

LHC 加速器での重心系衝突エネルギー  
900GeV 陽子陽子衝突における平均横方向生  
成エネルギーの最初の測定

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  
M084839 中馬文広

主査 杉立 徹 教授  
副査 両角 卓也 准教授  
指導教官 杉立 徹 教授

2010年2月

## 概要

高エネルギー原子核衝突によって生成される高温状態においては、核子内に存在するパートンは核子の閉じ込めから解放され、核子の典型的な大きさ  $\sim 1\text{fm}$  を超えて自由に動き回るクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相へと相転移することが期待されている。格子量子色力学の計算によれば、閉じ込め/非閉じ込め相転移の臨界エネルギー密度が  $\epsilon_c \sim 1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 、臨界温度が  $T_c \sim 170\text{MeV}$  と予言されており、近年の RHIC 加速器での実験における生成粒子の横方向エネルギーの測定から、核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200\text{GeV}$  の金金衝突において、エネルギー密度が臨界エネルギー密度よりも大きい  $\sim 5\text{GeV}/\text{fm}^3$  に達していることが観測された [1]。さらに、高横運動量ジェット収量の著しい抑制 [2] や楕円フローのクォーク数スケールリング [3] などの観測と合わせると、QGP 相が生成されていることはほぼ間違いないことが分かってきた。

2010年に、LHC 加速器で重心系衝突エネルギー  $14\text{TeV}$  の陽子陽子及び、核子対あたり  $5.5\text{TeV}$  鉛鉛衝突がいよいよスタートする。高エネルギー陽子陽子衝突実験のシミュレーションソフト PYTHIA のシミュレーションによると、 $14\text{TeV}$  陽子陽子衝突における高粒子多重度イベントの生成粒子数は RHIC における核子対あたり重心系衝突エネルギー  $200\text{GeV}$  銅銅衝突の衝突中心度  $35\%-55\%$  の場合と同程度である。Bjorken の描像 [4] を採用してそれらをエネルギー密度に変換すると  $1.5\text{GeV}/\text{fm}^3$  と臨界エネルギー密度よりも高く、 $14\text{TeV}$  陽子陽子衝突においても QGP 相が生成される可能性がある。私は LHC 加速器 ALICE 実験に参加し、2009年11月から年末にかけて、重心系衝突エネルギー  $900\text{GeV}$  の陽子陽子衝突のデータ収集を行った。本論文では、2009年11月時点で世界最高エネルギーである重心系衝突エネルギー  $900\text{GeV}$  の陽子陽子衝突における横方向エネルギー測定についての最新の結果を報告する。

本研究では電磁カロリメータである PHOS 検出器を用いて、データ解析を行った。PHOS 検出器は、入射エネルギー吸収部の鉛タングステン酸単結晶 (PWO) と読み出し部のアバランシェフォトダイオード (APD) をセットで1素子として、1モジュールにつき 3584 個の素子を持つ。2009年の実験では3モジュールを ALICE 検出器に組み込んだ。PHOS 検出器は放射長・モリエール半径が小さく電磁シャワーの空間的広がりを小さくできるため、二粒子分解能・エネルギー分解能が高く、生成粒子数が膨大である環境下でのエネルギー測定において優れた性能を発揮する。

横方向エネルギーを精度よく測定するためには、入射エネルギーに対する検出器の応答と各チャンネルの固体差を理解し、補正する必要がある。個々のチャンネルの増倍率がばらついていたり、極端に雑音の多いチャンネルがあると正確なエネルギーが求まらない。そこで、始めに、私は全てのチャンネルの増倍率が揃うように印加電圧の最適化を行った。電圧供給の制約によって補正出来なかったチャンネルに関しては、補正係数を与え、各チャンネルの増倍率のばらつきを補正した。その後、横方向エネルギー測定に影響が懸念される雑音の多いチャンネルを解析から除いて、1衝突で PHOS で測定した平均横方向生成エネルギーを求めた。この結果を PYTHIA による重心系衝突エネルギー  $900\text{GeV}$  における陽子陽子衝突のシミュレーションと比較し、陽子陽子衝突における粒子生成メカニズムを議論する。

# 目次

|   |           |
|---|-----------|
| <b>第1章 導入</b>                             | <b>10</b> |
| 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)                 | 11        |
| 1.2 高エネルギー原子核衝突実験                         | 13        |
| 1.2.1 高横運動量ジェットの収量抑制                      | 13        |
| 1.2.2 衝突初期生成エネルギー密度                       | 14        |
| 1.3 PHOS 検出器                              | 15        |
| 1.4 研究の目的                                 | 16        |
| <b>第2章 ALICE 実験</b>                       | <b>18</b> |
| 2.1 Large Hadron Collider(LHC 加速器)        | 18        |
| 2.2 ALICE 検出器                             | 19        |
| 2.2.1 Forward and Trigger Detectors       | 21        |
| 2.2.2 Central Barrel Detectors            | 22        |
| 2.3 ALICE 実験シミュレーション                      | 24        |
| 2.3.1 PYTHIA イベントジェネレータ                   | 24        |
| <b>第3章 Photon Spectrometer (PHOS 検出器)</b> | <b>27</b> |
| 3.1 粒子と物質の相互作用                            | 27        |
| 3.1.1 電磁シャワー                              | 31        |
| 3.2 PHOS 検出器                              | 34        |
| 3.3 検出素子                                  | 35        |
| 3.3.1 鉛タングステン酸単結晶 (PWO)                   | 35        |
| 3.3.2 アバランシェフォトダイオード (APD)                | 37        |
| 3.3.3 読み出し系                               | 38        |
| 3.4 印加電圧の調整                               | 40        |
| 3.5 APD 増幅率                               | 42        |
| <b>第4章 解析</b>                             | <b>46</b> |
| 4.1 解析データ                                 | 46        |
| 4.2 エネルギー較正                               | 46        |

|            |                            |           |
|------------|----------------------------|-----------|
| 4.3        | 横方向エネルギー                   | 47        |
| 4.4        | ノイズの除去                     | 49        |
| 4.4.1      | 閾値の決定                      | 49        |
| 4.4.2      | 使用しないチャンネルの決定              | 51        |
| 4.4.3      | ノイズの除去の結果                  | 53        |
| 4.5        | $\pi^0$ 不変質量の再構成           | 55        |
| 4.6        | 横方向エネルギーの分布                | 58        |
| 4.7        | 横方向エネルギーの補正係数              | 59        |
| 4.7.1      | シミュレーションによる補正係数の決定         | 60        |
| 4.8        | 系統誤差の見積り                   | 61        |
| 4.8.1      | エネルギー較正の不定性                | 62        |
| 4.8.2      | PYTHIA tuning による補正係数の不定性  | 63        |
| 4.8.3      | 系統誤差まとめ                    | 64        |
| <b>第5章</b> | <b>結果と考察</b>               | <b>65</b> |
| 5.1        | 平均生成横方向エネルギー               | 65        |
| 5.1.1      | 平均生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性 | 65        |
| 5.2        | 衝突初期エネルギー密度                | 68        |
| <b>第6章</b> | <b>結論</b>                  | <b>69</b> |
|            | <b>Acknowledgement</b>     | <b>71</b> |

## 表 目 次

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 3.1 | 無機シンチレータの性質 . . . . .  | 37 |
| 4.1 | 全てのチャンネルの変換係数が $\pm 8\%$ 変化したときの平均測定横<br>方向エネルギー及び、補正係数の変化。PYTHIA tuned tuning<br>のシミュレーションデータを用いて求めた。 . . . . . | 62 |
| 4.2 | それぞれの PYTHIA tuning による補正係数と PYTHIA tuned<br>tuning に対する比 . . . . .  | 64 |

# 目 次

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1.1 | 格子量子色力学の計算結果 [7]。系の自由度 $\epsilon/T^4$ と温度の関係式。 $T \sim T_c$ になると相転移が起き、自由度が大きくなるのが分かる。 $\epsilon_{SB}/T^4$ は、QGP 中のパートンが相互作用しない理想気体の極限である。 . . . . .                           | 12 |
| 1.2 | RHIC における重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突における $\pi_0$ の原子核補正係数 $R_{AA}(P_T)$ [2]。白丸が周辺衝突、黒丸が中心衝突を表す。周辺衝突よりも中心衝突の方が、衝突でできた物質の効果で収量が抑制されている。 . . . . .                                    | 14 |
| 1.3 | RHIC 加速器における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突における横方向生成エネルギー $\frac{dE_T}{dn}$ [1]。全ての衝突中心度の事象を足し合わせたのが、濃い実線。薄い実線は、いくつかの衝突中心度に分けた場合のそれぞれの横方向生成エネルギー。塗りつぶしてある部分が 0-5% の最中心度衝突。 . . . | 16 |
| 1.4 | UA1 及び AFS 実験における陽子 (反) 陽子衝突で生成する横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性 [9]。本研究では重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突で生成する横方向エネルギーを測定する。 . . . . .  | 17 |
| 2.1 | LHC 加速器の概略図 (出典 CERN Document Server/CERN-AC-9906026)。スイス・ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 CERN 近郊の地下約 100m に LHC 加速器がある。 . . . .   | 18 |
| 2.2 | LHC 加速器における、代表的な 4 つの実験である ALICE、CMS、LHC-B、ATLAS (出典 CERN Document Server/LHC-PHO-1997-060)。 . . . .   | 19 |
| 2.3 | 上図は yz 平面、下図は xy 平面における ALICE 検出器の断面図 [12]。ALICE 検出器の座標系の定義 : x 軸は、ビームパイプに垂直で、加速器が作る円盤上で加速器の中心を向く方向。y 軸は、x 軸及び z 軸に垂直で上方を向く方向 z 軸は、ビームパイプに平行でミュオン検出器と反対側を向く方向 . . . . .        | 20 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.4  | 光子のエネルギーを正確に測定することを目的とした電磁カロリメータ・PHOS 検出器 [20]。衝突点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置し、方位角で $220^\circ < \phi < 320^\circ$ 、擬ラピディティ領域で $-0.12 < \eta < 0.12$ の領域をカバーする。 . . . . .  | 23 |
| 2.5  | 過去の実験と比較した PYTHIA tuned tuning, PYTHIA default tuning, CDF tuning[16]。各 tuning によって予想される結果が異なる。 . . . . .   | 26 |
| 3.1  | 荷電粒子が物質中を通過するときに電離損失によって失うエネルギーの平均値 $-dE/dx(\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2)$ の $\beta\gamma$ の関数 [19]。 . . . .   | 29 |
| 3.2  | 電子や陽電子が鉛中を 1 放射長あたりのエネルギー損失 [19]。 $E_c \sim 7\text{MeV}$ あたりから制動放射によるエネルギー損失が大きくなり、 $\sim 11\text{MeV}$ あたりから制動放射によるエネルギー損失が支配的になる。 . . . . .   | 30 |
| 3.3  | 光子と炭素 (上図) 及び鉛 (下図) との反応断面積 [19]。1MeV 以下では光電効果 $\sigma_{p.e.}$ が支配的であるが、光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の和より大きくなったところ $\sim 1\text{MeV}$ で、対生成 ( $\kappa_{nuc}$ ) が支配的になる。 . . . . .  | 32 |
| 3.4  | 入射した、光子や電子が電磁シャワーによって粒子数を増やしながらエネルギーを失っていく様子。 . . . . .   | 33 |
| 3.5  | 粒子と物質の相互作用をシミュレートする、GEANT4 を用いた 1GeV の電子が PWO に入射するシミュレーション。入射電子が電磁シャワーによって粒子を増やしながらエネルギーを損失している。 . . . . .   | 33 |
| 3.6  | 2009 年 7 月の組み立て途中の PHOS 検出器 (1.2m $\times$ 1.4m)。1 モジュールあたり $56 \times 64 = 3584$ 個のクリスタルが見える。 . . . .  | 34 |
| 3.7  | 2009 年 8 月における、組み込み途中の PHOS 検出器。2009 年の実験時には 3 モジュール組み込んだ。それぞれの解析上での名前は、方位角で $260^\circ < \phi < 280^\circ$ を覆う PHOS 3、 $280^\circ < \phi < 300^\circ$ を覆う PHOS 2、 $300^\circ < \phi < 320^\circ$ を覆う PHOS 1。 . . . . | 36 |
| 3.8  | PHOS 検出器に用いられている鉛タングステン酸単結晶 (PWO)。密度が高いために放射長が短い。 . . . . .   | 36 |
| 3.9  | PWO クリスタルの発光量の温度依存性。温度が 1 下がると発行量が約 3% 増加する [20]。 . . . . .   | 38 |
| 3.10 | PHOS 検出器の読み出し系・FEE の概略図 [20] . . . . .  | 39 |

- 3.11 ADC サンプリングの例。Shaper のアナログ出力を 10MHz でサンプリングして、デジタル信号に変換する。図のピークの値からペDESTALの値を引いた値が PWO への入射エネルギーに比例する。 . . . . . 40
- 3.12 PHOS 検出器の背面から見た読み出し系。 . . . . . 41
- 3.13 浜松ホトニクス株式会社が求めた+25 で APD の増幅率を 50 倍に設定する APD 印加電圧 (左列) 及び、本研究で実際に PHOS 検出器に供給した印加電圧 (右列)。上から PHOS 1, PHOS 2, PHOS 3 を示す。各図の x 軸は raw(0...63) y 軸は col(0...55) である。供給した印加電圧は APD の増幅率と温度の関係 (式 3.9) を用いて、-25 で APD の増幅率を 50 倍になるように設定した。PHOS 1 は検出器の問題で 350V 以上の印加電圧を供給することができなかつたため、1485 個の APD の増幅率を 50 倍に調整出来ていない。 . . . . . 43
- 3.14 APD 増幅率と増倍率 50 倍を与える電圧に対する印加電圧の比の関数。この関数を用いて、各チャンネルの増幅率を見積もることができる。 . . . . . 44
- 3.15 式 3.11 から求めた各チャンネルの増幅率。PHOS 2,3 は全てのチャンネルで増幅率を 50 倍に設定できた。PHOS 1 は、検出器の問題で 350V 以上の電圧を供給することができなかつたため、増幅率が 50 倍になっていないチャンネルがある。 . . . . . 45
- 4.1 PHOS 検出器の局所座標 (row,col) と ALICE 検出器の座標の関係。Z 軸と X 軸が交わる点が、ビームの衝突点から PHOS 検出器表面に引いた垂線と PHOS 検出器表面が交差する点を表す。解析では、各チャンネルで測定されたエネルギーと局所座標・col から求めた極角を用いて、横方向エネルギーを測定する。 48
- 4.2 各モジュール毎の 1 イベントで閾値を超えるチャンネル数の確率分布。左から PHOS 1、PHOS 2、PHOS3 である。閾値を 20MeV(黒線)、30MeV(赤線)、40MeV(青線) のパターンで確率分布を出している。閾値を上げるとチャンネル数が少なくなる。PHOS 2,3 と比較して PHOS 1 は閾値を超えるチャンネル数の平均が多く、閾値を上げた時のチャンネルの減少率も小さい。 . . . . . 50

- 4.3 13750 イベント中、各チャンネルがノイズによって閾値を超えた回数。左の列から閾値が 20MeV、30MeV、40MeV の結果であり、上から PHOS 1、PHOS 2、PHOS 3 として各モジュール別に示した。閾値 20MeV では読み出しているほとんどすべてのチャンネルで複数回閾値を超えているのに対し、30MeV にすると PHOS 2,3 ではほとんどのチャンネルが閾値を超えていない。閾値 30MeV でもノイズを余り除去できていないチャンネル、緑、黄、赤のチャンネル、は閾値を 40MeV にしても、ノイズの状況はあまり変わっていないことが分かる。 . . . . . 52
- 4.4 衝突が起きていないトリガーの 13750 イベントで、各チャンネルで閾値を超えた回数を x 軸に、チャンネルの数を y 軸に取った分布。この分布から、ノイズによって閾値を超えた回数が 10 以上のチャンネルを解析から外した。 . . . . . 53
- 4.5 横方向エネルギーを測定する際に、使用しなかったチャンネルのマップ。左から、PHOS 1(968 チャンネル)、PHOS 2(527 チャンネル)、PHOS 3(100 チャンネル) であり、赤に塗られたチャンネルを解析から除く。検出器の問題で読み出せていないチャンネルやノイズが多いために ESD を作る時に前もって除いたチャンネル及び、本研究でノイズが多いと判断したチャンネルである。 . . . . . 54
- 4.6 衝突が起きていないトリガーのイベントで、閾値を 30MeV にして解析した結果 (黒線) と、さらに使用しないチャンネルマップを適用して解析した結果 (赤線)。マップを適用することによってノイズのによって閾値を超えるチャンネルのイベント平均が、PHOS 1 で 0.1[channels/event]、PHOS 2 で 0.01[channels/event]、PHOS 3 で 0.01[channels/event] に減らした。 . . . . . 55
- 4.7 衝突が起きていないトリガーのイベントにおいて、使用しないチャンネルマップを適用した後の、1 イベントあたりにチャンネルが出力するエネルギー分布 (30MeV 以上)。 . . . . . 56
- 4.8 衝突が起きていないトリガーのイベントにおける、ノイズによる横方向エネルギー。 . . . . . 56
- 4.9 PHOS 検出器で測定した  $\pi^0$  の不変質量分布 [22]。  $M_{\gamma\gamma} = 125\text{MeV}$  付近に  $\pi^0$  の不変質量ピークが見える。参考文献 [19] の値 (135MeV) と比較するとピークを中心値が 7.4%低い。 . . . . . 57
- 4.10 重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突 292k イベントにおいて、PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーの分布。 59

- 4.11 PYTHIA シミュレーションによる重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突1 イベントで生成される横方向エネルギーの確率分布 (左図) と、同じシミュレーションによる PHOS 検出器で測定される横方向エネルギーの確率分布 (右図)。 . . . . . 61
- 5.1 陽子 (反) 陽子衝突に於ける生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性。本研究では、 $\sqrt{S_{NN}} = 900\text{GeV}$  の陽子陽子衝突における値 (赤点) を求めた。赤いバンドは系統誤差を示す。実線は、UA1, AFS の測定結果から求めた生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性。 . . . . . 66
- 5.2 生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子 (反陽子) 衝突実験の結果と PYTHIA シミュレーションによる計算結果。黒の三角形が UA1 の陽子反陽子衝突の結果、赤丸が本研究結果、青印が PYTHIA シミュレーションを示す。 . . . . . 67

## 第1章 導入

世界を構成する最も基本的な究極の構成物質は何か。その疑問は、古代ギリシャの自然哲学者 Anaximenes が、空気が世界を作っている、と提唱したように大昔から持たれていた。19世紀には、原子が究極の構成物質・素粒子であると、Mendeleev が提唱し、その存在を実験的に存在を確かめれるようになった。その後、科学技術が発展して、人類が探査可能なマイクロなサイズが小さくなるにつれて、それまで素粒子だと考えていた物質が、構造物であると分かり、時代と共に素粒子は変わってきた。そして、現在、ゲージ理論を用いた理論的アプローチと粒子加速器を用いた高エネルギー物理学実験の実験的アプローチによって、現在の素粒子とその間に働く力の媒介粒子は共に、素粒子標準模型としてまとめられている。

素粒子標準模型では、物質を構成する粒子としてレプトンとクォークがある。レプトンは電子やミュー粒子及びニュートリノなどであり、クォークは陽子や中性子及び中間子等のハドロンを構成する。クォークは電荷の他に、色電荷（赤、緑、青及びその反色）を持ち、ハドロンを構成するときには、ハドロン自体の色電荷が白色の状態でなければ存在しない。この色電荷の間に働く力が強い力であり、その理論は量子色力学として知られている。一方、電荷に働く力が電磁気力であり、その理論は量子電磁気学、さらに弱い相互作用をまとめて、電弱力と呼び、その理論がグラシヨウ-ワインバーグ-サラム理論である。

| 素粒子標準模型 |               |                |         |           |            |
|---------|---------------|----------------|---------|-----------|------------|
| 素粒子     | スピン           | 電荷             | 第一世代    | 第二世代      | 第三世代       |
| クォーク    | $\frac{1}{2}$ | $+\frac{2}{3}$ | u(アップ)  | c(チャーム)   | t(トップ)     |
|         | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{3}$ | d(ダウン)  | s(ストレンジ)  | b(ボトム)     |
| レプトン    | $\frac{1}{2}$ | 0              | $\nu_e$ | $\nu_\mu$ | $\nu_\tau$ |
|         | $\frac{1}{2}$ | -1             | e       | $\mu$     | $\tau$     |

| 四つの力と力の媒介粒子  |                           |   |                          |               |
|--------------|---------------------------|---|--------------------------|---------------|
| 種類           | 強い力                       | 電磁力   | 弱い力                      | 重力            |
| 源            | 色荷                        | 電荷  | 弱荷                       | 質量            |
| 強さ           |                           |   |                          |               |
| 到達距離 (cm)    | $10^{-13}$                | $\infty$  | $10^{-16}$               | $\infty$      |
| ポテンシャル       | $k_1 \frac{1}{r} + k_2 r$ | $\frac{1}{r}$   | $\frac{\exp(-m_w r)}{r}$ | $\frac{1}{r}$ |
| 粒子名<br>(スピン) | グルーオン<br>(1)              | フォトン<br>(1)   | $W^\pm, Z^0$<br>(1)      | グラヴィトン<br>(2) |
| 理論           | $QCD^a$                   | $QED^b$<br>$\underbrace{\hspace{10em}}_{GWS^c \text{理論}}$ |                          | 量子重力理論        |

<sup>a</sup>Quantum Chromo-Dynamics

<sup>b</sup>Quantum Electro-Dynamics

<sup>c</sup>Glashow-weinberg-Salam

## 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

前述のように、ハドロンを構成する物質がクォークであることを、20世紀の高エネルギー物理学実験等から突き止めた。ハドロン内部のクォーク・クォーク間の強い力を記述したのがQCDである。このQCDには2つの重要な特徴がある。1つは、クォークとクォークの距離が大きくなると、その間に働く力も大きくなること。この性質によってクォークは通常、ハドロンの中に閉じ込められている。2つ目は、クォークとクォークの距離が小さくなるほど、その間の力が弱くなっていくことである。これは、GrossとWilczek、Politzerが発見した漸近的自由性 [5][6] として知られている。

この漸近的自由性によって、高温高密度の状態においてとても興味的な新たな物質相であるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相に相転移する。QGP相転移は次のように定性的に説明することができる。

まず、真空の温度が高温になった場合を考える。高温の真空では熱的に中間子が発生し高い運動量を持つ。その中間子がお互いに衝突し合い、さらに多数の中間子を生成する。このプロセスを繰り返すことによって、系のハド

ロン密度が高くなり、空間はほとんど核子で覆われ核子どうしが重なり合うようになる。こうなれば同じハドロン内のクォークだけでなく、隣のハドロン中のクォークとの間の距離が小さくなる。その結果、漸近的自由性によって相互作用が小さくなり、実効的にクォークが自由粒子として、その系の中を動き回れるようになる。また、真空の温度を上げる代わりに、直接的に核子密度を高密度にした場合でも、この相転移は起きる。この系では、通常ハドロンに閉じ込められているクォークやグルーオンが閉じ込め/非閉じ込め相転移によって、閉じ込めから解放される。相転移後の物質相を QGP 相といい、クォークやグルーオンを自由度に持つ、クォーク多体系の物質相になっている。

QCD の格子量子色力学 [7] によると、温度が  $T_c \sim 150\text{MeV} - 170\text{MeV} \sim 10^{12}\text{K}$ 、エネルギー密度が  $\epsilon \sim 1\text{GeV}/\text{fm}^3$  になると QGP 相に相転移すると予言されている。

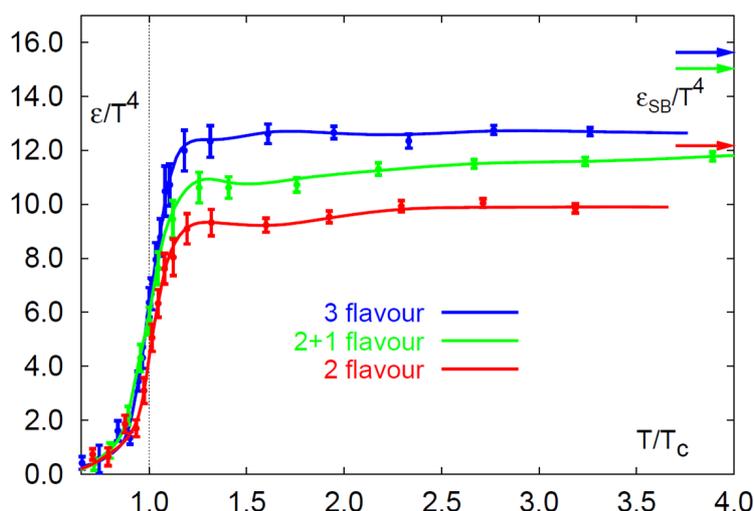


図 1.1: 格子量子色力学の計算結果 [7]。系の自由度  $\epsilon/T^4$  と温度の関係式。 $T \sim T_c$  になると相転移が起き、自由度が大きくなることが分かる。 $\epsilon_{SB}/T^4$  は、QGP 中のパートンが相互作用しない理想気体の極限である。

QGP 相は非摂動的領域の QCD に支配されている物質相である。そのため、この QGP を精査することは、非摂動的領域の QCD の検査になり、摂動論では理解できない、真空の性質やクォークの閉じ込めの理解に役に立つ。

この QGP 相が実現するのが、ビッグバン直後の宇宙とリトルバンと呼ばれる高エネルギー原子核衝突実験である。ビッグバンの数マイクロ秒後の宇

宙は、高温高エネルギー密度の状態であり、QGP相が実現されていたと考えられている。高エネルギー原子核衝突実験では、光速近くまで加速された原子核同士が衝突するときに高温の物質相ができ、この物質相がQGP相に相転移していることが分かっている。

## 1.2 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験の目的は実験室にQGPを生成して、その性質を調べることによって非摂動的領域のQCDの実験的検証及び、ビッグバン後の宇宙の時空発展を理解することである。

米国ブルックヘブン国立研究所のRHIC加速器での実験では、高横運動量ジェット収量の著しい抑制 [2] や生成粒子の方位角異方性における楕円フローのクォーク数スケールリング [3] など、QGP生成の証拠となる実験結果が得られた。

### 1.2.1 高横運動量ジェットの収量抑制

衝突によって生成された高い横方向の運動量  $P_T$  を持ったパートンは、強い相互作用によってさまざまなハドロンに破砕していき、パートンの元の運動量方向に高い運動量を持った複数のハドロンの集団ができる。この集団のことをジェットという。

陽子陽子衝突において、初期散乱によって出来た高横運動量パートンは、真空中で破砕していく。一方、高エネルギーの金金衝突では、衝突によって出来たパートン物質の中を高横運動量パートンが進むため、物質中のパートンと散乱してエネルギーを失う。その結果、高い横運動量を持ったジェットの収量が抑制される [2]。図 (1.2) は、RHICによって測定された、重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突における、 $\pi_0$  の原子核補正係数  $R_{AA}(P_T)$  である。原子核補正係数とは、原子核衝突における収量を陽子陽子衝突における収量と比較できるように規格化した値である。もし、原子核衝突における粒子の収量が陽子陽子衝突の重ね合わせで説明できる、言い換えると、衝突によってパートン物質が出来ていないならば、 $R_{AA} = 1$  となる。図 (1.2) において、周辺衝突では、 $R_{AA} \sim 1$  で物質の効果がほとんど無いのに対し、中心衝突では  $R_{AA} \sim 0.3$  と原子核衝突において収量が抑制されている。この結果は、RHIC 加速器において、QGP 相が生成された強い証拠となった。

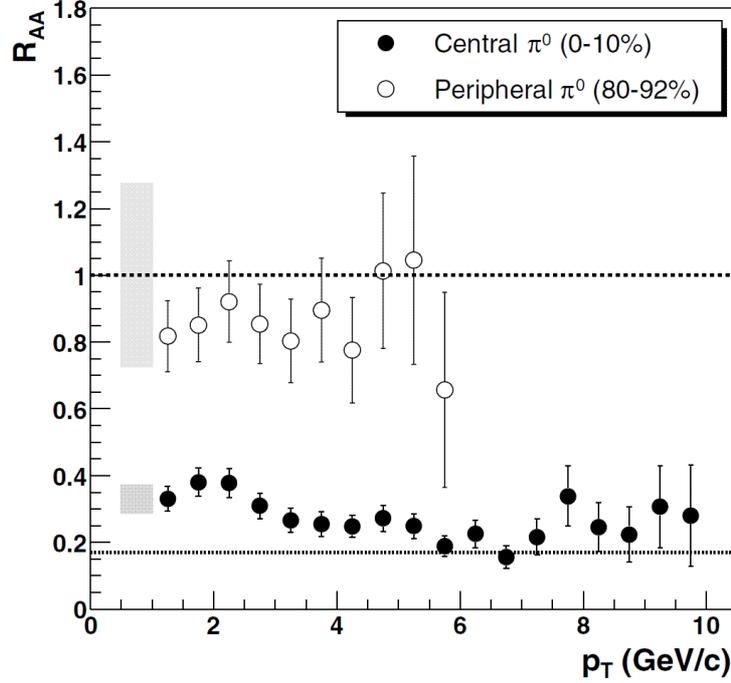


図 1.2: RHIC における重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突における  $\pi_0$  の原子核補正係数  $R_{AA}(P_T)$ [2]。白丸が周辺衝突、黒丸が中心衝突を表す。周辺衝突よりも中心衝突の方が、衝突でできた物質の効果で収量が抑制されている。

### 1.2.2 衝突初期生成エネルギー密度

物質を高密度にした場合にも、QGP に相転移することから、衝突によって生成した、高温高密度物質のエネルギー密度を測定することは、QGP 相転移を調べる指針になる。高エネルギー原子核衝突によって生成する高温高密度物質のエネルギー密度は Bjorken の描像 [4] を適用することによって実験的に決定することができる。

$$\epsilon_{0,Bj} = \frac{dN \langle m_T \rangle}{dy \tau_0 \pi R^2} = \frac{dE_T}{dy} \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \quad (1.1)$$

ここで、 $\epsilon_{0,Bj}$  が衝突初期の生成エネルギー密度、 $\langle m_T \rangle$  は粒子の平均横運動量、 $\tau_0$  が熱平衡に達した固有時間で、高エネルギー原子核衝突では  $\tau_0 \sim 1\text{fm}$ 、 $R$  は原子核同士が衝突した領域の半径である。 $\frac{dN}{dy}$  はラピディティ単位の生成粒子数、 $\frac{dE_T}{dy}$  はラピディティ単位のビーム軸方向に垂直な方向の生

成エネルギーである。  $dE_T$  は、

$$E_T = \sum_{particles} E \sin \theta \quad (1.2)$$

と定義される。

$y$  ラピディティと呼ばれる量であり、粒子の放出角（天頂角）にローレンツ不変の目盛になる。 $y$  の定義は、

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_Z}{E - P_Z} \right) \quad (1.3)$$

高エネルギー原子核衝突実験では  $E \sim Pc$ 、 $P_Z = P \cos \theta$  であることから、ラピディティの近似の値である、擬ラピディティ  $\eta$  をよく用いる。

$$\eta \sim \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.4)$$

RHIC での重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突実験の横方向エネルギーの測定 [1] (図 (1.3)) では、中心衝突において  $\frac{E_T}{d\eta} = 621 \pm 1$  (統計誤差)  $\pm 33$  (系統誤差) GeV となり、Bjorken の式 (1.1) を用いて、衝突初期のエネルギー密度に変換すると、 $\epsilon_{0,Bj} = 4.9 \pm 0.3$  GeV/fm<sup>3</sup> となる。このエネルギー密度は、QGP 相に相転移する臨界エネルギー密度  $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup> を上回っていることから、生成エネルギー密度の測定からも QGP 相生成が強く示唆された。

## 1.3 PHOS 検出器

RHIC における実験結果で、QGP 相が生成されていることはほぼ間違いないことが分かってきた。しかし、これまでの実験では QGP 物質の性質を調べるには至っていない。そこで、この QGP 物質の性質を詳しく調べる為に計画されたのが、欧州原子核研究機構 CERN の LHC 加速器を用いた ALICE 実験である。LHC 加速器では、世界最高の衝突エネルギー核子対あたり重心系衝突エネルギー 5.5 TeV が計画されており、この衝突によって RHIC で生成した QGP 相よりも長寿命の QGP 相が生成することが期待されている。

ALICE 実験では、この長寿命の QGP 相のおかげで QGP 相を直接的に測定することが可能になる。QGP 相の直接測定の強力なプローブとして QGP 相から熱輻射によって発生する熱光子がある。QGP 相が生成されていれば、その中から熱輻射によって熱光子が輻射される。これを捕えることができれば QGP 相が生成されているという最も直接的な証拠になる。さらに、強い相

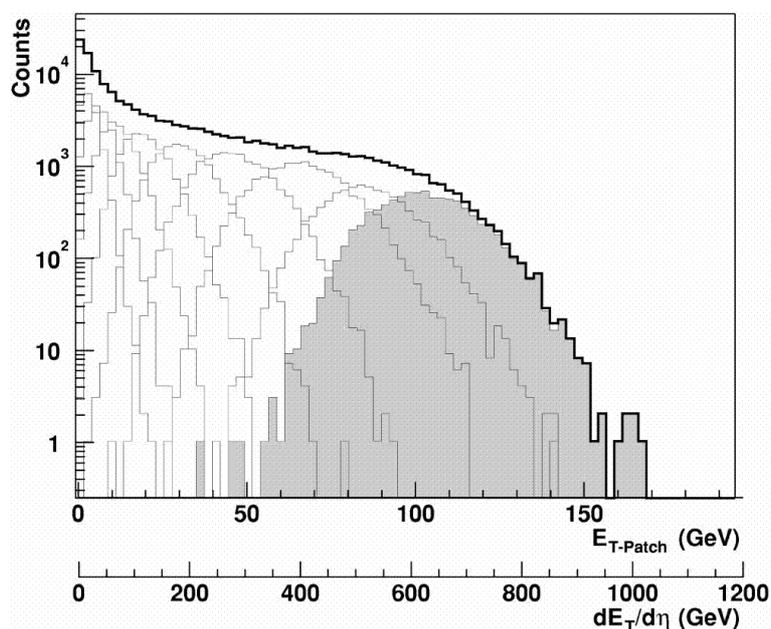


図 1.3: RHIC 加速器における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突における横方向生成エネルギー  $\frac{dE_T}{d\eta}$  [1]。全ての衝突中心度の事象を足し合わせたのが、濃い実線。薄い実線は、いくつかの衝突中心度に分けた場合のそれぞれの横方向生成エネルギー。塗りつぶしてある部分が 0-5% の最中心度衝突。

相互作用をするハドロンとは異なり、光子は強い相互作用しないので、QGP 相で発生した熱光子が直接検出器まで届く。この熱光子を測定することによって QGP 相の温度を直接決定することができる。

この熱光子を捕えるための検出器が、ALICE 検出器の PHOS 検出器である。PHOS 検出器は、光子や電子のエネルギーを測定する電磁カロリメータであり、入射エネルギー吸収部の鉛タングステン酸単結晶 (PWO)、読み出し部にアバランシェフォトダイオード (APD) を使用する。

## 1.4 研究の目的

本研究では、この PHOS 検出器 3 モジュールの構築及び、ALICE 検出器への組み込みを行い、各素子の APD に供給する電圧を最適化して陽子陽子衝突実験において物理データを測定できるようにする。

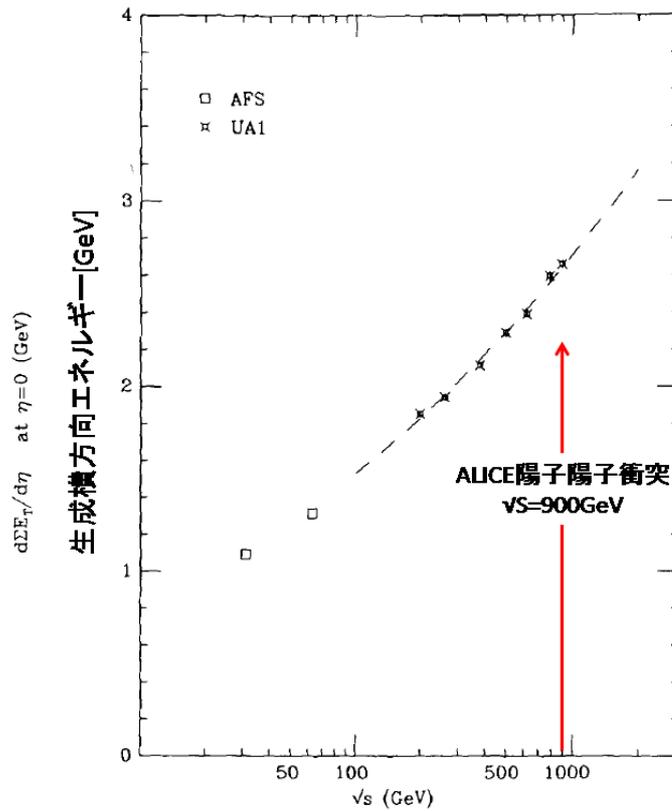


図 1.4: UA1 及び AFS 実験における陽子 (反) 陽子衝突で生成する横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性 [9]。本研究では重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突で生成する横方向エネルギーを測定する。

この PHOS 検出器を用いて 2009 年 11 月に LHC 加速器で起きた、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突において生成する横方向エネルギーの平均値  $d\langle E_T \rangle / dy$  を測定し、この結果を、過去の陽子反陽子衝突実験における生成横方向エネルギーの結果 [9] と比較することで生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性を調べる。また、PYTHIA シミュレーションが予想する平均生成横方向エネルギーと本研究における測定値を比較することで、PYTHIA シミュレーションの重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突実験の再現性を調べる。さらに、測定した生成横方向エネルギーの平均値を用いて、陽子陽子衝突における、衝突初期のエネルギー密度を求める。

## 第2章 ALICE実験

### 2.1 Large Hadron Collider(LHC 加速器)

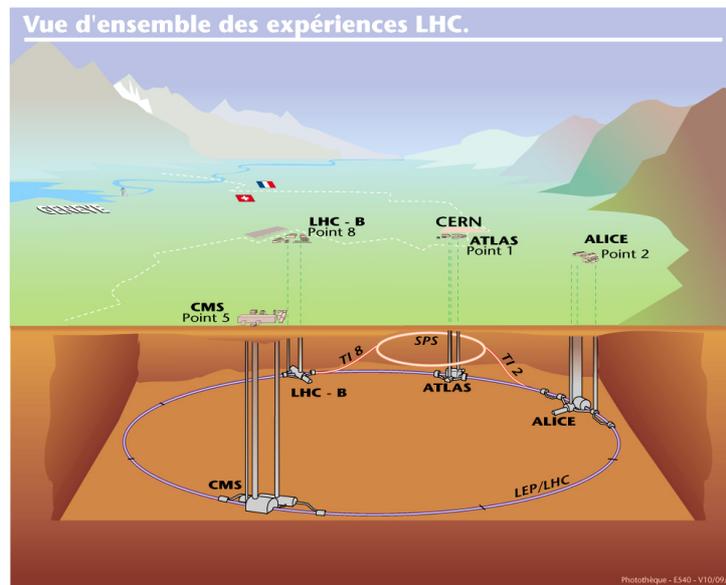


図 2.1: LHC 加速器の概略図 (出典 CERN Document Server/CERN-AC-9906026)。スイス・ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 CERN 近郊の地下約 100m に LHC 加速器がある。

LHC 加速器 [11] はスイス・ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構・CERN 近郊の地下約 100m に建設された、周長 26.7km の円形ハドロン衝突型加速器 (図 2.1) である。2009 年冬に本格的に始動し、重心系衝突エネルギー 900GeV 及び 2.36TeV の陽子陽子衝突のデータが取られた。LHC のルミノシティの設計値は陽子ビームで  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、鉛ビームで  $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  である。陽子ビームを 7TeV (重心系衝突エネルギー 14TeV) 鉛イオンビームを 2.75TeV (重心系衝突エネルギー 5.5TeV) まで加速することができる。

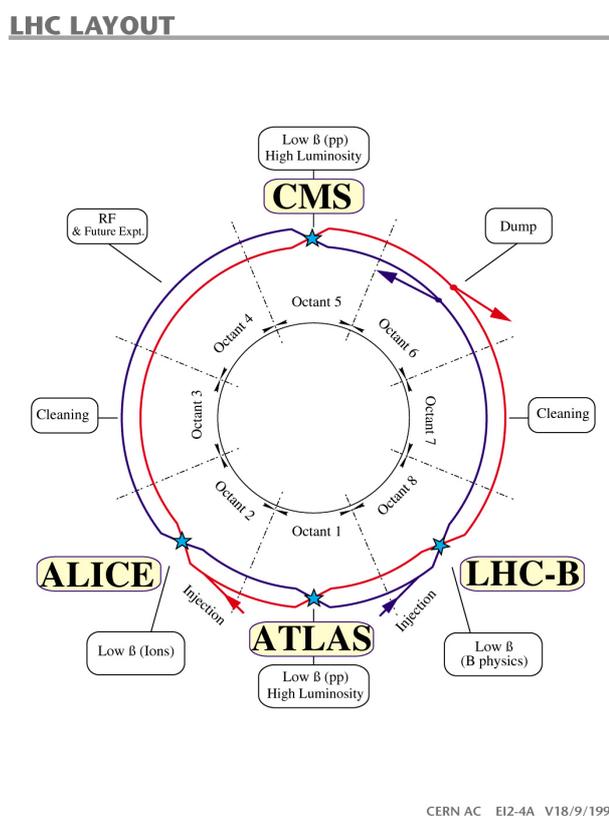


図 2.2: LHC 加速器における、代表的な 4 つの実験である ALICE、CMS、LHC-B、ATLAS(出典 CERN Document Server/LHC-PHO-1997-060)。

LHC で行われる代表的な 4 つの実験が ALICE<sup>1</sup>実験,ATLAS 実験,CMS 実験,LHCb 実験である (図 2.1)。

## 2.2 ALICE 検出器

ALICE 実験 [12] は、重イオン衝突での超高温高密度の状況下で生成する強く相互作用する物質やクォークグルーオンプラズマの性質を解明することによって、標準模型の強い相互作用を表す理論である量子色力学 QCD の実験的検証を目的としている。

ALICE 検出器は  $16 \times 16 \times 26m^3$  の体積、重さ約 10000t の検出器であり、重イオン衝突における High multiplicity 状況下に於いてハドロン、電子、ミュ

<sup>1</sup>A Large Ion Collider Experiment

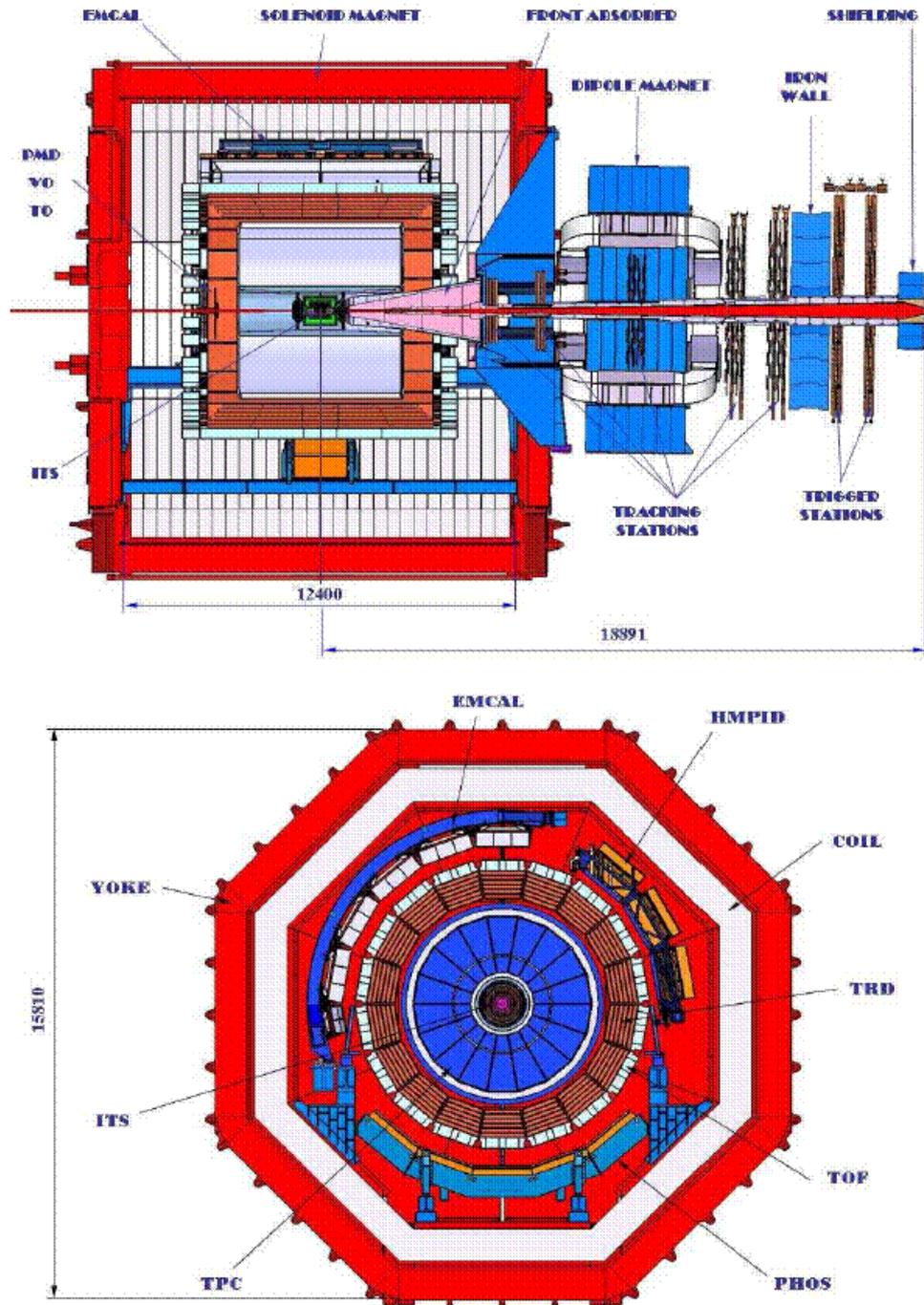


図 2.3: 上図は  $yz$  平面、下図は  $xy$  平面における ALICE 検出器の断面図 [12]。ALICE 検出器の座標系の定義 :  $x$  軸は、ビームパイプに垂直で、加速器が作る円盤上で加速器の中心を向く方向。  $y$  軸は、  $x$  軸及び  $z$  軸に垂直で上方を向く方向  $z$  軸は、ビームパイプに平行でミュオン検出器と反対側を向く方向

オン、光子を包括に検出することができるように設計されている。ALICE 検出器の構造を図 2.3 に示す。

ALICE 検出器は、大きく分けて次の 3 つの成分に分けられる。まず、方位角で  $360^\circ$ 、極角で  $45^\circ \sim 135^\circ$  (擬ラピディティに直す) のアクセプタンスを持つ L3 磁石で囲われた Central detectors、擬ラピディティ  $-2.5 < \eta < -4.0$  のアクセプタンスを持つ Muon Spectrometer、衝突イベントの特徴 (衝突時間や衝突地点、反応平面) の決定やイベントトリガーに用いる Forward and Trigger detectors。この節でそれぞれの検出器に関して説明する。

### 2.2.1 Forward and Trigger Detectors

陽子陽子衝突や原子核衝突における衝突イベントの情報を決定したり、イベントトリガーに用いるために ALICE 検出器には、いくつかの検出器が設置されている。

#### Zero Degree Calorimeters(ZDC)

ZDC[12] は、原子核衝突における反応傍観部の粒子を測定する。ZDC はビームの衝突点から両サイドに 116m 離れた位置にある中性子を測定する ZN 検出器と陽子を測定する ZP 検出器及び、ビームの衝突点から Muon Spectrometer の反対側に 7m 離れた位置にある電磁カロリメータの ZEM 検出器から構成されている。これらの検出器で測定された情報から L1 トリガーを作る。また、原子核衝突のインパクトパラメータや反応平面を決定することも目的としている。

#### Photon Multiplicity Detector(PMD)

$2.3 \leq \eta \leq 3.7$  の前方領域をカバーし、衝突で発生する光子の粒子多重度や空間分布  $\eta - \phi$  を測定する検出器 [12]。PMD では、光子や電子の横方向エネルギーや、衝突事象毎の反応平面を決定する。

#### Foward Multiplicity Detector(FMD)

FMD[12] は擬ラピディティ範囲で  $-3.4 < \eta < -1.7, 1.7 < \eta < 5.0$  の領域をカバーし、荷電粒子の粒子多重度を測定する。

## V0 Detector(V0)

V0 検出器 [13] は2枚の円盤状のシンチレータから構成される検出器である。2枚のシンチレータはそれぞれV0A、V0Cと呼ぶ。V0AはMuon Spectrometerの反対側3.4mの位置に配置され、擬ラピディティ領域で $2.8 < \eta < 5.1$ を覆っている。V0BはMuon Spectrometerと同じ側に0.9mの位置に配置され、擬ラピディティ領域で $-3.7 < \eta < -1.7$ を覆っている。

V0 検出器は陽子陽子衝突や原子核衝突において Central barrel の検出器に対するミニマムバイアストリガーになる。トリガーは、衝突によって出来た一次粒子や、一次粒子がV0 検出器の前にある物質と相互作用して出てきた二次粒子をV0 検出器で測定して作られる。さらに、V0 検出器で測定される粒子数によって衝突中心度も決定する。

## T0 Detector(T0)

T0 検出器 [13] は12本のチェレンコフカウンターから成る2つの検出器(T0A,T0C)から構成されている。T0Aは、FMD、V0、PMDとグループ化されて衝突点からMuon Spectrometerから反対側に3.75mの場所に配置され、擬ラピディティ範囲で $4.61 < \eta < 4.92$ の範囲を覆っている。T0Cは、Muon Spectrometerと同じ方向に0.727m離れた場所に配置され、擬ラピディティ範囲で $-3.28 < \eta < -2.97$ を覆っている。T0 検出器はビームが衝突した時間及び衝突点を決定することを目的としている。分解能はそれぞれ、50ps及び $\pm 1.5cm$ である。さらに、測定した衝突点が設定値内に収まっていればL0トリガーを作る。

### 2.2.2 Central Barrel Detectors

衝突点から外に向かって Inner Tracking System(ITS), Time-Projection Chamber(TPC), Time-of-Flight(TOF), Ring Imaging Cherenkov(HMPID), Transition Radiation Detector(TRD)、Electro Magnetic Calorimeter(EMCal), Photon Spectrometer(PHOS)、そしてL3磁石の外にALICE Cosmic Ray Detector(ACORED)が配置されている。

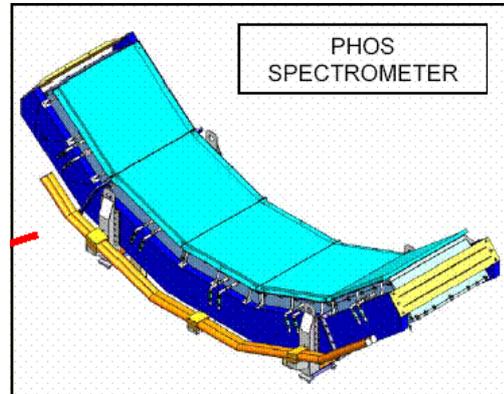


図 2.4: 光子のエネルギーを正確に測定することを目的とした電磁カロリメータ・PHOS 検出器 [20]。衝突点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置し、方位角で  $220^\circ < \phi < 320^\circ$ 、擬ラピディティ領域で  $-0.12 < \eta < 0.12$  の領域をカバーする。

### Inner Tracking System(ITS)

ITS は、衝突によって発生する初期粒子の場所、つまり衝突点を  $100\mu\text{m}$  よりも高い精度で求めることが主な目的である。200MeV/c 以下の低運動量の粒子の飛跡を検出して粒子識別も行い、ITS の外側にある Time-Projection-Chamber(TPC) の情報と合わせて、運動量と角度分解能を向上させる。

ITS はビームパイプに一番近い検出器であり、 $-0.9 < \eta < 0.9$  の範囲をカバーする。ITS は SPD、SDD、SSD の 3 層から成る検出器である。

### Photon Spectrometer(PHOS 検出器)

PHOS 検出器は、衝突点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置し、同型 5 モジュールで方位角で  $220^\circ < \phi < 320^\circ$ 、擬ラピディティ領域で  $-0.12 < \eta < 0.12$  の領域をカバーする。PHOS 検出器は、鉛鉛衝突による粒子多重度が高い衝突において、光子 1 つ 1 つのエネルギーを正確に測定するために設計された検出器である。PHOS 検出器の詳細な説明は第 3 章で説明する。

本研究では、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突によって、SPD と V0 が作るトリガー（ミニマムバイアストリガー）で取られたイベントの PHOS 検出器で測定されたエネルギーを用いて解析を行う。

## 2.3 ALICE 実験シミュレーション

現在の粒子加速器を用いた高エネルギー原子核実験では、そこで起きる物理プロセスが非常に複雑であるため、原子核衝突で起きる事象を理解するためには、計算機を用いたシミュレーションが必要不可欠である。ALICE 実験では、高エネルギー粒子衝突で生成する粒子を再現するイベントジェネレータと、再現した粒子を測定する検出器とその反応を再現する検出器シミュレータを組み合わせて使用する。本研究では、イベントジェネレータとしてPYTHIA、検出器シミュレータとしてGEANT3を用いる。

シミュレーションの流れを説明する。まず、PYTHIAが初期条件に応じて粒子衝突を発生させ、そこで起きる物理プロセスを計算して発生した粒子の情報をGEANT3に渡す。GEANT3はその粒子が検出器内で起こす相互作用を計算して、検出器に落とすエネルギーや位置などをシミュレートする。GEANT3が出力するデータ形式は実際の実験データと同じ形式で出力できるために、シミュレーションデータと、実験で得られた実データは同じ解析コードを用いて解析を行うことができる。

### 2.3.1 PYTHIA イベントジェネレータ

高エネルギーハドロン衝突では、ハドロンとハドロンの衝突で無く、ハドロンを構成するパートンとパートンの相互作用であるとみなすことができる。パートンとパートンの相互作用を記述する理論が量子色力学であり、PYTHIAも量子色力学の計算を元に作られたイベントジェネレータである。しかし、ハドロン衝突で起きる物理プロセスを量子色力学だけで記述することは、今のところできていない。それは、量子色力学を解くためには、摂動論を用いるが、摂動論的に量子色力学を解くことができる領域はハードプロセスとして知られる、運動量移行の大きいパートン散乱の場合だけに限られている。しかし、現在の粒子加速器を用いたハドロン衝突実験に於ける粒子生成は、運動量移行の小さいソフトプロセスが支配的である。このソフトプロセスは量子色力学では解くことができないので、現在使用されているイベントジェネレータには、実験結果をうまく説明するような現象論的モデルが組み込まれている。

PYTHIAに於いても、この現象論的モデルが組み込まれており、これまでのハドロン衝突実験の結果をうまく説明するようにモデルが調整されてきた。このモデルの調整の例として、CDF[18]実験の結果をうまく説明するように調整されたCDF tuning、及び、重心系衝突エネルギー 200GeV から 1.8TeV

の陽子反陽子衝突のミニマムバイアスイベントを良く再現するように設定された、PYTHIA tuned tuning を述べる。

ここで、シミュレーションにおけるミニマムバイアスイベントとは、陽子(反)陽子衝突に於ける Non-single diffractive イベント (NSD) のことを示す。Diffractive イベントとは、ビームの粒子 (LHC なら陽子) が衝突によって、高い質量の粒子に励起されるイベントのことである。片方の衝突粒子が励起されるイベントを Single diffractive イベント、両方の衝突粒子が励起されるイベントを Double diffractive イベントと言う。diffractive イベントでは、初期のビーム粒子に近い方向に粒子が生成されるために、実験においてミニマムバイアストリガーとして見なされないことが多い。そこで、ミニマムバイアストリガーとしては、全ての散乱 ( $\sigma_{tot}$ ) から弾性散乱 ( $\sigma_{elas}$ ) と Single diffractive イベント ( $\sigma_{sd}$ ) を除いたイベントである Non-single diffractive ( $\sigma_{nsd}$ ) をミニマムバイアストリガーとしている。つまり、ミニマムバイアスイベントの散乱断面積は、

$$\sigma_{nsd} = \sigma_{tot} - \sigma_{elas} - \sigma_{sd} \quad (2.1)$$

とされている [16]。

### CDF tuning

フェルミ国立加速器研究機構の Tevatron の CDF 実験で重心系衝突エネルギー 630GeV 及び、1.8TeV の陽子反陽子衝突におけるミニマムバイアスイベントの荷電粒子密度  $dN_{ch}/d\eta$  と、underlying event(1.8TeV)[18] を再現するように調整された PYTHIA tuning[17]。主に、underlying event の実験結果を良く再現する。

### PYTHIA tuned tuning

A.Moraes, C.Bttar, I.Dawson によって提案された PYTHIA の現象論的 tuning[16]。CDF tuning よりも、200GeV から 1.8TeV の領域のミニマムバイアスイベントをよく再現する。この tuning は、ATLAS 実験のミニマムバイアスイベントのシミュレーションに用いられている。

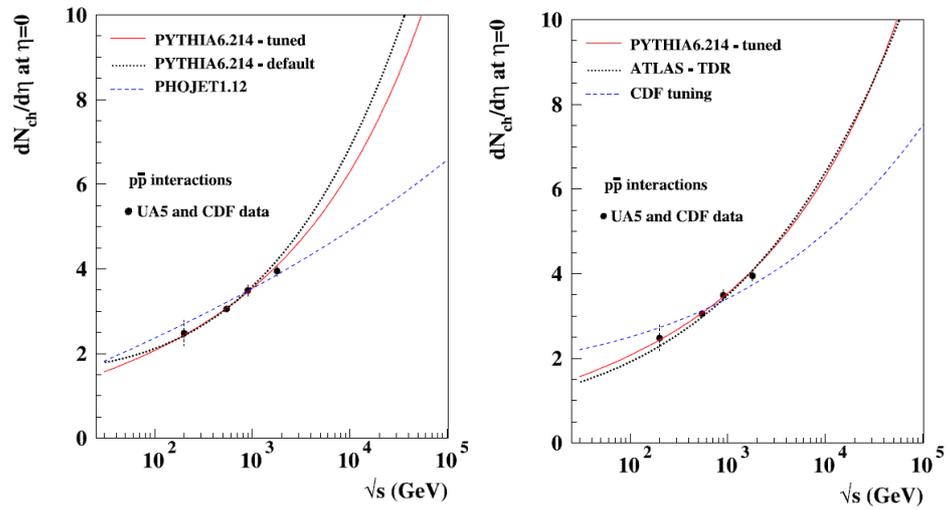


図 2.5: 過去の実験と比較した PYTHIA tuned tuning、PYTHIA default tuning、CDF tuning[16]。各 tuning によって予想される結果が異なる。

## 第3章 Photon Spectrometer (PHOS 検出器)

ALICE 検出器が備える Photon Spectrometer・PHOS 検出器は、高エネルギー原子核衝突における生成粒子が膨大な状況下において、QGP 相からの熱光子のエネルギーを正確に測定できるように設計された、電磁カロリメータである。本研究において、この PHOS 検出器の建設及び、エネルギー較正を行った。この章では、まず PHOS 検出器の測定原理を述べる。さらに、2009 年の陽子陽子衝突に向けて本研究で行った PHOS 検出器の構築及び PHOS 検出器の各 APD に与えた印加電圧の調整について述べる。

### 3.1 粒子と物質の相互作用

光子や荷電粒子が物質中を通過するとき粒子は物質と相互作用をおこしてエネルギーを失っていく。ここでは、電離損失と制動放射、対生成について述べる。

#### 電離損失

電離損失とは荷電粒子が物質中を通過する際に物質中の原子をイオン化してエネルギーを損失する過程である。荷電粒子が単位質量 ( $\xi = \rho x$ ) を進むときに電離損失によって失われる平均エネルギーは式 3.1 のベーテプロッホの式によって求めることができる。

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left( \frac{z}{\beta} \right)^2 \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

各変数を表 3.1 にまとめる。

| 記号                 | 定義                   | 単位又は値  |
|--------------------|----------------------|--|
| $-\frac{dE}{d\xi}$ | 単位質量あたりの損失エネルギー      | $MeV/g/cm^2$                                 |
| $D$                | $4\pi N_A r_e m c^2$ | $0.3071 MeV * cm^2/g$                        |
| $N_A$              | アボガドロ数               | $6,022 * 10^{23}/g$                          |
| $r_e$              | 電子の古典半径              | $e^2/(4\pi\epsilon_0 m c^2) 2.82 * 10^{-13}$ |
| $m_e$              | 電子の静止質量              | $0.510998918 MeV/c^2$                        |
| $Z, A$             | 物質の原子番号と原子質量         |  |
| $I$                | 平均イオン化ポテンシャル         | $16Z^{0.9} eV$                               |

この式から次のことがわかる。電離損失による単位重さあたりのエネルギー損失  $dE/d\xi$  は、

- (1)  $Z/A$  に比例して、ほとんど物質によらない ( $\ln I$  依存性は小さい)。
- (2) 入射粒子の速度  $\beta(= v/c)$  のみの関数である。

図 3.1 のように  $\beta$  の小さいときは、 $dE/d\xi$  は  $1/\beta$  に比例する。そして  $\gamma(= 1/\sqrt{1-\beta^2}) \simeq 3$  あたりで最小値 (minimum ionization loss; 最小電離損失) に達する。このような粒子を Minimum Ionizing Particle(MIP) と呼ぶ。さらに、 $\gamma \geq 4$  からは  $\ln \gamma^2$  で緩やかに上昇して、やがては密度効果で一定の値に近づいていく。

### 制動放射

高エネルギーの荷電粒子が原子核のつくる強い電場によって減速されて光子を放出する過程を制動放射という。制動放射の断面積は  $(z/m)^2$  に比例するため、電子の様な軽い荷電粒子では電離損失よりもエネルギー損失の寄与が大きくなる。電子における制動放射による平均エネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brem}} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.2)$$

$$\sim \frac{E}{X_0} \quad (3.3)$$

で求めることができる。

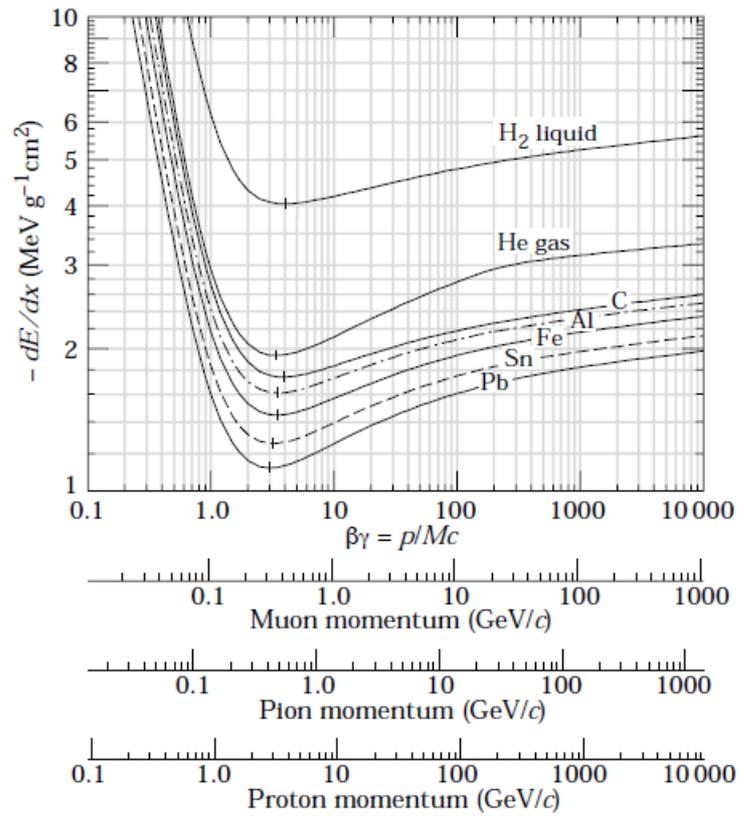


図 3.1: 荷電粒子が物質中を通過するとき電離損失によって失うエネルギーの平均値  $-dE/dx$  ( $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$ ) の  $\beta\gamma$  の関数 [19]。

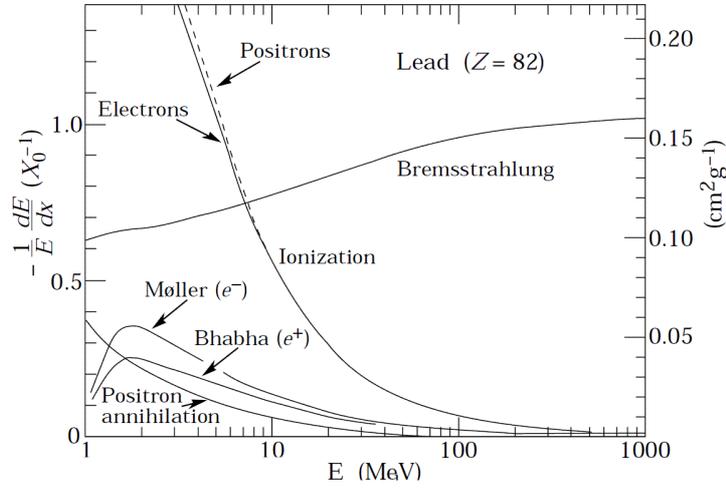


図 3.2: 電子や陽電子が鉛中を 1 放射長あたりのエネルギー損失 [19]。  $E_c \sim 7\text{MeV}$  あたりから制動放射によるエネルギー損失が大きくなり、  $\sim 11\text{MeV}$  あたりから制動放射によるエネルギー損失が支配的になる。

ここで  $X_0$  は放射長と呼ぶ。高エネルギーの電子の電離損失におけるエネルギー損失は制動放射に比べて十分小さくなる (図 3.2)。この場合、エネルギー損失は放射長のみで表すことができ、式 3.3 がよい近似になる。最初に  $E_0$  のエネルギーを持っている電子が入射した場合の平均エネルギー損失は、

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{X}{X_0}\right) \quad (3.4)$$

となり、放射長  $X_0$  は入射電子のエネルギーを  $1/e$  にする厚さに等しい。

一方、電子のエネルギーが小さい場合は電離損失によるエネルギー損失が主となる。イオン化エネルギーと制動放射によるエネルギー損失の値が等しくなるエネルギーを臨界エネルギー  $E_c$  と呼ぶ。これは、

$$E_c \sim \frac{580}{Z} \text{MeV} \quad (3.5)$$

で近似的に求められる。

## 電子陽電子対生成

電子陽電子対生成は高エネルギーの光子が電子と陽電子の対に変換される相互作用である。真空中では光子が電子と陽電子に変換する前後において運

動量を保存することができないため対生成は発生しない。しかし、物質中では物質中の原子核からの電場、つまり仮想光子と相互作用することによって運動量を保存することができるので対生成が可能になる。光子が電子と陽電子の質量の和に等しいエネルギー  $E = 2m_e c^2$  を超えると対生成が可能になる。図 3.3 は炭素及び鉛と光子との反応断面積である。

### 3.1.1 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質に入射すると、制動放射を起こしてエネルギーを失う。しかし、発生した光子も高いエネルギーを持っているため電子陽電子対生成を発生して次々に増殖する。電子、陽電子や光子はそのエネルギーが臨界エネルギー  $E_c$  に達するまで粒子数を増やしながらかエネルギーを失い、その後は電離損失によってエネルギーを失っていく。

高エネルギーの光子が物質に入射した場合は、平均的には光子が 1 放射長進んだところで対生成をおこして電子と陽電子に分かれるために、シャワーが発生する深さが電子の場合と比べて 1 放射長ずれる。シャワーの横方向の広がりには低いエネルギーの多重散乱によって決まる。このシャワーの横成分の分布を見るのに式 3.6 にあらわされるモリエール半径という量を用いる。

$$R_M = X_0 \frac{21.2 \text{MeV}}{E_c} \quad (3.6)$$

モリエール半径は、電磁シャワーの横方向の広がりを表し、モリエール半径が小さいほど電磁シャワーの広がりが小さいことを表す。一般にシャワーのエネルギーの 99 % が  $3R_M$  内におさまる。

光子や電子のエネルギーを測定する電磁カロリメータは、この電磁シャワーによって入射粒子のエネルギーをエネルギー吸収層で損失させ、そこで発生する光を光検出素子で読み出すことによって、入射粒子のエネルギーを測定する。

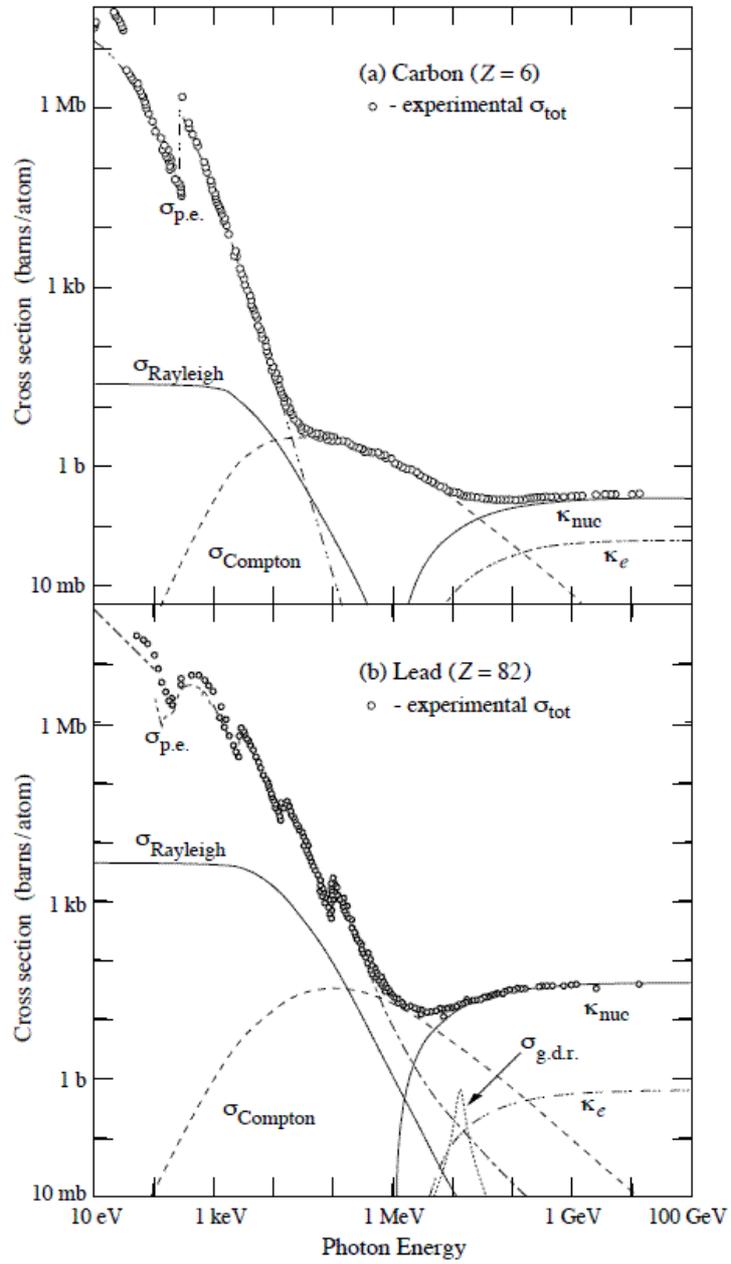


図 3.3: 光子と炭素（上図）及び鉛（下図）との反応断面積 [19]。1MeV 以下では光電効果  $\sigma_{p.e.}$  が支配的であるが、光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の和より大きくなったところ  $\sim 1\text{MeV}$  で、対生成 ( $\kappa_{nuc}$ ) が支配的になる。

。

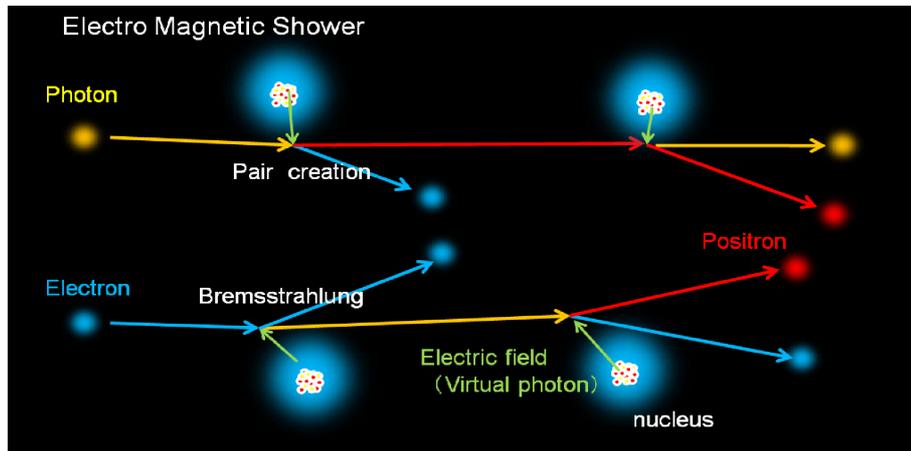


図 3.4: 入射した、光子や電子が電磁シャワーによって粒子数を増やしなが  
らエネルギーを失っていく様子。

。

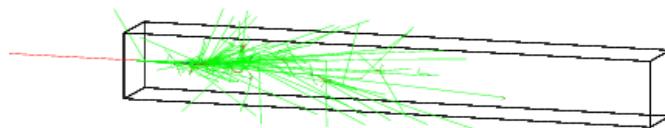


図 3.5: 粒子と物質の相互作用をシミュレートする、GEANT4 を用いた 1GeV  
の電子が PWO に入射するシミュレーション。入射電子が電磁シャワーによっ  
て粒子を増やしなが  
らエネルギーを損失している。

## 3.2 PHOS 検出器

。



図 3.6: 2009 年 7 月の組み立て途中の PHOS 検出器 (1.2m × 1.4m)。1 モジュールあたり  $56 \times 64 = 3584$  個のクリスタルが見える。

PHOS 検出器 (図 3.2) は、シンチレータに鉛タンゲステン酸単結晶  $\text{PbWO}_4$  (PWO)、光検出素子にアバランシェフォトダイオード (APD) を用いた電磁カロリメータである。

電磁カロリメータでは、まず前述の電磁シャワー及び電離損失によって、入射粒子のエネルギーを密度の高い物質で作られるエネルギー吸収部に落とさ

せて、入射エネルギーに比例した光量のシンチレーション光を発生させる。そのシンチレーション光を、光検出器で測定することによって入射粒子のエネルギーを測定する。電磁カロリメータには、エネルギー吸収部とシンチレータが異なる物質で出来た不均質型電磁カロリメータと、それらが同じ物質でできた均質型電磁カロリメータがある。PHOS 検出器は、PWO をエネルギー吸収部及びシンチレータとして用いた均質型カロリメータである。

高エネルギー原子核衝突で生成する粒子多重度は膨大な数になるために、核子対あたり 5.5TeV 鉛鉛衝突で  $\frac{dN_{ch}}{dy} \sim 2600$ 、そこから発生する光子のエネルギーを正確に測定するためには、エネルギー分解能だけでなく、一つ一つの粒子を区別するための高い二粒子分解能も必要になる。

そこで、PHOS 検出器はモリエール半径が小さい PWO を使用することによって電磁シャワーの横方向の広がりを抑え、さらに、1 モジュールあたり  $56 \times 64$  個の  $2.2\text{cm} \times 2.2\text{cm} \times 180\text{cm}$  サイズの PWO クリスタルに高分割することによって、高いエネルギー分解能 (1GeV の光子に対して  $\sim 4\%$ )、高い位置分解能 (1GeV の光子に対して  $\sim 3.5\text{mm}$ ) 及び二粒子分解能を実現した。

PHOS 検出器は、衝突点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置し、同型 5 モジュールで方位角で  $220^\circ < \phi < 320^\circ$ 、ビーム軸方向は擬ラピディティ領域  $-0.12 < \eta < +0.12$  のアクセプタンスを持つ。2009 年の陽子陽子衝突実験においては、3 モジュールを ALICE 検出器に組み込み、方位角方向で  $260^\circ < \phi < 320^\circ$  のアクセプタンスを持たせた。3 モジュールは、それぞれの解析上では方位角で  $260^\circ < \phi < 280^\circ$  を覆う PHOS 3、 $280^\circ < \phi < 300^\circ$  を覆う PHOS 2、 $300^\circ < \phi < 320^\circ$  を覆う PHOS 1 と呼ばれる (図 3.2)。

## 3.3 検出素子

### 3.3.1 鉛タングステン酸単結晶 (PWO)

PHOS 検出器に用いた、PWO は無機シンチレータの一種 (図 3.8) である。表 3.1 にいくつかの無機シンチレータの性質の例を上げる。

PWO 結晶は密度が  $8.3\text{g}/\text{cm}^3$  と他の無機シンチレータより大きく、放射長が  $0.89\text{cm}$  と短いので検出器の小型化ができる。また、モリエール半径が  $2\text{cm}$  と小さいために電磁シャワーの横方向の広がりを抑えることができ、高 2 粒子分離分解能を実現できる。さらに、減衰時間が短いため高いエネルギー分解能と時間分解能も得ることができる。一般的に無機シンチレータは有機シンチレータよりも発光量が少ないが、PWO は 1 温度を下げると発光量が

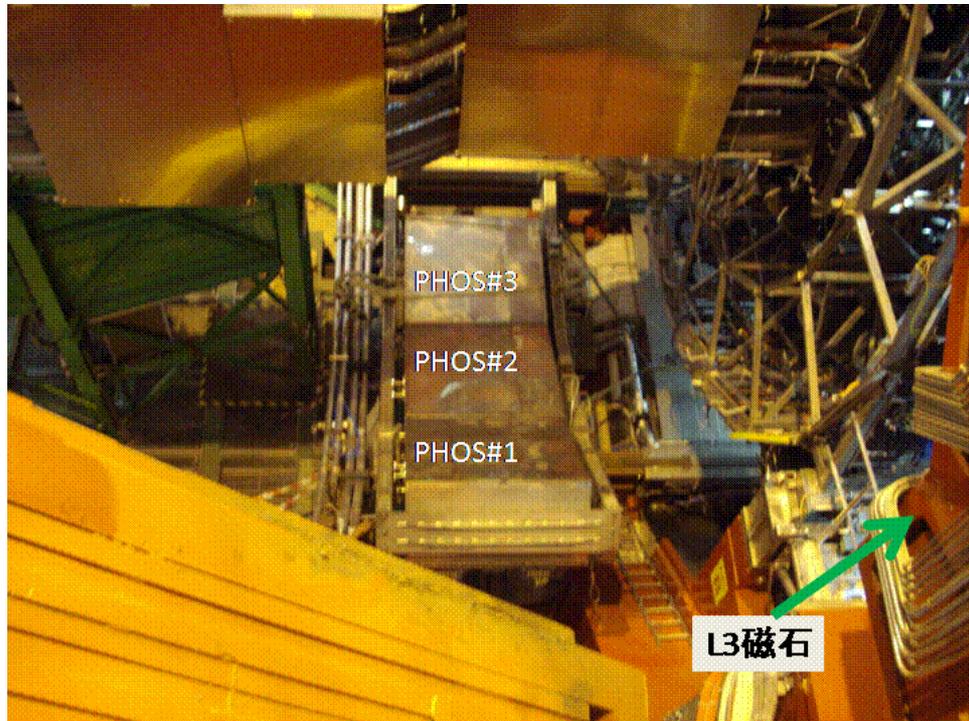


図 3.7: 2009 年 8 月における、組み込み途中の PHOS 検出器。2009 年の実験時には 3 モジュール組み込んだ。それぞれの解析上での名前は、方位角で  $260^\circ < \phi < 280^\circ$  を覆う PHOS 3、 $280^\circ < \phi < 300^\circ$  を覆う PHOS 2、 $300^\circ < \phi < 320^\circ$  を覆う PHOS 1。

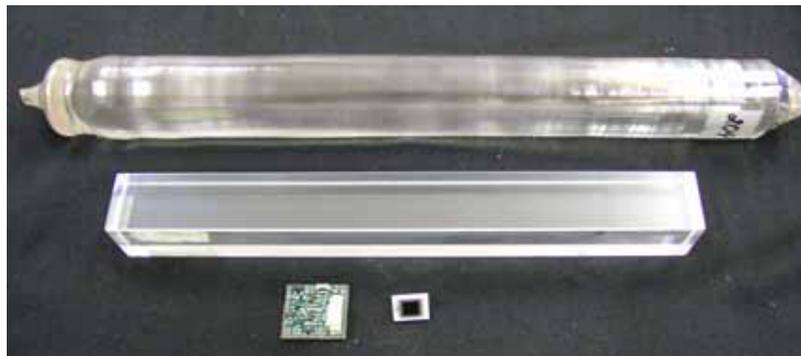


図 3.8: PHOS 検出器に用いられている鉛タンゲステン酸単結晶 (PWO)。密度が高いために放射長が短い。

表 3.1: 無機シンチレータの性質

| 物質  | 密度 [g/cm <sup>3</sup> ] | 放射長 [cm] | モリエール半径 [cm] | 減衰時間 [ns]                            | 光量 [NaI] 比                               |
|-----|-------------------------|----------|--------------|--------------------------------------|--|
| NaI | 3.67                    | 2.59     | 4.13         | 230                                  | 1  |
| PWO | 8.3                     | 0.89     | 2.00         | 10 <sup>f1</sup><br>50 <sup>s2</sup> | 0.006 <sup>f</sup><br>0.001 <sup>s</sup> |
| BGO | 7.13                    | 1.12     | 2.23         | 300                                  | 0.9                                      |
| CsI | 4.51                    | 1.86     | 3.57         | 6 <sup>f</sup><br>35 <sup>s</sup>    | 2.3 <sup>f</sup><br>5.6 <sup>s</sup>     |

約3% 増えるため、ALICE 実験において PHOS 検出器は-25 の状態で動作する。図 3.9 は動作温度と PWO の発光量の関係を示す。

### 3.3.2 アバランシェフォトダイオード (APD)

PWO が発する微弱な光を測定するために PHOS 検出器はアバランシェフォトダイオード (APD) を使用している。一般的に光子検出器として用いられる光電子増倍管と比べて、受光面が 5mm × 5mm と小さいが、光電子増倍管の量子効率が 25%-30% であるのに対して、70%-82% と非常に高いことを考慮すると大きな利点になる。また、光電子増倍管と異なり、APD は強磁場中でも使用可能なので、磁場中の稼働を必要とする ALICE 実験でも使用することができる。

APD の大きな特徴として、APD 素子自体が信号増幅機能を持つことである。APD は光吸収層の下に高い負の電圧が印加されているアバランシェ領域を持ち、シンチレーション光が光吸収層にあたって発生した光電子はこのアバランシェ領域で電子雪崩を起こして電子の増幅を起こす。この増幅機能によって高い信号/ノイズ (S/N) 比を得ることができる。高い S/N 比を得るためには、APD の増幅率を 10 ~ 100 倍にするのが適切とされている。ALICE 実験では、高いエネルギー分解能を実現するために APD の増幅率を 50 倍に設定する。

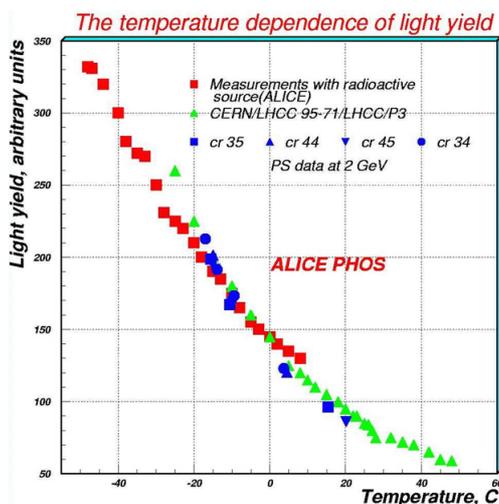


図 3.9: PWO クリスタルの発光量の温度依存性。温度が 1 下がると発行量が約 3 % 増加する [20]。

### 3.3.3 読み出し系

PHOS 検出器の読み出し系の概略図を図 3.10 に示す。PWO に入射した粒子は電磁シャワーと電離損失によってエネルギーを落とし、シンチレーション光を発生する。その光が APD で光電子に変換され、さらにアバランシェ増幅して、入射粒子が落としたエネルギーに比例する電荷量を出力する。前置増幅器の Charge Sensitive Preamplifier (CSP) で、APD の出力電荷量を積分・増幅し、その信号は Tcard、フラットケーブル、IPCIB を通して Front End Electronics (FEE カード) に送られる。FEE カードでは、時間分解能向上のために減衰時間が  $100\mu\text{s}$  の CSP 出力を Shaper で時定数  $1\mu\text{s}$  の信号に整形・2 分割して、増幅率の異なる高利得積分器 (High Gain) と低利得積分器 (Low Gain) に入力する。両積分器の利得比は 16:1 に設定し、高利得積分器は 5MeV から 5GeV、低利得積分器は 80MeV から 80GeV までのエネルギー領域をカバーする。両積分器それぞれの 2 系列の出力を、それぞれ独立の 10MHz のサンプリング ADC の数値化回路 (Altro ADC) でデジタル値に変換する。デジタル情報は、GTL アダプター及び GTL バスを通して、Readout Control Unit (RCU) へ送られる。その後、RCU 上の Detector Data Link (DDL) を通して DAQ に送られる。

DAQ に送られるサンプリング ADC の例を図 3.11 に示す。図 3.11 は 2007 年の PHOS 検出器による宇宙線測定実験において、宇宙線が PHOS 検出器に



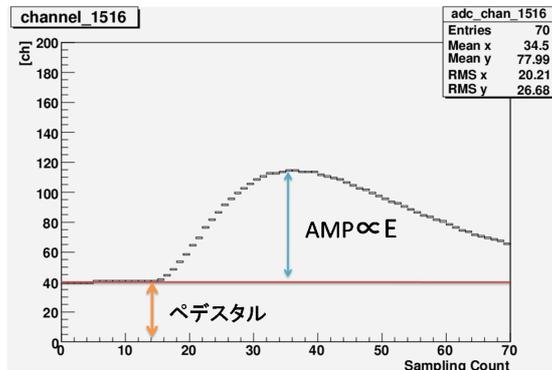


図 3.11: ADC サンプリングの例。Shaper のアナログ出力を 10MHz でサンプリングして、デジタル信号に変換する。図のピークの値からペDESTALの値を引いた値が PWO への入射エネルギーに比例する。

15, 16 ~ 31, 32 ~ 47, 48 ~ 63 の四分の一ずつのチャンネルを担当する ( 図 3.12 の RCU-Partition0,1,2,3 )。RCU-partition の中心から  $+z$  の領域を Branch A、 $-z$  の領域を Branch B と呼び、1つの RCU あたり 2つの Branch を持つ。1つの Branch に 14枚の FEE があり、中心から外側に向かって FEE#0 ~ #13 と名前がつけられている。1つの FEE カードには、 $2 \times 16 = 32$  個のチャンネルが接続されており、CSP からの出力や CSP に与える電圧や APD に与える高電圧などは、この FEE カードを通してそれぞれのチャンネルに提供される。

### 3.4 印加電圧の調整

PHOS 検出器に使用する APD は、たとえ全ての APD に等しい印加電圧を加えたとしても、製造過程に起因する個々の個体差が存在するために、出力がばらついてしまう。2004 年のテスト実験では 56 個の APD の出力が約 30%ばらついていた [20]。ALICE 実験では、この個体差をなくすように 17920 個の APD に供給する印加電圧を調整して、全ての APD の応答が等しくなるようにする。

PHOS 検出器で使用する全ての APD の  $+25$  で増幅率 50 倍に設定する印加電圧  $HV(M = 50)$  は、APD を生産した浜松ホトニクス株式会社<sup>3</sup>によって測定されている。さらに、APD は動作温度が下がる増幅率が増え、これまでの

<sup>3</sup>静岡県浜松市中区砂山町 325-6 日本生命浜松駅前ビル

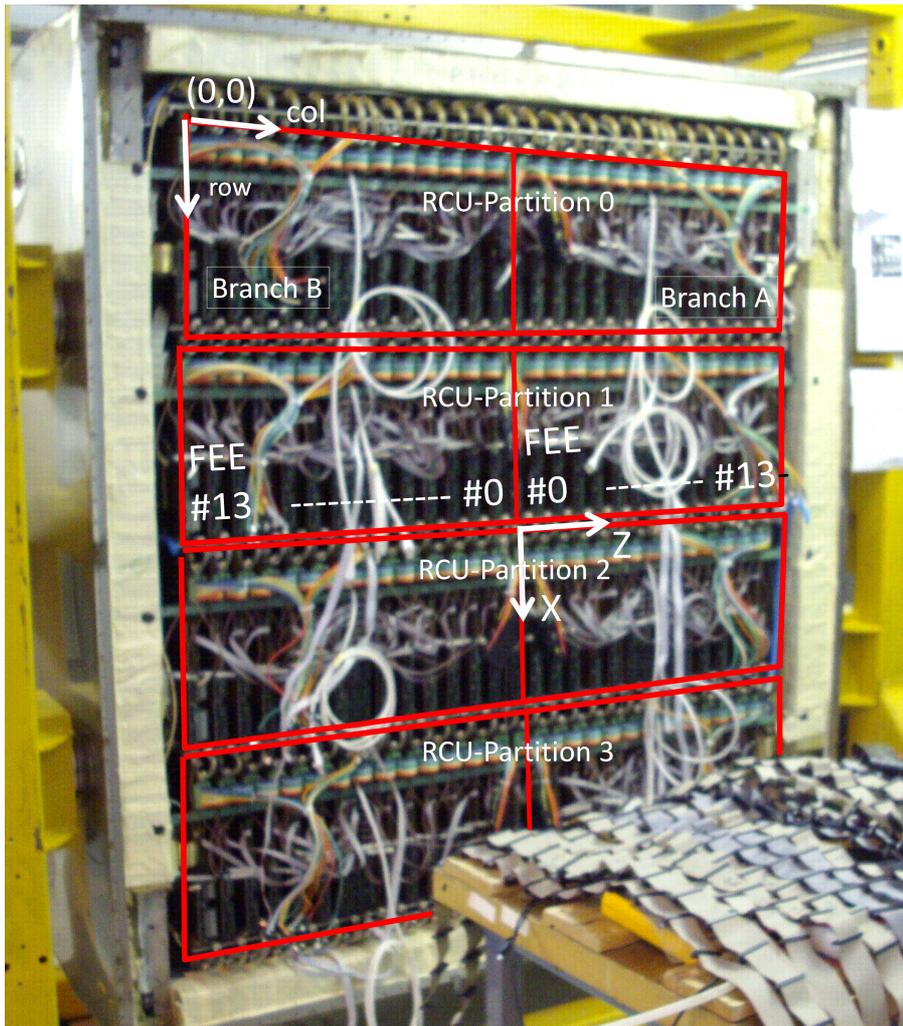


図 3.12: PHOS 検出器の背面から見た読み出し系。

PHOS 検出器テスト実験の結果 [20] から APD の増幅率と動作温度の関係は、

$$\frac{dV_{M=50}}{dT} \sim -0.91\text{V/} \quad (3.9)$$

であることが分かっている。

本研究では式 3.9 を用いて、-25 で APD 増幅値を 50 倍に設定する電圧  $V_{iM=50@-25}$  は浜松ホトニクス の値  $V_{iM=50@+25}$  から 50V 低い電圧であると求めた。

$$V_{iM=50@-25} = V_{iM=50@+25} - 50\text{V} \quad (3.10)$$

図 3.13 に浜松ホトニクスが求めた印加電圧 (左列) と、陽子陽子衝突実験時に PHOS 検出器の各 APD に供給した印加電圧 (右列) を示す。PHOS 1 は検出器のノイズの問題で 350V 以上の印加電圧を供給することができなかつたため、 $V_{iM=50@-25}$  が 350V 以上の APD には全て 350V の印加電圧を供給した。その結果、1485 チャンネルの APD に  $V_{iM=50@-25}$  を供給することができなかつた。

### 3.5 APD 増幅率

$V_{iM=50@-25}$  の印加電圧を供給できなかった 1485 チャンネルを含んだ、全てのチャンネルに対して CMS 実験グループが求めた APD 増幅率と印加電圧の関係 [21] を用いて求めた関係式 3.11 (図 3.14) から、供給した印加電圧による増幅率を求めた。

$$\begin{aligned} \log_{10}(M_{\text{expect}}) &= \exp(0.02303(371.42V_{\text{rel}}) - 8.089) \\ &\times (0.0001787(371.42V_{\text{rel}})^2 - 0.1491(371.42V_{\text{rel}}) + 31.794) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$V_{\text{rel}}$  は増倍率 50 倍を与える電圧 ( $V_{M=50}$ ) に対する印加電圧の比である。

$$V_{\text{rel}} = V/V_{M=50} \quad (3.12)$$

この関係式から各チャンネルの増幅率を計算した結果を、図 3.15 に示す。

ここで注意しなければならないことは、求めた増幅率は非常に理想的な状況を仮定した場合における値であり、実際は APD 増幅率の印加電圧や温度依存性の個体差から、計算で求めた予想増幅率に不定性がある。さらに、エネルギーを測定する場合は、ADC 情報をエネルギーに変換する変換係数 (設計値では MeV/ch) に PWO の発光量の個体差による不定性も加わる。しかし、2006 年の PHOS 1 を用いたテスト実験において、印加電圧による調整に

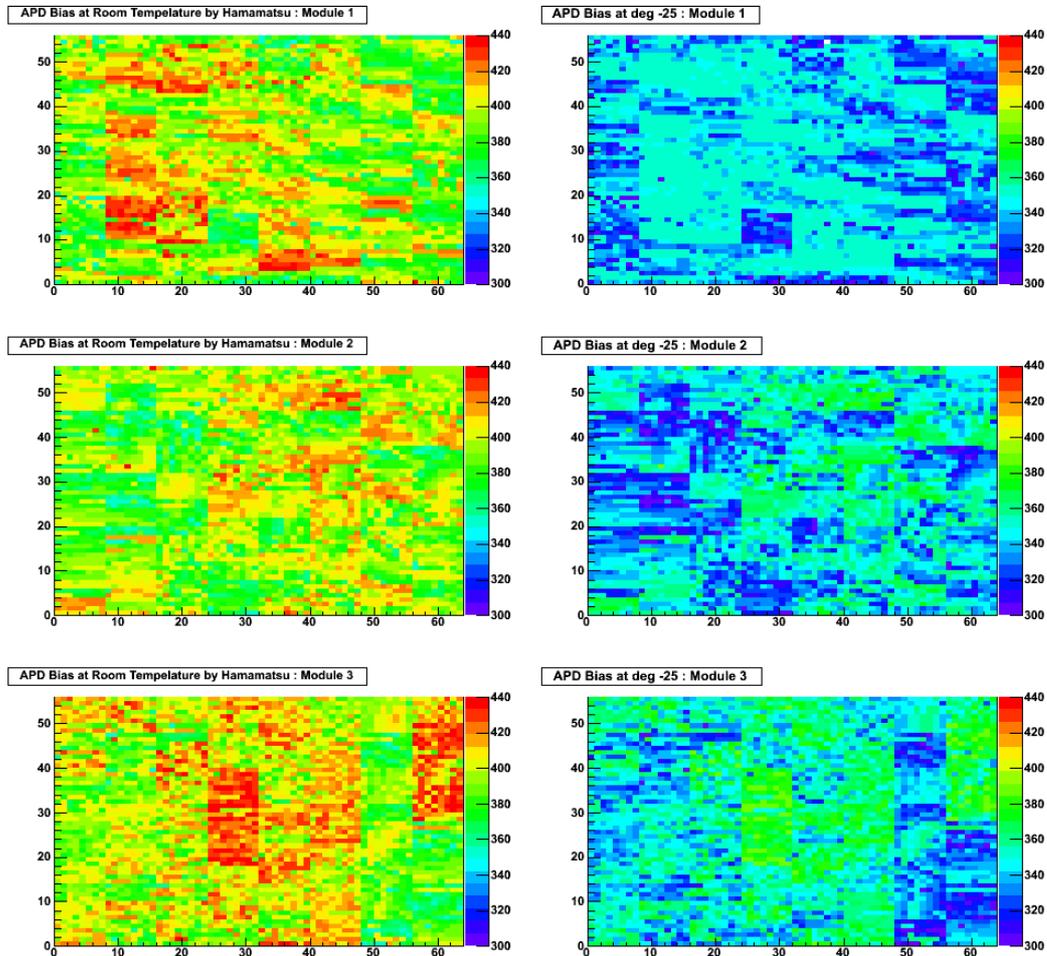


図 3.13: 浜松ホトニクス株式会社が求めた+25℃で APD の増幅率を 50 倍に設定する APD 印加電圧 (左列) 及び、本研究で実際に PHOS 検出器に供給した印加電圧 (右列)。上から PHOS 1, PHOS 2, PHOS 3 を示す。各図の x 軸は raw(0...63) y 軸は col(0...55) である。供給した印加電圧は APD の増幅率と温度の関係 (式 3.9) を用いて、-25℃で APD の増幅率を 50 倍になるように設定した。PHOS 1 は検出器の問題で 350V 以上の印加電圧を供給することができなかつたため、1485 個の APD の増幅率を 50 倍に調整出来ていない。

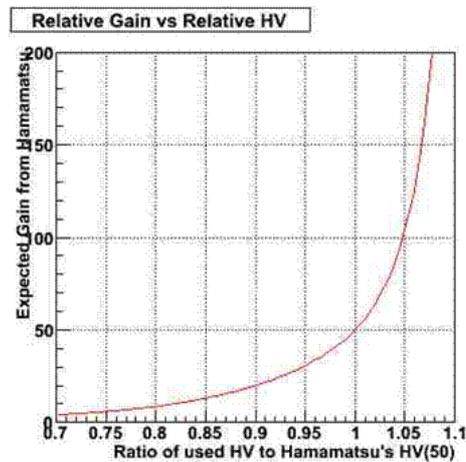


図 3.14: APD 増幅率と増倍率 50 倍を与える電圧に対する印加電圧の比の関数。この関数を用いて、各チャンネルの増幅率を見積もることができる。

よって変換係数のばらつきが約 10%に抑えられていることが確認されている。従って、同様の手法を取った今回の印加電圧による調整によって、各チャンネルの変換係数のばらつきは約 10%になっていると予想できる。

この変換係数のばらつきが大きいとそれだけエネルギー分解能が悪くなる。そこで、より変換係数のばらつきを小さくするために、検出器の調整だけではなく、荷電粒子が PHOS 検出器に落とすエネルギーや  $\pi_0$  の不変質量ピークの値などを使って変換係数の補正係数を求めて補正することによって、正しい変換係数を求める必要がある。この正しい変換係数を求めることをエネルギー較正という（詳細は節 4.2）。

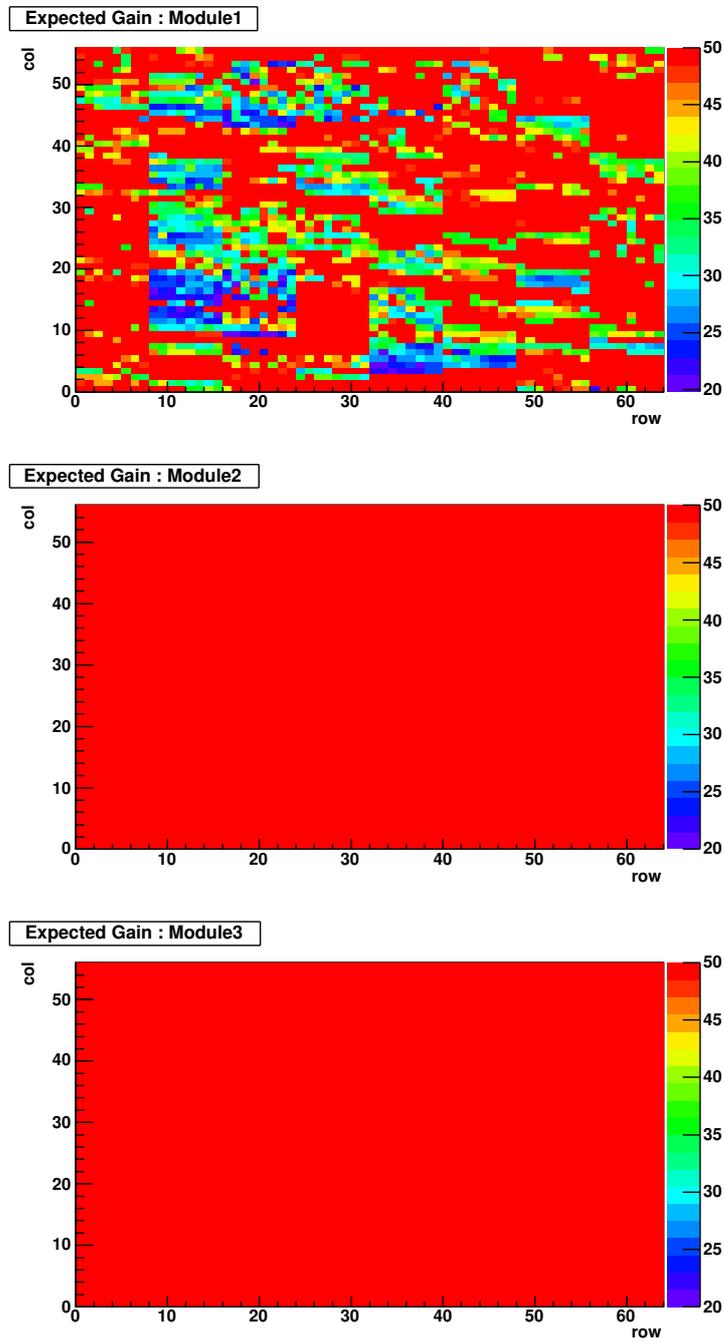


図 3.15: 式 3.11 から求めた各チャンネルの増幅率。PHOS 2,3 は全てのチャンネルで増幅率を 50 倍に設定できた。PHOS 1 は、検出器の問題で 350V 以上の電圧を供給することができなかつたため、増幅率が 50 倍になっていないチャンネルがある。

## 第4章 解析

### 4.1 解析データ

本研究では、欧州原子核研究機構 CERN の LHC 加速器において 2009 年 12 月の重心系衝突エネルギー 900 GeV の陽子陽子衝突を ALICE 検出器で測定したデータを使用して解析を行った。ALICE 実験の各検出器で測定した ADC や TDC などのデータは RAW データ形式で保存されている。物理解析を行うためには RAW データの各検出器の情報から、粒子の飛跡、検出器に落としたエネルギーや時間等の物理量に変換する必要がある。この物理量に変換することを再構成といい、再構成した後のデータを Event Summary Data(ESD) と呼ぶ。PHOS 検出器における再構成では、各チャンネルの RAW データのサンプリング ADC 分布を  $\text{gamma-2}$  関数で近似することによって、ADC のピークの高さを求め、その高さ [ch] に変換係数をかけることによってエネルギーに変換する。

本研究では、この PHOS 検出器で測定した RAW データを再構築し、得られた ESD を解析する。横方向エネルギーを求める際には、この ESD データの中で、ミニマムバイアストリガーで取られた事象を選んで解析した。ミニマムバイアストリガーとは、出来るだけ全ての衝突事象を測定するトリガーであり、本研究では、陽子と陽子のバンチがクロスして、SPD, V0a, V0c のいずれかの検出器で粒子が測定された場合を示す。

### 4.2 エネルギー較正

エネルギー較正とは、入射エネルギーと測定エネルギーが等しくなるように、検出器のパラメータを調整したり、再構築する際に使用する変換係数を決定することである。PHOS 検出器では、ADC の値からエネルギーに変換するための変換係数を決定する。

PHOS 検出器では、まず最初に APD への印加電圧を調整して変換係数を設計値の値に近づけた(節 3.5 参照)。検出器の問題で、十分に増幅率を調整でき

なかったチャンネルに関しては、式 3.11 から求めた増幅率を用いて補正値を求めて、変換係数を補正した。例えば、あるチャンネルの計算から求めた増幅率が 30 倍だったとすると、そのチャンネルの変換係数を 50/30 倍した。同様の調整を行った 2006 年のテスト実験の結果から、この方法によって各チャンネルの変換係数は約 10% で揃っていると予想できる。

変換係数は、PHOS 検出器に落とすエネルギーが分かっている事象とその事象に対する PHOS 検出器の出力を比較することによって求めることができる。この事象として、荷電粒子が PHOS 検出器に落とすエネルギーを用いた。高い運動量を持つ荷電粒子は PHOS 検出器を貫通し、電離損失によって PHOS 検出器にエネルギーを落とす。この粒子を MIP と呼び、MIP が落とすエネルギーは、質量及び運動量にほとんど依ら無いため、MIP が落とすエネルギー分布はピークを持つ分布になる。

本研究で解析した ESD を作る際に使用した変換係数は、PYTHIA による重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突のシミュレーションデータから求めた MIP のピークと、同衝突の実験データから求めた MIP のピークとの比較から求めた変換係数 [22] を使用した。

節 3.5 で、増幅率が 50 倍と求められたチャンネルの変換係数  $C_i$  は

$$C_i = 5.952 \text{MeV/ch} \quad (4.1)$$

である。増幅率が 50 倍になっていないチャンネル (i) に関しては、この値に補正値

$$C_{i,HV} = \frac{50}{M_{i,\text{expected}}} \quad (4.2)$$

をかけて補正した。ここで、 $M_{i,\text{expected}}$  は式 3.11 の計算から求めた増幅率 (図 3.15)。

### 4.3 横方向エネルギー

横方向エネルギー  $E_T$  とは、入射粒子のビーム軸に垂直な成分 ( $E_i \sin \theta$ ) を取り出した値である。横方向エネルギーは 1 衝突事象で、PHOS 検出器に入射するエネルギー  $E_i$  を足し合わせて求める。ビーム軸からの角度である極角  $\theta$  を用いると、

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i \quad (4.3)$$

本研究では、1 衝突事象で PHOS 検出器の各チャンネルで測定されたエネルギーを足し合わせることによって、横方向エネルギーを測定した。各チャ

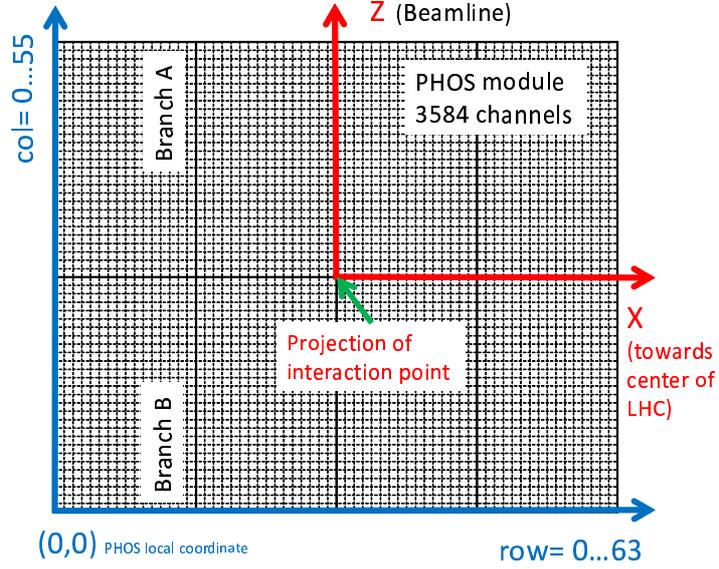


図 4.1: PHOS 検出器の局所座標 (row,col) と ALICE 検出器の座標の関係。Z 軸と X 軸が交わる点が、ビームの衝突点から PHOS 検出器表面に引いた垂線と PHOS 検出器表面が交差する点を表す。解析では、各チャンネルで測定されたエネルギーと局所座標・col から求めた極角を用いて、横方向エネルギーを測定する。

ンネル ( $icell$ ) の中心の  $z$  座標 ( $z_{icell}$ ) と、各 PHOS 検出器の中心から、ビームの衝突点までの距離  $l(=4.6\text{m})$  を用いると

$$\sin \theta_{icell} = \frac{z_{icell}}{l} \quad (4.4)$$

となる。さらに、 $z_{icell}$  と PHOS 検出器の局所座標 (row,col) との関係は、

$$z_{icell} = 0.02255 \times \left( \frac{1}{2} + icol - 28 \right) [\text{m}] \quad (4.5)$$

である (図 4.1 参照)。つまり、横方向エネルギーは

$$E_T = \sum_{icell} E_{icell} \sin \theta_{icell} \quad (4.6)$$

## 4.4 ノイズの除去

### 4.4.1 閾値の決定

PHOS 検出器は APD の熱ノイズなどによって、そのサンプリング ADC の値は常に揺らいでいる。そのため、粒子が当たっていない場合でも、そのノイズに起因する ADC 値によって間違ったエネルギーを出力する。全てのチャンネルで測定されたエネルギーを足し合わせて横方向エネルギーを求めるときに、このノイズから来る間違ったエネルギーまで足し合わせてしまうと、正しい値を求めることができない。

そこで、エネルギーを足し合わせる閾値を設定し、閾値以上のエネルギーを出力したチャンネルのエネルギーだけを足し合わせることによって、ノイズを減らし、正しい横方向エネルギーを測定できるようにする。閾値は高いほどノイズを減らせるが、しかし、閾値が高くなると、閾値より低いエネルギーしか落とさなかった事象が増える。閾値を下回ったエネルギーは足し合わされないため、これもまた横方向エネルギーを間違える原因になる。そのため、ノイズを十分に減らし、且つ、なるべく全入射エネルギーを足し合わせられるような最適な閾値を求める必要がある。

本解析では最適な閾値を求めるために、横方向エネルギーを求める際に使用する Run の中で、陽子と陽子が衝突していないというトリガーで取られた事象 (13750 イベント) 選ぶことによって、PHOS 検出器がノイズだけの事象を選び出した。この事象を用いて、閾値を 20MeV, 30MeV, 40MeV と変化させて解析を行うことによって最適な閾値を求める。

解析する ESD を作る際に、検出器の読み出しの問題でデータを読み出せていないチャンネルやノイズがとて大きなチャンネルは再構築する際に前もって除いてある。例えば、PHOS 1 の RCU-partition 0, Branch B の 448 チャンネルや PHOS2 の RCU-partition 2, Branch B の 448 チャンネルなどは、検出器の問題でデータを読み出していないため、ヒストグラムのエントリー数は 0 になる。この ESD を用いて閾値が 20MeV, 30MeV, 40MeV における全てのチャンネルがノイズによって何回閾値を超えるかを調べた。その結果を図 4.2 及び、図 4.3 に示す。

図 4.2 は、各モジュール別に 1 イベントで閾値を超えるチャンネルの数の確率分布である。閾値を 20MeV から 30MeV に上げると、閾値を超えるチャンネルの平均数は閾値 20MeV と比較して PHOS 1 で約  $1/4$  の 5.5 チャンネル、PHOS 2 で約  $1/20$  の 0.15 チャンネル、PHOS 3 で約  $1/38$  の 0.16 チャンネルになる。30MeV から 40MeV に上げると、閾値 30MeV と比較して PHOS 1 で

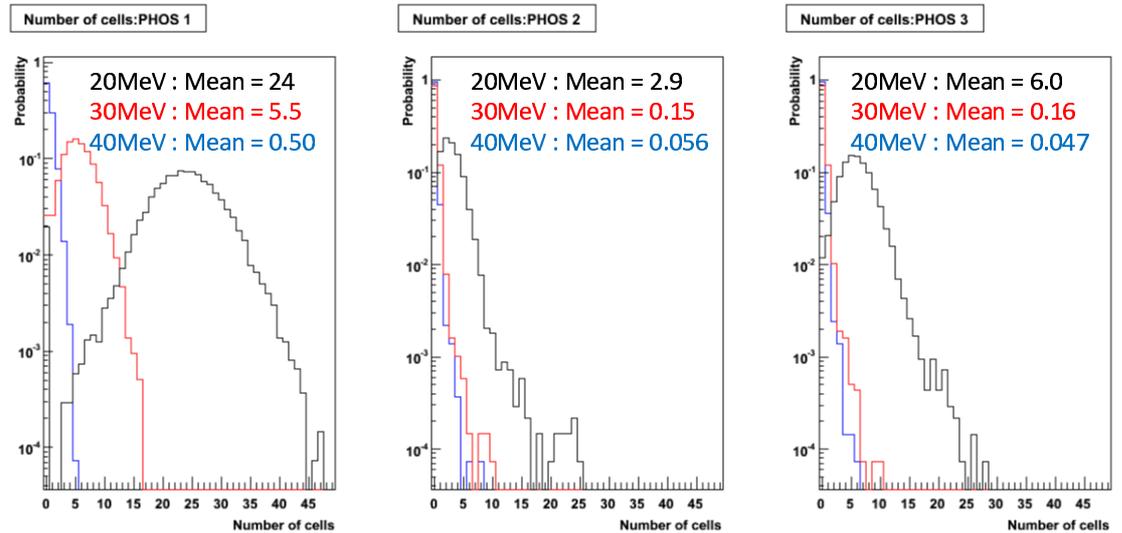


図 4.2: 各モジュール毎の 1 イベントで閾値を超えるチャンネル数の確率分布。左から PHOS 1、PHOS 2、PHOS 3 である。閾値を 20MeV(黒線)、30MeV(赤線)、40MeV(青線)のパターンで確率分布を出している。閾値を上げるとチャンネル数が少なくなる。PHOS 2,3 と比較して PHOS 1 は閾値を超えるチャンネル数の平均が多く、閾値を上げた時のチャンネルの減少率も小さい。

1/11 の 0.5 チャンネル、PHOS 2 で約 1/3 の 0.056 チャンネル、PHOS 3 で約 1/3 の 0.047 になった。特徴として、PHOS 1 は PHOS 2、PHOS 3 と比較してノイズによって閾値を超えるチャンネル数が多い。この理由は節 4.4.2 で説明する。

さらに、個々のチャンネルの頻度分布を見るために、各チャンネルの 13750 イベントで閾値を超えた回数を図 4.3 に示す。左の列から、閾値が 20MeV、30MeV、40MeV の結果であり、各モジュール別、上から PHOS 1、PHOS 2、PHOS 3、に示した。閾値 30MeV の結果と閾値 20MeV の結果を比較すると、閾値 30MeV では PHOS 2,3 のほとんどのチャンネルが一度も閾値を超えていないのに対して、閾値 20MeV ではほとんど全てのチャンネルで閾値を超えている。これらのことから、ノイズを除去するためには閾値 20MeV では不十分であり、20MeV より大きな閾値を設定する必要があることが分かる。

一方、図 4.3 の閾値 30MeV と 40MeV の頻度分布に注目すると、閾値 30MeV で何度も閾値を超えているチャンネル、例えば緑、黄、赤に塗られているチャ

ンネルは閾値を 40MeV にしたとしてもやはり何度も閾値を超えている。つまり、ノイズを減らすためには、30MeV より閾値を上げるよりも、ノイズの多いチャンネルを解析から除いた方が効果的であることが分かる。

本研究では解析の閾値を 30MeV に決定し、ノイズの多いチャンネルは解析から除く。

#### 4.4.2 使用しないチャンネルの決定

陽子陽子衝突が起きていないトリガーの 13750 イベントで各チャンネルのノイズによって閾値を超えた回数の分布を図 4.4 に示す。

節 4.4.1 で述べたように PHOS 1 は、閾値を何度も超えているチャンネルが PHOS 2,3 と比べて多い。これは、ADC 値からエネルギーに変換する変換係数を決定するときに、APD 増幅率が小さいチャンネルに補正をかけたため、そのチャンネルの変換係数が相対的に大きくなっているからである。例えば、計算から求めた増幅率が 30 倍のチャンネルは変換係数に補正值 50/30 をかけるので、そのチャンネルの補正係数は  $C = 5.952 \times 50/30 = 9.92 \text{MeV/ch}$  となる。変換係数が大きなチャンネルは、ノイズによる ADC の値をエネルギーに変換したときのそのエネルギーも大きくなるため、閾値を超えやすくなる。PHOS 2,3 の計算から求めた増幅率は全て 50 倍になったのに対し、PHOS 1 は 50 倍になっていないチャンネルがある。従って、PHOS 2,3 に対して PHOS 1 は変換係数が大きいチャンネルがあるのでノイズによって閾値を超える回数が多くなっている。

本研究では、13750 イベントで 10 回以上閾値を超えたチャンネル (図 4.4 のイベント数 (x 軸) が 10 以上) はノイズが多いチャンネルだと判断して解析から外した。

この方法でノイズが多いと判断し、解析から外したチャンネルは、

PHOS 1 : 297 チャンネル (10%)

PHOS 2 : 21 チャンネル (0.7%)

PHOS 3 : 30 チャンネル (0.9%)

である。百分率は ESD を作る時に読み出していたチャンネルから減らした割合を示す。

検出器の問題で読み出せていないチャンネルやノイズが多いために、解析した ESD を作るときに前もって除いていたチャンネルも含めると、解析で使用しなかったチャンネルは、

PHOS 1 : 968 チャンネル

PHOS 2 : 527 チャンネル

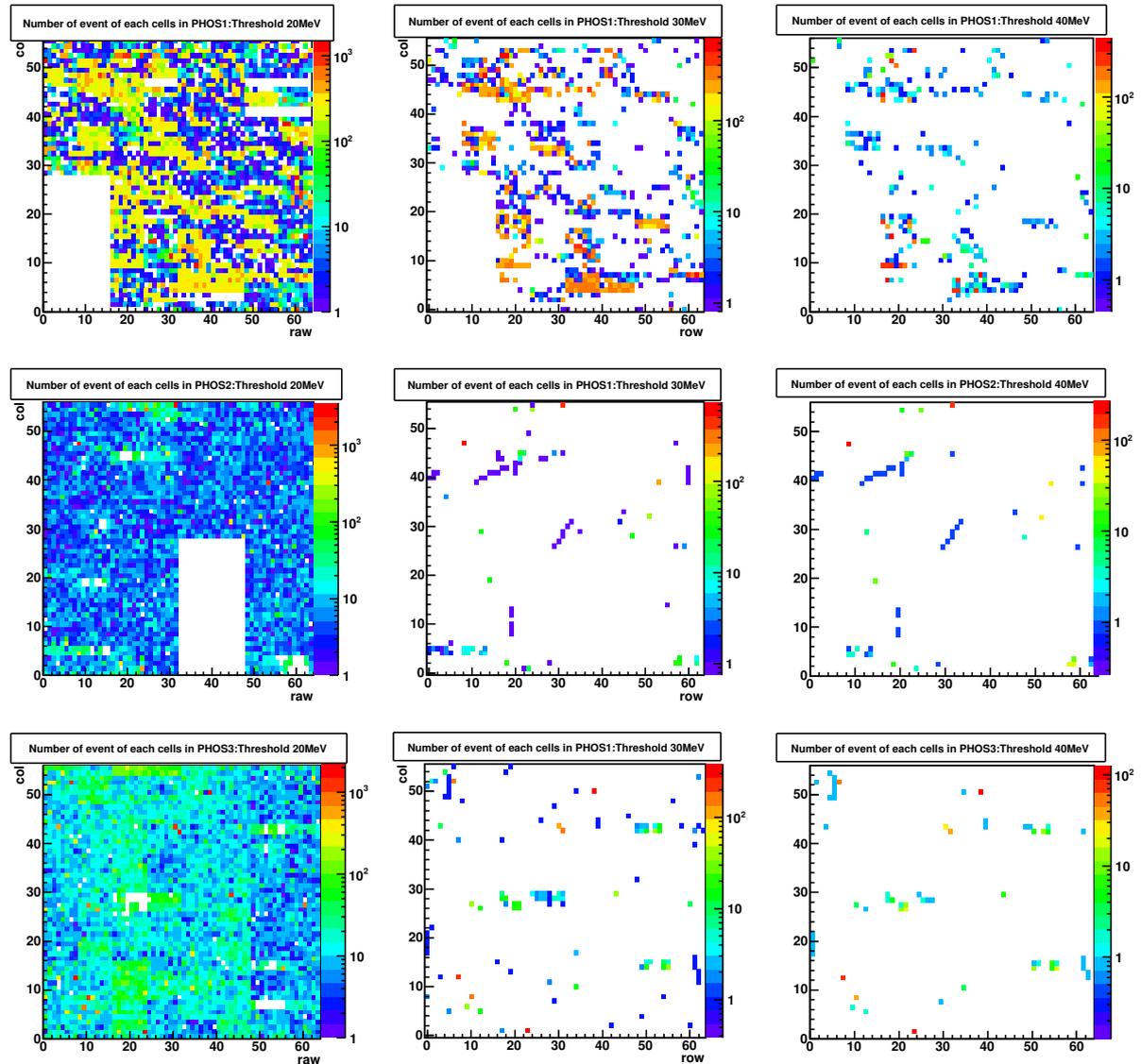


図 4.3: 13750 イベント中、各チャンネルがノイズによって閾値を超えた回数。左の列から閾値が 20MeV、30MeV、40MeV の結果であり、上から PHOS 1、PHOS 2、PHOS 3 として各モジュール別に示した。閾値 20MeV では読み出しているほとんどすべてのチャンネルで複数回閾値を超えているのに対し、30MeV にすると PHOS 2,3 ではほとんどのチャンネルが閾値を超えていない。閾値 30MeV でもノイズを余り除去できていないチャンネル、緑、黄、赤のチャンネル、は閾値を 40MeV にしても、ノイズの状況はあまり変わっていないことが分かる。

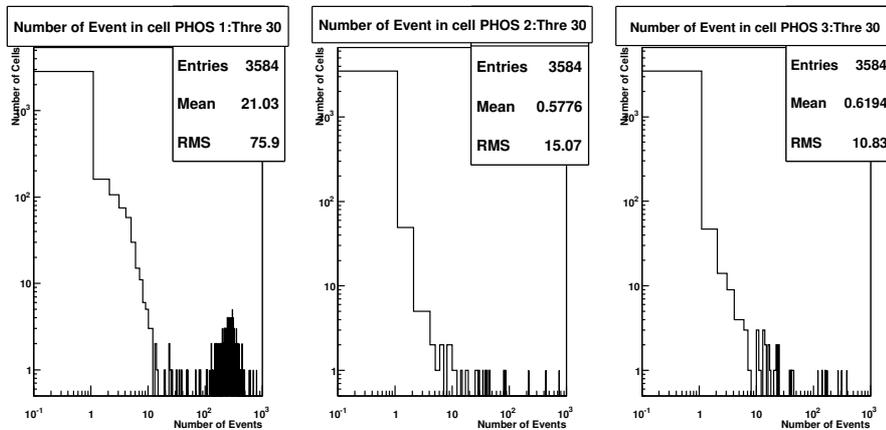


図 4.4: 衝突が起きていないトリガーの 13750 イベントで、各チャンネルで閾値を超えた回数を x 軸に、チャンネルの数を y 軸に取った分布。この分布から、ノイズによって閾値を超えた回数が 10 以上のチャンネルを解析から外した。

PHOS 3 : 100 チャンネル

である。使用しないチャンネルのマップを図 4.5 に示す。

#### 4.4.3 ノイズの除去の結果

エネルギーの閾値を 30MeV に設定し、さらに使用しないとしたチャンネルを解析から除くことによって、ノイズを減らした後の結果を示す。解析したイベントは閾値と使用しないチャンネルを決めるために使用した陽子陽子衝突が起きていないトリガーで取られた 13750 イベントである。

まず、図 4.6 に 1 イベントでノイズによって閾値を超えたチャンネル数の頻度分布の閾値 30MeV だけの結果と、閾値 30MeV とさらに小節 4.4.2 で定義したマップを適用して解析を行った結果を示す。

使用しないチャンネルマップを適用すると、ノイズによって閾値を超えるチャンネルの平均値が PHOS 1 で  $1/55$  の  $0.1[\text{channels/event}]$ 、PHOS 2 で  $1/15$  の  $0.01[\text{channels/event}]$ 、PHOS 3 で  $1/16$  の  $0.01[\text{channels/event}]$  になった。また、図 4.4.3 に各モジュールで 1 イベントあたりに出力するチャンネルのエネルギー分布を示す。ノイズによって閾値を超えるチャンネルは PHOS 1 で、10 イベントに 1 チャンネル、PHOS 2,3 では 100 イベントに 1 チャンネ

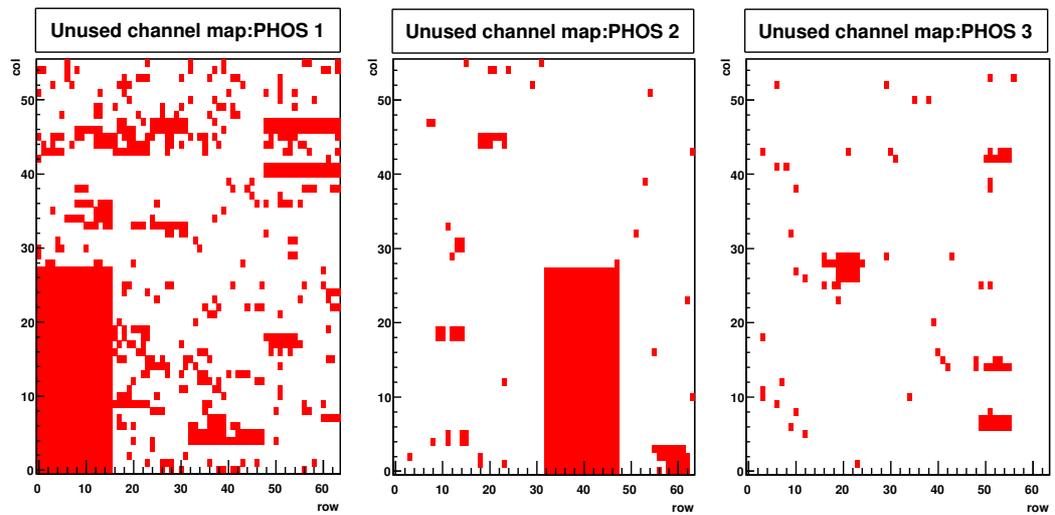


図 4.5: 横方向エネルギーを測定する際に、使用しなかったチャンネルのマップ。左から、PHOS 1(968チャンネル), PHOS 2(527チャンネル), PHOS 3(100チャンネル)であり、赤に塗られたチャンネルを解析から除く。検出器の問題で読み出せていないチャンネルやノイズが多いために ESD を作る時に前もって除いたチャンネル及び、本研究でノイズが多いと判断したチャンネルである。

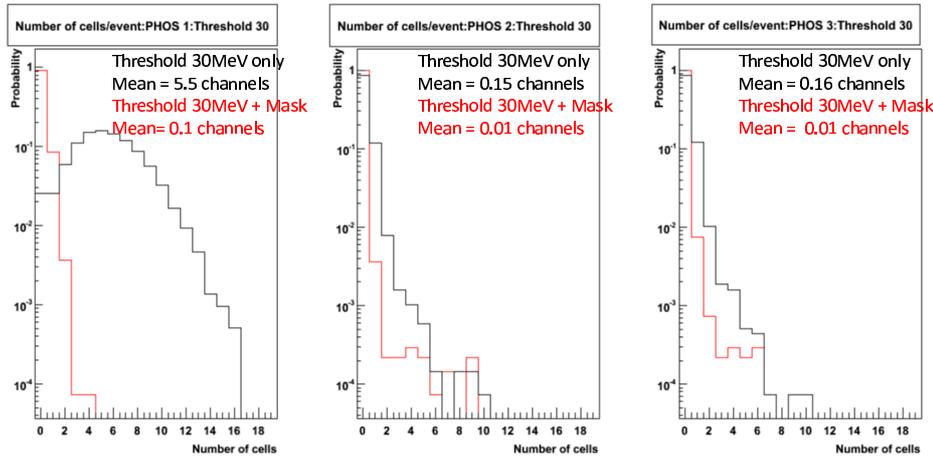


図 4.6: 衝突が起きていないトリガーのイベントで、閾値を 30MeV にして解析した結果 (黒線) と、さらに使用しないチャンネルマップを適用して解析した結果 (赤線)。マップを適用することによってノイズのによって閾値を超えるチャンネルのイベント平均が、PHOS 1 で 0.1[channels/event]、PHOS 2 で 0.01[channels/event]、PHOS 3 で 0.01[channels/event] に減らした。

ルであることが分かる。

さらに、図 4.4.3 にノイズによって測定される横方向エネルギーの確率分布を示す。ノイズによる横方向エネルギーを全て足し合わせて、イベント数で割ることで平均値を求めるとその値は  $4.6 \pm 0.2\text{MeV}$  と求められた。

## 4.5 $\pi^0$ 不変質量の再構成

エネルギー較正を行った後、PHOS 検出器で測定されるエネルギーが正しいことを確認する必要がある。確認として、 $\pi^0$  の不変質量を用いる。 $\pi^0$  中間子の不変質量は 135MeV で、99.8%の分岐比で 2 つの光子に崩壊 [19] し、各々の光子が PHOS 検出器に入射して、クラスターを形成する。陽子陽子衝突によって生じる、PHOS 検出器の複数のクラスターエネルギー (1 つの粒子が PHOS 検出器に落とした全エネルギー)、を使って不変質量を再構成し、その  $\pi^0$  中間子の質量ピークと  $\pi^0$  の質量 (135MeV) を比較する。

$\pi^0$  が 2 つの光子に崩壊して、PHOS 検出器に入射してクラスターを形成したとき、それぞれのクラスターの位置座標及びエネルギーが  $(R_1, E_1)$ 、 $(R_2, E_2)$

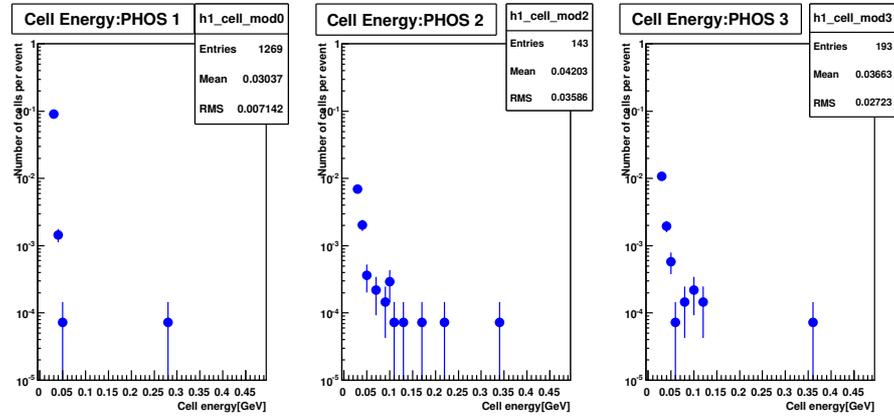


図 4.7: 衝突が起きていないトリガーのイベントにおいて、使用しないチャンネルマップを適用した後の、1 イベントあたりにチャンネルが出力するエネルギー分布 (30MeV 以上)。

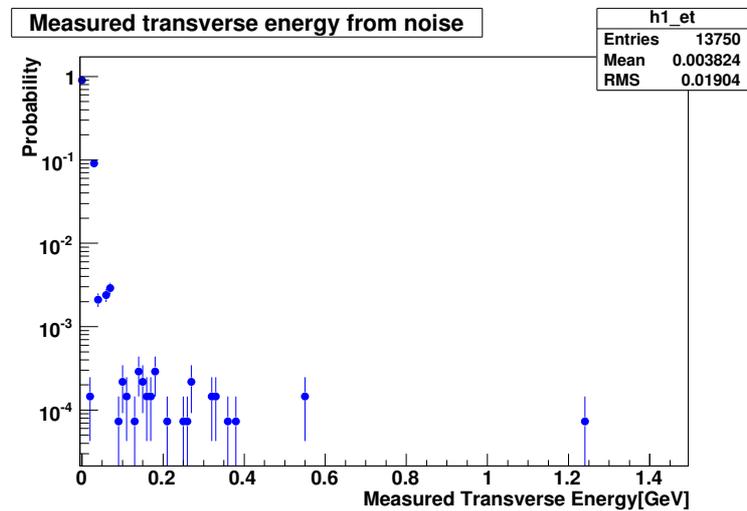


図 4.8: 衝突が起きていないトリガーのイベントにおける、ノイズによる横方向エネルギー。

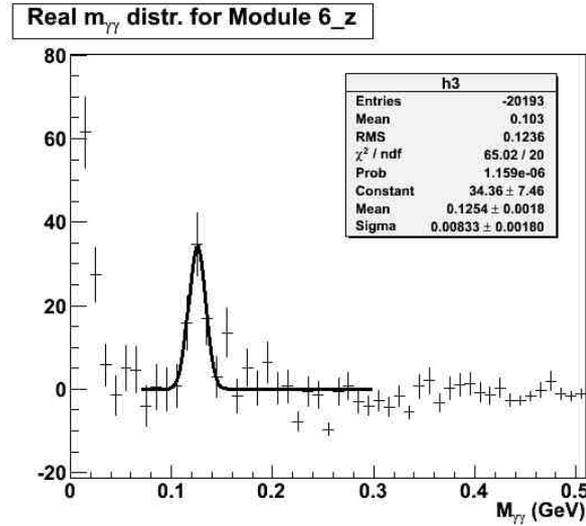


図 4.9: PHOS 検出器で測定した  $\pi^0$  の不変質量分布 [22]。  $M_{\gamma\gamma} = 125\text{MeV}$  付近に  $\pi^0$  の不変質量ピークが見える。参考文献 [19] の値 (135MeV) と比較するとピークを中心値が 7.4%低い。

のとき、その不変質量  $M_{\gamma\gamma}$  は

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad (4.7)$$

$$\cos\theta = \frac{\mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{R}_2}{R_1R_2} \quad (4.8)$$

比較のために用いた、PHOS 検出器で測定された不変質量分布 (図 4.9) は 2009 年 12 月 3 日の PHOS Meeting で発表された結果 [22] を使用した。条件として、再構成した後のビーム軸に垂直方向の運動量である横運動量  $P_T$  が  $1\text{GeV} < P_T < 1.5\text{GeV}$  の範囲の不変質量分布を使用し、質量を再構成した際に生じるバックグラウンド事象は引いてある。この結果から PHOS 検出器で測定した  $\pi^0$  の不変質量は  $125 \pm 2\text{MeV}$  であり、参考文献 [19] と比較すると、中心値が 7.4%低い値となった。

エネルギー較正が正しく行われていれば、この  $\pi^0$  不変質量ピークは、135MeV になるはずである。しかし、式 4.8 から分かるように、測定されたエネルギーが低く見積もられてしまうと、それだけ質量ピークの値も小さくなってしまふ。つまり、この結果から PHOS 検出器の変換係数が正しい値より約 7%低いことがわかる。

そこで、PHOS 検出器の変換係数が小さいことを考慮して、横方向エネルギーを測定するときに、各チャンネルで測定されたエネルギーを 1.07 倍して計算することで、この効果を補正した。

今回使用した ESD は荷電粒子の MIP エネルギーを用いてエネルギー較正を行った後の変換係数を用いて再構成されていた。しかし、この変換係数は  $\pi^0$  の不変質量を用いてその値を確認すると約 7%間違っていた。現在、この誤差の原因は分かっていない。そこで、この変換係数の不定性を系統誤差として節 4.8.1 で評価する

## 4.6 横方向エネルギーの分布

これまでに決定した解析条件を用いて横方向エネルギー  $E_T$  を測定する。横方向エネルギーは、

$$E_T = \sum_{icell} E_{icell} \sin \theta_{icell} \quad (4.9)$$

また、測定されたエネルギーを 1.07 倍して補正すると、ノイズから来るエネルギーも 1.07 倍されてしまうため、節 4.4.1 で決定した閾値 30MeV も 1.07 倍して解析を行う。

解析条件を以下に示す。

- イベント：ミニマムバイアストリガーで取られたイベントを使用。
- ESD データ：APD の増幅率及び MIP ピークから求めた変換係数を用いて再構成。
- エネルギーの補正： $\pi^0$  の不変質量ピークより、各チャンネルのエネルギーを 1.07 倍。
- エネルギーを足し合わせる閾値：32.1MeV
- 解析チャンネル：使用しないチャンネルマップ図 4.5 を適用

この条件のもとで、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突において PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーの分布を図 4.10 に示す。

重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突において PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーの平均値は

$$\langle E_T \rangle = 0.0558 \pm 0.0003[\text{GeV}] \quad (4.10)$$

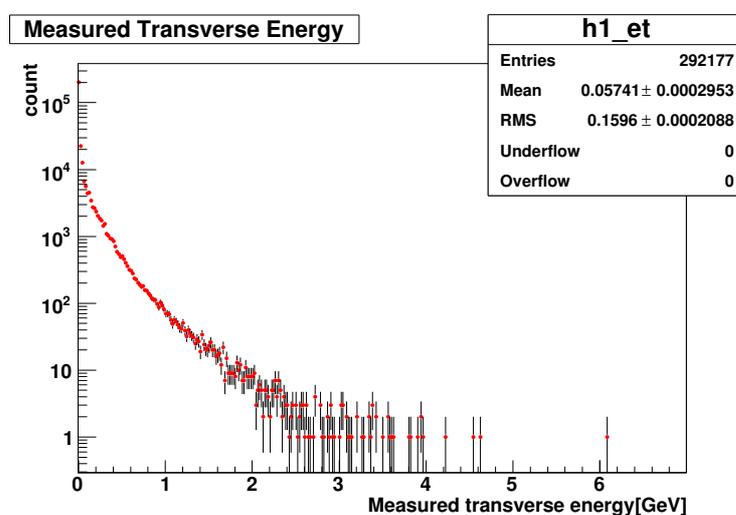


図 4.10: 重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突 292k イベントにおいて、PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーの分布。

である。4.4.3 節より、ノイズによる横方向エネルギーへの寄与が  $(0.0046 \pm 0.0002) \times 1.07\text{GeV}$  が含まれている。1.07 倍は、エネルギーを 1.07 倍して足し合わせるため。つまり、陽子陽子衝突で発生した粒子によって PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーの平均値は、

$$\langle E_T \rangle = 0.0509 \pm 0.0005 [\text{GeV}] \quad (4.11)$$

本研究では、この測定した横方向エネルギーの平均値を用いて、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突で生成した横方向エネルギー  $d\langle E_T \rangle / dy$  を求める。

## 4.7 横方向エネルギーの補正係数

PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーと生成した横方向エネルギーは主に次の要因で値が異なる。

- PHOS 検出器の幾何学的検出効率
- PHOS 検出器の閾値による低エネルギー粒子の損失
- 入射ハドロンエネルギーは PHOS 検出器では正確には測定できない

- 2次粒子の流入・流出

生成横方向エネルギーを求めるには、この差を補正する補正係数を求める必要がある。PYTHIA シミュレーションでは、陽子陽子衝突で生成した粒子の情報が分かるので、生成した横方向エネルギーを正確に求めることができる。そこで、シミュレーションデータを用いて、実データ解析と同様の解析を行って求めた測定横方向エネルギーと、生成した横方向エネルギーを比較することによって補正係数を求める。シミュレーションにおいて  $-0.5 < y < 0.5$  の範囲に生成した粒子の横方向エネルギーの和の平均値と、PHOS 検出器で測定した平均横方向エネルギーを  $\langle E_{T, Gene(-0.5 < y < 0.5), sim} \rangle$ 、 $\langle E_{T, Meas, sim} \rangle$  とすると、補正係数  $\epsilon$  は、

$$\epsilon = \frac{\langle E_{T, Gene(-0.5 < y < 0.5), sim} \rangle}{\langle E_{T, Meas, sim} \rangle}, \quad (4.12)$$

である。陽子陽子衝突実験で生成した平均横方向エネルギー  $d\langle E_T \rangle / dy$  は PHOS 検出器で測定した平均横方向エネルギー  $\langle E_{T, Meas} \rangle$  と補正係数を用いると

$$\frac{dE_T}{dy} = \epsilon \times \langle E_{T, Meas, real} \rangle \quad (4.13)$$

から求めることができる。

#### 4.7.1 シミュレーションによる補正係数の決定

補正係数を求めるために、PYTHIA シミュレーションで ALICE 検出器における重心系衝突エネルギー 900 GeV の陽子陽子衝突を再現した。PYTHIA のチューニングは、PYTHIA tuned[16] を使用した。

PHOS 検出器の幾何学的検出効率及び、閾値の効果を再現するために、解析に使用しないチャンネルマップ (4.4.2 節) を適用し、閾値も 32.1 MeV と実データ解析と同様の値にした。また、各チャンネルには中心値=0 [MeV], RMS=3.5 MeV のガウス分布のノイズを与えている。

このシミュレーションから求めた、生成横方向エネルギー分布と PHOS で測定した横方向エネルギーを図 4.11 に示す。

PYTHIA シミュレーションにおいて生成した  $-0.5 < y < 0.5$  の範囲に生成した横方向エネルギーの平均値を求めると、

$$\langle E_{T, Gene(-0.5 < y < 0.5), sim} \rangle = 3.030 \pm 0.007 [\text{GeV}] \quad (4.14)$$

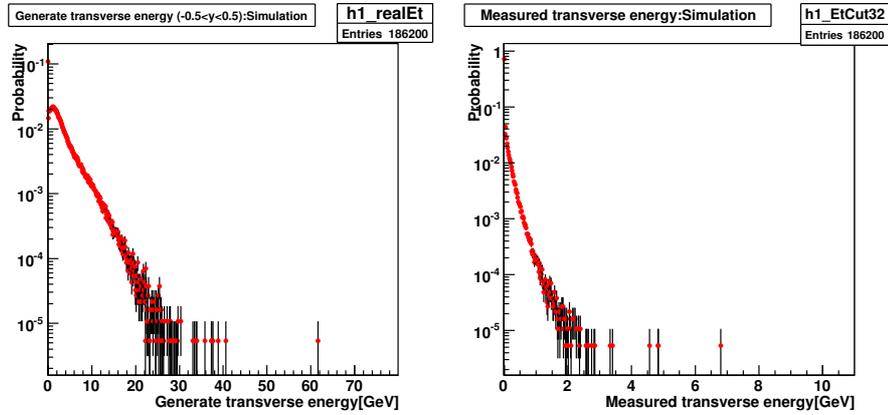


図 4.11: PYTHIA シミュレーションによる重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突 1 イベントで生成される横方向エネルギーの確率分布 (左図) と、同じシミュレーションによる PHOS 検出器で測定される横方向エネルギーの確率分布 (右図)。

である。PHOS 検出器で測定した平均測定横方向エネルギーは

$$\langle E_{T,Meas,sim} \rangle = 0.0526 \pm 0.0003 [\text{GeV}] \quad (4.15)$$

従って、PHOS 検出器で測定された平均横方向エネルギーから平均生成横方向エネルギーを求める補正係数  $\epsilon$  は、

$$\epsilon = 57.5 \pm 0.3 (\text{統計誤差}) \quad (4.16)$$

である。

## 4.8 系統誤差の見積り

平均横方向生成エネルギーの測定に対して、主に次の不定性がある。

- ADC カウントからエネルギーに変換する変換係数の不定性
- PYTHIA の tuning による補正係数の不定性

これら不定性のため、測定横方向エネルギーから生成横方向エネルギーに変換する補正係数  $\epsilon$  に不定性が生じる。この不定性を系統誤差として見積もる。

表 4.1: 全てのチャンネルの変換係数が  $\pm 8\%$  変化したときの平均測定横方向エネルギー及び、補正係数の変化。PYTHIA tuned tuning のシミュレーションデータを用いて求めた。

|   | 補正係数 0.92 倍         | 補正係数 1.0 倍          | 補正係数 1.08 倍         |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|
| 平均生成横方向<br>エネルギー [GeV]<br>( $-0.5 < \eta < 0.5$ ) |                     | $3.030 \pm 0.007$   |                     |
| 平均測定横方向<br>エネルギー [GeV]                            | $0.0467 \pm 0.0003$ | $0.0526 \pm 0.0003$ | $0.0587 \pm 0.0003$ |
| 補正係数 $\epsilon$                                   | $64.5 \pm 0.4$      | $57.5 \pm 0.3$      | $51.7 \pm 0.3$      |
| 補正係数の比<br>$\epsilon/\epsilon_1$                   | $1.13 \pm 0.01$     | 1                   | $0.90 \pm 0.008$    |

#### 4.8.1 エネルギー較正の不定性

本解析では、APD への印加電圧から計算した増幅率及び MIP ピークを用いてエネルギー較正を行い、そこで求めた変換係数を用いて RAW データを再構成して ESD を作成した。しかし、その ESD を用いて  $\pi^0$  の不変質量を求めると、そのピークが 125MeV であり、 $\pi^0$  の質量の 135MeV より 7.4% 低いことが分かった (4.5 節)。これは変換係数に 7.4% 程度の不定性があることを示しており、この不定性による補正係数の系統誤差を求める必要がある。

この変換係数の不定性による補正係数の系統誤差を求めるために、PYHTIA シミュレーションにおいて、全てのチャンネルの変換係数を  $\pm 8\%$  変化させて解析を行った。そして、それぞれの平均横方向エネルギーの変化を測定して、補正係数  $\epsilon$  の最大変化率をこの変換係数の不定性による補正係数の系統誤差とする。解析は、変換係数を変化させた以外はで補正係数  $\epsilon$  を求めた条件と同様にして行った。

この解析結果を表 4.1 に示す。

変換係数の絶対値が 8% 小さくなると、測定されるエネルギーが小さくなり、さらに、エネルギーを足し合わせる閾値 (32.1MeV) を超える粒子数も少なくなるために、平均測定横方向エネルギーが小さくなる。生成横方向エ

エネルギーは変換係数には依らないため、補正係数  $\epsilon$  が大きくなる。変換係数を 8% 小さくしたときの補正係数は  $\epsilon_{0.92} = 64.5 \pm 0.4$  となり、その変化率は  $\epsilon_{0.92}/\epsilon_1 = 1.13 \pm 0.01$  である。つまり、変換係数の絶対値が 8% 小さくなると補正係数が 13% 大きくなることが分かった。

一方、変換係数の絶対値が 8% 大きくなると測定されるエネルギーが大きくなり、さらに、閾値を超える粒子数も多くなるために、平均測定横方向エネルギーが大きくなる。その結果、補正係数は  $\epsilon_{1.08} = 51.3 \pm 0.4$  と小さくなり、その変化率は  $\epsilon_{1.08}/\epsilon_1 = 0.90 \pm 0.01$  である。つまり、変換係数の絶対値が 8% 大きくなると補正係数が 10% 小さくなることが分かった。

この結果から変換係数の不定性による補正係数の系統誤差は 13% とした。

#### 4.8.2 PYTHIA tuning による補正係数の不定性

PYTHIA tuning を変化させると、粒子多重度や生成エネルギーが変化するので、設定が変わると生成する横方向エネルギーが変化する。つまり、PYTHIA tuning を変えると補正係数が変化してしまうので、その揺らぎを補正係数の系統誤差として見積もる。PYTHIA の各設定において、補正係数を求めたときと同じ条件でシミュレーションを行った。その結果を表 4.8.2 に示す。

PYTHIA default と PYTHIA tuned tuning には大きな差は見られないが、CDF tuning における平均生成横方向エネルギーは他のそれより約 7% 低い。しかし、生成エネルギーが小さいとそれだけ、測定されるエネルギーも小さくなるため、補正係数の変化は小さい。PYTHIA tuned tuning と CDF tuning の補正係数の差が 2% であることから、PYTHIA tuning による補正係数の系統誤差は 2% とした。

本解析の中で、生成プロセスを変化させて生成エネルギーを  $2.22 \pm 0.01 \text{ GeV}$  から  $3.38 \pm 0.007 \text{ GeV}$  に約 50% 大きくしたが、補正係数の変化は 56.3 から 58.3 と約 4% の変化しか見られなかった。つまり、生成横方向エネルギーが少なくとも  $2.22 \text{ GeV}$  から  $3.38 \text{ GeV}$  の範囲であれば、その補正係数の変化は小さいと言える。

表 4.2: それぞれの PYTHIA tuning による補正係数と PYTHIA tuned tuning に対する比

|   | PYTHIA tuned        | CDF                 | PYTHIA default      |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|
| 平均生成横方向<br>エネルギー [GeV]<br>( $-0.5 < \eta < 0.5$ )   | $3.030 \pm 0.007$   | $2.838 \pm 0.007$   | $3.036 \pm 0.007$   |
| 平均測定横方向<br>エネルギー [GeV]                              | $0.0526 \pm 0.0003$ | $0.0502 \pm 0.0003$ | $0.0524 \pm 0.0003$ |
| 補正係数 $\epsilon$                                     | $57.5 \pm 0.3$      | $56.5 \pm 0.4$      | $57.9 \pm 0.4$      |
| 補正係数の比<br>$\epsilon/\epsilon_{\text{PYTHIA tuned}}$ | 1                   | $0.983 \pm 0.009$   | $1.006 \pm 0.009$   |

### 4.8.3 系統誤差まとめ

補正係数  $\epsilon$  の系統誤差は、PHOS 検出器の変換係数の不定性から来る系統誤差と、PYTHIA チューニングによる補正係数の系統誤差の二乗和とする。

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{系統}} &= \sqrt{\sigma_{\text{変換係数}}^2 + \sigma_{\text{PYTHIA}}^2} & (4.17) \\
 &= \sqrt{0.13^2 + 0.02^2} \\
 &= 0.13
 \end{aligned}$$

従って、PHOS 検出器で測定した横方向エネルギーを、生成した横方向エネルギーにする補正係数の系統誤差は 13% である。

## 第5章 結果と考察

### 5.1 平均生成横方向エネルギー

前章で求めた PHOS 検出器で測定した平均横方向エネルギー  $\langle E_T \rangle$  と補正係数  $\epsilon$  を用いて、平均生成横方向エネルギーを求める。

$$\frac{dE_T}{d\eta} = \epsilon \times \langle E_T \rangle \quad (5.1)$$

ノイズの寄与を除いた後の PHOS で測定した横方向エネルギーは、

$$\langle E_T \rangle = 0.0509 \pm 0.0005 [\text{GeV}] \quad (5.2)$$

シミュレーションから求めた補正係数  $\epsilon$  は、

$$\epsilon = 57.5 \pm 0.3 \quad (5.3)$$

である。

これらより、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突における、生成平均横方向エネルギー  $dE_T/d\eta$  は、

$$\frac{dE_T}{d\eta} = 2.93 \pm 0.03(\text{統計誤差}) \pm 0.38(\text{系統誤差}) [\text{GeV}] \quad (5.4)$$

である。

#### 5.1.1 平均生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性

本研究で求めた、平均生成横方向エネルギーを過去の実験結果と比較する。比較する実験として、 $\sqrt{s_{NN}}=31.5$ , 63GeV 陽子反陽子衝突実験の AFS 実験 [10] と 200GeV-900GeV の UA1 の測定結果を示した。

本研究で求めたのは、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突の結果であり、図 5.1.1 の赤点を示す。赤のバンドは系統誤差を示した。さらに、

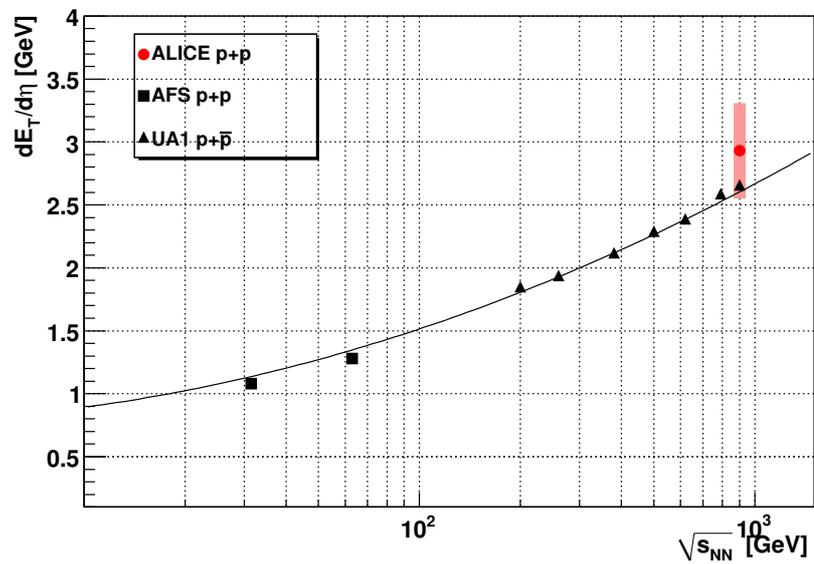


図 5.1: 陽子 (反) 陽子衝突に於ける生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性。本研究では、 $\sqrt{s_{NN}} = 900\text{GeV}$  の陽子陽子衝突における値 (赤点) を求めた。赤いバンドは系統誤差を示す。実線は、UA1, AFS の測定結果から求めた生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性。

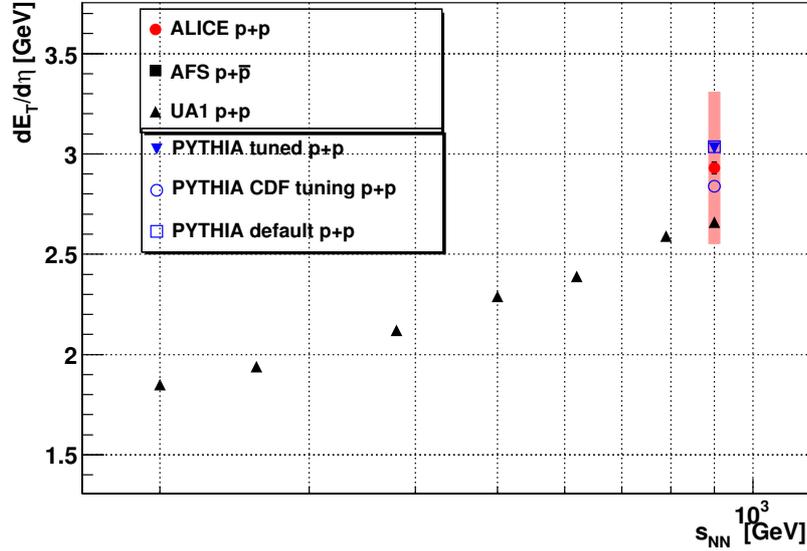


図 5.2: 生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子 (反陽子) 衝突実験の結果と PYTHIA シミュレーションによる計算結果。黒の三角形が UA1 の陽子反陽子衝突の結果、赤丸が本研究結果、青印が PYTHIA シミュレーションを示す。

UA1 実験及び AFS 実験の  $dE_T/d\eta$  の結果から求めた、 $dE_T/d\eta$  と重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s}$  の関係 (式 5.5) も示した。

$$\frac{d\langle E_T \rangle}{d\eta} = 0.80 - 0.075 \ln \sqrt{s} + 0.051 (\ln \sqrt{s})^2 [\text{GeV}] \quad (5.5)$$

本研究で求めた重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突及び、同衝突エネルギーの UA1 の陽子反陽子衝突の結果は誤差の範囲で一致している。

さらに、本研究で行った PYTHIA シミュレーションの結果と比較したものを図 5.1.1 に示す。図 5.1.1 から分かるように、それぞれの PYTHIA の各 tuning (PYTHIA tuned tuning[16], CDF tuning[17], PYTHIA default[14]) を用いたシミュレーションの結果は、本研究で求めた重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突の結果をよく再現している。これらのシミュレーションにおけるミニマムバイアスイベントは、Non-single diffractive イベントである (2.3.1 節)。つまり、ALICE 検出器におけるミニマムバイアスイベントは PYTHIA シミュレーションにおける Non-single diffractive イベントによって再現できることが本研究によって確認された。

一方、本研究で得られた PYTHIA シミュレーションによる重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突の結果と、UA1 の同じ衝突エネルギーの陽子反陽子衝突実験の結果には誤差以上の差が見られる。ALICE 実験の重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突における粒子多重度  $dN_{ch}/d\eta$  の測定結果と、UA1 の陽子反陽子の測定結果は一致していることから、陽子陽子衝突と陽子反陽子衝突で起きる反応はほとんど同じであると予想されている [23]。そのため、本研究で見られた生成横方向エネルギーの陽子陽子衝突（シミュレーション）と陽子反陽子衝突結果の差はとても興味적이다。今後の課題として、本研究で測定した平均生成横方向エネルギーの系統誤差を小さくして、実際の測定に於いても陽子陽子衝突と陽子反陽子衝突での差が見られるかを確認する必要がある。

## 5.2 衝突初期エネルギー密度

重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突で測定した平均生成横方向エネルギーから、衝突初期に生じるエネルギー密度を見積もる。

衝突初期に生じるエネルギー密度は Bjorken のエネルギー密度 [4]、

$$\epsilon_{0,Bj} = \frac{dE_T}{dy} \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \quad (5.6)$$

から求めることができる。ここでは、衝突によって初期物質が生成する固有時間を  $\tau_0 \sim 1[\text{fm}]$  とした。衝突粒子の衝突断面積  $\pi R^2$  は、陽子陽子が正面衝突したとして、陽子の半径  $R_p = 1.21\text{fm}$  を用いて、 $\pi R^2 = 4.6\text{fm}^2$  とした。

これらを用いて、衝突初期エネルギー密度を求めると、

$$\epsilon_{0,Bj} = 0.648 \pm 0.007(\text{統計誤差}) \pm 0.084(\text{系統誤差})[\text{GeV}/\text{fm}^3] \quad (5.7)$$

となった。この結果は、RHIC における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV、130GeV の周辺衝突（衝突中心度 65-70%）の結果  $0.7 \pm 0.2\text{GeV}/\text{fm}^3$  と同程度である。

## 第6章 結論

本研究に於いて、LHC 加速器 ALICE 実験の PHOS 検出器の構築及び、組み込みを行い、PHOS 検出器の性能が最大になる APD の最適印加電圧を求め、それを PHOS 検出器に供給することで、PHOS 検出器に於いて物理データを取得できるようにした。その結果、2009 年冬から実験が始まった LHC 加速器 ALICE 実験における陽子陽子衝突生成した粒子のエネルギーを測定することに成功した。

この PHOS 検出器を用いて、重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突に於ける平均生成横方向エネルギーを測定した。この測定結果と、PYTHIA のミニマムバイアスイベントである Non-single diffractive イベントのシミュレーションの結果は一致した。このことから、ALICE 実験におけるミニマムバイアスイベントは PYTHIA シミュレーションにおける Non-single diffractive イベントによって再現できることが示された。

さらに、PYTHIA の各 tuning (PYTHIA tuned tuning[16], CDF tuning[17], PYTHIA default[14]) が予言する平均生成横方向エネルギーの値は、

- PYTHIA tuned tuning :  $dE_T/d\eta = 3.03 \pm 0.007$
- CDF tuning :  $dE_T/d\eta = 2.838 \pm 0.007$
- PYTHIA Default :  $dE_T/d\eta = 3.036 \pm 0.007$

と、CDF tuning とその他の tuning で値が異なる。本研究では、測定の系統誤差が大きいためこれらの違いを議論することは出来ていない。この各 tuning の違いを議論するためには、まず系統誤差が大きい原因であるエネルギー較正の不定性を小さくするために、エネルギー較正を正確に行う必要がある。さらに、重心系衝突エネルギーが大きくなると、各 tuning が予言する値の差が大きくなることから、今後の LHC 加速器における重心系衝突エネルギー 7TeV 及び、14TeV の陽子陽子衝突に於いて平均生成横方向エネルギーを測定することによって、各 tuning の予言値と実験値の一致性を議論することができるだろう。

過去の実験結果から得られた、陽子 (反) 陽子衝突における平均生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性と、本研究から得られた結果は誤差の範囲で一致している。しかし、本研究の測定の系統誤差が大きいこと、及

び、PYTHIA シミュレーションの結果がこの依存性から外れていることから、本研究の結果からは重心系衝突エネルギー 900GeV の陽子陽子衝突における平均横方向エネルギーが過去の実験から得られた重心系衝突エネルギー依存性に従うかどうかの結論は得られない。この結論を得るためには、前述のエネルギー較正を正確に行うことに加え、本研究では議論していないトリガーの効率について深く理解する必要があるだろう。本研究におけるトリガーの検出効率と、過去の実験におけるトリガーの検出効率が異なれば、測定される平均生成エネルギーが変化するためである。さらに、今後、実験が行われる重心系衝突エネルギー 7TeV 及び 14TeV の陽子陽子衝突に於いても同様の測定を行うことによって、この平均生成横方向エネルギーの重心系衝突エネルギー依存性を詳しく調べることが可能であろう。

本研究で測定された、衝突初期のエネルギー密度は RHIC における核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の金金衝突における周辺周辺衝突 (衝突中心度 65-70%) の結果と同程度となった。これは、QGP への相転移エネルギー密度 ( $\rho_c \sim 1[\text{GeV}/\text{fm}^3]$ ) より小さい。しかし、重心系衝突エネルギー 14TeV の陽子陽子衝突では、そのエネルギー密度が RHIC における核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV の銅銅衝突における値と同程度の  $\rho = 1.5[\text{GeV}/\text{fm}^3]$  になることが予想されている [24][25]。これは、相転移エネルギー密度より大きいことから、陽子陽子衝突でも QGP が生成される可能性があることを示している。今後の重心系衝突エネルギー 7TeV 及び 14TeV の陽子陽子衝突において、PHOS 検出器で測定したエネルギー密度が  $1[\text{GeV}/\text{fm}^3]$  を超え、さらに、QGP から来る熱光子が測定出来れば、陽子陽子で QGP が生成されたという証拠になるだろう。

## 謝辞

本研究を行うにあたって、ご支援を頂いた人に感謝します。指導教官の杉立先生には、研究に関する助言や指導を頂いただけでなく、私に CERN に行き世界最先端の研究所で研究をさせていただく貴重な機会を与えて頂きました。有難うございました。志垣先生には、本研究を進める際に研究方針に関する相談に対して真摯に答えてくださいました。有難うございました。本間先生には、学部三年生の学生実験のときから本研究を終えるまで、物理学の楽しみを教えてくださいました。有難うございました。スタッフの鳥井さんには、本当に多くの助言や指針を頂きました。CERN に於ける PHOS 検出器の組立や動作確認でも鳥井さんの助言のおかげで無事作業を終わらせることができました。鳥井さんのご指導のおかげで本論文を書きあげることができました。有難うございました。筑波大学の洞口さんには、解析方法のアドバイスなどを頂きました。また、研究に関してだけでなく、私が悩んだ際に何度も相談に乗ってくださいました。有難うございました。LHC 加速器のスタッフ及び PHOS 検出器のスタッフのおかげで、本研究に用いるデータを取得することができました。有難うございました。

また、クォーク物理学研究室の先輩、後輩の助言や手助けのおかげで本研究を行うことができました。特に、中宮さんには日々の何気ない話から物理に関する質問までさせて頂きました。中宮さんのおかげで楽しく充実した研究生生活を送ることができました有難うございました。

同期の岩崎くん、植木くん、二橋くん、日栄さんには、一緒にクォーク物理学研究室で研究出来たことに感謝致します。四人と共に研究することができ、素晴らしい研究生生活を送ることができました。有難うございました。

最後に、私の長い学生生活を支えてくださった両親と家族に感謝致します。有難うございました。

## 参考文献

- [1] STAR Collaboration, J. Adams et al, Phys. Rev. C 70, 054907(2004)
- [2] PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al, Phys. Rev. Lett. 91,072301(2003)
- [3] PHENIX Collaboration, S. Afanasiev et al, Phys. Rev. Lett. 99, 052301(2007)
- [4] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 140(1983)
- [5] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. D 8,3633-3652 (1973)
- [6] H. D. Politzer, Physics Reports, Volume 14,issue4, 129-180 (1974)
- [7] F. Karsch, Lect. Notes Phys. 583 (2002) 209.
- [8] PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al, Phys. Rev. C 71, 034908 (2005)
- [9] UA1 Collaboration, C. Albajar et al, Nucl. Phys. B 335 (1990) 261-387
- [10] AFS Collaboration, T. Akesson et al, Phys. Lett. B 231 (1989)
- [11] L. Evans and P. Bryant(editors), JINST 3 S08001 (2008)
- [12] ALICE Collaboration, K Aamodt et al, JINST 3 S08002 (2008)
- [13] ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2005-018 (2005)
- [14] T. Sjöstrand, L. Lönnblad and S. Mrenna, Physics and Manual, hep-ph/0108264 (2001)
- [15] T. Sjöstrand, M. van Zijl, Phys. Rev. D 36, 2019(1987)
- [16] A. Moraes, C. Buttar and I. Dawson, Eur. Phys. J. C 50, 435-466 (2007)

- [17] R. Field, Talk presented at the Fermilab ME/MC tuning Workshop, Fermilab, 4th October 2002
- [18] CDF Collaboration, T. Affolder et al, Phys. Rev. D 65 092002 (2002)
- [19] Particle Data Group, W.-M. Yao et al, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33(2006) 1
- [20] Hans Muller and Zhongbao Yin, PHOS basics for the users Revision 2.1 (2007)
- [21] K. Deiters et al, Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 574
- [22] H. Torii, H. Torii's talk at PHOS Meeting on Dec. 13,(2009)
- [23] The ALICE Collaboration, K. Aamodt et al, Eur. Phys. J. C 65, 111-125(2010)
- [24] J. Schukraft, J. Schukraft's talk at Quark Matter 2008 (2008)
- [25] M. Konno, M. Konno's talk at JPS at Yamagata,(2008)