卒業論文

Aerogel Cherenkov Counter の
粒子識別能力とその評価

東北大学理学部物理学科原子核物理

大谷 篤

平成15年4月8日

概 要

近年の加速器の発展は今まで研究できなかった原子核の構造や性質について研究する事を可能にした。それは不安定核や中間子、素粒子などを probe として使えるだけの強度が達成されたからである。その中でも s クォークを持つハイペロンを probe として、それを持つ原子核 (ハイパー核) は原子核構造の深部を探れると期待されている。中でも特に電荷が無くハイペロンの中では最も寿命の長い Λ ハイペロンはその有用性が高いと期待される。そこで Jeffeson Laboratory(Jlab) の High resolution kaon spectrometer(HKS) で $(e, e'K^+)$ 反応を用いてこの Λ ハイパー核を生成して調べたいのだが、高エネルギーの電子 beam を用いるため $(e, e'K^+)$ 反応以外の反応も多々起きる為に多種の高速の粒子が同時生成される。従って Λ ハイパー核の生成に寄与した散乱電子 e^- と生成された K^+ だけを調べるにはその他の高速荷電粒子との識別が必要不可欠である。しかし一般に荷電粒子の検出に使われる Scintillation Counter 単体では高速荷電粒子の識別能力は高くない。そこで Scintillation Counter を複数用いた TOF Counter と、物質の屈折率と粒子の速度のみに依存する Cherenkov radiation を利用した種々の Cherenkov Counter を用いて e^+/π^+ 分離、π^+/K^+ 分離、K^+/P 分離などを行う。

本論文は Jlab の HKS で使用する π^+/K^+ 粒子識別用の aerogel(n=1.05) を使い、作成した Aerogel Cherenkov Counter を用いて行なった宇宙線測定や KEK-T530 実験などから

- T530 実験データからの作成した AC Counter の評価
- AC Counter の π^+/K^+ 分離能力について
- 宇宙線測定 (運動量分布、HV 依存性、back ground 測定等)
- Simulation からの AC Counter の評価
- 反射材の反射率測定

についてまとめたものである

目 次

第 1 章 Introduction **1**

1.1 meaning 1

1.2 purpose 2

第 2 章 Cherenkov radiation **4**

2.1 principal 4

2.2 P_{th} : momentum threshold 6

第 3 章 Aerogel Cherenkov Counter : AC **7**

3.1 aerogel 7

3.2 detector 8

3.2.1 detector's design 8

3.2.2 反射材 : reflective material 9

3.2.3 PMT : photomaltiplier tube 9

第 4 章 Estimates **10**

4.1 T1 line に飛来する粒子 10

4.2 npe : (Number of PhotoElectron) 11

4.3 δ-ray 13

4.3.1 principal 13

4.3.2 δ ray の影響 13

第 5 章 Experiments **16**

5.1 T530 実験での各 Counter の基本配置 16

5.2 trigger logic 17

5.3 変化させた parameter 18

第 6 章 Analysis **19**

6.1 粒子の識別 19

6.1.1 電離損失 19

6.1.2 pulse height correction 20

6.1.3 TOF 22

6.2 npe 24

6.2.1 momentum of particles 24

6.2.2 thickness of aerogel 26

6.2.3 incident position 29

6.2.4 incident angle 31

6.3 empty radiator 33

第 7 章 Study **37**
7.1 粒子の分離と double particle problem 37
7.2 Particle-ID 44

第 8 章 Conclusion **46**

第 9 章 Appendix **47**
Appendix A : 反射材について 47
Appendix B : 宇宙線測定 49
Appendix C ：Simulation (HYCS) 52
Appendix D ：KEK-PS T1 Line 53

謝辞 **54**

図 目 次

1.1 核子と Λ 粒子のクォークモデル . . . 1
1.2 ^{12}C 原子核と $^{12}_{\Lambda}C$ Hyper 核 . . . 1
1.3 $(e, e'K^+)$ 反応のクォークモデル . . . 2
1.4 Jlab の Hypernucler Spectrometer の概観 . . . 3

2.1 Cherenkov Radiation の模式図 . . . 4
2.2 屈折率に対する粒子毎の運動量閾値 P_{th} . . . 6

3.1 作成した Aerogel Cherenkov Counter の概観 . . . 8
3.2 RA2407(左) と RA2423(右) の dark current と HV の関係 . . . 9

4.1 π^+ の生存率 (左図) と、K^+ の生存率 (右図) . . . 10
4.2 N_{pe} の波長分布 (左)、PMT(H6527) の量子効率 eff_{det} の波長依存性 (右) . . . 12
4.3 n=1.05 に対する粒子毎の npe 曲線 . . . 12
4.4 電子によって発生する Cherenkov 光子数 . . . 14
4.5 二次散乱電子が得る最大運動量 . . . 14
4.6 二次散乱電子の運動量分布 . . . 15

5.1 KEK T530 実験 set up 図 . . . 16
5.2 Trigger Logic . . . 17

6.1 time walk effect とその補正 . . . 20
6.2 TOF 分布 . . . 21
6.3 TOF 分布から求めた $mass^2$ 分布 . . . 23
6.4 粒子の運動量ごとの npe の変化 . . . 24
6.5 npe 曲線による fit の結果とその時の eff_{col} . . . 25
6.6 aerogel の増加に対する npe の増加率の減衰の様子 . . . 26
6.7 aerogel の厚さごとの npe の変化 (fluoro) . . . 27
6.8 aerogel の厚さごとの npe の変化 (acryl) . . . 28
6.9 incident position (x, y) :(真正面から見た図) . . . 29
6.10 incident position 毎の npe の変化 . . . 30
6.11 incident angle deg :(真上から見た図) . . . 31
6.12 incident angle 毎の npe の変化 . . . 32
6.13 空ターゲットの beam に対する置き方 (真上から見た図) . . . 33
6.14 設置方向の違いと back ground の npe . . . 34
6.15 反射材の違いと back ground の npe . . . 35
6.16 運動量の違いと back ground の npe . . . 36

7.1 TOF による P-ID(左上) と各 Cherenkov Counter の npe . . . 37
7.2 AC1 と AC2 の粒子ごとの相関図 (1.35 $[GeV/c]$) . . . 38

7.3 各 AC の npe10 個を threshold とした時の TOF 分布 . . . 39
7.4 TOF VS 各 detector の ADC の scatter plot . . . 40
7.5 TOF VS 各 detector の TDC の scatter plot . . . 41
7.6 Scintillator の ADC(上段) と Hybrid Counter で見る slit 幅に対する ADC(下段) . . . 42
7.7 double particle problem . . . 43
7.8 Particle-ID による TOF 分布 (slit=±50 mm: 左側と±5 mm：右側) . . . 45

9.1 今回使った反射材の散乱反射率 . . . 47
9.2 今回使った反射材の鏡面反射率 . . . 47
9.3 その他の反射材の散乱反射率と鏡面反射率 . . . 48
9.4 onephoton peak と event data の PMT の HV 依存性 . . . 49
9.5 鉛直方向の宇宙線測定の set up (左：真横、右：正面) . . . 50
9.6 それぞれの npe 曲線 (左) と、測定された npe の相関図 (右) . . . 50
9.7 荷電宇宙線の鉛直方向の運動量分布 (左)、壁材の acryl を radiator とした時の npe(右) . . . 51
9.8 変化させた parameter 毎の検出効率 eff_{col} の fit の結果 . . . 52
9.9 KEK PS 全体図 (左)、North-Hall と East-Hall(右) . . . 53
9.10 東カウンターホールと T1 line の拡大図 . . . 53

表 目 次

1.1 ハイペロンの種類 1

2.1 屈折率 n=1.05 の場合の P_{th} $[GeV/c]$ 6

3.1 aerogel の物理量 7
3.2 物質の屈折率 7

4.1 $\pi^{\pm}$,$K^{\pm}$ 中間子の崩壊チャンネル 10
4.2 π^{+},K^{+} の崩壊で発生した μ^{+}、π^{+} の運動量 11
4.3 予想される T_{max} 13
4.4 単位長さ当たりの δ ray の個数の見積り 15

6.1 粒子の運動量ごとのエネルギー損失 $[MeV\ cm^2/g]$ 19
6.2 粒子の質量の測定値と文献値 22
6.3 運動量に対する各粒子の npe peak の mean の変化 25
6.4 aerogel の厚さごとの π^{+}, μ^{+} の npe peak の変化 26
6.5 incident position 毎の π^{+}, μ^{+} の npe の mean の変化 29
6.6 incident angle 毎の π^{+}, μ^{+} の npe の mean の変化 31

9.1 npe の PMT(H6527：RA2369) の HV 依存性 49
9.2 変化させた parameter 毎の eff_{col} の実験値と Simulation 値 52

第1章　Introduction

1.1　meaning

バリオン (baryon) は3つのクォーク (quark) から成っており、最もよく知られているのは核子 (nucleon)、つまり陽子 (proton) と中性子 (neutron) である。その核子は u (アップ) クォークと d (ダウン) クォークのみから成るが此の他に s(ストレンジ) クォークを含むバリオンのこと一括してハイペロン (hyperon) と呼ぶ。それらハイペロンは s クォークの数とアイソスピンによって分類され、それぞれ Λ、Σ、Ξ、Ω と呼ばれている。

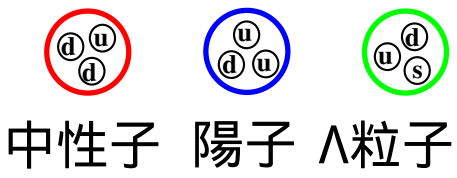

図 1.1: 核子と Λ 粒子のクォークモデル

	Λ　Σ	Ξ	Ω
アイソスピン I	0　1	1/2	0
s クォークの数	1	2	3

表 1.1: ハイペロンの種類

通常、原子核は核子 (中性子と陽子) から成っているが、ハイパー核というのはこのハイペロンを含む原子核の事であり、中性子星の内部にはその存在は期待されているがまず身の周りには存在しない特殊な原子核である。

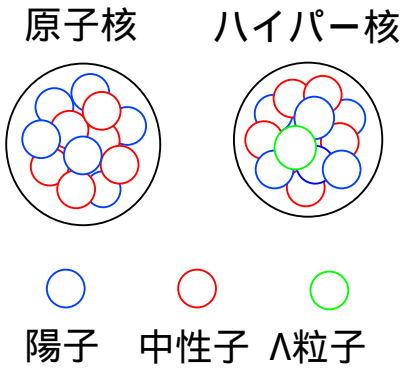

図 1.2: ${}^{12}C$ 原子核と ${}^{12}_{\Lambda}C$ Hyper 核

従ってハイパー核を作るには何らかの方法で s クォークを持った粒子を原子核の中に入れてやるか、核子内部で生

成しなければならない。現在ハイパー核を生成する反応には様々な方法があり、目的に応じて適切な反応を利用することになる。特に 2 次粒子ビームを使った (K^-, π^-)、(π^+, K^+) 反応等は多く利用されている。ハイパー核の例として ${}^{12}_{\Lambda}C$ を見てみると、通常の炭素原子核 ${}^{12}C$ は陽子と中性子がそれぞれ 6 個ずつ、計 1 2 個の核子から成っているのに対して、炭素 1 2 Λ ハイパー核 ${}^{12}_{\Lambda}C$ は陽子 6 個、中性子 5 個、Λ 粒子 1 個から成っている。つまり ${}^{12}_{\Lambda}C$ は中性子を Λ ハイペロンに変える反応から生成される事が分かる。この様なハイパー核を調べることはハイパー核の物性を知るのみならず、Y-N 相互作用：ハイペロンと核子間に働く強い相互作用 (核力) について新たな情報が得られると期待される。

1.2 purpose

Jeffeson Laboratory(Jlab:Virginia,USA) に新しく導入された New Hypernuclear Spectrometer[1]は、電子ビームによる $(e, e'K^+)$ 反応を用いてハイパー核分光を行なう。この反応で生成される Λ 粒子は電磁相互作用が無く (電荷が 0)、ハイペロンの中では長寿命 (0.26 [ns]) で、且つ核子と異なるので Pauli の排他律も受けないので原子核構造の深部を探るプローブとして有用であると期待される。具体的には $(e, e'K^+)$ 反応は次のような反応である。

$$e^- + \text{“}P\text{“} \longrightarrow e^{-'} + K^+ + \text{“}\Lambda\text{“} \tag{1.1}$$

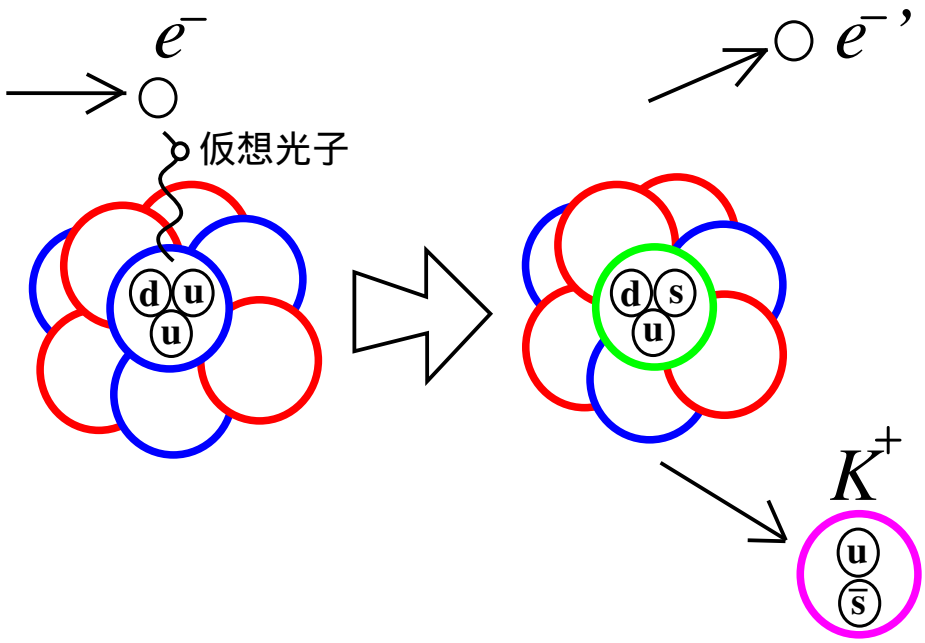

図 1.3: $(e, e'K^+)$ 反応のクォークモデル

ここで “P“ は標的の原子核中の反応に関わった陽子であり、“Λ“ は生成された Λ 核子である。この反応は陽子を Λ ハイペロンに変える反応であるのが特徴である。Jlab では、この $(e, e'K^+)$ 反応に寄与した散乱電子 $e^{-'}$ を Enge Spectrometer で、K^+ を High resolution Kaon Spectrometer で詳しく調べる事で、生成された Λ ハイパー核の微細構造を調べる事が出来ると期待される。

ただ実際の Jlab 実験の時は約 1.8 Gev の e を target に照射するので e'^- や K^+ の他に $\pi^{\pm}, P$、また中間子の崩壊から $\mu^{\pm}$ などの粒子も生成されてしまう。従って反応に寄与した $e^{-'}$ と K^+ だけを検出して詳しく調べるには粒子を識別する必要がある。そこでまず $e^{-'}$ は負の電荷を、K^+ は正の電荷を持つ事から、Splitter Magnet で様々

[1]詳しくは [1, Page： 121 ~ 132] 参照

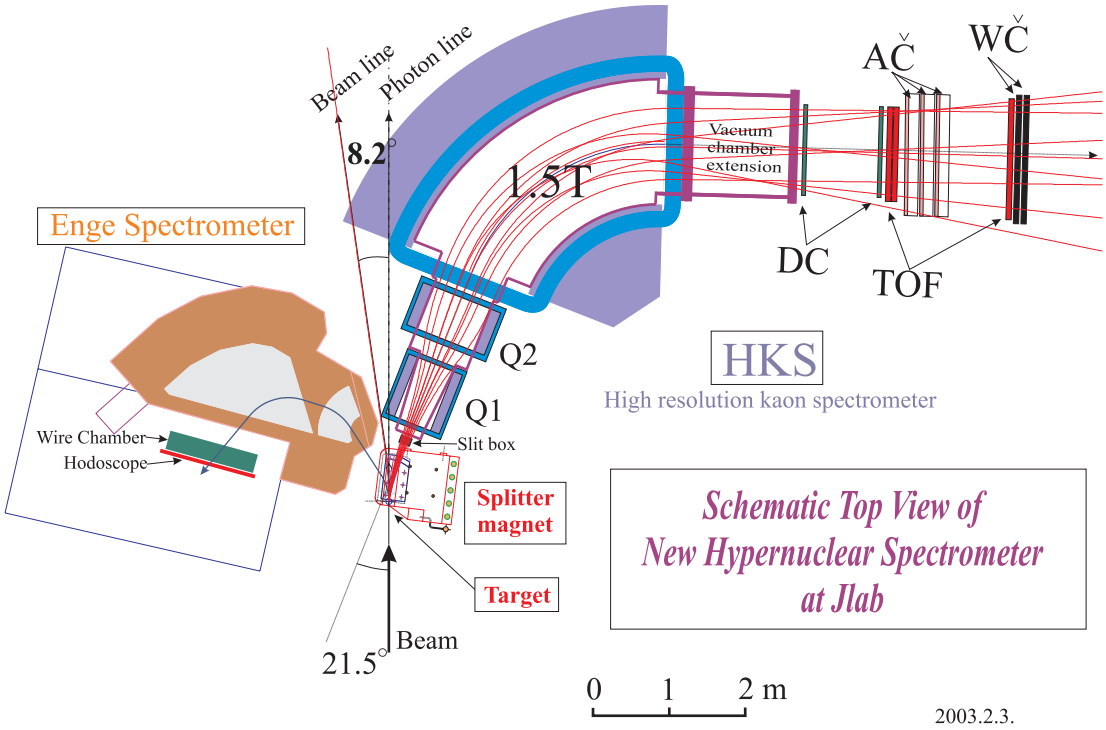

図 1.4: Jlab の Hypernucler Spectrometer の概観

な粒子を電荷ごとに分離してやり、さらにそれらをそれぞれ磁場中に入射してやる事で、粒子を運動量ごとに分離して取り出す。この段階では Enge Spectrometer 側には e^-, π^-, μ^-, K^- などが、HKS 側には $e^+, \pi^+, \mu^+, K^+, P$ などが粒子群を為して飛来する事になる。ここで簡単にそれぞれの Spectrometer について説明する。

- Enge Spectrometer
  $(e, e'K^+)$ 反応に寄与した散乱電子の運動量を測定する為の Spectrometer。この $(e, e'K^+)$ 反応に寄与した散乱電子は連続した運動量を持つが、一定磁場中 B に通すことで運動量ごとに軌道を分離する事が出来る。また電子は軽いのでその回転半径 $R = m_e v/B$ は他の粒子のそれよりかなり小さいので、他の粒子はここで排除出来る。その後、飛跡測定に位置分解能の高い検出器として Drift Chamber を、時間測定に時間分解能の高い Hodoscope を用いる。

- High resolution kaon spectrometer (HKS)
  $(e, e'K^+)$ 反応によって生成された K^+ を測定する為の Spectrometer。粒子群は運動量ごとに精度良く軌道に振り分けられる。運動量が 1.20 $[GeV/c](\pm$ 12.5 %) だと、その軌道は最大で 10deg 程度の入射角度分布を持って飛来する。これを DC(Drift Chamber) でその飛跡から粒子の運動量を、TOF(Time Of Flight) Counter で粒子の速度を測定し、更に AC(Aerogel Cherenkov Counter) で π^+/K^+ を、WC(Water Cherenkov Counter) で K^+/P を分離することで、K^+ だけを精度良く分離する事を可能にする。

HKS 側に飛来する K^+ の数は π^+ や P の数に対してそれほど多くない。従って K^+ の efficiency を上げる為にはなるべく K^+ を減らさないで π^+ や P と出来る限り分離しなければならない。

今回の実験の目的は、この Jlab での実験で HKS 側で π^+/K^+ 分離に用いる aerogel を使った detector を作成し、KEK にある 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) のビームラインの一つである T1 line を使って予備実験を行ない、Aerogel Cherenkov Counter の aerogel そのものの性質や、detector の back ground の要因、またどの様にしたら π^+/K^+ 分離が精度良く出来るかを詳しく調べる事にある。

第2章　Cherenkov radiation

2.1　principal

高速荷電粒子の識別を可能にするチェレンコフ放射 (Cherenkov radiation) とはどの様なものかというと、それは荷電粒子が媒質の屈折率 (refractive index)n の物質中を、その物質中の光速 (c/n) よりも速い速度 $((\upsilon = \beta c > c/n)$ で通過した時に放射光が発生する現象で、その放射光を発生させる媒質を radiator という。その放射光は

$$\cos\theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \tag{2.1}$$

という角度依存性を持った光が円錐状に放射される。これは物体 (ジェット機等) が空気中の音速より速く移動すると発生する音の衝撃波とよく似ている。

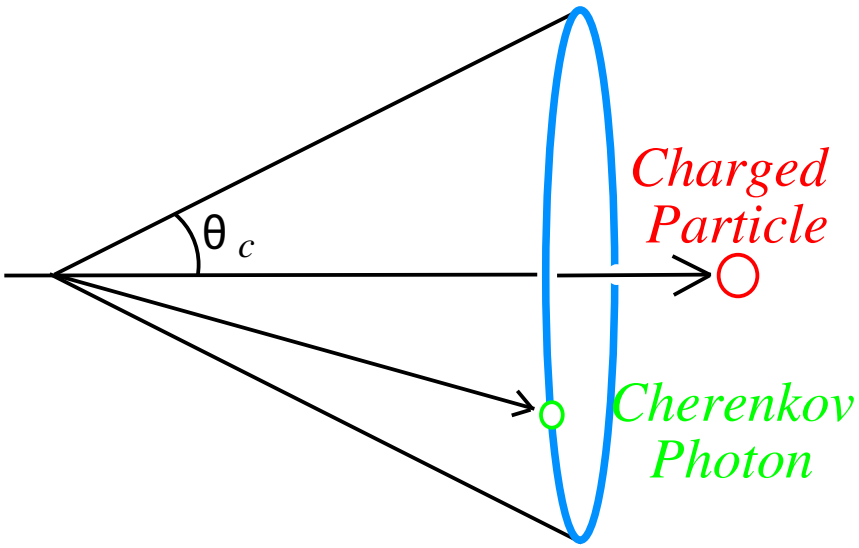

図 2.1: Cherenkov Radiation の模式図

今、古典的電気力学から電荷 ze の粒子が厚さ L の物質中を通り抜けた時の振動数 ω 、立体角 Ω 当たりのエネルギー損失は

$$-\frac{d^2E}{d\omega d\Omega} = z^2\frac{\alpha\hbar}{c}n\beta^2 sin^2\theta\left|\frac{\omega L}{2\pi\beta c}\frac{sin\xi(\theta)}{\xi(\theta)}\right|^2 \tag{2.2}$$

で与えられる。ここで α は微細構造定数であり、また $\xi(\theta)$ は

$$\xi(\theta) = \frac{\omega L}{2\pi\beta c}(1 - \beta n\cos\theta) \tag{2.3}$$

である。波長に対して L が十分大きい時、$\theta \approx \theta_c$ の極限、つまり Cherenkov radiation ではいくつかの近似[1]が成立ち、それを立体角 Ω を全立体角について積分してやると

$$-\frac{dE}{d\omega} = z^2\frac{\alpha\hbar}{c}\omega L\sin^2\theta_c \tag{2.4}$$

[1]詳しくは [5, Page : 35 ~ 37] 参照

となり、通過長さ x 当たりのエネルギー損失は

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 \frac{\alpha\hbar}{c} \int \omega d\omega \sin^2(\theta) \tag{2.5}$$

となる。光子は一つ当たり $\hbar\nu$ $(= \hbar\omega/2\pi)$ のエネルギーを持つので、発生する Cherenkov 光子の数 N_{pe} は単位長さ当たり

$$\begin{aligned} \frac{dN_{pe}}{dx} &= 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2\theta_c}{\lambda^2} d\lambda \\ &= 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\lambda \end{aligned} \tag{2.6}$$

で与えられる。これを波長当たりに直すと次の様になる。

$$\frac{dN_{pe}}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \tag{2.7}$$

この式 (2.7) から分かるように Cherenkov radiation では低波長の Cherenkov 光が多く放出される。原子炉の光が青いと言われるのは水によるレイリー散乱の影響も勿論あるが、むしろこちらの影響が大きい。また Cherenkov radiation によるエネルギー損失は自然と起こるものなので Bhete-Bloch の公式にも既に含まれているが、しかしその損失量は電離損失などに比べてかなり小さい。

この様に Cherenkov radiation の主な特徴として

- 放射光に方向依存性が存在する。
- 粒子毎に屈折率のみに依存した運動量閾値 ($[MeV/c]$ ~) を持つ。
- エネルギー損失量 (光量) が小さい。
- エネルギー応答性は一部の領域を除いてほとんど無い。
- 発光時間が短い (~ $[ns]$) ので時間応答性は高く、高計数率測定が可能。

等が挙げられる。これらの特徴を利用した Cherenkov Counter はその利用した特徴から閾値型や (Ring) Imaging 型検出器など幾つかに分類されるが、今回作成したのは閾値型 Cherenkov Counter である。また宇宙線測定ではエネルギー応答性を利用した実験も行ってみた (Appendix B 参照)。

2.2 P_{th} : momentum threshold

先に述べたように Cherenkov radiation は屈折率 n に対して荷電粒子がある一定以上の速度 (運動量) を持っていないと発生しない。その運動量の閾値 P_{th} は粒子の質量を m $[MeV/c^2]$ として

$$P_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2-1}} \quad [MeV/c] \tag{2.8}$$

で与えられる。今回の T530 実験、及び Jlab での実験では粒子の運動量はあらかじめ精度良く分かっており、また他の Counter でも測定するので適当な屈折率の物質を選んでやることで粒子の識別が可能になる。そこで屈折率に対する粒子ごとの運動量閾値を図 (2.2) に示す。

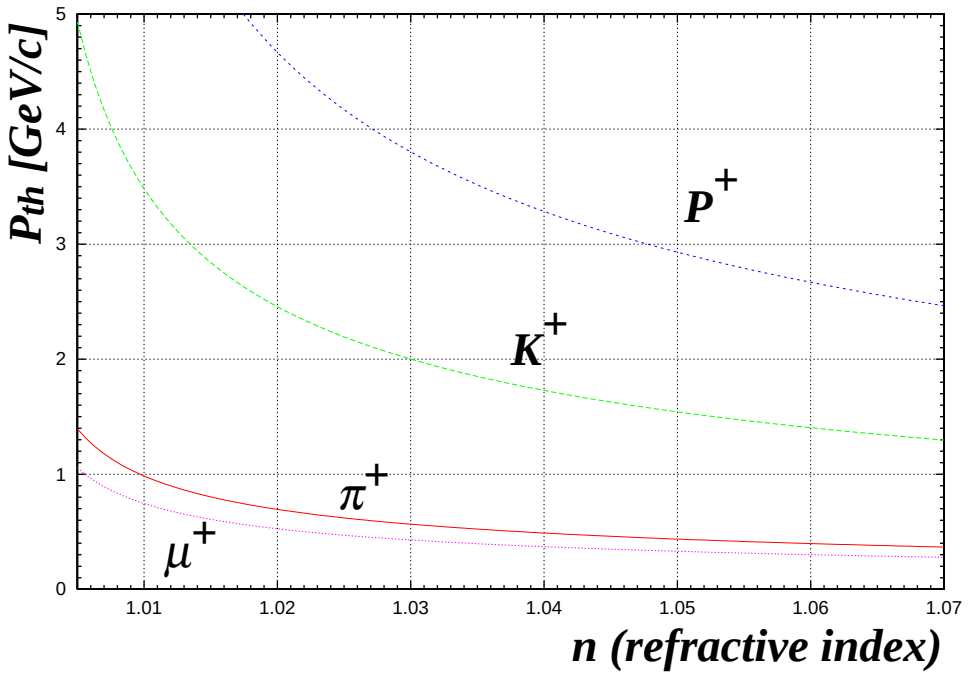

図 2.2: 屈折率に対する粒子毎の運動量閾値 P_{th}

この図から、Jlab で予定している 1.05 ~ 1.35 $[GeV/c]$ の運動量を持つ π^+ と K^+ を分離しようとしたら、屈折率 n=1.02 ~ 1.05 程度の物質を用いればそれが可能になる事が分かる。今回の場合は屈折率は大きい方が光量が多くなるので都合がよい。そこで今回使った n=1.050 の aerogel の場合の粒子ごとの運動量閾値 P_{th} は表 (2.1) に示す。

	$e^{\pm}$	μ^+	π^+	K^+	P
n=1.05	1.59×10^{-3}	0.33003	0.43597	1.54231	2.93062

表 2.1: 屈折率 n=1.05 の場合の P_{th} $[GeV/c]$

この表 (2.1) を見ると確かに運動量 1.05 ~ 1.35$[GeV/c]$ の $e^{\pm}$ や π^+ では Cherenkov 光が発生するが、K^+ や P では発生しないことから π^+/K^+ 分離が可能である。

第3章　Aerogel Cherenkov Counter：AC

3.1　aerogel

aerogel(シリカエアロジェル) は屈折率 (refrective index)n=1.007 ~ 1.07 で、密度 ρ=0.0281 ~ 0.281 $[g/cm^3]$ の、ほとんど空気から成っている、と言えるような多孔質の固体物質である。従って大変軽くて脆い。その主成分は SiO_2 で、これは乾燥剤で有名なシリカゲルと同様であるが、特殊な工程を経て密度 (屈折率) を調整し、また吸水性が無くなる様に加工されている。その構造は主成分の SiO_2 の重合体が直径数 nm 程の一次粒子を形成し、これらが集まって二次粒子を形成する。この二次粒子が鎖状に結合し複雑に絡み合って三次元ネットワークを組んでいる。この様な aerogel の主な特徴は、固体として圧倒的に低い屈折率を持つ事と、無色透明 (その密度によるが、レイリー散乱によって僅かに青白く見える場合が多い) である事である。文献 [3] から生成反応に寄与するメタノールのモル数を X として屈折率 n と密度 ρ は式 (3.1) の様になっている。

$$\rho = \frac{1.677}{5.568 + X} \quad \longrightarrow \quad n = 1.001 + \frac{0.361}{5.568 + X} \tag{3.1}$$

今回の KEK の実験で π^+/K^+ 分離に用いた n=1.050 の aerogel の物理量を表 (3.1) に示す。なぜ n=1.050 で π^+/K^+ 分離が出来るのかは (2.2) 章で述べた通り。なお n=1.015 の aerogel は宇宙線測定の時のみ使用した。

n (屈折率)	1.050	1.015
ρ $[g/cm^3]$	0.228	0.065
サイズ $[mm]$	115×115×11	110×110×10

表 3.1: aerogel の物理量

以下に主な物質の屈折率を載せる[1]。実はガスも高圧 (100 [atm] とか) にすれば π^+/K^+ 分離は出来るだろうが、リークの問題やその屈折率が環境 (圧力や温度) で変化するなど、扱いが面倒であり現実的ではない。一方 aerogel は脆く、また洗浄修復が出来ないが環境に対して安定な高精度の屈折率が実現出来、劣化し難いため保管が容易で長期間使用出来るという利点を持つ。

物質		屈折率 [2]
固体	プラスチック (NE102)	1.58
	光学ガラス	1.46 ~ 1.99
液体	水	1.3330
気体	二酸化炭素	1.000450
	水素	1.000138
	ヘリウム	1.000035

表 3.2: 物質の屈折率

[1] プラスチック (NE102) は有機 Scintillator によく使用される

3.2 detector

3.2.1 detector's design

Jlab で使う事になっている aerogel を用いた Aerogel Cherenkov Counter のプロトタイプのテストは昨年終了している [7]。しかしその時だけでは測定しきれなかった parameter がいくつか残っていた。そこで今回は前回と異なる設計の detector を用いて、それらを補完したい。その為設計の上では Simulation し易く、かつ検出光子数が多くなる (集光効率がよい) 様にすることで荷電粒子の識別能力を高め、また aerogel の厚さを細かく変えたいので aerogel の出し入れが比較的容易になる様に設計を行なった。厚さを変える時は PMT から遠い aerogel から順に抜いていき、出来た隙間は中蓋で詰めた。単位は全て [mm]。

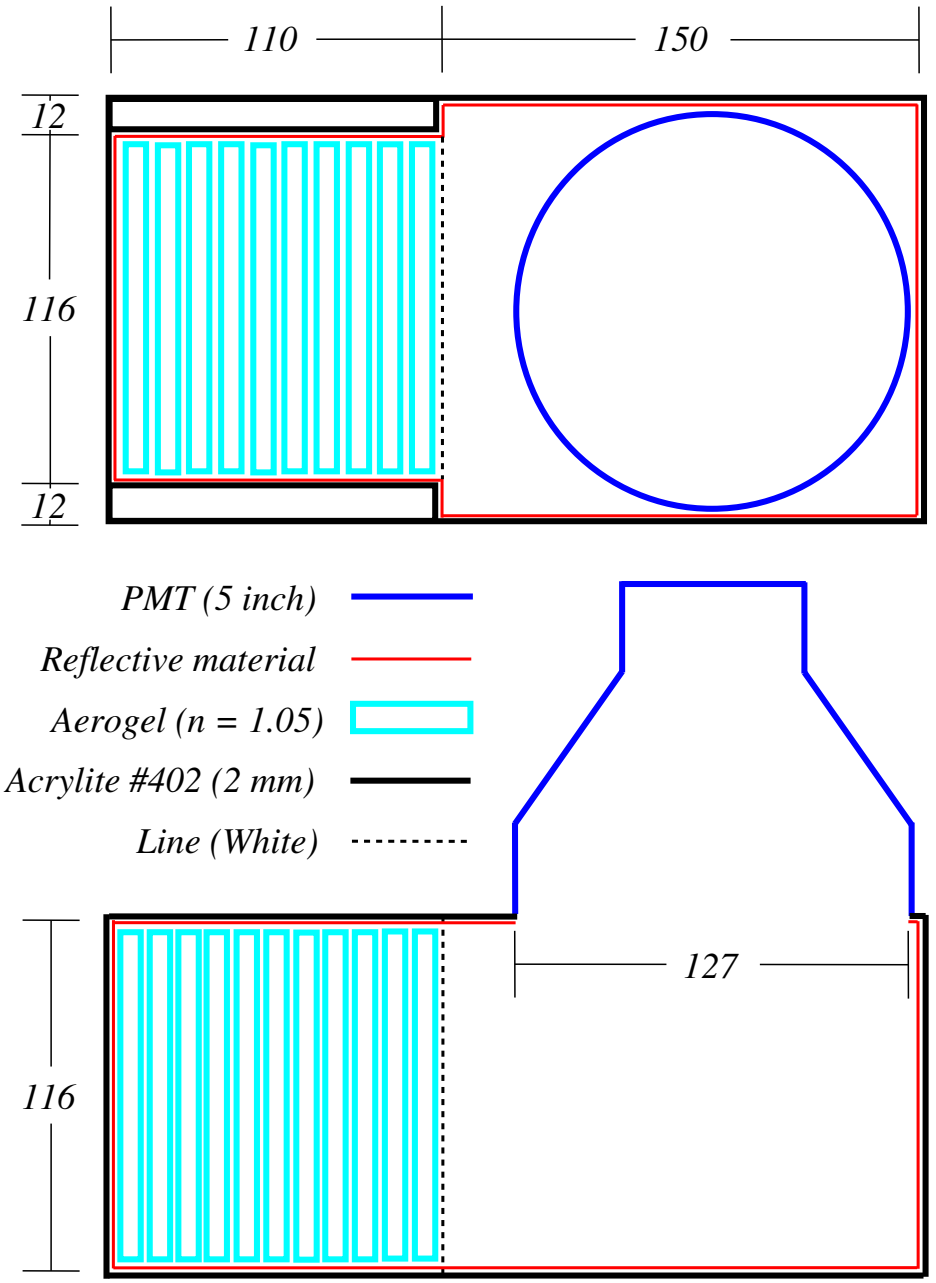

図 3.1: 作成した Aerogel Cherenkov Counter の概観

3.2.2 反射材：reflective material

Cherenkov radiation によって放出される光子は方向依存性を持っているので、ある程度検出器の設計の段階で効率良く光を検出することが出来る。しかしより高い検出効率を得る為にはより反射率の良い反射材を用いることが重要になる。その様な反射材の条件は、反射率が良い、清潔である、加工が容易、安価である、等が挙げられる。今回、幾つかの反射材についてその反射率を測定して、その中から選んで使った反射材は以下の 4 種。色は当然全て白色をしている。それぞれについて簡単に特徴を述べる。

- PVM020C3R (日本ジェネティクス)：PMT の全有感波長領域[2]にわたって反射率が高い。元はタンパク質検出用のろ紙なので、清潔で丈夫で水にも溶けない。今回 AC には最も良い反射材の一つだと期待される。商品名；フルオロトランス。(以下 fluoro)
- アクリライト ♯402 (三菱レイヨン)：Snow White という色のアクリル。今回は全ての detector の壁材 (厚さ 2 [mm]) を兼ねる。ただし PMT の最も感度のよい波長域 (380 [nm] 付近) 以下で反射率がほとんど無くなる。(以下 acryl)
- Labalack (Nihon Paint)：ペンキなので厚さにムラが出来易い。また溶剤に使われている揮発性の物質が aerogel を溶かしてしまう為、Aerogel Cherenkov Counter には使えないが、Water Cherenkov Counter には使うことが出来る。反射率は acryl とよく似ている。(以下 Labalack)
- GSWP00010 (Millipore)：紙の様な反射材。反射率は acryl や Labalack よりは低波長領域まで良いが、fluoro 程ではない。ただ PMT の全有感波長領域はカバーしている。(以下 GSWP00010)

反射材というと金属などは良く反射しそうだと思ったが反射率の測定の結果、全然良くない事が判明した。その結果とその他の反射材の反射率については Appendix A 参照。

3.2.3 PMT：photomaltiplier tube

今回使った光電子増倍管：PMT は以下の 2 つである。
HAMAMATSU フォトニクス [4]：R1250 シリーズ：光電面直径 127[mm] (5 inch)
H6527 (RA2407) 、H6527 (RA2423)
RA2407 は反射材が fluoro の、RA2423 は acryl,Labalack,GSWP00010 の detector と組み合わせた。ここで discriminator の threshold ごとの PMT の HV に対するそれぞれの PMT の dark current [count/分] を示す。

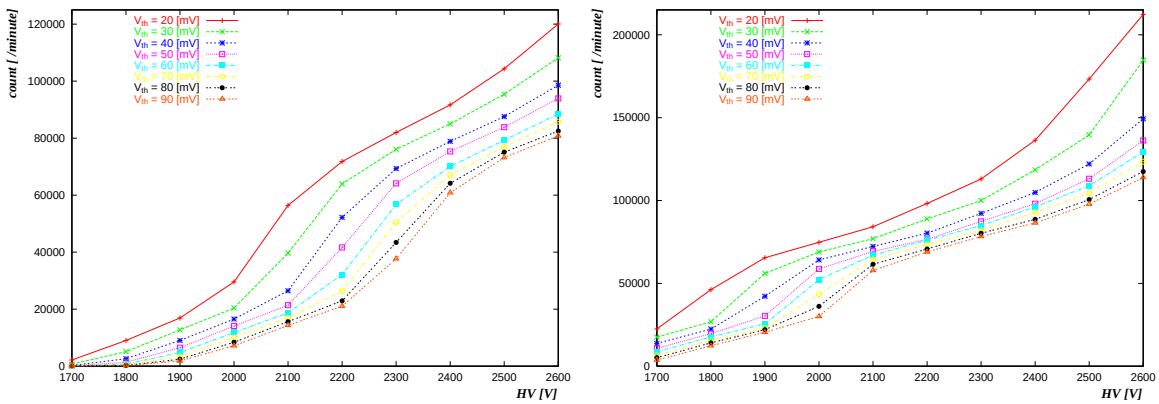

図 3.2: RA2407(左) と RA2423(右) の dark current と HV の関係

[2]図 4.2(右) 参照

第4章　Estimates

4.1　T1 line に飛来する粒子

KEK 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) T1 line については Appendix C 参照。target 内に多数存在し、また PS なので P は当然多数飛来するはずである。また生成される中間子でそれなりの寿命を持つ π^+、K^+ とそれらの崩壊から生成されて長い寿命を持つ μ^+ が飛来する。ただし磁場中での回転半径は運動量に依存しているので、最後の磁石までに生まれた μ^+ は崩壊によって運動量が変わるのでまず飛来出来ないだろう。

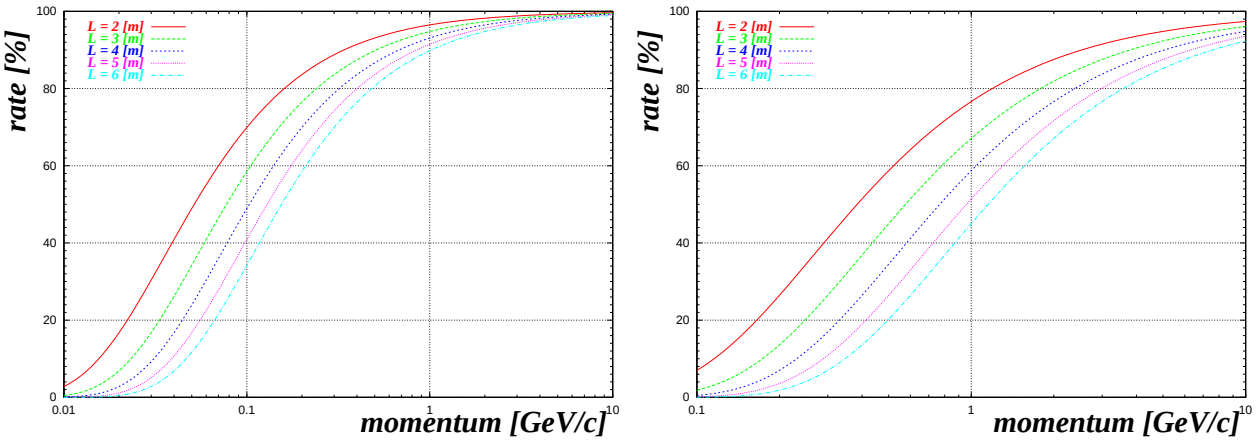

図 4.1: π^+ の生存率 (左図) と、K^+ の生存率 (右図)

中間子	寿命 $[s]$	崩壊チャンネル	確率 %
$\pi^\pm$	2.603×10^{-2}	$\mu^\pm\bar{\nu}_\mu$	$\simeq$ 100 %
		$e^\pm\bar{\nu}_e$	1.2×10^{-2} %
$K^\pm$	1.237×10^{-8}	$\mu^\pm\bar{\nu}_\mu$	64 %
		$\pi^\pm\pi^0$	21 %
		3π	7 %

表 4.1: $\pi^\pm$,$K^\pm$ 中間子の崩壊チャンネル

表 (4.1) に π^+ や K^+ の崩壊チャンネル、表 (4.2) に π^+ や K^+ の崩壊で発生した μ^+ や π^+ の運動量の変化量を示す。ここで $\vec{\mathrm{P}}_\alpha$ は μ^+、または π^+ が崩壊によってもらう運動量で、そのベクトルの向きは様々である。また $\vec{\mathrm{P}}_\mu$ は崩壊エネルギーを 0 と仮定した時に μ^+ が持っている運動量でそのベクトルの向きは beam line 方向である。これを見ると、π^+ の崩壊で発生した μ^+ は崩壊時にもらうエネルギーが小さいので、beam line からほとんどはずれないで飛来する事が分かる。また K^+ の崩壊から生まれた μ^+ や π^+ は崩壊時にもらうエネルギーが大きいので、beam line からはずれない様に前方に放出される確率はかなり低く、events としては無視出来るだろう。よって events となる粒子はそれなりに安定であって電荷を持つものだけである。正の電荷では π^+、K^+、P、と少量の μ^+ や e^+、deuteron 等だろう。もしかしたら裸の α 粒子も来るかも知れない。

π^+	$P_{\pi+}$	1.05 $[GeV/c]$	1.20 $[GeV/c]$	1.35 $[GeV/c]$
	$\beta_{\pi+}$	0.9913	0.9930	0.9947
	$\overrightarrow{\mathrm{P}}_{\mu} + \overrightarrow{\mathrm{P}}_{\alpha}$	794.84±29.76	908.17±29.76	1022.18±29.76
K^+	P_{K+}	1.05 $[GeV/c]$	1.20 $[GeV/c]$	1.35 $[GeV/c]$
	β_{K+}	0.9049	0.9248	0.9392
	$\overrightarrow{\mathrm{P}}_{\mu} + \overrightarrow{\mathrm{P}}_{\alpha}$	224.67±260.42	256.78±260.42	288.87±260.78
	$\overrightarrow{\mathrm{P}}_{\pi} + \overrightarrow{\mathrm{P}}_{\alpha}$	296.81±171.77	339.21±171.77	381.61±171.77

表 4.2: π^+,K^+ の崩壊で発生した μ^+、π^+ の運動量

4.2 npe : (Number of PhotoElectron)

npe は荷電粒子が飛来したときに AC の中で発生した光子の PMT での検出光子数である。従って ADC データ (チャンネル [ch]) から npe[個] に変換してやる必要がある。それは

$$npe = \frac{[ADC] - pedestal}{onephotonpeak - pedestal} \tag{4.1}$$

で与えられる。ここで onephoton peak とは、PMT の光電面から飛び出した光子 1 個 (dark current はノイズを含んでいる) が作る peak の事で、この onephoton peak は self trigger(AC の PMT が鳴った時に Gate が開く logic) で取った Self データから求める事が出来る。一方、pedestal とは Gate が開いたときに取る ADC データに乗る上乗せ分 (ノイズ等) の事で、ここでは pedestal がその ADC チャンネルの 0 と考える。pedestal は ADC チャンネルごとに少しずつ異なるが、Gate が開いている時間を変えるか、ADC の回路系の設定を変えなければ基本的に変化しない。

この npe は次の様にして理論的に予想する事が出来る。まず式 (2.6) から波長に対する Cherenkov 光子数 N_{pe} が分かる。それに PMT の光電面での波長に対する量子効率 eff_{det} をかけたものを λ_1,、λ_2 を PMT の有感度波長領域で積分して、更に detector の集光効率 eff_{col} をかけたものになる。これを式で書くと次のようになる。

$$npe = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot eff_{det}\, d\lambda \times eff_{col} \tag{4.2}$$

ただ、集光効率 eff_{col} や量子効率 eff_{det} は確率なので、実際の ADC データはある広がりを持った peak を作ることになる。従ってここで予想された npe というのは peak を fit した時の mean の値であると考える。また以下で npe 曲線というと β を変数としたこの式 (4.2) のことを指すことにする。

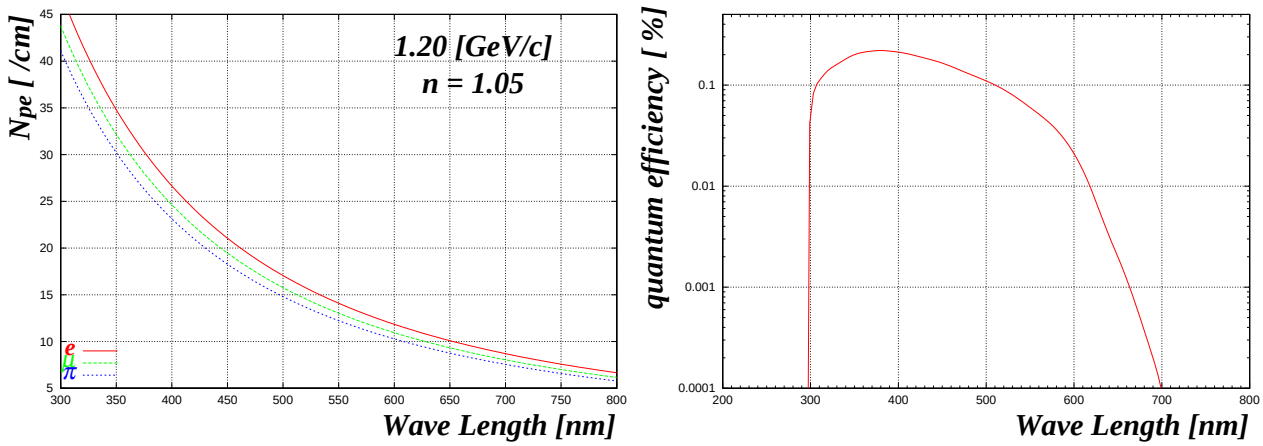

図 4.2: N_{pe} の波長分布 (左)、PMT(H6527) の量子効率 eff_{det} の波長依存性 (右)

(量子効率 eff_{det} は浜松フォトニクス HP[4] より)

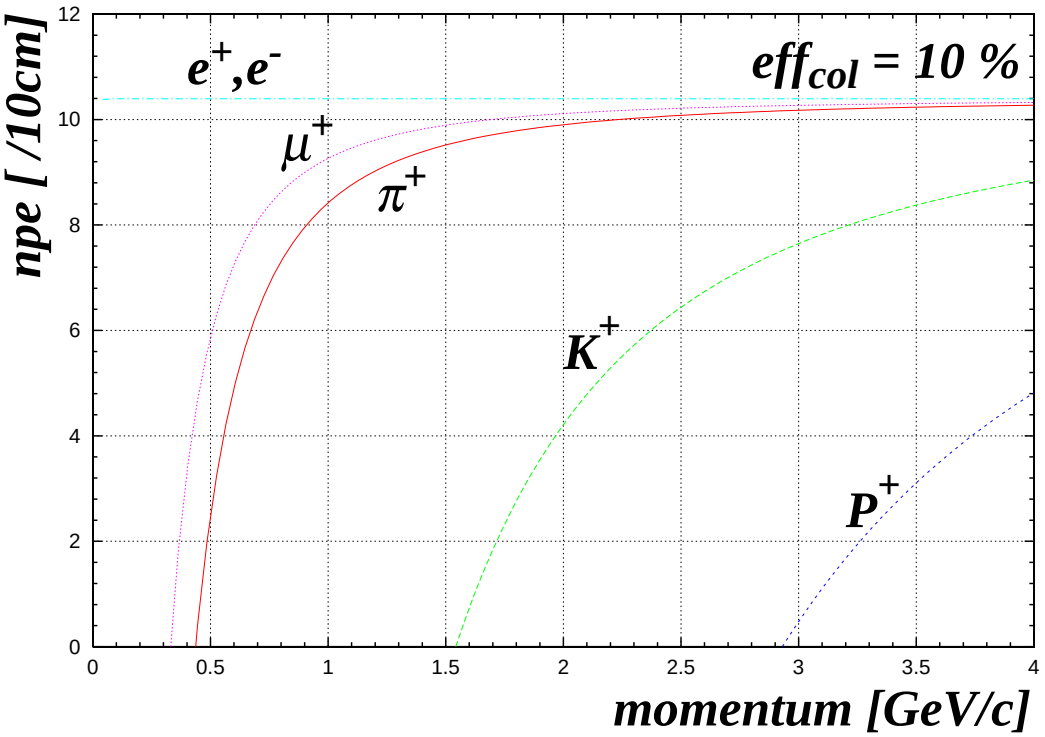

図 4.3: n=1.05 に対する粒子毎の npe 曲線

ここでの集光効率 $eff_{col} = 10$ %は、後で計算し易いような仮の集光効率 eff_{col} である。

4.3 δ-ray

δ-ray、または Energetic knock-on elecrons と言い,、それは運動する粒子によって散乱 (hard collision) された二次散乱電子である。

4.3.1 principal

この δ-ray の数はスピン 0 の粒子[1]に対して、Bethe-Bloch の式 (6.2) から $I \ll T \leq T_{max}$ において

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{1}{2}Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\frac{F(T)}{T^2} \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}
T &= kinetic\ energy\ [MeV] \\
x &= [g^{-1}cm^2] \\
K &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \begin{cases} N_A & Avogadro's\ number \\ m_e c^2 = 0.511 & [MeV] \\ r_e & \text{電子の古典半径} \end{cases} \\
&= 0.307075\ [MeVg^{-1}cm^2] \\
z &= Charge\ of\ incident\ particle \\
Z &= Atomic\ number\ of\ medium \\
A &= Atomic\ mass\ of\ medium \\
\gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \\
F(T) &= 1 - \beta^2\frac{T}{T_{max}} \\
T_{max} &= \frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + (\frac{m_e}{M})^2}\ [MeV]
\end{aligned} \tag{4.4}$$

のように与えられる [6]。ここで I は標的物質の平均励起及びイオン化ポテンシャルであり、T_{max} は二次散乱電子が運動している粒子からもらう最大の運動量である。今回この T_{max} が e^- の Cherenkov radiation を起こす運動量閾値 P_{th} 以上であるかどうかが重要である。その $e^{\pm}$ が Cherenkov radiation を起こす運動量閾値 P_{th} は 1.59 $[MeV/c]$ である。

4.3.2 δ ray の影響

式 (4.4) から、散乱電子が 1.05 ~ 1.35 $[GeV/c]$ の π^+、K^+、P からもらう最大の運動量 T_{max} を示す。単位は $[MeV/c]$ に直してある。これを用いて式 (4.3) を T_{min}=1.59$[MeV/c]$ から T_{max} まで積分してやると、1.05 ~ 1.35 $[GeV/c]$ の粒子に対して予想される δ ray の個数 [個/cm] の見積りが aerogel の密度が ρ=0.228 に対して求まる。

n=1.05	π^+	K^+	P
1.05 $[GeV/c]$	54.79 $[MeV/c]$	4.60 $[MeV/c]$	1.28 $[MeV/c]$
1.20 $[GeV/c]$	71.00 $[MeV/c]$	6.00 $[MeV/c]$	1.67 $[MeV/c]$
1.35 $[GeV/c]$	89.30 $[MeV/c]$	7.59 $[MeV/c]$	2.11 $[MeV/c]$

表 4.3: 予想される T_{max}

[1]スピン 1/2 や 1 の粒子に対しては Rossi,High energy Particles,1952 参照

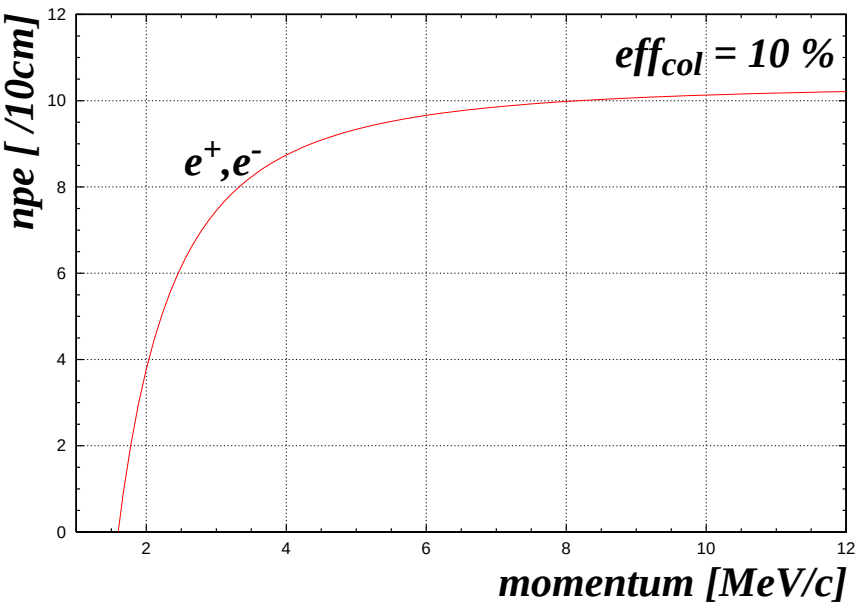

図 4.4: 電子によって発生する Cherenkov 光子数

二次散乱電子の運動量が 5 $[MeV/c]$ 程度あればかなりの Cherenkov 光子数を発生することが分かる。

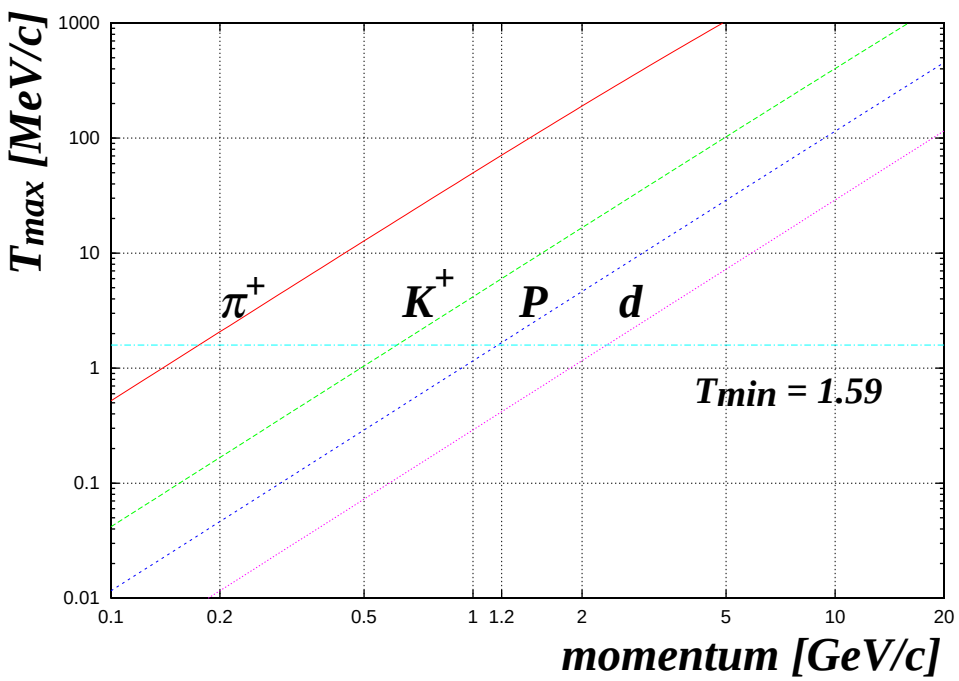

図 4.5: 二次散乱電子が得る最大運動量

式 (4.4) を両対数で描いた。1.2 $[GeV/c]$ の P などは T_{min} ギリギリであることが分かる。

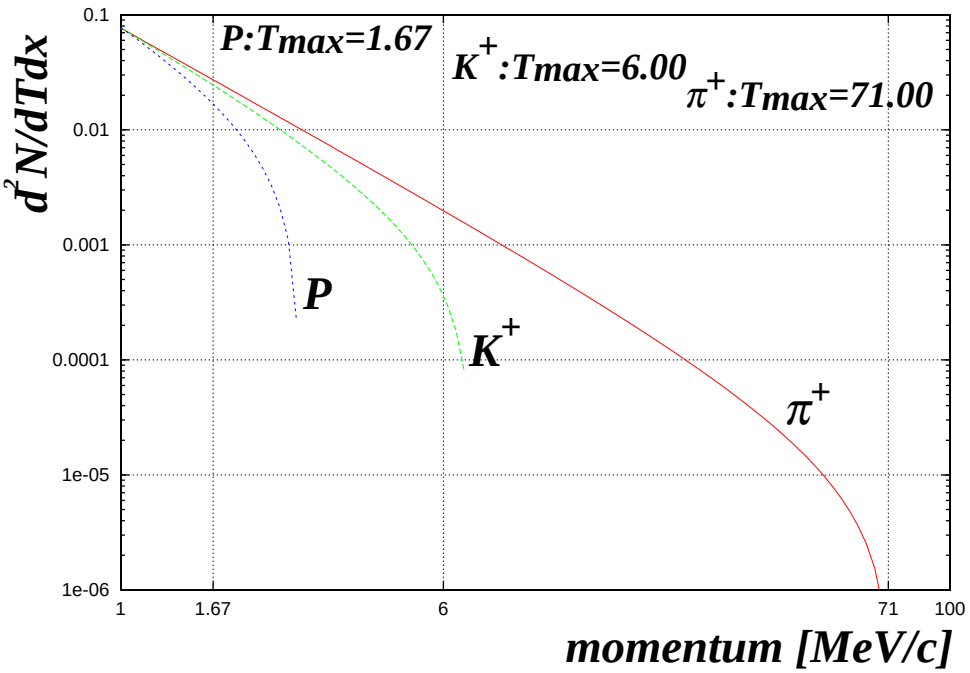

図 4.6: 二次散乱電子の運動量分布

1.2 $[GeV/c]$ の時の各粒子の β を用いて式 (4.3) を描いた図。これを T_{min} から T_{max} まで積分すると表 (4.4) の真ん中の値を与える。

n=1.05	π^+	K^+	P
1.05 $[GeV/c]$	9.69×10^{-3}	4.71×10^{-3}	0
1.20 $[GeV/c]$	9.91×10^{-3}	5.54×10^{-3}	0.30×10^{-3}
1.35 $[GeV/c]$	10.08×10^{-3}	6.21×10^{-3}	1.64×10^{-3}

表 4.4: 単位長さ当たりの δ ray の個数の見積り

この数字はあくまで粒子一個飛んで来た時の Cherenkov 光を出す確率である。またその Cherenkov 光子数はその時にもらった運動量に依存し、また媒質中での減衰もあるから実際の確率はこれより低いと思われる。ただ aerogel が 10 cm の場合、数字的には K^+ で平均 5 % ぐらいあるのでその時は π^+ と勘違いする場合があると思われる。ただでさえ K^+ は少ないからこの K^+ のデータを捨てない為には AC を複数展開すればよいと思われる。なぜなら複数の AC で同時に δ ray を起こす確率は格段に低くなるからである。また aerogel の厚さを薄くすればそれだけ δ ray が発生する確率は減るので必要以上に aerogel の枚数を多くしない方がよいだろう。もっとも π^+ と勘違いするするほどの運動量を持つ δ ray を発生させる K^+ の数はかなり少ないだろうから、それほど神経質になる必要は無いかもしれない。

第5章　Experiments

5.1　T530実験での各Counterの基本配置

T530 実験での各 Counter の真上から見た配置概略図 (5.1) に描かれている各 Counter は set up 毎に位置や順番、諸設定などが変化するが、Trigger Logic に関わるものは変化しない。

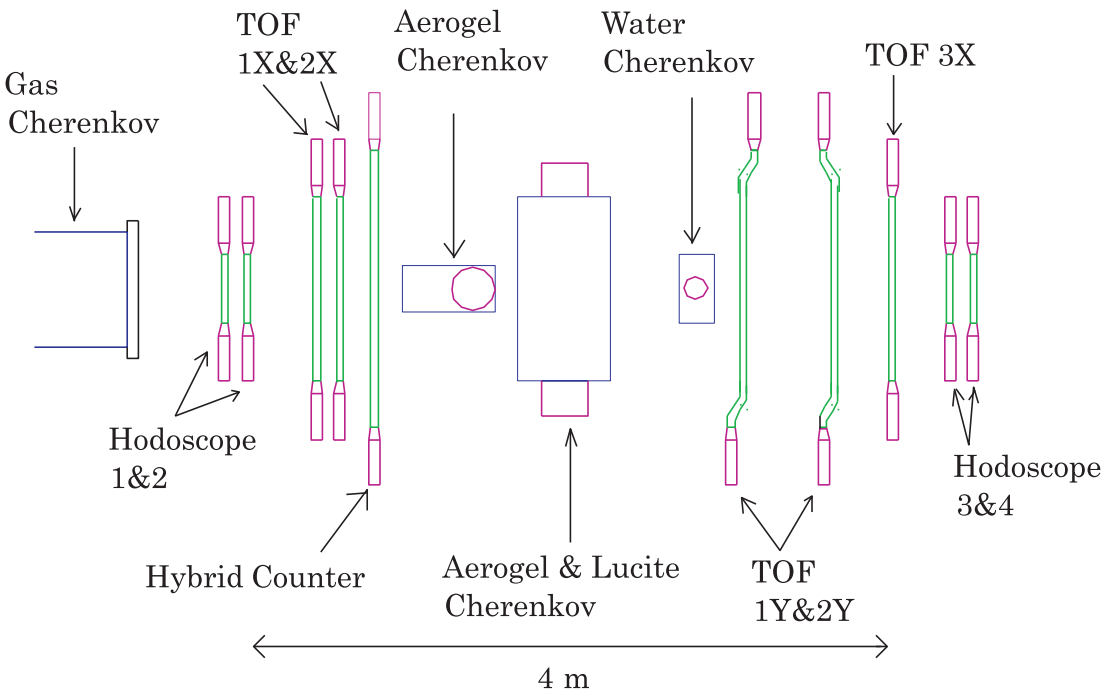

図 5.1: KEK T530 実験 set up 図

簡単に各 Counter について説明する。

- Gas Cherenkov Counter (GC) :
  e^+ とそれより重い粒子 ($\mu^\pm, \pi^\pm$ など) の分離に用いる Cherenkov Counter。中に入れるガスの種類や濃度によって目的に応じた微調整が可能。T1 line の一部として set されている。

- Hodoscope (EHOD) :
  Jlab の Enge Spectrometer 側で使う Scintillation Hodoscope[8]。今回は Soft 面の Trigger としてビームをしぼる為に 2 つずつをクロスさせて設置。また、Hard 面での Trigger として上流の EHOD1、2 を使っている。

- TOF Counter (HTOF) :
  Jlab の High resolution kaon spectrometer(HKS) 側で使う TOF 用 Scintillation Counter。Hard 面での trigger として HTOF3 を使っている。

- Hybrid Counter (HyC) :
  Hybrid Scintillation Counter の prototype[10]。中性 K 中間子 Spectrometer(NKS) で Electoron Veto Counter として使う予定。Scintillator の中心部分 4 cm 程を蛍光物質の入っていない lucite にしている。

- Aerogel Cherenkov Counter (AC) :
  今回作成した π^+/K^+ 分離に用いる Cherenkov Counter。n=1.05。

- Aerogel and Lucite Cherenkov Counter :
  aerogel で発生した Cherenkov 光を lucite で効率良く PMT まで運ぶ Counter の prototype。test 予定だったが test 出来ず。

- Water Cherenkov Counter (WC) :
  K^+/P 分離に用いる Cherenkov Counter。純水に wave length shifter を混ぜたりする事で npe を増やすことで分離能力を向上することが出来る [9]。n=1.33。

5.2 trigger logic

KEK での T530 実験の Trigger Logic を示す。beam の上流側にある EHOD1right、EHOD1left、EHOD2right、EHOD2left と、下流側の HTOF3right、HTOF3left の 6 つの PMT が鳴った時に Gate を開く。これがデータをとる Hard 面での条件になる。Gate の timing は EHOD1right で決定している。ここで、G & D は Gete and Delay generator を、$Discri$ は Discriminator(弁別器) の、また Reg は Register の略ある。

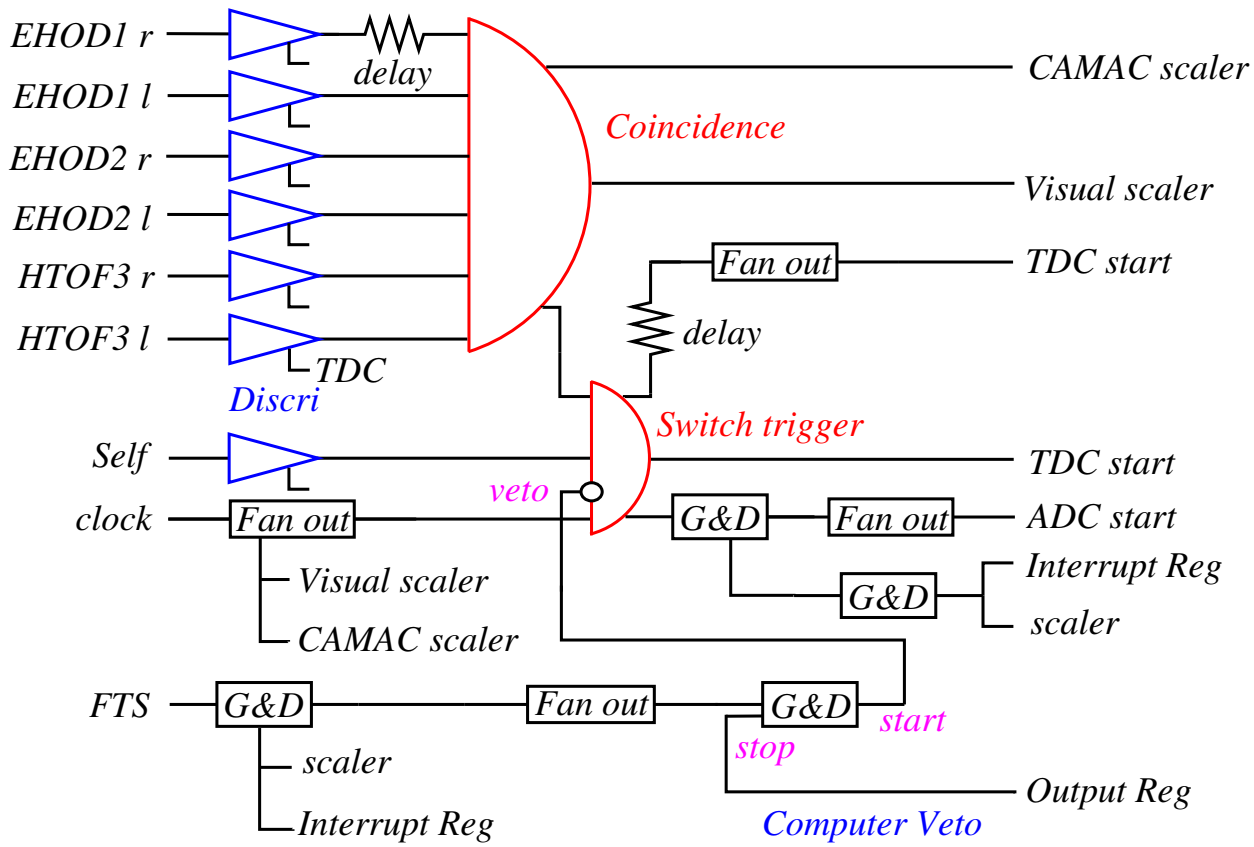

図 5.2: Trigger Logic

5.3 変化させた parameter

AC Counter の性能とはどれだけ精度良く π^+/K^+ 分離が出来るかである。そこで作成した AC Counter の性能評価の為、様々な parameter を変化させた。それらとそれらの主な目的は以下の通り。

- PMT の HV ：
  PMT の特性は型は同じでも一つずつ少し異なっている (図 3.2 参照)。また V_{th} によっても適切な HV は変わってくる。そこで 2000,2100,2200 [V] の３つで測定後、2200 [V] で統一した。[1]

- momentum ：
  +1.05、+1.20、+1.35 $[GeV/c]$ は全ての set up で測定。また K^+がCherenkov radiation を起こす+2.00 $[GeV/c]$ や、+0.75、+0.50 $[GeV/c]$ 等も適時、測定した。最後に一度だけ -1.20 $[GeV/c]$ も測定した。

- aerogel の厚さ ：
  10 cm、8 cm、6 cm、4 cm、2 cm の５通りを fluoro と acryl の場合について測定した。これで aerogel の厚さに対しての npe の依存性を再検証する。また Simulation との比較も行う。

- 反射材の種類 ：
  使ったのは先で述べた fluoro、acryl、Labalack、GSWP00010 の 4 種類。eff_{col} に影響を見るが、それは反射率の測定からある程度予想出来る。よって aerogel を入れたのは反射材が fluoro、acryl だけ。なぜなら aerogel は Labalack から出る揮発性の物質に融けてしまうからであり、反射率測定から GSWP00010 より fluoro の方がよいことが分かっているので特に必要無しと判断した。

- 空ターゲット ：
  aerogel の厚さがゼロであるというのは、この AC detector の back ground を測定することに等しい。そこで PMT を遮光したり beam に対する向きを変化させたりした。その置き方は図 (6.13)。また反射材による影響が見たいので、４種類すべてについて測定した。

- position、angle：
  aerogel の厚さが 10 [cm] の時にビームに対する位置、角度、などを変えて eff_{col} の変化を見る。その上で Simulation との比較を行う。その置き方は図 (6.11)、(6.9)。

- slit の幅 ：
  T1 line の beam の広がりを調整している slit。場所は最後の Magnet の前後だと思われる。ほとんどの run では ±50 [mm] で、一部の run で ±5 [mm] で測定。

[1] PMT の HV の決定方法について詳しくは宇宙線測定 (Appendix B) 参照。

第6章　Analysis

今回実験に用いた aerogel(n=1.05) の π^+/K^+ 分離能力については既に詳しく調べられている [3][7]。従ってそれらを補完、追証しながら Counter としての評価をメインに解析を進める。

6.1　粒子の識別

粒子を識別するのに用いられる物理量はその粒子の静止質量である。これは様々な物理現象に影響を与える基本的パラメーターであるが、一方で今回の実験の様な場合は直接計れない物理量でもある。そこでそれを求める方法の一つとしては、高エネルギー粒子の質量 m はその運動量 P と速度 $\beta = (v/c)$ を用いて相対論から、

$$m = P\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \tag{6.1}$$

と求めることが出来る。従って粒子の質量を知るには 2 つのパラメーターについて測定する必要があるが、今回の実験では運動量はある幅は持っているものの精度良く決定されているので、粒子の速度だけを測定してやれば良い。それを行なうには直接速度時間を計ってやる (TDC を使う) 方法と運動量と質量から、幾らのエネルギー損失があるのかを測定してやる (ADC を使う) 方法の 2 通りが考えられる。まずは Scintillator の粒子識別能力を見ていく事にしよう。

6.1.1　電離損失

飛来した荷電粒子は Scintillator 内の一次蛍光物質を励起、それが脱励起の際に紫外線領域の Scintillation 光を発生する。そのエネルギー損失は、Bethe-Bloch の公式から単位長さ当たり、

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\Big(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\Big) \tag{6.2}$$

で与えられる。ここで δ は密度補正項。だたし以下の電離損失の計算では無視した。この式に炭素 ^{12}C に対して $I = 72\ [eV]$ を、T_{max} は表 (4.3) の値を代入してやると、単位 $[MeV/cm/(g/cm^3)]$ をとして表 (6.1) の様になる。

$-dE/dx$	π^+	K^+	P
1.05 $[GeV/c]$	1.95	1.91	2.53
1.20 $[GeV/c]$	1.99	1.87	2.28
1.35 $[GeV/c]$	2.01	1.85	2.17

表 6.1: 粒子の運動量ごとのエネルギー損失 $[MeV\ cm^2/g]$

表 (6.1) をみると粒子毎にある程度は違いはあるが、Scintillator のエネルギー分解能からいって粒子を分離はほとんど出来ないだろう。なぜなら実際の Scintillator の ADC データは wave length shifter で可視光領域 (PMT の有効感度領域) に変換して光量を増やしている。従ってそれぞれの粒子は表 (6.1) の値に比例した peak を作り、更に PMT や Scintillator に依存したひろがりを持つのでそれぞれの peak は重なっていると考えられるからである。

実際、図 (7.1) もその様になっている。むしろ今回は、運動量の増減に対して電離損失がどう増減するかで粒子の判別に使う事が出来た[1]。

6.1.2 pulse height correction

今回の実験で用いたのは Leading edge 方式 (: 入力電圧 (信号) がある閾値電圧 V_{th} を越えると論理信号を出す) の discriminator であったので、pulse height によって論理信号の output の timing が変わってしまう。これを Time Walk Effect という。この効果は pulse height が小さい程顕著になるので時間情報が重要な場合は補正する必要がある。今、信号の立ち上がり時間と減衰時間は Scintillator と PMT に依存しているのでほぼ一定であると考えられる。なのである時刻での pulse height の比は常に一定である。従って pulse の面積 S($[ADC]$ データから pedestal を引いた $[ADC]_0$) は pulse height に比例すると考えられる。

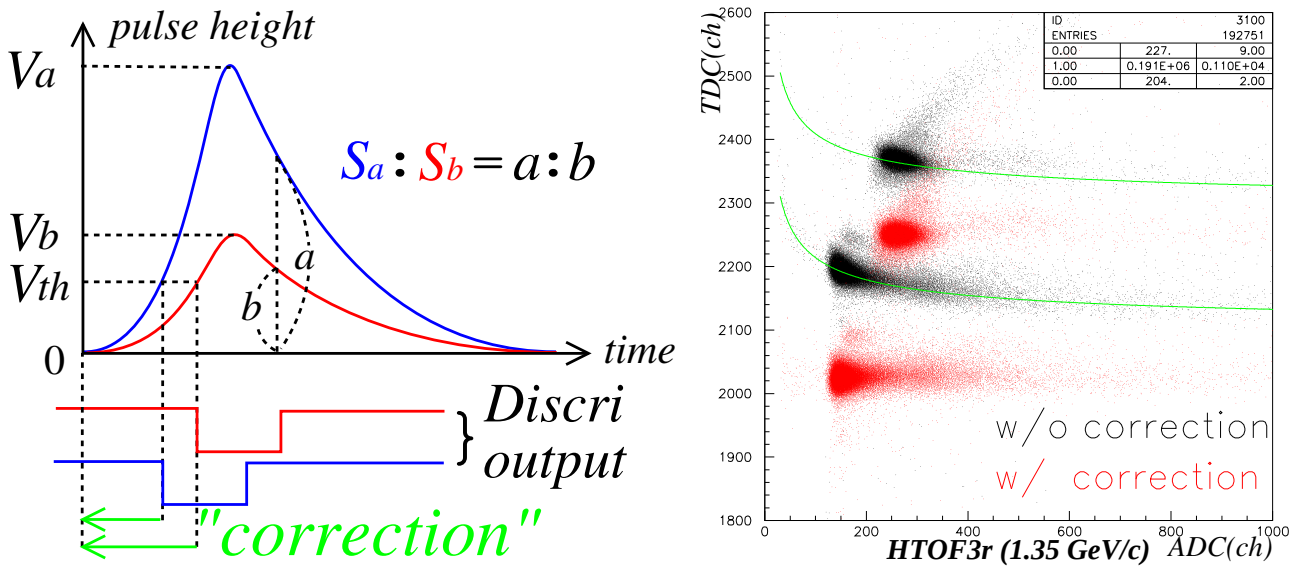

図 6.1: time walk effect とその補正

そこで pulse の立ち上がりを PMT の回路の設計から指数関数で近似した場合、補正後の時間 t' は次のようになる。

$$y(t) = A_1(e^{B_1 t} - 1) \quad \longrightarrow \quad t' = [TDC] - \alpha_1 \log\Big(1 + \frac{\beta_1}{[ADC]_0}\Big) \tag{6.3}$$

また原点での立ち上がり関数の傾きは 0 であるから二次関数で近似すると補正後の時間 t' は次のようになる。

$$y(t) = A_2 t^2 \quad \longrightarrow \quad t' = [TDC] - \frac{\alpha_2}{\sqrt{[ADC]_0}} \tag{6.4}$$

ここで A_1、A_2、B_1、α_1、α_2、β_1 は定数。だたし $[ADC]$ の基準を pedestal にしているので、trigger を作る Scintillator 以外は $[ADC]_0$ がゼロや負をとる events が多数あるので注意が必要。今回の解析では式 (6.4) の方を使った[2]。図 (6.1) の右のグラフを見ると、補正前 (黒) は曲がっていたのが補正後 (赤) は真っ直になっているのが分かる。補正後、大きな塊の上に分布していた小さな塊がよりはっきりとした塊として分布となっていることが見て取れる。ただしこのグラフは補正前後の重なりが少ないようにして違いが見やすいように余分に手を加えてある。

[1] 図 (7.4) の P の TOF VS ADC 分布にて
[2] 詳しい補正方法とその効果については [8] 参照

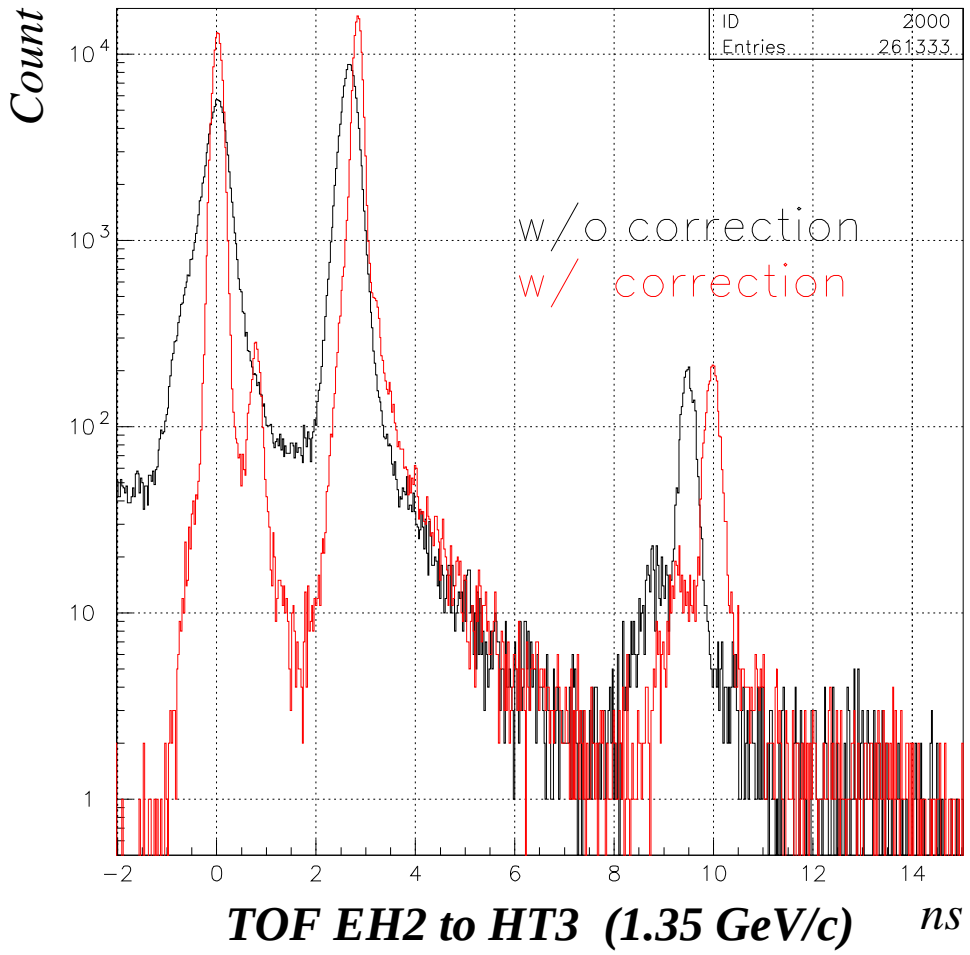

図 6.2: TOF 分布

この pulse height correction の一例として EHOD2 と HTOF3 の 2 つの scintillator を用いた TOF 分布 (詳しくは (6.1.3) 章) が補正によってどう変化するかを図に示した。黒が補正前で、赤が補正後である。比較には基準が必要なので対応する最初の peak の mean を時刻 0 にして重ねて描いた。なぜそうしたのかについては後述。見て分かるように補正後に埋もれていた peak が見えるようになった。これは同じ運動量でも粒子によって置いていくエネルギー (ADC データ) が異なるからである。しかしこのままではこの補正の妥当性は分からない。それらについては (6.1.3) 章で詳しく論じる。

6.1.3 TOF

粒子の速度の測定する装置として TOF Counter がある。TOF とは time of flight の頭文字で、TOF Counter とは高速粒子の飛行時間を次のような方法で測定する装置のことを指す。それは一般には時間応答性の良い Counter(plastic scintillator など) を距離 L だけ離して置いて、粒子がその距離 L を走るのにかかった時間 $t\ (= L/\beta c)$ を測定するような複数の Counter から成る。従って距離が長くなるほど TOF Counter としての分解能は良くなる。ただし今回一番測定したい K^+ は距離 L が長くなるとすぐに崩壊していなくなってしまう[3]ので、TOF Counter としての分解能と K^+ の生存率の兼ね合いから距離 L は決定される。

今回の解析で TOF は全て EHOD2 と HTOF3 の 2 つの scintillator を用いた。理由はこれらが trigger を成す scintillator であり、pulse height correction がし易いからである。先の TOF の図 (6.2) の最初の peak は e^+ を GC で除いているので π^+ によるものがほとんどであると思われる ((4.1) 章より)。運動量から考えて π^+ はほとんど $\beta = 1$ であるので、それを利用して他の peak がどんな質量の粒子による peak なのかを求める。つまり、光速の粒子が飛んで来たとき $\Delta TOF = t - L/c = 0$ になるというように考えると、粒子の質量 $m\ [GeV/c^2]$ はその運動量 $P\ [GeV/c]$ を用いて次の様になる。

$$\Delta TOF = t - \frac{L}{c} = \frac{L}{c}(\frac{c}{v} - 1)\ ,\ \beta = \frac{v}{c} = \frac{P}{\sqrt{m^2 + P^2}}$$
$$\longrightarrow\ m^2 = P^2\Big\{\big(\frac{c}{L}\Delta TOF + 1\big)^2 - 1\Big\} \tag{6.5}$$

この式を用いて beam の運動量ごとに質量を求めてやると図 (6.3) の様になり、その peak は表 (6.2) の様になった。ただしこれらの図の最初の peak は π^+ の質量の位置に直してある。

	$K^+\ [MeV/c^2]$	$P\ [MeV/c^2]$	$d\ [MeV/c^2]$
P = 1.05 $[GeV/c]$	496.06	952.23	2131.22
P = 1.20 $[GeV/c]$	483.97	942.52	2000.17
P = 1.35 $[GeV/c]$	486.90	939.16	1946.20
文献値	493.78	938.26	1875.50

表 6.2: 粒子の質量の測定値と文献値

この結果から飛来した粒子の判定が出来た。K^+ が若干軽めになっているのは思ったより μ^+ が多く混ざっているか、π^+ の peak に引きずられている為だと思われる。しかし μ^+ は π^+ とあまり質量が変わらないのにそれが peak の mean をずらすほど混じっているとは思えないから前者ではないだろう。一方後者だとするとそれはつまり π^+ の peak の上に K^+ の peak が乗っかっているということである。もしそうだとすると、TOF 分布からだけで Particle-ID を作ると多くの π^+ に K^+ という誤った ID を与えることになる。この事については後の考察で明らかになる。

[3] (4.1) 章の K^+ の崩壊や寿命より

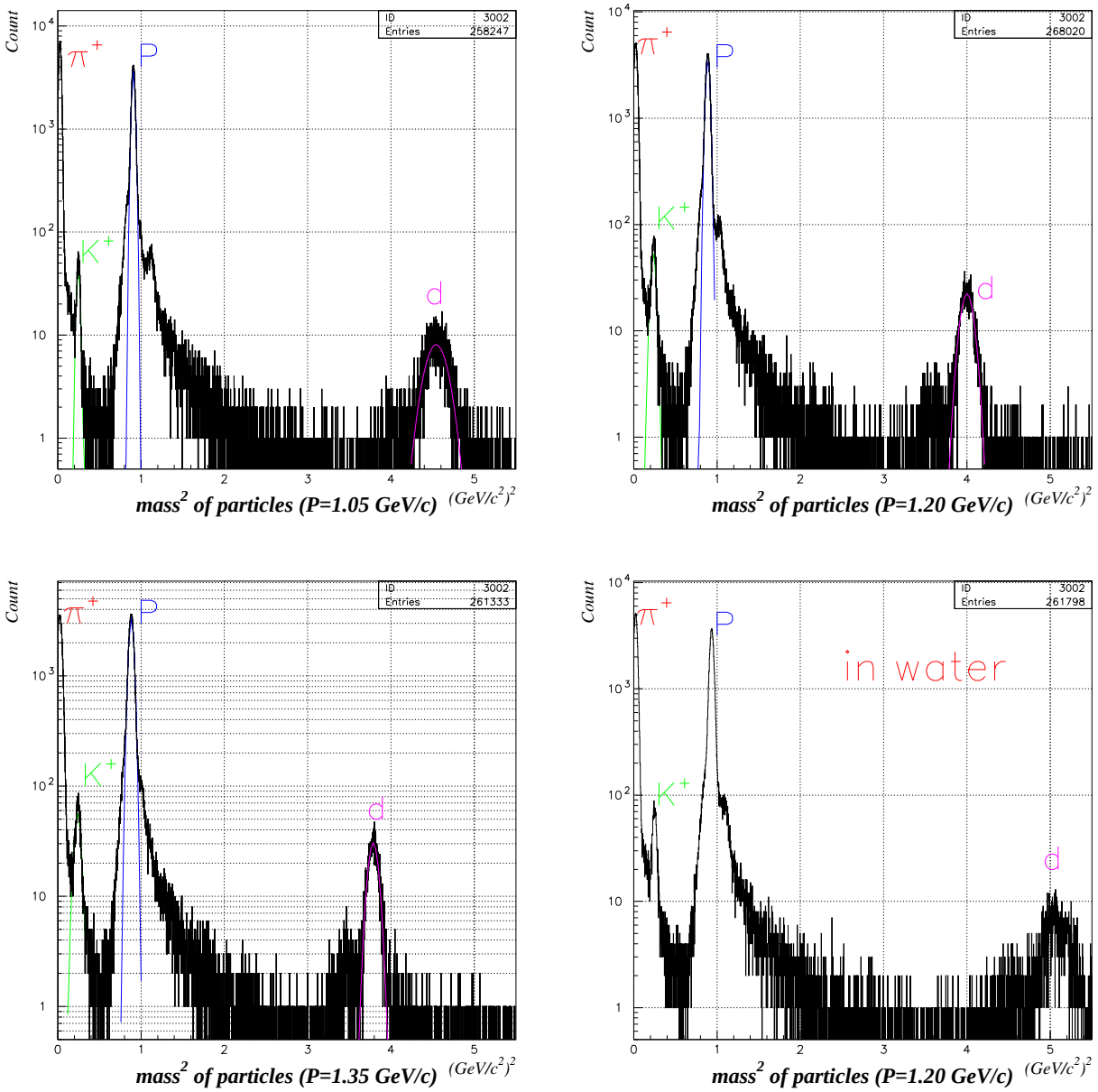

図 6.3: TOF 分布から求めた $mass^2$ 分布

右下のグラフは WC に純水を入れた時の TOF。右上の同じ運動量のグラフと比べると、断面積が大きくあまり速くない重陽子などは大きく遅れる事が見てとれる。従って TOF 分布はその間に入っている Counter の数や設定によってその分布は変化してしまうので注意が必要。実際 Jlab の実験では WC が TOF Counter の後ろに来ている。従って飛来した粒子の判定にはなるべく運動量の大きく、粒子の進路が clear な set up を使ってやるのがよいだろう。

6.2 npe

AC の検出光子数：npe を求める上で解析の共通の条件は以下である。

- e^+ を分離するため、GC が光った event を除く。(補足：event 数が少ないので統計にはほとんど関係ない。)
- 上流と下流にあるクロスした EHOD が 4 つ共光った events。
- correction した EHOD2 と HTOF3 での TOF で作った大まかな particle-ID からそれぞれの分布を見る。
- e^+ による npe は GC が光った event から求める。統計が無くなるので 4 つの EHOD を要求しない。

6.2.1 momentum of particles

粒子の運動量の変化に対して npe がどう変化するかを測定した。なお Jlab の実験では 1.05 ~ 1.35 $[GeV/c]$ を予定している為、この set up では 0.75 $[GeV/c]$ と 0.50 $[GeV/c]$ はデータをとっていなかった。またおまけとして-1.20 $[GeV/c]$ のデータもとった。

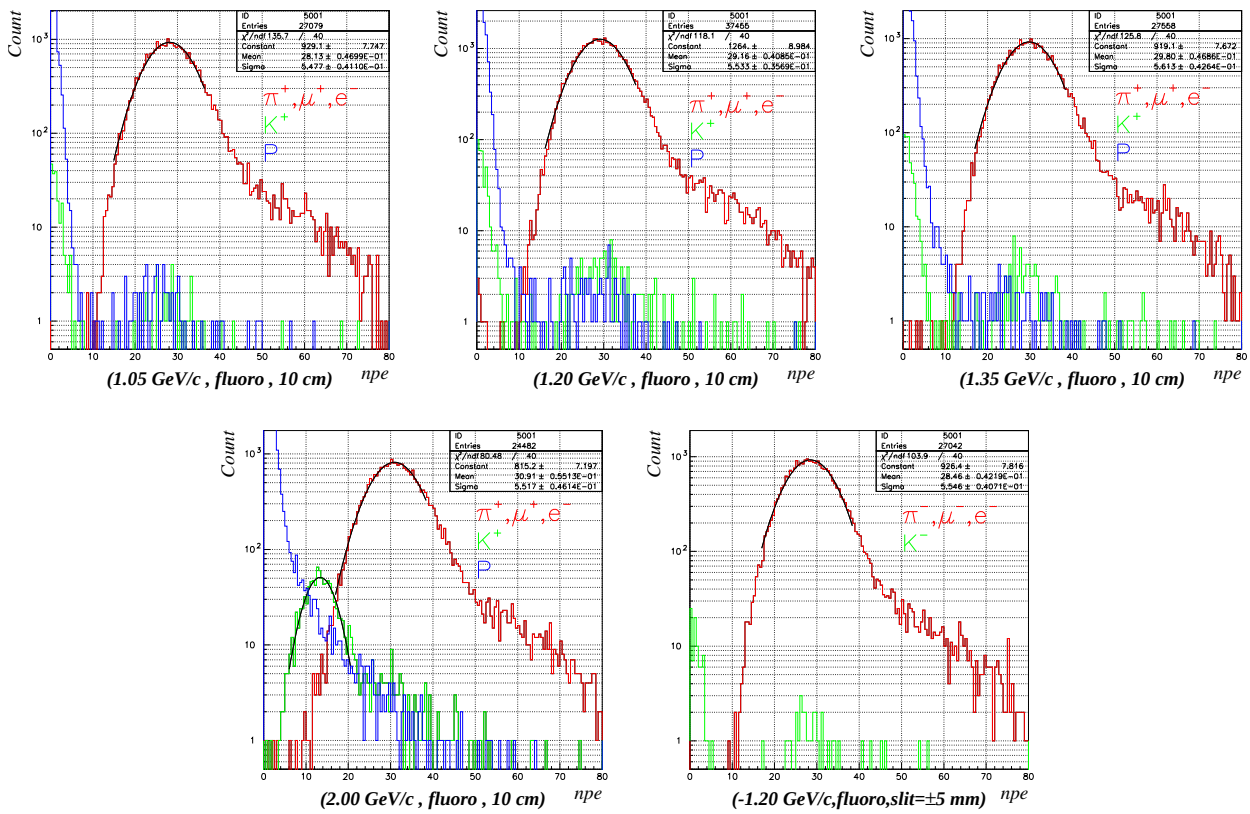

図 6.4: 粒子の運動量ごとの npe の変化

図 (4.3) から K^+ も運動量が 2.00 $[GeV/c]$ あれば Cherenkov radiation を起こすはずである。そこで図 (6.4) の右下のグラフを見てみると確かに Cherenkov radiation を起こし、peak を作っている事が見て取れる。また、磁場を逆転させると P や d 等の正の電荷を持つ粒子が来なくなるはずで、右下のグラフを見ると確かにそうなっているのが分かる。ここでむしろ興味深いのは P が来た時の npe の変化である。本来この程度の運動量の P が aerogel で Cherenkov radiation を起こすはずがないのに npe は増加傾向にある。この点については (6.3) 章で論じる。

fluoro,10 cm	1.05 $[GeV/c]$	1.20 $[GeV/c]$	1.35 $[GeV/c]$	2.00 $[GeV/c]$
e^+	33.30	33.11	34.45	31.83
π^+, μ^+, e^-	28.14	29.16	29.80	30.91
K^+	-	-	-	13.39

表 6.3: 運動量に対する各粒子の npe peak の mean の変化

飛来する μ^+ はそのほとんどが π^+ の崩壊によって生成されたものであると予想される (詳しくは 4.1 章) ので、π^+ の寿命 τ と最後の Magnet からの距離 L を用いて相対論的に

$$\begin{aligned} N(\pi^+) &= N_0(\pi^+)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \\ t &= \frac{L}{\beta c}\sqrt{1-\beta^2} \end{aligned}$$

となるので、$npe(\pi^+ + \mu^+)$ 曲線は 2 つの $npe(\mu^+)$ 曲線と $npe(\pi^+)$ 曲線から

$$npe(\pi^+ + \mu^+) = \left\{ npe(\mu^+) \times \left(1 - \exp(-t/\tau)\right)\right\} + \left\{ npe(\pi^+) \times \exp(-t/\tau)\right\} \tag{6.6}$$

と表される。これに π^+ の寿命 $\tau = 26.03[ns]$ と $L = 3\ [m]$ を代入して π^+, μ^+, e^- のデータを fit すると次の様になった。

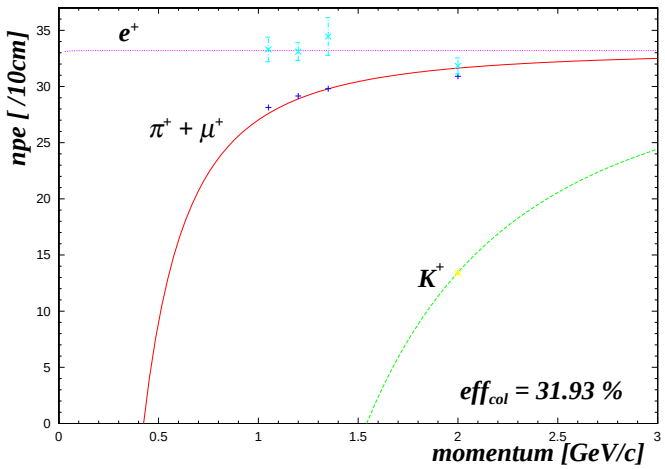

図 6.5: npe 曲線による fit の結果とその時の eff_{col}

今、fit parameter は eff_{col} だけで残りの $npe(e^+)$ 曲線と $npe(K^+)$ 曲線もその fit 値を用いて描いている。それぞれのデータ点の乗り方からいって、かなり信頼のおける検出効率 eff_{col} が求まったと言えるだろう。

6.2.2 thickness of aerogel

aerogel の厚さの変え方は、aerogel を PMT から遠い方から順番に抜いていき、そこに生まれた隙間は中蓋で詰めた。従って aerogel の厚さが増せば発生光子数は増えるが PMT までの距離が遠くなるのでライトガイド (ここでは aerogel や空気) による減衰の影響が大きくなり、また反射の回数も増えるのでその増加率は小さくなっていくはずである。

fluoro	10 cm	8 cm	6 cm	4 cm	2 cm
1.05 $[GeV/c]$	29.30	27.41	23.61	16.97	10.47
1.20 $[GeV/c]$	30.51	28.54	24.36	17.56	10.67
1.35 $[GeV/c]$	31.35	29.18	25.06	17.98	10.98
acryl	10 cm	8 cm	6 cm	4 cm	2 cm
1.05 $[GeV/c]$	22.09	20.39	17.73	14.21	9.29
1.20 $[GeV/c]$	22.81	21.10	18.36	14.58	9.54
1.35 $[GeV/c]$	23.51	21.62	18.71	14.95	9.51

表 6.4: aerogel の厚さごとの π^+, μ^+ の npe peak の変化

今、距離 x にある厚さ dx の radiator(実は壁材の acryl も radiator であったが、ここでは aerogel だけを考える) で N_0 個の光子を発生したとして、それが距離の関数で確率的に減衰し、また back ground などの補正項 N_b があると考える。その上で radiator の厚さが L である時に PMT に到達する全光子数 N は、

$$\begin{aligned} N &= \int_0^L N_0 \exp(-\frac{x}{l}) + N_b \\ &= \alpha\Big\{1 - \exp\Big(-\frac{L}{\beta}\Big)\Big\} + \gamma \end{aligned} \tag{6.7}$$

であるとする。ここで l は減衰に関する定数で、α、β、γ は fit parameter である。これを用いて表 (6.4) の値を運動量ごとに fit してやると次の様になる。

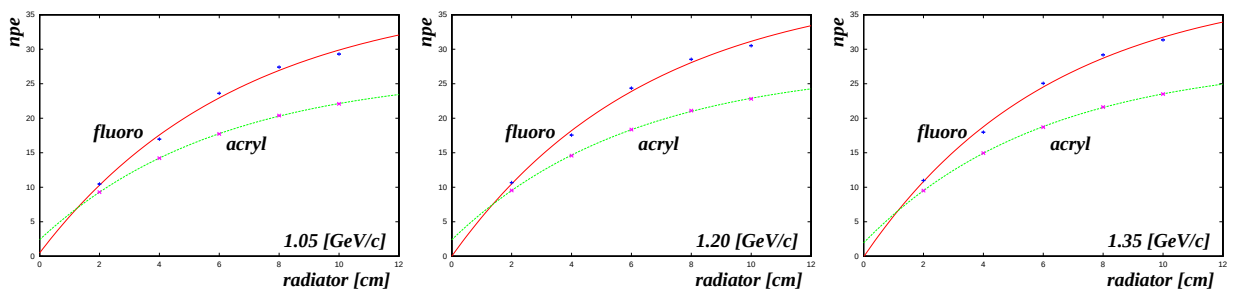

図 6.6: aerogel の増加に対する npe の増加率の減衰の様子

これを見ると、どうやら厚さが 4 [cm] の時には中蓋が傾くなどの何かしらのトラブルが起きていた様である。またどの場合も back ground は反射材が fluoro の場合より acryl の場合の方が大きいという結果である。これは (6.3) 章の結果に矛盾しない。また表 (6.4) から集光効率に対する反射材の影響がかなり大きいことも分かる。

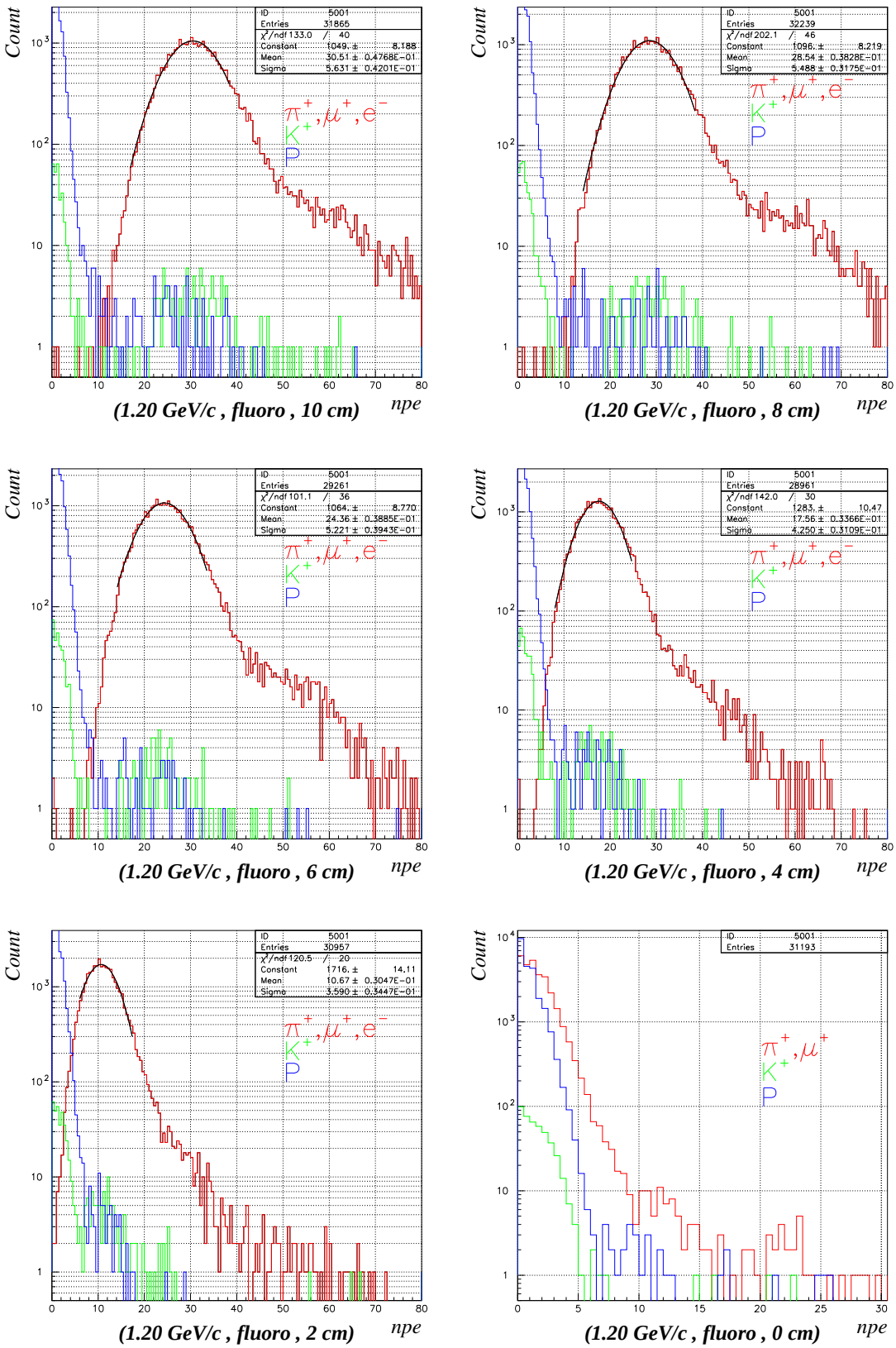

図 6.7: aerogel の厚さごとの npe の変化 (fluoro)

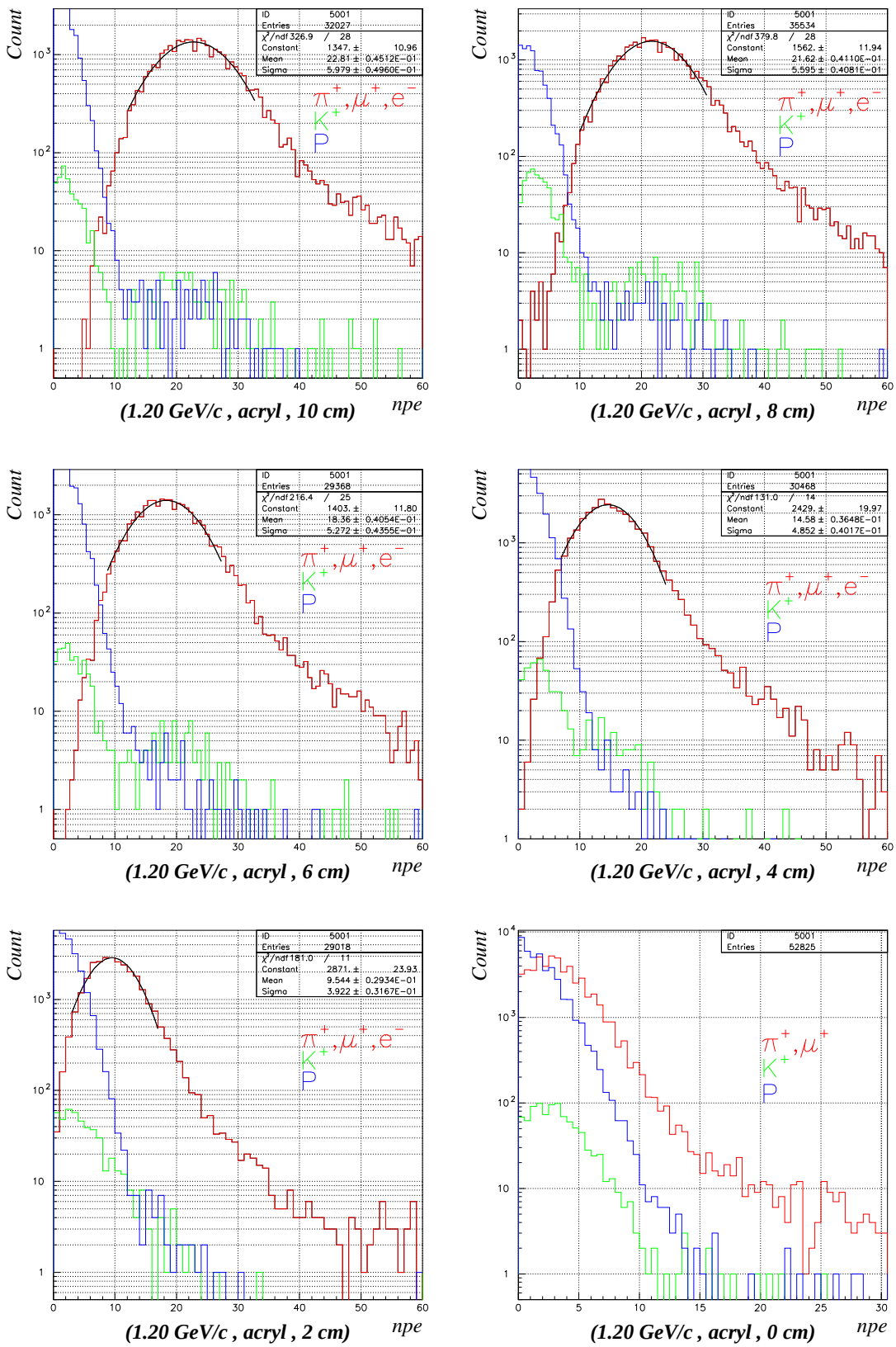

図 6.8: aerogel の厚さごとの npe の変化 (acryl)

6.2.3 incident position

AC を beam line に対して平行にずらして設置した。置き方は次の通り (単位は全て [mm])。

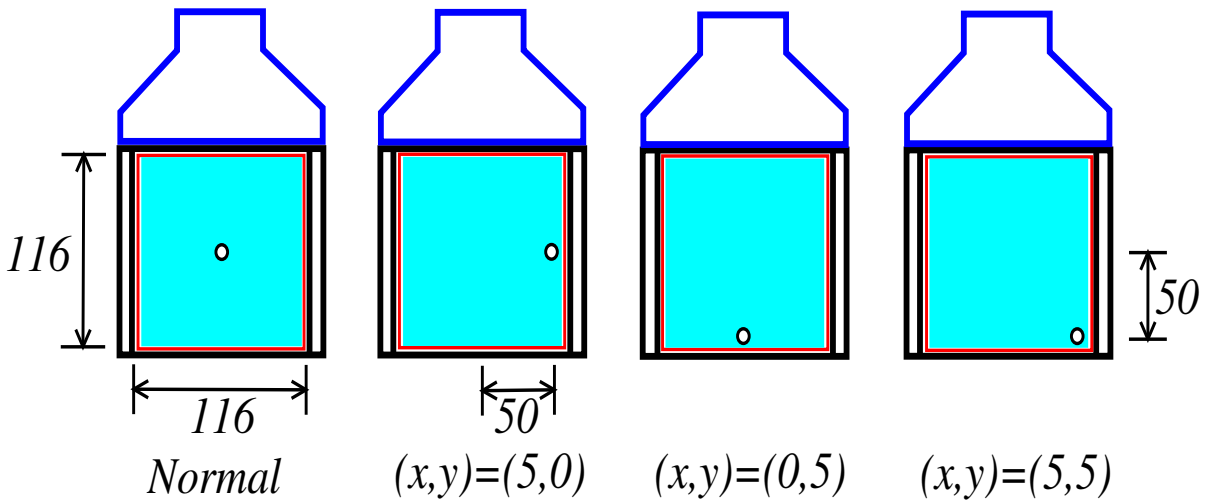

図 6.9: incident position (x, y) :(真正面から見た図)

各々の時の π^+, μ^+ の peak を fit した結果を以下の表 (6.5) にまとめた。基本的には incident position が PMT から離れる程 peak の mean は小さくなるだろうが、Cherenkov 光には方向依存性もあるので必ずしもそうなるとは限らない。従ってこの結果がどれだけ妥当なものになっているかは分からない。その妥当性については Simulation(Appendix C) のところで議論する。

fluoro	(x,y)=(0,0)	(x,y)=(5,0)	(x,y)=(0,5)	(x,y)=(5,5)
1.35 $[GeV/c]$	31.35	28.40	29.79	28.92
1.20 $[GeV/c]$	30.51	27.69	29.24	28.03
1.05 $[GeV/c]$	29.30	26.67	28.09	26.51
0.75 $[GeV/c]$	-	21.58	22.86	21.90
0.50 $[GeV/c]$	-	8.23	8.78	8.74

表 6.5: incident position 毎の π^+, μ^+ の npe の mean の変化

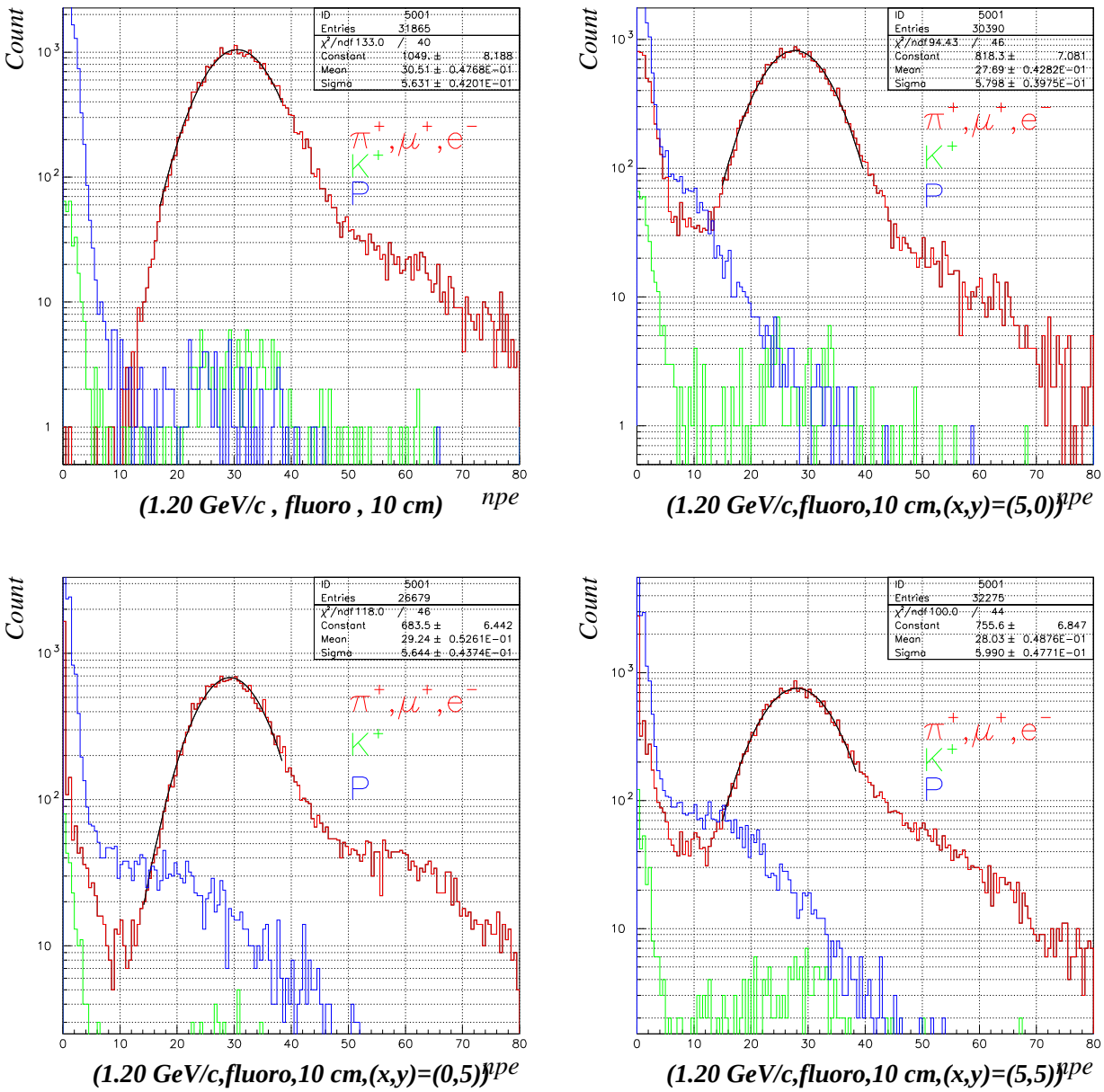

図 6.10: incident position 毎の npe の変化

π^+ の npe の変化をみると、npe が 10 個以下の π^+ は aerogel に当たらなかったか、もしくは掠った程度であった π^+ だったろうから、beam はと考えていた場所から垂直方向より水平方向に広がっていた様である。また π^+ のみならず P の npe の変化にも注目すべき点がある。incident position が端に寄る程 P の npe が増える傾向が見てとれる。1.2 $[GeV/c]$ の P が aerogel や空気で Cherenkov radiation を起こすことは無いはずなので、どうやらこれは壁が radiator になっている事を示している様であるが、壁材の acryl と反射材の fluoro のどちらの寄与が大きいのかはこれでは分からない。

6.2.4 incident angle

AC を beam line に対して傾けて設置した。置き方は次の通り。

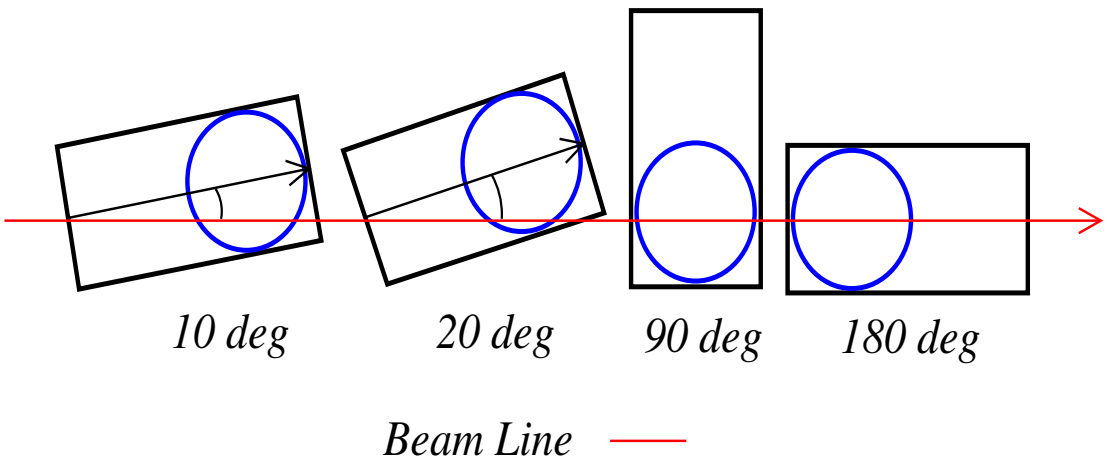

図 6.11: incident angle *deg* :(真上から見た図)

各々の時の π^+, μ^+ の peak を fit した結果を以下の表 (6.6) にまとめた。90 *deg* については意図した置き方とは違ってしまっていて、分かる事は beam が広がっている様であると言うことぐらいであまり意味の無いものになってしまった。fit しようが無いので表 (6.6) には載せていない。

fluoro	0 deg	10 deg	20 deg	180 deg
1.35 $[GeV/c]$	29.94	29.77	32.76	22.52
1.20 $[GeV/c]$	29.08	29.00	31.36	21.93
1.05 $[GeV/c]$	28.52	27.90	30.34	20.93
0.75 $[GeV/c]$	22.47	22.89	-	-
0.50 $[GeV/c]$	7.05	8.96	-	-

表 6.6: incident angle 毎の π^+, μ^+ の npe の mean の変化

図 (6.12) を見てみると、角度が増すに連れて若干 peak が拡がっているぐらいであまり大きな npe の変化は見られない。若干角度が増すに連れて npe が増加傾向にはある様である。それは aerogel の厚さが増すからであろうが、Cherenkov 光には方向依存性があるから必ずしもそうなるとは言い切れない。少し意外だったのが 180 deg で、もっと npe の mean が小さいかと考えていた。180 deg については simulation を行ったので、そこでこの結果についての妥当性は議論する。

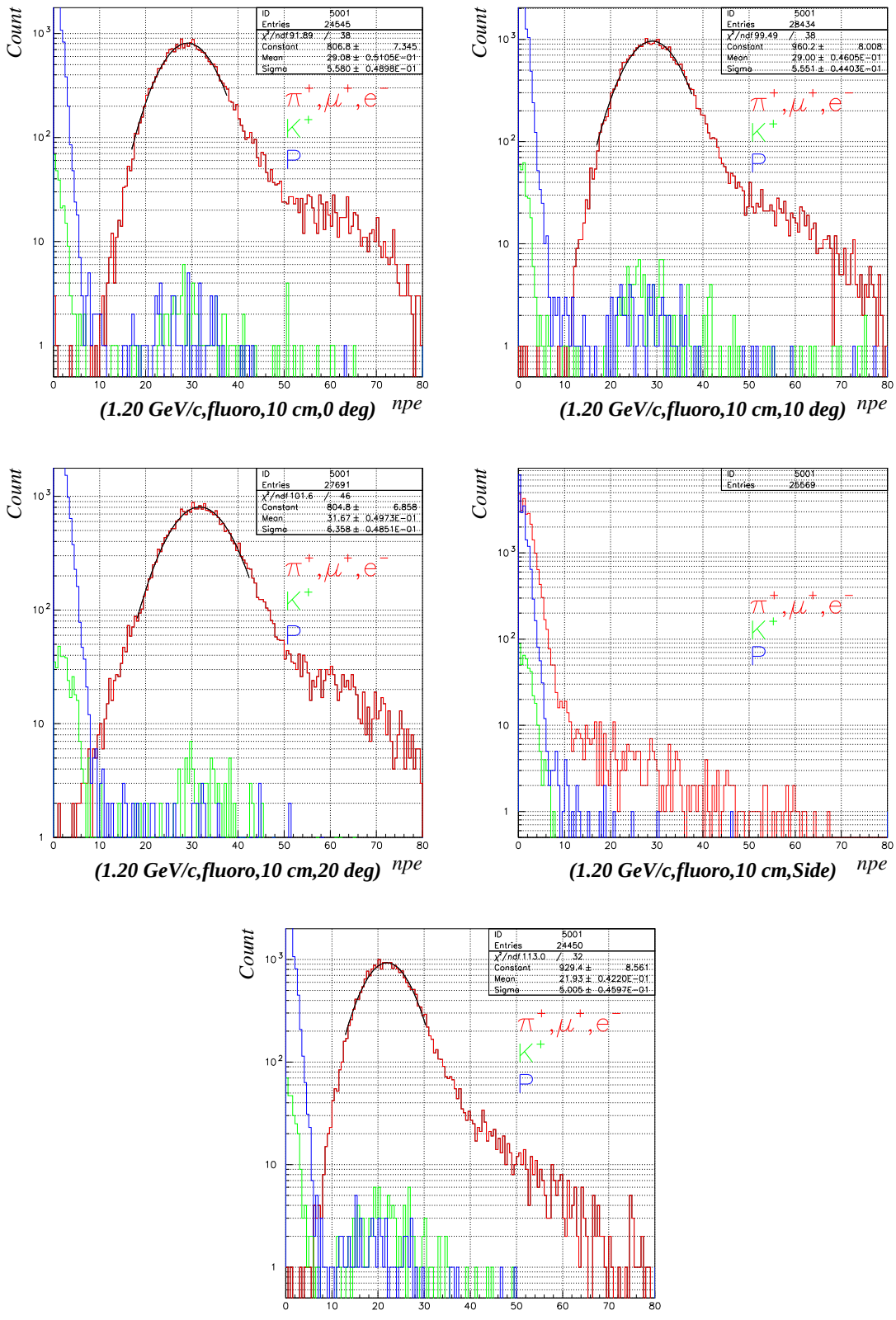

図 6.12: incident angle 毎の npe の変化

6.3 empty radiator

検出される Cherenkov 光子数 (npe) は決して多くない。AC の設計によっては 10 個以下である事の方が普通である。従ってどっからかの光子が 1 個混じるだけでも結果に大きな影響を与えてしまう。今回作成した AC も最大で 30 個ちょっとであったし、混じった光子は 1 個どころではないようである。(ただし光り洩れのレベルではない。) そこで aerogel で発生した Cherenkov 光子以外の光子や PMT、ケーブル等のノイズなどを含めて back ground と呼ぶことにする。

back ground となり得るアクシデントとして、まず粒子が PMT の光電面のところにあるガラス窓に当たって Cherenkov 光を出す事が考えられる。しかしこの場合はまず Gate が開かないのでデータにならないと思われる。次に考えられるものとして PMT の dark current の発生が考えられる。これが Gate が開いている間に起きる数が多いと、back ground になり、それは onephoton 程度の npe データとなるので、npe に大きな影響 (5 ~ 20 %) を与える。それを確かめるために PMT を遮光した。また (6.2.3 章より) 壁材として使っている acryl が radiator となって光を発生しているようなので、それが本当かどうか確かめるために beam に対する置き方を、また壁材と反射材のどちらの寄与が大きいのかを確かめるために反射材を変えてみた。

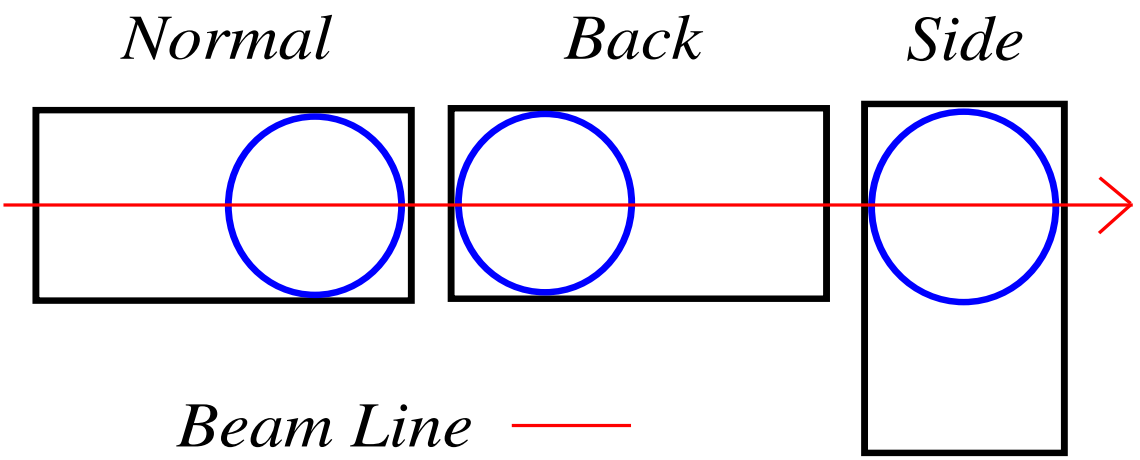

図 6.13: 空ターゲットの beam に対する置き方 (真上から見た図)

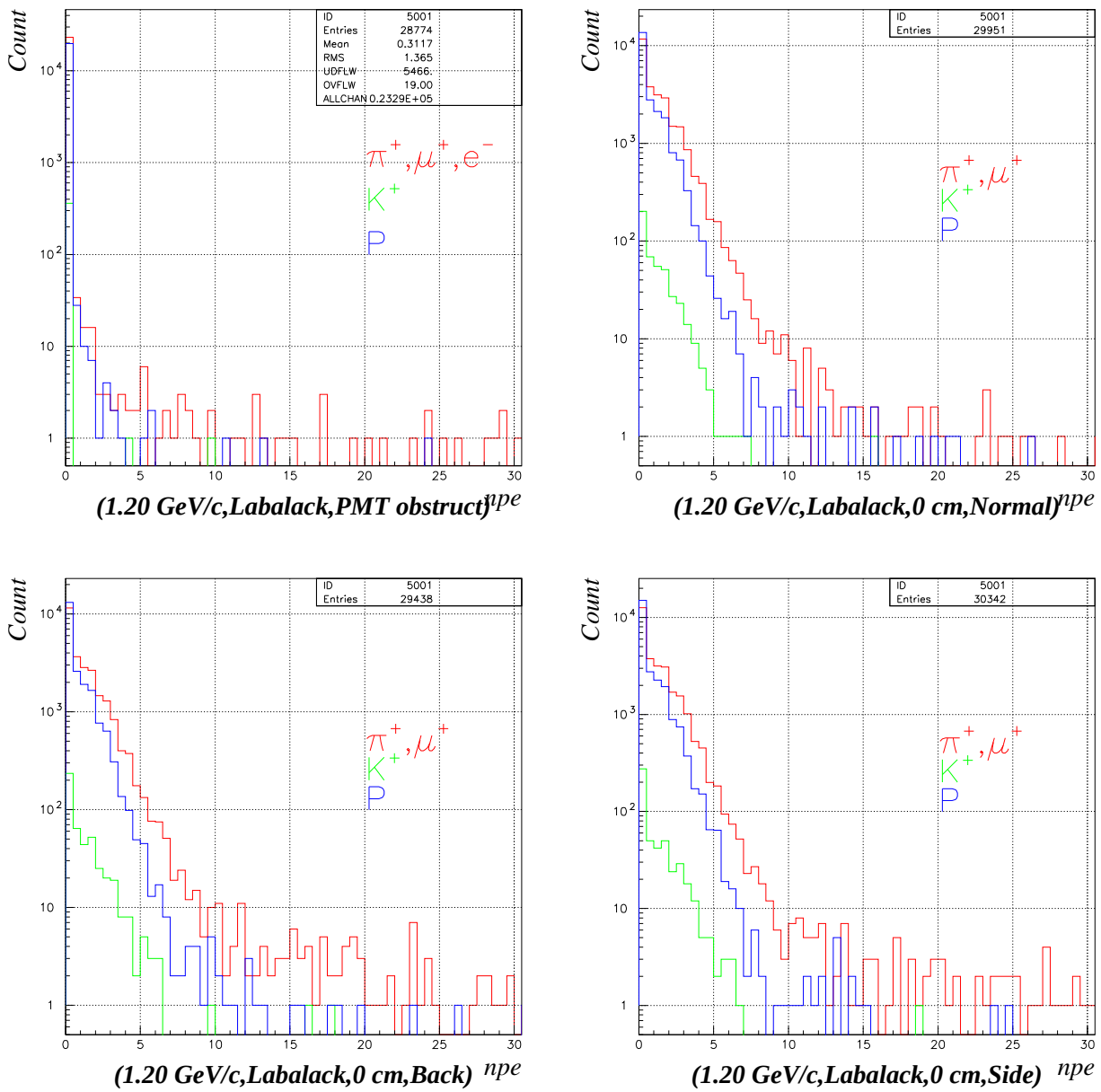

図 6.14: 設置方向の違いと back ground の npe

beam に対する置き方を変えることで、もし壁材が radiator となって光を発生しているなら PMT が壁に近いほうが back ground の npe が大きくなると期待される。しかしながら図 (6.14) を見ると、言われればその様な気がしないでもないというような結果であり、期待したような結果ではなかった。まあ slit の幅が $\pm 50[mm]$ も開いていればそんなものかもしれない。他の反射材の同様の測定と比較すればもう少し何か分かったかもしれなかったが、残念なことにそのデータはひどく乱れていて失敗に終わっていた。

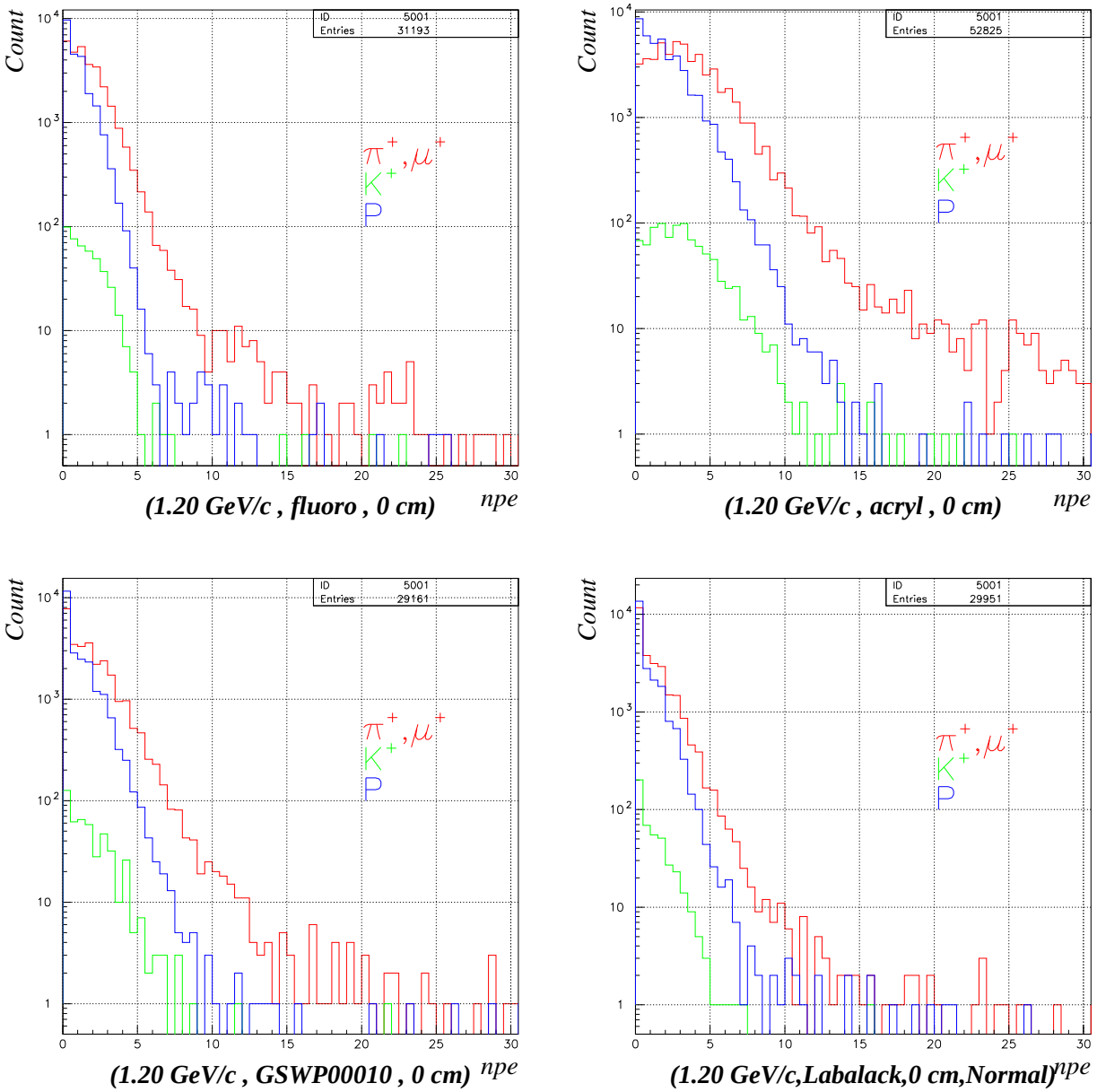

図 6.15: 反射材の違いと back ground の npe

明らかに壁材を兼ねている acryl の時の光量が多い。これはこの時だけの事でなく、図 (6.8) や (6.10) でもそれは見ることが出来る。このことから今回使った壁材に使った acryl は光を出すという結論に至った。従って図 (6.15) の各グラフは、acryl から発生した光をその上に張ってある他の反射材が遮っていると解釈される。ならば反射材として優秀な fluoro を二重もしくは三重にしたらは減るのだろうか?それについては T530 実験では行えなかったので後日、宇宙線を用いて測定した。その結果については Appendix C 参照。

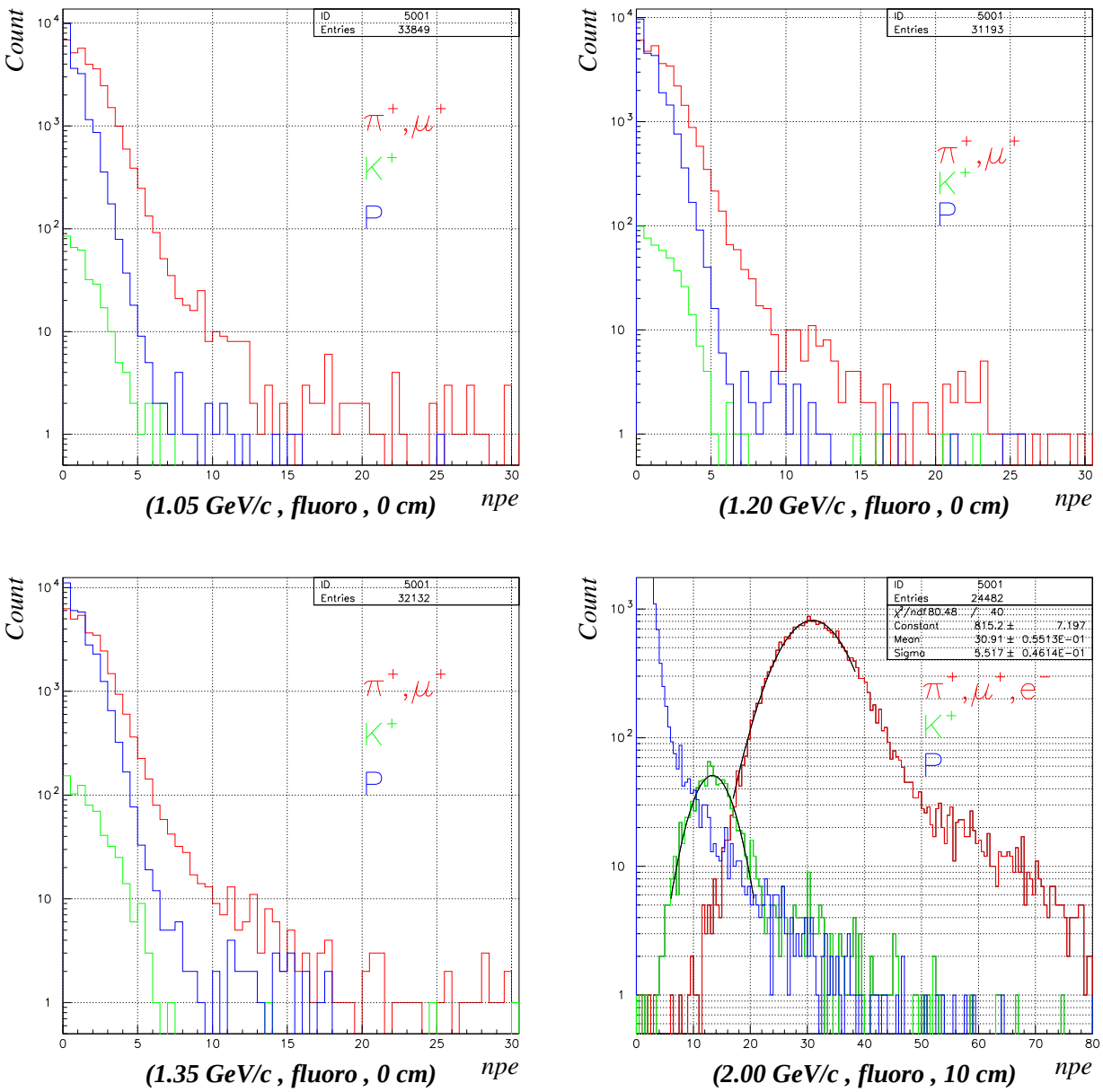

図 6.16: 運動量の違いと back ground の npe

最初の 3 つのグラフからだけでは少し分かり難いが、先の図 (6.4) でも少し述べた様に粒子の運動量が大きくなると P の npe が増加傾向にあることがここでも分かる。比較し難いがもう一度 2.00 $[GeV/c]$ のデータを載せておく。npe が 10 個の辺りを比較してみてもらえると分かり易いかと思う。これが仮に Scintillation 光ならば最小電離を起こす運動量より大きい運動量ではこれほどの増加にはならないと思われる。一方 acryl の屈折率は n=1.5 前後あるだろうから、Cherenkov 光だとすれは 1.05 ~ 1.35 $[GeV/c]$ の P の npe より 2.00 $[GeV/c]$ のその npe の方がだいたい 2 倍程多くなるはずで特にデータに矛盾しない。勿論この光の全てが Cherenkov 光というわけではないだろうが、その占める割合は高いと思われる。

第7章　Study

7.1　粒子の分離と double particle problem

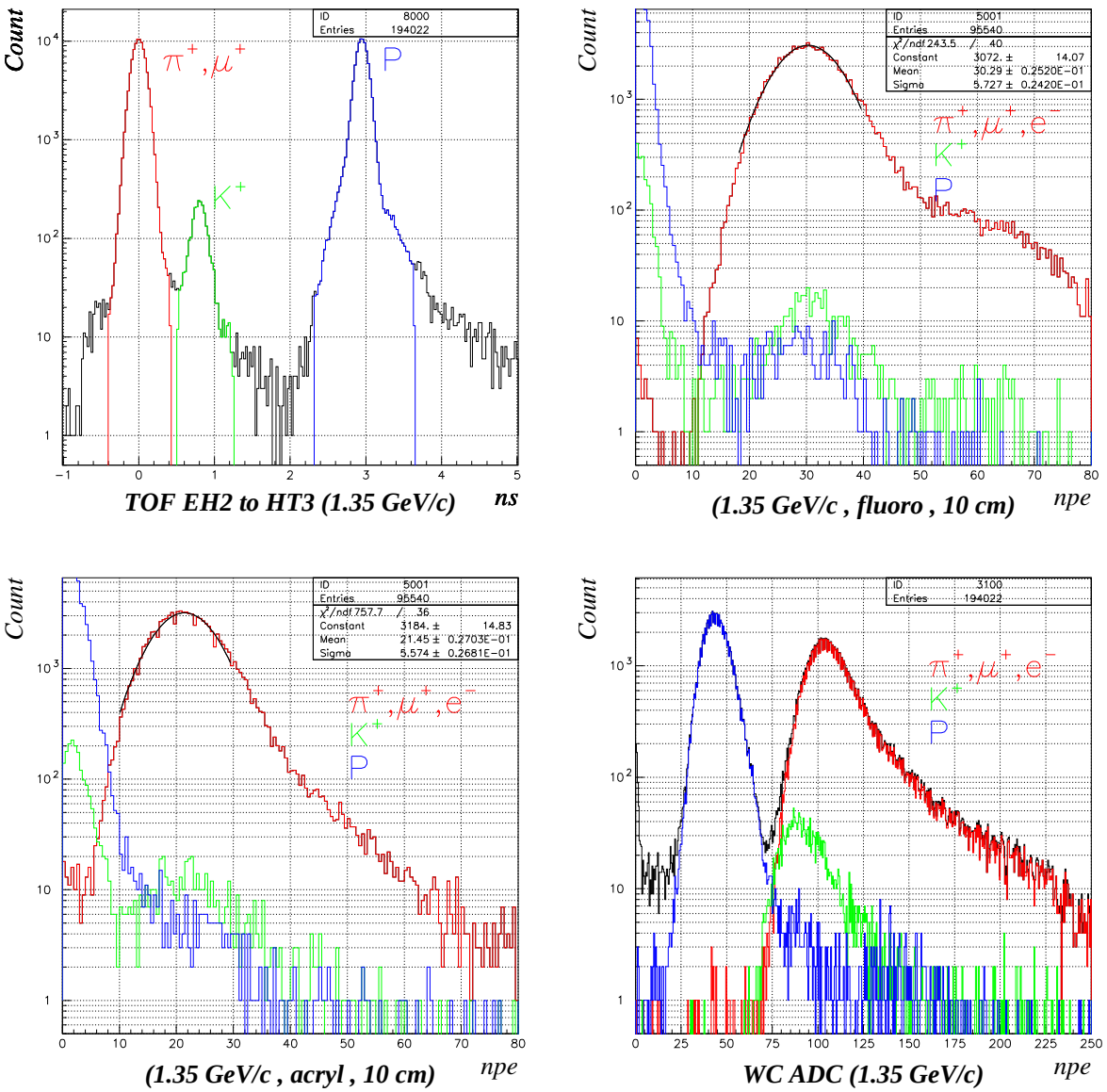

図 7.1: TOF による P-ID(左上) と各 Cherenkov Counter の npe

一時間 run ♯249 を中心に解析を進めていく。今 (6.1.3) 章から TOF 分布の粒子は判明しているので左上の様に仮の Particle-ID を作って各 Cherenkov Counter を見てみると、AC で K^+ が光っている様に見える。

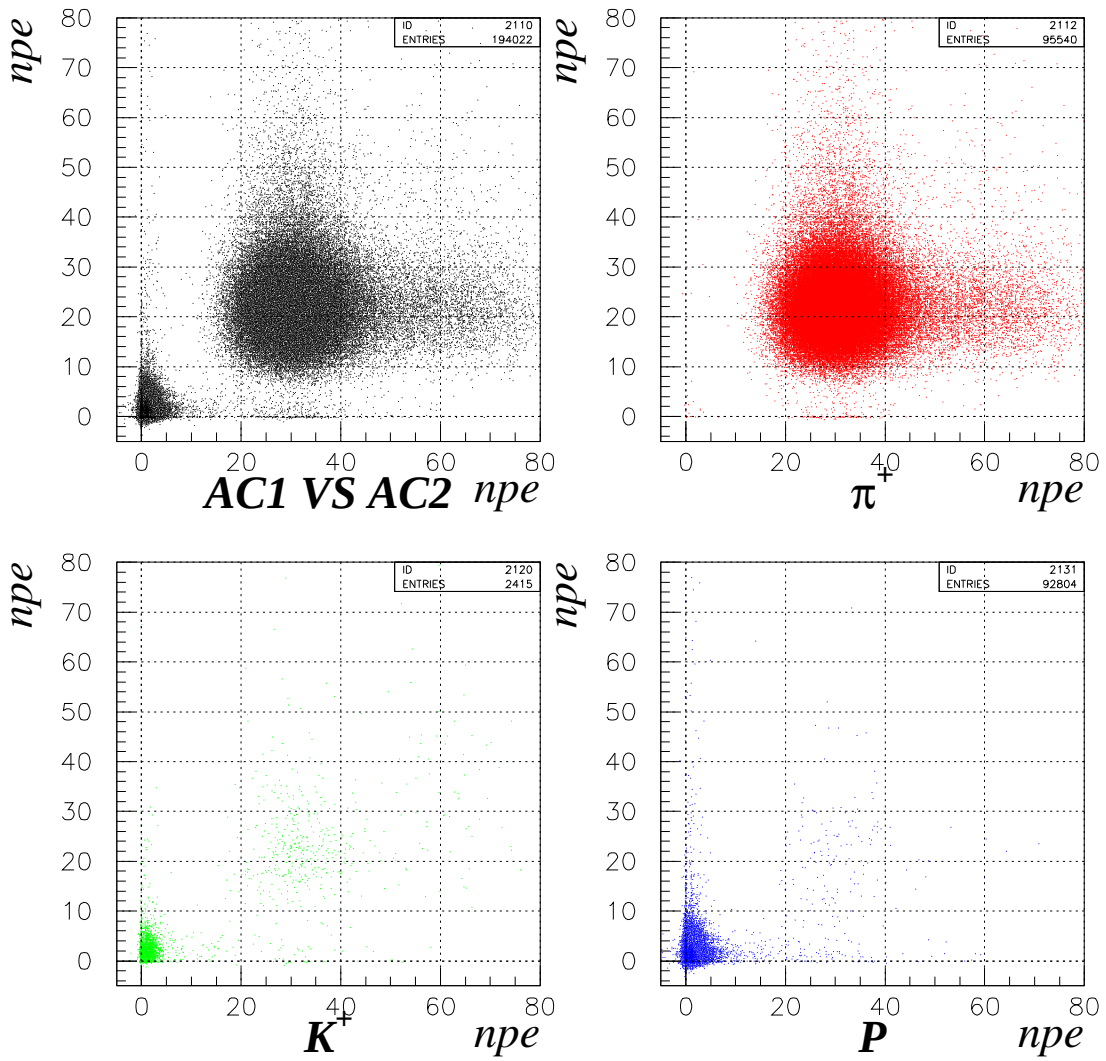

図 7.2: AC1 と AC2 の粒子ごとの相関図 (1.35 $[GeV/c]$)

それはおかしいと思い、AC1 と AC2 の相関図を粒子毎に描いてみた。右上の π^+ のグラフを見ると π^+ が AC を通過すれば確実に光る事が分かる。そこで左下の K^+ のグラフを見ると、TOF から K^+ と名付けたものの中にかなりの π^+ が混じっていると思われる。また π^+ の一部に AC1 で光って AC2 でほとんど光っていないものがあるが、これは AC1 と HTOF3 を通過し AC2 を通過しない経路で π^+ が通過し、Gate が閉じるまでに K^+ や P が EHOD3,4 を叩けばよいと思われる (double particle problem)。この事については後に議論する。

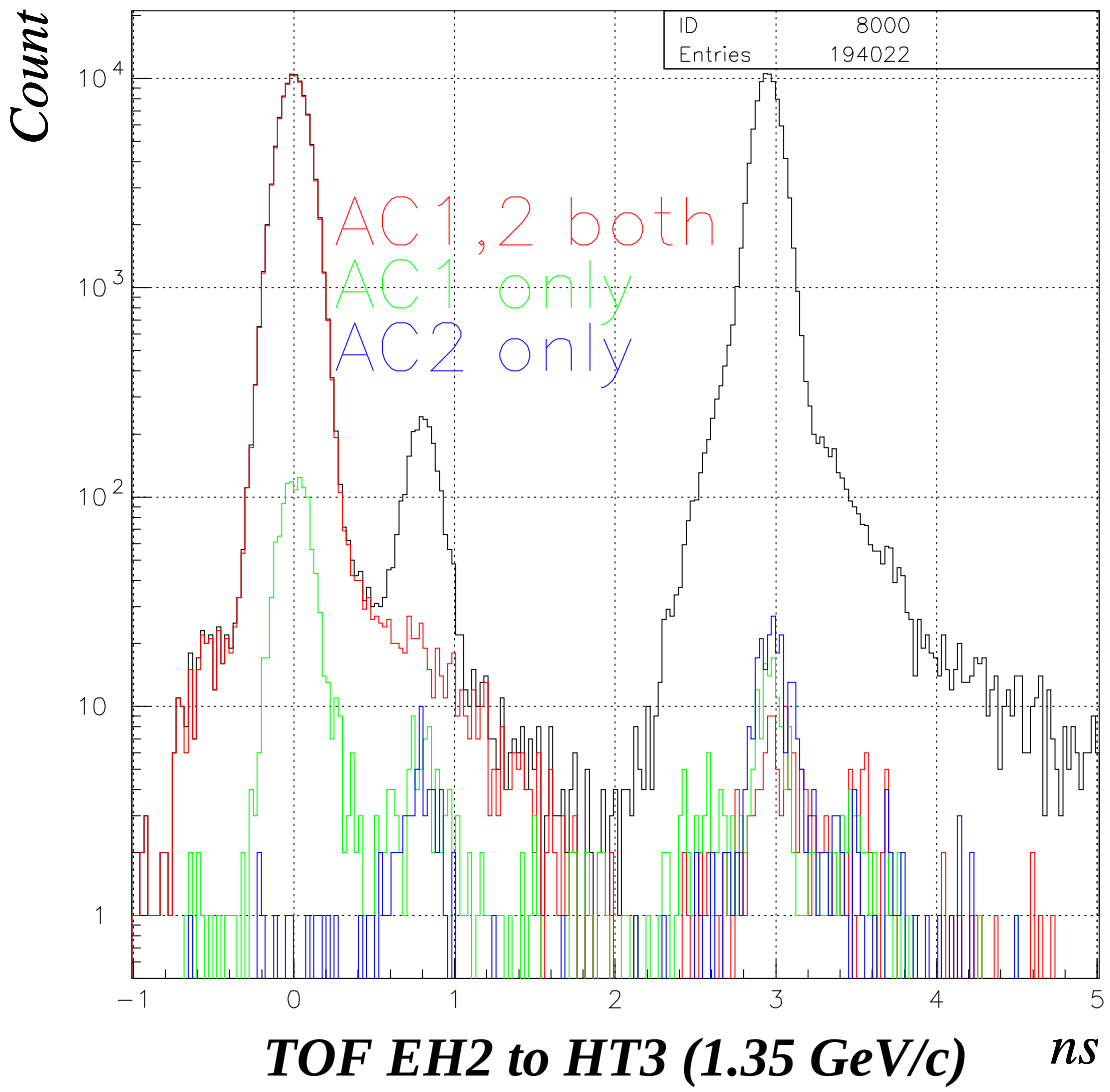

図 7.3: 各 AC の npe10 個を threshold とした時の TOF 分布

π^+ が AC を通過すれば 100 %光るという事からまず π^+ を分離したい。ここで赤色は AC1、AC2 共に 10 個以上だった events。緑色は AC1 が 10 個以上 AC2 で 10 個以下。青色は AC1 が 10 個以下 AC2 で 10 個以上の events。npe10 個というのは図 (7.1) と図 (6.15) から反射材が fluoro の場合、back ground でそれ以上である events がほとんど無く、ここを npe の threshold にした。ただ AC2 は反射材が acryl なので npe10 個の部分で π^+events と back ground が overlap している。この図を見ると K^+ に π^+ が混じっていると見て間違いなさそうである。確かめる為に TOF を横軸、各 ADC を縦軸にして相関図を作った。

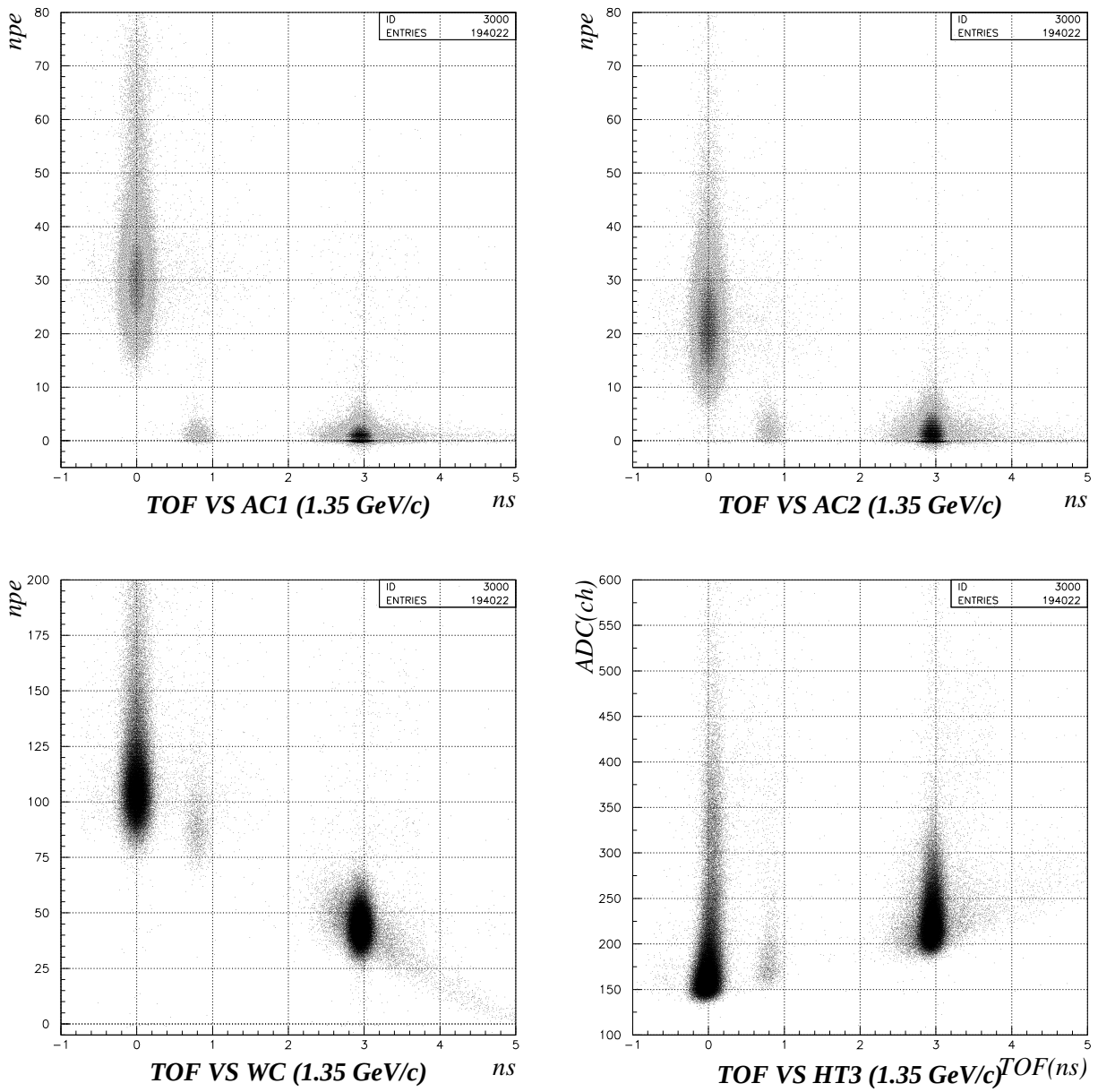

図 7.4: TOF VS 各 detector の ADC の scatter plot

これを見ると TOF だけでは完全には出来なかった π^+/K^+ 分離が AC1 では出来ているが、反射率の悪い AC2 では分離しきれていない。従って π^+/K^+ 分離能力は集光効率に大きく影響される事が分かる。当然のことながら集光効率は良いにこしたことは無い。また WC で K^+/P 分離が出来ている事や、既に予想はされていたが Scintillator の ADC ではまったく分離が出来ないことも分かる。また他に分かることとしては話が本題からずれてしまうが TOF で P の tale がやけに広がっていたのがあったが、それは WC で光量が少なくなって HTOF3 で多くなって TOF で遅いのだから、何かしらの原因で遅くなったか、もともと遅かった P によるものであると考えられる。

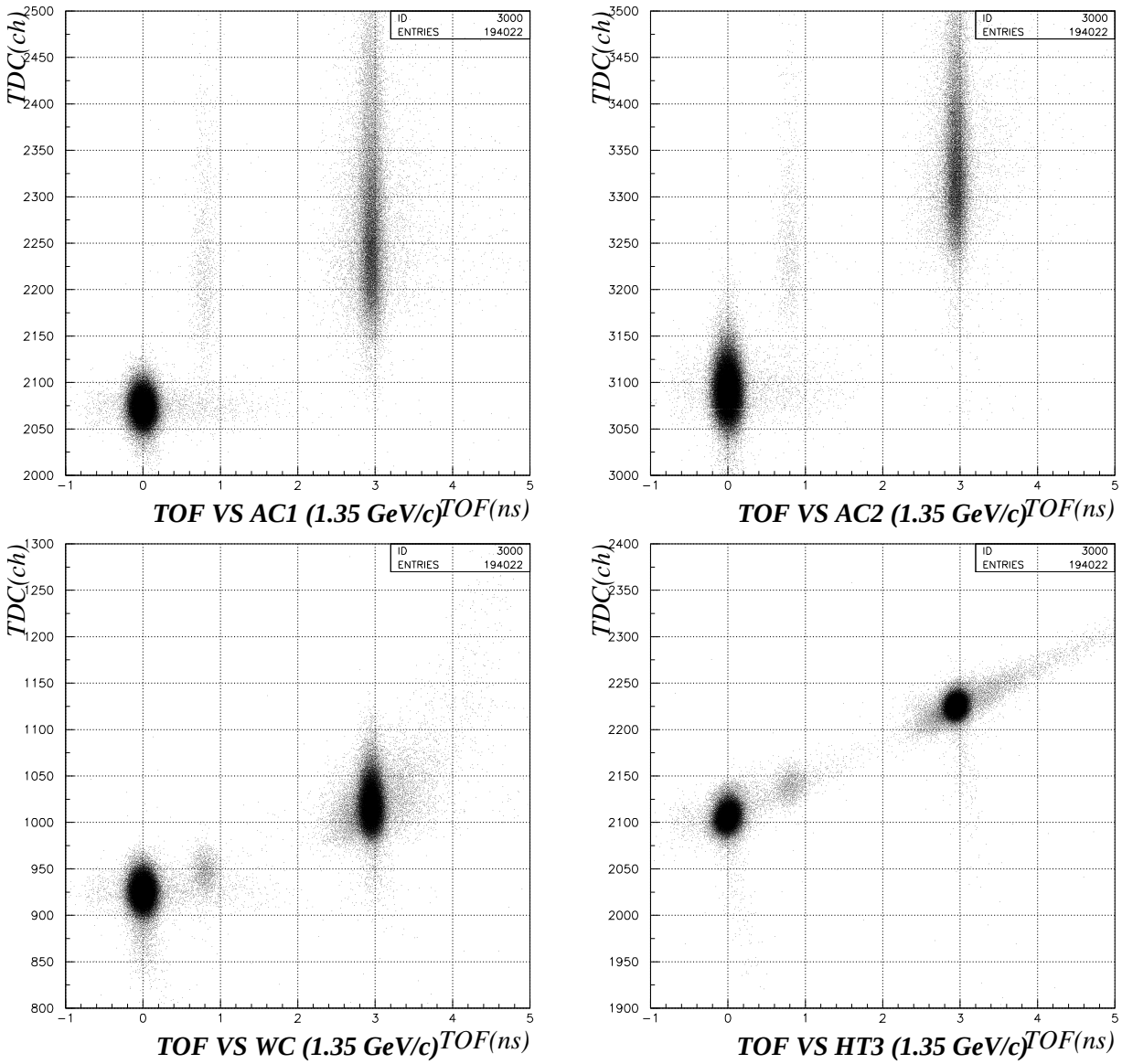

図 7.5: TOF VS 各 detector の TDC の scatter plot

TOF と各 TDC の相関も見ておく事にする。ここで AC の TDC が π^+ の events に比べて K^+ や P が大きく広がっているのは、K^+ や P で aerogel が光るのではなく back ground による TDC であるからだろう。あと少し気になるのが AC での π^+ の分布である。AC や WC は Scintillator 程でないが基本的には時間応答性は高い Counter である。にも関わらず TOF では遅れたか少し遅い π^+ と主張し、AC や WC では普通の π^+ の timing だと主張する π^+ がいる、という TDC 分布をしている。原因は不明。思い当たるのは補正の段階での問題か、π^+ 2 つによる double particle events ぐらいか?後者ならばそのときの Scintillator の ADC が π^+ 2 つ分程度になっていると思われる。

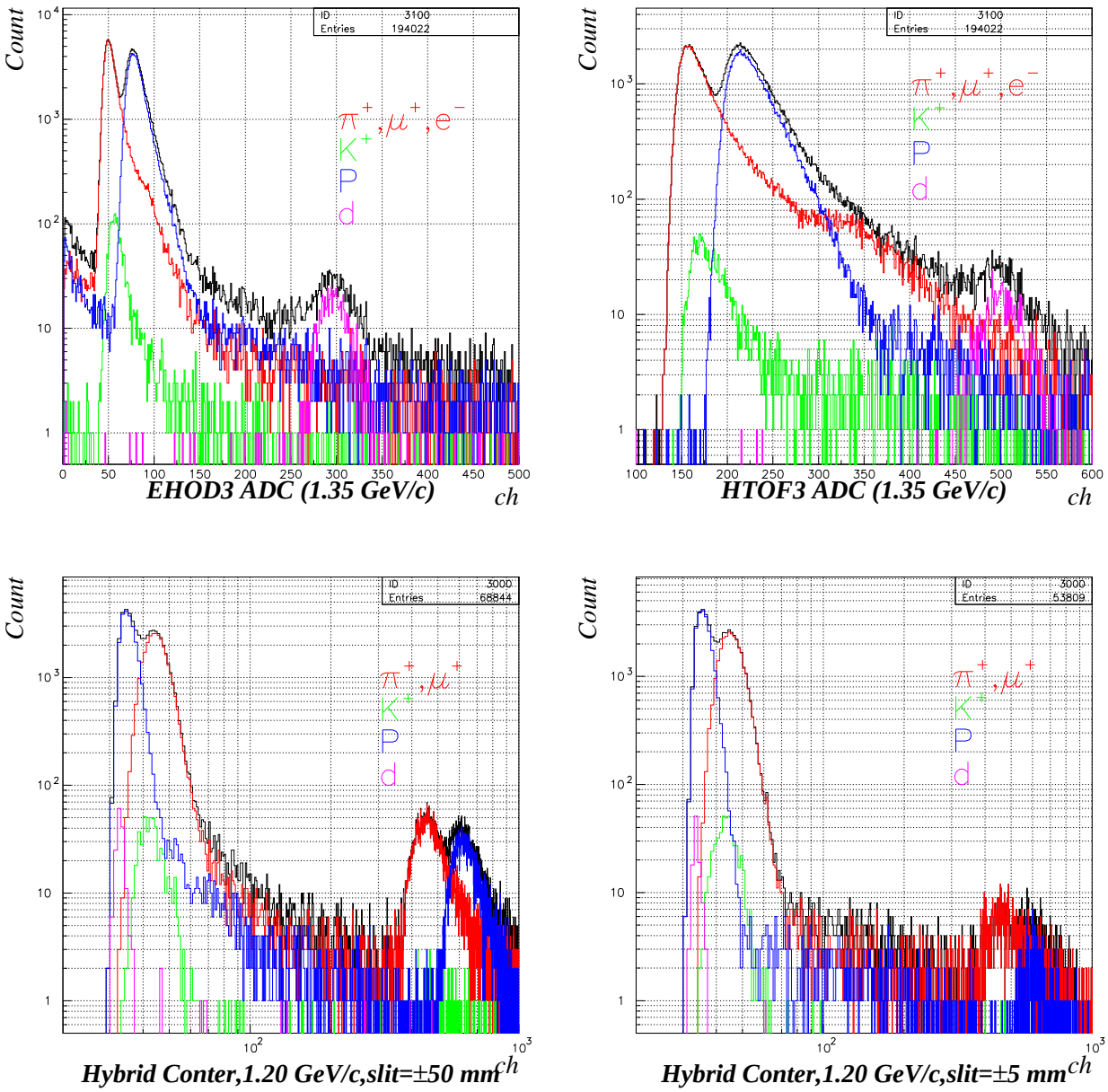

図 7.6: Scintillator の ADC(上段) と Hybrid Counter で見る slit 幅に対する ADC(下段)

pedeatal [ch] 分は差し引いた Scintillator の ADC(上二つ) を見ると π^+ に二つ目の peak の様なものが見られて、それは EHOD3 より HTOF3 の方がより顕著である。これが double particle events によるものなのか、またそうだとしてそれほど存在するのかどうかを確かめるため、Hybrid Counter[1]で slit の幅を変えたときの違いを見てみる (下二つ)。共に最上流と最下流の 4 つの EHOD でビームが 16 $[cm^2]$ 内に来たときという条件にしている。従って slit の幅が $\pm 50[mm]$ の時は Scintillator 部分に当たる粒子がいるのはいいが、slit の幅が $\pm 5[mm]$ で HC の Lucite 部分 $\pm 20[mm]$ に当たらずに最下流の 2 つの EHOD に当たる粒子が ~ 6 %程いると言うのは、上二つの図からも accidental events というより二つ粒子が来たと考えるのが自然であろう。そしてその際に前後の Scintillator の片側だけに 2 つ通った場合は補正をかけると TOF 分布が前後に広がってしまうはずで、それは図 (7.5) に矛盾しない。

[1]詳しくは (5.1) 章と [10]

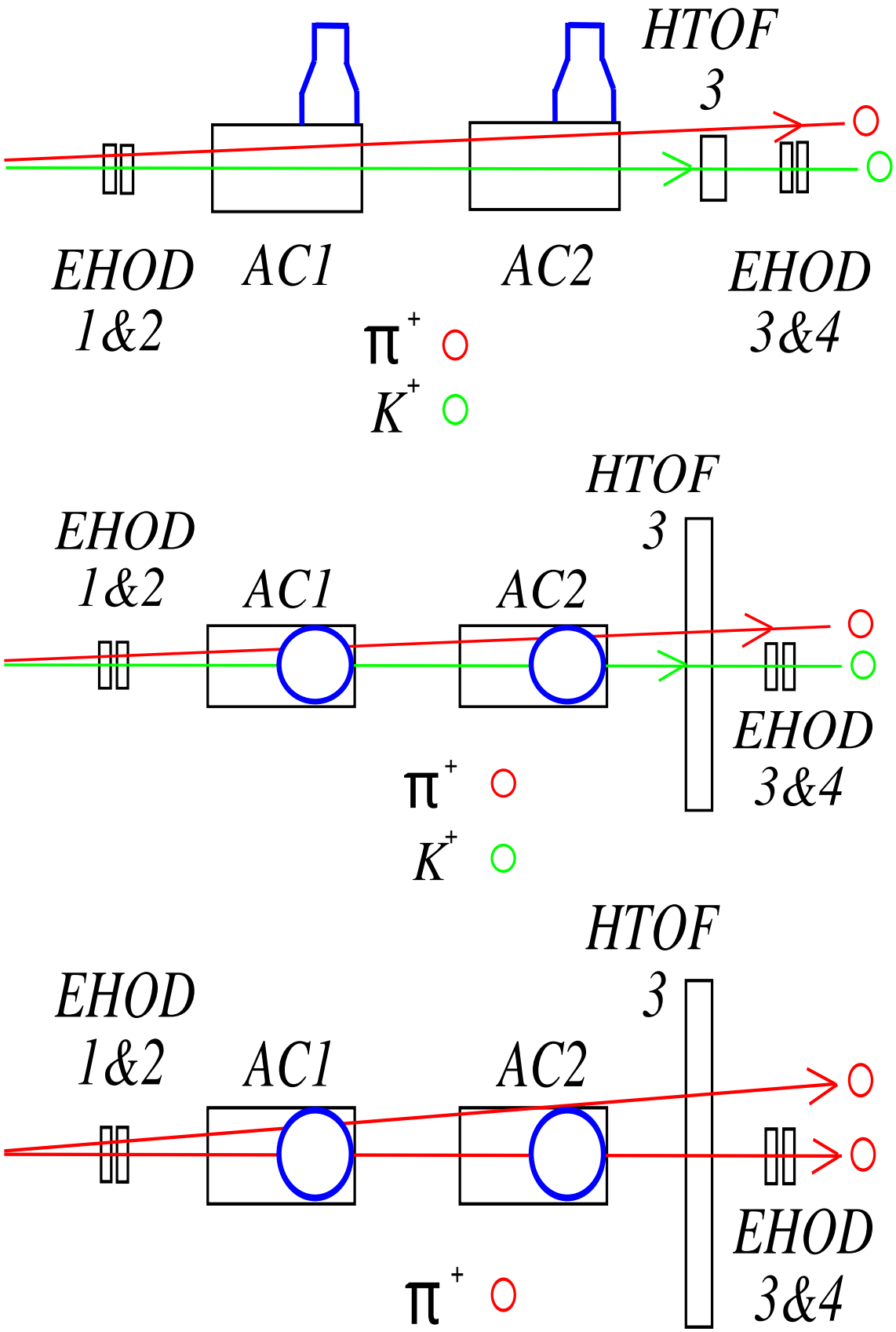

図 7.7: double particle problem

以上のことから double particle events がどれくらい存在するのかについてはともかくとして、その様な events が確かに存在はするようである。それに PS T1 line の Internal Target 厚がどれくらいあるのかについては分からなかったので同じ運動量を持った粒子が同時生成される確率は分からないが、なんにせよそれは決してゼロではないはずである。しかし Internal Target から EHOD1 に来るまでにそれなりの距離があるから[2]この時点で相当時間差があるはずであるから異種粒子による double particle events があればその時間分布はかなり乱れていると思われる。そこで図 (7.5) などの TDC 分布などを眺めてみると、右下の HTOF3 のグラフで π^+ や P のところに髭のようなものが伸びている。これは HTOF3 では光速より速い粒子が来たといっているようでしかし TOF では遅いという不可解な分布である。ただ図 (7.7) に幾つかの案を描いてはみたが、共通するのは二つの粒子で EHOD3 と 4 を鳴らし、Gate を開けばよいという事である。とはいえ同種粒子による double particle events は π^+/K^+ 分離に関しては特に問題は無いと思われる。また P 2 つの場合 WC では npe が K^+ 程度になる場合があるだろうがそれは TDC 分布などから排除出来ると思われる。異種粒子による場合は π^+ と P の組合せの events を K^+ と名付けなければ良くて、その際は AC でも WC でも π^+ と名付けるだろうから問題ないと思われる。なお double と言っているが 3 つ同時でも構わないし、全 events に対する存在比もかなり小さいだろうから考慮する必要は無い。

7.2 Particle-ID

AC などで粒子の分離は出来るはずだということが分かったので、それぞれの Counter を用いて Particle-ID を作成し、それが TOF 分布で見た時に妥当な分布であるかどうかを見る。その前に今までに述べなかったその他の幾つかのことについて考察しておく。まず AC の npe の π^+, μ^+, e^- の peak の tale が広がっていたが、これは壁材からの放射光などの back ground による上乗せであるならば npe 分布全体に平均して乗るはずであるし、またその個数からその考えは妥当ではない。むしろ図 (6.7) や図 (7.2) からいって、e^- つまり δ ray による影響が大きいと考えるべきである。統計の多い図 (7.1) の右上のグラフなどを見ると二つのが重なっている様にも見えなくは無いし、仮にそうだとして大体フタ桁落ちぐらいなので (4.3.2) 章で予想した値とそれほど大きくはずれていない。勿論 π^+ の double particle events 等も混じっているだろうが、π^+/K^+ 分離という意味では特に問題ないと考える。次に K^+ による δ ray については、AC2 の反射材が acryl で back ground が大きかったから正確な数字は出せなかったがだいたいあっても 1 %程度であろうと思われる。ただ確証が得られなかったので今回は Particle-ID を作成する上では δ ray を起こした K^+ events は排除した方が無難だと思われる。

今までの議論を元に、GC、最上流と最下流にある EHOD 4 つ、Hybrid Counter、TOF3、AC 2 つ、WC 1 つ、合計 10 個の Counter、16 個の PMT を用いて 1 hour run の Particle-ID を作成した。具体的には GC で e^+ を排除、EHOD 4 つと Hybrid Counter で beam を絞り、AC で π^+/K^+ 分離を、WC で π^+/P 分離を行った。また TOF3 を 2 つ通った double particle events らしきものを必要は無いが敢えて排除してみた。その結果は図 (7.8) の様になった。これを見ると当然ではあるが運動量が増すほど TOF からだけで粒子の分離は難しくなる事が分かる。π^+ の peak の前方の広がりが減らないのは EHOD1 を一つだけ通って HTOF3 を二つ共通る events については排除していなかったからだろう。また slit を狭めたものと比較してみると統計が数倍違うとはいえ、随分とすっきりしている。特に π^+ や P の peak の前方の広がりが小さくなっている。これは slit を狭めた事によって EHOD1 を一つだけ通って HTOF3 を二つ共通る double particle events がかなり減った為と考えられる。

[2]Appendix D 参照

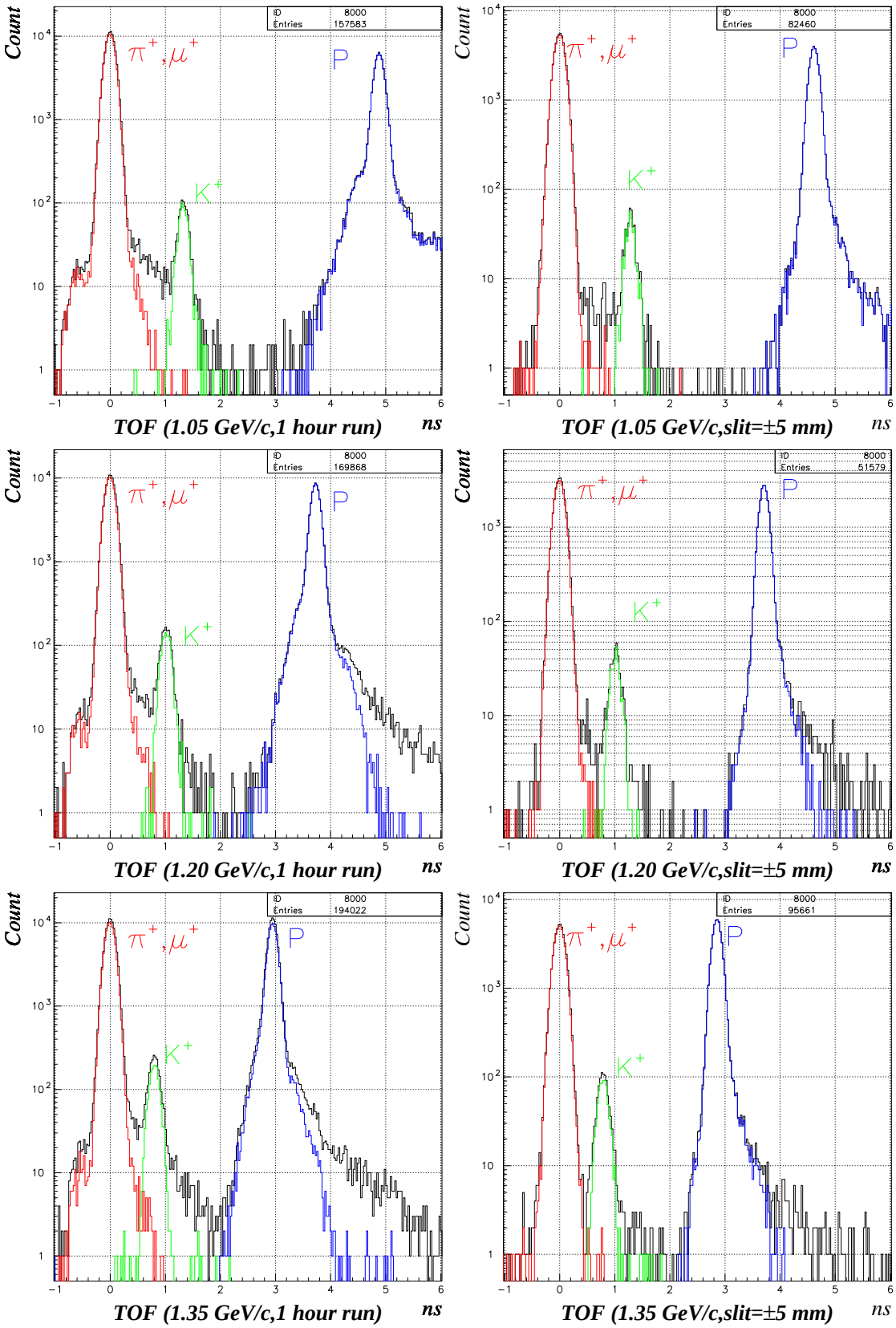

図 7.8: Particle-ID による TOF 分布 (slit=±50 mm: 左側と±5 mm：右側)

第8章　Conclusion

本論文の一番の目的である作成した AC Counter(fluoro) の π^+/K^+ 分離能力についての評価は、それは π^+/K^+ 分離には問題ないだけの性能を持っていた、である。また予備実験として重要な目的の一つに aerogel が K^+ で光る事があるのかどうか、またそうであるならその確率はどれくらいなのかという事であったが、その結論は aerogel で $1.05 \sim 1.30$ $[GeV/c]$ の K^+ が Cherenkov 光を出す事は無く、AC Counter で back ground 以上の npe であったならばそれは K^+ 起因の npe ではなく δ ray 等の別起因による npe である、ということである。以下にその他の back ground についてや分離能力の向上について今回の実験から得られた結論を箇条書きにする。

- μ^+ と π^+ は分離出来ないが、μ^+ の数はそんなに多くはないであろうし、またその質量差もあまりないから μ^+ と π^+ をとりちがえても npe にはほとんど影響無い。また π^+/K^+ 分離についてはまったく影響は無いと思われる。

- AC の npe の π^+, μ^+, e^- の peak の tale が広がっていたのは e^-、つまり δ ray の影響が大きいがこれも π^+/K^+ 分離については特に影響はない。

- K^+ によって δ ray が発生し、それによって π^+ と勘違いすることはある。従って aerogel の厚さは薄い方が望ましいが、その時の npe が π^+/K^+ 分離を行うのに十分大きくなるだけの厚さは必要。

- 検出効率 eff_{col} は detector の設計と PMT、反射材に大きく依存し、PMT の HV は discri の V_{th} に対して適切な HV である必要があるがその時は HV に依存しない。

- Aerogel Cherenkov Counter は光量が少ないので detector の back ground は無視出来ない。従って出来る限り back ground を小さくする工夫が必要。

- 今回作成した Aerogel Cherenkov Counter の back ground の最大の要因は壁材に使った acryl からの光 (主に Cherenkov 光) であると思われる。なおこの acryl の透過率は厚さ 3 mm で平均 3 %ほどらしいのだが、反射率測定の結果からいって紫外光領域での透過率はかなりあるような気がする。

- 壁材 (acryl) の上に反射材を貼る事で back ground を減らせる。反射材を二重にすることでその効果は更に上がるが、何重にもしたところでそれにも限界があるだろうから、根本的には物質量の小さいものを使うとか、透過率が紫外光領域でもなるだけ無いものを用いるなどする必要がある。

- double particle events は生成から EHOD1 に飛来するまでの時間を考えると、同種粒子 (生成数から π^+ や P) であることが多いと思われる。P の double は WC で光量 K^+ と間違えさせる場合があるがそれは TOF 分布で排除出来るし、K^+ の分離には問題ないと思われる。

- また double particle events は Hybrid Counter の性能からいって結構存在したと思われる。ただ、slit を絞ることで統計が貯るのに時間はかかるがその events は減らすことが出来る。

- 今回作成した Aerogel Cherenkov Counter(n=1.05) を一台展開すれば π^+/K^+ 分離は出来るが、K^+ が飛来した時に δ-ray を発生させたものや偶然 npe が大きかった events は π^+ と名付けるので events から落してしまう。

- AC を複数展開することで accidental events を排除し、より高い π^+/K^+ 分離能力が得られる。

第9章　Appendix

Appendix A：反射材について

散乱反射率は $BaSO_4$ 粉末を 100 %のベースラインとして、鏡面反射率は ECB(Electro-Chemical Buffed SUS304) というプレートを 100 %のベースラインとして使っている。次のページにはその他の反射材の反射率を載せる。PVM020C3R(fluoro) の反射率が他のに比べて全波長に対して平均的に高い事が分かる。また図 (9.3) を見てみると、意外と金や銀などの金属が悪い事が分かる。

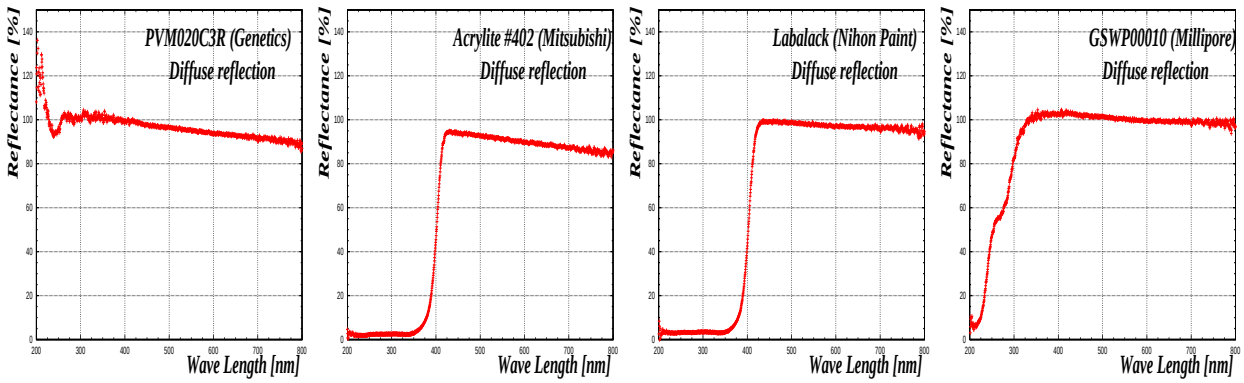

図 9.1: 今回使った反射材の散乱反射率

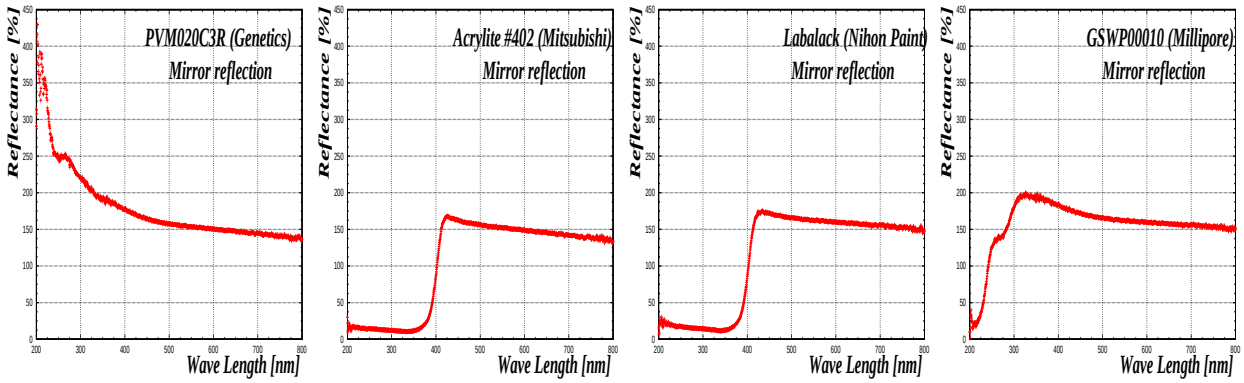

図 9.2: 今回使った反射材の鏡面反射率

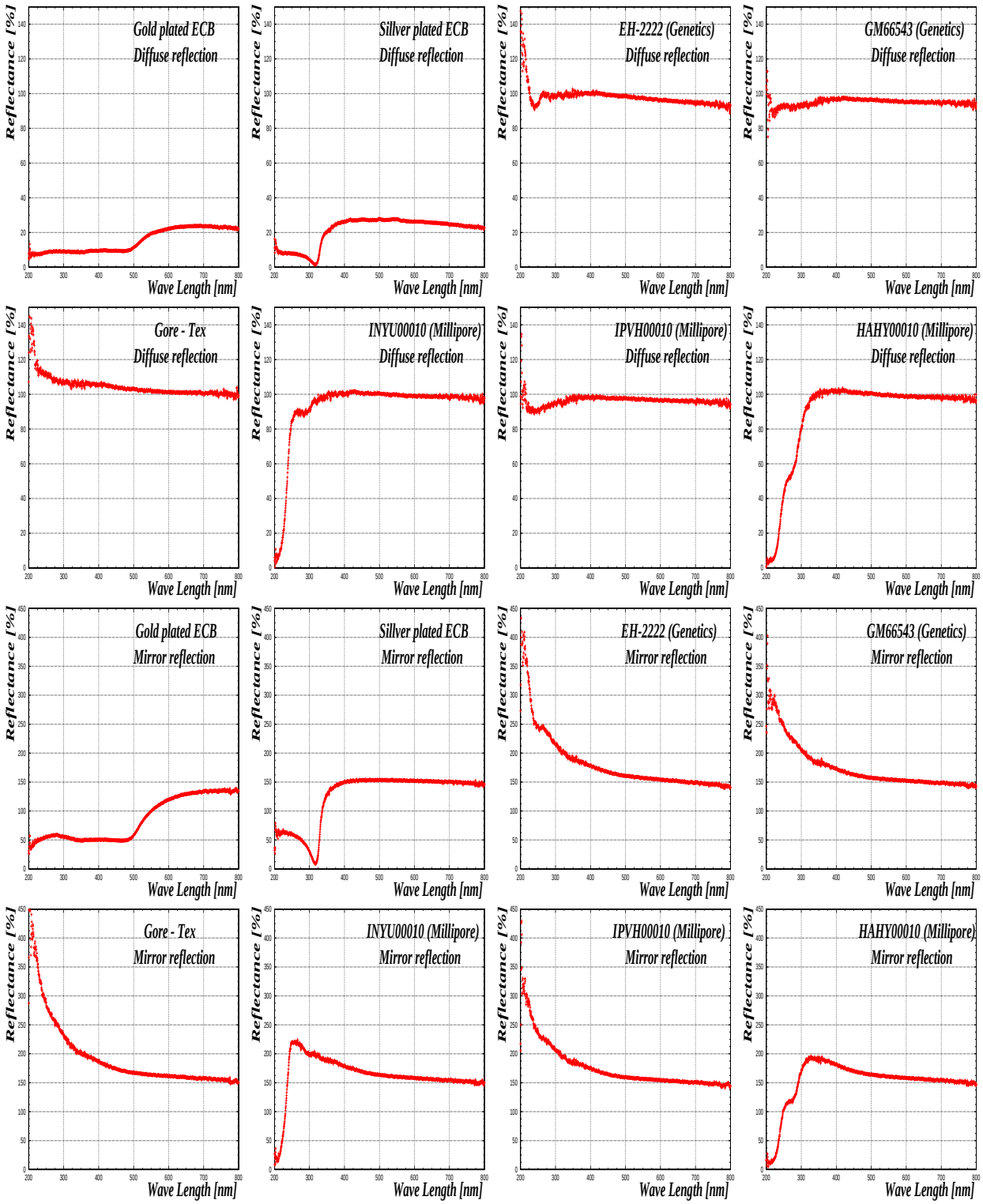

図 9.3: その他の反射材の散乱反射率と鏡面反射率

Appendix B：宇宙線測定

PMT の HV 決定方法

PMT にかける HV が discri の V_{th} に対して低すぎると、onephoton peak が pedestal の中に埋もれてしまって npe が求められなくなる。逆に HV が高すぎると真の event による peak がデータ範囲 (0 ~ 2048 ch) からはみ出てしてしまって npe の peak が求まらなくなる事がある。従って discri の V_{th} を決定したら PMT の HV は self trigger の data taking を行ってから決定することになる。

(fluoro,10 cm)	1900 [V]	2000 [V]	2100 [V]	2200 [V]	2300 [V]	2400 [V]
npe	-	24.34	31.12	33.10	33.33	32.83

表 9.1: npe の PMT(H6527：RA2369) の HV 依存性

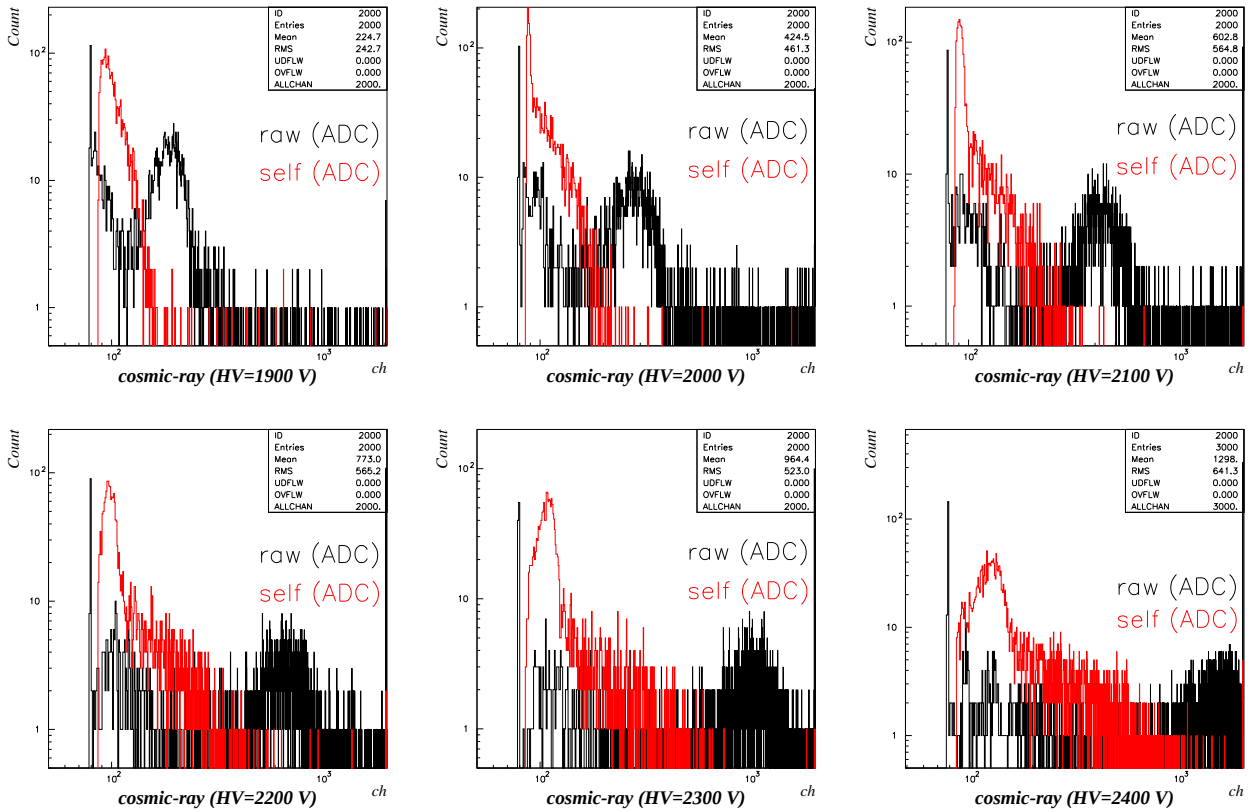

図 9.4: onephoton peak と event data の PMT の HV 依存性

図 (9.4) を見てみると、discri の V_{th} によって self data の左側が切れている。その為 1900[V] では見えなかった onephoton peak が HV を上げると 2000[V] でなんとか見えるようになり、2200[V] で左側の裾まで見える様になった。従ってこの PMT と V_{th} での測定において、適切な HV は 2200[V] ~ 2300[V] であると決定される。また、pedestal は HV に依存しないことが分かる。

鉛直方向の宇宙線の運動量分布測定

3 つの scintillator と 5 つの PMT を用いて宇宙線が真上から来たときだけデータを取る様に set up して測定した。以下、実験室に降り注いでくる電荷を持つ宇宙線のほとんどが μ であるとして考える。またそれぞれの設定は次の通り。

aerogel(n=1.015) 10 [cm] , fluoro , PMT:H6527(R2407)=2200 [V]

aerogel(n=1.050) 10 [cm] , fluoro , PMT:H6527(R2423)=2200 [V]

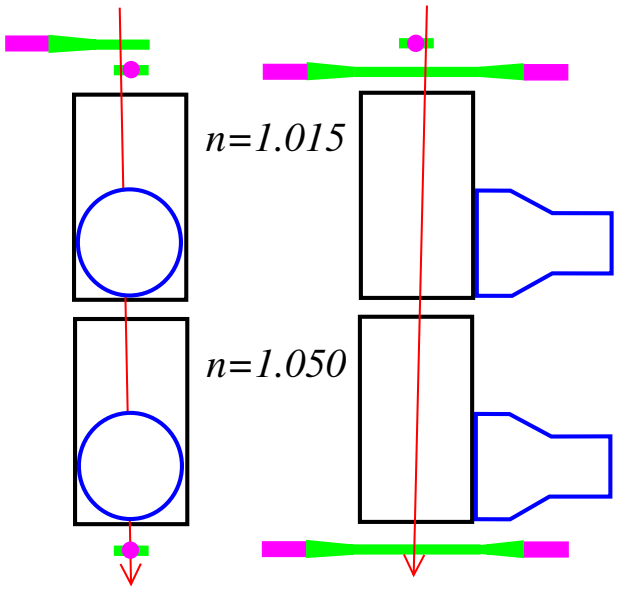

図 9.5: 鉛直方向の宇宙線測定の set up (左：真横、右：正面)

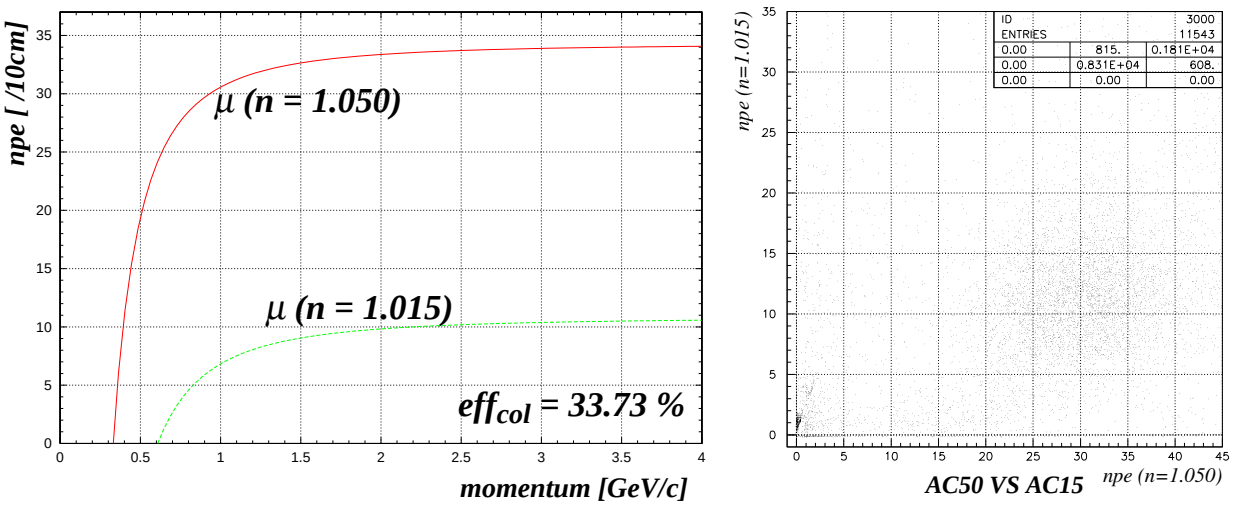

図 9.6: それぞれの npe 曲線 (左) と、測定された npe の相関図 (右)

得られたデータから npe 分布が得られると、先に求めた関係式 (4.2) から次のようにして変換することで運動量分布が得られる。なおここでの定数等は全て T530 実験から得られた値を用いた。

$$[npe] = a\Big(1 - \frac{1}{n^2}\Big\{1 + (\frac{m}{P})^2\Big\}\Big) \cdot eff_{col} \longrightarrow P = \frac{m}{n}\Big(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{[npe]}{a \cdot eff_{col}}\Big)^{-\frac{1}{2}} \tag{9.1}$$

鉛直方向の μ の運動量分布はその運動量が 600 $[MeV/c]$ 付近にピークを持つことが既に知られている。図 (9.7：左) で、330 $[MeV/c]$ が Cherenkov radiation を起こす μ の運動量の threshold であり、そこから 450$[MeV/c]$ までは壁材の acryl から発生する光等の accidental events によるものと思われる。従って今回の測定では 600 [MeV/c] 付近の運動量を持った宇宙線が最も多くやって来ていたことを示している。これは文献 [11] とそれほど矛盾しない結果であったが、統計の少なさや AC の運動量分解能からいってあくまで鉛直方向の宇宙線の運動量の mean が見えたというだけで、その分布についての信用性は高くはないと思われる。

一方、図 (9.7：右) は壁材の acryl を radiator とした時の npe を宇宙線を用いて測定したものである。ただし detector の設計や PMT の異なる Counter で行ったので集光効率などについては分からない。これを見ると確かに壁材の acryl から光が出てくることが見て取れる。なお統計はどちらも 3000 events であり統計としては少ないので、より npe の大きな所の違いを見る事は出来ない。またもっと厚さを増やしたデータも取ったが npe のグラフが重なり過ぎて厚さによる依存性がよく分からないので載せていない。ただこの結果からはこの acryl の減衰長が 1 cm 超程度であると思われる。それはこの acryl が aerogel の様な透過率の高い radiator ではないので、厚さに対しての増加率はすぐに頭打ちになると予想出来ることからも妥当であると思われる。

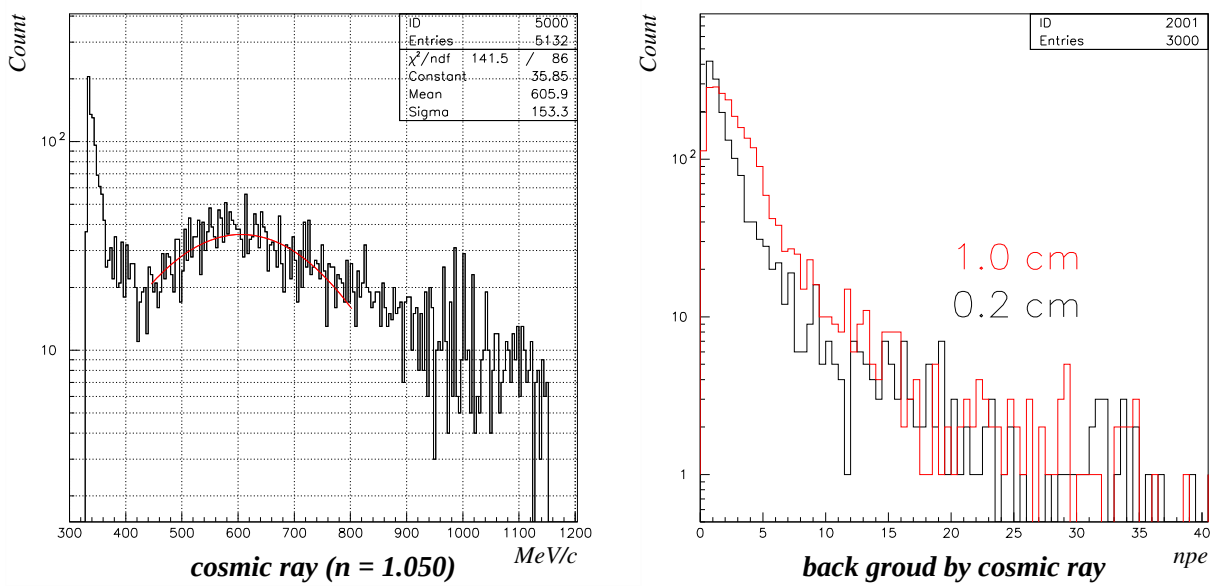

図 9.7: 荷電宇宙線の鉛直方向の運動量分布 (左)、壁材の acryl を radiator とした時の npe(右)

Appendix C ：Simulation (HYCS)

(x,y)	(0,0)	(5,0)	(0,5)	(5,5)	180 deg
実験値 [%]	33.73	30.62	32.28	30.97	24.20
Simulation 値 [%]	30.39	26.81	25.94	23.09	28.02
厚さ	10 cm	8 cm	6 cm	4 cm	2 cm
実験値 [%]	33.73	39.38	45.04	48.57	59.41
Simulation 値 [%]	30.39	33.14	36.67	40.99	47.39

表 9.2: 変化させた parameter 毎の eff_{col} の実験値と Simulation 値

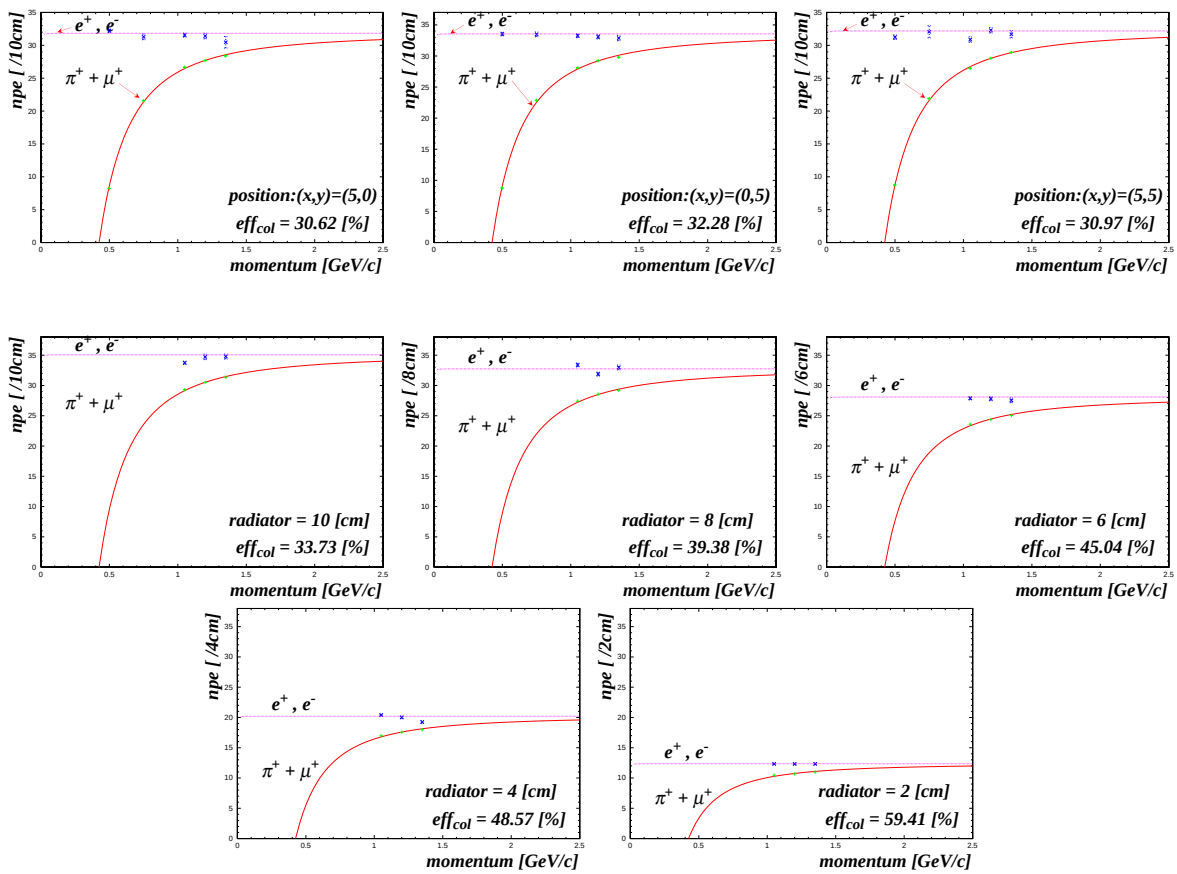

図 9.8: 変化させた parameter 毎の検出効率 eff_{col} の fit の結果

今回作成した AC Counter を HYper Cherenkov Simulation(HYCS) を用いて Simulation を行なった。この Simulation は山口さんが作成したものである。これを用いた Simulation 値と実験値との比較 (表 9.2) を見てみると、Simulation を行なう際の諸条件の設定が実験に対して厳密ではなかった事と、実際の実験時の beam の広がりが $\pm 50[mm]$ 程度あったせいなのか直接的にはあまり実験値と合わなかった。ただ position を変化させた時は側面の壁からの光の影響が大きくなったのは確かであると思われる。従って測定誤差や fit の誤差はあるから値の増減については信用出来そうな結果と言える。だとすると (x,y) = (5,0) については設置精度があまりに悪かったのかも知れない。また厚さが 4 cm の時は図 (6.6) からもおそらく中蓋が傾いていたと思われる。

Appendix D ：KEK-PS T1 Line

前段加速器と線形加速器 (リニアック) で負水素イオンを加速して、ブースターに入射。そこで 5 [GeV] まで加速された陽子を主リングで 12 [GeV] まで加速する。この高エネルギー陽子 Beam によって π、K 中間子、反陽子ニュートリノなどの 2 次粒子が同時に多数、生成可能になる。T1 Line はこの加速された陽子の一部を主リング内で直接標的 (IT : Internal Target) に衝突させ、発生した 2 次粒子を電磁石や静電型粒子分離装置を用いて Beam を供給している。粒子の運動量は 4 つの磁石の磁場の強さを変えることで決定されている。

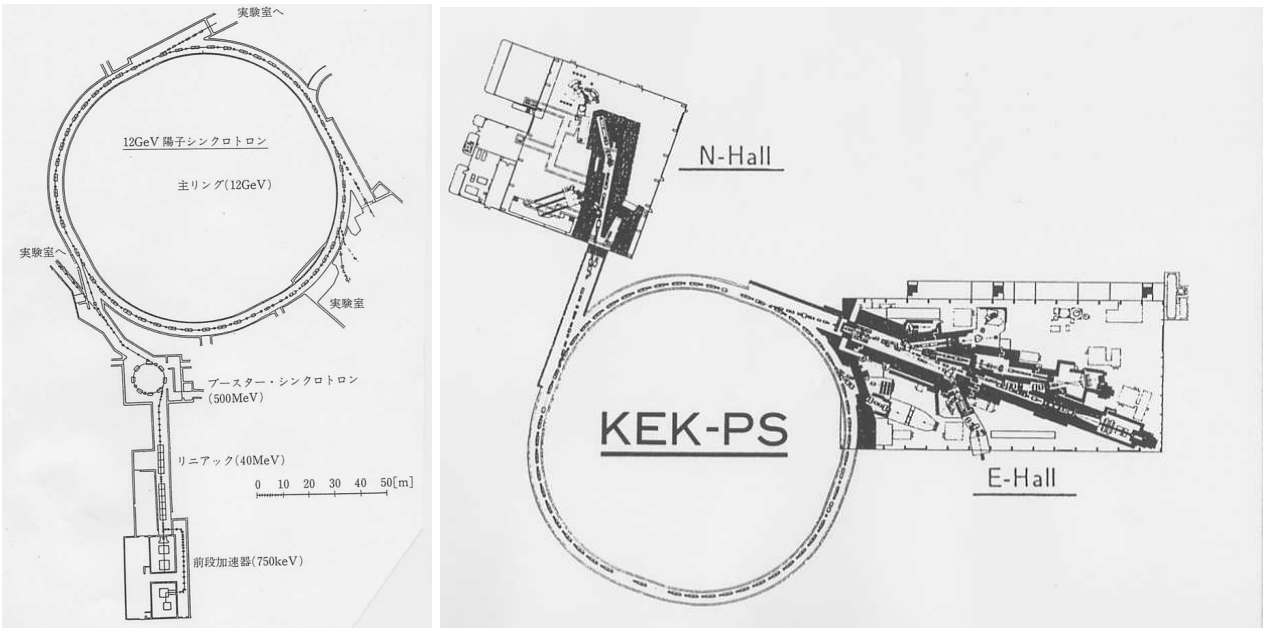

図 9.9: KEK PS 全体図 (左)、North-Hall と East-Hall(右)

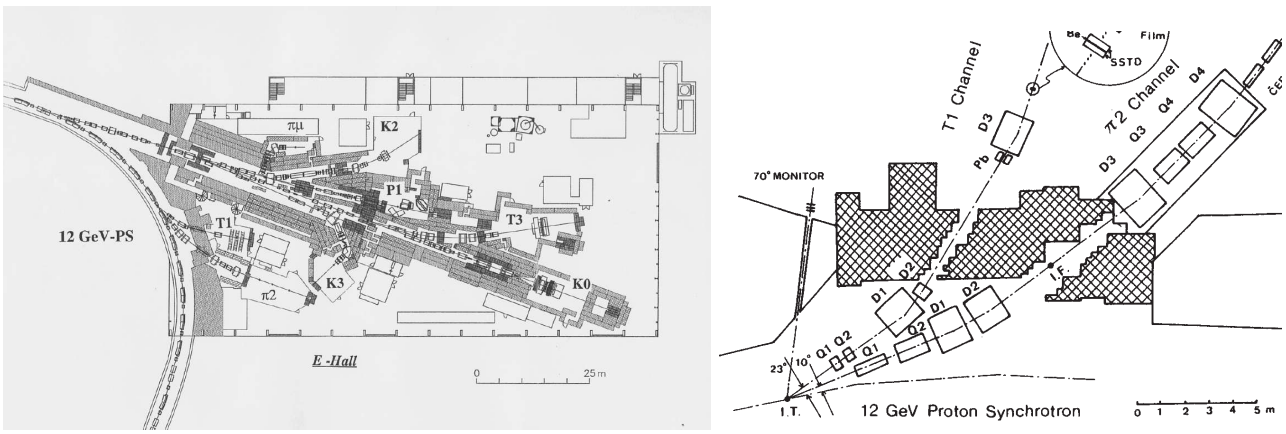

図 9.10: 東カウンターホールと T1 line の拡大図

謝辞

卒論を作成するにあたり、この様な実験の機会と一年を通してセミナーで御指導下さった橋本 治教授、大学生活 4 年間を通して実験の御指導を下さった小林 俊雄教授、T530 実験で様々な御指導並びに御世話になった中村 哲助教授、解析手法や PC の設定で大変御世話になった藤井 優助手に深く感謝致します。、また放射線に関する手続きを代行、管理して下さった加藤 守夫技官、学生生活に必要な様々なご援助を下さった川村 直子研究室秘書、検出器の作成やいくつもの測定に快く御協力頂いたのみならず優れた論文を残して下さった院生の方々、最後に長時間に渡って議論につき合ってくれた 4 年生にお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

Reference

[1] ：Proceeding of Sendai International Workshop on the Spectroscopy of Hypernuclei：Tohoku University , 1998

[2] 理科年表 2001 ： 国立天文台 編 , 2001

[3] S.Touyama,Y.Yamanoi,K.Okuda,C.Nagoshi,H.Noumi,M.Fukuda,F.Soga,O.Hashimoto ： The Construction of Silica Aerogel Cerenkov Counter and its Performanc for PIK Spectrometer

[4] http://www.hpk.co.jp

[5] W.R.Leo ： Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments -2nd Edition ： Springer-Verlag

[6] THe European Physical Journal C ： Springer , 2000

[7] 本多 大介 ： 卒業論文 aerogel cherenkov の性能について ： 東北大学 2002

[8] 野村 洋 ： 卒業論文 電子線を用いたハイパー核分光用シンチレータホドスコープの性能評価 ： 東北大学 2002

[9] 松村 彰彦 ： 卒業論文 Water Cherenkov Counter の性能について ： 東北大学 2002

[10] 飯島 正史： 卒業論文 NKS 用 New Hybrid electron veto Counter について： 東北大学 2003

[11] 小田 稔 ： 宇宙線 (改定版) ： 裳華房 , 1960

[12] 他修士論文、卒業論文多数

最終作成更新日
平成 15 年 4 月 8 日