

2023年度修士論文

RHIC-sPHENIX実験におけるジェット  
検出手法の開発と評価

奈良女子大学大学院人間文化総合科学研究科  
博士前期課程数物科学専攻 物理学コース  
高エネルギー物理学研究室

学籍番号：22810149

渡部舞

2024年3月1日

## 概要

クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) とはクォークとグルーオンが核子の閉じ込めから解放された超高温物質である。約 138 億年前に宇宙が誕生した直後、高温高圧の QGP 状態であったと考えられており、QGP の性質を調べることで宇宙の成り立ちを知ることができる。そこで人工的に QGP を生成することを可能にした Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) を用いた the super Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (sPHENIX 実験) でジェットを測定することで QGP の性質の解明に貢献する。RHIC を用いた高エネルギー重イオン衝突では、ジェットと呼ばれる物理現象が起きることがある。ジェットは、衝突初期に作られた高い運動量を持つパートンが破碎してできる、同じ方向にかたまっ放出される粒子群のことである。このジェットの生成元となる高い運動量を持つパートンが QGP と相互作用し、エネルギー損失を起こすことで、生成されるジェットがエネルギー損失する現象が観測されており、QGP 生成の証の一つとされている。そのためジェットは QGP 中でのパートンのエネルギー損失機構を理解するための重要なツールの 1 つとして QGP の研究に使われている。このジェットについて解析するためには、衝突によって生成された粒子からジェットのみを再構成することが非常に重要である。sPHENIX 実験で衝突後の多数の粒子からジェット部分とジェット以外のバックグラウンド部分を区別し、ジェットを再構成できる方法を確立することが本研究の目的である。そのために重イオン衝突のイベントジェネレータの HIJING で生成されたミニマムバイアスのイベントに p+p 衝突のイベントジェネレータである PYTHIA によって作られた 30 GeV のジェットを埋め込んだシミュレーションデータを用いてジェットを再構成する方法の開発を行った。本研究ではジェット再構成アルゴリズムの一つである Anti- $k_T$  アルゴリズムを用いている。Anti- $k_T$  とはジェットを再構成する際に重要となる infra-red safety と collinear safety の両方を満たしたアルゴリズムで、運動量が高い粒子を優先して選ぶため、初期のハードな衝突で生じた運動量の高い粒子以外の Underlying event と粒子が複数回衝突を起こす多重衝突の影響を受けにくく、質量とエネルギーを多く見積もってしまうことを防ぐアルゴリズムである。このアルゴリズムのパラメータを RHIC-sPHENIX 用に最適化するために、再構成の精度を示す二つの量、efficiency と purity を計算して評価することで、再構成手法の開発を行っている。

# 目次

<b>第1章 序章</b>	<b>2</b>
1.1 素粒子物理学	2
1.1.1 素粒子標準模型	2
1.1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ	2
1.2 重イオン衝突実験	4
1.2.1 RHIC 加速器	4
1.2.2 sPHENIX 実験	4
1.3 ジェット	4
1.3.1 ジェット抑制	5
1.3.2 本研究の目的	6
<b>第2章 解析方法</b>	<b>8</b>
2.1 ジェット再構成アルゴリズム	8
2.1.1 Anti- $k_T$ アルゴリズム	10
2.2 バックグラウンドの差し引き	10
2.3 FastJet	12
2.4 HIJING	13
2.5 PYTHIA	13
2.6 解析のセットアップ	13
<b>第3章 結果</b>	<b>14</b>
3.1 バックグラウンドの除去	14
3.1.1 バックグラウンドのカットに関するバグの確認	14
3.1.2 バックグラウンドの差し引きにおける $\eta$ 幅の決定	18
3.1.3 バックグラウンド差し引き後のジェットの再構成の結果	19
3.2 ジェットの再構成の精度	21
<b>第4章 まとめ</b>	<b>30</b>

# 目 次

1.1	素粒子の標準模型で扱う素粒子	2
1.2	宇宙創生の流れ	3
1.3	クォークとグルーオンの閉じ込めの破れ	3
1.4	RHIC 加速器	4
1.5	sPHENIX 測定器	5
1.6	ジェット抑制	6
1.7	STAR における d+Au 衝突、p+p 衝突、Au + Au 衝突での二粒子 相関関 [2]	6
2.1	infra-red safety	8
2.2	collinear safety	9
2.3	重イオン衝突で生成されたジェット [6]	11
2.4	バックグラウンドの cut のフローチャート	11
2.5	バックグラウンドのカット	12
3.1	1 回目のシードジェットを構成する粒子の $p_T$ 分布	14
3.2	2 回目のシードジェットを構成する粒子の $p_T$ 分布	15
3.3	1 回目のシードジェットの横運動量分布	16
3.4	2 回目のシードジェットの横運動量分布	16
3.5	1 回目のシードジェットを構成する粒子の $\langle p_T \rangle$ vs $p_T / \langle p_T \rangle$ 分布	16
3.6	2 回目のシードジェットを構成する粒子の $\langle p_T \rangle$ vs $p_T / \langle p_T \rangle$ 分布	17
3.7	$\eta$ 幅 0.1 の $\eta$ 毎のバックグラウンドの $p_T$ 分布	18
3.8	$\eta$ 幅 0.6 の $\eta$ 毎のバックグラウンドの $p_T$ 分布	18
3.9	1 回の衝突で生成された全粒子の分布	19
3.10	再構成ジェット	20
3.11	truth jet	20
3.12	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時の $\phi$ の差分分布	21
3.13	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時の $\eta$ の差分分布	21
3.14	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時の $p_T$ の差分分布	22
3.15	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時の $\phi$ の fit	22
3.16	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時の $\eta$ の fit	23

3.17	ジェットの $p_T$ の下限値が 20 GeV/c の時のマッチジェットの $\frac{\Delta\phi}{cut\phi}$ vs $\frac{\Delta\eta}{cut\eta}$ 分布 . . . . .	24
3.18	ジェットの $p_T$ の下限値が 5 GeV/c のときの $\phi$ の fit . . . . .	25
3.19	ジェットの $p_T$ の下限値が 5 GeV/c の時の $\eta$ の fit . . . . .	25
3.20	バックグラウンドが大きいイベントの全粒子の $\eta - \phi - p_T$ 分布 . . . . .	26
3.21	バックグラウンドが大きいイベントの全粒子の $\eta - \phi - p_T$ 分布の拡大したグラフ . . . . .	26
3.22	バックグラウンドが大きいイベントの 2 回目シードジェットの $\eta - \phi - p_T$ 分布 . . . . .	27
3.23	バックグラウンドが大きいイベントの再構成ジェットの $\eta - \phi - p_T$ 分布 . . . . .	27
3.24	ジェットの $p_T$ の下限値が 15 GeV/c の時の $\phi$ の fit . . . . .	27
3.25	ジェットの $p_T$ の下限値が 15 GeV/c の時の $\eta$ の fit . . . . .	28
3.26	$\eta$ 幅が 0.1, 0.6 の際のジェットの下限値の $p_T$ に対する efficiency . . . . .	29
3.27	$\eta$ 幅が 0.1, 0.6 の際のジェットの下限値の $p_T$ に対する purity . . . . .	29

# 表 目 次

3.1	ジェットの $p_T$ の下限値による efficiency と purity . . . . .	26
3.2	$\eta$ 幅が 0.1 の時のジェットの $p_T$ の下限値による efficiency と purity .	29

# 第1章 序章

## 1.1 素粒子物理学

### 1.1.1 素粒子標準模型

図 1.1 は素粒子標準模型を表している。素粒子にはスピン 1/2 を持つフェルミ粒子と整数スピンをもつボーズ粒子がある。フェルミ粒子にはクォークとレプトンがある。クォークは  $u, d, c, s, t, b$  の六種類あり、 $u, c, t$  が  $+2/3 e$ 、 $d, s, b$  が  $-1/3 e$  の電荷をもっている。レプトンも六種類あり、 $e, \mu, \tau$  とそれぞれに対応するニュートリノ  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  がある。レプトンの電荷は全て  $-e$  である。ボーズ粒子にはゲージ粒子とヒッグス粒子がある。相互作用を媒介するゲージ粒子は 4 種類あり、 $g, \gamma, Z, W$  がある。素粒子に質量を与えるヒッグス粒子は一種類で  $H$  のみである。



図 1.1: 素粒子の標準模型で扱う素粒子

### 1.1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ

クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) とは、クォークとグルーオンが核子の閉じ込めから解放された超高温物質である。約 138 億年前に宇宙が誕生した直後、高温高圧の QGP 状態にあったと考えられている。図 1.2 は、ビッグバンからの宇宙創生の流れを表している。通常、量子色力学 (QCD) で記述されるように、クォークとグルーオンは核子内に閉じ込められているため単体で観測することは

できない。しかし、高温高压状態ではクォークとグルーオンが核子の閉じ込めを破ったQGPができる。QGPを調べることで宇宙の成り立ちを知ることができると考えられている。

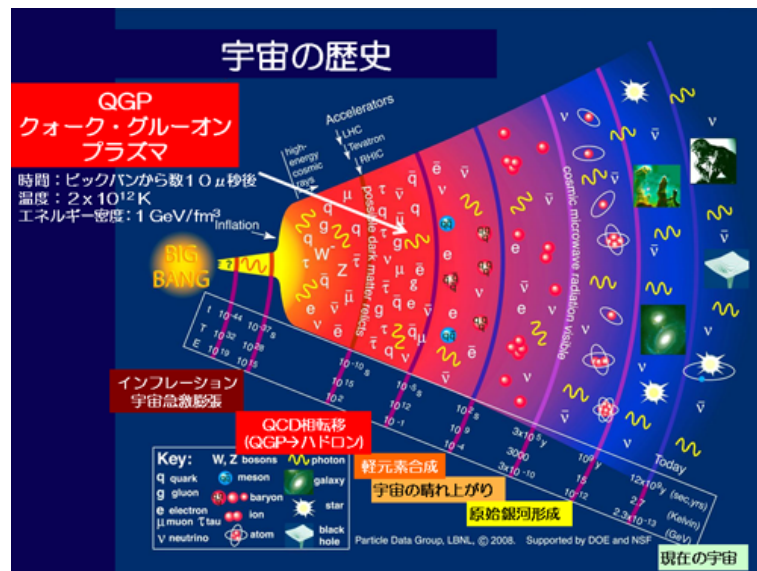


図 1.2: 宇宙創生の流れ

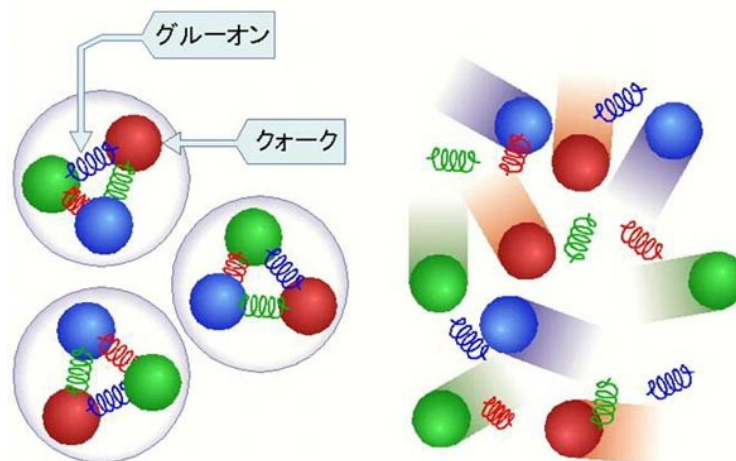


図 1.3: クォークとグルーオンの閉じ込めの破れ



## 1.2 重イオン衝突実験

### 1.2.1 RHIC 加速器

Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) 加速器とは米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) に建設された高エネルギーの衝突型加速器である。図 1.4 は RHIC の全体写真であり、写真の通り sPHENIX の他に 5 つの実験エリアがあり、2024 年現在そのうち 2 ヶ所が、sPHENIX 実験と STAR 実験によって使われている。この加速器では核子一個当たりの重心系エネルギーは金原子核では 200 GeV、陽子は 510 GeV まで加速可能である。大きさは一周 3.8km で世界初の衝突型重イオン加速器である。



図 1.4: RHIC 加速器

### 1.2.2 sPHENIX 実験

the super Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (sPHENIX 実験) は BNL にある RHIC を用いた 2023 年に稼働し、2000 年から 2016 年まで稼働していた PHENIX 実験の後継として提案された実験である。QGP の性質の解明を目的としており、ジェットやジェット相関、ウプシロン粒子の測定をする。sPHENIX で用いられている検出器の全体像を図 1.5 に示す。検出器は飛跡検出器群、ソレノイド電磁石、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータで構成されている。

## 1.3 ジェット

ジェットは、衝突初期に作られた高い運動量を持つパートンが破碎してできる同じ方向に放出される粒子群のことである。その高い運動量のパートンが衝突で

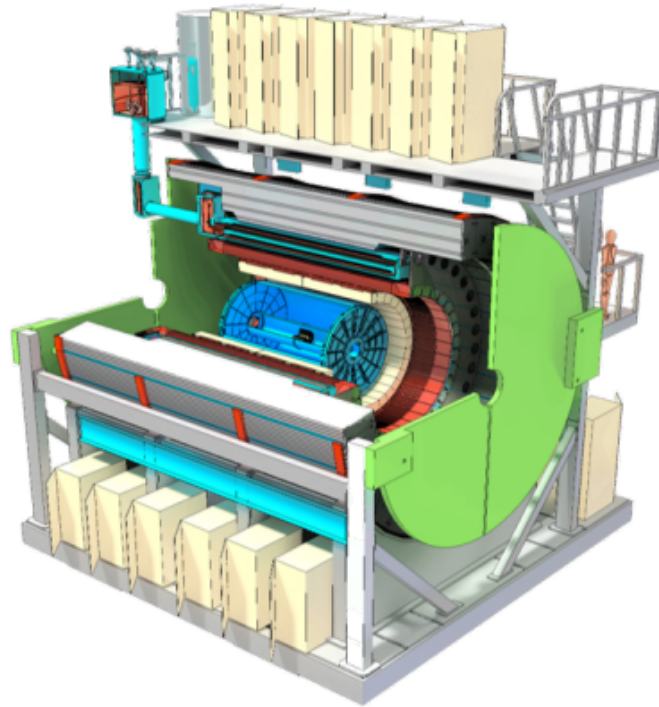


図 1.5: sPHENIX 測定器

きるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と相互作用してエネルギーを損失するなど変化するため、ジェットは、QGP の性質を理解するための重要なツールの 1 つとして QGP の研究に使われている [1]。

### 1.3.1 ジェット抑制

ジェット抑制を示す図を図 1.6 に示す。図 1.6 では衝突を起こしたクォーク  $q$  から右上方向と左下方向にジェットが生成されている。このジェットのもととなる高い運動量を持つパートンが QGP 中を通過する際に QGP と強い相互作用を起こし、ジェットのエネルギーが著しく減少することをジェット抑制という。ジェット抑制は QGP が存在することの証明であり、このジェットのエネルギー損失の機構を詳細に解析することで QGP の性質を知ることができる [1]。

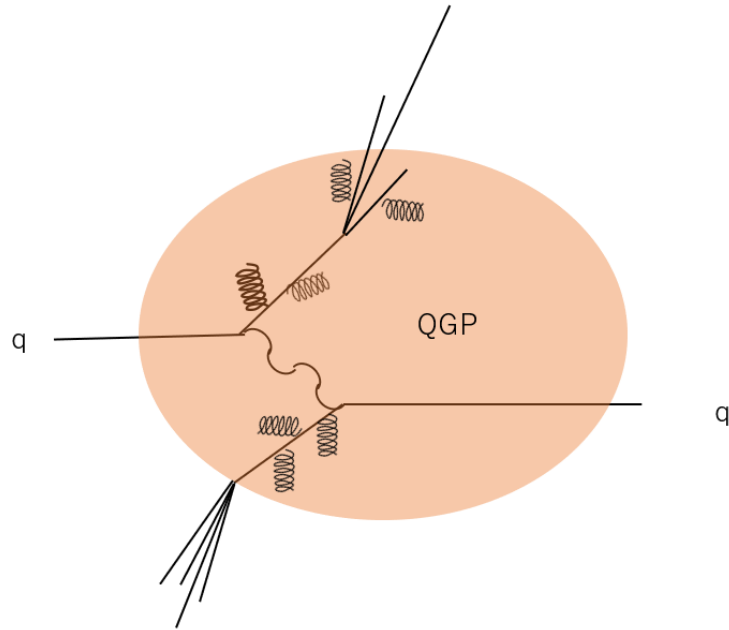


図 1.6: ジェット抑制

### 1.3.2 本研究の目的

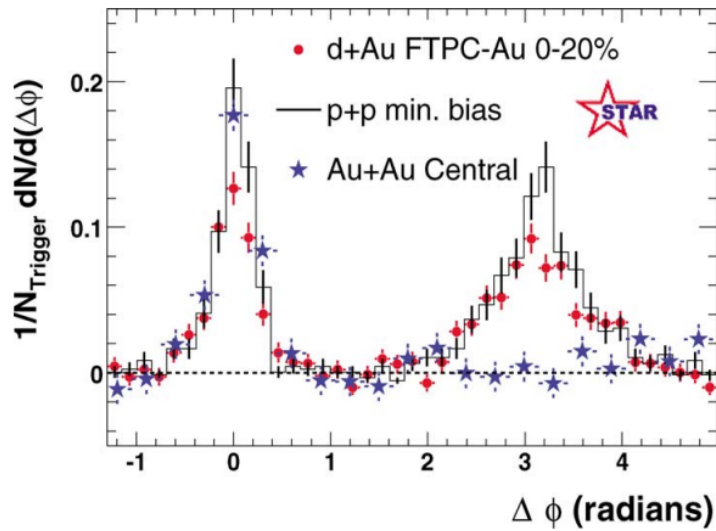


図 1.7: STAR における d+Au 衝突、p+p 衝突、Au + Au 衝突での二粒子相関関 [2]

図 1.7 は sPHENIX と同じく RHIC を用いた STAR で測定された Au + Au 衝突、p+p 衝突、d+Au 衝突での二粒子相関関である [1]。横軸が二粒子間の角度の差  $\Delta\phi$  で縦軸が粒子の収量の割合を表している。この図より d+Au 衝突と p+p 衝突では

$\Delta\phi$  が 0,3 rad 付近に山があることからジェット対が残っていることが分かるが、Au + Au 衝突では  $\Delta\phi$  が 3 rad 付近の山が消え、粒子の収量が抑制されていることが分かる。これは Au + Au 衝突で QGP が生成されたためジェット抑制が生じていることを示している。このジェット抑制の機構をより詳しく調べるために、同じ RHIC を用いている sPHENIX でも、個々の粒子だけでなく、ジェットを精度良く測定し、QGP の性質解明を進める。ジェットの解析を行うために衝突後の多数の粒子からジェットのみを取り出す必要がある。本研究ではシミュレーションデータを用いることで本物のジェット (真ジェット) のみを正確に取り出すためのジェット以外のバックグラウンドのカット方法などを検討し、ジェットの再構成の精度を向上させることを目的に行っている。

## 第2章 解析方法

### 2.1 ジェット再構成アルゴリズム

ジェットを解析するために衝突後の多数の粒子からジェットのみを取り出す必要がある。そのためにジェットを再構成するジェット再構成アルゴリズムを使う。ジェットを再構成するうえで重要な infra-red safety と collinear safety があり、infra-red safety とは、ソフトな粒子を含めて再構成した際にジェットを変えないことである [4]。

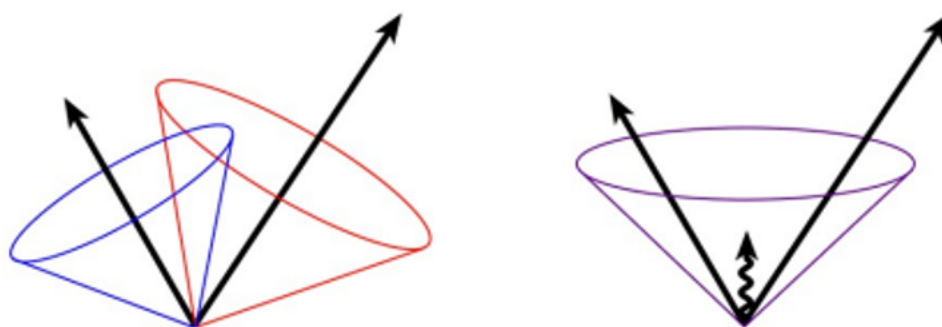


図 2.1: infra-red safety

図 2.1 は infra-red safety を示している。本来の真ジェット  $t$  は左側の赤と青の 2 つのジェットであるが、ジェット軸の間に  $p_T$  が低いグルーオンなどのソフトな粒子を含むことで 2 つのジェットを 1 つのジェットとして誤って再構成することで本来のジェットを変えてしまうことがある。このようにジェットを変えないアルゴリズムを infra-red(IR) safety アルゴリズムという。IR safety アルゴリズムの例として iterative cone algorithm with progressive removal(IC-PR)、seedless infra-red safe cone(SIScone)、 $k_T$ 、Anti- $k_T$ 、Cambridge/Aachen 等がある。

collinear safety とは 1 つの粒子が同じ方向に崩壊してもジェットのエネルギーや方向を変えないことである。

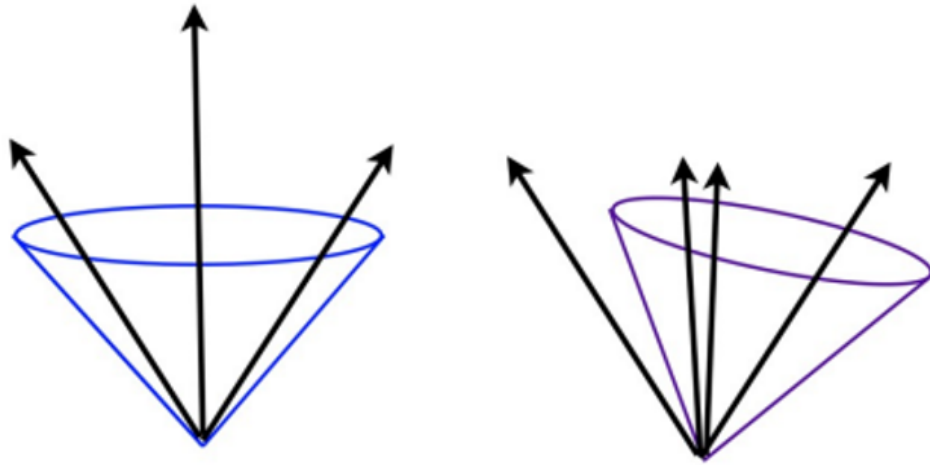


図 2.2: collinear safety

図 2.2 は collinear safety を表している。本来の真ジェットは左の青色のジェットであるが、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  等の同じ方向にグルーオンを放出した場合右図のようにジェットの方向を変えて再構成されることがある。このようにジェットを変えないアルゴリズムを collinear safety アルゴリズムといい、例として iterative cone with split-merge procedure(IC-SM)、seedless infra-red safe cone(SIScone)、 $k_T$ 、Anti- $k_T$ 、Cambridge/Aachen 等がある。infra-red safety と collinear safety をまとめて IRC safety と呼び、IRC safety でないアルゴリズムを用いるとジェットの数や中身が変わってしまうため摂動的な QCD 計算に影響を与える。IRC safety アルゴリズムには seedless infra-red safe cone(SIScone)、 $k_T$ 、Anti- $k_T$ 、Cambridge/Aachen 等がある。

SIScone は再構成されるジェットの領域が比較的小さいためハードな衝突でできたもの以外の Underlying event と複数回衝突が起きる多重衝突の悪い影響を受けにくい。エネルギーや質量を多く見積もることを防ぐことができ、解像度は良いが、複数のジェットが近くに存在するのを分けることには向いていない。 $k_T$  アルゴリズムは運動量が低い粒子から優先的に再構成するため、ジェットの位置や面積に揺らぎがあり、Underlying event と多重衝突の影響を受けやすいアルゴリズムである。Cambridge/Aachen は領域に多少の揺らぎがあり、Underlying event と多重衝突の影響も多少受けるがジェットの下部構造の研究に最も優れており、 $k_T$  よりわずかに複雑である。Anti- $k_T$  はクラスタリングをもとに戻すことは困難でジェットの下部構造の研究には不向きであるが、運動量が高い粒子から再構成するためジェットの位置や面積の揺らぎはわずかで Underlying event と多重衝突の影響を受けにくいアルゴリズムのため本研究では Anti- $k_T$  を使用する。

### 2.1.1 Anti- $k_T$ アルゴリズム

Anti- $k_T$  アルゴリズム [4] は2つの距離変数を用いる。一つ目は2粒子間距離  $d_{ij}$ 、二つ目はビーム軸と検出された粒子間の運動量空間距離  $d_{iB}$  である。それぞれの距離変数は以下の式で表される。

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{Ti}^2}, \frac{1}{p_{Tj}^2}\right) \quad (2.1)$$

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{Ti}^2} \quad (2.2)$$

Anti- $k_T$  アルゴリズムはこの二つの距離変数が最小になる粒子を探すことから始まる。もし式 2.1 が最小ならば粒子  $i$  と  $j$  を粒子リストから取り除き、四次元ベクトルを合計することで一つの粒子にする。もし式 2.2 が最小ならば  $i$  を final jet として粒子リストから取り除く。これらを全ての粒子がジェット軸間の距離  $R_{ij}$  が  $R$  より大きいジェットの一部分になるか欲しい量のジェットが見つかるまで続ける。ここで  $R$  とは再構成するジェットの半径のことでジェットの大きさを表すパラメーターである。式 2.1, 2.2 より横運動量  $p_T$  が高い粒子から再構成されること示されており、Anti- $k_T$  アルゴリズムはまずハードな粒子から再構成していく。以上の理由から領域の揺らぎはわずかで Underlying event と多重衝突の影響を受けにくいアルゴリズムである。そのため、本研究ではこの Anti- $k_T$  アルゴリズムを用いてジェットの再構成を行う。

## 2.2 バックグラウンドの差し引き

ジェットをより正確に再構成するために、ジェット以外の部分のバックグラウンドを差し引く必要がある。図 2.3 は CMS 実験で測定された重イオン衝突のイベントで、オレンジの円錐はジェットを表している。この図よりジェット部分にもジェット生成の起源となるハードな衝突以外のソフトな粒子、つまりバックグラウンドが含まれていることが分かる。そのためジェット部分に含まれるバックグラウンドを見積もり、差し引く必要がある。

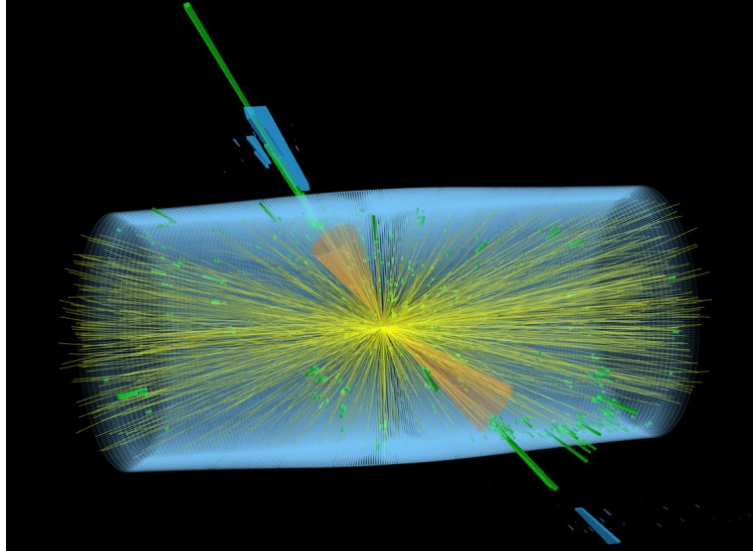


図 2.3: 重イオン衝突で生成されたジェット [6]

以下に本研究で用いるバックグラウンドの差し引きの簡単なフローチャートを図 2.4 に示す。

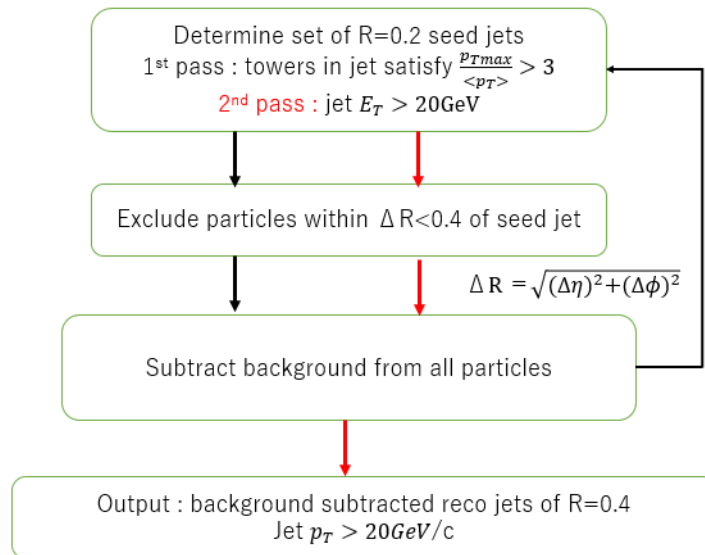


図 2.4: バックグラウンドの cut のフローチャート

バックグラウンドの差し引きは反復して行う。一回目の差し引きは図 2.4 の黒い矢印で示しており、二回目の差し引きは赤い矢印で示している。まず初めに、ジェットのコアな部分を見積もるためにシードジェットを決める。そのために一回の衝突後の全粒子に対して  $R=0.2$  で Anti- $k_T$  アルゴリズムを用いてジェットの再構成



を行う。ここで再構成されたジェットのうち、そのジェットを構成している全粒子の平均横運動量を  $\langle p_T \rangle$ 、全粒子中で一番大きい横運動量を持つ粒子の横運動量を  $p_{Tmax}$  とすると  $p_{Tmax}$  が  $\langle p_T \rangle$  より3倍以上大きかったジェットのみをシードジェットとする。そしてシードジェットのジェット軸から  $\Delta R$  が0.4以内の粒子を取り除く。ここで  $\Delta R$  とはジェット軸と粒子の擬ラピディティ  $\eta$  と角度  $\phi$  の差から求めることができ、 $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  で表すことができる。ジェットのコアな部分のシードジェットの周辺の粒子を取り除いたので残っている粒子をバックグラウンドと考えることができる。バックグラウンドは  $\eta$  毎に変わると考えられているのでバックグラウンドは  $\eta$  毎に求める。  $\eta$  幅0.6 毎のバックグラウンドの平均横運動量  $\langle p_T \rangle$  を求め、もともとの全粒子から  $\eta$  毎に  $\langle p_T \rangle$  を差し引く。差し引き方は図2.5に示す。横運動量  $p_T$  は  $p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}$  で求められるので図2.5中の赤色のバックグラウンドの  $\langle p_T \rangle$  を差し引いた後の  $p_T$  は緑色になる。この緑色の横運動量の大きさは  $p_T \times \frac{p_T - \langle p_T \rangle}{p_T}$  となるので、相似を考え  $p_x, p_y, p_z$  にも同様に  $\frac{p_T - \langle p_T \rangle}{p_T}$  倍することでバックグラウンドを差し引くことができる。また、エネルギー  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  より、バックグラウンドの  $p_T$  を差し引いた後の各粒子の  $E$  はここで再計算する。1回バックグラウンドを差し引いた後に再度同様の方法でバックグラウンドを差し引く。ただし、二回目のシードジェットの条件はジェットの横エネルギー  $E_T$  が20GeV以上のもののみである。二回バックグラウンドを差し引いた後に  $R=0.4$  で Anti- $k_T$  アルゴリズムを用いてジェットの再構成を行い、ジェットの  $p_T$  が20GeV/c以上のものを最終的な再構成ジェットとする。

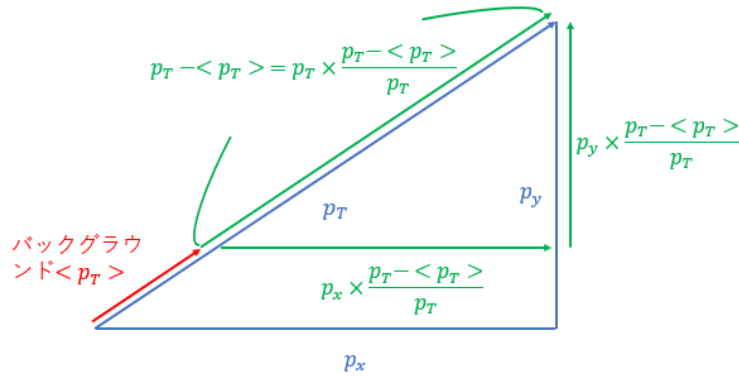


図 2.5: バックグラウンドのカット

## 2.3 FastJet

Anti- $k_T$  アルゴリズムは外部ツールの FastJet[3] を用いて行う。FastJet とは p-p 衝突および  $e-e^-$  衝突におけるジェット解析のためのソフトウェアパッケージである。バックグラウンド（多重衝突/Underlying event）の差し引きやジェット下部構造解析ツールを含む様々なジェット再構成アルゴリズムで実行することができる。

## 2.4 HIJING

HIJING(Heavy Ion Jet INteraction Generator)とは高エネルギーのハドロン衝突および原子核衝突におけるパートンおよび粒子生成のためのモンテカルロイベントジェネレーターである。特に高エネルギーの pp、pA、AA 衝突におけるジェットとミニジェットの生成とそれに関連する粒子生成を研究するために設計されている。このモデルには、複数のミニジェット生成、ソフト励起、高密度ハドロン物質におけるジェット相互作用などのメカニズムが組み込まれている。HIJING は FORTRAN 77 で書かれており、物理シミュレーション用のサブルーチンとパラメータとイベントレコード用の共通ブロックで構成されている。[7]

## 2.5 PYTHIA

PYTHIA とは、高エネルギー衝突イベントの生成、つまり電子、陽子、光子および重核子間の高エネルギー衝突のモンテカルロイベントジェネレーターである。ソフトやハードな相互作用、パートン分布、初期・終状態パートンシャワー、多粒子相互作用、フラグメンテーション、崩壊など、多くの物理的側面の理論とモデルが含まれている。[8]

## 2.6 解析のセットアップ

本研究では HIJING によって生成されたミニマムバイアスの Au + Au 衝突のイベントに PYTHIA によって生成された最も高い運動量を持つジェットの横運動量が 30 GeV/c 以上である dijet を埋め込んだシミュレーションデータを用いてジェットの再構成を行う。このセットアップのシミュレーションデータの 33905 イベント分を解析した。

## 第3章 結果

バックグラウンドのカットを二度した後、 $R=0.4$ で Anti- $k_T$  アルゴリズムを用いてジェットの再構成を行う。その結果の再構成ジェットと真ジェットを比べることで再構成がうまく出来ているかを確認する。ここで真ジェットとはHIJINGによって生成されたミニマムバイアスのイベントに埋め込む前のPYTHIAの30 GeVのdijetにのみ Anti- $k_T$  を用いて再構成されたジェットのことである。

### 3.1 バックグラウンドの除去

#### 3.1.1 バックグラウンドのカットに関するバグの確認

バックグラウンドの見積もりが正しく出来ているか、解析マクロ内にバグが無いかを確認するために、図2.4の各ステップ毎にチェックを行った。まず、シードジェットを正しく選択できているかを確認するためにシードジェットを構成している粒子の  $p_T$  分布を確認する。

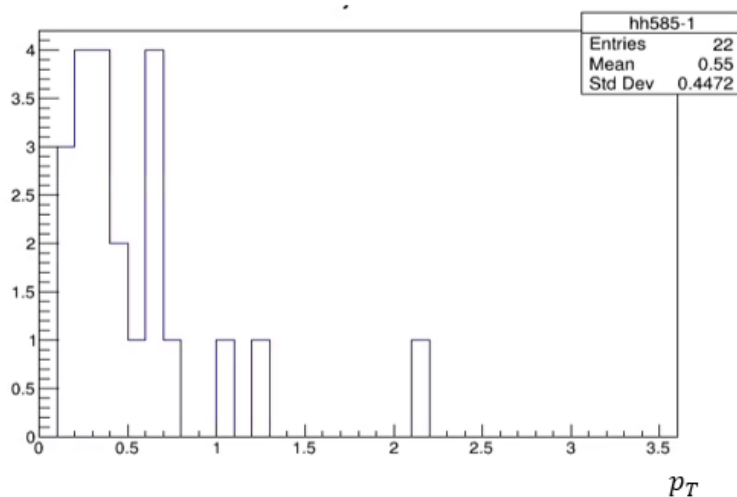


図 3.1: 1回目のシードジェットを構成する粒子の  $p_T$  分布

図3.1は1回目のバックグラウンドの差し引きでシードジェットと定義されたジェットを構成する粒子の  $p_T$  分布の一例である。横軸が  $p_T$  で縦軸がエントリー数である。そのためこのシードジェットは22個の粒子から構成されていることが分

かる。1回目のシードジェットの条件は図2.4よりジェットを構成する粒子のうち最大の $p_T$ を持つ粒子の $p_T, p_{Tmax}$ がジェットを構成する全粒子の $p_T$ の平均 $\langle p_T \rangle$ より三倍以上大きいことである。図3.1よりこのシードジェットを構成する全粒子の $\langle p_T \rangle$ は0.55 GeV/cで、最大の $p_T$ は2.1 GeV/c以上であることから確かに1回目のシードジェットの条件を満たしていることが分かる。

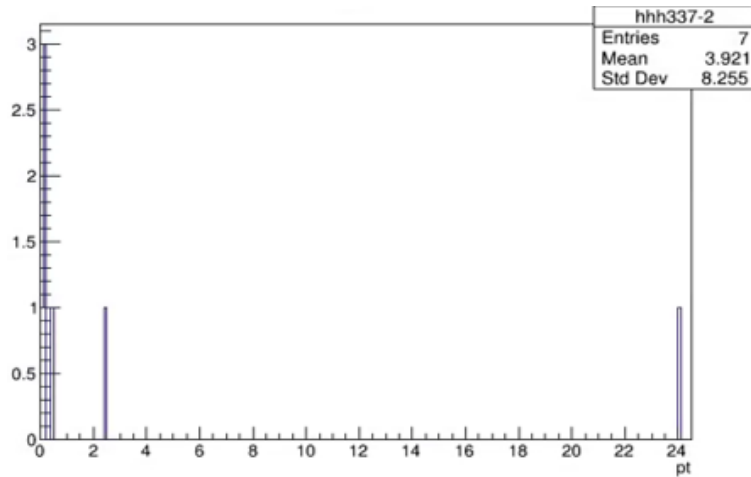


図 3.2: 2回目のシードジェットを構成する粒子の $p_T$ 分布

図3.2は2回目のバックグラウンドの差し引きでシードジェットと定義されたジェットを構成する粒子の $p_T$ 分布の一例である。2回目のシードジェットの条件は図2.4より $E_T$ が20 GeV以上である必要がある。 $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ で、ほぼすべての粒子の質量 $m$ は1 GeV/c<sup>2</sup>未満であるので2回目のシードジェットの条件を満たすにはかなり大きい $p_T$ を持つ粒子を含む必要がある。図3.2を見ると一つだけ $p_T$ が24 GeV/c以上の大きな $p_T$ を持つ粒子が含まれ、条件が満たされていることが分かる。

図3.3と図3.4は一回の原子核衝突で定義されたシードジェットの $p_T$ 分布である。1回目のシードジェットはシードジェットの $\langle p_T \rangle$ が小さくてもその $\langle p_T \rangle$ より三倍以上大きい $p_T$ を持つ粒子が一つでもあれば良いので1回目のシードジェットの数は多いが、2回目のシードジェットは $E_T$ が20 GeV以上でなければならないので一つしかない。また、2回目のシードジェットの $\langle p_T \rangle$ は1回目のシードジェットの $\langle p_T \rangle$ に比べて大きいことが分かる。

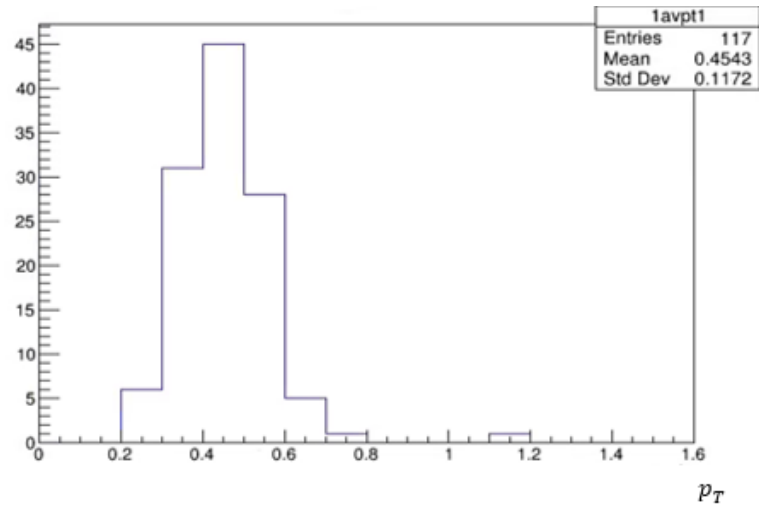


図 3.3: 1 回目のシードジェットの横運動量分布

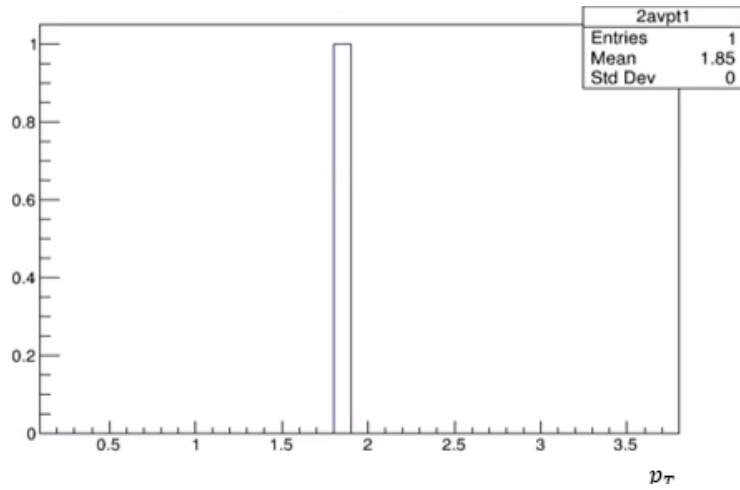


図 3.4: 2 回目のシードジェットの横運動量分布

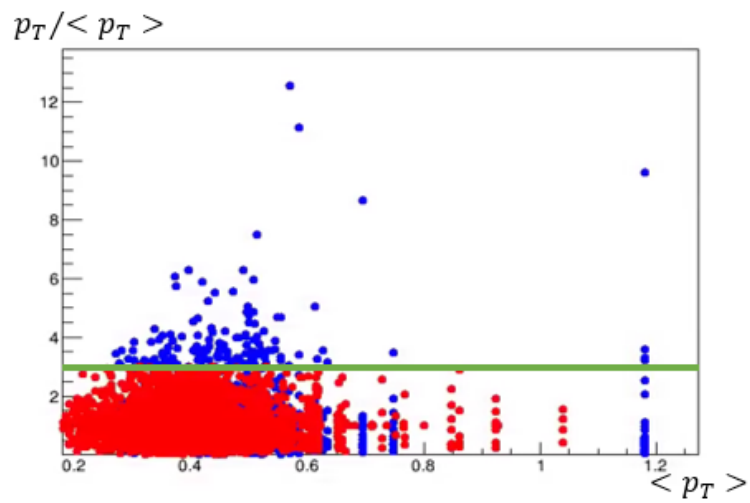


図 3.5: 1 回目のシードジェットを構成する粒子の  $\langle p_T \rangle$  vs  $p_T / \langle p_T \rangle$  分布

次に図3.5は原子核衝突1回あたりの1回目のバックグラウンドのカットでシードジェットになったジェットとシードジェットにならなかったジェットの、構成する全粒子の  $\langle p_T \rangle$  と構成するそれぞれの粒子の  $p_T$  の割合を表している。x軸はジェットを構成する全粒子の  $\langle p_T \rangle$ 、y軸はジェットを構成するそれぞれの粒子に対応する  $p_T / \langle p_T \rangle$  を示しており、同じx軸(同じ  $\langle p_T \rangle$ )上に存在している点は同じジェットに構成されている粒子である。バックグラウンドの見積もりのために  $R=0.2$  で Anti- $k_T$  アルゴリズムを使用した際に青色が条件を満たしたシードジェットで赤色は条件を満たさなかったためシードジェットにならなかったジェットを表している。緑の横線は  $p_T / \langle p_T \rangle$  が3のラインを表しており、 $p_T / \langle p_T \rangle$  が3以上、つまり緑線より上に粒子があるジェットのみがシードジェットになっていることが分かる。

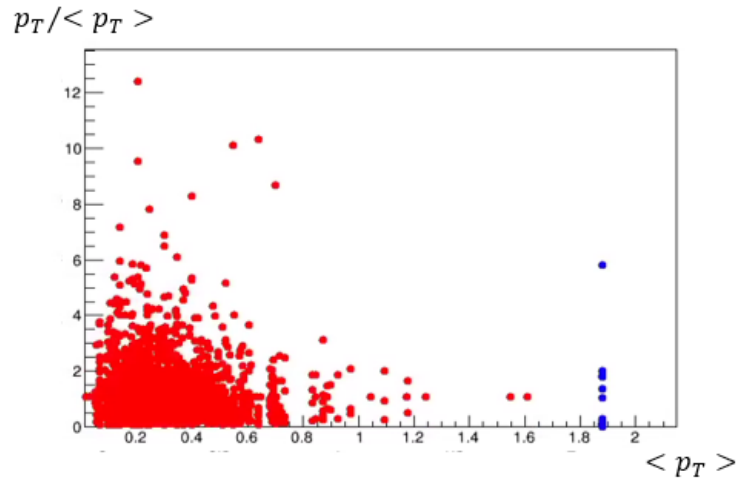


図 3.6: 2回目のシードジェットを構成する粒子の  $\langle p_T \rangle$  vs  $p_T / \langle p_T \rangle$  分布

図3.6は2回目のバックグラウンドの差し引きでのシードジェットとシードジェットにならなかったジェットの  $\langle p_T \rangle$  vs  $p_T / \langle p_T \rangle$  分布を表している。図3.5と同様に青色がシードジェットで赤色がシードジェットにならなかったジェットを表している。1回目のシードジェットと同様に  $R=0.2$  で Anti- $k_T$  アルゴリズムを使用した際に多数のジェットが再構成されているが、 $E_T > 20$  GeV 以上という条件を満たすシードジェットはジェットの  $p_T$  が一番大きい一つのみで、ジェットを構成する粒子の  $\langle p_T \rangle$  が小さいジェットは全てシードジェットでないことが分かる。以上により、バックグラウンドの見積もりに重要となるシードジェットの選定においてマクロが正しく動いていることが確かめられた。

### 3.1.2 バックグラウンドの差し引きにおける $\eta$ 幅の決定

次にバックグラウンドの差し引きを行う際の  $\eta$  幅の決定をする。図 2.4 より、バックグラウンドを見積もった後のバックグラウンドの差し引きは  $\eta$  毎のバックグラウンドの  $\langle p_T \rangle$  をその  $\eta$  の範囲内にある全粒子に対して差し引くことを行う。ここでバックグラウンドの差し引きを  $\eta$  毎に行うのは擬ラピディティは  $\eta = \frac{1}{2} \log \frac{p^+ p_z}{p^- p_z}$  と表すことができ、 $\eta$  と  $p_T$  は密接に関係しているからである。適切な  $\eta$  幅を決定するために、バックグラウンドのみの  $\eta$  毎の平均運動量  $\langle p_T \rangle$  分布を作成する。

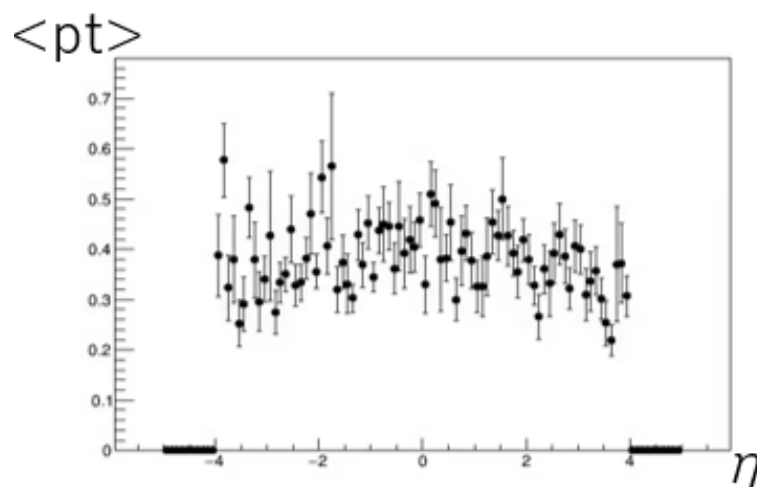


図 3.7:  $\eta$  幅 0.1 の  $\eta$  毎のバックグラウンドの  $p_T$  分布

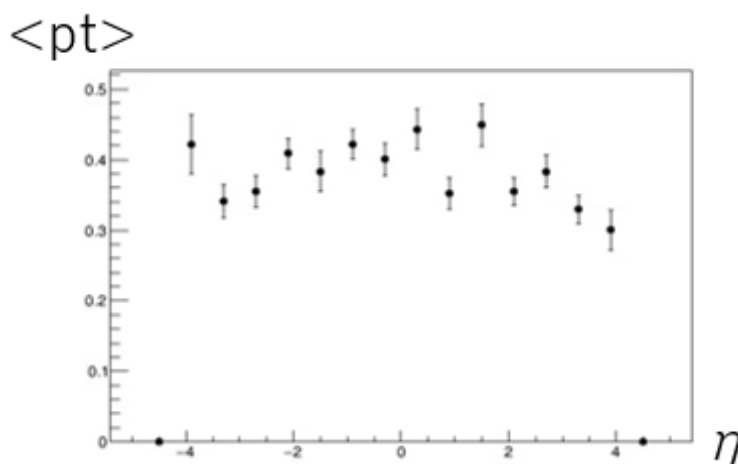


図 3.8:  $\eta$  幅 0.6 の  $\eta$  毎のバックグラウンドの  $p_T$  分布

図 3.7 は  $\eta$  幅を 0.1 にした際の 1 回目のバックグラウンドの見積もりでバックグラウンドとみなされた粒子のみの  $\eta$  vs  $\langle p_T \rangle$  分布である。また、ここで示されているエラーバーは  $\eta$  毎の  $p_T$  の標準偏差によって求めたものである。バックグラウ

ンドの  $p_T$  は  $\eta=0$  付近でピークを取り、 $\eta$  と相関があるように見えるが、各点のエラーバーが大きすぎるためにこの  $\eta=0$  付近のピークが優性であるとは言えない。つまり、各点のデータ量が少ないためにエラーバーが大きくなっているため  $\eta=0.1$  では幅が小さすぎることを示している。この  $\eta$  幅を大きくしていき、適切な  $\eta$  幅を見つける。ただし  $\eta$  幅を大きくしすぎると分布は一直線となり、 $\eta$  と  $p_T$  の相関は見えなくなることに注意する。図 3.8 は図 3.7 の  $\eta$  幅を 0.6 にしただけの同じイベントを用いた  $\eta$  vs  $\langle p_T \rangle$  分布である。図 3.7 と比べて各点に対する統計が増加したため、エラーバーが小さくなっていることが分かる。分布的にはもう少し  $\eta$  幅を大きくしても  $\eta$  と  $\langle p_T \rangle$  の相関を見ることができたが、本研究の sPHENIX 実験での  $\eta$  のアクセプタンスは  $\pm 1.2$  のためこれ以上  $\eta$  幅を大きくすると  $\eta$  毎に分割する効果が小さくなってしまうため、今回は  $\eta$  幅は 0.6 で行うことにする。

### 3.1.3 バックグラウンド差し引き後のジェットの再構成の結果

以上のようにバックグラウンドをカットした後に  $R=0.4$  で Anti- $k_T$  アルゴリズムを適応してジェットの再構成をした結果を以下に示す。

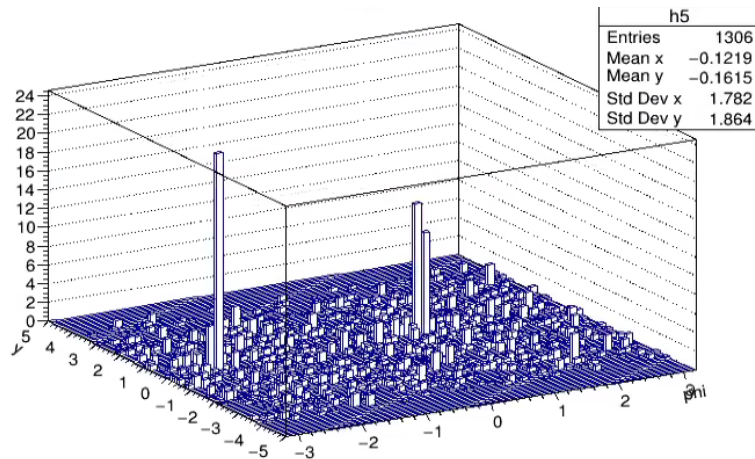


図 3.9: 1 回の衝突で生成された全粒子の分布



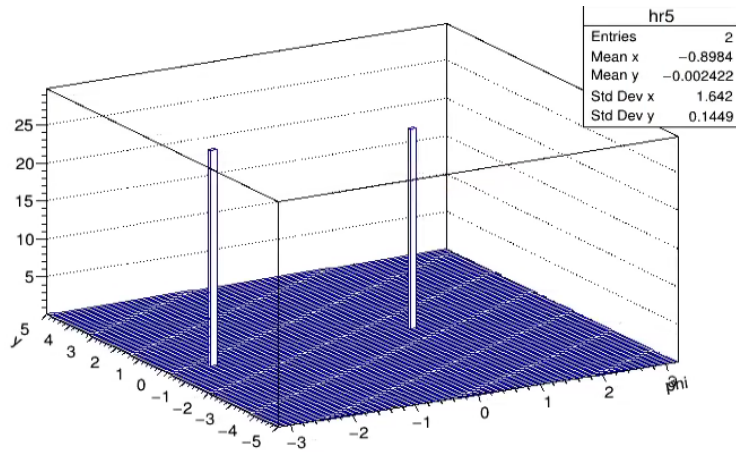


図 3.10: 再構成ジェット

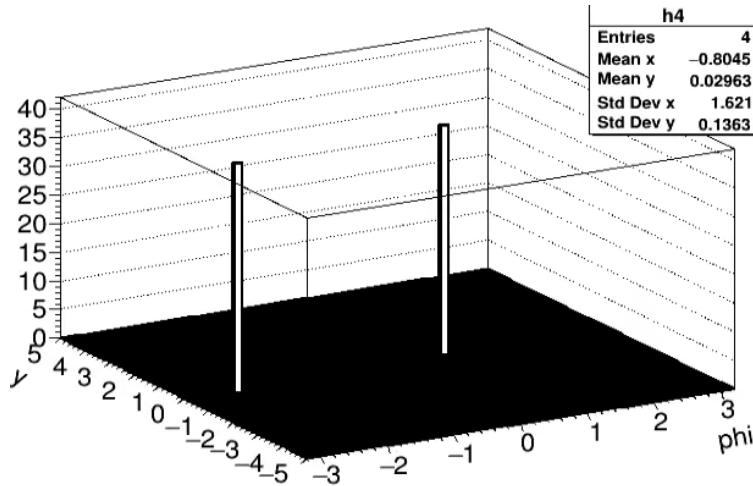


図 3.11: truth jet

図 3.9 は 1 回の衝突で生成された全粒子の分布で x 軸は  $\phi$ 、y 軸は  $\eta$ 、z 軸は  $p_T$  を表している。見てわかる通り、 $\phi = -2.5, 0.5$  rad 付近に  $p_T$  の大きい山のようなものが見える。この山が恐らくジェットであり、この部分にジェットが再構成されたら成功である。このイベントに本研究で開発中のプログラムをマクロを使用して再構成された再構成ジェットは図 3.10 であり、このイベントの真ジェットは図 3.11 である。図 3.10 と図 3.11 はどちらもジェットの軸を表しており、図 3.9 の山の部分とも一致していることが分かる。これらより、ジェット再構成のプログラムが正常に動いていることが確かめられた。

### 3.2 ジェットの再構成の精度

ジェットの再構成方法を評価するうえで、再構成された再構成ジェットがどれくらいの割合で真ジェットを正しく再構成出来ているかを表す efficiency と purity は重要な指標になる。この efficiency と purity を求めるためには再構成ジェットと真ジェットがどの程度の差なら一致しているかを定める必要がある。この閾値を決めるために自分の再構成ジェットと真ジェットとの  $\eta, \phi, p_T$  の差分分布を作る。正確に再構成されている再構成ジェットと真ジェットの差は小さいはずなのでどの差分分布も 0 付近にピークが立つはずである。

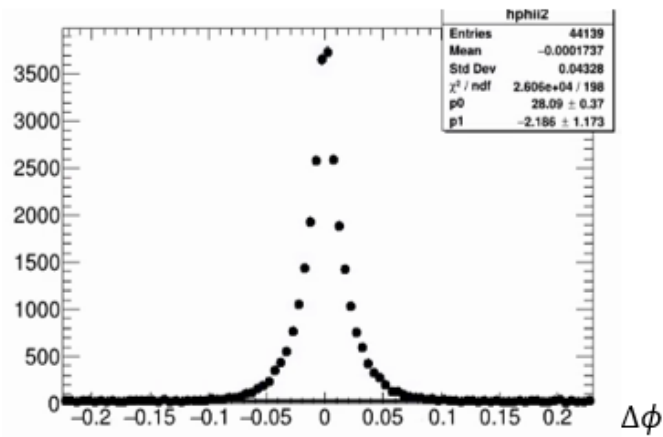


図 3.12: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時の  $\phi$  の差分分布

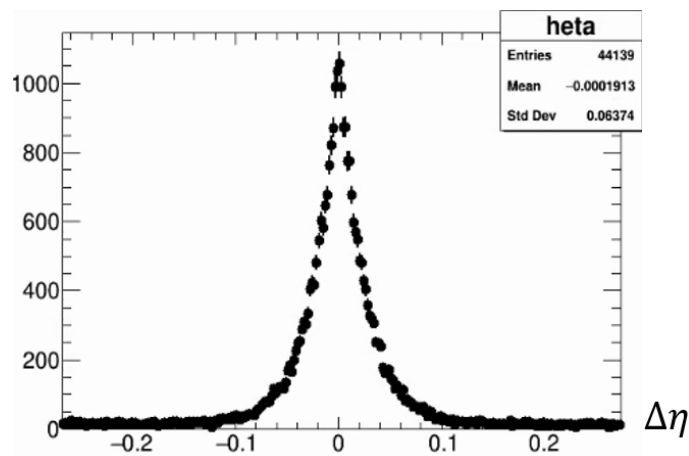


図 3.13: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時の  $\eta$  の差分分布

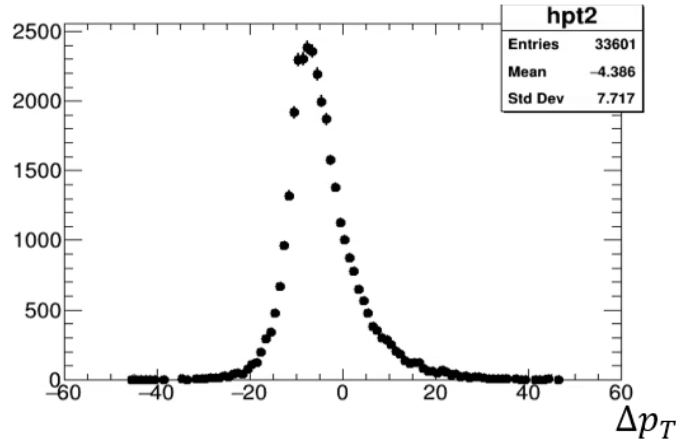


図 3.14: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時の  $p_T$  の差分分布

図 3.12, 3.13, 3.14 は原子核同士の衝突 1 回を 1 イベントとした際の 33905 イベント分のデータの差分分布で、それぞれ再構成ジェットと真ジェットの  $\phi, \eta, p_T$  の差分分布である。横軸がそれぞれ再構成ジェットと真ジェットの  $\phi, \eta, p_T$  の差の  $\Delta\phi, \Delta\eta, \Delta p_T$ 、縦軸はエントリー数を表している。再構成した再構成ジェットと真ジェットの距離を  $\eta - \phi$  空間で求め、一番近い距離のジェット同士の差を取っており、各グラフの bin の幅は 0.1 である。図 3.12, 3.13 より、 $\phi$  の差分分布の mean は -0.05 rad、 $\eta$  の差分分布の mean は -0.03 で 0 付近に大きなピークを持っており、 $\eta - \phi$  空間で再構成された位置は真ジェットの位置と大きな差がないことが分かる。しかし、図 3.14 より  $p_T$  の差分分布の mean は -4.3 でピークが負に傾いている。差分分布の差の取り方は自分の再構成ジェットから真ジェットの値を引いているため、負に傾くということは見積もったバックグラウンドが大きく、バックグラウンドとして差し引きすぎていることが分かる。再構成ジェットと真ジェットが  $\eta - \phi$  空間で位置の差がどの程度なら一致しているかという閾値は図 3.12, 3.13 の分布を Fit することで決定する。見てわかるように  $\phi, \eta$  の差が 0 付近で鋭いピークをとっているため bin 幅を細かくすることでより正確に fit できるようにする。

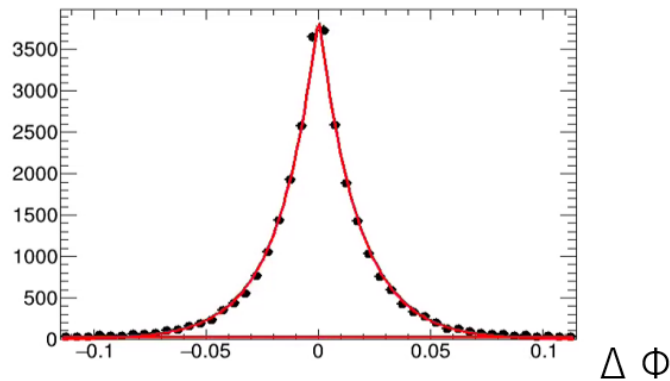


図 3.15: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時の  $\phi$  の fit

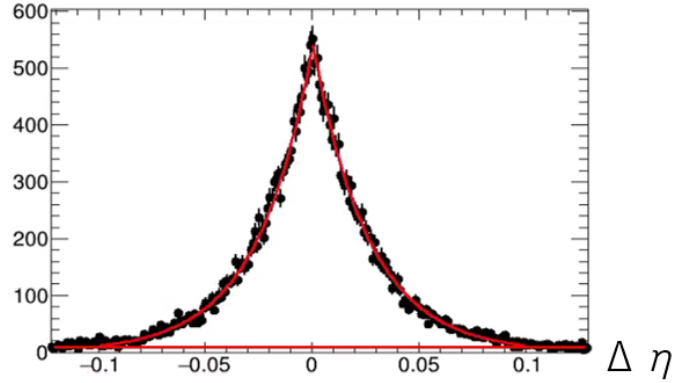


図 3.16: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時の  $\eta$  の fit

図 3.15、3.16 は図 3.12、3.13 を fit した図である。赤線が fit の結果を表しており、図 3.15、3.16 はどちらもシグナル部分を指数関数、バックグラウンドを直線で fit する。適切な範囲で指数関数から直線のバックグラウンドを差し引いた部分の積分値を求め、その値を 100% とし、その 97% の範囲に入る閾値をそれぞれ  $cut\phi$ 、 $cut\eta$  とする。ここで 97% を満たす閾値を考える際は図 3.15、3.16 がそれぞれ  $\Delta\phi$  または  $\Delta\eta$  が 0 で対称だと考えて計算する。

図 3.15 は図 3.12 の bin 幅を 0.005 にした差分分布を fit している。fit 関数は指数関数部分は  $x$ - $y$  平面で考えると  $-0.088 < y = e^{-75.608+118.048x} + e^{8.27266+56.3718x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{8.335 - 62.068x} + e^{3.249 - 0.457x} < 0.088$  で fit している。また、指数関数の下部のバックグラウンドは  $-0.2$  から  $0.2$  の範囲で fit し、その関数は  $y = 28.091$  である。 $-0.088 < x < 0.088$  で積分した値は 133.125 なのでその 97% の 129.131 を満たす  $cut\phi$  は 0.054 rad である。

図 3.16 は図 3.13 の bin 幅を 0.001 にした差分分布を fit し、指数関数部分は  $x$ - $y$  平面で考えると  $-0.11 < y = e^{0.518 - 14.6161x} + e^{6.987+39.317x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{1.133+10.352x} + e^{7.019 - 39.729x} < 0.11$ 、指数関数の下部のバックグラウンドは  $-0.3$  から  $0.3$  の範囲で fit し、その関数は  $y = 20.424$  である。 $-0.11 < x < 0.11$  で積分した値は 51.546 でその 97% の 50.000 を満たす  $cut\eta$  は 0.071 である。

これらの閾値の  $cut\eta$ 、 $cut\phi$  と、真ジェットと再構成ジェットの  $\eta$  と  $\phi$  の差の  $\Delta\eta$ 、 $\Delta\phi$  を用い、以下の式を満たすジェットを真ジェットと一致したマッチジェットとする。

$$\left(\frac{\Delta\eta}{cut\eta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{cut\phi}\right)^2 < 1.0 \quad (3.1)$$

$cut\eta$  と  $cut\phi$  を分母にして規格化しているので、正常に  $cut\eta$ 、 $cut\phi$  を計算できているとマッチジェットの  $\frac{\Delta\phi}{cut\phi}$  vs  $\frac{\Delta\eta}{cut\eta}$  のグラフは半径 1 の円になるはずである。

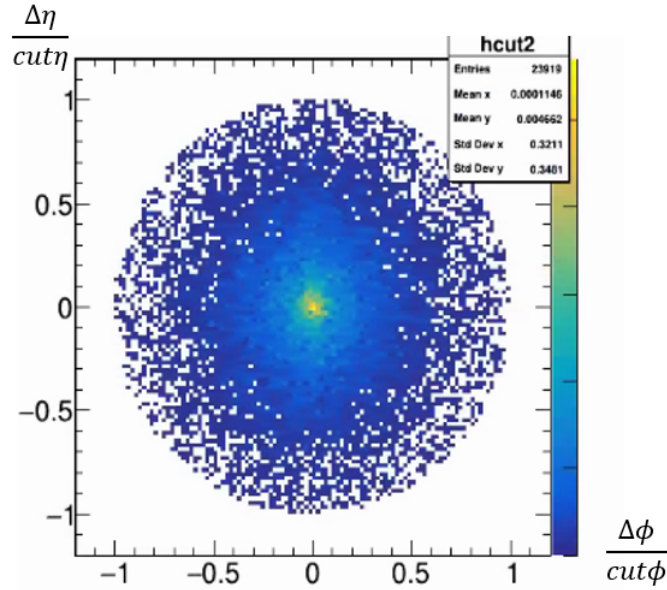


図 3.17: ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時のマッチジェットの  $\frac{\Delta\phi}{cut\phi}$  vs  $\frac{\Delta\eta}{cut\eta}$  分布

図 3.17 は x 軸がマッチジェットの  $\frac{\Delta\phi}{cut\phi}$ 、y 軸がマッチジェットの  $\frac{\Delta\eta}{cut\eta}$ 、z 軸がエントリー数のヒストグラムである。形状は半径 1 の円になっており、中心になればなるほどエントリー数が多いため、 $cut\eta$  と  $cut\phi$  に間違いがないことが確かめられた。よってこのマッチジェットを用いてジェットの再構成方法の精度を調べる。精度を示す量として efficiency と purity がある。efficiency と purity は以下の式で求めることができる。

$$\text{efficiency} = \text{マッチジェットの数} / \text{真ジェットの数} \quad (3.2)$$

$$\text{purity} = \text{マッチジェットの数} / \text{再構成ジェットの数} \quad (3.3)$$

図 2.4 の一番最後のステップの自分の再構成ジェットの  $p_T$  の下限値を下げれば下げるほど  $p_T$  の小さなジェットも拾うため efficiency は上がるが、purity は下がる。反対にカットをきつくすると efficiency は下がるが purity は上がる。efficiency と purity の両方が高ければ高いほど優秀なジェット再構成方法であると言える。以上で述べてきたセットアップ、つまりバックグラウンドのカットの  $\eta$  幅が 0.6、最終的なジェットの  $p_T$  下限値が 20 GeV/c の際の 33905 イベント分の真ジェットの総数は 57535、自分の再構成ジェットの総数は 44292、マッチジェットの総数は 23919 であった。この結果より efficiency は 0.54003、purity は 0.4157 である。これらの値をより良くする方法を考えていくことが本研究の目的である。

現在の最終的なジェットの閾値は 20 GeV/c であるが、5 GeV/c、10 GeV/c、15 GeV/c でも efficiency と purity の確認をする。

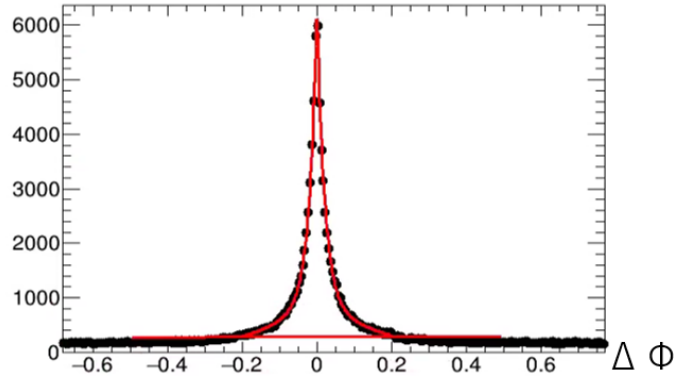


図 3.18: ジェットの  $p_T$  の下限値が 5 GeV/c のときの  $\phi$  の fit

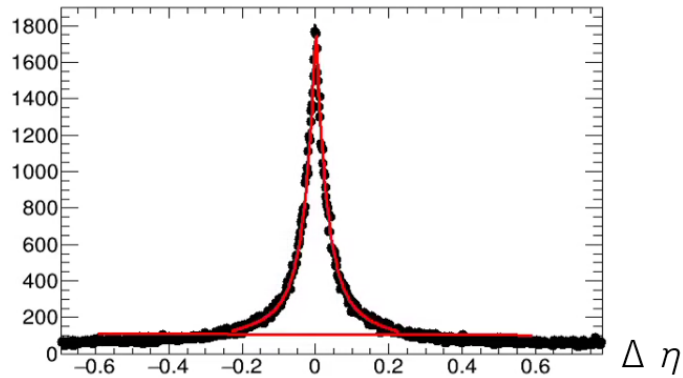


図 3.19: ジェットの  $p_T$  の下限値が 5 GeV/c の時の  $\eta$  の fit

図 3.18、3.19 は最終的なジェットの  $p_T$  の下限値を 5 GeV/c にした時の  $\phi$ 、 $\eta$  の差分分布を fit したグラフを表している。図 3.18 は  $\Delta\phi$  の bin 幅 0.005 で fit し、赤線の指数関数部分は  $x$ - $y$  平面で考えると  $-0.2 < y = e^{6.977+6.481x} + e^{8.579+51.092x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{6.935 - 6.02807x} + e^{8.586 - 49.7408x} < 0.2$ 、指数関数の下部のバックグラウンドは  $-0.5$  から  $0.5$  の範囲で fit し、その関数は  $y = 278.658$  である。 $-0.2 < x < 0.2$  で積分した値は 339.738 でその 97% の 329.545 を満たす  $cut\phi$  は 0.141 rad である。図 3.19 は  $\Delta\eta$  幅 0.001 で fit し、fit 関数は指数関数部分は  $-0.23 < y = e^{5.795+4.265x} + e^{7.274+32.357x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{5.830 - 4.562x} + e^{7.288 - 32.891x} < 0.23$  で、指数関数の下部のバックグラウンドは  $-0.6 < y = 106.793 < 0.6$  である。 $-0.23 < x < 0.23$  で積分した値の 97% を満たす  $cut\eta$  は 0.169 である。この  $cut\phi$ 、 $cut\eta$  を用いて式 3.1 を満たすジェットをマッチジェットとすると、真ジェットの総数は 84557、再構成ジェットの総数は 190890、マッチジェットの総数は 63636 であった。よって efficiency は  $0.753 \pm 0.002$ 、purity は  $0.333 \pm 0.003$  である。ジェットの  $p_T$  の下限値が 20 GeV/c の時に比べると efficiency は上がり、purity が下がっていることが分かる。同様にしてジェットの  $p_T$  の下限値が 10 GeV/c、15 GeV/c の際の efficiency と purity を求め、以下の表にまとめる。

ジェットの $p_T$ の下限値	5 GeV/c	10 GeV/c	15 GeV/c	20 GeV/c
真ジェットの数	84557	69352	63075	57535
再構成ジェットの数	190890	86583	62208	44292
マッチジェットの数	63636	44501	35228	23919
efficiency	$0.753 \pm 0.002$	$0.615 \pm 0.003$	$0.559 \pm 0.003$	$0.426 \pm 0.003$
purity	$0.333 \pm 0.003$	$0.5140 \pm 0.003$	$0.566 \pm 0.003$	$0.540 \pm 0.003$

表 3.1: ジェットの  $p_T$  の下限値による efficiency と purity

表 3.1 よりジェットの  $p_T$  の下限値が高くなれば高くなるほど efficiency は低くなるが、purity は高くなる傾向が確かめられた。下限値が 20 GeV/c の際は逆に purity は下がってしまった。これは purity の限界を表している。この結果より現状の解析方法ではジェットの  $p_T$  の下限値は 15 GeV/c が最適だと考える。この purity の限界の原因はバックグラウンドが大きいイベントでは再構成が正しくできていないからだと考える。

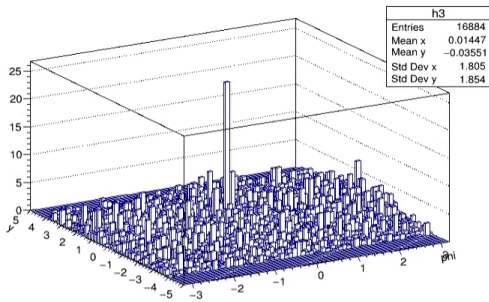


図 3.20: バックグラウンドが大きいイベントの全粒子の  $\eta - \phi - p_T$  分布

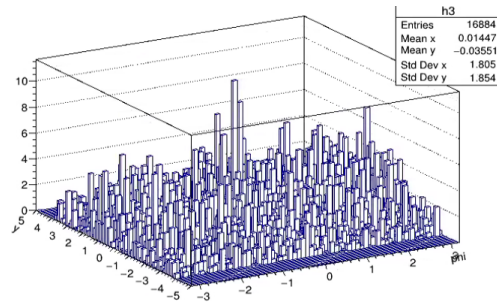


図 3.21: バックグラウンドが大きいイベントの全粒子の  $\eta - \phi - p_T$  分布の拡大したグラフ

図 3.20 はバックグラウンドが大きいイベントの全粒子の  $\eta - \phi - p_T$  分布を表しており、図 3.21 は図 3.20 を拡大し、バックグラウンド部分に注目したグラフを表している。どちらも  $\eta - \phi$  平面に  $p_T$  で重みを付けたグラフである。また、図 3.22 はこのイベントの二回目のシードジェットを表しており、図 3.23 は最終的な再構成ジェットを表している。図 3.21 のようにバックグラウンドが大きいイベントの場合は 1 回目のバックグラウンドの差し引きを行った後でも図 3.22 のように 2 回目のシードジェットの条件である  $E_T > 20$  GeV を満たすジェットが多数存在してしまう。シードジェットとはジェットのコアな部分を決定し、その周辺の粒子を取り除くことで本物のジェットをバックグラウンドから切り離す目的で定義している。しかし、バックグラウンドが大きいイベントではジェットではないバックグラウンドが誤ってジェットのコアな部分としてシードジェットと定義されているため図 3.23 のように偽物のジェットが多数再構成されてしまう。 $p_T$  が 20 GeV/c 以下

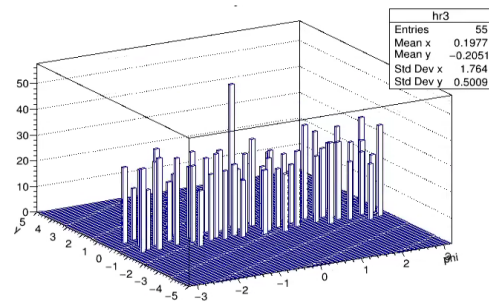
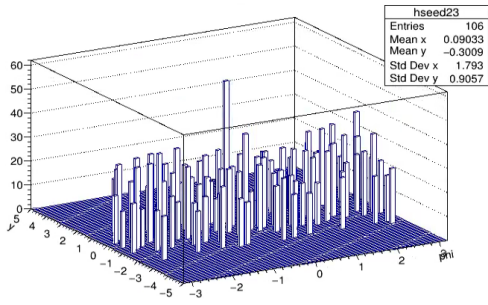


図 3.22: バックグラウンドが大きいイベントの 2 回目シードジェットの  $\eta - \phi - p_T$  分布

図 3.23: バックグラウンドが大きいイベントの再構成ジェットの  $\eta - \phi - p_T$  分布

の  $\eta - \phi$  空間では真ジェットと一致する正しく再構成された再構成ジェットは全てカットされ、偽物のジェットの割合が高くなってしまふことから purity が小さくなってしまったと考えられる。また、図 3.14 より真ジェットと再構成ジェットの  $p_T$  の差分分布のピークが  $-4.386$  で自分の再構成ジェットが真ジェットに比べて  $p_T$  が小さいことが分かる。つまり、 $\eta, \phi$  が一致していても  $p_T$  に差があることを示している。これを解決するには 2 回目のシードジェットが多数定義されてしまった時の新しいバックグラウンドの差し引く方法を考える、または  $p_T$  の差分分布のピークを考慮して再構成ジェットの  $p_T$  を補正することで改善する可能性がある。

次にバックグラウンドの減算を行う際の  $\eta$  幅を図 3.7、3.1 より決定したが本当に  $\eta$  幅が 0.1 より 0.6 の方が適切か判断するために、同様に  $\eta$  幅 0.1 でも最終的なジェットの下限値を 5 GeV/c, 10 GeV/c, 15 GeV/c, 20 GeV/c としたときの purity と efficiency を求める。

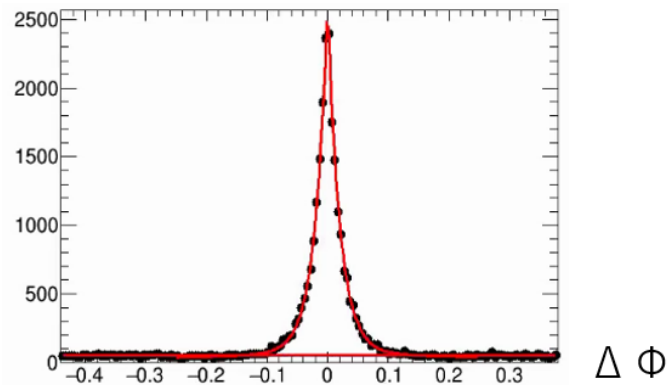


図 3.24: ジェットの  $p_T$  の下限値が 15 GeV/c の時の  $\phi$  の fit



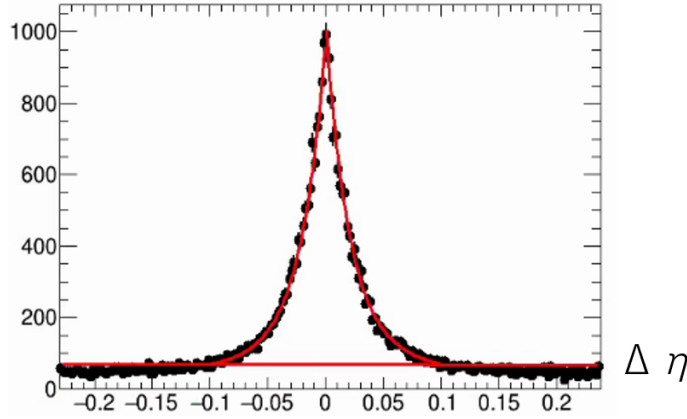


図 3.25: ジェットの  $p_T$  の下限値が 15 GeV/c の時の  $\eta$  の fit

図 3.24 は  $\eta$  幅 0.1、再構成ジェット、真ジェットの  $p_T$  の下限値を 15 GeV/c としたときの真ジェットと再構成ジェットの  $\phi$  の差分分布を fit したグラフである。赤線の指数関数部分は x-y 平面で考えると  $-0.14 < y = e^{4.348+3.056x} + e^{7.852+49.335x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{7.834 - 49.024x} + e^{4.321 - 2.602x} < 0.14$ 、指数関数の下部のバックグラウンドは -0.5 から 0.5 の範囲で fit し、その関数は  $y = 55.077$  である。 $-0.14 < x < 0.14$  で積分した値は 53.058 でその 97% の 52.058 を満たす  $cut\phi$  は 0.073 rad である。図 3.25 は図 3.24 と同条件での真ジェットと再構成ジェットの  $\eta$  の差分分布を fit したグラフである。赤線の指数関数部分は x-y 平面で考えると  $-0.102 < y = e^{6.796+45.409x} + e^{4.432+3.516x} < 0.0$ 、 $0.0 < y = e^{4.882 - 7.374x} + e^{6.797 - 50.063x} < 0.102$ 、指数関数の下部のバックグラウンドは -0.5 から 0.5 の範囲で fit し、その関数は  $y = 67.484$  である。 $-0.102 < x < 0.102$  で積分した値は 40.171 でその 97% の 38.966 を満たす  $cut\phi$  は 0.068 rad である。この  $cut\phi$ ,  $cut\eta$  を用いて式 3.1 を満たすジェットをマッチジェットとすると、真ジェットの総数は 63075、再構成ジェットの総数は 52315、マッチジェットの総数は 19100 であった。よって efficiency は  $0.303 \pm 0.002$ 、purity は  $0.365 \pm 0.003$  である。 $\eta$  幅が 0.6、ジェットの  $p_T$  の下限値が 15 GeV/c の時の  $\phi$  の差分分布の fit 時の指数関数の下部のバックグラウンド部分は  $y=44.067$ 、 $\eta$  の差分分布の fit 時のバックグラウンド部分は  $y=18.375$  であるのに対し、 $\eta$  幅が 0.1、ジェットの  $p_T$  の下限値が 15 GeV/c の時の  $\phi$  の差分分布の fit 時の指数関数の下部のバックグラウンド部分は  $y=55.077$ 、 $\eta$  の差分分布の fit 時のバックグラウンド部分は  $y=67.484$  であり、 $\eta$  幅が 0.6 の方が fit 時の直線のバックグラウンドが小さいことから  $\eta$  幅 0.6 の方が適切であることが分かる。 $\eta$  幅 0.1 でジェットの  $p_T$  の下限値を変えた際の purity と efficiency の結果を以下の表にまとめる。

表 3.1 と表 3.2 をグラフにしたものが図 3.26、図 3.27 である。

ジェットの $p_T$ の下限値	5GeV/c	10GeV/c	15GeV/c	20GeV/c
真ジェットの数	84557	69352	63075	57535
再構成ジェットの数	135336	72605	52315	36883
マッチジェットの数	33793	22079	19100	15374
efficiency	$0.400 \pm 0.003$	$0.318 \pm 0.003$	$0.303 \pm 0.002$	$0.267 \pm 0.002$
purity	$0.260 \pm 0.002$	$0.304 \pm 0.002$	$0.365 \pm 0.003$	$0.416 \pm 0.003$

表 3.2:  $\eta$  幅が 0.1 の時のジェットの  $p_T$  の下限値による efficiency と purity

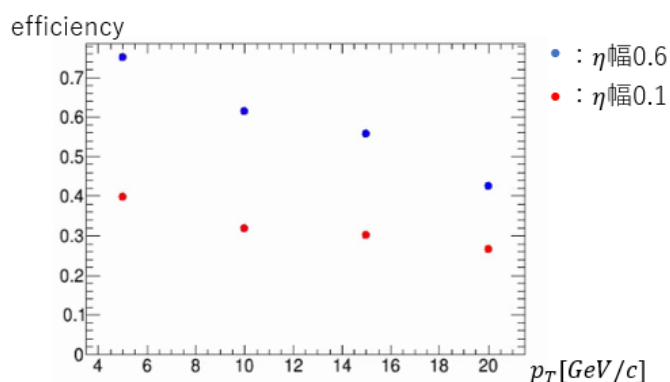


図 3.26:  $\eta$  幅が 0.1, 0.6 の際のジェットの下限値の  $p_T$  に対する efficiency

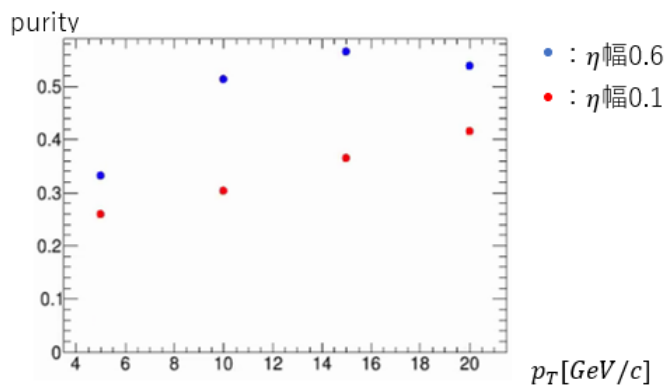


図 3.27:  $\eta$  幅が 0.1, 0.6 の際のジェットの下限値の  $p_T$  に対する purity

図 3.26、図 3.27 は横軸をジェットの  $p_T$  の下限値、縦軸がそれぞれ efficiency と purity のグラフで青がバックグラウンドの差し引きの  $\eta$  幅を 0.6、赤が 0.1 の時の値を表している。表 3.1 と表 3.2、図 3.26 と図 3.27 を比べるとジェットの  $p_T$  の下限値をどの値にしても purity と efficiency の値は  $\eta$  幅が 0.6 の時の方が高く、 $\eta$  幅は 0.6 の方が適していることが分かった。

## 第4章 まとめ

本研究ではミニマムバイアスの HIJING で生成されたイベントに 30 GeV の Pythia で生成されたイベントのジェットを埋め込んだシミュレーションデータを用いてジェットを再構成する方法を開発した。ジェット以外のバックグラウンドのカットはバックグラウンドの平均横運動  $\langle p_T \rangle$  を差し引くことで行う。擬ラピディティ  $\eta$  と運動量は密接な関係にあるため、バックグラウンドの差し引きは  $\eta$  毎に行う。まずはバックグラウンドを適切に差し引くために、バックグラウンドを差し引く  $\eta$  幅の決定を行った。バックグラウンドの  $\eta$  毎の平均横運動量  $\langle p_T \rangle$  分布より  $\eta$  幅が 0.6 が適切であることが分かった。よってバックグラウンドの差し引きは  $\eta$  幅 0.6 毎にバックグラウンドの  $\langle p_T \rangle$  を求め、全粒子から  $\eta$  毎にその  $\langle p_T \rangle$  を差し引く。次にジェット再構成方法の評価をするために efficiency と purity を求めた。その値はジェットの  $p_T$  の下限値を 15 GeV/c とした際は efficiency は  $0.559 \pm 0.003$ 、purity は  $0.566 \pm 0.003$  であった。この値を求めるために再構成ジェットと真ジェットの  $\eta, \phi$  の差分分布を fit することで正しく再構成できたジェットを定義したが、その分布はガウス関数ではなく指数関数であることが新たに分かった。この時、最終的なジェットの  $p_T$  の下限値を 5 GeV/c, 10 GeV/c, 15 GeV/c, 20 GeV/c とした際の efficiency と purity をバックグラウンドの差し引きの  $\eta$  幅を 0.6, 0.1 とした際のそれぞれで求めている。その結果は  $\eta$  幅が 0.1 よりも 0.6 の方が efficiency、purity 共に高く、バックグラウンドの差し引きの  $\eta$  幅は 0.6 の方が適切であることが確かめられた。また、ジェットの  $p_T$  の下限値が上がれば上がるほど efficiency は下がり、purity が上がる結果となった。しかし、下限値が 20 GeV/c の時は purity が下がってしまった。これは 15 GeV/c が purity の限界だと考えられ、現状の解析方法ではジェットの  $p_T$  の下限値は 15 GeV/c が最適であることを示している。この原因はジェットの  $p_T$  が 20 GeV/c 以上の偽ジェットが多いからだと考える。バックグラウンドが大きいイベントはシードジェットを多数生成してしまい、その結果偽ジェットを多く再構成してしまう。この問題を解決するためには2回目のシードジェットが多数再構成された時の新しい解析方法を考える必要がある。また、 $p_T$  の差分分布より自分の再構成ジェットより真ジェットの方が  $p_T$  が高いことが分かる。そのため  $p_T$  の差分分布のピークの位置から再構成ジェットの  $p_T$  の補正をする必要がある。新しい解析方法を考え、再構成ジェットの  $p_T$  の補正をすることでジェットの再構成の精度を更に上げ、その方法を用いて検出器の効果を含めたシミュレーションで同様のことをすることを今後の課題にしたい。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にお世話になりました。特に指導教員の下村先生には3年もの長い間ご指導いただき大変感謝しております。日頃から些細な疑問にも懇切丁寧にご対応いただき大変助かりました。長期の出張が多い中、先生から声をかけてくださり出張中であっても zoom ミーティングなどで頻繁にお話させていただくことで常に安心して研究を進めることができました。本当にありがとうございました。

また、下村先生と共に指導してくださった蜂谷先生には物理学だけではなくプログラミングでも大変お世話になり、隔週の重イオンミーティングでは沢山のコメントを頂き、蜂谷先生と下村先生のおかげで修士論文を書き上げることができました。ありがとうございます。

そして延與さん、秋葉さん、中川さん、糠塚さんにはBNL、台湾の国立中央大学に出張に行った際には大変お世話になりました。研究に関するアドバイスだけでなく、日常生活でも沢山助けていただきました。立教大学の学生の方も出張先での休日や食事、飲み会の際には楽しく会話やゲームをしていただきありがとうございました。

また、宮林先生、住澤先生にも研究室ミーティングで自分にはない視点からのコメントを多数いただき、より理解を深めることができました。

そして同期の今井さん、杉山さん、田頭さん、波多さんには三年もの間なんでも話を聞いてくれたり、毎日お昼ご飯を食べるなど精神的にも大きく支えていただき、おかげで楽しく研究室生活を送ることができました。本当にありがとうございました。

研究室の後輩の皆さんにも沢山話を聞いていただいたり、毎日の研究室生活で元気をもらっていました。ありがとうございます。

最後になりますが、私を支えてくださった全ての方に感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] 「Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions」 submitted on 3 Nov 2015 (v1), last revised 10 Nov 2015 (this version, v2)
- [2] M. Gyulassy and L. McLerran, 「New forms of QCD matter discovered at RHIC」 Nucl. Phys. A 750, 30 (2005).
- [3] FastJet <https://fastjet.fr/>
- [4] Ryan Atkin, 「Review of jet reconstruction algorithms」 Published under licence by IOP Publishing Ltd Journal of Physics: Conference Series, Volume 645, High Energy Particle Physics Workshop (HEPPW2015) 11–13 February 2015, Johannesburg, South Africa
- [5] J. A. Hanks, A. M. Sickles, B. A. Cole, A. Franz, M. P. McCumber, D. P. Morrison, J. L. Nagle, C. H. Pinkenburg, B. Sahlmueller, P. Steinberg, M. von Steinkirch, and M. Stone 「Method for separating jets and the underlying event in heavy ion collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider」 Phys. Rev. C 86, 024908 – Published 10 August 2012
- [6] JETTING THROUGH A DROPLET OF MATTER FROM THE EARLY UNIVERSE <https://cms.cern/news/jetting-through-droplet-matter-early-universe>
- [7] About HIJING [https://www.star.bnl.gov/public/comp/simu/evgen/hij\\_intro.html](https://www.star.bnl.gov/public/comp/simu/evgen/hij_intro.html)
- [8] PYTHIA8.3 <https://pythia.org/>
- [9] 秋葉康之 「クォーク・グルーオン・プラズマの物理実験室で再現する宇宙の始まり」 共立出版. 2014
- [10] 並本ゆみか 「宇宙線を用いた sPHENIX 実験-中間飛跡検出器 INTT 用シリコンセンサーの検出効率測定」 2023
- [11] 森田美羽 「RHIC-sPHENIX 実験のための INTT 検出器のデータ読み出し性能の評価」 2022

- [12] 鈴木彩香 「RHIC-sPHENIX 実験における INTT 検出器の性能評価のための  
ビームテスト実験のデータ解析」 2020