

平成 20 年度修士論文

荷電粒子を用いた ALICE 実験 PHOS 検出器の
エネルギー較正手法の確立

広島大学大学院理学研究科物理学専攻
クォーク物理学研究室
M073923 溝口謙太

平成 21 年 2 月 21 日

概要

2008年9月より、欧州原子核研究機構(CERN研究所)の大型ハドロン衝突型加速器(LHC加速器)において始まったALICE実験では、2009年の夏に重心系衝突エネルギー14TeVの陽子+陽子衝突実験を予定している。ALICE実験の目的は、パートンの非束縛状態であるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)相の性質解明である。QGP相形成の有効な信号として、 π^0 中間子の収量抑制の観測がある。これは、QGP相中においてパートンは強い相互作用によってエネルギーを失い、その結果、そのパートンからなる π^0 中間子の収量は高い横運動量領域で抑制されると考えられているからである。

ALICE実験が備える電磁カロリメータに、光子のエネルギー測定のためのPhoton Spectrometer (PHOS 検出器)がある。 π^0 中間子の99%は $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ という崩壊をするため、PHOS検出器で測定した 2γ から π^0 中間子を再構成して収量の測定を行なう。重心系衝突エネルギー14TeVでの π^0 中間子の収量測定においては、横運動量10GeV/cにおける π^0 中間子の収量の10%の精度が必要であり、このことは予想される π^0 中間子の微分断面積の横運動量分布から、PHOS検出器のエネルギー測定精度1.8%の要求に相当する。PHOS検出器は約2万個の検出素子から成り、各素子は鉛タングステン酸(PWO)結晶とアバランシェ・フォトダイオード(APD)という光センサーから構成されている。各素子のAPDの増倍率は独立に調整するため、各素子毎の増倍率のばらつきを補正することが重要である。

本研究は、PHOS検出器のエネルギー較正手法を確立し、 π^0 中間子の収量抑制を観測するために要求される較正精度1.8%を達成することが目的である。エネルギー較正手法にはいくつかの方法があるが、本研究では、PWO結晶中で電離によって一定のエネルギーを落とす(最小電離損失)荷電粒子(MIP)に着目したエネルギー較正を行なった。本研究では、シミュレーションで重心系衝突エネルギー14TeVにおける陽子+陽子衝突を再現し、衝突によって生成された粒子のエネルギーをPHOS検出器で測定した。その際、実際の状態を再現するために、各素子のAPDの増倍率は故意にばらつかせてある。測定した粒子のエネルギー分布において、MIPはピークを作るが、MIPは測定した全粒子数に対し少ない。そのため、バックグラウンドとなる粒子を除く条件を最適化した。この最適化した条件を課すことで、各素子毎にMIPが作るピークがバックグラウンドに対して優位となるエネルギー分布を得ることができ、MIPが作るピークの中心値を得た。そして最終的に、各素子毎の較正定数とその較正精度を見積もり、PHOS検出器のエネルギー較正手法を確立した。この結果、2009年夏から始まる衝突実験では、本研究で確立したエネルギー較正手法を用いて、高精度な光子のエネルギー測定が実現し、光子測定に基づくQGP相の議論が期待される。

目次

第1章	序論	12
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ	12
1.2	ジェットの抑制	13
1.3	粒子と物質の相互作用	15
1.3.1	荷電粒子と物質の相互作用	15
1.3.2	光子と物質の相互作用	17
1.4	電磁カロリメータ	20
1.5	研究の目的	21
第2章	A Large Ion Collider Experiment (ALICE 実験)	23
2.1	欧州原子核研究機構 (CERN 研究所)	23
2.2	大型ハドロン衝突型加速器 (LHC 加速器)	23
2.3	ALICE 実験	23
2.3.1	実験セットアップ	24
2.3.2	データ収集系	31
2.3.3	実験データの再構成	33
2.3.4	ALICE 実験シミュレーション	34
第3章	Photon Spectrometer (PHOS) とエネルギー較正手法	37
3.1	PHOS	37
3.1.1	検出素子	39
3.1.2	読み出しシステム	41
3.1.3	トリガーシステム	48
3.2	PHOS のエネルギー較正	51
3.2.1	エネルギー較正の概要	51
3.2.2	オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正	51
3.2.3	エネルギー較正手法	53
3.2.4	荷電粒子を用いたエネルギー較正手法	54
第4章	解析	55
4.1	エネルギー分布とその粒子構成	55
4.1.1	データセット	55
4.1.2	粒子構成	55
4.2	バックグラウンドの見積もりとそのカット	56
4.2.1	シングルシミュレーションデータセット	57
4.2.2	バックグラウンドのカット条件の見積もり	57

4.3	オンラインエネルギー較正	62
4.3.1	データセット	63
4.3.2	RAW データのクラスタリング	63
4.3.3	荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり	64
4.3.4	較正定数と較正精度	70
4.3.5	バックグラウンドのカット条件の最適化	70
4.4	オフラインエネルギー較正	71
4.4.1	データセット	71
4.4.2	荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり	71
4.4.3	較正定数と較正精度	74
4.4.4	イタレーションによる較正精度の向上	75
第 5 章	結果と考察	77
5.1	オンラインエネルギー較正	77
5.1.1	荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり	77
5.1.2	較正定数と較正精度	78
5.1.3	バックグラウンドのカット条件の最適化	85
5.1.4	最適カット条件下での較正定数と較正精度	87
5.2	オフラインエネルギー較正	87
5.2.1	荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり	87
5.2.2	較正定数と較正精度	93
5.2.3	イタレーションによる較正精度の向上	99
第 6 章	結論	106
第 7 章	謝辞	108

表目次

1.1	4つの相互作用とその媒介粒子	12
1.2	変数の定義とその単位	15
2.1	Forward detectors のアクセプタンス (擬ラピディティ方向)	26
3.1	無機シンチレータ材の性質 ([3])	39
3.3	前置増幅器 (CSP) の仕様 [7]	40
3.2	APD の仕様 [7]	41
4.1	カット条件。Dispersion は電磁シャワーの横方向の広がり度合を表し、NCells はクラスターの構成結晶数を表し、Sphericity は電磁シャワーの横方向の真円度を表す。	60
4.2	S が 0.2 以上における S/N の高いカット条件。	62
4.3	オンラインエネルギー較正でのカット条件。Dispersion は電磁シャワーの横方向の広がり度合を表し、NCells はクラスターの構成結晶数を表す。	65

目次

1.1	クォークとレプトン [1]。それぞれ3世代に分類することができる。	12
1.2	核物質の相図 [1]	13
1.3	陽子+陽子衝突におけるジェット生成 [2]	13
1.4	原子核衝突におけるジェット抑制 [2]	14
1.5	BNLのRHICにおいて観測された R_{AA} [2]	14
1.6	荷電粒子のエネルギー損失 [3]。 μ^\pm や π^\pm など、荷電1の粒子の最小電離損失は、約 $2\text{MeV}/g\text{cm}^{-2}$ である。	16
1.7	電子・陽電子の鉛中での放射長あたりのエネルギー損失 [3]。10MeVより低い領域では、イオン化が支配的だが、10MeVを超えたあたりから制動放射が支配的になっている。	17
1.8	炭素中と鉛中での光子の断面積 [3]。1keV付近では光電効果が支配的で、1MeV付近ではコンプトン散乱が支配的で、1GeV付近では対生成が支配的である。 $\sigma_{p.e.}$ は光電効果の断面積、 σ_{Rayleigh} はレイリー散乱による断面積、 σ_{Compton} はコンプトン散乱の断面積、 κ_{nuc} と κ_e はそれぞれ原子核場と電子からのクーロン場中での対生成の断面積である。	18
1.9	コンプトン散乱の概略図。入射光子は散乱角 θ で散乱され、電子は Φ で散乱されている。	19
1.10	電磁シャワーの様子。制動放射と対生成を繰り返すことで、入射粒子はエネルギーを失っていく。	20
1.11	予想される π^0 中間子の微分断面積の横運動量分布	21
2.1	LHC 加速器の概要。スイスとフランスの国境を跨ぎ、周長約27kmの円形シンクロトロン粒子加速器。地下およそ100mに建設されており、代表的には4つの実験がある。	24
2.2	ALICE 実験が備える検出器の全貌 [9]。L3 ソレノイド電磁石の中心にビーム衝突点を設定し、その衝突点を囲むように各検出器を配置している。	25
2.3	ALICE 衝突点の両側の T0、V0、FMD の配置図 [11]。衝突点の周りに ITS の6層のうち5層が書かれている。	26
2.4	TPC の概略図 [12]。ビーム軸方向の長さは約500cm、内側の半径は約80cm、外側の半径は約250cmである。これによってアクセプタンスは擬ラピディティ方向 $ \eta < 0.9$ 、方位角方向 2π を覆う。	27
2.5	TPC が設置される ALICE フレーム [13]。	28
2.6	1 ホールド6層から成る TRD [13]。TRD の上部には TOF が設置される。	28

2.7	EMCALのインストール後の様子 [16]。方位角方向は 110° を覆い、ラピディティー方向は $ \eta < 0.7$ を覆っている。	29
2.8	PHOS5 モジュール分の概略図 [18]。方位角方向は 100° を覆い、ラピディティー方向は $ \eta < 0.12$ を覆っている。	29
2.9	Muon Spectromeer の概略図。衝突点に近い方から、吸収体、飛跡検出器、二極電磁石、ミュオン粒子フィルター、トリガーチェンバーの順に並んでいる。	31
2.10	ALICE 実験データ収集系のアーキテクチャー [23]。中央の赤い点線で囲まれたところに PHOS のからのデータの流が載っている。	32
2.11	PHOS のデータ収集系のアーキテクチャー。	33
2.12	ALICE シミュレーションを用いた事象での PHOS のヒットの様子。5 つある赤い枠が PHOS の各モジュールで、青い部分が結晶部分である。緑の点は粒子が相互作用をした点である。PHOS の結晶部分で粒子が相互作用していることがわかる。	36
3.1	PHOS5 モジュール分の概略図。方位角方向は 100° を覆い、ラピディティー方向は $ \eta < 0.12$ を覆っている。	37
3.2	PHOS の分解図。左から、PHOS のフレーム、結晶が設置される様子、素子 2×8 個の 1 ストリップ、APD と CSP がセットされる様子を表している。	38
3.3	PHOS の 1st モジュールの製作途中の様子。 64×56 個の結晶表面が見える。	38
3.4	PWO 結晶。サイズは $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$ 。	39
3.5	受光面積 $5 \times 5\text{mm}^2$ を持つ APD と前置増幅器 (CSP)。	41
3.6	PHOS 読み出しシステムの概略図 [18]。	42
3.7	FEE の写真 [18]。	43
3.8	FEE の PCB layout [18]。	43
3.9	CSP の出力信号が FEE の Sampling ADC に入るまでの scheme。	45
3.10	CSP の出力信号。	45
3.11	ある CSP 出力信号に対する FEE のシェイパーアンプの出力シグナル。ハイゲインとローゲインの 2 種類がある。	45
3.12	Sampling ADC によってデジタル化された信号から波形を再現したもの。横軸はサンプリング数で、1 サンプル 100ns である。縦軸は ADC の値である。信号が立ち上がったから最大 ADC 値の時の高さ情報が入射した粒子のエネルギーに相当する。また、trigger 信号から設定時間分さかのぼった時間からサンプリング情報を取得することが可能である。さらに、波形の立ち上がりタイミングから、入射粒子の時間情報も有している。	46
3.13	RCU の写真。RCU には DCS と SIU それぞれ接続され、1 枚のボードのようにになっている。	47

3.14	TOR のユニットの組み方。1 枚の TRU がカバーする領域に 14×8 個の Fast OR 信号があり、 2×2 個の Fast OR 信号を重なるようにユニットとして組んでいくと、 $13 \times 7 = 91$ 個のユニットができる。	49
3.15	ACORDE の設置されている様子。ALICE 実験の L3 ソレノイド電磁石の上の 3 面に設置されている。ACORDE は、 $190 \times 19.5 \text{ cm}^2$ のプラスチックシンチレータと PMT のセット 2 つから構成されている。	50
3.16	。プラスチックシンチレータを用いたトリガーシステムのセットアップ。上のシンチレータの大きさは $80 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$ で、下のシンチレータは $100 \times 50 \times 2 \text{ cm}^3$ である。上下のシンチレータ間の間隔は 61cm である。この上下のシンチレータによって覆うことのできる素子の数は、 $41 \times 27 = 1107$ 素子である。	50
3.17	オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正の概略図。RAW データから較正定数を求め Data Base に書き込むことがオンラインエネルギー較正で、その Data Base の較正定数を用いて再構成した ESD データを用いてさらに較正定数の精度を上げることがオフラインエネルギー較正である。	52
4.1	PHOS で測定した入射粒子のクラスターエネルギー分布。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数。	56
4.2	エネルギー分布の構成粒子。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数。桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。	57
4.3	シングルシミュレーションによって得られたエネルギー分布。左が π^+ 中間子で、右が光子のものである。それぞれ横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。	58
4.4	測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3 \text{ GeV}$ にである粒子の Dispersion 分布。左が pi^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。	59
4.5	測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3 \text{ GeV}$ にである粒子の NCells (構成結晶数) 分布。左が pi^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。	60
4.6	測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3 \text{ GeV}$ にである粒子の Sphericity 分布。左が pi^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。	60
4.7	MIP 数を S とし、バックグラウンド数を N としたときの、S と S/N の二次元プロット。S も N もカット条件を課さない場合の数を 1 として規格化している。	61
4.8	PHOS 5 モジュールで測定された粒子のエネルギー分布。MIP ピークにガウス関数をフィットし、MIP のエントリー数を数えた結果、MIP は 1 イベントにつき、0.08 個あることがわかった。	62
4.9	APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 の分布。約 10% の幅をもったガウス分布である。	63

4.10	測定したクラスターのエネルギー分布。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。0.25GeV 付近に MIP のピークが見えるが、各素子毎の APD の増倍率が 10% でばらついているため幅の広いピークになっている。	64
4.11	15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布。それぞれの分布において、横軸はエネルギー [GeV] で縦軸はエントリー数。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。	66
4.12	15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布の構成粒子。それぞれの分布で、横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。また桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。	67
4.13	カット条件である $\text{Dispersion} \geq 2.2$ 、 $\text{NCells} \geq 4$ を課して作ったエネルギー分布にランダウ関数をフィットしたもの。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数である。	68
4.14	ある適当な素子で測定したエネルギー分布にランダウ関数をフィットしたもの。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。	69
4.15	3584 個の素子毎のエネルギー分布にフィットをした結果のうち、ある 5×5 の素子についてのエネルギー分布図。それぞれ横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数である。	69
4.16	各素子毎の APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 とオンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 を掛けた値の分布。約 8% の幅をもったガウス分布である。	72
4.17	測定したクラスターのエネルギー分布。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。0.25GeV 付近に MIP のピークが見えるが、各素子毎の APD の増倍率が約 8% でばらついているため少し幅の広いピークになっている。	72
4.18	15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布。それぞれの分布において、横軸はエネルギー [GeV] で縦軸はエントリー数。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。	73
4.19	各素子毎の APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 と、オンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 と、1 回のオフラインエネルギー較正で求めた c_2 を掛けた値の分布。約 5% の幅をもったガウス分布である。	75
5.1	左上は、フィット関数であるランダウ関数の中心値の分布図である。右上はフィットがうまくできているかを示す指標の χ^2/NDF の分布図である。左下 NDF で、右下は χ^2 の分布図である。	77

5.2	各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	78
5.3	各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	79
5.4	各素子へランダウ関数をフィットしたときの、幅のパラメータの分布図(上)と、その誤差(下)。	79
5.5	各素子毎のエントリー数の分布図(上)と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図(下)	80
5.6	オンラインエネルギー較正で求めた較正定数の二次元ヒストグラム。横軸と縦軸はPHOSの結晶の幾何学的な配置に対応している。横軸がALICE座標系のx軸方向で、縦軸がz軸方向である。64×56個の結晶が並んでいる。	81
5.7	各64列毎に、z軸方向の56個の結晶でのMIPピークの中心値を分布にし、さらにガウス関数でフィットした結果。図5.6の横軸のように0から63番目まで結晶に座標番号をつけると、左上が63番目で、右にいくほど座標番号は小さくなっていく。右下が0である。	82
5.8	MIPピークの中心値のALICE座標系のx軸方向に対する依存性。両端のそれぞれ6列のMIPピークの中心値が他の列に比べて小さい。	83
5.9	x軸方向のそれぞれ両端6列以外の素子のMIPピークの中心値の分布と、ガウス関数のフィットの結果。	83
5.10	端の効果を補正した後の、較正定数の2次元ヒストグラム。ALICE座標系のx軸方向の依存性を考えることで端の効果は補正できたといえる。	84
5.11	オンラインエネルギー較正によって求めた較正定数の分布。ガウス関数のフィットにより、分布の幅は $4.0 \pm 0.8\%$ である。	84
5.12	ばらつき係数 c_0 と較正定数 c_{online} との相関図	85
5.13	各素子毎の較正定数の精度の分布。この分布の幅がオンラインエネルギー較正での精度となり、 $8.84 \pm 0.17\%$ と求まった。	86
5.14	$Dispersion \geq 1.2$ というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。	86
5.15	$Dispersion \geq 1.6$ というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。	86
5.16	$Dispersion \geq 1.9$ というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。	87
5.17	$Dispersion \geq 2.2$ というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。	87
5.18	最適カットをかけたときの、較正定数の2次元ヒストグラム。端の効果の補正を施したものであり、端の効果は補正できているといえる。	88

5.19	最適カットである Dispersion \geq 1.2、NCells \geq 0 というカットをかけたときのオンラインエネルギー較正によって求めた較正定数の分布。ガウス関数をフィットした結果、その幅は 4.8 ± 0.1 % と求めた。	88
5.20	ばらつき係数と、最適カットをかけたときのオンラインエネルギー較正によって求めた較正定数 c_{online} の相関図。横軸がばらつき係数で、縦軸が c_{online} である。	89
5.21	最適カットをかけたときの各素子の較正定数の精度の分布図。ガウス関数をフィットすることで、オンラインエネルギー較正精度となる幅は 7.73 ± 0.15 % と求めた。	89
5.22	最適カットをかけた後の PHOS で測定されたエネルギー分布に対するランダウ関数のフィット結果	90
5.23	左上は、フィット関数のランダウ関数の中心値の分布図である。これが求めたい MIP のエネルギー分布の中心値である。右上はフィットがうまくできているかを示す指標の χ^2/NDF である。左下は NDF の分布図で、右下が χ^2 の分布図である。	90
5.24	各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	91
5.25	各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	92
5.26	各素子へフィットをしたランダウ関数の幅のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	92
5.27	各素子毎のエントリー数の分布図(上)と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図(下)。	93
5.28	オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の 2 次元ヒストグラム。オンラインエネルギー較正のときとは少し違う端の効果が見えている。	94
5.29	オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の x 軸依存性の図。両端 6 列はオンラインのときと同様に全体に対して小さいが、ここではさらに端から 7 列目から 10 列目までが全体に対して大きく見積もられていることがわかる。	94
5.30	オフラインエネルギー較正で求めた較正定数に端の効果を補正した較正定数の 2 次元ヒストグラム。図 5.28 に見られてような分布の偏りはなくなっている。	95
5.31	オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の分布図。ガウス関数のフィットにより、その幅は 3.4 ± 0.1 % であった。	95
5.32	ESD データのばらつき c_0c_1 とオフラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_2 の相関図。	96
5.33	オフラインエネルギー較正での各素子の較正精度の分布図。ガウス関数のフィットから、この幅は 10.5 ± 0.2 % であった。	97
5.34	オンラインとオフラインを組み合わせて求めた較正定数 c_1c_2 の分布図。ガウス関数のフィットにより、その幅は 6.7 ± 0.1 % であった。	97

5.35	オンラインとオフラインのエネルギー較正を組み合わせたときの較正定数 c_1c_2 とばらつき係数 c_0 の相関図。はっきりとした相関が現われている。	98
5.36	オンラインとオフラインを組み合わせたエネルギー較正によって求めた各素子の較正定数の精度の分布図。ガウス関数のフィットによりこの幅は $5.48 \pm 0.11 \%$ であった。	99
5.37	cut10 に対するフィットの X/ndf など。	100
5.38	各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	100
5.39	各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	101
5.40	各素子へフィットをしたランダウ関数の幅のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。	101
5.41	各素子毎のエントリー数の分布図(上)と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図(下)。	102
5.42	1 回目のイタレーションで得た較正定数。その幅はガウス関数のフィットから $3.5 \pm 0.1 \%$ であった。	102
5.43	103
5.44	1 回目のイタレーションによって求めた各素子の較正定数の分布図。ガウス関数のフィットにより、幅は $7.7 \pm 0.2 \%$ であった。	104
5.45	オフラインでの 1 回目のイタレーションにより求めた較正精度 c_3 まで反映させた較正定数 $c_1c_2c_3$ とばらつき係数 c_0 との相関図。傾きが 1 の右肩上がりの相関がはっきりと現われている。	104
5.46	1 回のイタレーションまでを反映させた各素子での較正精度の分布図。ガウス関数のフィットの結果、幅は $4.71 \pm 0.10 \%$ であった。	105
5.47	較正精度の較正回数依存性。エラーバーは各素子の較正精度の分布図にガウス関数をフィットしたときの誤差である。	105
6.1	エネルギー較正回数とその精度。	106

第1章 序論

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

現在では、物質を構成する最小単位として、クォークとレプトンという基本粒子が考えられている。クォークとレプトンについて図 1.1 にまとめる。これらの基本粒子には4つの相互作用が働く。強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用である。これらの相互作用はゲージボソンという基本粒子を媒介して行なわれる。相互作用とゲージボソンについて表 1.1 にまとめる。我々の住む世界では、クォークとグルーオンは陽子や中間子などの複合粒子中に閉じ込められている。

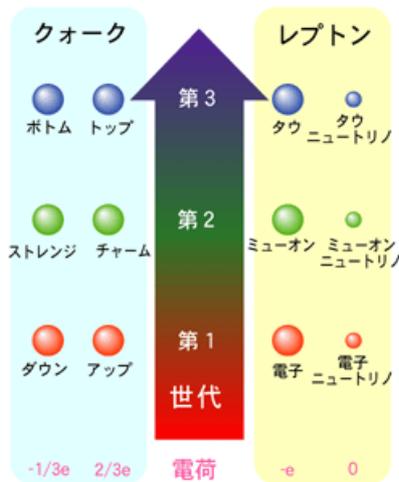


表 1.1: 4つの相互作用とその媒介粒子

相互作用	媒介するゲージボソン
強い相互作用	g
弱い相互作用	Z^0, W^\pm
電磁相互作用	γ
重力相互作用	重力子

図 1.1: クォークとレプトン [1]。それぞれ3世代に分類することができる。

しかし、QCD¹理論から、高温・高密度状態においては、クォークとグルーオンはその束縛状態から開放される(漸近的自由性)と予想されている。このように、クォークやグルーオンがその束縛状態から開放された状態を QGP (Quark-Gluon Plasma) 相と呼ぶ。格子 QCD 計算から、この QGP 相への相転移は、バリオン密度ゼロの状態において、温度が約 150MeV において起こると予想されている(図 1.2)。この温度は、太陽の中心核の温度のおよそ 10 万倍にも及ぶ。

自然界に 150MeV という高温状態は存在しない。しかし、ビッグバンによる宇宙創成直後、わずか数 10 万分の 1 秒の間、宇宙の温度は 150MeV を超えており、宇宙は QGP 相状態であったと考えられる。その後、温度の降下によってハドロン相へと相転移し、現在に至るのである。

¹Quantum Chromo-Dynamics、量子色力学

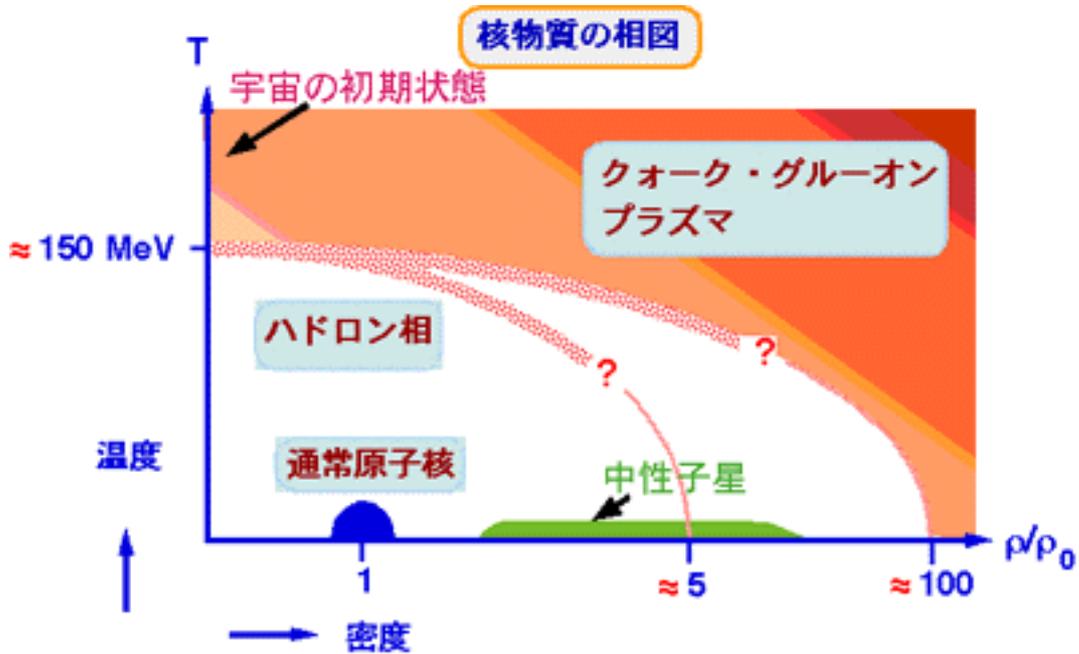


図 1.2: 核物質の相図 [1]

1.2 ジェットの抑制

ジェットとは、初期衝突で強く弾かれたパートンが起源となる現象である。強く弾かれ高い横方向運動量を持ったクォークは、真空からグルーオンによって結び付けられたクォークの複合粒子 (ハドロン) 群を作り出す。このハドロン群をジェットと呼ぶ (図 1.3)。

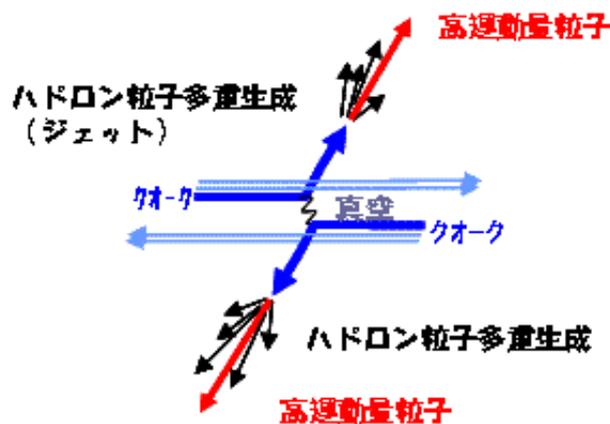


図 1.3: 陽子+陽子衝突におけるジェット生成 [2]

衝突初期に強く弾かれたパートンは、原子核衝突によってできた QGP 相を通過する際、その QGP 相との強い相互作用によってエネルギーを失う。その結果、QGP 相が形成される衝突エネルギーにおける原子核衝突では、ジェットの抑制が観測できる (図 1.4)。つまり、ジェットの抑制の観測は、QGP 相形成の有効な信

号と言える。

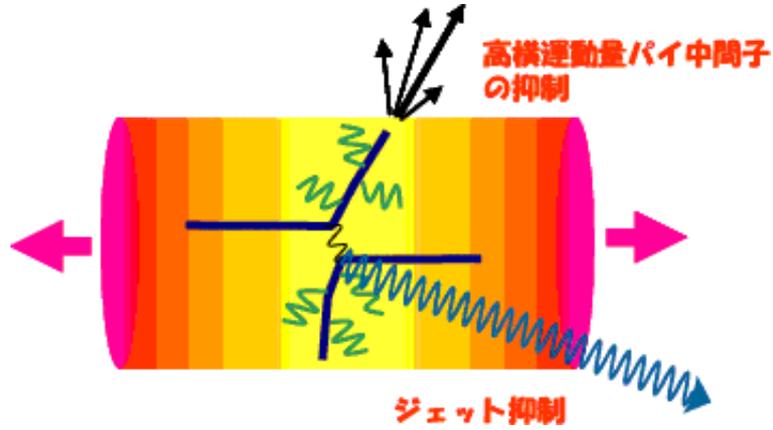


図 1.4: 原子核衝突におけるジェット抑制 [2]

ジェット抑制は、すでに米国のBNL (Brookhaven National Laboratory) のRHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) において観測されている。たとえば、 π^0 中間子は、図 1.5 に示すように、横方向運動量 $20\text{GeV}/c$ までの高い横方向運動量領域において、 $R_{AA} = 0.2$ という強い抑制が観測された。 R_{AA} とは、原子核衝突における、ある横方向運動量での収量を、陽子+陽子衝突におけるある横方向運動量での収量で規格化した値である。 R_{AA} の式を式 1.1 に示す。

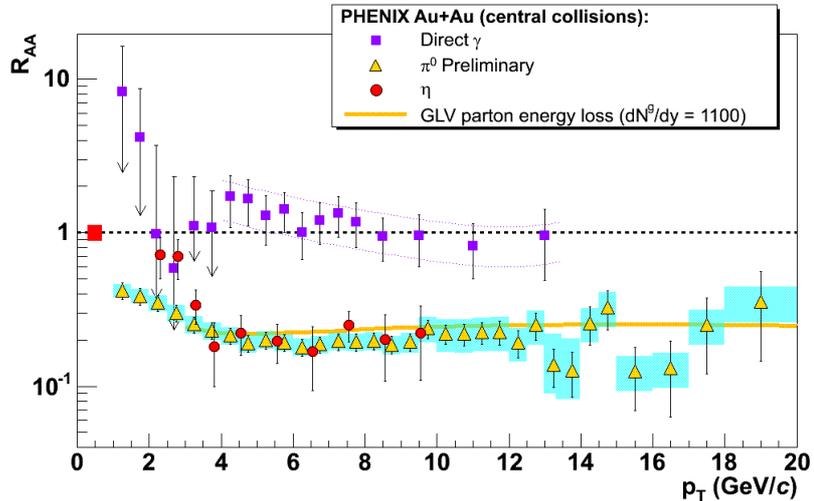


図 1.5: BNL の RHIC において観測された R_{AA} [2]

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

ここで、 $\langle N_{coll} \rangle$ は、原子核衝突において予測されるパートンの衝突回数である。

1.3 粒子と物質の相互作用

粒子が物質中を通過する際、物質との相互作用によって物質中でエネルギーを失う。その相互作用のは、粒子が荷電粒子の場合と光子の場合の2つに分けて考えることができる。この節では、荷電粒子と物質の相互作用と、光子と物質の相互作用についてまとめる。

1.3.1 荷電粒子と物質の相互作用

電離・励起

電子や陽電子などの比較的軽い粒子以外の荷電粒子は、主に電離と励起によって物質中でエネルギーを失う。物質中の原子や分子中の電子が荷電粒子からエネルギーを受け取り、その受け取ったエネルギーが電子の束縛エネルギーより大きい場合、電子は原子や分子中から弾き飛ばされえる(電離)。もし、受け取ったエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも小さい場合、原子や分子の励起状態へと電子が励起される。この過程によるエネルギー損失は式 1.2 に示す Bethe-Bloch (ベテ ブロッホ) の式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.2)$$

ここで、各変数の定義について表 1.2 にまとめる。

表 1.2: 変数の定義とその単位

変数	定義	単位または値
$m_e c^2$	電子質量 $\times c^2$	MeV
r_e	古典電子半径	2.82 fm
N_A	Avogadro (アボガドロ) 数	6.02×10^{23}
ze	入射粒子の電荷	
Z	物質の原子数	
A	物質の原子核質量	$g \text{ mol}^{-1}$
K/A	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A$	$0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ ここで $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$
I	平均励起エネルギー	eV
$\delta(\beta\gamma)$	電離によるエネルギー損失の密度効果補正	

この Bethe-Bloch の式の最も大きな特徴は、粒子の速度 β が 0.96 程度になると、荷電粒子のエネルギー損失は荷電粒子の電荷が等しければほぼ一定となる値を取ることである。このエネルギー損失のことを最小電離損失といい、最小電離損失を起こす荷電粒子を Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ぶ。 π^\pm 中間子や μ^\pm などの電荷 1 の粒子については、約 2 MeV/g cm^{-2} の最小電離損失となる (図 1.6)。

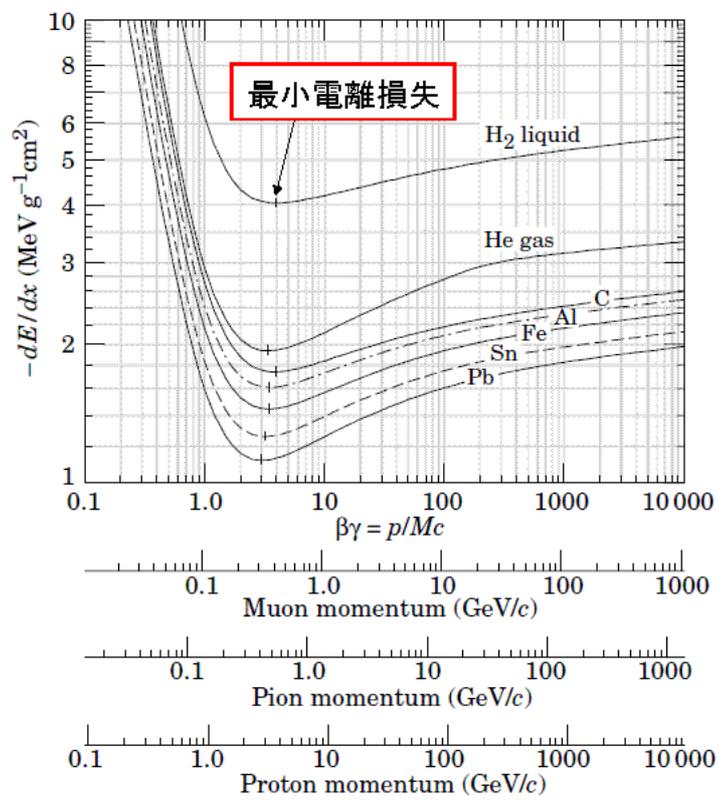


図 1.6: 荷電粒子のエネルギー損失 [3]。 μ^\pm や π^\pm など、荷電 1 の粒子の最小電離損失は、約 2MeV/g cm^{-2} である。

制動放射

制動放射とは、物質に入射した荷電粒子が、物質を構成する原子核による電磁場と相互作用して、電磁波を放射する現象である。電子や陽電子などの比較的質量の軽い粒子においては、10MeV を超えるような高エネルギー領域においては、電離・励起によるエネルギー損失より制動放射によるエネルギー損失のほうが支配的になる (図 1.7)。

電子の制動放射によるエネルギー損失は、通過する物質の厚さに対して指数関数的に減少することがわかっており、電子のエネルギーが $1/e$ に減衰するときの長さを放射長と呼ぶ。

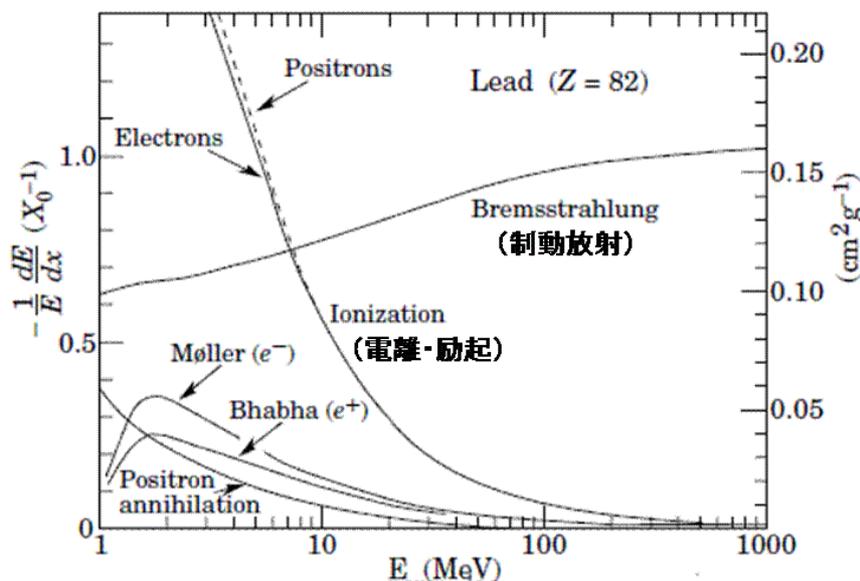


図 1.7: 電子・陽電子の鉛中での放射長あたりのエネルギー損失 [3]。10MeV より低い領域では、イオン化が支配的だが、10MeV を超えたあたりから制動放射が支配的になっている。

その他

荷電粒子が物質を通過するとき、電離・励起や制動放射以外にも、原子核との弾性衝突や、原子核との反応 (弾性散乱以外) などがある。しかし、これらの反応によるエネルギー損失は、高エネルギー領域においては無視できるほど小さい。

1.3.2 光子と物質の相互作用

光子も荷電粒子と同様に、物質中を通過する際にエネルギーを失う。光子のエネルギーに応じて支配的な反応は違う (図 1.8)。

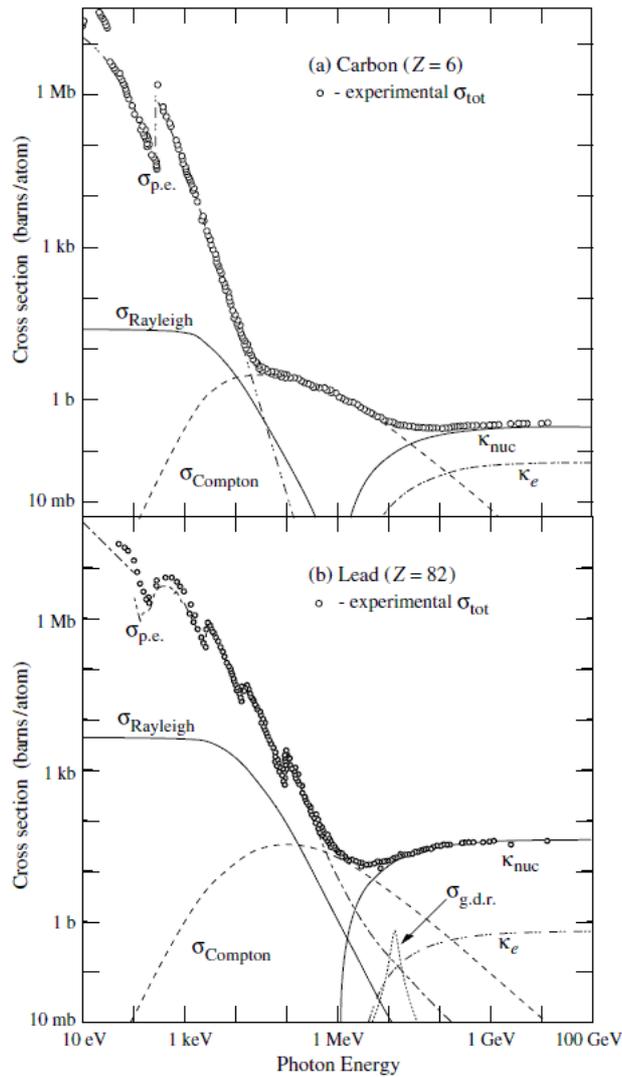


図 1.8: 炭素中と鉛中での光子の断面積 [3]。1keV 付近では光電効果が支配的で、1MeV 付近ではコンプトン散乱が支配的で、1GeV 付近では対生成が支配的である。 $\sigma_{p.e.}$ は光電効果の断面積、 σ_{Rayleigh} はレイリー散乱による断面積、 σ_{Compton} はコンプトン散乱の断面積、 κ_{nuc} と κ_e はそれぞれ原子核場と電子からのクーロン場中での対生成の断面積である。

光電効果

光電効果とは、光子が物質の原子に吸収されて電子を放出する現象である。たとえば、エネルギー $h\nu$ を持った光子が物質中に入射した場合、電子の原子中での束縛エネルギー $B.E.$ の分だけ小さくなったエネルギー $E = h\nu - B.E.$ を持った電子が放出される。

100keV を超えるようなエネルギー領域では、原子の K 殻電子との寄与が最も大きく、その K 殻電子との断面積は式で表わされる。

$$\sigma_{p.e.} = Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^n \quad (1.3)$$

ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon\hbar c \approx 1/137$ である。また、 $E_\gamma < m_e c^2$ の時 $n = \frac{7}{2}$ で、 $E_\gamma \ll m_e c^2$ の時 $n = 1$ である。

コンプトン散乱

コンプトン散乱とは、光子と物質中の自由電子との散乱現象である。たとえば、図 1.9 に示すような散乱が起きた場合、散乱の微分断面積は式 1.4 のように表わされる。この式 1.4 を $d\Omega$ について積分することで、コンプトン散乱の断面積が得られる。

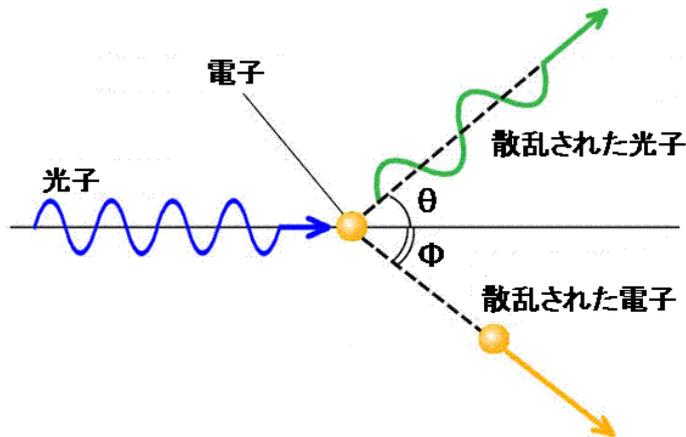


図 1.9: コンプトン散乱の概略図。入射光子は散乱角 θ で散乱され、電子は ϕ で散乱されている。

$$\frac{d\sigma_{Compton}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right] \quad (1.4)$$

ここで、 r_e は電子の古典半径 (≈ 2.82 fm) で、 $\gamma = h\nu/m_e c^2$ である。

対生成

対生成とは、光子が電磁場を受けて電子と陽電子の対に転換される現象である。対生成は光子のエネルギーが電子と陽電子の質量和 $2m_e c^2$ を超えると可能となる。対生成の断面積は、光子のエネルギーが $2m_e c^2$ より立ち上がり、1GeV 程度で次第に漸近値に近づいていく。この漸近値は物質によって異なるが、 $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合、式 1.5 のように表わされる。

$$\sigma_{pp} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (1.5)$$

1.4 電磁カロリメータ

電磁カロリメータとは、光子や電子などのエネルギーを測定する検出器の総称である。電磁カロリメータは大きく分けると、有機シンチレータからなるものと、無機シンチレータからなるものに分けられるが、一般には無機シンチレータからなるものが多い。

電磁カロリメータは、粒子がシンチレータ中で起こす電磁シャワーという現象を用いて粒子のエネルギーを測定する。たとえば、高エネルギーの電子が入射した場合、制動放射により高エネルギーの光子を放出する。その放出された光子が物質中のクーロン場により電子と陽電子の対生成を起こす。対生成された電子と陽電子はそれぞれ制動放射によって光子を放出する。放出される光子のエネルギーが小さくなり、対生成を起こせなくなるまでこの反応は続く。このように、制動放射と対生成の過程が繰り返し起こることを電磁シャワーと呼ぶ。電磁シャワーの様子を図 1.10 に示す。

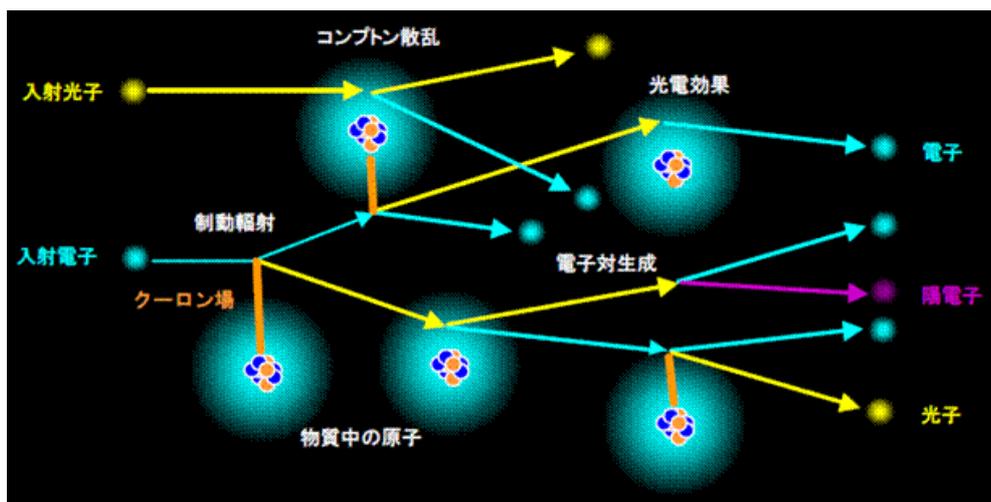


図 1.10: 電磁シャワーの様子。制動放射と対生成を繰り返すことで、入射粒子はエネルギーを失っていく。

1.5 研究の目的

2008年9月より、欧州原子核研究機構 (CERN 研究所) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC 加速器) において、A Large Ion Collider Experiment (ALICE 実験) が始まった。LHC 加速器においてはいくつかの実験があるが、ALICE 実験は唯一重イオン衝突実験に特化した実験であり、その目的は、QGP 相の性質解明である。ALICE 実験では、まず 2009 年の夏に重心系衝突エネルギー 14TeV の陽子+陽子衝突実験を予定している。

ALICE 実験が備える電磁カロリメータに、光子のエネルギー測定のための Photon Spectrometer (PHOS) がある。 π^0 中間子の 99% は $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ という崩壊をするため、PHOS で測定した 2γ から π^0 中間子を再構成して、 π^0 中間子の収量の測定を行なうことができる。QGP 相形成の有力な信号として、 π^0 中間子の収量抑制の観測があり (1.2 参照)、重イオン衝突実験では PHOS を用いてこの π^0 中間子の抑制を観測する。重心系衝突エネルギー 14TeV での π^0 中間子の収量測定においては、横運動量 10GeV/c における π^0 中間子の収量の 10% の精度が必要であり、このことは予想される π^0 中間子の微分断面積の横運動量分布 (図 1.11) から、PHOS のエネルギー測定精度 1.8% の要求に相当する。

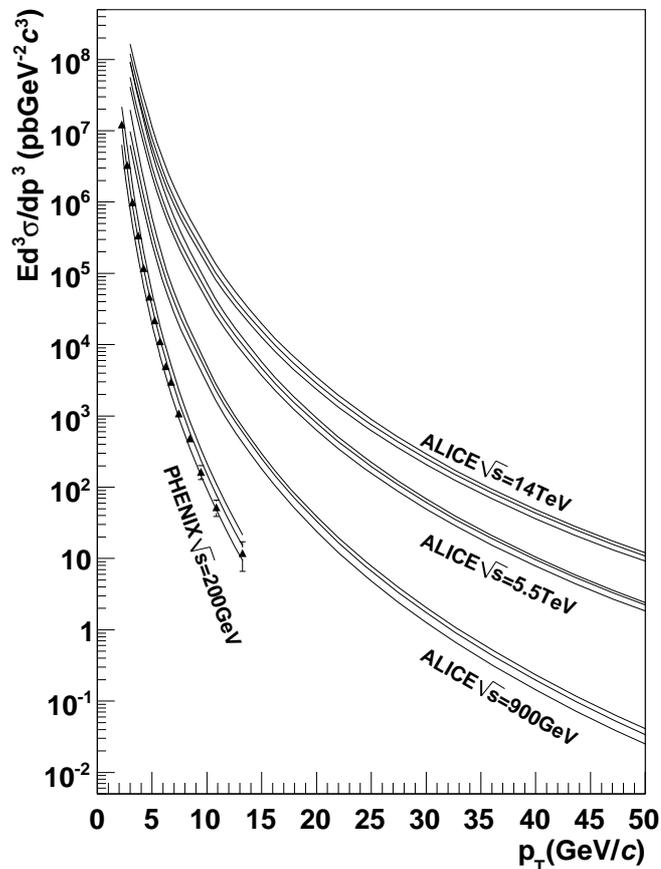


図 1.11: 予想される π^0 中間子の微分断面積の横運動量分布

PHOS (詳細は第3章) は約2万個の検出素子からなり、各素子は鉛タンゲステン酸 (PWO) 結晶とアバランシェ・フォトダイオード (APD) という光センサーから構成されている。各素子の APD の増倍率は独立に調整するため、各素子毎の増倍率のばらつきを補正することが重要である。

本研究は、PHOS のエネルギー較正手法を確立し、 π^0 中間子の収量抑制を観測するために要求される較正精度 1.8% を達成することが目的である。PHOS のエネルギー較正とは、各素子毎の APD の増倍率の違いなどからくる検出素子間のばらつきをなくすため、それぞれ素子毎に較正定数を決めることである。

第2章 A Large Ion Collider Experiment (ALICE 実験)

2.1 欧州原子核研究機構 (CERN 研究所)

CERN 研究所はスイスのジュネーブ近郊にある世界最大規模の素粒子物理学研究所である。粒子加速器を用いた素粒子物理学および原子核物理学の研究を主に行なっているが、その他にも、Scientific Linux というオペレーティングシステムの開発を、フェルミ国立加速器研究所と共同で行なっている。Scientific Linux とは、Red Hat Enterprise Linux の商標に関する部分を削除し、ソースコードから再コンパイルした無償配布のディストリビューションである。また、HTML や World Wide Web (WWW) の発祥の地でもある。

2.2 大型ハドロン衝突型加速器 (LHC 加速器)

LHC 加速器は、スイスとフランスの国境を跨いで建設された、周長約 27km の世界最大の衝突型円形シンクロトロン粒子加速器である。LHC 加速器は地下約 100m にあり、一般に代表的な 4 つの実験がある (図 2.1)。

代表的な 4 つの実験は、それぞれ ATLAS 実験、CMS 実験、LHCb 実験、ALICE 実験である。ATLAS 実験と CMS 実験はともに素粒子物理学実験に主題を置いており、素粒子物理学の標準理論で存在が予言されているヒッグス粒子の探索を第一の目標に掲げている。さらに、SUSY 粒子の探索など標準理論を超える新たな発見を目指している。LHCb 実験はボトムクォーク生成に関する物理現象に焦点を当てた実験であり、CP 非保存の素粒子物理現象の解明を目的としている。ALICE 実験は、唯一原子核衝突実験による物理現象を主題としており、高エネルギー重イオン衝突によって形成されるクォーク物質相である QGP 相の性質解明を目的としている。

2.3 ALICE 実験

重イオン衝突実験に主題を置いた実験で、QGP 相の性質解明を目的としている。ALICE コラボレーションは現在、31 カ国、109 個の機関の 1000 人を超える人が参加している [9]。

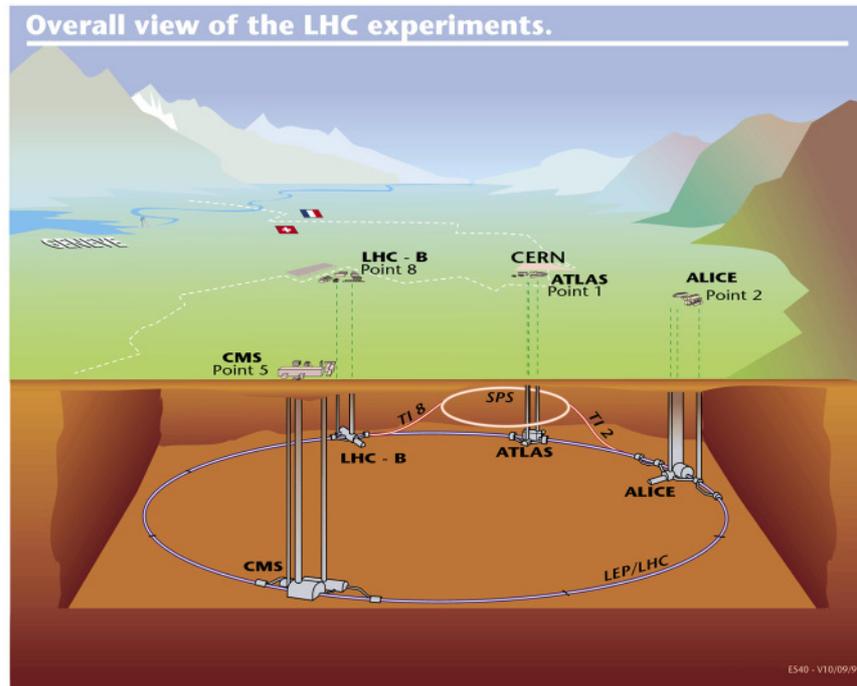


図 2.1: LHC 加速器の概要。スイスとフランスの国境を跨ぎ、周長約 27km の円形シンクロトロン粒子加速器。地下およそ 100m に建設されており、代表的には 4 つの実験がある。

2.3.1 実験セットアップ

ALICE 実験の備える検出器の全貌を図 2.2 に示す。ALICE 実験では、粒子ビームの衝突点を巨大な L3 ソレノイド電磁石の中央に設定し、その衝突点を囲むように、各検出器が配置されている。ALICE 実験は、各検出器で得られる情報を統合して、クォーク物質相である QGP 相の性質解明を目指す。ALICE 実験では ALICE 座標系という一つの座標系があり、ビーム軸方向のミュオン粒子検出器と反対側の方向が z 軸方向である。 z 軸に対して垂直に上の方向が y 方向で、右手系になるように x 軸方向が定義されている。

Inner Tracking System (ITS)

ITS は基本的に以下の 3 つを目的としている。

- チャームやストレンジネスを含む粒子の崩壊を再構成するために必要なプライマリーバーテックスとセカンダリーバーテックスの決定。
- 100MeV/c 以下のような低い運動量の粒子の粒子識別と飛跡検出。
- TPC の運動量測定と角度測定の補正。

ITS は 6 層の円筒形のシリコン半導体検出器から構成されている。一番外側の検出器の半径は 45cm で、これは TPC で測定される飛跡との適合性から決まって

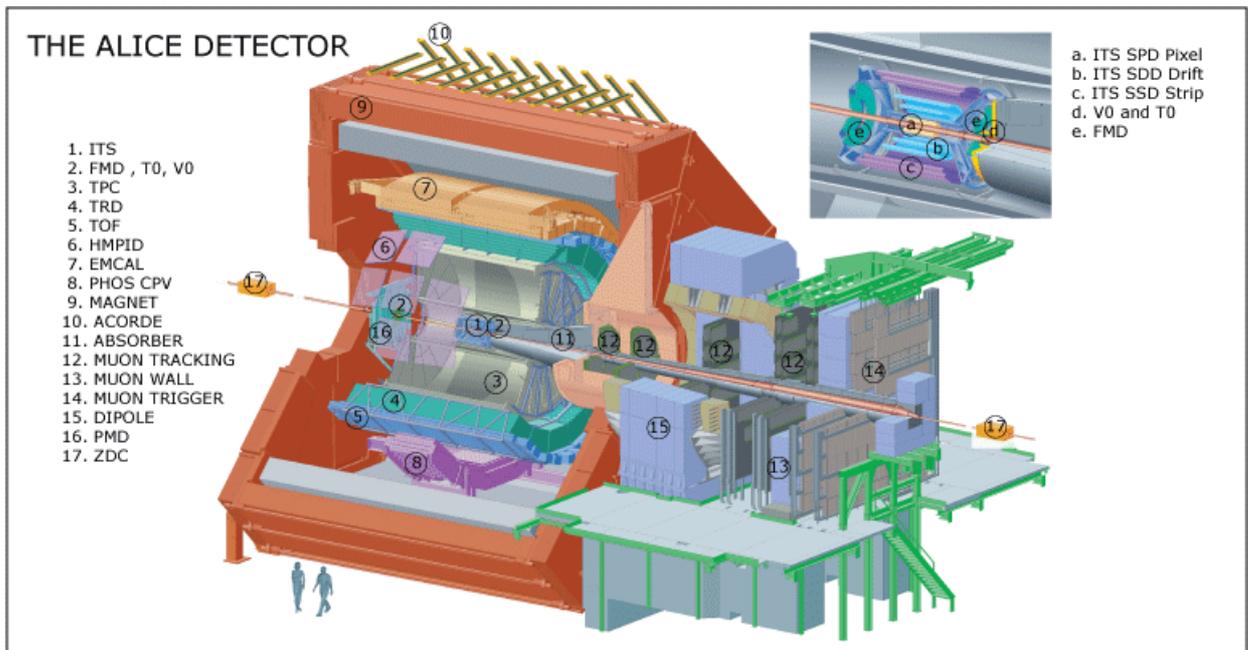


図 2.2: ALICE 実験が備える検出器の全貌 [9]。L3 ソレノイド電磁石の中心にビーム衝突点を設定し、その衝突点を囲むように各検出器を配置している。

いる。一番内側の検出器の半径は 3cm で、これはビームパイプの半径と同じである。

ITS のアクセプタンスについて、飛跡検出システムは擬ラピディティー $|\eta| < 0.9$ であり、これは現在予測されている重イオン衝突での粒子生成の多重度に対して十分広い。また、ITS はの構造は、内側から 2 層がピクセル型 (SPD)、真ん中の 2 層がドリフト型 (SDD)、外側の 2 層がストリップ型 (SSD) であり、一番内側の SPD は擬ラピディティー $|\eta| < 1.75$ を覆っている。

Forward Detectors (Forward Multiplicity Detector (FMD), T0, V0)

Forward detectors として以下の 3 つをあげる。

- T0 - Photo Multiplier Tube (PMT) とチェレンコフラディエーターから成る 2 つのアレイで構成される。それぞれのアレイは衝突点の反対側に位置している。T0 の主な目的は、ALICE 実験の L0 トリガーに使われるタイミングシグナルをつくり、TRD や TOF に wake-up call を与えることである。T0 の時間分解能は 50ps よりも良い。
- V0 - 8 個のセグメントに分かれたディスク状のプラスチックシンチレータ 2 枚から構成される検出器で、読み出しには光ファイバーを採用している。V0 の主な目的は、落としたエネルギーの閾値を設定することで ALICE 実験のオンライン L0 中心度トリガーを与えることと、di-muon アームのバックグラウンドの除去能力を与えることである。

- FMD - 5つのリング状のシリコンストリップ検出器で構成され、その読み出しチャンネルは51200チャンネルである。FMDの主な目的は、(オフラインにおいて)覆っている擬ラピディティ範囲における荷電粒子多重度の情報を与えることある。システムの読み出し時間($\approx 13\mu s$)により、ALICE実験のトリガー系統にはL2トリガー以上でなければ参加できない。

T0、V0、FMDの概略図を図2.3に示す。

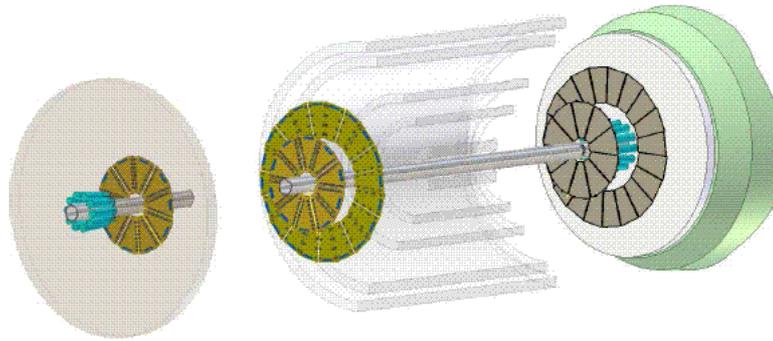


図 2.3: ALICE 衝突点の両側の T0、V0、FMD の配置図 [11]。衝突点の周りに ITS の 6 層のうちの 5 層が書かれている。

表 2.1: Forward detectors のアクセプタンス (擬ラピディティ方向)

検出器	η_{min}/η_{max}	
	A side	C side
T0	4.5 / 5.0	-3.3 / -2.9
V0	2.8 / 5.1	-3.7 / -1.7
FMD	1.7 / 5.0	-3.4 / -1.7

3つのForward detectorsが覆っている擬ラピディティ範囲を表2.1に示す。ここで、C sideとはALICE検出器のmuon spectrometerが在る方向で、A sideはその反対側である。

Time Projection Chamber (TPC)

TPCは、ITS、TRD、TOFと同様にALICE実験のセントラルバレルでの主たる飛跡検出器である。その目的は、荷電粒子の運動量測定、粒子識別、そして粒子の生成位置の決定である。これらの目的を果たすために、擬ラピディティ $|\eta| < 0.9$ の範囲において、非常に優れた2つの飛跡分離分解能とdE/dx分解能を持っている。

TPCのアクセプタンスは、擬ラピディティで $|\eta| < 0.9$ を覆っている。物理からの要請で、ビーム軸に垂直な方位角方向は全角度(2π)を覆う必要があり、この要請を満たすため、TPCは中心があいた円筒形に設計されている。ビーム軸方向

の長さは500cmで、内側の半径は約80cm、外側の半径は約250cmである。その概略図を図2.4に示す。

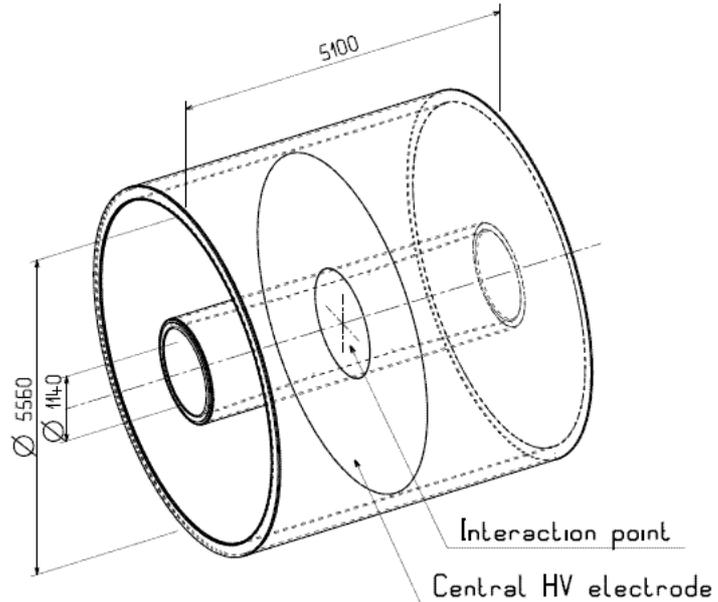


図 2.4: TPC の概略図 [12]。ビーム軸方向の長さは約 500cm、内側の半径は約 80cm、外側の半径は約 250cm である。これによってアクセプタンスは擬ラピディティ方向 $|\eta| < 0.9$ 、方位角方向 2π を覆う。

Transition Radiation Detector (TRD)

TRD の主な目的は、TPC でのエネルギー損失から π^0 中間子を除去することが難しくなる運動量 $1\text{GeV}/c$ を超えた運動量領域において、ALICE のセントラルバレルでの電子同定を行なうことである。

TRD はビーム軸に垂直な方位角方向に 18 個のセクターに分かれて、TPC の外側に 2π を覆うように設置される予定であったが、実際には、PHOS の前にある 3 セクター分は設置せず計 15 セクターで構成される。ラピディティ方向は $|\eta| < 0.9$ を覆っている。1 つのセクターは同型モジュール 6 層から構成される。TRD の設置されるフレームを図 2.5 に示す。また、1 セクターの 6 層の様子を図 2.6 に示す。

Time Of Flight (TOF)

TOF の主な目的は、中心ラピディティ領域 $|\eta| < 0.9$ における粒子識別である。中間的な運動量範囲 ($0.2\sim 0.25\text{GeV}/c$) での $\pi/K/$ 陽子の識別が可能である。TOF は時間分解能 100ps 以下という高分解能を有する。

TOF は、セントラルバレルの TRD の外側にビーム軸に垂直な方位角方向を 2π を覆うように設置されている。TRD と同様にビーム軸周りに 18 個のセクターから構成される。1 つのセクターは 3 種類のモジュール 5 つから成る。ビープパイ

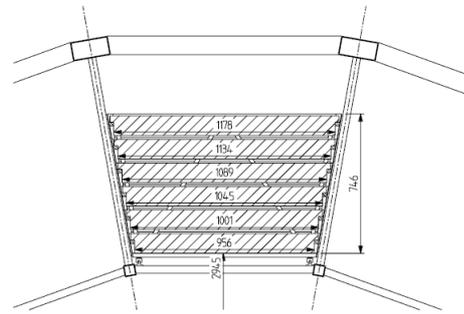
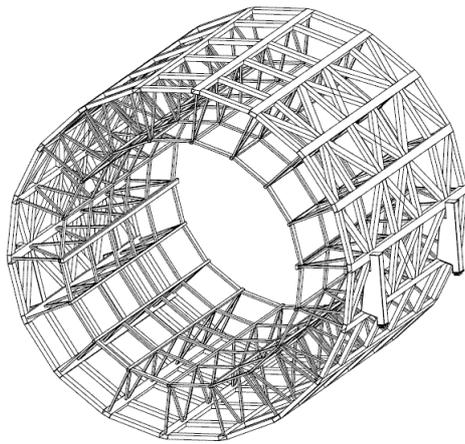


図 2.6: 1 ホールド 6 層から成る TRD [13].

図 2.5: TPC が設置される ALICE フレーム [13]. TRD の上部には TOF が設置される。

プから TOF の表面までは 3.70m である。ビーム軸方向のアクセプタンスはビーム軸からの角度を θ とすると、 $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$ である。

High Momentum Particle Identification (HMPID)

HMPID の目的は、その名の通り、高運動量領域 (1~5GeV/c) における π 、 K 、そして陽子などの粒子識別を行なうことである。高運動量領域においては、TOF を用いた粒子識別は困難になるため、中心ラピディティ領域に限り、TOF の外側の方位角 60° を覆う空間に設置される。

Electromagnetic Calorimeter (EMCAL)

EMCAL の目的は、光子と電子のエネルギー測定である。ALICE 実験は、QGP 層形成の有力な信号であるジェットの抑制を測定するのに適している。ALICE 実験においてジェットの抑制を研究していく上で、EMCAL の存在は不可欠である。

EMCAL も前述の検出器同様に、ALICE 実験の巨大なソレノイド電磁石中に設置され、TRD や TOF が設置されている ALICE フレームとソレノイド電磁石のコイルに挟まれる形で設置される。方位角方向に 110^{circ} 覆っており、ビーム軸方向はラピディティで $|\eta| < 0.7$ の範囲を覆っている。EMCAL は 2 種類のスーパーモジュールからできており、1 つは $\delta\eta = 0.7$ 、方位角方向 20° のもの、もう 1 つは半分の大きさで、 $\delta\eta = 0.7$ 、方位角方向 10° のものである。

Photon Spectrometer (PHOS)

PHOS 検出器の目的は、EMCAL 同様、光子と電子のエネルギーの測定であるが、主に光子測定に最適化している。その結果、 $0.5 \sim 10\text{GeV}/c$ の光子、 $1 \sim 10\text{GeV}/c$ の π^0 、 $2 \sim 10\text{GeV}/c$ の η の測定が可能である。また、高横運動量 p_i^0 の測定により、QGP 相形成の有力な信号であるジェット抑制を観測することが可能である。

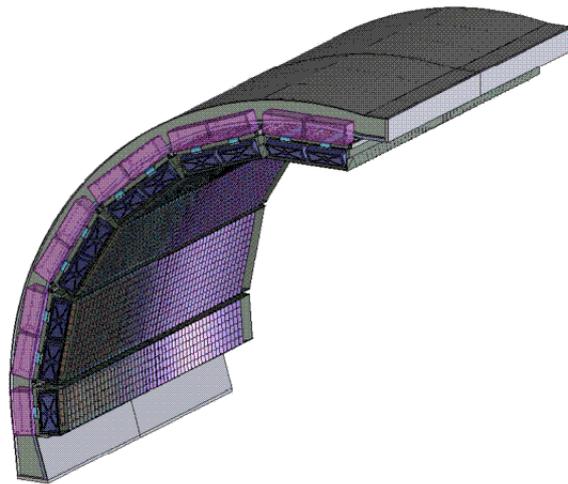


図 2.7: EMCAL のインストール後の様子 [16]。方位角方向は 110° を覆い、ラピディティ方向は $|\eta| < 0.7$ を覆っている。。

PHOS のアクセプタンスはビーム軸方向のラピディティ範囲で $|\eta| < 0.12$ を覆い、方位角方向は 100^{circ} を覆っている。PHOS は同型モジュール 5 基から構成されており、1 モジュールが 3584 個の素子からなる。計 17920 チャンネルから構成される。1 つの素子は鉛タングステン酸 ($PbWO_4$ 、通称 PWO) 結晶と avalanche photodiode (APD) から構成されており、PWO 結晶の発光量の増加と APD の電磁ノイズ低減の目的で、 -25 度にて運転される。PHOS の 5 モジュールの概略図を図 2.8 に示す。また、詳細については、第 3 章にて紹介する。

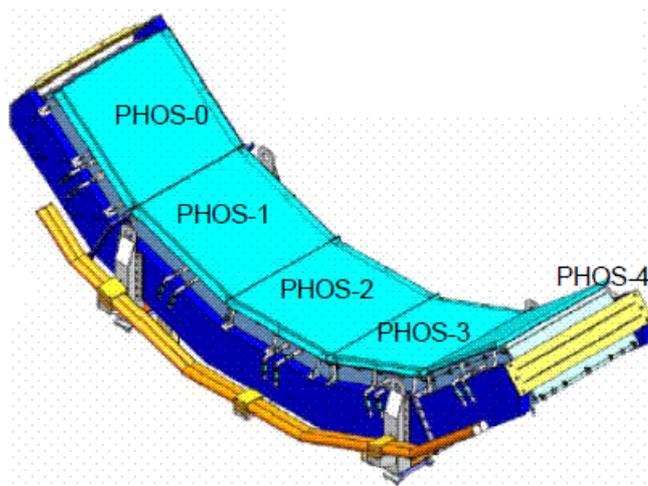


図 2.8: PHOS5 モジュール分の概略図 [18]。方位角方向は 100° を覆い、ラピディティ方向は $|\eta| < 0.12$ を覆っている。

Charged Particle Veto Detector (CPV)

CPVの目的は、荷電粒子識別であり、PHOS に入射する荷電粒子を排除することである。PHOS は光子測定を主な目的としているが、荷電粒子 (π 、K、陽子など) や中性ハドロン (中性子や反中性子など) も検出する。PHOS は光子以外を除去するために、シャワーの形状などでカットを行なうが、そのさらなる手段として CPV による荷電粒子の除去を行なうのである。そのため、CPV は PHOS の前に設置される。

ALICE Cosmic Ray Detector (ACORDE)

ACORDEの目的は、地下約 100m に位置する ALICE 実験の各検出器の宇宙線測定のためのトリガー信号を作ることである。たとえば PHOS などはこの ACORDE のトリガー信号を使って、宇宙線を用いたエネルギー較正 (詳細は第 3 章) を行なうことなどができる。

ACORDE は ALICE 実験の L3 ソレノイド電磁石の上部表面に設置されている。ACORDE は、いくつもの 190.5 cm^2 のプラスチックシンチレータからできている。

Muon Spectrometer (ミュー粒子検出器)

ミュー粒子検出器によって、ミュー粒子のエネルギー測定を行なう。QGP 相へのプローブとして、重い中間子 (J/ψ や Υ など) の測定がある。これらの中間子はミュー粒子へ崩壊するので、このミュー粒子を測定することで重い中間子の測定が可能である。

ミュー粒子検出器は、ALICE 実験 L3 ソレノイド電磁石の外側のビーム下流に設置されている。ミュー粒子検出器の構成は以下のようにになっている。また、概略図を図 2.9 に示す。

- 前方吸収体 衝突点からくるハドロンや光子を吸収する。
- 飛跡検出システム 10 層から構成されており、非常に高い精度を有する。
- 二極電磁石 ミュー粒子の運動量測定のためミュー粒子を曲げる。
- ミューオンフィルターと 4 層のトリガーチェンバー
- インナービームシールド 高いラピディティ領域において生成された粒子からチェンバーを保護する。

Photon Multiplicity Detector (PMD)

PMDの目的は、光子多重度の測定である。この測定によって、反応平面の決定や熱化のプローブとなることができる。

PMDのアクセプタンスは、擬ラピディティ領域で $2.3 \leq \eta \leq 3.5$ を覆っており、方位角方向は 2π を覆っている。PMDの設置位置は L3 ソレノイド電磁石の

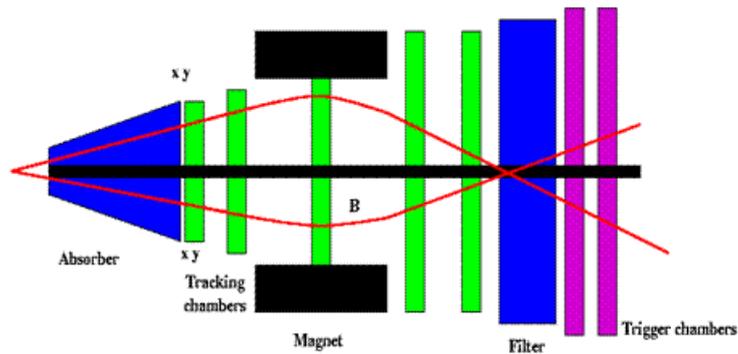


図 2.9: Muon Spectromeer の概略図。衝突点に近い方から、吸収体、飛跡検出器、二極電磁石、ミュオン粒子フィルター、トリガーチェンバーの順に並んでいる。

扉の内側に取り付けてあり、衝突点からの距離は 5.8m である。また設置する扉はミュオン粒子検出器とは反対の、ビーム上流側だけである。

Zero Degree Calorimeters (ZDC)

ZDC の目的は、衝突点からくる中性子数を測定することである。この測定によって、その衝突の中心度を決定することができる。また、ALICE 実験のトリガーシステムには 3 段階のレベル (L0、L1、L2) があるが、ZDC からの信号は PMD の信号とミュオン検出器からの信号と共に L1 トリガーを作る。

ZDC はビーム軸上の衝突点を挟んで両側に設置される。それぞれ中性子 ZDC と陽子 ZDC があり、中性子 ZDC は衝突点から 116.13m の位置に、陽子 ZDC は衝突点から 115.63m の位置に設置される。

2.3.2 データ収集系

ALICE 実験でのデータ収集系の概略図を図 2.10 に示す。ALICE 実験には前述のように数多くの検出器がある。ALICE 実験のデータ収集系は検出器によって異なる場合があるが、基本的にはその構造は同じである。ここでは、PHOS に焦点を当てたデータ収集系について紹介する。

PHOS からのデータの流れを図に示す。ALICE 実験での DAQ を ALICE Data Acquisition and Test Environment (DATE) と呼び、データはすべてこの DATE を用いて取られる。PHOS で測定したデータは、Front-End Electronics (FEE) から DAQ コンピュータの DAQ Read-Out Receiver Card (D-RORC) へ送られる。DAQ コンピュータでデータは一旦メモリに保存される。そしてそのデータを Local Data Concentrator (LDC) が受け取る。LDC は 1 つもしくは複数の D-RORC からデータを受け取ることができ、そのデータを論理的に結合させる。そのデータを次は Global Data Collector (GDC) へ送る。GDC は PHOS だけではなく、全検出器からデータを受け取る。そして、同じトリガーで取られたデータをさらにまとめ上げ

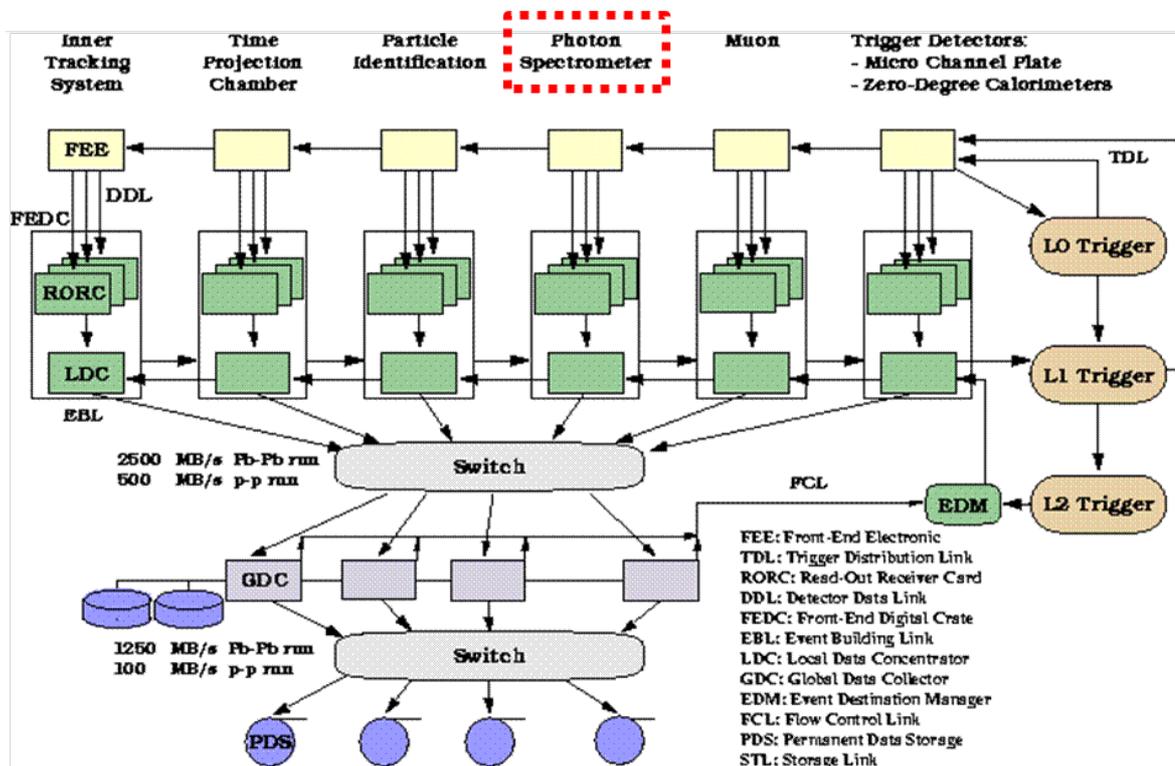


図 2.10: ALICE 実験データ収集系のアーキテクチャー [23]。中央の赤い点線で囲まれたところに PHOS のからのデータの流が載っている。

る。最後に、GDCはPermanent Data Storage (PDS)へデータを送り、PDSでデータは保存される。

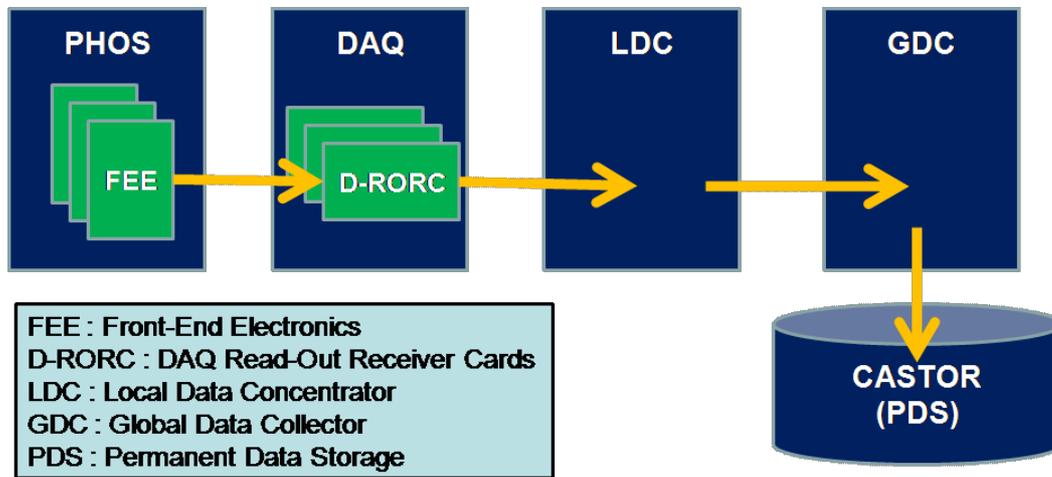


図 2.11: PHOS のデータ収集系のアーキテクチャー。

2.3.3 実験データの再構成

ALICE 実験で取られたデータの形式には以下の3つの形式が存在する。

RAW ALICE 実験用 DAQ である DATE の出力するデータ形式。シミュレーションによっても作ることができる。この形式では、検出された粒子のヒットに対応した形式である。

Event Summary Data (ESD) RAW データを再構成することで得られるデータ形式。この形式では、例えば各検出器のヒットを統合してある荷電粒子の飛跡を再構成して、その飛跡情報が保存される形式である。PHOS では1つの光子は複数の結晶にヒットを残し、このヒット群を1つのクラスターとして、そのクラスター情報などが保存される。

Analysis Object Data (AOD) ESD データから解析に必要な情報を抽出したデータ形式。この形式は解析に必要な計算機資源を減らすために作られる形式である。

各検出器で測定した RAW データは LDC や GDC などによって統合される。各段階でその RAW データの呼び名が変わる。DATE によって取られた RAW データは DAQ コンピュータへ保存される。このときのデータを event fragments と呼ぶ。そして LDC によってデータは結合され、sub-events となる。最後に GDC によって同じトリガーで取られた sub-events が whole events となって PDS へ保存される。

RAW データなどのヒット情報から、ESD データなどの情報のようにクラスター情報や飛跡情報へ変換することを再構成という。ESD データをつくる際、Data Base

に保存されている較正定数を参照する。ここでの較正定数とは、PHOS の約 2 万ある検出素子のそれぞれの個体差を均一にするための定数である。PHOS ではこの較正定数を求めることをエネルギー較正という (詳細は第 3.2 節参照)。

2.3.4 ALICE 実験シミュレーション

ALICE シミュレーションは以下のように、大きく分けて 4 つの段階に分けることができる。

- イベントジェネレーション - 粒子衝突実験を仮定した物理事象に対して粒子を発生させる。
- シミュレーション - 発生粒子が検出器を通る際にどのような相互作用をしてどれぐらいのエネルギーを落とすか、さらにその落としたエネルギーが検出器に伝わるまでをシミュレートする。そして、検出器からのアナログ情報を読み出し電子回路の出力であるデジタル情報に変換するまでがこの段階である。
- 再構成 - 読み出し電子回路の出力情報から検出した粒子のクラスター情報や飛跡情報へ変換する。
- 解析 - 再構成によって得られた情報から物理結果となるヒストグラムに変換する。

以下ではこの 4 段階を説明していく。

イベントジェネレーション

ALICE シミュレーションにおいて、イベントジェネレーションコードは 2 種類存在する。

1 つ目は、PYTHIA と呼ばれる高エネルギー物理学のためのイベントジェネレーションコードである。以前までは Fortran 77 で書かれていたが、現在のバージョンでは C++ で書かれている。PYTHIA では電子、陽電子、陽子、反陽子の素粒子衝突実験という物理事象を仮定した粒子発生が可能である。

2 つ目は、HIJING と呼ばれるものである。HIJING は、素粒子原子核衝突を仮定する PYTHIA に対し、原子核衝突を仮定した粒子発生を行なう。

一般には、PYTHIA や HIJING 以外にも、イベントジェネレーションコードは存在するが、ここでは紹介はしない。

ALICE シミュレーションにおいて、イベントジェネレーションの設定は Config.C というマクロの中で行なう。いくつかの用意された ALICE 専用のクラスが存在し、これらの設定を Config.C の中に行なう。イベントジェネレーション管理クラスとして、AliGenCocktail というクラスがあり、複数個のイベントジェネレーションクラスを同時に走らせることができる。イベントジェネレーションクラスとしては、AliGenBox、AliGenHIJINHpara、AliPythia などがある。AliGenBox

は一種類の粒子を複数個、指定の横運動量領域において作り出すことができる。AliGenHIJINGpara は、HIJING が予想する分布に従って、粒子を指定数個発生させることができる。AliPythia はPYTHIA そのものである。

シミュレーション

シミュレーションでは、GEANT3 というソフトウェアを用いる。GEANT3 では、まず検出器のデザインすることができる。そして、イベントジェネレータによって発生した粒子が、検出器に入り、相互作用をしてエネルギーを落とす。その落としたエネルギーが検出器までどのように伝わるかなどをシミュレートすることができる。さらに、検出器で得られた検出粒子のアナログ情報が読み出し電子回路によってデジタル情報へ変換されるまでシミュレートすることができる。PHOS では、結晶部分でのエネルギー損失を Analogue-digital Converter (ADC) によってアナログ情報からデジタル情報へ変換する。この ADC の出力情報への変換には、AliPHOSDigitizer クラスが使われる。

PHOS5 モジュールだけを空間に設置し、イベントジェネレータで 1 事象粒子を発生させたときの GEANT3 のシミュレーション結果を図 2.12 に示す。

再構成

PHOS には、17920 個の読み出しチャンネルがあり、それぞれに ADC の出力情報がある。この ADC 出力値をエネルギーに変換する際に用いる係数を変換係数と呼ぶ。この変換係数は専用のデータベースに保存されており、この変換係数を読みこんで ADC 出力をエネルギーに換算することなどを再構成という

また、PHOS に入射した光子は複数の読み出しチャンネルにエネルギーを落とすことが多く、入射光子のエネルギー測定では、これらの各チャンネルでのエネルギーを足し合わせることで測定した光子のエネルギーとする。この足し合わせたチャンネル群をクラスターと呼び、チャンネルを足し合わせることをクラスタリングと呼び、クラスタリングも再構成の一種である。クラスタリングには Clusterizerv1 クラスが用いられる。また、各クラスターが光子かどうかの識別は、AliPHOSPIDv1 クラスが受け持つ。

解析

解析は ESD データから AOD データを作り、光子のエネルギー分布などの物理結果のヒストグラムをつくるまでがこの最後の段階である。

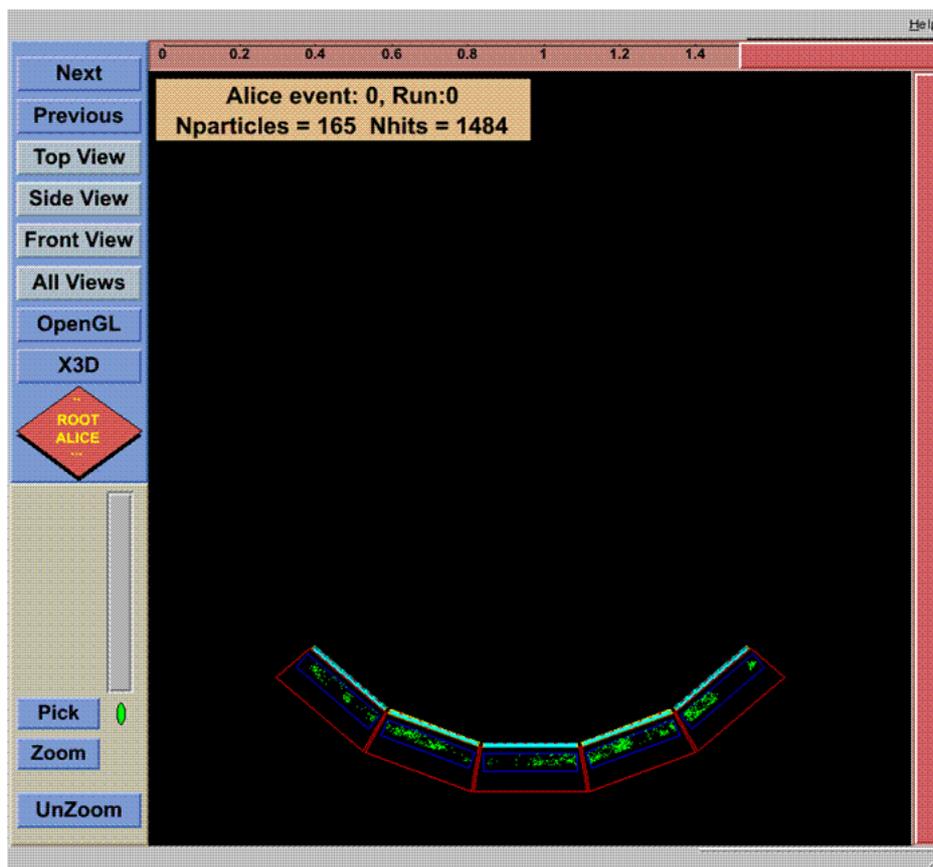


図 2.12: ALICE シミュレーションを用いた事象での PHOS のヒットの様子。5 つある赤い枠が PHOS の各モジュールで、青い部分が結晶部分である。緑の点は粒子が相互作用をした点である。PHOS の結晶部分で粒子が相互作用していることがわかる。

第3章 Photon Spectrometer (PHOS) とエネルギー較正手法

3.1 PHOS

PHOS は重イオン衝突実験によって形成される QGP からの熱輻射による光子測定を主な目的としている。PHOS は入射粒子の落としたエネルギーを測定することができる。おもには、光子や電子が電磁シャワーによって落とすエネルギーを測定するが、PHOS は光子のエネルギーの測定に最適化してある。光子のエネルギーを測定することで、光子へ崩壊する粒子を再構成することができる。たとえば、 $0.5 \sim 10 \text{ GeV}/c$ の光子、 $1 \sim 10 \text{ GeV}/c$ の π^0 、 $2 \sim 10 \text{ GeV}/c$ の η の測定が可能である。また、高横運動量 π^0 の測定により、QGP 相形成の有力な信号であるジェット抑制を観測することが可能である。

PHOS は同型モジュール5基から構成されており、1モジュールには 64×56 の検出素子がある。1つの検出素子につき、1つの検出チャンネルがあるので、5基で計17920個の検出チャンネルになる。PHOS のアクセプタンスは、ラピディティ方向に $|\eta| < 0.12$ を覆い、方位角方向に 100° を覆う。モジュール分の PHOS の概略図を図 3.1 に示す。

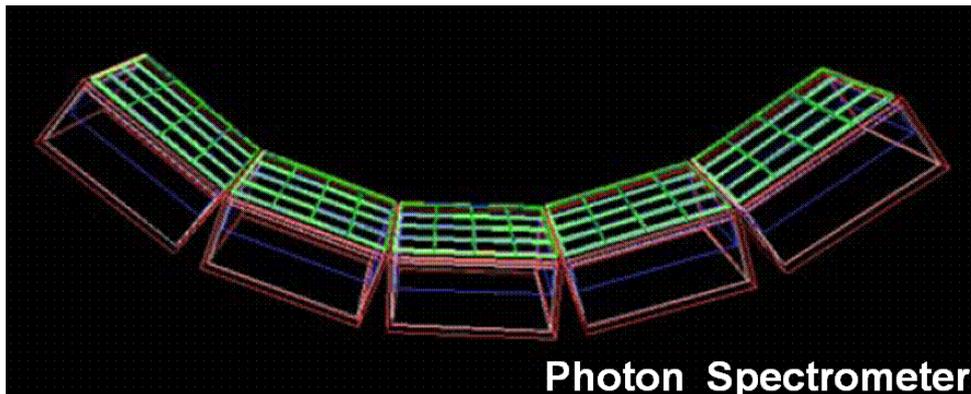


図 3.1: PHOS5 モジュール分の概略図。方位角方向は 100° を覆い、ラピディティ方向は $|\eta| < 0.12$ を覆っている。

PHOS の検出素子は、鉛タングステン酸 ($PbWO_4$ 、通称 PWO) 結晶と、光子検出のための Avalanche Photodiode (APD) から構成されている (詳細は 3.1.1 小節)。これらの検出素子の性能により、PHOS は高いエネルギー分解能 ($\sim 3\% @ 1 \text{ GeV}$) と優れた位置分解能を有する。

PHOS の読み出しシステムにおける特徴は、Sampling ADC による電荷測定 (エネルギー測定) と、Detector Control System (DCS) によりネットワークを通して遠隔操作が可能ということである (詳細は 3.1.2 小節)。遠隔操作では、電子回路系の電源の ON/OFF はもちろん、温度管理などを行なうことができる。

PHOS のトリガーシステムは大きく分けて 3 種類ある (詳細は 3.1.2 小節)。1 つ目は、ビーム実験でのセルフトリガーである。2 つ目は、地下での宇宙線測定のための ALICE 全体のトリガーシステムである。3 つ目は、プラスチックシンチを用いた地上での宇宙線測定用トリガーシステムである。

最後に、PHOS をフレームから APD まで細かく分割していったときの概略図 (図 3.2) と、製作途中で PWO 結晶表面が見える PHOS の第一号機の写真 (図 3.3) を載せる。

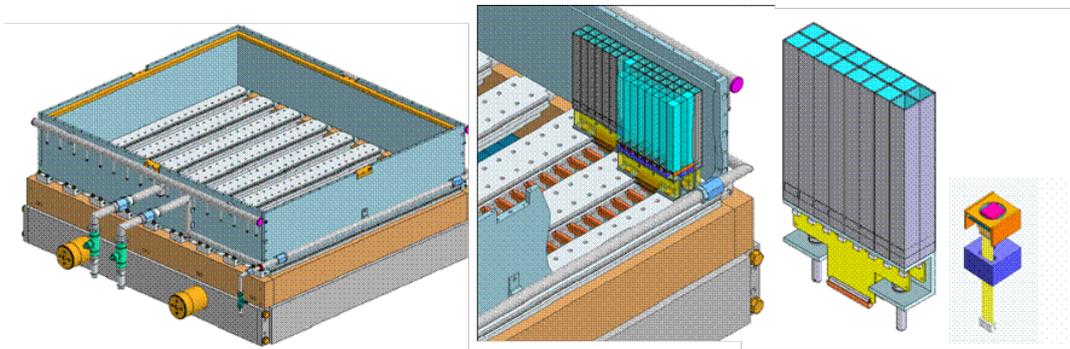


図 3.2: PHOS の分解図。左から、PHOS のフレーム、結晶が設置される様子、素子 2×8 個の 1 ストリップ、APD と CSP がセットされる様子を表している。



図 3.3: PHOS の 1st モジュールの製作途中の様子。 64×56 個の結晶表面が見える。

3.1.1 検出素子

鉛タンゲステン酸 (PWO) 結晶

PWO 結晶とは、図 3.4 のように無色透明な結晶で、組成式は PbWO_4 である。ALICE 実験で使用する PWO 結晶は、ロシアの North Crystal 社製のもので、サイズは $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$ である。

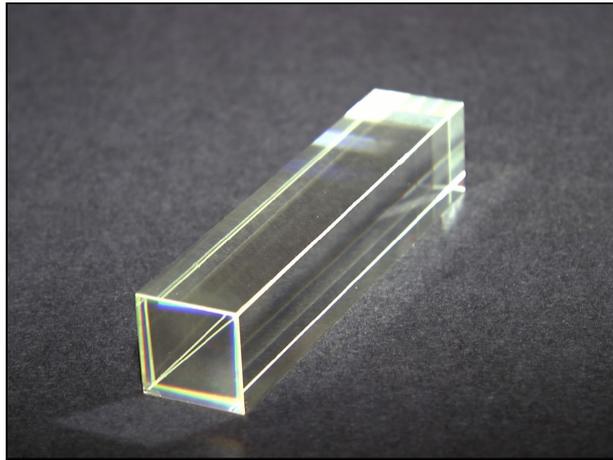


図 3.4: PWO 結晶。サイズは $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$ 。

PWO 結晶は無機シンチレータの一種である。無機シンチレータは、入射してきた光子や電子に対し電磁シャワーを起こさせ、そのエネルギーに比例した発光をする物質である。その発光量を測定することで、入射してきた粒子のエネルギーを測定することができる。表 3.1 に代表的な無機シンチレータの物質とその性質を載せる。

表 3.1: 無機シンチレータ材の性質 ([3])

物質名	密度 [g/cm^2]	放射長 [cm]	モリエール半径 [cm]	減衰時間 [ns]	光量 [NaI 比]
PWO	8.28	0.89	2.0	5~15	0.01
BGO	7.13	1.12	2.4	300	0.15
NaI	3.67	2.59	4.5	250	1.00
CsI	4.53	1.85	3.8	565	0.40

放射長とは、入射粒子のエネルギーが $1/e$ になるときの長さで、モリエール半径とは、入射粒子が放射長だけ進んだときの電磁シャワーの横方向の広がりを表すものである。モリエール半径の 3 倍の範囲に入射粒子のエネルギーの 99% が含まれる。一般に無機シンチレータは、有機シンチレータに比べ減衰時間が長く、発光量は少ない。

しかし、ALICE 実験で使用する PWO 結晶は、発光量は少ないものの、有機シンチレータ並に早い減衰時間をもつ。そのため、高い時間分解能、エネルギー

分解能を得ることができる。また、密度も非常に高いため PWO 結晶は高エネルギーの粒子を狭い範囲に閉じ込めることができ、電磁カロリメータ素材としてきわめて適している。PWO 結晶は温度を下げると発光量が増えることがわかっており、-25 度まで冷却した状態で使用する。

Avalanche Photodiode (APD)

APD とは、アバランシェ増幅による信号増幅機能をもつシリコンフォトダイオードである。これにより微弱な光の検出に適している。増幅率は $10 \sim 10^4$ 倍であるが、ショットノイズを考慮すると、 $10 \sim 10^2$ 倍で使うことが適切とされている。APD を動作させるためには、高電圧 (-25 度で ~ 350 V) をかける必要があり、各素子の APD の増倍率を揃えるためにはこの高電圧を正確に制御することが重要である。一般的に光検出に使用される Photomultiplier Tube (PMT) に比べ、APD は小型で強磁場中でも影響を受けることなく使用できるという利点がある。また量子効率が 70~80% と高い。技術的問題より受光面積が小さいが、PMT の量子効率に比べて非常に大きいことを考えると大きな利点である。PHOS の APD の受光面積は $5 \times 5 \text{ mm}^2$ である。APD の仕様を表にまとめたものが表 3.2)。

APD からの信号は前置増幅器 (Charged Sensitive Pre-amplifier、通称 CSP) によってさらに増幅される。プリアンプは積分回路で、APD から出力される電荷を積分する。その仕様を表 3.3 にまとめる。また、CSP の設計・製作では以下の点に留意している [7]。

- APD の動作ゲインを 50 倍と設定し、出力感度を 1 V/pC、最大出力を 5 V とする。
- 100 pF の APD 素子取り付け時、回路によるノイズを 500 ENC とする。
- 環境温度 -25 度で運用するため、消費電力を 100 mW 以下に抑える。
- 2 万個の量産を念頭に製造コストおよび回路部品供給の安定性を重視する。

APD と CSP を図 3.5 に示す。

表 3.3: 前置増幅器 (CSP) の仕様 [7]

項目	仕様
初段増幅 JFET	2SK932 (IDSS=23) by SANYO
感度	0.833 V/pC
立ち上がり時間	15~20 ns
雑音 (ノイズ)	$200e+3.2e / \text{pF} \times C_{in}$ (pF)
出力	正極
帰還ループ	1 pF // 100 M Ω
電源電圧	+12 V (4.2mA), -6 V (2.2mA)
消費電力	64 mW

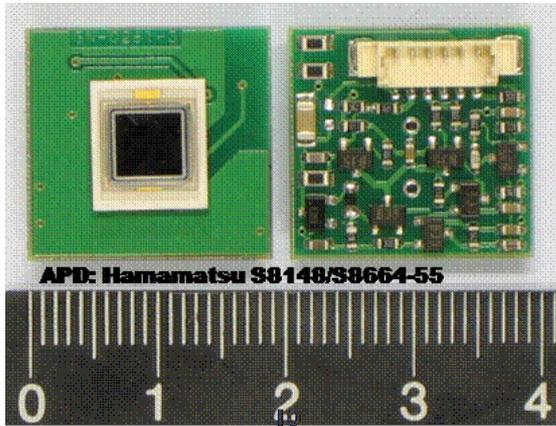


図 3.5: 受光面積 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ を持つ APD と前置増幅器 (CSP)。

表 3.2: APD の仕様 [7]

項目	仕様
パッケージ	セラミック
外形寸法	$10.5 \sim 9.0 \text{ mm}^2$
感受寸法	$5 \sim 5 \text{ mm}^2$ 正方形
最短感応波長	320 nm
最長感応波長	1000 nm
最大感応波長	600 nm
感応度	0.24 A/W @420 nm
量子効率	70 % @420 nm
最大暗電流	50 nA
標準暗電流	5 nA
遮断周波数	40 MHz
端子間容量	80 pF
降伏電圧	400 V
雑音係数	0.2 @420 nm
利得	50 @420 nm

3.1.2 読み出しシステム

PHOS の読み出しシステムの概略図を図 3.6 に示す。PWO 結晶に光子が入射し、電磁シャワーによって発光した光は、APD に入射し、APD はその光量に応じた電荷量の信号を出力する。APD の出力シグナルは CSP によって積分・増幅され、T-card とフラットケーブルを通して、Inter Printed Circuit Board (IPCIB) というアダプターを通して、Front-end Electronics (FEE) に送られる。CSP からきたアナログ信号は FEE でデジタルへ変換される。デジタル情報へ変換された信号は、GTL バスを通して、Readout Control Unit (RCU) へ送られる。その後 Source Interface Unit によって、Detector Data Link (DDL) ケーブルを通して、DAQ Readout Receiver Card (D-RORC) に送られる。D-RORC へ送られたデータは DAQ コンピュータに一旦保存される。その後の信号の流れはで 2.3.2 小節で説明したとおりである。

PHOS は 5 モジュールから構成される。1 モジュールにつき、1 台の DAQ コンピュータがあり、1 台の DAQ コンピュータに 4 枚の RCU が接続される。1 枚の RCU には 28 枚の FEE が接続されており、1 枚の FEE で 32 個の素子からの信号を処理する。FEE は、PHOS1 モジュールにつき、横 28 枚と縦 4 枚の計 112 枚となる。横に 14 枚の FEE のセットをブランチと呼ぶ。つまり、1 モジュールに対し、ブランチは横に縦に 4 つのブランチなので、計 8 つのブランチとなる。結晶は $2 \times 8 = 16$ 個でまとめられており、この 16 個の素子のまとまりをストリップと呼ぶ。つまり、1 枚の FEE につき 2 個のストリップが接続されている。ちなみに、T-card には 2 種類あり、8ch のものと 16ch のものである。PHOS の 1st モジュールでは 8ch の T-card が使われており、1 つのストリップにつき 2 枚の T-card が対応している。2nd モジュール以降は 16ch の T-card が使われ、1 つのストリップには 1 枚の T-card が対応することになる。

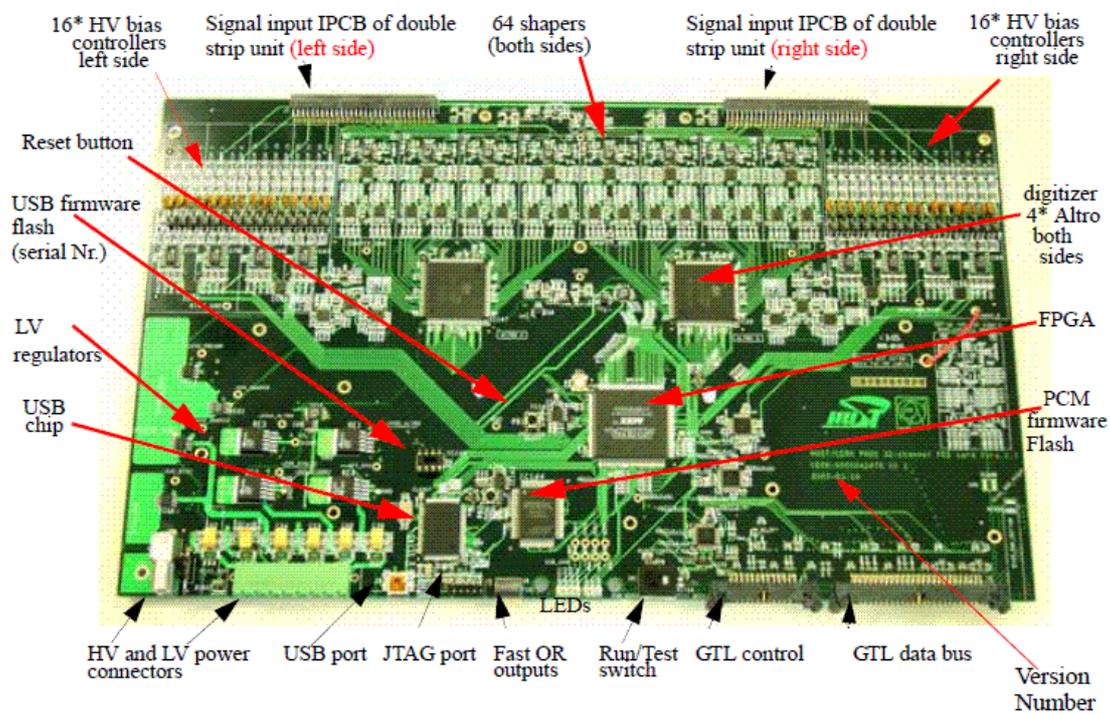


図 3.7: FEE の写真 [18]。

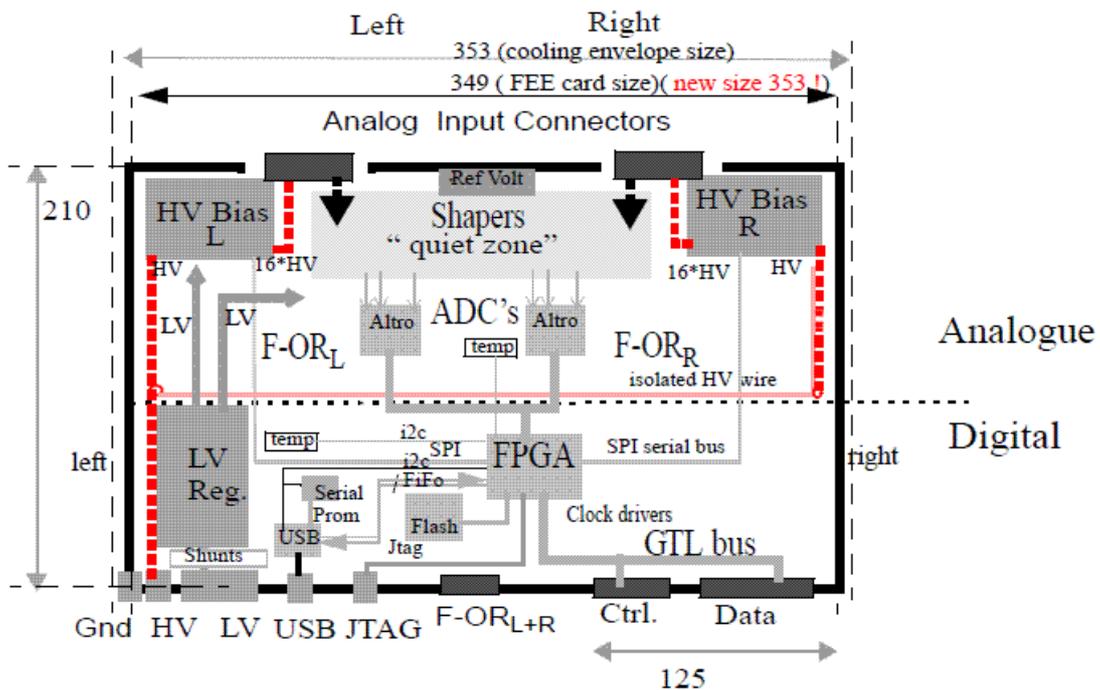


図 3.8: FEE の PCB layout [18]。

まり高さの情報へと変換される。CSP から出力された信号は図 3.9 に示すように、Shaper+amp で整形され、Sampling ADC でデジタル信号化される。CSP の典型的な出力信号は図 3.10 のような波形をしており、この立ち上がったからの最大の高さ情報がエネルギーに比例した量である。ここで強調したいことは、崩壊時間が $100 \mu s$ と非常に長いことである。立ち上がったからの高さ情報を失わずに、長いテイル部分を落とすために、CSP からのシグナルは、次に FEE 基板上の Shaper+amp で処理される。FEE の Shaper の shaping 時間は $2 \mu s$ で、CSP 出力の長いテイルを落とすことができる。また、FEE 基板上の amp には、ハイゲインとローゲインの 2 種類の増倍率が用意されている。これは、PHOS が測定できるエネルギー領域を広げ、より精度の高いエネルギー測定を可能にするためである。ある CSP の典型的な信号が入ったときの Shaper+amp の出力信号を図 3.11 に示す。増倍率は、それぞれハイゲインが 6.9 倍で、ローゲインが 0.42 倍である。相対比は 16:1 である。Shaper+amp で整形された信号は、Sampling ADC でデジタル情報へ変換される。ハイゲインの出力信号が Sampling ADC によって変換されたものを図 3.12 に示す。FEE 基板の Sampling ADC の Sampling rate は 10kHz であるから、サンプリングは 100ns に 1 回行われる。図 3.12 において、横軸はサンプル数で、縦軸は ADC の出力値である。デジタル化されたことで、その波形は連続的ではなく離散的である。この波形は図 3.12 の右の図に示すような情報を有している。波形が立ち上がったからの ADC が最大となる時の高さ情報は、Shaper+amp によって、保存されたままのエネルギー情報に対応している。Sampling ADC の波形には、粒子が入射したタイミングよりも設定時間分だけ前からのサンプル情報も含んでいる。これは、Sampling ADC は常にメモリにサンプリングの情報を記録しており、トリガー信号が来たときに、設定時間分だけさかのぼった時間からの情報を送るからである。この設定時間さかのぼったときのサンプルをプレサンプルと呼び、0 ~ 15 サンプルまで DCS (詳細は 3.1.2) から設定することができる。また、図 3.12 の右の図に示すように、波形の立ち上がりのタイミングから入射粒子の時間情報も取りだすことができる。このデジタル情報化された信号は、FEE によって GTL bus ケーブルを通し、RCU へ送られる。

さらに、FEE には Fast OR というセルフトリガーのための回路があるが、これについては、3.1.3 小節で説明する。

Detector Control System (DCS)

PHOS の読み出し電子回路系において最も特徴的なものは DCS である。DCS とは、オンボード式の Linux オペレーティングシステムである。DCS は RCU 基板に接続されている。RCU は PHOS1 モジュールにつき 4 枚が対応しているので、1 モジュールにつき、4 枚の DCS ボードが対応する。RCU と DCS と SIU について写真を図 3.13 に示す。

PHOS の読み出し系は DCS から管理し監視することができる。FEE に付随する slow control を以下に示す。

- FEE の電源の ON/OFF。
- FEE の温度管理。

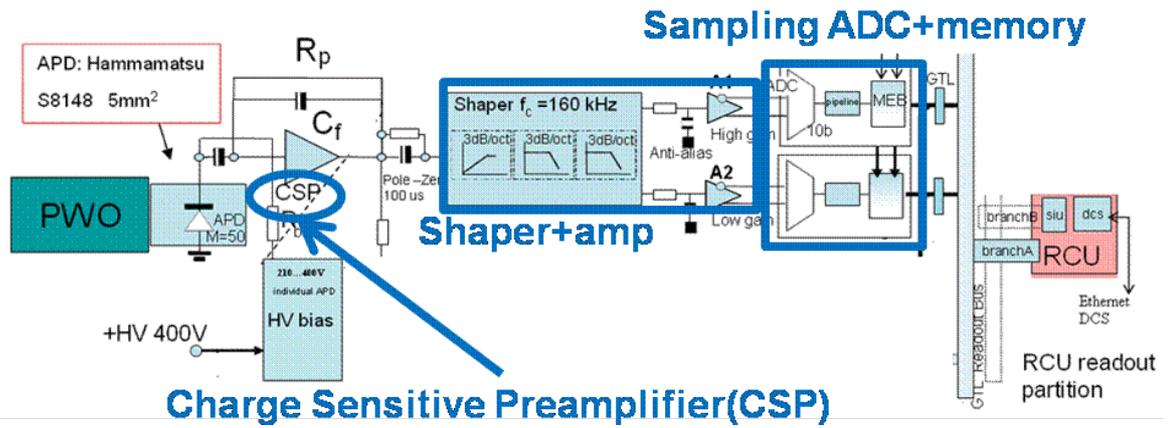


図 3.9: CSP の出力信号が FEE の Sampling ADC に入るまでの scheme。

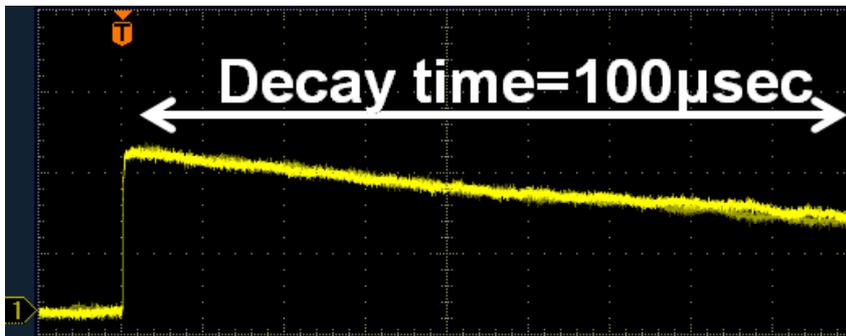


図 3.10: CSP の出力信号。

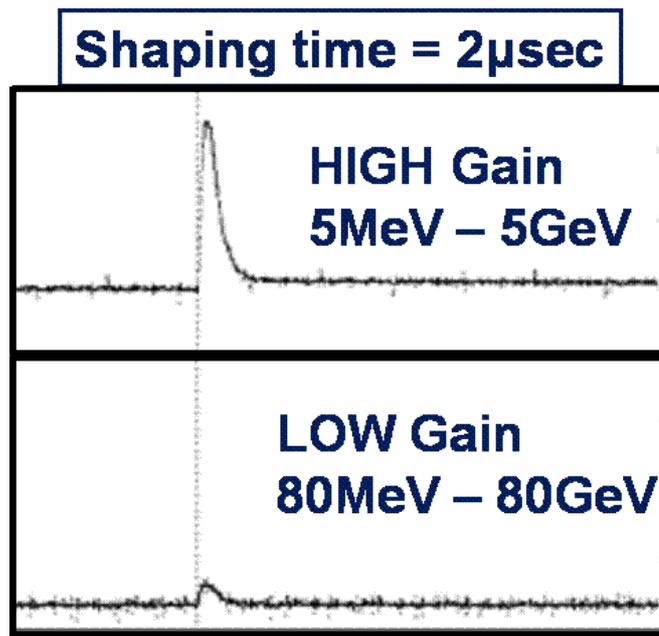


図 3.11: ある CSP 出力信号に対する FEE のシェイパーアンプの出力シグナル。ハイゲインとローゲインの 2 種類がある。

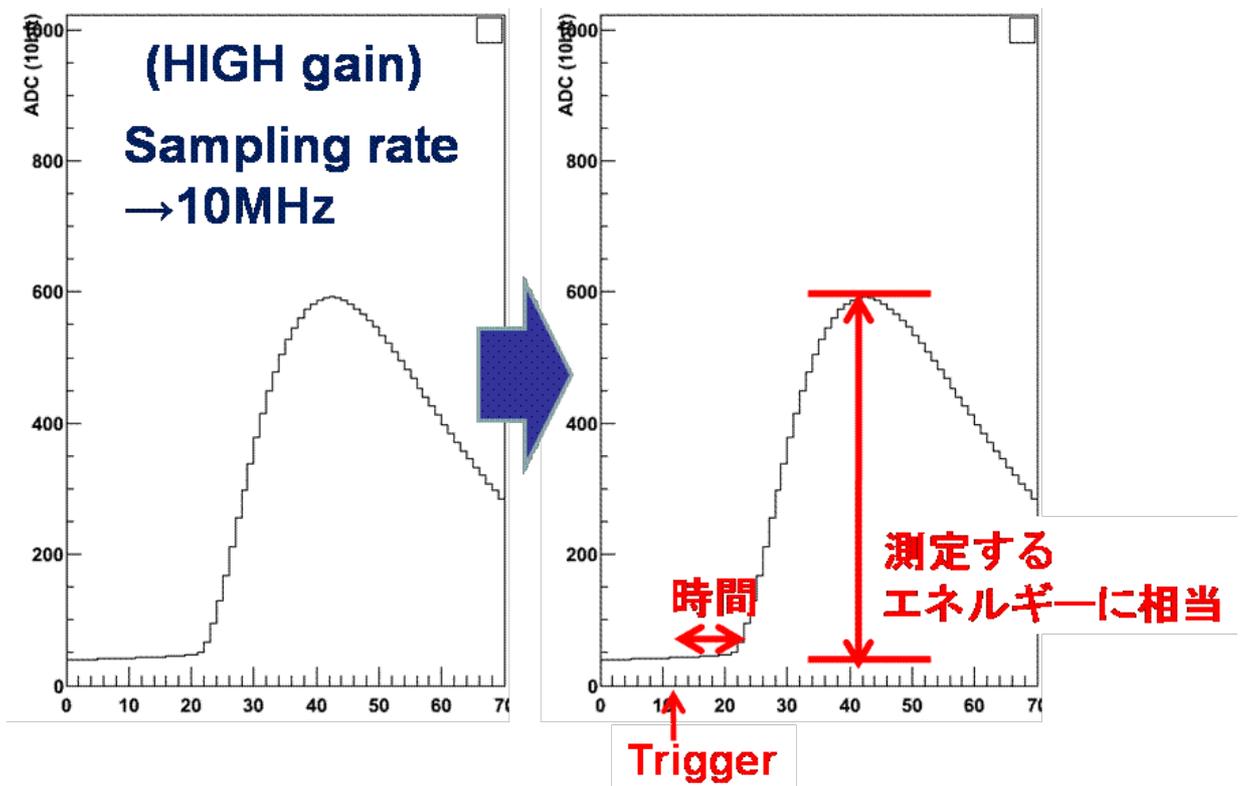


図 3.12: Sampling ADC によってデジタル化された信号から波形を再現したもの。横軸はサンプリング数で、1 サンプル 100ns である。縦軸は ADC の値である。信号が立ち上がったから最大 ADC 値の時の高さ情報が入射した粒子のエネルギーに相当する。また、trigger 信号から設定時間分さかのぼった時間からサンプリング情報を取得することが可能である。さらに、波形の立ち上がりタイミングから、入射粒子の時間情報も有している。

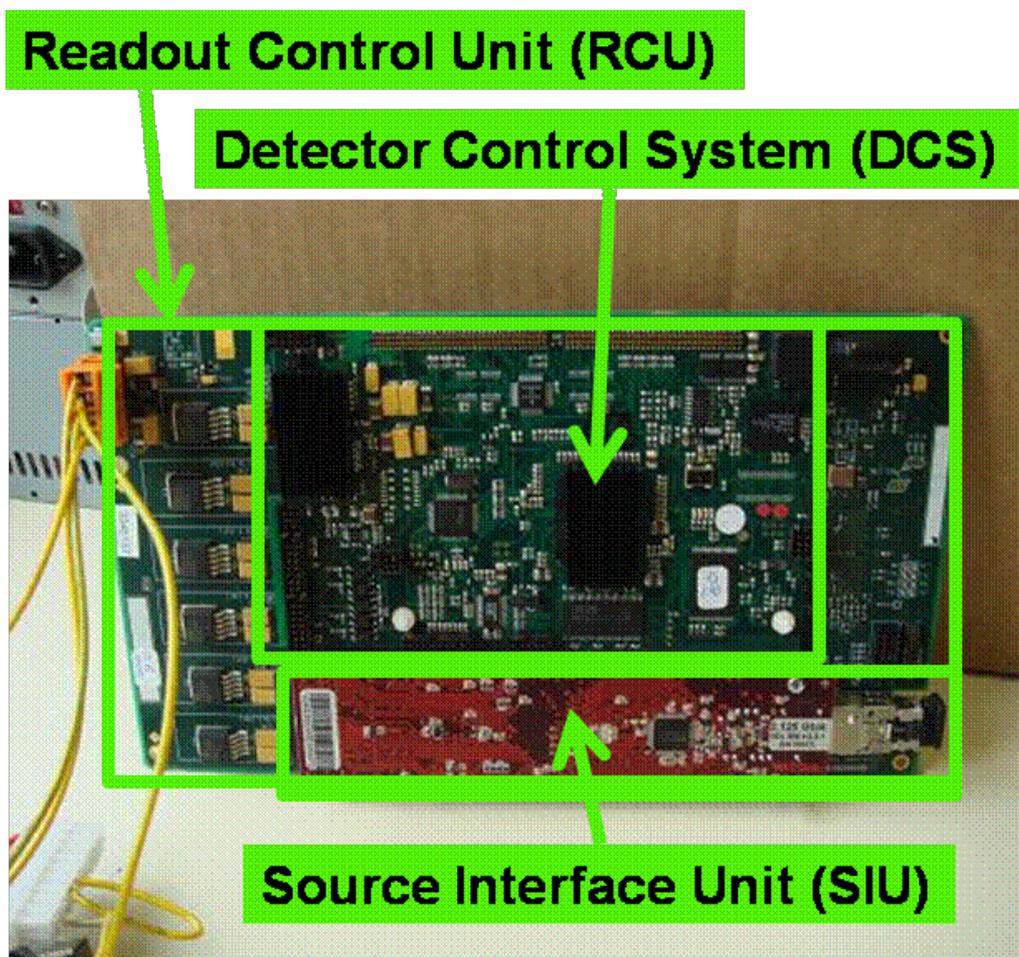


図 3.13: RCU の写真。RCU には DCS と SIU それぞれ接続され、1 枚のボードのようになっている。

- 各素子毎の APD への高電圧を独立に管理。
- FEE や CPS への電圧や電流の管理。

FEE 基板上のアンプなどの出力信号は温度によって変化してしまうので、FEE は温度管理され、そのモニタリングを行なうことができる。また、APD は印加する電圧によってその出力信号が変わり、各素子の APD からの出力を揃えるために、各 APD に独立に電圧を印加できるシステムになっている。

3.1.3 トリガーシステム

PHOS の DAQ がデータを取得するためには、DCS にトリガー信号を入力する必要がある。PHOS には以下の 3 つのトリガーシステムがあり、目的に応じて、それぞれのトリガーシステムを用い、DCS へトリガー信号を出力することができる。

- Trigger Region Unit (TRU) を用いた、ビーム実験用セルフトリガー
- ACORDE を用いた、地下約 100m での宇宙線測定用トリガー
- プラスチックシンチレータを用いた、地上での宇宙線測定ようトリガー

TRU を用いたトリガーシステムは、ビーム実験用のトリガーである。このトリガーシステムでは、FEE からの Fast OR 信号が使われる。Fast OR 信号とは、幾何学的に $2 \times 2 = 4$ ch 分の CSP の出力信号が足し合わされたものであり、さらに付け加えると、FEE の Shaper+amp を通らずに処理された信号である。FEE1 枚には、 $2 \times 16 = 32$ 個の素子に対応しているので、1 枚の FEE から 8 個の Fast OR 信号が出力される。1 ブランチに 14 枚の FEE があるので、1 枚の TRU は $14 \times 8 = 112$ 個の Fast OR 信号を処理することになる。TRU の行なう処理とは、アナログ信号である Fast OR 信号をデジタル信号へ変換することである。デジタル信号への変換には TRU 基板上的 Sampling ADC が使われる。アナログ信号である Fast OR 信号に対し、4 点サンプリングし、そのサンプリングの結果を Trigger OR (TOR) へ送る。TOR は PHOS5 モジュール分に対して 1 枚である。1 モジュールに 8 枚の TRU があるので、計 40 枚の TRU から Fast OR 信号が送られてくる。つまり、4ch 分の和のデジタル信号 $112 \times 4 = 448$ 個を処理することになる。TOR は、TRU からの信号 $2 \times 2 = 4$ 個を 1 ユニットとして処理する。つまり、 2×2 ch 分の信号の和である TRU からの信号をさらに 2×2 個のまとまりとするので、計 $4 \times 4 = 16$ ch 分の信号となる。4ch 分の Fast OR 信号をさらに 2×2 個まとめると述べたが、このまとめ方は、図 2.6 に示すように、 2×2 個の Fast OR が重なるようにまとめていく。すると、1 枚の TRU の領域の $14 \times 8 = 112$ 個の Fast OR シグナルから、 2×2 個の Fast OR 信号のまとまりを $13 \times 7 = 91$ ユニットつくることことができる。この 1 ユニットの信号に対して、ある閾値を設定し、あるユニットの信号が閾値を超えた場合に、データを取るためにトリガー信号を出力する。このトリガー信号を出力するかは、TOR 基板上的 Field Programable Gate Array (FPGA) によって処理す

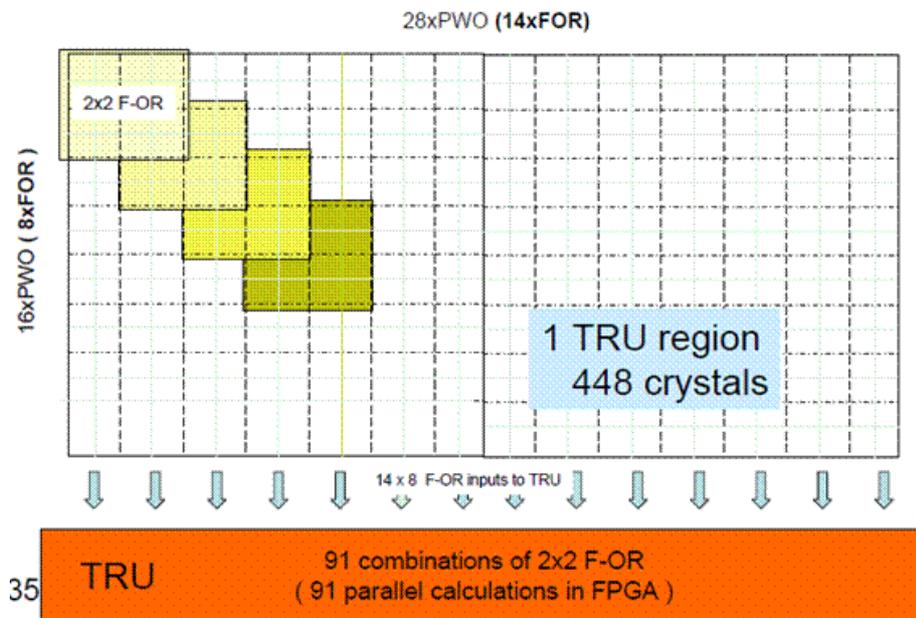


図 3.14: TOR のユニットの組み方。1 枚の TRU がカバーする領域に 14×8 個の Fast OR 信号があり、 2×2 個の Fast OR 信号を重なるようにユニットとして組んでいくと、 $13 \times 7 = 91$ 個のユニットができる。

ることができる。FPGA を用いることで、たとえば電磁ノイズの多すぎるユニットからの信号にマスクをして、取り除くこともできる。

ACORDE を用いたトリガーシステムは、ALICE 実験全体として使用されるシステムである。ACORDE とは、2 つの $190 \times 19.5 \text{ cm}^2$ のプラスチックシンチレータと PMT のセットから構成される。ACORDE は ALICE 実験の L3 ソレノイド電磁石の上の 3 面に設置されており、その写真を図 3.15 に示す。PMT からの信号に閾値を設定し、宇宙線が通過したと判断したときにトリガー信号を出力する。

地上での、プラスチックシンチレータを用いたトリガーシステムは、PHOS の 1st モジュールにおいて、私たちによって設置したトリガーシステムである。2007 年の夏に、宇宙線を用いた測定をする際、プラスチックシンチレータと PMT のセットを 2 つ上下に並べてセットアップした。シンチレータなどの設置概略図を図 3.16 に示す。上のシンチレータの大きさは $80 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$ で、下のシンチレータは $100 \times 50 \times 2 \text{ mboxcm}^3$ である。上下のシンチレータ間の間隔は 61cm である。この上下のシンチレータによって覆うことのできる素子の数は、 $41 \times 27 = 1107$ 素子である。1 モジュール分の測定をするためには、このシンチレータのセットを移動させて測定をする必要がある。この設定では、上の PMT に対しては 2400V、下の PMT に対しては 1950V の電圧を印加している。この 2 つのシンチレータからの信号にそれぞれ 300mV の閾値をかけ、両方からの信号が同時に閾値を超えたときだけトリガー信号が出力する。

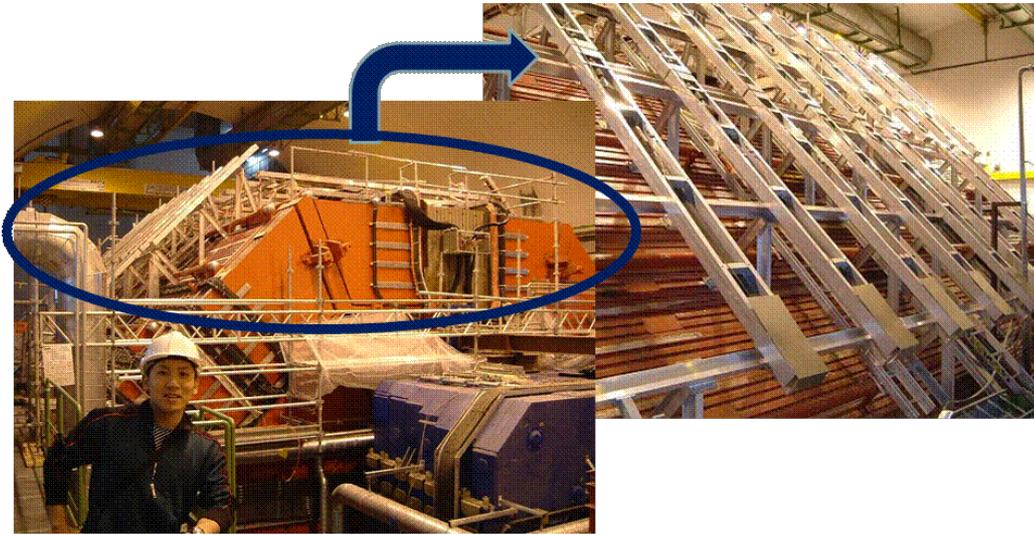


図 3.15: ACORDE の設置されている様子。ALICE 実験の L3 ソレノイド電磁石の上の 3 面に設置されている。ACORDE は、 $190 \times 19.5 \text{ cm}^2$ のプラスチックシンチレータと PMT のセット 2 つから構成されている。

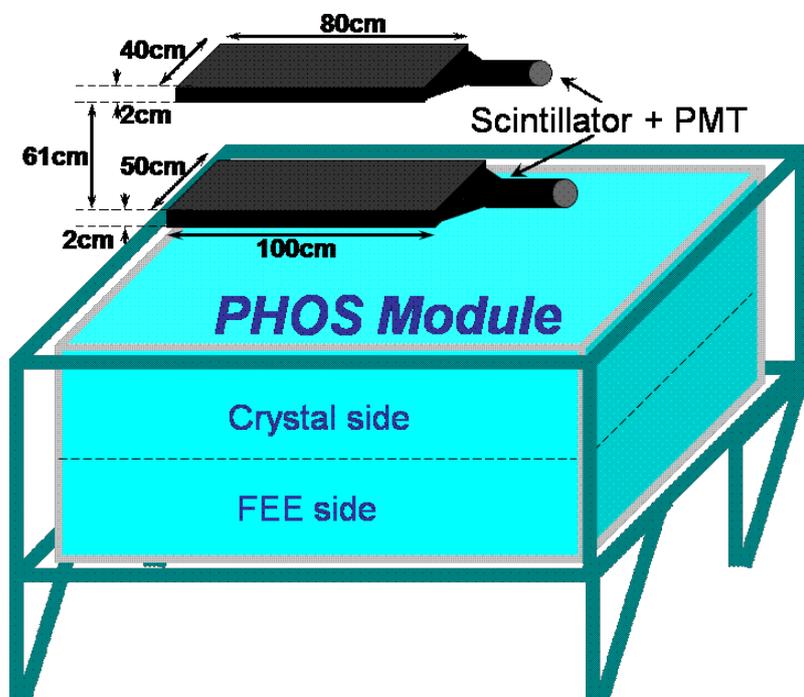


図 3.16: プラスチックシンチレータを用いたトリガーシステムのセットアップ。上のシンチレータの大きさは $80 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$ で、下のシンチレータは $100 \times 50 \times 2 \text{ cm}^3$ である。上下のシンチレータ間の間隔は 61cm である。この上下のシンチレータによって覆うことのできる素子の数は、 $41 \times 27 = 1107$ 素子である。

3.2 PHOSのエネルギー較正

3.2.1 エネルギー較正の概要

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同じになるように、検出器のパラメータを設定したり、各読み出しチャンネル毎に較正定数を見積もることである。

RAW データからは、3.1.2 で説明したように、図 3.12 に示すような入射粒子のエネルギー情報などを取ってくるができる。測定したエネルギーは Sampling ADC の出力信号から再現した波形の高さに相当する。この高さ、つまり ADC の出力値からエネルギーへ変換する場合の変換係数は、5MeV/ch になるようにデザインされている(ここでの ch とは ADC の出力値の単位である)。しかし、高さ情報へ変換されるまでに、PWO の発光量、APD の増倍率、CSP の増倍率、そして FEE のアンプの増倍率などのパラメータが寄与しており、これらのパラメータは各素子毎にばらつくことは避けられない。その結果、入射エネルギーが全く同じであっても、Sampling ADC の高さが素子毎にばらつきを持つことは避けられないのである。入射粒子のエネルギーに対して、ADC の高さ情報のばらつきを最小限に抑えるために最も寄与するものは APD の増倍率である。APD の増倍率は印加する電圧に強く依存するので、APD に印加する電圧の管理が極めて重要である。このため、PHOS ではそれぞれの APD にそれぞれ独立に電圧を印加することができる(3.1.2 参照)。また、PWO 結晶の発光量は温度に依存する(3.1.1 参照)ので、全結晶均一に-25 度に冷却管理し、FEE のアンプの増倍率も温度依存性があるので、FEE を水冷によって一定の温度に保っている。

つまり、PHOS のエネルギー較正として、設定が最も重要な検出器のパラメータは、APD への印加電圧値の決定である。PHOS は 5 モジュールで構成され、計 17920ch の読み出しチャンネルがあるので、この全 ch 分の値を決める必要がある。

一方、較正定数を求めることによって、エネルギー較正することもできる。測定エネルギーは以下の式??で定義することができる。

$$E_{measured} = ADC \text{ 出力値} \times 5 [MeV/ch] \times c1 \times c2 \times c3 \times \dots \quad (3.1)$$

ここで、 $c1$ 、 $c2$ 、 $c3$ 、 \dots は較正定数である。同じ入射エネルギーに対して測定エネルギーが同じになるように、この較正定数を求めることもエネルギー較正の一種である。PHOS では、APD の印加電圧を求める以外に、この較正定数を求める必要もある。

PHOS は 3.2.3 で紹介する宇宙線を用いたエネルギー較正などにより、APD の出力信号を 10% 以内のばらつきまで調節している。次の段階としては、さらに APD への印加電圧の調整により APD の出力信号を揃えるか、較正定数を求めることで各読み出しチャンネル毎のばらつきを抑えることが必要である。

3.2.2 オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正

PHOS のエネルギー較正にはオンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正の 2 種類がある。この 2 種類のエネルギー較正の概略図を図 3.17 に示す。

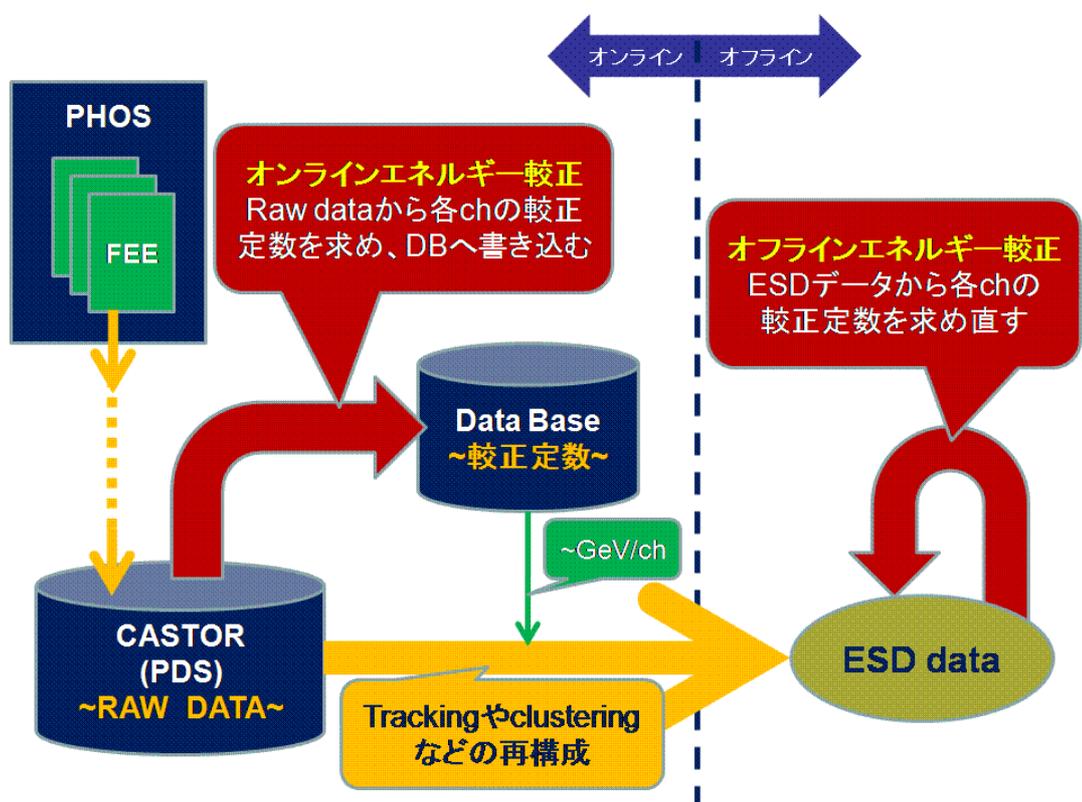


図 3.17: オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正の概略図。RAW データから較正定数を求め Data Base に書き込むことがオンラインエネルギー較正で、その Data Base の較正定数を用いて再構成した ESD データを用いてさらに較正定数の精度を上げることがオフラインエネルギー較正である。

前述のように、PHOSでの測定データはRAWデータとしてCASTORと呼ばれるデータ保存デバイスに保存される。このRAWデータを再構成しESDデータをつくる際、較正定数などが保存されたDB (Data Base) から各読み出しチャンネル毎の較正定数を参照する。つまり、エネルギー較正によって求めた較正定数をDBに書き込んでおく必要がある。RAWデータからESDデータへの変換はデータを取得しながら行なわれるので、RAWデータを取得し次第、リアルタイムでエネルギー較正を行ない、DBに較正定数を書きこまなければならない。このエネルギー較正をオンラインエネルギー較正と呼ぶ。

一方、オフラインエネルギー較正とは、オンラインエネルギー較正によって求めた較正定数を反映させたESDデータを用い、さらに精度の高い較正定数を求めるエネルギー較正である。RAWデータを解析して較正定数を求めるオンラインエネルギー較正に対し、オフラインエネルギー較正はESDデータを解析して、さらに正確なエネルギー較正を行なう。また、オンラインエネルギー較正は一度しかできないが、オフラインエネルギー較正は求めた較正定数を反映させたESDデータを作り直し、もう一度エネルギー較正を行なうというように、何度もエネルギー較正を繰り返すことができる。この繰り返しの作業をイタレーションと呼ぶ。つまり、式3.1の c_1 をオンラインエネルギー較正によって求め、 c_2 以降をオフラインエネルギー較正とイタレーションによって求めるということもできる。

3.2.3 エネルギー較正手法

エネルギー較正手法にはいくつかの手法が在る。以下にいくつか例を上げる。

- テストビームを用いたエネルギー較正手法。
- 宇宙線を用いたエネルギー較正手法。
- ビーム実験の衝突点からくる高横運動量荷電粒子を用いたエネルギー較正手法。

テストビームを用いたエネルギー較正手法とは、エネルギーのわかっているビームをPHOSの素子1本1本に入射し、その出力値が均一に、かつ入射エネルギーと同じになるように較正する手法である。この手法では、1本1本にビームを入射するため、ビームもしくはPHOSモジュール自体を移動させなければならない。しかし、非常に精度の良いエネルギー較正を行なうことができる。

宇宙線を用いたエネルギー較正とは、地上に降り注いでいる宇宙線がPHOSを貫通したときに落とすエネルギーを用いた較正手法である。宇宙線の特徴は地上に垂直に降りそそぐ確率が最も高く、非常に高エネルギーで、その構成粒子は主に μ 粒子である。宇宙線はPHOSを貫通する際、PWO結晶中で電離・励起によってエネルギーを落とし、そのエネルギー損失は典型的に、 $\times 2\text{MeV}/\text{gcm}^{-2}$ である(1.3.1参照)。つまり、PWO結晶を通過した距離が同じであれば落とすエネルギーも同じである。このような荷電粒子をMIPと呼ぶ(1.3.1参照)が、MIPの落とす均一な入射エネルギーに対し、測定エネルギーが同じになるように較正定

数を求めたり、また、APDの増倍率曲線から印加電圧を設定するエネルギー較正手法である。

ビーム実験の衝突点からくる高横運動量荷電粒子を用いたエネルギー手法とは、宇宙線を用いたエネルギー較正手法と同様に、MIPの落とすエネルギーに着目したエネルギー較正手法である。本研究ではこの較正手法の確立を行なった。詳細は次節で紹介する。

3.2.4 荷電粒子を用いたエネルギー較正手法

荷電粒子を用いたエネルギー較正手法とは、ビーム実験において衝突点から飛来してくる高横運動量荷電粒子を用いた較正手法である。ビーム実験においては、衝突点から多種多様な粒子が発生する。その中で、高横運動量を持つ荷電粒子は、PHOSを貫通し、電離・励起によってエネルギーを失う。このような粒子をMIPと呼び、MIPの落とすエネルギーは粒子の質量によらず、典型的に $\times 2\text{MeV}/\text{gcm}^{-2}$ である(1.3.1)。この典型的なエネルギー損失のため、PHOSで十分な統計量のMIPを測定することができれば、各素子での測定エネルギー分布において、MIPはあるエネルギーを中心にピークをもつエネルギー分布をつくる。エネルギー分布からこの中心値を求めることで、MIPの測定エネルギーを求めることができる。そして、各素子毎にこのMIPのピーク位置が同じになるように較正定数を求める。以上が荷電粒子を用いたエネルギー較正手法である。

第4章 解析

4.1 エネルギー分布とその粒子構成

4.1.1 データセット

イベントジェネレータはPYTHIAを用い、衝突エネルギー 14TeVにおける陽子+陽子衝突を再現した。トリガーはMB (Minimum Bias)である。MBとは、非弾性散乱が起きたことを要求するトリガーである。シミュレーションでは、ALICE実験の状況を再現するが、検出器はPHOS 1モジュールのみを設置した。また、このデータセットにおいてPHOSのエネルギー較正は完全になされている。つまり、ADCの出力値からエネルギーへの変換係数はすべての読み出しチャンネルにおいて5MeV/chで均一に設定してある。ここでは、粒子識別などの再構成後のデータが必要なのでESDデータを用いた。

4.1.2 粒子構成

PHOSに入射した粒子はいくつかの素子に跨ってエネルギーを落とす。つまり、入射粒子のエネルギーを測定するためには、まずクラスタリングを行なう必要があり、クラスタを構成する素子毎のエネルギーを足し合わせて、クラスタのエネルギーを求める。そのクラスタのエネルギーが入射した粒子のエネルギーとなる。クラスタのエネルギー分布を図4.1に示す。横軸はクラスタのエネルギーで単位はGeV、縦軸はエントリー数である。このエネルギー分布において、0.25GeV付近にピークがあるが、これは高横運動量を持った荷電粒子がPHOSを通過する際、電離作用によって典型的なエネルギー損失をしたときのエントリーである。このような高横運動量の荷電粒子をMIP (Minimum Ionizing Particle)と呼ぶが、MIPの典型的なエネルギー損失は $\sim 2\text{MeV}/g\text{cm}^{-2}$ で、PHOSの結晶は縦が18cm、密度は $8.28\text{g}/\text{cm}^3$ なので、約0.25GeVのエネルギー損失をし、0.25GeV付近のピークを構成していると考えられる。

このMIPのピークと考えられるピークも含め、エネルギー分布の粒子構成を確認するため、光子、 π^\pm 中間子、 K 中間子、陽子・反陽子のエネルギー分布を同時に描いたものが、図4.2である。図4.1と同様に横軸はエネルギー [GeV]、縦軸はエントリー数である。ここでは縦軸はLogスケールにしてある。図の桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。この図4.2から、エネルギー分布は、主に光子と π^\pm によって構成されていることがわかる。さらに、0.25GeV付近のピークはMIPによるピークであることが明らかと

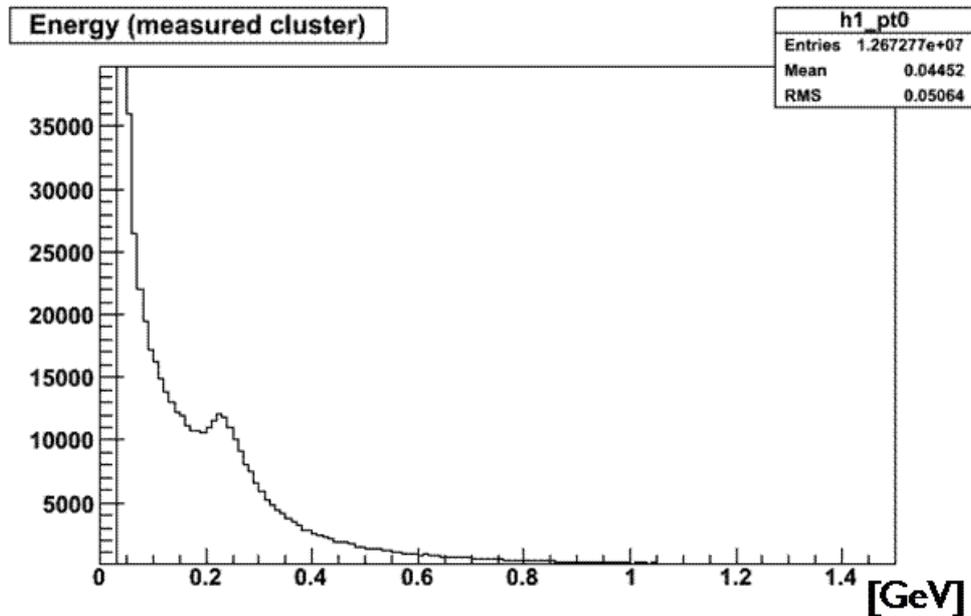


図 4.1: PHOS で測定した入射粒子のクラスターエネルギー分布。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数。

なった。また、この図 4.2 から、測定されるクラスターにおいて、半分以上が光子であることがわかる。

4.2 バックグラウンドの見積もりとそのカット

測定されたクラスターのエネルギー分布において、MIP のピークは基本的にガウス分布かもしくはランダム分布に従う。しかし、図 4.2 からわかるように、MIP の主な構成粒子である π^\pm 中間子のエネルギー分布でさえ、指数関数のような分布とガウス分布の足し合わせのように見える。 π^\pm 中間子などの MIP のピークの中心値を求めるためには、そのエネルギーピークを構成している粒子以外のバックグラウンドとなる粒子をカットして、MIP のエネルギーピーク付近の領域において、相対的に MIP が支配的になるようなエネルギー分布をつくる必要がある。

前述のエネルギー分布の粒子構成から、MIP はほとんどが π^\pm で、バックグラウンドは大半が光子であることがわかった。ここでは、MIP をなるべくカットせずに、その他のバックグラウンドをカットできるようなカット条件を見積もった。その方法は、ALICE 実験における衝突点から単一粒子を発生させるシングルシミュレーションを用いた。PHOS でのエネルギー測定は、光子に対しては電磁シャワーを利用した測定方法で、MIP に対しては電離を利用した測定方法である。測定方法の違いなどからクラスターを構成する結晶数や、クラスターの幾何学的な形状に違いが現れる。この粒子毎に現れる特徴をカットの条件としてバックグラウンドのカットを行なった。

MIP とその他のバックグラウンドとの違いを求めるため、それぞれの構成粒子

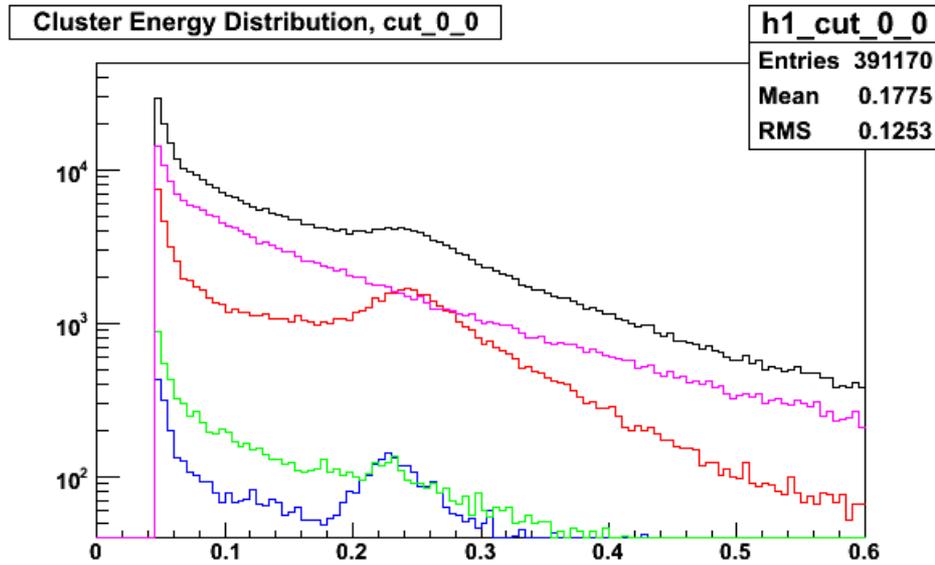


図 4.2: エネルギー分布の構成粒子。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数。桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。

の一次近似として、MIP には π^+ 中間子の、バックグラウンドには光子の、シングルシミュレーションをそれぞれ行なった。

4.2.1 シングルシミュレーションデータセット

MIP とバックグラウンドとの違いを調べるため、それぞれの構成粒子の一次近似として、MIP としては運動量 $10\text{GeV}/c$ の π^+ を、バックグラウンドとしては 0.25GeV の光子をそれぞれシングルシミュレーションした。MIP となる荷電粒子は高い横運動量を持っている必要がある。また衝突において、あまりに運動量の高い粒子の生成は少ない。つまり、横運動量が高過ぎず、低過ぎない範囲での荷電粒子が MIP となる。ここでは過去の経験から $10\text{GeV}/c$ の π^+ を MIP の典型的なものとして仮定した。また、PHOS でのエネルギー測定における MIP のエネルギー領域である $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ 付近において、最も支配的なバックグラウンドは 0.25GeV の光子であると仮定した。

それぞれのシングルシミュレーションの結果、図 4.3 に示すようなエネルギー分布がそれぞれ得られた。図 4.3 の左は π^+ 、右は光子のエネルギー分布である。それぞれ横軸はエネルギー [GeV]、縦軸はエントリー数である。 π^+ のエネルギー分布においては、 $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ の領域に MIP ピークがある。

4.2.2 バックグラウンドのカット条件の見積もり

カット条件

カット条件のパラメータとして、以下のものを定義する。

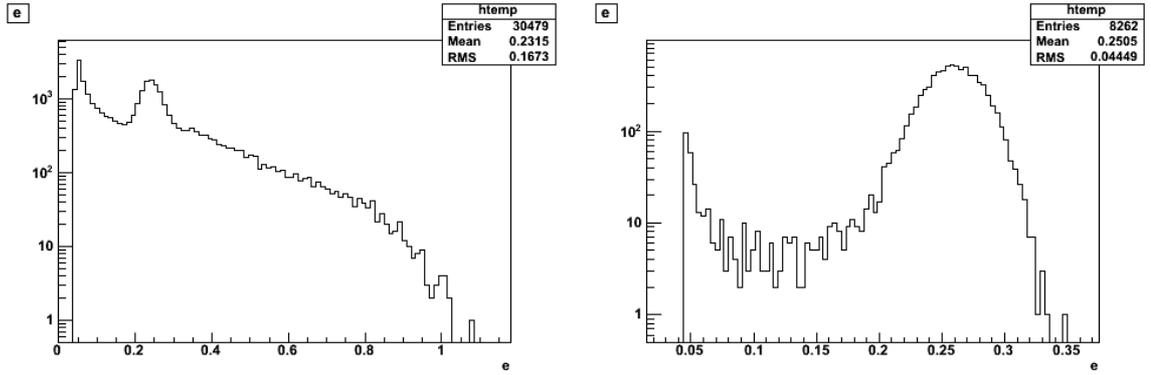


図 4.3: シングルシミュレーションによって得られたエネルギー分布。左が π^+ 中間子で、右が光子のものである。それぞれ横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。

- Dispersion
- NCells (クラスターの構成結晶数)
- Sphericity

Dispersion とは、電磁シャワーのエネルギー重心からの横方向への距離を表し、つまり、電磁シャワーの横方向への広がり度合を表す。その定義式は以下の式 4.1 で表わされる。

$$d = \frac{\sum_{digits} w_i [(x_i - x)^2 + (z_i - z)^2]}{\sum_{digits} w_i} \quad (4.1)$$

ここで、digits はクラスター構成結晶数である。 x, z は電磁シャワーの重心位置座標で、 x_i, z_i は各結晶の位置座標である。 w_i は $w_i = \max[0, p + \log(\frac{e_i}{E})]$ と定義される量で、この p は実験的に決まった値で、EMCAL は 4.5、CPV は 4.0 である。 e_i は各結晶で測定されたエネルギーで、 E はクラスターのエネルギーである。

Sphericity とは、電磁シャワーの横方向の広がりの短軸と長軸の比から真円度を表すものである。定義式は、以下の式 4.2 で表わされる。

$$sphericity = \frac{|M02 - M20|}{M02 + M20} \quad (4.2)$$

ここで、 $M02$ は長軸方向の長さに対応する量を表し、 $M20$ は短軸方向の長さに対応する量を表す。もし電磁シャワーが真円するとき、 $M02$ と $M20$ は同じ値となり、sphericity は 0 となる。 $M02$ と $M20$ は以下の式で表わされる。

$$M02 = \left[0.5 \times \sum w_i (x_i^2 - x^2) + (z_i^2 - z^2) / \sum w_i \right] + \sqrt{0.25 \times \left[\sum w_i (x_i^2 - x^2) - (z_i^2 - z^2) / \sum w_i \right] - \left[\sum w_i (x_i z_i - xz) / \sum w_i \right]^2} \quad (4.3)$$

$$M20 = \frac{[0.5 \times \sum w_i(x_i^2 - x^2) + (z_i^2 - z^2) / \sum w_i]}{\sqrt{0.25 \times [\sum w_i(x_i^2 - x^2) - (z_i^2 - z^2) / \sum w_i] - [\sum w_i(x_i z_i - xz) / \sum w_i]^2}} \quad (4.4)$$

MIPとなる荷電粒子は、PHOSがALICE実験のL3ソレノイド電磁石中にあるため、PHOSの結晶表面に対しては垂直ではなく、斜めに入射してくる。一方、光子は電荷を持っていないため、磁場の影響を受けることなく、PHOSの結晶表面に垂直に入射してくる。また、MIPは電離によってエネルギーを落とすが、光子は電磁シャワーによってエネルギーを落とす。このような違いから上述のDispersionとNCellsとSphericityのパラメータの分布図に粒子毎の違いが現れると予想される。このパラメータを用いることでバックグラウンドとなる粒子をカットできる条件を見積もった。

バックグラウンドのカット依存性

ここでは、MIPのエネルギー領域である $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ において、MIPの数とバックグラウンドとなる粒子数の比について議論する。MIP数は、 π^+ のエネルギー分布の $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ 領域におけるエントリー数で、バックグラウンドとなる粒子数は、 0.25GeV の光子のエネルギー分布の $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ 領域におけるエントリー数と定義する。このMIP数とバックグラウンド数をそれぞれのシングルシミュレーションから求め、MIP数とバックグラウンド数の粒子数の比が、Dispersionなどのカット条件をかけることでどのように変化するかを見積もる。

まず、 $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ 領域にエネルギーを落としたMIPと光子のDispersion分布(図4.4)とNCells分布(図4.5)とSphericity分布(図4.6)をつくった。これらの図から、表4.1に示すようなカット条件を決めた。表4.1に示すカットのすべての組み合わせである $6 \times 5 \times 5 = 150$ 通りのカット条件を課し、 π^+ と光子の個数の比がどのように変化するかを見積もった。

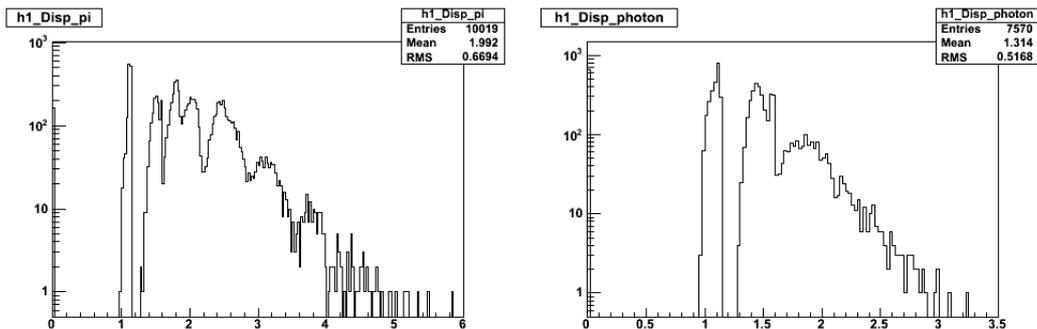


図 4.4: 測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ にである粒子のDispersion分布。左が π^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。

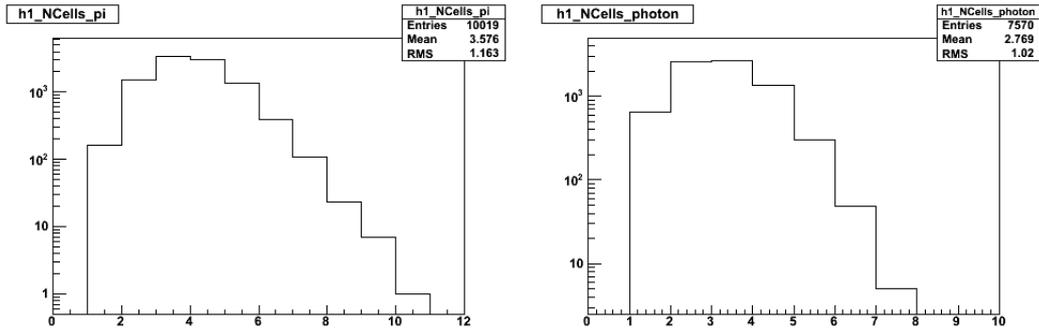


図 4.5: 測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ にある粒子の NCells (構成結晶数) 分布。左が π^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。

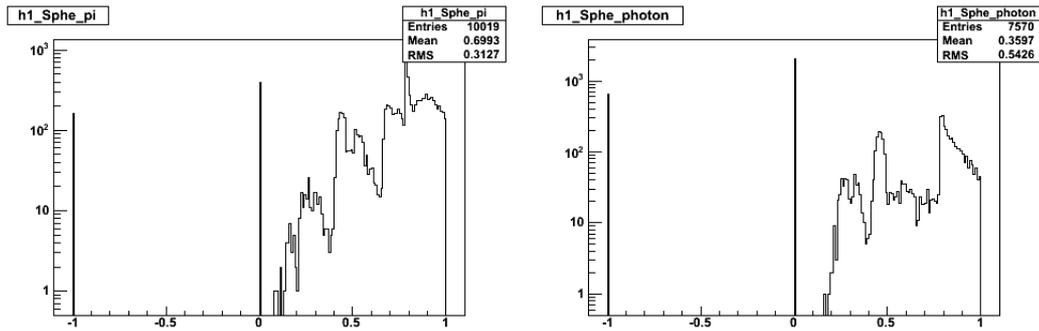


図 4.6: 測定されたエネルギーが $0.2 \sim 0.3\text{GeV}$ にある粒子の Sphericity 分布。左が π^+ のシングルシミュレーションの結果で、右が光子のシングルシミュレーションの結果である。

表 4.1: カット条件。Dispersion は電磁シャワーの横方向の広がり度合を表し、NCells はクラスターの構成結晶数を表し、Sphericity は電磁シャワーの横方向の真円度を表す。

Cut ID	Dispersion	NCells (構成結晶数)	Sphericity
0	$\text{disp} \geq 0$	$\text{ncells} \geq 0$	$0 \leq \text{sphe} \leq 1$
1	$\text{disp} \geq 1.2$	$\text{ncells} \geq 2$	$0.2 \leq \text{sphe} \leq 1$
2	$\text{disp} \geq 1.6$	$\text{ncells} \geq 4$	$0.4 \leq \text{sphe} \leq 1$
3	$\text{disp} \geq 1.9$	$\text{ncells} \geq 6$	$0.6 \leq \text{sphe} \leq 1$
4	$\text{disp} \geq 2.2$	$\text{ncells} \geq 8$	$0.76 \leq \text{sphe} \leq 1$
5	$\text{disp} \geq 2.8$		

MIP の数を S とし、バックグラウンドの数を N として、 S/N と S の二次元プロットを図 4.7 に示す。 S 、 N については、カット条件を何も課さない場合を 1 として規格化している。横軸は MIP 数の S で、縦軸はバックグラウンド数 N に対する S の比である。

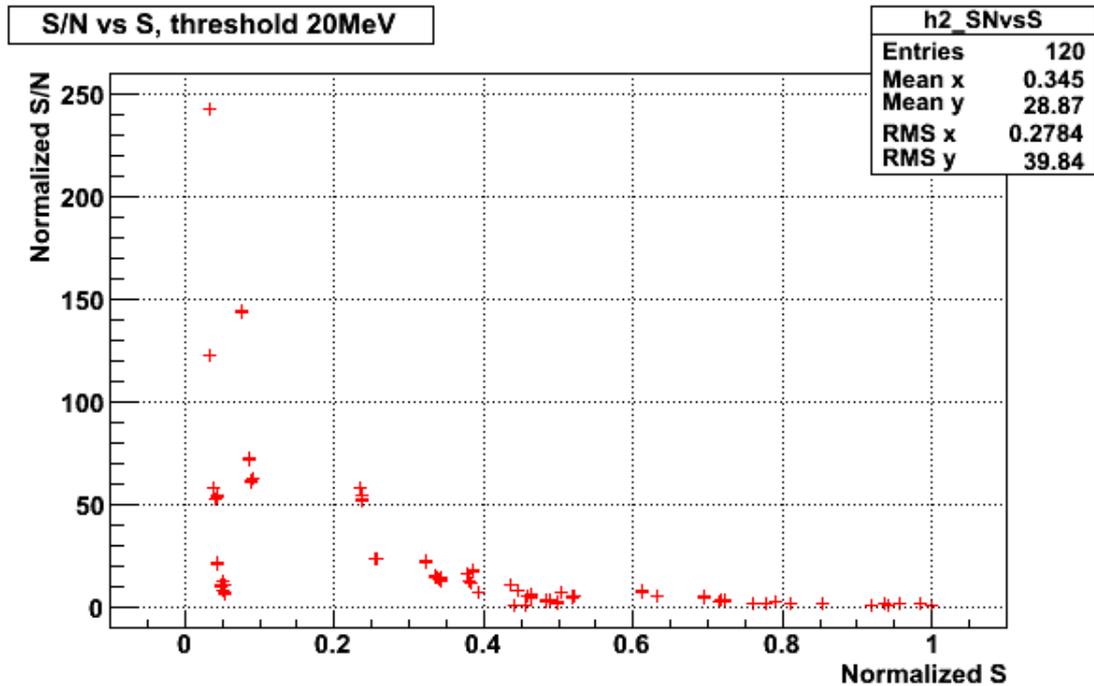


図 4.7: MIP 数を S とし、バックグラウンド数を N としたときの、 S と S/N の二次元プロット。 S も N もカット条件を課さない場合の数を 1 として規格化している。

バックグラウンドを効率よくカットするための条件を決める際、 S/N が高ければ高いほどよいわけではない。 S までカットされてしまい、 $0.2 \sim 0.3 \text{ GeV}$ 領域にエントリー数がほとんどなくなってしまえば意味がない。そこで、 S をどれほどカットしても今後の解析に支障がないか見積もった。図 4.8 に示すエネルギー分布は、PYTHIA の MB データで、PHOS 5 モジュールのみを設置した場合をシミュレートしたものである。イベント数は 500 kevent である。このエネルギー分布の MIP ピークにガウス関数をフィットした。フィットの際、バックグラウンドとして、4 次関数を用いた。その結果、MIP の数は 1 イベントにつき約 0.08 個存在することがわかった。

ALICE 実験での初年度の予定から 100 Mevent 取れると仮定すると、MIP の数は 8 Mevent となる。PHOS が 1 モジュールしか設置されない場合、観測できる MIP 数は 5 分の 1 となり、 1.6 Mevent である。さらに、エネルギー較正をするには各読み出しチャンネル毎に MIP ピークの中心値を求める必要がある。1ch につき、100 個の MIP があることを要求すると、PHOS 1 モジュールに 3584 ch の読み出しチャンネルがあるので、必要な MIP 数は約 360 kevent である。つまり、カットによって MIP 数である S が 360 kevent 以下になるようなカット条件は意味がないのである。これより、 S の下限は、 $360 \text{ k} / 1600 \text{ k} \sim 0.2$ である。

以上から、図 4.7 において、 S が 0.2 以上の領域で S/N が高い順に、カット条件

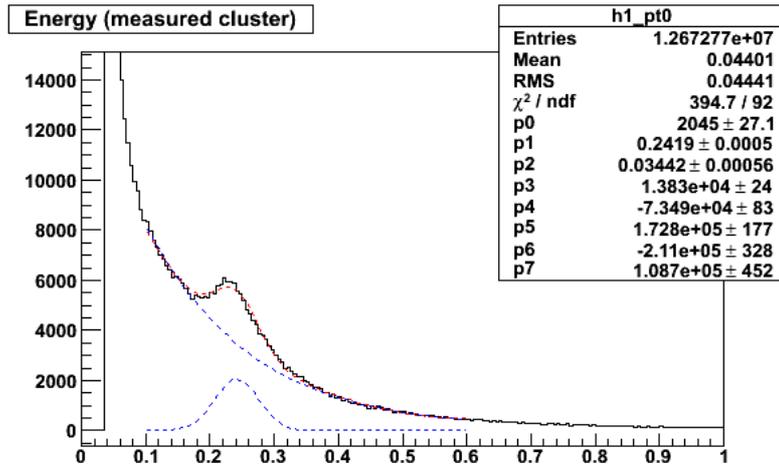


図 4.8: PHOS 5 モジュールで測定された粒子のエネルギー分布。MIP ピークにガウス関数をフィットし、MIP のエントリー数を数えた結果、MIP は 1 イベントにつき、0.08 個あることがわかった。

を 5 つ表 4.2 にまとめる。

表 4.2: S が 0.2 以上における S/N の高いカット条件。

S/N	S	Dispersion	NCells	Sphericity
57.4	0.235	disp ≥ 2.2	ncells ≥ 4	0.76 ≤ sphe ≤ 1
54.3	0.237	disp ≥ 2.2	ncells ≥ 2	0.76 ≤ sphe ≤ 1
		disp ≥ 2.2	ncells ≥ 0	0.76 ≤ sphe ≤ 1
52.7	0.237	disp ≥ 1.9	ncells ≥ 4	0.76 ≤ sphe ≤ 1
		disp ≥ 1.6	ncells ≥ 4	0.76 ≤ sphe ≤ 1
		disp ≥ 1.2	ncells ≥ 4	0.76 ≤ sphe ≤ 1
		disp ≥ 0	ncells ≥ 4	0.76 ≤ sphe ≤ 1
24.8	0.256	disp ≥ 1.9	ncells ≥ 2	0.76 ≤ sphe ≤ 1
		disp ≥ 1.9	ncells ≥ 0	0.76 ≤ sphe ≤ 1
22.1	0.321	disp ≥ 2.2	ncells ≥ 4	0.6 ≤ sphe ≤ 1

4.3 オンラインエネルギー較正

3.2.2 で説明したように、PHOS で測定した RAW データを ESD データへ変換する際には、DB からの較正定数参照する。この RAW データから ESD データへの変換は、データの取得と同時にこなされるので、リアルタイムに RAW データを解析し、各読み出しチャンネルの較正定数を求めるオンラインエネルギー較正が必要である。

ここでは、オンラインエネルギー較正によって、測定エネルギーを求める以下の式の c_1 を求める。

$$E_{measured} = ADC \text{ 出力値} \times 5 [MeV/ch] \times c_1 \times c_2 \times c_3 \times \dots \quad (4.5)$$

4.3.1 データセット

オンラインエネルギー較正ではRAWデータを用いる。仮定する衝突実験は4.1.1と同じである。イベントジェネレータはPYTHIAを用い、衝突エネルギー14TeVにおける陽子+陽子衝突を再現した。トリガーはMBである。シミュレーションでは、ALICE実験のL3ソレノイド電磁石中にPHOSを1モジュール設置した。このデータセットで最も重要なことは、各素子毎のAPDの出力値が、素子毎に幅10%でばらつきを持つように設定してあることである。この10%という値は、実際の実験において、PHOSのAPD出力値は10%以内にエネルギー較正された状態になっているからであり、実際のPHOSの状況に最も近い状態と言える。

10%のばらつきを持たせる方法は、各素子のAPDの増倍率に10%でばらついた係数 c_0 をそれぞれ掛けるという方法である。つまり、完全にエネルギー較正された4.1.1では、APDの増倍率は50倍であるが、今回のデータセットでは $50 \times c_0$ 倍である。各APD増倍率にかけた係数 c_0 の分布を図4.9に示す。

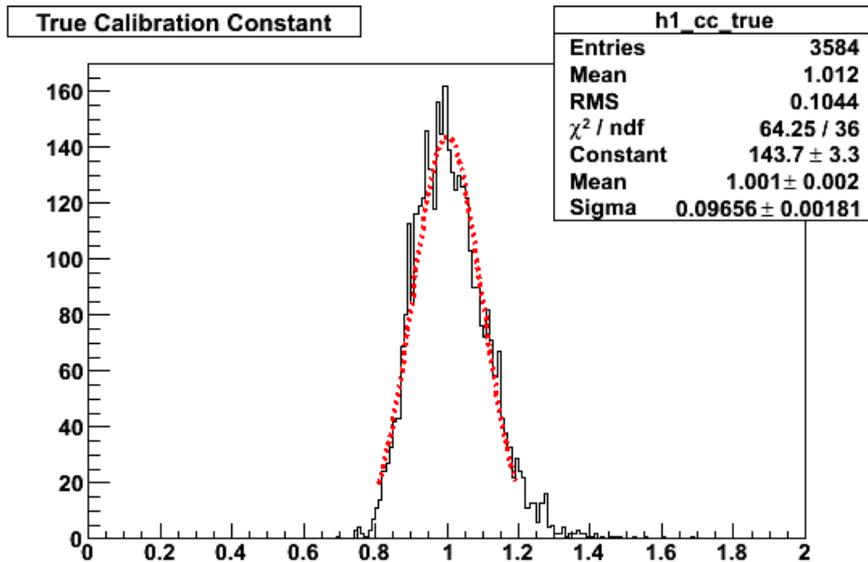


図 4.9: APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 の分布。約 10% の幅をもったガウス分布である。

4.3.2 RAWデータのクラスタリング

RAWデータを解析する際、RAWデータにはSampling ADCの出力情報しか入っていない。つまり、入射粒子のエネルギーを求めるためには、クラスタリングを

行ない、さらに ADC 出力値からエネルギーへの変換係数をかける必要がある。

ここでのクラスタリングは、RAW データから ESD データをつくる際のクラスタリングアルゴリズムと、基本的には同じである。クラスタリングの方法は、ある閾値を超えた ADC 出力値を持っている素子が、一辺もしくは一角を共有するとき、それらを一つのクラスターと決める方法である。この場合のある閾値とはエネルギーで約 20MeV に相当する 4ch に設定してある。

4.3.3 荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり

エネルギー較正では各素子毎のエネルギー分布を作る必要がある。それは各素子毎に較正定数を決めなければならないからである。各素子毎のエネルギー分布の作る際、測定されたクラスターを構成する素子のうち、測定されたエネルギーが最も大きい素子にそのクラスターのエネルギーが測定されたとしてエネルギー分布を作った。

素子毎ではなく、PHOS 全体として測定したクラスターのエネルギー分布を図 4.10 に示す。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。図 4.1 のように MIP のピークは鋭くない。これは各素子の APD の増倍率が素子毎に 10% でばらついている効果によるものと考えられる。

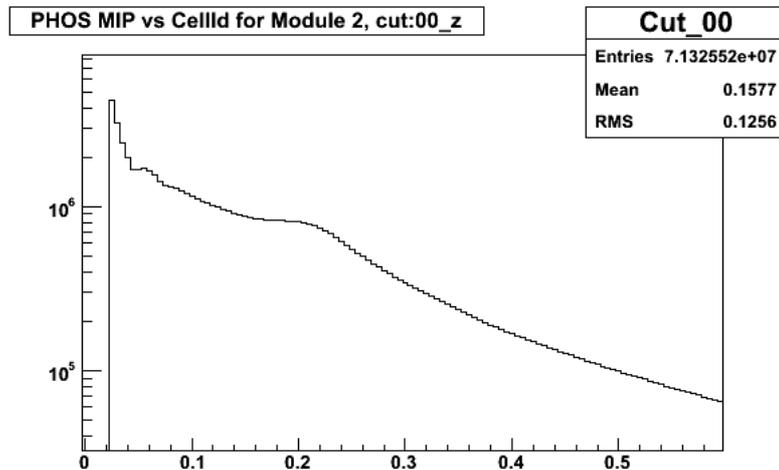


図 4.10: 測定したクラスターのエネルギー分布。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。0.25GeV 付近に MIP のピークが見えるが、各素子毎の APD の増倍率が 10% でばらついているため幅の広いピークになっている。

図 4.10 から言えることは、MIP のピークがバックグラウンドに埋もれてしまっているため、各素子毎のエネルギー分布を作る際には、MIP のエネルギー領域においてバックグラウンドをカットするためのカット条件を課して、エネルギー分布を作る必要があるということである。

オンラインエネルギー較正でのバックグラウンドのカット条件の決定

オンラインでは、Dispersion と NCells の2つを用いたカットをかける。4.2で見積もったカット条件のうち、Sphericity の条件を除き、S が0.2を超えているカット条件を以下の表 4.3 にまとめる。

表 4.3: オンラインエネルギー較正でのカット条件。Dispersion は電磁シャワーの横方向の広がり度合を表し、NCells はクラスターの構成結晶数を表す。

Cut ID	Dispersion	NCells (構成結晶数)
0	$\text{disp} \geq 0$	$\text{ncells} \geq 0$
1	$\text{disp} \geq 1.2$	$\text{ncells} \geq 2$
2	$\text{disp} \geq 1.6$	$\text{ncells} \geq 4$
3	$\text{disp} \geq 1.9$	
4	$\text{disp} \geq 2.2$	

表 4.3 から、オンラインでのカット条件は Dispersion について5通りあり、NCells について3通りあるので、計 15 通りのカット条件の組み合わせがある。このすべての組み合わせのカットをかけたときのエネルギー分布の変化を図 4.11 に示す。それぞれの分布図で、横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数である。また、縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。たとえば、左上は、 $\text{Dispersion} \geq 0$ で、 $\text{NCells} \geq 0$ という条件がかかっており、右下は $\text{Dispersion} \geq 2.2$ で、 $\text{NCells} \geq 4$ という条件がかかっている。

この 15 通りのカットをかけたときのエネルギー分布の構成粒子を確認するため、4.1.1 のデータセットを用いて、同様のカットをかけたときのエネルギー分布の粒子構成を図 4.12 に示す。それぞれの分布において、横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数を表す。また、桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。この分布から、15 通りのカットはバックグラウンドをカットするのに有効なカット条件であることがわかる。また、MIP の構成粒子は 4.1.1 同様にほとんどが π^\pm であることもわかる。

MIP のつくるピークの中心値の見積もり

MIP の作るピークの中心値を各素子毎に求める必要がある。その中心値を求めるためにまずすべきことは、カット条件を課すことでバックグラウンドをカットし、MIP のピークが十分バックグラウンドに対して優位になるエネルギー分布をつくることである。そして、適切な関数をそのエネルギー分布にフィットし、そのフィットパラメータからピークの中心値を求めることができる。フィット関数の決定は、PHOS 全体でのエネルギー分布をみて、どのような関数でフィットを行なうのが良いか見積もった。全体の分布と各素子毎のエネルギー分布は基本的には同じで、エントリー数の違いによってその分布が滑らかか否かという違いが

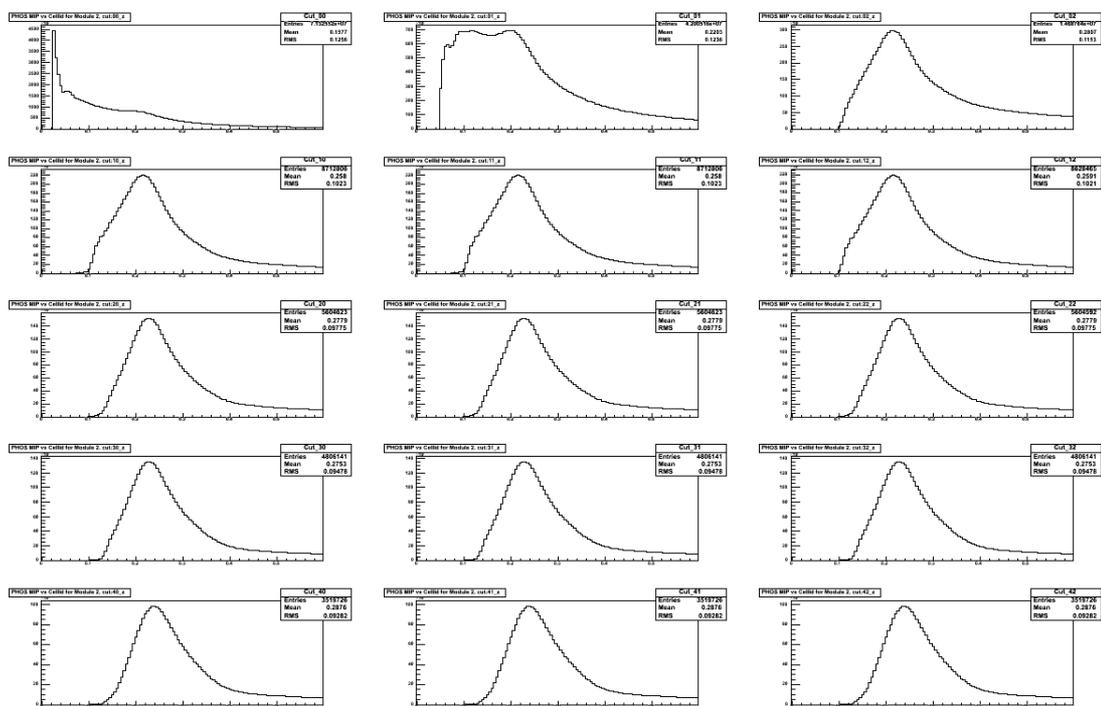


図 4.11: 15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布。それぞれの分布において、横軸はエネルギー [GeV] で縦軸はエントリー数。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。

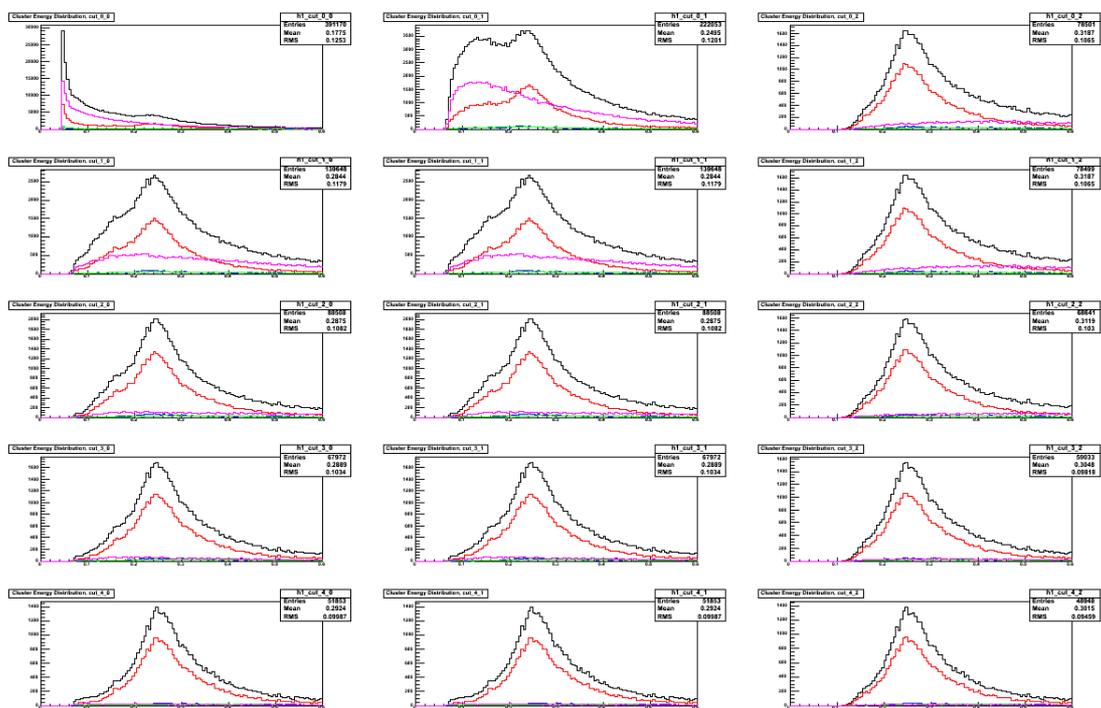


図 4.12: 15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布の構成粒子。それぞれの分布で、横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。また桃色が光子、赤色が π^\pm 中間子、緑色が陽子・反陽子、青色が K 中間子である。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。

あるので、分布の形状が見やすい全体のエネルギー分布から適切なフィット関数を見積もった。

まずは、オンラインエネルギー較正で使用する 15 通りのカット条件のうち、最もきついカットで、S/N の最も高い、Dispersion \geq 2.2、NCells \geq 4 というカット条件を用いた。するとエネルギー分布は図 4.13 に示すようなエネルギー分布になった。横軸はエネルギー [GeV] で、縦軸はエントリー数である。さらに、エネルギー分布にフィットを行なった。MIP のピークはガウス分布かランダウ分布に従うが、図からも明らかのように、この場合はランダウ分布に近いので、ランダウ関数をフィットした。図 4.13 の赤い線がそのフィットの結果である。このフィット領域はランダウ関数の $-\sigma \sim 3\sigma$ である。

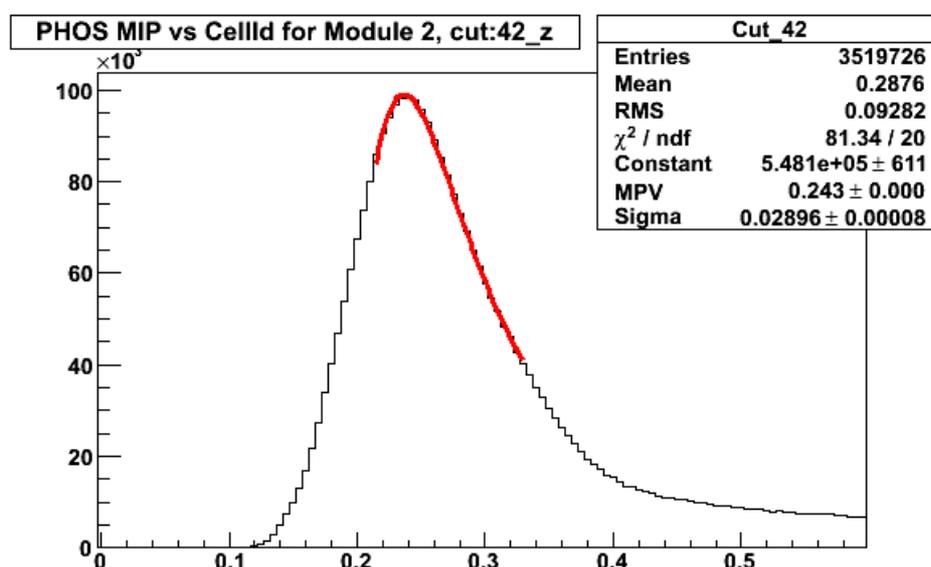


図 4.13: カット条件である Dispersion \geq 2.2、NCells \geq 4 を課して作ったエネルギー分布にランダウ関数をフィットしたものの。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数である。

フィット関数がランダウ関数に決まったので、続いて、各素子毎のエネルギー分布をつくり、その分布にフィットを行なった。PHOS1 モジュール分の $56 \times 64 = 3584$ 個の素子すべてのエネルギー分布にフィットを行なう必要がある。まずは、ある適当な素子の分布と、それにランダウ関数を $-\sigma \sim 3\sigma$ の範囲でフィットを行なった図を図 4.14 に示す。

ある適当な素子のエネルギー分布にフィットをすることができたので、それを $56 \times 64 = 3584$ 個にフィットを行なった。フィット領域を $-\sigma \sim 3\sigma$ に設定し、すべての素子に 5 回イタレーティブにフィットした。ある適当な 5×5 個の領域でのフィットの結果を図 4.15 に示す。

さらに、フィットがうまくいっているかを計る指標として χ^2 / NDF がある。この χ^2 / NDF と、フィットパラメータとその誤差についても確認した。

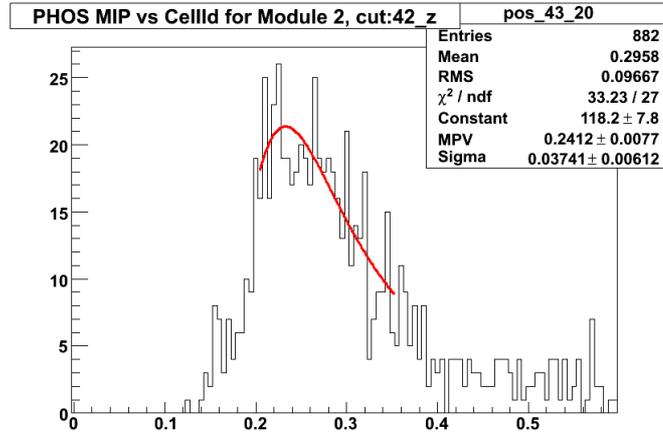


図 4.14: ある適当な素子で測定したエネルギー分布にランダウ関数をフィットしたものの。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。

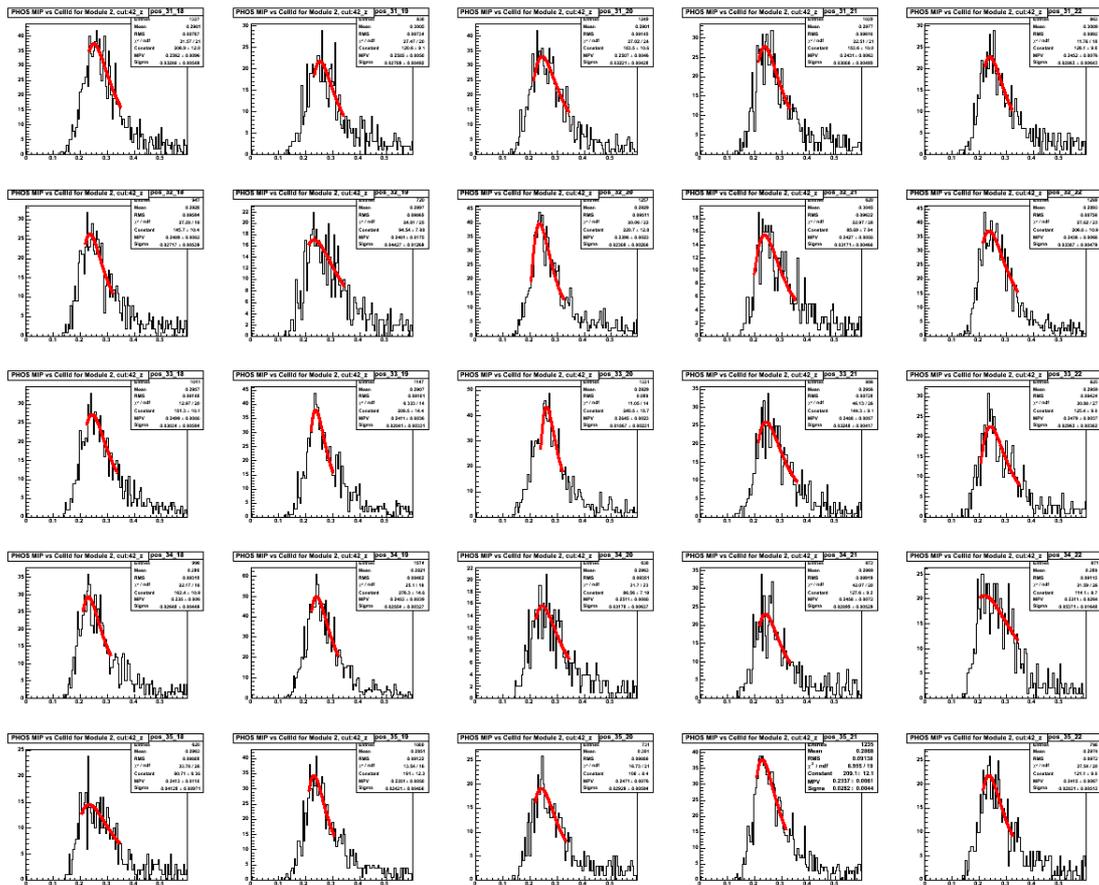


図 4.15: 3584 個の素子毎のエネルギー分布にフィットをした結果のうち、ある 5x5 の素子についてのエネルギー分布図。それぞれ横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数である。。

4.3.4 較正定数と較正精度

各素子毎に MIP ピークの中心値を得ることができたので、次は各素子毎の較正定数を求めた。ここでは、すべての素子のばらつきを相対的に均一にすることが目的である。そこで較正定数 c_{online} を以下のように定義する。

$$c_{online} = \frac{p_i}{\bar{p}} \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 3584) \quad (4.6)$$

ここで、 p_i は各素子での MIP ピークの中心値、 \bar{p} は p_i の分布にガウス関数をフィットして求める分布の中心値である。

PHOS は ALICE 座標系 (2.3.1 参照) におけるビーム軸方向の z 方向に 56 個の結晶が、地上に水平で z 軸に垂直な方向である x 軸方向に 64 個の結晶が並んでいる。各素子での較正定数を確認すると、 x 軸方向の両端の 6 列が全体の較正定数に比べ小さいことがわかった。なので、これらの x 軸方向の両端 6 列に関しては、較正定数を求める際、 \bar{p} は、その列にある 56 個の素子の MIP ピークの中心値の分布に、ガウス関数をフィットして得る分布の中心値とした。

求めた c_{online} は式 4.5 の $\frac{1}{c_1}$ に対応する。各素子毎の APD の増倍率をばらつかせている係数 c_0 を用いて、オンラインエネルギー較正によって求めた較正定数を反映させた後の各素子での測定されるエネルギーを求める式は以下のように書くことができる。

$$E_{online} = ADC \text{ 出力値} \times 5 [MeV/ch] \times c_0 \times c_1 \quad (4.7)$$

この式 4.7 において、 c_1 は式 4.6 中の $\frac{1}{c_{online}}$ である。

このオンラインエネルギー較正が正しければ、 c_0 と c_{online} には当然相関がある。その相関を確認するために c_0 と c_{online} の二次元プロットをつくり、その相関を確認した。

さらに、各素子毎に c_0 によるばらつきをどれほどの精度で較正できているかを見積もった。各素子での較正精度は以下の式で定義する。

$$Accuracy_{online} = \frac{c_0 - c_1}{c_0} \times 100 \quad [\%] \quad (4.8)$$

各素子での較正精度の分布をつくり、その分布にガウス関数をフィットし、分布の幅を求め、この幅をオンラインエネルギー較正の精度として決めた。

4.3.5 バックグラウンドのカット条件の最適化

4.3.3 の MIP ピークの中心値の見積もりと、4.3.4 の較正定数の見積もりとその較正精度の見積もりを、4.3.3 で求めた 15 通りのそれぞれのカット条件で行なった。そして、それぞれカット条件下で求めた c_{online} と故意に与えたばらつき係数 c_0 との相関を確認し、最も相関のあるカット条件を最適カットとして定義し、この最適カットをかけて行なったオンラインエネルギー較正による結果を最終結果とした。さらに、この最適カットを今後のオフラインエネルギー較正でも用いることにした。

4.4 オフラインエネルギー較正

3.2.2で説明したように、PHOSで測定したRAWデータは、オンラインエネルギー較正によって求められた較正定数が保存されているDB (Data Base)を参照し、クラスタリングなどの再構成を行ない、ESDデータへ変換される。しかし、1度のオンラインエネルギー較正だけでは、各素子毎のばらつきを完全に均等にすることはできない。ESDデータを用いて、オフラインでのエネルギー較正が必要である。さらには、オフラインエネルギー較正で求めた較正定数を反映させ、新たにESDデータを作りなおし、オフラインでのエネルギー較正を繰り返すイタレーションによって、較正精度を上げることができる。

ここでは、式4.5の c_2 をまず求め、イタレーションによって、 c_3 を求めた。

4.4.1 データセット

オフラインエネルギー較正では、オンラインエネルギー較正で求めた較正定数を反映させたESDデータを用いた。仮定する衝突実験は4.3.1と同じである。イベントジェネレータはPYTHIAを用い、衝突エネルギー14TeVにおける陽子+陽子衝突を再現した。トリガーはMBである。シミュレーションでは、ALICE実験のL3ソレノイド電磁石中にPHOSを1モジュール設置した。

このデータセットで最も重要なことは、各素子毎のAPDの出力値が、素子毎に幅10%でばらつきを持つように設定してあり、さらに、オンラインエネルギー較正で求めた較正定数が反映されていることである。

つまり、このESDデータに再構成されている、クラスタのエネルギーは以下の式で与えられる。

$$E_{cluster} = ADC \text{ 出力値} \times 5 [MeV/ch] \times c_0 \times c_1 \quad (4.9)$$

ここで、 c_0 は故意に10%でばらつかせている係数で、 c_1 はオンラインエネルギー較正で求めた較正定数で式4.6の定義から $c_1 = \frac{1}{C_{online}}$ である。この式から、このESDデータは $c_0' = c_0 \times c_1$ で各素子のAPDの増倍率がばらついているデータセットとしてとらえることができる。オンラインエネルギー較正での較正定数が反映されたこのデータセットでのばらつき係数は約8%であり、その較正された c_0' の分布図を図4.16に示す。

4.4.2 荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり

何もカットをかけない状態でのクラスタのエネルギー分布は図4.17に示すような分布になった。

この図4.17のエネルギー分布に、15通りのカットをかけると図4.18のように変化した。今後はこの図の一番左の列の上から2番目のカットである、Dispersion \geq 1.2、NCells \geq 0というカット条件を用いることにした(4.3.5参照)。

オフラインエネルギー較正でも当然各素子毎のエネルギー分布を作り、MIPピークの中心値を見積もる必要がある。オンラインエネルギー較正の4.3.3と同様に、

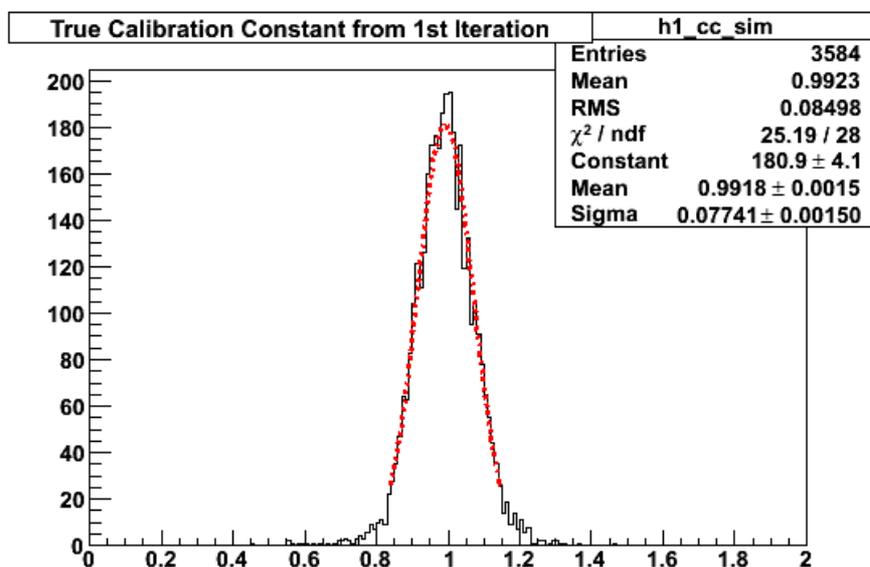


図 4.16: 各素子毎の APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 とオンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 を掛けた値の分布。約 8% の幅をもったガウス分布である。

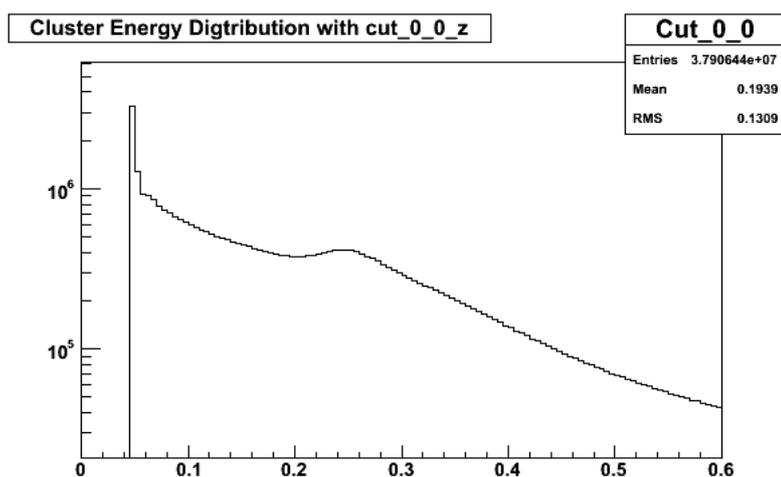


図 4.17: 測定したクラスターのエネルギー分布。横軸がエネルギー [GeV] で、縦軸がエントリー数。0.25 GeV 付近に MIP のピークが見えるが、各素子毎の APD の増倍率が約 8% でばらついているため少し幅の広いピークになっている。

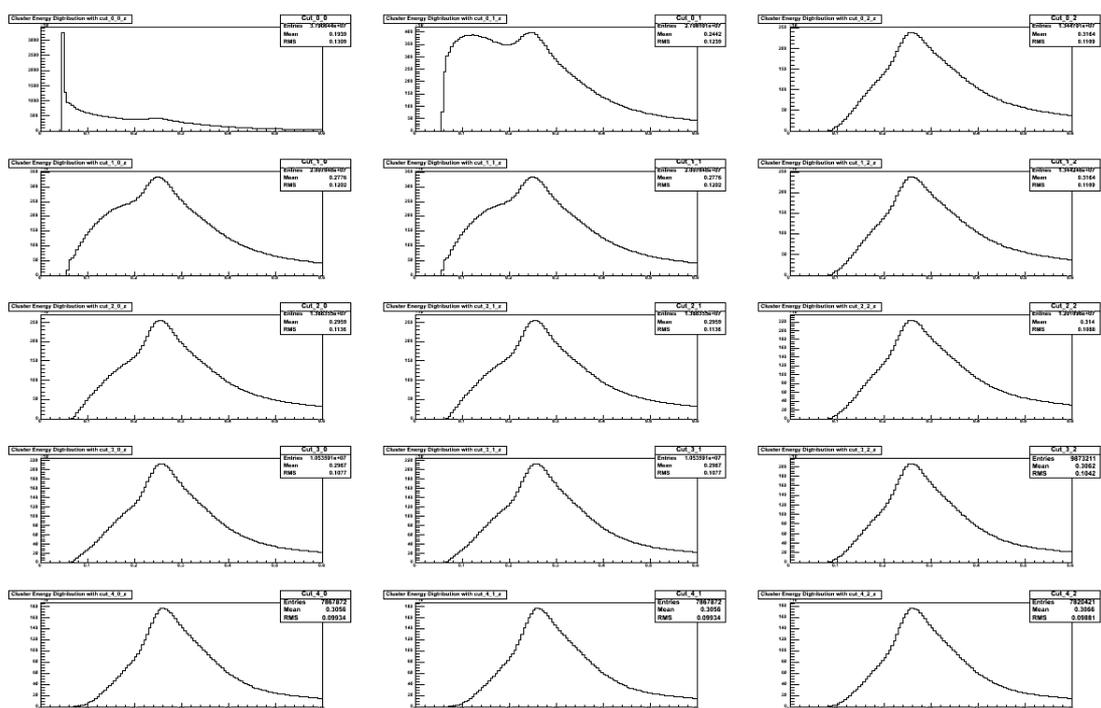


図 4.18: 15 通りのカット条件を課したあとのクラスターのエネルギー分布。それぞれの分布において、横軸はエネルギー [GeV] で縦軸はエントリー数。縦の列は左から、NCells が 0 以上、2 以上、4 以上のカット。横の列は上から Dispersion が 0 以上、1.2 以上、1.6 以上、1.9 以上、2.2 以上のカットである。

最適カットをかけたあとの各素子のエネルギー分布にランダウ関数を $-\sigma \sim 3\sigma$ のフィット領域で 5 回イタレーティブにフィットした。そしてそのパラメータとその誤差の分布を確認し、さらにフィットがうまくいっているかの指標を示す χ^2/NDF を確認することで、フィットが精度よくできていることを確認した。

4.4.3 較正定数と較正精度

各素子毎のエネルギー分布の MIP ピークにフィットを行なうことで、各素子毎の MIP ピークの中心値を得ることができたので、オンラインエネルギー較正の手順と同様に、次は各素子毎の較正定数を求める。ここでの較正定数 $c_{offline}$ もオンラインの時と同様に以下のように定義する。

$$c_{offline} = \frac{p_i}{\bar{p}} \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 3584) \quad (4.10)$$

ここで、 p_i は各素子での MIP ピークの中心値、 \bar{p} は p_i の分布にガウス関数をフィットして求める分布の中心値である。

式 4.10 で求めた 1 モジュール分の $56 \times 64 = 3584$ 個の較正定数を確認すると、 x 軸方向の両端の 6 個列が全体の較正定数に比べ小さいことがわかった。さらに両端から 7 列目から 10 列目までの 4 列については全体に比べ較正定数が大きいことがわかった。なので、これらの x 軸方向の両端 10 列に関しては、較正定数を求める際、 \bar{p} は、その列にある 56 個の素子の MIP ピークの中心値の分布に、ガウス関数をフィットして得る分布中心値とした。

式 4.5 における c_1 はオンラインエネルギー較正によって得た。ここで求めた $c_{offline}$ は式 4.5 の $\frac{1}{c_2}$ に対応する。このデータセットで各素子毎の APD の増倍率をばらつかせている係数 c_0 を用いて、オフラインエネルギー較正によって求めた較正定数 c_2 を反映させた後のクラスターエネルギーを求める式は式 4.7 に c_2 を反映させた以下のように書くことができる。

$$E_{offline} = ADC \text{ 出力値} \times 5 [MeV/ch] \times c_0 \times c_1 \times c_2 \quad (4.11)$$

この式 4.11 において、 c_1 は式 4.6 中の $\frac{1}{c_{online}}$ に対応し、 c_2 は式 4.10 中の $\frac{1}{c_{offline}}$ に対応する。

このオフラインエネルギー較正が正しければ、 $c_0' = c_0 \times c_1$ と $c_{offline}$ には相関がある。さらに、オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正によって求めた $c_1 \times c_2$ と、APD 増倍率をばらつかせている係数 c_0 との間には、さらに強い相関が現れることが予測できる。その相関を確認するために $c_0 \times c_1$ と $c_{offline}$ の二次元プロットと、 c_0 と $c_{online} \times c_{offline}$ の二次元プロットをつくり、それぞれの相関を確認した。

さらに、オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正により、 c_0 によるばらつきをどれほどの精度で較正できているかを見積もった。ここでの各素子での較正精度は以下の式で定義した。

$$Accuracy_{online+offline} = \frac{c_0 - c_1 c_2}{c_0} \times 100 \quad [\%] \quad (4.12)$$

各素子でのこの精度の分布をつくり、その分布にガウス関数をフィットして得る分布の幅を、このオフラインエネルギー較正の精度として求めた。

4.4.4 イタレーションによる較正精度の向上

オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正によって求めた較正定数 $c_1 \times c_2$ を反映させてつくりなおした ESD データを用いた。データセットは 4.3.1 や 4.4.1 と基本的に同じである。

オンラインエネルギー較正のときには、PHOS 実機の状態を再現するため、10% でばらついた係数 c_0 を用いた。オフラインエネルギー較正では、オンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 を反映させた約 8% でばらついた係数 $c_0' = c_0 \times c_1$ を用いた。次はこの手順と同様に、1 回目のオフラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_2 を反映させたばらつき係数 $c'' = c_0 \times c_1 \times c_2$ を用いる。

1 回目のイタレーションでは、ESD データに再構成されているクラスターのエネルギーは以下の式で与えられる。

$$E_{ite1} = \text{ADC 出力値} \times 5 [\text{MeV}/\text{ch}] \times c_0 \times c_1 \times c_2 \quad (4.13)$$

ここで、 c_0 は故意に 10% でばらつかせている係数で、 c_1 はオンラインエネルギー較正で求めた較正定数で式 4.6 の定義から $c_1 = \frac{1}{C_{online}}$ である。 c_2 はオフラインエネルギー較正で求めた較正定数で式 4.10 の定義から $c_2 = \frac{1}{C_{offline}}$ である。

以上から 1 回目のイタレーションでは図 4.19 に示すように、約 5% で各素子毎の APD の増幅率がばらついたデータを用いることと言い換えることもできる。

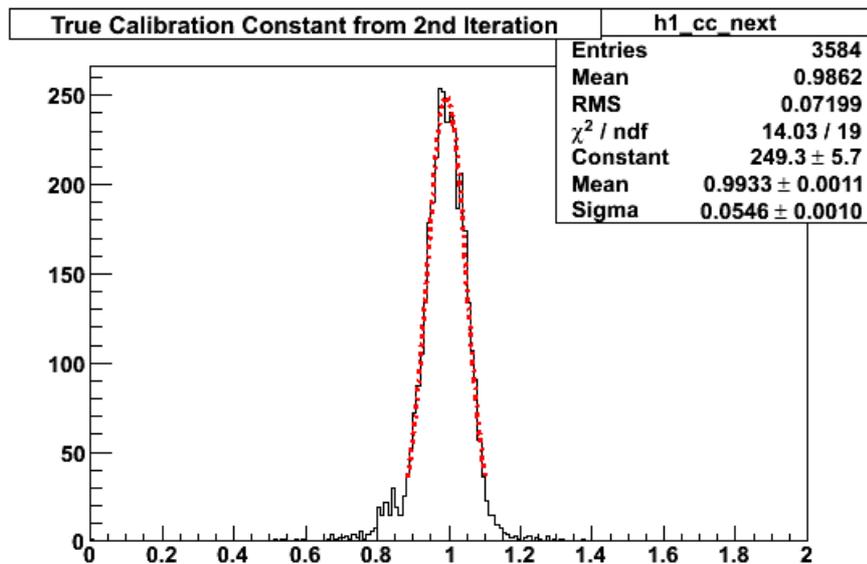


図 4.19: 各素子毎の APD の増倍率にかけたばらつき係数 c_0 と、オンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 と、1 回のオフラインエネルギー較正で求めた c_2 を掛けた値の分布。約 5% の幅をもったガウス分布である。

このデータを用いて、オフラインエネルギー較正の同じ手法で、Dispersion $el.2$ 、NCells $ge0$ という最適カットをかけ、各素子毎のエネルギー分布にランダウ関数を $-\sigma \sim 3\sigma$ のフィット領域で5回イタレーティブにフィットをし、各素子毎のMIPピークの中心値を求めた。そして、各素子の較正定数と較正精度を求めた。ここで、各素子毎の正精度とは、以下の定義式で与えられる。

$$Accuracy_{iteration} = \frac{c0 - c1c2c3}{c0} \times 100 \quad [\%] \quad (4.14)$$

第5章 結果と考察

5.1 オンラインエネルギー較正

5.1.1 荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり

各素子でのエネルギー分布へのフィットがうまくいっているかを確認した。その方法は、まず図 5.1 に示すように χ^2/NDF を確認した。図の左上は、フィット関数のランダウ関数の中心値の分布図である。これが求めたい MIP のエネルギー分布の中心値である。右上はフィットがうまくできているかを示す指標の χ^2/NDF である。左下は NDF で、右下は χ^2 である。 χ^2/NDF の値が ~ 1 であれば、そのフィットはうまくいっていると言える。図 5.1 の右上の χ^2/NDF の分布は 1 付近に分布しているので、フィットはうまくいっていると言える。

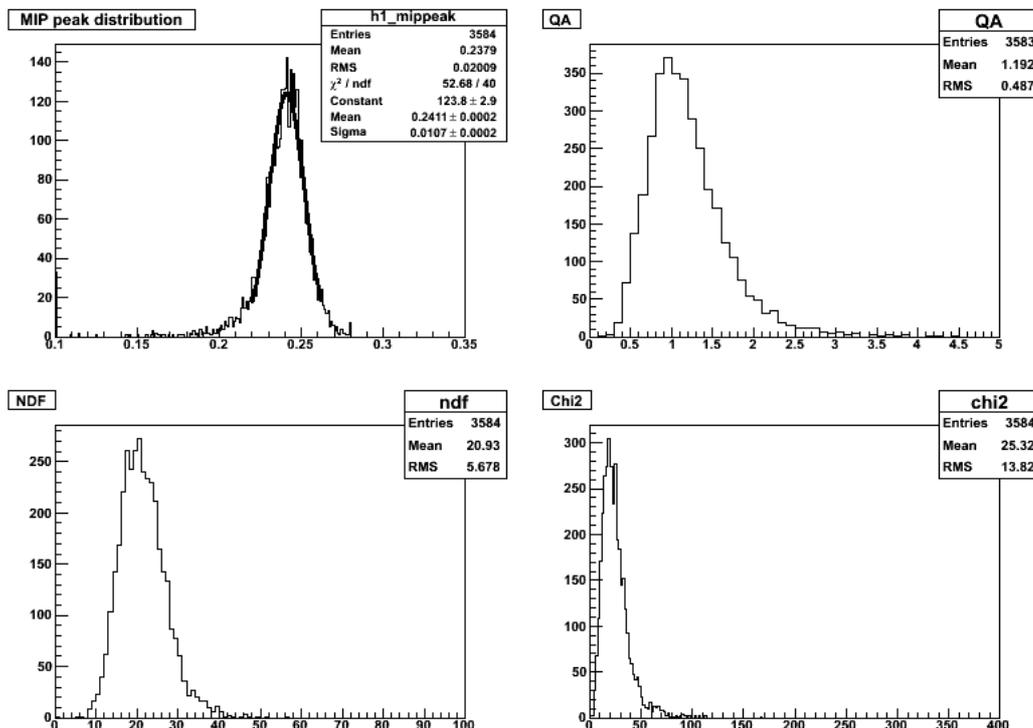


図 5.1: 左上は、フィット関数であるランダウ関数の中心値の分布図である。右上はフィットがうまくできているかを示す指標の χ^2/NDF の分布図である。左下 NDF で、右下は χ^2 の分布図である。

フィット関数のランダウ関数には、3つのパラメータがある。その各パラメー

タの値とフィットの誤差のの値の分布をそれぞれ確認した。その図が図??と図??と図??である。すべての分布図において、ある中心値を持った分布をしており、フィットがうまくいっていることがわかる。

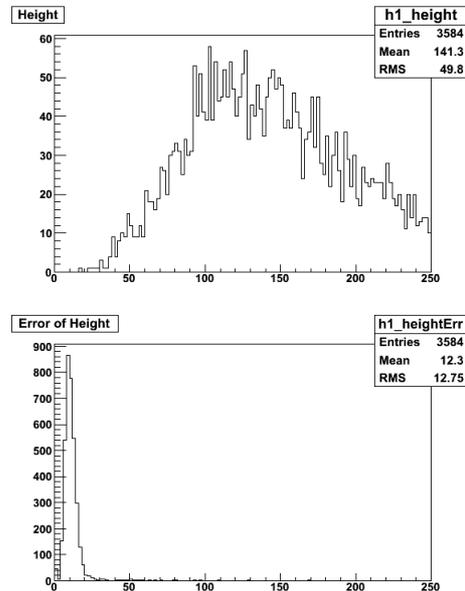


図 5.2: 各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

フィットの確認として、最後に各素子のエネルギー分布におけるエントリー数とフィット領域におけるエントリー数の分布を確認した。その図を図 5.5 に示す。この図から言えることは、各素子でエントリー数に特に偏りはなく、フィットを行なったエネルギー分布は予測通りの分布をしていたと言える。

5.1.2 較正定数と較正精度

式 4.6 で定義した較正定数 c_{online} の二次元ヒストグラムを図 5.6 に示す。図 5.6 において、横軸と縦軸は PHOS の結晶の幾何学的な配置に対応している。横軸が ALICE 座標系の x 軸方向で、縦軸が z 軸方向である。64×56 個の結晶が並んでいる。この図から x 軸方向の両端 6 列分の較正定数が全体に比べ小さいことがわかる。

検出器に斜めに入射してきた粒子は、端の結晶においては、そのエネルギー損失が小さくなる。MIP のエネルギー損失は、物質中での通過距離に比例するので、斜めに入射したことにより貫通距離が短くなってしまいうからである。このことを edge effect (端の効果) と呼ぶ。さらに、ALICE 実験では、L3 ソレノイド電磁石によって、 z 軸方向の磁場がかかっている。すると、荷電粒子はフレミングの法則によりローレンツ力を受けて曲げられる。その曲がる方向は z 軸に垂直な方向である。つまり、 x 軸方向の両端においては、 z 軸方向の両端より、ななめ入射による影響を受けやすくなると考えられる。その結果、図 5.6 のように、端の 6

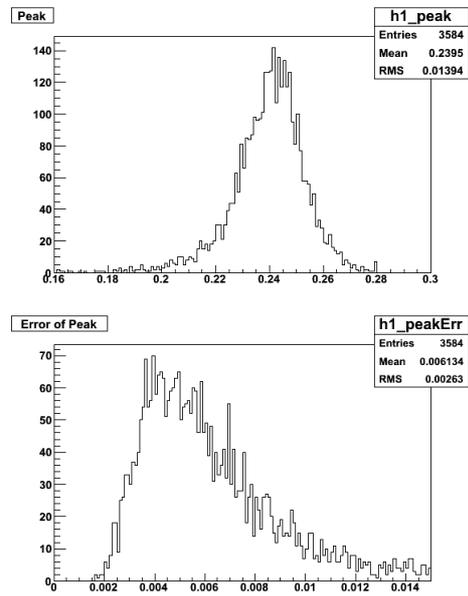


図 5.3: 各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

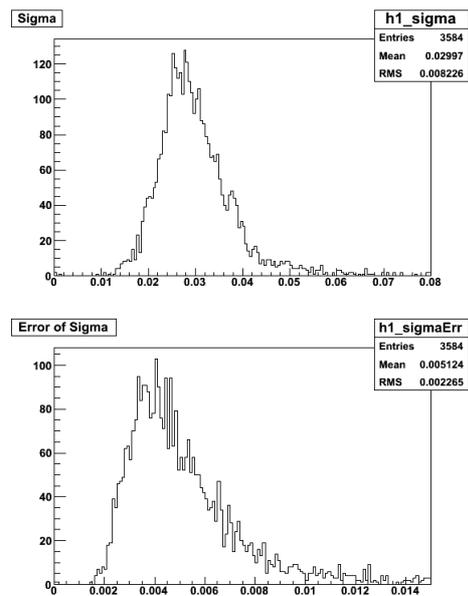


図 5.4: 各素子へランダウ関数をフィットしたときの、幅のパラメータの分布図 (上) と、その誤差 (下)。

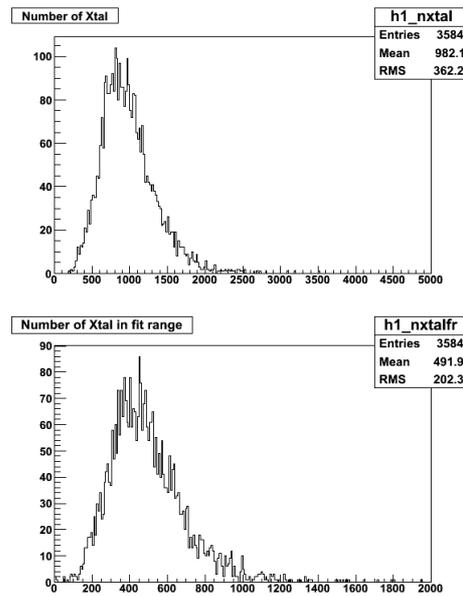


図 5.5: 各素子毎のエントリー数の分布図 (上) と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図 (下)

列分の結晶ではエネルギー損失が小さく、較正定数も小さくなっていると考えられる。

PHOS は z 軸方向に 56 個の結晶が並んでおり、 x 軸方向には 64 個の結晶が並んでいる。MIP ピークの x 軸方向の依存性をみるため、 x 軸方向の 64 列毎に、各列にある 56 個の素子での MIP ピークの中心値の分布を作り、それぞれの分布にガウス関数をフィットして、その中心値を求めた。その中心値を求めたときの図が図 5.7 である。図 5.6 の横軸の 0~63 を x 軸の座標番号とすると、図 5.7 においては左上が 63 で、その右隣が 62 となっている。一番右下が 0 である。この各分布図へのガウス関数を用いたフィットによって中心値を求めた。続いて、 x 軸方向の 64 列毎に求めた中心値の列依存性を確認する。

MIP ピークの中心値の x 軸方向依存性を示した図が図 5.8 である。やはり、両端の 6 列分の結晶についてはその値が小さく見積もられている。この両端それぞれ 6 列においては、較正定数を求める式 4.6 の \bar{p} に、列毎のガウス関数を用いたフィットから求めた中心値を代入した。両端のそれぞれ 6 列以外は、この両端以外の結晶での MIP ピークの中心値の分布分布を作り、さらにその分布にガウス関数をフィットして求めた中心値を \bar{p} に代入して計算した。両端 6 列分以外の結晶での MIP ピークの中心値の分布図とその分布図にガウス関数をフィットした図を図 5.9 に示す。図 5.9 の横軸はエネルギー [GeV] である。PHOS モジュールの両端のそれぞれ 6 列をのぞいているので、エントリー数は $3584 - (56 \times 6 \times 2) = 2912$ 個となっている。

以上のような方法で、両端のそれぞれ 6 列分に対する対応を行なった。その結果各素子毎の較正定数は図 5.10 のようになった。横軸と縦軸はそれぞれ PHOS の結晶数を表す。図 5.6 に見られた端の効果は補正できたといえる。

オンラインエネルギー較正で求めた補正係数 c_{online} の分布を図 5.11 に示す。ガ

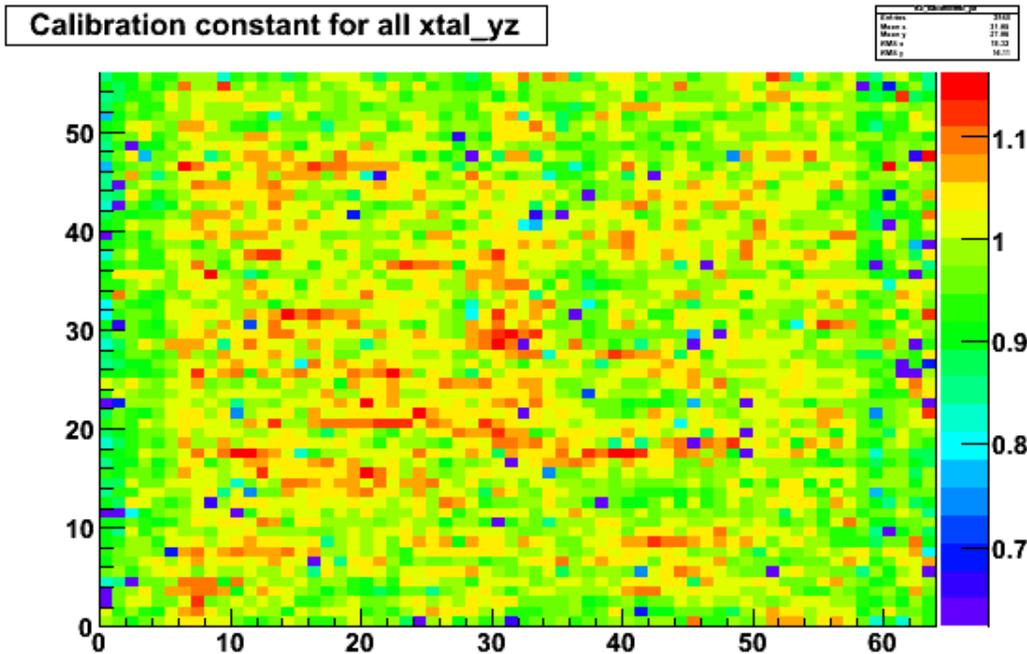


図 5.6: オンラインエネルギー較正で求めた較正定数の二次元ヒストグラム。横軸と縦軸は PHOS の結晶の幾何学的な配置に対応している。横軸が ALICE 座標系の x 軸方向で、縦軸が z 軸方向である。64×56 個の結晶が並んでいる。

ウス関数をフィットし、求めた補正係数の幅を求めると、 $4.0 \pm 0.8 \%$ であった。この誤差はフィットの誤差である。

このオンラインエネルギー較正で用いた RAW データは、ばらつき幅が 10% のばらつき係数 c_0 を各素子の APD 増倍率にかけたものである。もし、このばらつきをエネルギー較正によって正確に求めることができているならばこの c_{online} も 10% の幅をもつ分布になる。しかし、ここで求めた較正係数は故意に与えたばらつきよりも狭い幅で得た。この原因は各素子毎のエネルギー分布の作り方に起因していると考えられる。RAW データの ADC 出力値からクラスタリングを行ない、クラスタを構成する素子での測定エネルギーを足し合わせて入射粒子のエネルギーとしているが、クラスタを構成する素子のうち最も測定エネルギーが大きい素子の位置にその測定した入射粒子のエネルギーが落ちたとして、素子毎のエネルギー分布を作っている。つまり、ある素子でのエネルギー分布は、その素子に落とされたエネルギーだけを使って作っているわけではなく、他の素子で測定されたエネルギーの寄与も入ったエネルギー分布なのである。その結果、その素子でのばらつき度合の影響が小さく見積もられてしまうと考えられる。今後、オフラインエネルギー較正、イタレーションを行なうことで、ばらつき係数をより正確に見積もることができれば、求めた較正定数のばらつきの幅は徐々に広がっていき、完全にばらつきを較正できれば、その較正定数の幅は 10% になると考えられる。

求めた較正定数 c_{online} が正しく見積もられていれば、ばらつき係数 c_0 と相関があるはずである。その相関図を示したものが、図 5.12 である。横軸がばらつき

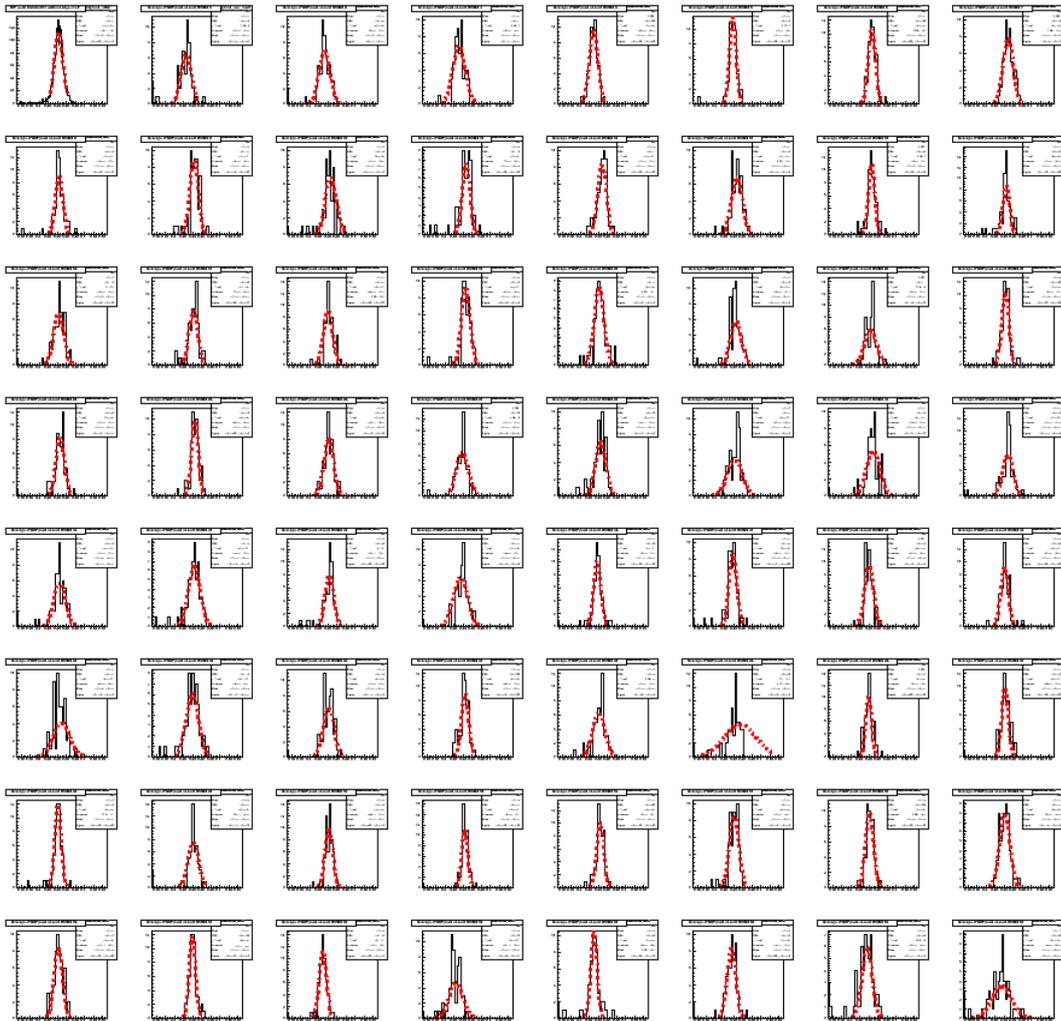


図 5.7: 各 64 列毎に、 z 軸方向の 56 個の結晶での MIP ピークの中心値を分布にし、さらにガウス関数でフィットした結果。図 5.6 の横軸のように 0 から 63 番目まで結晶に座標番号をつけると、左上が 63 番目で、右にいくほど座標番号は小さくなっていく。右下が 0 である。

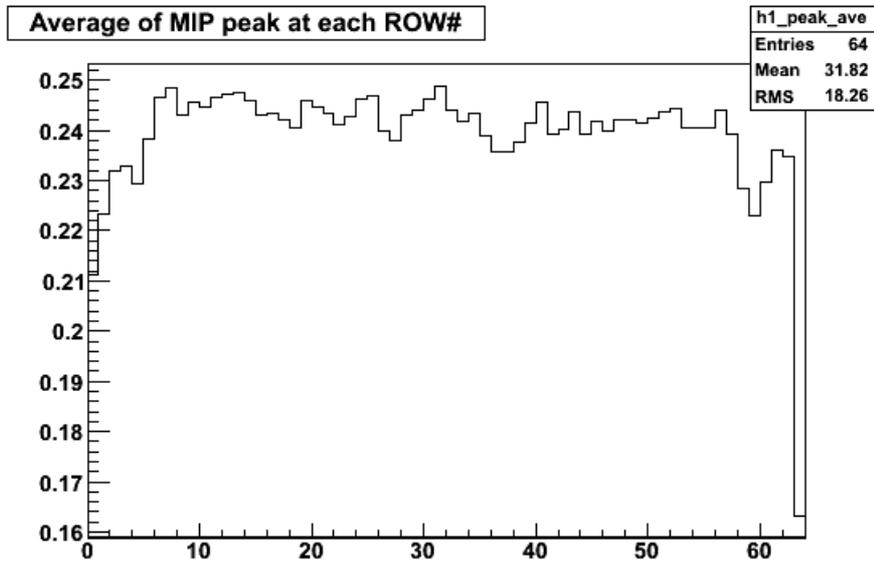


図 5.8: MIP ピークの中心値の ALICE 座標系の x 軸方向に対する依存性。両端のそれぞれ 6 列の MIP ピークの中心値が他の列に比べて小さい。

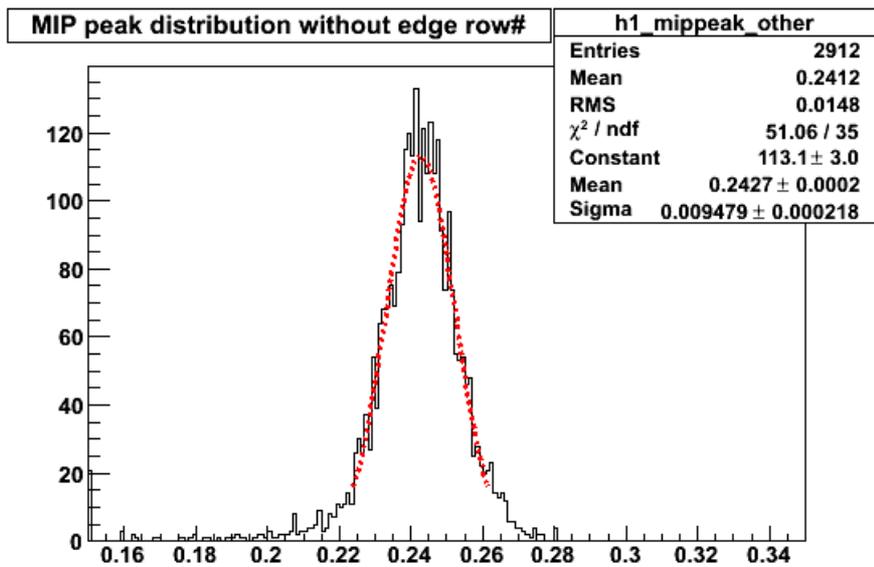


図 5.9: x 軸方向のそれぞれ両端 6 列以外の素子の MIP ピークの中心値の分布と、ガウス関数のフィットの結果。

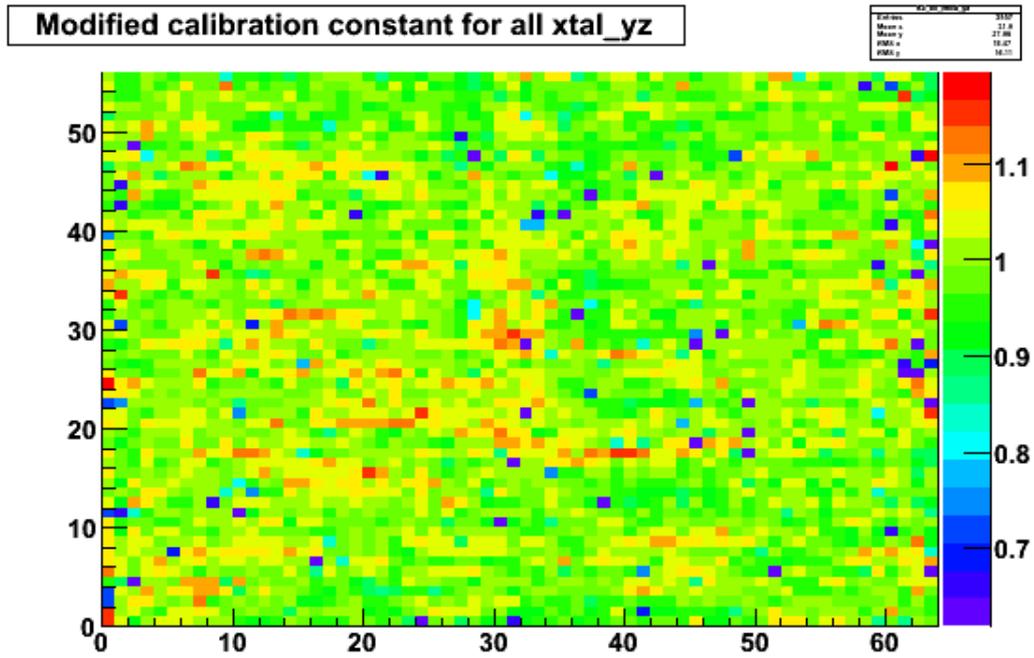


図 5.10: 端の効果を補正した後の、較正定数の2次元ヒストグラム。ALICE 座標系の x 軸方向の依存性を考えることで端の効果は補正できたといえる。

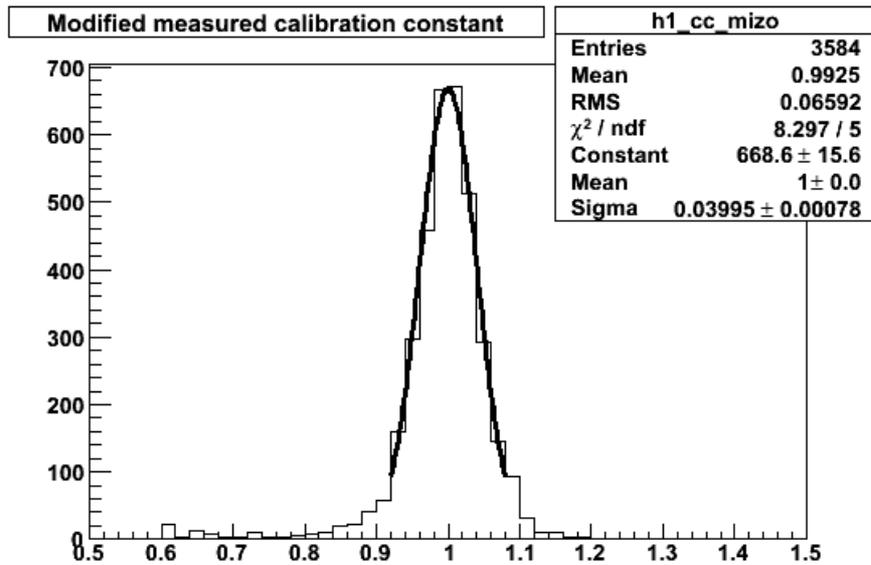


図 5.11: オンラインエネルギー較正によって求めた較正定数の分布。ガウス関数のフィットにより、分布の幅は $4.0 \pm 0.8\%$ である。

係数 c_0 で、縦軸が求めた較正定数 c_{online} である。右肩上がりの相関が少しみえている。

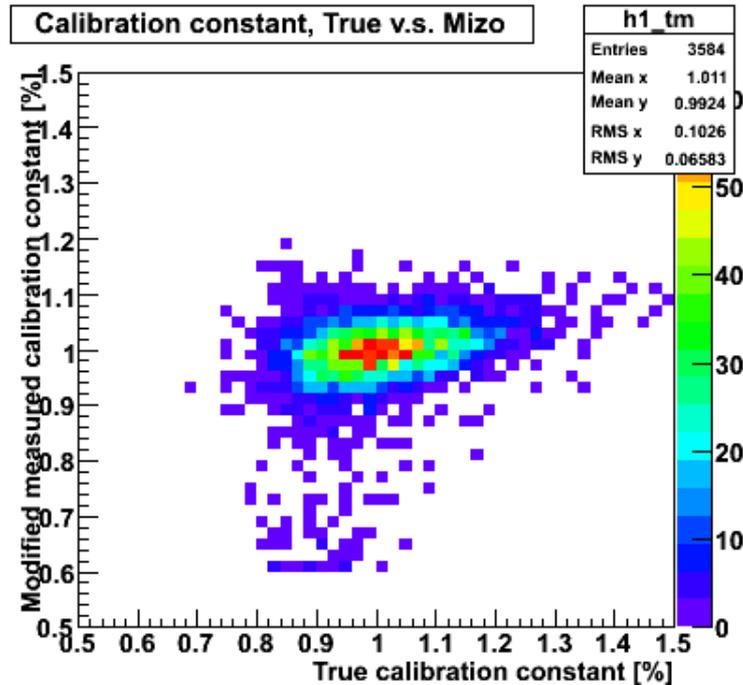


図 5.12: ばらつき係数 c_0 と較正定数 c_{online} との相関図

各素子における較正定数の精度は前述の式 4.8 で定義してある。各素子での較正精度の分布を示したものが図 5.13 である。横軸は精度を単位 [%] として表している。この分布の幅をオンラインエネルギー較正の精度とした。幅を求めるためにガウス関数をフィットした。その結果、オンラインエネルギー較正の精度は $8.84 \pm 0.17 \%$ と求めた。この誤差はフィットしたときの誤差である。

5.1.3 バックグラウンドのカット条件の最適化

前述のオンラインエネルギー較正では、4.3.3 で提案したカットのうち、もっとも S/N の大きくなるものを用いた。しかし、S/N が良くなることは最適であるとは限らない。本研究の目的にそった最適なカットは、MIP のエネルギーピークをバックグラウンドに対して優位にし、かつフィットによってその中心値を正確に見積もれるようなエネルギー分布をつくるカットである。

最適カットを求めるため、Dispersion のみを変化させたカットをかけ、今までと同様の手順で較正定数を求めた。それぞれのカットでのばらつき係数 c_0 との相関図を図 5.14、図 5.15、図 5.16、図 5.17 に示す。

この相関図の結果から、 $\text{Dispersion} \geq 1.2$ 、 $\text{NCells} \geq 0$ というカットが最適であることがわかった。以後はこのカットを最適カットとして定義する。

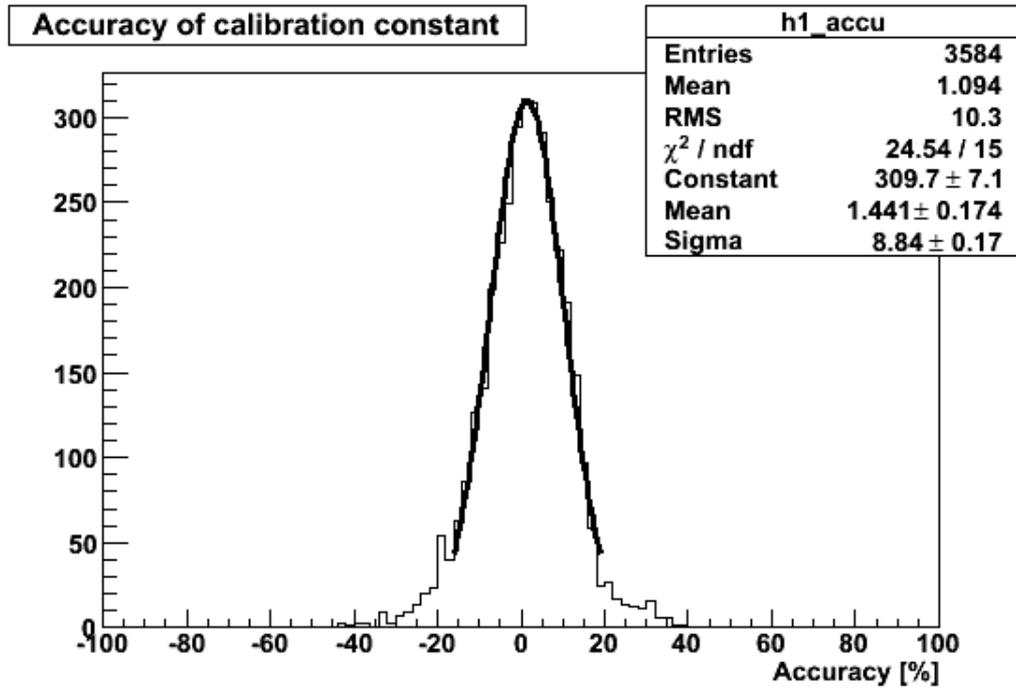


図 5.13: 各素子毎の較正定数の精度の分布。この分布の幅がオンラインエネルギー較正での精度となり、 $8.84 \pm 0.17 \%$ と求まった。

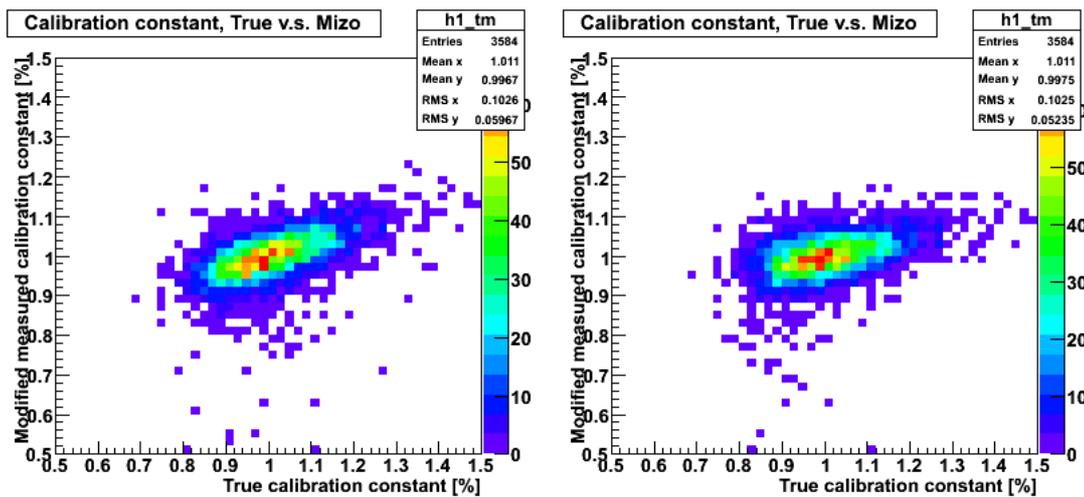


図 5.14: Dispersion ≥ 1.2 というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつきかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。
 図 5.15: Dispersion ≥ 1.6 というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。

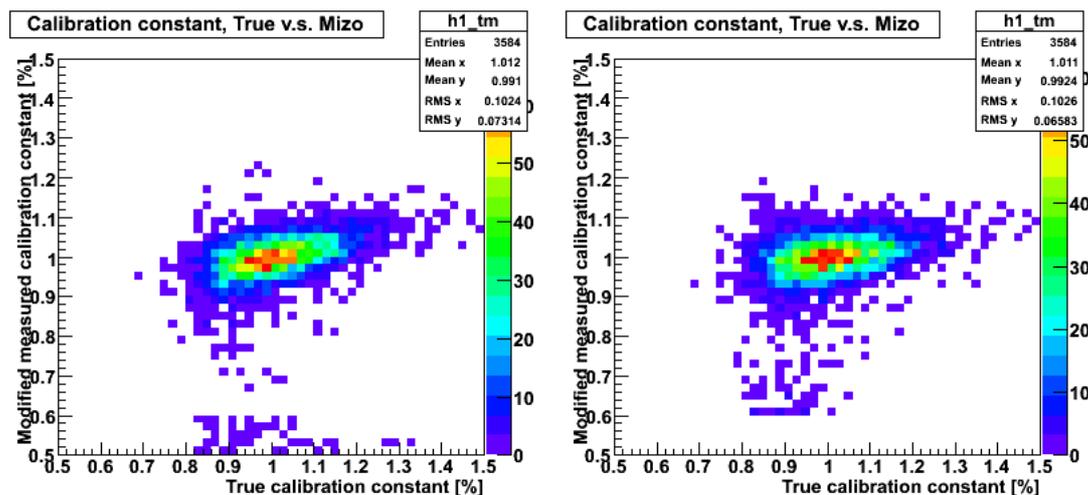


図 5.16: Dispersion ≥ 1.9 というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつきかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。 図 5.17: Dispersion ≥ 2.2 というカットをかけたときの較正定数 c_{online} とばらつきかけたときの較正定数 c_{online} とばらつき係数 c_0 との相関図。

5.1.4 最適カット条件下での較正定数と較正精度

最適カットが Dispersion ≥ 1.2 、NCells ≥ 0 と求めたので、この最適カットをかけてオンラインエネルギー較正での較正定数と較正精度を求め直した。

この結果、図 5.18 に示すような較正定数を得た。横軸と縦軸はそれぞれ PHOS モジュールの結晶配置に対応する。

最適カットのもとで求めた較正定数の分布を図 5.19 に示す。図 5.11 の時と同様に、ガウス関数をフィットした結果、較正定数の幅は $4.8 \pm 0.1 \%$ と求めることができた。この誤差は分布に対するガウス関数のフィットの誤差である。

また、故意にばらつかせている係数との相関図を図 5.20 に示す。

最適カットを用いたときのオンラインエネルギー較正の精度は、各素子での較正精度の分布図 5.21 から、較正精度 $7.73 \pm 0.15 \%$ という値を得た。この誤差は精度の分布に対するフィットの誤差である。これは、S/N が最も良くなるカットのときよりも約 1% 改善している。

5.2 オフラインエネルギー較正

5.2.1 荷電粒子のつくるエネルギー分布の中心値の見積もり

PHOS で測定されたクラスターのエネルギーの分布図に最適カットをかけ、さらにランダウ関数を $-\sigma \sim 3\sigma$ のフィット領域でフィットした図を図 5.22 に示す。

オフラインエネルギー較正でも、基本的にはオンラインエネルギー較正と同様の手順で解析を行なった。各結晶のエネルギー分布へのフィットの確認のため図 5.23 に示すように、 χ^2/NDF を確認した。

さらに、フィットしたランダウ関数の各パラメータとそのフィットの誤差の分布の確認を行なった。また、エネルギー分布におけるエントリー数と、フィット

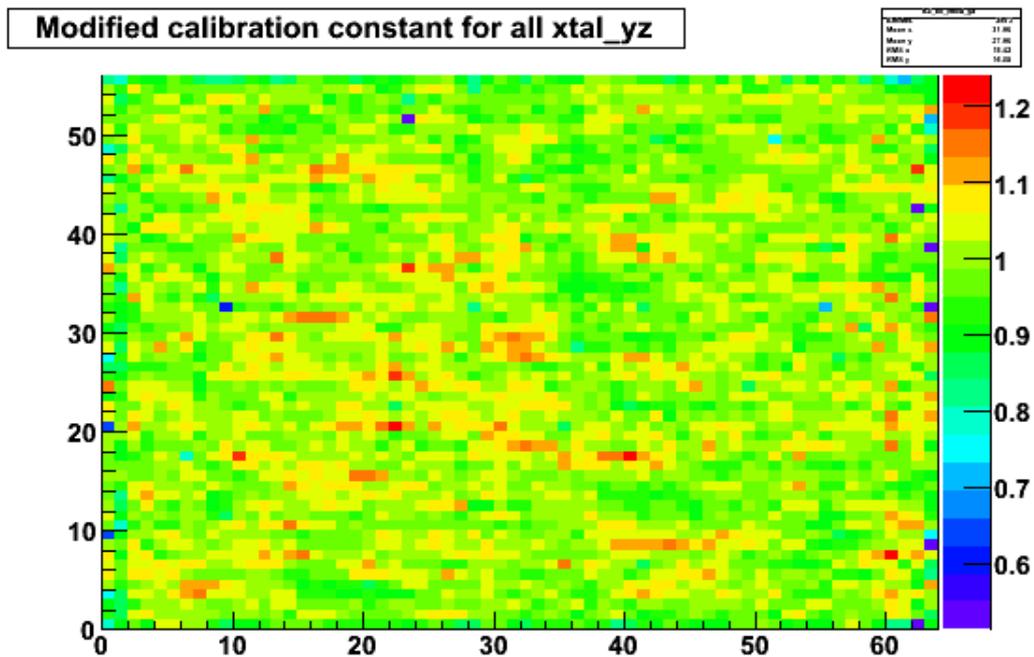


図 5.18: 最適カットをかけたときの、較正定数の2次元ヒストグラム。端の効果の補正を施したものであり、端の効果は補正できているといえる。

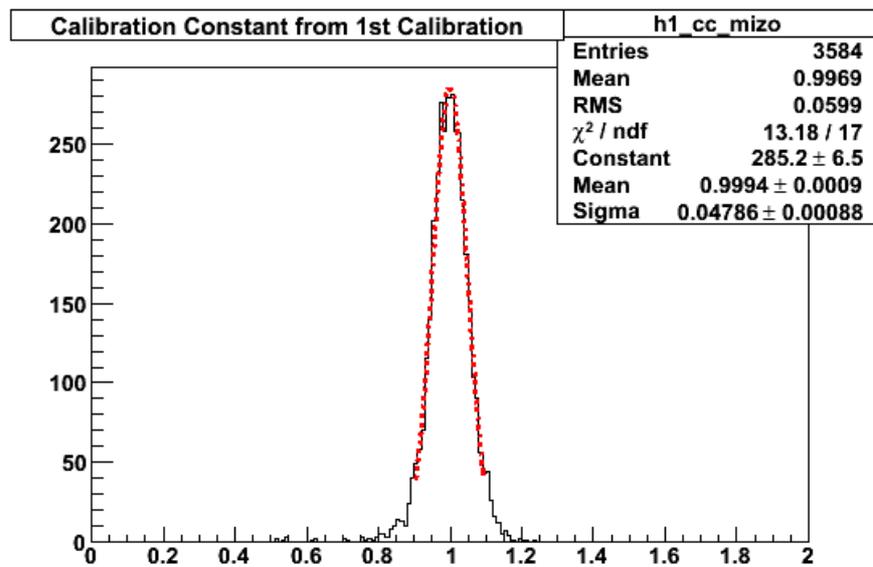


図 5.19: 最適カットである $\text{Dispersion} \geq 1.2$ 、 $\text{NCells} \geq 0$ というカットをかけたときのオンラインエネルギー較正によって求めた較正定数の分布。ガウス関数をフィットした結果、その幅は $4.8 \pm 0.1\%$ と求まった。

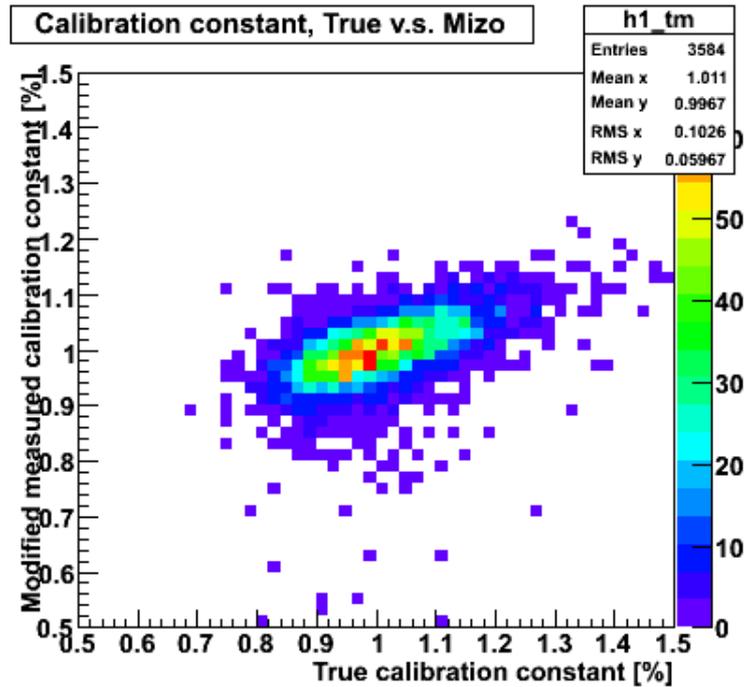


図 5.20: ばらつき係数と、最適カットをかけたときのオンラインエネルギー較正によって求めた較正定数 C_{online} の相関図。横軸がばらつき係数で、縦軸が C_{online} である。

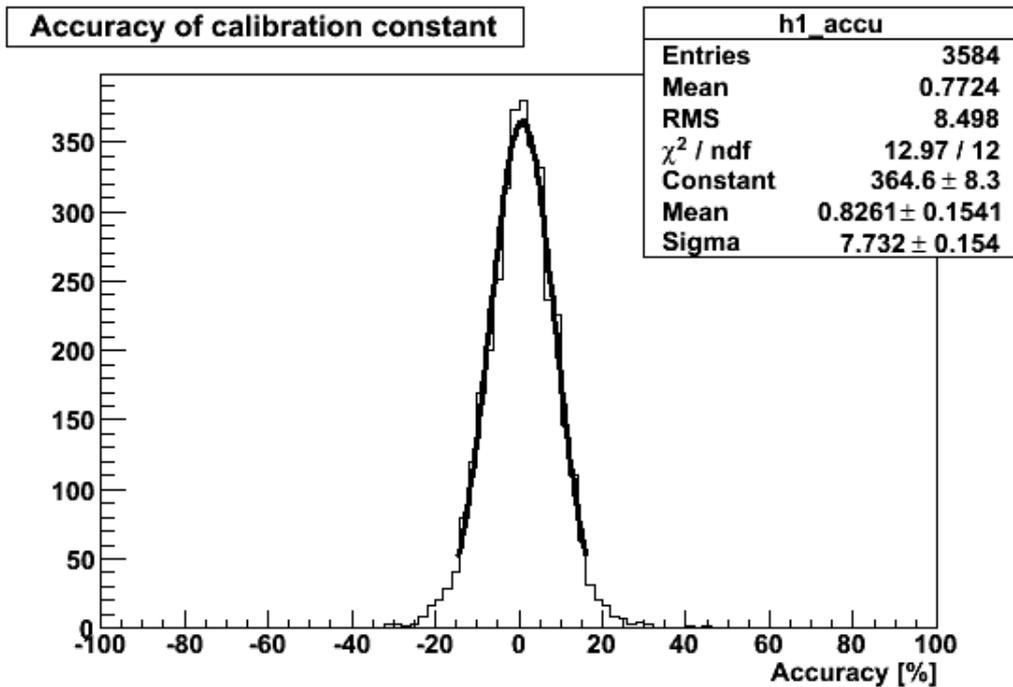


図 5.21: 最適カットをかけたときの各素子の較正定数の精度の分布図。ガウス関数をフィットすることで、オンラインエネルギー較正精度となる幅は $7.73 \pm 0.15\%$ と求まった。

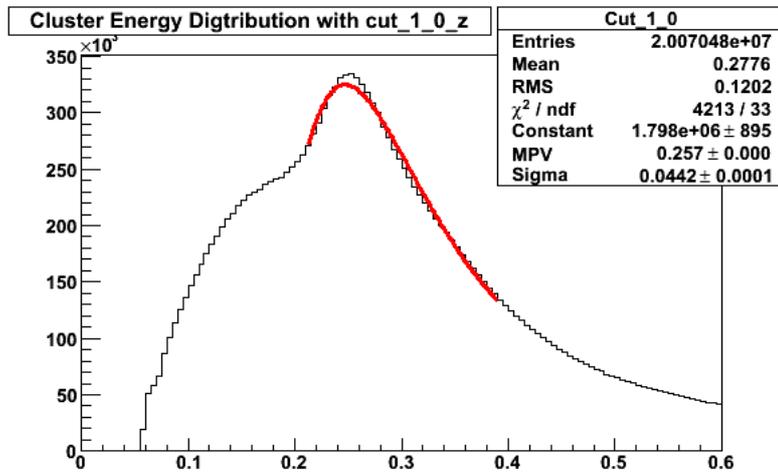


図 5.22: 最適カットをかけた後の PHOS で測定されたエネルギー分布に対するランダウ関数のフィット結果

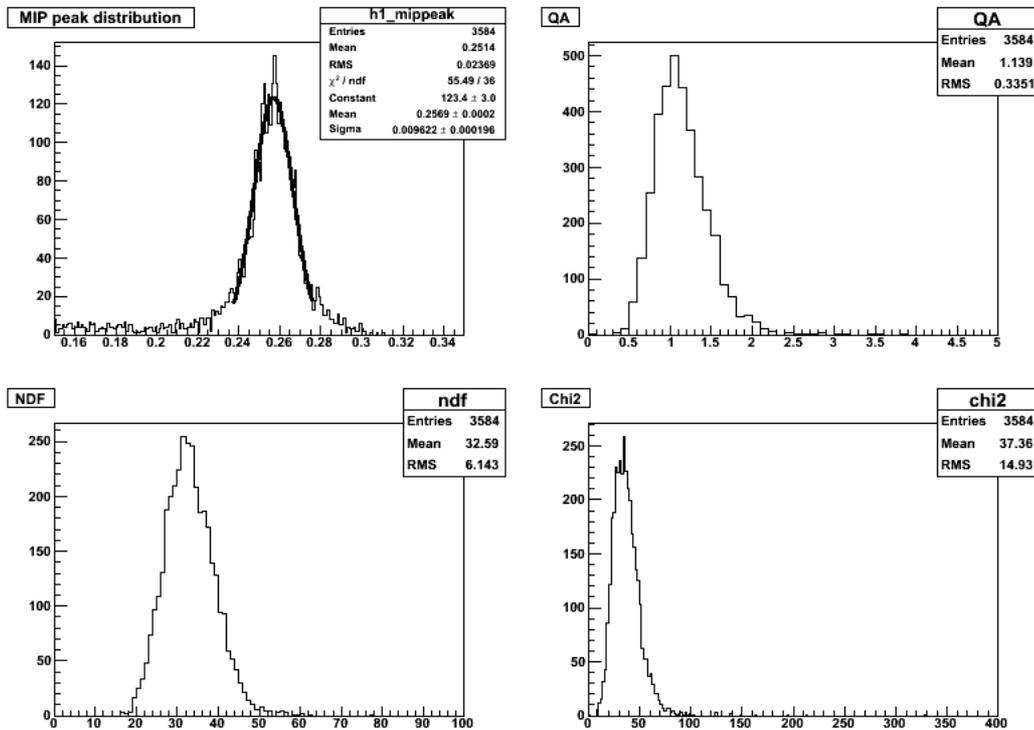


図 5.23: 左上は、フィット関数のランダウ関数の中心値の分布図である。これが求めたい MIP のエネルギー分布の中心値である。右上はフィットがうまくできているかを示す指標の χ^2 / NDF である。左下は NDF の分布図で、右下が χ^2 の分布図である。

領域でのエントリー数の確認を行なった。その結果、フィットに問題はなく、期待通りにフィットできていることがわかった。以下にその図を示す。

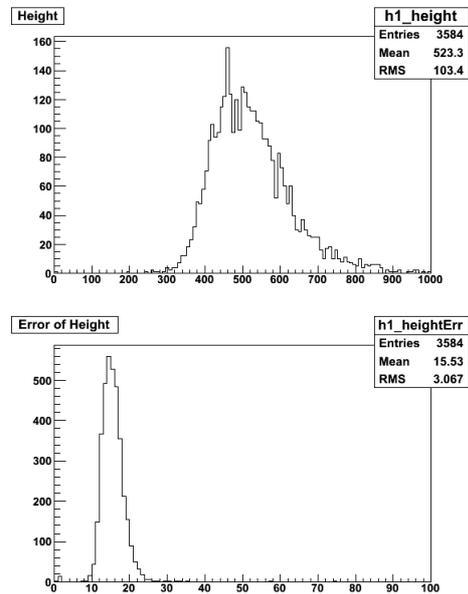


図 5.24: 各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

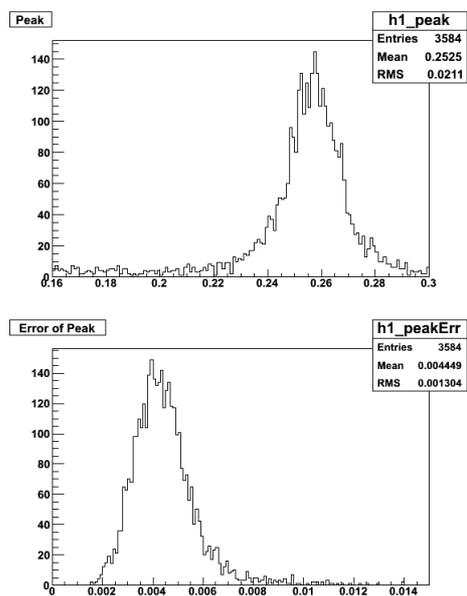


図 5.25: 各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

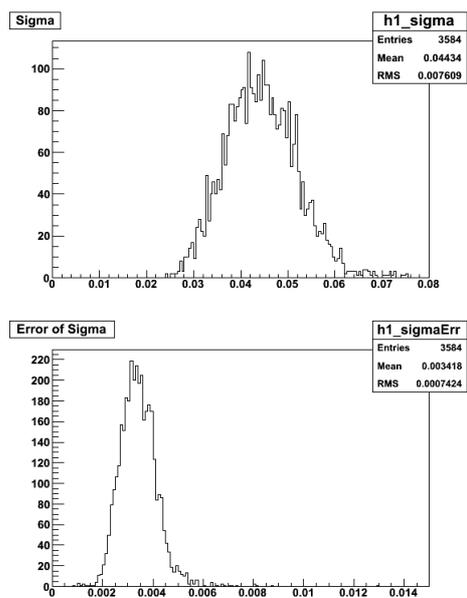


図 5.26: 各素子へフィットをしたランダウ関数の幅のパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

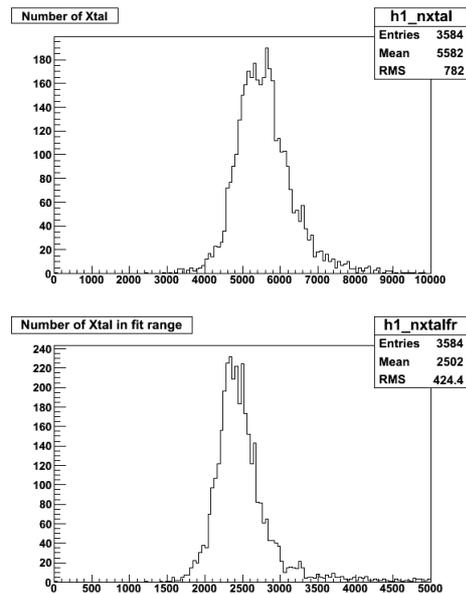


図 5.27: 各素子毎のエントリー数の分布図 (上) と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図 (下)。

5.2.2 較正定数と較正精度

各素子でのエネルギー分布にフィットし、MIP ピークの中心値から各素子での較正定数を求めた。その 2 次元分布図を図 5.28 に示す。オンラインエネルギー較正の時は、端の効果として 64 列ある x 軸方向の両端の 6 列が全体に対して、較正定数が小さいという効果が表れていたが、ここではまた別の効果が見えている。

オンラインエネルギー較正の時と同様に、x 軸方向の 64 列毎にある 56 個の素子のエネルギー分布にガウス関数をフィットし、その中心値をその列の MIP ピークのエネルギー中心値として求め、その 64 列毎の MIP ピークの中心値を示すのが図 5.29 である。この図から、両端 6 列分は全体に対して小さく、端から 7 列目から 10 列目までの 4 列は全体に対して大きいことがわかった。全体に対して大きく見積もられている 4 列に対しては、その原因を調べている。

両端 10 列分については、オンラインの時と同様に、較正定数を求める式 4.10 の \bar{p} に、図 5.29 に示すように、求めた各列毎の MIP ピークの中心値を代入した。両端の 10 列以外は、この両端以外の結晶での MIP ピークの中心値の分布を作り、さらにその分布にガウス関数をフィットして求めた中心値を \bar{p} に代入して計算した。こうして端の効果を補正して求め直した較正定数の 2 次元分布図を図 5.30 に示す。横軸と縦軸は PHOS の結晶の幾何学的な配置に対応しており、横軸が ALICE 座標系の x 軸方向で 64 個の結晶が並んでおり、縦軸は z 軸に対応しており、56 個の結晶が並んでいる。この図では、図 5.28 に見られた較正定数の偏りは見られず、端の効果を補正できたと言える。

こうして求めたオフラインエネルギー較正での較正定数 $c_{offline}$ の分布図を図?? に示す。この分布図にガウス関数をフィットし、その幅を求めると、 $3.4 \pm 0.1\%$ であった。この誤差は分布に対するガウス関数のフィットの誤差である。

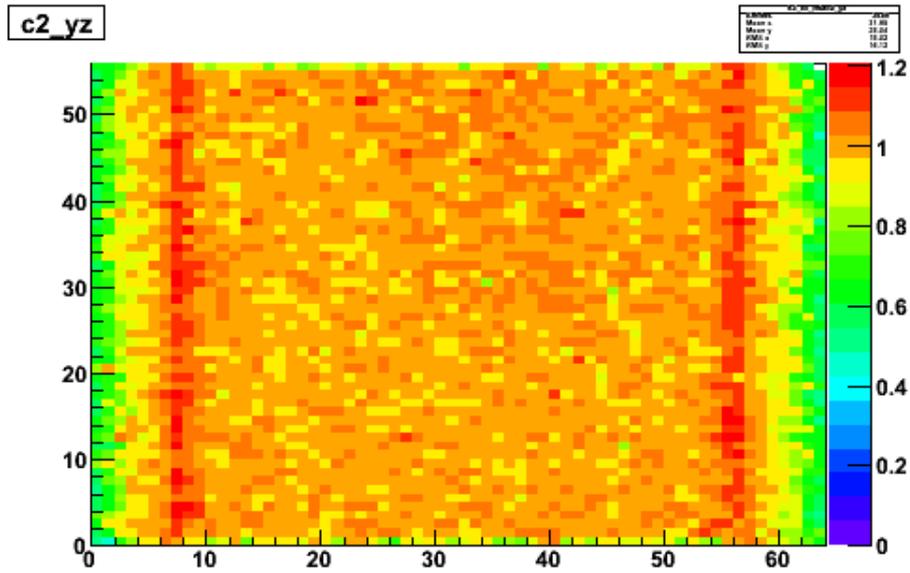


図 5.28: オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の2次元ヒストグラム。オンラインエネルギー較正のときとは少し違う端の効果が見えている。

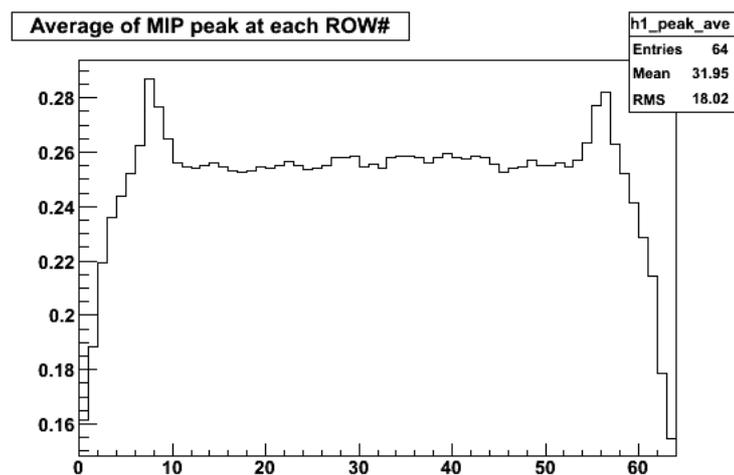


図 5.29: オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の x 軸依存性の図。両端 6 列はオンラインのときと同様に全体に対して小さいが、ここではさらに端から 7 列目から 10 列目までが全体に対して大きく見積もられていることがわかる。

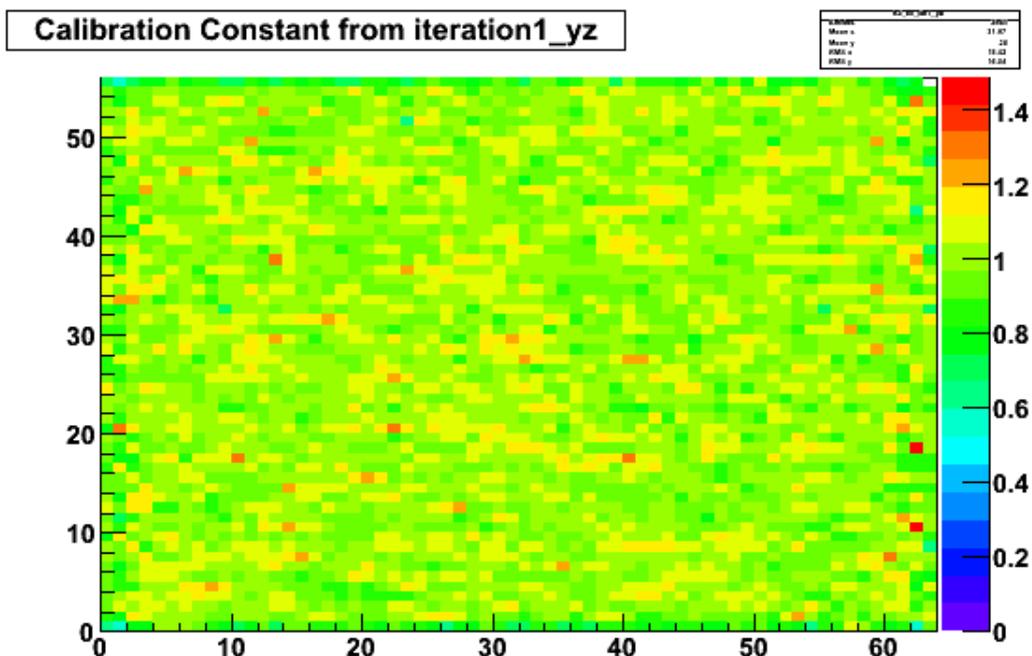


図 5.30: オフラインエネルギー較正で求めた較正定数に端の効果を補正した較正定数の 2 次元ヒストグラム。図 5.28 に見られてような分布の偏りはなくなっている。

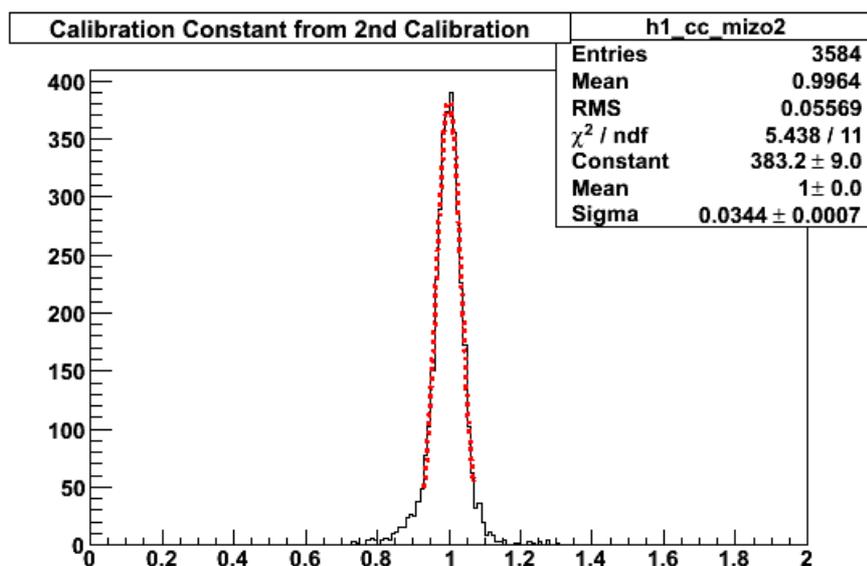


図 5.31: オフラインエネルギー較正で求めた較正定数の分布図。ガウス関数のフィットにより、その幅は $3.4 \pm 0.1\%$ であった。

このオフラインエネルギー較正に用いたESDデータでは、各素子毎にAPD増倍率をばらつかせている係数は、RAWデータを作る際に与えた幅10%の c_0 とオンラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_1 をかけたものである。このオフラインエネルギー較正によって、各素子のばらつきを正しく見積もることができているかの確認として、 c_0c_1 と c_2 の相関図をつくった。その図が図5.32である。この図では右肩上がりの相関があることがわかり、このオフラインエネルギー較正が正しくばらつきを見積もれていることを示している。

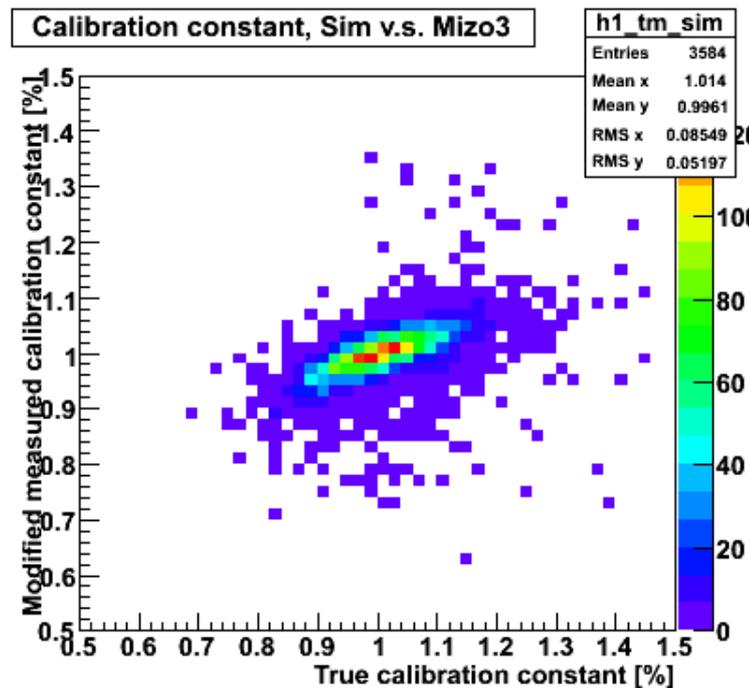


図 5.32: ESD データのばらつき c_0c_1 とオフラインエネルギー較正で求めた較正定数 c_2 の相関図。

各素子毎の $c_0 \times c_1$ に対する、オフラインエネルギー較正で求めた較正定数 $c_{offline}$ の較正精度は以下の式で与えられる。

$$Accuracy_{offline} = \frac{c_0c_1 - c_2}{c_0c_1} \times 100 \quad [\%] \quad (5.1)$$

オフラインエネルギー較正による各結晶での較正精度の分布図を図 5.33 に示す。分布にガウス関数をフィットしその幅を求めると、 $10.5 \pm 0.2 \%$ であった。この誤差はガウス関数のフィットによる誤差である。

荷電粒子を用いたエネルギー較正として、オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正を組み合わせた場合の較正定数と較正精度についての結果を示す。

オンラインとオフラインを組み合わせたエネルギー較正定数は c_1c_2 である。その分布図を図 5.34 に示す。分布にガウス関数をフィットしてその幅を求めると $6.7 \pm 0.1 \%$ であった。オンラインエネルギー較正だけのときは $4.8 \pm 0.1 \%$ であったので、予測どおりその幅は広がっている。しかし、故意にばらつかせてある 10%にはまだ到達していない。

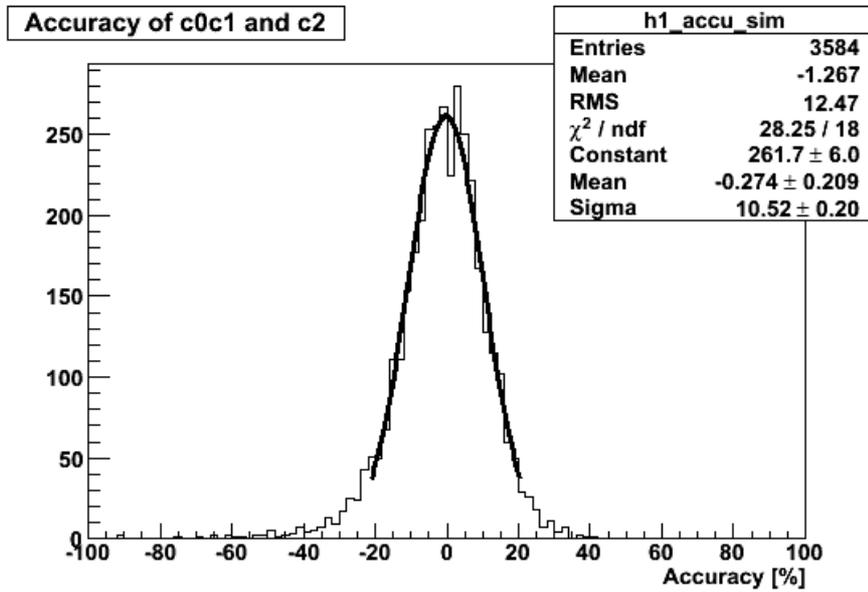


図 5.33: オフラインエネルギー較正での各素子の較正精度の分布図。ガウス関数のフィットから、この幅は 10.5 ± 0.2 %であった。

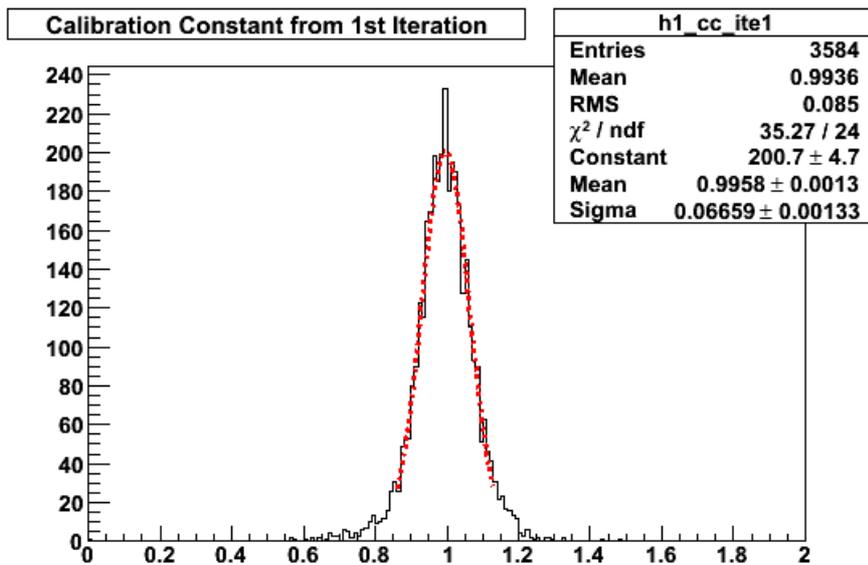


図 5.34: オンラインとオフラインを組み合わせで求めた較正定数 $c1c2$ の分布図。ガウス関数のフィットにより、その幅は 6.7 ± 0.1 %であった。

オンラインとオフラインを組み合わせたエネルギー較正によって求めた較正定数とばらつき係数 c_0 との相関図を図 5.35 に示す。この図では、はっきりと較正定数とばらつき係数に相関が現われている。

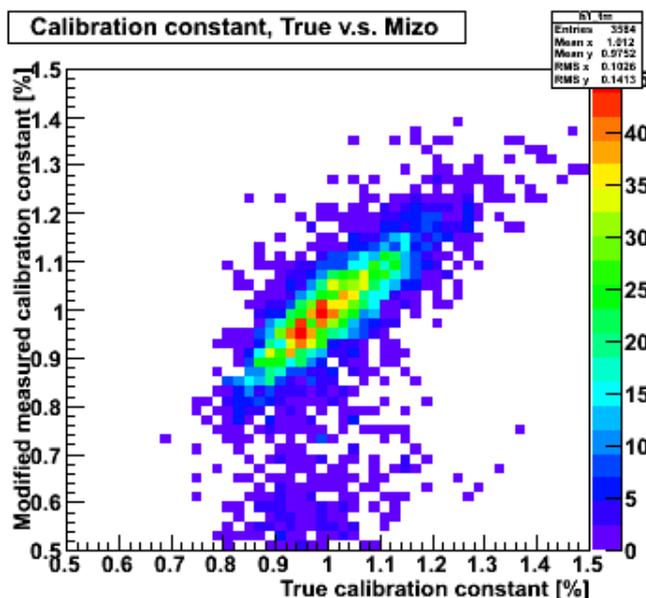


図 5.35: オンラインとオフラインのエネルギー較正を組み合わせたときの較正定数 c_1c_2 とばらつき係数 c_0 の相関図。はっきりとした相関が現われている。

オンラインとオフラインを組み合わせたエネルギー較正によって求めた各素子での較正定数の精度は 4.12 で与えられる。この較正精度の分布図を図 5.36 に示す。ガウス関数にフィットにより幅は $5.48 \pm 0.11 \%$ と求まった。ここでの誤差は各素子での較正精度の誤差である。

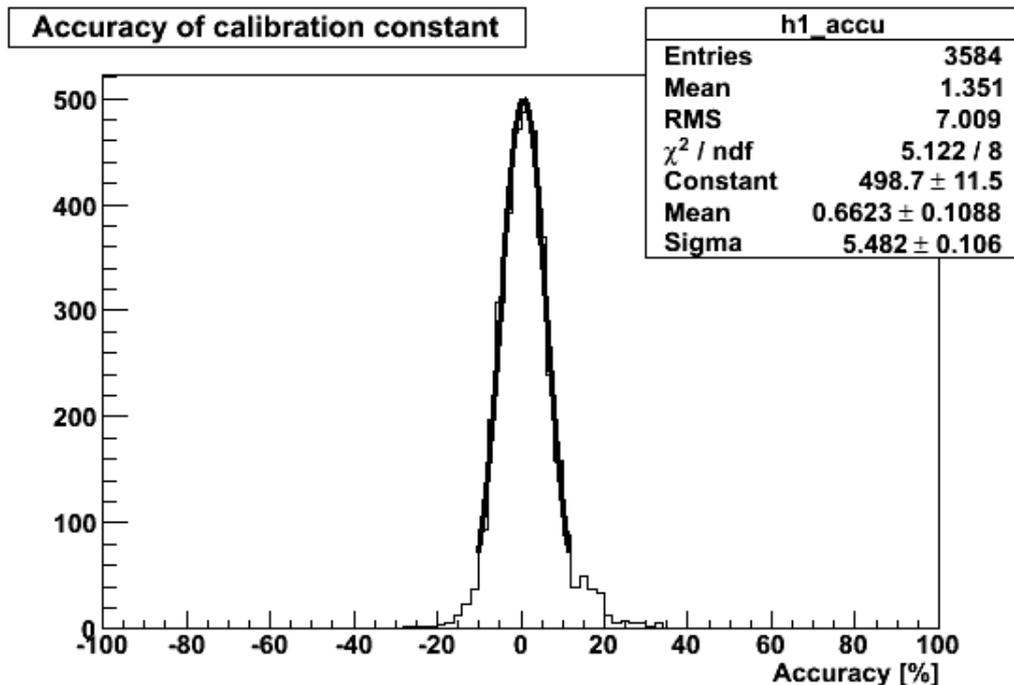


図 5.36: オンラインとオフラインを組み合わせたエネルギー較正によって求めた各素子の較正定数の精度の分布図。ガウス関数のフィットによりこの幅は 5.48 ± 0.11 %であった。

5.2.3 イタレーションによる較正精度の向上

オンラインエネルギー較正とオフラインエネルギー較正の結果を反映させて作り直したESDデータを用いて、さらにエネルギー較正を行なった結果を示す。

1回目のイタレーションによる結果を示す。最適カットである $\text{Dispersion} \geq 1.2$ 、 $\text{NCCells} \geq 0$ というカットをかけた各素子でのエネルギー分布に、ランダウ関数を $-\sigma \sim 3\sigma$ の領域でフィットした。フィットが正しくできているかを確認するため、前述のとおり、フィットの χ^2/NDF を確認した(図 5.37)。その結果、 χ^2/NDF の分布は1付近に分布しており、フィットは正しく行なっていた。

さらに、フィットの確認のため、フィットしたランダウ関数の各パラメータとそのフィットの誤差の分布をチェックした。また、エネルギー分布におけるエントリー数と、フィット領域でのエントリー数の確認も行なった。その結果、フィットに問題はなく、期待通りにフィットできていることがわかった。以下にその図を示す。

各エネルギー分布へのフィットから、MIPピークを中心値を求め、その中心値から各素子での較正定数を求めた。このとき、端の効果の補正として、10列分に対して5.2.2で行なった方法と同様の方法の補正を施した。その結果得た各素子での較正定数の分布を図 5.42 に示す。分布にガウス関数をフィットすることで、その幅を 3.5 ± 0.1 %と求めた。この誤差は分布に対するフィットの誤差なのである。

1回目のイタレーションで求めた較正定数 c_3 と、このESDデータのばらつきである $c_0c_1c_2$ の相関図を図 5.43 に示す。横軸がESDデータのばらつき $c_0c_1c_2$ で、

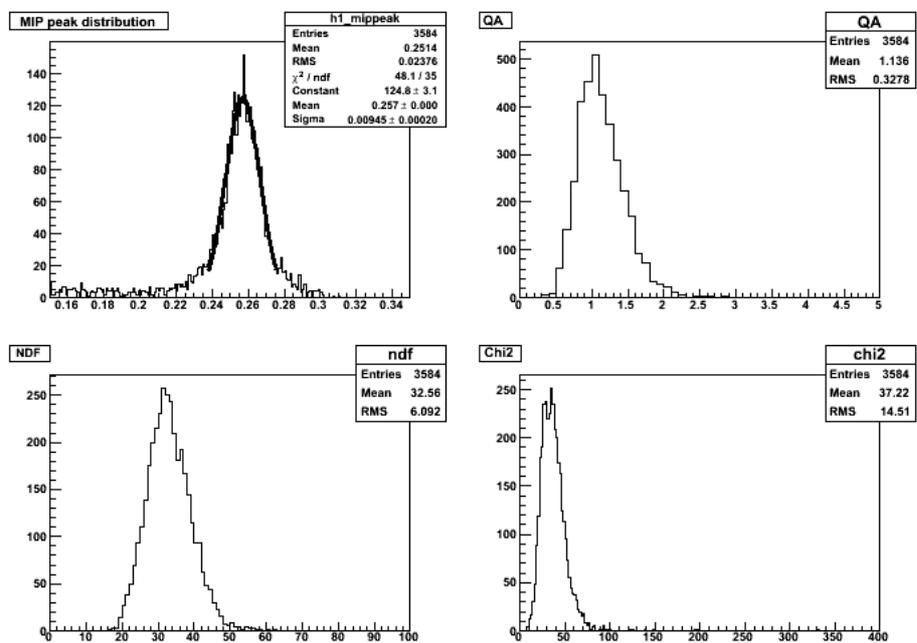


図 5.37: cut10 に対するフィットの X/ndf など。

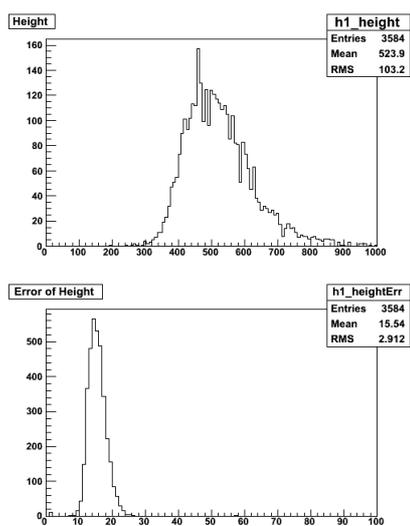


図 5.38: 各素子へフィットをしたランダウ関数の高さのパラメータの分布図 (上) と、その誤差の分布図 (下)。

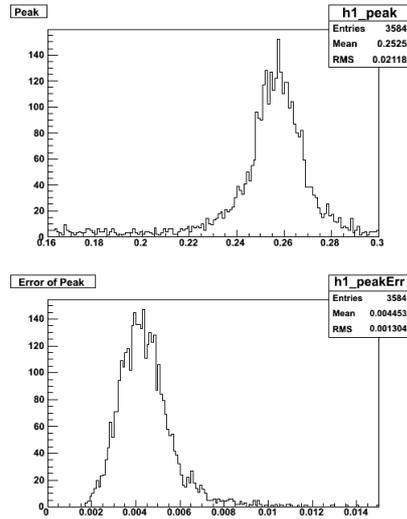


図 5.39: 各素子へフィットをしたランダウ関数の中心値のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。

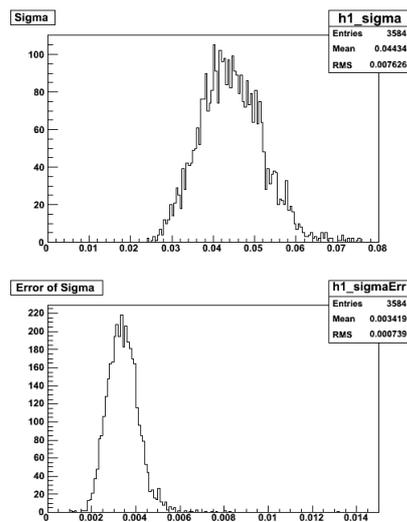


図 5.40: 各素子へフィットをしたランダウ関数の幅のパラメータの分布図(上)と、その誤差の分布図(下)。

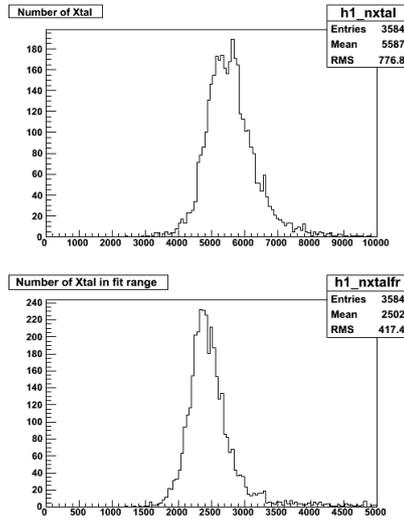


図 5.41: 各素子毎のエントリー数の分布図 (上) と、ランダウ関数をフィットした領域でのエントリー数の分布図 (下)。

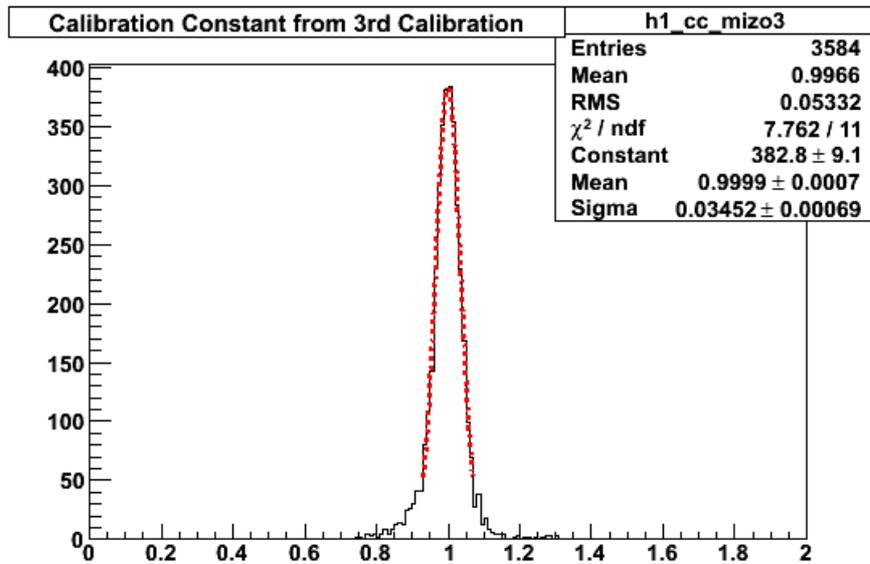


図 5.42: 1回目のイタレーションで得た較正定数。その幅はガウス関数のフィットから $3.5 \pm 0.1\%$ であった。

縦軸がこのイタレーションで求めた較正定数 c_3 である。この図から、イタレーションに較正定数には ESD データのばらつきと相関があることがわかり、正しく較正定数を求めることができていると言える。

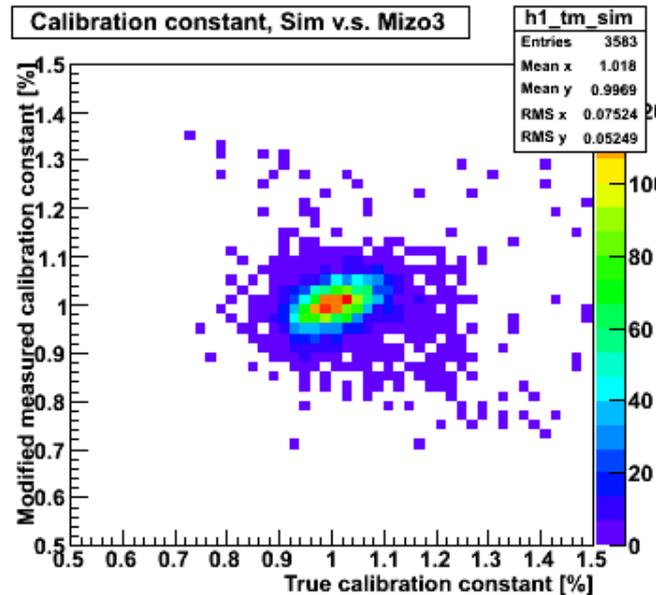


図 5.43:

1 回目のイタレーションで求めた較正定数 c_3 の $c_0c_1c_2$ に対する精度を以下の式 5.2 で定義する。

$$Accuracy_{iteratin1} = \frac{c_0c_1c_2 - c_3}{c_0c_1c_2} \times 100 \quad [\%] \quad (5.2)$$

1 回目のイタレーションによって求めた各素子での較正定数の精度の分布を図 5.44 に示す。ガウス関数のフィットにより、その幅は $7.7 \pm 0.2 \%$ であった。この誤差はガウス関数のフィットの誤差である。

荷電粒子を用いたエネルギー較正によって求めた各素子の較正定数は $c_1c_2c_3$ であり、この較正定数と 10% の幅でばらついている係数 c_0 との相関図を図 5.45 に示す。横軸が c_0 で、縦軸が $c_1c_2c_3$ である。図 5.35 に比べさらに強い相関が現れており、イタレーションにより、さらにばらつきを精度よく求めることができていると言える。

1 回のイタレーションまでで求めた較正定数 $c_1c_2c_3$ のばらつき係数 c_0 に対する各素子での較正精度の分布図を図 5.46 に示す。ガウス関数のフィットの結果、幅は $4.71 \pm 0.10 \%$ と求めた。この誤差は各結晶での較正精度に対するフィットの誤差である。

これまでエネルギー較正を、オンラインで 1 回、オフラインで 2 回行った。その結果、較正精度は図 5.47 のように変化した。横軸はキャリブレーションの回数を表し、縦軸は較正精度である。つまり、横軸の 1 はオンラインエネルギー較正を表し、2 はオフラインエネルギー較正を表し、3 は 1 回目のイタレーションの結果を表す。図の各点には、それぞれのエネルギー較正において、較正定数の精度の分布にフィットしたときのフィットの誤差をつけている。

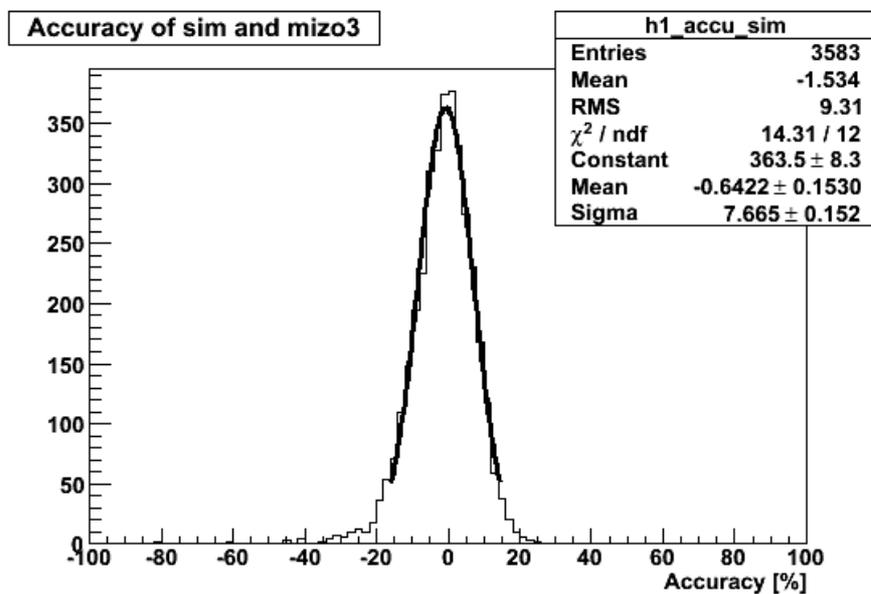


図 5.44: 1 回目のイタレーションによって求めた各素子の較正定数の分布図。ガウス関数のフィットにより、幅は 7.7 ± 0.2 % であった。

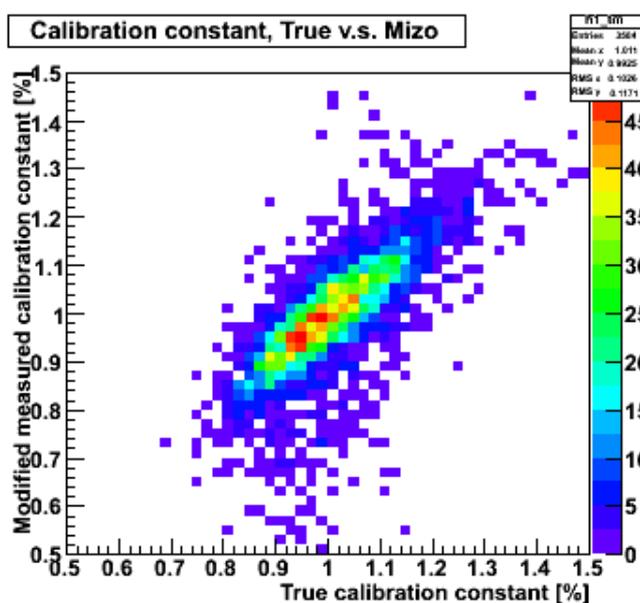


図 5.45: オフラインでの 1 回目のイタレーションにより求めた較正精度 c_3 まで反映させた較正定数 $c_1c_2c_3$ とばらつき係数 c_0 との相関図。傾きが 1 の右肩上がりの相関がはっきりと現われている。

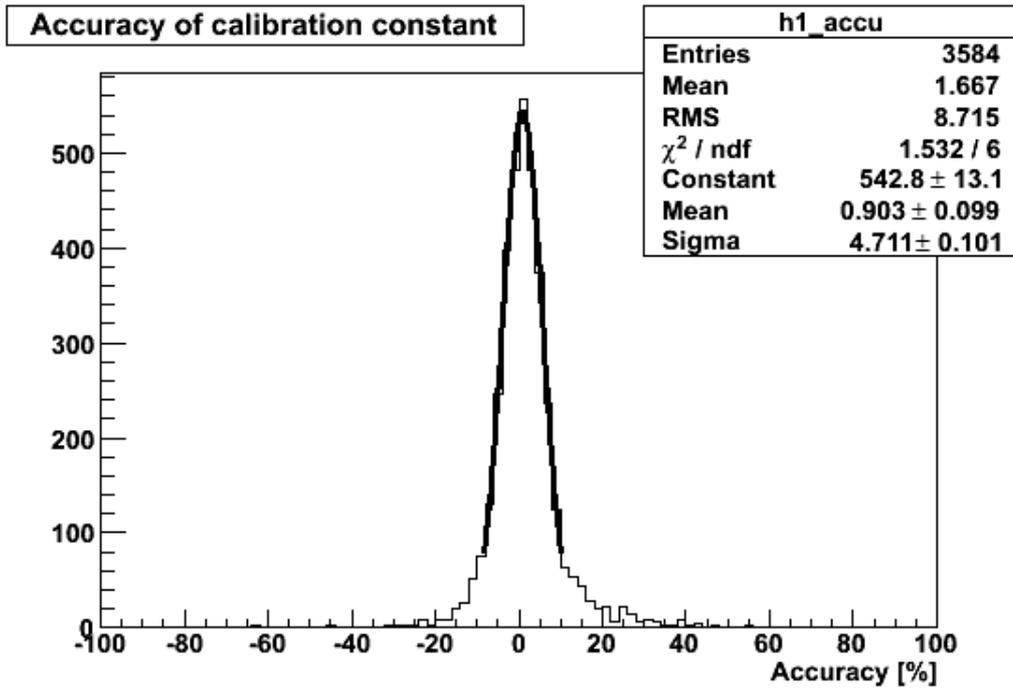


図 5.46: 1 回のイタレーションまでを反映させた各素子での較正精度の分布図。ガウス関数のフィットの結果、幅は 4.71 ± 0.10 % であった。

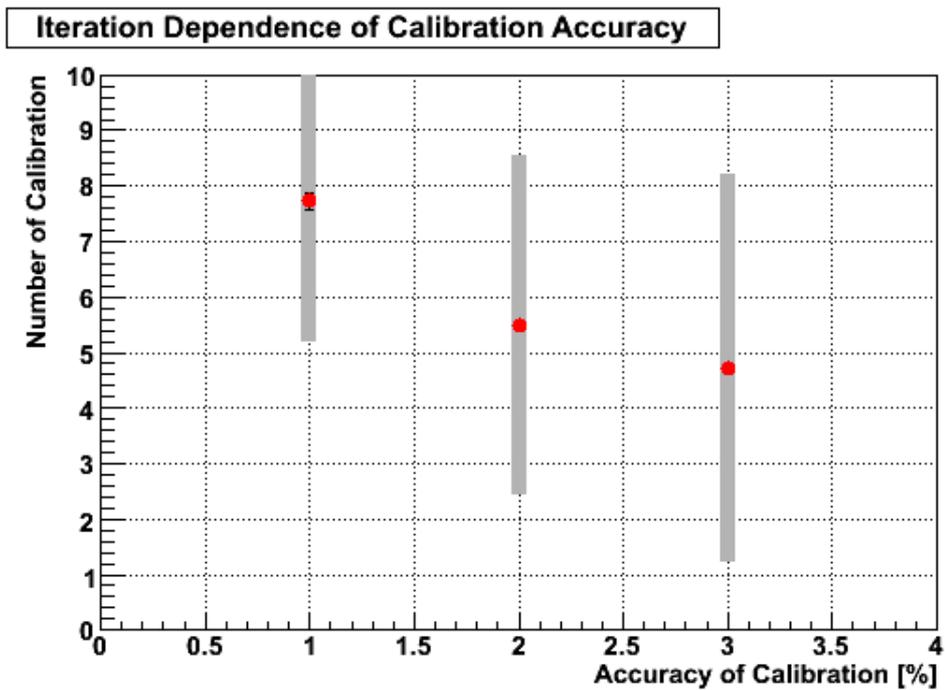


図 5.47: 較正精度の較正回数依存性。エラーバーは各素子の較正精度の分布図にガウス関数をフィットしたときの誤差である。

第6章 結論

本研究では、CERN 研究所の LHC 加速器において始まった ALCE 実験が備える電磁カロリメータ PHOS の、荷電粒子を用いたエネルギー較正手法を確立した。

エネルギー較正手法には、いくつかの手法があるが、本研究では、高い運動量を持った荷電粒子が物質中で電離作用によって典型的に落とすエネルギーに着目したエネルギー較正手法を行なった。

用意したシミュレーションデータを用い、オンラインエネルギー較正、オフラインエネルギー較正、オフラインでのイタレーションという3段階に分けて、エネルギー較正を行なった。

エネルギー較正回数とその較正精度の関係を以下の図に示す。図の横軸の値はエネルギー較正回数で1回目はオンラインエネルギー較正、2回目はオフラインエネルギー較正、3回目はオフラインでの1回目のイタレーションである。縦軸はエネルギー較正の精度である。図に示すように、1回目では、7.73%、2回目では5.48%、3回目では4.71%の精度を得た。しかし、目標とする1.6%の精度を達成するためには、さらに改善する必要がある。

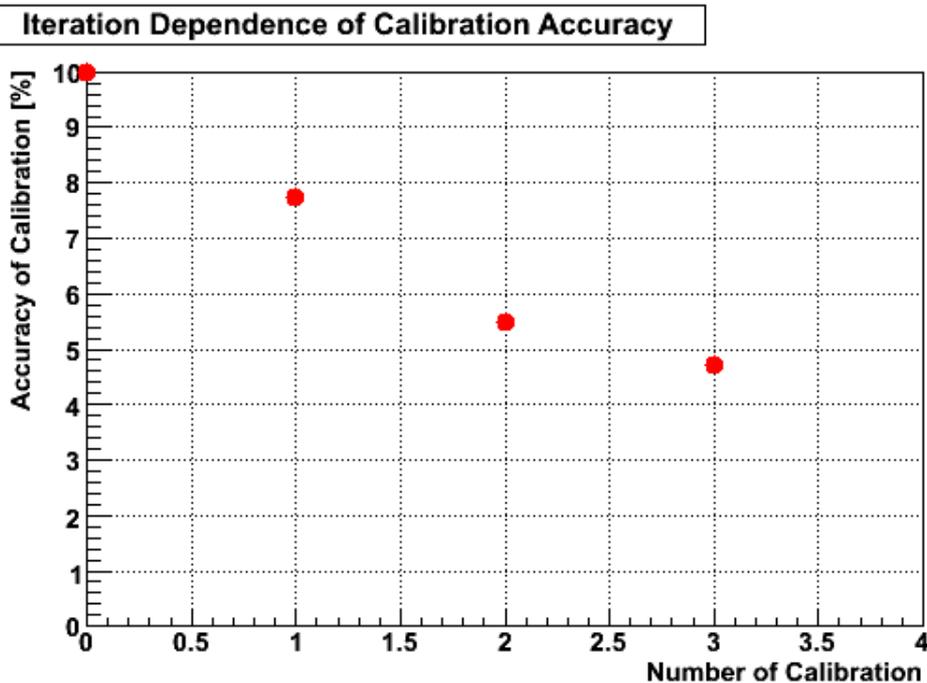


図 6.1: エネルギー較正回数とその精度。

本研究において確立した荷電粒子を用いたエネルギー較正手法を用いることで、2009年夏に予定している重心系衝突エネルギー 14TeV での陽子+陽子衝突実験が

行われた際、直ちに PHOS のエネルギー較正を行なう準備が整ったと言える。

第7章 謝辞

この論文を書くにあたり、ご支援を頂いたすべての人に心から感謝致します。まず、指導教官であり、多くの研究指導をして頂いた杉立先生に心より感謝致します。杉立先生には、CERNへ出張しPHOS実機の製作などを行なう機会を与えて頂き、また、各ミーティングでも的確なアドバイスをして頂きました。本当にありがとうございました。鳥井さんには、本研究を進める上で、本当に多くのアドバイスと指針を頂きました。鳥井さんとの議論がなければ、本論文を書き上げることはできませんでした。また、CERN出張時には自分の研究で忙しいにも関わらず、24時間研究指導をして頂き、私の研究生活で最も充実した時間でした。本当にありがとうございました。また、クォーク物理学研究室のスタッフの方々に心より感謝いたします。志垣先生には、各ミーティングなどで新鮮なアドバイスを頂き、いろいろな角度から物事を見る重要性を教えて頂きました。本間先生には、JCなどで物理に対する面白さと、本研究を進める上での更なるモチベーションを与えて頂きました。洞口さんには、日ごろから気にかけていただき、解析方法のアドバイスや、CERNにいなければ得られにくい情報などを提供して頂きました。また、いつも面白い体験談などを話していただき、惜しみない笑いを頂きました。本当にありがとうございました。

そして、研究室の同期、先輩方、後輩たちのアドバイスや手助けのおかげで、本論文を書くことができ、また楽しく充実した研究生活を送ることができました。心より感謝致します。特に、槌本さんには、4年生の時から物理やコンピューティングについて多くのご指導をして頂くなど、いつも気にかけて頂いたことを深く感謝致します。また、原田さんには、ご自分の論文執筆にご多忙の中、論文執筆に関し多くのアドバイスを頂きました。本当にありがとうございました。

最後に、長い私の学生生活を支えてくれた両親と家族に深く感謝します。

参考文献

- [1] KEK ホームページ (<http://www.kek.jp/ja/index.html>)
- [2] 杉立徹、日本物理学会 2007 年春季大会、素粒子物理領域・素粒子領域・実験核物理領域合同シンポジウム「LHC が拓く新たな地平」
- [3] W. M. Yao et al., Jour. Phys. G 33, 1 (2006)
- [4] 永江知文・永宮正治共著、原子核物理学
- [5] CERN/LHCC99-4, ALICETDR 2
- [6] 広島大学クォーク物理学研究室ホームページ (<https://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp>)
- [7] 杉立徹, LHC-ALICE 実験 PWO 結晶電磁カロリメータ読み出し系の開発
- [8] 成田拓人、広島大学大学院 2007 年度修士論文
- [9] ALICE 実験ホームページ (<http://aliceinfo.cern.ch/>)
- [10] ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)
- [11] ALICE Technical Design Report on Forward Detectors: FMD, T0 and V0
- [12] ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber
- [13] ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector
- [14] ALICE Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF)
- [15] ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector
- [16] ALICE The Electromagnetic Calorimeter Addendum to the Technical Proposal
- [17] ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)
- [18] Hans Muller et.al. PHOS basics for the users Revision2.1
- [19] C. Pagliarone, A. Fernandez-Tellerz, Cosmic Ray Physics with ACORDE at LHC
- [20] ALICE Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer
- [21] ALICE Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector (PMD)

- [22] ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC)
- [23] ALICE Data Acquisition ホームページ (<http://ph-dep-aid.web.cern.ch/ph-dep-aid/>)