

ALICE 実験 PHOS 検出器の宇宙線を用いた  
エネルギー較正

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室  
B044315 中馬文広

主査 杉立 徹 教授  
指導教官 杉立 徹 教授  
副査 圓山 裕 教授

2008年2月

## 要旨

ALICE 実験は今夏から稼働を開始する LHC(Large-Hadron-Collider) 加速器を用いた核子対あたり重心系エネルギー 5.5TeV の鉛原子核衝突実験である。ALICE 実験は衝突初期に生成される QGP(Quark Gluon Plasma) 相の性質探究を目的としている。QGP 相とはクォークが核子内の閉じ込めから解放された高温高密度のクォーク多体系である。

ALICE 実験が備える電磁カロリメータのひとつ PHOS 検出器は QGP 相からの熱輻射で発生する熱光子を測定することを目的としており、鉛タングステン酸単結晶とアバランシェ・フォトダイオードから構成する 17,920 チャンネルの読み出しを持つ。熱光子のエネルギーを正確に測定するために各チャンネルのエネルギーの利得を揃える。

ここでは、PHOS 検出器のエネルギー較正を宇宙線の MIP ピークを用いて行う。しかし、宇宙線を測定するためのトリガーによって測定される宇宙線の角度分布が変わる。そこで、宇宙線の入射角度に対応した PHOS 検出器の応答を考察する。

本研究では、CERN にて PHOS 検出器の 1 号機を用いて収集した宇宙線データの解析を行い宇宙線の MIP ピークを求めた。また、GEANT4 シミュレータを用いて宇宙線測定を再現して宇宙線の入射角に依存した MIP ピークについて調べた。

# 目次

第1章	導入	4
1.1	背景	4
1.1.1	四つの力	4
1.1.2	QCD(quantum chromo dynamics)	5
1.1.3	QGP(quark gluon plasma)	5
1.2	ALICE 実験	5
1.2.1	本研究の目的	6
第2章	PHOS 検出器の原理	8
2.1	粒子と物質の相互作用	8
2.1.1	イオン化損失	8
2.1.2	制動放射	10
2.1.3	電子陽電子対生成	10
2.1.4	電磁シャワー	11
2.2	宇宙線	11
2.3	PHOS 検出器	13
2.3.1	鉛タングステン酸単結晶 (PWO)	15
2.3.2	アバランシェフォトダイオード (APD)	17
2.3.3	エネルギーの読み出し エネルギーからデジタルの値への変換	18
第3章	実験およびシミュレーション	23
3.1	宇宙線測定実験	23
3.1.1	実験内容	23
3.2	GEANT4 によるシミュレーション	24
3.2.1	GEANT4	24
3.2.2	シミュレーションの条件	25

第 4 章	宇宙線実験の解析	27
4.0.3	異常なチャンネルの決定 . . . . .	27
4.0.4	クラスタリング . . . . .	29
第 5 章	結果と考察	33
5.1	宇宙線測定実験 . . . . .	33
5.1.1	MIP を用いたエネルギー較正 . . . . .	33
5.2	シミュレーション . . . . .	35
第 6 章	結論	44

# 第1章 導入

ここでは本研究に至った背景について述べる。

## 1.1 背景

### 1.1.1 四つの力

自然界には4つの力、重力、電磁力、弱い力、強い力が存在する。重力は星や、太陽系、銀河などを作る際に支配的な力であり、電磁力は原子核と電子を結んで原子を、原子と原子を結んで分子を作るようなミクロなレベルで支配的な力である。重力と電磁力の強さは距離の二乗に反比例する。一般に力の強さが距離のべき乗でしか減衰しないときは、力の源（重力：質量、電磁力：電荷）が十分大きければ距離がいかにも大きくても力を及ぼすことが可能であり、このような力を長距離力という。一方、弱い力は原子核のベータ崩壊を引き起こす力であり、強い力はクォーク間で働き、原子核を形作る力である。弱い力と強い力は短距離力である。

力は媒介粒子を仲立ちとして働き、その力の媒介粒子は重力、電磁力、弱い力、強い力に対応して4種類存在する。以下に現在素粒子と考えられている物質粒子と力の伝達粒子をあげる。

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

四つの力と力の媒介粒子				
種類 源	強い力 色荷	電磁力 電荷	弱い力 弱荷	重力 質量
強さ				
到達距離 (cm)	$10^{-13}$	$\infty$	$10^{-16}$	$\infty$
ポテンシャル	$k_1 \frac{1}{r} + k_2 r$	$\frac{1}{r}$	$\frac{\exp(-m_w r)}{r}$	$\frac{1}{r}$
粒子名 (スピン)	グルーオン (1)	フォトン (1)	$W^\pm, Z^0$ (1)	グラヴィトン (2)
理論	$QCD^a$	$QED^b$ $GWS^c$ 理論		一般相対論

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

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

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

### 1.1.2 QCD(quantum chromo dynamics)

重力、電磁力は遠距離力なのは媒介粒子の質量が0であるからである。弱い力の媒介粒子であるウィークボソンは質量を持つために近距離力となっている。

しかし、強い力は別の理由で近距離力となっている。そして、この強い相互作用の理論がQCDである。

強い力は媒介粒子であるグルーオン自身も強い相互作用をするためにクォーク間の距離が十分近くなると強い力が弱くなるということが分かっている。これを、漸近的自由性という。

### 1.1.3 QGP(quark gluon plasma)

漸近的自由性からクォークの密度が十分高くなり、クォーク間の距離が十分近くなるとクォークが閉じ込めから解放されて自由に飛び回る相ができる。これをQGPという

## 1.2 ALICE 実験

ALICE 実験は、2008年の夏から欧州原子核研究機構(CERN)で稼働を開始するLHC加速器を用いて行う実験の中で高エネルギー鉛原子核衝突実験に特化した唯一の実験である。ALICE実

験は世界最高エネルギーである核子対あたり重心系エネルギー  $5.5\text{TeV}^1$  の鉛原子核衝突実験で、衝突初期に生成される QGP の性質探究を目的としている。

QGP の性質は、QGP から熱輻射によって発生する熱光子を測定することによって調べることができる。光子は強い相互作用をしないために衝突初期にできた QGP の情報を失うことなく検出器まで到達する。しかし、検出される光子は QGP からの熱光子だけではなく、原子核衝突によって大量に生成される中性中間子の崩壊から作られる崩壊光子、原子核の衝突から生まれる直接光子などの雑音光子が大量に存在する。検出器においてこれらの光子を区別することはできず、熱光子と雑音光子の混ざった光子のエネルギー分布だけが測定される。そこから、雑音光子成分を取り除くことによって目的の熱光子のエネルギー分布を得る。そのためには、検出器に入射する粒子一つ一つのエネルギーと入射位置を精度よく測定する必要がある。そこで、ALICE 実験は高いエネルギー分解能と高い位置分解能を持つ PHOS 検出器を持つ。

### 1.2.1 本研究の目的

PHOS 検出器では原子核衝突で発生した光子を、PHOS 検出器が持つ PWO クリスタル内で電磁シャワーを発生させ、そこで発生する入射エネルギーに比例した光を読み出し回路を用いて電気信号に変換して測定する。ここでは、その電気信号をチャンネル [ch] 数と呼び、この [ch] 数は入射光子のエネルギーと比例する。

入射した光子の作る電磁シャワーは複数のクリスタルまで成長してエネルギーを落とす。入射粒子のエネルギーを測定するために複数のチャンネルからの [ch] 数を足し合わせる。しかし、各チャンネルに個体差が存在すると、同じエネルギーに対して異なる [ch] 数を出力するために、入射光子のエネルギーを正確に測定することができない。したがって、入射粒子のエネルギーを正確に測定するためには各チャンネルの個体差を無くして、エネルギーに対応した [ch] 数の利得をそろえる必要がある。この

---

<sup>1</sup>1TeV=10<sup>12</sup>eV

エネルギーに対応した [ch] 数の利得を揃えることをエネルギー較正という。

PHOS 検出器では、宇宙線が PWO クリスタルを通過した時に落とすエネルギー分布から得られる MIP ピークを用いてエネルギー較正を行う。PHOS 検出器はエネルギー較正に使用する宇宙線測定用のトリガーを数種持っている。そのため、宇宙線測定の際に使用するトリガーによって測定される宇宙線の入射角度分布が異なり、MIP ピークのエネルギーも異なる。したがって、宇宙線の入射角度はエネルギー較正に影響を与える。

本研究では、PHOS 検出器実機を用いて宇宙線測定を行い、エネルギー較正に用いる MIP ピークを求める。また、シミュレーションを行うソフトウェアである GEANT4 用いて宇宙線測定実験をシミュレーションによって再現することによって、宇宙線の入射角度分布がエネルギー較正に与える影響について考察する。



## 第2章 PHOS 検出器の原理

粒子のエネルギーの測定は、粒子を物質と相互作用させて、そこで粒子が落としたエネルギーを電気信号などに変換して読みだすことによって行う。ここでは、粒子の測定に用いる粒子と物質との相互作用について説明する。また本研究の対象である PHOS 検出器とエネルギー較正について説明する。

### 2.1 粒子と物質の相互作用

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

#### 2.1.1 イオン化損失

イオン化損失とは荷電粒子が物質中を通過する際に物質中の原子をイオン化してエネルギーを損失する過程である。単位質量 ( $\xi = \rho x$ ) あたりのイオン化損失によって失われる平均エネルギーは式 2.1.1 のベーテプロッホの式によって求めることができる。

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left( \frac{z}{\beta} \right)^2 \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1.1)$$

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

$\delta$  は密度の効果を表す量で、 $\gamma$  の大きなところで  $dE/d\xi$  を定数に近づける作用を持つ

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

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

図 2.1.1 のように  $\beta$  の小さいときは、 $dE/d\xi$  は  $1/\beta$  に比例する。そして  $\gamma (= 1/\sqrt{1-\beta^2}) \simeq 3$  あたりで最小値 (minimum ionization loss; 最小イオン化損失) に達する。このような粒子を Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ぶ。さらに、 $\gamma \geq 4$  からは  $\ln \gamma^2$  で緩やかに上昇して、やがては密度効果で一定の値に近づいていく。

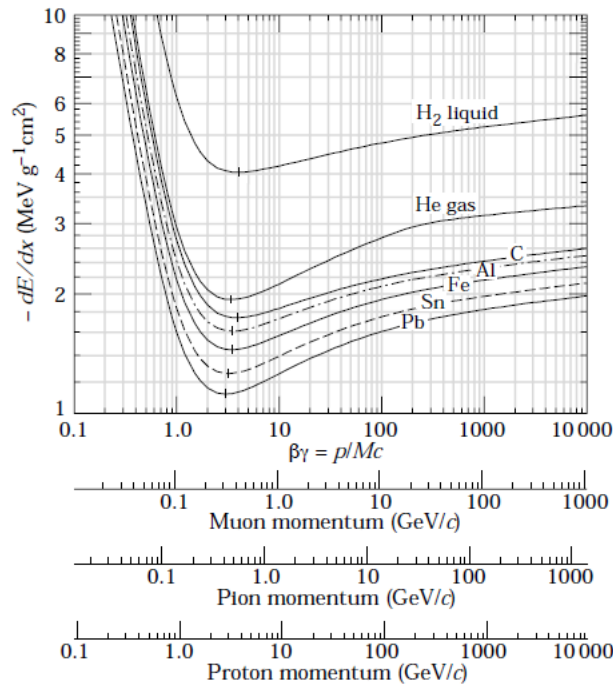


図 2.1.1: 平均エネルギー損失

### 2.1.2 制動放射

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

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brem}} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0} \quad (2.1.2)$$

で求めることができる。ここで  $X_0$  は放射長と呼ぶ。高エネルギーの電子のイオン化損失におけるエネルギー損失は制動放射に比べて無視できて、その場合のエネルギー損失は放射長のみで表すことができ、最初に  $E_0$  のエネルギーを持っている電子が入射した場合の平均エネルギー損失は、

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{X}{X_0}\right) \quad (2.1.3)$$

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

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

$$E_c \sim \frac{580}{Z} \text{MeV} \quad (2.1.4)$$

で近似的に求められる。

### 2.1.3 電子陽電子対生成

電子陽電子対生成は高エネルギーの光子が電子と陽電子の対に変換される過程である。真空中では光子が電子と陽電子に変換する前後において運動量を保存することができないため対生成は発生しない。しかし、物質中では物質中の原子核からの電場、つまり仮想光子と相互作用することによって運動量を保存することができるので対生成が発生する。光子が電子の質量に等しいエネルギー  $E = m_e c^2$  を超えると対生成が可能となる。

#### 2.1.4 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質に入射すると、制動放射を起こしてエネルギーを失う。しかし、発生した光子も高いエネルギーを持っているため電子陽電子対生成を発生して次々に増殖する。電子はそのエネルギーが臨界エネルギー  $E_c$  に達するまで増殖して、その後はイオン化損失によってエネルギーを失っていく。

高エネルギーの光子が物質に入射した場合は、平均的には光子が1放射長進んだところで対生成をおこして電子と陽電子に分かれるために、シャワーが発生する深さが電子の場合と比べて1放射長ずれる。

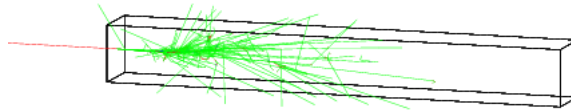


図 2.1.2: 1GeV の電子が PWO 内で作る電子シャワー

シャワーの横方向の広がりには低いエネルギーの多重散乱によって決まる。このシャワーの横成分の分布を見るのに式 2.1.3 にあらわされるモリエール半径という単位を用いる。

$$R_M = X_0 \frac{21.2 \text{MeV}}{E_c} \quad (2.1.5)$$

図 2.1.3: モリエール半径:  $R_M$

一般にシャワーのエネルギーの 99 % が  $3R_M$  内におさまる。

この電磁シャワーを発生させて検出器内でエネルギーを落とし、そこから発生する光を読みだして入射粒子のエネルギーを測定するのが電磁カロリメータである。

## 2.2 宇宙線

地球の大気圏には宇宙から高エネルギーの陽子やヘリウムの原子核などの粒子が降り注いでいる。これを 1 次宇宙線といい、1 次宇宙線の約 90 % は陽子である。

高エネルギーの1次宇宙線は大気中の原子核と破砕反応をして、さまざまな2次粒子を生成する。これを2次宇宙線という。1次宇宙線の原子核破砕反応では $\pi$ 中間子が大量に生成される。荷電 $\pi$ 中間子はミュオンに崩壊する。図2.2に2次宇宙線の垂直方向のフラックスを載せる。

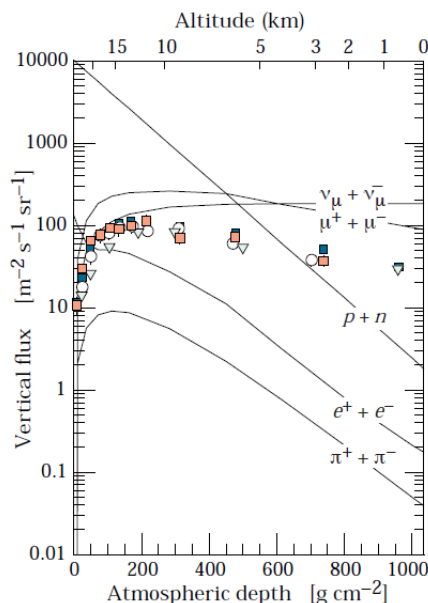


図 2.2.1: エネルギーが 1 GeV 以上の宇宙線の垂直成分フラックス: 地上で測定される宇宙線のうちほとんどがミュオンであり、ミュオンの飛来頻度は陽子の約 45、電子の約 450 倍である

### ミュオン

高度の高いところでの宇宙線は電子が一番多いが、電子は質量が軽く制動放射などの効果によって、エネルギー損失が大きく地上に到達する前にその数は減少している。そのため、地上で観測される宇宙線のほとんどがミュオンである。ミュオンのフラックスは陽子や中性子の 45 倍、電子と陽電子の 450 倍である。

ミュオンは、高度の高いところで荷電 $\pi$ 中間子の崩壊によって生成され、地上に到達するまでにイオン化損失によって、平均 2 GeV のエネルギーを損失する。地上で測定されるミュオンの平均エネルギーは  $\sim 4\text{GeV}$  である。図 2.2.2 に地上における

ミューオンの入射角が天頂角  $0^\circ$  と  $70^\circ$  のエネルギースペクトルを載せる。天頂角が大きいところでは、低エネルギーのミューオンは地上に到達する前に崩壊してしまうので、測定されるミューオンの平均エネルギーが増加する。

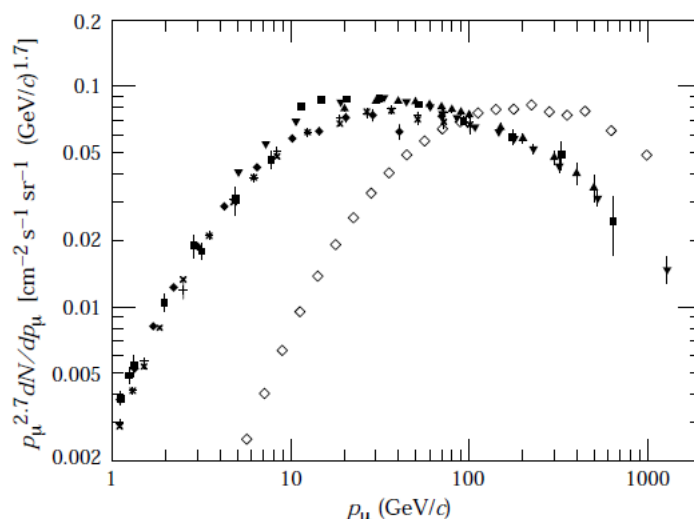


図 2.2.2: ミューオンの角度に依存した運動量分布;  $\bullet$  ( $\theta = 0^\circ$ ),  $\diamond$  ( $\theta = 70^\circ$ )

### MIP ピーク

イオン化損失によって荷電粒子が物質に落とすエネルギーはベータプロットホの式から求めた値を中心としたガウス分布になる。

ミューオンのような MIP は MIP の  $\gamma \sim 3$  付近でイオン化損失によって落とすエネルギーは最小となる。このエネルギーを最小電離損失という。  $\gamma \geq 4$  でエネルギー損失は徐々に上昇するが  $\gamma$  に大きく依存しない値となるので、MIP がエネルギー分布を持っていたとしても、イオン化損失によって落とすエネルギーの分布にはピークを得ることができる。このピークのことを MIP ピークという。

## 2.3 PHOS 検出器

PHOS 検出器は QGP からの熱輻射による熱光子を検出するための光子検出器であり、粒子のエネルギーを測定する電磁カロ

リメータである。鉛タンゲステン酸単結晶とアバランシェフォトダイオードの読み出しの1モジュールあたり  $64 \times 56 = 3584$  を5モジュール、計17920チャンネルから構成する。

PHOS 検出器の配置は図 2.3.1 に示す。衝突点から 4.6m の ALICE 検出器の底に位置し、同型5モジュールで方位角方向  $100^\circ$ 、軸方向は擬ラピディティ領域  $-0.12 < \eta < +0.12$  を覆っている。

擬ラピディティは、天頂角を  $\theta$  として式 2.3.1 で表し、高エネルギー衝突実験における終状態粒子の角分布は入射ビーム軸方向にブーストされるので、 $\theta$  の代わりに  $\eta$  を使うとラピディティあたりの粒子数  $dN/d\eta$  がほぼ一定となる。

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3.1)$$

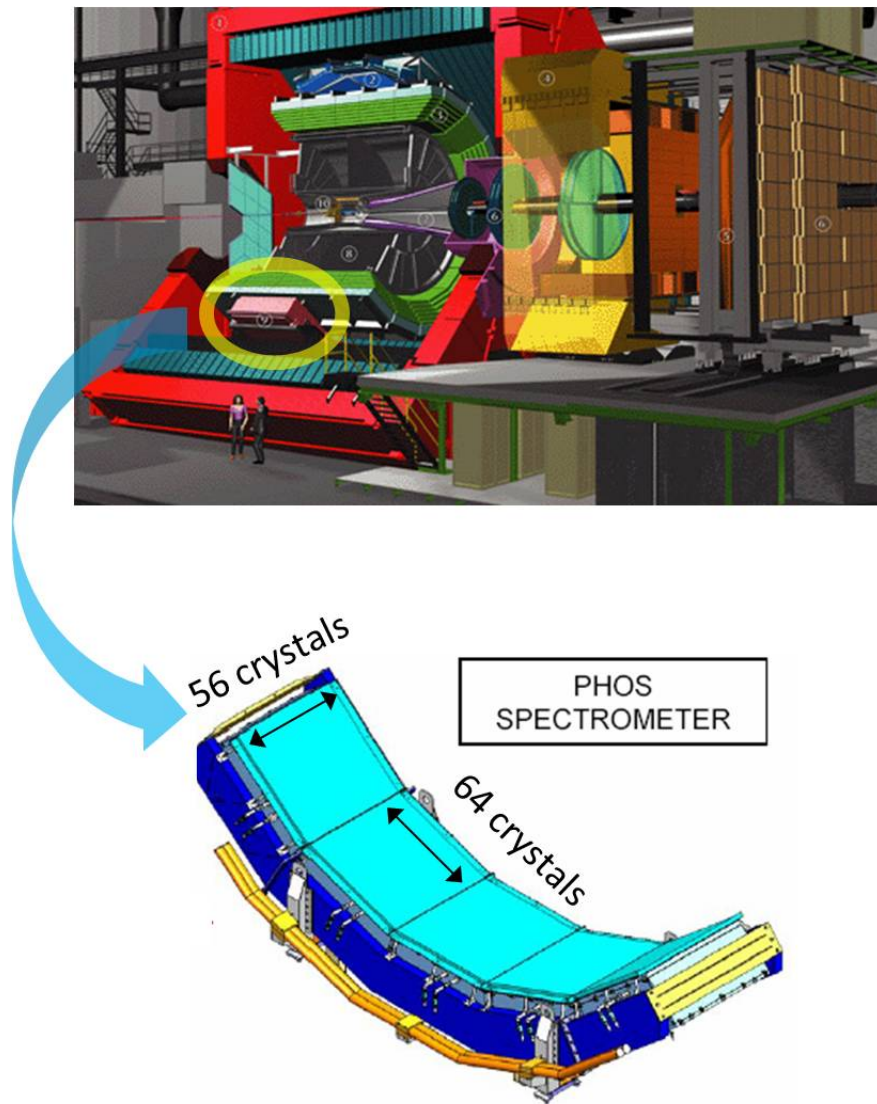


図 2.3.1: ALICE 検出器と PHOS 検出器

### 2.3.1 鉛タングステン酸単結晶 (PWO)

PWO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た電子や光子をシンチレータ内で電磁シャワーを発生させてエネルギーを落とし、エネルギーに比例した光を発生させる装置のことである。

PWO 結晶は密度が  $8.3\text{g}/\text{cm}^3$  と他の重く放射長が  $0.89\text{cm}$ 、と



短いので検出器の小型化ができる。また、モリエール半径が 2cm と小さいために電磁シャワーを抑えることができ、高 2 粒子分離分解能を実現できる。

しかし、PWO 結晶は他のカロリメータの素材と比べて発光量が少ない。表 2.3.2 に比較を載せる。

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

f=fast component, s=slow component

図 2.3.2: 無機シンチレータの性質

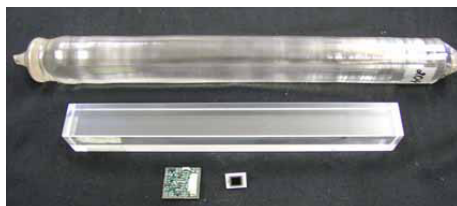


図 2.3.3: PWO crystal

PWO は発光量が少ない。しかし、温度を下げることによって発行量が増えるため、ALICE 実験は 25 °まで温度を下げて実験を行う

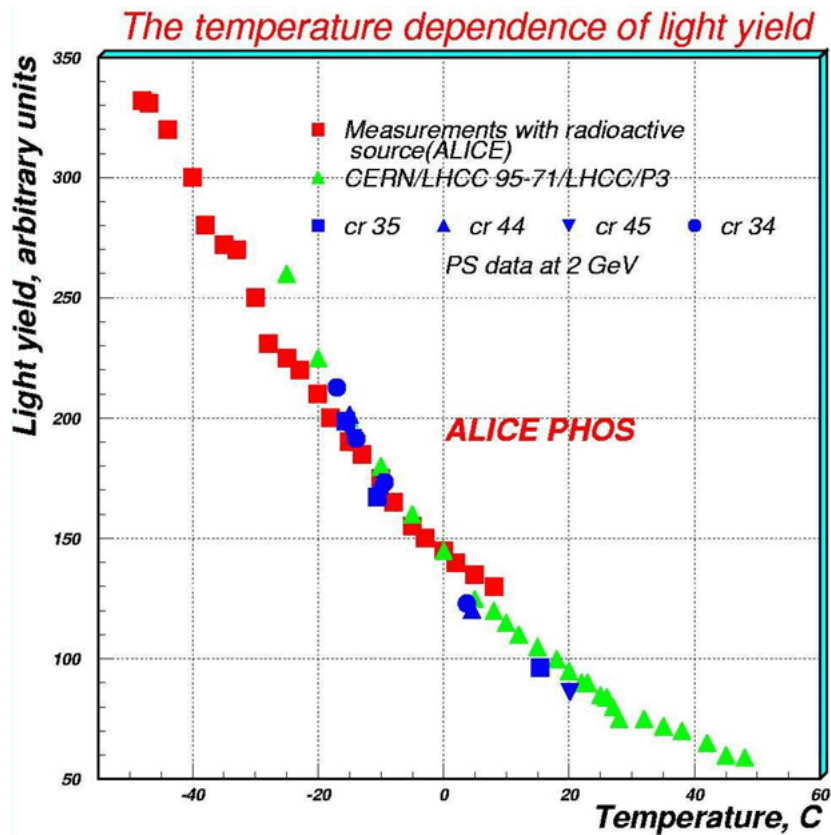


図 2.3.4: PWO クリスタルの発光量の温度依存性。温度が 1 下がると発行量が約 3 % 増加する。

### 2.3.2 アバランシェフォトダイオード (APD)

PWO が発する微弱な光を測定するために PHOS 検出器はアバランシェフォトダイオード (APD) を使用している。APD は 70 80 % の量子効率を持ち、光吸収層の下に高い負の電圧が掛けられているアバランシェ領域を持つ。シンチレーション光が光吸収層にあたって発生した光電子はこのアバランシェ領域で電子雪崩を起こして電子の増幅を起こす。そのため、APD は自己増幅作用を持つ。また、APD は他の半導体光子検出器と比べて薄く出来ているのでミューオンや荷電ハドロンが APD を通過した時にノイズとして残してしまう信号を少なくすることができる。

APD の gain は図 2.3.5 のように温度と APD に掛ける負の電荷に依存する

### ■ Gain vs. reverse voltage

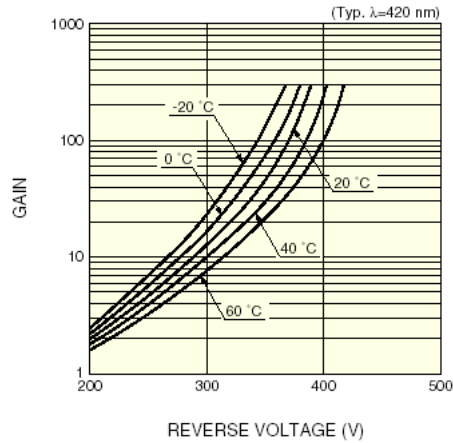


図 2.3.5: 温度と負の電圧に依存した gain

### 2.3.3 エネルギーの読み出し エネルギーからデジタルの値への変換

図 2.3.6 に示すように PHOS 検出器は入射粒子が PWO クリスタルに落としたエネルギーを APD ~ ADC までの読み出しを用いて、エネルギーに比例したデジタルの値を出力してエネルギーを測定する。

PHOS 検出器における粒子が PWO クリスタル落したエネルギーをデータとして測定、記録する方法について説明する。

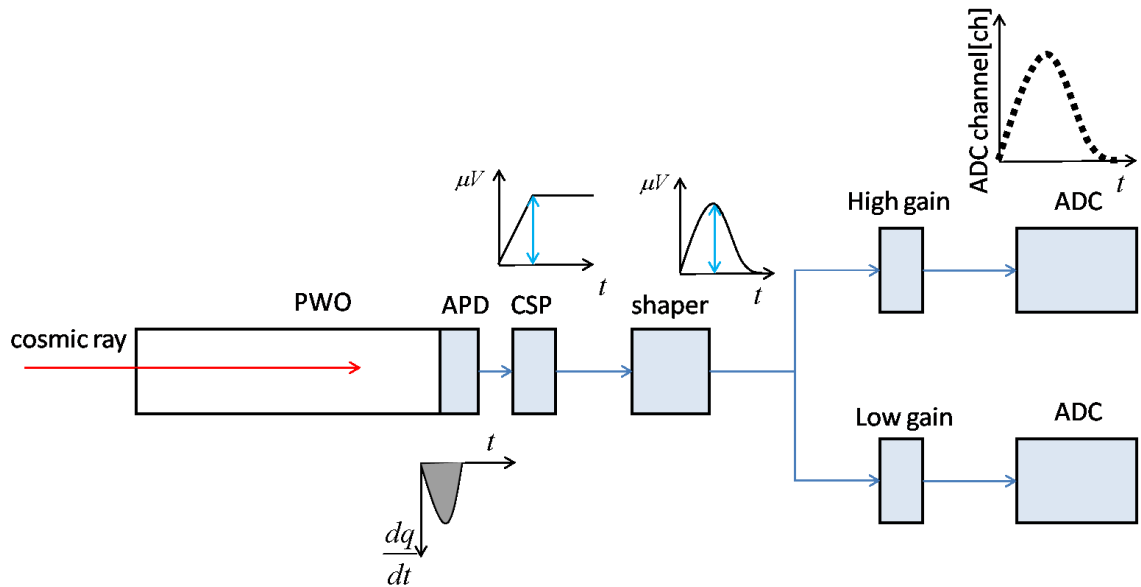


図 2.3.6: PHOS 検出器読み出し

## PWO

PWO クリスタルに入射した粒子は PWO クリスタル内でエネルギーを落とす。PWO クリスタルは入射粒子が PWO クリスタルに落としたエネルギーに比例した光を発光する。この発光量は図 2.3.4 に示すように強く温度に依存して温度が一度下がると発光量は約 3 % 増加する。

## APD

PWO で発生した光子は、APD の受光面にあたり光電子に変換される。この光電子の数は PWO で発生した光子の数に比例する。

APD で発生させる光電子の量は次のように求めることができる。

量子効率が 25 %、受光面の面積が  $22 \times 22 \text{mm}^2$  の光電子増倍管 (PMT) を用いた場合 PMT で生成する光電子の数は  $10 \text{pe}^1 / \text{MeV}$

<sup>1</sup>光電子の数

APDの量子効率が70%、APDとPMTの受光面の比が $\frac{25}{484}$ の時室温でAPDの利得が1の時APDで発生する光電子の数は

$$\begin{aligned} N_{APD} &= N_{PMT} \times \frac{S_{APD}}{S_{PMT}} \times \frac{E_{APD}}{E_{PMT}} \\ &= 10 \times \frac{25}{484} \times \frac{0.7}{0.25} \\ &= 1.45 \text{pe/MeV} \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

PHOS検出器の動作温度である-25℃では、PWOの発光量が図2.3.4から2.75倍になることがわかるので、 $N_{APD}(-25^\circ\text{C}, M=1)$ の値は

$$\begin{aligned} N_{APD}(-25^\circ\text{C}, M=1) &= 2.75 \times N_{APD}(+25^\circ\text{C}, M=1) \\ &\sim 4 \text{pe/MeV} \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

受光面で生成された光電子はAPDの自己増殖によって利得M倍となってCSPに出力される。

#### CSP(Charge Sensitive Preamplifier)

CSPはAPDの出力の電荷の総量に比例した値を出力する。立ち上がり時間は15 - 20nsで、時定数 $100\mu\text{s}$ で減衰する。

CSPの出力 $U_{CSP}$ は次のようにして与えられる。

$$\begin{aligned} U_{CSP}/E &= M \times N_{APD} \times e/C_f \\ &= M \times 0.533 \mu\text{V} \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

CSPのノイズも含めた式に直すと

$$\begin{aligned} U_{CSP}/E &= M \times 4 \pm 520 \times e/C_f \\ &= [0.533 \times M \pm 69] \mu\text{V/rmMeV} \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

#### shaper

CSPの出力から時間および波高情報を次の数値化回路で引き出しやすくするために、shaperで正規分布に近い波形に整形する。shaperの設定で考慮しなければならないのは整形の際に行う微積分の時定数である。波高分解能と時間分解能との妥協点から、時定数は $1\mu\text{s}$ としている。

## High gain, Low gain

整形波形を2分割し、高利得積分器と低利得積分器の2つに出力する。これらの利得比は16倍として、高利得側では5MeV 5GeV、低利得側では80MeV から 80GeV のエネルギー領域をカバーする。

## ADC

高利得側と低利得側の2つの出力に対して、それぞれ独立にADCを持つ。ADCは10MHzでサンプリングを行っており、デジタル処理回路部において、波高と時間を計算しデータ蓄積メモリに一時蓄えられる。

入射粒子のエネルギーと比例する量はADCのMAXのからペDESTALを引いた値が入射粒子のエネルギーと比例する値となる。ここでは図2.3.7のようにADCの最大値引くペDESTALの値をAMPと定義する。

$$AMP \equiv ADC_{MAX} - Pedestal$$

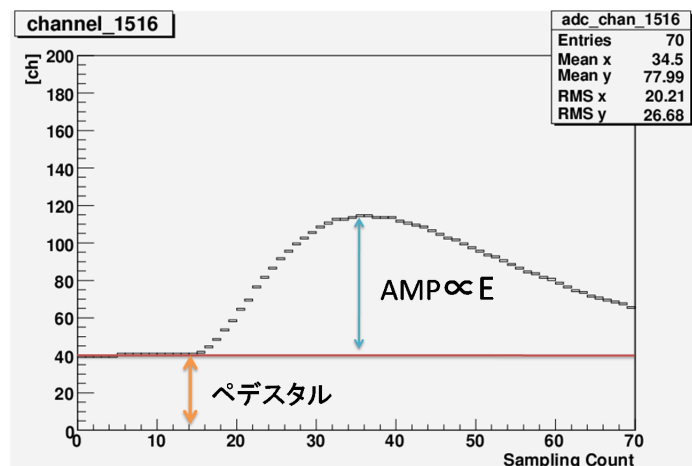


図 2.3.7: 最初の数点はデジタル化回路のペDESTALの値で、PWOに落としたエネルギーに比例するADCの値は、波高の最大値からペDESTALの値を引いたものである。

CSPの出力と1ADCチャンネル数の関係は次のように与えられる

$$1ADC \text{ count high} = 1/\text{shaper gain} * 1V/1024 = 0.142mV(\text{CSP})$$

$$1\text{ADC count low} = 1/\text{shaper gain} * 1\text{V}/1024 = 2.28\text{mV}(\text{CSP})$$

#### ADC チャンネル数と入射エネルギーの関係

1 ADC チャンネル数 [ch] と入射粒子のエネルギーは次のように決定することができる。

まず CSP と PWO で測定されるエネルギーの関係より

$$\frac{U_{csp}}{E} = [0.533 * M \pm 69]$$

次に ADC チャンネル数と CSP の関係より

$$\begin{aligned} \text{ADC}[ch] &= \frac{U_{csp}}{0.142\text{mV}} \\ &= \frac{[0.533 * M \pm 69]}{0.142} \times 10^{-3} \times E [ch] \quad (2.3.6) \end{aligned}$$

#### データの収集

PHOS 検出器のデータ収集には、TRU (Trigger Region Unit) というトリガーを用いて行う。隣接する4つのクリスタルのアナログ信号の和が TRU へ送信され、その値が閾値を超えていれば ADC のメモリに蓄えられている波高と時間情報をデータとして記録する。PHOS 検出器には TRU とは別に宇宙線測定用のアコードと呼ぶシンチレータのトリガーも備える。アコードは ALICE 検出器の上部の3辺に配置され、上方から入射する宇宙線を測定して、PHOS 検出器の宇宙線を用いてエネルギー較正を行う場合に使用する。

## 第3章 実験およびシミュレーション

今回、CERN 研究所においてエネルギー較正に用いるために、PHOS 検出器実機を用いて宇宙線測定実験を行った。

また、宇宙線測定に用いるトリガーによって、測定される宇宙線の PHOS 検出器への入射角の分布が異なる。そこで、粒子と物質の相互作用をシミュレートする GEANT4 を用いて宇宙線の入射角に依存した MIP ピークを調べた。

ここでは、実験に用いた PHOS 検出器において、粒子が PWO クリスタルに入射してそのエネルギーを電気信号として記録する読み出しを説明して、エネルギー較正のための宇宙線測定のセットアップを説明する。また、使用した GEANT4 とシミュレーションを行った条件について説明する。

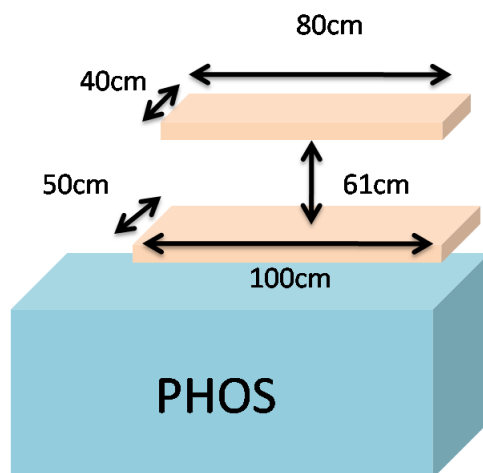
### 3.1 宇宙線測定実験

#### 3.1.1 実験内容

##### セットアップ

宇宙線測定のために使用したトリガーの略図を図 3.1.1 に載せる





## 3.2 GEANT4によるシミュレーション

### 3.2.1 GEANT4

GEANT4は高エネルギー実験などに置いて物質と粒子の相互作用をシミュレートするためツールキットである。前身のGEANT3はプログラミング言語の一つであるFORTRANを用いて作られていたが、より柔軟なシミュレーションを行うためにC言語を用いて作り直したものである。

GEANT4には様々な物理プロセスや幾何学的情報などがクラスライブラリとして含まれており、そのクラスを利用することによって目的のアプリケーションを作成していく。

GEANT4を用いてシミュレーションを行うために、ユーザーが最低限設定しなければならないのは、検出器の構造と発生する相互作用、初期粒子の運動学的な情報である。作成したアプリケーションを実行すると、入射粒子とそれから生成された粒子がエネルギーを失って止まるか、シミュレーション領域の外にでるまで粒子の移動をシミュレーションする。

図3.2.1はGEANT4を用いてPHOS検出器に入射した $\pi^0$ のシミュレーションである。

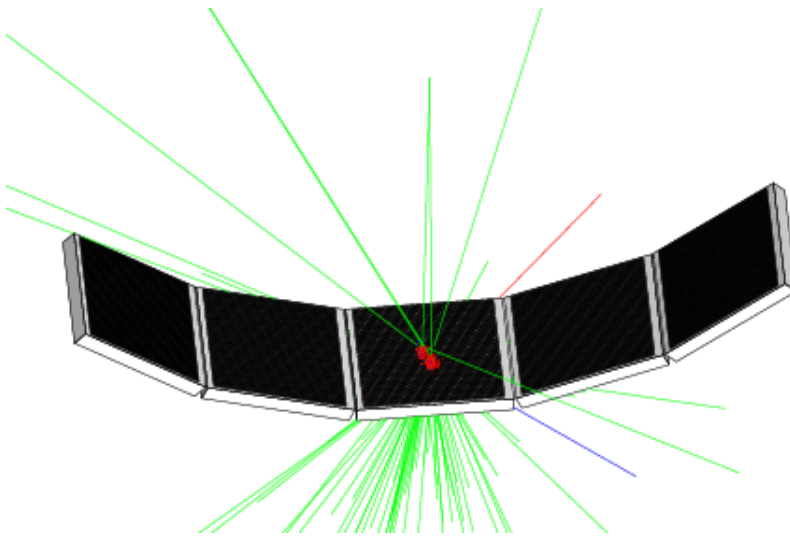


図 3.2.1: GEANT 4 を用いた  $\pi^0$  の PHOS 検出器入射シミュレーション

### 3.2.2 シミュレーションの条件

シミュレーションを大きく 2 つの条件に分けて行った。

- 実際の実験で得られた宇宙線のデータとシミュレーションで得られたデータを比較するために、入射宇宙線のエネルギースペクトルと角度を分布を持たせてシミュレートした。
- 測定される入射宇宙線の入射角度分布の変化によるエネルギー較正への影響を調べるために、入射宇宙線のエネルギーと入射角度を変化してシミュレートした。

#### PHOS 検出器

PHOS 検出器を次の条件で再現した

- モジュールの数 : 1
- PWO クリスタルのサイズ :  $22 \times 22 \times 180 \text{mm}^3$
- 各クリスタルの中心間の距離 :  $22.55 \text{mm}^3$
- PHOS 検出器には PWO のみを配置して、その他の空間は真空である。
- ADC や CSP などの読み出し系はシミュレートしていない。

## 雑音

実際の PHOS 検出器には APD などの読み出し系からの雑音が多チャンネルに存在する。その雑音の効果をシミュレーションで考慮するために、各チャンネルに幅が 3.8MeV のガウス分布を用いて雑音を与えている。

## 宇宙線

次のような 2 つの条件に分けて宇宙線を生成してシミュレーションを行った。

条件 1 宇宙線のエネルギーと角度分布を乱数にして実験データの再現する

---

粒子の割合	ミューオン : 陽子 = 97 : 3
エネルギー	最大 8GeV の一様乱数
入射角	0° ~ 55°

---

条件 2 宇宙線の入射角度に依存した MIP ピークを求めるために入射宇宙線のエネルギーと入射角度を変化する。

---

粒子の割合	ミューオン : 陽子 = 97 : 3
エネルギー	1GeV, 4GeV, 10GeV, 100GeV の 4 通り
入射角	0° から 50° の 10° 刻みの 5 通り

---

## 第4章 宇宙線実験の解析

PHOS 検出器の宇宙線を用いたエネルギー較正は、宇宙線が PWO クリスタルに落とすエネルギー分布から得られる MIP ピークの値はすべてのクリスタルに於いてすべて等しいと仮定することによって、各チャンネルの利得を揃えることによって達成する。

宇宙線の MIP ピークのエネルギーの値を用いて PHOS 検出器のエネルギー較正を行う場合、宇宙線が1つのクリスタルのみエネルギーを落とした事象から得られる MIP ピークは1つのチャンネルの利得に依存するためにエネルギーの較正を行う場合は、宇宙線が一つのチャンネルにのみエネルギーを落とした事象のみを用いることが最良の方法である。しかし、1つのクリスタルのみ宇宙線がエネルギーを落とす事象は少なく統計量が足りない。そのために、今回はクラスタリングと呼ぶ方法によって MIP ピークを求めた。

ここでは、PHOS 検出器のエネルギー較正に用いる宇宙線のデータの解析方法について説明する。

### 4.0.3 異常なチャンネルの決定

今回用いた PHOS 検出器実機において正常に動作していないチャンネルが見つかった。今回用いたトリガーは、1107 チャンネルのクリスタルをカバーしているため、一度のトリガーで宇宙線が1発 PHOS に入射したと考え、ほとんどのクリスタルにはエネルギーを落とさない、正常なチャンネルの AMP 値 (図 4.0.1 はペDESTAL の揺らぎによる値 ( $\sim 1$ ) なる。一方、異常なチャンネル (図 4.0.2) は宇宙線が測定されていないにも関わらずペDESTAL の揺らぎが大きいことなどが原因で AMP 値が大きな値を出し続ける。正常に動作していないチャンネルは正確にエネルギーを測定することができない。次に説明するクラス

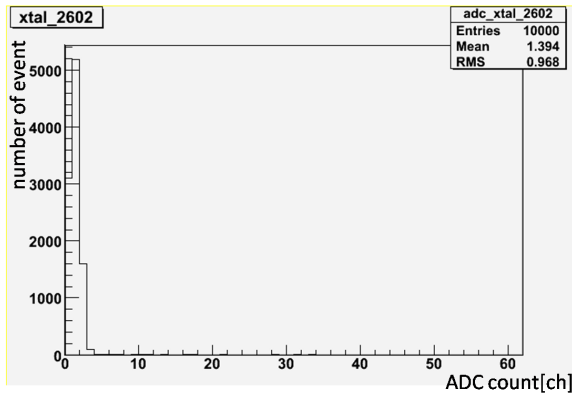


図 4.0.1: 正常なチャンネル:ペDESTALの揺らぎに依る AMP の値  $\sim 1$ [ch] にピークが立つ

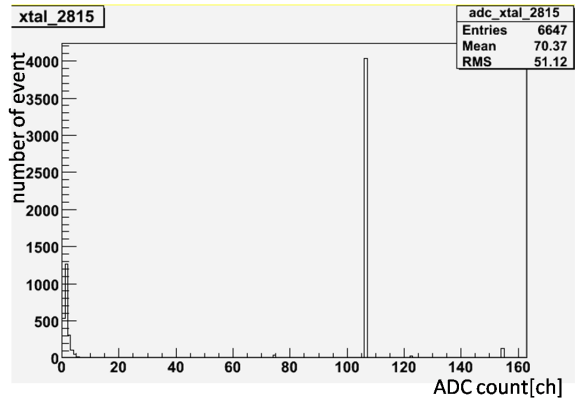


図 4.0.2: 異常なチャンネル:宇宙線が測定されていない場合でもペDESTALの揺れなどが原因で AMP 値が常に大きな値を出力する

タリングにおいても異常なチャンネルを含んでいると、正確なエネルギーが得られない。そのため、異常なクリスタルを決定してそのクリスタルをエネルギーを求める場合に使用しないようする。

異常なチャンネルの決定は 測定データ 1file( 50000event) ごとに各チャンネルにおける AMP の平均を求め、その平均が 2[ch] を超えていたら異常とみなす。図??に各ファイルごとに求めた全チャンネルの AMP の平均の分布を求めた。これより AMP の平均値が 2[ch] より大きいチャンネルを異常なチャンネルを解析する際に 1 ファイルごとに決定した。

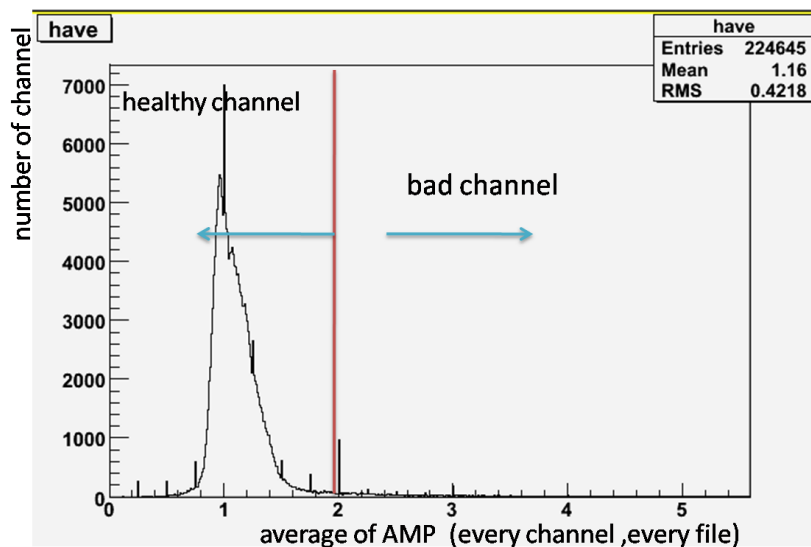


図 4.0.3: 各ファイル、各チャンネルごとの AMP の平均値の分布、2[ch] より AMP の平均値が大きいチャンネルを以上なチャンネルとした

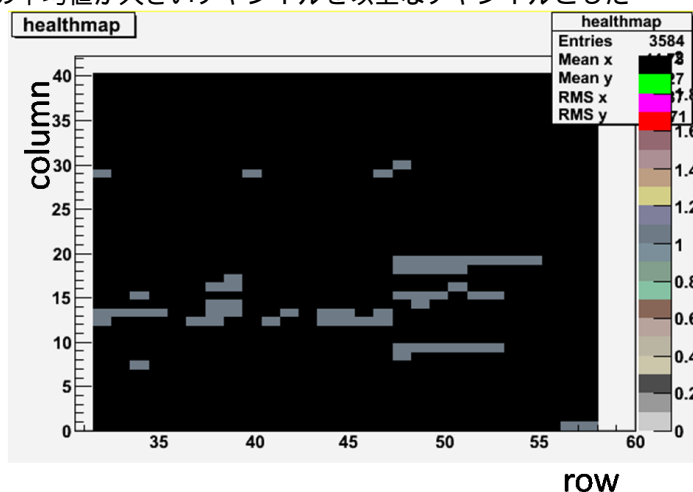


図 4.0.4: AMP の平均が 2 以上で異常なクリスタルと判断したチャンネルをグレーで表している

#### 4.0.4 クラスタリング

宇宙線が PHOS 検出器にエネルギーを落としたとき、ここではエネルギーを落としたクリスタルの集団をクラスターと呼ぶ。宇宙線は角度分布を持って PHOS 検出器に入射してくるので、一つのクリスタルのみにエネルギーを落とす事象よりも隣合っ

た2つ以上の複数のクリスタルにエネルギーを落とす事象の方が多い。図4.0.4にクラスターを作るクリスタルの数の分布を載せる。

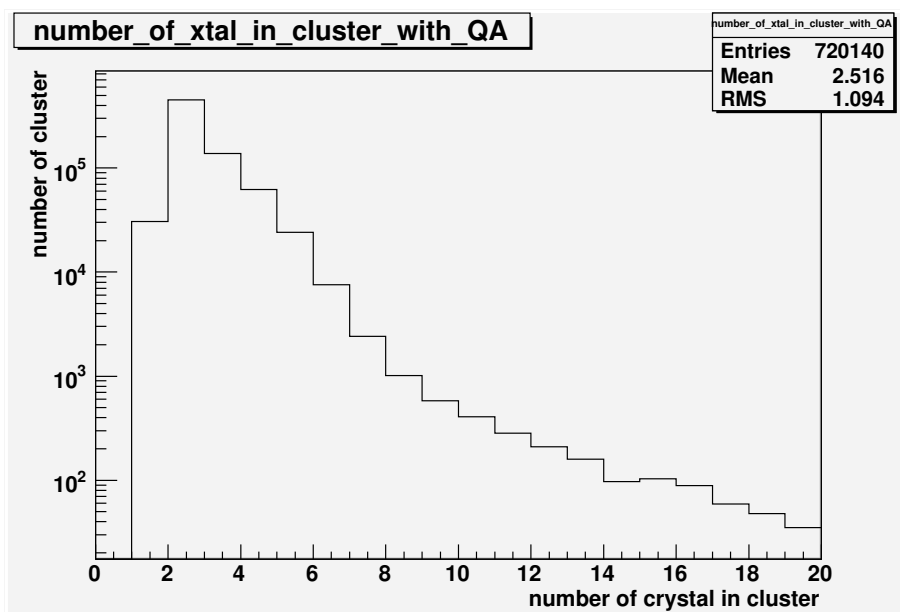


図 4.0.5: 一つのクラスターを構成するクリスタルの分布。クラスターに含まれるクリスタルが2本のものが一番多く (~60%) であり、クラスターに含まれるクリスタルが1本だけものは4%程度である。

各チャンネルには宇宙線が測定されなくてもノイズやADCのペダスタルの揺らぎなどによってAMPの値が出力される。この揺らぎの効果によるAMPの値を除くために各チャンネルに5[ch]の閾値を設定して、AMP値がその閾値を超えた場合のみクラスターのチャンネル数として用いる。

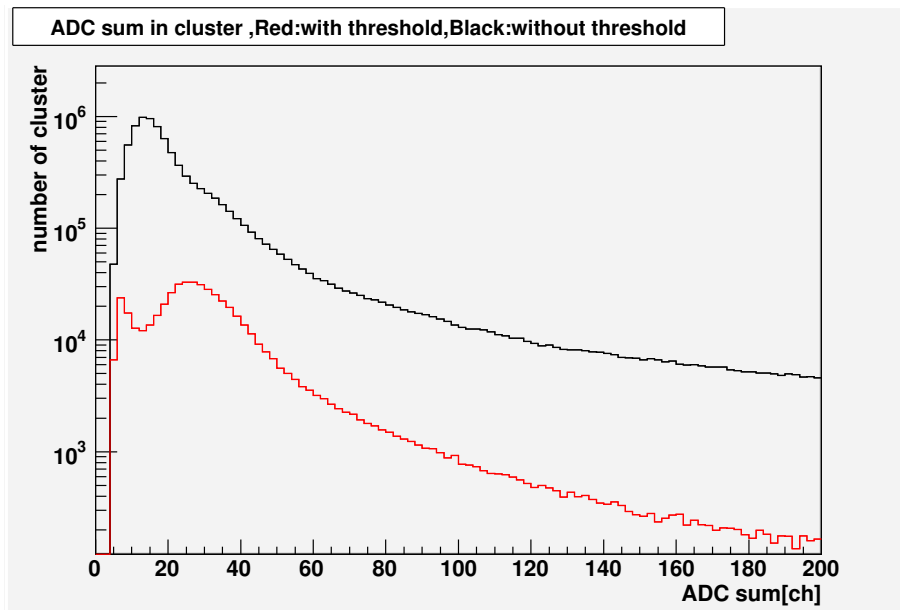


図 4.0.6: すべてのクラスターの AMP の和の分布：閾値を設定していないクラスターの AMP の和の分布 (黒) から閾値を設定することによってノイズが減少して MIP ピークが見える。

宇宙線がクリスタルに落としたエネルギーはクラスターに含まれるクリスタルの中で、最も大きなエネルギーが測定されたものにすべてのエネルギーが落ちたと仮定してエネルギーの分布を得る。図 4.0.7 の場合 (row,col)=(3,2) の AMP の 15[ch] と最も大きいのでクラスターの AMP の和である 28[ch] に相当するエネルギーが (3,2) のチャンネルに落としたもとする。このようにクラスタリングを用いてクリスタルに落としたエネルギーに対応する値の ADC カウント ([ch]) の分布を得る。



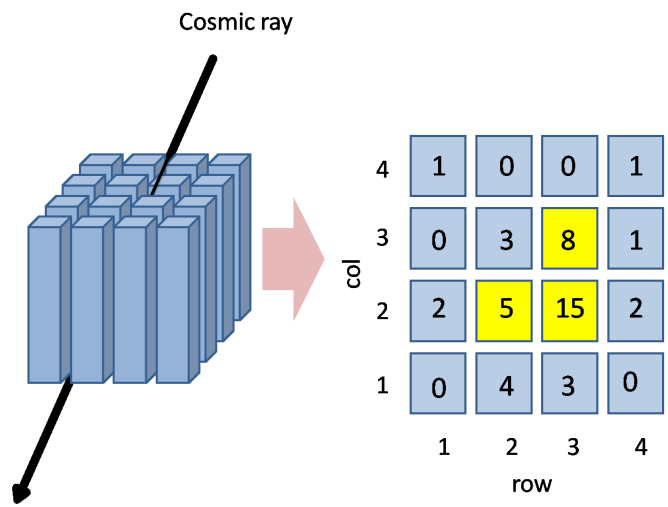


図 4.0.7: PWO クリスタルに宇宙線が入射してこのような AMP[ch] が得られたとき、(row,col)=(2,2),(3,2),(3,3) のクリスタルが閾値を超えているのでこの3つのクリスタルでクラスターを構成する。このなかで (3,2) のクリスタルが最も AMP 値が大きいため、(2,3) のクリスタルに  $ADC_{sum} = 28$  の値が測定されたとしてクリスタルの ADC カウント [ch] の分布を得る

## 第5章 結果と考察

### 5.1 宇宙線測定実験

宇宙線の測定実験から得られた測定データをクラスタリングを用いて解析を行った結果、次のようにエネルギー較正に用いるための MIP ピークを得た。

MIP ピークランダウ分布を用いてフィットすることによって求めた。

荷電粒子が物質中でイオン化損失によってエネルギーを失う場合、粒子が通過する物質が十分に厚ければ粒子が物質に与えるエネルギーはベテプロッホの式から計算されるエネルギーを中心としたガウス分布になる。しかし、物質が薄い場合には大きな散乱を1回だけ起こして通り過ぎていく事象が多くなる。そのため、大きな散乱による寄与によって高エネルギー側に長いテールができる。この分布のことをランダウ分布という。

ミュオンは透過力が大きいために PWO 結晶においてもランダウ分布を作ったと考えられる。

#### 5.1.1 MIP を用いたエネルギー較正

今回、PHOS 検出器実機を用いて宇宙線測定の実験を行い、宇宙線が PWO クリスタルに落とすエネルギーの分布 MIP ピークが求められた。また、図 5.1 における宇宙線の MIP ピークのエネルギーが 22 ~ 33 と分布を持っている。これは、各チャンネルにおいて個体差が生じているために MIP のピークが異なっている。

今回の宇宙線の測定結果を用いて PHOS 検出器のエネルギー較正を行うためには、まず全てのクリスタルにフィットをかけてピークの値を求めなければならない。

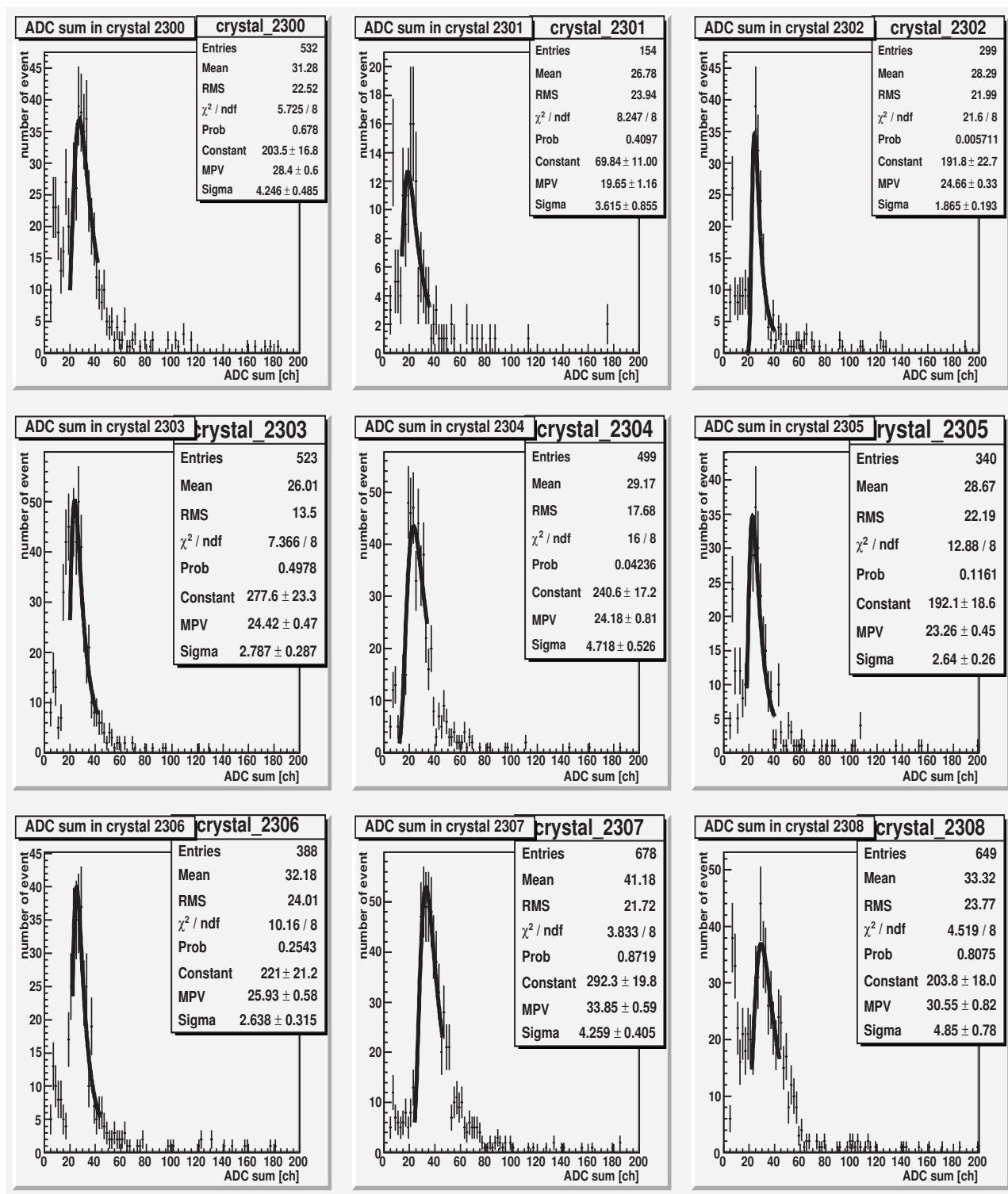


図 5.1.1: 実験データをクラスタリングを用いることによって MIP ピークが見える

## 5.2 シミュレーション

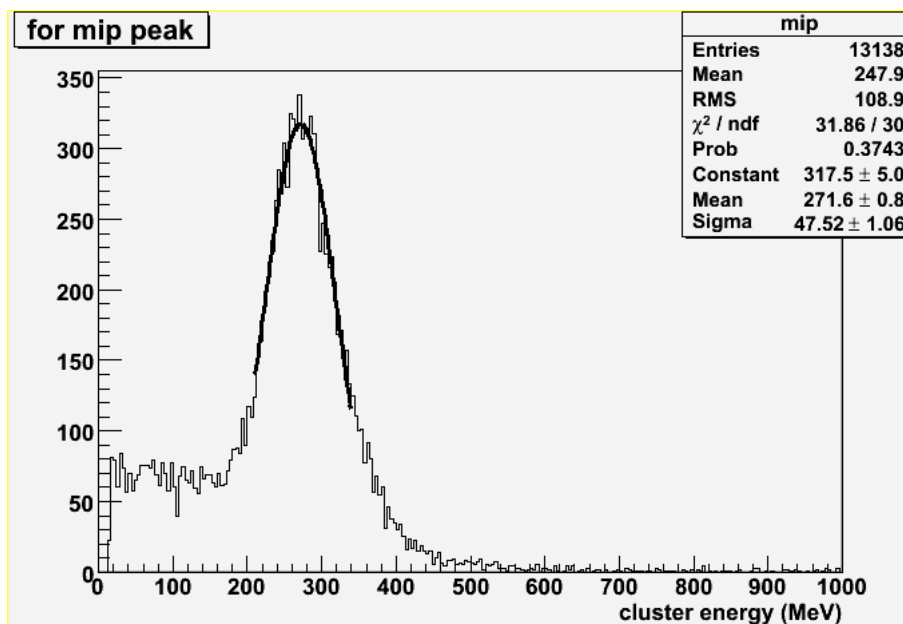
今回行った GEANT4 の結果をここで考察する

入射宇宙線の入射角度を乱数にして行ったシミュレーション

シミュレーションの条件 1

- 粒子の割合をミュオン対陽子 = 97 対 3
- 入射粒子のエネルギーを乱数
- 入射角を  $0^\circ$  から  $55^\circ$  の乱数

以上の条件でシミュレーションを行い実際にどの程度、宇宙線の測定実験を再現できているかを確かめるために行った。シミュレーション結果を次に示す。



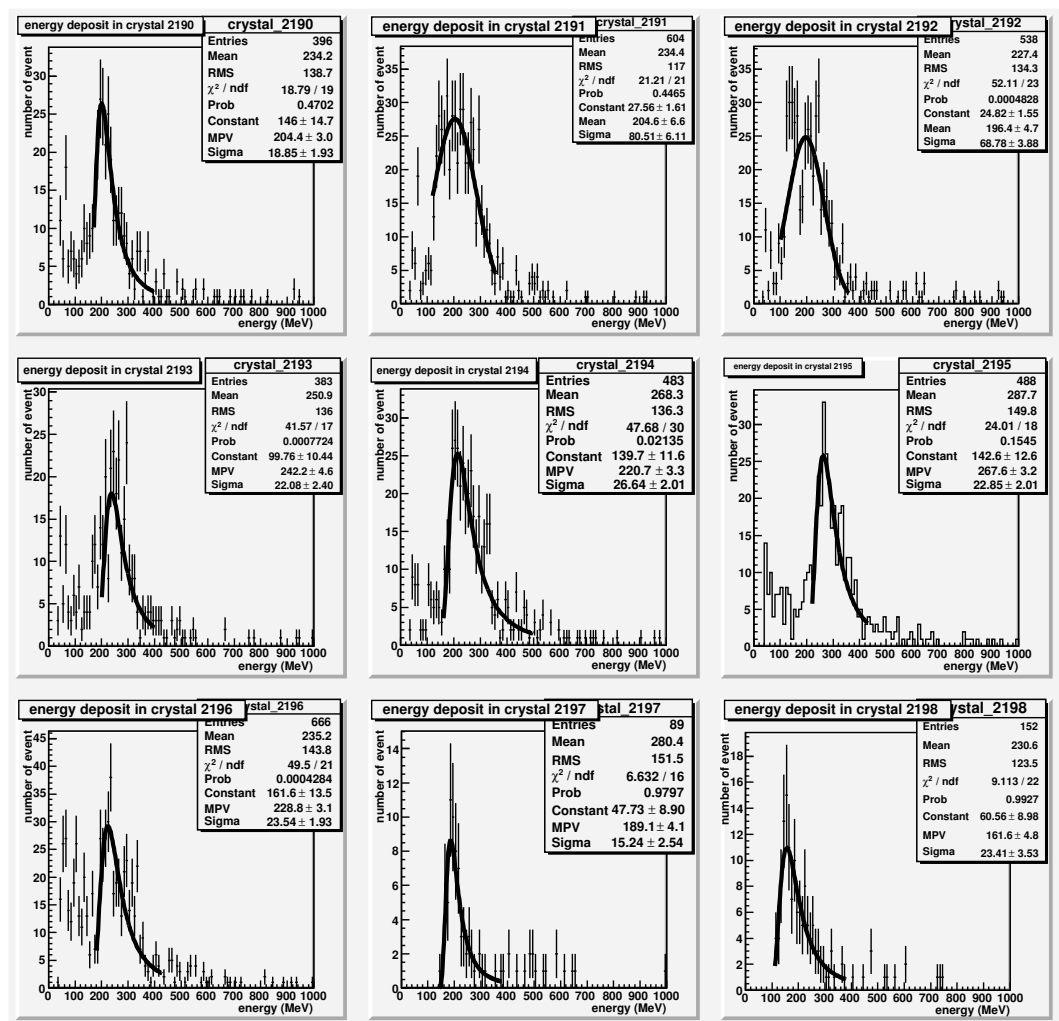


図 5.2.1: 宇宙線測定実験のデータを 0.65ADC カウント 5 MeV として計算した実験データ

今回の宇宙線実験では PHOS 検出器の温度が実際に使用する場合の 25 °ではなく - 22 °で行われたために、PHOS 検出器において 0.65ADC カウントで 5 MeV に相当する利得になっている。

宇宙線測定実験から求められた分布とこのシミュレーションから得られた分布とを比較すると、シミュレーションにおける高エネルギー側のテールと実データのテールなどの分布は再現出来ている。

#### MIP ピークの入射角度依存性

つぎに、宇宙線の入射角に依存した MIP ピークの値を求めるために、エネルギーと角度を条件に分けて PHOS 検出器に入射したシミュレーションを行った。その結果をつぎに載せる。

各エネルギーごと、各入射角ごとの MIP のピークを 5.2.1 から 5.2.1 に載せる。これら各エネルギーが作る MIP のエネルギーの角度依存性を調べるために同じヒストグラムにプロットしたものが図 5.2.1 である。

また MIP のピークにピークの幅  $1\sigma$  を誤差としたプロットを図 5.2.1 に載せる。

図から、MIP のエネルギーは宇宙線の角度に依存した値を示す。しかし、宇宙線の入射角が 0 度から 20 度の範囲では大きな依存性はない。エネルギー較正を行う際に角度に依存した補正項などは加える必要はない。しかし、入射角が 30 度を超えると MIP の値は入射角度に大きく依存し始めるのでほせいを加えなければならない。

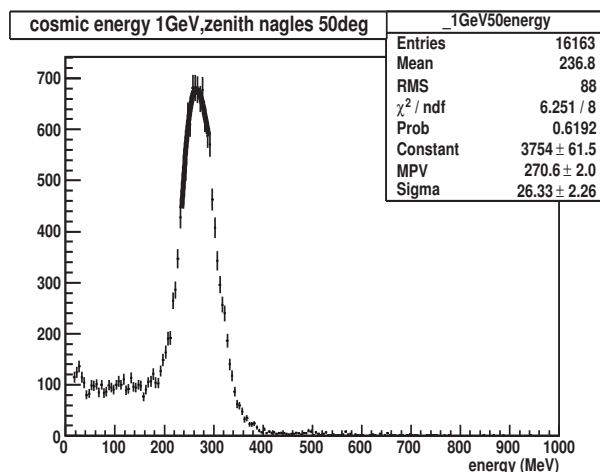
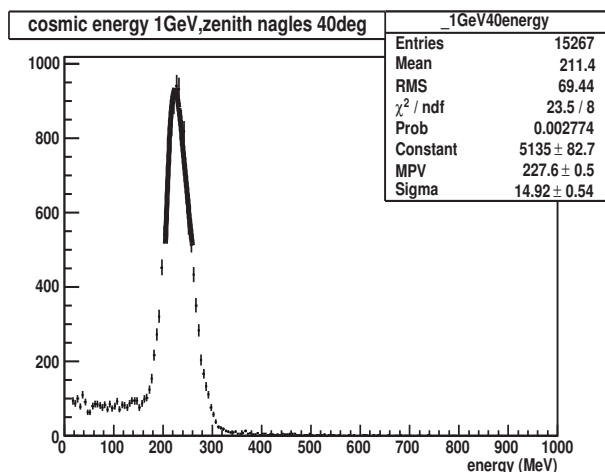
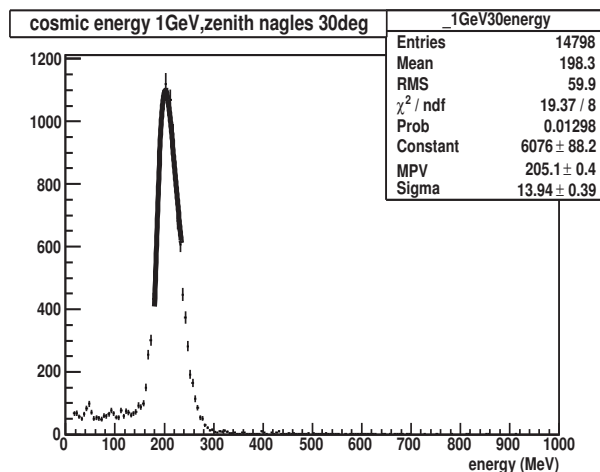
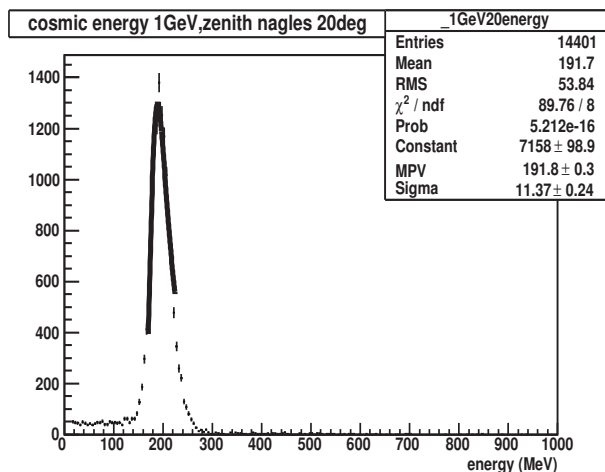
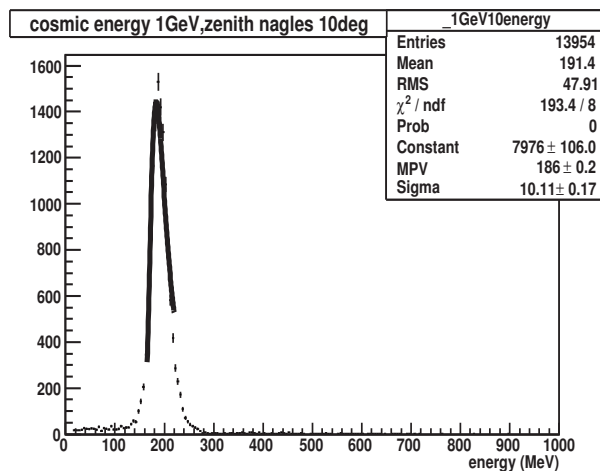
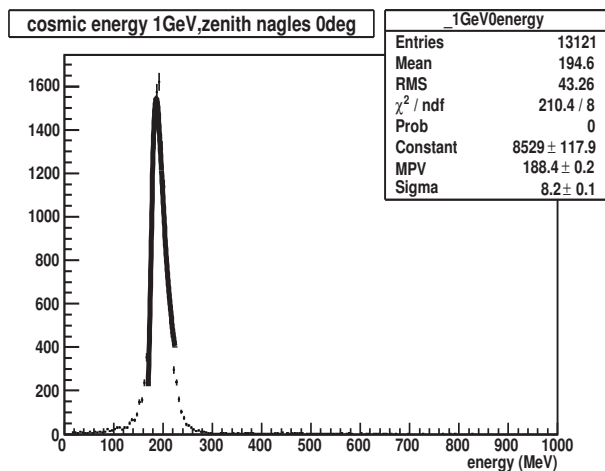


図 5.2.2: 宇宙線のエネルギー : 1GeV

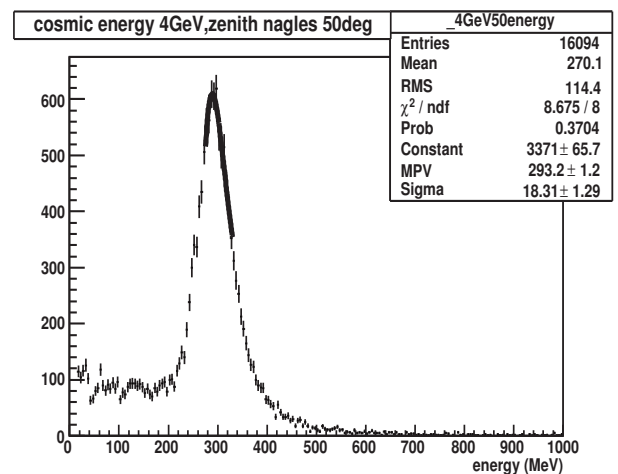
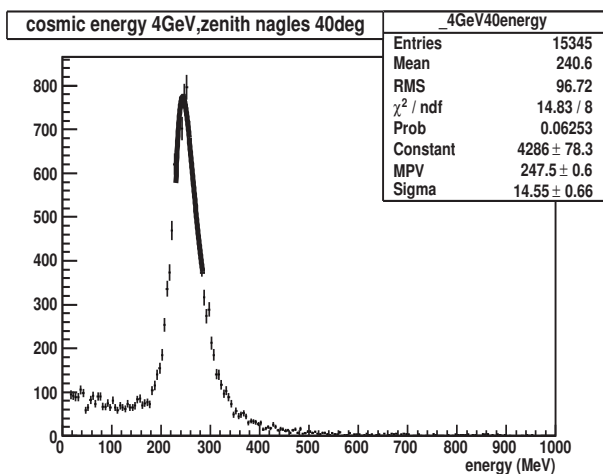
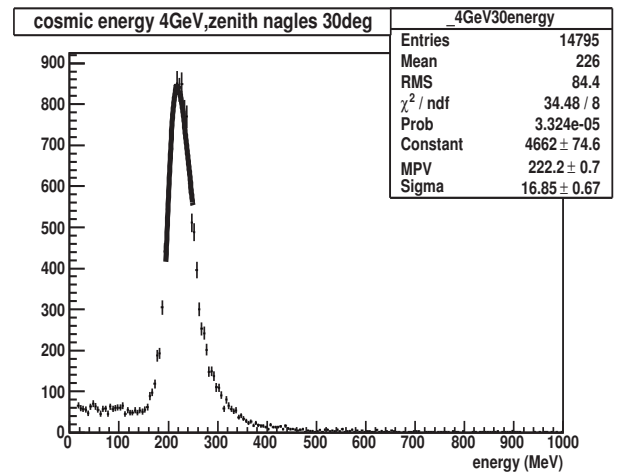
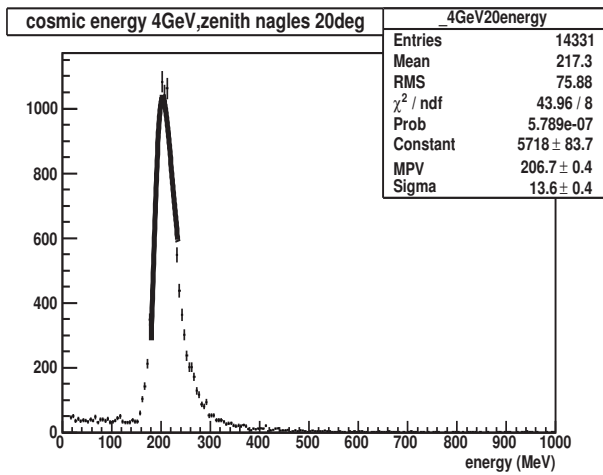
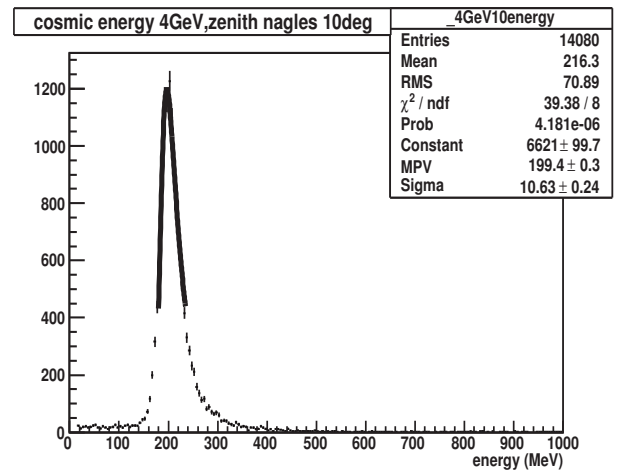
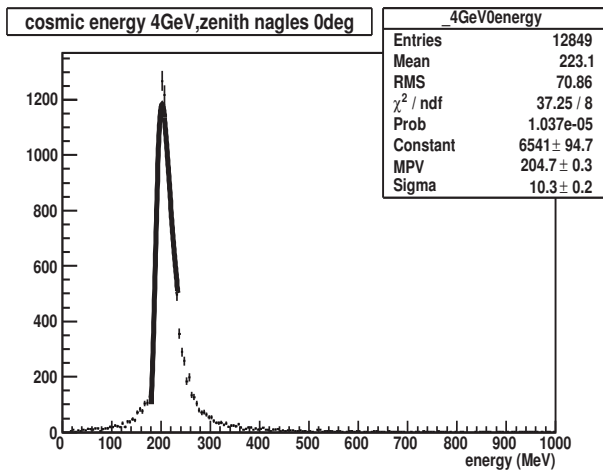


図 5.2.3: 宇宙線のエネルギー : 4GeV



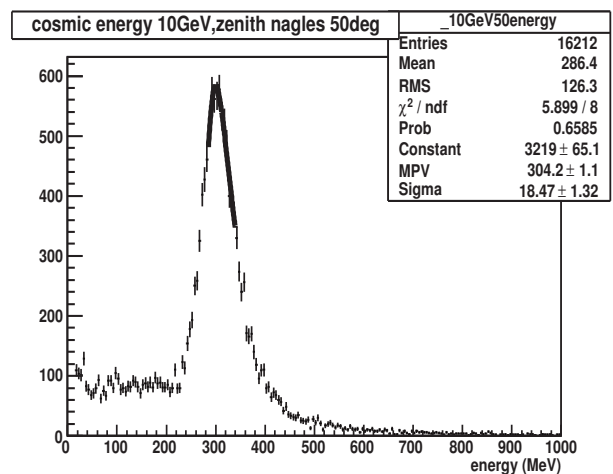
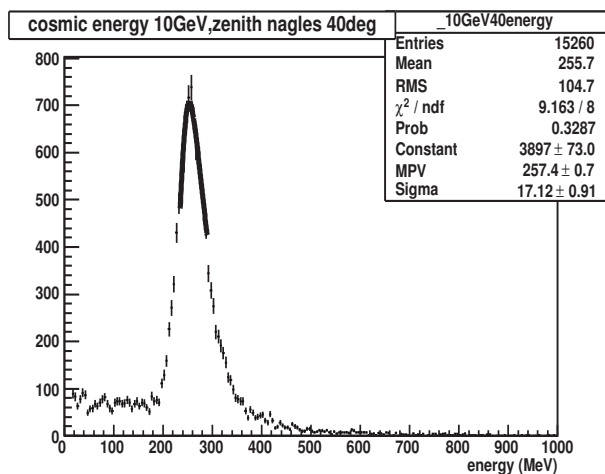
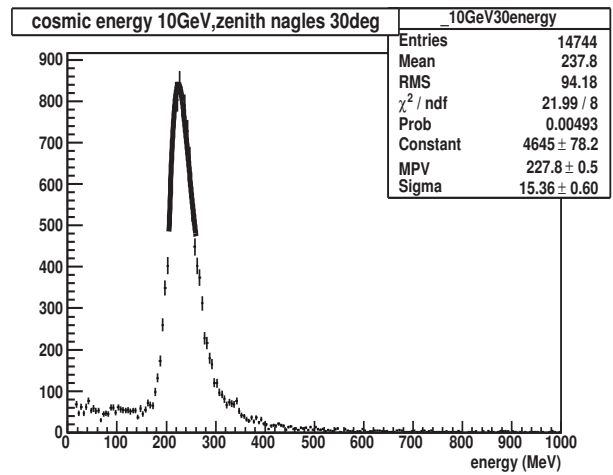
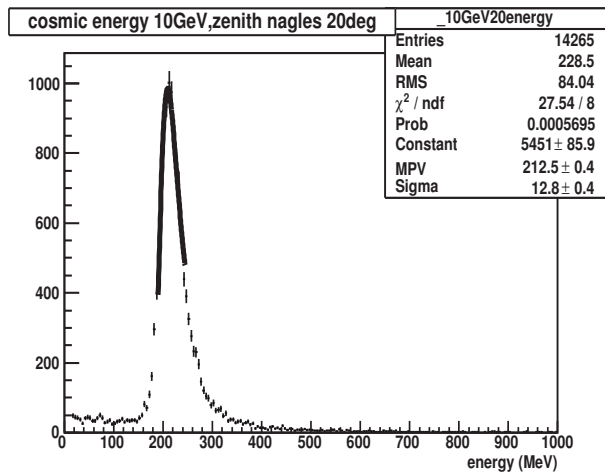
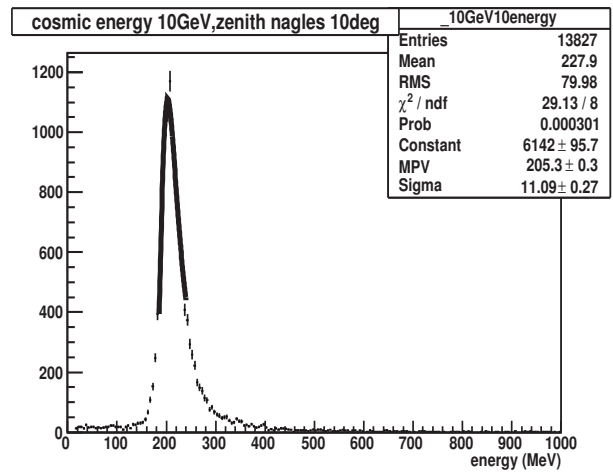
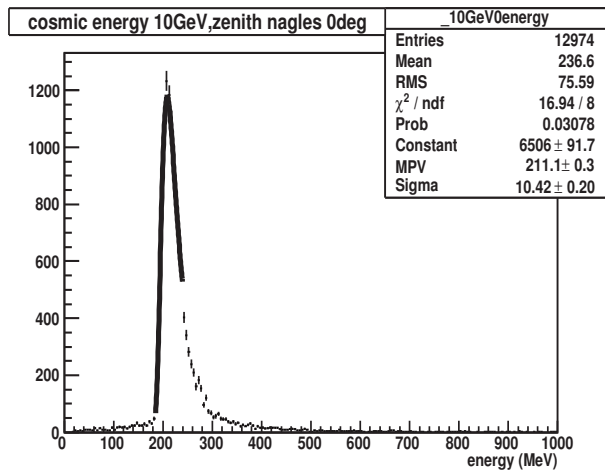


図 5.2.4: 宇宙線のエネルギー : 10GeV

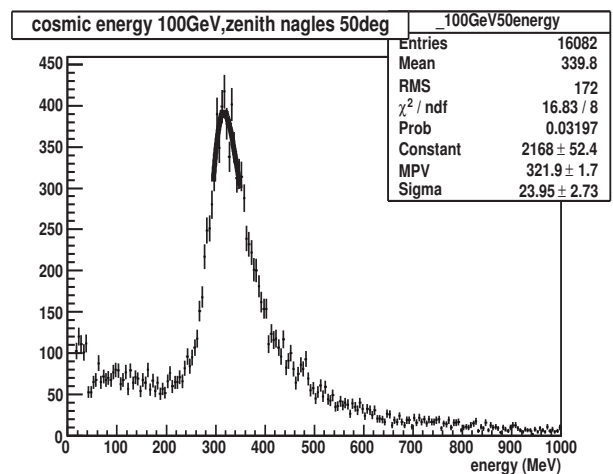
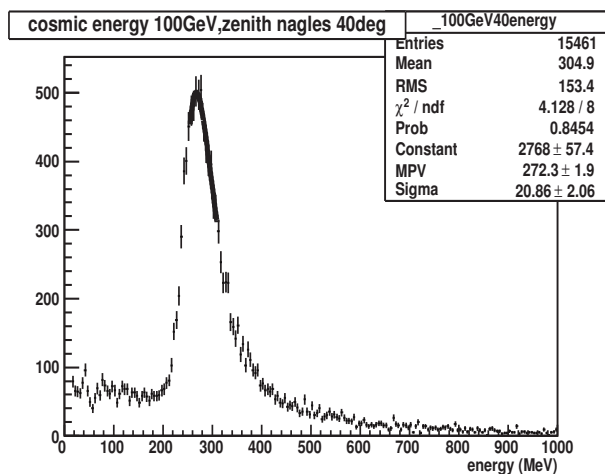
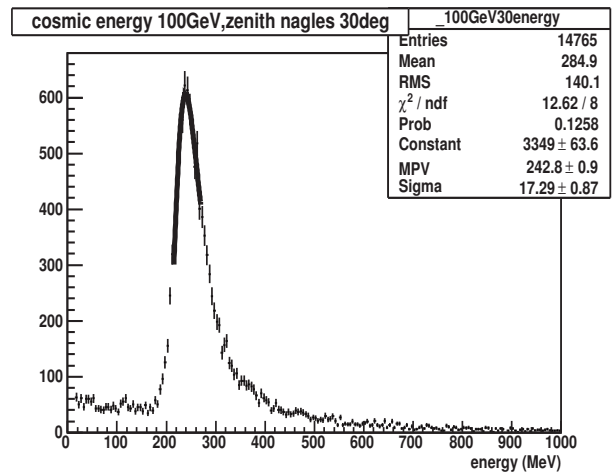
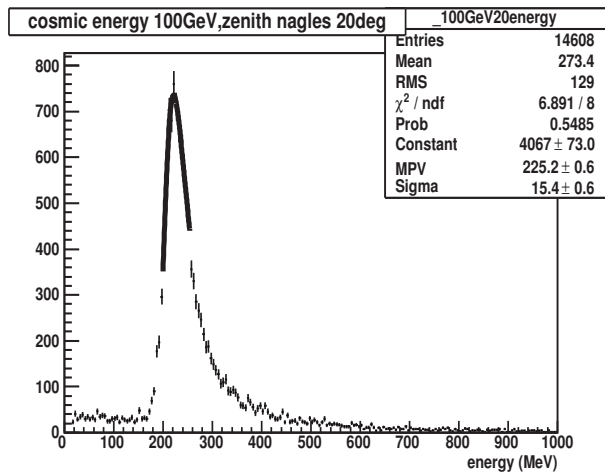
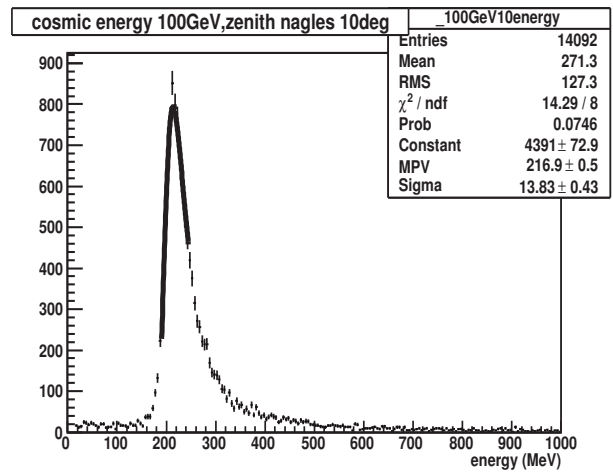
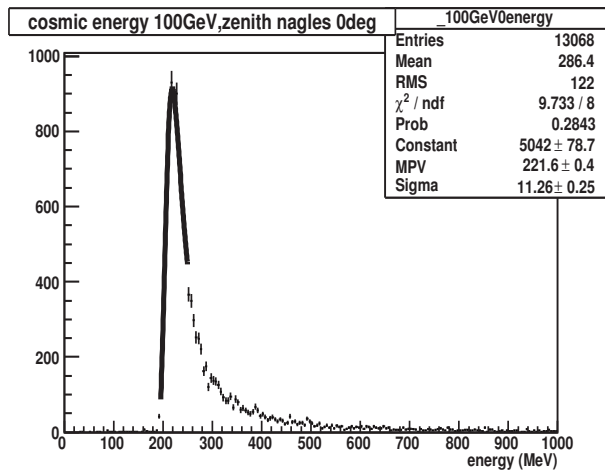


図 5.2.5: 宇宙線のエネルギー : 100GeV

cosmic energy 1GeV

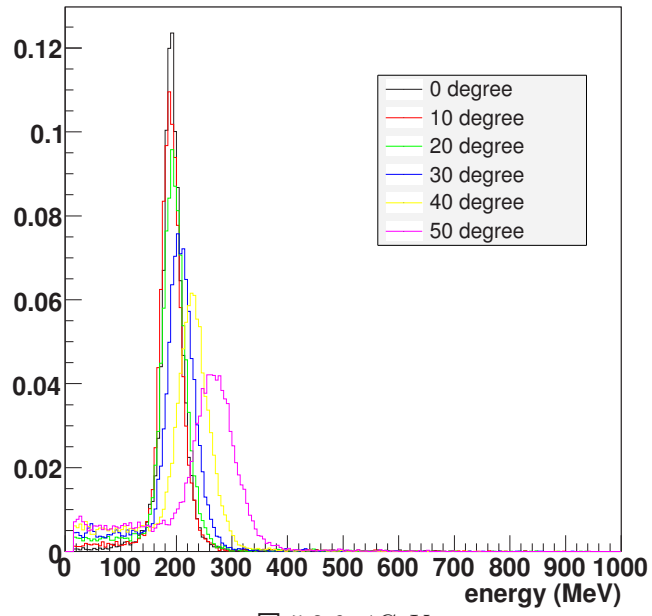


图 5.2.6: 1GeV

cosmic energy 4GeV

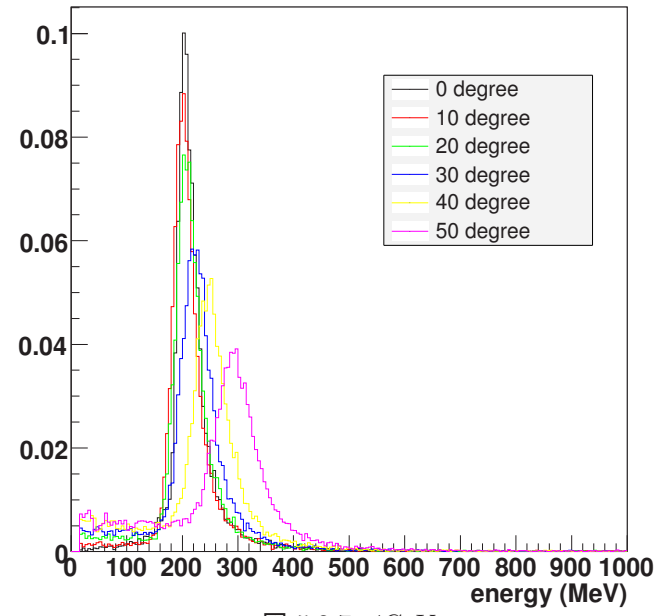


图 5.2.7: 4GeV

cosmic energy 10GeV

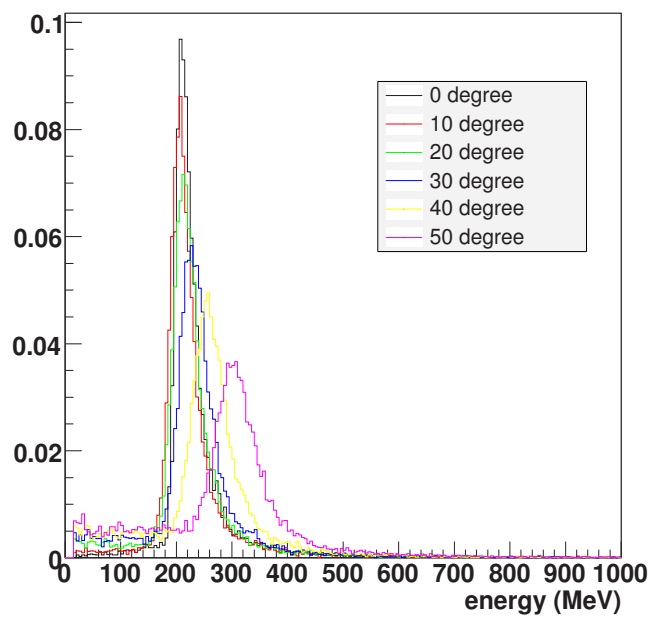


图 5.2.8: 10GeV

cosmic energy 100GeV

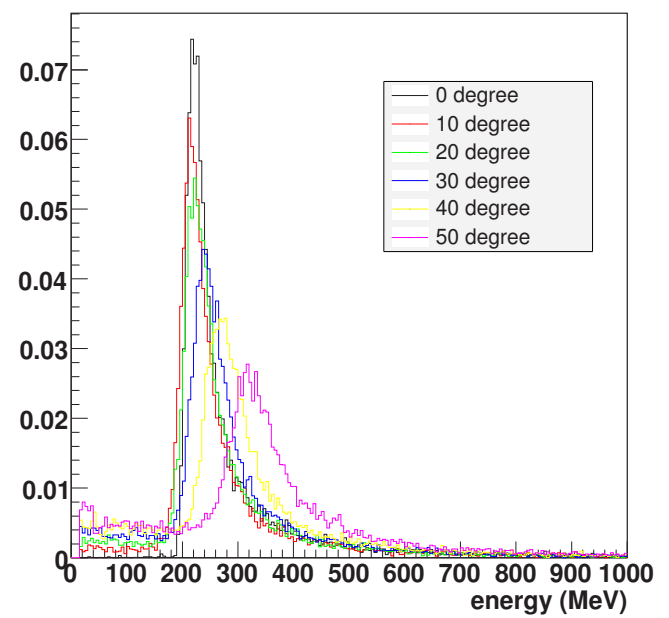
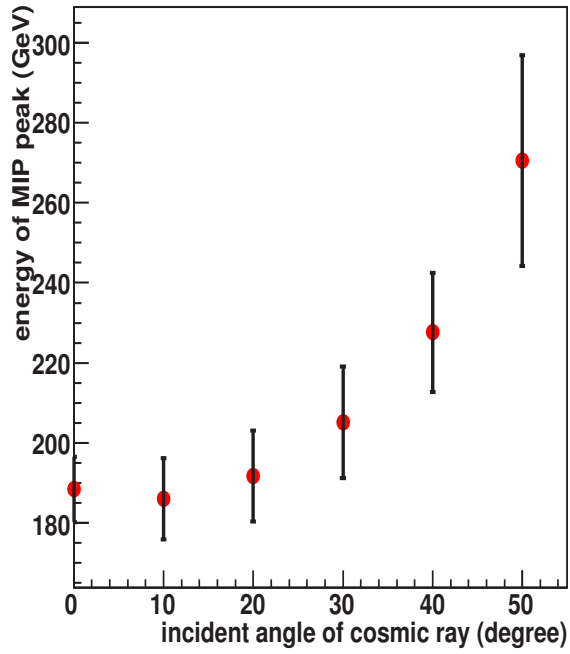
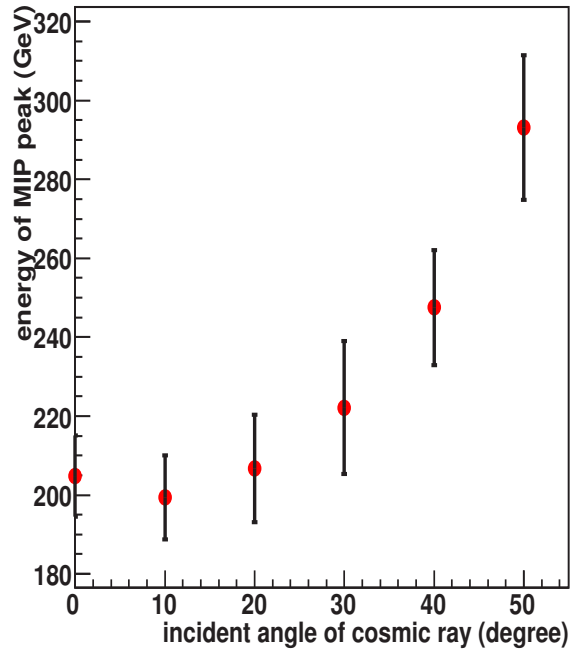


图 5.2.9: 100GeV

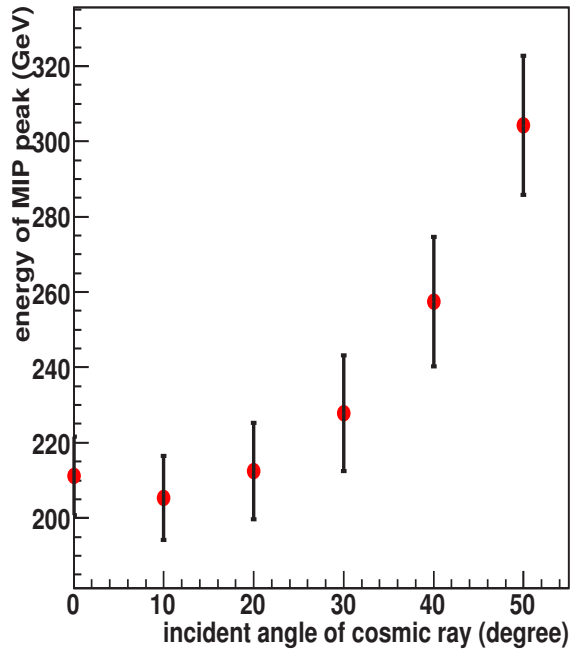
1GeV



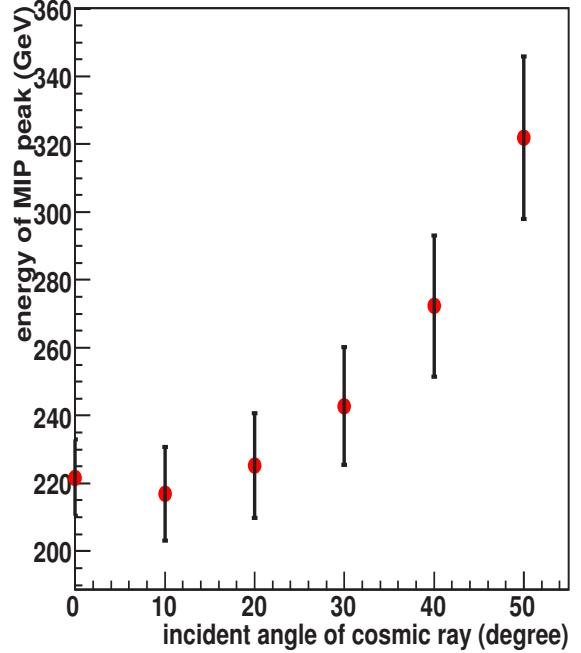
4GeV



10GeV



100GeV



## 第6章 結論

本研究で、PHOS 検出器のエネルギー較正に用いる宇宙線が PWO クリスタルに落とすエネルギーの測定実験を行った。

このデータからクラスタリングを用いてエネルギー較正に使用する MIP ピークのエネルギーを求めた。

GEANT4を用いてPHOS 検出器の宇宙線測定実験のシミュレーションを行い、宇宙線の入射角度に依存した MIP ピークの値を求めた。このシミュレーションの結果よりある角度までは MIP ピークは宇宙線の入射角に大きく依存せず、その角度をこえると MIP ピークが大きく宇宙線の入射角に大きく依存し始めるためにその角度以上の宇宙線の入射角を持つ宇宙線トリガーを使用する場合は、その角度を考慮して補正を加えなければならないことがわかった。

## 謝辞

始めに、本研究を行うにあたって数々の助言や指導をしてくださった先生、スタッフの方々に感謝の意を表します。指導教官の杉立先生には、解析の助言だけでなく研究を効率的に進めていく方法など研究生活における基本的なことまで指導していただきました。志垣先生には本研究に使用した GEANT4 に関する講習会やさまざまな物理の研究会などを紹介して頂きました。本間先生には、研究室や食事の場などで解析の方法などを指導して頂きました。洞口さんには研究をしていく上で必要な知識を夜遅い時間にもかかわらず教えて頂きました。そして、鳥井さんにはご多忙にもかかわらず本研究における解析やシミュレーションの方法などを一から教えて頂きました。神戸大学の山下先生には GEANT4 に関する質問に真摯に答えて頂きました。また、クォーク物理学研究室の皆様にも助言や指導を頂きました。槌本さんにはプログラミングのことや計算機にトラブルが起きた時などの身の回りの小さなことまで教えて頂きました。修士1年の岩永さん、岡田さん、丸山さん、溝口さん、には物理に関することや研究していく上で必要なことなどを教えて頂きました。特に溝口さんには鳥井さんとともに本研究の宇宙線のデータを CERN で測定して来て頂きました。来島さんや大内田さんにはご本人の研究が忙しいにも関わらず、質問に真摯に答えて頂きました。そして、4年生の岩崎くん、二橋くん、日栄さんのみんなと支えがあったことで本研究が行えました。

皆様のご支援のおかげで本研究を進めていくことができました。心から感謝します。

## 関連図書

- [1] R.G.Kellogg and H.Kasha, "Momentum spectra charge ratio, and zenitu-angle dependence of cosmic-ray muons", Phys.REV. Volume17, number1 (1978)
- [2] W.R.Sheldon and J.R.Benbrook, "Measurement of the directional cosmic-ray muon range spectrum", Phys.Rev Vol17.number1 (1978)
- [3] 長島順清, "素粒子物理学の基礎", "
- [4] 永江知文, 永宮正治, "原子核物理学"
- [5] 岩永義弘, "電子ビームを用いた ALICE 実験 PHOS 検出器の性能評価"
- [6] 溝口謙太, "アバランシェ・フォトダイオード読み出しによる鉛タンゲステン酸結晶を用いた電磁カロリメータの性能評価"
- [7] 門脇慶介, "GEANT4 シミュレータによる  $\pi^0$  中間子スペクトロメータの性能評価"