



千葉大学大学院自然科学研究科
修士論文

PID Performance by BELLE Aerogel Čerenkov Counter

2000 年度
理化学専攻
基礎物理学講座
99UM1101

海野 祐士

概要

KEK-B ファクトリー実験は電子・陽電子衝突により生成される年間 10^8 もの $B\bar{B}$ 事象を大型粒子検出器 (BELLE 検出器) で観測し、 B 中間子における CP 対象性の破れの謎を解明する実験である。

エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) は BELLE 測定器中で粒子識別を担当する。低屈折率のシリカエアロジェルを輻射体として用いたもので高運動量領域 ($1\sim 3.5\text{GeV}/c$) の π/K 中間子の識別を行う。

本論文は私が行った

- ACC gain stability check
- ACC のレスポンス
- シミュレーションと実験データを用いた ACC の粒子識別能力評価

に関する研究をまとめたものである。

目次

| | |
|---|----|
| 第 1 章 序論 | 1 |
| 1.1 CP 対称性の破れ | 1 |
| 1.2 KEK B ファクトリー | 4 |
| 1.3 BELLE 検出器 | 5 |
| 1.4 BELLE 実験における粒子識別の必要性 | 7 |
| 第 2 章 シリカエアロジェルチェレンコフカウンター | 10 |
| 2.1 チェレンコフカウンター | 10 |
| 2.2 シリカエアロジェル | 11 |
| 2.3 BELLE シリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) | 12 |
| 2.4 ファインメッシュ型光電子増倍管 | 16 |
| 第 3 章 ACC gain stability check | 20 |
| 3.1 LED local run | 20 |
| 3.2 PMT gain の経年変化 | 20 |
| 3.3 Cell 単位の変動のチェック | 23 |
| 3.4 LED 光源の変動チェック | 26 |
| 第 4 章 LED Calibration | 29 |
| 4.1 Calibration Constant | 29 |
| 4.2 LED による Calibration Constant | 30 |
| 第 5 章 ACC Response | 34 |
| 5.1 ACC の粒子同定方法 | 34 |
| 5.2 ACC Response | 36 |
| 第 6 章 ACC KID performance | 41 |
| 6.1 Event selection | 41 |
| 6.2 K/π 識別 | 43 |
| 6.3 Efficiency と fake rate | 44 |
| 6.4 likelihood 法を用いた粒子同定方法による KID performance | 50 |
| 第 7 章 Conclusion | 60 |
| 謝辞 | 61 |
| 参考文献 | 62 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Bファクトリーの全体図 | 2 |
| 1.2 | ユニタリティー・トライアングル | 3 |
| 1.3 | 電子・陽電子衝突エネルギーとクォークペア生成 | 4 |
| 1.4 | KEK-B | 5 |
| 1.5 | BELLE 検出器の断面図 | 6 |
| 1.6 | B 中間子の崩壊過程 | 7 |
| 1.7 | CDC、TOF の π/K 識別性能 | 9 |
| 2.1 | チェレンコフ光の発生 | 10 |
| 2.2 | 屈折率と閾値運動量の関係 | 11 |
| 2.3 | シリカエアロジェルの構造 | 12 |
| 2.4 | BELLE ACC 断面図 | 13 |
| 2.5 | BELLE BACC 断面図 | 13 |
| 2.6 | BELLE EACC 断面図 | 14 |
| 2.7 | $B \rightarrow \pi^- \pi^+$ 崩壊による実験室系での π 中間子の運動量と角度の関係 | 15 |
| 2.8 | カウンターボックス (BACC) | 15 |
| 2.9 | カウンターボックス (EACC) | 17 |
| 2.10 | ラインフォーカス型 PMT 断面図 | 17 |
| 2.11 | ファインメッシュPMT 断面図 | 17 |
| 2.12 | ファインメッシュPMT の増幅過程 | 18 |
| 2.13 | 磁場に対する gain 変化 | 18 |
| 2.14 | 磁場に対する波高分解能の変化 | 19 |
| 3.1 | LED 基準光源 | 21 |
| 3.2 | LED ph distribution | 21 |
| 3.3 | PMT-0 ゲイン経年変化 | 22 |
| 3.4 | PMT-519 Dynode touch | 23 |
| 3.5 | Mean of normalized mean | 24 |
| 3.6 | RMS of normalized mean | 25 |
| 3.7 | Cell systematic check | 25 |
| 3.8 | LED fiver setup | 26 |
| 3.9 | LED 1 光源 (Cell 0~14) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 | 27 |
| 3.10 | LED 2 光源 (Cell 15~29) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 | 27 |
| 3.11 | LED 3 光源 (Cell 31~44) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 | 27 |
| 3.12 | LED 4 光源 (Cell 45~59) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 | 27 |
| 3.13 | LED 5 光源 (Cell 60~65) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 | 28 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.14 | LED 6 光源 (Cell 66~71) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化 . . . | 28 |
| 4.1 | Npe 分布 Barrel ACC for Exp.data vs MC | 31 |
| 4.2 | Npe 分布 Endcap ACC (layer) for Exp.data vs MC | 31 |
| 4.3 | Npe 分布 Endcap ACC (Cell) for Exp.data vs MC | 32 |
| 4.4 | mean,sigma,mueff for Exp. vs MC | 33 |
| 4.5 | mean,sigma,mueff (Endcap Cell) for Exp. vs MC | 33 |
| 5.1 | Efficiency Kaon and Pion | 36 |
| 5.2 | C.C. <i>cosmic</i> による above threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC) | 37 |
| 5.3 | C.C. <i>Muon</i> による above threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC) | 37 |
| 5.4 | $N_{p.e.} = 0$ における above threshold events の $\cos \theta$ 分布 (Exp vs MC) | 38 |
| 5.5 | C.C. <i>Muon</i> による below threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC) | 39 |
| 5.6 | Inefficiency の定義 | 40 |
| 5.7 | Efficiency の定義 | 40 |
| 5.8 | $N_{p.e.}$ threshold に対する Efficiency-Inefficiency 分布 | 40 |
| 6.1 | D^0 静止系における K/π 崩壊角度 ($\cos\theta_D$) の分布 | 42 |
| 6.2 | D^0 の質量分布 | 43 |
| 6.3 | $\cos\theta_D$ cut 後の D^0 の質量分布 | 43 |
| 6.4 | $\cos\theta_D$ と X_{D^*} cut 後の D^0 の質量分布 | 43 |
| 6.5 | Δm 分布 | 43 |
| 6.6 | K サンプル分布 (Exp.) | 44 |
| 6.7 | π サンプル分布 (MC) | 44 |
| 6.8 | Barrel カウンタータイプごとの $N_{p.e.}$ 分布 | 45 |
| 6.9 | Barrel ACC の $N_{p.e.}$ 分布 | 45 |
| 6.10 | Endcap ACC の $N_{p.e.}$ 分布 | 45 |
| 6.11 | K サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布 | 46 |
| 6.12 | π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布 | 47 |
| 6.13 | K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 47 |
| 6.14 | K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC,TOF,dE/dx) | 48 |
| 6.15 | 運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 49 |
| 6.16 | 運動量 vs Efficiency 分布 (ACC、TOF、dE/dx) | 49 |
| 6.17 | $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 50 |
| 6.18 | $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC、TOF、dE/dx) | 51 |
| 6.19 | MC による K/π pulse height | 52 |
| 6.20 | ACC の likelihood 法による K サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布 | 53 |
| 6.21 | ACC の likelihood 法による π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布 | 53 |
| 6.22 | ACC の likelihood 法による K サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(K) 分布 | 54 |
| 6.23 | ACC の likelihood 法による π サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(π) 分布 | 54 |
| 6.24 | ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 54 |
| 6.25 | ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する ACC の Probability 分布 (ACC,TOF,dE/dx) | 54 |
| 6.26 | ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 55 |
| 6.27 | ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの運動量 vs Efficiency 分布 (ACC) | 55 |

| | | |
|------|--|----|
| 6.28 | ACC の likelihood 法による実験データと MC の運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 55 |
| 6.29 | ACC の likelihood 法による実験データと MC の運動量 vs Efficiency 分布 (ACC) | 55 |
| 6.30 | ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 56 |
| 6.31 | ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの $\cos3\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC) | 56 |
| 6.32 | ACC の likelihood 法による実験データと MC の $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx) | 57 |
| 6.33 | ACC の likelihood 法による実験データと MC の $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC) | 57 |

表目次

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | 粒子識別に必要な崩壊モードと運動量領域 | 8 |
| 2.1 | 各カウンターボックスのエアロジェルの屈折率と使用 PMT | 16 |
| 5.1 | シミュレーションにより設定された threshold の値 | 34 |
| 5.2 | π 、K に対する efficiency | 35 |
| 6.1 | 各検出器の K/π 識別可能な運動量領域 | 44 |
| 6.2 | Efficiency と fake rate の結果 | 51 |
| 6.3 | ACC の likelihood 法による Efficiency と fake rate の結果 | 57 |
| 6.4 | 運動量領域に対する Efficiency と fake rate の結果 (ACC·TOF·CDC) | 58 |
| 6.5 | 運動量領域に対する Efficiency と fake rate の結果 (ACC) | 58 |

第1章 序論

ビッグバン宇宙論によれば宇宙が誕生したときには粒子と反粒子が同数存在していたと考えられている。しかし現在の宇宙では反粒子は観測されておらず、粒子のみが存在していると物質優位であると考えられている。従って何らかの理由によって現在の宇宙が構成されるまでに反粒子の消滅が起こったはずである。これを説明する以下に挙げる Sakharov の 3 原則がある。

- バリオン数の非保存
- 不可逆反応
- CP 対象性の破れ

これらの内、CP 対象性の破れについてはその現象のほとんどが理解されていない。CP 対称性の破れは 1964 年に Cronin, Fitch らの実験によって K 中間子の崩壊過程で発見されている。[1]。 K^0 中間子の K_L 成分が $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (CP-の固有状態)、 K_S 成分が $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ (CP+の固有状態) に崩壊すると考えられていたのに対し、彼らの実験で K^0 中間子の K_L 成分が 10^{-3} 程度の割合で CP+の固有状態である $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ の崩壊が起きることが発見されたのである。しかしその後 30 年以上もの間、これ以外の反応で CP 対称性の破れを観測することはできず、CP 対称性の破れに関する謎は未だに残っている。現在の標準模型では小林-益川理論 (K-M 理論) [2] によってこの CP 対称性の破れが説明できる。この理論によれば B 中間子の崩壊過程では K 中間子の場合の約 100 倍程度の CP 対称性の破れが予想されている [3]。 B 中間子において CP 対称性の破れを観測するには B と \bar{B} が同じ CP 固有状態に崩壊する現象を観測する必要がある。その崩壊モードとして $B \rightarrow J/\psi K_s$ が有力であり、 B^0 と \bar{B}^0 のこの崩壊過程の時間依存性の違いを測定すれば K-M 理論の検証を行うことができる。しかし $B \rightarrow J/\psi K_s$ の分岐比は $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度であり、実際に観測することは容易ではない。そこで、 B 中間子を大量に作り出し CP 対称性の破れを検証する B ファクトリー計画が、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) でスタートした [4]。 B ファクトリーの全体図を図 1.1 に示す。 KEK B ファクトリー計画では一年間に 10^8 以上の $B\bar{B}$ 事象 (B 中間子とその反粒子の崩壊) を作り出し、その崩壊過程を大型粒子検出器 (BELLE 検出器) で観測する [5]。 そのための研究は日本、アメリカ、韓国、中国、ロシア等の国々から構成された国際共同実験グループ BELLE Collaboration によって行われている。

1.1 CP 対称性の破れ

KEK-B ファクトリー実験は、 K 中間子以外の系で CP 対称性の破れを観測し、これを精密に測定することにより小林-益川モデルの詳細なチェックを行うことを主目的としている。“CP 対称性の破れ” というのは、CP 変換という C (Charge) 変換と P (Parity) 変換を続けて行った際に自然法則が変わってしまうことである。例えば CP 変換により粒子は反粒子に電子は陽電子に変換される。よって CP 対称性の破れによって僅かに粒子と反粒子の間の自然法則が異なり、宇宙の初期段

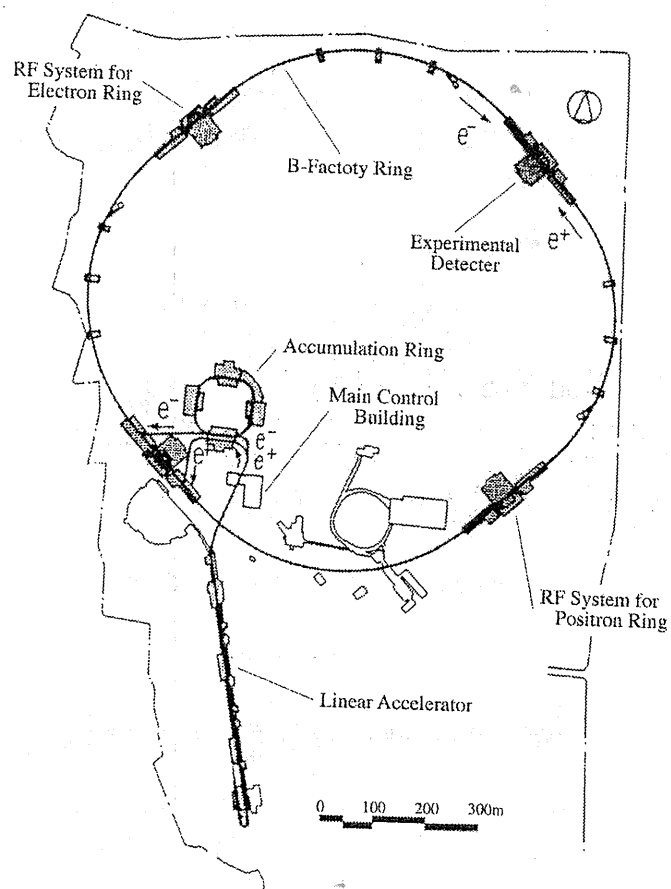


図 1.1: B ファクトリーの全体図

階で共に存在した粒子と反粒子が対消滅をした結果として物質だけが残り現在の宇宙が形成されたと考えられる。標準理論 [8] では、CP 対称性の破れは以下に示す小林-益川行列と呼ばれるユニタリー行列の中に複素位相が入り込むことで生じる。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

小林-益川行列のユニタリー性より

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.2)$$

のような関係が得られる、このユニタリー性より複素平面上にユニタリティー・トライアングルと呼ばれる図 1.2 のような三角形を作ることができ CP 対称性の破れと小林-益川行列の複素位相との関係を考える上で分かりやすい。

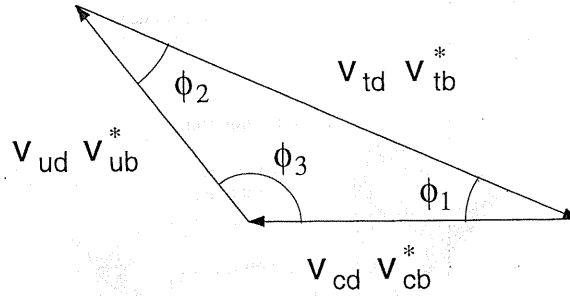


図 1.2: ユニタリティー・トライアングル

このユニタリティー・トライアングルの三角形の内角は、

$$\phi_1 \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \phi_2 \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \phi_3 \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (1.3)$$

と表される。CP 対称性の破れの大きさは、図 1.2 で示した三角形の三辺 $|V_{td}|$ 、 $|V_{cb}|$ 、 $|V_{ub}|$ と三つの内角 ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 により正確に決定できる。これらのパラメーターは、以下の様な B 中間子の崩壊過程を測定することにより求められる。

- ϕ_1 : $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s$
- ϕ_2 : $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-$ or $\rho^\pm\pi^\mp$
- ϕ_3 : $B \rightarrow DK$
- $|V_{ub}|$: $b \rightarrow u$ transition ($B \rightarrow \pi l\nu, \rho l\nu$)
- $|V_{cb}|$: $b \rightarrow c$ transition (B の life-time, $B \rightarrow D^* l\nu$)
- $|V_{td}|$: $B\bar{B}$ mixing

これらの実験による測定結果から図 (1.2) のユニタリティー・トライアングルが閉じているのかを調べることにより小林-益川モデルの検証を行うことになる。

1.2 KEK Bファクトリー

CP対称性の破れを観測するための様々な崩壊モードの中で特に注目されている崩壊モードは B^0 あるいは \bar{B}^0 が J/ψ と K_s に崩壊する過程である。しかし B 中間子の質量は $5.28\text{GeV}/c^2$ と重く様々な崩壊モードを有するため $J/\psi K_s$ に崩壊する確率は $10^{-4} \sim 10^{-5}$ と非常に低い。よって B 中間子の崩壊過程における CP 対称性の破れを観測するためには大量の B 中間子を作る必要があり、年間 10^8 と大量の B 中間子を作る様に設計された加速器が KEK B ファクトリーである。 B^0 あるいは \bar{B}^0 が J/ψ と K_s への崩壊過程を調べるためには B^0 と \bar{B}^0 の生成されてから崩壊するまでの時間情報が必要となってくるが、B 中間子の寿命はおおよそ 10^{-12} 秒と大変短いため、これを直接測ることは不可能である。そこで KEK B ファクトリーは重心系での衝突エネルギーが 10.58GeV で、電子と陽電子のエネルギーがそれぞれ 8GeV 、 3.5GeV という非対称衝突型加速器とすることで生成された B 中間子を観測可能な距離だけ走らせ、その距離と速度（粒子のエネルギーなどから求まる）から崩壊時間を求めるという手法が用いられた。（図 1.1）。

図 1.3 に示す様に、電子・陽電子衝突型加速器の重心系衝突エネルギーを上げていくと、ある閾値で新たなクォークペア（ $q\bar{q}$ ）が出来るのが分る。衝突エネルギーを 10.58GeV に合わせると、b クォークと反 b クォークの共鳴状態である $\Upsilon(4s)$ が出来る。 $\Upsilon(4s)$ は非常に短い寿命の後、約半分は B^0 と \bar{B}^0 の対に崩壊する。

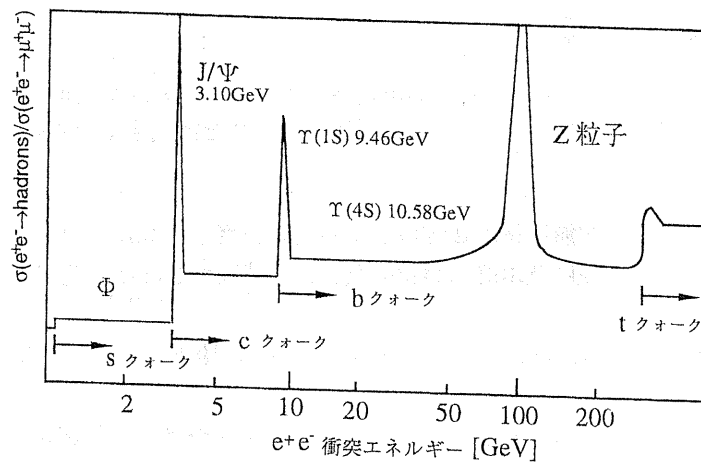


図 1.3: 電子・陽電子衝突エネルギーとクォークペア生成

図 1.4 に KEK B ファクトリーの主要部分を示す。前述したように、KEK B ファクトリーは非対称エネルギー衝突であるため、電子と陽電子を異なったリング中に蓄積しなければならない。そこで、既存の周長 3km のトンネルの中に、電子と陽電子を蓄積するための 2 つのリングを設置した。入射効率を考え、電子、陽電子は線形加速器でそれぞれ $8\text{GeV}/c$ 、 $3.5\text{GeV}/c$ まで加速された後、中間の加速器を経ることなく直接リングに入射される。リングは二ヶ所で交差するが、一方 (FUJI 側) を上下にすれ違わせることで、衝突点を一ヶ所 (TUKUBA 側) にしている。図中の“RF” は磁場によって曲げられた電子、陽電子が失うエネルギーを補うための加速装置である。

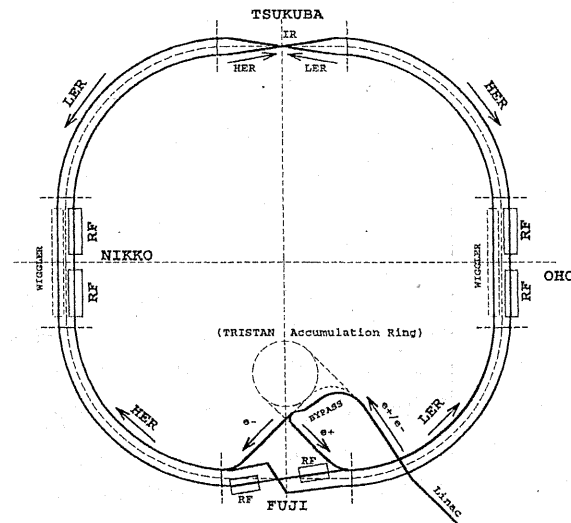


図 1.4: KEK-B

1.3 BELLE 検出器

BELLE 検出器は大きさビーム軸方向 7.24m、外形 7.70m、総重量 2000t の巨大な検出器で内部で電子と陽電子が衝突する様になっており CP 対称性の破れを観測するため高い検出効率で以下のような性能が要求される。

1. B 中間子の崩壊点を平均崩壊長の 2 分の 1 より良い精度 ($< 70\mu\text{m}$) で測定すること。
2. π^\pm 、 K^\pm 、 $p(\bar{p})$ など多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別すること (親が B か \bar{B} かを決定するため)。
3. ガンマ線など電荷を持たない粒子を伴う B 中間子の崩壊を測定するための高性能カロリメーターがあること。
4. 効率良く事象を選別して取り込むためのトリガーと高速のデータ収集システムがあること。

BELLE 検出器の全体図を図 1.5 に示す。検出器の座標系は、衝突点を原点にとり、電子ビームの進行方向を Z 軸、Z 軸と垂直に r 軸をとる。また r 軸に対する回転を θ 、Z 軸に対する回転を ϕ とする。

BELLE 検出器は 6 種類の検出器と超伝導ソレノイドの 7 つの部分に大別され、これらは衝突点を覆うように円筒形に設置される。また電子ビームの方がエネルギーが高いため、生成粒子は主に +Z 方向に飛散することから、+Z 方向により大きな立体角を持つよう非対称な形状をしている。また粒子の運動量をできるだけ正確に測定するために、各検出器の物質量は可能な限り抑えられている。BELLE 検出器の各部分について、以下にビームパイプに近い順から説明する。

1. シリコンバーテックス検出器 (SVD)

B 中間子の崩壊点 (バーテックス) を検出する。SVD は複数の両面読み出しの Si ストリップ検出器 (DSSD) から構成される。DSSD は高抵抗率の n 型シリコンウェハの両面に P 型半導体と n 型半導体のストリップ電極が貼つけられたものである。荷電粒子が DSSD を通過するとシリコンウェハ内で電離が起こる。逆バイアスを印加しておくことで電離で生じた正孔は p スト

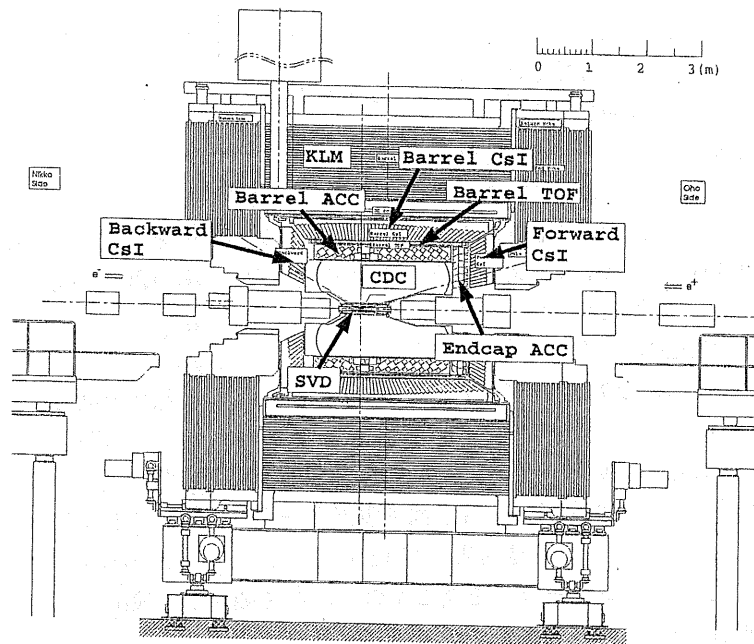


図 1.5: BELLE 検出器の断面図

リップ、電子は n ストリップに集められ、通過位置を検出することができる。DSSD1 枚の位置測定精度は $10\mu\text{m}$ 以下であり、これでビームパイプの周囲を 3 層構造 (8 枚、10 枚、14 枚) で覆う。検出された飛跡を逆にたどることによって B 中間子の崩壊点を $80\mu\text{m}$ 以下の精度で測定する。SVD はトラッキングやトリガーとしても用いられる。

2. セントラルドリフトチェンバー (CDC)

荷電粒子がガス中を通過するとその付近のガス原子がイオン化される。ガス中に陽極線を張り、高電圧をかけて電場を形成するとイオン化で生じた電子を陽極線に向かって飛行 (ドリフト) させることができる。ドリフトして来た電子は陽極線近傍の高電圧により、さらにガス原子をイオン化して増幅 (ガス増幅) され、これを信号として検出する。ドリフト時間を測定すると陽極線と荷電粒子の通過位置との距離がわかり、荷電粒子の飛跡を測定することができる。1.5 Tesla の磁場中での荷電粒子の飛跡から曲率半径を求め、粒子の運動量を求める。また、一本の飛跡に対する総電荷量はチェンバー内の荷電粒子のエネルギー損失に比例している。エネルギー損失は粒子の速さによって決まっているので運動量と速度から粒子を同定することができる。このエネルギー損失法 (dE/dx) により $0.8\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域での π/K 識別も行う。

3. シリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

崩壊で生成される π 中間子と K 中間子を $1.0\text{GeV}/c \sim 3.5\text{GeV}/c$ の高運動量領域において 90% 以上の効率で識別する。シリカエアロジェルを輻射体とする、閾値型チェレンコフカウンターである。2 でさらに詳しく説明する。

4. 飛行時間測定カウンター (TOF)

衝突点で生成された粒子がプラスチックシンチレーションカウンターに到達するまでの時間を 100ps 以下の精度で測定する。TOF で測定した時間情報と CDC の飛跡情報から求めた荷電粒子の飛行距離 L を使って粒子の速度 β が求められる。速度 β と CDC で求めた運動量 P か

ら粒子の質量を求め、1.2GeV/c以下の π/K 識別を行う。またBELLE検出器内での反応発生時刻を与えるタイミング信号を作り出している。

5. 電磁カロリメーター (CsI)

B中間子の崩壊によってできた粒子の3分の1は中性 π 中間子であり、これは2つの γ 線に崩壊する。そこで γ 線や電子が物質にあたって起こす電磁シャワーを測定し、そのエネルギーを測定する。発光体としてCsI結晶を用いてこの電磁シャワーを検出し、B中間子から生成される γ 線(20MeV~3GeV)に加え、ルミノシティ測定のためにBhabha散乱の電子(~8GeV)のエネルギーを測定する。

6. K_L 、 μ 検出器 (KLM)

運動量600MeV/c以上の K_L 及び μ を検出する。KLMは吸収体の鉄と飛跡検出部(レジスタタイプ・プレート・カウンターRPC)を交互に重ねたサンドイッチ型構造をしている。RPCの原理は次のようになっている。平行に配置された高抵抗極間の間にガスを流し、高電圧をかけておく。荷電粒子がガス中を通過すると電子雪崩が発生し、極板の外側に設置された陰極基盤に誘導電荷があらわれ、これを信号として読み出している。 K_L はCsI、ソレノイドコイル、KLMで反応し、ハドロンシャワーを起こすのでこれを観測し、検出する。また μ はKLM中を深部まで通過することによって検出する。

現在、各検出器は衝突点へのインストール作業を終了し、電子・陽電子衝突によって得られたデータを用いて較正を行っている。

1.4 BELLE 実験における粒子識別の必要性

フレーバータギング

CP対称性の破れを観測するために B^0 、 \bar{B}^0 から $J/\psi K_s$ への崩壊モードを観測する。しかし終状態を見るだけではそれが B^0 、 \bar{B}^0 のどちらから生じたのかを知ることはできない。そこでB中間子の崩壊過程において親粒子が B^0 、 \bar{B}^0 のどちらであるかを調べることをフレーバータギングという。 B^0 と \bar{B}^0 の崩壊過程の例を図(1.6)に示す。bクォークは通常カスケード崩壊と呼ばれる

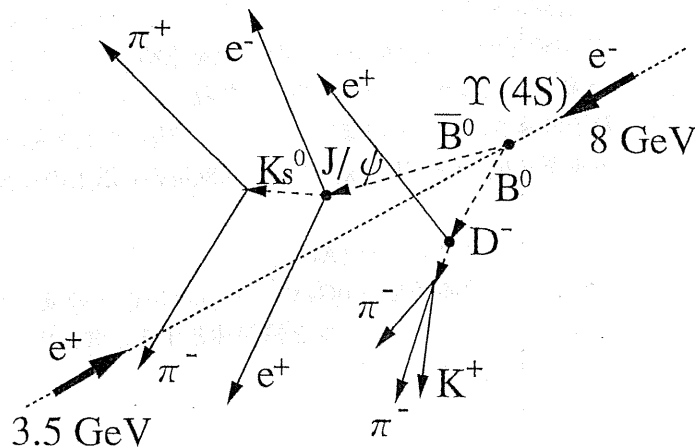


図 1.6: B 中間子の崩壊過程

$b \rightarrow c \rightarrow s$ と崩壊し、B中間子は $B \rightarrow D \rightarrow K$ のように崩壊する。よって B^0 、 \bar{B}^0 に対してそれ

ぞれ $B^0 \rightarrow \bar{D} \rightarrow K^+$, $\bar{B}^0 \rightarrow D \rightarrow K^-$ という崩壊を利用すると K^- が見つかったならば、その親粒子は \bar{B}^0 であり、注目する崩壊は \bar{B}^0 から生じたことになる。フレーバータギングを正確に行なうには、カスケード崩壊による K^\pm を大量の π^\pm から効率良く識別する必要があり、ACCの endcap 部分はこのフレーバータギングに重点をおき、粒子識別を行う。

ユニタリティトライアングルの角度の測定

ϕ_2 測定では $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ に注目するのだが、 B^0 はまた同じ位の割合で $K^+\pi^-$ にも崩壊する。そして、 ϕ_3 測定では $B \rightarrow DK$ と $B \rightarrow D\pi$ を区別しなければならない。これらからも π/K 識別は非常に重要になる。 π/K 識別が必要な崩壊モードと識別に必要な運動量領域、及び reject すべき崩壊モードを表 (1.1) に示す。

| 物理事象 | 崩壊モード | 運動量 GeV/c | リジェクションモード |
|----------|---------------------------------|-----------------|----------------------|
| Tagging | $b \rightarrow c \rightarrow s$ | $0.2 < p < 1.5$ | - |
| ϕ_1 | $B \rightarrow J/\psi K_s$ | - | - |
| ϕ_2 | $B \rightarrow \pi\pi$ | $1.8 < p < 3.8$ | $B \rightarrow K\pi$ |
| ϕ_3 | $B \rightarrow DK$ | $1.5 < p < 3.3$ | $B \rightarrow D\pi$ |

表 1.1: 粒子識別に必要な崩壊モードと運動量領域

これらの粒子の識別は、通常それらの質量 m を求めることで行なわれる。粒子の質量 m は、その運動量 p と速度 β から式 (1.4) で表わせる。

$$m = p \sqrt{\left(\frac{1}{\beta}\right)^2 - 1} \quad (1.4)$$

運動量 p は CDC で粒子の軌跡の曲率半径 ρ を測定し、 $p = 0.3\rho B$ から求められる。ここで、 B は磁場の大きさ [Tesla] である。また粒子の速度 β は CDC において荷電粒子が電離損失で失うエネルギーを測定する dE/dx 方法と TOF による飛行時間測定法がある。CDC での測定では、荷電粒子が物質内部を通過する際に電離損失で失うエネルギーは単位長さあたり、式 (1.5) で表わされ、この測定により β を求めることができる。

$$-\frac{dE}{dx} = K_z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{\sqrt{2m_e \beta^2 \gamma^2 E_{\max}}}{I} \right) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (1.5)$$

ここで、 K は比例定数 ($0.307 \text{MeVg}^{-1} \text{cm}^2$)、 z は入射粒子の電荷数、 Z は媒質の原子番号、 A は媒質の質量数、 I は物質の ionization potential、 E_{\max} は maximum measurable energy、 $\delta/2$ の項は density effect による補正項である。実際に BELLE ではエネルギー分解能が $(\sigma_{dE/dx})/(dE/dx) \cong 5\%$ の CDC 内部での電離損失を測定することにより $p < 0.8 \text{GeV}/c$ の運動量領域での粒子識別を行なう。また TOF では、荷電粒子が衝突点からシンチレーターまで飛行した距離 L とその飛行時間 t を測定することにより粒子の速度 β が式 (1.6) により求まる。

$$\beta = \frac{L}{ct} \quad (1.6)$$

実際に BELLE の TOF は 100ps の時間分解能で $p < 1.2 \text{GeV}/c$ の運動量領域の粒子識別を行なう。CDC の dE/dx 法と TOF の飛行時間測定法による π/K 識別性能を図 (1.7) に示す。

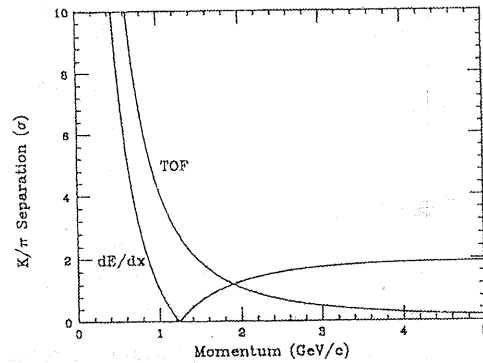


図 1.7: CDC、TOF の π/K 識別性能

CDC、TOF による方法では運動量 $p < 1.2 \text{ GeV}/c$ の領域でしか π/K 識別を行なうことができない。しかし、表 (1.1) を見ると運動量領域 $0.2 \sim 3.8 \text{ GeV}/c$ での π/K 識別を必要としていることが分る。そのため、これまでの測定器とは異なる高運動量領域での π/K 識別が可能な粒子識別装置が必要となる。この領域の粒子識別を行なうために使用するのがシリカエアロジェルチェレンコフカウンターである。

第2章 シリカエアロジェルチェレンコフカウンター

2.1 チェレンコフカウンター

チェレンコフカウンターとは荷電粒子が屈折率 n の物質中を通過する際、その速度 v がその物質中の光の速さ c/n を越えたときに発生するチェレンコフ光を利用した検出器である。これは空气中を超音速で移動する物体から音波の衝撃波が発生するのと同じ原理であり、球面ホイヘンス波面として形成される(図 2.1) [9]。この時のチェレンコフ光は、荷電粒子の進行方向に対して式 (2.1) で表される角度 θ_c の方向に発生する。ここで $\beta = v/c$ である。また、発生するチェレンコフ光の光子数 N は式 (2.2) のフランク・タムの式で表される。

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.2)$$

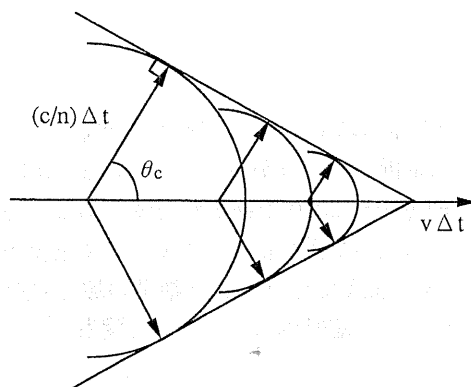


図 2.1: チェレンコフ光の発生

式 (2.2) にの α は微細構造定数、 L は粒子が物質中を通過した距離、 λ は発生した光子の波長 [nm] である。従って、チェレンコフ光は $n > 1/\beta$ の条件が満たされている時に発生する。この時の荷電粒子の閾値速度 β_{th} と閾値運動量 p_{th} は、それぞれ式 (2.3)(2.4) で表わされる。

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \quad (2.3)$$

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (m : \text{荷電粒子の質量}) \quad (2.4)$$

輻射体の屈折率 n と閾値運動量 p_{th} の関係をそれぞれ π 中間子、 K 中間子、陽子について見たものを図 (2.2) に示す。閾値型チェレンコフカウンターは、識別する粒子の閾値運動量 p_{th} をあらか

じめ決めておき、式 (2.4) からもとめられた屈折率の輻射体を使用する。輻射体を p_{th} 以上の運動量を持つ荷電粒子が通過すれば、チェレンコフ光が検出されるのでこれにより、粒子識別を行うことができる。

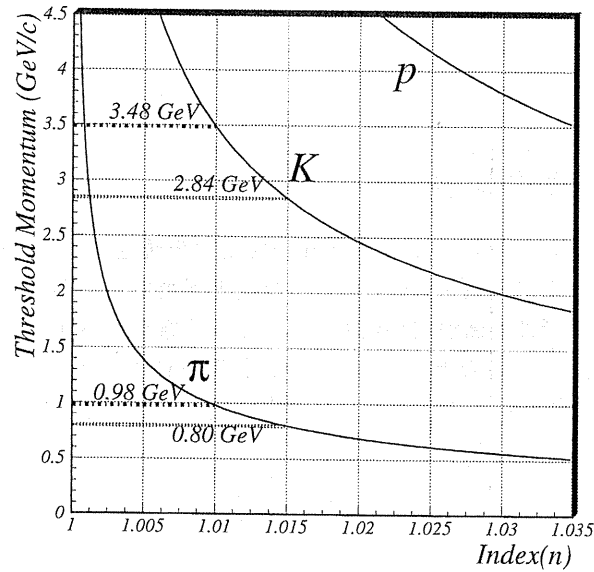


図 2.2: 屈折率と閾値運動量の関係

2.2 シリカエアロジェル

今回の BELLE 実験では、高運動量領域での π/K 識別が重要となるのだが、そのためのチェレンコフカウンターの輻射体には、低屈折率の物質が必要となる。BELLE 実験で要求されている π/K 識別能力を満たすには屈折率 $n=1.010\sim 1.030$ の物質が必要である。従来、これだけの低屈折率の物質は、固体としては存在せず表 (3.1) に示すような液体や気体を使用していた。しかし、高圧ガスや液体水素等を取り扱いが困難で危険なため、高運動量領域での粒子識別は非常に困難であった。そこで取り扱いが容易で低屈折率の輻射体に使用できる物質として近年現れたのがシリカエアロジェルである。[10], [11], [12], [13]

| 物質 | | 屈折率 n |
|----|--------|----------|
| 固体 | ポリエチレン | 1.58 |
| | ガラス | 1.47 |
| 液体 | 水 | 1.33 |
| | 水素 | 1.11 |
| | ヘリウム | 1.024 |
| 気体 | 二酸化炭素 | 1.00045 |
| | 水素 | 1.000138 |
| | ヘリウム | 1.000035 |

表 3.1: 物質の屈折率

エアロジェルとは、ゲル状の物質を乾燥することで作られる多孔質の固体であり、その体積の90%以上が空気で占められている。シリカエアロジェルは、 SiO_2 を主成分とするエアロジェルであり、無色透明のジェルである。低屈折率、低密度のシリカエアロジェルは、シリカ粒子の特異な構造により実現されている。まず、 SiO_2 分子が直径1~2nmの1次粒子を形成し、この1次粒子が更に集合して最大50nmの2次粒子を形成する。この1次粒子、2次粒子の密度は通常のガラスと同程度の $2.4\sim 2.6\text{g/cm}^3$ である。2次粒子は互いに鎖状に結合して絡み合い3次元的ネットワークを形成して多孔質のジェルとなる。[図(2.3)]この構造によりジェルは内部に多くの空気を含み、固体としては異常な程の低密度が実現されている。BELLE ACCで製造しているシリカエアロジェルの密度は $0.022\sim 0.11\text{g/cm}^3$ である。

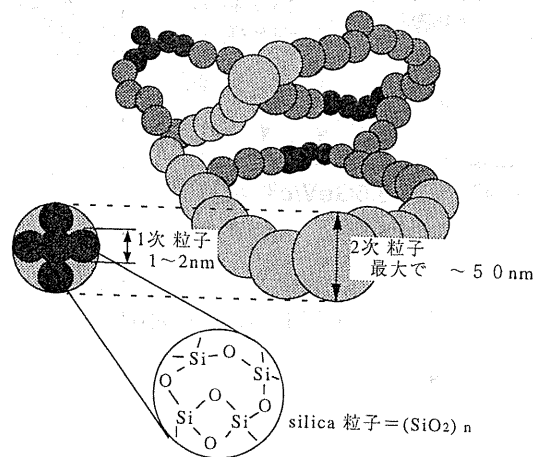


図 2.3: シリカエアロジェルの構造

2.3 BELLE シリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

BELLE 検出器のシリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) は、図 (2.4) の様に CDC と TOF の間に e^-e^+ 衝突点を取り囲むようにある外半径 1165mm、内半径 885mm の円筒形の Barrel ACC (BACC) と衝突点の +z 方向にあるトーラス形の Endcap ACC (EACC) で構成されている [14]。BACC は周方向に 60 分割され、各セクターが 16 個のカウンターから成り A~I カウンターの 9 種類がある。EACC も周方向に 12 等分割されており、その中にそれぞれカウンターが挿入されており内側から LAYER1~5 の 5 種類に分れている。図 (2.5) に BACC の 1 セクターの断面図、図 (2.6) に EACC の断面図をそれぞれ示す。

また挿入するカウンターに使用するエアロジェルの屈折率と PMT の種類を表 (2.1) に示す。

BACC ではローレンツブーストされた $B \rightarrow \pi\pi$ モードにおける π 中間子が、生成される方向により運動量が異なるため使用するシリカエアロジェルの屈折率をカウンターの設置場所によって変えてある。BELLE 実験では非対称エネルギー衝突なので、生成された π 中間子は +z 方向に向かうもの程、高い運動量を持っている。これより、+z 方向には高い運動量に対応出来るよう屈折率の低いエアロジェルを使用している。図 (2.7) に実験室系での π 中間子の運動量と角度の関係を示す。また、両端付近のカウンターが磁場の方向に対して 35 度傾いているのは、効率よくカウン

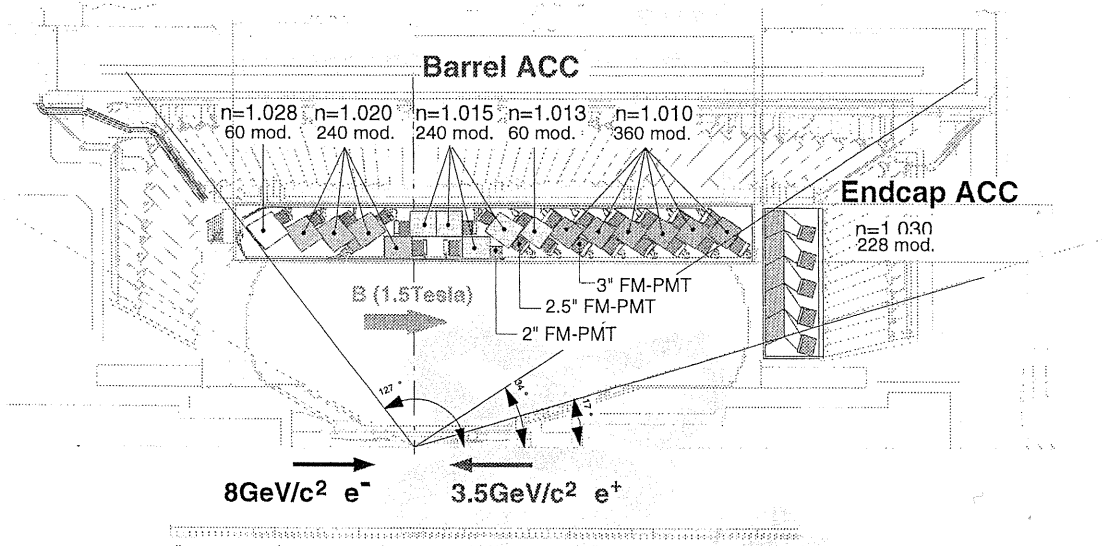


図 2.4: BELLE ACC 断面図

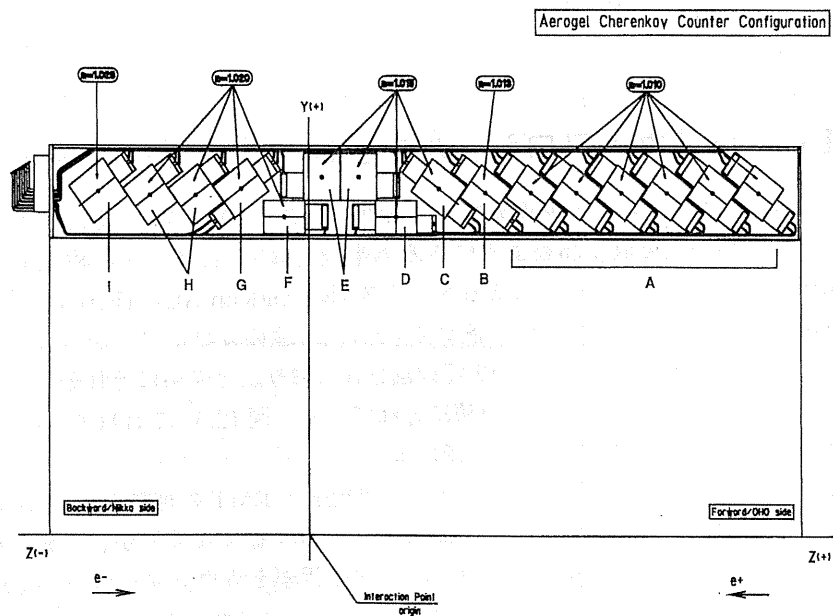


図 2.5: BELLE BACC 断面図

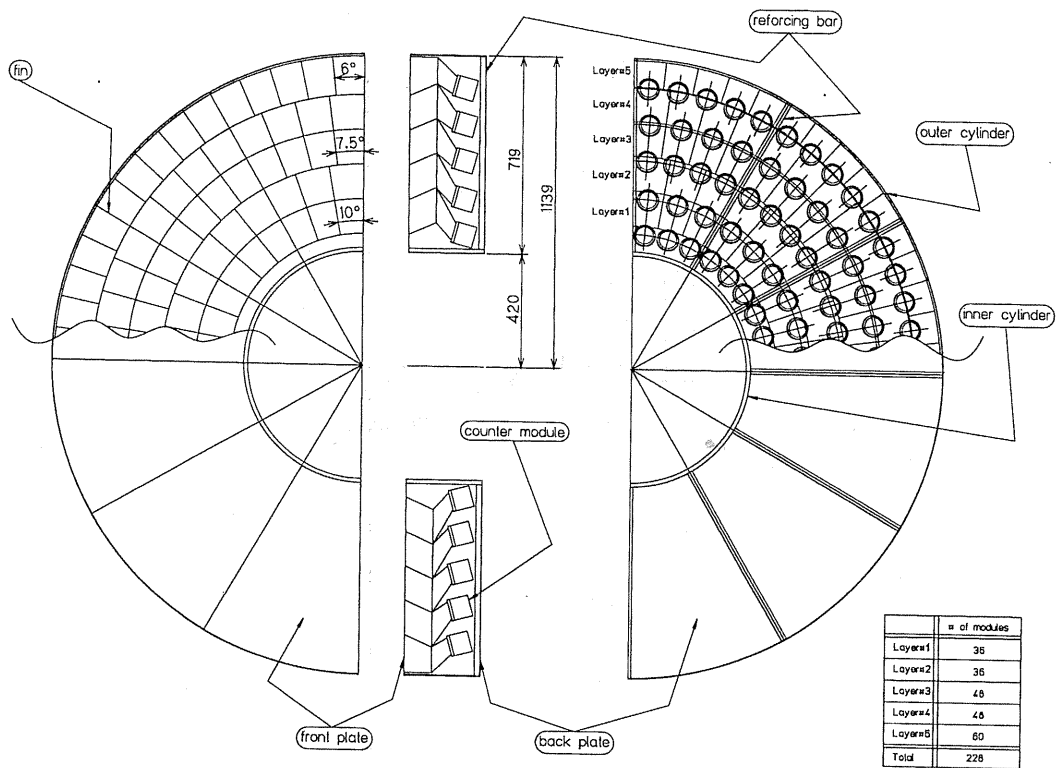


図 2.6: BELLE EACC 断面図

ターを挿入するためである。

EACCでは、本来ならばBACCと同じ $B \rightarrow \pi\pi$ モードを調べるためには高い運動量に対応するため屈折率がより低いもの($n \sim 1.008$)を使用するのであるが、実際にはより屈折率の高い $n = 1.030$ のエアロジェルを使用している。これはEndcapにflavor tagging用のTOFもしくは高屈折率のジェルを用いたACCを設置する必要があったのだが、限られた空間でこれら全ての要求を満たすのは不可能であったため、EACCが運動量の低い $B \rightarrow D_x \rightarrow K$ モード(flavor tagging)と $B \rightarrow \pi\pi$ 以外のモードの測定に限定して測定を行なうことにしているからである。

BACCのカウンターの形状は、カウンターの配置のために ϕ 方向に角度がつけてある。ボックスの材質はアルミニウムで、0.2mm厚の板を加工して作られている。その内壁には、発生したチェレンコフ光を乱反射させ効率良くPMTに導けるようGoretex(付録A.2参照)という厚さ $250\mu\text{m}$ の乱反射材で覆っている。このボックスの中に約24mm厚のエアロジェルがカウンターの種類に応じて4~6枚挿入されている。また、ボックスの側面には強磁場中でも性能を発揮し、シグナルを読み出すことのできるFM-PMT(付録A.3参照)が一本もしくは二本取り付けられている。この時取り付けるFM-PMTの本数、口径は発生するチェレンコフ光の光量に応じて決めてある。またPMTを二本取り付けられている場合にはカウンターが効率よく納められるように非対称に取り付けてある。BACCカウンターの構造図を図(2.8)に示す。EACCのカウンターも基本構造はBACCのものと同じであるがボックスの素材はCFRP(炭素繊維強化複合材料)になっている。またエアロジェルへの入射粒子が直接PMTのガラスを通過しチェレンコフ光を発生させることを避ける為に図のようにカウンターとPMTの間にair light guideを介した構造になっている。EACCの構造を図(2.9)に示す。

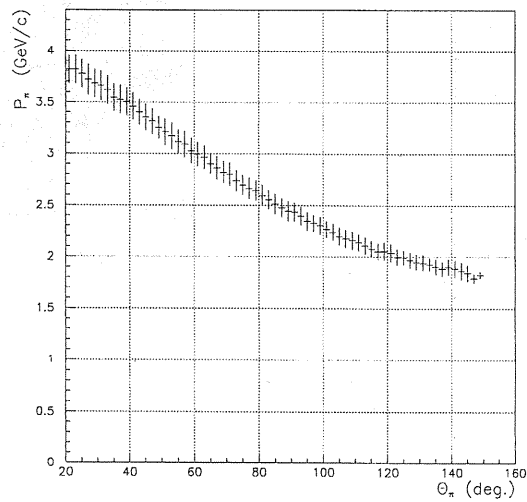


図 2.7: $B \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ 崩壊による実験室系での π 中間子の運動量と角度の関係

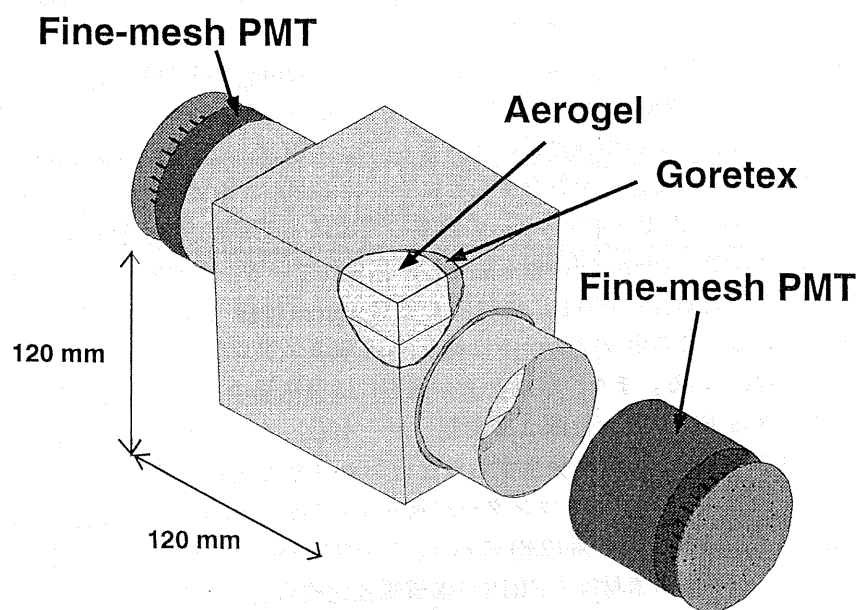


図 2.8: カウンターボックス (BACC)

| カウンターの種類 | 数量 | 屈折率 | FM-PMT | |
|----------|-----|-------|--------|---------|
| BACC | A | 360 | 1.010 | 3"×2 |
| | B | 60 | 1.013 | 2.5"×2 |
| | C | 60 | 1.015 | 2.5"×2 |
| | D | 60 | 1.015 | 2.5"+2" |
| | E | 120 | 1.015 | 3" |
| | F | 60 | 1.020 | 3" |
| | G | 60 | 1.020 | 2.5"+2" |
| | H | 120 | 1.020 | 2.5" |
| | I | 60 | 1.028 | 2.5" |
| EACC | 228 | 1.030 | 3" | |

表 2.1: 各カウンターボックスのエアロジェルの屈折率と使用 PMT

2.4 ファインメッシュ型光電子増倍管

ACCのカウンターで発生するチェレンコフ光の様に非常に微弱な光を検出する際に通常使用するのが光電子増倍管 (PMT:PhotoMultiplier Tube) である [15], [16]。一般的に使用されている PMT は、ラインフォーカス型 PMT と呼ばれるものであり、その構造を図 (2.10) に示す。

PMTに入射した光子は光電面 (Photocathode) で電子に変換されダイノード (Dynode) に向かう。ダイノードにより電子を増幅し、数段のダイノードで十分に増幅した後、電子は陽極 (Anode) に到達し信号として出力される。ラインフォーカス型 PMT は、無磁場中での電子の軌道に合わせてダイノードの位置が決まっている。従って磁場中では増幅する電子は軌道がずれてダイノードに到達できないので全く動作しない。磁場中で正常に動作するように改良したのがファインメッシュ型 PMT (FM-PMT) である。ラインフォーカス型と決定的に異なるのは、ダイノードの構造である。FM-PMT の構造を図 (2.11) に示す。FM-PMT のダイノードはメッシュ状になっており、何枚ものダイノードが非常に近接して層をなしている構造を持つ。この構造では、光電子や二次電子がダイノード間に生ずる平行電界により加速され、また磁場により電子が軌道を曲げられても次段のダイノードのどこかに当たれば増幅されるので PMT の管軸方向への磁場に対して影響を受けない。この構造が FM-PMT の高磁場中での正常な動作を確実にしている。また、ダイノード間隔が 0.8mm と狭いので、PMT の全長が非常に短くなりコンパクトになっている。ACC では、チェレンコフカウンターを限られた空間内に納めなければならないので、このことも非常に好都合である。ファインメッシュダイノードの模式図を図 (2.12) に示す。また、磁場 1.5[Tesla] 中での PMT の gain と波高分解能の変化を図 (2.13)、図 (2.14) に示す。

図 (2.13) は無磁場での gain を 1 とした時の磁場中での PMT の gain を表わしたものである。磁場中では FM-PMT は動作するが gain は減少する。しかし、磁場に対して PMT を傾けた時 gain の減少が抑えられる。これは、磁場中で PMT を傾けると二次電子が次段のダイノードに到達しやすいからである。また図 (2.14) は磁場中での波高分解能の変化を有効光電子数 μ_{eff} についてみたものである。横軸に磁場の強さ、縦軸は無磁場での波高分解能と磁場中での波高分解能比で表わしている。ここで有効光電子 μ_{eff} を式 (2.5) の様に定義する。

$$\mu_{\text{eff}} \equiv \frac{\langle \text{ADC} \rangle}{\sigma} \quad (2.5)$$

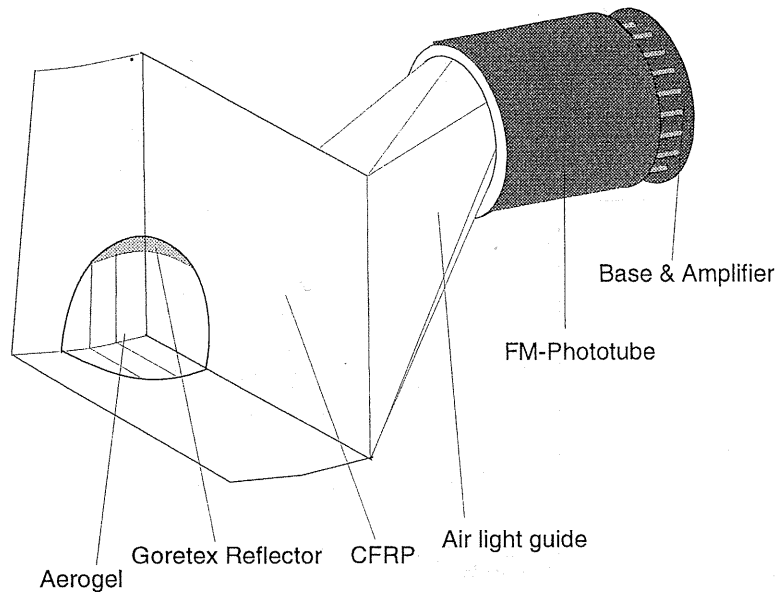


図 2.9: カウンターボックス (EACC)

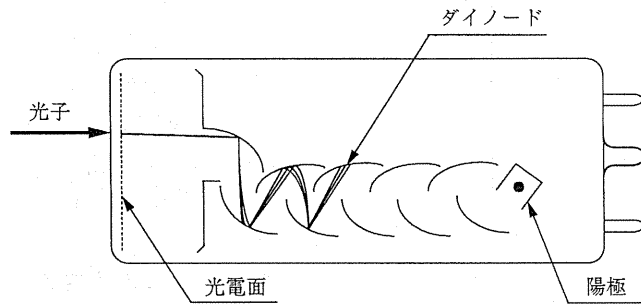


図 2.10: ラインフォーカス型 PMT 断面図

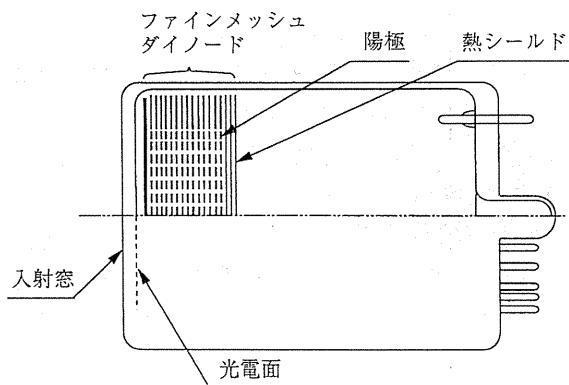


図 2.11: ファインメッシュPMT 断面図

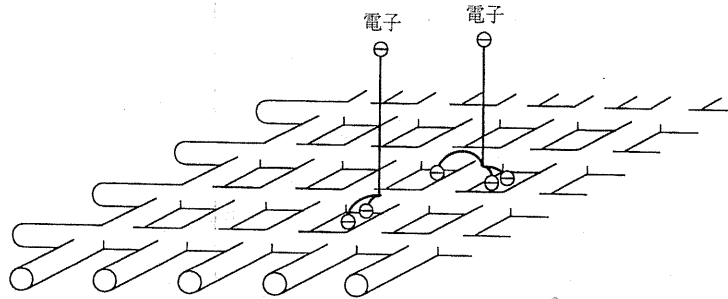


図 2.12: ファインメッシュPMTの増幅過程

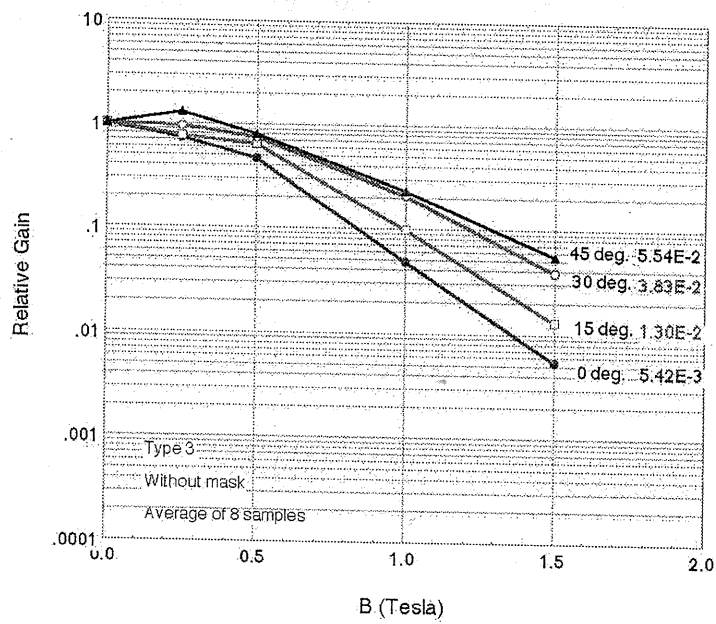


図 2.13: 磁場に対する gain 変化

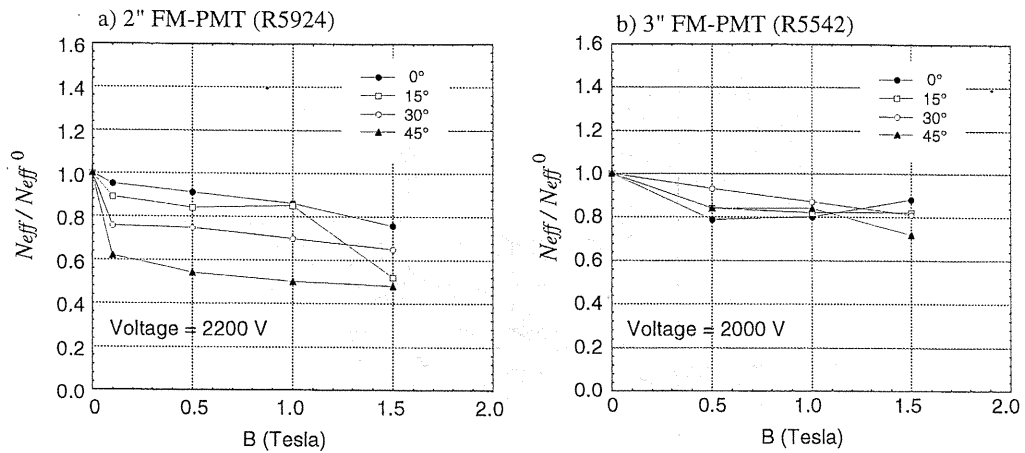


図 2.14: 磁場に対する波高分解能の変化

ここで $\langle ADC \rangle$ は ADC から読み取ったスペクトルチャンネルの平均値、 σ はその標準偏差である。この μ_{eff} は ADC スペクトラムをポアソン分布 $(e^{-\mu} \cdot \mu^n) / (n!)$ で近似したときの期待値 μ に対応する。波高分解能は磁場中ではやはり下がる。また磁場に対して PMT を傾けると gain とは異なり更に悪化する傾向が見られる。これは、光電面から出た光電子が磁場に巻き付くようにして磁場方向に進むため、陽極の実際の有効面積が小さくなるからである。この現象を管壁の効果と呼んでいる。しかし、PMT にかかる印加電圧を上げ、PMT の口径を大きくすること等で波高分解能の悪化を抑えることができる。磁場中では、FM-PMT を傾け、印加電圧を高くし、PMT の口径を大きくすることにより十分に高い gain と波高分解能が得られる。

第3章 ACC gain stability check

ACCは1188個のモジュールがある。各モジュールは透明度が高く屈折率1.010–1.030のSilica Aerogel (以下 Aerogel) とそれに備え付けられたPMT(光電子増倍管) からなり、Aerogel中を光速より速い荷電粒子が通過する時に輻射されるČerenkov光をPMTで検出する。

PMTで得られた信号をもとに粒子を識別しているため、粒子が輻射した光量を正しく測定する必要があり、様々な原因から変動するPMTのゲインを正しく把握しておく必要がある。データ収集システムのチェックとCalibrationのためにPMTのなだらかな変動等をLED(light emitting diode) local runのデータをもとに調べた。

3.1 LED local run

PMTでは陰極面での光電効果で光を電気信号に変換する。光電子はdynode19段で鼠算式に電子数を増幅し、陽極では 10^7 程度の電子数となる。即ち、1光子がおよそ 10^7 個の電子に変換される訳である。しかし様々な要因によりこの増幅率が経時的に変動することがある。粒子識別が観測された光子数を用いて行われるため、各PMTのゲインは正確にモニターされる必要がある。我々は、基準光源からの光を必要に応じてカウンターモジュールに送り、その応答からPMTのゲインの変動をモニターしている。これをlocal runと言う。図3.1にLED基準光源を示す。より均一で、より多くの光量を得るために図に示すように6個のLED光源を用いて、それらをdiffuser box内のBaSO₄反射材に当て入射表面中心からLED基準光源として光を供給している。PMTのゲインの変動をモニターする基準光源自体の光量は時間、温度のそれぞれに対して安定であることがすでに示されている [19]。LED local runは後に述べるCalibration Constantのためにも用いられる。

LED local runはおおよそ1日1回行われており実際の内容は以下の通りである。まず最初に基準光源として用いるLEDからの青色の光を1188個ある各モジュールに1000発入射し、その入射光がモジュール側面に備え付けられたPMTの光電面にあたり光電効果により光電子が飛び出る。この光電子がPMTで増幅された電荷量はMQTにより時間情報に変換され、次にTDCにより時間情報がデジタル情報に変換されACCが得るraw data、デジタル時間情報の分布となる。このシステムで我々が最も注意してモニターしているものの1つにdead channelがある。これは、PMTが動作不能になってしまうことであり、現在までで30PMTあることがこのlocal runで解っている。PMTは1788本ありdead channelの割合は1.7%である。しかし、ACCカウンターモジュールはその多くが1モジュールに対してPMT2本読み出しであるため、カウンターモジュール自体の動作不能は4のモジュールであり、全モジュール1188に対しておおよそ0.3%程度である。

3.2 PMT gainの経年変化

LED local runによるpulse height分布は図3.2に示すようなポアソン分布になる。この分布をポアソン分布関数でfittingし、その平均値、分散をこのgain stability checkに用いた。

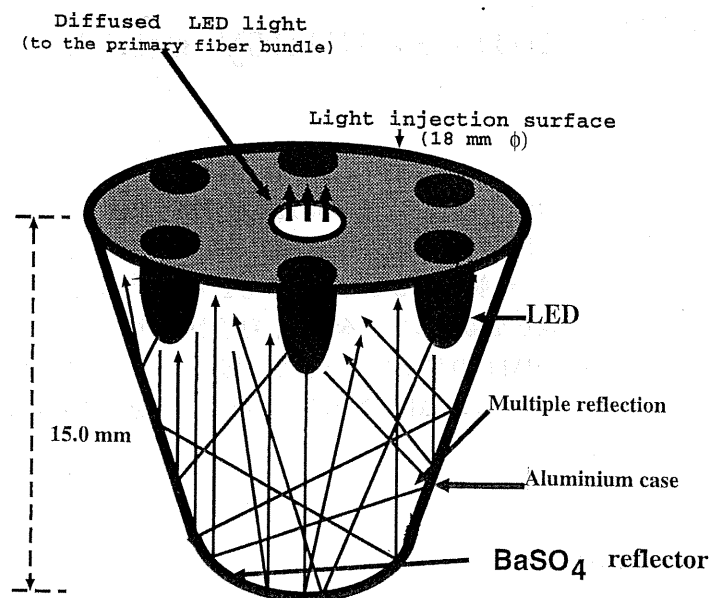


図 3.1: LED 基準光源

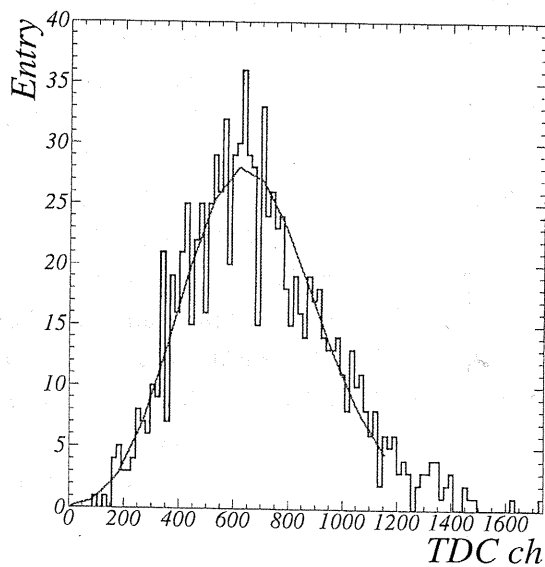


図 3.2: LED ph distribution

例として PMT-0 についてのゲイン経年変化を図 3.3 に示す。それぞれ横軸は local run number を示し、上段の図は LED local run で得られた pulse height の平均値 μ を local run 毎にプロットしたもので最初のランで規格化したものであり、1999 年 5 月 26 日から 2000 年 12 月 28 日までのおよそ 570 日間のデータである。中段、下段の図はそれぞれ pulse height の RMS(Root Mean Square) と μ_{eff} である。 μ_{eff} とは次の式で定義される量で光電子数の絶対値を表す指標となる。

$$\mu_{eff} = \left\{ \frac{\mu}{RMS} \right\}^2 \quad (3.1)$$

PMT-0 はゲインが安定している代表的な PMT の一つである。

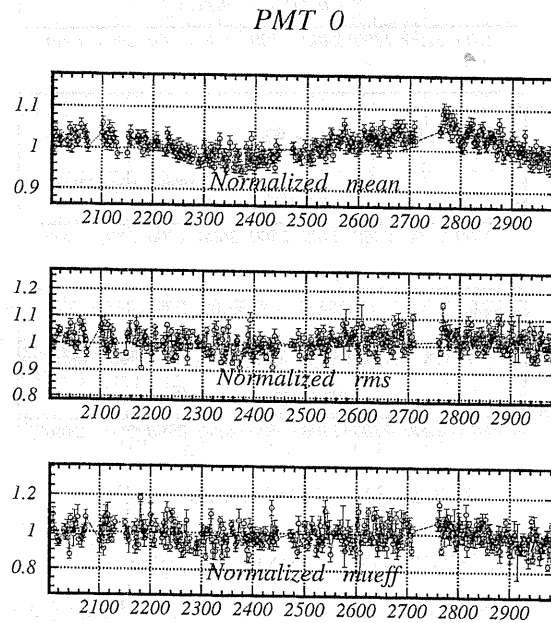


図 3.3: PMT-0 ゲイン経年変化

RMS、 μ_{eff} を評価することで得られた信号が変動した場合にその要因を探ることが出来る。即ち、

- 平均値 μ が変動して μ_{eff} の変化が無ければ PMT のゲインが変動
- 平均値 μ が変動して μ_{eff} の変化が有れば LED の光量の変動

これより図 3.3 から PMT-0 に供給する LED の光量が僅に揺らいでいるが、ゲインは安定であることが解る。

PMT のゲインの変動は次に示すおよそ 3 種類に分けることができる

- 日々なだらかに変動するもの
- Dynode touch により引き起こされる急激な変動
- Dynode touch から元の状態に戻ったことによる急激な変動

ここで Dynode touch とは PMT の 19 段あるファインメッシュが PMT にかけてあるおよそ 2000[V] の高電圧により隣り合うファインメッシュどうしが引っ付いてしまうことによりゲインが大幅に落ちてしまう現象である。Dynode touch を引き起こした PMT の典型的な例を図 3.4 に示

す。急激にゲインが落ちていることが解る。過去に dynode touch を起こした PMT の数はおよそ 40PMT で、全体の 2.2% である。dynode touch は ACC が得る $N_{p.e.}$ に直接影響してしまい、正しい $N_{p.e.}$ を得る妨げになる。これを解決するために後に次章で示す較正係数 (calibration constant) に補正係数を dynode touch がおきる度に演算することにより解決している。

PMT 519

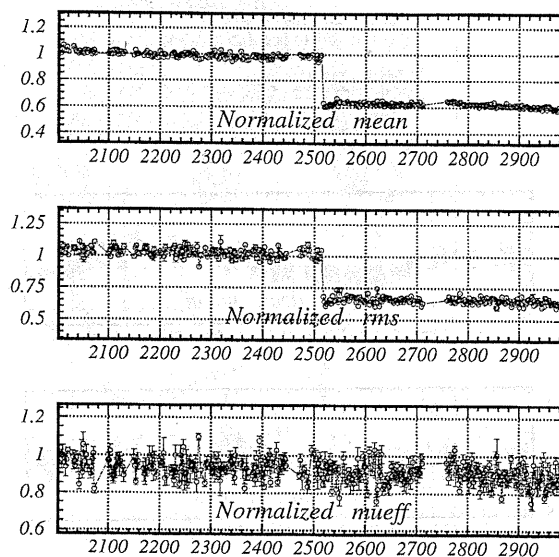


図 3.4: PMT-519 Dynode touch

図 3.3 上段図で表される ratio の平均値を、各 PMT 毎にプロットしたものを図 3.5 上段に示す。また、その全 PMT に対する分布を下段図に示す。同様に図 3.3 上段図の ratio の全ランに対する分布の RMS を全ての PMT についてプロットしたものを図 3.6 上段に、また、その全 PMT に対する分布を下段図に示す。図 3.5 は PMT の長期的な gain の安定性を示し、図 3.6 は短期的な gain の変動率 (揺らぎ) を示すと考えられる。図 3.5 上段図の 1 から大きくハズレて串のようになっているのはその PMT が Dynode touch または Dynode touch から元に戻ったことを示している。図 3.5、図 3.6 の下段図から PMT の経年変化はおよそ平均値が 1、その揺らぎが 5% 強であることから PMT のゲインは安定であると言える。

3.3 Cell 単位の変動のチェック

PMT に対して行ったことを Cell 単位についても行った。

Barrel ACC は 60-Cell、Endcap ACC は 12-Cell からなり、Barrel 1-Cell について 16 モジュール、Endcap 1-Cell について 19 モジュールある。Cell 単位での systematic な変化を見るために 1.2 で PMT に対して行ったことを Cell 単位についても行った。各 Cell 内では一つのファイバーから光を分岐していること、読み出し回路に関しても Cell 単位で同一の MQT モジュールボードに接続されているため、それらの変動、変化をチェックすることができる。Cell-0 に対する経年変化を図 3.7 に示す。図 3.3 に示した PMT-0 の分布と同様な分布をしている。つまり、Cell-0 に関しても Cell-0 全体で LED 光源に僅かな変動があるが、Cell-0 全体のゲインの変動がないことが解る。

ACC Mean

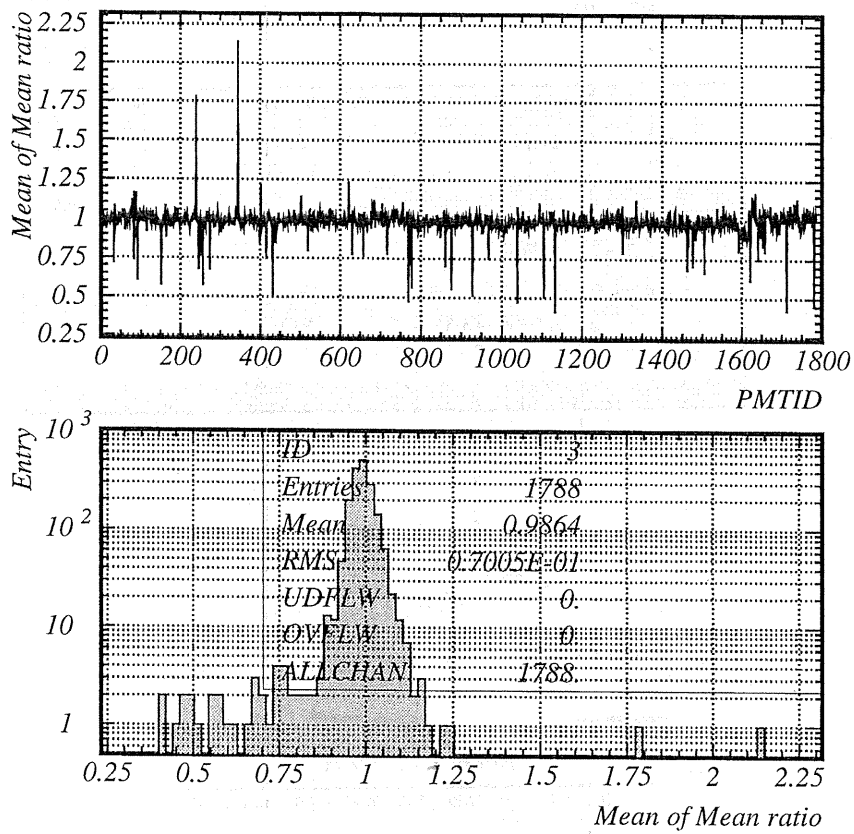


图 3.5: PMT vs Mean of normalized mean

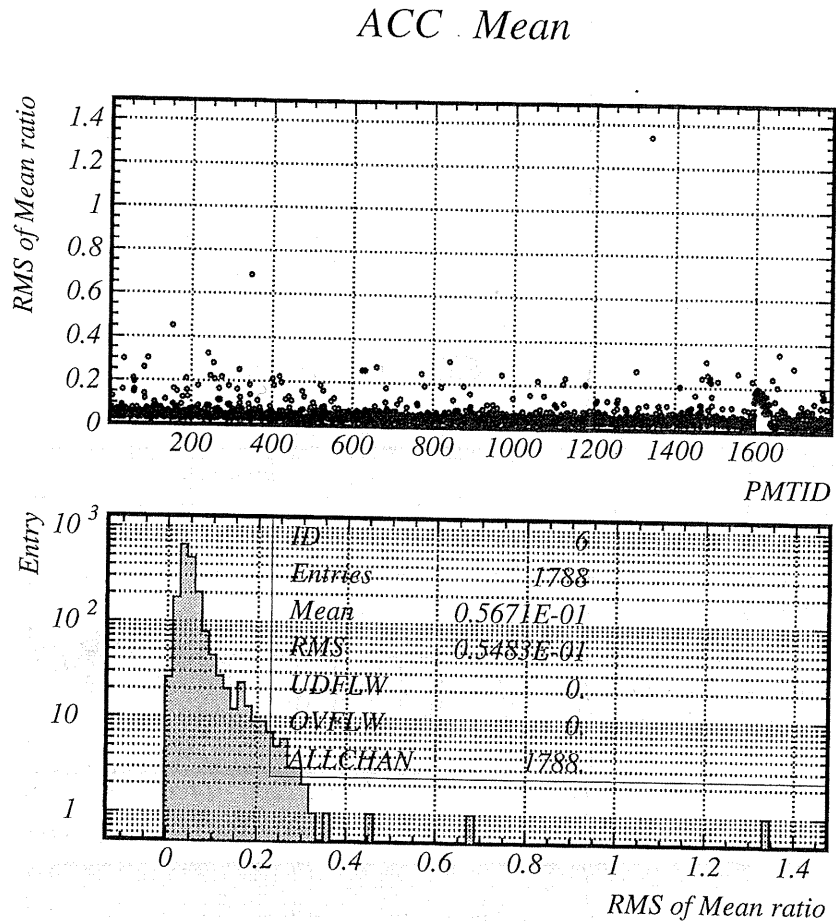


図 3.6: PMT vs RMS of normalized mean

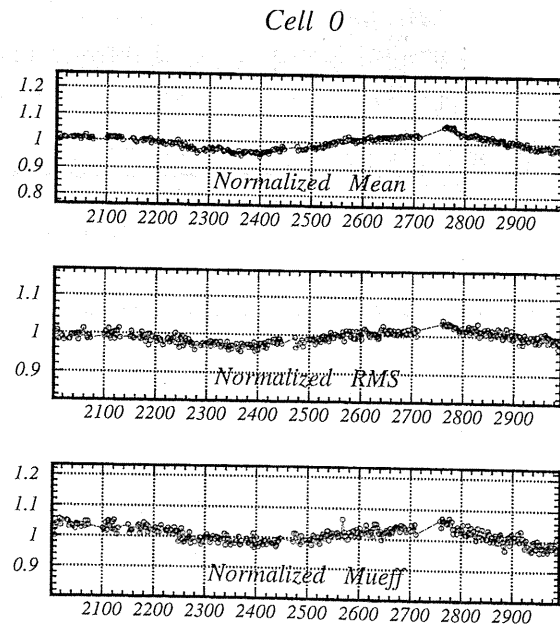


図 3.7: Cell systematic check

3.4 LED光源の変動チェック

LED基準光源は6個から成り、これから1188個のモジュール全てへ光を供給している。先に言及したがPMTのゲインの変動をモニターする基準光源自体の光量は時間、温度のそれぞれに対して安定であることがすでに示されている[19]。これは、現在のLEDによるACCモニターシステムのインストール以前の報告であり、インストール後の調査はこれが最初である。つまりLED基準光源自体の安定は示されていても、それに供給する電圧源、基準光源とカウンターモジュールをつなぐファイバーの効果とうに対する調査となる。

一個のLED基準光源から光ファイバー、ACCモジュールまでのセットアップを図 *led_setup₁* に示す。LED基準光源6個の内、4個からBarrel部分Cell 0-14、15-29、30-44、45-59へ、2個からEndcap部分Cell 60-65、66-71へ光は光ファイバーで送られ、各CellからそのCell内の各モジュールに同じように光ファイバーで送られる。つまり、一つの光源の変化はBarrelについて15-Cell、Endcapについて6-Cellへ直接影響してしまう。

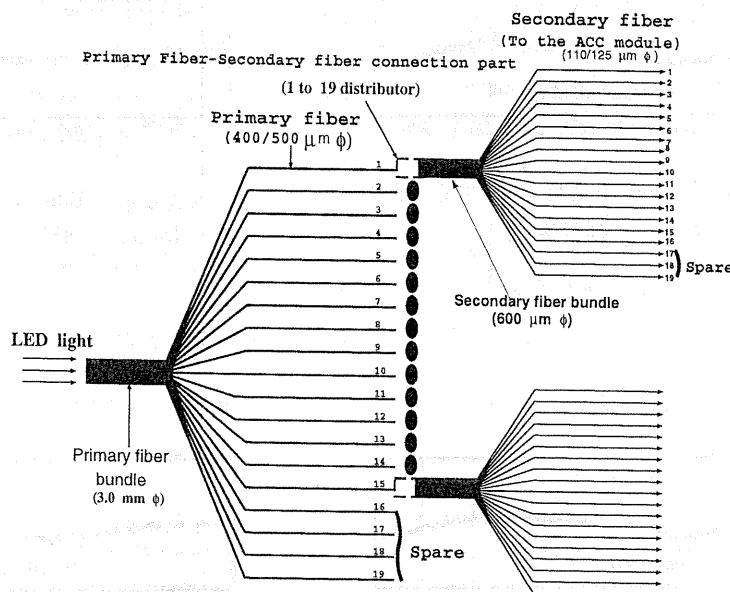


図 3.8: LED fiber setup

この影響はモニターしなければならないことであるため、この光源または光源とモジュールを繋ぐファイバーのチェックのために経年変化を調べた。それを図 3.9～図 3.14 図に示す。

全てにおいて僅かにLED基準光源の変動がみられる。そしてその変動の様子には各LED基準光源で同一である。これは、LED基準光源がその性能のため変動しているのではなく[19] LED基準光源に与えている電圧の揺らぎであると思われる。LED基準光源に電圧を与える電圧器に対するモニターシステムはないためそれを補正することはできない。しかしこの変動は大きくはなく、僅かに変動しているという事実を知っていればその影響を考慮しACCをモニターできる。

以上からLED基準光源からの光量に僅かな揺らぎがあるものの、このゲイン stability check からACCのPMTは非常に安定していることが解った。これはおよそ1年半の間ものデータを用いた結果であり、図 3.5、図 3.6 に示したとおり平均値が1、その揺らぎがおよそ5%であるため、今後長期にわたり安定した状態を保つことが期待できる。

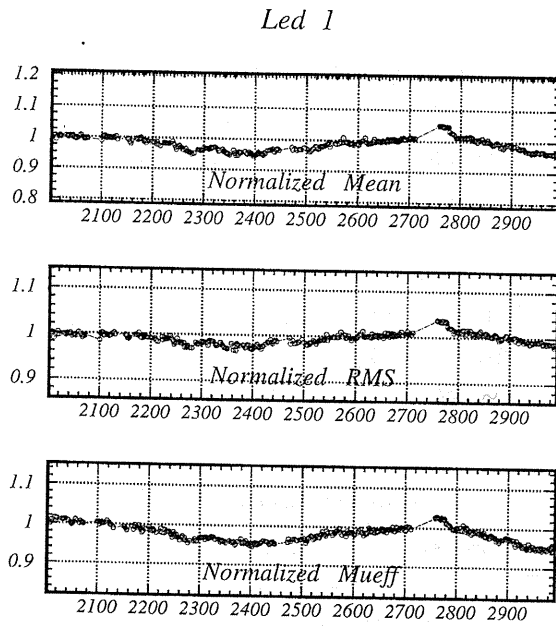


図 3.9: LED 1 光源 (Cell 0~14) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

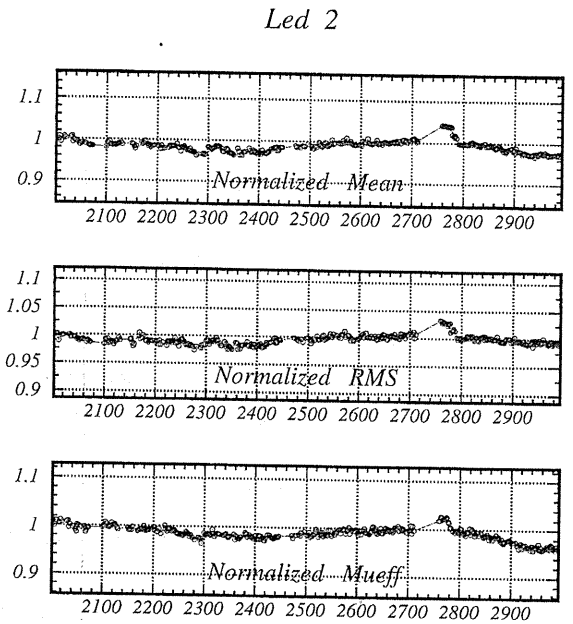


図 3.10: LED 2 光源 (Cell 15~29) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

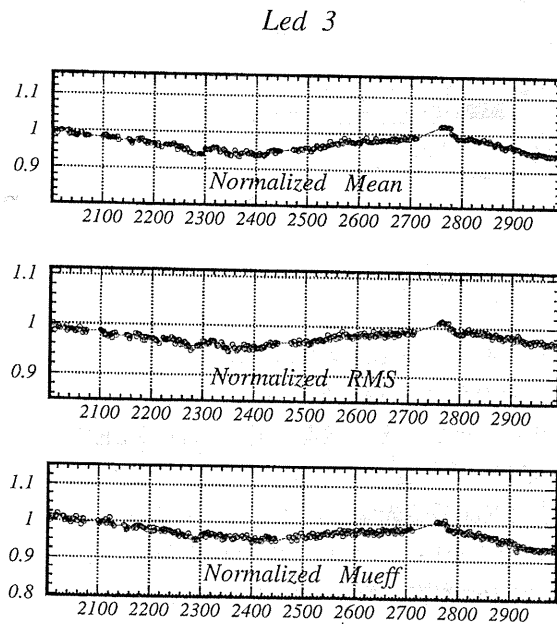


図 3.11: LED 3 光源 (Cell 31~44) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

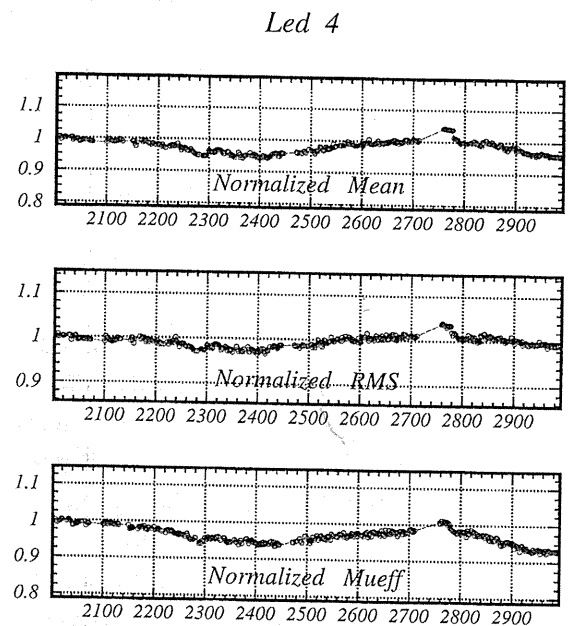


図 3.12: LED 4 光源 (Cell 45~59) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

Led 5

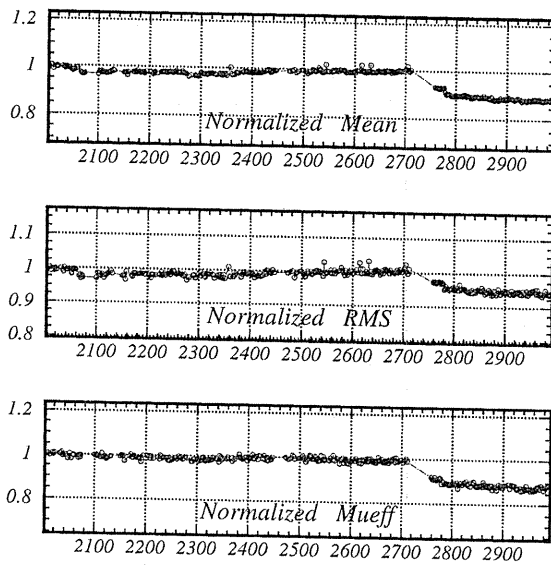


図 3.13: LED 5 光源 (Cell 60~65) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

Led 6

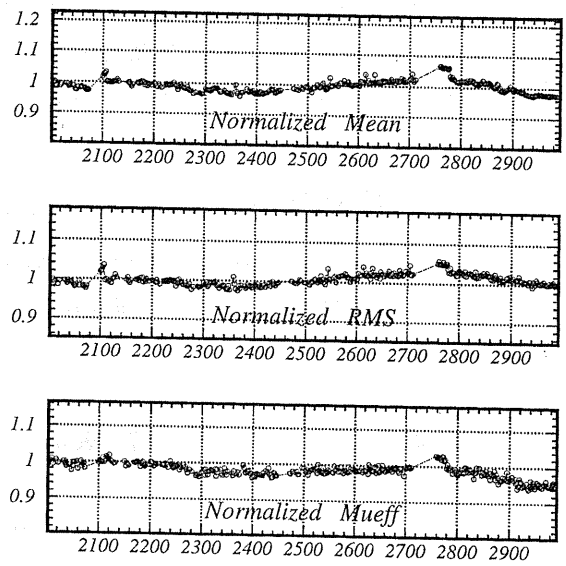


図 3.14: LED 6 光源 (Cell 66~71) に対する LED p.h. の Mean、RMS、 μ_{eff} 経年変化

第4章 LED Calibration

ACC モジュールを通過した荷電粒子によって輻射された Cherenkov 光が PMT の光電面に入り、そこから飛び出す光電子を検出して粒子識別を行う。ACC gain check でも述べたが、ACC が得る情報はこの光電子が PMT で増幅され MQT、TDC をへた時間情報である。しかし ACC が粒子識別するにあたり得たい情報は光電子数 ($N_{p.e}$) であり、実際に得られる時間情報データから $N_{p.e}$ に書き直さなければならない。この操作を較正 (calibration) と言い、実際に行うことは較正係数 (Calibration Constant (C.C.)) を決めることである。ACC では Cherenkov 光を検出するのに 1788 本の PMT を用いているが、PMT はそれぞれ個々の gain を持っているため 1788 個の C.C. を決めなければならない。C.C. を決める方法は幾つか有るがここでは Beam data を用いて得られた C.C. を LED を用いて補正する方法について述べる。

4.1 Calibration Constant

我々が知りたい PMT の光電面から飛び出る光電子数の分布はポアソン分布 $\frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!}$ に従う。ポアソン分布の平均値 (平均光電子数) $\mu = \langle N_{p.e} \rangle$ と分散 σ は

$$\mu = \langle N_{p.e} \rangle = \sigma^2 \quad (4.1)$$

の関係にあり、ここで有効光電子数 μ_{eff} を

$$\mu_{eff} = \left(\frac{\langle N_{p.e} \rangle}{\sigma} \right)^2 \quad (4.2)$$

と定義すると

$$\mu_{eff} = \langle N_{p.e} \rangle \quad (4.3)$$

となり平均光電子数と有効光電子数は一致する。しかし、ACC が得るデータの分布は Fine-Mesh 型 PMT による増幅によりポアソン分布は広がり平均光電子数 $\langle N_{p.e} \rangle$ と有効光電子数 μ_{eff} は一致せずに次式で定義される E.N.F. (Excess Noise Factor) により

$$E.N.F. = \frac{\mu_{eff}}{\langle N_{p.e} \rangle} \sim 2.0 \quad (4.4)$$

なる関係を持つ。

ACC が得る光電子数は形を変えながら最後に TDC の時間情報となるが途中経過はブラックボックスのように扱い次式の様に較正係数を定め $N_{p.e}$ を算出する。

$$N_{p.e} = \frac{TDC \text{ 測定値}}{C.C.} \quad (4.5)$$

Calibration に最も適したデータは荷電粒子の track (軌跡) がきれいな Muon events である。Muon events を用いた C.C. を導入するには少なくとも $10[\text{fb}^{-1}]$ 以上のデータ量が必要である。1度この

Muon events を用いた C.C. を導入したが、そのとき使用したデータはおよそ 1.2[fb⁻¹] であり、非常に良い較正結果が得られた。

7日に1度の間隔で Muon events を用いて C.C. を導入する予定であるが、現在のデータ量では不足しているため、他の方法に頼らなければならない。そこで、1度 Muon event を用いて決めら導入された C.C.^{Muon} を基準にして、その後のなだらかな gain の経時的変動の補正を LED を用いて行った。

4.2 LED による Calibration Constant

C.C.^{Muon} は Muon データを元に作られており、この C.C.^{Muon} を基準として LED を用いて新しい C.C.^{LED} の導入を行った。

日々の localrun によっては補正されないなだらかな gain の変動を補正する。LED による Calibration において注意しなければならないことは

- LED の光量自体の変化
- LED の光をカウンターモジュールに送るファイバーの取り外し取り付けの影響

である。このファイバーの取り外し取り付けの影響を Δ_{system} とし、gain のなだらかな変動を Δ_{gain} 、 μ^{Muon} を作った Muon データが取られた時を象徴する LED pulse height 分布の平均値を μ^{Muon} とすると新しく導入する C.C.^{LED} に用いる LED p.h. 分布の平均値 μ^{LED} は

$$\mu^{LED} = \mu^{Muon} \cdot \Delta_{gain} \cdot \Delta_{system} \quad (4.6)$$

と表すことができ Muon event、LED を用いた C.C. が導入される時の $N_{p.e}$ をそれぞれ N_{pe}^{Muon} 、 N_{pe}^{LED} と表すと

$$N_{pe}^{LED} = N_{pe}^{Muon} \cdot \Delta_{system} \quad (4.7)$$

であるので、LED により補正された C.C.^{LED} は

$$\begin{aligned} C.C.^{LED} &= \frac{\mu^{LED}}{N_{pe}^{LED}} \\ &= \frac{\mu^{LED} \cdot \Delta_{gain} \cdot \Delta_{system}}{N_{pe}^{Muon} \cdot \Delta_{system}} \\ &= C.C.^{Muon} \cdot \Delta_{gain} \\ &= C.C.^{Muon} \cdot \frac{\mu^{LED}}{\mu^{Muon}} \cdot \frac{1}{\Delta_{system}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

となる。

Δ_{system} の見積もりは Cell 単位で扱い

$$\Delta_{system} = \left\langle \frac{\mu^{LED}}{\mu^{Muon}} \right\rangle_{Cell} \quad (4.9)$$

とした。

以上のようにして作った C.C.^{LED} を用いた結果を図 4.1~ 図 4.5 に示す。

図 4.1 は Barrel ACC の Box row 毎の $N_{p.e}$ 分布を示し、ドットが実験値でヒストグラムが MC シミュレーションである。図 4.2 は Endcap ACC の layer 毎の分布を示し、図 4.3 は Endcap ACC

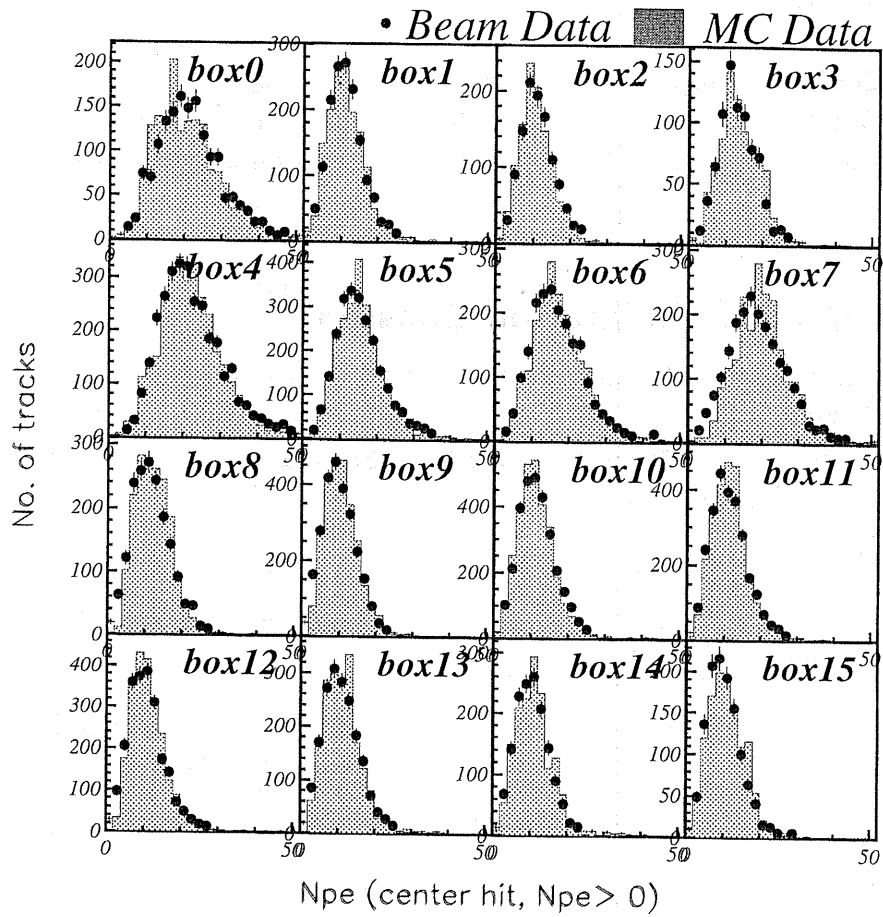


図 4.1: Npe 分布 Barrel ACC for Exp. data vs MC

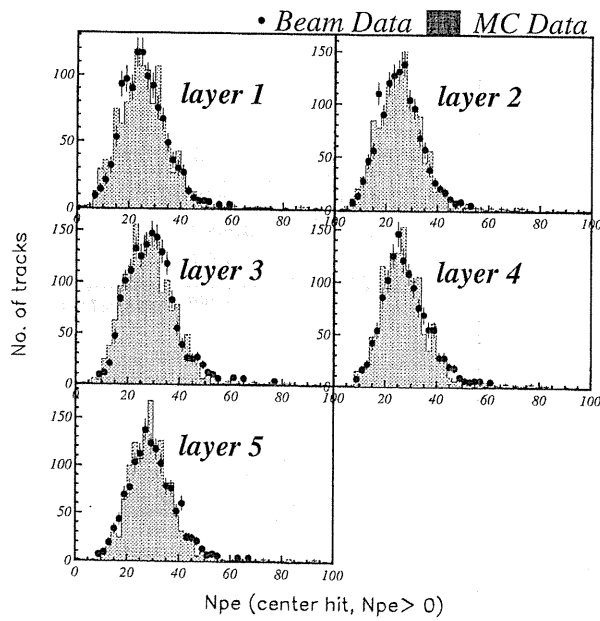


図 4.2: Npe 分布 Endcap ACC (layer) for Exp. data vs MC

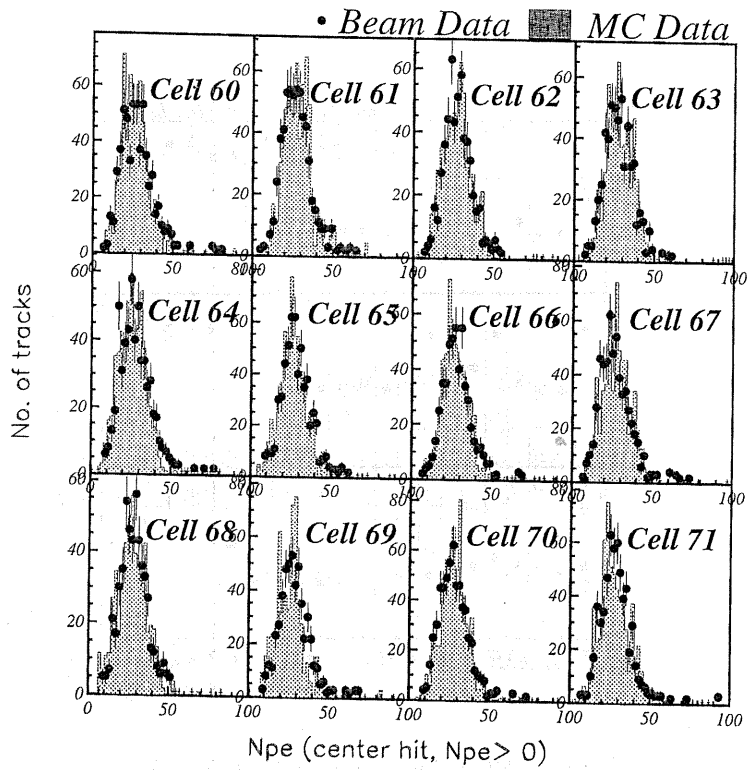
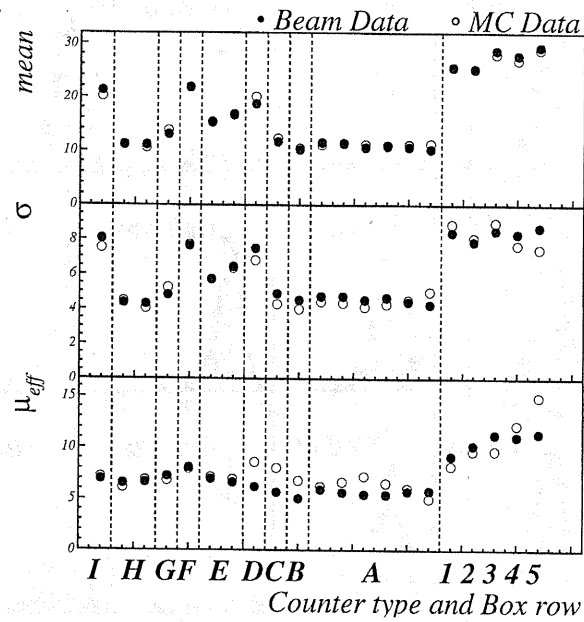


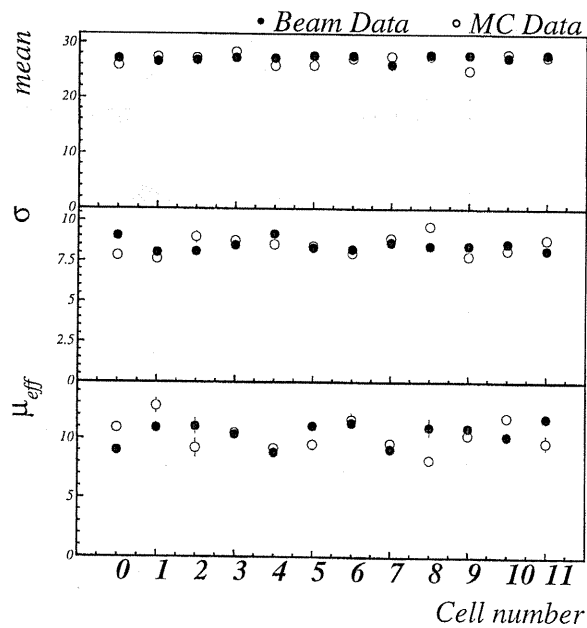
図 4.3: Npe 分布 Endcap ACC (Cell) for Exp. data vs MC

の Cell 単位毎の分布を示す。それぞれ実験値と MC シミュレーションが良く一致していることが解る。図 4.4 は Barrel ACC に対してカウンタータイプ別に、Endcap ACC に対しては layer 別に、それぞれ $N_{p.e.}$ 分布の mean, σ , $\mu_{(eff)}$ の実験値と MC シミュレーションの比較を示している。図 4.5 は Endcap ACC の Cell 毎に対する $N_{p.e.}$ 分布の mean, σ , $\mu_{(eff)}$ の実験値と MC シミュレーションの比較を示している。図 4.4、図 4.5 においても実験値と MC シミュレーションが良く一致しており、良く較正できていることが解る。

この新しくつくられた $C.C.^{LED}$ は Muon データが貯まり次第、そのデータで新しく書き換えられる予定である。



☒ 4.4: mean,sigma,mueff for Exp. vs MC



☒ 4.5: mean,sigma,mueff (Endcap Cell) for Exp. vs MC

第5章 ACC Response

5.1 ACCの粒子同定方法

ACCは入射した粒子によってチェレンコフ光が輻射されるかどうかで K/π 識別を行う。K中間子が通過した場合はチェレンコフ光は輻射されないが、実際にはカウンターボックス中の Goretex によるシンチレーション光、デルタ線 (荷電粒子がカウンターモジュール中を通過する時に起こる電離によってたたき出された比較的エネルギーの大きい電子)、電気的なノイズなどによって数 photo electron 程度 (~ 5 p.e.) の光が検出されることがある。これらを π 中間子に対して検出された光と区別するために閾値 (threshold) を設定し、threshold 以上の光電子が検出された場合だけを π によるシグナルとする。Threshold の値を高くとれば π に対する検出効率 (efficiency) は下がるが、誤って π として識別される K は少なくなる。逆に低くとれば π に対する efficiency は上がるが K が誤って π として識別されてしまう可能性が高くなる。

適当な threshold の値はシミュレーションにより各カウンタータイプ毎に決められており [20]、その値を表 5.1 に示す。

| counter type | threshold [p.e.] |
|--------------|------------------|
| A | 3 |
| B | 2 |
| C | 3 |
| D | 5 |
| E | 3 |
| F | 4 |
| G | 4 |
| H | 1 |
| I | 2 |
| endcap | 5 |

表 5.1: シミュレーションにより設定された threshold の値

ACC の probability の算出方法について A タイプカウンターを通過した運動量 P_{exp} の粒子を例にとり説明する。表 5.2 にシミュレーションから求めた π 、K に対する A タイプカウンターの efficiency を示す。 P_{exp} と表 5.2 の結果から次のような場合わけを行い、まず粒子に対する efficiency を求める。以下に π の efficiency の計算を示す。

- P_{exp} が π に対する閾値運動量 ($P_1=0.6\text{GeV}/c$) より小さい場合

$$\text{eff}_{\text{exp}}(\pi) = \text{eff}(P_1) = 6.63\% \text{ とする}$$

- P_{exp} が K に対する閾値運動量 ($P_{10}=3.0\text{GeV}/c$) 以上の場合

$$\text{eff}_{exp}(\pi) = \text{eff}(P_{10}) = 98.3\% \text{ とする}$$

- その他の場合は表 5.2 の中で

$$P_n \leq P_{exp} < P_{n+1} \quad (5.1)$$

を満たす P_n, P_{n+1} の運動量に対する efficiency に内挿を行う。

$$\text{eff}_{exp}(\pi) = \frac{\text{eff}_{P_{n+1}} \times (P_{exp} - P_n) + \text{eff}_{P_n} \times (P_{n+1} - P_{exp})}{P_{n+1} - P_n} \quad (5.2)$$

仮に運動量 $P_{exp}=1.5\text{GeV}/c$ のときは $\text{eff}_{P_n}=77.0\%$ 、 $\text{eff}_{P_{n+1}}=84.5\%$ となり

$$\text{eff}_{exp}(\pi) = \frac{84.5 \times (1.5 - 1.4) + 77.0 \times (1.6 - 1.5)}{1.6 - 1.4} = 80.75\% \quad (5.3)$$

と計算される。

| π の運動量 $P(\text{GeV}/c)$ | Efficiency π (%) | K の運動量 (GeV/c) | Efficiency K (%) |
|------------------------------|----------------------|---------------------------|------------------|
| 0.6 | 6.63 | 1.2 | 5.39 |
| 0.7 | 6.04 | 1.6 | 5.19 |
| 0.8 | 5.82 | 2.0 | 4.89 |
| 0.9 | 5.28 | 2.4 | 5.11 |
| 1.0 | 11.3 | 2.8 | 4.69 |
| 1.1 | 39.3 | 3.0 | 4.59 |
| 1.2 | 58.8 | 3.2 | 4.62 |
| 1.4 | 77.0 | 3.4 | 5.28 |
| 1.6 | 84.5 | 3.6 | 17.2 |
| 2.0 | 91.1 | 4.0 | 46.3 |
| 2.5 | 93.4 | 4.4 | 64.5 |
| 3.0 | 94.4 | 4.8 | 74.2 |

表 5.2: π 、K に対する efficiency (A タイプカウンター)

図 5.1 に $N_{p.e.}$ threshold=3.0 に対する K/π の運動量 vs Efficiency 分布を示す。

K に対しても同様に efficiency が計算される。次に検出された $N_{p.e.}$ と各カウンターに設定された threshold を比較し次のような場合分けに従って probability が計算される。

- $N_{p.e.} \geq \text{threshold}$
 →ACC が fire したと判断
 $\text{prob}(\pi) = \text{eff}_{exp}(\pi)$
 $\text{prob}(K) = \text{eff}_{exp}(K)$
- $N_{p.e.} < \text{threshold}$
 →ACC が fire しなかったと判断

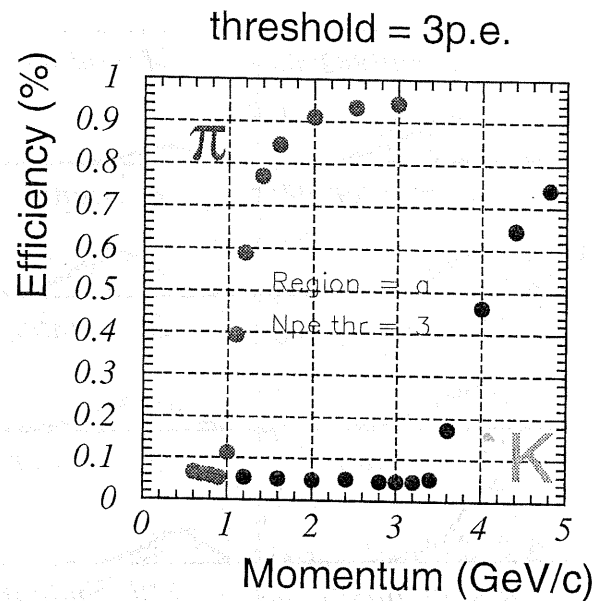


図 5.1: Efficiency Kaon and Pion

$$\text{prob}(\pi) = 1 - \text{eff}_{\text{exp}}(\pi)$$

$$\text{prob}(K) = 1 - \text{eff}_{\text{exp}}(K)$$

以上のように計算された π 、K の probability が ACC による PID の結果である。

5.2 ACC Response

threshold はシミュレーションにより決定されており、その threshold を用いて probability は算出される。これはシミュレーションを頼りに算出されるためシミュレーションと実験値は一致していなければならない。below threshold に対し Hadron events を用い、above threshold に対しては Muon events を用いてその評価を行った。

実験の最初に行われた較正は宇宙線を用いて行われた [17]。宇宙線によって導入された Calibration Constant (C.C. *cosimc*) による above threshold event に対する ACC の $N_{p.e.}$ 分布を図 5.2 に示す。カウンタータイプ別に評価し、ドットが実験値を示しハッチの掛ったヒストグラムがシミュレーションを示す。I カウンターは非常に良く較正されているが、その他のカウンターでは平均値、分布の形状に若干の違いがみられ、特に Endcap ACC は大きな違いがある。

その他に $N_{p.e.} = 0$ において実験値とシミュレーションに大きな違いが見える。これについては後に記述する。Muon event を用いた C.C. *muon* による $N_{p.e.}$ 分布を図 5.2 に示す。C.C. *cosimc* を用いた場合に対して実験値とシミュレーションとの一致が非常に良いことが解る。特に Endcap ACC の改善が良くできていることが解る。しかし、以前として $N_{p.e.} = 0$ の食い違いは残ったままである。

図 5.2、図 5.3 の $N_{p.e.} = 0$ には実験値とシミュレーションに大きな違いがみられたが、実際の dead space をシミュレーションが正確に再現できていないことが予想され、これが大きな要因であると考えられる。考えられる dead space とは

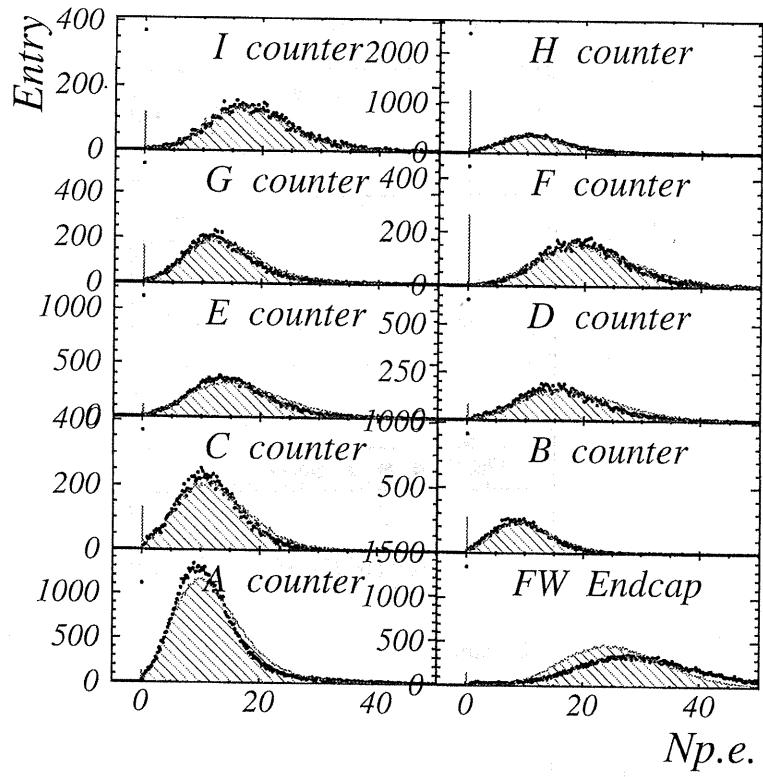


図 5.2: $C.C.^{cosmic}$ による above threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC)

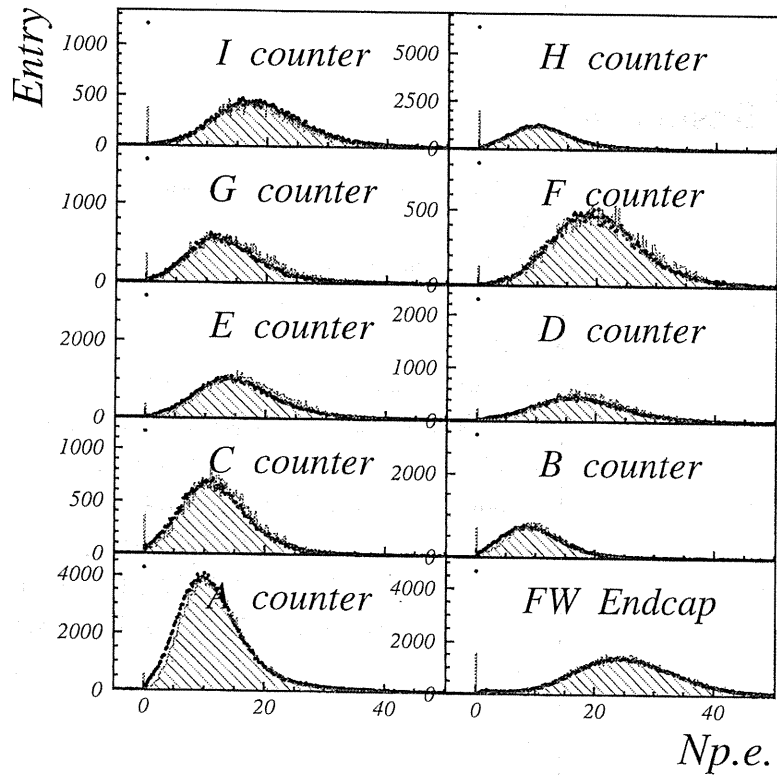


図 5.3: $C.C.^{Muon}$ による above threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC)

- 隣り合うカウンターモジュールの間隙
- カウンターモジュール壁とそこにある Aerogel にある隙間が実際には僅かにある

等が挙げられる。図 5.4 に above threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布の $N_{p.e.} = 0$ となる実験値とシミュレーションの比較を $\cos \theta$ 分布を示す。鋭いピークを示しているのはカウンターモジュール間を示し、その点において実験値とシミュレーションで大きな違いがある。

今後、この問題を解決するためにシミュレーションを改良する予定である。

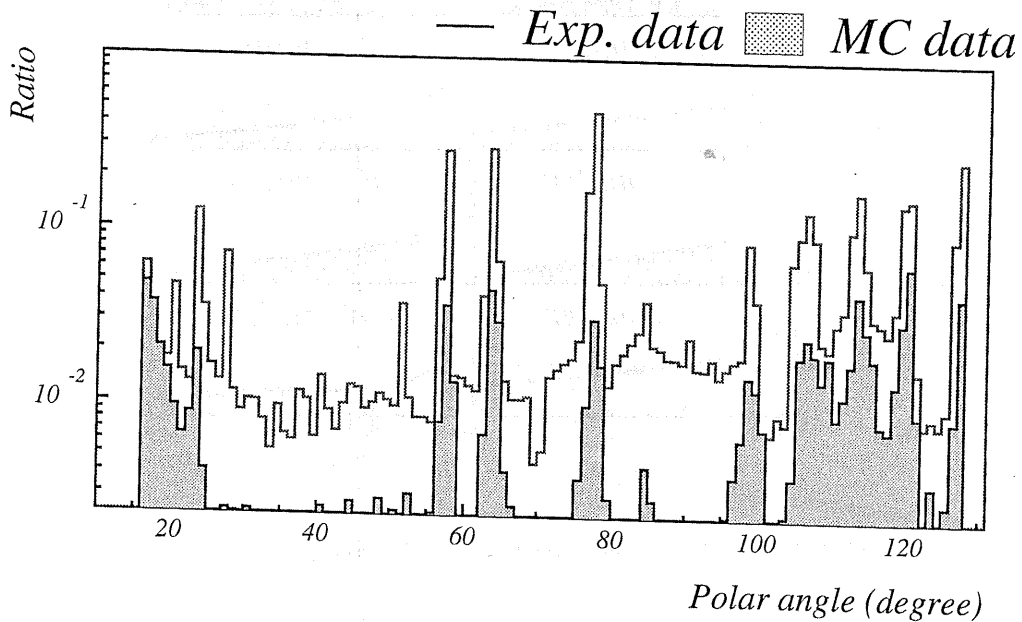


図 5.4: $N_{p.e.} = 0$ における above threshold events の $\cos \theta$ 分布 (Exp vs MC)

図 5.5 に C.C. $Muon$ による below threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布を示す。実験値とシミュレーションで良い一致が見られるが、僅に実験値の方が高い値を示しており、より光りやすくなっている。below threshold では Aerogel は Čerenkov 光を輻射しないが

- 粒子がビーム衝突点と ACC カウンター間にある物質と相互作用により高運動量の電子 (ノックオン電子) を叩き出す
- 荷電粒子が ACC を通過した時にカウンターモジュール内壁にある乱反射材の goretex により光子が輻射される

等の理由で PMT の光電面に光が入ることがある。シミュレーションでは、これらの要素がうまく実験を再現できていないと考えられる。

先に dead space における実験値とシミュレーションの違いを指摘したが、below threshold events は原理的に Čerenkov 光を輻射しないため、Čerenkov 光を輻射しない events が輻射してしまう events に対する割合が遥かに多いため、dead space の実験値とシミュレーションの差が ACC の性能に与える影響は above threshold events に対するほど大きくはない。

閾値を用いて probability を算出した結果を below threshold に対して Efficiency、above threshold に対して Inefficiency を用いて評価した。図 5.6、図 5.7 に示すように Efficiency Inefficiency の定

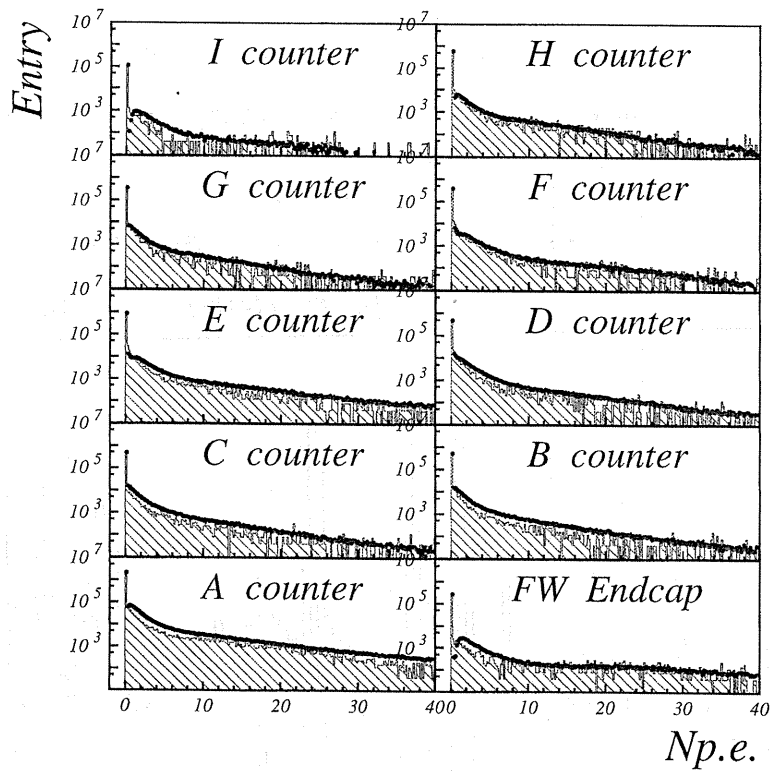


図 5.5: C.C. $Muon$ による below threshold に対する $N_{p.e.}$ 分布 (Exp. vs MC)

義は

$$Inefficiency = \frac{N_{p.e. \text{ threshold 以下の } N_{p.e.} \text{ 分布面積}}}{N_{p.e.} \text{ 分布の全面積}} \quad (5.4)$$

$$Efficiency = \frac{N_{p.e. \text{ threshold 以上の } N_{p.e.} \text{ 分布面積}}}{N_{p.e.} \text{ 分布の全面積}} \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

として定義する。

図 5.8 に below threshold に対して Efficiency を示し、above threshold に対して Inefficiency を示す。○が実験値、△がシミュレーションを示す。Efficiency と Inefficiency が交差する点で実験値とシミュレーションで良い一致が見られる。これは閾値を用いた ACC の粒子同定方法による粒子識別が期待通りに働いていることを示している。

現在 below threshold に対するノックオン電子、goretex からの発光をうまく再現するシミュレーションの改良中であり、シミュレーションに実験をより良く再現する dead space を組み込むことを予定している。これらの課題とより良い較正を行うことで今後より良い ACC のレスポンスを得ることが期待できる。

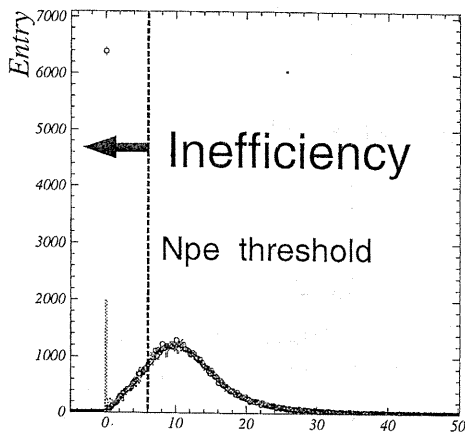


図 5.6: Inefficiency の定義

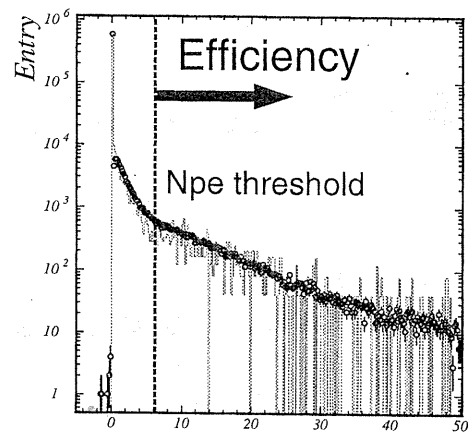


図 5.7: Efficiency の定義

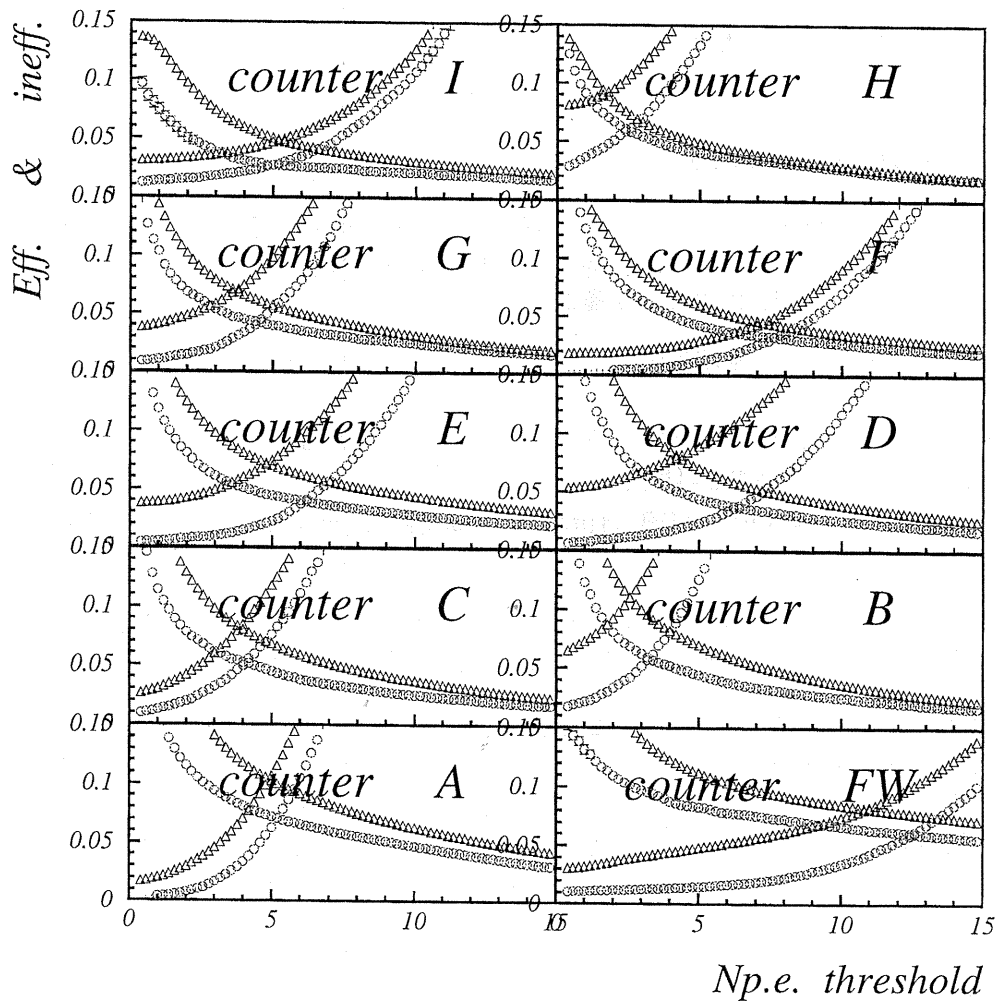


図 5.8: $N_{p.e.}$ threshold に対する Efficiency-Inefficiency 分布

第6章 ACC KID performance

ACCの粒子識別能力を評価するために最も適している方法はビームデータ中の K/π トラックをACC以外の情報から選びだしその応答を見ることである。しかし実際に K/π 識別を行う検出器を使わずに粒子を特定する事は難しいため、ビームデータから $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^\pm$ モードを選びだし、これから得られる K と π のトラックを用いてACCの粒子識別能力の評価を行った。 $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^\pm$ では $D^{*\pm}$ から生成された非常に運動量の低い π_s^\pm (slow pion)の電荷が D^0 から生成された π^\pm と一致するため、 π_s^\pm の電荷が解ると D^0 から生成された K/π が識別できる。これは性能評価をしたいPIDを行う検出器を用いずにピュアーな K/π サンプルを得ることができる重要な崩壊モードである。

本章では2000年10月14日から12月28日のおよそ70日間で取られた 4.38 fb^{-1} の実験データをもとに行った解析について記述する。

6.1 Event selection

実験データのhadronicイベントを用いて $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^\pm$ モードの抽出を行った。HadronicイベントとはBELLE検出器において観測された終状態がhadronであることが保証されているイベントである。抽出は以下の手順で行った。

1. Hadronic イベントから崩壊生成物として3つ以上の荷電粒子が検出されたイベントを選び出す。
2. 検出された3つの以上の荷電粒子のうちで互いに電荷の異なる2つの粒子(π, K のMassを仮定)を用い D^0 の不変質量を再構成する。
3. 再構成された D^0 に残り一つの粒子(π_s^\pm のMassを仮定)を加えて D^* の不変質量を再構成する。

大量のイベントの中から要らないイベントを捨て(cutをかける)、残ったイベントがサンプルイベントとなる。 $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^\pm$ モードをより正しく選びだすために以下のcutを使用した。

1. トラックが衝突点から来ていることを要求(dr, dz)

荷電粒子が磁場の影響をうけてする螺旋運動を利用しビームバックグラウンドを取り除き、ビーム衝突点から来る粒子を選ぶ。ビームバックグラウンドとはビームがビームパイプ内の残留ガスと反応を起こした場合やビームの軌道がそれてビーム壁と反応をおこした場合に生成された粒子である。

$$dr < 2\text{cm}, \quad dz < 5\text{cm} \quad (6.1)$$

drは次のように定義され、

$$dr = \sqrt{x_c^2 + y_c^2} - \rho \quad (6.2)$$

xy 平面における螺旋の中心と z 軸との距離を示し、 x_c 、 y_c は螺旋の中心の x、y 座標、 ρ は螺旋の半径である。また dz は螺旋が最も z 軸に近づいた時の z 座標である。

2. 粒子の崩壊角度

D^0 から崩壊する K の D^0 進行方向に対する崩壊角度は

$$\cos \theta_{D^0} = \frac{\vec{p}_K \cdot \vec{p}_{D^0}}{|\vec{p}_K| |\vec{p}_{D^0}|} \quad (6.3)$$

と表される。 \vec{p}_K は D^0 の静止系での K の運動量、 \vec{p}_{D^0} は電子・陽電子の重心系での D^0 の運動量である。 D^0 から崩壊する $K\pi$ は D^0 静止系で等方的に崩壊するため $\cos \theta_{D^0}$ 分布は一様な分布をし、バックグラウンドに対しては $|\cos \theta_{D^0}| \cong 1$ の分布となるので

$$|\cos \theta_{D^0}| < 0.8 \quad (6.4)$$

を要求した (図 6.1)。

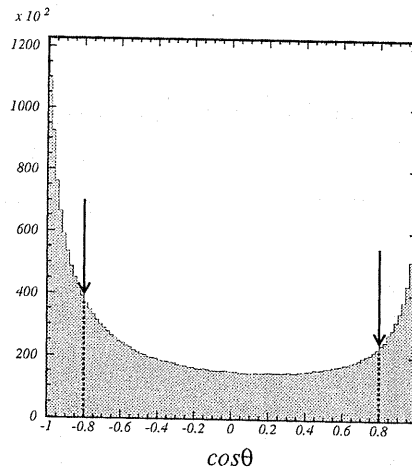


図 6.1: D^0 静止系における K/π 崩壊角度 ($\cos \theta_D$) の分布

3. D^* の運動量

運動量が高い continuum イベント ($q\bar{q}$) から来ている D^* を選び出す。

$$X_{D^*} = \frac{|\vec{p}_{D^*}|}{E_{beam}/2} > 0.45 \quad (6.5)$$

$E_{beam} = 10.58 \text{ GeV}$ はビームエネルギー、 \vec{p}_{D^*} は D^* の運動量 (GeV/c) を示す。On resonance イベント ($\Upsilon(4s) \rightarrow B\bar{B}$) は X_{D^*} が 0.45 より小さくなる。

4. D^0 の不変質量

$$|M_{D_{K\pi}} - M_{D^0}| < 30 \text{ MeV}/c^2 \quad (6.6)$$

PDG (Particle Data Group) より $M_{D^0} = 1.865 \text{ GeV}/c^2$ である。

図 6.2 に D^0 の質量分布、図 6.3 に $\cos \theta_D$ cut 後の D^0 の質量分布、図 6.4 に $\cos \theta_D$ と X_{D^*} cut 後の D^0 の質量分布を示す。それぞれの cut で質量分布の peak が鋭くなっていくことが解る。

5. D^* の不変質量

$$\Delta m = |M_{D^*} - M_{D^0}| < 1.5 \text{ MeV}/c^2 \quad (6.7)$$

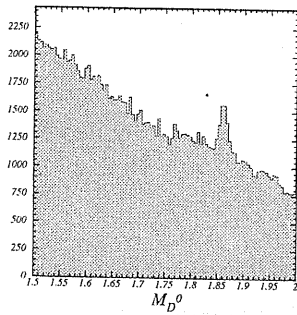


図 6.2: dr, dz cut 後の D^0 の質量分布

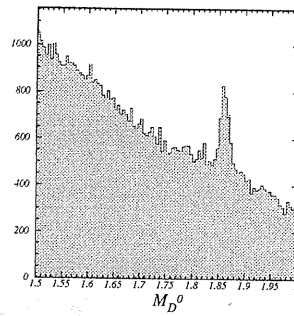


図 6.3: $\cos\theta_D$ cut 後の D^0 の質量分布

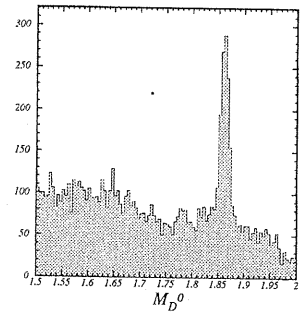


図 6.4: $\cos\theta_D$ と X_{D^*} cut 後の D^0 の質量分布

Δm を用いることによって D^* の不変質量を使う場合よりも resolution が良くなる。PDG より $\Delta m = 0.1455 \text{ GeV}/c^2$ である。

図 6.5 に Δm の質量分布を示す。 Δm の不変質量に鋭い peak が得られていることが確認できる。以上の cut を使用して $D^{*\pm} \rightarrow D^0 (\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^\pm$ モードを抽出しピュアーな K/π サンプルを得た。

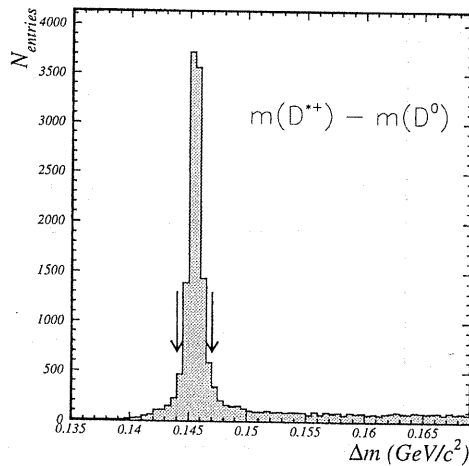


図 6.5: Δm 分布

K/π サンプルの運動量、 $\cos\theta$ 分布を図 6.7 に示す。およそ $0.5 \sim 4.0 (\text{GeV}/c)$ の範囲について評価した。

6.2 K/π 識別

ピュアーな K/π サンプルを用いて ACC の calibration、 K/π 識別能力を評価する。 K/π サンプルに対する $N_{p.e.}$ 分布を MC とともに Barrel ACC のカウンタータイプ別に図 6.8 に示す。Barrel ACC 全体の応答を図 6.9 に、Endcap ACC 全体の応答について図 6.10 に示す。ここで比較のため π に対する $N_{p.e.}$ 分布は実際の分布に対して面積を 5 倍拡大してある。Barrel ACC カウンタータイプ別、Endcap ACC それぞれ実験と MC に良い一致が見られる。

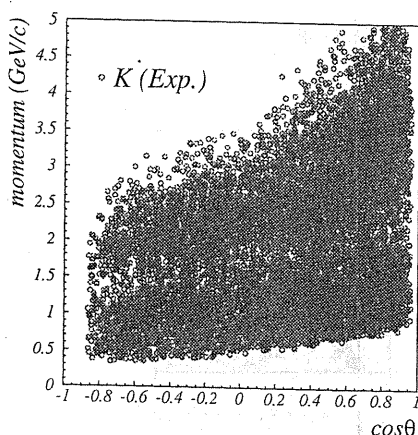


図 6.6: K サンプル分布

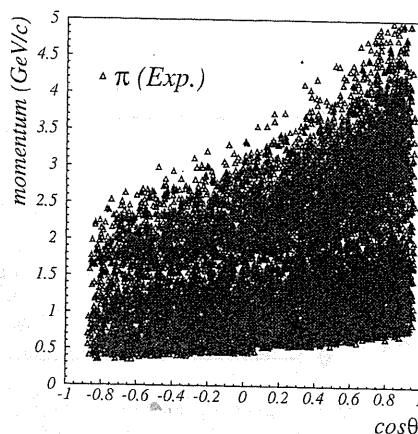


図 6.7: π サンプル分布

| 検出器 | 運動量領域 (GeV/c) |
|-----|---------------|
| ACC | 1.5 ~ 3.5 |
| TOF | ~1.2 |
| CDC | ~0.8, 2.5~5.0 |

表 6.1: 各検出器の K/π 識別可能な運動量領域

π に対する $N_{p.e.}$ 分布の 0bin における実験と MC の不一致は先に示した MC に dead space が組み込まれていないことが一因として考えられる。一方、K に対する $N_{p.e.}$ 分布 0bin に対して実験の方が数パーセント低い値を示している。これは実際には Čerenkov 光を出さないはずの K に対し、実験ではなんらかの activity が見られるており Efficiency を下げる原因となっている。この MC との不一致は現在調査中である。ACC モジュールの内壁に乱反射材として使用されている goretex の発光量に MC と実験値に差が有ること、その他、ビーム衝突点から ACC カウンターモジュールの間の物質と粒子の相互作用に差があることが予想される。

6.3 Efficiency と fake rate

BELLE 実験において K/π 識別は ACC、TOF、CDC(dE/dx) の 3 検出器によって行われる。それぞれ主に担当する運動量領域があり各検出器はその他を補うことで広範囲の運動量領域の K/π 識別を可能にしている。各検出器の K/π 識別可能な領域を表 6.1 に示す。ACC、TOF、CDC(dE/dx) の 3 検出器による i 粒子の j 粒子に対する probability は各検出器による probability を $Prob(i)_{(検出器)}$ とすると

$$P = Prob(i)^{ACC} \cdot Prob(i)^{TOF} \cdot Prob(i)^{CDC} \quad (6.8)$$

$$\bar{P} = \{1 - Prob(i)^{ACC}\} \cdot \{1 - Prob(i)^{TOF}\} \cdot \{1 - Prob(i)^{CDC}\} \quad (6.9)$$

$$Prob(i)^{ACC \cdot TOF \cdot CDC} = \frac{P}{P + \bar{P}} \quad (6.10)$$

として算出する。

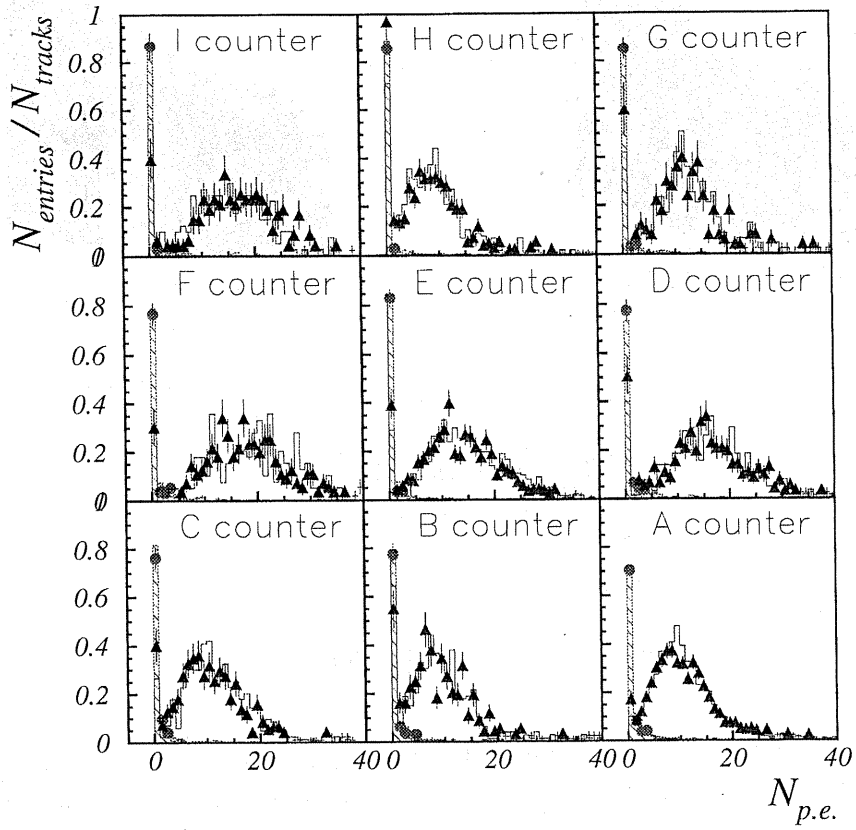


図 6.8: Barrel カウンタータイプごとの $N_{p.e.}$ 分布

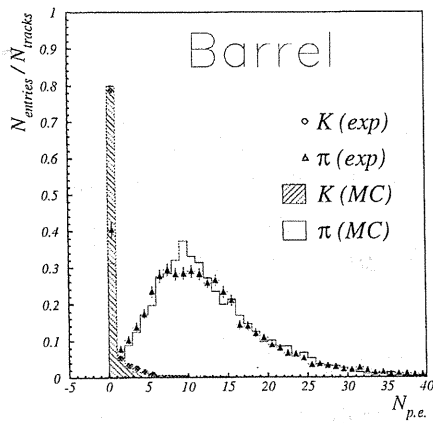


図 6.9: Barrel ACC の $N_{p.e.}$ 分布

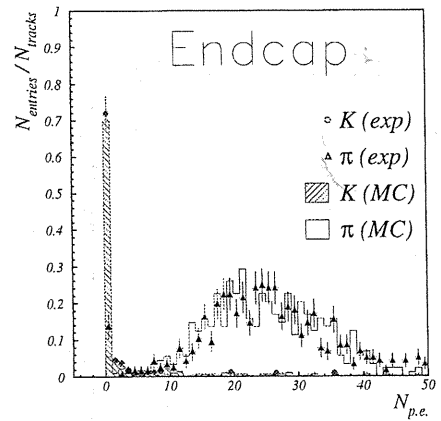


図 6.10: Endcap ACC の $N_{p.e.}$ 分布

ACC、TOF、CDC(dE/dx)の3検出器全てを用いた K サンプルに対する運動量 vs probability 分布を図 6.11 の (A) に、各検出器だけによるものを (B)~(D) に示す。同様に π サンプルに対する運動量 vs probability 分布を図 6.12 に示す。加えて図 6.11、図 6.12 の probability 軸への射影を図 6.13、図 6.14 に示す。ヒストグラムが MC を、ドットが実験値を示す。図 6.13、図 6.14 において probability=0.5 にピークが立つのはそのサンプルに対して粒子識別不能の flag が立つためである。これは例えば ACC に関して PMT の光電面を粒子が通過した場合等、そのイベントは probability が 0.5 を返すようにしてあるためである。ACC、TOF においてピークが立ち、特に TOF では粒子識別不可能イベントが多く、これが後に示す Efficiency を下げてしまうことに影響する。

全ての検出器で、およそ $\text{Prob}(K) < 0.9$ において systematic に実験値がより低い値を示している。

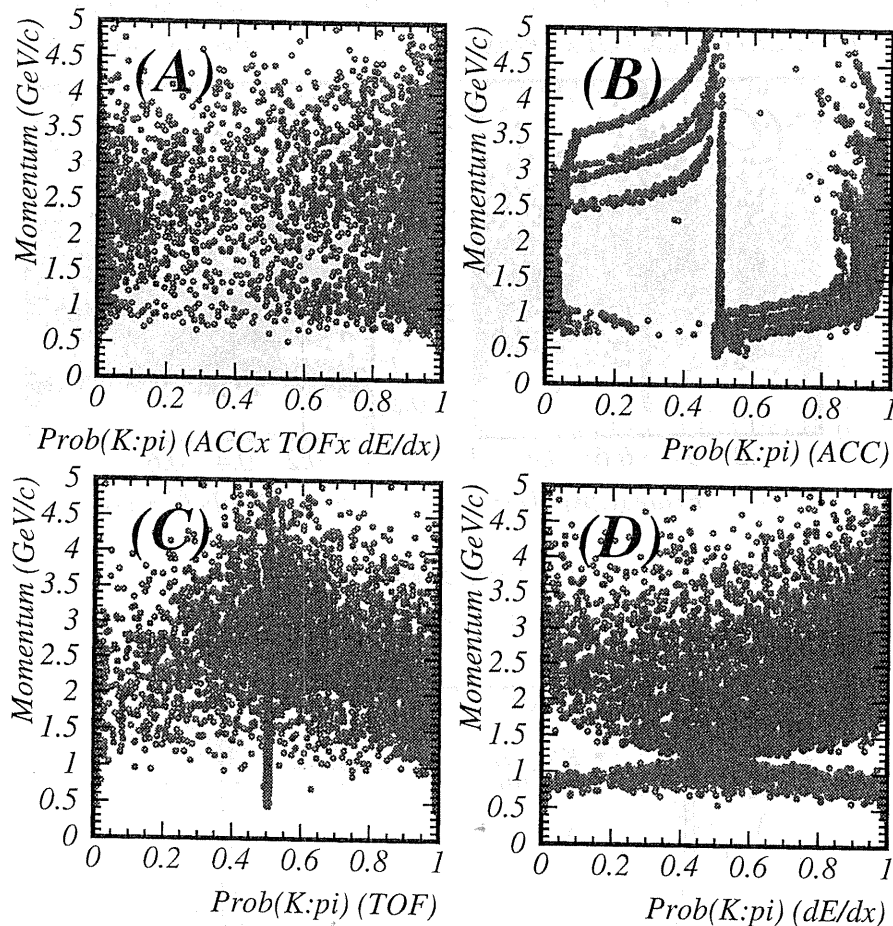


図 6.11: K サンプルに対する運動量 vs $\text{Prob}(K)$ 分布

K に対する Probability を 0.6 以上とした場合 ($\text{Prob}(K) > 0.6$) の運動量 vs Efficiency-fake rate 分布を 3 検出器によるものを図 6.15 に、各検出器によるものを図 6.16 に示す。各検出器とも高い Efficiency を出し、MC と実験値の良い一致が見られるが、5~10%程度ではあるが実験値の方が MC より Efficiency が低い。高い運動量領域で ACC の Efficiency が落ちているのは高い運動量のため K が Aerogel 中で Čerenkov 光を輻射し始めてしまうためである。原理的に ACC は 3.5(GeV/c) 以上ですべてのカウンターモジュールにおいて K でも光ってしまう。この点の改良については次節で述べる。

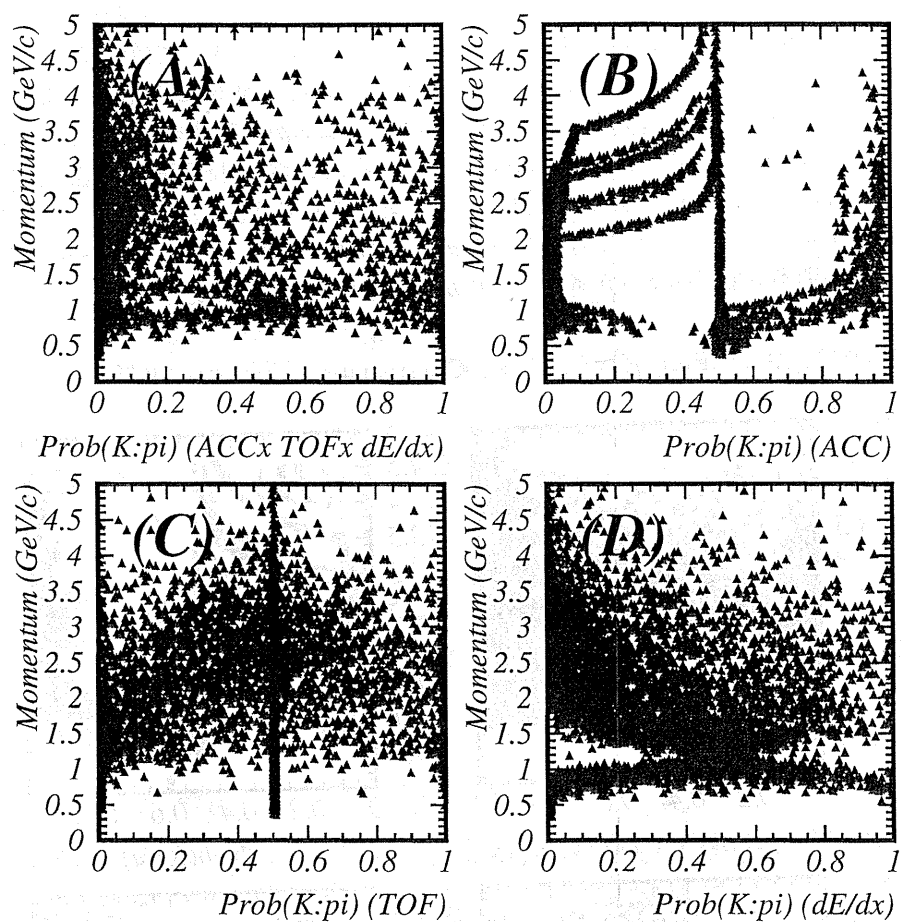


図 6.12: π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布

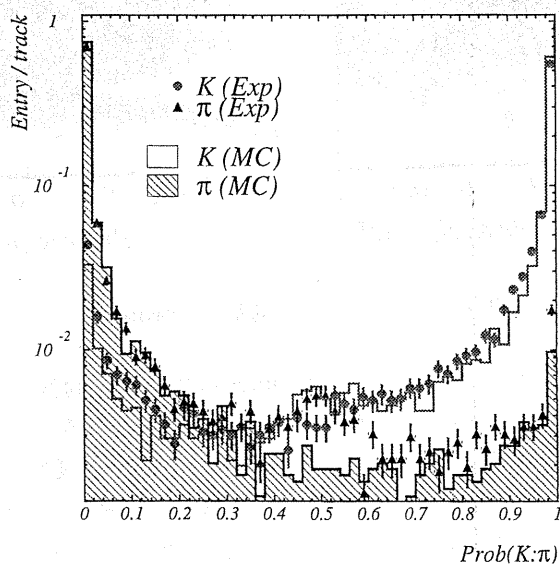


図 6.13: K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

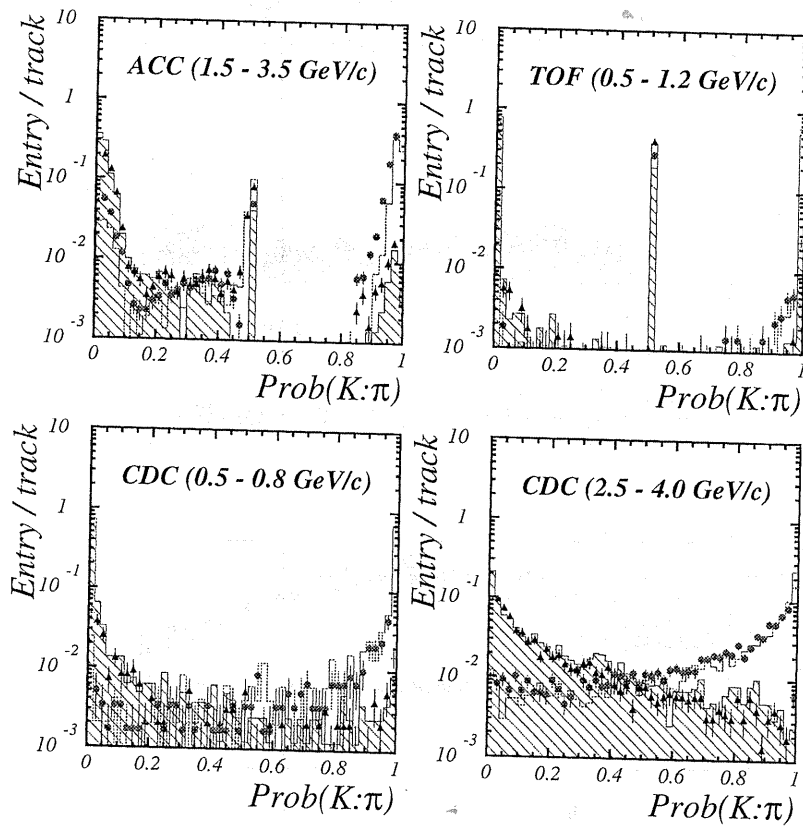


図 6.14: K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC, TOF, dE/dx)

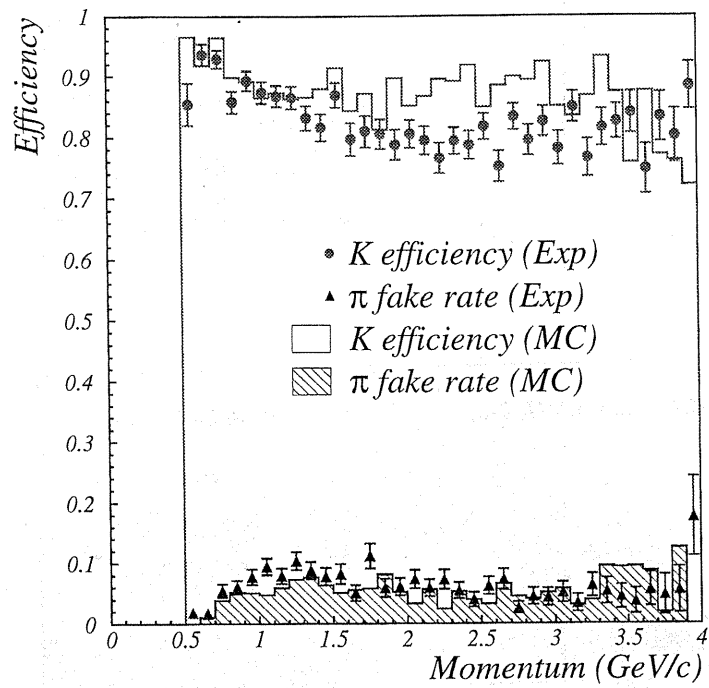


図 6.15: 運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

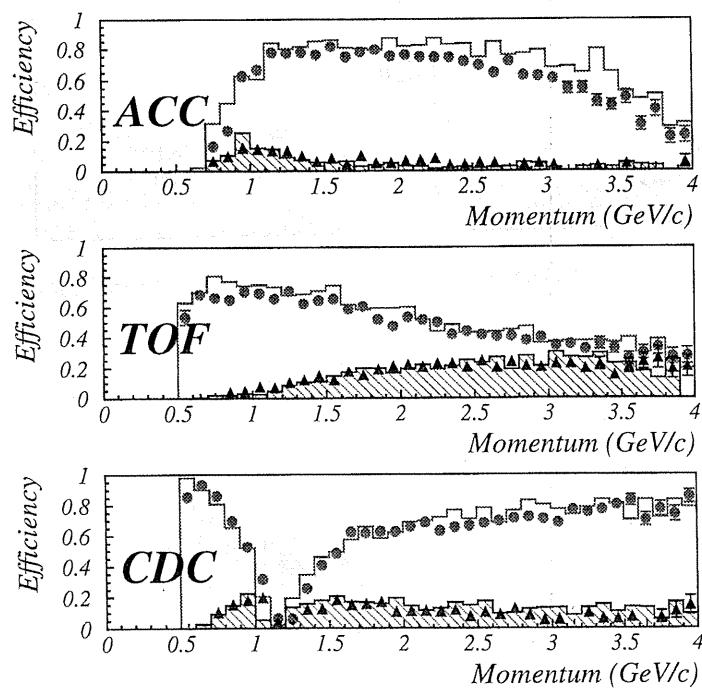


図 6.16: 運動量 vs Efficiency 分布 (ACC、TOF、dE/dx)

同様に $\text{Prob}(K) > 0.6$ とした $\cos\theta$ vs Efficiency-fake rate 分布を図 6.17、図 6.18 に示す。3 検出器全て (A)、各検出器 (B~D) とともに高い Efficiency を示しているが、どれも $\cos\theta$ に依存しない systematic な MC と実験値の数パーセントの食い違いが見て取れる。

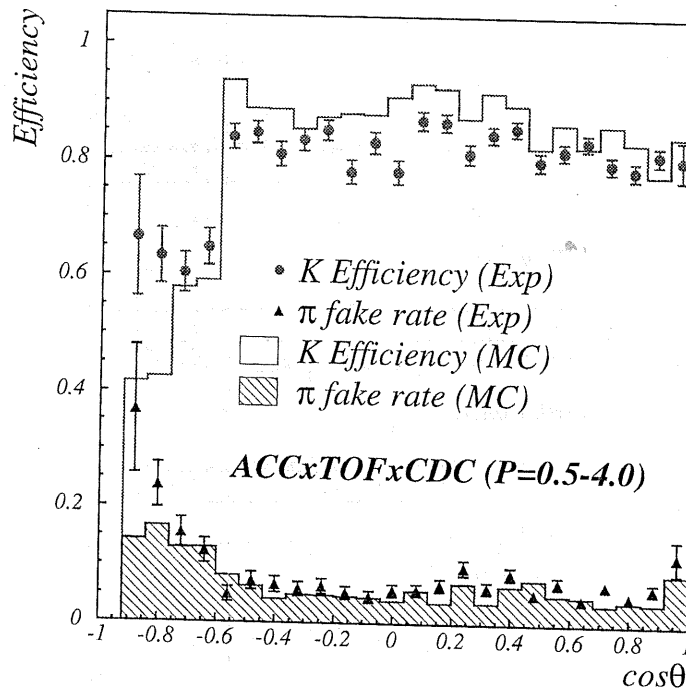


図 6.17: $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

と実験の結果を表 6.2 に示す。ACC·TOF·dE/dx は 3 検出器全てによる結果を示している。ACC·TOF·dE/dx による Efficiency はおよそ 83% で非常に高い値を出していることが解る。CDC (~ 0.8) を除き、ACC·TOF·dE/dx および各検出器で実験値がよりわずかに低いことが解る。特に ACC ではおよそ 9% の差がでている。CDC に関しては Efficiency が高く、実験値との一致がとても良いが fake rate が 10% 以上の値を示し、実験値とで 20~30% の差が出ている。全体で実験値との違いがあるが、Efficiency は非常に高い値を示しており BELLE 実験の PID が良く機能していることが解る。

と実験値に見られる数% の違いについては現在研究中であり、の見積もりにまだ入りきれていない現象があると考えられる。

6.4 likelihood 法を用いた粒子同定方法による KID performance

ACC の粒子識別はカウンターモジュールに荷電粒子が通過した時に Čerenkov 光を輻射したか、しないかで粒子同定を行う閾値型であったが、この方法は K でも光を輻射し始めてしまう高運動量領域において Efficiency を急激に下げてしまい K/π 識別を不能にしてしまう。そこでこれを改善すべく ACC に新しい probability 算出方法を導入した。

閾値を用いて粒子同定を行う方法は予めカウンタータイプ別に閾値を設定してあり、あるカウン

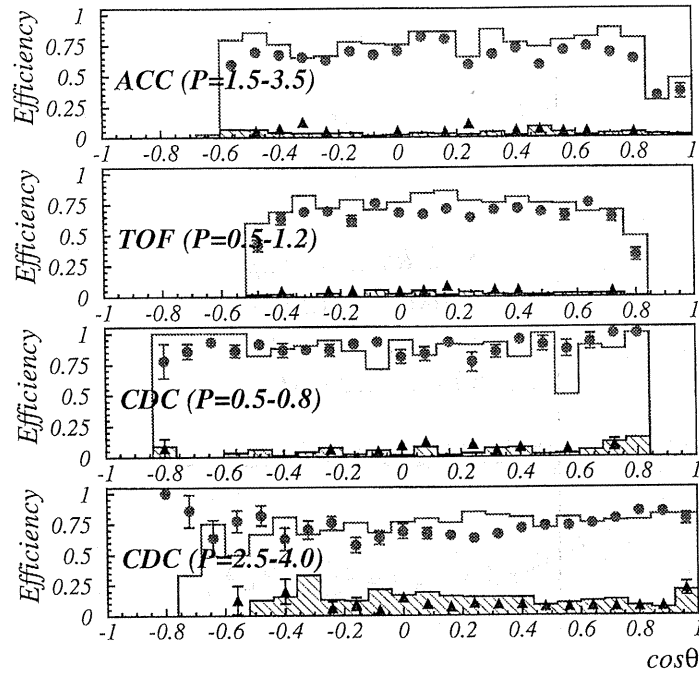


図 6.18: $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC、TOF、 dE/dx)

| 検出器 | 運動量領域 (GeV/c) | K efficiency (%) | | π fake rate (%) | |
|-------|---------------|------------------|------------|---------------------|------------|
| | | Data | (MC) | Data | (MC) |
| A·T·C | 0.5~4.0 | 82.8±0.4 | (87.8±0.4) | 6.4±0.3 | (5.1±0.3) |
| ACC | 1.5~3.5 | 69.1±0.6 | (79.1±0.7) | 5.5±0.3 | (3.5±0.3) |
| TOF | 0.5~1.2 | 66.8±1.0 | (74.7±1.1) | 4.4±0.4 | (2.3±0.3) |
| CDC | 0.5~0.8 | 88.2±1.3 | (86.5±1.6) | 5.5±0.7 | (4.8±0.7) |
| CDC | 2.6~4.0 | 73.2±0.8 | (77.4±0.9) | 8.1±0.6 | (12.2±0.8) |

表 6.2: Efficiency と fake rate の結果

タータイプモジュールをある運動量で粒子が通過するとき ACC が観測した $N_{p.e.}$ が閾値以上か、それ以下か、についての情報に基づいて粒子識別が行われる。

これに対して新しい Probability 算出方法は likelihood 法を用い、得られる $N_{p.e.}$ 情報を閾値型粒子同定方法以上に活用する。

例えば、屈折率 A のカウンターモジュールに、運動量 P で粒子が通過し、 $N_{p.e.} = C$ が測定されたとする。

まず MC シミュレーションで運動量 P を持つ粒子を i 粒子であると仮定し運動量 P を i 粒子の速度 β_i に変換して $N_{p.e.}$ を再現する。運動量 P をもつ i 粒子を K/π としたときの $N_{p.e.}$ 分布を図 6.19 に示す。 K/π の $N_{p.e.}$ 分布において $N_{p.e.} = C$ となる pulse height をそれぞれ $P.H._K$ 、 $P.H._\pi$ としたとき

$$Prob(K) = \frac{P.H._K}{P.H._K + P.H._\pi} \quad (6.11)$$

$$Prob(\pi) = \frac{P.H._\pi}{P.H._K + P.H._\pi} \quad (6.12)$$

として probability を算出する。ここで、 $P.H._{(粒子)}$ は MC シミュレーションによる $P.H._{(粒子)}$ 全量域の面積で規格化されている (例えば、図 6.19 の π 分布の全面積)。実際に用いる MC シミュレ-

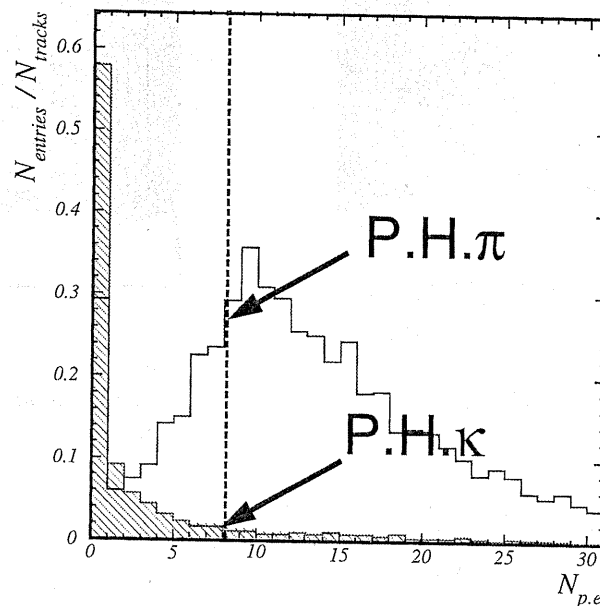


図 6.19: MC による K/π pulse height

ションはカウンタータイプ別に 10 種類 (Barrel ACC カウンタータイプ別に 9 種類、Endcap ACC で 1 種類)、粒子の速度 β は 1.0~10.0 までを 20 領域に、 $N_{p.e.}$ を 0~100 まで 0.5 photo electron 毎 200 分割している。40000 の P.H. データを用いているが、 β 領域 20 種類は荒らいため、実際の P.H. と大きく食い違う場合がある。そこで $\beta_i < B < \beta_{i+1}$ のとき、 $\beta_i \sim \beta_{i+1}$ 間の P.H. を liner と仮定して

$$P.H._B = \frac{P.H._{\beta_i} \cdot (\beta_{i+1} - B) + P.H._{\beta_{i+1}} \cdot (B - \beta_i)}{\beta_{i+1} - \beta_i} \quad (6.13)$$

と補正し、MC の実験値再現をより良くしている。

この方法は K でも Čerenkov 光を輻射し始めてしまう高運動量領域において威力を発揮し、その領域でも Efficiency を下げにくくして、 K/π 識別を可能にする。

likelihood 法による粒子同定方法を用いた粒子識別能力の評価を閾値法同様に K/π サンプルを用いて行った。図 6.20、図 6.21 は ACC·TOF·CDC の 3 検出器による K/π サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布を示し、図 6.22、図 6.23 は ACC による K/π サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布を示す。そして、それらの Probability 軸への射影を MC シミュレーションとともに図 6.24、図 6.25 に示す。

図 6.20~図 6.25 を図 6.11~図 6.14 と比較すると ACC·TOF·dE/dx の 3 検出器によるプロットでは解りづらいが、ACC のみによるプロットに関しては粒子同定方法の違いが出ていることが明らかに解る。閾値法では ACC が光ったか？光らなかつたか？なのでその Probability が 0 または 1 付近により高運動量領域で 0.5 付近に分布してくる。しかし likelihood 法では疎らに 0 または 1 に点在し高低の運動量領域でその分布の仕方が変わらない。

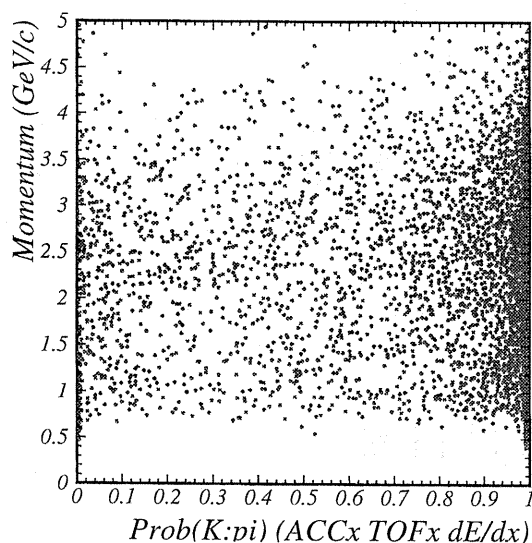


図 6.20: ACC の likelihood 法による K サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布

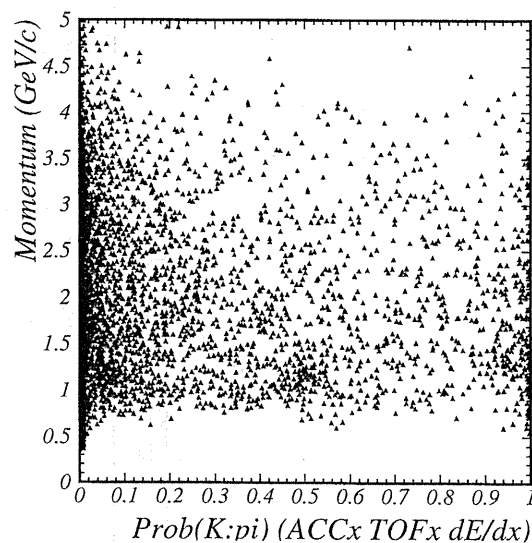


図 6.21: ACC の likelihood 法による π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布

図 6.26、図 6.27 にそれぞれ ACC·TOF·CDC の 3 検出器、ACC のみによる閾値を用いた粒子同定方法 (ヒストグラム) と新しい粒子同定方法 (ドット) との比較の運動量 vs Efficiency 分布を示す。

図 6.26、図 6.27 とともに likelihood 法が閾値法に対して高い Efficiency を示していることが解る。特に図 6.27 の ACC のみによる分布は fake rate がわずかに閾値法より高くなっているものの、0.7~0.8 の高い値を維持し、およそ 2.5(GeV/c) 以上において閾値法より 1.1 から 2.0 倍以上の Efficiency の向上を示している。これから likelihood 法が ACC の粒子同定方法に十分用いることができると言える。

図 6.28、図 6.29 にそれぞれ ACC·TOF·CDC の 3 検出器、ACC のみによる MC シミュレーションとともに運動量 vs Efficiency 分布を示す。ともに、MC との食い違いが残っている。ACC では 2.0(GeV) 以上でおよそ 10% の違いが出ています。これについては現在研究中である。

図 6.30、図 6.31 にそれぞれ ACC·TOF·CDC の 3 検出器、ACC のみによる閾値を用いた粒子同定方法 (ヒストグラム) と新しい粒子同定方法 (ドット) との比較の $\cos\theta$ vs Efficiency 分布を示す。

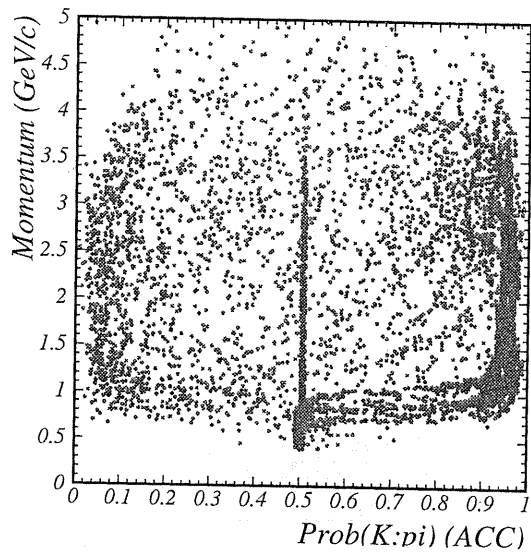


図 6.22: ACC の likelihood 法による K サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(K) 分布

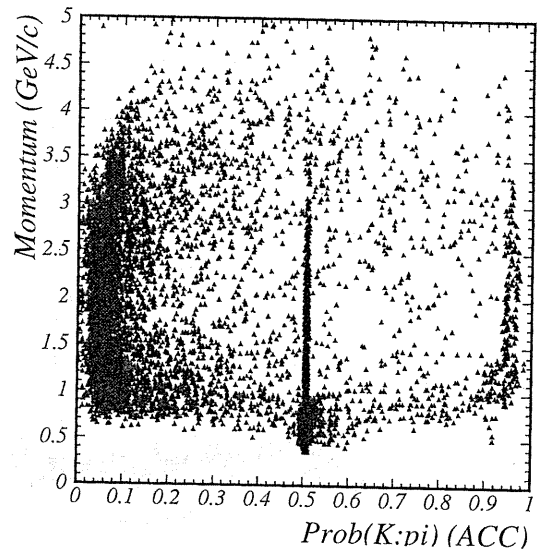


図 6.23: ACC の likelihood 法による π サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(π) 分布

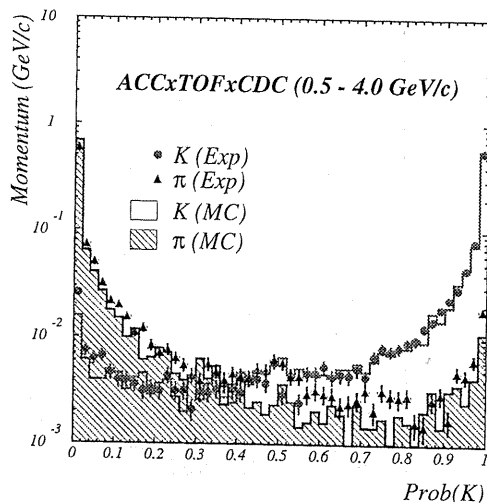


図 6.24: ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

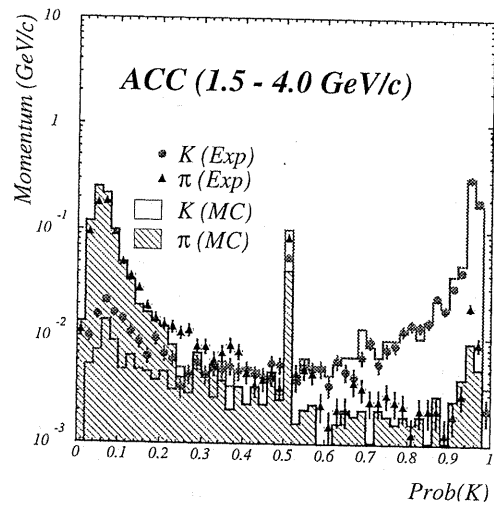


図 6.25: ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する ACC の Probability 分布 (ACC,TOF,dE/dx)

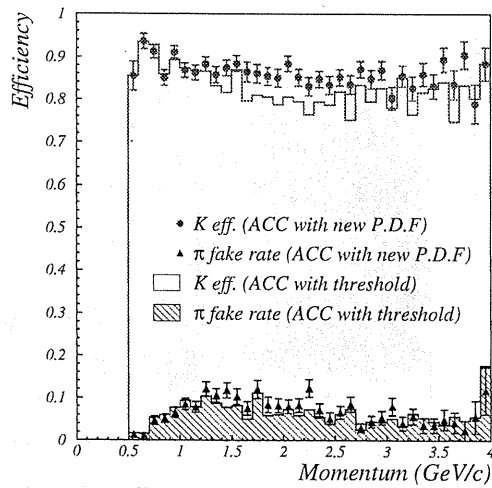


図 6.26: ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

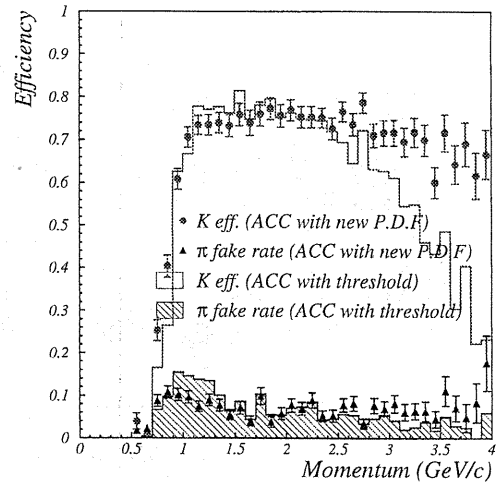


図 6.27: ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの運動量 vs Efficiency 分布 (ACC)

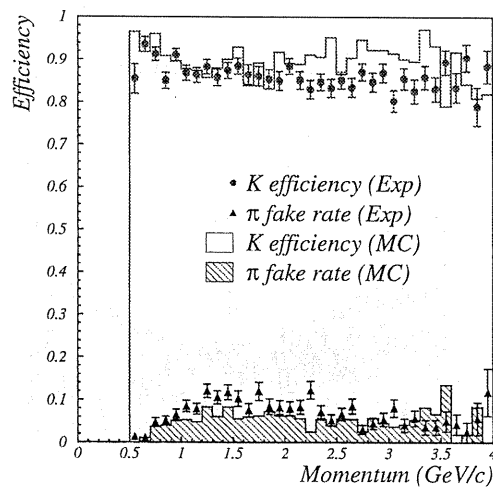


図 6.28: ACC の likelihood 法による実験データと MC の運動量 vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

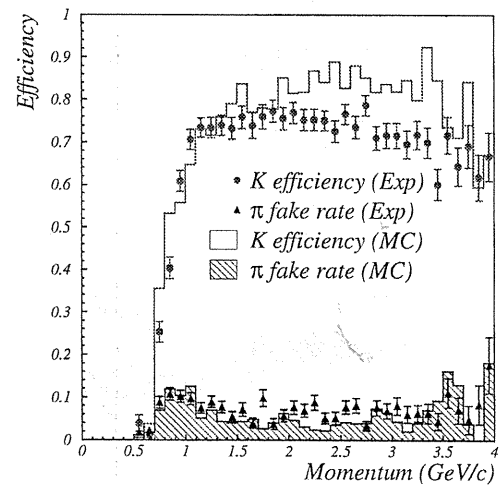


図 6.29: ACC の likelihood 法による実験データと MC の運動量 vs Efficiency 分布 (ACC)

す。どの運動量域においても likelihood 法が閾値法よりも高い値を示している。

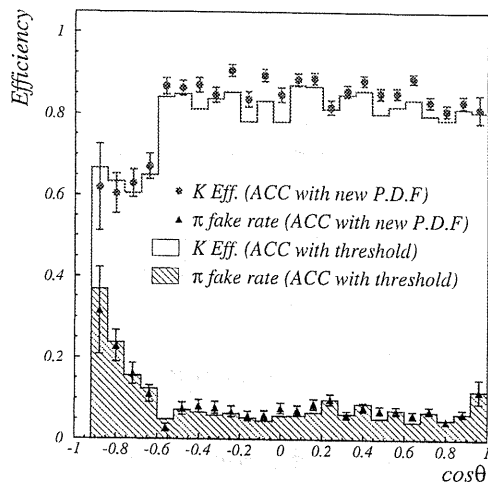


図 6.30: ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC·TOF·dE/dx)

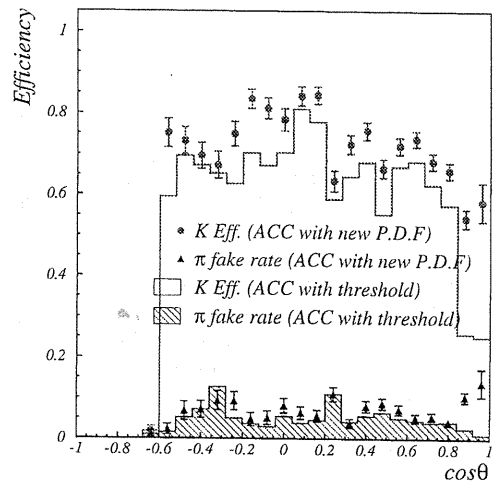


図 6.31: ACC の likelihood 法と閾値法による実験データの $\cos3\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC)

図 6.32、図 6.33 にそれぞれ ACC·TOF·CDC の 3 検出器、ACC のみによる MC シミュレーションとともに $\cos\theta$ vs Efficiency 分布を示す。どの運動量域においても Efficiency は実験値が MC シミュレーションの値に対し低く、fake rate は高い値を示している。

likelihood 法による Efficiency と fake rate を MC シミュレーションとともに表 6.3 に示す。likelihood 法は閾値法に対し Efficiency は ACC·TOF·CDC の 3 検出器では 3.4%、ACC では 5.4% 高い値で、それぞれおよそ 4% と 8% の向上し、ACC の向上が ACC·TOF·CDC の 3 検出器の向上へ反映した非常に良い結果になっている。MC シミュレーションも likelihood 法は閾値法より高く、ACC·TOF·CDC の 3 検出器では 2.0%、ACC では 3.9% 高い値で、それぞれおよそ 2.2% と 5% の向上している。実験値と MC シミュレーションの比較をするとその差が ACC·TOF·CDC の 3 検出器で 5.0%、ACC のみで 9.3% であったが、それぞれ 3.6%、7.8% となりその違いが少なくなっている。

fake rate に関して、ACC のみによれば変りがなかったが、ACC·TOF·CDC の 3 検出器では 0.8% 高い値を示し、およそ割合として 12% 高くなってしまっている。それに対し、MC シミュレーションでは ACC·TOF·CDC の 3 検出器に差がなく、ACC のみによると 0.5% の差で割合としておよそ 12% 高くなっている。

fake rate は僅かに悪いものの、Efficiency は非常に高くなり実験値と MC シミュレーションとの差が減少し、とても良い結果である。

表 6.4、表 6.5 に運動量領域毎の Efficiency と fake rate を ACC·TOF·CDC の 3 検出器と ACC のみによるものを示す。

今後の課題として、MC シミュレーションに関しては

1. 実験を再現する ACC の dead space の改良
2. ACC 内壁にある乱反射材 Goretex による発光量の実験とのより良い再現

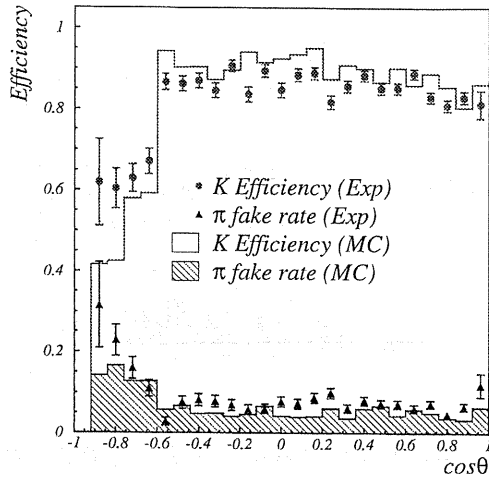


図 6.32: ACC の likelihood 法による実験データと MC の $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC-TOF-dE/dx)

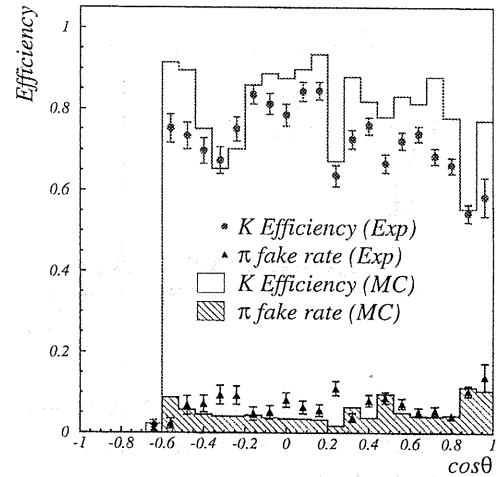


図 6.33: ACC の likelihood 法による実験データと MC の $\cos\theta$ vs Efficiency 分布 (ACC)

| 検出器 | 粒子同定法 | 運動量領域 (GeV/c) | K efficiency (%) | | π fake rate (%) | |
|-------|--------------|---------------|------------------|------------|---------------------|-----------|
| | | | Data | (MC) | Data | (MC) |
| A·T·C | 閾値法 | 0.5~4.0 | 82.8±0.4 | (87.8±0.4) | 6.4±0.3 | (5.1±0.3) |
| ACC | 閾値法 | 1.2~4.0 | 67.9±0.6 | (77.2±0.6) | 6.8±0.3 | (4.2±0.3) |
| A·T·C | likelihood 法 | 0.5~4.0 | 86.2±0.4 | (89.8±0.4) | 7.2±0.3 | (5.1±0.3) |
| ACC | likelihood 法 | 1.2~4.0 | 73.3±0.5 | (81.1±0.5) | 6.8±0.3 | (4.7±0.3) |

表 6.3: ACC の likelihood 法による Efficiency と fake rate の結果

| 運動量領域 (GeV/c) | K Efficiency (%) | | π fake rate (%) | |
|---------------|------------------|------------|---------------------|-----------|
| | Data | (MC) | Data | (MC) |
| 0.5 ~ 0.6 | 85.4±3.5 | (98.9±1.1) | 1.3±0.8 | (0.5±0.5) |
| 0.6 ~ 0.8 | 92.2±1.2 | (93.1±1.2) | 3.1±0.6 | (1.7±0.5) |
| 0.8 ~ 1.0 | 88.1±1.2 | (89.5±1.2) | 5.9±0.8 | (4.7±0.8) |
| 1.0 ~ 1.2 | 86.6±1.2 | (88.4±1.3) | 8.2±0.9 | (8.1±1.0) |
| 1.2 ~ 1.4 | 87.1±1.3 | (91.1±1.1) | 11.3±1.1 | (6.1±1.0) |
| 1.4 ~ 1.6 | 87.9±1.4 | (90.5±1.5) | 11.1±1.3 | (5.9±1.1) |
| 1.6 ~ 1.8 | 86.3±1.6 | (89.6±1.5) | 9.6±1.3 | (7.6±1.2) |
| 1.8 ~ 2.0 | 85.2±1.5 | (87.6±1.6) | 8.3±1.2 | (2.9±0.8) |
| 2.0 ~ 2.5 | 84.9±0.9 | (90.8±0.8) | 8.2±0.7 | (3.9±0.6) |
| 2.5 ~ 3.0 | 85.4±0.9 | (91.5±0.8) | 5.6±0.7 | (4.1±0.7) |
| 3.0 ~ 3.5 | 83.3±1.2 | (90.7±1.1) | 5.2±0.8 | (5.0±1.0) |
| 3.5 ~ 4.0 | 86.1±1.6 | (89.1±1.6) | 5.3±1.4 | (7.2±1.9) |

表 6.4: 運動量領域に対する Efficiency と fake rate の結果 (ACC·TOF·CDC)

| 運動量領域 (GeV/c) | K efficiency (%) | | π fake rate (%) | |
|---------------|------------------|------------|---------------------|------------|
| | Data | (MC) | Data | (MC) |
| 1.2 ~ 1.4 | 73.7±1.7 | (77.4±1.7) | 8.4±1.0 | (5.5±0.9) |
| 1.4 ~ 1.6 | 74.4±1.8 | (80.3±2.0) | 6.2±1.0 | (5.4±1.1) |
| 1.6 ~ 1.8 | 74.9±2.0 | (81.7±1.9) | 6.7±1.1 | (4.4±0.9) |
| 1.8 ~ 2.0 | 76.4±1.8 | (81.6±1.9) | 4.8±0.9 | (2.5±0.7) |
| 2.0 ~ 2.5 | 75.0±1.1 | (84.0±1.1) | 6.7±0.7 | (3.1±0.5) |
| 2.5 ~ 3.0 | 74.5±1.2 | (83.7±1.1) | 6.7±0.7 | (2.7±0.5) |
| 3.0 ~ 3.5 | 68.8±1.5 | (84.1±1.3) | 6.4±0.9 | (4.0±0.9) |
| 3.5 ~ 4.0 | 66.9±2.2 | (78.2±2.1) | 9.5±1.8 | (10.8±2.2) |

表 6.5: 運動量領域に対する Efficiency と fake rate の結果 (ACC)

等を、粒子同定方法としては likelihood 法に関して

1. カウンタータイプ別に分けていた領域を dead space、PMT がある領域とその他の領域により細かく分ける
2. P.H._(粒子) を用いたが、これをその点における efficiency に計算し直し比較する。

等、予定、研究中である。

ACC を含め、各検出器の較正の精度をより高めることにより、BELLE PID としてさらに良い結果が得られることが期待される。

第7章 Conclusion

BELLE 実験は 1999 年 6 月から電子陽電子衝突による実験データの収集を開始した。2000 年 12 月 28 日までのおよそ 550 日間でおおよそ $10.5 \text{ [fb}^{-1}\text{]}$ のデータが収集された。これはおよそ 10^7 個の $B\bar{B}$ pair に相当するが、1 年間で 10^8 個以上の $B\bar{B}$ 事象を収集する予定の BELLE 実験は、まだ始まったばかりであり今後長期にわたりデータ収集が行われる。これは検出器の性能を長期にわたり維持しなければならないことを示す。

ACC が長期間にわたりその性能を期待通りに維持するには LED による日々のモニターが不可欠である。LED によるモニタリングシステム (LED local run) を日々行うことで PMT のゲインの把握、ACC のデータ収集システム (PMT、MQT、TDC 等) のチェックを行い、ACC の性能維持、向上に努めた。特に PMT のゲインにおいては、その経年変化をモニターすることで 6 個の基準光源 LED の光量が僅に揺らいでいることが解ったが、それを考慮した上で PMT の安定性を示し、ゲインの大きな変動 (Dynode touch) を起こしたものに対しては、その効果を較正係数 (calibration constant = C.C.) に含めることで正しい $N_{p.e.}$ を再現することができた。その他、Muon events のデータ量が足りない時に、LED を用いて (Muon events による $C.C.^{Muon}$ を基準にした) $C.C.^{LED}$ を決定、導入しそのチェックを行い ACC が良いレスポンスをしていることを示した。以上から LED local run を十分に用い、満足できる結果を出すことができたと言える。

below threshold、above threshold events を用いて $N_{p.e.}$ 分布、Efficiency・Inefficiency 分布から閾値法を用いことにに対し良いレスポンスを示していることを示し、実験値とシミュレーションに dead space、below threshold の振る舞いが僅に食い違いがあることが解った。以上の研究成果は日本物理学会 2000 春の分科会で報告を行っている。

ACC の粒子識別方法で閾値法を用いると高運動量領域に対して原理的に Efficiency が落ちるが、これを克服するため likelihood 法を導入し、その評価を実験データで行った。これから ACC が $1.2\sim 4.0(\text{GeV}/c)$ の高運動量領域に対する Efficiency が 73.3% の高い値であることが確認でき、この方法を用いることにより高運動量領域でも Efficiency が落ちることなく粒子識別が閾値法を用いた粒子識別以上に出来ることを示した。しかし依然、実験値とシミュレーションでの違いがみられた。

シミュレーションの改良に対して dead space、below threshold の振る舞い等が、likelihood 法による粒子識別法においても 10 の領域に対して行ったものをより細かくする等の改良の余地が十分にあり、今後の課題である。これらの課題を進め、より良い較正を行うことで、より一層の成果が ACC、そして BELLE PID に期待できる。そしてこのことが CP 対象性の破れの解明に大きな助けになるであろう。

謝辞

本研究を行なうにあたり多くの方に御協力、御指導頂きました。河合秀幸助教授には本研究の機会を与えて頂き、御指導頂いたことを深く感謝しております。

BELLE ACCグループの共同研究者である高エネルギー加速器研究機構の足立一郎助手、飯島徹助手、住吉孝行助教授、昨々年東京大学に移られました榎本良治助教授、プリンストン大学研究員の花垣和則氏、高エネルギー加速器研究機構 COE の浜崎央氏には本研究についてのご指導、高エネルギー物理学全般に渡り貴重な議論や助言を頂き深く感謝しております。

同じく BELLE ACCグループの共同研究者である千葉大学の、鈴木一仁氏栗原英輔氏、斎藤伸一氏、岩元光宏氏、東邦大学の徳永卓治氏、佐賀大学の友村彰宏氏、昨年千葉大学修士課程を修了された七尾美緒氏、研究や日常生活において御助言、御協力頂きありがとうございました。

千葉大学の稲玉直子氏、大場隆人氏、椎野裕樹氏、和田学氏、尾身健児氏、細田大稔氏には大学の研究室でお世話になりました。

最後に大学院での研究を快諾し、支えてくれた家族に心から感謝いたします。

関連図書

- [1] J.H.Christensen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [2] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys.49 (1973) 652.
- [3] A.B.Carter and A.I.Sanda, Phys. Rev. Lett.45 (1980) 952.
- [4] *Accelerator Design of the KEK B-Factory*, KEK Report, 90-24, March 1991.
- [5] BELLE collaboration, "Technical Design Report", KEK Report, 95-01
- [6] R.Aleksan *et al.*, Phys. Rev.D39 (1989) 1283.
- [7] I.Adachi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth.A 355 (1995) 390.
- [8] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [9] P.A.Čerenkov, Phys. Rev. 52 (1937) 378.
- [10] 須田龍慈、東京都立大学、修士論文 (1995).
- [11] 須田龍慈、東京都立大学、博士論文 (1998).
- [12] 大場隆人、中央大学、修士論文 (1998).
- [13] 吉田祐一、東邦大学、修士論文 (1996).
- [14] T.Sumiyosh *et al.*,Nucl. Instrum. Meth.A 433(1999)385-391
- [15] 阿間見稔、佐賀大学、修士論文 (1997).
- [16] 渡辺眞樹、中央大学、修士論文 (1998).
- [17] K.Suzuki Chiba.Univ.,Master thesis(1999).
- [18] 栗原英輔、千葉大学、修士論文 (2001).
- [19] M.H.R. Khan *et al.*, Nucl. Instrum. Meth.A 314 (1998) 201-212.
- [20] 七尾美尾、千葉大学、修士論文 (2000).