K_L^0 稀崩壊実験のための中性子不感型 γ 検出器の開発

京都大学大学院理学研究科物理学宇宙物理学専攻

物理学第二分野 高エネルギーグループ 修士課程二年

前田憲一

平成 18 年 2 月 1 日

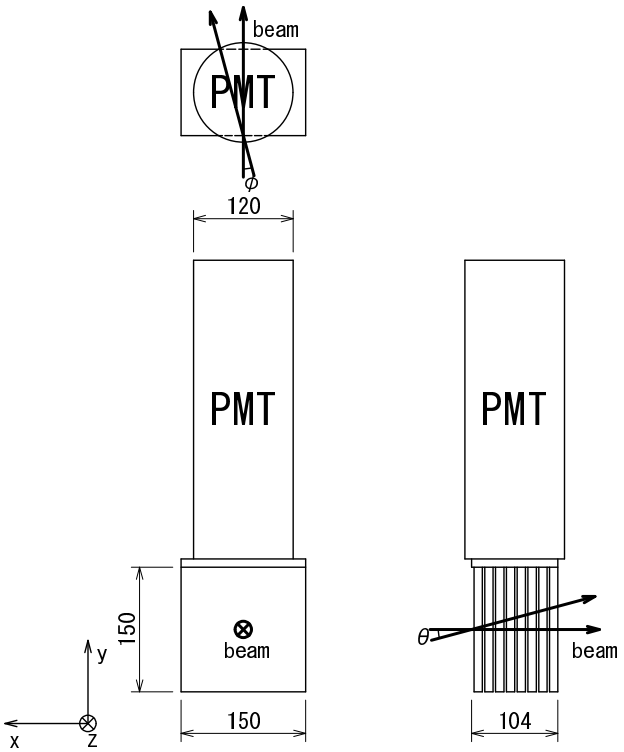
概 要

For a measurement of $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ branching ratio, neutron-insensitive γ detector is necessary to cover K_L^0 beam region. We designed such a detector using Čerenkov effect, and carried out a beam test of a prototype module to evaluate its performance.

CP 対称性の破れは現在の素粒子物理の主要なテーマの一つである。この分野において重要な意味を持つ反応の一つとして $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ がある。この崩壊の分岐比を精密に測定する事により CP 対称性の破れを特徴づける小林・益川行列の複素パラメーターを決定する事ができる。

このイベントの同定のためには終状態が π^0 からの 2γ のみである事を保証する必要があるが、そのためには崩壊領域を高い γ 検出効率をもった検出器で覆う必要がある。その際、ビームダンプ部には大量の中性子が存在するため、この部分に置かれる γ 検出器は中性子に対し不感でなければならない。

我々はそのような要件を満たす検出器としてチェレンコフ光を利用した検出器をデザインし、その基礎的な性能評価のため試作品に対しビームテストを行った。図にそのビームテスト用の検出器を示す。



10mm のアクリル板を 8 層重ねた構造になっている。アクリル内で発生したチェレンコフ光は全反射によって集光される。底面はマイラーのものと黒紙のものの 2 種類を用意した。

図 1: 検出器の概念図

ビームテストにおいては主に 2.1GeV の π^+ を照射し、以下に示すパラメーターを変えながら光量を測定した。

- ビームの運動量

- ビームの入射位置 (x および y)
- ビームの入射角度 (ϕ および θ)

また、ビームテストによる検出器のレスポンスを再現するためにモンテカルロシミュレーションを行った。このシミュレーションに取り入れたパラメーターは実測値としてアクリルの屈折率と透過率、および任意のパラメーターとして overall factor、アクリルの全反射率、マイラーの反射率である。

この結果、検出器のレスポンスを概ね再現するパラメーターを見出す事ができた。

目 次

第 1 章 序論 **3**
1.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 . . . 3
1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 分岐比測定実験の特徴 . . . 5
1.3 Aerogel counter . . . 5
1.4 guard counter . . . 6
1.4.1 Čerenkov effect . . . 6
1.4.2 全反射 . . . 7
1.4.3 guard counter . . . 9

第 2 章 ビームテスト **11**
2.1 セットアップ . . . 11
2.1.1 guard counter . . . 11
2.1.2 全体図 . . . 11
2.1.3 回路系 . . . 14
2.2 ビーム . . . 14
2.2.1 粒子識別 . . . 14
2.3 PMT calibration . . . 16
2.4 測定 . . . 18
2.4.1 β スキャン . . . 18
2.4.2 x スキャン . . . 18
2.4.3 y スキャン . . . 21
2.4.4 ϕ スキャン . . . 21
2.4.5 θ スキャン . . . 21
2.5 結論 . . . 21

第 3 章 アクリルのパラメーター測定 **26**
3.1 透過率測定 . . . 26
3.1.1 方法 . . . 26
3.1.2 位置依存性 . . . 26
3.1.3 測定結果 . . . 26
3.1.4 吸収係数 . . . 26
3.1.5 結論 . . . 30
3.2 屈折率測定 . . . 31
3.2.1 方法 . . . 31

3.2.2 計算 . . . 33
3.2.3 セットアップ . . . 33
3.2.4 測定 . . . 33
3.2.5 結果 . . . 34
3.2.6 誤差 . . . 35
3.2.7 結論 . . . 37

第 4 章 シミュレーション **38**
4.1 方法 . . . 38
4.1.1 Čerenkov 光 . . . 38
4.1.2 集光 . . . 38
4.2 パラメーターの推定 . . . 40
4.2.1 全反射率 r . . . 40
4.2.2 マイラーの反射率 r_m . . . 40
4.3 各測定の検証 . . . 43
4.3.1 β スキャン . . . 43
4.3.2 x スキャン . . . 47
4.3.3 y スキャン . . . 47
4.3.4 ϕ スキャン . . . 47
4.3.5 θ スキャン . . . 47
4.4 overall factor . . . 47
4.5 結論 . . . 52

第 5 章 結論と今後の展望 **53**

第1章　序論

1.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

CKM 行列はクォークの混合を表す量である。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

Wolfenstein パラメータによる表記では、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

となる。ユニタリー条件は

$$V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} = 1 \tag{1.3}$$

と表され、$V_{ud} \sim V_{tb} \sim 1$ とすると

$$V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* = 1 \tag{1.4}$$

となる。これを視覚的に表したものが図 1.1 に示すユニタリー三角形である。

このパラメーターを決定する事は現在の素粒子物理学の主要な課題である。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ はこのパラメーターの決定のために有力な反応である。図 1.2 にこの反応の最低次のファインマン図を示す。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は標準理論によって

$$B(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = 1.8 \times 10^{-10}\eta^2 A^4 X^2(x_t) \tag{1.5}$$

と計算される。ただし X(x) は top quark mass に関する量で、

$$X(x) \equiv \eta_X \cdot \frac{x}{8}\left[\frac{x+2}{x-1} + \frac{3x-6}{(x-1)^2}\ln x\right] \tag{1.6}$$

$$x_t = m_t^2/M_W^2 \tag{1.7}$$

で定義される。η_X は QCD による補正項で $\eta_X = 0.994$ である。

この式から、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を測定する事によって η を決定する事ができる。

また、$K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ の分岐比の測定によってユニタリー三角形の斜辺 $|V_{td}|^2$ を測定する事ができるため、これと合わせる事によりユニタリー三角形の形を決定する事ができる。

これとは別に B 中間子系によってユニタリー三角形の形を決定する事もでき、これらの結果を比較する事によって標準模型の検証をする事ができ、場合によっては標準模型を越える物理に対する手がかりを得る事ができる。

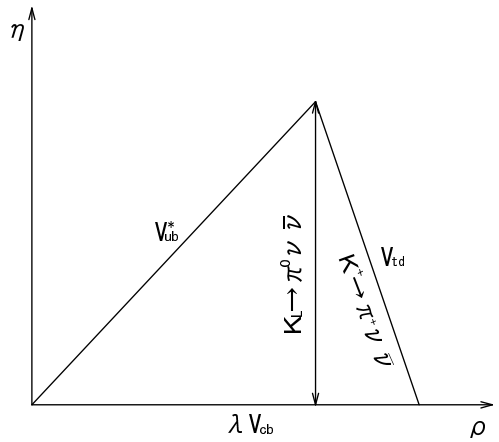


図 1.1: unitary 三角形

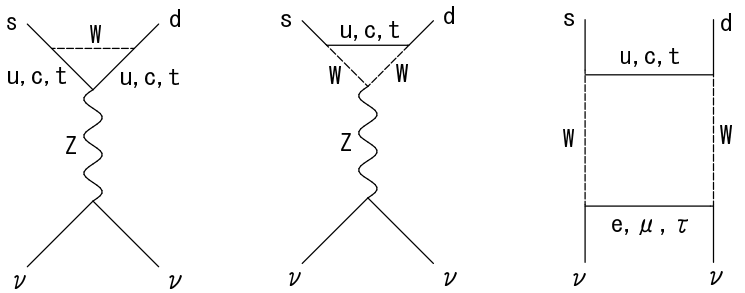


図 1.2: $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ の最低次のファインマン図

1.2　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 分岐比測定実験の特徴

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 分岐比測定の際に困難となるのは終状態の同定である。検出できるのは π^0 からの 2γ のみであり、それ以外には無い事を保障しなければならない。特に問題となるバックグラウンドは $K_L^0 \to 2\pi^0$(分岐比 9×10^{-4}) である。これは終状態が 4γ であるため、γ を検出し損ねると目的となるイベントと混同してしまう。よって、高い検出効率を持った γ 検出器で崩壊領域を覆わなければならない。その際、ビームダンプには大量の中性子が存在するため、この部分に置かれる検出器は中性子に対して不感である事が要求される。この論文ではそのような特徴を持った検出器の開発について述べる。

1.3　Aerogel counter

以上の要件を満たす検出器として我々のグループでは Aerogel を用いた検出器を設計した [1]。この検出器の 1 モジュールは 2mm 厚の鉛、5cm 厚の Aerogel、鏡、集光ファネル、PMT からなる。鉛と反応する事によって発生した荷電粒子が Aerogel を通過する際にČerenkov effect を起こし、その光を鏡と集光ファネルによって PMT に集める仕組みである。Aerogel counter の概念図を図 1.3 に示す。

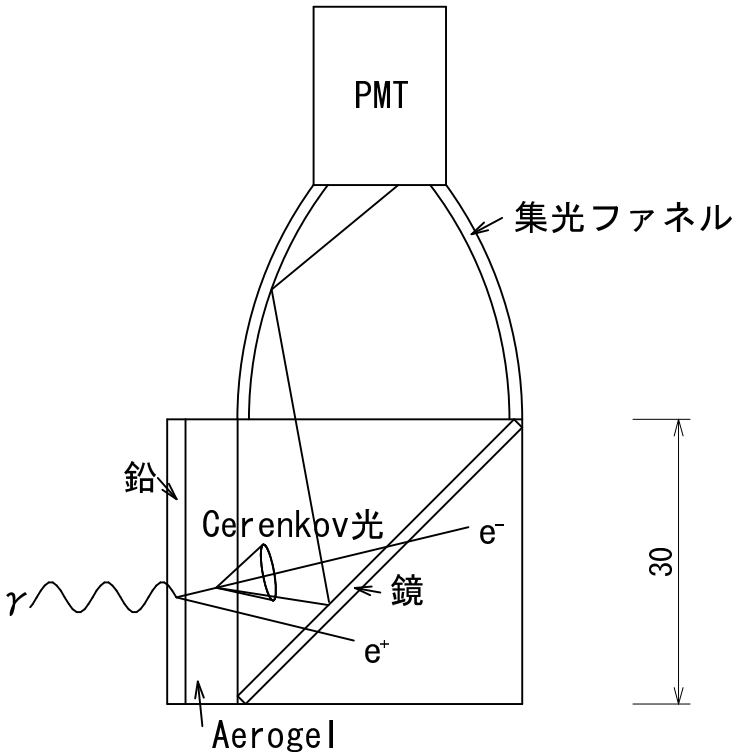


図 1.3: Aerogel counter の概念図
$30cm \times 30cm \times 2mm$ の鉛により conversion を起こし、発生した荷電粒子によるČerenkov 光を集光ファネルによって PMT に集める。

γ による対生成で生じた e^+e^- は高速であるのに対し、中性子によるハドロン反応で生じた荷電粒子は低速である。よって、適切な屈折率のČerenkov 発光体を選ぶ事により、γ のみを選択的に検出する事ができる。この検出器により要求される中性子不感率と γ 検出率を達成できる事がわかっている。

しかし、この Aerogel counter を用いてビームダンプ部の検出器を構成するに当たり、いくつかの問題がある。図を見てもわかるように Aerogel counter の 1 モジュールは上下に重ねる事ができない。また 1 モジュールのサイズは同じ口径の PMT を使う限り集光率とトレードオフの関係にあるので、サイズを大きくすると光量が下がり、性能が悪化する恐れがある。そのため現状を越える高さ方向のアクセプタンスを確保するのは困難である。また、コスト面の問題もある。Aerogel は高価である。

そこで、アクセプタンスを補う目的で検出器を設置するのであれば、Aerogel counter とは別種のものを設計するのが望ましい。そのような検出器はビームのハロー部分に置かれる事になるので、要求される性能が違ってくる。ハロー部分の中性子はコア部分に比べて大幅に少ないので、中性子不感率に対する要求は緩和される。中性子に対する不感率と radiation length はトレードオフの関係にあるため、中性子不感率の要求が緩和される分 radiation length を稼ぐ事ができる。また、なるべくなら安価なものが望ましい。

このような条件を満たす検出器が本論文で述べる guard counter である。次節でこの検出器について説明する。

1.4　guard counter

guard counter はČerenkov effect と全反射の性質を利用した検出器である。まずČerenkov effect と全反射について説明する。

1.4.1　Čerenkov effect

Čerenkov effect は物質中を荷電粒子が高速に近い速度で通過する時に発生する効果である。粒子の速度を $v = \beta c$、物質の屈折率を n とすると

$$\beta > \frac{1}{n} \tag{1.8}$$

の条件を満たす時にČerenkov 光が発生する。

発生する光は粒子の進行方向に対し

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \tag{1.9}$$

の角度をなし、Čerenkov 光全体として粒子を頂点とする円錐を形作る (図 1.4)。

Čerenkov effect によって発生する光子数は

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \tag{1.10}$$

α : 微細構造定数, z : 通過粒子の電荷
によって与えられる。

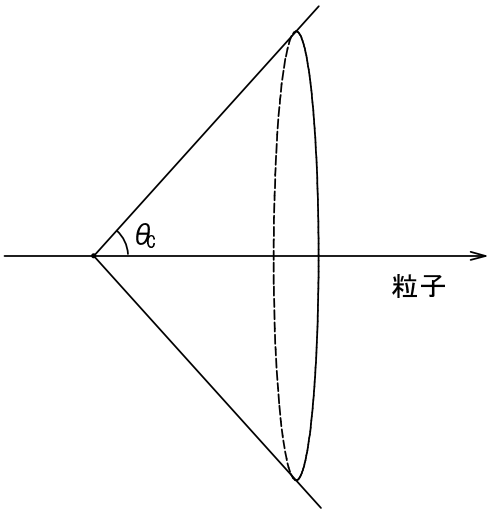


図 1.4: Čerenkov 光

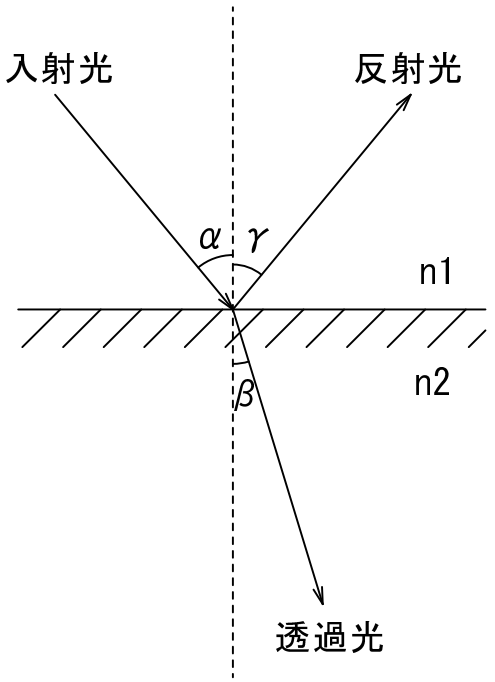


図 1.5: Snell の法則

1.4.2　全反射

光が屈折率の異なる物質の境界面に入射する時、図 1.5 に示すように反射光と透過光に分かれる。その角度はそれぞれ

$$\gamma = \alpha \tag{1.11}$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} \tag{1.12}$$

n_1, n_2 : それぞれの物質の屈折率

で表される (Snell の法則)。

※ ここでの β は角度であり前節での速度とは別物なので注意。

ここで $n_1 > n_2$ として

$$\sin\alpha > \frac{n_2}{n_1} \tag{1.13}$$

の条件を満たす時、β は解を持たなくなる。この場合は透過光は存在せず入射光の全てが反射する事になる。この現象を全反射と呼ぶ。

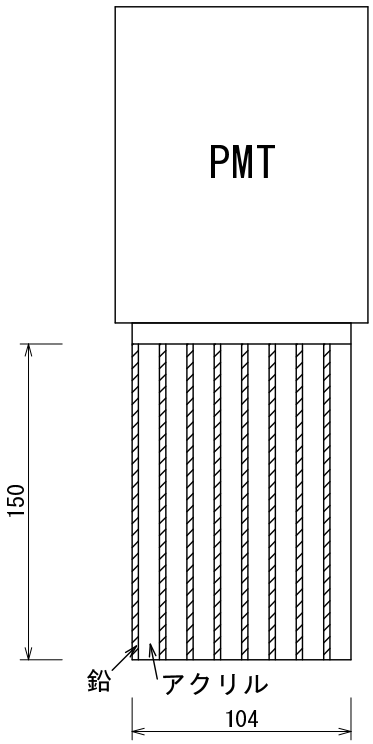


図 1.6: guard counter

1.4.3 guard counter

guard counter は 2mm の鉛と 10mm のアクリルを 8 層重ねた構造になっている (図 1.6)。ライトガイドの役割を果たすアクリルの天井板を通して PMT で読み出す。Aerogel counter と同様、鉛との反応によって生成された荷電粒子によるČerenkov 光を検出するが、集光にアクリルの全反射を使う。そのため全反射条件を満たす光のみを集める事ができる。全反射条件を満たさない光はアクリル外部に洩れ、ほとんど PMT に届かない。γ による電子や陽電子は光速に近いため粒子に対して角度の大きいČerenkov 光が発生し、全反射条件を満たしやすい。一方中性子によるハドロン反応によって生じたプロトンなどは重いため比較的低速で、Čerenkov 光自体が発生しづらい。また仮に発生したとしても角度が小さいため、全反射条件を満たさず PMT には届かない (図 1.7)。この仕組みによって中性子に対して不感な γ 検出器を構成できる。

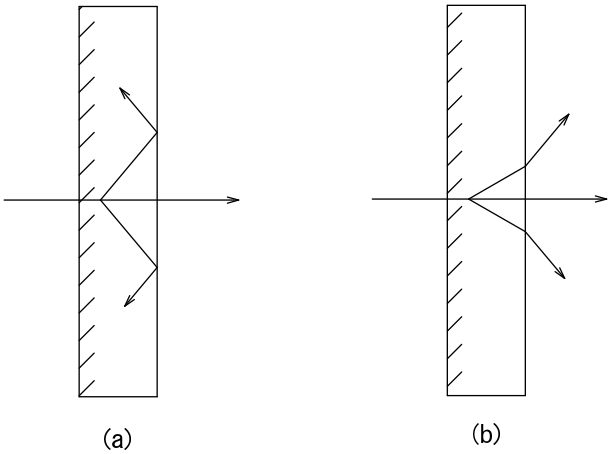


図 1.7: 全反射による粒子分別の仕組み

Čerenkov 光を発生するためのスレショルドは式 1.8 によって計算できる。アクリルの屈折率を n として、スレショルドは

$$\beta = \frac{1}{n} \tag{1.14}$$

となる。一方、全反射のスレショルドは式 1.13 によって計算できる。n_1 としてアクリルの屈折率 n、n_2 として空気の屈折率 1 を代入すると、

$$\sin\alpha = \frac{1}{n} \tag{1.15}$$

がスレショルドとなる。仮に荷電粒子がアクリル面に垂直に入射した時、Čerenkov 光がアクリル面に対してこの角度で発生するためには、式 1.9 で $\theta_C = \alpha$ とおいて式 1.15 との連立方程式を解けば良い。すると、

$$\frac{1}{\beta^2 n^2} + \frac{1}{n^2} = 1$$

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \tag{1.16}$$

	electron	proton	pion
Čerenkov th.	0.46MeV	839MeV	125MeV
全反射 th.	1.0MeV	1.88GeV	279MeV

表 1.1: Čerenkov スレショルドおよび全反射スレショルド

となる。

仮に n=1.5 とすると、Čerenkov effect のスレショルドは $\beta = 0.667$、全反射のスレショルドは $41.8°$、粒子が垂直入射する時の β に対するスレショルドは $\beta = 0.894$ となる。よって基本的に全反射の方が条件が厳しく、全反射条件を考慮していればČerenkov スレショルドについては考えなくとも良い。

表 1.1 にスレショルドに対応する運動量の値を示す。

この検出器は Aerogel counter に比べて鉛の量が多く、大きな radiation length を確保できる (1 モジュール当たり約 $3X_0$)。またČerenkov 光の発光体であるアクリルの量が多く、屈折率も大きいため光量が多い。また材料のアクリルは安価である。その反面物質量が多いため、中性子に対する不感度は劣る。よって、guard counter は中性ビームのコア部分には不向きであるがハロー部分に設置するには適した検出器である。

第2章　ビームテスト

guard counter の基礎的な性能評価のため、KEK-PS T1 ビームラインにおいて T580 という実験番号でビームテストを行った。guard counter の 1 モジュールを試作し、荷電粒子ビームを当てて反応を測定した。

2.1　セットアップ

2.1.1　guard counter

図 2.1 にビームテストで用いた guard counter を示す。

1cm 厚のアクリル 8 層と天井部のアクリル板からなる。図では描かれていないが天井板にアクリルの厚さと同じ幅の溝を掘り、そこに接着している。PMT には浜松ホトニクスの H6527 を使った。5inch の PMT であり、フォトカソードの大きさは直径 120mm である。本来はアクリルの隙間に鉛を入れ、conversion を起こさせるのだが、今回の実験では鉛を入れず、アクリルのみとした。全反射条件を満たさずアクリルから脱出した光が再び入らないように、アクリル板の間に黒紙を挿入した。

底面にはマイラーを敷いたものと黒紙を敷いたものの 2 種類を用意した。マイラーを敷いたものは光量を稼ぐためのものであり実際の実験に使うにはこのほうが有利と考えられる。黒紙を敷いたものは反射の仕組みが単純なため、解析に向いている。この 2 種類は同じ PMT を共有している。マイラーを敷いたものは単にマイラーの上にアクリルを載せただけである。よって底面で条件を満たせば全反射するものと考えられる。黒紙のものは全反射を防ぐため、黒紙にグリースを浸してアクリルと接合した。ただし完全には気泡を抜き切れなかったので多少の全反射はあると思われる。

これらを遮光のためにアルミケースに入れた。アルミの厚みは前後各 1mm である。PMT はアクリル天井板とグリースによって接合し、ケースを使って固定した。

座標系は図に示した通りである。y 軸周りの回転を ϕ、x 軸周りの回転を θ とし、図に示した方向を正とした。座標の原点は天井板を除くアクリル板 8 層からなる $150mm \times 150mm \times 104mm$ の体積の中心である。

2.1.2　全体図

ビームとして KEK-PS の T1 ビームラインを使った (図 2.2)。

図 2.3 に実験の全体図及び座標系を示す。座標の原点はビームライン上、最終 D-magnet 端面のビームが射出される位置にとった。

TOF counter は $80mm \times 40mm \times 10mm$ のシンチレーターを両側から PMT で読み出すもので、粒子同定に用いる。defining counter は $10mm \times 10mm \times 3mm$ のシンチレーターを片側から

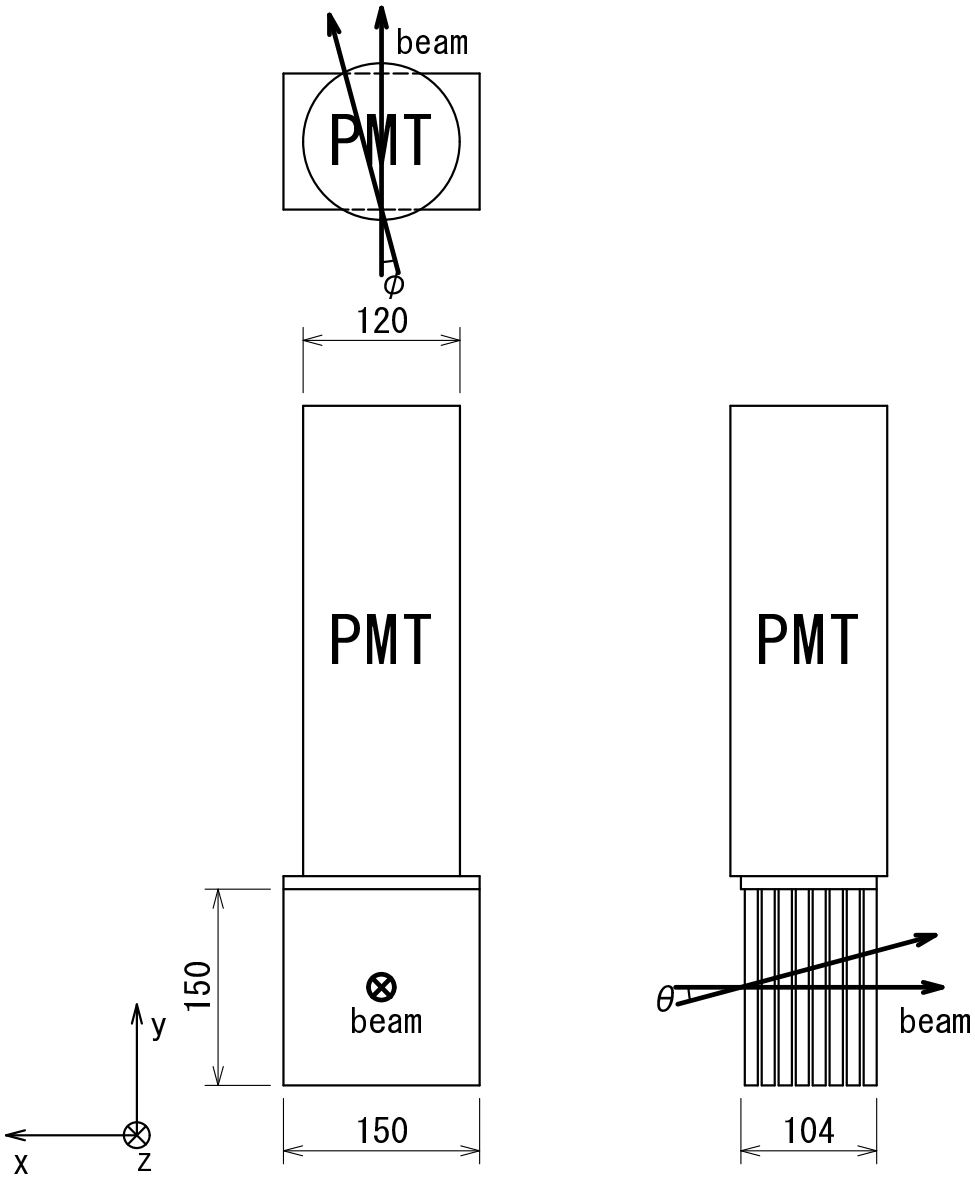


図 2.1: guard counter

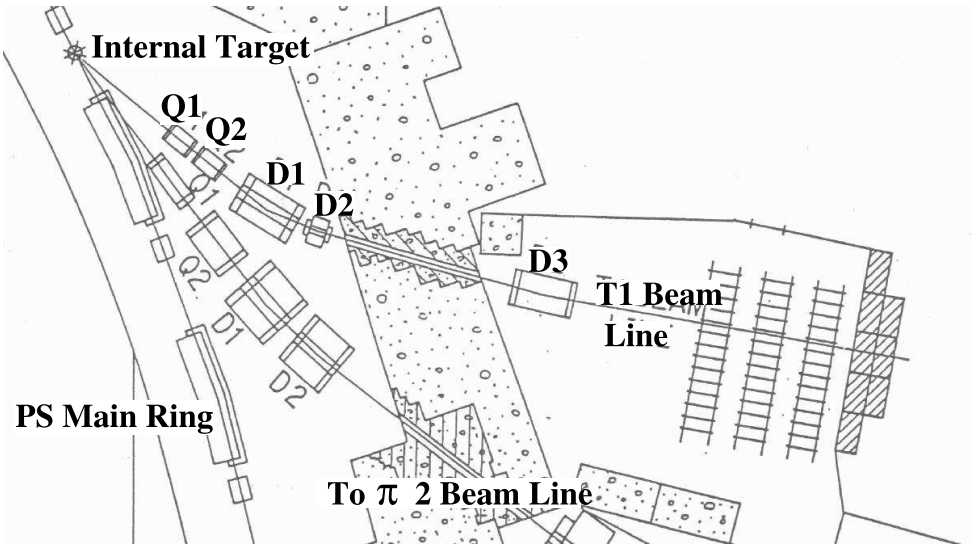


図 2.2: KEK-PS T1 ビームライン

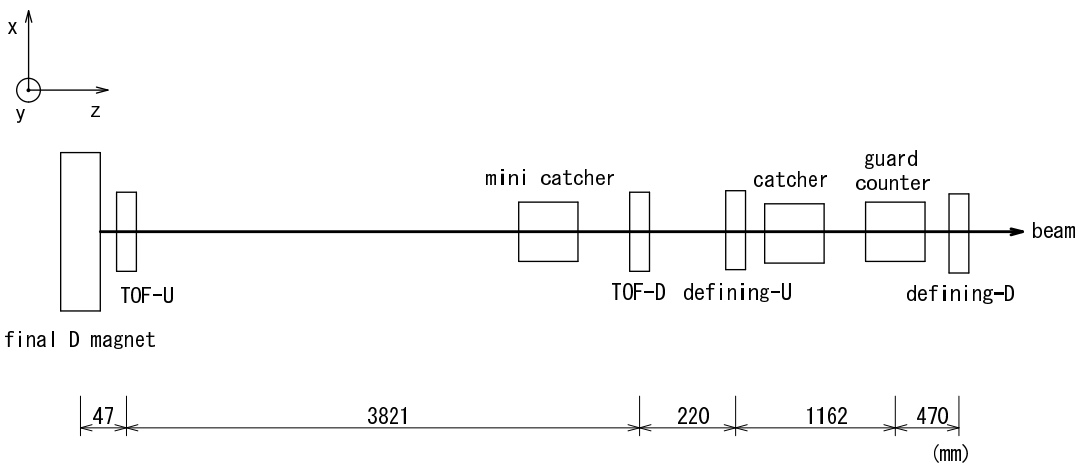


図 2.3: 全体図

読み出すもので、ビーム軌道を限定するために使う。catcher は並行して実験をおこなった中島康博氏の検出器であり、物質量は主にケースによるアルミ 4mm 分のみである。これが前章で述べた Aerogel counter である。mini catcher は catcher の試作品で粒子識別の補助などの目的で設置されたが今回の実験では使っていない。これも物質量はほぼアルミ 4mm 分のみである。物質量が少ないためこれらによる影響はほぼ無いと思われる。

2.1.3　回路系

図 2.4 に回路系の概略を示す。

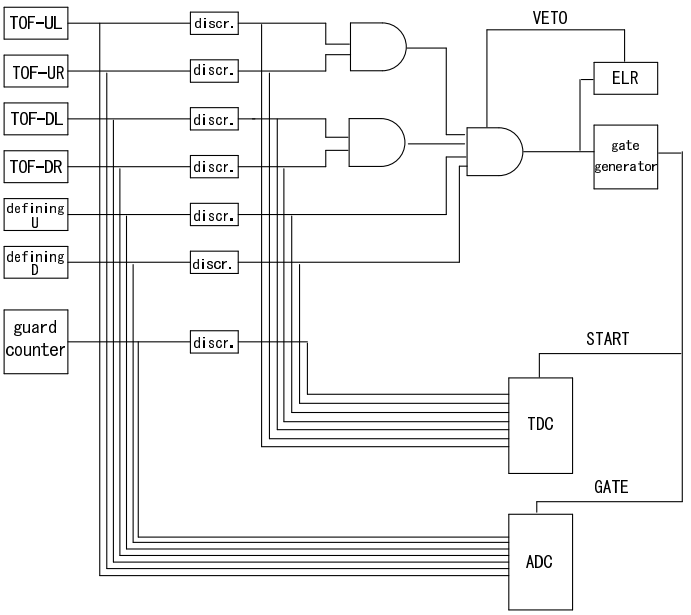


図 2.4: 回路系

TOF、defining counter の計 4 つのコインシデンスによりトリガーとし、guard counter、TOF、defining counter のシグナルの ADC 情報及び TDC 情報を収集した。

2.2　ビーム

ビームは取り出しの磁石の強さにより決まった運動量のものが得られる。今回の実験では主に 2.1GeV のビームを使った。ただしビーム中には数種の粒子が混じっているので識別の手段が必要になる。

2.2.1　粒子識別

粒子識別は TOF によりおこなった。TOF とは time of flight の略であり、2 つのカウンタを通る時間差によって粒子を識別する。ビーム中の粒子は運動量が等しいため、質量の差により速度

に違いが出る。そのため同じ距離を走るのにかかる時間により粒子を区別できる。

図 2.5、2.6、2.7 にそれぞれ 1.05GeV、1.58GeV、2.1GeV のビームを TOF により解析した結果を示す。

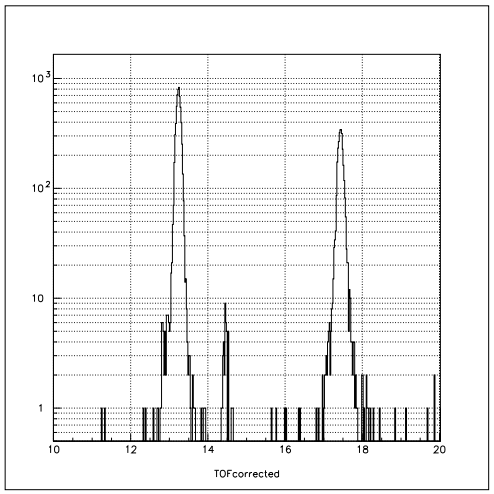


図 2.5: TOF(1.05GeV)

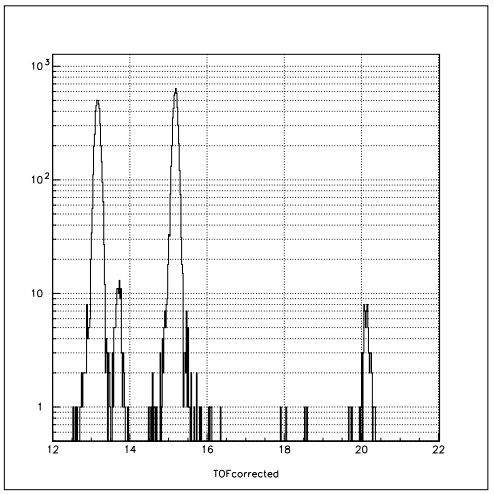


図 2.6: TOF(1.58GeV)

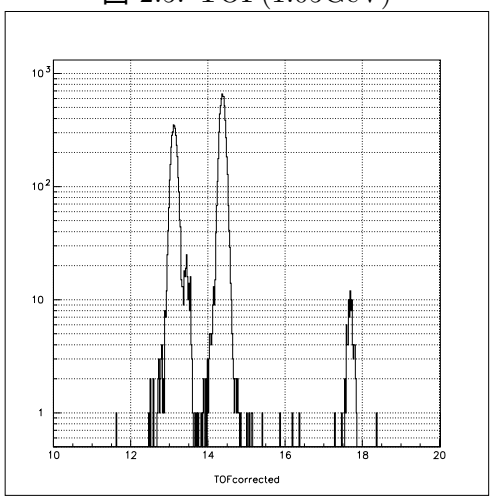


図 2.7: TOF(2.1GeV)

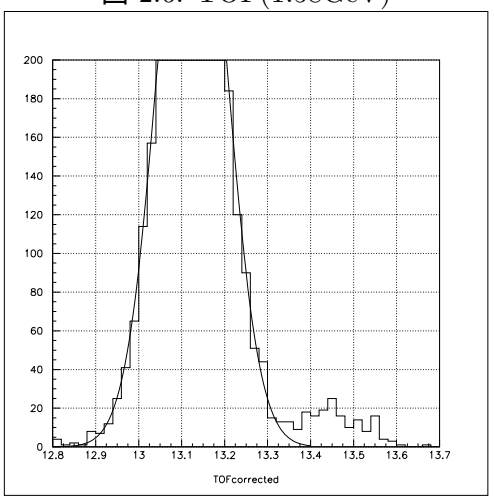


図 2.8: TOF(2.1GeV) の拡大図

横軸は時間 [ns]、縦軸はイベント数

図 2.5 からは 3 つの山が読みとれる。左から π^+、K^+、proton である。図 2.6、2.7 からは 4 つの山が読みとれる。左から π^+、K^+、proton、deuteron である。このように π^+ と proton の区別は容易である。また 1.05GeV、1.58GeV の場合は π^+ と K^+ も区別できる。ただし 2.1GeV の場合は π^+ と K^+ が接近するため区別が難しくなる。

図 2.7 の π^+ のピークを gaussian で fit し、ピーク付近を拡大したものを図 2.8 に示す。fit のカーブが 13.4ns でほぼ 0 になっている事から、K^+ の条件を $13.4 < tof < 13.6$ と決めた。この条件を

課せば K^+ に対する π^+ の混入は充分小さくする事ができると考える。また K^+ は数が少ないため π^+ に対する K^+ の混入は無視して良い。

2.3 PMT calibration

光量は光電子数によって測られるが、そのためには 1 光電子あたりの ADC count を求めなければならない。この値を c とおき、conversion constant と呼ぶ事にする。

HV を充分高く設定できるならば c を求めるためには、LED を用いて 1p.e. ピークを見るのが楽である。しかし、この実験では 200p.e. 程度の光量が発生するため、HV を高く設定する事ができない。そこで c を求めるために以下のような手順をとった。なお、この測定で用いた LED の回路を図 2.9 に示す。

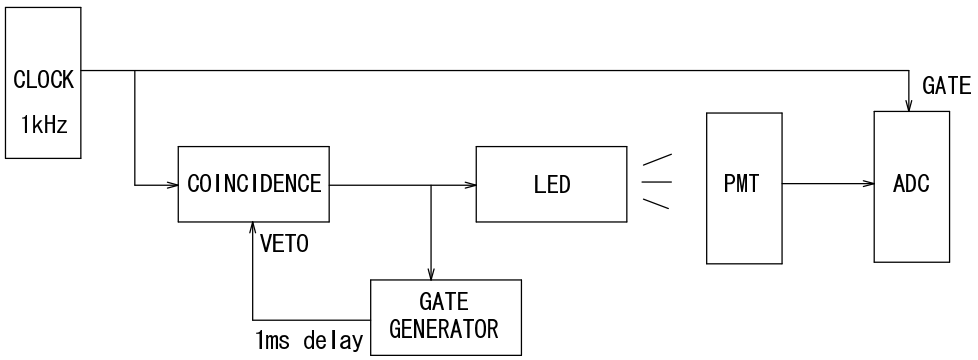


図 2.9: PMT calibration 用の回路

LED が光った後次の clock のタイミングに veto をかける事により clock 2 回につき 1 回しか光らないようにしている。こうする事により、LED によるピーク値とペデスタルを同時に測れるようになっている。

1. まず、HV を目的の値より高く設定する。今回の実験では-2105V とした。そして LED を弱く光らせて 1p.e. ピークを出す (図 2.10)。1p.e. ピークとペデスタルの差からこの HV での conversion constant を求める。これを c_H とおく。

2. 次に、HV をそのままにして LED の光量を上げ、数十 p.e. 程度にする (図 2.11)。ピークとペデスタルの差を 1 で求めた c_H で割れば光量が求まる。

3.LED の光量をそのままにして HV を目的の値に設定する (図 2.12)。今回の実験では-1800V とした。ピークとペデスタルの差を 2 で求めた光量で割れば目的の HV での conversion constant が求まる。

理論上はこの方法で c を求める事ができるはずである。しかし、この方法で c を求めると同じ条件で測定しても 10%程度のばらつきが出た。理由は不明だが、何度も HV や LED の設定を変えるため測定が不安定になりやすいのかも知れない。

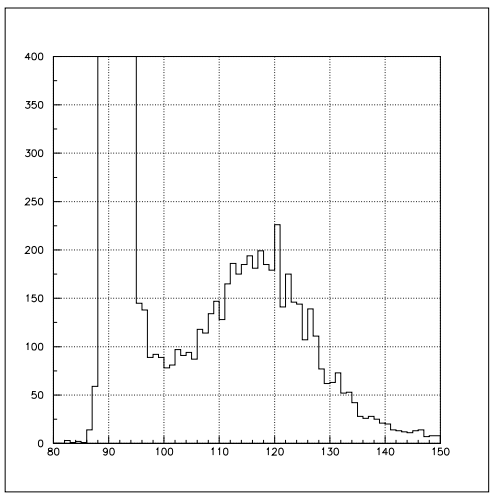


図 2.10: -2105V における 1p.e. ピーク

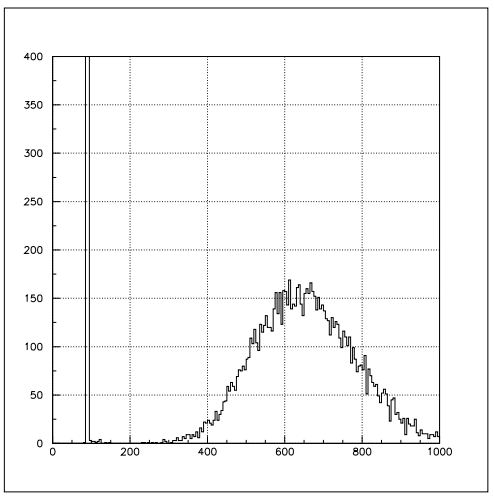


図 2.11: -2105V における数十 p.e. のピーク

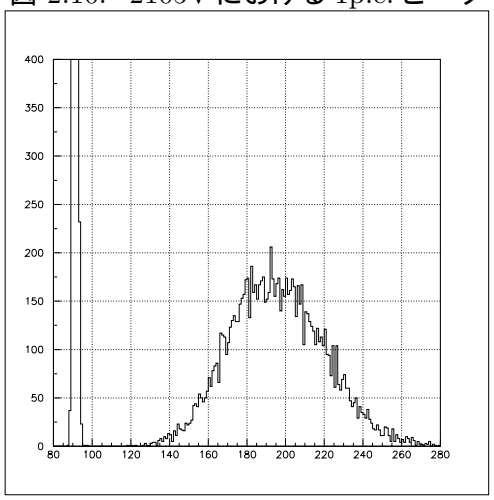


図 2.12: -1800V における数十 p.e. のピーク

横軸は ADC count、縦軸はイベント数である。

このため以下の測定では常に絶対値として 10%程度の不定性がある。ただしこれは overall factor としての不定性であり、一つのスキャンの中での相対値は信用できる。

2.4　測定

2.4.1　β スキャン

底面にマイラーを敷いたガードカウンターに対し運動量 0.6GeV から 2.1GeV の範囲のビームを当てた。このビームの速度を β とする。β スキャンとは β の値を変えながら測定する事を表す。以下の測定でも同様である。ビームを当てる位置は中央 ((x,y)=(0,0))、角度はアクリル面に垂直 ($\theta = \phi = 0$) である。結果を図 2.13 に示す。

横軸は $\frac{1}{\beta^2}$、縦軸は光電子数である。一種類の粒子だけでは β の範囲が狭いため π^+、p、K^+ の三種について解析した。ただし K^+ については 1 点約 100 イベント程度とサンプル数が少ないため統計誤差が大きい。

図 2.13 はほぼ 3 つの領域に分けられる。$\beta^{-2} < 1.15$ では結果はほぼ直線上に乗っている。$1.15 < \beta^{-2} < 1.3$ にかけて光量が 0 近くに落ち込む。$1.3 < \beta^{-2}$ ではほぼ一定の少ない光量がある。これらは以下のように解釈できる。

Čerenkov 光の発光量は式 1.10 で与えられる。

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \tag{2.1}$$

この式から、横軸に $\frac{1}{\beta^2}$、縦軸に光電子数をとれば直線に乗る事がわかる。$\beta^{-2} < 1.15$ では結果はそのように振舞っている。

1.4.3 節で述べたように、全反射条件を満たさない光は PMT に届かない。アクリルの屈折率 n=1.5 の時、粒子が垂直に入射する場合の全反射スレショルドは $\beta^{-2} = 1.25$ となる (1.4.3 節を参照)。様々な要因によりこの点でいきなり光量が 0 にはならず、この点の前後でゆるやかに光量が 0 に落ち込む事になる。$1.15 < \beta^{-2} < 1.3$ の領域がこれに当たり、この範囲では発生する Čerenkov 光の内一部が全反射条件を満たし PMT に到達し、一部が全反射条件を満たさず PMT に到達しない状態にあると考えられる。カーブがこのようになまる原因については 4.3.1 節で考察する。

充分 β^{-2} が全反射スレショルドを越えて大きくなった場合、光量は 0 になると考えられる。$1.3 < \beta^{-2}$ の領域がこれに当たるが、実験結果では光量は 0 に近いが 0 にはならず小量の発光が見られる。この原因についても 4.3.1 節で考察する。

2.4.2　x スキャン

底面にマイラーを敷いたもの、黒紙を敷いたものの二種類の guard counter に対し位置を変えながら運動量 2.1GeV のビームを当てた。角度はアクリル面に垂直 ($\theta = \phi = 0$) である。guard counter を設置したステージが移動するようになっており、実際には guard counter を移動させたのだが、以下ではビームを移動させたかのように表記する事にする。結果を図 2.14 に示す。

横軸は x[mm]、縦軸は光電子数である。底面がマイラーのものについては y=0mm, +50mm, -50mm、底面が黒紙のものについては y=0mm に対してスキャンを行った。π^+ についてのみ解析を行った。以下も同様である。

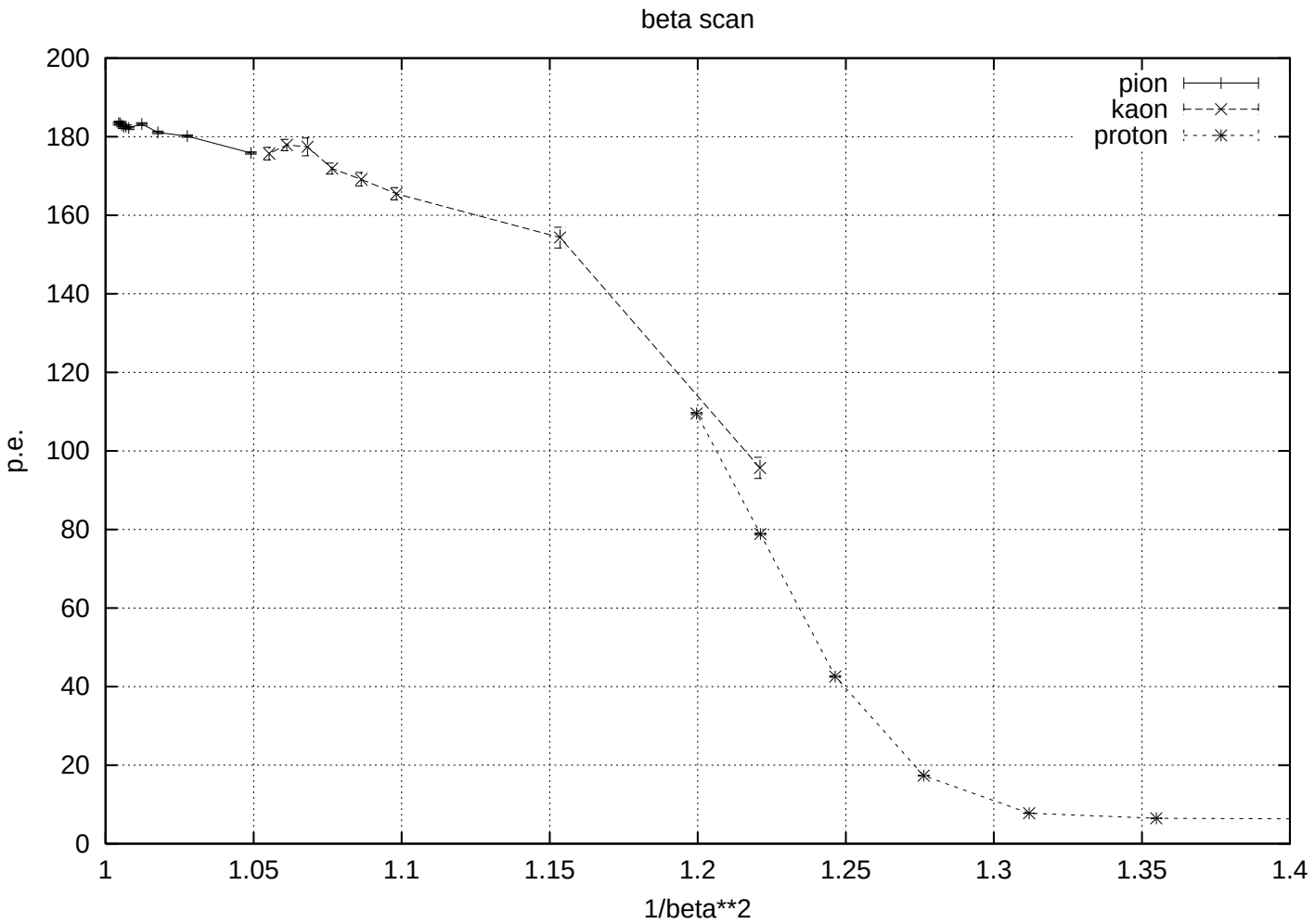


図 2.13: β スキャン

- 底面: マイラー
- 位置: 中央
- 角度: 垂直

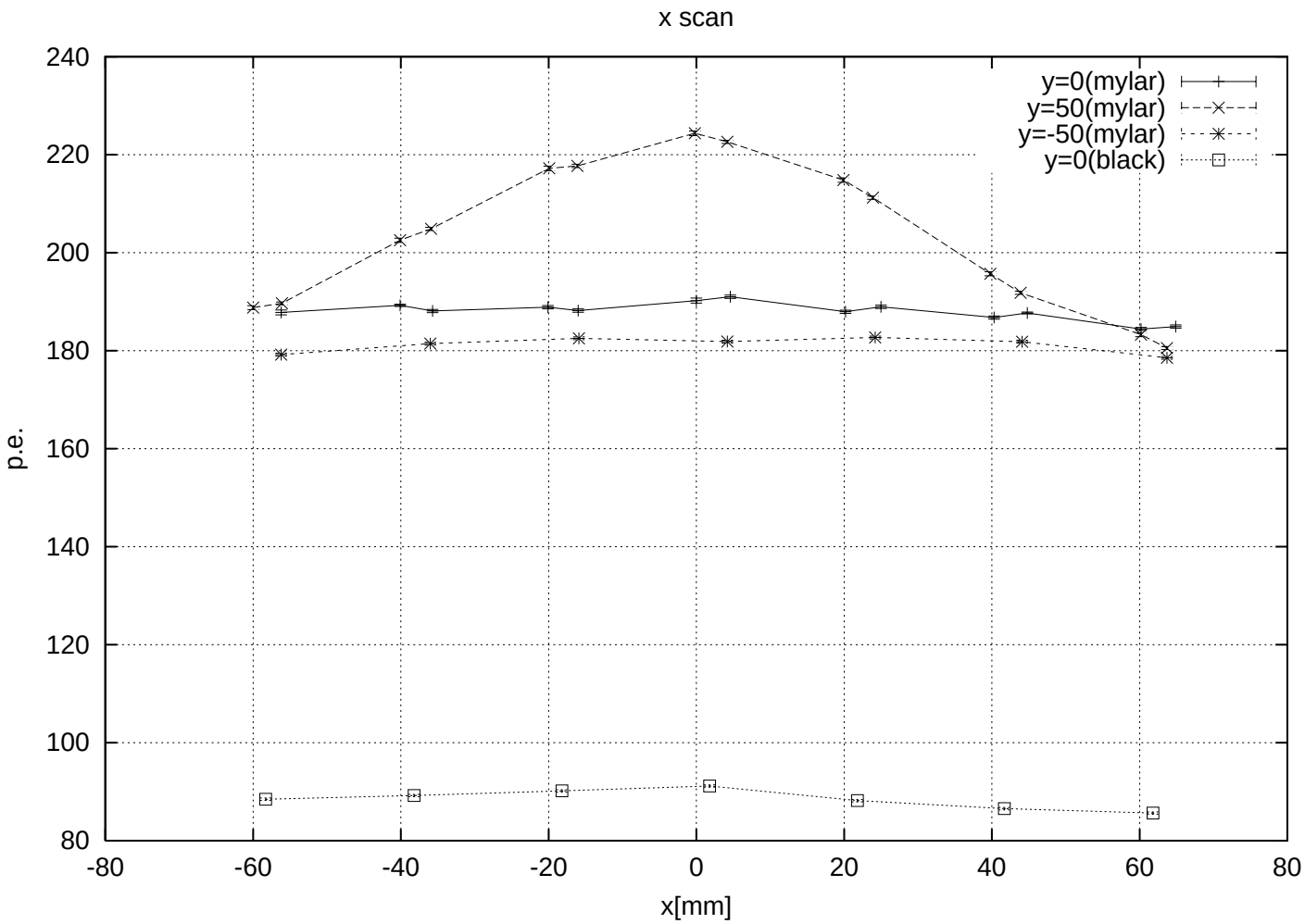


図 2.14: x スキャン

- 運動量: 2.1GeV
- 角度: 垂直

y=0mm, -50mm についてはほぼ平坦であると言える。これは光が発生してから PMT に到達するまでに充分な距離があるために面内にほぼ均一に広がるためである。y=+50mm では PMT が近いため、PMT が中央に設置されているという地理的な影響を大きく受けるようになる。微妙な非対称性が見えるが、これは検出器そのものに微妙に非対称性があるものと思われる。

2.4.3　y スキャン

同様に y スキャンを行った。x=0 とし、y の値を変えて測定した。角度はアクリル面に対し垂直である。移動は x スキャン同様にステージを動かす事によりおこなっている。結果を図 2.15 に示す。

横軸は y[mm]、縦軸は光電子数である。前述の通り PMT に近くなると PMT の地理的影響が出るので解析は困難になる。しかし中央より下では x 依存性がほぼ無いため影響は薄く、y 依存性は単純にアクリルの透過率と全反射率のみで説明できると考えられる。

2.4.4　ϕ スキャン

底面がマイラーの guard counter を回転台を用いて ϕ 方向に回転させながら運動量 2.1GeV のビームを当てた。回転軸は中心である。結果を図 2.16 に示す。

横軸は $\phi[degree]$、縦軸は光電子数である。$\pm 6^\circ$ 近辺で光量が大きく下がる。これはここから全反射条件を満たさない光が出始めるためである。粒子が垂直に入射する場合は全ての Čerenkov 光がアクリル面に対して同じ角度を持つが、粒子の入射方向に角度がつくとアクリル面に対する角度に違いが出てくる。そのため一部に全反射条件を満たさない光が出てくる (図 2.17 を参照)。

仮にアクリルの屈折率を n=1.5 とすると、$\beta \sim 1$ なので Čerenkov angle は式 1.9 より $\cos^{-1}\frac{1}{n} = 48.2^\circ$ となる。一方全反射条件は式 1.15 より $\sin^{-1}\frac{1}{n} = 41.8^\circ$ である。その差 6.4° 以上の角度がつくと全反射しない光が出始める計算になる。

2.4.5　θ スキャン

底面がマイラー、黒紙の二種類の guard counter を θ 方向に回転させながら運動量 2.1GeV のビームを当てた。回転軸は中心である。guard counter のケースには転倒を防ぐための足がついているが、その足の一端を適切な量だけ持ち上げる事によって傾きをつけた。結果を図 2.18 に示す。

横軸は $\theta[degree]$、縦軸は光電子数である。

ϕ スキャンと同様に 6° 近辺にスレショルドがある。やはりこの付近で全反射条件を満たさなくなる光が出始めるためである。底面がマイラーのものと黒紙のものでは $\theta = +6^\circ$ のスレショルドの挙動が異なる。このスレショルドで全反射条件を満たさなくなるのは下向き (PMT と反対向き) の光であるため、元々下向きの光を殺している黒紙の場合には影響が出ないのである。

2.5　結論

guard counter の中心部分に β が 1 に近い荷電粒子が垂直に入射した場合、底面がマイラーのものでは約 180p.e. 程度の光電子が得られる。全反射条件から予想されるスレショルドは確かに存在しており、Čerenkov 光による分別のシステムは正しく機能するものと思われる。

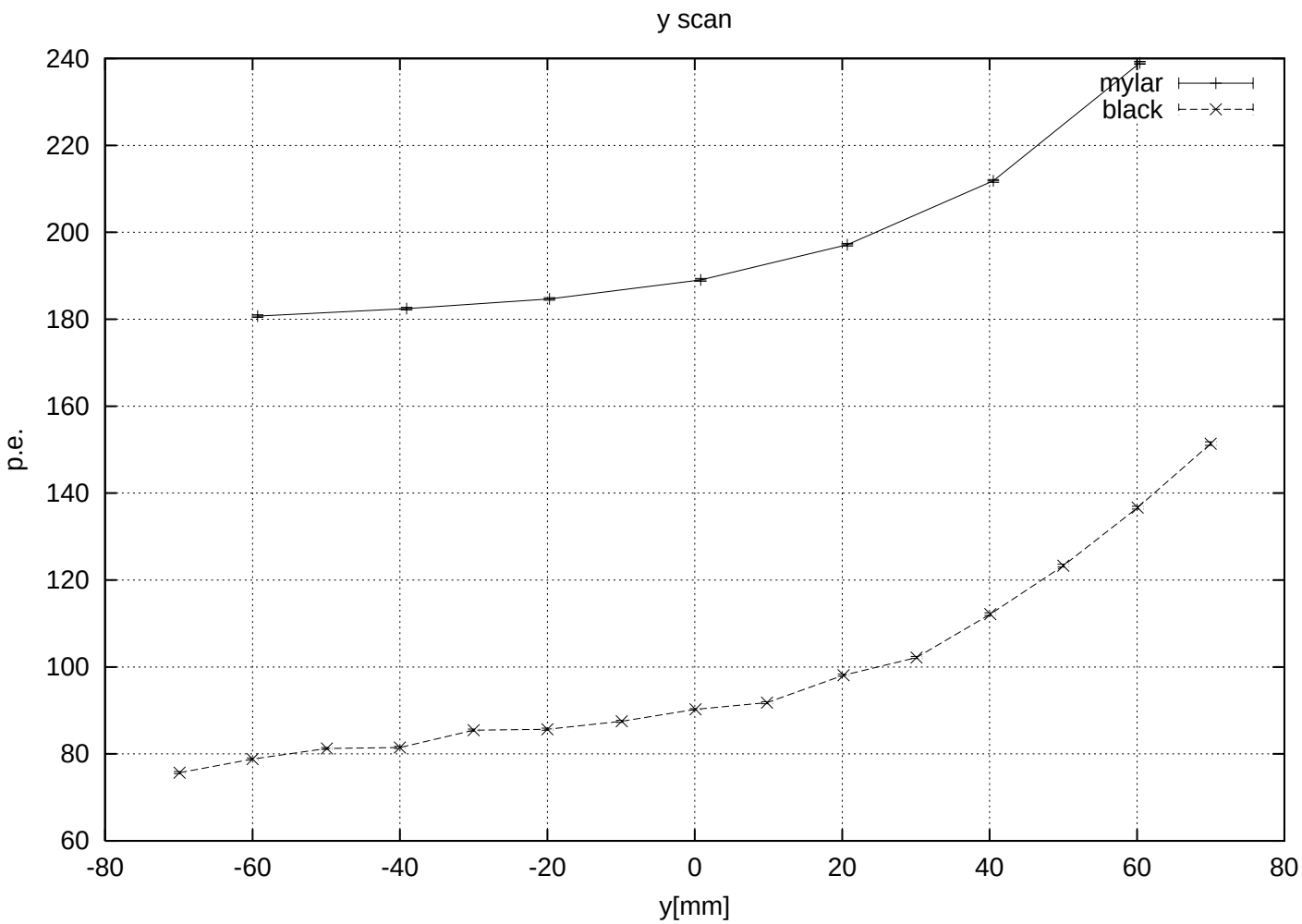


図 2.15: y スキャン

- 運動量: 2.1GeV
- 角度: 垂直

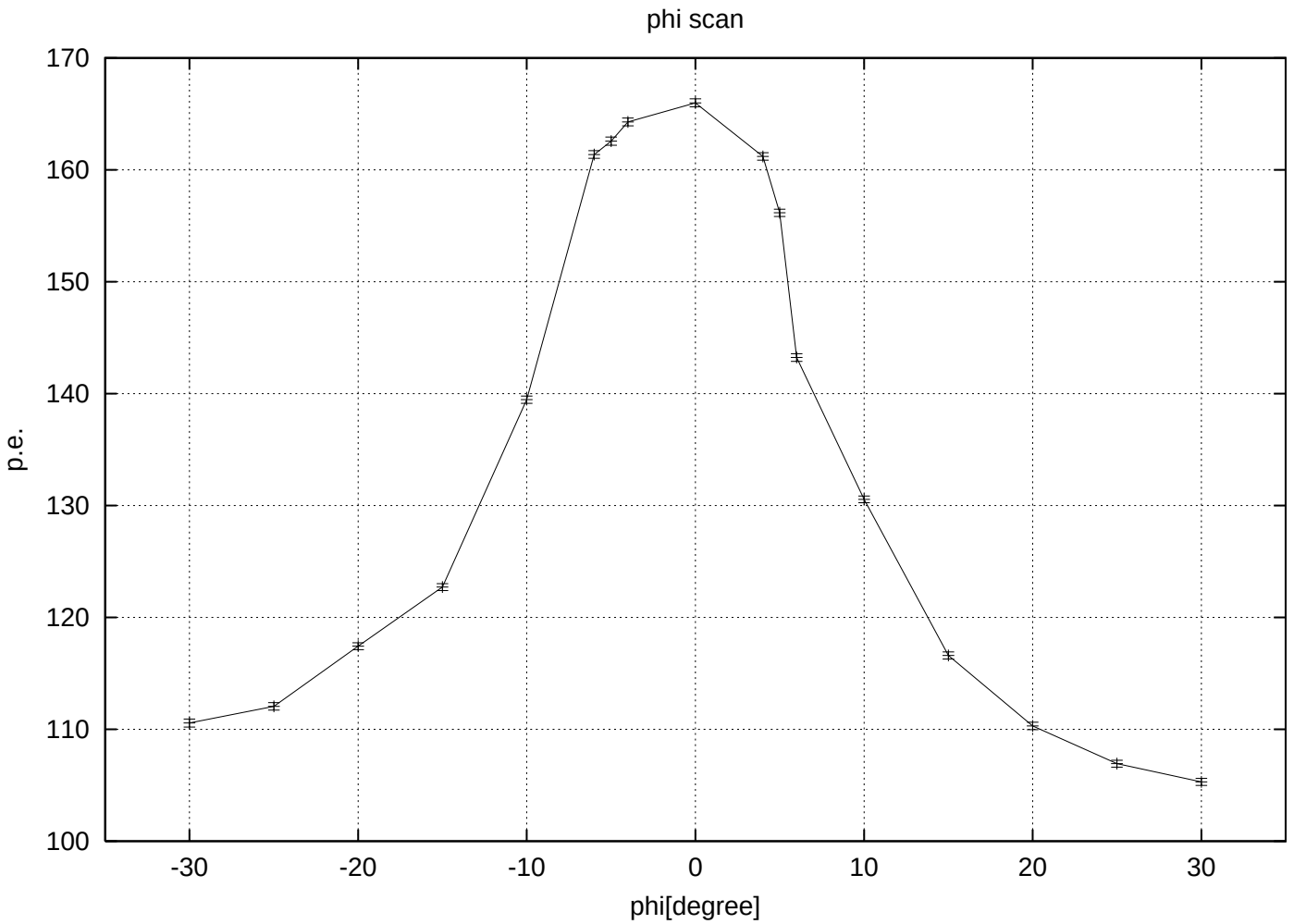


図 2.16: ϕ スキャン

- 底面: マイラー
- 運動量: 2.1GeV
- 回転軸: 中心

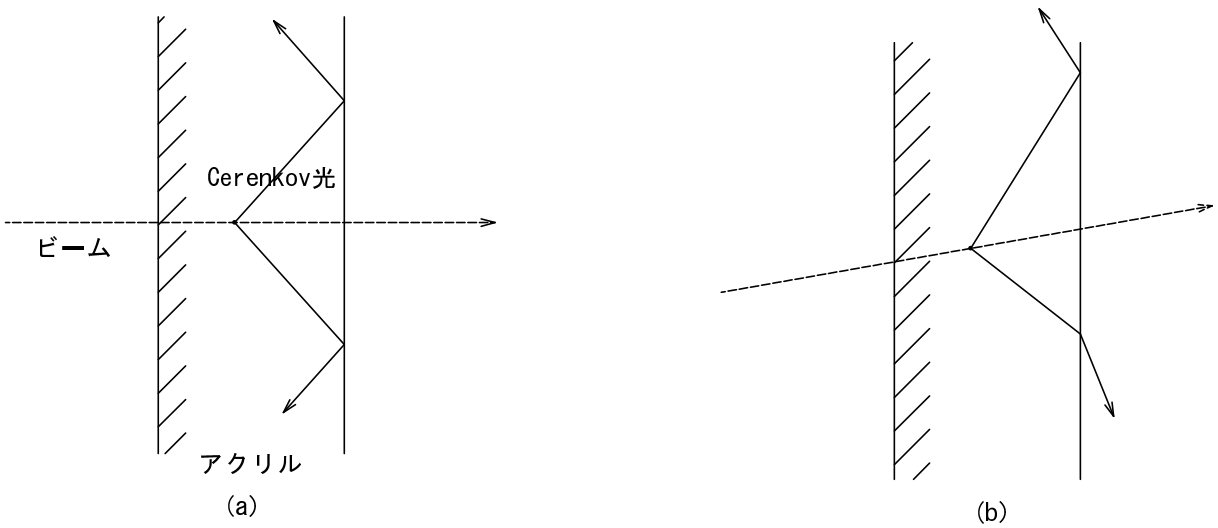


図 2.17: ビームに角度がつく場合の全反射
(a) のようにビームが垂直の時全反射条件を満たしていても (b) のように角度がつくと全反射しない光が発生し得る。

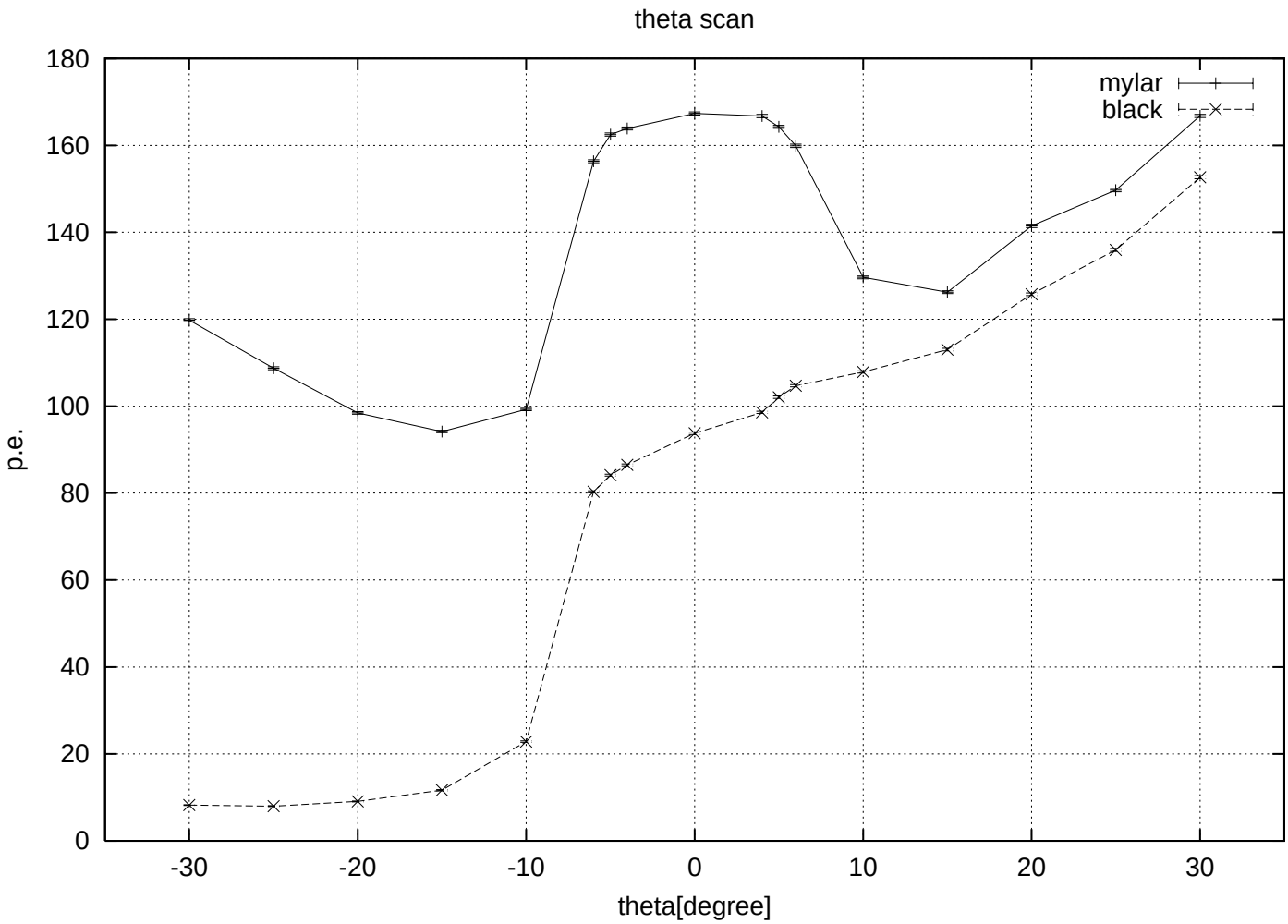


図 2.18: θ スキャン

- 運動量: 2.1GeV
- 回転軸: 中心

第3章　アクリルのパラメーター測定

全章で述べたビームテストの結果を検証すると共に、guard counter の性能を推測するためにシミュレーションをおこなった。シミュレーションに必要なパラメーターとしてアクリルの透過率と屈折率を測定した。この章ではこれらの測定について述べる。

3.1　透過率測定

3.1.1　方法

ガードカウンターに使ったものと同じ材質で底面 40mm×10mm、長さ各 10mm、20mm、50mm、100mm のアクリル棒を用意し、島津製作所の MPS-2000 という分光光度計を用いてそれぞれの透過率スペクトルを測定した。

この結果を用いて単位長さ当たりの透過率を求めた。

測定に用いる光束は本来上流で 9mm×16mm、下流で 2∼4.5mm×16mm (波長による) の太さがあり、完全に平行ではない。これをなるべく平行に近くするために上流側を 2mm×2mm の穴の空いたマスクで覆い、狭い範囲の光だけを使った。

3.1.2　位置依存性

アクリル棒を置く位置による依存性を確かめた。長さ 50mm のアクリル棒を通常位置及び通常位置から上流側、下流側に 30mm ずらした位置に置き、それぞれの透過率を測定した。結果を図 3.1 に示す。

±0.5%程度の依存性が見られるがほぼ無視できると思われる。

3.1.3　測定結果

10mm、20mm、50mm、100mm のそれぞれについて透過率を測定した。結果を図 3.2 に示す。

450nm 程度より上の波長では透過率は約 91%でほぼ一定になっている。これは表面反射によるもので実際の透過率はほぼ 100%と考えられる。

3.1.4　吸収係数

上の結果から数値を読みとり、平らな部分の透過率 91%で割って実際の透過率に直したものを図 3.3 にまとめた。なお、アクリルの長さによって平らな部分の透過率には若干のずれがあるが全て同じ 91%とした。

図 3.1: 位置依存性
横軸は波長 [nm]、縦軸は透過率。
実線:通常位置
点線:通常位置より下流に 30mm
一点鎖線:通常位置より上流に 30mm

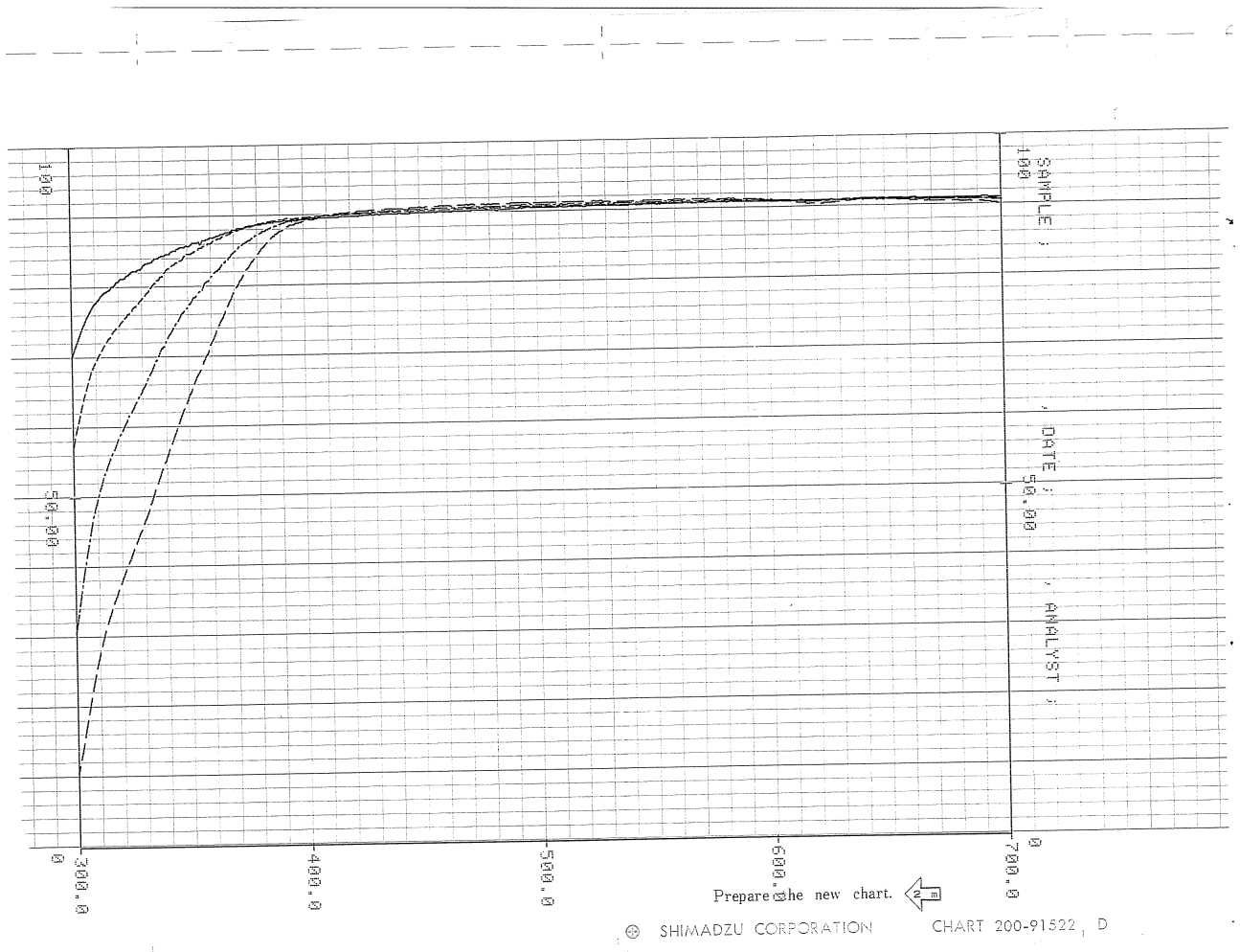


図 3.2: 透過率
横軸は波長 [nm]、縦軸は透過率。
実線:アクリルの長さ 10mm
点線:20mm
一点鎖線:50mm
破線:100mm

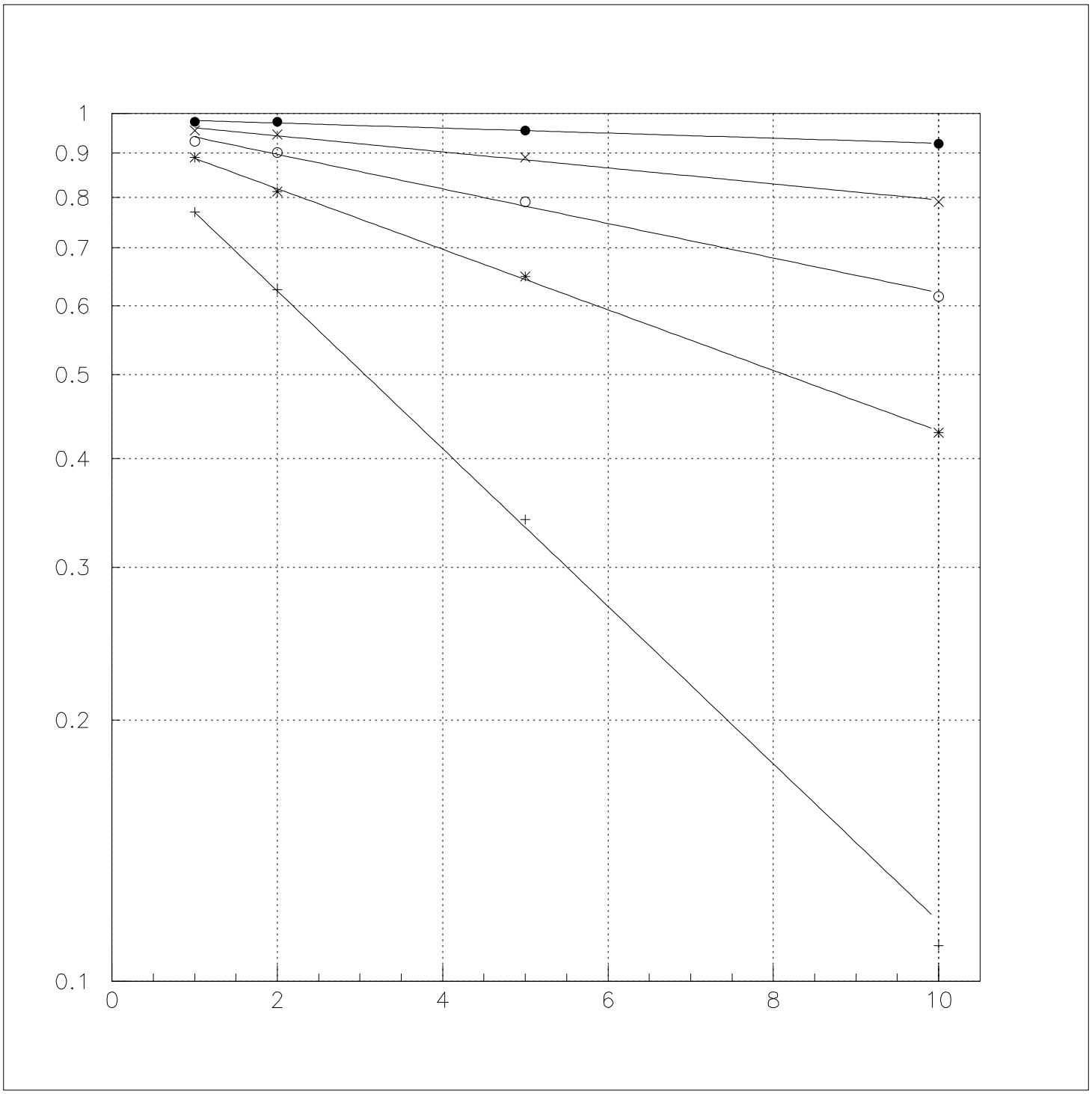


図 3.3: 透過率
横軸はアクリルの厚さ [cm]、縦軸は透過率。
+ 300nm
∗ 320nm
○ 340nm
× 360nm
● 380nm

この直線の傾きの絶対値が吸収係数である。吸収係数を a、アクリルの厚さを d とすると透過率は e^{-ad} で求められる。測定から求めた各波長の吸収係数を図 3.4 に示す。

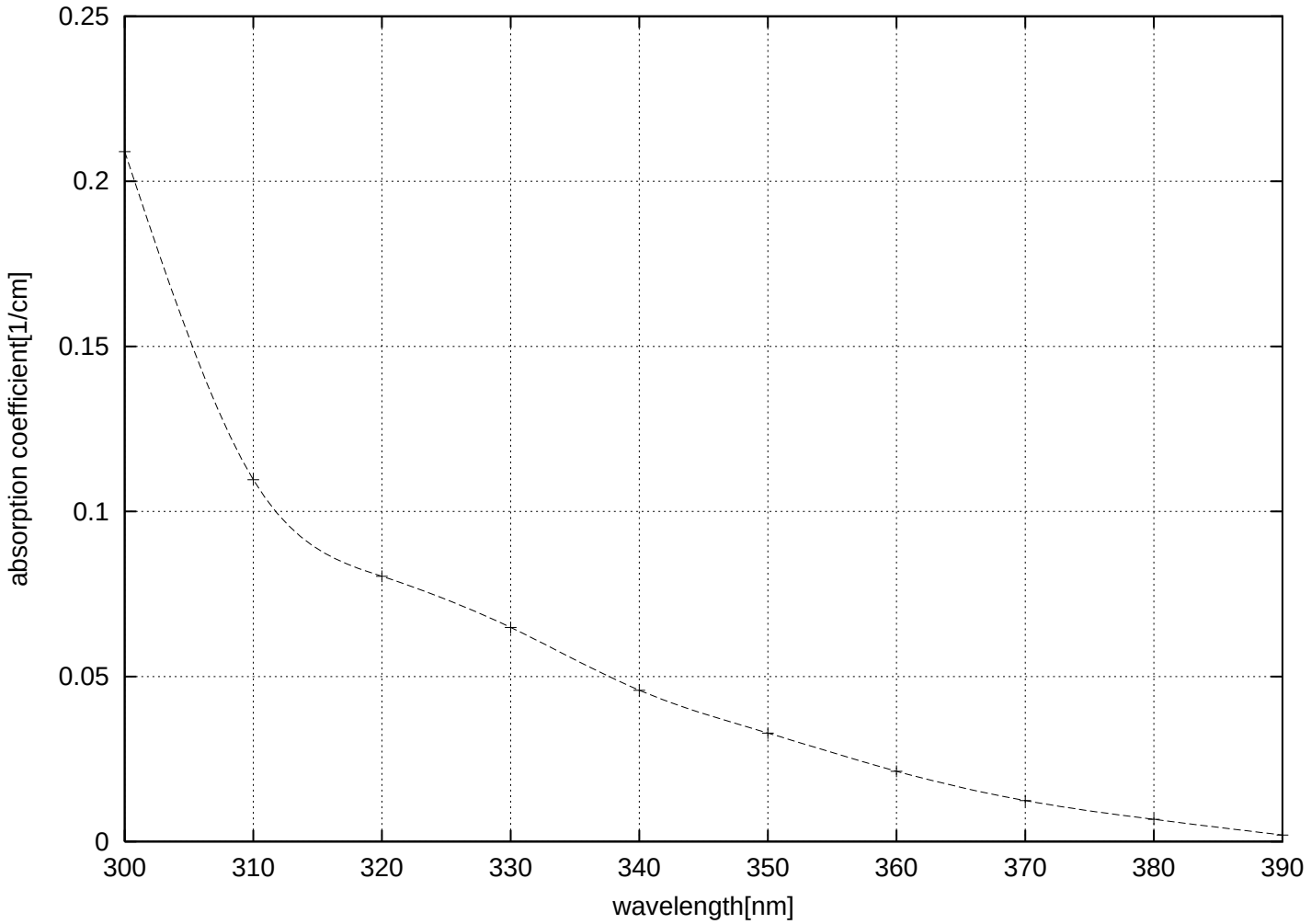


図 3.4: 吸収係数
横軸は波長 [nm]、縦軸は吸収係数 $[cm^{-1}]$。

なお、図 3.3 では繁雑さを避けるために 20nm おきの 5 点についてのみ示したが、実際は図 3.4 に示されているように 10nm おきの 10 点について数値を読みとっている。

3.1.5　結論

波長 390nm 以上については吸収がわずかなので透過率を正確に測定する事は困難である。そこでシミュレーションに使う値としては、波長 400nm 以上については吸収係数を 0 つまり 100%透過とし、400nm 未満については図に示した 10 点に 400nm で吸収係数 0 の 1 点を加えたものからスプライン補間によって求める事とした。

3.2　屈折率測定

3.2.1　方法

レーザーを正三角形のアクリル板に通し、少し離れたスクリーン上での光点の位置を測る (図 3.6)。点の位置を決めるパラメーターは屈折率以外全て測定できるので、これを計算結果と比較する事により屈折率を求める事ができる。

仮に L=925mm、x=20mm、n=1.5 とした時の理論値を図 3.5 に示す。

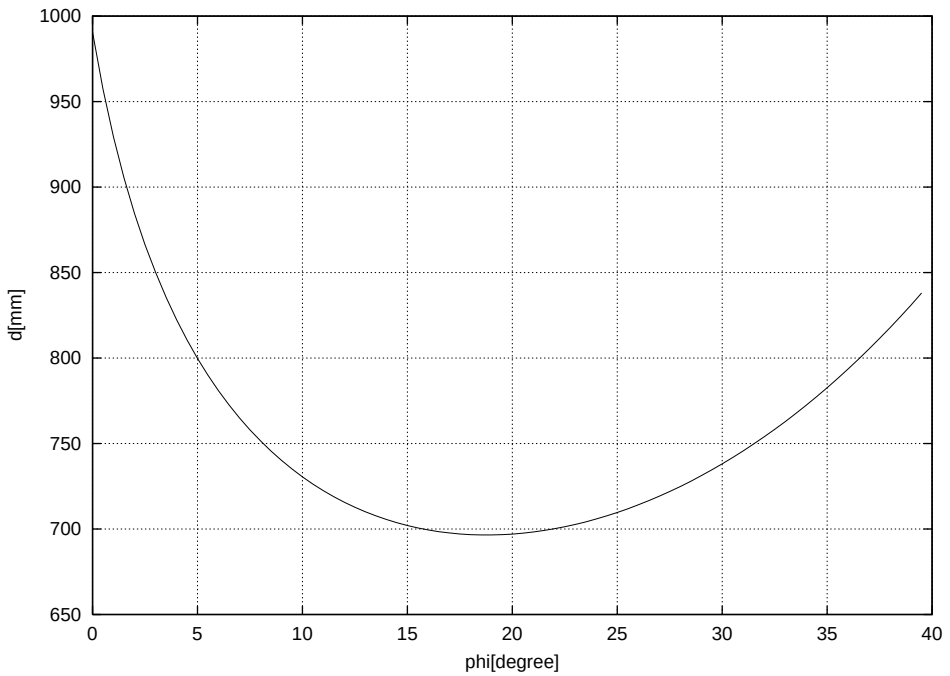


図 3.5: d の ϕ 依存性
横軸は $\phi[degree]$、縦軸は d[mm] である。

図 3.5 より、$\phi = 18°$ 付近で d は極小となる。これはこの角度で入射光と屈折光が対称的になるためである。この角度で測定をおこなえば測定値に ϕ の誤差が効かなくなり、また対称性のため計算も容易になり都合が良い。

またアクリル板は厳密には正三角形ではないが、板を 120 度ずつ回転させて三角形のおのおのの角につき測定し、平均をとる事で正三角形からのずれを相殺できる。アクリル板は一辺 50mm、厚さ 10mm の物を用意した。レーザーは波長 543nm と 633nm の 2 種類を使った。2 種類のレーザーを交互に変えて各 3 回の測定を行い、平均をとった。

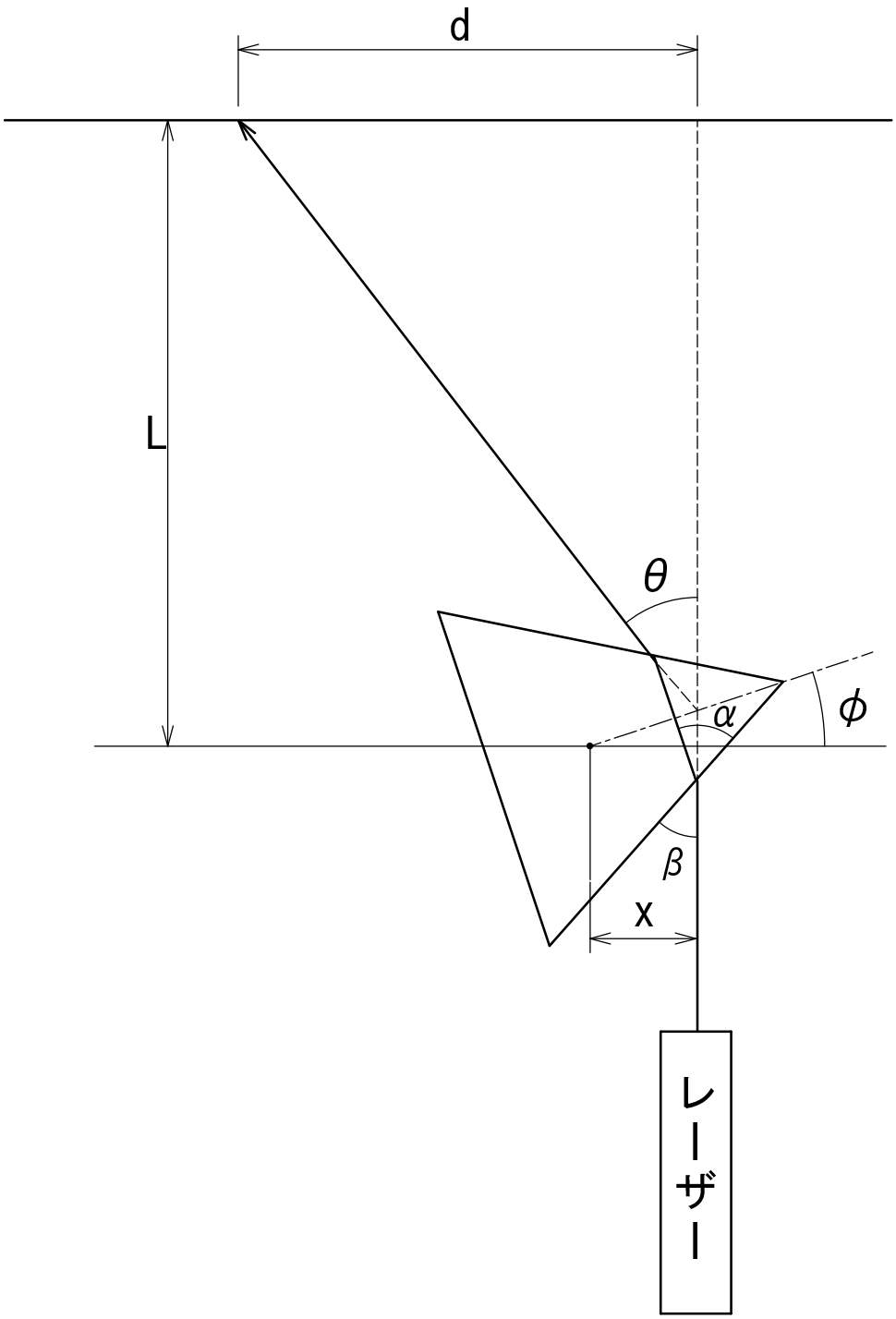


図 3.6: 屈折率測定の概念図

3.2.2　計算

光点の位置が極値となる場合、各値の関係は対称性を用いて比較的簡単に計算できる。まず対称性から $\alpha = 60^\circ$ なので、Snell の法則より $\beta = \cos^{-1}(n\cos 60^\circ)$。よって、

$$\phi = 60^\circ - \cos^{-1}\left(\frac{n}{2}\right) \tag{3.1}$$

また、

$$\begin{aligned} \theta &= 180^\circ - 2(90^\circ - \phi) \\ &= 2\phi \end{aligned}$$

となる。これと対称性を使って、

$$d = (L - x\tan\phi)\tan 2\phi \tag{3.2}$$

3.2.3　セットアップ

アクリル板

アクリル板は電動ステージと回転台を組み合わせてレーザーに垂直な方向の移動及び回転をできるようにした。

ϕ は d が極小となるように実際にアクリル板を回転させて決めた。極小点近辺であれば ϕ の誤差はほとんど効かない。

x の値には特別な動機は無いので適当に決めた。

スクリーン

スクリーンには黒塗装したアルミ板を用い、アングルと組み合わせて垂直に立てた。

レーザー

レーザーには波長 543nm および 633nm の物を使った。光学台の格子点の直上にレーザーを固定し、レーザーから 20cm および 90cm の位置で格子点上に虹彩絞りを設置し、その両方を光が通る事を確認する事により垂直を出した。

3.2.4　測定

d

スクリーン上の光点に鉛筆で印をつけ、定規を用いて距離を測った。光点の大きさが 1mm 程度あるので精度もその程度と思われる。

	x	d_1	d_2	d_3	平均 [mm]	n
1 回目	26.0	685	679.5	681	681.8	1.4939
2 回目	25.5	686	680.5	681.5	682.7	1.4942
3 回目	25.8	685	679	680.5	681.5	1.4937
平均						1.4939

表 3.1: 543nm のレーザーでの測定結果

	x	d_1	d_2	d_3	平均 [mm]	n
1 回目	26.0	676.5	670.5	672	673.0	1.4897
2 回目	26.0	677	671	673	673.7	1.4900
3 回目	25.4	675.5	671	672	672.8	1.4895
平均						1.4897

表 3.2: 633nm のレーザーでの測定結果

L

アクリル板もスクリーンも光学台の格子点を利用して取り付けているので L は正確に求められる。誤差は取り付けの際のネジの遊びによるものだが、これは 0.5mm 程度と思われる。
$L = 925 \pm 0.5mm$

x

x はさほど正確に測る必要が無いので簡便な方法をとった。$\phi = 0$ としてレーザーが頂点にぎりぎり当たる位置を基準にとり、そこからの距離を電動ステージの読みで測定した。この距離を ξ とおくと、

$$x = \frac{\sqrt{3}}{3} \times 50mm - \xi$$

となる。誤差は光点の大きさの 1mm 程度と思われるが、d は L に対して充分小さいので式 3.2 よりこの誤差は結果にはあまり効かない。

3.2.5　結果

結果を表 3.1 および表 3.2 に示す。

d_1、d_2、d_3 は三角形のおのおのの角で測定した d の値である。この 3 つの値のばらつきはアクリル板の正三角形からのずれによるものと思われる。JIS B 0419:1991 によると一辺 50mm の角度の普通公差は中級で 30' とある。角度の誤差が 30' 程度あるとすると d には大雑把に $L \times 30' \sim 8mm$ 程度のばらつきが見込まれる。これは測定結果とコンシステントである。

n は式 3.1、3.2 から計算機を用いて数値的に求めた。

3.2.6　誤差

まず各パラメーターが d に与える影響を見積り、d の不定性を求める。次に $\frac{\partial d}{\partial n}$ を計算する。これらを組み合わせる事により、n の誤差を推定する。

d

1 回の測定での d の誤差は 1mm 程度と思われる。計 9 回の測定を行っているので $\frac{1mm}{\sqrt{9}} \sim 0.3mm$ 程度の誤差が見込まれる。

L

$$\frac{\partial d}{\partial L} = \tan\theta$$

で、$\theta \sim 37.6^\circ$ なので、L 経由の d の不定性は $0.5mm \times \tan 37.6^\circ \sim 0.4mm$ である。

レーザーの垂直性

以上のパラメーターの他にレーザーの垂直性は d に大きく効く。レーザーの角度の不定性は合わせ方を考えれば恐らく 1m 先で 1mm 程度と思われる。この誤差が θ の値にそのまま反映される。

$$\frac{\partial d}{\partial \theta} = \frac{L}{\cos^2\theta} \tag{3.3}$$

なので、これによる誤差は $\frac{L}{\cos^2\theta} \times \frac{1mm}{1m} \sim 1.4mm$ 程度と考えられる。レーザーの角度は計 3 回変えているので $\frac{1.4mm}{\sqrt{3}} \sim 0.8mm$ 程度の誤差が見込まれる。

結果

以上の結果から $\Delta d \sim \sqrt{0.3^2 + 0.4^2 + 0.8^2}mm \sim 0.9mm$ 程度と推測される。
これを用いて n の誤差を推測する。

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n^2}{4}}}$$

である。これと $d \sim L\tan\theta$ から

$$\begin{aligned} \frac{\partial d}{\partial \theta} &\sim \frac{L}{\cos^2\theta}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{n^2}{4}}} \\ &\sim 2186 \end{aligned}$$

よって、$\Delta n = \frac{0.9}{2186} \sim 0.0004$
この推定された誤差と実際の測定値のばらつきを比較したものを図 3.7、3.8 に示す。
測定値は全てエラーバーの中に入っており、誤差の推定値と測定値のばらつきはコンシステントであると言える。

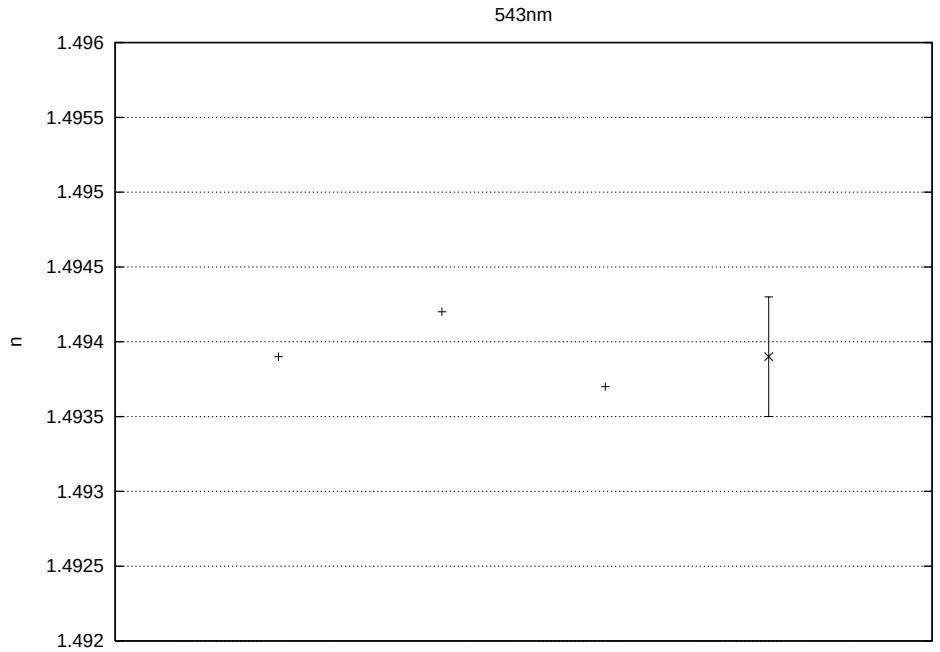


図 3.7: 波長 543nm での測定値のばらつきと誤差の推定値の比較

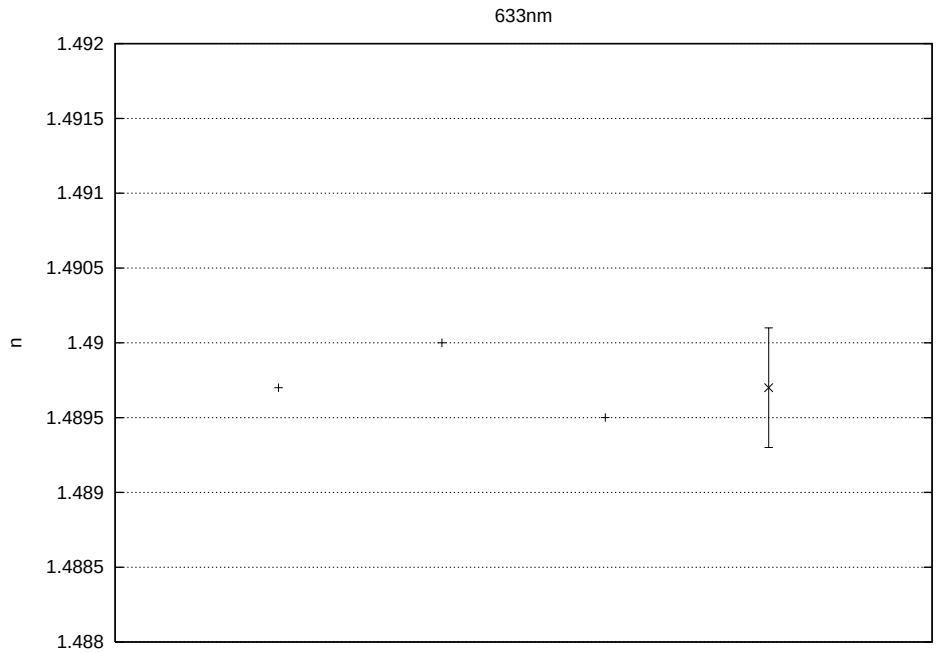


図 3.8: 波長 633nm での測定値のばらつきと誤差の推定値の比較

点は実際の測定値、エラーバーは測定値の平均値及び推定された誤差である。

3.2.7　結論

　実験に用いたアクリルの屈折率は
波長 543nm に対して 1.4939 ± 0.0004
波長 633nm に対して 1.4897 ± 0.0004
となった。
　シミュレーションに用いる値としてはこの 2 点から線形補間によって求める事にした。

第4章　シミュレーション

ビームテストの結果を検証すると共に guard counter の性能を予測するための計算方法を確立するために geant4 をベースとしたシミュレーションをおこなった。この章ではそのシミュレーションについて述べる。

4.1　方法

geant4 は CERN によって開発されたシミュレーション用のプログラムパッケージである。今回のシミュレーションではČerenkov 光発生までを geant4 に任せ、発生した光の追跡を自前でおこなった。

シミュレーションに必要な値として、前章で測定したアクリルの透過率と屈折率を使った。またパラメーターとして全反射率 r、マイラーの反射率 r_m をシミュレーションに組み込んだ。全反射率とは全反射が起こった場合に実際に反射される割合である (全反射とは文字通り 100%反射するわけではなく実際には多少の減衰がある) 。マイラーの反射率とはマイラーでの反射が起こった場合の反射率である。本来マイラーでの反射は角度が変わる乱反射であるはずだが、これを再現するのは難しい上に今回の場合ではメリットがほとんど無いので、シミュレーションでは鏡での反射と同様、角度を変えない反射として扱った。

これらの値はビームテストの結果と比較する事により推測した。またビームテストとの比較の際にはシミュレーションの結果に overall factor をかけ、この値 (a とする) も比較により適切な値を推測した。

4.1.1　Čerenkov 光

guard counter 本体の内天井部分を除くアクリル板 8 枚を実物通りに配置し、これにビームを照射した。本来存在するアクリルの天井板やアルミケース、catcher 等は再現していない。

ビームは上流側 defining counter のある位置から発生させた。角度に分散は持たせず、常に一定方向とした。また β スキャン以外では下流側 defining counter への突き抜けは要求していない。β スキャン以外では充分な運動量があるため散乱が小さく 90%程度が下流側 defining counter へ到達している事を確認している。β スキャンでは発生させた一次粒子が下流側 defining counter へ到達した時のみイベントとして扱った。

4.1.2　集光

一つの光子に対する光電子の割合 (p) を以下のように求めた。

1. まず p=1 とする。もし光が下向き (PMT と反対向き) である場合、底面が黒紙なら無条件で p=0 に決定する。底面がマイラーの場合、底面での全反射条件を調べる。条件を満たす場合は全反射率 r、満たさない場合はマイラーの反射率 r_m を p に掛ける。光子の位置を底面に対して対称な位置に移動させ、進行方向も鏡面対称に変える。

2. 光子の位置から光の進行方向に延長し、アクリルの上端面 (PMT 側の端面) を含む平面との交点を求める (図 4.1(a))。

この平面に対してアクリル板を射影して得られた長方形を単位とし、平面を分割する。交点がどのブロックにあるかを調べる事により反射回数が求まる。またブロック内での位置から、光がアクリル上端面へ到達する位置が求まる (図 4.1(b))。

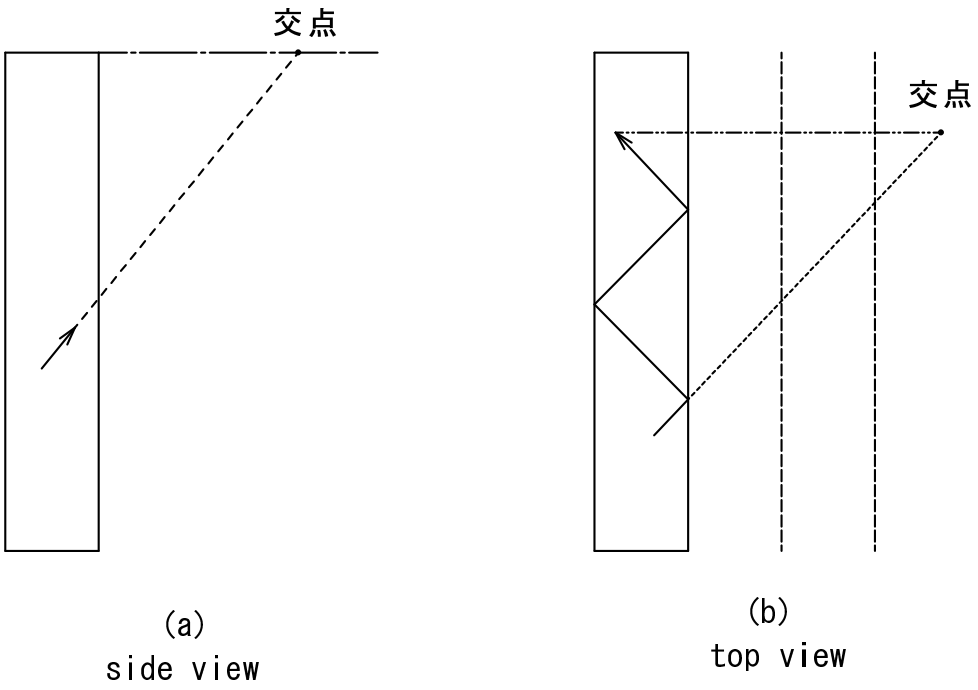


図 4.1: 光子の到達位置及び反射回数の計算方法

3. 反射が起こった場合は全反射条件を満たすかどうかを調べる。条件を満たさない場合は p=0 とし、満たす場合は p に r の反射回数乗を掛ける。

4. アクリル上端面 (アクリル天井板の下面) から PMT の光電面 (天井板の上面) まで同様の処理を行なう。

5. 光子の位置が PMT のフォトカソード内に入っているかどうかを調べる。もし入っていなければ p=0 とする。入っている場合は p に PMT の量子効率を掛ける。量子効率は浜松ホトニクスのカタログの値を用いた。これを図 4.2 に示す。

6. 光が走った距離を求め、前章の測定の結果から透過率を計算して p にかける。

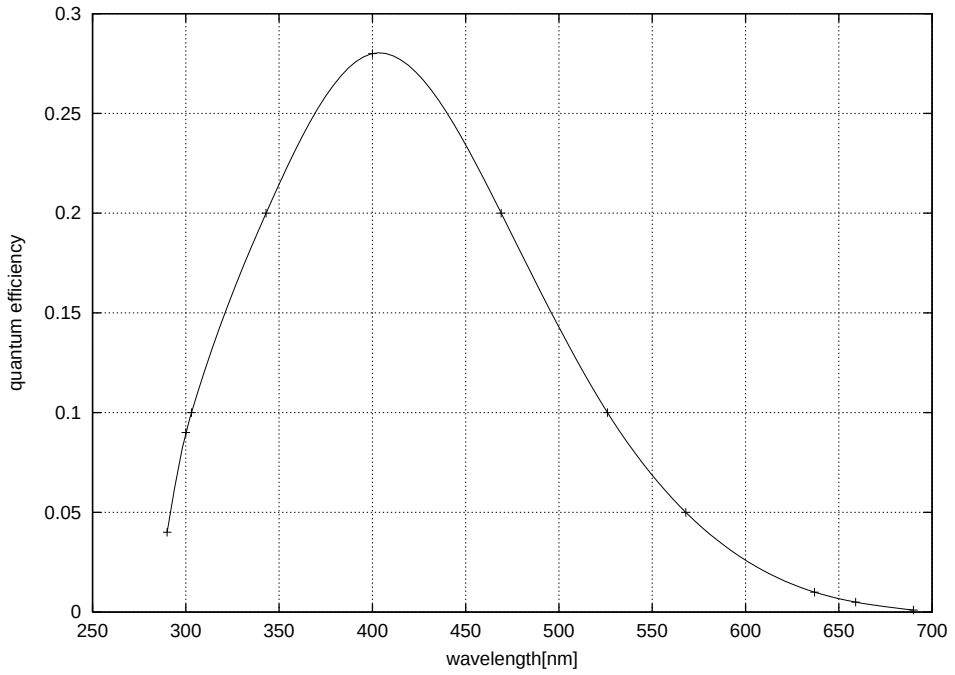


図 4.2: 量子効率

以上で p が求まる。発生したすべての光子について p を足し上げる事で光電子数が求まる。

なお、PMT の量子効率については角度依存性があるが今回のシミュレーションではこれを考慮していない。

4.2　パラメーターの推定

4.2.1　全反射率 r

全反射率 r を推定するために、底面黒紙の y スキャンのデータを用いた。y スキャンでは反射回数が大きく変わるために r への依存性が大きい。また底面が黒紙の物であればマイラーの反射率を考慮しなくても良い。よって r の推定には適切なデータと考えた。

図に r=99.3%、r=99.5%、r=99.7%のそれぞれに対するシミュレーションの結果と実際の測定値を示す。なお、overall factor はそれぞれ y=0 の地点で実測値と合うように決めた。

微妙だが、r=99.5%のものが一番良く合っている。この結果から r=99.5%とした。

4.2.2　マイラーの反射率 r_m

実はマイラーの反射率 r_m はほとんど結果に影響しない。というのは、2.1GeV の π^+ ビームが垂直入射した場合、直接ビームから発生するすべてのČerenkov 光が底面で全反射条件を満たすため、マイラーは関係無くなるからである。今回の実験で唯一マイラーの反射率が効いてくるのは、

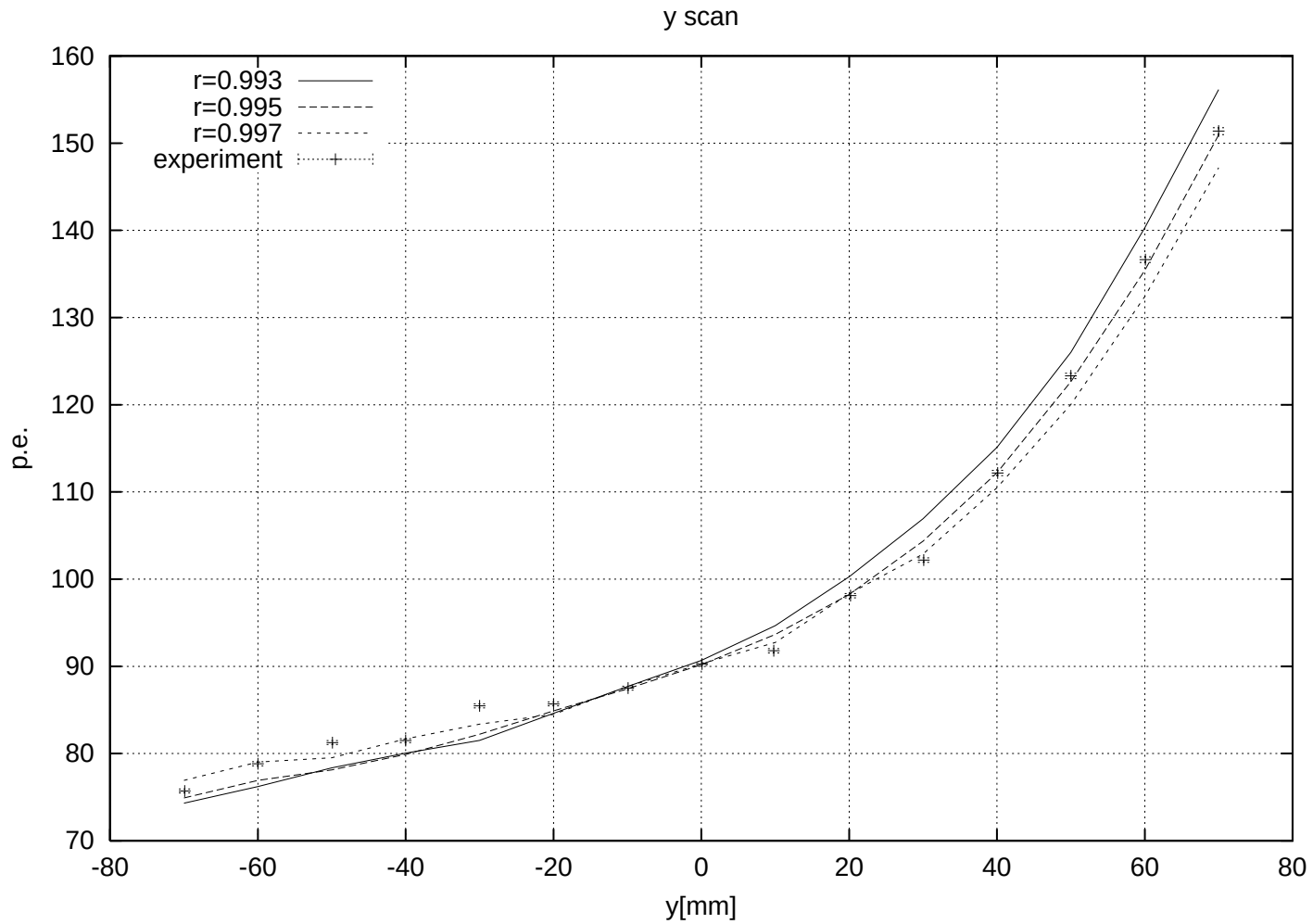


図 4.3: y スキャン (底面黒紙)
横軸は y[mm]、縦軸は光電子数。
overall factor は
r=0.993 : a=0.57
r=0.995 : a=0.55
r=0.997 : a=0.535

底面にマイラーを敷いた場合の θ スキャンである。このスキャンではビームに角度がつくため全反射条件を満たさないČerenkov 光が発生し、マイラーによる反射が起こるのである。そこでこのスキャンのデータを使って r_m を推定した。

図 4.4 に $r_m = 0.7$、$r_m = 0.8$、$r_m = 0.9$ のそれぞれに対するシミュレーションの結果と実際の測定値を示す。

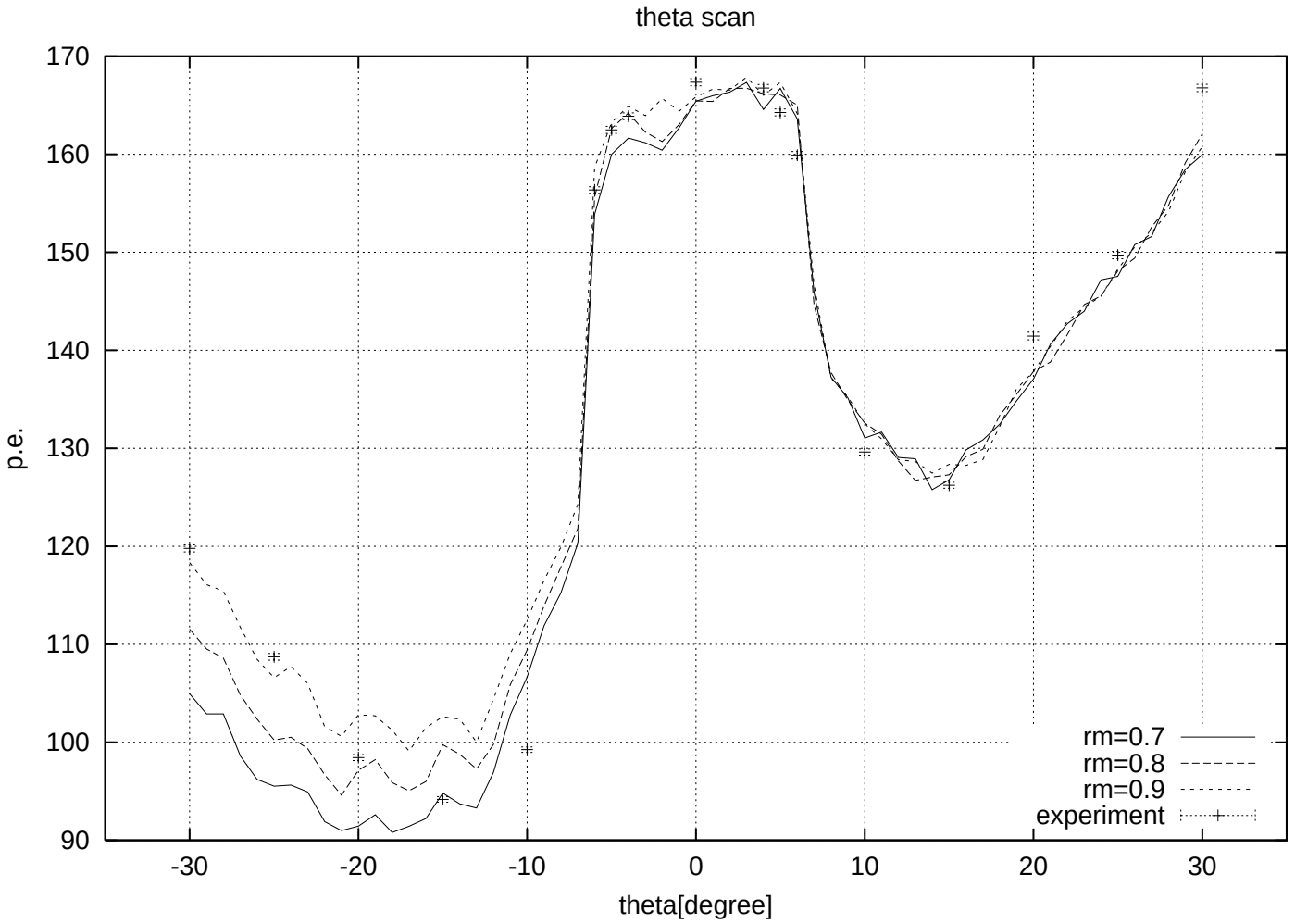


図 4.4: θ スキャン (底面マイラー)
横軸は θ[degree]、縦軸は光電子数。
overall factor はすべて a=0.59

3 種類のパラメーターはどれも似たような当てはまり具合であり、この実験自体が r_m に対する感度が低い事がわかる。そのためあまり正確な推定ではないが、とりあえず $r_m = 0.8$ を採用する事にした。他の測定では r_m の値はほとんど影響が無いため、このパラメーターはあまり重要ではない。

4.3　各測定の検証

前節で決めたパラメーターを用いて各測定に対してシミュレーションをおこなった。

4.3.1　β スキャン

図 4.5 に β スキャンのシミュレーションの結果を示す。シミュレーションではビームとして π^+ のみを使った。またこのシミュレーションでのみ、下流側 defining counter へのビームの突き抜けを要求した。

ややなまり方が足りないが、概ね実験結果を再現している。

次に、本来全反射条件を満たさないはずの範囲 $(\beta^{-2} > 1.3)$ で多少の光量を観測している理由について調べるため、geant 上で ionization のプロセスを起こらなくしてその他は同じ条件のシミュレーションをおこなった。結果を図 4.6 に示す。

このシミュレーションでは実測値と比較しないので overall factor は掛けていない。ionization が無い場合は $\beta^{-2} > 1.3$ で光電子数が 0 になっている。よってこの範囲での光は δray によるものだとわかる。

$1.2 < \beta^{-2} < 1.3$ の領域では ionization が無いほうが光量が多くなっている。これは ionization によるエネルギー損失のためにアクリル内部で π^+ の速度が低下して全反射スレショルドをまたいでしまうためと考えられる。

物質を通過する粒子が引き起こす ionization によるエネルギー損失は Bethe-Bloch の公式で計算できる [2]。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 M_{max}}{I^2} - \beta^2\right] \tag{4.1}$$

N_A : $Avogadro$ 数
r_e : 古典電子半径
m_e : 電子の質量
c : 光速度
z : 通過粒子の電荷
Z : 物質の原子番号
A : 物質の質量数
M_{max} : 一回の衝突で電子が受け取る最大運動エネルギー
I : 平均励起エネルギー

ただし今は精密な値を必要としていないので density correction と shell correction の項は省略している。

これにアクリルのパラメーターを代入して計算すると、$\beta^{-2} = 1.25$ に対して $\frac{dE}{dx} \sim 2.1 MeV g^{-1} cm^2$ となる。guard counter 全体ではアクリル 10cm の厚みがあるため、アクリルの密度を $1.18 g cm^{-3}$ とすると約 25MeV のエネルギーを損失する事になる。π^+ の場合、エネルギー損失を考慮しない場合の全反射スレショルドは n=1.5 として約 280MeV だが、エネルギー損失を考慮すると、約 305MeV から全反射スレショルドにさしかかり 280MeV で完全にスレショルドを越える事になる。つまりスレショルドの中心は 293MeV になる。これを β^{-2} の値に直すと $\beta^{-2} = 1.25$ から $\beta^{-2} = 1.23$ にずれる事になる。シミュレーションの結果はこの計算に一致している。

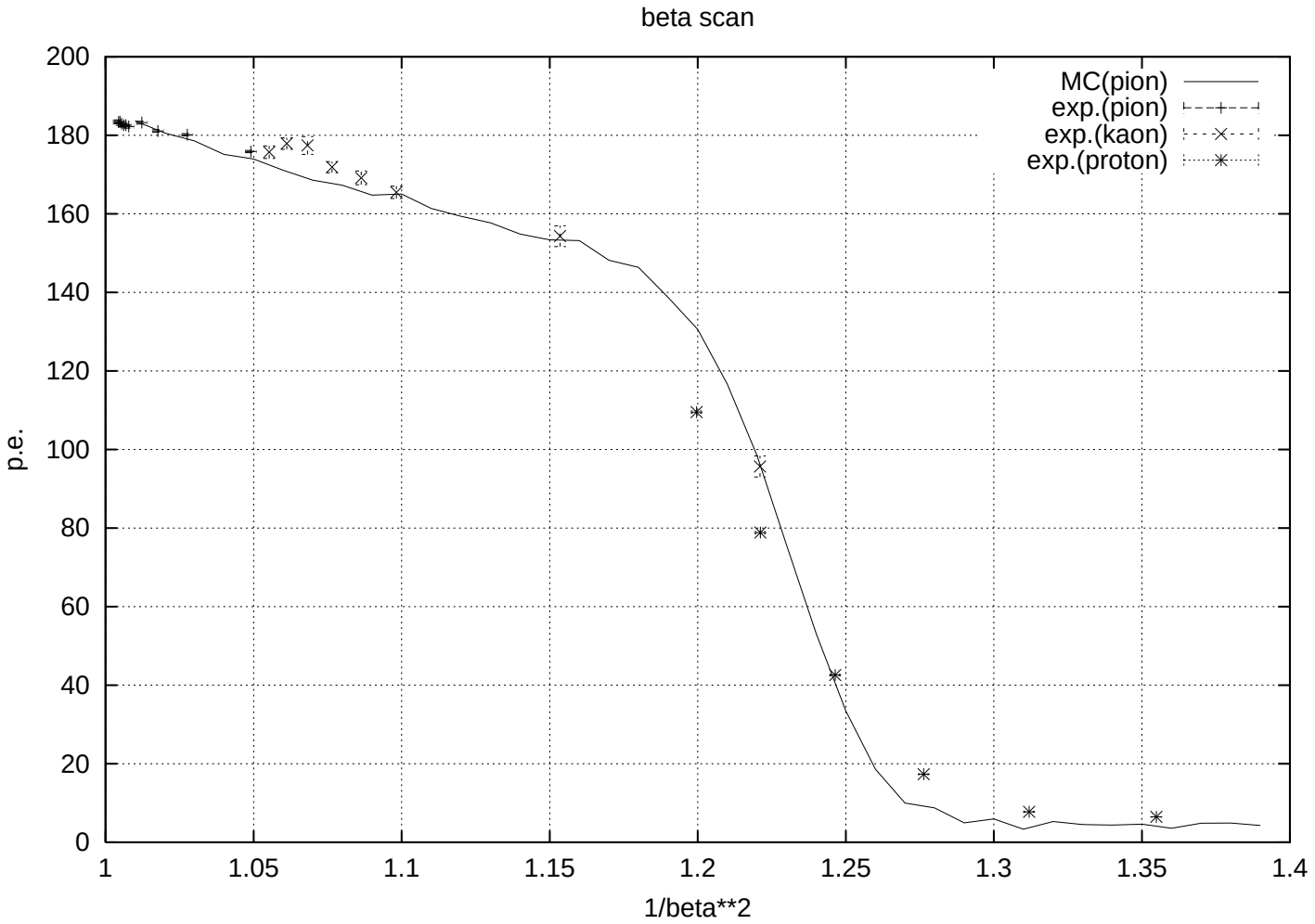


図 4.5: β スキャン

- 底面: マイラー
- 位置: 中央
- 角度: 垂直
- overall factor: a=0.66

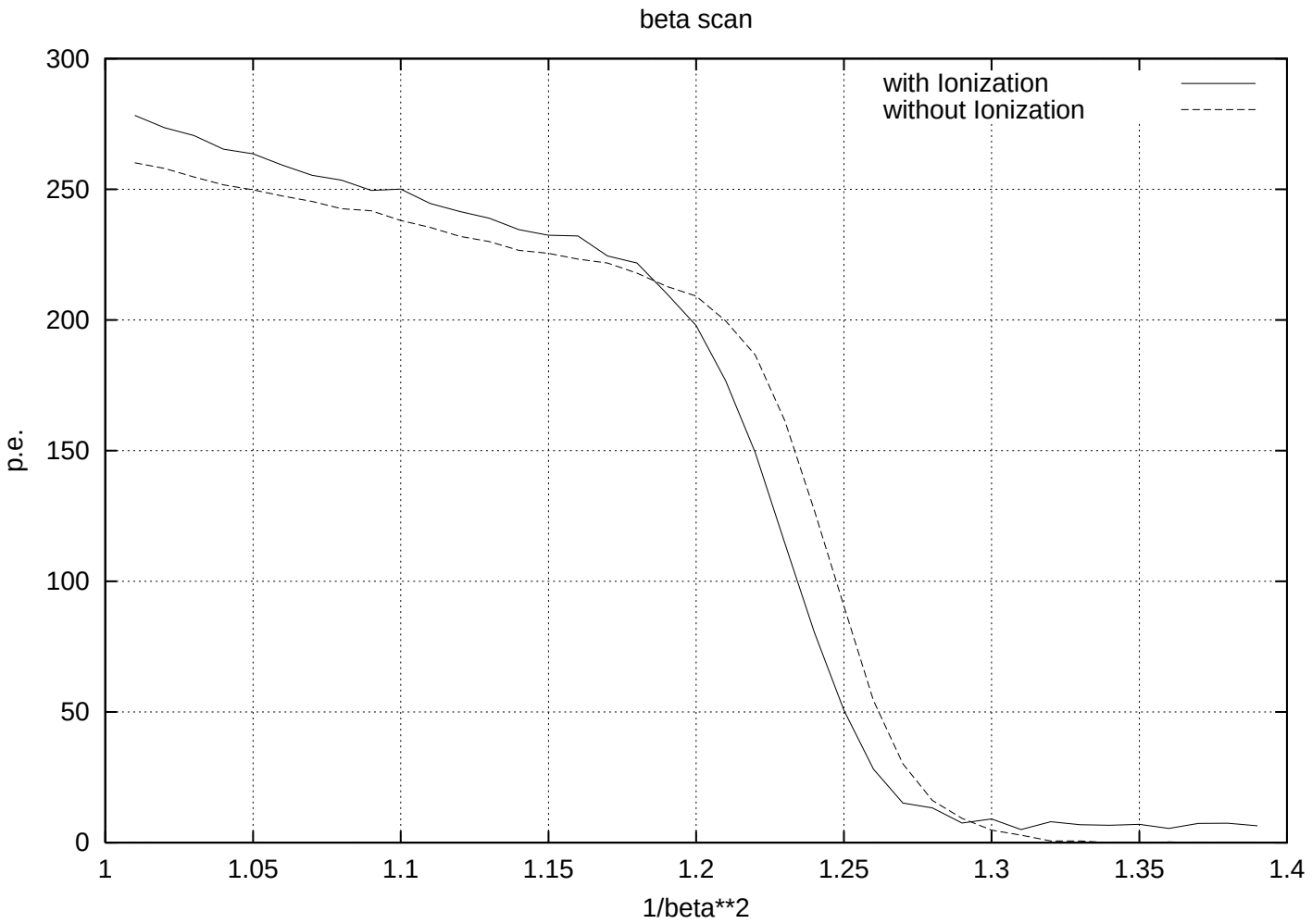


図 4.6: ionization の有無による反応の違い

次に、全反射スレショルド近辺で大きくなまる原因について調べる。一つには上に述べたように ionization によってなまる効果はあると思われるが、上の計算から β^{-2} に 0.02 程度の幅を持たせるに留まる事がわかり、図 2.13 を説明するには不十分である。図 4.6 からも inonization を排除する事によりなまりが緩和される様子はうかがえない。

そこで、一つの原因と考えられる multiple scattering を geant 上で排除してその他は同じ条件のシミュレーションを行なった。結果を図 4.7 に示す。

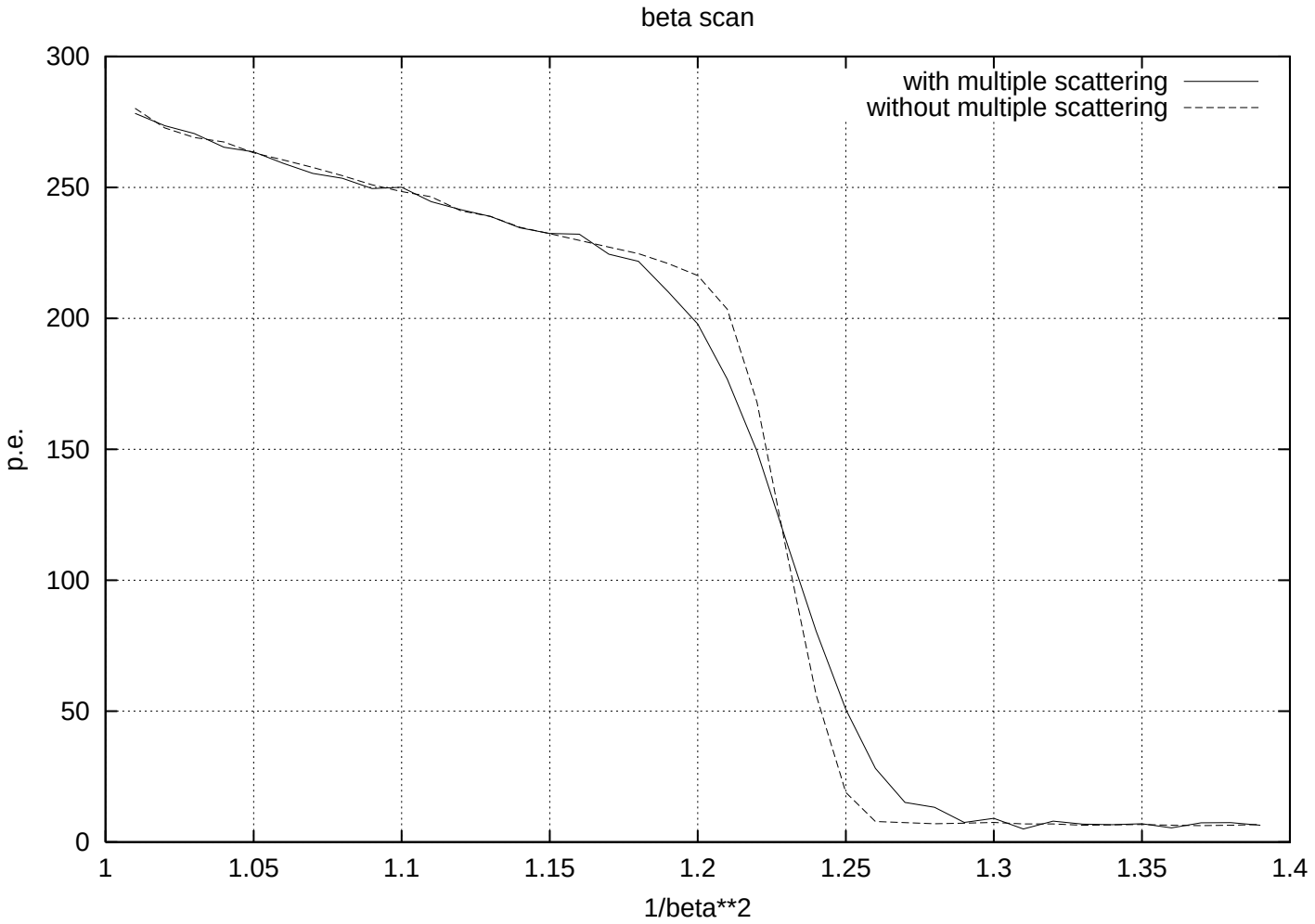


図 4.7: multiple scattering の有無による反応の違い

multiple scattering の排除によってある程度なまりが緩和されている様子がうかがえる。この事から、multiple scattering は原因の全てではないが一端を担っている事がわかる。

その他の原因としては以下のようなものが考えられる。

- ビームラインに対して guard counter を完全に垂直に置けていない
- ビームの運動量の不定性

- 波長による屈折率の違い
- アクリル表面が不完全であるために起こる乱反射

これらの要因のうち何が最も大きいかは現時点では不明である。

4.3.2　x スキャン

図 4.8 に x スキャンのシミュレーションの結果を示す。
概ね実験結果を再現している。

4.3.3　y スキャン

図 4.9 に y スキャンのシミュレーションの結果を示す。
実験結果を良く再現している。

4.3.4　ϕ スキャン

図 4.10 に ϕ スキャンのシミュレーションの結果を示す。
$\theta < -10^\circ, \theta > 10^\circ$ で大きく実験結果と離れている。理由は不明だが、一つの可能性としては以下のような原因が考えられる。このシミュレーションでは全反射条件を満たさない場合、反射は一切起こらないとしている。実際にはいくらかの割合は反射するが、通常は光は PMT に辿り着くまでに十数回の反射を繰り返すため、PMT に達する割合はごくわずかである。しかしアクリルの端面 (x 軸に垂直な面) に関して言えば、1 回の反射だけで PMT に辿り着くものもある程度あると考えられる。ϕ 方向の傾きが強くなるとアクリル端面で全反射条件を満たさずシミュレーション上では殺される光子が多く出てくるが、実際にはそのうちの幾分かは PMT に到達して光量を稼いでいる可能性はある。

4.3.5　θ スキャン

図 4.11 に θ スキャンのシミュレーションの結果を示す。
$\theta < -10^\circ$ の領域で多少のずれが見られるが、それ以外は概ね良く再現している。

4.4　overall factor

これまでのシミュレーションで得られた overall factor の値には大きなばらつきが見られた。これについて考察する。

まず、overall factor がばらつく原因として考えられるのは PMT の calibration に用いた conversion constant の不定性である (2.3 節を参照)。

c(conversion constant) を実際よりも高く評価すると光量は実際よりも低く評価される。その結果 a(overall factor) は小さくなる。この関係が成り立っているかどうかを見るために各測定について a, c, $a \times c$ を比較した (表 4.1)。

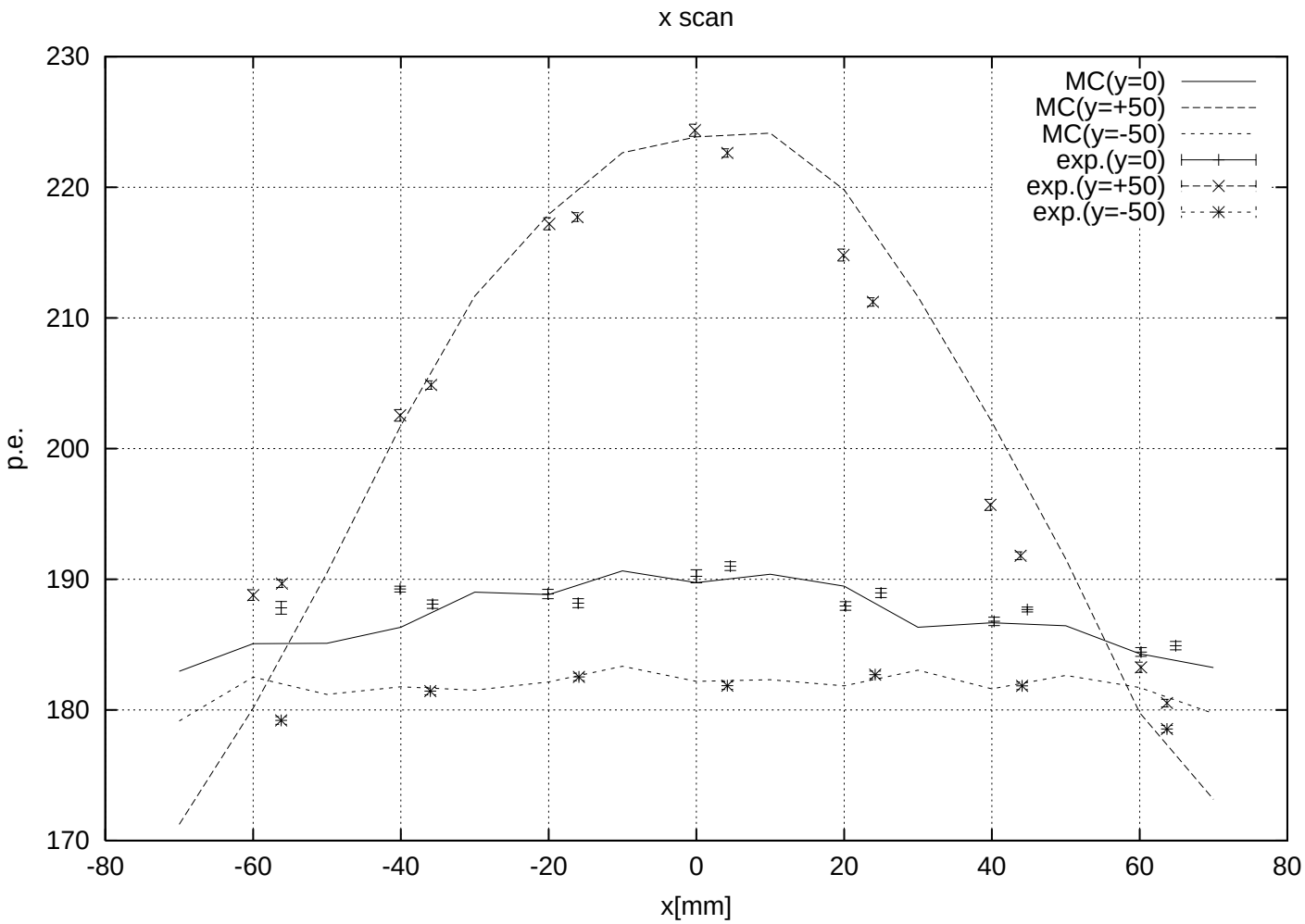


図 4.8: x スキャン

- 底面: マイラー
- 運動量: 2.1GeV
- 角度: 垂直
- overall factor: a=0.675

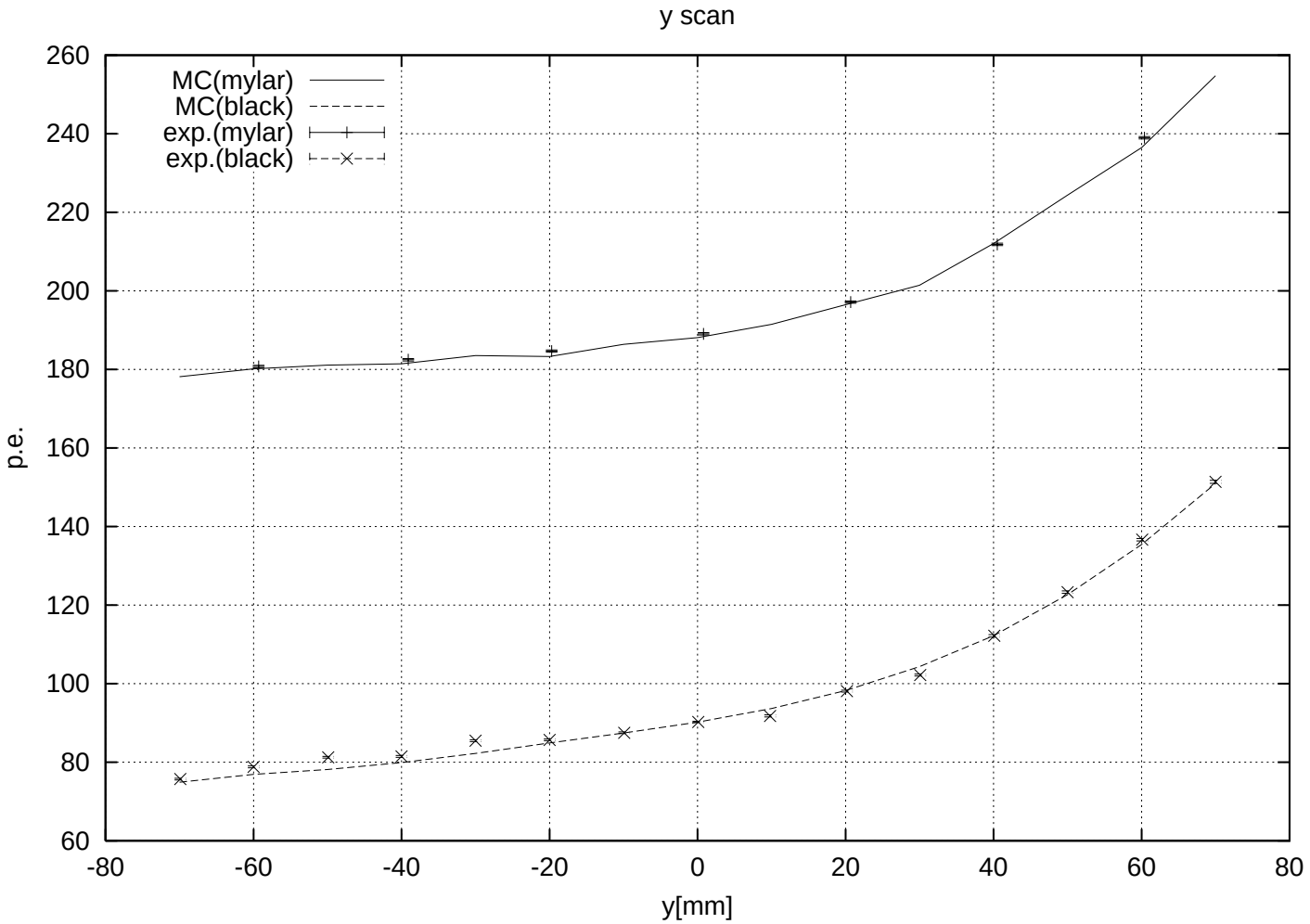


図 4.9: y スキャン

- 運動量: 2.1GeV
- 角度: 垂直
- ovarall factor
  底面マイラー a=0.67
  底面黒紙 a=0.55

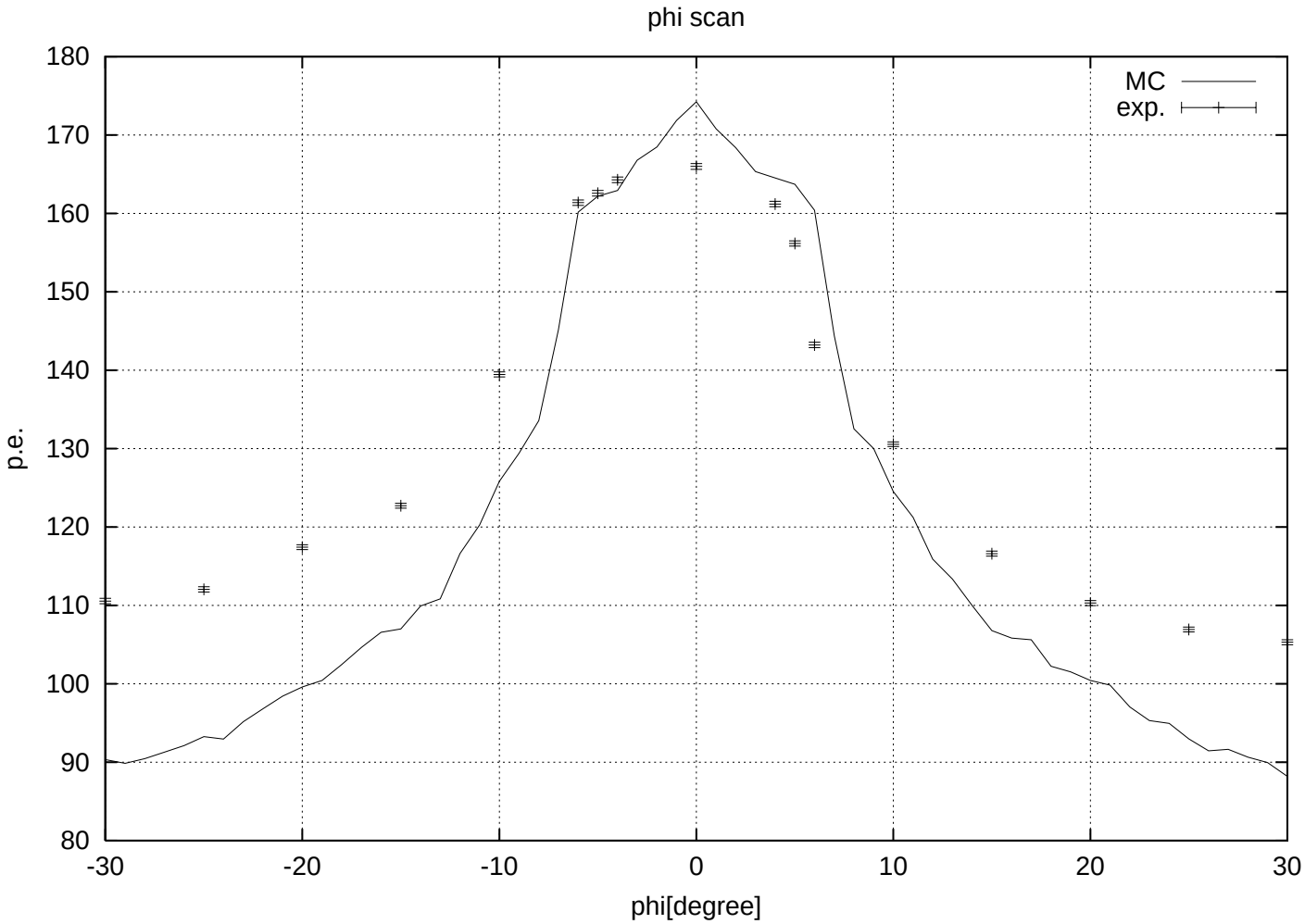


図 4.10: ϕ スキャン

- 底面: マイラー
- 運動量: 2.1GeV
- 回転軸: 中心
- overall factor : a=0.62

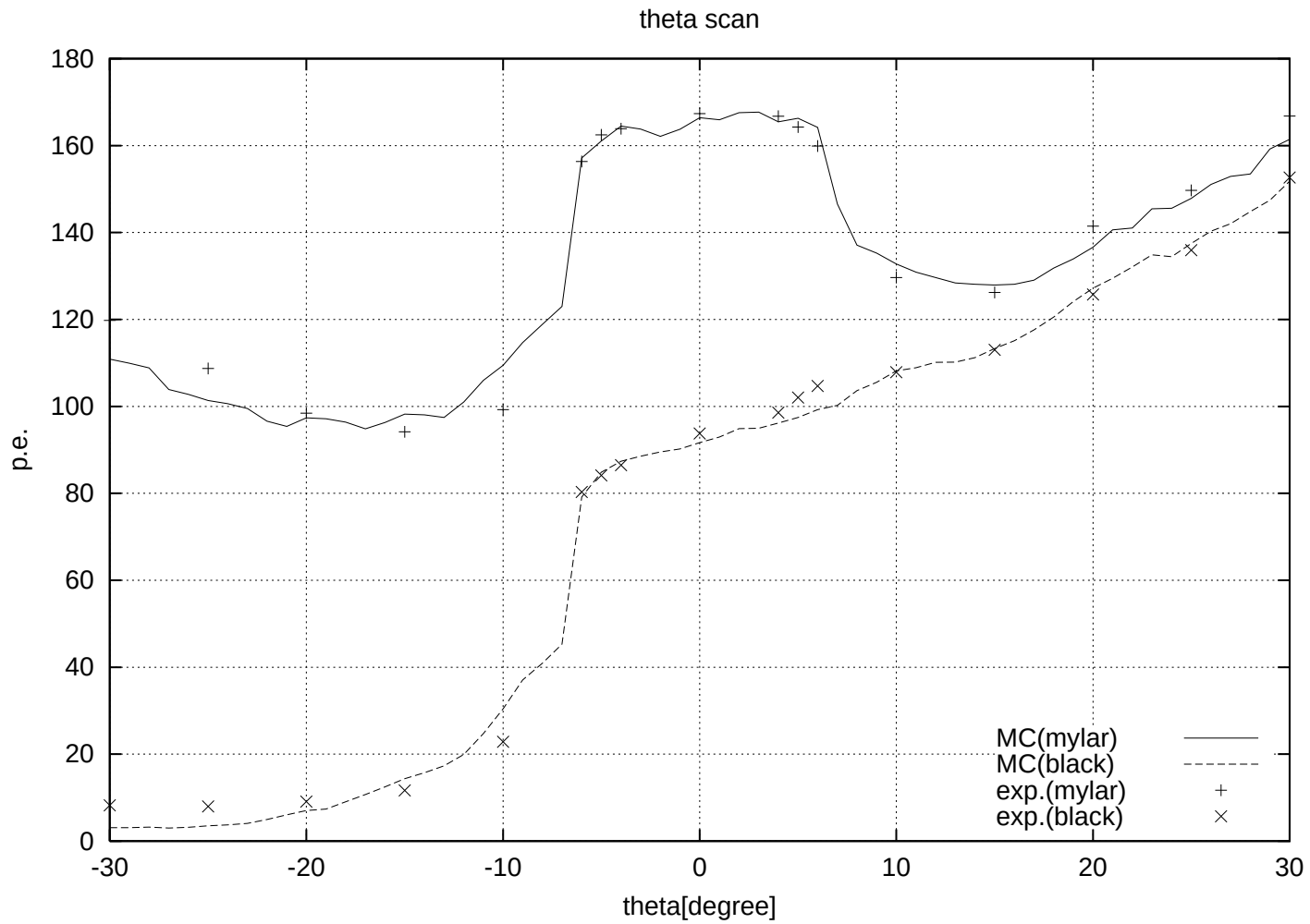


図 4.11: θ スキャン

- 運動量: 2.1GeV
- 回転軸: 中心
- overall factor
  底面マイラー a=0.59
  底面黒紙 a=0.56

scan	a	c	$a \times c$
β(mylar)	0.66	2.13	1.41
x(mylar)	0.675	2.07	1.40
y(mylar)	0.67	2.07	1.39
ϕ(mylar)	0.62	2.39	1.48
θ(mylar)	0.59	2.48	1.46
y(black)	0.55	2.31	1.27
θ(black)	0.56	2.31	1.29

表 4.1: overall factor と conversion constant の比較

サンプル数が少ないので偶然かも知れないが、底面がマイラーのものと黒紙のもので大きく異なるようだ。マイラー同士であれば、a と c はある程度連動しているように思われる。黒紙同士の場合はサンプル数が少なすぎるのでなんとも言えない。

マイラーのものと黒紙のもので違いがあるのだとすれば、一つの可能性は PMT のつけかえによってグリースの接合具合などが変わる事が考えられる。

しかし、これだけからではなんとも言えないようだ。一応 conversion constant の不定性は overall factor のばらつきのある程度の部分を説明するかも知れないが、はっきりとした事は言えない。この件について結論を出すためには conversion constant の測定を安定にする方法を見つけた後にもう一度実験をおこなう必要があるだろう。

4.5　結論

全反射率 r=99.5%とし、overall factor を適切に決める事で、ビームが垂直から大きく離れない範囲においては概ね実験結果を再現する事ができた。マイラーの反射率 r_m についてはさほど正確に決める事はできなかったが、シミュレーション全体に対する影響はほとんど無い。overall factor のばらつきについては結論が出なかったが、この問題の解決のためには PMT の conversion constant を安定に測定する技術が必要である。

第5章　結論と今後の展望

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比測定実験に使うための中性子に不感な γ 検出器として 8 層の鉛とアクリルによるČerenkov counter(guard counter) を設計した。この検出器の性能評価のため、1 モジュールを試作し、ビームテストをおこなった。その結果、底面にマイラーを敷いたものでは中央への垂直入射に対して 180p.e. 程度の光量がある事がわかった。また、全反射条件として期待される位置に確かにスレショルドが存在する事を確認した。

ただし、PMT の calibration のための coversion constant の測定に難があり、overall factor として 10%程度の不定性が残った。更に研究を進めるためにはもっと安定な測定方法が必要である。

次にこのテストの結果を再現するため geant4 をベースとするシミュレーションをおこなった。そのためにアクリルの透過率と屈折率を測定した。その値を用いたシミュレーションの結果、アクリルの全反射率を 99.5%とすれば概ね実験結果を再現できる事がわかった。

ただし、ビームの角度が垂直から離れると実験とシミュレーションの間にずれが見られた。この改善が今後の一つの目標である。また、今回のシミュレーションでは PMT の量子効率の角度依存性を考慮していないが、この取扱いも課題である。

guard counter の γ 検出率と中性子不感率については今回は何も研究していない。これらを決めるためには実際の実験条件に応じ、ビームの密度や要求される感度、不感率などのデータが必要となる。本論文で開発したシミュレーションを用いれば、それらのデータを用いて γ 検出率や中性子不感率を計算できると考えている。

謝辞

本論文を書くに当たって、多くの人にお世話になりました。お礼申し上げます。研究の機会をを与えて下さったとともに世話を焼いて下さった笹尾登教授に深く感謝します。また、色々と相談に乗って頂いた野村正助手に深く感謝いたします。南條創助手には研究に関して助言を頂きました。深く感謝します。また、隅田土詞さん、森井秀樹さん、横山弘和さん、谷口七重さん、中島康博さんにはビームテストやミーティングなどでお世話になりました。心から感謝します。最後に、いつも応援してくれた両親と亡くなった姉に深く感謝致します。

参考文献

[1] 森井秀樹 修士論文 **KOPIO** 実験のための中性子不感型光子検出器の設計 *2004*

[2] W.R.Leo **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments***Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1987* pp.24-27