修士論文

8GeV 蓄積リング中のガス制動放射線の測定

山形大学大学院修士 2 年

橋本 朋幸

平成 11 年 3 月 3 日

概要

本論文は、兵庫県の高輝度光科学研究センターに建設された世界最大の放射光蓄積リング (SPring-8) から放射されるガス制動放射光の測定実験についてまとめたものである。

蓄積リング内は、高真空に保たれているが、残留ガスが存在する。この残留ガスの主な原因は、蓄積リングの真空ダクト内側に吸着している分子で、電子が蓄積リングに入射されるとシンクロトロン放射光によって側面から分子が飛び出し、蓄積リング内の真空度を悪くする。蓄積リング内の電子は、これらの残留ガスと相互作用を起こし、電磁波を放射する。この電磁波をガス制動放射光と呼ぶ。この制動放射光のエネルギー分布は、0 から電子のエネルギーまでの連続スペクトルとなる。

SPring-8 では、主に数 10keV の低エネルギー X 線を使った実験が行なわれている。一方、8GeV 電子にレーザー光を衝突させ、180°に散乱する 2.4GeV の高エネルギーγ線を使った実験が計画されており、この実験には、必ずガス制動放射光がバックグラウンドとして混入する。制動放射光の強度を測定することは、今後 SPring-8 でこの種の実験をする上で非常に重要である。

ガス制動放射光のエネルギースペクトルは、測定時間、リング内の真空度、蓄積された電子の電流値、制動放射の断面積等から理論的に計算される。この結果と測定された制動放射光のスペクトルとを比較することによって、蓄積リングの残留ガスの成分について知見が得られる。(Spring-8 では、蓄積リング内の残留ガスの成分については、まだ調べられていない。) 今回の測定で、残留ガスの主成分が、水素であることが判明した。この結果は、世界の他の第 3 世代の放射光リングでの測定結果とはかなり異なる。

制動放射光を測定する検出器としては、これまでは、主に鉛ガラスが使用されてきたが、我々は PWO クリスタル検出器を使って測定した。PWO クリスタルは、数 GeV 領域のγ線の測定には、最適な検出器である。SPring-8 での実験に先立ち、別に行なった PWO クリスタルの性能評価実験について、200MeV から 1GeV までの入射ビームエネルギーに対して、解析を行なった。この解析結果からビームの入射位置とエネルギー重心の関係を作り、その逆関数を使って、制動放射光の入射位置をオンラインで測定することができた。8GeV 蓄積リング内の電子ビームは、非常に安定し、エミッタンスが小さい、そのため放射される制動放射光の広がりも小さい。我々はこの制動放射光の広がりを、入射位置とエネルギー重心の関係から調べた。

目 次

第 1 章　序論 **4**

第 2 章　PWO クリスタル検出器の性能評価 **6**

2.1　PWO クリスタル 6
2.2　EGS4 シミュレーション 8
2.2.1　EGS4 シミュレーションとは 8
2.2.2　PWO クリスタルの EGS4 シミュレーション 10
2.3　測定 17
2.4　解析 20
2.4.1　キャリブレーション 20
2.4.2　エネルギー分解能 22
2.4.3　位置分解能 28

第 3 章　SPring-8 における制動放射光測定 **35**

3.1　実験目的 35
3.2　制動放射光 37
3.2.1　制動放射の原理 37
3.2.2　ガス制動放射光生成のエネルギー領域と断面積 38
3.3　SPring-8 の 8GeV 蓄積リングとビームライン 40
3.4　測定方法 42
3.4.1　PWO 検出器のセッテング 42
3.4.2　回路 43
3.4.3　Data taking system(DAQ) 44
3.4.4　ビームによる PMT のゲイン調整 45
3.4.5　蓄積リング内の真空度と電流値 46
3.5　解析と結果 49
3.5.1　制動放射の ADC スペクトル 49
3.5.2　キャリブレーション 50
3.5.3　制動放射光のエネルギースペクトル 50

3.5.4 系統的な補正 53
3.5.5 蓄積リング中の実効原子番号 Z_{eff} 56
3.5.6 ビームの入射位置と位置分解能 57

第 4 章 まとめ **72**

付 録 A **73**
A.1 PWO クリスタルに取り付けた光電子増倍管 73
A.2 エネルギー分解能 75

付 録 B **77**
B.1 電磁波 77
B.2 電磁ポテンシャルの微分 80

第1章　序論

本論文は、高輝度光科学研究センターにおいて、8GeV 蓄積リング (SPring-8) から放射されるガス制動放射光を PWO 検出器を用いて行なった測定した結果をまとめたものである。

SPring-8(Super Photon Ring 8GeV) は、1GeV 電子線形加速器と 8GeV シンクロトロン、8GeV 蓄積リングで構成されており、第 3 世代高輝度 X 線光源である。蓄積リングには、60 近くのビームラインがあり、変向電磁石や、ストレートライン中にセットされた挿入装置から放射される数 10keV の低エネルギー X 線を使った実験が、主に行なわれている。

ガス制動放射光とは、蓄積リング内を周回する電子とリング中の残留ガスが相互作用を起こすことによって放射される電磁波で、0 から電子のエネルギーまでの連続エネルギーを持つ。これらの放射光は、加速電子の運動方向に沿って、コーン状の円錐形に広がっていき、電子のエネルギーが高ければ高いほど、ビーム電子の運動方向に平行に放射される。つまり、8GeV 蓄積リングのストレートラインからのガス制動放射光は、ラインの延長上にほぼ平行に放射されることになる。

これらのガス制動放射光は、バックグラウンドとして必ずビームラインに混入してくるが、低エネルギーの X 線を使う実験では、分光器等を使って、ガス制動放射光をカットすることができる。しかし、蓄積リングで行なわれている実験には、分光器等を用いない特殊な実験もある。実際、レーザー電子光[1] をビームとして用いる実験においては、ガス制動放射光はそのまま標的に入射してしまう。この時、ガス制動放射光は、深刻なバックグラウンドになり得る場合がある。

今回の実験の第一の目的は、レーザー電子光に混入するガス制動放射光の割合を測定することである。

SPring-8 の蓄積リング中の残留ガスの成分については、良く知られていない。高真空が保たれている蓄積リング中の残留ガス成分の測定には、通常、四極質量分析器が用いられる。今回我々は、ガス制動放射光を測定することによって、蓄積リングの残留ガスの有効原子番号 $Z_{\rm eff}$を算定した。ガス制動放射光のイベント数は、蓄積リングの真空度、電流値、測定時間、加速されている電子のエネルギー、そして断面積等の値に比例している。測定を行なった時の各値を代入し、フィッティング関数を作り、それをエネルギースペクトルにフィットさせることによって Z_{eff}の解析を行なう。

これまでの制動放射光を測定する実験では、検出器として主に鉛ガラスが使われてきた。今回の実験では、PWO クリスタル検出器を使って制動放射光を測定する。PWO クリスタルの特性は、他のカロリーメータに比べ光量は少ないが、減衰時間が短いことである。この特性は、イベントレートの高い、高エネルギーの実験に適している。

Spring-8 のビームエミッタンスは非常に小さく、$\epsilon_x = 7 \times 10^{-9}$ $\epsilon_y = 10^{-11}$と報告されている。そのため、制動放射光のビームの位置の広がりは、非常に小さい。また、電子ビームの軌道の安

[1] 8GeV 電子にレーザーを正面衝突させ、180° に散乱されたγ線。

定度は非常に高く、ビームの位置の変化は、1 日に 30μm 以下である。今回の実験では、制動放射光ビームの広がりが、どの程度であるかを調べる。

本論文の第 2 章では、97 年 11 月に行なった PWO クリスタルのビームテストの結果について述べる。PWO クリスタルは、主に高エネルギーのカロリーメータとして実験に使われているが、更に低エネルギーにおける PWO クリスタルの性能を、200MeV から 1GeV の電子ビームを用いて調べる。

第 3 章では、SPring-8 蓄積リングから放射される制動放射光測定実験の測定方法と解析結果を述べる。

第2章　PWOクリスタル検出器の性能評価

PWO 検出器のビームテストは、CERN[1] や KEK で行なわれている。KEK の実験グループでは、我々の検出器と同じ PWO クリスタル検出器を使って 0.5GeV から 2.5GeV の電子ビームでビームテストを行ないエネルギー分解能を測定している。

この実験では、更に低いエネルギー (200MeV から 1GeV) での PWO クリスタル検出器の性能について測定した。実験は、97 年の 11 月に高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所田無分室 (KEK-Tanashi) 電子シンクロトロン加速器 (ES) で行なった。

この実験のセットアップは、昨年の坂本泰伸さんの修士論文に詳しく述べられている。従ってここでは測定方法等については簡単に述べ、解析結果について詳しく述べる。

2.1　PWO クリスタル

PWO クリスタルは、ここ数年の間に使われ出したカロリーメータで、特に高エネルギーの実験に使われている。PWO($PbWO_4$) の特長を他のカロリーメータと比較してみると、図 2.1 のようになる。この図を見てみると、PWO クリスタルは他のクリスタルにくらべて、光量が少なく、減衰時間が速いことが分かる。

電磁カロリーメータのエネルギー分解能は、大まかに分けて 2 つの要素で決まる。1 つは、光電子数の統計 (これを要素 A と呼ぶ) であり、もう 1 つは、光電子増倍管の暗電流や、カロリーメータ中で吸収されるエネルギー量の分散等によるもの (これを要素 B と呼ぶ) である。EGS4 シミュレーションでは、暗電流の寄与を除く要素 B による分解能を与えると考えられる。1GeV 領域では、光電子増倍管の暗電流や、カロリーメータ中で起こる電磁シャワーのふらつき等、要素 B によるエネルギー分解能は 1%以上となっている。これは、シンチレーションクリスタルの種類には、ほとんどよらない。PWO クリスタルは、入射ビームエネルギーが 1GeV より低い場合には、発生するシンチレーション光の統計数が低く、エネルギー分解能は光電子数即ち要素 A で決まる。しかし 1GeV 以上になり、エネルギーが上がれば上がるほど、シンチレーション光の統計数が増え、分解能は要素 B によって決まることになる。NaI(Tl) 等のシンチレータは、入射ビームが低エネルギーであっても、シンチレーション光の統計数が多いため、エネルギー分解能はよい。しかし入射エネルギーが高くなっても、シンチレーション光の統計数は増えるが、要素 B による分解能を越えることは出来ない。従って、この場合、最終的なエネルギー分解能は、高エネルギーになってもさほど変わらない。

次に減衰時間についてみてみると、PWO クリスタルは、他のシンチレータに比べ減衰時間が最も短い。減衰時間とは、クリスタル中でシンチレーション光が減衰される時間のことで、減衰時

[1] 欧州合同原子核研究機構

化学式	名称	密度 (g/cm^3)	輻射長 (cm)	光量 (相対的)	光の減衰時間 (nsec)	光の波長 (nm)	特徴
NaI:Tl	Tl添加ヨウ化ナトリウム	3.67	2.59	100	230	415	古くから使われている。湿気で劣化。
CsI:Tl	Ｔｌ添加ヨウ化セシウム	4.53	1.86	40	1050	550	NaI:Tlに似る。湿気で少し劣化。
BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$)	ビスマスジャーマネート	7.12	1.12	7 - 10	300	480	非常に重い
BSO($Bi_4Si_3O_{12}$)	ビスマスシリケート	6.80	1.15	2	100	480	BGOに似る。光量は1/5だが3倍早い
GSO:Ce(Gd_2SiO_5:Ce)	Ce添加GSO	6.71	1.38	20	40	440	重く早い。高価。
YAP:Ce($YAlO_3$:Ce)	イットリウムアルミネート	5.55	2.67	40	28	347	光が紫色
CeF_3	弗化セリウム	6.16	1.70	4 - 5	30	375	重く早い
CaF_2:Eu	Eu添加弗化カルシウム	3.17	7.30	50	1000	400	昔からのシンチレータ
$PbWO_4$	タングステン酸鉛	8.20	0.92	0.3	10	430	非常に重く早い。高エネルギー用。
$CdWO_4$	タングステン酸カドミウム	7.90	1.06	38	5000	470	光量大。遅い。
CsI	ヨウ化セシウム	4.53	1.86	4	10,1000	305	早く。比較的安価。
BaF_2	弗化バリウム	4.90	2.03	5	0.6,620	220	非常に早いが、紫外光。
---	プラスチックシンチレータ	1.03	~40	25	~10	~430	軽い。汎用
SCG1	シンチレータガラス	3.40	4.3	0.1 - 0.2	100	430	日本で開発。
SF5	鉛ガラス	4.08	2.54	~0.03	< 10	> 350	汎用
PbF_2	弗化鉛	7.77	0.95	~0.03	< 10	> 350	非常に重く早い。チェレンコフ光。

図 2.1: 高エネルギー実験で主に使われているカロリーメータと PWO クリスタルの特性の比較。この表は、KEK の吉村 喜男氏が調べた結果である。

間が長いとパイルアップ[2] を起こし易くなり、イベントレートが高い実験では使えない。カロリーメータは、およそ $20X_0$以上の放射長で、縦方向の電磁シャワーを 100%吸収することができる。放射長とは、入射した粒子のエネルギーが 1/e になる長さで、ほぼ物質を構成する原子の Z の 2 乗に比例し、原子量に反比例する。この値が小さければ小さいほど、カロリーメータの形状を小さくすることが出来る。PWO クリスタルと NaI(Tl) の場合で $20X_0$がどの程度になるかを計算してみると、PWO クリスタルの場合は、18.4cm となり、NaI(Tl) の場合は、51.8cm となる。つまり PWO クリスタルは、NaI(Tl) の半分以下の長さで同じエネルギーを吸収することができる。また PWO クリスタルは潮解性がないため、保存の仕方が比較的簡単である。NaI(Tl) や、CsI(Tl) クリスタルは、デシケータ等に保存する必要があり、取扱いが大変である。

以上のことから、PWO クリスタルはイベントレートの高い高エネルギーの実験に有効であるといえる。しかし PWO クリスタルは、大きいサイズのものを作るのが比較的難しいというデメリットもある。

[2] イベントごとに発生するアナログシグナルが組合わさってしまう現象で、ADC 等でデジタル信号に変換すると、そのくっついてしまっているシグナルを積分していまいデータとしてへんな値になってしまい正しいスペクトルを得ることが出来ない。

2.2 EGS4シミュレーション

我々は、EGS4シミュレーションを使い、検出器に高エネルギーの γ 線を入射させた時の検出器に吸収されるエネルギー量を計算させ、エネルギー分解能、更に入射位置とエネルギー重心との関係を計算し実験データと比較した。またEGS4PICTを使用することで、検出器中の電磁シャワーの様子を調べた。

2.2.1 EGS4シミュレーションとは

EGS4(Electron Gamma Shower Version 4) [3] は、電磁カスケードを計算するコードで、電子、陽電子、光子の物質中での挙動を計算することができるプログラム群である。

EGS4で使用する物質データについては、原子番号1~100までの元素の断面積データを用いることで、任意の元素、化合物あるいは混合物をPEGS4(A Preprocesser forEGS4)によって計算される。適用エネルギー範囲は、光子、荷電粒子共に10keV~数千GeVである。

EGS4では、以下の物理現象が扱われている。

-Bremsstrahlung production
-Positron annihilation in flight
-Moliére multiple scattering
-Møller(e^-e^-) and Bhabha(e^+e^-)scattering
-Pair production
-Compton scattering
-Photoelectron effect

EGS4のプログラムは、mortranという言語で書かれてあり、EGS4を実行する時は、mortranをFORTRANに変換して実行している。EGS4のプログラムは、さまざまな物理法則が組みこまれたegs4.mortranと、入射する粒子の種類やエネルギーまた自分のシミュレーションしたいDetectorの形状等を組みこんだユーザーコード、そして使用する物質の物質データの3つのプログラムで構成されている。

基本的には、egs4.mortranは何も書き換えることはなく、ユーザーが作成するプログラムは、ユーザーコードと物質データの二つである。物質データの方は、構成する物質の原子番号や密度、カットオフエネルギー等を書式に従って書き込み、PEGS4で実行させるだけなので非常に簡単である。ユーザーコードの中身は、以下の通りである。

1. メインプログラム
   (a) 計算形状の定義
   (b) 使用する物質データの定義と各リージョンへの割り当て
   (c) 入射粒子に関する初期データの設定等
   (d) SUBROUTINE HATCHをCALLすることによりPEGSで計算しておいた物質データの

[3] EGS4シミュレーションはKEK 平山英夫氏と波戸芳仁氏等が、NRCCから配布しているegs4unix_2.0から更に多くのワークステーションで使用可能なC_shellを添付けし、egs4unix_kekとして配布しているものである。詳しい説明書は、文献[1~7]参照。

読み込み

(e) SUBROUTINE SHOWER を必要な回数だけ CALL し得られた結果を編集出力

2. ジオメトリーを決定する SUBROUTINE HOWFAR
3. 求めようとする結果を蓄積する SUBROUTINE AUSGAB

が必要である。簡単に説明すると、ユーザーが書き込むことは、各クリスタルの形状、大きさ、各領域への物質データの組み込み、入射ビームの種類とエネルギー、入射ビームの入射位置、カットオフエネルギー[4] の設定、イベント数、出力するデータの収集、が主なことである。上で述べた以外の SUBROUTINE が user code に含まれてもいいが、HOWFAR 、AUSGAB は必ず含まれていなければならない。

EGS4 のジオメトリーの単位は、リージョンである。各リージョンの物質は、メインプログラムで HATCH を CALL する前に割り当てを行なう。HOWFAR は粒子が移動するたびに CALL され、メインプログラムで定義した形状に関するデータに従って、リージョンが変わるかどうかのチェックをする。

EGS4 での電磁カスケードの追跡方法はスタック数を用いて次の様に行なっている。入射粒子のスタック数を NP=1 とし、反応の結果新しい粒子が発生すると、全エネルギーの低い方のスタック数を NP=NP+1 大きい方の粒子に NP を割り当て、スタック数の大きい方の粒子を先に追跡します。粒子が体系外に出たり、カットオフエネルギー以下になる等の理由で discard された場合には、スタック数 NP=NP-1 の粒子を次に追跡する。スタック数 NP=1 の粒子が discard された時、そのヒストリーが終了したとする。以上のような方法で EGS4 では、シミュレーションを行なっている。以下、実際にシュミレーションを行なった結果を述べる。

[4] 入射粒子は、物質中で電子シャワーを起こし、エネルギー損失を繰り返し、多くの粒子を形成する。個々の粒子の運動エネルギーが、どんどん小さくなりカットオフエネルギー以下になると、その場で粒子は消滅し、エネルギーはその場所に吸収されたとする。

2.2.2 PWO クリスタルの EGS4 シミュレーション

まず始めに、EGS4 シミュレーションのカットオフエネルギーの影響についてしらべた。これは、計算時間の短縮と、実際シミュレーションに効いてくるカットオフエネルギーが、どの領域のエネルギーであるかを調べるために行なった。計算時間は、カットオフエネルギーが低いほど物質中の電磁シャワーの個数が増えるために長くなり、カットオフエネルギーが高いほど、計算時間は短くなる。この時の PWO 検出器の形状を、図 2.2 に示す。セットアップは実験の時と同じ

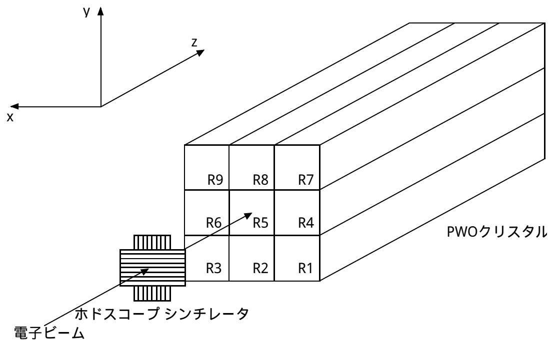

図 2.2: PWO 検出器のセットアップ図。クリスタルの前方にあるのは、ホドスコープシンチレータで、1 本は幅 2mm、厚さ 3mm、長さ 16mm のシンチレータである。それが x、y 方向に 8 本づつ置かれている。各シンチレータは光ファイバーが取り付けてあり、光電子増倍管に接続されている。PWO クリスタルは 1 本が $2cm \times 2cm \times 20cm$ で各 PWO クリスタルの後方には、光電子増倍管かとりつけてあり、1 つ 1 つのクリスタルはアルミ箔で覆われている。

く、1 本が 2cm×2cm×20cm の PWO クリスタル 9 本を 3 本ずつかさねて、真中のクリスタルの中心にビームを入射させた。物質は PWO クリスタルで、入射粒子は 1GeV のγ線で行なった。この PWO クリスタルの 20cm は、$21.74X_0$に[5] 相当する。EGS4 の適用エネルギー範囲は荷電粒子の運動エネルギーが数 keV から数千 GeV、光子が 1keV から数千 GeV であるから、はじめ両方のカットオフエネルギーを 10keV にしその時の各クリスタルに吸収されたエネルギーのスペクトルを基準にして、カットオフエネルギーを 100keV、1MeV、10MeV に設定した時のスペクトルと比較した。結果を図 2.3 に示す。この図の左側は真中のクリスタルのスペクトルを示し、右側は各クリスタルの後方の面からの漏れたエネルギーのスペクトルを示している。

また電子と光子のカットオフエネルギーがどの程度スペクトルに影響するかを調べてみた。図 2.4 にその結果を示す。

各図の平均値から、カットオフエネルギーを 100keV から 1MeV にしたときに、真中のスペクトルがエネルギーの高い方にシフトしている。更に図 2.4 から、光子のカットオフエネルギーを 100keV から 1MeV に変えた時に、真中のクリスタルのスペクトルがシフトしていることから、光子のカットオフエネルギーが 100keV から 1MeV にすることで大きくスペクトルが変化することが分かった。電子にくらべ光子の方がスペクトルに影響してくるのは、光子のほうが電子にくら

[5] X_0は放射長を表し、PWO クリスタルの放射長は $X_0 = 0.92$cm と非常に小さい

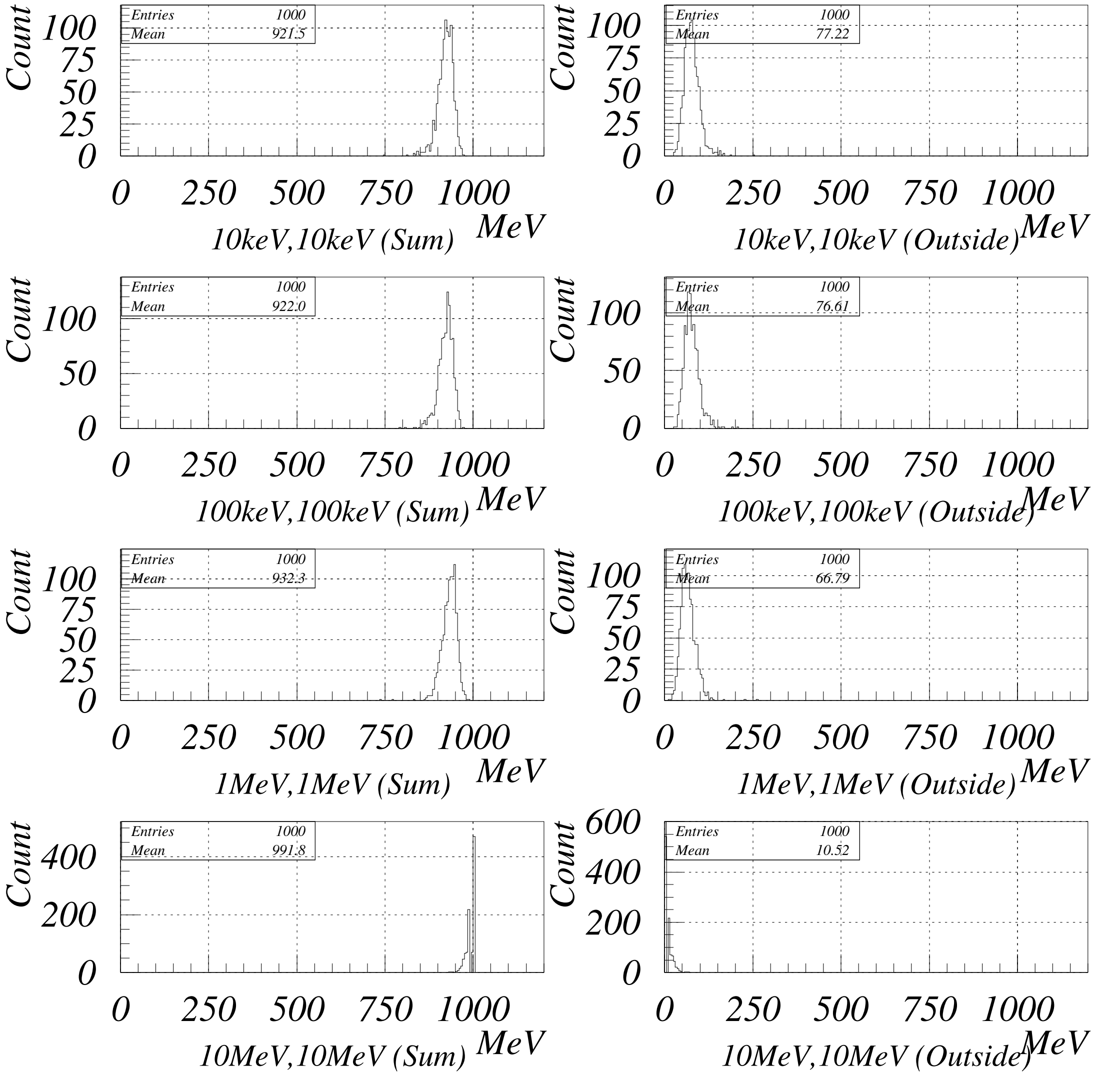

図 2.3: 左側のグラフは、各カットオフエネルギーでの PWO クリスタル 9 本で吸収されたエネルギーのスペクトルを示しており、右側は検出器から漏れたエネルギーの和のスペクトルを示している。これらのシュミレーションでの入射γ線のエネルギーは、1GeV である。丁度カットオフエネルギーが 100keV から 1MeV になった時にスペクトルに影響が表れている。

べ物質との相互作用を起こしにくいため、同じエネルギーでも光子の方が物質中での移動距離が長いためだと思われる。

今後 EGS4 シミュレーションのカットオフエネルギーは電子、光子共に 100keV にしてシミュレーションを行なう。カットオフエネルギーを上げることで計算時間が短縮されるからである。

次に PWO クリスタルのエネルギー分解能をみてみる。結果を図 2.5 に示す。この結果は真中の PWO クリスタルの中心に 1GeV の γ 線を入射させた時の 9 本のクリスタルに吸収したエネルギー量の和のスペクトルである。この結果から PWO クリスタルのエネルギー分解能 σ/E は 1.713%となった。測定結果から得られるエネルギー分解能はさらにシンチレーション光の統計に従い、その統計誤差が入る[6] 。例えば 10000 個のシンチレーション光が 1 イベントから発生したとすれば、統計誤差は $1/\sqrt{10000}$ であるから 1%となる。従って、エネルギー分解能は $\sqrt{(1.713)^2 + (1.0)^2} = 1.983\%$ となる[7] 。このことから逆に EGS4 シミュレーションの結果を使って、シンチレーション光の統計数を見積もることも出来る。[A.2]

最後に EGS4 シミュレーションを使って入射位置とエネルギー重心の関係を計算した。真中のクリスタルの中心を原点にとり、そこから x の正の方向に入射位置を 1mm づつずらしていった時の x 方向のエネルギー重心を計算し、入射位置との関係を見てみる。エネルギー重心は、次の式で計算した。

$$P_X = \frac{\sum_{i=1}^{9} E_i X_i}{\sum_{i=1}^{9} E_i} \tag{2.1}$$

この式の E_i は i 番目のクリスタルに吸収されたエネルギーを示しており、X_i は真中のクリスタルの中心から各クリスタルの中心までの x 方向の距離を表している。各クリスタルまでの距離は図 2.2 を見ても分かる通り、クリスタルの 1、4、7 の x 座標が -20mm で 3、6、9 が $+20$mm、2、5、8 は 0mm である。このようにしてエネルギー重心を各イベントごとに計算した。

入射位置とエネルギー重心の関係を図 2.9 に示す。この時の入射 γ 線のエネルギーは 1GeV で行なった。入射位置が横軸で、エネルギー重心が縦軸に示してある。各点のエラーバーは、実験の解析の所で詳しく述べるが、縦軸はエネルギー重心を計算した時のガウス関数の分散を示しており、x 方向のエラーバーは重心方向のエラーバーの広がりから関数で見積もられる x 方向の広がりである。フィッティング関数は、5 次の奇関数である。検出器は原点で対称であり、入射ビームが xy 平面で原点対称であるとすれば、入射位置とエネルギー重心の関係も、原点で対称になるはずである。従ってフィッティング関数としては、原点対称な関数でフィットさせた。

EGS4 シミュレーションで計算したクリスタル中での電磁シャワーの様子を図 2.6、2.7、2.8 に示す。図 2.6、2.7 は、1GeV のγ線が 9 本のクリスタルの真中のクリスタルの中心に入射した時の電磁シャワーの様子を示し、図 2.8 は入射γ線のエネルギーが 200MeV の時のシャワーを示している。これら比べてみると、シャワーの広がりはエネルギーに依存しないと考えられる。またこれらの図から、PWO 検出器は、クリスタルの後方の面からの電磁シャワーの漏れが少なく、横方向

[6] 実際の実験では、シンチレーション光が光電子増倍管の光電面で光電効果を起こし、その時発生する光電子の統計に従う。

[7] 誤差の伝搬は、正規分布であれば、2 乗の和の平方根に等しくなる。$\sigma_{\rm obs}/E = \sqrt{(\sigma_{EGS}/E)^2 + (\sigma_{\rm pho}/E)^2}$となる。

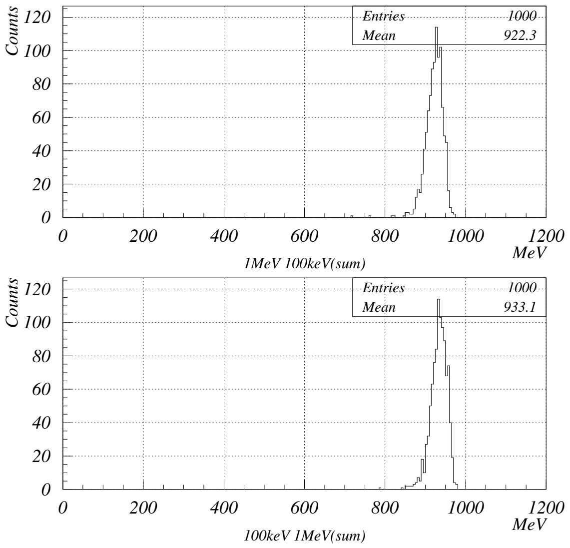

図 2.4: 電子のカットオフエネルギーと光子のカットオフエネルギーのどちらが大きくシュミレーションの結果に影響を及ぼすかをしめした図。各スペクトルの下に記入した数字は、左が電子のカットオフエネルギーで、右が光子のカットオフエネルギーを示している。これらのスペクトルと全ページの 100kev、1MeV のスペクトルを比較すると分かるように光子のカットオフエネルギーの変化とともにスペクトルが変化していることが分かる。

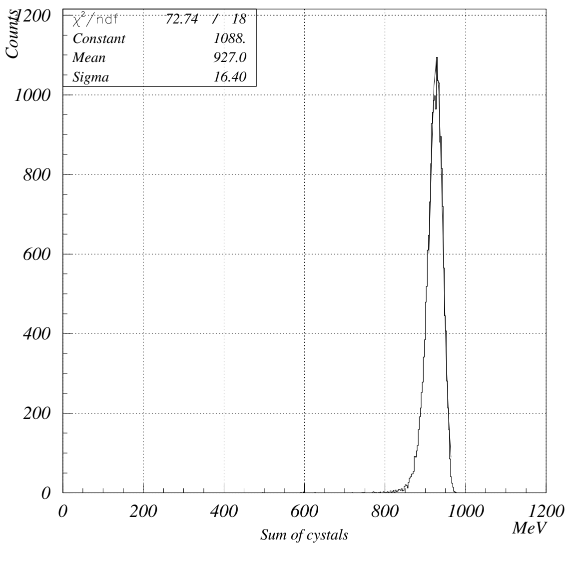

図 2.5: 入射エネルギーが 1GeV の時の EGS4 シミュレーションによる PWO クリスタル 9 本で吸収されたエネルギースペクトル。フィティング関数は、ガウス関数で図中のパラメータは、下からσ、平均値、規格化定数を示している。

からのシャワー漏れがあることを示している。EGS4 シュミレーションによれば、1GeV の時に約 7%のシャワー漏れが横方向からあると計算された。

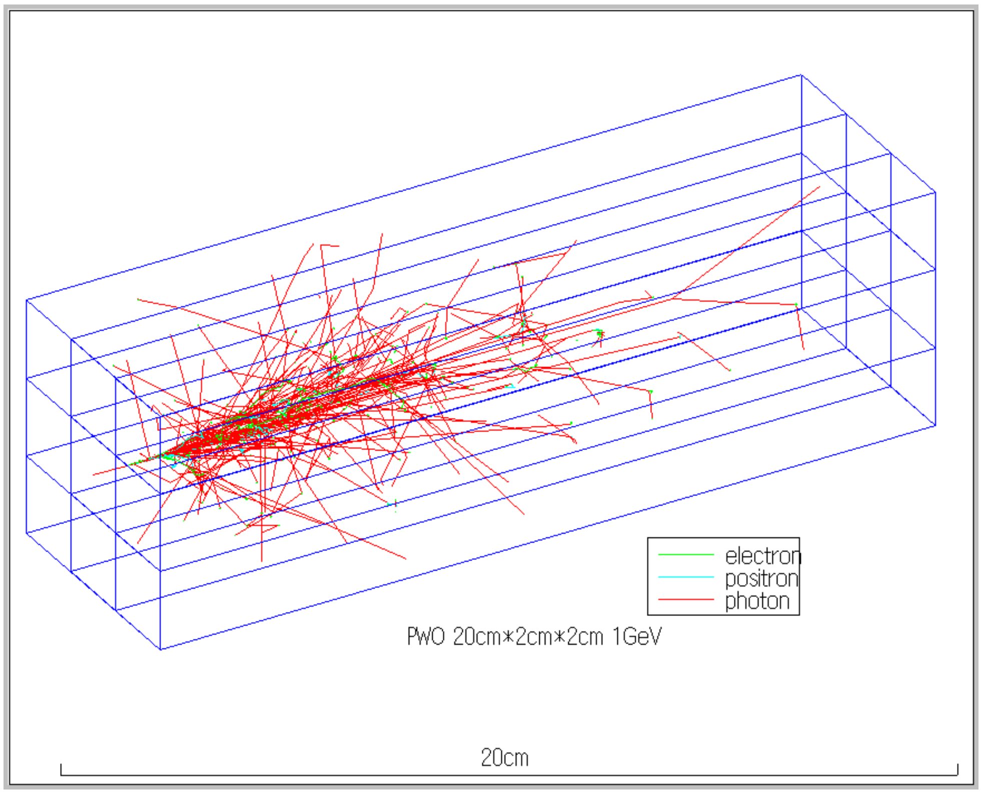

図 2.6: EGS4 Simulation PICTURE OUT

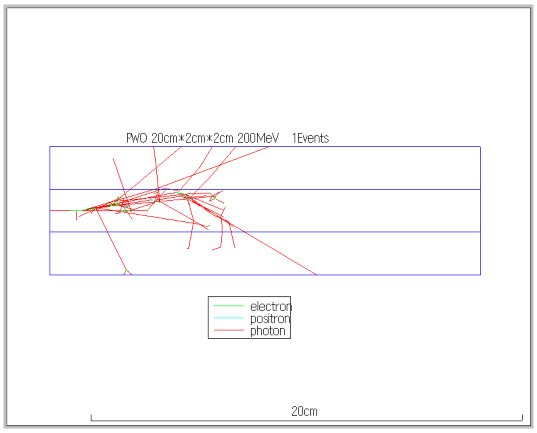

図 2.7: EGS4 Simuletion incident particle energy 0.2GeV

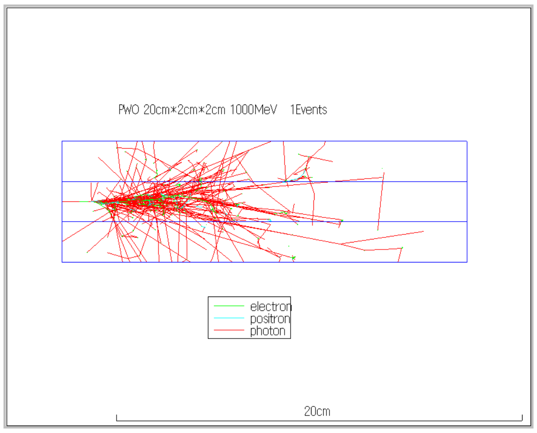

図 2.8: EGS4 Simulation incident particle energy 1GeV

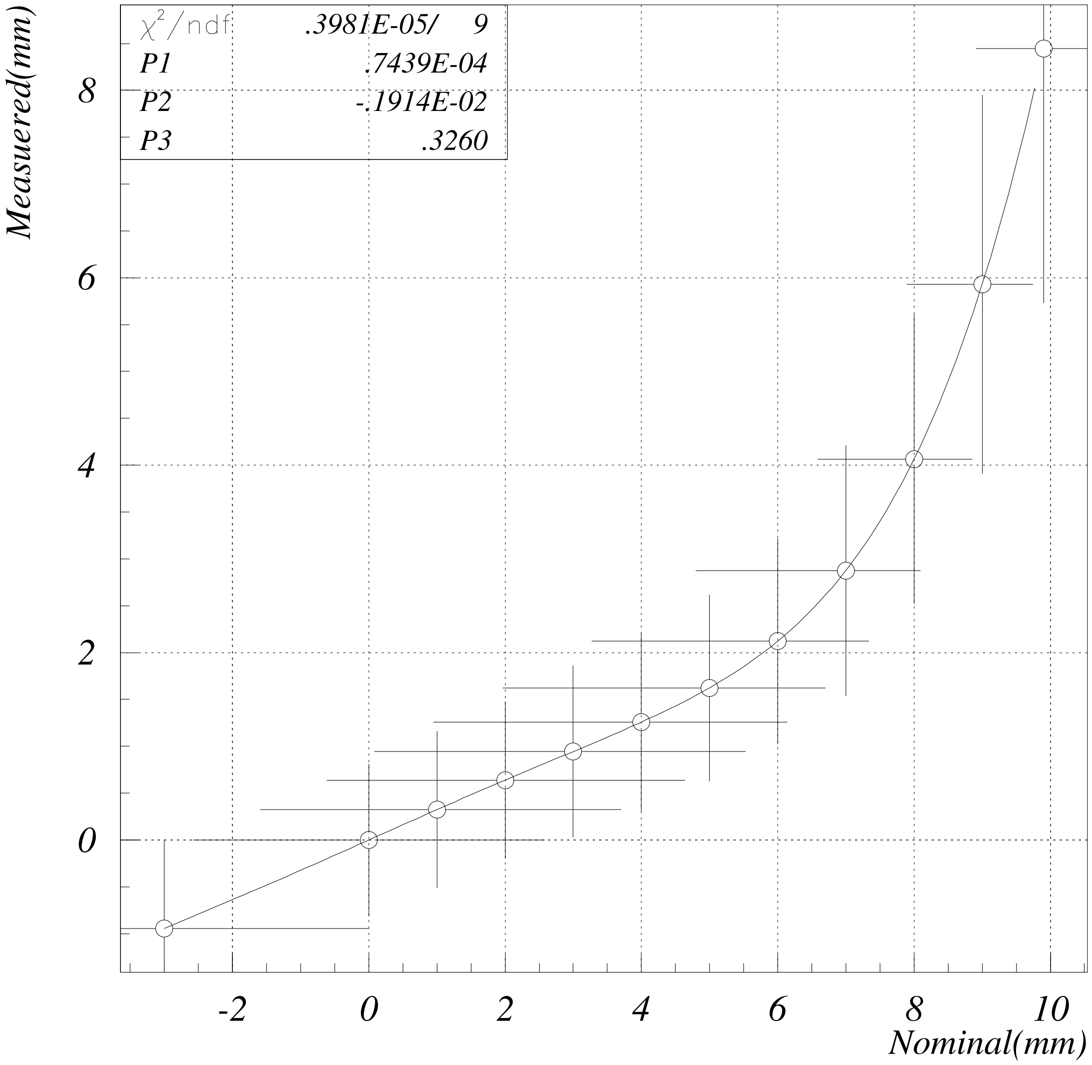

図 2.9: EGS4 シミュレーションによる、ビームの入射位置とエネルギー重心の関係。横軸が入射位置を示し、縦軸がエネルギー重心を示している。入射エネルギーは 1GeV である。フィッティング関数は 5 次の奇関数で P1 が 5 次の項の係数で、P2 が 3 次、P1 が 1 次の項の係数を示している。各点のエラーバーは y 方向は、シュミレーションで作られるエネルギー重心のスペクトルに、フィットさせたガウス関数の分散値を示し、x 方向は、y 方向の広がりでフィットさせた奇関数から見積もられる x 方向の広がりを示している。

2.3 測定

PWO 検出器のビームテストは高エネルギー加速器研究機構田無分室 (KEK-Tanashi) の電子加速器 (図 2.10) で行なわれた。エネルギーレンジは 0.2GeV ~ 1GeV である。このビームテストから、PWO クリスタル検出器のより低いエネルギーでのエネルギー分解能と位置分解能を測定する。

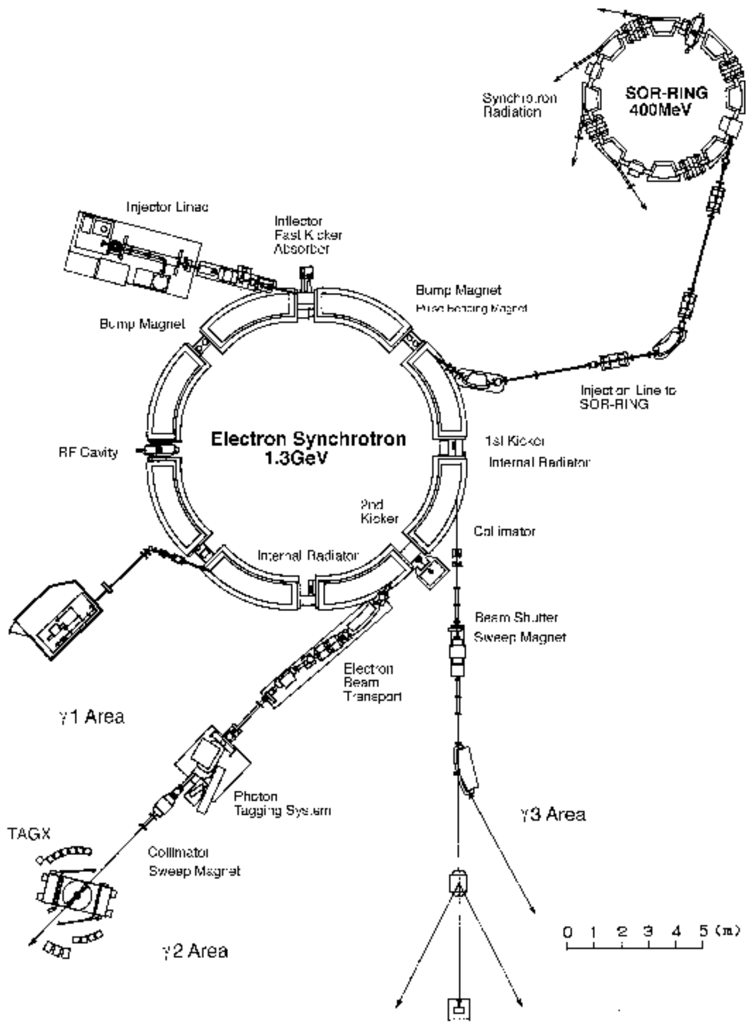

図 2.10: KEK-Tanashi (ES)

KEK-Tanashi の電子シンクロトロン (ES) は、最大 1.3GeV まで電子を加速させることができる。実験を行なったビームラインは$\gamma 3$ ビームラインで、図 2.11 のようなセットアップで実験を行なった。

電子シンクロトロン加速器からの電子ビームは、$\gamma 3$ エリアに導かれ、偏向電磁石、シンチレーションカウンター (F1)、シンチレーションホドスコープを通り、PWO 検出器に入射する。この時電子は、偏向電磁石入射位置でおよそ 1cm の広がりを持っている。各装置の位置は、ビームライ

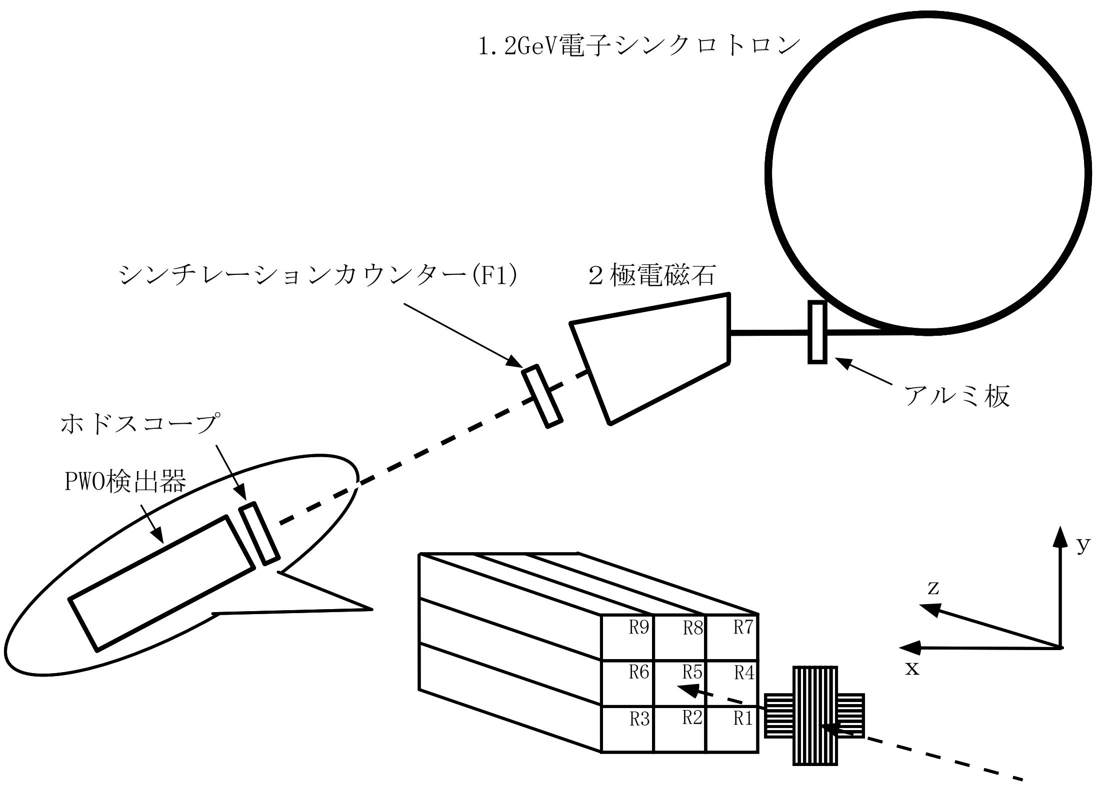

図 2.11: セットアップ図

ンの真空ダクトから電磁石までが約 100cm、電磁石のギャップが 2cm、電磁石からシンチレーションカウンター (F1) までが 30cm、F1 からホドスコープまでが 260cm、ホドスコープから PWO 検出器までが 5.8cm となっている。偏向電磁石の偏向角度は、30°、ρ=281.3cm である。イベントレートを上げる必要がある場合には、偏向電磁石前方 100cm の位置にアルミ板を入れる (実際には、あまり効果がなかった。)。電子シンクロトロンからγ3 エリアまでのラインには、電子ビームに混じってγ線が入っている。このγ線は、電子ビームと物質との相互作用によって生成される制動放射光である。このγ線はアルミ板中で電子対生成を起こし荷電粒子の対を作る。その時発生する電子を使いイベントレートを増やそうと考えた。

F1 カウンターは、ビーム方向に垂直にセットし縦 6cm×横 6cm で、カウンターの中心が、偏向電磁石の中心線上に来るようにレーザー光を使って合わせた。ホドスコープシンチレータは 1 本が横 2mm、縦 16mm、厚さ 3mm の小さいシンチレータで、シンチレータからの光は、光ファイバーを通って位置同定型光電子増倍管に入り、シグナルを形成する。シンチレータは x 方向と y 方向にそれぞれ 8 本づつ並べられ、アルミのケースに取り付けてある。このホドスコープシンチレータは、入射電子の位置の特定とトリガー用のシグナルとして使用した。PWO クリスタルは、1 本 $2cm \times 2cm \times 20cm$ の大きさを持ち、3×3 の配列を形成する。各クリスタルには光電子増倍

管が取り付けられている。各クリスタルは、アルミフォイルで覆われてあり、更にアルミのケースにセットされており、光もれがないことを事前に調べておいた。PWO 検出器とホドスコープはビームに垂直な方向に、移動が可能な台の上に乗っており、ビームの入射位置を自由に変えることが出来るようになっている。入射電子ビームは 1GeV、800MeV、600MeV、400MeV、200MeV の各エネルギーで行なわれ、それぞれのエネルギーにおけるエネルギー分解能と位置分解能を測定した。

データ収集回路を図 2.12 に示す。マスタートリガーは、前方の F1 カウンターと、ホドスコープシンチレータからのシグナルの’AND’ をとって作っている。取り込んだデータとしては、ADC9 チャンネルと 16 チャンネル Coincidence register である。ADC は PWO クリスタルのデータを取り、Coincidence はホドスコープのデータを取った。データ収集システムは、Java 言語主体で作成

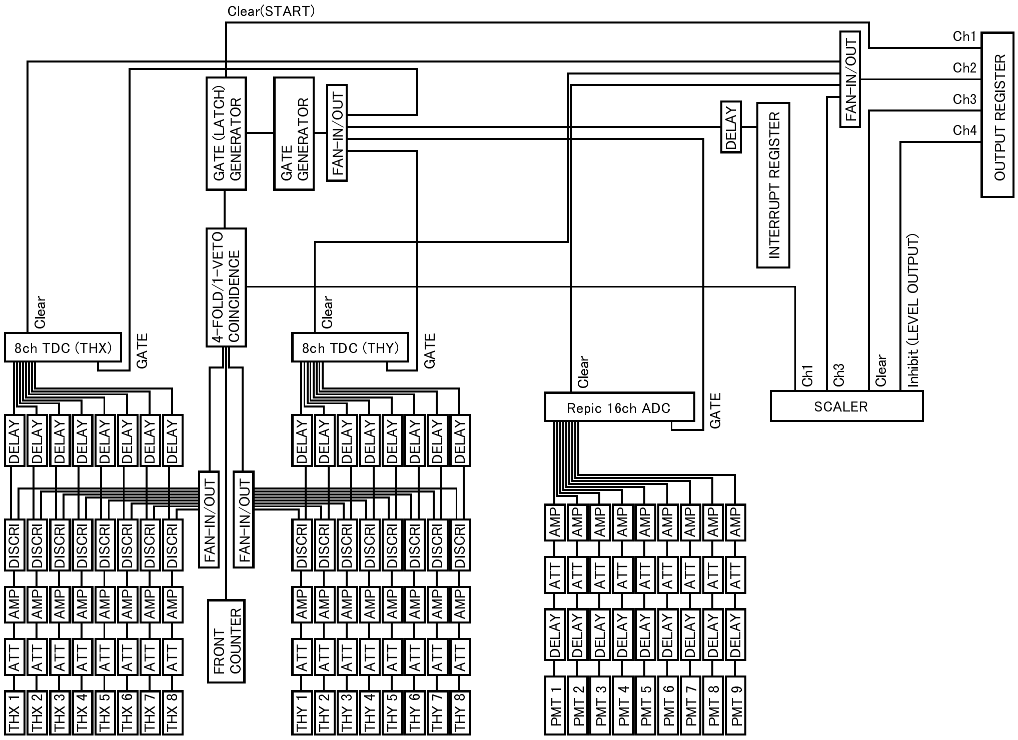

図 2.12: 核研で行なった実験のロジック図

されたシステムである (坂本さんの論文参照)。このシステムは UNIX 上で作動し、データをディスクに取りながら、オンラインで各クリスタルの ADC スペクトルや、ホドスコープデータによるビーム入射位置の二次元表示を見ることができるようになっている。これらのスペクトルを基に、各クリスタルのキャリブレーションデータを取り、ビームの入射位置を真中のクリスタルに合わせることができた。

2.4　解析

2.4.1　キャリブレーション

始めに ADC の raw data を、図 2.13 に示す。この図は入射電子のエネルギーが 1GeV で、ホドスコープシンチレータの中心と PWO クリスタルの中心がビームライン上に乗っている時の、ホドスコープシンチレータの x 方向の真中の 2 本と、y 方向の真中の 2 本でトリガーをかけた時の PWO クリスタル 9 本のシグナルを表している。ホドスコープシンチレータ 1 本の幅が 2mm であるから、入射ビームを 4mm×4mm の大きさに設定したことになる。

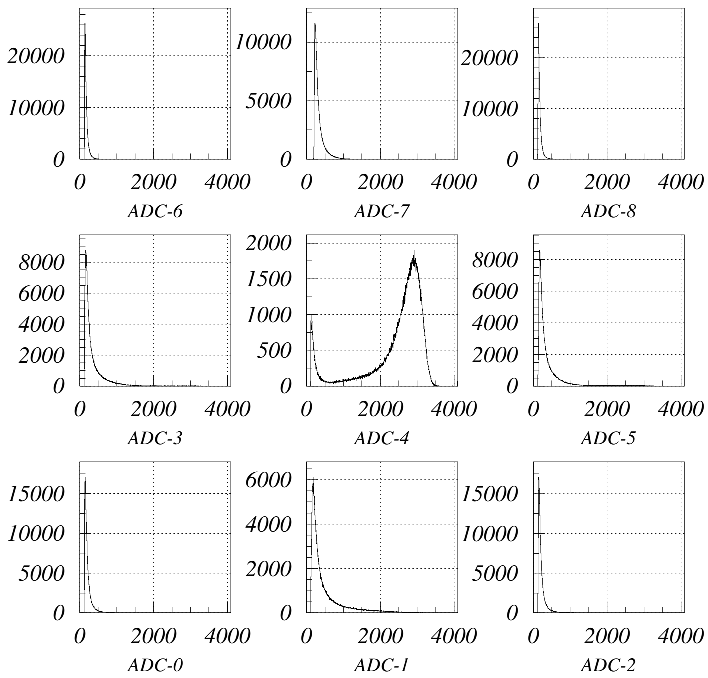

図 2.13: ADC データをそのままヒストグラムで表示したスペクトルの一例。各ヒストグラムの位置はビームの下流から上流方向をみた時の PWO クリスタルの位置に相当する。この例は、ビームが 9 本のクリスタルの真中のクリスタルに入射している時のデータを表示したものである。

ビームを各クリスタルの中心に入射させてキャリブレーション用のデータをとり、各クリスタルのデータからペデスタル値を引いたスペクトルに、ガウス関数をフィットさせた。ADC のスペクトルは、光電子の統計に従い、その発生する光電子の統計は、ポアソン分布をする。しかし平均光電子数は、1 に比べ非常に大きい値となることから統計的には、ガウス分布に従うためガウス関数にフィットした。フィットさせたガウス関数の平均値を 1GeV として、1 チャンネル当たりのエネルギー量を計算した。[8] この変換定数を各クリスタルからの ADC データに掛け、データをエネルギー値に変換する。しかし実際には、1 本のクリスタルに 1GeV の電子が入射しても、1GeV

[8] ADC の liniearity を仮定している

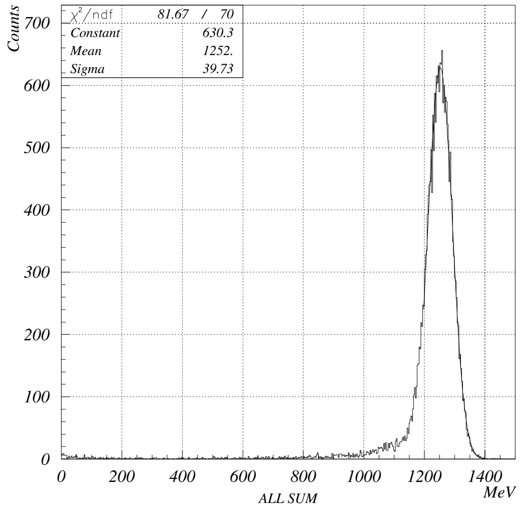

図 2.14: キャリブレーション後の PWO クリスタル 9 本でのエネルギースペクトル横軸はエネルギー (MeV)、縦軸はイベント数を表している。

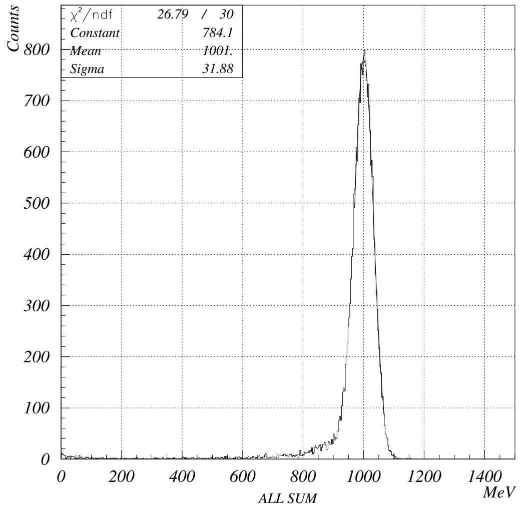

図 2.15: 入射電子ビームのエネルギーが 1GeV の時の PWO クリスタル 9 本の和のスペクトル。PWO クリスタル 9 本で吸収されるエネルギースペクトルのピークが 1GeV に来るように各クリスタルのデータに定数をかけた後のスペクトル。

のエネルギーが吸収されることはなく、電磁シャワーの漏れが生じる。この漏れを考慮にいれていないために、9 本のクリスタルの和のスペクトルは、1GeV よりも高い所にピークが立っている (図 2.14)。そこで 9 本のクリスタルの和のスペクトルのピークは 1GeV に立つと仮定して、各クリスタルからのシグナルに定数を掛け、ピークが 1GeV に立つように補正した (図 2.15)。

2.4.2 エネルギー分解能

2.3 節で述べた通り、入射電子ビームのエネルギーは、1GeV から 200MeV まで 200MeV 間隔で下げて行き測定した。キャリブレーション後の各エネルギーを PWO クリスタル 9 本で測定したときのスペクトルのピーク値を図 2.16 に示す。この図によれば、1GeV 以外の各点では、実際

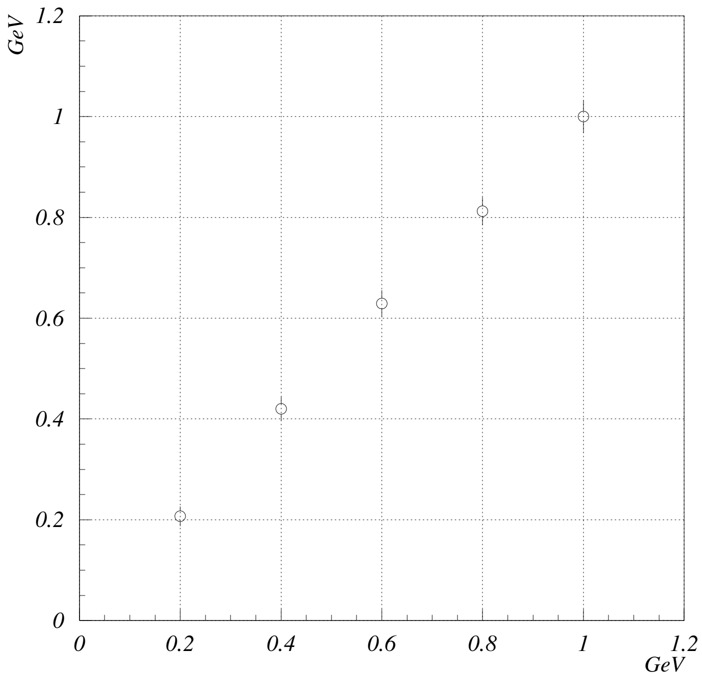

図 2.16: 入射エネルギーに対するキャリブレーション後のエネルギースペクトルのピーク値。横軸が入射した電子のエネルギーを示し、縦軸がキャリブレーション後の各エネルギースペクトルのピーク値を示している。エラーバーはガウス関数をフィットさせた時のσ

のエネルギーよりも高い値を示している。これは、キャリブレーションを 1GeV で行なった時に、9 本でのエネルギー漏れがないと仮定したことによって起こったと考えられる。1GeV では他のエネルギーにくらべて、9 本からのエネルギーもれが大きく、その状態で ADC のチャンネルとエネルギーの変換定数を作ると、1 チャンネル当たりのエネルギー量が大きくなり、漏れの少ない低エネルギーの測定になるほど、実際のエネルギーよりも高い値になると考えられる。しかしそれだけが原因ではないと思われる点がある。各エネルギーでの $E_{\mathrm{obs}}/E_{\mathrm{beam}}$ を表 2.1 に示す。E_{obs} はキャリブレーション後のエネルギーを意味している。この表からは、低エネルギーになる程ずれが大きくなっているとは言えないと思われる。低エネルギーになるとクリスタルの表面で全反射する粒子が増え、1 イベントで生成されるシンチレーション光が少ないため統計誤差が大きくなる等のことが要因ではないかと思われる。

各エネルギーでの PWO クリスタル 9 本でのエネルギー分解能を図 2.18 と表 2.1 に示した。エ

$E_{\rm beam}$(GeV)	$E_{\rm obs}$(GeV)	$\frac{E_{\rm obs}}{E_{\rm beam}}$	$\frac{\sigma_{\rm obs}}{E}$(%)	$\frac{\sigma_{\rm pwo}}{E}$(%)	$\Delta\left(\frac{\sigma_{\rm pwo}}{E}\right)$(%)	温度 (C^0)
1.0	1.000	1.000	3.20	2.82	±0.042	14.3
0.8	0.812	1.015	3.43	3.09	±0.046	13.5
0.6	0.629	1.048	4.28	4.90	±0.060	13.0
0.4	0.420	1.050	5.68	5.48	±0.082	12.6
0.2	0.207	1.035	9.41	9.29	±0.139	12.4

表 2.1: 左から入射ビームのエネルギー、キャリブレーション後の各エネルギースペクトルのピーク値、入射エネルギーと、キャリブレーション後のエネルギーピーク値の比、測定したエネルギースペクトルの分解能、PWO 検出器の位置でのビームエネルギーの広がりを考慮したエネルギー分解能、$\sigma_{\rm pwo}/E$ の誤差、測定を行なった時の検出器中の温度。

ネルギーが高くなるに従って、だいたい 1/E の傾向で分解能は良くなっている。図中の'□' が測定したスペクトルから得られたエネルギー分解能を示している。'○' は、ビームエネルギーの広がりを考慮した分解能を示し、'△' は、EGS4 シミュレーションから得られた分解能である。PWO クリスタルに入射する電子ビームは、エネルギーの広がりをもっている。その広がりの原因としては、電子ビームエネルギーの広がり、アルミ板によるビームの拡散、偏向電磁石によるビームの広がり等が考えられる。これらのことをすべて考えるのは非常に困難のため、少し簡略化してビームの広がりを考えてみた。アルミ板によるビームの拡散は考慮せず、電子ビームは偏向電磁石に入射し、個々のビーム粒子の運動量の違いによって広がりを持つものとする。

偏向電磁石の磁場を (0,B_y,0) とし、長さが L の一様磁場内を粒子が横切るものとすると、この磁場内における粒子の軌道は、曲率半径 R が、R=P/eB_yの円弧となる。P は粒子の運動量、e は粒子の電荷 (C) である。この式から、

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta R}{R} \tag{2.2}$$

の関係が示される。図 2.17 のように各長さや角度を決めると、

$$\Delta R \sin\theta = (R - \Delta R)\sin\Delta\theta \tag{2.3}$$

となる。従って

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\sin\Delta\theta}{\sin\theta(1+\frac{\sin\Delta\theta}{\sin\theta})} \tag{2.4}$$

$$\simeq \frac{\sin\Delta\theta}{\sin\theta} \tag{2.5}$$

となる。しかし実際は、アルミ板によるビームの拡散があり偏向電磁石へ入射するビームは、空間的な広がりと、入射角度を持っている。従っていままで述べてきた以上に複雑な理論になり、それを計算することは非常に困難である。そこで我々は、前方の F1 カウンターの$\pm 2cm$ に入射した電子ビームだけがホドスコープで計測され、PWO クリスタルで電磁シャワーを起こすと考えた [9] 。

[9] この仮定は、例えば F1 カウンターを取り外し、PWO 検出器のある 1 点に入射するビームの運動量の違いを考えてみると、偏極電磁石と検出器の距離、電磁石の大きさから考えて、中心のビームライン上から大きくずれたビームは入射しないという考えから仮定した。

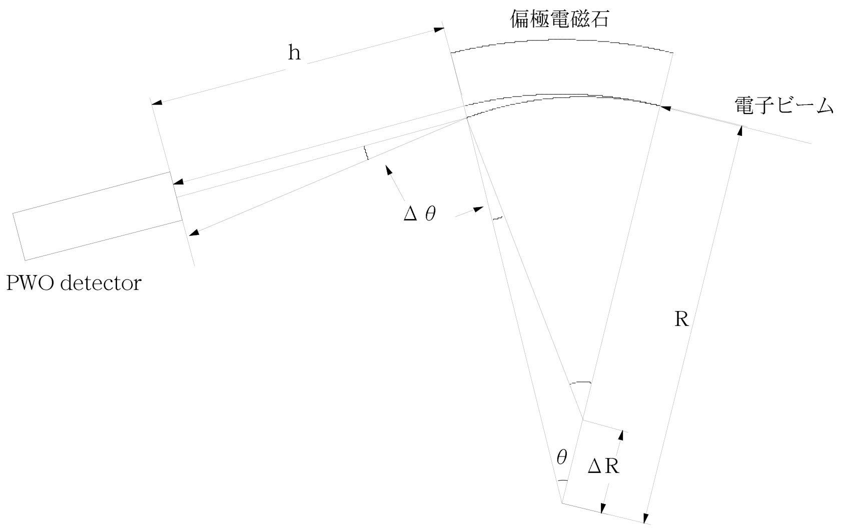

図 2.17: 電子ビーム軌道を示した図。この図は偏極電磁石に入射する電子ビームの分散を考慮せず、入射電子の軌道が理想的なビームライン上に乗っている時の図で、エネルギーの違いによる軌道の変化を示したものである。

F1 カウンターとホド スコープの距離の成す角度は、$\Delta\theta \simeq \tan\Delta\theta = 2/260$ となり、この値を式 (??) の$\Delta\theta$ に代入する。これによって PWO 検出器にに入射する運動量の広がりは、$\Delta \mathrm{P_{beam}}/\mathrm{P} \simeq 0.015$ [10] と推測することにした。

入射電子エネルギーとσ/E の関係は、一般に統計項と定数項で次の様に表せる。

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + b^2 \tag{2.6}$$

この式をデータにフィットさせると図 2.19 の様になる。ただしこの図は、600MeV、800MeV、1000MeV のデータだけに関数をフィットさせた結果である。実は、200MeV や 400MeV の低エネルギーを入れるとうまくフィットせず、χ^2が非常に大きくなってしまう。[11] そこで今回は、以下のような低エネルギーを考慮したフィティング関数をフィットさせた。

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_a}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_b}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_c^2 \tag{2.7}$$

σ_a/E の項は、低エネルギーでのみ重要で、主に ADC ペデスタル幅に寄与し、$\sigma_b/\sqrt{E}$は、光電子の数の分布と、カロリーメータ中での入射粒子のエネルギーロスの変動に依存する項である。σ_c は、クリスタル間のキャリブレーションエラー、クリスタルからの電磁シャワーの漏れ等を示している。この式をデータにフィットさせた (図 2.20)。このフィティング関数からエネルギーとエネ

[10] $\Delta E_{\mathrm{beam}}/E$ と$\Delta\mathrm{p}/\mathrm{p}$ の関係については次の様になる。$E = \mathrm{pc}\sqrt{1 + (\mathrm{m^2c^4/p^2c^2})}$の関係から、高エネルギーの電子を考えているので $E \simeq \mathrm{pc}$ となる。従って$\Delta E/E \simeq \Delta\mathrm{p}/\mathrm{p}$ として計算をすすめる。

[11] 各データ点 x_iで関数 $\mathrm{f}(x)$ とデータ y_i の差の 2 乗の和をχ^2と言う。$\chi^2 = \sum_{i=0}^{n} \frac{(y_i - f(x_i))^2}{s_i^2}$となる。ここで s_iは各測定点での誤差である。

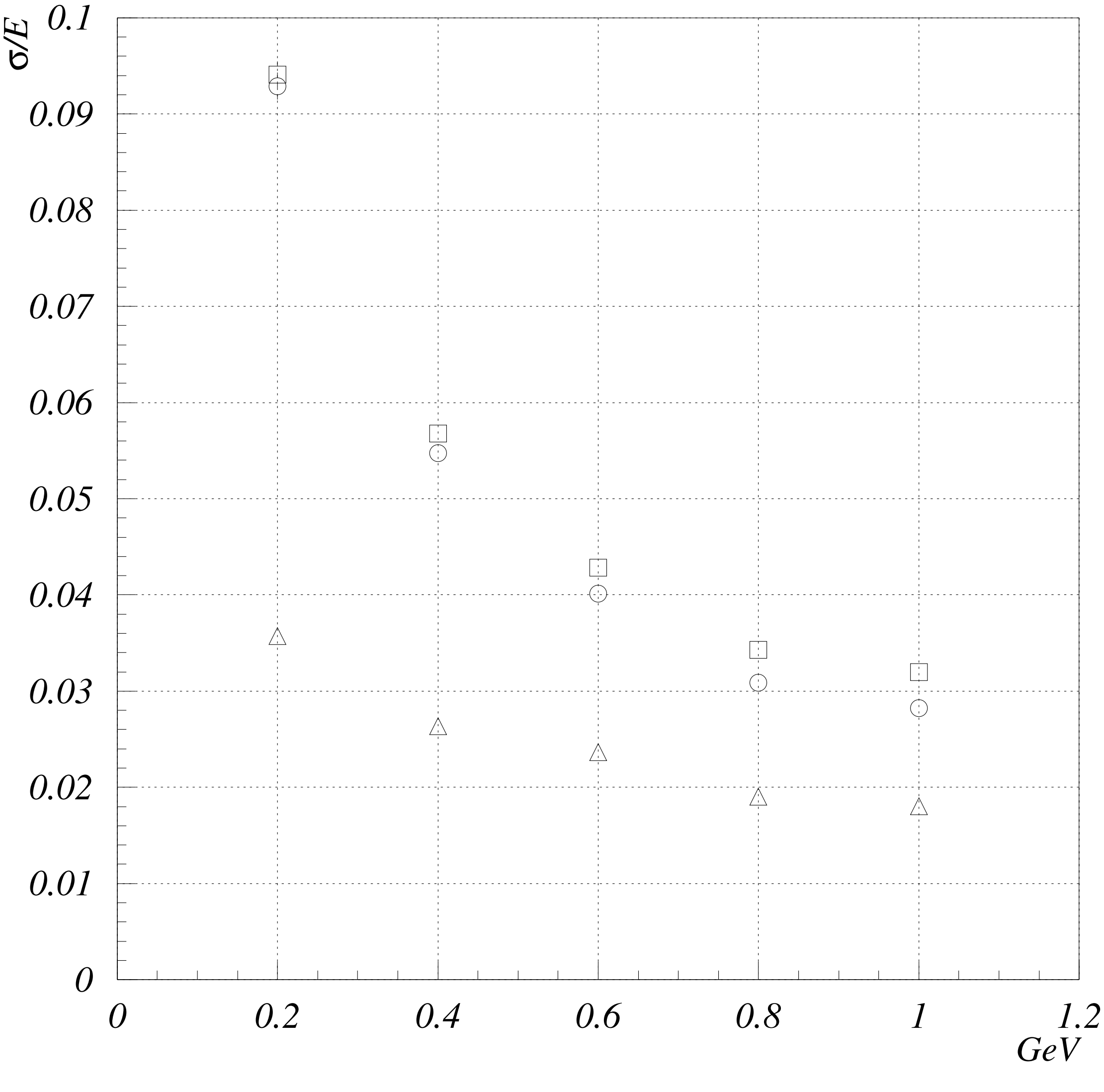

図 2.18: 各エネルギーでのエネルギー分解能

ルギー分解能の関係式 (2.7) の各係数は、$\sigma_a = 0.016$、$\sigma_b = 0.0227 \pm 0.001$、$\sigma_c = 0.0$ となった。また 1GeV の時の測定結果 σ_{pwo}/E が 2.82%であるから、EGS4 シミュレーションの結果から光

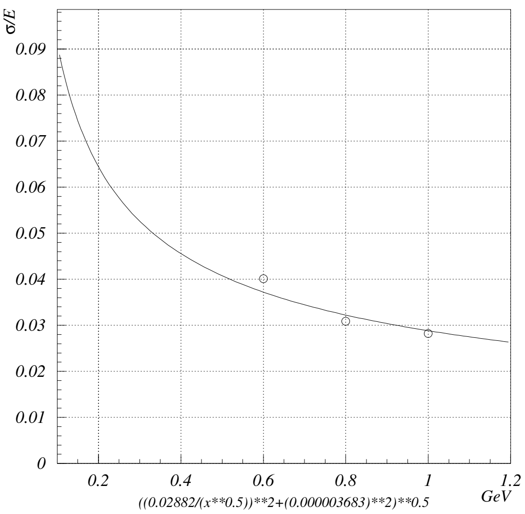

図 2.19: ビームエネルギーの広がりを考慮したエネルギー分解能に式 (2.6) をフィットさせた図。ただし 600MeV から 1GeV までのデータだけにフィティングを行ない、200、400 のデータは考慮にいれていない。

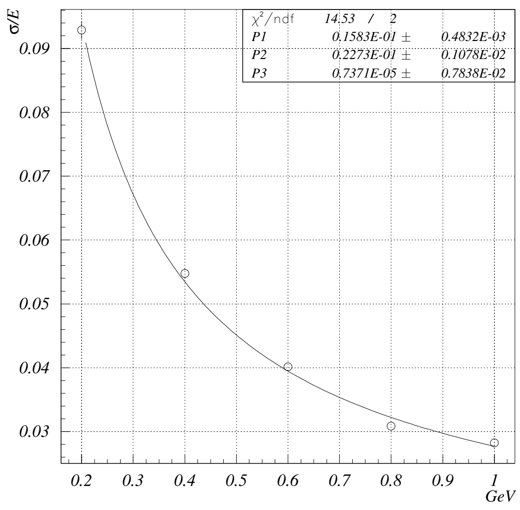

図 2.20: 図 2.18 と同じくデータに式 (2.7) をフィットさせた。P1、P2、P3 はそれぞれσ_a、σ_b、σ_cである。

電子数の統計数[12] を計算することができる。x を統計誤差とすれば、

$$\sqrt{1.713^2 + x^2} = 2.82 \tag{2.8}$$

$$x \simeq 2.24\% \tag{2.9}$$

となる。x は、光電子の統計数を N とすれば、$1/\sqrt{N}$ であるから、N=1992.8/GeV と計算できる。これより、実験で用いた PWO クリスタル検出器で検出される光電子数は、平均 2.0 個/MeV であることが分かる。PWO クリスタル 9 本でのエネルギー分解能 (σ/E) は、EGS4 シミュレーションで 8GeV まで計算してみると、更に良くなって行くことが分かる。

他の実験から得られた PWO クリスタルのエネルギー分解能の結果と比較してみると、良くあっている。KEK の実験結果によれば、PWO クリスタルのエネルギー分解能は、$(\sigma/E(GeV))^2 = ((0.031 \pm 0.0011)/\sqrt{E}(GeV))^2 + (0.0079 \pm 0.0025)^2$と述べられているが、我々の実験結果によれば図??より $(\sigma/E(GeV))^2 = ((0.029 \pm 0.00025)/\sqrt{E}(GeV))^2 + (0.00 \pm 0.003)^2$ である。

シンチレーション光の数は測定中の温度に関係があり、普通温度が低ければ低い程シンチレーション光が増える。実際、低エネルギーのビームで PWO クリスタルの実験を行なったドイツの実験グループの結果 [14] によると、我々と同じ PWO 検出器を $2.5°C$ の低温にセットし、180MeV の電子ビームを入射させた時に、エネルギー分解能で 5.8%と言う結果を出している。この結果と我々の 200MeV の時の結果で、どの程度シンチレーション光の統計数が違うかを EGS4 シミュレー

[12] 統計数は、クリスタルから放出されるシンチレーション光の統計ではなく、光電子増倍管の光電面からでる光電子の統計に従う。

ションを使って計算してみる。ドイツの実験グループの結果は入射電子のエネルギーが 180MeV であるが、およそ 200MeV であるとして計算する。EGS4 シミュレーションの結果から入射ビームのエネルギーが 200MeV の時にエネルギー分解能は、0.03572 となるから、式 (2.8) と同じ様にして計算すると、ドイツの実験グループの結果からは、$N \simeq 479/GeV$ となり、我々の実験からは $N \simeq 132/GeV$ となりおよそ 1/4 のシンチレーション光しか得られていないことが分かった。また式 (2.8) から計算された 1GeV でのシンチレーション光の統計数は、$N = 1992.8/GeV$ であり、入射ビームのエネルギーが 200MeV の時に計算されたシンチレーション光の統計数は、1/10 以下しか得られていないことが分かる。

2.4.3 位置分解能

次に PWO クリスタルの位置の分解能ついて述べる。まずはじめに、ビームの入射位置とエネルギー重心との関係を求める。エネルギー重心 (P_X) は各クリスタルで吸収されたデータから EGS4 シミュレーションの時と同じく式 (2.1) で計算した。

入射位置については、前方のホドスコープシンチレータの y 方向の 8 本を使って、変えて行った。つまり、トリガーをシンチレータ 1 本づつでとることで入射位置が変わって行くことにする。

前方の電磁石の磁場は、垂直方向にかかっているため、荷電粒子は水平方向に広がりを持ち、F1 カウンター、ホドスコープを通り、PWO クリスタルに入射する。PWO クリスタルへは、x 方向に位置の広がったビームが入射するため、入射位置および入射エネルギーが分散している。そのため位置分解能の計算は、y 方向で計算する。

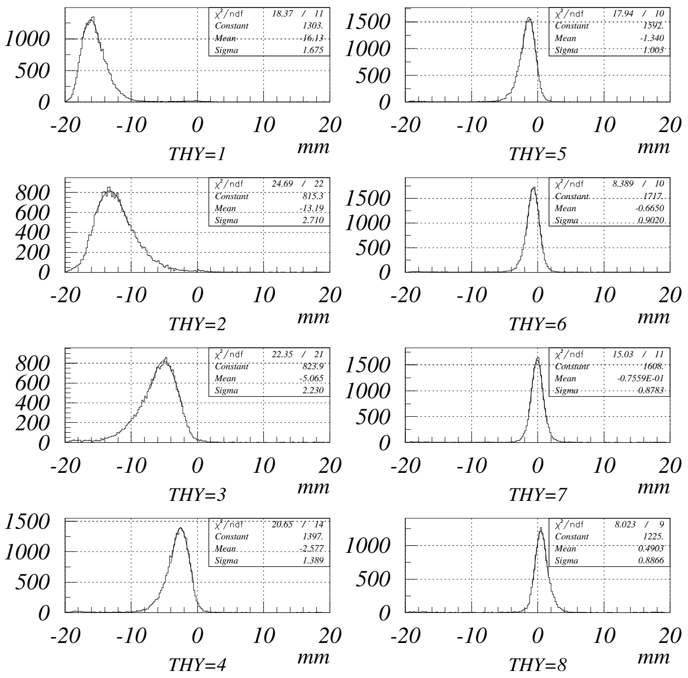

図 2.21: 各ホドスコープシンチレータでトリガーを掛けた時のエネルギー重心のスペクトルである。ホドスコープシンチレータと PWO クリスタルの位置関係は、THY=7 が真中の PWO クリスタルの中心上にくるようにセットしている。各シンチレータの幅が 2mm であるから THY=1 の位置は、$y = -13$mm になる。各スペクトルのフィティング関数はガウス関数であり、各パラーメータが表示されている。スペクトルの横軸は、式 (2.1) から計算される y 方向の重心値であり、正の方向が図 2.2 の正の方向を示している。

まずはじめに 1GeV の時の各ホドスコープシンチレータ 1 枚と、その時のエネルギー重心について見てみる。図 2.21 に結果を示す。図中の THY は y 方向のシンチレータを表している。この時のデータは、真中の PWO クリスタルの中心上に THY=7 のシンチレータが来るようにセットした時のデータである。そのため THY=1、2 に入射した粒子は、図 2.2 の R2 のクリスタルに入

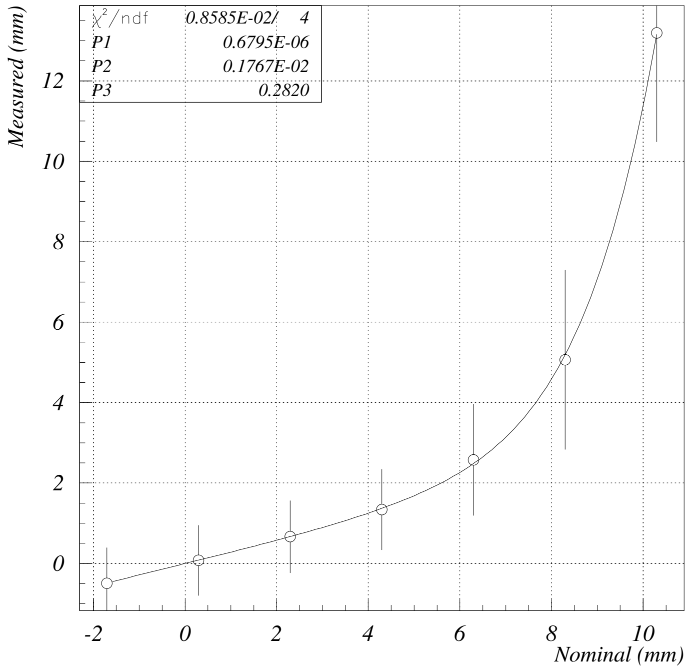

図 2.22: 図 2.21 のデータからエネルギー重心が丁度 0 になる所を計算し、各シンチレータの位置とその時のエネルギー重心を表した図である。エラーバーは、図 2.21 のそれぞれのスペクトルにフィットさせたガウス関数の分散値である。

射し電磁シャワーを起こすと考えられる。エネルギー重心は、入射した粒子が電磁シャワーを起こし、まわりに漏れるエネルギー量から計算されるが、R2 のクリスタルの下には、クリスタルがないため、正しいエネルギー重心を計算することはできない。そのため THY=1、2 でトリガーをかけたデータは、解析では使用しないことにした。

各シンチレータとエネルギー重心の関係を調べた (図 2.22)。この図は、各シンチレータの番号とエネルギー重心の関係からエネルギー重心が丁度 0 になる所を原点に合わせ、各シンチレータ間の距離を 2mm に合わせた時のグラフである。原点に最も近いシンチレータは、THY=7 で正の方向にいくにしたがって、THY=6、5、4... となっている。ここで注意しておくが、入射位置とエネルギー重心の関係は、原点で対称になるため、図 2.21 の結果から得らた入射位置とエネルギー重心値を、それぞれ符合を変えて表示している。この図から THY=7 は丁度中心には来ておらず、ずれがあることが理解できる。各点のエラーバーは、図 2.21 のエネルギー重心のスペクトルにフィットさせたガウス関数の分散を表している。フィティング関数は、次式で示されるような原点対称な奇関数である。

$$y = P1x^7 + P2x^3 + P3x \tag{2.10}$$

この奇関数は、各エネルギーのデータとのずれが小さく、非常に良くフィットしたため使用した。P1、P2、P3 は各項のパラメータで、フィティングをすることで決まる値である。エネルギー重心

とビームの入射位置の関係が原点対称になることは、PWO 検出器が原点で対称になっていることから明らかである。パラメータは上から順に 7 次、3 次、1 次の係数を示している。

各点を関数上にのせ、x 方向のエラーバーを考えてみる。x 方向のエラーバーは、

$$y + \sigma = P1x_1^7 + P2x_1^3 + P3x_1 \tag{2.11}$$

$$y - \sigma = P1x_2^7 + P2x_2^3 + P3x_2 \tag{2.12}$$

で計算される値 x_1、x_2である。この式のσはエネルギー重心の分散である。この値を各点で計算し、x 方向のエラーバーとして表示してやると、図 2.23 のようになる。これが入射位置とエネルギー重心の関係である。この図からエネルギー重心と入射位置の関係は直線的ではなく、クリスタルの境界に近づくにつれて急激に増加するような傾向を示している。これは中心での電磁シャワーのまわりの 8 本のクリスタルへの電磁シャワーの漏れの変化量よりクリスタルの境界にビームが入射した時の変化量のほうが大きいためである。図 B.1、B.2、B.3、B.4 に入射エネルギーが 800MeV、600MeV、400MeV、200MeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係を示す。

この結果から入射エネルギーが低くなるに従って、入射位置とエネルギー重心の関係が、直線から離れて行ってることがわかる。これは、入射粒子が引き起こす電磁シャワーの、真中以外の 8 本のクリスタルへの漏れが、エネルギーが低くなるに従って漏れが小さくなるため、入射位置が中心から大きくずれてもエネルギー重心が変化しないためと考えられる。

図 2.23 の x 方向のエラーバーは入射位置の広がりを示しており、各点でのエラーバーの平均値

$$\Delta x_{\mathrm{obs}} = \frac{x_1 + x_2}{2} \tag{2.13}$$

を測定から得られた位置分解能として入射位置との関係を見てみると、図 2.24 のようになる。この図は入射エネルギーが 1GeV の時の位置分解能を示している。図中の' ○' の点で表した方が、測定から得られた位置分解能であり、' ●' で表した方は、以下で述べるビームの位置の広がりを考慮したものである。

ビームの位置の広がりについては、次の 2 つを考える必要がある。1 つは、ホドスコープシンチレータの幅からくる位置の広がり、もう 1 つは、前方の F1 カウンターとホドスコープシンチレータで決まるビームの入射角度による位置の広がりである。

ホドスコープシンチレータの幅については次の様に考えた。エネルギー重心を計算したときに述べたように、ホドスコープシンチレータ 1 枚 1 枚でエネルギー重心を計算しため、すでに x 方向に 2mm の位置の幅を持っている。この状態のビームのΔx_{hodo}を次のように考える。

$$(\Delta x_{\mathrm{hodo}})^2 = \frac{1}{N}\sum_i^N (x_i - \mu)^2 \tag{2.14}$$

ここでμは 0、x_iは 0 から 1mm を N 等分したときの各幅の位置であるから i/N となる。従って、式 (2.14) は、

$$(\Delta x_{\mathrm{hodo}})^2 = \frac{1}{N}\sum_i^N \left(\frac{i}{N}\right)^2$$

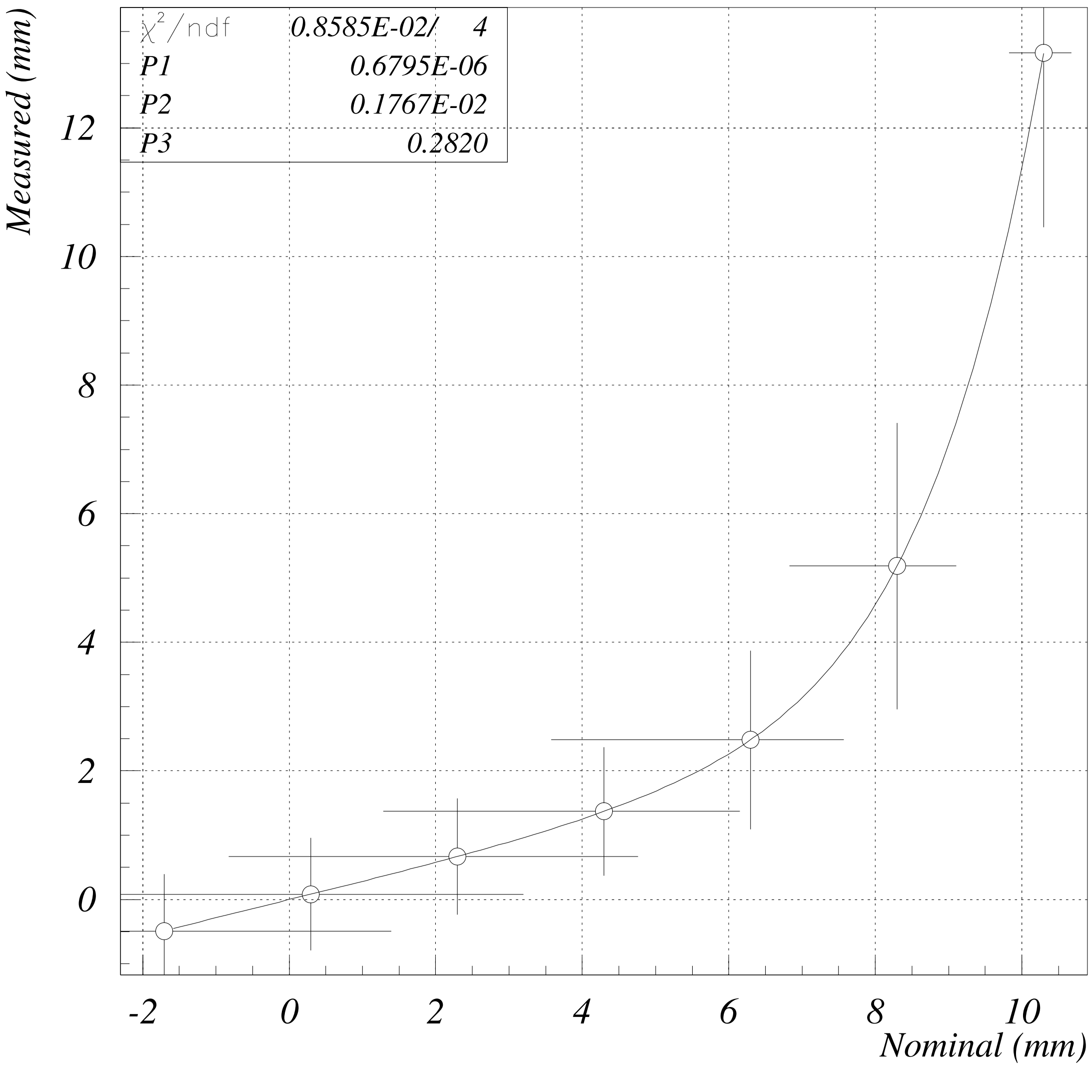

図 2.23: 入射ビームエネルギーが 1GeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係

$$
\begin{aligned}
&= \frac{1}{N^3}\sum_i^N i^2 \\
&= \frac{1}{6}\left(\frac{1}{N}+1\right)\left(2+\frac{1}{N}\right) \qquad (2.15)
\end{aligned}
$$

となる。ここで $N \to \infty$ とすると、$\Delta x_{\mathrm{hodo}} \simeq \pm 0.58mm$ となる。

次にビームの入射角度による位置の広がりを考える。PWO クリスタルに入射する電子ビームは、前述の通り F1 カウンターのビームライン上から$\pm$2cm に入射した電子だけが、ホドスコープを通り、PWO クリスタルに入射するものとした。F1 からホドスコープまでが 260cm、ホドスコープから PWO クリスタルまでが 5.8cm であるから PWO クリスタルでのビームの広がり$\Delta x_{\mathrm{angle}}$は、$\Delta x_{\mathrm{angle}} = 5.8 \times 20/260 \simeq \pm 0.47\mathrm{mm}$ と計算される。

従って、ビームの位置の広がりは、

$$
\Delta x_{\mathrm{beam}} = \sqrt{(\Delta x_{\mathrm{hodo}})^2 + \Delta x_{\mathrm{angle}}^2} \qquad (2.16)
$$

となり、$\Delta x_{\mathrm{beam}} \simeq \pm 0.73$ となる。

測定した位置分解能を、Δx_{obs}とすれば、次の関係から PWO クリスタルの位置分解能を求めることができる。

$$
(\Delta x_{\mathrm{obs}})^2 = (\Delta x_{PWO})^2 + (\Delta x_{\mathrm{beam}})^2 \qquad (2.17)
$$

この式を使って、各エネルギーの測定点での位置分解能を計算すると図 2.24 中の' •' になる。

入射位置がクリスタルの中心付近では、入射位置の誤差は最も大きくなり、入射位置がクリスタルの境界に近づくにつれて、入射位置の誤差は小さくなっていく。入射エネルギーが 800MeV、600MeV、400MeV、200MeV の時の位置分解能と入射位置の関係を図 B.5、B.6、B.7、B.8 に示す。

これらの図から、低エネルギーほど位置分解能は悪くなっており、入射ビームの広がりを考慮した分解能は、測定した位置分解能が小さいほど、その差が大きくなっている。これは式 (2.17) を見れば分かるように、測定した位置分解能がビームの広がりよりも大きいほど、クリスタルの位置分解能が測定した位置分解能に近ずくためである。しかし全体的に測定した位置分解能と、入射ビームを考慮に入れた分解能は大きく変わっていないと思われる。

次に入射位置のデータとエネルギー重心の関係を、実験データと EGS4 シミュレーションで比較した結果を図 2.25 に示す。図の 5 次関数の方が、EGS4 シミュレーションから得られたデータにフィティングを施して得られた関数で、点の方が実験から得られたデータである。この図を見てみると、非常によくデータとシミュレーションの結果があっているように思われる。しかし入射位置が境界に近い所では、実験値がシミュレーション結果に比べて、入射位置に対する重心値が低い方にずれている。この原因の 1 つには、エネルギー重心のスペクトル図 2.21 のシンチレータ THX=1,2 (入射位置が境界付近) を見ると分かるように、スペクトルにフィットさせたガウス関数のフィティングの誤差のためだと思われる。

また、境界付近に入射した粒子はスペクトルを見ても分かるように、9 本のまわりへの電磁シャワーの漏れが大きいため、正しくエネルギー重心が求められていないと考えられる。この解決策としては、クリスタルを増やして、電磁シャワーのもれが小さい領域で、ビームの入射位置とエネルギー重心の関係を計算し、位置分解能を計算することである。

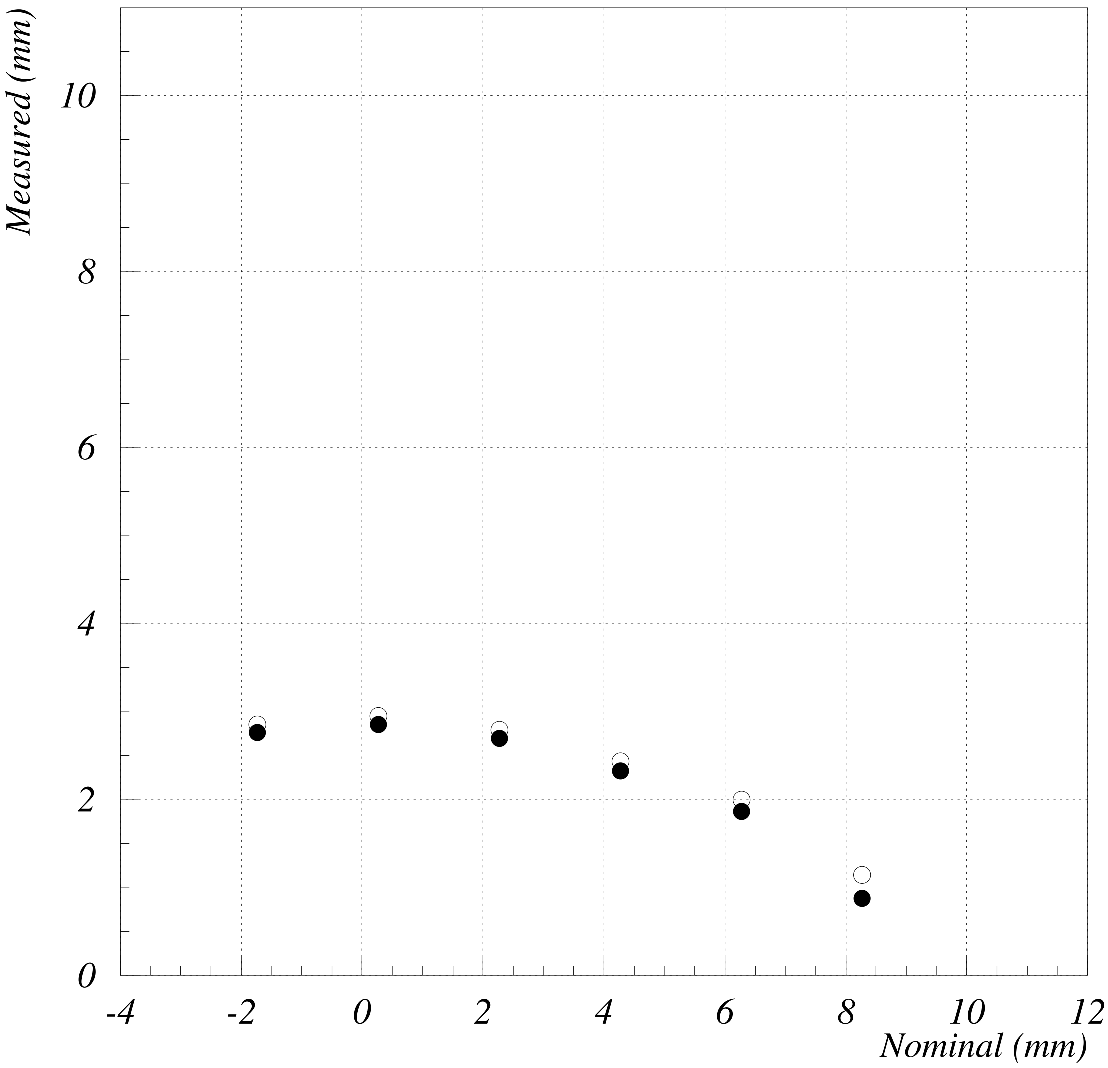

図 2.24: 入射エネルギーが 1GeV の時の入射位置と位置分解能の関係

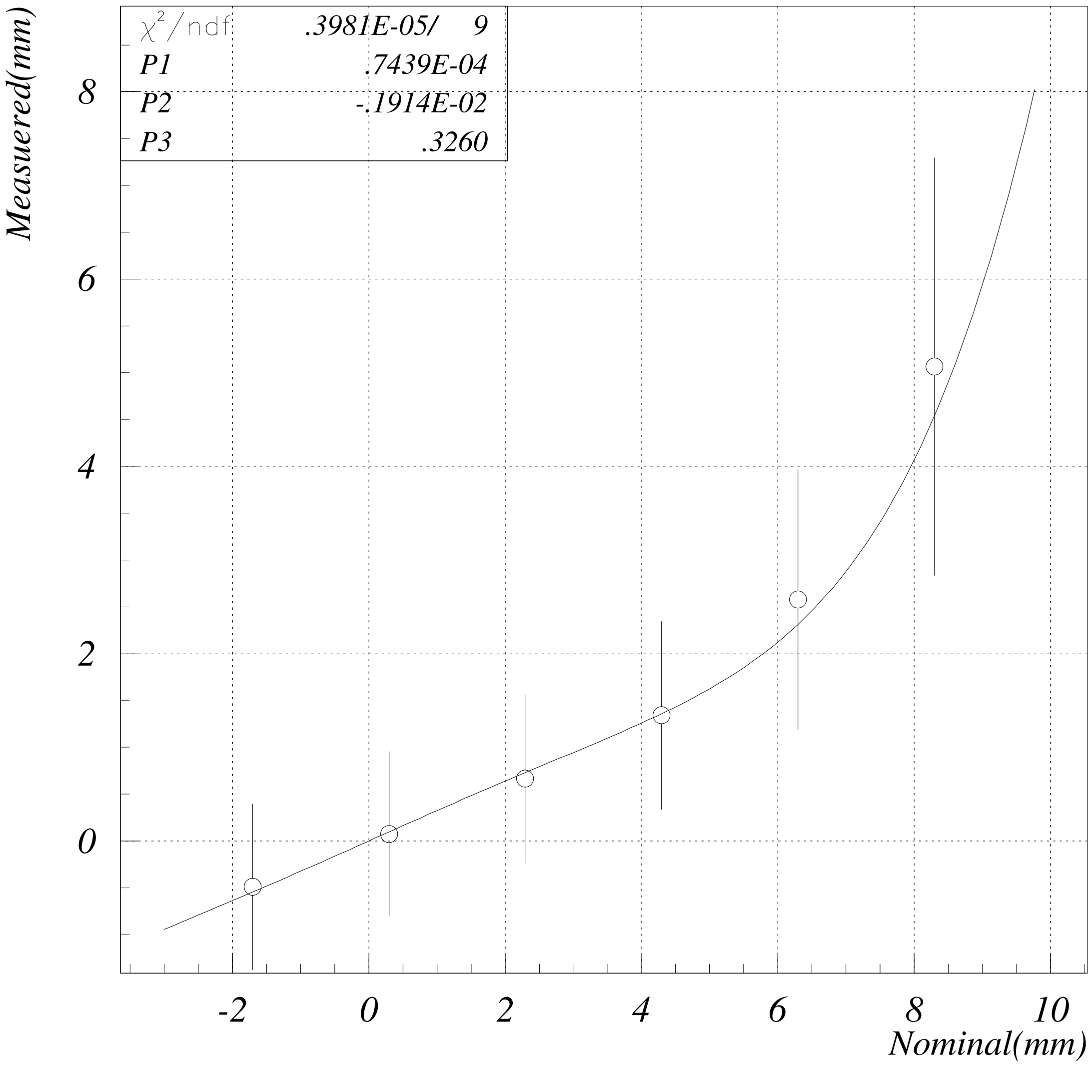

図 2.25: EGS4 シミュレーション結果と実験結果の比較。点の方が実験データで、線で表した方がシミュレーション結果

第3章　SPring-8における制動放射光測定

この実験は、世界最大の放射光蓄積リングから放射されるガス制動放射光を世界ではじめて測定した実験である。これまで蓄積のリングからの制動放射光の測定実験では、検出器として鉛ガラスが使用されてきた。我々の実験では、鉛ガラスよりもエネルギー分解能が良い PWO クリスタルを使って行なわれた。

図 3.1: SPring-8

3.1　実験目的

蓄積リング内は高真空が保たれているが、残留ガスが存在しており、リング内を加速する電子は、その残留ガスと相互作用を起こし制動放射光を放射する。それらの制動放射光は蓄積リングで行なわれるあらゆる実験に混入し、バックグランドの一部となる。また SPring-8 のような第 3 世代の放射光施設はビームのエミッタンス[1] が非常に小さく、放射光を使った PWO クリスタルの位置分解能の測定が可能である。更にビームラインの安全設計の方面から蓄積リング内の残留ガスの成分を知ることは、非常に重要である。これらのことから、8GeV 蓄積リングから放出され

[1] エミッタンスとは、ビームが位相空間で占める面積である。つまり x 面のエミッタンスϵ_xであれば、ビームの位置 x と角度θ_xの積で表される。

る残留ガス制動放射光を測定することで、実験に混入する制動放射光のイベントレートを計算し、リング中の残留ガスの実効原子番号、更に制動放射光を使った PWO 検出器の位置分解能について解析する。

制動放射光の測定実験には、主に鉛ガラスが使用されているが、我々の実験では、この制動放射光を PWO クリスタルを用いて測定する。PWO クリスタルは、第 2 章でも述べた通り他のカロリーメータにくらべ、イベントレートが高い高エネルギーの実験に的している。また PWO クリスタルは、鉛ガラスに比べ放射長が短く、エネルギー分解能が良い。放射長が PWO にくらべ 2 倍以上ある鉛ガラスでは、PWO クリスタルの 2 倍以上の長さがないと、同じエネルギーを吸収することが出来ない。従って、PWO クリスタルで制動放射光を測定すれば、鉛ガラスよりも正確な測定ができると考えられる。

この蓄積リングには、60 近くの放射光ビームラインが存在し、数十 keV の X 線を使った実験が行なわれており、今後は高エネルギーのγ線を使った実験も行なわれることになっている。これらの実験には、必ず残留ガス制動放射光が混入し、実験のバックグラウンドの一部になる。また蓄積リングに電子が入射された時の、リング内の残留ガスの成分は、SPring-8 では全く知られていない。この成分を求めるには、例えば四極質量分析器等を用いて、調べる必要がある。この作業においては、蓄積リングの各場所で電子が蓄積されている時に測定を行なう必要があり、準備時間が大変である。従って残留ガスの有効原子番号を制動放射光を測定することで解析することは、非常に意味がある。

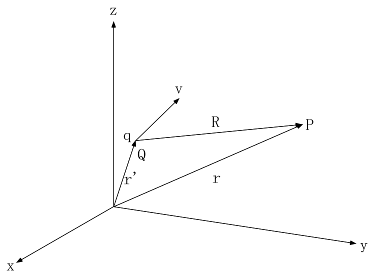

図 3.2: 座標系

3.2 制動放射光

時間変動する場においては、電界と磁界は時間微分項を通じて強く結び付き、互いに相手を源として出現する。この場合電磁界は、互いに影響し合いながら、電荷も電流も存在しない空間を波動として伝わることができる。このような自由空間を伝搬する電磁界の波を電磁波 [B.1] と呼ぶ。

運動している荷電粒子が加速や減速をうけた時、つまり力を受けた時に放射する電磁波を制動放射光と呼ぶ。

3.2.1 制動放射の原理

はじめに動く点電荷のポテンシャルについて考える。これからの議論は、図 3.2 のような座標系で行なう。点電荷の位置を $\mathbf{r}'(t')$、観測点を $(\mathbf{r}, t)$ とし、$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$とする。点電荷 q の速度は、$\mathbf{v}(t') = \mathrm{d}\mathbf{r}'(t')/\mathrm{d}t'$である。ここで t'は、

$$t' = t - \frac{R(t')}{\mathrm{c}} \tag{3.1}$$

で与えられ、遅延時刻である。これらの条件で電磁ポテンシャルを計算する。

このポテンシャルを厳密に計算することは非常に困難のため結果だけを示す [15]。

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R(t') - \mathbf{v}(t') \cdot \mathbf{R}(t')/\mathrm{c}} \tag{3.2}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\mathbf{v}(t')}{R(t') - \mathbf{v}(t') \cdot \mathbf{R}(t')/\mathrm{c}} \tag{3.3}$$

となる[2] 。

このポテンシャルから動く点電荷の電場と磁束密度は、$\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\phi - \partial\mathbf{A}/\partial t$、$\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$ を計算することによって求めることができる。しかし R を x、y、z で微分する時に、遅延時刻 $t' = t - R/\mathrm{c}$

[2] この動く点電荷のつくるポテンシャルをリエナール-ウィーヘルト (Liénard-Wiechert) のポテンシャルという。

を考慮しなければならないので計算は複雑になる。なぜなら、x'、y'、z'は運動する点電荷の座標であるから t'の関数になっており、

$$R = \sqrt{\{x - x'(t')\}^2 + \{y - y'(t')\}^2 + \{z - z'(t')\}^2} \tag{3.4}$$

という関係があるからである。ここからの電場と磁場の計算は、[B.2] に示し、ここでは、結果だけを示す。電場 $\mathbf{E}$、磁場 $\mathbf{B}$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\mathrm{grad}\phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\frac{R}{R^{*3}}\left[\left(\frac{\mathbf{R}}{R} - \frac{\mathbf{v}}{c}\right)\left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R}}{c^2}\right) - \frac{R^*\dot{\mathbf{v}}}{c^2}\right] \end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mathrm{rot}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{cR^{*3}}\left[-\frac{R^*}{c^2}(\mathbf{R} \times \dot{\mathbf{v}}) - \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{v}}{c}\left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R}}{c^2}\right)\right] \end{aligned} \tag{3.6}$$

ここで R^*は、

$$R^* = R - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}}{c} \tag{3.7}$$

であり、$\dot{\mathbf{v}}$は、$\dot{\mathbf{v}} = \mathrm{dv}/\mathrm{dt}$ である。これらの $\mathbf{E}$ と $\mathbf{B}$ の間には、

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{R}}{cR} \times \mathbf{E} \tag{3.8}$$

の関係のあることが分かる。式 (3.5) で与えられる $\mathbf{E}$ と $\mathbf{R}$ のスカラー積をとると、

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{R} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{R}{c^2R^{*3}}\left[R^*\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R} + \left(\mathrm{R} - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}}{\mathrm{c}}\right)(\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R})\right] \tag{3.9}$$

ここで $R - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}/c = R^*)$ であるから、この結果は 0 となる。従って $\mathbf{E} \perp \mathbf{R}$ となる。$\mathbf{E}$ と $\mathbf{B}$ は式 (3.6) の関係があるから、$\mathbf{E}$、$\mathbf{B}$、$\mathbf{R}$ は互いに垂直で右手系を作り、かつ $|\mathbf{E}| = c|\mathbf{B}|$ の関係がある。この電場と磁場は、$\mathbf{R}$ の方向に進行する電磁波の性質を示している。

3.2.2 ガス制動放射光生成のエネルギー領域と断面積

蓄積リングを加速する電子は真空管中の残留ガスと相互作用を起こし電磁波を放出する。この電磁波をガス制動放射と呼んでいる。

1MeV を充分越えるエネルギーを持つ高速の電子は物質中で電離によるエネルギー損失は小さく、原子核のまわりのクーロン場により減速されることによって光子を放射する制動放射過程を通して、エネルギーの放出をすることができる。電離によるエネルギー損失と制動放射による損失の割り合 R は

$$R = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{Brems}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{ion}}} \simeq \frac{ZE}{580MeV} \tag{3.10}$$

となる。両方の損失がちょうど等しくなるようなエネルギー (臨界エネルギー) は、R=1 となる所であるからおよそ

$$E_c \simeq \frac{580MeV}{Z} \tag{3.11}$$

となり、E_c以上の高エネルギー領域では制動放射によって電子はエネルギーを失って行く。

単一エネルギーを持った電子からの制動放射光のスペクトルは 0 から、入射電子のエネルギーまでの連続スペクトルとなり、物質中で電子が減速し停止した時に放射された制動放射光のエネルギーに相当する。

放射角は、およそ次の式で表される。

$$\bar{\theta}(rad) \simeq \frac{\mu}{E_0} \tag{3.12}$$

μは電子の静止質量 (0.511MeV)、E_0は入射電子のエネルギーである。この式から $E_0 = 8000MeV$ の時は、θは$\simeq 63.9\mu rad$ となる。

制動放射光の微分断面積は、半古典的な計算によれば、

$$\frac{d\sigma}{d\mathrm{k}} \simeq 5\frac{e^2}{\hbar \mathrm{c}} Z_1^4 Z_2^2 \left(\frac{mc}{Mv_1}\right)^2 \frac{r_e^2}{\mathrm{k}} \ln \frac{Mv_1\gamma^2}{\mathrm{k}} \tag{3.13}$$

となる [11]。k は入射粒子のエネルギー、M は入射粒子の質量、Z_1は入射粒子の原子番号、Z_2はターゲットの原子番号を示している[3] 。この式から断面積は、物質の原子番号の 2 乗に比例し、粒子の質量の 2 乗と、入射粒子のエネルギーに反比例することが分かる。ただし粒子の速度が相対論的な値に近ずくと、質量とは無関係になってくる。従って電子以外の制動放射光は、相対論的な速度をもたない限り、簡単には放出されない。

入射粒子が電子の時の断面積を示す。

$$\frac{d\sigma}{d\mathrm{k}} = 4\alpha r_e^2 Z_2^2 \frac{1}{\mathrm{k}} \left[\left(1 + w^2 - \frac{2}{3}\right) \ln \frac{183}{Z_2^{1/3}} + \frac{w}{9}\right] \tag{3.14}$$

αは微細構造定数、r_eは古典電子半径、w は電子の入射エネルギー分の光子を放射した後の、電子のエネルギーである。この式はターゲットの原子中の電子と相互作用をして放射される制動放射を考慮していない式である [12、13]。原子中の電子と入射電子との相互作用から放射される放射光の断面積を考慮にいれると式 (3.14) の Z_2^2の部分を Z(Z+1) とすれば良い。

またこの式は、ターゲット原子中の電子による遮蔽効果を考慮した式である。遮蔽効果は、入射電子がターゲット原子核の電場で相互作用を起こす時に、原子核のまわりの電子によってどの程度遮蔽されるかを考慮することである[4] 。

[3] $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$
[4] 遮蔽効果の具体的な式等については、解析の項目で述べる。

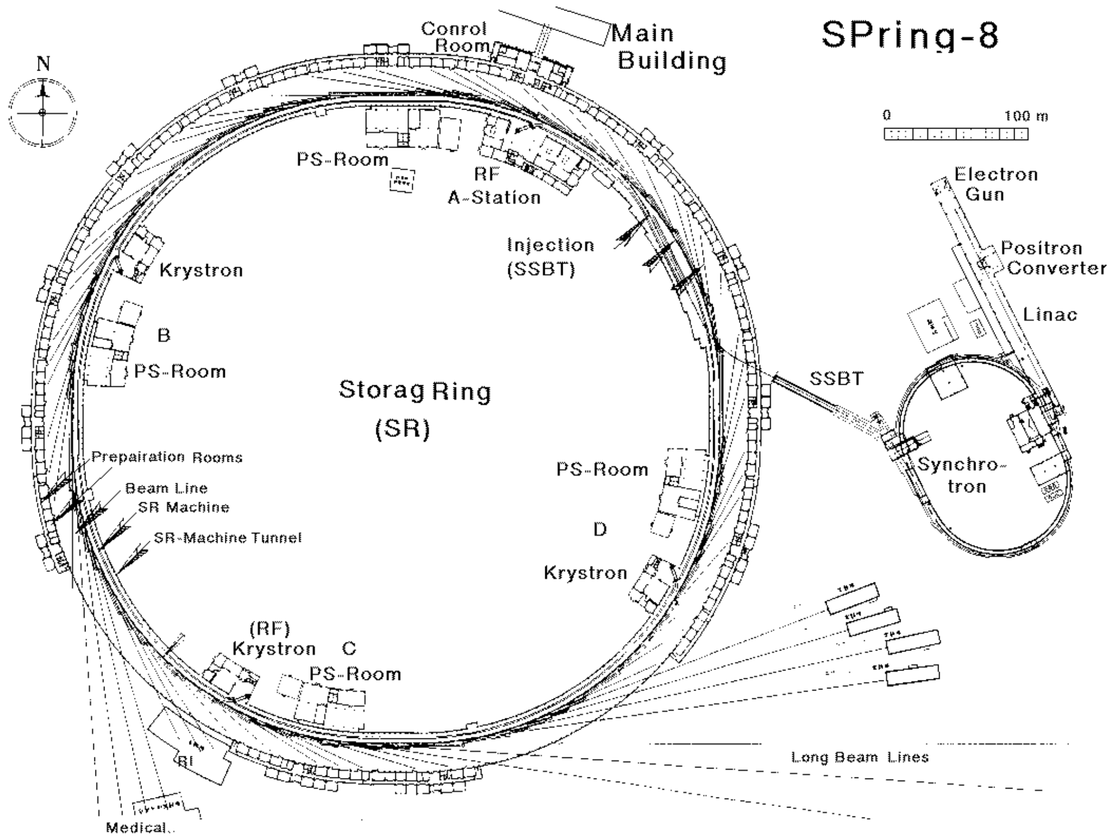

図 3.3: SPring-8 の全体図。図の右上の電子銃からとびだした電子は、はじめ線形加速器 1GeV まで加速され、シンクロトロン加速器に入射し 8GeV まで加速される。8GeV まで加速されると、蓄積リングに入射される。

3.3 SPring-8 の 8GeV 蓄積リングとビームライン

SPring-8 の全体図を図 3.3 にしめす。SPring-8 は大型放射光施設で第 3 世代高輝度 X 線光源である。大型放射光施設とは、電子ビームの加速エネルギーがおよそ 6GeV 以上の加速器を有する施設のことで、第 3 世代と呼ばれる放射光施設は、専用の加速器にアンジュレータ主体の挿入光源を多数設置できるように設計された施設のことである。大型のものは世界に、ESRF[5] 、APS[6] 、SPring-8 の 3 つがある。蓄積リングからの放射光は主に、数十 keV 程度の低いエネルギーの X 線で、材料科学、地球科学、生命科学、医療等の分野の実験に使われている。

SPring-8 は 1GeV の電子線形加速器と 8GeV シンクロトロン及び 8GeV 蓄積リングから構成されている。線形加速器の全長は 140m、シンクロトロンの周長が 396m、蓄積リングの周長が 1436m である。

電子銃で入射された電子は線形加速器で 1GeV まで加速され、シンクロトロンに入射される。シンクロトロンでは、8GeV まで電子は加速され蓄積リングに入射される。蓄積リングには、60 近くのビームラインがあり、各ビームラインで放射光を利用した実験が行なわれている。

[5] フランスにある 6GeV 蓄積リング

[6] アメリカのアルゴン ヌ研究所に建設された 7GeV 蓄積リング

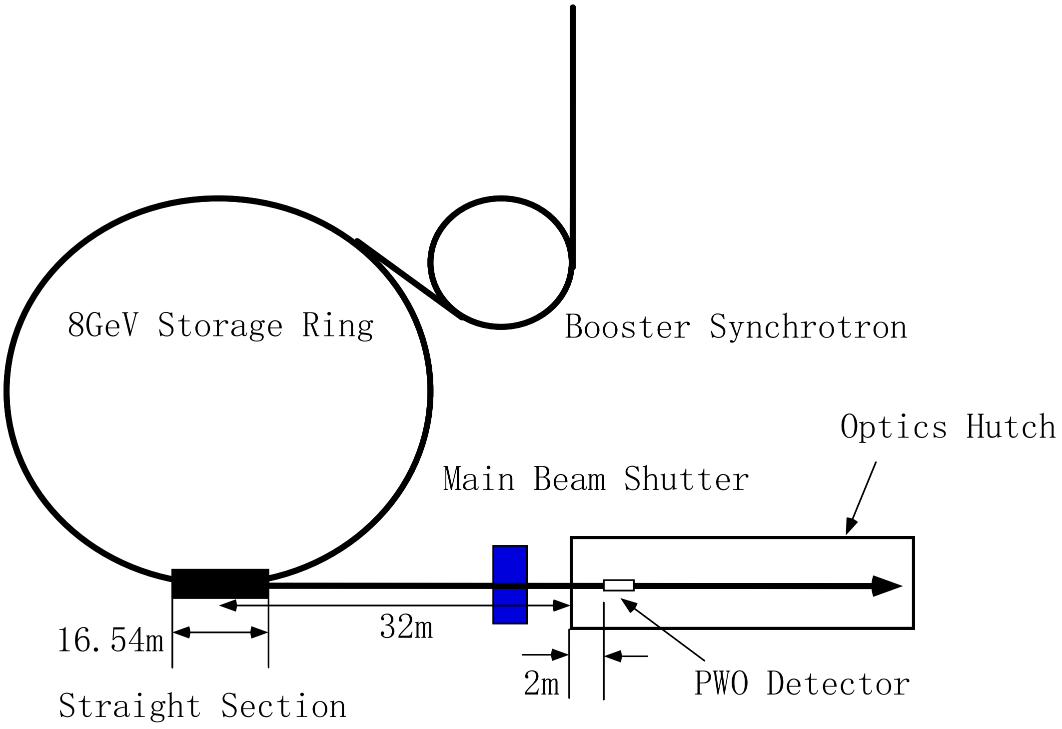

図 3.4: 実験のセットアップ。ストレートラインの中心には長さ 5m のアンジュレータ永久磁石が設置されており、BL11XU のラインにはビームに対して上下にセットされている。図に示す通りストレートラインの長さが 16.45m、ストレートラインの中心から光学ハッチまでが 32m、ハッチの壁から PWO 検出器までが 2m となっている。

蓄積リングの電流値、真空度にについては web 上で常時モニターされ、電流値については宿舎の TV でもモニターされるようになっている。蓄積リングへのビームの入射は 1 日に 1 回、朝の 9 時 30 分に行なわれる。今回の実験中の入射電子の電流値は 70mA、ライフタイムが 60 時間であった。

SPring-8 の蓄積リングは低エミッタンスであり、大電流の電子ビームを長時間安定して蓄積できる。また得られる放射光の波長可変領域が広く、試料位置での放射光スポットが小さく安定している。蓄積リングの電子ビームのエミッタンスは、ϵ_xが 7×10^{-9} mrad、ϵ_yが 10^{-11}mrad となり、SPring-8 の放射光が垂直面内で極めて平行性が良く、空間的コヒーレンスの高いことが期待できる。蓄積電流は、最大 100mA で寿命が 40 時間以上あり、運転時間と共にさらに長くなっている。

実験はビームライン BL11XU で行なわれた。ビームラインのセットアップ図を図 3.4 に示す。ストレートラインの長さは 16.54m、ストレートラインの中心には 4m の挿入装置 (アンジュレータ) がセットされ位相のそろった X 線をスレートラインのライン上前方に放射している。アンジュレータは、永久磁石で出来ており、N 極と S 極を交互に並べておき、電子の軌道を振動させ、放射光を放出させる装置である。磁石の間隔をうまく合わせると、放射光の位相がそろい、強度の

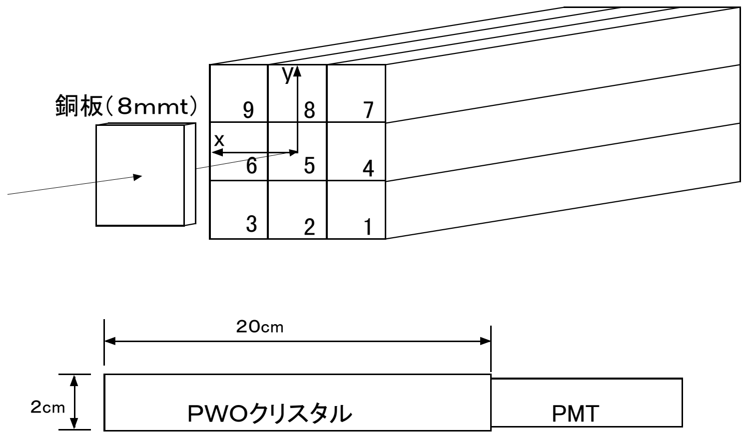

図 3.5: PWO 検出器のセットアップ図。KEK-Tanashi で行なった実験の時と同じく、9 本のクリスタルを 3×3 に重ね、後方に光電子増倍管が取り付けてある。使用した光電子増倍管の特性は、[A.1] に示した。

大きいコヒーレント光を得ることが出来る。

今回の実験では、挿入装置を OFF にして実験を行なった。PWO 検出器のセットしたエリアまでは約 32m でエリアの壁から検出器までが 2m である。

加速されている電子と、ストレートライン中の残留ガスが相互作用を起こして放出される制動放射光は、ほとんど加速される電子群の広がりを持って電子の進行方向に放射される。

3.4 測定方法

3.4.1 PWO 検出器のセッテング

PWO クリスタルのセットアップを図 3.5 に示す。図中の PWO 検出器は高エネルギー加速器研究機構田無分室電子シンクロトロンで行なった実験の時のセットアップと同く、9 本のクリスタルを 3×3 に重ね、各クリスタルの後方に光電子増倍管が取り付けてあり、クリスタル自体は、アルミで覆われている。取り付けた光電子増倍管は、最大定格が 1800V、直径が 1.9cm である。PWO と、光電子増倍管の光電面間の屈折率の急激な変化があるために、PWO で発生した光子が反射を起こし、光電子増倍管の光電面での変換効率が悪くなる。我々は PWO と光電面間の反射をできるだけ抑えるため、シリコングリースを使用した。使用したシリコングリースは OKEN の 6262A で、屈折率が 1.453 である。9 本の PWO クリスタルと光電子増倍管は、アルミのケースに入っており、光もれがないことを前持ってチェックした。

PWO 検出器の後方にはコネクターが取り付けられており、ハイボル用が 9 個、シグナル用が 9

個、温度計用が 1 つである。検出器はビームの垂直方向に対して移動可能な架台に乗っている。架台は、リモートで操作しパルスモータを使って、数十μm から最大上下 20cm 程度まで動く。今回の実験では上下左右 4cm 程度まで検出器を動かそうと考えているので、架台の移動距離は十分である。

検出器にとり付けたハイボルとシグナル用のケーブルは検出器に力がかからないように、ケーブルが張らない程度にたわみを作って固定した。ケーブルの長さはハイボル、シグナル用共に 15m である。ケーブルは、検出器をセットしたエリアの天井の窓から部屋の外に通し、ハイボルケーブルをハイボル電源、シグナルケーブルを BNC-LEMO 変換パネルにつなげた。

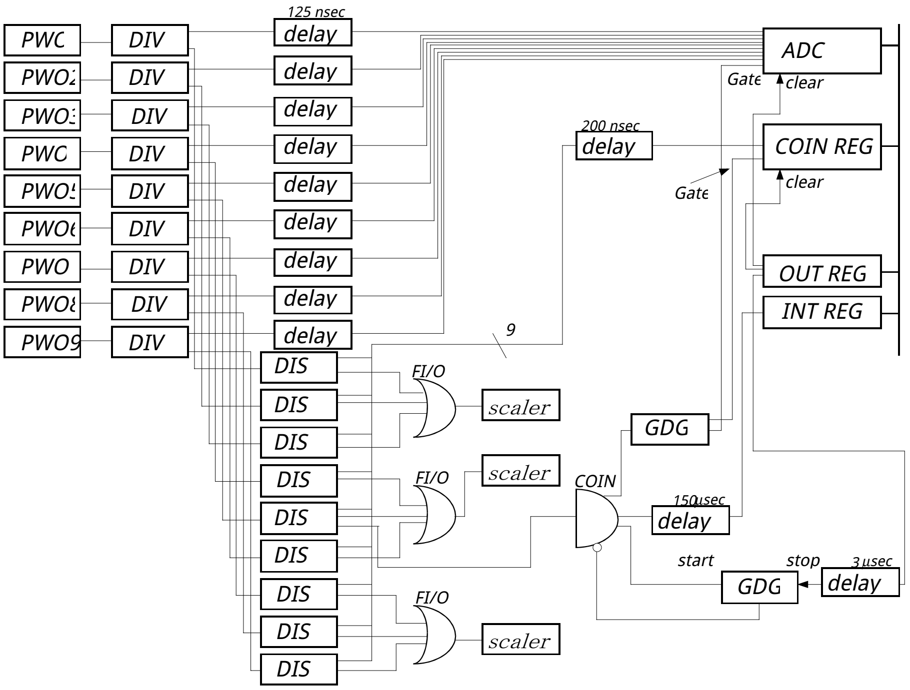

図 3.6: 実験時のロジック図。トリガーは、PWO クリスタル自身からのシグナルで作った。スケーラデータとしては、図に載せたもの以外に、Coincidece 、ゲートシグナルを作る GDG、Output Regster の 3 つも記録した。

3.4.2 回路

Logic は図 3.6 に示す。始めに各クリスタルのシグナルは、変換パネルから Divider に接続され、2 つに分けられている。分けられた 2 つのシグナルの内 1 つは 125nsec cable delay を通して ADC の入力に接続され、もう 1 方は Discriminator、Coincidence、GDG を経て ADC のゲートに接続されている。Discriminator の閾値は 300mV にして行なった。閾値を 300mV にすると、およそ 1500MeV 以下のエネルギーがカットされる。低エネルギーの領域の制動放射光は、それほど重要では無く、数 GeV 程度の比較的高エネルギー領域のイベントレートを問題としているため閾値は高めにセットした。

トリガーは、クリスタル自身のシグナルで掛け、各クリスタルのキャリブレーションランの時は、各クリスタルのシグナルからトリガーを作り、定常ランの時は中心のクリスタルのシグナルでかけた。Coincidence からのシグナルは、Gate と latch 用の GDG、Interrupt register にそれぞれ送られ、latch は Coincidence の veto に入力されている。

Interrupt register へは、ADC の変換時間だけ遅れて入力するようになっており、その間に ADC では、ゲートが開いている間のアナログシグナルのデジタル変換が実行される。Interrupt に LAM(look at me) が立ったらコンピュータの方に ADC のシグナルを読み込む。読み込みが終ったら、output register からシグナルを出し、ADC のデータを clear させ、latch を解除し次のシグナルを待つ。今回使用した ADC は REPIC(RPC-022) で変換時間が、130μsec、clear 時間が 200nsec である。従って、Interrupt への delay は 150μsec、output から latch 解除のシグナルは 3μsec にセットした。

図中の各クリスタルからのシグナルの OR は当初の予定では、9 本のクリスタルの OR でトリガーを作ると考えていたため、図のようになっている。

Discriminator の入力シグナルの保護電圧は 1.4V となっていたため Discriminator への入力シグナルを Attnuator を通して約半分にし入力した。

ADC のゲート幅は生シグナルから 250nsec とし、入力シグナルとタイミングをあわせた。

3.4.3 Data taking system(DAQ)

CAMAC で変換されたデータは、図 3.7 に示すような、システムで保存される。

まず始めに CAMAC で変換されたデータは、Collector と呼ばれるプロセスから CAMAC 関数を使ってコンピュータに取り込み NOVA(Buffer Manager) に送られ、そこから Analyzer、Recorder にわたる。

Analyzer では取ったデータからヒストグラムデータを作りグラフソフトである PAW に渡される。これによってオンラインで各クリスタルのスペクトルや 9 本の和のスペクトルを見ることが出来た。またオンラインでデータを表示することによって、各モジュールや検出器の故障などの問題が起こったときに容易に発見出来るとおもわれる。また各クリスタルのペデスタルデータやキャリブレーション定数を読み込み、オンラインで各クリスタルの吸収エネルギー量を計算することが出来た。更に各クリスタルの吸収エネルギー量から 9 本のクリスタルで吸収したエネルギーのスペクトルや、9 本のエネルギー重心を計算し入射位置を表示するといったようなこともできた。

Recorder は NOVA からのデータをハードディスクやダットテープにセーブするプロセスである。Recorder ではコマンドで与えられたラン番号のファイルを作成し、コメントなどを書き込むことで解析時に参照することができる。今回の実験では Recorder からダットテープへの直接的なデータセーブはせず、ビームがアボートした時や、ペデスタルランの時にダットテープにデータセーブを実行した。

Collector、Analyzer、Recorder の各プロセスはコマンドラインから制御することができる。Analyzer や Recorder の制御は今回それほど重要ではないが、Collector の制御が非常に重要であり、データの取得開始、中断、終了はすべて Collector のコマンドラインからコマンドを入力して実行する。

このテイキングシステムで取得したデータフォーマットは図 3.8 に示してある。どのデータも 6

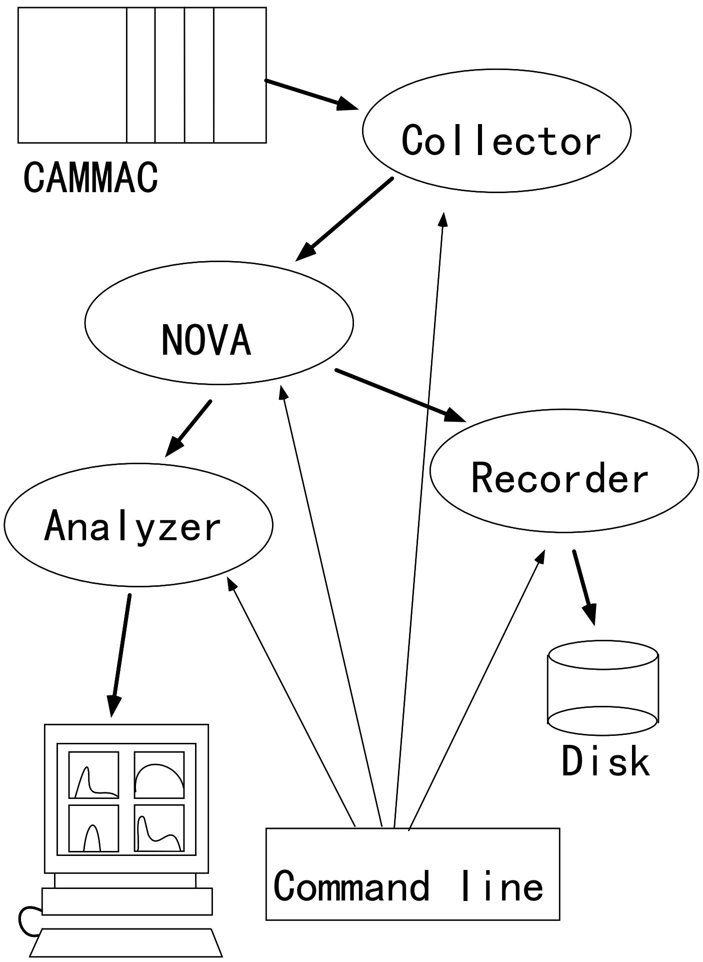

図 3.7: データの流れ

ワードのヘッダが付きその後に取得したデータが入るようになっている。ヘッダの各ワードは順番にデータの長さ (ワード数)、レコードタイプ (データの状態)、ランナンバー (入力したランの番号)、イベント数 (取得したイベントの数) を意味しており、Mode と Reserved についてはあまり意味はない。今回データとして取り込んだものは、ADC 16ch、interruput registor 1ch、coincidence registor である。

3.4.4 ビームによる PMT のゲイン調整

各クリスタルに取り付けた光電子増倍管 (PMT) のゲインの調整は、実際に制動放射光のスペクトルを paw[7] で見ながら、各クリスタルのエンドポイントが揃うように各光電子増倍管の電圧 (ハ

[7] CERN ライブラリーの解析ソフト

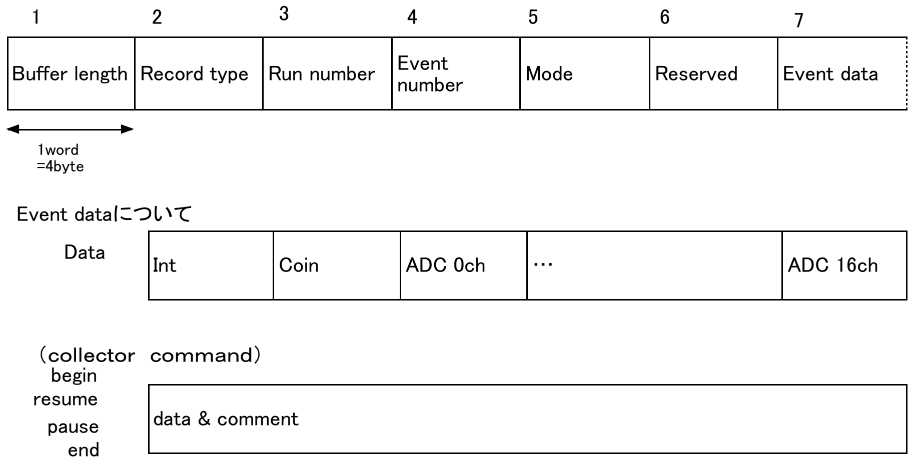

図 3.8: Event Data Record

イボルテージサプライ) を調節した。

PMT は、浜松ホトニクス製 R4125 で最大定格が 1800V 光電面の直径が 1.9mm のものを使用した [A.1]。ゲイン調整は PMT のオペレーティング電圧内で、ADC のフルスケールの範囲に 8GeV 蓄積リングから放射される制動放射光のエンドポイントが入るように調整する必要がある。REPIC ADC のフルスケールは-1000pC でダイナミックレンジが 12bit である。およそ 3000ch にスペクトルのエンドポイントが来るように各 PMT の電圧を調整した。

3.4.5 蓄積リング内の真空度と電流値

蓄積リング内の真空度と電流値は、web 上で常時確認することができた。実験中の真空度を図 3.9 上に示す。図の真空度は、実験を行なった蓄積リングストレートライン中心に挿入されたアンジュレータ (長さ 5m) の前後 50cm 内側に取り付けた真空計の値の平均値を、示した結果である。この結果からビームがリングに入射されている時の平均真空度は、およそ 10^{-8}Pa のオーダであることが理解される。グラフの途中に見られる急激な真空度の上昇は、ビームがない状態 (beam abort) になった時を示している。またラン中のリングの真空度は、ランの始めと終りにストレートラインの上流と下流での真空度を記録し、解析の時は各ランごとに記録した真空値の平均を使った。

リング中の電子の電流値についても、同じく web 上で確認することができた。図 3.9 下に電流値の時間的な変化を示す。蓄積リングへの電子の入射は基本的に 1 日に 1 度行なわれ、実験中の

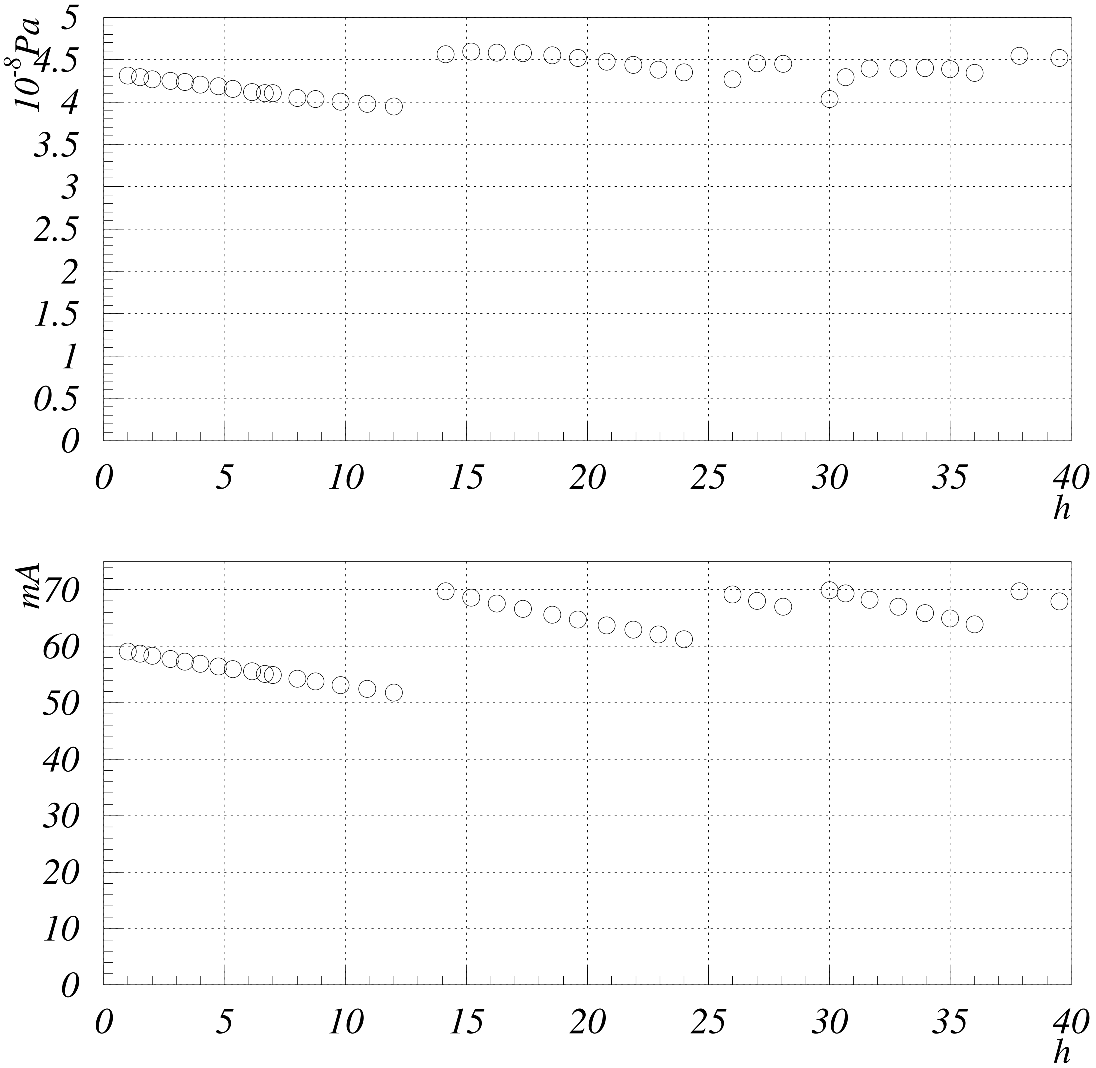

図 3.9: 真空度と電流値。電流値と真空度を比較して見ると、蓄積リングに電子ビームが入射して 1 時間程の間は、真空度は少しづつ悪くなり、その後電流値の減少と共に、良くなっていることが理解出来る。

電子入射時の電流値はほぼ 70mA で、1 日で約 50mA まで下がる。制動放射光の強度は電流値に比例するため、ガス制動放射光の強度が変動し、各ランごとのデータテイキングシステムのデットタイム補正も変わってくる。

3.5 解析と結果

3.5.1 制動放射の ADC スペクトル

典型的な ADC 各チャンネルのスペクトルを図 3.10 に示す。9 つのヒストグラムは放射された制動放射光の下流側から上流方向を見た時の各クリスタルの位置に対応し、入射位置はちょうど中心のクリスタルに入射している時のスペクトルを示している。

中心のクリスタルのスペクトルを見てみると、低エネルギーからエンドポイントまでは 1/E の傾向を示し、エンドポイントから高エネルギーの領域ではガウス関数的に落ちている。低エネルギーの領域でスペクトルが切れているのは、Discriminator の閾値のために切れている。

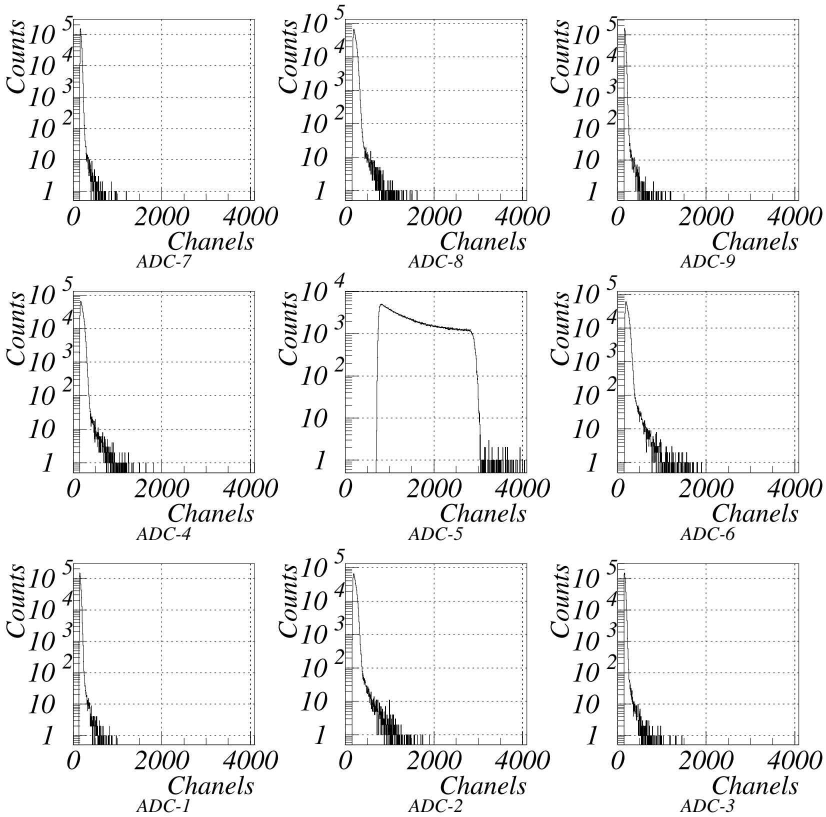

図 3.10: ADC スペクトル。各スペクトルの位置はビームの下流方向から上流方向をみた時の各クリスタルの位置に相当する。

3.5.2 キャリブレーション

各クリスタルのキャリブレーションは測定された制動放射光のエンドポイントで行なった。キャリブレーションは APS(アルゴン ヌ研究所にある 7GeV 蓄積リング) で測定された制動放射光実験の解析時に仮定されたフィティング関数 [8] を使って解析した。

図 3.10 のような ADC のガス制動放射光スペクトルは、1/E とガウス関数の組合わさった分布をしていると考えられる。このガウス分布はカロリーメータの統計的な広がりを意味しており、統計的な広がりがないとしたら、制動放射光のスペクトルはエンドポイントできれいに切れると思われる。

ADC の分布の関数の形は、

$$\frac{dF(N, C, \sigma_0)}{d(ADC)} = N \int_{E_{\gamma min}}^{E_{\gamma max}} \frac{1}{E_\gamma^{3/2}} \exp\left\{\frac{-(E_\gamma - E_{adc}/C)^2}{2\sigma_0^2 E_\gamma}\right\} dE_\gamma \tag{3.15}$$

と仮定する。[8]

E_γは放出される制動放射光のエネルギーを示し、E_{ADC}は ADC のチャンネル値、N は規格化定数、C(channel/GeV) はエネルギーと ADC の変換定数、σ_0はカロリーメータの分解能、$E_{\gamma min}$はフィッティングの最低エネルギー値、$E_{\gamma max}$は制動放射光の最大エネルギーである。この関数を ADC のスペクトルにフィットさせることで、N、C、σ_0を決めてやる。

積分範囲の下限値 $E_{\gamma min}$はどの値にしても関数のパラメータは変化しないことから、高エネルギーの領域でキャリブレーションを行なうため、$E_{\gamma min}$は 3GeV とした。$E_{\gamma max}$は、1 本のクリスタルにディポジットするエネルギーの最大値である。この $E_{\gamma max}$を EGS4 モンテ カルロ シミュレーション によって計算した。それによるとクリスタルの周りや後方へのもれのために、1 本のクリスタルにディポジットする最大エネルギーは、5.3GeV となった。そこで式 (3.15) の上限値には、8GeV ではなく 5.3GeV をいれてフィッティングをした。

各クリスタルに式 (3.15) をフィットさせて得られたキャリブレーション定数を表 3.1 に示した。これらの値を各クリスタルの ADC データに掛け、ヒストグラムの横軸をエネルギーに変換して表すと、図 3.11 のようになる。縦軸はイベント数 () を表し、横軸はエネルギー (MeV) であらわされている。

3.5.3 制動放射光のエネルギースペクトル

次に 9 本のクリスタル全体のスペクトルを考えてみる。全体のスペクトルは各クリスタルにディポジットしたエネルギーの和で表されるため、入射する 1 つ 1 つのイベントのエネルギーは

$$E = \sum_{k=1}^{9} \frac{1}{C_k}(ADC)_k \tag{3.16}$$

となる。ADC_kは各 ADC からのデータである。このデータをヒストグラムで表示すると、図3.12になる。これが 8GeV 蓄積リングから放射される制動放射光を PWO クリスタル 9 本で測定した結果で

[8] 各々のエネルギーの分布は 1/E の傾向を示し、またエネルギーごとに規格化される時にでる $1/E^{1/2}$の係数が掛かる。そのために、式 3.15 には、$1/E^{3/2}$の係数が入っている。

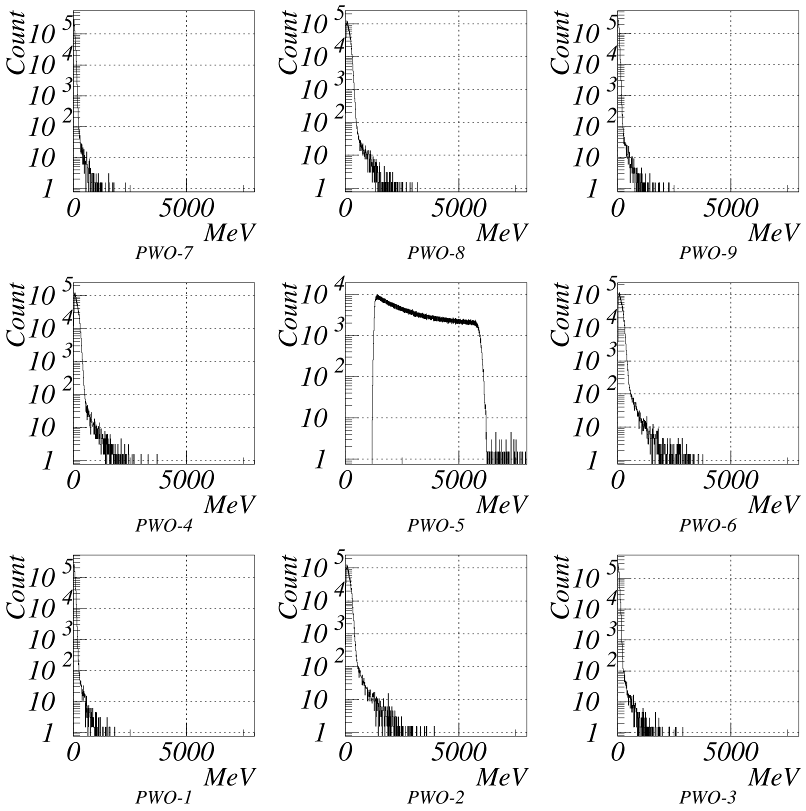

図 3.11: PWO スペクトル

ある。このグラフは横軸はエネルギーで表され、縦軸は 1 時間辺りのイベント数で、N(/h/40MeV・bin) で表されれいる。すでに述べたように低エネルギー側のエンドは、Discriminator の閾値のために切れており、高エネルギー側はカロリーメータの分解能のためガウス関数の形になっている。エンドポイントより高エネルギー領域でのイベントは、パイルアップしたイベントが現れていると思われる。また図 3.12 スペクトルは多重生成された制動放射光のスペクトルも入っており、それらのイベントを区別することは出来ていない。

1 イベントで広がる電磁シャワーはビーム方向は 100%3×3 のクリスタル内に広がることが出来るが、横方向は入射エネルギーが高いほど漏れるために 8GeV の所にエンドポイントは来ていないと思われる。

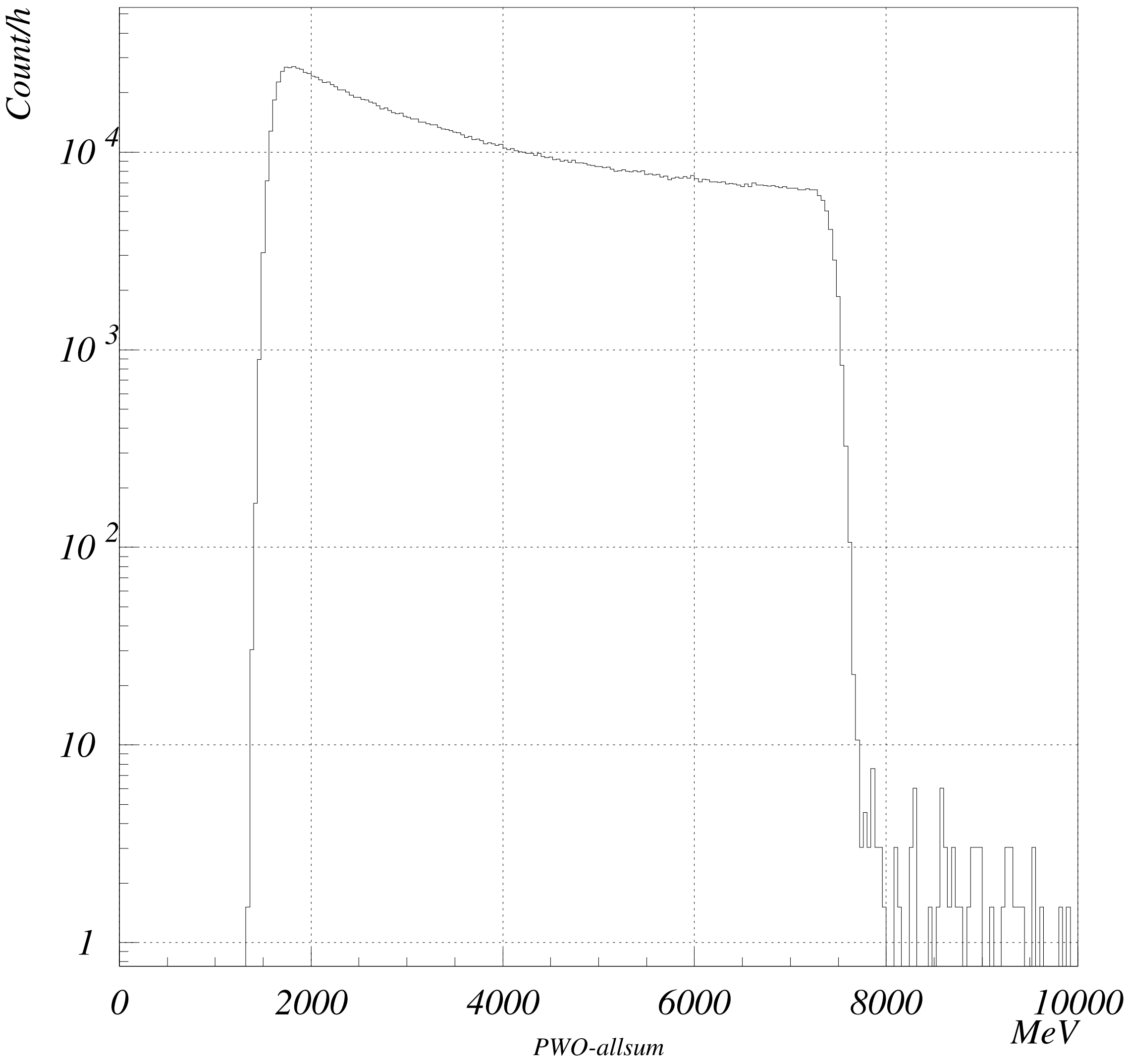

図 3.12: PWO クリスタル 9 本で吸収したエネルギーのスペクトル。

クリスタル番号	変換定数 ch/GeV	分解能
PWO1	458.9± 0.3	0.038±0.0013
PWO2	446.5± 0.2	0.040±0.0007
PWO3	451.9± 0.1	0.034±0.0006
PWO4	454.6± 0.3	0.037±0.0014
PWO5	456.9± 0.3	0.035±0.0017
PWO6	460.1± 0.3	0.035±0.0007
PWO7	455.3± 0.2	0.033±0.0007
PWO8	456.9± 0.3	0.035±0.0012
PWO9	460.7± 0.3	0.036±0.0007

表 3.1: 式 (3.15) を各キャリブレーションデータにフィットすることで得られた変換定数と分解能

3.5.4 系統的な補正

Dead time 補正

Dead time の補正とは、各ランのイベント数の補正をすることである。DAQ はクリスタルからのデータをすべて取り込んではおらず、ADC の変換時間やクリアー時間の間に入ってきたデータは、取り込めない。従って実際取ったデータ量は、実際のイベント数よりも少ない値になる。

Dead time は、Discriminator のスケーラデータ (S1) と、ADC のゲート数のスケーラデータ (S2) から補正される。実際には、各クリスタルからのデータに S1/S2 の重みを掛けてやることで補正をしてやる。図 3.13 に Dead time 補正前後の図をしめす。

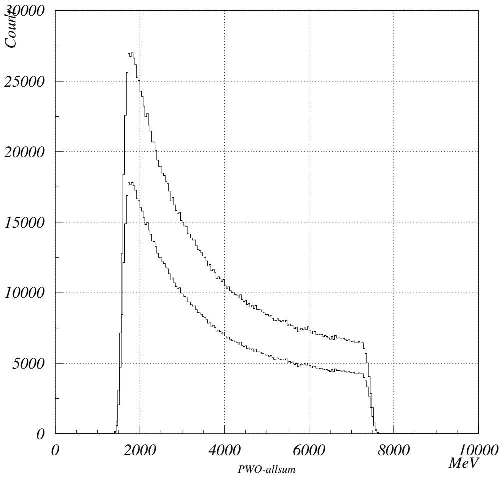

図 3.13: Dead time 補正を考慮したスペクトルと考慮する前のスペクトル

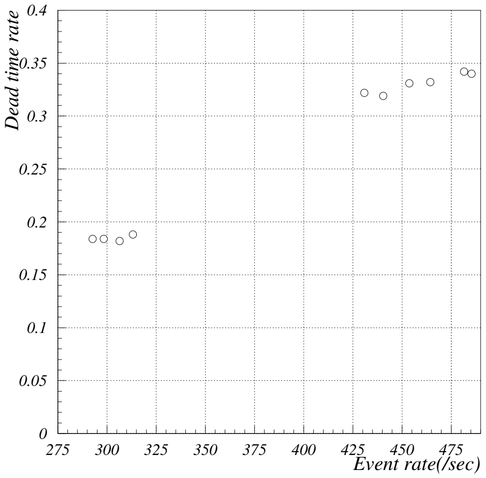

図 3.14: イベントレートと Dead time レートの関係。イベントレートが高くなると、Dead time レートも上がっていくことが示されている。

この補正はランごとにことなり、各ランで補正の値を変えてやる必要がある。図 3.14 に各ランごとの Discriminator のスケーラ値と Dead time レートの関係を表した。この図から Dead-time レートは、イベントレートに比例して大きくなっていることが分かる。

Shower leakage 補正

Shower leakage はクリスタルからの電磁シャワーの漏れを意味している。PWO 検出器の 1 本は、$2cm \times 2cm \times 20cm(20X_0)$ でビーム方向に対しては、前にも述べたとうり、電磁シャワーをほぼ 100%吸収される。しかしビームに垂直な方向に対しては、モリエール半径 (ρ_m) で表すと PWO 検出器は$\approx 1.4\rho_m$ほどしかない、およそ $2\rho_m$ で 95%の電磁シャワー吸収できるから、この PWO 検出器は、数%のシャワーの漏れがあると考えられる。

この電磁シャワーの漏れを EGS4 を使ってどれだけまわりに漏れがあるかを、シミューレーションした。EGS4 のシュミレーションによる検出器の周りの漏れの和を表したのが図 3.15 である。統計数は 5000、入射光子のエネルギーが 8GeV でシュミレートした。ガウス関数でフィティングを行ない、その平均値から漏れの割合 (R_{leak}) を計算してみると、$R_{leak} = 7.17\%$と計算された。

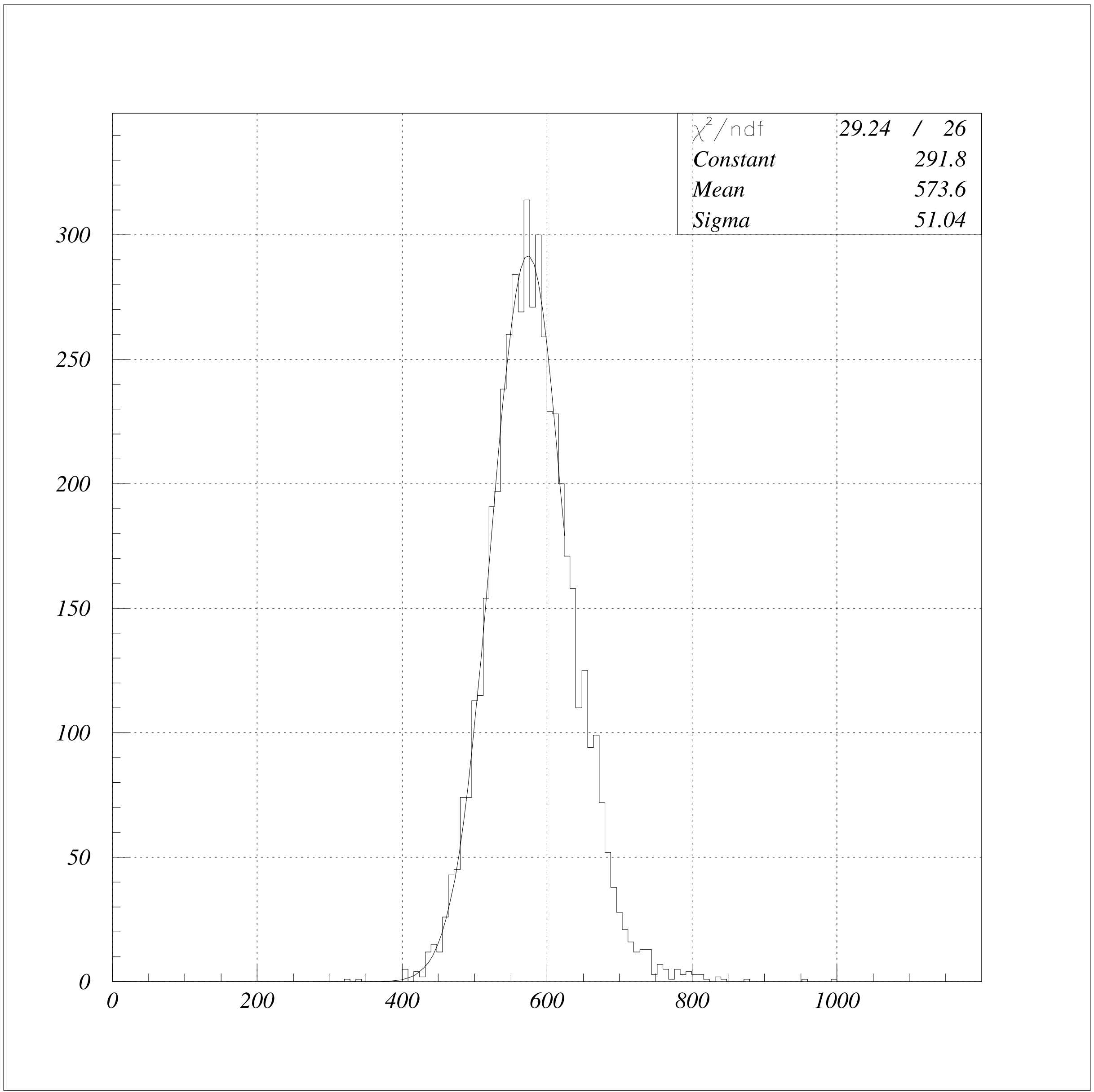

図 3.15: EGS4 シミュレーションで計算した PWO 検出器から漏れたエネルギーのスペクトル。入射γ線のエネルギーは 8GeV で真中のクリスタルの中心にビームは面に垂直に入射させている。

3.5.5 蓄積リング中の実効原子番号 Z_{eff}

蓄積リング中の残留ガスの実効原子番号について考えてみる。

始めにリング中の残留ガスと、ビーム電子が相互作用を起こして放射される制動放射光の個数について考えてみると、k と k+dk の間のエネルギーを持った高エネルギーガス制動放射光のイベント数 Idk は、次のような式で表される。

$$Idk = N_t \cdot N_e \cdot \phi_k dk \cdot L \cdot t \tag{3.17}$$

$N_t(/cm^3)$ はリングのストレートライン中の残留ガスの個数を示しており、$N_e(/sec)$ は入射電子の個数、$\phi_k dk$ はガス制動放射光の微分断面積、L(cm) はリングのストレートラインの長さ、t(sec) は制動放射光を測定した時間を示している。

N_tはリング中の残留ガスは理想気体として考え、リングの真空度を p(Pa)、温度を T(K) とすると

$$N_t(/cm^3) = 6.02 \times 10^{23} \times \frac{p}{2.24 \times 10^4 \times 1.013 \times 10^5} \times \frac{273}{T} \tag{3.18}$$

と表される。N_eはリングの電流値 $I_e(A)$ から、

$$N_e(/sec) = \frac{I_e}{1.6 \times 10^{-19}} \tag{3.19}$$

となる。

制動放射光の断面積については、はじめに原子核の外側をまわっている電子の電荷分布による原子核のクーロン場の遮蔽効果を考える必要がある。この遮蔽効果はスクリーニング変数と呼ばれる値と関係しており、

$$\Gamma = 100 \frac{\mu k}{E_0(E_0 - k)Z^{1/3}} \tag{3.20}$$

で表される。μは電子の静止質量 (0.511MeV)、k は制動放射光のエネルギー、E_0は入射電子のエネルギー、Z はガスの原子番号を示している。このスクリーニング変数は、衝突係数の所で原子核の場がどの程度遮蔽されるかを考えた時に条件として出てくる式で、$\Gamma \gg 1$ の時に遮蔽効果を無視することができ、$\Gamma \ll 1$ の時に遮蔽効果を考える必要があることを表している。この式に E_0=8000MeV、Z=1. を代入した時[9] の関数の形を図 3.16 に示す。この図をみてみると $k > 7950MeV$ の時にだけ $\gamma > 1$ となることから、我々は遮蔽効果を考慮した断面積を使用した。

k から k+dk の間のエネルギーを持ち、遮蔽効果を考慮した制動放射光の微分断面積$\phi_k dk$ は、3.2 節の式 (3.14) で表される。ここで $E_0 = E_f +$ k[10] の関係から、放射される制動放射光のエネルギー k の式に式 (3.14) を変形すると、

$$\phi_k dk = \frac{4r_e^2}{137} Z(Z+1)\frac{dk}{k}\left[\left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}\alpha + \alpha^2\right) ln(Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-\alpha)\right] \tag{3.21}$$

[9] 式を見てみると分かる様に、Z が 1 より大きければ、Γは Z=1 の時より小さくなると分かる。従って Z=1 を基準にしてΓの変化をみた。

[10] E_0は放射光を放射する前の電子のエネルギーを表し、E_fは放射光を放射したあとの電子のエネルギーを表している。

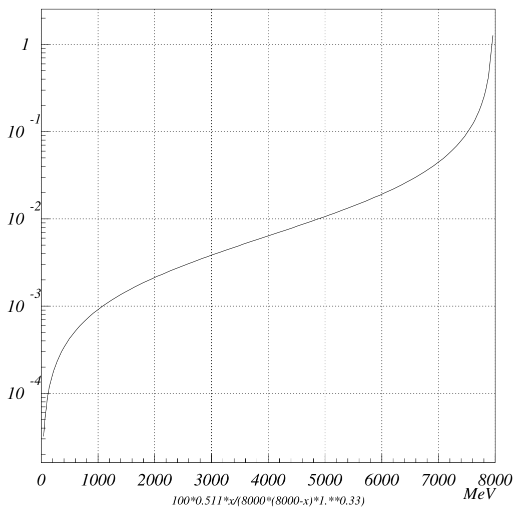

図 3.16: 式 (3.20) に Z=1、$E_0 = 8000MeV$ を代入した時の関数を表したグラフ

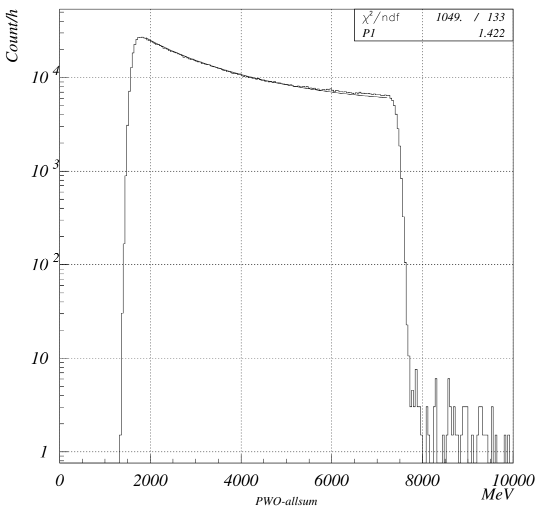

図 3.17: 式 (func:yuukouZ) に測定時の真空度、電流値、温度等のパラメータを入れ、Z を自由度として残して置き、測定した制動放射光のスペクトルにフィットさせた結果。図中の P1 がフィティングの結果得られた値である。

となる。αは k/E_0、r_eは古典電子半径、Z は残留ガスの原子番号を示している。

以上の N_t、N_e、$\phi_k dk$を式 (3.17) にいれ、放射γとイベント数の関数にする。真空度 p は、各ランの始めと終りに記録した上流、下流の値の平均、L は $1.9 \times 10^3 cm$ を代入した。この関数は実験時のイベント数と放射される制動放射光の関数になっており Z をパラメータとして残してある。この関数を測定されたスペクトルにフィティングすることで、パラメータ Z を計算する。結果を図 3.17 に示す。

この図の右上の P1 が計算された Z を示し、このランのデータからは $Z_{eff} = 1.42$ と計算された。この値からリング中の残留ガスの成分は水素が多数を占めていると推測される。次に電流値の違うランごとの Z_{eff}を図 3.28 に示す。電流値が上がると、リングの真空管の内側に吸着していたガス分子が放射光によって飛び出し Z_{eff}があがったと考えられる。

3.5.6 ビームの入射位置と位置分解能

ビームの入射位置について述べる。電荷を持たない高エネルギーのγ線の入射位置を測定するのは、大変困難である。荷電粒子ビームの場合は、物質中の電離作用を利用した、ドリフトチェンバーや、プラスチックシンチレーション検出器、半導体検出器等さまざまな検出器があるが、それらの検出器ではγ線の位置を検出することはできない。

今回の実験では、制動放射光が入射した時の各 PWO クリスタルのデータからエネルギー重心を計算し、エネルギーの重心が、丁度 0 になった時のデータがクリスタルの中心に入射しているとする。そこを基準にして、PWO 検出器を固定した台をずらすことでビームの入射位置を変え、

位置分解能のデータをとった。

実験中はオンラインで、各クリスタルのデータから重心を計算し、97年11月に行なったPWOクリスタルのビームテスト実験の実験データから計算した、ビームの入射位置とエネルギー重心の関係式を使って、2次元ヒストグラムで表示させながらビームの入射位置と広がりを見ることが出来た。

エネルギー重心

式(2.1)と同じく、図3.5に示した各クリスタルの番号を使ってx方向、y方向のエネルギー重心$(\bar{E_x}, \bar{E_y})$を計算させると、

$$\bar{E_x} = \sum_{i=1}^{9} \frac{E_i X_i}{E_i} \tag{3.22}$$

$$\bar{E_y} = \sum_{i=1}^{9} \frac{E_i Y_i}{E_i} \tag{3.23}$$

となる。E_iはi番目のクリスタルで得られたエネルギー量、X_iはi番目のクリスタルのx座標、Y_iはi番目のy座標を表している。座標の原点は、9本のクリスタルの真中のクリスタルの中心を原点にとり、各クリスタルの吸収エネルギー量の位置をクリスタルの中心の座標にとった。例えば、1番のクリスタルの位置は、$(-20\text{mm}, -20\text{mm})$となる。

エネルギー重心と入射位置の関係

エネルギー重心分布を図3.18に示す。各ヒストグラムはPWO検出器を乗せた台を、yの負の方向に0mmから11mmまで動かした時の各ランのデータから、エネルギー重心をイベントごとに計算し、ヒストグラムで表示した図である。この図は台のx座標を一定にした時のy方向の重心についてだけ計算し表示した図で[11]、各スペクトルには、ガウス関数でフィティングを行ない、平均値と分散値(σ_0)を計算した。

このエネルギー重心の分布からエネルギー重心と台の位置の関係を出すと、図3.19のようになる。y方向のエラーバーは図3.18中のσ_0を示している。この図でのフィッティング関数は、原点対称な奇関数をフィットさせた結果で、パラメータはP1から順に7次、5次、3次、1次、定数項を示している。この分布からエネルギー重心が0になる点を原点に合わせると、図3.20になる。縦軸がエネルギー重心を表し、横軸はビームの入射位置を示している。更に各点ををフィティング関数上に移動させ、式(2.11)と同じくエネルギー重心のエラーバーから計算される入射位置の誤差を計算し、エラーバーとして表示させてやると、図3.22のようになる。

最終的に、この図が入射位置とエネルギー重心の関係を示している。図3.22を見ても分かる通り、入射位置とエネルギー重心の関係は直線的ではなく、原点付近で緩やかで、入射位置がクリスタルの境界に近ずくと、重心は急激に変化する。これは、ビームの入射位置の違いによって、ま

[11] x方向は、ちょうどエネルギー重心が0にある所にセットしているつもりであるが、実際はずれがあり、その状態でy方向のエネルギー重心を計算している。

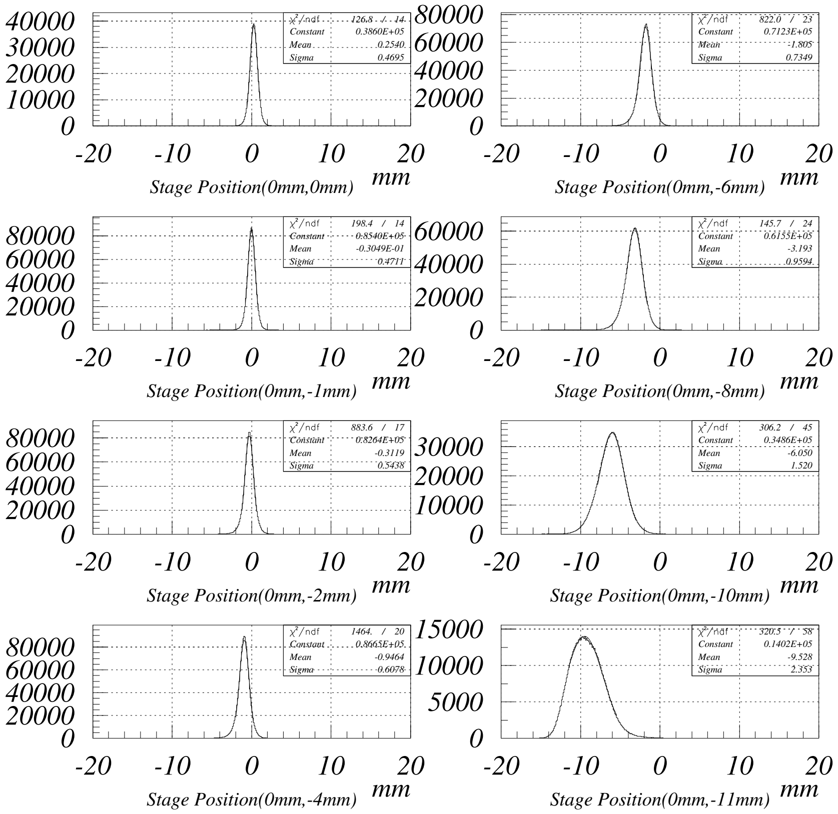

図 3.18: 各入射位置の時のエネルギー重心のスペクトル。縦軸は log スケールで表している。

わりのクリスタルへの電磁シャワーの漏れの割合が違うためである。図 3.21 入射位置の違いによる電磁シャワーの漏れの割合の違いを示す。

入射位置の分解能について見てみる。2 章で計算した時と同じように、入射位置の分解能は図 3.22 の各点での入射位置の誤差の平均を分解能とした。結果を図 3.23 に示す。この結果は 1.5GeV ~ 8GeV のエネルギーを持った制動放射光が入射した時の PWO 検出器で測定した位置分解能である。クリスタルの境界に近ずくにつれて、分解能が良くなっていることが分かる。この値から PWO 検出器の位置分解能を計算するには、入射ビームの分解能がわからないと計算出来ない。しかし蓄積リングから放射される制動放射光の広がりを計算することは、困難のため PWO 検出器の位置分解能は解析できない。

入射位置とエネルギー重心のシュミレーション

入射ビームのエネルギーが 8GeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係を EGS4 シミュレーションで計算し、2 章で計算した入射エネルギーが 1GeV の時の実験データと比較してみる。図

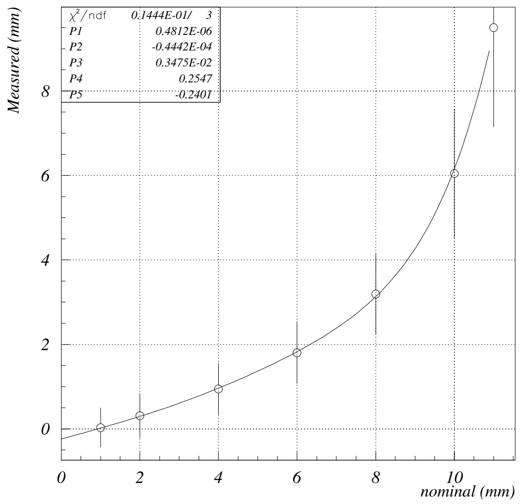

図 3.19: 図 fig:energy-mean で得られた結果からステージの位置とエネルギー重心の関係を示した。縦軸のエラーバーは、図 fig:energy-mean で得られる分散値を表している。フィティング関数は、式 (3.23) であり図中のパラメータは、上から順に高次の項の係数を表している。

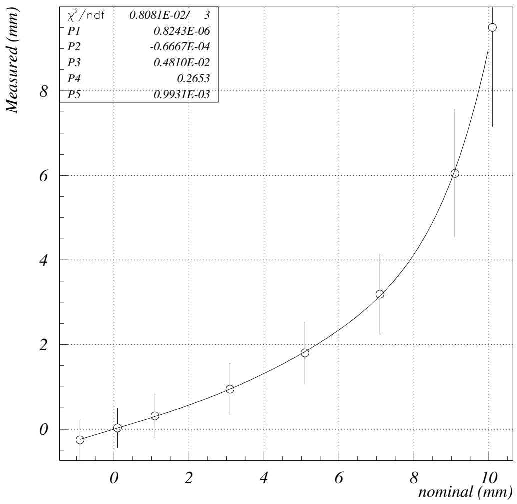

図 3.20: 図 (3.19) からエネルギー重心が 0 になる所を原点にとり直して、表示した結果。

B.13 に結果を示す。図中の関数の方が、EGS4 シミュレーションで計算した結果で、点で表した方が、実験から得られたデータである。これを見てみると非常にシミュレーションと結果がうまくあっていることが分かる。

図??、??から入射エネルギーが 1GeV 以上の時は、エネルギー重心と入射位置の関係はそれほど変化しないことが分かる。ただし、エネルギー重心の誤差から計算される入射位置の誤差は、図には示していないが、入射エネルギーが高エネルギーになるに従って、小さくなっていく。

すう

ビームの入射位置

図 3.22 のフィティング関数の逆関数を作り、実験データからエネルギー重心を計算させ入射位置を求めてみる。逆関数を計算によって出すのは非常に困難のため、図 3.22 の各点のデータの x,y の値を交換し、その点に関数をフィットさせることで逆関数を作った。3.5.6 で分かったように、入射位置とエネルギー重心の関係は、高エネルギーであれば、分布の違いが小さいことが分かった。従って入射エネルギーが高エネルギーであれば同一の関数から入射位置を求めることが出来る。その結果を図 3.29 に示す。

このフィティング関数は、奇関数ではうまくのらないので高次の関数でフィットさせた。この関数は負の領域ではうまくフィティングができているが、原点対称な関数ではないので正の範囲でうまくデータに乗らない。そこで正の範囲のデータと負の範囲のデータは、原点対称であるから重心値が正の場合は符合を変えて、入射位置を計算し、符合を変えて値を返すようにした。この

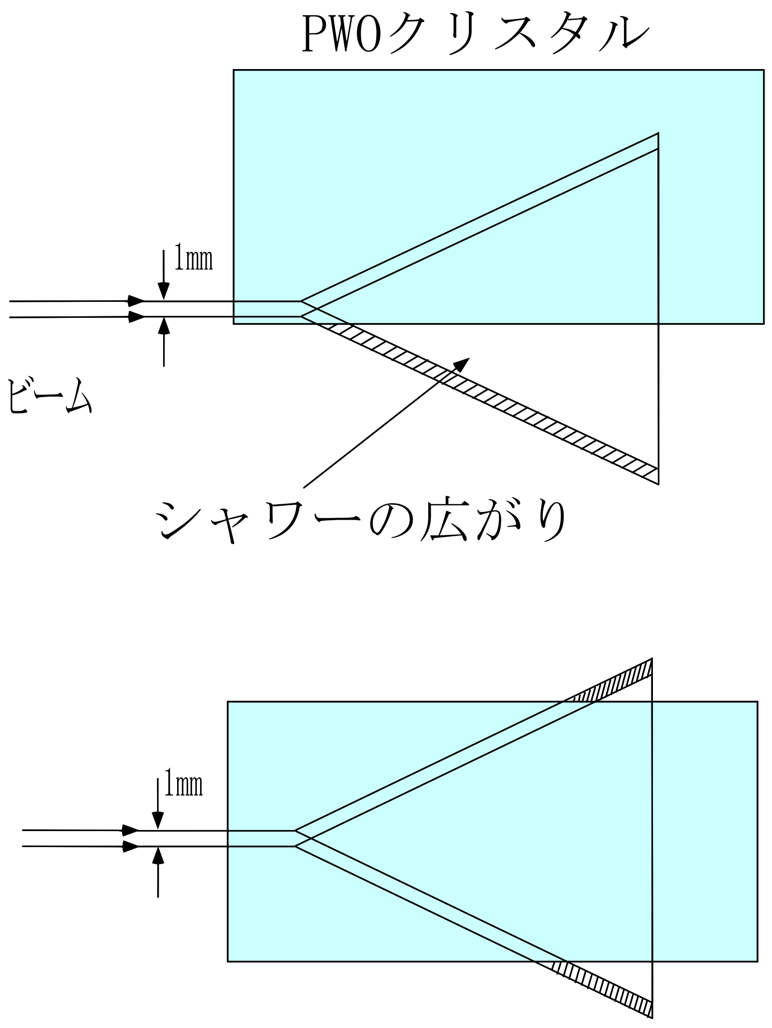

図 3.21: クリスタル 1 本からの電磁シャワーの漏れの様子。中心付近と、境界付近での漏れの割合の違いを示している。

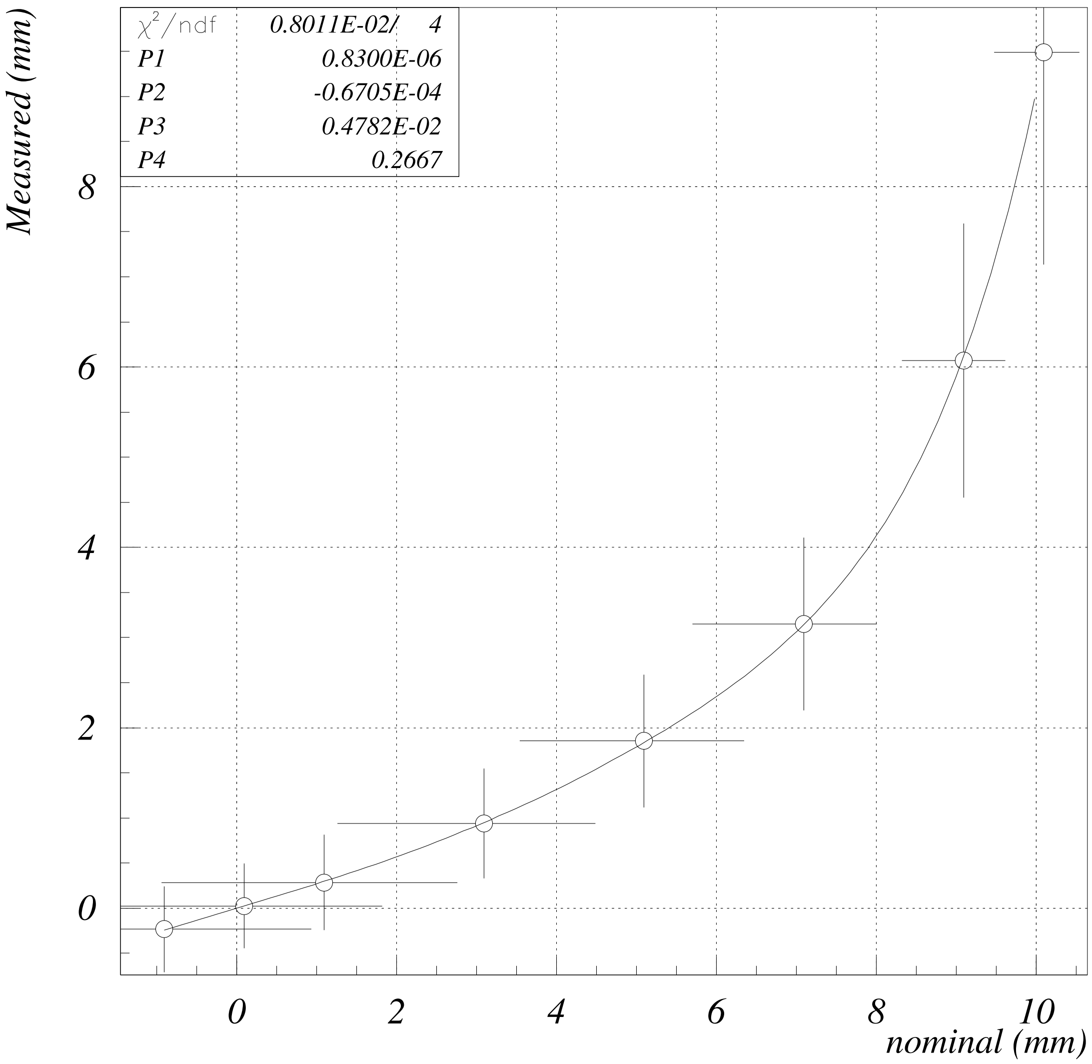

図 3.22: 入射位置とエネルギー重心の関係。原点は真中のクリスタルの中心である。

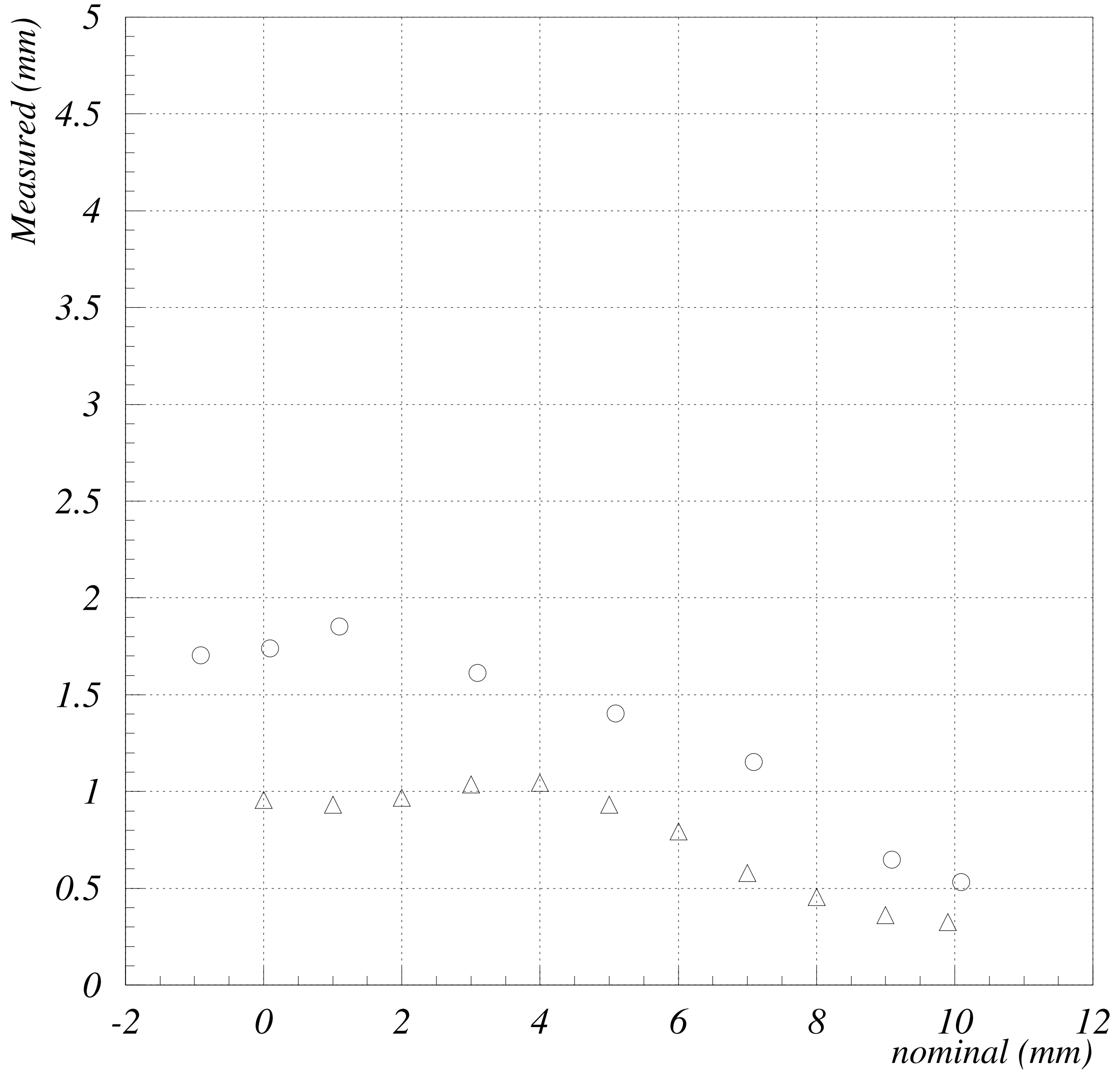

図 3.23: 図 (3.22) の x 方向のエラーバーの平均を位置分解能として入射位置とエネルギー重心の関係を示した図。△は、EGS4 シミュレーションの結果得られた位置分解能で、この時の入射ビームのエネルギーは 8GeV で行なった。

ようにして入射位置を求めたのが図 3.24 である。

このグラフは、丁度真中のクリスタルの中心に制動放射光が入射している場面を示している。グラフをみてみると非常にきれいに中心に入射している様に見えるが、実際この時のエネルギー重心を計算してみると 0 にはなっておらず、多少ずれがあることが分かる。

検出器の荷台をずらした時にグラフで表示するビームの入射位置がどれだけずれるか見てみる。図 3.25 に結果を示す。この図の上の段の 2 つのヒストグラムは、ビームが丁度真中に入射していると思われるランのデータを表し、左側のグラフが 2 次元でビームの入射位置を示し、表示範囲が丁度 1 本のクリスタルの大きさを表している。右のヒストグラムは、左のグラフの y 方向への射影を表している。下の段の 2 つが架台を y の負の方向へ 1mm ずらした時のグラフを表している。これを見ると非常に良くビームの入射位置を表していると思われる。しかし図には表していないが、入射位置がクリスタルの境界に近くなるとビームの位置の広がりが小さくなってしまう。これは計算しているエネルギー重心が、境界に近くなるに従って正しい値を示さないためだと考えられる。前の章で述べた通り、エネルギー重心は入射したクリスタルから漏れる電磁シャワーの割合から計算される。しかし境界に近くなると、クリスタル 9 本からの電磁シャワーの漏れが大きくなり、正しいエネルギー重心を計算することが出来なくなる。

エネルギーごとの入射位置の広がり

次にエネルギーごとに入射位置の広がりが、どの程度あるのか考えてみる。測定される制動放射光のスペクトルは、0 から 8GeV までの連続エネルギーと考えられる。そこで吸収エネルギーデータにゲートを掛けることで、エネルギーごとのエネルギー重心を計算し、エネルギーごとの入射位置を計算する。ただし PWO 検出器で得られるエネルギーは、電磁シャワーの漏れがあり、8GeV の放射光が検出器に入射しても全エネルギーが吸収されることはなく、測定されるエネルギーは 8GeV よりも低いエネルギーとなる。そこで今回は、吸収エネルギーを EGS4 シミュレーションを使って計算した。ゲートを掛けるエネルギーは、8、7、6、5、4、3、2GeV で、それぞれが検出器に入射したときに吸収されるエネルギーを EGS4 で計算し、そのエネルギーの前後 50MeV にゲートを掛けて使用した。実際にゲートを掛けたデータを図 3.26 に示す。

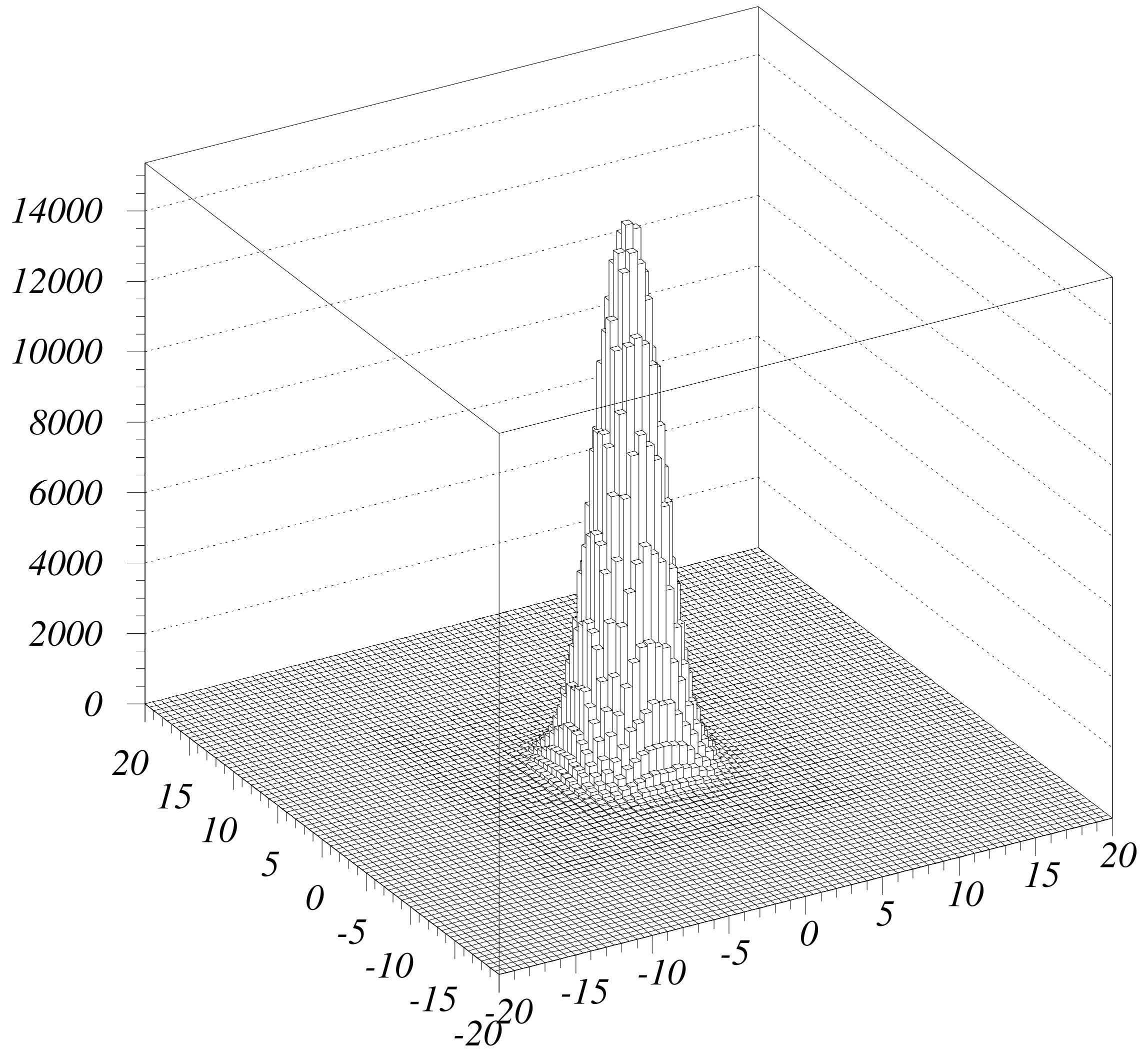

図 3.24: ビームの入射位置とイベント数。x、y 方向は mm$z$ 方向は、イベント数をあらわしている。

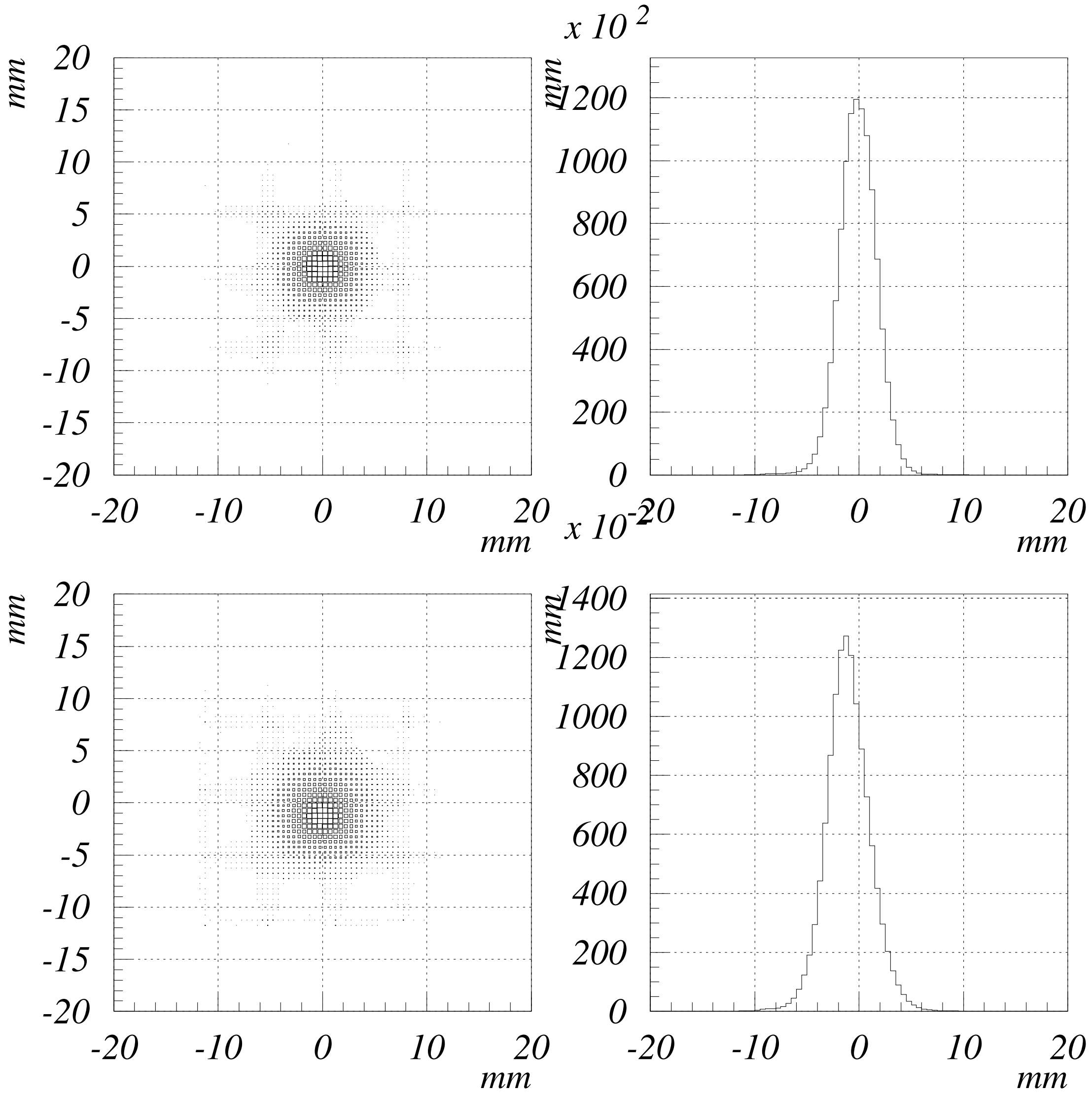

図 3.25: 図の上の 2 つは入射位置が丁度原点になる様にセットした時のビームのスペクトルを示している。下の 2 つは PWO 検出器を 1mm ずらした時のビームの入射位置を示している。

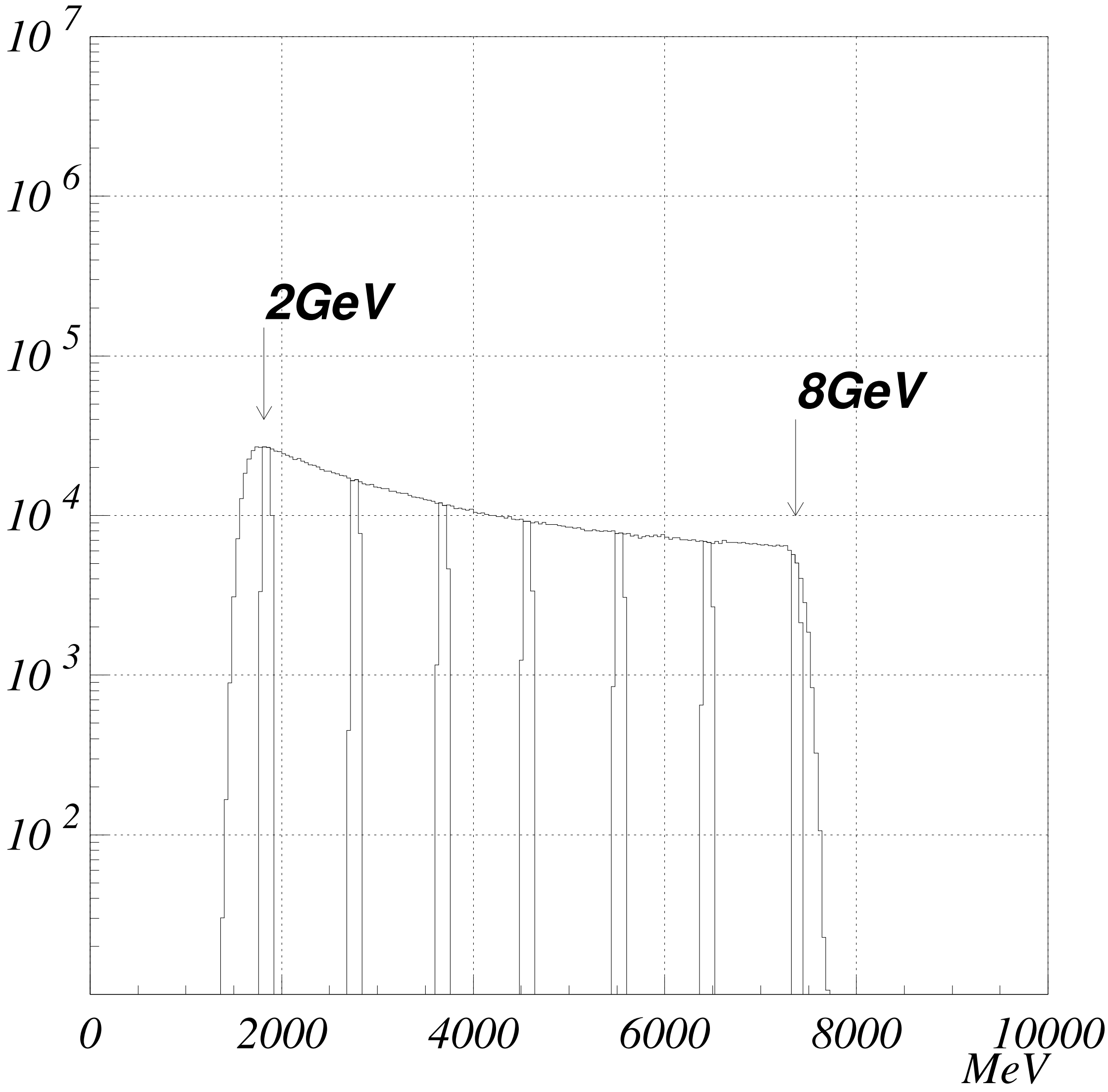

図 3.26: エネルギーごとのデータ

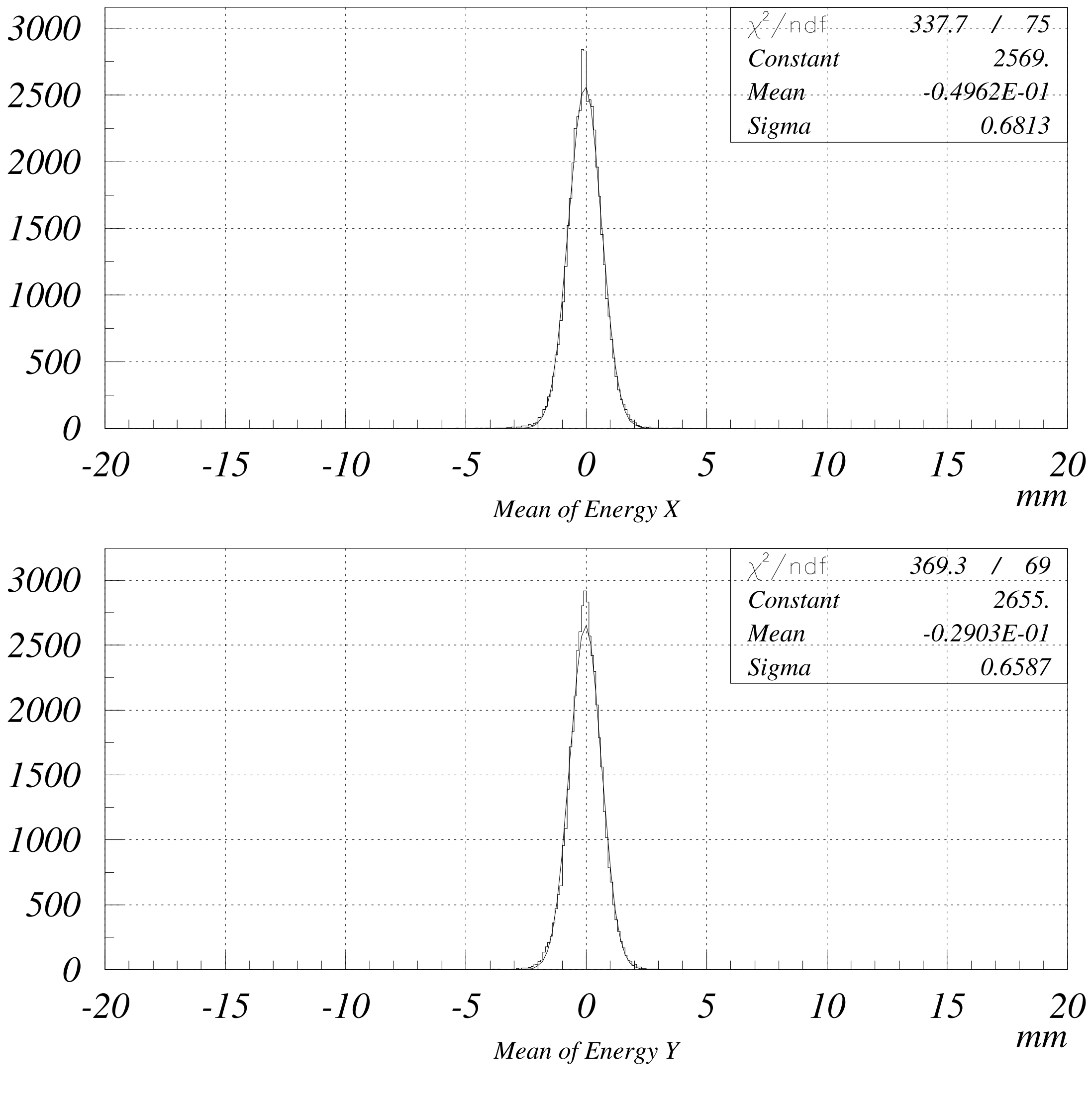

図 3.27: エネルギーごとのデータ

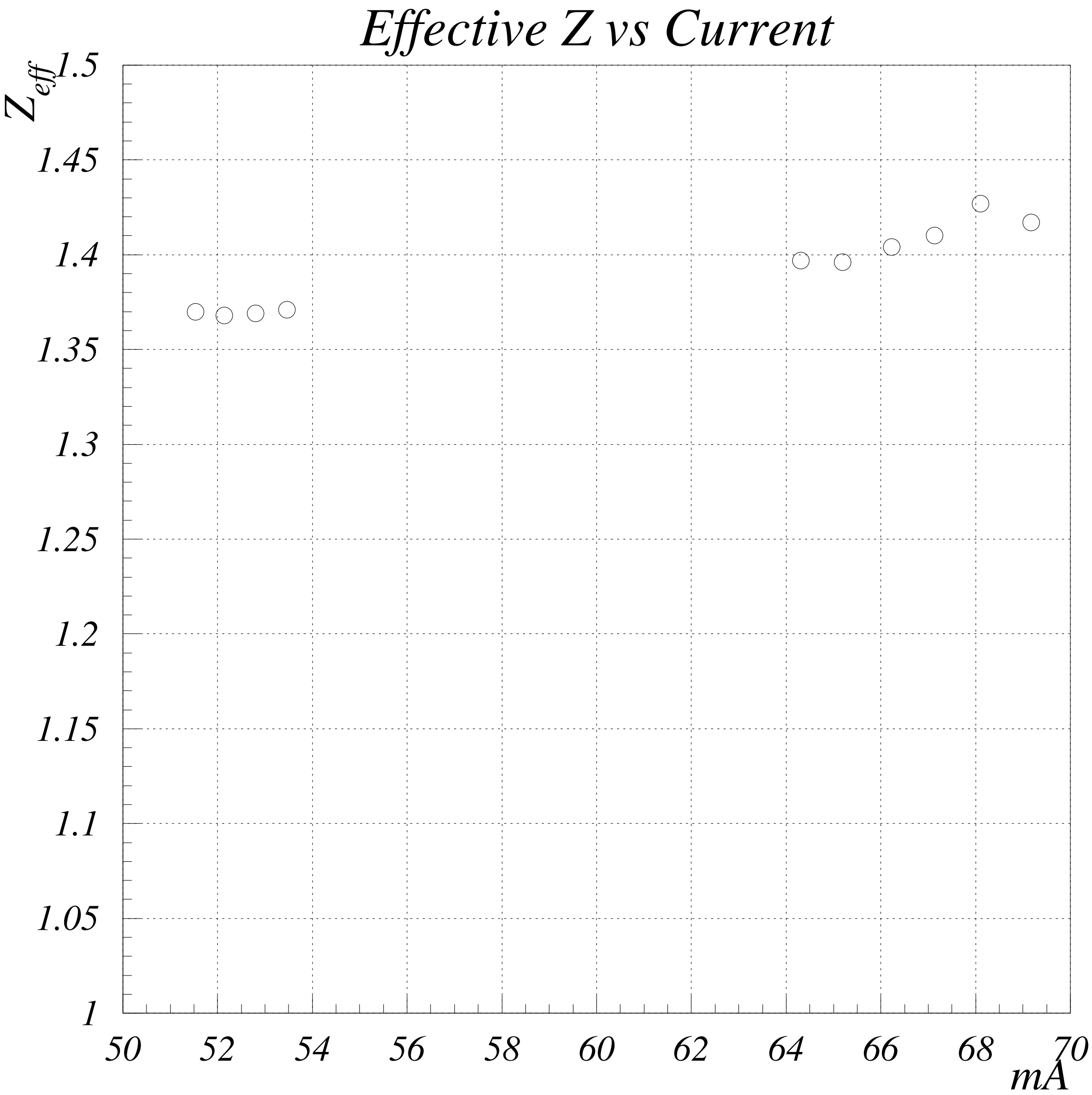

図 3.28: 異なる電流値での有効原子番号

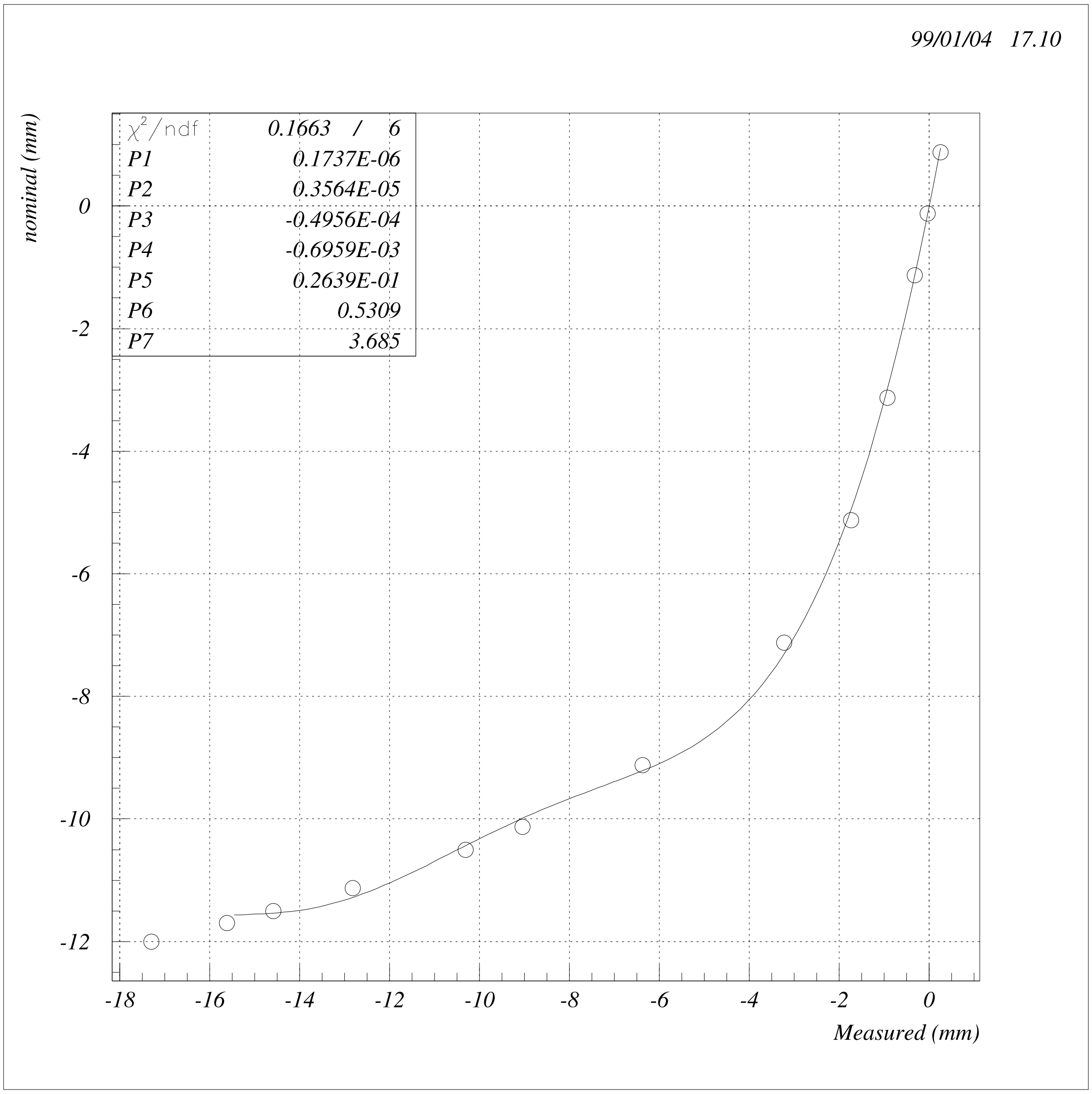

図 3.29: position

電流値	イベント数(/sec)	トリガー数(/sec)	Dead time rate (/ s e c)	真空度(10^{-8}Pa)	温度(C^0)
53.465	313.17	254.36	0.188	4.025	25.5
52.800	306.41	250.653	0.182	3.99	25.5
52.14	298.323	243.312	0.184	3.965	25.5
51.535	292.635	238.754	0.184	3.93	25.6
69.175	485.363	320.269	0.340	4.59	25.6
68.1	481.508	316.983	0.342	4.58	25.6
67.135	464.343	310.102	0.332	4.57	25.6
66.225	453.707	303.718	0.331	4.56	25.6
65.19	440.409	299.731	0.319	4.54	25.6
64.31	430.872	292.165	0.322	4.5	25.6

図 3.30: position

第4章　まとめ

PWO クリスタル検出器を用いて、SPring-8 にある 8GeV 蓄積リングから放射されるガス制動放射光の測定を行なった。この目的としては、蓄積リングから放射されるガス制動放射光のイベントレート、リング中の残留ガスの有効原子番号、制動放射光を用いた PWO クリスタルの位置分解能の測定である。

蓄積リングから放射される制動放射光のイベントレートは、リングで加速される電子の電流値に比例して大きくなっており、電流値が 64mA でおよそ 430/sec の放射光が放射されている。ただしこの個数は、1.5GeV 以上のエネルギーを持った放射光の個数であり、低エネルギーを考慮していない。制動放射光のスペクトルは、だいたい 1/E の傾向を示しており低エネルギーほどイベントレートが高くなっている。そのため低エネルギーを考慮したイベントレートは、実験から得られた値の倍以上あると思われる。

また、リング中のガスの成分は、ほとんど水素ガスが占めているという結果が得られた。SPring-8 で以前行なわれた質量分析器を用いた残留ガス測定においても、水素ガスしかなかったと報告されている。

入射ビームの広がりは、エネルギー重心と入射位置の関係から、入射ビームの位置の分解能を計算し、EGS4 シミュレーションから得られた位置分解からビームの広がりを計算した。その結果入射ビームの広がりは、中心付近で 1.4mm と計算された。

今後は、5×5 に PWO クリスタルをくんで電磁シャワーの漏れを小さくした測定を行なう。

付 録 A

A.1　PWO クリスタルに取り付けた光電子増倍管

使用した光電子増倍管は、浜松ホトニクス製 R4125 である。この R4125 は、ヘッドオン型の増倍管で、光電面の直径が 19mm(3/4 インチ)、最大電圧が 1800V、光電面の素材は、バイアルカリ金属、窓質は、ホウケイ酸ガラスでできている。分光感度は、350 ~ 550nsec の間でおよそ 10 ~ 30%である。ただし今回使用した R4125 は、分光感度が更に緑色まで拡張された改良形である。

R4125 は、他の光電子に比べ、生成するパルスの線形性が良く、放射線計測実験のさまざまな検出器に利用されている。図 A.1 に分光感度特性を載せておく。

図 A.1: 光電子増倍管の光電面の Quantam efficiency と主なカロリーメータの分光特性。A:Borosilicate Glass、B:UV Glass、C:Synthetic Silica、D:Bialkali Photocathode、E:Hight Temp.Bialkali Photocathode 、F:Extended Green Bialkali Photocathode. R4125 の光電面は、F である。

A.2　エネルギー分解能

ビーム粒子が物質で相互作用を起こし、出力されるデータがヒストグラムで表示されるまでを見てみる。高エネルギーの電子ビームがカロリーメータに入射すると物質と相互作用を起こして、エネルギーを失って行く。3 章でも述べたが、電子の場合は、臨界エネルギーを境に、エネルギーの高い時は、主に制動放射でエネルギーを失い、臨界エネルギーより低い時は、電離相互作用でエネルギーを失って行く。またγ線であれば、低エネルギーの時は、光電効果、コンプトン散乱でエネルギーを失い、1MeV より高いエネルギーのγ線であれば、主に対生成を起こしてエネルギーを失っていく。

例えば、臨界エネルギーより高い、高エネルギーの電子ビームが物質に入射したとすると、制動放射を起こしてγ線を放射し電子とγ線の対になり、更に電子は、臨界エネルギーよりの高い場合は、制動放射を起こし、臨界エネルギーまでこれを繰り返してエネルギーを失って行く。放射されたγ線は、対生成を起こして電子、陽電子の対になってエネルギー失う。つまり、臨界エネルギーまで荷電粒子とγ線は、増えつづけ、臨界エネルギー以下になると電子は、電離相互作用を起こしてエネルギーを失って行く。γ線も光電効果や、コンプトン散乱を起こし、電子を散乱してエネルギーを失って行く。

電離相互作用によって原子中の電子が励起され、基定状態に電子が崩壊する時に電子のエネルギー準位間エネルギーを持った X 線が放射される。これがシンチレーション光である。放射されたシンチレーション光は、カロリーメータ中を反射しながら光電子増倍管の光電面に入射する。光電面では、光電効果によって、電子が飛び出し増幅されシグナルを形成する。

シグナルは、ADC 等でデジタル化されコンピュータに取り込まれ、デジタル化されたデータは、ヒストグラムで表示される。

以上のことが 1 イベントごとに起こる。入射する粒子のエネルギーが 1GeV で一定の場合を考えると、理想的には、検出器中で発生するシンチレーション光の数、光電面から出る光電子の数、光電子増倍管で増幅された電子の個数は、一定で、ヒストグラムで表示されるグラフは、あるチャンネルにだけデータが入る。実際は、入射ビームエネルギーの広がり、検出器に吸収されるエネルギー量の広がり、検出器で発生するシンチレーション光のばらつき、光電子のばらつき等さまざまな誤差が入るため、ヒストグラフで表示されるグラフは、ばらつきを持ち、これらの統計はポアソン分布に従う。

ポアソン分布では、平均値μと、分散σの 2 乗は等しくなる。従って今平均光電子数が N とすれば、分解能は、エネルギーと光電子の数は比例しているから、

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pho}}}{E} = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{A.1}$$

となる。

実験で測定される量は、測定から得られるエネルギー分解能、入射ビームのエネルギーの広がりだけである。つまり測定されるエネルギー分解能は、

$$\left(\frac{\sigma_{\mathrm{obs}}}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\mathrm{pwo}}}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathrm{beam}}}{E}\right)^2 \tag{A.2}$$

の関係がある。この式のσ_{pwo}/E は、吸収されるエネルギーの分散と、光電子数の統計精度で表される。

$$\left(\frac{\sigma_{\mathrm{pwo}}}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\mathrm{dip}}}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathrm{pho}}}{E}\right)^2 \tag{A.3}$$

で表される。(実際はこの式に、暗電流による影響も含まれる。) EGS4 シミュレーションによって計算されるエネルギー分解能は、検出器で吸収されるエネルギー分解能を表すため、測定結果から式 (A.1)、(A.2)、(A.3) の関係を使って光電子の統計数が計算できる。

付 録B

B.1 電磁波

　媒質中の電磁場を決定する基本方程式は、マクスウェルの方程式としてまとめられている。今この式を使って、電荷も電流もない真空中について満たす電場と磁場について考えてみる。真空中のマクスウェル方程式は、

$$\mathrm{rot}\ \mathbf{E}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \tag{B.1}$$

$$\mathrm{rot}\ \mathbf{B}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = \epsilon_0\mu_0\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \tag{B.2}$$

$$\mathrm{div}\ \mathbf{E}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = 0 \tag{B.3}$$

$$\mathrm{div}\ \mathbf{B}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = 0 \tag{B.4}$$

の様になる。ϵ_0は、真空の誘電率 (dielectric constant of a vacuum) といい、$\epsilon_0 = 8.8542\times10^{-12}(N^{-1}m^{-2}C^2)$ という値となる。μ_0は、真空の透磁率 (magnetic permeability of a vacuum) と呼ばれる量で $\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}(N/A^2)$ という値をもつ。簡単のために電場も磁場もただ 1 つの位置座標 z と時間 t の関数である場合を考える。すなわち $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{z},\mathbf{t})$、$\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{z},\mathbf{t})$ とする。マクスウェルの方程式を成分に分けて書くと、式 (B.3) は、

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=0 \tag{B.5}$$

式 (B.4) は、

$$\frac{\partial B_x}{\partial x}+\frac{\partial B_y}{\partial y}+\frac{\partial B_z}{\partial z}=0 \tag{B.6}$$

式 (B.1) は

$$\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}=-\frac{\partial B_x}{\partial t} \tag{B.7}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=-\frac{\partial B_y}{\partial t} \tag{B.8}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}=-\frac{\partial B_z}{\partial t} \tag{B.9}$$

式 (B.2) は、

$$\frac{\partial B_z}{\partial y}-\frac{\partial B_y}{\partial z}=\epsilon_0\mu_0\frac{\partial E_x}{\partial t} \tag{B.10}$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \epsilon_0\mu_0\frac{\partial E_y}{\partial t} \tag{B.11}$$
$$\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} = \epsilon_0\mu_0\frac{\partial E_z}{\partial t} \tag{B.12}$$

となる。E_x、E_y、E_zと B_x、B_y、B_zはいま z と t の関数であるから、x、y に関して偏微分すれば 0 となる。従って式 (B.5)、(B.6)、(B.9)、(B.12) より

$$\frac{\partial E_z(z,t)}{\partial z} = \frac{\partial E_z(z,t)}{\partial t} = 0 \tag{B.13}$$
$$\frac{\partial B_z(z,t)}{\partial z} = \frac{\partial B_z(z,t)}{\partial t} = 0 \tag{B.14}$$

の関係が得られる。E_zと B_zは、変数である z について微分しても、t について微分しても 0 になるから、E_zも B_zも z および t に無関係な定数になる。しかし無限遠方で一定の場が存在しないことを考えると、この定数は 0 でなければならない。つまり $E_z = B_z = 0$ である。したがって電場も磁場も z 方向に垂直であることが分かる。

x 軸の方向を、電場の方向にとると、y 方向の電場 E_y成分は、$E_y = 0$ となる。従って 0 でない項を書くと、式 (B.7) から

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = 0 \tag{B.15}$$

式 (B.8)

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \tag{B.16}$$

式 (B.10) から

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \epsilon_0\mu_0\frac{\partial E_x}{\partial t} \tag{B.17}$$

式 (B.11) から

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = 0 \tag{B.18}$$

となる。式 (B.15)、(B.18) から B_xも定数で 0 であることが分かる。以上の結果存在する電場と磁場は、E_x、と B_y だけとなり、電場と磁場は互いに垂直になっていることが分かる。

最後に式 (B.16) の両辺を z で偏微分し、式 (B.17) の両辺を t で偏微分して両辺をたし合わせると、E_xに関する微分方程式

$$\frac{\partial^2 E_x(z,t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0\mu_0}\frac{\partial^2 E_x(z,t)}{\partial z^2} \tag{B.19}$$

が導かれる。同様の方法で B_yの微分方程式

$$\frac{\partial^2 B_x(z,t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0\mu_0}\frac{\partial^2 B_x(z,t)}{\partial z^2} \tag{B.20}$$

も導かれる。これらの方程式は波動方程式と呼ばれ、これらの解は、次に示すような速さで z 軸方向に伝わる波動となる。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.9979 \times 10^8 \mathrm{m/s} \tag{B.21}$$

これは、光が真空中を伝わる速さに等しい。この様に電場と磁場は、組になって光の速度で空間を伝わる性質を持つ。この波が電磁波で 1861 年 Maxwell によりその存在が予言され、1888 年 Hertz により実験で確かめられた。

B.2 電磁ポテンシャルの微分

式 (3.2)、(3.3) をもう一度書くと、

$$\phi(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{R(t') - \mathbf{v}(t')\cdot\mathbf{R}(t')/\mathrm{c}} \tag{B.22}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q\mathbf{v}(t')}{R(t') - \mathbf{v}(t')\cdot\mathbf{R}(t')/\mathrm{c}} \tag{B.23}$$

となる。これらの式から電場 $\mathbf{E}$ と磁場 $\mathbf{B}$ を計算する。本文で述べたように $\mathbf{R}$ は、

$$R = \sqrt{\{x - x'(t')\}^2 + \{y - y'(t')\}^2 + \{z - z'(t')\}^2} \tag{B.24}$$

と言う関係がる。この関係に注意して、$\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\ \phi - \partial\mathbf{A}/\partial\mathbf{t}$、$\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$ の関係から電場と磁場を計算する。はじめに $\mathrm{grad}\ \phi(\mathbf{r},\mathrm{t})$ を計算する。その前に

$$R^* = R - \frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{c} \tag{B.25}$$

とおく。また x'、y'、z'の t'に関する微分は、$\dot{x}'$、$\dot{y}'$、$\dot{z}'$のように書く。

$$\mathrm{grad}\ \phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\mathrm{grad}\ \left(\frac{1}{R^*}\right) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{R^{*2}}\mathrm{grad}\ R^* \tag{B.26}$$

であり

$$\mathrm{grad}\ R^* = \frac{\mathbf{R}}{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} + \frac{\partial R^*}{\partial t'}\mathrm{grad}\ t' \tag{B.27}$$

となる。$\partial R^*/\partial t'$を計算する。

$$\frac{\partial R'}{\partial t} = -\frac{(x-x')\dot{x}' + (y-y')\dot{y}' + (z-z')\dot{z}'}{R} = -\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{R} \tag{B.28}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{c}\right) &= \frac{\partial}{\partial t'}\left[\frac{(x-x')\dot{x}' + (y-y')\dot{y}' + (z-z')\dot{z}'}{c}\right] \\
&= -\frac{\dot{x}'^2 + \dot{y}'^2 + \dot{z}'^2}{c} + \frac{(x-x')\ddot{x}' + (y-y')\ddot{y}' + (z-z')\ddot{z}'}{c} \\
&= -\frac{\mathrm{v}^2}{c} + \frac{\dot{\mathbf{v}}\cdot\mathbf{R}}{c}
\end{aligned} \tag{B.29}$$

である。一方 $\mathrm{grad}\ t'$は、

$$\begin{aligned}
\mathrm{grad}\ t' &= \mathrm{grad}\ \left(t - \frac{R}{c}\right) = -\frac{1}{c}\mathrm{grad}\ R = -\frac{1}{c}\left(\frac{\mathbf{R}}{R} + \frac{\partial R}{\partial t'}\mathrm{grad}\ t'\right) \\
&= -\frac{\mathbf{R}}{cR} + \frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{cR}\mathrm{grad}\ t'
\end{aligned} \tag{B.30}$$

であるから

$$\mathrm{grad}\ t' = \frac{-\mathbf{R}}{c(R - \mathbf{v}\cdot\mathbf{R}/c)} = -\frac{\mathbf{R}}{cR^*} \tag{B.31}$$

が得られる。式 (B.28)、(B.29)、(B.31) を式 (B.27) に代入すると、

$$\mathrm{grad}\ R^* = \frac{\mathbf{R}}{R} - \frac{\mathbf{v}}{c} + \frac{\mathbf{R}}{cR^*}\left(\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{R} - \frac{\mathrm{v}^2}{c} + \frac{\dot{\mathbf{v}}\cdot\mathbf{R}}{c}\right) \tag{B.32}$$

となる。

次に、

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathbf{v}}{R^*}\right) = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\left(-\frac{\mathbf{v}}{R^{*2}}\frac{\partial R^*}{\partial t} + \frac{1}{R^*}\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}\right) \tag{B.33}$$

であり、$\partial R^*/\partial t$ は、

$$\frac{\partial R^*}{\partial t} = \frac{\partial R^*}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} = \left(-\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{R} + \frac{\mathrm{v}^2}{c} - \frac{\dot{\mathbf{v}}\cdot\mathbf{R}}{c}\right)\frac{\partial t'}{\partial t} \tag{B.34}$$

となる。$\partial t'/\partial t$ は、

$$\frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(t - \frac{R}{c}\right) = 1 - \frac{1}{c}\frac{\partial R}{\partial t} = 1 - \frac{1}{c}\frac{\partial R}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} \tag{B.35}$$

であるから、

$$\frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{1}{1 - \mathbf{v}\cdot\mathbf{R}/(cR)} = \frac{R}{R - \mathbf{v}\cdot\mathbf{R}/c} = \frac{R}{R^*} \tag{B.36}$$

となる。従って

$$\frac{\partial R^*}{\partial t} = \frac{R}{R^*}\left(-\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{R}}{R} + \frac{\mathrm{v}^2}{c} - \frac{\dot{\mathbf{v}}\cdot\mathbf{R}}{c}\right) \tag{B.37}$$

が得られる。また

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} = \dot{\mathbf{v}}\frac{R}{R^*} \tag{B.38}$$

である。

以上の計算の結果をまとめると $\mathbf{E}$ は

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r},t) &= -\mathrm{grad}\phi(\mathbf{r},t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0}\frac{R}{R^{*3}}\left[\left(\frac{\mathbf{R}}{R} - \frac{\mathbf{v}}{c}\right)\left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{v}}\cdot\mathbf{R}}{c^2}\right) - \frac{R^*\dot{\mathbf{v}}}{c^2}\right]\end{aligned} \tag{B.39}$$

のようにあらわされる。

また

$$\mathrm{rot}\ \mathbf{A} = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\mathrm{rot}\ \left(\frac{\mathbf{v}}{R^*}\right) = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\left[\frac{1}{R^*}\mathrm{rot}\ \mathbf{v} + \mathrm{grad}\ \left(\frac{1}{R^*}\right)\times\mathbf{v}\right] \tag{B.40}$$

であるが、

$$\mathrm{rot}\ \mathbf{v}(t') = \mathrm{grad}\ t' \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t'} = \mathrm{grad}\ t' \times \dot{\mathbf{v}} = -\frac{\mathbf{R} \times \dot{\mathbf{v}}}{cR^*} \tag{B.41}$$

であるから

$$\mathrm{rot}\ \left(\frac{\mathbf{v}}{R^*}\right) = -\frac{\mathbf{R} \times \dot{\mathbf{v}}}{cR^{*2}} - \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{v}}{R^{*3}} \left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R}}{c^2}\right) \tag{B.42}$$

となり

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mathrm{rot}\ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{cR^{*3}} \left[-\frac{R^*}{c^2} (\mathbf{R} \times \dot{\mathbf{v}}) - \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{v}}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{R}}{c^2} \right) \right] \end{aligned} \tag{B.43}$$

と計算される。

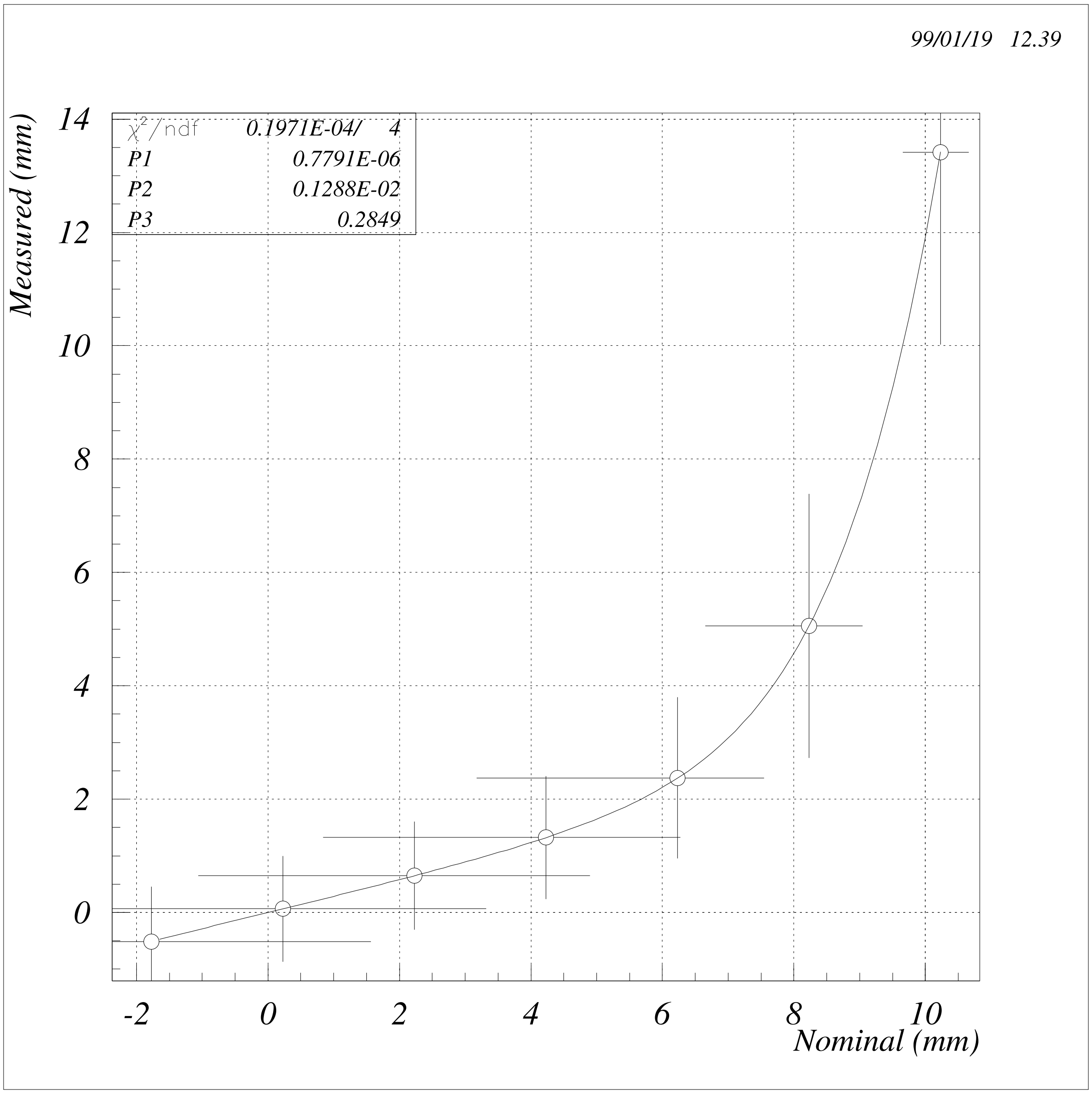

図 B.1: 入射ビームエネルギーが 800MeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係

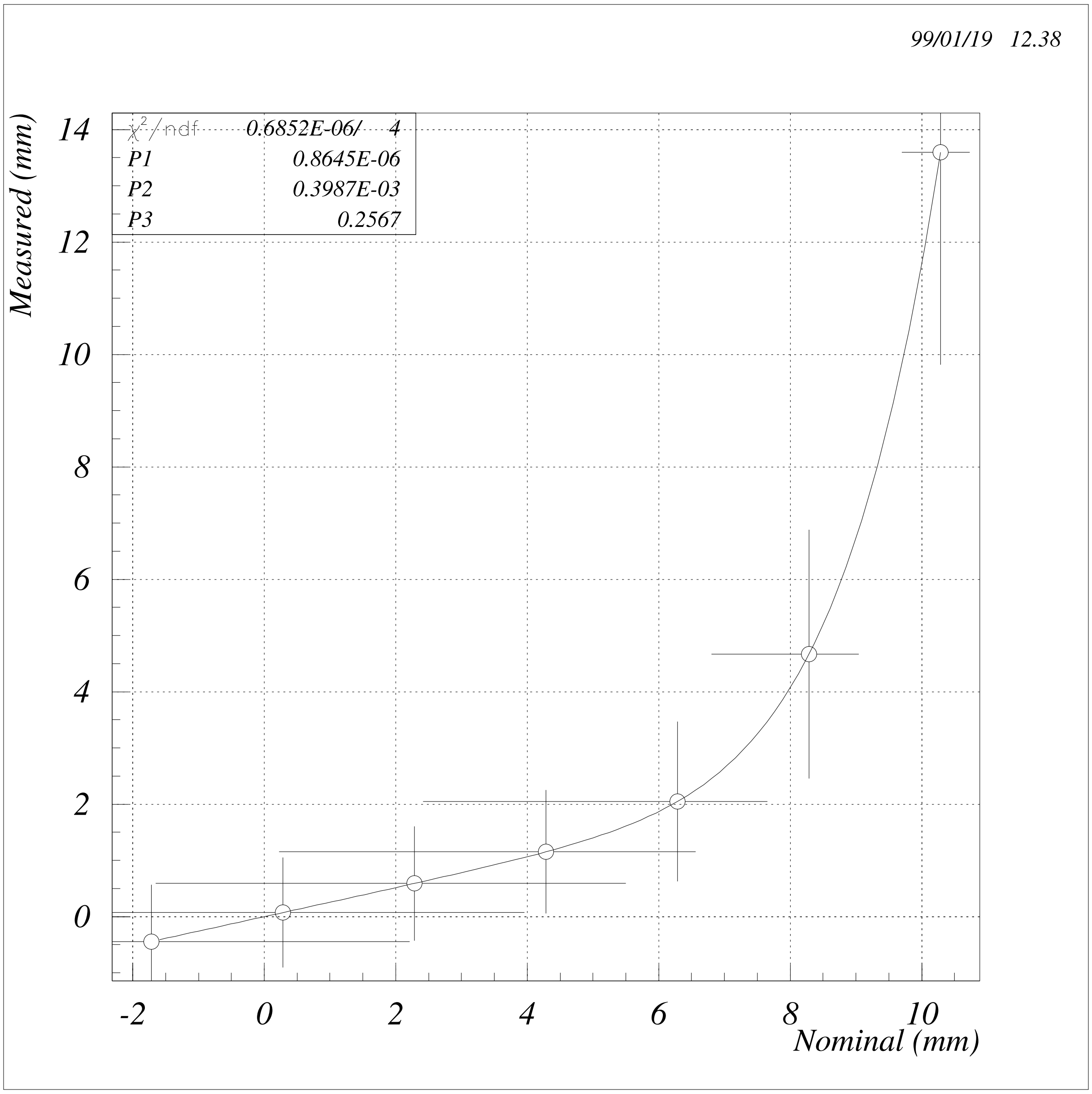

図 B.2: 入射ビームのエネルギーが 600MeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係

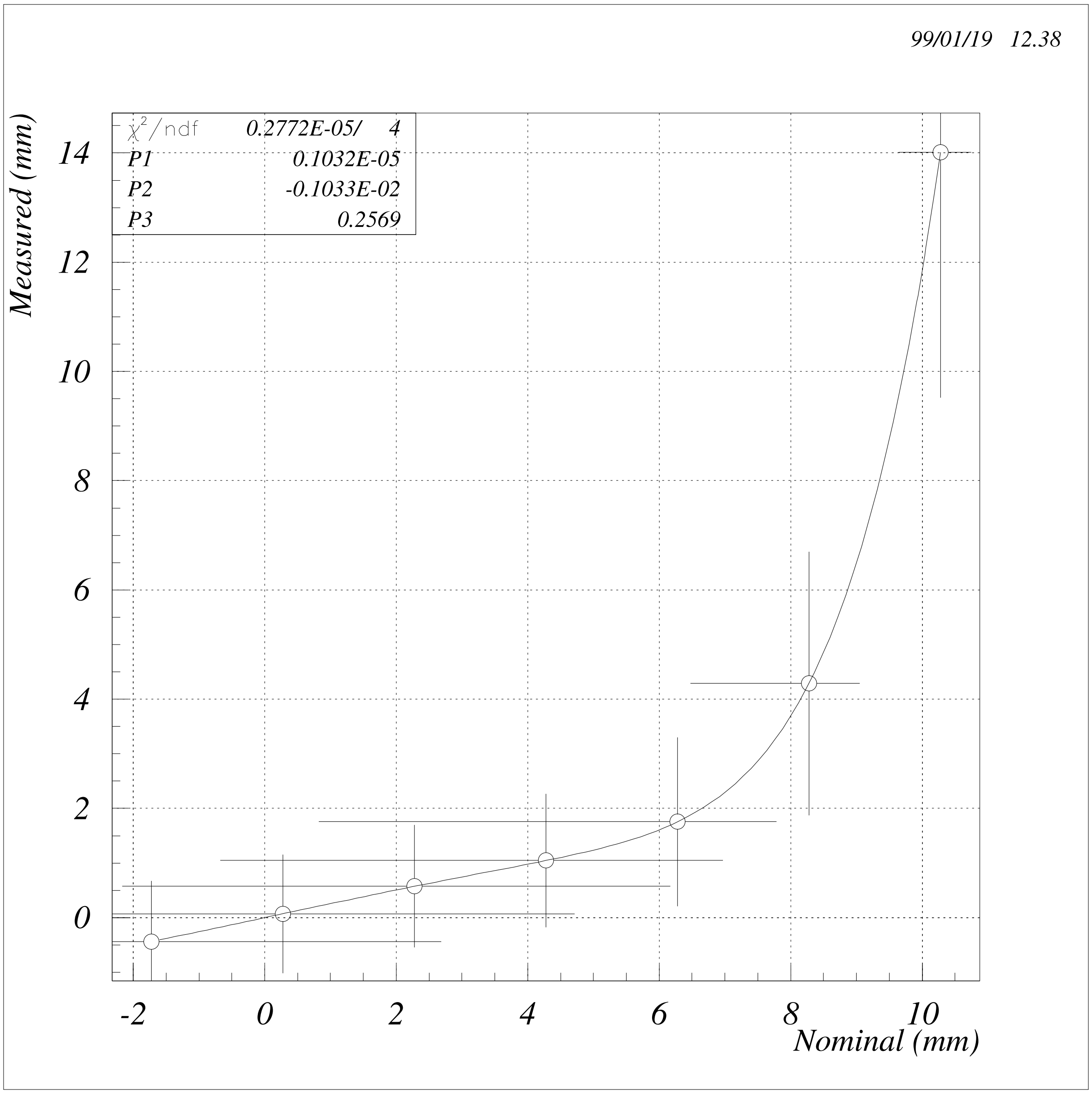

図 B.3: 入射ビームのエネルギーが 400MeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係

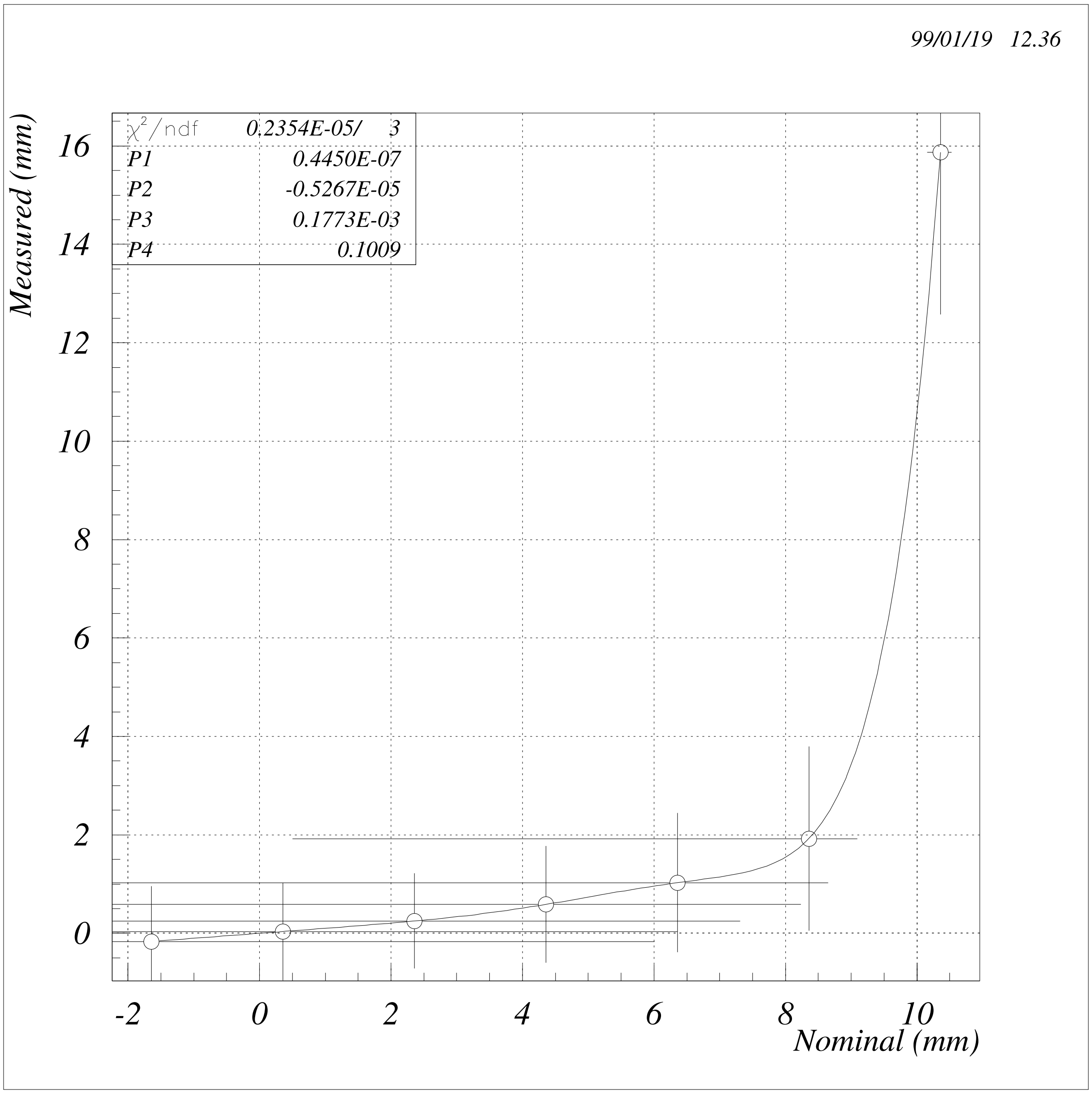

図 B.4: 入射ビームのエネルギーが 200MeV の時の入射位置とエネルギー重心の関係

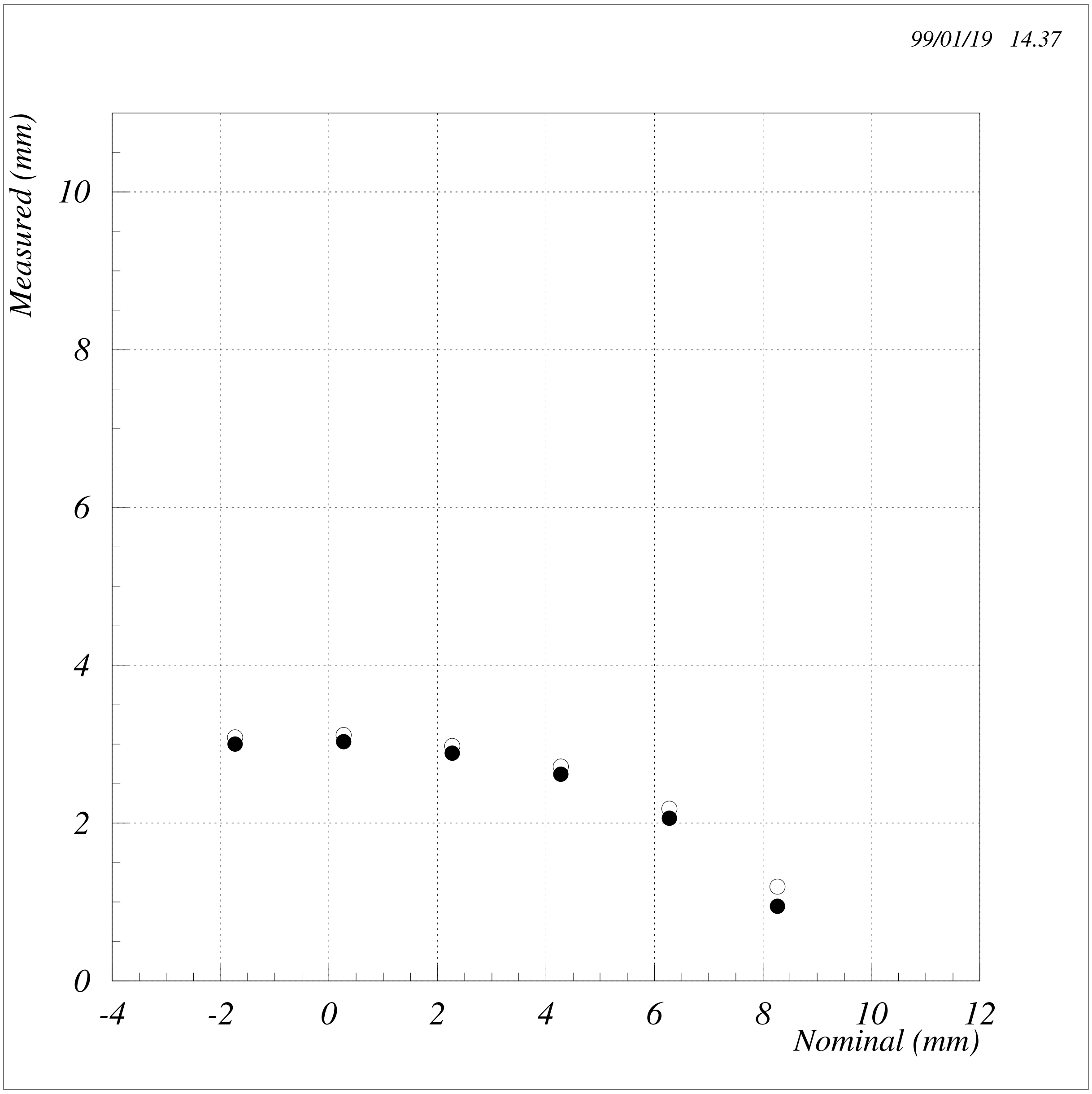

図 B.5: 入射ビームのエネルギーが 800MeV の時の入射位置と位置分解能の関係

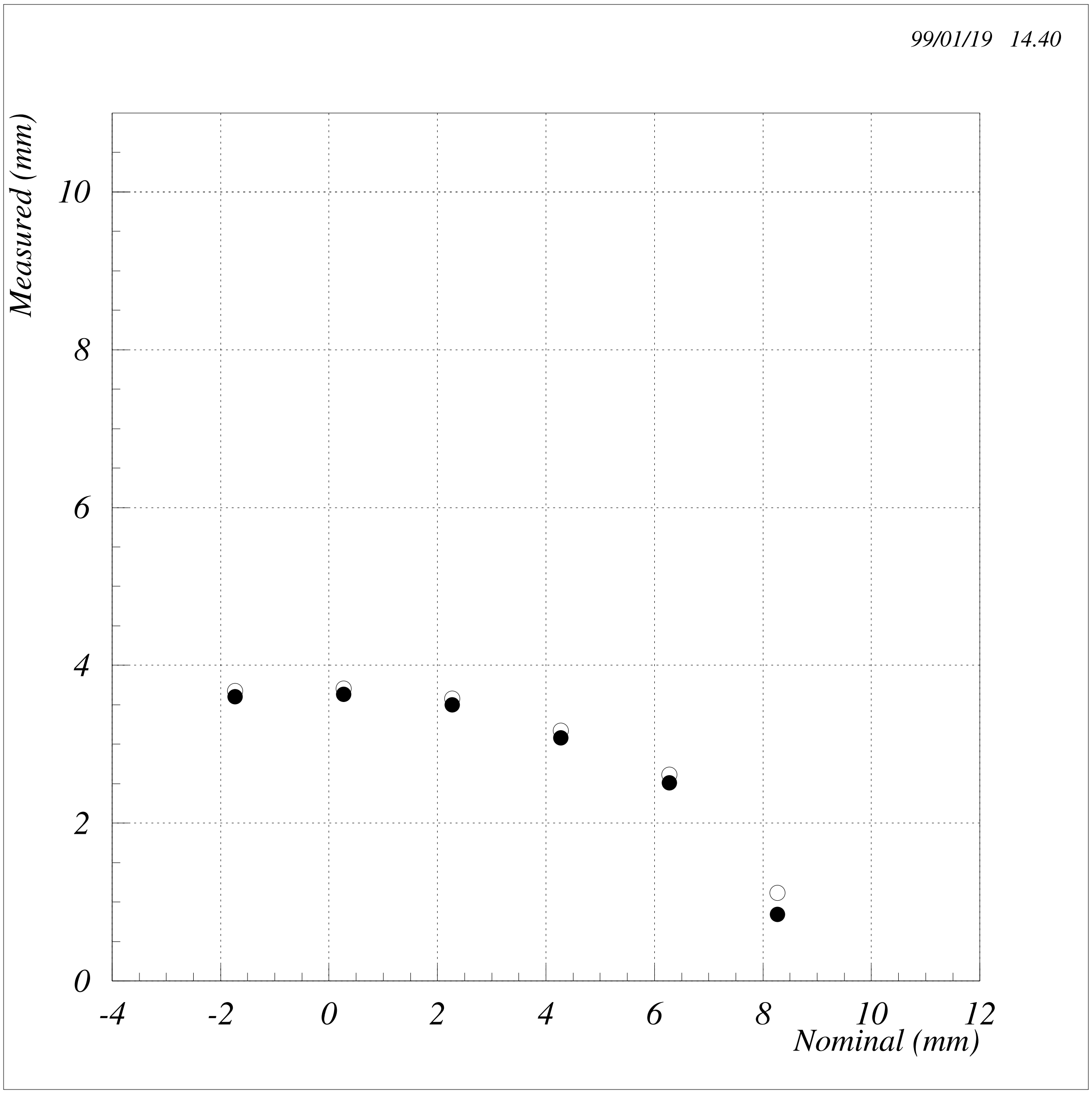

図 B.6: 入射ビームのエネルギーが 600MeV の時の入射位置と位置分解能の関係

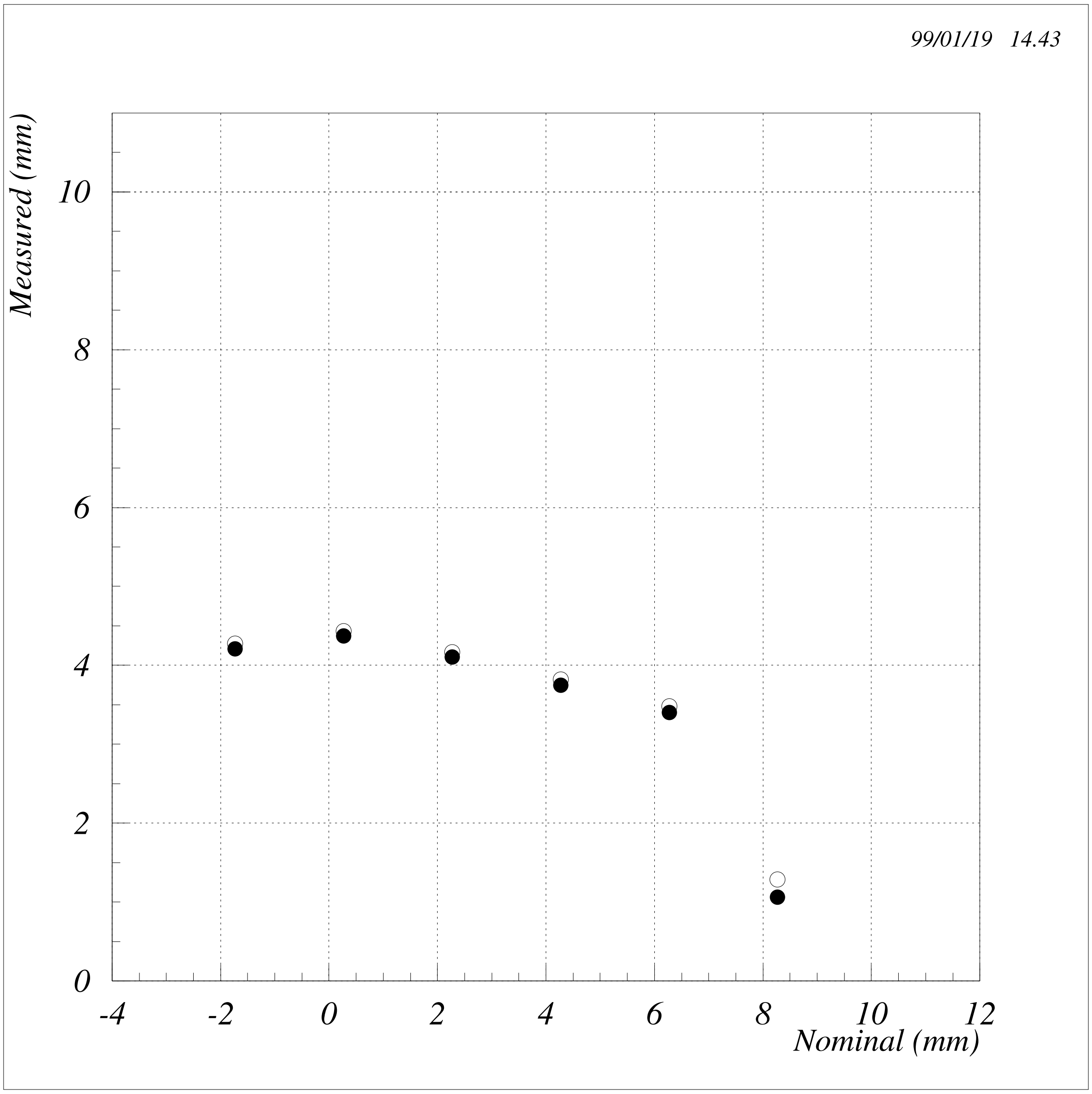

図 B.7: 入射ビームのエネルギーが 400MeV の時の入射位置と位置分解能の関係

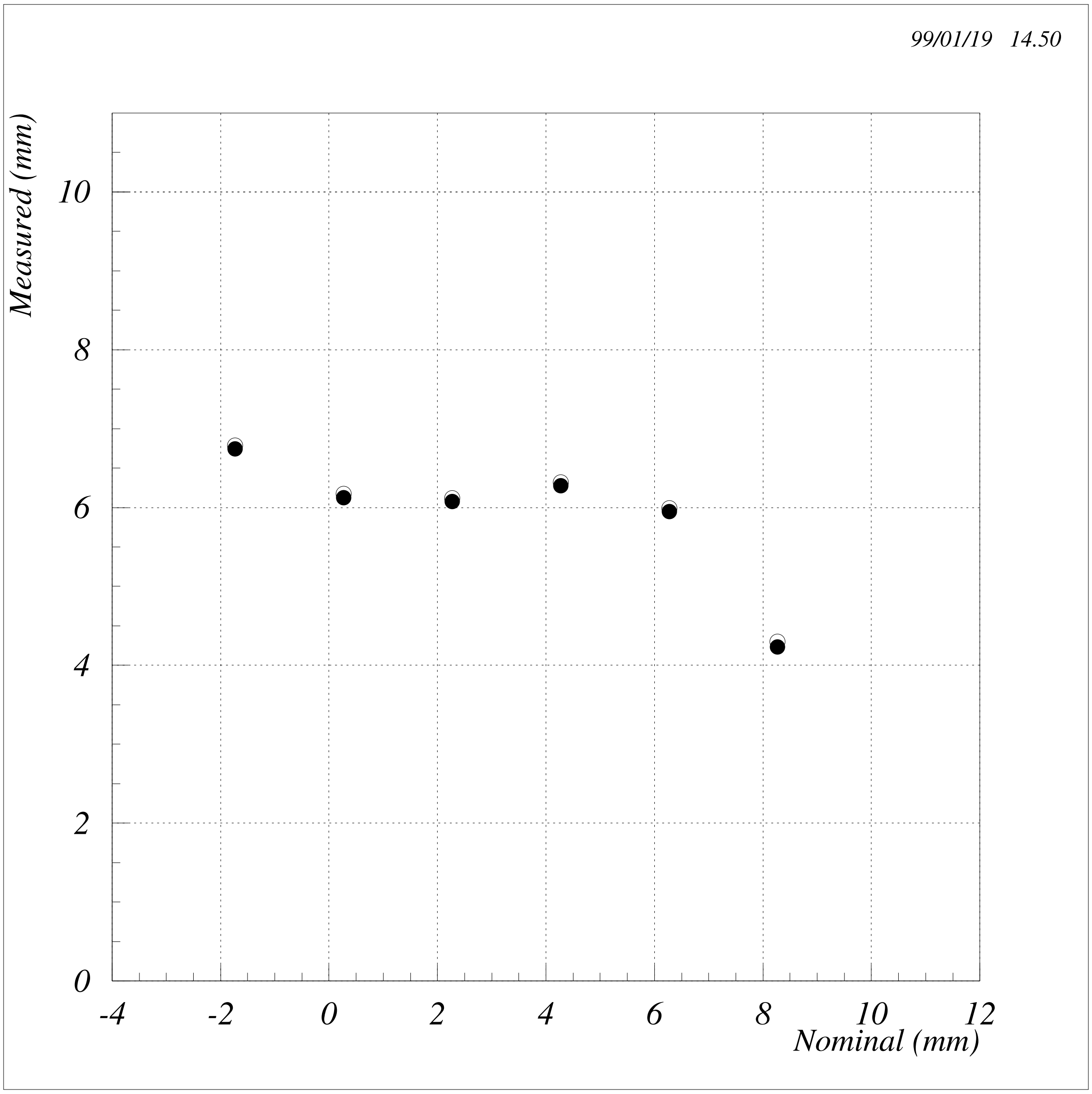

図 B.8: 入射ビームのエネルギーが 200MeV の時の入射位置と位置分解能の関係

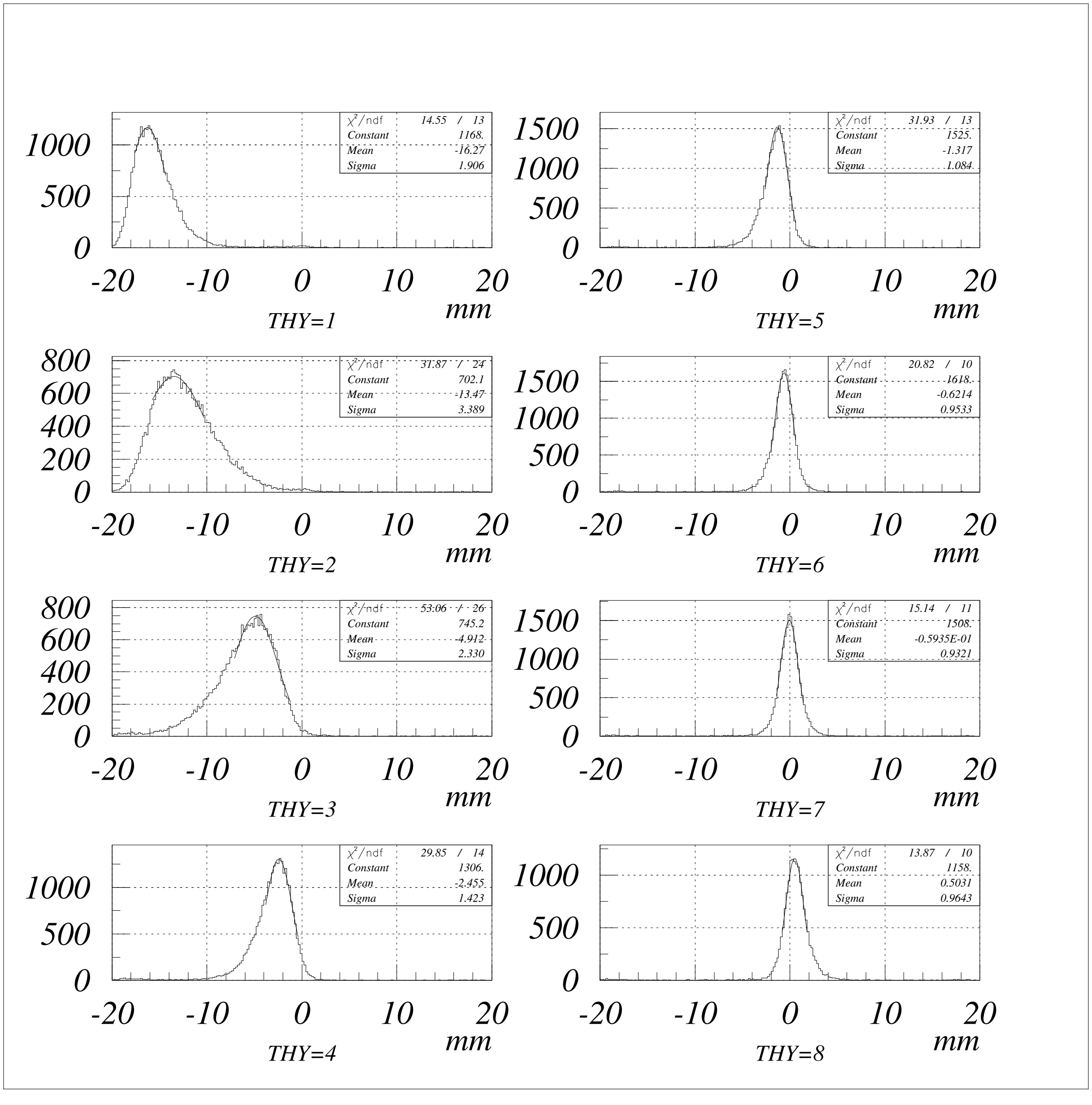

図 B.9: 図 2.18 と同じくデータに式 (2.7) をフィットさせた。P1、P2、P3 はそれぞれσ_a、σ_b、σ_c である。

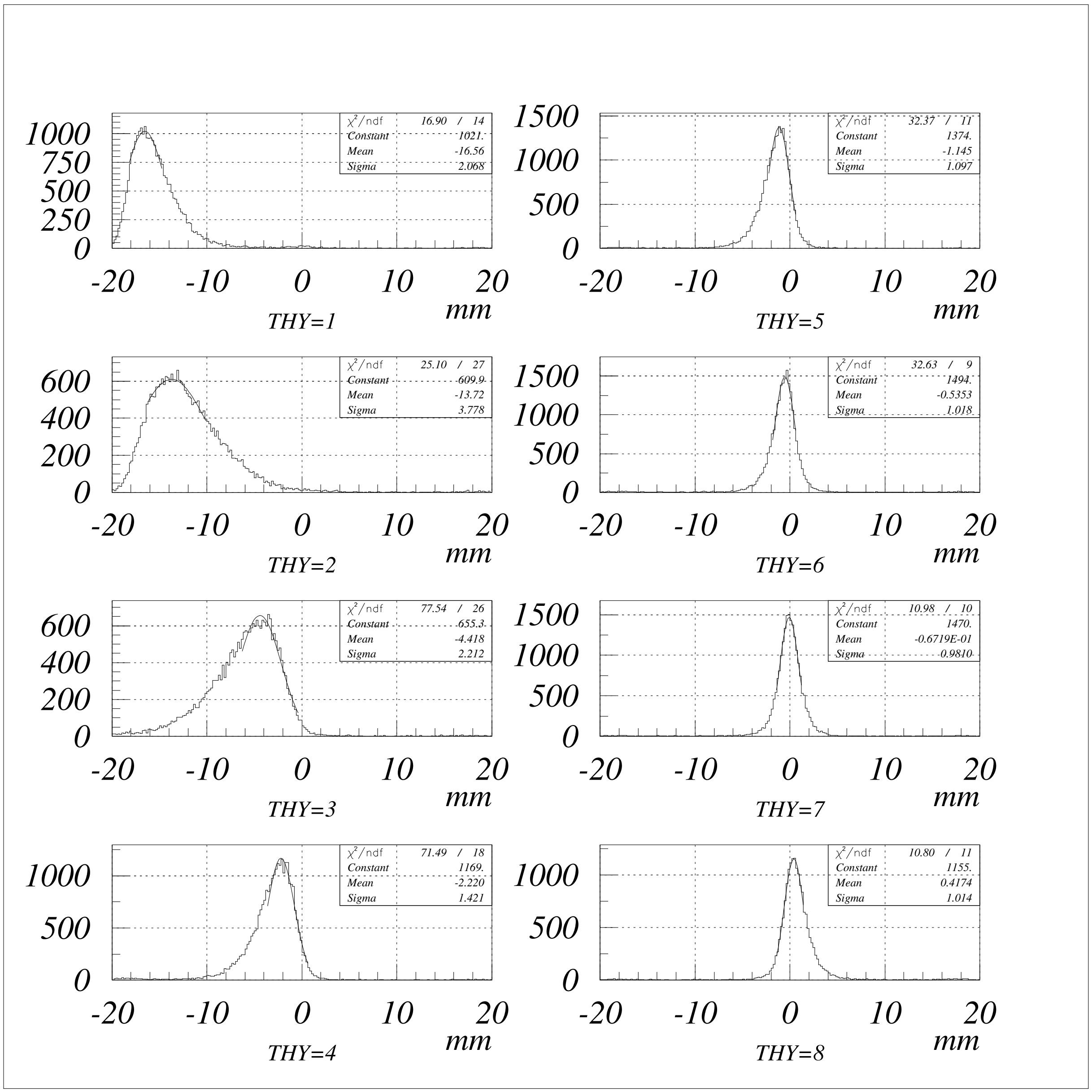

図 B.10: 図 2.18 と同じくデータに式 (2.7) をフィットさせた。P1、P2、P3 はそれぞれσ_a、σ_b、σ_cである。

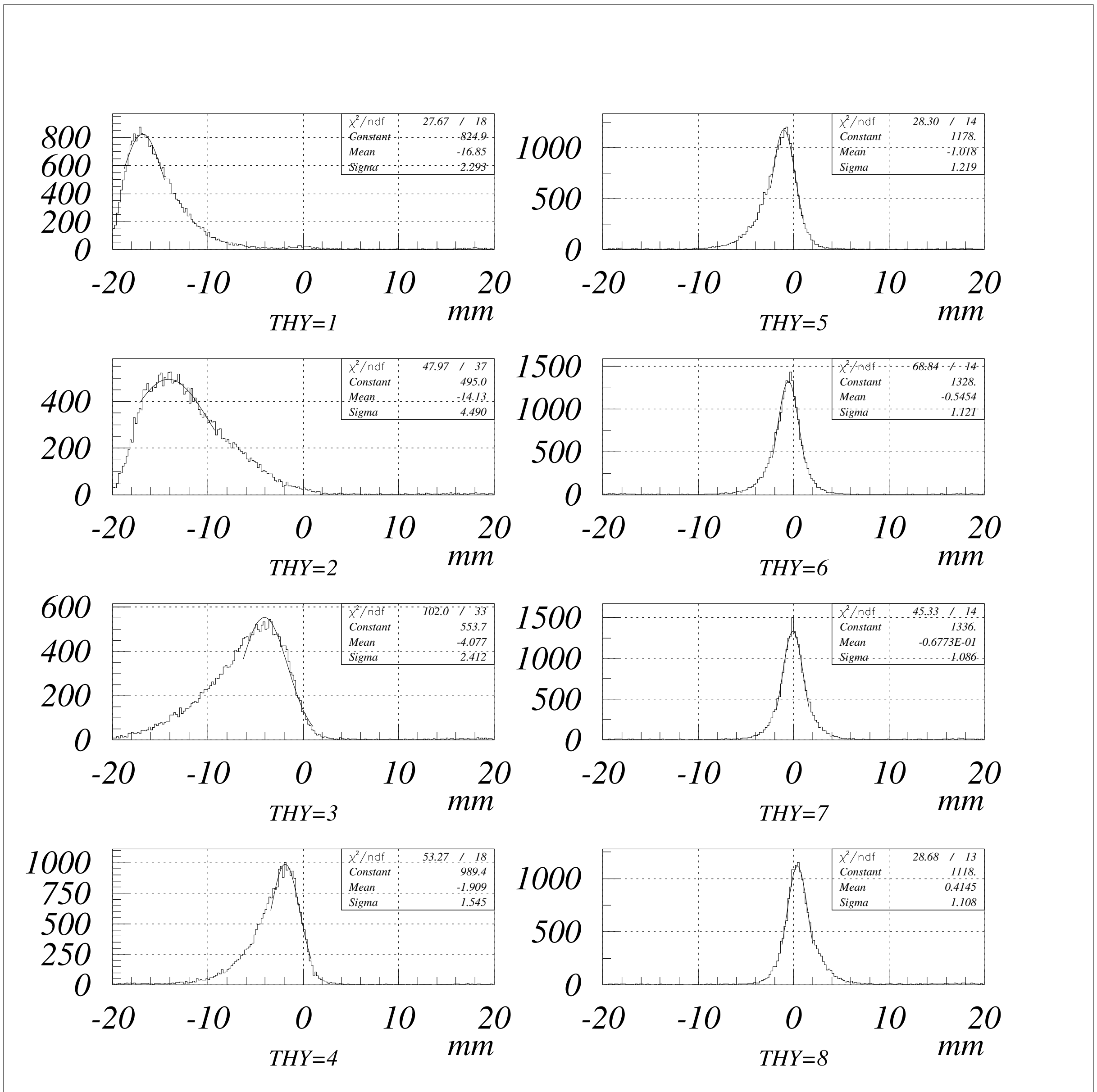

図 B.11: 図 2.18 と同じくデータに式 (2.7) をフィットさせた。P1、P2、P3 はそれぞれσ_a、σ_b、σ_cである。

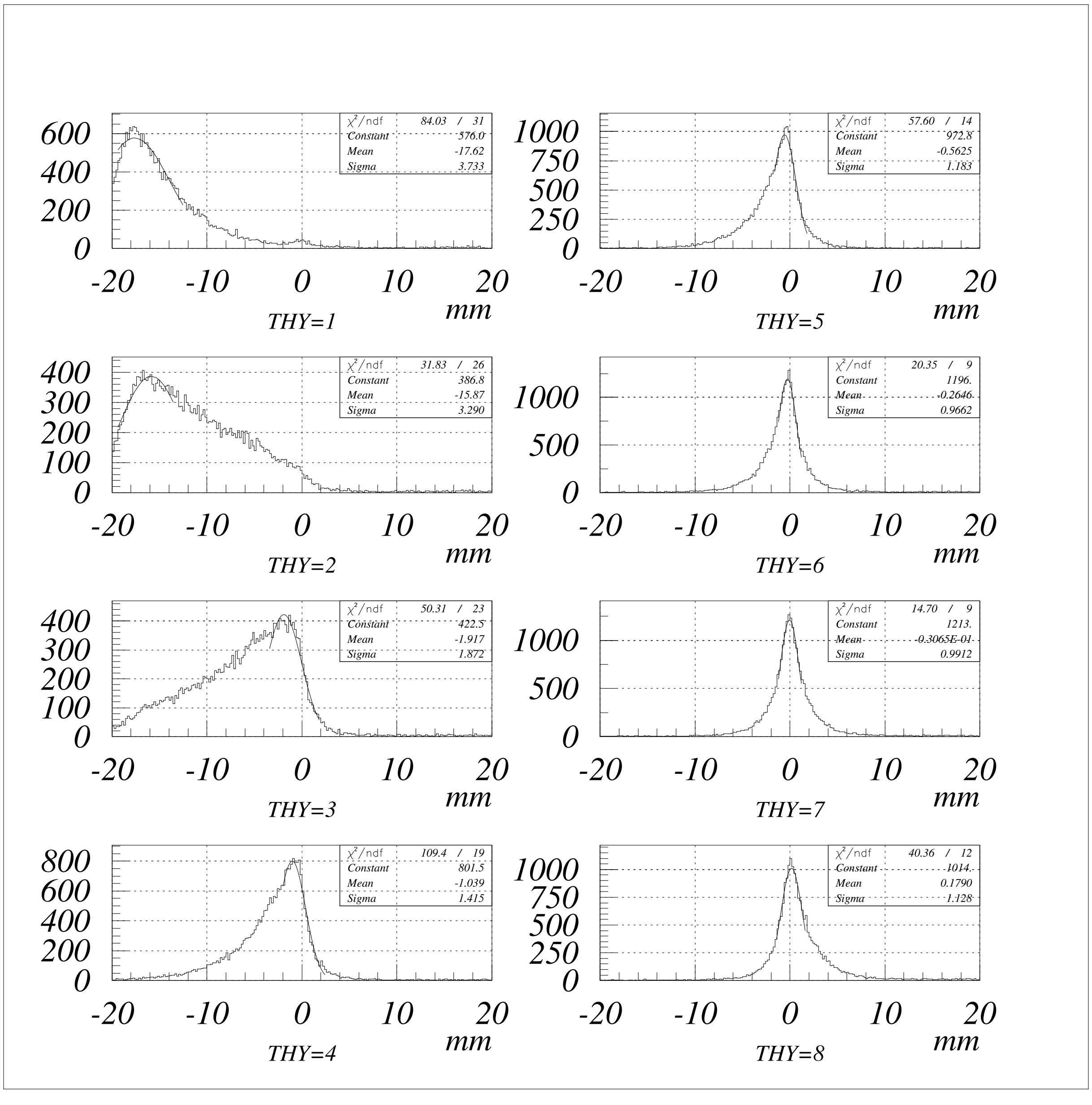

図 B.12: 図 2.18 と同じくデータに式 (2.7) をフィットさせた。P1、P2、P3 はそれぞれσ_a、σ_b、σ_c である。

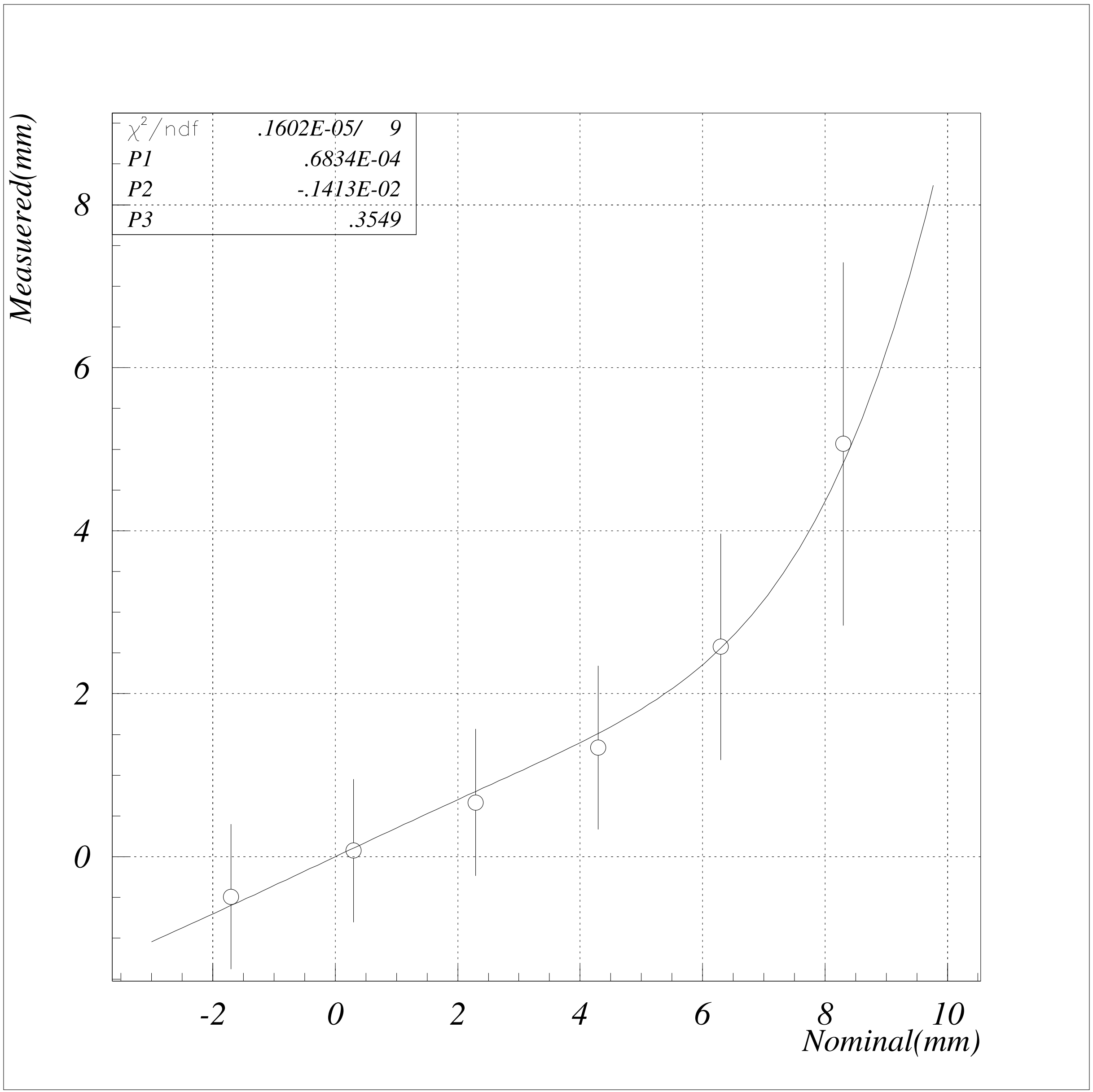

図 B.13: effectiv Z

関連図書

[1] KEK Internal 97-7 July 1997 R/D 『Installation of EGS』
Y.NAMOTO,H.NAKAMURA and H.HIRAYAMA

[2] KEK Internal 97-10 July 1997 R 『Overview of the EGS4 Code System』
H.HIRAYAMA

[3] KEK Internal 94-10 AUGUST 1994 R 『EGS4 Shower Display System EGS4PICT(2) WINDOWS VERSION』
H.HIRAYAMA,Y.NAMITI,S.BAN,RIKED and Y.TOKUDA

[4] KEK Internal 97-5 July 1997 R/D 『How to use Mortrans3(revised)』
H.HIRAYAMA

[5] KEK Internal 97-9 July 1997 R/D 『How to Code Geometry of EGS4』
H.HIRAYAMA

[6] KEK Internal 97-8 July 1997 R/D 『How to Write the User Code of EGS4』
H.HIRAYAMA

[7] KEK Internal 97-10 July 1997 R/D 『How to use PEGS4』
Y.NAMITO

[8] Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A 401 (1997)442-462

[9] KEK Preorint 89- 8 April 1989 R
『ESTIMATION OF ABSORBED DOSE DUE TO GAS BREMSSTRAHLUNG FROM ELECTRON STRAGE RINGS』

[10] LNF-80/56(P)20 Ottobre 1980 『GAS BREMSSTRAHLUNG FROM ELECTRON STORAGE RINGS』

[11] J.Jacson,Classical Electrodynamics,New York:Wiley,1962

[12] Heitler.W : The Quantum Theory of Radiation I

[13] Richard.C.Fernow : Introduction to experimental particle physics

[14] R.Novotny,W.Döring,K.Mengel,and V.Metag
IEEE Transaction on Nuclear Science,Vol.44,No.3,June 1997

[15] 砂川重信, 理論電磁気学 (紀伊国屋書店)

謝辞

本論文は、多くの方々の協力によって作成することが出来ました。この場をお借りして感謝を述べたいと思います。

本論文を作成するにあたり、山形大学理学研究科の清水肇教授には、修士課程に進学してからの 2 年間、物理に関する知識、データ解析の方法などを諦めることなく御指導して頂きました。また自由に実験や研究ができましたことは、先生のおかげであると痛切に思っております、本当にありがとうございました。

加藤静吾教授、吉田浩司講師、田島靖久助手からは、在学中かなりできの悪い私に諦めることなく、物理学に必要な知識をはじめ多くのことを教えて頂きました。本当にありがとうございます。同級の松本哲也君、阿部敬一君には、辛いとき、困った時、酔った時非常にお世話になりました。ありがとうどざいます。M1 の松村徹君、さまざまな助言、指導ありがとうございます。4 年生の方々、知恵、勇気、希望、雑用ありがとう。KEK で迷惑をかけた方々本当にありがとうございます。日本原子力研究所関西研究所放射光利用研究部の浅野芳裕氏には SPring-8 での実験、生活全般にわたりお世話になりました。KEK-Tanashi における PWO クリスタルのテスト実験では、素粒子原子核研究所の奥野英城助教授に大変お世話になりました。みんさん本当にありがとうございました。