

ALICE 実験 PHOS 検出器による核子対当たり
重心系エネルギー 5.02 TeV 陽子+鉛衝突における
中性 π 中間子の検出手法

平成 27 年度 学士論文
広島大学理学部 物理科学専攻 クォーク物理学研究室
山崎 嵩斗
学籍番号 B124956

平成 28 年 2 月 29 日

指導教官 杉立 徹 教授
主査 杉立 徹 教授
副査 深沢 泰司 教授

概要

高エネルギー重イオン衝突実験では、多数の原子核のかたまりであるビームを巨大な加速器を使ってほぼ光速まで加速し、原子核を衝突させることで瞬間的に微小な熱球を作り出す。その温度は10兆度にまで達し、その空間は新しい物質相、クォーク・グルーオン・プラズマ (以下 QGP という) へ相転移する。この QGP ではクォークやグルーオンが、強い力による核子の閉じ込めから解放され、流体として振る舞う。核子は中性子と陽子の総称である。QGP の理論モデルから予測されるハドロン収量抑制が RHIC 実験で見つかった以来、新しい物理として注目を浴びている。現状は理論モデル以上のことは全く分かっていない。

QGPは重イオン同士の衝突で測定可能だと考えられているが、TeV エネルギー領域における原子核中の核子のパートン分布関数が不明なことから、LHC加速器の鉛+鉛衝突のデータの解釈の妨げとなっている。クォークやグルーオンはパートン(部分子)と呼ばれている。陽子+鉛衝突のデータ解析が原子核中の核子のパートン分布関数を理解するカギになる。本論では、CERN LHC加速器のALICE実験PHOS検出器を用いて核子対当たり重心系エネルギー5.02 TeV陽子+鉛衝突における中性 π 中間子の収量を測定する。PHOS検出器を用いて測定した位置とエネルギーから、横運動量の区間ごとに2光子の不変質量に対する収量の分布を作成した。この分布が含む無相関な組み合わせからのバックグラウンドを排除するため無相関の光子の組み合わせによる分布を再現し、バックグラウンドを差し引いた。またシミュレーションによりPHOS検出器に光子が入る割合と再構成に成功する割合の積を求めた。これらの結果より、中性 π 中間子の収量が測定できた。今後は、散乱断面積を計算しさらに η 中間子やその他の影響を取り入れることでより正確な解析を行う。

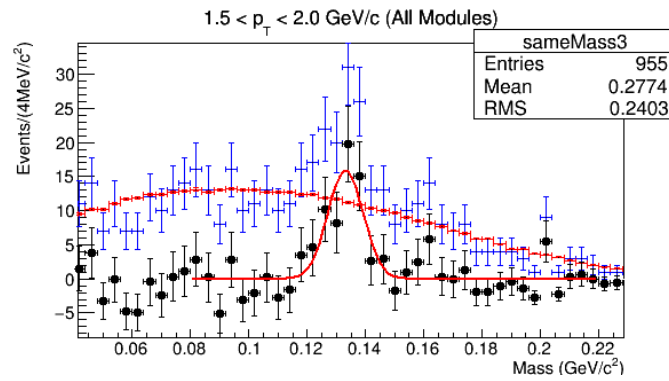


図1 中性 π 中間子のピークをもつ不変質量分布

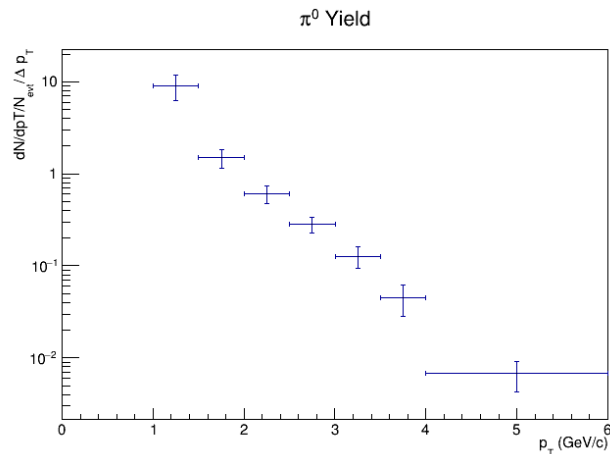


図2 測定した π^0 の収量

目次

1	序論	7
1.1	素粒子物理学実験	7
1.1.1	素粒子の種類	7
1.1.2	核子の閉じ込め	8
1.1.3	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	9
1.1.4	QGP の発見	10
1.1.5	原子核効果比 R_{AA}	10
1.1.6	π^0 中間子の性質	11
1.1.7	重心系衝突エネルギー \sqrt{s}	11
1.1.8	横運動量 p_T , ラピディティ y , 擬ラピディティ η	12
1.2	実験環境	12
1.2.1	LHC 加速器	12
1.2.2	LHC-ALICE 実験と ALICE 検出器	13
1.2.3	グローバル ALICE 座標系	14
1.2.4	PHOS 検出器	14
	検出原理	14
	検出素子	15
1.2.5	ITS 検出器	16
1.2.6	実験のソフトウェア環境	17
1.3	研究背景	17
1.3.1	パートン分布関数の測定	17
1.4	本研究の目的	17
2	中性 π 中間子の抽出と収量補正の方法	18
2.1	PHOS 検出器を用いて π^0 の収量を得る	18
2.1.1	カットによる情報の選択	18
	衝突事象のカット	18
	クラスターのカット	18
	バッドマップによるカット	19
2.1.2	カットを有効にした PHOS 検出器の検証	20
2.1.3	π^0 中間子の再構成	21

光子の運動量の算出	22
ローレンツ不変質量と横運動量の算出	22
2.1.4 ローレンツ不変質量分布ヒストグラムの作成	22
2.1.5 バックグラウンド分布の差し引き	23
2.1.6 ガウス関数フィッティングによる π^0 中間子の抽出	24
2.2 収量を補正する方法	24
2.2.1 トリガー効率	25
最小バイアス (MB) トリガー	25
2.2.2 シミュレーションの系	25
2.2.3 衝突事象の生成	26
2.2.4 GEANT3 シミュレーション	26
コンバージョン効果について	26
2.2.5 アクセプタンスについて	27
2.2.6 仮想的な検出器から粒子を再構成	27
2.2.7 再構成率について	27
3 結果	29
3.1 実験データから再構成された π^0 中間子のローレンツ不変質量分布	29
3.2 不変質量分布へのフィッティングから導かれる PHOS 検出器の π^0 収量	29
3.3 1 粒子 GEANT3 シミュレーションで計算したアクセプタンス×再構成率	32
3.4 シミュレーションの結果をふまえた補正済み π^0 収量	32
4 考察	34
4.1 QCD との対応	34
4.2 低い p_T 領域でアクセプタンス×再構成率が小さい理由	34
4.3 今後の展望	35
4.3.1 解析の改善	35
4.3.2 Run2 における PHOS のアップグレード	35
4.3.3 シミュレーションにおける物質量の推定	35
4.3.4 シミュレーションの改善	36
4.3.5 系統誤差の改善	36
5 結論	37
付録A 使用データセット	39

図目次

1	中性 π 中間子のピークをもつ不変質量分布	2
2	測定した π^0 の収量	2
3	原子の階層構造	7
4	格子QCD計算で求められたアップクォークとダウンクォークの間にはたらく静的なポテンシャル[1]	9
5	核子の閉じ込めと開放	10
6	核子間衝突数の概念図	11
7	スイス・ジュネーブ郊外にある LHC の航空写真[2]	13
8	ALICE 検出器の全体図[2]。本研究では中央下部にある PHOS 検出器を主に使用した	13
9	PHOS 検出器に入射した電子・陽電子・光子は電磁シャワーを引き起こす[3]	15
10	PHOS 検出器のセルをなすタングステン酸鉛 (通称 PWO) 結晶[2]。光子と荷電粒子を吸収する。モリエール半径は約 2 cm	16
11	PHOS 検出器のモジュール[2]。PHOS 検出器は同一のモジュール 3 個 (Run1) より構成されている	16
12	ITS 検出器[2]。荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点の位置の測定に使用される。この内部で粒子+粒子を衝突させる	16
13	PHOS 検出器のバッドマップ(赤)とヒットマップ(青四角)	20
14	1 事象当たりの PHOS クラスタ数の分布	21
15	PHOS クラスタのエネルギー分布	21
16	π^0 のローレンツ不変質量と横運動量の分布	23
17	衝突点の Z 軸成分と Z 軸頂点階級の関係	24
18	シミュレーション上のクラスター対より再構成されたローレンツ不変質量分布	28
20	クラスター対を用いて再構成して得られた PHOS 検出器の π^0 中間子の生成数	29
19	クラスター対を用いて再構成したローレンツ不変質量分布	30
21	単位事象・単位横運動量あたりの π^0 中間子の収量	31
22	各 p_T ごとにフィットした質量の期待値	31
23	各 p_T ごとにフィットした質量の幅	32
24	PHOS検出器の π^0 アクセプタンス×再構成率	32
25	測定した π^0 の収量	33
26	補正された π^0 収量は指数分布+べき分布に従う可能性がある	34
27	π^0 の横運動量と崩壊光子の最小開き角の関係	35

表目次

1	素粒子表(反粒子を除く)[4]	8
2	グローバル ALICE 座標系の定義	14
3	使用データセット	39

1 序論

序論では高エネルギー物理学実験に関する基本的な事項を述べ、そして実験環境と背景を紹介した後、本研究の目的について述べる。

1.1 素粒子物理学実験

ここでは素粒子物理学に関する知識や重イオン衝突実験でよく利用される物理量の定義を述べる。

1.1.1 素粒子の種類

決して分割できない最小の粒子を素粒子という。かつては原子が素粒子だったが、原子はラザフォードによる散乱実験により原子核と電子に分割できることが判明し、素粒子ではなくなった。陽子／中性子をまとめて核子と呼ぶが、核子も SLAC 加速器による電子の深非弾性散乱実験により複数の点粒子 (パートン) によって構成されていることが分かった。パートンはクォークまたはグルーオンであることが知られている。クォークより小さな構造はまだ見つかっていないので、現在クォークは素粒子である。それ以外には、電子などのレプトンも素粒子もある。

図3に原子の階層構造を示した。左から原子・原子核・陽子になっており、陽子の中の3つの点がクォークとなっている。

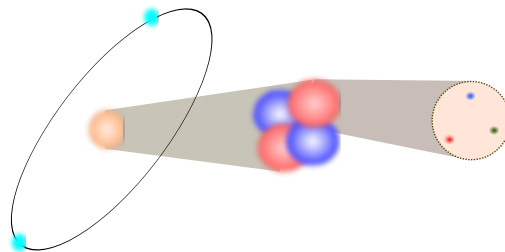


図3 原子の階層構造

現在見つかった素粒子の一覧を表1に示す。クォーク、レプトン共に3世代6種類が存在し、その全てが実験で発見された。また、ゲージボソンと呼ばれる力を伝える粒子も存在している。

記号	クォークの一覧	質量	バリオン数	記号	レプトンの一覧	質量	レプトン数
u	アップクォーク	2 MeV/c ²	+1/3	e ⁻	電子	511 keV/c ²	1
d	ダウルクォーク	5 MeV/c ²	-2/3	ν _e	電子ニュートリノ	<2.2 eV/c ²	1
c	チャームクォーク	1.3 GeV/c ²	+1/3	μ ⁻	ミュー粒子	106 MeV/c ²	1
s	ストレンジクォーク	95 MeV/c ²	-2/3	ν _μ	ミューニュートリノ	<0.2 MeV/c ²	1
t	トップクォーク	173 GeV/c ²	+1/3	τ ⁻	タウ粒子	1.8 GeV/c ²	1
b	ボトムクォーク	4.2 GeV/c ²	-2/3	ν _τ	タウニュートリノ	<16 MeV/c ²	1

記号	ゲージボソンの一覧	質量	媒介する力
g	グルーオン	0	強い相互作用
γ	光子	0	電磁相互作用
Z	Z ボソン	91.2 GeV/c ²	弱い相互作用
W	W ボソン	80.4 GeV/c ²	弱い相互作用

記号	ヒッグスボソンの一覧
H ⁰	ヒッグス粒子

表1 素粒子表(反粒子を除く)[4]

2個以上のクォークからなる粒子をハドロンと呼ぶ。クォークと反クォークがそれぞれ1個で構成された粒子を中間子(メソン)と呼ぶ。クォーク3個で構成されたの粒子をバリオンと呼ぶ。クォーク5個で構成された新しいバリオンも散乱実験で発見された。

現在の素粒子物理学の主流の理論は標準模型と呼ばれている。これは強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の3つの基本的な相互作用を記述する理論の集合である。

1.1.2 核子の閉じ込め

単体のクォークを発見する試みが行われたが、すべて失敗した。単体のクォークが存在できないのは、強い相互作用による閉じ込めの結果であると考えられている。クォークには赤青緑のカラーになぞらえた3つの自由度があり、それらが同量だけ存在する中性的な状態が最もエネルギーの低い状態になる。中間子の場合クォークと反クォークで逆のカラーを持ち、バリオンの場合は3つのクォークが異なるカラーを同量持つと考えると釣り合いがとれる。図4は静的なクォークポテンシャルを格子量子色力学(Lattice QCD)により計算した論文[1]からの引用である。図中の実線は結果を次の式にフィットしたものである。

$$V(r) = V_0 - \frac{\alpha}{r} + \sigma r$$

ここで、 V_0, α, σ は未知のパラメータである。

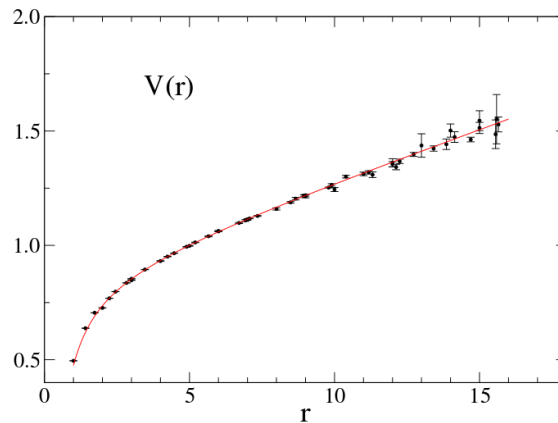


図4 格子QCD計算で求められたアップクォークとダウンクォークの間にはたらく静的なポテンシャル[1]

この式の第三項に注目すると距離が離れるほど無限にエネルギーが大きくなることがわかる。それでも無限にエネルギーをつぎ込んでクォークを引き離そうとすると、エネルギーがクォーク対の質量を超えた時点で対生成を起こし、核子が増える。従ってクォークは単体で取り出すことができない。これが強い相互作用による核子の閉じ込めである。

1.1.3 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

ここで、鉛イオンのような多数の核子からなる重イオン同士を衝突させて高温・高密度な空間を作るとどうなるだろうか。

図5の左図は低温・低密度の空間で核子に閉じ込められているクォークのポテンシャルを、右図は QGP のような高温または高密度の空間におけるクォークのポテンシャルを表している。簡単のため図は 1 次元とし、横軸はクォークの位置、縦軸はポテンシャルとなっている。左図のように核子中ではポテンシャルの壁が大きいため、クォークは核子を形成することでしか存在できない。右図のように高密度な空間では核子間の距離が縮み、ポテンシャルの壁が低くなるため、核子の境界が曖昧になりクォークは自由に動き回れるようになる。高温の場合も高密度と同じ結果になる。真空中のエネルギーを借りてボース粒子が大量に発生し、統計力学的に空間の密度が高まるからである。このような空間をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と呼ぶ。QGP は粘性がほとんどない流体のように振る舞うため、クォーク流体とも呼ばれる。QGP への相転移は、素粒子レベルでの相転移のなかでは唯一人間が作り出せる相転移である。QGP の物性は未だ不明な点が多い。

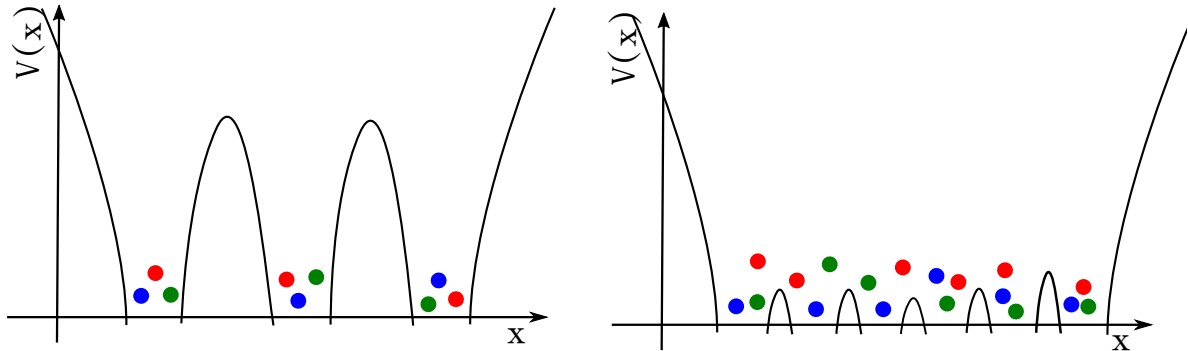


図5 核子の閉じ込めと開放

1.1.4 QGP の発見

QGP の存在を裏付ける有力な証拠として、2002年ブルックヘブン研究所 RHIC 加速器での金+金衝突実験で、高横運動量粒子の生成量が陽子+陽子衝突の生成量に比べて強く抑制されていることが発見された。RHICの例では、原子核効果比 $R_{AA} = 0.3$ と非常に小さかった。また、LHC でも鉛+鉛衝突で陽子+陽子衝突に対してのハドロン生成量抑制が発見された。 R_{AA} が小さくなることは、重イオン同士の衝突において反応領域に高温高密度が生成し、散乱パートンがその中を通過する間にエネルギーを損失していることを示唆している。また、他の証拠としては RHIC の STAR 実験による「強い楕円フロー」がある。流体力学計算が実験データをよく再現していることから、反応領域に流体が生まれ出されており、その流体の粘性が非常に小さいことが分かった。

1.1.5 原子核効果比 R_{AA}

原子核効果比 R_{AA} は次のように定義される量で、重イオン原子核の大きさが生成量にもたらす効果をはかるための量である。

$$R_{AA} = \frac{E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}}{N_{coll} E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}}$$

この $E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}$ は重イオン衝突 A+A での不変生成断面積、 $E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}$ は陽子+陽子衝突での不変生成断面積、 N_{coll} は核子間衝突数といい1回の衝突で衝突する核子の総数である。重イオン衝突(A+A)による生成量が陽子+陽子衝突の核子間衝突数倍ならば、原子核効果比 R_{AA} は 1 になる。

ハドロンは核子間の衝突によって生成されるため生成量は核子間の衝突回数に比例するはずである。図6では左右から飛んでくる重イオンの一部を示してあり、白丸で表した核子が同じ直線上にある核子とのみ衝突すると考える。核子内のクォークやグルーオンは点粒子であり、散乱断面積も小さいため、核子同士の衝突で大角度散乱をすることは稀である。そのため、直線上の核子全てに衝突することができる。図の例では左側上段の1個が右側上段の2個と衝突し、左側下段の2個がそれぞれ右側下段の2個と衝突することから $1 \times 2 + 2 \times 2 = 6$ 回の衝突となる。重イオン衝突に関与した全ての核子について衝突回数を数え上げたものが N_{coll} となる。

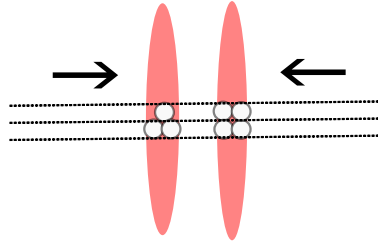


図6 核子間衝突数の概念図

1.1.6 π^0 中間子の性質

中性 π 中間子(π^0 粒子)は次のような特徴を持つ。

$$\begin{aligned} \text{質量 } m &= 134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV} \\ \text{平均寿命 } \tau &= (8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17} \text{ s} \\ \text{電荷 } e &= 0 \end{aligned}$$

平均寿命は素粒子の中では比較的長い部類に入るが、中性子などと比べると短いため直接の観測は難しい。また電荷を持たないため、電磁気力の影響を受けない。主な崩壊モードは

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \quad (98.823 \pm 0.034)\% \\ \pi^0 &\rightarrow e + e - \gamma \quad (1.174 \pm 0.035)\% \end{aligned}$$

となっており、ほとんどが2光子に崩壊する。

1.1.7 重心系衝突エネルギー \sqrt{s}

本論文の題目にもなっている重心系衝突エネルギー \sqrt{s} は2体散乱では次のように定義される量である。

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = m_1^2 + 2E_1 E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 + m_2^2$$

上式で、 p_1, p_2 はそれぞれ入射粒子の4元運動量、 p_3, p_4 は散乱粒子の4元運動量、 E_1, E_2 は入射粒子のエネルギー、 m_1, m_2 は粒子の質量、 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ は入射粒子の運動量である。

本研究で使用した実験系では陽子ビームエネルギー $E_1 = 4000 \text{ GeV}$ 、鉛ビームエネルギー $E_2 = 4000 \times \frac{82}{208} \text{ GeV}$ 、 $m_1 = m_p$ 、 $m_2 = m_{pb}$ であるから、 $\sqrt{s} = 5.0173\dots \text{TeV}$ となる。 E_2 が4 TeVより小さくなっているのは、荷電粒子でない中性子は電磁場で加速できないからである。加速可能な陽子数/質量数の比を考慮すると上記の式になる。

1.1.8 横運動量 p_T , ラピディティ y , 擬ラピディティ η

横運動量 p_T とは、加速器のビーム軸に垂直な方向の運動量である。横運動量はローレンツ変換の影響を受けない便利な量であるため衝突実験の議論で多用される。

ラピディティ y は粒子の速度を表す量である。ラピディティはローレンツ変換に対して不変なので静止系に依存しない点で便利である。粒子のエネルギーを E 、ビーム軸方向の運動量を p_z とすると、

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

で与えられる。擬ラピディティ η もよく使われる物理量である。

$$\eta \equiv \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{p} \right) = \tanh^{-1} (\cos \theta)$$

ここで θ はビーム軸からの放出角である。 $p \gg m$ であるとき $E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p$ となるから、擬ラピディティはラピディティとほぼ等しくなる。

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

角度のみでラピディティを近似的に調べられることが η の利点である。

1.2 実験環境

本研究で使用する実験および検出器について説明する。

1.2.1 LHC 加速器

LHC (Large Hadron Collider) は 欧州原子核研究機構 (CERN) によって建設され、2009 年より物理運転を開始した世界最大規模のハドロン衝突加速器である。LHC は 2008 年に以前の LEP 加速器のトンネルを再利用して建造され、その周長は 27 km に達する。LHC のビームラインは地下 100m にあり、ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の計 6 実験が利用している。最大ビームエネルギー(設計値)は 14 TeV である。

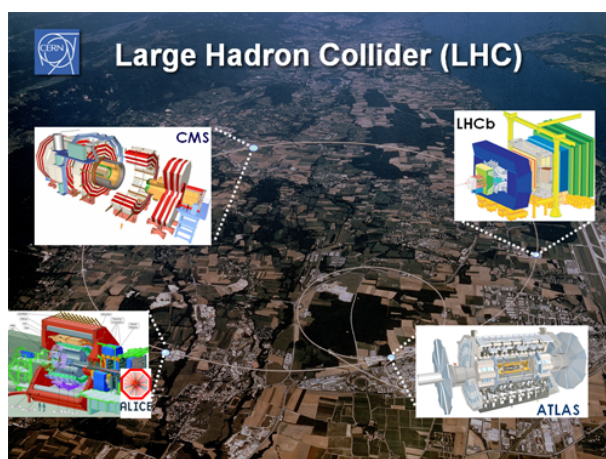


図7 スイス・ジュネーブ郊外にある LHC の航空写真[2]

1.2.2 LHC-ALICE 実験と ALICE 検出器

LHC-ALICE 実験は LHC を利用して陽子や鉛イオンを加速、正面衝突させて超高温・高密度の空間を作り、そこで発生する QGP 相の物性を探る実験である。名前は、重イオン衝突実験 (A Large Ion Collider Experiment) の頭文字である。

図8に ALICE 検出器の全体図を示した。ALICE 検出器は 18 個の検出器の集合体である。中心には荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点を調べる ITS 検出器が置かれている。本研究では衝突点の位置を利用した。ITS 検出器を囲むように TPC (Time Projection Chamber) が設置してある。TPC は荷電粒子の飛跡再構成、運動量測定、粒子識別などをおこなう。さらにその外側には TOF (Time-of-Flight) 検出器が設置してあり、荷電粒子の飛行時間を測定できる。下部に設置された PHOS 検出器は電磁カロリメータ検出器で、衝突で生成される光子のエネルギーを高精度で測定できる。これは本研究で最も利用した検出器である。

続いてグローバル ALICE 座標系、PHOS 検出器、ITS 検出器について説明する。

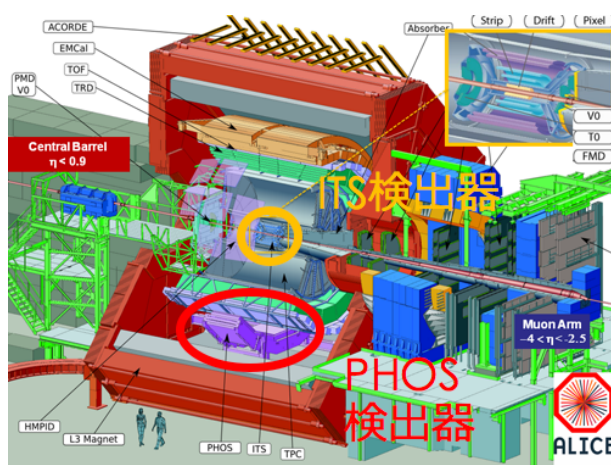


図8 ALICE 検出器の全体図[2]。本研究では中央下部にある PHOS 検出器を主に使用した

1.2.3 グローバル ALICE 座標系

ALICE 検出器における実験データの座標系は、グローバル ALICE 座標系 と呼ばれている[5]。その定義を表2に示す。

項目	TPC検出器とMuon Armの位置は図8または[2]を参照
系	右手系 直交座標系
原点	TPC 検出器の中心メンブレン面と Z 軸との交点
X 軸	Y 軸 と Z 軸 に垂直な方向
Y 軸	鉛直方向
Z 軸	ビーム軸に沿った方向であり、Muon Arm の反対側を正とする方向

表2 グローバル ALICE 座標系の定義

物理の議論にはローレンツ変換に対して不変な 方位角 ϕ と擬ラピディティ η が便利であるため XY 軸はあまり登場しない。

1.2.4 PHOS 検出器

本研究の主要データ源である PHOton Spectrometer (PHOS 検出器) は、衝突で生成される光子や荷電粒子のエネルギーを測定する電磁カロリメータ検出器であり、衝突点から 460 cm の位置に置かれている。

今回使用したデータの収集時期 (Run1) に、PHOS 検出器は衝突点から見て $\Delta\phi = 80^\circ$ 、 $\Delta\eta = 0.24$ の領域を覆っていた。エネルギー分解能 $\delta E/E$ はエネルギーの真値を E とすると

$$\frac{\delta E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}$$

と表現できる。ここで、 a は統計ゆらぎを表す係数、 b は読み出しノイズを表す係数、 c は定数係数であり、過去のビームテストの結果より $a = 0.023$ 、 $b = 0.031$ 、 $c = 0.011$ と推定される[6]。1 GeV/c 以上のエネルギー領域では 5 % 以内、2 GeV/c 以上の領域では 3 % 以内のエネルギー分解能を実現している。これにより、PHOS は中性中間子からの崩壊光子や直接光子のエネルギーを高精度で測定できる。

■検出原理 PHOS 検出器は光子や電子を検出するために検出素子 (結晶) との電磁相互作用を利用している。

高エネルギー (MeV ~ GeV 領域) 光子 γ が結晶内で起こす主な反応は、原子核や軌道電子の電場による電子 e^- と陽電子 e^+ の対生成である。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

ここで放出された(陽)電子や入射してきた荷電粒子 X は、結晶中の原子核の電場により負の加速度を受けて急減速し、光子を制動放射する。

$$X^\pm \rightarrow X^\pm + \gamma$$

この光子をシンチレーション光子という。荷電粒子の運動エネルギーを E 、プランク定数を h 、制動放射の最大振動数を ν_{max} とすれば、 $\nu_{max}=E/h$ の関係がある。

この2つの反応が互い違いに連鎖的に起こることで1つの入射粒子が大量の電子・陽電子・光子に変わる。この反応は電磁シャワーと呼ばれ、電子・陽電子のエネルギーが制動放射を起こせる最低のエネルギー（臨界エネルギー E_c ）を下回るまで続く（図9）。入射する光子や荷電粒子のエネルギーによってシンチレーション光の明るさが変わることを利用して粒子が検出器に落としたエネルギーを測定できる。

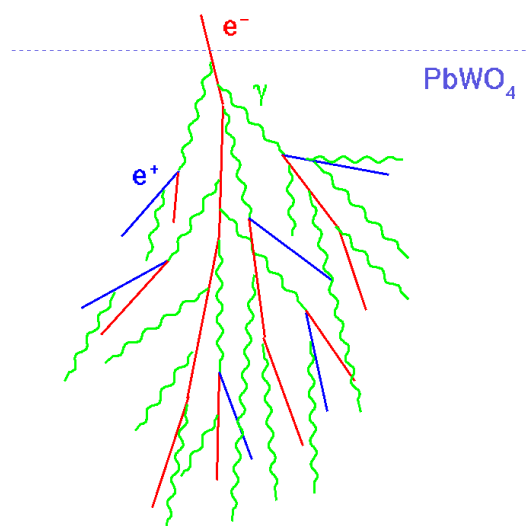


図9 PHOS 検出器に入射した電子・陽電子・光子は電磁シャワーを引き起こす[3]

ただし、結晶から電磁シャワーとして漏れ出たり熱に変わったりした光子のエネルギーは測定できない。

(陽)電子と光子の識別には、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形成され、光子と比べると深さ方向に違いが現れることを利用する。深さの違いは目安であるため、全ての光子が正しく識別されるとは限らない。

■検出素子 PHOS 検出器はその検出素子に、透明なタングステン酸鉛結晶 (PbWO_4 , 図10) と読み出し用のアバランシェ・フォトダイオード (Avalanche Photodiode, APD) とを用いている。3,584本のタングステン酸鉛結晶を束ねて1つのスーパーモジュール（図11）を構成し、データ収集時点で3つのスーパーモジュールからなる。よって、PHOS 検出器は合計 10,752 の読み出しチャンネルを持つ。

入射した光子がタングステン酸鉛結晶内で電磁シャワーを起こし、蛍光を発する。この結晶のモリエール半径は 2.0 cm であり、無機結晶シンチレータの中では最も小さい値を持つ。モリエール半径が小さいと、狭い領域に電磁シャワーを封じることができ、2粒子分解能が高いカロリメータとなる。モリエール半径より小さな位置の分解能は期待できないので、結晶の寸法は縦 2.2 × 横 2.2 × 奥行き 18 cm となっている。また、タングステン酸鉛は低温環境で発光量が増加する性質をもつ。気温 -25° で稼働させることにより発光量を増大し、さらに回路ノイズも低減している。末端に付いているアバランシェ・フォトダイオードは蛍光を受けてアナログ信号を送出し、次の回路にてデジタル信号に変換される。

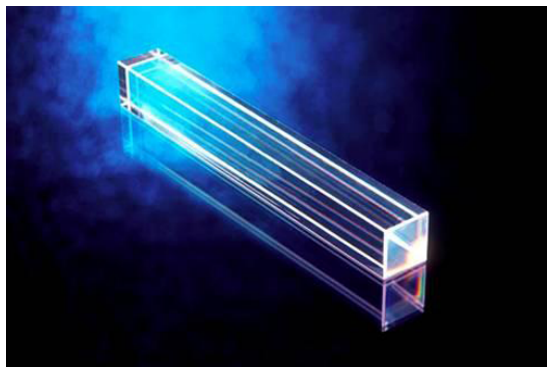


図10 PHOS 検出器のセルをなすタングステン酸鉛 (通称 PWO) 結晶[2]。光子と荷電粒子を吸収する。モリエール半径は約 2 cm

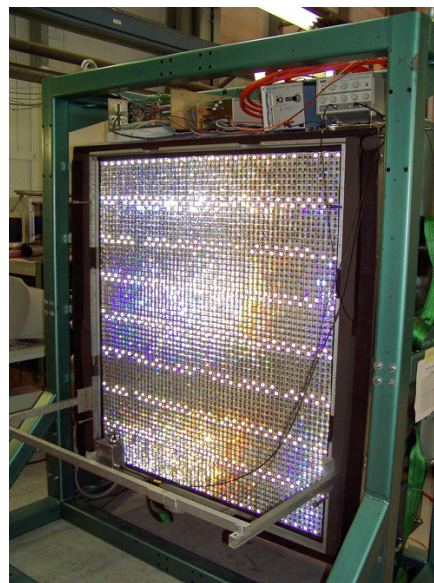


図11 PHOS 検出器のモジュール[2]。PHOS 検出器は同一のモジュール 3 個 (Run1) より構成されている

1.2.5 ITS 検出器

本研究では ITS 検出器を衝突点の位置の取得に用いた。

ITS (Inner Tracking System) 検出器 (図12) はビームライン上の衝突点付近の最も内側に設置されている。これはシリコン 半導体検出器を 6 層重ねた検出器系であり、荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点の位置を測定している。衝突点の位置はプライマリ頂点と呼ばれる。また、重クォーク中間子の崩壊点の測定や衝突トリガーの形成にも使用される。ITS は内側から、SPD (Silicon Pixel Detector, 2 層), SDD (Silicon Drift Detector, 2 層), SSD (Silicon Strip Detector, 2 層) の計 6 層より構成されており、特に SPD 検出器の位置分解能は高く、約 $12 \mu\text{m}$ である。

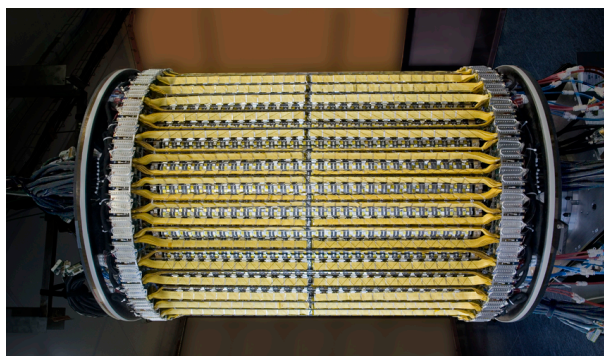


図12 ITS 検出器[2]。荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点の位置の測定に使用される。この内部で粒子+粒子を衝突させる

1.2.6 実験のソフトウェア環境

LHC 実験で生成されたデータは CERN ROOT 向けの形式 (*.root) で保存されている。

ROOT は 現在も欧州原子核研究機構 (CERN) で開発されているオープンソース オブジェクト指向データ解析フレームワークであり、その実態は C++ インタプリタ兼コンパイラフロントエンドに独自のクラスライブラリをプレリユードとして搭載したものである。

バージョン 5 系までは CINT をバックエンドとしていたため C++1x 以降の言語機能や Boost ライブラリなどが使用できなかったが、バージョン 6 以降は LLVM をバックエンドとしているため、テンプレートもラムダ式も利用できる上にエラーメッセージも比較的的確で親切で不可解なクラッシュも比較的少ない。

ALICE 実験では ROOT の標準ライブラリに加え、検出器特有のジオメトリやデータ形式への対応を追加する AliRoot や、実験データ解析およびシミュレーションを行うための AliPhysics といったクラスライブラリを追加しているが、これらは ROOT 6 に対応していない。

ROOT 形式 (*.root) はファイルシステムを模倣し、名前のついた対象 (オブジェクト) をディレクトリに分けて階層化して保存できる。保存できるオブジェクトは、ヒストグラム、テーブル、木構造など多岐にわたる。オブジェクトの属する C++ クラスがスキーマを兼ねているため、柔軟な拡張が可能である。実験で得られた事象は木構造のデータにて管理され、これもディレクトリに見立てて閲覧、操作できる。オブジェクトの操作はそのままメソッドとして定義されている。

1.3 研究背景

1.3.1 パarton分布関数の測定

LHC における鉛+鉛衝突での QGP の測定には曖昧さが残る。この曖昧さは核子内のクォークやグルーオンの分布を表す parton 分布関数が LHC のような TeV エネルギー領域では測定されていないからである。LHC 以前の重イオン衝突実験 (CERN SPS, RHIC) の経験によると陽子+重イオン衝突の測定をベースラインとなる実験としておこなうことで、parton 分布関数を推定できる。QGP 生成に関連のあるいくつかのイベント、例えば J/ψ の抑制 (J/ψ はチャームクォークと反チャームクォークの束縛状態であるが QGP で閉じ込めから開放されると束縛を作らなくなるので J/ψ の生成量が減るはずだという予想) やジェット抑制のような主たる発見のための解釈には陽子+鉛の研究が必須となる。

他にも量子色力学 (QCD) に関する探索なども可能になる[7]。

1.4 本研究の目的

本研究の目的は、QGP 物性の解明に必要である TeV エネルギー領域における原子核中の核子の parton 分布関数の推定に向けて、LHC-ALICE 実験において収集した核子対当たり重心系エネルギー 5.02 TeV 陽子+鉛衝突における π^0 中間子の収量を測定することである。

2 中性 π 中間子の抽出と収量補正の方法

補正した π^0 収量を求める式は以下のようになる。

$$\pi^0 \text{ 補正収量} = \frac{\text{検出した } \pi^0 \text{ の数(収量)}}{A_{cc} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \frac{1}{N_{evt} \cdot \Delta p_T}$$

ここで A_{cc} はアクセプタンス補正係数、 ε_{rec} は再構成率、 ε_{trig} はトリガー効率、 N_{evt} は解析した全事象数、 Δp_T は横運動量区間の幅である。

収量から始めて、それぞれ以下の節で解説していく。

2.1 PHOS 検出器を用いて π^0 の収量を得る

2.1.1 カットによる情報の選択

実験データから解析に必要な情報を取り出す選択条件をカットと呼ぶ。本研究では事象に対するカットとクラスタに対するカットを適用した。

■衝突事象のカット LHC で観測された衝突事象の中には衝突が同時に 1 箇所あった場合と複数箇所あった場合とがある。複数の衝突点を含む衝突事象は数が少なく、解析も難しいため本研究では除外した。また、1 箇所だけの衝突点である プライマリ頂点 $v(v_x, v_y, v_z)$ の位置に関して次のカットを適用した。

$$|v_z| < 10 \text{ cm}$$

このカットについては 2.1.5 節で説明する。

■クラスタのカット 衝突点で散乱し、PHOS 検出器に入射してきた光子や荷電粒子は、検出素子の 1 組を収めたセルの何れかに進入する。その後、周囲のセルを巻き込んで電磁シャワーを引き起こしながら、持っていたエネルギーをシンチレーション光に変えていく。つまり、1 回の入射により距離的に近い複数のセルに同時にエネルギーを落としている。この複数のセルのまとまりをクラスタと呼ぶ。ただし、衝突した粒子が形成したクラスタ以外にも、電気回路等に起因するノイズが形成するクラスタが含まれているため、これらのノイズ成分は取り除かなければならない。

そこで本研究では、この PHOS のクラスタに対し次のカットを適用している。

- クラスタエネルギー 0.3 GeV 以上に限る
- クラスタ内のセル数 3 個以上に限る
- クラスタの中心セルがバッドマップ (後述) 上で正常なセルでなければならない

ここで、クラスタエネルギーとはクラスタを構成するセルのエネルギーの総和であり、中心セルとは各セルの位置をエネルギーの大きさに重み付けして平均した位置を含むセルである。

クラスタエネルギーのカットは 250 MeV 付近にある宇宙線由来の MIP (最小電離損失粒子) のピークを取り除く。MIP については、エネルギーが一定であるため、検出器のエネルギー較正に使用する。セル数のカットは電気回路のノイズで偶然発生するクラスタを取り除くものである。

■バッドマップによるカット PHOS 検出器のセルには全く素子が機能していないセル (dead cell) や他のセルよりシグナルが系統的に多いセル (noisy cell)、エネルギー較正に失敗して値に偏りがあるセルがある [8]。また、動作に問題はなくともモジュールの四辺にあるセルも信頼できない。なぜなら、検出器の外側へ電磁シャワーのエネルギー漏れがあるからである。これらの信頼できないセルをマークした地図をバッドマップと呼ぶ。測定への悪影響を抑えるため、上記の通りバッドマップによるカットを適用して計算を進めた。バッドマップ適用後の実験データよりヒットマップを作成して、バッドマップが正しく適用されているかどうか確認した。PHOS 検出器の各モジュールのバッドマップとヒットマップを図 13 に示す。白が信頼できる正常セル、赤色のセルは異常ありのセルである。青の四角の大きさがヒット数を表す。この図よりバッドマップが正しく適用されていることがわかる

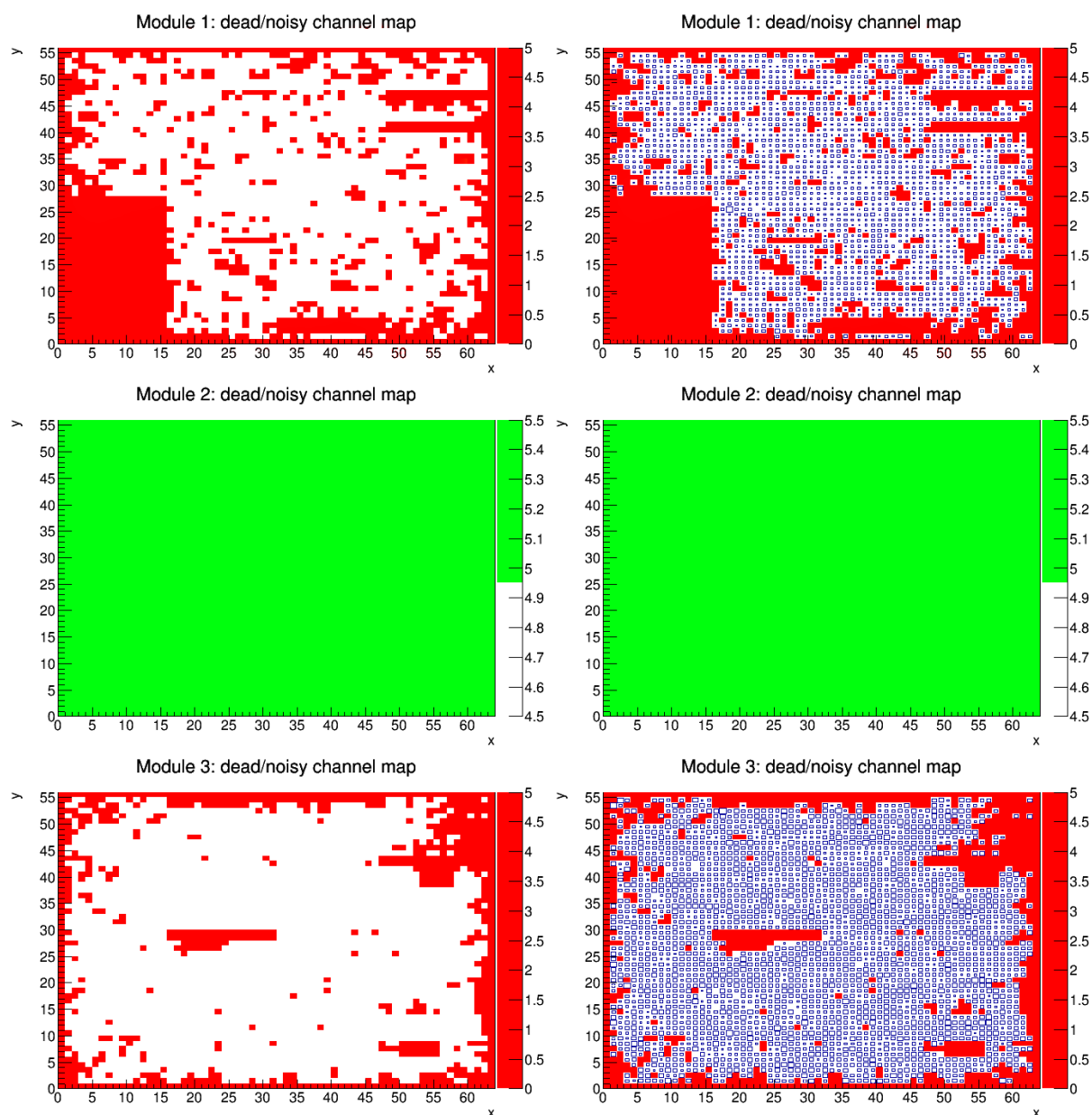


図13 PHOS 検出器のバッドマップ(赤)とヒットマップ(青四角)

今回使用したデータでは、Module 2 のセルは全てバッドマップに登録されていた。

2.1.2 カットを有効にした PHOS 検出器の検証

1事象あたりのヒット数 (Hit multiplicity) を図14に示した。分離したクラスタを作る2光子の組み合わせから π^0 を再構成するには、2ヒット以上の事象が十分な数必要である。図14の横軸の2から最大値ヒット数6までを積分すると4,073事象が利用できることが分かった。これは本研究で利用した全事象の3.9%である。なお、本研究ではALICE実験で収集した陽子+鉛衝突実験データのうち、約0.1% (Run number 195,344)

を解析した。従って、全データを利用するとおよそ 4,073,000 事象が π^0 の再構成に利用できるはずである。

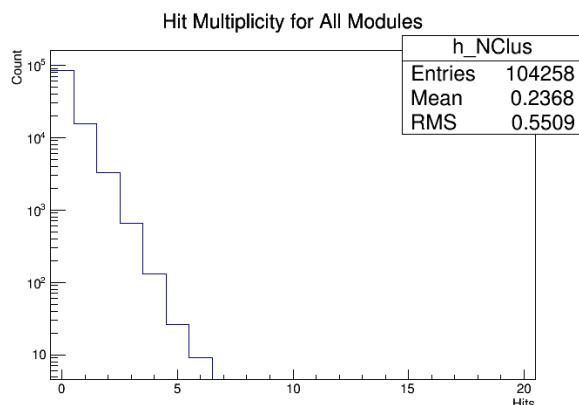


図14 1 事象当たりの PHOS クラスタ数の分布

続いて、PHOS のクラスターエネルギー分布を図15に示した。横軸 0.3 GeV でヒストグラムが切れているが、これはカットが正しく機能しているからである。図の赤線は 0.3 GeV の線である。わずかにはみ出しているように見えるのはビン幅による効果であり、実際には問題ない。

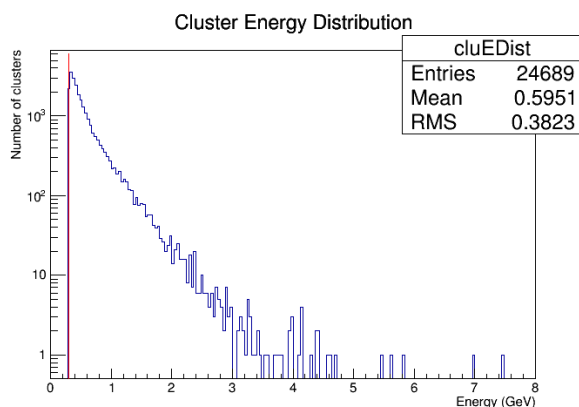


図15 PHOS クラスタのエネルギー分布

2.1.3 π^0 中間子の再構成

π^0 中間子が衝突点にて生成されたあと、その一部が検出器に向かう。 π^0 中間子の平均寿命は約 10^{-16} 秒と短く、瞬時に崩壊して約 99% の分岐確率で 2 光子に変わる。光子となって検出器に入るとそのエネルギーは素子に吸収され、クラスタとして観測される。どの光子とどの光子がペアになっていたかは分からない。また、片方の光子のみ検出器に入らない場合もある。

そこで、クラスタから考えられる 2 光子の組み合わせを全通り作り、親粒子の横運動量とローレンツ不変質量の候補をすべて列挙する。候補の中には大量の無相関の組み合わせとわずかな相関のある組み合わせが含まれることになる。無相関の組み合わせによるバックグラウンドを combinatorial background と呼ぶが、実は

統計的手法で combinatorial background と同じ分布を再現できる。この2つの分布を引き算することで、相関のある組み合わせによる分布が抽出可能となる。

■光子の運動量の算出 最初に、PHOS に入射した光子の4元運動量 p を求めよう。あるクラスタがあり、クラスタエネルギーが E 、ALICE グローバル座標系で見たクラスタ中心へのベクトルが x とする。光子の衝突点ベクトルを v とおくと飛跡ベクトル r は $r = x - v$ とかけ、その長さを $r = |r|$ とすると、光子の4元運動量 p は

$$p = (Er_x/r, Er_y/r, Er_z/r, E)$$

となる。

■ローレンツ不変質量と横運動量の算出 n 個の粒子の組を 1 個の粒子と見なして、その質量を考えることができる。これを「ローレンツ不変質量」という。

粒子の4元運動量を p_1, p_2, \dots, p_n とすると、ローレンツ不変質量を M は

$$M = \sqrt{(\sum_{i=1}^n p_i)^2}$$

になる。2 粒子の場合は

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{(p_1 + p_2)^2} \\ &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} \end{aligned}$$

ここで E_1, E_2 はエネルギー $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ は3次元運動量ベクトルとした。2 光子の全ての組み合わせのうちで、 π^0 の崩壊で生じた 2 光子の質量は、 π^0 の質量である 135 MeV になるはずだ。そのような光子の組について、運動量ベクトルの和を取ると運動量保存則より親粒子の π^0 の運動量 \mathbf{p}_{π^0} が復元できる。

$$\mathbf{p}_{\pi^0} = (p_x, p_y, p_z) = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$$

このベクトルを XY 平面上へ投影すると横運動量ベクトルが得られる。

$$p_T = (p_x, p_y, 0)$$

2.1.4 ローレンツ不変質量分布ヒストグラムの作成

上記の方法で PHOS 検出器から得られる情報は、横運動量とローレンツ不変質量の組 (p_T, M) の集合である。実験データに対してビン幅を変えたヒストグラムをいくつか作って試した結果、ローレンツ不変質量のビン幅は $4 \text{ MeV}/c^2$ となった。

ローレンツ不変質量の横運動量依存性を見るため、ローレンツ不変質量を横軸とした、 p_T の重複しない区間でスライスした複数のプロットを作成した。

p_T スライスは統計量のある 0 から 6 GeV/c までとし、0.5 GeV/c 刻みで計 12 枚としていた。しかし実際にヒストグラムを作ってみると 4 GeV/c から 6 GeV/c にかけては統計量が足りないことが分かった。そこで、統計量を合算して 4 GeV/c から 6 GeV/c の区間は 1 枚にまとめた。

図16はローレンツ不変質量と横運動量の分布を同時に示したプロットである。縦軸 4 GeV/c から 6 GeV/c の区間の点の密度の小ささが統計量の少なさを意味している。

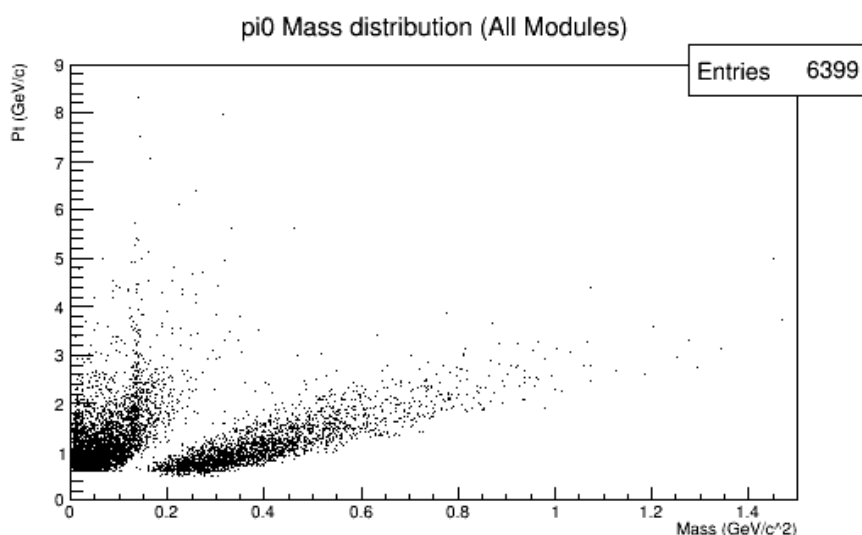


図16 π^0 のローレンツ不変質量と横運動量の分布

2.1.5 バックグラウンド分布の差し引き

同じ衝突事象内の 2 光子の組み合わせで作ったヒストグラムを Same-Event と呼ぶことにする。この分布はもちろん相関のある組み合わせによるピークを含む。ところで衝突事象の異なる 2 光子の組み合わせでヒストグラムを作成すれば、無相関の組み合わせによる「ピークのない」分布が得られる。衝突事象の異なる 2 光子を混ぜ合わせたヒストグラムを Mixed-Event と呼ぶ。Same-Event から Mixed-Event を引いたヒストグラム (Same - Mixed) は相関のある 2 光子の組み合わせ、すなわち親粒子のもつべき分布をとる。このバックグラウンド差し引き方法を event-mixing 法という。

具体的にどの衝突事象同士を混ぜ合わせるかについては、できるだけ似た衝突事象同士である方が望ましい。しかし統計量が十分でないことがあるためこれ一つといった方法はなく、実験ごとに決められている。本研究ではプライマリ頂点の Z 軸成分 (ビーム軸方向の原点からのずれ) v_z のみによって衝突事象を 10 個の Z 軸頂点階級 (z-vertex class) に分類し、同じ分類の事象を混ぜ合わせた。他の方法には中心衝突度による分類がある。中心衝突度は衝突した 2 原子核の中心を通る軌道の距離から求まる量で、かするような衝突か正面衝突かを割合で示すものである。

プライマリ頂点の Z 軸成分 v_z (cm) を用いて、階級の番号 $c(v_z)$ は $c(v_z) = \lfloor (v_z + 10)/2 \rfloor$ ($0 \leq c(v_z) \leq 9$) と与えられる。ただし $\lfloor x \rfloor$ は x 以下の最大の整数とする。図17に v_z と $c(v_z)$ の関係を示した。

$|v_z| < 10$ cm を満たさない衝突事象を含めると分類した意味がないため、衝突事象にカットを適用している。

短い計算時間で event-mixing するため、混ぜ合わせる事象の量を制限した。解析中に衝突事象を一つ処理する度に event-mixing は行われるが、Z 軸頂点階級のそれぞれについて最近 1000 事象に含まれる光子だけがその対象となる。

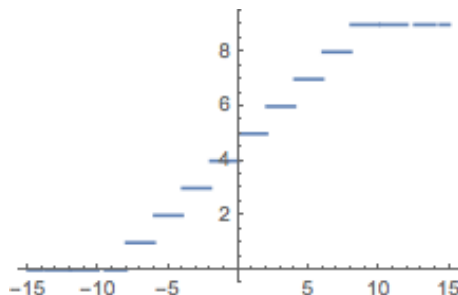


図17 衝突点の Z 軸成分と Z 軸頂点階級の関係

Mixed-Event のヒストグラムは Same-Event の非ピーク部分に近い形状をしているが、統計量が大きく異なるためそのまま同じ図にプロットすることはできない。

そこで、適切に Mixed-Event をスケールするために次の手順を踏んだ。

- Same-Event について不変質量 $0.09 \text{ GeV}/c^2 \leq m \leq 0.12 \text{ GeV}/c^2$, $0.15 \text{ GeV}/c^2 \leq m \leq 0.22 \text{ GeV}/c^2$ の範囲を積分する(ビンの高さの総和を取る)。これは π^0 の質量 $135 \text{ MeV}/c^2$ のシグナルが入らない、かつ遠すぎない範囲である
- 同様に Mixed-Event についても同じ範囲でヒストグラムを積分する
- Same-Event の積分値 / Mixed-Event の積分値 をスケーリングファクターとして Mixed-Event をスケールさせる

このようにすることで Same-Event と Mixed-Event の高さが揃う。バックグラウンドとなる分布を Same-Event から差し引くには、単に全てのビンについて Same-Event のビンの値から Mixed-Event のビンの値を引き算すればよい。バックグラウンドを差し引いた分布を Subtracted-Event と呼ぶ。

2.1.6 ガウス関数フィッティングによる π^0 中間子の抽出

π^0 ピークを適切な関数で Fitting して、ピークの内側のビン数を数えるとおよそその収量となる。

π^0 ピークの Fitting によく使われる関数には、ガウス関数・非対称ガウス関数・Crystal Ball 関数などがあるが、本研究では簡単のためガウス分布のみを用いて Fitting した。

いまガウス分布を仮定しているから、横運動量区間それぞれについて質量の期待値 (Mean) から幅 $\pm 3\sigma$ の範囲に π^0 の 99.74% が含まれているはずである。よって、この範囲内にあるビンの高さの総和をとり、99.74% で割れば π^0 の数が求まることになる。

2.2 収量を補正する方法

補正収量の式をもう一度ここで示す。

$$\pi^0 \text{ 補正収量} = \frac{\text{検出した } \pi^0 \text{ の数(収量)}}{A_{cc} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \frac{1}{N_{evt} \cdot \Delta p_T}$$

この式ではアクセプタンス、再構成率、トリガー効率について補正を行い、さらに全事象数と p_T のビン幅で割って1事象当たり、単位 p_T 当たりの量に変えている。

2.2.1 トリガー効率

検出器ではトリガーが反応した瞬間にデータを収集する。検出器で再構成された粒子のうち、トリガーが反応する粒子数の割合をトリガー効率という。

$$\text{粒子 } A \text{ の } D \text{ トリガー効率} = \frac{\text{検出器 } D \text{ で再構成された \& トリガーされた粒子 } A \text{ の数}}{\text{検出器 } D \text{ で再構成される粒子 } A \text{ の数}}$$

(例: π^0 の PHOS トリガー効率)

本研究では ALICE の 最小バイアストリガーである INT7 トリガーを使用した。INT7 のトリガー効率は 100% である。なお、INT7 トリガーの特性は SPD & VA & V0C と記述される。これは、

- SPD 検出器の二番目の層に少なくとも一回当たりがある
- VZERO-A 検出器に少なくとも一回当たりがある
- VZERO-B 検出器に少なくとも一回当たりがある

の全てを満たす場合にトリガーするという意味である。SPD 検出器はほぼ ALICE の中心に、V0 は衝突点の両側 (ビームの出入口) に設置され、すべての衝突を監視しているため INT7 をトリガーせずに PHOS 検出器で粒子が再構成されることはない。

■最小バイアス (MB) トリガー トリガー条件が最も少なく、最も多くの事象を収集できるトリガーを最小バイアス (minimum-bias) トリガーという。ゼロバイアスでないのは、非弾性散乱事象の一部を取りこぼしてしまうからである。

2.2.2 シミュレーションの系

アクセプタンスと再構成率の式をかけ合わせると次の式を得る。

$$A_{cc} \cdot \varepsilon_{rec} = \frac{\text{PHOSで再構成された } \pi^0 \text{ の数}}{\text{単位擬ラピディティ } |\eta| < 0.5 \text{ 内に生成された } \pi^0 \text{ の数}}$$

この分母の値は検出器に入らない粒子を含むため、実データから $A_{cc} \cdot \varepsilon_{rec}$ の値は求まらない。このような場合はシミュレーションにより全ての粒子の状態を把握しておくことで値が求まる。

シミュレーションを取り入れた計算には 4 つの段階がある。

1. 事象生成
2. シミュレーション
3. 再構成
4. 解析

2.2.3 衝突事象の生成

まず、衝突点において発生した物理事象の結果、どのような粒子を発生させるかを決定する。

イベントジェネレータの既存の実装としては PYTHIA、Hijing、MC@NLO などがあるが、今回のシミュレーションの目的は $A_{cc} \cdot \varepsilon_{rec}$ を得ることであるので、できるだけ何をしているか分かりやすいように粒子の運動量を生成した。使った実装は AliGenBox である。このシミュレーションでは 1 粒子のみを考え、指定した運動量を与えて仮想的な検出器の内部を飛行させる。初期位置は原点 $(0, 0, 0)$ に固定し、運動量は 3 つの乱数をそれぞれ $r_1, r_2, r_3 \in [0, 1)$ として次のように π^0 の運動量 (p_x, p_y, p_z) を生成した。 η, p_T, ϕ の 3 変数が範囲内でフラットな分布となるはずである。

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_{min} + r_1 (\eta_{max} - \eta_{min}) \\ \theta &= 2 \arctan (\exp (-\eta)) \\ p_T &= p_{Tmin} + r_2 (p_{Tmax} - p_{Tmin}) \\ \phi &= \phi_{min} + r_3 (\phi_{max} - \phi_{min}) \\ p_x &= p_T \cos \phi \\ p_y &= p_T \sin \phi \\ p_z &= \frac{p_T \cos \theta}{\sin \theta}\end{aligned}$$

ここで、 $\eta_{min} = -0.5, \eta_{max} = 0.5, p_{Tmin} = 0, p_{Tmax} = 12 \text{ GeV}/c, \phi_{min} = 0, \phi_{max} = 360^\circ$ とした。

実験的には横運動量 p_T の分布は低横運動量側が大きい分布をとるはずであるが、この分布の再現には実データからのフィードバックが必要であり、本研究では考慮されていない。 $p_{Tmax} = 12 \text{ GeV}/c$ となっているのは、高い p_T 領域の粒子が低い p_T の粒子と誤認される効果を再現するためである。また、粒子が生成される位置についても本来は事象毎にばらつきがあるが、簡単のためすべて原点で生成されると考えた。

2.2.4 GEANT3 シミュレーション

次に、飛ばした粒子が検出器にどのように作用するかを再現する。GEANT3 は物質と素粒子の相互作用を再現することを目的としたシミュレーションソフトウェアである。元々は高エネルギー素粒子衝突実験のために CERN で開発されたが、現在では他の分野でも使用されている。名前は GEometry ANd Tracking の略称である。今回使用したバージョンは v1-15a-2 である。GEANT3 のジオメトリに ALICE 検出器を設定することにより、イベントジェネレータで生成した事象による検出器の反応を予測することができる。より具体的には、発生させた粒子が飛行する間に通過する物質との相互作用を計算し、新しく粒子を発生させたり、エネルギーを損失させたりする。さらに、検出器に入射した粒子からアナログ入力の値を計算し、さらにノイズを含むデジタル出力までの計算も行う。設定するジオメトリは今回の実データと同じ Run の ALICE 検出器のジオメトリとした。

■コンバージョン効果について π^0 からの崩壊光子が PHOS 検出器と衝突点の間にある他の検出器やビームパイプやガスなどと相互作用して電子と陽電子に変換される現象をコンバージョンと呼び、コンバージョンにより収量が少なくなる問題をコンバージョン効果という。コンバージョン効果を考慮して補正し、なかったことに

するためには PHOS 検出器と衝突点との間にある物質量を考慮した見積もりが必要である。GEANT3 でのシミュレーションは仮想的な検出器に対してこの効果を考慮したものになっている。

2.2.5 アクセプタンスについて

検出器と違う方向に向かって飛行していく粒子を検出することはできない。そのため、検出器に入射する割合を求めて補正する必要がある。

検出器が衝突点を立体的にカバーする割合を立体角で表した量をアクセプタンス (acceptance) と呼び、PHOS 検出器のアクセプタンスは以下の範囲である。

$$260^\circ < \phi < 320^\circ, |\eta| < 0.125$$

この条件を満たす粒子をアクセプタンスがあるといい、この条件を満たさないつまり PHOS 検出器に入射しない粒子はアクセプタンスがないという。アクセプタンスは、PHOS が ALICE の中心 ($\eta = 0$ を含む) かつビームラインの真下 ($180^\circ < \phi < 360^\circ$) に設置してあるという粒子入射の幾何学的条件の表現である。アクセプタンスがある割合である PHOS 検出器の π^0 アクセプタンス補正係数 A_{cc} は、以下の式で表わされる。

$$A_{cc} = \frac{260^\circ < \phi < 320^\circ, |\eta| < 0.125 \text{ を満たす } \pi^0 \text{ の数}}{\text{単位擬ラピディティ } |\eta| < 0.5 \text{ 内に生成された } \pi^0 \text{ の数}}$$

2.2.6 仮想的な検出器から粒子を再構成

シミュレーションを通じてデジタル出力されたノイズを含む値 (Digits) を実データと同等にみなして粒子の再構成を行う。再構成においては、入射したと思われる粒子を検出器に依存した方法で判別し、またクラスタ情報を作成するなどの作業を行う。再構成は検出器の生データを解析に適した形式に変える重要な工程である。

2.2.7 再構成率について

不変質量を用いた再構成の方法自体や、本研究で使用した種々のカットなどの要因により、粒子の一部は再構成できない。例えば、クラスタエネルギーが 0.3 GeV に満たない場合やバッドマップによるカットを受けた場合は再構成の対象にならない。アクセプタンス内に入射し、かつ再構成に成功する粒子数の割合を再構成率 ε_{rec} (reconstruction efficiency) と呼ぶ。再構成率の逆数を収量に掛けることでカットの影響を補正することができる。PHOS 検出器の π^0 再構成率 ε_{rec} は以下の式で表わされる。

$$\varepsilon_{rec} = \frac{\text{PHOSで再構成された } \pi^0 \text{ の数}}{260^\circ < \phi < 320^\circ, |\eta| < 0.125 \text{ を満たす } \pi^0 \text{ の数}}$$

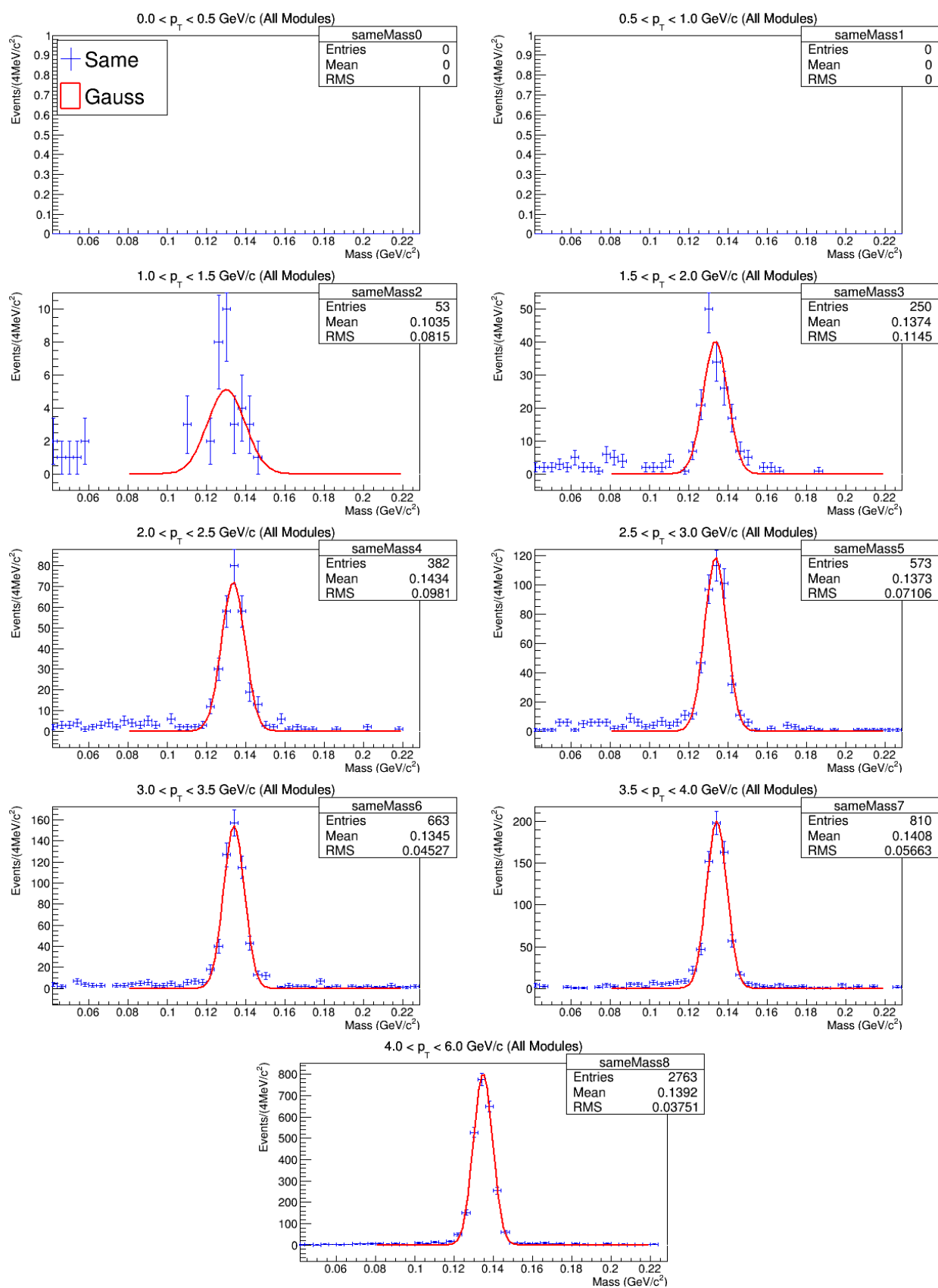


図18 シミュレーション上のクラスター対より再構成されたローレンツ不変質量分布

3 結果

3.1 実験データから再構成された π^0 中間子のローレンツ不変質量分布

陽子+鉛衝突 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV の実データよりクラスタを選び、親粒子を再構成した横運動量区間ごとのローレンツ不変質量分布を図19に示す。この図のタイトルに横運動量区間が記載されており、横軸はローレンツ不変質量、縦軸は再構成された親粒子の数である。青のヒストグラムは Same-Event、赤のヒストグラムはスケール済みの Mixed-Event、黒の点列は 青から赤を引いた Subtracted-Event であり、バックグラウンドを差し引いた 2γ 由来の粒子を表している。Same-Event、Mixed-Event とともに誤差は統計誤差をつけた。Subtracted-Event の誤差は赤と青のヒストグラムについて誤差の伝搬を考慮してプロットした。赤線はガウス分布による Fitting の結果である。

0から0.5GeV/ c^2 では統計が少ない。0.5から1.0GeV/ c^2 では統計量が多いにもかかわらず π^0 らしきピークは見られなかった。1.0から3.0GeV/ c^2 では明らかなピークがみられた。3.0GeV/ c^2 以上では統計量が減少し、3.5から6GeV/ c^2 ではピークと呼ぶにはふさわしくないビン数であった。

3.2 不変質量分布へのフィッティングから導かれる PHOS 検出器の π^0 収量

図20は質量の期待値から $\pm 3\sigma$ 以内のビン数を 0.9974 で割り、横運動量の区間ごとにプロットしたものである。0から1GeV/cはフィッティングに失敗しているため解釈すべきでないと考えられる。4から6GeV/cが多く見えるのは統計を合算した影響であると考えた。図20を横運動量区間の幅と事象数で割った図が図21である。図21では2GeV/c以上で指数的に収量が減少していることが分かる。

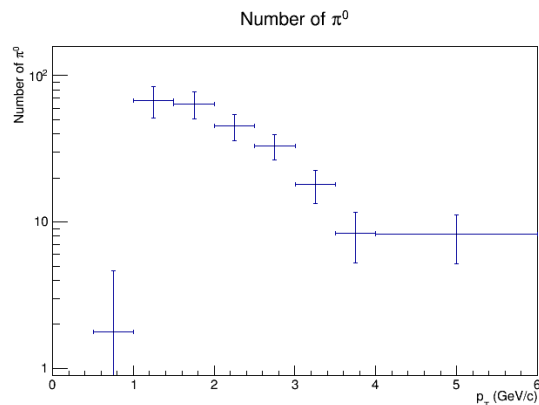


図20 クラスタ対を用いて再構成して得られた PHOS 検出器の π^0 中間子の生成数

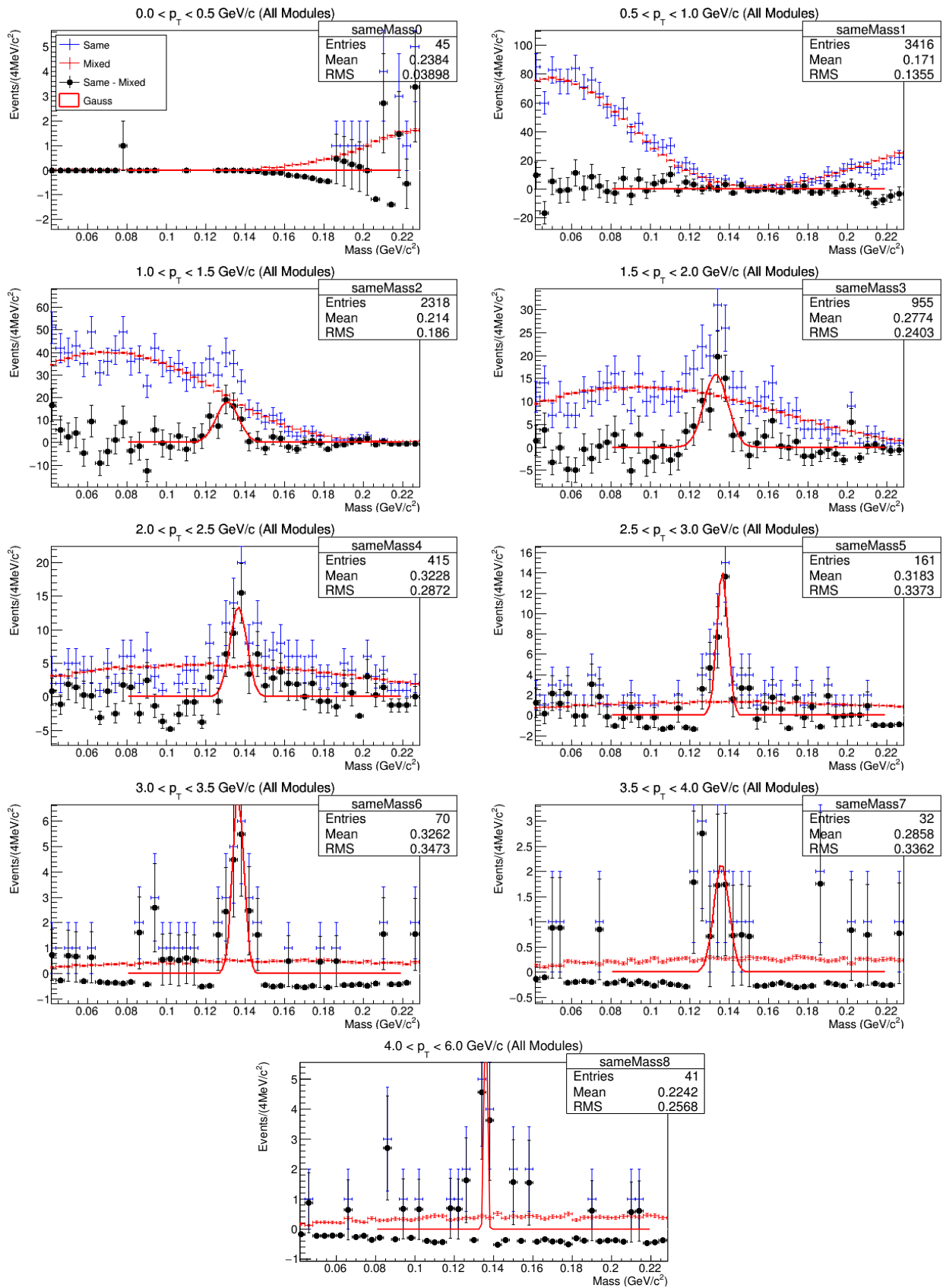


図19 クラスタ対を用いて再構成したローレンツ不変質量分布

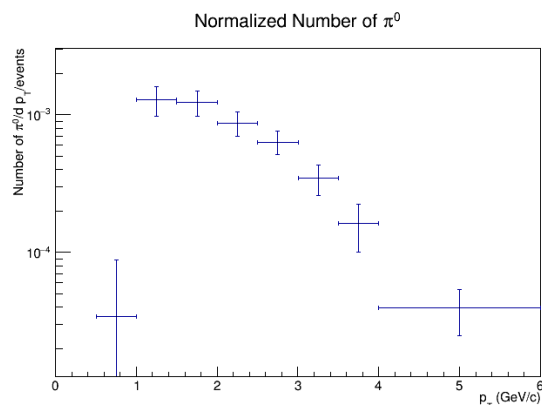
図21 単位事象・単位横運動量あたりの π^0 中間子の収量

図22には質量の期待値を示した。PDG (Particle Data Group)[4] による π^0 の質量は $134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}/c^2$ であるので、結果は低い p_T ($< 2 \text{ GeV}/c$) 領域では小さく、高い p_T 領域では大きくなった。低い p_T 領域で小さい理由は、低い p_T 領域で PHOS のアクセプタンスが良くないことが原因であると考えられる。

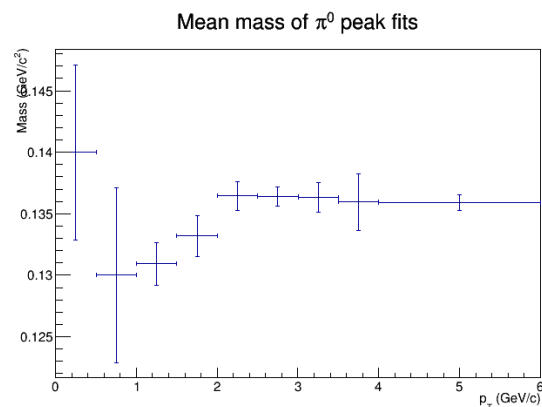
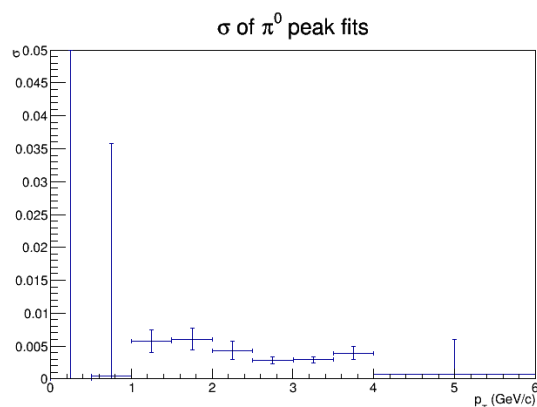
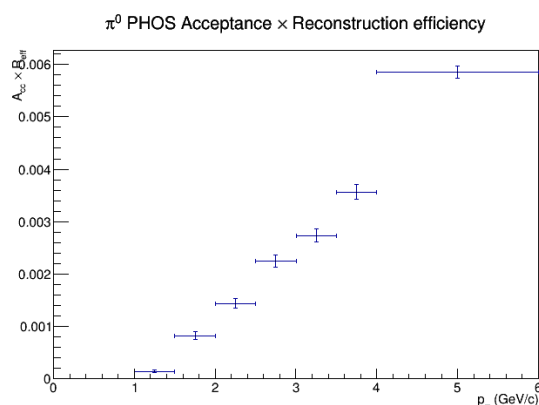
図22 各 p_T ごとにフィットした質量の期待値

図23の σ の p_T 依存性や最低値は PHOS のエネルギーの解像度に依存する。4GeV/c以上はピーク位置に2ピンしかないため除外すると、1から2.5GeV/cと2.5から4GeV/cでやや異なる傾向が見られる。

図23 各 p_T ごとにフィットした質量の幅

3.3 1 粒子 GEANT3 シミュレーションで計算したアクセプタンス×再構成率

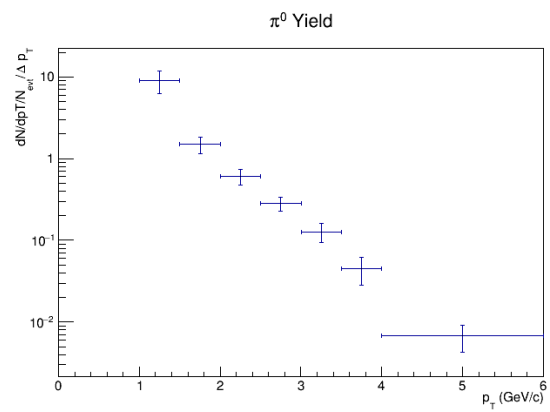
計算されたアクセプタンス×再構成率を横運動量区間ごとに図24に示した。

図24 PHOS検出器の π^0 アクセプタンス×再構成率

低い p_T (0から1.5GeV/c) ではほとんどアクセプタンスがないことが分かった。4GeVまでは線形に増加しているため、 p_T の1次関数になっている可能性がある。4から6GeV/cのピンは規則性を破っているが、ピン幅が異なるため対等な比較は出来ない。

3.4 シミュレーションの結果をふまえた補正済み π^0 収量

図20の収量を2節の式で補正したものを図25に示す。0から1GeV/cはフィッティングに失敗しているため表示がない。1.5から6GeV/cについては誤差の範囲内で直線に乗ることから指数的に減少していることがわかる。1から1.5GeV/cについては、この1ピンだけでは何も言えない。

図25 測定した π^0 の収量

4 考察

4.1 QCD との対応

核子同士の高エネルギー衝突で発生するハドロンは2つの分布の重ね合わせと考えられる。一つは低い p_T のハドロンからなる分布で、発生する大部分のハドロンが低横運動量領域に属する。この成分は QCD の非摂動効果によって生み出されるもので、この分布は経験的に $\exp(-ap_T)$ になることが知られている。

そして、もう一つの分布は摂動 QCD によって生み出される高横運動量領域の成分で、この分布はべき関数 Ap_T^{-n} になる。

図25はこの2つの分布を含むように見える。1.5 から 4 GeV/c までは指数分布に従って減少していることは明らかである。べき分布については 4 GeV/c 以上の範囲にその成分が見える可能性はあるが、ビン数が 1 であるため本研究では断定できない。参考までに $A \exp(-ap_T) + Bp_T^{-n}$ で図25をフィットしたところ、図26のようになった。ただし A, B, a, n は自由なパラメータとする。ビン 7 つに対して自由変数が 4 つもあること、この分布は補正された収量であって生成量でない点には注意が必要である。変数の数の問題は統計量を増やすことで解決できると考えられる。たとえば、統計量を 4 倍にできれば現在と同じ分布の形を保ちながらビン数を 4 倍にできると考えられる。

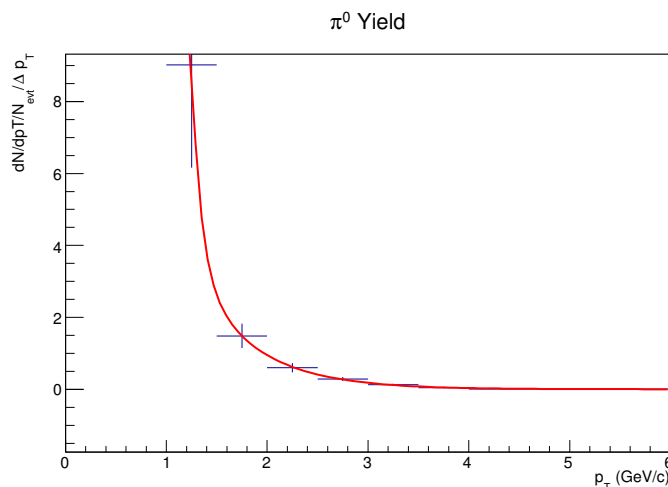


図26 補正された π^0 収量は指数分布+べき分布に従う可能性がある

4.2 低い p_T 領域でアクセプタンス×再構成率が小さい理由

PHOS のカバーするラピディティ領域は $|\eta| \leq 0.12$ であり、これはビーム軸からの放出角 θ に変換すると $83.14^\circ \leq \theta \leq 96.86^\circ$ に相当する。よって PHOS は放出角方向に 13.7° の大きさを持つ。ここで PHOS 方向に飛行する π^0 が 2光子に崩壊する場合を考える。x 軸方向の運動量が 0 である時、2光子の開き角が 13.7° までの π^0 を検出できる。 π^0 の運動量を p とするとその横運動量 p_T は $p_T = |p| \sin \theta$ であるが、この θ の範囲では $\sin \theta \simeq 1$ であるから $p_T \simeq |p|$ と言える。相対論によると質量 m 、運動量 p の粒子が 2光子に崩壊すると

き、その開き角は元の粒子の重心系から見てローレンツブーストと垂直の方向に飛行したときに最小になる。そのときの最小の開き角 θ_{min} は $\tan \theta_{min} = m/|p| \simeq m/p_T$ と書ける。 π^0 の横運動量 p_T とその崩壊光子の最小開き角 θ_{min} の関係を図27に示した。低い p_T 領域では指数的に θ_{min} が大きくなっている。図27の横線は 13.7° を表しており、その交点 ($p_T = 135 / \tan(6.86^\circ \times 2) = 553 \text{ MeV}$) より低い p_T の π^0 は最小開き角が PHOS のビーム軸方向の長さより大きくなるため検出できない。また、バッドマップや再構成率の影響により実際に検出できる p_T の限界はより大きくなる。

このように低い p_T 領域では PHOS 内に π^0 由来の2光子が同時に入射する可能性が低くなるため、アクセプタンス×再構成率が小さくなる。

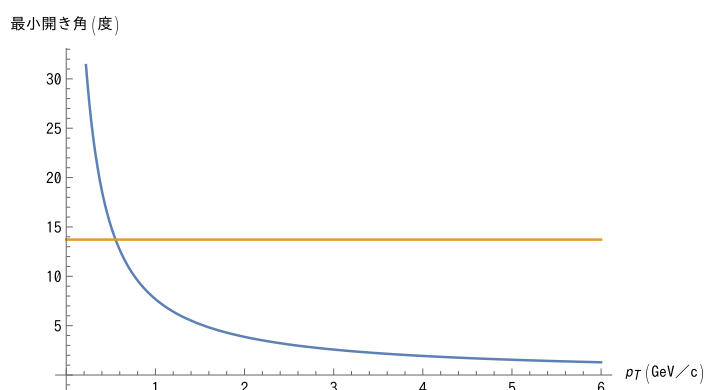


図27 π^0 の横運動量と崩壊光子の最小開き角の関係

4.3 今後の展望

4.3.1 解析の改善

収量から散乱断面積を計算することで摂動論的 QCD による理論計算との比較が可能になる。そのためには η 中間子やその他の影響も取り入れたより正確な解析が必要である。また、以前の陽子+陽子衝突・鉛+鉛衝突実験と比較して原子核効果比 R_{AA} を算出することでパートン分布関数の調査が可能になる。

4.3.2 Run2 における PHOS のアップグレード

PHOS 検出器は現在 Run2 へのアップグレードによりモジュールが増設され $\Delta\phi = 70^\circ$ を実現している。これによりアクセプタンスが増加し、高統計量が見込める。

4.3.3 シミュレーションにおける物質量の推定

コンバージョン効果について。シミュレーション環境は現実の環境に合わせて設定されているとはいえ、実際の環境と全てが同じであるという確証は持てないため、問題が難しいものになっている。実データから物質量を推定できることが望ましい。

4.3.4 シミュレーションの改善

本研究では常に原点から粒子を生成したが、プライマリ頂点の位置をランダムにすることでより実際の検出器に近いアクセプタンスでシミュレーションを行えると考えられる。

4.3.5 系統誤差の改善

PHOS のエネルギーの解像度による不変質量の誤差や PHOS 検出器の位置による誤差など本研究で考慮しなかった系統誤差を取り入れた解析を行う。

系統誤差に寄与するものは検出器だけではない。ヒストグラムを推定する際のビン幅 (またはビン数) の選択と Anchor Position (端点) の選択は統計誤差やヒストグラム全体の形に影響を与える。特に統計量が小さい場合にその影響が顕著になるとされる。ビン幅に関しては Scott[9]、Freedman and Diaconis[10]が、ビン数に関しては Sturges[11]、Doane[12]が元の分布を想定した上で誤差を最小化するような値を求める公式を提案している。また Anchor Position についてはヒストグラムの推定量が平均値を保存するような決定法が寒河江、山本ら[13]によって提案されている。今後これらの手法の適用可能性や物理結果に与える影響を検討すべきだろう。

ヒストグラムに関連する他の誤差には、スメアリング効果がある。これは p_T スライスを作成する際に横運動量の誤差を無視しているために起きる誤差であり、補正が可能である。

5 結論

CERN LHC 加速器の ALICE 実験 PHOS 検出器を用いて核子対当たり重心系エネルギー 5.02 TeV 陽子+鉛衝突を測定したデータを利用した。位置とエネルギーを取り出し、横運動量の区間ごとに2光子の不変質量に対する収量の分布を作成した。この収量は PHOS 検出器のアクセプタンスと再構成率で補正されている。この収量の分布が含む無相関な組み合わせからのバックグラウンドを除くため、無相関の光子の組み合わせによる分布を再現した。そして、バックグラウンドを差し引いた。またシミュレーションにより PHOS 検出器に光子が入る割合と再構成に成功する割合の積を求めた。これらの結果より、中性 π 中間子の収量を示した。今後は、散乱断面積を計算することで摂動論的 QCD による理論計算との比較が可能になる。そのためには η 中間子やその他の影響も取り入れたより正確な解析を行う必要がある。また、以前の陽子+陽子衝突・鉛+鉛衝突と比較して原子核効果比 R_{AA} を算出することでパートン分布関数の調査につながる。

謝辞

指導教官の杉立先生には本研究で利用したデータを提供いただいた他、理解の不十分な箇所についての確かな指摘や助言をいただき、大変お世話になりました。また志垣先生、本間先生、三好先生からミーティングでいただいたコメントも大変有益なものばかりでした。大久保さん・星野さんは、自身の研究で忙しいにもかかわらず、未熟な原稿に仔細まで目を通してきめ細やかな助言をしていただきました。特に星野さんは、普段研究している検出器が異なるにもかかわらず、注意深い指摘を多数いただきました。大久保さんには、物理的な正しさに留まらず言葉のニュアンスなど自分一人では気づくことのできない箇所への助言をいただきました。大久保さん・星野さんの二人には、その程度を表す適切な言葉も見当たらないほど特にお世話になりました。本当にありがとうございます。八野さんには壁に当たっていた時期に助けていただきました。長嶋さんからは物理トピックについて有益なアドバイスをいただきました。また、4年生の小林君、本田君、黒田さん、沖中さんとは1年間苦楽を共にできて良かったと感じています。皆様の協力なしには、本研究はなし得ないものでした。

本研究でお世話になった皆様方に厚く感謝申し上げます。

付録A 使用データセット

本研究で利用した実験データセットは表3の通りである。

なお、Run Period または Run Number は Run と略されることが多い。Run は実験の期間を表しており、同じ Run の間はセッティングが固定される。

期間	Run Period	Run Number	トリガー	衝突系	重心系エネルギー \sqrt{s}	事象数
LHC13b	1	195344	minumum-bias	p-Pb	5.02 TeV	104,258

表3 使用データセット

LHC における陽子+鉛 Run Period 1 の事象数は全体で 約 100 M あり、本研究ではその 0.1 % にあたる 104,258 事象を使用した。

参考文献

- [1] PACS-CS Collaboration, S. Aoki, K. I. Ishikawa, N. Ishizuka, T. Izubuchi, D. Kadoh, K. Kanaya, Y. Kuramashi, Y. Namekawa, M. Okawa, Y. Taniguchi, A. Ukawa, N. Ukita, and T. Yoshie, “2+1 Flavor Lattice QCD toward the Physical Point,” *Phys.Rev.D* 79 (July, 2009) 034503, [arXiv:0807.1661v1 \[hep-lat\]](https://arxiv.org/abs/0807.1661v1).
<http://arxiv.org/abs/0807.1661v1>;<http://arxiv.org/pdf/0807.1661v1>.
- [2] Alice-J, “ALICE 実験概要,” 2012. <http://alice-j.org/alice.html>.
- [3] “Electromagnetic Shower.” <http://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/pwo/principle.html>.
- [4] “K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38 , 090001 (2014) and 2015 update.”.
- [5] ALICE Collaboration, “Reconstruction | ALICE Offline Pages,” .
<http://aliweb.cern.ch/Offline/Activities/Reconstruction/index.html>.
- [6] ALICE Collaboration, G. Dellacasa et al., “ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS).” 1999.
- [7] C. A. Salgado, J. Alvarez-Muniz, F. Arleo, N. Armesto, M. Botje, M. Cacciari, J. Campbell, C. Carli, B. Cole, D. D’Enterria, F. Gelis, V. Guzey, K. Hencken, P. Jacobs, J. M. Jowett, S. R. Klein, F. Maltoni, A. Morsch, K. Piotrkowski, J. W. Qiu, T. Satogata, F. Sikler, M. Strikman, H. Takai, R. Vogt, J. P. Wessels, S. N. White, U. A. Wiedemann, B. Wyslouch, and M. Zhalov, “Proton-Nucleus Collisions at the LHC: Scientific Opportunities and Requirements,” *J. Phys. G* 39 no. arXiv:1105.3919. CERN-PH-TH-2011-119. LHC-PROJECT-REPORT-1181, (May, 2011) 015010. 33 p. <http://cds.cern.ch/record/1352342>.
- [8] 翠純平, “重心系衝突エネルギー 7TeV 陽子陽子衝突における ALICE 実験 PHOS トリガーデータを用いた 中性中間子生成の研究,” Master’s thesis, 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, Feb., 2012.
- [9] D. W. Scott, “Sturges’ rule,” *Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics* 1 no. 3, (Nov, 2009) 303–306. <http://dx.doi.org/10.1002/wics.35>.
- [10] D. Freedman and P. Diaconis, “On the histogram as a density estimator: L2 theory,” *Probability theory and related fields* 57 no. 4, (1981) 453–476.
<http://www.springerlink.com/index/MP364022824748N3.pdf>;http://bayes.wustl.edu/Manual/FreedmanDiaconis1_1981.pdf.
- [11] H. A. Sturges, “The Choice of a Class Interval,” *Journal of the American Statistical Association* 21 no. 153, (Mar, 1926) 65–66.
<http://dx.doi.org/10.1080/01621459.1926.10502161>.
- [12] D. P. Doane, “Aesthetic frequency classifications,” *The American Statistician* 30 no. 4, (1976) 181–183.
<http://amstat.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/00031305.1976.10479172>.
- [13] 寒河江雅彦 and 山本敏寛, “ヒストグラムにおける Anchor Position の選択法,” 金沢大学経済論集

30 no. 2, (Feb., 2010) 267–288. <http://hdl.handle.net/2297/27740>.