

2017 年度 修士学位論文

ALICE 実験高度化に向けた  
前方領域における  
 $\pi^0$  中間子の方位角相関の測定方法の開発

奈良女子大学大学院人間文化研究科  
博士前期課程物理学専攻  
学籍番号 16810098

坂本 朋子

2018 年 2 月

# 概要

A Large Ion Collider Experiment(ALICE) は、欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いて光速に限りなく近い速度まで加速された重い原子核を衝突させビックバン直後の宇宙初期に存在していたとされる物質クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の物性を作り出し、その物性を探索する実験である。これまでの実験において QGP の証拠と思われる様々な発見がされているが、その検証において前提となる原子核の衝突前の構造に関してはまだわかっていないことも多く、これを調べることは QGP の性質を解明する上で非常に重要である。

衝突初期のハドロン内のパートン構造を説明する理論の 1 つとしてカラーガラス凝縮 (CGC) がある。CGC とは、核子のエネルギーが高くなることによって核子内のグルーオンの密度が高くなり、あるエネルギーで飽和状態になる現象である。これは Bjorken- $x$ (以下、 $x$ ) が小さな領域で支配的になる現象で、CGC を仮定すると陽子-陽子衝突に比べて陽子-原子核衝突で粒子の収量が抑制されること及びジェット対の放出角が方位角上で正反対でなくなることが予測されている。先行研究である RHIC-PHENIX 実験では  $\pi^0$  中間子 (以下、 $\pi^0$ ) 同士の方角相関を測定し、収量の抑制が報告されている。しかし、ジェット対の放出角に関する CGC の効果を確認される結果は得られなかった。CGC を決定づける確実な実験的証拠は未だ確認されておらず、より小さな  $x$  の領域での測定が求められる。

そこで ALICE 実験では 2023 年に先行研究よりもラピディティの大きい領域 ( $3.3 < \eta < 5.3$ ) に Forward Calorimeter(FoCal) 検出器を新たに導入する計画が進められている。これはより  $x$  の小さな領域にアクセスし  $\pi^0$  の方位角相関や直接光子を測定することで CGC の実験的な検証を目的としている。さらに LHC は RHIC よりも高い重心系衝突エネルギーでの実験が可能のため、より  $x$  の小さい領域を見ることができると見込まれている。FoCal は電磁カロリメータ (FoCal-E) とハドロンカロリメータ (FoCal-H) でできている。本研究では、この FoCal-E を用いた重心エネルギー 14 TeV の陽子-陽子衝突での  $\pi^0 - \pi^0$  方位角相関測定のための解析手法をシミュレーションによって開発した。FoCal-E はタンングステン (W) とシリコン (Si) 半導体からなるサンプリング型の電磁カロリメータである。

まず FoCal-E で測定した光子をもとに  $\pi^0$  を再構成し、 $\pi^0$  由来ではない光子ペアから再構成した  $\pi^0$ (combinatorial background:CBG) の割合を差し引くことで  $\pi^0$  の収量を測定できた。ジェネレータでの生成粒子の情報から真の  $\pi^0$  の生成量と比較することで、FoCal-E の  $5 < p_T < 15$  GeV/c での  $\pi^0$  の検出効率が約 84% であることがわかった。また、再構成した  $\pi^0$ (CBG を含む) を用いて  $\pi^0$ - $\pi^0$  の方位角相関を測定した。FoCal-E を用いた測定では、再構成した  $\pi^0$  のうちの真の  $\pi^0$  と CBG を区別することはできないため、CBG を含んだ  $\pi^0$ - $\pi^0$  の方位角相関を測定した後で CBG の寄与を差し引く方法を開発した。これにより CBG の寄与を約  $99.2 \pm 0.4\%$  の精度で見積もることができ、 $97.9 \pm 0.3\%$  の精度で真の分布を再現することができた。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	標準モデル	1
1.1.1	物質の最小単位	1
1.1.2	量子色力学	2
1.2	高エネルギー重イオン衝突実験	3
1.2.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	3
1.2.2	重イオン衝突の時空発展	4
1.2.3	基本的な物理量	5
1.3	衝突初期の物理	7
1.3.1	パートン分布関数	7
1.3.2	カラーグラス凝縮 (CGC)	8
1.3.3	$\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 重水素-金原子核衝突での $\pi^0 - \pi^0$ 方位角相関の抑制	10
第 2 章	ALICE-FoCal	12
2.1	LHC-ALICE 実験	12
2.2	電磁カロリメータ	13
2.2.1	カロリメータ	13
2.2.2	物質と荷電粒子の相互作用	14
2.2.3	物質と光子の相互作用	16
2.2.4	電磁カロリメータ	17
2.3	Forward Calorimeter(FoCal)	19
2.3.1	プロジェクトの概要	19
2.3.2	FoCal-E 検出器	20
2.4	研究の目的	22
第 3 章	物理シミュレーション	23
3.1	シミュレーションツール	23
3.1.1	PYTHIA ジェネレータ	23
3.1.2	GEANT3	23
3.2	セットアップ	24
3.2.1	本研究で使用する $\pi^0$ 中間子の分類	25
第 4 章	解析方法	27
4.1	$\pi^0$ 中間子の測定	27

4.1.1	光子の選定 . . . . .	27
4.1.2	$\pi^0$ 中間子の再構成 . . . . .	28
4.1.3	$\pi^0$ 中間子の検出効率 . . . . .	32
4.1.4	$\pi^0$ 中間子の角度分解能 . . . . .	32
4.2	二粒子相関法 . . . . .	34
4.3	方位角相関のバックグラウンド . . . . .	35
4.3.1	バックグラウンドの見積もり方法 . . . . .	35
4.3.2	バックグラウンドの評価 . . . . .	38
第 5 章	結果・考察 . . . . .	41
5.1	方位角相関のシグナル抽出 . . . . .	41
5.2	検出効率による補正 . . . . .	42
5.3	角度分解能による補正 . . . . .	45
5.4	cluster $\pi^0$ 内の真の $\pi^0$ . . . . .	45
5.4.1	true $\pi^0$ と cluster $\pi^0$ の対応 . . . . .	45
5.4.2	cluster $\pi^0$ の純度 . . . . .	48
5.5	$N_{BG}$ と $N'_{BG}$ の比較 . . . . .	49
第 6 章	まとめと今後 . . . . .	51
付録 A	p-p 衝突シミュレーションでの $\pi^0$ の再構成 . . . . .	53
付録 B	associate $\pi^0(2 \leq p_T \leq 5 \text{ GeV}/c)$ の場合の方位角相関 . . . . .	54
B.1	バックグラウンドの見積もり . . . . .	54
B.2	バックグラウンドの評価 . . . . .	56
B.3	シグナル抽出 . . . . .	58
B.4	検出効率による補正 . . . . .	59
参考文献	. . . . .	61

# 目次

1.1.1	素粒子の標準モデル	1
1.1.2	クォークの色荷	2
1.1.3	強い相互作用の結合定数 $\alpha_s$ の $Q$ 依存性 [1]	2
1.2.1	QCD 相図	3
1.2.2	ビッグバン直後の宇宙の発展図 [4]	4
1.2.3	重イオン衝突の時空発展 [5]	5
1.2.4	方位角 $\phi$ の概念	5
1.2.5	擬ラピディティ $\eta$ と仰角 $\theta$ の関係	7
1.3.1	陽子内のパートン分布関数 [6]	8
1.3.2	陽子内のグルーオン密度	9
1.3.3	衝突前の陽子内のクォークの運動量の模式図	10
1.3.4	PHENIX 実験 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ での重水素-金原子核衝突における陽子-陽子衝突での $\pi^0 - \pi^0$ 方位角相関 [8]	11
1.3.5	PHENIX 実験 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ での重水素-金原子核衝突における陽子-陽子衝突での $\pi^0$ 中間子ペアの収量比 [8]	11
2.1.1	LHC 加速器 [7]	12
2.1.2	ALICE 検出器 [7]	13
2.2.1	物質ごとの電離損失と $\beta\gamma$ の関係性	15
2.2.2	対生成のファインマンダイアグラム	16
2.2.3	コンプトン散乱のファインマンダイアグラム	16
2.2.4	光電効果の概念図	17
2.2.5	電磁シャワーの発展	18
2.3.1	ALICE への FoCal のインストール予定位置	19
2.3.2	RHIC と LHC での測定可能な $x$ の領域の比較	20
2.3.3	LHC 加速器のタイムスケジュール	20
2.3.4	シミュレーションで測定したエネルギー分解能 [12]	21
2.3.5	Straw-man design[12]。検出層の Si センサーである LGL(赤) と HGL(緑) の前に吸収層のタングステン (青) が組み込まれる。	22
3.2.1	奥行き方向の FoCal のサイズ	24
3.2.2	FoCal の粒子入射面のサイズ	25
3.2.3	粒子の検出領域 ( $3.5 < \eta < 5.0$ )	25
3.2.4	本研究で用いる $\pi^0$ の分類	26

4.1.1	FoCal で検出されたクラスタ	27
4.1.2	FoCal で検出されたクラスタの $p_T$ 分布	28
4.1.3	FoCal で検出されたクラスタのエネルギー分布	28
4.1.4	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊の様子	29
4.1.5	$p_T$ ごとの不変質量分布 ( $0 < p_T < 15$ [GeV/c])	30
4.1.6	ガウス関数でのフィットの $\mu$ の $p_T$ 依存性	31
4.1.7	$\pi^0$ ピーク範囲内における S/N の $p_T$ 依存性	31
4.1.8	$\pi^0$ の検出効率 $\varepsilon^{\pi^0}$ の $p_T$ 依存性	32
4.1.9	cluster $\pi^0$ と true $\pi^0$ の方位角度差	33
4.1.10	cluster $\pi^0$ と true $\pi^0$ の方位角度差 ( $-0.5 \leq \Delta\phi \leq 0.5$ )	33
4.2.1	2 ジェット生成イベントでの方位角計算方法	34
4.3.1	associate 粒子の質量範囲別の方位角相関	35
4.3.2	associate 粒子を $4 - 6\sigma$ の positive side または negative side から選んだ場合の方位角相関の比較	36
4.3.3	cluster $\pi^0$ , pythia $\pi^0$ , true $\pi^0$ における方位角相関分布	38
4.3.4	$f_{BG}^{\text{cluster}}$ と $f_{BG}^{\text{true}}$ の分布及び比 ( $f_{BG}^{\text{true}} / f_{BG}^{\text{cluster}}$ )	39
4.3.5	$f_{BG}^{\text{pythia}}$ 及び $f_{BG}^{\text{true}}$ と分布の比 ( $f_{BG}^{\text{true}} / f_{BG}^{\text{pythia}}$ )	40
5.1.1	cluster $\pi^0$ から求めた $f_{SS}$ と $f_{\text{true}}$ の分布及び分布の比	41
5.1.2	pythia $\pi^0$ から求めた $f_{SS}$ と $f_{\text{true}}$ の分布及び分布の比	42
5.2.1	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ 及び $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$ との比較	43
5.2.2	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ の分布の比	44
5.2.3	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ の分布の比	44
5.4.1	true $\pi^0$ の崩壊光子の入射位置と cluster $\pi^0$ の崩壊光子 (クラスタ) の距離 $\Delta r$	45
5.4.2	true $\pi^0$ の崩壊光子の FoCal への入射位置と cluster $\pi^0$ の重心位置の距離 $\Delta r$	46
5.4.3	true $\pi^0$ の $p_T$ とそれに対応する cluster $\pi^0$ の $\Delta p_T$ 分布	47
5.4.4	true $\pi^0$ の $p_T$ とそれに対応する cluster $\pi^0$ の $\Delta p_T$ 分布 ( $-2 < \Delta p_T < 2$ )	47
5.4.5	cluster $\pi^0$ の純度 $P^{\pi^0}$ の $p_T$ 依存性	48
5.5.1	$N_{BG}$ と $N'_{BG}$ の $p_T$ 依存性	49
5.5.2	$N'_{BG}/N_{BG}$ の $p_T$ 依存性	49
5.5.3	positive side と negative side を 1 ビンずつ広げた場合の $N_{BG}$ と $N'_{BG}$ の $p_T$ 依存性	50
5.5.4	positive side と negative side を 1 ビンずつ縮めた場合の $N'_{BG}/N_{BG}$ の $p_T$ 依存性	50
5.5.5	side band 調整後の $N_{BG}$ と $N'_{BG}$ の $p_T$ 依存性	50
5.5.6	side band 調整後の $N'_{BG}/N_{BG}$ の $p_T$ 依存性	50
A.0.1	$p_T$ ごとの不変質量分布 ( $0 < p_T < 15$ [GeV/c]) gaussian(Signal) + pol2(Background) での fitting	53
B.2.1	cluster $\pi^0$ , pythia $\pi^0$ , true $\pi^0$ における方位角相関分布	56
B.2.2	$f_{BG}^{\text{cluster}}$ と $f_{BG}^{\text{true}}$ の分布及び比 ( $f_{BG}^{\text{true}} / f_{BG}^{\text{cluster}}$ )	57
B.2.3	$f_{BG}^{\text{pythia}}$ 及び $f_{BG}^{\text{true}}$ と分布の比 ( $f_{BG}^{\text{true}} / f_{BG}^{\text{pythia}}$ )	57
B.3.1	cluster $\pi^0$ から求めた $f_{SS}$ と $f_{\text{true}}$ の分布及び分布の比	58
B.3.2	pythia $\pi^0$ から求めた $f_{SS}$ と $f_{\text{true}}$ の分布及び分布の比	59
B.4.1	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ 及び $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$ との比較	59

B.4.2	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{\text{SS}}(\text{cluster } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ の分布の比 . . . . .	60
B.4.3	$\pi^0$ 検出効率によって補正した $f_{\text{SS}}(\text{pythia } \pi^0)$ と $f_{\text{true}}$ の分布の比 . . . . .	60

# 表目次

4.3.1	cluster $\pi^0$ , pythia $\pi^0$ , true $\pi^0$ における各方位角相関分布の積分値 . . . . .	39
4.3.2	$f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$ と $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$ の分布の積分値 . . . . .	39
4.3.3	$f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$ と $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$ の分布の積分値 . . . . .	40
5.2.1	$f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$ と $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$ の分布の積分値 . . . . .	43
B.2.1	cluster $\pi^0$ , pythia $\pi^0$ , true $\pi^0$ における各方位角相関分布の積分値 . . . . .	57



# 第1章

## 序論

ここでは主に高エネルギー原子核実験の概要と本研究に関する物理現象について述べる。

### 1.1 標準モデル

#### 1.1.1 物質の最小単位

我々の身の回りには原子でできており、原子は原子核と電子で構成されている。原子核は陽子や中性子(核子)の集合体であり、核子をより詳細に見るとクォークという物質を作る粒子(物質粒子)とグルーオンという相互作用を媒介する粒子(ゲージ粒子)が強い相互作用によって結びついている。これらのクォークやグルーオン、電子など、物質を構成する最小単位の物質を素粒子と呼ぶ。現在では素粒子の標準モデルが確立されており、これによって現在知られている全ての素粒子とその間の相互作用を矛盾なく説明されている。図 1.1.1 に示すように、標準モデルでは物質粒子としてクォークとレプトンがそれぞれ6種類ある。また、素粒子間の基本相互作用である電磁気力、強い相互作用、弱い相互作用をそれぞれ媒介するゲージ粒子が4種類ある。ヒッグス粒子は物質粒子や W・Z 粒子に質量を与える粒子である。

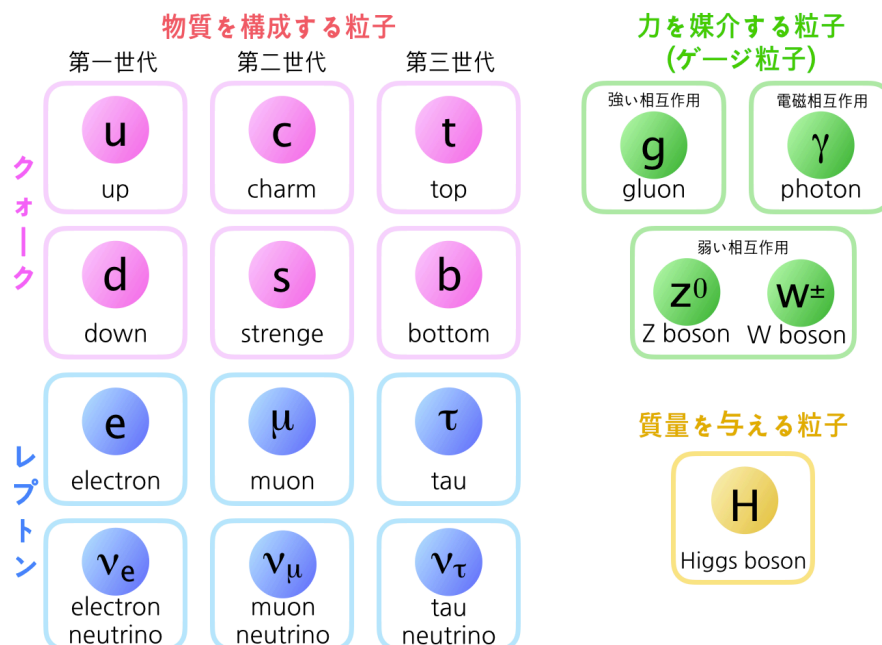


図 1.1.1 素粒子の標準モデル

## 1.1.2 量子色力学

標準モデルの一部として、強い相互作用を記述した基礎理論が量子色力学 (Quantum Chromo-Dynamics:QCD) である。これは電荷に基づく量子電磁力学 (Quantum Electro-Dynamics:QED) と同じ数学的枠組に従う、色荷の量子力学である。電荷を持つ電子などが電磁相互作用を起こすように、強い相互作用はクォークやグルーオンが持つ色荷の組み合わせによって引き起こされる。図 1.1.2 に示すように、クォークの色荷は光の 3 原色に対応させて  $(R,B,G)$  で記述され、クォークの反粒子である反クォークはそのクォークの色荷の補色となる色荷  $(\bar{R},\bar{B},\bar{G})$  を持つ。光が  $(R,B,G)$  の組み合わせで白色になるように、クォークと反クォークも色荷の組み合わせが白色となる中性な状態で安定する。このように、クォークとグルーオンが強い相互作用で結合した複合粒子をハドロンという。その中で、異なる色荷を持つクォークまたは反クォークを 3 つの組み合わせで構成される粒子をバリオンと呼び、例としては陽子や中性子が挙げられる。また、クォーク・反クォーク対からなる粒子をメソン (中間子) と呼び、例としては  $\pi^0$  中間子 (以下、*piz*) が挙げられる。

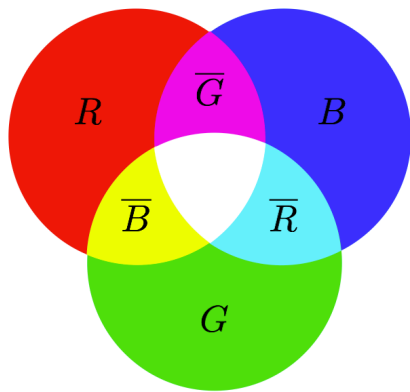


図 1.1.2 クォークの色荷

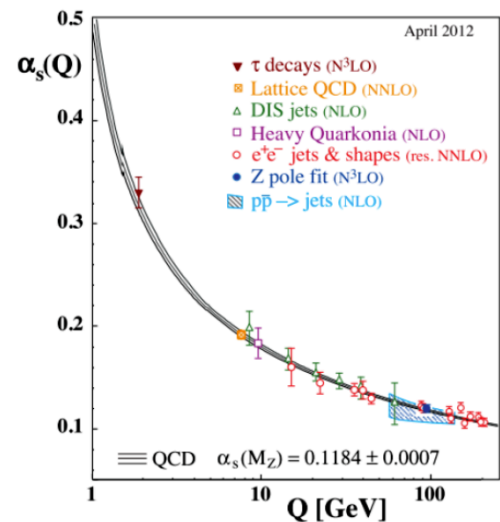


図 1.1.3 強い相互作用の結合定数  $\alpha_s$  の  $Q$  依存性 [1]

強い相互作用を特徴付ける性質として、漸近的自由性とクォークの閉じ込めというものがある。図 1.1.3 の横軸は、ビーム同士が衝突したときにビーム軸から垂直方向にどれだけ運動量に変化したのかを表す量 (運動量移行: $Q$ ) である。縦軸は QCD の摂動法によって計算された結合定数  $\alpha_s$  である。この図から、運動量移行が大きな反応では  $\alpha_s$  が小さくなるのがわかる。つまりこのような反応では相互作用が弱くなり、クォークやグルーオンはほとんど自由粒子のような振る舞いをするを意味する。これを漸近的自由性という。また、クォークとグルーオンを結びつける強い相互作用は、QCD により近似的に以下の式で記述される [3]。

$$V(r) = V_0 - \frac{\alpha_s}{r} + \sigma_0 r \quad (1.1)$$

クォーク・反クォーク間にはたらくポテンシャルが近距離の場合は距離  $r$  に反比例し、長距離の場合は距離  $r$  に比例することがわかる。つまり強い相互作用は長距離では非常に強くなり、その結果クォークやグルーオンはハドロン内に閉じ込められてしまう。これをクォークの閉じ込めという。

## 1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

### 1.2.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

現在の宇宙では、QCD で記述されるようにクォークやグルーオンはハドロン内に閉じ込められており、単体で取り出すことはできない。しかし、超高温・超高密度の条件下になるとクォークやグルーオンは閉じ込めから解放され自由に運動するプラズマ状態に相転移することが予測されている。この物質をクォーク・グルーオン・プラズマ (Quark-Gluon Plasma:QGP) という。図 1.2.1 に QCD の相図を示す。格子 QCD による理論計算によると、QGP 相への相転移に必要な臨界温度は  $T_c \sim 155$  MeV、臨界エネルギー密度は  $\varepsilon_c \sim 1$  GeV/fm である [3]。

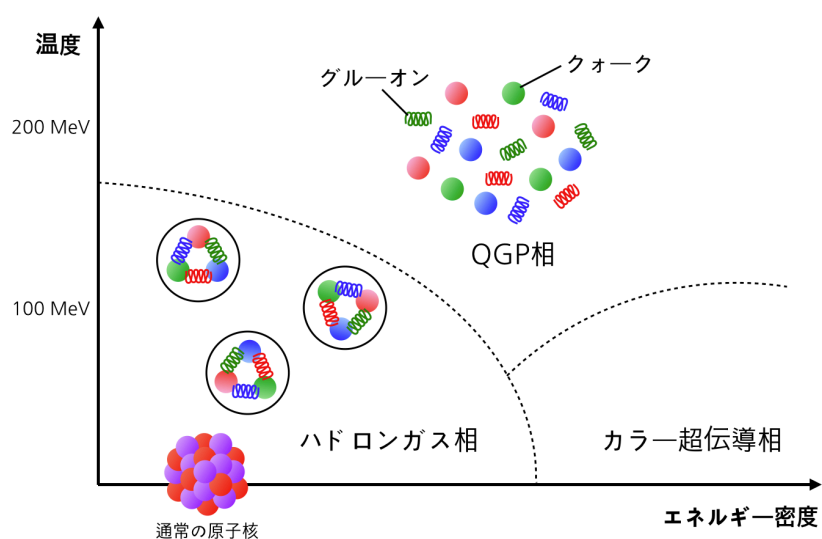


図 1.2.1 QCD 相図

また、図 1.2.2 に示されているように QGP はビッグバンから数十  $\mu$  秒後に存在していたと考えられており、QGP の解明は初期宇宙における物質創生や宇宙発展の解明に繋がる重要な役割を担っている。

QGP を実験的に作り出すために、スイスにある欧州原子核機構 (CERN) やアメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) では、加速器を用いて重い原子核同士を光速に近い速度で正面衝突させる、重イオン衝突実験が行なわれている。これにより、短時間だけ微小空間が高温状態になり QGP を生成することができる。

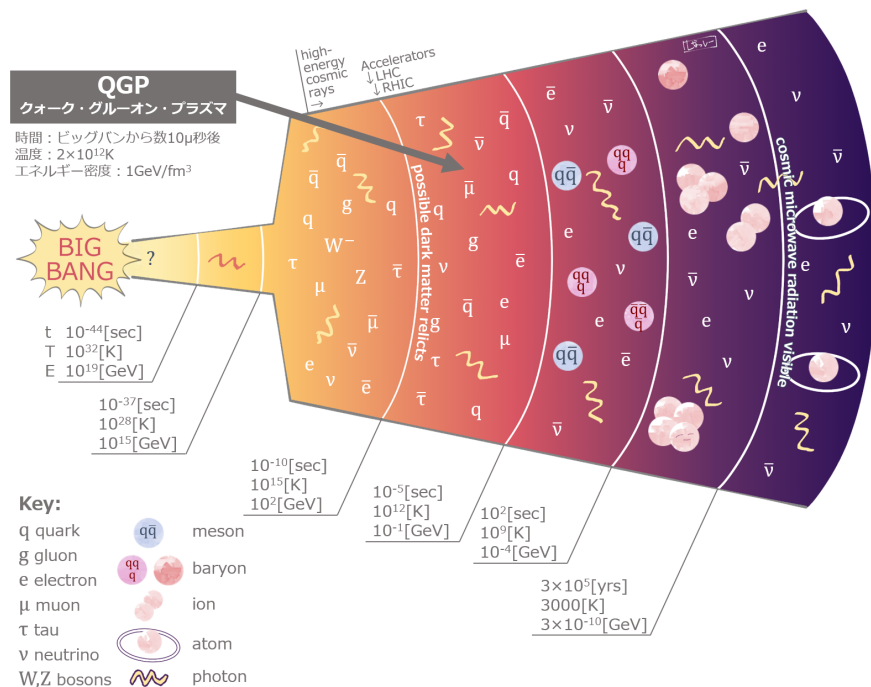


図 1.2.2 ビッグバン直後の宇宙の発展図 [4]

## 1.2.2 重イオン衝突の時空発展

光速に近い速度まで加速された原子核が衝突を起こした時刻を  $t = 0$  sec とした場合、図 1.2.3 のようなミンコフスキー空間上で時空発展が起こる。 $\tau^0 \leq 1$  fm/c としたとき、時間  $t$  が  $0 < t < \tau^0$  では反応領域に放出されたエネルギーによって高密度のクォークやグルーオン (パートン) が生成され、パートン同士の多重散乱が起こる。この散乱を繰り返すうちに  $t = \tau^0$  でボルツマン分布に従う局所熱平衡に達し QGP が生成される。その後、膨張により反応領域のエネルギー密度が下がるにつれ QGP の温度は低下していき、臨界温度  $T_c$  を下回るとハドロン相へと相転移する。相転移直後のハドロンガス内では非弾性衝突によるハドロンの生成・吸収が繰り返し起こり、ある一定時間後にはハドロンの数と種類が固定される。これを化学的凍結 (Chemical Freeze-Out) と呼ぶ。さらに膨張・冷却を繰り返し十分な低密度まで達すると、ハドロン間での相互作用も起こらなくなりハドロンの運動量分布が固定される。これを熱力学的凍結 (Thermal Freeze-Out) と呼ぶ。[3]

QGP 自体を直接観測することはできず、観測されるのは運動量が確定した後のハドロンや、電子、ミュー粒子などのレプトンである。これらの粒子は生成された QGP との相互作用による影響に加えて、衝突初期における核子内のパートン分布や量子揺らぎによる影響を含んでいると考えられる。したがって重イオン衝突における衝突の初期状態の理解は、より詳細な QGP 物性の理解につながる。

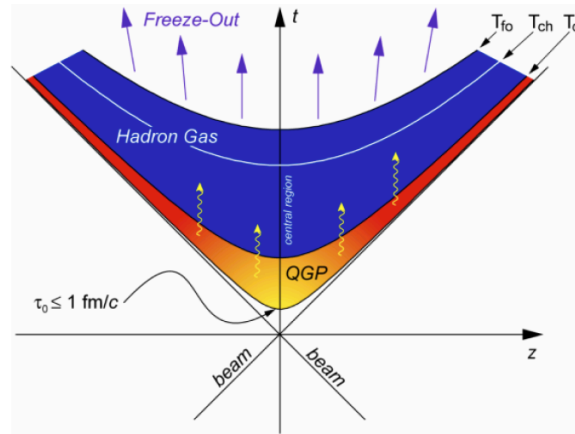


図 1.2.3 重イオン衝突の時空発展 [5]

### 1.2.3 基本的な物理量

重イオン衝突実験では、前述のようにほぼ光速の粒子を衝突させ、そこから発生する粒子群を測定する。このように生成された粒子や QGP 内のクォークやグルーオンは光速に近い速度で運動しており、これらの運動を扱うには特殊相対性理論を応用した相対論的運動学が必要である。ここでは、重イオン衝突実験を理解するために必要な相対論的運動学に基づく物理量である方位角、横運動量、不変質量、ラピディティー、擬ラピディティーについて説明する。

- 方位角

方位角  $\phi$  とは、ビーム軸である  $z$  軸に対して垂直な  $x-y$  平面上の角度のことである (図 (1.2.4))。  $x-y$  平面上の粒子の位置  $(x,y)$  を用いて  $\phi$  は

$$\phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (1.2)$$

と表される。この論文では単位は rad を用いて示す。

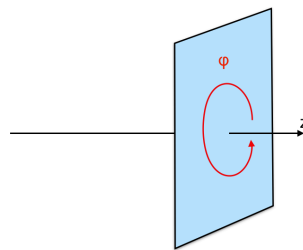


図 1.2.4 方位角  $\phi$  の概念

- 横運動量

$z$  軸に対して垂直な  $xy$  平面上の運動量  $p_T$  を横運動量といい、  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  と定義される。横運動量はローレンツ変換に対して不変な量でありビーム軸方向の運動量を含まないため、衝突によって発生

する運動量だけに焦点を当てることができる。そのため重イオン衝突実験では運動量の代わりとして用いられることが多い。

- 不変質量

光速  $c=1$  の自然単位系において、ある粒子の質量  $m$  とその粒子のエネルギー  $E$  及び運動量  $\mathbf{p}$  の関係は

$$m^2 = E^2 - |\mathbf{p}|^2 \quad (1.3)$$

と示される。同様に、 $n$  個の粒子に対してそれぞれのエネルギーを  $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ 、運動量を  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \dots, \mathbf{p}_n$  とすると、この粒子群全体がもつ質量  $M$  は

$$M^2 = (E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 + \dots + E_n^2) - (|\mathbf{p}_1|^2 + |\mathbf{p}_2|^2 + |\mathbf{p}_3|^2 + \dots + |\mathbf{p}_n|^2) \quad (1.4)$$

と計算できる。このように複数ある粒子の組全体をひとつの粒子とみなし、その質量を考えることができる。この質量  $M$  を不変質量という。不変質量は崩壊反応の過程で保存する量から決定されるので、ある粒子の崩壊後に生成される複数の粒子のエネルギー及び運動量を用いて式 (1.4) から計算した不変質量は崩壊前の粒子の質量に等しい。重イオン衝突実験で生成した粒子の多くは寿命が非常に小さいので、短時間で別の粒子に崩壊してしまう。そのため生成粒子を直接測定できず、検出器で測定できる粒子は崩壊後の粒子である。観測された粒子の組から不変質量を求めることでその親の粒子を決定することができる。例えば  $\pi^0$  の場合、ほとんどが瞬時に 2 つの光子に崩壊する。すなわち、 $\pi^0$  を直接観測することはできず、検出器で測定できるのは 2 つの光子である。この 2 つの光子のそれぞれのエネルギーを  $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ 、運動量を  $\mathbf{p}_{\gamma 1}, \mathbf{p}_{\gamma 2}$  とすると、不変質量  $M_{\gamma\gamma}$  は式 (1.4) を用いて、

$$\begin{aligned} M_{\gamma\gamma}^2 &= (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - |\mathbf{p}_{\gamma 1} + \mathbf{p}_{\gamma 2}|^2 \\ &= E_{\gamma 1}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} + E_{\gamma 2}^2 - (|\mathbf{p}_{\gamma 1}|^2 + 2\mathbf{p}_{\gamma 1}\mathbf{p}_{\gamma 2} + |\mathbf{p}_{\gamma 2}|^2) \\ &= m_{\gamma 1}^2 + m_{\gamma 2}^2 + 2(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} - \mathbf{p}_{\gamma 1}\mathbf{p}_{\gamma 2}) \end{aligned} \quad (1.5)$$

と計算できる。ここで  $m_{\gamma 1}$  及び  $m_{\gamma 2}$  は光子の質量であり、式 (1.3) を用いて求めた。光子の質量はゼロであるので、式 (1.5) は

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2(E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - \mathbf{p}_{\gamma 1}\mathbf{p}_{\gamma 2}) \quad (1.6)$$

となる。測定された複数の光子全ての組み合わせの中である 2 光子の組み合わせから求めた  $M_{\gamma\gamma}$  が  $\pi^0$  の質量である  $135 \text{ MeV}/c^2$  であれば、その光子の組み合わせは  $\pi^0$  から崩壊した 2 光子であるということがわかる。このように、不変質量を計算することで実際に検出器で観測できない粒子を再構成することができる。

- ラピディティー

高エネルギー重イオン衝突実験において、反応によって生成した粒子の運動を記述する上で便利な変数としてラピディティー  $y$  があり、

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left( \frac{E + p_z}{m_T} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right) \quad (1.7)$$

と定義される。 $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  は横質量と呼ばれ、横運動量  $p_T$  と同様に  $m_T$  もローレンツ不変な物理量である。この量は、 $z$  軸方向の速度  $\beta_z$  に対応するものであり、ラピディティー  $y$  が小さい時 ( $y \sim p_z/E$ ) に  $z$  軸方向の粒子速度  $\beta_z = v_z/c$  に等しくなる。つまり  $y$  は  $z$  軸方向の速度に対応し、ローレンツ変換を単純な加減算で記述できる。また、高エネルギー極限の場合、 $y$  はビーム軸に対する角度  $\theta$  に対応する量として表せる。

### ● 擬ラピディティー

ラピディティーに近い運動学変数として、擬ラピディティー  $\eta$  という量があり、

$$\eta = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{p} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.8)$$

と定義される。図 1.2.5 のように  $\theta = 90^\circ$  のとき  $\eta = 0$  となり、 $\theta$  が小さくなるほど  $\eta$  は大きくなる。 $\eta$  が小さい領域を中心領域、 $\eta$  が大きい領域を前方領域という。 $\eta$  はローレンツ不変であるため、 $\theta$  の代わりに  $z$  軸からの仰角を表す量として用いられる。 $\eta$  は粒子の運動量  $p$  が質量  $m$  に比べて十分大きい場合、 $E = \sqrt{p^2 + m^2} \sim p$  となるので  $E \approx p$  の近似が成り立つ。このとき擬ラピディティーは、

$$\eta = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{p} \right) \sim \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right) = y \quad (1.9)$$

となり、 $y$  とほぼ同じ値をとる。この  $y$  は前述したように式 1.7 の高エネルギー極限を考えた場合の形である。本研究ではラピディティーと擬ラピディティーを同じ意味で用いている。

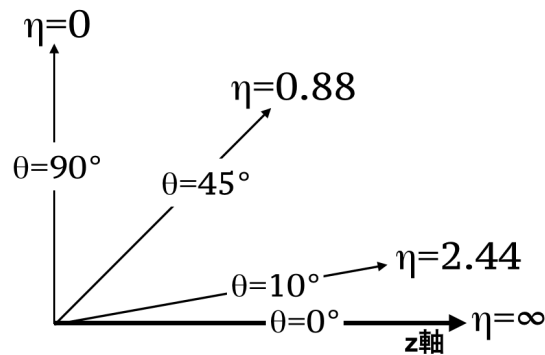


図 1.2.5 擬ラピディティー  $\eta$  と仰角  $\theta$  の関係

## 1.3 衝突初期の物理

### 1.3.1 パートン分布関数

衝突前の核子内におけるパートンの構造について述べる。核子内のパートンは、パートン分布関数 (Parton Distribution Function: PDF) で記述されるような運動量分布をもつ。そして、それらのパートンは相互作用しない自由なパートンの集合体として扱われる。主に PDF を研究している実験として、HERA 実験や ZEUS 実験がある。また、核子のもつ運動量に対する核子内の各パートンがもつ運動量の比を Bjorken- $x$  といい、PDF は  $x$  の関数として表される。図 1.3.1 は運動量移行  $Q=10 \text{ GeV}^2$  における陽子内の PDF を表している。図中の  $xu_v$ 、 $xu_v$  は  $u$  クォーク、 $xd_v$  は  $d$  クォーク、 $xg$  はグルーオン、 $xS$  はシークォークを示しており、グルーオンとシー

クォークの分布は 0.05 倍されている。シークォークとは、ハドロン内で絶え間なくグルーオンからクォーク・反クォークが対生成され再び対消滅してグルーオンを生成する反応が起こっている中で、生成されすぐに消滅するクォークのことである。陽子内の電荷を決める価クォークは u,d クォークであり、それとグルーオン、シークォークによって構成されていることがわかる。

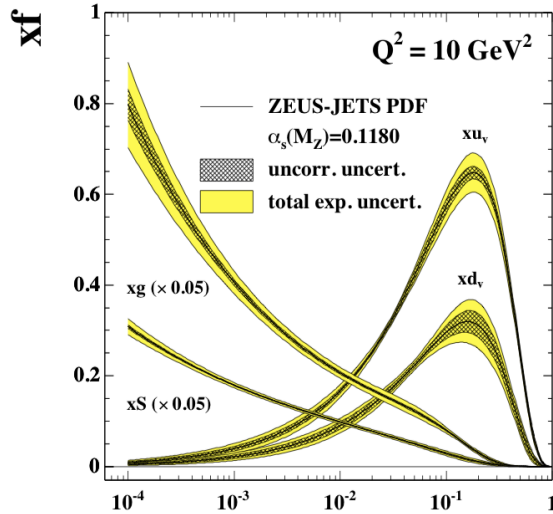


図 1.3.1 陽子内のパートン分布関数 [6]

$x \sim 1/3$ にある u クォークと d クォークの分布のピークを見ると、u クォークと d クォークの PDF の比は 2:1 である。これは、陽子の u,d クォークの構成比と一致する。したがってこの領域では、陽子を構成するクォーク (u,u,d) が支配的であることがわかる。しかし、 $x \leq 10^{-2}$  の領域では、u クォークや d クォークに比べてグルーオンやシークォークの分布が支配的である。 $x$  の値が小さければ小さいほど、陽子内でグルーオンやシークォークが占める割合が大きくなることがわかる。また  $x$  は測定される  $p_T$  と  $\eta$ 、核子あたりの重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s}$  を用いて、

$$x = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} e^{-\eta} \quad (1.10)$$

と表せられる。 $x$  は  $p_T$  に比例し  $\eta$  に対して指数関数的に減少する。また  $\sqrt{s}$  に反比例する。つまり高エネルギー衝突かつラピディティの大きい前方方向で  $x$  は小さい値をもつ。したがって、より高エネルギーな衝突事象においてラピディティの大きな前方領域に飛来する粒子を観測することで、より小さな  $x$  の領域での物理を研究することができる。

### 1.3.2 カラーグラス凝縮 (CGC)

$x$  の小さい領域でグルーオンが支配的になるメカニズムについて、有力な理論の 1 つであるカラーグラス凝縮 (Color Glass Condensate:CGC) について述べる。核子内では、強い相互作用によってクォークとグルーオンが閉じ込められている。陽子を例にとりて考えると、陽子内では強い相互作用によって 3 つのクォーク (u,u,d) とグルーオンが閉じ込められている。クォークを  $q$ 、グルーオンを  $g$  とすると陽子内部では

$$q \rightarrow q + g \rightarrow q \quad (1.11)$$



のようにクォークによるグルーオンの放出・吸収が絶えず繰り返されているが、グルーオンは寿命がごく短いため3つのクォークという基本構成は変わらない。しかし、高エネルギー状態になりクォークがもつ運動量が大きくなると、式(1.11)の反応により生じたグルーオンの寿命が長くなり、以下のようにグルーオンの放出反応を生じる。

$$g \rightarrow g + g \tag{1.12}$$

グルーオンが長寿命であると式(1.12)の反応は連鎖的に起こり、陽子内のグルーオンは雪崩的に放出される。1度のグルーオン放出ごとにその振幅には因子  $\alpha_s \ln(1/x)$  がかかるため、 $x$  が小さい場合は因子が大きくなるのでより雪崩的にグルーオンが放出される。グルーオンの増加に伴い、グルーオンが放出される一方で以下のようにグルーオンの吸収反応が生じる。

$$g + g \rightarrow g \tag{1.13}$$

この反応によりグルーオンの増加は遅くなり、放出と吸収のバランスが均等に近づく。これにより陽子内のグルーオン数が一定になり、グルーオンが飽和状態になる。この現象を CGC という。[9]

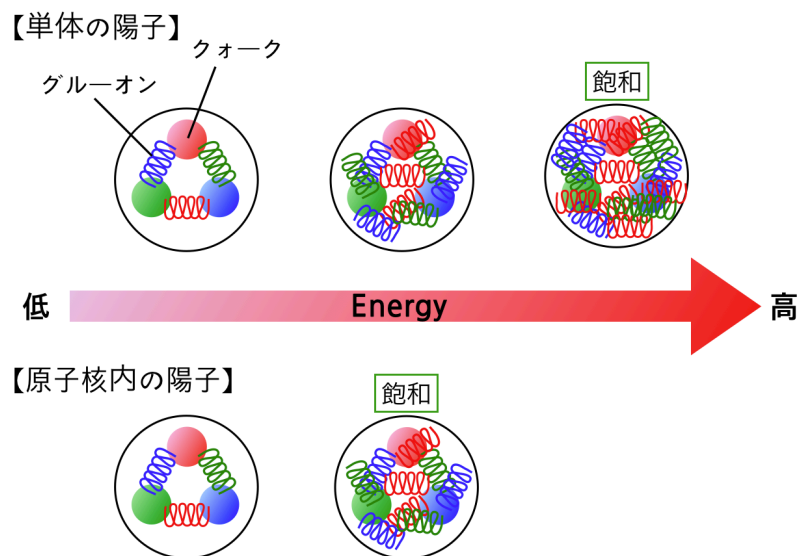


図 1.3.2 陽子内のグルーオン密度

前述したように CGC は  $x$  の小さい領域で支配的になり、これは図 1.3.1 において  $x$  が小さい領域でグルーオンが支配的になっていることとも一致する。CGC をより詳細に検証するためにはより  $x$  の小さい領域、つまり  $\eta$  がより大きい前方領域での測定が要求される。

また図 1.3.2 に示すように、単体の陽子に比べて原子核内の陽子では、より低エネルギーでグルーオンが飽和状態になる。つまり、衝突前の単体陽子内のグルーオン密度は衝突前の原子核中の陽子内のグルーオン密度よりも高いことを示す。陽子-陽子衝突での粒子生成量と陽子-原子核衝突での粒子生成量を比較した場合、CGC を仮定した理論計算では陽子-原子核衝突での  $\pi^0$  の生成量の抑制が報告されている。[8][10]

さらに CGC 理論では、衝突初期に高い  $p_T$  をもって散乱したクォーク・反クォーク対の方位角度差が  $\pi$  rad からずれることも予測されている。本来、このクォーク・反クォーク対は運動量保存則に従って正反対の方向に飛来するため、方位角方向に  $\pi$  rad の角度差をもつ。これは、ビームが  $z$  軸に平行に加速されているため粒子及び粒子内のクォークも  $z$  軸に平行に進み正面衝突しているからである (図 1.3.3)。エネルギーが低い場合、すなわち

$x$  の大きい場合は図 1.3.1 からわかるように陽子内は  $u$  クォークや  $d$  クォークが支配的であり、陽子の運動量のうちそれぞれのクォークがもつ運動量の割合も高いため、 $z$  軸方向の運動量に比べて  $x$  軸及び  $y$  軸方向の運動量は無視できるほど小さいものである。一方でエネルギーが高い場合、すなわち  $x$  の大きい場合は、図 1.3.1 からわかるように陽子内はグルーオンやシークォークが支配的である。陽子の運動量のうちそれぞれのグルーオンやシークォークがもつ運動量の割合が低いこととグルーオンやシークォーク同士の相互作用が前者に比べて活発であることを踏まえると、 $z$  軸方向の運動量に比べて  $x$  軸及び  $y$  軸方向の運動量は無視できなくなる (図 1.3.3)。この  $z$  軸に垂直な運動量成分が衝突初期のクォーク・反クォーク対の飛来方向にも影響するため、その後生成される多数の粒子の飛来方向にも影響する。

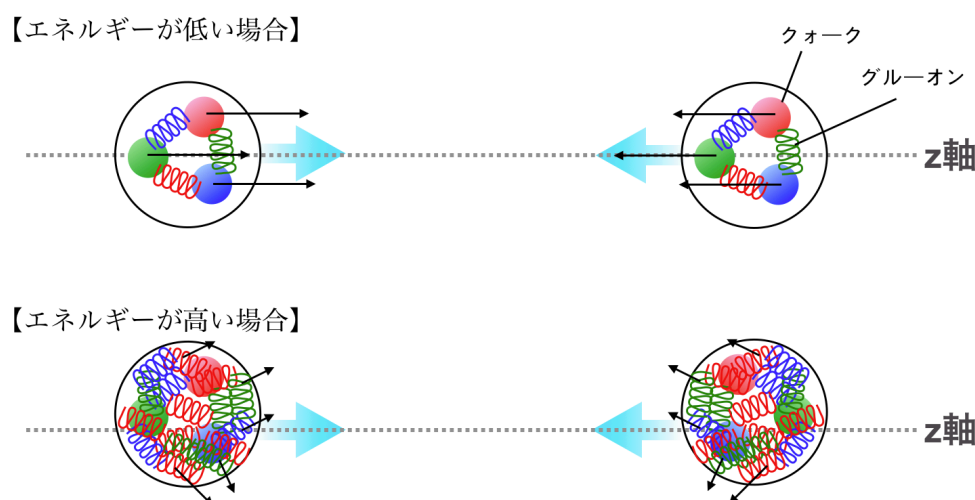


図 1.3.3 衝突前の陽子内のクォークの運動量の模式図

### 1.3.3 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 重水素-金原子核衝突での $\pi^0 - \pi^0$ 方位角相関の抑制

アメリカ合衆国のブルックヘブン国立研究所 (BNL) では The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) 加速器を用いて重イオン衝突実験、PHENIX 実験が行われている。RHIC-PHENIX 実験での核子あたりの重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$  の重水素-金原子核衝突実験で観測された  $x$  の小さい領域での  $\pi^0$  ペアの抑制に関する結果を紹介する。測定に用いた検出器のアクセプタンスは  $3.0 < \eta < 3.8$  である。図 1.3.4 はこの実験で観測された  $\pi^0$  同士の方位角度差分布である。横軸は 1 衝突事象 (イベント) あたりに生成された  $\pi^0$  同士の方位角度差  $\Delta\phi$  であり、縦軸はその収量を示す。核子の 1 イベントあたりにおいて、方位角度差を計算する際に基準となる  $\pi^0$  であるトリガー粒子 (詳細は 4.2 二粒子相関法に記述) ごとの収量を算出することで、核子あたりの重心系衝突エネルギーが同じ陽子-陽子衝突実験で観測された結果と比較している。高エネルギー衝突実験では、衝突初期に高い  $p_T$  をもって散乱したクォーク・反クォーク対が多数のハドロンに分解する結果、ハドロンはそのクォーク・反クォークの飛行方向に沿った狭い角度に集中して束状に放出される。この束状の粒子群をジェットという。この 2 つのジェットは方位角方向におよそ  $\pi$  rad の角度差を持つと予測できる。図 1.3.4 で  $\Delta\phi = 0, \pi$  に収量が集中している理由は、このようなジェットのペアが生成されているためである。また、陽子-陽子衝突に比べて陽子-原子核衝突では、 $\Delta\phi = \pi$  のピークの高さが低く、 $\pi^0$  の収量が抑制されていることがわかる。

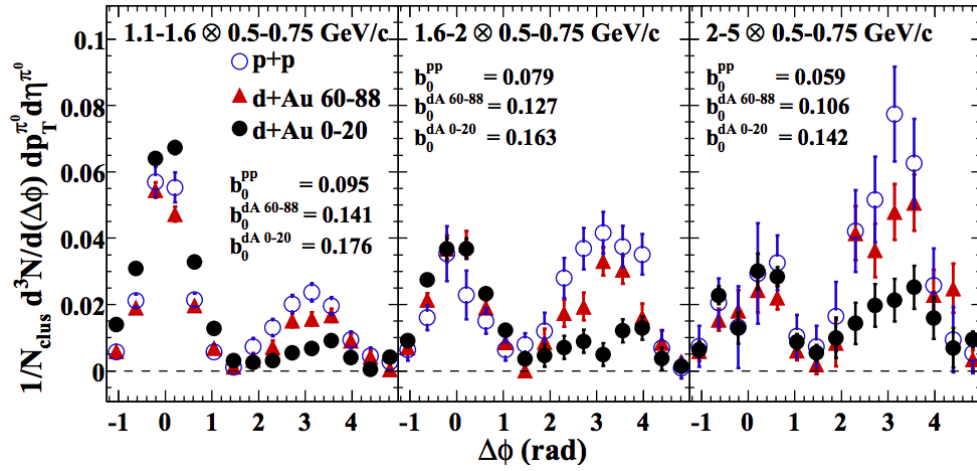


図 1.3.4 PHENIX 実験  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$  での重水素-金原子核衝突における陽子-陽子衝突での  $\pi^0 - \pi^0$  方位角相関 [8]

また図 1.3.5 は陽子-原子核衝突と陽子-陽子衝突での  $\pi^0$  の収量比と  $x$  の関係を示す。陽子-原子核衝突で生成された  $\pi^0$  の収量が陽子-陽子衝突の場合と等しい場合、縦軸は 1 になるが、1 より小さい値であるため  $\pi^0$  の収量が抑制されていることがわかる。また、 $x$  が小さくなるにつれて抑制が強くなっていることがわかる。

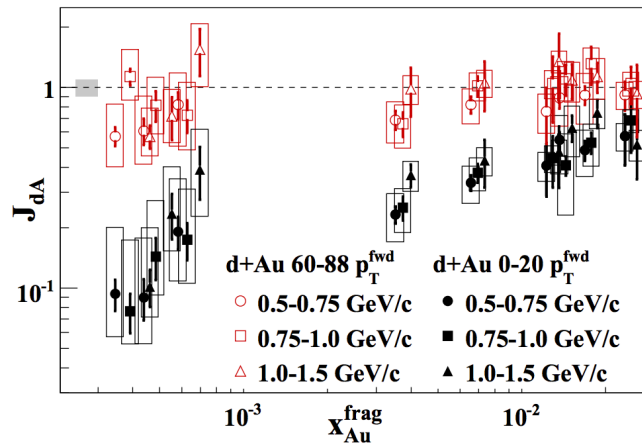


図 1.3.5 PHENIX 実験  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$  での重水素-金原子核衝突における陽子-陽子衝突での  $\pi^0$  中間子ペアの収量比 [8]

これらの結果より、陽子-陽子衝突に比べて陽子-原子核衝突で  $\pi^0$  の収量が抑制されていることがわかり、CGC 理論で予測されているように単体陽子内と原子核中の陽子内で衝突初期の状態が異なることがわかった。しかし理論では、図 1.3.4 における  $\Delta\phi = \pi$  のピークに関して収量の抑制だけでなく、ピーク幅が陽子-陽子衝突よりも広がる傾向が予想されていた [11]。これは図 (1.3.3) に示した効果から衝突初期のクォーク・反クォーク対の方位角度差が  $\pi$  rad からずれるためである。これによってジェットの方位角度差がランダムに  $\pi$  rad からずれることで  $\Delta\phi = \pi$  のピーク幅が広がるためである。しかしそのような傾向をこの実験結果から説明することはできず、CGC の決定的な証拠とは言えない。実験的な CGC の証拠を詳細に探るためには、先に述べたようにより小さな  $x$  での物理測定が必要となる。

## 第 2 章

# ALICE-FoCal

ここでは、スイス・ジュネーブ近郊にある欧州原子核研究所 (CERN) で行われている重イオン衝突実験、ALICE 実験について説明する。また、ALICE 実験に導入予定の検出器開発プロジェクトである ALICE-FoCal プロジェクトについて説明した上で本研究の目的について述べる。

### 2.1 LHC-ALICE 実験

CERN には、地下約 100m に周長約 27km のトンネルがあり、そこに大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider:LHC) という現時点で世界最大の衝突型円形加速器がある。LHC 加速器では ATLAS、ALICE、CMS、LHCb の 4 つの大きな実験が行われており、基本的には陽子-陽子衝突実験が行われている。1 年間のうち約 1 ヶ月間のみ陽子-鉛衝突実験または鉛-鉛衝突実験が行われており、重イオン (原子核) を加速・衝突させることで QGP を生成させ、その性質の解明を目指している。ALICE 実験は 4 つの実験のうち唯一重イオン衝突実験を主目的とした実験であり、重イオン衝突実験に特化した検出器を有する。検出器全体の大きさは高さ・幅 16 m、長さ 26 m であり、総重量は 10 トンにもなり、重イオン衝突により生成される多種の粒子を幅広い方向・運動量領域で測定できるように設計されている。



図 2.1.1 LHC 加速器 [7]

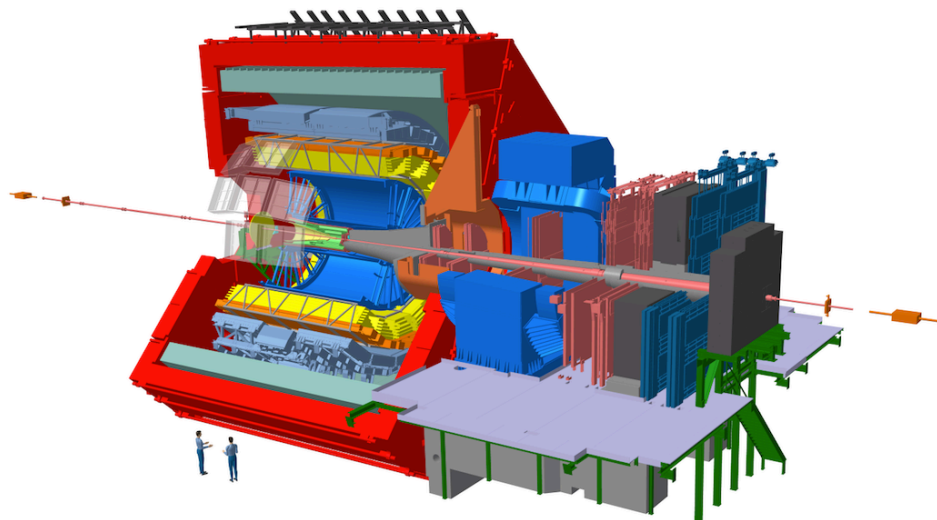


図 2.1.2 ALICE 検出器 [7]

ALICE 検出器は大きく分けて以下の 3 つの部分がある。

- 衝突点付近を覆うセントラルバレル ( $-0.9 < \eta < 0.9$ )
- 前方方向のミュー粒子を測定するミューオンアーム ( $-4 < \eta < 2.5$ )
- 衝突事象を選別するグローバル検出器 ( $-0.9 < \eta < 0.9$ )

セントラルバレルは図 2.1.2 の赤い部分で示されるマグネットの中に格納されており、0.5 T の磁場がかけられている。生成された荷電粒子は磁場によるローレンツ力によって進路を曲げられる。衝突点から最も内側にある検出器が Inner Tracking System(ITS) であり、これは荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点を測定するための検出器である。その外側には荷電粒子の飛跡再構成や運動量測定、粒子識別のための Time Projection Chamber(TPC) や飛行時間を測定する Time Of Flight(TOF) など多くの検出器で ALICE 検出器は構成されている。

2017 年現在、ALICE 実験には世界で 41 カ国、159 研究機関、約 1600 名の研究者からなる大型共同実験である。日本からは筑波大学、広島大学、東京大学、長崎総合科学大学、奈良女子大学が参加している。

## 2.2 電磁カロリメータ

### 2.2.1 カロリメータ

ALICE 検出器には様々な種類の検出器があり、そのうちの 하나가カロリメータである。カロリメータとは、粒子のエネルギーを測定するための検出器である。カロリメータには、電子や光子のエネルギー測定のための電磁カロリメータとハドロンのエネルギー測定のためのハドロンカロリメータがある。以下では本研究で用いる電磁カロリメータに関してその原理と性質、また電子及び光子のエネルギーを落とす過程である電磁シャワーに関する物理について説明する。

## 2.2.2 物質と荷電粒子の相互作用

検出器で粒子のエネルギーを測定するためには検出器に粒子が入射した際の相互作用を利用する。ここでは、荷電粒子が物質中に入射した場合の相互作用である電離損失と制動放射について説明する。

### ● 電離損失

荷電粒子が物質内に入射する際、その物質を構成する原子内の束縛電子は通過する荷電粒子のエネルギーの一部を受け取ることによって原子核の束縛から解放されて自由電子となる。この現象を電離 (Ionization) という。電離によって電子を失った原子は不安定な状態であるので、電氣的に安定な状態になるために近傍の自由電子を軌道の中に取り入れる。また、原子内の束縛電子がよりエネルギーの高い外側の軌道に移ることを励起という。これら電離や励起などの電磁相互作用によって荷電粒子はエネルギーを失いながら物質中を通過する。このエネルギー損失のことを電離損失という。単位長さあたりに失うエネルギーは Bethe-Bloch の公式で以下のように記述される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e v^2 A} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right\} \quad (2.1)$$

$$\beta = v/c$$

$N_A$  : アボガドロ定数

$Z$  : 物質原子の原子番号

$A$  : 物質原子の質量数

$m_e$  : 電子の質量

$I$  : 電子の平均イオン化ポテンシャル

$v$  : 入射荷電粒子の速度

$z$  : 入射荷電粒子の電荷

式 (2.1) から、エネルギー損失は電荷の 4 乗と速度の 2 乗に反比例し、入射荷電粒子の質量に依存しないことがわかる。また、物質の種類にかかわらず入射荷電粒子の速度がほぼ光速に近い  $\beta=0.96$  程度になると  $-dE/dx$  が最小になる。このような最も小さいエネルギーをもつ粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionization Particle : MIP) という。MIP は粒子種に依らず一定のエネルギーを落とし、通常薄い物質を通過する粒子は MIP としてふるまう。

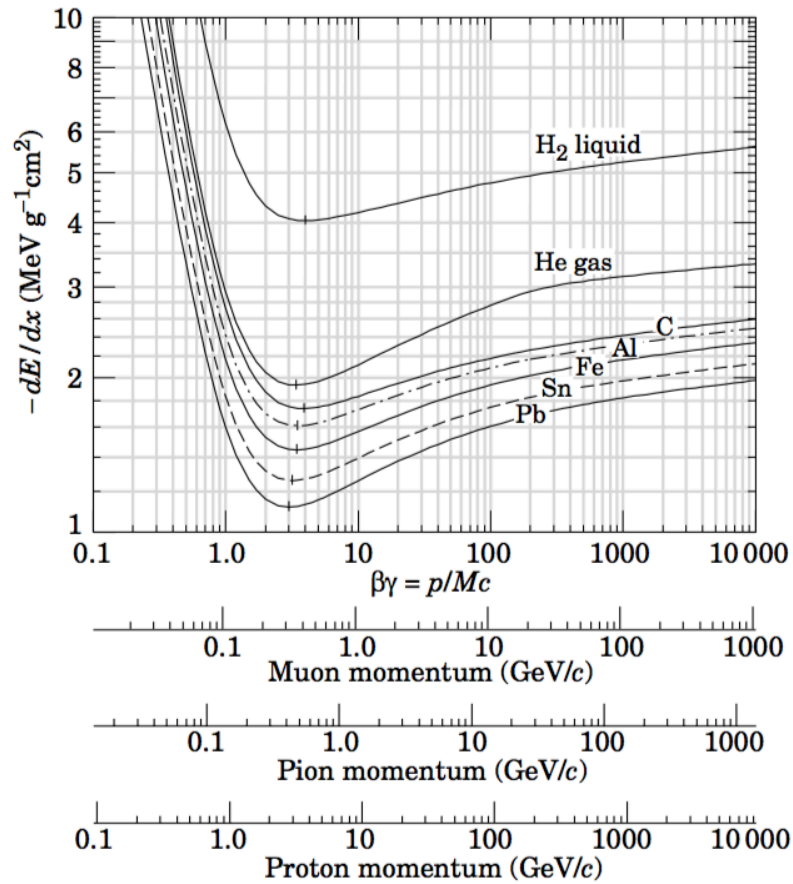


図 2.2.1 物質ごとの電離損失と  $\beta\gamma$  の関係性

### ● 制動放射

荷電粒子が物質中に入射し原子核近傍を通過するとき、原子核のクーロン場によって加速度を得て進路を曲げられる。加速度を得た荷電粒子は減速してエネルギーを失い、そのエネルギー分の光子を放出する。この現象を制動放射という。この加速度の大きさは物質中の原子核の電荷数  $Z$  の 2 乗に比例し、荷電粒子の質量の 2 乗に反比例する。電子は荷電粒子の中でも軽いため、クーロン場による進路の変更を受けやすい。単位長さあたりに制動放射で放出される電子のエネルギーは

$$\begin{aligned}
 -\frac{dE}{dx} &= 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z}\right) \\
 &= \frac{E}{X_0}
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

$\alpha$  : 微細構造定数

$N_0$  : 物質中の原子密度

$Z$  : 物質の原子番号

$A$  : 物質の原子量

$E$  : 入射電子のエネルギー

$r_e$  : 電子の古典半径 ( $= 2.81 \times 10^{-13}$ [cm])

$X_0$  : 放射長

で与えられる。放射長とは入射エネルギーが  $1/e$  に減少するまでに物質中を通過する平均の距離である。制動放射によるエネルギー損失は荷電粒子のエネルギーに比例するので、このエネルギー損失は荷電粒子が十分高速のとき有効になる。

### 2.2.3 物質と光子の相互作用

光子は非荷電粒子なため、光子が検出器に入射した際は前述したような電離や制動放射は起こらない。ここでは物質中に光子が入射した際の相互作用である電子対生成、コンプトン散乱、光電効果について説明する。

- 電子対生成

電子の静止質量  $m_e (=0.511 \text{ MeV})$  の 2 倍以上のエネルギーを持つ光子が、原子核によるクーロン場の影響を受けて電子-陽電子のペアに崩壊する現象を電子対生成という。

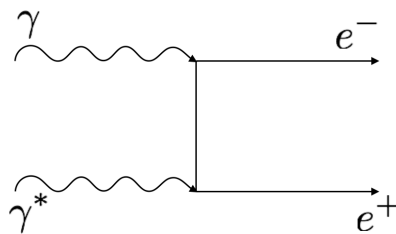


図 2.2.2 対生成のファインマンダイアグラム

電子対生成の断面積は物質原子の原子番号  $Z$  の 2 乗に比例し、入射光子のエネルギー  $E_\gamma$  が大きくなるにつれて  $\ln E_\gamma$  に比例してゆっくり大きくなる。電子対生成は、電磁シャワーの過程の中でシャワーの横方向の広がりが小さく、粒子が狭い領域に集中して分布しているシャワーの初期段階において非常に重要な相互作用となる。

- コンプトン散乱

光子が物質原子中の束縛電子と衝突して散乱することによって入射光子のエネルギーが失われ、その一部が原子内の軌道電子に与えられる。このエネルギーが束縛エネルギーより大きいとき、その軌道電子は自由電子となる。このような現象をコンプトン散乱という。コンプトン散乱の結果光子はエネルギーを失って波長が長くなり、一方衝突された電子はエネルギーを受け取って束縛から解放される。

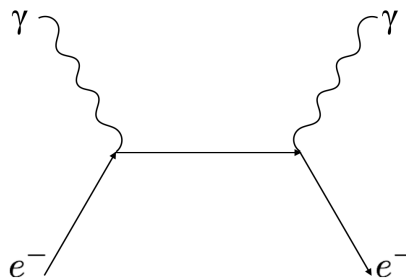


図 2.2.3 コンプトン散乱のファインマンダイアグラム



束縛電子に向かう光子の進行方向をビーム軸としたときにビーム軸から測った電子の散乱角を  $\phi$ 、散乱  $\gamma$  線の散乱角を  $\theta$  とすると、これらの関係は

$$\cot \phi = (1 + \xi) \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

である。ここで、 $\xi = E_\gamma/m_e c^2$  である。コンプトン散乱は光子のエネルギーが 10~100 keV のときに支配的になる。

#### ● 光電効果

物質原子が入射光子を吸収して全エネルギー  $E = h\nu$  を与えられて、原子内の電子系全体と電磁相互作用をする。それによって1つの軌道電子を原子の外へ放出する現象を光電効果という。

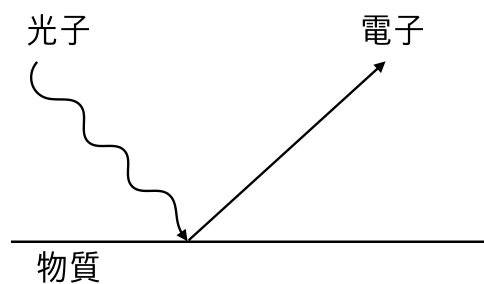


図 2.2.4 光電効果の概念図

放出される電子のエネルギーは

$$E_e = h\nu - I \quad (2.4)$$

である。ここで  $I$  は放出される軌道電子の束縛エネルギーである。光電効果の反応平面積は  $Z^{4\sim 5}$  に比例し、入射粒子のエネルギーに関しては  $E^{-1}$  に比例する。光電効果は 10 keV 以下の低エネルギー領域で支配的になる。

### 2.2.4 電磁カロリメータ

検出器では電磁相互作用を電気信号に変換することで粒子のエネルギーを測定することができ、前述した通り電子などの荷電粒子は電磁相互作用による信号を検出することが可能である。しかし光子などの非荷電粒子は電磁相互作用を起こさずに検出器を通り抜けてしまうため、電荷を持った粒子に変換する必要がある。光子が電磁カロリメータに入射すると、主に電子対生成と制動放射の連鎖的反応によって電磁シャワーが発生する。カロリメータにはシャワーを発生させるための吸収層と荷電粒子が落としたエネルギーを読み出して処理するための検出層があり、電磁カロリメータではこの電磁シャワーの電気信号を測定することで光子のエネルギーを測定できる。

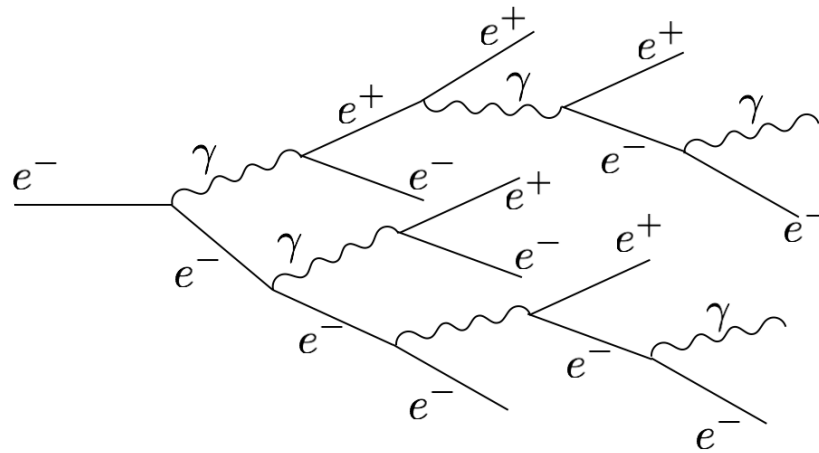


図 2.2.5 電磁シャワーの発展

- 全吸収型カロリメータ

電磁カロリメータには全吸収型カロリメータとサンプリング型カロリメータがある。全吸収型カロリメータとは、吸収層1つで電磁シャワーの全体を捕らえてエネルギーを測定することができる。つまり吸収層が検出層の役割も果たすことで、電磁シャワー全体のエネルギーを検出できる。そのためエネルギー分解能が良いが、材料が非常に高価かつ奥行き方向の位置分解能が良くない。そのため低エネルギーの精密な測定や粒子の識別に用いられる。ALICEにはPhoton Spectrometer(PHOS)という鉛タングステン結晶( $\text{PbWO}_4$ )を用いた全吸収型の電磁カロリメータがあり、衝突で生成される光子のエネルギーを高精度で測定している。

- サンプリング型カロリメータ

サンプリング型カロリメータとは、シャワーを発生させるための吸収層と荷電粒子が落としたエネルギーを読み出して処理するための検出層が交互に配置されている。吸収層には電磁シャワー発達を促進させるためにタングステンや鉛などの重い金属が使われており、検出層には半導体検出器やシンチレータを用いる。吸収層の物質によって電磁シャワーの広がりを決める値であるモリエール半径  $R_M$  と放射長  $X_0$  が決まる。モリエール半径とは電磁シャワーの横方向の広がりを表す値であり、この半径内に電磁シャワーのエネルギーの90%が収まる。放射長とは前述した通り電磁シャワーのエネルギーが  $1/e$  に減少するまでに吸収層を通過する平均の距離であり、電磁シャワーの縦方向の広がりを表す値である。サンプリング型カロリメータはエネルギー測定範囲が広いいため三次元的なシャワーの観測が可能であり、安価で設計しやすい。そして吸収層で早くシャワーを発達させることで検出器をコンパクトにできるが、全吸収型に比べてエネルギー分解能が悪い。ALICE 検出器には Electromagnetic Calorimeter(EMCal) というサンプリング型カロリメータがあり、77層の鉛とシンチレータで構成されている。光子及び電子を識別し、それらのエネルギーを測定する検出器である。次に紹介する本研究で用いられている Forward Calorimeter(FoCal) はサンプリング型カロリメータである。

## 2.3 Forward Calorimeter(FoCal)

### 2.3.1 プロジェクトの概要

ALICE 検出器のアップグレード計画の 1 つとして、前方方向に検出器を設置しこれまで他実験で観測されたものより  $x$  の小さい領域で物理現象を解明することを主目的とした検出器開発プロジェクトがある。この前方方向に設置予定の検出器が Forward Calorimeter(FoCal) である。FoCal は、光子の測定を目的とした電磁カロリメータ (FoCal-E) とジェット観測のためのハドロン測定を目的としたハドロンカロリメータ (FoCal-H) から構成される。現在の計画では、FoCal の設置場所は衝突点からビーム軸方向に 7m 離れた場所であり、アクセプタンスは  $3.3 < \eta < 5.3$  である (図 2.3.1)。つまり FoCal は 1.3.3 で示した PHENIX の前方領域の検出器 ( $3.0 < \eta < 3.8$ ) よりも  $\eta$  の大きい領域の粒子の測定が可能である。さらに LHC 加速器は RHIC 加速器よりも高い重心系衝突エネルギーで重イオン衝突実験を行なっているため、先行研究よりもさらに小さい  $x$  の領域で物理を観測できる (式 (1.10))。図 2.3.2 に RHIC での  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV 重水素-金原子核衝突と LHC での  $\sqrt{s_{NN}}=8.8$  TeV 陽子-鉛衝突実験における測定可能な  $x$  の領域を示す。横軸は  $\eta$ 、縦軸は  $p_T$  を示し、緑で示された範囲は各実験でアクセスできない領域を、赤で示された範囲は CGC の効果が見られる領域を表しており、青い破線は  $x=10^{-3}$ 、緑の破線は  $x=10^{-4}$  を示している。これより、RHIC において PHENIX の前方方向の検出器でアクセスできる  $x$  の領域が  $10^{-4} < x < 10^{-3}$  であるのに対し、FoCal のアクセス可能な  $x$  の領域は  $x < 10^{-4}$  である。これより、FoCal が従来よりも小さな  $x$  の領域にアクセスでき、CGC の実験的な検証が可能であることがわかる。

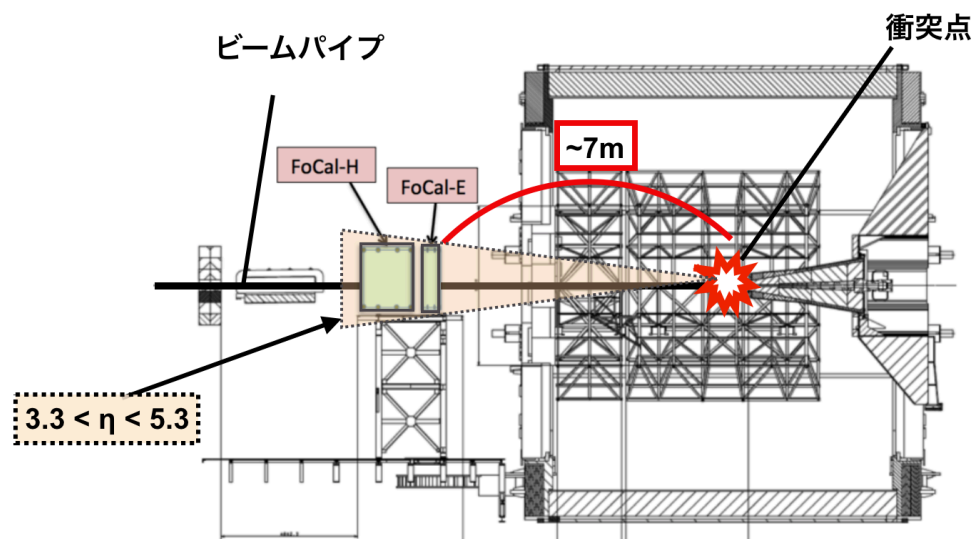


図 2.3.1 ALICE への FoCal のインストール予定位置

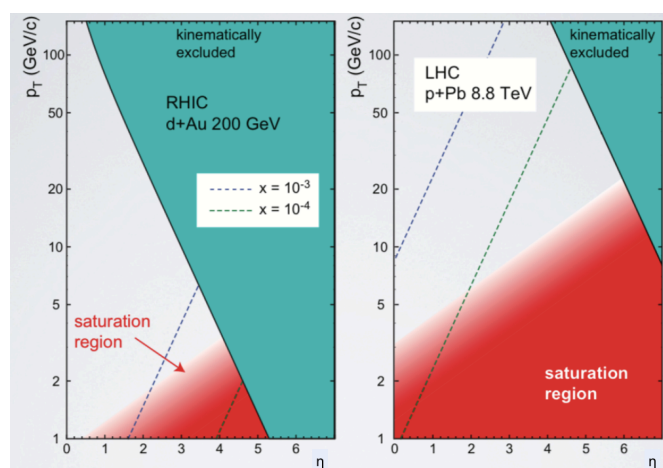


図 2.3.2 RHIC と LHC での測定可能な  $x$  の領域の比較

LHC 加速器では、実験が行われる Run の期間と検出器の調整やアップグレード作業を行う Long Shutdown の期間を繰り返しており、現在は 2 度目の Run の期間、Run2 の時期である (図 2.3.3)。2018 年に FoCal の試作機を ALICE に導入することで LHC の衝突事象を用いた性能評価を行い、その後の Long Shutdown3 の期間に FoCal 完成機の導入を計画している。ALICE-FoCal はオランダ、日本、インド、アメリカが共同で開発を進めている。日本からは奈良女子大学、筑波大学、筑波技術大学、広島大学などの研究機構がこのプロジェクトに参加している。

2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019
Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4
Run 1 7-8 TeV, $0.7 \times 10^{34}$ ( $\mu=20$ ), 25 fb <sup>-1</sup>				LS1		Run 2 13-14 TeV, $1.6 \times 10^{34}$ ( $\mu=43$ ), 150 fb <sup>-1</sup>			LS2
2020	2021	2022	2023	2024	2025	2026	2027	2028	2029
Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4	Q1 Q2 Q3 Q4
Run 3 14 TeV, $2.3 \times 10^{34}$ ( $\mu=50-80$ ), 350 fb <sup>-1</sup>			LS3 – Phase-II Install		Run 4 14 TeV, $5-7 \times 10^{34}$ ( $\mu=140-200$ ), 3000 fb <sup>-1</sup>				LS4

図 2.3.3 LHC 加速器のタイムスケジュール

## 2.3.2 FoCal-E 検出器

ここでは本研究で用いる FoCal-E について説明する。FoCal-E は吸収層としてタングステンを、検出層としてシリコン半導体 (Si) を使用したサンプリング型のカロリメータである。FoCal-E で用いるタングステンのモリエール半径と放射長は以下の通りである。

$$R_m \sim 9.55 \text{ mm} \quad (2.5)$$

$$X_0 \sim 3.65 \text{ mm} \quad (2.6)$$

吸収層のタングステン 1layer の厚みはおよそ  $1 X_0$  で設計されている。検出層は 2 種類の Si センサーを用いており、Low-Granularity layer(LGL) と High-Granularity layer(HGL) から構成されている。LGL の検出層は 1

× 1 cm<sup>2</sup> の Si PAD を用いており、光子のエネルギー測定を目的としている。HGL は 30 × 30 μm<sup>2</sup> の Si Pixel を用いており、検出器への入射位置測定を目的としている。これらを組み合わせることで衝突によって生成された直接光子 (1 つの光子) とハドロンからの崩壊光子 (複数個の光子) との識別を行う。運動量の高い π<sup>0</sup> の崩壊光子のなす角は小さく識別することが難しいが、この粒度の Si Pixel を用いることで運動量  $p \sim 1 \text{ TeV}/c$  程度の π<sup>0</sup> の測定が可能である。約 1 TeV の π<sup>0</sup> が  $z=7 \text{ m}$  の FoCal の表面に到達した際の崩壊光子間の距離  $d$  は mm であるため、HGL で 2 光子の識別が可能であることがわかる (付録??)。また、図 (2.3.4) にシミュレーションによって測定したエネルギー分解能を示す。サンプリング型カロリメータのエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_0^2} \quad (2.7)$$

と表され、 $\sqrt{E}$  に反比例する。σ<sub>1</sub> は統計項といい、電磁シャワーの粒子数の統計的な揺らぎによる項である。σ<sub>0</sub> は定数項といい、検出器の系統的な誤差による項である。図 (2.3.4) の黒で示した分布は理論値を表しており、式 (2.7) でフィットした結果を赤で示している。青で示した分布は FoCal を用いて測定した値を表しており、式 (2.7) でフィットした結果を緑で示している。これより、FoCal のエネルギー分解能は  $E \sim 100 \text{ GeV}$  の光子で約 4% である。

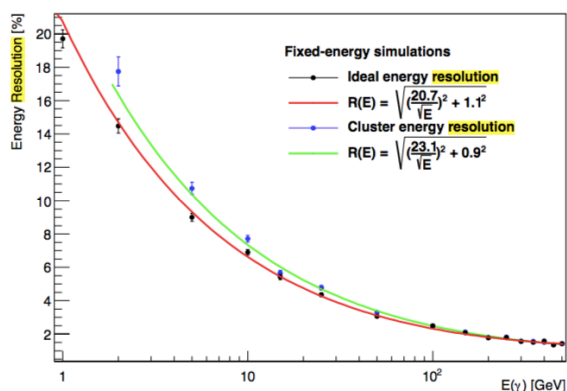


図 2.3.4 シミュレーションで測定したエネルギー分解能 [12]

図 2.3.5 に現在考えられている FoCal-E の構造 (Straw-man Design) を示す。LGL の間に HGL を挟み、それぞれの検出層の前に吸収層であるタングステンが組まれる構造になっており、FoCal-E 全体で 20 X<sub>0</sub> である。日本グループは LGL の開発を担っており、Si PAD を 8 × 8 個配置した計 64 個の読み出しチャンネルがある試作機 (4 X<sub>0</sub> × 4 個) を作り、毎年テストビーム実験を行う中で性能評価と改善を繰り返している。2016 年のテストビーム実験では LGL・HGL 統合型試作機におけるデータ収集に成功した。

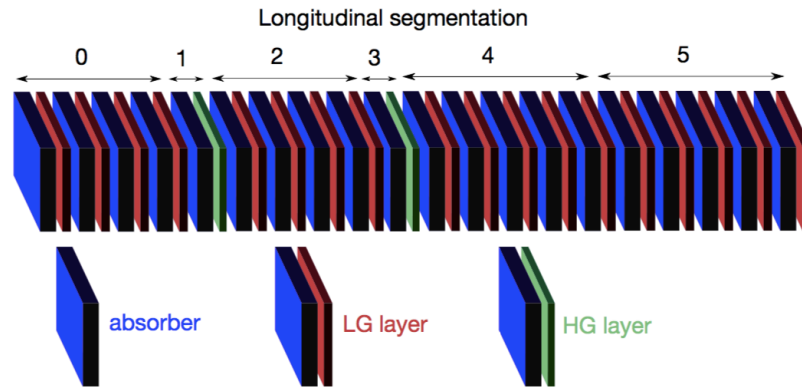


図 2.3.5 Straw-man design[12]。検出層の Si センサーである LGL(赤) と HGL(緑) の前に吸収層のタングステン(青)が組み込まれる。

## 2.4 研究の目的

これまでの研究結果では、陽子-陽子衝突に比べて陽子-陽子衝突での  $\pi^0$  の収量が抑制されていることは観測できたがジェット対の放出角に関する CGC の効果を決定づける証拠となる実験結果はまだ確認されていない。そこで ALICE 実験に FoCal をインストールすることで、先行研究よりも小さな  $x$  の領域で CGC の検証に繋がる実験結果を確認することを目指している。

そのために本研究では、シミュレーションを用いて FoCal で取られるデータにおける  $\pi^0 - \pi^0$  の 2 粒子相関測定のための解析手法を開発した。ALICE へのインストール予定位置に FoCal を設置し、ジェネレータを用いて ALICE 実験と同じ重心系衝突エネルギー 14 TeV での陽子-陽子衝突のシミュレーションを行う。FoCal が測定した光子をもとに  $\pi^0$  を再構成し、 $\pi^0$  を測定する。そして、CGC の効果による収量の抑制及びジェット対の放出角の変化を観測するために  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関を測定するための手法を開発し、重イオン衝突環境下における  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関測定のベースラインとする。

## 第3章

# 物理シミュレーション

本研究で用いたシミュレーションツールや FoCal のセットアップについて述べる。

### 3.1 シミュレーションツール

#### 3.1.1 PYTHIA ジェネレーター

原子核衝突実験では終状態として多数の粒子が生成され、その生成プロセスは多岐にわたる。そのため観測された物理を実験結果のみから考察するのは困難であり、それを助けるために様々な物理プロセスやモデルをもとにイベントジェネレーターが開発されている。

本研究で用いたイベントジェネレーターである PYTHIA について説明する。PYTHIA は高エネルギー粒子衝突において、可能な限り正確なイベントの情報を様々な衝突事象において表現するために開発されたイベントジェネレーターである。粒子衝突における全ての物理は正確には理解されていないため QCD ベースの様々なモデルを取り入れ、理論と実験結果を比較するためによく使用されている。PYTHIA は電子-陽電子、陽子-陽子、電子-陽子などの衝突事象を生成することができる。本研究では、陽子-陽子衝突のイベント生成のために PYTHIA を使用した。

また、PYTHIA は発生させた粒子がエネルギーを失い静止するまでの一連の崩壊事象に関して全ての過程を追うことができ、そこで生成された全粒子のエネルギー情報や位置情報などを得ることができる。そのため本研究では検出器を用いた測定結果と比較するために、PYTHIA で得た位置情報から検出器に入射したであろう粒子を見つけ、検出器で測定されるべき粒子の収量や方位角相関を調べた。

#### 3.1.2 GEANT3

Geometry and Tracking3(GEANT3) とは、物質中を通過する粒子の振る舞いをシミュレーションするためのシミュレーションツールキットである。入射する粒子、検出器の配置や材料やその形状、それらが引き起こす物理プロセスまで自由に設定することができる。以前は GEANT3 という FORTRAN で記述されたツールである。開発当初は主に高エネルギー物理学で用いるために開発されていたが、今では放射線医学治療などの分野でも使われている。

本研究では PYTHIA で発生させた衝突事象での粒子を FoCal で測定するシミュレーションを行うため、GEANT 上に FoCal-E とビームパイプを設置している。

## 3.2 セットアップ

本研究では、 $\sqrt{s}=14\text{TeV}$  の陽子-陽子衝突を PYTHIA で行い、そこで生成された粒子を GEANT 上に設置した下記セットアップの FoCal-E を用いて検出するシミュレーションを行う。GEANT 上での FoCal-E のセットアップについて説明する。

FoCal-E はタングステンと Si PAD からなる LGL が 18 層とタングステンと Si Pixel からなる HGL2 層を組み合わせた合計 20 層から構成されており、粒子が入射する FoCal-E の表面が衝突点から 7m の位置にある。吸収層のタングステンの厚さが約  $1 X_0$  であるため、全体で  $20 X_0$  相当である。図 3.2.1 に示しているように前から順番に LGL4 層を LGL1、HGL1 層を HGL1、LGL4 層を LGL2、HGL1 層を HGL2、LGL5 層を LGL3、LGL5 層を LGL4 と表す。前述したように LGL はエネルギーを測定する検出器であり、今回のセットアップでは LGL1 LGL4 それぞれでエネルギーを読み出した。つまり、各検出層で取得したエネルギーを LGL1 ~ LGL4 それぞれで足し合わせることで、奥行き方向に 4 段階でエネルギーを読み出せる。

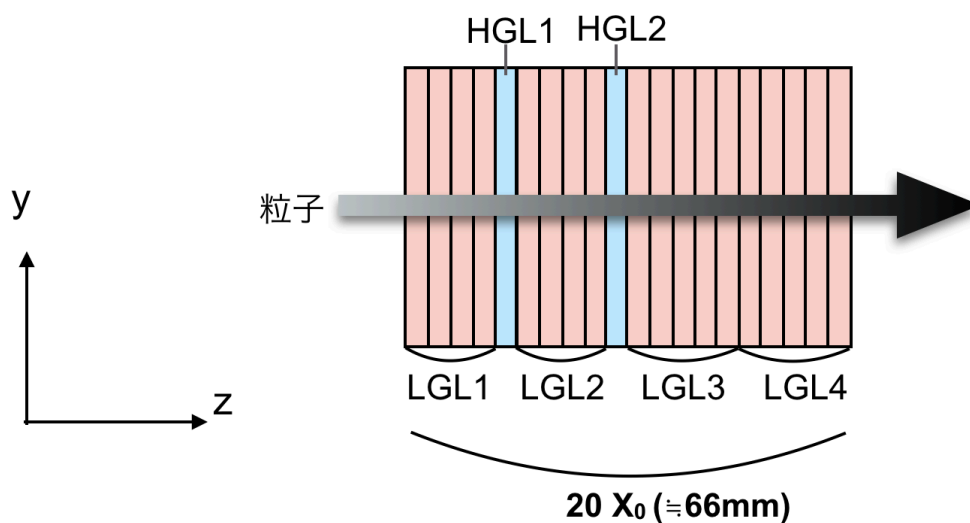


図 3.2.1 奥行き方向の FoCal のサイズ

LGL 及び HGL のビーム軸に垂直な  $x-y$  平面の大きさは  $1.6 \text{ m}^2$  であり、中央に半径約 6 cm のビームパイプが通っている (図 3.2.2)。LGL の検出層である Si PAD の 1PAD のサイズは  $1 \text{ cm}^2$ 、HGL の検出層である Si Pixel の 1Pixel のサイズは  $500 \mu\text{m}^2$  である。今回はこれらの Si PAD 及び Si Pixel を  $1.6 \text{ m}^2$  に敷き詰めている状態である。実際に FoCal の完成機を ALICE 検出器にインストールする場合は、 $x-y$  平面の大きさが約  $10 \text{ cm}^2$  の LGL 及び HGL を  $3.3 < \eta < 5.3$  の領域を覆うように敷き詰めるため、きれいな円形や正方形になることはない。このとき、FoCal-E の縁の部分は入射粒子を部分的にしか検出できない可能性があり検出効率が悪くなることが考えられる。その部分を除くために、今回測定する粒子の検出範囲は  $3.5 < \eta < 5.0$  とした (図 3.2.3)。



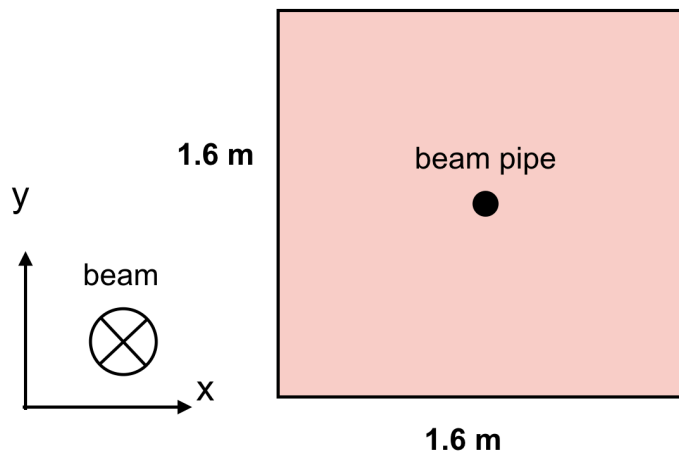


図 3.2.2 FoCal の粒子入射面のサイズ

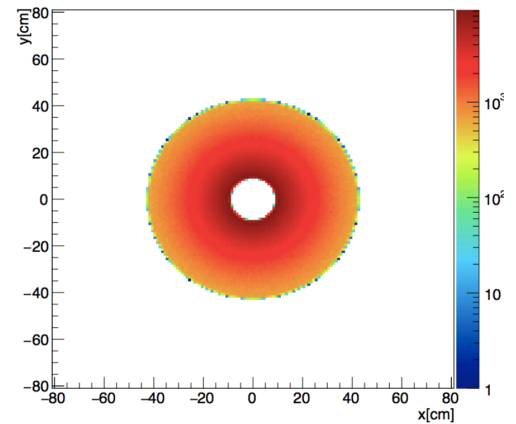


図 3.2.3 粒子の検出領域 ( $3.5 < \eta < 5.0$ )

### 3.2.1 本研究で使用する $\pi^0$ 中間子の分類

本研究では 3 種類の  $\pi^0$  を用いる。図 (3.2.4) に 3 種類の  $\pi^0$  の選定条件をシミュレーションのセットアップと共に示す。1 つ目は、FoCal で測定した  $\pi^0$  である。これを cluster  $\pi^0$  と呼ぶ。cluster  $\pi^0$  は光子以外のバックグラウンドも含む。2 つ目は PYTHIA で作り出した粒子のうち FoCal に到達した光子から再構成した  $\pi^0$  である。これを pythia  $\pi^0$  と呼ぶ。pythia  $\pi^0$  を再構成する光子は飛来中にビームパイプと作用して崩壊した光子を除外しており、衝突によって生成した光子のみを扱う。3 つ目は PYTHIA で作り出した真の  $\pi^0$  のうち FoCal のラビディティ範囲に飛来した  $\pi^0$  である。これを true  $\pi^0$  と呼ぶ。true  $\pi^0$  の崩壊光子は両方 FoCal に到達しているものを選んでおり、片方でも FoCal に到達していない  $\pi^0$  は除いている。cluster  $\pi^0$  のみが FoCal を用いて測定した  $\pi^0$  であり、pythia  $\pi^0$  と true  $\pi^0$  はともにジェネレータの情報から選定した  $\pi^0$  である。

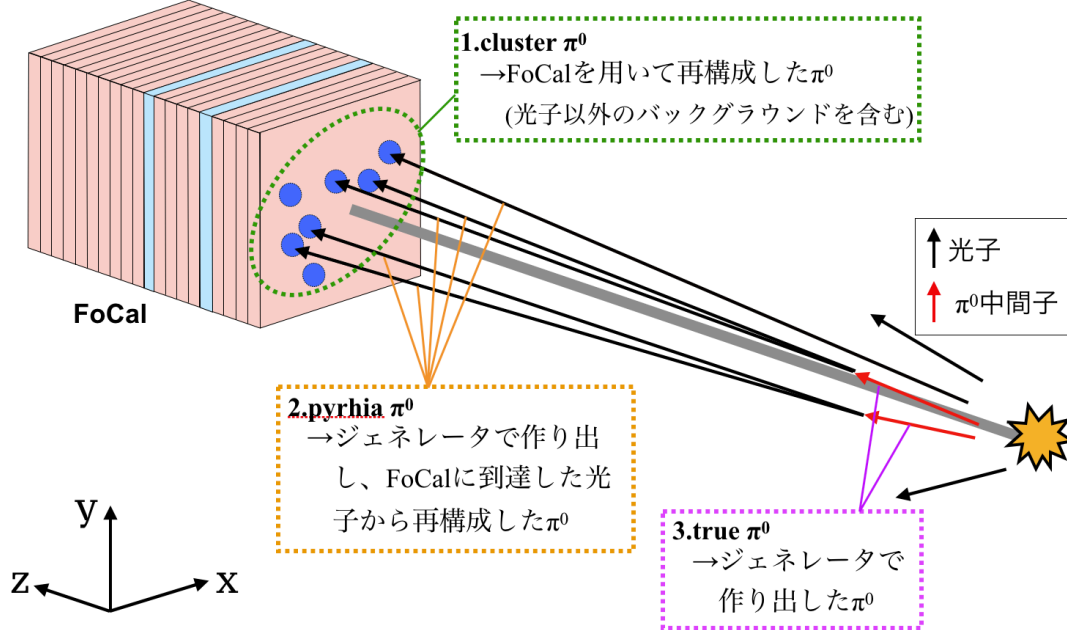


図 3.2.4 本研究で用いる  $\pi^0$  の分類

## 第 4 章

# 解析方法

FoCal-E で測定した情報をもとに  $\pi^0$  を再構成する手法及び  $\pi^0$  の方位角相関を測定するための手法について述べる。

### 4.1 $\pi^0$ 中間子の測定

#### 4.1.1 光子の選定

FoCal-E は電磁カロリメータであるため、電子及び光子のエネルギーを測定することができる。またハドロンも FoCal-E でエネルギーを少し落とすが電磁シャワーは生成されないでエネルギーを落としきらずに通過する。1つの電子または光子が FoCal-E に入射した場合、吸収層で電磁シャワーが生成されるため検出層では粒子群として観測される。つまり、1つの電子または光子に対して LGL では複数個の PAD が、HGL では複数個の Pixel が反応することになる。この複数個の PAD や Pixel を 1 粒子からきた 1 クラスタとして再構成する。FoCal-E では LGL1~LGL4 で測定されたエネルギー情報と HGL1 及び HGL2 で測定された位置情報を元にクラスタリングを行い、クラスタの重心を計算することができる。この重心の位置が電子または光子の通過位置に相当する。図 (4.1.1) に各 LGL 及び HGL 層でのヒットマップを示す。

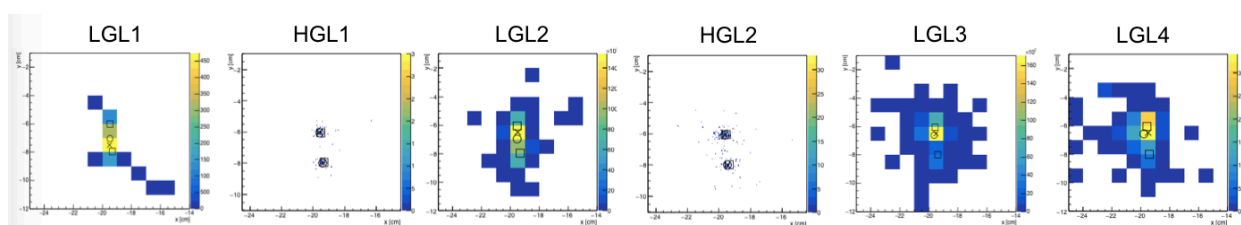


図 4.1.1 FoCal で検出されたクラスタ

これらは  $x$ - $y$  平面上で粒子を検出した位置を見つけ、 $12 \times 12 \text{ cm}^2$  の大きさに切り取っている。図中の  $\triangle$  は LGL のエネルギー情報から計算したクラスタの重心位置であり、 $\square$  は HGL のヒット情報から算出したクラスタの重心位置である。これらから、FoCal-E 全体として算出したクラスタの重心位置が  $\times$  で示されている位置である。

本研究では、FoCal-E で観測されたクラスタを全て光子として扱っている。また、高い  $p_T$  での  $\pi^0$  を測定したために  $p_T \leq 4 \text{ GeV}/c$  の領域の粒子を多く収集できるようにトリガーをかけている。一般的に重イオン衝突で生成された粒子の  $p_T$  分布は  $p_T$  が高くなるにつれて指数関数的に減少するので、高い  $p_T$  の粒子のデータ量は少

なく、低い  $p_T$  の粒子のデータ量は膨大である。そこで、ある値より低い  $p_T$  をもつ粒子を収集する割合を減らすことで、高い  $p_T$  の粒子のデータの統計をためやすくする方法がある。具体的に実験では低い  $p_T$  の粒子は何度かに1度データを収集し高い  $p_T$  の粒子は毎度データを収集するが、シミュレーションでは時間短縮のためジェネレータで粒子生成する時点でこの調整を行っている。図 (4.1.2) はクラスタの  $p_T$  分布である。  $0 \leq p_T < 4$  の領域及び  $p_T > 5$  の範囲ではそれぞれ指数関数的に減少している。しかし  $4 \leq p_T \leq 5$  付近で傾向が変わっており、  $p_T < 4$  の粒子を収集する割合を減らしていることがわかる。

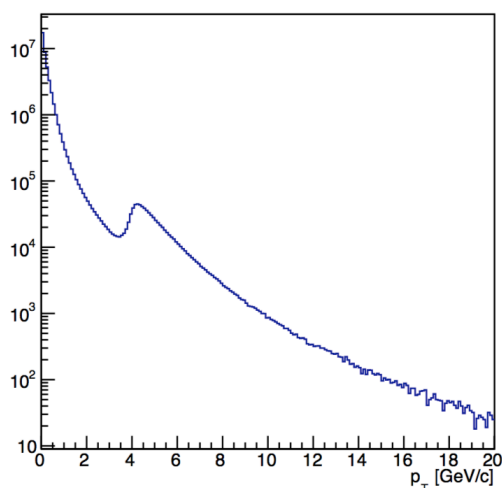


図 4.1.2 FoCal で検出されたクラスタの  $p_T$  分布

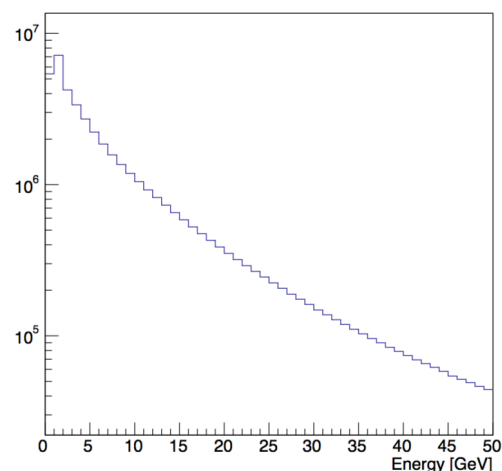


図 4.1.3 FoCal で検出されたクラスタのエネルギー分布

また、図 (4.1.2) にクラスタのエネルギー分布を示す。エネルギー分布も  $p_T$  と同様にエネルギーが高くなるにつれて指数関数的に減少することがわかっており、FoCal で検出したクラスタもそのようなエネルギー分布になった。ヒストグラムの1ビンは1 GeV であるため、この分布では1 ~ 2 GeV のエネルギーをもつクラスタが最も多い。1 GeV 以下のエネルギーをもつクラスタはバックグラウンドである可能性が高いため、エネルギーが1 GeV よりも小さい粒子をカットした。

#### 4.1.2 $\pi^0$ 中間子の再構成

$\pi^0$  は質量がおおよそ  $135\text{MeV}/c^2$ 、寿命が  $8.4 \times 10^{-17}$  の粒子であり、99.8 % の確率で2つの光子へ崩壊する。2つの崩壊光子を検出器で観測し不変質量を計算することによって  $\pi^0$  を再構成でき、実験的に観測することが可能である。二体崩壊 ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) での相対論的な不変質量  $M_{\gamma\gamma}$  は式 (1.6) より

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} \quad (4.1)$$

で計算される。ここで  $E_{\gamma 1}$  と  $E_{\gamma 2}$  は崩壊光子それぞれのエネルギーで、 $\theta$  は崩壊光子のなす角度である。つまり、崩壊光子それぞれのエネルギーとそれらのなす角度を検出器で測定できれば式 (4.1) を用いて不変質量を算出することができる。

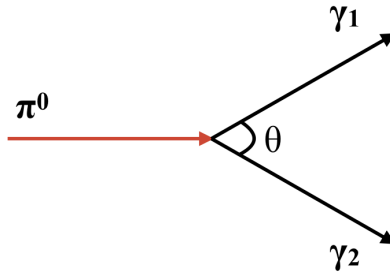


図 4.1.4  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  の崩壊の様子

ここで 2 つの光子の運動量ベクトル  $\mathbf{p}_{\gamma 1}, \mathbf{p}_{\gamma 2}$  の内積  $\mathbf{p}_{\gamma 1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma 2}$  を計算すると、光子の質量は 0 であるため  $|\mathbf{p}_{\gamma 1}| = E_{\gamma 1}$ 、 $|\mathbf{p}_{\gamma 2}| = E_{\gamma 2}$  が成り立ち、

$$\mathbf{p}_{\gamma 1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma 2} = |\mathbf{p}_{\gamma 1}| |\mathbf{p}_{\gamma 2}| \cos \theta = E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \cos \theta \quad (4.2)$$

となる。これを式 (4.3) に代入すると

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2(E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} - \mathbf{p}_{\gamma 1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma 2})} \quad (4.3)$$

と表される。これは前述した式 1.6 と等しいことがわかる。今回はクラスタのエネルギーと運動量の情報から式 (4.3) を用いて不変質量を計算した。前述した通り、本研究では FoCal-E で測定したクラスタを全て光子だとみなしている。1 イベントごとに測定した全クラスタで重複しないよう光子ペアをつくり、全ての組み合わせに対して不変質量を計算する。図 (4.1.5) に  $p_T$  を 1 GeV/c 刻みに 0 GeV/c から 15 GeV/c までの範囲での不変質量分布を示す。統計が十分に得られなかったため 16 GeV/c 以上の  $p_T$  を持つ  $\pi^0$  は本研究では扱わないものとする。

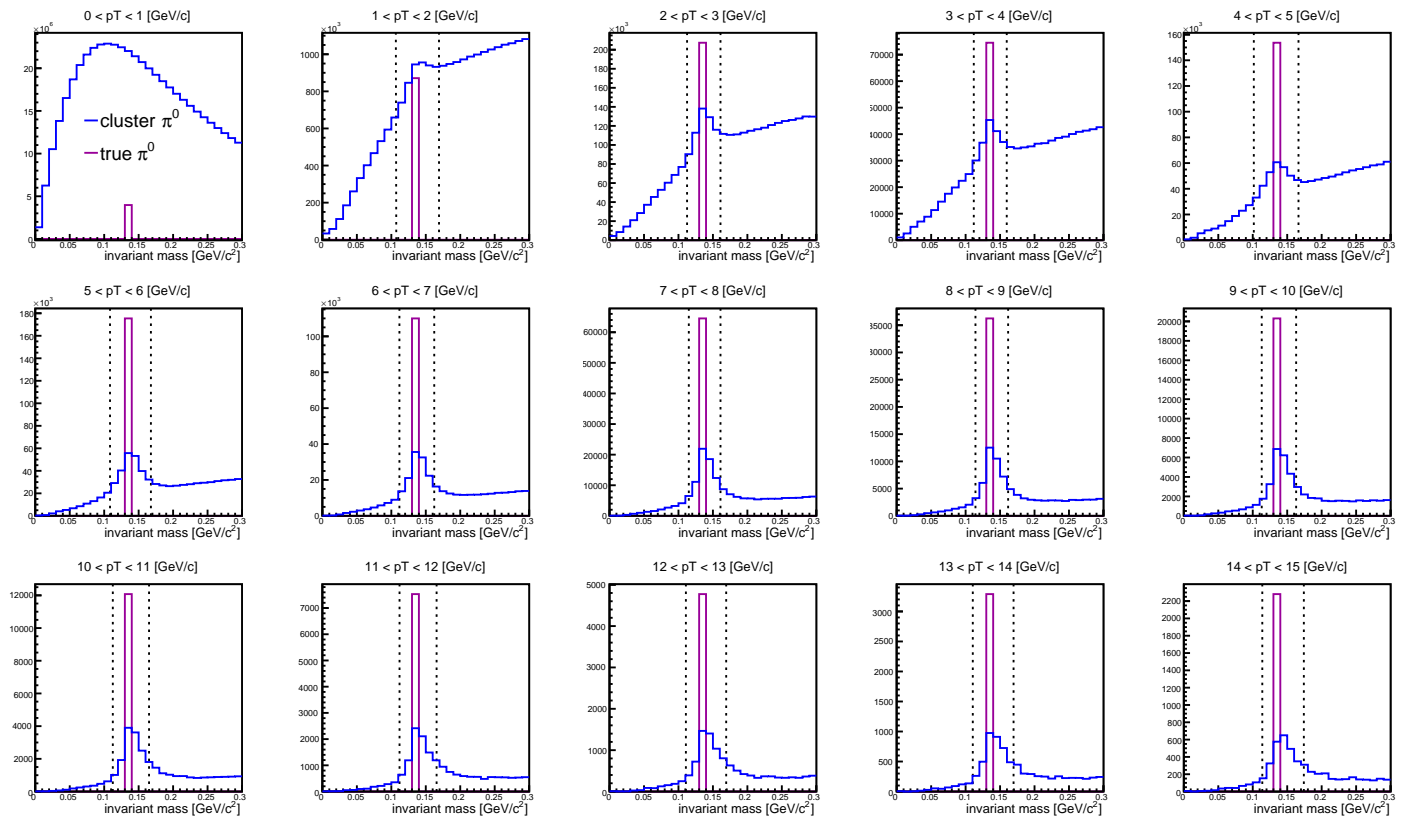


図 4.1.5  $p_T$  ごとの不変質量分布 ( $0 < p_T < 15$  [GeV/c])

紫で示した分布は、true  $\pi^0$  の質量分布を示している。これは FoCal で測定されるべき真の  $\pi^0$  のみ扱っているため、全て  $135 \text{ MeV}/c^2$  の質量を持つ。青で示した分布はクラスタから計算した不変質量分布である。ここでは、 $\pi^0$  の静止質量である  $135 \text{ MeV}/c^2$  付近のピークがあり、全ての質量領域にバックグラウンドがあることがわかる。これらのシグナル ( $\pi^0$ ) とバックグラウンドを区別するために、ピークはガウス関数 ( $f(x) = Ce^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ ) で、バックグラウンドは二次関数 ( $f(x) = a + bx + cx^2$ ) でフィットした (付録の図 (A.0.1) 参照)。ここでガウス関数の  $\mu$  は平均値を、 $\sigma$  は標準偏差を示している。図 (4.1.6) に  $\mu$  の  $p_T$  依存性を示す。横軸方向のエラーバーは  $p_T$  の範囲を、縦軸方向のエラーバーは  $\sigma$  を示している。赤い直線の値は  $\pi^0$  の静止質量である  $135 \text{ MeV}/c^2$  である。これより、不変質量分布のピークは  $1\sigma$  以内に  $\pi^0$  の静止質量である  $135 \text{ MeV}/c^2$  を含むことがわかり、つまりこのピークが  $\pi^0$  によるものと言える。

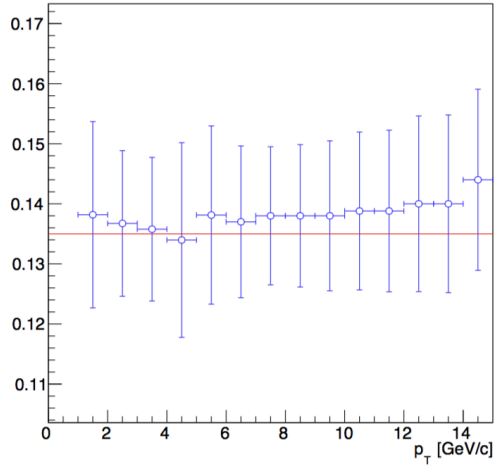


図 4.1.6 ガウス関数でのフィットの  $\mu$  の  $p_T$  依存性

ピークの範囲はガウス関数の約 95% を占める  $2\sigma$  内または約 99.7% を占める  $3\sigma$  内のシグナルとバックグラウンドの比率  $S/N$  が良い方を採用する。 $1\sigma$  ではガウス関数の約 68% を占めているが、約 4 割の統計を落としており本来測定できている  $\pi^0$  をカットしすぎる可能性があるため今回は  $2\sigma$  または  $3\sigma$  から選ぶ。それぞれの範囲での分布のエントリー数  $N_{all}$  及びフィットした二次関数のエントリー数  $N_{BG}$  を数える。 $N_{BG}$  はバックグラウンドの数であり、 $N_{all} - N_{BG}$  がシグナルの数  $N_{sig}$  になるので、それぞれの範囲での  $S/N$  は

$$\frac{S}{N} = \frac{N_{sig}}{N_{BG}} \quad (4.4)$$

で計算できる。図 4.1.7 は横軸が  $p_T$ 、縦軸が  $S/N$  であり、ピークの範囲別での  $S/N$  の  $p_T$  依存性を示した。シンボルに付いている横軸方向のバーは  $p_T$  の範囲を、縦軸方向のバーは統計誤差を示している。

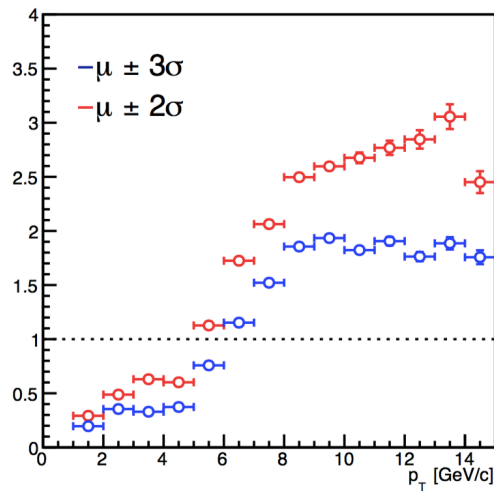


図 4.1.7  $\pi^0$  ピーク範囲内における  $S/N$  の  $p_T$  依存性

赤いプロットが  $2\sigma$  の場合で青いプロットが  $3\sigma$  の場合であるが、全ての  $p_T$  において  $2\sigma$  の方が  $S/N$  が良いため  $2\sigma$  を採用する。図 (4.1.5) の分布に点線で示している範囲が  $2\sigma$  の範囲であり、以下この範囲を  $\pi^0$  mass window と呼ぶ。 $\pi^0$  mass window 内に入ったもの、つまり cluster 情報から再構成した  $\pi^0$  を cluster  $\pi^0$  と呼ぶ。また、

$2\sigma$  の場合は  $p_T > 5 \text{ GeV}/c$  の範囲で  $S/N > 1$  となっているため、本研究で用いる  $\pi^0$  は  $5 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$  の範囲の cluster  $\pi^0$  とする。

### 4.1.3 $\pi^0$ 中間子の検出効率

FoCal に  $\pi^0$  の 2 つの崩壊光子が入射した際、本来は 2 つのクラスタが検出され、それぞれのエネルギーや入射位置を測定することができる。一方で、崩壊光子のなす角度が小さかった場合には FoCal に入射する 2 光子の距離が近すぎるために 1 つのクラスタしか検出されない可能性がある。その場合、1 つのクラスタに 2 光子分のエネルギーが落とされていることになるので、上記方法では  $\pi^0$  を再構成できない。このように検出器では全ての粒子を完全に検出することはできず、実際に放出された  $\pi^0$  よりも検出できる  $\pi^0$  はある割合で少なくなっている。真の  $\pi^0$  のうち再構成できた  $\pi^0$  の割合を  $\pi^0$  の検出効率といい、これにより測定結果を補正する。図 (4.1.5) の  $\pi^0$  mass window 内のクラスタから再構成した  $\pi^0$  の数 ( $N_{\text{sig}}$ ) と真の  $\pi^0$  の数 (紫の分布の積分値:  $N_{\text{true}}$ ) を用い、FoCal での  $\pi^0$  の検出効率  $\epsilon^{\text{pi}0}$  は

$$\epsilon^{\text{pi}0} = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{true}}} \quad (4.5)$$

で求められる。図 (4.1.8) に  $0 \leq p_T \leq 15 \text{ GeV}/c$  の範囲で  $1 \text{ GeV}/c$  刻みに求めた  $\epsilon^{\text{pi}0}$  の分布を示す。横軸が  $p_T$ 、縦軸が  $\epsilon^{\text{pi}0}$  である。 $5 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$  の範囲を直線でフィットした結果、

$$\epsilon^{\text{pi}0} = 0.835 \pm 0.002 \quad (4.6)$$

であった。つまり、 $5 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$  の範囲で約 84% の  $\pi^0$  を再構成できるということである。

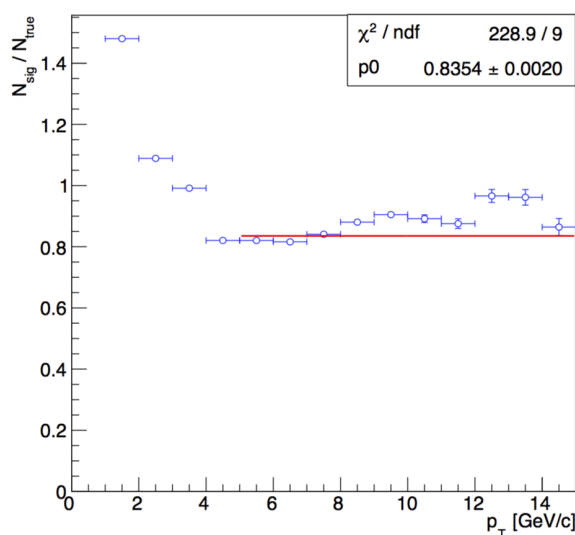


図 4.1.8  $\pi^0$  の検出効率  $\epsilon^{\text{pi}0}$  の  $p_T$  依存性

### 4.1.4 $\pi^0$ 中間子の角度分解能

ある true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  を再構成できている場合であっても、エネルギーや入射位置などの情報は完全に一致せず多少値がずれてしまう。その中でも本研究で重要なパラメータである  $\phi$  への影響は考慮する必要



がある。そこで、実際に生成された  $\pi^0$  とそれに対応する再構成した  $\pi^0$  の方位角の差から  $\pi^0$  の角度分解能を測定し、必要があればそれを用いて測定する方位角相関を補正する。まず、1 イベントごとに測定したクラスタのうち true  $\pi^0$  の崩壊光子と最も入射位置の距離が近いものを探し、そのクラスタを真の  $\pi^0$  崩壊光子によるクラスタであるとみなす。true  $\pi^0$  の  $\phi$  とその崩壊光子 2 つに対応するクラスタから再構成した  $\pi^0$  の  $\phi$  の差を調べる。図 (4.1.9) は true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  の方位角度差  $\Delta\phi$  の分布である。横軸は  $\Delta\phi$  を  $-\frac{\pi}{2} \leq \Delta\phi \leq \frac{3\pi}{2}$  の範囲で示している。

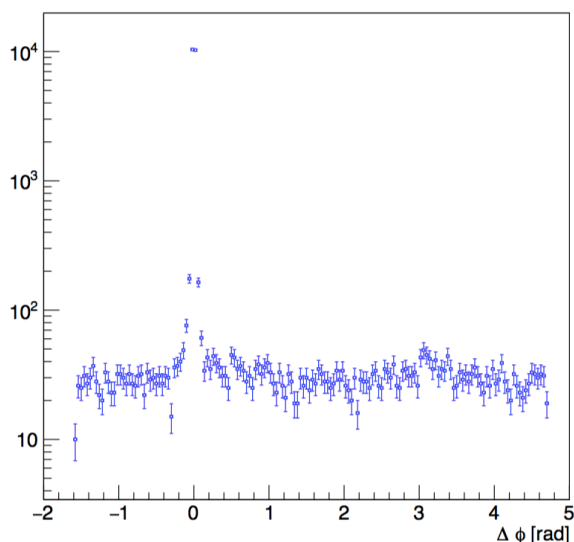


図 4.1.9 cluster  $\pi^0$  と true  $\pi^0$  の方位角度差

これより、 $\Delta\phi=0$  付近が多くなっており、対応している cluster  $\pi^0$  と true  $\pi^0$  のペアの  $\Delta\phi$  がここに集中していることがわかる。さらに、 $\Delta\phi=0$  付近の分布をより詳細に確認したものを図 (4.1.10) に示す。ピーク部分をガウシアンで、ピーク以外の部分を直線でフィットした。

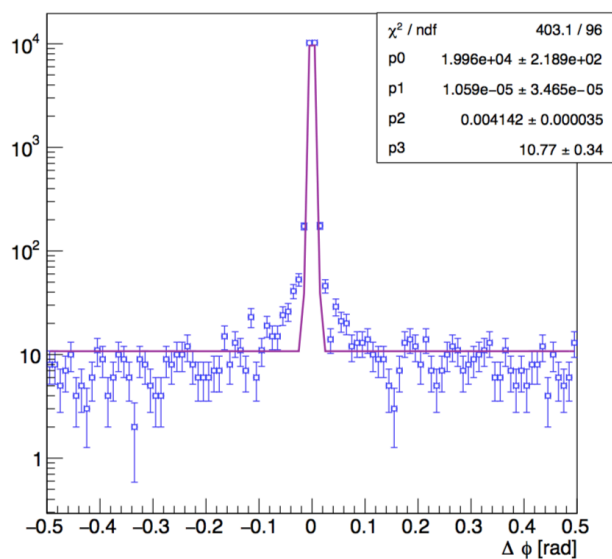


図 4.1.10 cluster  $\pi^0$  と true  $\pi^0$  の方位角度差 ( $-0.5 \leq \Delta\phi \leq 0.5$ )

このフィットによるガウシアン $\sigma$ はピークの広がり $\sigma$ の意味し、この $\sigma$ を角度分解能という。図(4.1.9)のフィット結果より $\sigma \sim 0.004$  radであることがわかる。5.2で説明するが、本研究では $\sigma$ の値が測定結果に比べてスケールが小さすぎる等の理由から $\sigma$ による補正は無視できることがわかったので補正項として使用しない。

## 4.2 二粒子相関法

再構成した $\pi^0$ の方位角 $\phi$ を用いて、二粒子相関法で方位角相関を測定する。1イベント毎に $\pi^0$ を再構成し、それぞれの $\pi^0$ について自分自身を除く他の $\pi^0$ とのペアをつくり、方位角の差 $\Delta\phi$ を計算する。1.3.3で述べたように、方位角上で反対方向に放出される2つのジェットがあればこの二粒子相関を測定すると $\Delta\phi=0, \pi$  radにピークをもつ分布が得られる。これについて詳しく述べる。前述した通りジェットとはハドロンの束であり、ジェット内には $\pi^0$ を含む多数の粒子がある。その中から、基準となる粒子(trigger粒子)を選び、相手粒子(associate粒子)との方位角度差を測定する。trigger粒子及びassociate粒子はそれぞれ $p_T$ や粒子種などで条件をかけて選ぶ。図(4.2.1)のジェットA内にある緑で示した粒子をtrigger粒子とし、黒で示した粒子をassociate粒子として方位角度差を求める。trigger粒子はジェットA内の粒子なので、ジェットA内のassociate粒子との方位角度差は青で示した $\Delta\phi_{near}$ で示されるように $\Delta\phi$ は0 rad 付近の値になる。また、trigger粒子を含まないジェットB内のassociate粒子との方位角度差は赤で示した $\Delta\phi_{away}$ で示されるように $\Delta\phi$ は $\pi$  rad 付近の値になる。このように、trigger粒子を含むジェット内の粒子との方位角度差は0 rad 付近になり、もう一方のジェット内の粒子との方位角度差は $\pi$  rad 付近になるため、2ジェット生成イベントでは $\Delta\phi=0, \pi$  radにピークをもつ相関が見られる。

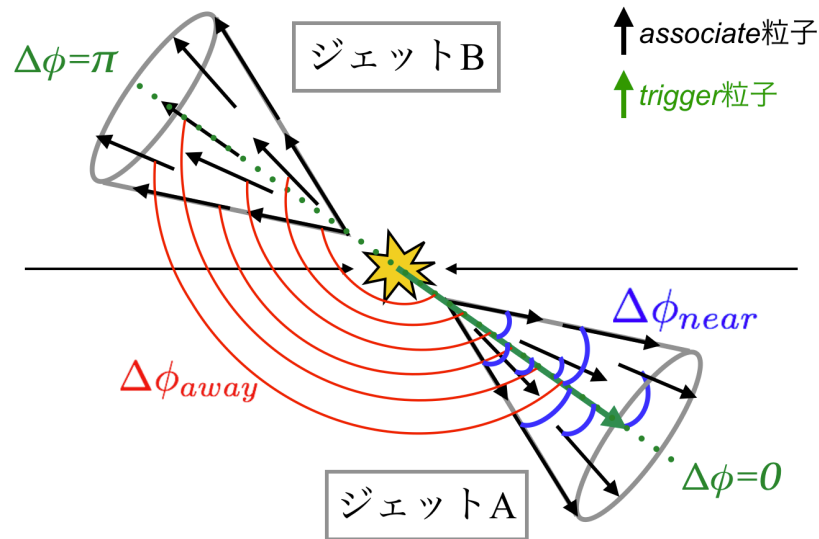


図 4.2.1 2ジェット生成イベントでの方位角計算方法

本研究では trigger 粒子及び associate 粒子を  $5 < p_T < 15$  GeV/c の同じ  $p_T$  範囲の  $\pi^0$  から選んび、1 イベントあたりに生成された  $5 < p_T < 15$  GeV/c の  $\pi^0$  の重複を許さない組み合わせで選んだペアでの角度相関を測定した。

## 4.3 方位角相関のバックグラウンド

### 4.3.1 バックグラウンドの見積もり方法

図(4.1.5)の不変質量分布を見てもわかるように、 $\pi^0$  mass window にはバックグラウンドも含まれている。これは、同じ  $\pi^0$  からの崩壊光子のペアではない光子 2 つを組み合わせると不変質量を計算した結果、偶然  $\pi^0$  の静止質量に近い値になったものである。このバックグラウンドを combinatorial background(CBG) という。FoCal を用いた測定からは真の  $\pi^0$  と CBG を区別できない。そのためこのバックグラウンドを含んで  $\pi^0$  方位角相関を観測し、そのあとでバックグラウンドの寄与を引く方法をとる。またバックグラウンドとしては、本来光子として FoCal の検出領域に飛来していたがビームパイプと相互作用して崩壊した後に電子または光子として FoCal に入射したものも考えられる。これらを用いて計算した不変質量が偶然  $\pi^0$  の静止質量に近い値になる可能性もあり、これも CBG の一部である。ここでは CBG の寄与のみを考慮しバックグラウンドの見積もりを行う。

方位角相関を  $f$  とし、trigger 粒子と associate 粒子にそれぞれ cluster  $\pi^0$  を用いた際の方位角相関を、cluster  $\pi^0$  を  $\pi^0$  mass window から選んだことから  $f_{\text{mass,mass}}$  と示す。cluster  $\pi^0$  のうち真の  $\pi^0$  であるシグナルを S、CBG を B とすると、trigger 粒子と associate 粒子はそれぞれ S 及び B を選ぶ可能性があるため、2 粒子の全組み合わせは SS、SB、BS、BB の 4 種類である。 $f_{\text{mass,mass}}$  に含まれる全ての要素を式で示すと、

$$f_{\text{mass,mass}} = f_{\text{SS}} + f_{\text{SB}} + f_{\text{BS}} + f_{\text{BB}} \quad (4.7)$$

となる。ここで  $f_{\text{SS}}$  とは真の  $\pi^0$  方位角相関を示し、 $f_{\text{SB}}$  または  $f_{\text{BS}}$  は 2 粒子を真の  $\pi^0$  と CBG のペアを選んだ場合の方位角相関を意味する。また、 $f_{\text{BB}}$  は 2 粒子を CBG から選んだ場合の方位角相関を示す。つまり、観測したい  $\pi^0$  方位角相関は  $f_{\text{SS}}$  である。そのため  $f_{\text{SB}}$ ,  $f_{\text{BS}}$ ,  $f_{\text{BB}}$  を差し引かなければいけない。そこで、CBG の寄与のみを含む方位角相関をつくるために、 $\pi^0$  mass window から十分離れた質量範囲 (side band) の不変質量をもつ光子ペアを使用する。 $\pi^0$  mass window が  $-2\sigma < M < 2\sigma$  の範囲であったのに対し、図(4.3.3)では associate 粒子のみ  $4\sigma < M < 6\sigma$ ,  $6\sigma < M < 8\sigma$ ,  $8\sigma < M < 10\sigma$  と変化させた場合に方位角相関に変化があるかを調べた。それぞれの分布は面積が 1 になるように規格化している。

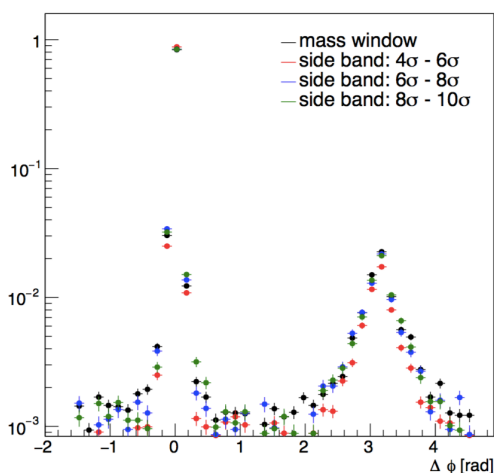


図 4.3.1 associate 粒子の質量範囲別の方位角相関

これより、associate 粒子の質量範囲を変化させても分布が一致し、 $\Delta\phi$  分布は side band の質量範囲に依存しないことがわかる。また、 $\pi^0$  mass window 内の CBG の数と side band 内の CBG の数を等しくする必要がある

ので、質量範囲の幅は同じにする必要がある。そこで、 $\pi^0$  mass window に対して同じ  $\sigma$  分離れたプラス側とマイナス側それぞれに  $2\sigma$  の範囲をとることで合計の幅を  $\pi^0$  mass window と等しい  $4\sigma$  にする。また、プラス側とマイナス側の side band が同じ性質であることがわかれば、その間の領域にある  $\pi^0$  mass window 内の CBG もそれらと同じふるまいをすることが仮定できる。図 (4.3.2) では、trigger 粒子は cluster  $\pi^0$  で、associate 粒子として  $4\sigma < M < 6\sigma$  (positive side) と  $-6\sigma < M < -4\sigma$  (negative side) を選んだ場合の方位角相関をそれぞれ確認した。マイナス側の相関を見るために、十分統計のある範囲が  $-6\sigma < M < -4\sigma$  であったため、ここでは  $-6\sigma < M < -4\sigma$  と  $4\sigma < M < 6\sigma$  を比較する。これも、分布の積分値が 1 になるように規格化している。

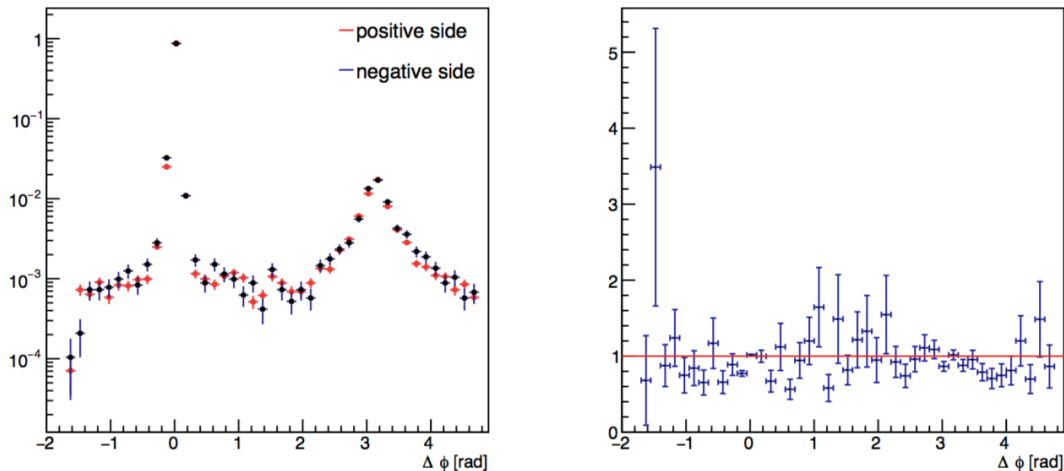


図 4.3.2 associate 粒子を  $4 - 6\sigma$  の positive side または negative side から選んだ場合の方位角相関の比較

左の分布に関しては、赤で示した分布が positive side の場合 ( $f_{\text{pos}}$ ) で青で示した分布が negative side の場合の分布 ( $f_{\text{neg}}$ ) である。右の分布は両分布の比であり、 $f_{\text{pos}}/f_{\text{neg}}$  の分布である。これより、 $f_{\text{pos}}/f_{\text{neg}} \sim 1$  であることがわかり、 $\pi^0$  mass window の両側から side band を選んでも同じ相関を示すことがわかった。つまり  $\pi^0$  mass window 内の CBG による方位角相関への影響は、 $f_{\text{pos}}$  及び  $f_{\text{neg}}$  と同等であると言える。以降、 $5 < p_T < 15$  における  $-6\sigma < M < -4\sigma$  及び  $4\sigma < M < 6\sigma$  の範囲を side band とする。

まず、trigger 粒子を cluster  $\pi^0$ 、associate 粒子を side band から選んだ際の方位角相関を  $f_{\text{mass,side}}$  とする。side band のバックグラウンドを  $B'$  として  $f_{\text{mass,side}}$  の全ての要素を式で示すと、

$$f_{\text{mass,side}} = f_{\text{SB}'} + f_{\text{BB}'} \quad (4.8)$$

となる。trigger 粒子を side band、associate 粒子を cluster  $\pi^0$  から選んだ際の方位角相関を  $f_{\text{side,mass}}$  とすると、含まれる要素は

$$f_{\text{side,mass}} = f_{\text{B}'\text{S}} + f_{\text{B}'\text{B}} \quad (4.9)$$

となる。また、trigger 粒子と associate 粒子をそれぞれ side band から選んだ際の方位角相関を  $f_{\text{side,side}}$  とすると、

$$f_{\text{side,side}} = f_{\text{B}'\text{B}'} \quad (4.10)$$

となる。式 (4.8)~式 (4.10) を用いて式 (4.7) のバックグラウンド要素を除く。

$\pi^0$  mass window 内のシグナル数を  $N_{\text{sig}}$ 、バックグラウンド数を  $N_{\text{BG}}$  とし、side band 内のバックグラウンド数を  $N'_{\text{BG}}$  とする。いま、CBG は計算した不変質量に対してほぼ直線的に変化しており、 $\pi^0$  mass window と

side band の範囲の幅は等しく  $4\sigma$  であるため  $\pi^0$  mass window 内のバックグラウンドの個数と side band 内のバックグラウンドの個数は同じである。よって  $N_{\text{BG}}$  と  $N'_{\text{BG}}$  の関係は

$$N_{\text{BG}} = N'_{\text{BG}} \quad (4.11)$$

であるとする。  $f_{\text{mass,mass}}$  では、2 粒子を同じ条件の  $\pi^0$  から選んでおり重複を許さない選び方で採用しているため、組み合わせ  $SB$  と  $BS$  は同じものを示す。これらは合わせて  $N_{\text{sig}}N_{\text{bg}}$  個の組み合わせがあるが、 $SB$  及び  $BS$  の割合は正確に算出できないため、どちらも  $\frac{1}{2}$  の確率で選ぶとする。つまり、 $f_{\text{SB}}$  及び  $f_{\text{BS}}$  はどちらも  $\frac{1}{2}N_{\text{sig}}N_{\text{bg}}$  個ずつあるものとする。  $f_{\text{mass,side}}$  の  $SB'$  の組み合わせは  $N_{\text{sig}}N'_{\text{BG}} = N_{\text{sig}}N_{\text{BG}}$  個であるため、

$$f_{\text{SB}'} = \frac{1}{2}f_{\text{SB}} \quad (4.12)$$

という関係があることがわかる。同様に、  $f_{\text{mass,mass}}$  内の  $f_{\text{BS}}$  と  $f_{\text{side,mass}}$  内の  $f_{\text{SB}'}$  にも同じ関係があり、

$$f_{\text{B}'\text{S}} = \frac{1}{2}f_{\text{BS}} \quad (4.13)$$

また、  $f_{\text{mass,mass}}$  の組み合わせ  $BB$  は重複なしの選び方なので、組み合わせの個数は  $\frac{N_{\text{BG}}(N_{\text{BG}}-1)}{2}$  であり、  $f_{\text{side,side}}$  内の組み合わせ  $B'B'$  も同様に重複なしで選んでいるため式 (4.11) より  $\frac{N'_{\text{BG}}(N'_{\text{BG}}-1)}{2} = \frac{N_{\text{BG}}(N_{\text{BG}}-1)}{2}$  個の組み合わせがある。これより、  $f_{\text{BB}} = f_{\text{B}'\text{B}'}$  であることがわかる。一方で  $f_{\text{mass,side}}$  内の組み合わせ  $BB'$  の個数は式 (4.11) を用いて  $N_{\text{BG}}N'_{\text{BG}} = N_{\text{BG}}^2$  であり、同様に  $f_{\text{mass,side}}$  内の組み合わせ  $B'B$  の個数も  $N'_{\text{BG}}N_{\text{BG}} = N_{\text{BG}}^2$  である。ここで、今回は  $f_{\text{BB}'}$  及び  $f_{\text{B}'\text{B}}$  の個数は  $f_{\text{BB}}$  や  $f_{\text{B}'\text{B}'}$  の個数のおよそ 2 倍であると仮定する。よって  $f_{\text{BB}}, f_{\text{BB}'}, f_{\text{B}'\text{B}}, f_{\text{B}'\text{B}'}$  の関係は

$$f_{\text{BB}} = \frac{1}{2}f_{\text{BB}'} = \frac{1}{2}f_{\text{B}'\text{B}} = f_{\text{B}'\text{B}'} \quad (4.14)$$

であるとする。式 (4.12) ~ 式 (4.14) を用いて  $f_{\text{mass,side}}, f_{\text{side,mass}}, f_{\text{side,side}}$  に含まれる要素を  $f_{\text{mass,mass}}$  の  $f_{\text{SS}}, f_{\text{SB}}, f_{\text{BS}}, f_{\text{BB}}$  を用いて表す。式 (4.12) 及び式 (4.14) を式 (4.8) に代入すると、  $f_{\text{mass,side}}$  は

$$f_{\text{mass,side}} = 2f_{\text{SB}} + 2f_{\text{BB}} \quad (4.15)$$

となる。式 (4.13) 及び式 (4.14) を式 (4.9) に代入すると、  $f_{\text{side,mass}}$  は

$$f_{\text{side,mass}} = 2f_{\text{BS}} + 2f_{\text{BB}} \quad (4.16)$$

となる。式 (4.14) を式 (4.10) に代入すると、  $f_{\text{side,side}}$  は

$$f_{\text{side,side}} = f_{\text{BB}} \quad (4.17)$$

となる。式 (4.15) ~ 式 (4.17) を式 (4.7) に代入すると、

$$\begin{aligned} f_{\text{mass,mass}} &= f_{\text{SS}} + f_{\text{SB}} + f_{\text{BS}} + f_{\text{BB}} \\ &= f_{\text{SS}} + \left( \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} - f_{\text{BB}} \right) + \left( \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} - f_{\text{BB}} \right) + f_{\text{BB}} \\ &= f_{\text{SS}} + \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} + \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} - f_{\text{BB}} \\ &= f_{\text{SS}} + \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} + \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

となる。これより、 $f_{\text{mass,mass}}$  に含まれるバックグラウンド  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は

$$\begin{aligned} f_{\text{BG}}^{\text{cluster}} &= f_{\text{mass,mass}} - f_{\text{SS}} \\ &= f_{\text{SS}} + \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} + \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \end{aligned} \quad (4.19)$$

のように示すことができる。

### 4.3.2 バックグラウンドの評価

式 (4.19) によるバックグラウンドの見積りの手法を評価する。そのために、true  $\pi^0$  を用いた方位角相関  $f_{\text{true}}$  を用いる。

図 (4.3.3) に cluster  $\pi^0$  及び pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{\text{mass,mass}}$ ,  $f_{\text{mass,side}}$ ,  $f_{\text{side,mass}}$ ,  $f_{\text{side,side}}$  と  $f_{\text{true}}$  を示す。青い分布が cluster  $\pi^0$ 、紫の分布が  $f_{\text{true}}$ 、緑の分布が pythia  $\pi^0$  を示す。表は各種の  $\pi^0$  を用いた場合の各分布の積分値である。

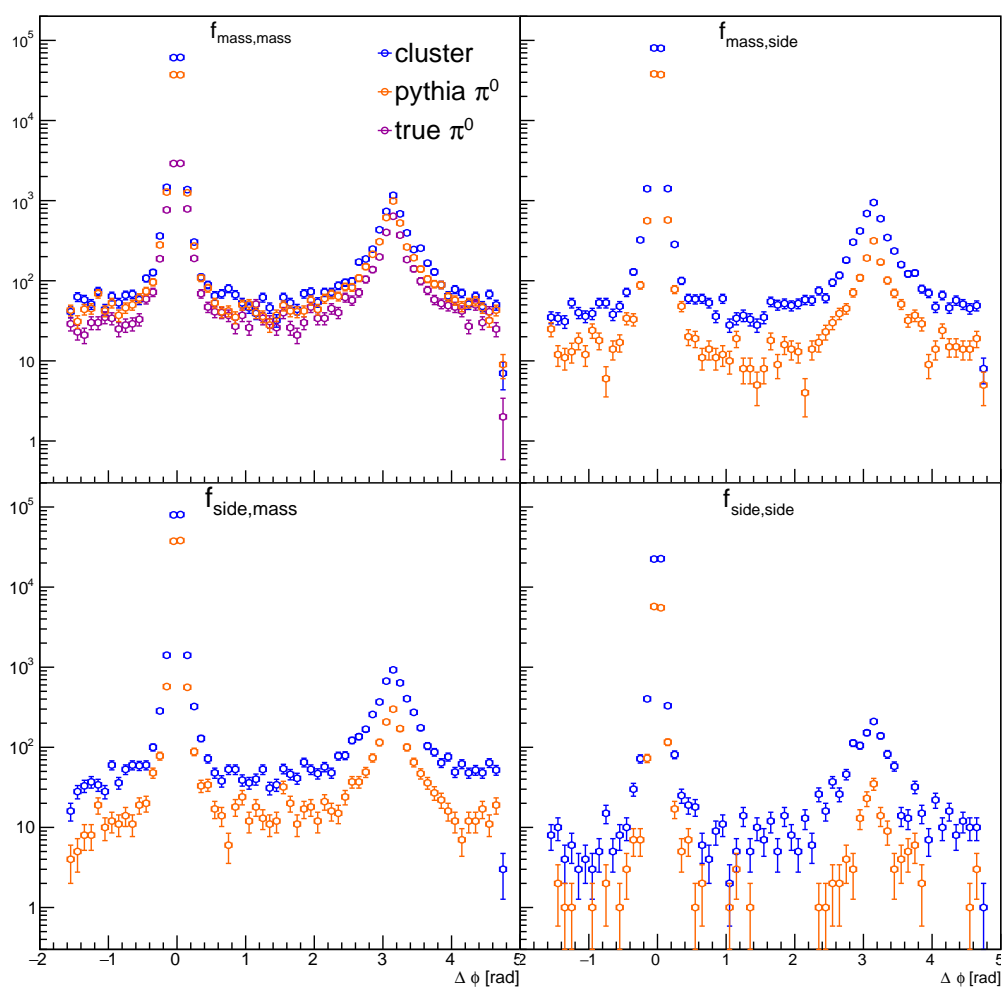


図 4.3.3 cluster  $\pi^0$ , pythia  $\pi^0$ , true  $\pi^0$  における方位角相関分布

	$f_{\text{mass,mass}}$	$f_{\text{mass,side}}$	$f_{\text{side,mass}}$	$f_{\text{side,side}}$
cluster $\pi^0$	133590	170153	170153	47368
pythia $\pi^0$	83665	78823	78823	11622
true $\pi^0$	11951			

表 4.3.1 cluster  $\pi^0$ , pythia  $\pi^0$ , true  $\pi^0$  における各方位角相関分布の積分値

まず、cluster  $\pi^0$  を用いた  $f_{\text{mass,mass}}$  に含まれるバックグラウンドについて評価するために、 $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  と真のバックグラウンド分布  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  を比較する。 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は  $f_{\text{true}}$  を用いて求める。式 (4.6) より cluster  $\pi^0$  の検出効率  $\epsilon^{\pi^0} \sim 0.835$  であり、 $f_{\text{SS}}$  と  $f_{\text{true}}$  は等しいと考えているため、 $f_{\text{true}}$  における trigger  $\pi^0$  と assoiate  $\pi^0$  それぞれを検出効率で補正する。 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は以下ようになる。

$$f_{\text{BG}}^{\text{true}} = f_{\text{mass,mass}} - f_{\text{true}} \times (\epsilon^{\pi^0})^2 \quad (4.20)$$

式 (4.19) によるバックグラウンドの見積もりが妥当なのであれば、 $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  と一致するはずである。図 (4.3.4) に  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布を赤で、 $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  の分布を青で示す。右のプロットは  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  を  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  で割った結果であり、これらの分布の比である。赤線は直線でフィットした結果を示している。これより、 $\Delta\phi=0$  及び  $\pi$  では  $98.0 \pm 0.4\%$  の精度でバックグラウンドを再現できていることがわかる。 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  及び  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  の積分値を表 (4.3.1) の値を用いて式 (4.20) 及び式 (4.19) から求め、表 (4.3.2) に示す。積分値を比較すると、 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は 125077 であり、これに対して  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は 122785 である。積分値も  $\sim 98\%$  で再現できていることがわかる。

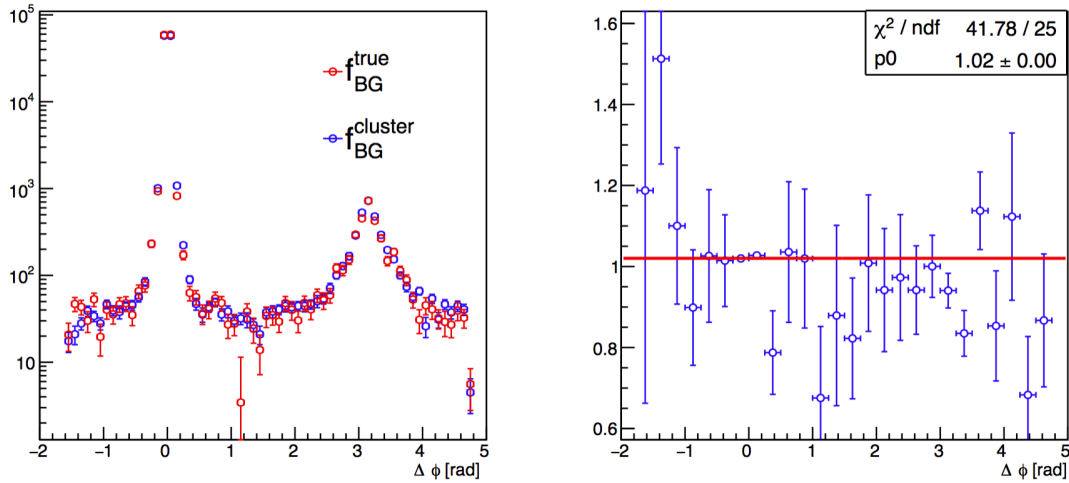


図 4.3.4  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布及び比 ( $f_{\text{BG}}^{\text{true}} / f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$ )

	$f_{\text{BG}}^{\text{true}}$	$f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$
Integral	125077	122785

表 4.3.2  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布の積分値

また、同様に pythia  $\pi^0$  を用いた  $f_{\text{mass,mass}}$  における真のバックグラウンド分布  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  と算出したバックグラウンド分布  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  を比較する。 $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  は cluster  $\pi^0$  の場合 (式 (4.19)) と同様に

$$f_{\text{BG}}^{\text{pythia}} = \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} + \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \quad (4.21)$$

と表される。検出効率による補正は必要ないので  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は

$$f_{\text{BG}}^{\text{true}} = f_{\text{mass,mass}} - f_{\text{true}} \quad (4.22)$$

と表される。図 (4.3.5) に  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布を黒で、 $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  の分布を緑を示す。右のプロットは  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  を  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  で割った結果であり、これらの分布の比を示している。赤線は直線でフィットした結果である。これより、 $93.7 \pm 0.6\%$  でバックグラウンドを再現できていることがわかる。 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  及び  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  の積分値を表 (4.3.1) の値を用いて式 (4.20) 及び式 (4.21) から求め、表 (5.2.1) に示す。積分値を比較すると、 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は 70714 であり、これに対して  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  は 67201 である。積分値も  $\sim 95\%$  で再現できていることがわかる。

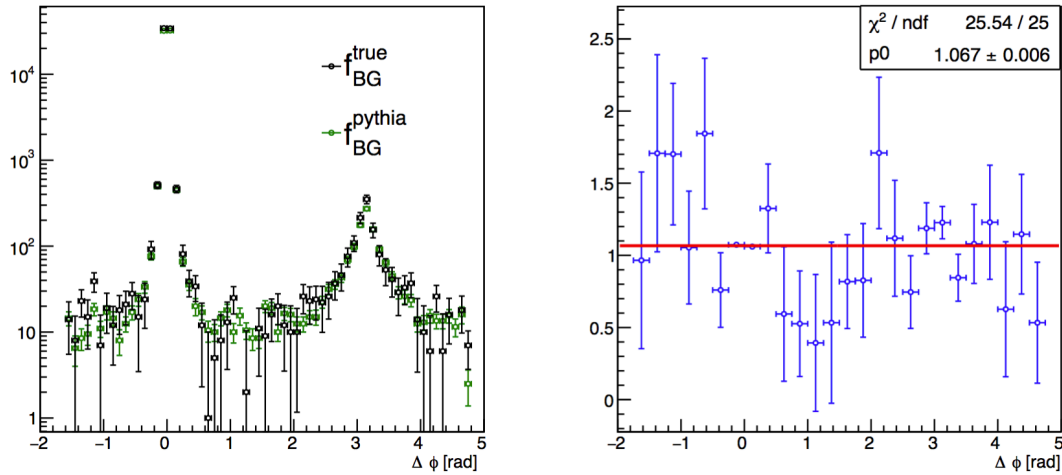


図 4.3.5  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  及び  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  と分布の比 ( $f_{\text{BG}}^{\text{true}} / f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$ )

	$f_{\text{BG}}^{\text{true}}$	$f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$
Integral	70714	67201

表 4.3.3  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布の積分値

以上より、cluster  $\pi^0$  及び pythia  $\pi^0$  における方位角相関のバックグラウンドは 95~98% で再現できることがわかったので、式 (4.19)、式 (4.21) によるバックグラウンドの見積もりの整合性が確かめられた。



## 第 5 章

### 結果・考察

#### 5.1 方位角相関のシグナル抽出

式 (4.19) でのバックグラウンドの見積りの手法の整合性が確かめられたので、式 (4.18) よりシグナル  $f_{SS}$  は

$$f_{SS} = f_{\text{mass,mass}} - \frac{1}{2}f_{\text{mass,side}} - \frac{1}{2}f_{\text{side,mass}} + f_{\text{side,side}} \quad (5.1)$$

と表すことができる。図 (4.3.3) の分布を用いて  $f_{SS}$  を求める。図 (5.1.1) に cluster  $\pi^0$  の方位角相関  $f_{SS}$  と true  $\pi^0$  を示す。右のプロットは両分布の比であり、直線でフィットした。

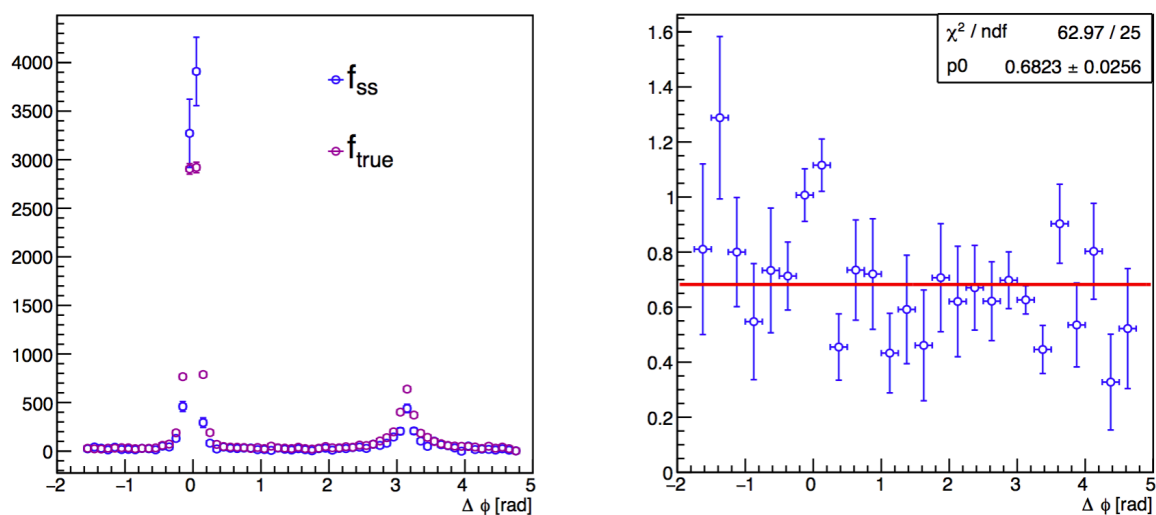


図 5.1.1 cluster  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{\text{true}}$  の分布及び分布の比

これより、 $f_{SS}$  及び  $f_{\text{true}}$  には  $\Delta\phi = 0, \pi$  に 2 つのピークを持つ相関が見られることがわかった。また、 $\Delta\phi = 0$  のピークの高さは  $f_{SS}$  の方が大きく  $\Delta\phi = \pi$  のピークの高さは  $f_{\text{true}}$  の方が大きい結果となった。またピーク以外の分布に関しては、右の比のプロットより  $f_{SS}/f_{\text{true}} = 0.68 \pm 0.03$  であり、 $f_{SS}$  の方が約 30% 小さいことがわかる。

次に、pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{\text{true}}$  を比較する。図 (5.1.2) に pythia  $\pi^0$  の方位角相関  $f_{SS}$  と true  $\pi^0$  を示す。右のプロットは両分布の比であり、直線でフィットした値を示した。式 (4.21) でのバックグラウンドの見積りが正しく評価できていることから、 $f_{SS}$  は cluster  $\pi^0$  と同様に式 (5.1) を用いて求める。

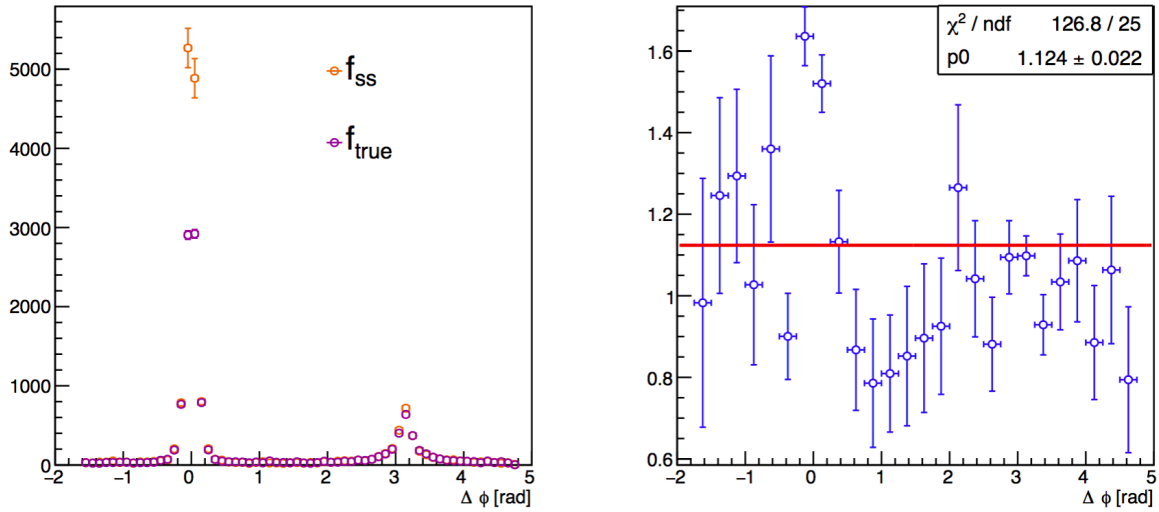


図 5.1.2 pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{true}$  の分布及び分布の比

これより、pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  にも  $\Delta\phi = 0, \pi$  に 2 つのピークを持つ相関が見られることがわかり、 $\Delta\phi = 0$  及び  $\pi$  ピークの高さは  $f_{SS}$  の方が大きい結果となった。

## 5.2 検出効率による補正

cluster  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  を、図 (4.1.8) から求めた  $\pi^0$  検出効率  $\varepsilon^{pi0}=0.831$  で補正する。検出効率は前章で説明した通り、真の  $\pi^0$  のうち再構成して観測できた  $\pi^0$  の割合を表すものであるため、cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  と  $f_{true}$  の  $\pi^0$  の収量のずれ及びそれに伴う方位角相関の収量を補正するためのものである。FoCal で測定した  $5 < p_T < 15$  の  $\pi^0$  の検出効率は  $\sim 84\%$  なので、trigger  $\pi^0$  と associate  $\pi^0$  それぞれの検出効率が  $\sim 84\%$  になっていると考える。したがって  $f_{SS}$  を  $\varepsilon^{pi0}$  を用いて、

$$f_{SS} \times \left( \frac{1}{\varepsilon^{pi0}} \right)^2 \quad (5.2)$$

と補正する。図 (5.2.1) に補正後の cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  と  $f_{true}$ 、pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  を示す。

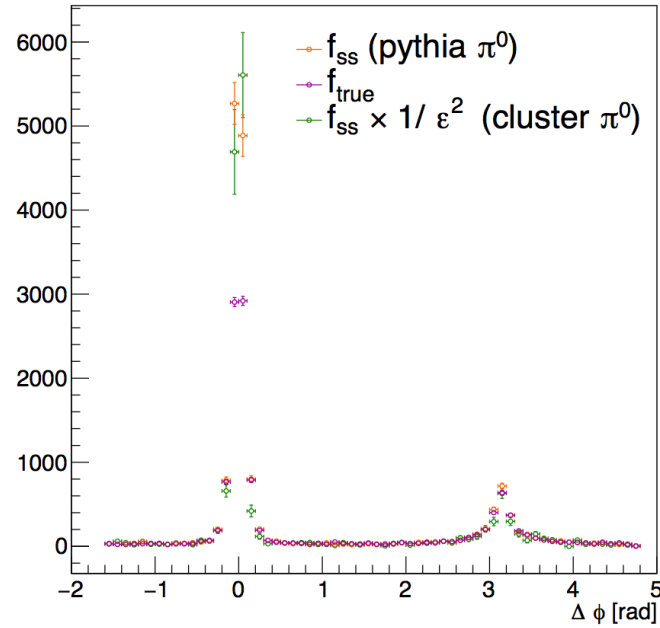


図 5.2.1  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$  と  $f_{\text{true}}$  及び  $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$  との比較

	$f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$	$f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$	$f_{\text{true}}$
Integral	15947	16464	11951

表 5.2.1  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布の積分値

緑の分布が検出効率で補正後の cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  である。紫の分布が  $f_{\text{true}}$ 、黄色の分布が pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  である。これより、補正後の分布の  $\Delta\phi = \pi$  のピークが  $f_{\text{true}}$  及び pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  に近づいたことがわかる。しかし、 $\Delta\phi = 0$  のピークは  $f_{\text{true}}$  より大きくなっており、pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  に近い大きさであることがわかる。具体的には補正後分布の  $\Delta\phi = 0$  のピークの 2 点の収量がそれぞれ  $f_{\text{true}}$  よりも 2000 ~ 3000 多い。また、全体の積分値を比較すると補正後の  $f_{SS}$  が 15947、 $f_{\text{true}}$  が 11951 であり差が 4000 であるので、 $\Delta\phi = 0$  のピーク分多いと考えられる。そこで、図 (5.2.2) に補正後の  $f_{SS}$  と  $f_{\text{true}}$  の分布の比を示す。比は直線でフィットした。補正前の  $f_{SS}/f_{\text{true}}$  は図 (5.1.1) より  $0.68 \pm 0.03$  であるのに対し、補正後の比  $f_{SS}/f_{\text{true}}$  は  $0.98 \pm 0.04$  となっており、補正によって cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  の分布が  $f_{\text{true}}$  に定量的に近づいたことがわかる。しかし  $\Delta\phi = 0$  ピークに関してはこの値からずれており、 $f_{SS}$  が  $f_{\text{true}}$  の約 1.5 倍であることがわかる。 $\Delta\phi = 0$  ピークには、差しひけていないバックグラウンドの寄与が含まれている可能性がある。

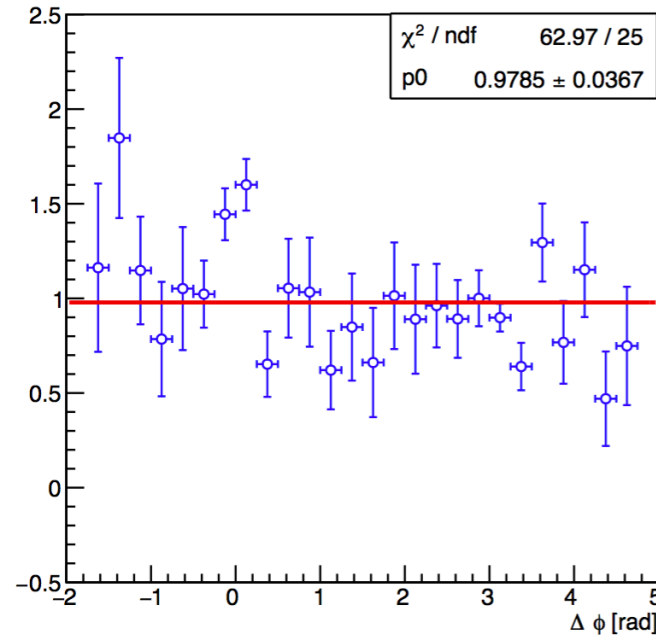


図 5.2.2  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$  と  $f_{\text{true}}$  の分布の比

また、図 (5.2.3) に補正後の分布と pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  の比を示す。cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  を補正したことにより、pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  との比は  $\Delta\phi = 0, \pi$  のピークを含めて  $0.88 \pm 0.03$  であることがわかった。

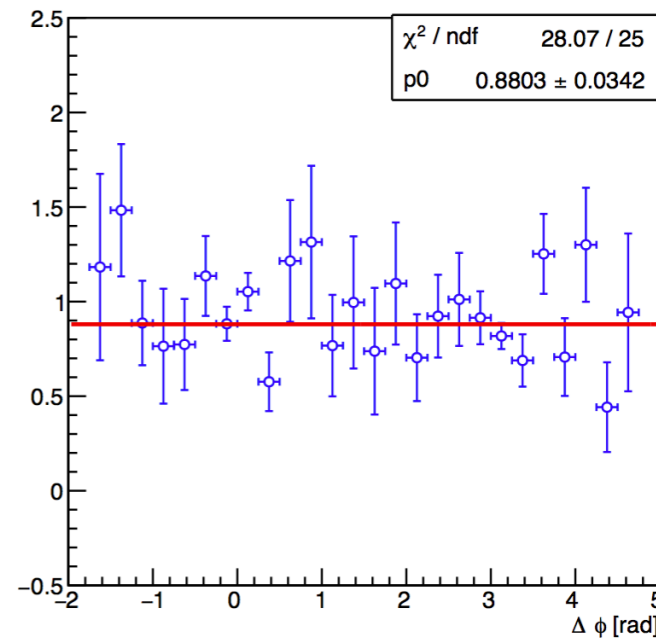


図 5.2.3  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$  と  $f_{\text{true}}$  の分布の比

### 5.3 角度分解能による補正

前章で説明したとおり、角度分解能は  $\sigma \sim 0.004$  rad であった。角度分解能とは、実際に測定した  $\pi^0$  の  $\phi$  の値が、測定すべき真の  $\pi^0$  の  $\phi$  の値からのずれを示すもので、測定した角度の補正に用いる。角度分解能は真の  $\pi^0$  の方位角が実際の測定ではずれの可能性がある、そのずれが  $f_{true}$  にもたらす効果を見積もるためのものである。つまり、分布の形でいうと  $f_{true}$  のピーク幅が広がる効果もたらす。また、図 (5.2.1) より、cluster  $\pi^0$  や pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  における  $\Delta\phi=0$  のピークの幅は  $f_{true}$  の  $\Delta\phi=0$  の幅に比べて鋭い。図 (5.2.1) より、いま  $\Delta\phi=0$  のピーク及び  $\Delta\phi=\pi$  のピークの幅は約 0.2 rad である。これに対して 0.004 rad の角度分解能は 2 桁小さいため、効果が無視できると考えられる。したがって、角度分解能による補正は無視するものとした。

### 5.4 cluster $\pi^0$ 内の真の $\pi^0$

#### 5.4.1 true $\pi^0$ と cluster $\pi^0$ の対応

cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  において、 $\Delta\phi=0$  のピークにある差し引けていないバックグラウンドについて考える。原因の 1 つとして考えられる CBG の収量の見積もりに関して、cluster  $\pi^0$  のうちの真の  $\pi^0$  の個数  $N_{sig}^{true}$  について考える。検出効率を求める際に用いた  $N_{sig}$  は不変質量分布の形状から見積もった  $\pi^0$  の収量であるが、ここでは cluster  $\pi^0$  の中から true  $\pi^0$  に対応するものを探し、それを真の  $\pi^0$  として扱う。そこで、true  $\pi^0$  と cluster  $\pi^0$  を対応させる手法について説明する。

まず、図 5.4.1 のように true  $\pi^0$  の崩壊光子の入射位置と cluster  $\pi^0$  の崩壊光子であるクラスタの重心位置の距離  $\Delta r$  を計算する。クラスタの重心位置である  $z=703$  cm 地点での  $x-y$  平面上の距離は厳密には赤で示した部分であるが、これと  $\Delta r$  との差は 703 cm に対して非常に小さな値であるため無視できるものとする。

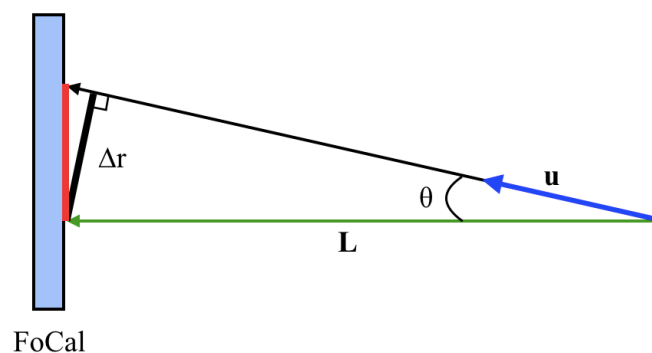


図 5.4.1 true  $\pi^0$  の崩壊光子の入射位置と cluster  $\pi^0$  の崩壊光子 (クラスタ) の距離  $\Delta r$

クラスタの位置ベクトル  $\mathbf{L}=(L_r, L_z)$  と両者のなす角  $\theta$  を用いると  $\Delta r$  は

$$\Delta r = |\mathbf{L}| \sin \theta \quad (5.3)$$

と表される。また、true  $\pi^0$  の崩壊光子の単位運動量ベクトル  $\mathbf{u}=(u_r, u_z)$  を用いると  $|\mathbf{u}|=1$  であるので式 (5.3) は

$$\begin{aligned}
\Delta r &= |\mathbf{L}||\mathbf{u}| \sin \theta \\
&= \mathbf{L} \times \mathbf{u} \\
&= L_z u_r - L_r u_z
\end{aligned}
\tag{5.4}$$

と表される。式 (5.3) を用いて、true  $\pi^0$  の崩壊光子に対して最も距離の近いクラスタを探した際の  $\Delta r$  の分布を図 5.4.2 に示す。 $\Delta r \sim 0$  にピークを持つような分布であり、true  $\pi^0$  の崩壊光子に対応するクラスタはその崩壊光子から  $-0.04 < \Delta r < 0.04$  cm の範囲内にあるといえる。この条件で true  $\pi^0$  の崩壊光子対に対応する cluster  $\pi^0$  の崩壊光子のクラスタ対を決定する。候補が複数個ある場合はクラスタペアの不変質量がより  $\pi^0$  の静止質量に近いものを選ぶ。

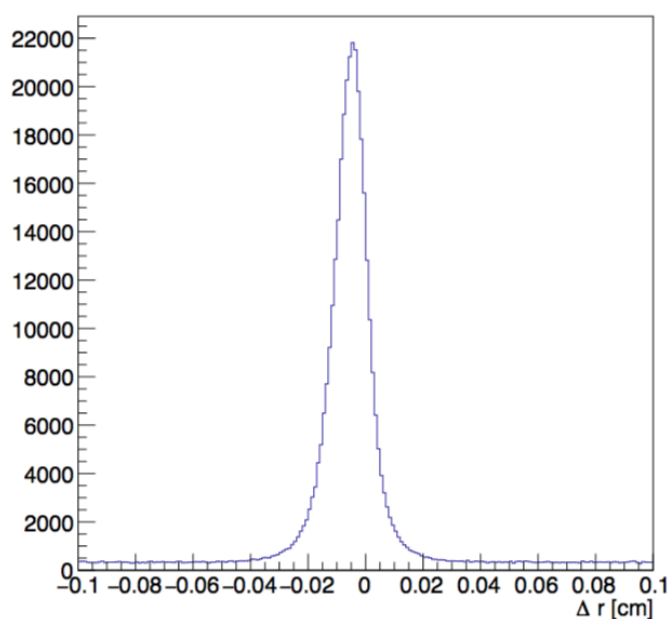


図 5.4.2 true  $\pi^0$  の崩壊光子の FoCal への入射位置と cluster  $\pi^0$  の重心位置の距離  $\Delta r$

この選別条件で true  $\pi^0$  に対する cluster  $\pi^0$  を決定した際のこれらの  $p_T$  の差 ( $\Delta p_T$ ) の分布を図 5.4.3 に示す。これより、 $\Delta p_T \sim 0$  付近にピークがあり、これが対応している true  $\pi^0$  と cluster  $\pi^0$  の  $\Delta p_T$  を示していることがわかる。しかし、 $\Delta p_T \sim -5$  にピークを持つ構造があり、これは true  $\pi^0$  の  $p_T$  に対して、それに対応する cluster  $\pi^0$  の  $p_T$  が約 5 GeV/c も小さく見積もられている場合が多数あることを示している。これより、true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  には  $\Delta r$  の条件に加えて  $\Delta p_T$  の条件を満たしたものを選ぶ必要がある。

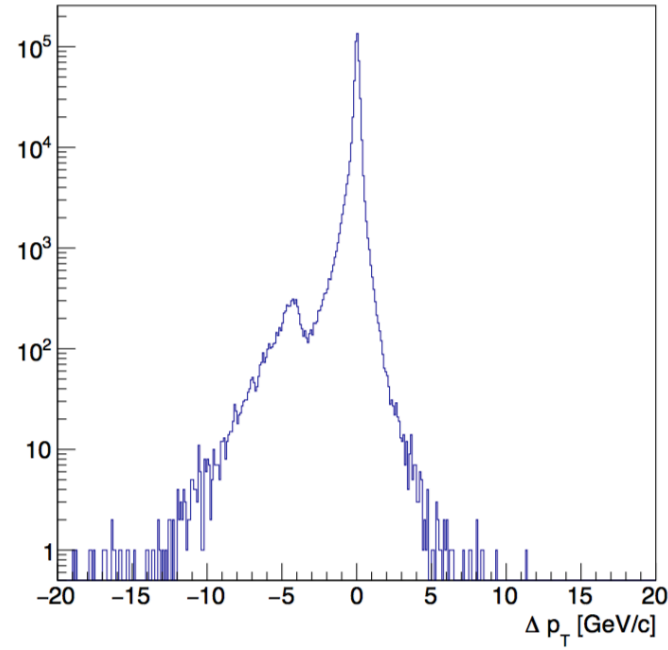


図 5.4.3 true  $\pi^0$  の  $p_T$  とそれに対応する cluster  $\pi^0$  の  $\Delta p_T$  分布

図 5.4.3 に図 5.4.3 の  $\Delta p_T \sim 0$  付近のピーク部分を拡大した  $\Delta p_T$  分布を示す。これより true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  は、true  $\pi^0$  の  $p_T$  に対して  $-1 < \Delta p_T < 1$  GeV/c の範囲内の  $p_T$  を持つといえる。

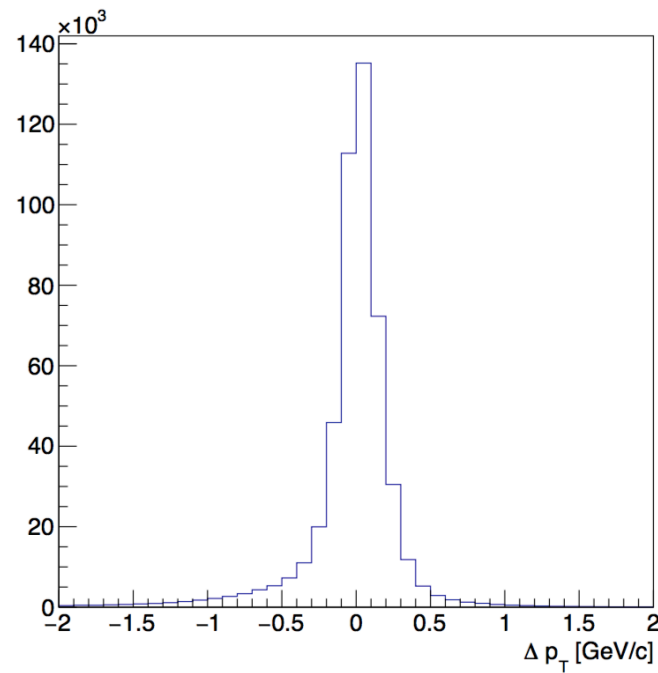


図 5.4.4 true  $\pi^0$  の  $p_T$  とそれに対応する cluster  $\pi^0$  の  $\Delta p_T$  分布 ( $-2 < \Delta p_T < 2$ )

以上より、true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  は、それらの  $\Delta p_T$  が  $-1 < \Delta p_T < 1$  GeV/c であり、それらの崩壊光子の  $\Delta r$  が  $-0.04 < \Delta r < 0.04$  cm であるものとする。

## 5.4.2 cluster $\pi^0$ の純度

前述した条件で true  $\pi^0$  に対応する cluster  $\pi^0$  を選ぶことで、cluster  $\pi^0$  中の真の  $\pi^0$  の収量  $N_{\text{sig}}^{\text{true}}$  を調べることができる。true  $\pi^0$  の収量のうちの  $N_{\text{sig}}^{\text{true}}$  の割合を  $\pi^0$  の純度といい、 $P^{\text{pi}0}$  と表す。 $P^{\text{pi}0}$  は  $N_{\text{true}}$  と  $N_{\text{sig}}^{\text{true}}$  を用いて

$$P^{\text{pi}0} = \frac{N_{\text{sig}}^{\text{true}}}{N_{\text{true}}} \quad (5.5)$$

で求められる。図 5.4.5 の  $0 \leq p_T \leq 15$  GeV/c の範囲で 1 GeV/c 刻みに求めた  $\epsilon^{\text{pi}0}$  の分布を示す。横軸が  $p_T$ 、縦軸が  $P^{\text{pi}0}$  である。 $5 \leq p_T \leq 15$  GeV/c の範囲を直線でフィットした結果、

$$P^{\text{pi}0} = 0.643 \pm 0.002 \quad (5.6)$$

であった。つまり、 $5 \leq p_T \leq 15$  GeV/c の範囲で約 64% の  $\pi^0$  を測定できていることがわかる。また、 $p_T > 15$  GeV/c の範囲でも約 64% の  $\pi^0$  の  $\pi^0$  を測定できており、 $\pi^0$  の純度は  $p_T$  に依らず約 64% で一定であることがわかる。

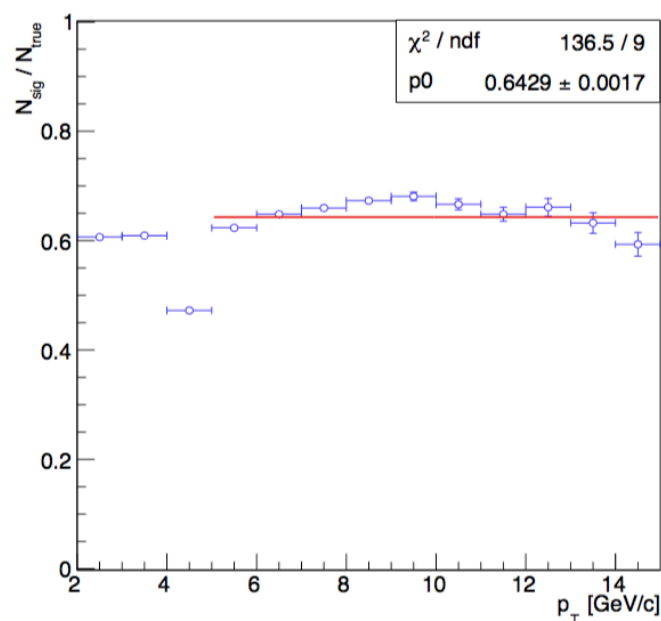


図 5.4.5 cluster  $\pi^0$  の純度  $P^{\text{pi}0}$  の  $p_T$  依存性

これと検出効率を比較すると  $5 < p_T < 15$  GeV/c の範囲で検出効率は約 84% であったことから、純度は約 20% 低いことになる。これは、不変質量分布でのフィットから求めた  $\pi^0$  の収量よりも実際の  $\pi^0$  の収量が約 20% 少ないことを意味し、この差分のバックグラウンドを差し引けていないことを示している。これは cluster  $\pi^0$  の  $f_{\text{SS}}$  において、 $\Delta\phi=0$  のピークにある差し引けていないバックグラウンドである可能性が考えられる。また  $p_T < 5$  GeV/c の領域においても検出効率と純度に差があることがわかる。つまり低い  $p_T$  領域でもフィットによって求めた  $\pi^0$  の収量が実際の収量より大幅に少なく、検出効率が 1 を超えてしまった原因からもフィットによって正しい  $\pi^0$  の収量を見積れていない可能性が考えられる。しかし、図 A.0.1 に示したようにフィット自体に大きな誤



りは見られないため、分布の形状からは見積もることができないバックグラウンドが存在している可能性がある。今後、この検出効率と純度の差分のバックグラウンドに関する物理的な解釈が必要である。

## 5.5 $N_{BG}$ と $N'_{BG}$ の比較

また、原因の1つとして考えられるバックグラウンドの寄与を計算する際の仮定である  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  の関係について考える。4.3.1 で述べたように、バックグラウンドの寄与を見積もる際に  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  は等しいと仮定している(式(4.11))。そこで、実際の  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  を比較する。図5.5.1に  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  の  $p_T$  依存性を、図5.5.2にはそれらの比を示した。 $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  が等しい  $p_T$  範囲もあれば、どちらかが大きい  $p_T$  範囲もあり、厳密には全  $p_T$  領域において式(4.11)の仮定が成り立っているとは言えない。 $N'_{BG}$  が  $N_{BG}$  と等しくなるように side band の範囲を  $p_T$  ごとに決定すれば、より厳密にバックグラウンドの寄与を見積もることができると考えられる。

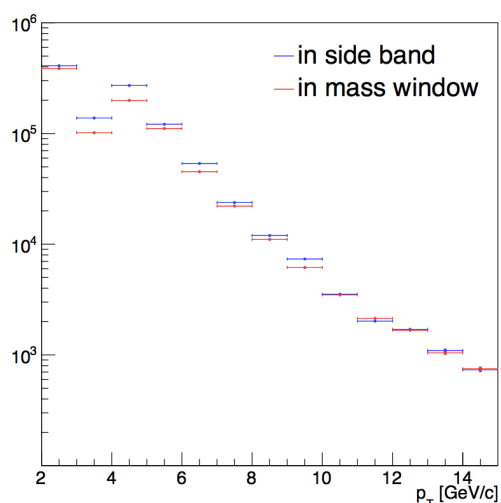


図 5.5.1  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  の  $p_T$  依存性

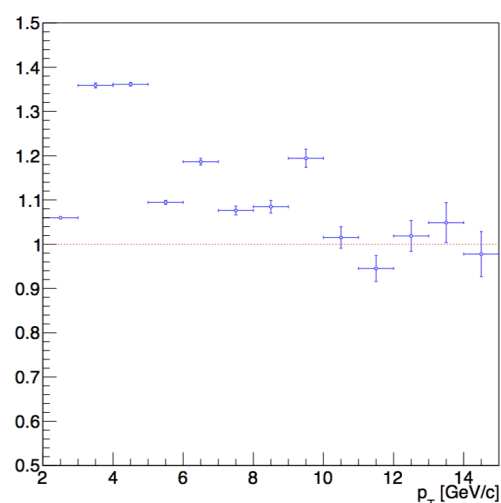


図 5.5.2  $N'_{BG}/N_{BG}$  の  $p_T$  依存性

いま、 $N'_{BG}$  は side band(positive side と negative side) 範囲内の不変質量分布の積分値であるので、範囲の調整は不変質量分布の1ビン ( $0.01 \text{ GeV}/c^2$ ) 単位で行う。また、positive side は  $\mu + 6\sigma$  の値を、negative side は  $\mu - 6\sigma$  の値を変更して調整を行う。positive side と negative side の両方の幅を1ビンずつ広げた場合の  $N'_{BG}$  と  $N_{BG}$  の比較を図5.5.3に、両方の幅を1ビンずつ縮めた場合の  $N'_{BG}$  と  $N_{BG}$  の比較を図5.5.4に示す。解析に使用する  $5 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$  を見ると、前者は全  $p_T$  で  $N'_{BG}$  の収量が多く、後者は全  $p_T$  で  $N_{BG}$  の収量が多い。したがって、positive side は  $\mu + 6\sigma - 0.01$ ,  $\mu + 6\sigma$ ,  $\mu + 6\sigma + 0.01$ 、negative side は  $\mu - 6\sigma - 0.01$ ,  $\mu - 6\sigma$ ,  $\mu - 6\sigma + 0.01$  でそれぞれ範囲を変更し、 $N'_{BG}$  が最も  $N_{BG}$  に近い値になる範囲を  $p_T$  ごとに決定する。

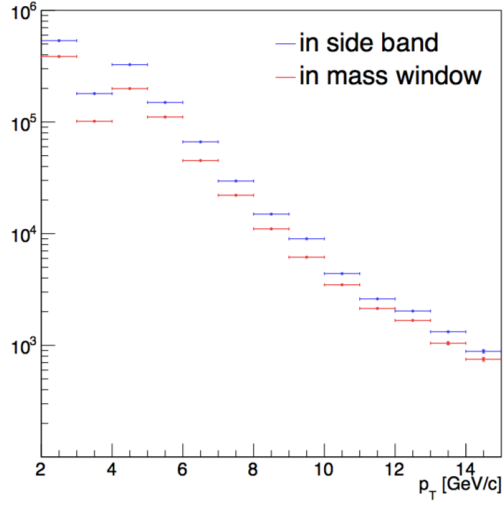


図 5.5.3 positive side と negative side を 1 ビンずつ広げた場合の  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  の  $p_T$  依存性

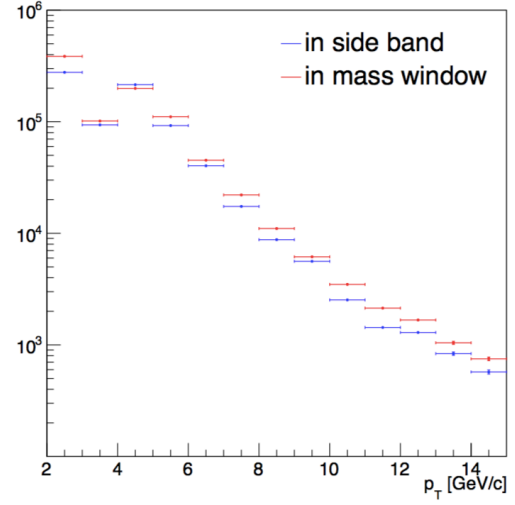


図 5.5.4 positive side と negative side を 1 ビンずつ縮めた場合の  $N'_{BG}/N_{BG}$  の  $p_T$  依存性

以上の方法で  $p_T$  ごとに決定した side band での  $N'_{BG}$  と  $N_{BG}$  の収量を図 5.5.5 に示し、これらの比を図 5.5.6 に示す。  $5 < p_T < 15$  GeV/c では、調整したことによって  $N'_{BG}$  と  $N_{BG}$  の比が調整前より 1 に近づいたことがわかる。

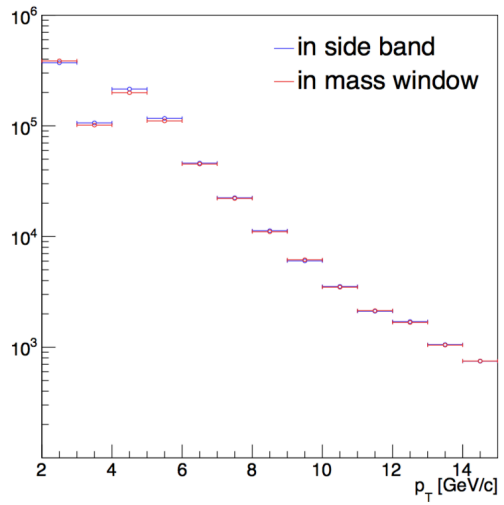


図 5.5.5 side band 調整後の  $N_{BG}$  と  $N'_{BG}$  の  $p_T$  依存性

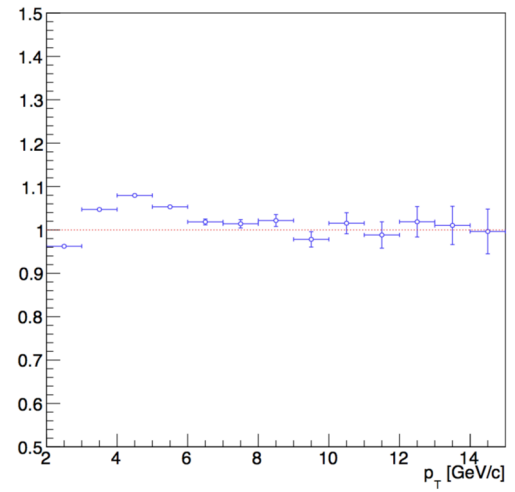


図 5.5.6 side band 調整後の  $N'_{BG}/N_{BG}$  の  $p_T$  依存性

今後は調整後の side band を用いることで方位角相関のバックグラウンドの寄与への影響を調べる必要がある。

## 第 6 章

### まとめと今後

本研究では、ALICE に導入する計画が進められている FoCal-E 検出器を用いて、先行研究よりも小さな Bjorken-x の領域における重心エネルギー 14 TeV の陽子-陽子衝突での  $\pi^0 - \pi^0$  方位角相関測定のための解析手法をシミュレーションによって開発した。FoCal-E はタングステン (W) とシリコン (Si) 半導体からなるサンプリング型の電磁カロリメータであり、FoCal-E にはエネルギー測定を目的とした Low-Granularity Layers(LGL) と入射位置測定を目的とした High-granularity Layers(HGL) がある。今回のシミュレーションのセットアップでは、LGL は約  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  の Si PAD、HGL は約  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$  の Si Pixel を用い、ビーム軸に垂直な平面上に  $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$  の範囲に敷き詰められている。奥行き方向のサイズは  $20X_0$  ( $\sim 6.6 \text{ cm}$ ) である。

FoCal-E で測定した光子をもとに  $\pi^0$  を再構成し、 $\pi^0$  由来ではない光子ペアから再構成した  $\pi^0$  (combinatorial background:CBG) の割合を差し引くことで  $\pi^0$  の収量を測定できた。ジェネレータでの生成粒子の情報から真の  $\pi^0$  中間子の生成量と比較することで、FoCal-E の  $5 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$  での  $\pi^0$  の検出効率が約 84% であることがわかった。また、再構成した  $\pi^0$  (CBG を含む) を用いて  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関を測定した。FoCal-E を用いた測定では、再構成した  $\pi^0$  のうちの真の  $\pi^0$  と CBG を区別することはできないため、CBG を含んだ  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関を測定した後で CBG の寄与を差し引く方法を開発した。 $\pi^0$  と CBG の方位角相関及び CBG と CBG の方位角相関を用いることによって、CBG の寄与を見積もることに成功し約  $98.0 \pm 0.4\%$  で見積もることができた。またこれによって導出した  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関は  $98 \pm 4\%$  で真の分布を再現することができた。

今後はさらなる手法の改善を目指し、ジェネレータの粒子情報を CGC 理論にしたがって変更した場合に、開発した手法で測定した  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関に変化が見られるのかを確認する必要がある。また、陽子-原子核衝突や原子核-原子核衝突においてもこの解析手法によって  $\pi^0 - \pi^0$  の方位角相関を測定可能かどうか調べる必要がある。

# 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご指導・ご支援いただきました。まず、研究室の林井久樹教授、宮林謙吉教授、下村真弥助教、蜂谷崇助教には深く感謝申し上げます。特に指導教員である下村先生には本研究テーマを提案していただき、そのおかげでたくさんの方に挑戦する充実した2年間を送ることができました。他愛のない話をしたり相談に乗ってもらったりしながら、研究の方針や解析方法等はもちろん、発表の仕方についてもご指導いただきました。また蜂谷先生には解析手法や解析結果の物理的解釈等、根本から理解できるようわかりやすく指導していただきました。何より、ユトレヒト出張前の2ヵ月間で本研究の基礎を習得できたのは蜂谷先生の計画的な指導のおかげです。林井先生には物理に関する基礎的な部分を指導していただき、発表方法まで幅広くサポートしていただきました。宮林先生は検出器の基礎的な部分や解析に関して指導していただき、解析環境についてもサポートしていただきました。

そしてFoCalグループの方々にも大変お世話になりました。筑波大学の中條達也講師は、右も左もわからない状態でFoCalプロジェクトに参加した私を快く受け入れていただき感謝しております。主にテストビーム実験の際にサポートしていただき、FoCal関連のミーティングでは鋭い指摘やアドバイスをいただきました。筑波技術大学の稲葉基准教授にはFoCal試作機のエレクトロニクス関連で非常にお世話になり、海外出張の際に大変気さくに接していただきました。筑波大学の三明康郎教授にはテストビーム実験の際にお世話になり、広島大学の杉立徹教授にはミーティング等での確かなアドバイスをいただきました。ユトレヒト大学のThomas PeitzmannとMarco van Leeuwenにはユトレヒト滞在時に本研究の指導をしていただきました。私の拙い英語でのわかりにくい説明を彼らの優秀さでカバーしていただき、とても親切かつ丁寧に指導していただきました。帰国してからもお忙しい中定期的にミーティングで行ってアドバイスをし続けてくれました。彼らの力なしではこの研究をここまで進められませんでした。深く感謝申し上げます。

また、FoCalグループに参加した頃から共に活動してきた筑波大学の川名大地くん、川村陽太くん、鈴木刀真くんには大変お世話になりました。CERNでのテストビーム実験のときに大変な日々を苦痛なく過ごせたのは彼らのおかげです。早朝から頭を強打した際に助けてくれた川名くん、先輩なのに容赦無くいじってくる川村くん、ユトレヒトでの英語三昧の修行の日々を共に苦勞し本研究をサポートしてくれた鈴木くん。個性的で楽しい皆さんでしたが、彼らの研究に対する熱意や真面目さに触れることができたおかげで奈良女子大学では気づけなかった事に気づくことができ、研究に対する意識が変わりました。本当にありがとうございました。また、広島大学の高須さん、筑波大学の田所くん、畠山さんという楽しい後輩にも恵まれました。お世話になりました。

そして毎日院生部屋で一緒だった長谷川さん、武田さん、横山さん、池田さん、伊藤さん、石丸さん、加納さん、西谷さん、皆吉さんにも心から感謝しております。個性的な先輩、同期、後輩のおかげで、楽しい日々を過ごすことができました。

最後に、本研究に関わっていただいた方々、大学院に通わせてくれた両親と家族に深く感謝申し上げます。

## 付録 A

# p-p 衝突シミュレーションでの $\pi^0$ の再構成

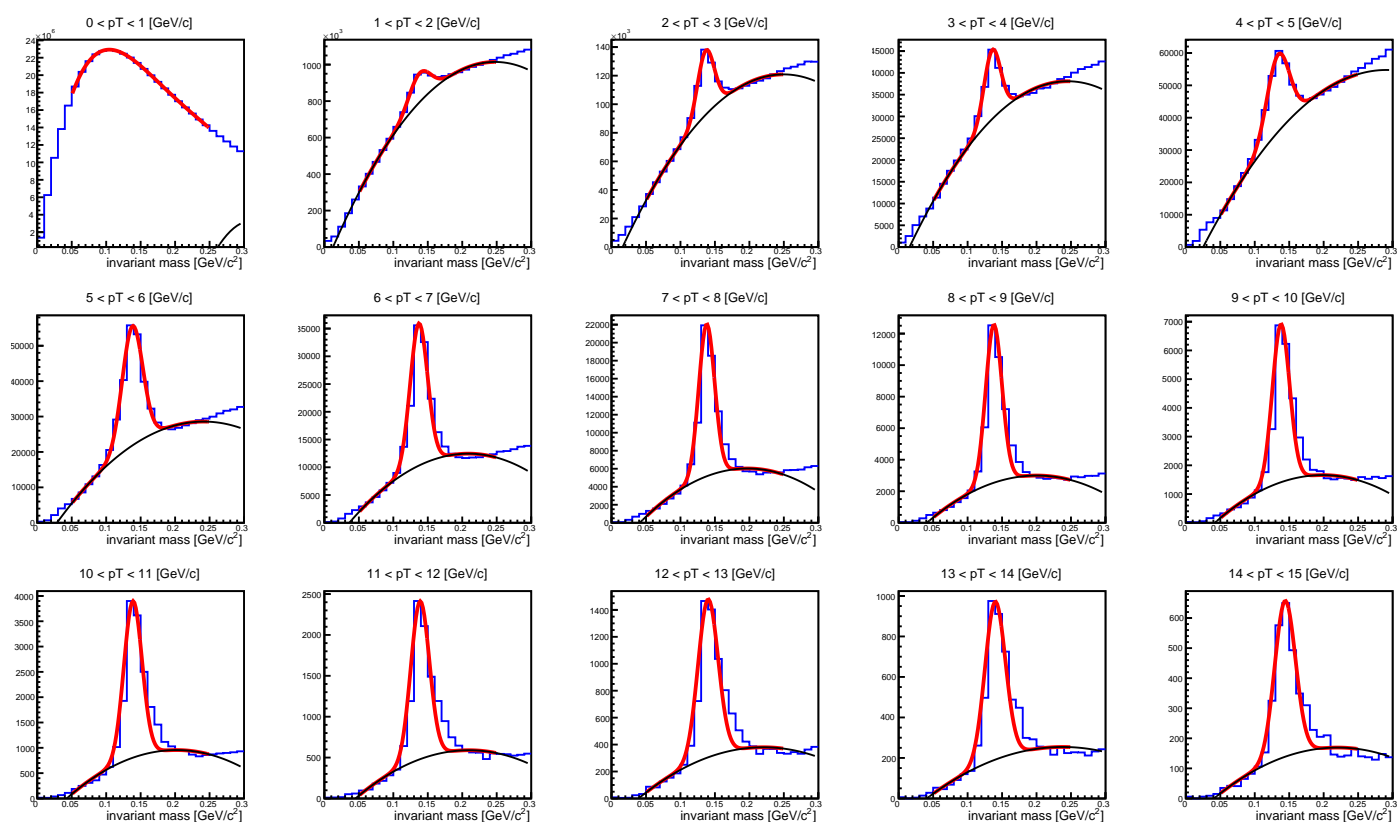


図 A.0.1  $p_T$  ごとの不変質量分布 ( $0 < p_T < 15$  [GeV/c]) gaussian(Signal) + pol2(Background) での fitting

図 A.0.1 に図 4.1.5 の不変質量分布をガウス関数と二次関数でフィットした結果を示す。

## 付録 B

# associate $\pi^0$ ( $2 \leq p_T \leq 5$ GeV/c) の場合の方位角相関

本研究では、本文中に示したように trigger  $\pi^0$  及び associate  $\pi^0$  を同じ  $p_T$  範囲 ( $5 \leq p_T \leq 15$  GeV/c) から選んだ場合の  $\pi^0$ - $\pi^0$  方位角相関の測定に加えて、異なる  $p_T$  範囲 ( $5 \leq p_T \leq 15$  GeV/c) から選んだ場合の  $\pi^0$ - $\pi^0$  方位角相関の測定も行った。このとき、trigger  $\pi^0$  は  $5 \leq p_T \leq 15$  GeV/c から、associate  $\pi^0$  を  $2 \leq p_T \leq 5$  GeV/c から選んだ。以下、その場合におけるバックグラウンドの見積もり及びシグナル抽出に関して述べる。

### B.1 バックグラウンドの見積もり

$2 \leq p_T \leq 5$  での  $\pi^0$  mass window 内のシグナル数を  $N_{\text{sig}}^{\text{low}}$ 、バックグラウンド数を  $N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  とし、side band 内のバックグラウンド数を  $N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}}$  とする。 $5 \leq p_T \leq 15$  での  $\pi^0$  mass window 内のシグナル数を  $N_{\text{sig}}^{\text{high}}$ 、バックグラウンド数を  $N_{\text{BG}}^{\text{high}}$  とし、side band 内のバックグラウンド数を  $N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}}$  とする。式 (4.11) と同様に、

$$N_{\text{BG}}^{\text{low}} = N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}} \quad (\text{B.1})$$

$$N_{\text{BG}}^{\text{high}} = N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}} \quad (\text{B.2})$$

であるとする。  $f_{\text{mass,mass}}$  における組み合わせ  $SB$  の個数は  $N_{\text{sig}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  であり、  $f_{\text{mass,side}}$  における組み合わせ  $SB$  の個数は  $N_{\text{sig}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}}$  である。式 (B.1) より、  $N_{\text{sig}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}} = N_{\text{sig}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  であるため、

$$f_{\text{SB}'} = f_{\text{SB}} \quad (\text{B.3})$$

となる。同様に、  $f_{\text{mass,mass}}$  における組み合わせ  $BS$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{sig}}^{\text{low}}$  であり、  $f_{\text{side,mass}}$  における組み合わせ  $BS$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{sig}}^{\prime\text{low}}$  である。式 (B.2) より、  $N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{sig}}^{\prime\text{low}} = N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{sig}}^{\text{low}}$  であるため、

$$f_{\text{B}'S} = f_{\text{BS}} \quad (\text{B.4})$$

となる。また、  $f_{\text{mass,mass}}$  の組み合わせ  $BB$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  であり、  $f_{\text{side,side}}$  における組み合わせ  $f_{\text{B}'B'}$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}} N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}}$  である。式 (B.1) 及び式 (B.2) より、  $N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}} N_{\text{BG}}^{\prime\text{low}} = N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  である。また、  $f_{\text{mass,side}}$  における組み合わせ  $BB$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  であり、  $f_{\text{side,mass}}$  における組み合わせ  $BB$  の個数は  $N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}}$  であり、式 (B.1) 及び式 (B.2) より、

$$N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}} = N_{\text{BG}}^{\prime\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}} = N_{\text{BG}}^{\text{high}} N_{\text{BG}}^{\text{low}} \quad (\text{B.5})$$

となるので、 $f_{BB}, f_{BB'}, f_{B'B}, f_{B'B'}$  の関係は

$$f_{BB} = f_{BB'} = f_{B'B} = f_{B'B'} \quad (\text{B.6})$$

となる。式 (B.3) ~ 式 (B.6) を用いて  $f_{\text{mass,side}}, f_{\text{side,mass}}, f_{\text{side,side}}$  に含まれる要素を  $f_{\text{mass,mass}}$  の  $f_{SS}, f_{SB}, f_{BS}, f_{BB}$  を用いて表す。式 (B.3) 及び式 (B.6) を式 (4.8) に代入すると、 $f_{\text{mass,side}}$  は

$$f_{\text{mass,side}} = f_{SB} + f_{BB} \quad (\text{B.7})$$

となる。式 (4.132) 及び式 (B.6) を式 (4.9) に代入すると、 $f_{\text{side,mass}}$  は

$$f_{\text{side,mass}} = f_{BS} + f_{BB} \quad (\text{B.8})$$

となる。式 (B.6) を式 (4.10) に代入すると、 $f_{\text{side,side}}$  は

$$f_{\text{side,side}} = f_{BB} \quad (\text{B.9})$$

となる。式 (B.7) ~ 式 (B.9) を式 (4.7) に代入すると、

$$\begin{aligned} f_{\text{mass,mass}} &= f_{SS} + f_{SB} + f_{BS} + f_{BB} \\ &= f_{SS} + (f_{\text{mass,side}} - f_{BB}) + (f_{\text{side,mass}} - f_{BB}) + f_{BB} \\ &= f_{SS} + f_{\text{mass,side}} + f_{\text{side,mass}} - f_{BB} \\ &= f_{SS} + f_{\text{mass,side}} + f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

となる。これより、 $f_{\text{mass,mass}}$  に含まれるバックグラウンド  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は

$$\begin{aligned} f_{\text{BG}}^{\text{cluster}} &= f_{\text{mass,mass}} - f_{SS} \\ &= f_{\text{mass,side}} + f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

のように示すことができる。

## B.2 バックグラウンドの評価

式 (B.11) によるバックグラウンドの見積もりの手法を評価する。4.3.2 同様に true  $\pi^0$  及び pythia  $\pi^0$  を用いる。図 (4.3.3) に associate  $\pi^0$  を  $2 \leq p_T \leq 5$  から選んだ場合における、cluster  $\pi^0$  及び pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{\text{mass,mass}}$ ,  $f_{\text{mass,side}}$ ,  $f_{\text{side,mass}}$ ,  $f_{\text{side,side}}$ ,  $f_{\text{true}}$  を示す。青い分布が cluster  $\pi^0$ 、紫の分布が  $f_{\text{true}}$ 、緑の分布が pythia  $\pi^0$  を示す。表は各分布の積分値である。

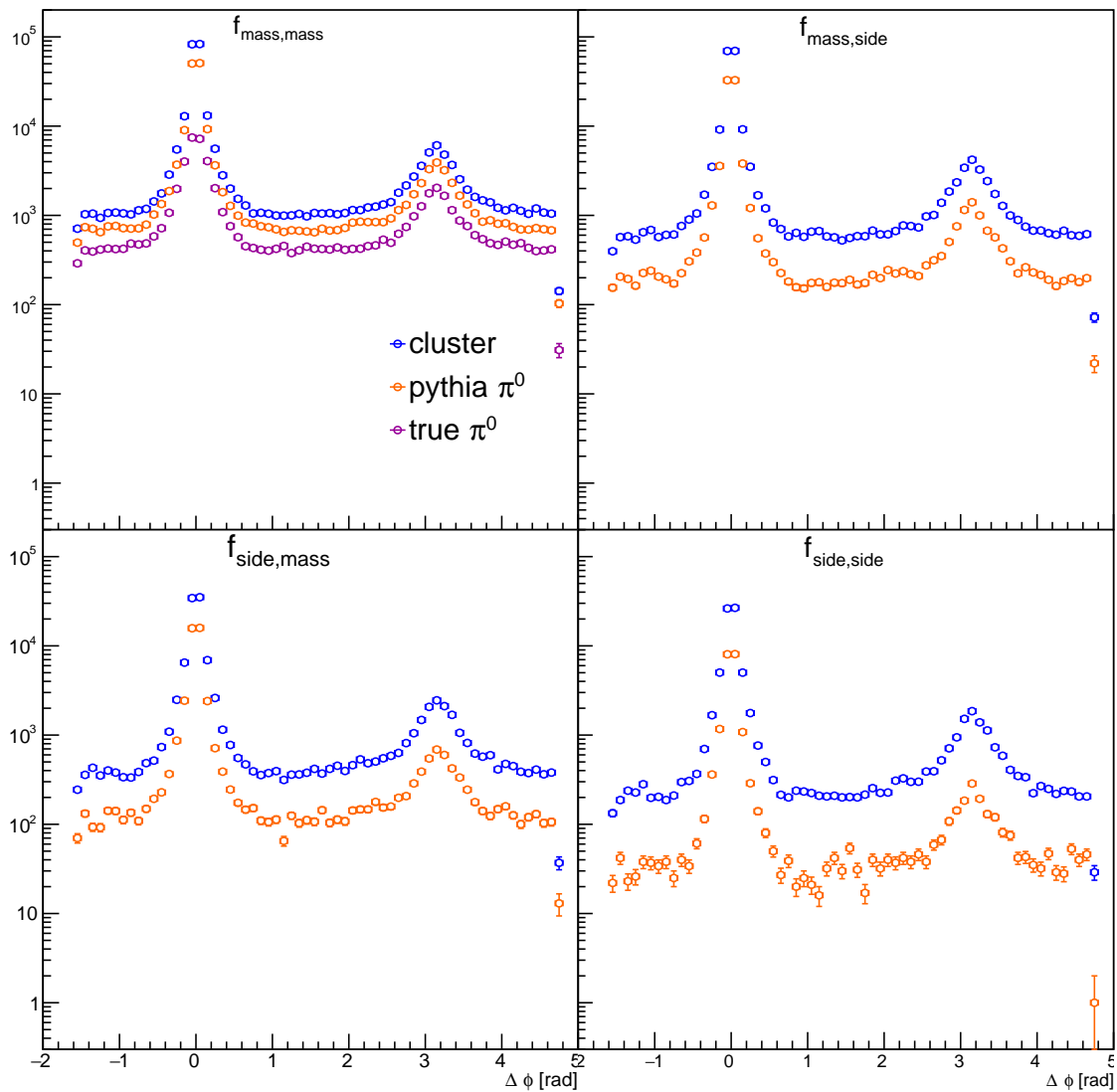


図 B.2.1 cluster  $\pi^0$ , pythia  $\pi^0$ , true  $\pi^0$  における方位角相関分布

式 (B.11) によるバックグラウンドの見積もりが妥当なのであれば、 $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  と一致するはずである。図 (B.2.2) に  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布を示す。右のプロットは  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  を  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  で割った結果であり、両分布の比であり、直線でフィットした。これより、 $91.4 \pm 0.3\%$  の精度でバックグラウンドを再現できていることがわかる。表 (B.2.1) の値を用いて積分値を比較すると、 $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は 256500 であり、これに対して  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  は 234275 である。積分値も  $\sim 91\%$  の精度で再現できていることがわかる。



	$f_{\text{mass,mass}}$	$f_{\text{mass,side}}$	$f_{\text{side,mass}}$	$f_{\text{side,side}}$
cluster $\pi^0$	295752	221395	124181	89076
pythia $\pi^0$	188041	38663	48719	22334
true $\pi^0$	61477			

表 B.2.1 cluster $\pi^0$ ,pythia $\pi^0$ ,true $\pi^0$  における各方位角相関分布の積分値

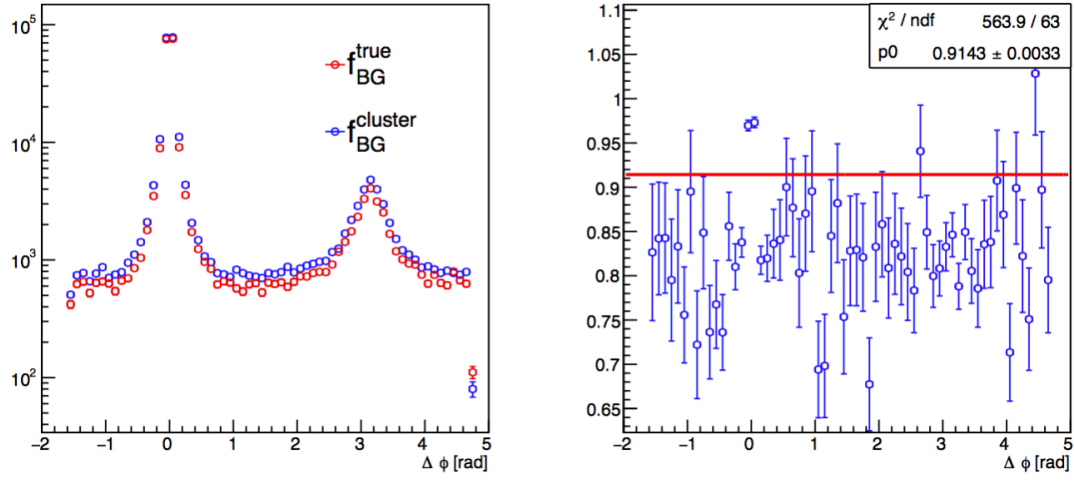


図 B.2.2  $f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布及び比 ( $f_{\text{BG}}^{\text{true}} / f_{\text{BG}}^{\text{cluster}}$ )

また、同様に  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の比較を行う。 $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  は cluster  $\pi^0$  の場合 (式 (B.11)) と同様に

$$f_{\text{BG}}^{\text{pythia}} = f_{\text{mass,side}} + f_{\text{side,mass}} - f_{\text{side,side}} \quad (\text{B.12})$$

と表される。図 (B.2.3) に  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  と  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  の分布を示す。右のプロットは  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  を  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  の比である。これより、 $94.9 \pm 0.9\%$  の精度でバックグラウンドを再現できていることがわかる。表 (B.2.1) の値を用いると積分値は  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  は 126564 であり、 $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  は 65048 である。積分値では pythia  $\pi^0$  の方が  $\sim 50\%$  少ないが、形は再現できていることがわかる。

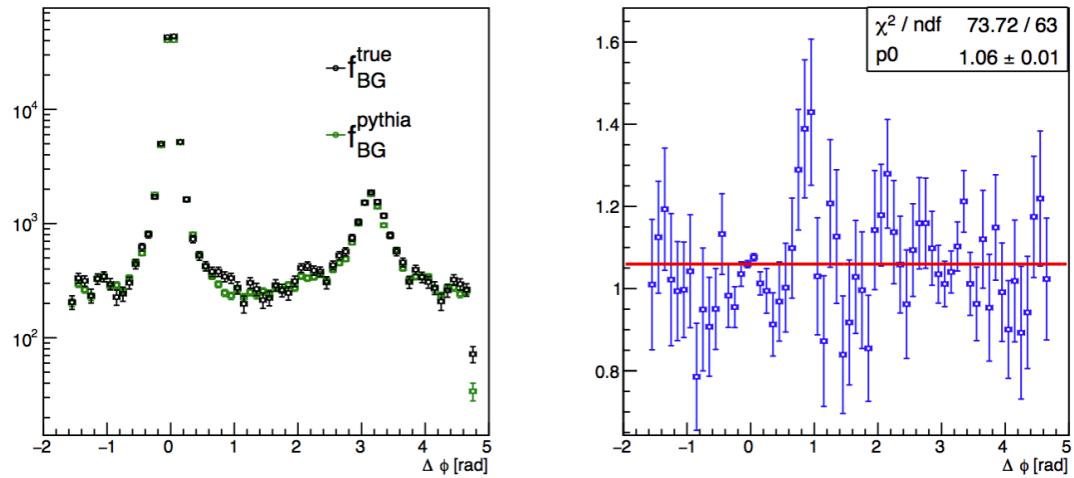


図 B.2.3  $f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$  及び  $f_{\text{BG}}^{\text{true}}$  と分布の比 ( $f_{\text{BG}}^{\text{true}} / f_{\text{BG}}^{\text{pythia}}$ )

したがって、式 (B.11) 及び式 (B.12) によるバックグラウンドの見積もりが妥当であることが確かめられた。

### B.3 シグナル抽出

式 (B.11) でのバックグラウンドの見積りの手法の妥当性が確かめられたので、式 (B.10) よりシグナル  $f_{SS}$  は

$$f_{SS} = f_{\text{mass,mass}} - f_{\text{mass,side}} - f_{\text{side,mass}} + f_{\text{side,side}} \quad (\text{B.13})$$

と表すことができる。図 (B.2.1) の分布を用いて  $f_{SS}$  を求める。図 (B.3.1) に cluster  $\pi^0$  の方位角相関  $f_{SS}$  と true  $\pi^0$  を示す。右のプロットは両分布の比であり、直線でフィットした。

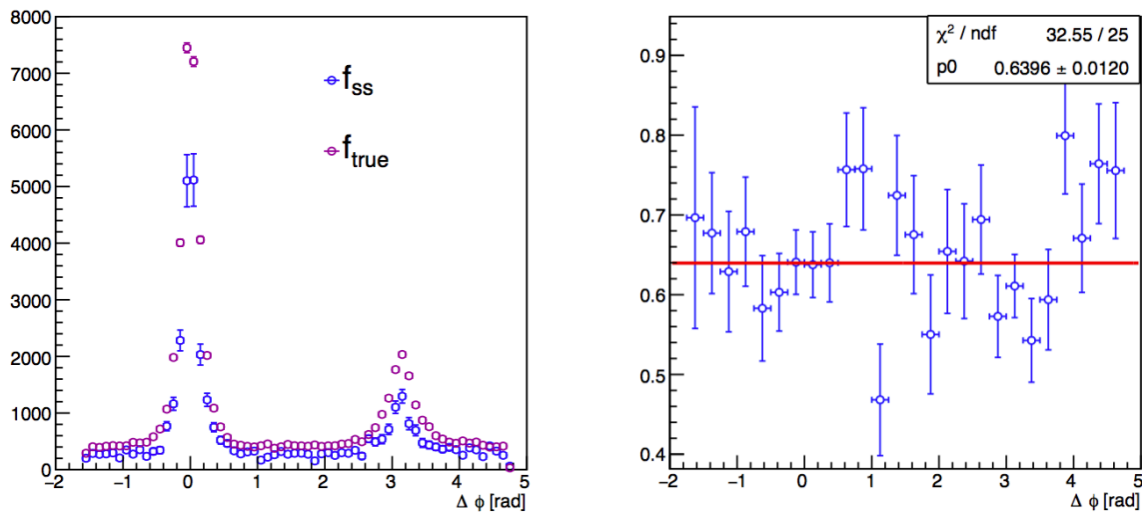


図 B.3.1 cluster  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{\text{true}}$  の分布及び分布の比

これより、 $f_{SS}$  及び  $f_{\text{true}}$  には  $\Delta\phi = 0, \pi$  に 2 つのピークを持つ相関が見られることがわかった。また、 $\Delta\phi = 0, \pi$  のピークの高さは  $f_{SS}$  の方が小さい結果となった。またピーク以外の分布に関しては、右の比のプロットより  $f_{SS}/f_{\text{true}} \sim 0.6$  であり、 $f_{SS}$  の方が約 40% 小さいことがわかる。

次に、pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{\text{true}}$  を比較する。図 (B.3.2) に pythia  $\pi^0$  の方位角相関  $f_{SS}$  と true  $\pi^0$  を示す。右のプロットは両分布の比であり、直線でフィットした値を示した。式 (B.12) でのバックグラウンドの見積りが正しく評価できていることから、 $f_{SS}$  は cluster  $\pi^0$  と同様に式 (B.13) を用いて求める。

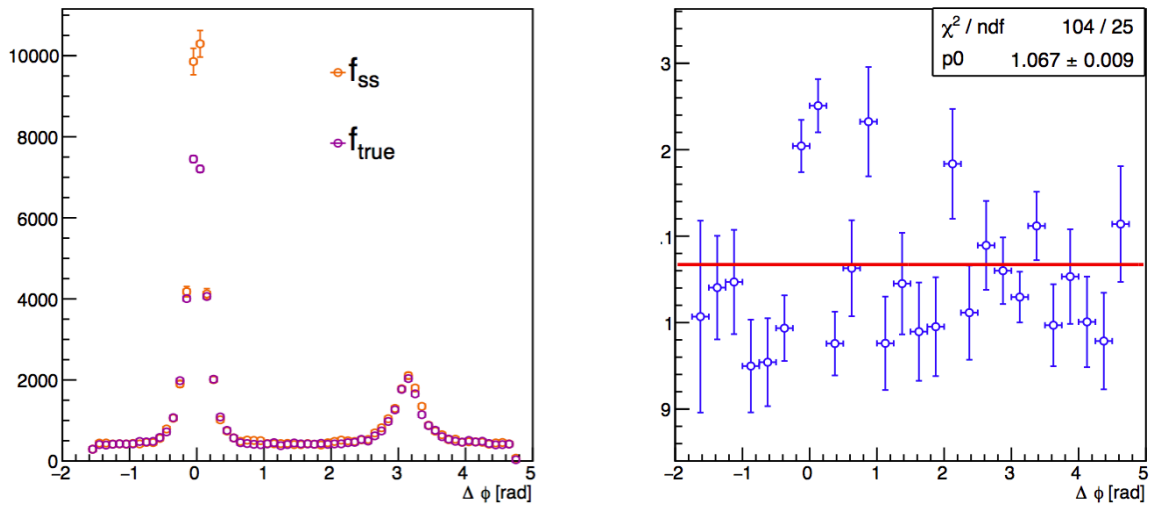


図 B.3.2 pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  と  $f_{true}$  の分布及び分布の比

これより、pythia  $\pi^0$  から求めた  $f_{SS}$  にも  $\Delta\phi = 0, \pi$  に 2つのピークを持つ相関が見られることがわかり、 $\Delta\phi = 0$  及び  $\pi$  ピークの高さは  $f_{SS}$  の方が大きい結果となった。

## B.4 検出効率による補正

5.3 に記述した式 (5.2) を用いて補正を行った。図 (5.2.1) に補正後の cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  と  $f_{true}$ 、pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  を示す。

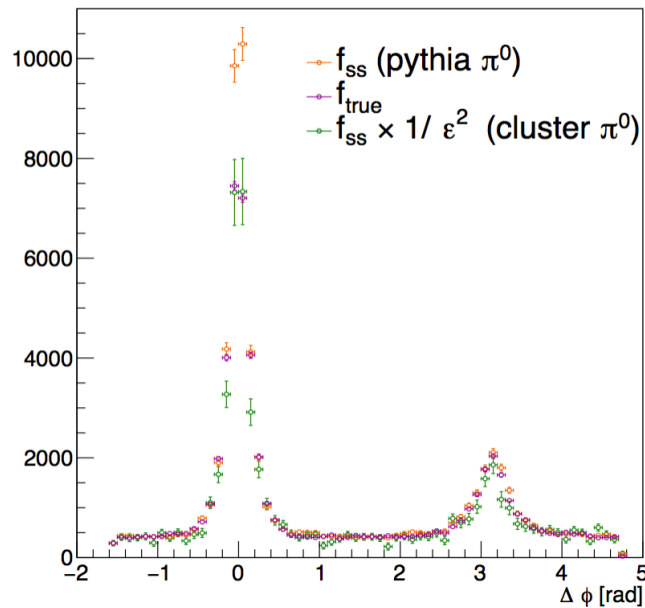


図 B.4.1  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$  と  $f_{true}$  及び  $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$  との比較

緑の分布が検出効率で補正後の cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  である。紫の分布が  $f_{true}$ 、黄色の分布が pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  である。これより、補正後の分布は  $f_{true}$  とほとんど等しい分布となった。図 (5.2.2) に補正後の  $f_{SS}$  と  $f_{true}$  の分布の比を示す。比は直線でフィットした。

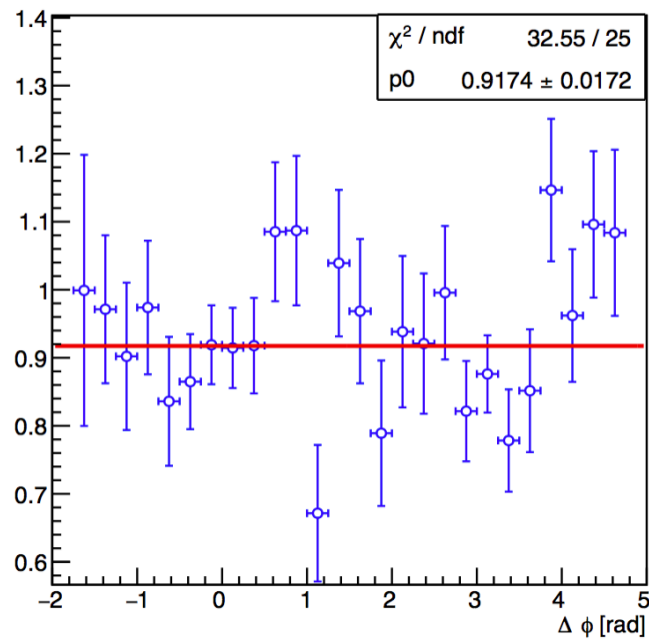


図 B.4.2  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{cluster } \pi^0)$  と  $f_{\text{true}}$  の分布の比

補正前は図 (B.3.1) より比が  $0.61 \pm 0.02$  であるのに対して補正後は比が  $0.92 \pm 0.01$  となっており、補正によって cluster  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  の分布が  $f_{\text{true}}$  に定量的に近づいたことがわかる。また、図 (5.2.3) に補正後の分布と pythia  $\pi^0$  の  $f_{SS}$  の比を示す。

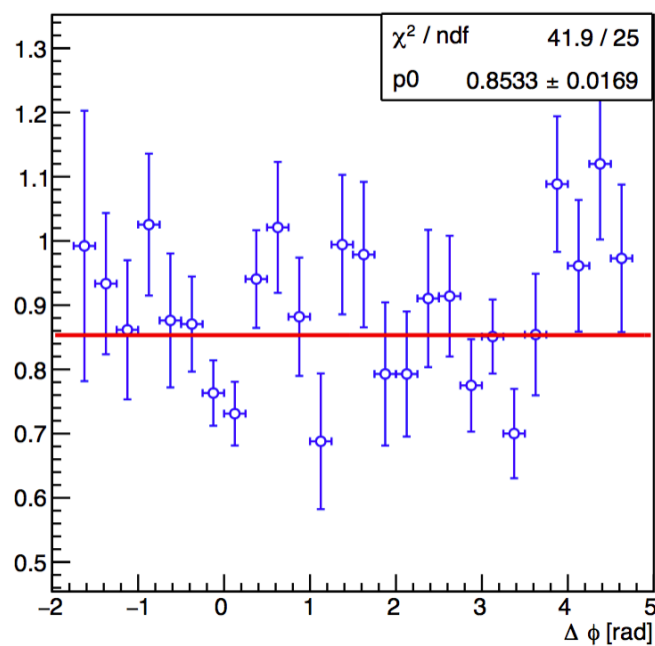


図 B.4.3  $\pi^0$  検出効率によって補正した  $f_{SS}(\text{pythia } \pi^0)$  と  $f_{\text{true}}$  の分布の比

## 参考文献

- [1] Particle Data Group, Physical Review D86, 010001(2012).
- [2] CP-PACS Collaboration, Physical Review D79, 034503(2009).
- [3] 秋葉康之 『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』 共立出版
- [4] 池田侑加さん (奈良女子大学 高エネルギー物理学研究室) によるビッグバン直後の宇宙の発展図
- [5] LHC ALICE 実験 -ALICE JAPAN-, ”<http://alice-j.org/qgp.html>”
- [6] 山崎祐司 長野邦浩 (2005) ”HERA-II:高輝度化の歩みと物理”
- [7] The ALICE Collaboration
- [8] PHENIX Collaboration, ”Suppression of back-to-back hadron pairs at forward rapidity in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ”, Phys. Rev. Lett. 107,172301
- [9] L. McLerran and R. Venugopalan, ”Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum”, Phys. Rev. D 49,3352
- [10] D. Kharzeev, E. Levin, and L. McLerran, ”Jet azimuthal correlations and parton saturation in the color glass condensate”, Nucl. Phys. A 748,627
- [11] C. Marquet, ”Forward inclusive dijet production and azimuthal correlations in pA collisions”, Nucl. Phys. A 796,41
- [12] The ALICE-FoCal Collaboration, ”Letter of Intent A Forward Calorimeter(FoCal) for the ALICE experiment”