

平成 22 年度修士論文  
核子対あたり重心系エネルギー 2.76TeV の  
鉛鉛衝突における  
ALICE 実験 PHOS 検出器の  
中性パイ中間子検出効率

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻  
クォーク物理学研究室

M092339 坂口 拓明

指導教官 杉立 徹 教授  
主査 杉立 徹 教授  
副査 大川 正典 教授

平成 23 年 2 月 10 日

## 要旨

クォークやグルーオンは現在の宇宙において核子中に閉じ込められており、その閉じ込めはパートン間の強い相互作用によるものだと量子色力学によって説明されている。しかし 2000 年からアメリカの RHIC 加速器で行われた実験においてクォークやグルーオンがその閉じ込めから解放された物質相、クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相が生成されたことを示唆する結果が示された。その最も顕著な証拠の一つが、金金衝突において観測された高横方向運動量ハドロンの抑制である。さらに 2010 年 11 月より欧州原子核研究機構が所有する LHC 加速器において、RHIC 加速器のエネルギースケールを大きく上回る、核子対あたり重心系エネルギー 2.76TeV の鉛鉛衝突実験が行われた。そこで展開されている実験の中でも ALICE 実験は原子核衝突の観測に特化しており、QGP 相をより高いエネルギースケールでより精密に測定できるものと期待されている。中でも RHIC 加速器で観測されたハロン抑制のうち、最も軽いハロンである中性パイ中間子の抑制が LHC 加速器においてどのように変化するのかということに関心が寄せられている。

ALICE 実験は QGP 相観測のための高分解能光子検出器 PHOS を備えている。PHOS 検出器は電磁カロリメータであり、入射光子が発生させる電磁シャワーのエネルギー損失を測定する。無機シンチレータである PWO 結晶とアバランシェフォトダイオードとでできた素子で構成されており、モジュール 1 基につき 3584 個の素子を持つ。PHOS 検出器に粒子が入射すると、発生した電磁シャワーは複数の素子にまたがって成長し、それら素子は「クラスター」を構成する。PHOS 検出器は放射長およびモリエール半径が小さく、電磁シャワーを狭い範囲に閉じ込めることができる。そのため 2 粒子分解能やエネルギー分解能が高く、生成粒子数が多い事象を観測するのに適している。

しかし PHOS 検出器の分解能にも限界があり、複数の粒子が互いにあまりに近い素子に入射するとそれらのクラスターを分離できない場合がある。そのような複数の粒子によるクラスターの重複が起きた場合には、粒子数は実際より少なく、エネルギーは大きく測定されてしまう。上で述べたような高横方向運動量ハドロンの抑制といったものを観測するには原子核衝突から発生した粒子数を正確に測定する必要があるが、このクラスター重複はその測定も重大な影響を与えることになるだろう。このクラスターの重複確率は、定性的には生成粒子数が多い事象ほど高くなることが予想できる。LHC 加速器で行われる核子対あたり重心系エネルギー 2.76TeV の鉛鉛中心衝突では、同加速器における重心系エネルギー 14TeV の陽子陽子衝突と比較しても、実に 100 倍以上の数の粒子が生成する。そのような非常に高い粒子多重度をもつ原子核衝突実験においては、クラスター重複による補正を正確に見積もる必要がある。

クラスター重複による補正を見積もる方法として、エンベディング (Embedding: 埋め込み) メソッドというものが知られている。このメソッドにおいては、まずシミュレーションを用いてある単一の粒子を発生、観測したデータを得る。次に、実験あるいはシミュレーションによって原子核衝突を発生、観測したデータを得る。最後に、単一粒子のシミュレーションを原子核衝突に埋め込み、観測したデータを得る。このメソッドで用いた単一粒子はシミュレーションを用いたため、埋め込みの前後でそれがどのように観測されるかを追跡することができる。したがって、その観測結果の前後を比較することにより、原子核衝突で発生した多量の粒子が単一粒子観測にどの程度影響を与えるかを知ることができる。

本研究では、シミュレーションを用いて核子対あたり重心系エネルギー 2.76TeV の鉛鉛衝突を発生させ、そこで生成されるであろう QGP 相から放出される粒子の中から、特に中性パイ中間子の PHOS 検出器における検出効率を見積もった。その結果として、ALICE 実験 PHOS 検出器における中性パイ中間子検出効率を、発生した中性パイ中間子の横方向運動量の関数として求めることに成功した。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>8</b>
1.1	単位系について	8
1.2	クォークの閉じ込めと量子色力学	8
1.3	パイ中間子について	9
1.4	重イオン衝突実験	9
1.5	ジェットの抑制と原子核補正係数	10
1.6	物質中の荷電粒子のエネルギー損失について	13
1.6.1	物質を構成する原子中の電子と荷電粒子との非弾性散乱	13
1.6.2	最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle ; MIP)	13
1.6.3	電磁シャワー	14
1.6.4	電磁カロリメータ	15
<b>2</b>	<b>研究背景</b>	<b>16</b>
2.1	LHC 加速器	16
2.2	ALICE 実験	16
2.3	PHOS 検出器	17
2.3.1	PHOS モジュール	18
2.3.2	PWO	18
2.3.3	APD	19
2.3.4	クラスタリング	20
<b>3</b>	<b>エンベディングメソッド</b>	<b>22</b>
3.1	PHOS 検出器における中性パイ中間子の観測	22
3.2	PHOS クラスタのオーバーラップ	24
3.3	鉛原子核衝突における PHOS 検出器のオキュパンシー	26
3.4	エンベディングのフレームワーク	29
<b>4</b>	<b>シミュレーション</b>	<b>31</b>
4.1	シングルパイゼロシミュレーション	31
4.2	鉛鉛衝突シミュレーション	32
4.3	エンベディッドパイゼロシミュレーション	33
<b>5</b>	<b>解析</b>	<b>34</b>
5.1	埋め込まれた中性パイ中間子の選別	34
5.2	中性パイ中間子の収量の計算	37
5.3	検出効率の計算	38

<b>6</b>	<b>結果</b>	<b>39</b>
6.1	中性パイ中間子の不変質量分布 . . . . .	39
6.2	オーバーラップの発生確率 . . . . .	40
6.3	横方向運動量でカットした中性パイ中間子の不変質量分布 . . . . .	41
6.4	エンベッドによる不変質量分布のピークシフト . . . . .	46
6.5	中性パイ中間子の検出量の横方向運動量依存性 . . . . .	47
6.6	中性パイ中間子の検出効率の横方向運動量依存性 . . . . .	48
<b>7</b>	<b>結論と展望</b>	<b>50</b>

## 表 目 次

1	中性パイ中間子 ( $\pi^0$ ) の性質 . . . . .	9
2	代表的な無機シンチレータの比重、放射長、モリエール半径 . . . . .	19
3	代表的な無機シンチレータの発光量 . . . . .	19
4	オキュパンシーシミュレーションの概要 . . . . .	27
5	$N_{Cell}^{\pi^0}$ シミュレーションの概要 . . . . .	27
6	シングルパイゼロシミュレーションの概要 . . . . .	31
7	鉛鉛衝突シミュレーションの概要 . . . . .	32
8	シングルフォトンシミュレーションの概要 . . . . .	35

## 目次

1	QGP 相におけるジェット抑制	11
2	RHIC における中性パイ中間子の原子核補正係数	12
3	最小電離損失	14
4	電磁シャワー	15
5	LHC 加速器・航空写真	16
6	LHC 加速器で行われる実験	17
7	ALICE 実験装置・概略図	18
8	PHOS モジュール (5 基)	18
9	PWO 結晶 $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$	19
10	PWO 結晶の発光量温度依存性	20
11	APD と CSP	20
12	PHOS 検出器で観測した中性パイ中間子の不変質量分布 (他検出器無し)	23
13	PHOS 検出器で観測した中性パイ中間子の不変質量分布 (他検出器有り)	24
14	陽子衝突におけるヒット分布	25
15	鉛原子核衝突におけるヒット分布	25
16	クラスターオーバーラップ	26
17	鉛原子核の中心衝突におけるオキュパンシー分布	28
18	中性パイ中間子によるヒット数分布	28
19	エンベディングのフレームワーク	29
20	シミュレーションの概要	33
21	セレクションメソッドの概要	35
22	シングルフォトンのエネルギー分布	35
23	エンベディッドフォトンのエネルギー分布 (セレクションなし)	36
24	エンベディッドフォトンのエネルギー分布 (セレクションあり)	36
25	シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (カットなし)	39
26	オーバーラップしたエンベディッドパイゼロの不変質量分布	40
27	オーバーラップしなかったエンベディッドパイゼロの不変質量分布	41
28	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ )	42
29	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ )	42
30	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ )	43
31	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ )	43
32	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )	44
33	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )	44
34	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ )	45
35	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ )	45

36	シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布のピーク位置 . . .	46
37	シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布のピーク幅 . . .	47
38	シングルパイゼロのクラスター構成クリスタル数 ( $p_T$ によるカット)	48
39	鉛鉛衝突における PHOS 検出器の中性パイ中間子検出量 . . . . .	49
40	鉛鉛衝突における PHOS 検出器の中性パイ中間子検出効率 . . . . .	49
41	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ ) . . . . .	51
42	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ ) . . . . .	51
43	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $1 < p_T < 2\text{GeV}$ ) . . . . .	51
44	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $1 < p_T < 2\text{GeV}$ ) . . . . .	51
45	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $2 < p_T < 3\text{GeV}$ ) . . . . .	52
46	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $2 < p_T < 3\text{GeV}$ ) . . . . .	52
47	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $3 < p_T < 4\text{GeV}$ ) . . . . .	52
48	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $3 < p_T < 4\text{GeV}$ ) . . . . .	52
49	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $4 < p_T < 5\text{GeV}$ ) . . . . .	52
50	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $4 < p_T < 5\text{GeV}$ ) . . . . .	52
51	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ ) . . . . .	53
52	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ ) . . . . .	53
53	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $6 < p_T < 7\text{GeV}$ ) . . . . .	53
54	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $6 < p_T < 7\text{GeV}$ ) . . . . .	53
55	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $7 < p_T < 8\text{GeV}$ ) . . . . .	53
56	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $7 < p_T < 8\text{GeV}$ ) . . . . .	53
57	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $8 < p_T < 9\text{GeV}$ ) . . . . .	54
58	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $8 < p_T < 9\text{GeV}$ ) . . . . .	54
59	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $9 < p_T < 10\text{GeV}$ ) . . . . .	54
60	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $9 < p_T < 10\text{GeV}$ ) . . . . .	54
61	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ ) . . . . .	54
62	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ ) . . . . .	54
63	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $11 < p_T < 12\text{GeV}$ ) . . . . .	55
64	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $11 < p_T < 12\text{GeV}$ ) . . . . .	55
65	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $12 < p_T < 13\text{GeV}$ ) . . . . .	55
66	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $12 < p_T < 13\text{GeV}$ ) . . . . .	55
67	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $13 < p_T < 14\text{GeV}$ ) . . . . .	55
68	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $13 < p_T < 14\text{GeV}$ ) . . . . .	55
69	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $14 < p_T < 15\text{GeV}$ ) . . . . .	56
70	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $14 < p_T < 15\text{GeV}$ ) . . . . .	56
71	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $15 < p_T < 16\text{GeV}$ ) . . . . .	56
72	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $15 < p_T < 16\text{GeV}$ ) . . . . .	56
73	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $16 < p_T < 17\text{GeV}$ ) . . . . .	56
74	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $16 < p_T < 17\text{GeV}$ ) . . . . .	56

75	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $17 < p_T < 18\text{GeV}$ ) . . . . .	57
76	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $17 < p_T < 18\text{GeV}$ ) . . . . .	57
77	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $18 < p_T < 19\text{GeV}$ ) . . . . .	57
78	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $18 < p_T < 19\text{GeV}$ ) . . . . .	57
79	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $19 < p_T < 20\text{GeV}$ ) . . . . .	57
80	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $19 < p_T < 20\text{GeV}$ ) . . . . .	57
81	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ ) . . . . .	58
82	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ ) . . . . .	58
83	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $21 < p_T < 22\text{GeV}$ ) . . . . .	58
84	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $21 < p_T < 22\text{GeV}$ ) . . . . .	58
85	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $22 < p_T < 23\text{GeV}$ ) . . . . .	58
86	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $22 < p_T < 23\text{GeV}$ ) . . . . .	58
87	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $23 < p_T < 24\text{GeV}$ ) . . . . .	59
88	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $23 < p_T < 24\text{GeV}$ ) . . . . .	59
89	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $24 < p_T < 25\text{GeV}$ ) . . . . .	59
90	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $24 < p_T < 25\text{GeV}$ ) . . . . .	59
91	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $25 < p_T < 26\text{GeV}$ ) . . . . .	59
92	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $25 < p_T < 26\text{GeV}$ ) . . . . .	59
93	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $26 < p_T < 27\text{GeV}$ ) . . . . .	60
94	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $26 < p_T < 27\text{GeV}$ ) . . . . .	60
95	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $27 < p_T < 28\text{GeV}$ ) . . . . .	60
96	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $27 < p_T < 28\text{GeV}$ ) . . . . .	60
97	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $28 < p_T < 29\text{GeV}$ ) . . . . .	60
98	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $28 < p_T < 29\text{GeV}$ ) . . . . .	60
99	シングルパイゼロの不変質量分布 ( $29 < p_T < 30\text{GeV}$ ) . . . . .	61
100	エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $29 < p_T < 30\text{GeV}$ ) . . . . .	61

# 1 序論

この節では、論文の本題に入る前の物理的背景について述べる。

## 1.1 単位系について

本研究では、エネルギーの単位として電子ボルト [eV] を使用する。1eV は電子を 1 ボルトの電圧で加速した時に得られるエネルギーに等しい。さらにメガ電子ボルト [MeV]、ギガ電子ボルト [GeV]、テラ電子ボルト [TeV] が以下のように定義されている。

$$1\text{MeV} = 10^6\text{eV}$$

$$1\text{GeV} = 10^9\text{eV}$$

$$1\text{TeV} = 10^{12}\text{eV}$$

また、本研究では単位系として自然単位系を使用する。これはプランクの定数  $h$  を  $2\pi$  で割った  $\hbar$  と、真空中の光速  $c$  の 2 つを基本単位とする単位系である。以下簡単のために質量の単位を MeV あるいは GeV、運動量の単位を GeV で表す。

## 1.2 クォークの閉じ込めと量子色力学

クォークやそのゲージボソンであるグルーオンには強い相互作用が働くため、これらの粒子の振る舞いは量子色力学で記述される。クォークやグルーオンは例えば陽子や中性子といった核子を構成しているが、このようにクォークやグルーオンから構成されていて、強い相互作用の影響を受ける粒子を「ハドロン」と呼ぶ。

量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics; QCD) の要請より、色荷が無色ではない粒子は単体では存在することができない。クォークやグルーオンは無色ではない色荷を持っているため、単独では存在できない。一方、ハドロンは複数のクォークやグルーオンが複合して互いの色荷を打ち消しあっているから存在できると考えられている。いわばハドロン中のクォークやグルーオンは閉じ込められた状態であり、単体で取り出すことができない。

しかし、一方でクォークやグルーオンを核子中に閉じ込めている強い相互作用には、粒子間の距離が近くなるにつれて弱くなるという特徴がある。この性質は漸近的自由性と呼ばれており、このことから非常に高温・高密度な状態においてはクォークやグルーオンはその閉じ込め状態から解放されるとの予想がされている。そのようにしてクォークやグルーオンがその閉じ込めから開放された状態はクォークグルーオンプラズマ (Quark Gluon Plasma; QGP) 相と呼ばれている。

### 1.3 パイ中間子について

ハドロンは、フェルミ粒子である「バリオン」とボース粒子である「メソン」に大別される。代表的なバリオンとしては陽子 ( $p$ ) や中性子 ( $n$ ) があり、代表的なメソンとしてはパイ中間子 ( $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ) がある。クォークはフェルミ粒子であるため半整数のスピンを持ち、グルーオンはボース粒子であるため整数のスピンを持つ。したがって、フェルミ粒子を構成するには少なくともクォークが奇数個である必要があり、バリオンの場合クォーク 3 個から構成されている。一方、ボース粒子を構成するにはクォークが偶数個である必要があり、メソンの場合 1 個ずつのクォークと反クォークから構成されている。

以下表 1 に、パイ中間子の中で特に、本研究と関わりの深い中性パイ中間子の性質について示す。ここで、表中の  $\gamma$  は光子を表している。

電荷	0
質量	$134.98 \text{ MeV}/c^2$
平均寿命	$8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$
構成するクォーク	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
崩壊モード	$2\gamma$ (98.80%)

表 1: 中性パイ中間子 ( $\pi^0$ ) の性質

### 1.4 重イオン衝突実験

重イオン衝突は QGP 相を実現、研究するための有用な研究手段とされている。衝突前後には様々な諸過程があり、その概要を以下に述べる。

1. まず、加速器によって光速近くまで加速された原子核はローレンツ収縮を起こし、薄いパンケーキ状になって衝突を起こす。
2. これらが衝突、すり抜けた空間は非常に高温度になり、クォークやグルーオンが核子から解放される。この状態は極初期段階と呼ばれ、ここではクォークやグルーオンの散乱が起こっている。
3. クォークやグルーオンは散乱を繰り返すうちにやがて熱平衡となり、QGP 相と呼ばれる状態になる。
4. QGP 相はその膨張によりエネルギー密度が低下し、ハドロン相へと転移する。ハドロンの生成、吸収が行われ、やがてハドロンの種類と個数が決定される (化学的凍結; Chemical Freezout)。

5. さらにエネルギー密度が低下すると、やがて凍結したハドロン同士の散乱も終わり、その運動量分布が決定され（熱的凍結; Thermal Freezeout）、全方位へ放出される。

私たちが直接知ることができるのは、以上の過程を経たすべての粒子についての情報の足し合わせのみである。そこで各過程における情報をより詳細に調べるために、今回の研究では特にハドロン崩壊光子（Hadron Decay Photon）と呼ばれる、凍結後に放出される光子を測定する。

## 1.5 ジェットの抑制と原子核補正係数

陽子あるいは原子核衝突実験の初期段階で強く散乱したクォークやグルーオンは、クォークの複合粒子である、ハドロンの群を形成する。このようにして生成されたハドロンの群は高い横方向運動量（Transverse Momentum  $p_T$ ）を持っており、ハドロンジェットと呼ばれている。ここで横方向運動量とは、運動量のうち加速器のビーム軸に垂直な成分のことである。

原子核衝突において散乱したクォークやグルーオンは、そこで発生したQGP相を通過する際の相互作用によりエネルギーを失い、その結果としてジェットの抑制（Jet Suppression）というものが観測される。このジェットの抑制を定量的に調べる指標として原子核補正係数  $R_{AA}$  というものが知られている。この原子核補正係数は以下の式で定義されている。

衝突の初期に強く散乱したクォークやグルーオンはクォークの複合粒子、ハドロンの群を形成するが、衝突により発生したQGP相を通過する際の相互作用によりそのエネルギーを失う。そのハドロン群はジェットと呼ばれ、QGP相が形成されるような高エネルギー原子核衝突ではこの過程がジェットの抑制として観測できる。それを定量的に調べる指標として原子核補正係数  $R_{AA}$  というものが知られている。この原子核補正係数は、原子核衝突におけるある粒子の収量と陽子衝突におけるそれとの比を示しており、以下の式で定義されている。

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{\langle N_{coll} \rangle \times d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy} \quad (1)$$

- $N_{AA}$  : 原子核衝突における粒子の収量
- $N_{pp}$  : 陽子衝突における粒子の収量
- $N_{coll}$  : 原子核衝突における反応関与核子数
- $p_T$  : 横方向運動量
- $y$  : ラピディティ

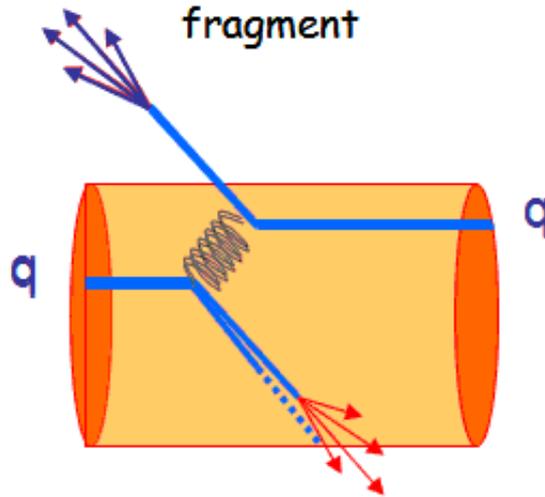


図 1: QGP 相におけるジェット抑制

もし原子核衝突を単純な陽子衝突の重ね合わせと考えるのなら、原子核補正係数  $R_{AA} = 1$  となる。一方、もし散乱したクォークやグルーオンがと QGP 相との相互作用によりジェットが抑制されているのなら、エネルギーを損失した分だけ生成される粒子の数が減少し、原子核補正係数  $R_{AA} < 1$  となる。先行実験は後者の結果を示しており、高エネルギー原子核衝突実験によってジェットの抑制が確かに起きていることが示唆されている。

次の図 2 に示すのは、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory: BNL) の RHIC 加速器 (Relativistic Heavy Ion Collider) の核子対あたり 200GeV の金原子核衝突において、PHENIX 実験 (Pioneering High Energy Nuclear eXperiment) により観測された中性パイ中間子の原子核補正係数である<sup>1</sup>。図中の縦軸は中性パイ中間子の原子核補正係数、横軸はその中性パイ中間子の横方向運動量  $p_T$ 、図中左上%は衝突の中心度 (Centrality) を表している。

これらの図から、中心衝突 (0 – 10%) において  $R_{AA} \cong 0.2$  であるが、周辺衝突 (80 – 92%) において  $R_{AA} \cong 0.8$  と、中心衝突に近くなるほど陽子衝突と原子核衝突との間の中性パイ中間子の収量の違いが大きくなっていることが分かる。このことから、中心衝突に近いほどジェットが抑制されていること、すなわちクォークやグルーオンと QGP 相との相互作用が顕著になっていることが分かる。

上記の先行実験を踏まえて、核子対あたり 2.76TeV の鉛原子核衝突における中性パイ中間子の原子核補正係数を、PHOS 検出器で求めるのが本研究の目的である。

<sup>1</sup>PRL, 101, 232301

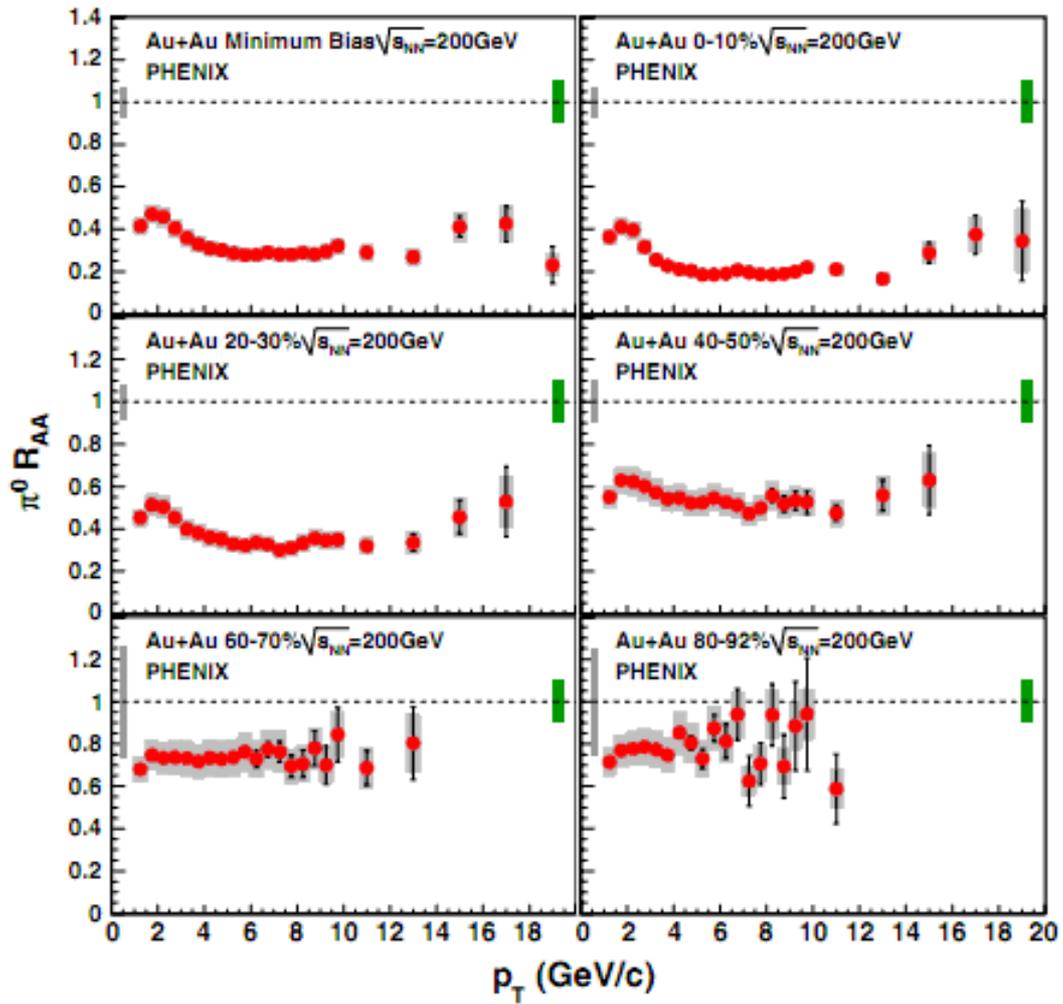


図 2: RHIC における中性パイ中間子の原子核補正係数

## 1.6 物質中の荷電粒子のエネルギー損失について

粒子のエネルギーを測定する方法として、ある過程における粒子のエネルギー損失量を測定する方法がある。この小節では、荷電粒子がどのようにエネルギーを損失し、それをどのようにして測定するかについて述べる。

### 1.6.1 物質を構成する原子中の電子と荷電粒子との非弾性散乱

一般的な電子と荷電粒子との散乱はモット散乱の公式で記述されるが、さらに荷電粒子の物質中におけるエネルギー損失はベーテ・プロッホの式で与えられる。特にこの式をエネルギー測定器に応用する際には、単位長さ当たりの重さ ( $\xi = \rho x$ ) についてのエネルギー損失について考えるのが便利である。その場合、ベーテ・プロッホの式は以下のように表される。

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left( \frac{z}{\beta} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2)$$

$dE/d\xi$	: $d\xi = \rho dx$ 当たりのエネルギー損失
$\rho$	: 物質の密度
$dx$	: 粒子の移動距離
$D$	: $D = 4\pi N_A \gamma_e^2 mc^2 = 0.3071 \text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{gr}$
$N_A$	: アヴォガドロ数 $N_A = 6.022 \times 10^{23}/\text{gr}$
$\gamma_e$	: 電子の古典半径 $\gamma_e = 2.82 \times 10^{-13} \text{cm}$
$Z, A$	: 物質の原子番号、原子質量
$ze$	: 粒子の電荷量
$e$	: 電子の電荷量 $e = 1.602 \times 10^{-13} \text{C}$
$\beta$	: 光速に対する粒子の速度比 $\beta = v/c$
$v$	: 粒子の速度
$c$	: 真空中の光速 $c = 299,792,458 \text{m/s}$
$\gamma$	: ローレンツ因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
$I$	: 物質の平均イオン化ポテンシャル

### 1.6.2 最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle ; MIP)

ベーテ・プロッホの式の特徴としては、エネルギー損失の大きさが粒子の質量によらず、電荷の自乗  $z^2$  に比例し、速度について  $\beta^{-2}$  に比例することが挙げられる。この特徴のために、粒子の速度がほとんど光速に近い  $\beta \approx 0.96$  程度になると、電荷  $ze$  が等しければ、粒子の種類によらず  $dE/d\xi$  がほぼ一定値となる<sup>2</sup>。一方、 $\beta$  が小さい時は  $1/\beta^2$  に比例して  $dE/d\xi$  は大きな値となる。

<sup>2</sup>永江知文、永宮正治 共著 原子核物理学 裳華房

$\gamma \approx 3$  程度の時、エネルギー損失はほぼ一定値の最小値（最小電離損失値； minimum ionization loss）をとり、そのような粒子を「最小電離粒子（Minimum Ionizing Particle；MIP）」と呼ぶ。例えば電荷  $e$  の粒子（陽子、パイ中間子、ミュー粒子など）については以下のようになることが分かっている。

$$-\frac{dE}{d(\rho x)_{min}} \approx 2\text{MeV/gcm}^{-2} \quad (3)$$

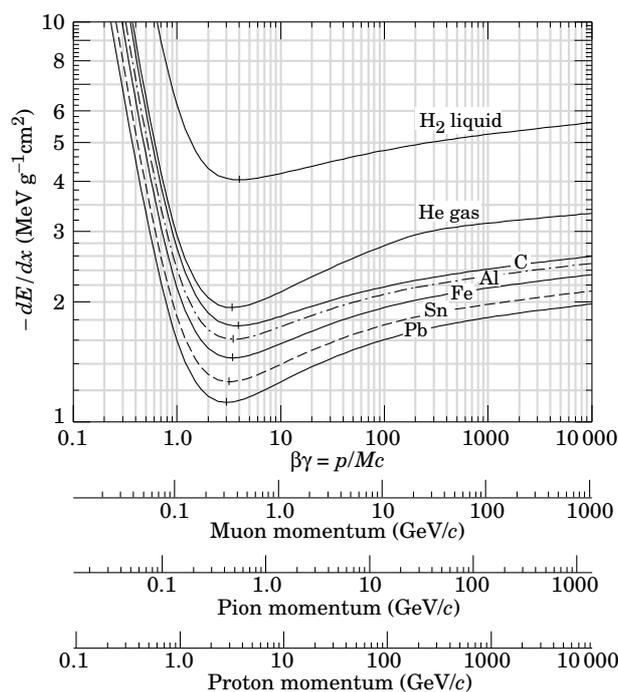


図 3: 最小電離損失

### 1.6.3 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質中に入射すると、物質中の原子核との相互作用の結果そのエネルギーの一部を失って光子を生み出す。この現象は制動放射と呼ばれる。高エネルギーの電子においては制動放射によるエネルギー損失が支配的であるが、エネルギーが低くなってくるとエネルギー損失はイオン化によるものになる。これらの異なるエネルギー損失が等しくなるようなエネルギーを「臨界エネルギー」と呼ぶ。一方、高エネルギーの光子は電子陽電子対を生成する。そのため、高エネルギーの電子が物質中に入射すると、制動放射と電子陽電子対生成が繰り返され、多量の電子陽電子対が生成される。このような現象をカスケード

ドシャワーの中で特に「電磁シャワー」と呼ぶ。電子陽電子対の生成は、電子が臨界エネルギーに達するまで行われ、以後は発生した電子陽電子対がイオン化損失によってエネルギーを失っていく。

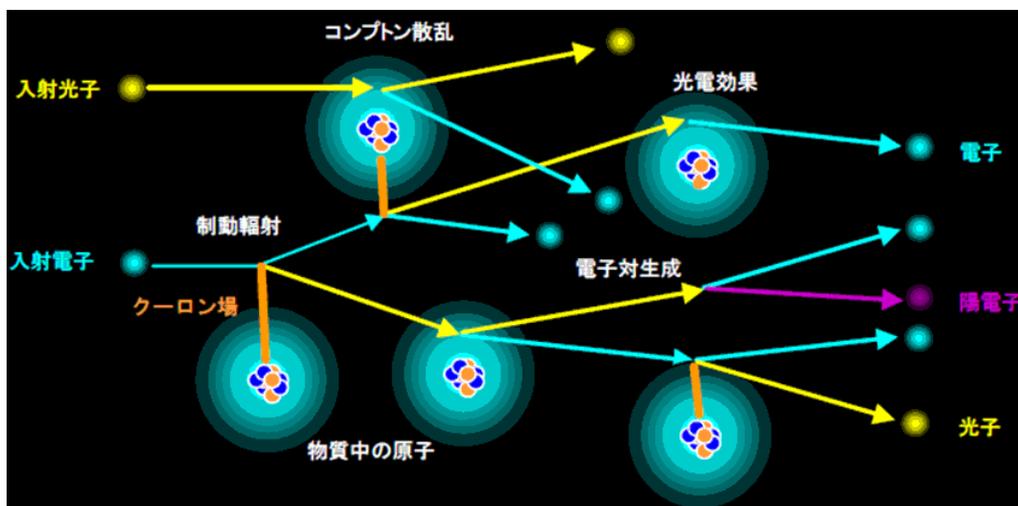


図 4: 電磁シャワー

#### 1.6.4 電磁カロリメータ

電磁カロリメータとはカスケードシャワーを利用して粒子のエネルギーを測定する検出器の総称であり、無機シンチレータと有機シンチレータに大別される。ALICE 実験 PHOS 検出器には無機シンチレータが採用されているため、ここでは特に無機シンチレータについて述べる。

シンチレータとは、粒子がその内部を通過する際に損失したエネルギーを蛍光（シンチレーション）発光により測定する検出器である。無機シンチレータは有機シンチレータと比べて発光量が多く、エネルギーの分解能に優れるという利点がある。また無機シンチレータは放射長、モリエール半径が短く、入射粒子の全エネルギーを測定する電磁カロリメータとしてよく用いられる。放射長とは粒子が物質中に入射した後そのエネルギーが  $1/e$  ( $e$ : ネイピア数) になるまでに入射面に垂直な方向にすすむ距離であり、モリエール半径とはその時の入射面に平行な方向の広がりの半径である。したがって放射長、モリエール半径が短い無機シンチレータは、高エネルギーの粒子を狭い領域で測定するのに適しているといえる。

## 2 研究背景

この節では、本研究を行う背景となる LHC 加速器、ALICE 実験、および PHOS 検出器について述べる。

### 2.1 LHC 加速器

加速器とは電場により荷電粒子を加速する機器である。加速手法や形状により様々な種類の加速器が存在するが、それらの中でも LHC 加速器は衝突型円形加速器と呼ばれる種類の加速器である。LHC 加速器はスイス・ジュネーブ郊外にフランスとの国境をまたいで建設されており、地下 100m を走るトンネルの周長は 27km、重心系の衝突エネルギーは最大で 14TeV である。

以下に LHC 加速器の航空写真を示す。写真内の赤い円が、地下に建設された LHC 加速器を示している。



図 5: LHC 加速器・航空写真

### 2.2 ALICE 実験

LHC で展開される実験として ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)、CMS (Compact Muon Solenoid)、LHCb (Large Hadron Collider beauty)、ALICE (A

Large Ion Collider Experiment) 等がある。

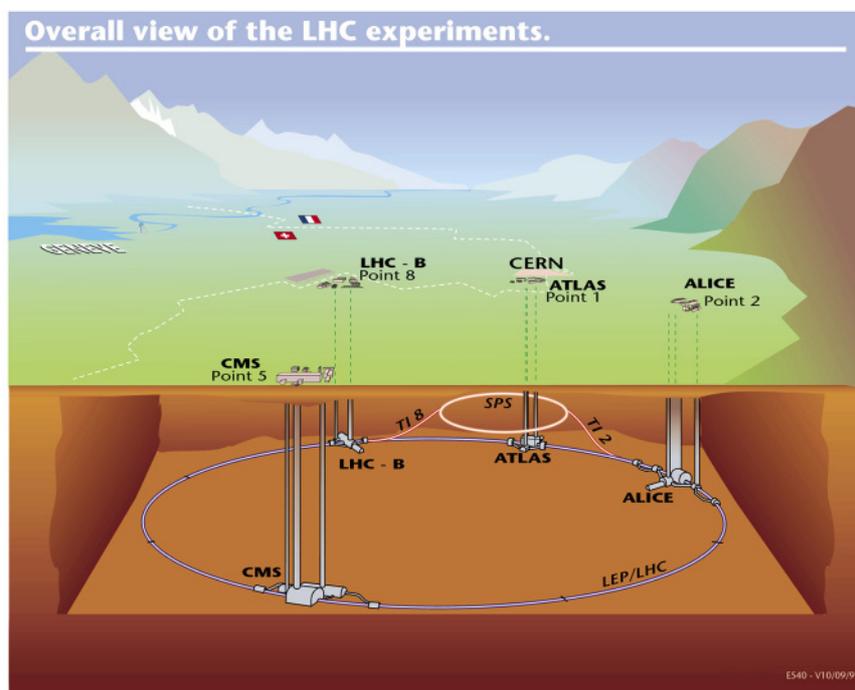


図 6: LHC 加速器で行われる実験

ALICE 実験はこれらの中で唯一原子核衝突の研究に特化した実験である。LHC 加速器における原子核衝突は太陽中心部の 100,000 倍以上の温度を作り出す。前節で述べたように、このような状態においては核子中のクォークは閉じ込めから解放され、ビッグバン直後の非常に高温であった宇宙にかつて存在したと考えられる QGP 相が発生する。ALICE 実験における QGP 相の観測は、現在の宇宙を構成している物質がビッグバンからの宇宙の膨張、冷却を経てどのようにして生成されたかを知る手がかりになるだろう。ALICE 実験装置の概略図を図 7 に示す。その大きさは高さ 16m、奥行き 26m、幅 16m、重さは 10,000t である。

前後のビームラインからビームが入射し、それらのビームが衝突、生成された粒子を観測することができる。最も外側を覆っている赤色の円柱状の殻は巨大な磁石であり、このために生成された粒子は磁場の影響を受けながら運動することとなる。次小節で述べる PHOS 検出器は磁石内の中央やや下に位置している。

### 2.3 PHOS 検出器

この小節では、高性能光子検出器 PHOS 検出器の構成素子、クラスタリングの概要について述べる。

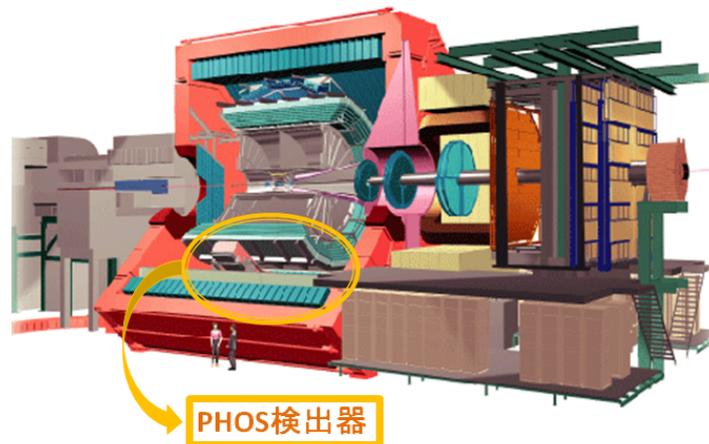


図 7: ALICE 実験装置・概略図

### 2.3.1 PHOS モジュール

ALICE 実験で用いられる PHOS 検出器は、鉛タンゲステン酸結晶 (PWO) とアバランシェ・フォトダイオード (APD) を組み合わせた物 (以下「クリスタル」と呼ぶ) を基本的な検出素子としている。PHOS 検出器にはビーム軸方向に 56 列、それに垂直な方向に 64 列、計 3584 個のクリスタルが敷き詰められ、これが 1 機のモジュールとなる。モジュール 1 基のアクセプタンスは方位角  $20^\circ$ 、擬ラピディティ  $|\eta| < 0.12$  である。2011 年 2 月現在、3 基のモジュールがインストールされており、それで合計方位角  $60^\circ$ 、擬ラピディティ  $|\eta| < 0.12$  を覆っている。

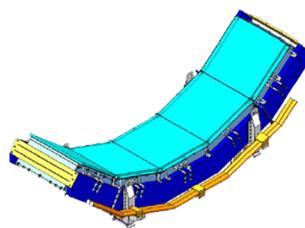


図 8: PHOS モジュール (5 基)

### 2.3.2 PWO

PWO はその組成式は  $\text{PbWO}_4$  で表わされる。この結晶は他のシンチレータに比べて密度が大きく、放射長やモリエール半径が短いという特徴がある。以下表 2 に代表的な無機シンチレータの比重、放射長、モリエール半径を載せる。



図 9: PWO 結晶  $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$

物質	密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	放射長 (cm)	モリエール半径 (cm)
NaI	3.67	2.59	4.5
CsI	4.53	1.85	3.8
BGO	7.13	1.12	2.4
PWO	8.28	0.89	2.0

表 2: 代表的な無機シンチレータの比重、放射長、モリエール半径

無機シンチレータとしては NaI が歴史的に古くから使われてきたが、PWO はそれと比較して密度が大きく、放射長、モリエール半径が短い。PHOS 検出器に用いられる PWO 結晶は大きさ  $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$  である。

物質	発光量 (NaI 比)
NaI	1.00
CsI	0.40
BGO	0.15
PWO	0.01

表 3: 代表的な無機シンチレータの発光量

PWO は以上のような利点を持つ一方、他と比較して発光量が少ないという欠点がある。しかし、PWO の発光量には以下の図 10 に示すような温度依存性があり、温度を 1 度下げることにより発光量が約 3% 増大するため、PWO を冷却するために PHOS 検出器は  $-25$  に冷却して使用される<sup>3</sup>。

### 2.3.3 APD

APD のアバランシェとはフランス語で「雪崩」を意味し、この素子は電子雪崩を利用して入力信号を増幅する機能を持つ。同じく入力信号を増幅する素子として光電子増倍管 (PMT) があるが、APD は PMT と比較して外部ノイズの影響を受けやすい、技術的な問題により受光面積が小さいといった短所を持つ一方、磁場に

<sup>3</sup>Hans Muller and Zhongbao Yin, PHOS basics for the users Revision 2.1

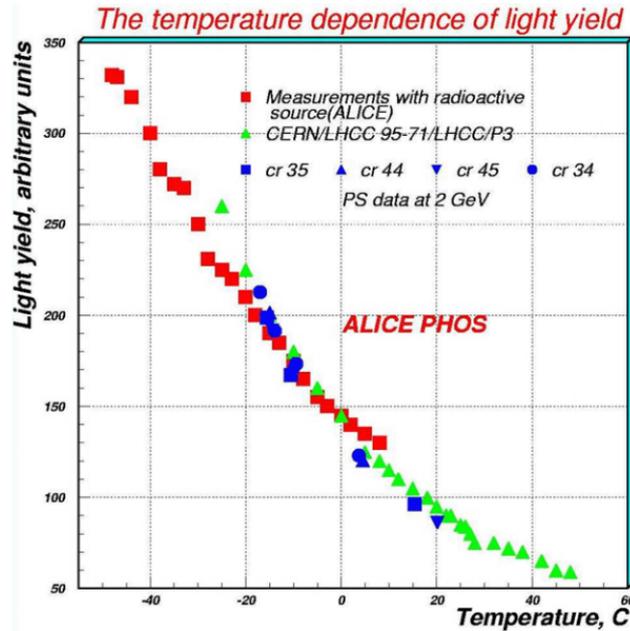


図 10: PWO 結晶の発光量温度依存性

対して安定であるという長所を持つために強い磁場中で動作する PHOS 検出器に適しているといえる。PHOS 検出器に採用された APD の受光面積は  $5 \times 5\text{mm}^2$  であり、その増幅率は 10 から  $10^4$  である。APD からの信号は前置増幅器 (Charged Sensitive Pre-amplifier: CSP) によって増幅、積分される。

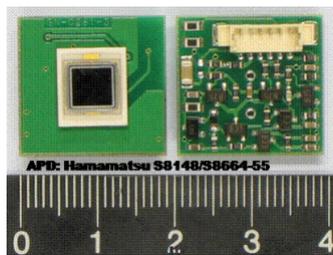


図 11: APD と CSP

### 2.3.4 クラスタリング

クリスタルに入射した粒子は電磁シャワーを形成するが、その形成距離がクリスタルの断面積より長い場合には、あるクリスタルから隣接するクリスタルへと複数のクリスタルにかけてシャワーが形成される。このようにして信号を観測し

た複数のクリスタルからなる集団は「クラスター」と呼ばれ、クリスタルがクラスターを構成する過程を「クラスタリング」と呼ぶ。

本研究における具体的なクラスタリングは以下の手順で行われた。

1. 各クリスタルで測定されたエネルギーが 20MeV の閾値を越えているかどうかを判別する。
2. 閾値を越えたクリスタルについて互いに辺を接するクリスタル同士を探し、それらで1つのグループを構成する。
3. 構成されたグループが1つの光子によるものか、複数の光子によるものかを判定する。もし1つの光子によるものであればそれをそのままクラスターとし、もし複数であれば別のクラスターとして分ける。

3つめの判定については、グループ内のクリスタルのエネルギー分布から判断する。例えばあるグループ内で、グループ内の平均より大きなエネルギーを測定した複数のクリスタルが互いに辺を接しなかったような場合には、それは複数の粒子によるクラスターである可能性が高い。このように、PHOS 検出器では粒子はエネルギーを測定したクリスタルの集団、クラスターとして観測される。しかし、上記のアルゴリズムでクラスターを分離して測定するのにも限界があり、分解能に対して十分に多くの粒子が飛来した場合には複数あるはずの粒子が単一のものに見えてしまうという問題が起きる。その問題およびその解決方法については次の節で詳しく述べる。

### 3 エンベディングメソッド

核子対あたり重心系エネルギー 2.76TeV の鉛鉛衝突における PHOS 検出器の中性パイ中間子検出効率を見積もるために、本研究ではエンベディング (Embedding; 埋め込み) メソッドと呼ばれる手法を用いる。この節では、私達が PHOS 検出器でどのようにして中性パイ中間子を観測するのか、またそれを鉛原子核衝突に適用した際の問題点と、その解決手段としてエンベディングがなぜ必要であるかを述べる。

#### 3.1 PHOS 検出器における中性パイ中間子の観測

序論で述べた通り、中性パイ中間子は 98 % の確率で 2 つの光子に崩壊する。しかもその寿命が短いため、ほぼビーム軸上の生成点で崩壊し、PHOS 検出器で直接観測することはできない。しかし PHOS 検出器は優れた分解能で光子を観測することができるため、中性パイ中間子からの 2 つの崩壊光子両方を観測することによって、崩壊前の情報を再構成することができる。以下、中性パイ中間子が 2 つの光子に崩壊した際の、PHOS 検出器におけるその観測について述べる。

中性パイ中間子の崩壊によって発生した 2 つの光子は、運動量保存の法則からその親粒子である中性パイ中間子がかもっていた全運動量をもっている。ここで、PHOS 検出器で測る運動量は横方向運動量 (Transverse Momentum;  $p_T$ ) である。この成分のみを用いる理由は、衝突の際の入射ビームがかもっていた運動量成分を除外するためである。中性パイ中間子が 2 つの光子に崩壊する過程は 2 体崩壊であるため、その様子を中性パイ中間子の重心系で観測すると、2 つの光子は必ず正反対の方向へ向かって運動する。だが実験室系で観測すると、親粒子の中性パイ中間子が私達に対してすでに横方向運動量をもっているため、崩壊角は 180 度ではなくなる。さらに、衝突によって生じる中性パイ中間子の多くは相対論的な横方向運動量をもっているため、崩壊角はローレンツブーストの影響を受けて  $\beta$  とともに減少する。

PHOS 検出器では、測定した 2 つの崩壊光子のエネルギーから中性パイ中間子の不変質量を、以下の式で計算する。ここで  $M_{\gamma\gamma}$  は中性パイ中間子の不変質量、 $E_{\gamma_i}$  は崩壊光子のエネルギー、 $\theta$  は崩壊角を示している。崩壊角  $\theta$  の計算は崩壊光子クラスターの位置情報から得られている。

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\theta)} \quad (4)$$

$$\cos\theta = \frac{x_{\gamma_1}x_{\gamma_2} + y_{\gamma_1}y_{\gamma_2} + z_{\gamma_1}z_{\gamma_2}}{\sqrt{x_{\gamma_1}^2 + y_{\gamma_1}^2 + z_{\gamma_1}^2}\sqrt{x_{\gamma_2}^2 + y_{\gamma_2}^2 + z_{\gamma_2}^2}} \quad (5)$$

実際の原子核衝突実験においては、私たちはある PHOS クラスタについてそれが崩壊光子によるものかどうかを判断できないため、全ての PHOS クラスタの組み合わせについて上記の不変質量  $M_{\gamma\gamma}$  を計算することになる。その際にはもちろん中性パイ中間子からの崩壊光子以外の起源をもつ PHOS クラスタが含まれるため、不変質量分布は中性パイ中間子の質量 ( $M_{\gamma\gamma} \cong 135\text{MeV}$ ) 付近にピークができるとは限らない。だが、本研究ではシミュレーションを用いて発生した中性パイ中間子を観測しているために、中性パイ中間子からの崩壊光子によるクラスタを確かに追跡することができ、このような問題を避けることができる。

以下の図 12 にシミュレーションを用いて中性パイ中間子を発生、PHOS 検出器で測定した際の不変質量分布を示す。横軸  $m_{gg}\text{GeV}$  は質量  $M_{\gamma\gamma}\text{GeV}$  である。

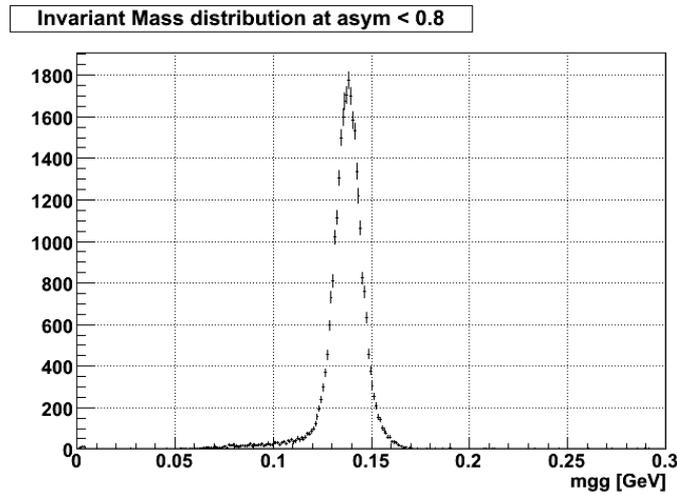


図 12: PHOS 検出器で観測した中性パイ中間子の不変質量分布 (他検出器無し)

このヒストグラムには、確かに  $M_{\gamma\gamma} \cong 0.135\text{GeV}$  付近にピークが見えている。なお、このシミュレーションでは PHOS 検出器以外の ALICE 実験検出器はインストールされていない。実際には PHOS 検出器よりビーム衝突点に近い位置に他の ALICE 実験の検出器が存在するため、崩壊光子がその検出器物質と相互作用して消滅、電子陽電子を生成する。このような光子が消滅、電子陽電子対を生成する過程はコンバージョン (Conversion; 転換) と呼ばれており、序論で述べた電磁シャワーの原理にもなっている。

続いて図 13 に PHOS 検出器以外の ALICE 実験検出器をインストールしたシミュレーションにおける不変質量分布を示す。こちらのシミュレーションでは崩壊光子のコンバージョンによって電子陽電子対が発生しており、それらは元の中性パイ中間子の質量より低い質量側にスロープとして現れている。これら中性パイ中間子の不変質量分布からバックグラウンドの成分を差し引き、ピーク  $M_{\gamma\gamma} \cong 0.135\text{GeV}$  付近を積分することにより、中性パイ中間子の収量を算出することができる。

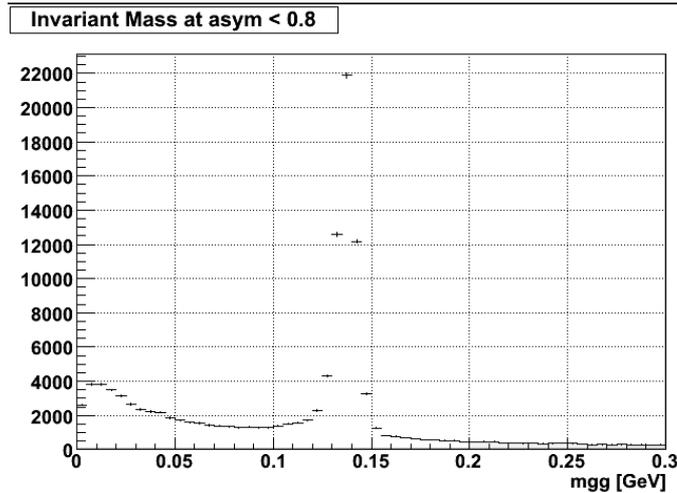


図 13: PHOS 検出器で観測した中性パイ中間子の不変質量分布 (他検出器有り)

### 3.2 PHOS クラスターのオーバーラップ

序論で述べた中性パイ中間子の鉛原子核衝突における原子核補正係数を求めるためには、陽子衝突における中性パイ中間子の収量と鉛原子核衝突におけるその収量を測定しなくてはならない。だがここで、陽子衝突と鉛原子核衝突の間には、発生する粒子の数に非常に大きな違いがある。図 14 は、7TeV の陽子衝突シミュレーションにおける PHOS 検出器で、あるイベントにおいて閾値を越えたクリスタルの分布を示したものである。縦軸と横軸は個々のクリスタルの番号を示しており、この図は直感的にはある PHOS モジュールを粒子の入射方向から観たものであるといえる。また、色は測定したエネルギー [MeV] を表している。一方、核子対あたり 2.76TeV の鉛原子核衝突シミュレーションにおけるヒット分布は図 15 のようになる。

これらの図を比較してみると、鉛原子核衝突では陽子衝突と比較して多くのクリスタルが励起していることがわかる。これは鉛原子核衝突では陽子衝突数と比較して非常に多くの粒子が PHOS 検出器入射しているためであり、そのため PHOS クラスターのオーバーラップ (overlap: 重複) が起きる確率が高くなる。もしクラスターがオーバーラップした場合、複数のクラスターをあたかも単一のクラスターのように観測してしまうため、その数を過小評価するとともにそのエネルギーを過大評価してしまう。したがって、もし鉛原子核衝突における中性パイ中間子の数を正確に求めようとするならば、その影響を見積もることが必要となる。

本研究では、鉛原子核衝突における発生粒子 (本研究におけるバックグラウンド粒子) が中性パイ中間子の検出にどのような影響を与えるのかを知るために、バックグラウンド粒子がある場合とない場合との比較を行う。そのためにエンベディグメソッドでは、単一の中性パイ中間子をシミュレーションで発生・観測し、さ

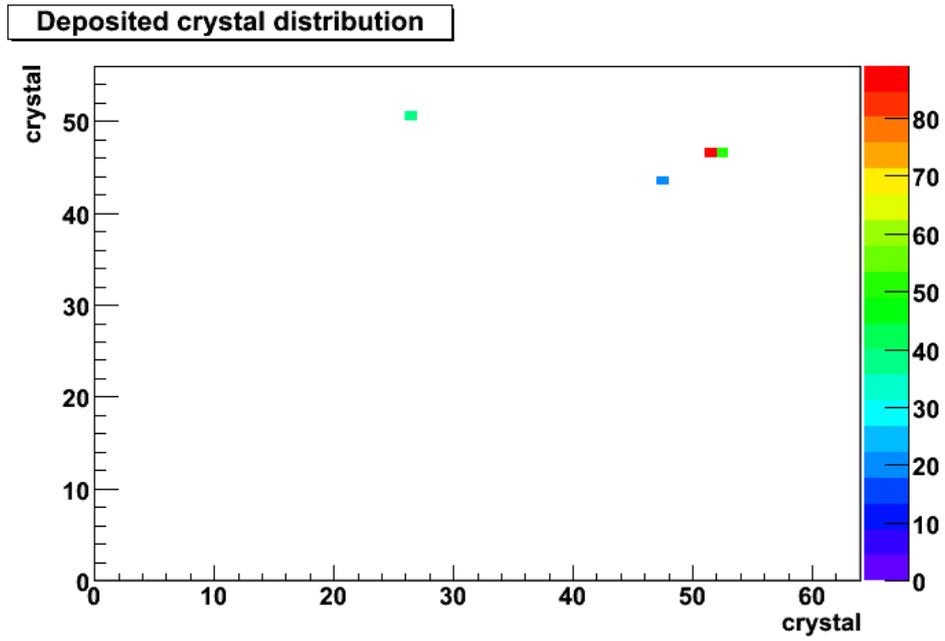


図 14: 陽子衝突におけるヒット分布

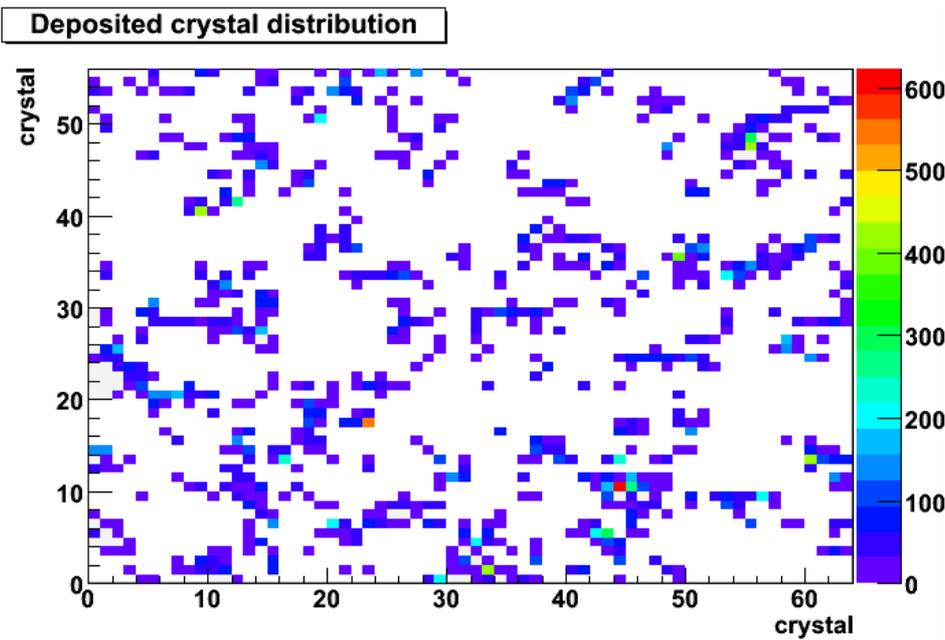


図 15: 鉛原子核衝突におけるヒット分布

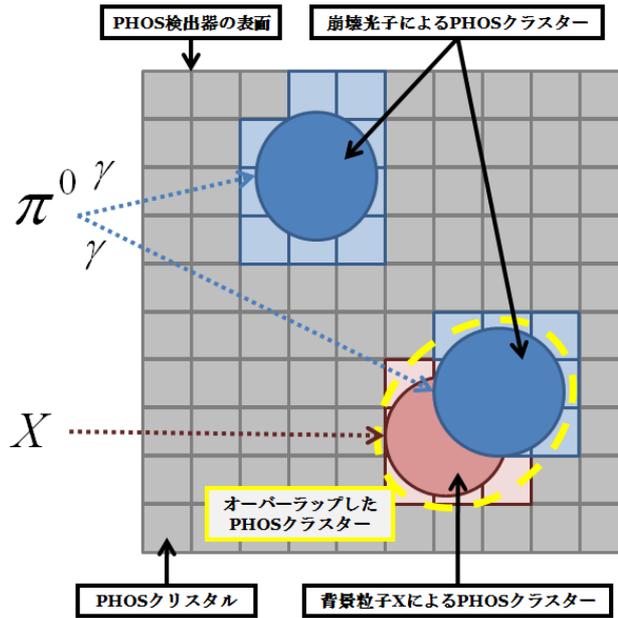


図 16: クラスタオーバーラップ

らにそれを鉛原子核衝突のシミュレーションデータ、あるいは実験データに埋め込む（エンベッドする）。エンベッド後の中性パイ中間子の崩壊光子が構成するクラスターはバックグラウンド粒子が構成するクラスターの影響を受けており、それらを再構成することによって鉛原子核衝突において中性パイ中間子がどのように観測できるかを知ることができる。

### 3.3 鉛原子核衝突における PHOS 検出器のオキュパンシー

オーバーラップが起きる確率は、単純に考えて、鉛原子核衝突において励起した PHOS クリスタルの数の増加、あるいは中性パイ中間子崩壊光子によって励起した PHOS クリスタルの数に伴って増加する。ここである事象における PHOS 検出器の励起クリスタルの数をオキュパンシー（Occupancy; 占有率）と呼び、それを用いて PHOS クラスタがオーバーラップする確率について考察する。なおここでは簡単のためクラスタリングの詳細なアルゴリズムを考慮しない。

まず、崩壊光子による PHOS クラスタを構成するクリスタル数を  $N_{cell}^{\pi^0}$  とし、原子核衝突におけるオキュパンシーを  $Occu$  とする。ここで  $N_{cell}^{\pi^0}$  個のクリスタルがすでに励起している PHOS モジュールに、新たにバックグラウンド粒子として  $Occu$  個のクリスタルをランダムに選び、励起させる思考実験を行う。なお、それぞれのクリスタルの励起は全く独立な事象として考える。バックグラウンド粒子として励起するクリスタルの全てが、すでに励起していたクリスタルと一致しない確率は以下の式で表せる。

$$\bar{P} = \prod_{i=0}^{Occu-1} \left( \frac{3582 - i - N_{cell}^{\pi^0}}{3582 - i} \right) \quad (6)$$

バックグラウンド粒子として励起するクリスタルがたとえたった1つでもすでに励起しているクリスタルと重複した場合にオーバーラップが起きているものと定義すると、それは上記の場合の余事象であるので、 $1 - \bar{P} = P$  がオーバーラップが発生する確率である。

本研究では、核子対あたり重心系エネルギー 2.76 TeV の鉛鉛衝突におけるオキュパンシー  $Occu$  および、中性パイ中間子の崩壊光子による PHOS クラスタを構成するクリスタル数を  $N_{cell}^{\pi^0}$  をシミュレーションで見積もった。それらのシミュレーションの概要をそれぞれ表 4、表 5 に、結果得られたヒストグラムをそれぞれ図 17、図 18 に示す。

重心系衝突エネルギー	2.76 TeV
衝突核種	鉛 208
衝突径数 $b$ の範囲	$0.0 < b < 1.0$ fm
インストールされている ALICE 検出器群	全て
PHOS モジュール基数	3 基
イベント数	1,000

表 4: オキュパンシーシミュレーションの概要

粒子種	中性パイ中間子
横方向運動量 $p_T$ の範囲	$0.0 < p_T < 30.0$ GeV
方位角 $\phi$ の範囲	$220 < \phi < 320$ deg
擬ラピディティ $\eta$ の範囲	$ \eta  < 0.12$
インストールされている ALICE 検出器群	全て
PHOS モジュール基数	3 基
イベント数	10,000

表 5:  $N_{Cell}^{\pi^0}$  シミュレーションの概要

図 17 のヒストグラムは、1 イベントごとのオキュパンシーをプロットしたものである。これから PHOS モジュール 1 基あたり 1300 個程度のクリスタルが励起していることがわかる。図 18 のヒストグラムは、1 イベントにつき 1 個の中性パイ中間子を発生、その崩壊光子によって励起した PHOS クラスタの数をプロットしたものである。これからは 27 個程度の PHOS クリスタルが 1 個の中性パイ中間

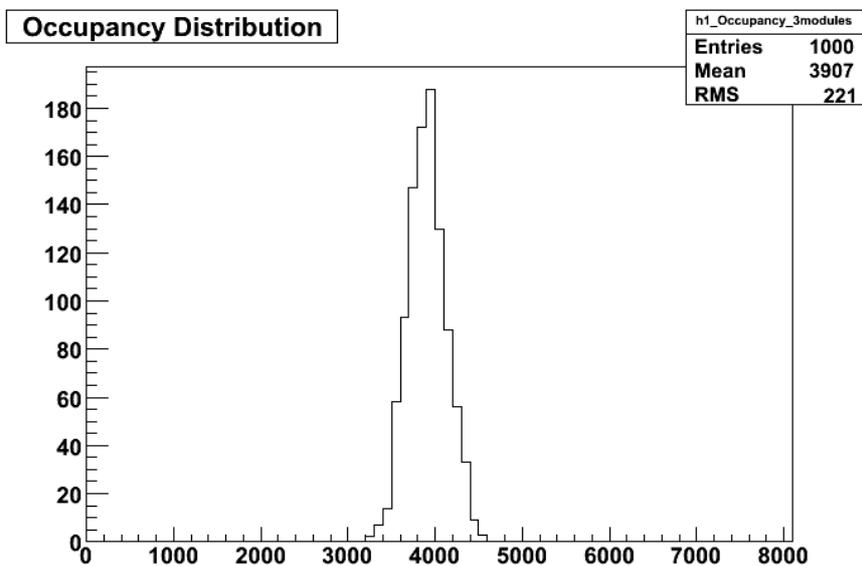


図 17: 鉛原子核の中心衝突におけるオキュパンシー分布

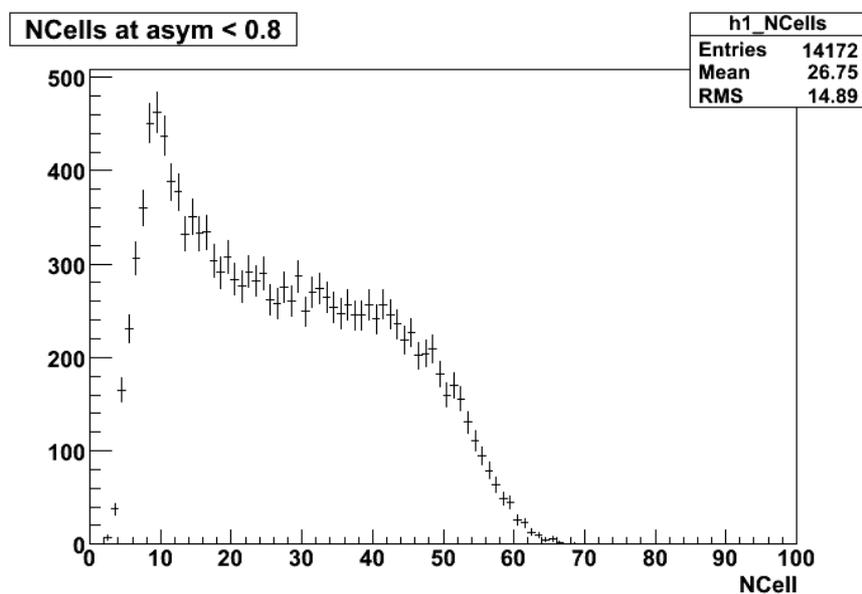


図 18: 中性パイ中間子によるヒット数分布

子によって励起されることがわかる。これら  $Occu = 1300$ 、 $N_{cell}^{photon} = 27$  の値を先ほどのオーバーラップの確率を求める式 (6) に代入すると、 $\bar{P} \cong 5.0 \times 10^{-6}$ 、すなわちほぼ全てのクラスターがオーバーラップをしている計算になる。

一方で、本研究ではシミュレーション内の全てのクラスターについて、それがどの粒子を起源としたものであるかどうかを知ることができる。本研究ではそのことを利用して、オーバーラップした中性パイ中間子とそうでない中性パイ中間子との比を調べ、シミュレーション内で実際にオーバーラップが起きた確率を求めた。その起源となる粒子を同定する具体的な方法については解析の節で、結果については結果の節で改めて詳しく述べる。

### 3.4 エンベディングのフレームワーク

本研究においてエンベディングをどのように行ったか、そのフレームワークを図 19 に示す。

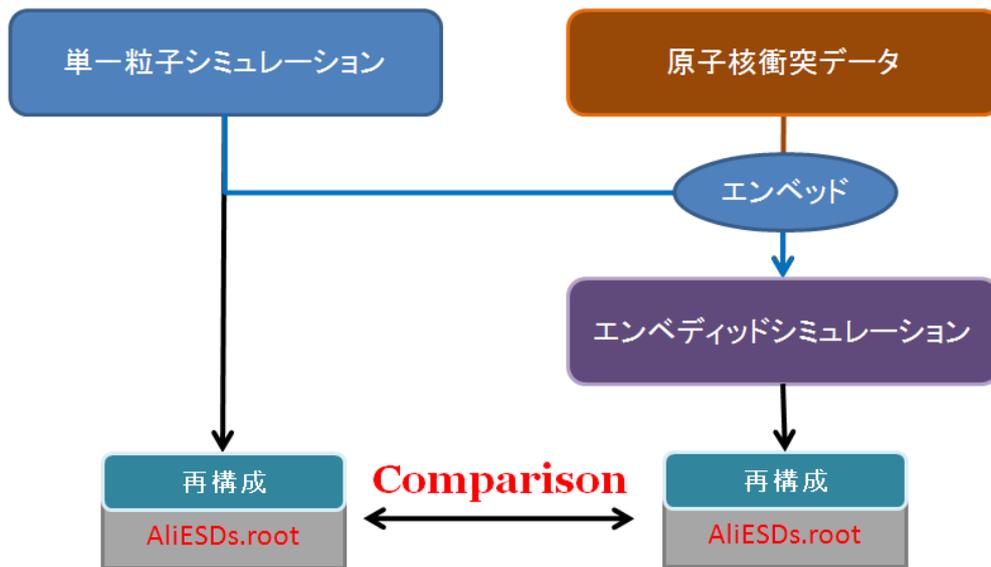


図 19: エンベディングのフレームワーク

まずは、単一の粒子を発生、PHOS 検出器で観測するシミュレーションを行う。その測定結果をリコンストラクション (Reconstruction; 再構成) することにより、物理量を解析しやすい形式に整理した ESD (Event Summary Data) データを得ることができる。本研究では、ALICE 実験における ESD データファイルである AliESDs.root というファイルを得る。一方で、単一粒子とは独立にシミュレーションもしくは実験により原子核衝突を発生させる。その観測データに単一粒子のシミュレーションを埋め込むことにより、エンベディッドシミュレーションを行うこ

とができる。ここで、単一粒子の方は、それが埋め込まれたものであるとわかるようにするため、必ずシミュレーションデータを用いなくてはならない。エンベディッドシミュレーションから再構成された AliESDs.root と、単一粒子のシミュレーションから再構成された AliESDs.root を比較することができる。

## 4 シミュレーション

本研究では、以下のイベントシミュレーションを行った。前節でエンベッディングには原子核衝突のシミュレーションデータ、あるいは実験データを用いると述べたが、本研究においてはシミュレーションデータを用いている。なお、本研究で用いたシミュレーションは全て GEANT3 というソフトウェアに基づいている。

1. 単独の中性パイ中間子を発生、PHOS 検出器で観測するシミュレーション (シングルパイゼロシミュレーション)。
2. 鉛鉛原子核衝突を PHOS 検出器で観測するシミュレーション (鉛鉛衝突シミュレーション)。
3. 1. を 2. に埋め込んだシミュレーション (エンベディッドパイゼロシミュレーション)。

以下の小節で、具体的にどのような条件を設定してシミュレーションを実行したかについて述べる。

### 4.1 シングルパイゼロシミュレーション

シングルパイゼロシミュレーションでは、鉛鉛衝突が起こる点から PHOS 検出器へ向けて、ただ一つだけ中性パイ中間子を入射させるイベントを発生させた。表 6 にその概要を示す。

粒子種	中性パイ中間子
横方向運動量 $p_T$ の範囲	$0.0 < p_T < 30.0$ GeV
方位角 $\phi$ の範囲	$220 < \phi < 320$ deg
擬ラピディティ $\eta$ の範囲	$ \eta  < 0.12$
インストールされている ALICE 検出器群	全て
PHOS モジュール基数	3 基
イベント数	100,000

表 6: シングルパイゼロシミュレーションの概要

本研究では中性パイ中間子の検出効率の横方向依存性を調べるため、0.0GeV から 30.0GeV までの範囲の横方向運動量を持つシングルパイゼロシミュレーションを行った。また、ここで制限している入射方向は、PHOS 検出器のある方向である。生成点からこの表で述べた範囲外の方向へ運動する中性パイ中間子は、PHOS 検出器で検出できないためこのような制限をつけた。このシミュレーションにおいては PHOS 検出器以外の ALICE 検出器群がインストールされているが、これ

は PHOS 検出器より内側（ビーム衝突点の近く）にある検出器が及ぼす影響について考慮するためである。ビーム衝突点において生成された中性パイ中間子はすぐに2つの光子に崩壊し、PHOS 検出器へ向けて運動するが、より内側にある検出器を構成する物質と相互作用して、電子陽電子対にコンバートすることがある。実際に行われる実験でももちろんこの減少は PHOS 検出器による中性パイ中間子の測定に影響を与えるため、検出効率を見積もるためにはこの効果も計算に入れる必要がある。

## 4.2 鉛鉛衝突シミュレーション

本研究では鉛鉛衝突シミュレーションのイベントジェネレータとして、「HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator)」を用いた。これは重イオンの高エネルギー衝突を再現することが可能なイベントジェネレータであり、任意の核種、衝突径数での衝突イベントを発生させることができる。表7にその概要を示す。

重心系衝突エネルギー	2.76 TeV
衝突核種	鉛 208
衝突径数 $b$ の範囲	$0.0 < b < 1.0$ fm
インストールされている ALICE 検出器群	全て
PHOS モジュール基数	3 基
イベント数	1,000

表 7: 鉛鉛衝突シミュレーションの概要

衝突径数 (Impact Parameter) とは、互いに衝突しようとする原子核の中心同士の距離の、ビーム軸に垂直な成分のことである。この値が小さいと中心衝突 (Central Collision)、大きいとかすり衝突 (Peripheral Collision) となり、中心衝突であればあるほど多くの粒子が衝突および反応に関与することとなる。鉛 208 の原子核半径がおおよそ 7~8fm であることから、本研究で用いた 0.0 – 1.0fm という値はほとんど中心衝突であるといえる。

### 4.3 エンベディッドパイゼロシミュレーション

上記のシングルパイゼロシミュレーションを鉛鉛衝突シミュレーションに埋め込むことにより、エンベディッドパイゼロシミュレーションを行った。その概要は、シングルパイゼロシミュレーションのそれに準ずる。

前節で述べたフレームワークより、シングルパイゼロシミュレーションは鉛鉛衝突シミュレーションと1対1でエンベッドされる。本研究では、鉛鉛衝突シミュレーションにかかる時間を節約したために、シングルパイゼロシミュレーションと鉛鉛衝突シミュレーションのイベント数が一致していない。だが、鉛鉛衝突シミュレーションについては個々の事象にあまり大きな違いはないと考え、鉛鉛衝突シミュレーションを使いまわすことによってこの問題を解決した。

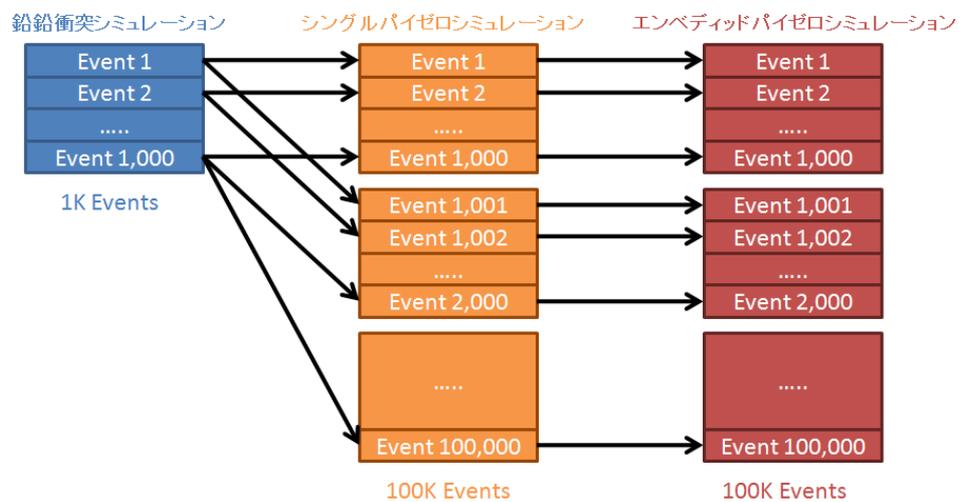


図 20: シミュレーションの概要

## 5 解析

### 5.1 埋め込まれた中性パイ中間子の選別

実際の実験では、PHOS 検出器から得られたクラスター情報から、それがどの粒子によってつくられたクラスターであるのかという情報を再構成することはできない。だが、もしそのクラスターがシミュレーションによって発生された粒子によるものであれば、粒子のもつ情報を正確に追跡することができる。本研究ではこのことを利用し、鉛鉛衝突シミュレーションに埋め込まれたエンベディッドパイゼロを選別するのに、「セレクションメソッド」という方法を用いた。

この方法では、シミュレーション粒子が保持している情報のうち、「GEANT 粒子番号 (GEANT Track ID)」というものをを用いる。ここで GEANT とはシミュレーション内における運動学や相互作用といった物理現象を記述しているソフトウェアである。この番号はシミュレーション中に発生した個々の粒子につけられる番号ラベルであり、もっとも初めに存在した粒子から順に 1, 2, 3, ... と数字で振られていく。この GEANT 粒子番号は粒子発生時に与えられた時から PHOS 検出器に入射してクラスターを形成するまで保持され、解析においてその番号からシミュレーション中に発生した全粒子の情報を探し出すことができる。

本研究ではシングルパイゼロをエンベッドする際にこの GEANT 粒子番号を恣意的に操作することにより、シングルパイゼロ起源の PHOS クラスターを選別できるようにした。具体的には、鉛鉛衝突起源の粒子の GEANT 粒子番号について、シングルパイゼロシミュレーションにおける GEANT 粒子番号の最大値 ( $\cong 20$ ) より十分に大きな値 (10,000,000) を足し、GEANT 粒子番号のカットをかけた。すなわち、本研究におけるセレクションメソッドでは、PHOS クラスターについて GEANT 粒子番号  $< 10,000,000$  という条件を課すことにより、シングルパイゼロシミュレーション起源のクラスターのみを選別することができる。

エンベッドされた単一粒子をこのセレクションメソッドによって確かに追跡することができるかどうかを検証するため、まず、単一の光子 (シングルフォトン; Single Photon) を測定するシミュレーションを行った。図 22 のヒストグラムは 0.5GeV のエネルギーのシングルフォトンが発生させ、PHOS 検出器で測定するシミュレーションを実行し、その測定エネルギーをプロットしたものである。また、表 6 にそのシミュレーションの概要を示す。

このヒストグラムには 0.5GeV にピークがあり、確かに 0.5GeV のシングルフォトン PHOS 検出器で検出できていることがわかる。続いて、このシングルフォトン鉛鉛衝突にエンベッドするシミュレーションを行った。そのエネルギー分布を、セレクションメソッドを用いずにプロットしたのが図 23 のヒストグラムである。

こちらでは鉛鉛衝突で発生した粒子によるスロープが見えている。0.3GeV 付近に見えるのは、序論で述べた最小電離粒子 (MIP) によるピークである。MIP は

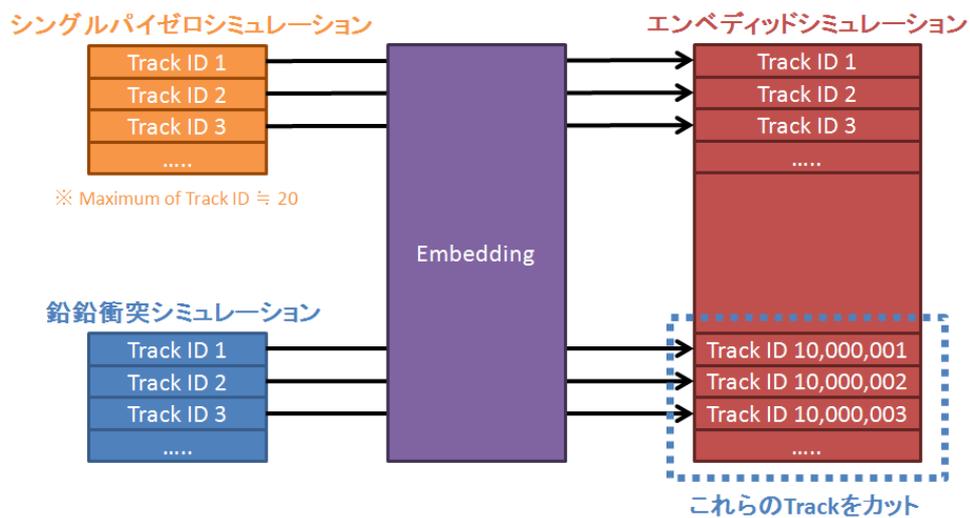


図 21: セレクションメソッドの概要

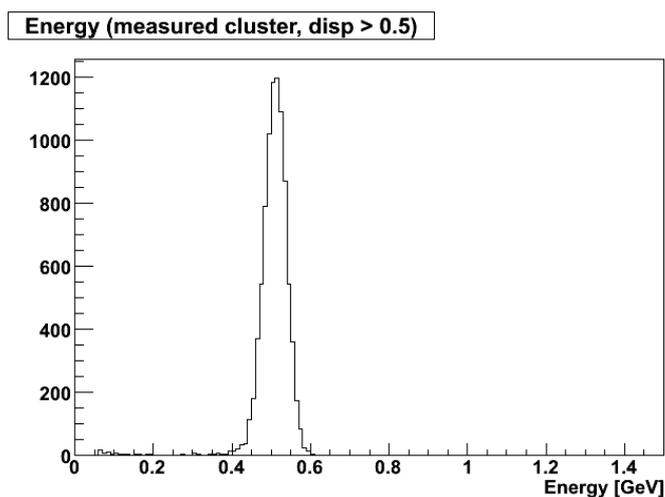


図 22: シングルフォトンのエネルギー分布

粒子種	光子
横方向運動量 $p_T$ の範囲	$0.500 < p_T < 0.501$ GeV
方位角 $\phi$ の範囲	$220 < \phi < 320$ deg
擬ラピディティ $\eta$ の範囲	$ \eta  < 0.12$
インストールされている ALICE 検出器群	PHOS 検出器のみ
イベント数	10,000

表 8: シングルフォトンシミュレーションの概要

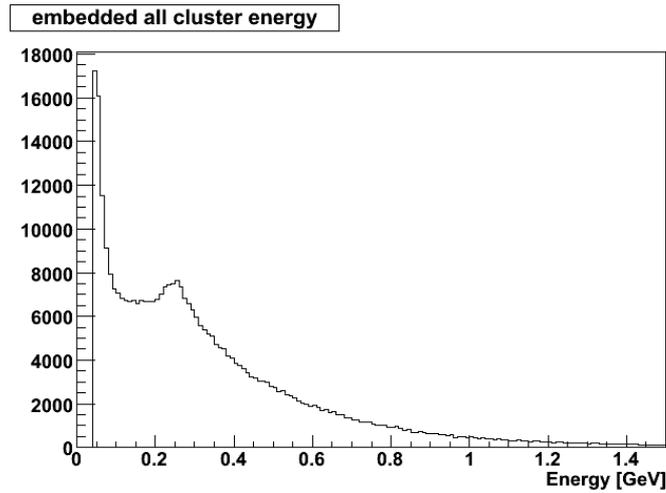


図 23: エンベディッドフォトンのエネルギー分布 (セレクションなし)

光速に近い速度を持つ場合にはほぼ一定のエネルギーを損失するため、このようなピークとして現れる。一方で、エンベッド前に 0.5GeV 付近にピークを作っていたシングルフォトンが鉛鉛衝突によって発生した膨大な粒子に埋もれてしまい、見えなくなっている。そこでセレクションメソッドを用いて、粒子番号による要求をかけてエネルギー分布をプロットしたのが図 24 のヒストグラムである。

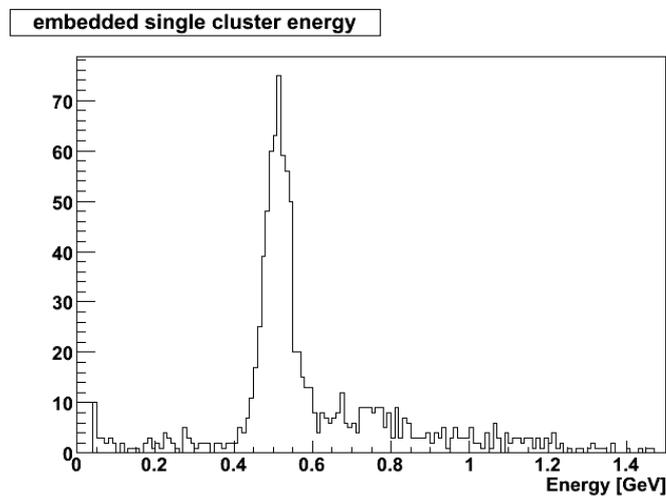


図 24: エンベディッドフォトンのエネルギー分布 (セレクションあり)

セレクション前では見えなかったフォトンのピークが確かに 0.5GeV 付近に現れるようになった。それだけでなく、このヒストグラムはピークよりやや高いエネルギー領域にテールをもっている。これはクラスターのオーバーラップによってエネルギーが過大評価されているために生じているものだと考えられる。このシングルフォトンを用いた検証により、セレクションメソッドによってエンベッドされた粒子の情報を抽出することができ、かつその結果からオーバーラップによる影響を観測できることが分かった。したがって、本研究ではエンベディッドパイゼロを抽出するのに、GEANT 粒子番号を利用したセレクションメソッドを使用することにした。

## 5.2 中性パイ中間子の収量の計算

シミュレーションおよびセレクションメソッドによって得られたシングルパイゼロ、エンベディッドパイゼロの不変質量分布から、それぞれの収量を計算することができる。具体的には得られたヒストグラムをピークからある範囲で積分することにより、中性パイ中間子の数を数えることができる。だが、それにはフィッティングからバックグラウンドの関数形を仮定して、それを範囲内の積分値から除かなくてはならない。本研究ではフィッティング関数として、中性パイ中間子のピークに関数、バックグラウンド粒子に 4 次関数を仮定し、それらの分布で不変質量分布をフィットした。また、フィッティングの範囲としては中性パイ中間子の質量 134.98MeV の付近、 $90\text{MeV} < M_{\gamma\gamma} < 180\text{MeV}$  を選んだ。

$$\begin{aligned} \text{Fitting Function} &= \text{Gaus} + \text{Pol4} \\ &(\text{for } 90\text{MeV} < M_{\gamma\gamma} < 180\text{MeV}) \end{aligned}$$

フィッティングの結果よりガウス関数のピーク位置より  $\pm 3\sigma$  の範囲で積分し、4 次関数を同様の範囲で積分してそれらの差を中性パイ中間子の収量  $N^{\pi^0}$  とする。

$$\begin{aligned} N^{\pi^0} &= \sum_{\text{Bin}(\text{peak}-3\sigma)}^{\text{Bin}(\text{peak}+3\sigma)} \text{Histogram} - \frac{\int_{\text{peak}-3\sigma}^{\text{peak}+3\sigma} \text{Pol4} dx}{\text{BinWidth}} \\ \delta N^{\pi^0} &= \sqrt{\sum_{\text{Bin}(\text{peak}-3\sigma)}^{\text{Bin}(\text{peak}+3\sigma)} \text{Histogram}} \end{aligned}$$

なお、この式では 4 次関数の積分をヒストグラムに合わせてビン幅  $\text{BinWidth}$  で割ってある。本研究では中性パイ中間子の不変質量分布を PHOS 検出器で測定された横方向運動量で 0.0GeV から 30.0GeV まで 1.0GeV 刻みでカットし、それぞれの横方向運動量における収量を求めた。

### 5.3 検出効率の計算

フィッティングから求めたシングルパイゼロ、エンベディッドパイゼロの収量より、検出効率  $\epsilon^{Efficiency}$  を計算した。

$$\epsilon^{Efficiency} = \frac{N_{Embedded}^{\pi^0}}{N_{Single}^{\pi^0}}$$
$$\delta\epsilon^{Efficiency} = \epsilon^{Efficiency} \sqrt{\left(\frac{\delta N_{Embedded}^{\pi^0}}{N_{Embedded}^{\pi^0}}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{Single}^{\pi^0}}{N_{Single}^{\pi^0}}\right)^2}$$

本研究では各横方向運動量ごとに計算した収量それぞれについて検出効率を計算した。それにより、PHOS 検出器における中性パイ中間子の検出効率の横方向運動量依存性を求めた。

## 6 結果

### 6.1 中性パイ中間子の不変質量分布

本研究で求めたシングルパイゼロおよびエンベディッドパイゼロの不変質量分布を以下の図 25 に示す。ここで青いプロットはシングルパイゼロの、赤いプロットはエンベディッドパイゼロの不変質量分布である。

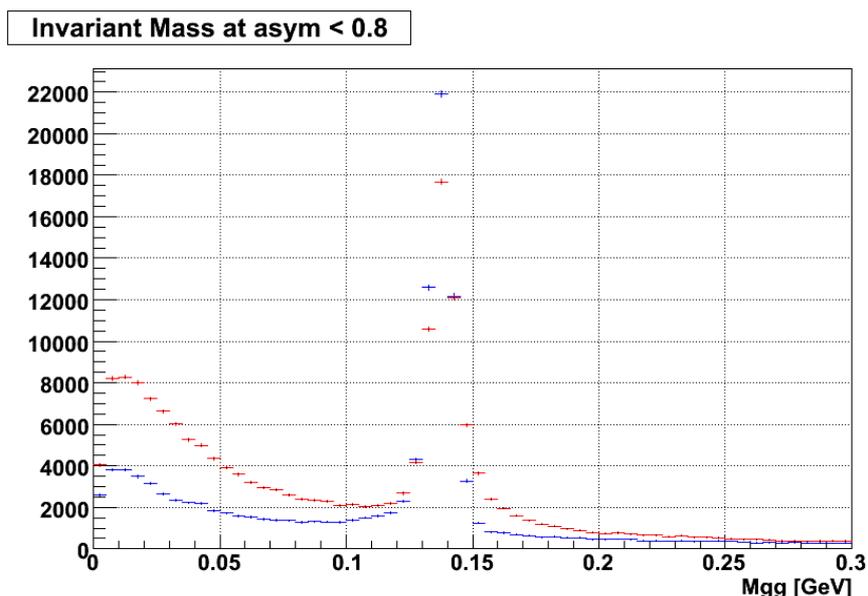


図 25: シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (カットなし)

これより、エンベッド後の中性パイ中間子はエンベッド前と比較して、ピークの高さが低く、高いエネルギー側にテールを引いていることが分かる。これはクラスタのオーバーラップによって、過大評価された中性パイ中間子があることを示している。一方、低エネルギー側にあるなだらかなスロープは、崩壊光子が内側の検出器によってコンバートした電子陽電子対によるものである。

また、解析の節で述べた通り、エンベディッドパイゼロの解析では PHOS クラスタにシングルパイゼロに由来する GEANT 粒子番号を要求している。加えて研究背景の節で述べたとおり、PHOS 検出器のクラスタリングでは互いに近い位置に入射した複数の粒子を分離できずに形成したクラスタを、さらにもう一段階後のアルゴリズムで分離することがある。この場合の GEANT 粒子番号は関係した PHOS クラスタのすべてで共有されるため、分離されたバックグラウンド粒子の PHOS クラスタもシングルパイゼロ由来の GEANT 粒子番号を得てしまう。低エネルギー側のスロープについてエンベディッドパイゼロの方がより高いのは、このクラスタリングによる GEANT 粒子番号の共有が原因である。

## 6.2 オーバーラップの発生確率

本論文ではエンベディングメソッドの節で、鉛原子核衝突における PHOS 検出器のオキュパンシーからオーバーラップの発生確率について考察した。そこでも述べたとおり、本研究では GEANT 粒子番号によるセレクションメソッドを用いて PHOS クラスタの起源となった粒子を知ることができる。したがって、クラスタにシングルパイゼロ起源の粒子番号と鉛鉛衝突起源の粒子番号の両方を条件として課すことにより、オーバーラップしたエンベディッドパイゼロを選んで観測することができる。これを利用すれば、オーバーラップした、あるいはしなかった中性パイ中間子の不変質量を得ることができる。その結果として、オーバーラップしたエンベディッドパイゼロのヒストグラムを図 26 に、オーバーラップしなかったエンベディッドパイゼロのヒストグラムを図 27 に示す。

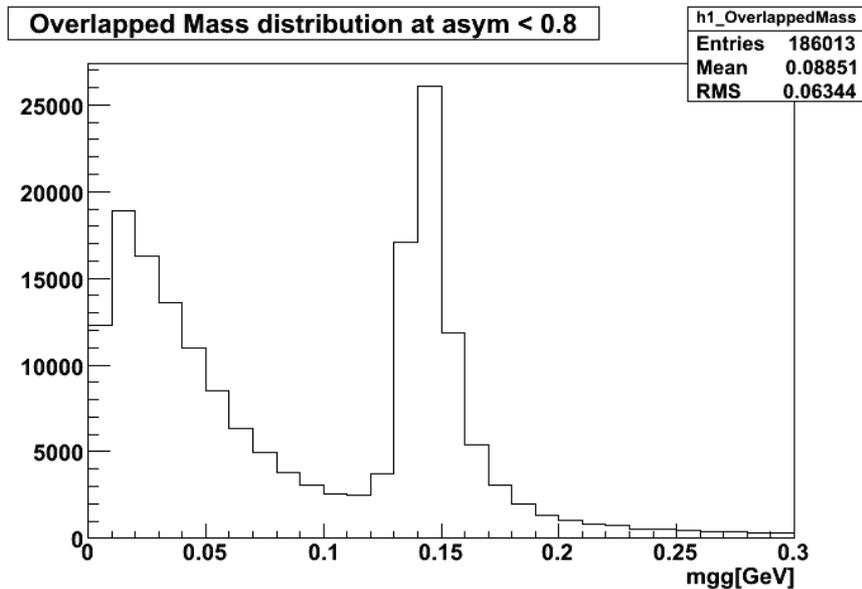


図 26: オーバーラップしたエンベディッドパイゼロの不変質量分布

これらのヒストグラムのエントリー数に注目すると、本研究のエンベディッドパイゼロ測定の際にオーバーラップが起きた数、起きなかった数がわかる。これからオーバーラップの発生確率を見積もると、 $\cong 0.997$ となる。先に行った PHOS 検出器のオキュパンシーからの考察より低い結果が得られたものの、鉛原子核衝突においてはほぼ全ての中性パイ中間子がオーバーラップするということがわかった。

$$\frac{\text{Entries}^{\text{Overlapped}}}{\text{Entries}^{\text{Overlapped}} + \text{Entries}^{\text{NoOverlapped}}} = \frac{186013}{186013 + 546} \cong 0.997$$

また、これらのヒストグラムから、オーバーラップしたエンベディッドパイゼロのピークが、オーバーラップしなかった場合のそれと比較して高い不変質量領域

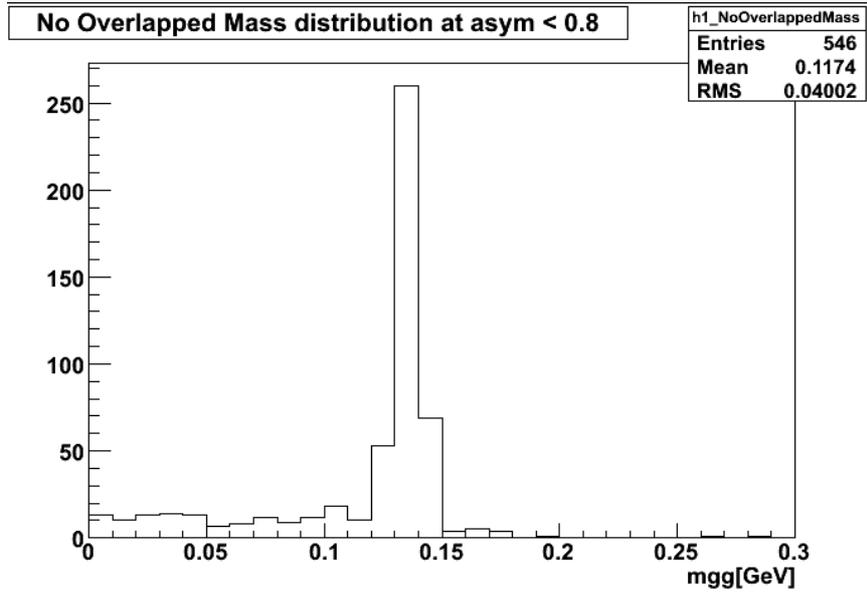


図 27: オーバーラップしなかったエンベディッドパイゼロの不変質量分布

の方向にテールを引いていることや、低い不変質量領域にスロープをもっていることがわかる。これらは一つ前の小節で述べたクラスターオーバーラップによる不変質量の過大評価や、クラスタリングによる GEANT 粒子番号の共有による影響である。

### 6.3 横方向運動量でカットした中性パイ中間子の不変質量分布

本研究では PHOS 検出器における中性パイ中間子の検出効率をその横方向運動量ごとに調べるために、前小節で求めたそれぞれの不変質量分布を PHOS 検出器で測定した横方向運動量でカットした。本研究では  $0 < p_T < 30\text{GeV}$  の横方向運動量をもつシングル、エンベディッドパイゼロについて、それぞれ  $p_T$  を 1 ずつ刻んでカットしたため、計 60 個のヒストグラムを得た。それらヒストグラムの中で代表的なものとして、図 28、29 に  $0 < p_T < 1\text{GeV}$ 、図 30、31 に  $5 < p_T < 6\text{GeV}$ 、図 32、33 に  $10 < p_T < 11\text{GeV}$  および図 34、35 に  $20 < p_T < 21\text{GeV}$  の条件でカットしたものを以下に示す。その他を含めた全てのヒストグラムについては巻末の付録を参照していただく。なお、ヒストグラム中の赤い線はフィッティング関数である。

まず、 $0 < p_T < 1\text{GeV}$  でカットしたヒストグラムを以下に示す。

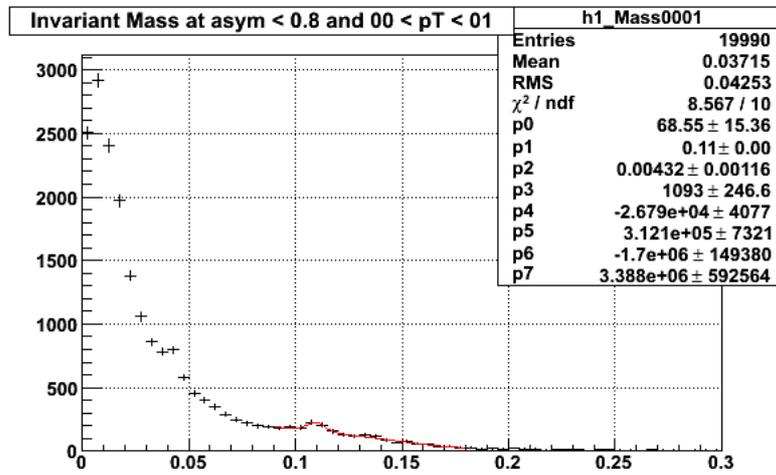


図 28: シングルパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ )

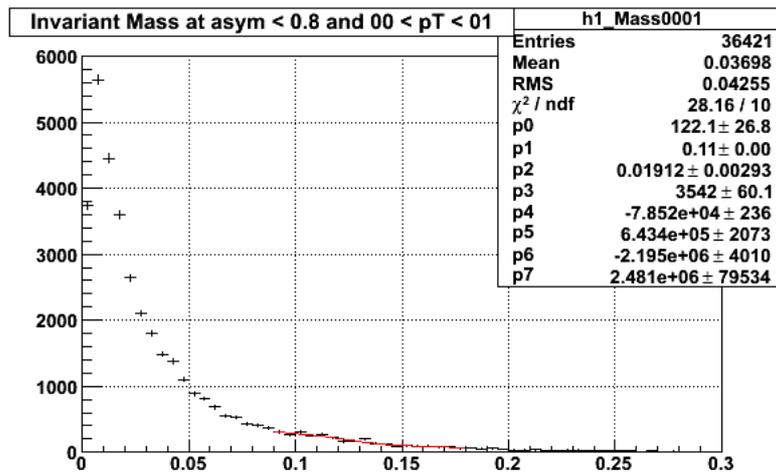


図 29: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $0 < p_T < 1\text{GeV}$ )

続いて  $5 < p_T < 6\text{GeV}$  でカットしたヒストグラムを以下に示す。

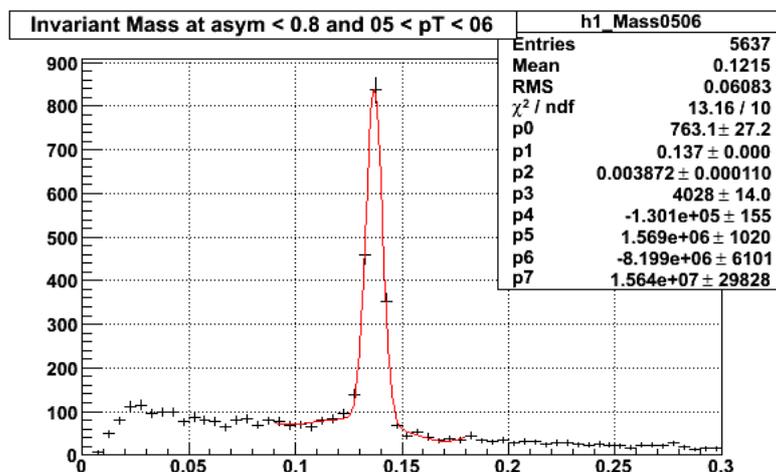


図 30: シングルパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ )

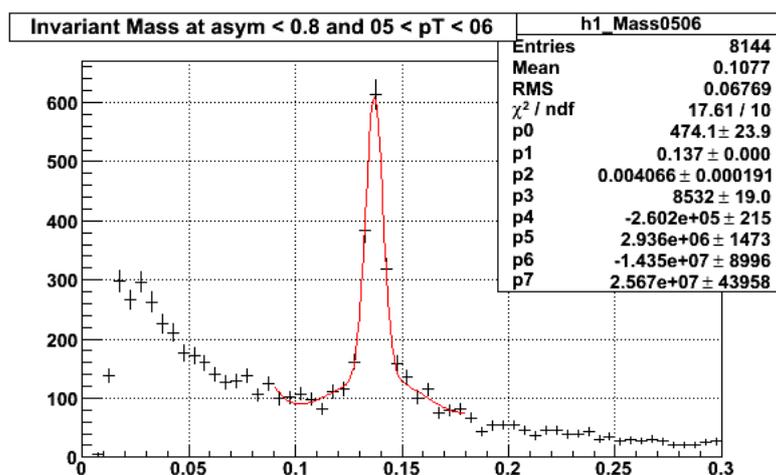


図 31: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $5 < p_T < 6\text{GeV}$ )

続いて  $10 < p_T < 11\text{GeV}$  でカットしたヒストグラムを以下に示す。

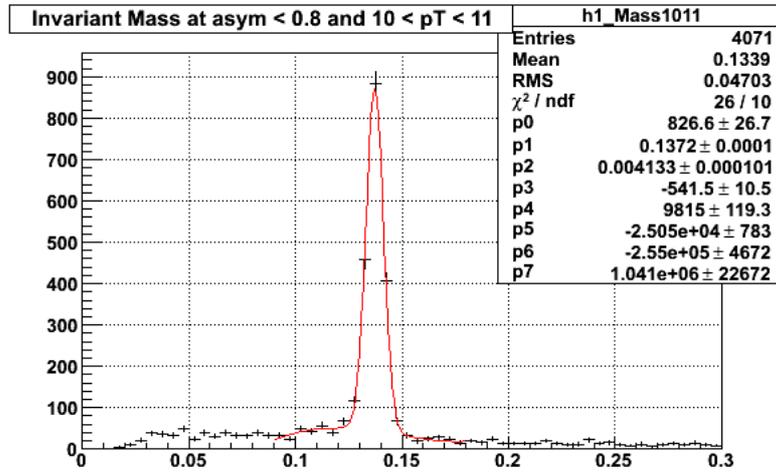


図 32: シングルパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )

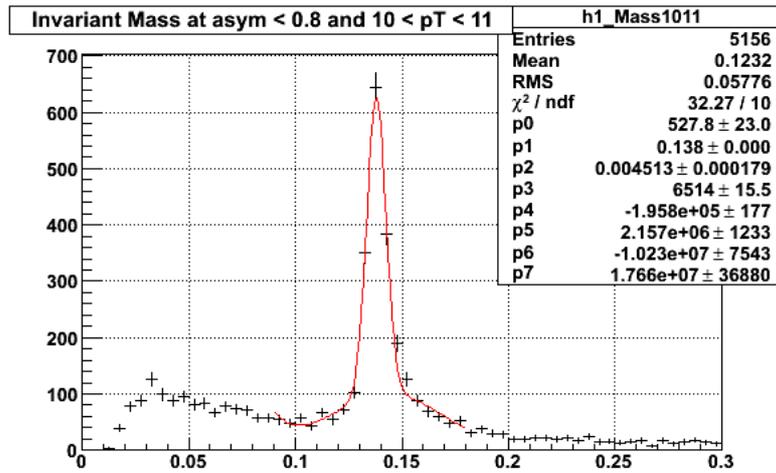


図 33: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )

最後に  $20 < p_T < 21\text{GeV}$  でカットしたヒストグラムを以下に示す。

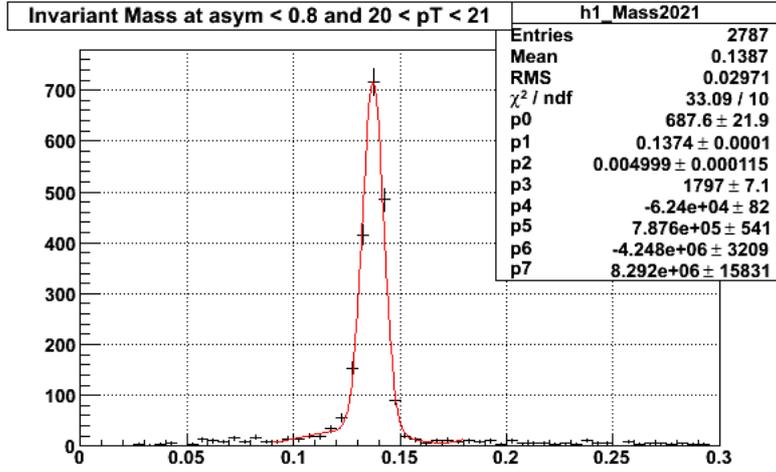


図 34: シングルパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ )

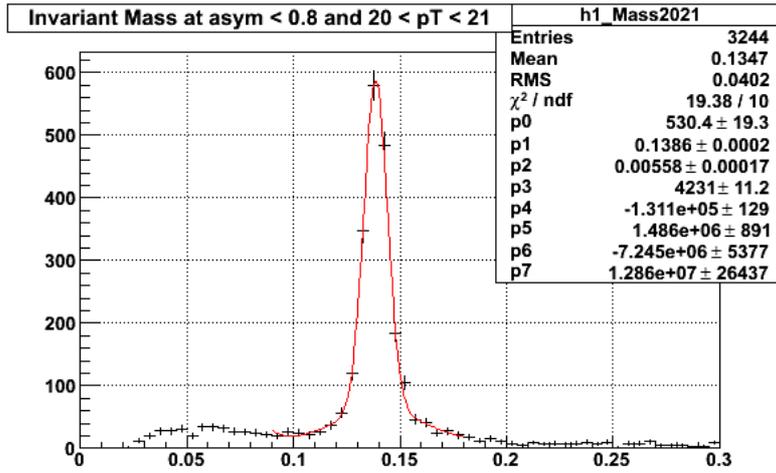


図 35: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $20 < p_T < 21\text{GeV}$ )

これらのヒストグラムから低い  $p_T$  のカットをかけた中性パイ中間子、特にエンベディッドパイゼロにおいては、ピークがスロープに埋もれてしまっていることが分かる。これはバックグラウンド粒子の PHOS クラスタはシングルパイゼロに関わらず一定であるため、特に低い  $p_T$  の中性パイ中間子ではオーバーラップの寄与が相対的に大きくなってしまうためである。また、それに加えて電子陽電子対にコンバートしてしまった崩壊光子の影響や、クラスタリングにおける GEANT 粒子番号の共有効果の影響もあるはずである。このように、低い  $p_T$  においてはエンベディッドパイゼロの検出が難しくなることがわかった。一方で、高い  $p_T$  においては  $p_T$  が高くなるほどピークが顕著になっている。

#### 6.4 エンベッドによる不変質量分布のピークシフト

前小節で示したフィッティングの結果より、エンベッド前後の中性パイ中間子の不変質量分布のピークの位置  $M_{\gamma\gamma}[\text{GeV}]$  を、PHOS 検出器で測定した横方向運動量ごとに調べた。また、エンベッド前後の中性パイ中間子の不変質量分布のピークの幅  $[\text{GeV}]$  を、PHOS 検出器で測定した横方向運動量ごとに調べた。結果をグラフにしてそれぞれ図 36、図 37 に示す。なお、エラーはフィッティングエラーである。

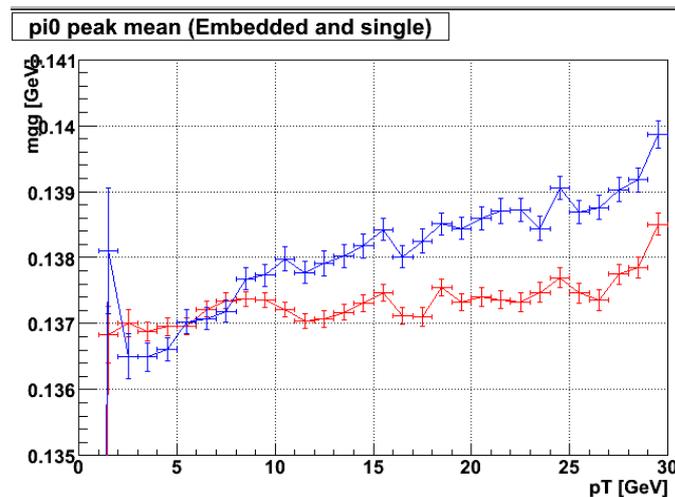


図 36: シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布のピーク位置

前の小節で述べたとおり、特に低い  $p_T < 5[\text{GeV}]$  の領域においてはシングル、エンベディッドともにピークがスロープに埋もれやすくなることから、フィッティングが困難になっている。図 36 より、まず、エンベッドによりピークの位置がより高い不変質量のほうにシフトしていることがわかる。次に、シングルパイゼロのピークの位置はあまり  $p_T$  に依存していないものの、エンベディッドパイゼロのそれは  $p_T$  の増加とともに大きくなっていることが分かる。これらは、クラスタ

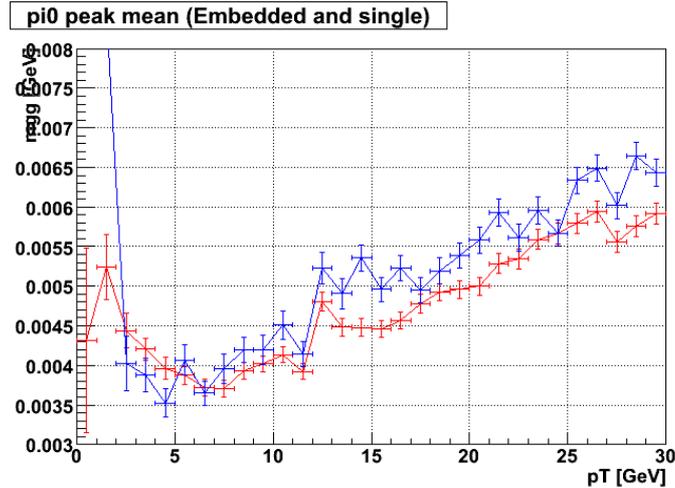


図 37: シングル、エンベディッドパイゼロの不変質量分布のピーク幅

オーバーラップによって中性パイ中間子の不変質量が重く見積もられる効果が、高い  $p_T$  においてより顕著になることを示している。これは、高い  $p_T$  の中性パイ中間子ほど崩壊光子クラスターによって励起されるクリスタルの数が増加するため、より多くの粒子とオーバーラップしてしまうためである。

## 6.5 中性パイ中間子の検出量の横方向運動量依存性

前小節で得られたヒストグラムのフィッティングより、各横方向運動量における中性パイ中間子の検出量をグラフにして図 39 に示す。なお、青いプロットはシングルパイゼロの検出量、赤いプロットはエンベディッドパイゼロの検出量を表している。

このグラフから、低い  $p_T$  においてシングルパイゼロ、エンベディッドパイゼロともに検出量が少なくなっていることが分かる。これは、低い  $p_T$  の中性パイ中間子の実験室系における崩壊角が大きくなるため、2つの崩壊光子の両方が PHOS 検出器に入射する確率が低くなるためである。検出量はシングル、エンベディッドともにそこから  $p_T$  とともに増加していくが、 $25 < p_T [\text{GeV}]$  付近の高い  $p_T$  になるとどちらもまた減少を始める。高い  $p_T$  で検出量がまた落ちる原因としては、クラスターマージの効果がある。クラスターマージとは、中性パイ中間子の  $p_T$  が高くなるにつれて、実験室系におけるその崩壊角は減少するために、いずれ2つの崩壊光子クラスターを分離できなくなる現象である。この効果が発生すると、2つあるはずの崩壊光子が1つにしか見えず、結果として PHOS 検出器で中性パイ中間子が観測しにくくなる。

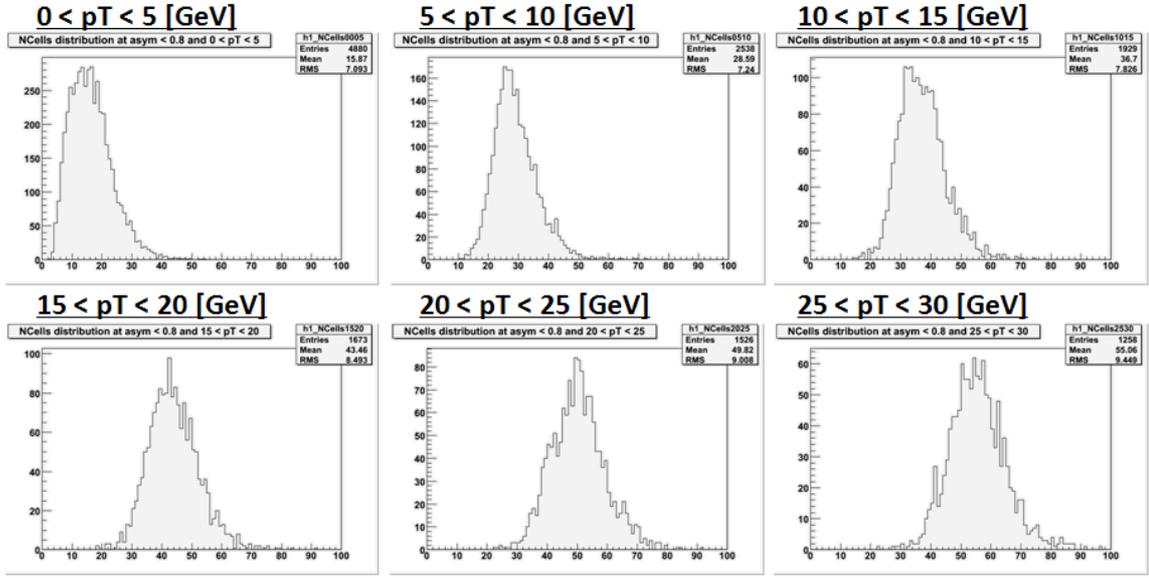


図 38: シングルパイゼロのクラスター構成クリスタル数 ( $p_T$  によるカット)

## 6.6 中性パイ中間子の検出効率の横方向運動量依存性

前小節で得られたヒストグラムのフィッティングより、各横方向運動量における中性パイ中間子の検出効率を前節で述べた方法に従って計算し、図 40 のヒストグラムに示す。ここで赤い線はフィッティング関数を示している。

$$\text{Fitting Function} = 1 - A \times \exp[B \times p_T]$$

このフィッティング関数を仮定したのは、 $p_T$  の増加に伴って 1 に近づくような関数形を予想したためである。得られた中性パイ中間子の検出効率は、このフィッティング関数によって期待通りにフィットされていることがわかった。フィッティングより、本研究で求めた中性パイ中間子の検出効率の横方向運動量依存性は次の式で表せる。なお、式中のエラーはフィッティングエラーである。

$$\epsilon^{\text{Efficiency}}(p_T) = 1 - (0.46 \pm 0.03) \exp[(-0.073 \pm 0.005) p_T] \quad (7)$$

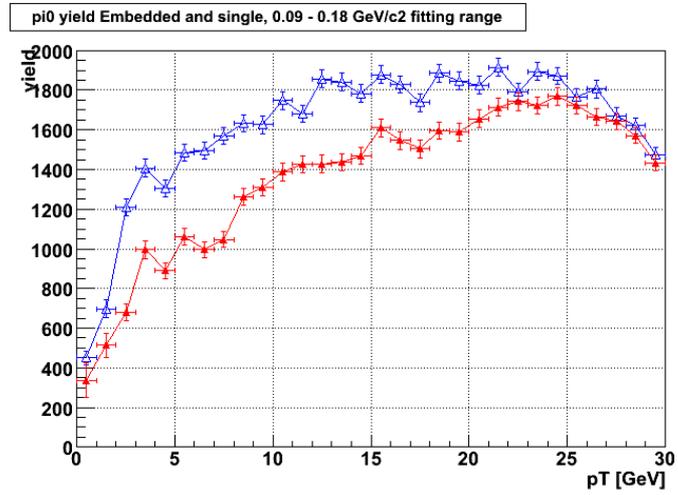


図 39: 鉛鉛衝突における PHOS 検出器の中性パイ中間子検出量

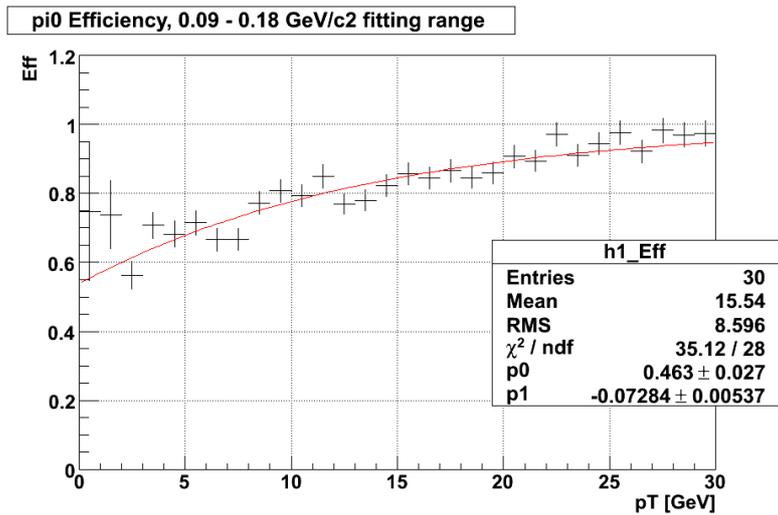


図 40: 鉛鉛衝突における PHOS 検出器の中性パイ中間子検出効率

## 7 結論と展望

本研究により、核子対あたり 2.76TeV の鉛鉛衝突における ALICE 実験 PHOS 検出器の中性パイ中間子検出効率を、その横方向運動量の関数として表すことができた。また、鉛鉛衝突においては中性パイ中間子の不変質量分布のピーク的位置がより重い方向へとシフトしており、ピークの幅も広がっていることがわかった。

だが、本研究のシミュレーションでは反映できていない効果もまだいくつかある。例えば、実際の PHOS 検出器ではすべてのクリスタルが正常に動作しているとは限らない。異常なクリスタルの排除は PHOS 検出器の幾何的なアクセプタンスを変えるため、本研究で考慮しなかった PHOS 検出器の稼働率もまた中性パイ中間子の検出量や検出効率に影響を与えるものと考えられる。

加えて、本研究では単一中性パイ中間子の横方向運動量分布について一様な分布を仮定したシミュレーションを行ったが、実際の中性パイ中間子は低い横方向運動量を持つものの方が圧倒的に多く生成される。結果の節で述べたとおり、低い横方向運動量の中性パイ中間子は特にクラスターオーバーラップの影響を大きく受け、そのために PHOS 検出器においてエネルギーや運動量が過大評価される。本研究では中性パイ中間子の不変質量分布において横方向運動量のカットをかけて解析したが、これは中性パイ中間子の横方向運動量の真値ではなく、あくまで PHOS 検出器による横方向運動量の測定値のカットである。その理由は、実際の実験では測定した横方向運動量しか知ることができないためである。真値のカットを用いて検出効率を求めても実際の実験には適用できず、意味をなさない。したがって、本研究ではオーバーラップした中性パイ中間子の過大評価された横方向運動量でカットをかけており、実際にはその運動量分布から、低い横方向運動量を持ちながら過大評価された中性パイ中間子の成分が大きくなることが予想される。このように、横方向運動量分布の違いは検出効率に大きな影響を与える。

今後は、これら PHOS 検出器実機の稼働率や、中性パイ中間子の現実的な運動量分布による効果を見積もらなくてはならない。さらに正確な検出効率を見積もることにより、2.76TeV の鉛鉛衝突における中性パイ中間子の原子核補正係数  $R_{AA}$  を PHOS 検出器で測定することができるようになるであろう。その結果は他の実験や他の検出器と比較され、LHC 加速器における QGP 相の解明の手掛かりとなることが期待されている。

# 付録

6.2 横方向運動量でカットした中性パイ中間子の不変質量分布において掲載しきれなかった全図を、以下に示す。なお、ヒストグラム中の赤い線はフィッティング関数である。

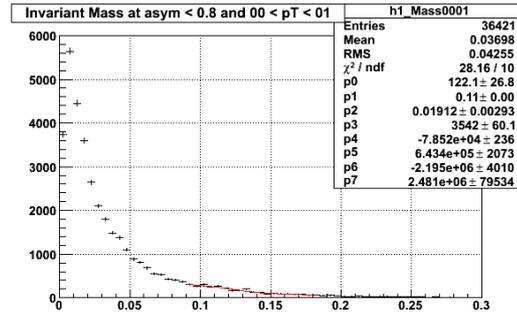
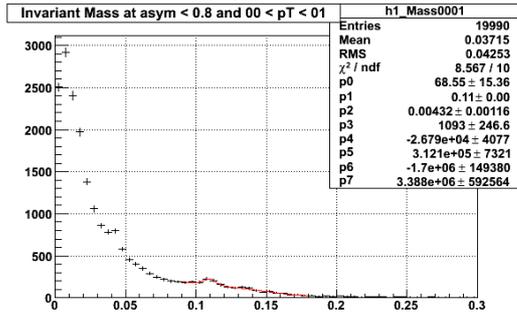


図 41: シングルパイゼロの不変質量分布 (  $0 < p_T < 1\text{GeV}$  )      図 42: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (  $0 < p_T < 1\text{GeV}$  )

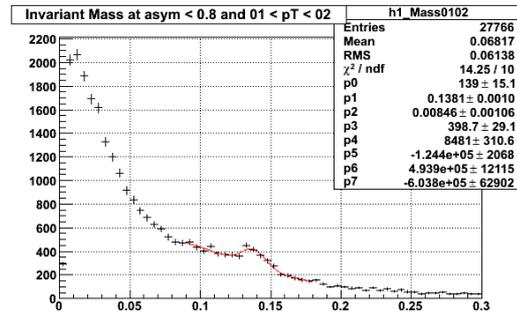
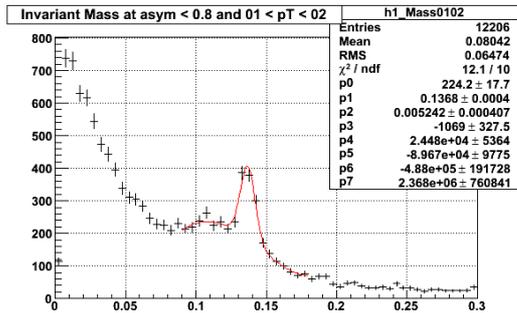


図 43: シングルパイゼロの不変質量分布 (  $1 < p_T < 2\text{GeV}$  )      図 44: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (  $1 < p_T < 2\text{GeV}$  )

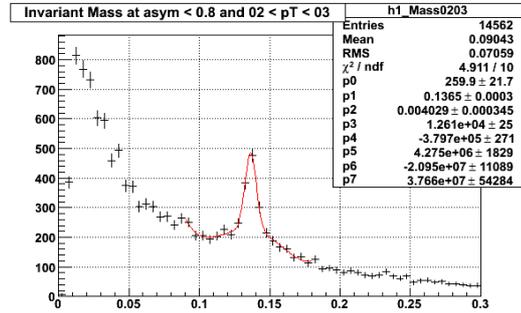
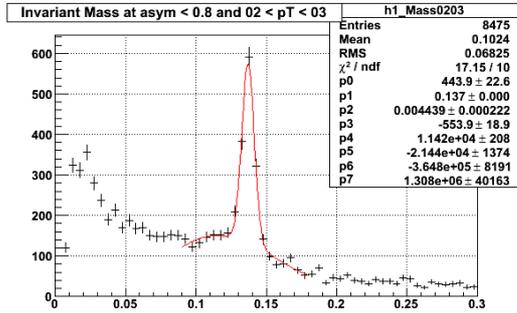


図 45: シングルパイゼロの不変質量分布 図 46: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $2 < p_T < 3\text{GeV}$ )

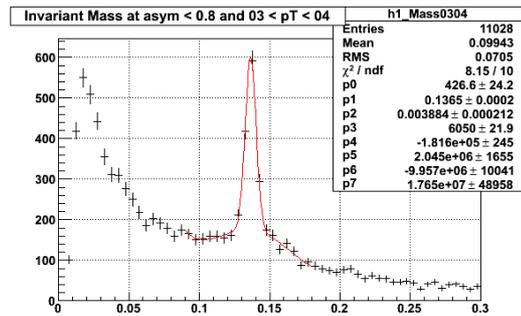
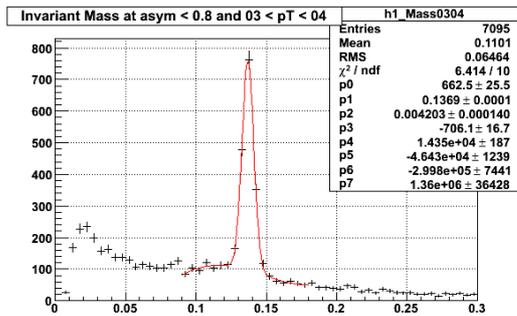


図 47: シングルパイゼロの不変質量分布 図 48: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $3 < p_T < 4\text{GeV}$ )

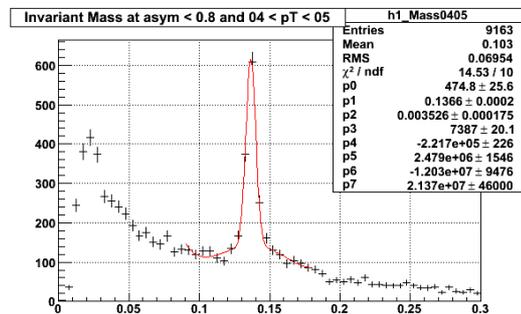
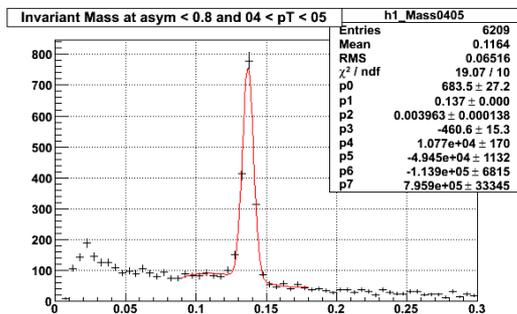


図 49: シングルパイゼロの不変質量分布 図 50: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 ( $4 < p_T < 5\text{GeV}$ )

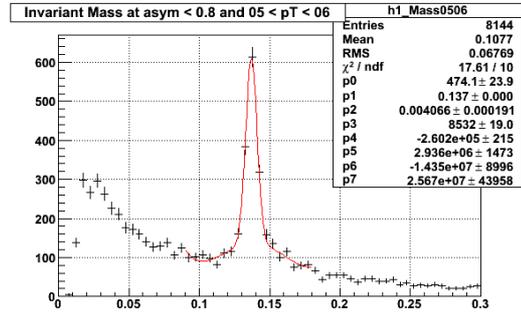
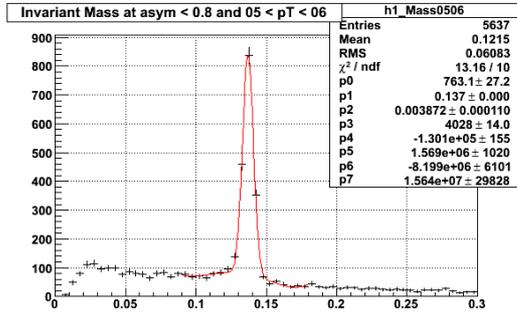


図 51: シングルパイゼロの不変質量分布 (5 <  $p_T$  < 6GeV) 図 52: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (5 <  $p_T$  < 6GeV)

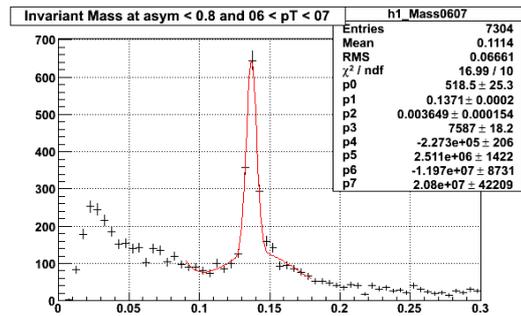
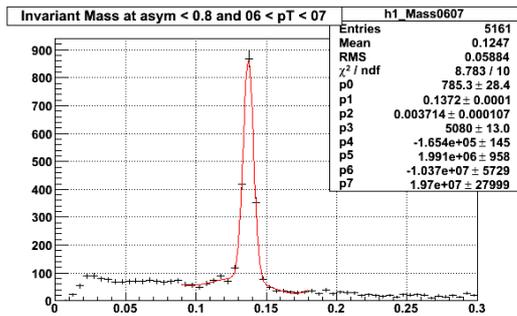


図 53: シングルパイゼロの不変質量分布 (6 <  $p_T$  < 7GeV) 図 54: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (6 <  $p_T$  < 7GeV)

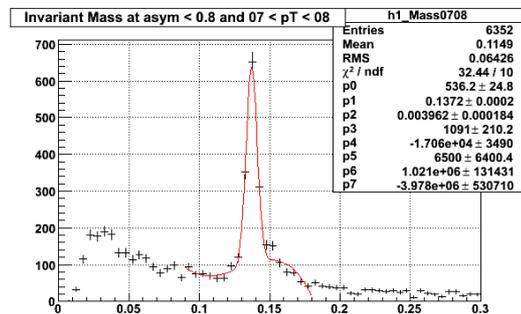
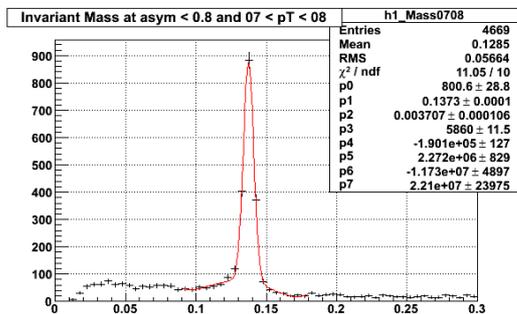


図 55: シングルパイゼロの不変質量分布 (7 <  $p_T$  < 8GeV) 図 56: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (7 <  $p_T$  < 8GeV)

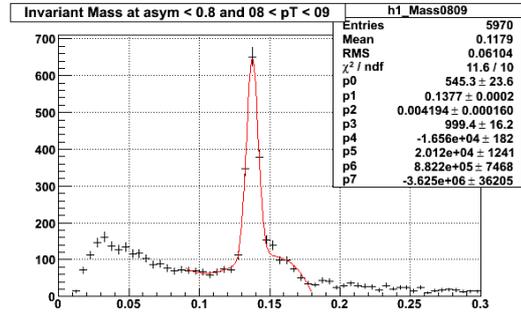
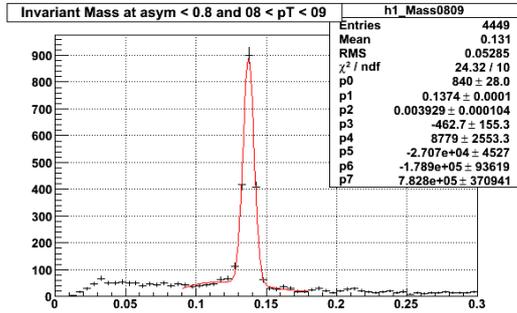


図 57: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $8 < p_T < 9\text{GeV}$ )

図 58: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $8 < p_T < 9\text{GeV}$ )

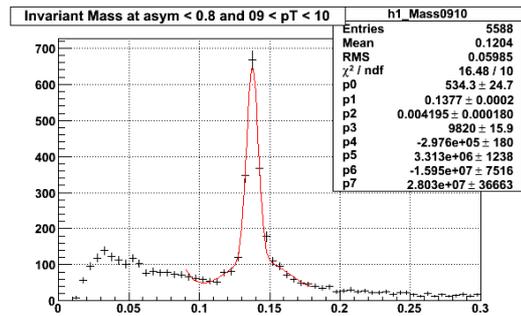
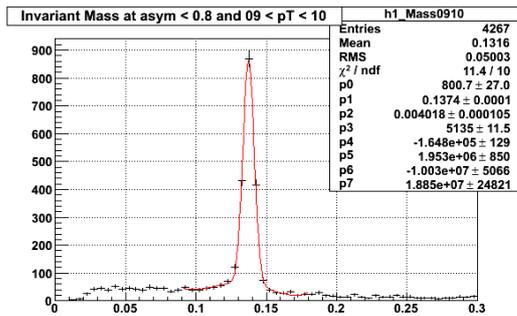


図 59: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $9 < p_T < 10\text{GeV}$ )

図 60: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $9 < p_T < 10\text{GeV}$ )

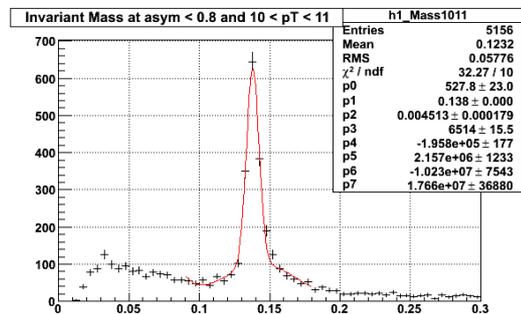
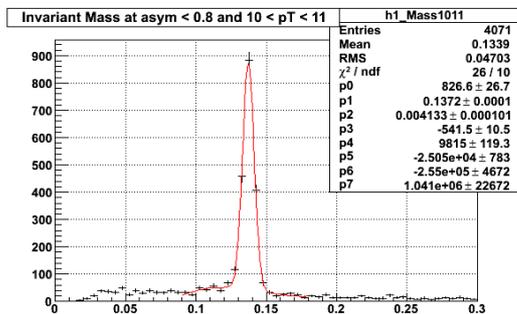


図 61: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )

図 62: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $10 < p_T < 11\text{GeV}$ )

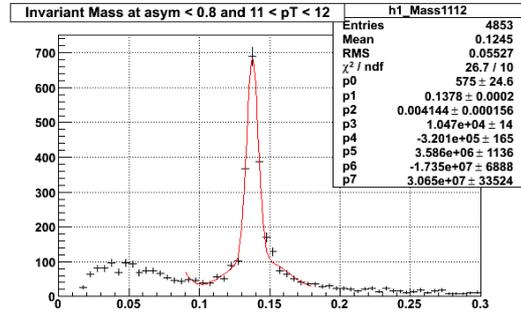
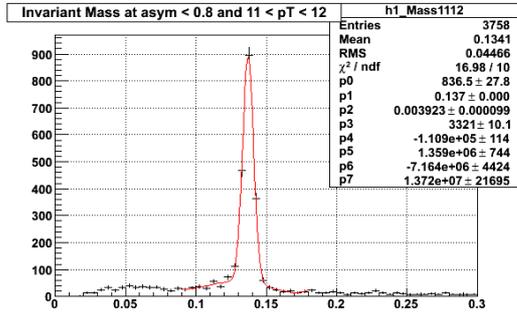


図 63: シングルパイゼロの不変質量分布 (11 < p<sub>T</sub> < 12GeV)

図 64: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (11 < p<sub>T</sub> < 12GeV)

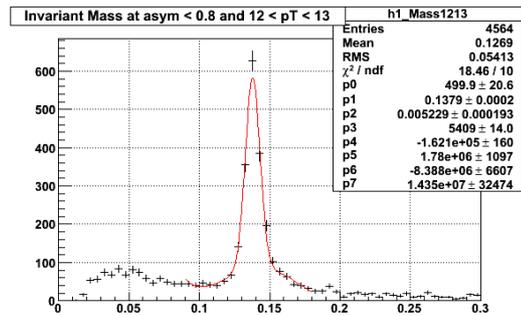
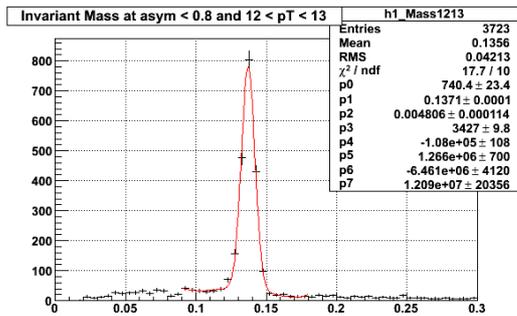


図 65: シングルパイゼロの不変質量分布 (12 < p<sub>T</sub> < 13GeV)

図 66: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (12 < p<sub>T</sub> < 13GeV)

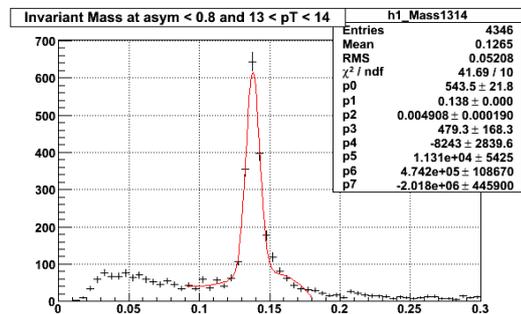
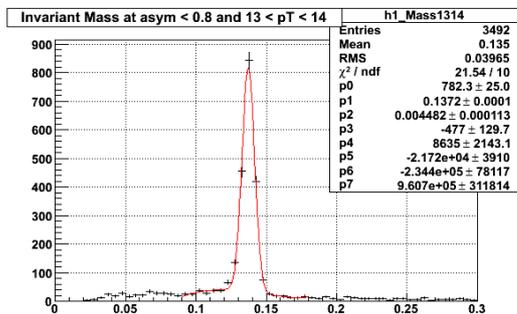


図 67: シングルパイゼロの不変質量分布 (13 < p<sub>T</sub> < 14GeV)

図 68: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (13 < p<sub>T</sub> < 14GeV)

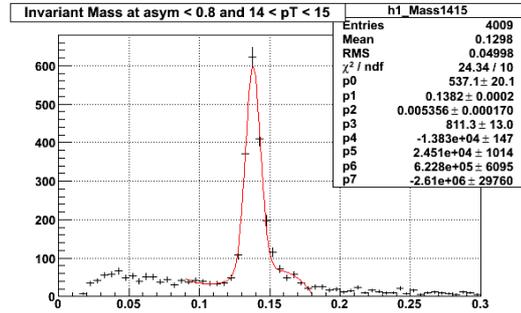
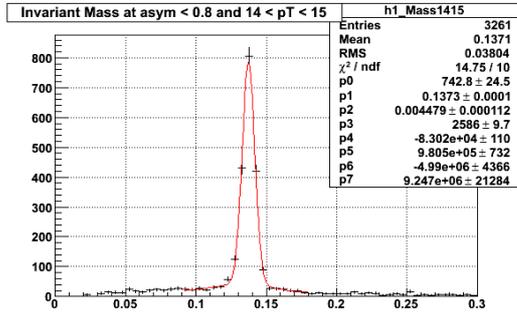


図 69: シングルパイゼロの不変質量分布 (14 < p<sub>T</sub> < 15GeV)

図 70: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (14 < p<sub>T</sub> < 15GeV)

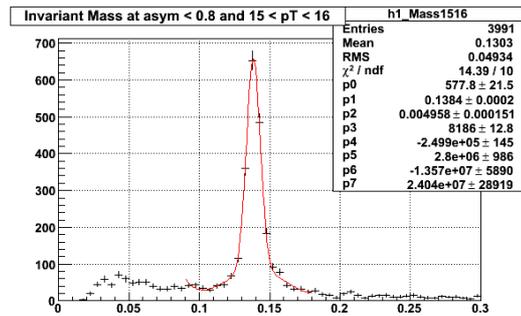
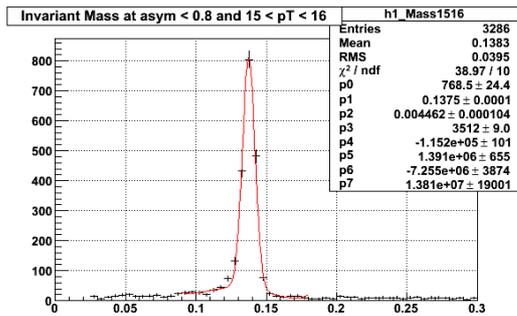


図 71: シングルパイゼロの不変質量分布 (15 < p<sub>T</sub> < 16GeV)

図 72: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (15 < p<sub>T</sub> < 16GeV)

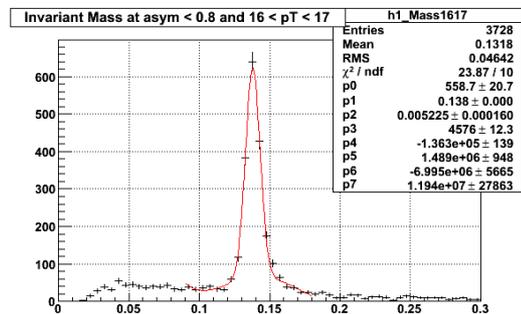
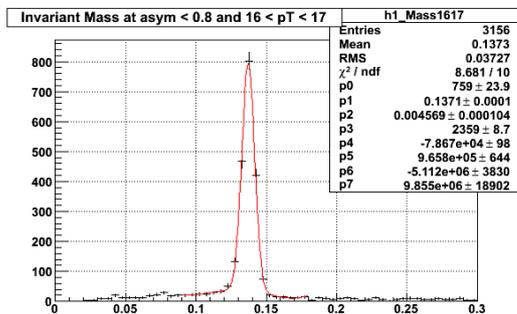


図 73: シングルパイゼロの不変質量分布 (16 < p<sub>T</sub> < 17GeV)

図 74: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (16 < p<sub>T</sub> < 17GeV)

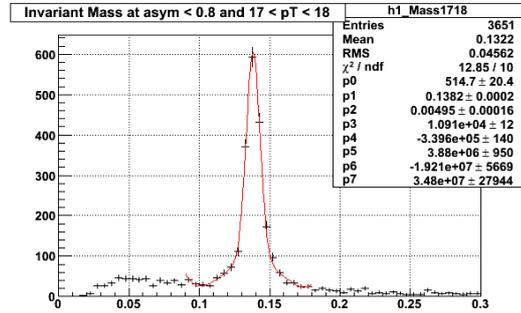
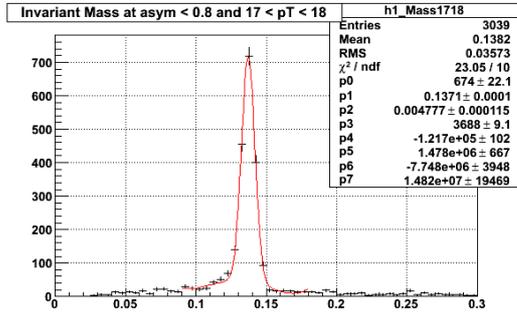


図 75: シングルパイゼロの不変質量分布 (17 <  $p_T$  < 18GeV) 図 76: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (17 <  $p_T$  < 18GeV)

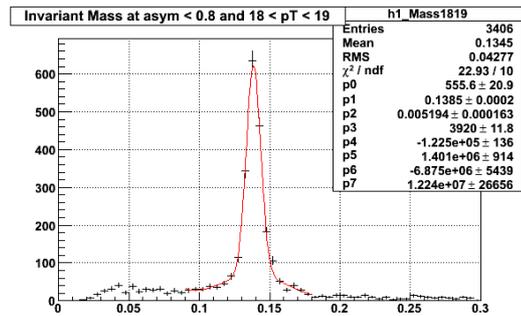
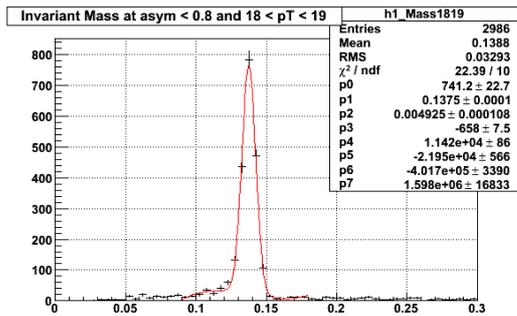


図 77: シングルパイゼロの不変質量分布 (18 <  $p_T$  < 19GeV) 図 78: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (18 <  $p_T$  < 19GeV)

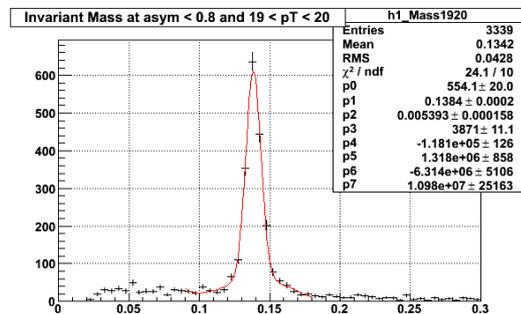
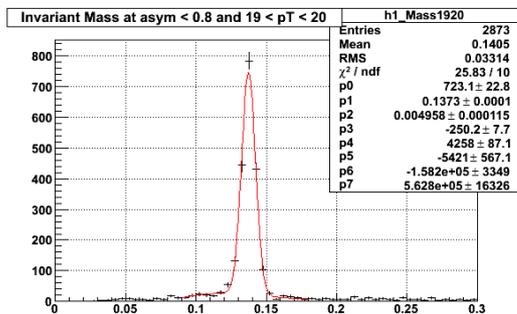


図 79: シングルパイゼロの不変質量分布 (19 <  $p_T$  < 20GeV) 図 80: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (19 <  $p_T$  < 20GeV)

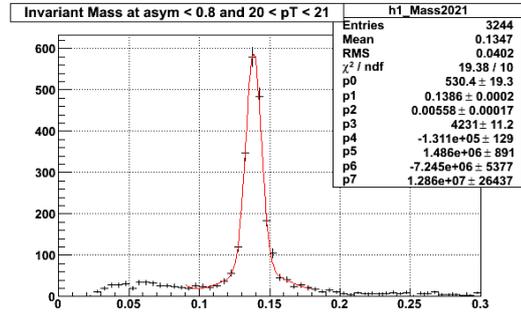
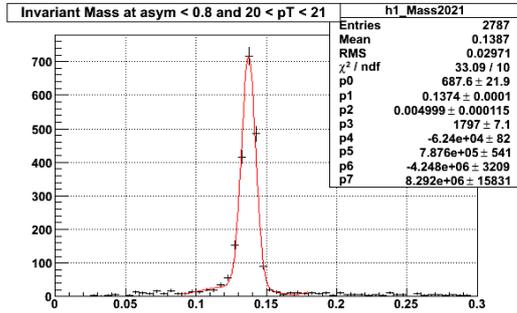


図 81: シングルパイゼロの不変質量分布 (20 < p<sub>T</sub> < 21GeV)

図 82: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (20 < p<sub>T</sub> < 21GeV)

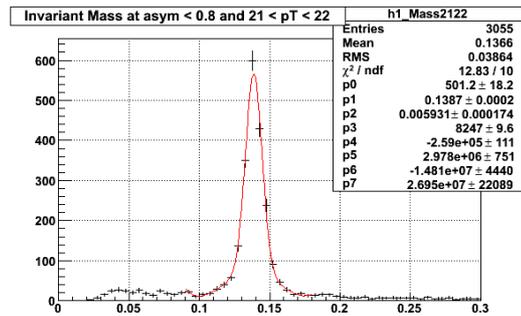
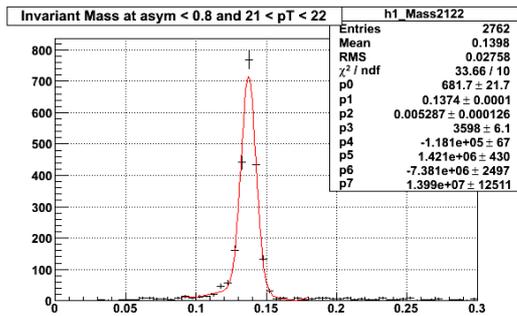


図 83: シングルパイゼロの不変質量分布 (21 < p<sub>T</sub> < 22GeV)

図 84: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (21 < p<sub>T</sub> < 22GeV)

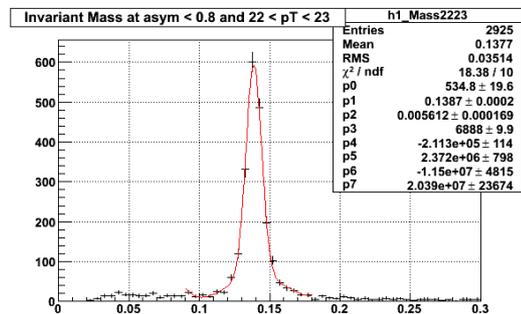
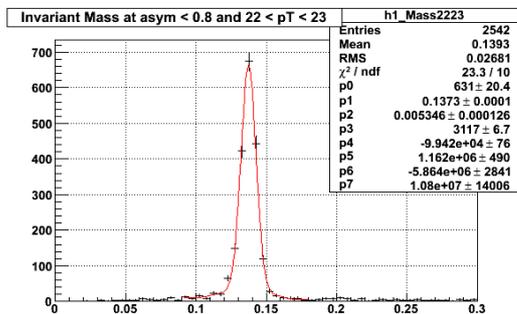


図 85: シングルパイゼロの不変質量分布 (22 < p<sub>T</sub> < 23GeV)

図 86: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (22 < p<sub>T</sub> < 23GeV)

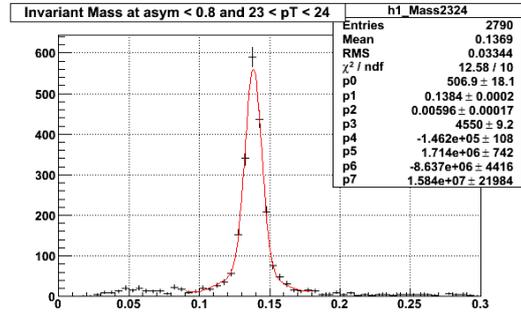
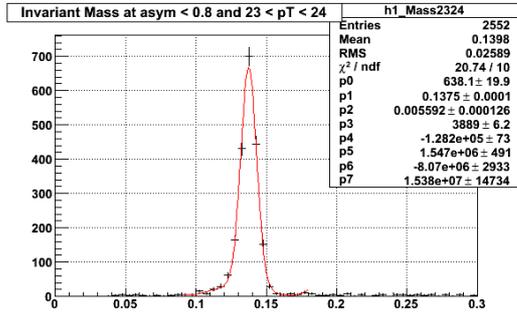


図 87: シングルパイゼロの不変質量分布 (23 < p<sub>T</sub> < 24GeV)

図 88: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (23 < p<sub>T</sub> < 24GeV)

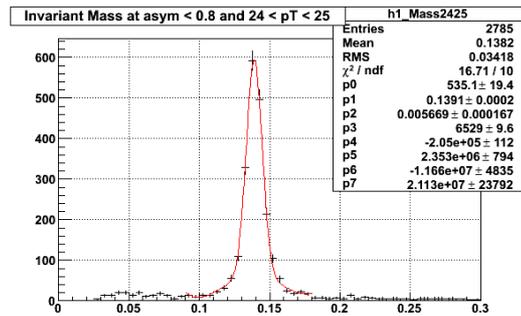
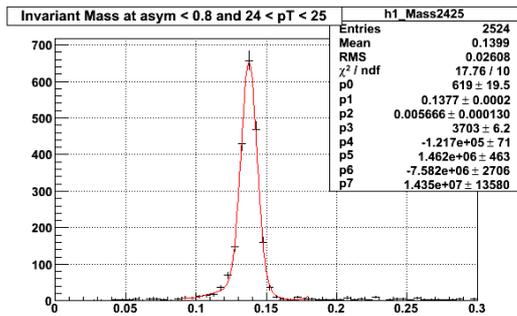


図 89: シングルパイゼロの不変質量分布 (24 < p<sub>T</sub> < 25GeV)

図 90: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (24 < p<sub>T</sub> < 25GeV)

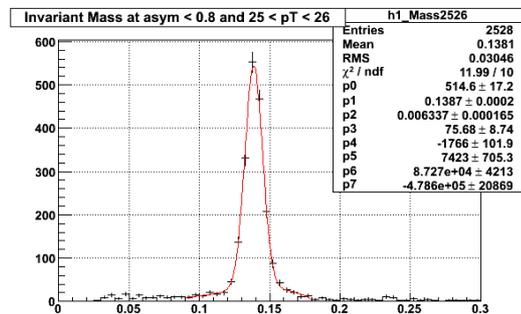
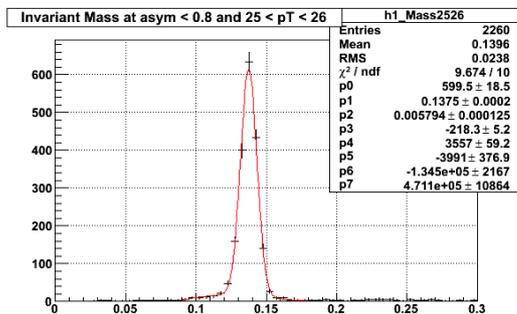


図 91: シングルパイゼロの不変質量分布 (25 < p<sub>T</sub> < 26GeV)

図 92: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (25 < p<sub>T</sub> < 26GeV)

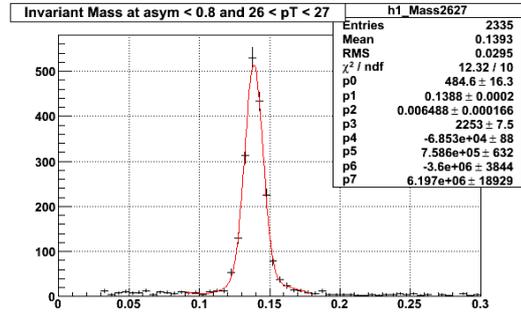
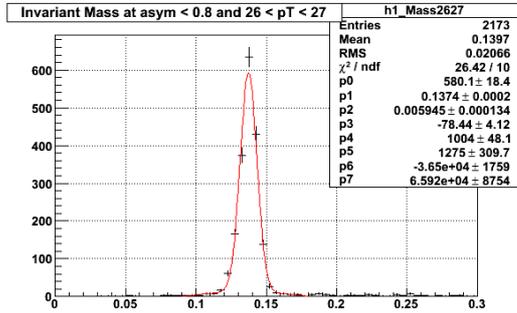


図 93: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $26 < p_T < 27\text{GeV}$ )

図 94: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $26 < p_T < 27\text{GeV}$ )

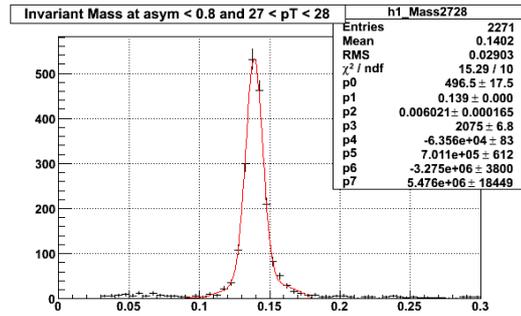
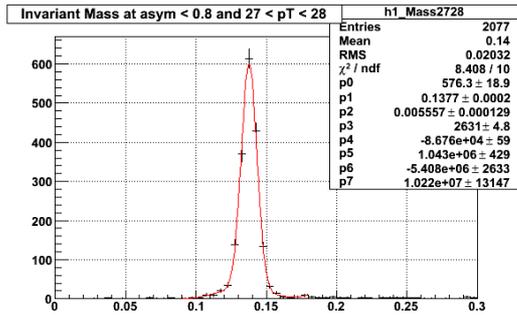


図 95: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $27 < p_T < 28\text{GeV}$ )

図 96: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $27 < p_T < 28\text{GeV}$ )

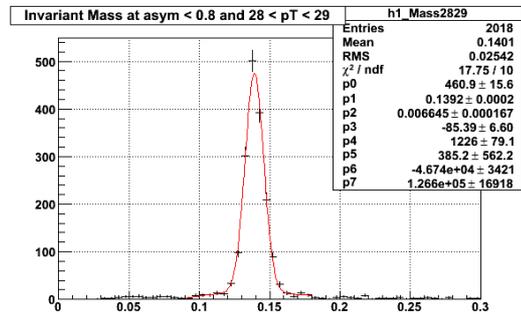
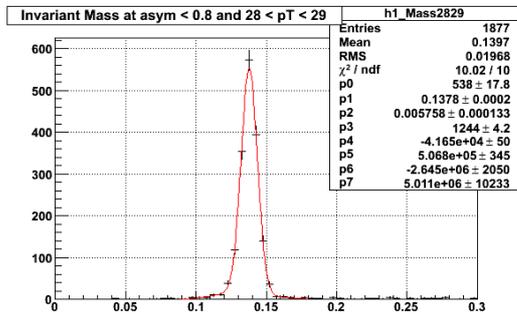


図 97: シングルパイゼロの不変質量分布  
( $28 < p_T < 29\text{GeV}$ )

図 98: エンベディッドパイゼロの不変質量分布  
( $28 < p_T < 29\text{GeV}$ )

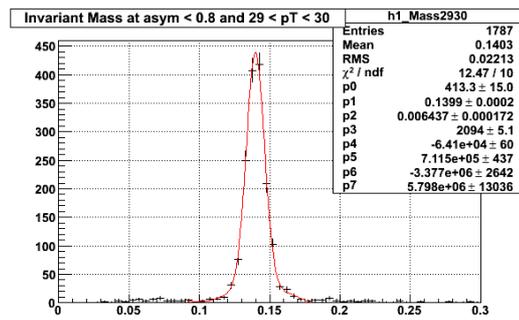
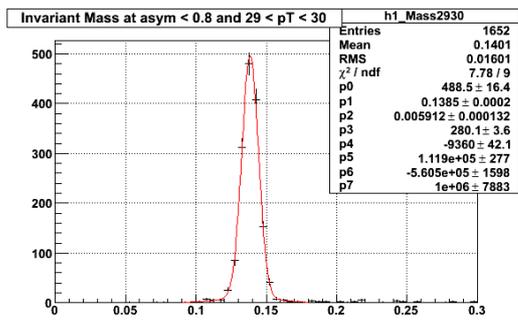


図 99: シングルパイゼロの不変質量分布 (  $29 < p_T < 30\text{GeV}$  )

図 100: エンベディッドパイゼロの不変質量分布 (  $29 < p_T < 30\text{GeV}$  )

## 謝辞

私は数多くの方々に支えられることにより、この研究を行うことができました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

まず、本研究のテーマを与えてくださった指導教官の杉立先生に心から感謝致します。杉立先生には、研究室配属直後から原子核物理学の基礎を教授していただき、本研究を進める際にも貴重な助言を数多く頂きました。続いて志垣先生には研究室内 ALICE グループによるローカルミーティングで多くの助言を頂きました。本間先生には、ご多忙な中でしたが、論文執筆の際に論理的な文章を書くための助言を頂きました。鳥井さんには研究を進める上で些細なことから重要なことまで相談に乗って頂き、大変お世話になりました。

加えて、同研究室博士課程の中宮先輩、大内田先輩、渡辺先輩、来島先輩、二橋先輩ならびに修士課程の後輩の尾林君、翠君にも数々の助言を頂きました。

最後に、私の大学院生活を陰から支えてくれた両親に感謝します。多くの方々の支えがあって、私はこの研究を進めることができました。本当に有難うございました。

## 参考文献

- [1] 永江知文、永宮正治 共著 原子核物理学 裳華房
- [2] 長島順清 著 朝倉物理学大系 3 素粒子物理学の基礎 ・ 朝倉書店
- [3] 溝口謙太 2008 年度広島大学修士論文
- [4] 岩崎天 2009 年度広島大学修士論文
- [5] 中馬文広 2009 年度広島大学修士論文
- [6] 日栄綾子 2009 年度広島大学修士論文
- [7] 尾林秀幸 2009 年度広島大学卒業論文
- [8] 翠純平 2009 年度広島大学卒業論文
- [9] Phys. Rev. Lett. 101. 232301
- [10] Hans Muller and Zhongbao Yin, PHOS basics for the users Revision 2.1 (2007)
- [11] Particle Data Group REVIEW OF PARTICLE PHYSICS
- [12] Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>