

$2\pi^0$  光生成反応実験のための  
電磁カロリメータのエネルギー較正

川村知行

平成 17 年 2 月 10 日

# 目次

<b>1</b>	<b>序章</b>	<b>6</b>
1.1	$2\pi^0$ 光生成反応実験	6
1.2	研究目的	6
<b>2</b>	<b>実験セットアップ</b>	<b>7</b>
2.1	前方電磁カロリメータ	7
<b>3</b>	<b>前方電磁カロリメータのエネルギー較正</b>	<b>8</b>
3.1	クリスタル配置位置に依存したエネルギー補正	9
3.2	エネルギー補正のためのシミュレーション	9
3.3	クリスタルの配置位置毎の応答	12
3.4	クリスタルの配置位置と入射エネルギーに対するエネルギー損失の 割り合い	15
3.5	クリスタルの配置毎の二光子不変質量	17
3.6	クラスタに所属するクリスタルの数と二光子不変質量の相関	20
3.7	クリスタル毎のピーク位置と集束状況	21
3.8	エネルギー較正後に導出した二光子不変質量	22
<b>4</b>	<b>まとめ</b>	<b>23</b>
<b>5</b>	<b>付録</b>	<b>24</b>
5.1	シミュレーション	24
5.2	位置の再構成	24
5.3	エネルギー分解能	34
5.4	位置分解能	36
<b>6</b>	<b>謝辞</b>	<b>39</b>

## 目 次

1	前方電磁カロリメータ。 . . . . .	7
2	クリスタルの配置。図の中心はビームが通る位置に対応している。以下の議論ではビームラインに最も近い部分に配置されたクリスタルは B、外側のクリスタルは C、それ以外のクリスタルは A に配置したとして扱う。各アルファベットの右下の数字はクリスタルの識別番号に対応している。 . . . . .	10
3	クラスタに所属するクリスタルの数が 9 本でない場合は a)、b)、c)、d) のようなクラスタが考えられる。 . . . . .	11
4	3x3 に配置した検出器に 1GeV の光子を検出器の中心に垂直に入射した場合にそれぞれのクリスタルにおけるエネルギー損失量が全エネルギー損失量に占める割合。 . . . . .	11
5	A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割合。A に配置されたクリスタルがクラスタ中心となる場合は 91 と 236 の隣のクリスタルを除いては少なくとも 9 本のクリスタルが含まれる。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。 . . . . .	12
6	B に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割合。B に配置されたクリスタルがクラスタの中心となる場合は最低で 6,7,8 本の 3 通りのクリスタルよりなるクラスタが形成される。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。点線のヒストグラムはクラスタに所属するクリスタルの数が 7 個以上だったイベントのみを含む。 . . . . .	13
7	C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割合。C に配置されたクリスタルがクラスタの中心となる場合は最低で 5、6、7、8 本のクリスタルよりなるクラスタが形成される。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。点線のヒストグラムはクラスタに所属するクリスタルの数が 7 個以上だったイベントのみを含む。 . . . . .	14
8	黒点が A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。白抜の点はクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。白抜の四角は C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。5、6、7、8、9 本のクリスタルよりなるクラスタ毎の入射エネルギーに対する検出可能な割合がデータに現われた。(補正前のデータ) . . . . .	15
9	黒点が A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。白抜の点はクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。白抜の四角は C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。(補正後のデータ) . . . . .	16

- 10 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 62、124、166 についてのプロット。) . . . . . 17
- 11 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 103、107、109 についてのプロット。) . . . . . 18
- 12 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 69、70、62、63 についてのプロット。) . . . . . 19
- 13 クラスタに所属するクリスタルの数と二光子不変質量の相関。 . . . . . 20
- 14 各クリスタルにおける二光子不変質量スペクトルのピーク位置。宇宙線によるエネルギー較正により導出された較正係数を用いて実験データを解析した場合。 . . . . . 21
- 15 各クリスタルにおける二光子不変質量スペクトルのピーク位置。宇宙線を使って導出した較正係数を初期値として数回較正係数を修正した後。 . . . . . 21
- 16 エネルギー較正を行なった後の二光子不変質量スペクトル。点線はシミュレーションの結果。我々が実験を行なったエネルギー領域では  $\pi$  生成よりも  $\pi\pi$  生成の方が 2 倍以上生成断面積が大きいのでシミュレーションでは  $\pi^0\pi^0$  を生成した。シミュレーションのスペクトルに見られる低エネルギー側のテイルは検出した光子が異なる中性  $\pi$  中間子からのものであったイベントとエネルギーの漏れだしが大きかったイベントによるものだ。実験データにおける 0GeV 付近の事象はビームハローによる。(このデータはクラスタ中心のクリスタル配置位置が AxA、BxA、CxA という条件を課して得られたもの。) 22

17	1GeVの光子を円柱状のPbWO <sub>4</sub> の中心に入射した際の微小区間におけるエネルギー損失量。 . . . . .	26
18	3x3で組んだ検出器の中心クリスタルの原点からX座標に沿って±11mmの範囲で1GeVの光子を一様に入射した際の入射位置と重心法で導出された位置との対応。 . . . . .	26
19	再構成された位置と入射位置との差を入射位置xの関数としてプロット。残差をガウス関数でフィットし中心値を導出。 . . . . .	27
20	3x3で組んだ検出器の中心クリスタルの原点からX座標に沿って±11mmの範囲で1GeVの光子を一様に入射した際の入射位置と重心法で導出された位置との対応。 . . . . .	28
21	再構成された位置と入射位置との差を入射位置xの関数としてプロット。残差をガウス関数でフィットし中心値を導出。 . . . . .	29
22	それぞれの光子入射エネルギーに対する入射位置と再構成された位置との残差の標準偏差をw <sub>0</sub> の関数としてプロット。 . . . . .	29
23	1GeV( $\theta = 8^\circ, \phi = 0 \sim 360^\circ$ )の光子を検出器に入射したときに導出された斜め入射の補正を行なった場合の位置(実線)と補正を行わない場合の位置。(点線)点線のヒストグラムのピーク位置は図25における1GeV光子入射のデータでの平均値から中央値付近に対応する距離だけ検出器前面からはなれた平面での位置を導出してしまっていることに対応している。 . . . . .	30
24	検出器に斜めに光子が入射することによって生じる実際の入射位置と再構成された位置とのずれの概念図。シミュレーションを行なうことでdrと対応する深さを導出することが出来る。図23の情報を用いてdepthを導出し図25を参照するとその深さは平均値から中間値の値に対応することが窺える。 . . . . .	31
25	0.5、1.0、3.0 GeVの光子をPbWO <sub>4</sub> に垂直に入射した時の与えられた深さにおける平均のエネルギー損失。 . . . . .	32
26	平均シャワー深さの入射光子エネルギー依存性。5x5x0.18m <sup>3</sup> の検出器に垂直に光子を入射した。縦軸の値はある入射エネルギーでの深さxにおけるエネルギー損失を荷重とした標本平均に対応する。 . . . . .	33
27	エネルギー分解能。検出器のエネルギー分解能をシミュレーションを用いて評価した。 $\theta = 8^\circ$ に固定。 $\phi$ は0から $2\pi$ の間で一様に分布させた。白抜のデータは光電子統計を考慮していない。黒点のデータは光電子統計を考慮している。 . . . . .	35
28	位置分解能。検出器の位置分解能を評価するためにシミュレーションを行なった。 $\theta = 5, 8, 11^\circ$ に固定。 $\phi$ は0から $2\pi$ の間で一様に分布させた。 . . . . .	36
29	位置分解能。検出器の位置分解能を評価するためにシミュレーションを行なった。 $\theta = 5, 8, 11^\circ$ に固定。 $\phi = 0 \sim 2\pi$ の間で一様に分布させた。 . . . . .	37

# 1 序章

核媒質中におけるカイラル対称性の部分的な回復と  $\sigma$  中間子の存在を検証するために、2003年に、Spring-8において  $2\pi^0$  光生成反応を行なった。

## 1.1 $2\pi^0$ 光生成反応実験

$I = J = 0$  中間子である  $\sigma$  or  $f_0(400 - 1200)$  はほぼ 100%  $2\pi$  に崩壊する。またクレブシュゴルドン係数を使えばアイソスピンが 0、その第三成分が 0 の状態は、

$$|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|1-1\rangle - |00\rangle + |1+1\rangle) \quad (1)$$

と表されるので  $\pi^+\pi^-$  と  $\pi^0\pi^0$  の混合状態であると考えられる。加えて生成断面積が  $\pi^+\pi^-$  では  $\pi^0\pi^0$  に比較して 2 倍得られる事がわかる。この際検出される  $\pi^+\pi^-$  のアイソスピンはアイソスピンの合成により 0 か 2 をとることが許されるので我々が興味のある、 $I = J = 0$  の状態を観測しているとは限らない。それに対し  $\pi^0\pi^0$  対を観測することはアイソスピンが 0 に限られた状態を観測することになるので、 $\pi^+\pi^-$  対の観測に比べて有利である。しかし我々が実験を行なったエネルギー領域では  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  又は  $3\pi^0$  or  $4\pi^0$  からの  $2\pi^0$  までをデータとして取りこんでしまうためこのようなバックグラウンド事象をどのように処理するかが問題である。

## 1.2 研究目的

2003 年に行なわれた実験で、酸化鉛タングステン結晶 ( $\text{PbWO}_4$ ) 252 本より構成された電磁カロリメータが新しく導入された。中間子の識別を行なうために我々は中間子の崩壊によって生じた光子を検出し、それらの不変質量を導出する必要がある。不変質量は、

$$M_x = \sqrt{\left(\sum_i^n \mathbf{p}_{\gamma_i}\right)^2} \quad (2)$$

と定義されるので検出した光子のエネルギーと位置を正確に導出しなければいけない。そこで、検出器の性能を悪化させるイベントに対する補正を行ない電磁カロリメータのエネルギー較正を行なった。エネルギー較正を行なった結果不変質量分解能は  $\approx 5\%$  となった。本論文では具体的な解析手法について述べて行く。

## 2 実験セットアップ

### 2.1 前方電磁カロリメータ

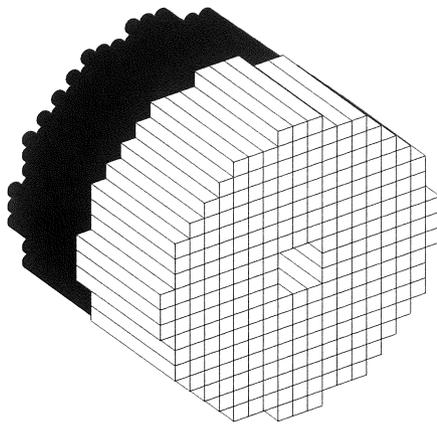


図 1: 前方電磁カロリメータ。

### 3 前方電磁カロリメータのエネルギー較正

我々は電磁カロリメータを用いて中間子の崩壊によって生じた光子を検出し、光子の不変質量を導出することにより親粒子が何であったかを知ることが出来る。この様に光子のエネルギーを測定しさらに入射位置を導出することによって興味のある情報を手に入れることが出来る。しかし、反対の言い方をすれば興味のある物を観測しようとすれば、正確にエネルギーを測定し、さらに位置を導出しなければならないということになる。

そこで中性  $\pi$  中間子の崩壊によって生じた二光子を用いて反復的に較正係数を変更する方法によりエネルギー較正を行なった。

中性  $\pi$  中間子の崩壊によって生じた二光子を用いたエネルギー較正とは電磁カロリメータで検出した二光子は中性  $\pi$  中間子の崩壊によって生じた物であることを仮定することから始まる。その仮定が正しければ二光子の不変質量は中性  $\pi$  中間子の不変質量と等しくなるはずなので、二光子の不変質量が中性  $\pi$  中間子の質量に等しくなるように較正係数を修正する。ここまでの作業を全てのクリスタルにおいて行ない、導出された二光子の不変質量が中性  $\pi$  中間子の質量へと集束するまで繰り返す。ゆえにこのエネルギー較正法は中性  $\pi$  中間子反復法 ( $\pi^0$  iteration) などと呼ばれる。

ここでエネルギー較正を行なう上での重要な点について述べておく。我々は時間的制約がある条件の下で実験を行なう以上、実験データは出来る限り捨てないようにしたい。この様な要請から検出器全体を較正する必要が生じる。しかし、クリスタルの配置場所によって検出出来るエネルギーは制限される。よって検出器全体に渡ってデータを使えるようにするにはクリスタルの配置場所に依存した補正を行なわなければならない。そのためにシミュレーションによってクリスタルの配置場所ごとの入射エネルギーに対するエネルギー損失を調べエネルギー補正を行なった。

エネルギー較正は2段階に分れており、第一段階は実験中に行なった宇宙線を用いた荒いエネルギー較正である。この時に導出された ADC チャンネルからエネルギーへの変換係数は中性  $\pi$  中間子を用いたエネルギー較正で用いる初期値とした。第二段階として中性  $\pi$  中間子の崩壊によって生じた2光子を用いたエネルギー較正を行なった。

エネルギー較正を行なう際に重要なことは中性  $\pi$  中間子の崩壊によって生じたであろう光子によって導出された  $0.135\text{GeV}/c^2$  付近のピークを中性  $\pi$  中間子の不変質量になるようにエネルギー較正係数を反復的に変更していくのでピークがバックグラウンドに埋もれていないことである。中性  $\pi$  中間子を用いたエネルギー較正に使うために不変質量を導出する際の、2つのクラスタ中心クリスタルが配置されている位置は、(図 2AxA、BxA、CxA) そのために、クラスタの中心になったクリスタルが配置されている場所ごとにエネルギー較正を行なった。

全てのクリスタルのエネルギー較正をするために  $A_{E_1} \times A_{E_2}$  の組み合わせを使い領域 A に配置されたクリスタルのエネルギーを較正する。領域 B のクリスタルをエネルギー較正するために  $B_{E_1} \times A_{E_2}$  の組み合わせを使ってエネルギーを較正する。領域 C のクリスタルのエネルギーを較正するために  $C_{E_1} \times A_{E_2}$  の組み合わ

	$A_{E_2}$	$B_{E_2}$	$C_{E_2}$
$A_{E_1}$	○	△	△
$B_{E_1}$	○	×	×
$C_{E_1}$	△	×	×

表 1: エネルギー較正に適した不変質量スペクトルが得られるクラスタの組み方には○。適しない組み合わせには×をつけた。 $E_1$  はエネルギー損失が大きかった方のクラスタを示し、 $E_2$  はエネルギー損失が小さかった方のクラスタに対応する。これらは図 10、11、12 より決めた。

せを使ってエネルギーを較正した。

### 3.1 クリスタル配置位置に依存したエネルギー補正

クラスタ中心のクリスタルの配置場所によってクラスタのエネルギー応答は異なる。(図 5、6、7) また、C に配置されたクリスタルはエネルギーの漏れだしが大きいためエネルギー損失に対する入射エネルギーの割り合いを調べると A に配置されたクリスタルや B に配置されたクリスタルの時とは異ったスペクトルの形状を示す。このスペクトル形状は 2 光子の不変質量をゆがめるとともにエネルギー較正を行なう際に必要以上に較正係数が大きくなってしまふ不具合を生じる。そのため外側に配置されたクリスタルがクラスタ中心となった場合のイベントからエネルギー較正を行なう上で必要でないイベントを除去した。除去する条件はクラスタに所属するクリスタル数とそのクラスタのエネルギー、位置情報で導出された二光子不変質量との相関(図 13)より決定し、クラスタに所属するクリスタルの数が 6 個以下の場合にはエネルギー較正に使わないことにした。このときの 5、6 個のクリスタルからなるクラスタの形状は図 3 のようになる。またそのような場合はたとえ光子が検出器に垂直に入射したとしても 3x3 のクリスタルからなる検出器と比較して検出可能なエネルギーは図 4 より、95、93%にとどまる。しかも現実には垂直に入射することはないのでこの値よりも低くなる。

C に配置されたクリスタル以外がクラスタの中心となったイベントについてもエネルギー損失に対する入射エネルギーの割り合いが 1 となるように補正を行なった。さらに、2003 年実験では 91、236 のクリスタルは正常に作動していなかったためこれ等の影響も考慮した上でシミュレーションを行なった。

### 3.2 エネルギー補正のためのシミュレーション

クリスタルの配置ごとのエネルギー補正係数を導出するためのシミュレーションを行なった。光子の入射角度は等方的に発生させた。入射光子のエネルギー分布は実験データから得られた 2 光子の不変質量が中性  $\pi$  中間子の質量領域付近に導出された際の検出光子のエネルギースペクトルを使った。

## Back stream view

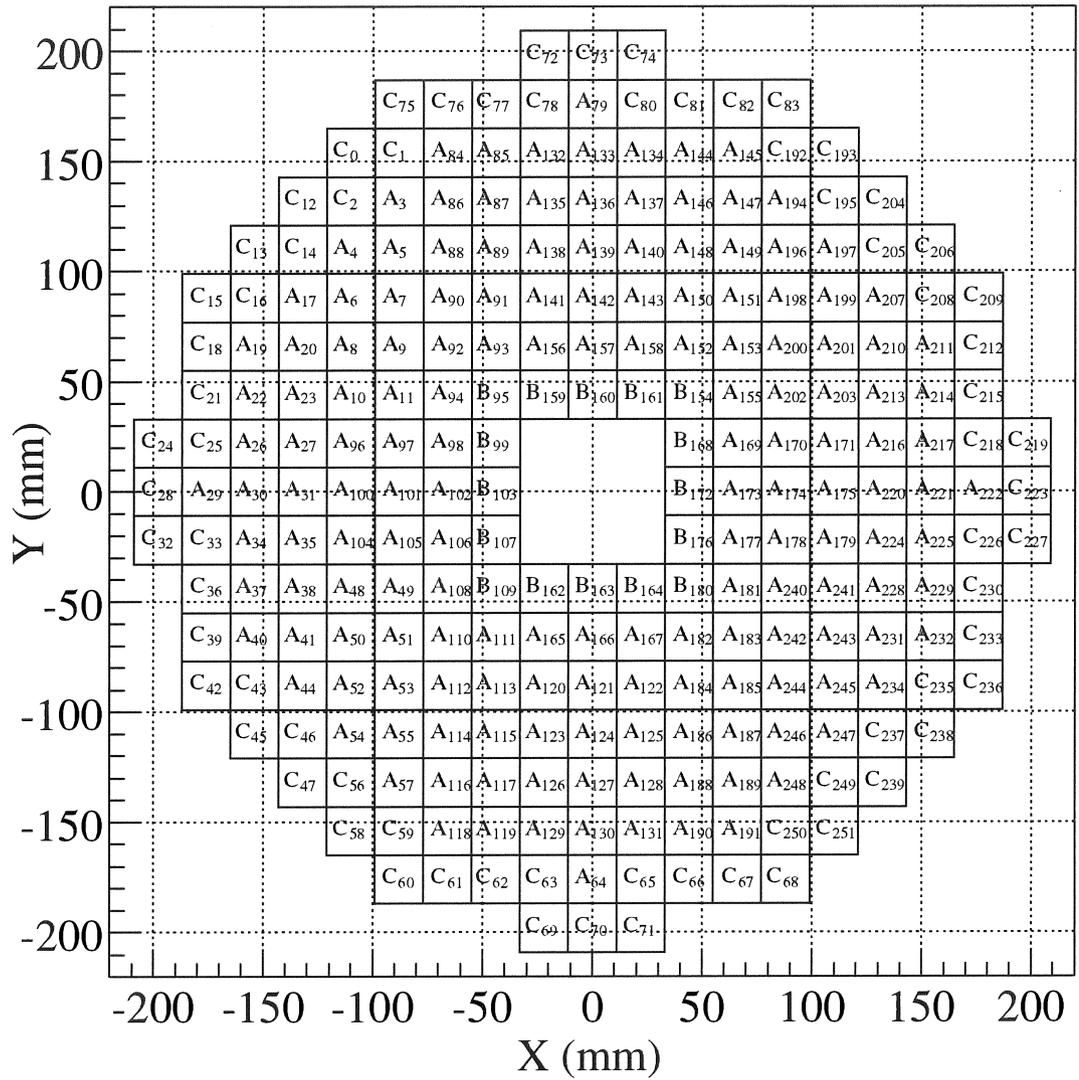


図 2: クリスタルの配置。図の中心はビームが通る位置に対応している。以下の議論ではビームラインに最も近い部分に配置されたクリスタルはB、外側のクリスタルはC、それ以外のクリスタルはAに配置したとして扱う。各アルファベットの右下の数字はクリスタルの識別番号に対応している。

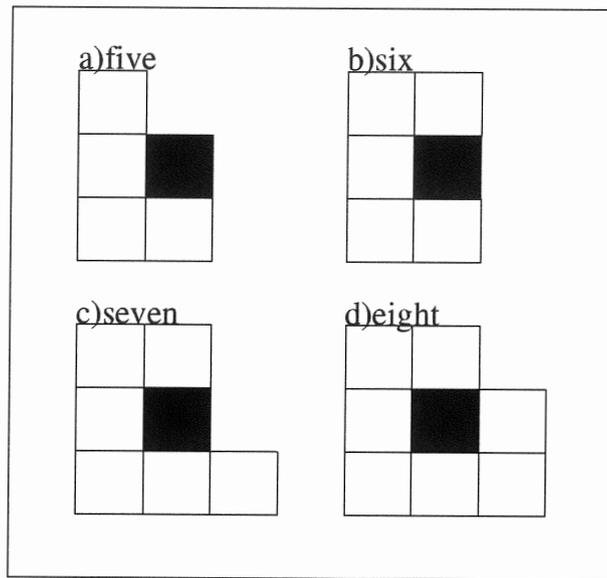


図 3: クラスタに所属するクリスタルの数が9本でない場合は a)、b)、c)、d) のようなクラスタが考えられる。

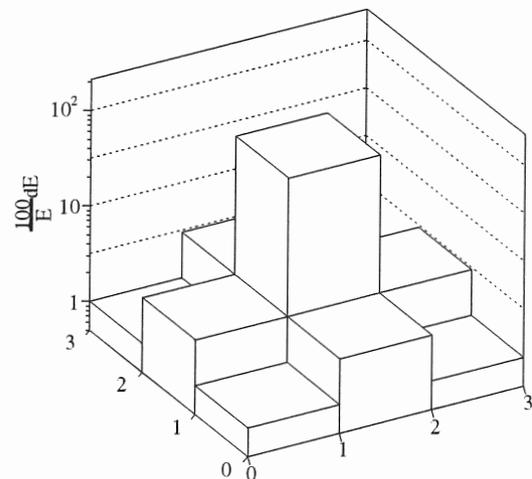
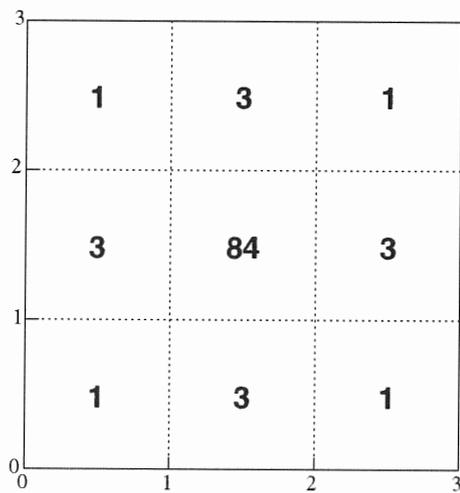


図 4: 3x3 に配置した検出器に 1GeV の光子を検出器の中心に垂直に入射した場合にそれぞれのクリスタルにおけるエネルギー損失量が全エネルギー損失量に占める割合。

### 3.3 クリスタルの配置位置毎の応答

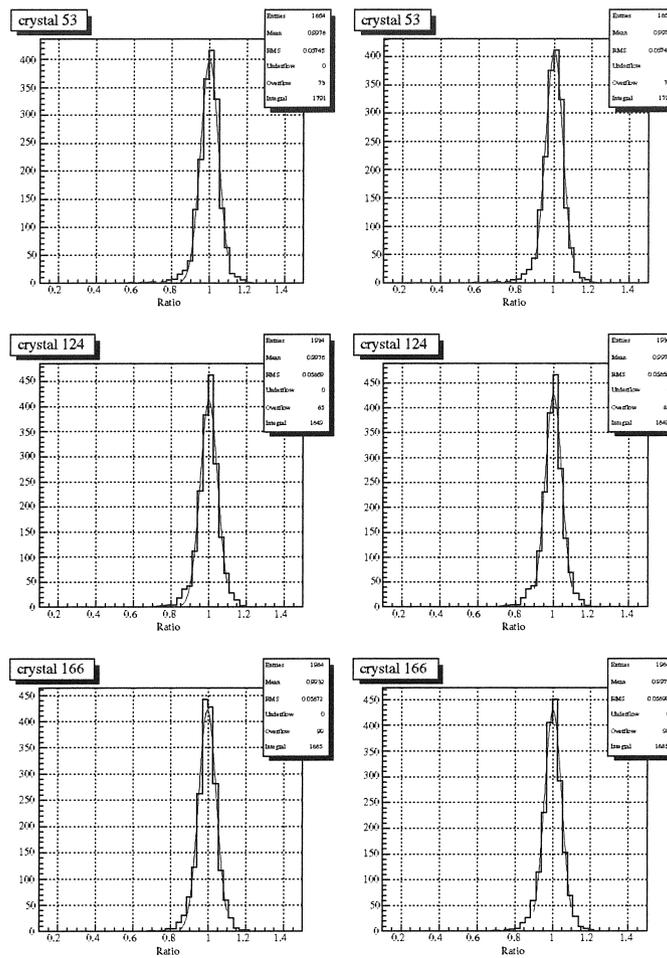


図 5: A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割り合い。A に配置されたクリスタルがクラスタ中心となる場合は 91 と 236 の隣のクリスタルを除いては少なくとも 9 本のクリスタルが含まれる。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。

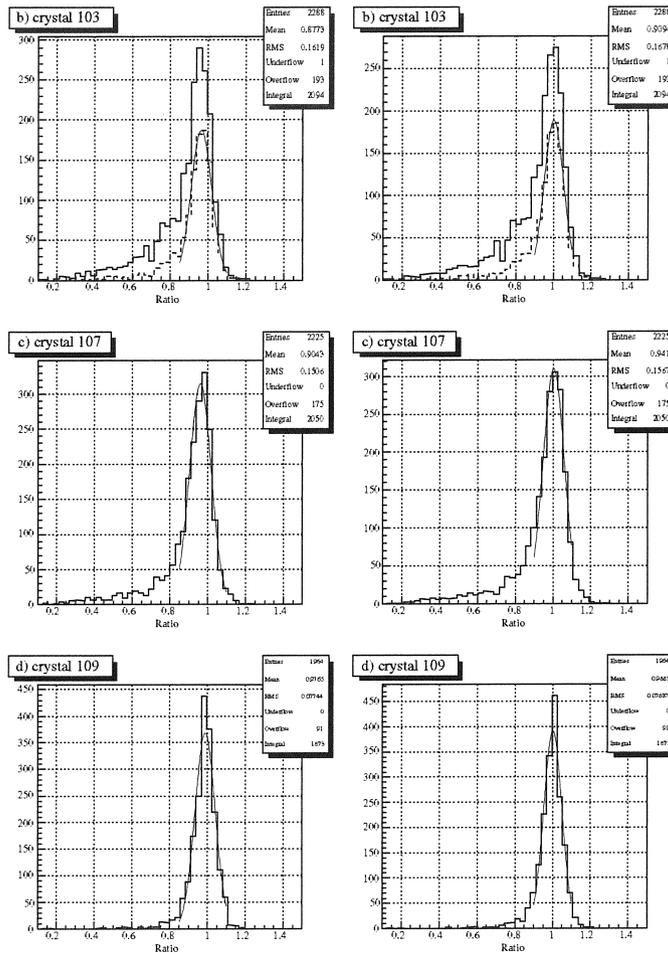


図 6: B に配置された結晶がクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割り合い。B に配置された結晶がクラスタの中心となる場合は最低で 6,7,8 本の 3 通りの結晶よりなるクラスタが形成される。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。点線のヒストグラムはクラスタに所属する結晶の数が 7 個以上だったイベントのみを含む。

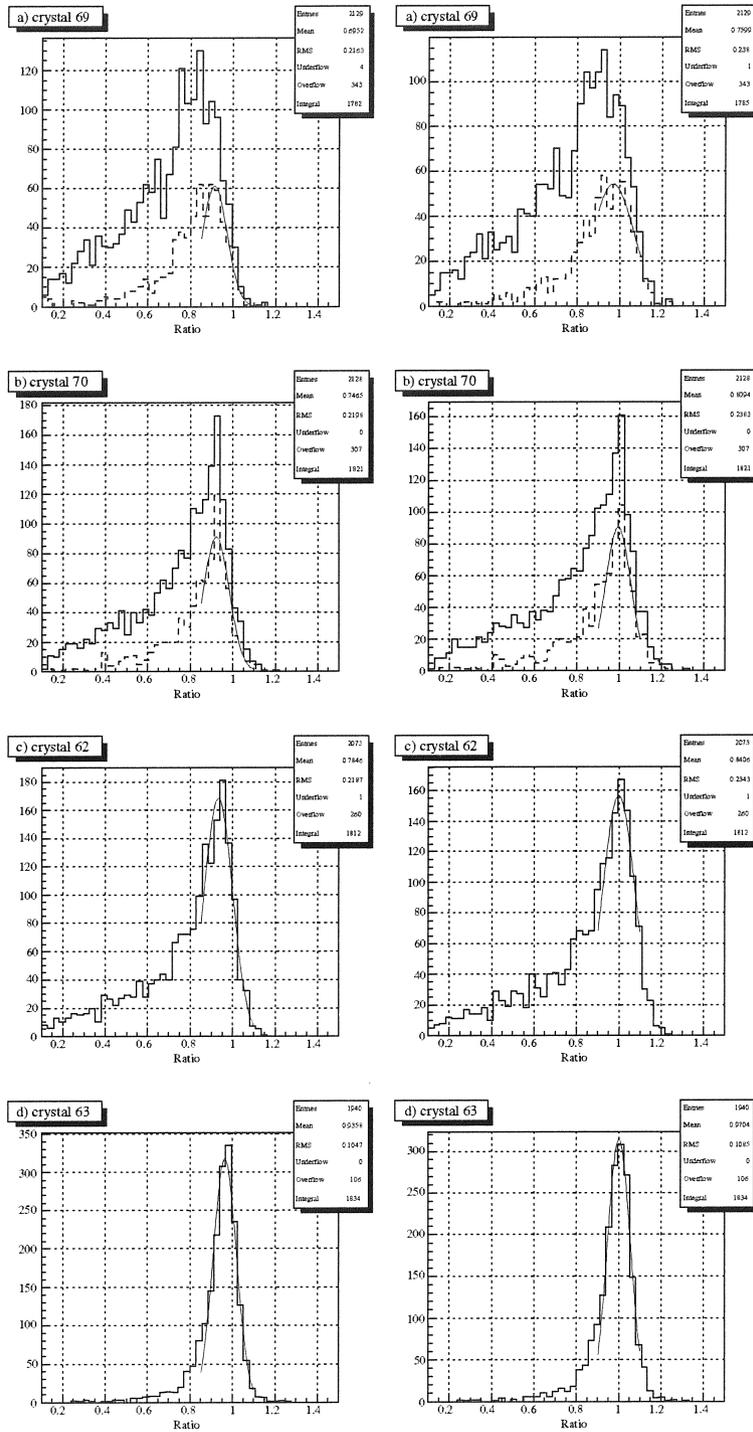


図 7: C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合の入射エネルギーに対するエネルギー損失の割り合い。C に配置されたクリスタルがクラスタの中心となる場合は最低で 5、6、7、8 本のクリスタルよりなるクラスタが形成される。左図はエネルギー補正を行なう前。右図はエネルギー補正を行なった後。点線のヒストグラムはクラスタに所属するクリスタルの数が 7 個以上だったイベントのみを含む。

### 3.4 クリスタルの配置位置と入射エネルギーに対するエネルギー損失の割り合い

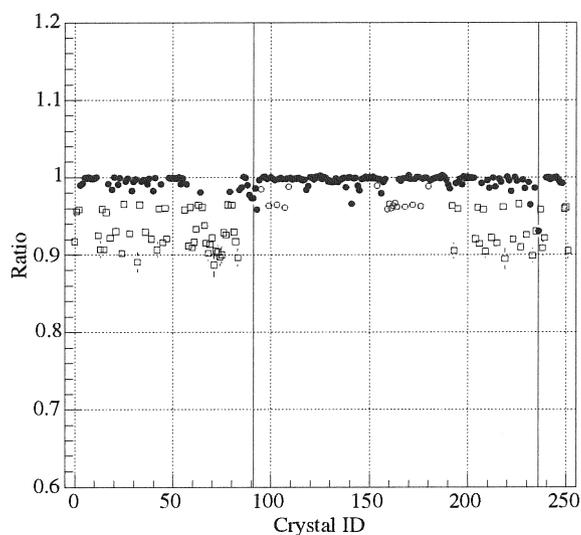


図 8: 黒点が A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。白抜の点はクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。白抜の四角は C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。5、6、7、8、9 本のクリスタルよりなるクラスタ毎の入射エネルギーに対する検出可能な割り合いがデータに現われた。(補正前のデータ)

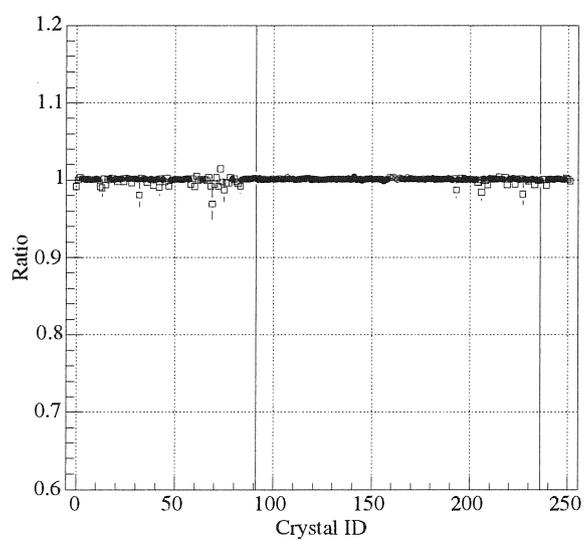


図 9: 黒点が A に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。白抜の点はクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。白抜の四角は C に配置されたクリスタルがクラスタの中心であった場合。(補正後のデータ)

### 3.5 クリスタルの配置毎の二光子不変質量

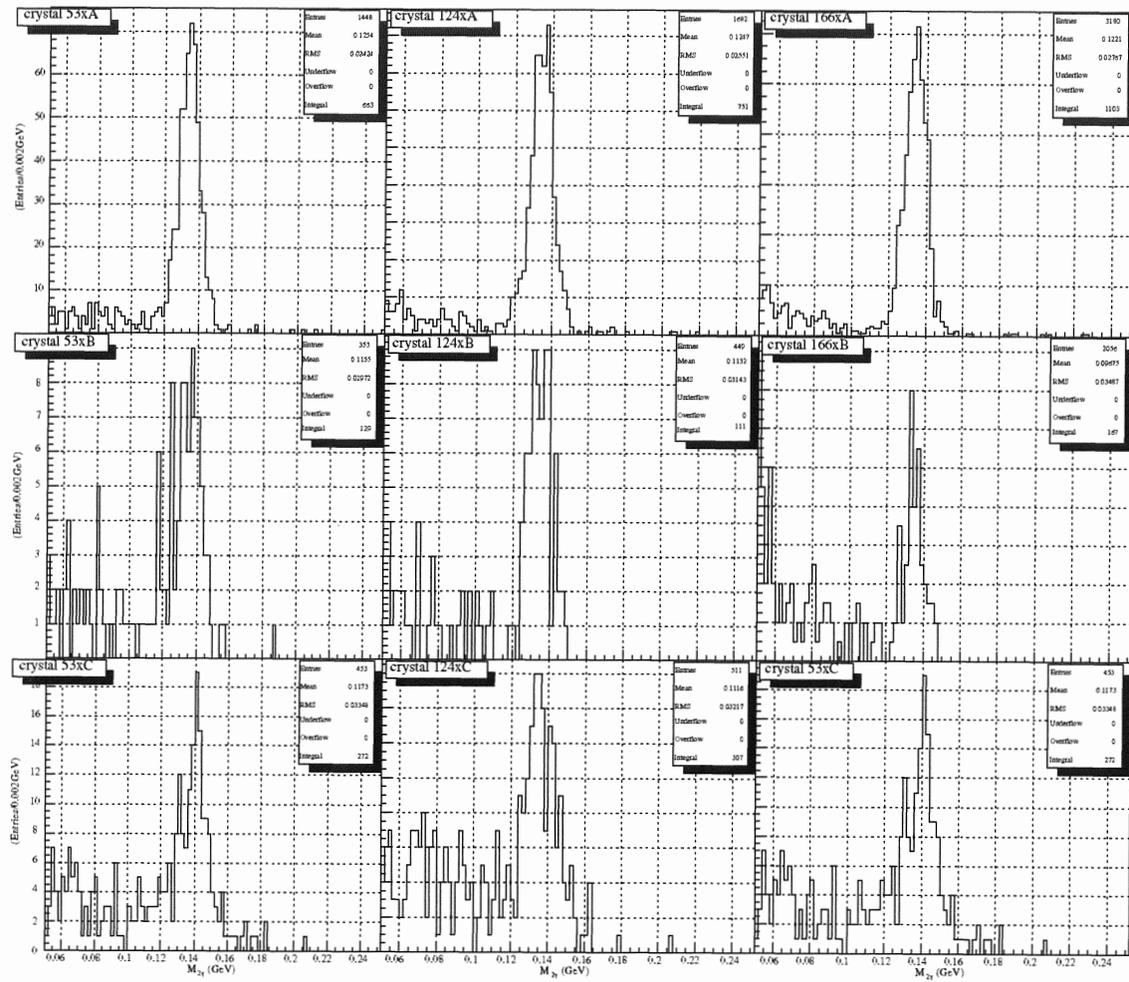


図 10: 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 62、124、166 についてのプロット。)

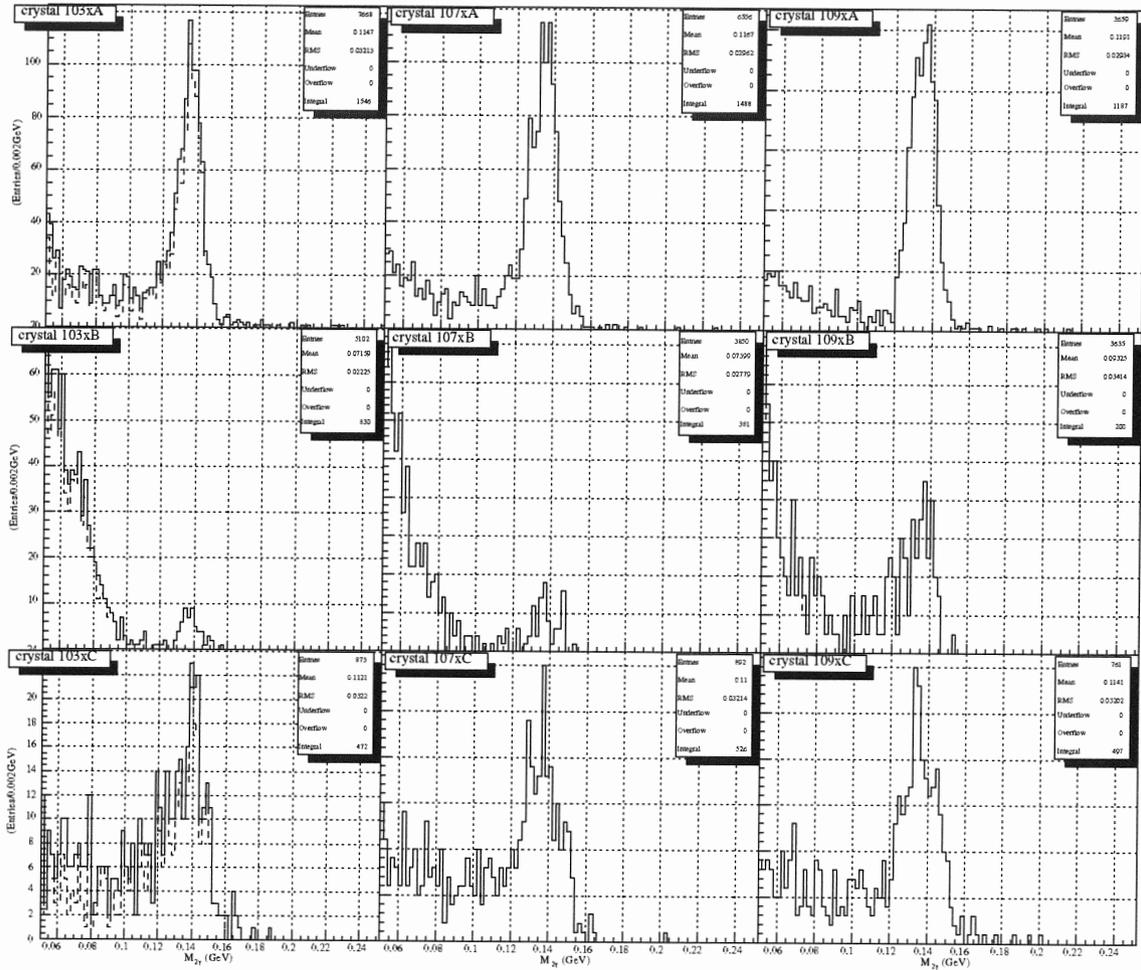


図 11: 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 103、107、109 についてのプロット。)

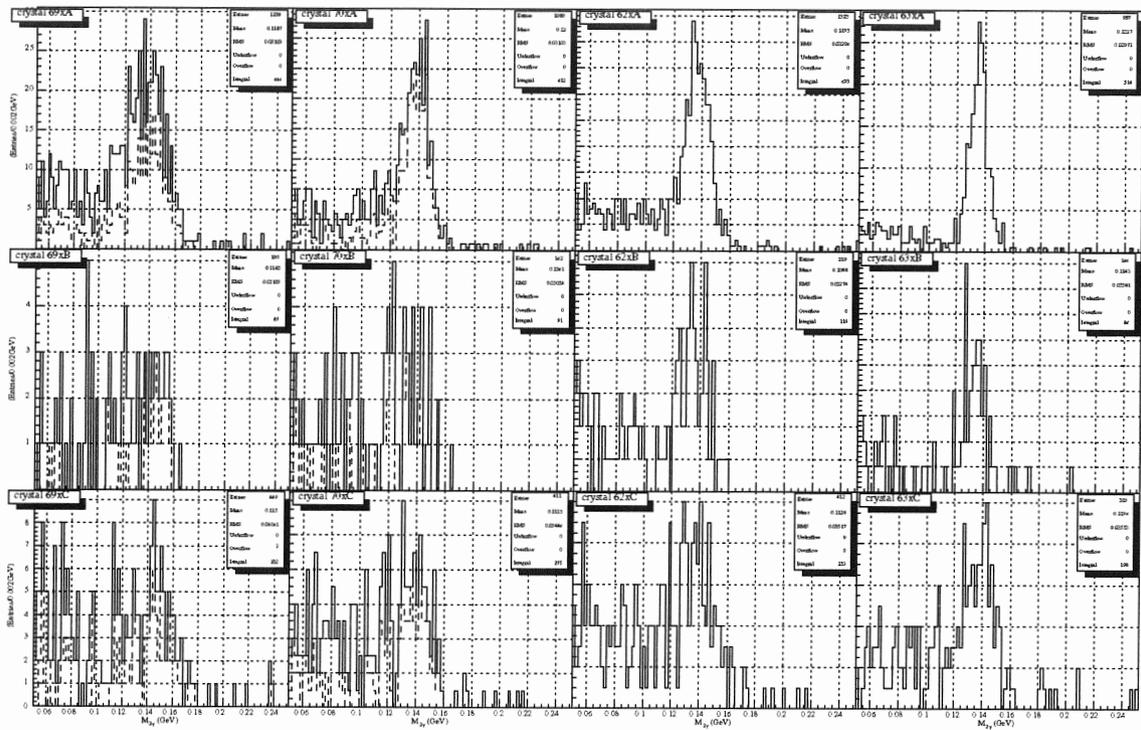


図 12: 二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた時の二光子不変質量スペクトル。上段はエネルギー損失の小さかった方のクラスタの中心クリスタルが A に配置されていた場合。中段はエネルギー損失の小さかったクラスタの中心クリスタルが B に配置されていた場合。下段はエネルギー損失が小さかった方のクラスタの中心クリスタルが C に配置されていた場合。(二つのクラスタの内、エネルギー損失の大きかった方のクリスタル 69、70、62、63 についてのプロット。)

### 3.6 クラスタに所属するクリスタルの数と二光子不変質量の相関

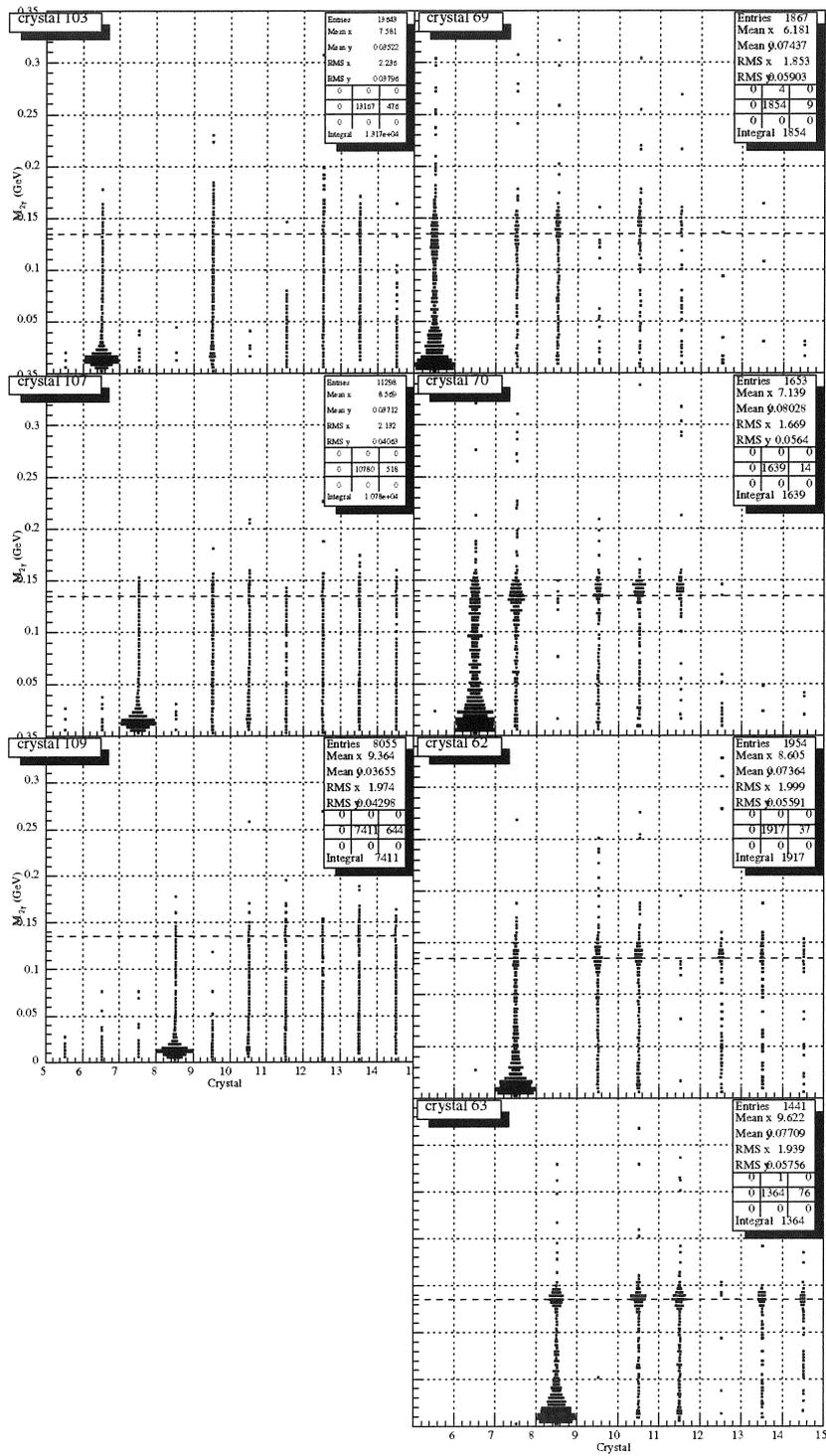


図 13: クラスタに所属するクリスタルの数と二光子不変質量の相関。

### 3.7 クリスタル毎のピーク位置と集束状況

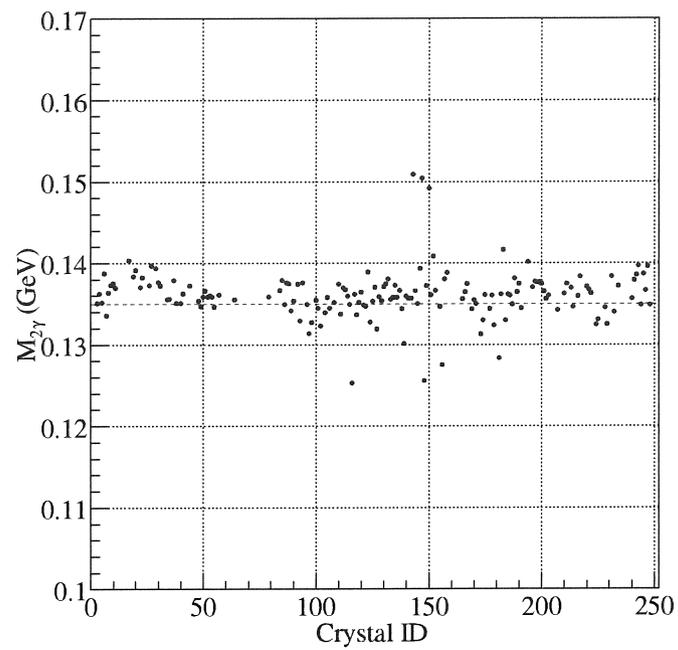


図 14: 各クリスタルにおける二光子不変質量スペクトルのピーク位置。宇宙線によるエネルギー較正により導出された較正係数を用いて実験データを解析した場合。

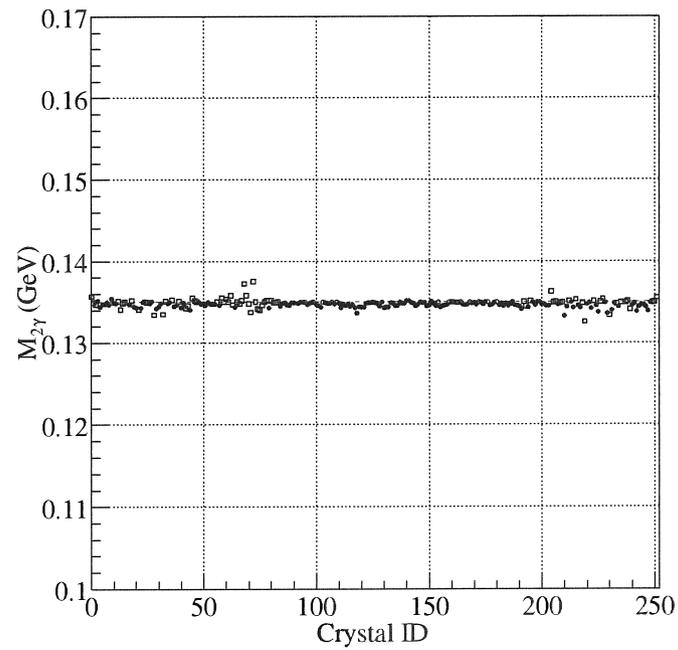


図 15: 各クリスタルにおける二光子不変質量スペクトルのピーク位置。宇宙線を使って導出した較正係数を初期値として数回較正係数を修正した後。

### 3.8 エネルギー較正後に導出した二光子不変質量

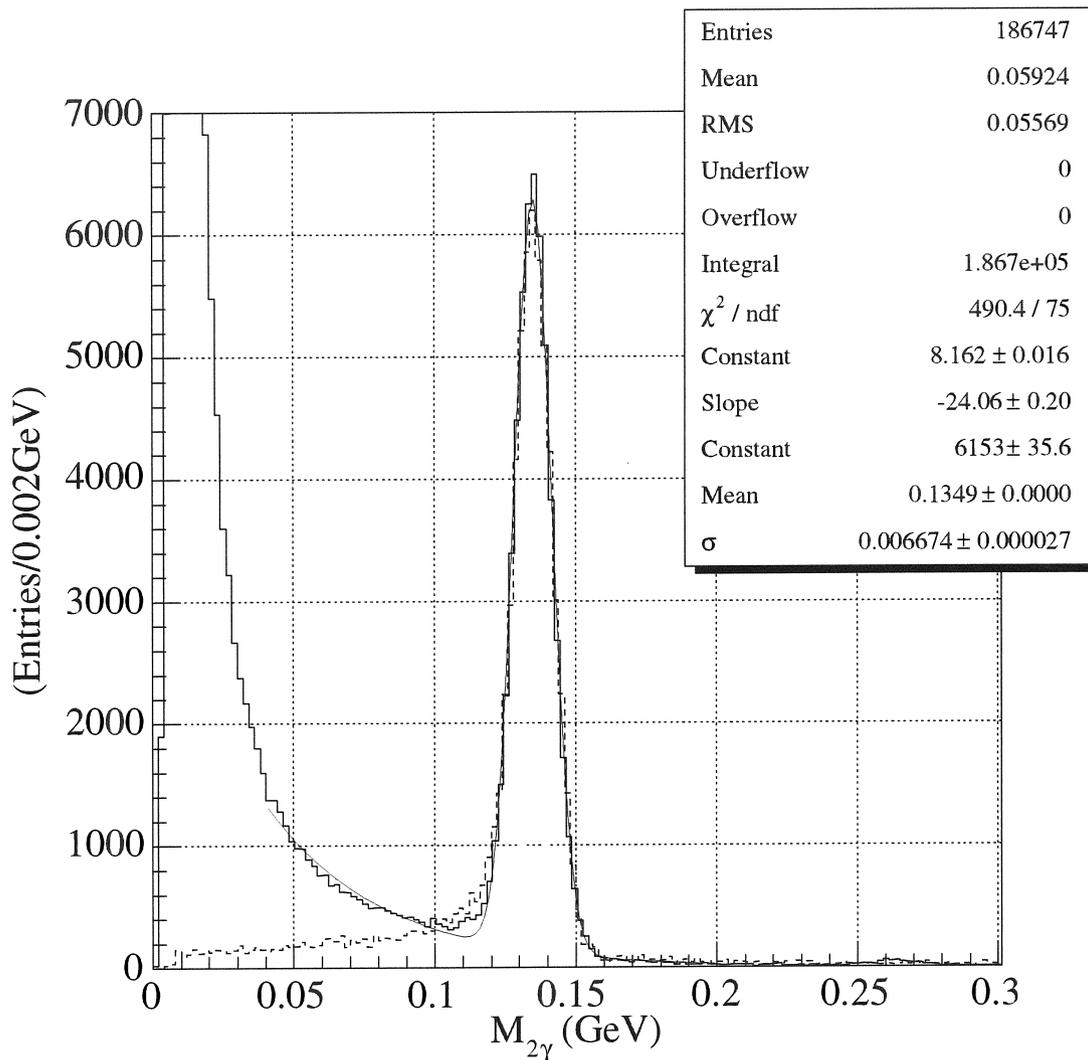


図 16: エネルギー較正を行なった後の二光子不変質量スペクトル。点線はシミュレーションの結果。我々が実験を行なったエネルギー領域では  $\pi$  生成よりも  $\pi\pi$  生成の方が 2 倍以上生成断面積が大きいのでシミュレーションでは  $\pi^0\pi^0$  を生成した。シミュレーションのスペクトルに見られる低エネルギー側のテイルは検出した光子が異なる中性  $\pi$  中間子からのものであったイベントとエネルギーの漏れだしが大きかったイベントによるものだ。実験データにおける 0GeV 付近の事象はビームハローによる。(このデータはクラスタ中心のクリスタル配置位置が AxA、BxA、CxA という条件を課して得られたもの。)

## 4 まとめ

カイラル対称性の部分的な回復による  $\sigma$  中間子の質量シフトを観測するために Spring-8 において行なわれた  $2\pi^0$  光生成実験に新たに導入された前方電磁カロリメータのエネルギー較正を行なった。実験から得られた 2 光子の不変質量分解能はシミュレーションから予測される不変質量分解能と良い一致を見せエネルギー較正が正しく行なえたことが分った。

## 5 付録

### 5.1 シミュレーション

検出器の性能を評価するために GEANT4 を用いた性能評価を行なった。

それぞれのクリスタルにはアルミホイル ( $15\mu\text{m}$ ) を巻いている。またエネルギー損失が  $40\text{MeV}$  より小さいイベントは解析していない。

シミュレーションではシンチレーション光の発生過程は実装していない。ただしこのような条件下では光電子数統計によるエネルギー分解能が考慮されないのので、Litrani を用いて導出した集光効率により獲得光電子数を考慮したエネルギー分解能としている。

### 5.2 位置の再構成

位置の導出方法として最も簡単なのはクリスタルの中心座標をエネルギーで加重して平均を導出する方法である。(以下線形加重法と呼ぶ。)

$$X_{rec} = \frac{\sum E_i X_i}{\sum E_i} \quad (3)$$

ここで  $X_{rec}$  は再構成された粒子の入射位置、 $X_i$  はクリスタルの中心座標、 $E_i$  はクリスタルにおけるエネルギー損失を表す。

線形加重法を用いた場合には再構成された位置は中心によった値になる。直感的な理解では、これはエネルギー損失量を入射位置からの距離  $r$  の関数で表したときに指数関数的に減少 (図 17) するので中心のクリスタルに大きすぎる重みがかかるからだ。また全体に渡り系統的な誤差が窺える。(図 19) クリスタルの端に近づくにつれて系統誤差が小さくなって行くのは上で述べた様に中心のクリスタルにだけ大きな重みがかかる事が打ち消された結果生じる現象であることが知られている。[1]

線形加重法を用いた際に生じる系統誤差は、入射位置と再構成された位置のデータをフィットすることで解決出来ることが知られている。(参照) しかし、フィットを行なうことが繁雑であったり粒子が検出器に対し垂直に入射していない場合など、与えられた条件度に補正を行わなければならない欠点を持つ。ただし (図 17) の関数はエネルギー依存性をほとんど持たないため入射位置補正関数にエネルギー依存性を持たせる必要はない。

線形加重法と同様に知られている粒子の入射位置導出方法として logarithmic 加重法がある。[1]

$$X_{rec} = \frac{\sum w_i X_i}{\sum w_i} \quad (4)$$

$$w_i = \max \left[ 0, w_0 + \ln \left( \frac{E_i}{E_T} \right) \right] \quad (5)$$

ここで  $X_{rec}$ 、 $X_i$  は式 3 と同様で、 $E_T$  は  $\sum E_i$  に対応する。また  $w_0$  はフリーパラメータなので入射位置と再構成された位置との差が最小になるように決めた。 $w_0$  はクラスタに含めたクリスタルに対し位置の再構成に加えられる為の閾値を設け、位置加重におけるシャワーテイルの相対的な重要性を与える。(参照) (図 22) より低エネルギーの光子入射に対し  $w_0 = 2.5$  付近で極少を形成し、1GeV 以上では 3.5 に落ち着いた。我々が検出する光子の平均エネルギーは 100MeV 程度まで低くないことや、分解能の  $w_0$  依存性が小さいことから  $w_0$  は 3.5 を使うことにした。

ここまでは垂直入射に話を限定してきたが実際には検出器に対し斜めに入射した粒子の入射位置を導出する必要がある。粒子が検出器に垂直に入射するような形状、つまり検出器がターゲットを中心とした擬似球面を形成しているような場合とは違い、入射位置と再構成された位置が一致することはない。(図 23)

しかし、このずれは生じるべくして生じたものである。(参照) 図 25 から分るように物質に入射した光子は数放射長通過した辺りで最大のエネルギー損失を引き起こす。つまり、我々が得ているのはある距離分だけ深い面での情報と言える。

ちなみに図 23 における角度のずれは図 25 では中間値から平均の間に対応している。(参照)

このことをふまえ、シミュレーションを行なうと斜め入射によって生じる入射位置と再構成した位置とのずれを補正することが出来る。

Particle Data Group によれば高エネルギーの電子や光子によって生成された電磁シャワーにおけるエネルギー損失の分布は物質に対する通過距離  $t$  の関数として以下の様に示され、

$$-\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (6)$$

ここで  $b$  は物質に依存する定数だが近似的に  $(2X_0)^{-1}$  で、 $X_0$  は放射長である。変数  $a$  は以下の関係を通してシャワーのエネルギーに依存する。

$$t_{max} = \frac{(a-1)}{b} = X_0 \left( \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) + c_j \right) \quad (7)$$

ここで  $E_0$  が入射光子エネルギーで、 $E_c$  が物質の臨界エネルギーである。ここで定数  $c_j$  は光子に対して +0.5 で、電子に対しては -0.5 である。式 6 によって与えられる分布から、与えられた深さにおける全てのシャワー粒子のイオン化によるエネルギー損失を予測することが出来る。

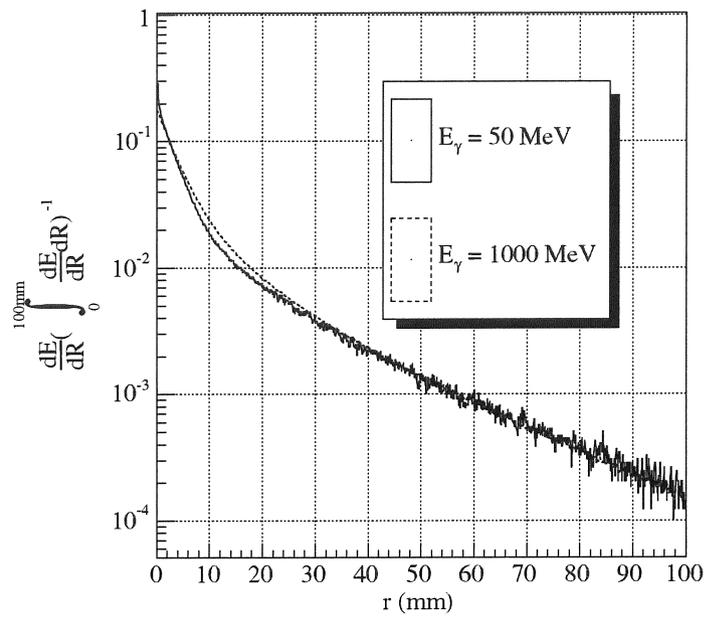


図 17: 1GeV の光子を円柱状の  $\text{PbWO}_4$  の中心に入射した際の微小区間におけるエネルギー損失量。

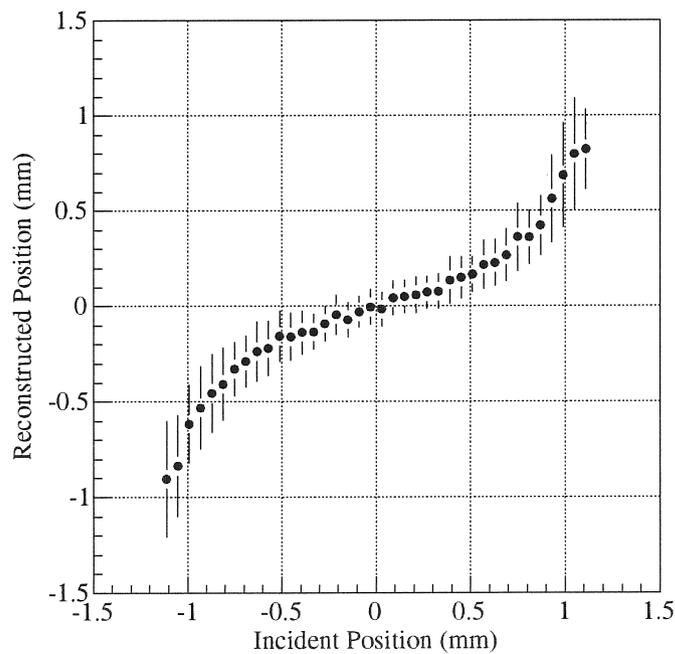


図 18: 3x3 で組んだ検出器の中心クリスタルの原点から  $X$  座標に沿って  $\pm 11\text{mm}$  の範囲で 1GeV の光子を一様に入射した際の入射位置と重心法で導出された位置との対応。

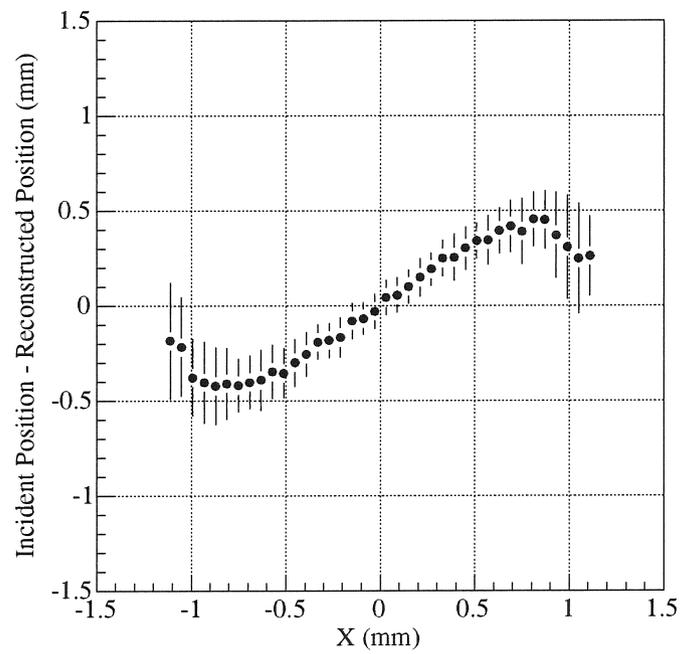


図 19: 再構成された位置と入射位置との差を入射位置  $x$  の関数としてプロット。残差をガウス関数でフィットし中心値を導出。

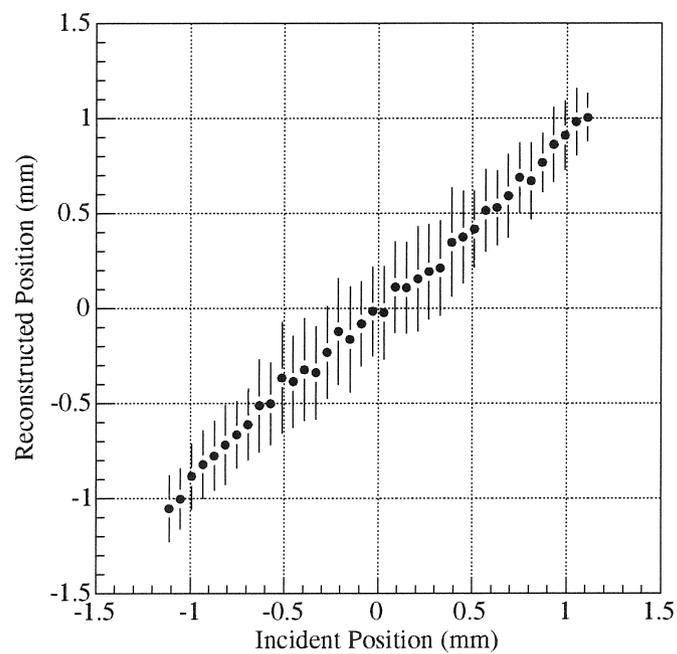


図 20: 3x3 で組んだ検出器の中心クリスタルの原点から  $X$  座標に沿って  $\pm 11\text{mm}$  の範囲で  $1\text{GeV}$  の光子を一様に入射した際の入射位置と重心法で導出された位置との対応。

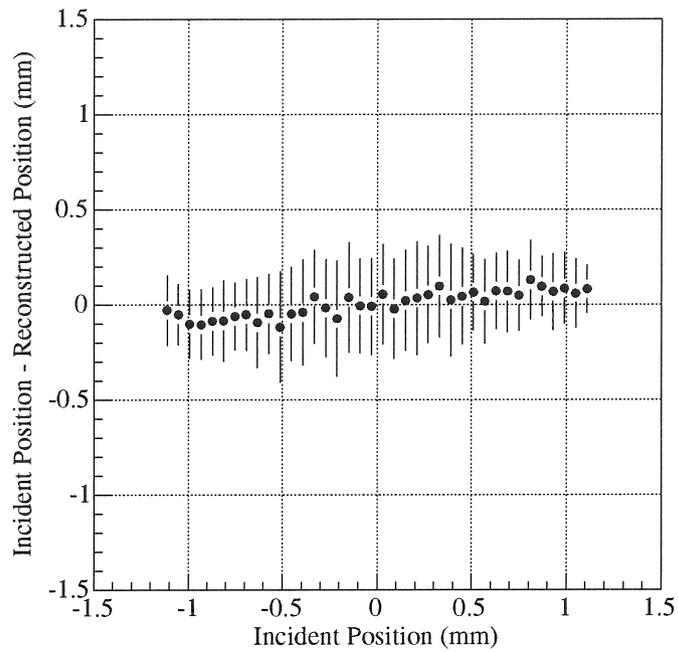


図 21: 再構成された位置と入射位置との差を入射位置  $x$  の関数としてプロット。残差をガウス関数でフィットし中心値を導出。

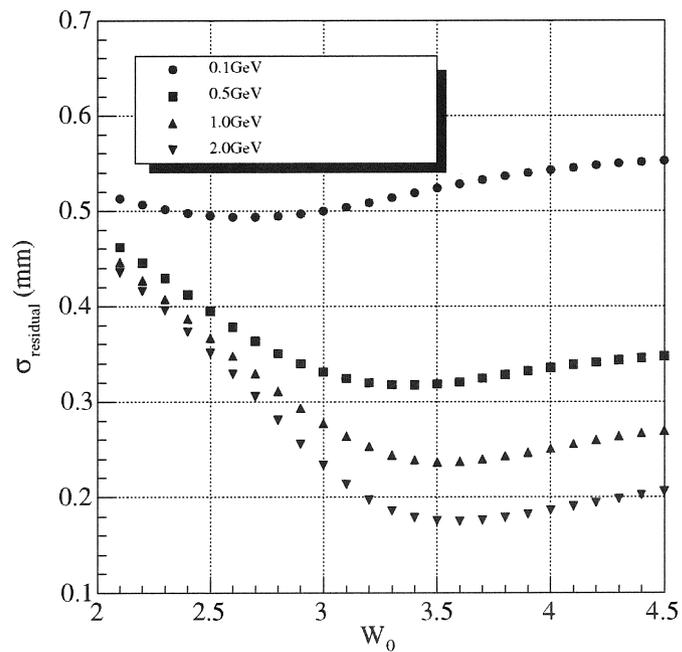


図 22: それぞれの光子入射エネルギーに対する入射位置と再構成された位置との残差の標準偏差を  $w_0$  の関数としてプロット。

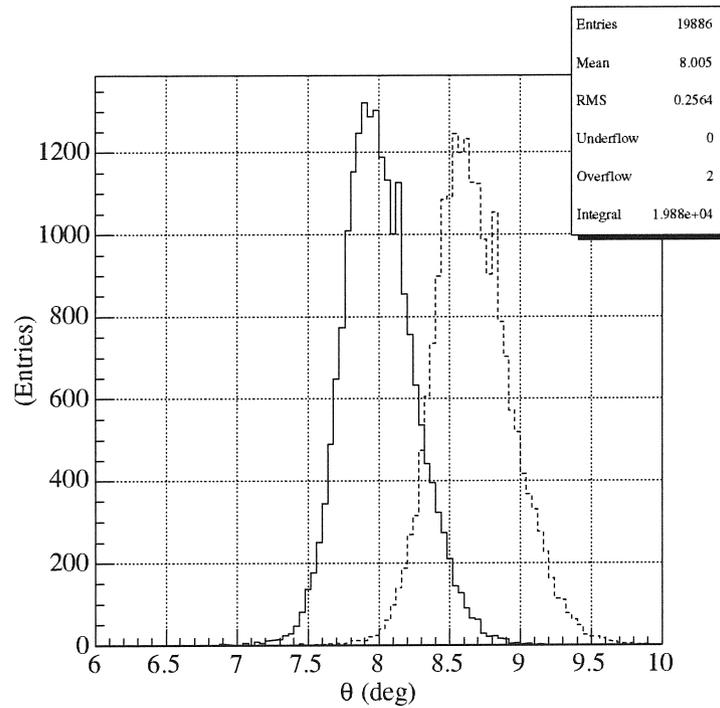


図 23: 1GeV( $\theta = 8^\circ, \phi = 0 \sim 360^\circ$ ) の光子を検出器に入射したときに導出された斜め入射の補正を行なった場合の位置 (実線) と補正を行わない場合の位置。(点線) 点線のヒストグラムのピーク位置は図 25 における 1GeV 光子入射のデータでの平均値から中央値付近に対応する距離だけ検出器前面からはなれた平面での位置を導出してしまっていることに対応している。

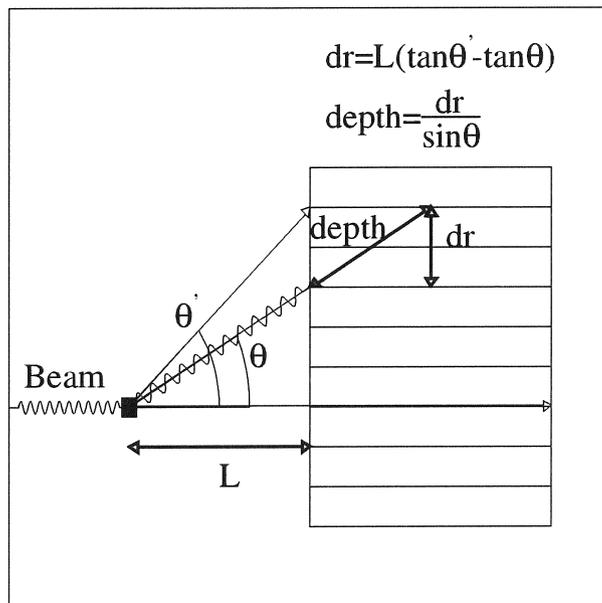


図 24: 検出器に斜めに光子が入射することによって生じる実際の入射位置と再構成された位置とのずれの概念図。シミュレーションを行なうことで  $dr$  と対応する深さを導出することが出来る。図 23 の情報を用いて  $depth$  を導出し図 25 を参照するとその深さは平均値から中間値の値に対応することが窺える。

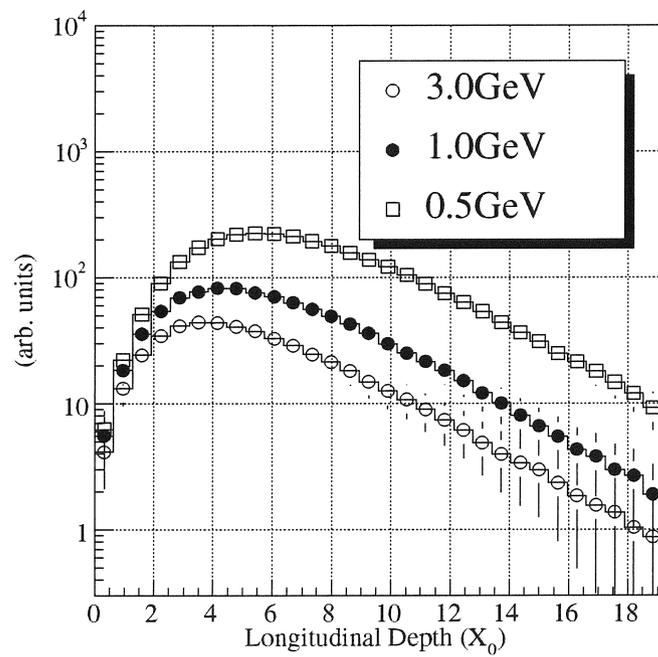


図 25: 0.5、1.0、3.0 GeV の光子を  $\text{PbWO}_4$  に垂直に入射した時の与えられた深さにおける平均のエネルギー損失。

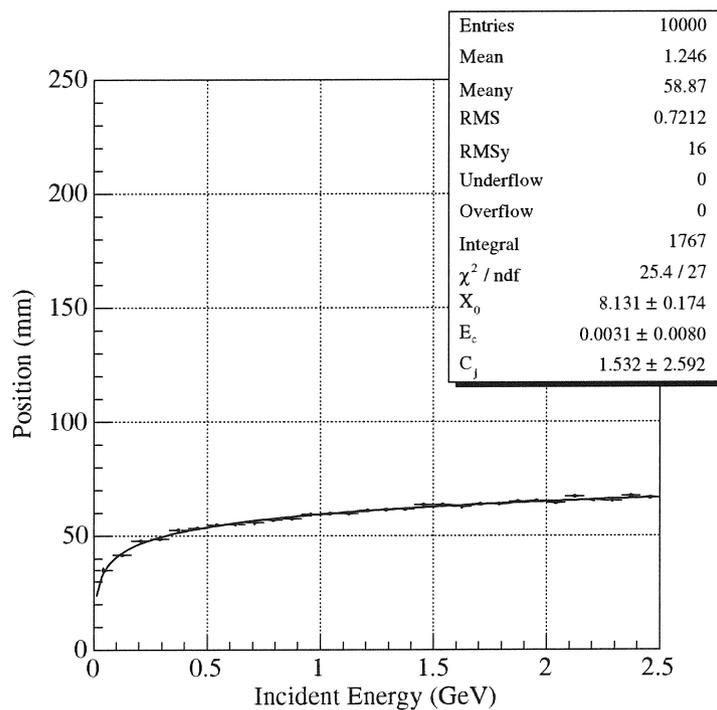


図 26: 平均シャワー深さの入射光子エネルギー依存性。5x5x0.18m<sup>3</sup> の検出器に垂直に光子を入射した。縦軸の値はある入射エネルギーでの深さ x におけるエネルギー損失を荷重とした標本平均に対応する。

### 5.3 エネルギー分解能

[2]によれば、電磁カロリメータのエネルギー分解能は以下の様な条件の下で決定されることが分かっている。

あらゆる検出器の最終的な信号は電子回路に蓄積された電子によるものである。また、エネルギー  $E_0$  の入射粒子の検出に対する装置の分解能はこれらの電子数における変動によって決定される。電子数の変動は以下の様な事象によって引き起こされる。

1. 検出器のアクティブ層に置ける実際のエネルギー損失。(sampling fluctuations)
2. カロリメータの外へのエネルギーの漏れ。
3. アクティブ層におけるノイズ。
4. 光電陰極面統計、ゲイン変動。
5. 電氣的ノイズ。
6. 時間分解能内で1つ以上のイベントを検出。(pile up)

これらの変動がポアソン統計に従うならば  $\sigma = \sqrt{N}$  そして、分解能は、

$$\sigma(N)/N = 1/\sqrt{N} \quad (8)$$

エネルギー分解能を決定付ける主な要因はたいてい sampling fluctuation である。エネルギー損失の分散を  $E$  について展開すると、

$$\sigma^2(E) = \sigma_0^2 + \sigma_1^2 E + \sigma_2^2 E^2 + \dots$$

さらに、 $E^2$  で割ると、エネルギー分解能の展開式を手に入れることが出来る。

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \frac{\sigma_0^2}{E^2} + \frac{\sigma_1^2}{E} + \sigma_2^2 + \dots \quad (9)$$

定数  $\sigma_0$  は低エネルギーにおいてのみ分解能に寄与することを表している。おもに ADC のペDESTAL幅に対応する。

分解能の決定においては  $\sigma_1$  項がたいてい支配的で、ポアソン統計に従うあらゆる過程はこの項に寄与するだろう。

これらは、PMT の表面からリリースされた光電子数の統計における変動と sampling における変動を含む。

$\sigma_2$  は全体的にとして分解能曲線に作用する。それゆえ較正誤差を含む。

獲得光電子数は、

$$N_{p.e.}/\text{MeV} = L \cdot \text{QE} \cdot N_\gamma/\text{MeV} \quad (10)$$

ここで  $N_{p.e.}$  は獲得光電子数、 $L$  は集光効率、 $QE$  は量子効率、 $N_\gamma/\text{MeV}$  は  $1\text{MeV}$  あたり得られるシンチレーション光数。シミュレーションより  $L \cdot QE$  は  $1.4\%$  と見積もられた。 $N_\gamma$  は実験データから  $(126 \pm 16)/\text{MeV}$  と分っているので獲得光電子数は  $1.8/\text{MeV}$  となった。このことから光電子数統計による変動は  $1\text{GeV}$  で  $\sim 2.4\%$  となる。光電子統計を考慮していないシミュレーションでは  $1\text{GeV}$  で  $1.9\%$  のエネルギー分解能が得られた。以上から光電子数統計を考慮したシミュレーションを行なった場合、 $1\text{GeV}$  で  $\sqrt{2.4^2 + 1.9^2} \approx 3\%$  のエネルギー分解能が得られることが予想される。

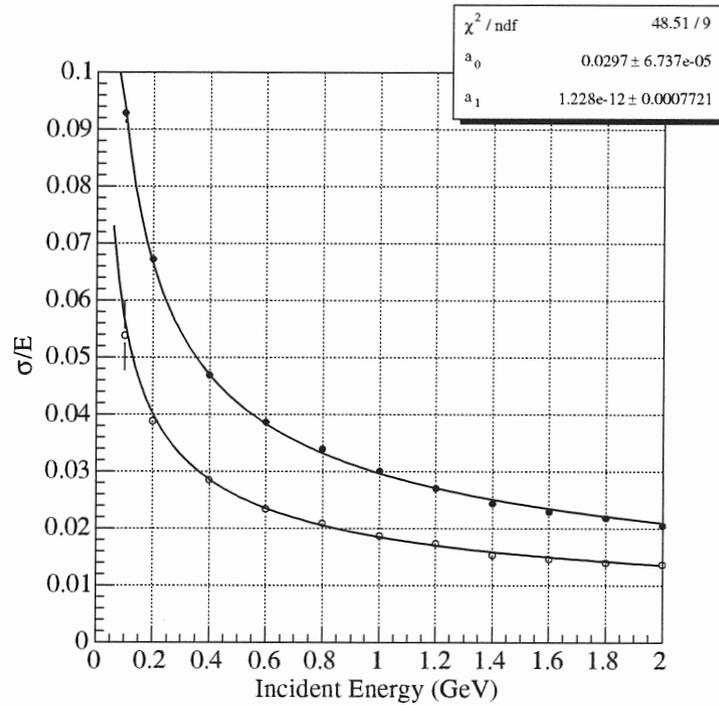


図 27: エネルギー分解能。検出器のエネルギー分解能をシミュレーションを用いて評価した。 $\theta = 8^\circ$  に固定。 $\phi$  は  $0$  から  $2\pi$  の間で一様に分布させた。白抜のデータは光電子統計を考慮していない。黒点のデータは光電子統計を考慮している。

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.97}{\sqrt{E}}\right)^2 + (1.22e - 12)^2 \quad (11)$$

## 5.4 位置分解能

$$\sigma_{\theta} = \left( a_0 \exp(a_1 E) + \frac{a_2}{\sqrt{E}} + a_3 \right) \cos^2 \theta \quad (12)$$

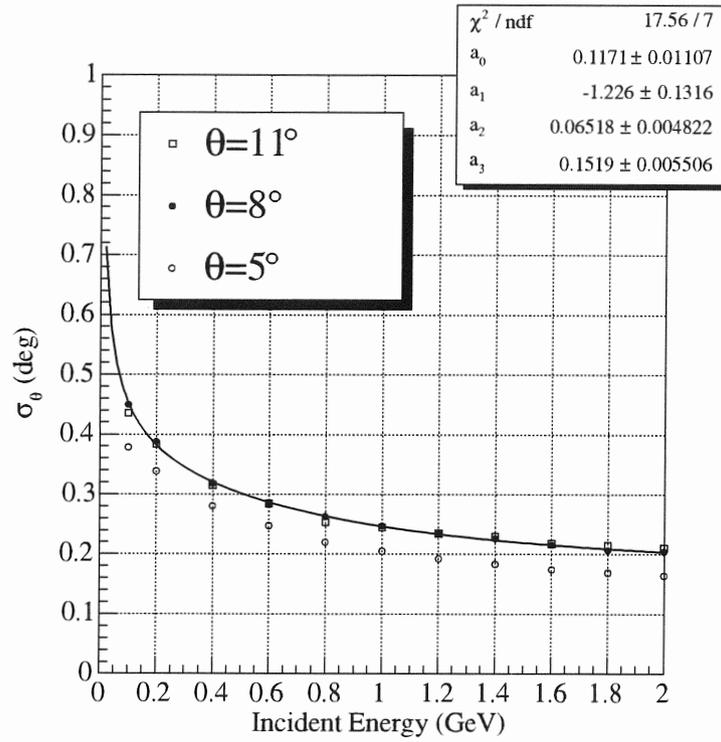


図 28: 位置分解能。検出器の位置分解能を評価するためにシミュレーションを行った。 $\theta = 5, 8, 11^{\circ}$  に固定。 $\phi$  は 0 から  $2\pi$  の間で一様に分布させた。

$$\sigma_\phi = \left( a_0 \exp(a_1 E) + \frac{a_2}{\sqrt{E}} + a_3 \right) \tan^{-1} \theta \quad (13)$$

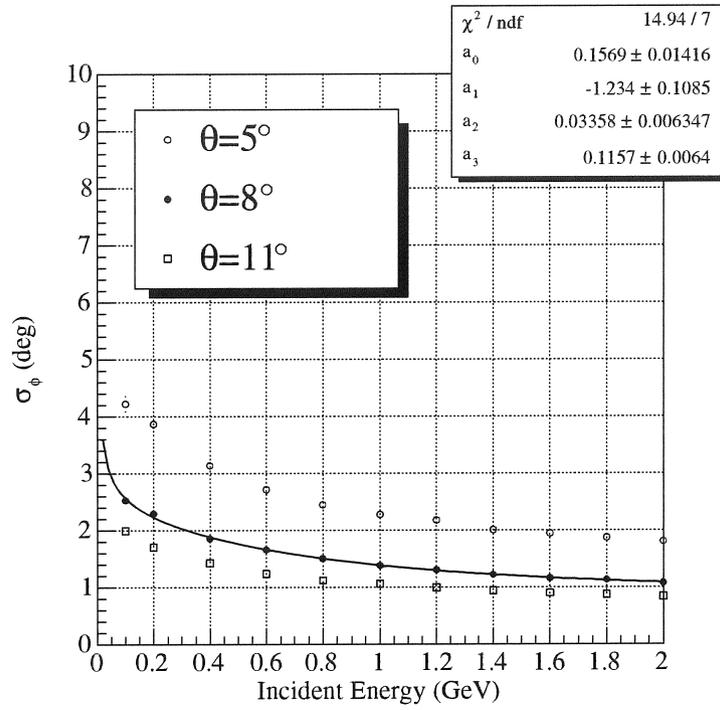


図 29: 位置分解能。検出器の位置分解能を評価するためにシミュレーションを行った。 $\theta = 5, 8, 11^\circ$  に固定。 $\phi = 0 \sim 2\pi$  の間で一様に分布させた。

## 参考文献

- [1] T.C.Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 130-138
- [2] R.C.Fernow, Introduction to experimental particle physics (Cambridge University Press, 1989)
- [3] H.Shimizu et al., Nucl. Instr. and Meth. A447 (2000) 467-475

## 6 謝辞

本論文を書くにあたって多くの人の助言と指導を頂きました。クォーク核物理研究室スタッフの加藤静吾教授、岩田高広助教授、吉田浩司講師、田島靖久助手のおかげで本論文を書くことが出来ました。また LNS の清水肇教授、岡村憲有氏、鈴木耕拓氏には多くの点で助言をいただきました。皆様に感謝いたします。