修士論文
Ξ^- 原子からのX線測定実験のトリガーのための高密度エアロゲルチェレンコフカウンター

京都大学大学院理学研究科
原子核ハドロン研究室
平岩聡彦

平成 20 年 2 月 13 日

概 要

バリオン間の相互作用を理解する上で、核子間相互作用を調べるのみならず、ストレンジクォークを含むバリオンであるハイペロンとの相互作用を調べることは非常に重要である。とりわけ、ストレンジクォークを２つ含む系は、ハイペロンどうしの相互作用が初めて現れるという意味で非常に特徴的である。しかしながら、現在まで、それに関する実験データはほとんどない。現在、茨城県東海村に建設中の J-PARC では、大強度の K 中間子ビームを用いて、ストレンジネス核物理、とりわけ、ストレンジクォークを 2 つ含むような物理の実験が数多く計画されている。

我々は、J-PARC K1.8 ビームラインで、Ξ^- 原子から X 線測定の実験を行う。この実験の目的は、今までほとんど知られていない Ξ^- 粒子と原子核の間の相互作用を測ることである。実験方法は、鉄ターゲットに 1.8 GeV/c の K^- ビームを打ち込み、(K^-, K^+) 反応により Ξ^- 粒子が生成し、ターゲット中で止めることにより、Ξ^- 原子を生成させる。Ξ^- 粒子が励起状態から下の状態に落ちてくるときに放出される X 線を Ge 検出器群である Hyperball-J で検出する。Ξ^- 粒子は原子核表面において強い相互作用により吸収されるが、その効果は、測定される X 線のエネルギー準位のシフトと幅を与え、これにより Ξ^- 粒子と原子核の間の光学ポテンシャルを求めることができる。

この実験で問題となるのがトリガーである。トリガーシステムは、以前に KEK-PS で行われた E373 実験と基本的には同じ方式を用いる。しかしながら、J-PARC の実験ではビーム強度が E373 実験に比べおよそ 100 倍（1.4×10^6 /4 sec spill）になると予想され、このままではデータが取り切れない（トリガーレート 10^4 /4 sec spill）。E373 の経験から、バックグラウンドトリガーのほとんどが陽子を K^+ と間違えたものであることが分かっている。そこで、輻射体の屈折率 ~ 1.13 のチェレンコフカウンターによって、トリガーレートを出来るだけ落とすことにした。最近、千葉大学では高密度のシリカエアロゲルの開発に成功している（$n < 1.25$）。そこで、屈折率 1.13 のエアロゲルサンプルを使い、テェレンコフカウンターの試作品を製作した。カウンターの設計に当たっては、チェレンコフ光の集光率を上げるとともに、なるべくコンパクトなものとすることで X 線測定の影響を与えないように努めた。

J-PARC での実験で測定すべき K^+ の運動量は 1.1GeV/c – 1.5 GeV/c ($0.91 < \beta < 0.95$) であり、バックグラウンドとなる陽子の運動量は < 2.2 GeV/c ($\beta < 0.92$) である。このように K^+ と陽子で速度の範囲が重なっているため、チェレンコフカウンターの輻射体の最適な屈折率を決定するためには、カウンターの検出効率の速度依存性を正確に知っておく必要がある。まず 2007 年 9 月にドイツの GSI でテスト実験を行った。この実験では、粒子の速度を正確に測る必要があり、time-pf-flight カウンターの解析を慎重に行った。また、得られた測定結果から平均光電子数を見積もるために、発光ダイオードを用いて光電子増管のゲイン測定を行った。そして、これらの結果をもとにトリガーレートの見積もりを行い、J-PARC での実験で使用するエアロゲルの最適な屈折率を決定した。続いて 2007 年 12 月に東北大学の原子核理学研究施設で 600 MeV/c の陽電子ビームを用いて、チェレンコフカウンターの検出効率の位置依存性および角度依存性の測定を行った。また、このテスト実験ではカウンターのデザインによる平均光電数の違いを確認し、チェレンコフカウンターの最終的なデザインを決定した。この論文では、これらの結果と考察について述べる。

目 次

第 1 章　序論 **4**
1.1　ストレンジネス核物理 4
1.2　$S = -2$ の物理 4
1.3　これまでに行われた実験 5

第 2 章　Ξ^- 原子からの X 線測定実験 **7**
2.1　実験の概要 7
2.2　実験の目的 8
2.3　実験方法 9
2.3.1　ターゲット 9
2.3.2　K1.8 ビームラインと KURAMA スペクトロメーター 10
2.3.3　ゲルマニウム検出器 12
2.4　トリガー問題 15

第 3 章　高密度エアロゲルチェレンコフカウンター **17**
3.1　高密度シリカエアロゲル 17
3.2　チェレンコフカウンター 19

第 4 章　検出効率の速度依存性の測定実験 **23**
4.1　実験目的 23
4.2　実験方法 23
4.3　光電子増倍管のゲインの確認 26
4.4　time-of-flight カウンターの time walk 補正 30
4.5　結果と考察 36
4.5.1　β 分布におけるバックグラウンド 36
4.5.2　光量分布におけるバックグラウンド 36
4.5.3　閾値付近での振る舞い 39
4.5.4　トリガーレートの見積もり 41

第 5 章　陽電子ビームを用いたチェレンコフカウンターの性能評価実験 **46**
5.1　実験の目的 46
5.2　実験方法 46
5.3　位置依存性と角度依存性 48
5.3.1　シミュレーション 48
5.3.2　シミュレーションとの比較および考察 50
5.4　カウンターのデザインによる違い 56

第 6 章　結論 **58**

Appendix **59**

付 録 A　エアロゲルのサンプルのスペックとその性能 **59**

図 目 次

2.1 K1.8 beamline の概略図 11
2.2 ターゲット付近の概略図 11
2.3 Hyperball-J の概略図 14
2.4 (a)$(K,^{-},K^{+})$ 反応における散乱後の粒子の運動量と再構成された質量の 2 次元プロット。(b)1.3GeV/c 以下の運動量を持つ粒子に対する再構成した質量。 16

3.1 エアロゲルのサンプル（XiX2-2a） 18
3.2 エアロゲルのサンプル（XiX2-3a） 18
3.3 チェレンコフカウンターの外観の概略図 22
3.4 チェレンコフカウンターの内部の概略図 22

4.1 GSI でのテスト実験のセットアップ 23
4.2 スタートカウンター（T1）の設置の様子 25
4.3 チェレンコフカウンターとストップカウンター（T2）の設置の様子 . 25
4.4 PMT のゲイン測定の回路図 26
4.5 PMT のゲイン測定の様子 27
4.6 PMT 出力のピーク値の分布 29
4.7 PMT 出力の電荷の分布 29
4.8 time walk 30
4.9 ビーム照射時の T1-L の ADC ヒストグラム 31
4.10 T1-L の TDC（縦軸）と T1-R の TDC（横軸）の相関 32
4.11 TOF（縦軸）と ADC（横軸）の相関のプロット（補正前）。T1-left（左上）、T1-Right（右上）、T2-Left（左下）、T2-Right（右下） 34
4.12 TOF（縦軸）と ADC（横軸）の相関のプロット（補正後）。T1-left（左上）、T1-Right（右上）、T2-Left（左下）、T2-Right（右下） 34
4.13 time-of-flight カウンター（T1-T2）の時間分解能 35
4.14 1.9 GeV/u の Ni ビームをターゲットに照射したときの β の分布 . . . 35
4.15 $\beta < 0.70$ の入射粒子に対するチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム 38
4.16 エアロゲルを抜いた場合のチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム 38
4.17 入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する平均光電子数の変化。 40
4.18 チェレンコフカウンターの閾値を -20 mV としたときの入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する検出効率の変化。 44
4.19 チェレンコフカウンターの閾値を -40 mV としたときの入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する検出効率の変化。 44
4.20 チェレンコフカウンターの閾値を -60 mV としたときの入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する検出効率の変化。 45
4.21 バックグラウンドとなる陽子の運動量分布 45

5.1 テスト実験のセットアップ 46
5.2 位置依存性の座標の定義 47
5.3 角度依存性の角度の定義 47
5.4 チェレンコフカウンターとフィンガーカウンター 48

5.5 0° 入射のときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム（左）とシミュレーションによる結果（右）。 50
5.6 平均光電子数の角度依存性 52
5.7 平均光電子数の位置依存性（$y = 0.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。 52
5.8 平均光電子数の位置依存性（$y = -20.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。 53
5.9 平均光電子数の位置依存性（$y = 20.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。 53
5.10 検出効率の角度依存性 54
5.11 検出効率の位置依存性 (その１) 54
5.12 検出効率の位置依存性（その２） 55
5.13 検出効率の位置依存性（その３） 55
5.14 乱反射材を用いた場合と全反射材を用いた場合の光量の違い 57
5.15 使用したエアロゲルの枚数によるの光量の違い 57

第1章　序論

1.1　ストレンジネス核物理

通常の原子核を構成している粒子を核子と呼び、これらはバリオンの仲間である。核子には陽子と中性子があり、陽子は２つのアップクォークと１つのダウンクォークから出来ていて、中性子は１つのアップクォークと２つのダウンクォークから出来ている。バリオン間の相互作用を統一的に理解しようとしたとき、核子間の相互作用を考えるのみではなく、ストレンジクォークを含むようなバリオンであるハイペロンと核子の間の相互作用を考えたり、またハイペロン間の相互作用を考えることは非常に重要である。とりわけ、ストレンジクォークを２つ含むようなハドロン多体系は、ハイペロン間の相互作用が初めて現れるため、非常に重要である。しかしながら、$S = -2$ の系では、現在まで実験的データはほとんどない。現在、茨城県東海村に建設中の J-PARC では、大強度の K 中間子ビームを用いた様々な実験、とりわけ $S = -2$ の物理に関する実験が計画されている。

1.2　$S = -2$ の物理

$S = -2$ の世界は非常に興味深いことが多い。その一つが中性子星の中におけるハイペロンの役割である。中性子星とは、太陽の数倍の重さを持つ恒星が超新星爆発を起こした後に残る超高密度の中性子から成る星のことを言う。こうした高密度状態の中性子星の内部には、ハイペロンや π 中間子、K中間子が多数存在すると考えられている。ハイペロンのダイナミクスを調べることは、こうした中性子星の構造を知る上で、何らかのヒントを与えることだろう。

また、ストレンジネスクォークを２つ含むようなハドロン多体系で注目すべき事柄として、H-ダイバリオンの存在がある。これは、1977 年に R. Jaffe によりその存在が予言されたものである [1]。R. Jaffe によると、核内では、$\Lambda - \Lambda$ 間にはハードコアは存在せず、uuddss の 6 quark state である H-ダイバリオンが安定に存在しうると言うものである。1980 年代から 1990 年代にかけて、H-ダイバリオンを見つけるための数

多くの実験が行われてきたが、その存在は確認されていない。しかしながら、H-ダイバリオンが $S = -2$ を持つ原子核の基底状態である可能性はまだ残されている。

$S = -2$ の世界を理解する上で、Ξ^- 粒子のダイナミクスを知ることは非常に重要である。$S = -2$ の系では、ΞN と $\Lambda\Lambda$ の間の mixing が強く起こることが予想されている。$S = 0$ の系では、ΔN と NN の状態の質量差は ~ 300 MeV であり、$S = -1$ の系では、ΛN と ΣN の状態の質量差は ~ 80 MeV 程度である。一方で、$S = -2$ の系では、ΞN と $\Lambda\Lambda$ の状態の質量差は ~ 28 MeV である。量子力学の摂動論によると、こうした状態の mixing の効果は質量差に反比例するので、$S = -2$ の系では、$\Xi N - \Lambda\Lambda$ 間の mixing が強く起ることが予想される。また、最近の研究により、中性子星の構造を考える上で、Ξ^- 粒子の果たす役割の重要性が示唆されている。

1.3 これまでに行われた実験

こうした背景がありながら、現在まで $S = -2$ に関する実験的データはほとんどない。ダブルラムダハイパー核については、エマルジョンを使った様々な実験が行われてきた [2, 3, 4, 5, 6]。とりわけ、KEK-PS E373 実験では、${}^{6}_{\Lambda\Lambda}$He が生成し、それが mesonic decay する様子が観測された。このイベントにより、${}^{6}_{\Lambda\Lambda}$He の質量と $\Lambda - \Lambda$ 間の相互作用が初めて測られた [7]。それによると、$\Lambda - \Lambda$ 間の相互作用は弱い引力であることが示された。しかしながら、これらの実験の中で、ダブルラムダハイパー核の崩壊様式が一意的に決まったイベントは、この 1 イベントのみである。Ξ ハイパー核に関しては、エマルジョンによるイベントでその存在が確認されてはいるが、どれも不定性が残ってしまい、Ξ と核子との間の相互作用についての決定的な結論は得られなかった。また、missing mass spectroscopy を用いた Ξ ハイパー核の研究もいくつか行われた [8, 9]。しかしながら、限られた統計量と検出器の分解能の問題から、Ξ ハイパー核のはっきりとしたピークは観測されなかった。これらの実験結果から、Ξ 粒子の 1 粒子ポテンシャルの大きさが示されたが、この導出は理論モデルに依存しているために、はっきりとした結論は出ていない。

このように、$S = -2$ の系については、実験的データがほとんどない。そのために、$S = -2$ でのバリオンの相互作用を説明する理論モデルは未だ確立されていない。様々な理論モデルにより Ξ 粒子と原子核との間の光学ポテンシャルの深さが計算されている [10, 11, 12]。しかしながら、モデルによりその違いは顕著である。我々は、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、Ξ 原子からの X 線測定の実験を行う。この実験により、

Ξ 粒子と原子核の間の光学ポテンシャルの情報を得ることは、より正しい理論モデルを決定するためのヒントとなるだろう。

第2章　Ξ^- 原子からのX線測定実験

この章では、J-PARC K1.8 ビームラインで行われる Ξ^- 原子からのX線測定の実験の概要、目的、実験方法を述べる。

2.1　実験の概要

我々は、J-PARC K1.8 ビームラインで、Ξ^- 原子からのX線測定の実験を行う [13]。この実験の目的は、現在まであまり知られていない Ξ 粒子と原子核の間の相互作用の情報を得ることである。この実験方法は、負の電荷をもったハドロン（例えば、π^-,K^-, $\bar{p}$, Σ^- など）と原子核との間の強い相互作用を測定するためによく使われてきた方法であり、確実な方法と言える。物質に負の電荷を持ったハドロン（例えば、Ξ^- 粒子とする）を打ち込むと、Ξ^- 粒子は徐々にエネルギーを失いながら減速していき、やがて原子軌道に捕獲される。捕獲された Ξ 粒子は高い励起状態にあり、初めのうちは、主にオージェ過程[1]により下の状態へ遷移していく。やがて、Ξ 粒子が電子の雲の内側に入ると、今度はX線を放出しながら下の状態へと遷移していく。このとき放出されるX線エネルギーは、主に Ξ^- 粒子と原子核の間の電磁相互作用によって決められる。さらに、Ξ^- 粒子が下の状態に遷移してきて、Ξ^- 粒子の軌道と原子核が重なってくると、Ξ^- 粒子は強い相互作用により、原子核に吸収される。このとき放出されるX線の強度は、Ξ^- 粒子が強い相互作用により原子核吸収されたことで減少し、また、エネルギー準位は強い相互作用によりシフトし, また広がりを持つ。つまり、このときに測定されたX線は、Ξ 粒子と原子核の間に働く強い相互作用の情報を持っている。

また、得られたX線から Ξ^- 粒子と原子核の間に働く強い相互作用の情報を引き出すには、原理的には次のようにして行う。まず、Ξ^- 粒子に働く強い相互作用が無視できるとする。すると、Ξ^- 粒子と原子核の間に働く力は電磁相互作用のみなので、原子軌道のエネルギー準位はディラック方程式を解くことにより正確に得られる。よって、状態の遷移に伴い放出されるX線のエネルギーも正確に計算できる。この電磁相

[1]状態の遷移によりX線が放出されるのではなく、軌道を回っている電子が放出される過程

互作用のみから計算されたX線のエネルギーと測定されたX線のエネルギーとの差やX線の幅はΞ^-粒子と原子核との間の強い相互作用により引き起こされたものであるので、エネルギーシフトと幅からΞ^-粒子と原子核の間の相互作用が分かる。

簡単のために、第一次近似としては、測定されるX線のエネルギーシフトや幅と我々が知りたい光学ポテンシャル（U_Ξ）は次のような関係にある。ここでΨ_Ξは電磁相互作用のみを考えたときのΞ粒子の波動関数である。

$$\Delta E = \int |\Psi_\Xi|^2 U_\Xi \, dr \tag{2.1}$$

もし、光学ポテンシャルのj実部の形としてWoods-Saxon型のポテンシャルを仮定すると、1つのΞ^-粒子の状態の遷移に伴うX線のエネルギーシフトからΞ^-粒子と原子核との間の光学ポテンシャルの深さの情報が得られる。光学ポテンシャルの虚部についての情報は次のようにして得られる。光学ポテンシャルの虚部はΞ^-粒子が強い相互作用により原子核に吸収される効果を表しているので、その効果を見ることで情報を得ることが出来る。Ξ^-粒子が吸収されるすぐ前に放出されるX線は吸収の効果により幅を持つ[2]。よって、最後に放出されるX線の幅を測定することで光学ポテンシャルの虚部の情報を得ることが出来る。このようにして、様々な原子核に対して、いろいろな状態の遷移に伴うX線を正確に測定し、その結果を再現するような光学ポテンシャルを探っていけば、やがてΞ^-粒子と原子核との相互作用を知ることが出来る。

2.2 実験の目的

我々は、今まで実験的に測定されたことにないΞ^-原子から放出されるX線を測定する。最終的には、さまざまな原子核に対して、X線を測定することでΞ^-粒子と原子核の間の相互作用の情報を引き出す。この実験は、Ξ^-の軌道と原子核が重なって、強い相互作用により原子核に吸収されるときに放出されるX線を測定するので、言わば、光学ポテンシャルの原子核表面での様子を見ていることになる。一方で、この他にJ-PARCで計画されているΞ^-ハイパー核のmissing mass spectroscopyの実験[14]では、Ξ^-粒子と原子核の間のポテンシャルの中心部分を見ていることになる。こうした意味で、この2つの実験は、お互いに相補的なものと言える。とりわけ、光学ポテンシャルの虚部は原子核表面にこの2つの実験の結果を合わせることで、Ξ^-粒子と核子の間の相互作用の情報を得ることが出来る。

[2]量子力学の不確定性原理 $\Delta t \cdot \Delta E \sim h$

2.3 実験方法

本実験は、J-PARC K1.8 ビームラインで行われる。実験方法は、鉄ターゲットに 1.8 GeV/c の K^- ビームを打ち込み、(K^-, K^+) 反応によって生成された Ξ 粒子をターゲット中で止める。Ξ 粒子はただちにまわりの原子核と Ξ 原子を作る。高い励起状態にある Ξ 粒子が下の状態に遷移していき、最後に原子核表面で強い相互作用により吸収されるときに放出される X 線をゲルマニウム検出器群である Hyperball-J で検出する。また、(K^-, K^+) 反応により生成した K^+ は、ビーム下流に置かれた KURAMA スペクトロメータによって、運動量解析される。

2.3.1 ターゲット

理想的には、すべての原子核ターゲットに対して X 線の測定を行うのがよいが、それは現実的ではないので、物理的な観点と実験的な観点から最適なターゲットを選ぶことになる。

最適なターゲットの選択に関しては、Batty らによって考察されている [15]。それによると、強い相互作用によるエネルギーシフトと幅は、原子番号が大きくなるほど大きくなる。つまり、ターゲットとしては、重い原子の方が測定が簡単になる。しかしながら、重すぎるターゲットを選ぶと、X 線の放出の前に原子核による吸収が起こり、X 線の検出は不可能になってしまう。強い相互作用によって引き起こされる X 線の幅はせいぜい 10 keV 程度であり、エネルギーシフトは、同じくらいかそれより 30 % ぐらい大きい程度である。

Batty らは、$(n, l) = (3, 2), (4, 3), (7, 6), (9, 8)$ の状態からの吸収を考えたときの最適なターゲットの候補として、それぞれ ${}_{9}\mathrm{F}$, ${}_{17}\mathrm{Cl}$, ${}_{53}\mathrm{I}$, ${}_{82}\mathrm{Pb}$ を挙げている。しかしながら、これらの議論は、我々がこれから測ろうとしている光学ポテンシャルを仮定した上で行われているので、最初の実験をしてみなければ、最適なターゲットを知ることはできない。

一方で、実験の行いやすさの観点から、次の 3 つの点が考えられる。

1. Ξ^- 粒子の生成率。Ξ^- 粒子の生成断面積は、$A^{0.38}$（A は質量数）に比例することが知られているので [16]、生成率は、これにターゲットとなる粒子の数を掛けることで、$A^{-0.62}$ に比例することが予想される。

2. 生成した Ξ^- 粒子の止まりやすさ。生成した Ξ^- 粒子の運動量は $\sim$ 500 MeV

(range: $10-20$ g/cm^2) である。生成した Ξ^- 粒子を崩壊する前に止めるためには、密度が大きい物質がよい。

3. ターゲット中での X 線の吸収。重いターゲットでは、放出された X 線のほとんどがターゲット中で吸収されてしまう。

定性的な議論をすると、1 と 3 の観点からは軽いターゲットが良いし、2 の観点からは重いターゲットが良い。これらを総合して考えると、$24 \leq Z \leq 30$ の遷移金属が適当と思われる。この辺りの金属は、生成した Ξ^- 粒子を止めるのに十分な密度（$\rho \geq 7\,\mathrm{g/cm^3}$）を持っていて、$\Xi^-$ 粒子の生成率と X 線の吸収率も適当と言える。

物理的な観点と実験的な観点の両方から考えると、$_{27}$Co 辺りが適当なものと言える。しかしながら、最適なターゲットの選択は、我々がこれから実験的に調べようとしている物理に依存しているので、ここでは決めることは出来ない。そこで、最初の実験では、実験のしやすさの点から $_{26}$Fe をターゲットとして使う。

もし、最初の実験の結果として、エネルギーシフトと幅が小さいということが分かれば、より重いターゲットを選べばよいし、その逆であれば、より軽いターゲットを選べばよい。

2.3.2 K1.8 ビームラインと KURAMA スペクトロメーター

本実験では、1.8 GeV/c の K^- ビームを使う。K1.8 ビームライン の概略図を図 2.1 に示す。また、ターゲット付近の概略図を図 2.2 に示す。

K1.8 ビームラインにより供給された K^- ビームは、まず Time-of-Flight カウンター（T1-T2）と、エアロゲルチェレンコフカウンター（BAC; n = 1.03）により K^- であることが確認される。さらに、3 mm ピッチのドリフトチェンバー (BDC3-4[3]) によって K^- の方向が測られる。K^- ビームの強度は $1.6 \times 10^6/4\,\mathrm{sec}$ spill (flat top : 1.2 sec) である。また、K^-/π^- ratio は ≥ 6 である。

ターゲット付近でのビームのサイズは、20 mm (horizontal) $\times$ 3.2 mm(vertical) である。鉄ターゲットのサイズは、6 (horizontal) $\times$ 1.5 (vertical) cm^2 であり、厚さが 3 cm である。最適なターゲットのサイズについては、実際のビームの大きさが測られた後で、それに合わせて調節する。

[3]BDC1-2 は K^- の運動量を測るために K1.8 ビームラインの上流に置かれるが、この実験では使用しない

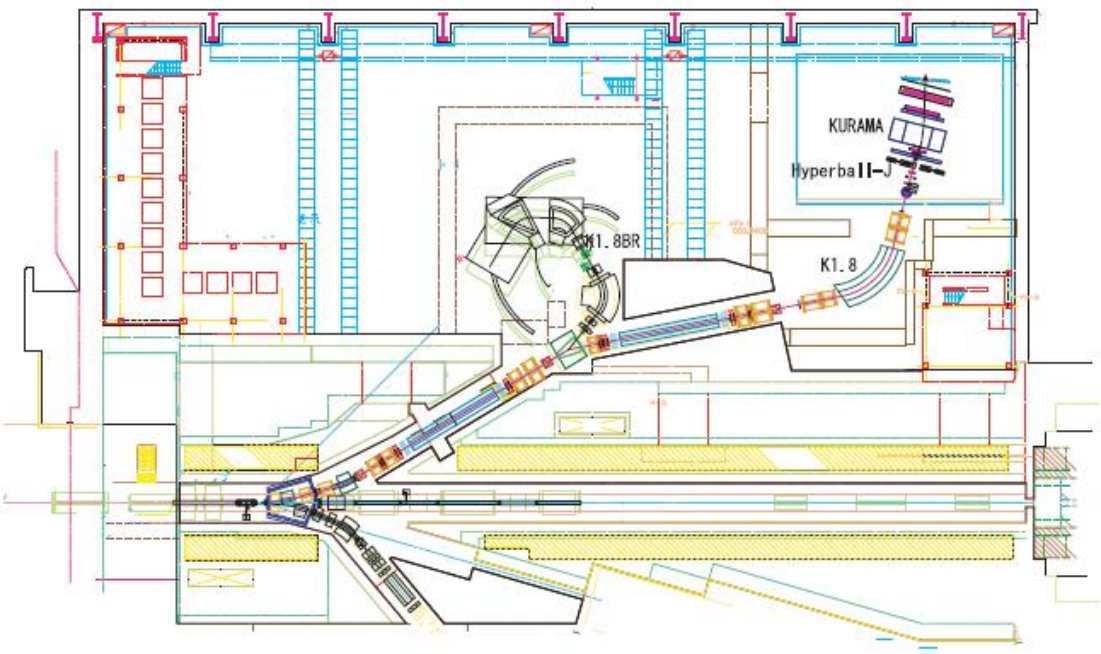

図 2.1: K1.8 beamline の概略図

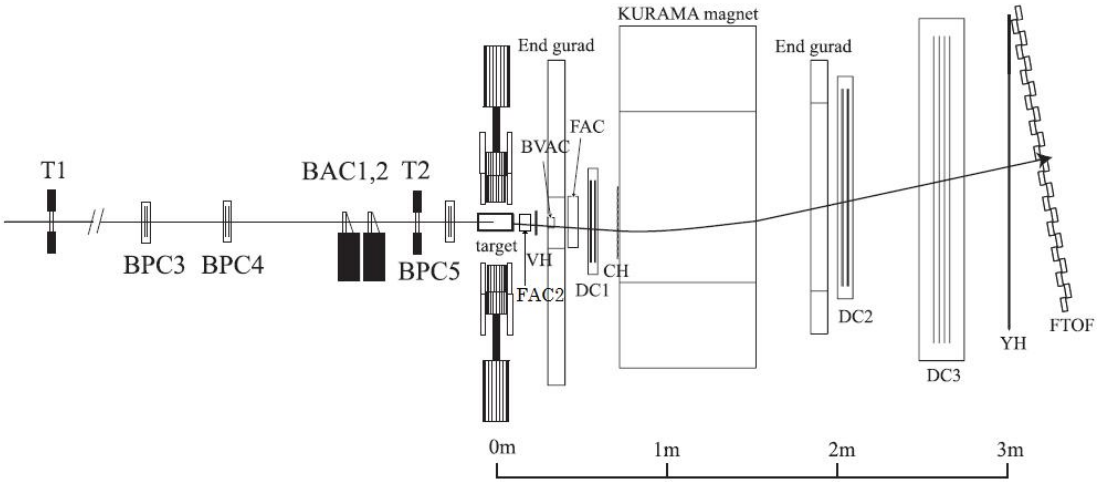

図 2.2: ターゲット付近の概略図

散乱された K^+ は、ターゲット後方に置かれる KURAMA スペクトロメーターによって運動量解析される。KURAMA スペクトロメーターは、基本的には以前 KEK-PS で行われた E373 実験と同じものである [6]。KURAMA スペクトロメーターは、0.2 sr という大きなアクセプタンスを持っていて、これにより、より多くの $(K^-,\ K^+)$ 反応を捕えることができる。スペクトロメーターは、マグネット（KURAMA）、time-of-flight カウンター（FTOF-T2)、エアロゲルチェレンコフカウンター（BVAC, FAC、FAC2)、ドリフトチェンバー（DC1-3）とその他トリガーカウンター（VH, CH, YH, FTOF）により構成される。BVAC は屈折率 1.05 のエアロゲルチェレンコフカウンターであり、反応しないで飛んできた K^- を取り除くためのものである。FAC は屈折率 1.041 のエアロゲルチェレンコフカウンターであり、散乱された π 中間子を取り除くためのものである。また、FAC2 は屈折率 1.13 のエアロゲルチェレンコフカウンターであり、トリガーレートを落とすために、今回我々が開発した検出器である（詳しくは、次節以降を参照してほしい)。VH はバーテックス（vertex）ホドスコープであり、$K_s \to \pi^-\pi^+$ のように中性粒子がバックグラウンドとなる荷電粒子に崩壊するようなイベントを取り除くために用いられる。CH はチャージホドスコープであって、FTOF のヒット情報と合わせることで、トリガーの段階で粒子の電荷の情報を与える。FTOF は前方 time-of-flight ホドスコープであり、水平方向の位置情報と与え、さらに T2 カウンターとともに散乱後の粒子の飛行時間情報（time-of-flight）を与える。YH は Y ホドスコープのことであり、垂直方向の位置情報を与える。上に挙げた検出器のうち、ドリフトチェンバーと time-of-flight カウンター以外の検出器の情報はトリガーとして用いられる。K^+ であることの確認は、time-of-flight カウンターとチェレンコフカウンターによって行われる。K^+ の identification はほぼ完璧に行われることが、E373 実験の経験により分かっている。また、散乱された K^+ の運動量は、マグネット（KURAMA）とドリフトチェンバーによって測られる。運動量分解能は、E373 での経験から、Ξ 粒子が生成したイベントを識別するのに十分なものであることが確かめられている。

2.3.3 ゲルマニウム検出器

X 線の検出には Hyperball-J を用いる。Hyperball-J とは、J-PARC での実験のために建設されたゲルマニウム検出器群のことである。Hyperball-J は、以前に KEK や BNL でのハイパー核の γ 線分光実験で使われた Hyperball（1998 年建設、光電ピーク検出効率 $\epsilon = 2.5$ % @ 1MeV）や Hyperball2（2005 年建設、$\epsilon = 5$ %）をアップグ

レードしたものである。

図 2.3 には Hyperball-J の概略図が示してある。Hyperball-J はおよそ 40 個のゲルマニウム検出器から成っていて、Hyperball-J 全体での光電ピーク検出効率は 1 MeV の γ 線に対して 6 % 以上である。それぞれのゲルマニウム検出器の周りには、コンプトン散乱によるバックグラウンドを抑えるための PWO カウンターが取り付けられている。また、読み出し回路については、Hyperball2 と同じものを用いる。読み出し回路については、以前の KEK や BNL での実験の経験により、今回の J-PARC での実験のような高強度のビーム下でも十分に動作することが確認されている。Hyperball-J による X 線のエネルギー分解能は、ビーム下でのピークの広がりの効果を考慮に入れても FWMH で 2 keV 以下であることが予想される。

図 2.3 に示すように、ゲルマニウム検出器は、ターゲットを囲うように上下に置かれる。ターゲットからそれぞれのゲルマニウム検出器までの距離は、実験の条件やビームの状態によって調節する。今回の実験では、ターゲット中心とゲルマニウム検出器までの距離はおよそ 18 – 20cm である.。シミュレーションによる光電ピーク検出効率の見積もりから、今回の実験で我々が興味がある X 線のエネルギーである 284 MeV 辺りでの光電ピーク検出効率は 16 % 程度であると予想される。

本実験では、X 線のエネルギーを正確に測定しなければならないので、ゲルマニウム検出器のエネルギー較正は重要である。γ 線源を用いて、エネルギーが 100 – 400 KeV の範囲で 0.05 KeV 以上の精度でエネルギー較正を行う。J-PARC での実験のような高計数率の条件下では、ビークの位置が 1 keV ほどシフトしてしまうので、LSO シンチレーターを $\beta - \gamma$ 線源として用いることで、エネルギー較正は常に行われる。

PWO 結晶は、BGO 結晶と同様に、密度が高く、大きな実効原子番号をもつが、放出されるシンチレーション光の減衰時間は、BGO 結晶（$\sim$ 300 ns）に比べ、非常に短い（$\sim$ 20 ns）ため、J-PARC での実験のような高計数率の条件のもとでは、PW O 結晶が適していると言える。PWO 結晶の発光量は、ＢＧＯ結晶に比べると非常に小さいが、PWO 結晶を −20 °C まで冷やすことで、100 keV の光子に対して 100 % の検出効率が期待される。、PWO カウンターは −20 °C まで冷却することで BGO 結晶と同様の性能が得られることが確かめられている。

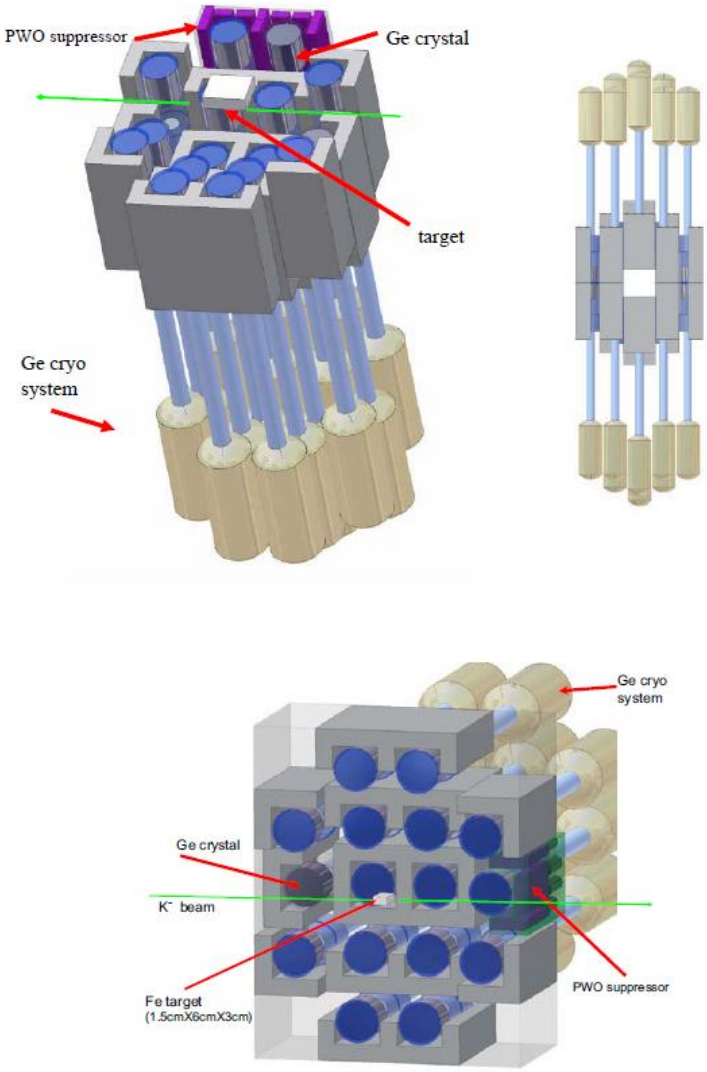

図 2.3: Hyperball-J の概略図

2.4 トリガー問題

J-PARC での実験における問題の一つとして、トリガーの問題がある。トリガーシステムは、基本的には、以前に KEK-PS で行われた E373 実験と同じ形式を用いる。J-PARC での実験で用いられる K^- ビームの強度は 1.4×10^6 /4 sec spill である。これは E373 実験のおよそ 100 倍である。E373 実験では、1.1×10^4 個の K^- ビームに対して、1st レベルのトリガーの段階で (K^-, K^+) 反応であると判断されたイベントは 75 イベントであった。このことから、J-PARC での実験では、トリガーレートが 10^4 /spill であると予想される。このような高いトリガーレートではデータを取り切ることが出来ないので、新しいトリガーを考える必要がある。

E373 実験での経験から、トリガーのほとんどがバックグラウンドとなる陽子を K^+ と間違えたものであることが分かっている（図 2.4)。そこで、我々は、ターゲット直後にチェレンコフカウンターを置くことで、トリガーの段階でバックグラウンドとなる陽子を取り除くことで、トリガーレートを出来る限り落とすことにした。

J-PARC での実験で、トリガーとして取るべき K^+ の運動量は 1.1 GeV/c–1.5 GeV/c $(0.91 < \beta < 0.95)$ であり、バックグラウンドとなっている陽子の運動量は < 2.2 GeV/c $(\beta < 0.92)$ である。このように、K^+ と陽子の速度の範囲が重なっているため、チェレンコフカウンターの輻射体の屈折率を簡単に決めることはできない。K^+ に対しては十分に高い検出効率（90 % 以上）を保ちつつ、バックグラウンドとなる陽子を出来る限り落すような輻射体の屈折率の最適な値を決めるには、カウンターの検出効率の速度依存性を正確に知っておく必要がある。

、

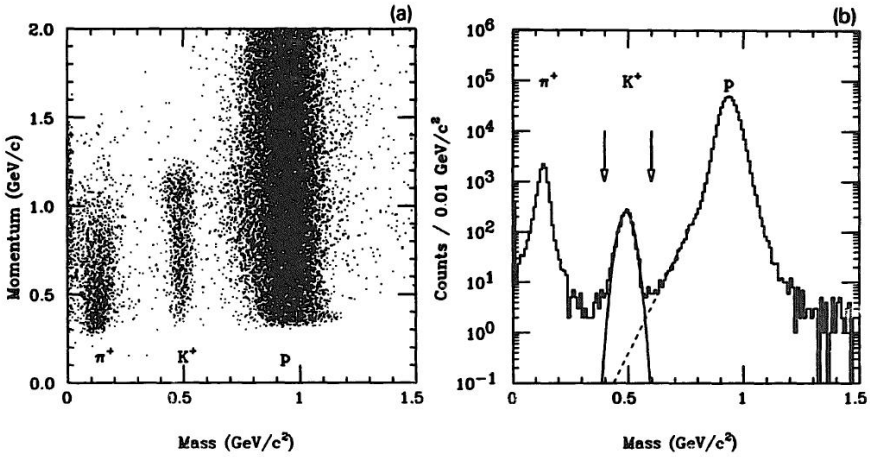

図 2.4: (a)$(K,^{-}, K^{+})$ 反応における散乱後の粒子の運動量と再構成された質量の 2 次元プロット。(b)1.3 GeV/c 以下の運動量を持つ粒子に対して再構成された質量。散乱後の粒子のほとんどが陽子であることが分かる。この実験データは、以前に KEK で、$p(K^{-}, K^{+})\Xi^{-}$ 反応の断面積の測定が行われたときのものである [16]。

第3章　高密度エアロゲルチェレンコフカウンター

J-PARC での実験で、新たなトリガーのために必要なチェレンコフカウンターの輻射体の屈折率はおよそ 1.13 である[1]。最近になり、千葉大学で高密度のエアロゲル（屈折率 $n \leq 1.25$）の開発に成功した [17]。我々は、千葉大学で作られたエアロゲルのサンプル（$n \sim 1.13$）を用い、チェレンコフカウンターの試作品を製作した。この章では、高密度のエアロゲルとそれを使ったチェレンコフカウンターについて述べる。

3.1　高密度シリカエアロゲル

シリカエアロゲルは、主成分であるシリカ（SiO_2）が 3 次元の網目構造を形成し、その間に多数の空気を含んでいる。そのため、エアロゲルは固体でありながら、その密度はとても小さく、$0.02 \sim 0.32$ g/cm^3 である。また、エアロゲルの屈折率は、通常の製法で作られた場合 $1.005 \sim 1.08$ である。これは、気体（典型的な値としては, 1 気圧の常温で < 1.002）と液体（典型的には > 1.3）の中間の値である。エアロゲルは、高エネルギー物理の実験では、チェレンコフカウンターの輻射体として広く用いられる。

通常のシリカエアロゲルの製法は、主に、以下に挙げるような 2 つの工程により作られる。

1. コロイド状のケイ素から成るアルコゲル[2]を作る。
2. アルコゲルを超臨界乾燥し、溶媒であるアルコールを空気（CO_2）と置換する。

この他にも、エアロゲルが空気中の水分を吸収し、白濁してしまうのを防ぐために、疎水化処理が行われている。千葉大学で開発された製法では、超臨界乾燥をする前に、アルコゲルをアルコール蒸気の中でゆっくりと収縮させることにより、高密度のエアロゲルを作ることが可能となる。

[1] J-PARC での実験で実際に使用する輻射体の屈折率の値については、慎重な議論が必要である。詳しくは次章以降を参照。

[2] 分散媒がアルコールであるものをアルコゲルと言う。

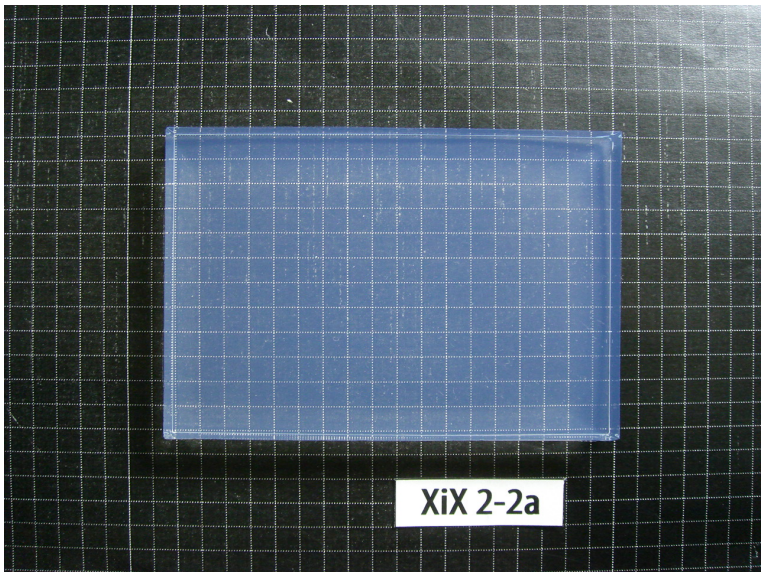

図 3.1: エアロゲルのサンプル（XiX2-2a）

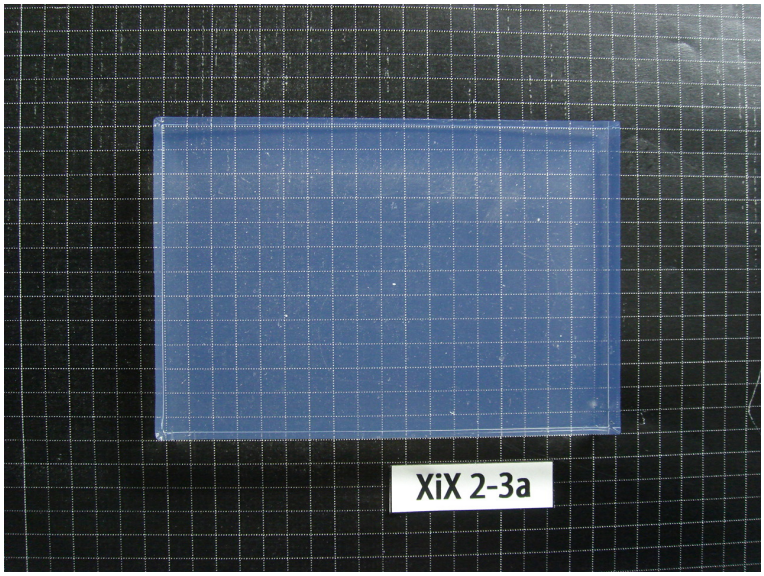

図 3.2: エアロゲルのサンプル（XiX2-3a）

表 3.1: 使用したエアロゲルのスペック

ID label		XiX2-2a	XiX2-3a
ref. index	**@405nm**	1.1351	1.1130
	@543.5nm	1.1323	1.1103
	@633nm	1.1312	1.1099
trans. length [mm]	**@400nm**	19.6	22.3
size [mm]	**wide side**	88.4	92.2
	narrow side	60.3	62.8
	thickness	9.8	9.1
volume [cm^3]		52.0	52.5
density [g/cm^3]		0.497	0.424
ref. index = 1+density/4		1.1243	1.1061

表 3.1 には、今回使用したエアロゲルのスペックが示してある。今回使用したエアロゲルは、サイズが 9 [cm] × 6 [cm] × 1 [cm] のものが 2 枚であり、屈折率はそれぞれ 1.13 と 1.11 である。このときのチェレンコフカウンターの閾値 $\beta_{\rm th}$ $(= 1/n)$ は 0.885 と 0.900 である。また、透過長は、およそ 20 mm であり、図 3.1、3.2 から見ても分かるように、透明度はかなり高い。

3.2 チェレンコフカウンター

今回トリガーとして用いるチェレンコフカウンターは、閾値型チェレンコフカウンターを使う。閾値型チェレンコフカウンターとは、チェレンコフ光が $\beta > 1/n$（ここで、β は粒子の速度、n は輻射体の屈折率）の条件をみたすときのみ放出されることを利用して粒子識別を行うものである。J-PARC での実験で、チェレンコフカウンターに要求されることは、おもに次の 3 つが考えれれる。

1. K^+ に対しては十分な検出効率（90 % 以上）があり、バックグラウンドとなる陽子は出来る限り取り除くことが出来る[3]。

2. ターゲット直後に置かれるということを考えると、スペースが限られてくるので、なるべくコンパクトな設計であること。

3. 入射粒子の位置や角度に対しても、十分な検出効率（90 % 以上）があること。

[3]チェレンコフカウンターのみでは、K^+ と陽子を完全に分けることは出来ない

今回使用したエアロゲルのサイズは、6 cm × 9 cm で厚さが 1 cm である。ターゲットのサイズが 6 cm (horizontal) × 1.5 cm (vertical) であり、ターゲット直後に置くことを考えると十分なサイズと言える。エアロゲルの屈折率は、1.13 のものと 1.11 のものを合計 2 枚使用した。実際に J-PARC の実験で使用するエアロゲルの屈折率の最適な値については、今回行ってきたテスト実験の結果により決定されるものなので、ここで使用したエアロゲルの屈折率は必ずしも最適なものとは言えない。また、以前に屈折率 1.25 で厚さが 1 cm のエアロゲルを使い、電子ビーム（$\beta \sim 1$）を用いテストをしたところ、平均光電子数がおよそ 15 個であるという結果が得られた。今回使用するエアロゲルは密度にしておよそ半分なので、同程度の光量を得るために、使用するエアロゲルの枚数は 2 枚とした（詳しいエアロゲルのスペックは表 3.1 参照）。

図 3.3 に、チェレンコフカウンターの概略図が示してある。カウンターの箱のサイズは、高さ 10 [cm]× 幅 13 [cm]× 奥行 15 [cm] である。物質量をなるべく小さくするために、箱は 2 mm 厚のケント紙を使用した。箱の内側にはアルミナイズドマイラーが貼られている。箱の外側は、光漏れを防ぐために遮光テープを巻いている。また、チェレンコフ光を検出するための光電子増倍管（PMT）は、図 3.3 にあるように、箱の横に 1 つ取り付けてある。使用した PMT は 3 インチ HAMAMATSU R5543ASSY である。R5543ASSY の光電面の有効感度領域は直径 64 mm であり、電子増倍部はファインメッシュ型である。また、入射窓には UV ガラスを使用している。複数の PMT を使用した方が光子の検出効率は高くなるが、なるべくコンパクトなデザインにするために、使用する PMT は 1 個とした。

さて、荷電粒子が屈折率 n の物質中を速さ β $(> 1/n)$ で通過したときに発生するチェレンコフ光は、粒子の進行方向に対してチェレンコフ角 θ_{ch} の方向へ円錐状に放出される。このとき、チェレンコフ角 θ_{ch} は、以下のような関係式で表わされる。

$$\cos\theta_{\mathrm{ch}} = 1/\beta n \tag{3.1}$$

今回の場合、エアロゲルの屈折率はおよそ 1.12 であり、トリガーとして取るべき K^+ の速度は $0.91 < \beta < 0.95$ に分布している。エアロゲルと空気との境界面での屈折も考慮に入れると、チェレンコフ光は入射粒子に対し、およそ 25° の角度に放出される。そこで、図 3.4 に示すように、鏡の形状を 2 次元のパラボラ状にした（reflector♯1）。また、reflector ♯2 を置くことでさらに集光性を高める工夫をした。reflector♯1 と ♯2 の表面には箱の内壁と同様にアルミナイズドマイラーが貼ってある。

一般的なエアロゲルチェレンコフカウンターは、内壁に乱反射剤であるミリポアメンプレンフィルターが使われることもあるが、今回は、アルミナイズトマイラーを使用した。この理由としては、今回使用したしたサンプルは、見た目からもわかるように（図 3.1、XiX2-3a)、かなり透明度が高く、光のエアロゲル内部における多重散乱は小さいものと考えられるからである。

チェレンコフ光の単位長さ x、単位波長 λ ごとの発生光子数 N は、

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \tag{3.2}$$

と表される。 ここで、α は微細構造定数、β は入射粒子の速度、z は入射粒子の電荷、n は屈折率である。上式から、発生するチェレンコフ光の数を計算する。入射粒子の速度は、J-PARC での実験でトリガーとして取るべき K^+ の典型的な速度である $\beta = 0.93$ を使う。また、波長の範囲は、今回使用する光電子増倍管の入射窓が UV ガラスであることから、250 nm − 600 nm とする。これらの値から発生するチェレンコフ光はおよそ 180 個となる。シュミレーションによる計算から、$\beta = 0.93$ の粒子が発生するチェレンコフ光に対して集光効率はおよそ 30%である。また、光電子増倍管の量子効率を典型的な値として 20%とすると、光電子増倍管により検出される光子の数は $\beta = 0.92$ の粒子に対してはおよそ 11 個となる。

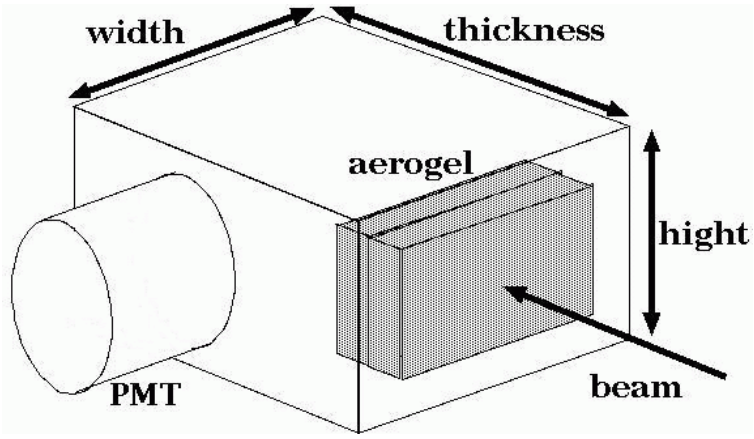

図 3.3: チェレンコフカウンターの外観の概略図

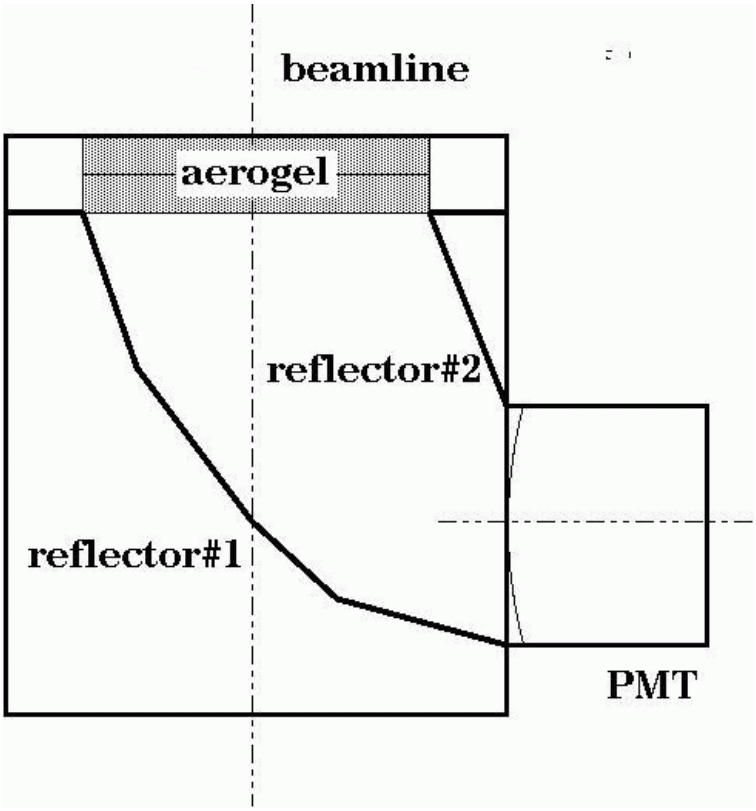

図 3.4: チェレンコフカウンターの内部の概略図

第4章　検出効率の速度依存性の測定実験

4.1　実験目的

J-PARC での実験では、ターゲット直後にチェレンコフカウンターを置くことで、バックグラウンドとなる陽子を出来る限り落とし、トリガーレートを十分に下げる。J-PARC の実験でトリガーとして取るべき K^+ の運動量は 1.1 GeV/c ($\beta = 0.91$) から 1.5 GeV/c ($\beta = 0.95$) までの範囲に分布していて、一方で、バックグラウンドとなる陽子は 2.2 GeV/c ($\beta = 0.92$) 以下に分布している。このように、K^+ と陽子の速度の範囲が重なっているために、K^+ に対しては高い検出効率を持ちつつ、陽子を十分に落とすことが出来るような輻射体の屈折率を決めるには、検出効率の速度依存性を正確に知っておく必要がある。そこで、我々は、ドイツの GSI で検出効率の速度依存性を測定する実験を行った。

4.2　実験方法

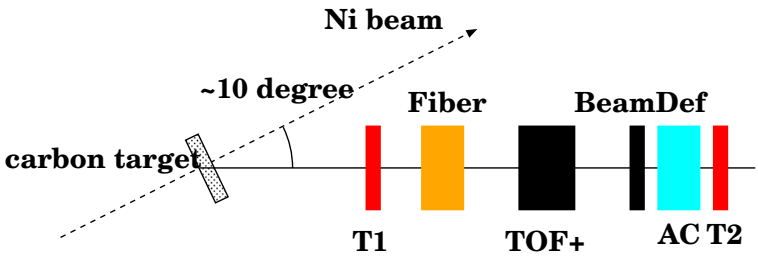

図 4.1: GSI でのテスト実験のセットアップ

テスト実験は、2007 年の 9 月にドイツの GSI-SIS で、GSI の HYPHI グループと合同で行われた。図 4.1 には、実験のセットアップが示されている。ビームラインの上流で別のグループが実験をしている下流にカーボンターゲットを置き、そこに 1.9 GeV/u の Ni ビームを照射し、核破砕反応によって出てきた陽子や π 中間子を使い、検出器のテストを行った。重イオンが直接検出器に入ってくるのを防ぐために、ビームライ

ンに対して約 10° ずらしたところに検出器を並べた。図 4.1 の中に描いてあるファイバー検出器（Fiber）と TOF バー（TOF+）は HYPHI グループが使用する検出器である。

今回のテスト実験では、チェレンコフカウンターに入射する粒子の速度を出来るだけ正確に測る必要がある。入射粒子の速度の測定は、ビーム上流に置かれた T1 とビーム下流に置かれた T2 の間の飛行時間（time-of-flight）を測ることにより行われた。この time-of-flight カウンター（T1-T2）は、KEK-PS K2 ビームラインで使われていたものである。T1 と T2 は高さ 5 cm、厚さ 5 mm で幅がそれぞれ 10 cm と 5 cm のプラスチックシンチレーターの両側に PMT（HAMAMATU H2431-50）がそれぞれ取りつけられている。T1-T2 間の距離は 7467mm（測量の誤差は数 mm 程度）である。また、京都でのテストにより、T1-T2 の time-of-flight カウンターとしての時間分解能は $\sigma = 80$ [ps] であった。これにより速度分解能は、

$$\delta\beta = \sqrt{\left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{L/c}\right)^2} = 0.003$$

であることが期待できる。また、T1 とＴ２の両方の PMT に粒子が入射するようなイベントの影響を考慮して、T1 は縦置きにして置かれ、T2 は横置きにして置かれた（図 4.2、4.3）。

また、チェレンコフカウンターは T2 の直前に置かれた。使用したチェレンコフカウンターの詳細は第 3 章に書かれているとおりである。チェレンコフカウンターの直前には、粒子が入ってきたことを確認するためのシンチレーションカウンター（BeamDef）が置かれている（図 4.3）。今回取ったデータはすべての検出器の ADC とＴＤＣの情報であり、トリガーとしては T1 と T2 のコインシデンス信号を使った。

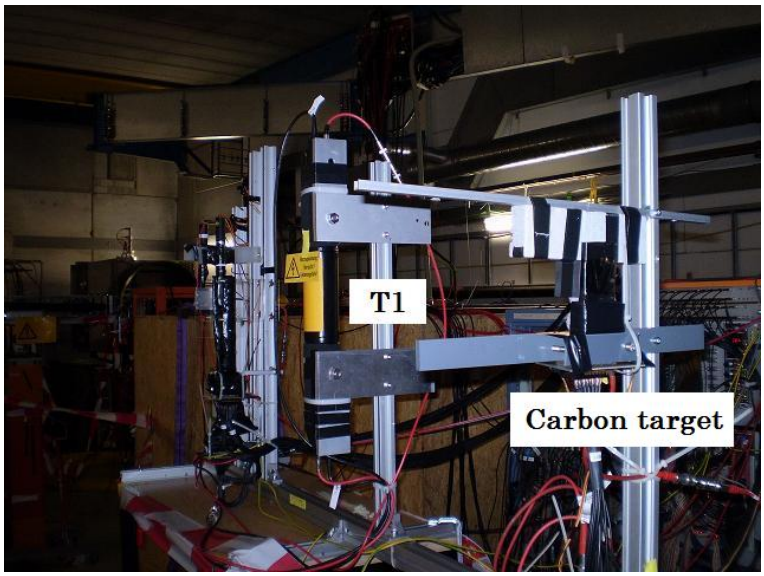

図 4.2: スタートカウンター（T1）の設置の様子

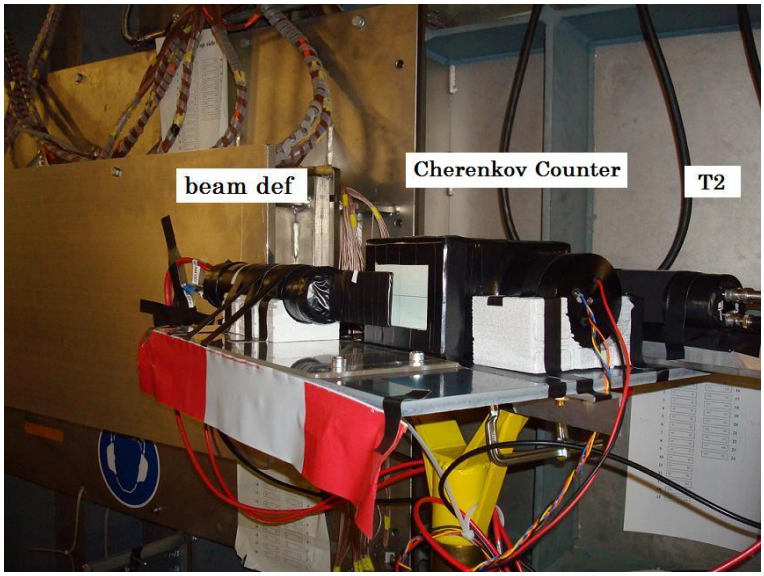

図 4.3: チェレンコフカウンターとストップカウンター（T2）の設置の様子

4.3 光電子増倍管のゲインの確認

今回のテスト実験では、入射粒子の速度に対する平均光電子数の測定も行う。平均光電子数は、次のようにして計算できる。

$$\text{平均光電子数} = \frac{\text{チェレンコフカウンターの QDC 分布の平均}}{\text{1 つの光電子が PMT で増幅されたときの出力の大きさ}} \tag{4.1}$$

つまり、平均光電子数をもとめるには、PMT のゲインを知っておく必要がある。そこで我々は、発光ダイオード（LED）を使って、チェレンコフカウンターに使用した PMT のゲインの測定を行った。

まず、測定の原理について、簡単に述べておく。ある一定の数の光子を PMT の窓に入射させ、それを検出するという事象を何回も繰り返したとしよう。すると、PMT の出力の分布 (つまり、PMT によって何個の光子が検出されたか) は, 以下の式で表されるポアソン分布に従うはずである。

$$P(r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} \tag{4.2}$$

ここで、$P(r)$ は r 個の光子を検出する確率であり、μ は検出した光子の個数の平均である。ここで、光子が全く検出されない確率を考えてみると、式 (4.2) に $r = 0$ を代入すればよくて、

$$P(0) = e^{-\mu} \tag{4.3}$$

となる。つまり光子が全く検出されたかった事象の数が分かると、検出された光子の数の平均が分かる。よって、ＡＤＣの分布の平均値から 1 個の光電子が PMT の出力として何クーロンになるのかが分かる。

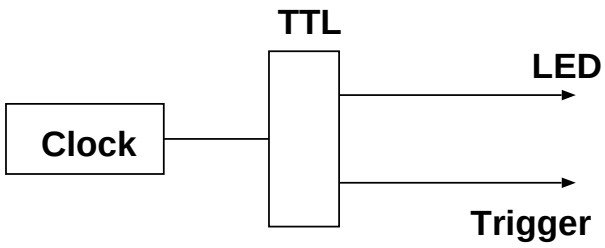

図 4.4: PMT のゲイン測定の回路図

PMT のゲインの測定は以下のような手順で行う。まず, 図 4.4 のように、クロックから出た信号を TTL 信号に変換し、一方の信号で LED を光らせ、もう一方の信号を

トリガーとして、LED から放出される光子を PMT で検出する。PMT の ADC 分布を見ながら PMT と LED の間に紙を挟み、光量を減らしていく。ペデスタルにあるイベントの数が十分に多くなったところで、ペデスタルの数を数え ADC の分布から PMT のゲインを求める。

図 4.5: PMT のゲイン測定の様子

今回、我々はオシロスコープ（Lecroy Waverunner 6051）を使いデータを取った。使用したオシロスコープはトリガーごとの波形を保存することができたので、そのデータをもとに、トリガーごとの PMT 出力の電荷と電圧（pulse height）を計算した。この測定で PMT に印加した電圧は −1800 V である。

図 4.6 には、トリガーごとの PMT 出力のパルスの ピーク値をプロットしたものである。また、図 4.7 は、トリガーごとの PMT 出力の電荷をプロットしたものである。図 4.7 を見て分かるように、ノイズのために、電荷分布からはペデスタルの数を数えることができない。一方で、図 4.6 の電圧の分布を見ると、ペデスタルがきれいに見えていることがわかる。そこで、電圧分布（図 4.6）からペデスタルの数を数え、平均光電子数を求め、これと電荷分布（図 4.7）の平均値から光電子 1 個当たりの電荷の大きさを求めた。

まず、図 4.6 からペデスタルの数を数えるとおよそ 3900 イベントあり、今回の測定の総イベント数は 7125 イベントなので、式 (4.3) から平均光電子数を計算すると 0.57

個となる。また、図 4.7 とペデスタルの測定により、

$$\text{電荷分布の平均} - \text{ペデスタル} = 1.51 - (-2.14) = 3.65\ [\mathrm{pC}]$$

となる。よって、1 個の光電子は PMT 出力で 6.4 pC に相当することが分かる。

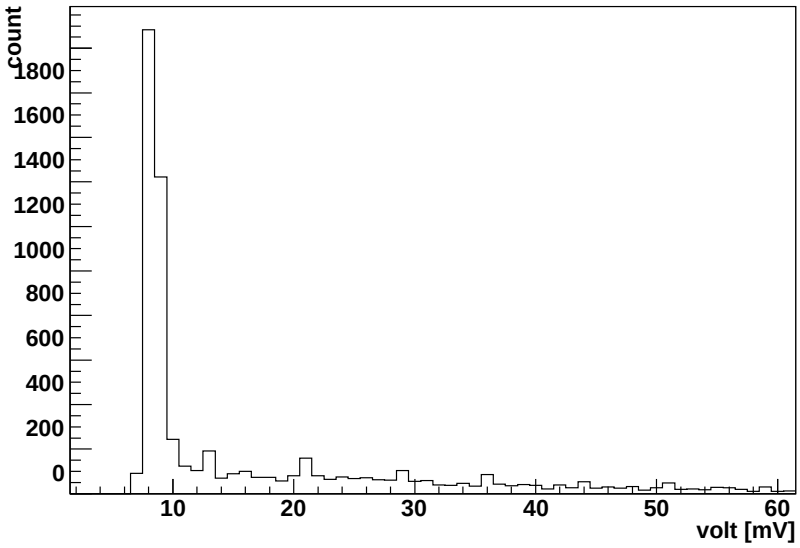

図 4.6: PMT 出力のピーク値の分布

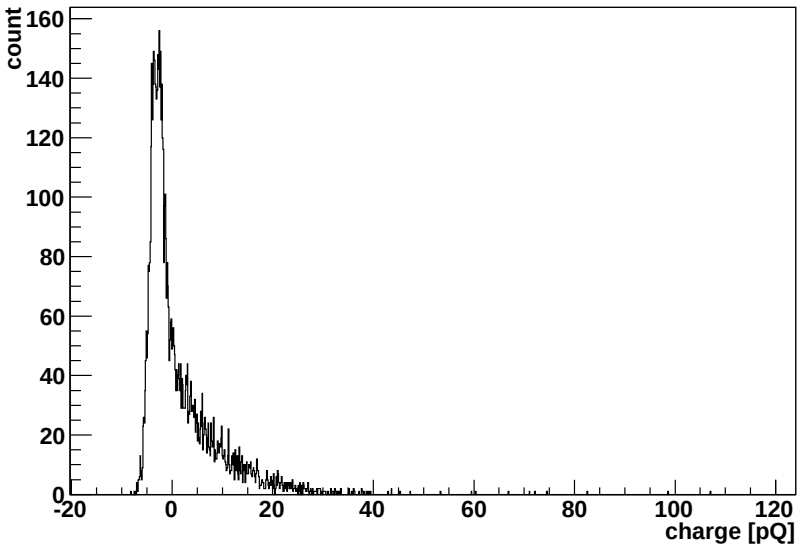

図 4.7: PMT 出力の電荷の分布。電荷が負の値を取っているのはノイズのためである。

4.4 time-of-flight カウンターの time walk 補正

今回のテスト実験では、チェレンコフカウンターに入ってきた粒子の速度を正確に測る必要がある。そこで、time-of-flight カウンター（T1-T2）には高い時間分解能が要求される。

我々は、まず time-of-flight カウンター（T1-T2）の time walk 補正を行った。time walk とは leading-edge タイプのディスクリミネーターを使用した場合、パルスの高さによってディスクリミネーターの出力のタイミングがずれることを言う（図 4.8 参照）。

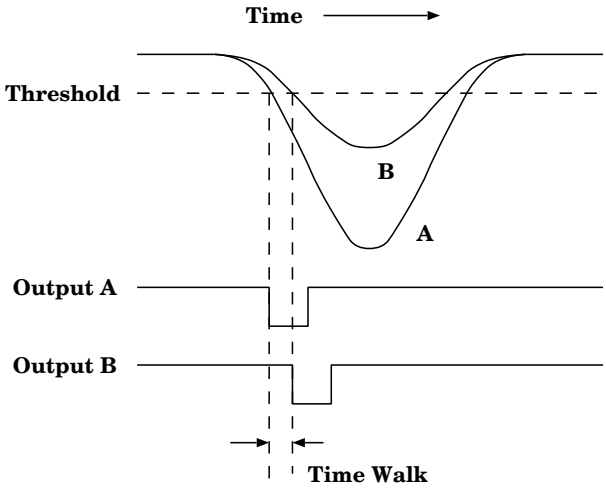

図 4.8: time walk。パルスの高さにより、ディスクリミネーターの出力のタイミングがずれる。

time walk 補正には、宇宙線によるデータを使った。測定のセットアップは、T1 と T2 の間の距離は出来る限り近づけて 98 mm とした。また、その他の条件（PMT に印加した電圧、ディスクリミネーターの閾値の値、使用したケーブル等）は、ビームを照射したときのものと全く同じである。以下、T1 に取り付けられている 2 つ PMT のうち、一方を T1-L、他方を T1-R と呼ぶこととし、T2 に関しても同様に T2-L,T2-R と呼ぶことにする。

まず、T1,T2 に対して MIP[1]の条件でカットを行った。今回のテスト実験では、Ni ビームをターゲットに照射しているので、α 粒子のような比較的軽い原子核も検出器に入射してくることが予想される。図 4.9 には、ビーム照射時の T1-L の ADC ヒストグラムを示す。図中の 550 ch 付近に見られるピークが α 粒子のピークと思われる。放

[1]minimum ionizing particle の略

射されるチェレンコフ光の数は入射粒子の電荷の２乗に比例するので、α 粒子が入射すると、陽子のときに比べ４倍のチェレンコフ光が放射される。これは測定のバックグラウンドとなりうるので、このようなことを防ぐために、MIP カットは厳しく行った（図中の赤線で囲まれた部分）。

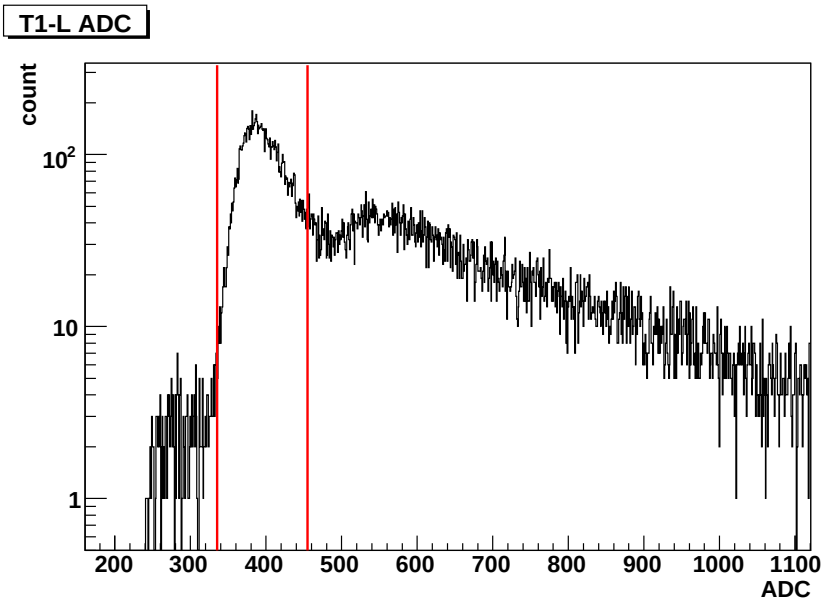

図 4.9: ビーム照射時の T1-L の ADC ヒストグラム。550 ch 付近にあるピークが α 粒子によるピークである。MIP カットは、α 粒子を含まないようにした（図中の赤線で囲まれた部分）。

図 4.10 は、MIP カット後の T1（スタートカウンター）の左側と右側の PMT の TDC の値の相関のプロットである[2]。これを見てわかるように、イベントによって、スタートのタイミングが異なっているのが分かる。このテスト実験では、高い時間分解能が必要なので、図 4.10 の色の濃い部分のみのデーターを使った（図中の赤で囲まれた部分）。つまり、これは T1 のシンチレーターの真ん中を通過した粒子のみを選んだことに対応している。ビームを照射してのデータの解析もこれと同じカットを行っている。

次に、TDC のデータを時間の情報に変換する。より正確な時間情報を得るために、TDC のチャンネルごとにキャリブレーションを行った。キャリブレーションは、ORTEC time calibrator 462 というモジュールを使って行われた。キャリブレーションの結果を表 4.1 に示す。

[2]今回のテスト実験で使用した TDC モジュールは common start タイプの TDC である

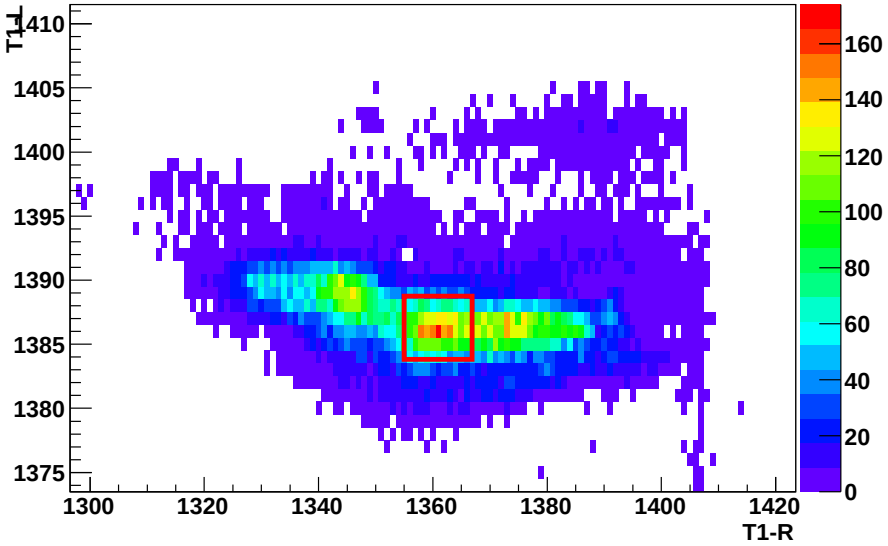

図 4.10: T1-L の TDC（縦軸）と T1-R の TDC（横軸）の相関。データの解析は、図中の赤で囲まれた部分のデータを使った。

表 4.1: TDC のキャリブレーションの結果

	T1-L	T1-R	T2-L	T2-R
[nsec/ch]	0.0463	0.0450	0.0456	0.0459

このキャリブレーションの結果を使って、time-of-flight（TOF）の値を計算する。この TOF の値は、以下の式で表されるように、スタートカウンターとストップカウンターの平均の差から計算する。このように計算する理由は、粒子がヒットした位置による効果を打ち消すためである。

$$\mathrm{TOF} = \frac{\mathrm{T2_L} + \mathrm{T2_R}}{2} - \frac{\mathrm{T1_L} + \mathrm{T1_R}}{2} \tag{4.4}$$

ここで、$\mathrm{T1_L}$、$\mathrm{T1_R}$、$\mathrm{T2_L}$、$\mathrm{T2_R}$ はそれぞれ T1、T2 の TDC の値をキャリブレーションの結果を使って時間情報に焼き直したものを表す。

このように計算された TOF の値と T1、T2 の ADC の値の相関を表すプロットが図 4.11 である。この図から TOF の値と ADC の値の間には相関があることが分かる。TOF の値と ADC の値の間の相関がなくなるまで補正を行った。なお、T1-L の ADC の値と T1-R の ADC の値の間には正の相関があったので、T1 については、2 つの ADC の値の相乗平均 $\sqrt{\mathrm{ADC_L} \cdot \mathrm{ADC_R}}$ に対する補正を行った。

補正のために使った関数は、T1 に対しては以下に表されるような関数を用いた。

$$p_0 + \frac{p_1}{\sqrt{\mathrm{ADC}}} \tag{4.5}$$

また、T2 に対しては以下に表されるように 2 次の多項式を用いた。

$$p_0 + p_1 \cdot \mathrm{ADC} + p2 \cdot \mathrm{ADC}^2 \tag{4.6}$$

ここで、ADC はそれぞれの ADC の値を表し、p_0、p_1、p_2 はパラメータでありフィッティングによって求められる。

図 4.12 に、time walk 補正後の TOF の値と ADC の値の相関のプロットを示す。このプロットから分かるように、TOF の値と ADC の値の相関が無くなっている。図 4.13 には、図 4.12 の 2 次元プロットを縦軸（TOF）へ射影したものである。これをガウス関数でフィッティングすることで time-of-flight カウンター（T1-T2）の時間分解能を得た。結果は $\sigma = 62.7$ [psec] であった。これにより、速度分解能は $\delta\beta = 0.002$ となった。

この補正の結果をもとに、1.9 GeV/u の Ni ビームをターゲットに照射したときのデータを使い、入射粒子の速度 β を計算した。速度の計算には以下の式を用いた。

$$\beta = \frac{1}{c}\left(\frac{\mathrm{L}}{\mathrm{TOF_{corr}}}\right) \tag{4.7}$$

$$\mathrm{TOF_{corr}} = \mathrm{TOF_{after}} - \mathrm{T_0} + \frac{\mathrm{L_0}}{c} \tag{4.8}$$

ここで L は T1-T2 間の距離、$\mathrm{TOF_{after}}$ は式 (4.4) の TOF の値から補正により ADC 依存の部分を取り除いた値、$\mathrm{T_0}$ は図 4.13 のプロットをガウス関数でフィッティングしたときの中心値を表す。また $\mathrm{L_0}$ は宇宙線によるデータを取ったときの T1-T2 間の距離、c は光速である。図 4.14 には、計算によって得られた入射粒子の速度分布を示す。1.9 GeV/u のビームをターゲットに照射したとき、予想される陽子の速度は前方で $\beta = 0.94$ であり、検出器を Ni ビームラインに対しておよそ 10° ずらして並べているので、検出器に入射してくる陽子の速度は 0.92 であると予想される。図 4.14 を見ると、確かに $\beta = 0.92$ 付近にピークが見える。また、その右側に見えるピークが π 中間子のピークと思われる。以上のような考察により、time-of-flight カウンターの time walk 補正が正しく行われ、入射粒子の速度も正しく計算されていることが分かる。

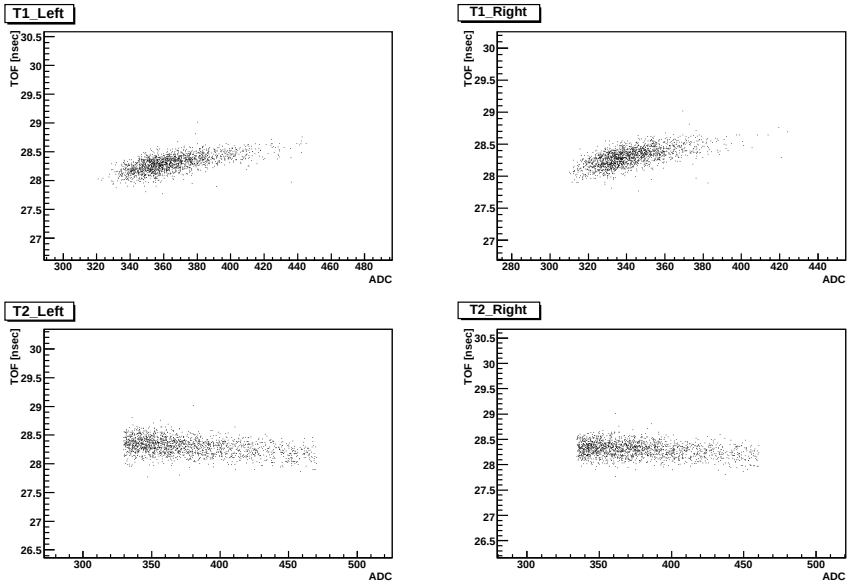

図 4.11: TOF（縦軸）と ADC（横軸）の相関のプロット（補正前）。T1-left（左上）、T1-Right（右上）、T2-Left（左下）、T2-Right（右下）

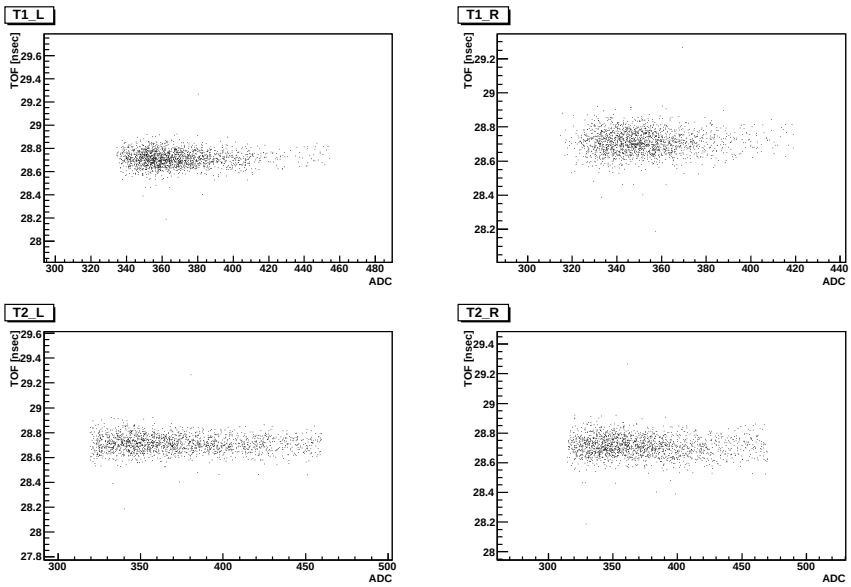

図 4.12: TOF（縦軸）と ADC（横軸）の相関のプロット（補正後）。T1-left（左上）、T1-Right（右上）、T2-Left（左下）、T2-Right（右下）

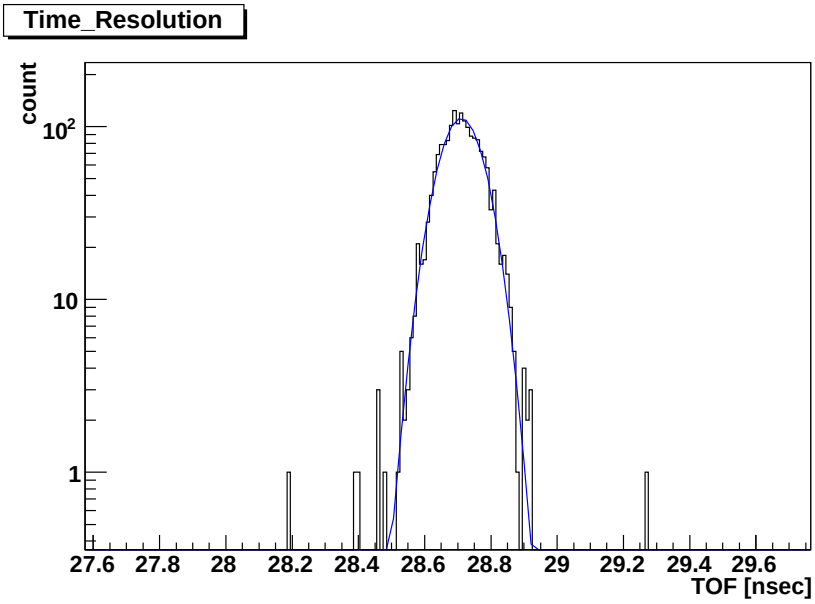

図 4.13: time-of-flight カウンター（T1-T2）の時間分解能。ガウス関数によるフィッティングの結果、時間分解能は $\sigma = 62.7$ [psec] であった。

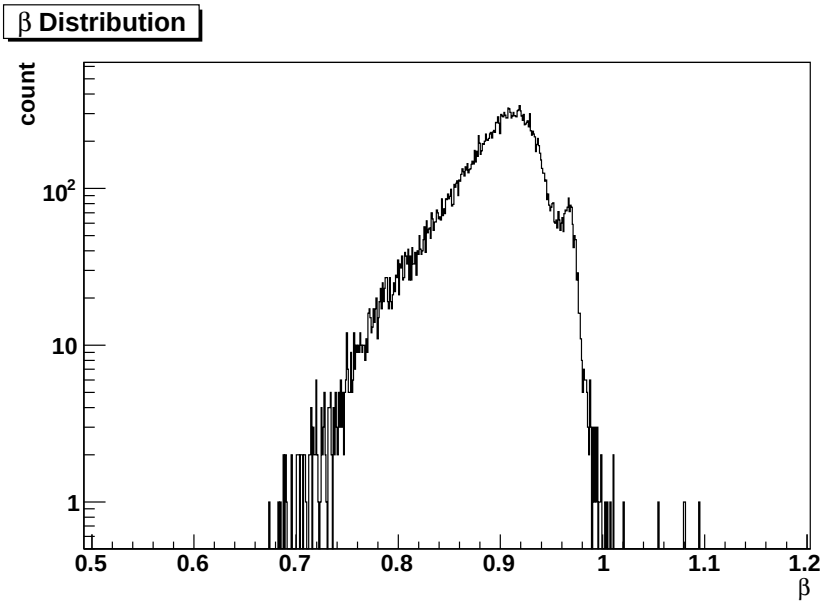

図 4.14: 1.9 GeV/u の Ni ビームをターゲットに照射したときの β の分布。$\beta = 0.92$ あたりのピークが陽子であり、その右側のピークが π 中間子と思われる。

4.5 結果と考察

4.5.1 β 分布におけるバックグラウンド

この節では、β の分布におけるバックグラウンドについて考察する。β の分布において、バックグラウンドとなりうる要因として考えられるのは、チェレンコフカウンターの前方に置かれた検出器等による多重散乱の影響である。多重散乱の影響により、time-of-flight の値から計算された入射粒子の速度が実際の粒子の速度に比べ、小さく計算されることが考えられる。データーの解析の段階で、約 7 メートル離れたスタートカウンター（T1）とストップカウンター（T2)、さらにチェレンコフカウンターの直前に置かれたシンチレーションカウンター（BeamDef）でそれぞれに MIP の条件をきびしめに課しているので（4.4 節参照)、多重散乱による影響はほとんどないと考えてよい。また、図 4.14 の β 分布を見ると、$\beta > 1$ の領域にイベントがある。これは、アクシデンタルコインシデンスによるバックグラウンドと考えられる。図 4.14 から、アクシデンタルコインシデンスによるバックグラウンドはほとんどないと考えてよい。

4.5.2 光量分布におけるバックグラウンド

次に、チェレンコフカウターの光量の測定におけるバックグラウンドについて考察する。バックグラウンドの要因として考えられるものを以下に挙げる。

1. δ-ray による影響
2. エアロゲルやそれ以外の物質によるシンチレーション光の影響
3. 遷移放射（transition radiation）による影響

3. の transition radiation による影響については、次節で詳しく説明することとする。まずは、1. の δ-ray による影響である。δ-ray とは、荷電粒子が物質中の電子と衝突することで出てくる高いエネルギーを持った電子のことを言う。δ-ray がエアロゲル内を通過すれば、チェレンコフ光を放出するので、バックグラウンドとなりうる。図 4.15 には、入射粒子の速度が閾値に比べ十分に小さい（$\beta < 0.70$）ときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラムが示されている。ペデスタル以外に少しあるイベントがおそらく δ-ray の影響と考えられる。

次に、2. のエアロゲル以外の物質によるシンチレーション光の影響について考える。シンチレーション光を出す物質として考えられるのは、エアロゲルやエアロゲルを固

定するために使用した発泡スチロールである。エアロゲルからのシンチレーション光による影響は図 4.15 から見積もれる。それによると δ-ray の影響を含めても数% 程度と考えられる。図 4.16 に、エアロゲルを抜いたときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラムを示す。このデータは東北大学原子核理学研究施設で 600 MeV/c の陽電子ビームを用いて取られたものである。この実験の詳細については、次章で詳しく説明する。図 4.16 から見てわかるように、エアロゲル以外の物質からのシンチレーションの影響も 1%未満であると考えられる。

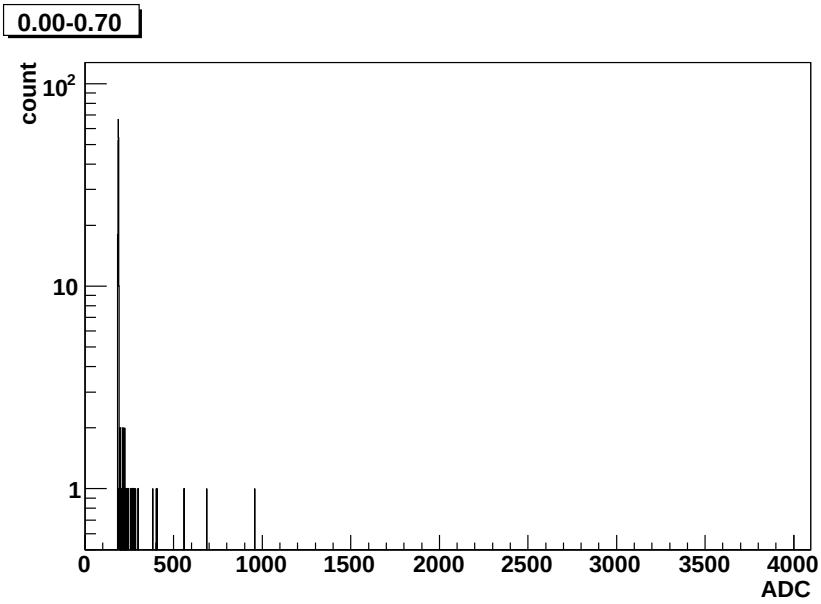

図 4.15: $\beta < 0.70$ の入射粒子に対するチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム

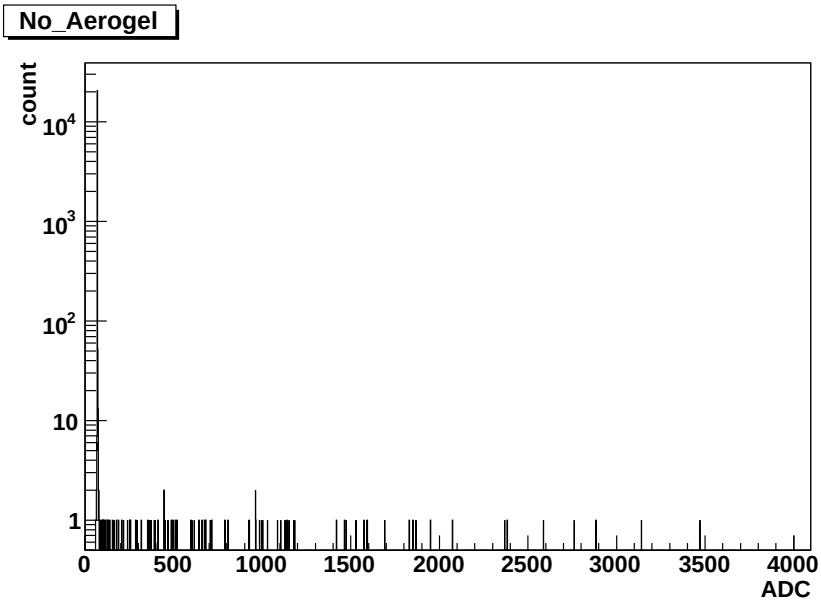

図 4.16: エアロゲルを抜いた場合のチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム

4.5.3 閾値付近での振る舞い

図 4.17 には、入射粒子の速度に対する平均光電子数のプロットを示す。使用したエアロゲルの屈折率から予想される閾値は $\beta_{\rm th} = 0.885$ である。今回の測定結果では、閾値付近での平均光電子数は 4.6 個であった。また、図 4.17 から計算される閾値の値はおよそ 0.86 である。この結果について、以下のような考察を行った。

遷移放射による影響

I.E. Tamm と I.M. Frank の理論 [18] によると、チェレンコフ放射は、荷電粒子が屈折率 n をもつ物質中を速度 β $(> 1/n)$ で通過したときに起こる。また、放出される光子は粒子の速度方向に対して角度 $\theta = \mathrm{acos}(1/\beta n)$ の方向にリング状に放出される。この理論が正しいことは、その後の実験によって確かめられている。この理論では、屈折率 n を持つ無限に広がる物質中を粒子が一定の速度で通過することを仮定している。これに対して、境界を持つ物質では、遷移放射（transition radiation）による効果により、チェレンコフ放射のように閾値は存在しないことが理論的に説明され、また実験により確認された [19]。それによると、閾値付近での振る舞いは次のように説明される。

荷電粒子が物質中を速度 $\vec{v}$ で通過するときに、立体角 $d\Omega$、単位振動数 $d\omega$ あたりの放出される光の強度は、Maxwell 方程式を解くことで得られる。

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{ne^2\omega^2}{4\pi^3c^3}\left|\int_{-\infty}^{\infty}[\vec{n}\times\vec{v}]^2 \times \exp\left\{i\omega t(1-\frac{n}{c}\vec{n}\cdot\vec{v})\right\}dt\right|^2 \tag{4.9}$$

ここで $\vec{n}$ は光の観測者のいる方向を表す単位ベクトル、n は屈折率、c は真空中での光の速度である。上式で速度を一定とし、荷電粒子が時間 t の間に進む距離 $\ell = t|\vec{v}|$ を導入すると、よく知られたチェレンコフ放射の式となる。

$$\frac{d^2I}{d\ell d\omega} = \frac{e^2}{c^3}\omega\left(1-\frac{1}{\beta^2n^2}\right) \tag{4.10}$$

また、このときチレンコフ光は粒子の速度方向にたいして θ の角度にリング状に放出される。ただし、θ は以下の関係式を満たす。

$$\cos\theta = 1/\beta n \tag{4.11}$$

次に、境界をもつ物質中を荷電粒子が通過する場合を考える。つまり、式 (4.9) を有限時間 Δt $(= d/v)$ で積分すればよい。このとき、単位立体角 $d\Omega$、単位波長 $d\lambda$ あたりに放出される光子の数は以下の式で表される。

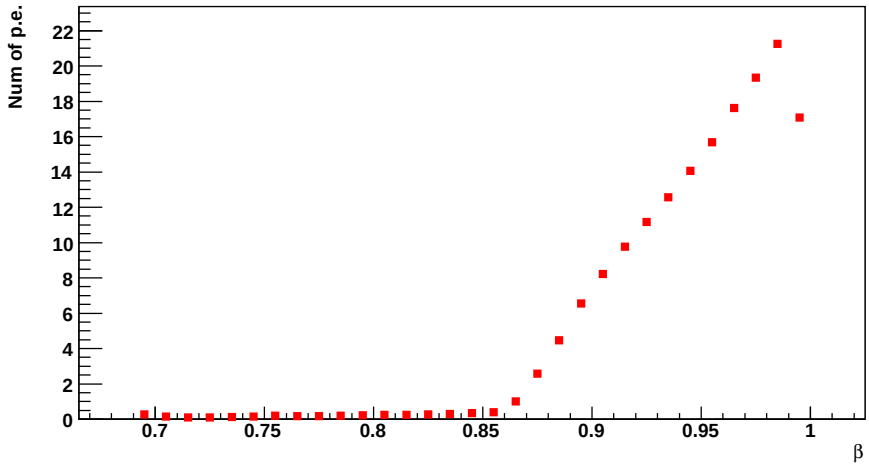

図 4.17: 入射粒子の速度 β $(= v/c)$ に対する平均光電子数の変化。

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\Omega} = \frac{\alpha n d^2}{\lambda^3}\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \sin^2\theta \tag{4.12}$$

$$x = \frac{\pi d}{\beta\lambda}(1 - \beta n \cos\theta) \tag{4.13}$$

ここで $\alpha = 1/137$ は微細構造定数であり、d は物質の厚さである。上式より、物質の境界を考えた場合は閾値は存在しないことが分かる。ここで、遷移放射による影響の大きさについて見積もる。ここで、$\beta = 0.885$、$n = 1.13$、$d = 20$ mm とし、λ として典型的な値として 400 nm を用いることとする。すると、式 (4.12) の右辺の値は $\sim \alpha/\lambda$ となる。つまり遷移放射の効果によって発生する光子の数は $\sim \alpha = 1/137$ となり、実験の結果を説明できない。

エアロゲルの微視的な構造

エアロゲルは微視的（光の波長より短い）に見ると 20 nm ぐらいの大きさの、空気の粒（屈折率 1）と石英の粒（屈折率 $\sim$ 1.5）が多数集まって出来ていると考えることができる[3]。また、チェレンコフ光の立場に立ってエアロゲルを見ると、400 nm 程度の領域を平均的に見ていることになる[4]。そこで次のようなモデルを考える。一辺が 20 nm

[3]エアロゲルの構造の典型的な大きさは 20 nm である。
[4]チェレンコフ光の典型的な波長は 400 nm である。また光は自分の波長よりも小さい世界の構造を知ることはできない

の立方体が 8000 個あるとする（1 個の立方体をセルと呼ぶことにする）[5]。8000 個のセルのうち、いくつかは石英で出来ていて、残りは空気で出来ているとする。エアロゲルの屈折率が平均で 1.13 となるようにすると、石英のセルの割合は 26 % である。このとき石英でできたセルの数の揺らぎは 39 個となる。これを屈折率の揺らぎに換算すると 0.0025 となる。これをさらに閾値の揺らぎに換算すると、$\delta\beta_{\rm th} = \delta n/n^2 \sim 0.0020$ となる。もちろん、立方体の分割の仕方をもっと粗くすることで、この揺らぎは大きくなる。

屈折率の波長依存性

石英の性質として、一般的につぎのようなことが知られている。石英の屈折率は波長依存性を持ち、その変化の様子は、波長が短くなるにつれ大きくなり、特に紫外領域では急激に変化する（数%程度）。これにより、閾値の値は 0.01 ほど小さくなる。この値は、実験結果をうまく説明できる。表 3.1 にあるように、可視光領域では、屈折率にそれほど変化は見られない。我々が閾値と考えていた値は、このような可視光領域における屈折率をもとに計算した値であり、実際の閾値は検出する光の波長の領域によって異なる。今回チェレンコフ光の検出に使った PMT の入射窓が UV ガラスであることを考えると、実際の閾値の値はもっと低い値であることは十分にあり得る。

4.5.4 トリガーレートの見積もり

この節では、テスト実験の結果からトリガーレートを見積もり、エアロゲルの屈折率の最適な値についての議論を行う。J-PARC での実験でチェレンコフカウンターに要求されることは、トリガーとして取るべき K^+ に対しては 90 % 以上の検出効率があり、トリガーレートとしては 1 kHz 程度に抑えることができれば十分であると考えられる。

J-PARC での実験では、チェレンコフカウンターはトリガーとして使用される。そこで、まずはトリガーカウンターとして使用するときのディスクリミネーターの閾値の値について考える。図 4.18 から 4.20 に、チェレンコフカウンターの閾値の値を −20 mV、−40 mV、−60 mV としたときの入射粒子の速度に対する検出効率をプロットしたものを示す。まずチェレンコフカウンターの閾値の値を −20 mV に設定した場合を考える。図 4.18 を見ると、入射粒子の速度が十分に遅い領域で検出効率が多少

[5] 400 nm ぐらいの領域に 20 nm ぐらいの大きさの空気の粒や石英の粒がたくさんあるようなイメージ。チェレンコフ光の立場に立ってエアロゲルを見ていると思ってほしい。

揺らいでいることが分かる。これは、閾値の値が低いためにノイズを拾ってしまったものと考えられる。つまり、閾値の値としてはあまり適当ではない。次に閾値の値を -60 mV に設定した場合を考える。図 4.20 を見ると、J-PARC での実験でトリガーとして取るべき K^+ の速度領域において検出効率が 90 % を下回っている部分がある。トリガーとして取るべき K^+ に対しては 90 % 以上の検出効率を要求しているので、これも適当な値ではない。最後に、閾値の値が -40 mV の場合を考える。図 4.19 からもわかるように、この場合は K^+ に対しては 90 % 以上の検出効率を持ち、速度は遅い領域では、検出効率はほとんど 0 % であり安定している。以上のような考察により、トリガーカウンターとして使用するときのチェレンコフカウンターの閾値としては -40 mV 程度が適した値と言える。

次に、エアロゲルの屈折率として 1.13 とし、チェレンコフカウンターの閾値の値を -40 mV としたときのトリガーレートを見積もる.。トリガーレートを見積もるに当たって、以前に KEK-PS で行われた E176 実験 [20] のデーターを参考にする[6]。図 2.4 を見ると、(K^-, K^+) 反応に比べ、(K^-, p) 反応の割合が圧倒的に多いことが分かる（断面積にしておよそ 3 桁ほど大きい)。つまり、トリガーレートを決めているのはバックグラウンドの陽子であることが分かる。図 4.19 から分かるように、屈折率 1.13 のエアロゲルを用いた場合、$\beta < 0.85$ の粒子を 99 % の確率で取り除くことが出来る。$\beta = 0.85$ は陽子の運動量にして 1.5 GeV/c である。図 4.21 は、E176 実験のときの散乱後の陽子の運動量分布を示す。今回開発したチェレンコフカウンターをトリガーとして用いることで、図中の赤線で示した部分より低い運動量（1.5 GeV/c 以下）をもつ陽子を取り除くことが出来る。このプロットから、1st レベルのトリガーとしてチェレンコフカウンターを用いると、バックグラウンドとなる陽子の数を 11 % まで減らすことが出来ることが分かる。そこで、、J-PARC での実験の場合のトリガーレートを見積もると、1st レベルのトリガーの段階で 1.1×10^3 /4 sec spill となると予想される。さらに E373 実験では 2nd レベルのトリガーで、高運動量の陽子を取り除くために”Momentum-selection trigger”というトリガーロジックが用いられていて、これらのトリガーを組み合わせることで、十分にトリガーレートが抑えられる。

以上のような考察により、エアロゲルの屈折率として 1.13 のものを用い、チェレンコフカウンターのディスクリミネーターの閾値の値を -40 mV とすることで、トリガーとして取るべき K^+ に対しては 90 % 以上の検出効率があり、トリガーレートは

[6]E176 実験は、E373 実験と多少セットアップが違うが、トリガーレートを見積もるにあたって、それほど問題にはならない。

1.1×10^3 /4 sec spill まで抑えることが出来き、トリガーカウンターとしての十分な性能が得られることが分かった。

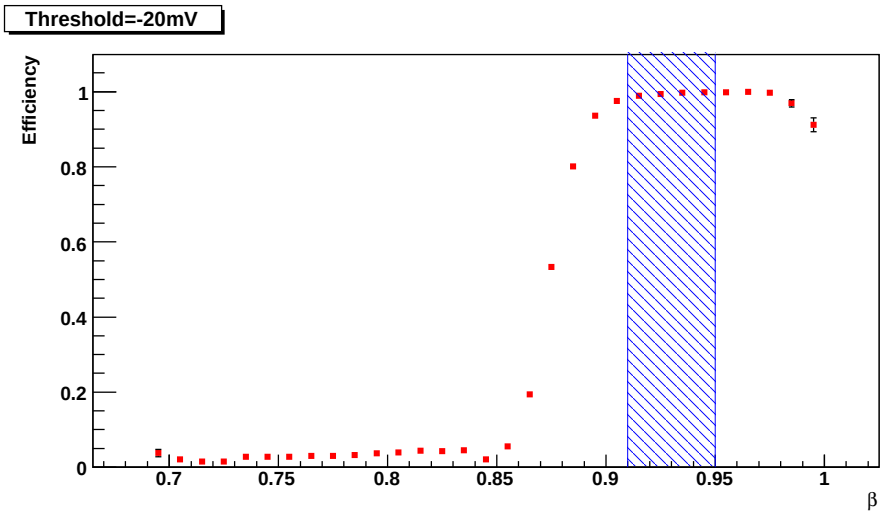

図 4.18: チェレンコフカウンターの閾値を -20 mV としたときの入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する検出効率の変化。グラフの中で青の斜線で囲っている領域がトリガーとして取るべき K^+ の速度領域である。

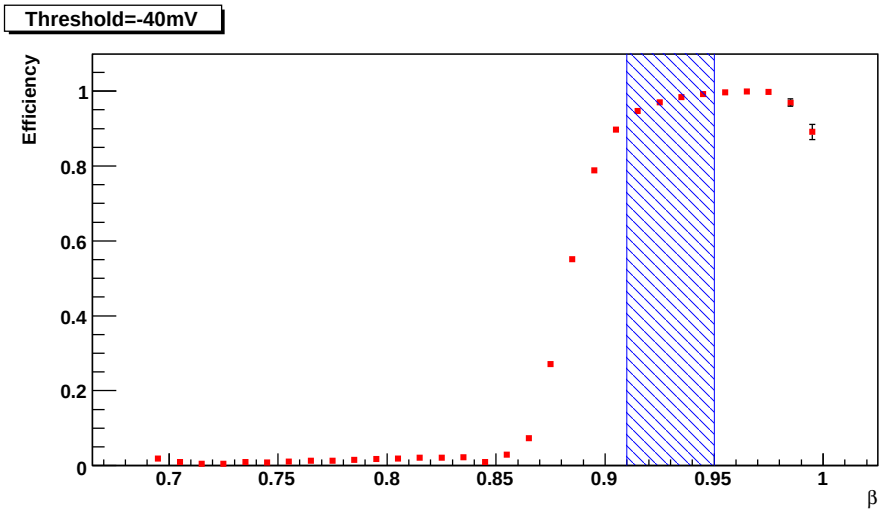

図 4.19: チェレンコフカウンターの閾値を -40 mV としたときの入射粒子の速度 $\beta\ (= v/c)$ に対する検出効率の変化。グラフの中で青の斜線で囲っている領域がトリガーとして取るべき K^+ の速度領域である。

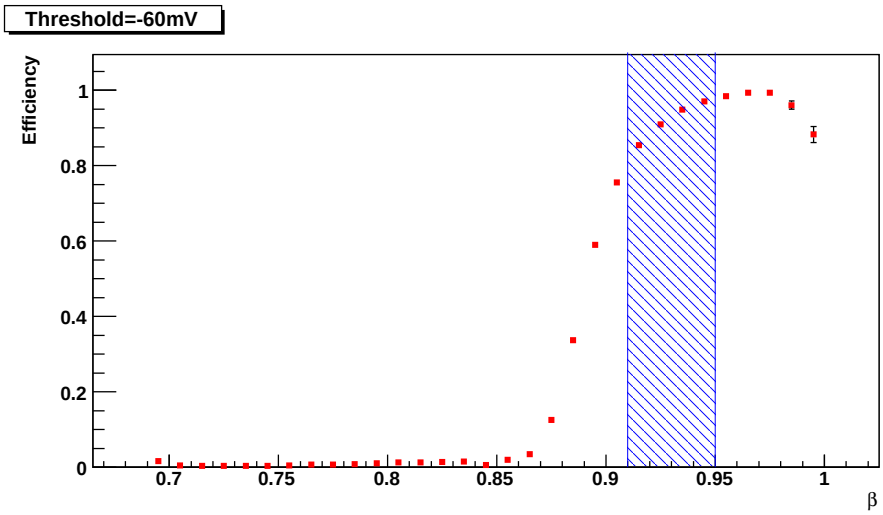

図 4.20: チェレンコフカウンターの閾値を -60 mV としたときの入射粒子の速度 β $(= v/c)$ に対する検出効率の変化。グラフの中で青の斜線で囲っている領域がトリガーとして取るべき K^+ の速度領域である。

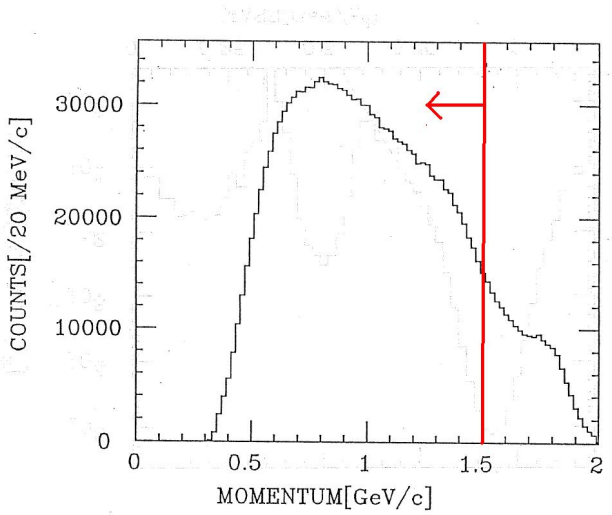

図 4.21: バックグラウンドとなる陽子の運動量分布。運動量が 1.5 GeV/c 以下の陽子のはチェレンコフカウンターによりトリガーの段階で取り除くことが出来る。このプロットは KEK-PS E176 のときのもので 1.66 GeV/c の K^- ビームを使ったときの分布である。J-PARC での実験では 1.8 GeV/c の K^- ビームを使うため、この分布は高運動量側に少しだけずれると思われる。

第5章　陽電子ビームを用いたチェレンコフカウンターの性能評価実験

この章では、陽電子ビームを用いたチェレンコフカウンターの性能評価実験について述べる。

5.1　実験の目的

今回の実験の目的は、いろいろと条件を変えることで、カウンターの性能を総合的に評価することである。今回の実験で測定した項目を以下に挙げる。

1. 検出効率の位置依存性
2. 検出効率の角度依存性
3. チェレンコフカウンターのデザイン（内壁の素材やエアロゲルの枚数）による平均光電子数の違い

5.2　実験方法

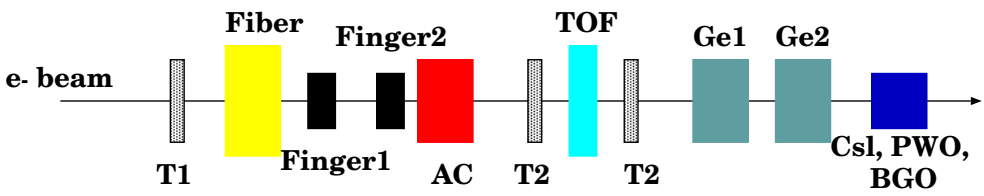

図 5.1: テスト実験のセットアップ

テスト実験は、2007 年 12 月に東北大学原子核理学施設で、600 MeV の陽電子ビームを用いて行われた。今回のテスト実験は東北大学原子核物理グループと合同で行われた。実験のセットアップを図 5.1 に示す。図中にある検出器のうち、我々が使用した検出器はトリガーカウンター（T1）とフィンガーカウンター（Finger2）とチェレ

ンコフカウンター（AC）である。トリガーカウンターには、GSI でのテスト実験で用いられた T1 を用いた（第 4 章参照）。フィンガーカウンターは光電子増倍管の先に 2 cm (horizontal) × 1 cm (viertical) × 2 cm (thickness) のプラスチックシンチレーターが取りつけられていて。入射粒子の位置を確認するために用いられた。また、チェレンコフカウンターの位置依存性と角度依存性の測定に用いられたチェレンコフカウンターは GSI でのテスト実験で使用したものと同じものである（詳しくは、第 3 章参照）。位置依存性の測定における座標の定義、および角度依存性の測定における角度の定義を図 5.2、5.3 に示す。座標の原点 $x = 0$ cm, $y = 0$ cm はエアロゲルの中心を表す。位置依存性については $x = -25,\ 0,\ 25$ [mm] と $y = -20,\ 0,\ 20$ [mm] の合計 9 点について測定し、角度依存性については $-20°,\ -10°,\ 0°,\ 10°,\ 20°,\ 30°$ の合計 6 点の測定を行った。また、このテスト実験では、いろいろなエアロゲルサンプルに対して光量の測定を行った（結果については、付録 A 参照）。

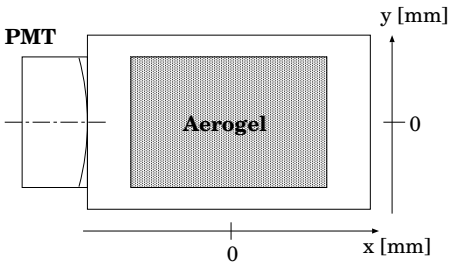

図 5.2: 位置依存性の座標の定義

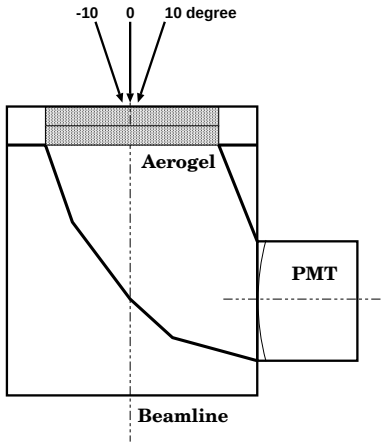

図 5.3: 角度依存性の角度の定義

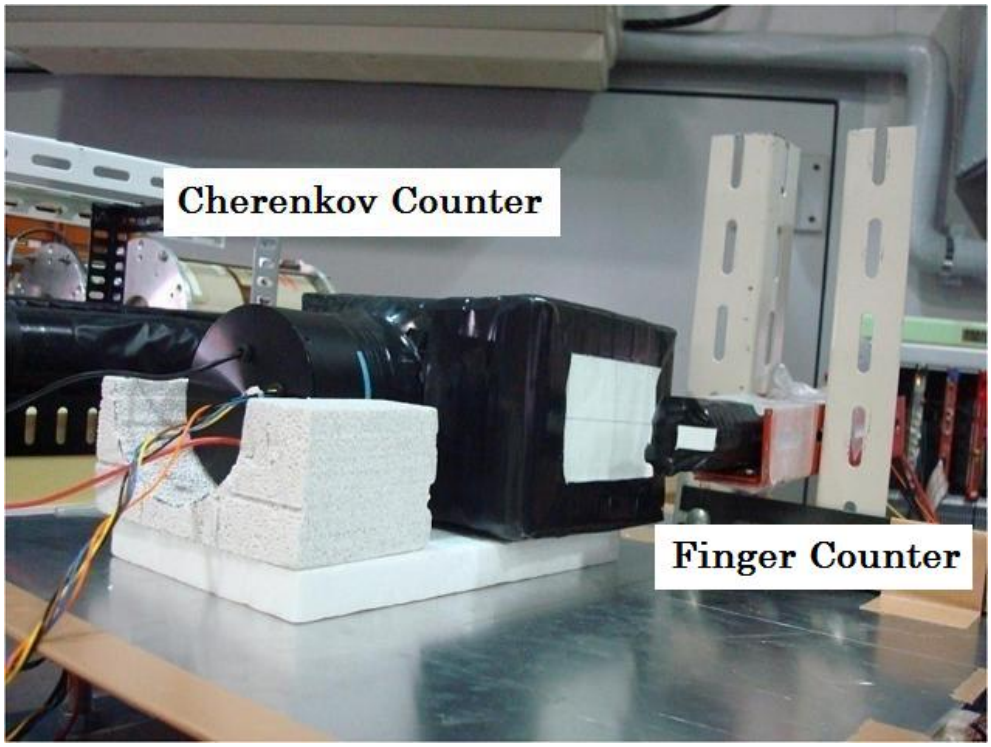

図 5.4: チェレンコフカウンターとフィンガーカウンター

5.3 位置依存性と角度依存性

5.3.1 シミュレーション

検出効率の位置依存性と角度依存性の測定結果をシミュレーションを用いて考察する。今回使用したシミュレーションコードは GEANT4 である。入射粒子は実際の実験と同じ 600 MeV/c の陽電子ビームを用いた。ビームの分布については次のように考えた。簡単のために前方に置かれた検出器による多重散乱による効果を無視することとした。今回の実験ではチェレンコフカウンターからおよそ 7 m 上流に直径 20 mm の鉛のコリメーターが置かれている。チェレンコフカウンターの直前では、ビームの大きさははおよそ 50 mm 程度に広がると考えられる。チェレンコフカウンターの直前には大きさ 20 mm × 10 mm のフィンガーカウンターが置かれているので、この範囲においてはビームはフラットにまっすぐに入射してくると考えてよい。

チェレンコフ光の発生および光子の伝搬については GEANT4 の中にある”Optical Photon Process”を使用した。エアロゲルの屈折率については、一般に屈折率は波長依存性を持つが、表 3.1 からも分かるように、今回使用したエアロゲル（XiX2-2a、XiX2-3a）の屈折率はそれほど波長依存性を持つとは考えられないので、波長に関係

なくそれぞれ 1.13、1.11 とした。また、エアロゲル内での光子の吸収については次のように考えた。物質内での光子の吸収の程度を表す量として吸収長 L_{abs} がある[1]。ここで吸収長 L_{abs} は以下の式で定義される。

$$N(L) = N_0 \exp\left(-L/L_{\mathrm{abs}}\right) \tag{5.1}$$

ここで N_0 はもともとの光子の個数、$N(L)$ は光子が長さ L だけ進んだあとの光子の個数である。吸収長 L_{abs} は一般には波長依存性持つが、簡単のために波長に関係なく一定とした。L_{abs} の値としては、表 3.1 にある透過長の値とした。次に、反射体やカウンターの内壁での反射を考える。reflector とカウンターの内壁にはアルミナイズドマイラーフィルムを使用している。通常、反射率は波長依存性をもつが、ここでは簡単のために波長に関係なく 100%とした。また、光子は reflector やカウンターの内壁の表面ですべて全反射するものとした。実際は、マイラーフィルムを手で貼ったために、全てが全反射するわけではないが、シミュレーションでは理想的なものを考えた。

最後に PMT による光子の検出を考えた。PMT の量子効率は入射窓や光電面の素材によって決まっていて、波長依存性を持つ。しかし、今回のシミュレーションでは、すべての波長に対して典型的な値として 20%とすることとした。次に PMT の出力を考えた。1 個の光電子が光電面から放出されたときの PMT の出力としては、PMT のゲイン測定の結果を使い、6.4 pC を PMT の分解能で広がりを持たせることとした。PMT の分解能は、ゲイン測定の結果から以下のように計算される。

$$\sigma_{\mathrm{PMT}} = \sqrt{\sigma_{\mathrm{charge}}^2 - \sigma_{\mathrm{poisson}}^2} \tag{5.2}$$

ここで、σ_{PMT} は PMT の分解能、σ_{charge} は図 4.7 の電荷分布の標準偏差、$\sigma_{\mathrm{poisson}}$ はポアソン分布に起因する幅である。上式を使うと、PMT の分解能は $\sigma_{\mathrm{PMT}} = 7.25$ [pC] であった。実験ではデータを ADC を使ってデジタル化しているので、実際のデータとの比較のしやすさを考えて、シミュレーションのデータもデジタル化した。

[1]通常の場合とは違い、レイリー散乱による効果も含んでいる。

5.3.2　シミュレーションとの比較および考察

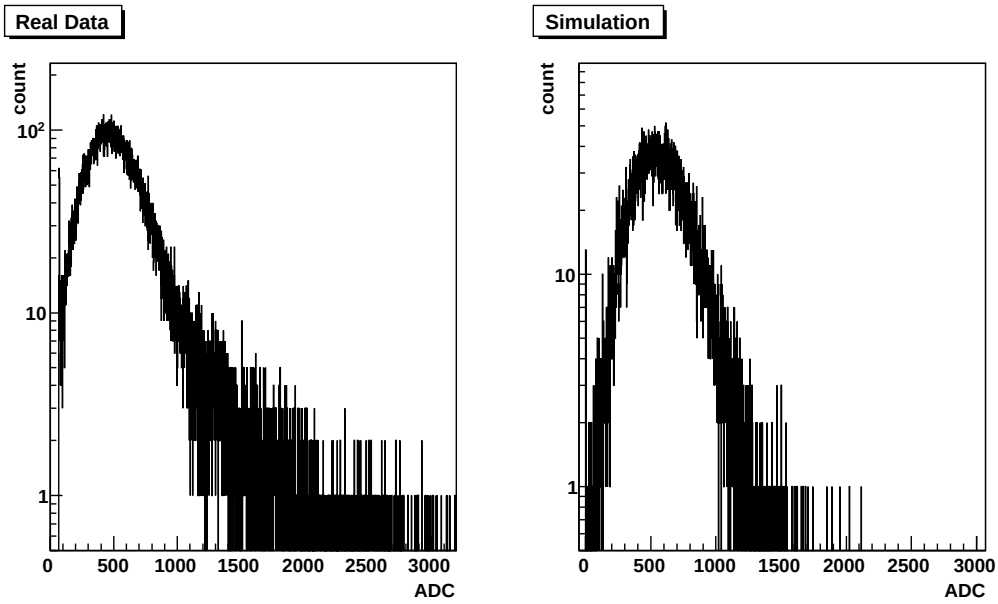

図 5.5: 0° 入射のときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラム（左）とシミュレーションによる結果（右）。

図 5.5 には、ビームが 0° 入射のときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラムとシュミレーションによる結果を示す。実データから得られた平均光電子数は 15 個であり、シミュレーションにより得られた平均光電子数は 18 個であった。また、実データにもシミュレーションのデータにもペデスタルにイベントがある。平均 15 個のポアソン分布の場合、ペデスタルにあるイベントがある確率は $\exp(-15) \sim 10^{-7}$ であり、ペデスタルの数はほぼ 0 のはずである。しかしながら、図 5.5 から見てわかるように、実データもシミュレーションのデータもペデスタルにイベントが見られる。これは次のようにして考えることが出来る。今回使用したした PMT の分解能は式 5.2 によると $\sigma_{\mathrm{PMT}} = 7.25$ [pC] である。一方で、PMT のゲイン測定の結果から、1 個の光電子の大きさは 6.4pC であった。このことから、ADC ヒストグラムの分布は理想的なポアソン分布に比べ、かなり広がることがわかる。本来ペデスタルの位置よりも下に分布するはずのイベントが全てペデスタルに集まったと思えば、図 5.5 の ADC 分布の形が説明できる。

また、図 5.6 ~5.9 に、チェレンコフカウンターの平均光電子数の角度依存性および位置依存性の結果を示す。図中の赤の点がシミュレーションによる結果で、青の点

が実験による結果である。平均光電子数の変化の傾向としては、シミュレーションでよく再現できていると言える。シミュレーションによる結果の方がいずれの場合も平均光電子数が多いのは、PMT の量子効率や反射体での光子の反射率を実際よりも良い値を仮定したためと考えられる。また、図 5.10～5.13 に、実験により得られたチェレンコフカウンターの検出効率の角度依存性と位置依存性を示す。検出効率の値は、チェレンコフカウンターの閾値の値と-40mV（閾値の値の議論は 4.5.4 節を参照）とした場合のものである。いずれの測定点においても 90% 以上の検出効率が得られていることが分かる。以上の考察から、今回設計したデザインのチェレンコフカウンターで、十分な性能が得られることが分かった。

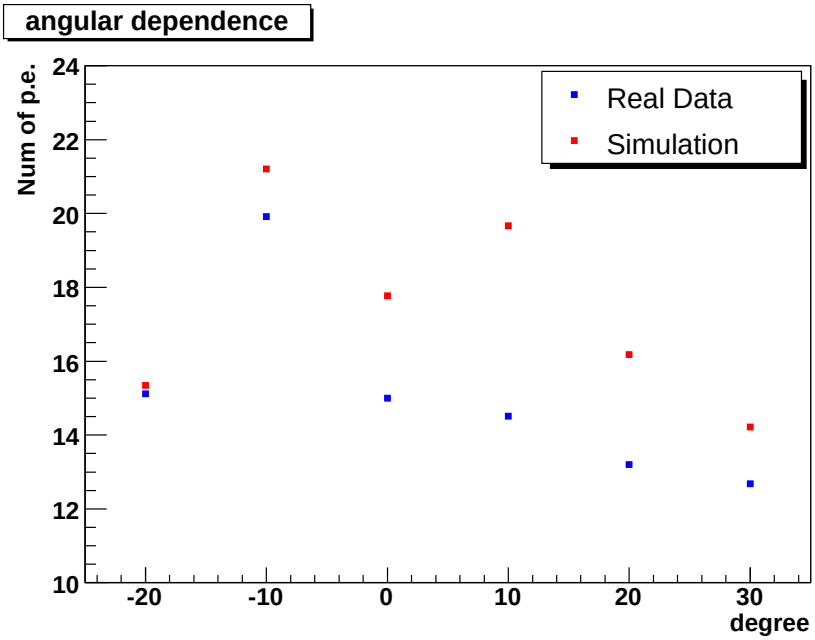

図 5.6: 平均光電子数の角度依存性。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。

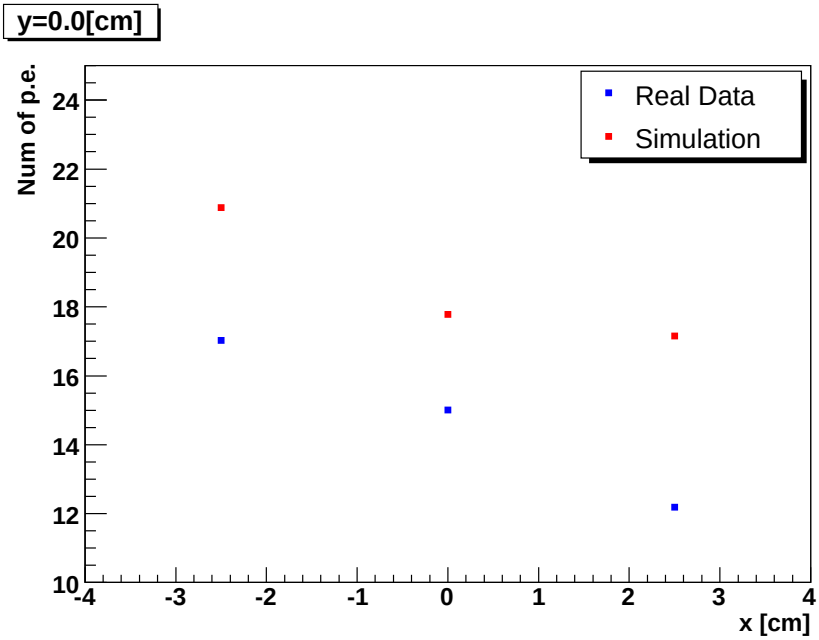

図 5.7: 平均光電子数の位置依存性（$y = 0.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。

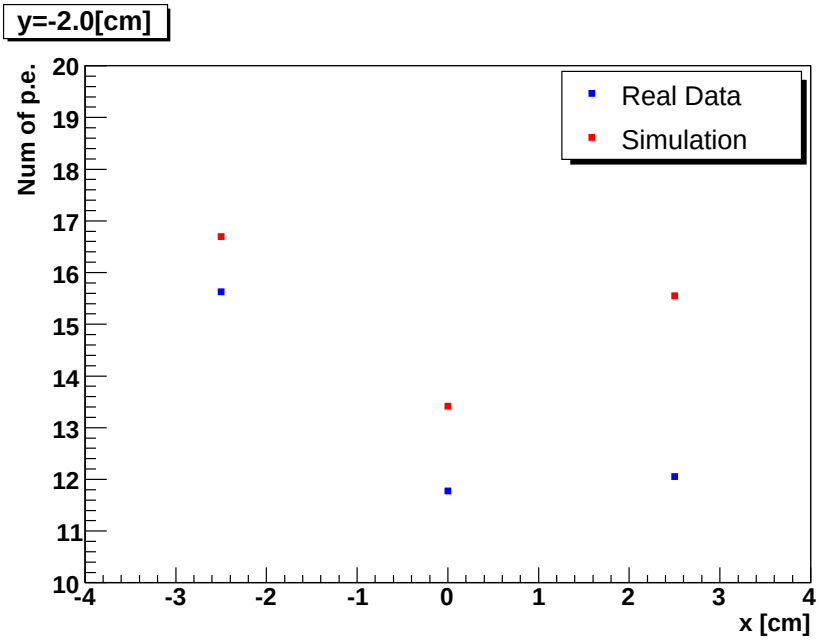

図 5.8: 平均光電子数の位置依存性（$y = -20.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。

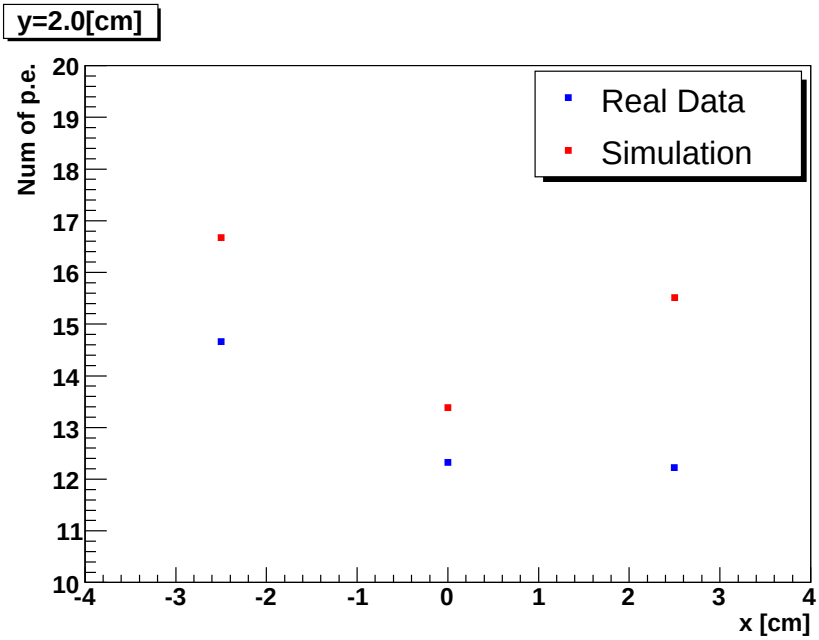

図 5.9: 平均光電子数の位置依存性（$y = 20.0$ [mm]）。赤がシミュレーションによる結果であり、青が実データである。

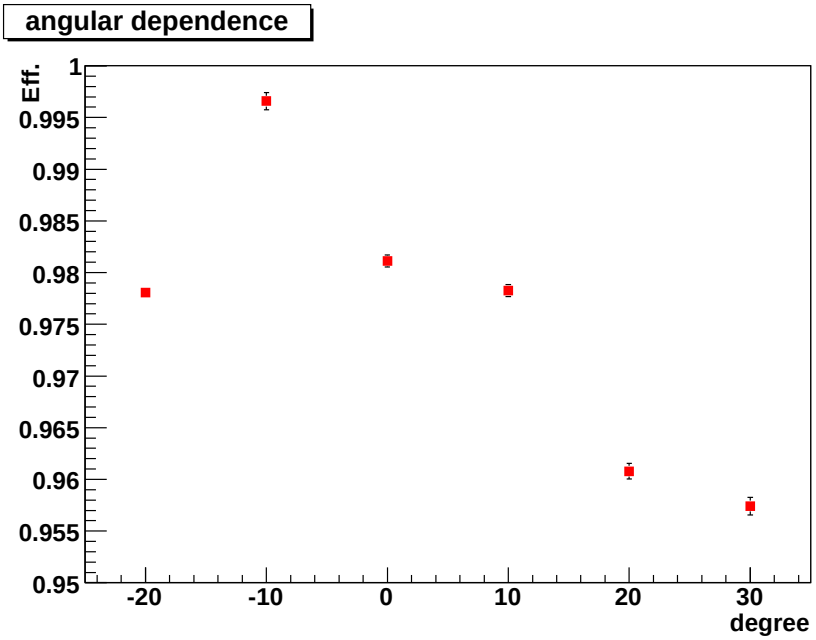

図 5.10: 検出効率の角度依存性 (実データ)。検出効率の値はチェレンコフカウンターの閾値を-40mV としたときのものである。

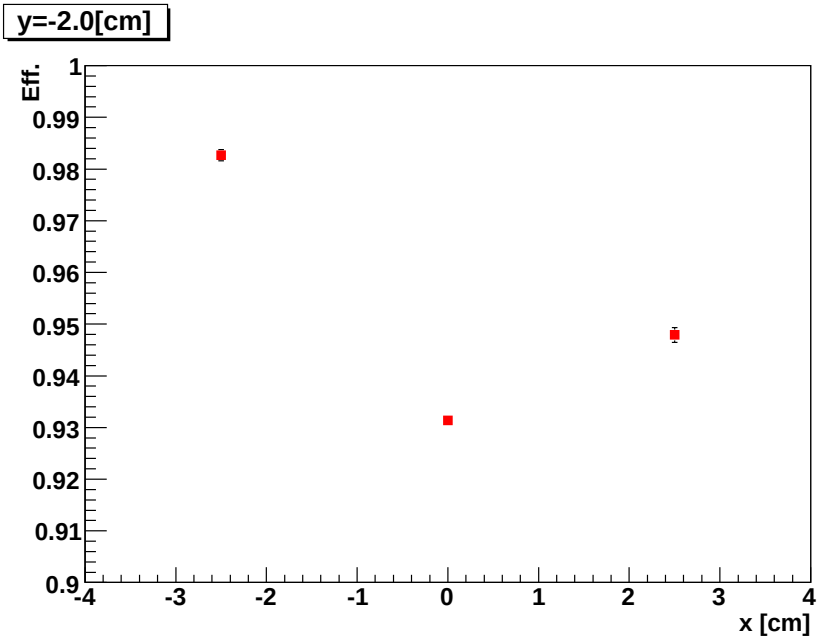

図 5.11: 検出効率の位置依存性（$y = -20.0$ [mm]）(実データ)。検出効率の値はチェレンコフカウンターの閾値を-40mV としたときのものである。

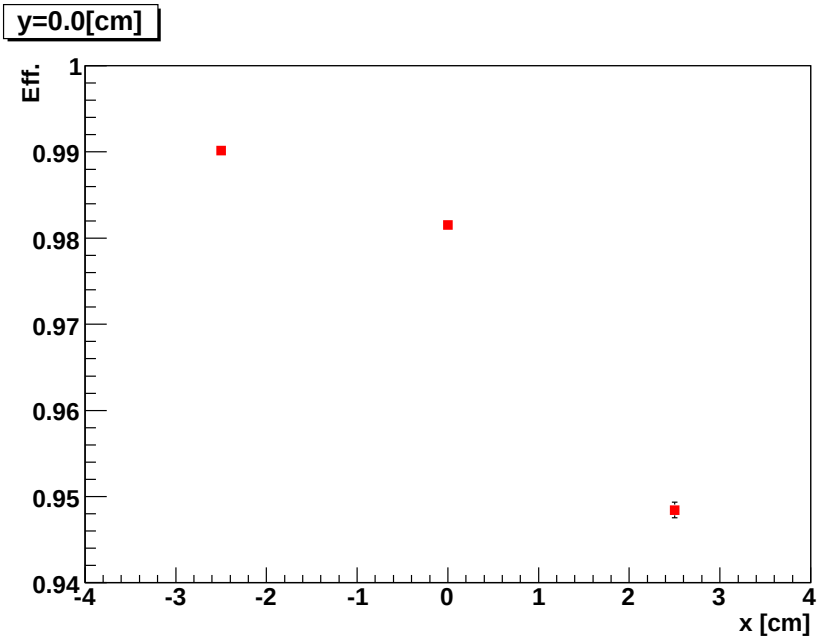

図 5.12: 検出効率の位置依存性（$y = 0.0$ [mm]）（実データ）。検出効率の値はチェレンコフカウンターの閾値を-40mV としたときのものである。

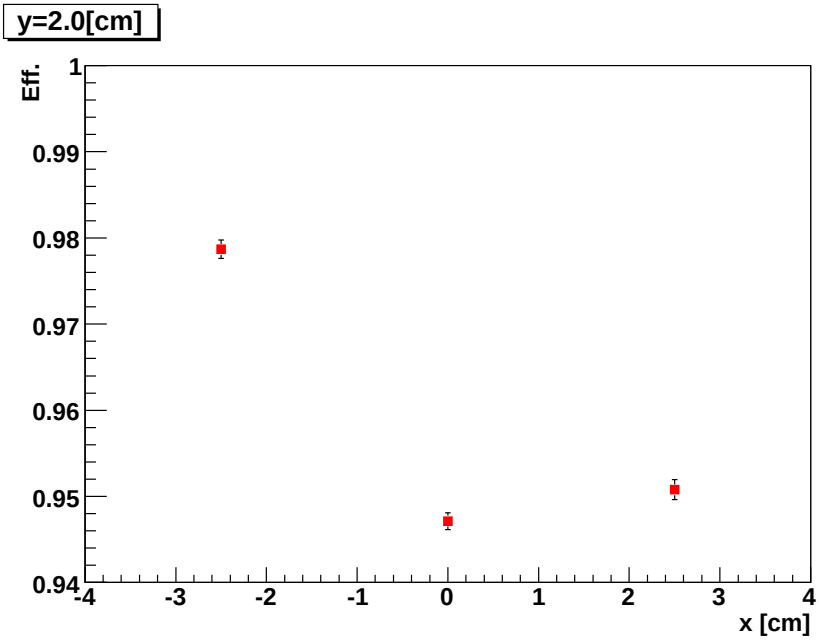

図 5.13: 検出効率の位置依存性（$y = 20.0$ [mm]）（実データ）。検出効率の値はチェレンコフカウンターの閾値を-40mV としたときのものである。

5.4 カウンターのデザインによる違い

チェレンコフカウンターの内側に貼る反射材の種類としては、乱反射材と全反射材の種類が考えられる。乱反射剤としてはミリポアフィルムがよく用いられ、全反射材としてはアルミナイズドマイラーフィルムがよく用いられる。図 5.14 に、反射材としてミリポアフィルムを使用した場合とアルミナイズドマイラーフィルムを使用した場合のチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラムを示す。この測定では、エアロゲル 1 枚（XiX4-2a を使用。詳しいスペックは付録 A の表 A.1 を参照）を使用し、カウンターの箱のデザインは第 3 章に書かれているものと同じである。ミリポアフィルムを使用した場合の平均光電子数は 3.1 個であり、一方、アルミナイズドマイラーフィルムを使用した場合の平均光電子数は 7.4 個であった。この結果から、カウンターの箱の内側に貼る反射材としては、乱反射材を用いるよりも全反射材を用いた方が検出効率が高いことが分かる。

J-PARC での実験では、チェレンコフカウンターはターゲットの直後に設置され、その後方には運動量解析のためのスペクトロメーターが設置される。ビームライン上での検出器による多重散乱による効果はスペクトロメーターの運動量分解能に影響を及ぼす。よって、十分な光量が得られるのであれば、エアロゲルの厚さはなるべく薄くした方がよいと考えられる。図 5.15 に、使用するエアロゲルの枚数を変えたときのチェレンコフカウンターの ADC ヒストグラムを示す。この測定のときに使用したエアロゲルの ID ラベルは XiX2-2a と XiX2-3a である（エアロゲルの詳しいスペックは、付録 A の表 A.1 を参照）。なお、エアロゲル 1 枚のときに使用したエアロゲルは XiX2-2a である。また、この測定の際、エアロゲルの枚数以外はすべて同じ条件で測定した。エアロゲルを 1 枚にしたときの平均光電子数は 7.9 個であり、エアロゲルを 2 枚使用したときの平均光電子数は 15 個であった。トリガーカウンターとして使用するときに閾値を -40 mV に設定した場合の検出効率は、エアロゲル 1 枚のときには 80.0 % であり、エアロゲル 2 枚のときには 98.2%である。90%以上の検出効率を要求するなら、エアロゲルは 2 枚使用する（厚さ 20 mm）のが適当であると言える。

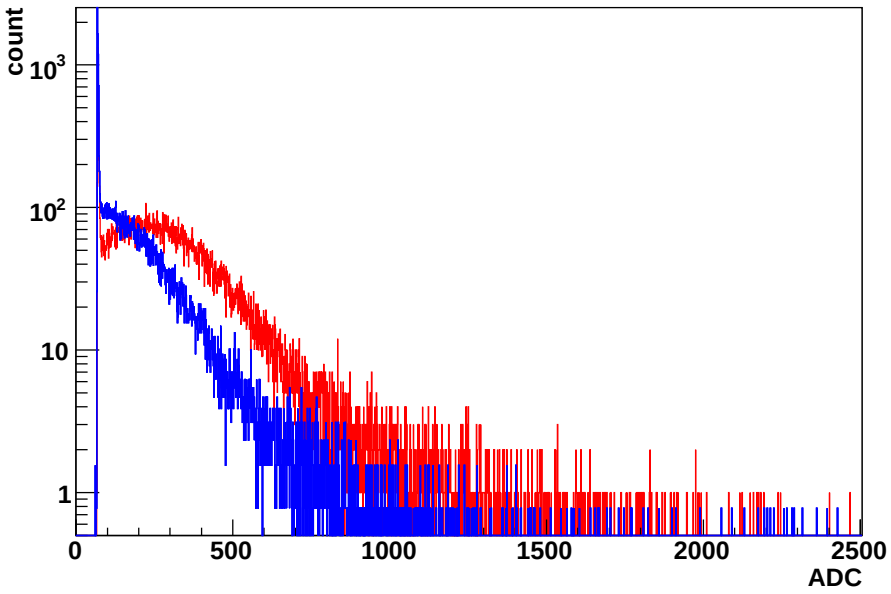

図 5.14: 乱反射材を用いた場合と全反射材を用いた場合の光量の違い。青のヒストグラムが乱反射材を用いた場合。赤のヒストグラムが全反射材を用いた場合。

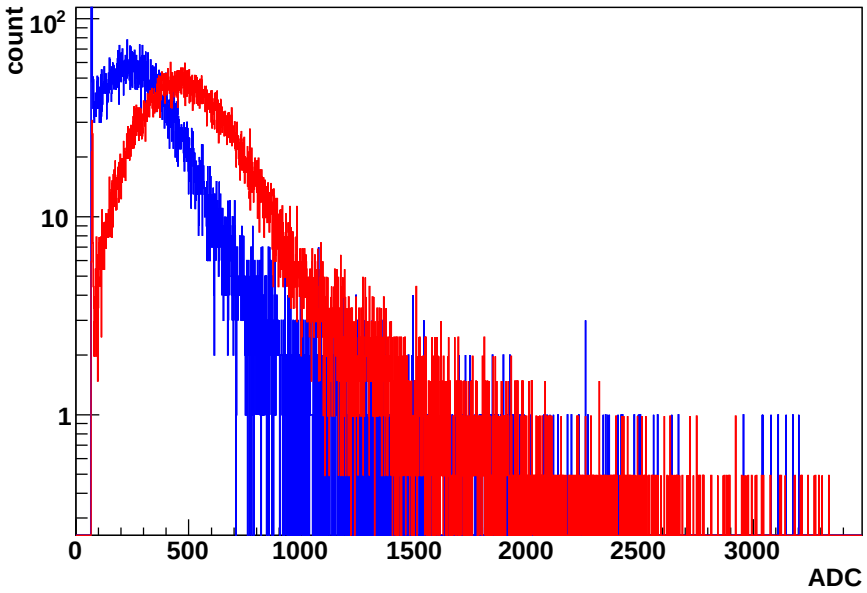

図 5.15: 使用したエアロゲルの枚数によるの光量の違い。青のヒストグラムがエアロゲルを 2 枚使用した場合。赤のヒストグラムがエアロゲルを 1 枚使用した場合。

第6章　結論

我々は、J-PARC K1.8 ビームラインで Ξ^- 原子からの X 線の測定の実験を行う。この実験のトリガーシステムとしては、以前に KEK-PS で行われた E373 実験とほぼ同じ形式を用いる。J-PARC の実験では、ビーム強度が KEK E373 実験に比べるとおよそ 100 倍（1.4×10^6 /4 sec spill）であるため、既存のトリガーシステムではデータを取り切ることが出来ないことが予想される（トリガーレート $\sim 10^4$ /4 sec spill）。E373 実験の経験から、トリガーのほとんどが陽子と K^+ を間違えたことによるものであることが分かっている。そこで、ターゲット直後にチェレンコフカウンターを置き、バックグラウンドとなる陽子を十分に取り除くことでトリガーレートを下げることにした。千葉大学で開発された高密度シリカエアロゲル（屈折率 1.13）を使い、チェレンコフカウンターの試作品を製作した。

トリガーとして取るべき K^+ とバックグラウンドとなっている陽子の速度の範囲に重なりがあるため、K^+ に対しては高い検出効率（> 90 %）かあり、バックグラウンドとなる陽子は十分に取り除けるような最適なエアロゲルの屈折率を決めるためには、検出効率の速度依存性を正確に知る必要があった。我々はドイツの GSI でチェレンコフカウンターの検出効率の速度依存性を測定する実験を行った。この実験の結果から、屈折率 1.13 のエアロゲルを使ったチェレンコフカウンターを 1st レベルのトリガーとして用いることで、バックグラウンドとなる陽子の数を 11 % まで取り除くことができ、その結果として、トリガーレートは 1.1×10^3 /4 sec spill にまで抑えることが出来ることが分かった。

また引き続き、東北大学原子核理学研究施設で陽電子ビームを使い、チェレンコフカウンターの検出効率の位置依存性、角度依存性の測定を行った。結果は、いずれの測定点に置いても 90%以上の検出効率が得られた。

以上のテスト実験の結果により、我々が新しく開発した高密度シリカエアロゲルチェレンコフカウンターは、トリガーカウンターとして十分な性能が得られることを確認した。

付 録 A　エアロゲルのサンプルのスペックとその性能

以下に、エアロゲルのサンプルのスペックおよび平均光電子数をまとめておく。なお、平均光電子数の測定は、電子ビームを用いて測定したデータである。実験の詳細は第 5 章に書いてあるとおりである。使用したエアロゲルの枚数は 1 枚でチェレンコフカウンターのデザインは第 3 章に書いてあるものと同じである。

表 A.1: エアロゲルサンプルのスペック一覧表

ID label		XiX2-2a	XiX2-3a	XiX4-2a	PD61a
ref. index	**@405nm**	1.1351	1.1130	1.1335	1.1317
	@543.5nm	1.1323	1.1103	1.1298	1.1285
	@633nm	1.1312	1.1099	1.1296	
trans. length [mm]	**@400nm**	19.6	22.3	19.8	19.5
size [mm]	**wide side**	88.4	92.2	107.1	89.8
	narrow side	60.3	62.8	58.4	61.2
	thickness	9.8	9.1	9.8	9.3
volume [cm^3]		52.0	52.5	61.0	51.1
density [g/cm^3]		0.497	0.424	0.474	0.472
ref. index = 1+density/4		1.1243	1.1061	1.1185	1.1181
num. of p.e.		7.9	3.4	7.4	8.7
coment			broken		

ID label		PD62a	XiX1-1a	XiX3-1a
ref. index	**@405nm**	1.1179	1.1329	1.1257
	@543.5nm	1.1150	1.1301	1.1222
	@633nm			1.1216
trans. length [mm]	**@400nm**	19.6	23.2	18.2
size [mm]	**wide side**	92.8	106.0	108.8
	narrow side	63.3	58.0	59.5
	thickness	9.6	11.3	11.0
volume [cm^3]		56.6	69.1	71.3
density [g/cm^3]		0.432	0.481	0.453
ref. index = 1+density/4		1.1081	1.1202	1.1133
num. of p.e.		6.7	11	9.7
coment			crack	

謝辞

原子核ハドロン研究室の今井憲一教授には、本研究において時折、数多くの経験と深い知識からありがたい助言を頂きました。ありがとうございました。同研究室の永江知文教授には、本論文を書くにあたり様々な助言を頂きました。ありがとうございました。同研究室の谷田聖助教には、普段から全力で指導していただき、大変感謝しております。ありがとうございました。同研究室の岡村敦史くんには幾度となく行われたテスト実験でいろいろと手助けをしてくれました。ありがとうございました。同研究室の後輩の林勇治くん、森津学くんには、GSI でのテスト実験で、実験の準備から最後の後片付けに至るまで終始私をサポートしてくれました。大変感謝しております。; ありがとうございました。

齋藤武彦さん、南志都さんをはじめとする HYPHI グループの皆さんは、GSI でのテスト実験を成功に導いてくれただけではなく、我々にドイツでの楽しい思い出の場を与えてくれました。どうもありがとうございました。東京大学齋藤研究室の中嶋大輔さんには、実験準備のときにいろいろと分からないことを教えてくれただけでなく、ドイツでの日常生活において、右も左も分からない僕らをいろいろとサポートして頂きました。どうもありがとうございました。大阪大学岸本研究室の坂口篤志准教授には GSI での実験中に様々な助言をいただきました。ありがとうございました。同研究室の望月貴司くんとは、同じ境遇に立たされているということもあり、いろいろと愚痴を言い合い、励まし合いながら、実験を最後までやり遂げることが出来ました。ありがとうございました。

東北大学原子核理学研究施設の石川貴嗣助教には、テスト実験の際、さまざまな実験テクニックを頂きました。ありがとうございました。また、東北大学の三輪浩司助教、細見健二くん、三森雅弘くん、大谷友和くん、佐藤 美佐子さん、山本 剛史くんは、１２月のテスト実験の際、実験装置の準備や、その他数々のサポートを頂きました。ありがとうございました。

それから、同じ研究室の皆さんには、楽しい日常生活をいただき、充実した日々を過ごすことが出来ました。ありがとうございました。

最後に、私をここまで育ててくれた両親に深くに感謝したいと思います。どうもありがとうございました。

参考文献

[1] R.L. Jaffe, Phys, Rev. Lett. **38** (1977) 195.

[2] M. Danysz, *et. al.*, Nucl. Phys. **49**, 121 (1963).

[3] R.H. Dalitz, *et. al.*, Proc. Roy. Soc. Lond. **A426**, 1 (1989).

[4] D.J. Prowse, Phys. Rev. Lett. **17**, 782 (1966).

[5] S. Aoki, *et. al.*, Prog. Theor. Phys. **85**, 1287 (1991).

[6] H. Takahashi, *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 212502 (2001).

[7] J.K. Ahn, *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 132504 (2001).

[8] T. Fukuda, *et. al.*, Phys. Rev. **C 58**, 1306 (1998).

[9] P. Khaustov, *et. al.*, Phys. Rev. **C 61**, 054603 (2000).

[10] M.M. Nagels, Th. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. **D 15**, 2547 (1977).

[11] M. Yamaguchi, K. Tominaga, Y. Yamamoto and T. Ueda, Prog. Theor.. Phys. **105**, 627 (2001).

[12] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. **C 61** to be published; arXiv:nucl-th/0603042.

[13] K. Tanida, *et. al.*, J-PARC Proposal E03.

[14] T. Nagae, *et. al.*, J-PARC Proposal E05.

[15] C.J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rev. **C 59**, 296 (1999).

[16] T. Iijima, *et. al.*, Nucl. Phys. **A 546**, 588 (1992).

[17] M. Tabata, Master's thesis, Chiba Univ. (2006) (unpublished).

[18] I.E. Tamm, I.M. Frank, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14**, 107 (1937).

[19] M. Ciljak, *et. al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 498**, 126 (2003).

[20] S. Aoki, *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1729 (1990).