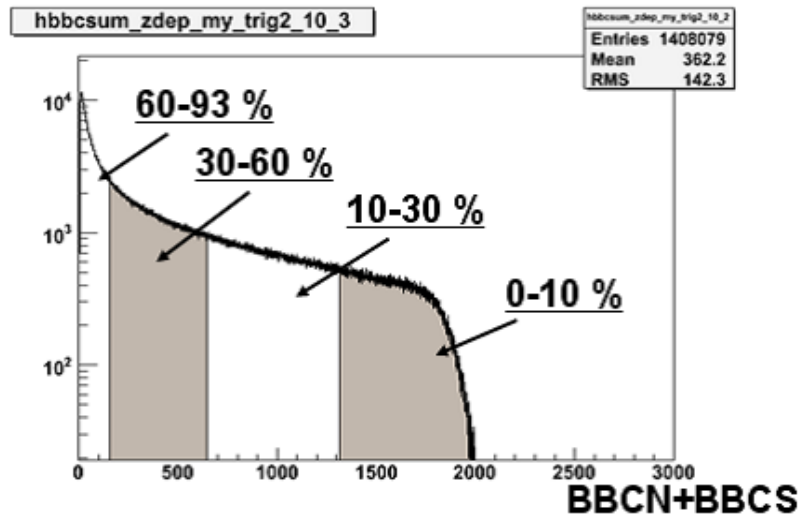


図 3.2: BBC 検出器で測定された荷電粒子数分布と中心衝突度

3.4 反応平面の測定

Reaction Plane Detector で測定された反応平面を図に示す。

図 3.3 では反応平面の分布に 6 箇所ピークがある。RHIC 加速器で作られるビームのサイズは原子核のサイズに比べてずっと大きいので、原子核がどの反応平面を持って衝突するかはランダムであると考えられる。にもかかわらずこのような構造が見えるのは、Reaction Plane Detector が方位角 180° を 6 つに分割してカバーしていることと関係がある。原子核衝突で発生した粒子が非常に少なく 1 枚のシンチレータだけにヒットがある場合には、反応平面がそのシンチレータのある場所に決まってしまう。しかしそのような反応平面は正しく求められたとは言えない。図 3.4 は中心衝突度と反応平面ごとの事象数を 3 次元でプロットしたものである。中心衝突度 70% 以上で 6 つのピークが現れる。

一方、中心衝突度 0-70% の事象のみを選んだ反応平面の分布が図 3.5 である。70% までならば偏りなく反応平面を求められることがわかった。

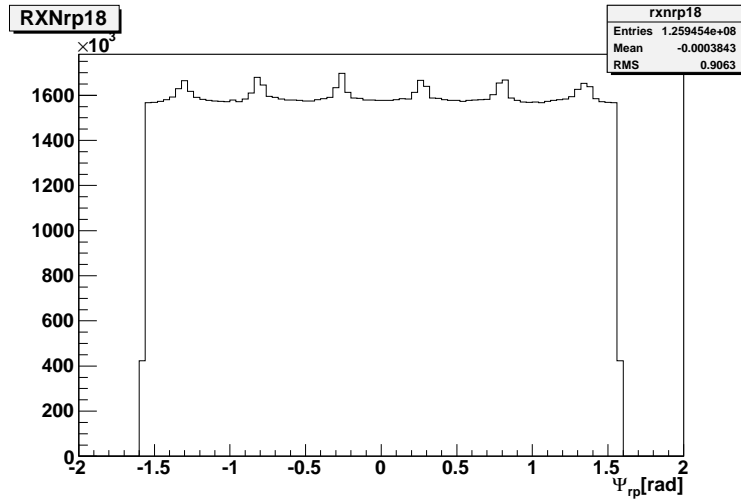


図 3.3: Reaction Plane Detector で測定された反応平面 すべての中心衝突度の事象を含む。

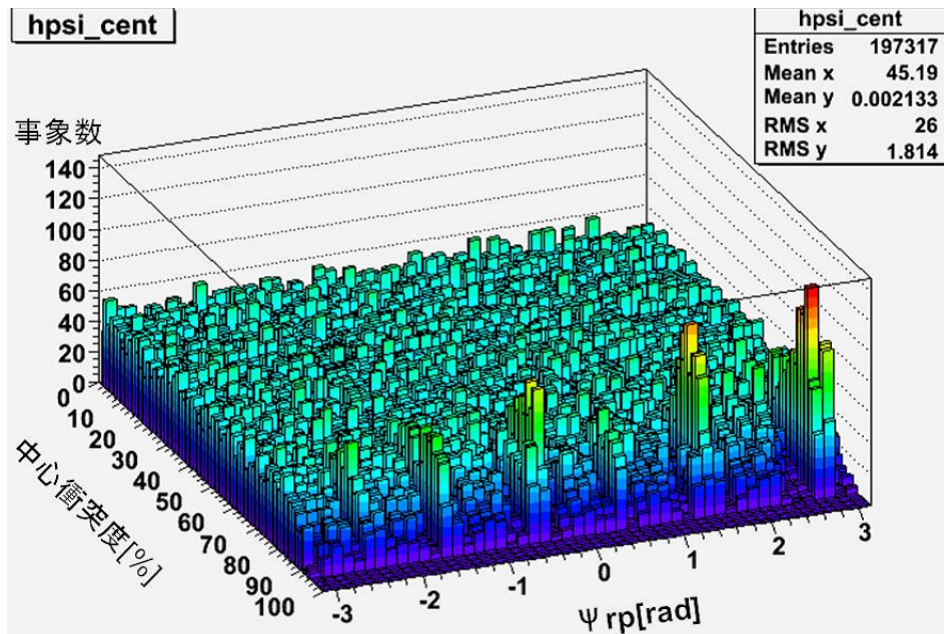


図 3.4: 中心衝突度と反応平面ごとの事象数

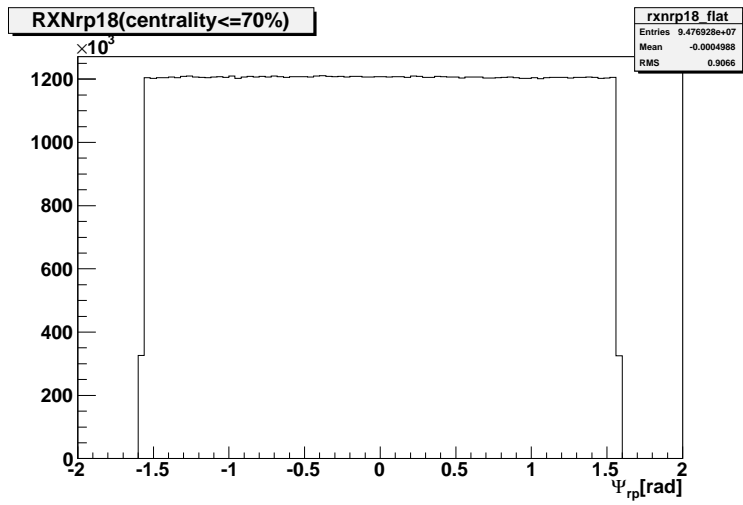


図 3.5: Reaction Plane Detector で測定された反応平面 中心衝突度 0-70% の事象をプロットした。

以上のことから、本論文では中心衝突度依存性を議論する際には 70%までを議論することとした。

3.5 セントラルアームにおける飛跡の選択

3.5.1 各検出器にヒットがあること

Drift Chamber の各ワイヤと Pad Chamber1 のすべてにヒットがある飛跡を選択した。さらに、そのうち Drift Chamber のヒット位置が PHENIX 中心からビーム軸方向に $\pm 75\text{cm}$ であるものを選択した。Drift Chamber は $\pm 80\text{cm}$ の範囲を覆っているが、外側の 5cm は衝突点以外から来た粒子が入りやすいため除いた。図 3.6 に飛跡の z 方向分布を示す。検出器が $z > 0[\text{cm}]$ 側と $z < 0[\text{cm}]$ 側を別々のチェンバーで覆っているため、 $z = 0[\text{cm}]$ 付近にはチェンバーを支える枠があってワイヤが無く、飛跡の検出数が減っている。

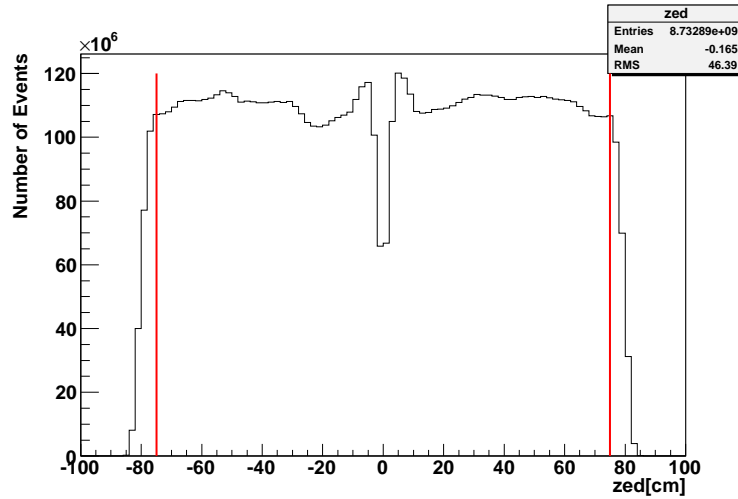


図 3.6: ビーム軸から半径 2.2m (Drift Chamber の位置) での飛跡の z 方向分布 赤線は $z = \pm 75[\text{cm}]$ の範囲を表す。

3.5.2 TOF East に十分なエネルギーを落としていること

TOF East で測定した飛行距離と飛行時間から粒子の速度 ($= v/c$) を求め、その粒子が TOF East に落とすエネルギーの最小値を計算し、実際に落としたエネルギーが計算値を上回っていることを要求した。最小値 E_{min} は以下の計算式で求めた。

$$E_{min}[\text{GeV}/c^2] = 0.000193 + 0.001357\beta^2 \quad (3.1)$$

図 3.7 に飛跡の TOF East でのエネルギー損失の測定値を示す。

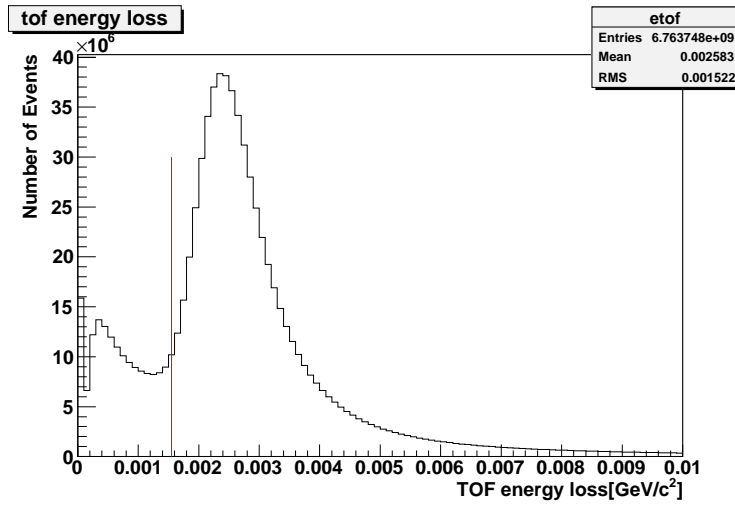


図 3.7: TOF East におけるエネルギー損失の測定値 赤線は $\beta = 1$ としたときの $E_{min}[GeV/c^2]$ を示す。

3.5.3 衝突点から TOF East までの飛跡を再構成できること

それぞれの検出器で得られたヒット情報の中には、衝突点から来ていない粒子や検出器のノイズで鳴ったものも含むと考えられる。そこで、各検出器のヒット情報から予想される飛跡を再構成し、飛跡が一本の線上に乗っているものを選び出した。

Drift Chamber および Pad Chamber で求めた飛跡を TOF East まで直線で延ばし、その延長線上にある点と TOF East での実際の粒子の検出位置との差を計算する。その値は、0 のまわりに有限の分散を持った分布になる。これは Drift Chamber より外側は磁場は無いが、RICH など他の検出器が置かれているため、粒子の進行方向は物質との多重散乱により少し曲げられるからである。

実際の検出位置が予想位置から z 方向に何 σ 離れているかを sdz , ϕ 方向に何 σ 離れているかを $d\phi$ として、次の量

$$\delta = \sqrt{(sdz)^2 + (sd\phi)^2} \quad (3.2)$$

によって飛跡の確からしさを評価する。図 3.8 に δ の分布を示す。

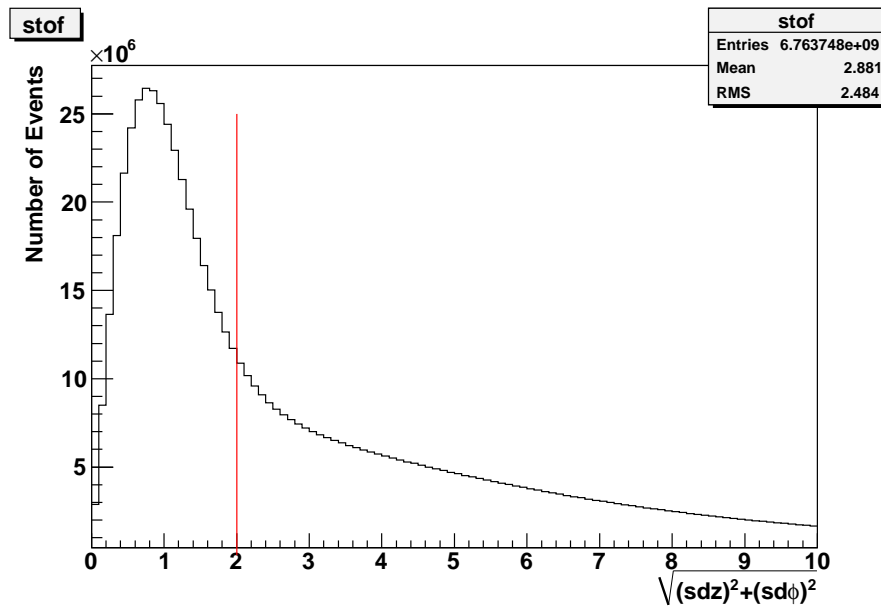


図 3.8: 飛跡の確からしさ 赤線は $= 2.0$ を示す。

3.5.4 粒子の識別

Drift Chamber で測定した運動量と電荷と、TOF.E で測定した飛行時間、飛行距離から以下の式で粒子の静止質量が求められる。光速 c 、粒子の飛行時間 t 、飛行距離 L 、運動量 p とすると、

$$\frac{L}{t} = \beta c = \frac{pc}{\sqrt{p^2 + M^2}} \quad (3.3)$$

から、静止質量の 2 乗 M^2 は、

$$M^2[(GeV/c^2)^2] = p^2\left(\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1\right) \quad (3.4)$$

となる。

静止質量の 2 乗と運動量の相関プロットを図 3.9 に示す。

図 3.10 から、 $M^2 = 0.02$, $M^2 = 0.2$, $M^2 = 0.9$ 付近にそれぞれ荷電中間子、荷電 K 中間子、陽子および反陽子のピークを見ることができ、それぞれ $0.2 < p < 2.4[GeV/c]$, $0.3 < p < 2.0[GeV/c]$, $0.5 < p < 4.0[GeV/c]$ の範囲で識別できていることがわかった。

次に静止質量の 2 乗の分布を図 3.10 に示す。3 つのピークの中心値のまわり $\pm 2\sigma$ をそれぞれ荷電中間子、荷電 K 中間子、陽子または反陽子として

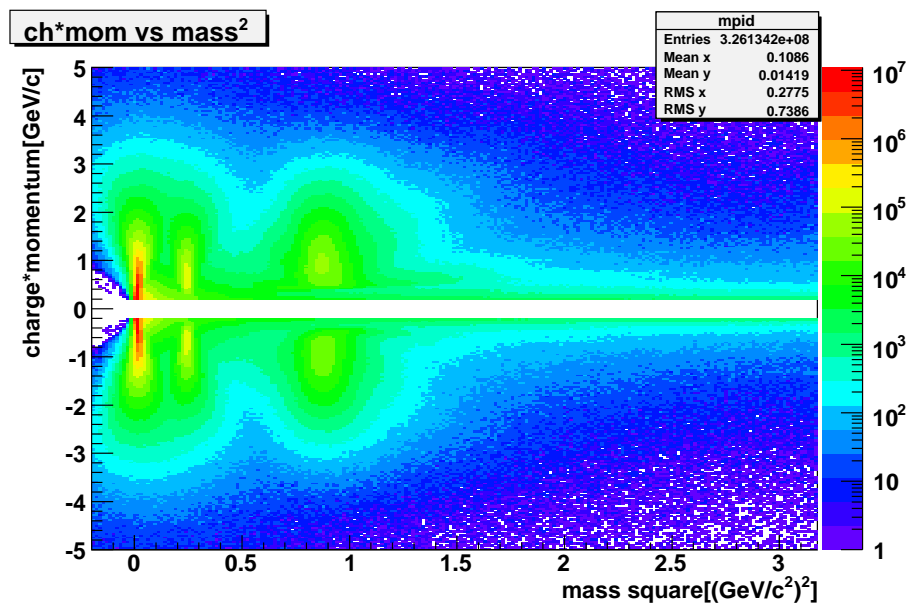


図 3.9: 横軸を静止質量の 2 乗、縦軸を電荷 × 運動量にとった相関プロット

同定した。

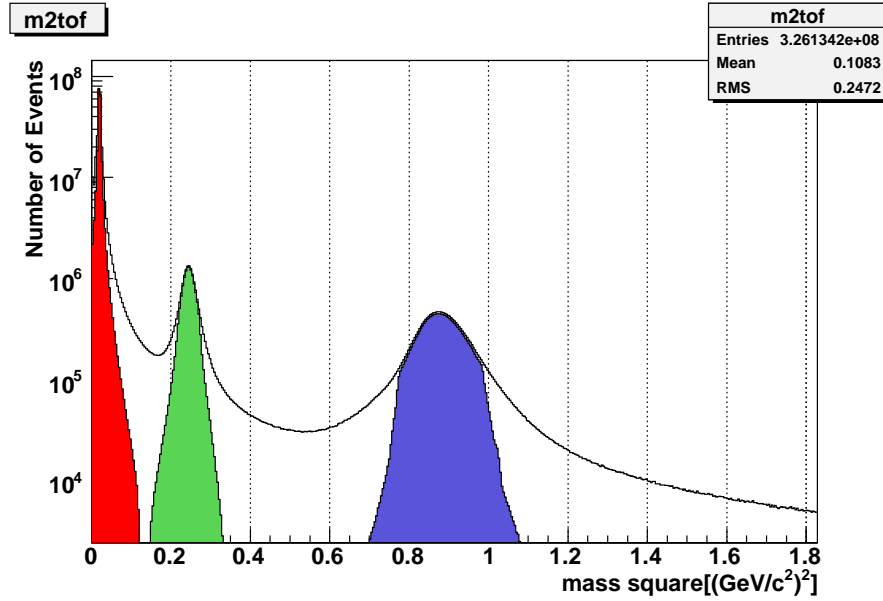


図 3.10: 横軸を静止質量の 2 乗の分布 それぞれ、赤は荷電 中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子または反陽子と同定された範囲を示す。

3.6 v_2 の計算

3.6.1 v_2 の観測値

1.4.2 節で述べたように、 v_2 は粒子の方位角分布をフーリエ級数に展開した第 2 項に相当するので、 v_2 の観測値 $v_{2,obs}$ は式 3.5 で表される。(後で観測値に対する補正を入れるために、ここでは v_2 の観測値としておく。その補正については 3.6.2 節で述べる。) 放出粒子の方位角 ϕ 、反応平面 Ψ_{rp} として、

$$v_{2,obs} = \frac{\int d\phi \frac{dN}{d\phi} \cos 2(\phi - \Psi_{rp})}{\int d\phi \frac{dN}{d\phi}} = \frac{\int dN \cos 2\phi}{\int dN} \quad (3.5)$$

式 3.5 からわかるように、 v_2 の観測値とは $\cos[2(\phi - \Psi_{rp})]$ の平均値を計算することに等しい。これを便宜的に 3.6 のように書く。

$$v_{2,obs} = \langle \cos[2(\phi - \Psi_{rp})] \rangle \quad (3.6)$$

以上より、横方向運動量 0.2 から 0.3[GeV/c] の荷電 中間子の $v_{2,obs}$ は、TOF East 検出器によって荷電 中間子と同定され、かつ横方向運動量 0.2[GeV/c] 以上 0.3[GeV/c] 未満であった飛跡について、 $\langle \cos[2(\phi - \Psi_{rp})] \rangle$ を計算して得ることができる。他の横方向運動量領域についても同様に計算し、各横方向運動量での $v_{2,obs}$ のを得た。荷電 K 中間子、陽子または反陽子についても同様

に計算した。図 3.11 に横軸を横方向運動量、縦軸を各荷電ハドロンの v_{2obs} に取ったプロットを示す。赤は荷電中間子 (π^+ と π^- 両方を含む)、緑は荷電 K 中間子 (K^+ と K^- 両方を含む)、青は陽子および反陽子の合計の v_{2obs} を表す。

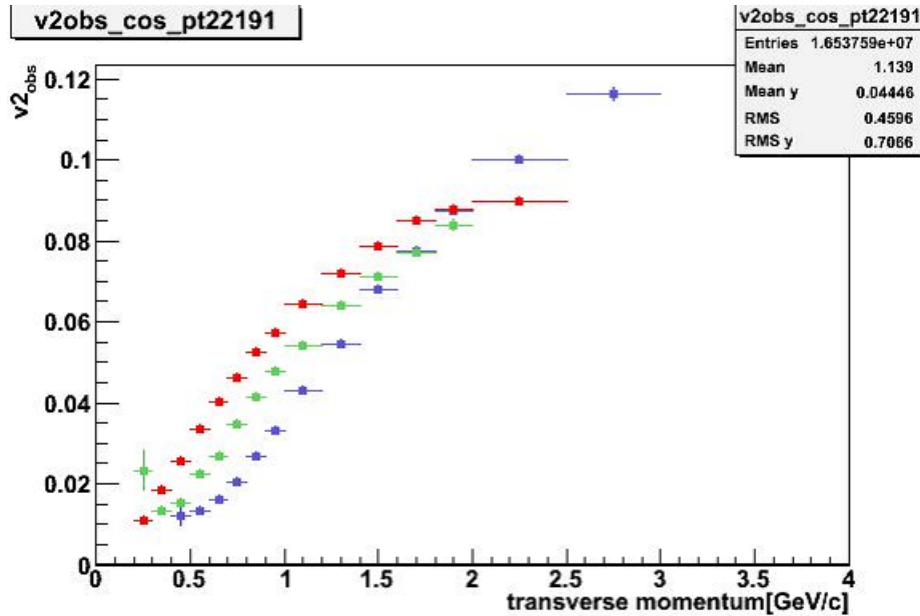


図 3.11: v_2 の観測値の横方向運動量依存性 全ての中心衝突度の事象を含む

3.6.2 反応平面の精度による補正

Ψ_{rp} は Reaction Plane Detector で測定された電荷の方位角分布から求めるため、常にある大きさの揺らぎを持つ。この揺らぎは異方性の効果を隠してしまう。そこで、揺らぎの大きさを以下のようにして見積もり v_{2obs} を補正した。

Reaction Plane Detector は南側と北側に 1 基ずつ設置され、互いに独立に反応平面を測定しているため、南北の反応平面の差を真値の周りの揺らぎとみなすことができる。すなわち、

$$\langle \cos[2(\Psi_{rp}^{measured} - \Psi_{rp}^{true})] \rangle \cong \sqrt{\langle \cos[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)] \rangle} \quad (3.7)$$

南北 2 つの測定で同じ程度の揺らぎがあると仮定すると、最終的な反応平面の揺らぎは式 3.7 の $\sqrt{2}$ 倍であるから、 v_{2obs} に対する補正を

$$v_2 = \frac{v_{2obs}}{\sqrt{2\langle \cos[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)] \rangle}} \quad (3.8)$$

とした。

電荷の方位角分布がどれだけ精度よく求められるかは衝突で発生した粒子の総数に大きく影響されるため、中心衝突度ごとに異なる補正パラメータが必要である。図 3.12 に中心衝突度ごとに求めた補正パラメータを示す。

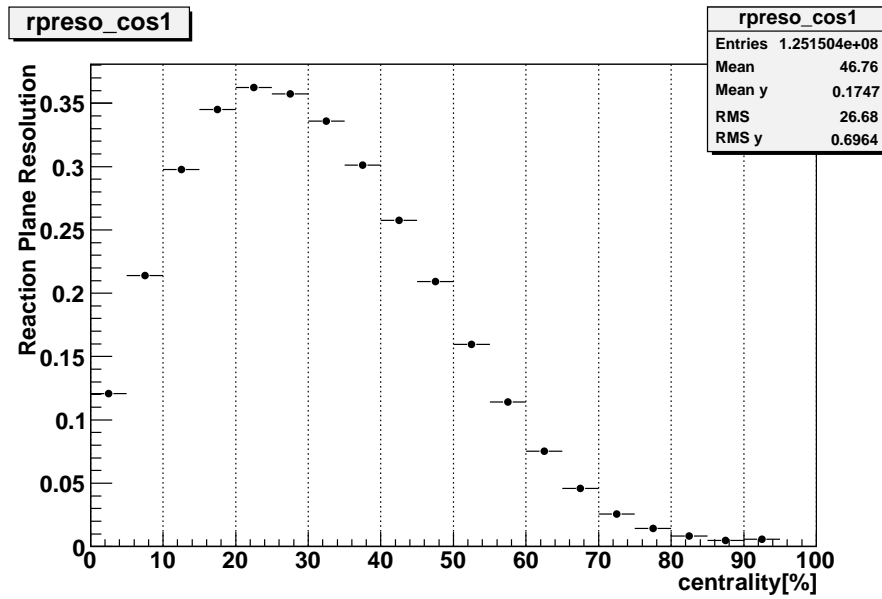


図 3.12: 中心衝突度ごとの反応平面の精度

以降、本論文では単に v_2 といえは式 3.8 によって補正された v_2 を指す。

3.6.3 v_2 の横方向運動量依存性

3.6.1 節で求めた横方向運動量ごとの v_2 の観測値を、式 3.8 に従い補正した。図 3.13 に補正後の v_2 の横方向運動量依存性を示す。赤は中間子 (K^\pm)、緑は K 中間子 (K^\pm)、青は陽子および反陽子を表し、すべての中心衝突度の事象を含む。

3.6.4 v_2 の横方向運動エネルギー依存性

横方向運動量 p_T を持った質量 m の粒子の横方向運動エネルギー KE_T は、

$$KE_T = m_T - m = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m \quad (3.9)$$

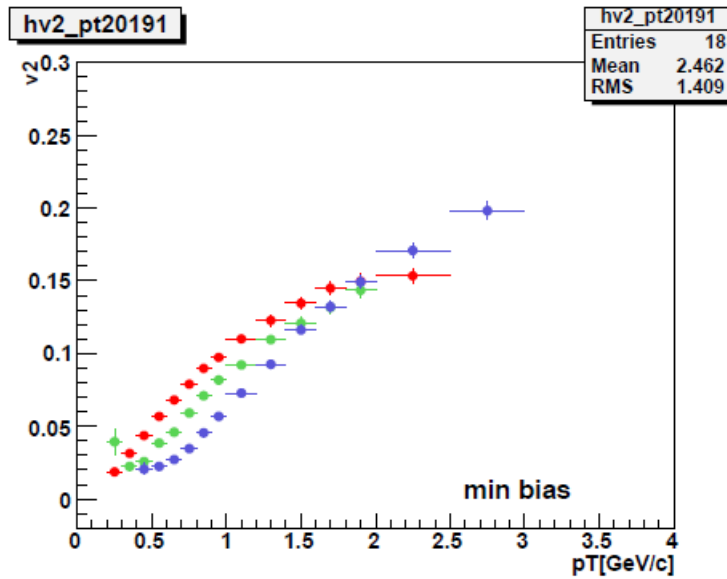


図 3.13: 補正後の v_2 の横方向運動量依存性 すべての中心衝突度の事象を含む

で表される。

測定された各ハドロンの横方向運動量と静止質量から KE_T を計算した。次に、各 KE_T の範囲における $v_{2,obs}$ を 3.6.1 節で述べたのと同様の方法、すなわちその各 KE_T 範囲にある飛跡の $\langle \cos[2(\phi - \Psi_{rp})] \rangle$ を計算することで、 $v_{2,obs}$ の横方向運動エネルギー依存性を得た。さらに、 $v_{2,obs}$ を 3.6.2 節のように反応平面の精度で割ることで補正し、真の v_2 を得た。図 3.13 に補正後の v_2 の横方向運動エネルギー依存性を示す。赤は 中間子 (π^\pm)、緑は K 中間子 (K^\pm)、青は陽子および反陽子を表し、すべての中心衝突度の事象を含む。

3.6.5 構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性

v_2 と KE_T の値をそれぞれそのハドロンを構成しているクォーク数で割る。除算後の値をそれぞれ v_2/n_q , KE_T/n_q と書く。荷電 中間子と荷電 K 中間子に対しては $n_q = 2$ 、陽子および反陽子に対しては $n_q = 3$ である。ここでも前節までと同様に、各 KE_T/n_q 範囲の $v_{2,obs}$ を $\langle \cos[2(\phi - \Psi_{rp})] \rangle$ によって求め、 $v_{2,obs}$ に対して反応平面の精度に関する補正を行った後、真の v_2 の値を n_q で割り、構成クォークあたりの v_2 の横方向運動量エネルギー依存性を求めた。

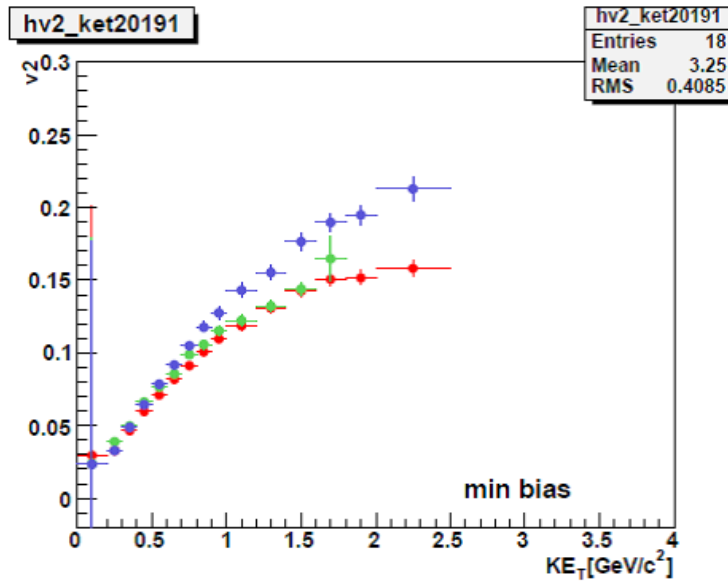


図 3.14: 補正後の v_2 の横方向運動エネルギー依存性 全ての中心衝突度の事象を含む

3.7 系統誤差

3.7.1 反応平面の精度に対する系統誤差

前に述べたように反応平面の精度は $\sqrt{2\langle\cos[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)]\rangle}$ で決定され、反応平面が正しく求められていれば $\langle\cos[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)]\rangle$ は 0 になるべきであるが、測定値は 0 でない有限の値を持つ。そこで、本解析では反応平面の精度に対する系統誤差を $\pm\sqrt{2\langle\sin[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)]\rangle}$ とした。図 3.15 に $\pm\sqrt{2\langle\cos[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)]\rangle}$ (赤) および $\pm\sqrt{2\langle\sin[2(\Psi_{rp}^S - \Psi_{rp}^N)]\rangle}$ (青) を示す。

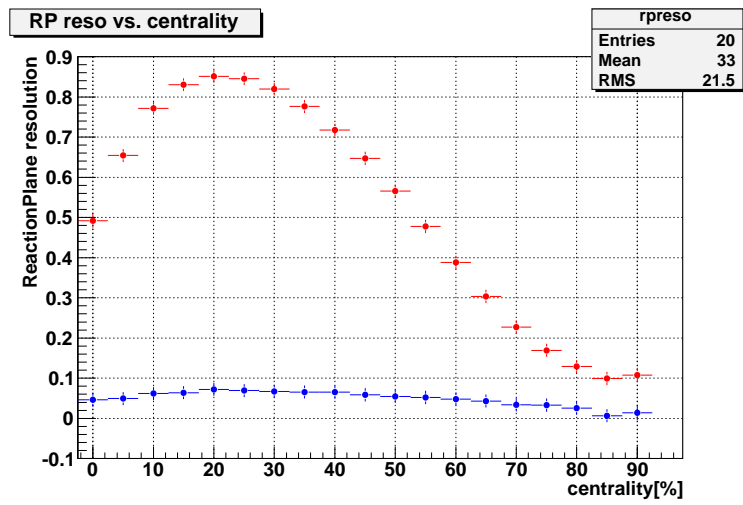


図 3.15: 中心衝突度ごとの反応平面の精度の系統誤差 (青) と反応平面の精度 (赤)

各中心衝突度における系統誤差は以下ようになった。

中心衝突度 (%)	系統誤差 (%)
0-5	1.7
5-10	1.1
10-15	1.2
15-20	1.1
20-25	1.4
25-30	1.3
30-35	1.3
35-40	1.4
40-45	1.6
45-50	1.6
50-55	1.8
55-60	2.3
60-65	3.0
65-70	4.0
70-75	4.4
75-80	7.6
80-85	7.7
85-90	0.9
90-93	3.3

第4章 結果と考察

4.1 中心衝突度ごとに見た v_2 の横方向運動量依存性

すべての中心衝突度の事象についての v_2 の横方向運動量依存性は図 3.13 に示した通りである。ここでは中心衝突度ごとに細かくわけて v_2 の横方向運動量依存性を示す。図中の数字は中心衝突度を表し、赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示す。

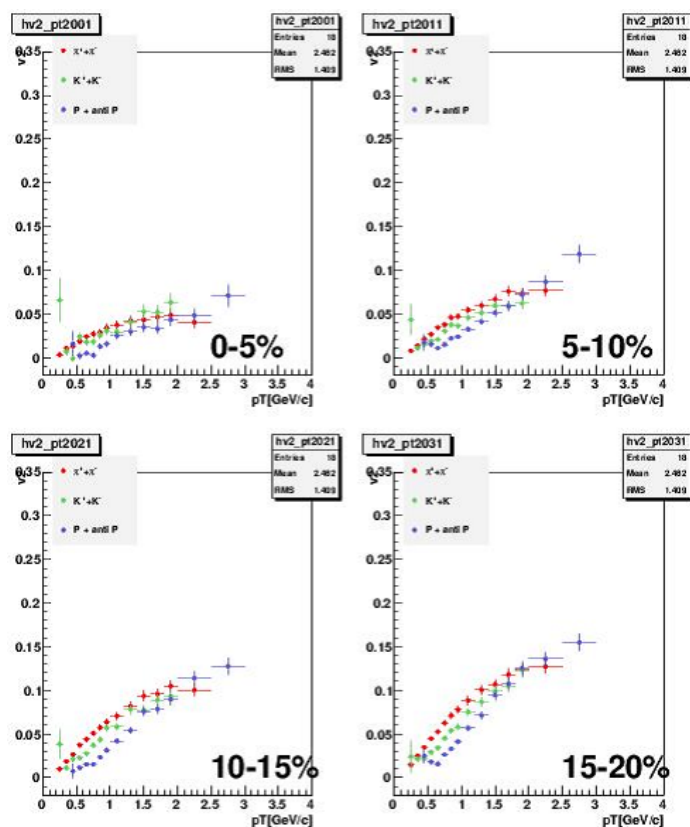


図 4.1: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動量依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

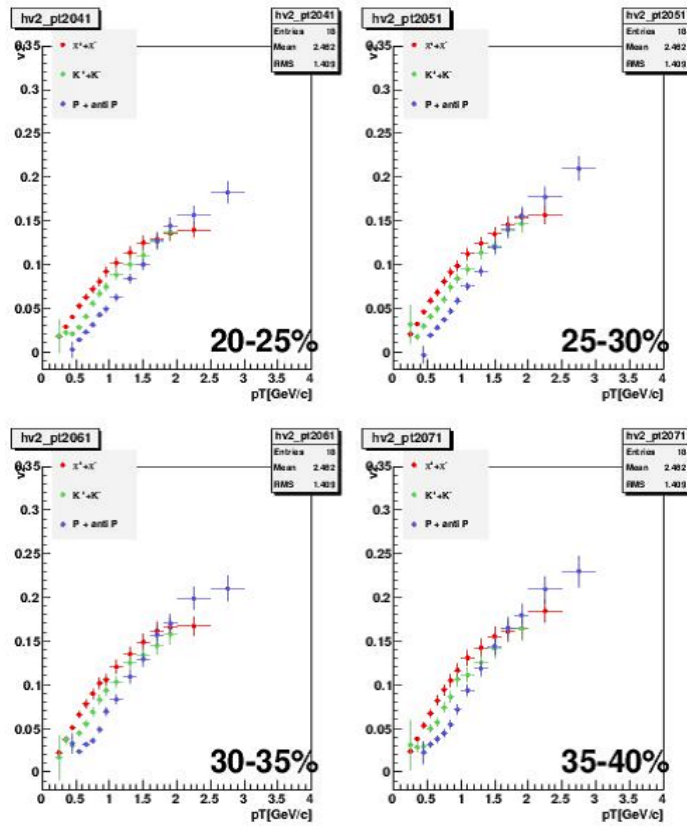


図 4.2: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動量依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

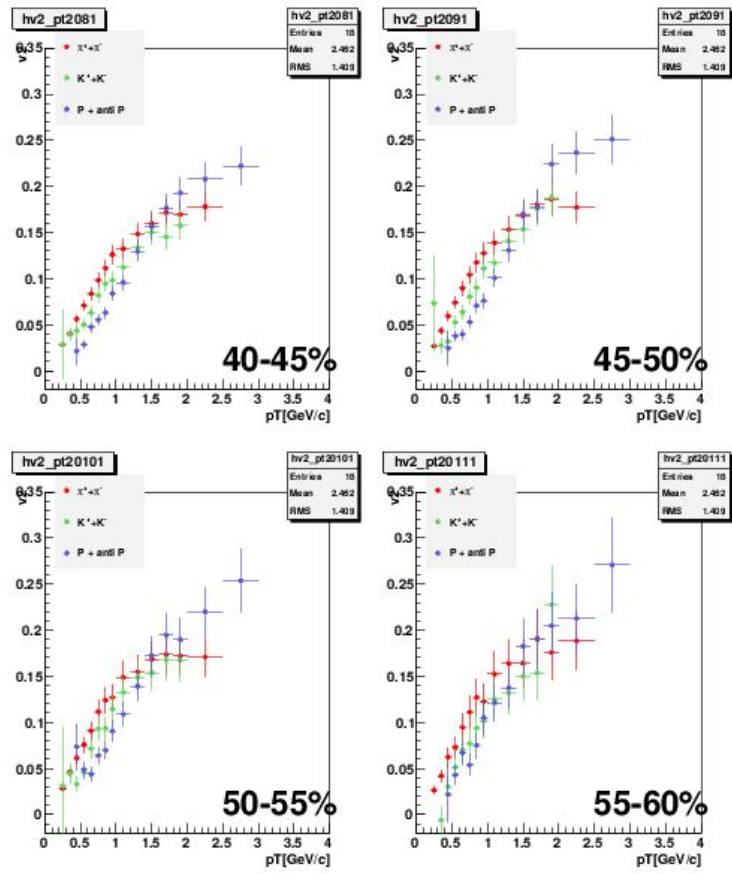


図 4.3: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動量依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

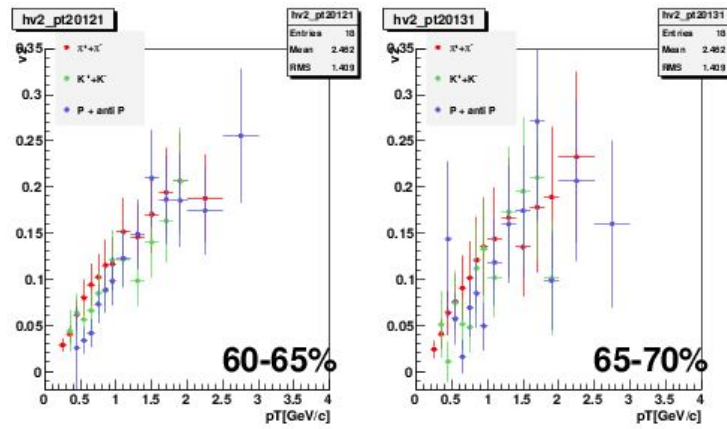


図 4.4: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動量依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度を表す。

周辺衝突へ行くほど v_2 の値は増加するが、衝突で作られたアーモンド型の楕円率が増加していくことによる効果と考えられる。中心衝突度 70%以下のすべて場合について、横方向運動量 2.0[GeV/c] 以下では質量の軽いハドロンほど v_2 の値は大きい傾向が見られる。

4.2 中心衝突度ごとに見た v_2 の横方向運動エネルギー依存性

すべての中心衝突度の事象についての v_2 の横方向運動エネルギー依存性は図 3.14 に示した通りである。ここでは中心衝突度ごとに細かくわけて v_2 の横方向運動エネルギー依存性を示す。図中の数字は中心衝突度を表し、赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示す。

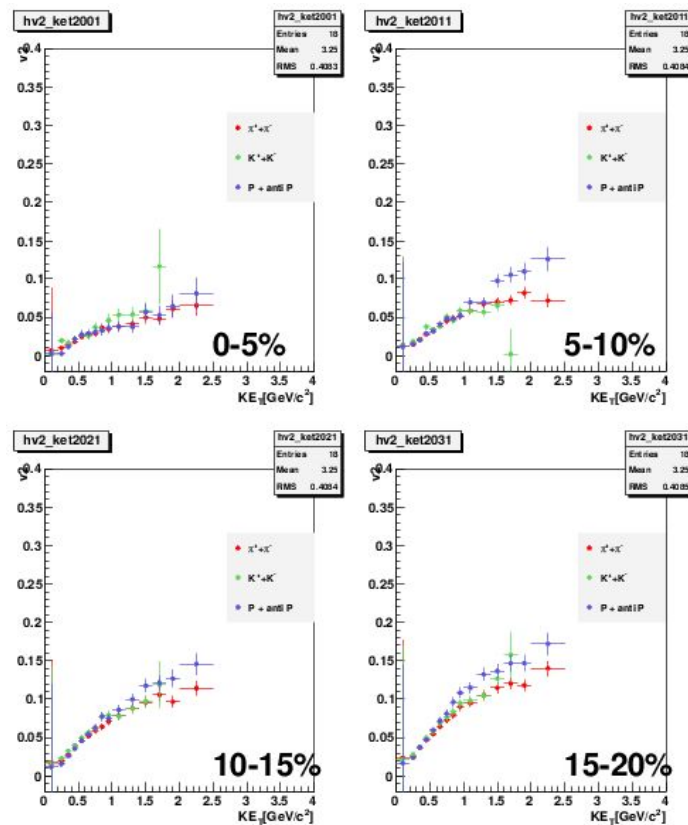


図 4.5: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

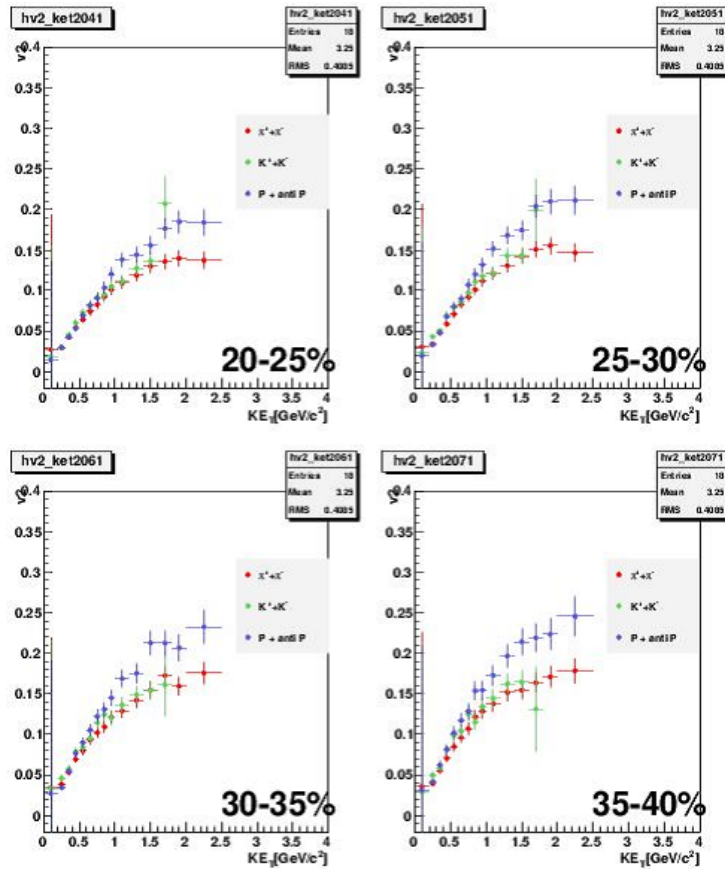


図 4.6: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動エネルギー依存性。赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

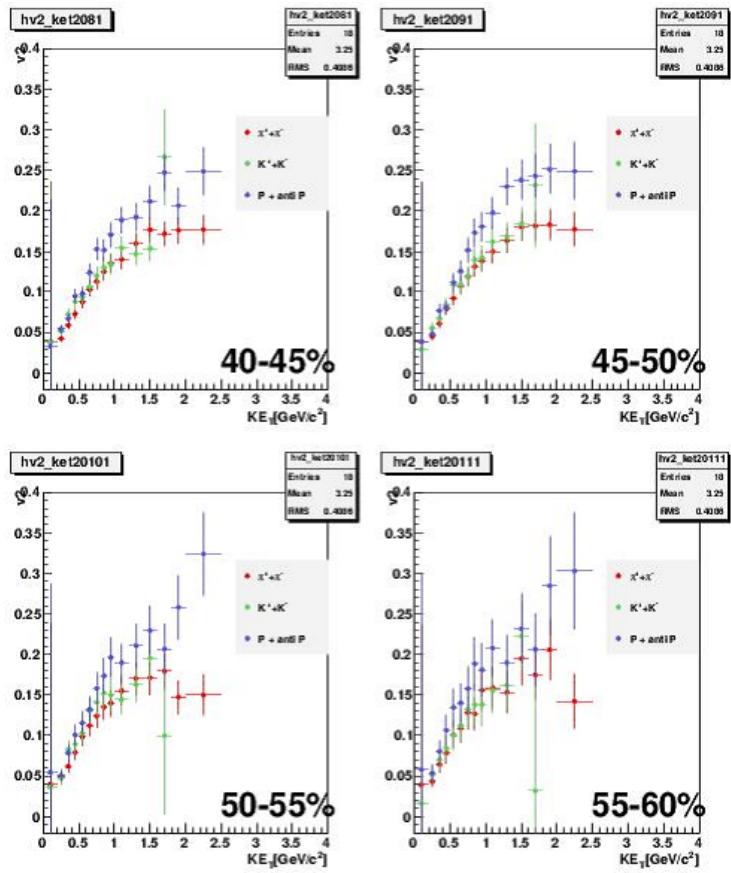


図 4.7: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字は中心衝突度である。

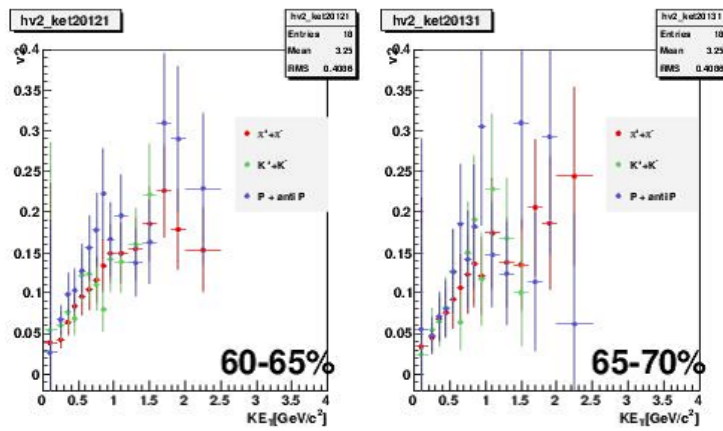


図 4.8: 中心衝突度ごとの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度を表す。

v_2 の横方向運動エネルギー依存性は、ハドロンを構成するクォーク数によって陽子・反陽子の線と中間子の線に分かれる。 KE_T が $0.8[GeV/c^2]$ 以下の領域で、3 種のハドロンの v_2 は質量の違いにもかかわらず等しい。

4.3 中心衝突度ごとに見た構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性

ここでは、中心衝突度ごとに細かくわけて構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性を示す。図中の数字は中心衝突度を表し、赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2/n_q を示す。クォーク数スケーリングの有無を議論するために高い統計量が必要となるため、中心衝突度の切り分けを 0-10%、5-15%、10-20% というように 5% ずつずらしていくようにした。

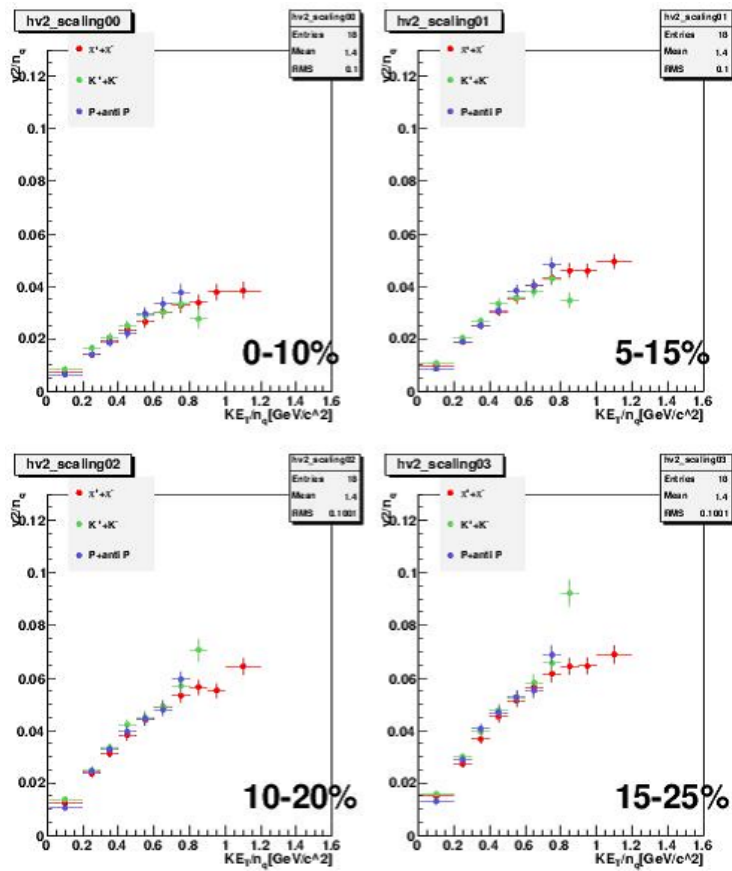


図 4.9: 中心衝突度ごとの構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

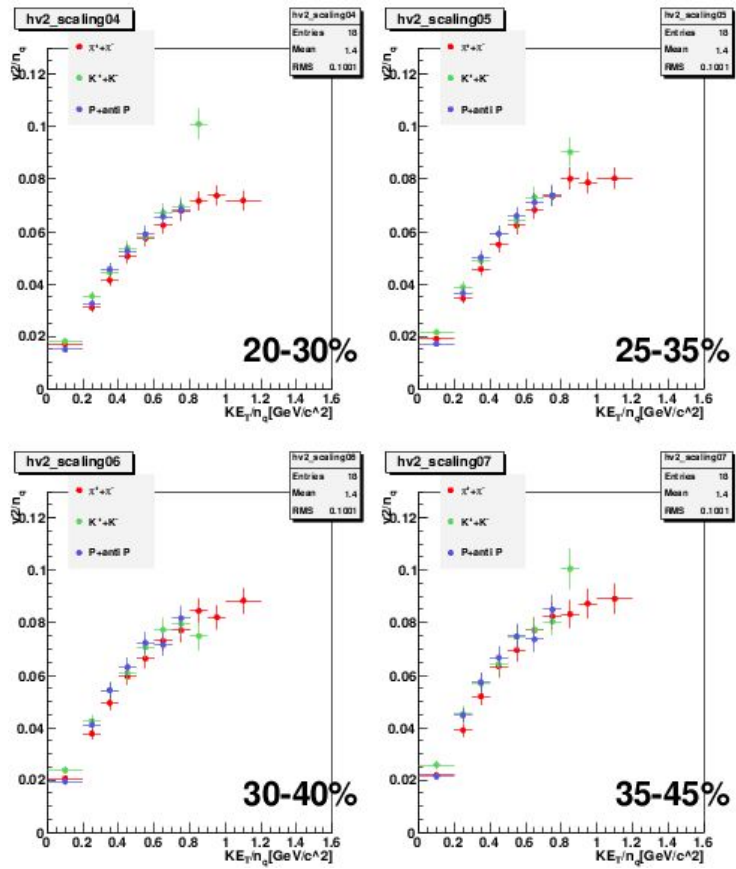


図 4.10: 中心衝突度ごとの構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

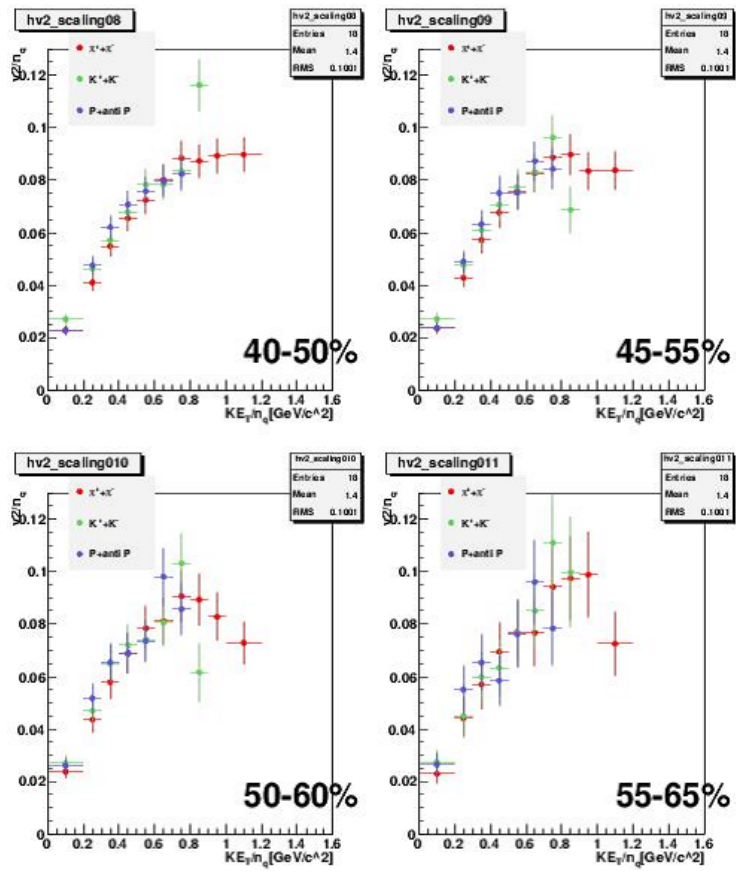


図 4.11: 中心衝突度ごとの構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性 赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字 [%] は中心衝突度である。

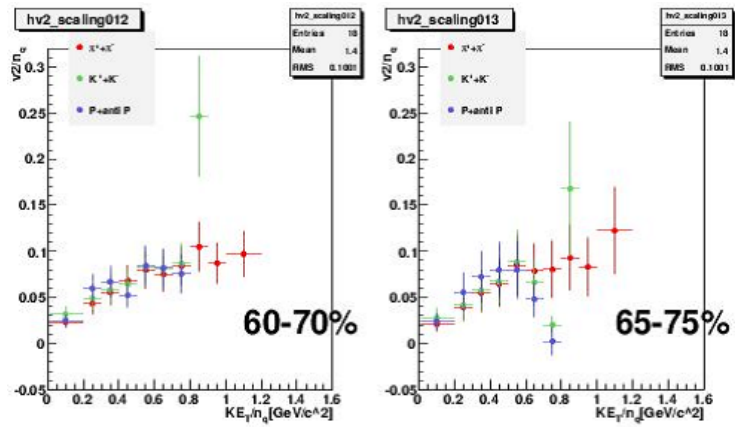


図 4.12: 中心衝突度ごとの構成クォークあたりの v_2 の横方向運動エネルギー依存性。赤は荷電中間子、緑は荷電 K 中間子、青は陽子と反陽子の v_2 を示し、図中の数字は中心衝突度、minbias はすべての中心衝突度の事象を示す。

陽子・反陽子と中間子がほぼ同じ線に乗っている。これをクォーク数スケールリングと呼ぶ。熱平衡状態にある系では 1 自由度あたりのエネルギーはすべての粒子で等しい。クォーク数スケールリングが成り立つことは、衝突で作られた高温・高密度領域でクォークの自由度が見えていることを示している。これは相転移がおきていることを示唆する結果である。次節では、中心衝突度ごとにクォーク数スケールリングが成り立つかどうかを調べ、スケールリングが成り立ち始める中心衝突度を探す。

4.4 クォーク数スケーリングの中心衝突度依存性

前節で見たクォーク数スケーリングをさらに詳しく見るために、それぞれの横方向運動エネルギーごとに、構成クォークあたりの v_2 が異なるハドロンでどこまで一致しているかを調べた。その方法は、異なる種類のハドロンの v_2/n_q の比をとり、それが 1 にどれだけ近いかが、1 で無くなる中心衝突度があるかどうかを見ることである。緑は K 中間子と 中間子の比 ($\frac{v_2/n_q(K \text{ 中間子})}{v_2/n_q(\text{中間子})}$) を、青は陽子反陽子と 中間子の比 ($\frac{v_2/n_q(\text{陽子反陽子})}{v_2/n_q(\text{中間子})}$) をそれぞれ横軸を中心衝突度にとって表す。赤は縦軸 = 1 の線を示す。

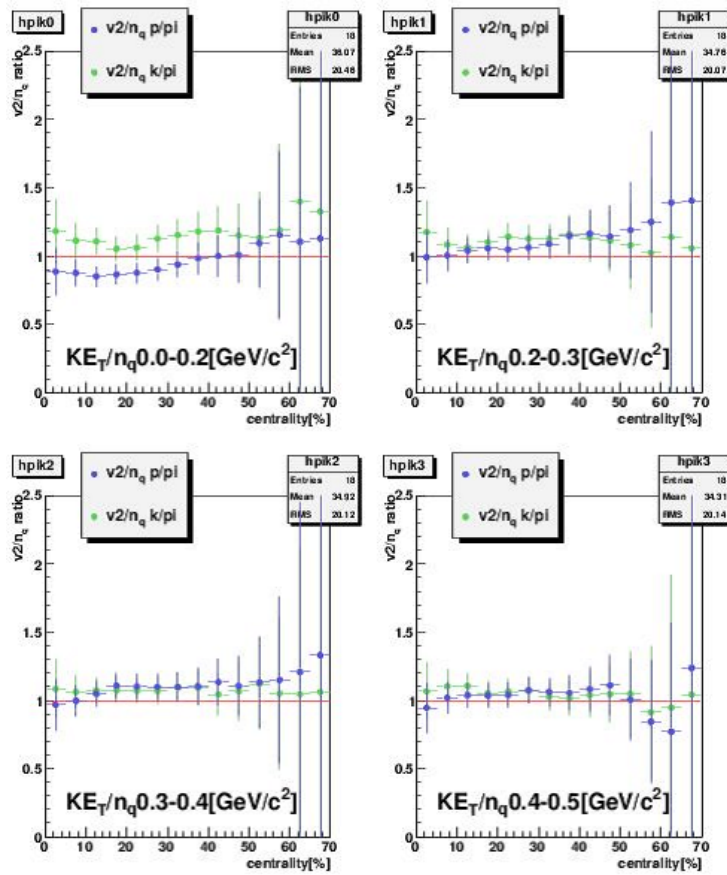


図 4.13: 横軸は中心衝突度、縦軸は異なるハドロンの構成クォークあたりの v_2 の比。緑は K/π 、青は P/π を示す。

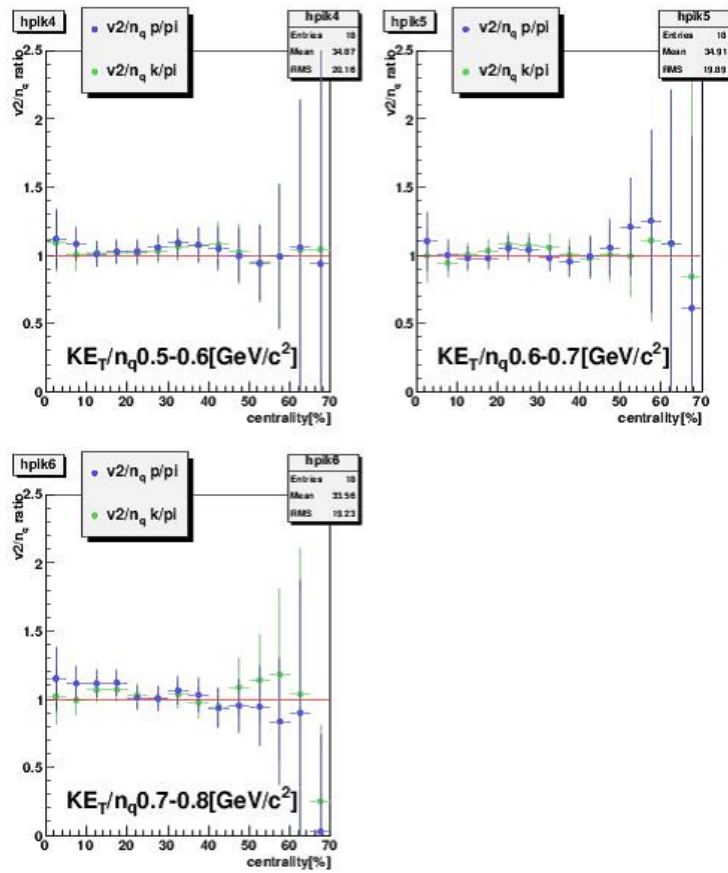


図 4.14: 横軸は中心衝突度、縦軸は異なるハドロンの構成クォークあたりの v_2 の比。緑は K/π 、青は P/π を示す。

$\frac{KE_T}{n_q}$ が 0.4 から 0.7 [GeV/c²] で、クォーク数スケーリングが 70% 以下のすべての中心衝突度で成り立っている。スケーリングがどの中心衝突度から成り立ち始めるかは、中心衝突度が大きくなるにつれて誤差が増えていくためこのプロットから判断することは難しいが、55% より上で $\frac{v_2}{n_q}$ 比が揺らぎ始めるようにも見える。より高統計での解析をすべきである。

第5章 結論

RHIC-PHENIX 実験において 2007 年に取られた核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の金・金原子核衝突のデータを解析し、 v_2 の横方向運動量依存性、横方向運動エネルギー依存性、構成クォークあたりの v_2 の横方向運動量依存性、クォーク数スケールリングの中心衝突度依存性を調べた。特にクォーク数スケールリングを中心衝突度ごとに細かく分けて調べたのは PHENIX 実験において本解析が最初の試みである。スケールリングがどの中心衝突度から成り立つかについては、中心衝突度が 55% より上で異なるハドロンのクォークあたりの v_2 比が 1 からずれ始める兆候が見られるものの誤差も増えていくため、本解析の結果からはスケールリングが成り立ち始めるポイントを判断するのは難しい。本解析で使用した事象数は 2007 年の実験で取られた全統計量の 5% である。今後、統計量を増やすことと、中心衝突度の切り分け方を改善することでより進んだ議論が可能になるだろう。

第6章 謝辞

本研究を行うにあたり、数多くの指導と助言を頂きましたクォーク物理学研究室の杉立先生、志垣先生、本間先生に感謝いたします。解析については、同研究室の槌本さん、中宮さん、来島君、筑波大学大学院の三木さん、池田さん、田邊さん、ニューヨーク州立大学 Stony Brook 校の A.Taranenko 氏に多くの有用な助言を頂きました。また、解析環境については同研究室の槌本さん、大内田さん、米国ブルックヘブン国立研究所の C.Pinkenburg 氏に多くの助言を頂きました。皆様に心より感謝しております。最後にすばらしい研究機会と環境を提供してくださった同研究室とブルックヘブン国立研究所の皆様には感謝の言葉を送ります。有難うございました。

参考文献

- [1] D.J. Gross, Frank Wilczek, Phys.Rev.Lett.30:1343-1346,1973
- [2] Frithjof Karsch, Nucl.Phys. A698 (2002) 199-208
- [3] 岡暢哉 「RHIC-PHENIX 実験における飛行時間測定法を用いた荷電ハドロン識別の拡張」平成 16 年度筑波大学修士論文
- [4] K. Adcox et al., NIM A499 489-507 (2003)
- [5] Anders Oskarsson et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A497/2-3, pp 263 - 293 (2003)
- [6] M. Aizawa et al., NIM A499 508-520 (2003)