Primakoff効果を用いた $\gamma\gamma \to \pi\pi$ チャンネルによる低質量スカラー中間子の研究

山形大学大学院 理学研究科 修士2年
松村 徹

平成12年

目 次

第 1 章　序論 **5**
1.1 カイラル対称性と σ 中間子 . . . 5
1.2 $\gamma\gamma \to \pi\pi$ 過程 . . . 8
1.3 Primakoff 効果を用いた σ 中間子探索実験 . . . 10
1.4 本修士論文研究の目的 . . . 10

第 2 章　Primakoff 生成 **13**
2.1 $\gamma A \to \sigma A$ に対する Primakoff 生成の断面積 . . . 13
2.1.1 原子核の形状因子 . . . 14
2.1.2 微分断面積 . . . 17
2.1.3 全断面積 . . . 20
2.2 γPb $\to \sigma$Pb Primakoff 生成のイベント収量 . . . 25

第 3 章　Monte-Carlo シミュレーションを用いた実験セットアップの評価 **27**
3.1 Event Generation for Primakoff Production . . . 27
3.2 $\sigma \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ 崩壊チャンネル . . . 32
3.2.1 検出器アクセプタンスの評価 . . . 32
3.2.2 バックグランドの評価 . . . 37
3.2.3 4γ Detection with PWO Crystal (5^o∼30^o) . . . 41
3.2.4 4γ Detection with PWO Crystal and Lead-Glass ($1^o \sim 30^o$) . . . 54
3.3 $\sigma \to \pi^+\pi^-$ 崩壊チャンネル . . . 58
3.3.1 アクセプタンスの評価 . . . 61
3.3.2 バックグランド . . . 62

第 4 章　$\sigma \to \pi^0\pi^0$ チャンネルでの諸物理量に対して検出器分解能が与える影響 **67**

第 5 章　レーザー電子光
(Laser Electron Photon) **101**
5.1 レーザー電子光の発生原理 . . . 101
5.2 ビームコミッショニングにおける実験セットアップ . . . 103
5.3 レーザー電子光のビーム特性 . . . 105
5.3.1 レーザー出力 5.3W での測定結果 (1999.7.1) . . . 106

5.3.2 レーザー出力 2.0W での測定結果 (1999.9.30) 114
5.4 バックグランドとしてのガス制動放射光 121

第 6 章 PWO 検出器の性能評価 127
6.1 lead tungstate($PbWO_4$) 127
6.2 実験セットアップ 127
6.3 エネルギー校正と PWO 検出器のエネルギー分解能 131
6.3.1 PWO 検出器へのエネルギー付与 131
6.3.2 エネルギー校正 133
6.3.3 PWO 検出器のエネルギー分解能 134
6.4 PWO 検出器の位置分解能 137
6.4.1 入射位置とエネルギー重心との関係 137
6.4.2 位置分解能 143

第 7 章 Lead/SCIFI sampling calorimeter 167
7.1 検出器形状 169
7.2 シンチレーション光の伝達 180
7.2.1 シンチレーティングファイバー 180
7.2.2 ライトガイド 184
7.2.3 まとめ 191

第 8 章 議論とまとめ 193
8.1 $\sigma \to \pi^0\pi^0$ チャンネル 193
8.2 $\sigma \to \pi^+\pi^-$ チャンネル 195
8.3 実験準備として今後行うべき課題 197

第1章　序論

1.1　カイラル対称性とσ中間子

カイラル対称性は、クォークの質量がゼロの極限で成り立つ QCD の対称性である。up と down の軽いクォークのみを考えた場合、これは $SU(2)_L \times SU(2)_R$ の対称性である。

実際には、クォークは有限のカレント質量 $(5 \sim 10$ MeV$)$ を持っている訳であるが、ハドロンのエネルギースケールである $\Lambda_{QCD} \simeq 200$MeV に比較して十分に小さいため、カイラル対称性は強い相互作用の近似的な対称性であると言えるであろう。

しかしながら、π 中間子の弱い相互作用による崩壊や、π 中間子と核子との相互作用に関する Goldberger-Treiman の関係などが、カイラル対称性の近似的成立、すなわち軸性カレントの' 部分的な' 保存を示唆しているにもかかわらず、実際の中間子スペクトルにおいて、擬スカラー中間子とスカラー中間子の質量は縮退していないという矛盾が生じる。この矛盾に対する解決法は、カイラル対称性が我々の真空で自発的に破れていると解釈することである (図 1.1)。

カイラル対称性が自発的に破れることにより、擬スカラーの場は質量ゼロのゴールドストンボゾンとなり、スカラーの場は有限量の真空期待値が要請される。我々はこのゴールドストンボゾンを π 中間子、そしてワインバーグ · サラム理論との類推から、スカラー中間子である σ 中間子を強い相互作用におけるヒッグス粒子に対応するものと考える。

クォークがカレント質量を持つため、カイラル対称性が軸性変換に対して完全な対称性では無いことと、π 中間子の質量がハドロンのスケールと比較して小さいことを考えれば、カイラル対称性が自発的に破れているという解釈で様々な現象を矛盾無く説明できる。

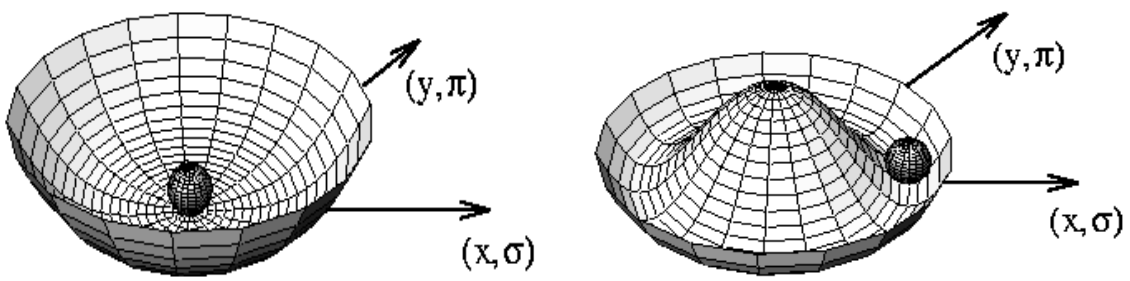


図 1.1: 実効的なポテンシャル。x 軸は σ の場、y 軸は π の場を表す。(左図) カイラル対称性が成り立っている状態。(右図) カイラル対称性が自発的に破れている状態。Ref [16] より引用

低質量のスカラー · アイソスカラー中間子である σ 中間子は、質量が軽いクォーク (up および down) の構成質量のおよそ 2 倍 (≈ 600 MeV) と予想され、また 2π と強く結合するため、その質量と比較した場合の質量幅は非常に広いという特徴を持つ。

σ 中間子の探索は、1970 年代主に S 波 $\pi-\pi$ フェイズシフトの解析を用いて行われてきたが、1GeV 以下の低質量領域に明瞭な共鳴状態は見出されなかった。しかし、ここ数年の間に再解析がなされ、近年 σ 中間子は、$f_0(400\text{-}1200)$ として Particle Data Group のリストに載せられるようになった [2]。

図 1.2 に、PDG のリストから σ 中間子の質量および質量幅をプロットしたものである。それぞれ • が T-Matrix のポールから、□ はブライトウィグナー型のモデルから決定した場合である。図からすぐ読み取れるように、いくつもの解析結果があるにもかかわらず、σ 中間子の質量、質量幅は良く分かっていない。

このような状況のため、σ 中間子に関して違う角度からの研究が重要になってくる。
もし、σ 中間子が存在しているとするならば、次の 2 つの崩壊チャンネルがあると考えられる。

$$\begin{array}{lll} \sigma \to \pi\pi & \text{dominant} & \text{(strong interaction)} \\ \sigma \to \gamma\gamma & \text{seen} & \text{(electro magnetic interaction)} \end{array}$$

我々は電磁相互作用崩壊過程である $\sigma \to \gamma\gamma$ チャンネルに着目する。

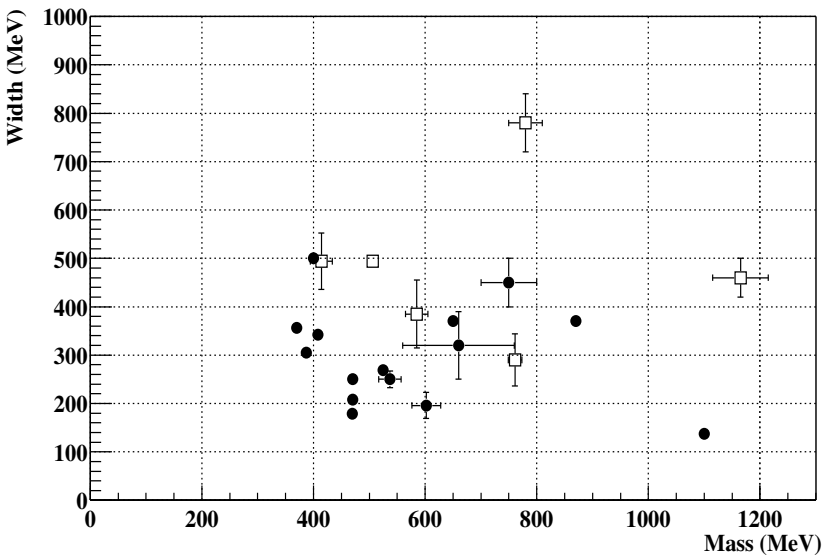


図 1.2: PDG のリストに掲載されている $\sigma(f_0(400\text{-}1200))$ の質量および質量幅 [2]。• :T-Matrix Pole、□ :Bright-Wigner parameterization。なお著者の名前は省略している。

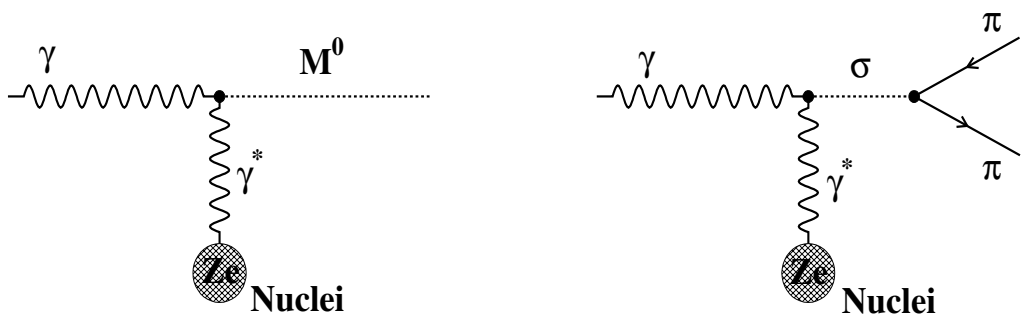


図 1.3: Primakoff 生成のファインマンダイアグラム。(左) 一般的な Primakoff 生成過程の定義。入射光子と原子核の電場に起因する仮想光子との相互作用により、中性メソン M^0 が生成される。(右)Primakoff 効果を用いた σ 中間子生成過程

しかしながら、$\sigma \to \gamma\gamma$ 崩壊に対する分岐比は 10^{-5} と小さく、さらに σ 中間子の質量幅が広いために、直接 2γ を捕える実験は現実的に不可能である。そこで、その逆反応過程である Primakoff 過程を用い σ 中間子を生成させ、そこから崩壊する 2π を捕える (図 1.3)。

$$\gamma\gamma^* \to \sigma \to \pi\pi \qquad \text{(Primakoff Production)}$$

ここで γ^* は、ターゲット原子核の電場に起因する仮想光子を表す。

Primakoff 効果を用いた $\gamma\gamma \to \pi\pi$ チャンネルの研究はこれまで一度も行われたことが無く、固定標的を用いた場合、この方法が $\sigma \to \gamma\gamma$ チャンネルを調べるための唯一の実験方法である。

1.2 $\gamma\gamma \to \pi\pi$ 過程

固定標的実験ではなく、e^+e^- コライダーを用いた $\gamma^*\gamma^* \to \pi\pi(e^+e^- \to e^+e^-\pi\pi)$ チャンネルによる実験は、今までに幾つかの実験グループによって行われている。しかし、2π 生成閾値 ($\sim$300 MeV) 付近まで測定されているものは、MarkII($\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$)、Crystal Ball($\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$) の 2 つの実験グループだけである [8] [10]。

図 1.4 および図 1.5 に、0.8 GeV 以下の $\pi\pi$ 不変質量領域における MarkII と Crystal Ball の断面積 $\sigma_{\gamma\gamma\to\pi\pi}$ の測定結果をそれぞれ示す。

MarkII ($\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$) $M_{\pi\pi} \geq 0.7$ GeV の領域では TOF 検出器および液体アルゴンカロリメータを用いて粒子識別を行っており精度の高いデータを得ている。だが、$M_{\pi\pi} \leq 0.7$ GeV に関しては $\gamma\gamma \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$ の識別が難しく系統誤差が大きくなっている。特に $0.4 \sim 0.54$GeV の領域に関してはデータが全く得られていない。測定角度領域は $|\cos\theta^*| < 0.6$。

Crystal Ball ($\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$) 2π 閾値から 2 GeV までの全ての質量領域について測定値を得ている。終状態が $\pi^0\pi^0$ である唯一の測定データ。測定角度領域は $|\cos\theta^*| < 0.8$。

図 1.4,1.5 を見比べると、2π 不変質量が低くなるにつれ $\pi^+\pi^-$ と $\pi^0\pi^0$ に対する断面積に大きな違いが出てくることに気付く。これは、$\pi^+\pi^-$ 崩壊チャンネルにおいて、荷電 π 中間子が光子と結合する寄与を含んでいるためである。これに対し、$\pi^0\pi^0$ 終状態の場合は、この効果は含まれない。

コライダー実験によって得られた断面積 $\sigma_{\gamma\gamma\to\pi\pi}$ を用いて、M.R.Pennington らは、σ の 2γ への崩壊幅を求めている。 [18] [17]。

$$\Gamma(\sigma \to \gamma\gamma) \quad = \quad (3.8 \pm 1.5) \text{ keV}$$

また彼らはカイラル摂動理論 (ChPT) から、質量に関して、

$$M_\sigma \simeq 463 \text{ MeV} \quad , \quad \Gamma_\sigma \simeq 393 \text{ MeV} \ \text{(one loop ChPT)}$$
$$M_\sigma \simeq 445 \text{ MeV} \quad , \quad \Gamma_\sigma \simeq 470 \text{ MeV} \ \text{(two loops ChPT)}$$

と言う結果も得ている。

しかし、論文中で著者が述べているように、モデルにより質量幅等のパラメータにばらつきがあり、より精度の高い実験結果が要求されている。

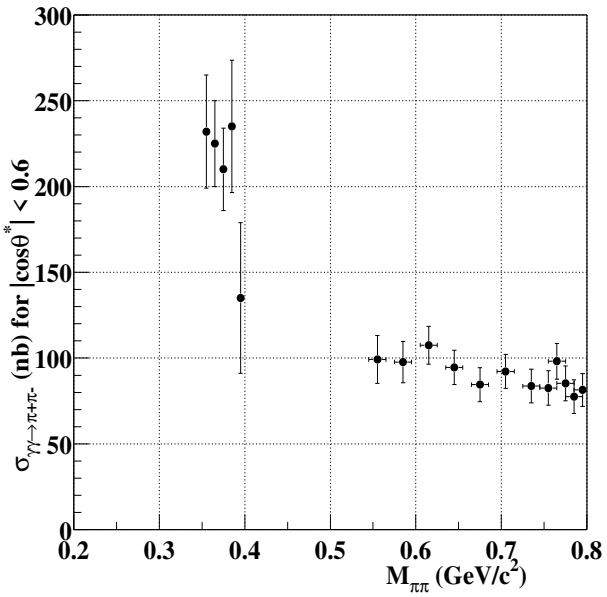


図 1.4: MarkII 実験グループによる $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$ の断面積データ。測定角度領域は $|\cos\theta^*| < 0.6$。データ空白領域は $\pi^+\pi^-$ とバックグランドである e^+e^-,$\mu^+\mu^-$ との粒子識別ができなかった領域

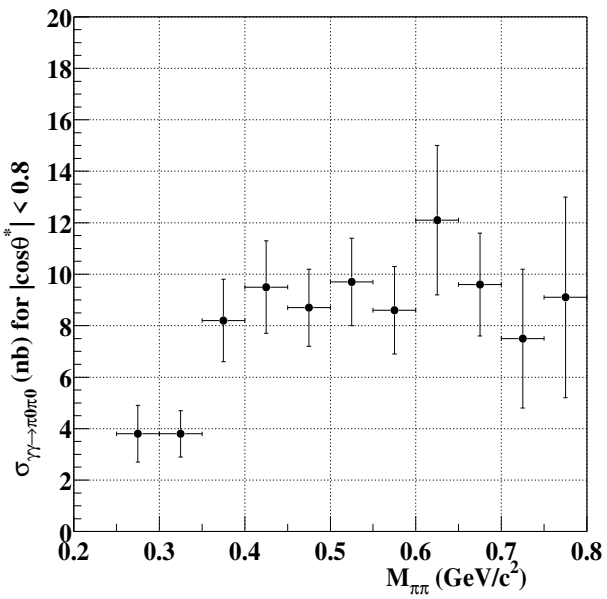


図 1.5: Crystal Ball 実験グループによる $\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$ の断面積データ。測定角度領域は $|\cos\theta^*| < 0.8$。

1.3　Primakoff 効果を用いた σ 中間子探索実験

第 2 章で後述するように、Primakoff 過程を用いた σ 中間子生成過程

$$\gamma\gamma^* \to \sigma$$

の断面積には、以下のような特徴がある。

- 入射光子エネルギーの 4 乗に比例する。
- 生成される中間子の質量が大きくなるにつれ、急激にゼロに近付き生成過程は強く抑制される。
- 運動量移行 Q^4 に反比例するため、終状態の粒子の殆んどが実験室系で $10^{\rm o}$ 以内に放出される。
- ターゲット原子番号の 2 乗に比例する。

我々は入射光子として、SPring-8 におけるレーザー電子光ビーム ($E_{\gamma\max} = 2.4$ GeV) を用いて実験することを前提としている。

レーザー電子光とは、第 3 世代放射光施設である SPring-8 の 8 GeV 蓄積電子と紫外レーザーとの逆コンプトン過程で生じる最大エネルギー 2.4 GeV の γ ビームである。これは、実用的に使用できる逆コンプトン γ 線としては、世界最高のエネルギーである。

また、σ 中間子の質量が大きい領域では生成が抑制されるため、得ることが出来る $\sigma_{\gamma\gamma\to\pi\pi}$ の情報は、2π 不変質量でおおよそ、

$$0.28 \text{ GeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 0.5 \text{ GeV}$$

の範囲に限られる。

この領域は、これまでコライダー実験で得られている断面積データの内でも特に不明瞭な領域であり、我々の実験によって精度を高める。

さらに、エネルギーが低く、かつ顕著な共鳴が無いことから、カイラル摂動理論が良く適用される領域である。したがって、σ 中間子に関する情報を得るだけでなく、カイラル摂動理論の実験的検証にもなるという点で重要な実験と考えられる。

1.4　本修士論文研究の目的

本修士論文研究の目的は、上述した Primakoff 効果を用いた σ 中間子探索実験の準備研究である。

実験を行うに当たっては、まず σ 中間子の Primakoff 生成に対する断面積を導き出し、予想されるイベント収量の見積りを評価する必要がある。

次に、生成された σ 中間子を、$\pi^+\pi^-$ および $\pi^0\pi^0$ チャンネル両方の終状態を捕えるための検出器を設計する必要がある。

そのためには、終状態の粒子のエネルギー、放出角度等の運動学的な振舞いを知り、そこから検出器の分解能はどの程度要求されるのか、検出器の配置により検出器アクセプタンスがどれほど得られるのかを評価しなければならない。

そこで本修士論文では、これら評価しなければならないものについて以下のように章を分けて議論し、この修士論文研究で分かった事と、今後さらに評価しなければいけないものを明確にし、最後にまとめることとする。

イベント収量の見積り (第 2 章) Primakoff 効果により生成される σ 中間子の断面積を計算し、入射光子のビーム強度、原子核ターゲットを与えることにより、イベント収量を $\pi^+\pi^-$ および $\pi^0\pi^0$ それぞれの崩壊チャンネルについて計算する。

実験で要求される検出器のパフォーマンス (第 3 章) Monte-Calro シミュレーションによって終状態粒子 $\pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ の振舞いを明らかにし、要求される検出器分解能、および検出器の配置領域によるアクセプタンスの評価を行う。

レーザー電子光ビームの測定 (第 5 章) σ 中間子を Primakoff 効果で生成させるためには、入射光子ビームが必要である。我々はこの光子ビームとして、SPring-8 のレーザー電子光を用いることを前提としている。

このレーザー電子光は、1999 年 7 月に発生に成功したばかりの新しいビームであり。今回このレーザー電子光のビーム強度、エネルギー分布、ビームサイズ等の特性を PWO 検出器を用いて測定した。この章ではその測定結果について述べる。

前方検出器の候補としての PWO の性能評価 (第 6 章) 高エネルギー γ 線測定用シンチレータである $PbWO_4$(以下 PWO) は、レーザー電子光の測定に用いただけではなく、$\sigma \to \pi^0\pi^0$ 崩壊チャンネルを測定するための前方検出器の候補として、本修士論文研究において重要な位置を占めるカロリメータである。

PWO 検出器性能評価のためのビームテストを、SPring-8 挿入光源ビームラインにおけるガス制動放射光 ($0 \leq E_\gamma \leq 8$ GeV) を用いて行った。ここでは測定結果より、制動放射光を用いたエネルギー校正の方法、PWO 検出器のエネルギー分解能、位置分解能について議論する。

Lead/SCIFI カロリーメータの設計 (第 7 章) SPring-8 レーザー電子光ビームラインでは、現在ターゲット周り 30^o から 100^o までを覆う鉛シンチレーティングファイバー (Lead/SCIFI) カロリメータの建設が進められている。

本修士論文のテーマである σ 中間子の Primakoff 生成実験において、この検出器は本質的に重要なものではない。しかし、このカロリメータの設計は、レーザー電子光共同研究グループの一員として修士課程在籍中に行ったものであり、その内容をまとめておくことは今後の研究のために重要だと考え、一つの章として修士論文に記載した。

第2章　Primakoff生成

2.1　$\gamma A \to \sigma A$ に対する Primakoff 生成の断面積

Primakoff 効果を用いた中間子生成の実験は、π^0 の寿命を測定するための実験手段として、1960 年代から行われていた [7] [6]。これらの論文によれば、Primakoff effect によって起こる $\gamma A \to \sigma A$ 反応の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma_P}{d\Omega} = \Gamma_{\gamma\gamma} \frac{8\alpha Z^2}{M_\sigma^3} \frac{\beta^3 E_\gamma^4}{Q^4} |F_{e.m.}(Q)|^2 \sin^2\theta \tag{2.1}$$

で表される。ここで諸量の意味は、

$$\begin{aligned}
\alpha &= 1/137 \\
\Gamma_{\gamma\gamma} &= \sigma \to 2\gamma \text{ decay width} \\
Q &= \text{原子核に対する momentum transfer} \\
F_{e.m.} &= \text{原子核の electromagnetic form factor} \\
M_\sigma, \beta, \theta &= \sigma \text{ の質量、速度、生成角} \\
E_\gamma &= \text{入射}\gamma\text{のエネルギー}
\end{aligned}$$

である。

式 2.1 から、Primakoff 生成の断面積に関して以下の特徴が挙げられる。

- $\theta = 0$ で微分断面積はゼロであるが、$\theta \sim M^2/2E_\gamma^2$ で鋭いピークを持つ。θ が大きくなると急激にゼロに近付く。
- $1/M^3$ の項のため、質量が大きい領域で反応は強く抑制される。
- ターゲット原子番号 Z^2 に比例する。
- 入射光子エネルギー E_γ の 4 乗に比例する。

シミュレーションプログラム中で断面積を計算する場合、θ を変数とするよりも、Lorentz 不変量である不変運動量移行 t を用いた方が扱いやすい。t は $a + b \to 1 + 2$ 反応において、

$$t \equiv (p_a - p_1)^2 \tag{2.2}$$

で定義される。

$Q^2 = -t$ と置き換え、また実験室系で

$$t = m_a^2 + m_1^2 - 2E_aE_1 + 2P_aP_1\cos\theta_{a1} \tag{2.3}$$

であるので、

$$\begin{aligned} dt &= 2P_aP_1\, d\cos\theta_{a1} \\ &= \frac{1}{\pi}P_aP_1\, d\Omega \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{\pi}{P_aP_1} \end{aligned} \tag{2.4}$$

ここで、$P = |\boldsymbol{p}|$ である。一方、GeV から μb への換算、

$$\left(\frac{1}{\mathrm{GeV}}\right)^2 = 389.39\ (\mu\mathrm{b}) \tag{2.5}$$

も考慮しなければならない。

式 2.1 および 2.4 より、

$$\frac{d\sigma_P}{dt}\ (\mu\mathrm{b/GeV^2}) = 389.39\,\frac{\pi}{E_\gamma P_\sigma}\,\Gamma_{\gamma\gamma}\frac{8\alpha Z^2}{M_\sigma^3}\frac{\beta^3 E_\gamma^4}{t^2}|F_{e.m.}(-t)|^2\sin^2\theta \tag{2.6}$$

となるが、θ は

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{t - m_\sigma^2 + 2E_\gamma E_\sigma}{2E_\gamma P_\sigma}\right) \tag{2.7}$$

で計算される。

2.1.1 原子核の形状因子

球対称の電荷分布を持った原子核に対して、電磁形状因子 $F(-t)$ は次のフーリエ変換で求めることが出来る。

$$F(-t) = 4\pi\int_0^\infty f(r)\frac{\sin(\sqrt{-t}r/\hbar)}{\sqrt{-t}r/\hbar}r^2\, dr \tag{2.8}$$

ただし、$f(r)$ は電荷分布関数であって、電荷密度と $\rho(r) \equiv Zef(r)$ の関係がある。従って形状因子は、

$$1 = 4\pi\int_0^\infty f(r)r^2\, dr$$

で規格化される必要がある。

電荷分布関数として幾つかの関数型が考えられるが、簡単に Woods-Saxon 型を用いた。

$$f(r) = \frac{f_0}{1 + \exp\left(\dfrac{r-c}{a}\right)} \tag{2.9}$$

f_0 : normalization factor
c : radius of the ditribution at half of its central value
a : diffuseness parameter

重い原子核について、以下の式が成り立つ。

$$c = 1.07\,\mathrm{fm} \cdot A^{1/3} \tag{2.10}$$

$$a = 0.54\,\mathrm{fm} \tag{2.11}$$

図 2.1 および図 2.2 に ^{208}Pb と ^{63}Cu についての $|F_{e.m.}(-t)|^2$ を示す。

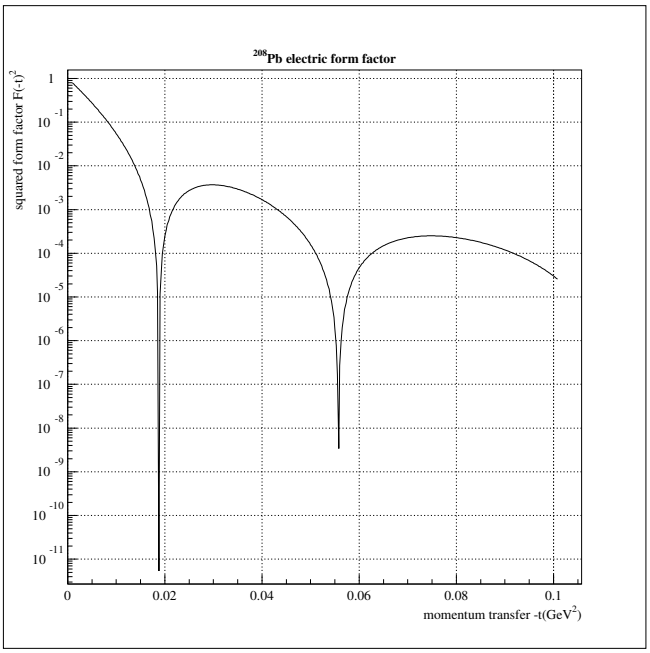


図 2.1: Pb 原子核に対する形状因子の運動量移行 t 依存性

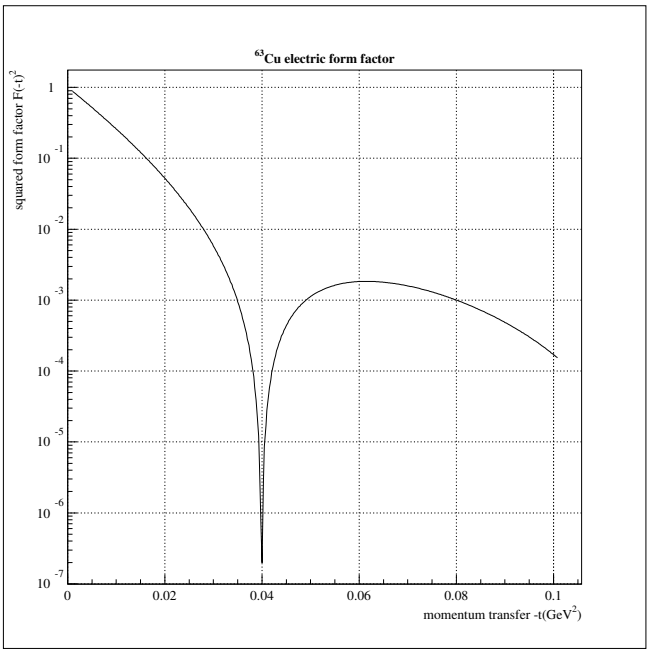


図 2.2: Cu 原子核に対する形状因子の運動量移行 t 依存性

2.1.2 微分断面積

式 (2.6) から、σ 中間子の Primakoff 生成微分断面積を計算したものが 図 2.3 である。入射光子エネルギーは 2.4GeV、σ の質量は 600MeV とした。また、ターゲット原子核として、Pb、Cu、C の 3 種類についてそれぞれ示している。

図 2.3 より全ての原子核について $|t| = 0.01\mathrm{GeV}^2$ 付近にピークが存在している事が読み取れる。これは式 (2.6) 中の $|F_{e.m.}(-t)|^2/t^2$ による寄与で、このピークは $\sigma(600)$ の生成角度で言えば、ビーム軸から 1^o 程度に相当する。さらに微分断面積の Z 依存性も顕著に現れていることも分かる。

図 2.4 は、Pb 原子核に対する微分断面積で、σ の質量に関してそれぞれ、M_σ=280,400,500,600(MeV) について計算した。式 (2.6) の $1/M_\sigma^3$ の項のため、大きな質量の場合、微分断面積は極端に小さくなる。また、極大値は質量が小さくなるにつれ、より低い $|t|$ に現れる傾向がある。

極大値が現れる t の値は、形状因子を無視した場合の近似として、おおよそ $-t \sim -2t_{min}$ で表すことが出来る。ここで t_{min} は、θ が 0 における t のことであり、2.4GeV $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$ に対する t_{min} は、

$$\begin{aligned}
t_{min} &= -0.00027\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\text{for } M_\sigma = 280\ \mathrm{MeV}) \\
t_{min} &= -0.00113\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\text{for } M_\sigma = 400\ \mathrm{MeV}) \\
t_{min} &= -0.00277\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\text{for } M_\sigma = 500\ \mathrm{MeV}) \\
t_{min} &= -0.00581\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\text{for } M_\sigma = 600\ \mathrm{MeV})
\end{aligned}$$

となる。

図 2.5 に、Pb ターゲット、M_σ=600MeV における、入射光子のエネルギーによる微分断面積依存性のグラフを表す。入射光子エネルギーとして、2.4GeV、3.5GeV、8GeV についての計算結果をそれぞれ示した。

序論でも述べたように、本実験では入射光子として SPring-8 のレーザー電子光を用いる。その最大エネルギーは、Ar レーザー (350nm) の場合 2.4GeV である (第 5 章参照)。

将来的にはレーザーの波長をより短くし ($\approx$ 200nm)、その最大エネルギーをおよそ 3.5GeV に上げる計画がある。

また、レーザー電子光ビームラインでは、蓄積リング中の残留ガスと 8GeV 蓄積電子との相互作用によって生じる、ガス制動放射光がバックグランドとして混入することが分かっている。ガス制動放射光は、0$\sim$8GeV までの連続エネルギー分布を持ち、1GeV 以上のもので、毎秒およそ 5×10^4 発生する。

以上の理由から、図 2.5 において、入射光子エネルギー 2.4GeV、3.5GeV、8GeV の場合ついてそれぞれ計算した。

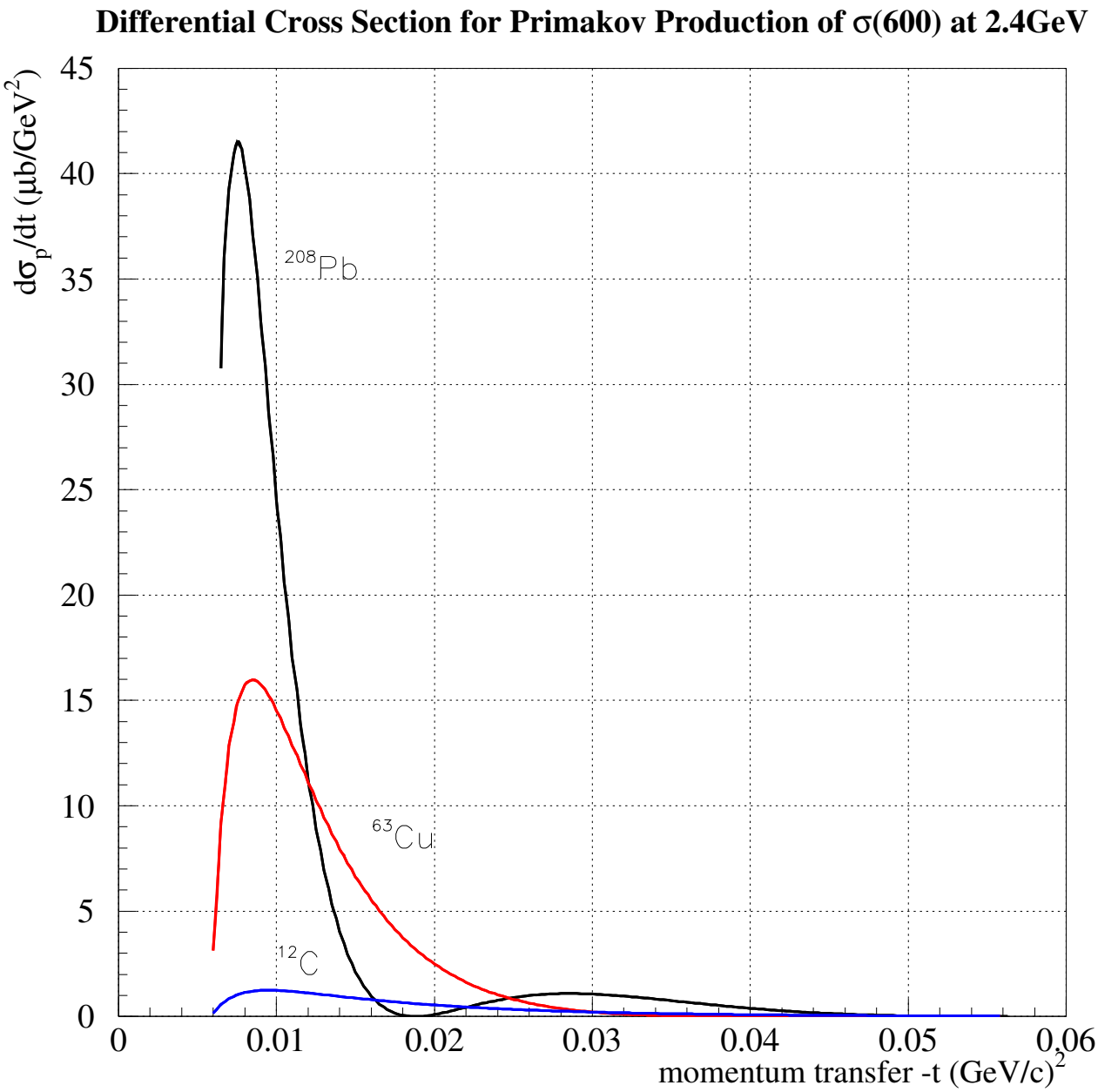


図 2.3: 2.4GeV $\gamma A \to \sigma(600) A$ に対する微分断面積 $d\sigma_p/dt$。^{208}Pb、^{63}Cu、^{12}C 原子核についてそれぞれ示した。

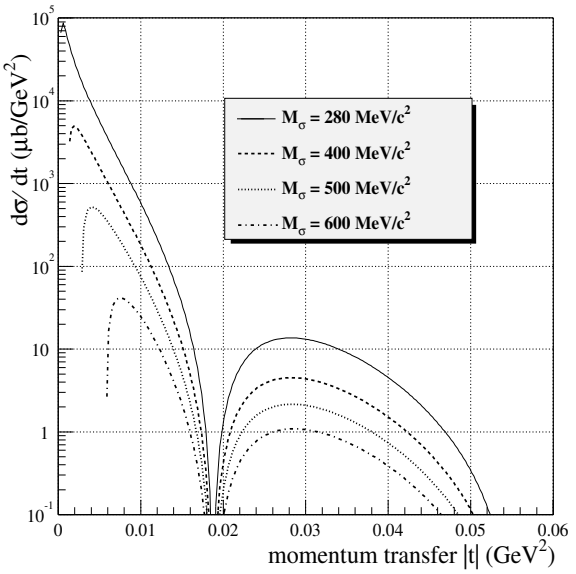


図 2.4: 2.4GeV $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$ に対する微分断面積 $d\sigma_p/dt$ の M_σ 依存性。

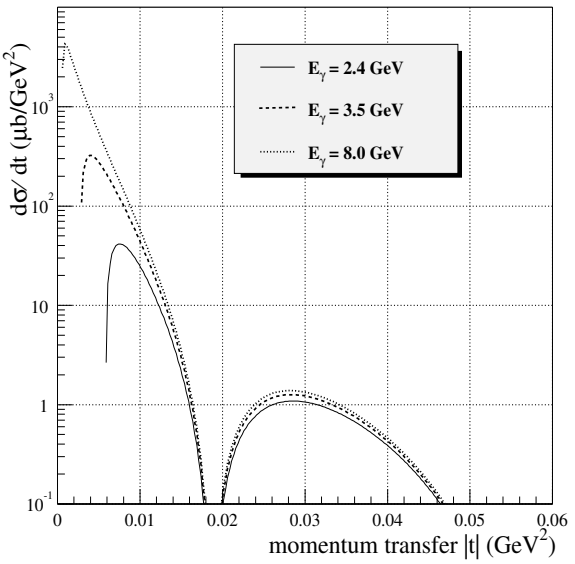


図 2.5: Pb 原子核に対する、$\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma(600)\mathrm{Pb}$ に対する微分断面積 $d\sigma_p/dt$ の入射光子エネルギー依存性。

2.1.3 全断面積

式 (2.1) を角度成分に関して積分して得られる断面積は、生成される中間子の質量幅が狭い場合には、そのまま全断面積となる。

しかしながら、σ を考える場合には事情は異なる。なぜならば、序論でも述べたように、σ の質量幅は、その質量と同程度に広がりを持つからである。

そこで、全断面積を次のようにして計算する。

- まず σ の質量分布として、ある分布を仮定する。この際この分布の面積は 1 に規格化されている。
- 次に、各質量領域ごとに式 2.1 の積分を実行し、その値に質量分布の重み $\alpha(M)$ を掛けることにより生成断面積を得る。

この際得られる断面積は、σ の質量に関する微分断面積 $\frac{d\sigma_p}{dM}$ である。

式で表せば、

$$\frac{d\sigma_p}{dM} = \alpha(M)\int_{4\pi}\frac{d\sigma_p}{d\Omega}\,d\Omega \tag{2.12}$$

$$\int \alpha(M)\,dM = 1 \tag{2.13}$$

となる。また、質量分布関数として、

$$\alpha(M) = \frac{(\Gamma_\sigma/2)^2}{(M-M_\sigma)^2+(\Gamma_\sigma/2)^2} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned} M_\sigma &= 600\ \mathrm{MeV} \\ \Gamma_\sigma &= 400\ \mathrm{MeV} \end{aligned}$$

のブライト-ウィグナー分布を仮定した。

生成された σ 中間子は、ほぼ 100% 2π に崩壊する。終状態として $\pi^+\pi^-$ と $\pi^0\pi^0$ があるが、σ のアイソスピンは $I=0$、π に関しては $I=1$ であるので、その崩壊分岐比はアイソスピンに対する Clebsh-Gordan 係数を用いて計算することが出来る。即ち

$$\begin{aligned} \pi^+ + \pi^- &: \quad |1\ +1>|1\ -1> &&= \frac{1}{\sqrt{6}}\,|2\ 0> + \frac{1}{\sqrt{2}}\,|1\ 0> + \frac{1}{\sqrt{3}}\,|0\ 0> \\ \pi^0 + \pi^0 &: \quad |1\ 0>|1\ 0> &&= \sqrt{\frac{2}{3}}\,|2\ 0> - \frac{1}{\sqrt{3}}|0\ 0> \\ \pi^- + \pi^+ &: \quad |1\ -1>|1\ +1> &&= \frac{1}{\sqrt{6}}\,|2\ 0> - \frac{1}{\sqrt{2}}\,|1\ 0> + \frac{1}{\sqrt{3}}\,|0\ 0> \end{aligned} \tag{2.15}$$

ゆえに、

$$|0\ 0> = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(|1\ +1>|1\ -1> + |1\ -1>|1\ +1> - |1\ 0>|1\ 0>) \tag{2.16}$$

したがって、$\pi^+\pi^-$ と $\pi^0\pi^0$ のそれぞれの分岐比の割合は、

σ mass (MeV)	σ Primakoff Production (μb/GeV)	$\sigma \to \pi^+\pi^+$ (μb/GeV)	$\sigma \to \pi^0\pi^0$ (μb/GeV)
300	73.2	48.8	24.4
400	19.1	12.7	6.36
500	4.25	2.83	1.42
600	0.49	0.33	0.16
700	0.03	0.02	0.01

表 2.1: 入射光子エネルギー 2.4GeV、$\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$ の微分断面積 $d\sigma_p/dM$。終状態である $\pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$ 崩壊チャンネルに対する微分断面積についても示す。(M_σ=600 MeV、Γ_σ=400 MeV、$\Gamma_{\gamma\gamma}$=5keV)

$$\mathrm{Br}(\sigma \to \pi^+\pi^-) : \mathrm{Br}(\sigma \to \pi^0\pi^0) = 2 : 1$$

となる。

E_γ =2.4(GeV)、Pb ターゲットの場合の Primakoff 生成断面積 $d\sigma_p/dM$ は、σ 中間子の各質量に対して表 2.1 にまとめた。

入射光子エネルギー 2.4GeV に対する断面積の、ターゲット原子核依存性に関して、図 2.6 に微分断面積のグラフを、表 2.2 には全断面積の一覧を載せる。全断面積はその原子核の形状因子によって、Z^2 と言うよりも、$\exp(Z)$ に比例する傾向を示す。

また、同じ Pb 標的の場合について、Primakoff 生成断面積の入射光子エネルギー依存性は、図 2.7 に微分断面積のグラフを、表 2.3 には全断面積の一覧を表した。標的原子核が同じ場合、形状因子に影響されないので、全断面積は式 (2.1) のとおり、そのまま E_γ に比例して大きくなる。

σ **Primakoff Production**		
Taget	$\sigma \to \pi^+\pi^-$ (μb)	$\sigma \to \pi^0\pi^0$ (μb)
^{208}Pb	4.68	2.65
^{63}Cu	0.987	0.547
^{12}C	0.0663	0.0363

表 2.2: 入射光子エネルギー 2.4GeV における、σ の Primakoff 生成全断面積。および $\pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$ それぞれの終状態に崩壊する全断面積。Pb、Cu、C 標的についてそれぞれ示す。(M_σ=600 MeV、Γ_σ=400 MeV、$\Gamma_{\gamma\gamma}$=5keV)

σ **Primakoff Production**		
E_γ (GeV)	$\sigma \to \pi^+\pi^-$ (μb)	$\sigma \to \pi^0\pi^0$ (μb)
2.4	4.68	2.65
3.5	8.40	4.63
8.0	19.0	10.1

表 2.3: Pb 標的に対する、σ の Primakoff 生成の全断面積。および $\pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$ それぞれの終状態に崩壊する全断面積。入射 γ 線エネルギーは、それぞれ 2.4GeV、3.5GeV、8GeV。(M_σ=600 MeV、Γ_σ=400 MeV、$\Gamma_{\gamma\gamma}$=5keV)

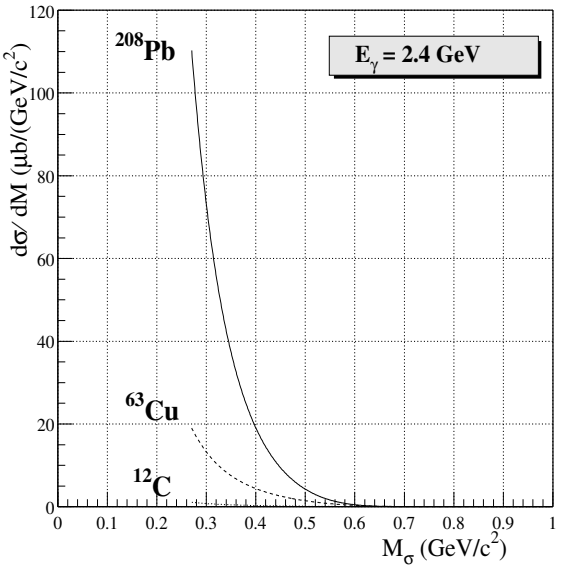


図 2.6: 入射光子エネルギー 2.4GeV における、σ の Primakoff 生成の微分断面積 $\mathrm{d}\sigma_p/dM$。Pb、Cu、C 標的についてそれぞれ示す。(M_σ=600 MeV、Γ_σ=400 MeV、$\Gamma_{\gamma\gamma}$=5keV)

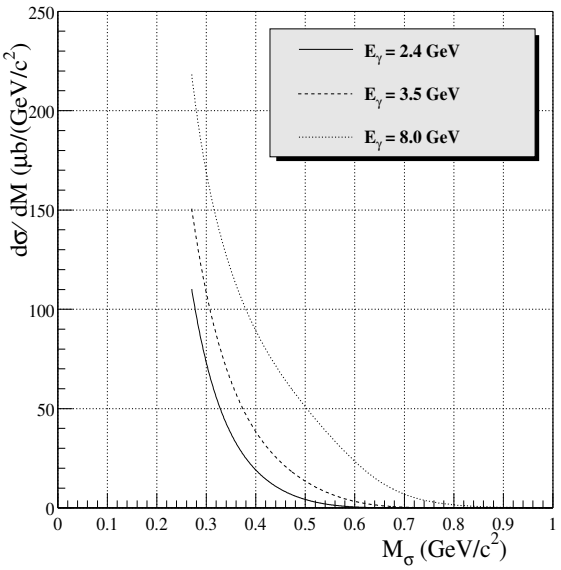


図 2.7: Pb 標的に対する、σ の Primakoff 生成の微分断面積 $\mathrm{d}\sigma_p/dM$。入射 γ 線エネルギーは、それぞれ 2.4GeV、3.5GeV、8GeV。(M_σ=600 MeV、Γ_σ=400 MeV、$\Gamma_{\gamma\gamma}$=5keV)

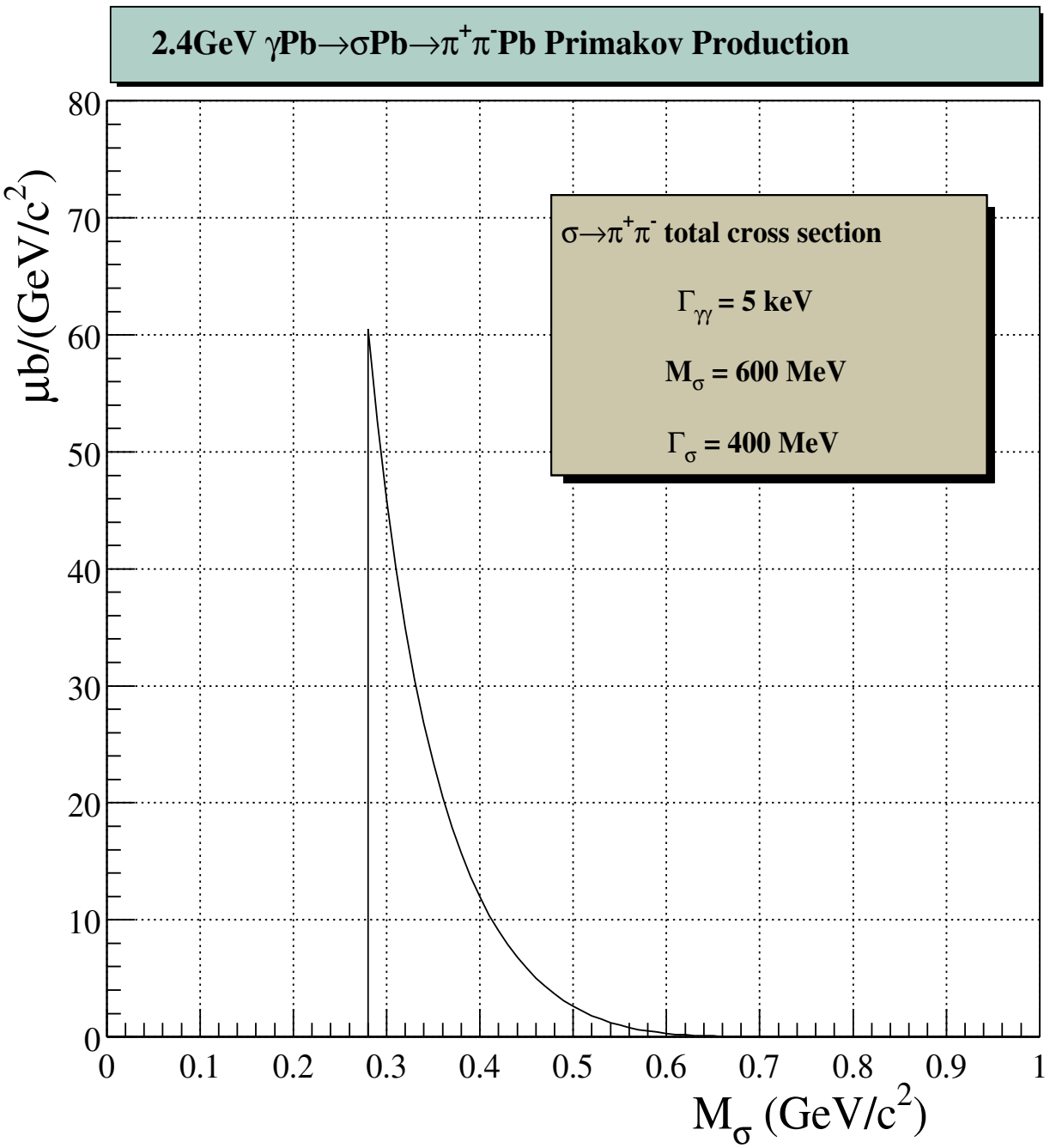


図 2.8: 入射光子エネルギー 2.4GeV における、γPb$\rightarrow$ σPb$\rightarrow$ $\pi^+\pi^-$Pb の断面積。

2.2 $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$ Primakoff 生成のイベント収量

前節 (2.1 節) で得られた、σ 中間子に対する Primakoff 生成の断面積を用いて、予想されるイベント収量を求める。

イベント収量は、検出器のアクセプタンスを η とした場合、微分断面積 $d\sigma_p/dM$ を用いて次のように表すことが出来る。

$$\Delta Y(M) = N_\gamma \cdot N_T \cdot \frac{d\sigma_p}{dM} \cdot \frac{\Gamma_{\pi\pi}}{\Gamma_t} \cdot \eta \cdot \Delta M \tag{2.17}$$

ここで、N_γ は単位時間当たりの光子数を、N_T は単位面積当たりのターゲット数、$\Gamma_{\pi\pi}/\Gamma_t$ は $\sigma \to \pi\pi$ の分岐比をそれぞれ表している。また、$d\sigma_p/dM$ は、前節の式 (2.12) で示したとおりである。

実際の検出器アクセプタンスは、第 3 章で詳しく述べることにし、ここでは理想的に $\eta = 100\%$ として議論を進める。

まず、入射光子数 N_γ について述べる。レーザー電子光のエネルギーは 0∼2.4GeV までの連続分布をしており、そのビーム強度は毎秒 1×10^7 である。レーザー電子光のエネルギーは、相互作用によって生じた反跳電子をタグすることにより決定される (第 5 参照)。したがって、実際に実験で用いることの出来るエネルギー領域は、タギングカウンターのアクセプタンスである 1.5GeV から 2.4GeV の範囲に限定される。

発生するレーザー電子光のうち、このエネルギー領域に入るレーザー電子光は、全体のおよそ 40%、すなわち、

$$N_{\mathrm{LEP}} \quad = \quad 4 \times 10^6 \text{ Photons/sec} \quad (1.5\mathrm{GeV} < E_\gamma < 2.4\mathrm{GeV})$$

である。ここでは、ビーム強度を安全側にこの半分とする。

また、ターゲットは鉛 0.1 放射長 (≈ 0.5mm) を仮定する。

したがって、式 (2.17) の各パラメータとして次の値を用いた。

$$\begin{array}{rcll} N_\gamma & \sim & 2 \times 10^6 & \mathrm{sec}^{-1} \\ N_T & \sim & 1.8 \times 10^{21} & \mathrm{cm}^{-2} \text{ (Pb } 0.1\mathrm{X}_0\text{)} \\ \Gamma_{\pi^+\pi^-}/\Gamma_t & \sim & 0.67 & \\ \Gamma_{\pi^0\pi^0}/\Gamma_t & \sim & 0.33 & \end{array}$$

表 2.4 および表 2.5 に、検出器アクセプタンスが 100%の場合の予想されるイベント収量を、それぞれの終状態に関して示す。$d\sigma_p/dM$ として、入射光子が 2.4GeV の場合の値を用いている。

表から読みとれるように、$\pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$ チャンネルともに、

$$Y(\mathrm{Total}) \quad = \quad 1440 \text{ events/day (for } \sigma \to \pi^+\pi^-) \tag{2.18}$$

$$Y(\mathrm{Total}) \quad = \quad 825 \text{ events/day (for } \sigma \to \pi^0\pi^0) \tag{2.19}$$

と、実験的にも測定可能な収量を得ることが出来る。

σ Mass (MeV/c^2)	Yield (events/day)
280-350	900
350-450	420
450-550	100
550-650	13
650-750	0.76
280-750	1440

表 2.4: 2.4GeV 入射光子、Pb ターゲットに対する $\sigma \to \pi^+\pi^-$ Primakoff 生成のイベント収量。検出器のアクセプタンスはここでは考慮していない。

σ Mass (MeV/c^2)	Yield (events/day)
270-350	560
350-450	210
450-550	50
550-650	6.4
650-750	0.38
270-750	825

表 2.5: 2.4GeV 入射光子、Pb ターゲットに対する $\sigma \to \pi^0\pi^0$ Promakoff 生成のイベント収量。検出器のアクセプタンスはここでは考慮していない。

第3章　Monte-Carloシミュレーションを用いた実験セットアップの評価

3.1　Event Generation for Primakoff Production

σ 中間子の Primakoff 生成過程

$$\gamma \mathrm{Pb} \to \sigma \mathrm{Pb} \tag{3.1}$$

は 2 体反応である。したがって t が式 (??) の範囲において、式 (2.6) に従うようなイベントを発生させれば良い。

$$\frac{d\sigma_P}{dt}\ (\mu\mathrm{b}/\mathrm{GeV}^2) = 389.39\,\frac{\pi}{E_\gamma P_\sigma}\,\Gamma_{\gamma\gamma}\,\frac{8\alpha Z^2}{M_\sigma^3}\,\frac{\beta^3 E_\gamma^4}{t^2}\,|F_{e.m.}(-t)|^2\sin^2\theta$$

図 3.1 から図 3.4 までに、終状態が $\pi^+\pi^-$ および $\pi^0\pi^0$ それぞれに対して、シミュレーションにより得られた結果を示す。ここでも σ の質量は 600MeV、質量幅は 400MeV を仮定している。

$\sigma \to \pi^+\pi^-$**(図 3.1, 図 3.2)**

- π の運動量分布は、$1.2\mathrm{GeV}/c$ をピーク中心とした対称な分布をする
- π の実験室系での放出角度は、平均 4^o、最大ピークは 2^o 付近に現れる。
- $\pi^+\pi^-$ の開き角はおよそ 5^o 付近に最大値を持つ

$\sigma \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$**(図 3.3, 図 3.4)**

- γ のエネルギー分布は 1GeV 以下のものが 8 割と大部分を占める。
- 100MeV 以下の低エネルギー γ のうち 2/3 はビーム軸から 30^o 以上の領域に放出される。
- 前方 10^o 以内の γ はほぼ 100%、100MeV 以上のエネルギーを持つ。
- π^0 崩壊によって 30^o 以上に放出される低エネルギー γ のもう一方のペアは、10^o 以内の超前方に放出される。

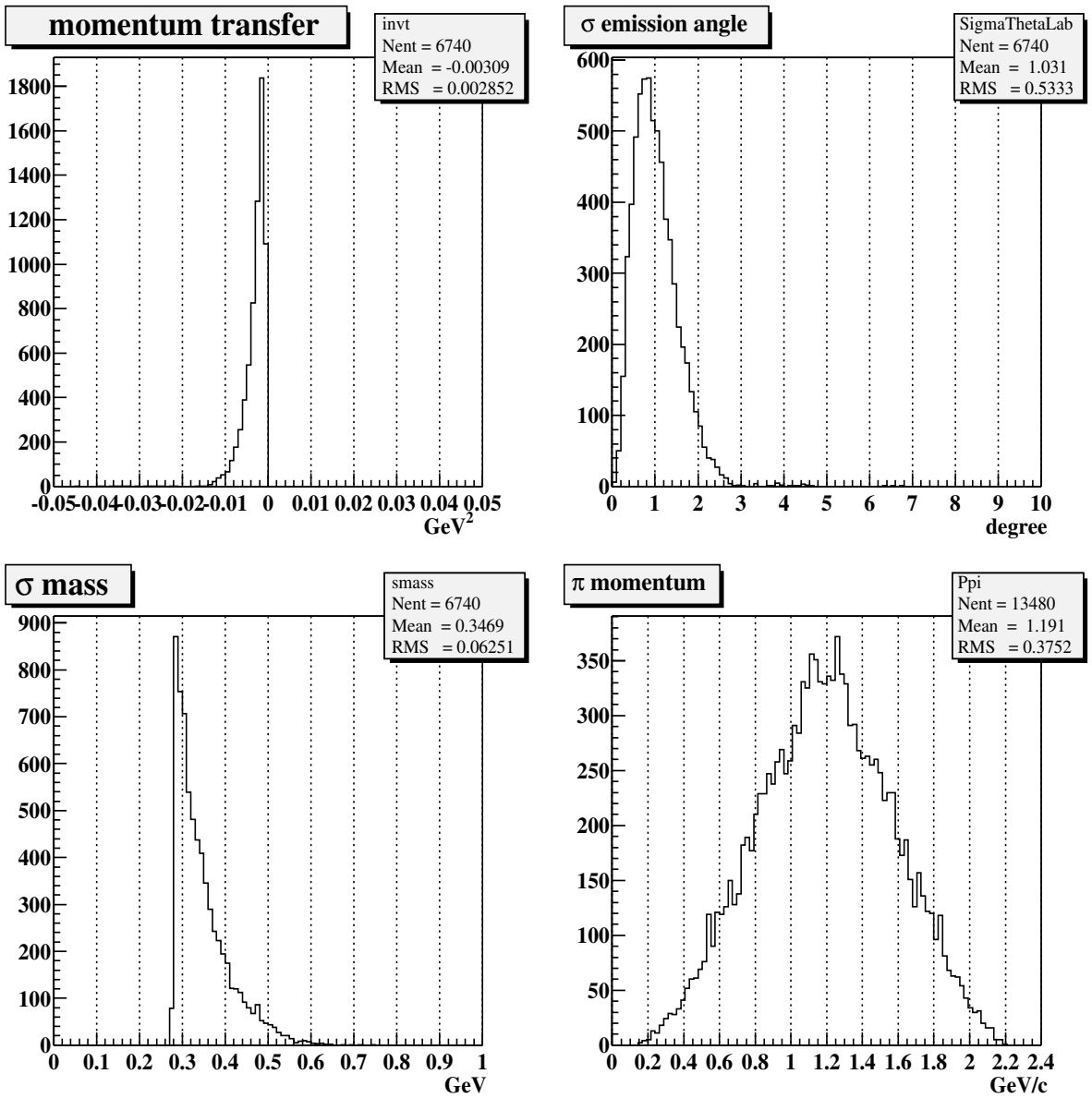


図 3.1: 2.4GeV γPb $\rightarrow \sigma$Pb $\rightarrow \pi^+\pi^-$Pb Primakoff 生成で得られる終状態の実験室系における各物理量。(左上) 不変運動量移行 t (右上)σ の実験室系における放出角度。(左下) 生成される σ の質量分布 (右下) π の運動量分布

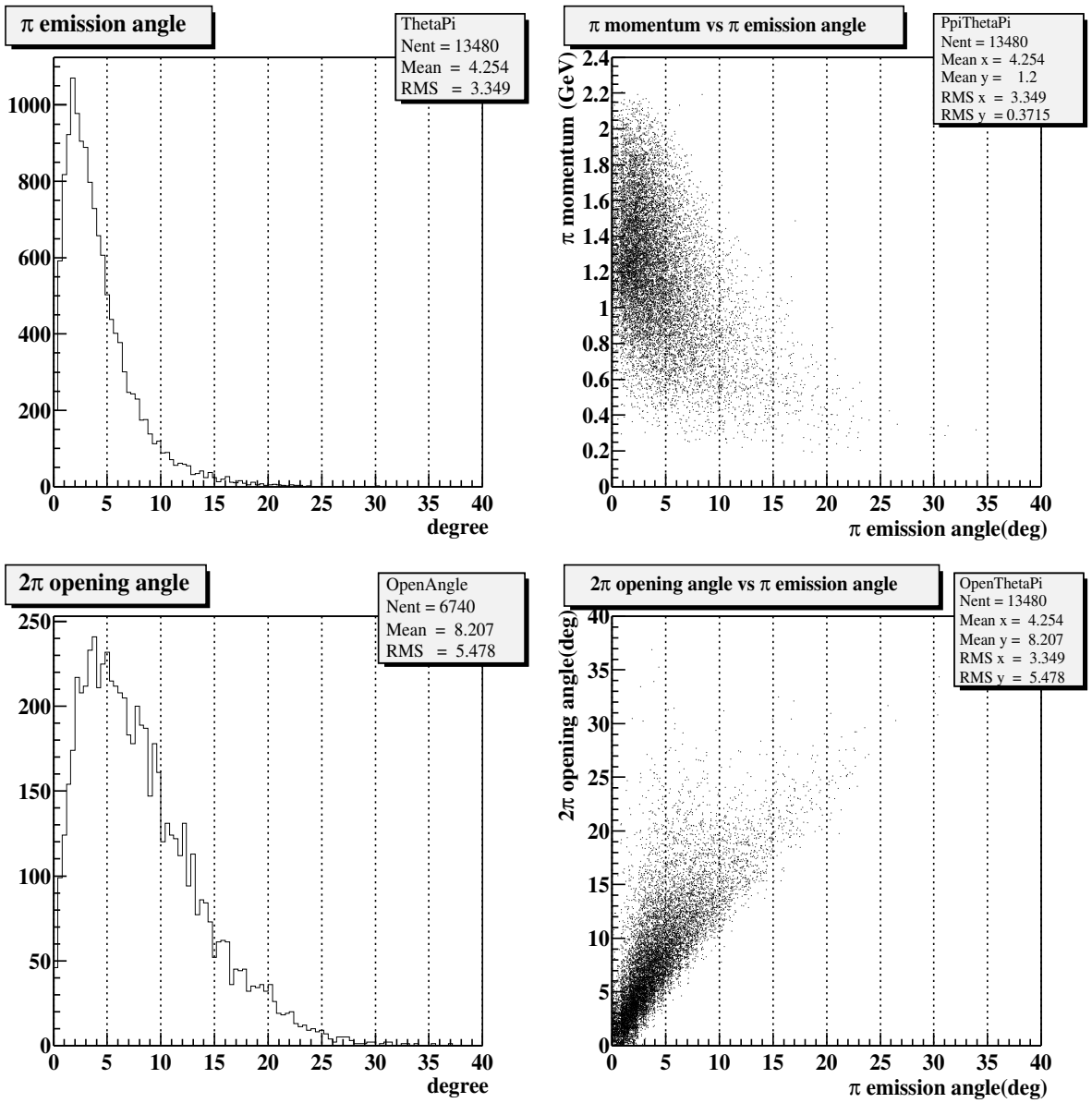


図 3.2: 2.4GeV γPb $\rightarrow$ σPb $\rightarrow$ $\pi^+\pi^-$Pb Primakoff 生成で得られる終状態の実験室系における各物理量。(左上) π の放出角度分布 (右上) π の放出角度と運動量の 2 次元プロット (左下) 崩壊する $\pi^+\pi^-$ の開き角分布 (右下) π の放出角度と開き角の 2 次元プロット

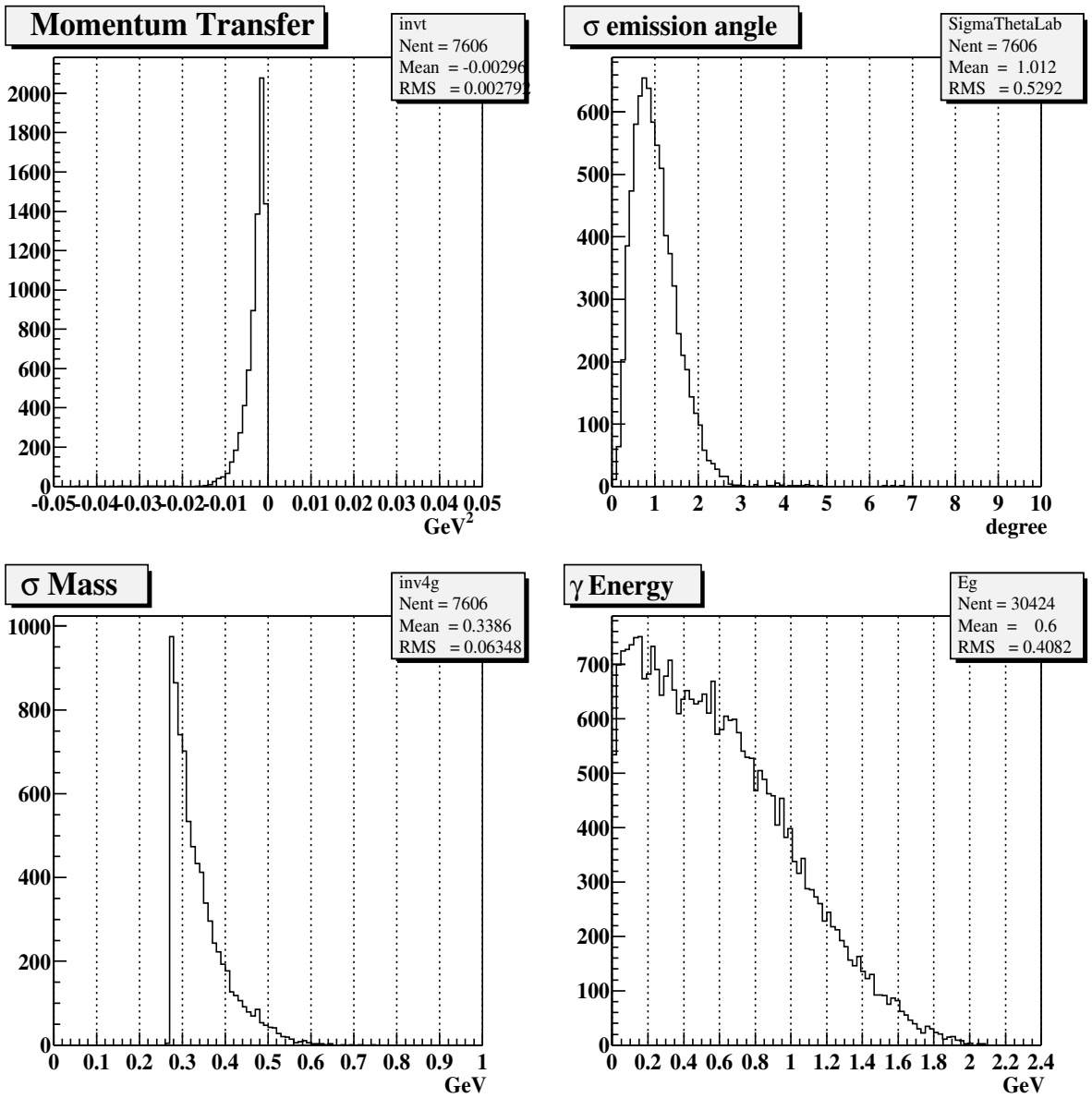


図 3.3: 2.4GeV γPb $\rightarrow \sigma$Pb $\rightarrow \pi^0\pi^0$Pb $\rightarrow 4\gamma$Pb Primakoff 生成で得られる終状態の実験室系における各物理量。(左上) 不変運動量移行 t (右上) σ の放出角度。(左下) 生成される σ の質量分布 (右下) γ のエネルギー分布

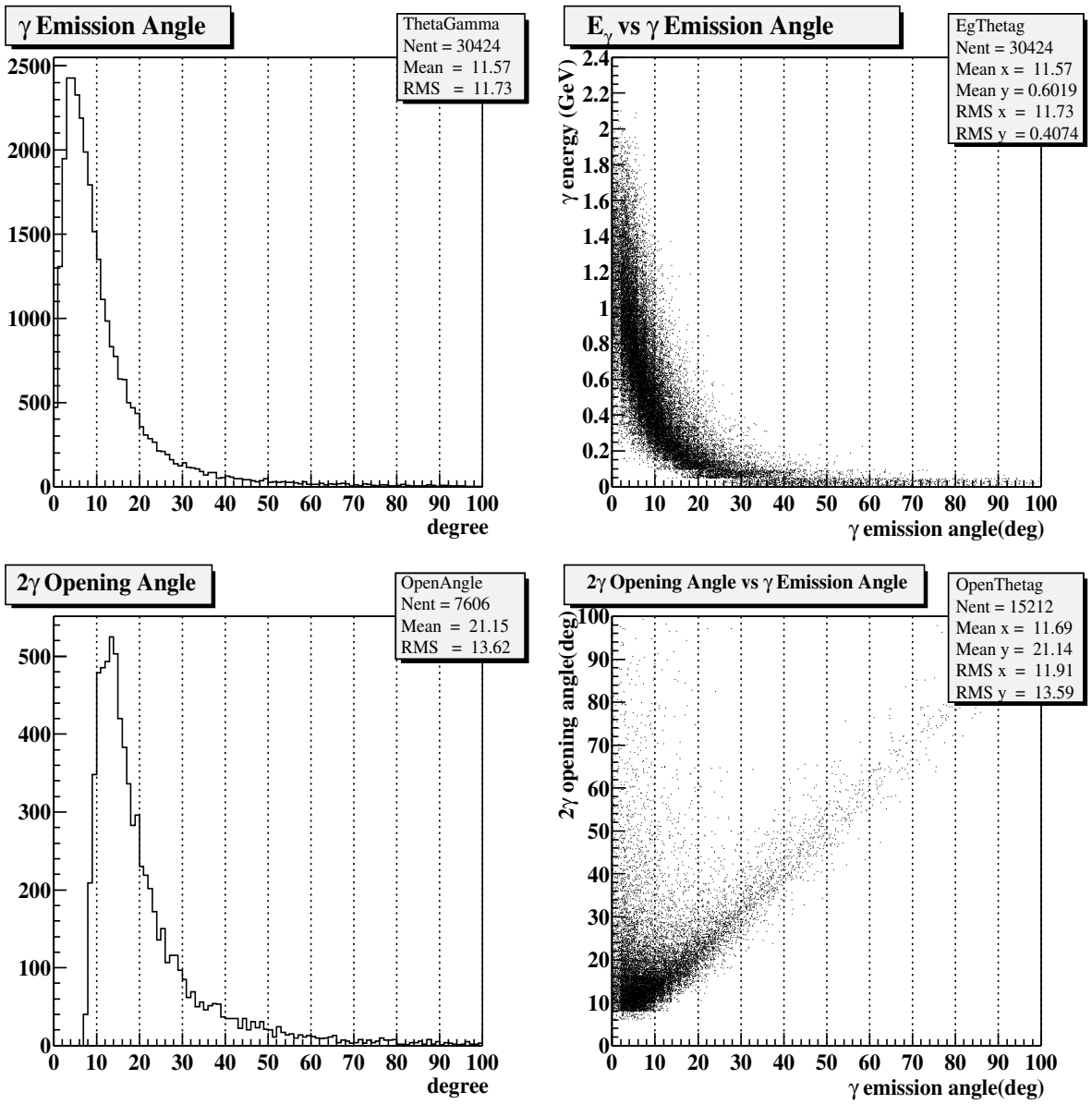


図 3.4: 2.4GeV γPb $\rightarrow \sigma$Pb $\rightarrow \pi^0\pi^0$Pb $\rightarrow 4\gamma$Pb Primakoff 生成で得られる終状態の実験室系における各物理量。(左上) γ の放出角度分布 (右上) γ の放出角度とエネルギーの 2 次元プロット (左下)1 つの π^0 から崩壊する 2γ の開き角分布 (右下) γ の放出角度と開き角の 2 次元プロット

3.2 $\sigma \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ 崩壊チャンネル

3.2.1 検出器アクセプタンスの評価

3.1 節で示したように、Primakoff 過程で生成される σ 中間子の放出角度は 1^o 前後の超前方である。従って、その崩壊生成物である $2\pi^0$ からの 4γ もまた実験室系で前方に偏った分布を持つ。図 3.4 の左上の放出角度分布の図から、γ の角度分布はビーム軸から 5^o にピークを持ち、全体の 94%の γ が前方 30^o 以内の範囲に収まっている事が分かった。

したがって、Primakoff 生成による $\sigma \to \pi^0\pi^0$ 崩壊チャンネルを実験的に捕えるためのガンマ線検出器は、ビーム軸 30^o 以内の領域を覆うことが重要になる。

図 3.5 は、ビーム軸からの角度範囲 $\theta_{\min} \sim \theta_{\max}$ に検出器を配置した場合に、アクセプタンスがどの程度得られるのかを計算したグラフである。ここでは、最小角度 $\theta_{\min}$ を 0^o から 5^o のそれぞれを取り、最大角度 $\theta_{\max}$ は 0^o から 90^o まで横軸の座標に示した。また、その数値に関して、$\theta_{\max}$ を 30^o および 100^o に固定した場合について、表 3.1 にまとめた。

図 3.5 および表 3.1 から、全アクセプタンスを 10%以上得るためには、最低でも前方 5^o 付近までを覆う γ 線検出器が必要であることが言える。

また、検出器の最小角度を 5^o と決めた場合、そこから 30^o~40^o 以降の領域に検出器を配置することは本質的に重要ではないことも言える。

4γ アクセプタンスの質量依存性および運動量移行 t の依存性については、図 3.6、3.7 にそれぞれ示した。

質量依存性に関して、2π の質量閾値付近 (≈ 300MeV) は配置する検出器の最小角度、質量がもっと大きい 500~600MeV 付近については検出器の最大角度がそれぞれアクセプタンスを決定している要因であることが言える。

運動量移行の依存性は、t が小さければ生成される σ メソンは超前方になるので、検出器がそれに伴い前方を覆っていなければ、アクセプタンスが小さくなることをそのまま表している。

一方、表 3.1 からすぐに分かるように、超前方 1^o 付近にまで検出器を配置することが出来れば、劇的に大きなアクセプタンスを得ることが出来る。

この場合には、30^o 以上に放出される低エネルギーの γ を捕えることもアクセプタンスを稼ぐと言う点で、意味を持ってくる。これは、π^0 の崩壊により生じた 2γ は、片方が 30^o 以降の角度に放出された場合、もう一方の γ が超前方に放出される傾向にあるためである。(図 3.8)

しかしながら、この様な実験セットアップを考えるためには、後述するような入射ビーム、ビームと物質との反応によって生じる電磁シャワーなどのバックグランドが存在するため、様々な工夫が必要となる。

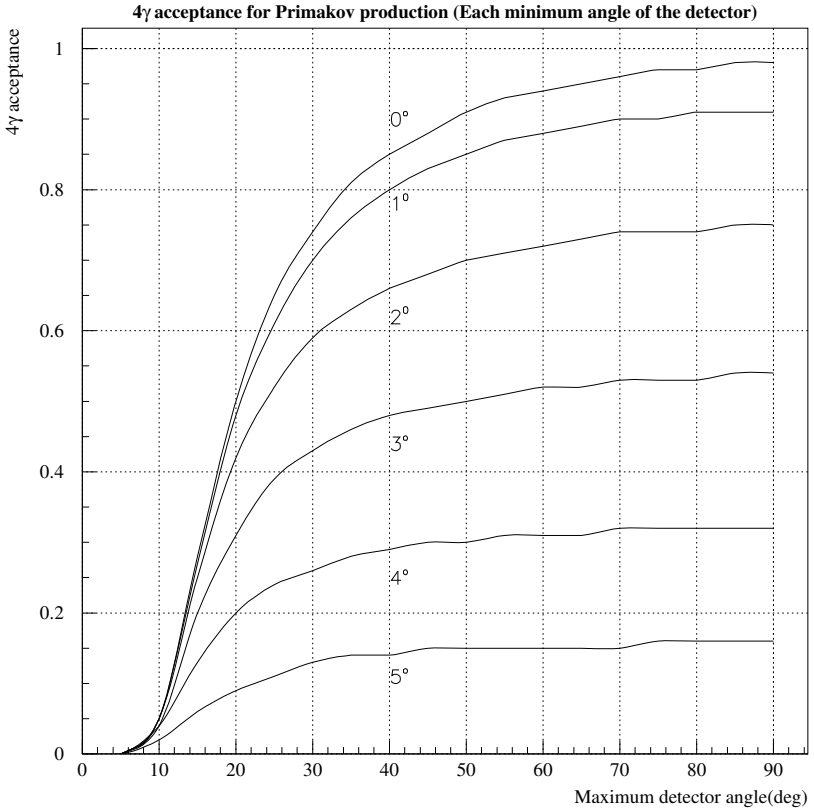


図 3.5: 2.4GeV γPb $\to \sigma$Pb 反応に対する 4γ アクセプタンスの検出器角度範囲依存。最小角は 0^o から 5^o までそれぞれ示しており、横軸は検出器の最大角、縦軸はアクセプタンスを表す。

Detector Region	Total 4γ Acceptance (%)	Detector Region	Total 4γ Acceptance (%)
$1^o \sim 30^o$	69.8	$1^o \sim 100^o$	92.0
$2^o \sim 30^o$	58.7	$2^o \sim 100^o$	75.6
$3^o \sim 30^o$	43.1	$3^o \sim 100^o$	54.1
$4^o \sim 30^o$	25.8	$4^o \sim 100^o$	31.9
$5^o \sim 30^o$	12.0	$5^o \sim 100^o$	15.2
$6^o \sim 30^o$	4.5	$6^o \sim 100^o$	6.0

表 3.1: 検出器最大角度が 30^o および 100^o の場合における、前方検出器の 4γ acceptance

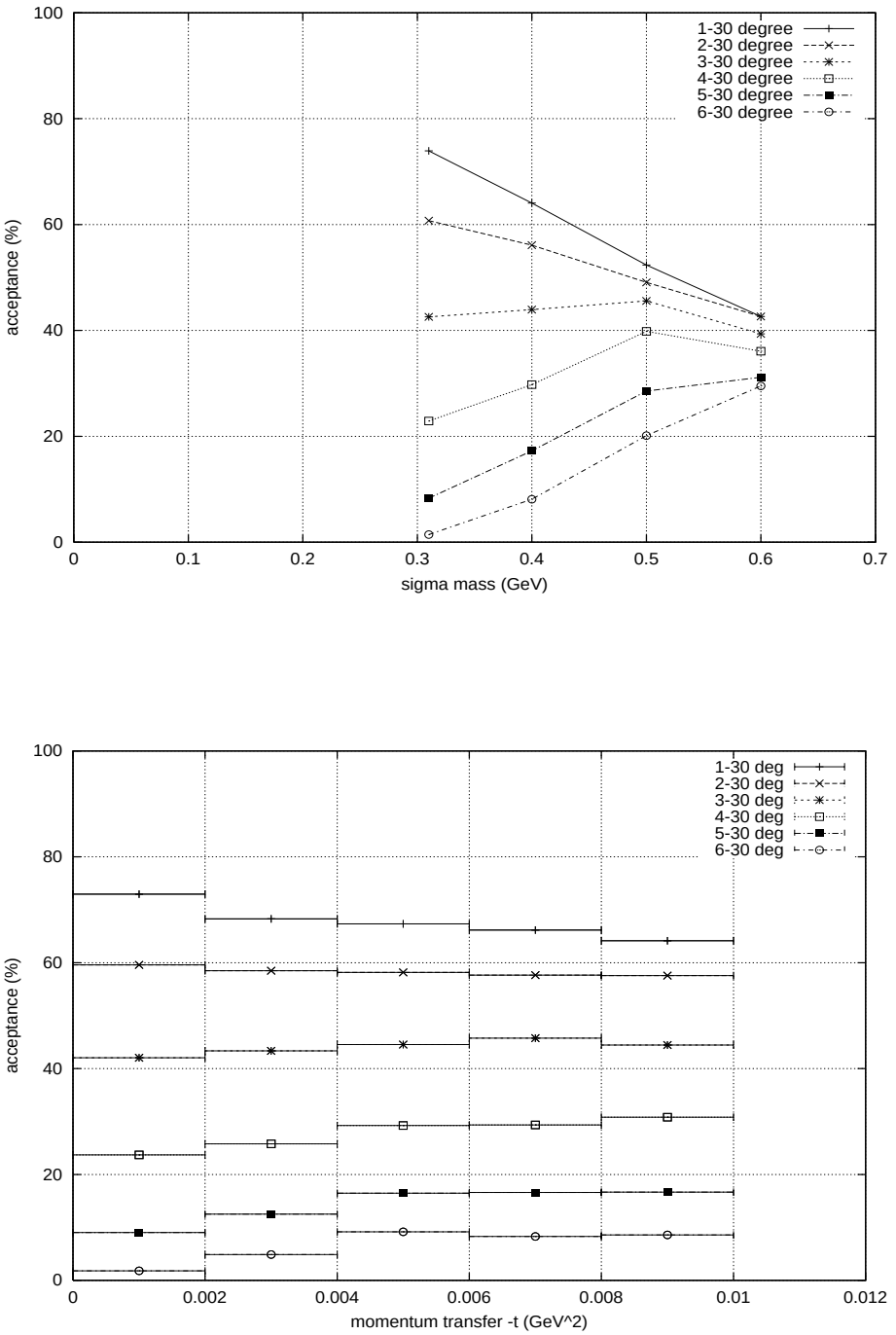
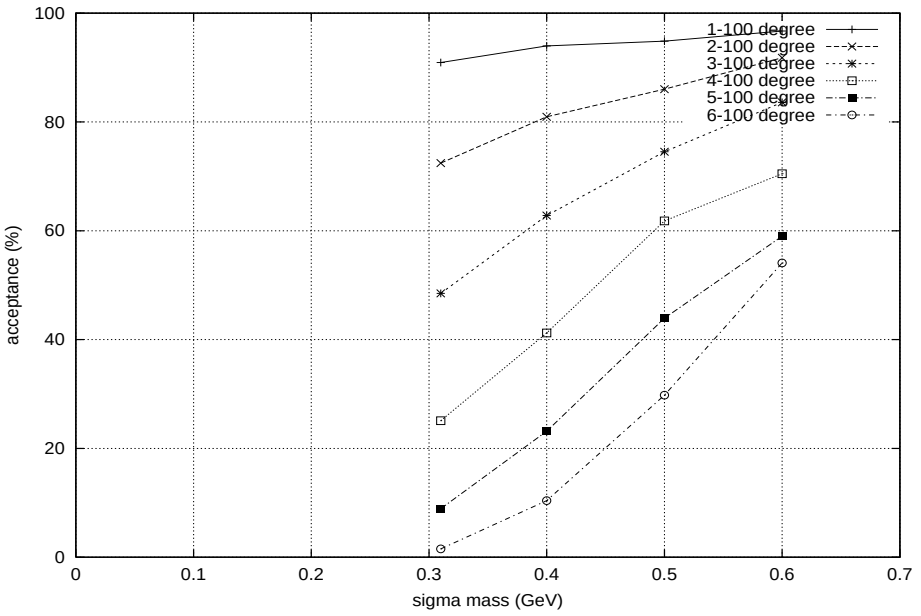


図 3.6: 前方数度から 30° まで覆う検出器に対する、4γ アクセプタンスの質量依存性 (上)。および運動量移行 t に対する依存性 (下)



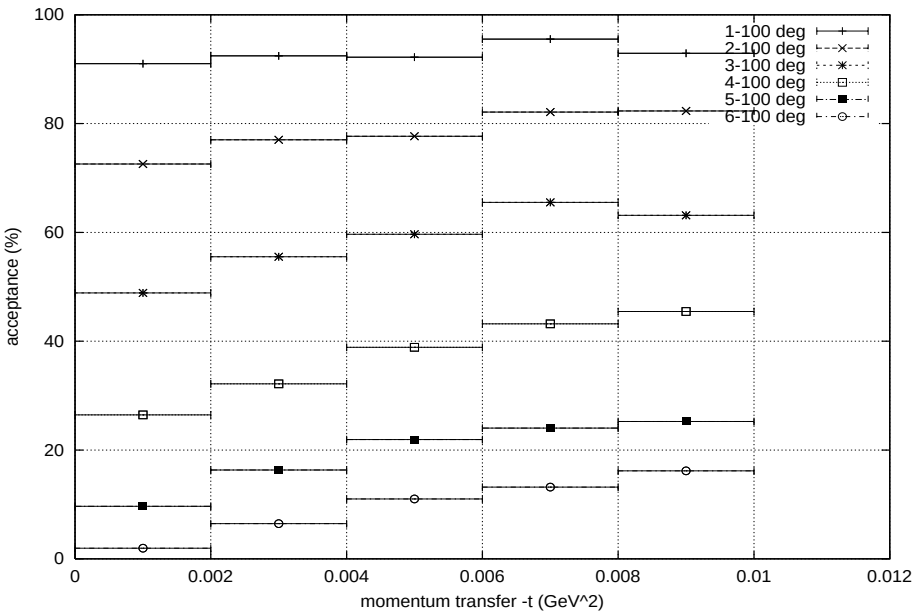


図 3.7: 前方数度から $100^{\rm o}$ まで覆う検出器に対する、4γ アクセプタンスの質量依存性 (上)。および運動量移行 t に対する依存性 (下)

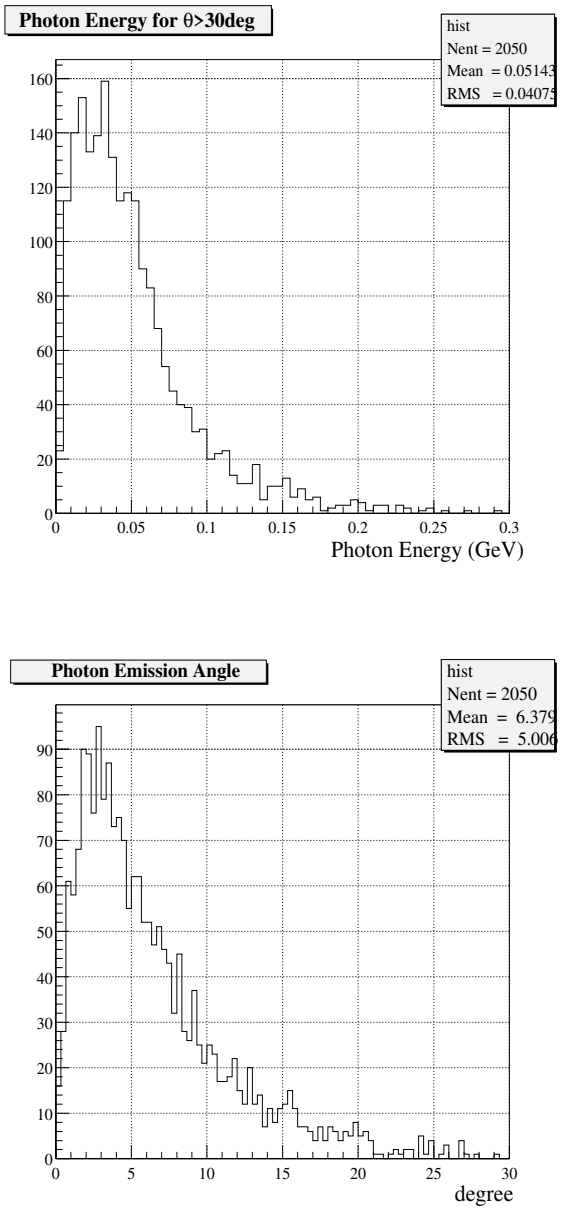


図 3.8: (上図)30^{o} 以上に放出された γ のエネルギー分布。(下図) π^0 の崩壊によって生じた 2γ の内、片方が 30^{o} 以降に放出された場合のもう一方の γ の角度分布。

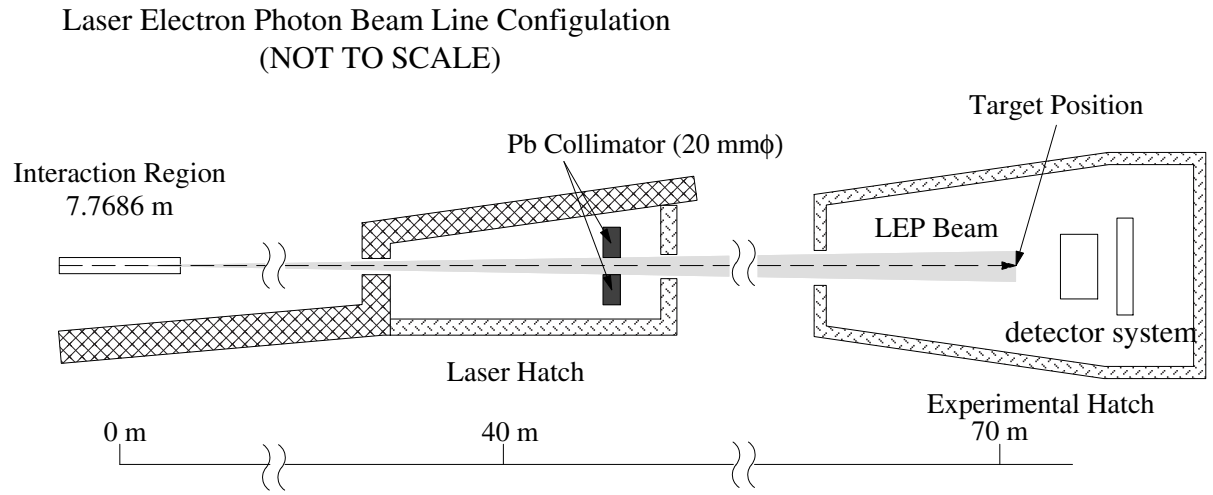


図 3.9: レーザー電子光ビームラインの概略図。SPring-8 蓄積リング中の長さ $7.7686(\mathrm{m})$ の直線部で発生したレーザー電子光ビームは、レーザーハッチを経てターゲットが配置されている実験ハッチへと導かれる。この際ターゲットの位置におけるビームサイズを決定するものは、レーザーハッチ内に設置された鉛コリメータ $(20\mathrm{mm}\phi)$ である。ビームハローが無い場合、ターゲット付近 $(70\mathrm{m})$ における最大のビームサイズは $37(\mathrm{mm})$ 程度となる。

3.2.2 バックグランドの評価

ビーム軸 0^{o} 付近は、ターゲットと相互作用をしなかった入射レーザー電子光が存在するため、検出器を配置することが出来ない。さらに入射ビーム以外にも、ターゲット原子核を通過する際に発生する電磁シャワー等のバックグランドが考えられる。

検出器配置をデザインするにあたって、これらのバックグランドを可能な限り避け、最も適切な検出器の配置、形状、種類などを考えなければいけない。

ビームサイズ レーザー電子光ビームラインの概略図を図 3.9 に示す。入射 γ ビームであるレーザー電子光は、第 5 章で述べるように、蓄積リング中の $7.7686(\mathrm{m})$ の直線部において発生する。発生したビームは、レーザーハッチ、ビームパイプを経てターゲットおよび検出器群が配置されている実験ハッチへと導かれる。

ターゲット位置におけるビームサイズは、第 5 章で議論するように、レーザーハッチ内に置かれている鉛コリメータの開口幅によって決定される。この鉛コリメータは、相互作用領域の中心から $41.689(\mathrm{m})$ の位置に配置されており、現在までのところ、通常用いられているコリメータの直径は $20\mathrm{mm}\phi$ である。

相互作用領域の中心でレーザー電子光が発生する場合、このコリメータに対する見込み角度は、

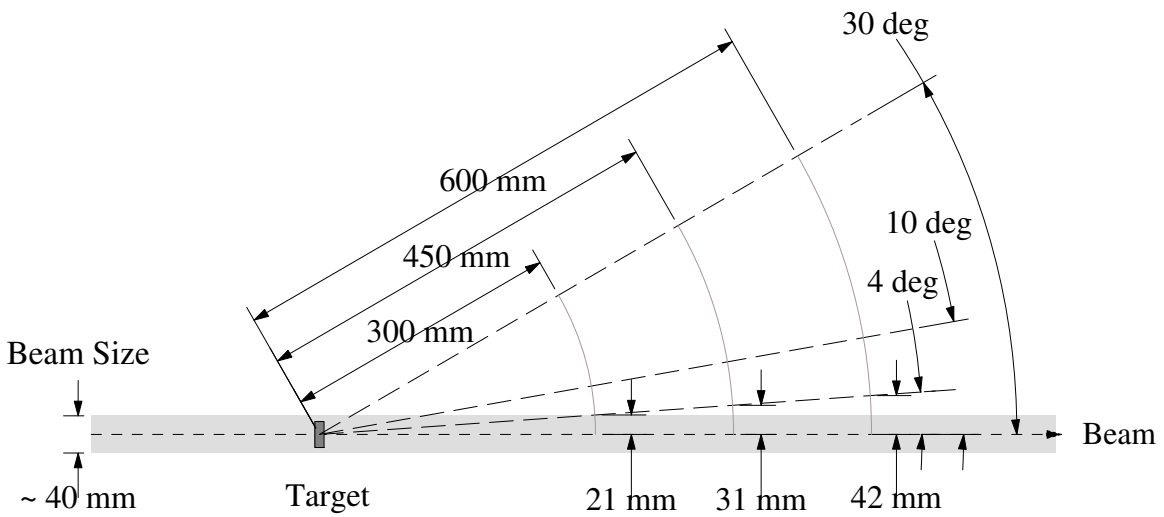


図 3.10: ターゲット付近のビームサイズと検出器の位置関係。5°~30° の γ を捕えるためには、エネルギー重心を求めるための検出器をさらに 1° 程度覆う必要がある。そのため図中には 4° の線を示した。

ビーム軸からの角度で

$$\theta_{\mathrm{beam}} \approx \frac{10\ (\mathrm{mm})}{41.689 \times 10^{3}\ (\mathrm{mm})} \simeq 240\ (\mu\mathrm{rad}) \tag{3.2}$$

となり、ターゲットが配置される相互作用領域から、およそ $70(\mathrm{m})$ 下流におけるビームサイズは次のようになる。

$$x_{\mathrm{beam}} \approx 2 \cdot 240 \times 10^{-6} \cdot 70 \times 10^{3} \simeq 34\ (\mathrm{mm}) \tag{3.3}$$

また、レーザー電子光は $7.7686(\mathrm{m})$ の相互作用領域のどの範囲においても発生する可能性があるので、この寄与も考慮すると、ビームサイズは、

$$x_{\mathrm{beam}} \leq 37\ (\mathrm{mm}) \tag{3.4}$$

の範囲である。実際にはビームハローも存在すると考えられ、ビームサイズは多少この値よりも大きくなることが予想される。

図 3.10 に、ターゲット付近におけるビームサイズと前方検出器最小角度の関係を示す。

ここでは、前方検出器として 5°~30° の γ を捕えることを想定した。5° に放出された γ の位置を測定するには、エネルギー重心を計算するために 5° の周囲に検出器が必要になる。そのため、さらに前方にもう一層検出器を配置しなければいけない。

この検出器は、γ を捕えるためではなく、隣り合う検出器から洩れだして来るシャワーを測定するためのものである。したがって、検出器寸法としてはそれほど大きいものである必要は無く、例えば PWO 等のモリエール半径の小さいシンチレータなどを配置することを考える。

図から 3.10 によると、ビームサイズの 2 倍をクリアできると考えられるのは、4^o の場合、ターゲット中心からおよそ 60cm の位置である。

ターゲットにおいて発生する電磁シャワー　ペンシル状の細い入射レーザー電子光ビームが、ターゲットに入射する際に発生するシャワーについて、EGS4 モンテカルロシミュレーションを用いて計算した。Pb ターゲット $0.1X_0$ について計算した結果を、表 3.2 にまとめる。

図 3.4 の γ のエネルギーと放出角度の関係から、捕えるべき γ は 10^o 以下の領域では 100MeV 以上のエネルギーを持つことが分かる。したがって、発生したシャワー粒子のうち、100MeV 以上のエネルギーを持つものが、どの程度存在するかを見積もることは、バックグランドを避けるための評価の一つの目安となる。

γ に関しては、e^+e^- が制動放射を起こすことによって発生する 2 次粒子であるので、エネルギーは e^+e^- に比較して低く、2^o 以上に放出される γ のほぼ 100%が、100MeV 以下のエネルギーである。

また、5^o 以上に放出される e^+ および e^- は、2 次的に発生する γ からの対生成が大部分である。そのため、この領域で 90%以上の e^+e^- が 100MeV 以下のエネルギーを持つ。

Angular Region	γ Rate (#/sec)	$E < 100$ MeV Ratio	e^+ and e^- Rate (#/sec)	$E < 100$ MeV Ratio
0^o∼1^o	$(1.51 \pm 0.02) \times 10^5$	80%	$(2.58 \pm 0.02) \times 10^5$	0.75%
1^o∼2^o	$(7.7 \pm 0.4) \times 10^3$	∼93%	$(1.73 \pm 0.06) \times 10^4$	18%
2^o∼3^o	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^3$	∼100%	$(5.6 \pm 0.3) \times 10^3$	41%
3^o∼4^o	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^3$	∼100%	$(3.0 \pm 0.2) \times 10^3$	58%
4^o∼5^o	$(6.0 \pm 1.1) \times 10^2$	∼100%	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^3$	76%
5^o∼6^o	$(4.4 \pm 0.9) \times 10^2$	∼100%	$(9.4 \pm 1.4) \times 10^2$	∼91%
5^o∼10^o	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^3$	∼100%	$(3.9 \pm 0.3) \times 10^3$	∼90%
10^o∼15^o	$(7.2 \pm 1.2) \times 10^2$	∼100%	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^3$	∼100%
15^o∼20^o	$(2.4 \pm 0.7) \times 10^2$	∼100%	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^3$	∼100%
20^o∼25^o	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^2$	∼100%	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^3$	∼100%
25^o∼30^o	$(3.2 \pm 0.8) \times 10^2$	∼100%	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^3$	∼100%

表 3.2: EGS4 モンテカルロシミュレーションで計算した、Pb ターゲット $0.1X_0$ で発生するシャワー粒子の各角度範囲に放出される数。入射 γ ビームは 2.4GeV、強度は毎秒 2×10^6 個のペンシルビームを仮定した。γ および e^+e^- それぞれについて計算している。また、それらのうち 100MeV 以下の低エネルギーであるものの割合も示した。

ここまでの議論をまとめると、Primakoff 生成による $\pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ 崩壊チャンネルの測定において、以下に挙げることが言える。

- 30^o 以内の前方に放出される γ を捕えることが、本質的に重要
- 検出器アクセプタンスを 10%以上得るためには、最低でも前方 5^o 付近まで覆う γ 検出器が必要
- もし、1^o∼3^o 程度の超前方の γ を捕える事が可能なのであれば、30^o 以降の領域を覆う検出器も意味を持って来る
- ビームサイズをクリアする目安として、検出器がビームの広がりから 2 倍離れている仮定した場合、これを満たすのは、最小角度 4^o、内半径 $60\mathrm{cm}$ の検出器である。
- ターゲットで生成される電磁シャワーは、前方数度の検出器領域でバックグランドとして問題になる。我々が捕えるべき γ のほとんどは、この領域で $100\mathrm{MeV}$ 以上のエネルギーを持つ。
- EGS4 の計算結果によれば、最初の対生成で発生するエネルギーの高い $\mathrm{e^+e^-}$ 対は、90%以上が前方 2^o までの範囲に放出される。
- 荷電シャワー粒子のエネルギーが $100\mathrm{MeV}$ 以下であることは、バックグランドと真のイベントを区別する目安となるが、この割合が 90%を越えるのは、$\theta > 5^o$ の領域である。

これらの結論を踏まえ、Primakoff 過程で生成された σ メソンからの $\pi^0\pi^0$ チャンネルを検出するために、まず 5^o から 30^o の領域の γ を捕えるカロリメータを考える。γ の入射位置を測定するためには、5^o、30^o の周りを覆う検出器も必要であるので、結局 4^o∼35^o を覆う検出器である。

このカロリメータの材質としては、まず良好なエネルギー分解能を得るために、全吸収型のシンチレーションクリスタルを用いることを前提とする。また、電磁シャワーによるバックグランドの多い環境で用いるため、

シンチレーション光の減衰が早い
放射線耐性が比較的良い

と言う条件も要求される。

これらの条件を満たし、かつ価格的、実現性を含めて考えた場合、現時点では PWO が候補として挙げられる。

$\mathrm{PWO}(\mathrm{PbWO_4})$ の発光減衰時間は、$10\mathrm{ns}$ 以下の成分がおよそ 80%と早く、放射線耐性も $10^{3-4}\mathrm{Gy}$ と他のシンチレータに比較して遜色は無い [12]。

しかしながら、5^o から 30^o の γ に対するアクセプタンスは、12% 程度と比較的小さく、5^o 以下の超前方の領域も押さえる実験も必要になるかも知れない。

以下の節では、実験の検出器セットアップについて、5^o∼30^o、1^o∼30^o の 2 通りを考え、これらについて議論する。

3.2.3 4γ Detection with PWO Crystal (5^o~30^o)

長さ 200mm($20X_0$) の PWO クリスタルに対する性能評価は、高エネルギー加速器研究機構田無分室の電子シンクロトロンからの単色電子、および SPring-8 におけるガス制動放射光を用い、0.2 GeV から 8 GeV までのエネルギー領域で行った ([9] および第 6 章参照)。

この結果、200mm の PWO のエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{3\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

得られることが分かっている。

クリスタルの長さを固定するとエネルギー分解能は決まるが、位置分解能は 1 つのクリスタルセルの大きさにより限定される。セルの断面積 20mm×20mm の正方形の場合、位置分解能の測定結果は検出器中心において、

$$\sigma_X \quad = \quad 2.7\mathrm{mm\ (at\ 1GeV)}$$

であった。もしクリスタルセルの大きさが、20mm×20mm よりも大きくなれば、位置分解能の精度はこれよりも悪くなる。

検出器の分解能の善し悪しにより、測定データは影響を受けるわけであるが、今エネルギー分解能は 1GeV で 3% 得られると仮定し、各物理量が角度分解能の影響によりどれだけ揺らぐかを検討しておく必要がある。つまり、角度分解能による影響が、エネルギー分解能 3% によるそれと比較して大きい場合には、エネルギー分解能が良いと言う利点を失ってしまう。そこで、エネルギー分解能が良い極限の場合と、角度分解能が無限に良い場合とを比較し、お互いの影響が同程度となる角度分解能を見出す。

角度分解能は、検出器の位置分解能と検出器内半径に依存するので、ここでは各々をパラメータとし評価する。

p.43 から p.51 に、検出器のエネルギー分解能、位置分解能をそれぞれ

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_E}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{3.5}$$

$$\sigma_X = \frac{a_X}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{3.6}$$

のように表現した場合の、2γ 不変質量、運動量移行、4γ 不変質量に与える影響を示した。図の左側はエネルギー分解能による寄与、右半分が位置分解能にによる寄与を表している。検出器内半径は、30cm、45cm、60cm の場合について計算した。

これらの図から、エネルギー分解能 3% の寄与に相当する角度分解能は、検出器半径 60cm、検出器位置分解能 3mm($\mathrm{GeV}^{-1/2}$) の時である。検出器半径が 60cm であれば、図 3.10 の入射ビームハローの影響を避ける点からも好ましいと言える。

しかし、実際に PWO クリスタルで半径 60cm、位置分解能 3mm の検出器を作ることを考えた場合、クリスタルセルの大きさは 20mm×20mm 程度であるので、クリスタル総数は数千個にのぼる。これはデータ読み出しに複雑化を招き、コスト面からも現実的ではない。

そこでクリスタルセルとして、もう少し大きいものを考え、位置分解能は $5\mathrm{mm}(\mathrm{GeV}^{-1/2})$ と仮定した。

図 3.20 に、検出器半径 60cm、エネルギー分解能 a_E=3%、位置分解能 a_X=$5\mathrm{mm}(\mathrm{GeV}^{-1/2})$ での $\sigma \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ の検出結果を示す。

この場合、π^0 の質量における 2γ 不変質量の相対的質量分解能は、

$$\frac{\Delta M_{\gamma\gamma}}{M_{\pi^0}} = 7.4\%$$

である。

また、この検出器の運動量移行、4γ 不変質量に対する分解能は、図 3.21 より、

$$\begin{aligned} \sigma(t_{\mathrm{obs}} - t_{\mathrm{real}}) &= 0.00293 \pm 0.00009 \quad \mathrm{GeV}^2 \\ \sigma(M_{4\gamma\ \mathrm{obs}} - M_{4\gamma\ \mathrm{real}}) &= 15.4 \pm 0.4 \quad \mathrm{MeV} \end{aligned}$$

である。

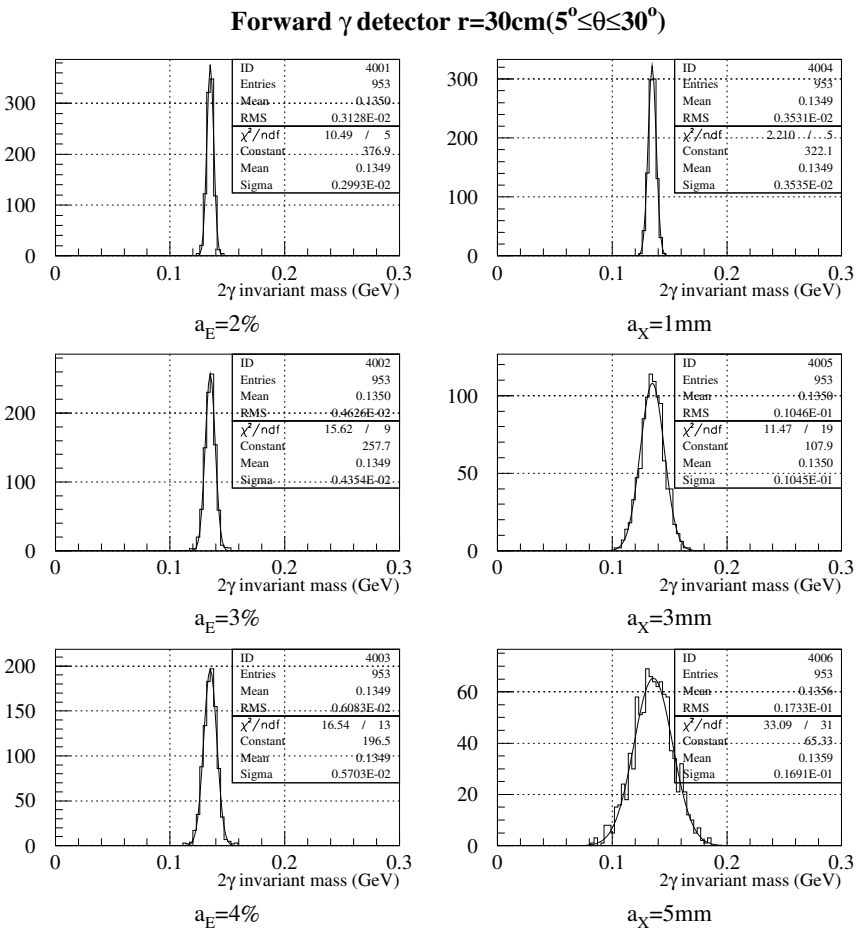


図 3.11: 検出器半径 30cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 2γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 $(3.5)(3.6)$ で定義される。図の左半分は位置分解能を最も良くした場合におけるエネルギー分解能による依存性、右半分はその逆で、位置分解能による依存性である。

Energy Resolution a_E	$\Delta M/M$	Position Resolution a_X	$\Delta M/M$
2%	2.2%	1mm	2.6%
3%	3.2%	3mm	7.7%
4%	4.3%	5mm	12.4%

表 3.3: 図 3.11 をガウスフィットすることによって得た、π^0 の質量での 2γ 質量分解能。

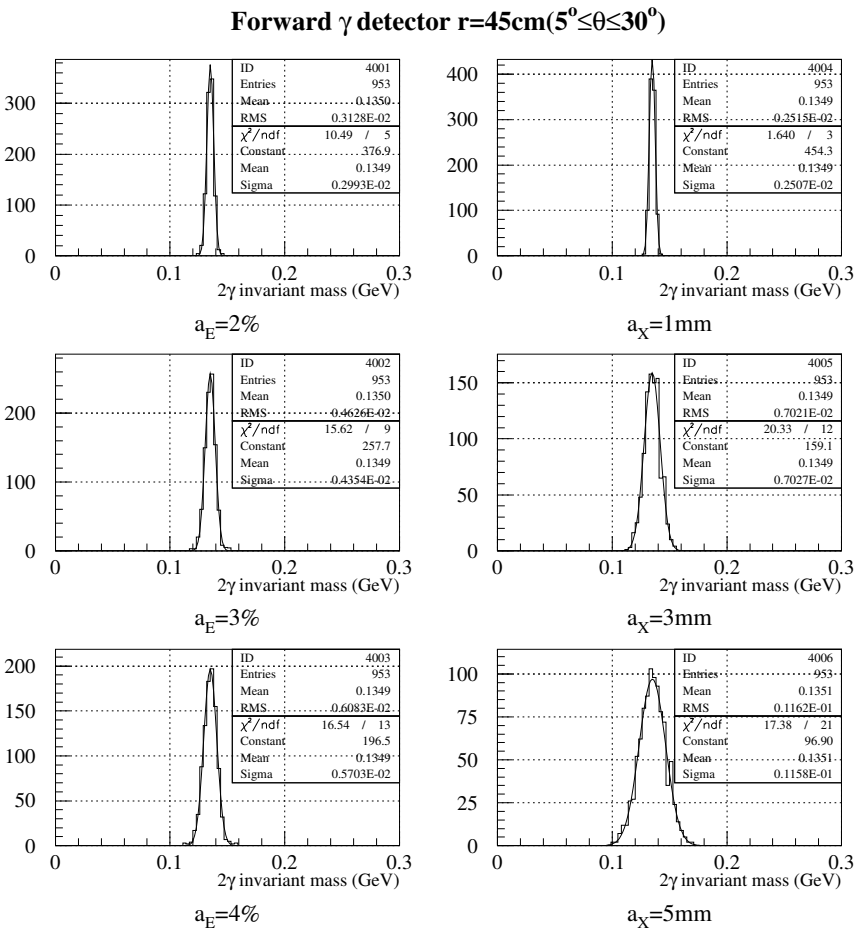


図 3.12: 検出器半径 45cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 2γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 $(3.5)(3.6)$ で定義される。図の左半分は位置分解能を最も良くした場合におけるエネルギー分解能による依存性、右半分はその逆で、位置分解能による依存性である。

Energy Resolution a_E	$\Delta M/M$	Position Resolution a_X	$\Delta M/M$
2%	2.2%	1mm	1.9%
3%	3.2%	3mm	5.2%
4%	4.3%	5mm	8.6%

表 3.4: 図 3.12 をガウスフィットすることによって得た、π^0 の質量での 2γ 質量分解能。

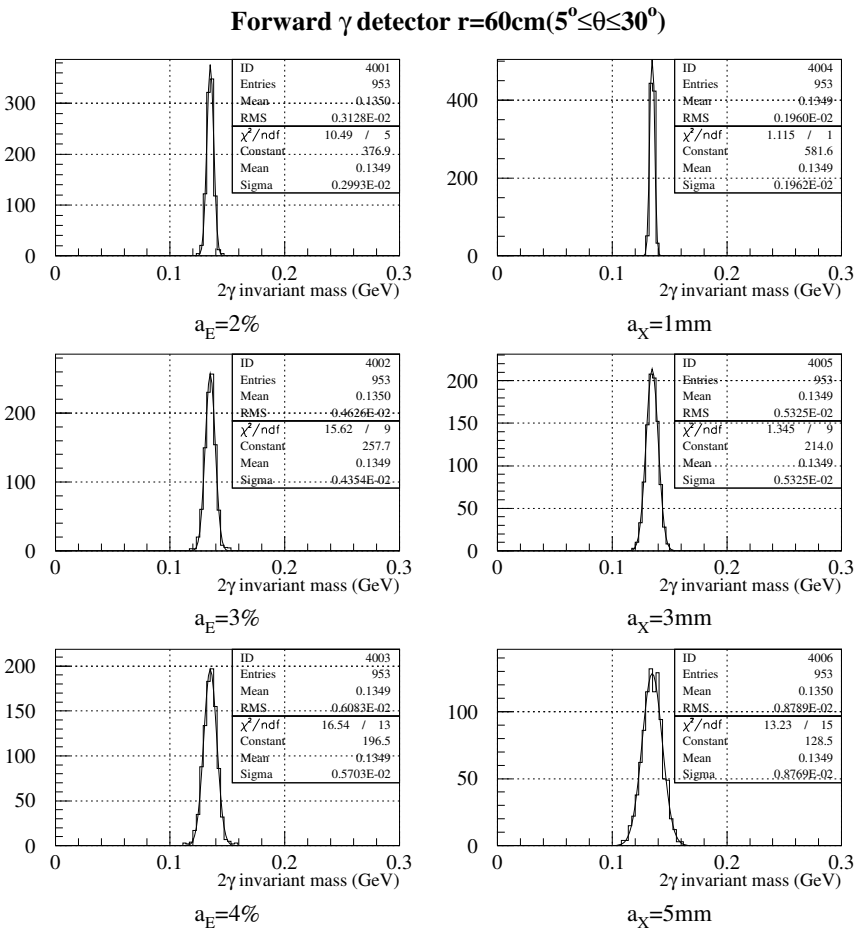


図 3.13: 検出器半径 60cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 2γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 $(3.5)(3.6)$ で定義される。図の左半分は位置分解能を最も良くした場合におけるエネルギー分解能による依存性、右半分はその逆で、位置分解能による依存性である。

Energy Resolution a_E	$\Delta M/M$	Position Resolution a_X	$\Delta M/M$
2%	2.2%	1mm	1.5%
3%	3.2%	3mm	3.9%
4%	4.3%	5mm	6.5%

表 3.5: 図 3.13 をガウスフィットすることによって得た、π^0 の質量での 2γ 質量分解能。

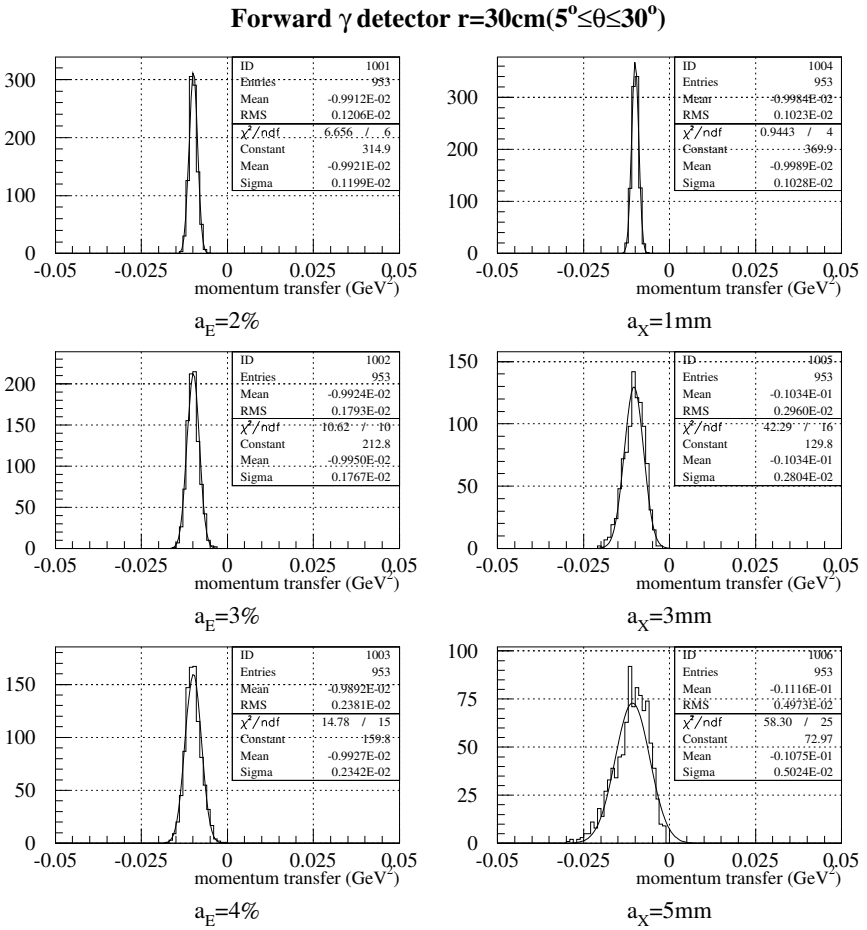


図 3.14: 検出器半径 30cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する運動量移行分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 (3.5)(3.6) で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta\|t\|/\|t\|$	Position Resolution a_X	$\Delta\|t\|/\|t\|$
2%	12.1%	1mm	10.3%
3%	17.8%	3mm	27.1%
4%	23.6%	5mm	46.7%

表 3.6: 図 3.14 をガウスフィットすることによって得た、$|t|$=0.01GeV^2 での相対分解能。

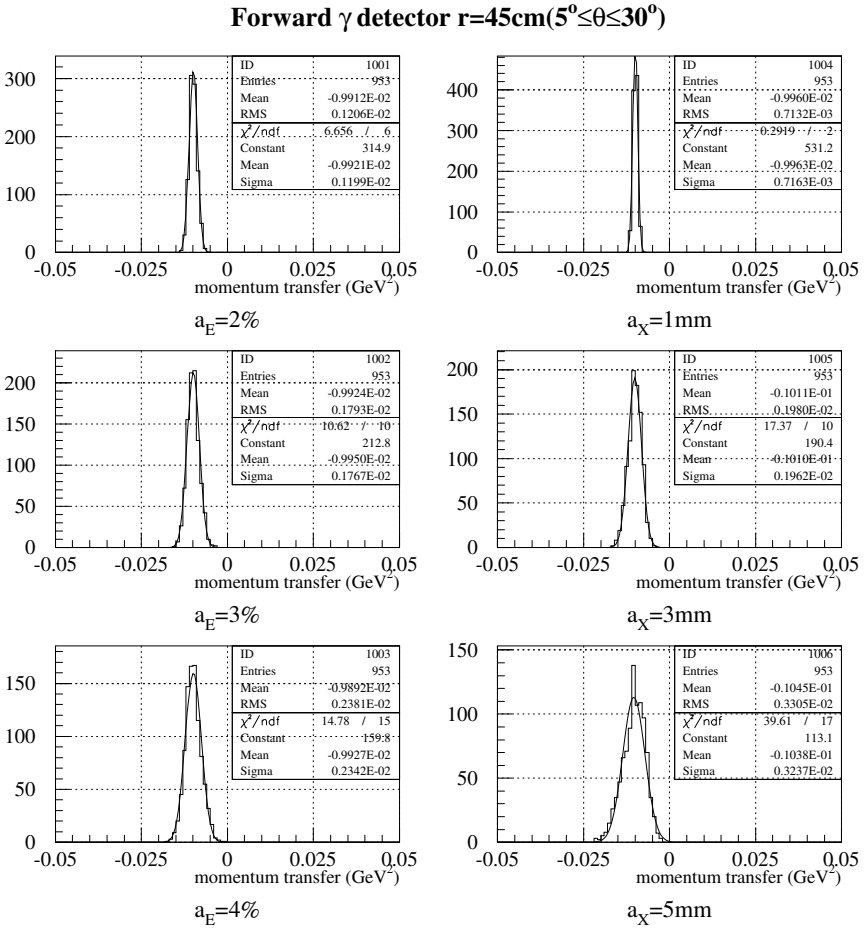


図 3.15: 検出器半径 45cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する運動量移行分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 (3.5)(3.6) で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta\|t\|/\|t\|$	Position Resolution a_X	$\Delta\|t\|/\|t\|$
2%	12.1%	1mm	7.2%
3%	17.8%	3mm	19.4%
4%	23.6%	5mm	31.2%

表 3.7: 図 3.15 をガウスフィットすることによって得た、$|t|$=0.01GeV^2 での相対分解能。

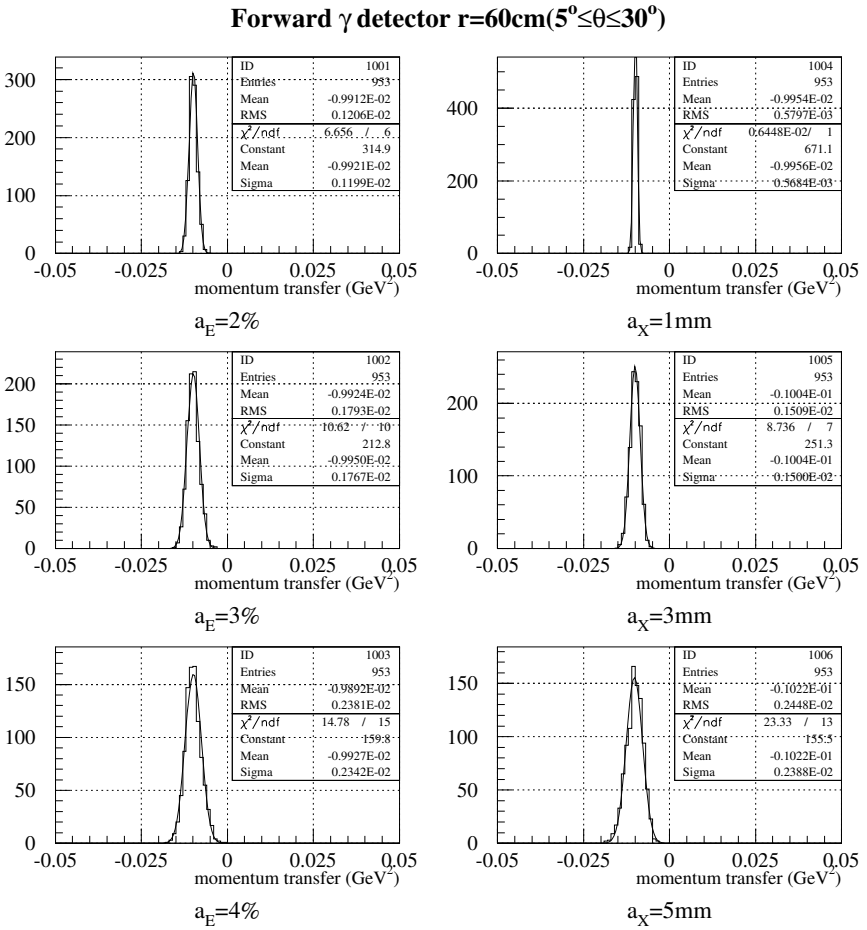


図 3.16: 検出器半径 60cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する運動量移行分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 (3.5)(3.6) で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta\|t\|/\|t\|$	Position Resolution a_X	$\Delta\|t\|/\|t\|$
2%	12.1%	1mm	5.7%
3%	17.8%	3mm	14.9%
4%	23.6%	5mm	23.4%

表 3.8: 図 3.16 をガウスフィットすることによって得た、$|t|$=0.01GeV^2 での相対分解能。

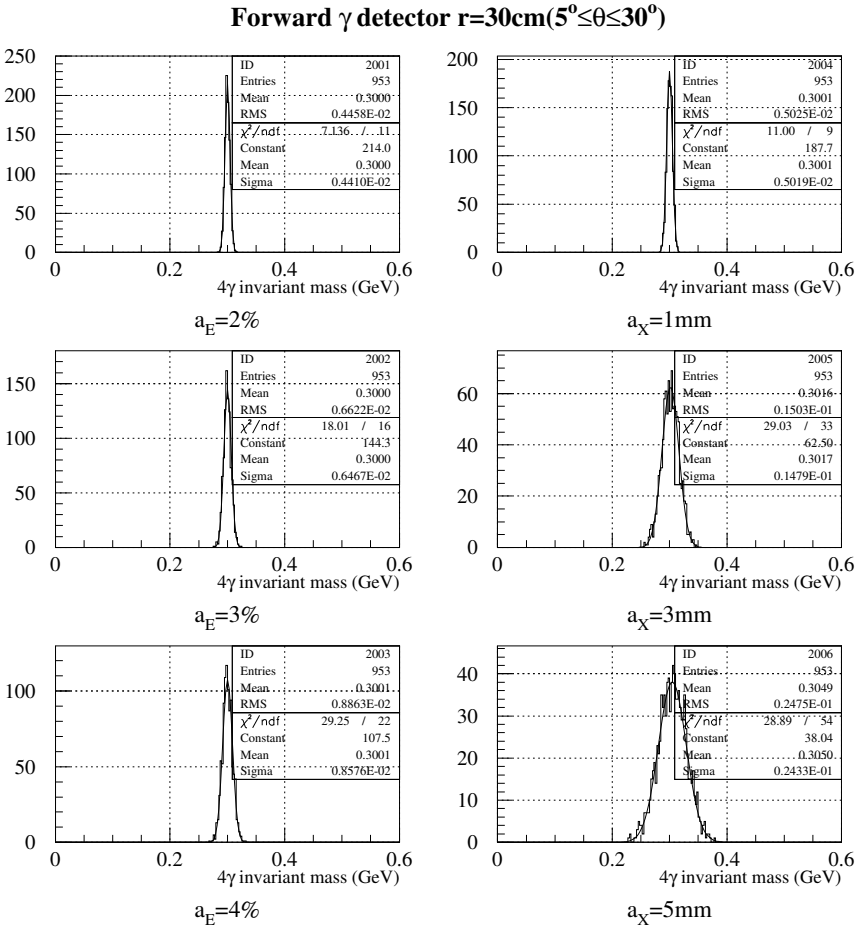


図 3.17: 検出器半径 30cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 4γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 $(3.5)(3.6)$ で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$	Position Resolution a_X	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$
2%	1.5%	1mm	1.7%
3%	2.2%	3mm	4.9%
4%	2.9%	5mm	8.0%

表 3.9: 図 3.17 をガウスフィットすることによって得た、$M_{4\gamma}$=300MeV での質量分解能。

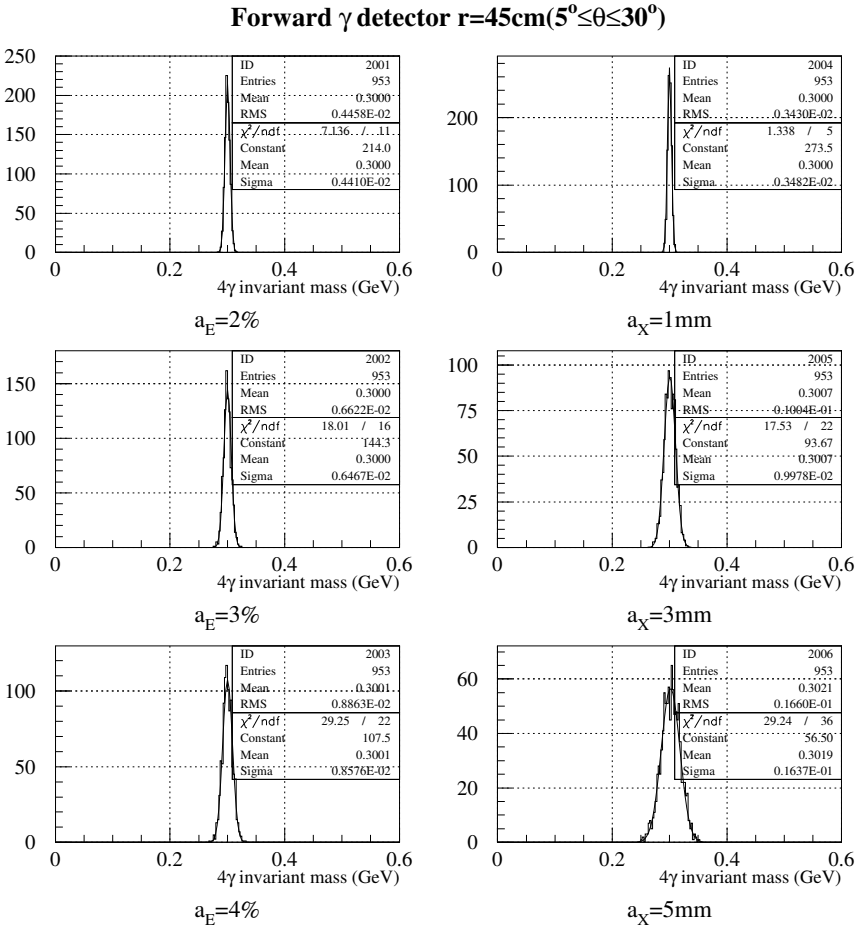


図 3.18: 検出器半径 45cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 4γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 (3.5)(3.6) で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$	Position Resolution a_X	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$
2%	1.5%	1mm	1.2%
3%	2.2%	3mm	3.3%
4%	2.9%	5mm	5.4%

表 3.10: 図 3.18 をガウスフィットすることによって得た、$M_{4\gamma}$=300MeV での質量分解能。

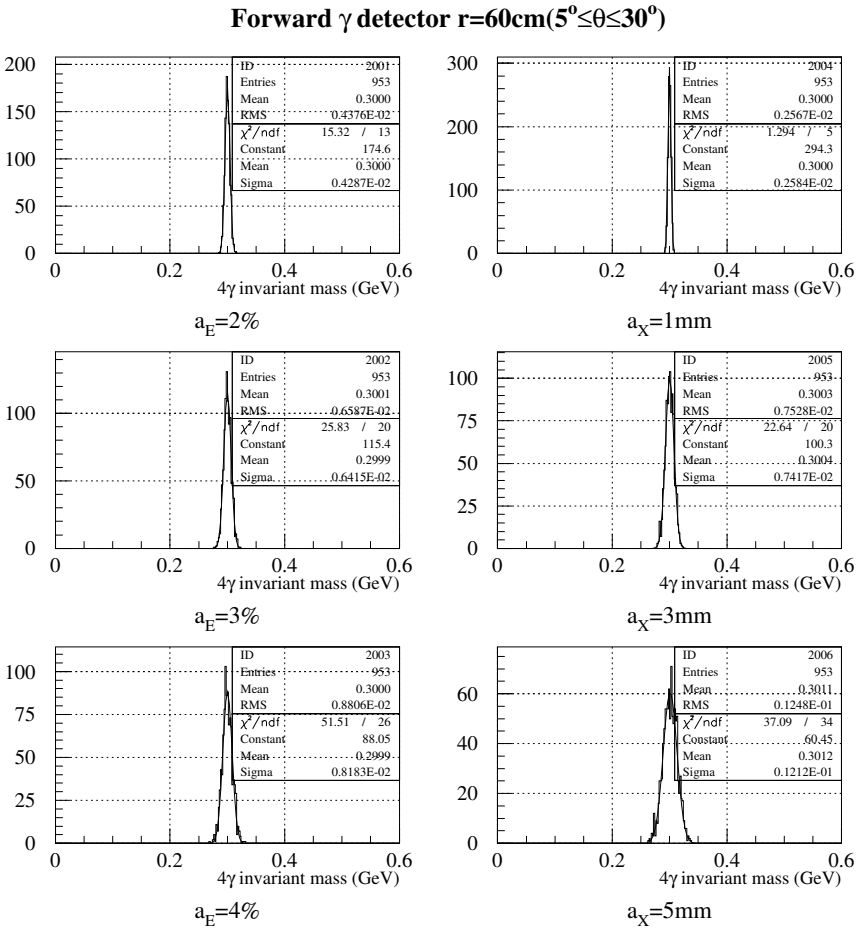


図 3.19: 検出器半径 60cm の前方検出器に対する、エネルギー分解能および位置分解能に対する 4γ 不変質量分布の変化。図中の a_E および a_X は、それぞれ式 (3.5)(3.6) で定義される。図の表示法は 2γ 不変質量分布の変化の場合と同じ。t=-0.01GeV^2、M_σ =300MeV に固定している。

Energy Resolution a_E	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$	Position Resolution a_X	$\Delta M_{4\gamma}/M_{4\gamma}$
2%	1.5%	1mm	0.9%
3%	2.2%	3mm	2.5%
4%	2.9%	5mm	4.0%

表 3.11: 図 3.19 をガウスフィットすることによって得た、$M_{4\gamma}$=300MeV での質量分解能。

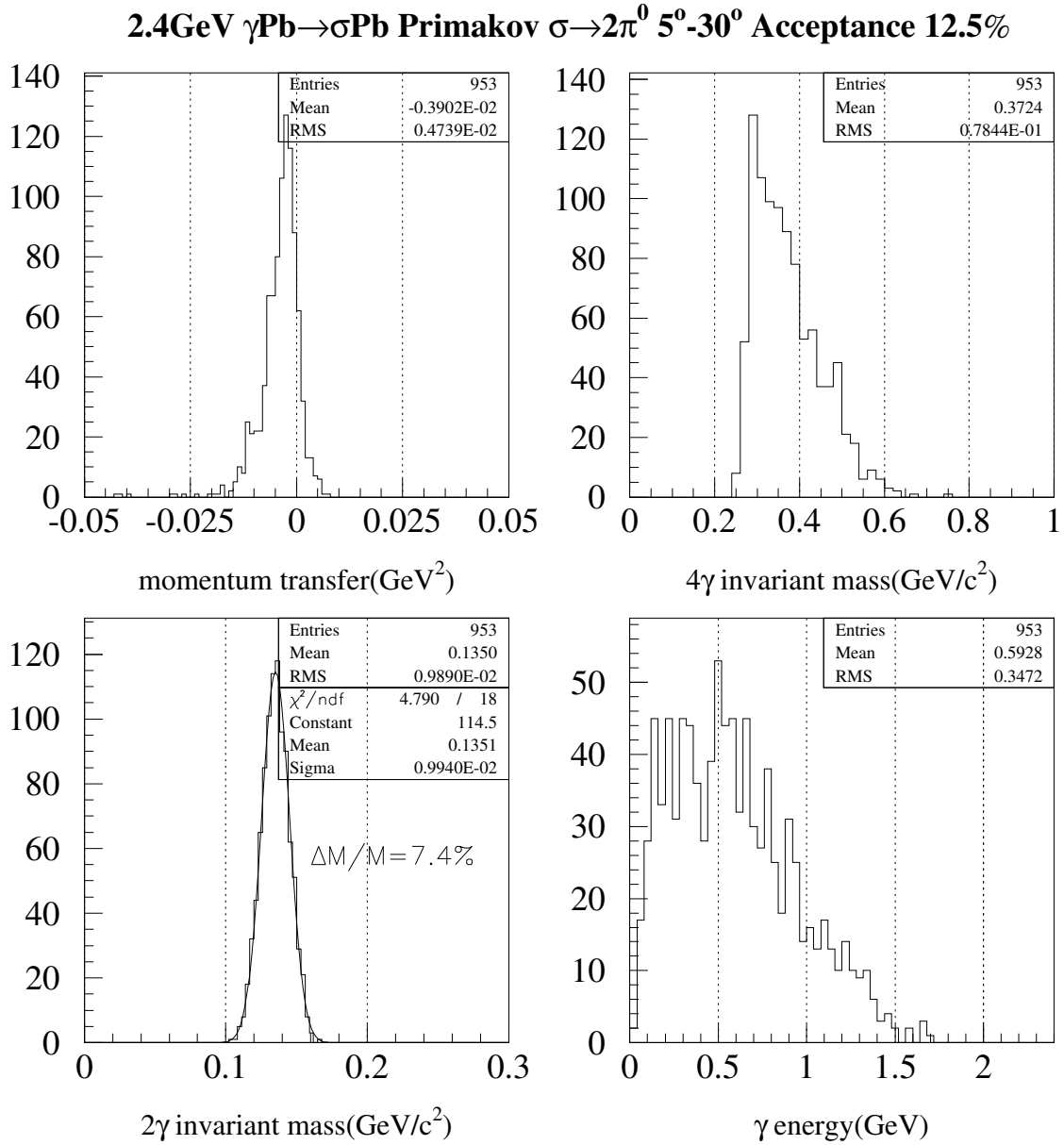
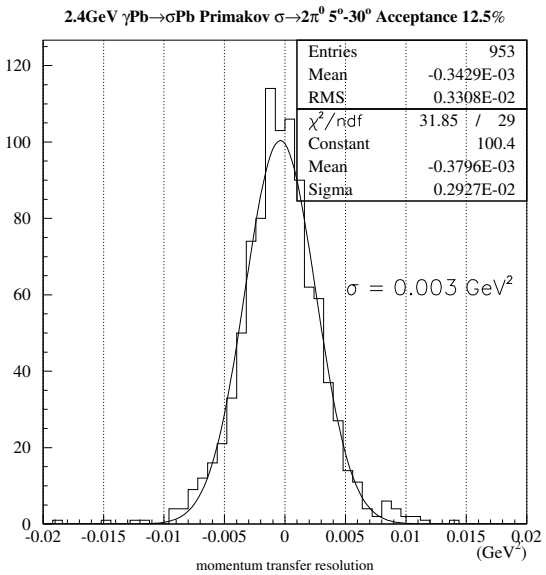


図 3.20: 半径 60cm、5° から 30° の検出器による 2.4 GeV $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb} \to \pi^0\pi^0\mathrm{Pb} \to 4\gamma\mathrm{Pb}$ の検出結果。検出器の分解能は式 (3.5)(3.6) の表現で、$a_E = 3\%$、$a_X = 5\mathrm{mmGeV}^{-1/2}$。アクセプタンスは 12.5% である。



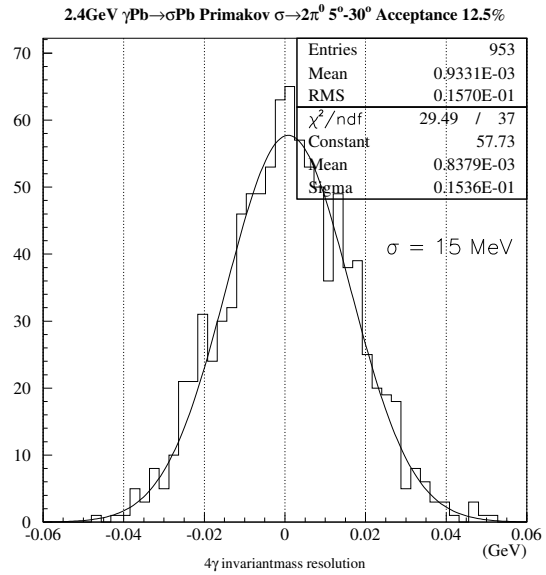


図 3.21: 図 3.20 と同じ条件における、運動量移行 t の分解能 (上図)、および 4γ 不変質量の分解能 (下図)。

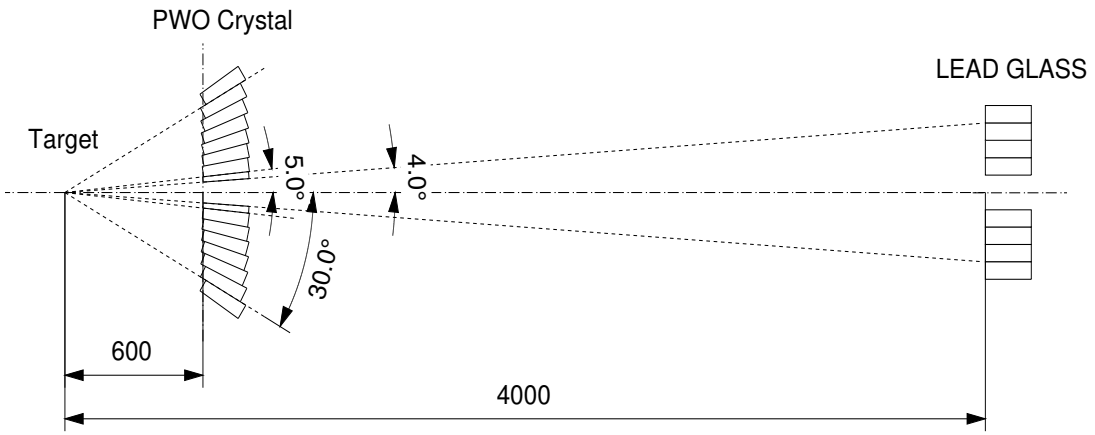


図 3.22: 前方検出器のセットアップ図。4^o から 5^o は不感領域である。

3.2.4 4γ Detection with PWO Crystal and Lead-Glass ($1^o \sim 30^o$)

5^o から 30^o に放出される γ を捕えることによる検出器アクセプタンスは 12.5% と比較的小さい。

前述した表 3.1 からも分かるように、超前方 1^o 近傍まで検出器で覆うような実験セットアップが可能なのであれば、アクセプタンスを大きく稼ぐことが出来る。

もちろん、3.2.2 節で述べたように、前方 1^o 付近では、ターゲットにおいて発生する電磁シャワーのバックグランドがかなり多くなる。したがって、このようなセットアップで実験を行うためには様々な工夫が必要である。

例えば、前節で述べたように PWO クリスタルで 5^o から 30^o を覆い、さらにターゲットからおよそ 4m の下流に鉛ガラスを配置し、これらを併用するセットアップを考える。

鉛ガラスの前面は 7cm×7cm、ターゲットから 4m 離れた位置ではほぼ 1^o に対応する。この鉛ガラスを $10\times10(100$ 個) の行列で並べ、中心部の 4 本はターゲットを抜けて来た 入射 γ ビームを避けるために除いておく。

4^o から 5^o の領域は、エネルギー重心を求めるために必要な検出器が存在するため、この範囲は不感領域と考える。

このようなセットアップで 47.4% の検出器アクセプタンスを得ることが可能になる。

2.4GeV 光子による $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$, $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ をこのセットアップで検出した場合、図 3.23 のような分布が予想される。

鉛ガラスのエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

位置はエネルギー重心から決めるとし、位置分解能を

$$\sigma_X = 30 \text{ mm}$$

程度と仮定してある。

2γ 不変質量の揺らぎは、

$$\frac{\Delta M_{\gamma\gamma}}{M_{\pi^0}} = 7.8\%$$

と得られた。

図 3.20 と比較して分かるように、4γ 不変質量分布は 2π 閾値付近でかなりピークが際だっている。これは、低質量領域に対するアクセプタンスが、超前方を覆う検出器によって決まっていることを示しており、バックグラウンドから Primakoff 過程によるメソンの生成を区別ために重要なことである。

この検出器セットアップでのの運動量移行、4γ 不変質量に対する分解能は、図 3.24 より、

$$\begin{aligned} \sigma(t_{\rm obs} - t_{\rm real}) &= 0.00360 \pm 0.00005 \quad {\rm GeV}^2 \\ \sigma(M_{4\gamma\ {\rm obs}} - M_{4\gamma\ {\rm real}}) &= 15.8 \pm 0.2 \quad {\rm MeV} \end{aligned}$$

である。

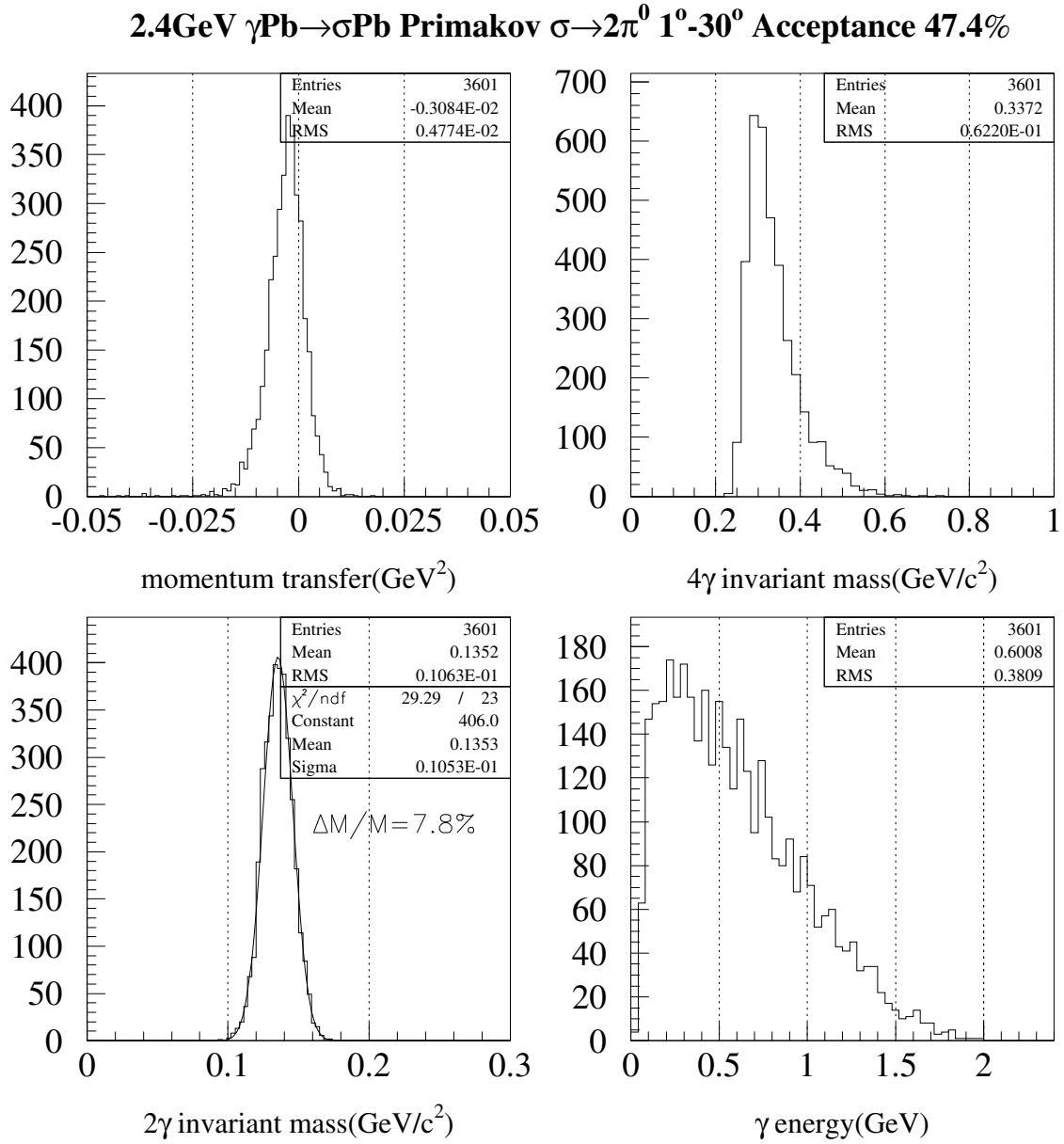
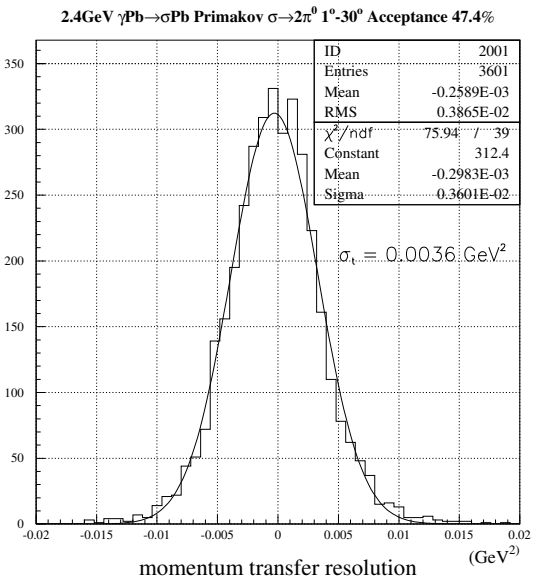


図 3.23: 図 3.22 のセットアップで $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ を検出した場合に予想される分布。PWO の分解能は $a_E = 3\%$, $a_X = 5\mathrm{mm}$。鉛ガラスの分解能は $\sigma_E/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} = 7\%$, σ_X =30mm をそれぞれ想定している。acceptance は 47.4%である。



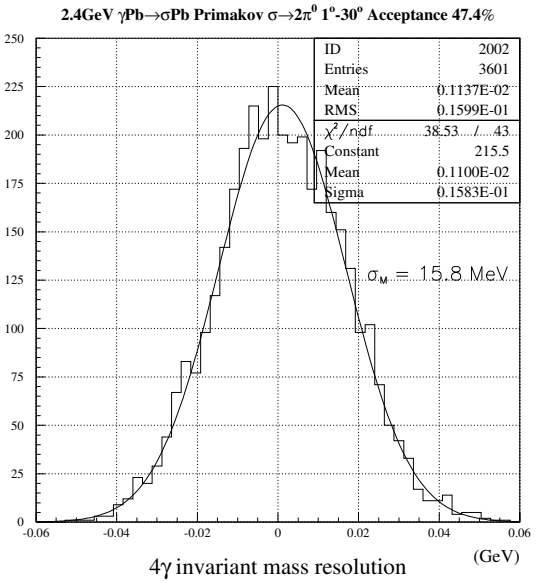


図 3.24: 図 3.23 と同じ条件における、運動量移行 t の分解能 (上図)、および 4γ 不変質量の分解能 (下図)。

3.3 $\sigma \longrightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊チャンネル

σ 中間子のもう一つの崩壊モードである $\sigma \to \pi^+\pi^-$ チャンネルの測定は、SPring-8 レーザー電子光共同研究グループによって開発された荷電粒子検出用スペクトロメータを用いて行う。
図 3.25 に、このスペクトロメータの配置図を示す。

入射レーザー電子光とターゲット原子核との相互作用により、σ メソンが生成される。σ メソンの崩壊により作られた 2 つの荷電 π メソンは、双極電磁石によってそれぞれ反対方向に曲げられる。その軌跡を、3 台のドリフトチェンバー (DC1,DC2,DC3) および x, y それぞれ 2 面ずつの SSD で測定することにより、荷電 π メソンの運動量、および放出角度が求められる。

イベントトリガーおよび粒子飛行時間は、ターゲットからおよそ 4.5m 下流に設置された、120mm(W)×2000mm(H)×40mm のプラスチックシンチレータホドスコープによって得ることが出来る。このカウンターの時間分解能はおよそ 100(ps) である。
図 3.26 には、距離 4.5(m) の距離を粒子が飛行したときに生ずる時間差を e-π、μ-π、K-π について、各運動量ごとに計算した結果のグラフを示す。また、表 3.12 は $6\sigma_t$ および $3\sigma_t$ で分離可能な運動量領域をまとめたものである。
入射レーザー電子光の最大エネルギーは 2.4GeV であるので、この表から、K-π に関しては 90%の信頼度で全ての運動量領域に渡って分離可能であることが分かる。

DC2 の直前には、e^+e^- Blocker が配置されている。これは、46cm×4cm×10cm の鉛ブロック 2 対で、1GeV 以下のターゲットで生成される電子対を除去するために配置されている。この Blocker は、必要に応じてビーム軸方向に移動させることが可能である。

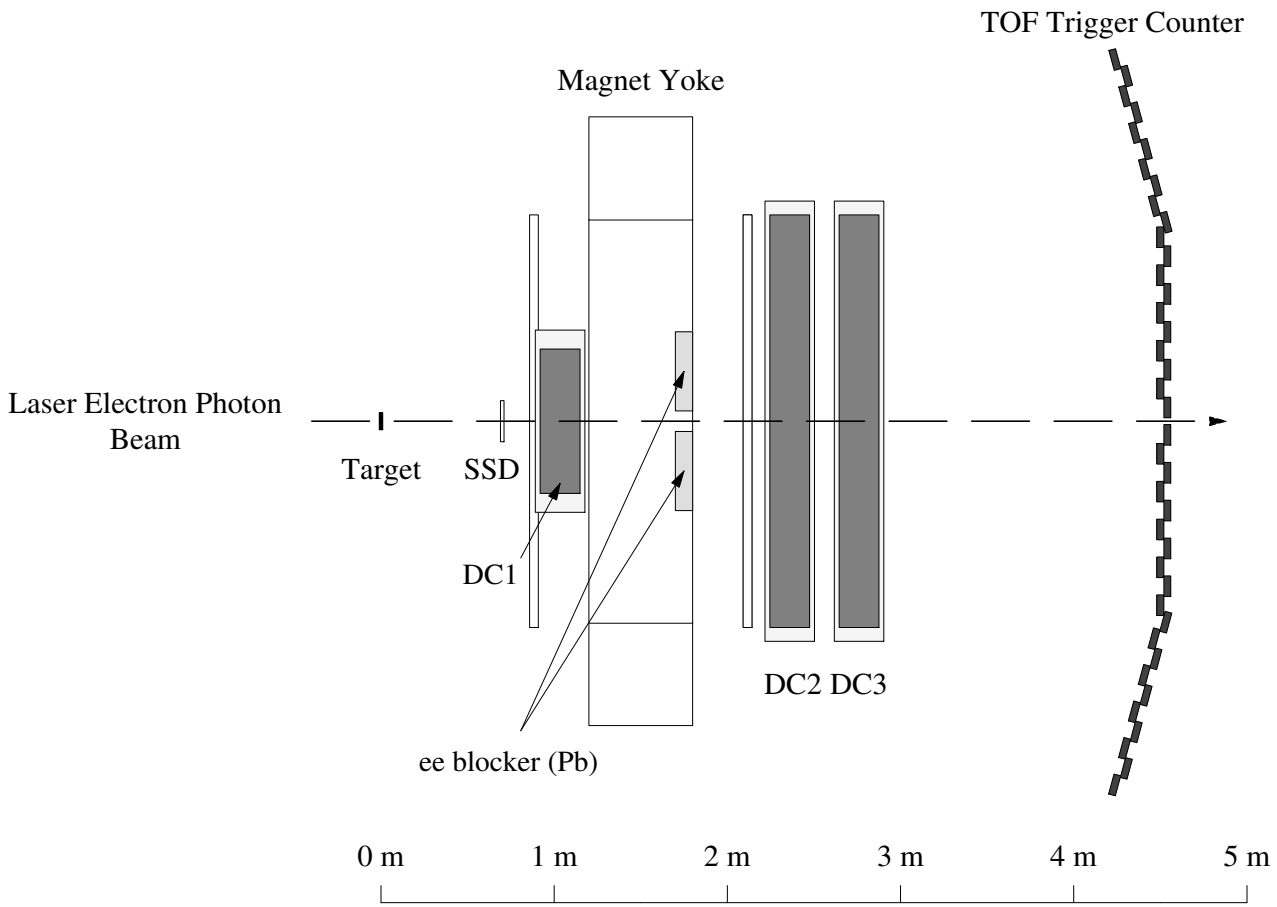


図 3.25: 上方から見たレーザー電子光ビームラインにおける荷電粒子検出用スペクトロメータのセットアップ。荷電粒子は双極電磁石により曲げられ、SSD および 3 台のドリフトチェンバー (DC) を用いその飛跡から運動量が決定される。トリガーは 40 台のプラスチックシンチレータ (12cm×200cm×4cm) により得られる。

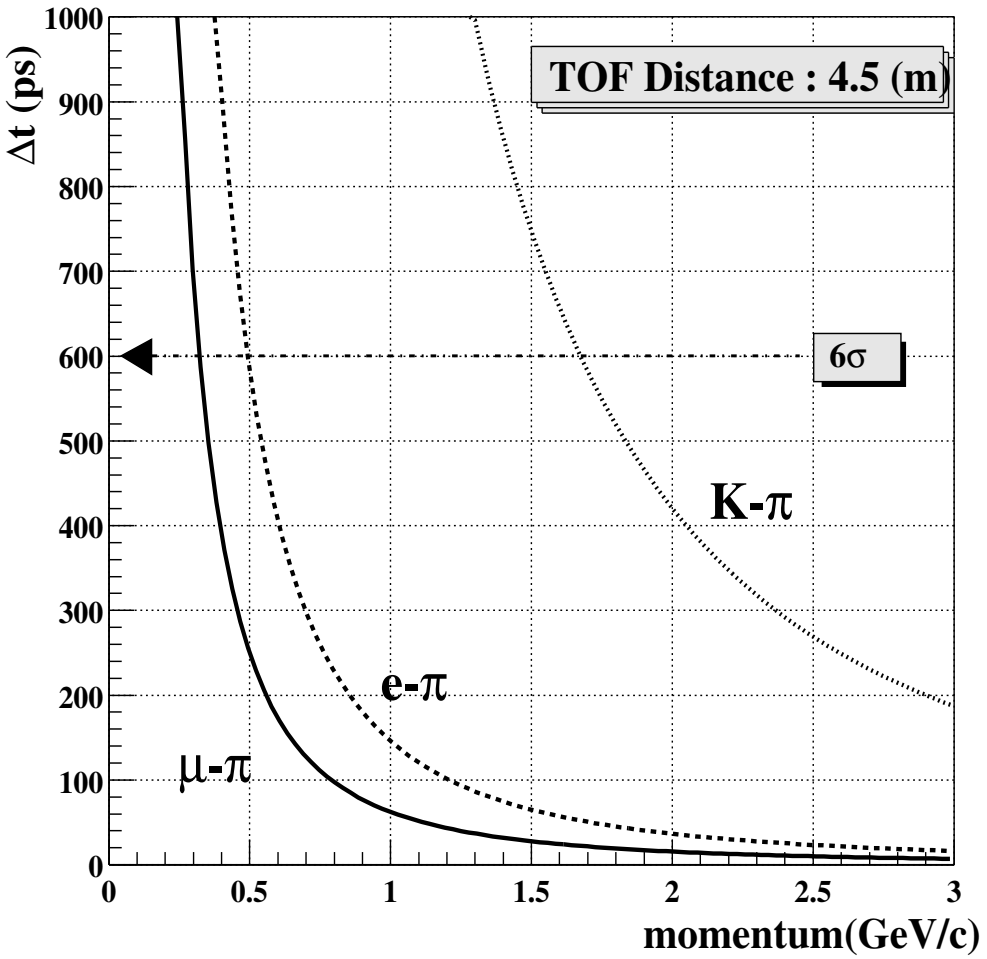


図 3.26: 距離 4.5m における、各粒子の飛行時間差。レーザー電子光ビームラインの TOF カウンターの時間分解能は 100(ps) である。

Particle	99.7% confidence level ($6\sigma_t$)	90% confidence level ($\sim 3\sigma_t$)
e-π	$p < 0.50$ GeV/c	$p < 0.70$ GeV/c
K-π	$p < 1.68$ GeV/c	$p < 2.40$ GeV/c
μ-π	$p < 0.32$ GeV/c	$p < 0.45$ GeV/c

表 3.12: TOF 距離 4.5m、検出器時間分解能が 100(ps) である場合の、粒子識別可能な運動量領域。

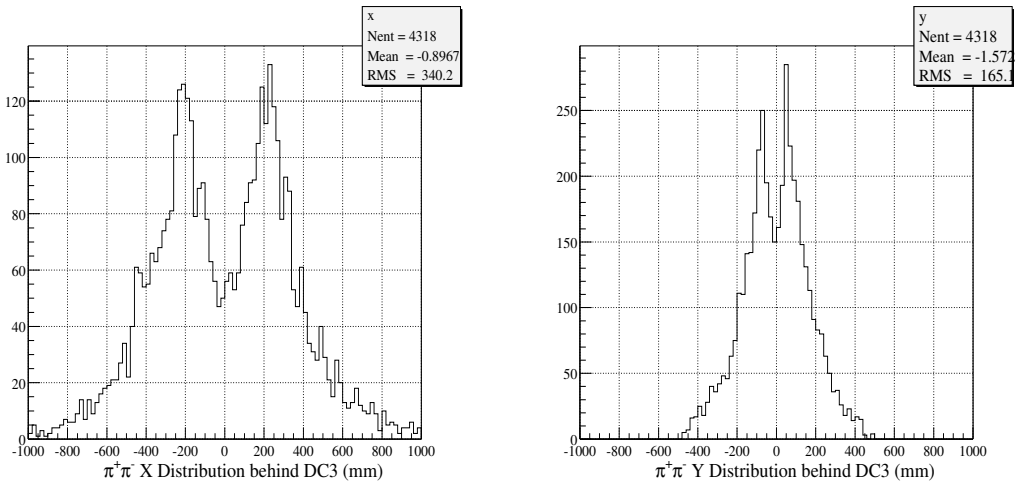


図 3.27: DC3 直後における $\pi^+\pi^-$ の位置分布。ただし、この位置において $\pi^+\pi^-$ の両方とも到達していることを要求した。x 分布の中心部の谷は、双極電磁石によって曲げられた結果生じ、y の中心部は e^+e^- Blocker による影である。アクセプタンスは 72%

3.3.1 アクセプタンスの評価

ここでは、3.1 節で得た $\sigma \to \pi^+\pi^-$ イベント発生の情報を用い、Geant4 モンテカルロシミュレーションでアクセプタンスの計算を行った。

シミュレーションでは、検出器のジオメトリーを次の状態に固定している。

- 双極電磁石の磁場は、電流値で 800A を仮定する。
- ターゲット位置は、双極電磁石の中心から上流 150cm の位置。
- e^+e^-blocker の位置は、定常的な位置である双極電磁石中心から下流側 25cm の位置
- 図 3.25 に書かれている検出器のうち、SSD に関してはシミュレーションのジオメトリーには含まれていない。

まず DC3 の直後 (ターゲットから 3m 下流) における、σ の崩壊で生成される荷電 π について述べる。

図の位置分布を示す。y 分布のゼロ付近に e^+e^- Blocker によってカットされた谷間が確認できる。

双極電磁石ヨークおよびコイル、さらに e^+e^- Blocker(Gap:12cm) をクリアするアクセプタンスは、

$$\eta_{\text{DC3}} \quad = \quad 72.0 \pm 2.0 \ \% \tag{3.7}$$

である。

図 3.28 にアクセプタンスの $\pi\pi$ 不変質量の依存性を示す。

また、e^+e^- Blocker に加え、さらに電子対のバックグランドを除去するための veto カウンターとして、DC3 の直後に x 方向の長さ 2m、y 方向の幅が 8cm、ビーム軸方向の厚さ 2cm のプラスチックシンチレーターを配置すると仮定する。

すなわち、ターゲットにおいて生成される e^+e^- が、$x-z$ 平面の狭い範囲に限定されることを利用し、このカウンターで検出される荷電粒子を全て veto する。

我々が捕えるべき荷電 π メソンのうち一部分はこのカウンター領域に入ってしまうが、veto カウンターに hit しないと条件の基におけるアクセプタンスを計算すると、

$$\eta_{noveto} = 52.7 \pm 1.6\ \% \text{ (BlockerGap : 12cm)} \tag{3.8}$$

と、η_{DC3} との差は 20%程度である。図 3.29 にこのアクセプタンスの質量依存性を示す。この際 veto カウンターにより切られてしまうのは、主に 2π 質量閾値付近のイベントであることが分かる。

3.3.2 バックグランド

我々が測定しようと目指している、Primakoff 生成からの $\sigma \to \pi^+\pi^-$ の断面積は、表 2.2 で示したように、Pb ターゲットに関しては $4.68(\mu\text{b})$、Cu については $0.987(\mu\text{b})$ と μb のオーダーである。

一方バックグランドとして考えられるターゲットで生じる e^+e^- 対生成の断面積は、Pb、Cu に対しておよそ 40(b)、6.1(b) と、その差は 10^7 ある。

したがって、$\pi^+\pi^-$ チャンネルの測定では、いかにこのバックグランドを除去するかが問題になる。

ここでは、e^+e^- Blocker と、DC3 の直後に置かれた x 方向の長さ 2(m)、y 方向の幅 8cm、厚さ 2cm のプラスチック荷電粒子 Veto カウンターによって、対生成反応によって生じるシャワー粒子をどの程度落せるかを見積もる。

表 3.13 にシミュレーション結果を示す。ここでは e^+e^- Blocker の x 方向のギャップを 15.5cm および最小値である 8.0cm の 2 通りについて、TOF トリガーカウンターに 2 ヒット以上を要求した場合、さらに Veto カウンターにヒットが無いと言う条件を与えた。

表から、Gap が 15.5cm の場合で、Veto カウンターを用いて 99%の e^+e^- を除去できることが分かった。

これと同じ条件で、$\pi^+\pi^-$ のアクセプタンスは、

$$\eta_{noveto} = 52.1 \pm 2.8\ \% \text{ (BlockerGap : 15.5cm)}$$
$$\eta_{noveto} = 53.6 \pm 2.9\ \% \text{ (BlockerGap : 8.0cm)}$$

と Blocker Gap の条件によってほとんど変化しない。

ここまでのセットアップにおいて、e^+e^- イベントを 2 桁落せることが分かったが、実験を実現させるためには、実験セットアップにさらなる工夫が必要である。これについては、最後の議論の章で述べる。

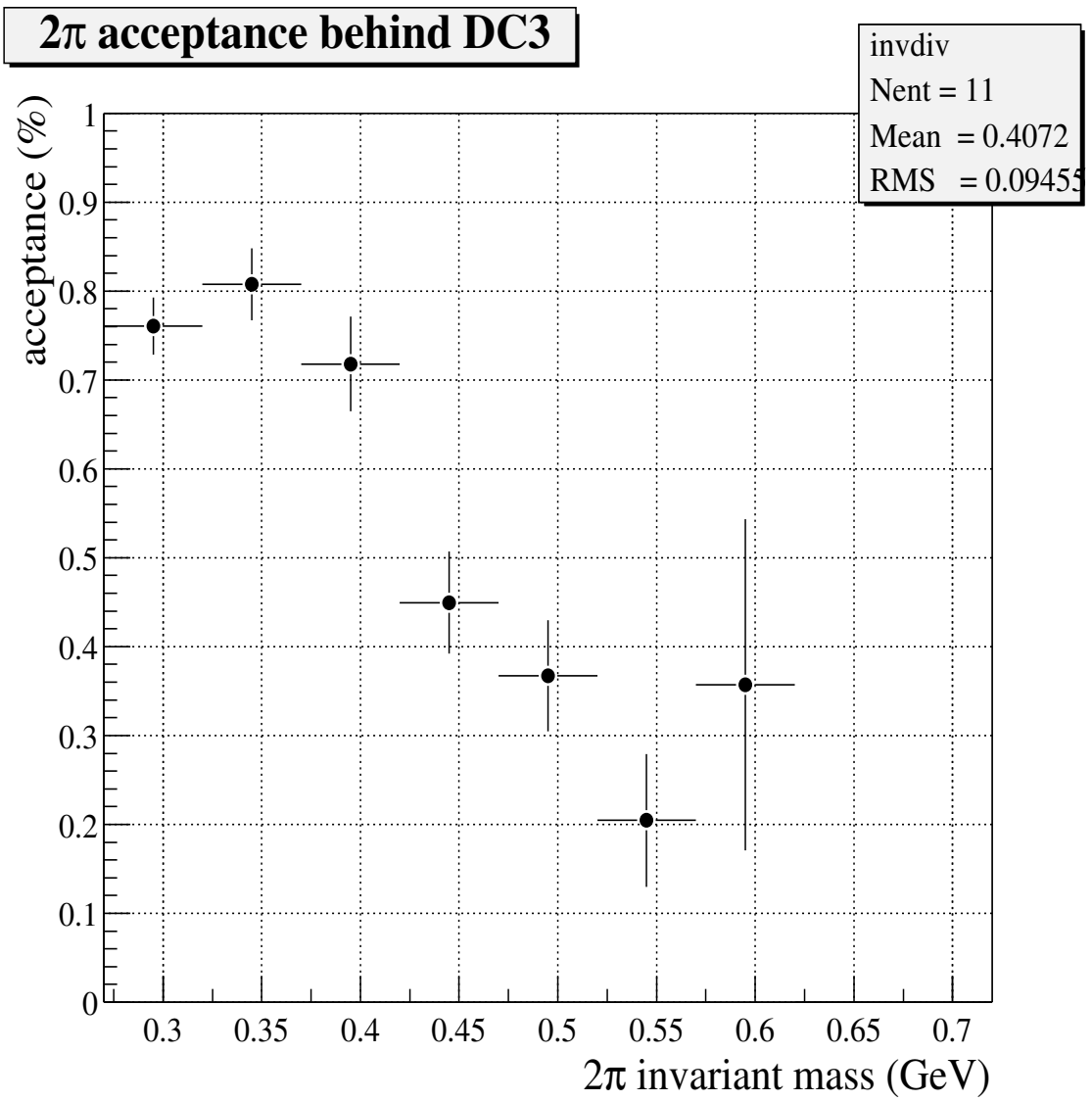


図 3.28: DC3 直後 (ターゲットから 3m 下流) における $\pi^+\pi^-$ アクセプタンスの $\pi\pi$ 不変質量による依存性。

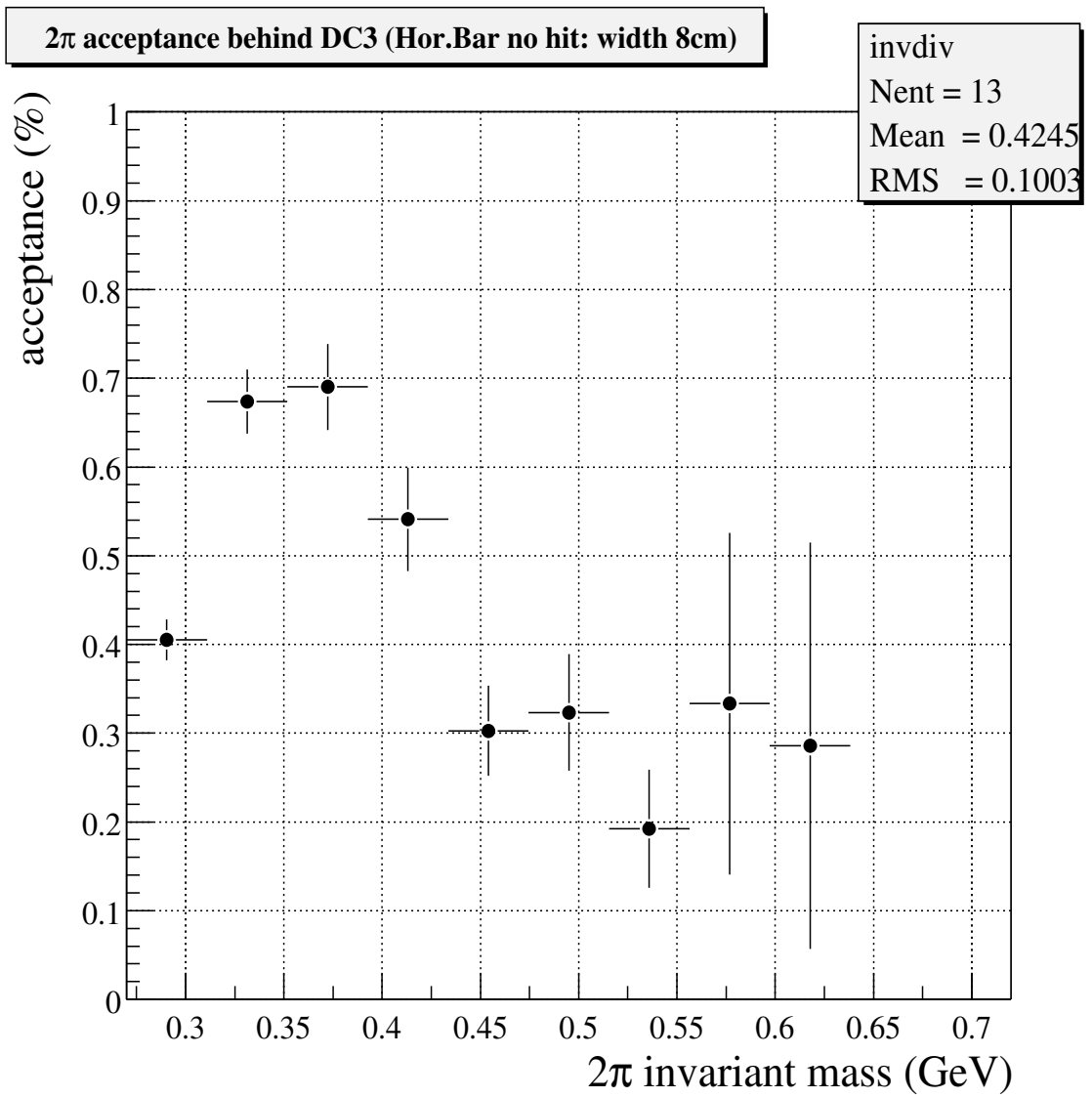


図 3.29: DC3 直後 (ターゲットから 3m 下流) において、e^+e^-veto カウンター (y 方向の幅 4cm、厚さ 2cm) をいずれの π も通過しないとしたときの、$\pi^+\pi^-$ アクセプタンスの $\pi\pi$ 不変質量による依存性。

Blocker Gap	2 Hit at TOF	Veto Counter No hit
15.5	80.0±1.4 %	99.0±2.0 %
8.0	93.2±1.9 %	98.6±2.0 %

表 3.13: e^+e^- 対生成イベントが 5000 生じた際に、e^+e^- Blocker および Veto カウンターによって e^+e^- 対を除去できる割合。

第4章　$\sigma \to \pi^0\pi^0$ チャンネルでの諸物理量に対して検出器分解能が与える影響

測定に用いる検出器の分解能によって、得られる物理量がどのように影響を受けるかを知っておくことは重要である。

この章では、Primakoff 効果によって生成された σ 中間子を、$\pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ の崩壊チャンネルで捕える場合に着目し、使用する γ 線カロリメータのエネルギー分解能、位置分解能、検出器形状を変化させ、不変質量分布などが、どの程度広がるかをグラフに示す。

検出器のエネルギー分解能は、入射 γ 線エネルギーと以下の関係があると仮定する。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_E}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{4.1}$$

$$\sigma_x = \frac{a_x}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \ (\mathrm{mm}) \tag{4.2}$$

γ 線測定用カロリメータは、ターゲット周りに配置するのだが、ビーム軸に対する配置位置によって次の 3 つの領域に分割する。

後方検出器	$30^\mathrm{o}\sim 100^\mathrm{o}$	検出器半径 30cm
前方検出器	$5^\mathrm{o}\sim 30^\mathrm{o}$	検出器半径 30cm または 60cm
超前方検出器	$1^\mathrm{o}\sim 5^\mathrm{o}$	検出器半径 400cm

各検出器の分解能は、特に断りの無い場合には、次の値とする。

	エネルギー分解能 (a_E)	位置分解能 (a_x)	検出器半径
後方検出器	5%	10 ($\mathrm{mm\,GeV^{-1/2}}$)	30cm
前方検出器	3%	5 ($\mathrm{mm\,GeV^{-1/2}}$)	60cm
超前方検出器	7%	10 ($\mathrm{mm\,GeV^{-1/2}}$)	400cm

得られる物理量としては、以下の量について調べた。

π^0 の質量 (135 MeV) における	2γ 不変質量 $M_{\gamma\gamma}$
600MeV における	4γ 不変質量 $M_{4\gamma}$
$t = -0.01\mathrm{GeV}^2$ における	運動量移行 t
$t = -0.01\mathrm{GeV}^2$ における	実験室系における σ 放出角度

ここで述べるデータセットは以下に述べるとおりである。

検出器	変化させる分解能	ページ
F(R=60cm)	エネルギー分解能	p.69∼p.72
F(R=60cm)	位置分解能	p.69∼p.76
F(R=30cm)	エネルギー分解能	p.69∼p.80
F(R=30cm)	位置分解能	p.69∼p.84
F(R=60cm)+B	エネルギー分解能	p.85∼p.88
F(R=60cm)+B	位置分解能	p.89∼p.92
F(R=60cm)+B+A	エネルギー分解能	p.93∼p.96
F(R=60cm)+B+A	位置分解能	p.97∼p.100

ここで、F は前方検出器 ($5^o\sim\ 30^o$)、B は後方検出器 (30^o∼100^o)、さらに A は超前方の検出器 ($1^o\sim\ 5^o$) をそれぞれ表す。

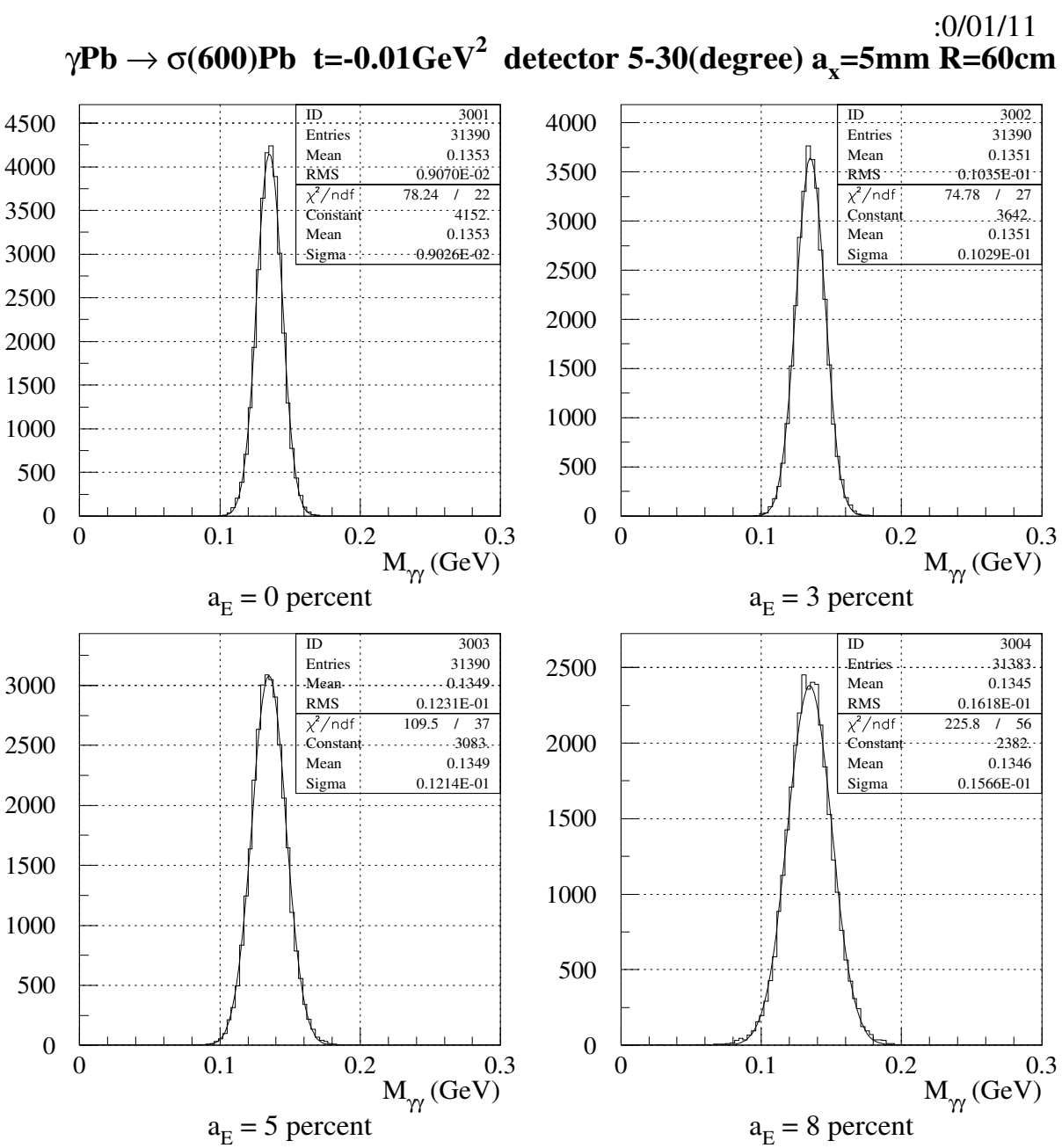


図 4.1: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

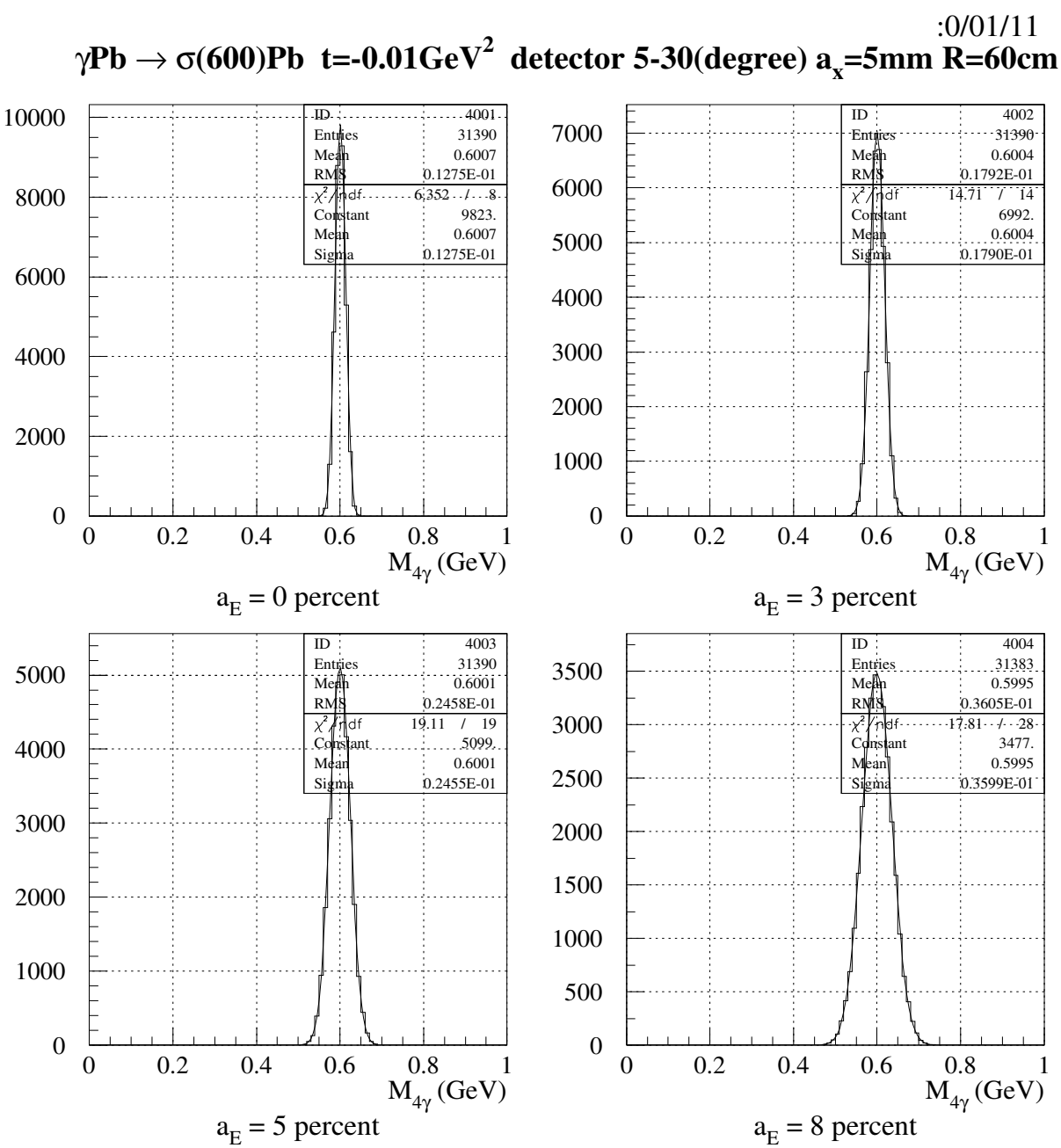


図 4.2: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

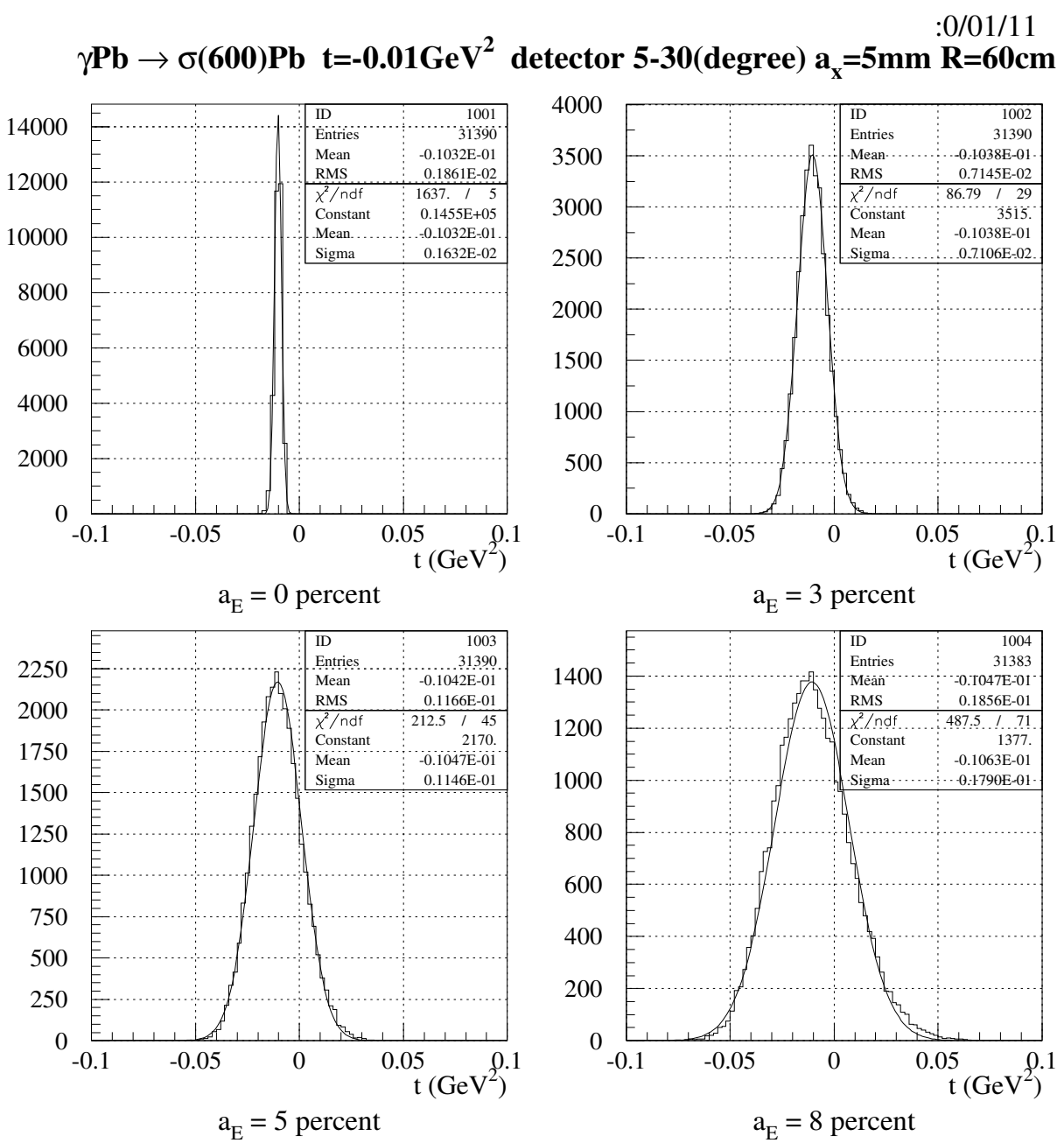


図 4.3: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる運動量移行 t の分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

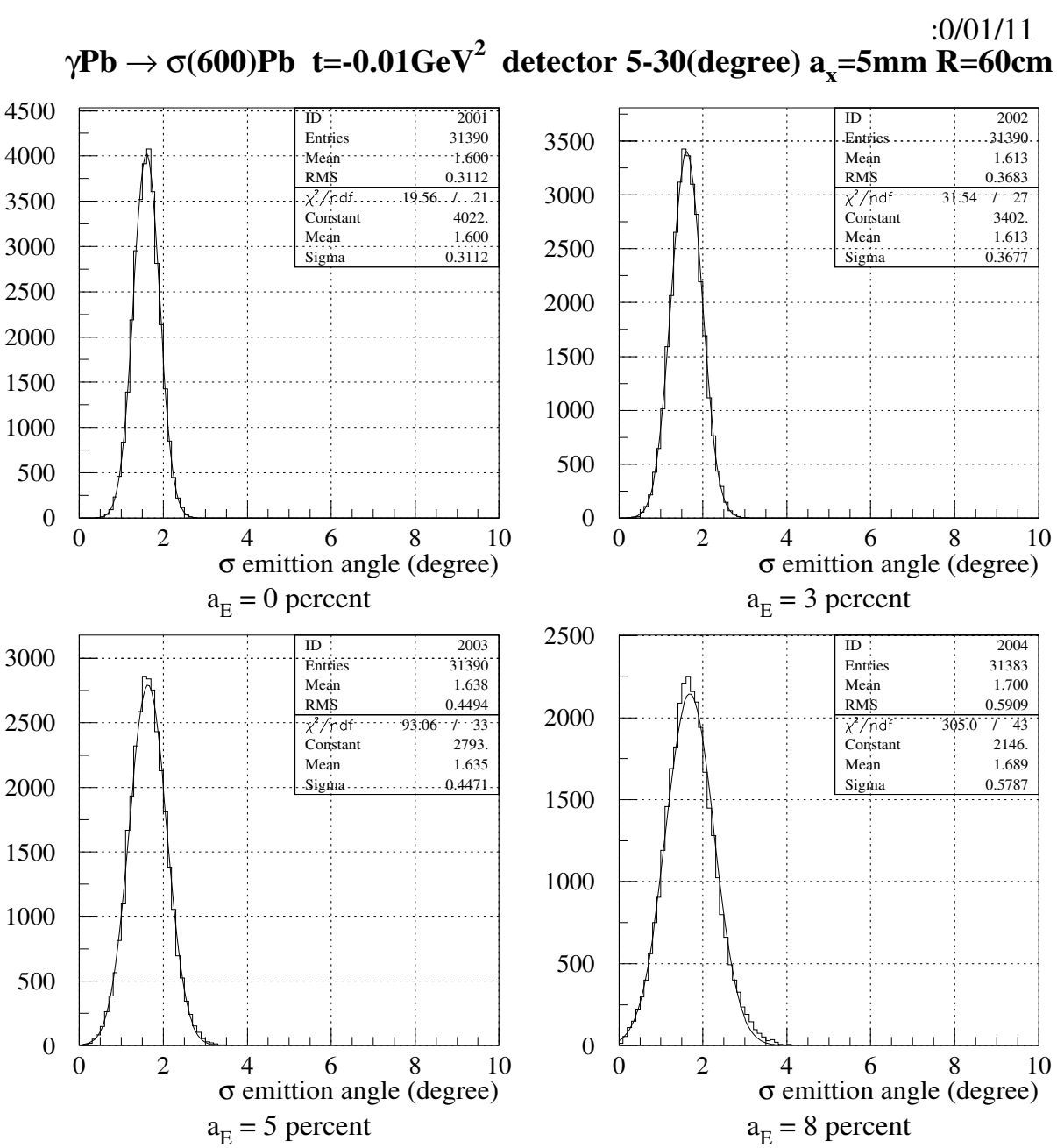


図 4.4: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

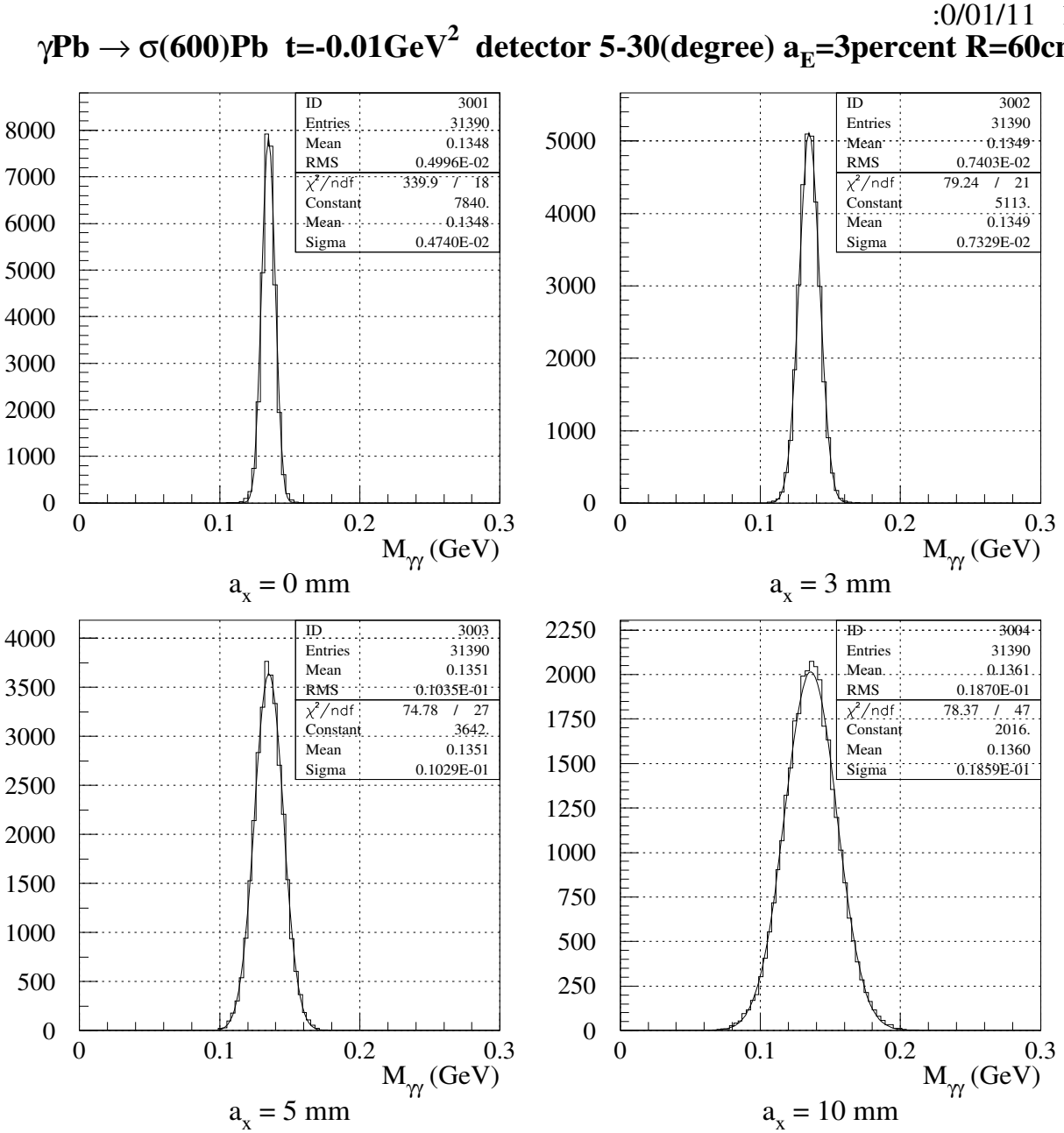


図 4.5: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

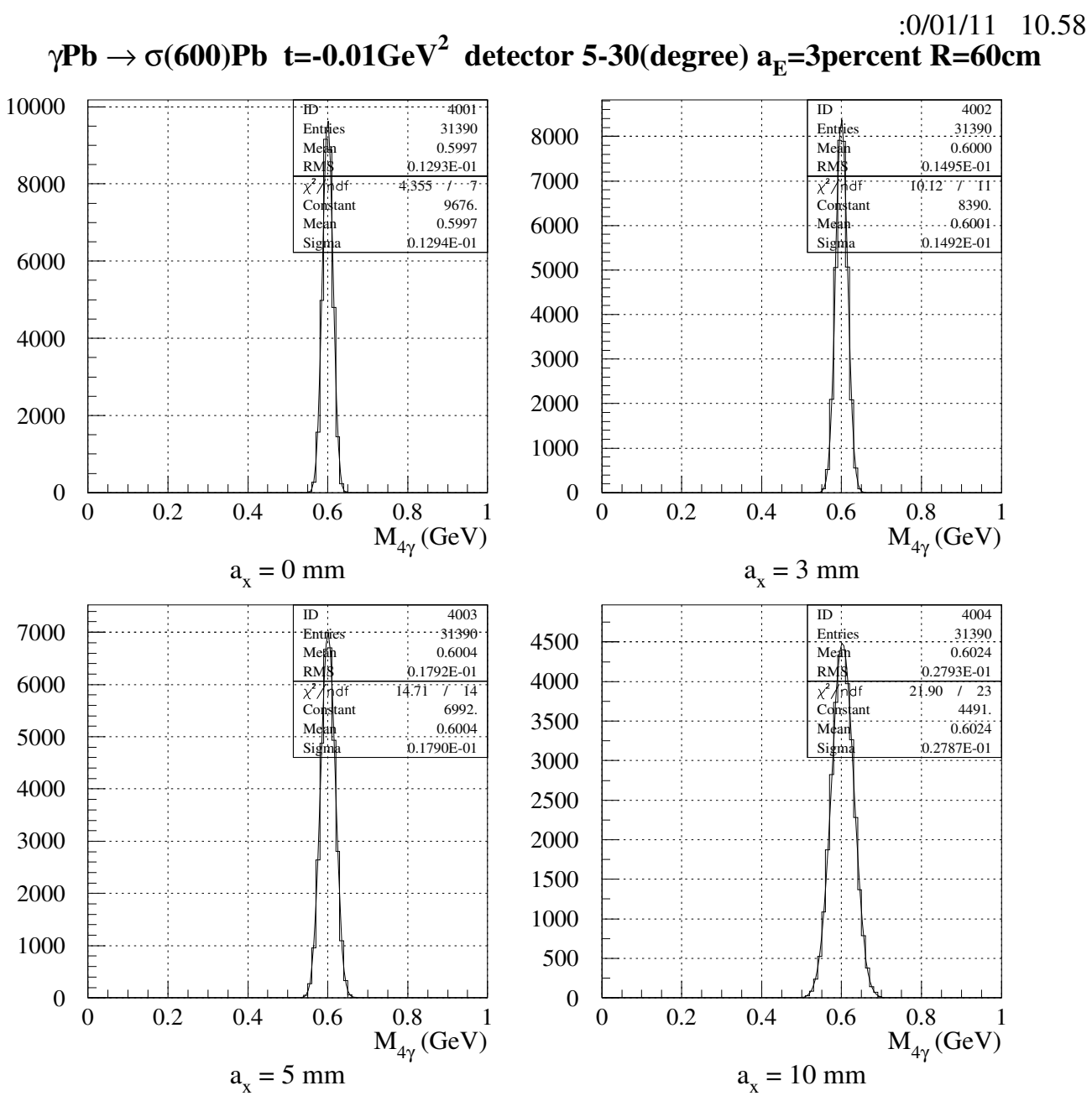


図 4.6: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

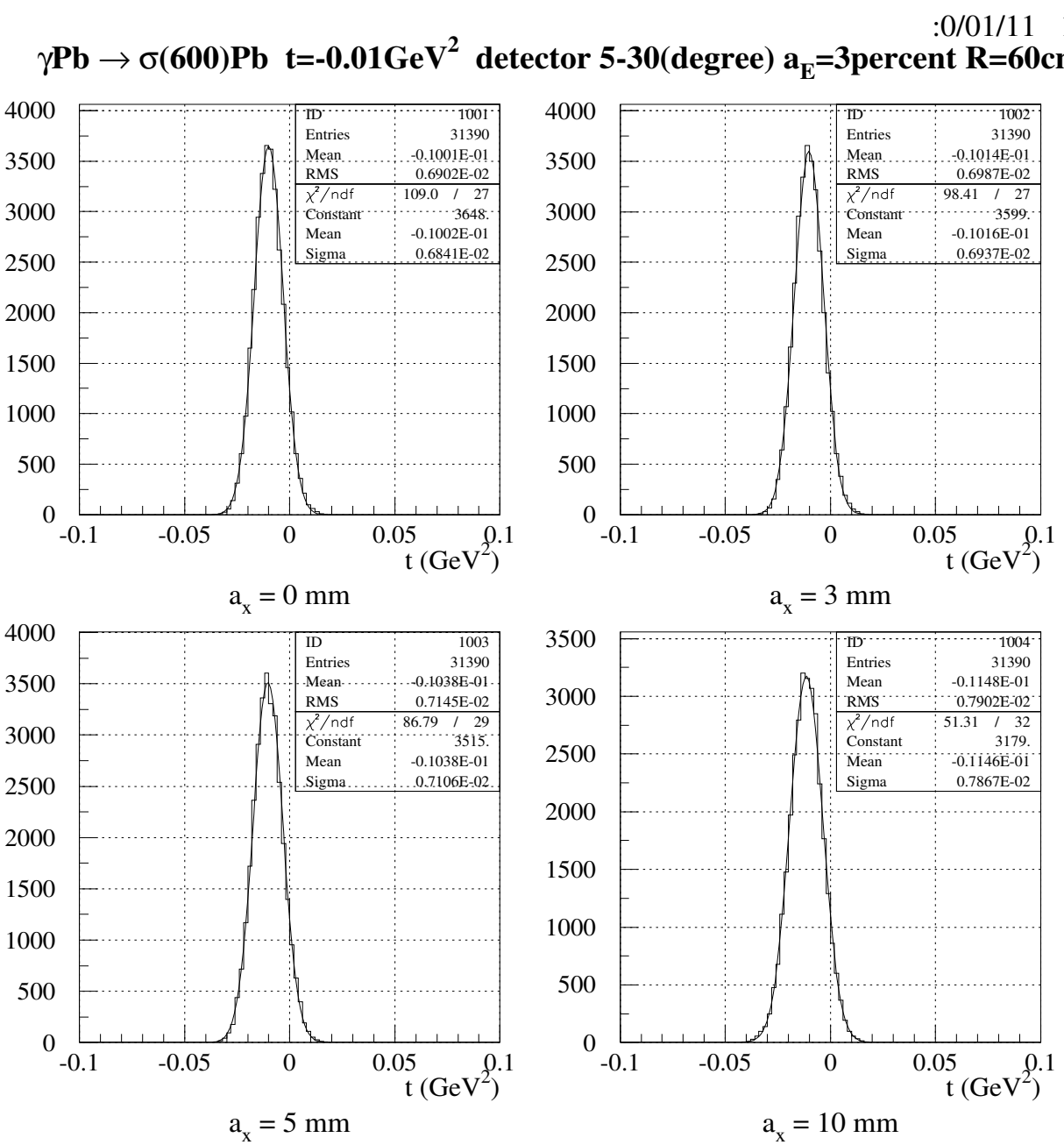


図 4.7: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる運動量移行 t の分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

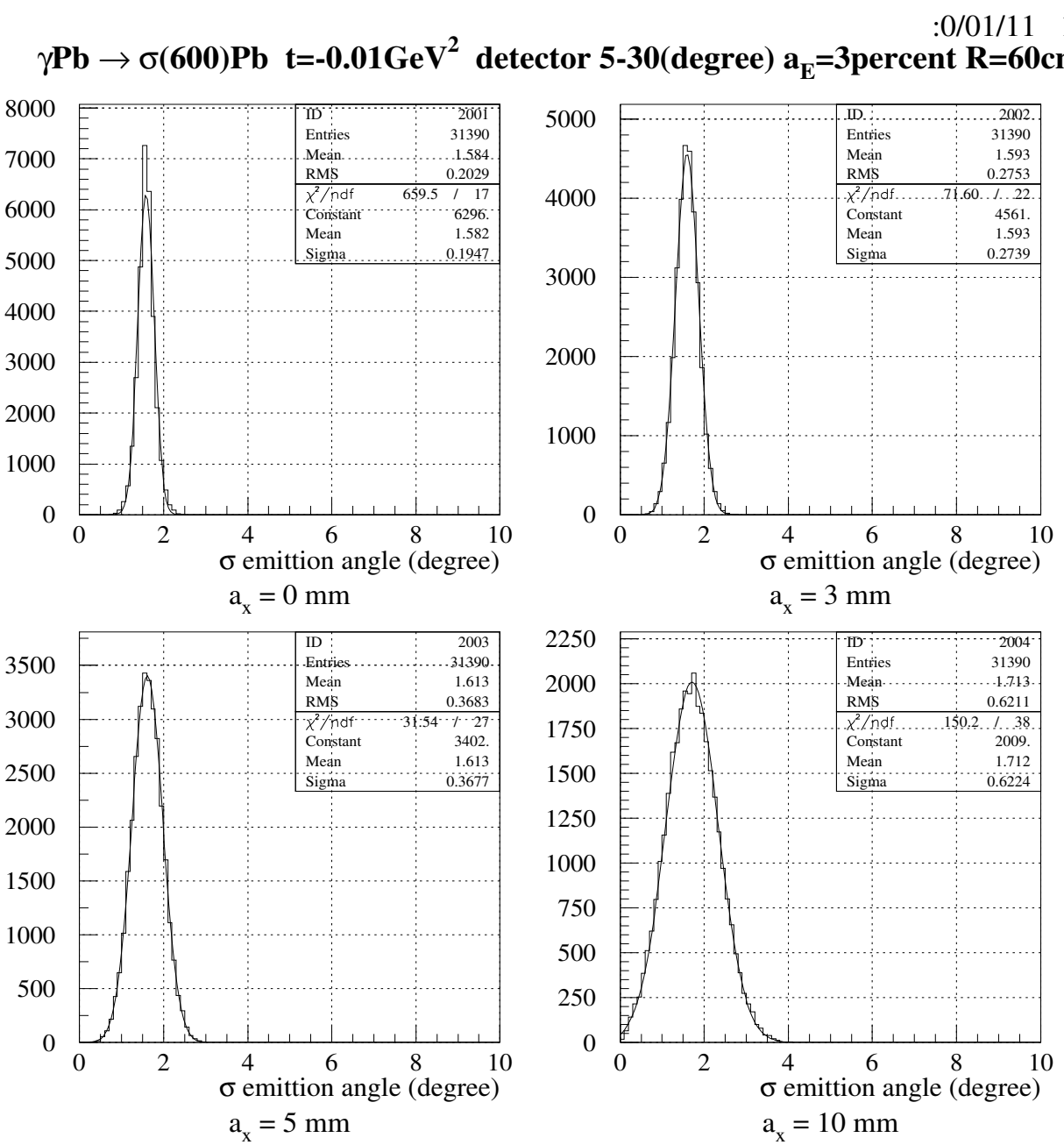


図 4.8: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 60cm) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位 置分解能を変化させた。

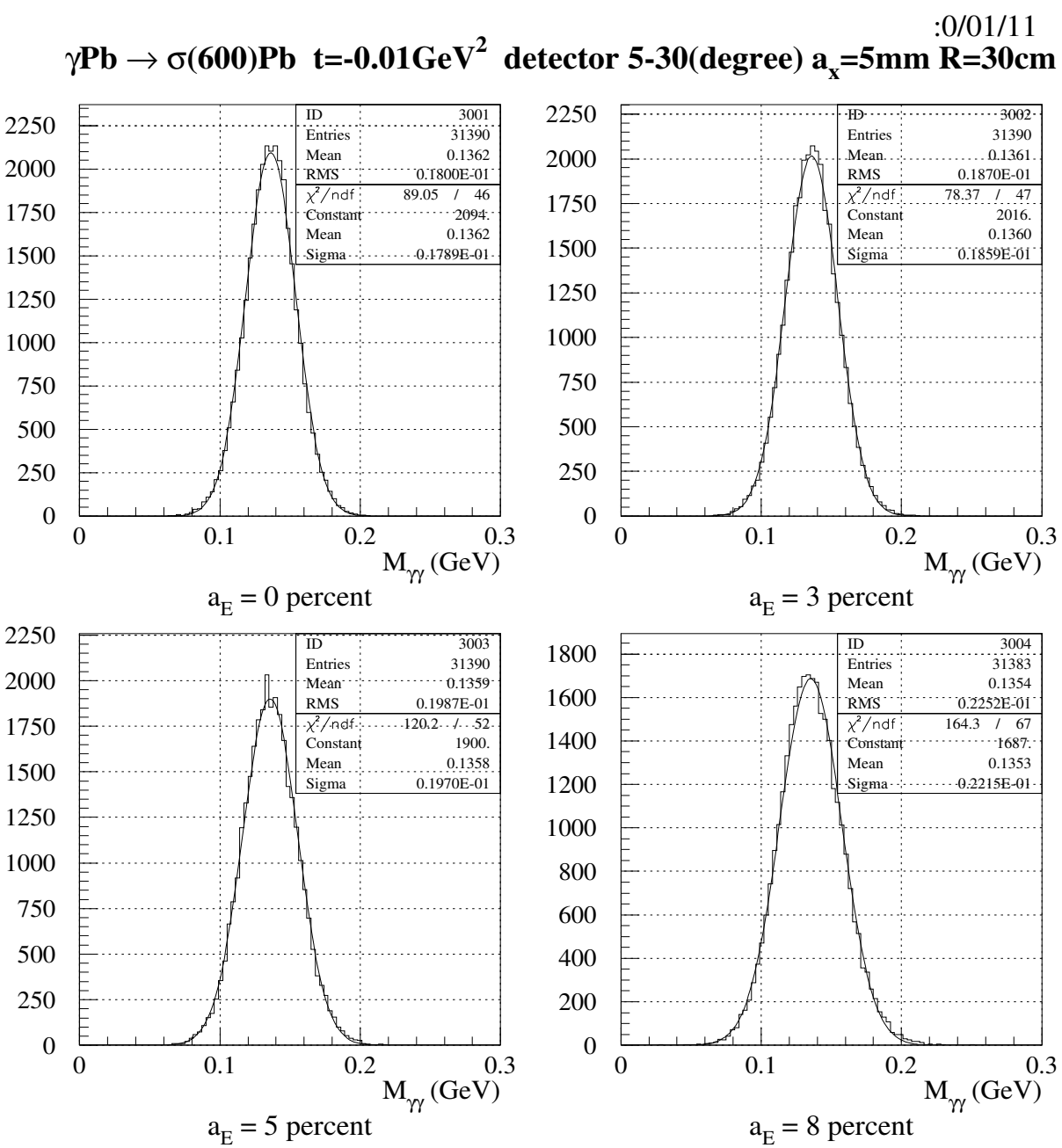


図 4.9: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

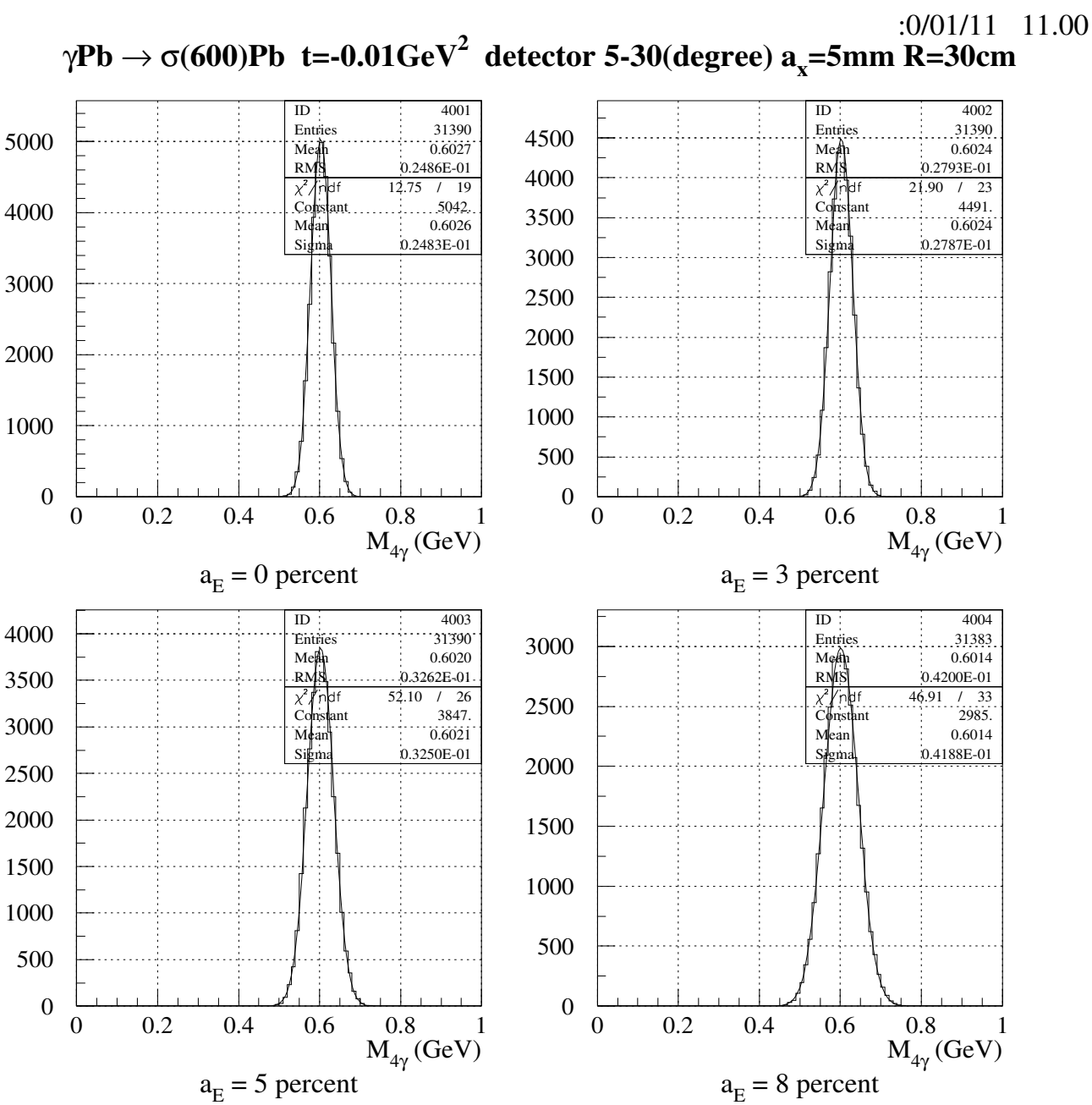


図 4.10: 前方検出器 (θ:5°~30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

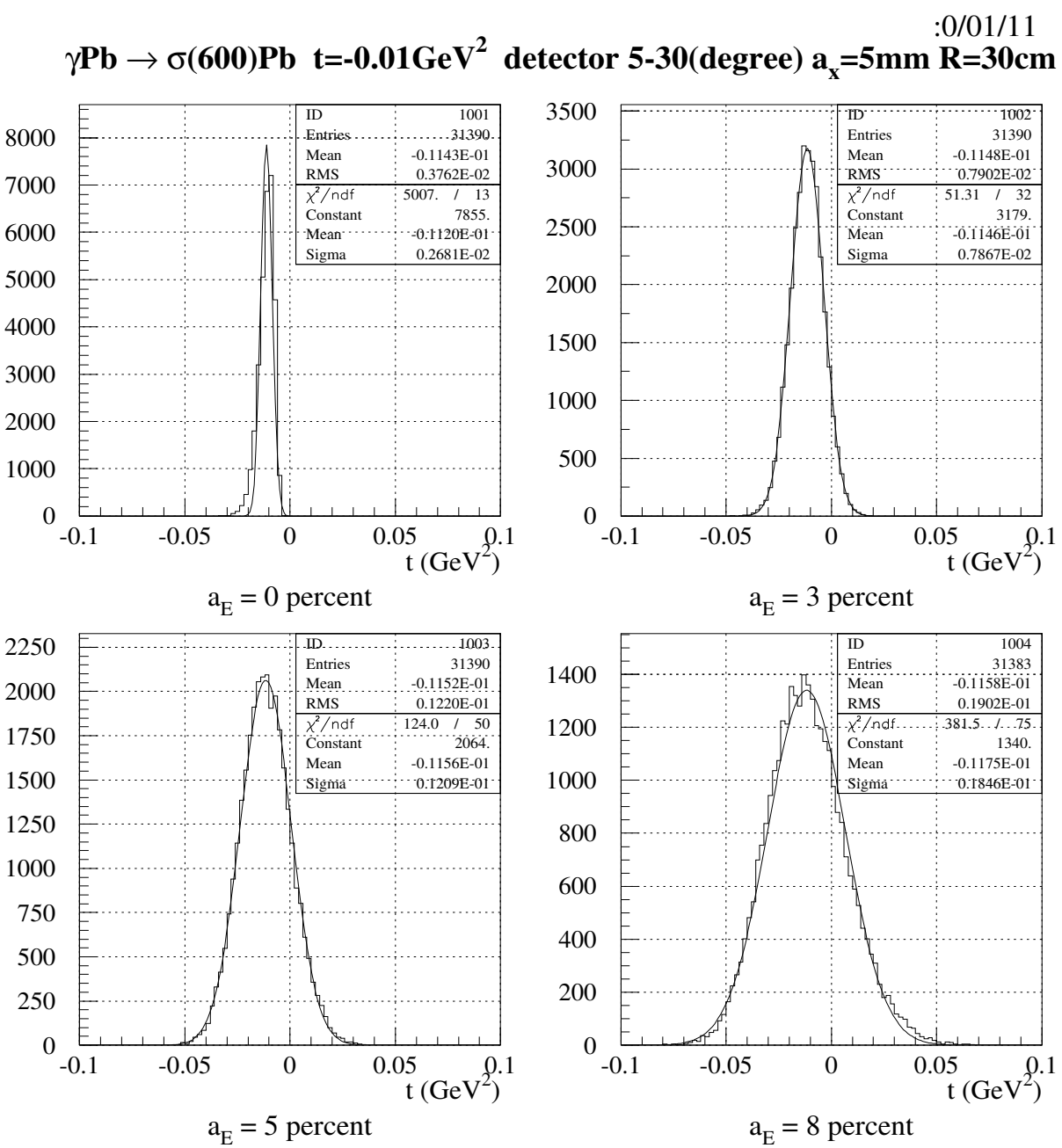


図 4.11: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる運動量移行 t の分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

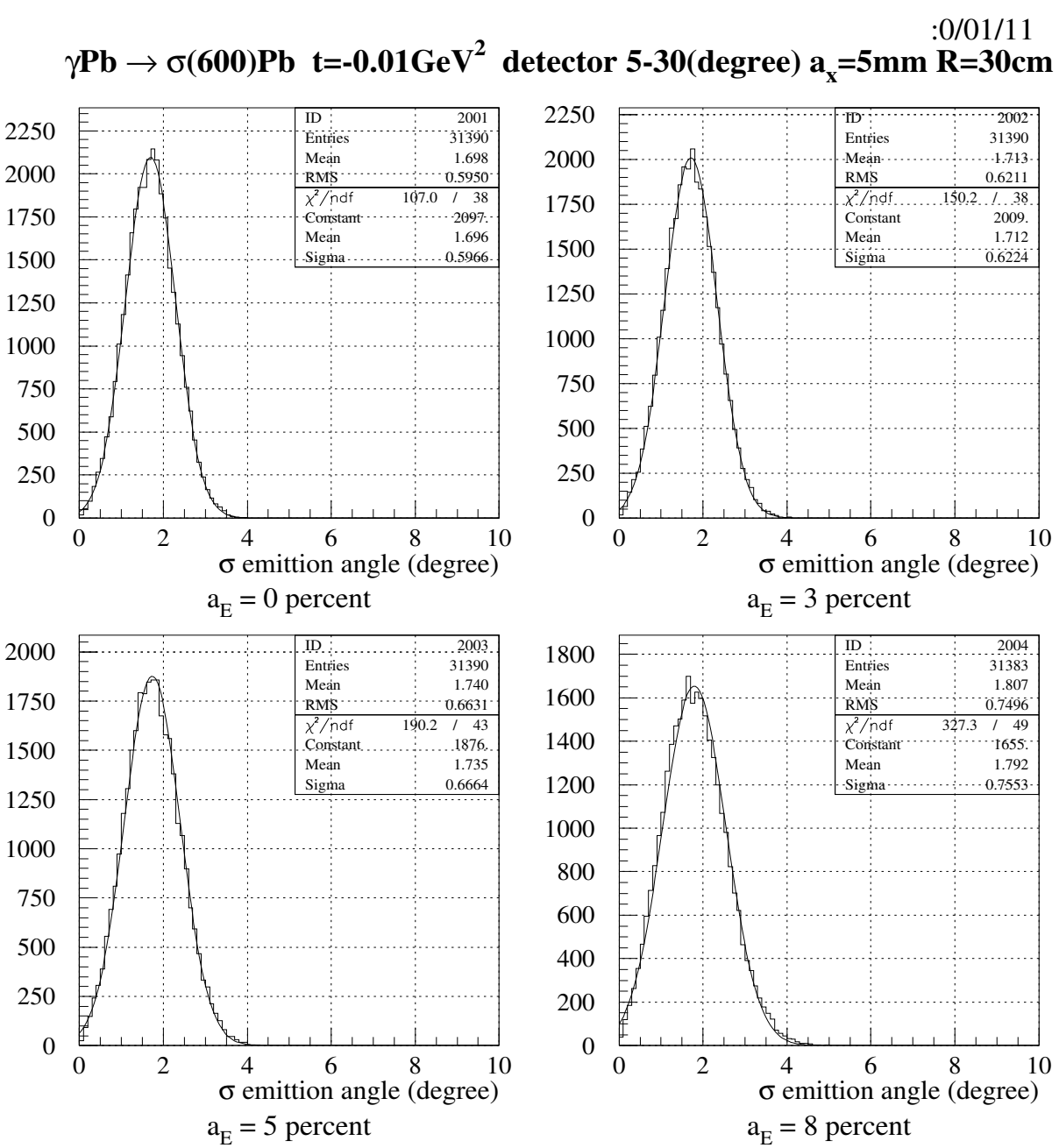


図 4.12: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。位置分解能を 5mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

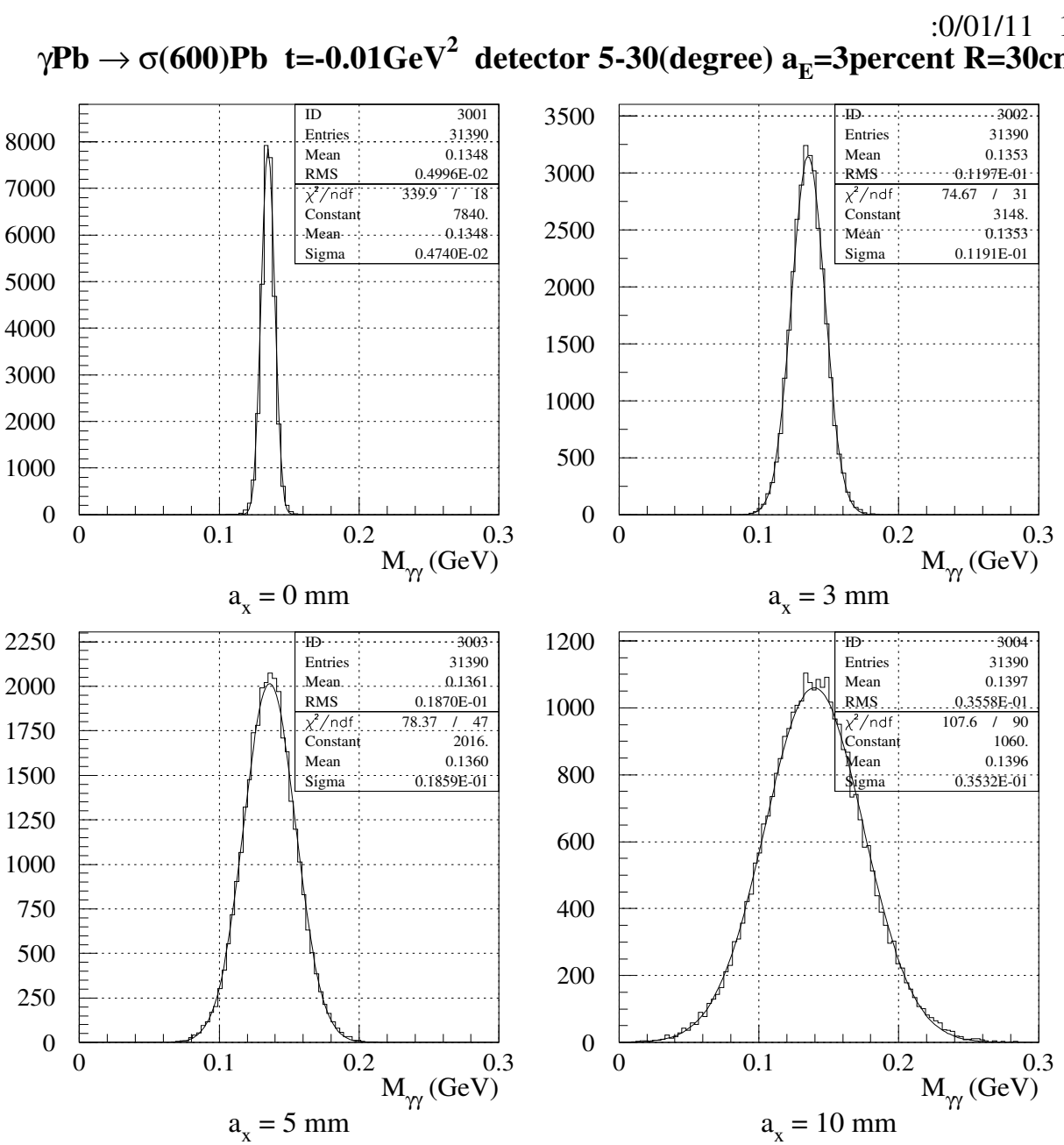


図 4.13: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

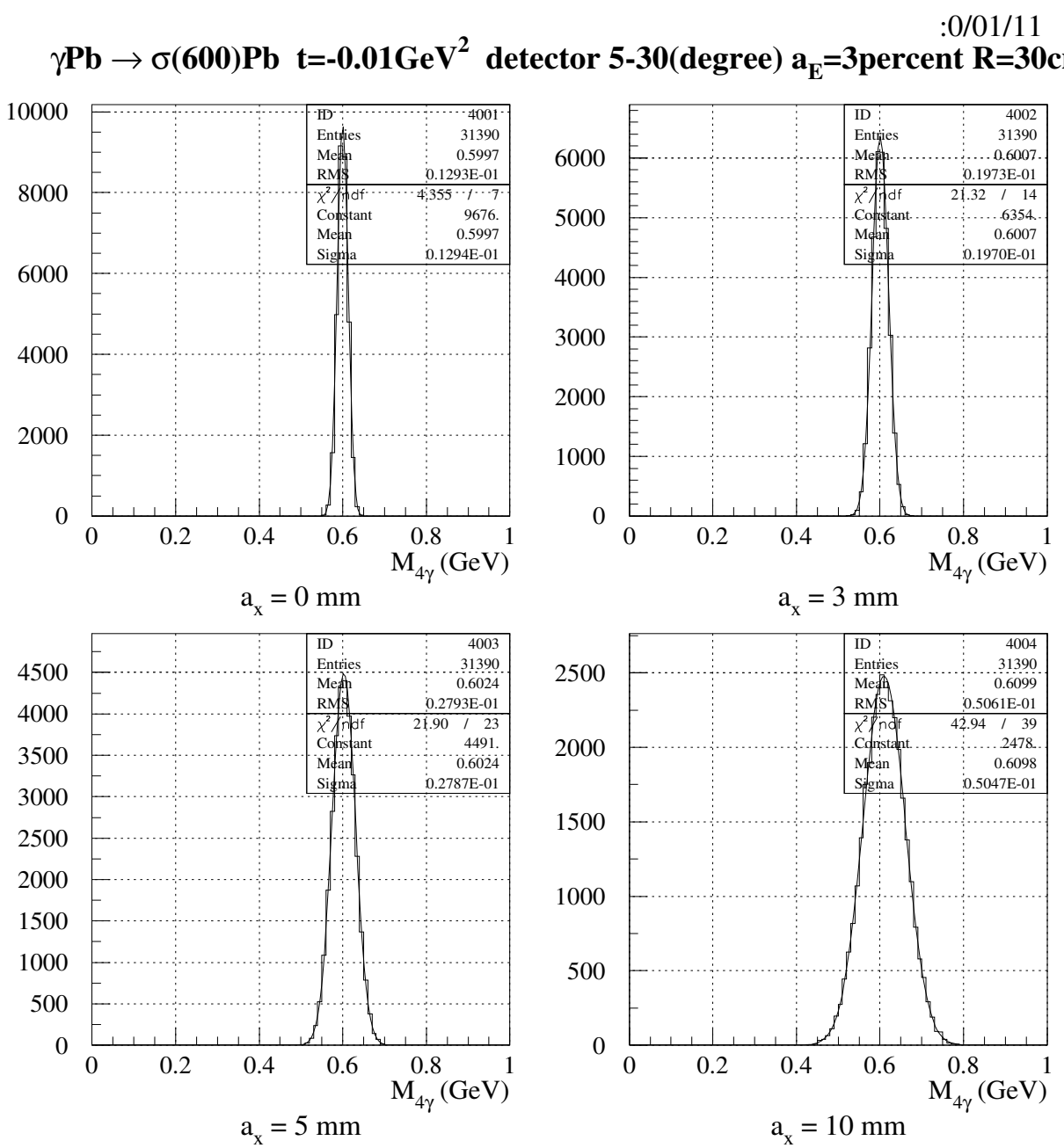


図 4.14: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

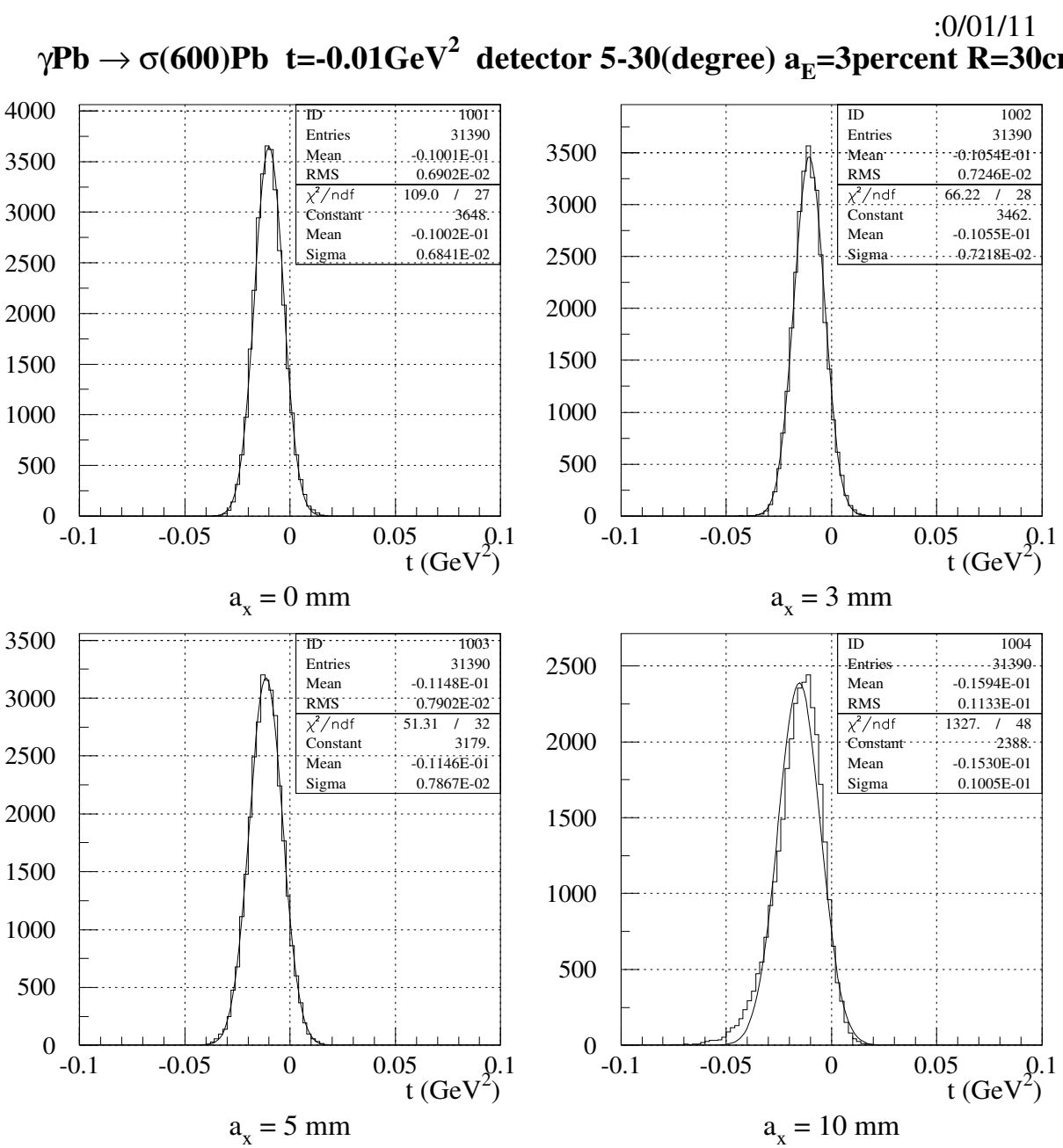


図 4.15: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる運動量移行 t の分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位置分解能を変化させた。

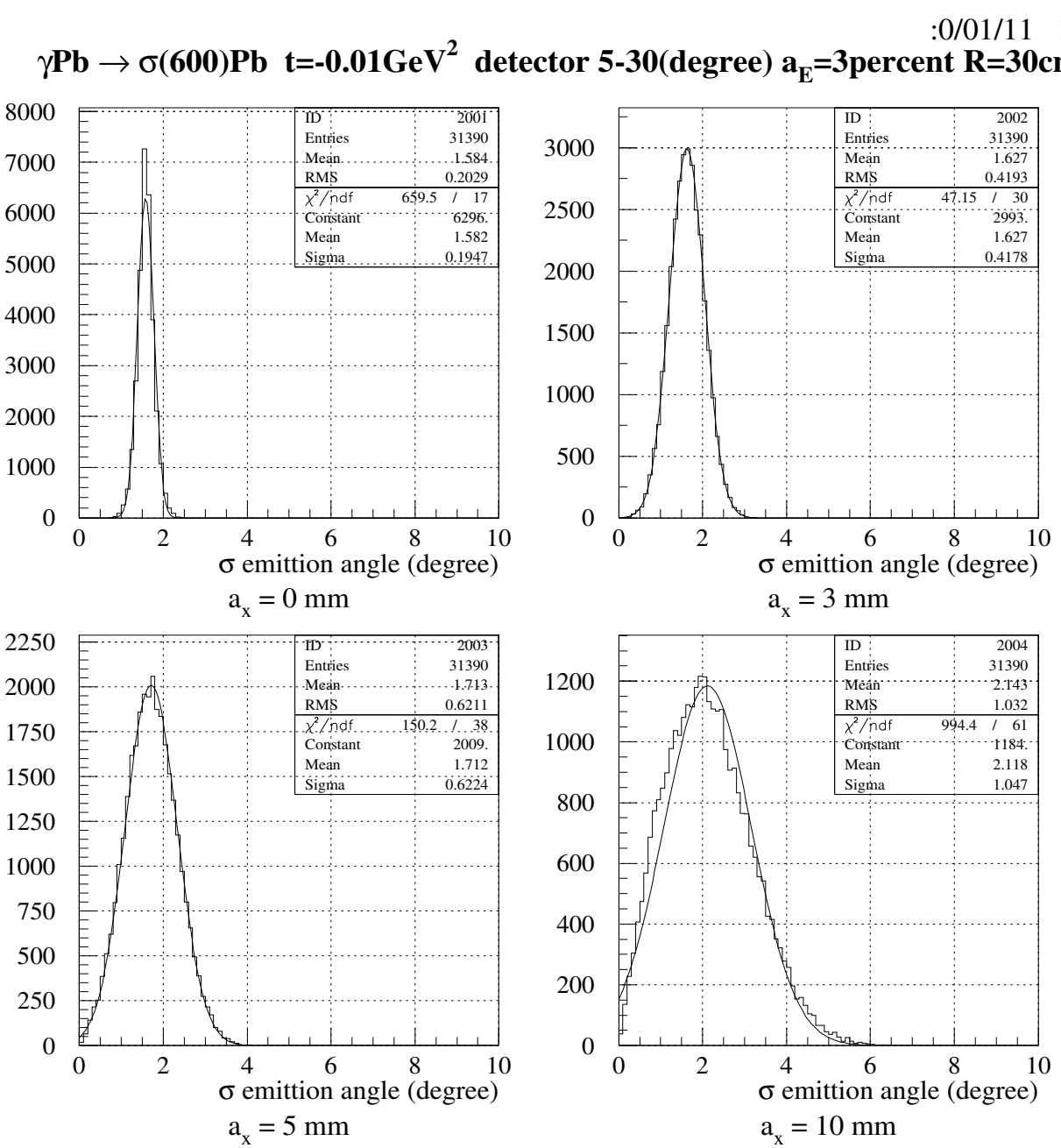


図 4.16: 前方検出器 (θ:5°∼30°、検出器半径 30cm) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。エネルギー分解能を 3%に固定し、位 置分解能を変化させた。

:0/01/11 10.48

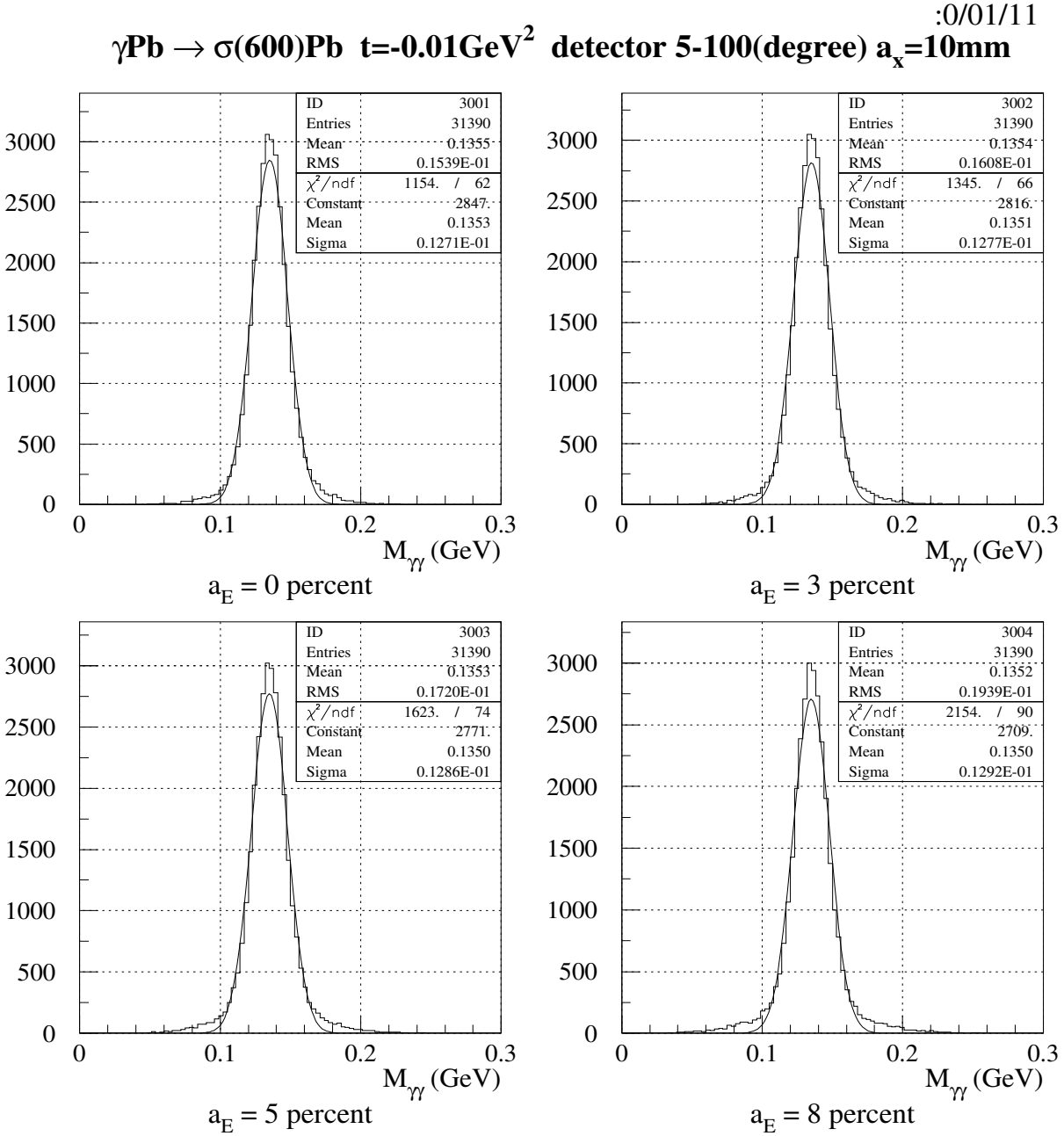


図 4.17: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。後方検出器の位置分解能を $10\mathrm{mm}$ に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

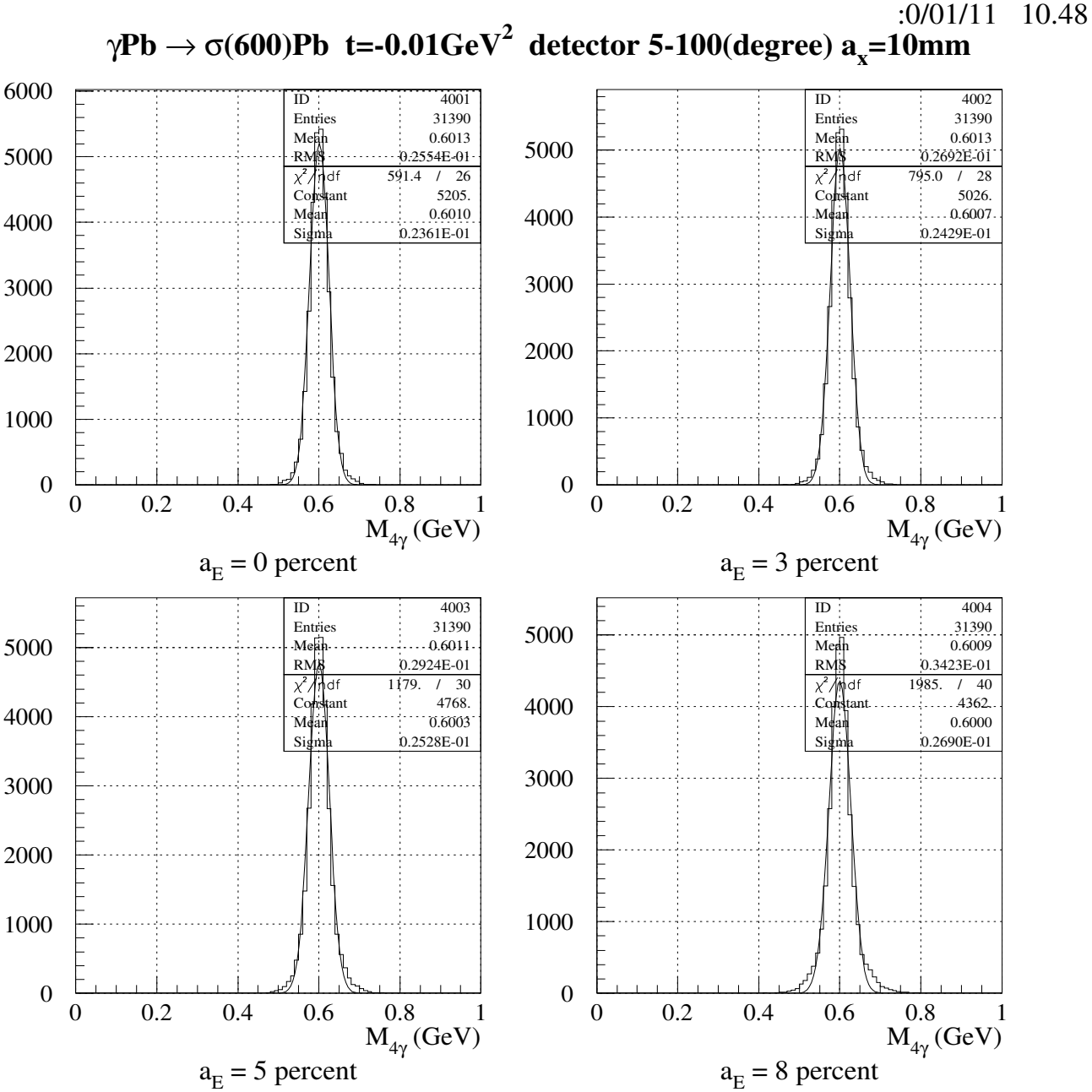


図 4.18: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。後方検出器の位置分解能を 10mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

:0/01/11 10.48

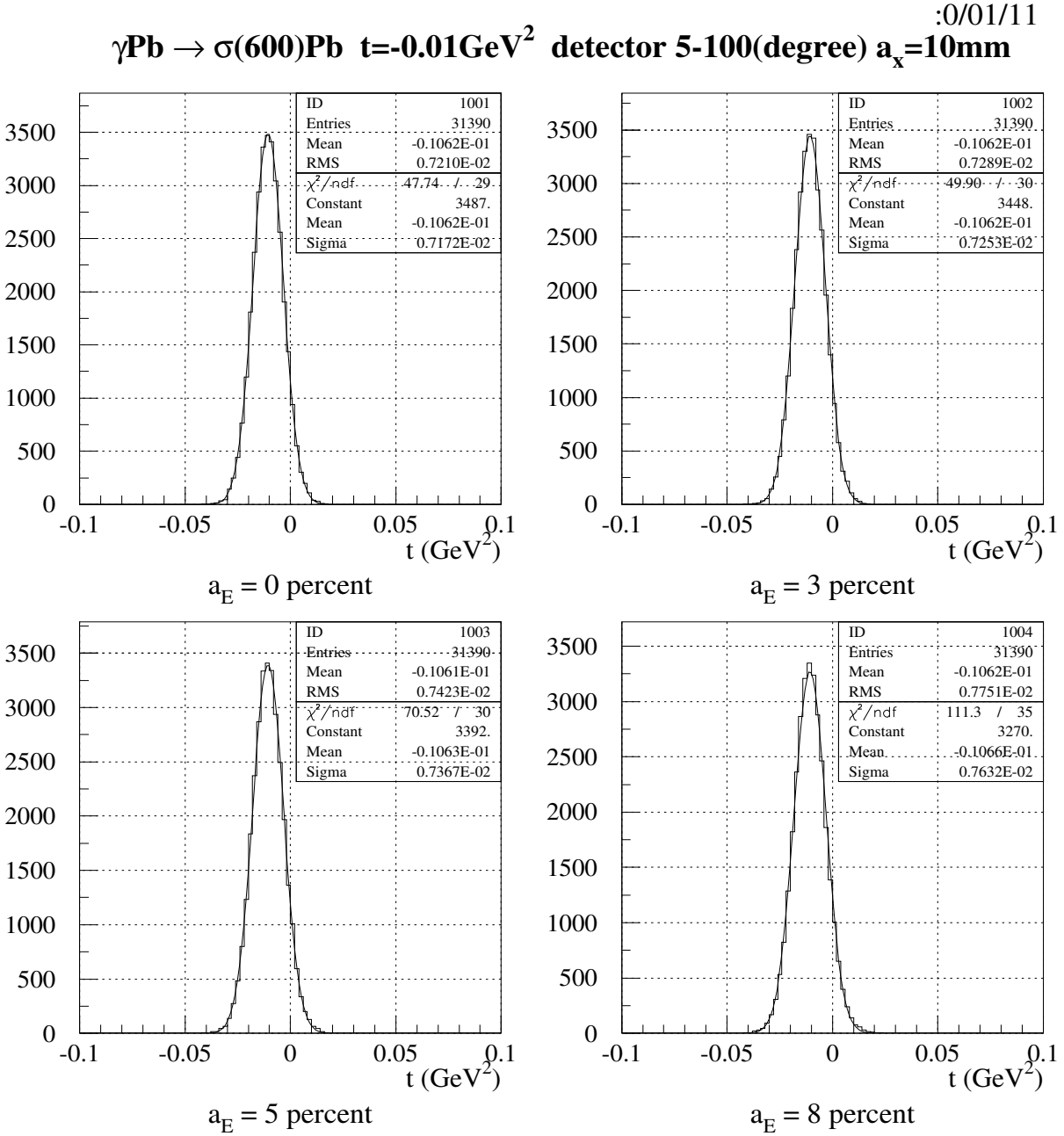


図 4.19: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる運動量移行 t の分布。後方検出器の位置分解能を 10mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

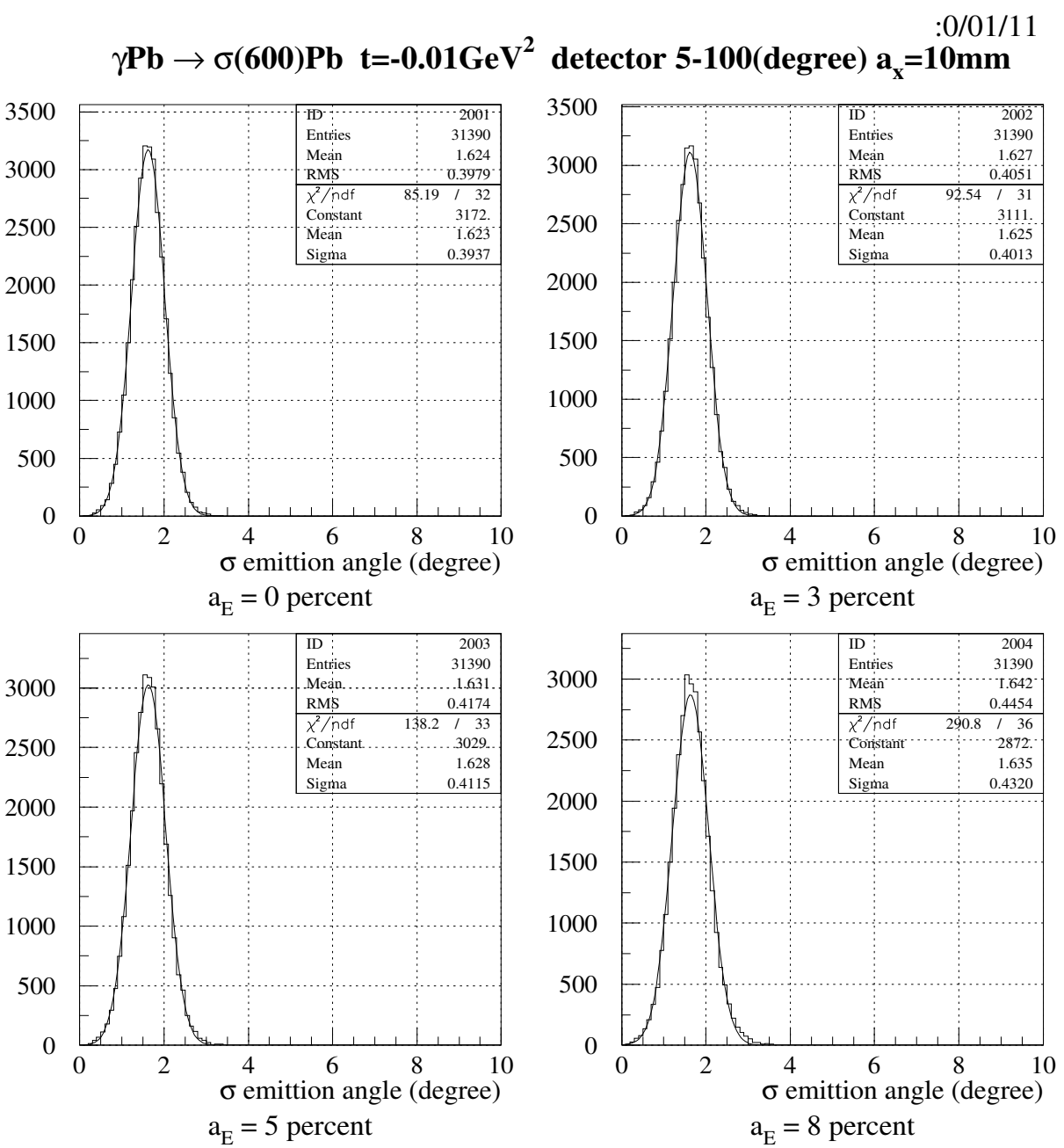


図 4.20: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。後方検出器の位置分解能を 10mm に 固定し、エネルギー分解能を変化させた。

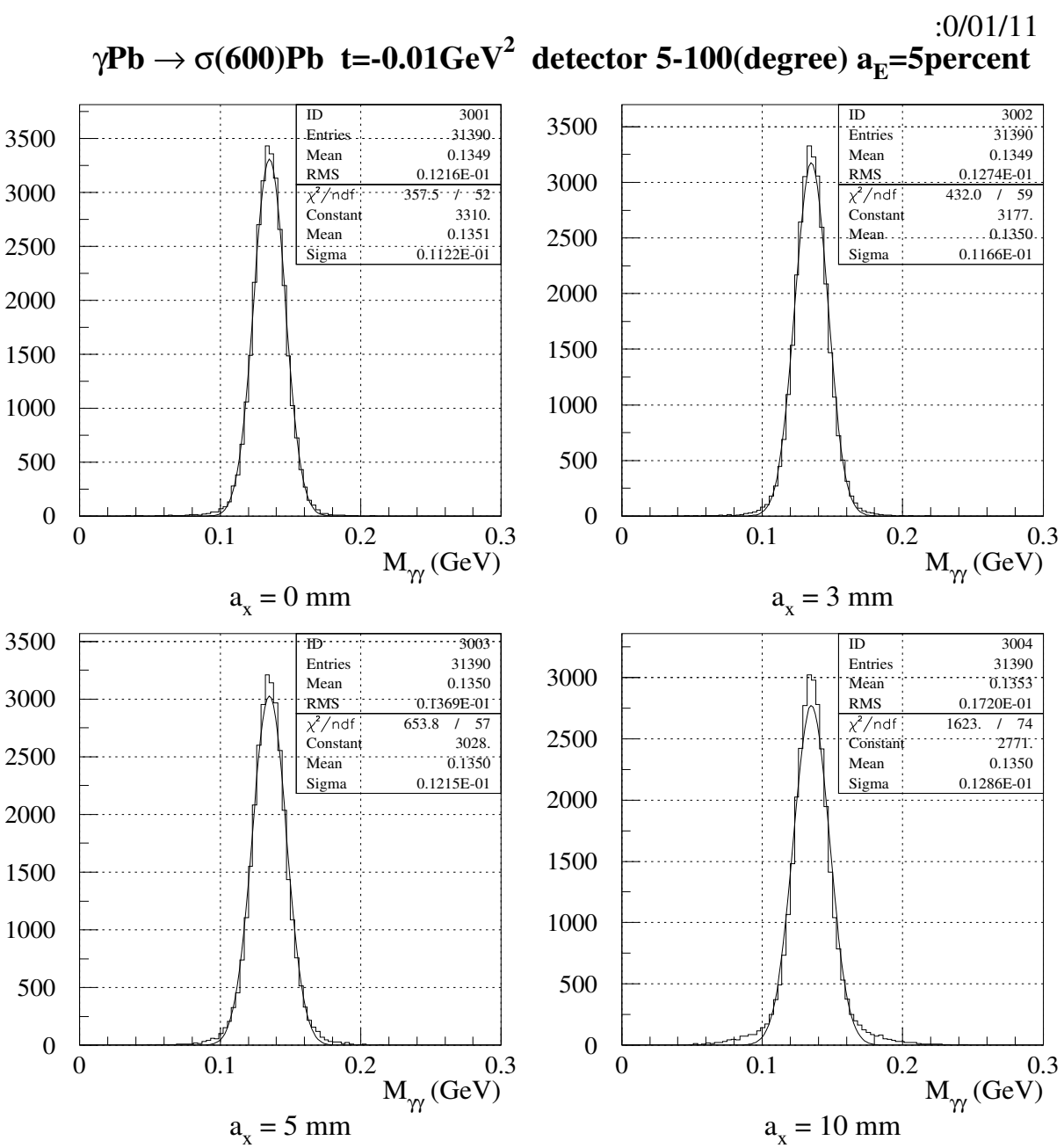


図 4.21: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる 2γ 不変質量分布。後方検出器のエネルギー分解能を 5% に固定し、位置分解能を変化させた。

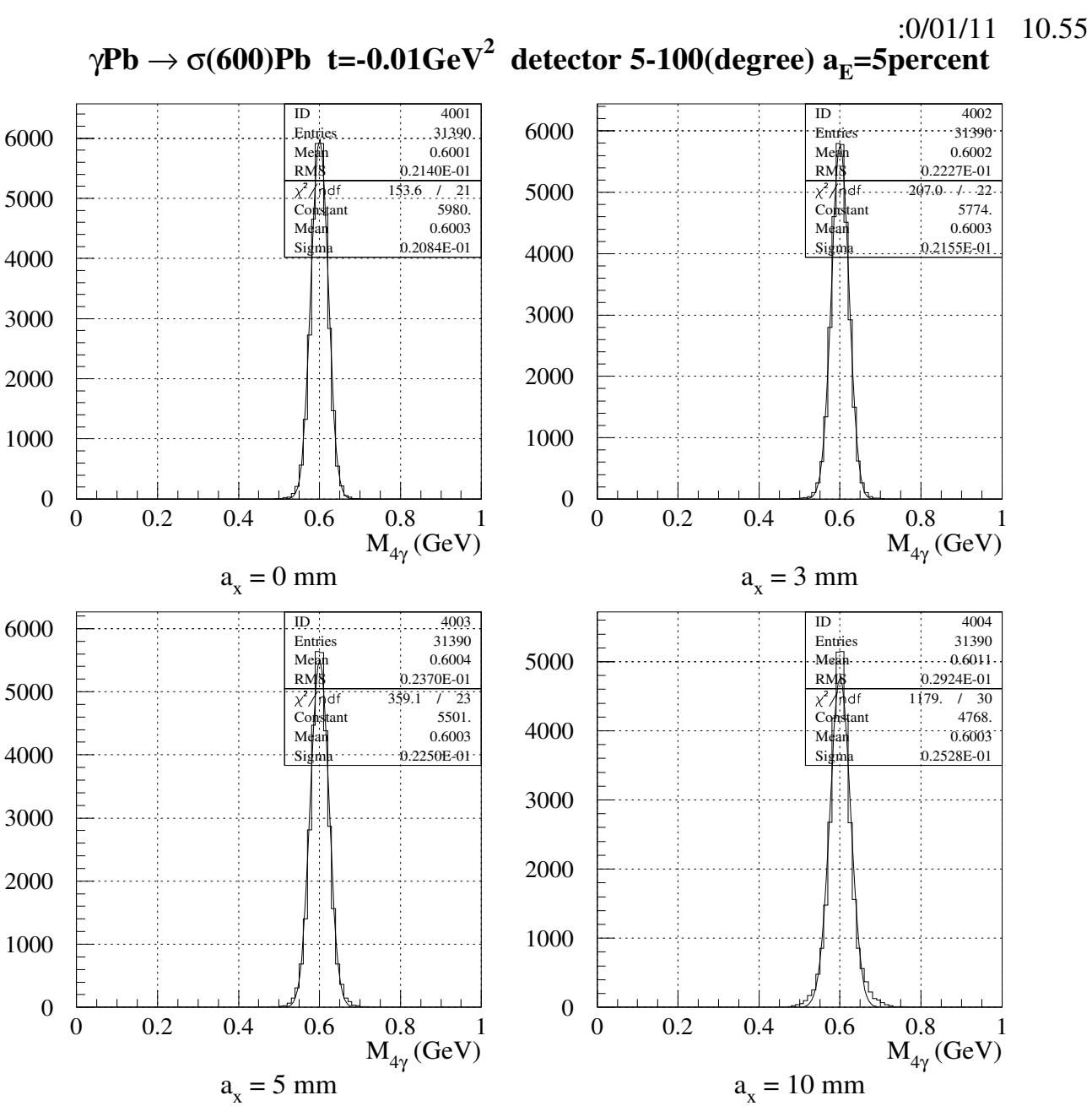


図 4.22: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる 4γ 不変質量分布。後方検出器のエネルギー分解能を 5% に固定し、位置分解能を変化させた。

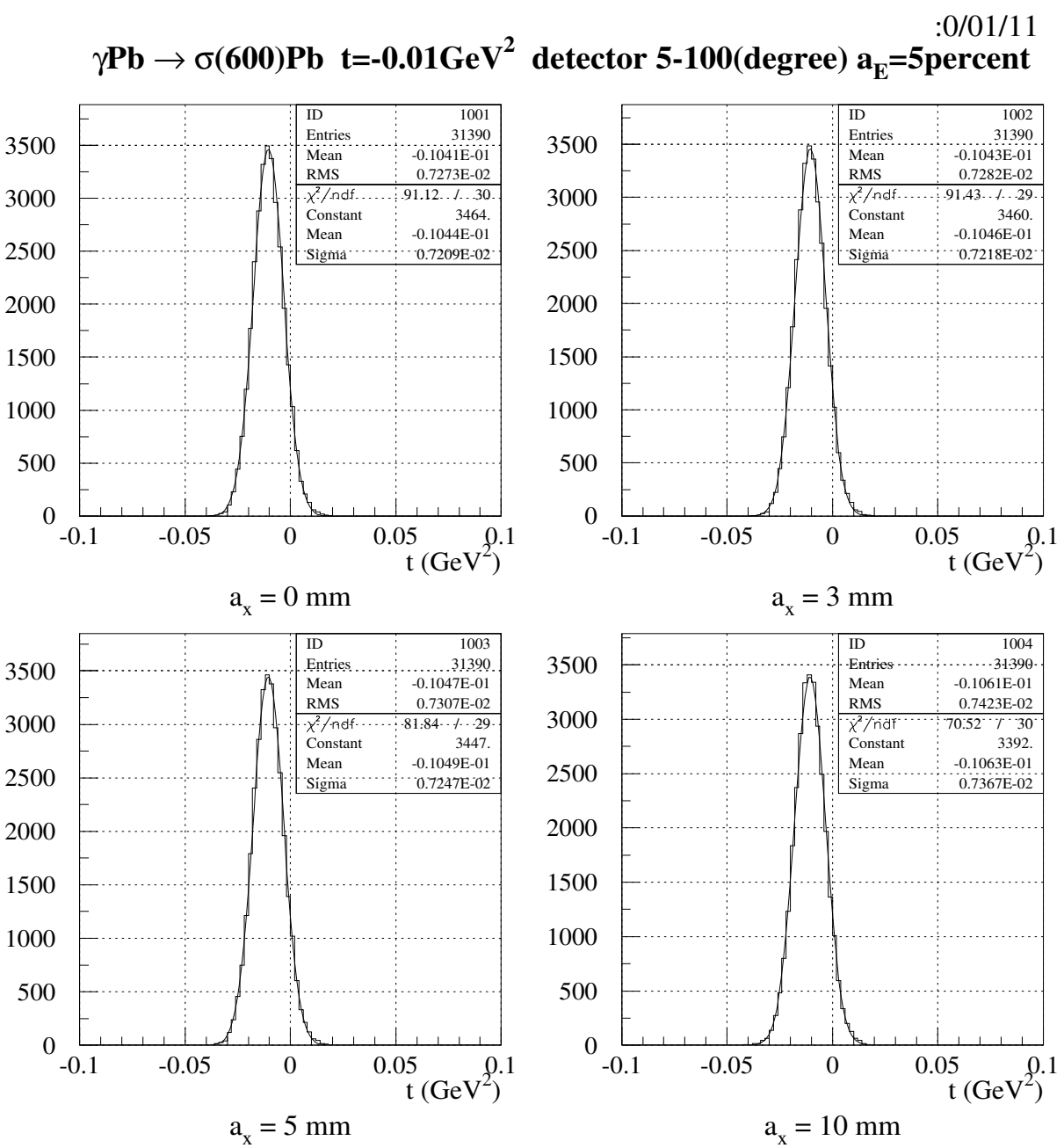


図 4.23: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる運動量移行 t の分布。後方検出器のエネルギー分解能を 5%に固定し、位置分解能を変化させた。

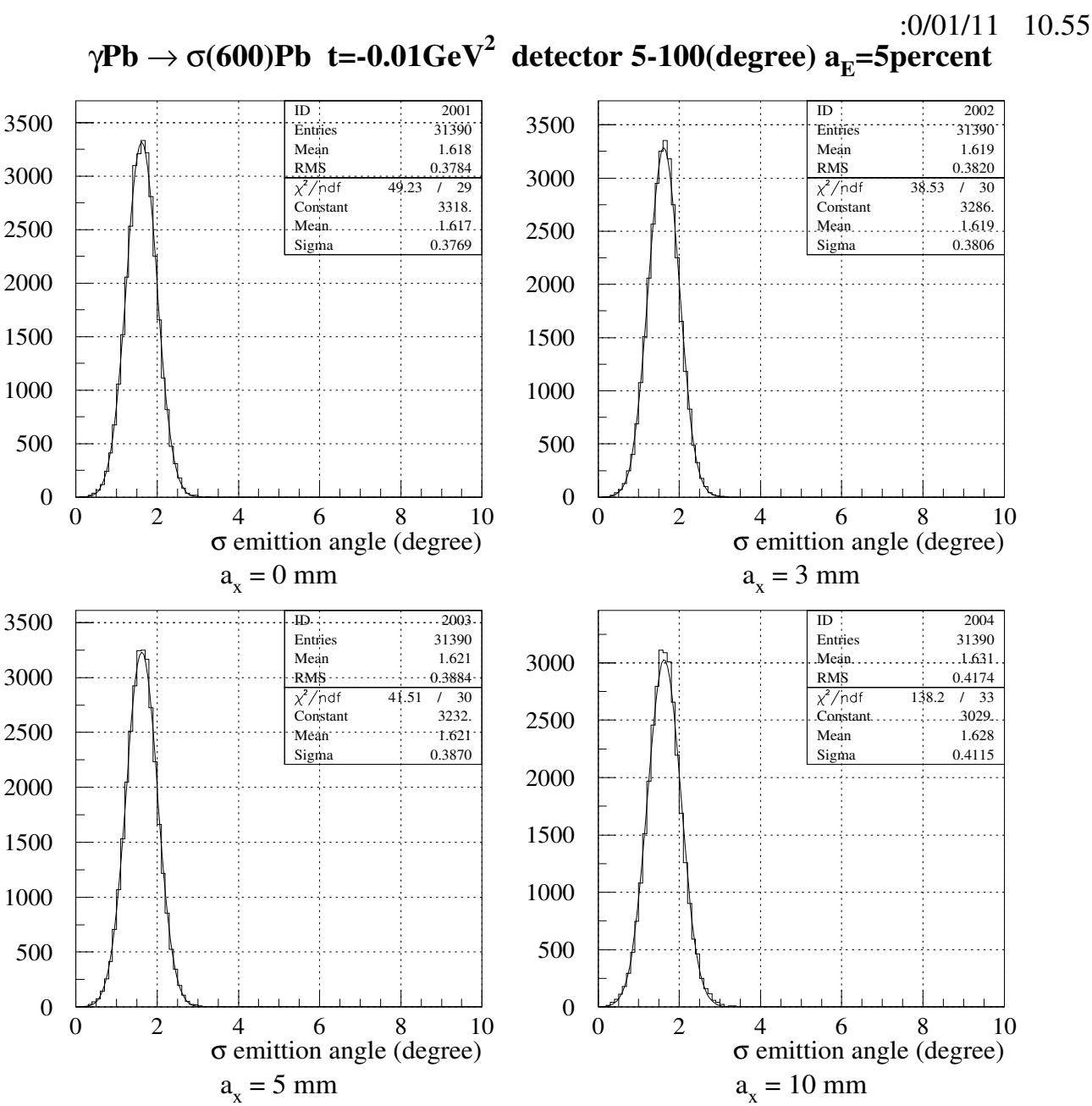


図 4.24: 前方検出器および後方検出器 (θ:30°∼100°) による測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。後方検出器のエネルギー分解能を 5%に固定し、位置分解能を変化させた。

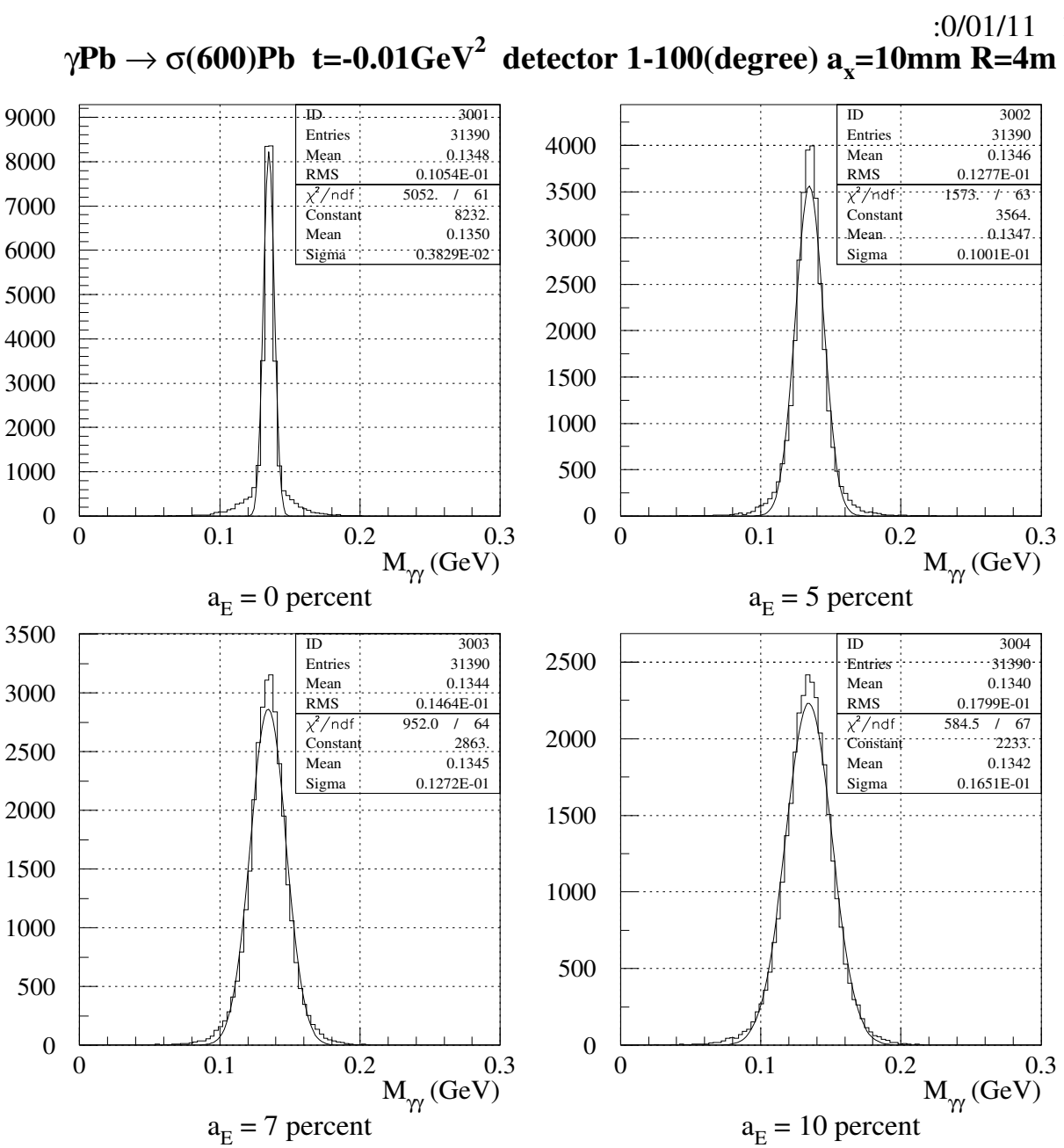


図 4.25: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる 2γ 不変質量分布。超前方検出器の位置分解能を $10\mathrm{mm}$ に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

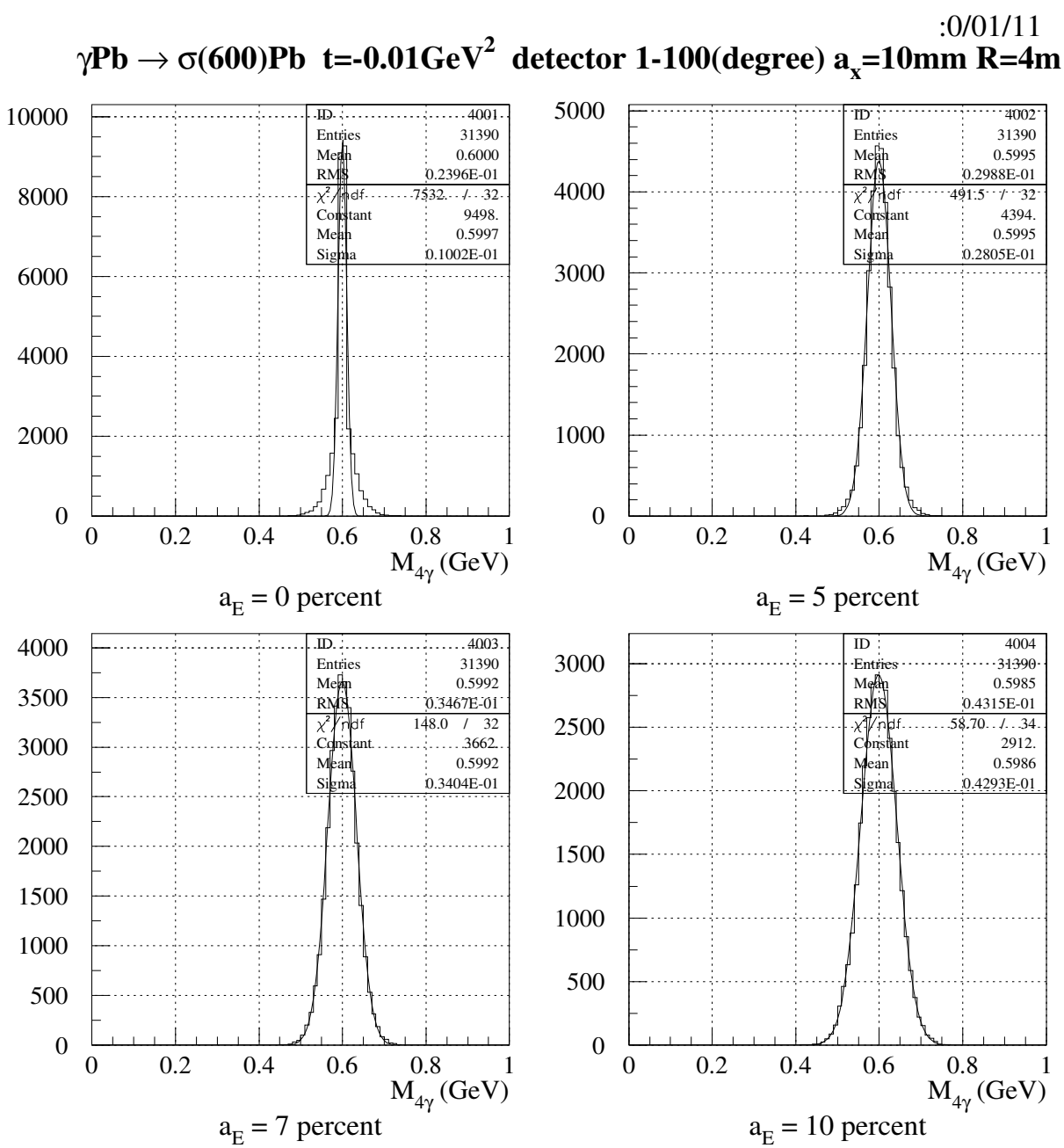


図 4.26: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる 4γ 不変質量分布。超前方検出器の位置分解能を $10\mathrm{mm}$ に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

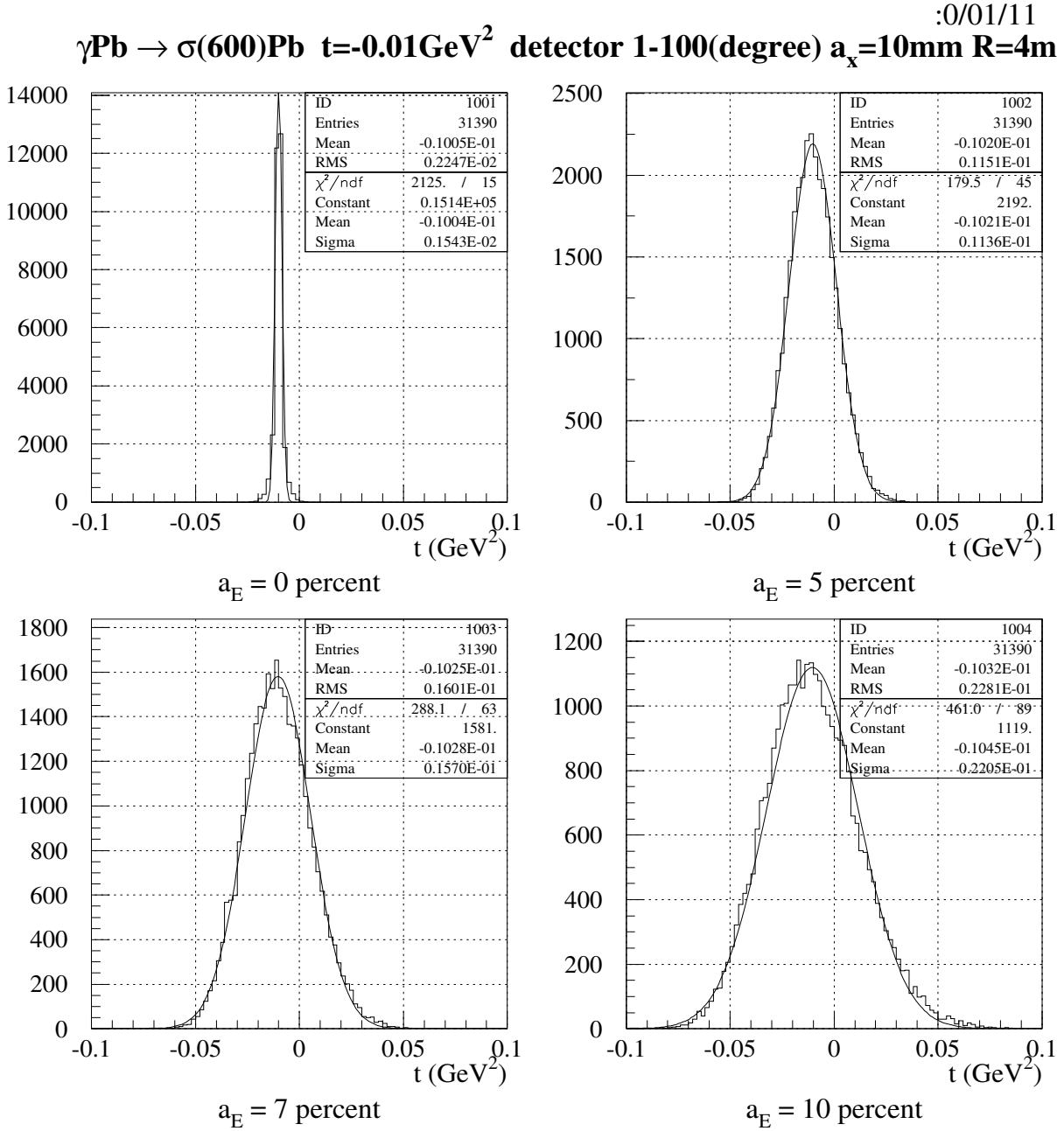


図 4.27: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる動量移行 t の分布。超前方検出器の位置分解能を 10mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

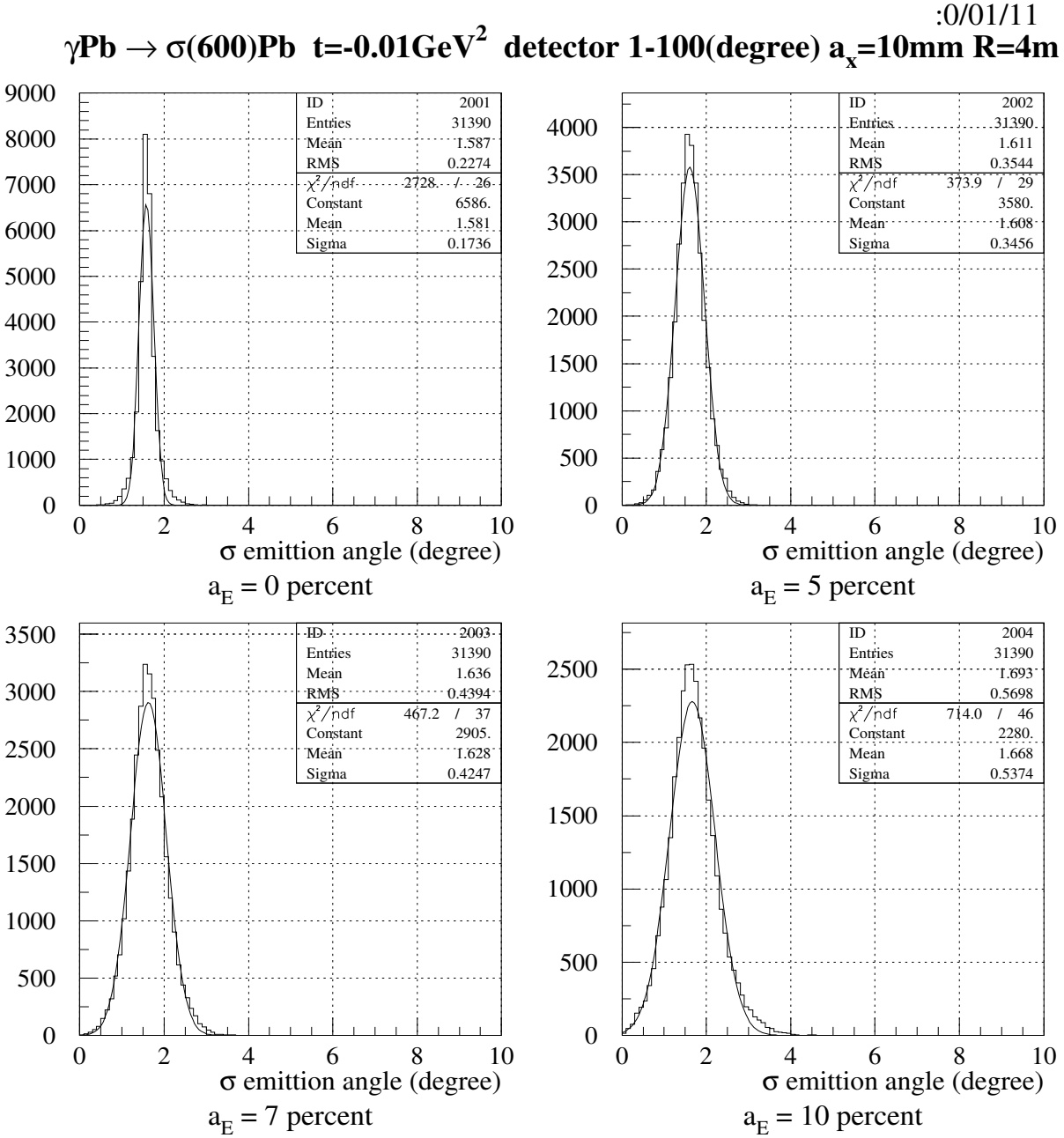


図 4.28: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。超前方検出器の 位置分解能を 10mm に固定し、エネルギー分解能を変化させた。

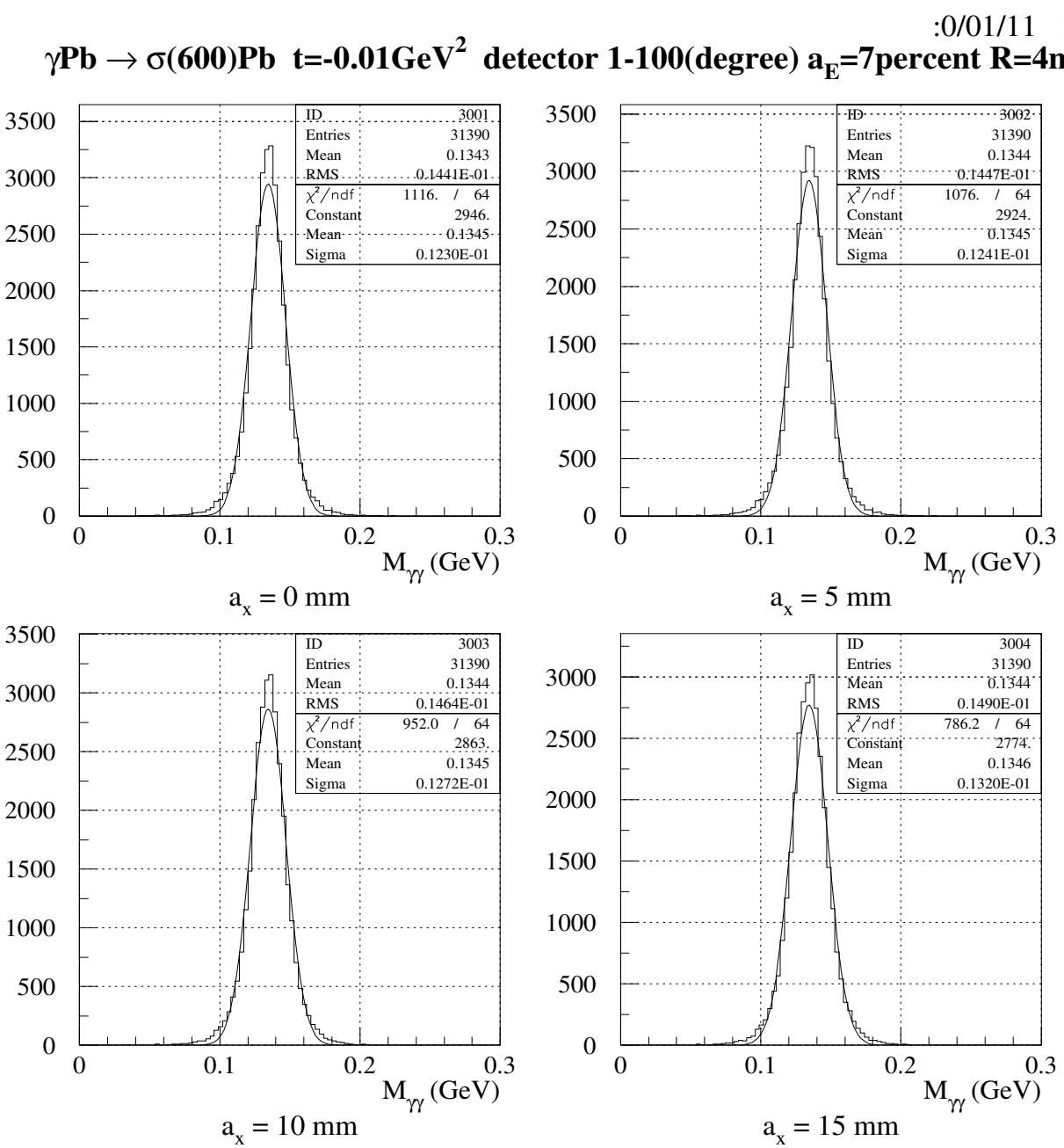


図 4.29: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる 2γ 不変質量分布。超前方検出器のエネルギー分解能を 7%に固定し、位置分解能を変化させた。

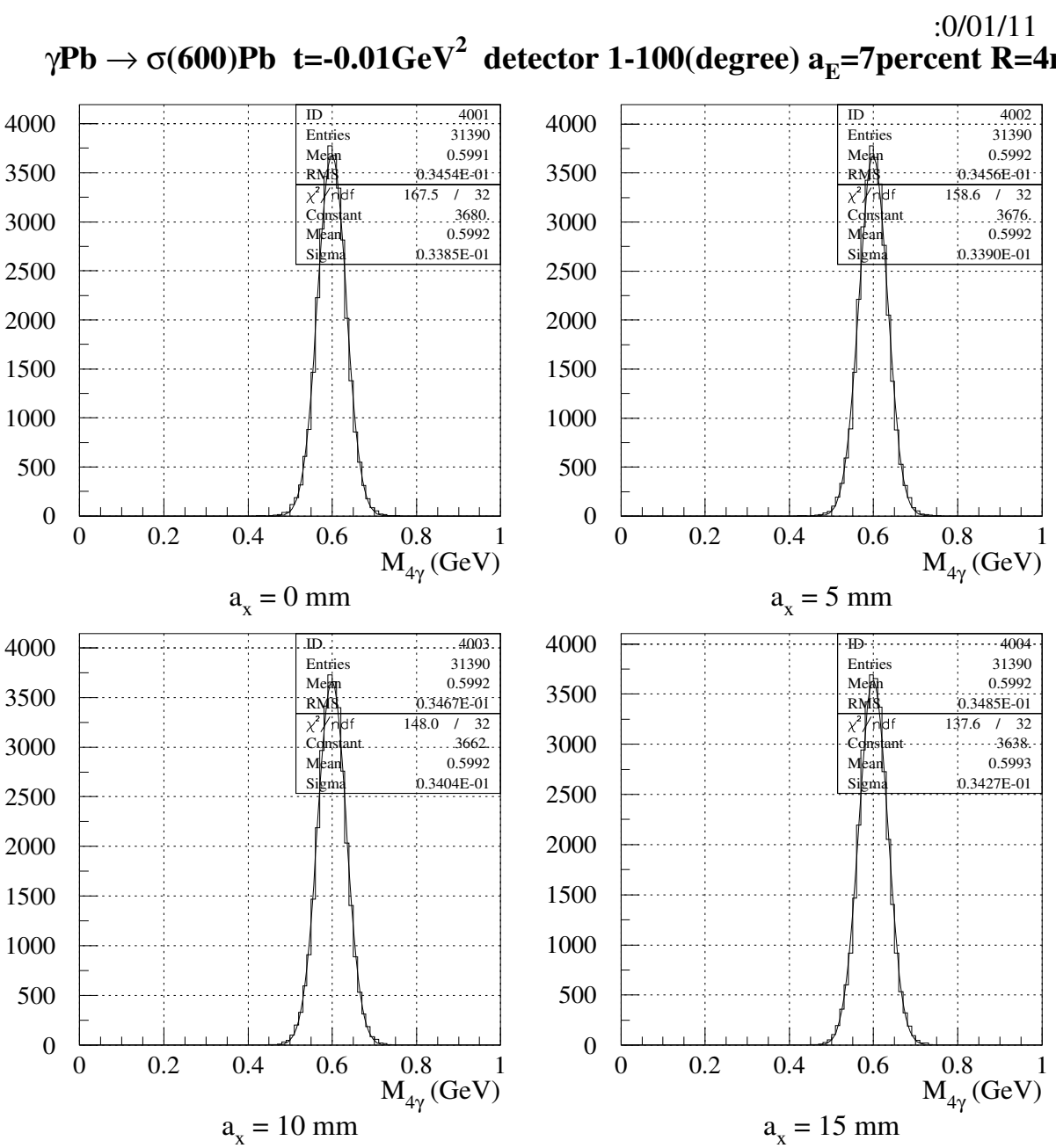


図 4.30: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる 4γ 不変質量分布。超前方検出器のエネルギー分解能を 7%に固定し、位 置分解能を変化させた。

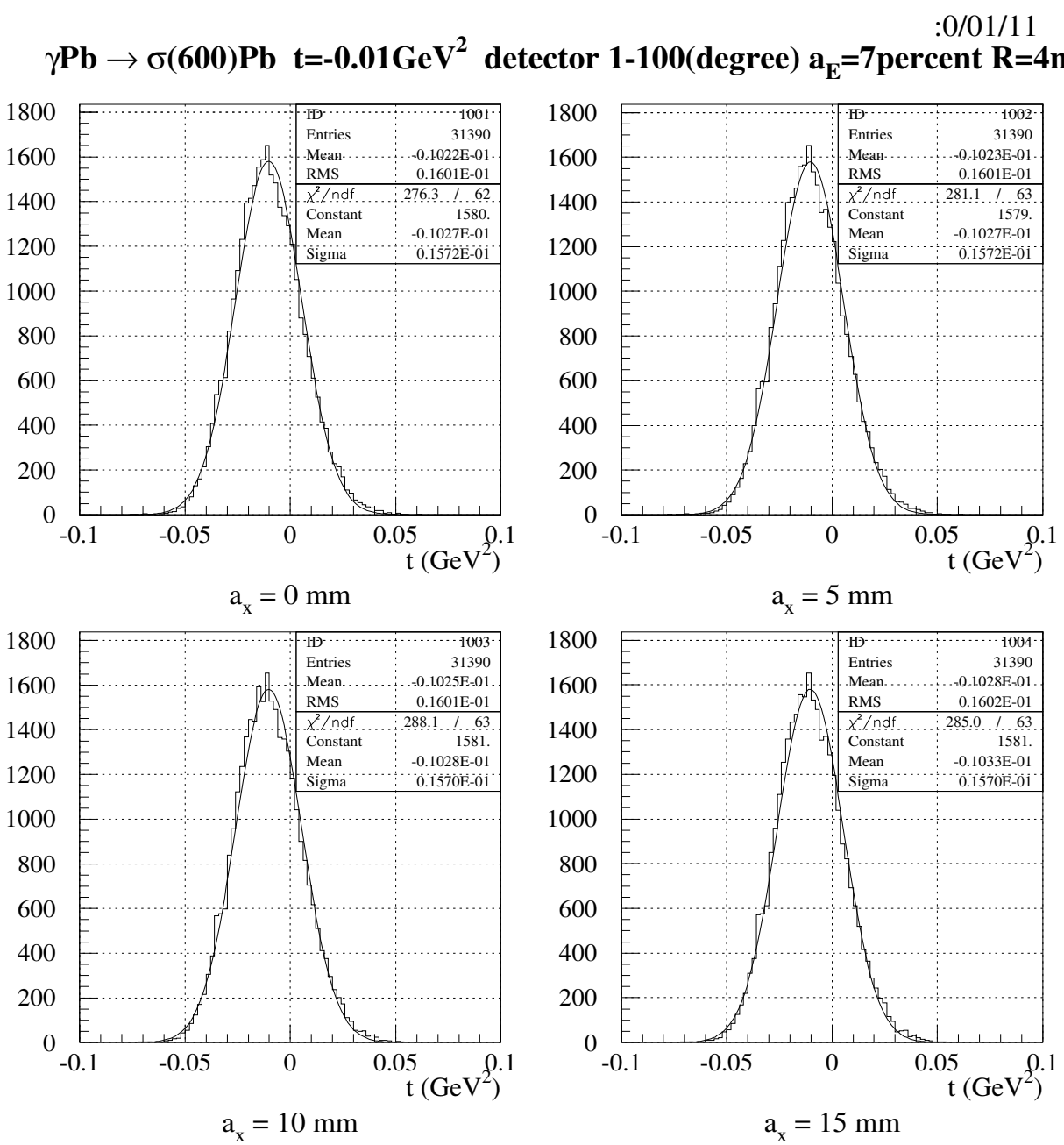


図 4.31: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる動量移行 t の分布。超前方検出器のエネルギー分解能を 7%に固定し、位置分解能を変化させた。

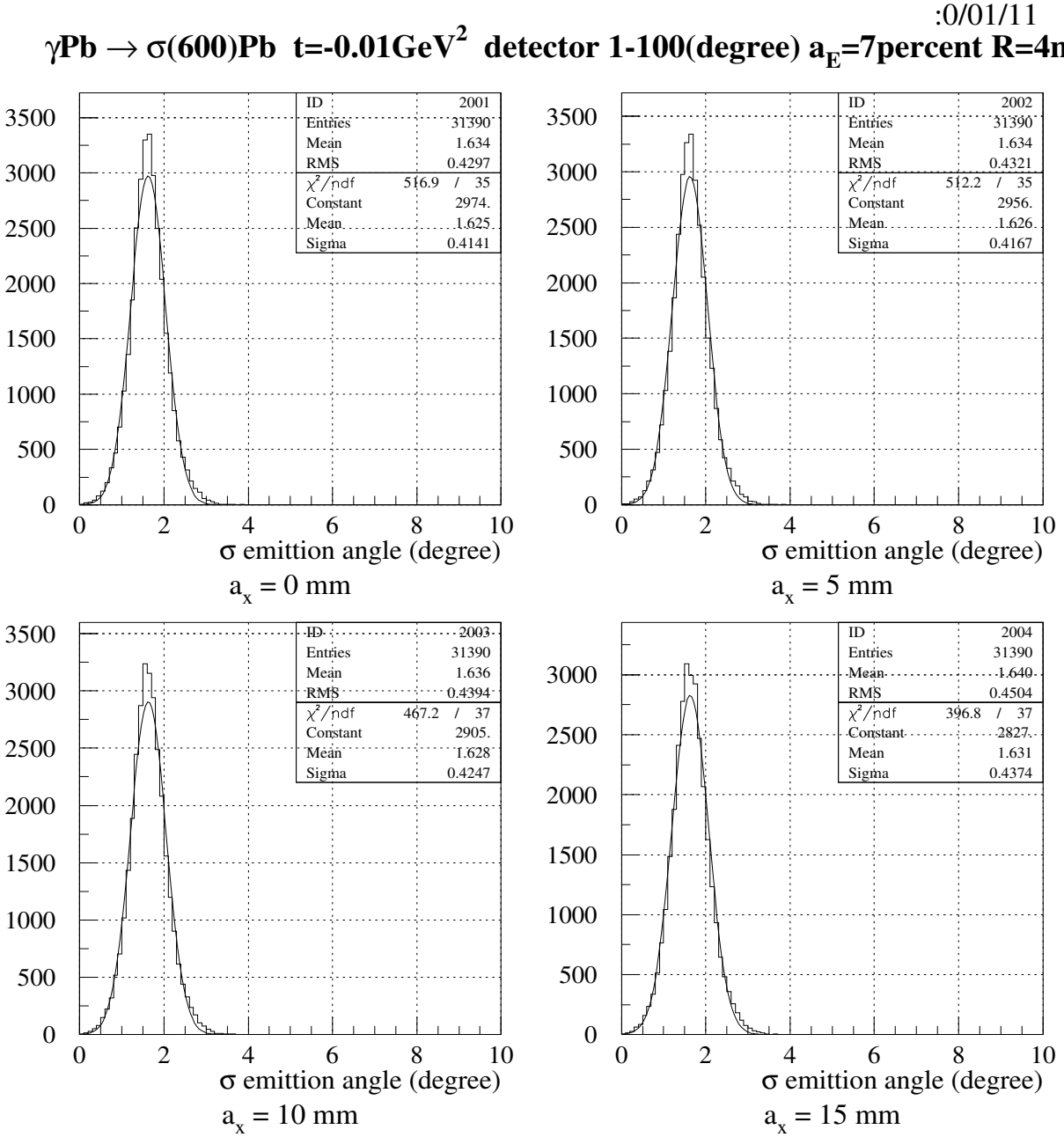


図 4.32: 前方検出器および後方検出器さらに超前方検出器 (θ:1°∼5°) による 測定で得られる σ の実験出系における放出角度分布。超前方検出器のエネルギー分解能を 7%に固定し、位置分解能を変化させた。

第5章　レーザー電子光 (Laser Electron Photon)

σ 中間子光生成反応を調べるための入射光子ビームとして、第3世代大型放射光施設である SPring-8 のレーザー電子光 (Laser Electron Photon : LEP) を用いる [13] [14] [15]。

レーザー電子光は、大阪大学核物理研究センターおよびその他各大学、日本原子力研究所、高輝度光科学研究センターからなる共同研究グループによって、平成11年7月に最初のビームが得られた最大エネルギー 2.4GeV の光子ビームである。

ここでは、まずレーザー電子光の発生原理について説明し、次に平成11年7月および9月のビームコミッショニングにおいて、PWO 検出器によって得られたレーザー電子光ビーム特性についてまとめる。さらにレーザー電子光のバックグランドとして存在する、ガス制動放射光の測定結果を最後にまとめた。

5.1　レーザー電子光の発生原理

入射 γ 線が原子の軌道電子と相互作用し散乱される、いわゆる一般的なコンプトン効果と区別して、高エネルギー電子とレーザー光子との相互作用により高エネルギー γ 線が発生する過程を逆コンプトン効果と言う。発生した逆コンプトン γ 線は、電子の入射方向にローレンツブーストされ、角度 $1/\gamma_e$ 程度の細いビームとなる。

SPring-8 におけるレーザー電子光は、この逆コンプトン散乱 γ 線を定義的に我々のグループで呼んでいる名称である。

レーザー逆コンプトン γ 線は既に幾つかの研究施設において用いられている。エネルギーの高い代表的な例を挙げると、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の LEGS グループ ($E_e = 2.8$GeV,$E_\gamma = 0.47$GeV)、欧州放射光施設 (ESRF) の GRAAL グループ ($E_e = 6$GeV,$E_\gamma = 1.5$GeV) 等がある。

入射レーザー光子のエネルギーを k_1、入射電子のエネルギーを E_e とすると、発生するレーザー電子光のエネルギー k_2 は、正面衝突の場合、

$$k_2 = \frac{4k_1E_e^2}{(m_e^2 + 4k_1E_e)} \left[\frac{1}{1 + (\frac{E_e^2}{m_e^2 + 4k_1E_e}\theta)} \right] \tag{5.1}$$

ここで、m_e は電子の静止質量、θ はレーザー電子光の入射電子に対する放出角度である。

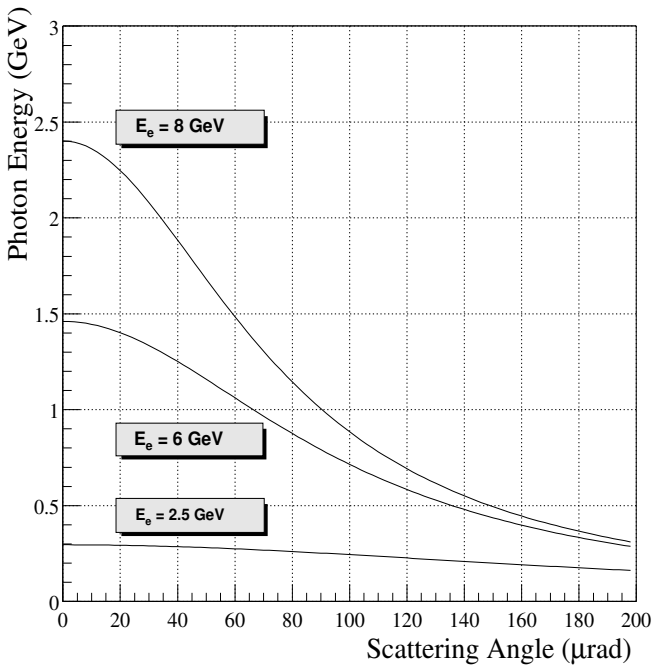


図 5.1: 入射レーザーエネルギーを 3.5eV(∼350nm) とした場合の、逆コンプトン γ 線放出角度とエネルギーの関係。入射電子エネルギーをそれぞれ 8GeV、6GeV、2.5GeV とした場合について示す。

さらに、レーザー電子光のエネルギーが最大となる $\theta = 0$ の場合、

$$k_2 = \frac{4k_1E_e^2}{m_e^2 + 4k_1E_e} \tag{5.2}$$

が得られる。したがって、入射レーザーの波長が短く、かつ入射電子のエネルギーが高いことが、エネルギーの大きな逆コンプトン γ 線を得るために本質的に重要である。

SPring-8 の場合、蓄積電子エネルギーは第 3 世代放射光施設としては世界最高の 8GeV である。そのため、波長 350nm のアルゴンイオンレーザーを用いた場合、レーザー電子光の最大エネルギーは 2.4GeV に達する。

レーザー電子光のエネルギーに対する微分断面積は、クライン-仁科の式により、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\left(\frac{r_0k_2}{m_ex_1}\right)^2 \cdot 4\left(\frac{1}{x_1}+\frac{1}{x_2}\right)^2 - 4\left(\frac{1}{x_1}+\frac{1}{x_2}\right) - \left(\frac{x_1}{x_2}+\frac{x_2}{x_1}\right) \tag{5.3}$$

$$x_1 = -\frac{2\gamma k_1}{m_e}(1-\beta\cos\theta_1) \tag{5.4}$$

$$x_2 = -\frac{2\gamma k_2}{m_e}(1-\beta\cos\theta_2) \tag{5.5}$$

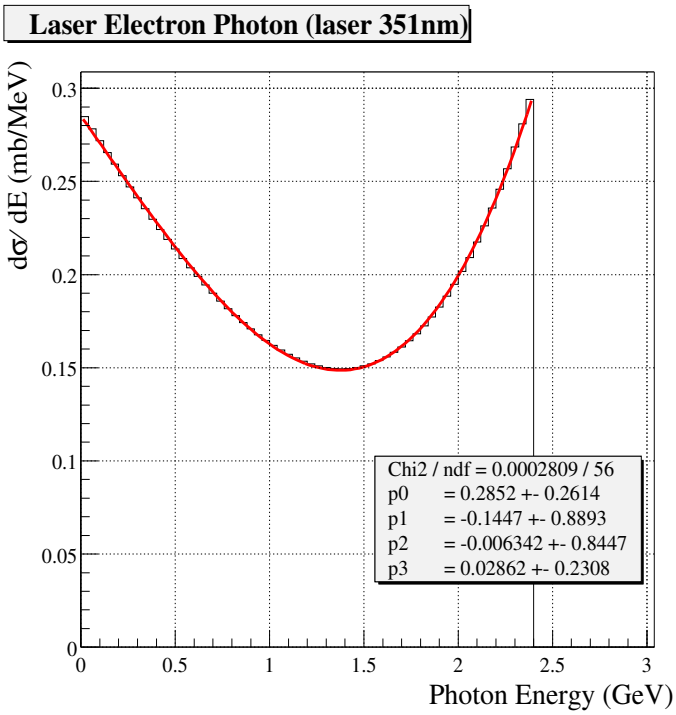


図 5.2: 入射レーザーエネルギーを 3.5eV(∼350nm)、入射電子 8GeV とした場合の、逆コンプトン γ 線の微分断面積。実線はこれを 3 次関数でフィットしたもの (式 5.9)。

となる。レーザーの波長を 351nm、入射電子エネルギー 8GeV とした場合の微分断面積の図を、図 5.2 に示す。

レーザー逆コンプトン光は、その最大エネルギーでエッジを持つ特徴的なエネルギー分布になる。

5.2 ビームコミッショニングにおける実験セットアップ

図??に、ビームコミッショニング実験におけるセットアップ図を示す。

SPring-8 のレーザー電子光ビームライン (BL33LEP) は、レーザー光学系等を収納するレーザーハッチと、実際の原子核反応実験を行うための、双極電磁石、ドリフトチェンバー、TOF カウンターからなる運動量分析スペクトロメーターを収納する実験ハッチからなる。

ビームコミッショニングは、蓄積リング収納部に納められたタギングカウンターとレーザーハッチ内に配置されたスウィープマグネット、e^+e^- 検出器、レートモニター、及び全吸収型のカロリメータである PWO 検出器を用いて行われた。

レーザーと蓄積電子が相互作用し、レーザー電子光が発生する領域は、SPring-8 蓄積リング (周長 1436m) の内、上流及び下流の偏向電磁石間の直線部 (7.7686m) である。

ここでは、このうち PWO 検出器をから分かったレーザー電子光のビーム特性について議論する。

PWO 検出器　レーザー電子光のエネルギー測定のために、各検出器群の際下流に全吸収カロリメータである PWO 検出器を配置した。

タングステン酸鉛 ($PbWO_4$) は CsI(pure) 等の他の高エネルギーガンマ線検出用シンチレータに比較し、

(I) . 密度が高く、コンパクトな形状でもシャワーを閉じ込めやすい。従って、いくつかの検出器セルからなるカロリメータを考えた場合に、良好な位置分解能を得ることができる。

(II) . 他の無機シンチレータに比べ、シンチレーション光の減衰時間が短く、計数率の高い場での使用も可能である。

(III) . シンチレーション光の収量は比較的少ないが、GeV 程度のエネルギー付与においては十分な発光量を得ることができる。

等、レーザー電子光測定用カロリメータとして優れた特性を持つ。

実験に用いた PWO は、1 本が 20mm×20mm×200mm の直方体型のクリスタルを 3×3 の配列にまとめた形状をしている。それぞれのクリスタルには、反射体として厚さ 15μm のアルミ蒸着マイラーを 1 層巻いてある。9 本のクリスタルは、浜松ホトニクス製の光電子増倍管である R4125GMOD(19mmϕ) にオプティカルグリース (OKEN 6262A) を介し光学的に接合されている。これらは固定用のアルミ製の箱に密閉され、さらに遮光用に更に大きな金属ケースに封入されている。

PWO 検出器のエネルギー分解能や位置分解能などの特性は、高エネルギー加速器研究機構田無分室の電子シンクロトロンにおける 0.2GeV∼1.0GeV の単色電子、また SPring-8 の挿入光源ビームラインにおける、0∼8GeV までの連続エネルギーを有するガス制動放射光を用いて既に測定されている ([9] および第 6 章参照)。

これらの予備実験から得られた PWO 検出器のエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(0.014 \pm 0.001)}{E} \oplus \frac{(0.025 \pm 0.001)}{\sqrt{E}} \oplus (0.000 \pm 0.027) \tag{5.6}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(0.032 \pm 0.003)}{\sqrt{E}} \tag{5.7}$$

また位置分解能は、

$$\sigma_x = \frac{(2.63 \pm 0.05)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.36 \pm 0.07) \tag{5.8}$$

である。

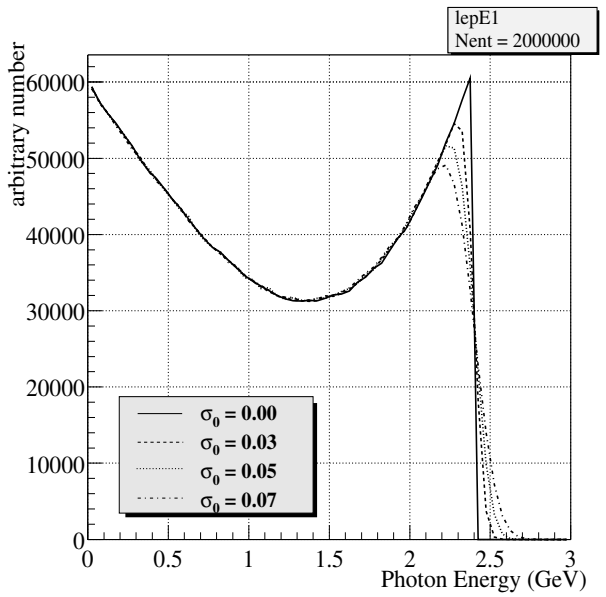


図 5.3: 検出器のエネルギー分解能が 0%、3%、5%、7% である場合に予想されるレーザー電子光のエネルギースペクトル。

5.3 レーザー電子光のビーム特性

PWO 検出器を用いたレーザー電子光のビーム測定は、1999 年 7 月および、1999 年 9 月の加速器マシンスタディ期間において、2 度行われた。PWO 検出器でレーザー電子光ビームを測定する際、ビーム強度が毎秒 10^7 では計数が多過ぎ測定は出来ない。したがって、蓄積電子電流を実際の実験で用いられる 100mA ではなく、その 100 分の 1 の 1mA で測定は行われた。

まず、レーザー電子光のエネルギースペクトルを、有限のエネルギー分解能を持つ γ 線カロリメータによって測定した場合に予想される分布について述べる。

レーザー電子光のエネルギーに関する微分断面積は、式 (5.3) で与えられるが、解析的に取り扱うには多少複雑であるので、ここでは以下のエネルギーに関する 3 次関数で近似する。

$$\frac{d\sigma}{dE} \approx f(E) = 0.02862E^3 - 0.006342E^2 - 0.1447E + 0.2852 \tag{5.9}$$

この $f(E)$ はレーザー波長が 351nm、電子エネルギー 8GeV における $d\sigma/dE$ を、3 次の多項式でフィットして得られた関数である。

検出器のエネルギー分解能 σ_E/E は、シャワー粒子の統計数に依存し、ほぼ入射エネルギーの平方根に反比例することが知られている。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \tag{5.10}$$

ここで、σ_0 は比例定数であり、入射エネルギーが 1GeV における、エネルギー分解能に対応する。

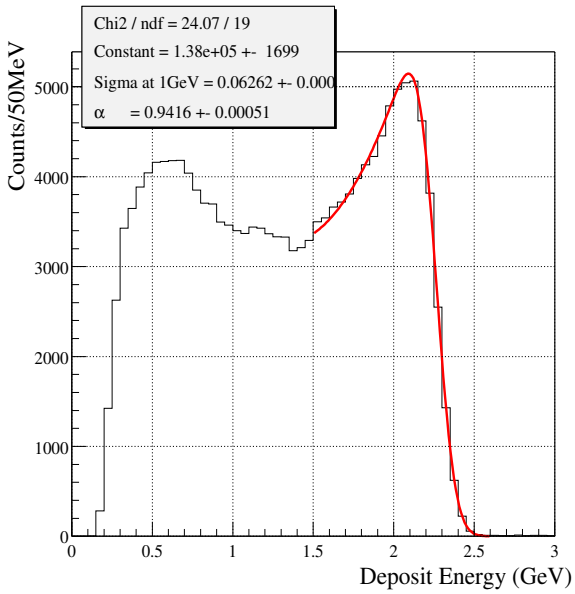


図 5.4: レーザー電子光が PWO 検出器に入射した際に、PWO で吸収されたエネルギーのヒストグラム。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

式 (5.9) を用いて、検出器のエネルギー分解能 σ_0 が、0%、3%、5%、7% であった場合のそれぞれについて、どのようなエネルギースペクトルが得られるかを表したものが、図 5.3 である。

検出器のエネルギー分解能が悪くなるにしたがって、レーザー電子光に特徴的な高エネルギー部のエッジが、低エネルギー側にシフトして来る様子が見て取れる。一方、2GeV 以下のエネルギー領域では、検出器のエネルギー分解能の善し悪しに関係なく、測定によって得られるスペクトルが、そのままレーザー電子光のエネルギー分布を反映する。

5.3.1　レーザー出力 5.3W での測定結果 (1999.7.1)

PWO 検出器を用いたレーザー電子光の 1 回目の測定である、1999 年 7 月の測定結果について述べる。このときのレーザー出力は 5.3W である。

まず、検出器のエネルギー校正についてであるが、レーザーを発生させない状態で存在するガス制動放射光を用いた。PWO クリスタル 9 本の中心それぞれにガス制動放射光を当て、最大エネルギーである 8GeV のエンドポイントを解析関数を用いフィットさせ、ADC チャンネルから PWO クリスタルでのエネルギー付与に変換する係数を求めた。詳細の手順については、6.3 節に述べる通りである。

図 5.4 に、レーザー電子光が入射することによって 9 本の PWO クリスタル全体に与えられるエネルギー $E_{\rm sum}$ の分布を示す。

EGS4 によるモンテカルロシミュレーションの結果によれば、20mm×20mm×200mm の PWO ク

リスタル 9 本でのエネルギー付与は、入射光子エネルギーのおよそ 92%である。このエネルギー付与の割合は、数 100MeV 以上のエネルギー領域でほぼ一定である (図 6.5)。

エネルギー付与の分布から得た、実際の入射光子エネルギー分布スペクトルを図 5.5 に示す。

レーザー電子光のエネルギー分布は、エネルギー付与 ($E_{\rm sum}$) にあるファクター (α) をかけたスペクトル $dN/dE_{\rm sum}$ をアンフォールディングし、その結果レーザー電子光のエネルギースペクトルの最大値が 2.4GeV になるように、α を決定することにより得た。

式で表すと、

$$\frac{dN}{dE_{\rm sum}} = N\int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{f(E_\gamma)}{\sqrt{E_\gamma}} \exp\left[\frac{(E-E_{\rm sum}/\alpha)^2}{2\sigma_0^2 E_\gamma}\right] dE_\gamma \tag{5.11}$$

$$\alpha \equiv \frac{E_{\rm sum}}{E_\gamma} \tag{5.12}$$

と表される。ここで、$f(E)$ は式 (5.9) のレーザー電子光の微分断面積の分布関数で、σ_0 は 1GeV における PWO のエネルギー分解能である。$E_{\rm max}$ は、レーザー電子光の最大エネルギーを表し、2.4GeV とする。図 5.4 におけるフィッティング関数は、N、σ_0、α をフリーパラメータとしてフィットさせたものである。

この結果 α は $94.17\pm0.03\%$ であった。誤差はフィッティング範囲による変化を考慮したものである。EGS4 で予想される 92%よりも若干大きな値であるが、これはエネルギー校正においてガス制動放射光が比較的広がっていたため、そのエネルギー校正の際に生じた誤差と考えられる。

図 5.5 のエネルギースペクトルは、図 5.3 で予想されたスペクトルと良く一致している。

フィットの結果、PWO のエネルギー分解能が 1GeV において $6.25\pm0.03\%$ という値となり、この測定に先だって行われた、挿入光源ビームラインにおけるガス制動放射光の測定によって得られた 3.0%という値と大きく矛盾している。これは、PWO クリスタルの集光率に入射ビーム位置依存性があるためで、20mm×20mm の入射面に対し、入射位置が中心からずれるにしたがって、集光が良くなることが分かっている。入光源ビームラインにおいては、1mmϕ 程度の良く絞られたビームを用いたため、入射位置の依存性は現れず、今回はクリスタルの大きさと同程度に広がったビームであるため、集光率の位置依存性の影響が顕著に現れたのである。

1GeV 以上の領域を DAQ の取り込み率、測定時間を考慮して積分し、蓄積電子 1mA、レーザー出力 5.3W の状態における、PWO で検出したレーザー電子光の収量を計算した。

$$Y = 2.90\times10^4 \text{ (photons/sec)} \tag{5.13}$$

このうち、レーザー電子光のバックグランドとなるガス制動放射光は、蓄積電流 1mA、真空度 1×10^{-8}Pa において、およそ

$$Y_{\rm brems} \sim 80 \text{ (photons/sec)} \quad (1 < E_\gamma < 8 \text{ GeV}) \tag{5.14}$$

であるから、ほぼ 100%がレーザー電子光であると言える。

図 5.6 および図 5.7 に PWO 検出器で測定した 1GeV 以上のレーザー電子光のビームプロファイルを示す。また、図 5.8 と図 5.9 はそのエネルギー依存性を x、y それぞれについて載せた。

x と y の分布に違いがあることが容易に見て取れる。これは蓄積電子のビーム特性のためで、SPring-8 では一般に x 方向の角度発散、ビームサイズが y 方向のそれに比べ格段に大きい。レーザー電子光ビームラインの場合、相互作用領域の中心において、

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 0.40\text{mm} \qquad & \sigma_{\theta_x} &= 17\ \mu\text{rad} \\ \sigma_y &= 0.009\text{mm} \qquad & \sigma_{\theta_y} &= 0.8\ \mu\text{rad} \end{aligned} \tag{5.15}$$

となっている。また、x 方向に関しては相互作用中心から離れるに従い、角度発散は 50μrad 程度まで大きくなる。したがって、レーザーのフォーカス位置により、レーザー電子光のビームプロファイルは大きく変わる可能性がある。

表 5.1 は、レーザー電子光の y 方向に関するビームの広がり σ_{obs} を各エネルギーごとにまとめたものである。この広がりはレーザーとの相互作用領域中心から 42.8m 下流での値である。観測されるスペクトルから得られる幅 σ_{obs} には、レーザー電子光の広がりおよび PWO 固有の位置分解能 σ_{PWO} がいずれもガウス分布であるとして、次のような関係がある。

$$\sigma_{\text{obs}}^2 = \sigma_{\text{LEP}}^2 + \sigma_{\text{PWO}}^2 \tag{5.16}$$

したがって、レーザー電子光ビームの広がりは、

$$\sigma_{\text{LEP}} = \sqrt{\sigma_{\text{obs}}^2 - \sigma_{\text{PWO}}^2}$$

で得ることが出来る。

表 5.1 からは、レーザー電子光のエネルギーが増すにつれ、細くなっていることが分かる。これはコンプトン散乱の特徴であり、後述するガス制動放射光の場合と傾向は異なる。

x 方向についての議論は、分布が非対称であり、ガウス分布によるフィットは適当ではなく、ここでは具体的な値については議論しない。

図 5.6 および 5.8 に見られる、$|x| = 10$mm に存在する不連続部について説明する。

$|x| = 10$mm は PWO の中心クリスタルと、周辺部のクリスタルとの境界である。PWO クリスタル 9 本のエネルギー重心と、実際にビームが入射した位置とを関連づける解析関数は、$|x| < 10$mm 以内に関して、この測定に先だって行われたガス制動放射光を用いた実験により得られたものを用いている。しかし、$|x| > 10$mm の領域では実験値が得られていないため、EGS4 シミュレーションから計算したデータを使用している。

このため、$|x| > 10$mm の領域における位置分布の信頼性は薄い。

また、PWO の 1m ほど上流には、半径 10mm の鉛コリメータが存在するが、$|x| < 10$mm 以内 PWO の位置分布から、この鉛コリメータにビームがあたっていると考えられる。

したがって、レーザー電子光ビームのビームサイズは、このコリメータの大きさで決まっていると言える。

Energy (GeV)	$\sigma_{\rm obs}$ (mm)	$\sigma_{\rm pwo}$ (mm)	$\sigma_{\rm LEP}$ (mm)
1.6∼1.8	3.04	2.01	2.28
1.8∼2.0	2.75	1.91	1.96
2.0∼2.2	2.53	1.82	1.75
2.2∼2.4	2.34	1.74	1.56

表 5.1: 各エネルギー範囲ごとのレーザー電子光の y 方向のビームの広がり。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

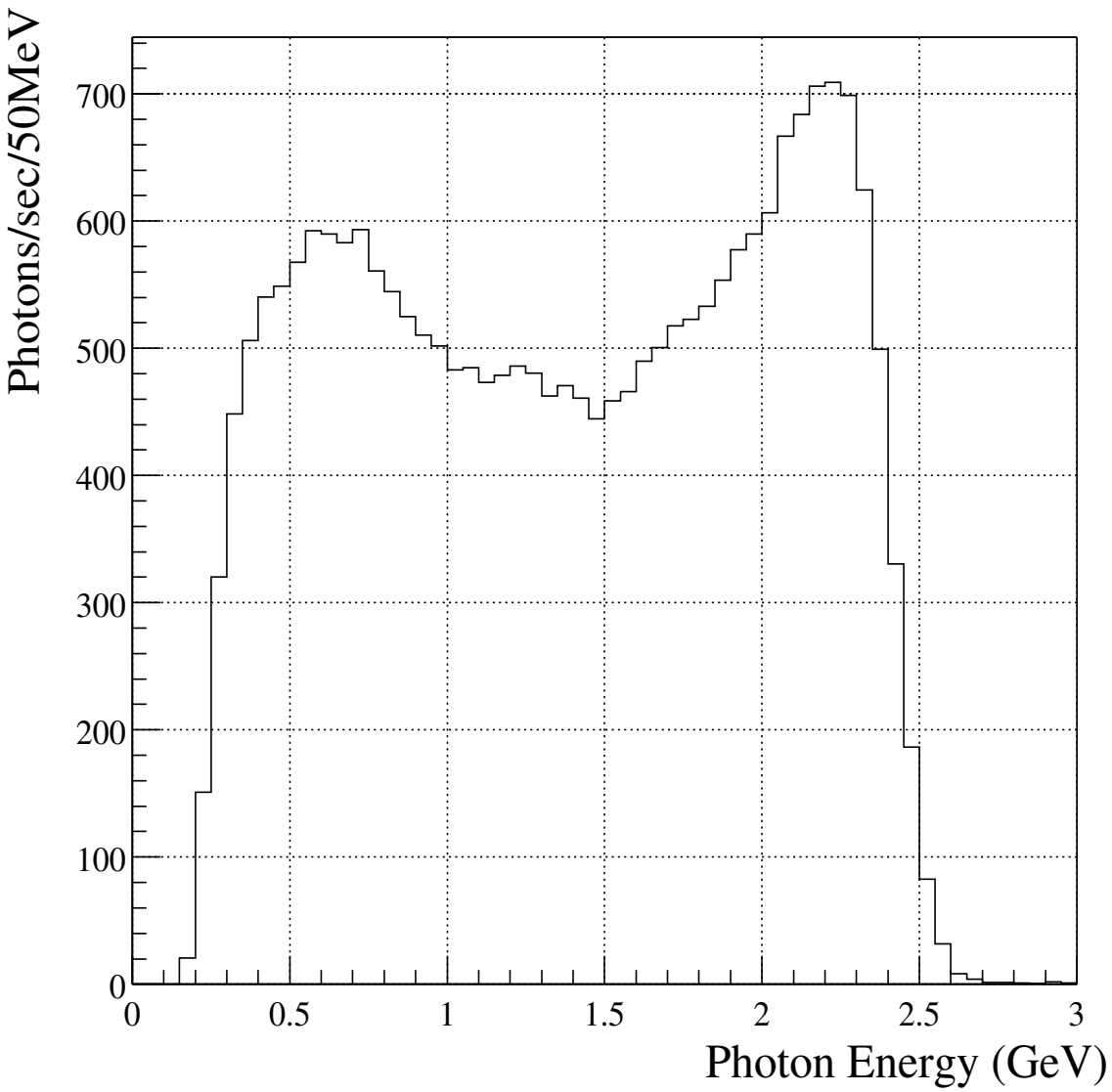


図 5.5: レーザー電子光のエネルギー分布。縦軸は時間で規格化されている。図中の関数は、式 (5.11) によるフィッティング結果。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

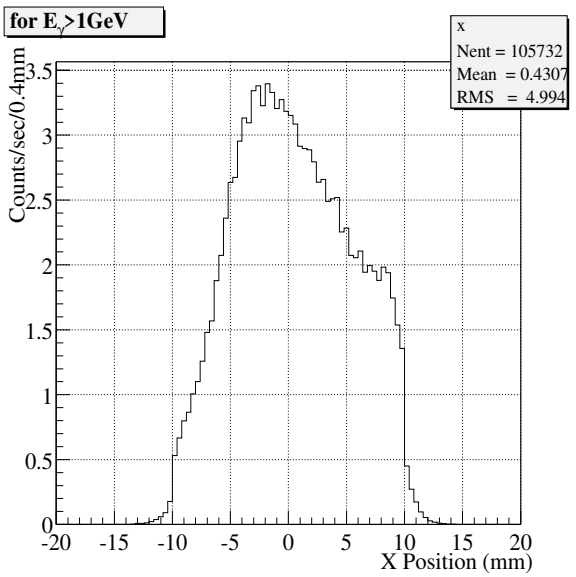


図 5.6: 相互作用領域中心から 42.8m 離れた点における、1GeV 以上のレーザー電子光の x 分布。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

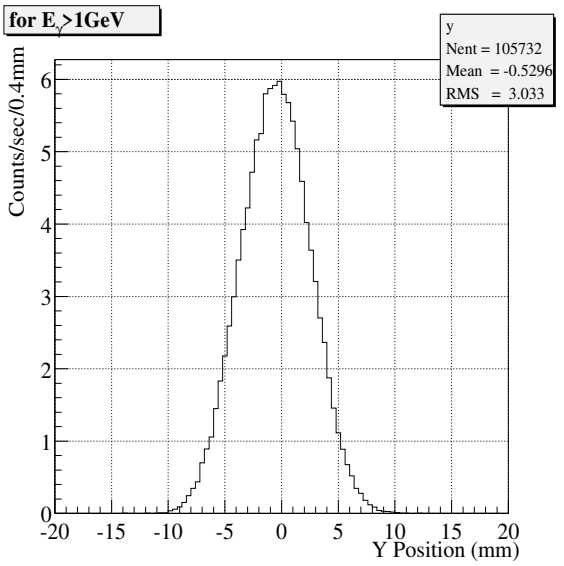


図 5.7: 相互作用領域中心から 42.8m 離れた点における、1GeV 以上のレーザー電子光の y 分布。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

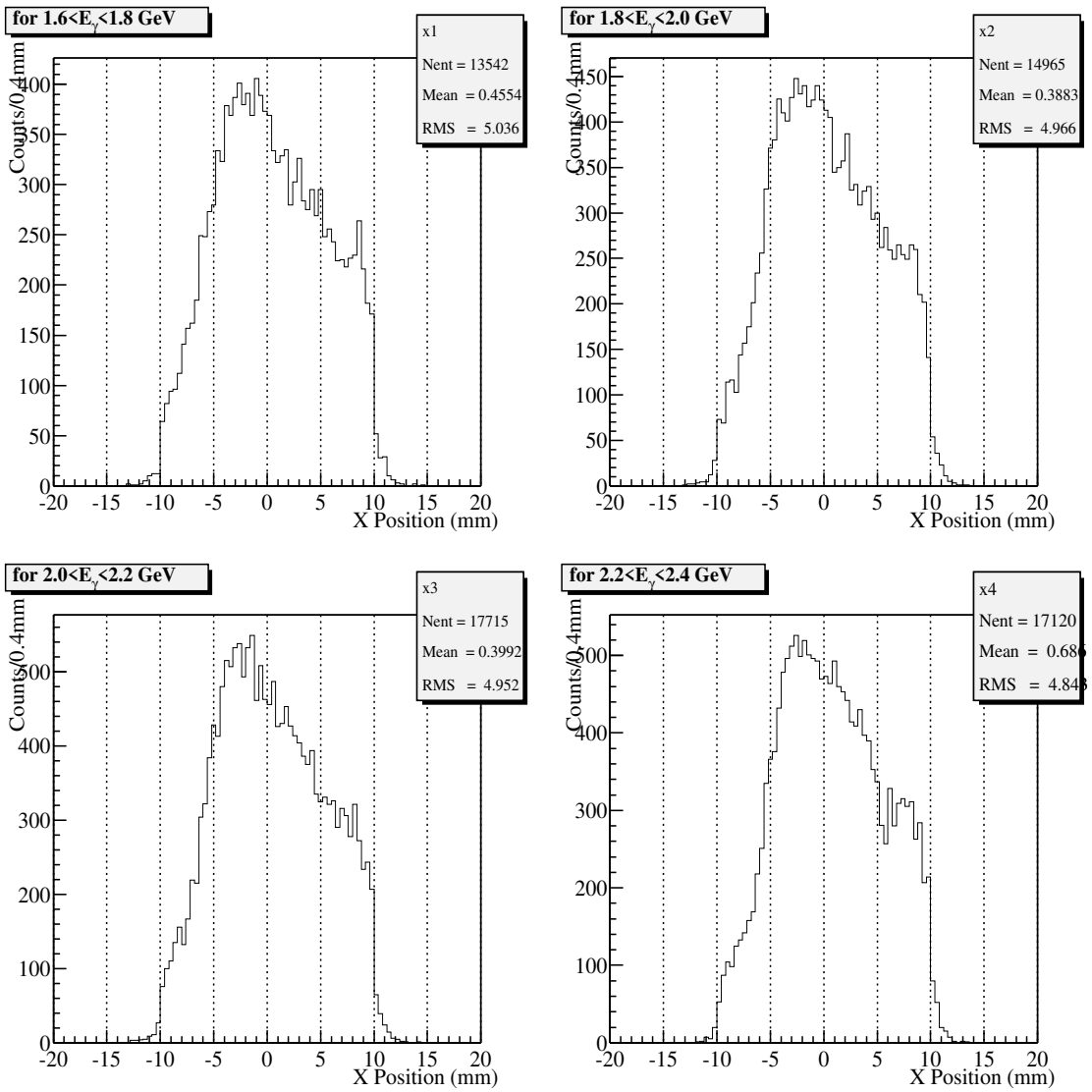


図 5.8: レーザー電子光の x 分布のエネルギー依存性。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

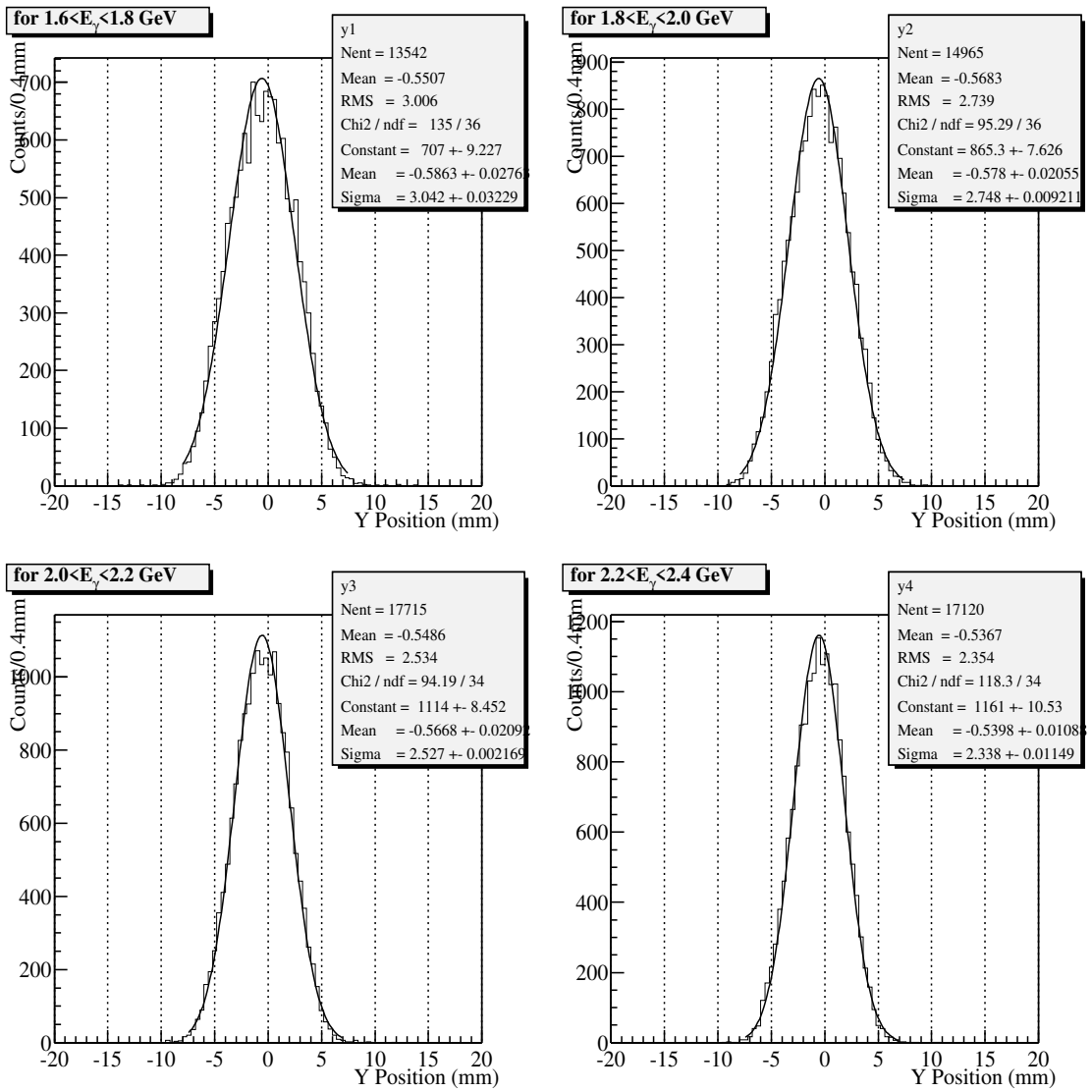


図 5.9: レーザー電子光の y 分布のエネルギー依存性。蓄積電流 1mA、レーザー出力 5.3W。('99.7,run244)

5.3.2　レーザー出力 2.0W での測定結果 (1999.9.30)

PWO 検出器を用いた 2 度目の測定結果について述べる。1 度目の状況と異なるものは、蓄積電子ビームの性質が変更されたことである。

1999 年 9 月以前まで、SPring-8 の蓄積ビームは Hybrid モードと呼ばれるモードで運転されてきた。2 度目のレーザー電子光のビーム測定は、Highbeta モードの運転で行われた。この変更によって、主に挿入光源ビームラインにおける電子ビーム特性が大きく変化するが、レーザー電子光ビームラインのような、偏向磁石ビームラインでは基本的には変化は無いと考えられている。

しかしながら、レーザー電子光ビームラインにおける電子ビームサイズ等は実際に測定されたわけではなく、ビーム特性を変化させたことによるしわ寄せが現れる可能性がある。

実際に、レーザー電子光のビームプロファイルは、前回測定したものに比べると明らかに変化が見られた。さらに、レーザーのコンディションに全く影響を受けないガス制動放射光のビームプロファイルにも変化が見られたので、電子ビームの性質の変化と考えられる。

図 5.10 から図 5.14 までに、前節と同様レーザー電子光のエネルギースペクトル、およびビームプロファイルの図を示す。また、表 5.2 と表 5.3 に測定された位置分布から PWO 固有の位置分解能を差し引いた、レーザー電子光のビームサイズを載せた。

ビームサイズは、1 度目の測定に比べ x および y ともに細くなっていることが確認できる。y に関しては 60%程度に細くなっていることが確認された。

Energy (GeV)	$\sigma_{\rm obs}$ (mm)	$\sigma_{\rm pwo}$ (mm)	$\sigma_{\rm LEP}$ (mm)
1.6∼1.8	3.5	2.08	2.8
1.8∼2.0	3.0	1.97	2.3
2.0∼2.2	3.1	1.87	2.5
2.2∼2.4	2.8	1.79	2.2

表 5.2: 相互作用領域中心から 42.8m 離れた点における、各エネルギー範囲ごとのレーザー電子光の x 方向のビームの広がり。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

Energy (GeV)	$\sigma_{\rm obs}$ (mm)	$\sigma_{\rm pwo}$ (mm)	$\sigma_{\rm LEP}$ (mm)
1.6∼1.8	2.38	2.01	1.27
1.8∼2.0	2.29	1.91	1.26
2.0∼2.2	2.18	1.82	1.21
2.2∼2.4	2.06	1.74	1.09

表 5.3: 相互作用領域中心から 42.8m 離れた点における、各エネルギー範囲ごとのレーザー電子光の y 方向のビームの広がり。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

Run	Laser Output (W)	$R_{1\mathrm{GeV}}(E_\gamma \geq 1\mathrm{GeV})$ 10^3(photons/sec)	Total LEP R 10^3(photons/sec)	Tagger AND R_{TAG} 10^3(#/sec)	R/R_{TAG}
'99.7	5.3	15.8	$\sim$ 29.0	14.9	1.95
'99.9	2.0	2.21	$\sim$ 4.07	2.27	1.79

表 5.4: 2 度のビームコミッショニングで得た、蓄積電流 1mA におけるレーザー電子光のビーム強度とタギングカウンターの計数率との比較。

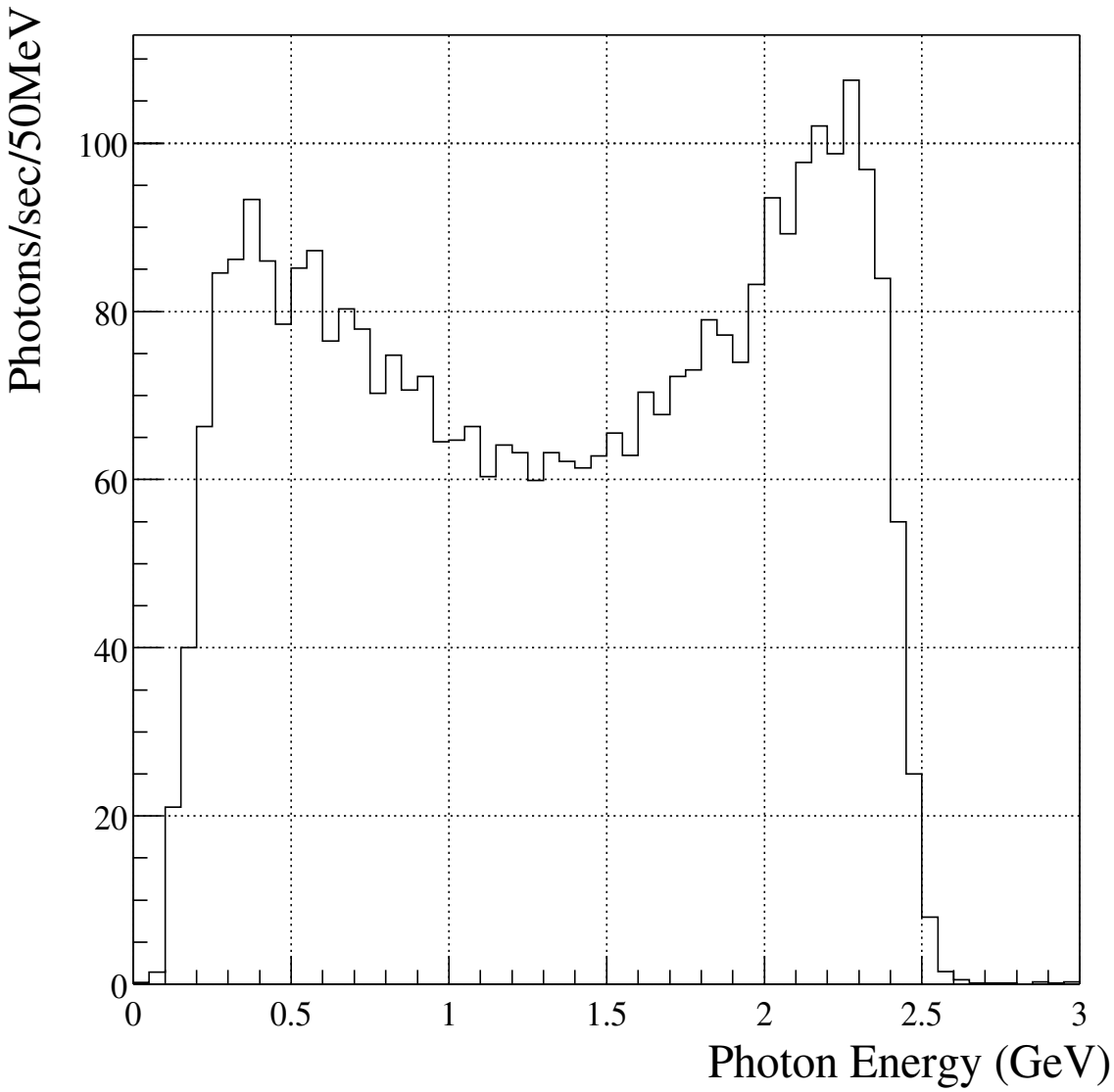


図 5.10: 蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W で測定されたレーザー電子光のエネルギースペクトル。実線は式 (5.11) によるフィッティング結果。

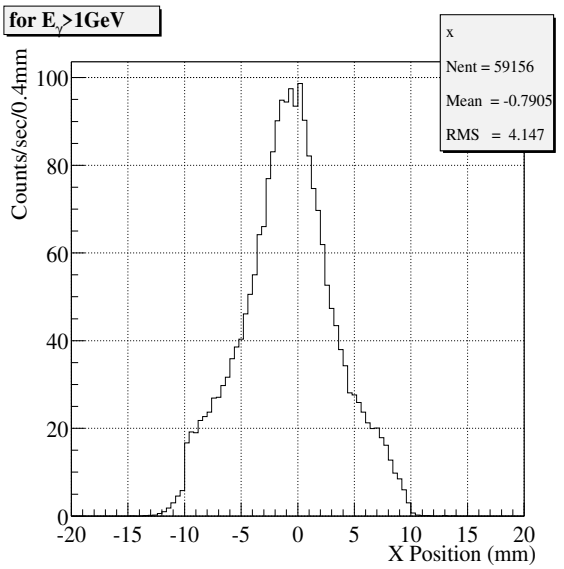


図 5.11: 1GeV 以上のレーザー電子光の x 分布。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

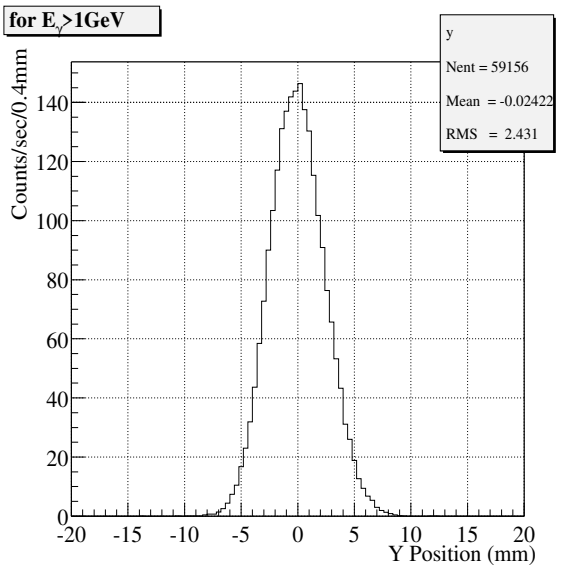


図 5.12: 1GeV 以上のレーザー電子光の y 分布。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

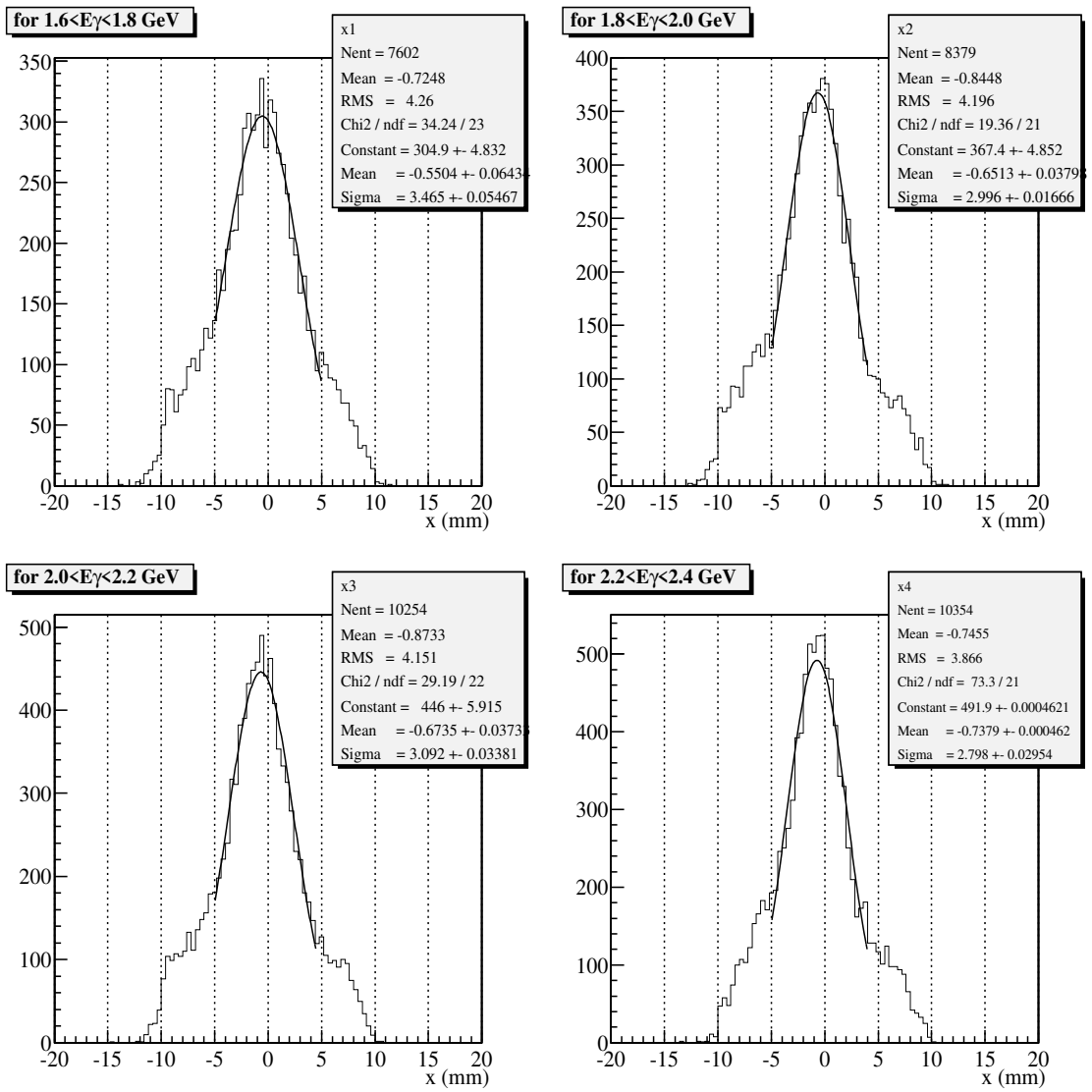


図 5.13: レーザー電子光の x 分布のエネルギー依存性。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

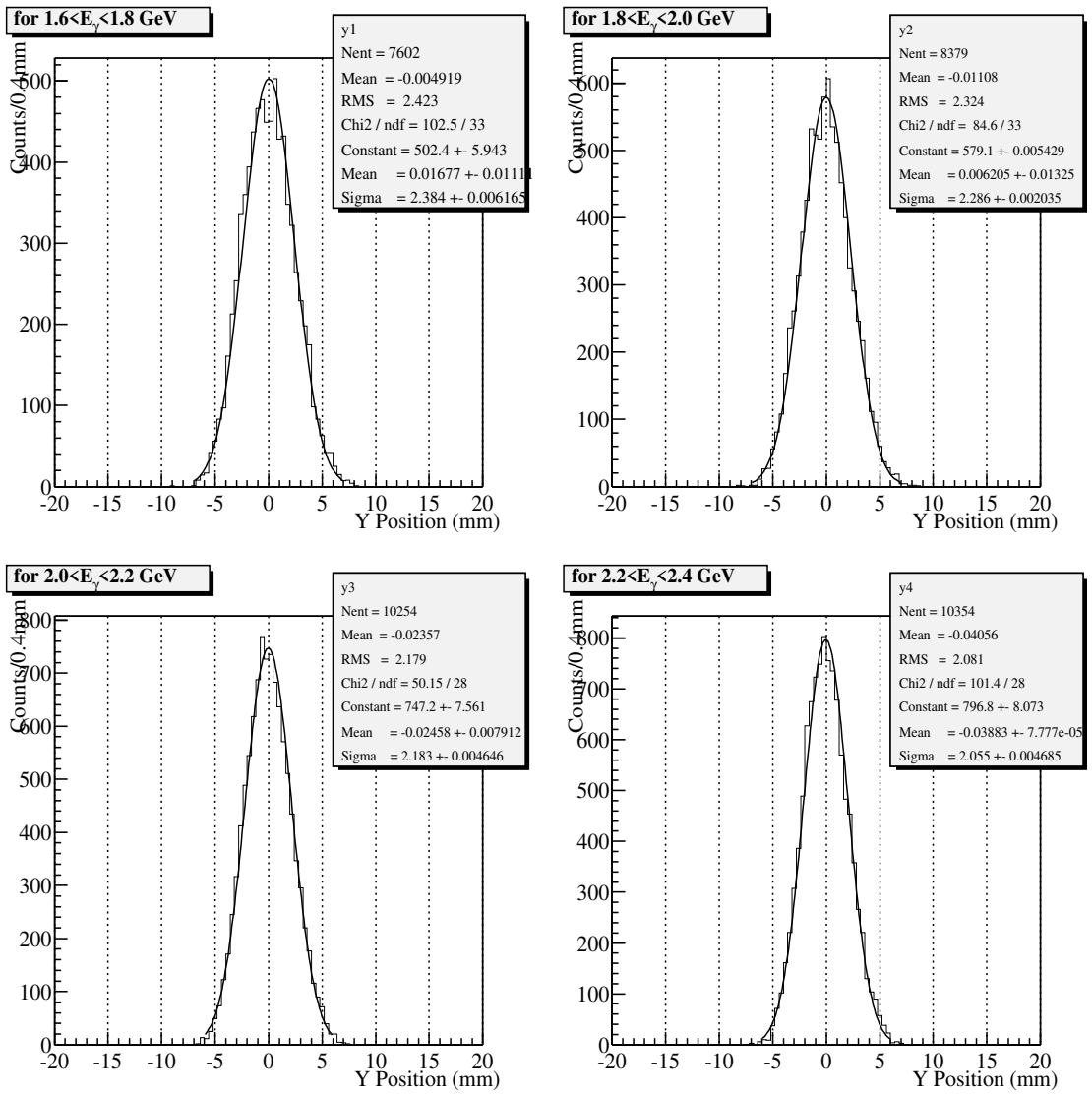


図 5.14: レーザー電子光の y 分布のエネルギー依存性。蓄積電流 1mA、レーザー出力 2.0W。('99.9,run7)

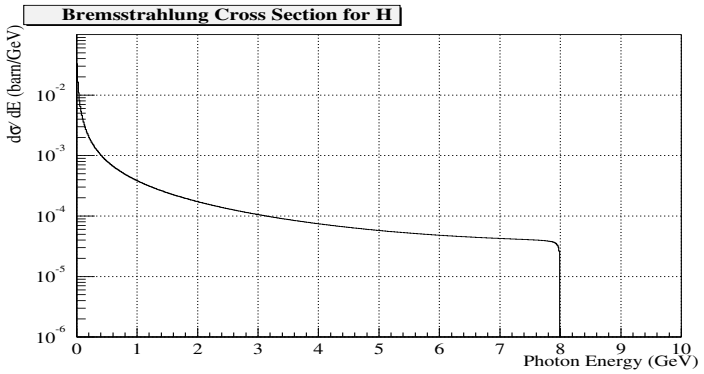


図 5.15: 入射電子エネルギー 8GeV、ターゲット水素原子に対する制動放射光の断面積 [19]。

5.4 バックグランドとしてのガス制動放射光

SPring-8 の蓄積リング中は、10^{-8}Pa の高真空に保たれている。しかし、それでもなお水素や一酸化炭素等の残留ガスが存在するため、8GeV 蓄積電子との相互作用によりガス制動放射光が発生する。

放出されるガス制動放射光の平均角度分布は、

$$\theta \approx \frac{1}{\gamma_e} = \frac{m_e}{E_e} \tag{5.17}$$

であるから、SPring-8 の場合 63.9(rad) となる。さらにそのエネルギー分布は 0∼8GeV までの連続エネルギーであるので、レーザー電子光のバックグランドとなり、弁別は原理的に不可能である。従って、バックグランドとしてのガス制動放射光を評価しておくことは重要である。

ガス制動放射光は、蓄積電子軌道上のあらゆる場所において発生するが、実際にレーザー電子光のバックグランドとなるのは、ビームラインが望む事が出来る 7.7686m の領域で発生したものである。

制動放射のエネルギーに対する微分断面積は、入射電子エネルギー E_e、放出される光子のエネルギーを k、またターゲット原子の原子番号が Z の場合、

$$\frac{d\sigma}{dk} = 4\alpha Z(Z+1)r_e^2 \, \frac{1}{k}\left[\left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}x + x^2\right)\ln\frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1-x}{9}\right] \tag{5.18}$$

で表せられる。ここで $x = k/E_e$ で、α は微細構造定数、r_e は古典電子半径である。

ターゲット原子核が水素の場合の微分断面積を図 5.15 に示す。制動放射の微分断面積は、光子エネルギーに関してほぼ $1/k$ の分布をしている。

レーザー電子光ビームラインにおけるガス制動放射光は、ビームライン下流 42.8(m) に配置された PWO 検出器を用いて測定した。

図 5.16 には、1999 年 10 月に測定されたガス制動放射光のエネルギースペクトルを示す。蓄積電流は ∼100mA、相互作用領域の真空度は $(6 \sim 7) \times 10^{-8}$Pa である。図では DAQ の取り込み率 (∼0.25%)、蓄積電流、真空度および測定時間で規格化されている。

Run No.	Current I mA	Vacuum V 10^{-8}Pa	time t sec	Event $Y(E_\gamma \geq$1GeV) 10^8 events	Y/t 10^4events/sec	$Y/(I \cdot V \cdot t)$ events/mA/10^{-8}Pa/sec
129	95.68	6.74	3548	1.724	4.859	75.3±0.1
130	94.44	6.67	3717	1.787	4.808	76.3±0.1
131	93.18	6.60	3283	1.482	4.514	73.4±0.1
134	91.67	6.49	4094	1.902	4.646	78.1±0.1

表 5.5: 蓄積電子電流 100mA でのレーザー電子光ビームラインにおける、1GeV 以上のガス制動放射光の計数率。各数値はデータ取り込み率の補正を行っている。Run131 と Run134 の間で、ビームライン上におかれていた SUS3mm を取り除いた。

ガス制動放射光の発生強度は、入射電子の数、ターゲット原子の数およびその原子番号の 2 乗に比例する。したがって、ターゲットである残留ガスの成分が変わらないとすれば、測定によって得られるイベント数を蓄積電流と真空度および測定時間で規格化したものは、各々の Run でほぼ一定になるはずである。

表 5.5 に結果を示す。電流値および真空度は、各 Run の開始時と終了時における値の平均を与えた。

図 5.17 および 5.18 は、1GeV 以上のガス制動放射光のビームプロファイルである。

その広がりを各エネルギー範囲について、計算したものが表 5.6 である。

レーザー電子光の場合と違い、x および y ともに、$\sigma_{\rm brems}$ はエネルギーにほぼ依存せず、σ_x ∼3.6(mm)、σ_y ∼2.2(mm) である。制動放射光が発生する蓄積リング中の直線部中心から、PWO 検出器までの距離は、42.8(m) であるので、角度で表現すると、

$$\sigma_{\theta\ x} \sim 84\ \mu\text{rad}$$
$$\sigma_{\theta\ y} \sim 51\ \mu\text{rad}$$

であった。

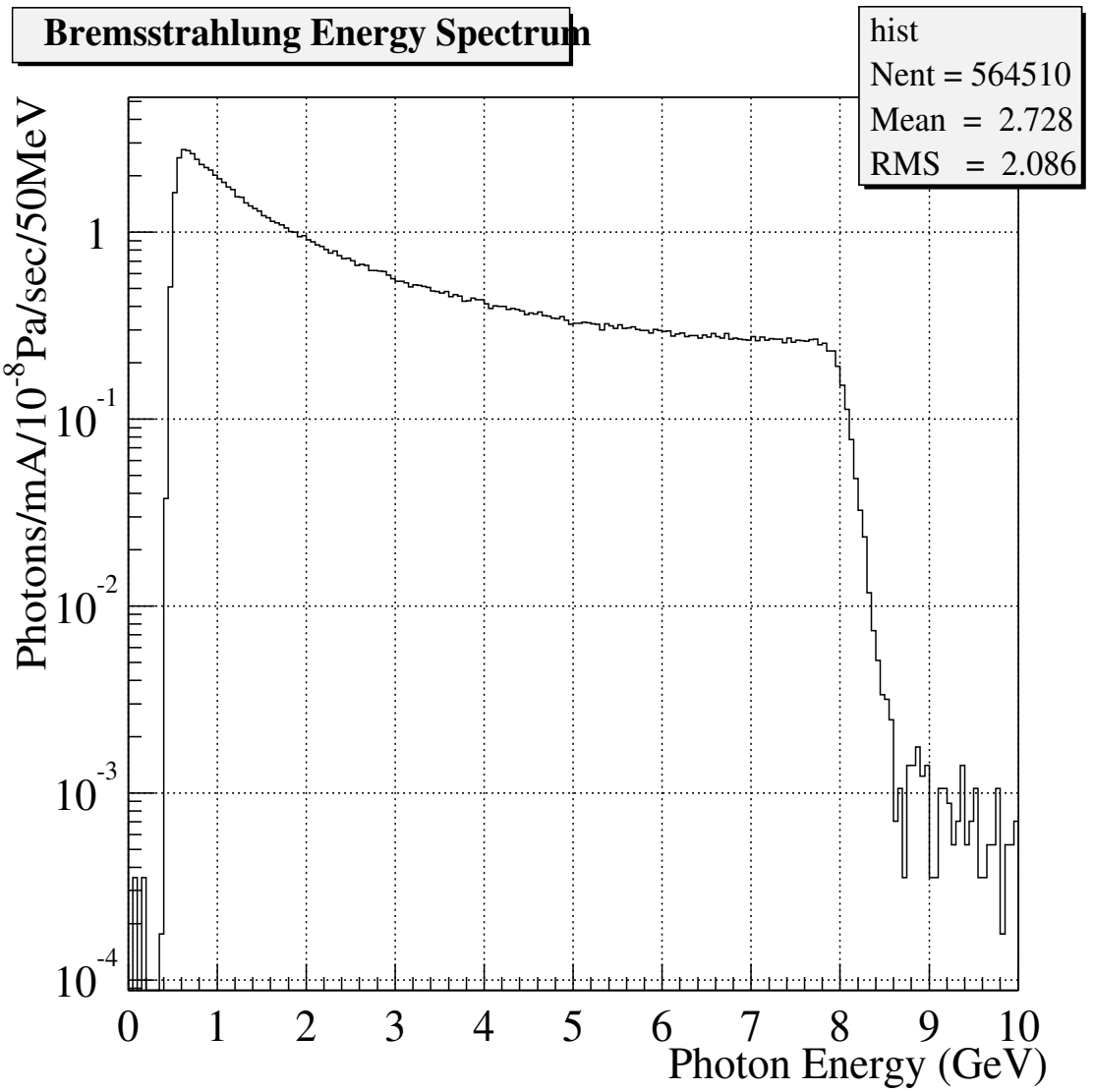


図 5.16: レーザー電子光ビームラインにおいて測定された、ガス制動放射光のエネルギー分布。縦軸は、蓄積電流、真空度、測定時間で規格化している。

Energy (GeV)	$\sigma_{\rm obs}$ (mm)	$\sigma_{\rm pwo}$ (mm)	$\sigma_{\rm brems}$ (mm)	$\sigma_{\rm obs}$ (mm)	$\sigma_{\rm pwo}$ (mm)	$\sigma_{\rm brems}$ (mm)
1.0±0.1	4.7	2.69	3.8	3.14	2.61	1.95
2.0±0.1	4.0	1.92	3.5	2.96	1.86	2.31
3.0±0.1	3.9	1.58	3.6	2.63	1.54	2.14
4.0±0.1	3.9	1.38	3.6	2.51	1.34	2.12
5.0±0.1	4.0	1.25	3.8	2.50	1.21	2.18
6.0±0.1	3.8	1.15	3.6	2.45	1.12	2.17
7.0±0.1	3.8	1.07	3.8	2.46	1.05	2.22

表 5.6: 相互作用領域中心から 42.8m 離れた点における、各エネルギー範囲ごとのガス制動放射光のビームの広がり。$\sigma_{\rm obs}$ が実際に観測された入射位置分布から求めた広がり、$\sigma_{\rm pwo}$ は PWO 検出器固有の位置分解能。これらからガス制動放射光の広がり $\sigma_{\rm brems}$ を求めた。

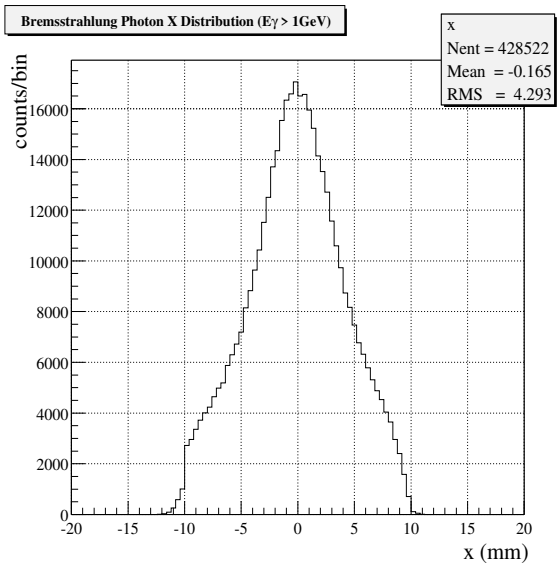


図 5.17: 相互作用領域中心から 42.8m 下流において測定された、1GeV 以上のガス制動放射光の x 分布。

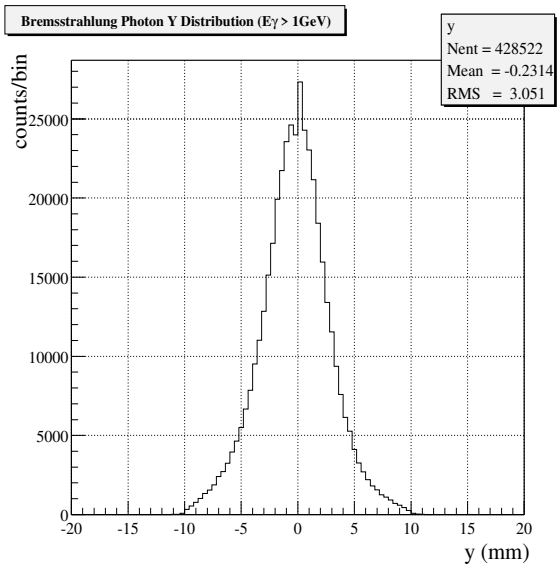


図 5.18: 相互作用領域中心から 42.8m 下流において測定された、1GeV 以上のガス制動放射光の y 分布。

第6章　PWO検出器の性能評価

PWO は、$\sigma \to \pi^0\pi^0$ 崩壊チャンネルを捕えるための、前方検出器の候補としているシンチレータである。20(mm)×20(mm)×200(mm) の PWO クリスタル 9 本組のプロトタイプ検出器は、レーザー電子光の測定にも用いられ、本修士論文研究の中では重要な位置を占める。

このプロトタイプ検出器の性能評価のためのビームテストを、SPring-8 におけるガス制動放射光を用いて行った。この実験により、1∼8 GeV のエネルギー領域における PWO の特性を得ることが出来た。

この章では、ビームテストによる性能評価の結果、および解析方法等について述べる。

6.1　lead tungstate($PbWO_4$)

タングステン酸鉛 ($PbWO_4$) は、近年電磁シャワーカロリメータとして、CERN の CMS などの実験グループなどで大規模に用いられるようになったシンチレーションクリスタルである。

タングステン酸鉛 (以下 PWO) の、シンチレータとしての特徴として、以下のものが挙げられる。

(I) . 放射長が短く、コンパクトな形状でもシャワーを閉じ込めやすい。従って、いくつかの検出器セルからなるカロリメータを考えた場合に、良好な位置分解能を得ることができる。

(II) . モリエール半径が短く、クリスタルセルの大きさを小さくすることが出来、良好な位置分解能を得ることが出来る。

(III) . 他の無機シンチレータに比べ、シンチレーション光の減衰定数が非常に短く、計数率の高い場での使用も可能である。

(IV) . シンチレーション光の収量は比較的少ないが、GeV 程度のエネルギー付与においては十分な発光量を得ることができる。

表 6.1 に PWO とその他いくつかの無機シンチレータとの特性を示した。

6.2　実験セットアップ

実験に用いた PWO 検出器は、20(mm)×20(mm)×200(mm) の直方体型をした 1 本のクリスタルを、$x-y$ に関して 3×3 の配列に並べたもので、その z 軸方向の長さは放射長単位で $21.7X_0$ に相当する (図 6.2)。検出器全体は金属ケースに納められており、上下方向 ±100mm の範囲で駆動することの出来るステージに固定されている (5.2 節参照)。

	PWO	NaI(Tl)	CsI(pure)	BGO
density(g/cm^3)	8.28	3.67	4.53	7.13
radiation length(cm)	0.92	2.59	1.86	1.12
Moliere radius(cm)	2.2	4.8	3.5	2.3
decay constant(ns)	∼10	230	∼10,1000	300
light yield(relative value)	0.3	100	4	8
hygroscopicity	No	Yes	slight	No

表 6.1: PWO とその他主要な無機シンチレータの特性。

PWO 検出器の性能評価実験は、SPring-8 の挿入光源ビームラインである BL11XU および BL46XU において 1998 年 12 月、1999 年 3 月、1999 年 6 月の 3 度行った。

SPring-8 蓄積リング (周長 1436 m) は 40∼100mA の 8GeV 単色エネルギー電子を蓄積しているが、その周回過程においてリング中の残留ガスと相互作用をし、ガス制動放射光を放出する。このガス制動放射光は、0∼8GeV までの連続エネルギーを持ち、その放出角度はおよそ 64μrad で電子ビーム軸方向に細く絞られて放出される。我々が PWO 性能評価実験のために用いたガス制動放射光は、各ビームラインから直接見込むことの出来る 16.540(m) の直線部で発生するものである (図 6.1)。

挿入光源 (真空封止アンジュレータ) は、ガス制動放射光の相互作用領域中心に配置されている。蓄積リング内の真空度は挿入光源の両側 1.5m でモニターされている。

挿入光源からおよそ 29m 下流のフロントエンド部には、開口幅は 1mm×1mm の無酸素銅からなる XY スリットと呼ばれる放射光吸収スリットが置かれている。本来この XY スリットは、挿入光源から得られる放射光のうち光軸から外れた部分をカットし、下流に設置されているベリリウム窓や光学素子等の熱負荷を軽減するために用いられている。スリットの開口幅は相互作用領域の中心から見て 34.6μrad × 34.6μrad であるので、大部分の制動放射光が XY スリットによって遮られる。実際の測定結果では、277μrad × 277μrad の開口幅と比較して、1GeV 以上の光子に対しおよそ 92%が切られている。イベント収量は減るが、この XY スリットによって非常に細いビームを取り出すことができ、PWO 検出器の位置分解能を精度良く測定することが可能である。

本実験では、挿入光源からの X 線はクリスタル及び光電子増倍管の保護のため可能な限り押える必要がある。そのため、アンジュレータのギャップは通常放射光光源として用いられる値 (BL11XU 8mm,BL46XU 5mm) から最大値である 50mm に広げた。これにより放射光の強度は 3∼4 桁落ちる。それでもなお X 線の強度が強すぎ測定が出来ないため、PWO 検出器直前に銅板 8mm($0.56X_0$) を吸収体として挿入した。

この銅板によって約 35%のガス制動放射光が e^+e^- 対に変換されシャワーを引き起こす。EGS4 シミュレーションによると、この 35%のシャワー粒子の内、83%が出器中心から ±0.2mm 以内入射する。また銅板 8mm によって吸収されるエネルギー量は、1GeV の入射光子に対し 13±9 (MeV) であることが分かっている。

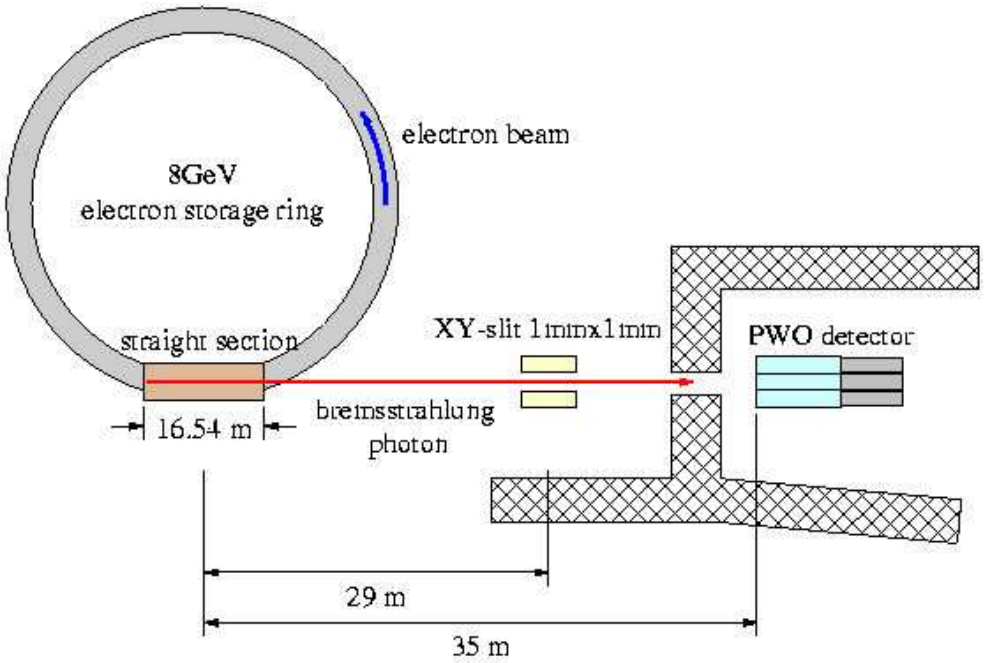


図 6.1: SPring-8 8GeV 電子蓄積リングと挿入光源ビームラインおよび PWO 検出器の配置図。

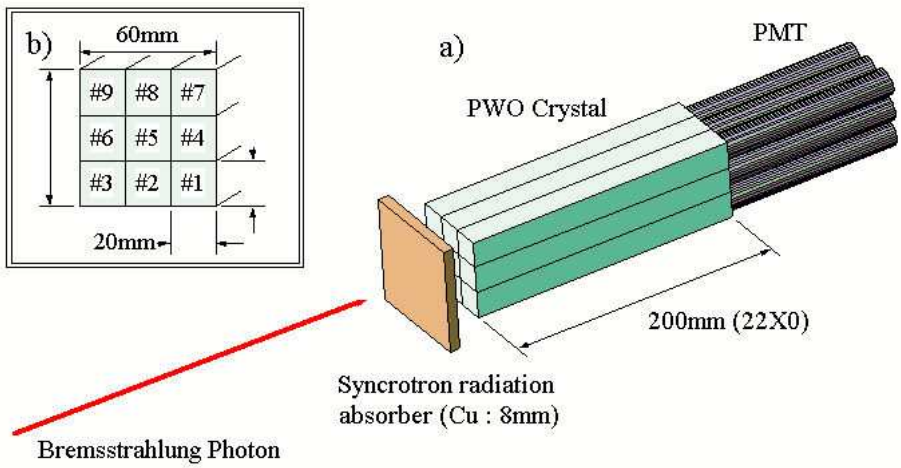


図 6.2: PWO 性能評価実験におけるセットアップ図。図中には描かれていないが PWO 検出器は金属ケースに納められ、さらパルスモータ制御の X-Y ステージに載せられている。検出器直前には挿入光源由来の X 線遮蔽用の銅板 $8\mathrm{mm}(\sim 0.56\mathrm{X}_0)$ が挿入されている。

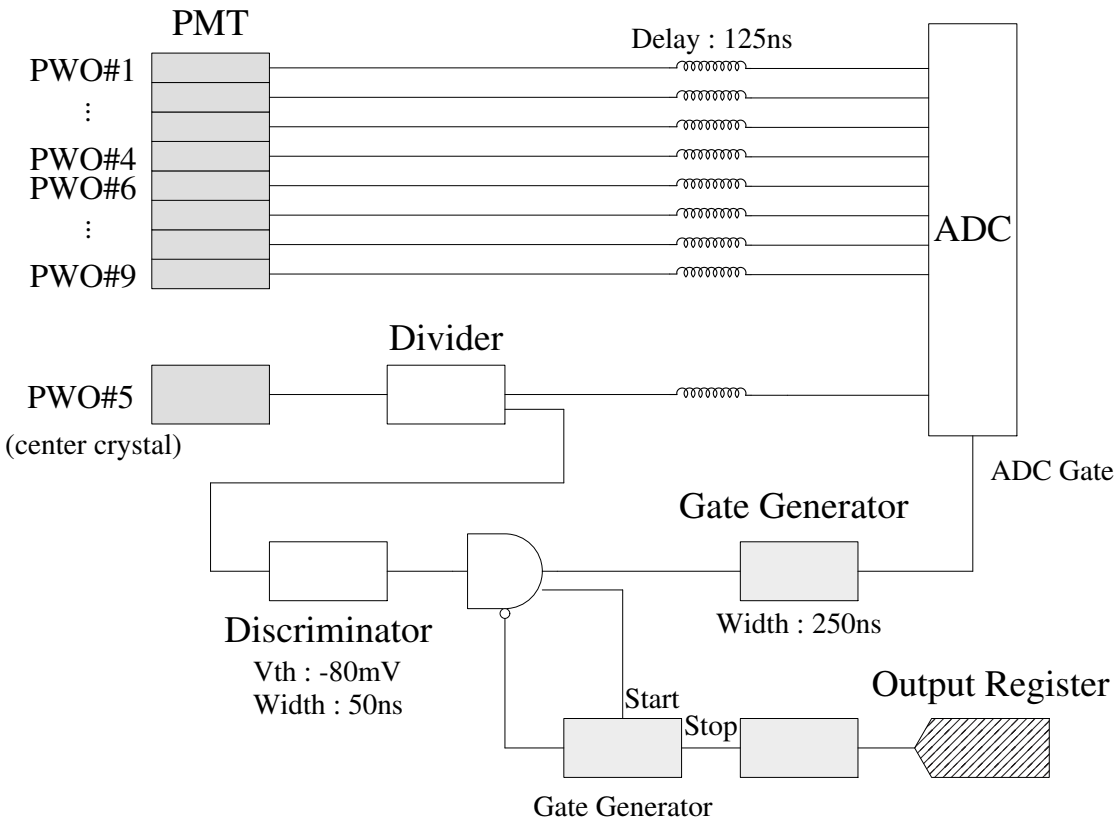


図 6.3: PWO の性能評価実験で用いた回路系。トリガー信号は中心クリスタルから取り出し、周辺の 8 本に関してはそのまま ADC の入力に入る。なお実験時のトリガーレートは蓄積電子電流により 300∼1000(cps) であった。

6.3 エネルギー校正と PWO 検出器のエネルギー分解能

ガス制動放射光のエネルギー分布は、先に述べたようにゼロから入射電子のエネルギーまでの連続分布である。光子エネルギーが入射電子エネルギーを越えるところで、エネルギー分布は急激にゼロに落ち込む。SPring-8 の場合、蓄積電子のエネルギーは 8GeV と既知であるので、このエンドポイントの顕著なエッジは、検出器のエネルギー校正のキャリブレータとして非常に都合が良い。そこで、PWO 検出器のエネルギー校正は、このガス制動放射光の 8GeV エンドポイントを用いて行った。

6.3.1 PWO 検出器へのエネルギー付与

高エネルギー γ 線カロリメータは、一般にその入射 γ 線のエネルギーを全て吸収することは出来ない。すなわち、検出器内で生成された多数のシャワー粒子は、完全に閉じ込められず、その一部は検出器外に逃れてしまう。

エネルギー校正を行うに当たって、あるエネルギーを持った γ 線が PWO 検出器に入射した時に、どの程度のエネルギーが検出器内に付与されるかを知っておくことは重要である。

20mm×20mm×200mm の PWO クリスタル 9 本に対して、8GeV の光子を検出器中心に入射させた場合のエネルギー付与を、EGS4 モンテカルロシミュレーションを用い計算した。この結果を図 6.4 に示す。この図では、中心クリスタル (PWO #5) および PWO 9 本全体に対するエネルギー付与を計算している。結果は表 6.2 にまとめる。

この中で、$E_{\rm dep}/E_\gamma$ が、入射 γ 線のエネルギーに対するエネルギー付与の割合を示しており、$E_\gamma = 8$GeV の場合、PWO で吸収されるエネルギーは 92.0% である。この割合はおよそ 1GeV 程度まで一定であり、それ以下の数 100MeV 程度エネルギーでは、徐々に増加していく傾向を示す。この関係を図 6.5 に表す。

また、表 6.2 中の $\sigma_{E\rm dep}/E_{\rm dep}$ は、その入射エネルギーにおけるエネルギー分解能の限界を与えるので、カロリメータ設計の際には非常に重要な量と言える。例えば今の場合、20mm×20mm×200mm の PWO クリスタル 9 本で製作された検出器は、8GeV において 0.76% 以上の分解能を得ることは原理的に不可能である。

	$E_{\rm dep}$ (GeV)	$\sigma_{E\rm dep}$ (GeV)	$\sigma_{E\rm dep}/E_{\rm dep}$	$E_{\rm dep}/E_\gamma$
PWO #5	5.93	0.11	1.83%	74.1%
PWO All	7.36	0.56	0.76%	92.0%

表 6.2: EGS4 モンテカルロシミュレーションによって得られた、入射エネルギー 8GeVγ 線の PWO 検出器へのエネルギー付与。

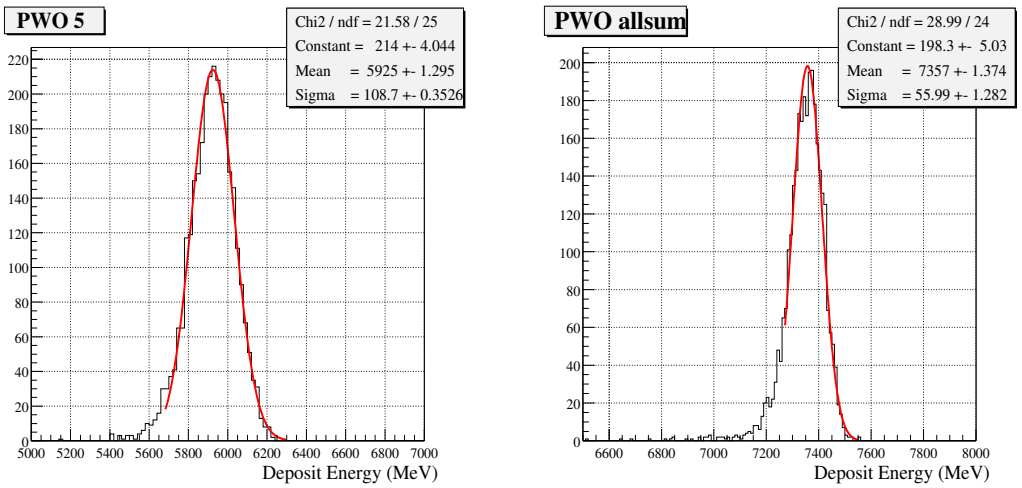


図 6.4: EGS4 モンテカルロシミュレーションによって得られた、入射エネルギー 8GeVγ 線の PWO 検出器へのエネルギー付与。(左図) 中心クリスタルへのエネルギー付与。(右図)9 本のクリスタル全体へのエネルギー付与

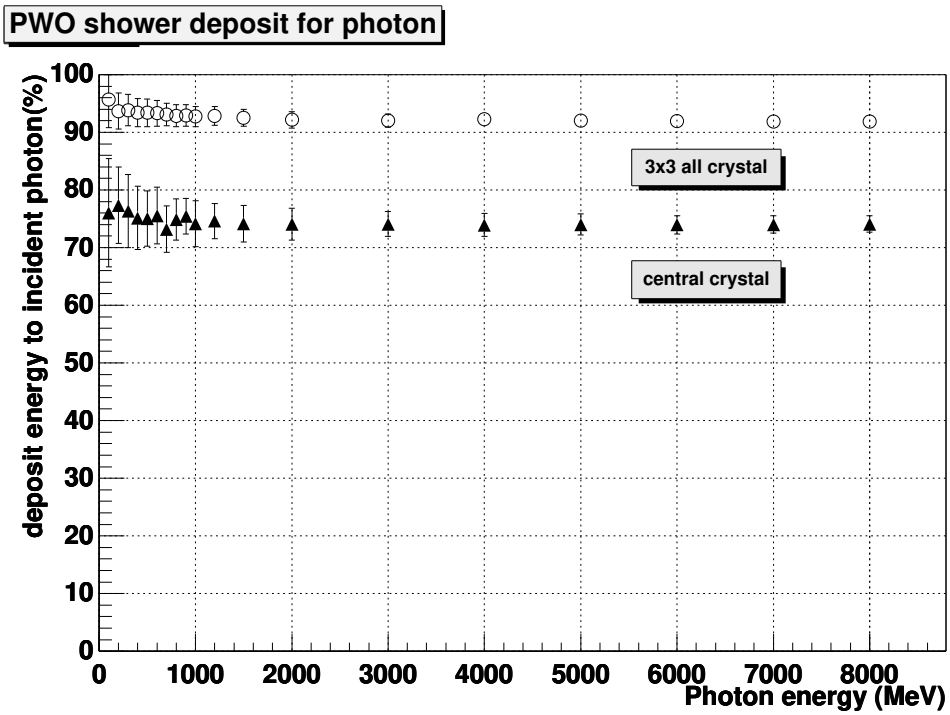


図 6.5: EGS4 モンテカルロシミュレーションによって得られた、入射 γ 線エネルギーに対する PWO 検出器へのエネルギー付与の割合。1GeV から 8GeV の領域でこの割合はほぼ一定である。

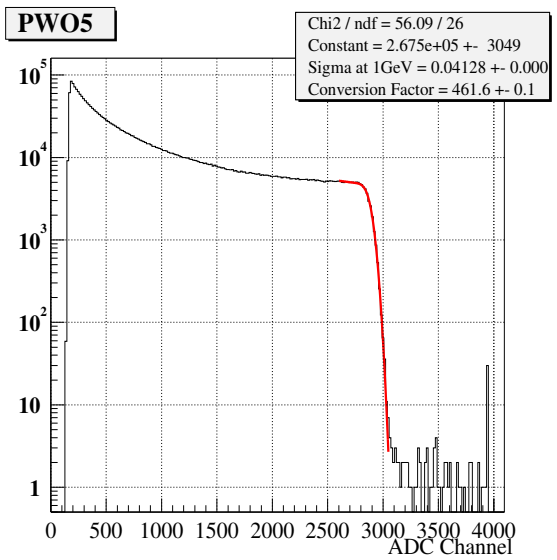


図 6.6: ADC スペクトル分布を式 (6.1) でフィットした例。パラメータは N、σ_0、C の 3 つである。

6.3.2 エネルギー校正

エネルギー校正は、パルスモータ制御の架台を用い、各 PWO クリスタルの中心にガス制動放射の γ ビームを入射させ、その ADC スペクトルの 8GeV エンドポイントを、前節に得た中心クリスタルに対するエネルギー付与に置き換えることで行った。

クリスタル 1 本に対するエネルギー付与は、前節の EGS シミュレーションで得られている。

実際には、ADC スペクトルが、エネルギー付与 $E_{\rm dep}$ の分布関数と検出器のエネルギー分解能とのコンボリューションであるとし、ADC スペクトルを次の式でフィットすることで ADC のチャンネルから $E_{\rm dep}$ への変換因子を求めた (図 6.6) [11]。

$$\frac{dN}{d({\rm ADC})} = N\int_{E_{\rm min}}^{E_{\rm max}} \frac{1}{E_{\rm dep}^{3/2}} \exp\left[\frac{-(E_{\rm dep}-{\rm ADC}/C)^2}{2\sigma_0^2 E_{\rm dep}}\right] dE_{\rm dep} \tag{6.1}$$

ここで ADC は、ADC のチャンネルを表し、C は ADC チャンネルから $E_{\rm dep}$ へ変換するファクターで、単位は $({\rm ch/GeV})$ である。また、σ_0 は各クリスタルのエネルギー分解能を表しており、式で書けば、

$$\frac{\sigma_E}{E_{\rm dep}} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{E_{\rm dep}({\rm GeV})}} \tag{6.2}$$

である。$E_{\rm max}$ は前節で得られた $5.93({\rm GeV})$ を用い、$E_{\rm min}$ は、フィッティング領域から十分に離れている $2.0({\rm GeV})$ とした。なお、フィットのフリーパラメータは式 (6.1) 中の N、σ_0、C である。

6.3.3　PWO 検出器のエネルギー分解能

ADC のチャンネルから、エネルギー付与に変換するファクター C を各クリスタルについて求めたので、それぞれのクリスタルへのエネルギー付与を得ることが出来る。それらをすべて足し合わせたものが検出器全体で吸収されたエネルギーである。

$$E_{\rm sum} \quad = \quad \sum_{i=1}^{9} \frac{({\rm ADC})_i}{C_i} \tag{6.3}$$

この分布の例を、図 6.7 に示した。

この図は、0∼8GeV の連続エネルギーを持つガス制動放射光が入射した際に、PWO 検出器内で吸収されたエネルギーを表している。6.3.1 節で述べたように、PWO クリスタル 9 本では全てのエネルギーを閉じ込めることが出来ないので、吸収エネルギー量の分布は 8GeV には達しない。

実際の入射光子エネルギー E_γ は、再び図 6.7 の分布が、ガス制動放射光のエネルギー $1/E_\gamma$ と、入射エネルギー E_γ に対する検出器のエネルギー分解能のコンボリューションであるとの仮定で求めることが出来る。

$$\frac{dN}{dE_{\rm sum}} \quad = \quad N \int_{E_{\rm min}}^{E_{\rm max}} \frac{1}{E_\gamma^{3/2}} \exp\left[\frac{-(E_\gamma - E_{\rm sum}/\alpha)^2}{2\sigma_0^2 E_\gamma}\right] dE_\gamma \tag{6.4}$$

ここで、α は入射エネルギーに対する PWO 検出器全体のエネルギー吸収量であり、

$$\alpha \quad \equiv \quad \frac{E_{\rm sum}}{E_\gamma} \tag{6.5}$$

と定義する。これは表 6.2 の $E_{\rm dep}/E_\gamma$ に対応し、GeV のエネルギー領域において一定である。σ_0 は式 (6.2) とは意味が違い、

$$\frac{\sigma_E}{E_\gamma} \quad = \quad \frac{\sigma_0}{\sqrt{E_\gamma({\rm GeV})}} \tag{6.6}$$

である。

PWO 検出器でのエネルギー付与の分布を、式 (6.4) でフィットした結果の例を、図 6.7 に示す。

実験結果から得た PWO のエネルギー分解能、および α を表 6.3 にまとめた。これら値は、フィッティング範囲により若干差があるため、最大値を 6.5GeV および 7GeV にした場合の平均、さらに各ランごとについても平均をとった。

σ_0 に関して、BL11XU('98.12) と BL46XU('99.3) の結果の間に明らかに系統的な違いが見られた。これは、BL46XU での実験の直前に、PWO 検出器を非常に強い放射光に誤って曝してしまったことが原因と考えられる。この際に PWO クリスタルが何らかの損傷を受けてしまった可能性が高い。この傾向は、後述する位置分解能にも現れている。

入射エネルギー E_γ に対する PWO のエネルギー吸収量 $E_{\rm sum}$ の割合である α は、前節で示した様にシミュレーションにおいて 92.0% であった (表 6.2)。各実験結果から、いずれの場合も 93% と言う値を得た。この値はシミュレーションの値とほぼ一致している。

	σ_0	α
BL11XU('98.12)	2.67±0.06	93.0±0.2
BL46XU('99.3)	3.00±0.11	93.0±0.1
BL11XU('99.6)	3.02±0.05	93.1±0.03

表 6.3: 実験結果から得られた PWO 検出器のエネルギー分解能 σ_0 および α。エネルギー分解能について、BL11XU('98.12) と BL46XU('99.3) の結果の間に系統的な差が見られた。

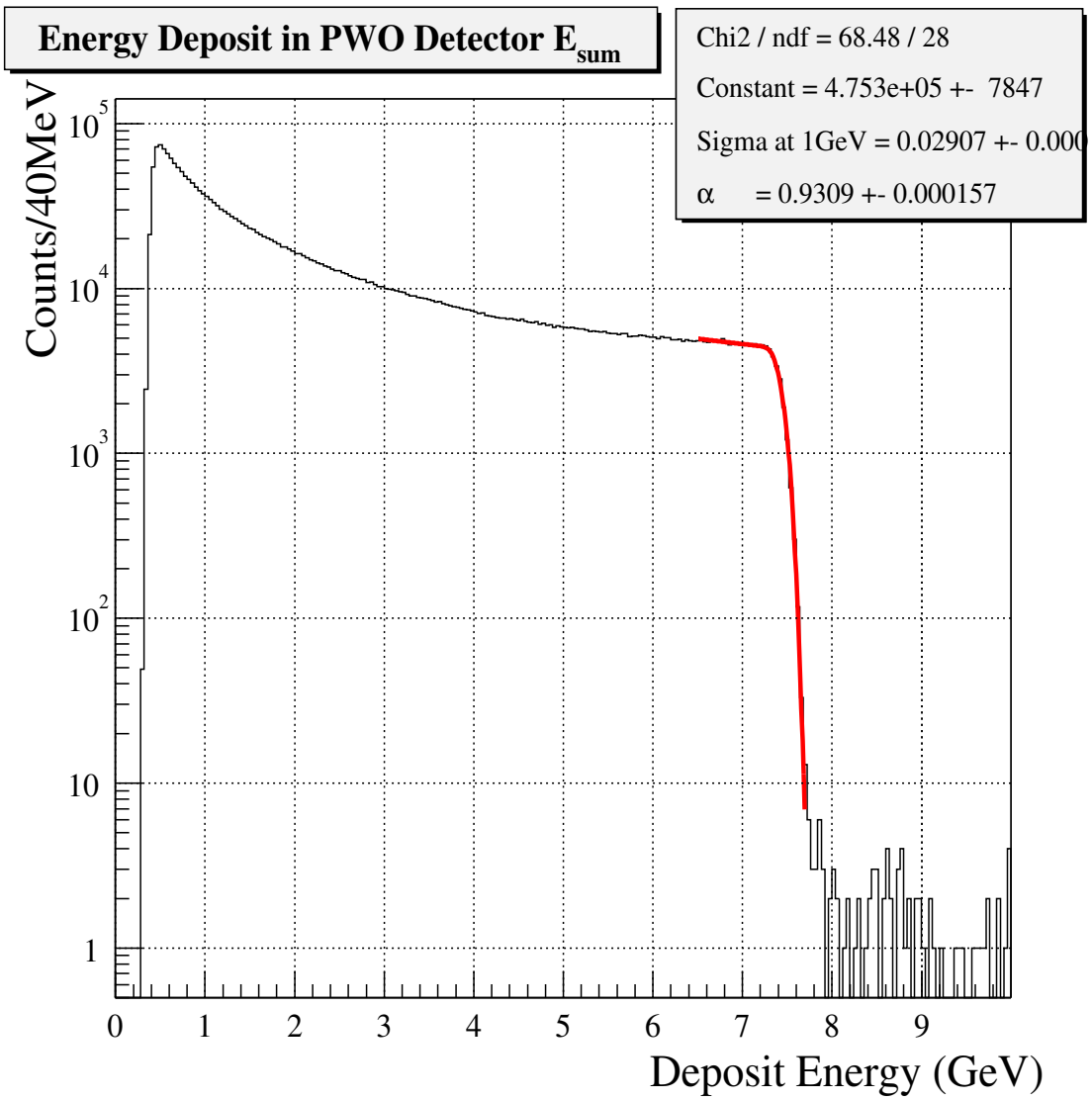


図 6.7: 0∼8GeV のガス制動放射光が検出器に入射した際、PWO 検出器に吸収されるエネルギーの分布。実線の関数は式 (6.4) でフィットさせた結果である。(BL11XU,'99.6,run3300)

6.4 PWO 検出器の位置分解能

ここでは、BL11XU('99.6)、BL11XU('98.12) および BL46XU('99.3) における測定結果から、PWO 検出器固有の位置分解能について議論する。

6.4.1 入射位置とエネルギー重心との関係

PWO それぞれに付与されたエネルギーから入射 γ の位置を決定する手段として、エネルギー重心を用いる方法がある。このエネルギー重心は、i 番目の PWO に与えられたエネルギーを E_i、各クリスタル中心座標をそれぞれ x_i、y_i とすると、

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{9} x_i E_i}{\sum_{i=1}^{9} E_i} \tag{6.7}$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^{9} y_i E_i}{\sum_{i=1}^{9} E_i} \tag{6.8}$$

とそれぞれ表すことができる。

図 6.8 に、γ 入射位置を $-y$ 方向に 0mm,1mm,3mm,5mm,7mm,9mm,10mm,11mm とずらしていった場合のエネルギー重心を示す。

計算されたエネルギー重心から、適当な解析関数を用いて実際の入射位置を求める。この関数は、経験的に次の式で書き表される。

$$x_{\mathrm{nominal}} = A \tan^{-1}(B\bar{x}) \tag{6.9}$$

ここで、$x_{nominal}$ は補正の結果得られる入射位置であり、A、B は任意の定数である。

図 6.8 の結果を、式 6.9 の逆関数である、

$$\bar{x} = A' \tan(B' x_{\mathrm{real}}) \tag{6.10}$$

にフィットさせた結果、A'、B' は

$$A' = 2.615 \tag{6.11}$$

$$B' = 0.1315 \tag{6.12}$$

$$\therefore \bar{x} = 2.615 \tan(0.1315 x_{real}) \tag{6.13}$$

となる。これを図 6.9 に示す。

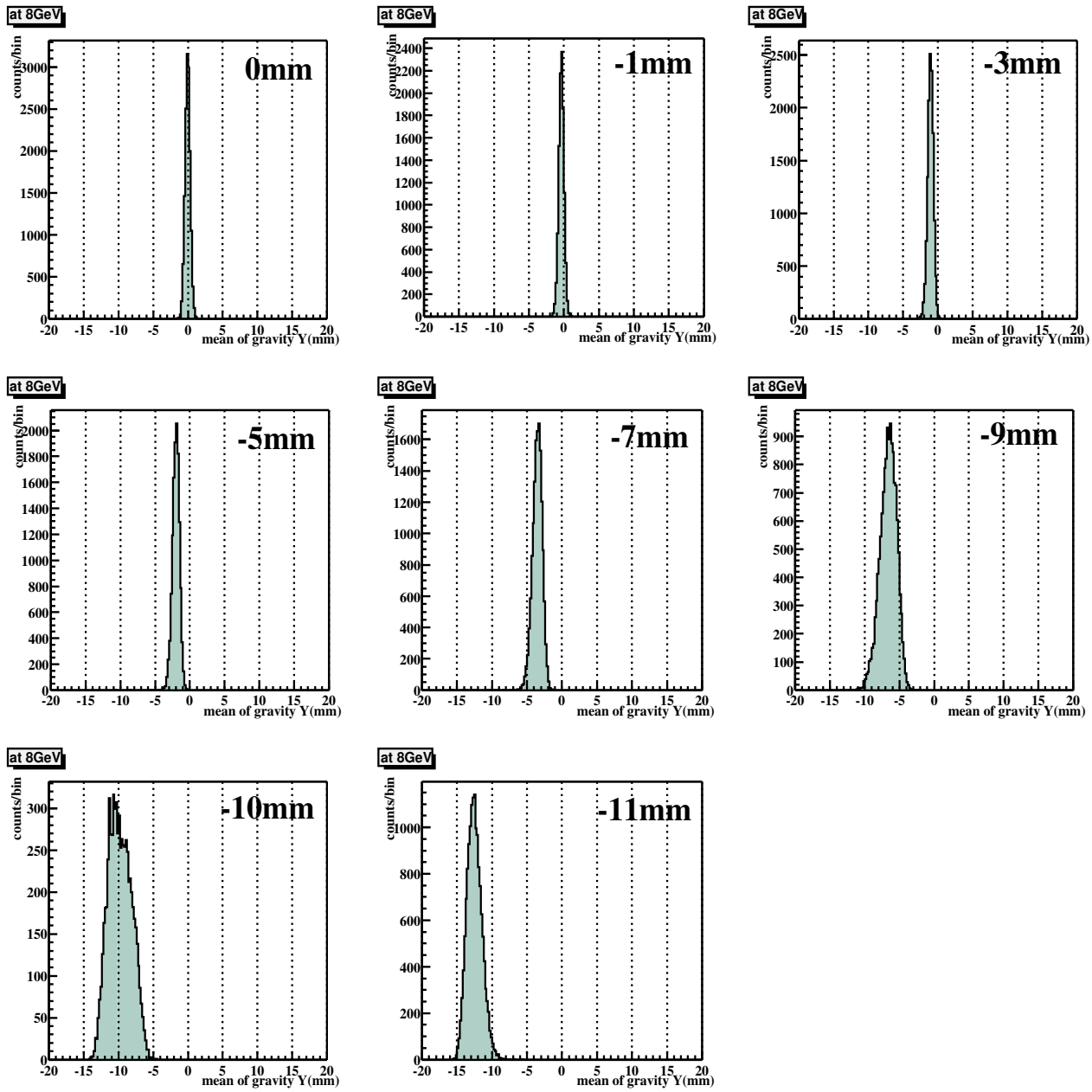


図 6.8: 8GeV 光子に対する PWO のエネルギー重心スペクトル。入射 γ を y 方向について 0mm,-1mm-3mm,-5mm,-7mm,-9mm,-10mm,-11mm と移動させたデータ。(BL11XU,'98.12)

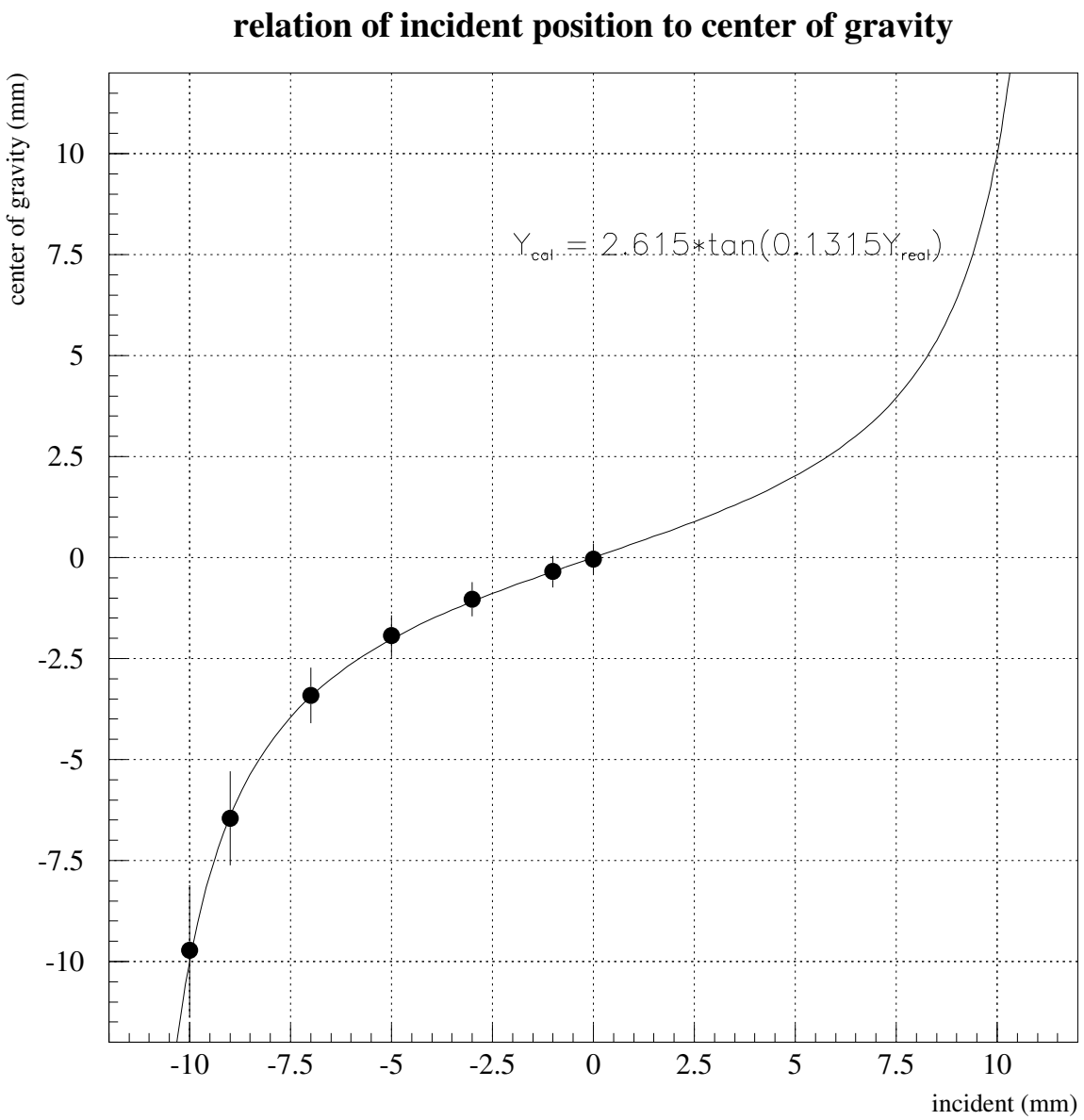


図 6.9: 光子エネルギー 8GeV に対する実際の入射位置とエネルギー重心の関係。縦軸がエネルギー重心 (mm)、横軸が入射位置 (mm) を表している。図中の黒点は BL11XU での測定結果であり、実線は式 (6.10) でフィットさせた結果を表している。(BL11XU,'98.12)

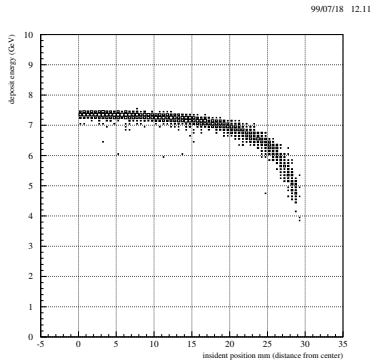


図 6.10: 2cm×2cm×20cm の PWO9 本 (実際のセットアップと同じ) に対する、エネルギー付与の入射位置依存性。横軸は実際の光子入射位置であり、0mm は検出器中心、30mm は検出器境界に対応する。(EGS4 による計算結果)

式 6.13 は、同じセグメントで分けられたクリスタルが無限に配置されている場合にどこでも成り立つ。しかし今の場合、2cm×2cm のクリスタルが 3×3 個の計 9 個だけであるので、中心クリスタルの領域、すなわち -10cm$\leq\ x, y\ \leq$10cm で有効である。これは、入射位置が中心から離れるに従って、PWO に付与されるエネルギー、すなわち $\sum E_i$ の位置依存性が大きくなるためである。この関係を図 6.10 に示す。

従って、中心クリスタル領域以外にも適応される関数を考える必要がある。残念ながらこの領域での測定データは得られていないので、モンテカルロシミュレーションにより決定した。

図 6.11 にシミュレーション結果を示す。入射エネルギーは 8GeV で、-30mm から 30mm までの領域に一様に光子を入射させた場合のエネルギー重心である。図から分かるように、周りのクリスタル領域では明らかに式 6.13 は当てはまらない。そこでクリスタル境界を中心とする次の様な関数を考える。

$$\bar{x} = A' \tan^{-1}(B'(x_{\rm real} + 10) - 10 \quad -30 \leq x_{\rm real} \leq -10 \tag{6.14}$$

$$\bar{x} = A' \tan^{-1}(B'(x_{\rm real} - 10) + 10 \quad 10 \leq x_{\rm real} \leq 30 \tag{6.15}$$

図 6.11 の中心クリスタル外の領域に、この関数を実線で示した。

これまでの議論から、エネルギー重心から補正された入射位置を求めるための関数として、

$$x_{\rm nominal} = 2.6267 \tan\{0.15776(\bar{x} + 10)\} - 10 \tag{6.16}$$

$$x_{\rm nominal} = 7.605 \tan^{-1}(0.3824\bar{x}) \tag{6.17}$$

$$x_{\rm nominal} = 2.6267 \tan\{0.15776(\bar{x} - 10)\} + 10 \tag{6.18}$$

この関数を図 6.12 に示す。

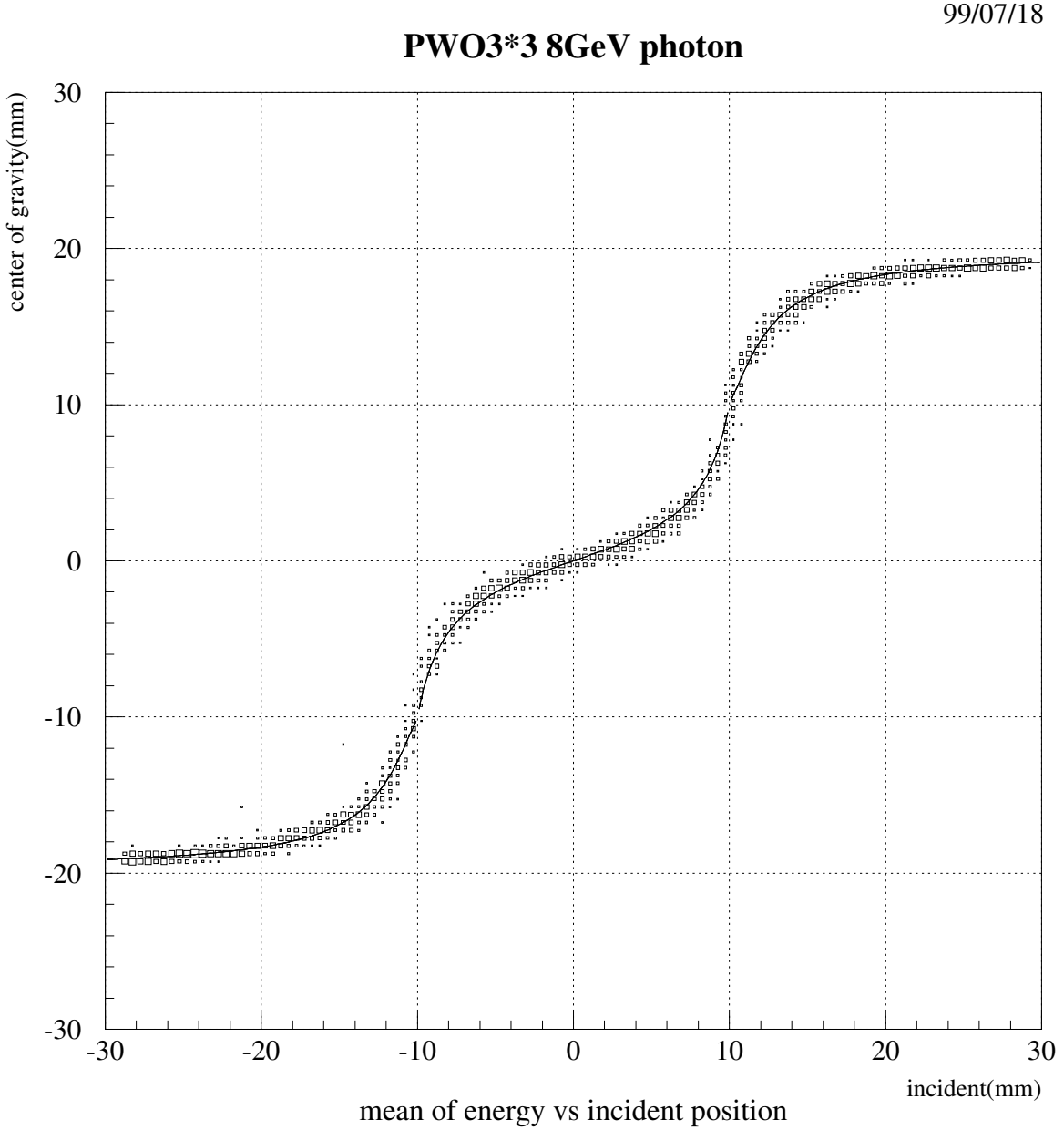


図 6.11: 8GeV 光子に対する入射位置とエネルギー重心の関係。プロットは入射位置を-30(mm) から 30(mm) までの一様な乱数として PWO 検出器に入射させ、得られたエネルギー重心の分布である (EGS4 の計算による)。また、図中の実線 (-10mm$\leq x \leq$10mm の領域) は式 (6.13) において求められた関数である。一方、破線 ($x \leq -10$mm,10mm$\leq x$ の領域) は EGS4 の計算結果に基づくものである (式 6.14,6.15)。

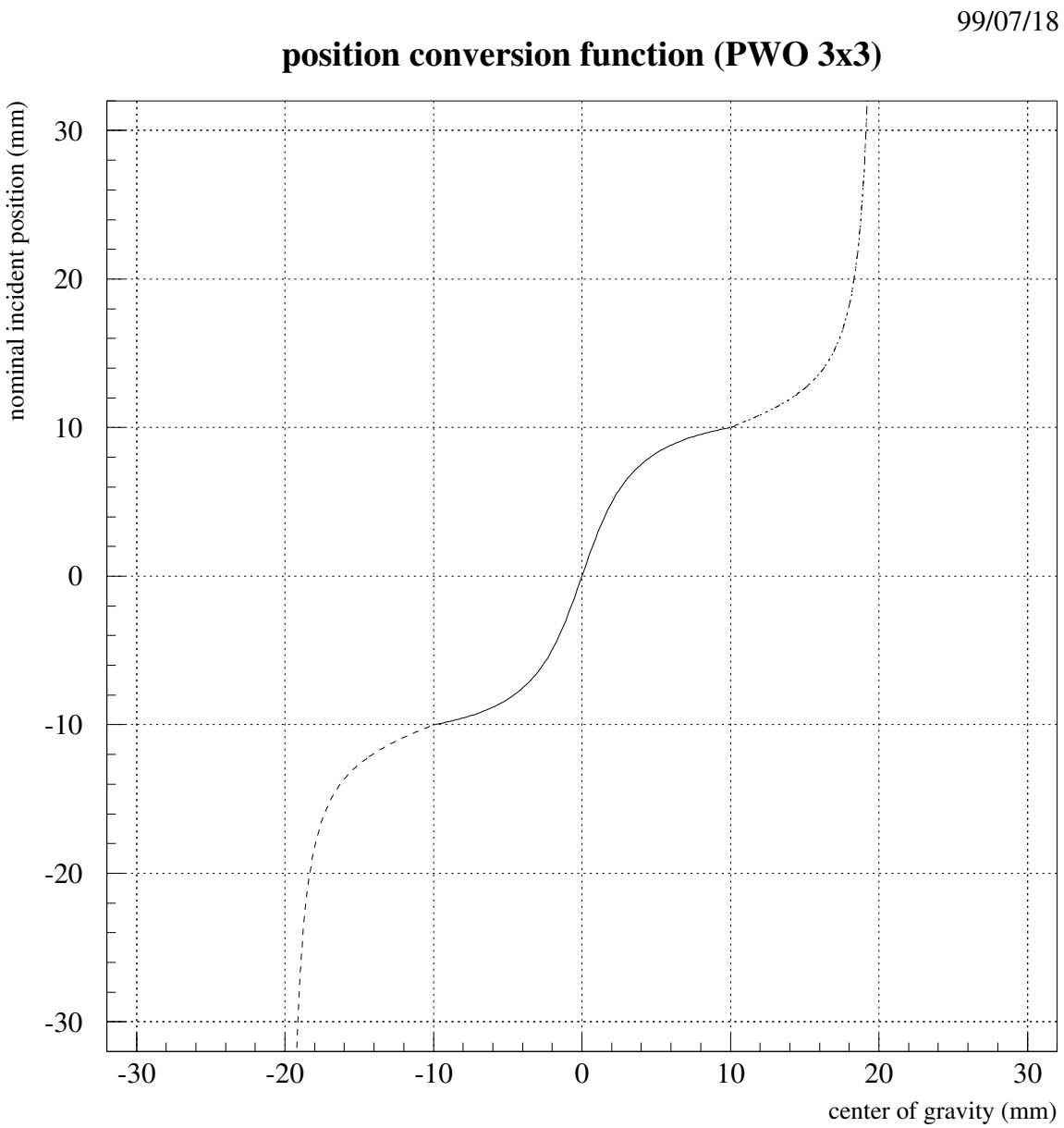


図 6.12: PWO 検出器の 8GeV 光子に対するエネルギー重心-入射位置変換関数。この関数は図 6.11 実線の逆関数である。実線は BL11XU('98.12) での測定結果から得られたものであり、破線は EGS4 のシミュレーション結果。エネルギー重心で $|x| \geq 20\mathrm{mm}$ の範囲で誤った値を返すが、本実験ではビームが検出器全体に広がっていないと考え、測定結果に影響は無いと仮定する。

6.4.2 位置分解能

BL11XU および BL46XU での測定における簡単な配置図を図 6.13 に表す。
高エネルギー制動放射光の平均放出角は、

$$\bar{\theta_\gamma} \approx \frac{mc^2}{E} \tag{6.19}$$

と近似できる。従って、ゼロエミッタンスの 8GeV 蓄積電子の場合、平均放出角度は $63.9(\mu\mathrm{rad})$ である。図 6.13 から、XY-slit の位置では $3.79\mathrm{mm}\phi$ に相当した広がりになる。実際には、電子はある発散角度を持っているためさらに広がり、XY-slit の面積 $(1\times1\mathrm{mm}^2)$ に比べ十分広く分布していると考えられる。そこで、XY-slit によってカットされた制動放射光の空間分布を、矩形分布として近似する。[-1,1] の矩形分布に対する分散 σ^2 は、

$$\begin{aligned}
\sigma^2 &= \lim_{N\to\infty} \frac{\sum_{n=1}^{N} n^2}{N^2} && (6.20)\\
&= \lim_{N\to\infty} \frac{1}{6}(1+\frac{1}{N})(2+\frac{1}{N}) && (6.21)\\
&= \frac{1}{3} && (6.22)\\
\sigma &= \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0.577 && (6.23)
\end{aligned}$$

となるので、XY-slit における制動放射の広がり σ_{slit} はスリット幅が $\pm0.5\mathrm{mm}$ であることを考慮すると、

$$\sigma_{\mathrm{slit}} = 0.577\times0.5(\mathrm{mm}) \ = 0.289\ (\mathrm{mm}) \tag{6.24}$$

になる。PWO 前面においては図 6.13 により、

$$\sigma_{\mathrm{beam}}(\mathrm{ID}) = 0.344(\mathrm{mm})$$

が XY-slit$1\times1\mathrm{mm}^2$ における挿入光源点で発生したガス制動放射光の広がりとなる。この値は蓄積リング直線部の中心で反応した場合に対するものであるが、相互作用の位置により、

$$0.332\mathrm{mm} \le \sigma_{\mathrm{beam}} \le 0.366\mathrm{mm}$$

の範囲をとる。相互作用点が直線部で一様であるとした場合の寄与も含めると、ガス制動放射光の PWO の位置に置ける広がりは、

$$\sigma_{\mathrm{beam}} = 0.345 \pm 0.008(\mathrm{mm}) \tag{6.25}$$

となる。

ここまでは BL11XU('98.12) でのセットアップについて議論してきた。同様に BL46XU('99.3)、BL11XU('99.6) についてもまとめると、表 6.4 の様になる。

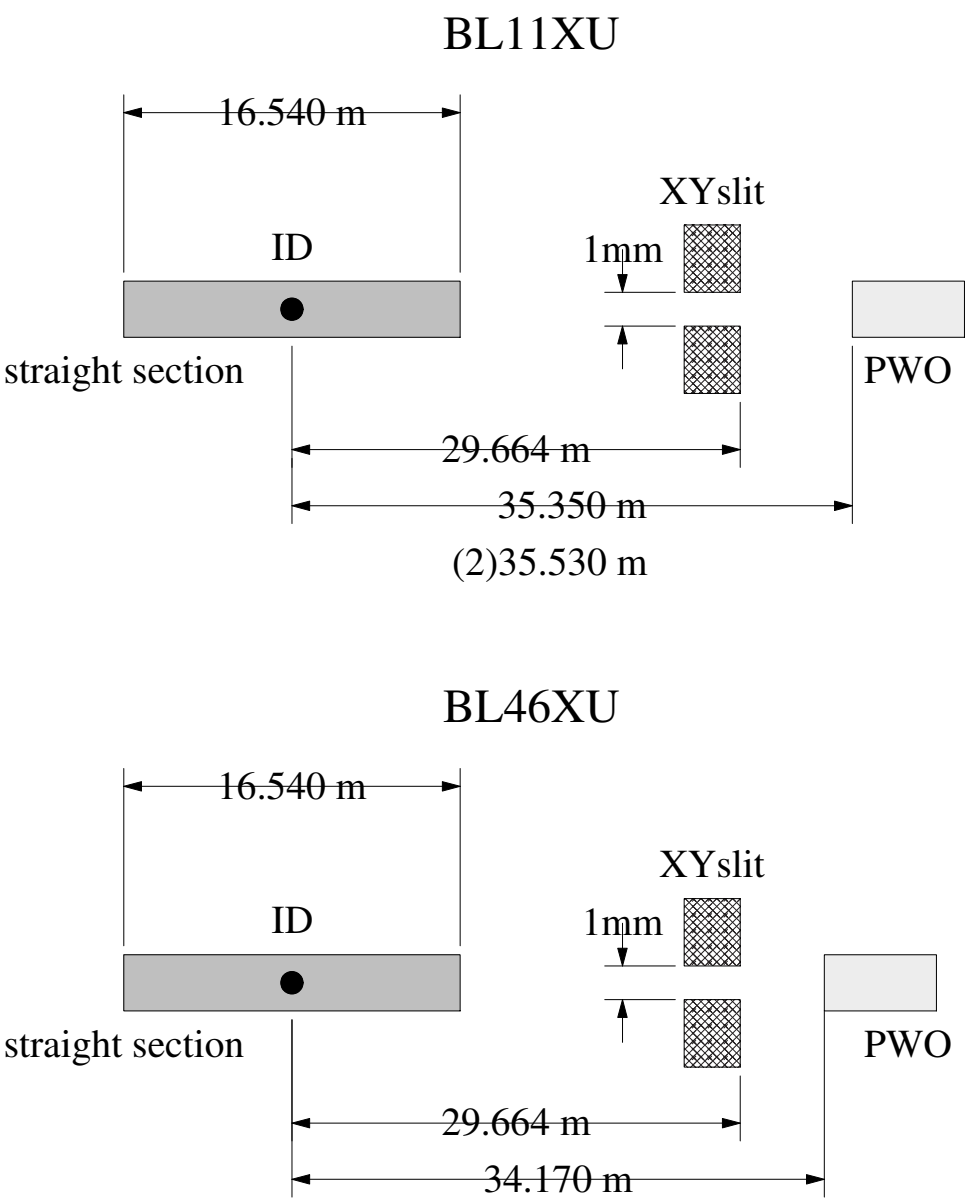


図 6.13: 計 3 回のガス制動放射光を用いた実験時における、蓄積リング直線部、XY-Slit および PWO の位置関係。(上)BL11XU での測定 ('98.12)('99.6)。図中の (2) は ('99.6) における実験時の位置関係を表す。(下)BL46XU('99.3) における位置関係

Beam line	ID-XYslit(m)	ID-PWO(m)	BeamSize at PWO(mm)	up(mm)	down(mm)
BL11XU('98.12)	29.664	35.350	0.345±0.009	0.332	0.366
BL46XU('99.3)	29.664	34.170	0.333±0.008	0.323	0.350
BL11XU('99.6)	29.664	35.530	0.347±0.010	0.334	0.368

表 6.4: XYslit $1\times1\mathrm{mm}^2$ での PWO 前面における制動放射光の広がり。ここで ID は挿入光源が置かれている位置、即ち相互作用領域の中心を意味する。また、up および down はそれぞれ相互作用領域の最上流、最下流においてガス制動放射光が発生した場合の広がりである。

位置分解能のエネルギー依存性

図 6.14 および図 6.15 に、BL11XU('99.6) における XY-slit の開口幅が $1\times1\mathrm{mm}^2$ の場合の位置分布のエネルギー依存を、x、y それぞれについて示した。

図 6.14,6.15 のガウスフィットで得られた標準偏差 σ は、実際に測定された入射位置分布の広がりであり、これを σ_{obs} とすれば、

$$\sigma_{\mathrm{obs}}^2 = \sigma_{\mathrm{beam}}^2 + \sigma_{\mathrm{PWO}}^2 \tag{6.26}$$

と表すことができる。ここで σ_{beam} は PWO の位置における制動放射光の広がり、σ_{PWO} は PWO 検出器固有の位置分解能である。従って、制動放射光のサイズ σ_{beam} と観測された σ_{obs} が分かっていることから、

$$\sigma_{\mathrm{PWO}} = \sqrt{\sigma_{\mathrm{obs}}^2 - \sigma_{\mathrm{beam}}^2} \tag{6.27}$$

を用いて、PWO 検出器固有の位置分解能を求めることができる。図 6.14 および図 6.15 のガウスフィットにより各エネルギーごとの σ_{obs} が計算される。式 (6.27) を用い、検出器固有の位置分解能を計算した結果を表 6.6 から 6.8 に示す。

制動放射光のエネルギーが高くなるにつれ、位置分解能が良くなる傾向が読みとれる。これは主に PWO 内で発生する電磁シャワー数による寄与である。PWO 内部で生成されるシャワー粒子数は、入射光子エネルギーに比例するため、p_0 を定数とすると、一般に位置分解能は $1/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ で良くなる。

また、シャワーおよび光電子数の統計以外にも位置分解能 σ_x を劣化させるその他の影響もあると考えられる。そこで入射エネルギーと位置分解能を次のような関数を表してみる。

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\right)^2 + b^2 \tag{6.28}$$

ここで第 1 項は、得られた光電子数の統計による寄与、第 2 項はシャワーの浸みだしに起因し検出器形状によって決まる定数項である。一般にこの表現はエネルギー分解能 σ_E/E の場合に用いられるわけであるが、位置分解能も結局はこれらの項に影響を受けると考えることができる。

BL11XU('99.6) での測定の場合、この関係をグラフにプロットしたものを図 6.18 に示す。a,b,c はそれぞれ

	a	b
x	2.699±0.005	0.502±0.006
y	2.590±0.004	0.407±0.007

となり、第 1 項のノイズ項は無視でき、BL11XU('99.6) の測定においては、以下のような PWO 固有の位置分解能と入射光子エネルギーの関係を得た。

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{(2.699\pm0.005)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\right)^2 + (0.502\pm0.006)^2 \tag{6.29}$$

$$\sigma_y^2 = \left(\frac{(2.590\pm0.004)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\right)^2 + (0.407\pm0.007)^2 \tag{6.30}$$

γ energy	1GeV	2GeV	3GeV	4GeV
σ_x(mm)	2.67±0.08	1.92±0.04	1.59±0.02	1.38±0.01
σ_y(mm)	2.61±0.03	1.87±0.04	1.54±0.02	1.35±0.01
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
σ_x(mm)	1.26±0.01	1.14±0.01	1.06±0.01	1.03±0.01
σ_y(mm)	1.22±0.03	1.11±0.02	1.05±0.02	1.01±0.03

表 6.5: 各エネルギーに対する PWO 検出器位置分解能。上図および下図はそれぞれ x,y 方向に対応する。

同様の解析を BL11XU('98.12) および BL46XU('99.3) での測定結果に対しても行った。その図を BL11XU('98.12) に関しては p.150 に、BL46XU('98.3) に関しては p.151 に示す。

各実験データ間には統計誤差範囲外で若干の差があるが、これは主にエネルギー校正による系統的な誤差と考えられる。そこで BL11XU('98.12)、BL46XU('98.3)、BL11XU('99.6) の実験で得られた位置分解能のデータを平均すると、表 6.5 に様にまとめられ、式 6.28 で表すと、

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{(2.66 \pm 0.03)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\right)^2 + (0.38 \pm 0.04)^2 \tag{6.31}$$

$$\sigma_y^2 = \left(\frac{(2.58 \pm 0.03)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\right)^2 + (0.38 \pm 0.05)^2 \tag{6.32}$$

となる。

これらの測定データのうち、y 方向に関する位置分解能をまとめたものを図 6.19 に載せる。図中には、同じ PWO 検出器について高エネルギー加速器研究機構田無分室の電子シンクロトロンを用いた 0.2∼1.0GeV のビームテストの結果も示した。

2 つの実験データはほぼ完全に一致している。PWO クリスタルのシンチレーション発光効率は、温度による依存性を持っており、発光量は温度とともに-2%/^{o}C で減少することが報告されている [3]。

今回ガス制動放射光を用いたビームテストでは PWO 検出器の光電子増倍管付近で 25∼26^{o}C 程度であるが、電子ビームを用いた実験においては 12∼ 14^{o}C でその差は 10^{o}C 程度である。従って位置分解能は今回の実験データの方が 10%悪くなるはずである。しかしながら実験結果からはこの差は見られなかった。

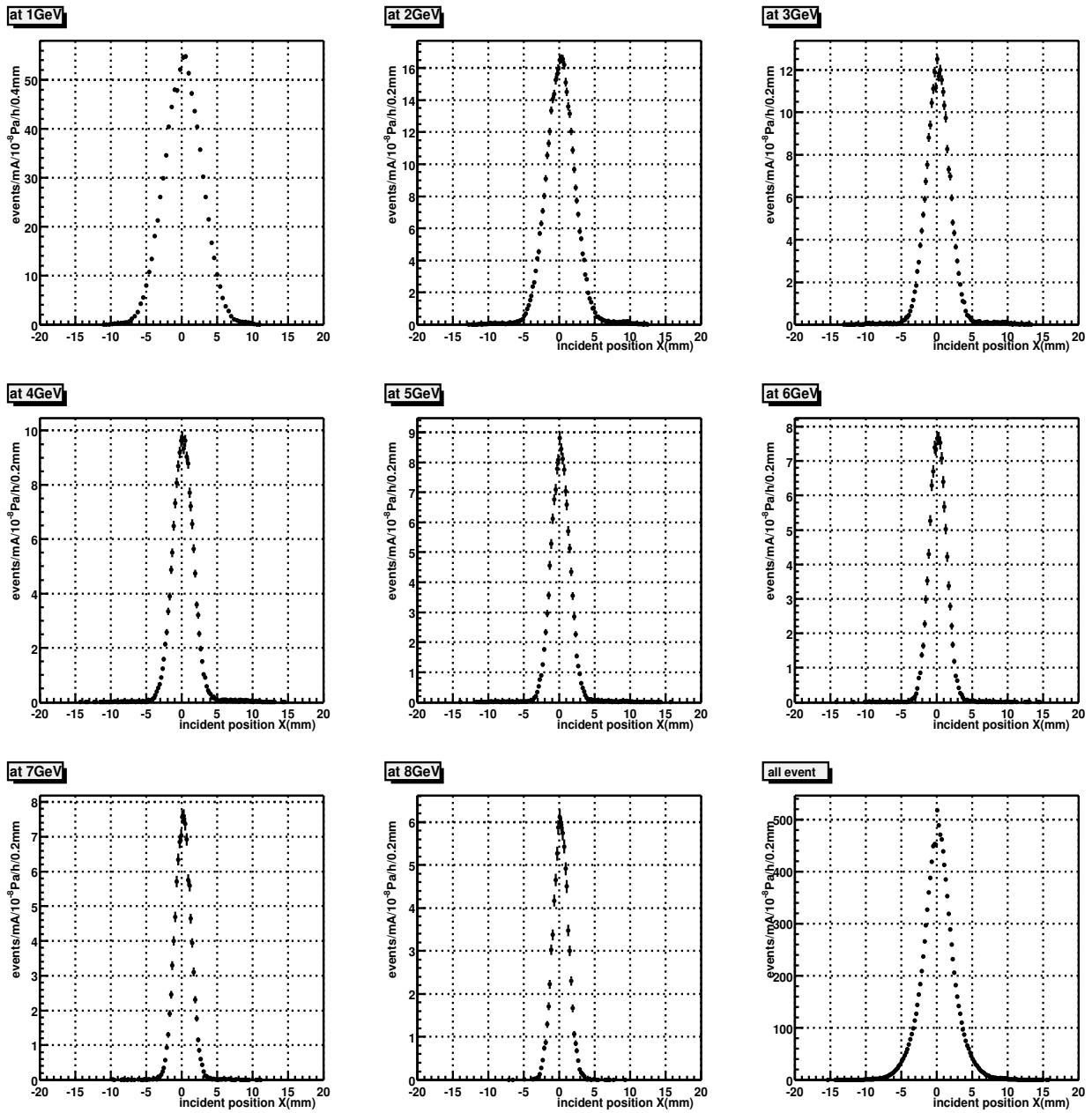


図 6.14: XY-slit $1\times1\mathrm{mm}^2$ における x 分布のエネルギー依存性。エネルギーは $\pm100\mathrm{MeV}$bin のイベント。縦軸は $\mathrm{events/mA/10^{-8}Pa/h}$ に規格化している。(BL11XU,'99.6)

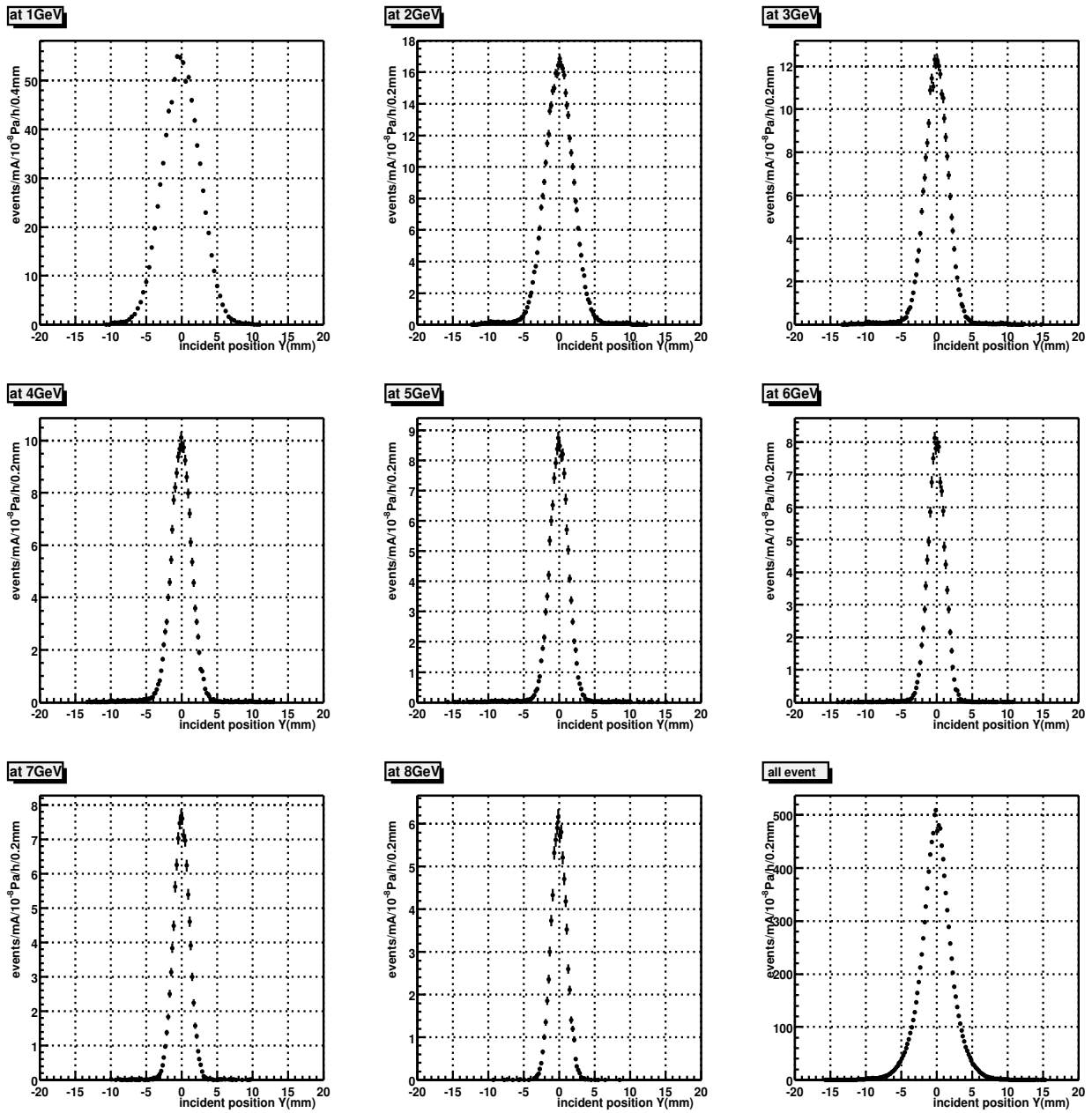


図 6.15: XY-slit $1\times1\mathrm{mm}^2$ における y 分布のエネルギー依存性。エネルギーは $\pm100\mathrm{MeV}$bin のイベント。縦軸は $\mathrm{events/mA/10^{-8}Pa/h}$ に規格化している。(BL11XU,'99.6)

γ energy		2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)		0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)		1.906±0.005	1.609±0.002	1.414±0.001
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)		1.875±0.005	1.572±0.003	1.371±0.002
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.278±0.001	1.186±0.001	1.117±0.001	1.074±0.001
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.231±0.003	1.135±0.003	1.062±0.003	1.017±0.003

γ energy		2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)		0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)		1.860±0.002	1.561±0.003	1.384±0.002
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)		1.828±0.003	1.522±0.004	1.340±0.003
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.236±0.002	1.143±0.002	1.087±0.004	1.035±0.002
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.187±0.003	1.090±0.004	1.031±0.005	0.976±0.004

表 6.6: 各エネルギーに対する PWO 検出器位置分解能。上図および下図はそれぞれ x,y 方向に対応する。(BL11XU,'98.12)

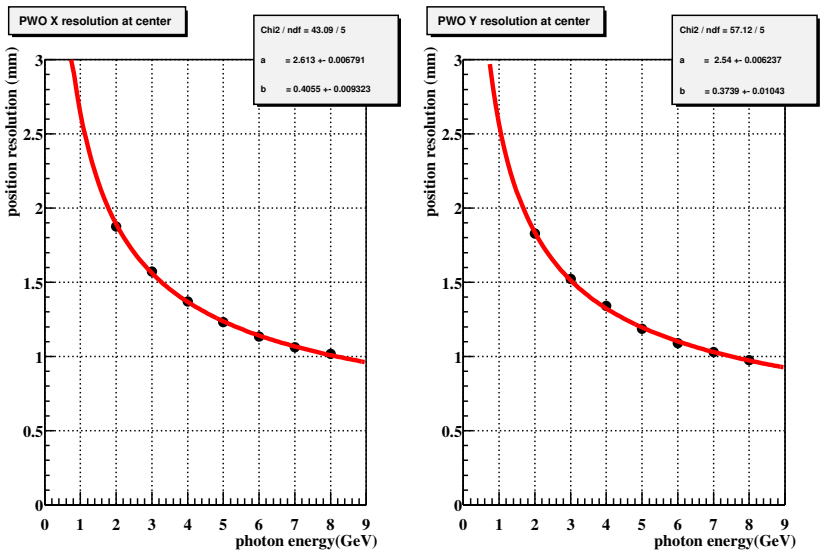


図 6.16: 検出器中心における位置分解能のエネルギー依存性。データは表 6.6 に基づく。実実線の関数は式 (6.28) である。(BL11XU,'98.12)

γ energy	1GeV	2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	2.740±0.014	1.986±0.003	1.644±0.006	1.433±0.004
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	2.720±0.014	1.958±0.003	1.610±0.006	1.394±0.005
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.302±0.003	1.197±0.004	1.122±0.009	1.100±0.007
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.259±0.004	1.150±0.005	1.071±0.010	1.048±0.008

γ energy	1GeV	2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	2.660±0.005	1.938±0.009	1.594±0.009	1.401±0.007
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	2.639±0.005	1.909±0.009	1.559±0.009	1.361±0.007
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009	0.333±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.285±0.006	1.179±0.004	1.120±0.004	1.082±0.003
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.241±0.007	1.131±0.005	1.069±0.005	1.029±0.004

表 6.7: 各エネルギーに対する PWO 検出器位置分解能。上図および下図はそれぞれ x,y 方向に対応する。(BL46XU,'99.3)

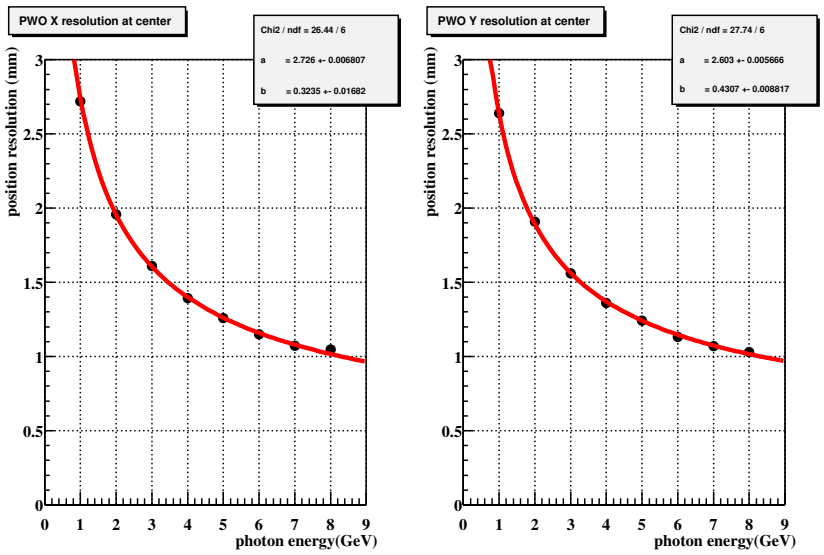


図 6.17: 検出器中心における位置分解能のエネルギー依存性。データは表 6.7 に基づく。実線の関数は式 (6.28) である。(BL46XU,'99.3)

γ energy	1GeV	2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	2.636±0.005	1.950±0.005	1.627±0.003	1.421±0.006
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	2.613±0.005	1.919±0.004	1.590±0.007	1.378±0.006
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.293±0.005	1.199±0.003	1.113±0.002	1.084±0.001
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.246±0.004	1.148±0.004	1.058±0.003	1.027±0.003

γ energy	1GeV	2GeV	3GeV	4GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	2.613±0.006	1.917±0.001	1.586±0.003	1.392±0.002
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	2.590±0.006	1.885±0.002	1.548±0.004	1.348±0.003
γ energy	5GeV	6GeV	7GeV	8GeV
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010	0.347±0.010
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.273±0.002	1.170±0.002	1.110±0.001	1.084±0.001
$\sigma_{\rm PWO}$(mm)	1.225±0.004	1.117±0.004	1.054±0.003	1.027±0.004

表 6.8: 各エネルギーに対する PWO 検出器位置分解能。上図および下図はそれぞれ x,y 方向に対応する。(BL11XU,'99.6)

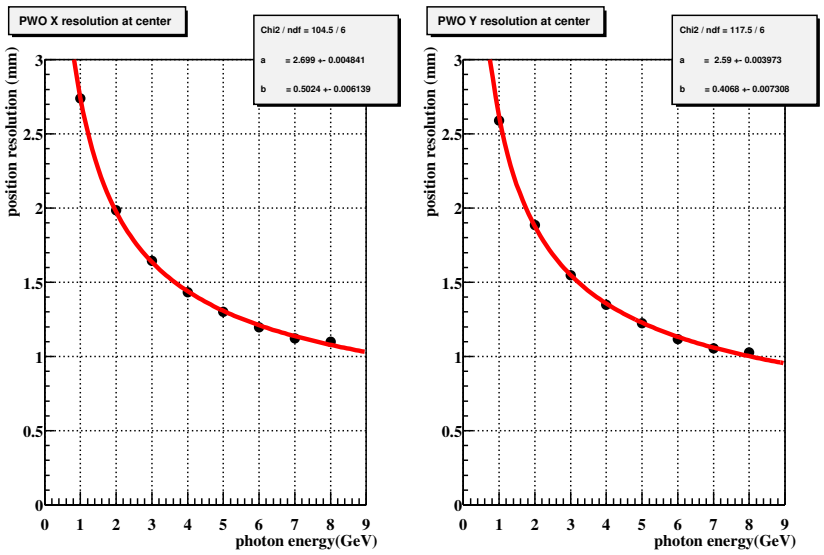


図 6.18: 検出器中心における位置分解能のエネルギー依存性。データは表 6.8 に基づく。実線の関数は式 (6.28) である。(BL11XU,'99.6)

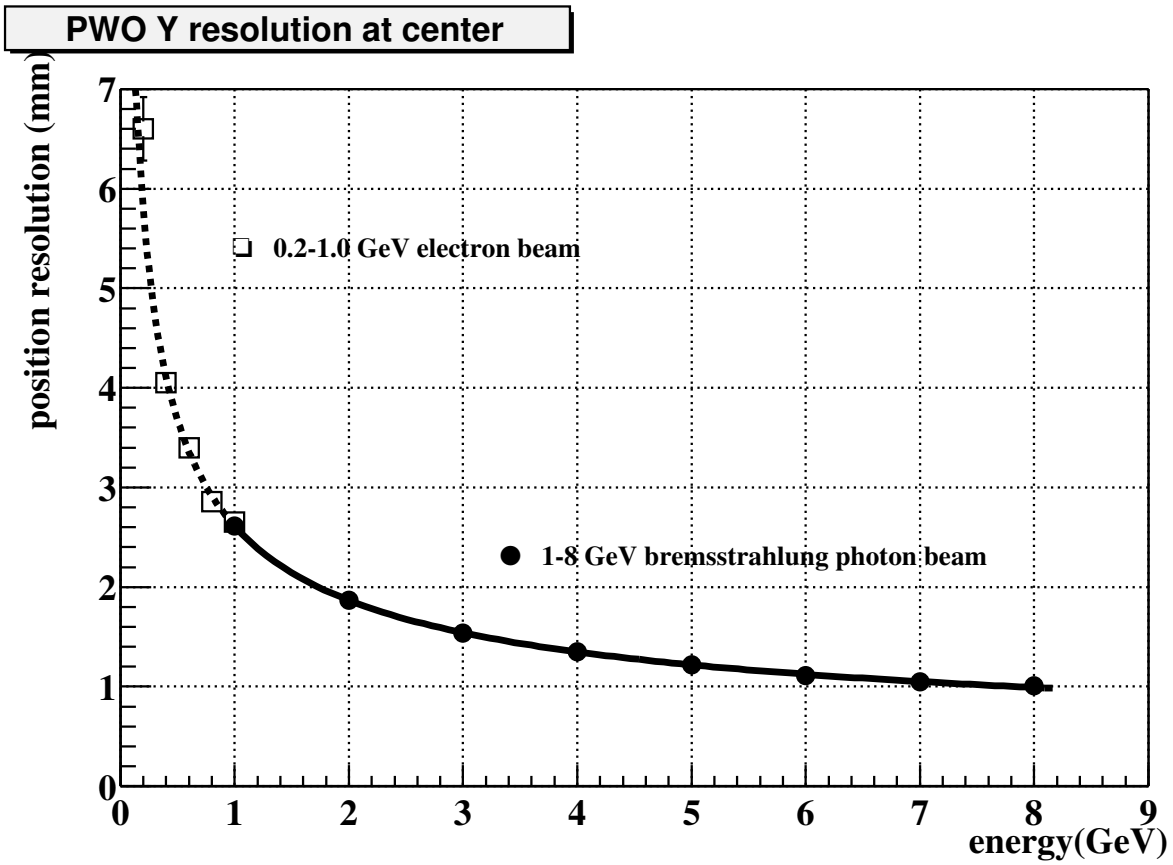


図 6.19: PWO 検出器の y 方向に対する位置分解能。• : 8GeV までのガス制動放射光での測定結果。データは表 6.5 に基づく。□ : 核研の ES における電子ビームを用いたテスト実験の結果。図中の実線および破線は、各データを式 6.28 の関数でフィットした結果である。

PWO 位置分解能の入射位置依存性

前節では位置分解能を、入射光子のエネルギーに関して述べてきた。ここでは、入射光子エネルギーが一定の場合、入射位置が PWO 中心からずれるにしたがってどのように位置分解能が変化するか議論する。このセクションで用いたデータは、BL11XU('98.12) での測定結果である。

図 6.20 には、ビーム入射位置を x 中心に保ち、y 方向に対して 0mm,-3mm,-7mm,-10mm と移動させた場合の光子エネルギーと測定位置の 2 次元強度分布を示す。

入射位置 y=–7mm、y=-10mm の場合、検出器中心入射の場合と異なり、低エネルギー側で強度分布が入射位置軸に対して非対称になっている。これはデータ収集のためのトリガー信号として中心クリスタルからの信号を用いているためである。隣のクリスタルに対するエネルギー付与が増えるに従い、低エネルギー光子による信号が高エネルギー光子のそれに比べ、相対的にディスクリミネータの閾値を越えにくくなる。従って、エネルギー 2、3GeV 付近のデータはトリガーによって抑制され非対称の強度分布を示してしまう。

また、図 6.21 から図 6.27 までに、ビーム入射位置を PWO 検出器中心から y 方向に数 mm 間隔で動かした場合の、観測された入射位置の 1 次元分布を示す。各図は、入射光子エネルギー 1±0.1GeV ごとに区切ったものである。

この結果をまとめたものが、表 6.9 であり、これを図 6.28 および図 6.29 に示した。

この図の中で、黒丸が PWO の位置分布スペクトルのガウスフィットから得た $\sigma_{\rm obs}$ であり、白丸はこれからビームの広がりを差し引いた PWO 固有の位置分解能 $\sigma_{\rm PWO}$ である。全てのエネルギー領域において、中心クリスタルの境界に近付くに従い、位置分解能が良くなる傾向にあることが分かる。これは、検出器内でのシャワーの広がりが、2 つのクリスタルにより共有されるようになると、シャワー粒子の統計的な変動に位置分解能が影響されにくくなるためである。

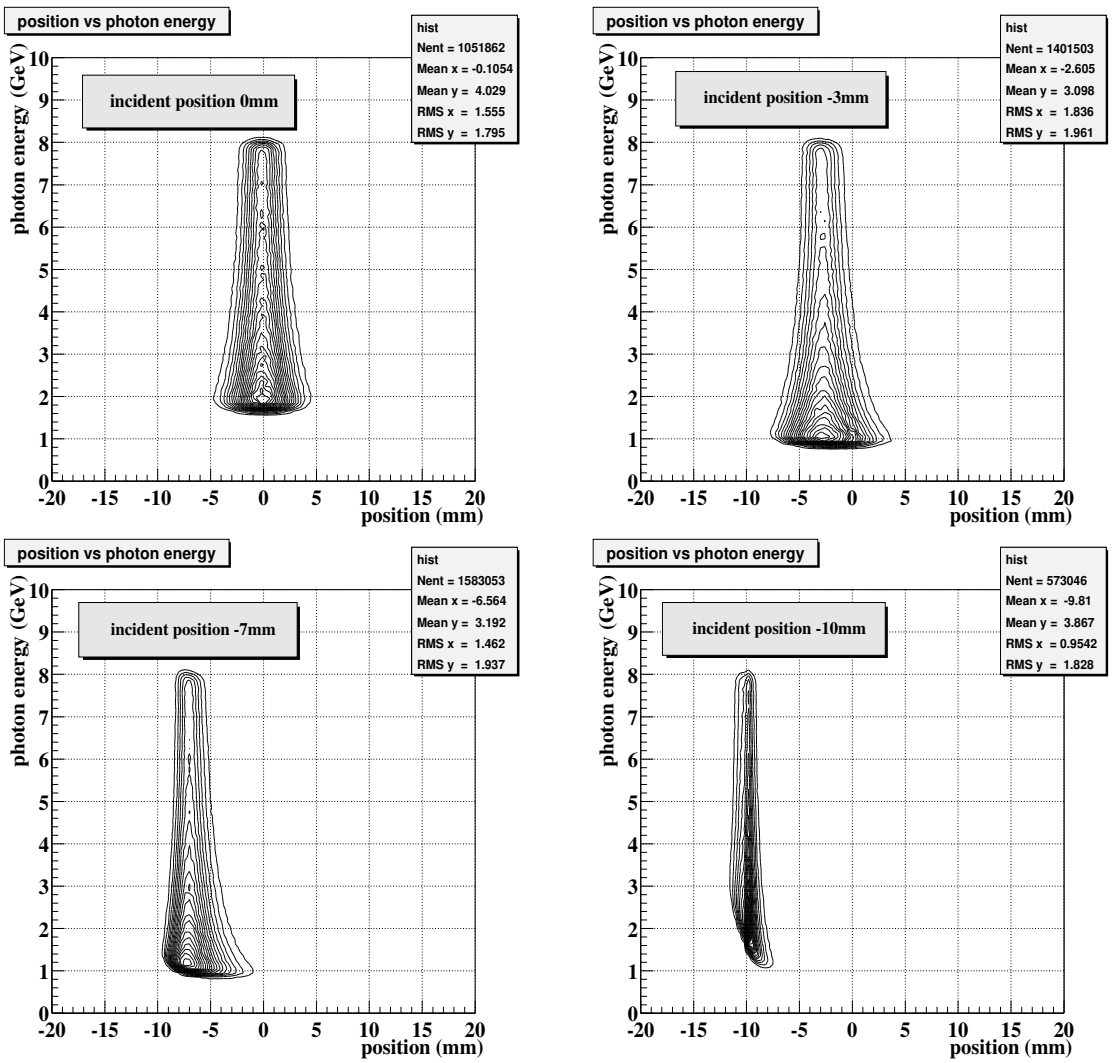


図 6.20: 0mm,-3mm,-7mm,-10mm のそれぞれに入射した場合の、ガス制動放射光のエネルギーと測定位置の 2 次元強度分布。0mm 入射のデータは他のものとディスクリミネータの閾値が異なる。

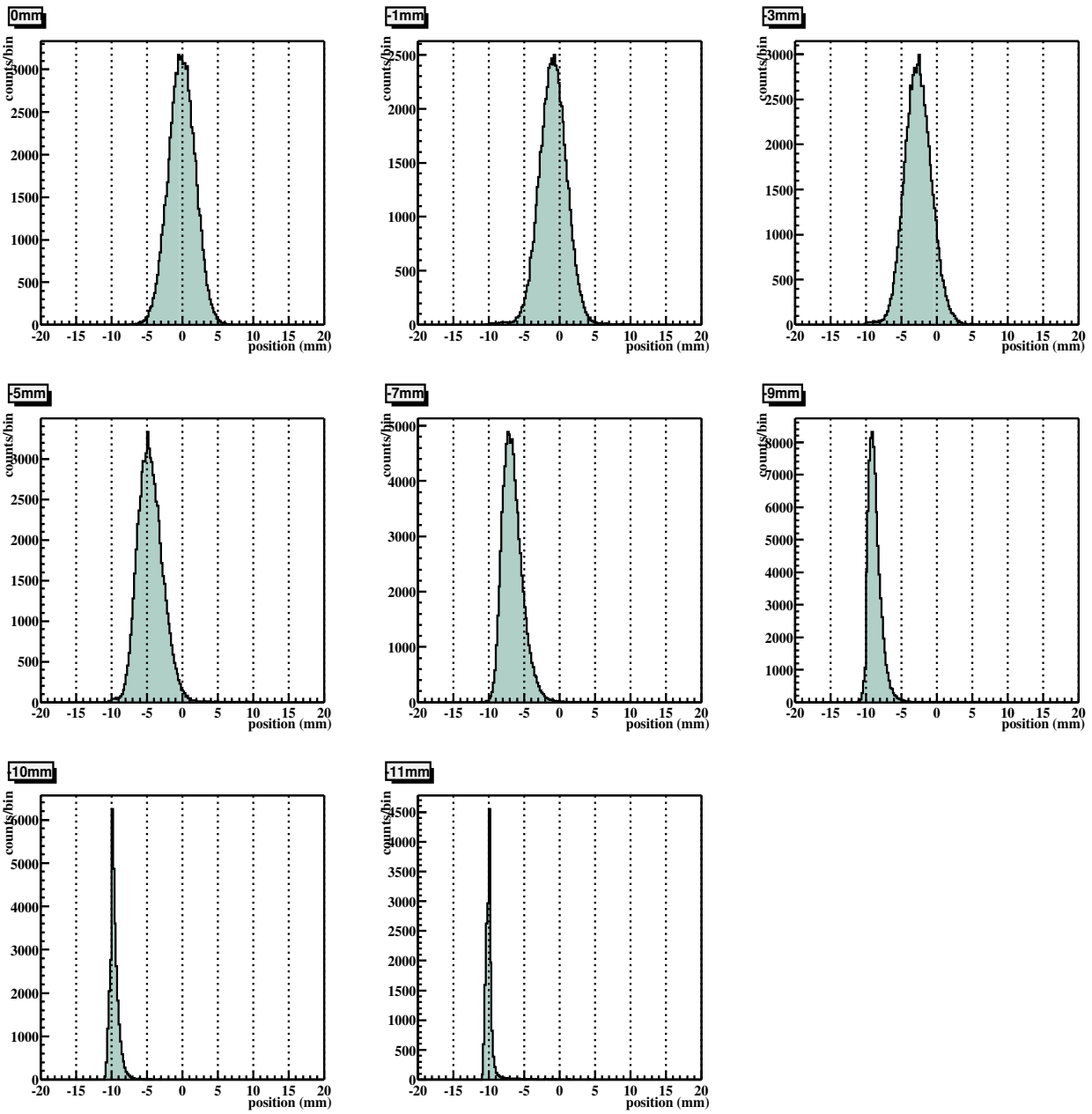


図 6.21: 2GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

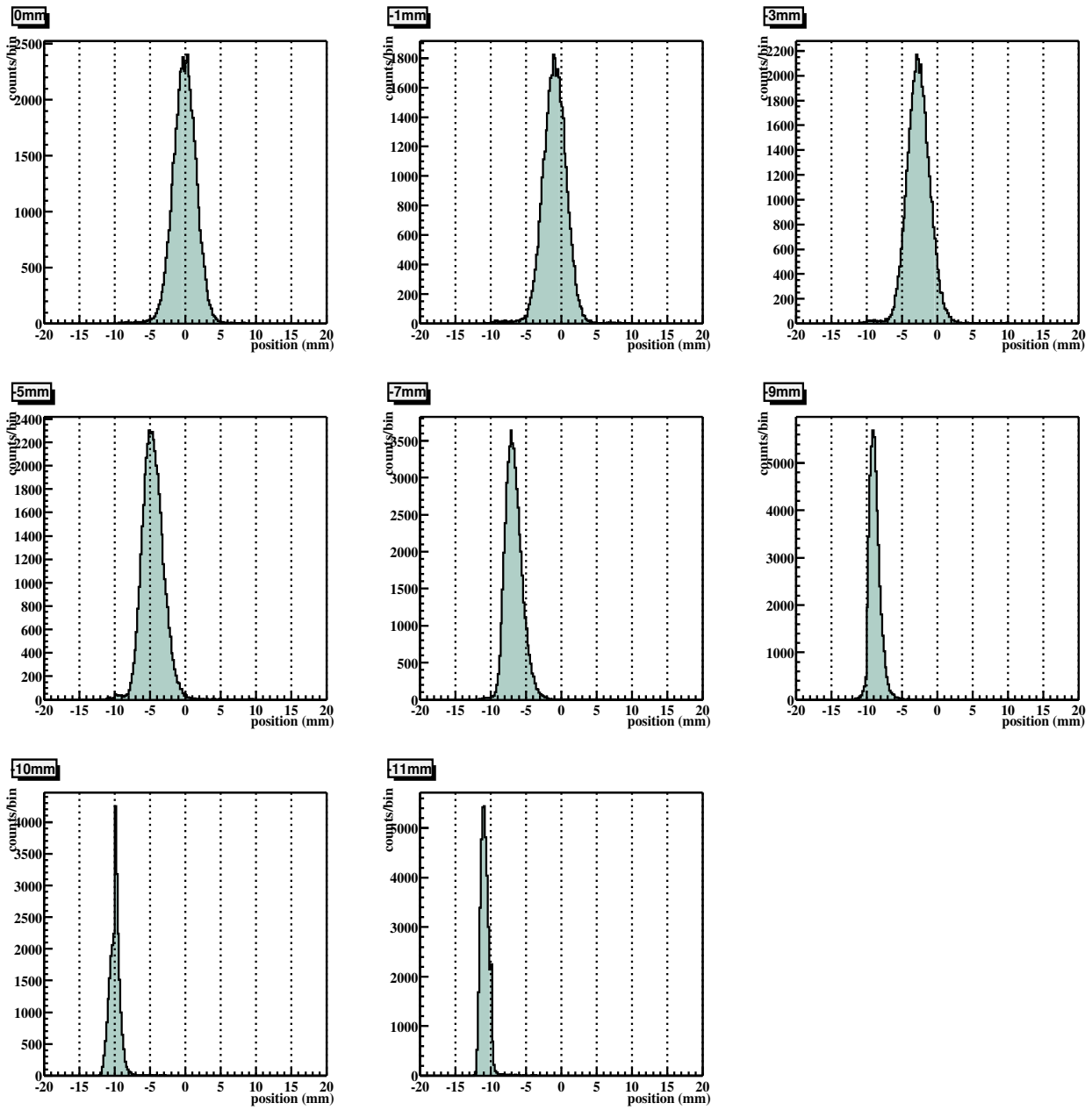


図 6.22: 3GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

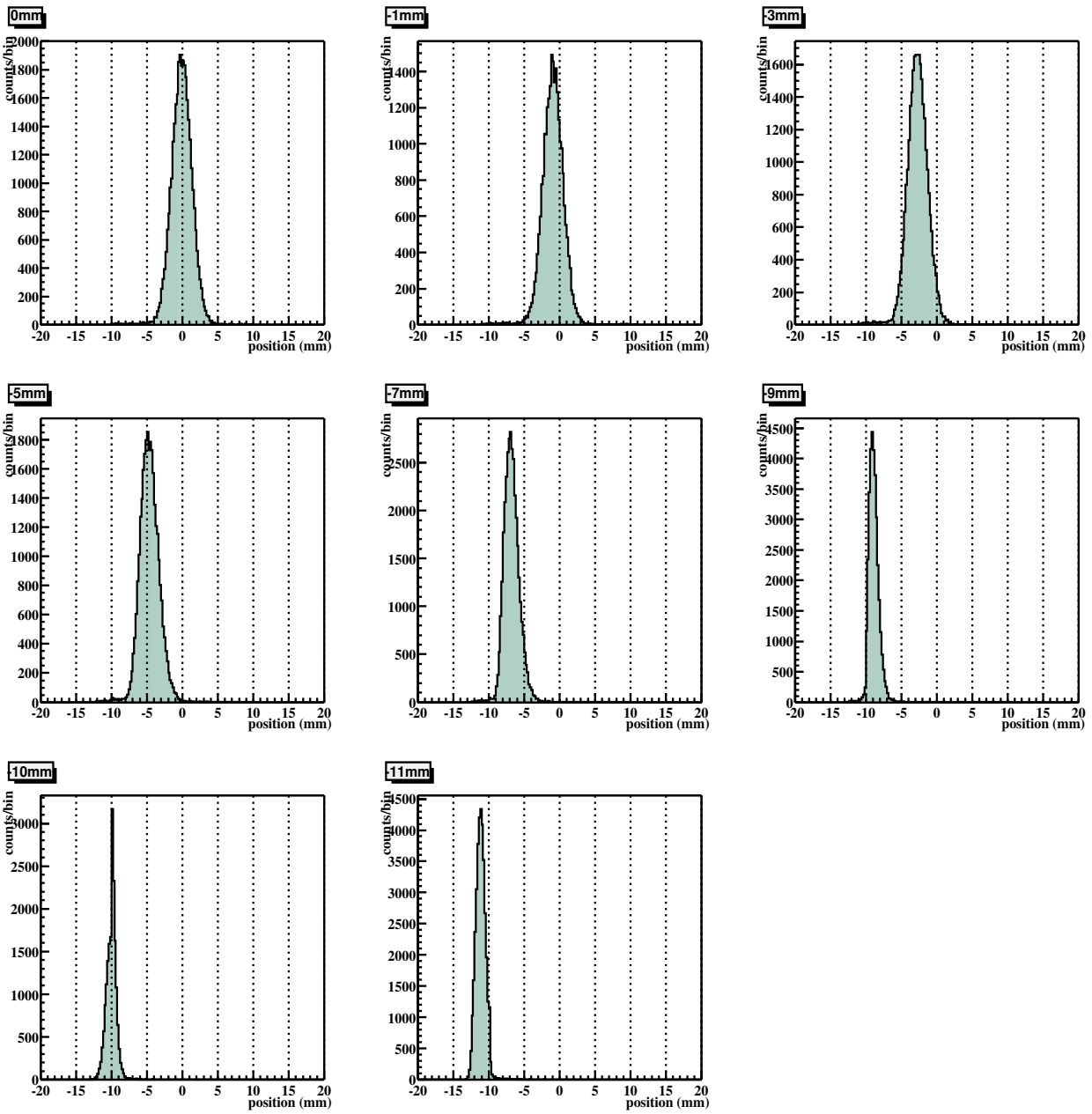


図 6.23: 4GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

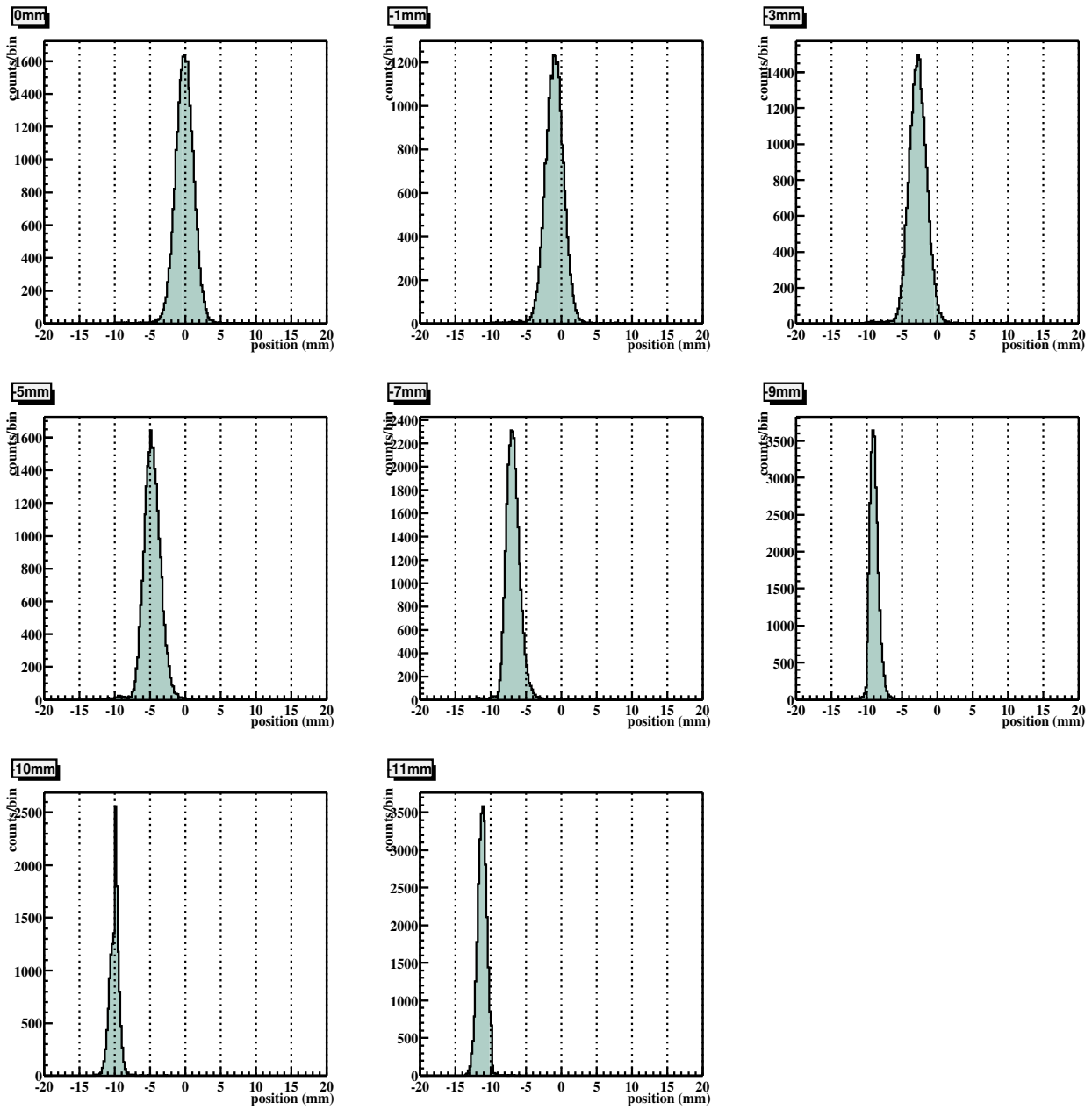


図 6.24: 5GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

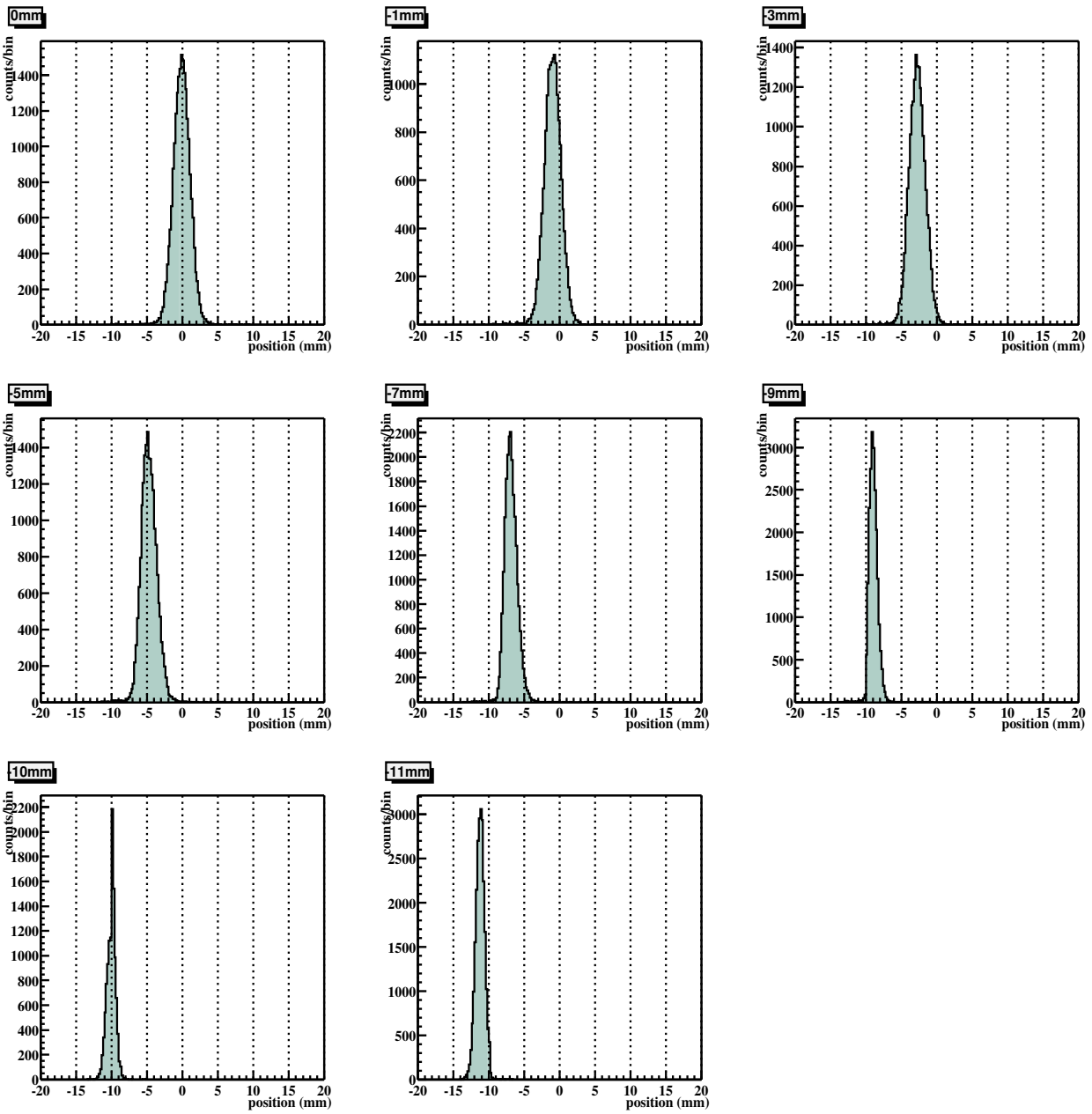


図 6.25: 6GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

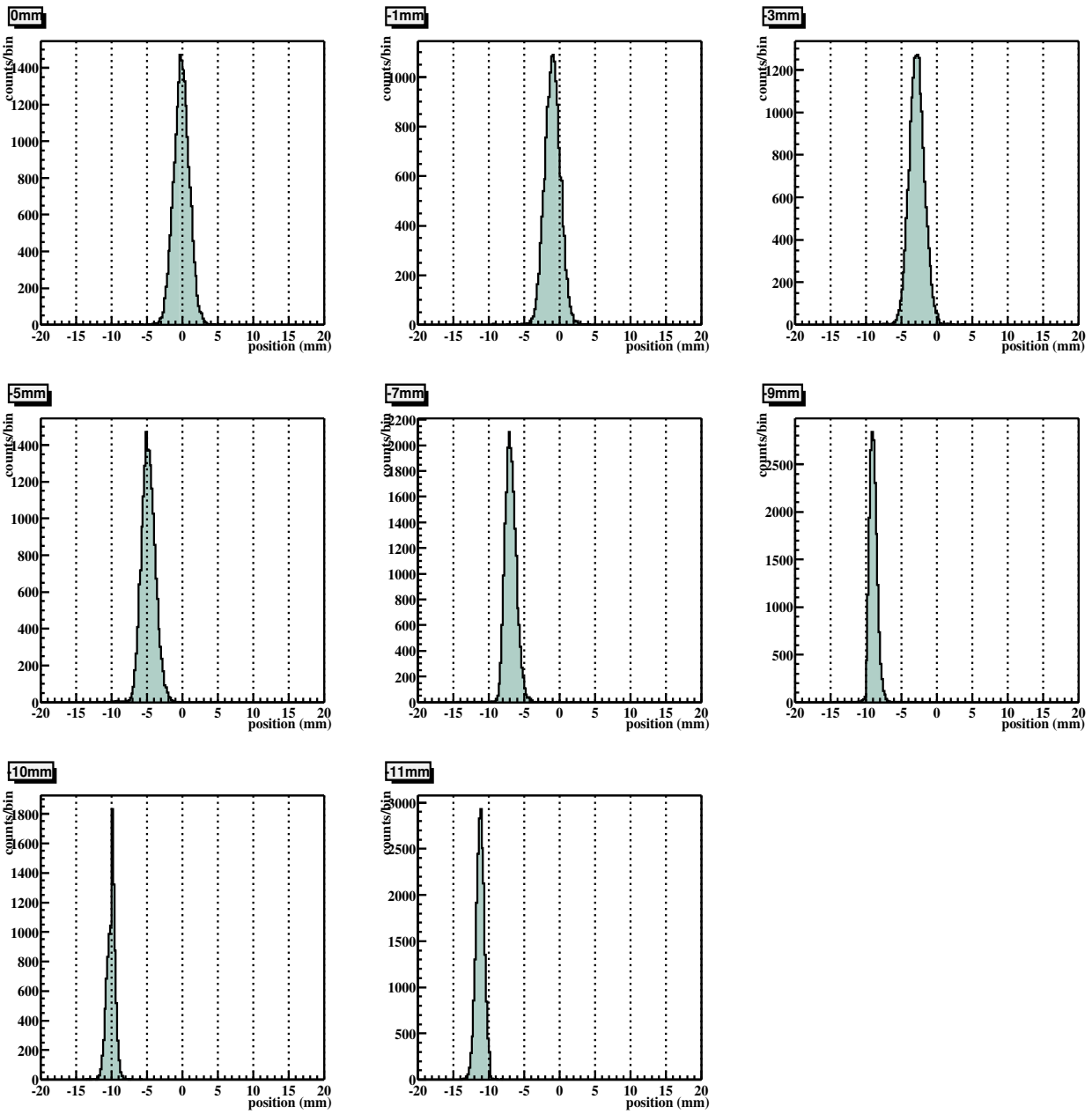


図 6.26: 7GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

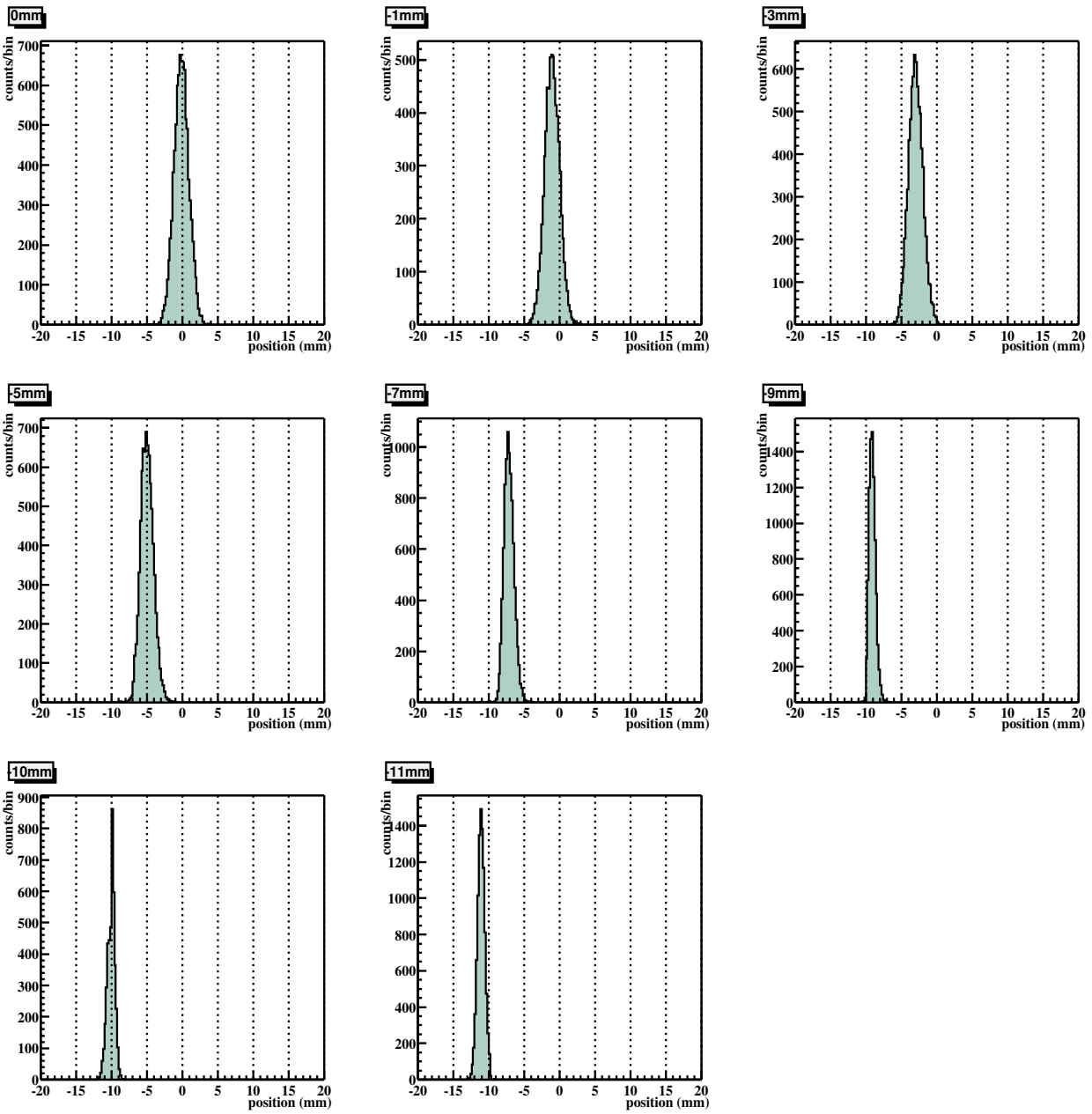


図 6.27: 8GeV±100MeV のエネルギー範囲で計算された入射光子位置分布。(BL11XU,'98.12)

2GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	———
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.860±0.002	1.866±0.003	1.808±0.006	1.704±0.004	1.332±0.003	———-
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.828±0.003	1.834±0.003	1.775±0.006	1.669±0.004	1.287±0.004	———-

3GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	———-
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.561±0.003	1.560±0.003	1.534±0.005	1.440±0.003	1.126±0.005	———-
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.522±0.004	1.521±0.004	1.495±0.006	1.398±0.004	1.072±0.006	———-

4GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.384±0.002	1.368±0.002	1.343±0.005	1.249±0.005	0.995±0.005	0.596±0.004
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.340±0.003	1.324±0.003	1.298±0.006	1.200±0.006	0.933±0.006	0.486±0.008

5GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.236±0.002	1.241±0.006	1.208±0.003	1.111±0.006	0.891±0.006	0.563±0.004
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.187±0.003	1.192±0.007	1.158±0.004	1.056±0.007	0.821±0.008	0.445±0.009

6GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.143±0.002	1.147±0.006	1.126±0.006	1.044±0.006	0.821±0.006	0.538±0.004
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.090±0.004	1.094±0.007	1.072±0.007	0.985±0.007	0.745±0.008	0.413±0.009

7GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.087±0.004	1.078±0.003	1.056±0.007	0.939±0.004	0.751±0.005	0.508±0.002
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	1.031±0.005	1.021±0.004	0.998±0.008	0.873±0.006	0.667±0.007	0.373±0.009

8GeV

position (mm)	0mm	1mm	3mm	5mm	7mm	9mm
$\sigma_{\rm beam}$(mm)	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009	0.345±0.009
$\sigma_{\rm obs}$(mm)	1.035±0.002	1.031±0.003	1.001±0.003	0.876±0.006	0.678±0.005	0.430±0.003
$\sigma_{\rm pwo}$(mm)	0.976±0.004	0.972±0.005	0.940±0.005	0.805±0.008	0.584±0.008	0.257±0.013

表 6.9: 各入射位置に対する y 方向の PWO 検出器位置分解能。上から順に光子エネルギー 2GeV から 8GeV のデータ。2GeV および 3GeV の -9mm 入射のデータは、ディスクリミネータの閾値が高かったため、正確な位置分解能を得ることは出来なかった。(BL11XU,'98.12)

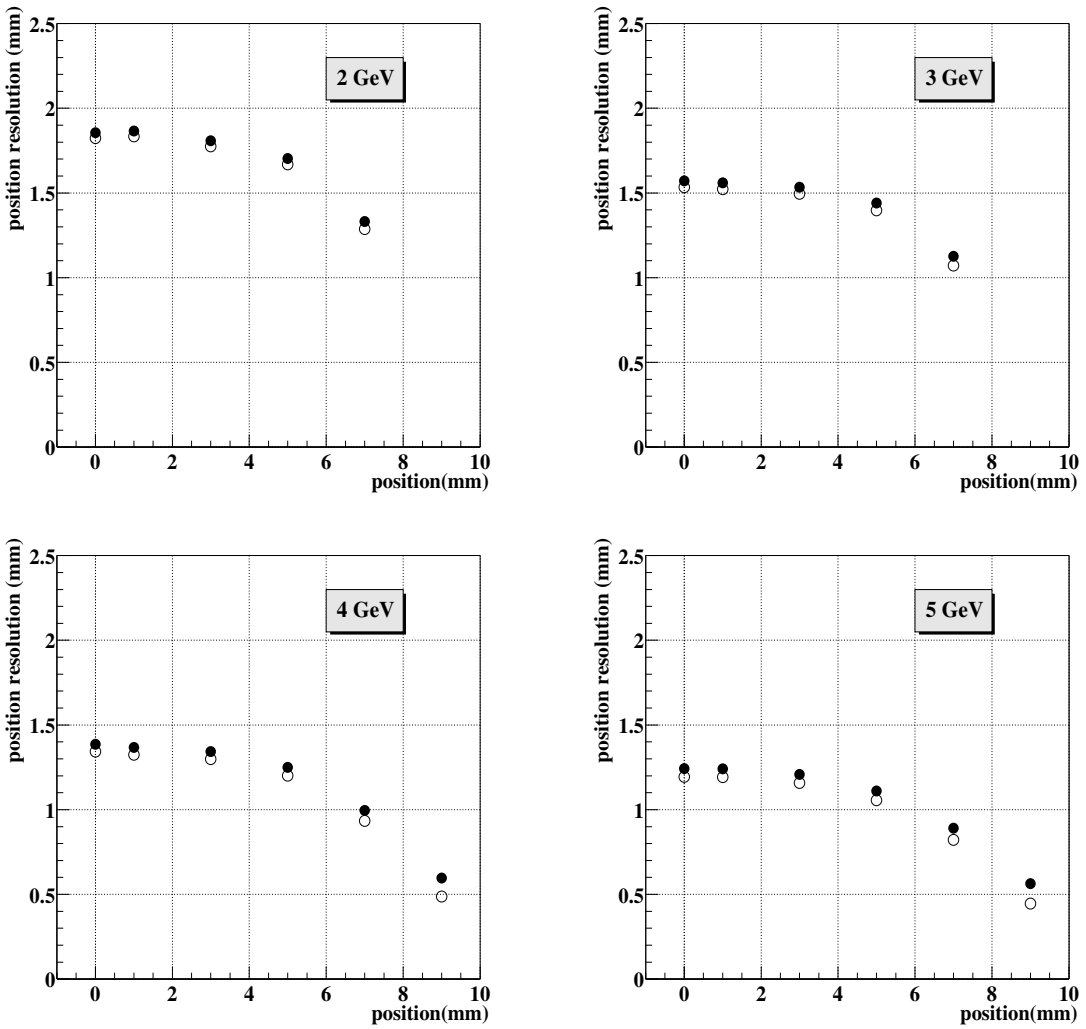


図 6.28: 入射光子エネルギー 2GeV,3GeV,4GeV,5GeV に対する PWO の位置分解能の入射位置依存性。黒丸は実際に測定された分布の $\sigma_{\rm obs}$。白丸は $\sigma_{\rm obs}$ にビームの広がりを考慮した PWO 固有の位置分解能 $\sigma_{\rm PWO}$

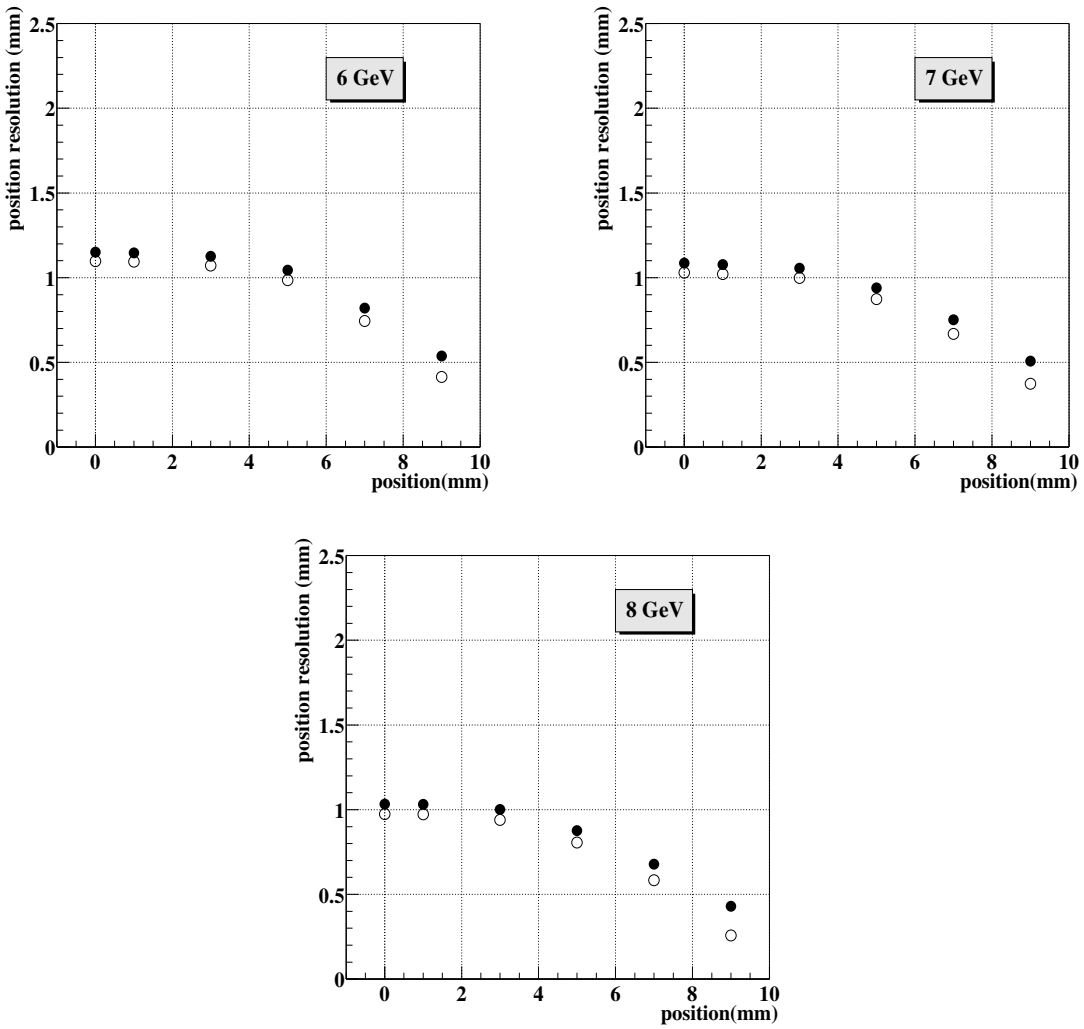


図 6.29: 入射光子エネルギー 6GeV,7GeV,8GeV に対する PWO の位置分解能の入射位置依存性。● 実際に測定された分布の $\sigma_{\rm obs}$。○ は $\sigma_{\rm obs}$ にビームの広がりを考慮した PWO 固有の位置分解能 $\sigma_{\rm PWO}$

第7章　Lead/SCIFI sampling calorimeter

序論でも述べたように、本修士論文のテーマである σ メソンの Primakoff 生成実験において、この検出器は本質的に重要なものではない。

しかし、このカロリメータの設計は、レーザー電子光共同研究グループの一員として修士課程在籍中に行ったものであり、その内容をまとめておくことは今後の研究のために重要だと考え、この章を設けた。

後方検出器としての鉛シンチレーティングファイバー (Lead/SCIFI) カロリーメータは、θ 方向に関しては 30^o から 100^o まで、また ϕ 方向については全ての角度を覆う設計になっている。立体角で言えば、2.08π(str) に相当する。

このカロリーメータは、各々 θ および ϕ に関して 10^o 間隔で区切られており、θ 方向 30^o から 40^o を覆う Type B-3 [1]が 36 個、さらに Type B-4 から Type B-7 までも同様に 36 個、また 80^o から 90^o までと、90^o から 100^o までを覆う検出器の形状は、全く同じであるので、これを Type B-8 とし 72 個の合計 252 の検出器の集合体である (図 7.1)

Type	B-3	B-4	B-5	B-6	B-7	B-8
θ Region	30^o∼40^o	40^o∼50^o	50^o∼60^o	60^o∼70^o	70^o∼80^o	80^o∼90^o, 90^o∼100^o
Number of detector	36	36	36	36	36	72
Volume(cm^3)	704.47	870.17	1010.01	1119.39	1194.56	1232.82
Weight(kg)	3.23	3.99	4.63	5.13	5.47	5.65
PMT	H3178-61	H7195	H7195	H7195	H7195	H7195
PMT Size(inch)	$1\frac{1}{2}$	2	2	2	2	2

各検出器のターゲットに向く前面は、検出器中心を貫く軸[2]と垂直に交わる様にとり、ターゲットから各 Lead/SCIFI ブロックの前面までの距離は、300mm に固定されている。また検出器の長さは 220(mm) であり、およそ $13.7X_0$ である。

以下に述べる寸法計算の結果、Lead/SCIFI 検出器の総重量は、およそ 1.2ton になる。

[1] Type B-3 の記号の意味は、B：Backward の意。3：θ 方向 30^o から覆うの意

[2] この軸の定義は、検出器の前面または背面の各頂点における角度中心を通るのではなく、図形中心を通るものとする。

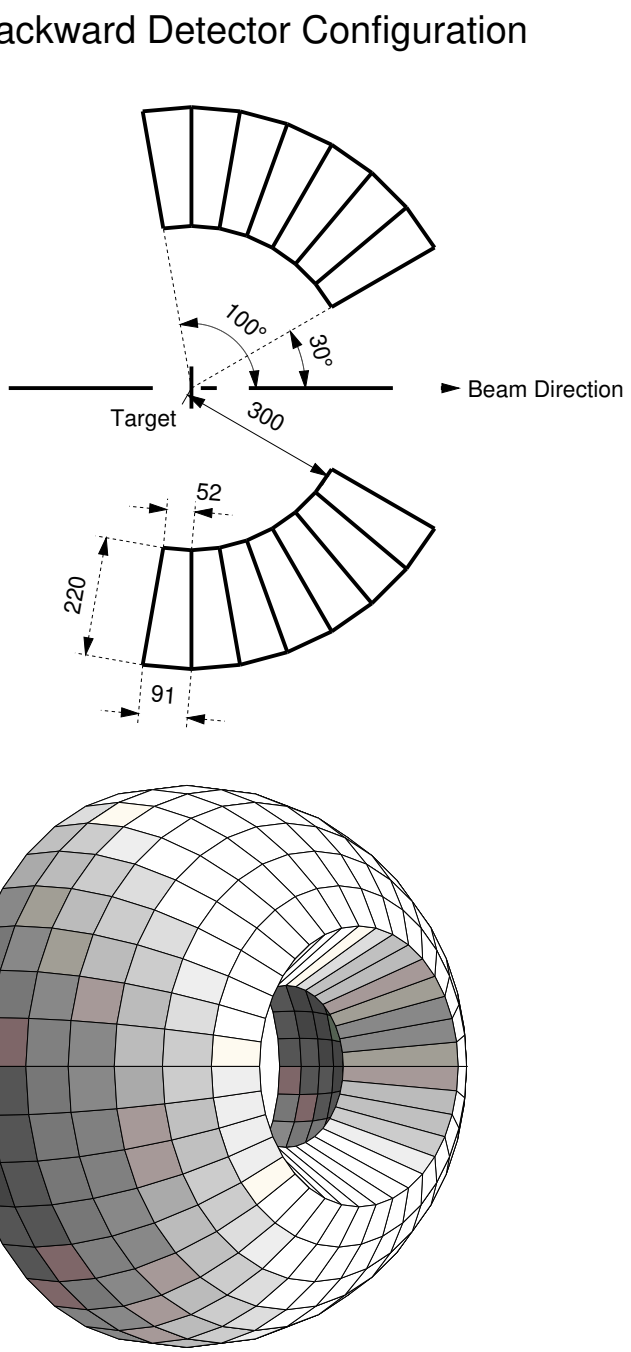


図 7.1: 後方検出器の配置図。検出器は 30^{o} から 100^{o} までの範囲を覆う。全体で 252 個の検出器ブロックになる。

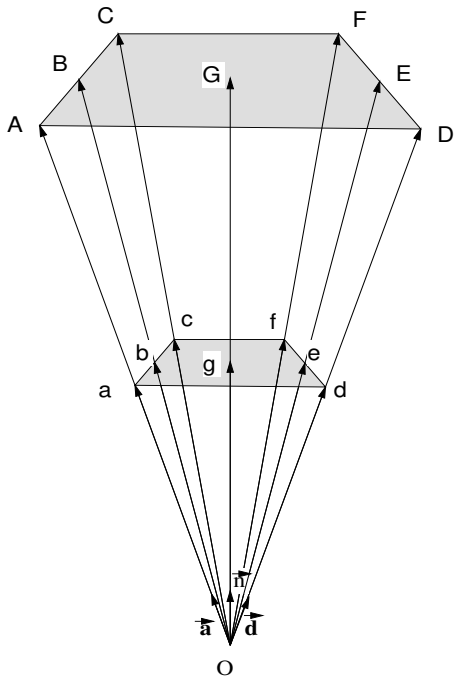


図 7.2: 検出器形状計算における各ベクトルの定義。面 $acfd$ および面 $ACFD$ はそれぞれ検出器ブロッ クの前面および背面を表す。これらの面は、ベクトル Og に垂直である。

7.1 検出器形状

検出器の陵などの長さは、ベクトル計算で求めることができる。ここでは、Type B-3(ϕ の範囲 $0^{\rm o}$∼$10^{\rm o}$) を例にとり議論を進めていく。

まず、図 7.2 の様に各頂点に記号を定義する。

$\hat{\boldsymbol{b}}$ および $\hat{e}$ は本来弧である所を直線で結んでいるため、θ 方向については $30^{\rm o}$,$40^{\rm o}$ 上に存在せず、次のように決定される。

$$\hat{\boldsymbol{b}} = \frac{\hat{\boldsymbol{a}} + \hat{\boldsymbol{c}}}{|\hat{\boldsymbol{a}} + \hat{\boldsymbol{c}}|} \tag{7.1}$$

$$\hat{e} = \frac{\hat{\boldsymbol{d}} + \hat{\boldsymbol{f}}}{|\hat{\boldsymbol{d}} + \hat{\boldsymbol{f}}|} \tag{7.2}$$

検出器の各点までの距離および平面の法線ベクトルは、以下の 2 つの条件によって決まる。

条件 **(i)** 平面の法線ベクトルを $\hat{\boldsymbol{n}}$ とすると、点 $a \sim f$ は全てこの平面上にある。

条件 **(ii)** ベクトル $\overrightarrow{\rm eg}$ と $\overrightarrow{\rm bg}$ は平行かつ同じ長さである。

条件 (i) を a に関して式で書き表すと、

$$\overrightarrow{\mathrm{ag}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} = 0 \tag{7.3}$$

であり、従って次の関係式を得る。

$$l_a \;=\; \frac{l}{\hat{\boldsymbol{a}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}} \tag{7.4}$$

g は検出器前面および背面と検出器中心軸との交わる点で、$l = 300(\mathrm{mm})$ とすれば、

$$\overrightarrow{\mathrm{Og}} \;=\; l\hat{\boldsymbol{n}} \tag{7.5}$$

と書き表せる。

次に条件 (ii) を考慮すると、$\hat{\boldsymbol{n}}$ の関係式が得られる。

$$\hat{\boldsymbol{n}} = \frac{l_b\hat{\boldsymbol{b}} + l_e\hat{\boldsymbol{e}}}{2l} \tag{7.6}$$

となる。
また、条件 (i) より、

$$l_b = \frac{l}{\hat{\boldsymbol{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}} \tag{7.7}$$

$$l_e = \frac{l}{\hat{\boldsymbol{e}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}} \tag{7.8}$$

式 (7.6) を式 (7.7) および (7.8) に代入すると、

$$l_b = \frac{2l^2 - l_e^2}{l_e\hat{\boldsymbol{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{e}}} \tag{7.9}$$

$$l_e = \frac{2l^2 - l_b^2}{l_b\hat{\boldsymbol{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{e}}} \tag{7.10}$$

式 (7.9),(7.10) から l_e を消去すると、l_b に関する次の 4 次方程式を得る。

$$\left[1 - (\hat{\boldsymbol{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{e}})^2\right] l_b^4 - 4l^2 l_b^2 + 4l^4 = 0 \tag{7.11}$$

l_b の解のうち、2 つは負解であり、またさらにもう 1 つの解は現実的に成り立たないことが自明であるため、次の解を得た。

$$l_b = \sqrt{\frac{2l^2}{1 + (\hat{\boldsymbol{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{e}})}} \tag{7.12}$$

(7.10) 式に (7.12) を代入し l_e が求まると、(7.6) 式より $\hat{\boldsymbol{n}}$ を得る。さらに、$\hat{\boldsymbol{n}}$ が決まると条件 (i) により、他の未知数が全て決定する。
背面のパラメータに関しても同様の議論により確定する。

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	30.000	θ_b	29.906	θ_c	30.000
θ_d	40.000	θ_e	39.892	θ_f	40.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	34.899	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	301.429	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.143	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	301.429
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	301.617	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.143	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	301.617
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	522.477	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	521.981	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	522.477
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	522.802	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	521.981	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	522.802

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.048	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.838	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.048
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.186	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.838	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.186

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	26.271	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.559	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.424
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	33.795	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.559		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	45.537	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.103	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	90.869
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	58.578	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.103		

Area S(cm^2)

Front face(*acfd*)	15.745	Rear Face(*ACFD*)	47.304

Volume V and Weight W

V	=	704.47(cm^3)
W	=	3.23(kg)

表 7.1: 後方検出器 Type B-3 の幾何学的寸法

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	40.000	θ_b	39.892	θ_c	40.000
θ_d	50.000	θ_e	49.892	θ_f	50.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	44.892	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	301.620	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.146	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	301.620
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	301.819	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.146	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	301.819
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	522.807	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	521.986	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	522.807
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	523.154	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	521.986	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	523.154

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.188	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.840	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.188
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.344	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.840	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.334

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	33.795	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.594	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.493
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	40.302	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.594		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	58.578	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.162	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	90.988
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	69.857	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.162		

Area S(cm^2)

Front face($acfd$)	19.448	Rear Face($ACFD$)	58.430

Volume V and Weight W

V	=	870.17(cm^3)
W	=	3.99(kg)

表 7.2: 後方検出器 Type B-4 の幾何学的寸法

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	50.000	θ_b	49.892	θ_c	50.000
θ_d	60.000	θ_e	59.905	θ_f	60.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	54.899	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	301.822	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.149	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	301.822
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	302.010	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.149	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	302.010
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	523.159	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	521.991	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	523.159
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	523.485	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	521.991	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	523.485

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.336	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.843	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.336
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.474	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.843	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.474

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	40.302	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.628	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.561
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	45.591	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.628		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	69.858	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.222	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	91.106
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	79.024	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.222		

Area S(cm^2)

Front face(*acfd*)	22.573	Rear Face(*ACFD*)	67.820

Volume V and Weight W

V	=	1010.01(cm^3)
W	=	4.63(kg)

表 7.3: 後方検出器 Type B-5 の幾何学的寸法

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	60.000	θ_b	59.905	θ_c	60.000
θ_d	70.000	θ_e	69.930	θ_f	70.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	64.918	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	302.013	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.152	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	302.013
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	302.167	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.152	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	302.167
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	523.489	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	521.996	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	523.489
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	523.756	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	521.996	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	523.756

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.476	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.844	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.476
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.589	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.844	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.589

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	45.591	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.658	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.622
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	49.495	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.658		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	79.025	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.274	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	91.211
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	85.791	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.274		

Area S(cm^2)

Front face(*acfd*)	25.018	Rear Face(*ACFD*)	75.165

Volume V and Weight W

V	=	1119.39(cm^3)
W	=	5.13(kg)

表 7.4: 後方検出器 Type B-6 の幾何学的寸法

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	70.000	θ_b	69.930	θ_c	70.000
θ_d	80.000	θ_e	79.963	θ_f	80.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	74.946	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	302.169	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.154	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	302.169
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	302.269	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.154	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	302.269
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	523.759	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	521.999	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	523.759
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	523.933	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	521.999	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	523.933

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.590	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.846	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.590
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.664	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.846	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.664

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	49.495	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.680	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.667
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	51.888	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.680		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	85.791	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.313	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	91.289
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	89.940	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.313		

Area S(cm^2)

Front face(*acfd*)	26.698	Rear Face(*ACFD*)	80.212

Volume V and Weight W

V	=	1194.56(cm^3)
W	=	5.47(kg)

表 7.5: 後方検出器 Type B-7 の幾何学的寸法

Polar angle for each unit vector (degree)

θ_a	80.000	θ_b	79.693	θ_c	80.000
θ_d	90.000	θ_e	90.000	θ_f	90.000
ϕ_a	0.000	ϕ_b	5.000	ϕ_c	10.000
ϕ_d	0.000	ϕ_e	5.000	ϕ_f	10.000
θ_g	84.981	ϕ_g	5.000		

Length (mm)

$\overrightarrow{\mathrm{Oa}}$	302.270	$\overrightarrow{\mathrm{Ob}}$	301.155	$\overrightarrow{\mathrm{Oc}}$	302.270
$\overrightarrow{\mathrm{Od}}$	302.305	$\overrightarrow{\mathrm{Oe}}$	301.155	$\overrightarrow{\mathrm{Of}}$	302.305
$\overrightarrow{\mathrm{OA}}$	523.935	$\overrightarrow{\mathrm{OB}}$	522.001	$\overrightarrow{\mathrm{OC}}$	523.935
$\overrightarrow{\mathrm{OD}}$	523.995	$\overrightarrow{\mathrm{OE}}$	522.001	$\overrightarrow{\mathrm{OF}}$	523.995

$\overrightarrow{\mathrm{aA}}$	221.665	$\overrightarrow{\mathrm{bB}}$	220.847	$\overrightarrow{\mathrm{cC}}$	221.665
$\overrightarrow{\mathrm{dD}}$	221.690	$\overrightarrow{\mathrm{eE}}$	220.847	$\overrightarrow{\mathrm{fF}}$	221.690

$\overrightarrow{\mathrm{ac}}$	51.889	$\overrightarrow{\mathrm{cf}}$	52.692	$\overrightarrow{\mathrm{be}}$	52.691
$\overrightarrow{\mathrm{fd}}$	52.695	$\overrightarrow{\mathrm{da}}$	52.691		
$\overrightarrow{\mathrm{AC}}$	89.940	$\overrightarrow{\mathrm{CF}}$	91.333	$\overrightarrow{\mathrm{BE}}$	91.330
$\overrightarrow{\mathrm{FD}}$	91.338	$\overrightarrow{\mathrm{DA}}$	91.333		

Area S(cm^2)

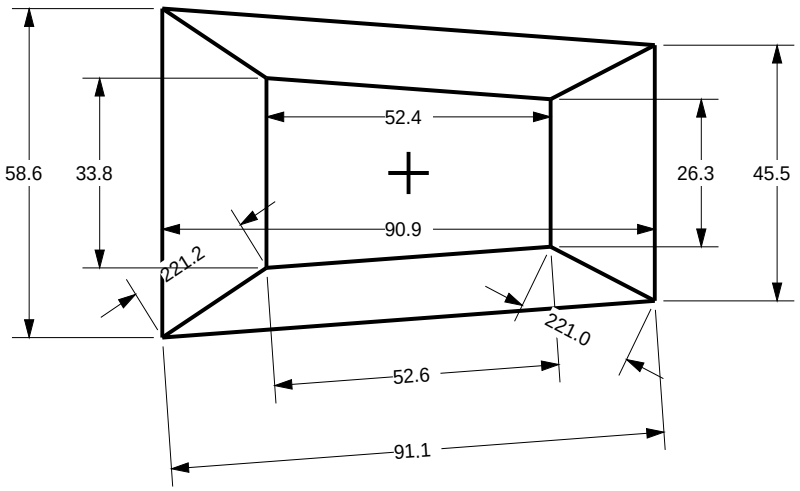
Front face(*acfd*)	27.553	Rear Face(*ACFD*)	82.781

Volume V and Weight W

V	=	1232.82(cm^3)
W	=	5.65(kg)

表 7.6: 後方検出器 Type B-8 の幾何学的寸法

TYPE B-3



TYPE B-4

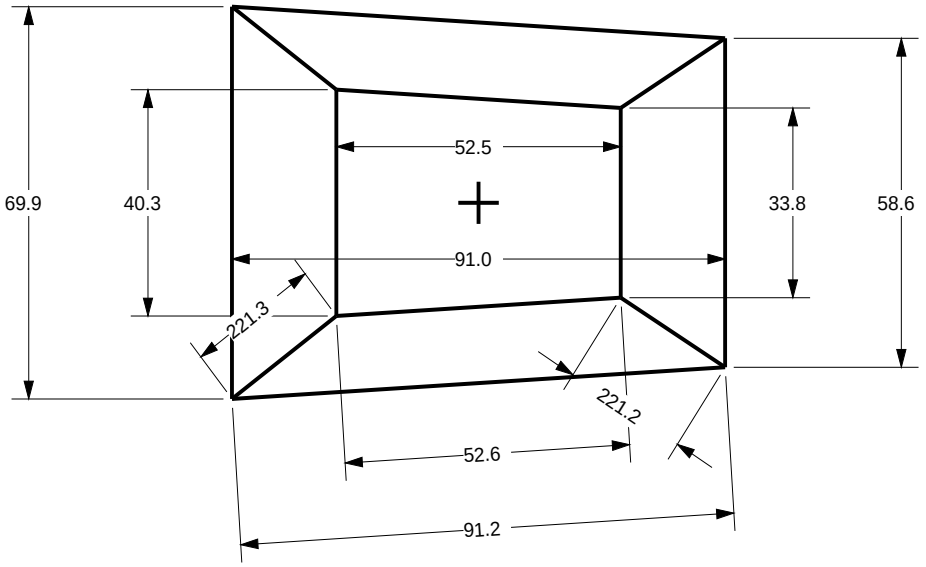


図 7.3: 後方検出器寸法 (TYPE B-3,TYPE B-4)

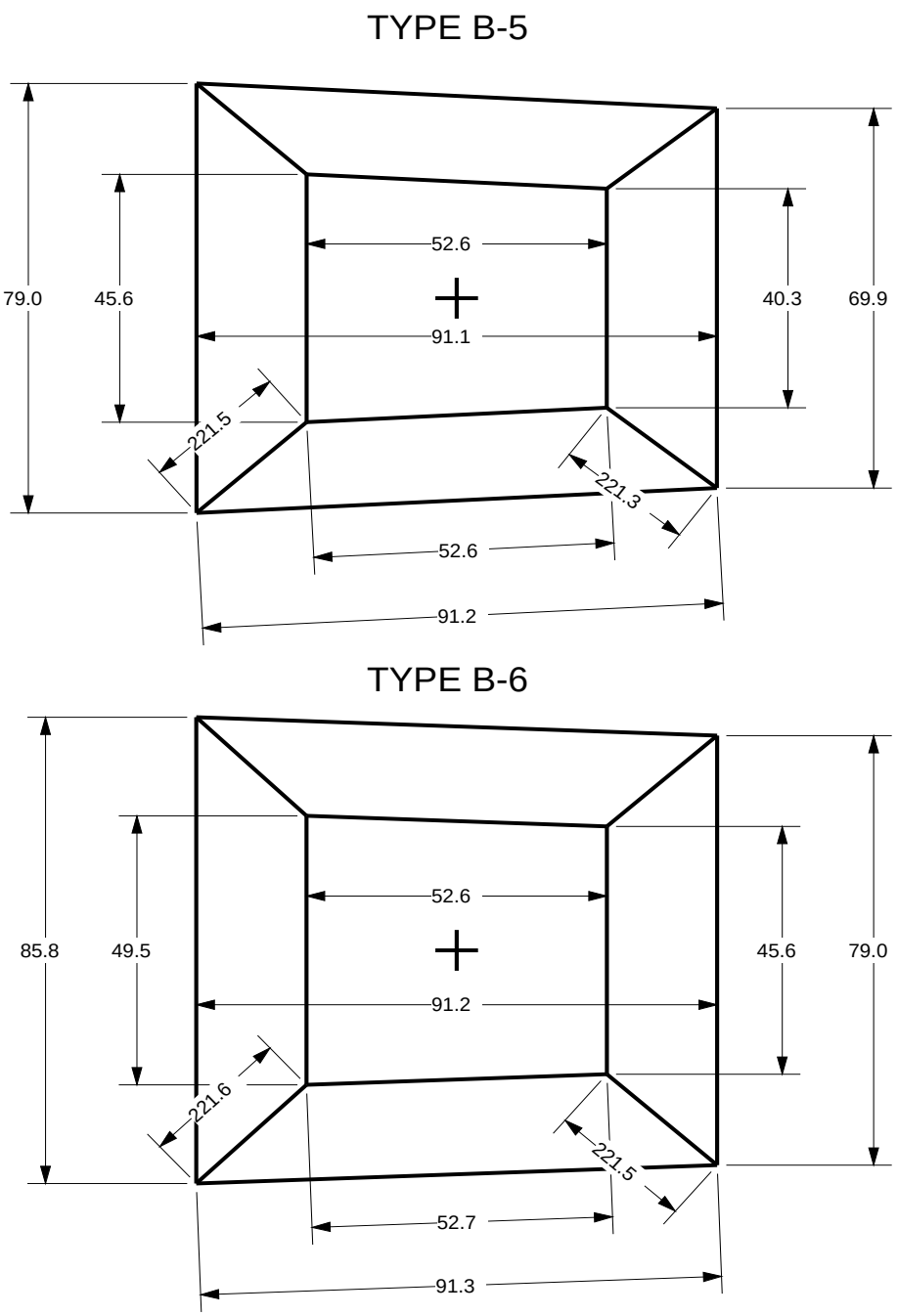


図 7.4: 後方検出器寸法 (TYPE B-5,TYPE B-6)

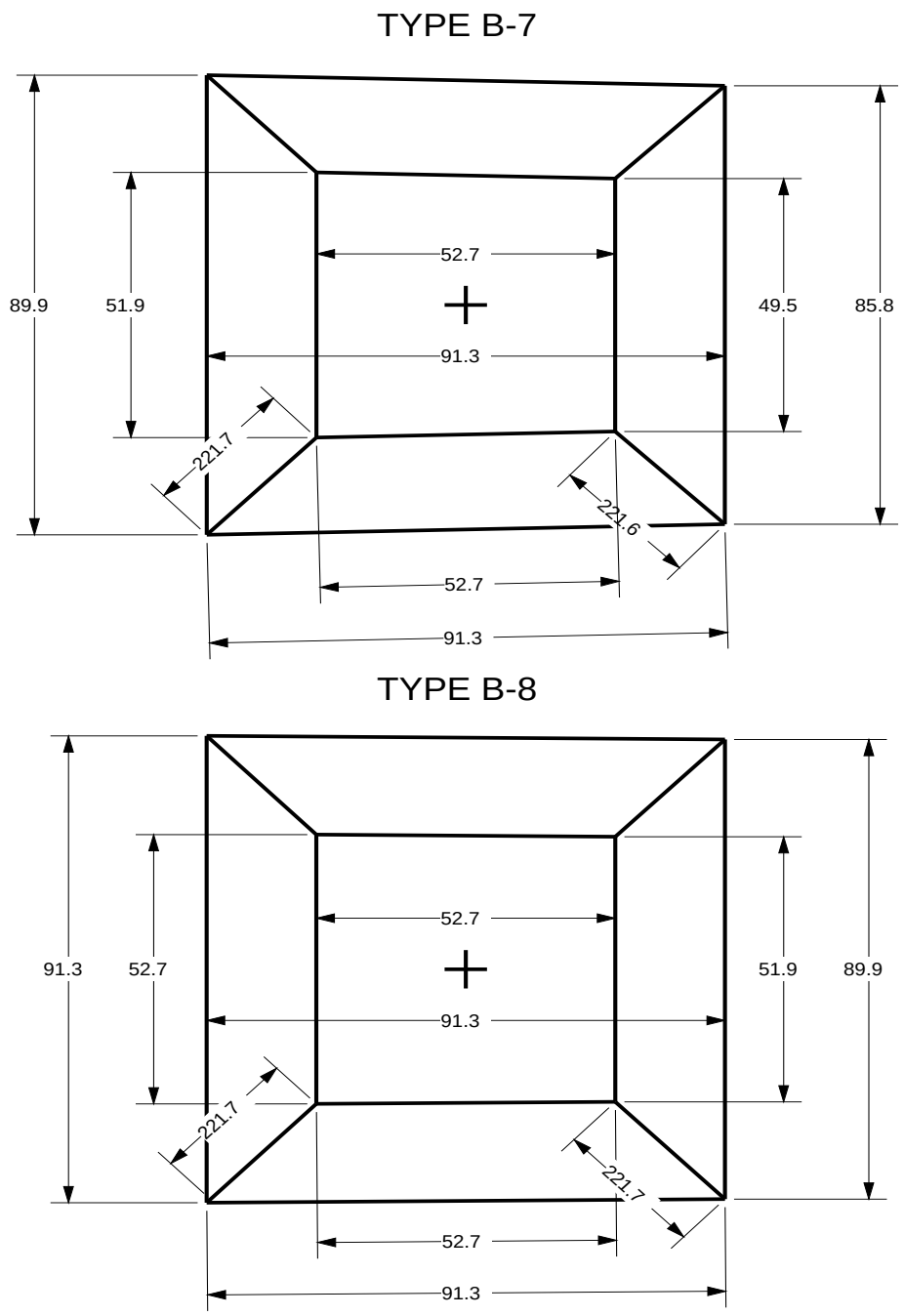


図 7.5: 後方検出器寸法 (TYPE B-7,TYPE B-8)

7.2 シンチレーション光の伝達

7.2.1 シンチレーティングファイバー

Lead/SCIFI カロリメータの場合、シンチレーション光が等方的に放出されたとしても、全反射の臨界角度の制限により、ファイバー出口において指向性を持って放出される。ファイバーの core と clad の屈折率がそれぞれ

$$n_{\rm core} = 1.590 \tag{7.13}$$

$$n_{\rm clad} = 1.492 \tag{7.14}$$

の場合、全反射の臨界角 θ_c は、

$$\theta_c = 90 - \sin^{-1}\frac{n_{\rm clad}}{n_{\rm core}} = 20.2({\rm degree}) \tag{7.15}$$

となる。

図 7.7 および図 7.8 に、22cm のシンチレーティングファイバー間で光が等方的に発生した場合の、ファイバー出口におけるファイバー軸に対する放出角度を示す。ここで、図 7.7 は、ファイバー軸の中心、ファイバー出口から 12cm の位置に光源を置いた場合で、$0^{\rm o}$ から臨界角度まで分布している。また、図 7.8 は、ファイバー軸中心ではなくファイバーの断面について一様に光源を分布させた場合である。この場合、ファイバー軸中心での発生と異なり、臨界角以上で発生した場合でも螺旋状にファイバーを伝達するものが含まれるため、$0^{\rm o}$ から $90^{\rm o}$ まで伝達が可能となり分布は異なる。

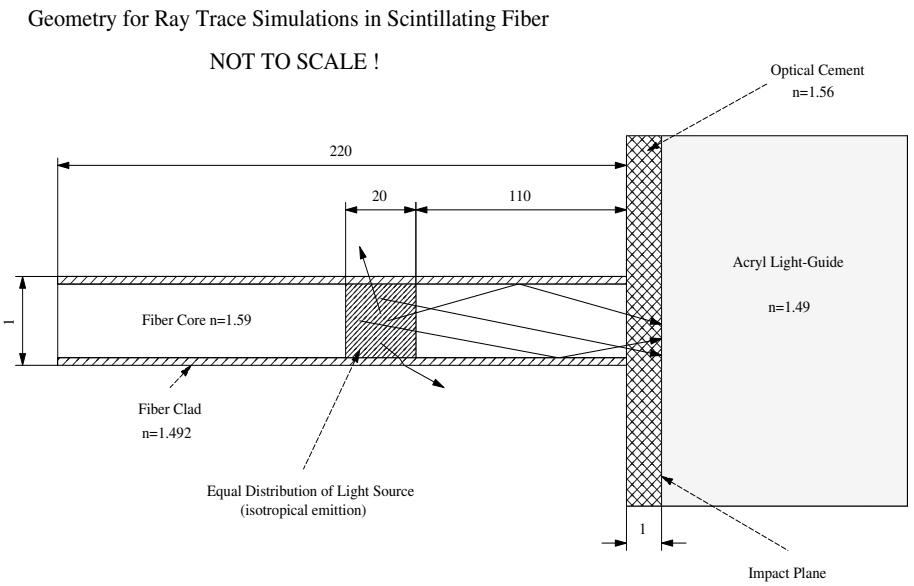


図 7.6: シンチレーティングファイバーに対するシミュレーションの配置図

また、1mm のオプティカルセメント領域を通過し位置での x および y の分布を図 7.9 および図 7.10 に載せる。

ファイバー軸に沿った方向に関して、

- ファイバー出口から 12cm に固定した光源
- ファイバー出口から 11∼13cm において一様に分布した光源
- ファイバー出口から 1∼21cm において一様に分布した光源

についてそれぞれシミュレートしたが、ライトガイド入口における放出角度分布に違いはほとんど見られなかった。そこで今後シンチレーション光の光源は、ファイバー軸方向に関してはファイバー出口から 11∼13cm の一様分布、かつその領域においてファイバー断面で一様分布であるとする。

図 7.6 は、シミュレーションにおけるシンチレーティングファイバーおよびアクリルライトガイドの配置を表す図である。

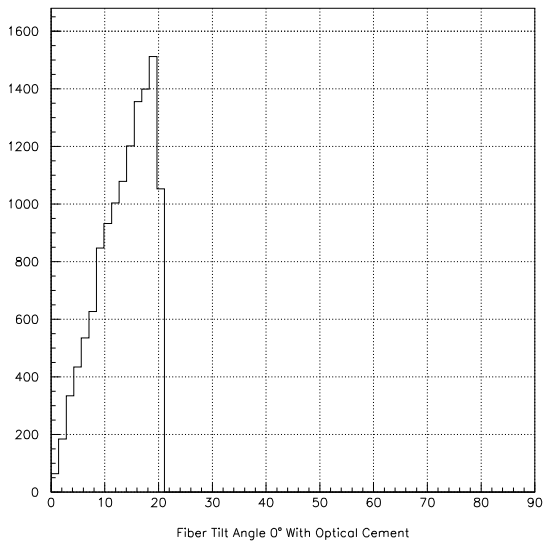


図 7.7: ファイバー出口におけるシンチレーション光のファイバー軸に対する放出角度分布。光源はファイバー出口から 12cm、ファイバー軸上の 1 点で等方的に放出。

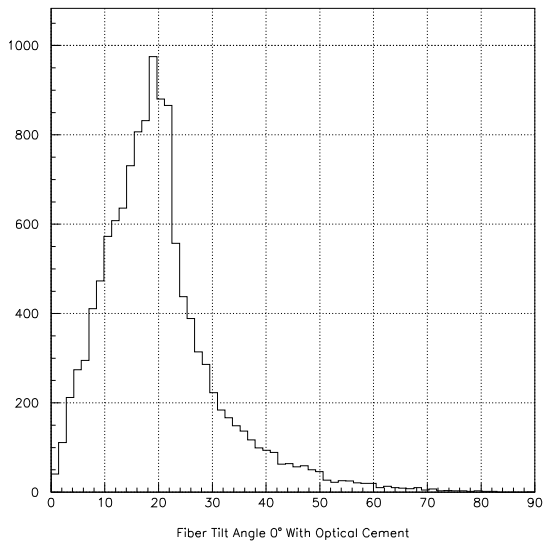


図 7.8: ファイバー出口におけるシンチレーション光のファイバー軸に対する放出角度分布。光源はファイバー出口から 12cm、ファイバーの断面に一様分布し等方的に放出。

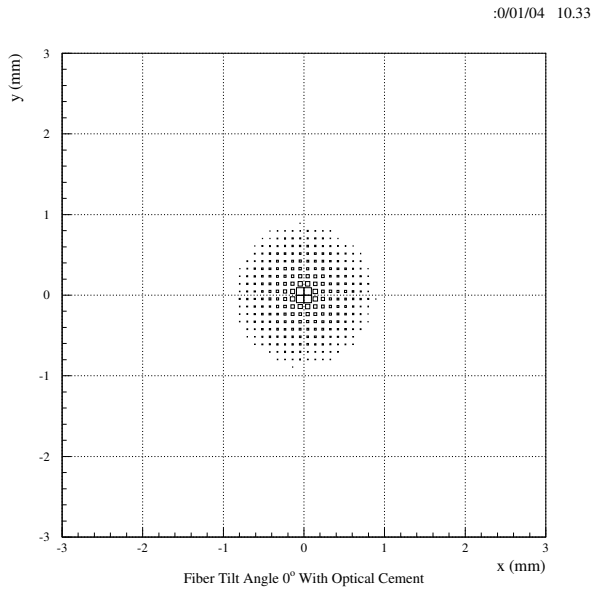


図 7.9: ライトガイド入口におけるシンチレーション光の $x-y$ 分布。光源はファイバー出口から 12cm、ファイバー軸上の 1 点で等方的に放出。

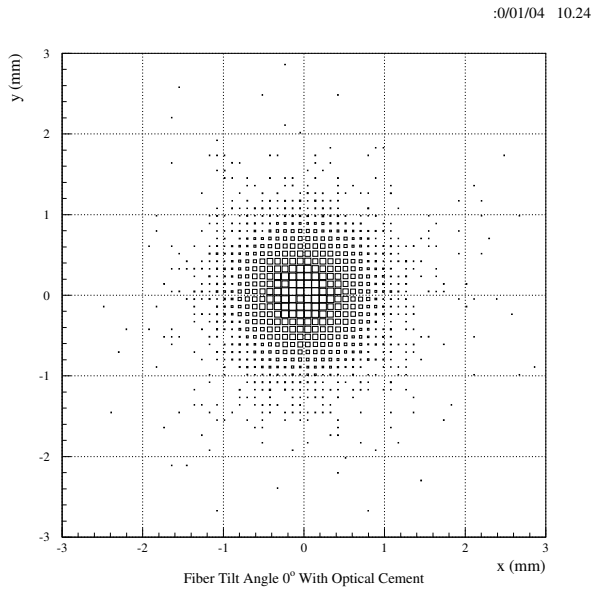


図 7.10: ライトガイド入口におけるシンチレーション光の $x-y$ 分布。光源はファイバー出口から 12cm、ファイバーの断面に一様分布し等方的に放出。

7.2.2 ライトガイド

Lead/SCIFI カロリメータの背面は、表 7.1 から表 7.6 に載せたように、光電子増倍管の入射面の面積と比較して大きくなっている。したがって、等方的な光りに対する集光に比べ、ファイバーからの指向性を持った光の集光の場合、いかに均一に光を集めるかが重要になってくる。

これまでの Lead/SCIFI のライトガイド形状に関する報告でも述べられているように、集光効率と均一性は以下に述べるものと密接に相関関係がある [4]。

- 光電子増倍管の光電面の均一性
- ライトガイドと光電子増倍管の結合
- ライトガイドの形状
- ライトガイドを覆う反射材
- ファイバーから出るシンチレーション光の角度分布

ここでは、我々の検出器とこれらの因子との関係を、Ray-Trace シミュレーションを用いて議論する。このシミュレーションプログラムでは、全反射、アクリルライトガイド中での光の吸収 (波長依存性は無い)、フィレネルの公式から得られる境界入射角度に対する反射率、などが組み込まれている。

光電面の均一性

光電子増倍管の光電面の放射感度は、一般に完全に均一ではなく、ある程度位置依存性を持つ。ライトガイドはシンチレータからの光を拡散させ一様に光電面に到達させるという働きがある。しかしながら、Lead/SCIFI の場合、ファイバーからのシンチレーション光は指向性を有するため、この拡散はあまり効かない。図 7.11 に、ライトガイド入口の幾つかの点にファイバーからの光を入射させ、そのとき光電子増倍管に到達する位置分布を示す。

図からも分かるように、ライトガイドに集められた光は明らかに入射位置に依存した不均一な分布となる。このため、光電面の放射感度は出来るだけ一様である必要がある。Ref[4] では、これに関し EMI-9807B および Hamamatsu R-329 の 2 種類の光電子増倍管について、応答を実測している。この報告によれば、Hamamatsu R-329 の方がより感度の位置依存性が小さいと言う結果を得ている。

また以上の理由から、ライトガイドの光電子増倍管の接合部は、入射窓全体を覆うのではなく、光子に対して感度のある光電陰極の部分だけを覆うような設計をする必要がある。

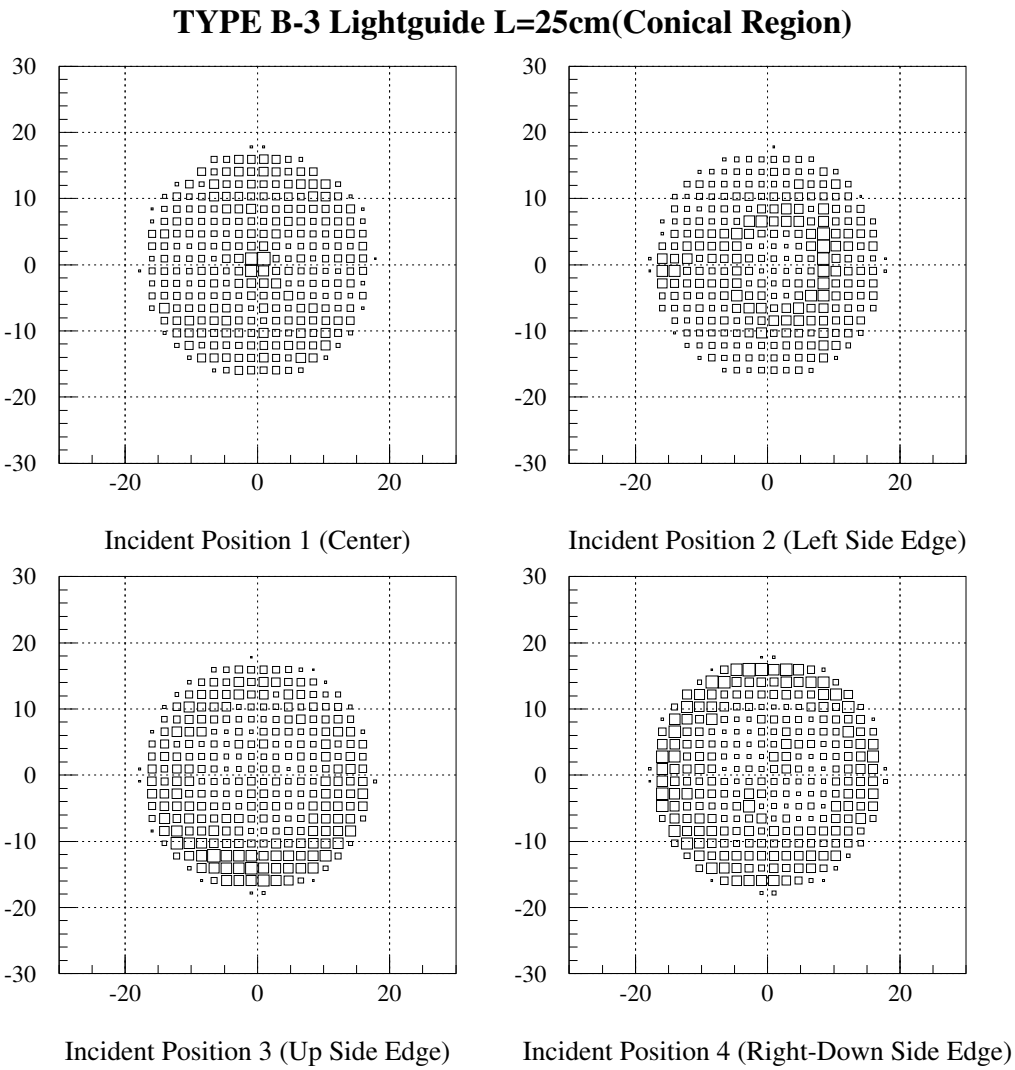

TYPE B-3 Lightguide L=25cm(Conical Region)
Incident Position 1 (Center)
Incident Position 2 (Left Side Edge)
Incident Position 3 (Up Side Edge)
Incident Position 4 (Right-Down Side Edge)

図 7.11:

ライトガイドの形状

アクリルライトガイドの形状は、Lead/SCIFI ブロックの背面から光電子増倍管の前面へ面積を徐々に減らしていくという目的を考慮すると、大体決まってしまう。すなわちブロック背面の形状に合わせた直方形部分と、面積を減らしていくための円錐部分、さらに光電子増倍管との接合を機械的に強くするための短い円筒部を持った形状である。この形を Type B-3 および Type B-8 について図 7.12 に表す。

形状がある程度決まってしまうので、問題はライトガイド円錐部の長さとなる。

この円錐部分が短くなると、ライトガイドは急激に光電面の面積に向け細くなり、入射光が全反射を起こす割合が減少する。結果として光の集光率は落ちてしまう。逆に円錐部分が必要以上に長すぎると、検出器サポートや機械的強度などの面でデメリットがある。

ここでは、光電子増倍管接合部の円筒の長さおよび直径を固定し、円錐部分の長さを変化させた場合のライトガイドの集光率について議論する。ここでライトガイドの集光率とは、ファイバーからライトガイドに入射した光子数のうち、オプティカルセメント (BC-600:n=1.560) を介し光電子増倍管の入射窓に到達したものの割合とする。なお、反射材は無く、ライトガイドの外側は空気であるとしている。

まず、円錐部の長さを 28cm から 4cm まで 3cm 間隔で減らしていった場合のライトガイドの集光率を計算した。ここでライトガイドに入射する光は、入射角、入射位置ともに実際の検出器と同じものである。図 7.13 および図 7.14 に、円錐部の長さが 25cm の場合における Type B-3、Type B-8

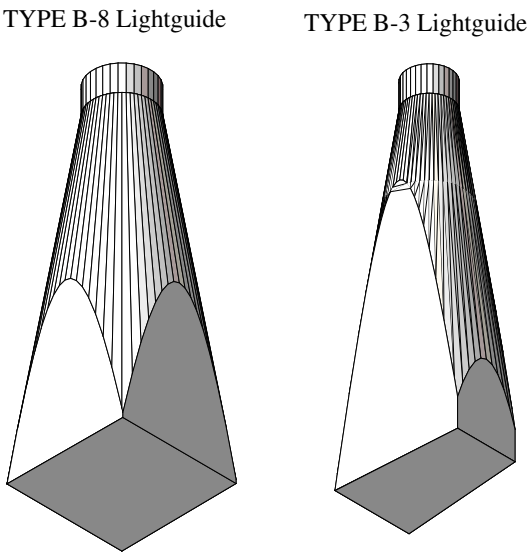


図 7.12: 円筒部の長さ 2cm、円錐部の長さ 25cm のアクリルライトガイド。光電面との接合部の直径はそれぞれに対応する型の光電陰極の直径と同じである。(左図)Type B-8 (右図)Type B-3

の集光率を示す。

これらのヒストグラムから、ライトガイドに入射する際の位置によって集光率が異なっている様子が伺える。平均の集光率および RMS は、円錐部の長さ 25cm の場合、

	Average Light Collection	RMS
Type B-3	0.577	0.061
Type B-8	0.622	0.074

理想的なライトガイドは、集光率の平均値が高く、平均値の周りの分散が小さいものでなければならない。これはエネルギー測定用のカロリメータの特性として重要なことである。

集光率の平均値およびその分散を、円錐部の長さに関して図 7.15 および図 7.16 に表す。

集光率はライトガイド円錐部の長さとともに緩やかに減少し、15cm より短くなると急激に落ち込む。また、分散は 4cm の場合を除いて大きな変化は無いが、相対的な分散は円錐部の長さが短くなるにつれ大きくなることが分かる。

集光率は検出器の型によっても依存することが、図 7.15 から言える。一番集光率が良いのは TypeB-4 で、最も悪いものは TypeB-3 である。これは、光束の位相空間に対するリュービルの定理から、ライトガイド入射面の面積と光電子増倍管入射面の面積比によって決まる。

Detector Type	Lightguide frontface area $S(\mathrm{cm}^2)$	PMT Cathod area $S'(\mathrm{cm}^2)$	S'/S
B-3	47.3	9.08	0.192
B-4	58.4	16.6	0.284
B-5	67.8	16.6	0.245
B-6	75.2	16.6	0.221
B-7	80.2	16.6	0.207
B-8	82.8	16.6	0.200

表 7.7: 各検出器型に対する、ライトガイド入口と光電陰極との面積比

図 7.17 および図 7.18 には、集光率のファイバー入射位置に対する依存性を示す。

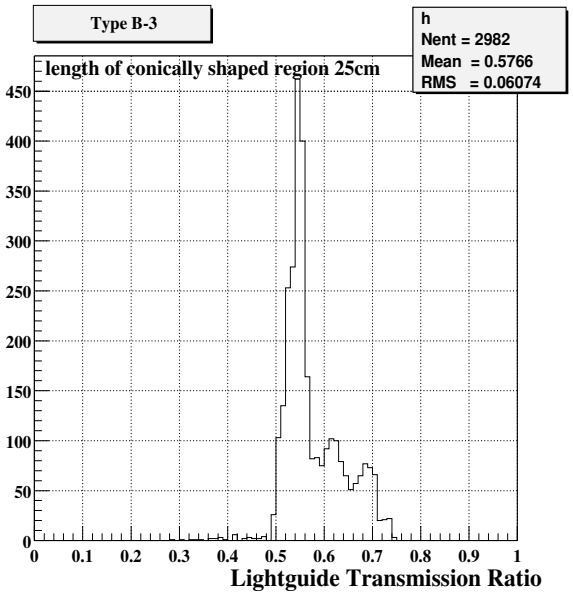


図 7.13: ライトガイドに入射した光が光電面に到達する集光率。(TypeB-3)

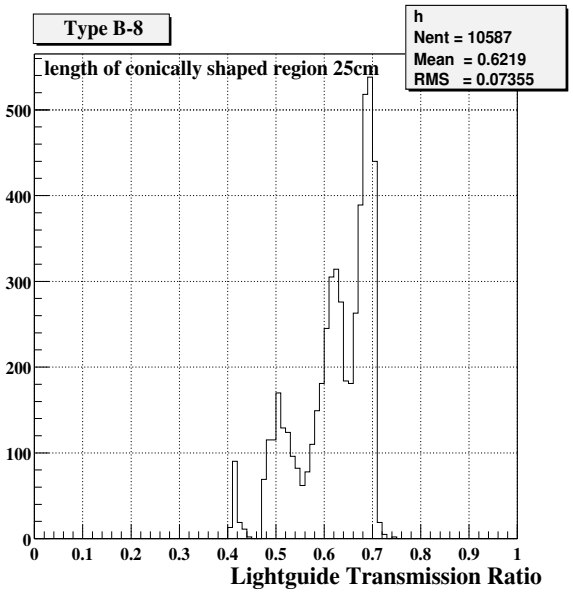


図 7.14: ライトガイドに入射した光が光電面に到達する集光率。(TypeB-8)

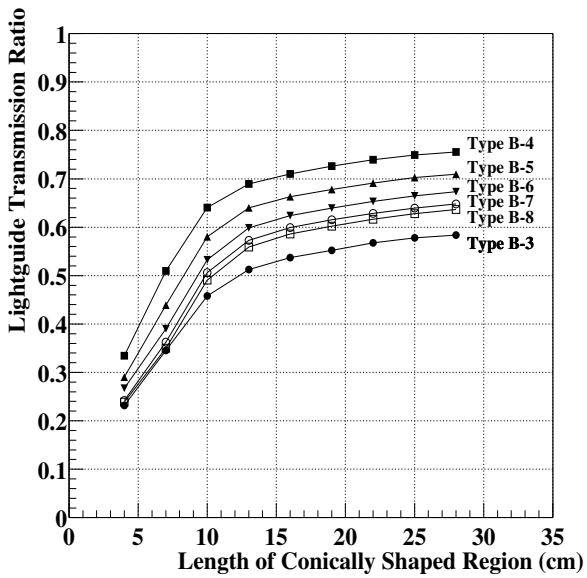


図 7.15: 各検出器型関する平均集光率。横軸はライトガイド円錐部の長さである。

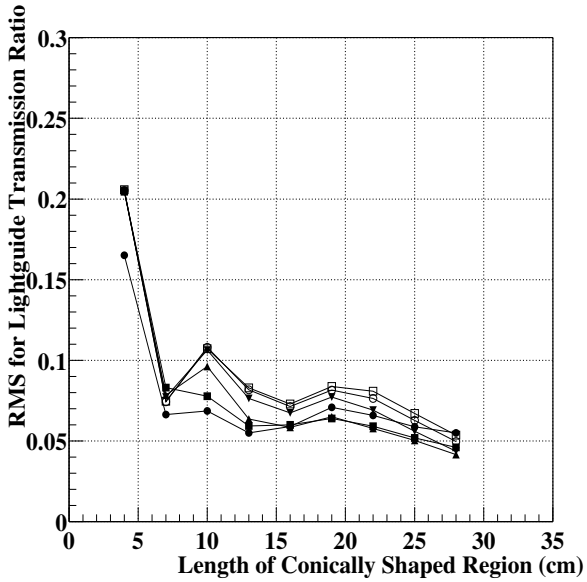


図 7.16: 各検出器型関する集光率の分散。横軸はライトガイド円錐部の長さである。

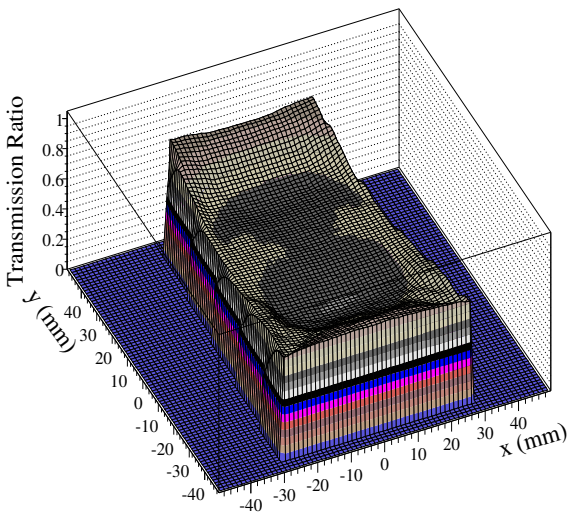


図 7.17: 集光率のライトガイド入射位置に対する依存性。ライトガイド円錐部の長さは 25cm。(TypeB-3)

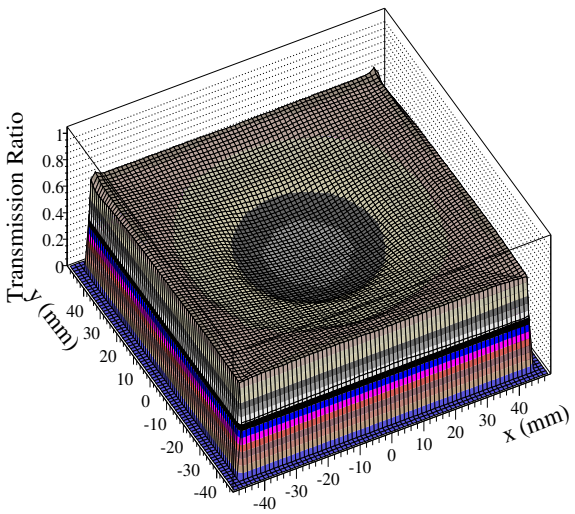


図 7.18: 集光率のライトガイド入射位置に対する依存性。ライトガイド円錐部の長さは 25cm。(TypeB-8)

7.2.3 まとめ

ここまでで得られたシンチレーション光の集光に関するものをまとめる。

シミュレーション条件

- シンチレーティングファイバー : Pol.Hi.Tech 0042(90)
- ファイバー屈折率 : $n_{\rm core} = 1.590$, $n_{\rm clad} = 1.492$
- シンチレーション光の光源はファイバー出口から 11cm∼13cm の範囲で一様に分布しているとし、等方的に発生
- 発生したシンチレーション光のうち、ライトガイドと反対方向に放出されたものは無視
- ファイバーとライトガイドの光学的接合 : BC-600 (n=1.560)
- ライトガイドと光電面の光学的接合 : BC-600 (n=1.560)
- ライトガイドの円筒部の長さは 2cm、直径は光電子陰極の面積
- ライトガイド円錐部の長さは 25cm
- ライトガイド周囲の反射材は無し

シンチレーション光の集光率

シンチレーションファイバーからライトガイドへの集光率 $\epsilon_{\rm fiber} = 3.94\%$

各検出器 **Type** それぞれの集光率 表 7.8 のとおり

Detector Type	Light Collection Ratio for Lightguide (%)	Light Collection Ratio for Fiber & Lightguide(%)
B-3	57.8	2.28
B-4	74.9	2.95
B-5	70.2	2.77
B-6	66.5	2.62
B-7	64.0	2.52
B-8	62.8	2.47

表 7.8: 各検出器型に対するライトガイドの集光率、およびファイバーでのシンチレーション光の損失も含めた全体の集光率

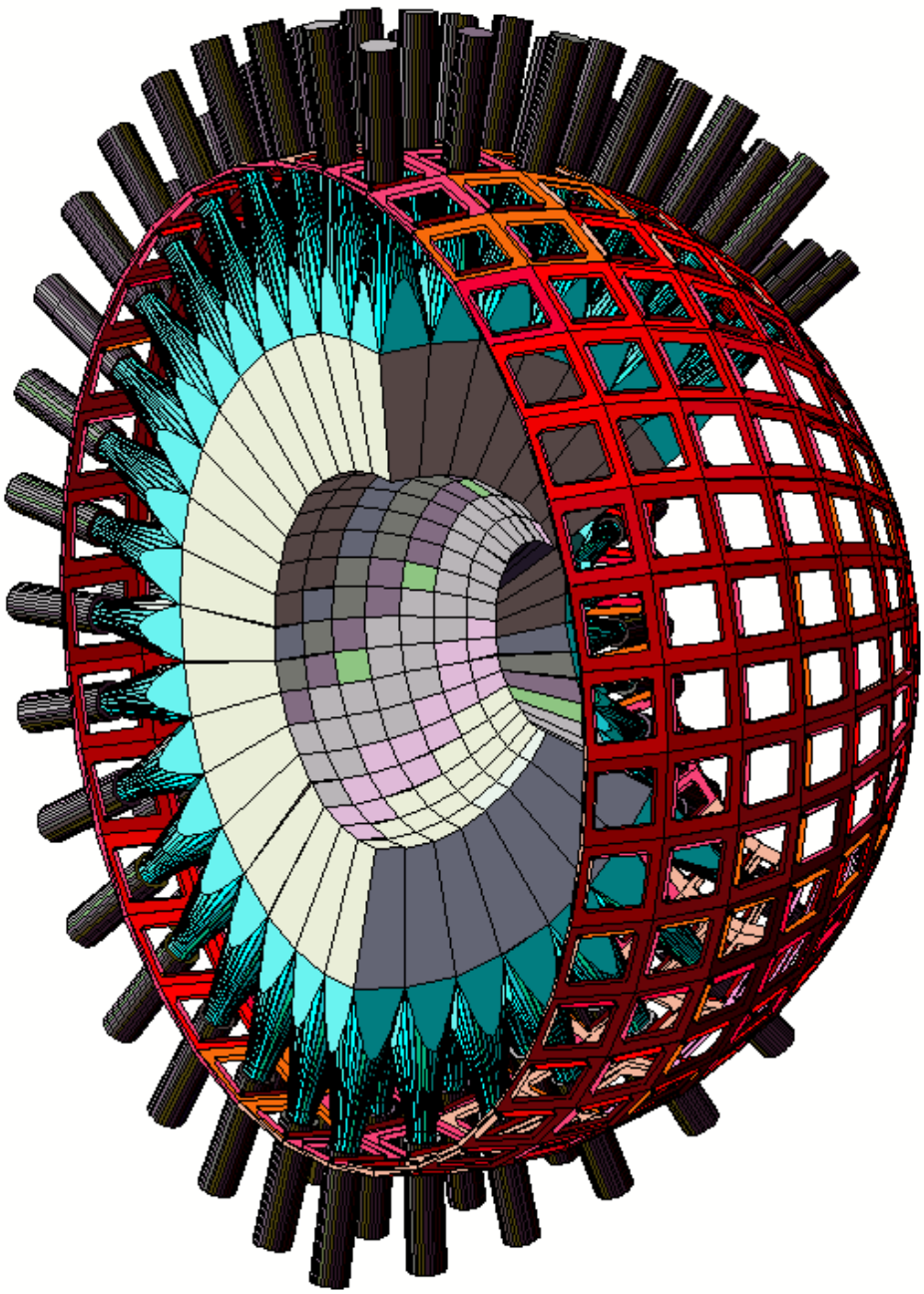


図 7.19: 後方検出器組み立て予想図

第8章　議論とまとめ

現在、SPring-8 におけるレーザー電子光共同実験グループ研究の一つとして、Primakoff 効果を用いた、$\gamma\gamma \to \pi\pi$ チャンネルでの σ メソン探索実験が計画されている。

我々はこの実験によって、コライダーによる実験では不明瞭であった低エネルギー領域、すなわち

$$0.28 \text{ GeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 0.5 \text{ GeV}$$

の領域を精度良く測定し、低質量スカラーメソンである σ の存在確証を得ることを期待している。

本修士論文では、この実験の実現可能性をテーマに、議論すべき項目を各章に渡って議論してきた。

Primakoff 過程による σ メソンの生成

$$\gamma + A(Z) \to \sigma + A(Z)$$

を実現させるには、入射光子ビームがまず必要である。我々はこの光子ビームとして、SPring-8 におけるレーザー電子光を用いることを前提としている。このレーザー電子光は、1999 年 7 月に全吸収型の γ カロリメータである PWO 検出器を用いて測定した結果、理論から予想される最大エネルギー 2.4GeV で生成されていることを確認した。

Primakoff 過程による σ メソンの生成全断面積は、σ の質量を 600 MeV、質量幅を 400 MeV と仮定した場合、Pb、Cu、C ターゲットに関してそれぞれ、

Taget	$\sigma \to \pi^+\pi^-$ (μb)	$\sigma \to \pi^0\pi^0$ (μb)
^{208}Pb	4.68	2.65
^{63}Cu	0.987	0.547
^{12}C	0.0663	0.0363

と計算された。以下では、$\sigma \to \pi^+\pi^-$、$\sigma \to \pi^0\pi^0$ 崩壊チャンネルそれぞれについて、本修士論文で分かったことについて議論する。

8.1　$\sigma \to \pi^0\pi^0$ チャンネル

Primakoff 反応によって生成される γ の 94% は、前方 30^o 以内に放出される。したがって、このチャンネルを捕えるための γ 検出器は、前方 30^o 以内を覆うことが本質的に重要である。この中でも特に超前方にイベントが集中する。従って超前方に検出器を配置する必要がある可能性もある。そこで、検出器の覆う領域によって 2 つに分けて議論する。

検出器領域が 4°∼35° の場合 (実効検出器領域 5°∼30°)　入射ビームサイズおよびターゲットからの電磁シャワーの影響を考慮した結果、現在のところ 5° から 30° までの γ を捕える内半径 60cm の検出器セットアップによる実験が可能であると判断した。この際、使用するシンチレーションクリスタルは、発光の減衰が早く、生産実現性およびコスト等を踏まえた結果、PWO が理想的である。

PWO のエネルギー分解能は、1GeV において 3% という結果を得た。これは、20mm×20mm×200mm のプロトタイプ検出器に関してガス制動放射光を用いて測定した結果得られたものである。またこの測定から、位置分解能について $\sigma_x = 3mm/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ という結果も得た。このエネルギー分解能に見合う検出器位置分解能を検討した結果、$\sigma_x = 5mm/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ である。このセットアップを用いることによって、全アクセプタンスは 12.5%、Pb ターゲット $(0.1X_0)$ で予想される収量は、

σ Mass (MeV/c^2)	Acceptance (%)	Yield (events/day)
270-350	8.31	47
350-450	17.3	36
450-550	28.5	14
550-650	31	2
650-750	∼50	∼ 0.2
270-750		∼100

である。

π^0 の質量における 2γ 不変質量の分解能は

$$\frac{\sigma_{M_{\gamma\gamma}}}{M_{\pi^0}} \quad = \quad 7.4\%$$

となり、π^0 のピークが明確に現れると期待できる。また、Primakoff 生成反応と、その他のハドロニックな反応とを区別する目安である運動量移行、および 4γ 不変質量の分解能は、

$$\begin{aligned} \sigma_t \quad &= \quad 0.00293 \pm 0.00009 \qquad \mathrm{GeV}^2 \\ \sigma_{M_{4\gamma}} \quad &= \quad 15.4 \pm 0.4 \qquad \mathrm{MeV}\ (300 \sim 500\ \mathrm{MeV}) \end{aligned}$$

となる。

4γ 質量分解能に関しては Crystal Ball グループの実験の約 2 倍である。であるが一方で p.9 に示した Crystal Ball 実験グループによる $\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$ の断面積データは、4γ 不変質量について 50MeV ビンで取り扱っている。

検出器領域が 1°∼35° の場合 (実効検出器領域 1°∼30°)　2π 質量閾値付近のアクセプタンスを高めるために、4° から 30° を覆う PWO 検出器に加えて、ターゲット下流 4m の位置に、さらに超前方 1° まで覆う鉛ガラス検出器 7cm×7cm 96 本を配置する。この実験セットアップを考える場合、ビームハローの影響を減らすために、レーザーハッチ等においてコリメータでビームを絞るなどの工夫が必要であると考えられる。

前方検出器を 2 つに分けたために、4° から 5° の領域は不感となるが、アクセプタンスは 47.4% である。この場合、Pb$(0.1X_0)$ ターゲットに対する収量は、

σ Mass (MeV/c^2)	Acceptance (%)	Yield (events/day)
270-350	48.1	270
350-450	47.2	100
450-550	41	20
550-650	40	16
650-750	$\sim$50	0.2
270-750		$\sim$400

である。2π 閾値付近のアクセプタンンスも大きく、短期間で物理的に意味のあるデータが得られると考えられる。

2γ 不変質量、運動量移行、および 4γ 不変質量の分解能は、

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{M_{\gamma\gamma}}}{M_{\pi^0}} &= 7.8\% \\ \sigma_t &= 0.00360 \pm 0.00005 \quad \mathrm{GeV}^2 \\ \sigma_{M_{4\gamma}} &= 15.8 \pm 0.2 \quad \mathrm{MeV} \end{aligned}$$

となる。

8.2 $\sigma \longrightarrow \pi^+\pi^-$ チャンネル

このチャンネルの測定においては、SPring-8 レーザー電子光共同研究グループによって開発されたスペクトロメータを用いることを前提とする。したがって $\pi^0\pi^0$ チャンネルで議論したような、検出器アクセプタンスの評価に関して、議論すべき項目はそれほど多くはない。しかし、$\pi^+\pi^-$ 以外の荷電粒子との分離と言う観点からは、話は難しくなる。なぜならば、捕えるべき $\pi^+\pi^-$ の生成率に比べ、ターゲットによって発生する $\mathrm{e^+e^-}$ ペアの生成率は 10^7 倍あるためである。Geant4 モンテカルロシミュレーションの計算によると、双極電磁石ヨークおよびコイル、さらに e^+e^- Blocker をクリアする Primakoff 生成による 2π のアクセプタンスは、Blocker の x 方向のギャップが 15.5cm の場合、

$$\eta_{\ \mathrm{DC3}} = 72.0 \pm 2.8\ \%$$

である。次に DC3 の直後に y 方向の幅が 4cm、ビーム軸方向の厚さ 2cm の $\mathrm{e^+e^-}$veto カウンターを配置することを考えると、アクセプタンスは

$$\eta_{noveto} = 52.1 \pm 2.8\ \%$$

と減少する。この条件のもとでの収量は、

σ Mass (MeV/c^2)	Acceptance (%)	Yield (events/day)
280-350	50.4	450
350-450	63.2	260
450-550	32	32
550-650	12	$\sim$2
270-750		$\sim$740

と期待される。

入射光子の個数を全体で 5×10^6 個/sec とし、$0.1X_0$ のターゲットを仮定すると、e^+e^- のペアはおよそ 5×10^5 個/sec となる。トリガーイベントに 2hit を要求すれば、e^+e^- Blocker と veto カウンターの導入により、ターゲットにおいて生成された e^+e^- の 99.9%が除去される。従って、e^+e^- ペアによるトリガーレートは 500/sec に減らすことが出来る。

さらに e^+e^- を減らすためには、新たな粒子識別のための検出器が要求される。π メソンの放出角度は 10^o 以内と小さいことから、まず、ターゲット周辺部にガスチェレンコフカウンターを配置する。ターゲット周辺部であるので、エネルギーロスや多重散乱を極力押さえる必要がある。したがって、ガスには 1 気圧のプロパンを用いカウンターの物質量を少なくする。プロパンの場合 1 気圧における屈折率は

$$n_{C_3H_8} \quad = \quad 1.001 \ \ (\text{at 1atm})$$

である。30cm の検出器範囲を考え予想される光電子数は、集光率 50%、波長領域 350$\sim$500nm、量子効率 20%を仮定して、

$$N_{p.e} \quad = \quad 2.34$$

これは電子に対しおよそ 90%の検出効率に対応する。これにより、e^+e^- ペアによるトリガーレートは 50/sec になる。

また、DC3 と TOF トリガーカウンターの間には、光電子数をより多く得るために、気圧を上げた有感領域 50cm の SF6 を配置する (図 8.1)。

この検出器は、双極電磁石よりも下流に置くため、π の x 分布は広がっており、かなり大型の検出器になる。双極電磁石が 800A の場合、ターゲット下流 3.5(m) の場所に置いて、

$$-100cm < x_\pi < 100cm$$
$$-50cm < y_\pi < 50cm$$

程度の広がりを持つ。これにより、集効率を 40%、波長領域 350$\sim$500nm として、

$$N_{p.e} \quad = \quad 5.2$$

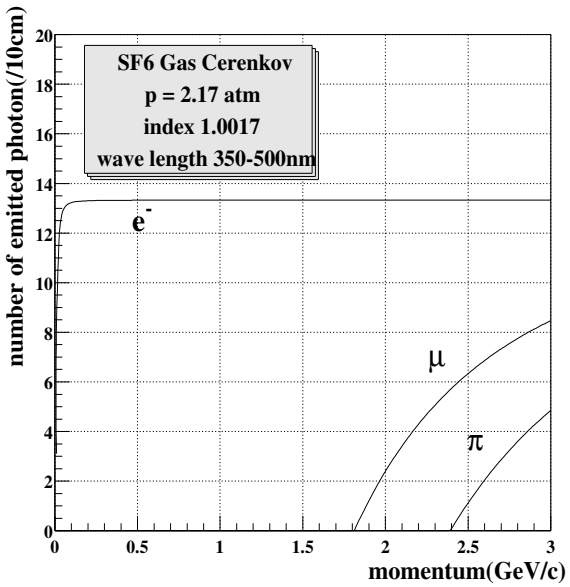


図 8.1: SF6 ガスチェレンコフ検出器の放出光子数。ガス圧は 2.17atm、その際の屈折率は 1.0017 である。

従って、e^+e^- の検出効率は 99.4%となり、トリガーレートは全体で

$$R_{\rm trig} \approx 0.3 \ (/\mathrm{sec}) \tag{8.1}$$

となる。

e^+e^- の生成によるトリガーレートは、ここまでの述べた実験セットアップにより実験可能な程度まで下げることが出来る。しかしながら、それでもなお、我々が捕えるべき $\pi^+\pi^-$ イベントは、e^+e^- によるトリガーレベルの 10 分の 1 である。これらのイベントの弁別は、オフライン解析にいて 2 粒子の振舞いを詳細に調べることにより行う。

8.3 実験準備として今後行うべき課題

$\pi^+\pi^-$ については、イベント収量に関して、アクセプタンスの面からも十分実験可能な量を得ることが出来るという結果を得ることができた。

しかし、本章で述べたように $\pi^0\pi^0$ チャンネルに比較し、バックグランドの対策の面で難しい実験であると言える。さらに工夫を要することも考えられる。特に本修士論文研究で議論することが出来なかった、μ-π 分離に関しては、何らかの対策考える必要がある。

$\pi^0\pi^0$ チャンネルにおいて、これからに残されている課題は、実際の検出器の設計である。本研究によって、検出器に要求される分解能、および検出器配置領域を具体的に明らかにすることが出

来た。

　この結果に基づき、シミュレーションを含めて実際の検出器形状を設計していく。

謝辞

本修士論文研究を行うにあたり、指導教官である阪大 RCNP の清水肇教授には、この研究の機会を与えて頂き、御指導、御助言を数多く頂戴しました。ときには経済的な面での相談を受けて頂くなど、この 2 年間、言葉では言い尽くせない程お世話になりました。

また、阪大 RCNP の中野貴志助教授をはじめとする、SPring-8 でのレーザー電子光共同研究グループの皆様方からは、実験、解析等で様々な御指導、御助言を頂きました。
特に私と同じ SPring-8 常駐組である、菅谷頼仁博士、依田哲彦博士、Remco Zegers 博士、住浜水希さんには、解析等の助言はもちろんのこと、日常の心の支えとして大変お世話になりました。

山形大学クォーク核物性研究グループの加藤静吾教授、吉田浩司先生、田島靖久先生からは、ゼミ等を通じ、検出器や実験方法等に関する様々な知識を頂きました。また、同グループの M1 である千葉竜一君、乃万智洋君、三浦明夫君は実験の手伝いをして頂いただけでなく、山形大学での事務手続き等で大変お世話になりました。

日本原子力研究所の浅野芳裕先生には、ガス制動放射光測定実験の機会を与えて頂きました。またその解析では様々な議論や助言をして頂きました。本当にありがとうございます。

最後に、特別研究性として迎えてくれ、私に研究する環境を与えてくださった、阪大 RCNP の藤原守助教授をグループリーダーとする日本原子力研究所先端基礎研究センターに、深く感謝致します。

関連図書

[1] E.Byckling and K.Kajantie. *Particle Kinematics*. John Wiley & Sons, 1973.

[2] C.Caso et al. Review of particle physics. *Eur.Phys.J.*, Vol. C3, p. 1, 1998.

[3] C.Seez et al. Beam tests of lead tungstate crystal matrices and a silicon strip preshower detector for the cms electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A 412, p. 223, 1998.

[4] D.A. Simon et al. Modeling and scanning of lightguides for pb/scifi calorimeters. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A 335, p. 86, 1993.

[5] E.Auffray et al. Beam tests of lead tungstate crystal matrices and a silicon strip preshower detector for the cms electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A412, p. 223, 1998.

[6] G.Bellettini et al. Primakoff effect and π^0 lifetime. *Nuovo Cimento*, Vol. 90A, p. 1139, 1965.

[7] G.Bellettini et al. A new measurement of the π^0 lifetime through the primakoff effect in nuclei. *Nuovo Cimento*, Vol. 96A, p. 243, 1970.

[8] H.Marsiske et al. Measurement of $\pi^0\pi^0$ production in two-photon collision. *Phys.Rev.D*, Vol. 41, p. 3324, 1990.

[9] H.Shimizu et al. Performance of a $pbwo_4$ crystal calorimeter for 0.2-1.0gev electrons. *Nucl. Instr. Meth.*, 1999.

[10] J.Boyer et al. Two-photon production of pion pairs. *Phys.Rev.D*, Vol. 42, p. 1350, 1990.

[11] M.Pisharody et al. Measurement of gas bremsstrahlung from electron storage rings. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A401, p. 442, 1997.

[12] O.V.Buyanov et al. A first electromagnetic calorimeter prototype of $pbwo_4$ crystals. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. A349, p. 62, 1994.

[13] M.Fujiwara et.al. Investigation of quark nuclear physics using laser-electron photons. *Journal of the Japanese Socirty for Synchrotron Radiation Reserch*, Vol. 10, p. 23, 1997.

[14] M.Fujiwara et.al. Physics with polarized photons at spring-8. *Acta. Phys. Pol.*, Vol. 29, p. 141, 1998.

[15] T.Nakano et.al. New projects at spring-8 with multi-gev polarized photons. *Nucl. Phys.*, Vol. A629, p. 559c, 1998.

[16] K.Volker. Introduction to chiral symmetry. *nucl-th*, Vol. 9512029, , 1995.

[17] M.Boglione and M.R.Pennington. Determination of radiative width of scalar mesons from experimental result on $\gamma\gamma \to \pi\pi$. *hep-ph*, Vol. 9812258, , 1998.

[18] M.R.Pennington. Riddle of the scalars : where is the σ. *hep-ph*, Vol. 9905241, , 1999.

[19] S.M.Seltzer and M.J.Berger. Bremsstrahlung spectra from eletron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. B12, p. 95, 1985.