$Bi_4Si_3O_{12}$ 結晶の電子線に対する応答特性

山形大学理工学研究科修士課程 2 年
クォーク核物性研究室
飯嶋 晶子

2002 年 2 月 8 日

目 次

第 1 章　序論 **5**
1.1　$Bi_4Si_3O_{12}$(BSO) を研究する意義 5
1.2　研究の目的 5

第 2 章　BSO の基本的特性 **6**
2.1　無機シンチレータ 6
2.1.1　発光機構 6
2.2　BSO の一般的性質 8

第 3 章　大型 BSO の光学的特性 **9**
3.1　励起波長、発光波長 9
3.2　透過率 10
3.2.1　考察 10
3.3　PWO との発光量比較 12
3.3.1　実験方法 12
3.3.2　結果、考察 14

第 4 章　ビームテスト **16**
4.1　目的 16
4.2　ビームライン 16
4.3　ビームエリアの状況 17
4.3.1　カウンターのセットアップ 17
4.3.2　トリガー条件 18
4.3.3　結晶セットアップ 20
4.4　光電子増倍管のゲイン測定 20
4.4.1　ゲイン測定方法 21
4.4.2　ゲイン測定セットアップ 22
4.4.3　結果 23
4.5　実験時のゲイン合わせ 25

第 5 章　ビームテストの解析 **26**
5.1　目標 26
5.2　ビームのトラッキング 26
5.2.1　MWPC 26
5.2.2　最小二乗法による直線フィッティング 27
5.2.3　軌跡の決定 29
5.3　電子線を結晶に入射させたときの応答 31
5.3.1　電子の物質との相互作用 31
5.3.2　得られる光量分布 31
5.4　エネルギーキャリブレーション 31
5.4.1　キャリブレーション run 32
5.4.2　係数の決定 32
5.5　3 × 3 の応答 35
5.6　エネルギー直線性 38
5.7　エネルギー分解能 42
5.7.1　エネルギー分解能へのフィッティング 42
5.8　エネルギー分解能– ビームの運動量の幅 47
5.8.1　求める方法 47
5.9　エネルギー分解能– ペデスタルについて 49
5.9.1　求める方法 49
5.10　エネルギー分解能– まとめ 51

第 6 章　まとめ **52**
6.0.1　今後の課題 53

付 録 A 電子の物質との相互作用について **54**

図 目 次

2.1 無機シンチレータの発光機構 7

3.1 (左) 励起発光スペクトルの 2 次元表示。縦軸：励起波長、横軸：発光波長 (右) 励起波長 272nm での発光スペクトル。 9
3.2 BSO 10
3.3 縦軸：透過率 横軸：波長 (この表は 280nm から 600nm まで表示) 11
3.4 BSO 12
3.5 宇宙線測定のセットアップ 13
3.6 宇宙線測定の回路図 13
3.7 BSO,PWO の宇宙線による発光量の比較 14

4.1 $\pi 2$ ビームライン 16
4.2 カウンターのセットアップ 18
4.3 LED の設置の様子 19
4.4 回路図 TDC の start は S3 の Mean Timer のタイミングで決めた。crystal の ADC gate の幅は 700ns である。 19
4.5 BSO,PWO のセットアップ 20
4.6 ゲイン測定の回路図の一部 22
4.7 ゲイン測定のセットアップ 22
4.8 ゲインカーブ 横軸：光電子増倍管にかけた電圧 縦軸：ADC のピークチャンネル。左上の線が BSO でその他は PWO である。 23
4.9 宇宙線でのゲイン測定のヒストグラムの例。破線は pedestal。(上)12 番結晶、1700V(中)7 番結晶、1400V(下)2 番結晶、1700V 24

5.1 MWPC 26
5.2 ある一本のワイヤーがなったときの分散の求め方 28
5.3 結晶前面でのビームのポジション。直線で書いた四角がビーム上流から見た一つ一つの結晶 30
5.4 GEANT4 シミュレーションによる結果にガウスフィットをかけた時の様子 (左)BSO (右)PWO 33
5.5 (上)7 番の結晶に 3GeV/c の電子を入射させた時の ADC にガウスフィットをかけた様子。(下) 同 9 番 34

5.6 3.0GeV/c の電子を 7 番結晶に入射したときの 9 本それぞれの発光ピークをエネルギーに変換したヒストグラム。横軸：(MeV/c) ヒストグラムの下の数字は結晶番号。 36
5.7 3GeV/c の電子を 7 番結晶に入射させたとき、電子の 9 本への deposit energy を足し合わせたヒストグラム。(図 5.6 の 9 本のエネルギーを足したもの) 横軸：(MeV/c) . 37
5.8 (左上)BSO の 3 × 3 に 3.0GeV/c の電子を入射させたときの deposit energy を 9 本分足し合わせてできたエネルギー分布にガウスフィットをかけた様子。(右上) 同 BSO3 × 3 の 2.0GeV/c。(左下) 同 PWO3 × 3 の 3.0GeV/c。(右下) 同 PWO3 × 3 の 2.0GeV/c。横軸：(MeV/c) 39
5.9 (左上)BSO3 × 3 に 2.5GeV/c の電子を入射させたときの deposit energy を 9 本分足し合わせてできたエネルギー分布にガウスフィットをかけた様子。(右上) 同 BSO3 × 3 の 1.5GeV/c。(下中央) 同 BSO3 × 3 の 1.0GeV/c。横軸：(MeV/c) 40
5.10 (左) 電子を 7 番結晶に入射したときの 9 本に落したエネルギーを足したヒストグラム。左から 1.0GeV/c,1.5GeV/c,2.0GeV/c,2.5GeV/c,3.0GeV/c。(右)PWO に電子を入射させたとき。左から 2.0GeV/c,3.0GeV/c。 横軸：(MeV/c) 41
5.11 電子線を入射したときのエネルギー応答の直線性。実線は BSO に対する直線フィッティング。点線は PWO の 2 点を直線で結んだもの。横軸：電子の入射エネルギー (MeV/c)。縦軸：足し合わせた deposit energy(MeV/c)。エラーバーはガウスフィットの標準偏差 (σ) である。 41
5.12 BSO の入射エネルギーについての分解能 1。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c) 44
5.13 PWO の入射エネルギーについての分解能。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c) 45
5.14 BSO の入射エネルギーについての分解能 2。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c) 46
5.15 ビームの運動量が (1GeV/c) のときの S1S3 間の粒子の TDC。ただし時間スケールは粒子の TOF そのものを表しているわけではない。 48
5.16 ビーム 1(GeV/c) の陽子の TOF 幅にガウスフィットをかけた様子 48
5.17 BSO の入射エネルギーについての分解能 3。縦軸：ペデスタルの広がりを差し引いて得られた新分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c) 50

第1章　序論

1.1　$Bi_4Si_3O_{12}$(BSO) を研究する意義

高エネルギー物理学実験では、γ 線のエネルギー測定や電子、ハドロンなどの識別などをすることにより、様々な情報を得ている。より正確な測定を行なうために使用される検出器には、

- エネルギー分解能が良い
- 入射粒子のエネルギーに対する応答の直線性が良い
- 位置分解能が良い

ことなどが望まれる。また、最近は希な反応を捕らえるために、より高い計数率で測定を行なう必要が出て来た。そのため、応答が速い (シンチレーション光の立上りと減衰が速い) ということも特に必要な条件となっている。このような条件のもと、比較的よく使用されている結晶シンチレータには CsI(pure) や $PbWO_4$(PWO) などがあるが、より高エネルギー実験に適した新しい結晶シンチレータを見つけ出すことが現在でも続けられている。

BGO は密度及び実効原子番号が大きいので、無機シンチレータのなかでも放射線吸収率が特に大きい。また主な減衰定数は 300nm と遅いものの、45nm という速い減衰定数が全体の発光の 9%も含まれているので、位置分解能や時間分解能をを必要とする X 線 CT やポジトロン CT 用検出器 (PET) などによく使用されている。しかし、高エネルギー実験で使用するにはが高価であることと光の減衰時間が 300nsec と遅いという欠点がからあまり使用されていない。

そこでより安価で光の減衰時間が短い BSO が開発された。BSO は $Bi_4Ge_3O_{12}$(BGO) の Ge を Si に置換した結晶である。しかし、実験で使用できるような大型の結晶の育成が困難であるという問題点のために、現在まで検出器として使用出来ないで来た。

今回我々の研究室では、企業との共同研究により大型 BSO(22mm × 22mm × 180mm) の生成とその製法を確立することに成功した。そこで、この大型 BSO の、高エネルギー実験の検出器として使用する際に重要となる性質を研究することにより、BSO 結晶の検出器としての可能性を追求する。

1.2　研究の目的

今回生成された BSO 結晶 (22mm × 22mm × 180mm) の光学的特性やエネルギー分解能、エネルギー直線性、位置分解能を研究することが目的である。私が本論文で記述するのはエネルギー分解能と直線性についてである。

第2章　BSOの基本的特性

2.1　無機シンチレータ

BSO は純粋な無機結晶体シンチレータである。シンチレータとは電離性放射線が通過した際に閃光あるいは蛍光を発する物質のことであり、無機シンチレータ、有機シンチレータ、ガスシンチレータなどがある。粒子の検出器として使用する際、シンチレータに期待される性質は

1. 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出可能な光に変換すること。
2. この変換が直線的に行われること。つまり広範囲にわたって光の収量が付与エネルギーに比例すること。
3. より多く光を収集するため、発生する光の波長に対して透明であること。
4. 誘起したルミネッセンスの減衰時間が短く、高速のパルスを発生すること。
5. 実際の検出器として使用するのに十分な大きさの結晶が製作できること。
6. シンチレーション光を光電子増倍管で効率良く検出するため、シンチレータの屈折率がガラスの値 (約 1.5) に近く、シンチレーション光の波長が光電子増倍管の良い感度領域であること。

である。 [2]

無機シンチレータは一般的に光の減衰時間が長いが、電離エネルギー当りの発光量が有機シンチレータに比べ非常に高くシンチレーション発光による光子数の統計的ゆらぎが小さいため、より良い分解能が得られる。また、実効原子番号が大きいので放射線吸収率が大きいので、しばしば γ 線や X 線のエネルギー測定に利用される。

ほとんどの無機シンチレータは少量の不純物を含むアルカリ金属、特にヨウ化アルカリの結晶である。例えば NaI(Tl),CsI(Tl) などである。括弧の中の物質が不純物であり、蛍光に必要な活性化物質である。しかし、BSO や BGO、CsI(pure) は活性化物質のいらない純粋なシンチレータである。

2.1.1　発光機構

無機シンチレータの発光機構は材料の結晶格子で決まるエネルギー状態に依存する。図 2.1 のように、電子は絶縁物あるいは半導体材料中では離散的なエネルギー帯しか持たず、格子上の位置に束縛されているときは価電子帯 (valence band) と呼ばれるエネルギー帯におり、結晶内を自由に動きま

われる状態のときは伝導帯 (conduction band) と呼ばれるエネルギー帯にいる。これらの間には禁止帯 (forbidden band) と呼ばれるエネルギーギャップがあり、純粋な結晶の場合、電子はこのエネルギー帯に存在できない。充分なエネルギーを吸収した電子は価電子帯から伝導帯へと移行する。このとき価電子帯には移動可能の正孔 (hole) ができる。また、吸収したエネルギーが伝導帯に上がるのに満たない場合、伝導帯の低い準位と合致している薄いエネルギー状態にある、励起子 (exciton) と呼ばれる電子正孔対をつくる。これらの電子や正孔、励起子が、発光を起こす原子を励起状態にする。この励起状態が元に戻るときに光子を放出する。

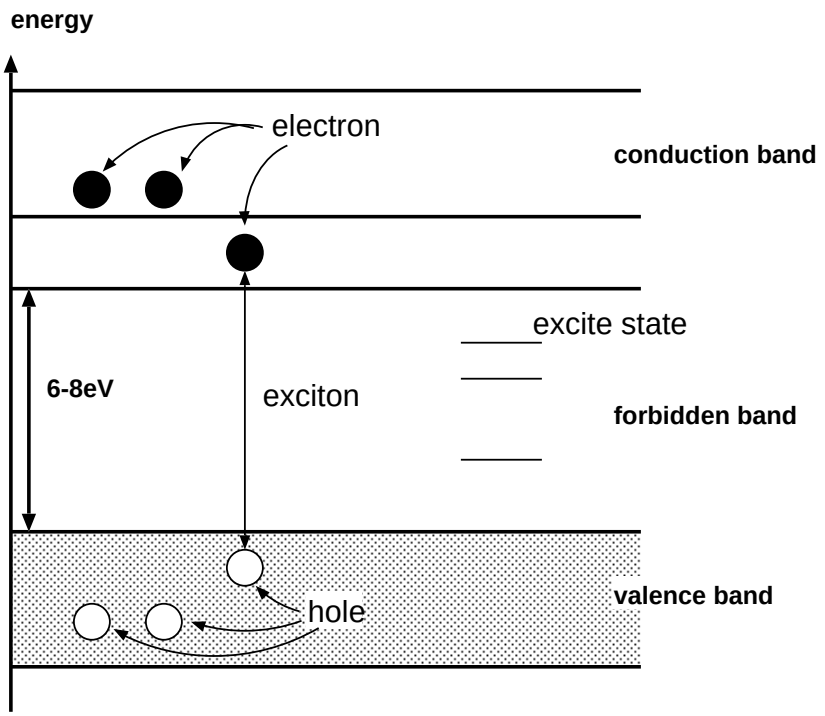

図 2.1: 無機シンチレータの発光機構

放出光子のエネルギーが高すぎて、検出器で感知するのには波長が短すぎる場合、不純物を添加し価電子帯と伝導帯の間に価電子帯への電子の遷移が可能な新しいエネルギー状態 (活性化中心) を形成させる。こうすることにより丁度良い波長の光が放出される。一方、何も加えなくても放出光子の波長が検出器で感知するのに適しているのが純粋なシンチレータである。この場合、純粋さがシンチレーション効率を良くする大事な要素となってくる。

BSO は BGO のゲルマニウムとシリコンを入れ換えた結晶構造なので、その発光機構も同じであると考え、ここで BGO について説明する。

BGO の蛍光は活性化物質の代わりに結晶の主成分である Bi^{3+} イオンの光学的遷移を伴っている。Bi^{3+} の光吸収スペクトルと放出スペクトル間にはストークスシフト (Stokes shift) と呼ばれる相当大きなシフトがあるため、シンチレーション光の自己吸収は少ししか起こらない。そのため大きな

寸法の結晶でもその発光に対し透明度を保っている。

2.2　BSO の一般的性質

BSO の特徴を他のいくつかの結晶と共に表 4.1 に示す。光の減衰時間に注目すると、PWO の 10 倍であるが、BGO の 3 分の 1 である。次に発光量について比較してみると、NaI(Tl) の 50 分の 1 であるものの高エネルギー実験においては入射粒子のエネルギーが高いので、得られる発光量としては少なすぎるということもなく、しかも PWO の約 6 倍もある。放射線耐性は BGO よりも良く、潮解性はない。

つまり BGO の欠点をカバーしつつ、PWO と比べても見劣りしない性質を持っていると言える。また、最近使用されるようになって来た CsI(pure) との比較も注目するところである。

	BSO	BGO	CsI(pure)	PWO	NaI(Tl)
密度 (g/cm^3)	6.8	7.13	4.53	8.2	3.67
Radiation length(cm)	1.15	1.1	1.86	0.92	2.6
Dacay constant(ns)					
	2.4(6 %)	5.2(2 %)	∼10,36	2.2(50 %)	230
	26(12 %)	45(9 %)	>1000	9.9(34 %)	150[ms]
	99(82 %)	279(89 %)		39(16 %)	
Peak emission(nm)					
short	480	480	300	430	415
long				>400	
Peak excitation(nm)					
	285	295		325	
屈折率	2.06	2.15	1.8	2.2	1.85
Light yield					
NaI(Tl) を 100	2	7-10	3.7	0.26	100
とした場合					
Radiation					
hardness(rad)	10^{5-6}	10^{4-5}	10^{4-5}	10^{5-6}	10^3
潮解性	なし	なし	少し	なし	あり
Hardness(Mohs)	5	5		3	

表 2.1: 無機シンチレータの特徴

第3章　大型BSOの光学的特性

3.1　励起波長、発光波長

分光器 (日立、F-4500 形分光蛍光光度計) にて大型 BSO の励起発光スペクトルを測定した。その際、大型 BSO(22mm × 22mm × 180mm) を直接測定せず、この大型 BSO が生成された時の切り出しで余った端の部分 (おおよそ 20mm 角) を用いて測定した。(図 3.2)

使用した分光器 (日立、F-4500 形分光蛍光光度計) は光源としてキセノンランプを用いている。キセノンランプから出た光は励起側分光器に入り、回折格子によって波長選択され、一部は試料に照射される。もう一部はモニタ検知器に向かう。試料から発する蛍光は、蛍光側分光器に入り、波長選択された後光電子増倍管にて強度が測定される。データは光源光量補正のため、光電子増倍管の出力をモニタ検知器の出力で割った値である。

測定は励起波長 200nm から 320nm の範囲で行なった。結果を図 3.1 に示す。図より励起波長のピークは 272nm、発光波長のピークは 479nm であった。

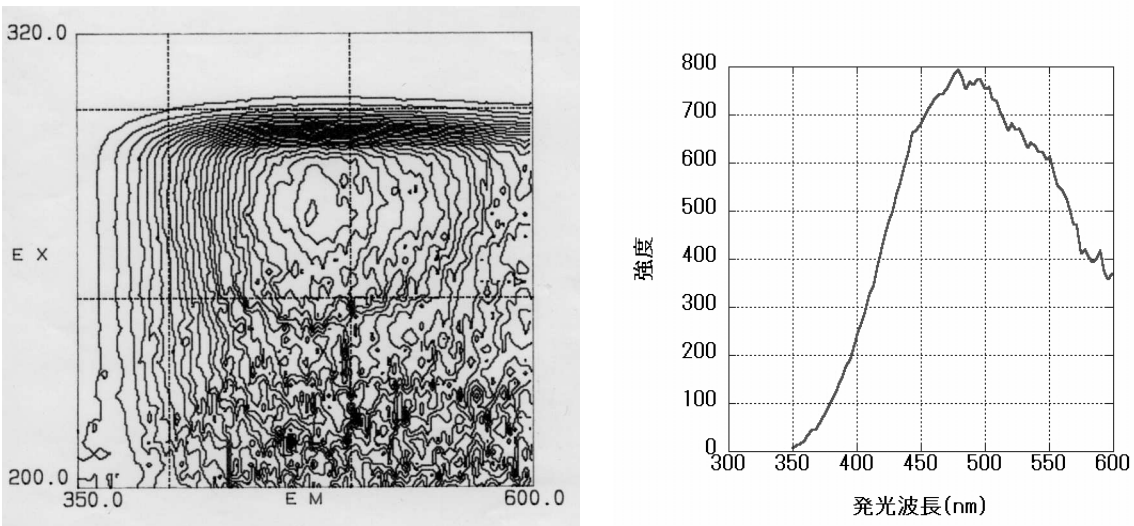

図 3.1: (左) 励起発光スペクトルの 2 次元表示。縦軸 : 励起波長、横軸 : 発光波長 (右) 励起波長 272nm での発光スペクトル。

図 3.2: BSO

3.2　透過率

励起発光スペクトルと同一の結晶を用いて、分光器 (日立、U-3210/U-3410 形自記分光光度計) にて透過率を測定した。

分光器 (日立、U-3210/U-3410 形自記分光光度計) の光源はヨウソタングステンランプと重水素ランプである。光源から出た光は回転する回折格子により波長をセレクトされ、資料側と何もいれない対照側とに分けられる。

試料から出て来た光は光電子増倍管を経て、ただちにデジタル変換される。変換されたデータはコンピュータに入力され、光束を分割する回転ミラーに同期して得られるゲート信号によって、対照信号 R、試料信号 S、ゼロ信号 Z とに弁別され記憶される。対照信号は、あらかじめ定められた基準値と比較され、これに基づいて光電子増倍管の電圧が制御される。

透過率は記憶された測定値を (S-Z)/(R-Z) と演算することにより得られる。

測定は 250nm から 600nm の光について厚さ 20mm の結晶を透過させた。結果を図 3.3 に示す。

3.2.1　考察

図 3.3 より、透過率は入射波長 300nm のところで急激に落ち込み、295nm 以下の波長では 0 % となっていることがわかる。このことは図 3.1 ともよく合致している。結晶が発光するために入射波長 300nm 付近から徐々に、290nm 付近より短いものはすべて、吸収されていると考えられる。また、この測定された透過率は結晶の表面の反射も含まれていると考えられる。そこで透過率の補正をすることにする。

入射光が結晶面に対して垂直であり、結晶内での光の強度の減衰が無く反射だけが起こったと仮

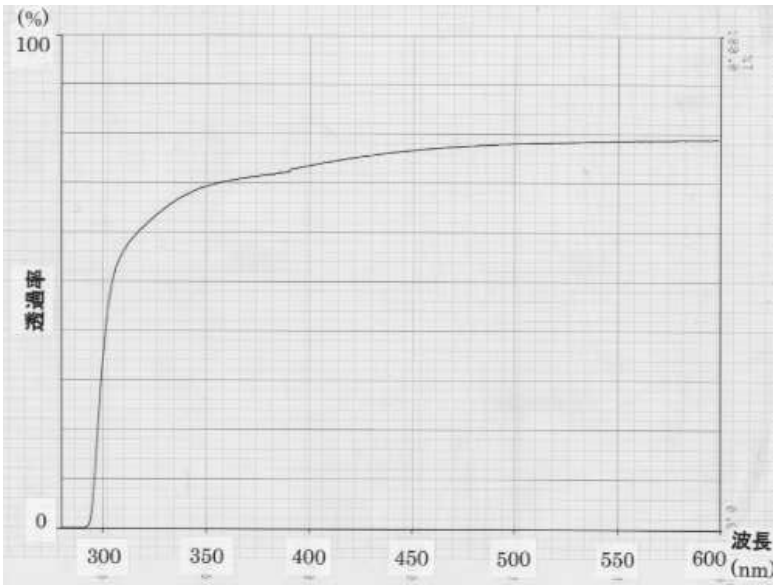

図 3.3: 縦軸：透過率 横軸：波長 (この表は 280nm から 600nm まで表示)

定して透過率を計算してみる。

反射率 r は

$$r = \left|\frac{1-n}{1+n}\right|^2 = \left|\frac{1-2.06}{1+2.06}\right|^2 \approx 0.12$$

である。このとき、屈折率 n として発光波長 480nm での値 2.06[7] を利用した。そうすると透過率 T は

$$T = 100 \times (1-r^2)^2 = 77.49(\%)$$

となる。この計算結果は図 3.3 よりわかるように、入射波長 480nm ほどのところの透過率とほぼ一致しており、20mm の厚さでは光の減衰はほとんどないと言えるだろう。しかし、今回研究の対象となっている大型 BSO のより厳密な話をするならば、屈折率を測定し 180mm の厚さでの反射率、吸収率を求める必要があると言えるだろう。

3.3　PWO との発光量比較

大型 BSO(22mm × 22mm × 180mm) の発光量を見積もるために、同じサイズの $PbWO_4$(PWO) と発光量比較をする実験を行った。図 3.4 は測定に使用した BSO である。

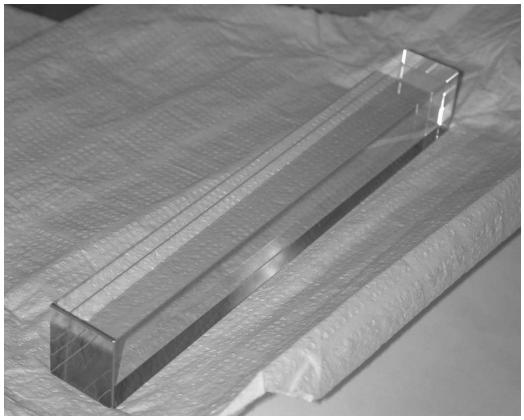

図 3.4: BSO

3.3.1　実験方法

使用した光電子増倍管は口径が 3/4 インチの R4125G で、これは後述する高エネルギー加速器研究機構でのビームテストで使用したものである。

この発光量比較において、最初は ^{60}Co などの線源を用いようとしたが、手元にある線源程度のエネルギーでは十分な発光量が得られず、光電子増倍管のノイズにうまってしまい比較できるデータが得られなかった。

そこで宇宙線を用いることにした。ここで言う宇宙線とはμ 粒子であると考えている。太陽や他銀河から飛来した高エネルギー一次宇宙線 (ほとんどが銀河系外から飛来し、主として陽子や軽い原子核や電子である) が大気と衝突したときに二次宇宙線である寿命の短い π 中間子や μ 粒子などを発生させる。空気とほとんど相互作用しないために、地表まで到達するのである。資料 ([8]p.118) によると地表まで到達するμ 粒子はエネルギー 400MeV が一番多く、400MeV の阻止能は $dE/dx \simeq 1.1(MeVg^{-1}cm^2)$ であり、ほぼ minimum ionization である。

セットアップを図 3.5 に示す。図 3.5 の様に、調べたい結晶の上下に PWO を設置し、宇宙線突き抜けの条件は 3 本共にシンチレーション光が発生したときとした。

比較するにあたり、BSO と PWO の測定条件をなるべく変えないために、BSO のセットアップと PWO のセットアップで同一の光電子増倍管を使用した。つまり、BSO セットアップのμ 粒子突き抜けを測定する時 BSO(B) に使用した#1 の光電子増倍管を、PWO セットアップの PWO(E) にも使用した。また、中心の結晶をはさんでいる上下の結晶にもそれぞれ同じ光電子増倍管を使用し

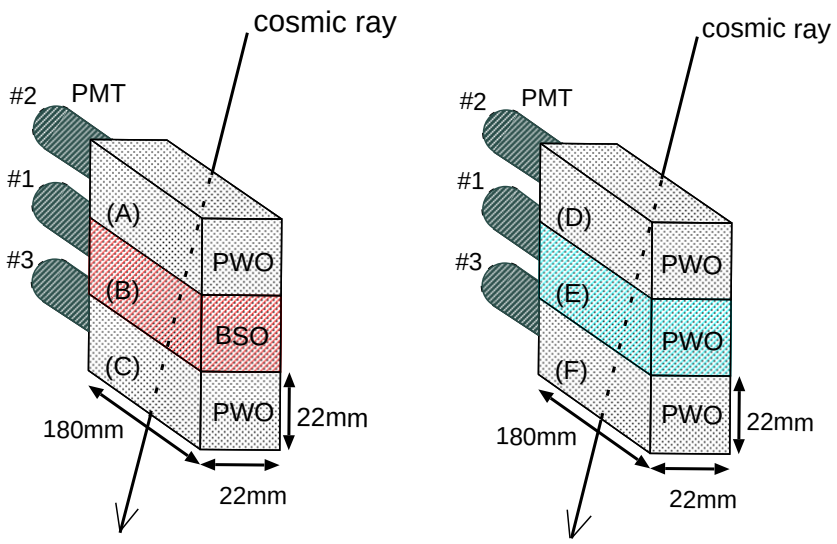

図 3.5: 宇宙線測定のセットアップ

た。(#2 は PWO(A) と PWO(D) に使用し、#3 は PWO(C) と PWO(F) に使用した。)#1 にかけた電圧は BSO の場合も PWO の場合も 1530V(この電圧がちょうど二つの ADC を同じスケールで比較できる値) である。countrate は 0.14/s であった。結晶と光電子増倍管の接着は OKEN 6262A シリコングリース (屈折率 1.453) を用いた。

次にこの時の回路図を図 3.6 に記す。

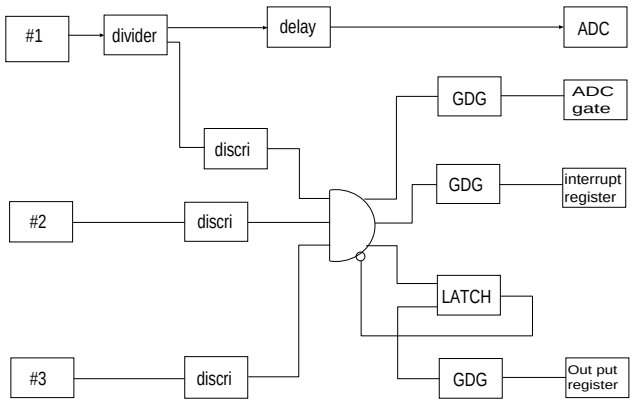

図 3.6: 宇宙線測定の回路図

上述したように、光電子増倍管#1 は光量を比較する結晶に使用した。#1 から得たアナログ信号を二つに分け、片方は ADC(Analog Digital Converter) の入力にもう一方は Discriminator を通りパルス信号に変換される。この時の threshold は- 50mV で、#1 の暗電流によるノイズをちょうどカットできる値にした。#2、#3 から得られたアナログ信号はそのまま discriminator に通し、それぞれの暗電流をカットできる threshold 値によりパルス信号に変換した。

こうしてパルス信号に変換された後、coincidence により 3 つのパルスが重なったときだけ ADCgate が開くようにした。

3.3.2　結果、考察

測定した結果、図 3.7 のようなヒストグラムになった。#1 の光電子増倍管に 1530V の電圧をかけ、約 6 日間ためたときの様子である。横軸は発光量に相当する ADC チャンネルである。

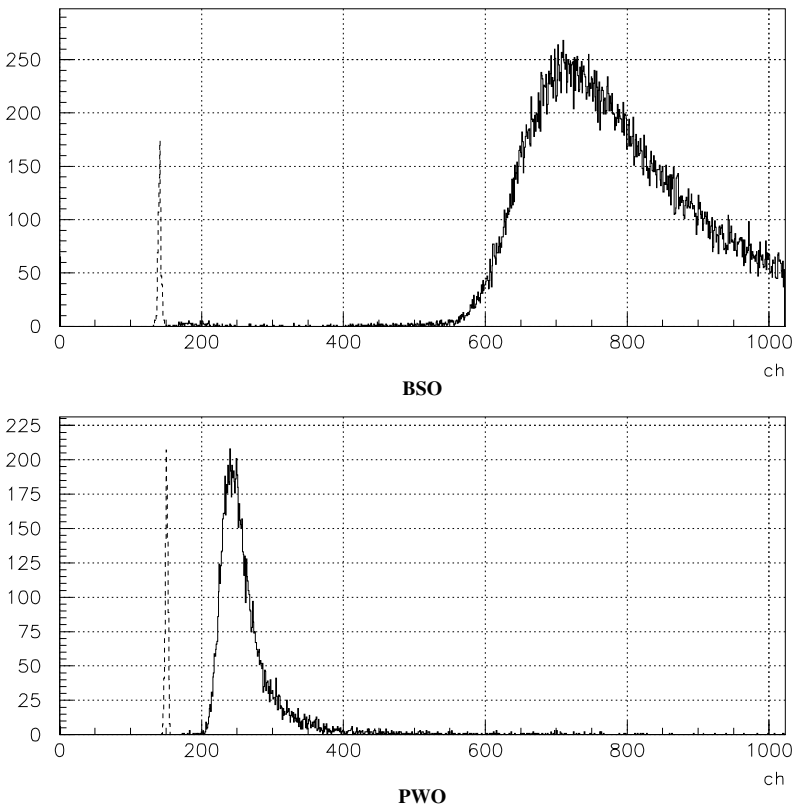

図 3.7: BSO,PWO の宇宙線による発光量の比較

二つのヒストグラムのピークチャンネルからそれぞれの pedestal チャンネルをひいたチャンネル数を比較することで発光量の比較ができると考える。その結果、BSO の発光量は PWO の約 6.5 倍となった。

第4章　ビームテスト

4.1　目的

大型 BSO は開発途中のため、高エネルギー粒子入射に対する応答についての報告例が一つもない。そこで大型 BSO に高エネルギーの電子やハドロンを当て、その応答を調べることによりカロリメータとしての性能を評価することを目的とする。

4.2　ビームライン

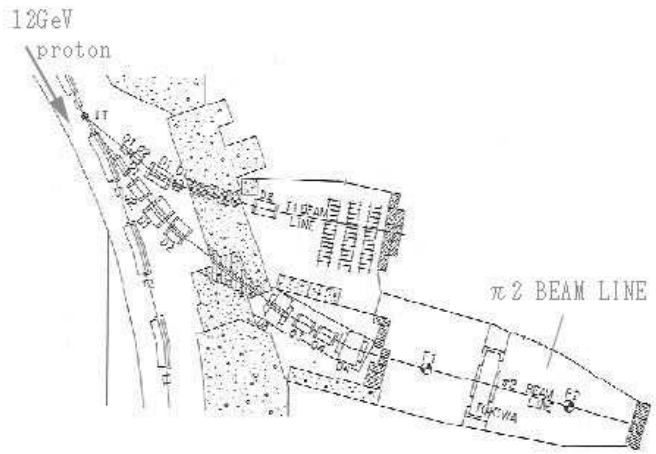

図 4.1: π2 ビームライン

ビームテストは高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子加速器 $\pi 2$ ビームラインにて行なった。ビームラインの様子を図 4.1 に示す。$\pi 2$ ビームラインでは、陽子シンクロトロンにて 12GeV まで加速された陽子がリング内に設置された内部標的を叩くことにより発生する二次ビームを使用している。内部標的で発生した二次ビームは 10^{o} 方向に取り出され、四重極マグネットや双極マグネットによって、$\pi 2$ ビームラインに導かれる。ビームには電子や π^{-}、陽子や陽電子、π^{+} などが含まれ、最高運動量 4.0GeV/c である。今回のビームテストでは運動量 1.0GeV/c ~ 3.0GeV/c のビームを 0.5GeV/c ステップで使用した。

4.3　ビームエリアの状況

4.3.1　カウンターのセットアップ

ビームテストは図 4.2 のセットアップにて行なった。

Multi Wire Propotional Chamber 3 台 (MWPC1 ~ MWPC3) は粒子の軌跡を求め、ターゲットである結晶のどの位置に粒子が入射したかを正確に知るために設置した。この MWPC はワイヤー間隔は 2mm であり、Ar+CO_2 混合ガス (65 %-35 %) を使用した。

ガスチェレンコフカウンター 2 台 (C1、C2) は電子とハドロンの識別に使用した。Radiator として使用した 1 気圧の CO_2 ガスは、気温 20 度でチェレンコフ光を発光するしきい値が $\beta > 0.99959$ となる。つまり、電子の場合、運動量のしきい値は $P_{th} > 17.84 MeV/c$ で、π では運動量 $P_{th} > 4.87 GeV/c$ となる。今回のビームテストで使用したビームの運動量は 1.0 ~ 3.0GeV/c の範囲であり、π が通過してもチェレンコフ光を発しないので、チェレンコフ光を発すれば電子が通過したと考えてよい。

また、プラスチックシンチレータカウンター 5 台 (S1 ~ S5) を設置した。S1,S2,S3 すべてにシグナルが来ることを入射粒子の通過条件とした。また、粒子の飛行時間による粒子識別を可能にするために、S3 の信号を TDC(Time to Digital Converter) のスタート、他の各カウンターの信号を TDC のストップとすることで粒子の飛行時間 TOF(Time Of Flight) を測定した。TOF を測定する際、S3 を一本の光電子増倍管で読みだしたとすると、粒子のプラスチックシンチレータへの入射位置によって発光点と PMT との距離の違いから、TDC のスタートやストップにブレが生じてしまう。そこで、S3 の両側に光電子増倍管を取り付け、それぞれの光電子増倍管に到着したシグナルの平均時間 (MEAN TIME) をとることで位置による時間のブレをなくしている。S1 にも両側に光電子増倍管を接着し、平均時間をとることで S1S3 間でより正確に TOF を知ることが出来る。S1S3 間の距離は 9.0125m で、運動量が 1GeV/c の場合 π と陽子の時間差は約 10.86ns、π と重陽子は約 33.51ns、π と電子では約 0.29ns である。

S4 は 6mm × 10mm × 10mm の非常に小さいプラスチックシンチレータを用い、結晶中心の直前に設置することにより、結晶中心に到達したビームのイベントのみをセレクトできるようにした。

S5 はビームのつき抜けを判断するために設置した。

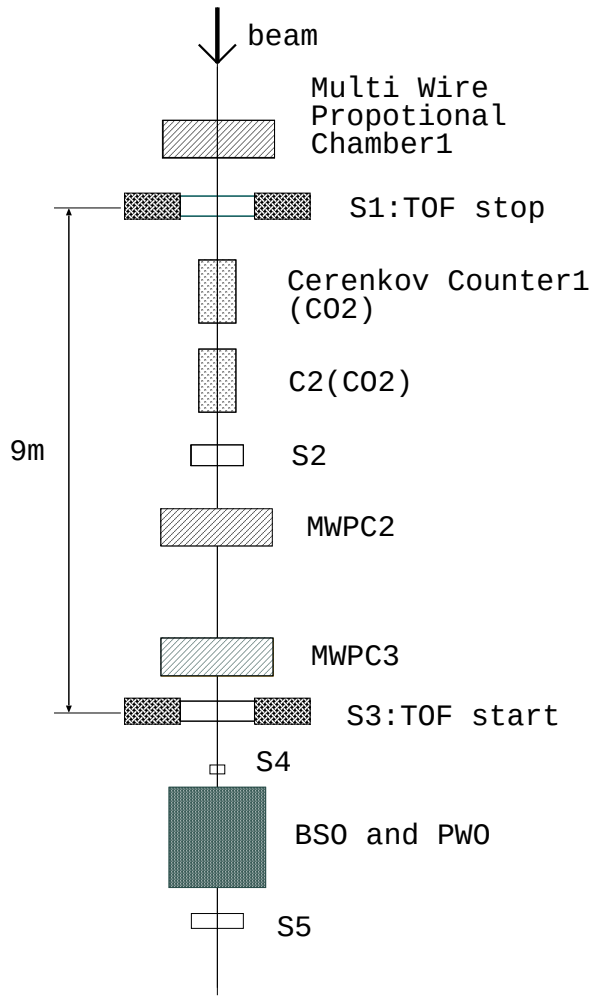

図 4.2: カウンターのセットアップ

4.3.2　トリガー条件

上述で触れたように、ビームライン上にあるカウンターからの信号をいくつか組み合わせることにより粒子識別が可能になる。

電子のトリガー条件としては、S1,S2,S3 すべてのカウンターを通過し、さらに C1,C2 が両方とも光った時とした。両方とも、という条件にしたのは、本来上流からやって来る電子ではなく、ビームに含まれている π 粒子がチェレンコフカウンターのガスや窓の物質から電子を叩き出し、その電子によってチェレンコフ光を発することがあるからである。

ハドロンのトリガー条件は、S1,S2,S3 をすべて通過することのみとした。これは使用したビームに含まれる粒子はほとんどが π と陽子で電子が非常に少ないことから、オフラインの解析で π と電子の識別をすることによって、より多くの電子のイベントを集めようということである。

また、光電子増倍管のゼロ点の安定性を見るために、一つの run ごとに pedestal run を入れた。

そして、光電子増倍管のゲインの安定性を見るために LED run も数 run ごとに入れた。LED(Light-Emitting Diode) は供給電流を一定に設定することで常に一定の光を発する。この LED から発せられる光を光ファイバーを用いて 15 本それぞれの光電子増倍管まで導くようにした。こうして、一定の光量で光電子増倍管の応答を測定することで、光電子増倍管の安定性を測定した。

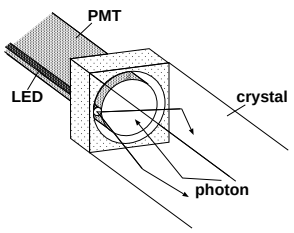

図 4.3: LED の設置の様子

図 4.4 に実験時の回路図を示す。

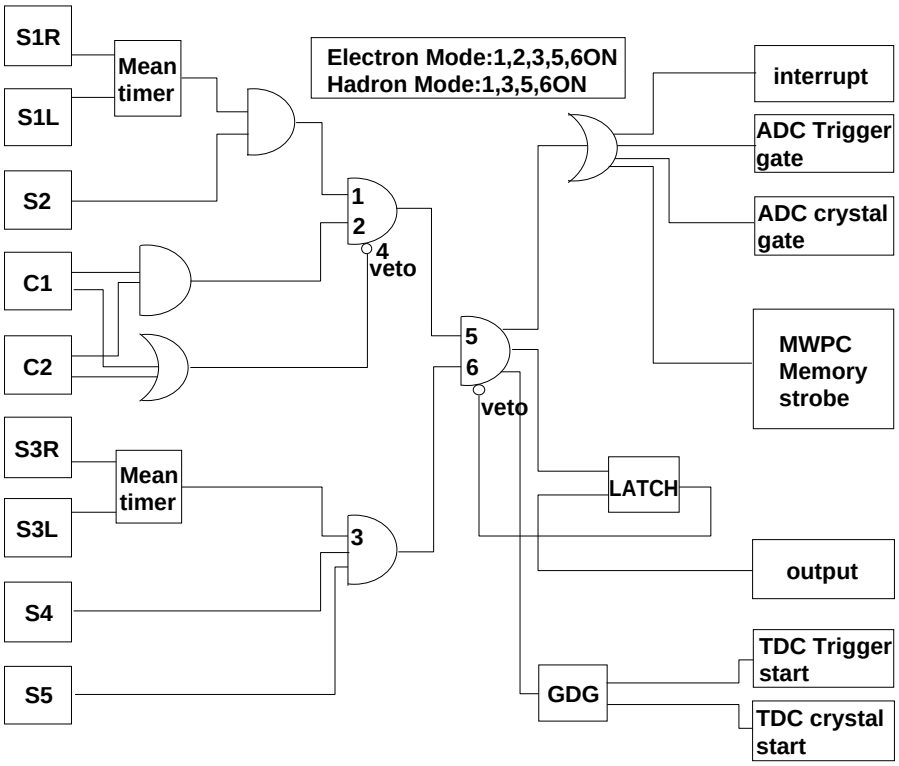

図 4.4: 回路図 TDC の start は S3 の Mean Timer のタイミングで決めた。crystal の ADC gate の幅は 700ns である。

4.3.3　結晶セットアップ

図 4.5 はビームテスト時の結晶のセットアップである。

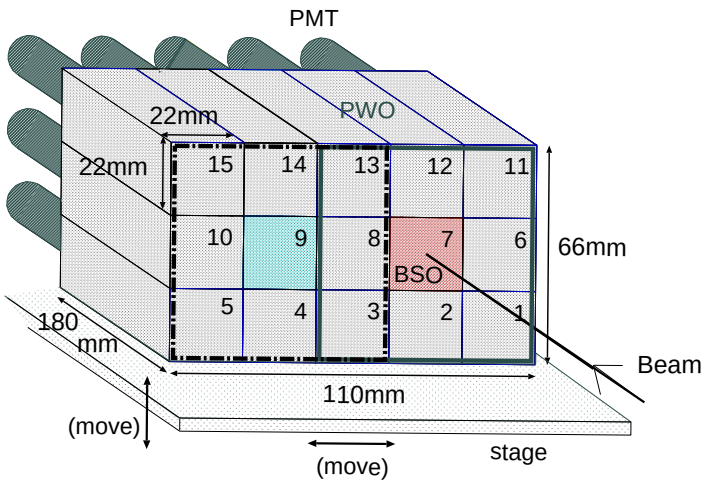

図 4.5: BSO,PWO のセットアップ

22mm × 22mm × 180mm の BSO と PWO を組み合わせて (BSO は $15.7X_0$、PWO は $19.6X_0$)、5 × 3 に積んだものである。7 番の BSO を中心とし、まわりに PWO を配置した 3 × 3 (結晶番号 1、2、3、6、7、8、11、12、13) と、すべてが PWO でできた 3 × 3(結晶番号 3、4、5、8、9、10、13、14、15) を用意するために結晶番号 3、8、13、をどちらの組にも入るよう工夫した。光電子増倍管の接着は光量比較のときと同様、OKEN 6262A シリコングリースを用いた。

遮光方法は、この 5 × 3 の結晶を前面にうすいアルミが張ってある暗箱に入れ、隙間を遮光テープを貼ってで塞いだ。さらに、うえから遮光用のシートをかけた。

暗箱は、結晶の 1 番から 15 番までそれぞれをビーム中心に合わせることができるようにするために可動式の台に設置した。

4.4　光電子増倍管のゲイン測定

光電子増倍管は一本一本ゲインが異なる。そこで実験時には光電子増倍管 15 本の相対的な応答をそろえる必要がある。そろえる方法としては、その場でビームを当てたときの 15 本の応答をみて、かける電圧を一本一本決めるという方法もあるが時間節約のためにビームテスト時以前に 15 本のゲインを求めておいた。

ゲインとは

ゲインとは光電子増倍管によって異なる値を持ち、光電面から発生した光電子の増幅の程度を現わす値である。光電子増倍管にはいくつかの電位差を持ったダイノードがあり、その電位差によって引き寄せられた光電子はダイノードとぶつかることにより最初の光電子数に比例した新たな電子を放出させて電子を増幅させていく。電子放出比 δ はダイノード間の電圧 E の関数であり、δ=aE^k である。(a:定数、k=0.7 ~ 0.8 で光電子増倍管による値) この増幅がダイノードの段数分だけ繰り返されるので等分割デバイダの場合最終的に得られるゲインは

$$\begin{aligned} gain &= \delta_1\delta_2\cdots\delta_n && (4.1)\\ &= (aE^k)^n && (4.2)\\ &= AV^{kn} && (4.3) \end{aligned}$$

となる。ここで A=a^n/(n+1)$^k n$ で、n はダイノードの段数である。

つまり、ゲインは印加電圧の kn 乗に比例し、両対数のグラフにすると傾き kn の直線となる。

4.4.1　ゲイン測定方法

手持ちの線源では充分な光量が得られないため、この時も μ 粒子の突き抜けを利用した。PWO との光量を比較した時と同様に、5 × 3 に積んだ結晶を縦に 3 本ずつ AND 回路を組んだ。このときの回路の一部を図 4.6 に示す。この回路図には 15 本すべてについては載せていないが、縦に積んだ 5 つのセットはどれも同じつくりの回路である。

宇宙線がたまたま 3 つの結晶を突き抜けることは稀なイベントであるので (BSO の光電子増倍管に 1530V の電圧をかけたときは 1 分間に約 8 回というペースであった)、二つ以上のセットに同時に宇宙線がやってくることはほとんどないと考えられる。そこで測定時間と使用するモジュールを効率良く使用するために、ADCgate には 5 つのセットの OR 回路をとり、その OR 回路の使用で増えるノイズをカットするために Coincidence Register を使用した。Coincidence Register は一つのセットごとの AND 信号をそれに接続することにより、AND 信号が来たときだけの ADC を記録出来るようにするモジュールである。つまり、どれか一つのセットに宇宙線が来れば 5 つのセット共通の ADCgate が開いてしまいノイズばかりが測定されてしまう、という現象を防ぐ働きをするのである。

BSO については電圧 1300V、1400V、1530V の 3 点、PWO14 本については 1530V、1600V、1700V の 3 点で測定した。

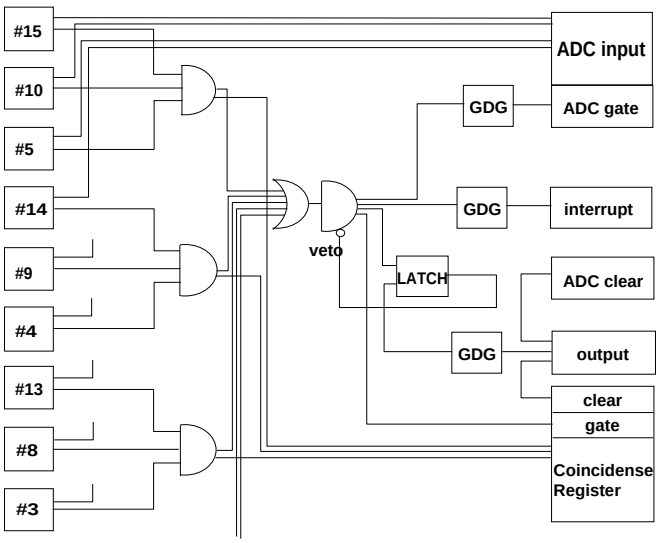

図 4.6: ゲイン測定の回路図の一部

4.4.2　ゲイン測定セットアップ

ビームテスト時の結晶のセットアップと同様に 15 本の光電子増倍管を結晶の 1 番から 15 番まで OKEN 6262A シリコングリースにて接着した。

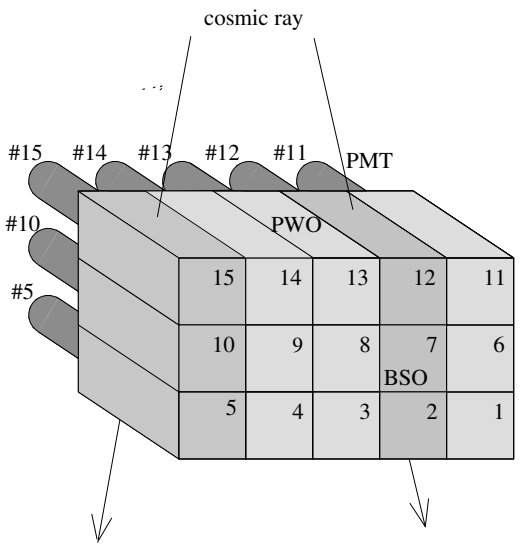

図 4.7: ゲイン測定のセットアップ

4.4.3　結果

測定の結果図 4.7 のようなゲインカーブが得られた。一本はなれた線が BSO で、他が PWO である。BSO だけが一本だけグラフの上の方にあるのは PWO よりも発光量が多いからである。(宇宙線による光量比較で 6.5 倍という結果になった。)R3125 はダイノード数が 10 段であるので、(4.3) の n に 10 を代入した式を測定点にフィットさせた結果図 4.7 の様になった。このときすべての光電子増倍管は k=0.60 ~ 0.76 の範囲であった。またこのとき得られたヒストグラムの例を図 4.8 に示しておく。

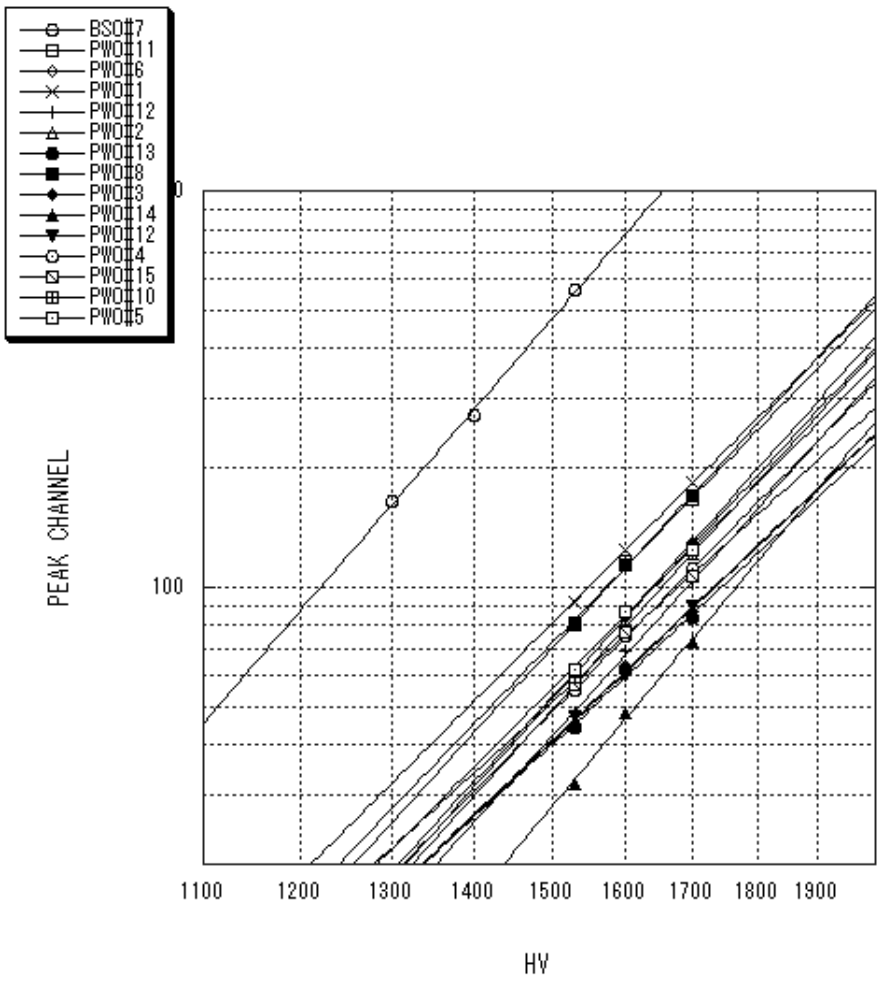

図 4.8: ゲインカーブ 横軸：光電子増倍管にかけた電圧 縦軸：ADC のピークチャンネル。左上の線が BSO でその他は PWO である。

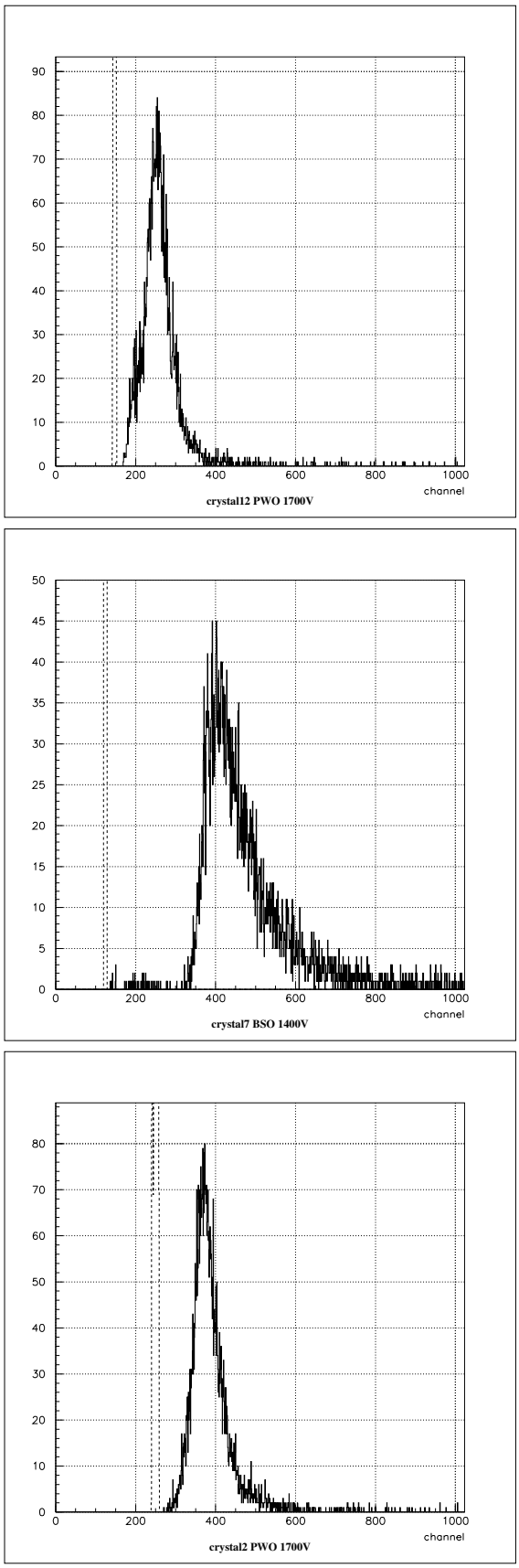

図 4.9: 宇宙線でのゲイン測定のヒストグラムの例。破線は pedestal。(上)12 番結晶、1700V(中)7 番結晶、1400V(下)2 番結晶、1700V

4.5　実験時のゲイン合わせ

まず、7 番の BSO に 3.5GeV/c の電子を当て、そのときの ADC のピークがオーバーフローしないよう光電子増倍管の電圧と attenuater を調節した。attenuater は信号の大きさ (光電子増倍管からの pulse hight) を小さくする回路である。BSO と PWO の光量差が非常に大きく、光電子増倍管のゲインのみでピークチャンネルを一致させようとすると BSO の電圧が非常に低くなりすぎるため、BSO の信号を 10dB[1] 小さくした。

次に同一のビームを隣である 8 番の PWO に当て、BSO のピークと同じになるよう光電子増倍管の電圧を調節した。他の PWO の電圧は事前に作成したゲイン表を利用して求め、それぞれの値に設定した。設定した電圧値ですべての光電子増倍管がほぼ同じゲインになっているか確かめるために、3.0GeV/c の π^- を用いて確認した。このときの光電子増倍管の電圧値を示す。

番号	結晶の種類	電圧 (V)	attenuater(dB)
1	PWO	1250	0
2	PWO	1370	0
3	PWO	1360	0
4	PWO	1360	0
5	PWO	1330	0
6	PWO	1380	0
7	BSO	1100	10
8	PWO	1300	0
9	PWO	1380	0
10	PWO	1350	0
11	PWO	1280	0
12	PWO	1390	0
13	PWO	1390	0
14	PWO	1480	0
15	PWO	1330	0

表 4.1: 光電子増倍管にかけた電圧

[1] dB とは電力や音の強さを比較する単位で P と P_0 が n(dB) 異なっている、と言うとき $n=10\log_{10}(P/P_0)^2$ で表せる。10dB 小さくしたということは、もとの信号の大きさの約 1/3.2=0.3 倍にしたということである。

第5章　ビームテストの解析

5.1　目標

この解析の最終目標は電子線を BSO に入射させたときの BSO 結晶のエネルギー分解能、エネルギー直線性を求めることである。そのために電子の正しい軌跡を求め、結晶中心に入射したイベントを選択したときの発光の様子を調べていく。

5.2　ビームのトラッキング

5.2.1　MWPC

ビームの軌跡を求めるために Multi Wire Propotional Chamber(MWPC) を用いた。使用した MWPC は X 軸方向は 2mm 間隔で 80 本、Y 軸方向は 2mm 間隔で 48 本のワイヤーが張ってあり、高圧がかけられている。チェンバーの内部にはガスが入れられており、粒子が通過すると粒子近辺のガスを電離する。電離することにより発生した電子は、電圧をかけられた近くのワイヤーに引き寄せられ、パルス信号として感知される。その信号を得たワイヤーの場所で粒子の通過位置を知ることが出来るのである。

今回のビームテストでは X ワイヤーは 80 本のうちの中心の 48 本、Y ワイヤーは 48 本すべてを用いた。MWPC の大まかな様子を図 5.1 に示す。

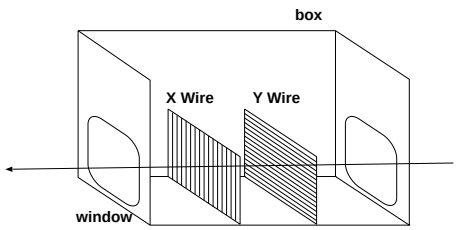

図 5.1: MWPC

5.2.2　最小二乗法による直線フィッティング

解析を行なうにあたって粒子が正確に結晶のどの位置に当ったかを知ることは重要なことである。今回の解析では X 座標、Z 座標はビームエリアの床に書いてあるビームラインを基準として決定した。X 座標のゼロ点はそのビームライン上であり、 Z 座標のゼロ点はビームラインに記してあるゼロ点にとった。また、Y 座標はエリアの床をゼロ点とした。粒子の軌跡はこの座標軸によって表わされ、MWPC 3 台それぞれの X ワイヤー、Y ワイヤーより求めることが出来る。粒子が通過したことにより信号をだしたワイヤーを X 座標、Y 座標に変換する。各 MWPC 上で複数の点で信号が得られた場合、 それらを最小二乗法によって直線フィッティングすることにより粒子の最も確からしい軌跡を選択した。

最小二乗法による直線フィッティングとは測定値 x_i と y_i の間に $\mathrm{y}(\mathrm{x}_i)=\mathrm{A}\mathrm{x}_i+\mathrm{B}$ という関係式が成り立つ時、いくつかの測定値 x_1,x_2,...,x_N と y_1,y_2,...,y_N から最も確からしい A と B を求める事を言う。y の誤差はどの測定点でも等しいとし、x の誤差は無視できるほど小さいとすると、このとき A と B は

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(y_i - A - Bx_i)^2}{\sigma_y^2} \tag{5.1}$$

で χ^2 を最小にするように決められ、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A} = 0 \tag{5.2}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial B} = 0 \tag{5.3}$$

とすることから

$$A = \frac{\sum x_i^2 \sum y_i - \sum x_i \sum x_i y_i}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \tag{5.4}$$

$$B = \frac{N \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \tag{5.5}$$

となる。

最小二乗法を使用する際、X ワイヤー、Y ワイヤーから得られる信号は独立したものとして扱った。従って一つの粒子の最良だと思われる結晶前面でのビームポジションは、3 台の MWPC の X ワイヤーのみから得られる最良の X 座標と Y ワイヤーのみから得られる最良の Y 座標で決定される。

ビームポジション X 座標について

MWPC 3 台の座標はビームテスト時の測量結果に基づいている。結晶前面でのビームの X 座標を出すために、MWPC 3 台の各 Z 座標での X 座標を求め、それらに最小二乗法の直線のあてはめを行なった。

ビームポジションの X 座標について最小二乗法をあてはめてみると、(5.1) 式の x には各チェンバーの Z 座標が、y には各 X 座標が対応する。σ_y は各チェンバーから求めた X 座標の誤差に対応するが、すべてのワイヤーは 2mm 間隔で張られているのでどれも等しい誤差を持っているとする。

一本のワイヤーをならす条件として、左右のワイヤーまでの空間を粒子が通過したときとする。つまり、ある一本のワイヤーの左右 2mm 以内であれば、粒子の通過位置にかかわらず、同じ一つの信号を発するとする。そうすると実際にはその 4mm の間のどこかを粒子が通過しても、常に、鳴ったワイヤーの座標を粒子が通過したと判断してしまうことになる。そこで鳴ったワイヤーから粒子が通過した X 座標を推定するときの分散を求めておく。

分散はどのような分布でも x_1、x_2、...、x_N という測定値が得られたときその測定値の平均を m とすると

$$\sigma^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(x_i - m)^2 \tag{5.6}$$

で与えられる。信号を出したある一本のワイヤーが X=0(mm) という座標にいるとする。つまり、m=0 である座標を考えてみる。

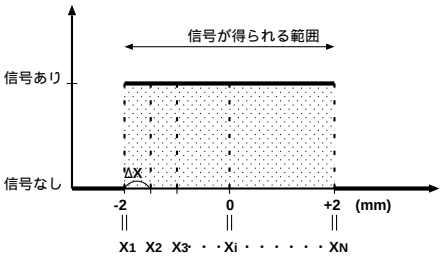

図 5.2: ある一本のワイヤーがなったときの分散の求め方

図 5.2 のように、そのワイヤーの左右 2mm の範囲に、X_1、X_2、...、X_N とある幅 ΔX で均等に粒子が通過したとすると、

$$\sigma^2 = \frac{\Delta X}{+2-(-2)}\sum_{-2}^{+2}(X_i - 0)^2 \tag{5.7}$$

となり N が非常に大きくなると

$$\sigma^2 = \frac{1}{4}\int_{-2}^{+2} x^2 dx \tag{5.8}$$

となる。そうすると鳴った X ワイヤーから X 座標を推定するときの分散は

$$\sigma^2 = 1.3333$$

であり、誤差 σ は

$$\sigma = 1.1547$$

となる。従って、X 座標について考えると (5.1) 式は

$$\chi^2 = \frac{1}{1.1547}\sum_{i=1}^{3}(X_i - A - BZ_i)^2 \tag{5.9}$$

となる。

ビームポジション **Y** 座標について

求め方は X 座標と同様である。従って、Y 座標について考えると (5.1) 式は

$$\chi^2 = \frac{1}{1.1547}\sum_{i=1}^{3}(Y_i - A - BZ_i)^2 \tag{5.10}$$

となる。

5.2.3　軌跡の決定

上述した方法は MWPC 3 台のワイヤーがすべて一本しか鳴らなかったときは単純にそのワイヤーを座標変換し、最小二乗法の直線をあてはめれば良いが、複数本鳴ったときや一本も鳴っていない MWPC があった場合は最小二乗法をどのように適用するか少し考えねばならない。

一本も鳴っていないワイヤーがある時

粒子が通過すれば当然 3 台の MWPC(正確には X ワイヤーと Y ワイヤーと分けて考えているので、3 個の X プレートと 3 個の Y プレートとでも呼ぶことにする) のワイヤーは最低一本は鳴るはずである。

ところが実際に解析をしてみると、他は鳴っていないのにそのプレートだけ鳴っているワイヤーがある、というようなことがあった。それはあるワイヤーの発振が原因だと考えられる。発振したワイヤーは粒子が通過していなくても信号を発するので、粒子の通過位置を決定する際、気をつけなければならない。そこで、すべてのプレートが一本以上鳴っていないときは間違いの信号であるとしてそのデータを捨てることにした。

すべてのプレートのワイヤーが一本以上鳴っているとき

ワイヤーが複数本鳴っているときは、それがとなりあったワイヤーであればその間を粒子が通過したと考えられるが、何本も離れたワイヤーが鳴っている場合はどちらかが間違った信号だと考え

ねばならない。ゴミが飛んできたとも考え得るが、そのほとんどはやはり発振だと思われる。いずれにしても、その間違った信号では正しいビームのポジションが出せない。そこで、より確からしいポジションを出すために、一つの粒子が通過したときに鳴ったワイヤーについて、すべてのパターンで上述した最小二乗法の直線を当てはめてみて、一番 χ^2 が小さかったときの MWPC 3 台の X、Y 座標を選ぶことにした。

χ^2 によるデータの選びだし

複数本ワイヤーが鳴った場合、χ^2 が一番小さい時のポジションを選んだ。しかし、それらは鳴ったワイヤーの内で相対的に χ^2 が小さかっただけで、実際の当てはめが適当であるとは限らない。そこで、この当てはめ自体が確からしいか判断する必要がある。その判断の基準として、自由度[1]と言うものを用いる。この最小二乗法の直線あてはめはパラメーターが 2 個であり、あてはめの際のデータ数は 3 個である。従ってこの自由度は 3-2=1 となり、$\chi^2/1$ の値が 1 程度、またはそれ以下の場合が最も確からしいとすることができる。今回の解析では χ^2 が 2 以下の場合という制限にした。このように、いくつかの条件を加えることによって、ビームの軌跡の最も確からしい X 座標値、Y 座標値を出し、結晶前面での粒子のポジションを求めた。図 5.3 は求めたポジションをプロットしたものである。

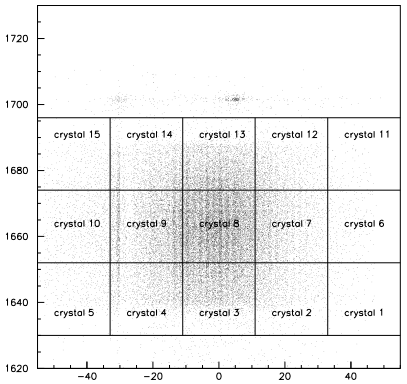

図 5.3: 結晶前面でのビームのポジション。直線で書いた四角がビーム上流から見た一つ一つの結晶

[1]自由度は観測データの個数から求めたいパラメータ数を差し引いた値である。これは、パラメータを求めるために独立な観測データの個数が減るからである。また、観測データの個数が多い場合は自由度とその個数は大差ないが、この場合無視できる程観測データが多くないので換算 $\chi^2{=}\chi^2/\mathrm{d}$ を用いる。

5.3　電子線を結晶に入射させたときの応答

5.3.1　電子の物質との相互作用

10MeV をじゅうぶん超えるエネルギーを持つ電子は主に制動放射と電子− 陽電子対生成の過程で結晶にエネルギーを落して行く。制動放射にて放出された光子は大きなエネルギーを持っているので対生成を起こす。対生成で生まれた電子と陽電子は再び制動放射にて光子を放出する。このように電子のエネルギーが臨界エネルギー[2]になるまで電磁シャワーを起こしながら結晶にエネルギーを付与していく。(付録 A にてもう少し述べる) 結晶は (理想的には) 得たエネルギーに比例してシンチレーション光を発する。

5.3.2　得られる光量分布

シンチレーション光として発せられた光子は結晶内部を進み、その一部が光電子増倍管の光電面に到達し、ポアソン統計に従って光電子を発生させる。その光電子を増幅させることによってつくられる電気信号を時間積分して得られた電荷値が ADC のヒストグラムとして記録される。シンチレーションによって生成された光子はセットアップの幾何学的理由[3]によりその一部しか光電子に変換出来ないが高エネルギービームによる発光の場合は光量が多くなるので光電子増倍管の光電面に到達する光子の数も多くなり、ADC に現れる分布はほとんどガウス分布に近付くと考えられる。

一本の 22mm × 22mm × 180mm の BSO または PWO を考えたときは高エネルギーの電子が結晶に入射すると電磁シャワーによってエネルギーの一部は隣接した結晶に洩れて行く。また、エネルギーを落しきれずに、結晶の後部から突き抜けていく粒子もいる。従って、単一エネルギーによる発光ではなくなるので結晶一本の光電子増倍管から得られる ADC の分布はある一定値のまわりに幅を持ったきれいなガウス分布ではなく、低いチャンネルの方へテールをひいた形となる。

9 本をまとめて考えたときは横方向に対するエネルギーの洩れは非常に小さくなり低いチャンネルのテールはほとんど気にならなくなる。しかし、後部からのエネルギーの洩れや、収光できる制限により入射エネルギーが持っている全てのエネルギーを得ることは出来ないと考えられる。

5.4　エネルギーキャリブレーション

7 番結晶である BSO と 9 番結晶である PWO の ADC ヒストグラムから結晶の発光量を求め、その発光量から電子からどれくらいのエネルギーを受け取ったかを知るために、エネルギーキャリブレーションを行なった。

---

[2]電離、励起によるエネルギー損失と制動放射によるエネルギー損失の割合がちょうど等しくなるエネルギーのこと。だいたい E_c≈580MeV/Z である。

[3]光電面の面積が小さい、など

5.4.1　キャリブレーション run

ビームテストではキャリブレーション run として運動量 3GeV/c の電子を 15 本それぞれの結晶の中心に当てた。同一のビームの条件で測定したので 15 本それぞれの結晶に落したエネルギーの分布も同一であり、ADC にできるピークは皆同じエネルギーのピークだと考えられる。実験前の光電子増倍管のゲインを合わせは大まかな目安として合わせただけなので、実際にできるピークチャンネルの位置はすべて異なっている。この解析では最終的に 3 × 3 の結晶に落されたエネルギーを足し合わせてエネルギーの評価をするので、9 本のエネルギースケールを相対的にそろえる必要がでてくる。そこで得られた ADC をチャンネルからエネルギーの単位に変換するための係数を決定する。

5.4.2　係数の決定

得られた ADC ピークがどの位のエネルギーに相当するかを知るために、モンテカルロシミュレーションである GEANT4[4]を使用した。シミュレーションは 22mm × 22mm × 180mm の BSO と PWO それぞれの中心に 3GeV/c の電子を入射させたとき、結晶に落したエネルギーを知るためのものである。シミュレーション結果のピークに適当な範囲でガウスフィットをかけ、結晶に落とすエネルギーピークを出した (単位は運動量)。平均を m、標準偏差を σ とするとガウス関数は

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.11}$$

の式で表される。その結果、BSO は 2250MeV/c で、PWO は 2362MeV/c となった。図 5.4 は GEANT4 の結果にガウスフィットをかけた時の様子である。

ただし、実際の ビームの運動量には幅があることと、結晶に落したエネルギー全てがシンチレーション光に変換されるわけではなく、しかも発した光全てを捕らえることは出来ないので、実験で得られた ADC ピーク値がそのままシミュレーション結果と一致するということはない。従ってシミュレーション結果を結晶に付与されたエネルギーの参考値であるとして相対的な応答をそろえることになる。

シミュレーションは電子線を結晶中心のみに入射したときの結果であり、X 軸方向のエネルギーのもれは実際よりも少なくなるのでシミュレーション結果を利用するにあたり、実際の条件も近づけてやる必要がでてくる。そこで 15 本の結晶について先に求めた軌跡を利用して、結晶前面の中心に電子が入射したときのイベントだけを選び出した。中心入射の範囲を出来るだけ狭くしたかったが、今回の解析では、イベントが少なすぎたため 6mm × 6mm という範囲で行なった。

結晶中心の 6mm × 6mm カットをしてできた ADC のピークチャンネルをだすためにピーク付近の適当な範囲でガウスフィットをかけた。キャリブレーションの例として、7 番と 9 番結晶の ADC にガウスフィットをかけた様子を図 5.5 に示す。他のすべての結晶の ADC にも同様にガウスフィットをかけ、そこで得られた 15 本分のピークチャンネルからそれぞれの pedestal をひいたチャンネル数は 3GeV/c の電子が結晶に落したエネルギーに相当するはずである。そのエネルギーが GEANT4 の結果であるとすると、BSO は 2250GeV/c を PWO では 2362MeV/c をそれぞれのチャンネル数

[4]詳細は http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html

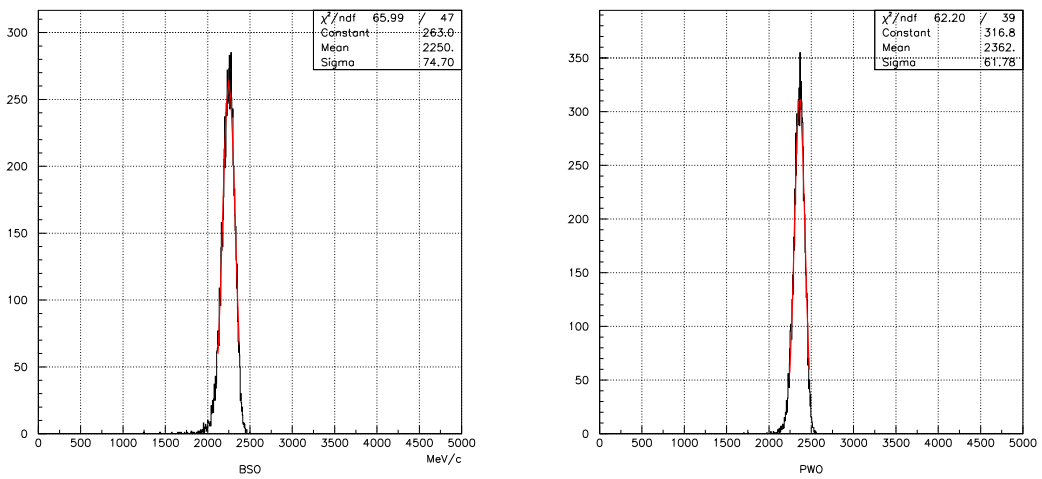

図 5.4: GEANT4 シミュレーションによる結果にガウスフィットをかけた時の様子 (左)BSO (右)PWO

で割った値が係数となり、1 チャンネルのエネルギー (運動量) に相当する。このようにして求めた 15 本分の係数を表 5.1 に示す。

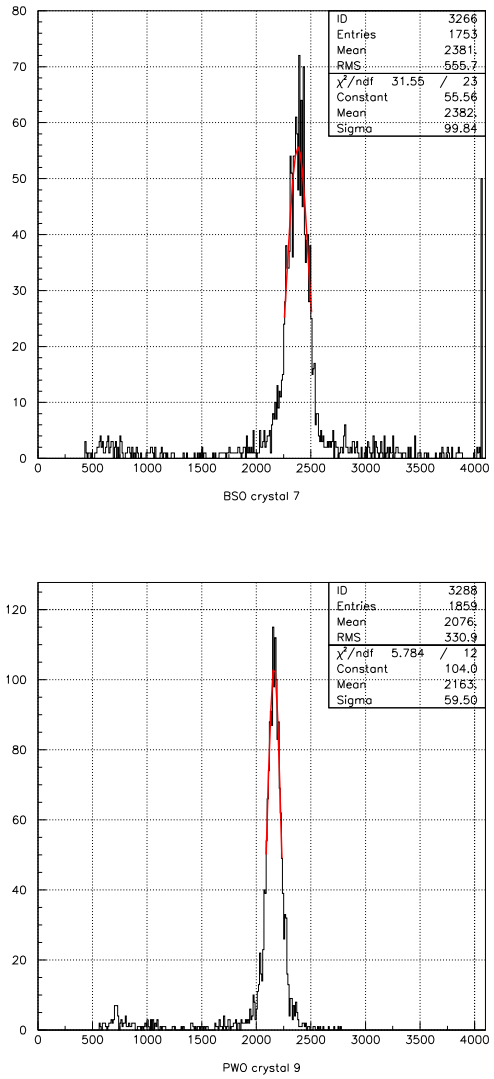

図 5.5: (上)7 番の結晶に 3GeV/c の電子を入射させた時の ADC にガウスフィットをかけた様子。(下) 同 9 番

結晶番号	結晶の種類	deposit energy(MeV/c)	peakchannel-pedestal	factor
1	PWO	2362	1968	1.200203
2	PWO	2362	2365	0.998732
3	PWO	2362	2206	1.070716
4	PWO	2362	2380	0.992437
5	PWO	2362	2018	1.170466
6	PWO	2362	1752	1.348174
7	BSO	2250	1951	1.153255
8	PWO	2362	2065	1.143826
9	PWO	2362	1594	1.481807
10	PWO	2362	2323	1.016789
11	PWO	2362	1719	1.374055
12	PWO	2362	2365	0.998732
13	PWO	2362	1867	1.265131
14	PWO	2362	2494	0.947073
15	PWO	2362	1573	1.501589

表 5.1: 得られた factor(deposit energy は GEANT4 による)

5.5　3× 3 の応答

キャリブレーションで決められた係数によって、BSO を中心とした 3× 3 と PWO を中心とした 3× 3 のそれぞれ中心に電子線を当てたときの ADC をエネルギーに変換した。当てた電子のエネルギーは、BSO は 1.0GeV/c,1.5GeV/c,2.0GeV/c,2.5GeV/c,3.0GeV/c で PWO は 2.0GeV/c,3.0GeV/c である。BSO の 3.0GeV/c の時の 9 本をエネルギースケールに変換したヒストグラムとそれを足したヒストグラムを図 5.6、図 5.7 に示す。

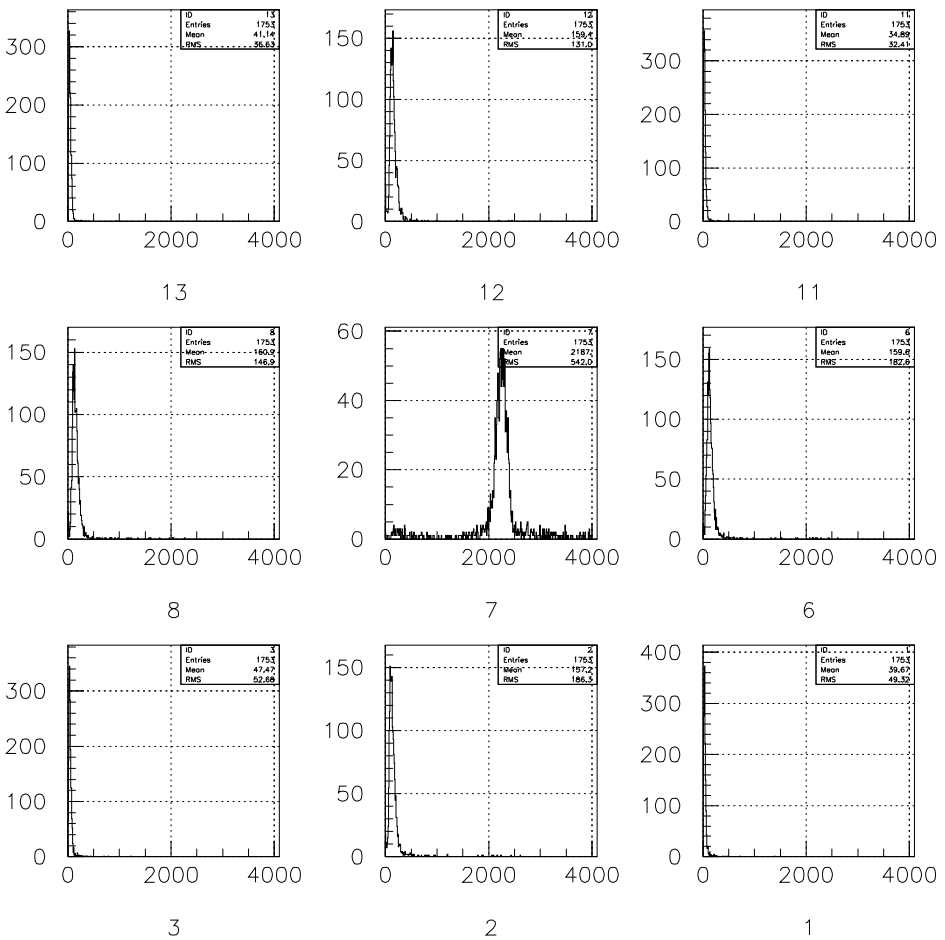

図 5.6: 3.0GeV/c の電子を 7 番結晶に入射したときの 9 本それぞれの発光ピークをエネルギーに変換したヒストグラム。横軸：(MeV/c) ヒストグラムの下の数字は結晶番号。

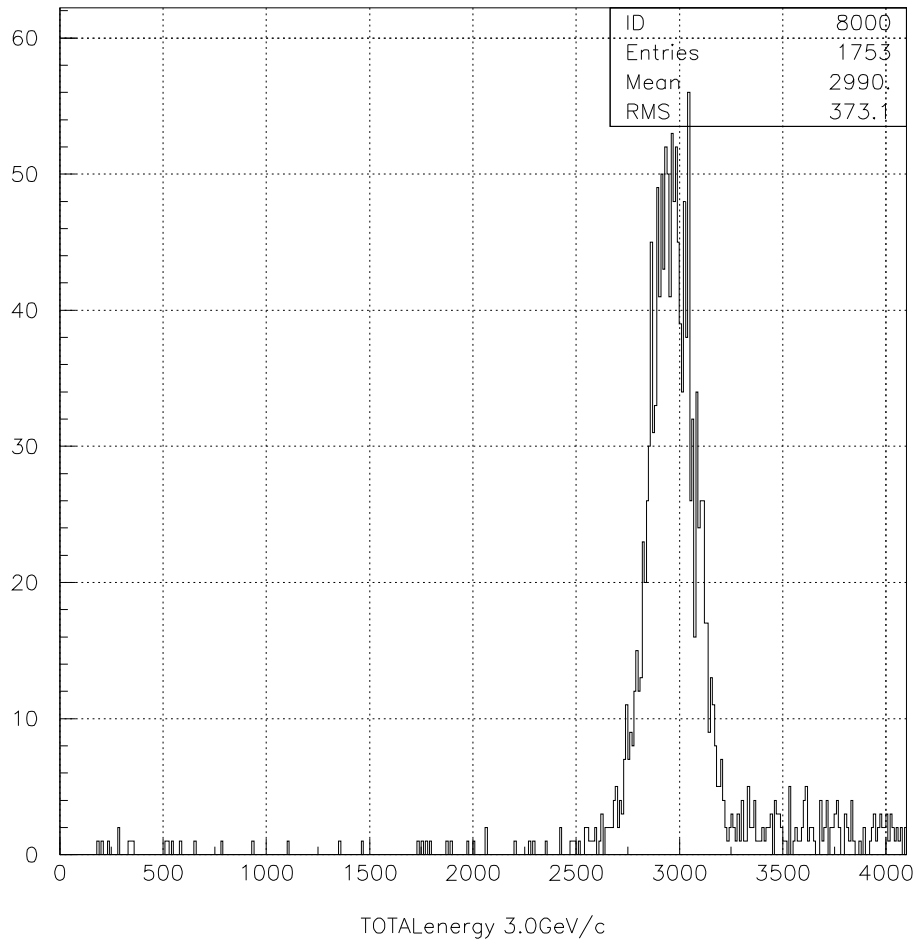

図 5.7: 3GeV/c の電子を 7 番結晶に入射させたとき、電子の 9 本への deposit energy を足し合わせたヒストグラム。(図 5.6 の 9 本のエネルギーを足したもの) 横軸：(MeV/c)

5.6　エネルギー直線性

シンチレーション光は電子が結晶に落としたエネルギーに比例していることが望ましく、この解析を行なう上でも得られた光量がエネルギーに比例していることを仮定している。よって、入射エネルギーが異なる測定についても ADC をエネルギーに変換する際に、先に求めた係数を用いた。そこで、電子の deposit energy を 9 本分足し合わせたエネルギー分布 (「3 × 3 の応答」で得られた分布) が電子の入射エネルギーに対して直線性を示しているか確かめた。その方法として、ピーク付近にガウスフィットをかけたときに得られたピーク値を電子の入射エネルギーごとにプロットしていった。図 5.8 の上段には電子の入射エネルギーが 3.0GeV/c、2.0GeV/c のときの BSO の 3 × 3、下段には 3.0GeV/c、2.0GeV/c のときの PWO の 3 × 3 の deposit energy の分布にガウスフィットをかけた様子を示す。図 5.9 には 2.5GeV/c、1.5GeV/c、1.0GeV/c の BSO3 × 3 について deposit energy の分布にガウスフィットをかけた様子を示す。

図 5.8 ~ 図 5.11 より入射エネルギーに対する応答特性の良い直線性が確認できたと言えるだろう。

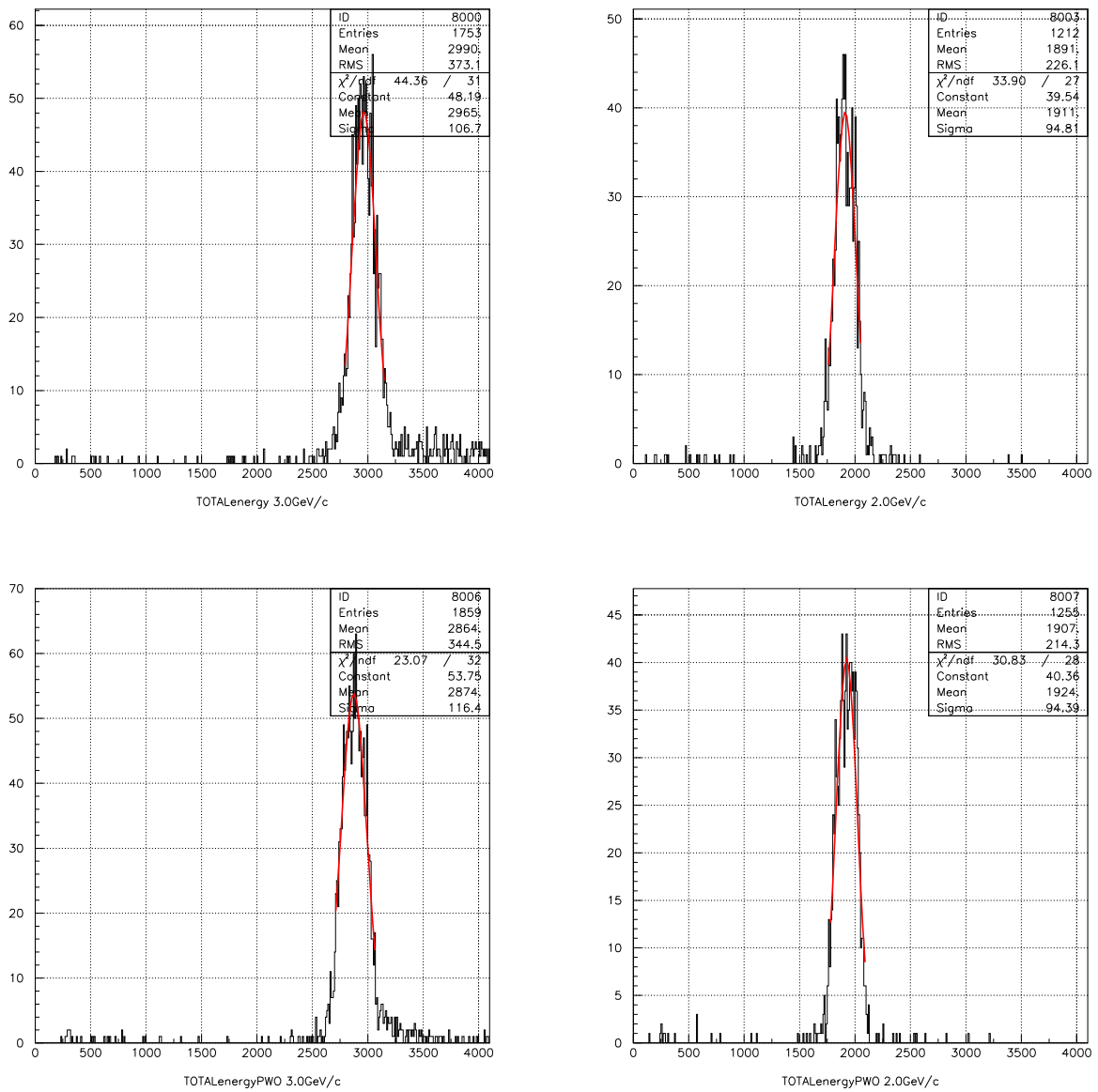

図 5.8: (左上)BSO の 3 × 3 に 3.0GeV/c の電子を入射させたときの deposit energy を 9 本分足し合わせてできたエネルギー分布にガウスフィットをかけた様子。(右上) 同 BSO3 × 3 の 2.0GeV/c。(左下) 同 PWO3 × 3 の 3.0GeV/c。(右下) 同 PWO3 × 3 の 2.0GeV/c。横軸：(MeV/c)

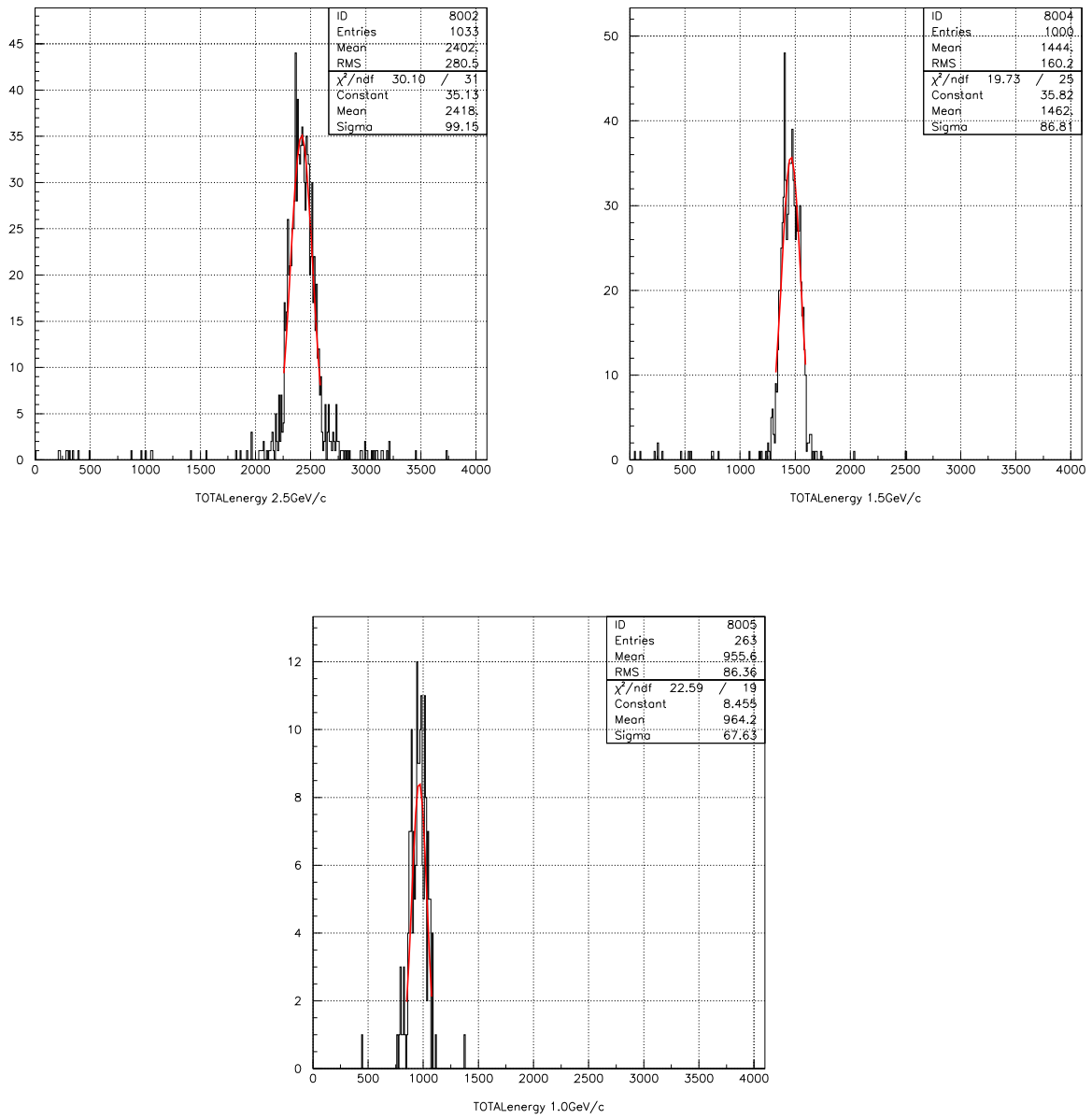

図 5.9: (左上)BSO3 × 3 に 2.5GeV/c の電子を入射させたときの deposit energy を 9 本分足し合わせてできたエネルギー分布にガウスフィットをかけた様子。(右上) 同 BSO3 × 3 の 1.5GeV/c。(下中央) 同 BSO3 × 3 の 1.0GeV/c。横軸：(MeV/c)

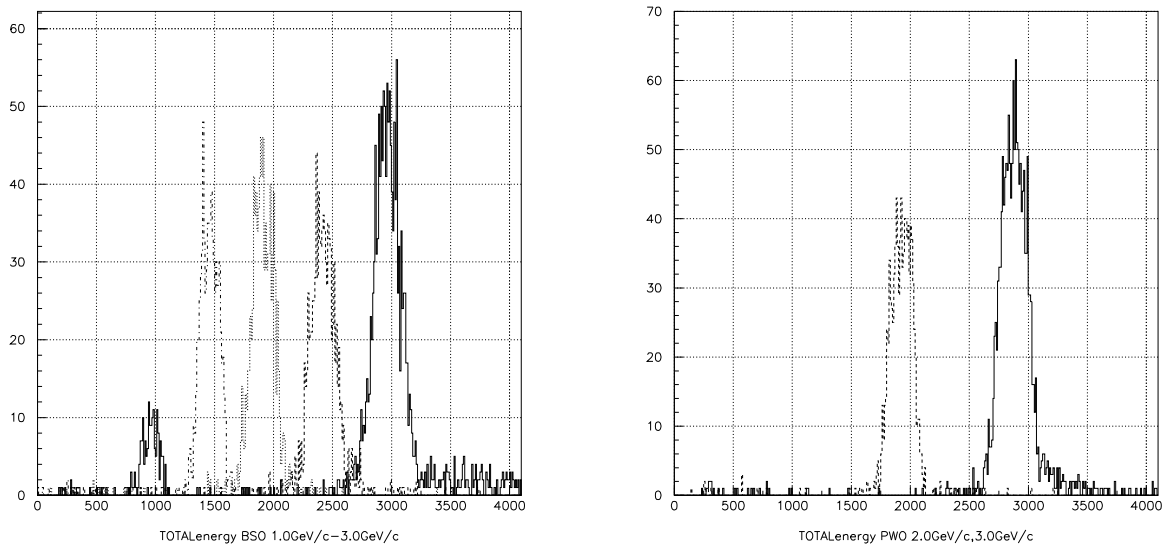

図 5.10: (左) 電子を 7 番結晶に入射したときの 9 本に落したエネルギーを足したヒストグラム。左から 1.0GeV/c,1.5GeV/c,2.0GeV/c,2.5GeV/c,3.0GeV/c。(右)PWO に電子を入射させたとき。左から 2.0GeV/c,3.0GeV/c。 横軸：(MeV/c)

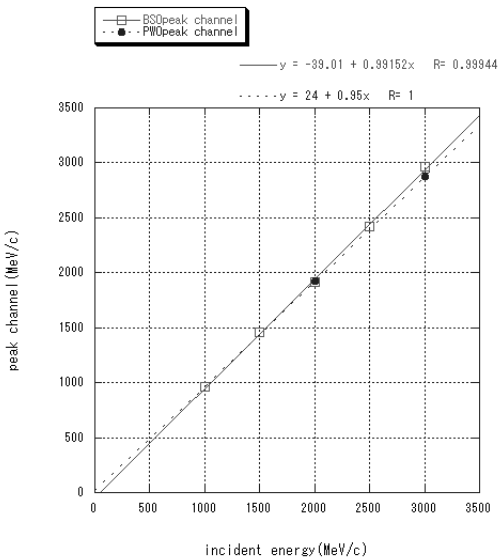

図 5.11: 電子線を入射したときのエネルギー応答の直線性。実線は BSO に対する直線フィッティング。点線は PWO の 2 点を直線で結んだもの。横軸 : 電子の入射エネルギー (MeV/c)。縦軸：足し合わせた deposit energy(MeV/c)。エラーバーはガウスフィットの標準偏差 (σ) である。

5.7　エネルギー分解能

エネルギー分解能とは検出器の性能の一つとして、どれだけのエネルギーを細かく分離できるかの目安とされ、一般に得られたエネルギー分布の σ をその分布のピーク値 E で割った σ/E という無次元量で表される。σ が小さくなるほど E の分離が可能になり、分解能は良くなる。

均質で無限の広がりを持つ理想的な検出器に単一エネルギーが吸収されたと仮定すると、 得られる信号のゆらぎ (σ の幅の変動) の原因は統計的ゆらぎのみであると言えるが、実際の測定では様々な原因が考えられる。入射粒子のエネルギーのゆらぎ、結晶に付与するエネルギーのゆらぎ、発生するシンチレーション光のゆらぎ、光電面に収集される光子の数のゆらぎ、光電子の放出のゆらぎ、ゲインの変動、電子回路雑音、等である。

5.7.1　エネルギー分解能へのフィッティング

今回の実験では BSO を中心に PWO をそのまわりに配置した $3\times\ 3$ と、PWO のみの $3\times\ 3$ で測定しているので BSO と PWO を合わせた 9 本の分解能と、PWO のみの 9 本の分解能を求める。

それぞれの入射エネルギーに対するエネルギー分解能はエネルギー直線性を求めたときに行なったガウスフィットの σ とピーク値を使用して σ/E を求めた。入射エネルギーごとのエネルギー分解能を BSO 中心のセットアップについてと PWO 中心のセットアップについてプロットし、BSO についてはエネルギー分解能のフィッティングをかけた。

入射エネルギー E とエネルギー分解能の関係は

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_0}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_2^2 \tag{5.12}$$

で表される。σ_0 はノイズ項と呼ばれ、低いエネルギーのときに重要になり、主に ADC ペデスタルの太さに依存する。σ_1 は統計項と呼ばれ、ポアソン統計に従う過程が影響し、入射粒子が結晶に付与するエネルギーのゆらぎや光電面から放出される光電子数のゆらぎなどに依存する。この項が最もゆらぎの幅に影響していると考えられる。なぜなら、測定において ADC ヒストグラム形成に寄与する情報キャリア数が一番少なくなるのが光電面に到達する光子だからである。つまり、ポアソン統計に従う光子数のゆらぎはその平方根で表されるので、光子数が少ないと不確定さも増すからである。σ_2 は定数項とよばれ、結晶間のキャリブレーションエラーや結晶からの入射粒子のエネルギーの洩れなどが関係する。

まず最初に、今回の測定は特に低エネルギーということもなく、(5.12) 式の σ_0 のノイズ項は少ないであろうと予想して

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + b^2} \tag{5.13}$$

という関数でフィッティングを行なった。図 5.12 は BSO の入射エネルギーごとのエネルギー分解能に (5.13) の関数をフィットさせた結果である。ここでデーター つ一つの誤差はそれぞれの運動量での分解能を σ/E_i、イベント数を N として、

$$\left(\Delta(\frac{\sigma}{E_i})\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_i}{E_i^2}\sigma\right)^2 \tag{5.14}$$

$$= \left(\frac{\Delta E_i}{E_i}\frac{\sigma}{E_i}\right)^2 \tag{5.15}$$

$$= \left(\frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\sigma}{E_i}\right)^2 \tag{5.16}$$

とした。

また PWO のエネルギー分解能も図 5.13 にプロットした。

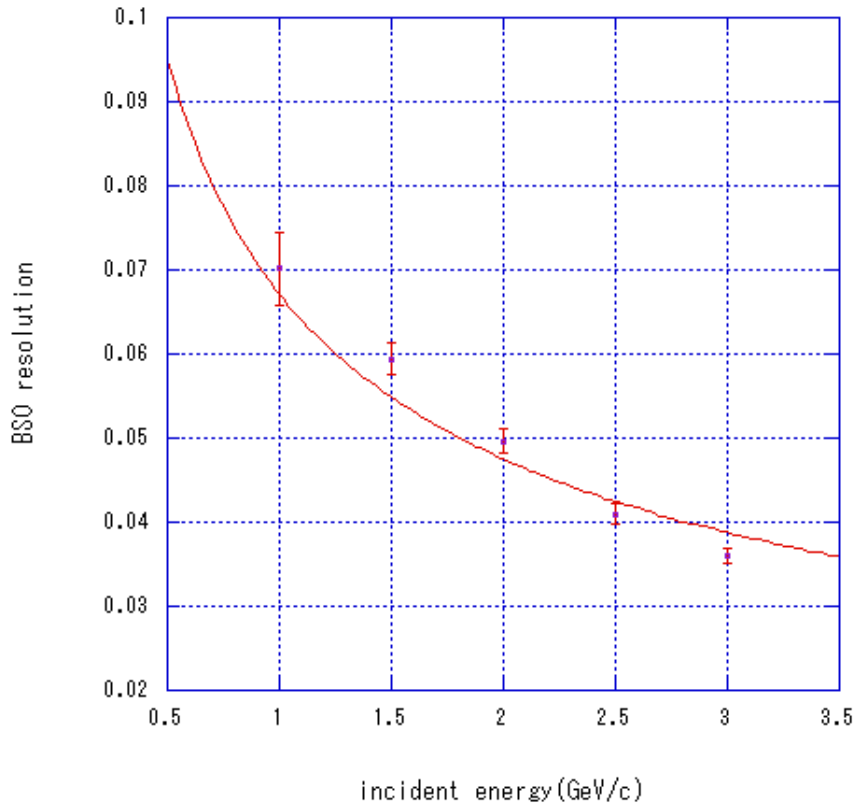

図 5.12: BSO の入射エネルギーについての分解能 1 。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c)

フィッティング関数をフィットさせた結果は

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \left(\frac{6.72 \pm 0.30}{\sqrt{E}}\right)^2 + (-4.03 \times 10^{-8} \pm 221450)^2 \tag{5.17}$$

となり統計項 σ_1 は 6.72%、定数項 σ_2 は極めて 0 に近い値であった。定数項 σ_2 のフィッティングエラーが大きな値になった理由としては、この分解能プロットに関数フィットをさせるために、本来なら誤差が負になることは有り得ないと思われる定数項 σ_2 の値が負になったためだと思われる。

次に σ_0 のノイズ項をフィット関数に加えて同じようにフィッティングをかけてみた。それが図 5.14 である。

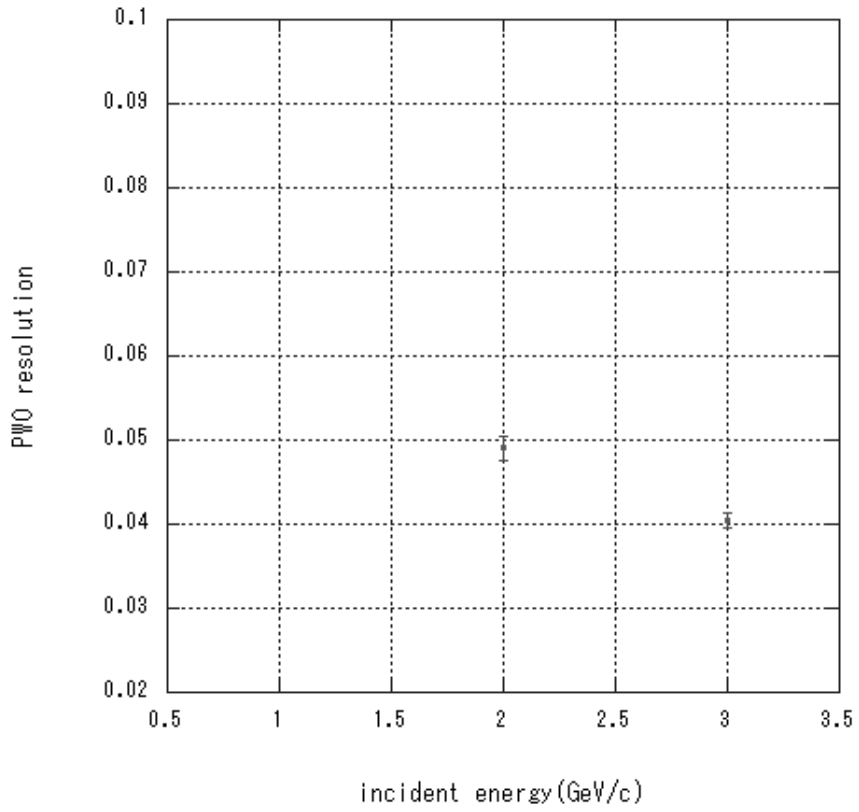

図 5.13: PWO の入射エネルギーについての分解能。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c)

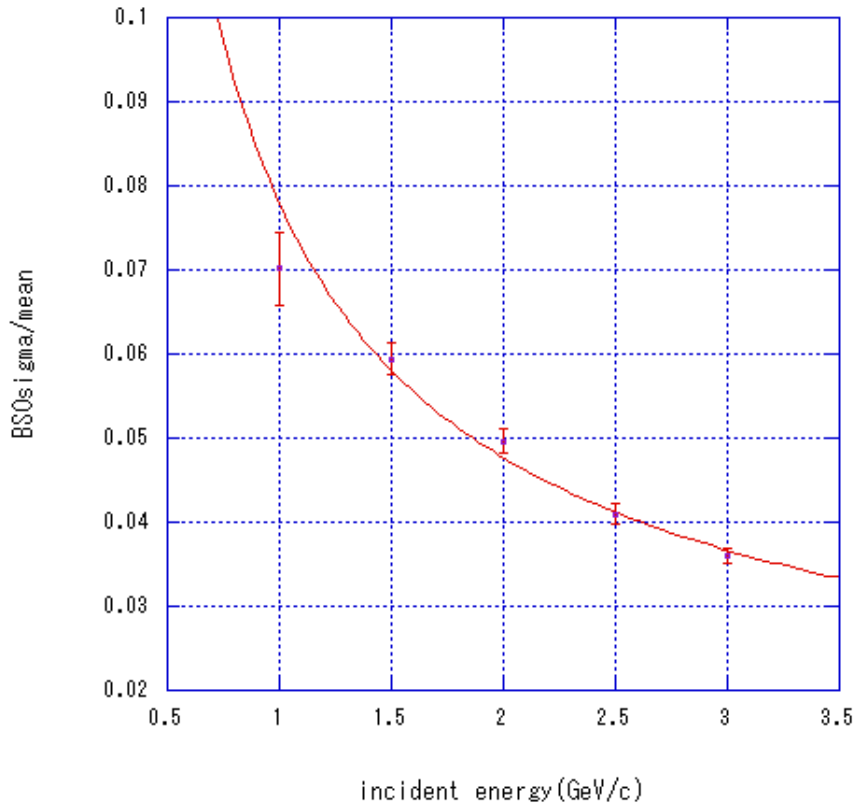

図 5.14: BSO の入射エネルギーについての分解能 2 。縦軸：分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c)

図 5.14 の結果は

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \left(\frac{5.54 \pm 2.26}{E}\right)^2 + \left(\frac{5.48 \pm 2.40}{\sqrt{E}}\right)^2 + (-1.56 \times 10^{-5} \pm 2039)^2 \tag{5.18}$$

であった。

図 5.14 を見ればわかるように、今回の測定では分解能は全体的に悪いようである。その原因としては様々な要因が上げられると思われるが、ビームの運動量に幅があることと、ペデスタルが太い、ということがどれくらい分解能低下に影響しているか見積もってみることにする。

5.8　エネルギー分解能- ビームの運動量の幅

入射してくる電子の運動量がもともと幅を持っており、単一のエネルギーでないとすると、シンチレーション光として発生する光子数そのものが変動し、それが光電面に到達する光子数のゆらぎとなる。

実際の実験では例えば 3(GeV/c) のビームがほしくても装置などの都合により、ぴったりそのエネルギーを持ったビームが得られるわけではなく、3(GeV/c) よりも小さい (または大きい) 運動量の粒子が飛んで来るので、全体としてある程度の運動量幅幅をもったビームとなる。

以下に今回のビームテストでのビームの運動量の幅を求め、どの程度発光に影響を及ぼしているか見積もってみる。

5.8.1　求める方法

1. ビームの運動量が 1(GeV/c) の時の陽子の TOF を計算により求める
2. 1(GeV/c) の時の陽子の S1S3 間の TOF の時間差を求める
3. TOF の時間差から陽子の運動量の幅を求める

1. どの粒子も運動量の幅の原因となるものを一様に受けるとすると、粒子の速度が遅い程 TOF への影響も大きくなる。従って、1(GeV/c) で加速したときの陽子について TOF を求めることにする。TOF はカウンター S1 と S3 の間のものである。

S1S3 間の距離は 9.0125m である。また、陽子の質量は 0.9382(GeV/c) なので陽子の運動量が 1(GeV/c) ちょうどのとき速度は 2.186×10^8(m/s) である。これより、陽子が 9.0125m を通過するのに要する時間は 41.189ns となる。

2. 図 5.15 に positive のハドロンビームの運動量が 1(GeV/c) のときの S1 の TDC を時間スケールに直したものを示す。

図 5.15 を見ればわかるように、それぞれの粒子の TDC には幅がある。この幅が粒子の飛行時間の変化 (つまり TOF の時間差) を表しているものとすると、この時間差に対応する運動量の差を求めることが出来る。そこで図 5.15 の陽子の TOF にガウスフィットをかけ、その幅、ピーク値を求めることにした。図 5.16 が陽子にガウスフィットをかけたときの様子である。

このガウスフィットによって求められたピーク地点がビームが 1(GeV/c) ちょうどであったときの TOF を表しているとすると、ビームの運動量の幅はガウスフィットの標準偏差 σ で表される。フィットの結果、σ は 0.2293 となった。つまり 1(GeV/c) の陽子の TOF は計算から求めた値 41.189ns から± 0.2293ns の幅があるものと考えられる。

3.TOF が 41.189ns ± 0.2293ns に対応する陽子の運動量を計算で求めた結果、1000 ± 12(MeV/c) となった。つまり、ビームの運動量の幅は約± 1%であると考えられる。

つまり、ビームの運動量のゆらぎによる発光量の変動はわずかであり、今回のエネルギー分解能低下の大きな要因になっているとは考えにくい。ということがわかった。

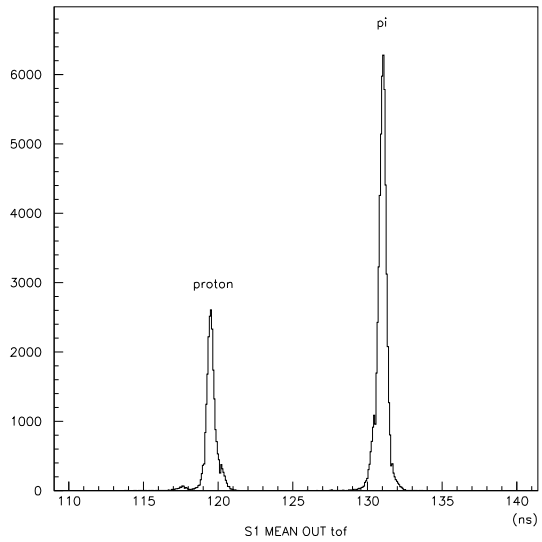

図 5.15: ビームの運動量が $(1\mathrm{GeV/c})$ のときの S1S3 間の粒子の TDC。ただし時間スケールは粒子の TOF そのものを表しているわけではない。

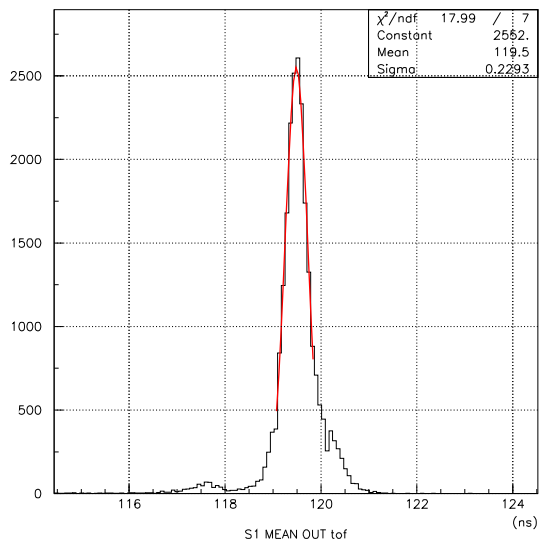

図 5.16: ビーム $1(\mathrm{GeV/c})$ の陽子の TOF 幅にガウスフィットをかけた様子

5.9　エネルギー分解能- ペデスタルについて

次にペデスタルの幅を考慮してみる。ペデスタルが太いということは、ADC のチャンネルがペデスタルの太さの分だけ不確定さを持っているということで、測定時にはペデスタルが細い方が望ましい。

今回の測定では 15 本の内 BSO 一本を抜いた PWO14 本のペデスタルが非常に太く、エネルギーに換算すると、20(MeV/c) 以上の幅を持っている。このことにより、9 本に落した入射粒子の合計を求める際に ADC の誤差は足し合わされるので、それがどの程度エネルギー分解能に影響しているか見積もってみる。

5.9.1　求める方法

1. 入射粒子のエネルギーごとに各結晶のペデスタルの分散を求める。
2. BSO(7 番結晶) を中心とした 3 × 3 の結晶 (1、2、3、6、7、8、10、11、12 番結晶) の分散の二乗和を計算する。
3. BSO 中心の 3 × 3 に落したエネルギーを足し合わせたときの分散から 2 で求めた分散を引く。
4. 新しく求めた分散から標準偏差を求め、エネルギー分解能を求める。

1 ~ 4 のようにして、ペデスタルによるエネルギー分布の広がりを差し引いた結果、図 5.17 の様になった。以下に求めた分解能等を表 5.2 に記す。

E(GeV/c)	(ch) $\sigma_{bso+pwo}$	(ch) σ_{ped}	$\sigma_{new}{}^2 =$ $\sigma_{bso+pwo}{}^2$ - $\sigma_{ped}{}^2$	$\sigma_{bso+pwo}$/E	σ_{new}/E
3.0	106.7	2286.2	9098.7	0.0359	0.0321
2.5	99.15	655.7	9175	0.0410	0.0396
2.0	94.81	1005.9	7983	0.0496	0.0467
1.5	86.81	618.7	6917.3	0.0593	0.0568
1.0	67.63	733.6	3840.2	0.0701	0.0642

表 5.2: E：電子の入射エネルギー。$\sigma_{bso+pwo}$：図 5.12、図 5.14 の σ。σ_{ped}：ペデスタルの分散。

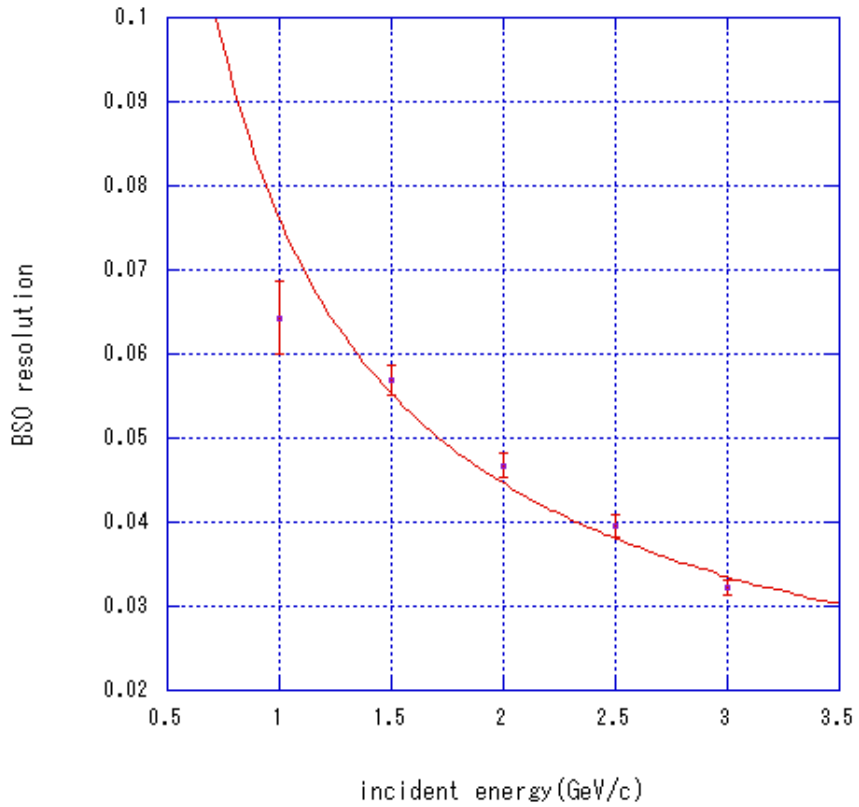

図 5.17: BSO の入射エネルギーについての分解能 3。縦軸：ペデスタルの広がりを差し引いて得られた新分解能。横軸：電子の入射エネルギー (GeV/c)

図 5.17 のフィッティング結果は

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \left(\frac{6.01 \pm 1.98}{E}\right)^2 + \left(\frac{4.66 \pm 2.66}{\sqrt{E}}\right)^2 + (2.16 \times 10^{-7} \pm 137920)^2 \tag{5.19}$$

であった。

5.10　エネルギー分解能- まとめ

今回のビームテストでは入射エネルギーに対して全般的にエネルギー分解能が悪く、フィッティング関数を見るとノイズの成分が多いと考えられる。その原因として入射粒子の運動量の不確定性を考えてみたが、計算の結果それほど影響していないのではないかと思われる。また、ペデスタルが太いことによる分解能の低下を考慮に入れ、新たにエネルギー分解能を求めてみた結果、多少向上した。しかしこの値は、以前違う実験で求められた PWO などのエネルギー分解能と比べ良いとは言えない結果である。従ってエネルギー分解能低下の直接的な原因ではないと思われる。

以上より、上に述べたことだけではエネルギー分解能低下の主な原因とはならないであろうことがわかった。光電面に到達する光子の数が少ない程統計的なゆらぎとして情報の不確定さに最も影響を及ぼす。従って一番有力な原因としては、シンチレーション光の獲得数が少なかった可能性が挙げられる。今回測定に使用した光電子増倍管は光電面の直径が $3/4$ インチと小さく、単純に面積だけで比較しても光電面は結晶の $22\mathrm{mm} \times\ 22\mathrm{mm}$ の面の約 60% しか覆っていないので、それだけシンチレーション光の獲得数も減少すると考えられる。

第6章　まとめ

今回、製法が確立した大型 $Bi_4Si_3O_{12}$(BSO) 結晶についていくつかの測定を行なった。

(1) 励起、発光波長について

大型 BSO を製造したさいに生じた 2cm 角の BSO 結晶を使用して、波長 200nm ~ 300nm の範囲で励起を行なったときの、発光波長スペクトルを得た。その結果、励起波長 272nm で吸収が最大となり、発光波長 479nm で発光強度が最大となった。

(2) 透過率について

(1) と同様に 2cm 角の BSO 結晶を用いて透過率を測定した。入射波長の範囲は 250nm ~ 600nm である。その結果、入射波長 295nm より短い波長では完全に吸収されることがわかった。また、発光波長である 480nm 付近の波長は結晶の内部でほぼ 100% の透過をすることもわかった。

(3)$PbWO_4$ との発光量の比較

BSO がどの程度の発光をするか知るために、PWO と発光量の比較を行なった。測定には 22mm × 22mm × 180mm の大型 BSO と PWO を使用し、宇宙線を同じ条件で突き抜けさせたときの発光量について比べた。その結果大型 BSO の発光量は PWO の約 6.5 倍であった。

(4) 発光のエネルギーに対する直線性

1.0(GeV/c) ~ 3.0(GeV/c) の電子線を、22mm × 22mm × 180mm の PWO に囲まれた同じサイズの BSO に入射させ、そのエネルギー応答を調べた。電子の入射エネルギーごとの発光量をプロットした結果、良い直線性が得られた。

(5) エネルギー分解能

(4) と同じ測定で得られた結果を利用して、電子の入射エネルギーに対するエネルギー分解能を BSO と PWO について調べた。その結果ノイズ項として 5.54%、統計項として 5.48%という値が得られた。また、ペデスタルの太さを考慮したエネルギー分解能はノイズ項として 6.01%、統計項と

して 4.66%という値が得られた。しかし、エネルギー分解能低下の最も有力な原因は、光電面の面積が小さいことによる獲得光電子数の減少によるものと思われる。

6.0.1　今後の課題

(5) でエネルギー分解能の低下の原因を推測したが今後の実験を行なうためにもそれが本当である証拠をつきとめなければならない。

また、励起、発光波長や透過率は、大型 BSO そのものを使用したわけではなくそれと同時にできた 20mm 角の結晶を測定した結果であるので、実際に大型 BSO の特性も測定する必要がある。

付 録A　電子の物質との相互作用について

荷電粒子が物質中を移動すると

1. 電子および原子核とのクーロン相互作用
2. 制動放射の放出
3. 原子核との相互作用
4. チェレンコフ放射光の放出

を起こしてエネルギーを失う。このうちの、チェレンコフ光によるエネルギー損失は極めて小さいとし、無視する。また、原子核との相互作用は検出器に非常に大きなエネルギーを付与し ADC の高いチャンネルに影響すると考えられる。結局、入射電子の方向にたいするエネルギー損失はクーロン相互作用と制動放射によるエネルギー損失で表すことができる。

クーロン相互作用はある高速の荷電粒子が原子のまわりの電子や原子核と相互作用を起こす事を言う。移動している荷電粒子が原子の近くを通過する際に、原子に束縛されている電子を電離させたり励起させたりするのである。1MeV をじゅうぶん超えるエネルギーを持つ高速の電子のエネルギー損失は $\beta\approx1$ ととり、

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_0 \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 [\ln \frac{2mv^2 r\gamma^2}{I} - 1] \tag{A.1}$$

で示される。ここで N_0 はアボガドロ数、Z と A は吸収物質の原子番号と質量数、r_e は電子の古典半径で 2.8fm、m_e は電子の質量、v は電子の速度、γ=$1/\sqrt{1-\beta^2}$、β=v/c である。

電子は他の重粒子と異なり制動放射にてエネルギーを損失する。制動放射の放出線は荷電粒子が加速、または減速する際に放出する放射線である。厚さ dx の吸収物質を通過するときの平均エネルギー損失は

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

と計算される。ここで α は微細構造定数で $1/137$ である。また $X_0(\mathrm{g/cm^2})$ は放射長であり、エネルギーが非常に大きい γ 線の電子対生成の断面積 μ_p^0

$$\mu_p^0 = r_e^2 4\alpha Z^2 \frac{N_0}{A}\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{7}{9}\frac{1}{X_0} \tag{A.3}$$

で定義されたものである。このときは、放射長 X_0 は高い光子エネルギーにおいて対生成過程が約 54%の確立で起こるような吸収物質の厚さに対応している。

電子に対する全阻止能は電離、励起によるエネルギー損失と制動放射によるエネルギー損失の和で表せるが吸収物質の原子番号が大きく、電子のエネルギーが非常に高いときにはこの制動放射のみでエネルギー損失を表すことができる。(A.2) 式より

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = -\frac{dx}{X_0} \tag{A.4}$$

となる。このとき、

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \tag{A.5}$$

となるので、最初に E_0 のエネルギーを持った入射電子が質量 X の厚さを通過したとき、その平均エネルギー $\langle \mathrm{E} \rangle$ は $\langle \mathrm{E} \rangle = E_0 \mathrm{exp}^{-X/X_0}$ となり放射長 X_0 は入射電子のエネルギーを平均 $1/\mathrm{e}$ にする距離だということがわかる。

入射電子にそった方向について、実験時のエネルギーの洩れを見積もってみる。BSO の放射長は X_{BSO}=1.15(cm) で、PWO は X_{PWO}=0.92(cm) である。そしてどちらの結晶もビームテストで使用した寸法は 22mm × 22mm × 180mm であるので奥行きが 18cm。単純に計算すると、結晶の後部での電子ののこりのエネルギーは

$$E_{inci} \times \left(\frac{1}{e}\right)^{\frac{18(cm)}{X_{BSO}(cm)}} = E_{inci} \times \left(\frac{1}{e}\right)^{15.65} \tag{A.6}$$

$$E_{inci} \times \left(\frac{1}{e}\right)^{\frac{18(cm)}{X_{PWO}(cm)}} = E_{inci} \times \left(\frac{1}{e}\right)^{19.56} \tag{A.7}$$

で求められ、入射エネルギーが 3(GeV/c) のとき BSO は 530(eV/c)、PWO は 11(eV/c) となる。

シャワーの横の広がりは主に低いエネルギーの電子の多重散乱によるものであり、結晶の物質量が大きいほど広がる。この広がりの表し方として Moliere の単位が使われる。これは入射エネルギーの 90%以上が含まれる円筒の半径である。

謝辞

本修士論文を作成するにあたり、多くの方に手を差し伸べて頂きました。この場を借りて感謝の言葉を述べさせて頂きます。

清水肇教授には本論題を与えて頂き、実験や解析を通していろいろなことを御指導して頂きました。何かと至らない私にこの研究をさせて下さった事は研究を行なっていく上で励みとなり、本当に様々なことを学ぶ良い機会でありました。

加藤静吾教授にはゼミを通して物理学や英語を教えて頂きました。また、CNS の見学をさせて頂いたことは私にとって貴重で有益な経験になりました。

吉田浩司先生にはゼミを通し物理学の基礎や実験の方法などを教えて頂きました。また、的確なアドバイスを頂きました。

田島靖久先生にはコンピュータや物理学、実験の方法などいろいろな事を教えて頂きました。ものわかりの悪い私に根気よく教えて下さり、非常にありがたく思います。

大阪大学の松村徹氏には KEK 実験の準備の際に大変お世話になりました。また、SPring-8 に行った際の見学などでも、いろいろと面倒を見て頂きました。

同研究室の有賀雄一君、伊藤祐輔君、藤野屋大樹君には勉強を教えてもらったり、プライベートなことでもいろいろとお世話になりました。また、苦難も共に乗り越えました。

M1 の板谷道隆君、針生智夫君、森谷昌輝君、山本正和君、吉田祐樹君には日頃の実験、研究を助けて頂きました。特に針生君にはシミュレーションや LED などいろいろなことでお世話になりました。また、KEK での実験はみなさんの力あってこそ成し得たものだと思います。

また、辛いときなど心の支えとなってくれた友人達や大学院に進学することを許し様々な面で私を支えてくれた家族のおかげで 2 年間を乗り越えることができました。

皆さん、本当にありがとうございました。

関連図書

[1] Proceedings of the Workshop on Scintillating Crystals(KEK,1997)

[2] グレン F. ノル著　木村逸朗、阪井英次 訳
『放射線計測ハンドブック (第 2 版)』(日刊工業新聞社、1991)

[3] 橋本朋幸 修士論文「8GeV 蓄積リング中のガス制動放射線の測定」山形大学 (1999)

[4] 三浦明夫 修士論文「K 粒子稀崩壊実験の veto 用カウンターの試作と性能評価」山形大学 (2001)

[5] 千葉竜一 修士論文
「電磁シャワー検出器への実用化に向けた CeF_3 結晶の基本性能の研究」山形大学 (2001)

[6] 乃万智洋 修士論文「PWO(KEK) の性能評価」山形大学 (2001)

[7] Bismuth silicate $Bi_4Si_3O_{12}$, a faster scintillator than bismuth germanate $Bi_4Ge_3O_{12}$

[8] RICHAED C.FERNOW「Introduction to experimental particle physics」

[9] JOHN R.TAYLOR 著 林茂雄、馬場涼 訳「計測における誤差解析入門」

[10] 吉澤康和「新しい誤差論」

[11] Large-size bismuth silicate ($Bi_4Si_3O_{12}$)scintillating crystals of good quality

[12] Performance of a $PbWO_4$ crystal calorimeter for 0.2-1.0GeV electrons

[13] K. クラインクネヒト著 高橋嘉右、 吉城肇 共訳「粒子線検出器」