

平成 21 年度 修士論文  
LHC 加速器での鉛鉛衝突における  
中性 および 中間子測定最適化

日栄綾子 M081043

広島大学大学院理学研究科  
クォーク物理学研究室

主査 志垣賢太 准教授  
副査 大川正典 教授  
指導教官 杉立徹 教授

2010 年 2 月

## 概要

我々の宇宙を形作る基本物質の理解への挑戦は、原子 原子核 核子 クォークという階層構造を成しているという実験的確認を得るまでに至った。だが今までクォークは単独で測定されたことはない。それは量子色力学において、クォーク間に働く強い力によるクォークの閉じ込めとして説明されている。しかしながら 2000 年から運転を開始した RHIC 加速器での実験により、その閉じ込めが破れて、クォークが自由に動き回るクォーク非閉じ込め相が生成されることを強く示唆する多くの結果が報告された。中でも有力な結果が金金衝突における高横運動量ハドロン収量の抑制である。核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV での金金衝突において、陽子陽子衝突や重陽子金衝突と比べ、高横運動量ハドロン収量の著しい抑制が測定された。これは生成されたクォーク非閉じ込め相の中で高横運動量ハドロンを形成するクォークがエネルギーを損失した結果、収量の抑制が引き起こされたという描像が最も有力である。とりわけ  $u$  クォーク・ $d$  クォークという同一の種類クォークから構成されている中性 中間子 (135MeV) および 中間子 (548MeV) がその質量差にも関わらずその抑制のパターンが類似しているという結果 [1][2] はクォークレベルでのエネルギー損失を強く示唆する。だが結果を説明する様々なモデル [4] が提唱されているものの、現在それらに強い制約を与えるまでに至っていないのが現状である。

我々 ALICE 実験グループは LHC 加速器での TeV 領域の鉛鉛衝突によりさらに長寿命のクォーク非閉じ込め相を実現することでクォーク多体系の物理へのさらなる理解を進めることを計画している。本研究ではクォーク非閉じ込め相の性質究明へ向けたプローブとして構成クォークが同一でさらに質量・スピンの違う上、透過的プローブである光子への崩壊チャンネルを持つ中性 および 中間子に着目する。ALICE 検出器群へは既に広島大学グループが国際協力のもと開発した高性能電磁カロリメーター PHOS 検出器を組み込み、光子測定に有利な環境を整えた。それにより 5MeV から 80GeV と広い範囲で光子のエネルギーを測定することが可能である。そこで本研究では PHOS 検出器を用いた中性 および 中間子の測定、特に初年度の鉛鉛衝突における実現可能性を検証し、さらにデータ収集に向けて各種パラメータを最適化した。2010 年に予定されている鉛鉛衝突での中性 および 中間子の統計を見積もったのが図 1 である。ここから中性 中間子は横運動量  $20[\text{GeV}/c]$ ・ 中間子は横運動量  $10[\text{GeV}/c]$  程度まで十分な統計が見込めることが分かった。だが前段検出器からの二次粒子や背景事象粒子の影響から、それぞれの中間子のシグナルを取り出すことは容易ではない。そこで入射する粒子によって電磁シャワーの形に変化が現れることに着目し、より光子らしいシャワーを選び出すことでバックグラウンドの軽減を目指した。具体的には TeV 領域の鉛鉛衝突での PHOS 検出器を再現したシミュレーションデータから、光子起源のシャワーの数が光子以外が起源のシャワーの数よりも優位になる範囲を求め最適なパラメータ範囲とした。さらに粒子の運動力学を考慮に入れたパラメータの最適化も行った。上記の条件を適用した際に期待される初年度の LHC 加速器での鉛鉛衝突における中性 および 中間子のシグナルの有意性を報告する。

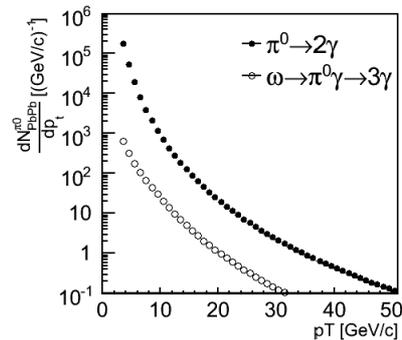


図 1: PHOS 検出器の範囲に生成される中性 および 中間子の数の見積もり (ミニマムバイアス事象)  
初年度 LHC 加速器運転に関する仮定  
重心系衝突エネルギー: 3.9TeV,  
ルミノシティ:  $5 \times 10^{25} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  
加速器運転時間: 30days  $\times$  10%

# 目次

第1章	物理的動機	4
1.1	プローブとしての高横運動量ハドロン	4
1.2	RHIC 加速器実験/結果	6
第2章	実験装置	9
2.1	LHC 加速器	9
2.2	ALICE 実験	11
2.3	PHOS 検出器	12
2.3.1	測定原理	14
第3章	測定手法	17
3.1	不変質量の計算	17
3.1.1	中性 中間子	17
3.1.2	中間子	18
3.2	統計的バックグラウンド	18
第4章	生成量の見積もり	19
4.1	手法	19
4.2	解析	21
4.2.1	LHC 加速器・PHOS 検出器の運転状況に関する仮定	21
4.2.2	中性 中間子の生成不変微分断面積	21
4.2.3	$\pi^0$ 比	21
4.2.4	幾何学的検出効率	23
4.3	結果	24
第5章	シグナル有意性の見積もり	25
5.1	手法	25
5.2	解析	27
5.2.1	検出効率	27
5.2.2	シグナルとバックグラウンドの見積もり	27

5.3	結果	33
<b>第6章</b>	<b>光子測定最適化</b>	<b>36</b>
6.1	手法	36
6.2	解析	38
6.2.1	理想的な状況下における各パラメータの振る舞い	38
6.2.2	鉛鉛衝突下におけるパラメータ最適化	38
6.3	評価	42
6.4	シグナル有意性への効果	44
6.4.1	中性 中間子	44
6.4.2	中間子	44
<b>第7章</b>	<b>中性 中間子測定最適化</b>	<b>47</b>
7.1	手法	47
7.1.1	エネルギーアシンメトリーの有用性	47
7.1.2	最適値の導出	51
7.2	解析	51
7.3	シグナルの有意性への効果	52
<b>第8章</b>	<b>中間子測定最適化</b>	<b>56</b>
8.1	手法	56
8.2	解析	57
8.3	シグナルの有意性への効果	57
<b>第9章</b>	<b>結論</b>	<b>68</b>
	<b>Acknowledgement</b>	<b>69</b>
	<b>付録A Dispersion・Sphericityの定義</b>	<b>70</b>

# 第1章 物理的動機

これまでクォーク・グルーオンの観測実験は他の粒子との相互作用を通して間接的に行われてきた。クォーク・グルーオンが単独粒子として測定されたことは一度もない。例えハドロンにエネルギーを与えて分解しようとしても、終状態には多数のハドロンが存在するだけでクォーク・グルーオンは見当たらない。これは量子色力学において、それら間に働く強い力によるクォークの閉じ込めと説明されている。だが量子色力学は、高温あるいは高密度状態でその閉じ込めは破れ、クォーク・グルーオンがハドロンの束縛から解放され自由に動き回るクォーク非閉じ込め相へ相転移すると予言している。

我々ALICE実験グループはLHC加速器でのTeV領域の鉛鉛衝突により一時的な高温・高密度状態を実現することでクォーク非閉じ込め相を作り出し、その性質を実験的に検証する計画を進めている。クォーク非閉じ込め相ではクォークやグルーオンに働く強い相互作用が支配的になると考えられる為、その検証は強い相互作用の理解およびそれを記述する量子色力学の構築へ繋がる。

前身の実験となるのが2000年から運転を開始したRHIC加速器による核子対あたり重心系衝突エネルギー200GeVにおける金金衝突実験である。ここでクォーク非閉じ込め相が生成されたことを示す多くの結果が報告された。中でも有力な結果が高横運動量ハドロンの収量抑制である。この結果を受け本研究では特に中性 および 中間子に注目し、ALICE検出器群を使った測定の実現可能性を検証した。そこで本章ではRHIC加速器での実験から得られた高横運動量ハドロンの収量抑制の結果を中心に、中性 および 中間子測定の重要性について言及する。

## 1.1 プローブとしての高横運動量ハドロン

高横運動量ハドロンの主な起源は強く散乱されたクォークの破砕化である。例えばクォークと反クォークが高エネルギーで大角度散乱されると、その間を結ぶグルーオン場が切れ、その端点にクォークと反クォークが対生成され

る。その結果様々なクォークや反クォークが組み合わさり、最初の(反)クォークに沿ってハドロンを多重生成する。この現象をジェットと呼んでいる。

高エネルギー原子核衝突ではこのような強い散乱は反応の極初期で起こり、生成されたクォーク非閉じ込め相を通過してその情報を運ぶと考えられる。高エネルギーの原子核原子核衝突でクォーク非閉じ込め相が実現される際の描像を RHIC 加速器における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV で の金金衝突を例にとり、時間軸に沿って以下にまとめた。

- 衝突前: 金原子核は光速に近い速度にまで加速され相対論的な影響を受けてローレンツ収縮を起こし、半径約 7fm・厚さ 1fm 程度の薄いディスク状になって互いに近づく。
- 衝突/クォーク非閉じ込め相への転移: 2つのディスク状の原子核は非常に高いエネルギーで衝突する為互いにすり抜け、すり抜けた空間に高温・高エネルギーの物質が生み出される。反応の極初期段階では核子はその構造を失い、核子の束縛から解放されクォークやグルーオンの散乱が繰り返される。ジェットの起源となる強いクォーク(やグルーオン)の散乱はこの段階で起こると思われる。
- クォーク・グルーオン・プラズマの生成: もし高密度状態の持続時間が十分長ければ、クォークとグルーオンが散乱を繰り返すうちに熱平衡に達する。この状態をクォーク・グルーオン・プラズマと呼ぶ。
- ハドロンガス/化学凍結: その後系の膨張に伴いエネルギー密度は下がり、系はクォーク非閉じ込め相からハドロン相が併存する状態を経て、高エネルギーのハドロンガスへと変化する。ハドロンガスの中でハドロンの生成・吸収反応が繰り返され、ハドロンの種類と数が固定される。これを化学凍結と呼ぶ。
- 熱的凍結: さらに膨張・冷却に伴って最終的に密度が十分に低くなるとハドロン間の相互作用も終わり、ハドロンの運動量分布が固定される。これを熱的凍結と呼ぶ。そして生成されたハドロン・レプトン・光子が全方向に放出される。

我々が測定できるのはそれぞれの段階から生まれた全て粒子の足し合わせのみである。衝突によって生成されるクォーク非閉じ込め相を研究するためには上記のような複雑な過程の全体の理解が不可欠である。そこで我々はベ-

スライン測定として核子核子衝突を利用する。核子核子衝突ではクォーク非閉じ込め相/クォーク・グルーオン・プラズマが生成されるほどの高密度状態は達成されないとすれば、それらを比べることで〈クォーク閉じ込め/クォーク・グルーオン・プラズマ相の生成〉～〈ハドロンガス/化学凍結〉～〈熱的凍結〉の影響を調べることができる。その際に用いる指標の一つが原子核補正係数  $R_{AA}$  である。定義式を以下に示した。

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{\langle N_{coll} \rangle \times d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy} \quad (1.1)$$

$N_{AA}$  原子核原子核衝突での粒子の収量

$N_{pp}$  核子核子衝突での粒子の収量

$N_{coll}$  原子核原子核衝突における衝突関与核子数 ( $N_{coll}(AuAu) = 1 \sim 197^2$ ,  $N_{coll}(pp) = 1$ )

$p_T$  横方向運動量

$y$  ラピディティ

原子核原子核衝突は、単純には核子核子衝突の重ね合わせである。そこで原子核原子核衝突での粒子の収量と初期衝突核子核子衝突の収量と比を示しているのが  $R_{AA}$  である。 $R_{AA} = 1$  は原子核原子核衝突が核子核子衝突の重ね合わせとして記述できることを意味し、 $R_{AA} < 1 (> 1)$  は原子核原子核衝突における粒子の収量の抑制 (増加) を意味する。 $R_{AA}$  を用いて原子核原子核衝突の際に核子核子衝突以上の現象が起きているかを調べることが可能である。

特に高横運動量ハドロンはクォーク非閉じ込め相の有無・その性質を調べる上で良いプローブになる。〈衝突〉時に生成されるジェット起源の高横運動量ハドロンは、その後クォーク非閉じ込め相が生成された場合にはその相を通り抜けてくるからである。結果としてその収量が抑制され、 $R_{AA} < 1$  となると考えられるからである。

実際、RHIC 加速器における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突実験から  $R_{AA}$  および横運動量ハドロンについて多くの興味深い結果が報告されている。

## 1.2 RHIC 加速器実験/結果

RHIC 加速器<sup>1</sup> は米国ブルックヘブン国立研究所<sup>2</sup> の有する衝突型円形加速器であり、核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV での金原子核衝突が

<sup>1</sup>Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC

<sup>2</sup>Brookhaven National Laboratory, BNL

可能である。2000 年から稼働を始めた RHIC 加速器による実験での  $dE_T/dy$  の測定の結果とビョルクセン<sup>3</sup> によるエネルギー密度の計算式 [5] から推定されるエネルギー密度  $\epsilon_{Bj} = 4.6 \text{ GeV}/fm^3$  [8] は、格子量子色力学から計算されるクォーク非閉じ込め相への臨界エネルギー密度  $\epsilon_c = (0.3 - 1.3) \text{ GeV}/fm^3$  [9] よりも十分高い。さらに低横運動量の直接光子測定の結果と流体モデル計算から推定される温度  $220 \text{ MeV}$  [10] は、格子色力学から計算されたバリオン化学ポテンシャル  $\mu_B^4 = 0$  の時の臨界温度  $T_C = 175 - 192 \text{ MeV}$  [7] よりも十分高い。ここから核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200 \text{ GeV}$  での金原子核衝突においてクォーク非閉じ込め相が生成される程度までの高温高密度状態を作り出したことが示された。

さらにクォーク非閉じ込め相の存在を強く示唆したのが、核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200 \text{ GeV}$  の金金衝突における高横運動量ハドロン抑制である。図 1.1 は RHIC 加速器における PHENIX 実験が測定した粒子ごとの  $R_{AA}$  の横運動量ごとの分布である。

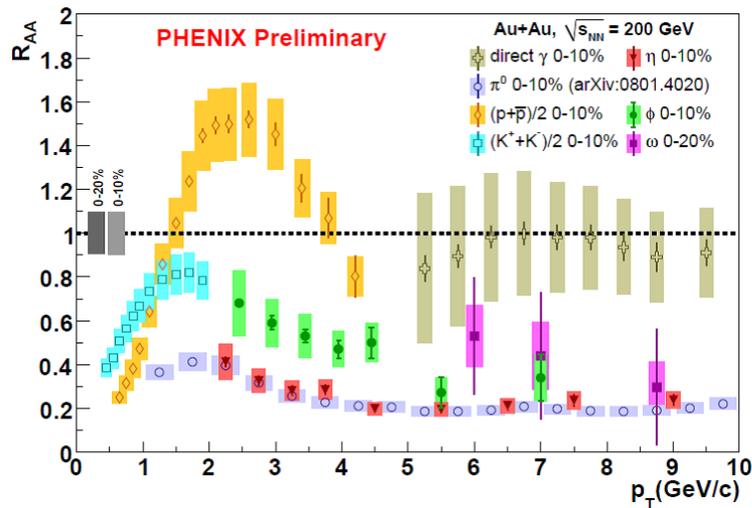


図 1.1: 核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200 \text{ GeV}$  のセントラル衝突における原子核補正係数  $R_{AA}$  の横軸を横運動量にとった時の分布 [3]

この結果は核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200 \text{ GeV}$  での金金衝突において陽子陽子衝突と比べ、高横運動量ハドロンが著しく抑制されていることを示している。これは生成されたクォーク非閉じ込め相およびクォーク・グ

<sup>3</sup>James Daniel Bjorken (1934 - )

<sup>4</sup>バリオンに割り当てられた等温等圧下での自由エネルギー。  $\mu_B$  が高いということは密度が高いということを意味する。

ルオン・プラズマ相の中で高横運動量ハドロンを形成するクォークがエネルギーを損失した結果、収量の抑制が引き起こされたという描像が最も有力である。特に驚くべきところはuクォーク・dクォークという同一の種類のカクォークから構成されている中性中間子(135MeV)および中間子(548MeV)が、その質量差にも関わらず抑制のパターンが類似している点である。さらにsクォークを含んだ中間子・K中間子の抑制パターンが類似している点から見ても、クォークレベルでのエネルギー損失が強く示唆される。

本研究では上記の結果を受け、クォーク非閉じ込め相の性質究明へ向けたプローブとして構成クォークが同一だが質量・スピが違う上、透過的プローブへの崩壊チャンネルを持つ中性および中間子に着目した。より広い横運動量領域で測定が可能となるように各種パラメータを最適化し、どの程度のシグナルの有意性があるかを議論する。

## 第2章 実験装置

我々ALICE実験グループが組み上げた検出器群は特に重イオン衝突に最適化されている。重イオン衝突に最適化した検出器を備えているのは、LHC加速器を用いた実験<sup>1</sup>の中でも唯一我々だけである。鉛鉛衝突は陽子陽子衝突に比べて圧倒的に入射粒子多重度が高い上に、TeV領域の鉛鉛衝突はRHIC加速器における核子対あたり重心系エネルギー200GeVの金金衝突と比べてさらに入射粒子多重度が増えることが理論的に推測されている[14]。ALICE検出器群はそのような高い入射粒子多重度でも精度のよい測定ができるように設計された。特に本研究で透過的プローブとして注目している光子測定については、我々広島大学グループが国際協力のもとに開発した高性能電磁カロリメーターPHOS検出器の活躍が期待できる。そこで本章ではLHC加速器・ALICE実験の概要と共に、PHOS検出器の概要とその性能について記す。

### 2.1 LHC 加速器

我々の研究の舞台となるLHC加速器<sup>2</sup>は欧州原子核研究機構<sup>3</sup>の有する衝突型円形加速器であり、核子対あたり重心系衝突エネルギー5.5TeVでの鉛鉛衝突および14TeVでの陽子陽子衝突が可能な設計となっている。LHC加速器は2009年11月から12月にかけて重心系衝突エネルギー900GeVで初の陽子陽子衝突を行い、同時に我々ALICE実験グループもデータ収集を行った。記録したデータから初めて再現した陽子陽子衝突イベントの様子が図2.1である。衝突によって生成された荷電粒子の飛跡の再構成に成功したことを示している[12]。さらに重心系衝突エネルギー900GeVでの陽子陽子衝突における荷電粒子の擬ラピディティ密度の結果も既に報告された[12]。その擬ラピディティ密度と他の実験結果を重心系衝突エネルギーの軸に沿ってプロットしたのが図2.2である。この結果は重心系エネルギー900GeVでの陽子反陽子衝突実験における先の測定と矛盾しない結果である。

<sup>1</sup>ALICE・ATLAS・CMS・LHCb・TOTEM・LHCf

<sup>2</sup>Large Hadron Collider, LHC

<sup>3</sup>European Organization for Nuclear Research, CERN

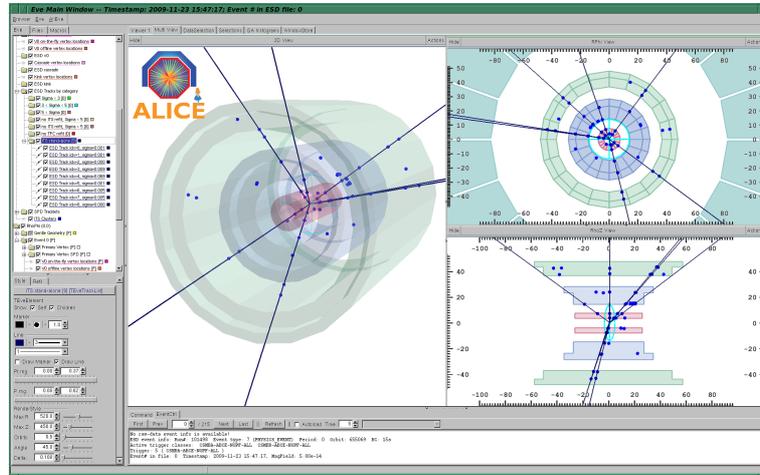


図 2.1: ALICE カウンティング・ルーム (検出器群の管理およびデータ収集を行う部屋) のイベント・ディスプレイ (データからイベントを再現するシステム) にて再現した ALICE 検出器群で測定された初めての陽子陽子衝突イベント (候補)。3次元立体像と、 $r - \cdot r - Z$  にそれぞれ射影した図。cm 単位。点はシリコン・バーテックス検出器 (SSD,SDD,SSD) 上のヒットを示しており、線は再構成されたトラックを示している。[12]。

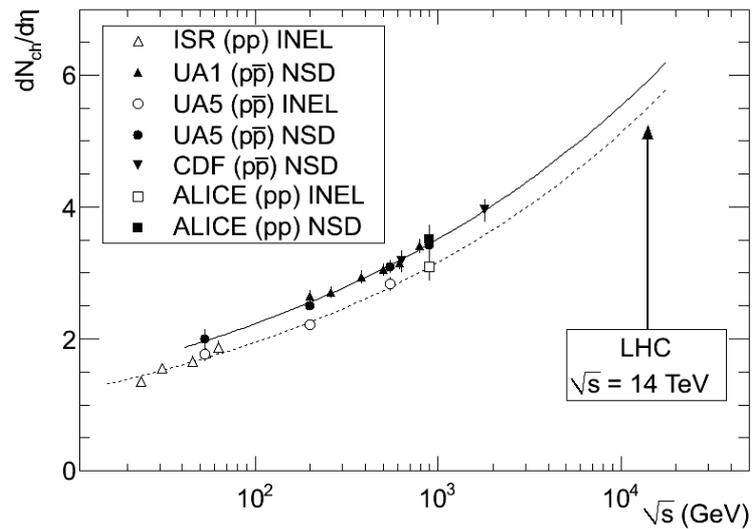


図 2.2: 陽子陽子衝突および陽子反陽子衝突での中央ラピディティ領域における荷電粒子の擬ラピディティ密度の重心系衝突エネルギー依存性。点線 (All Inelastic Interaction) および実線 (non-single Diffractive Interaction) はエネルギーに対してべき関数でフィットした結果を示している。[12]

上記の結果から ALICE 検出器群は既に、物理を検証できるまでの性能が達成できていることが確認できた。2010 年はさらに高い重心系衝突エネルギーでの陽子陽子衝突に加えて、TeV 領域での鉛鉛衝突が予定されている。

## 2.2 ALICE 実験

ALICE 実験は 31 カ国の 111 の研究機関から集まった 1000 人を超える科学者・技術者達 (2009,10 月時点) から成る国際的共同実験である。その検出器群のセットアップを図 2.3 に示した。

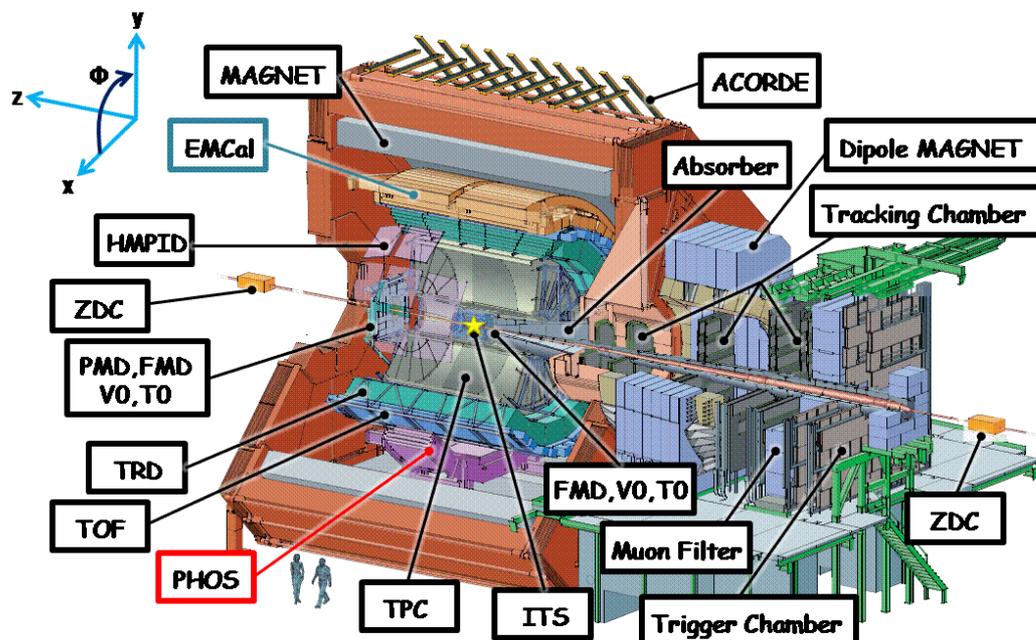


図 2.3: ALICE 実験検出器群 [13]

図 2.3 の は衝突点を示しており、それを囲むように各検出器が配置されている。様々な検出器から得られる情報を組み合わせることでより高度な測定が可能である。この中で光子のエネルギー測定が可能なのが PHOS 検出器 (Photon Spectrometer) と EMCal (Electro-Magnetic Calorimeter) である。PHOS 検出器の覆う範囲は  $|\eta| < 0.12$   $\Delta\phi = 100^\circ$  であり、EMCal の覆う範囲  $|\eta| < 0.7$   $\Delta\phi = 107^\circ$  よりも狭いが、そのエネルギー分解能は EMCal が  $7\%/\sqrt{E} \oplus 1.5\%$  に対し PHOS 検出器は  $3\%/\sqrt{E} \oplus 1.1\%$  と非常に高い。図 2.4

に PHOS 検出器、EMCal および他の実験の検出器の性能を比較した図を示した。PHOS 検出器の持つ高いエネルギー分解能は他の実験グループの電磁カロリメーターと比べても群を抜いている。くわえて PHOS 検出器は 2 粒子分解能も非常に高い。本研究が着目している中性 および 中間子を光子測定を利用して、より高い運動量領域まで精度よく測定するには高いエネルギー分解能・2 粒子分解能が要求される為、エネルギー分解能・2 粒子分解能ともに世界最高分解能を実現する PHOS 検出器は最適である。

Exp.	ATLAS		CMS		ALICE	
Name	LAr Barrel	LAr Endcap	ECAL(EB)	ECAL(EE)	<b>PHOS</b>	EMCal
Structure	Liquid Ar		PWO + APD		<b>PWO + APD</b>	Pb + APD
Coverage	$0 <  \eta  < 1.4$ , $2\pi$	$1.4 <  \eta  < 3$ , $2 \cdot 2\pi$	$0 <  \eta  < 1.5$ , $2\pi$	$1.5 <  \eta  < 3$ , $0 \cdot 2\pi$	$0 <  \eta  < 0.12$ , <b><math>0.6\pi</math></b>	$0 <  \eta  < 0.7$ , $0.6\pi$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	$0.003 \times 0.100$ $0.025 \times 0.025$ $0.025 \times 0.050$	$0.025 \times 0.100$ $0.025 \times 0.025$ $0.025 \times 0.050$	$0.0174 \times 0.0174$	$0.0174 \times 0.0174$ 4 to $0.05 \times 0.05$	<b><math>0.004 \times 0.004</math></b>	$0.0143 \times 0.0143$
Res.	$10\%/\sqrt{E}$ $\oplus 0.5\%$	$10\%/\sqrt{E}$ $\oplus 0.5\%$	$2.7\%/\sqrt{E}$ $\oplus 0.55\%$	$5.7\%/\sqrt{E}$ $\oplus 0.55\%$	$3.3\%/\sqrt{E} \oplus$ <b><math>1.1\%</math></b>	$7\%/\sqrt{E} \oplus$ $1.5\%$

図 2.4: ALICE、ATLAS、CMS に組み込まれた電磁カロリメーターの比較 [16]

## 2.3 PHOS 検出器

PHOS 検出器は粒子と検出部である鉛タングステン結晶 (略称: PWO 結晶) の相互作用を利用し、入射粒子のエネルギーと位置を測定する装置である。衝突点から  $4.6m$  離れた場所に組み込まれ、中間ラピディティ領域を覆う。中間ラピディティ領域に組み込んだことでより高い横運動量領域の粒子の測定に有利である。

その 1 素子は  $22 \times 22 \times 22 \times 180mm$  の鉛タングステン結晶とアバランシェダイオード (APD) 光学素子、さらに前置増幅器から成る。図 2.5(a) は PHOS 検出器の一素子、図 2.5(b) はアバランシェダイオード光学素子である。それ

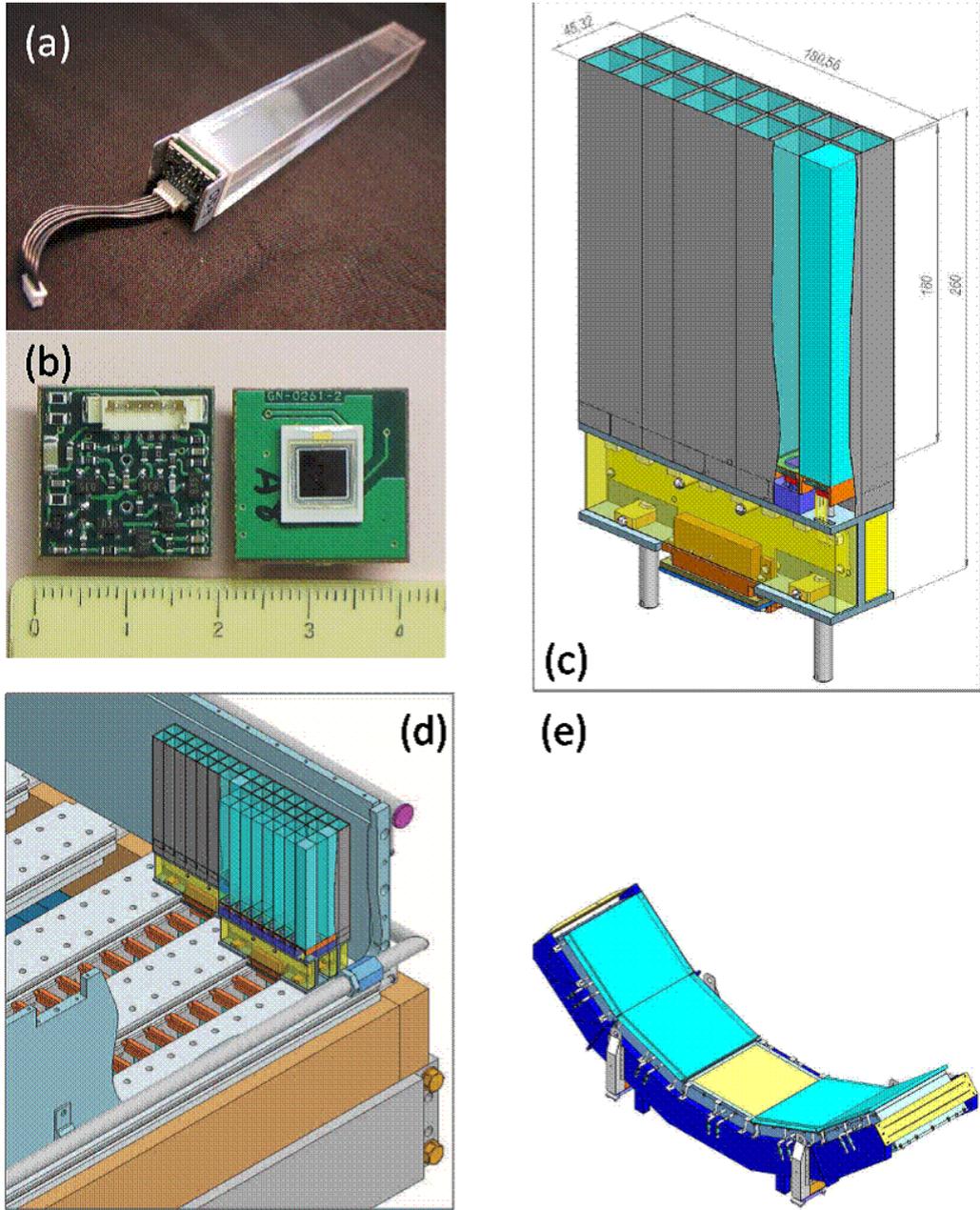


図 2.5: PHOS 検出器全容 [13]

らが  $2 \times 8$  個の単位 (図 2.5(c)) で並べられ (図 2.5(d))、計  $56 \times 64$  個の素子で 1 モジュールを形成している (図 2.5(e))。

現在既に 3 つのモジュールの ALICE 検出器群への組み込みが完了した。最終的には全 5 つモジュールが組み込まれる予定である。

### 2.3.1 測定原理

PHOS 検出器の主な目的は高精度の光子測定ではあるが、光子以外にも他の中性粒子や荷電粒子の検出が可能である。

光子測定においては、結晶と光子の相互作用を利用し最終的にシンチレーション光を得ることで測定を行う。衝突から発生する高エネルギー (MeV ~ GeV 領域) の光子と鉛タングステン結晶との主な反応過程は、原子核や軌道電子のクーロン場による電子・陽電子の対生成  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  である [21]。また、高エネルギー (100MeV 以上) の電子・陽電子の主な反応過程は原子核のクーロン場による制動放射により光子を放出する反応過程である [21]。これらの反応過程により鉛タングステン結晶に入射した高エネルギーの光子や電子・陽電子は反応ごとにその数が増大する現象 (電磁シャワー) を起こす。反応ごとに粒子の数は増大するが平均エネルギーは減少し、次第に対生成や制動放射の割合が減少していく。最終的にあるエネルギー (臨界エネルギー  $E_c$ ) を下回ると主な反応過程は電離相互作用・コンプトン散乱・光電効果となり、最終的に電離相互作用によりシンチレーション光が引き起こされる。この反応過程は入射粒子が電子の場合にも起こる。ただし電子による電磁シャワーは光子による電磁シャワーよりも浅い位置で電磁シャワーを起こし、光子と比べて深さ方向に違いが現れる。

電磁シャワーの広がりには物質ごとに固有の値である放射長  $X_0$  および臨界エネルギー  $E_c$  により特徴づけることができる。PWO 結晶の放射長は 0.89cm、臨界エネルギーは 8.5MeV である。臨界エネルギー  $E_c$ 、原子番号  $Z$  と入射粒子のエネルギー  $E_0$  を使って、電磁シャワーの縦方向の広がりが放射長の何倍かを  $t_{max}$  (電磁シャワーが最大となる深さ) および  $t_{95\%}$  (電磁シャワーの 95% のエネルギーが含まれる距離) の式から計算することができる [21][15]。

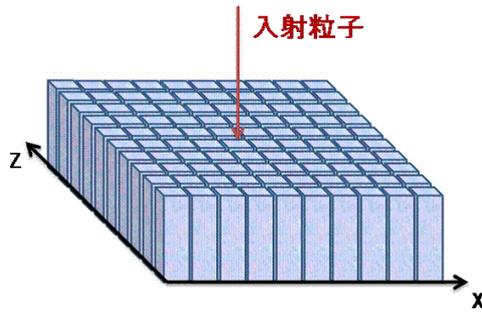
$$t_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{1}{\ln 2}\right) \quad (2.1)$$

$$t_{95\%} = t_{max} + 9.6 + 0.08Z \quad (2.2)$$

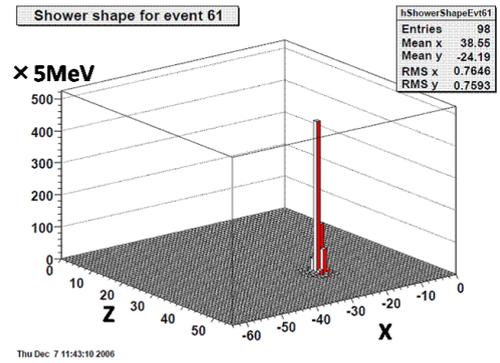
この式から電磁シャワーのサイズはエネルギー  $E_0$  と共に指数関数的に大きくなるのが分かる。横方向への電磁シャワーの広がりにはモリエール半径  $R_M$  で決まる。モリエール半径は物質固有の値で  $2R_M$  以内に電磁シャワーの95%が含まれる。PWO結晶の  $R_M$  は2cmである。PHOS検出器は1素子を  $22 \times 22 \times 180\text{mm}$  にすることで、電磁シャワーを複数の結晶から測定できるようにした。エネルギーを落とした複数の結晶の集まりをクラスターと呼び、クラスター内のエネルギーを足し合わせることで全エネルギーの測定を行う。こうすることで電磁シャワーの横方向への広がりを同時に測定でき、位置分解能向上が向上し、さらに光子の同定に有利となる。

図2.6(b)は宇宙線測定中に得られた様々な事象におけるクラスターの広がりりと大きさの違いを表している。図2.6(a)が概要図である。x軸z軸は結晶の位置を表し、高さはそれぞれの結晶に落としたエネルギーの大きさを表している。図2.6(b)はその形から宇宙線中の粒子が電磁シャワーを起こした事象であることと考えられる。宇宙線に含まれる電子の割合は光子に比べ非常に高い為、入射粒子は電子あると考えるのが妥当である。この図から入射電子による電磁シャワーは複数の結晶にエネルギーを落としながら広がっているのが分かる。一方図2.6(c)の事象は一つの結晶のみに高いエネルギーを落としており、これは結晶部を貫通したハドロンによるパンチスルー事象であると考えられる。入射した荷電粒子により物質中の原子・分子がイオン化し、励起状態となることでシンチレーション光が引き起こされる現象である。電磁シャワーは起こさない為に、その形に違いが表れる。質量の小さな電子・陽電子は電磁シャワーを引き起こすが、例えば  $\pm$ 中間子や  $\mu$ 中間子などの荷電粒子は上記の過程を経てパンチスルー事象として測定される。さらに図2.6(d)は広範囲に渡って大きなエネルギーが落とされており、これは入射ハドロンによるハドロンシャワー事象であると考えられている。入射した高エネルギーハドロンは相互作用の結果、バリオン・メソンなどの二次粒子を作り出し、くわえて二次粒子中の高エネルギー電子はさらに電磁シャワーを引き起こすことで遠くまでシャワーが広がる。このように反応過程の違いによりクラスターの形に変化が現れる。

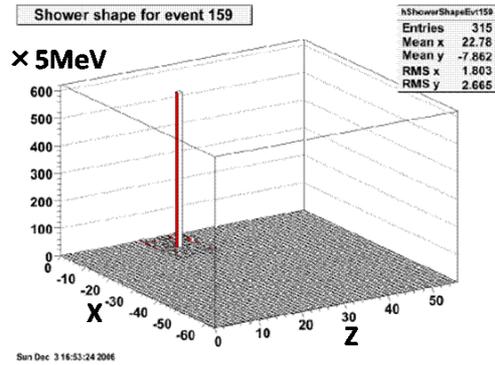
本研究は特に光子測定を利用した中性  $\pi^0$  および  $\eta$  中間子測定を目的としている為、光子以外の粒子の作るクラスターは全てバックグラウンドとなる。そこで第6章では、クラスターの起源によるクラスターの形状変化を利用し、クラスターの形を表すパラメータの範囲を最適化することでバックグラウンドの軽減を目指した。



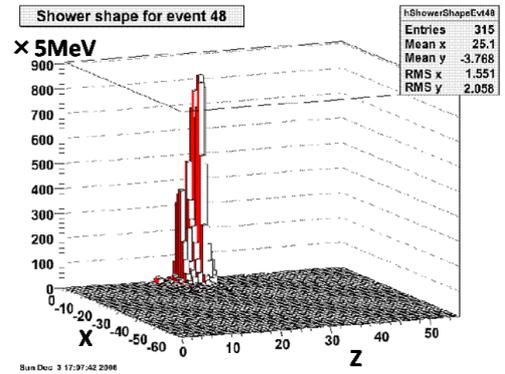
(a) 概要図



(b) 入射電子による電磁シャワー事象



(c) 電子・陽電子以外の荷電粒子によるパンチスルー事象



(d) 入射ハドロンによるハドロンシャワー事象

図 2.6: PHOS 検出器による宇宙線測定データ [15]

## 第3章 測定手法

本章ではPHOS検出器を用いた中性  $\pi^0$  および  $\eta$  中間子の測定手法および解析的困難について説明する。

### 3.1 不変質量の計算

本研究では中性  $\pi^0$  および  $\eta$  中間子の持つ光子への崩壊チャンネルに着目し、測定した崩壊光子のエネルギーと位置の測定から不変質量を組むことで親粒子である中性  $\pi^0$  および  $\eta$  中間子の測定を行う。光子は強い相互作用をしない為、強い力が支配的となるクォーク非閉じ込め相中でもその影響を受けずに、親粒子の情報を運ぶと考えられる。中性  $\pi^0$  中間子は  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $\eta$  中間子は  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  への崩壊チャンネルを利用する。

#### 3.1.1 中性 $\pi^0$ 中間子

中性  $\pi^0$  中間子の不変質量の導出には式 (3.1) および式 (3.2) を用いた。

ここで  $M$  は中性  $\pi^0$  中間子の不変質量、 $E_1, E_2$  は崩壊光子のエネルギーである。さらに  $\theta$  は2つの光子の開き角、それらの位置を  $(x_1, y_1, z_1)$  および  $(x_2, y_2, z_2)$  とした。

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} \\ &= \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\cos\theta = \frac{x_1x_2 + y_1y_2 + z_1z_2}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}} \quad (3.2)$$

### 3.1.2 中間子

中性 中間子の不変質量の導出には式 (3.3) を用いた。

ここで  $E_0$  は崩壊  $0$  起源の2つの崩壊エネルギーの和、 $E$  は崩壊光子のエネルギーである。さらに 中間子の崩壊先である中性 中間子の運動量を  $\vec{P}_0$ 、光子の運動量を  $\vec{P}$  とした。中性 中間子の質量  $M_0$  には文献値 [21] を代入した。

$$\begin{aligned} M_{03} &= \sqrt{(E_0 + E_3)^2 - (\vec{P}_0 + \vec{P}_2)^2} \\ &= \sqrt{M_0^2 + 2E_0E_3 + E^2 - 2\vec{P}_0\vec{P} - \vec{P}^2} \quad (3.3) \end{aligned}$$

## 3.2 統計的バックグラウンド

鉛鉛衝突下における中性 および 中間子の測定は巨大な統計的バックグラウンドとの戦いとなる。

例えば光子への崩壊チャンネルを利用して、その親粒子の測定を行う場合を考える。この時クラスタの形などからターゲットとしている粒子起源からのクラスタかどうかを見分けることは不可能である。そこで考えられる全てのペアについて不変質量を組み、ターゲットとしている粒子の質量領域に立つピークを利用することで測定を行う。

中性 中間子測定の場合を考えると  $N$  個のクラスタから2つのクラスタペアを選ぶ場合の数は  ${}_N C_2$  となる。ここから分かるように粒子多重度があがればあがるほど、このような統計的なバックグラウンドが急増することとなる。さらに 中間子の場合、中性 中間子と違い3体で不変質量を組むこととなる為、統計的なバックグラウンドはさらに膨大となる。その上 中間子の生成量は中性 中間子と比べ少ないので、さらに測定困難度が高い。

## 第4章 生成量の見積もり

本章では初年度に予定されている鉛鉛衝突での PHOS 検出器の範囲に生成される中性 および 中間子の生成量の見積もった結果について記す。これは中性 および 中間子測定の実現可能性を検証する上で、検出器の性能に依らない要素となる。

### 4.1 手法

まずは初年度における陽子陽子鉛衝突の中性 中間子の収量を、NLO 計算から得られる中性 中間子の生成不変微分断面積  $E \frac{d^3\sigma}{d^3p}$  から見積もる。生成不変微分断面積の定義より陽子陽子衝突 1 事象あたりに  $\phi = 360^\circ = 1$  の範囲に生成される中性 中間子の個数は式 (4.1) のように書ける。

$$\left[ \frac{dN^0}{dp_T} \right]_{pp, \text{perEvent}} = \frac{1}{\sigma_{pp}} 2 p_T \Delta p_T \left[ E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \right]_{\text{NLO}} \quad (4.1)$$

$pp$  陽子陽子衝突の衝突断面積

$p_T$  中性 中間子の横運動量

$N^0$  中性 中間子の個数

鉛鉛衝突は単純には陽子陽子衝突の重ね合わせだが、前身の実験で既に重イオン衝突では粒子数が陽子陽子衝突に比べて抑制されることが既に分かっている。そこで衝突関与核子数を  $N_{\text{coll}}$ 、抑制因子  $\text{suppression}$ 、 $^0$  の  $\rightarrow$  への崩壊率を  $\text{BR}^{0 \rightarrow 2}$ 、とすると、鉛鉛衝突 1 事象あたりに  $\phi = 360^\circ = 1$  の範囲に生成される光子へ崩壊する中性 中間子の個数は式 (4.2) と書くことができる。

$$\left[ \frac{dN^{0 \rightarrow 2}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb, perEvent}} = \left[ \frac{dN^0}{dp_T} \right]_{pp} N_{\text{coll}} \text{suppression} \text{BR}^{0 \rightarrow 2} \quad (4.2)$$

幾何学的検出効率を  $A^{0 \rightarrow 2}$  とすると、鉛鉛衝突で1事象あたりに PHOS 検出器の範囲に生成される光子へ崩壊する中性中間子の個数を式(4.3)と書くことができる。

$$\left[ \frac{dN^{0 \rightarrow 2}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent,onPHOS}} = \left[ \frac{dN^0}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} A^{0 \rightarrow 2} \quad (4.3)$$

式(4.3)に鉛鉛衝突回数を掛け合わせることで、鉛鉛衝突で PHOS 検出器の範囲に生成される中性中間子の総生成量を見積もることができる。鉛鉛の衝突回数は鉛鉛の衝突断面積  $\sigma_{\text{PbPb}}$  [b] と LHC 加速器のルミノシティの時間積分  $\int L dt$  [b<sup>-1</sup>] を用いた式(4.4)を使って計算することができる。

$$N_{\text{Event}} = \sigma_{\text{PbPb}} \int L dt \quad (4.4)$$

さらに中間子の生成量の見積もりには式(4.2)を利用した。高運動量領域では RHIC における実験より重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子陽子衝突・金金衝突から得られる中性中間子と中間子の収量の比が一致するとう実験結果が報告されている [18]。そこで 3.9TeV の陽子陽子衝突・鉛鉛衝突から得られる中性中間子と中間子の収量の比も一致するとして、陽子陽子イベント・ジェネレータ PYTHIA から得られる横運動量が 3[GeV/c] 以上の中性中間子と中間子の収量の比  $R_{\gamma^0}$  を用いることにした。 $\gamma^0$  への崩壊率を  $BR_{\gamma^0}$  とすると、鉛鉛衝突1事象あたりに  $\phi = 360^\circ$  の範囲に生成される光子へ崩壊する中間子の個数は式(4.5)と書ける。

$$\left[ \frac{dN^{\gamma^0}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} = \left[ \frac{dN^0}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} BR_{\gamma^0} R_{\gamma^0} \quad (4.5)$$

さらに幾何学的検出効率を  $A^{\gamma^0}$  とすると、鉛鉛衝突で PHOS 検出器の範囲に1事象あたりに生成される光子へ崩壊する中間子の個数を式(4.6)から見積もることができる。

$$\left[ \frac{dN^{\gamma^0}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent,onPHOS}} = \left[ \frac{dN^{\gamma^0}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} A^{\gamma^0} \quad (4.6)$$

さらに式(4.4)を使えば、鉛鉛衝突で PHOS 検出器の範囲に生成される中間子の総生成量を見積もることができる。

## 4.2 解析

### 4.2.1 LHC 加速器・PHOS 検出器の運転状況に関する仮定

初年度の LHC 加速器による鉛鉛衝突の運転に関して表 4.1 のように仮定した。

表 4.1: 初年度の鉛鉛衝突の運転状況に関する仮定

重心系衝突エネルギー	3.9TeV
ルミノシティ	$5 \times 10^{25} [\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$
運転時間	30days × 10%

この時の鉛鉛衝突回数を式 (4.4) を使って見積もった。核子対あたり重心系衝突エネルギー 3.9TeV の鉛鉛衝突の断面積を 6[b](ミニマムバイアス事象)として計算すると、一ヶ月 LHC 加速器が運転した時の鉛鉛の衝突回数は  $\approx 8 \times 10^7$  回となった。また、核子対あたり重心系衝突エネルギーの鉛鉛衝突ミニマムバイアス事象における衝突関与核子数  $N_{\text{coll}}$  は鉛鉛衝突イベントジェネレータ HIJING により、ミニマムバイアス事象で 270 と見積もった。

PHOS 検出器に関しては現在、3 モジュールの組み込みが既に終わっている。最終的に 5 モジュールが組み込まれる予定であるが、本研究では PHOS 検出器のモジュール数を 3 として解析を進め、現在組み込まれている 3 モジュールでどれだけの物理結果が期待できるかを検証することとした。

### 4.2.2 中性 中間子の生成不変微分断面積

中性 中間子の生成不変微分断面積は、重心系衝突エネルギー 3.9TeV の陽子陽子衝突における中性 中間子の生成不変微分断面積の NLO 計算結果 [17] を用いた。使用した NLO 計算による中性 中間子の生成不変微分断面積が図 4.1 である。各種パラメーター条件は表 4.2 にまとめた。

### 4.2.3 $\eta$ / $0$ 比

中性 中間子と  $\eta$  中間子の比の導出には、陽子陽子衝突イベントジェネレータ PYTHIA を用いた重心系衝突エネルギー 3.9TeV の陽子陽子衝突シミュレーションデータを使用した。図 4.2 は全てのイベントを通して  $\eta \leq 1$ .

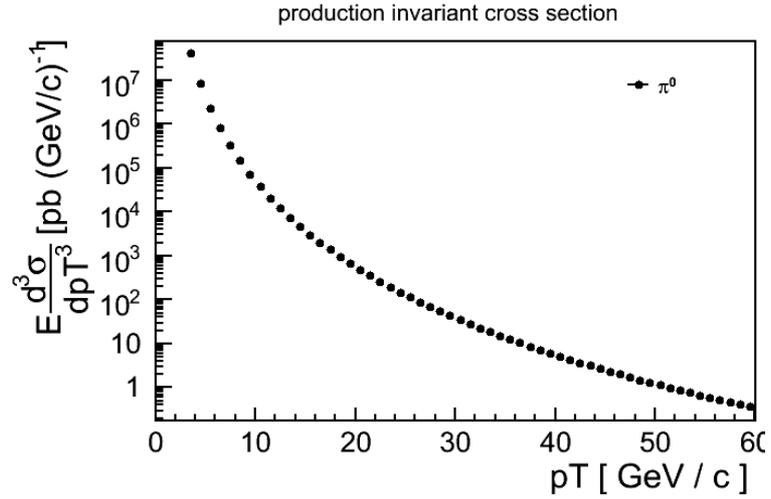


図 4.1: NLO 計算によって導出された陽子陽子衝突における重心系衝突エネルギー 3.9TeV での中性  $\pi^0$  中間子の生成不変微分断面積 [17]

表 4.2: INCNLOv4.1 による  $p + p \rightarrow \pi^0 + X$  のクロスセクション導出の際の条件

パラメータ	条件
重心系衝突エネルギー	3.9TeV
PDF(Parton Distribution Function)	CTEQ6M
FF(Fragmentation Function)	KKPM
Scale(Factorization Scale $\cdot$ Renormalization Scale)	1.0

の範囲に生成された中性  $\pi^0$  および  $\eta$  中間子の総数の比を横運動量ごとにとり、横運動量  $3[\text{GeV}/c]$  以上を一定値でフィットした結果である。ここから  $R_{\pi^0/\eta} = 0.89 \pm 0.002$  を得た。

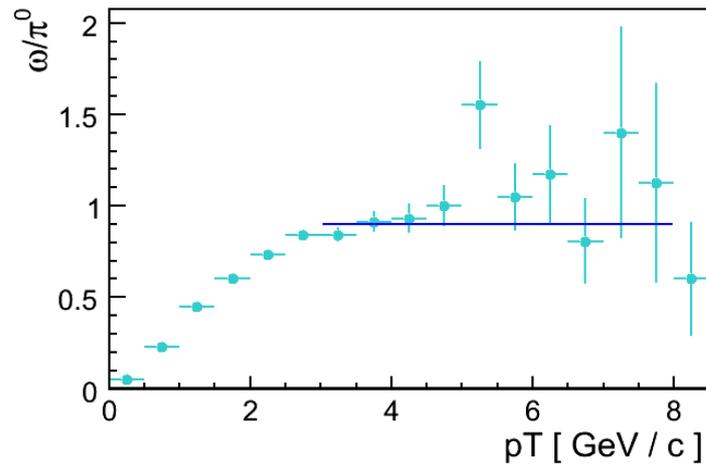


図 4.2: PYTHIA シミュレーションから求めた  $\eta$  中間子と中性  $\pi^0$  中間子の生成数の比。横運動量  $3[\text{GeV}/c]$  以上を一定値でフィットした結果、 $R_{\pi^0/\eta} = 0.89 \pm 0.002$  を得た。

#### 4.2.4 幾何学的検出効率

$\eta \rightarrow 2\pi^0$  および  $\eta' \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 3\pi^0$  の幾何学的検出効率の導出には、粒子発生イベントジェネレータを用いた単粒子発生シミュレーションデータを使用した。発生させた粒子の範囲は  $\phi = 60^\circ$   $\eta = 1$  である。発生させた粒子の横運動量分布から、崩壊光子全てが PHOS 検出器 3 モジュール分の範囲  $\phi = 60^\circ$   $\eta = 0.24$  へ向かったという条件を満たす粒子の横運動量分布を割ることで図 4.3 を得た。これは  $\phi = 360^\circ$   $\eta = 1$  の範囲に発生した粒子が崩壊光子が全て PHOS 検出器の方向へ向かう確率を表している。同時に他の光子崩壊仮定を持つメソン： $\eta \rightarrow 2\pi^0$ 、 $\eta' \rightarrow 2\pi^0$ 、 $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$ 、 $\eta \rightarrow 4\pi^0$  の幾何学的検出効率も求めた。求めた幾何学的検出効率を使って  $\phi = 360^\circ$   $\eta = 1$  に生成された粒子のどれだけが PHOS 検出器の方向へ向かうかを求めることができる。

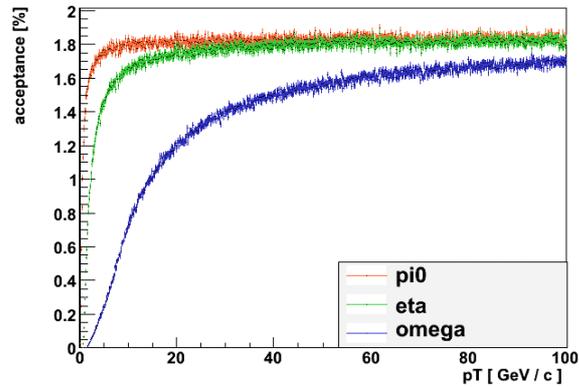


図 4.3: PHOS 検出器 (3 モジュール) の幾何学的検出効率

### 4.3 結果

解析結果を用いて、式 (4.3) および式 (4.6) を計算し、初年度の鉛鉛衝突 (ミニマムバイアス事象) にて PHOS 検出器の範囲に生成される中性 および中間子の生成量を見積もったのが図 4.4 である。ここから中性 および中間子は  $20[\text{GeV}/c]$  まで、中間子は  $10[\text{GeV}/c]$  まで数 10 個程度の統計が見込めることが分かった。

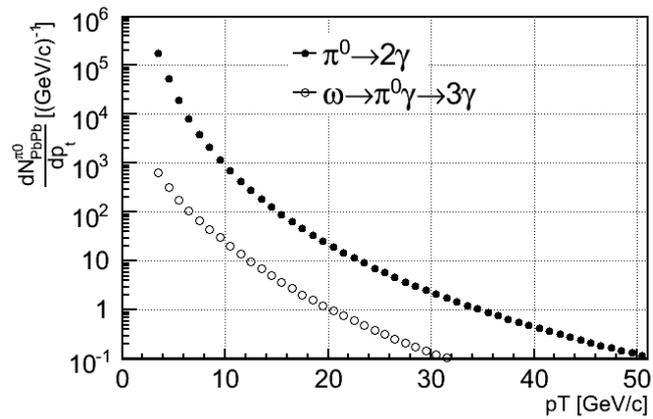


図 4.4: PHOS 検出器 (3 モジュール) の範囲に生成される中性 および 中間子の個数

## 第5章 シグナル有意性の見積もり

第4章における見積もりによって、中性中間子は横運動量  $20[\text{GeV}/c]$ ・中間子は横運動量  $10[\text{GeV}/c]$  程度まで統計が見込めることが分かった。鉛鉛衝突における中性および中間子測定の実現可能性を議論する上で、次に不可欠な要素となるのがバックグラウンドに対するシグナルの有意性である。そこで本章では初年度の鉛鉛衝突実験において、中性および中間子のシグナルがバックグラウンドに対してどの程度有意に測定できるかを見積もった。

### 5.1 手法

中性中間子のシグナルは式 (4.2) および PHOS 検出器の範囲に生成された中性中間子の (幾何学的検出効率込みの) 検出効率  $\epsilon_{0 \rightarrow 2}$  を用いて、式 (5.1) と見積もる。

$$S_{\text{NLO,perEvent}} = \left[ \frac{dN^{0 \rightarrow 2}}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} \frac{\phi_{\text{PHOS}}}{360} \frac{\text{PHOS}}{1} \quad (5.1)$$

さらに鉛鉛衝突イベントジェネレータ HIJING を用いて 1 事象あたりのバックグラウンドとシグナルを足し合わせた数  $(S + B)_{\text{HIJING,perEvent}}$  を見積もる。それらと第 4.1 節で求めた初年度の鉛鉛衝突実験における衝突回数  $N_{\text{event}}$  を用いて、中性中間子のシグナルのバックグラウンドに対する有意性を以下の 3 つの式で評価する。

$$\frac{S_{\text{NLO,perEvent}}}{(S + B)_{\text{HIJING,perEvent}}} \quad (5.2)$$

$$\frac{S_{\text{NLO,perEvent}}}{\sqrt{(S + B)_{\text{HIJING,perEvent}}}} \quad (5.3)$$

$$\frac{S_{\text{NLO,perEvent}} N_{\text{event}}}{\sqrt{(S + B)_{\text{HIJING,perEvent}} N_{\text{event}}}} = \frac{S_{\text{NLO,perEvent}}}{(S + B)_{\text{HIJING,perEvent}}} \sqrt{N_{\text{event}}} \quad (5.4)$$

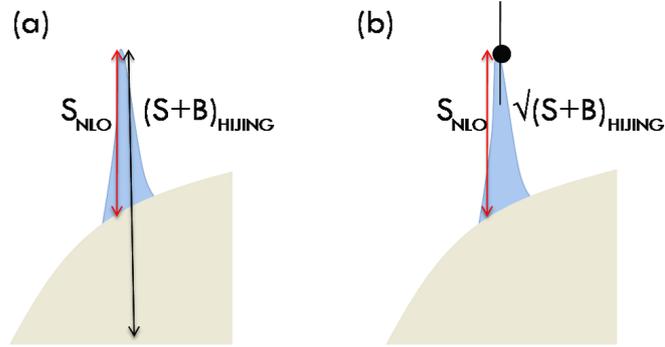


図 5.1: 概要図

式 (5.2) は 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの割合を示している。図 5.1(a) にイメージ図を示した。全てのクラスターに対して不変質量を組んだ時のバックグラウンドを灰色で、中性 中間子起源のクラスターペアによるシグナルを青色で表している。 $S_{\text{NLO,perEvent}}$  は中性 中間子の不変質量領域内のシグナルの総計にあたり、 $(S+B)_{\text{HIJING,perEvent}}$  は中性 中間子の不変質量領域内のシグナルとバックグラウンドの総計にあたる。バックグラウンドが全くなく、質量領域をシグナルで占有できている場合 1 となる。式 (5.2) を用いることで、中性 中間子の不変質量領域内にシグナルが占める割合を示すことができる。

式 (5.3) は 1 事象あたりの統計誤差に対するシグナルの有意性を示している。図 5.1(b) にイメージ図を示した。シグナルの統計誤差が  $\sqrt{(S+B)_{\text{HIJING,perEvent}}}$  であり、式 (5.3) が 1 を越え大きな値をとるとことは統計誤差に対してシグナルが何倍有意であるかを示す。

式 (5.4) から分かるように式 (5.3) で示したシグナルの有意性は、統計量の  $1/2$  乗で大きくなる。そこで 4.2.1 節で見積もった鉛鉛衝突実験における衝突回数  $N_{\text{event}}$  を用いて初年度の鉛鉛衝突運転における中性 中間子のシグナルのバックグラウンドに対する有意性を式 (5.4) で見積もる。

中性 中間子のシグナルの見積もりは式 (4.5) および PHOS 検出器の範囲に生成された 中間子の (幾何学的検出効率込みの) 検出効率  $\epsilon_{0 \rightarrow 2}$  を用いて、式 (5.5) と見積もる。

$$S_{\text{NLO,perEvent}} = \left[ \frac{dN \rightarrow 0}{dp_T} \right]_{\text{PbPb,perEvent}} \frac{\phi_{\text{PHOS}}}{360} \frac{\text{PHOS}}{1} \quad (5.5)$$

## 5.2 解析

### 5.2.1 検出効率

$0 \rightarrow 2$  および  $0 \rightarrow 3$  の検出効率の導出には、粒子発生イベントジェネレータおよび GEANT による検出器シミュレーションを使用した。1 事象につき 1 つの粒子を  $\phi = 60^\circ$   $= 0.24$  の範囲にランダムに発生させた場合の PHOS 検出器の応答から求めた。検出器シミュレーションから得られるデータ形式は、実際に PHOS 検出器から得られるデータ形式と同一である。

全てのクラスターペアから組んだ中性中間子の不変質量分布を、再構成した横運動量ごとに求めたのが図 5.2 である。運動量 1[GeV/c] から 5[GeV/c] 付近まで中性中間子の質量領域のシグナルの明らかな増加がみられる。これは図 4.3 で求めた幾何学的検出効率の振る舞いと定性的に一致する。さらに横運動量ごとの不変質量 0.12 ~ 0.15[GeV/c] の積分値を、生成された横運動量ごとの数の積分値で割ったのが図 5.4(a) である。これは  $\phi = 60^\circ$

$= 0.24$  の範囲に発生した中性中間子が PHOS 検出器で検出される確率を表している。ここから横運動量 20[GeV/c] の付近からの検出効率の低下が確認できる。これは中性中間子起源の光子によるクラスターマージング効果が原因であると考えられる。

さらに中間子についても中性中間子の場合と同様にシミュレーションデータから再構成した不変質量の横運動量ごとの分布を図 5.3 に示した。さらに積分領域を 0.76 ~ 0.83[GeV/c] として検出効率を求めたのが図 5.4 である。

中間子の場合、検出効率は横運動量 20[GeV/c] まで滑らかに上昇しており、図 4.3 で求めた幾何学的検出効率の中間子の振る舞いと定性的に一致する。

### 5.2.2 シグナルとバックグラウンドの見積もり

求めた検出効率を用いて、式 (5.1) および式 (5.5) から 1 事象あたりのシグナルの数を見積もった。1 事象あたりのシグナルの数の横運動量ごとの数は図 5.5 となった。さらに鉛鉛衝突イベントジェネレータ HIJING を用いて 1 事象あたりのバックグラウンドとシグナルの総数を図 5.5 と求めた。

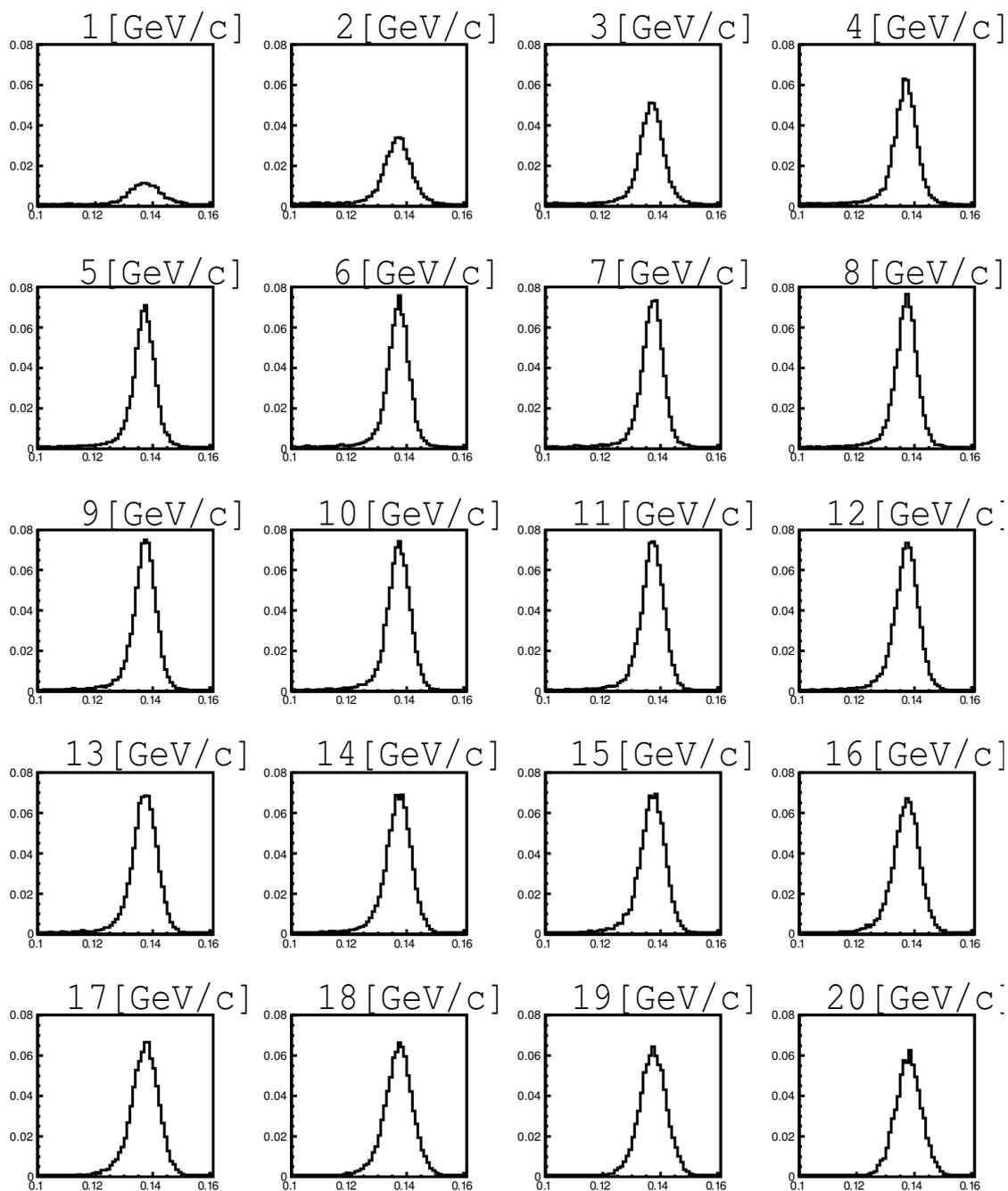


図 5.2: 単粒子発生シミュレーションデータから再構成した中性 中間子の横運動量ごとの不変質量分布。事象数で規格化した。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている不変質量分布は横運動量  $\pm 0.5 \text{ GeV}$  を積分した結果である。

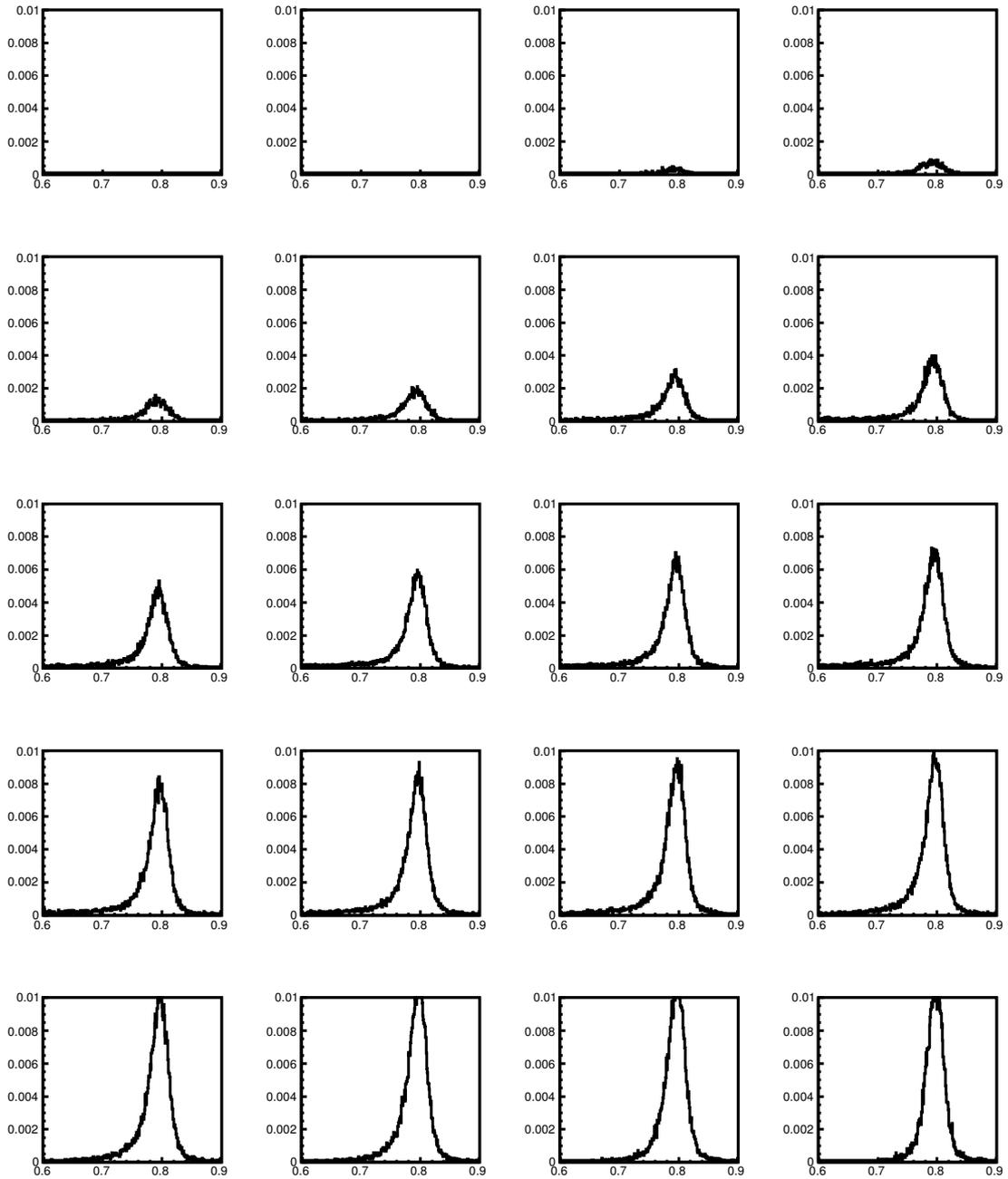
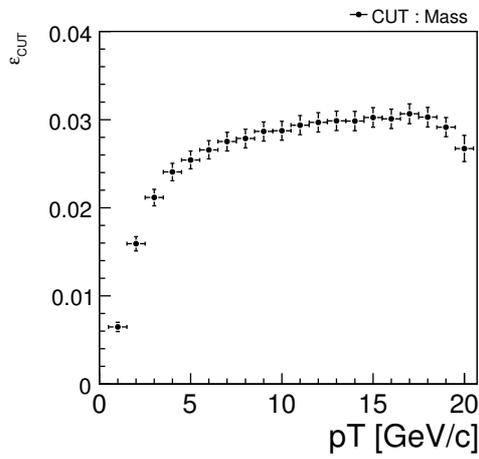
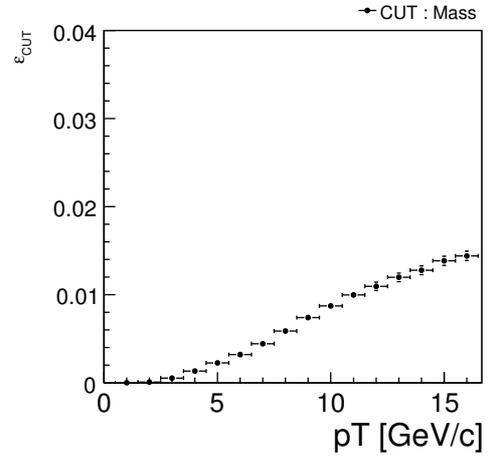


図 5.3: 単粒子発生シミュレーションデータから再構成した 中間子の横運動量ごとの不変質量分布。事象数で規格化した。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている不変質量分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。

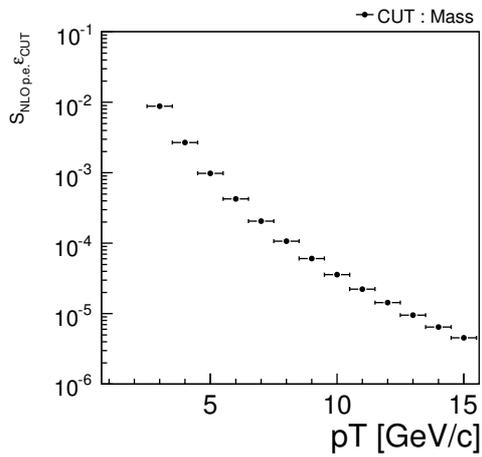


(a) 中性 中間子

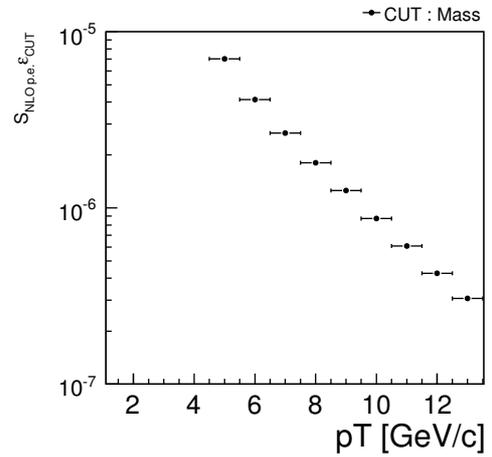


(b) 中間子

図 5.4:  $\phi = 60^\circ$   $\epsilon = 0.24$  の範囲に生成された中性 または 中間子の検出効率



(a) 中性 中間子



(b) 中間子

図 5.5: 1 事象あたりに PHOS 検出器で検出される中性 または 中間子の数:LNO 計算をベースにした見積もり

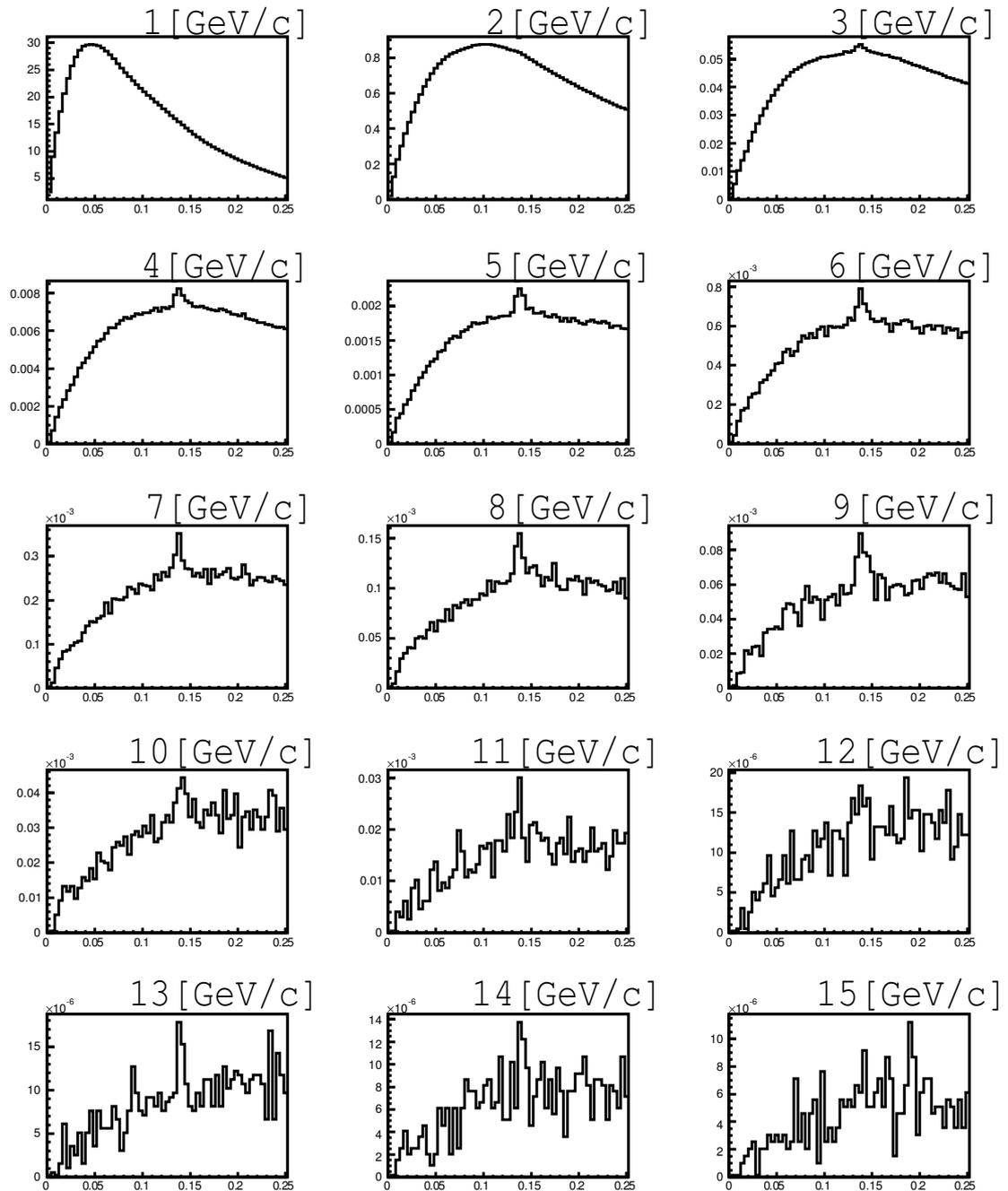


図 5.6: HIJING による重心系衝突エネルギー 3.9TeV の鉛鉛衝突シミュレーションデータから再構成した中性中間子の横運動量ごとの不変質量分布。事象数で規格化した。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている不変質量分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。

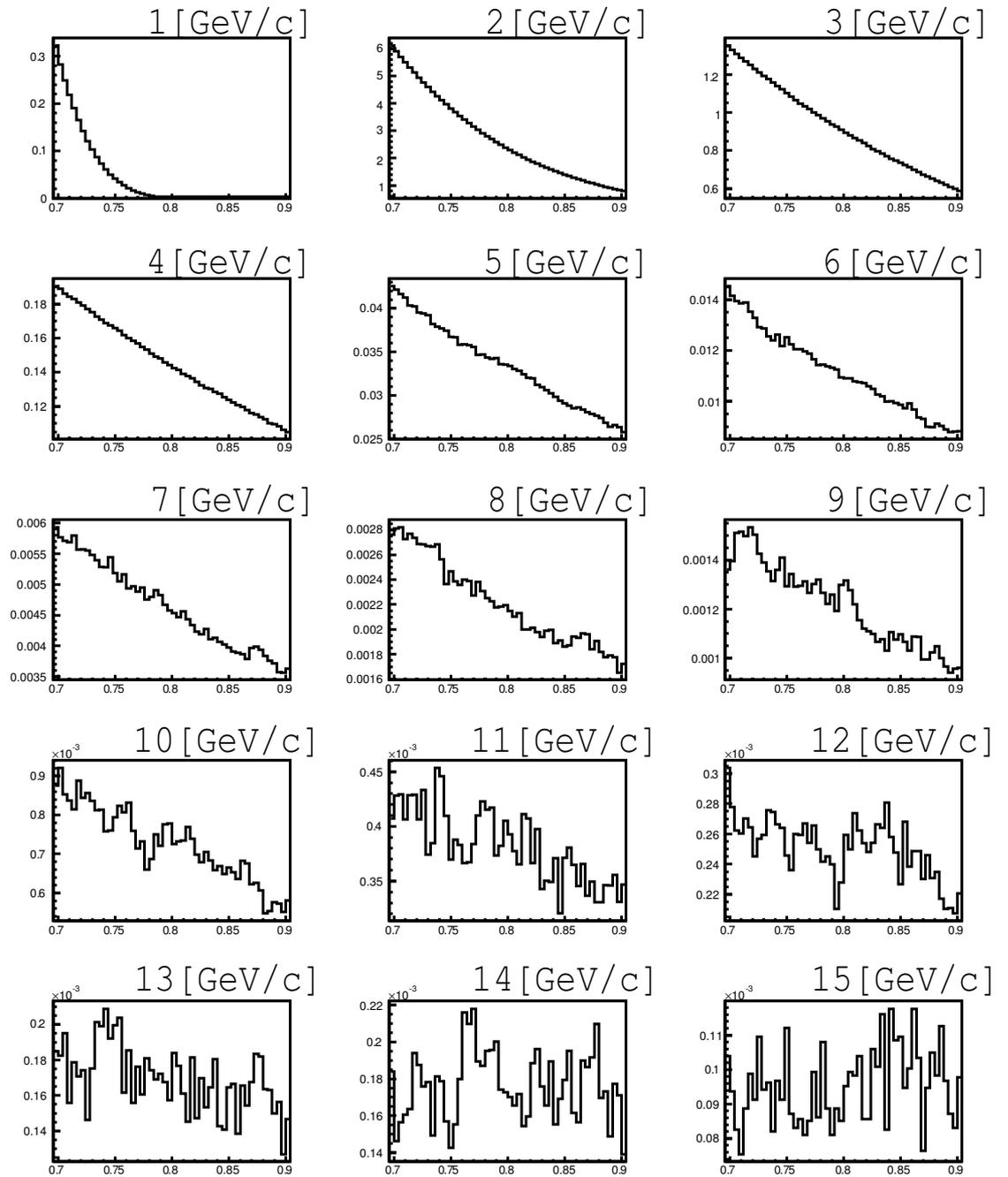


図 5.7: HIJING による重心系衝突エネルギー 3.9TeV の鉛鉛衝突シミュレーションデータから再構成した 中間子の横運動量ごとの不変質量分布。事象数で規格化した。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている不変質量分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。

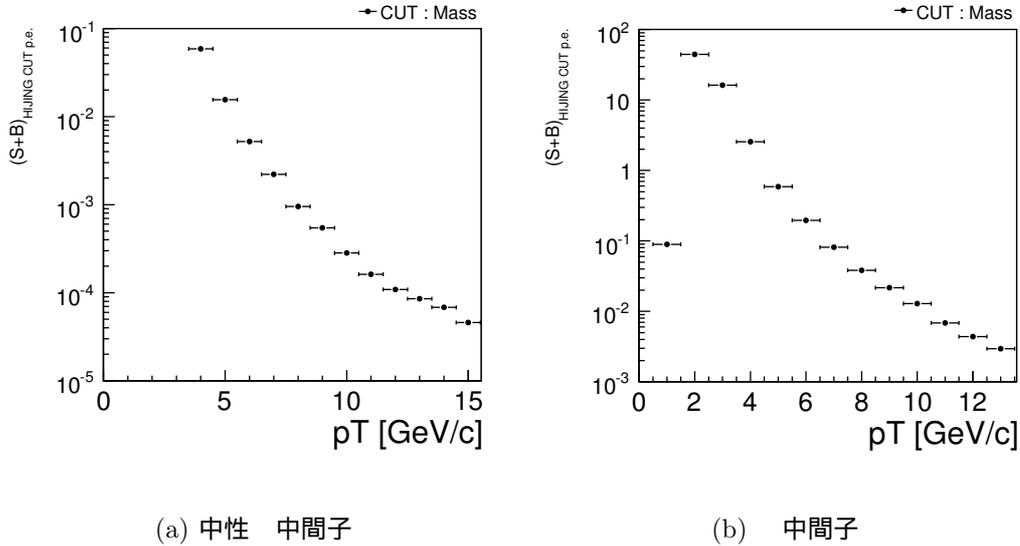


図 5.8: 1 事象あたりに PHOS 検出器で検出される中性 または 中間子とバックグラウンドの総計:HIJING シミュレーションによる見積もり

## 5.3 結果

解析結果を用いて、中性 および 中間子それぞれについて式 (5.2)・式 (5.3)・式 (5.4) を計算し、シグナルのバックグラウンドに対する有意性を見積もった。

中性 中間子については 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの割合は  $pT10[\text{GeV}/c]$  領域で既に 0.15 程度あるのに対し、 中間子はそれに比べて約 3 ケタ落ちている。

さらに中性 中間子の 1 事象あたりの統計誤差に対するシグナルの割合は横運動量  $3[\text{GeV}/c]$  領域で既に 0.015 程度ある。これはたった 1 日\*10%の LHC 運転によって横運動量  $3[\text{GeV}/c]$  の中性 中間子シグナルが統計誤差に対して約 20 倍となることを示している。

それに対して 中間子の場合数値的に一番良い横運動量  $5 \sim 8[\text{GeV}/c]$  領域でも統計誤差に対するシグナルの割合は約  $10^{-5}$  であり、統計誤差に対して 1 倍のシグナルを得るために 10 年以上 LHC 加速器運転が走らねばならない計算となり、とても現実的な測定とは言えない。

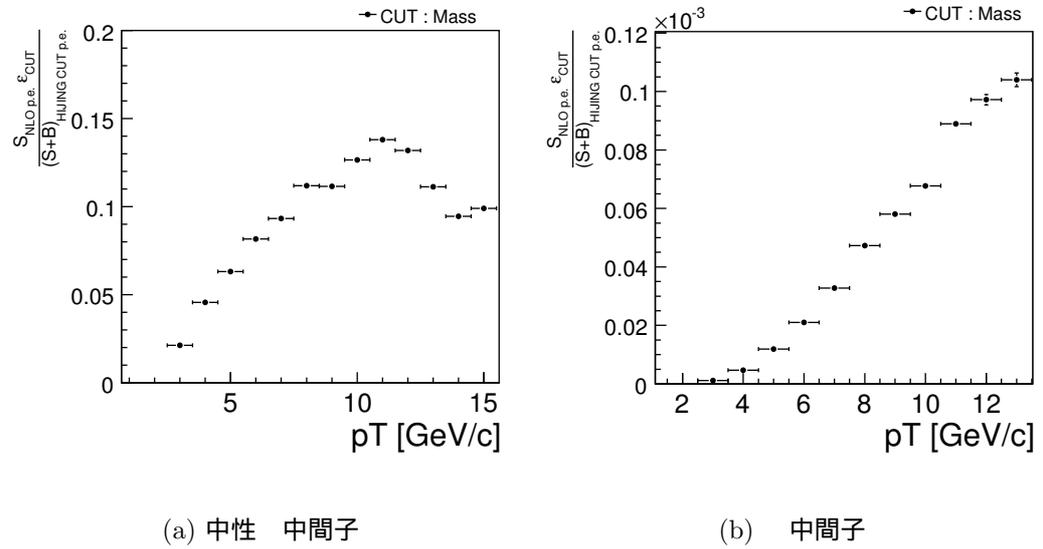


図 5.9: 式 (5.2) から計算した 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの割合

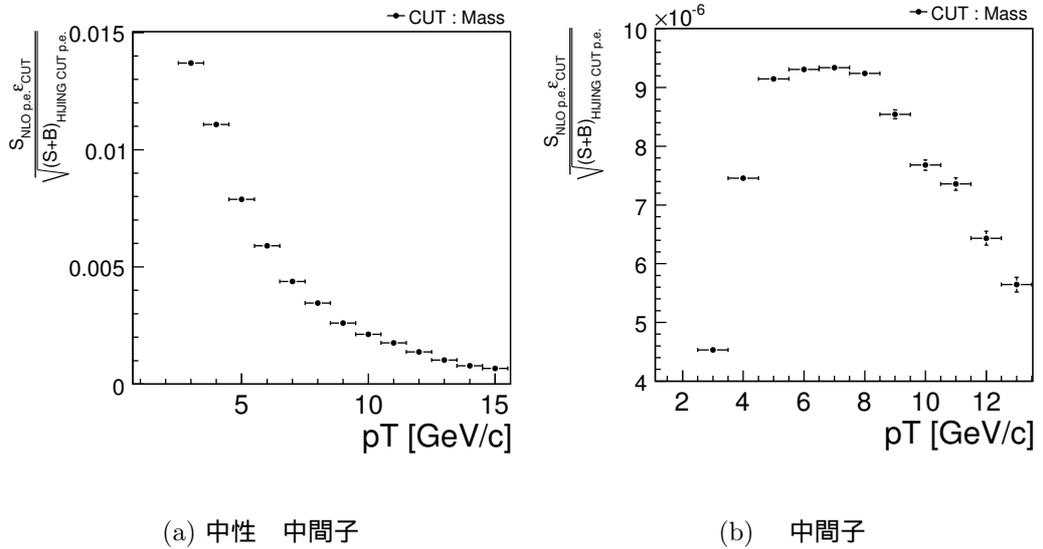
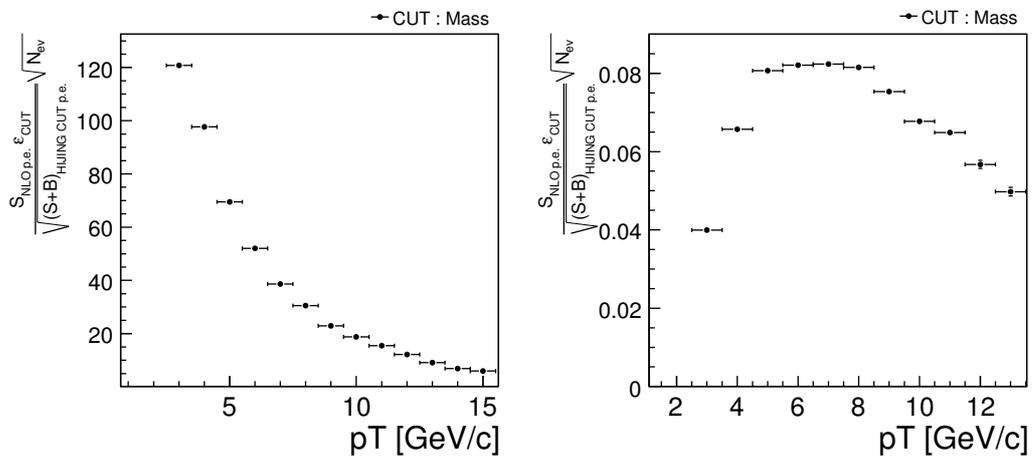


図 5.10: 式 (5.3) から計算した 1 事象あたりの統計誤差に対するシグナルの有意性



(a) 中性 中間子

(b) 中間子

図 5.11: 式 (5.4) から計算した初年度の鉛鉛衝突における統計誤差に対するシグナルの有意性

## 第6章 光子測定最適化

中性 および 中間子のシグナルをより優位に、より広い横運動量範囲に渡って測定する為の工夫として、本研究では入射粒子とそのエネルギーによってクラスタの形状に変化が現れる (cf. 第 2.3 節) ことに着目した。特に鉛鉛衝突では光子以外にも多くの粒子が PHOS 検出器に入射し、光子起源以外のクラスタによるバックグラウンドは陽子陽子衝突と比べて非常に大きくなる。生成数が中性 中間子に比べて少なく、さらに 3 体の に崩壊する 中間子を再構成する上ではバックグラウンドを軽減することが特に重要となる。

そこで本章は鉛鉛衝突に特化した光子測定に関するパラメータの範囲を最適化した。さらにその範囲を採用することでバックグラウンドをどの程度排除できるかを評価し、シグナルの優位性がどう変化するかを見積もった。

### 6.1 手法

クラスタの形状変化を利用して光子起源のクラスタを選び出す上で、Number of cells (略称: Ncells)・Dispersion・Sphericity という 3 つパラメータを用いた。Ncells は一つのクラスタに含まれるセル (結晶) の数である。Dispersion はクラスタの横方向への広がりを表すパラメータであり、大きければ大きいほど横方向へ広がっていることを示す。ただし定義 (cf. 付録 A) により理想的には入射エネルギーに依存しない。Sphericity はクラスタの真円度を 0 ~ 1 の範囲で表すパラメータであり、0 に近い値であればあるほど形状が真円であることを示す (cf. 付録 A)。

まずは PHOS 検出器を再現した単粒子発生シミュレーションを行い、それぞれのパラメータの理想的な状態での振る舞いを調べた。その上で鉛鉛衝突イベントジェネレータ HIJING および GEANT による検出器シミュレーション結果を用いてパラメータの範囲の最適化を行った。

ここで最適なパラメータ範囲を、その範囲を適用した場合に以下の二つの条件を同時に満たす範囲と定義する。

条件 光子起源のクラスタの数が一番多い

条件 バックグラウンド起源のクラスターの数が一番少ない

さらにパラメータ範囲を適用した時の光子起源のクラスターの数  $N_S$  とし、バックグラウンド起源のクラスターの数  $N_B$  と便宜上定義する。パラメータ範囲を少しずつ変えた場合に  $N_S/\sqrt{N_B}$  が最大になる範囲が を同時に満たす範囲である。

具体的に求める値は Dispersion の下限値・上限値、Sphericity の下限値・上限値、Ncells の上限値・下限値、という合わせて6つの値である。それぞれは互いに相関があるためそれぞれを独立に求めることができない。それぞれ6つの値を少しずつ変えて  $N_S/\sqrt{N_B}$  が最大値となるそれぞれの値を求めた。

最終的に求めた最適なパラメータ範囲の有効性を評価する為に検出効率、バックグラウンド排除率、純度を定義した。光子起源の全クラスターの数  $S_{\text{all}}$ 、ある最適値を適用したときに選ばれる光子起源のクラスターの数  $S_{\text{withCUT}}$  と定義する。さらに光子起源以外の全クラスターの数  $B_{\text{all}}$ 、ある最適値を適用したときに選ばれる光子起源以外のクラスターの数  $B_{\text{withCUT}}$  と定義する。つまりクラスターの総数は  $(S_{\text{all}} + B_{\text{all}})$ 、ある最適値を適用したときに選ばれるクラスターの総数は  $(S_{\text{withCUT}} + B_{\text{withCUT}})$  となる。これらを使って最適値の範囲を評価するのに式 (6.1) 式 (6.2) 式 (6.3) を定義した。

$$\text{検出効率} = \frac{S_{\text{withCUT}}}{S_{\text{all}}} \quad (6.1)$$

$$\text{排除率} = \frac{(S_{\text{all}} + B_{\text{all}}) - (S_{\text{withCUT}} + B_{\text{withCUT}})}{(S_{\text{all}} + B_{\text{all}})} \quad (6.2)$$

$$\text{純度} = \frac{S_{\text{withCUT}}}{S_{\text{withCUT}} + B_{\text{withCUT}}} \quad (6.3)$$

検出効率は全光子起源クラスターのうち、最適値を適用したときに選ばれる光子起源のクラスターの割合を表している。検出効率が高ければ高いほど光子起源のクラスターを失わずに済む。排除率は全クラスターから、最適値を適用したことによりどれだけのクラスターが排除されるかを表している。さらに排除されずに残ったクラスター中にどれだけ光子起源のクラスターがあるかを表しているが純度である。これら3つの式を用いて光子らしいクラスターを選び出すパラメータの最適範囲の評価を行った。

さらに第5.1節の手法にのっとり、光子らしいクラスターを選び出すパラメータの最適範囲を適応させた場合のシグナルの有意性を見積もった。

## 6.2 解析

### 6.2.1 理想的な状況下における各パラメータの振る舞い

理想的な状態におけるそれぞれのパラメータの振る舞いを調べる為に、1事象につき1つ光子をPHOS検出器に入射させるシミュレーションを行った。ここから光子起源のクラスターを選び出し、各パラメータと測定エネルギーとの関係を調べたのが図6.1である。光子は横運動量 $0 \sim 20[\text{GeV}/c]$ の範囲で均等に投げた。導出の際にはクラスターの起源が光子であることかつ、入射光子のエネルギーと比べて測定されたエネルギーがPHOS検出器の分解能の揺らぎ(3%)以内であることを要求した。

図6.1(a)よりNcellsと測定エネルギーとの間に強い正の相関があることが確認できた。これは高いエネルギーを持つ光子ほど、より大きな電磁シャワーを作る為、多くの結晶をまたいでエネルギーを落とす為である。さらに測定エネルギーの増加に伴い揺らぎも大きくなる傾向を示している。

図6.1(b)より測定エネルギー3GeV以降はDispersionと測定エネルギーとの間に強い相関がないことを確認できた。ただし3GeV以下の測定エネルギー領域は分布の幅が大きくなる傾向にある。また0.5GeV以下の測定エネルギー領域にDispersionが0の事象があることが確認できる。これはエネルギーが入射粒子の持つエネルギーが低い為に電磁シャワーが大きく育たず、クラスターに含まれる結晶数が1本となり、横方向の広がりが定義できなかった為であると考えられる。

図6.1(c)より測定エネルギー3GeV以降はSphericityと測定エネルギーとの間に強い相関はないことが確認できた。3GeV以下の測定エネルギー領域はDispersion同様分布の幅が大きくなる傾向にある。

図6.1より、それぞれのパラメータは程度の差はあるものの測定エネルギーに依存した振る舞いを示すことが分かった。そこで光子起源のクラスターのパラメータ範囲の決定の際には測定エネルギーごとにスライスすることとした。各パラメータの最適な範囲は図6.1における各パラメータの幅と遠くない値となるはずである。

### 6.2.2 鉛鉛衝突下におけるパラメータの最適化

鉛鉛衝突下において光子起源のクラスターを選別する為に、イベントジェネレーターHIJINGを用いて鉛鉛衝突下におけるPHOS検出器(および他の検出器)の応答を再現したデータを作成した。衝突の条件は重心系衝突エネ

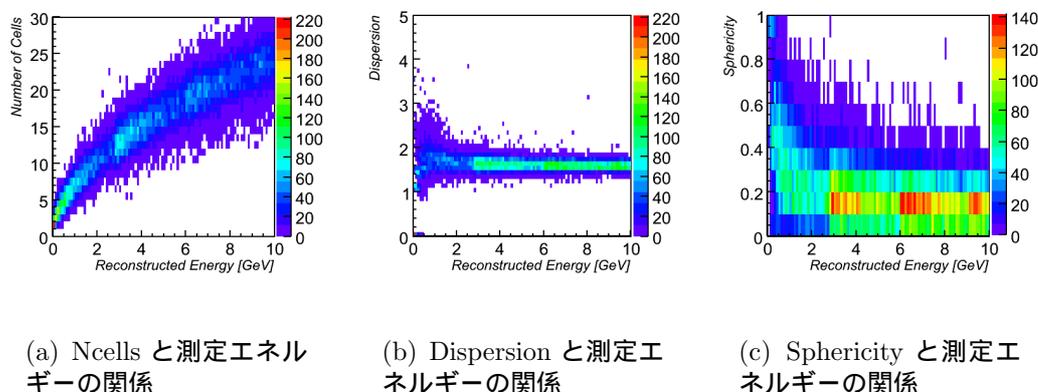
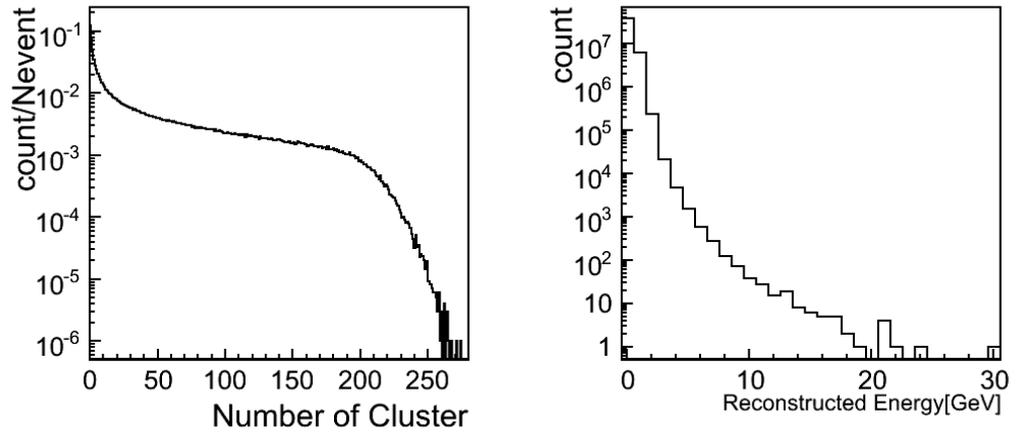


図 6.1: 光子起源クラスターが持つ各種パラメータの測定エネルギー依存性：それぞれの図の x 軸は PHOS 検出器でのエネルギー測定値。

ルギー 3.9TeV 鉛鉛衝突のミニマムバイアス事象 (0 ~ 20mb) とし、PHOS 検出器の応答の条件としては 1 セルあたりのエネルギー閾値を 15MeV とした。PHOS 検出器を 3 モジュールとした時の、1 イベントあたりのクラスターの総数の分布が図 6.2(a) である。平均で 1 イベントにつき 45 個のクラスターが生成され、そのうち光子以外が起源のクラスターの割合は約 55% であった。測定されたクラスターのエネルギー分布が図 6.2(b) である。統計の関係から実際に  $N_S/\sqrt{N_B}$  の最大値を求める測定エネルギーの上限を 6GeV までとし、それ以降は求めた各パラメータの値から外挿することにした。

各パラメータの最適化へ向けて、まずは鉛鉛衝突イベント下における光子起源のクラスターの各パラメータと光子以外が起源のクラスターの各パラメータの振る舞いの違いを確認した。図 6.5 はクラスターの測定エネルギーが 0.8 ~ 1GeV の時の各パラメータの分布である。黒線で示された光子起源のクラスターの分布と赤線で示された光子以外が起源のクラスターの分布に明らかな違いがあることが分かる。ここからそれぞれのパラメータについて最適な範囲を選ぶことで、バックグラウンド起源のクラスターを排除できることが分かる。

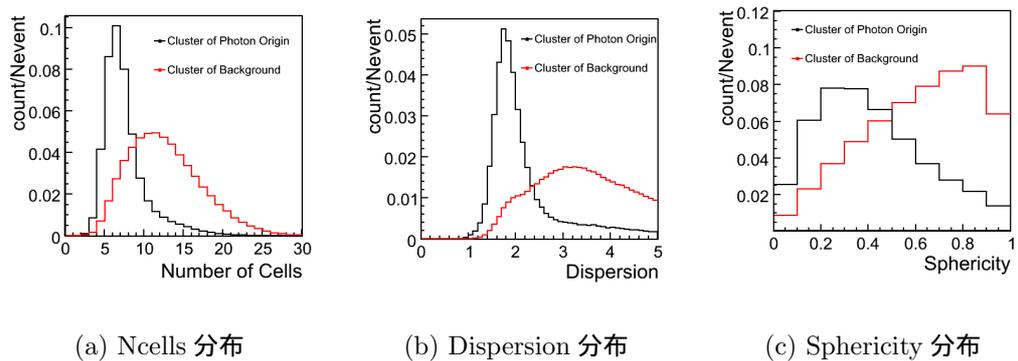
Dispersion の下限値・上限値、Sphericity の下限値・上限値、Ncells の上限値・下限値をそれぞれ少しずつ変えて  $N_S/\sqrt{N_B}$  の変化率を見たところ、光子起源を選別する為のパラメータとしては Dispersion の下限値・上限値、Ncells の下限値で十分であることが分かった。最終的に求めた最適なパラメータ範囲をまとめたのが表 6.1 である。測定エネルギー 6[GeV] 以降のパラメータの値を外挿するのに用いたのが図 6.4 である



(a) 1 イベントあたりのクラスターの総数

(b) 測定クラスターのエネルギー分布 (全てのイベントについて足し合わせ)

図 6.2:  $\sqrt{S} = 3.9\text{TeV}$  鉛鉛衝突のミニムバイアス事象におけるイベントあたりのクラスターの総数と、測定クラスターのエネルギー分布



(a) Ncells 分布

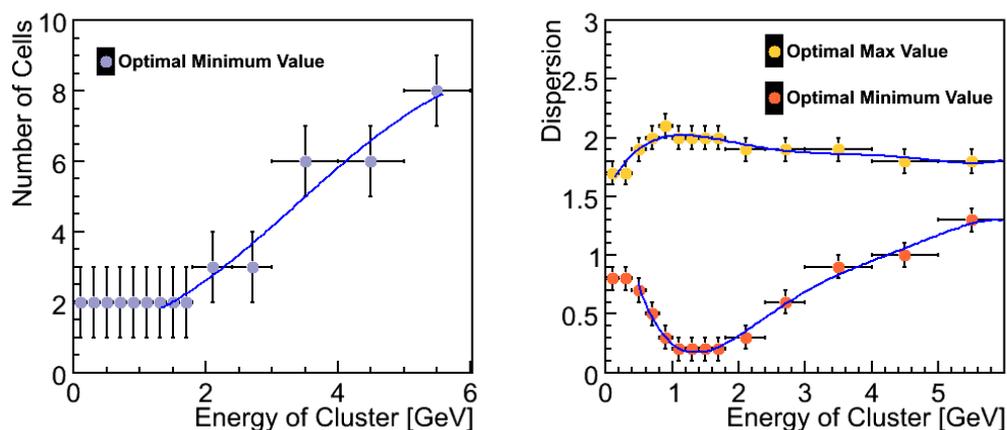
(b) Dispersion 分布

(c) Sphericity 分布

図 6.3: 鉛鉛衝突下における光子起源クラスターとバックグラウンドのパラメータ分布の比較。測定クラスターのエネルギーは  $0.8\text{GeV} \sim 1\text{GeV}$ 。

クラスターのエネルギー [GeV]	Dispersion	Number of cells	Sphericity
~ 0.2	0.8 ~ 1.7	2 ~	0 ~ 1
0.2 ~ 0.4	0.8 ~ 1.7	2 ~	0 ~ 1
0.4 ~ 0.6	0.7 ~ 1.9	2 ~	0 ~ 1
0.6 ~ 0.8	0.5 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
0.8 ~ 1.	0.3 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
1. ~ 1.2	0.2 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
1.2 ~ 1.4	0.2 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
1.4 ~ 1.6	0.2 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
1.6 ~ 1.8	0.2 ~ 2.	2 ~	0 ~ 1
1.8 ~ 2.4	0.3 ~ 1.9	3 ~	0 ~ 1
2.4 ~ 3.	0.6 ~ 1.9	4 ~	0 ~ 1
3. ~ 4.	0.8 ~ 1.9	5 ~	0 ~ 1
4. ~ 5.	1.1 ~ 1.8	7 ~	0 ~ 1
5. ~ 6.	1.3 ~ 1.8	8 ~	0 ~ 1
6. ~	1.3 ~ 1.8	8 ~	0 ~ 1

表 6.1:  $\sqrt{S} = 3.9\text{TeV}$  鉛鉛衝突のミニマムバイアス事象におけるパラメーターの最適範囲



(a)  $N_{\text{cells}}$  の最適な下限値と測定エネルギーの関係

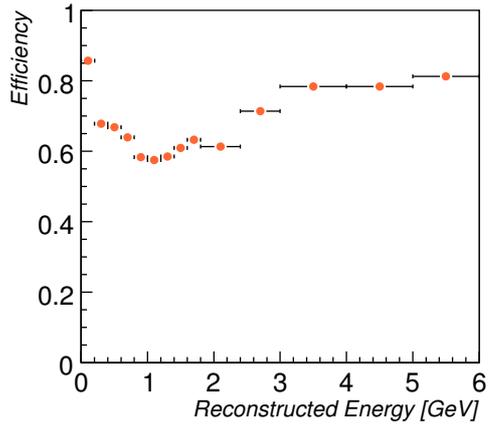
(b) Dispersion の最適な下限値・最適な上限値と測定エネルギーの関係

図 6.4: 最適なパラメーターの測定エネルギーに依存した振る舞い

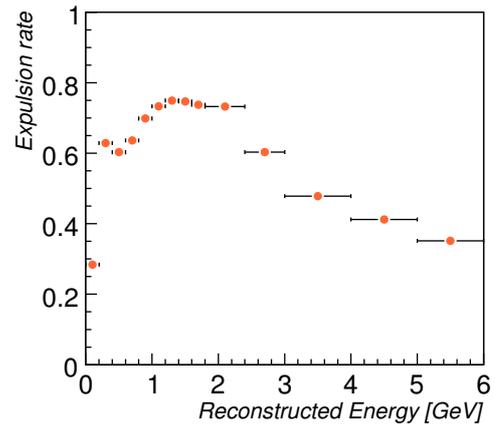
### 6.3 評価

求めたパラメータの最適範囲が光子起源/光子以外の起源のクラスターにどのような影響を及ぼすかを式 (6.1) 式 (6.2) 式 (6.3) を用いて評価した。図 6.5(a) は光子起源のクラスターの検出効率である。ここから最適なパラメータ範囲を適用してもその検出効率は最大でも 60% しか落ちず、クラスターの測定エネルギー 2GeV 以上で安定して 80% を超えるように保つことができることが分かる。さらに図 6.5(b)、図 6.5(c) からパラメータ範囲を適用することでクラスターの数も最大で 80% まで排除でき、しかもその際、選ばれたクラスター中に含まれる光子起源のクラスターの割合を測定エネルギー 1GeV 以上で 80% ~ 90% と高い水準に保つことができることが分かった。図 6.5(c) の黒点は光子起源のクラスターを表すパラメータの最適化をしなかった場合の光子起源のクラスターの純度である。パラメータの最適化をすることで光子起源のクラスターの割合を飛躍的に高めることができることが分かった。

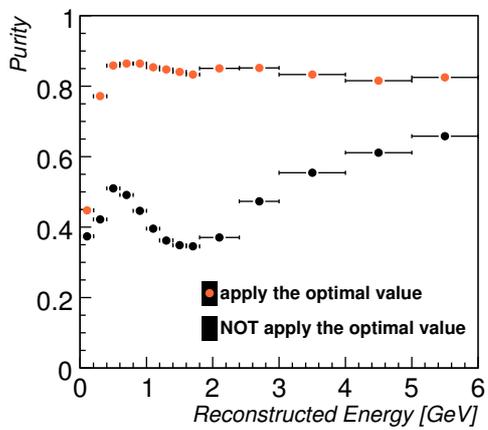
以上の評価を通して、クラスターの最適化が実際によりバックグラウンドを排除し光子起源のクラスターの割合を高める上で有効であることが示せた。



(a) 検出効率



(b) バックグラウンド排除率



(c) 純度

図 6.5: 表 6.1 を採用した場合のバックグラウンド排除率

## 6.4 シグナル有意性への効果

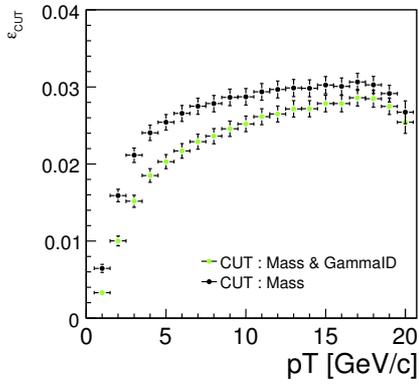
### 6.4.1 中性 中間子

光子測定最適化をすることで初年度の鉛鉛衝突にて予想される中性 中間子のシグナルの有意性が向上することが図 6.6 より確認できた。図 6.6(a)・図 6.6(b) より光子測定最適化により中性 中間子のシグナルの検出効率の低下から、1 事象あたりのシグナルの個数が少なくなっている。しかしそれ以上にバックグラウンド排除率が大きく下がり、結果的に 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率/ 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ/ 初年度の鉛鉛衝突にて予想される中性 中間子のシグナルの有意性の上昇が見られたと考えるのが妥当である。図 6.6(f) より初年度の鉛鉛衝突実験にて横運動量  $15[\text{GeV}]$  を超える領域まで、クリアな中性 中間子ピークが見れることが期待できる。

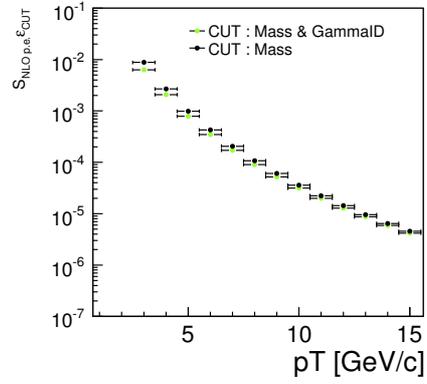
### 6.4.2 中間子

光子測定最適化をすることで初年度の鉛鉛衝突にて予想される中性 中間子のシグナルの有意性が向上することが図 6.7 より確認できた。中性 中間子と同様、図 6.7(a) より検出効率の低下がみられる。しかしながら 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率/ 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ/ 初年度の鉛鉛衝突にて予想される中性 中間子のシグナルの有意性の上昇がみられる。これは 1 事象あたりのシグナルの数は低下したものの、バックグラウンドがそれ以上に大きく低下したため、ピークの有意性が上がったと考えることができる。

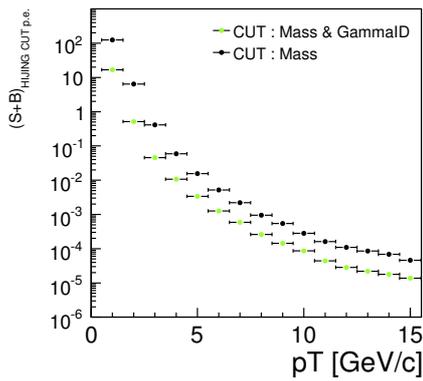
だが図 6.7(e) より、1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさが一番大きくなる  $4 \sim 8\text{GeV}$  領域でも統計誤差に対して 1 倍のシグナルを得る為には、3ヶ月間 LHC 加速器が走らなければならない計算となる。よって光子測定を最適化しただけではまだ 中間子の観測の見込みは非常に低いと言える。



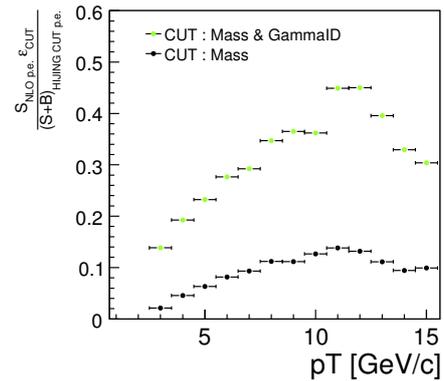
(a) 検出効率



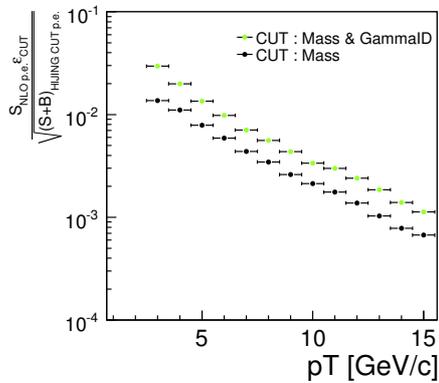
(b) 1 事象あたりのシグナルの数



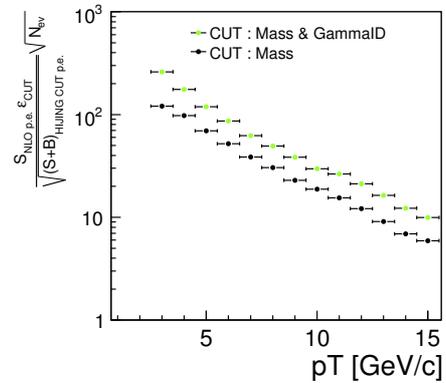
(c) 1 事象あたりのバックグラウンドとシグナルの総数



(d) 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率

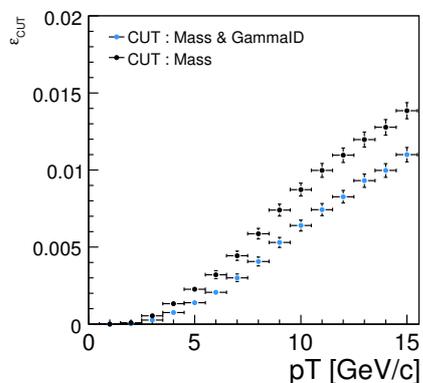


(e) 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ

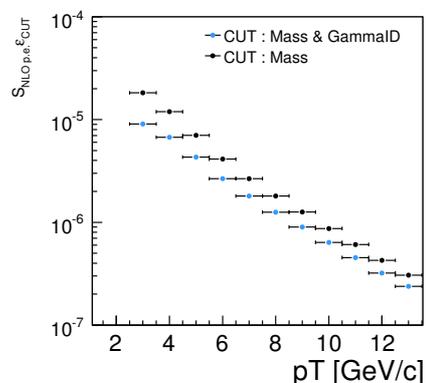


(f) 初年度の鉛鉛衝突にて予想される中性中間子のシグナルの有意性

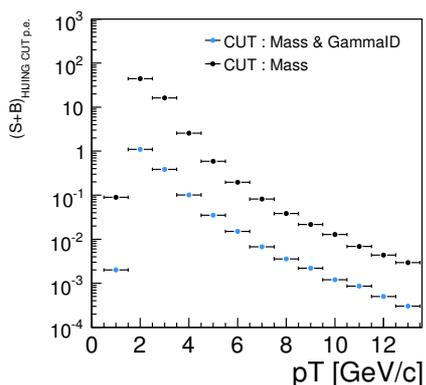
図 6.6: 光子測定に関するパラメータの最適値 (表 6.1) を採用した場合の中性中間子シグナルの有意性の変化



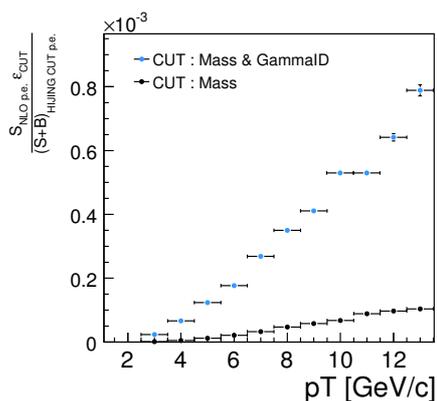
(a) 検出効率



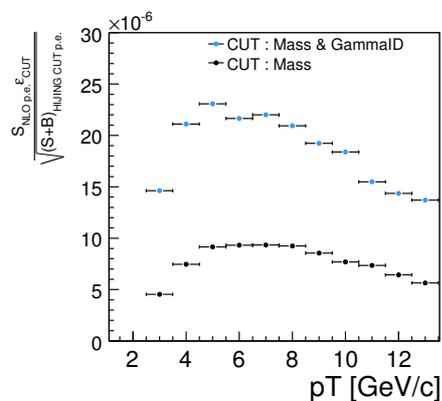
(b) 1 事象あたりのシグナルの数



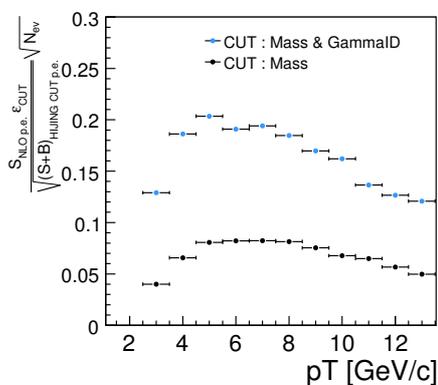
(c) 1 事象あたりのバックグラウンドとシグナルの総数



(d) 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率



(e) 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ



(f) 初年度の鉛鉛衝突にて予想される中間子のシグナルの有意性

図 6.7: 光子測定に関するパラメータの最適値 (表 6.1) を採用した場合の 中間子シグナルの有意性の変化

## 第7章 中性 中間子測定的最適化

前章では光子測定を最適化することで、鉛鉛衝突における中性 中間子のシグナルの優位性が格段に良くなることが示せた。そこで本章ではさらにシグナルの優位性を高める為のもう一つの工夫として中性 中間子の運動力学に依ったパラメータであるエネルギーアシンメトリー  $Asym$  の値の最適な範囲の最適化を行った。さらにその範囲を採用することでシグナルの優位性がどう変化するかを見積もった。

### 7.1 手法

#### 7.1.1 エネルギーアシンメトリーの有用性

中性 中間子のエネルギーアシンメトリー  $Asym$  は、あるクラスターのエネルギーを  $E_{clusterA}$ 、別のクラスターのエネルギーを  $E_{clusterB}$  とした時に、式 (7.1) で定義される。

$$Asym = \frac{|E_{clusterA} - E_{clusterB}|}{E_{clusterA} + E_{clusterB}} \quad (7.1)$$

二つのクラスターの起源が1つの中性 中間子起源だった場合を考えると、クラスターのエネルギーはそれぞれ2つの光子の持つエネルギー  $E_A \cdot E_B$  に置き換えることができる。さらに中性 中間子の重心系での進行方向に対する光子の進行方向間の角度  $\theta^*$  を用いて式 (7.2) と変換できる。

$$\begin{aligned} Asym &= \frac{|E_A - E_B|}{E_A + E_B} \\ &= |\cos \theta^*| \end{aligned} \quad (7.2)$$

\*分布には偏りはないので式 (7.2) より中性 中間子起源の2つの  $\theta^*$  からの  $Asym$  の分布は0~1の間で一定値となる。ただし中性 中間子の初期運動量を仮定したときの実験室系での2つの光子の開き角  $\theta$  を  $\theta^*$  から計算し、

$\alpha_{\text{Asym}}$  との関係を求めると図 7.1 となる。図 7.1 は中性 中間子の初期運動量が  $0.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1[\text{GeV}/c]$ 、 $5[\text{GeV}/c]$  の時の開き角 とエネルギーアシンメトリー  $\alpha_{\text{Asym}}$  の関係が運動量ごとに示されている。PHOS 検出器 3 モジュールの角度は約  $60^\circ$  の為、開き角が  $60^\circ$  以上の中性 中間子は原理的に測定できない。

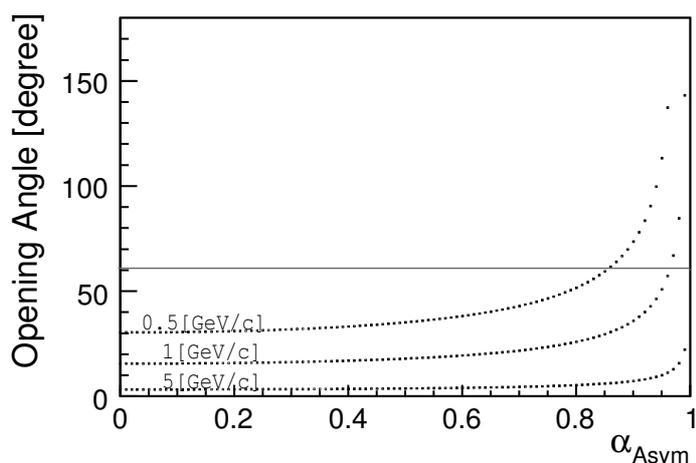
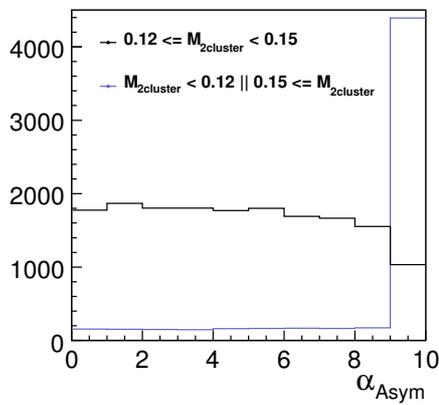


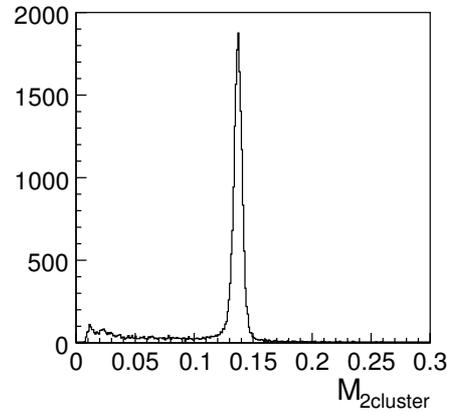
図 7.1: 中性 中間子の初期運動量が  $0.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1[\text{GeV}/c]$ 、 $5[\text{GeV}/c]$  の時の開き角 とエネルギーアシンメトリー  $\alpha_{\text{Asym}}$  の関係運動量の関係。

よって中性 中間子が起源のクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布は図 7.2(a) や図 7.2(c) の黒線のように 1 付近の値を持つペアに数が少なくなる傾向にある。図 7.2 は中性 中間子を 1 事象に 1 つ発生させた単粒子発生シミュレーションデータからクラスターペアのエネルギーアシンメトリーと不変質量の分布を求めたものである。図 7.2(a) や図 7.2(c) の黒線には不変質量が中性 中間子の質量付近であるという条件をかけ、青線には不変質量が中性 中間子の質量付近でないという条件をかけた。つまり黒線はほぼ中性 中間子からのクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布、青線はそれ以外のペアのエネルギーアシンメトリー分布と考えられる。ここから中性 中間子以外が起源のクラスターペアはエネルギーアシンメトリー 1 付近の値をもちやすいことが分かる。

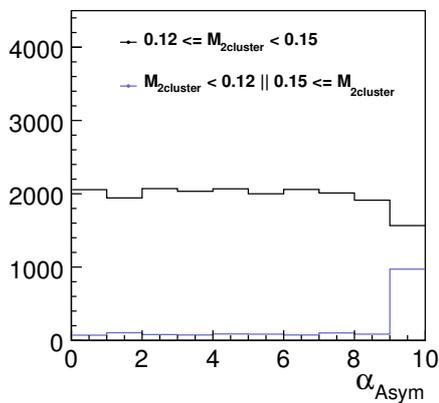
さらにイベントジェネレータ HIJING による鉛鉛衝突再現データからも同様にクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布と不変質量分布を調べたのが図 7.3 である。図 7.3(b) より中性 中間子の質量領域にあるのはほと



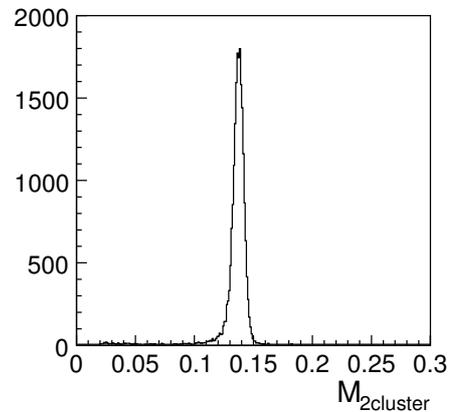
(a) 再構成した横運動量が  $5 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布。



(b) 再構成した横運動量が  $5 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアの不変質量分布

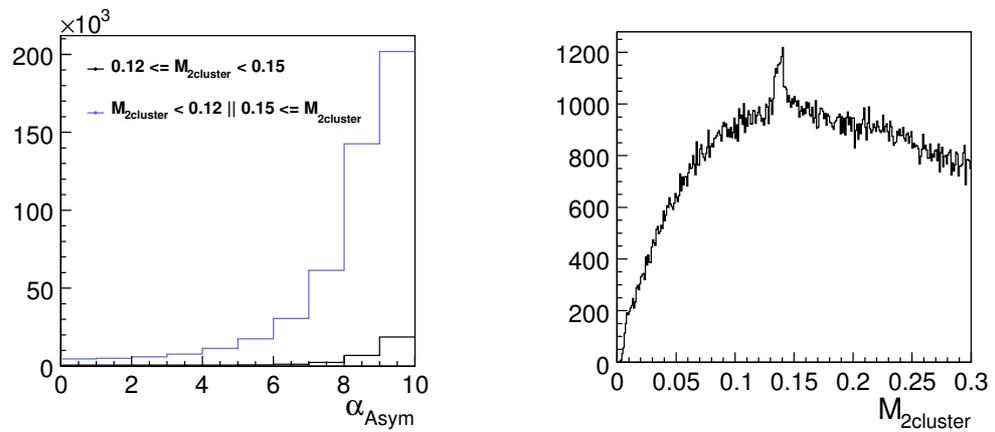


(c) 再構成した横運動量が  $15 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布。



(d) 再構成した横運動量が  $15 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアの不変質量分布

図 7.2: 中性 中間子の単粒子発生シミュレーションからのクラスターペアのエネルギーアシンメトリーおよび不変質量分布。図 7.2(a) および図 7.2(c) 中の黒い線はクラスターペアの不変質量が  $0.12 \sim 0.15$  [GeV] 以内の場合のエネルギーアシンメトリー分布。青線はクラスターペアの不変質量が  $0.12 \sim 0.15$  [GeV] 以外の場合のエネルギーアシンメトリー分布。



(a) 再構成した横運動量が  $5 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアのエネルギーアシンメトリー分布

(b) 再構成した横運動量が  $5 \pm 0.5$  [GeV/c] のクラスターペアの不変質量分布

図 7.3: HLJIG による核子対あたり衝突エネルギー 3.9TeV の鉛鉛ミュレーションからのクラスターペアのエネルギーアシンメトリーおよび不変質量分布。図 7.2(a) 中の黒い線はクラスターペアの不変質量が 0.12 ~ 0.15 [GeV] 以内の場合のエネルギーアシンメトリー分布。青線はクラスターペアの不変質量が 0.12 ~ 0.15 [GeV] 以外の場合のエネルギーアシンメトリー分布。

んどバックグランドとなるクラスターペアであると言えるので、中性 中間子が起源でないクラスターペアは図 7.3(a) のように、エネルギーアシンメトリーが 1 に近い値となりやすい傾向にあると言える。これは低いエネルギーを持つクラスターは高いエネルギーを持つクラスターより多いため、比較的エネルギーの近い低いエネルギー同士のクラスターペアの数の方が多くなる為であると考えられる。

エネルギーアシンメトリー  $A_{\text{sym}}$  の分布がそのペアの起源によって変わることを利用し、高いエネルギーアシンメトリーを持つクラスターペアを排除することで、バックグランド起源のクラスターペアを排除できると考えられる。そこでクラスターペアを選ぶ際にエネルギーアシンメトリーの範囲に制限を課し、その範囲を最適化することによりバックグランドの軽減を目指した。図 7.1 および図 7.2 から分かるように、エネルギーアシンメトリーの分布は運動量ごとに違う為、最適化は横運動量ごとに分けて行った。

### 7.1.2 最適値の導出

エネルギーアシンメトリー  $A_{\text{sym}}$  の値の最適化は単粒子発生シミュレーションと鉛鉛衝突シミュレーションの結果を組み合わせて行った。中性 中間子のシグナルの数およびバックグランド (とシグナル) の数を別々に見積もり、シグナルがバックグランドに対して一番有意となる範囲を相対的に求めた。

PHOS 検出器に 1 事象につき 1 つの中性 中間子を PHOS 検出器の範囲 ( $\Delta\Phi = 60^\circ$ ,  $\Delta = 0.24$ ) に発生させ、PHOS 検出器で測定されたクラスターから不変質量を組む。中性 中間子の不変質量領域  $0.12 \sim 0.15$  [GeV/c] の範囲の積分を  $N_S$  と定義する。さらに HIJING による核子対あたり重心系衝突エネルギー  $3.9$  TeV における鉛鉛衝突シミュレーションからのクラスターから不変質量を組む、不変質量領域  $0.12 \sim 0.15$  [GeV/c] の範囲の積分を  $N_B$  と定義する。

図 7.4 のように不変質量を組む時の  $A_{\text{sym}}$  の条件を変えると、 $N_S \cdot N_B$  が変化する。そこで  $A_{\text{sym}}$  の条件ごとに  $N_S/\sqrt{N_B}$  を計算し、一番大きくなる  $A_{\text{sym}}$  の値を最適値とした。なお、この最適化は第 6 章で求めた光子らしいクラスターを選びだすパラメータの最適値を適用した状態で行った。

## 7.2 解析

各横運動量領域について、各クラスターペアにエネルギーアシンメトリー  $A_{\text{sym}}$  の上限値をとった場合の相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  を調べた。各横運動量

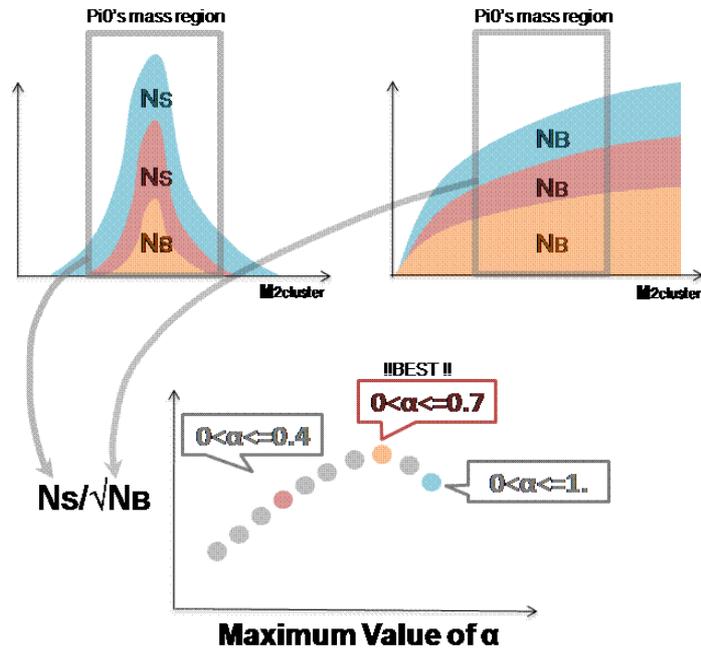


図 7.4:

領域において  $A_{\text{sym}}$  の上限値を  $x$  軸にとり、相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  を  $y$  軸で表したのが図 7.5 である。ここからエネルギーアシンメトリー  $A_{\text{sym}}$  の上限値の最適値が表 () のように導出できた。

### 7.3 シグナルの有意性への効果

図 7.6 は、表 7.1 と光子測定の最適化の結果を組み合わせた時のシグナルの有意性の変化を示したものである。最適化なし、光子測定の最適化のみ、表 7.1 の最適化のみについても同時に描写した。

光子測定の最適化と中性 中間子の運動力学に依ったパラメータの最適化により、より低い横運動量のシグナルがより有意に見えるようになったことが分かった。さらに図 7.6(f) より初年度の鉛鉛衝突において、横運動量  $15[\text{GeV}/c]$  を超えた高い横運動量領域まで有意な中性 中間子のピークが見ることが示唆された。

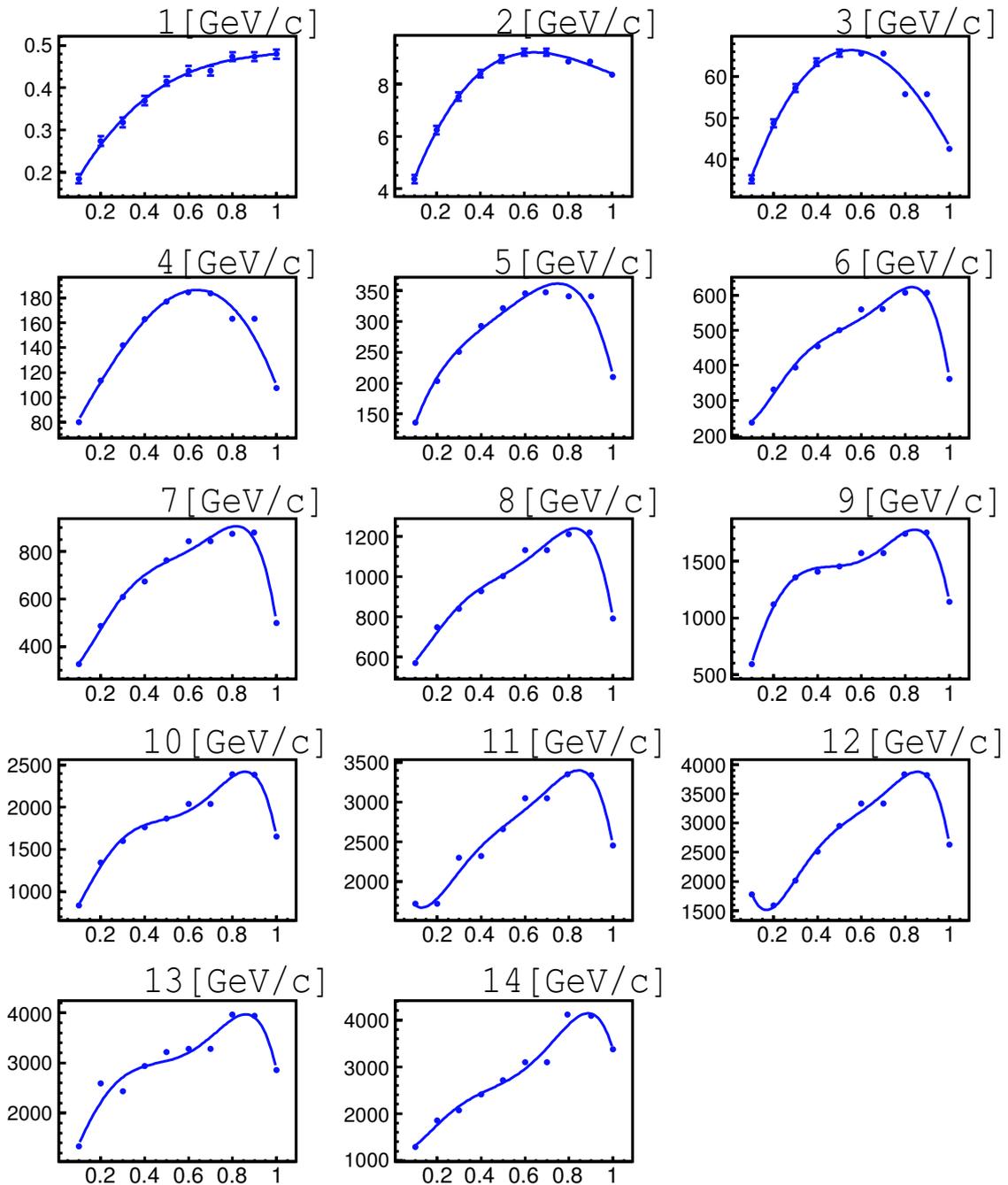
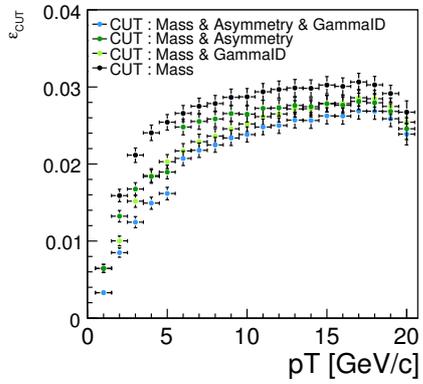
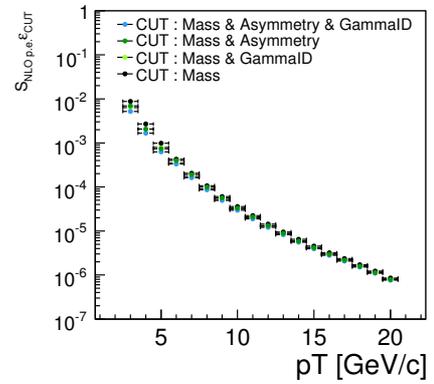


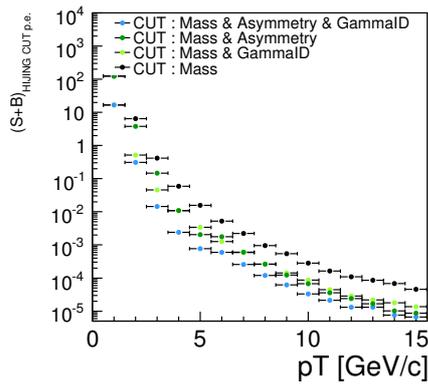
図 7.5: 相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  のエネルギーアシンメトリー  $A_{\text{Asym}}$  の上限値に依存した振る舞い。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている  $N_S/\sqrt{N_B}$  分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。



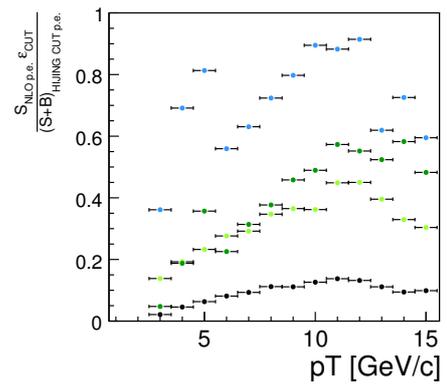
(a) 検出効率



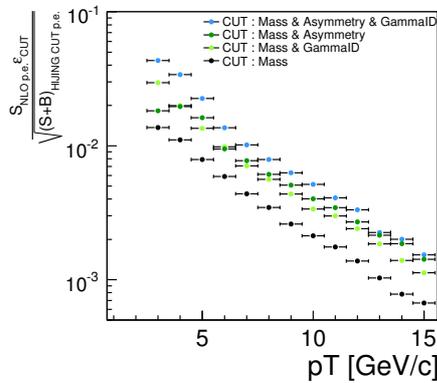
(b) 1 事象あたりのシグナルの数



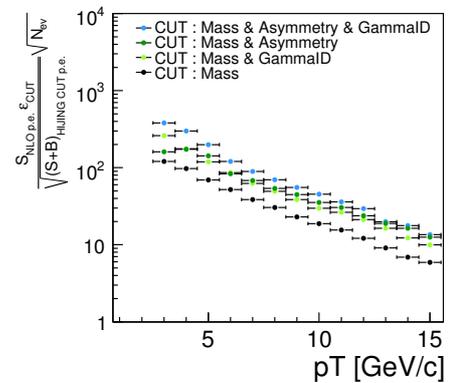
(c) 1 事象あたりのバックグラウンドとシグナルの総数



(d) 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率



(e) 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ



(f) 初年度の鉛鉛衝突にて予想される中間子のシグナルの有意性

図 7.6: 中性 中間子の運動力学に依存するパラメータの最適値を採用した場合の中性 中間子のシグナルの有意性の変化

横運動量 [ $\pm 0.5 \text{ GeV}/c$ ]	$A_{\text{sym}}$ の上限値	横運動量 [ $\pm 0.5 \text{ GeV}/c$ ]	$A_{\text{sym}}$ の上限値
1	-	11	0.9
2	0.7	12	0.9
3	0.7	13	0.9
4	0.7	14	0.9
5	0.7		
6	0.9		
7	0.9		
8	0.9		
9	0.9		
10	0.9		

表 7.1:  $\sqrt{S} = 3.9 \text{ TeV}$  鉛鉛衝突のミニマムバイアス事象における中性 中間子の  $A_{\text{sym}}$  の上限値の最適値

## 第8章 中間子測定最適化

第6章で光子測定についての最適化を行ったところで、中間子のシグナルの優位性は高まったものの、未だ測定可能な優位性は達成できていない。そこで本章ではシグナルの優位性をさらに高める為に、中間子の運動力学に依ったパラメータの範囲の最適化を行った。さらにその範囲を採用することでシグナルの有意性がどう変化するかを見積もった。

### 8.1 手法

中間子の再構成に用いた崩壊過程は  $\pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  である。そこで中間子の再構成を行う際には、まず全クラスターペアの中からその不変質量が中性中間子の質量領域であるクラスターペアを選び出した。次に中性中間子候補として選ばれたクラスターペアと3つ目の  $\pi^0$  で中間子の再構成を行った。

よりバックグラウンドを軽減し、シグナル有意性を高める為の工夫として3つのパラメータの最適化を行うこととした。

中性中間子候補となるクラスターペアの持つ再構成不変質量の値 (上限, 下限)

中性中間子候補となるクラスターペアの持つエネルギーアシンメトリーの値 (上限, 下限)

中性中間子候補の持つエネルギーと3つめの  $\pi^0$  の持つエネルギーのエネルギーアシンメトリー (上限, 下限)

の最適値を各運動量ごとにもとめた。

導出に際しては第7.1.2節の手法にのっとり、単粒子発生シミュレーションと鉛鉛衝突シミュレーションの結果を組み合わせで行った。中性中間子のシグナルの数およびバックグラウンド(とシグナル)の数を別々に見積もり、シグナルがバックグラウンドに対して一番有意となる範囲を相対的に求めた。

PHOS 検出器に1事象につき1つの中性中間子をPHOS 検出器の範囲 ( $\Delta\Phi = 60^\circ, \Delta R = 0.24$ ) に発生させ、PHOS 検出器で測定されたクラスター

から不変質量を組む。中性 中間子の不変質量領域  $0.76 \sim 0.83[\text{GeV}/c]$  の範囲の積分を  $N_S$  と定義する。さらに HIJING による核子対あたり重心系衝突エネルギー  $3.9\text{TeV}$  における鉛鉛衝突シミュレーションからのクラスターから不変質量を組む、不変質量領域  $0.12 \sim 0.15[\text{GeV}/c]$  の範囲の積分を  $N_B$  と定義する。図 7.4 のように不変質量を組む時の各の条件を変えると、 $N_S \cdot N_B$  が変化する。そこで各条件ごとに  $N_S/\sqrt{N_B}$  を計算し、一番大きくなるそれぞれの値を最適値とした。

なお、この最適化は、第 6 章で求めた光子らしいクラスターを選びだすパラメータの最適値を適用した状態で行った。

## 8.2 解析

中性 中間子候補となるクラスターペアの持つ再構成不変質量の値 (上限, 下限) の最適値を見積もったのが図 8.1 および図 8.2 ・図 8.3 である。ここから中性 中間子の質量領域はより狭いほど良いことが分かった。横運動量  $\sim 2.5[\text{GeV}/c]$  までは最適値の議論ができるまでの統計がなかった。

この最適な中性 中間子の質量領域を適用した状態で、中性 中間子候補となるクラスターペアの持つエネルギーアシンメトリーの値 (上限, 下限) の最適値を見積もったのが図 8.4 である。ここから中性 中間子候補となるクラスターペアの持つエネルギーアシンメトリーの値 (上限, 下限) によって、 $N_S/\sqrt{N_B}$  は顕著に変わらないことがわかったので、このパラメータは用いないこととした。

さらに中性 中間子候補の持つエネルギーと 3 つめの の持つエネルギーのエネルギーアシンメトリー (上限, 下限) の最適化を行ったのが図 8.5・図 8.6・図 8.7 である。図 8.6 より、中性 中間子候補の持つエネルギーと 3 つめの の持つエネルギーのエネルギーアシンメトリーの下限值は  $N_S/\sqrt{N_B}$  に効かないことが分かった。

以上の結果により、 中間子の運動力学に依った各種パラメータの最適値は表 8.1 となった。

## 8.3 シグナルの有意性への効果

図 9.1 は、表 8.1 と光子測定の最適化の結果を組み合わせた時のシグナルの有意性の変化を示したものである。最適化なし、光子測定の最適化のみ、表

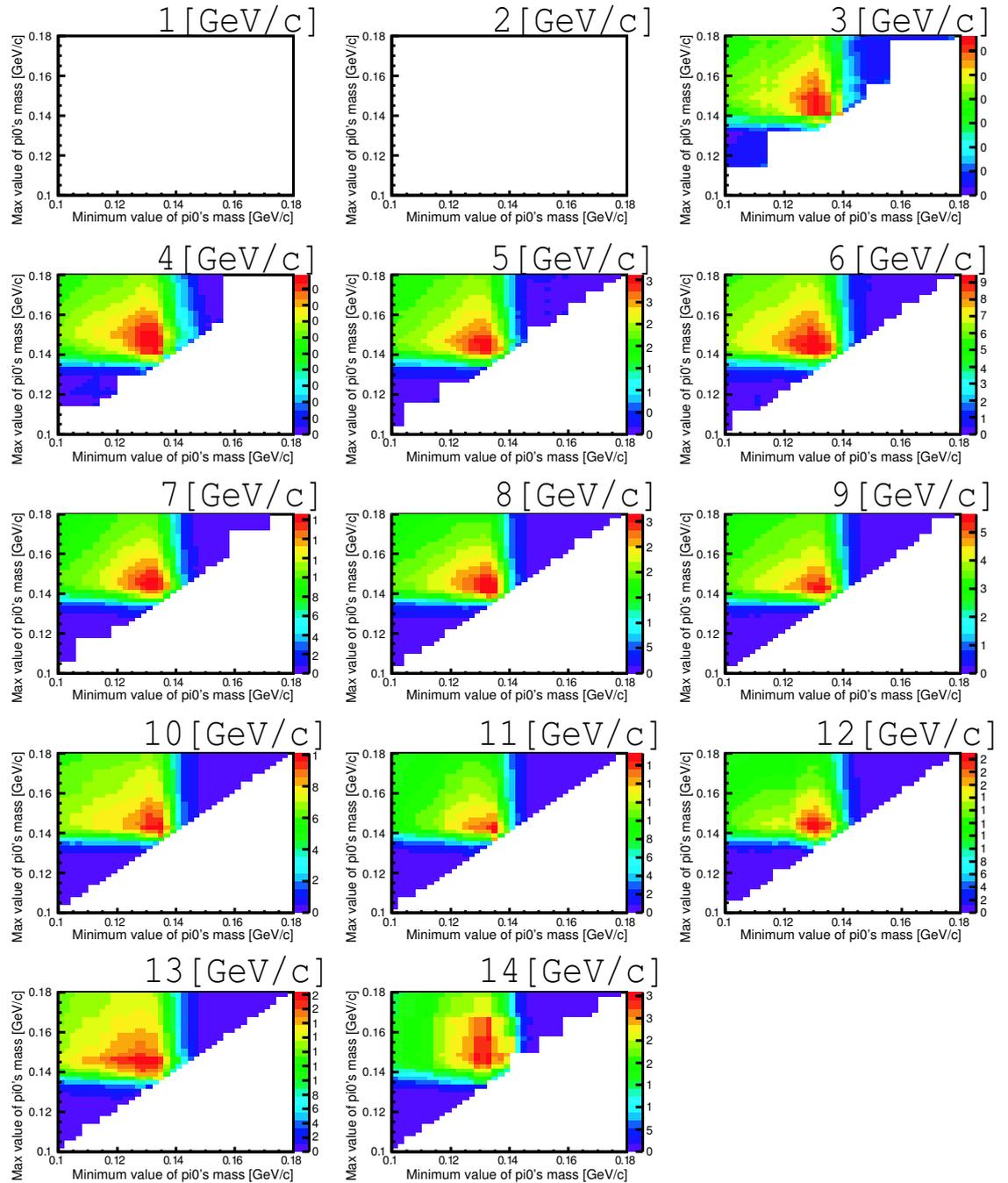


図 8.1: 相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  が中性 中間子の質量領域の上限と下限を変えることでどう変化するかを 2 次元プロットで表した。x 軸が中性 中間子の質量の下限、y 軸が上限である。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている  $N_S/\sqrt{N_B}$  分布は横運動量  $\pm 0.5 \text{ GeV}$  を積分した結果である。

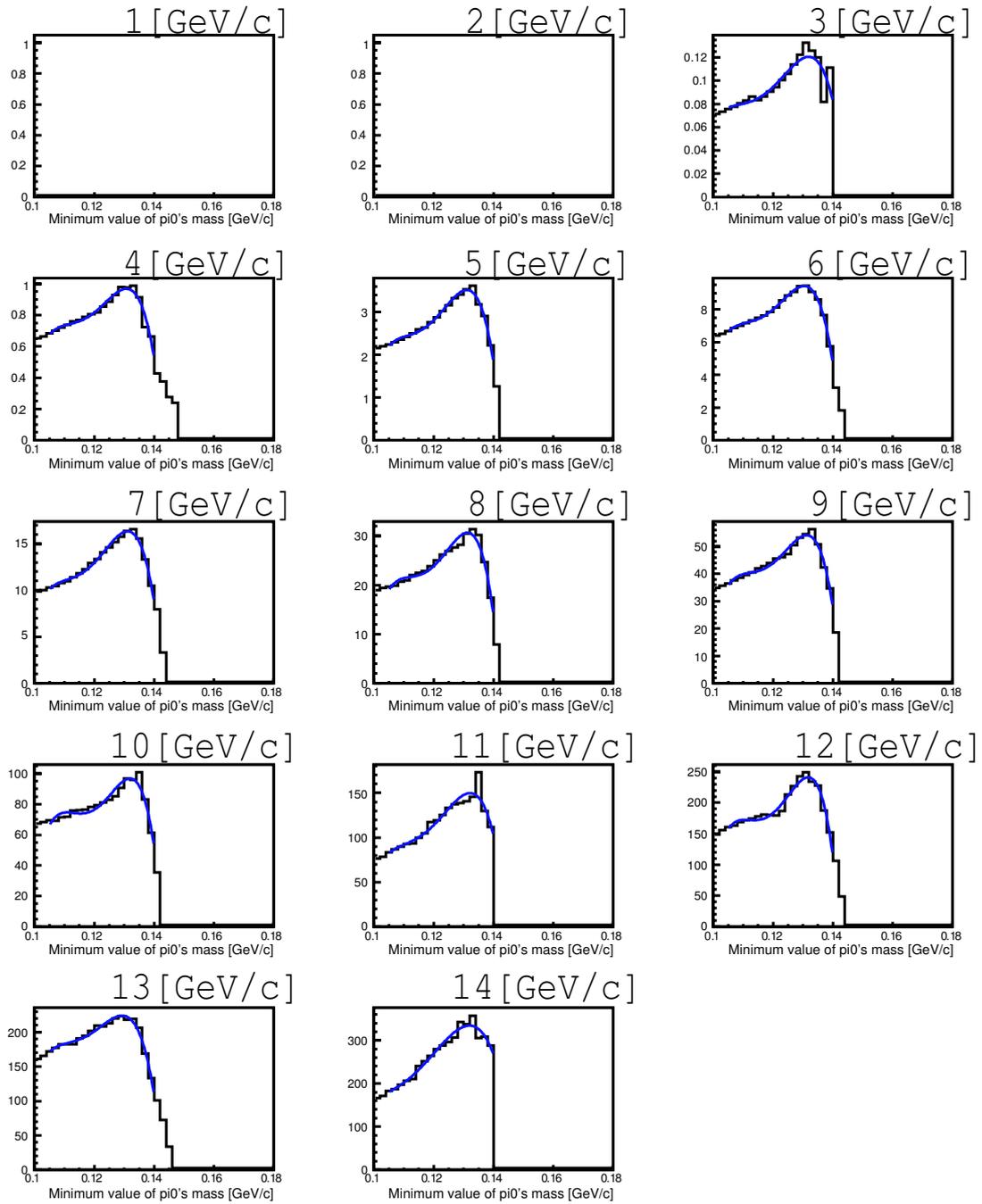


図 8.2: 図 8.1 における  $N_S/\sqrt{N_B}$  の最大値を中心にスライスした時の、下限値の値に対する  $N_S/\sqrt{N_B}$  の振る舞い

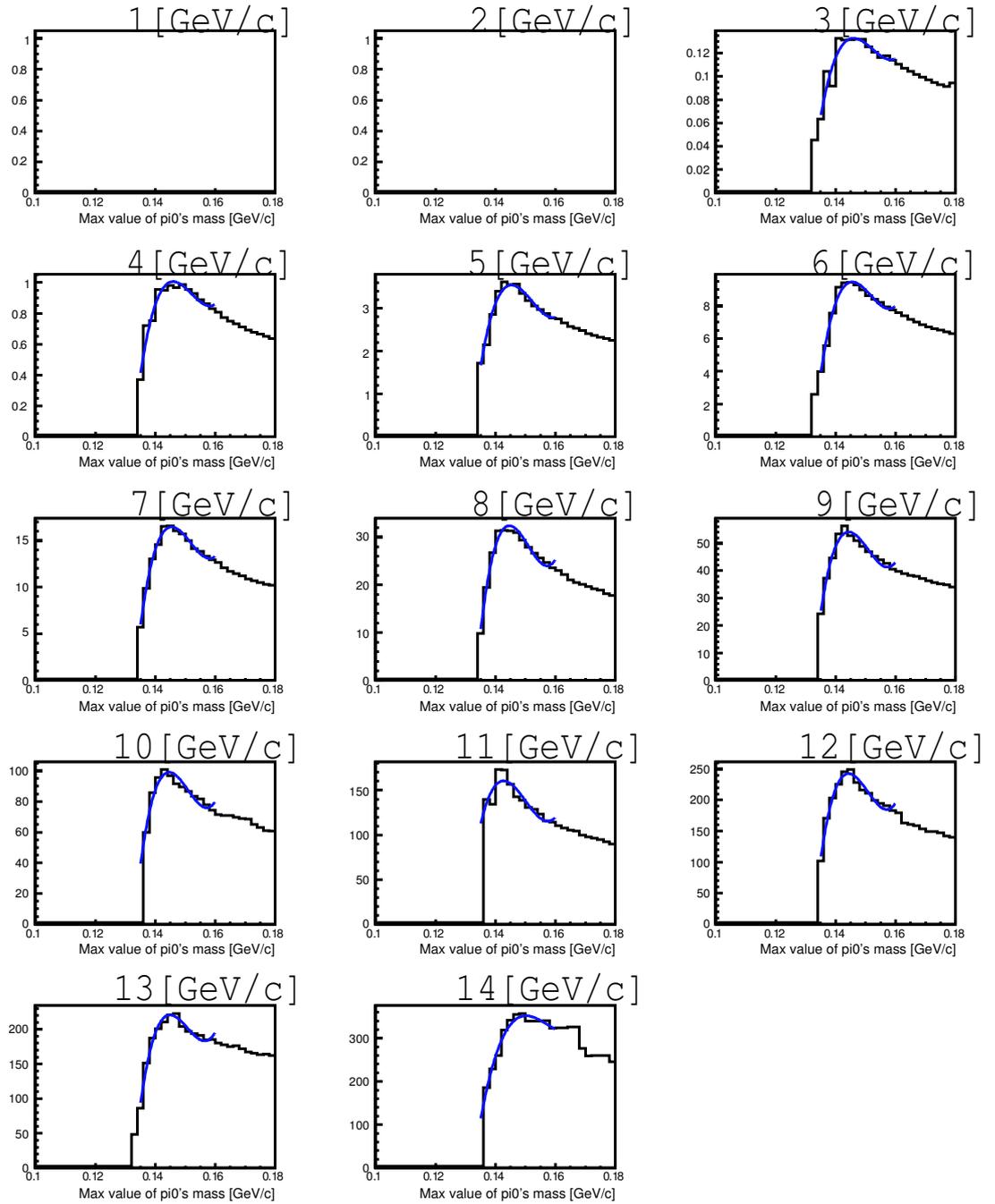


図 8.3: 図 8.1 における  $N_S/\sqrt{N_B}$  の最大値を中心にスライスした時の上限値の値に対する  $N_S/\sqrt{N_B}$  の振る舞い

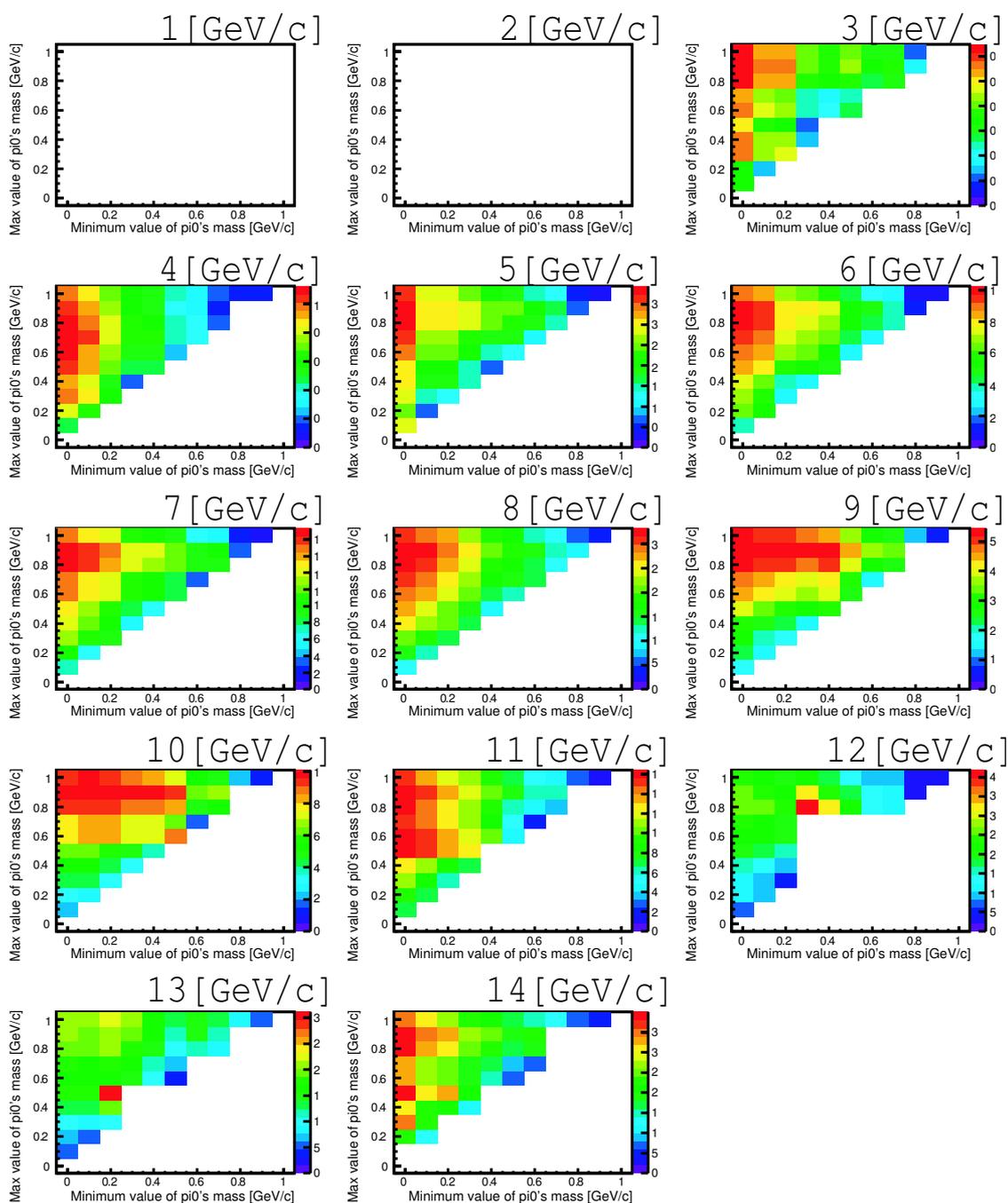


図 8.4: 相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  が中性 中間子のもつエネルギーアシンメトリーの値の上限と下限を変えることでどう変化するかを 2次元プロットで表した。x 軸が中性 中間子の質量の下限、y 軸が上限である。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている  $N_S/\sqrt{N_B}$  分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。

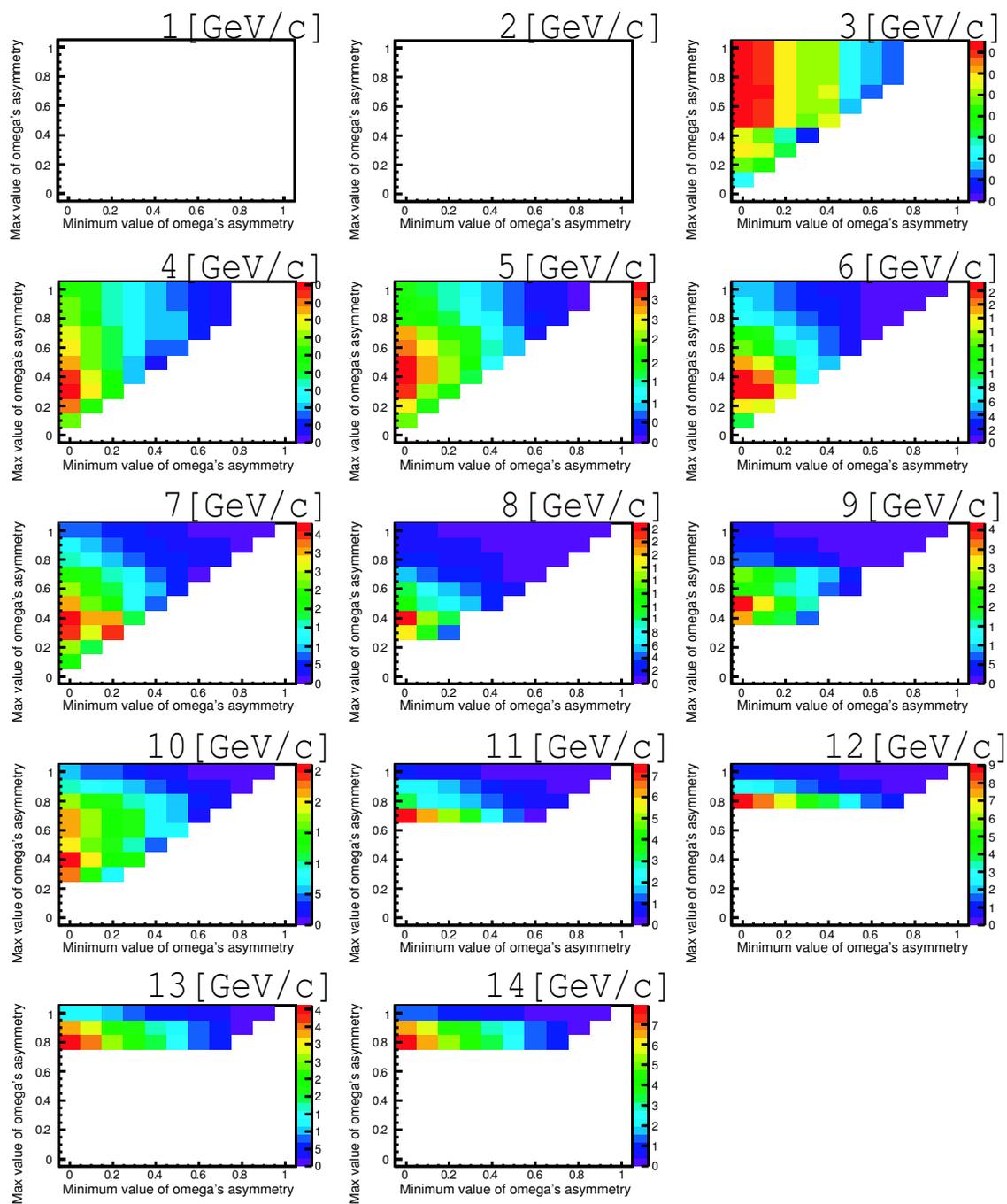


図 8.5: 相対的な  $N_S/\sqrt{N_B}$  が 中間子のもつエネルギーアシンメトリーの上限と下限を変えることでどう変化するかを 2次元プロットで表した。x 軸が中性 中間子の質量の下限、y 軸が上限である。それぞれの図に明記されているのは横運動量の中心値である。示されている  $N_S/\sqrt{N_B}$  分布は横運動量  $\pm 0.5\text{GeV}$  を積分した結果である。

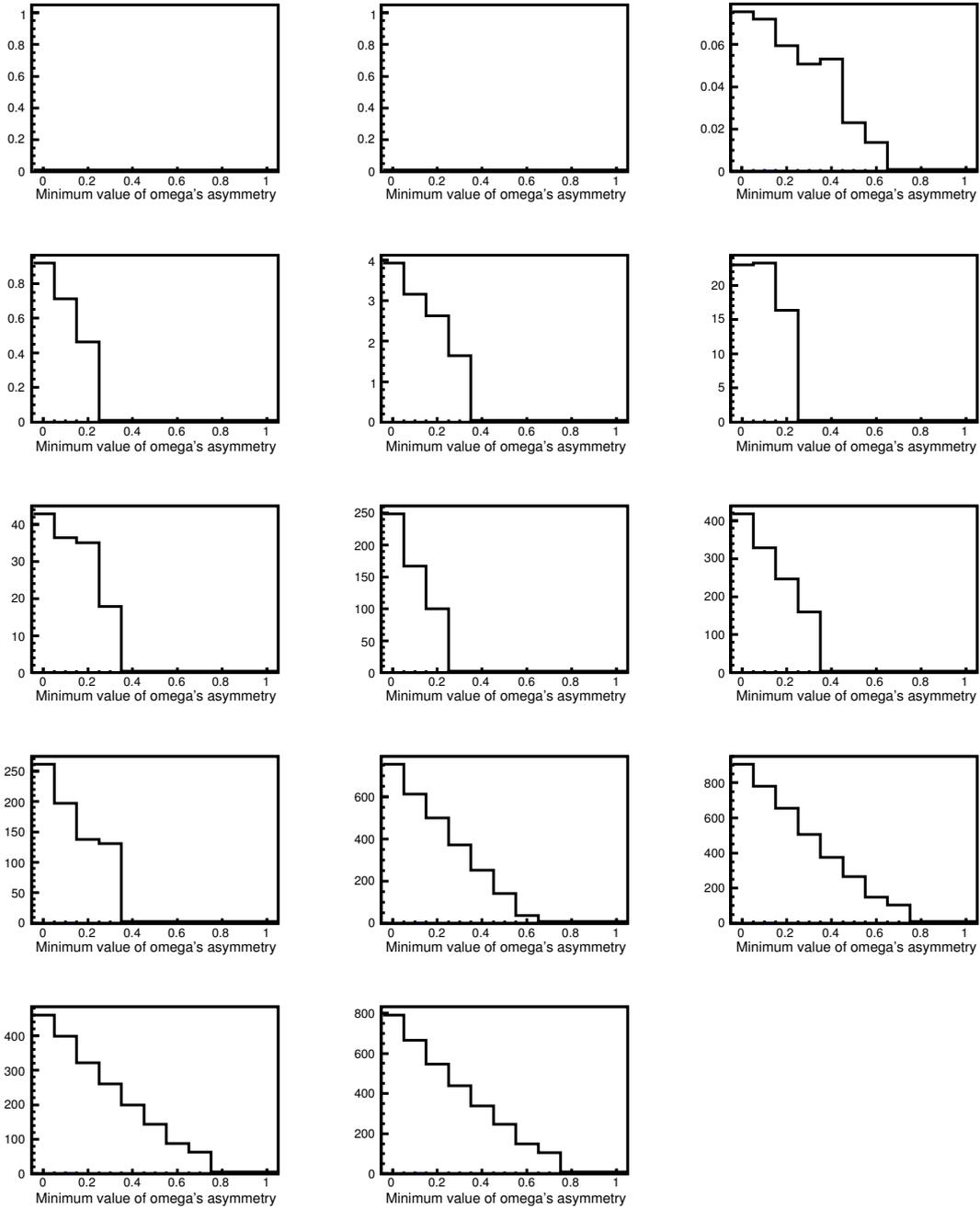


図 8.6: 図 8.5 における  $N_S/\sqrt{N_B}$  の最大値を中心にスライスした時の、下限値の値に対する  $N_S/\sqrt{N_B}$  の振る舞い

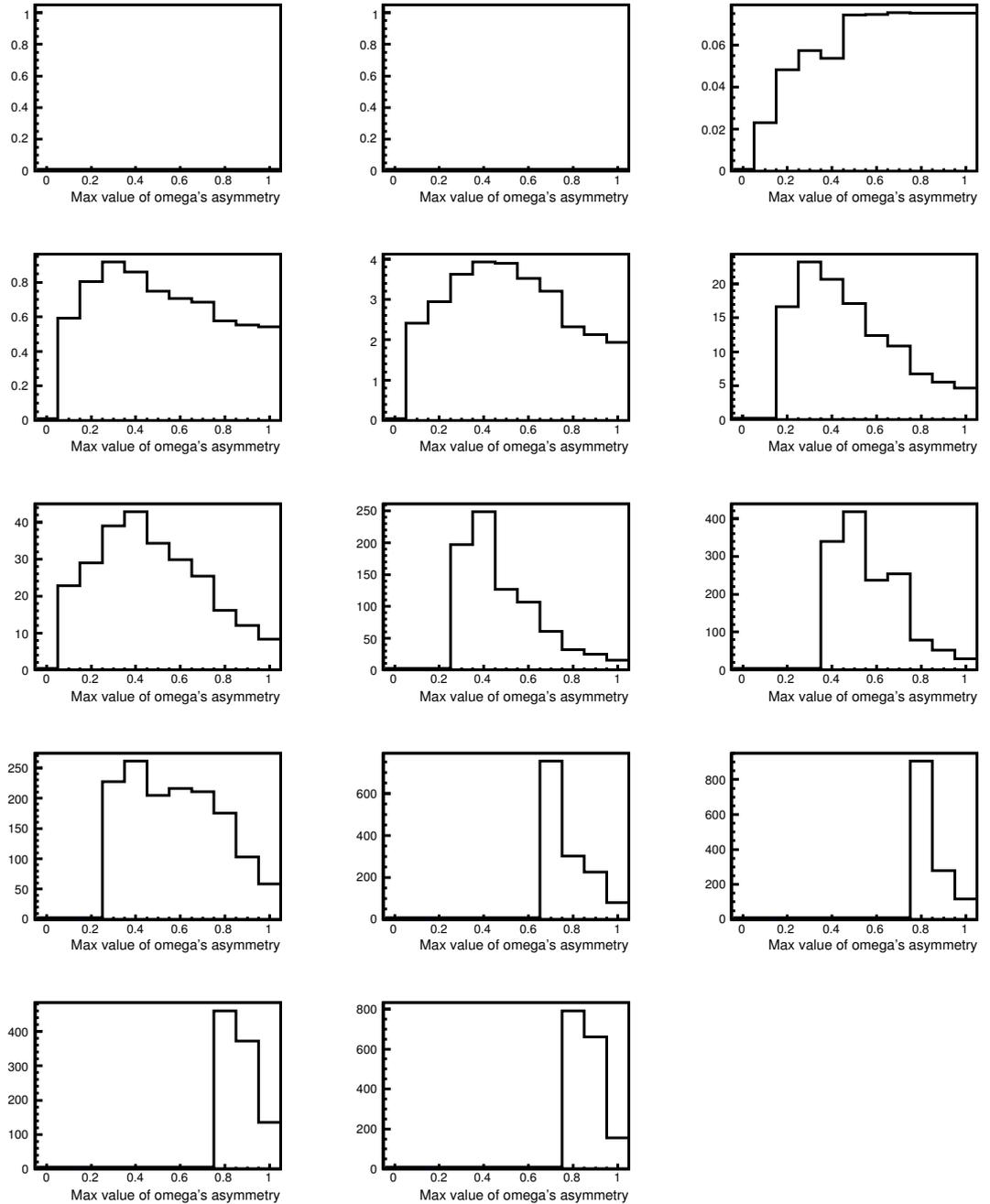
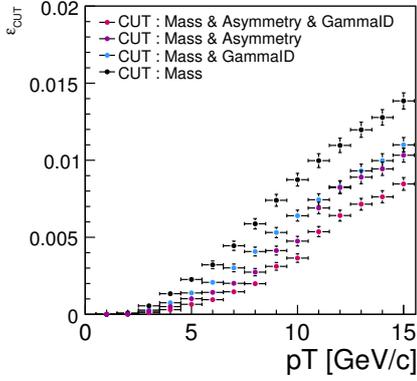


図 8.7: 図 8.5 における  $N_S/\sqrt{N_B}$  の最大値を中心にスライスした時の、下限値の値に対する  $N_S/\sqrt{N_B}$  の振る舞い

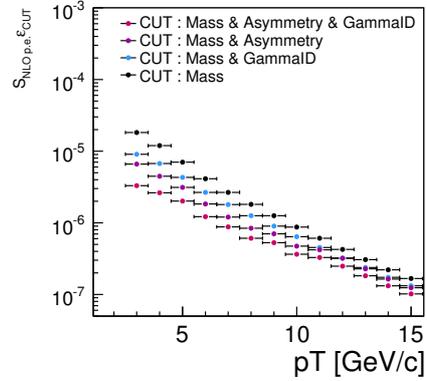
$p_T(\ )[\pm 0.5\text{GeV}/c]$	$M_0$	$\sigma_0$	
1	-	-	-
2	-	-	-
3	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.3
4	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.3
5	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.4
6	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.4
7	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.4
8	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.4
9	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.5
10	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.5
11	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.7
12	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.8
13	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.8
14	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.8
15 ~	0.132 ~ 1.144	-	0 ~ 0.8

表 8.1:  $\sqrt{S}=3.9\text{TeV}$  鉛鉛衝突のミニマムバイアス事象における 中間子の運動力学に関わるパラメーターの最適範囲

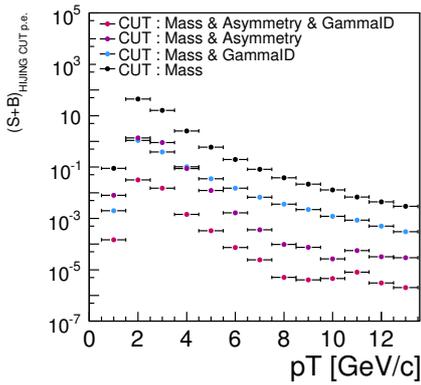
8.1 の最適化のみについても同時に描写した。図 8.8(f) からシグナルの有意性が格段と上がり、初年度における鉛鉛衝突でも横運動量  $7 \sim 8$  [GeV/c] の領域で統計誤差の  $2 \sim 2.5$  倍程度のシグナルが見込めることが示せた。これは表 8.1 が検出効率を下げる効果よりも遥かにバックグラウンドの除去に良く効いたことに起因していると考えられる。



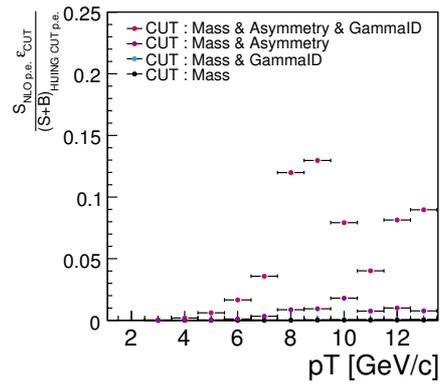
(a) 検出効率



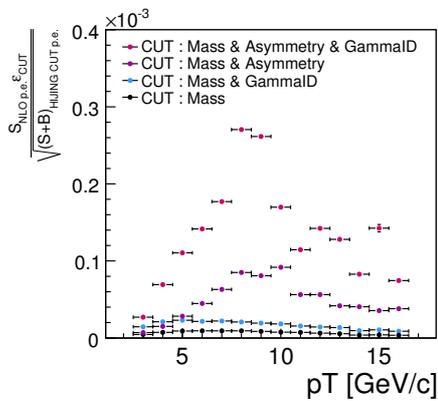
(b) 1 事象あたりのシグナルの数



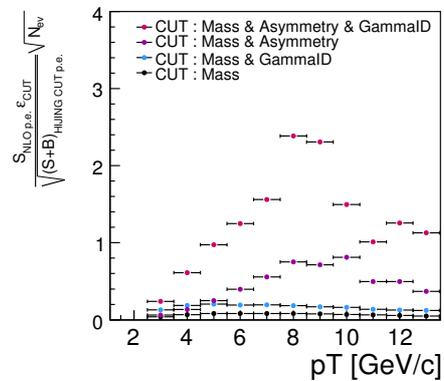
(c) 1 事象あたりバックグラウンドとシグナルの総数



(d) 1 事象あたりのバックグラウンドに対するシグナルの占有率



(e) 1 事象あたりのシグナルの統計誤差に対するシグナルの大きさ



(f) 初年度の鉛鉛衝突にて予想される 中間子の有意性

図 8.8: 中間子の運動力学に依存するパラメータの最適値を採用した場合のシグナルの有意性の変化

## 第9章 結論

本研究は LHC 加速器による TeV 領域の鉛鉛衝突から得られる中性 および 中間子に着目し、初年度の鉛鉛衝突において検出が可能かどうかを議論した。その上でより有意なシグナルをより高い横運動量領域までを観測できるよう、各種パラメータを最適化した。

図 9.1(a) が初年度における鉛鉛衝突における中性 中間子のシグナルの有意性を示す図である。また図 9.1(b) が初年度における鉛鉛衝突における 中間子のシグナルの有意性を示す図である。

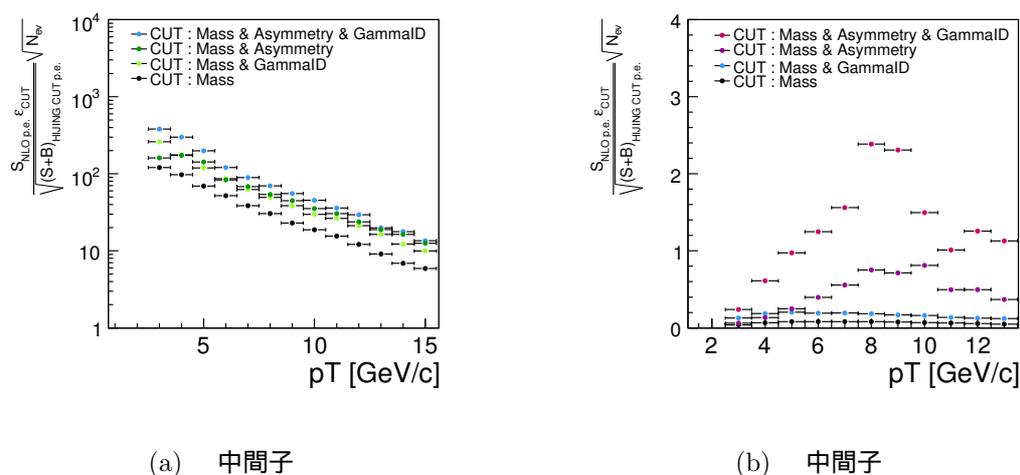


図 9.1: 初年度の鉛鉛衝突におけるシグナルの有意性

結果、中性 中間子については最適化をしなくても十分有意なシグナルが横運動量 15GeV 程度まで見込め、さらに最適化することでより高い運動量まで観測できることを示す結果が得られた。また 中間子は最適化することでシグナルの有意性が格段に上がるという結果が得られた。特に運動力学に依ったパラメータの最適化がシグナルの有意性を上げる上で有効だということが分かった。

# Acknowledgement

研究を行うにあたり、私を支えて下さった多くの方々に感謝の意を表します。

まず研究者としての心構えや考え方を教えてくださった指導教官でもある杉立教授に心から感謝致します。物事を筋道立てて捉え、着実に一つずつ積み上げていくことが大事だという当たり前のことを様々な場面で何度も教えて下さいました。ありがとうございます。志垣准教授には最先端の物理に触れる沢山の機会をくださったことに感謝します。また、研究を進めるにあたって重要な助言を沢山いただきました。ありがとうございます。また助教である本間先生の物理を心から楽しむ姿から沢山のことを学ばせていただきました。また会議などで鋭いご助言などいただきましてありがとうございます。さらに特任助教である鳥井さんからは研究をする上で沢山のアイデア・助言をいただきました。本当にありがとうございます。

また同研究室のみなさま、事務のみなさまからから沢山の支援をいただきました。感謝しています。同じ研究室の同期として苦楽を共にした仲間に改めて感謝いたします。

最後となりましたがここまで私を支えて下さいました家族へ感謝の意を表します。

ありがとうございました。

## 付録A Dispersion・Sphericity の定義

Dispersion はクラスターの横方向への広がりを表すパラメータで以下の式で定義される [20]。

$$Dispersion = \frac{\sum_{icells} w_i [(x_i - x)^2 + (z_i - z)^2]}{\sum_{icells} w_i} \quad (A.1)$$

$$w_i = \max \left[ 0, 4.5 + \log \frac{e_i}{E} \right]$$

icells : クラスターの構成結晶 (セル) 数

x,y : クラスターの重心位置座標

$x_i, y_i$  : クラスターに含まれるセルの数

E : クラスターのエネルギー

$e_i$  : 各セルごとのエネルギー

Sphericity はクラスターの真円度を表すパラメーターで以下の式で定義される [20]。

$$Sphericity = \frac{M02 - M20}{M02 + M20} \quad (A.2)$$

M02 はクラスターの長軸方向の長さを、M20 はクラスターの短軸方向の長さを表す

## 参考文献

- [1] S.S. Adler *et al.* , Phys. Rev. Lett. **96**, 202301 (2006).
- [2] A. Adare *et al.* , Phys. Rev. Lett. **101**, 232301 (2008).
- [3] Maxim Naghlis *et for PHENIX collaboration* , Nuclear Phys. A **330** 757c760c(2009).
- [4] A. Bass *et al.* , Phys. Rev. C **79**, 024901 (2009).
- [5] J.D. Bjorken *et al.* , Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [6] Xin-Nian Wang , Phys. Rev. C **70**, 031901(R) (2004).
- [7] Y. Aoki, Z. Fodor, S.D. Katz, and K. K. Szabo, Phys. Lett. B **643** 46 (2006).
- [8] K. Adcox *et al.* , Phys. Rev. Lett. **87**, 052301 (2001).
- [9] F. Karsch, arXiv:hep-lat/0109017v1 **20** Sep 2001
- [10] D. d'Enterriaa, D. Peressounko, Eur. Phys. J. C **46** 451,464 (2006)
- [11] M. Cheng *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 054507 (2006).
- [12] The ALICE Collaboration, Eur. Phys. J. C **65**, 111-125 (2010)
- [13] ALICE Collaboration, K. Aamodt *et al.*, JINST **3** (2008) S08002
- [14] Eskola, hep-ph/050649
- [15] PHOS User Manual , PHOS basics for users , Revision 2.1 , 4 January 2007
- [16] Y. Maruyama , M.Saka *et al.*, ALICE-INT-2009-013, 2009
- [17] H.Torii, Private Communication

- [18] V. Ryabov (PHENIX Collaboration), *Int. J. Mod. Phys. E* 16, 1864 (2007)
- [19] C. Fabjan, T. Ludlam, CERN-EP/82-37
- [20] G. Conesa *et al.*, ALICE-INT-2005-053, 2005
- [21] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2006). (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [22] R.M. バーネット・H. ミューラー・H.R. クイン著, 守谷昌代訳 *クォークの不思議* (2005)