



千葉大学大学院自然科学研究科

修士論文

BELLE 実験におけるエアロジェルチェレ
ンコフカウンターの粒子識別能力の評価

平成 12 年 2 月提出

理化学専攻

基礎物理学講座

七尾 美緒

概要

BELLE 実験は電子・陽電子衝突により年間 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 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 検出器の中で低屈折率のシリカエアロジェルを用いて 1.5T の磁場中で高運動量領域 ($1\sim 3.5\text{GeV}/c$) の π/K 中間子の識別を行う。本論文は私が行った

- ACC のデータ解析プログラム
- 実験データを用いて行った ACC の較正
- 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

1	序	1
1.1	CP 対称性の破れ	3
1.2	KEK B ファクトリー	4
1.3	BELLE 検出器	6
1.4	BELLE 実験における粒子識別の必要性	8
2	シリカエアロジェルチェレンコフカウンター	12
2.1	チェレンコフカウンター	12
2.2	シリカエアロジェル	13
2.3	BELLE シリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)	14
2.4	ファインメッシュ型光電子増倍管	18
3	BELLE ACC のデータ解析	23
3.1	データ解析の概要	23
3.2	リコンストラクションプログラムの開発	25
3.2.1	ACC の粒子識別情報	25
3.2.2	$N_{p.e.}$ の補正	26
3.2.3	Clustering	29
3.2.4	ACC による粒子同定確率の算出	29
3.2.5	粒子識別が不可能である場合のデータ処理	38
3.3	シミュレーションによる π/K 識別能力の評価	42
3.3.1	GSIM	42
3.3.2	Single track シミュレーション	42
3.3.3	Two track シミュレーション	44
3.3.4	$B \rightarrow \pi\pi$ または $K\pi$ における粒子識別能力の評価	45
3.3.5	$B \rightarrow \pi\pi$ または $K\pi$ のシグナルシミュレーションによる評価	47

3.3.6	Continuum バックグラウンドを考慮したシミュレーション	48
4	実験データによる較正	58
4.1	較正係数	58
4.2	宇宙線を用いた較正	58
4.2.1	Barrel 部分の較正	60
4.2.2	Endcap 部分の較正	62
4.2.3	宇宙線データによる較正係数の決定	62
4.3	電子・陽電子衝突 (Beam collision) による較正	64
4.4	較正に用いるデータの選択	67
4.5	Monte Carlo シミュレーションとの比較	69
4.5.1	$e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}$ 散乱	69
4.5.2	$e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱	69
4.5.3	$N_{p.e.}$ の平均値と μ_{eff}	69
4.6	電子・陽電子衝突で行う較正についてのまとめ	74
5	BELLE 実験における粒子識別の能力評価	76
5.1	$D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$	76
5.2	Event selection	76
5.3	Sample π/K 中間子に対する識別結果	79
5.4	Monte Carlo シミュレーションとの比較	86
6	結論	89
A	5 粒子に対する粒子同定確率の算出	90
	謝辞	93
	参考文献	94

図一覽

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	5
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	9
1.7	CDC、TOF の π/K 識別性能	11
2.1	チェレンコフ光の発生	12
2.2	屈折率と閾値運動量の関係	13
2.3	シリカエアロジェルの構造	15
2.4	BELLE ACC 断面図	15
2.5	BELLE BACC 断面図	16
2.6	BELLE EACC 断面図	16
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	18
2.8	カウンターボックス (BACC)	19
2.9	カウンターボックス (EACC)	19
2.10	ラインフォーカス型 PMT 断面図	20
2.11	ファインメッシュ PMT 断面図	20
2.12	ファインメッシュ PMT の増幅過程	21
2.13	磁場に対する gain 変化	21
2.14	磁場に対する波高分解能の変化	22
3.1	ACC のデータ解析の流れ	24
3.2	荷電粒子が ACC を通過するパターン	26
3.3	Path length と PMT と中心と track の距離 d	27
3.4	Path length と $N_{p.e.}^{PMT}$ (平均) の関係	28

3.5	$N_{p.e.}^{PMT}$ と distance の関係 (補正前)	30
3.6	$N_{p.e.}^{PMT}$ と distance の関係 (補正後)	31
3.7	ACC を通過する track	32
3.8	ボックスから形成される cluster	32
3.9	Barrel 部分の clustering	33
3.10	π 、K 中間子に対する efficiency の運動量依存性	35
3.11	Glass hit の $N_{p.e.}$ 分布	39
3.12	Efficiency と fake rate	41
3.13	Single track シミュレーションの結果	43
3.14	Two track シミュレーションの結果	44
3.15	シグナルシミュレーションの結果 (ACC)	49
3.16	シグナルシミュレーションの結果 (CDC·ACC·TOF)	50
3.17	Continuum イベントと $B^0\bar{B}^0$ イベント	52
3.18	Beam energy constrained mass 分布	53
3.19	$\cos\theta_T$ 分布	53
3.20	PID cut をかけた後の ΔE 分布	54
3.21	Luminosity= 10fb^{-1} を仮定した ΔE 分布	56
4.1	Track の通過位置	59
4.2	Barrel 部分の較正に用いる宇宙線	60
4.3	宇宙線と LED から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)	61
4.4	宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)	61
4.5	LED と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)	61
4.6	Endcap 部分の較正に用いる宇宙線	62
4.7	宇宙線と LED から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)	63
4.8	宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)	63
4.9	LED と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)	63
4.10	宇宙線と MC から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 2 inch PMT)	65
4.11	宇宙線と MC から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 2.5 inch PMT)	65
4.12	宇宙線と MC から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 3 inch PMT)	65
4.13	Endcap layer1 に対する較正係数の決定	66
4.14	電子・陽電子衝突のデータを使った較正の流れ	66
4.15	Accolinality angle	68

4.16 Bhabha の $N_{p.e.}$ 分布 (row)	70
4.17 Bhabha の $N_{p.e.}$ 分布 (layer)	71
4.18 Mupair の $N_{p.e.}$ 分布 (row)	72
4.19 Mupair の $N_{p.e.}$ 分布 (layer)	73
4.20 実験と Monte Carlo の $N_{p.e.}$ の平均値、 μ_{eff} の比較	75
5.1 Sample の運動量分布	77
5.2 D^0 の不変質量分布	80
5.3 崩壊角度 ($\cos \theta$) の分布	80
5.4 Δm の不変質量分布	81
5.5 Sample π 中間子に対する識別結果	82
5.6 Sample K 中間子に対する識別の結果	83
5.7 Sample π 中間子に対する kaon pobability の分布	84
5.8 Sample K 中間子に対する kaon pobability の分布	85

表一覽

1.1	粒子識別に必要な崩壊モードと運動量領域	10
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	17
3.1	π 、K に対する efficiency を調べた運動量 (barrel 部分)	34
3.2	π 、K に対する efficiency を調べた運動量 (endcap 部分)	34
3.3	設定された threshold の値	36
3.4	π 、K に対する efficiency	37
3.5	Barrel 部分の各 PMT に設定された threshold	40
3.6	Glass hit finder の version 比較	41
3.7	K 中間子に対する barrel 部分の efficiency	45
3.8	崩壊モードと測定量	45
3.9	CLEO 実験の結果	45
3.10	崩壊モードと仮定した分岐比	46
3.11	シミュレーションで作られたイベントの種類と数	51
3.12	各 cut に対して残るイベント数の割合	57
3.13	$\pi\pi$ をシグナルイベントとした場合の ϵ と S/N ratio	57
3.14	$K\pi$ をシグナルイベントとした場合の ϵ と S/N ratio	57
3.15	期待されるシグナルイベント数 (N_s) とその統計的有為さ ($n\sigma$)	57
4.1	acc_center の cut 後に残る event の割合	68
5.1	各検出器の π/K 識別可能な運動量領域	81
5.2	実験における粒子識別能力の評価	88
5.3	Monte Carlo シミュレーションにおける粒子識別能力の評価	88
A.1	K に対する efficiency	91
A.2	設定された threshold の値	92

第 1 章

序

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。しかし現在の宇宙は反粒子が消滅し、粒子のみが存在している。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。素粒子論では CP 対称性の破れと呼ばれる粒子と反粒子の物理法則の差をその理由として考えている。CP 対称性の破れは 1964 年にクローニン、フィッチらの実験によって K 中間子の崩壊過程で発見された [1]。K⁰ 中間子の K_L 成分が K_L → π⁺π⁻π⁰ (CP⁻ の固有状態)、K_S 成分が K_L → π⁺π⁻ (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 K⁰ 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 → π⁺π⁻ 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 ~ 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 10⁸ 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。

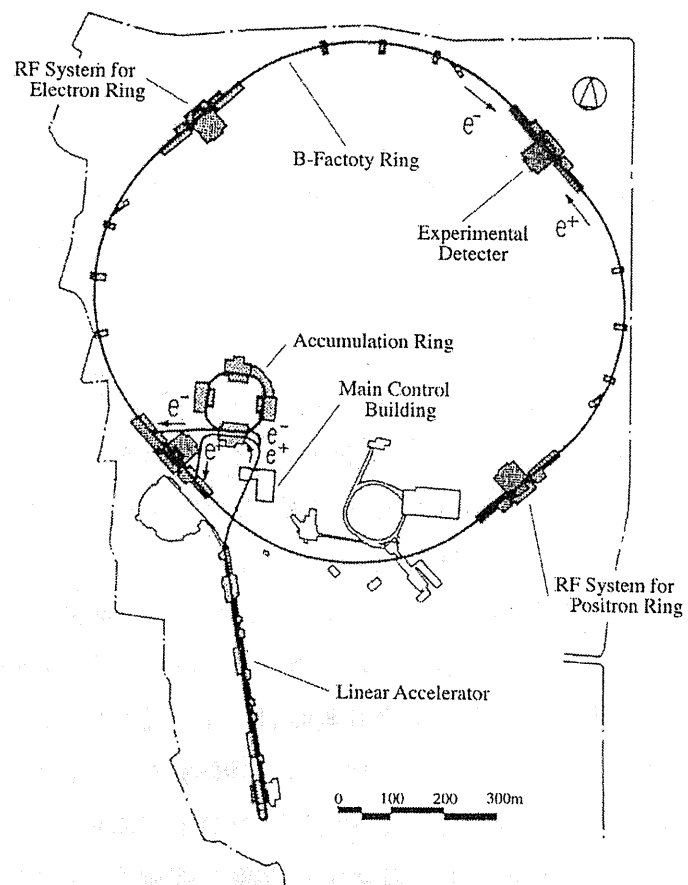


図 1.1: B ファクトリーの全体図

1.1 CP 対称性の破れ

KEK B ファクトリー計画での実験は、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が目的である。“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。

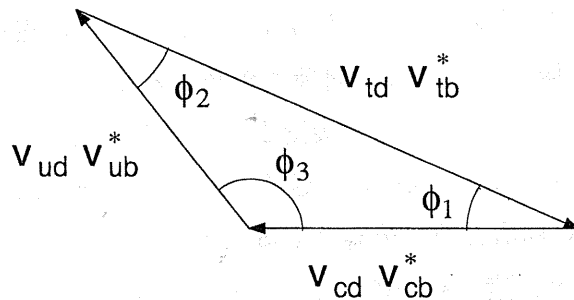


図 1.2: ユニタリティー・トライアングル

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。

- $\phi_1 : B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s$
- $\phi_2 : B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \pi^+\pi^- \quad \text{or} \quad \rho^\pm\pi^\mp$
- $\phi_3 : B \rightarrow DK$
- $|V_{ub}| : b \rightarrow u \quad \text{transition} \quad (B \rightarrow \pi l\nu, \rho l\nu)$
- $|V_{cb}| : b \rightarrow c \quad \text{transition} \quad (B \text{ の life-time, } B \rightarrow D^* l\nu)$
- $|V_{td}| : B\bar{B} \quad \text{mixing}$

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 1.4 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

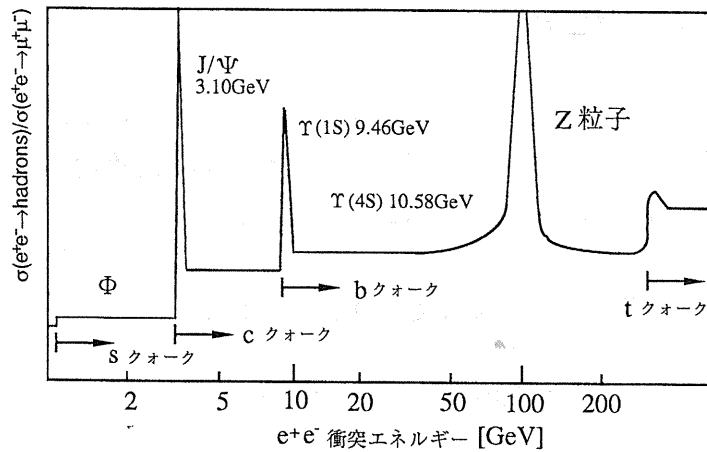


図 1.3: 電子・陽電子衝突エネルギーとクォークペア生成

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8GeV/c、3.5GeV/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。

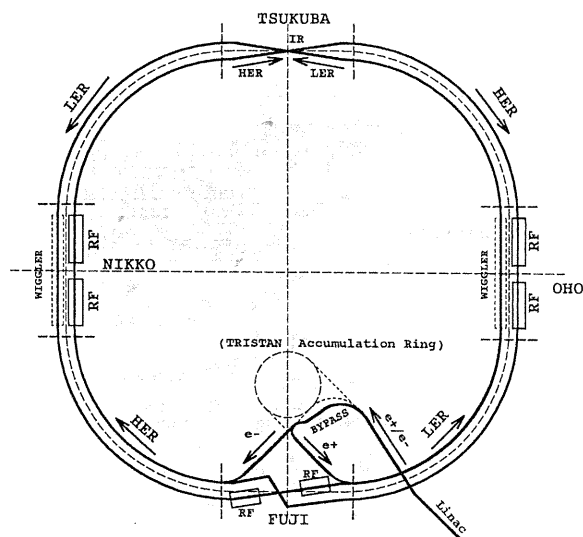


図 1.4: KEK-B

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様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. ガンマー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。

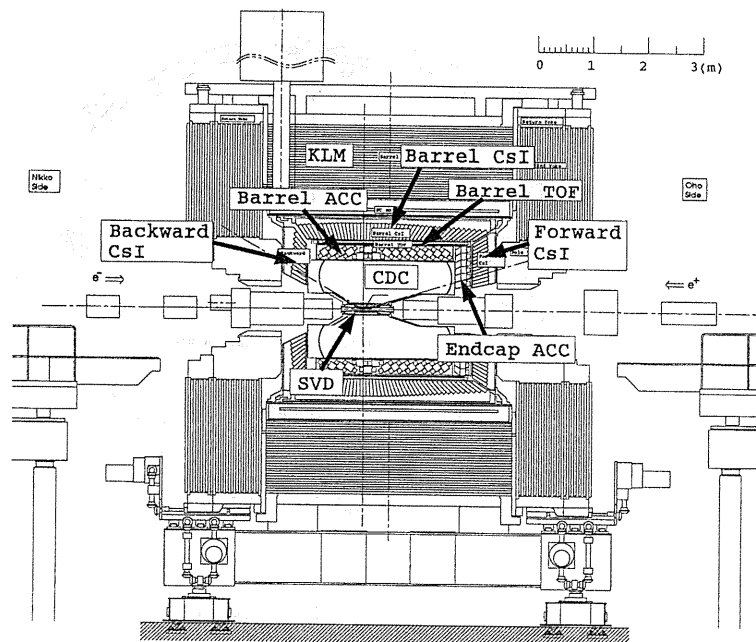


図 1.5: BELLE 検出器の断面図

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ので、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と電離で生じた正孔は p ストリップ、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。DSSD 1 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 \sim 3GeV) に加え、ルミノシティ測定のために Bhabha 散乱の電子 (\sim 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 (レジスティブ・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

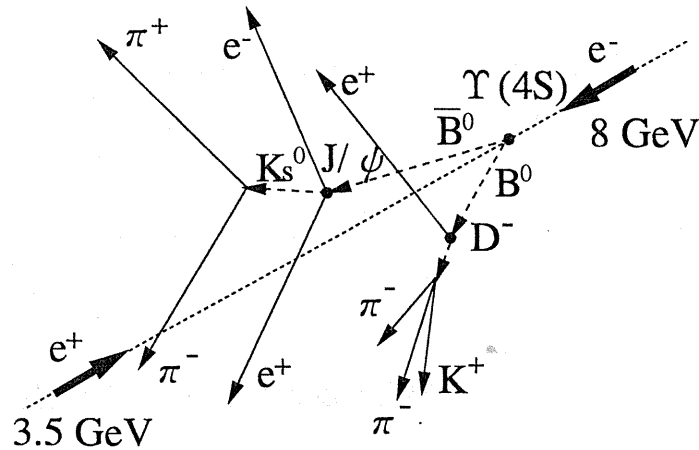


図 1.6: B 中間子の崩壊過程

スケード崩壊と呼ばれる $b \rightarrow c \rightarrow s$ 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。本論文では ϕ_2 測定のための $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の崩壊モードについてシミュレーションを行っておりそれについては 3.3.4 で詳しく述べる。

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

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

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。

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。

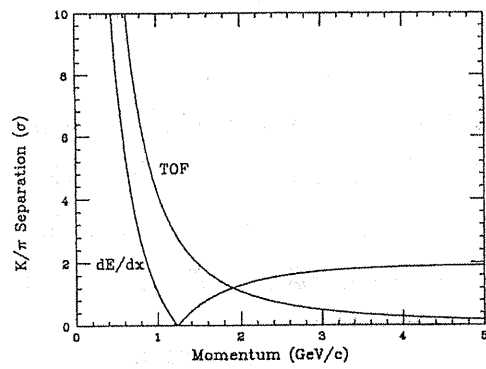


図 1.7: CDC、TOF の π/K 識別性能

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の速度 v がその物質中での光の速さ 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。

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

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

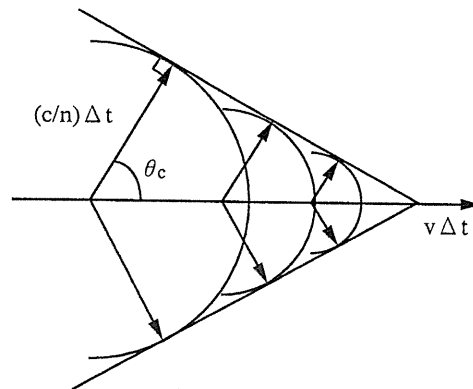


図 2.1: チェレンコフ光の発生

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。

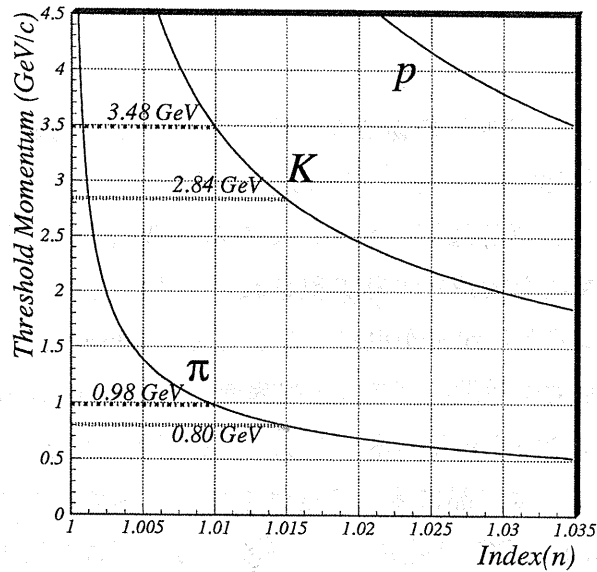


図 2.2: 屈折率と閾値運動量の関係

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には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を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。

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

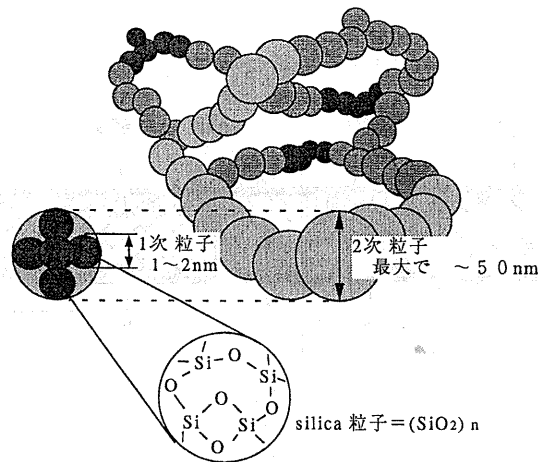


図 2.3: シリカエアロジェルの構造

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。

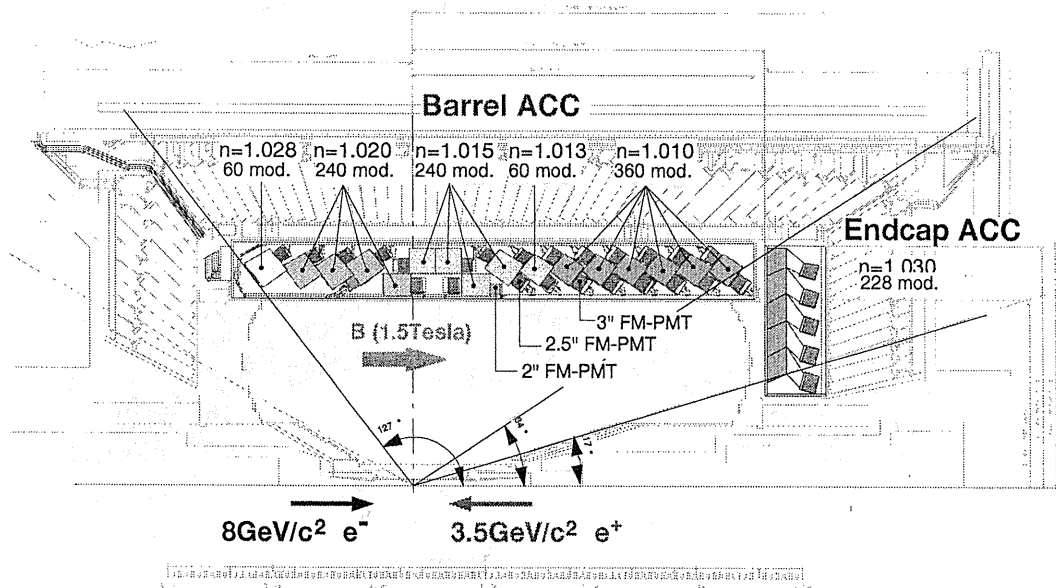


図 2.4: BELLE ACC 断面図

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

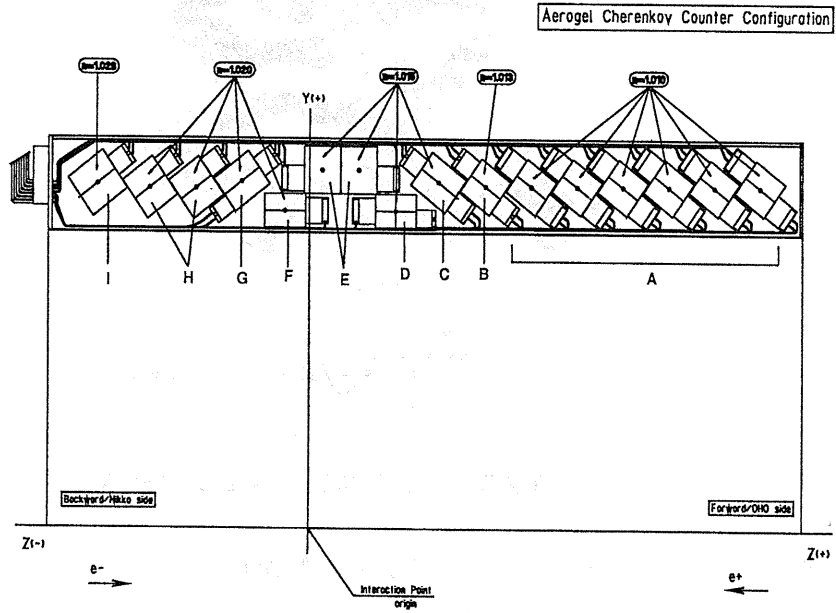


図 2.5: BELLE BACC 断面図

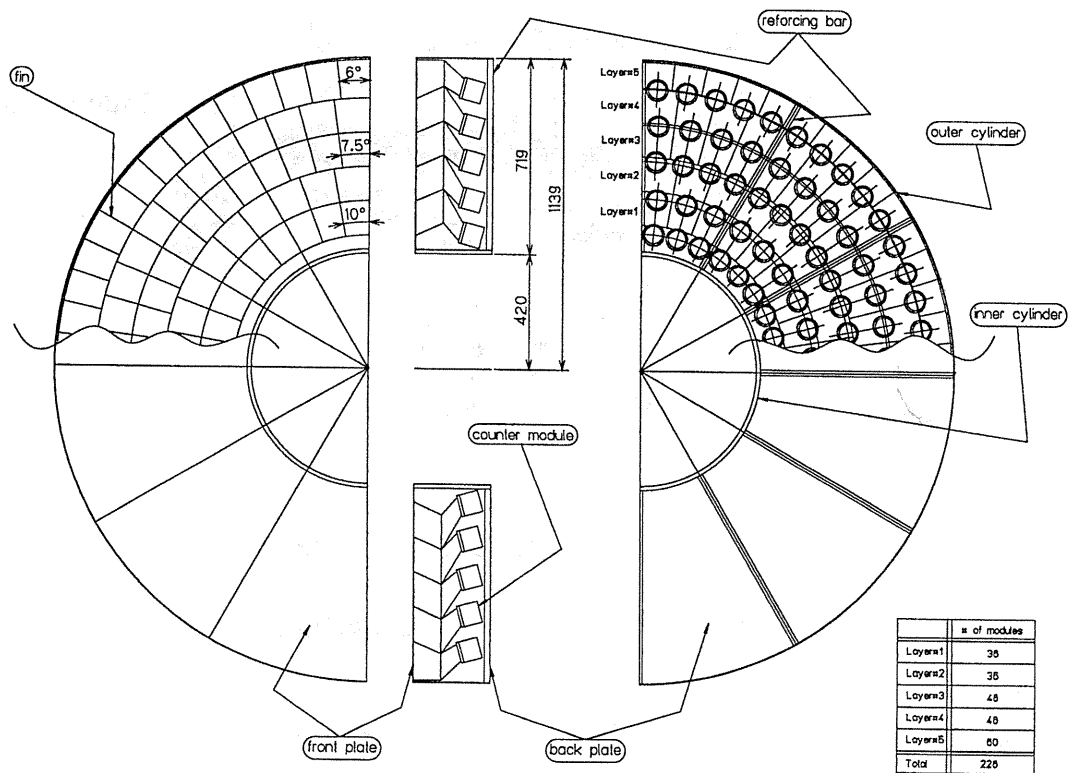


図 2.6: BELLE EACC 断面図

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

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 ($n \sim 1.008$) を使用するのだが、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 $B \rightarrow D \rightarrow K$ モード (flavortagging) 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 μm 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

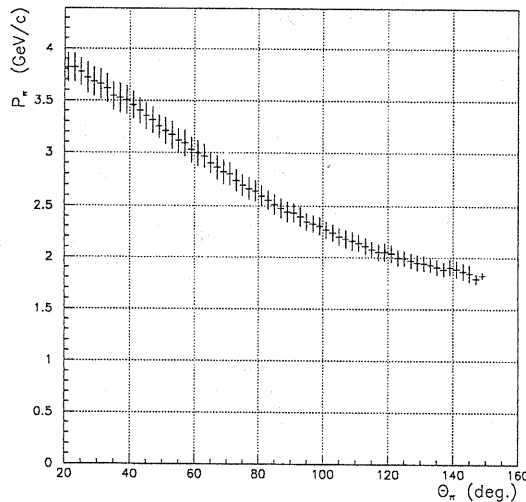


図 2.7: $B \rightarrow \pi^- \pi^+$ 崩壊による実験室系での π 中間子の運動量と角度の関係

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。

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-

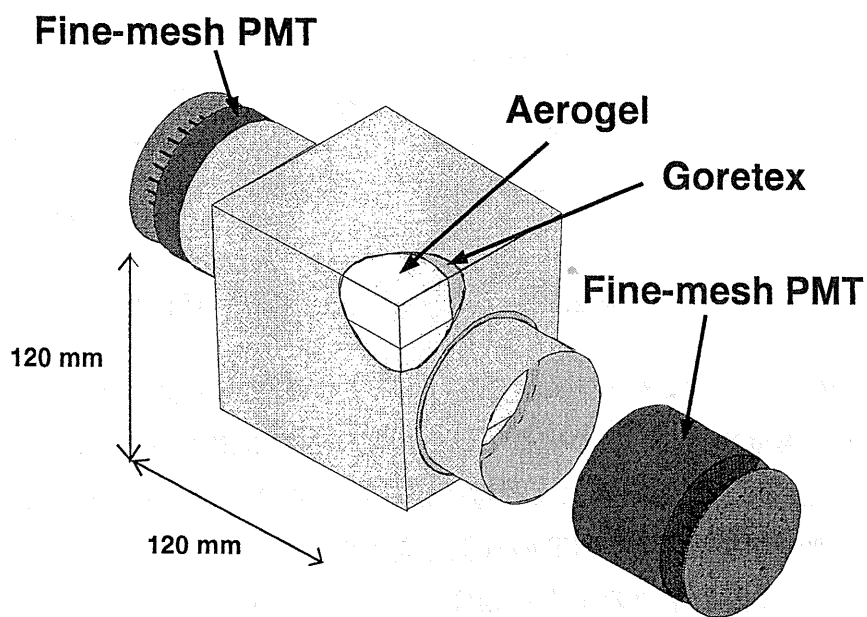


図 2.8: カウンターボックス (BACC)

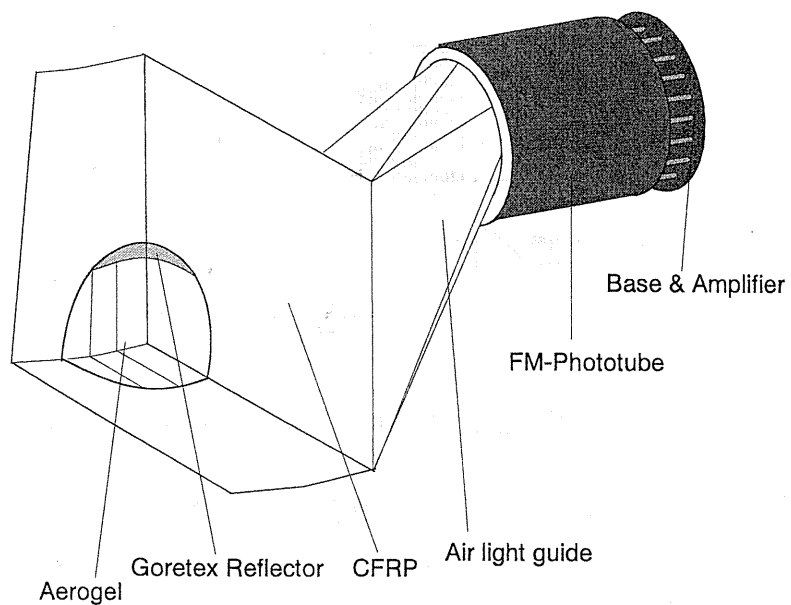


図 2.9: カウンターボックス (EACC)

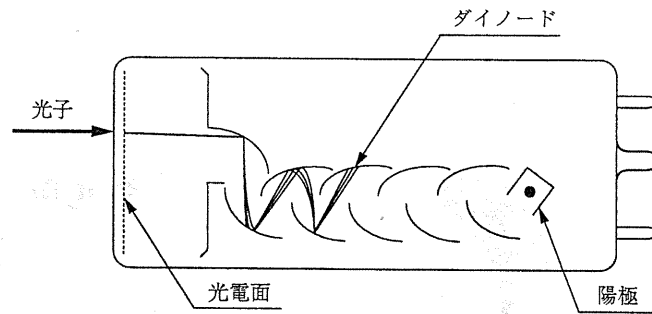


図 2.10: ラインフォーカス型 PMT 断面図

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にくい。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。

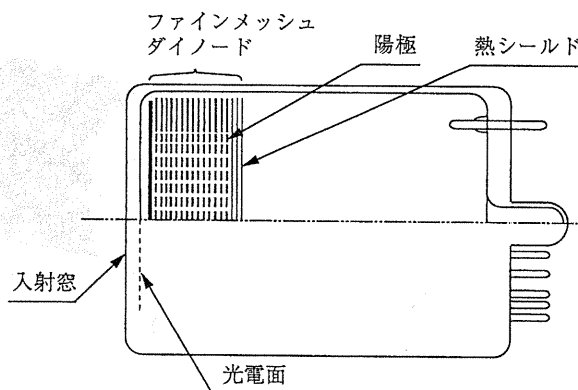


図 2.11: ファインメッシュ PMT 断面図

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

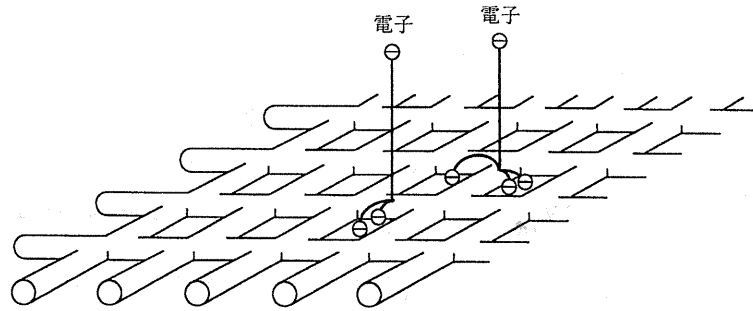


図 2.12: ファインメッシュ PMT の増幅過程

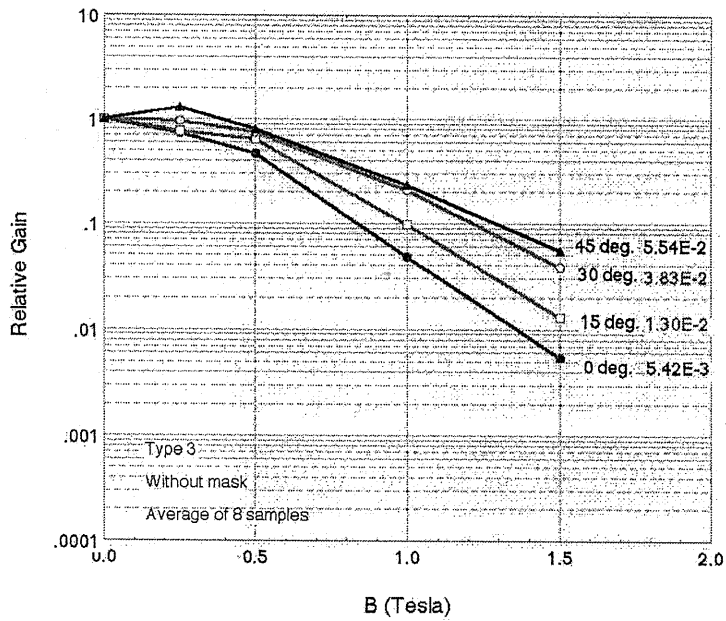


図 2.13: 磁場に対する gain 変化

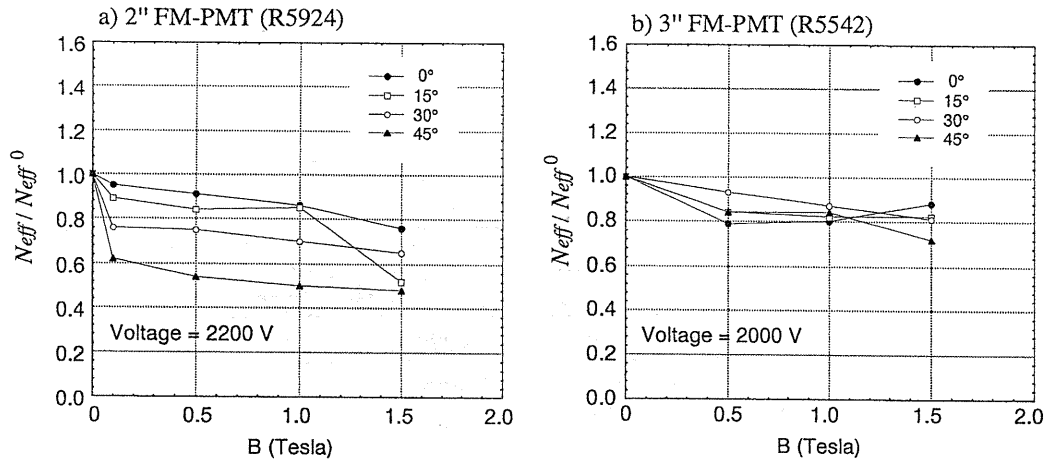


図 2.14: 磁場に対する波高分解能の変化

する。

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

ここで $\langle \text{ADC} \rangle$ 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

BELLE ACC のデータ解析

3.1 データ解析の概要

高エネルギー実験では粒子検出器から大量のデータがオンラインデータ収集システムによって収集される。しかしこの時点で各検出器から収集されたデータはごく基本的なデータ (raw データ) であり、各検出器が目的としている測定量の情報は raw データから再構成 (リコンストラクション) することによって得られる。そのため検出器ごとにリコンストラクション用のソフトウェアを用意し、それを使って情報をまとめる必要がある。物理解析はこの検出器ごとにまとめられた情報を物理解析用のソフトウェアで読み込んで行う。BELLE 実験のデータ解析用のソフトウェアは主に C++ 言語を使用し、検出器ごとにいくつかの役割を持ったモジュールとして作られている。

本章では私が研究を行った BELLE ACC のデータ解析について述べる。図 3.1 に ACC から得られた raw データが最終的に粒子識別情報にリコンストラクションされ、実際の物理解析に使用できるようになるまでの流れを示す。ACC で raw データとして得られるのはチェレンコフ光を読み出しているファイメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) 1788 本のシグナルの大きさである。このシグナルの大きさは電荷量 (Q) をパルス幅に変換するコンバーター (QtoT) を通して TDC (Time to Digital Converter) の時間情報 [ns] として読み出される [11], [17]。この時間情報が ACC のデータ解析用プログラムに読み込まれ、いくつかのモジュールによってデータ解析が行われる。まず raw データは photo electron 数 ($N_{p.e.}$) の情報に変換される (cal_acc)。変換を行う際に必要な ACC に関する情報はデータベース (com_acc) から得られるようになっている。 $N_{p.e.}$ に変換された各 PMT のシグナルから粒子識別情報が算出される (rec_acc)。最後に ACC から得られた情報がまとめられ、物理解析に使える形式に変換される (rec2mdst)。このデータ解析は実験データだけでなく Monte Carlo シミュ

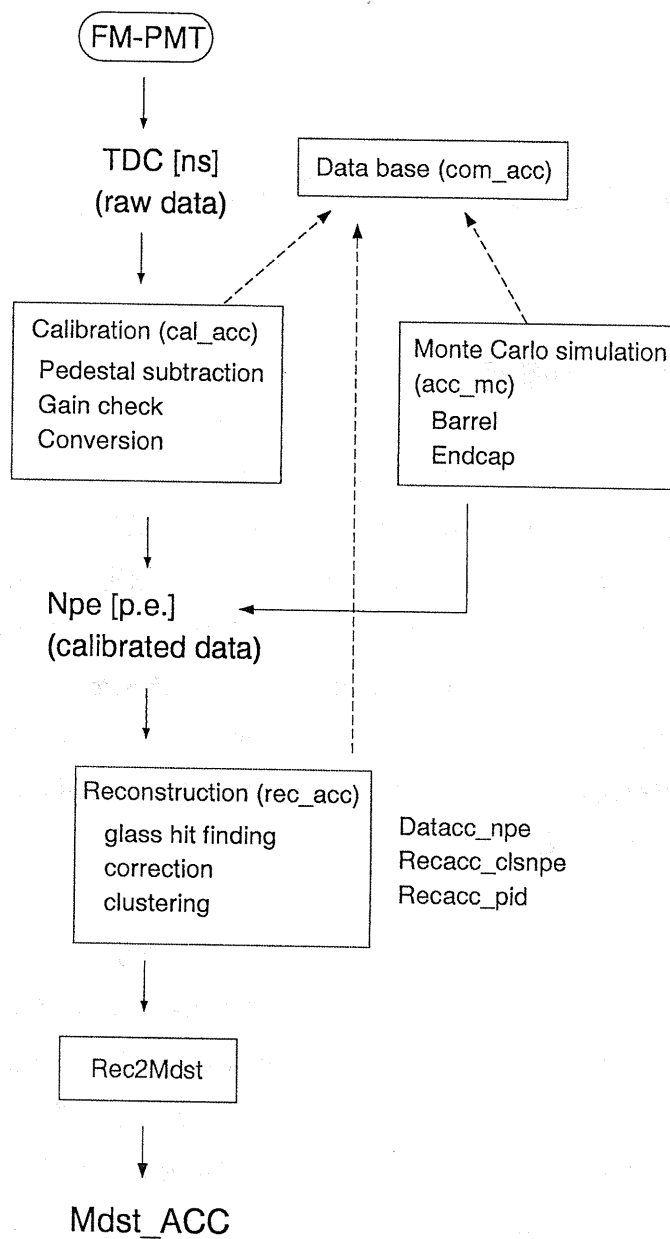


図 3.1: ACC のデータ解析の流れ

レーション (acc.mc) で得られたデータに対してもデータ解析が行えるように作られている。シミュレーションについては 3.3 で詳しく述べる。

3.2 リコンストラクションプログラムの開発

3.2.1 ACC の粒子識別情報

ACC のリコンストラクションプログラムは荷電粒子に対して PMT で検出された光電子数 $N_{p.e.}$ から粒子識別情報を再構成 (リコンストラクション) する。ACC の粒子識別情報は荷電粒子に対する粒子同定確率 (probability) である。ACC は荷電粒子に対し π または K であるという仮定をした場合に検出される光電子数と実際に ACC で検出された光電子数を比較し、どちらの粒子がもっともらしいかを判定している。その方法として次の二つの方法が考えられる。

1. 荷電粒子の通過パターンからボックスごとに観測される光電子数の期待値と実際に検出された光電子数を比較し、ボックスごとの光電子数から各粒子に対する probability を求める。
2. 荷電粒子がボックスの中心を通過した場合に期待される光電子数をあらかじめ求めておく。そして実際に荷電粒子がボックスを通過したときに検出される光電子数に補正を加え、粒子がボックスの中心を通過した場合に検出される光電子数に計算しなおす。この補正された光電子数とあらかじめ求めておいた光電子数を比較し probability を求める。

1 の方法は荷電粒子がボックスを通過するパターンごとに光電子数の期待値を求める必要がある。通過パターンは無数にあり、さらに粒子の種類、運動量ごとに期待値を求めなければならない。仮にこれを行ったとしても実際に検出器から得られたデータを解析する際にもこの作業が必要であるから膨大な計算時間がかかることになり、現実問題として非常に困難である。そこで 2 の方法を採用し、次のようなデータ処理を行うリコンストラクションプログラムを開発した。

- 荷電粒子が ACC を通過する際の大きな 3 つのパターンから粒子識別が可能かどうかを判断する
- 検出された光電子数に対する補正 (correction) を行う
- 1 つの荷電粒子に対して検出された光電子数を計算する (clustering)

- 粒子に対しての粒子同定確率 (probability) を算出する。

本章ではこれらの内容について詳しく説明する。電子・陽電子衝突によって生成された粒子が ACC を通過する際には図 3.2 に示されるような 3 つのパターンが考えられる。

1. エアロジェル部分を通過 (normal hit)
(ただし PMT の window(ガラス部分) は通過しない)
 - (a) 1 つのカウンターボックスのみを通過
 - (b) 複数のカウンターボックスを通過
2. PMT の window(ガラス部分) を通過 (glass hit)
3. ACC が設置されていない領域を通過 (out of acceptance)

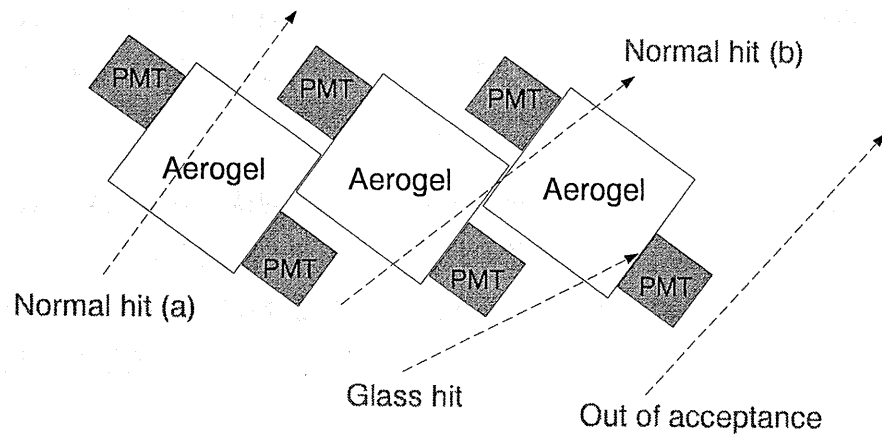


図 3.2: 荷電粒子が ACC を通過するパターン

従ってリコンストラクションプログラムはパターンごとに適切な処理を行わなければならない。3 つのパターンのうち ACC で粒子識別が行えるのは 1 の場合だけである。粒子識別が不可能となる残り 2 つのパターンに対する処理は 3.2.5 で詳しく説明をする。

3.2.2 $N_{p.e.}$ の補正

3.2 で述べたように ACC が算出する荷電粒子に対する probability は粒子がボックスの中心を通過した場合を想定している。そこで PMT で検出された光量 $N_{p.e.}^{PMT}$ に対しプログラム中で次の 2 種類の補正 (correction) を行い、粒子がボックスの中心を通過した場合に検出される光電子数に計算しなおしている。

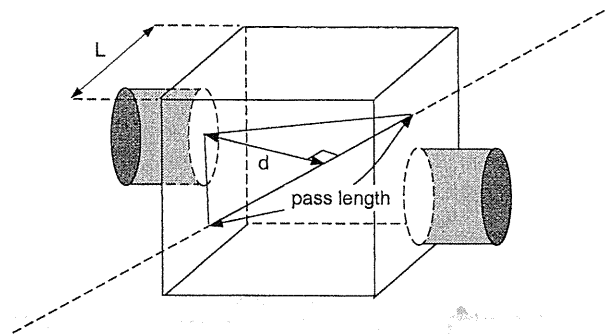


図 3.3: Path length と PMT と中心と track の距離 d

- Path length 依存性の補正
荷電粒子がエアロジェル中を通過した距離 (path length) による補正
- 位置依存性の補正
PMT の中心と荷電粒子の track との距離 d による補正

図 3.3に補正に用いた path length、PMT と track の距離 d を示す。この2つの補正について詳しく説明する。

Path length 依存性の補正

Path length と PMT で検出される光電子数 $N_{p.e.}^{PMT}$ の平均値の関係をカウンタータイプ別に図 3.4に示す。どのカウンタータイプでも比例関係が得られていることがわかる。この比例関係を用いて、ボックスの厚さ L(図 3.3) を nominal な path length とし、次式の補正を行った。

$$\text{補正後の } N_{p.e.}^{PMT} = \text{検出された } N_{p.e.}^{PMT} \times \frac{L}{\text{path}} \quad (3.1)$$

位置依存性の補正

位置依存性の補正は荷電粒子の track と PMT の window の中心との距離 d(図 3.3) を使って行っている。図 3.5に位置依存性の補正前の $N_{p.e.}^{PMT}$ との距離 d の関係を示す。距離 d と $N_{p.e.}^{PMT}$ の間には

$$N_{p.e.}^{PMT} \propto \exp \frac{d-6}{7} \quad (3.2)$$

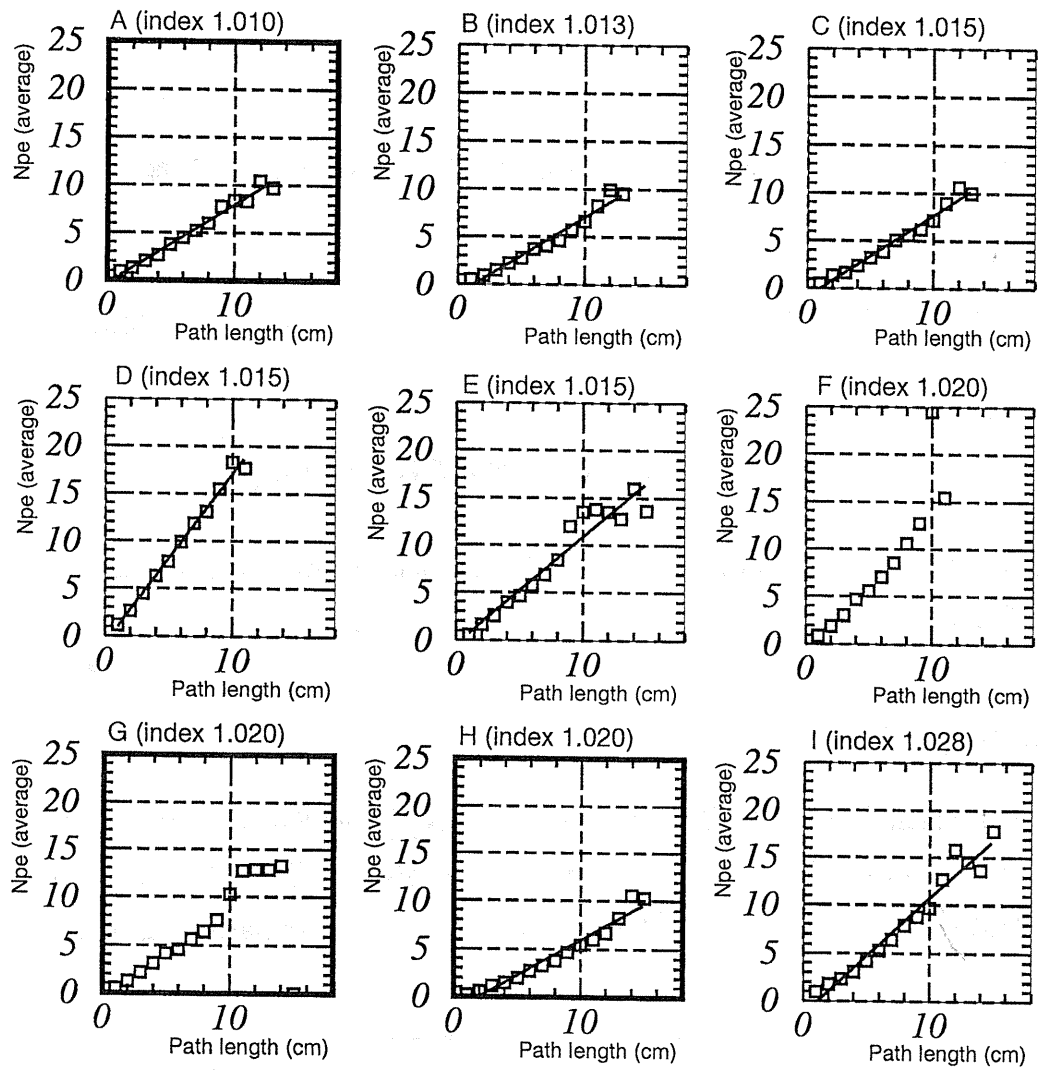


図 3.4: Path length と $N_{p.e.}^{PMT}$ (平均) の関係

という関係があることがわかっており、距離 $d=6\text{cm}$ の場所を track が通過したときに期待される光量に計算しなおす補正を行った。

$$\text{補正後の } N_{p.e.}^{\text{PMT}} = \text{検出された } N_{p.e.}^{\text{PMT}} \times \exp \frac{d-6}{7} \quad (3.3)$$

図 3.6 に補正後の $N_{p.e.}^{\text{PMT}}$ と距離 d の関係を示す。図 3.5 では距離 d が小さい程、大きな $N_{p.e.}^{\text{PMT}}$ が得られていることがわかる。補正後ではその傾向が緩和されていることが確認できる。

3.2.3 Clustering

リコンストラクションプログラムに読み込まれる ACC からのデータは PMT1 本ごとの光量 $N_{p.e.}^{\text{PMT}}$ である。カウンターモジュールには PMT1 本読みと 2 本読みの場合があり、2 本読みの場合は 2 本の PMT の $N_{p.e.}^{\text{PMT}}$ を足し合わせて粒子が通過したボックスで検出されたチェレンコフ光の光量 $N_{p.e.}^{\text{box}}$ を計算する。さらに粒子が複数のボックスを通過した場合に粒子が通過した全てのボックスから cluster を形成する。(図 3.8) 荷電粒子がどのボックスを通過したかは ACC の内側にある CDC(セントラルドリフトチェンバー) の情報を利用して調べている。CDC は荷電粒子の飛跡 (track) を再構成しており、この track に対して外挿 (extrapolation) を行って荷電粒子が通過した ACC の位置座標情報を得ている。この情報から荷電粒子が通過したボックスを求めている。このようにして作られた cluster で検出された光量 $N_{p.e.}^{\text{cluster}}$ を計算する。

$$N_{p.e.}^{\text{PMT}} \rightarrow N_{p.e.}^{\text{box}} \rightarrow N_{p.e.}^{\text{cluster}} \quad (3.4)$$

$N_{p.e.}^{\text{cluster}}$ が荷電粒子に対して検出された光電子数となる。この光電子数を用いて probability を計算する。図 3.7 に ACC の barrel 部分で clustering が行われる場合の具体例を示す。図中で塗りつぶされているボックスは PMT でシグナルが検出されていることを示している。ACC は電子・陽電子衝突によって生成された荷電粒子が ACC を通過した場合だけではなく、実際には CsI(電磁カロリメーター) から撥ね返ってきた電子 (back splash) や電氣的なノイズによってもシグナルが検出される。しかし extrapolation を使うことによってこれらのシグナルに対しては clustering を行わないようになっている。また二つの荷電粒子が隣同士のボックスを通過しても別々の cluster を形成することができる。

3.2.4 ACC による粒子同定確率の算出

リコンストラクションプログラムは track の通過した cluster で検出された光量 $N_{p.e.}^{\text{cluster}}$ に対して π/K 識別を行う。その結果は粒子同定確率 (probability) として算出される。そのために必要な閾値 (threshold) の設定とそれを用いた probability の算出について説明する。

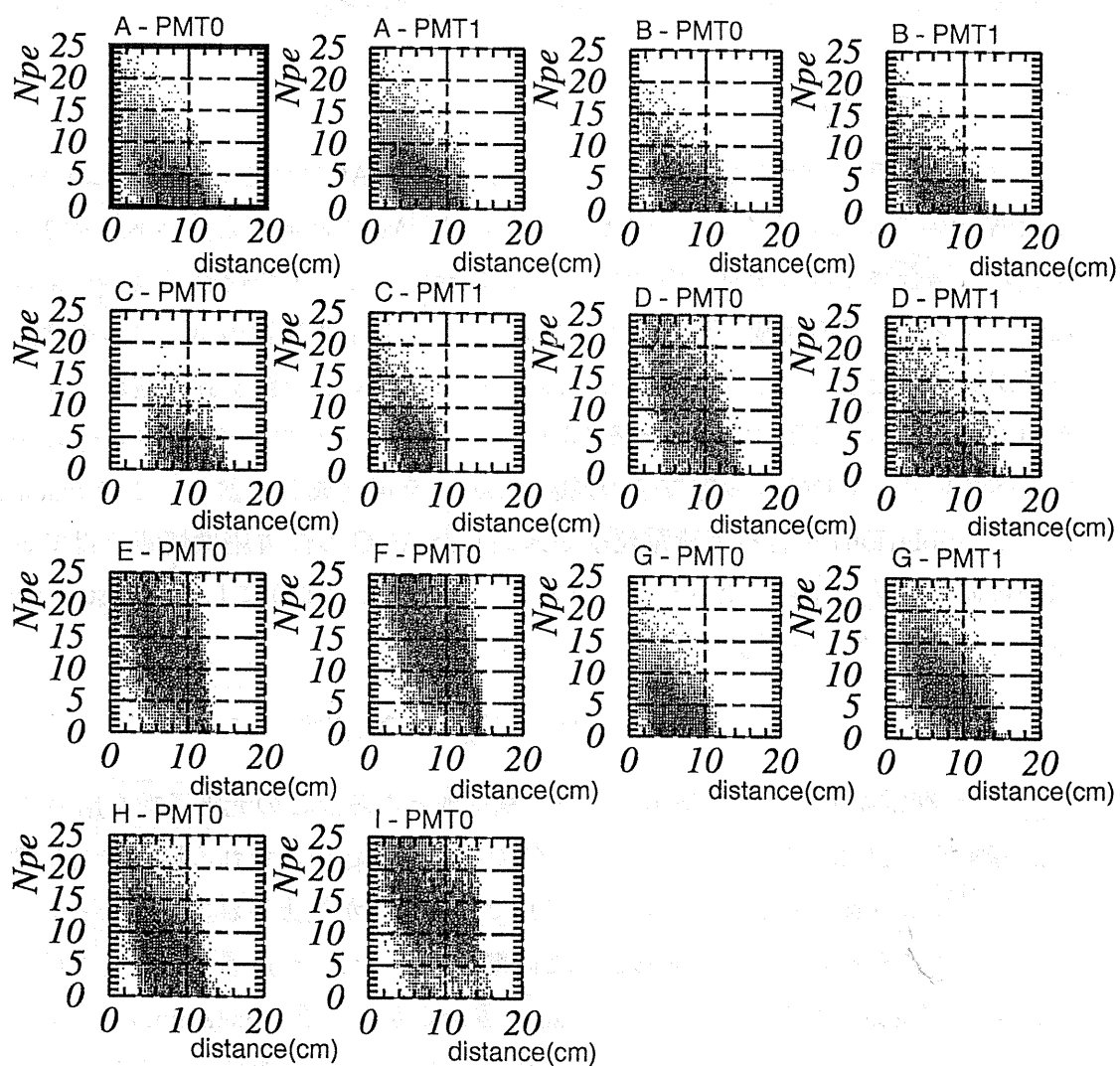


図 3.5: $N_{p.e.}^{PMT}$ と distance の関係 (補正前)

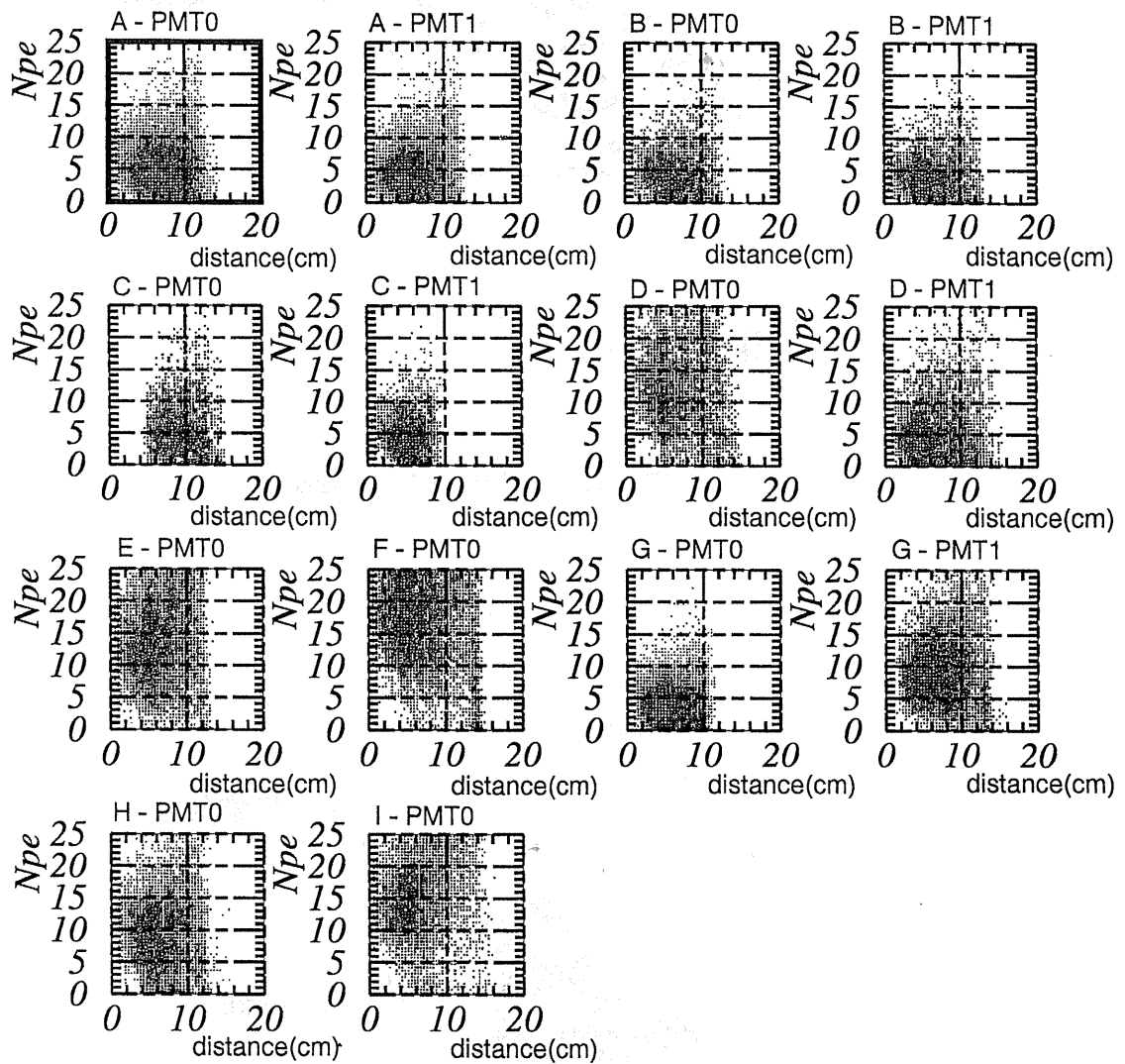


図 3.6: $N_{p.e.}^{PMT}$ と distance の関係 (補正後)

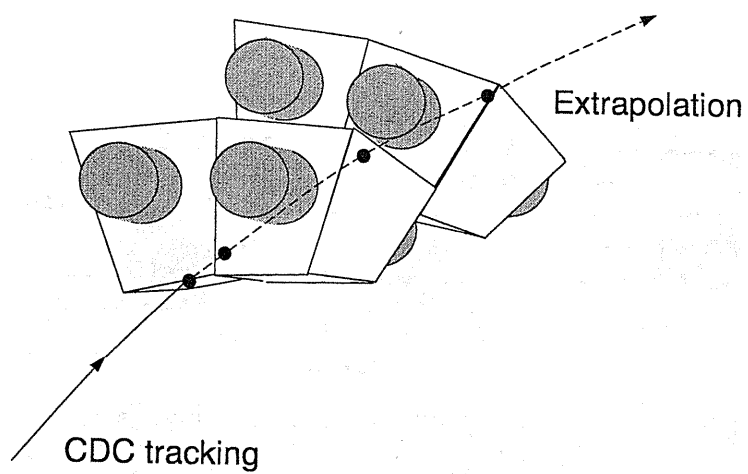


図 3.7: ACC を通過する track

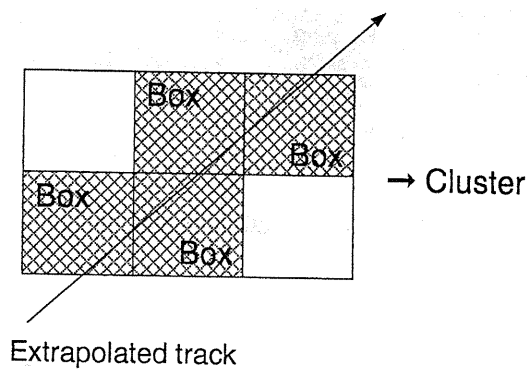


図 3.8: ボックスから形成される cluster

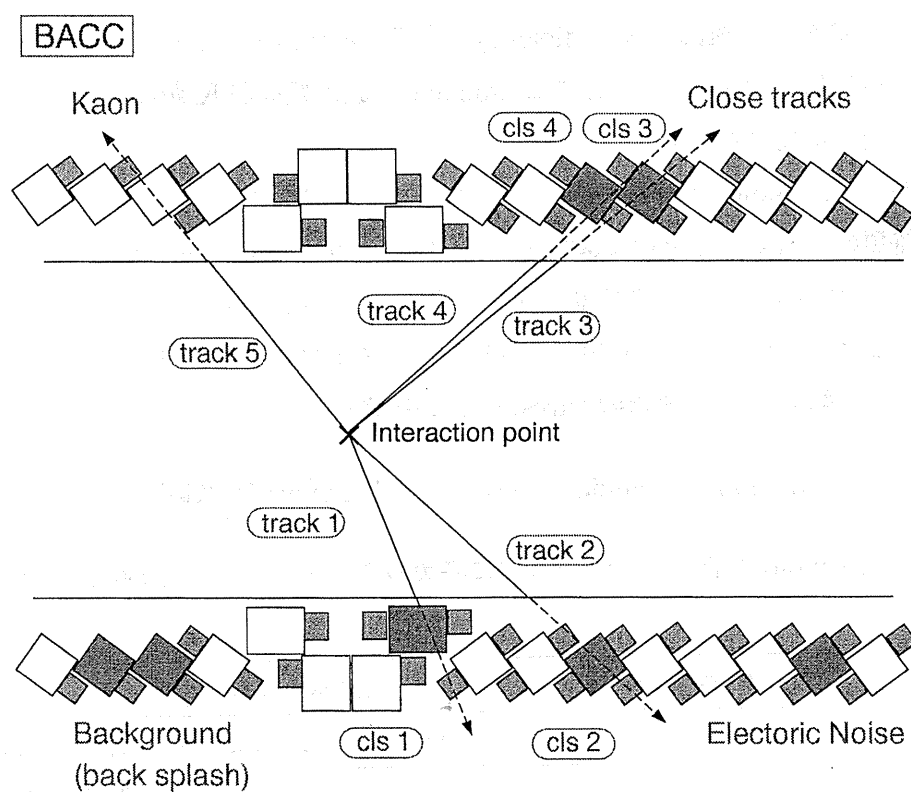


図 3.9: Barrel 部分の clustering

Threshold の設定

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 π/K 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 ($\sim 5p.e.$) 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。

的確な threshold を決めるために次のようなシミュレーションを行った。 $N_{p.e.}=1\sim 5$ p.e. の 5 種類の threshold を仮に設定し、 π/K に対する efficiency を調べた。Efficiency は表 3.1、3.2 に示される 12 種類の運動量に対して調べている。このシミュレーションを各カウンタータイプごとに行い、threshold を決めた。A タイプのカウンターボックスの結果を図 3.10 に示す。この結果から 5 種類の threshold の中で

$$3\text{GeV}/c \pi \text{ inefficiency}(= 1 - \text{efficiency}) \cong 2\text{GeV}/c \text{ K efficiency} \quad (3.5)$$

となる threshold を採用した。表 3.3 に各カウンタータイプで採用した threshold を示す。

粒子の種類	運動量 (GeV/c)
π	0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.4, 1.6, 2.0, 2.5, 3.0
K	1.2, 1.6, 2.0, 2.4, 2.8, 3.0, 3.2, 3.4, 3.6, 4.0, 4.4, 4.8

表 3.1: π 、K に対する efficiency を調べた運動量 (barrel 部分)

粒子の種類	運動量 (GeV/c)
π	0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.2, 1.6, 2.0, 2.5, 3.0
K	1.2, 1.6, 2.0, 2.4, 2.8, 3.0, 3.2, 3.6, 4.0, 4.4, 4.8

表 3.2: π 、K に対する efficiency を調べた運動量 (endcap 部分)

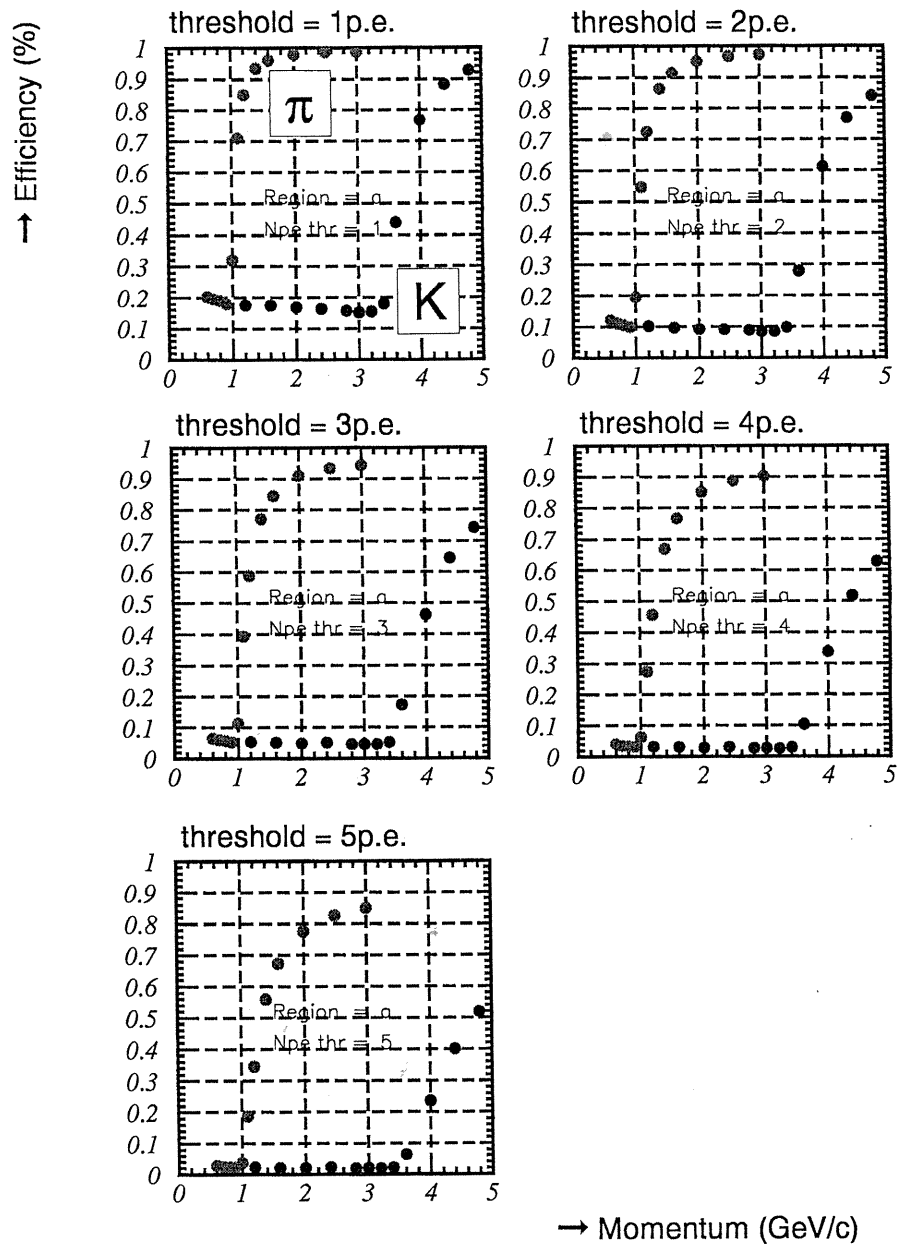


図 3.10: π 、K 中間子に対する efficiency の運動量依存性 (A タイプカウンター)

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 3.3: 設定された threshold の値

Probability の算出

例として A タイプカウンターに入射した (CDC で得られた) 運動量 P_{exp} の粒子に対する probability の計算について説明する。表 3.4 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 3.4 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

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

- 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 3.4 の中で

$$P_n \leq P_{exp} < P_{n+1} \tag{3.6}$$

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

$$\text{eff}_{exp}(\pi) = \frac{\text{eff}_{P_{n+1}} \times (P_{exp} - P_n) + \text{eff}_{P_n} \times (P_{n+1} - P_{exp})}{P_{n+1} - P_n} \tag{3.7}$$

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

$$\text{eff}_{exp}(\pi) = \frac{84.5 \times (1.5 - 1.4) + 77.0 \times (1.6 - 1.5)}{1.6 - 1.4} = 80.75\% \quad (3.8)$$

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

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わけに従って probability が計算される。

- $N_{p.e.} \geq \text{threshold}$
 \rightarrow ACC が fire したと判断
 $\text{prob}(\pi) = \text{eff}_{exp}(\pi)$
 $\text{prob}(K) = \text{eff}_{exp}(K)$
- $N_{p.e.} < \text{threshold}$
 \rightarrow ACC が fire しなかったと判断
 $\text{prob}(\pi) = 1 - \text{eff}_{exp}(\pi)$

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

このように計算された π, K の probability が ACC からの情報としてまとめられ、物理解析に用いられる。以上がリコンストラクションプログラムで probability を算出するまでの過程である。

3.2.5 粒子識別が不可能である場合のデータ処理

3.2.1で述べた荷電粒子が ACC を通過する場合の 3つのパターンのうち粒子識別が不可能である残り 2つのパターンの処理について説明する。

Glass hit

パターン 2 の PMT のガラス部分を通過した場合 (glass hit) は次のようなことが起こる。荷電粒子が PMT のガラス部分 (屈折率 約 1.53) を通過するとガラス部分でチェレンコフ光 (波長 404.7nm 程度) の輻射が起きる。Normal hit で放出されるチェレンコフ光が 10~20 p.e. であるのに対し、glass hit によるチェレンコフ光その約 20 倍の光量にもなることがある。また、ガラスの屈折率が 1.53 と高いので glass hit は π, K 中間子の両方で起こり得るので粒子識別が不可能となるのである。図 3.11(左) にシミュレーションで調べた glass hit の場合の $N_{p.e.}$ 分布を示す。100 個以上の光電子が検出されていることがわかる。よって glass hit の粒子に対しては粒子識別が不可能になる。そこで次に説明する glass hit finder を作り、glass hit を normal hit とを区別している。作成された glass hit finder は次の 2 種類である。

- Pulse height version
- Extrapolation version

それぞれの version ごとに詳しく説明する。

Pulse height version

Pulse height version は PMT の pulse height に閾値 (threshold) を決め、閾値以上の pulse height の イベントを glass hit と判断するというものである。Pulse height の threshold はの値は次のように決めた。

3GeV/c の single π track を用いて各 PMT に対して 2 種類のシミュレーションを行った。

1. Normal hit した

2. Glass hit した

この時の pulse height 分布を比較し、

$$\frac{\text{Glass hit イベントの } N_{p.e.}}{\text{Normal hit イベントの } N_{p.e.}} = 100\% \quad (3.9)$$

となるような $N_{p.e.}$ を threshold と決めた。

例として H カウンターに取りつけられている PMT(row1) の場合の結果を図 3.11 に示す。他

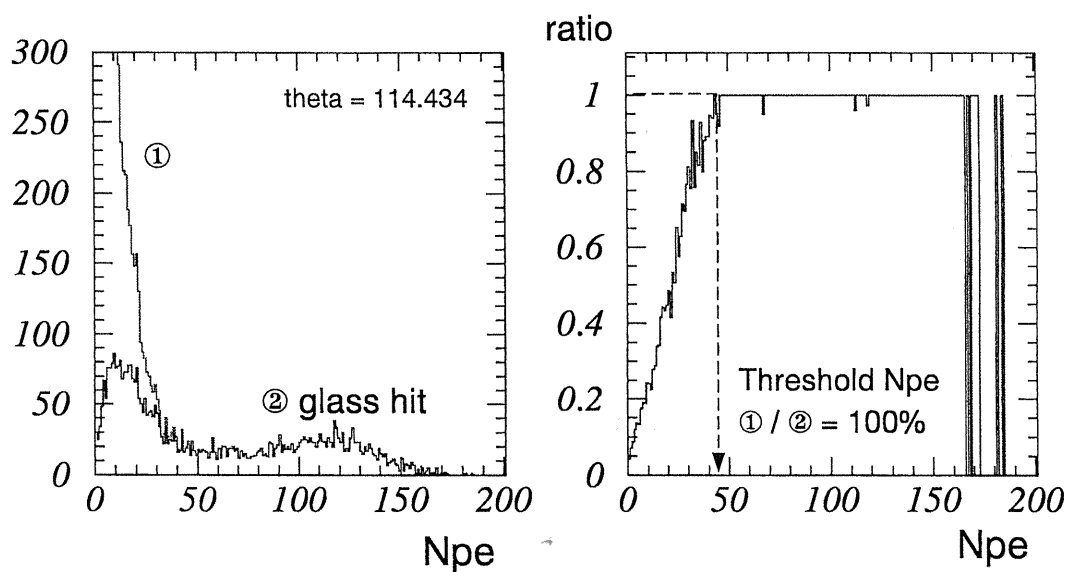


図 3.11: (左) Normal hit と glass hit の $N_{p.e.}$ 分布の比較 (右) Ratio

の PMT に対しても同様のシミュレーションを行い、設定された threshold [p.e.] を表 3.2.5 に示す。 θ は barrel 部分の構造上から glass hit となる角度 (実験室系) である。

Extrapolation version

荷電粒子の通過位置を調べ、PMT のガラス部分を通過している場合を glass hit と判断する。荷電粒子の通過位置は CDC(セントラルドリフトチェンバー) で再構成された track の外挿 (extrapolation) を用いている。

PMT(row)	θ	threshold[p.e.]	PMT(row)	θ	threshold[p.e.]
0	120.755	60.0	13	57.59	36.0
1	114.434	44.0	14	57.164	33.0
2	107.444	41.0	15	51.726	35.0
3	105.023	30.0	16	51.852	34.0
4	98.722	37.0	17	46.675	45.0
5	90.733	97.0	18	47.214	46.0
6	90.951	93.0	19	42.343	40.0
7	77.958	42.0	20	43.179	42.0
8	77.087	50.0	21	38.626	35.0
9	69.237	50.0	22	39.67	40.0
10	71.036	50.0	23	35.428	42.0
11	64.244	36.0	24	36.612	40.0
12	63.196	34.0	25	32.664	17.0

表 3.5: Barrel 部分の各 PMT に設定された threshold と glass hit が起きる角度 θ

Glass hit finder の version 比較

2 種類の glass hit finder の性能をシミュレーションで比較した。性能を示す値として efficiency と fake rate を次のように定義している。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{Glass hit finderが検出したglass hit track数}}{\text{実際のglass hit track数}} \quad (3.10)$$

$$\text{Fake rate} = \frac{\text{Glass hit finderが誤って検出したtrack数}}{\text{Glass hitではないtrack数}} \quad (3.11)$$

図 3.12 に 2 種類の glass hit finder の efficiency, fake rate の $\cos \theta$ 依存性を示し、その結果を表 3.6 にまとめる。結果として pulse height version は fake rate は低いですが efficiency が extrapolation version の約半分程度であるため、extrapolation version を採用した。extrapolation version の fake rate が 9% と pulse height version に比べやや高くなるが、glass hit 自体が normal hit に対して 5% 以下であるので許容範囲とした。リコンストラクションプログラム中ではこの extrapolation 用の glass hit finder を使って normal hit と glass hit を区別し、glass hit したボックスを調べている。Glass hit が起きたボックスに対しては次の 2 種類の処理が行われる。

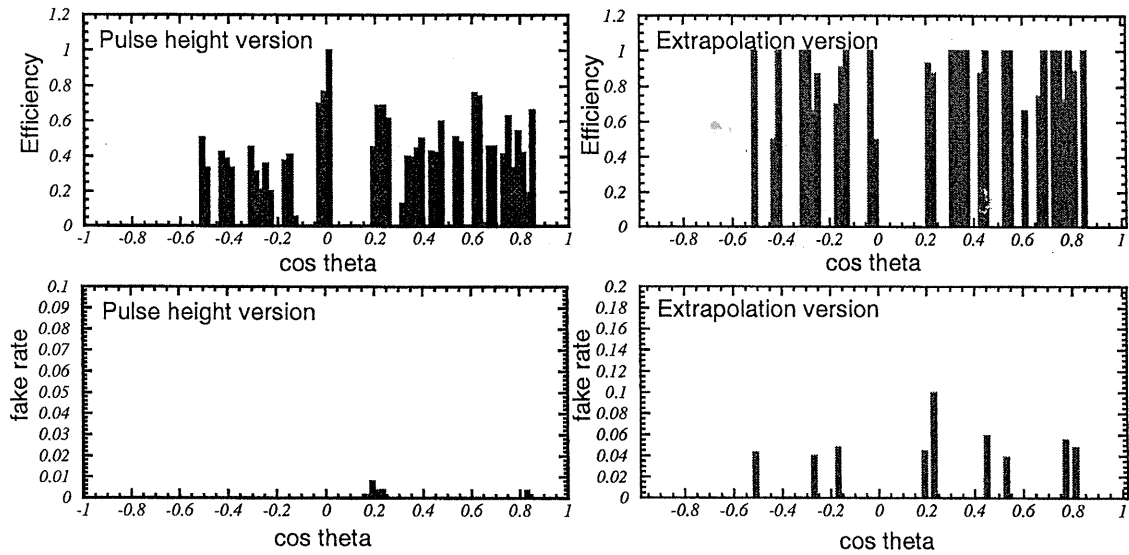


図 3.12: Efficiency と fake rate

Version	Efficiency(平均)	Fake rate(平均)
Pulse height	47%	2%
Extrapolation	93.5%	9%

表 3.6: Glass hit finder の version 比較

1. 識別する荷電粒子が1つのボックスしか通過していない場合
→ 粒子識別は不可能となり probability=0.5 とする。
2. 識別する荷電粒子が複数のボックスを通過している場合
→ Glass hit を起こしたボックスを除いた normal hit のボックスだけで cluster を作る。Cluster で検出された光量 $N_{p.e.}^{cluster}$ を用いて粒子識別を行う。

粒子が ACC の設置されていない領域を通過した場合

またパターン 3 の ACC が設置されていない領域を通過した場合については当然 ACC の情報を使うことができないので粒子識別が不可能である。このとき probability=0.5 としている。

3.3 シミュレーションによる π/K 識別能力の評価

開発したリコンストラクションプログラムによる ACC の粒子識別能力をシミュレーションプログラム (GSIM) を使って評価した。

3.3.1 GSIM

GSIM は実際の実験で BELLE 検出器がどの程度の性能を持つかを把握をするために作られたシミュレーションプログラムである。このプログラムは乱数を使って確率論的に計算機上で模擬実験を行うというモンテカルロ法を利用し、CERN(欧州合同原子核研究所) で開発されたアプリケーション “GEANT3.21” を使用しているので GEANT full simulator(GSIM) と呼ばれている。GEANT はコンピュータ上に仮想の粒子検出器を作り、その機能をシミュレートするアプリケーションである。GSIM は実際の BELLE 検出器と同様に独立した複数の検出器のシミュレーターから構成されている。ACC に対しても ACC + と呼ばれるシミュレーターが作られた。(参考文献 [18]、[19])

3.3.2 Single track シミュレーション

GSIM を使って π/K 中間子に対する ACC の barrel 部分の応答を調べた。ACC に入射する π/K 中間子の典型的な運動量を想定し、ビーム衝突点から barrel 部分に入射する π/K 粒子を作り出した。次のようなイベントを作った。

- 3.0GeV/c の π^+ single track

- 2.0GeV/c の K^+ single track

K 粒子を識別するために二種類の cut と ACC の K 中間子に対する粒子識別効率 (efficiency) を次のように定義した。

1. K として識別する (tight cut)

probability K > probability π

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{K粒子として識別されたtrack数}}{\text{Glass hitを除いた粒子識別可能なtrack数}} \quad (3.12)$$

2. π ではない粒子として識別する (loose cut)

probability K > probability π または粒子が glass hit している

$$\text{Efficiency} = \frac{\pi\text{ではない粒子として識別されたtrack数}}{\text{ACCに入射した全track数}} \quad (3.13)$$

また ACC が誤って π 中間子を K 中間子として識別する場合がある。このような π 中間子は K 中間子に対するコンタミネーションとなる。それに対する efficiency も上の定義に従って求めた。図 3.13 に二種類の cut を使って K 粒子を識別した結果を示す。図中の数値は平均の efficiency を示す。結果として Cut の違いによる K 粒子の efficiency にはほとんど差が

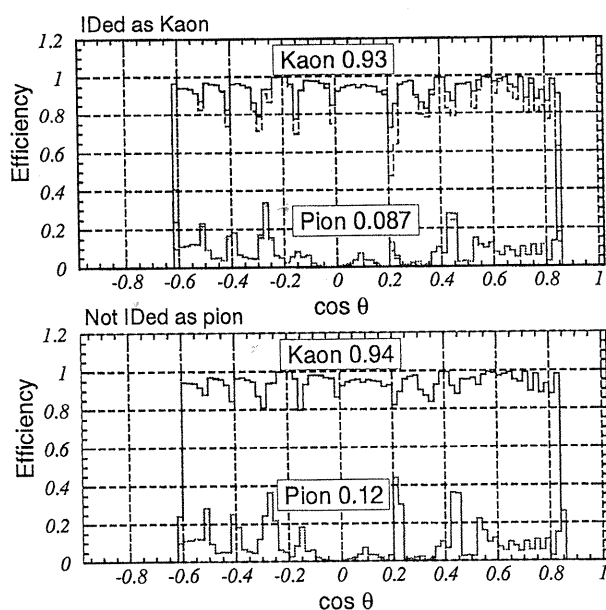


図 3.13: Single track に対する efficiency の $\cos\theta$ 分布 (上)tight cut(下)loose cut

なかった。しかし loose cut を使用した場合に π のコンタミネーションが増えている。

3.3.3 Two track シミュレーション

GSIM で次のようなイベントを作り出し、ACC の粒子識別能力のシミュレーションを行った。

- $e^+ + e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$

さらに $B^0 \rightarrow \pi\pi$ または KK に崩壊、 \bar{B}^0 は安定状態

このシミュレーションでは B の二体崩壊の運動力学に従った運動量分布を持つ π/K 中間子が作られる。このシミュレーションでも 3.3.2 で使用した二種類の cut を用いて K 中間子を識別した。図 3.14 にその結果を示す。図中の数値は平均の Efficiency を示す。

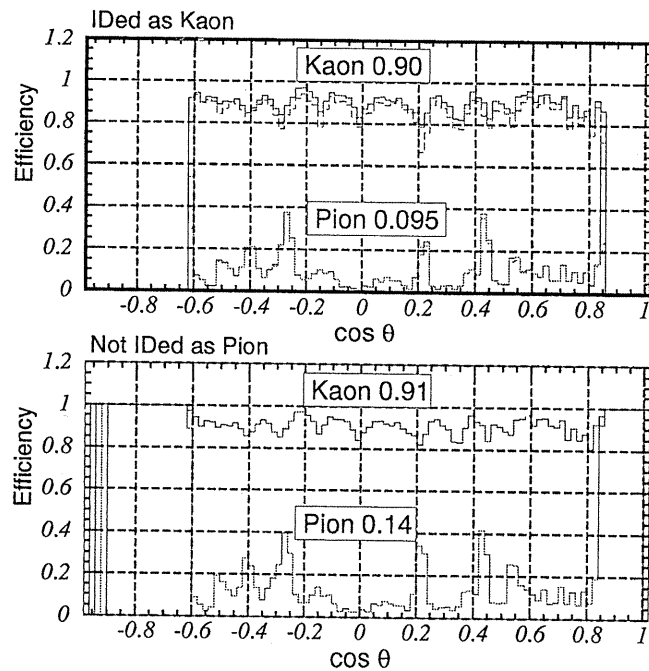


図 3.14: Two track に対する efficiency の $\cos\theta$ 分布 (上)tightcut(下)loose cut

シミュレーションの結果のまとめ

GSIM を用いて single track, two track シミュレーションを行い、ACC の π/K 識別能力を評価した。Single track に対しては tight cut を使った場合でも K 中間子に対して 93% の efficiency が得られた。さらに実際の物理イベントの運動量分布に従った K 中間子に対しても 90% 以上の efficiency が得られた。結果の表 3.7 にまとめる。

cut の種類	single track K/π	two track K/π
tight cut	0.93/0.087	0.90/0.095
loose cut	0.94/ 0.12	0.91/0.14

表 3.7: K 中間子に対する barrel 部分の efficiency3.3.4 $B \rightarrow \pi\pi$ または $K\pi$ における粒子識別能力の評価

B 中間子の二体崩壊における ACC の π/K 中間子の識別能力を GSIM を使って評価した。シミュレーションを行った崩壊モードは表 3.8 に示される二つの崩壊モードである。この二

崩壊モード	測定量
$B^0 \bar{B}^0 \rightarrow \pi\pi$	unitarity triangle の ϕ_2
$B^0 \bar{B}^0 \rightarrow K\pi$	direct CP violation

表 3.8: 崩壊モードと測定量

つの崩壊モードは BELLE 実験において非常に重要な崩壊モードであり、一方をシグナルモードとするともう一方はリジェクトモードとなる崩壊モードである。

CLEO 実験の結果

この二つの崩壊モードについてすでに CLEO 実験で得られている結果を表 3.9 に示す [20]。

崩壊モード	イベント数	σ	分岐比
$\pi\pi$	$9.9^{+6.0}_{-5.1}$	2.2σ	$< 1.5 \times 10^{-5}$
$K\pi$	$21.6^{+6.8}_{-6.0}$	5.6σ	$1.5^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.1 \pm 0.1 \times 10^{-5}$

表 3.9: CLEO 実験の結果

CLEO 実験の結果からはこの二つの崩壊モードに対して十分な結果は得られていない。特に $\pi\pi$ の branching ratio については上限しか得られていない。そこで BELLE 検出器でこの崩壊モードを測定した場合の粒子識別能力を GSIM を使って評価した。このシミュレーションでは表 3.9 のシグナル測定値の中心値を信用し、表 3.10 のような仮定をしている。シ

崩壊モード	仮定した分岐比
$B^0\bar{B}^0 \rightarrow \pi\pi$	1.5×10^{-5}
$B^0\bar{B}^0 \rightarrow K\pi$	0.68×10^{-5}

表 3.10: 崩壊モードと仮定した分岐比

シミュレーションで作出したイベントは以下のようなイベントである。

- $e^+ + e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$
 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ または $K^+\pi^-$ に崩壊
 \bar{B}^0 は標準崩壊 (standard decay)

標準崩壊とはシミュレーションで標準設定されている分岐比に従って各崩壊モードに崩壊させることである。標準設定されている分岐比と崩壊モードは PDG (Particle Data Group) のデータを利用している。

$\pi\pi$ イベントと $K\pi$ イベントの識別

Probability を用いて $\pi\pi$ イベント、 $K\pi$ イベントを識別するために各検出器から算出される K 中間子に対する probability から $\text{probability}(\pi\pi)$ 、 $\text{probability}(K\pi)$ を定義した。BELLE 実験では CDC、ACC、TOF の3つの検出器で K 中間子の識別を行う。この3つの検出器はそれぞれ異なる運動量領域の K 中間子の識別を行う。各検出器から得られる情報はエネルギーや時間などそれぞれ違っているので各検出器ごとに粒子の同定確率

$$\text{probability}(i), i = \pi, K, p, \mu, e \quad (3.14)$$

を定義し、それを物理解析に用いている。各検出器において probability は次のように定義される。

- CDC, TOF の場合

測定された値を x_{mea} 、粒子 i を仮定した場合の期待値、誤差を x_{exp}^i 、 σ_{exp}^i とし、次のように定義する。(測定された値は CDC はエネルギー損失、TOF は時間となる)

$$\text{prob}(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_{mea} - x_{exp}^i}{\sigma_x^i}\right)^2\right\} \quad (3.15)$$

- ACC の場合

ACC の粒子同定確率については 3.2.4 で既に述べている。

$$\text{prob}(K)^{\text{ACC}} = \frac{\text{prob}(K)}{\text{prob}(\pi) + \text{prob}(K)} \quad (3.16)$$

と定義する。

- ACC, TOF, CDC の 3 つの検出器で K 中間子の識別を行う場合

$$K = \text{prob}(K)^{\text{CDC}} \times \text{prob}(K)^{\text{ACC}} \times \text{prob}(K)^{\text{TOF}} \quad (3.17)$$

$$Pi = (1 - \text{prob}(K)^{\text{CDC}}) \times (1 - \text{prob}(K)^{\text{ACC}}) \times (1 - \text{prob}(K)^{\text{TOF}}) \quad (3.18)$$

K, Pi から

$$\text{prob}(K)^{\text{All}} = \frac{K}{Pi + K} \quad (3.19)$$

K 中間子に対する probability を用いて π に対する probability を次のように定義する。

$$\text{prob}(\pi) = 1 - \text{prob}(K) \quad (3.20)$$

以上より $\pi\pi$ イベント、 $K\pi$ イベントを識別する probability($\pi\pi$)、probability($K\pi$) を次のように定義した。

$$\text{prob}(\pi\pi) = (1 - \text{prob}(K)_{1\text{st track}}) \times (1 - \text{prob}(K)_{2\text{nd track}}) \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \text{prob}(K\pi) &= \text{prob}(K\pi) + \text{prob}(\pi K) \quad (3.22) \\ &= (\text{prob}(K))_{1\text{st track}} \times (1 - \text{prob}(K))_{2\text{nd track}} \\ &\quad + (1 - \text{prob}(K))_{1\text{st track}} \times (\text{prob}(K))_{2\text{nd track}} \end{aligned}$$

3.3.5 $B \rightarrow \pi\pi$ または $K\pi$ のシグナルシミュレーションによる評価

BELLE 検出器の $B \rightarrow \pi\pi$ 、 $K\pi$ のシグナルに対する識別能力を GSIM で評価した。

1. ACC のみで識別を行った場合
2. CDC・ACC・TOF の 3 つの検出器で識別を行った場合

$B^0 \rightarrow \pi\pi, K\pi$ 崩壊イベントは次のように再構成した。

1. Beam energy constraint mass

$$M_b \equiv \sqrt{\frac{E_{beam}^{cms\ 2}}{2} - |\Sigma p_i|^2} \quad (3.23)$$

E_{beam}^{cms} : 重心系におけるビームエネルギー (10.58 GeV)

重心系では B^0 のエネルギーは beam エネルギーに等しい。 $\pi^+\pi^-$ から再構成された B^0 のエネルギーかわりに $\Upsilon(4S)$ の静止系での beam エネルギーを使うことによって resolution が良くなる。

$$5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_b < 5.29 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすイベントを選んだ。

2. ΔE

$$\Delta E \equiv E_{\pi\pi}^{cms} - \frac{E_{beam}^{cms}}{2} \quad (3.24)$$

$E_{\pi\pi}^{cms}$ は B^0 が $\pi^+\pi^-$ に崩壊したことを仮定した場合に再構成される B^0 のエネルギーである。 $B^0 \rightarrow K\pi$ に崩壊している場合は $\pi\pi$ の ΔE のに比べて値が小さくなるはずである。

3. PID (Particle Identification)

CDC·ACC·TOF の3つの検出器から得られた probability の cut

$$\text{probability}(\pi\pi) > 0.6 \quad (3.25)$$

$$\text{probability}(K\pi) > 0.6 \quad (3.26)$$

図 3.3.5 は ACC だけで識別を行った場合、図 3.3.5 は ACC·TOF·CDC の3つで識別を行った場合のシグナルの ΔE 分布を示す。図中の数値は $K\pi:\pi\pi$ のイベント数の比率を示す。以上の結果から ACC だけで $K\pi$ 、 $\pi\pi$ イベントを識別した場合でも 60% 以上、3つの検出器を使用した場合には 70% 以上の efficiency で $K\pi$ 、 $\pi\pi$ イベントを再構成できることが分かった。

3.3.6 Continuum バックグラウンドを考慮したシミュレーション

3.3.5 のシミュレーションにさらにバックグラウンドとなる continuum イベントを考慮して解析を行った。Continuum イベントとは

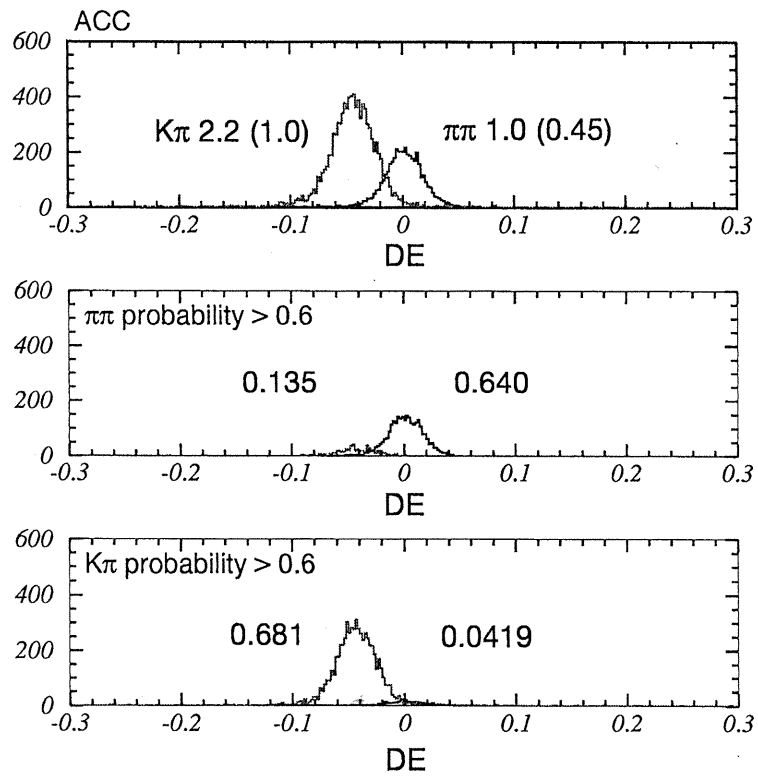


図 3.15: (上) $\pi\pi, K\pi$ イベントに対する ΔE 分布 (中)PID $\pi\pi$ cut 後 (下)PID $K\pi$ cut 後

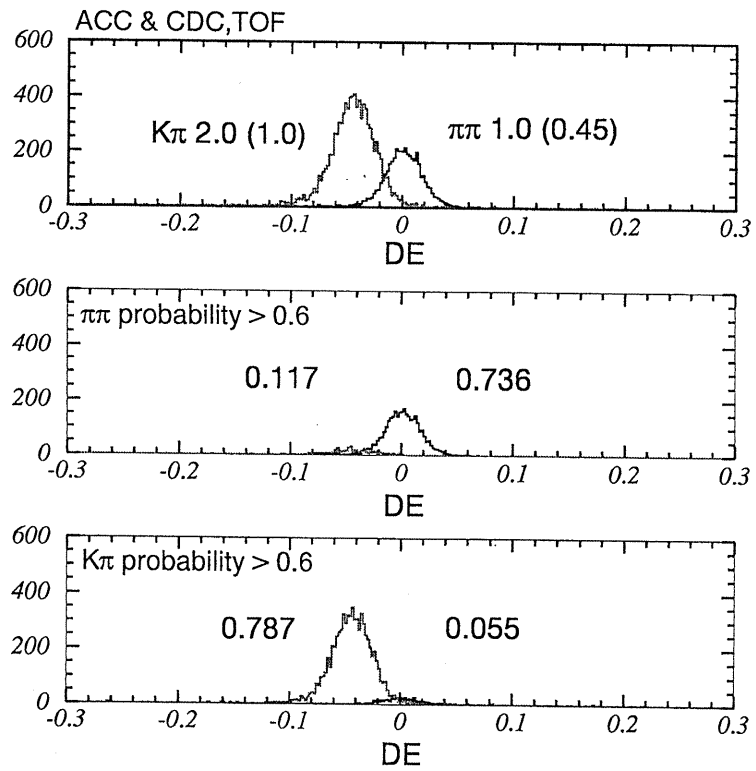


図 3.16: (上) $\pi\pi, K\pi$ イベントに対する ΔE 分布 (中)PID $\pi\pi$ cut 後 (下)PID $K\pi$ cut 後

$$e^+ + e^- \rightarrow q\bar{q} (u\bar{u}, d\bar{d}, c\bar{c}, s\bar{s})$$

という jet となるイベントである。このイベントは $B\bar{B}$ イベントのバックグラウンドとなる。シミュレーションで作られたシグナルイベントは 3.3.5 と全く同じであり、作られたイベント数を表 3.11 に示す。このシミュレーションでは integrated luminosity $L=10\text{fb}^{-1}$ を

イベントの種類	イベント数
$B^0 \rightarrow \pi\pi$	5×10^3
$B^0 \rightarrow K\pi$	5×10^3
Continuum	3.89×10^6

表 3.11: シミュレーションで作られたイベントの種類と数

仮定し、 $B^0\bar{B}^0 \rightarrow \pi\pi, K\pi$ の解析で得られるイベント数とその統計的有為さ (significance) について調べた。 $B^0 \rightarrow \pi\pi, K\pi$ 崩壊イベントの再構成は次のように行った。2 以外は 3.3.5 の場合と全く同じであり、continuum バックグラウンドを減らすために 2 の thrust angle cut が加えられている。

1. Beam energy constraint mass
2. Thrust angle

$$\cos \theta_{T, T} = \left[\frac{\Sigma p_L}{\Sigma |p|} \right]_{\max} \quad (3.27)$$

この cut はバックグラウンドとなる continuum イベントと $B^0\bar{B}^0$ イベントのトポロジーの違いを利用した cut である。電子・陽電子衝突により生成される $q\bar{q}$ は重心系において 180 度反対方向に飛び出し、それが複数個の hadron や lepton に崩壊する。このとき親 quark は高速で走っているため生成される粒子は親 quark の走行方向に boost され同じ方向にかたまっていって放出される jet という状態になる。この jet は軽い quark が生成される程シャープな jet となるので continuum イベントと $B^0\bar{B}^0$ イベントでは図 3.17 に示すように形が異なる。この形の違いを区別する量として thrust が定義される。 Σ は最終的に観測される全ての粒子について足しあわせることを示す。また p_L は粒子の持つ運動量のある選ばれた軸方向の成分であり、max はその値が最大値になるような軸 (thrust 軸) を選ぶことを意味する。このように thrust 軸を選ぶと continuum イベント $T \cong 1$ 、 $B^0\bar{B}^0$ イベント $T \cong \frac{1}{2}$ となる。この解析では $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$ 候補に対する thrust 軸とそのイベント中にある他の粒子の track に対する thrust 軸

のなす角度 $\cos \theta_T$ (thrust axis angle) を用いた。

$$|\cos \theta_T| < 0.7 \quad (3.28)$$

をシグナルイベントに対し要求した。

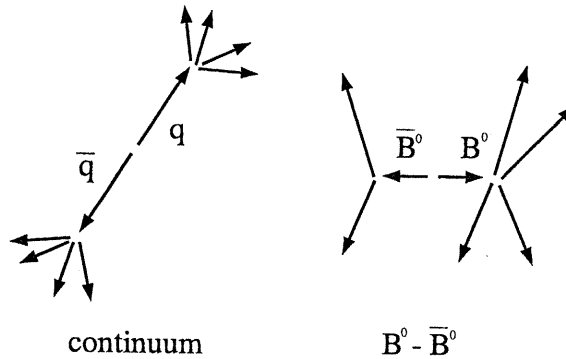


図 3.17: Continuum イベントと $B^0\bar{B}^0$ イベント

3. ΔE

4. PID

CDC·ACC·TOF の 3 つの検出器から得られた probability の cut

$$\text{probability}(\pi\pi) > 0.6 \quad (3.29)$$

$$\text{probability}(K\pi) > 0.6 \quad (3.30)$$

以上の方法で行ったシミュレーションの結果を示す。1 の beam constraint mass の分布を図 3.18 に示す。2 の thrust angle の分布を図 3.19 に示す。

Continuum イベントは $|\cos \theta_T|$ が 1 に付近に多く分布するのに対し $B^0\bar{B}^0$ イベントは flat な分布になっていることが確認できる。図 3.20 はそれぞれ $K\pi$ 、 $\pi\pi$ イベントを選ぶ PID の cut をかけた ΔE 分布を示す。

Luminosity=10fb⁻¹ を仮定した場合のシグナルに対する実験感度

以上で得られた結果をもとに Luminosity=10fb⁻¹ を仮定し、BELLE 実験で得られる結果を計算した。ここで次のような仮定をした。

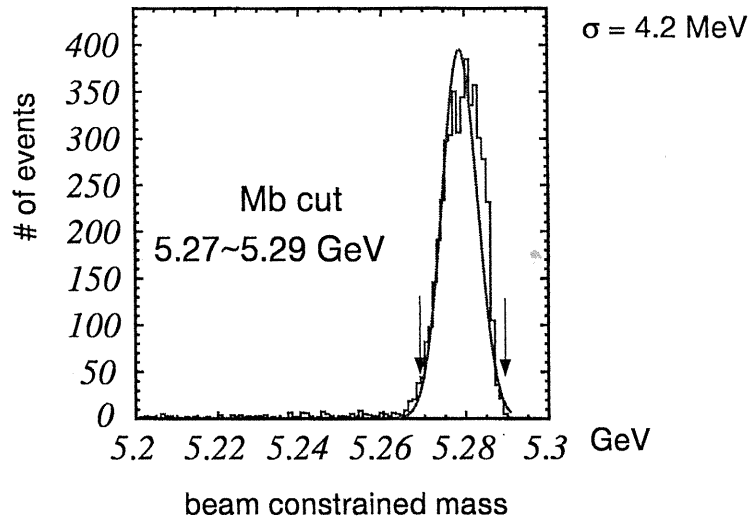


図 3.18: Beam energy constrained mass 分布

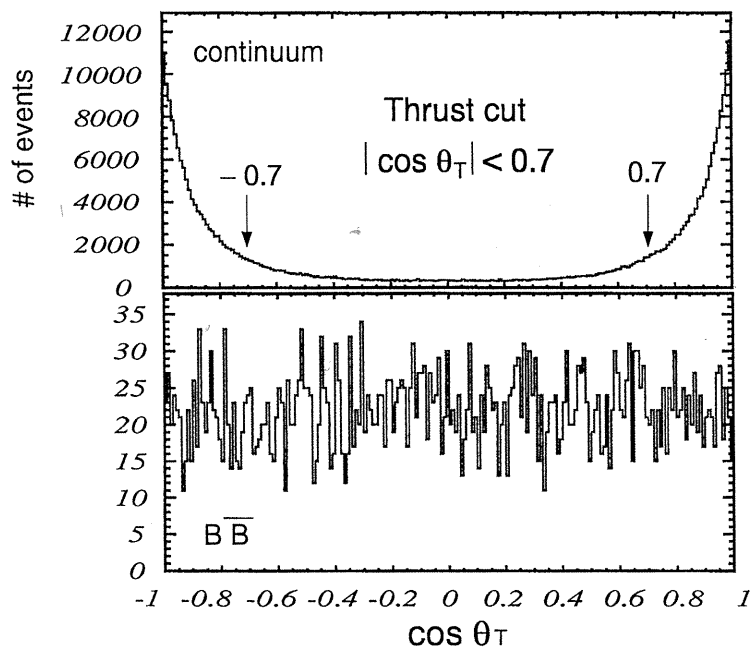


図 3.19: $\cos \theta_T$ 分布 (上)continuum イベント (下) $B^0 \bar{B}^0$ イベント

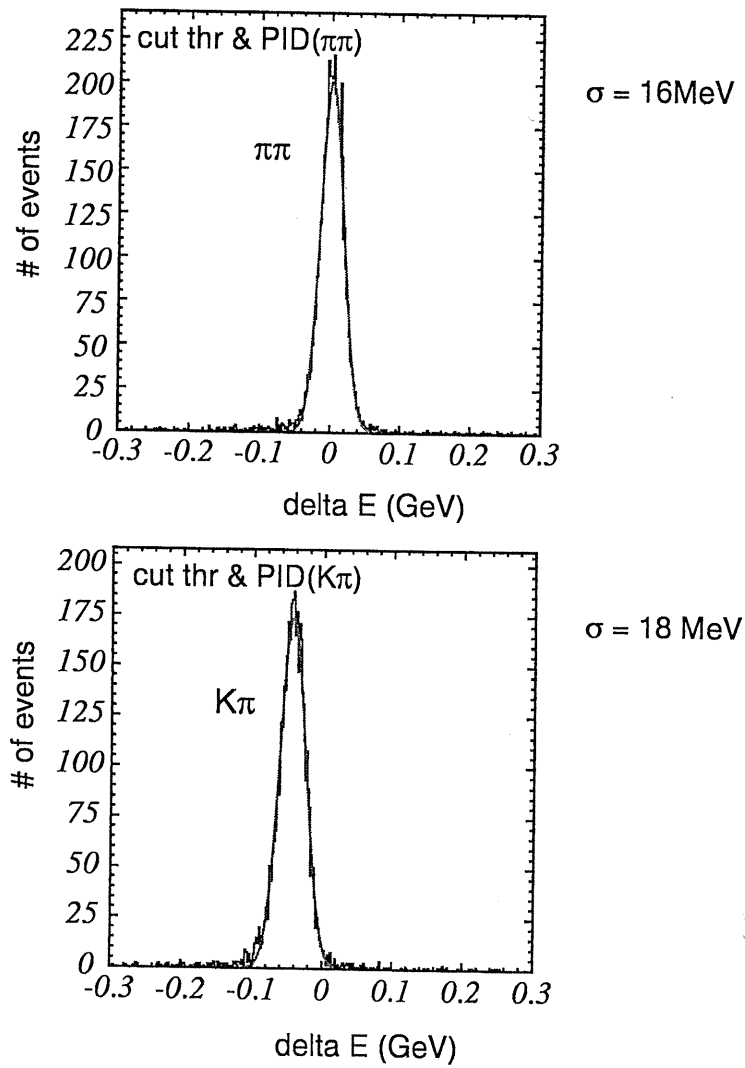


図 3.20: PID cut をかけた後の ΔE 分布(上) $\pi\pi$ (下) $K\pi$

- $\Upsilon(4S)$ の散乱断面積 $\sigma(\Upsilon(4S)) = 1.2\text{nb}$
- Continuum イベントの散乱断面積 $\sigma(\text{continuum}) = 3.5\text{nb}$
- $\pi\pi$ イベントの分岐比 $\text{Br}(\pi\pi) = 0.68 \times 10^{-5}$
- $K\pi$ イベントの分岐比 $\text{Br}(K\pi) = 1.5 \times 10^{-5}$

以上の仮定から得られる結果を図 3.21(ΔE 分布) に示す。 $K\pi$ 、 $\pi\pi$ イベントを選ぶ PID cut をかけるとバックグラウンドとなる continuum イベントは 4% 以下に減少する。ただし continuum イベントに対しては beam energy constrained mass cut をかけた時点で残ったイベントが他の 3 種類の cut をかけた場合と同様の ΔE 分布を持つことを仮定した。表 3.12 に Beam energy constraint mass cut 後に残ったイベント数に対してそれぞれの cut をかけた場合に残るイベント数の割合を示す。これらの値は全ての cut をかけた後の ΔE 分布に対してさらに以下の cut を加えて計算した数値である。

$$|\Delta E| < 2\sigma \quad (3.31)$$

$K\pi, \pi\pi$ に対する σ の値は図 3.20 に示されている値である。表 3.13 に $\pi\pi$ 、表 3.14 に $K\pi$ をシグナルイベントとした場合の reconstruction efficiency(再構成したイベントに対する検出効率) ϵ と S/N ratio を示す。以上の結果から integrated luminosity $L=10\text{fb}^{-1}$ を仮定すると得られるシグナルの数 (N_s), その統計的な有為さ ($n\sigma$) は次のように計算される。

$$N_s = \sigma(\Upsilon(4S)) \times L \times \text{Br} \times \epsilon \quad (3.32)$$

$$n\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+N}} \quad (3.33)$$

その計算結果を表 3.15 に示す。以上のシミュレーションの結果より、 $B^0 \rightarrow \pi\pi, B^0 \rightarrow K\pi$ イベントに対して十分な感度でシグナルが得られることがわかった。特に PID cut を使うことにより、 S/N ratio が 3~5 倍になることが確認できた。また今回のシミュレーションではバックグラウンドを落とすために非常に基本的な cut(thrust angle) しか使っていない。よってバックグラウンドを落とすための cut を工夫することによって良い結果が得られることが期待できる。

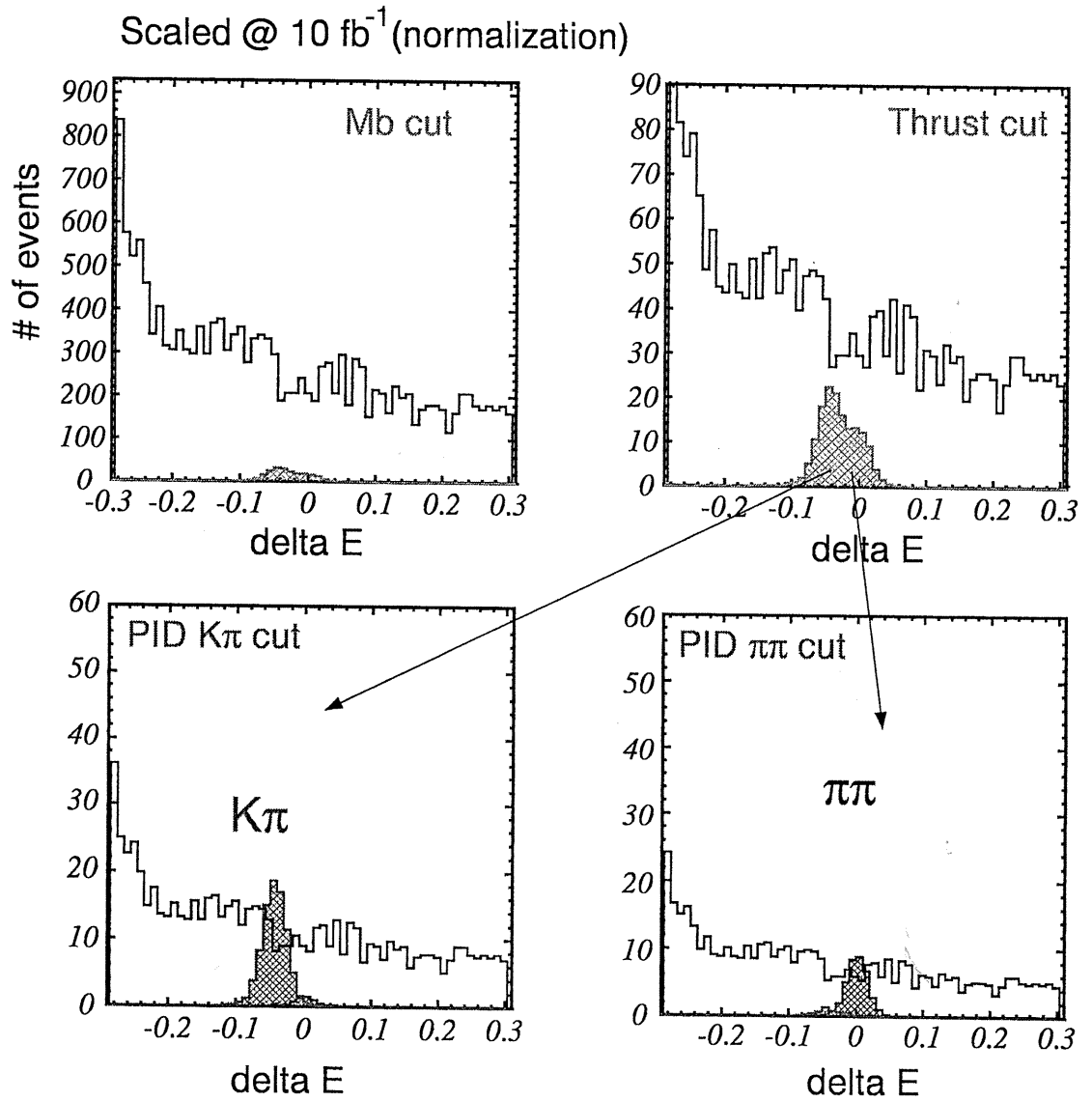


図 3.21: Luminosity= 10fb^{-1} を仮定した ΔE 分布 (a)Beam energy constrained mass cut (b)Thrust angle cut (c)PID $K\pi$ cut (d)PID $\pi\pi$ cut

cut の種類	$\pi\pi$	$K\pi$	cotinum
× Thrust	0.704	0.691	0.14
× Thrust & PID($\pi\pi$)	0.521	0.035	0.029
× Thrust & PID($K\pi$)	0.084	0.555	0.043

表 3.12: Beam energy constraint mass cut 後に残ったイベント数に対してそれぞれの cut 後に残るイベント数の割合

cut の種類	ϵ	S/N
M_b	0.81	0.04
Thrust	0.58	0.19
PID ($\pi\pi$)	0.43	0.74

表 3.13: $\pi\pi$ をシグナルイベントとした場合の ϵ と S/N ratio

cut の種類	ϵ	S/N
M_b	0.80	0.06
Thrust	0.56	0.29
PID ($K\pi$)	0.46	0.79

表 3.14: $K\pi$ をシグナルイベントとした場合の ϵ と S/N ratio

崩壊モード	期待されるイベント数 N_s	統計的有為さ $n\sigma$
$B^0 \rightarrow \pi\pi$	35	3.9
$B^0 \rightarrow K\pi$	83	6.0

表 3.15: 期待されるシグナルイベント数 (N_s) とその統計的有為さ ($n\sigma$)

第 4 章

実験データによる較正

4.1 較正係数

BELLE エアロジェルチェレンコフカウンターに使用されている 1788 本の PMT はそれぞれ gain が異なっている。よって検出されるチェレンコフ光の光量にはばらつきが生じる。検出器として使用するためにはこれらの個性を較正 (calibration) をする必要がある。この較正は 3 章でも説明した ACC のデータ解析を行うプログラム中の cal_acc とよばれる module に組み込まれる較正係数 (calibration constant) を調整することによって行われる。較正係数は次のように定義される。

$$\text{TDC [ns]} / \text{較正係数 [ns/p.e.]} = N_{pe} \text{ [p.e.]} \quad (4.1)$$

ACC の PMT の signal は TDC の時間情報 [ns] として得られる。この時間情報を photo electron の単位に変換するのが較正係数である。ACC の較正はこの較正係数を調整することによって行われる。本章では ACC が BELLE 検出器に組み込まれ、1.5T の磁場がかかった状態で収集したデータで行った較正について述べる。較正に使用されるデータは確実に通過し、各 PMT で十分な pulse height が得られるものでなければならない。そこで最も手軽な宇宙線 (cosmic ray) で最初の較正を行い、その後に電子・陽電子衝突で得られたデータ ($e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱) で最終的な較正を行う予定である。

4.2 宇宙線を用いた較正

較正に使用される宇宙線データは BELLE 実験で行われた宇宙線テストにおいて 1999 年 1 月から 3 月末に収集されたデータである。ACC を確実に通過し、十分な pulse height 分布が得られる宇宙線を選び出すために以下の条件を要求した。

1. μ 粒子がビーム衝突点付近を通過する
2. μ 粒子がエアロジェル中で Cherenkov 光を輻射する
閾値運動量の 2 倍以上の運動量を持つ
3. ボックス中のエアロジェルを通過した長さ
(path length) が 8cm 以上ある
4. Track の extrapolation がカウンターボックスの前後面を中心から ± 4 cm の範囲で通過している (geometry)(図 4.1)

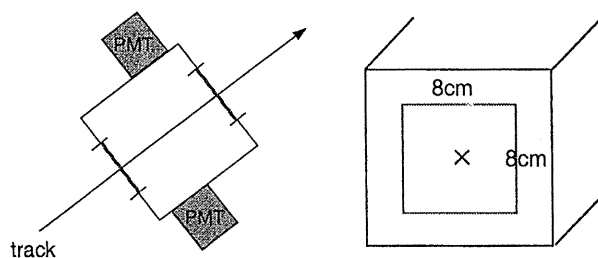


図 4.1: Track の通過位置

1 の条件は検出器が電子・陽電子衝突によって生成されたビーム衝突点から来る粒子を検出するのでその状況に近い粒子を選ぶためである。このように選び出された宇宙線データを center hit と呼ぶ。この center hit の宇宙線データと ACC で利用できる他の二つのデータ (LED データ、Monte Carlo データ) は相関があるはずである。そこで次に示す 3 種類の較正係数を計算し、その相関を確認した。

- 宇宙線データの TDC 分布から計算した較正係数

$$c.c^{\cos} = \frac{\mu^{\cos}}{\mu_{\text{eff}}^{\cos} \times \text{E.N.F}} \quad (4.2)$$

- LED データの TDC 分布から計算した較正係数

$$c.c^{\text{led}} = \frac{\mu^{\text{led}}}{\mu_{\text{eff}}^{\text{led}} \times \text{E.N.F}} \quad (4.3)$$

- 宇宙線データの TDC 分布と Monte Carlo シミュレーションの $N_{p.e.}$ の平均値から計算した較正係数

$$c.c^{\text{mc}} = \frac{\mu^{\cos}}{\langle N_{p.e.} \rangle_{\text{mc}}} \quad (4.4)$$

μ は各 TDC 分布に Poisson fit $\frac{e^{-\mu} \cdot \mu^n}{n!}$ を行なって得られた平均値である。 μ_{eff} は分布から得られる有効光電子数であり、出力波高分布の平均 μ と標準偏差 σ から次のように定義される。

$$\mu_{eff} = \left\{ \frac{\mu}{\sigma} \right\}^2 \quad (4.5)$$

E.N.F.(Excess Noise Factor) は有効光電子数 μ_{eff} と実際に光電面から放出される平均光電子数 $N_{p.e.}$ の比を示し、次のように定義されている。

$$E.N.F. = \frac{\mu_{eff}}{N_{p.e.}} \quad (4.6)$$

ACC で使用しているファインメッシュ型 PMT の E.N.F の測定値の平均値は約 2 となっている。E.N.F. の測定については [16] を参照していただきたい。

4.2.1 Barrel 部分の校正

Barrel 部分において center hit の条件を満たす宇宙線は図 4.2 のような event になる。この宇宙線データを使い、式 (4.2), (4.3), (4.4) の 3 種類の校正係数を求めた。Barrel 部分の PMT1560 本に対して求められた 3 種類の校正係数の相関を図 4.3、図 4.4、図 4.5 に示す。

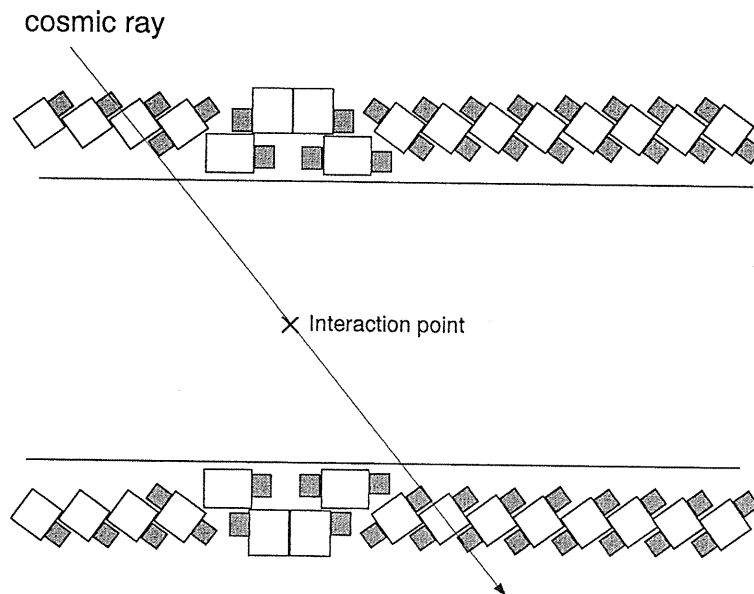


図 4.2: Barrel 部分の校正に用いる宇宙線

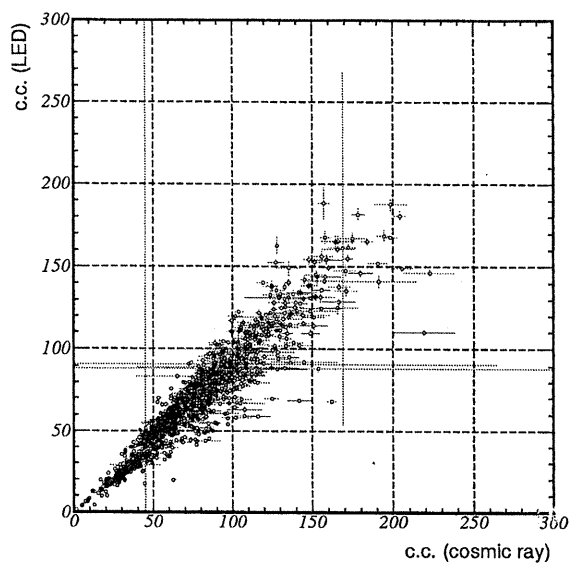


図 4.3: 宇宙線と LED から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)

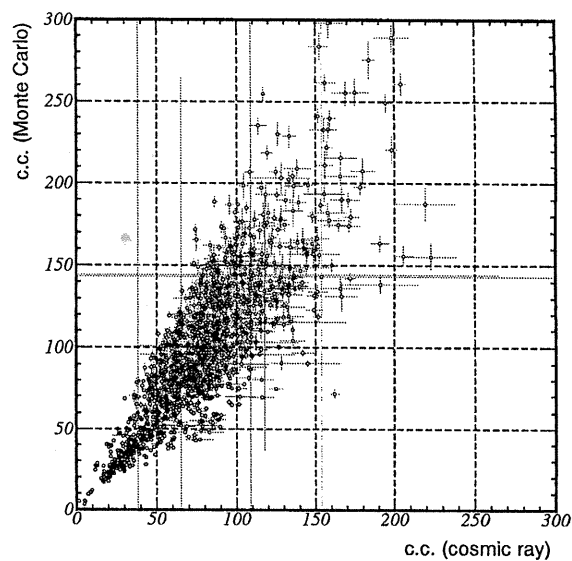


図 4.4: 宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)

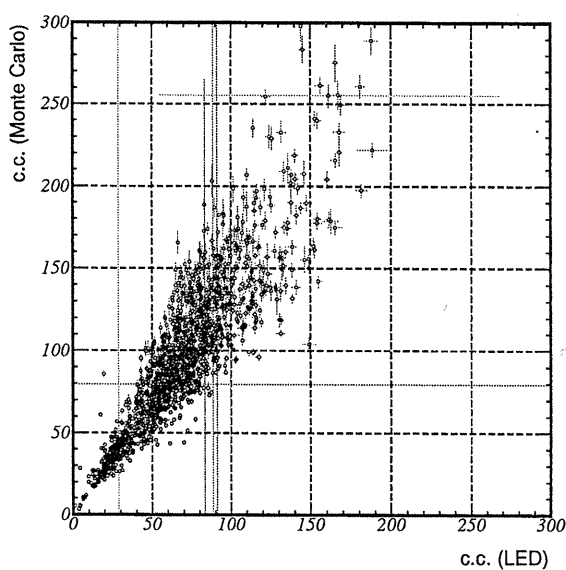


図 4.5: LED と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分)

4.2.2 Endcap 部分の較正

Endcap 部分において center hit の条件を満たす宇宙線は図 4.6 のような event となる。この宇宙線データを使い、式 (4.2), (4.3), (4.4) の 3 種類の較正係数を求めた。Endcap 部分の PMT228 本に対して求められた 3 種類の較正係数の相関を図 4.7、図 4.8、図 4.9 に示す。ただし宇宙線は主に空から降り注いでくるので center hit の宇宙線データは Endcap 部分の内側の layer になるほど event の数が減少する。そこで特に event 数の少なくなる layer1 に対しては図 4.6 に示される vertical hit の結果も参考にして較正係数を決めることにした。vertical hit は center hit のように内側の検出器の情報を使う Extrapolation を使うことはできない。よって同じ cell 内で layer の異なる 4 つ以上のカウンターボックスでシグナルが検出されることを要求した。

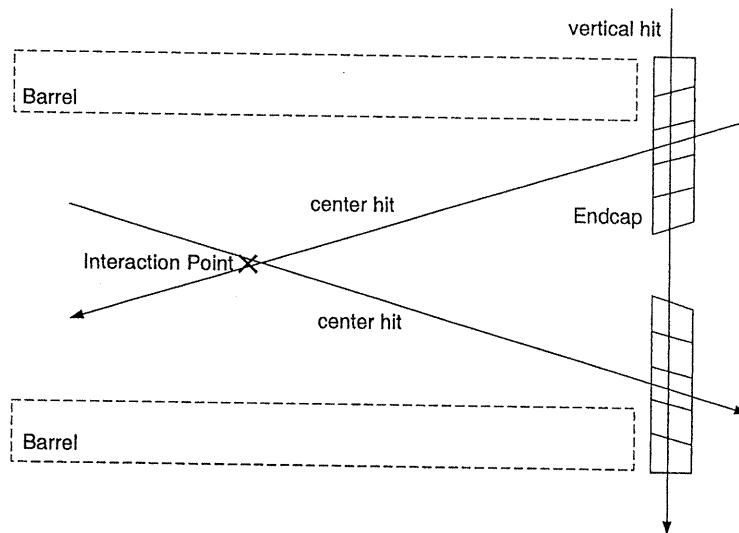


図 4.6: Endcap 部分の較正に用いる宇宙線

4.2.3 宇宙線データによる較正係数の決定

宇宙線、LED、Monte Carlo シミュレーションのデータを使って計算した 3 種類の較正係数の相関を調べた。Barrel 部分、Endcap 部分の結果をまとめる。

- Barrel 部分

3 種類の較正係数の相関のうち、図 4.3 の $c.c^{cos}$ と $c.c^{mc}$ に最も良い相関が見られた。

図 4.4 の $c.c^{cos}$ と $c.c^{mc}$ の場合にはばらつきが見られている。このばらつきは Barrel

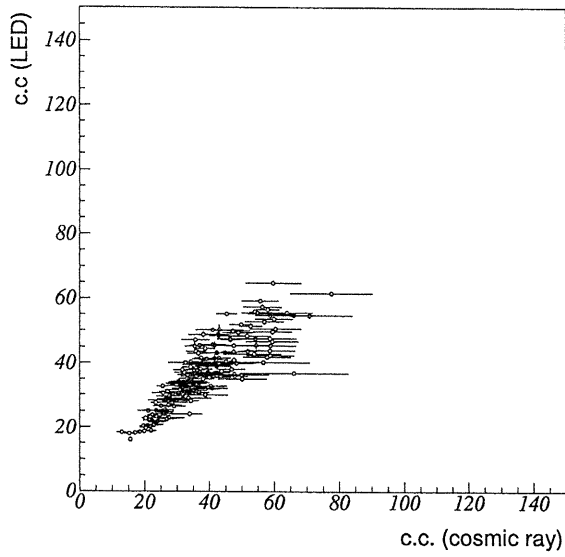


図 4.7: 宇宙線と LED から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)

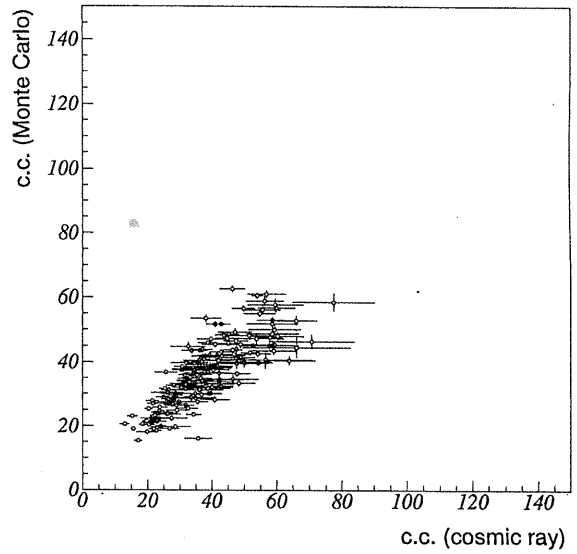


図 4.8: 宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)

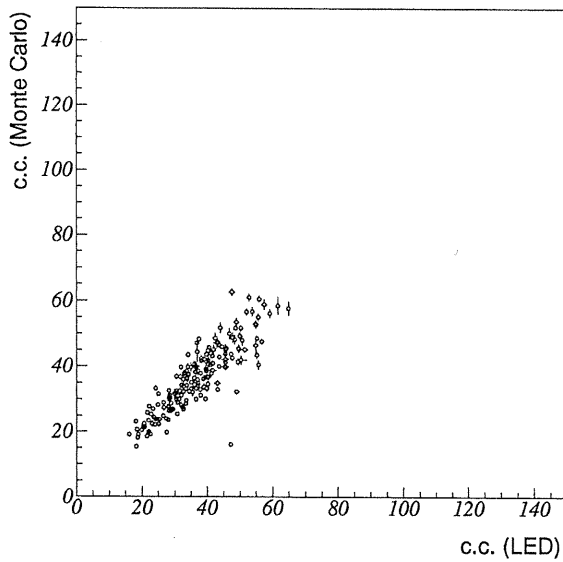


図 4.9: LED と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Endcap 部分)

部分で使用している PMT が 1 種類ではないことが原因となっている。

図 4.10、図 4.11、図 4.12 に PMT の種類別 (2 inch, 2.5 inch, 3 inch) の $c.c.^{cos}$ と $c.c.^{mc}$ の相関を示す。図からも分かるように 2 inch、3 inch の PMT は $c.c.^{mc}$ が $c.c.^{cos}$ に比べてやや大きく、2.5 inch は他の二つに比べ較正係数がばらついている。これに関してはさらに study が必要である。また図 4.5 の $c.c.^{led}$ と $c.c.^{mc}$ の場合には全体的に $c.c.^{mc}$ の方が全体的に大きくなっている傾向が見られ、Monte Carlo を tune up する必要があることが分かった。以上よりこれら 3 種類の較正係数に相関があることが確認された。これら 3 種類の較正係数で TDC 分布を $N_{p.e.}$ 分布に変換し、その分布から結果として $c.c.^{mc}$ を較正係数とした。

- Endcap 部分

Endcap 部分では 3 つの較正係数のどの相関に対してもほぼ同じ結果が得られた。Barrel 部分と同様に layer2~5 の PMT に対しては $c.c.^{mc}$ を較正係数とした。そして layer1 の較正係数は Endcap 部分の center hit で得られた較正係数 $c.c.^{mc}$ と vertical hit で得られた TDC 分布の平均値 $\langle TDC \rangle_{vertical\ hit}$ の関係 (図 4.13) から求めた。結果として求められた $c.c.^{layer1}$ と $c.c.^{mc}$ の相関を見たときにその傾きが 1 となるような

$$c.c.^{layer1} = 0.0419 \times \langle TDC \rangle_{vertical\ hit} \quad (4.7)$$

を較正係数とした。ただし Endcap の較正は図 4.6 にも示したような二方向から来る宇宙線を使っている。そのため Forward 側から入射する宇宙線と Backward 側から入射する宇宙線とでは Backward 側から入射する宇宙線の方が pulse height が大きくなることが予想されている。従って Endcap 部分の cell 66~71 については電子・陽電子衝突のデータを使って較正しなければ cell 60~65 と同じ条件で較正することはできない。

4.3 電子・陽電子衝突 (Beam collision) による較正

宇宙線を使った較正を終えた後、さらに電子・陽電子衝突のデータで最終的な較正を行う。較正は次のように行われる。較正の流れを図 4.14 に示す。

電子・陽電子衝突で得られた各 PMT からの raw データを cal_acc というモジュールに組み込まれたで変換する。宇宙線の較正係数を使って $N_{p.e.}^{PMT}$ に変換する。さらに $N_{p.e.}$ に変換されたデータの中から較正に使える事象を acc_center というモジュールを使って選びだし、その $N_{p.e.}^{PMT}$ の分布を Monte Carlo の $N_{p.e.}^{PMT}$ と比較し、最終的な較正係数を算出する。今

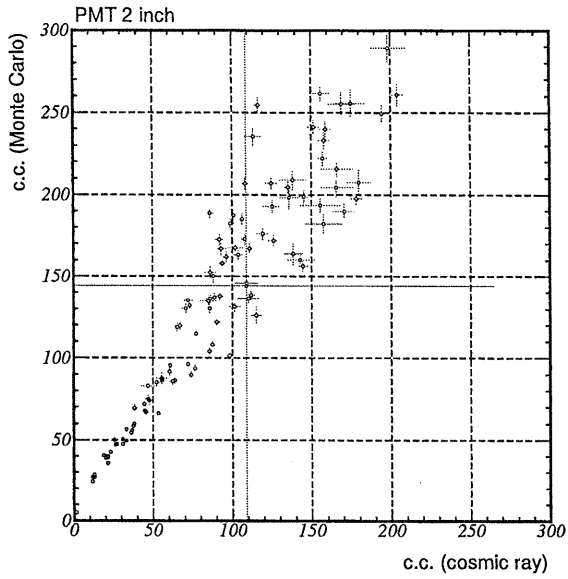


図 4.10: 宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 2 inch PMT)

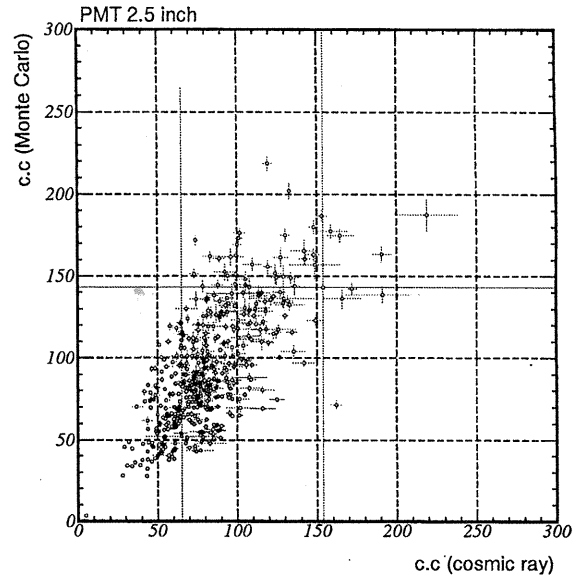


図 4.11: 宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 2.5 inch PMT)

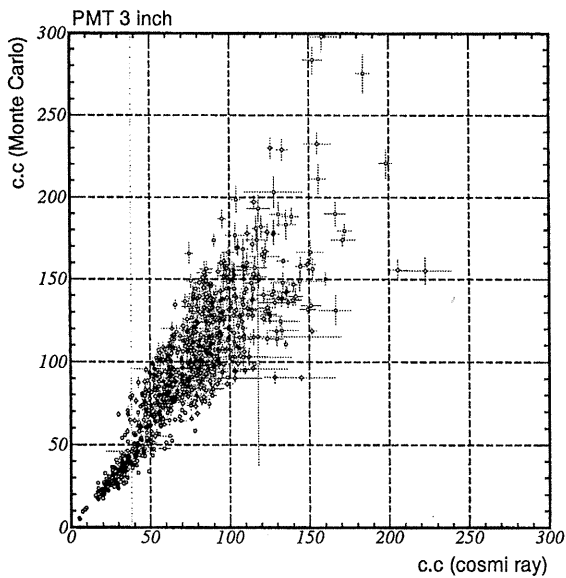


図 4.12: 宇宙線と Monte Carlo から算出した較正係数の相関 (Barrel 部分 3 inch PMT)

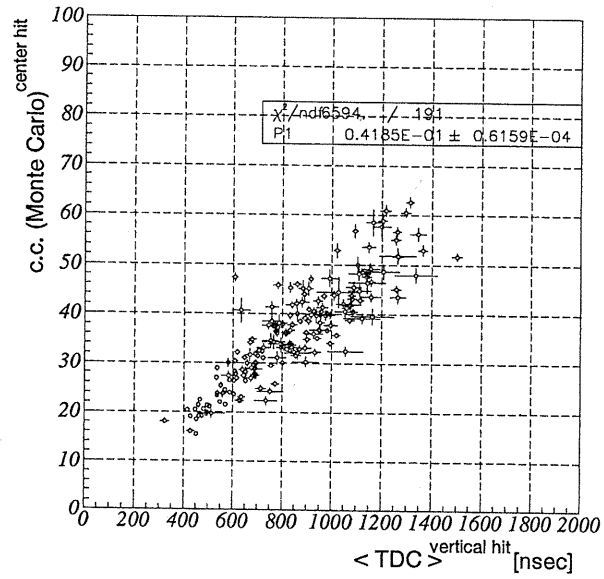


図 4.13: Endcap layer1 に対する較正係数の決定

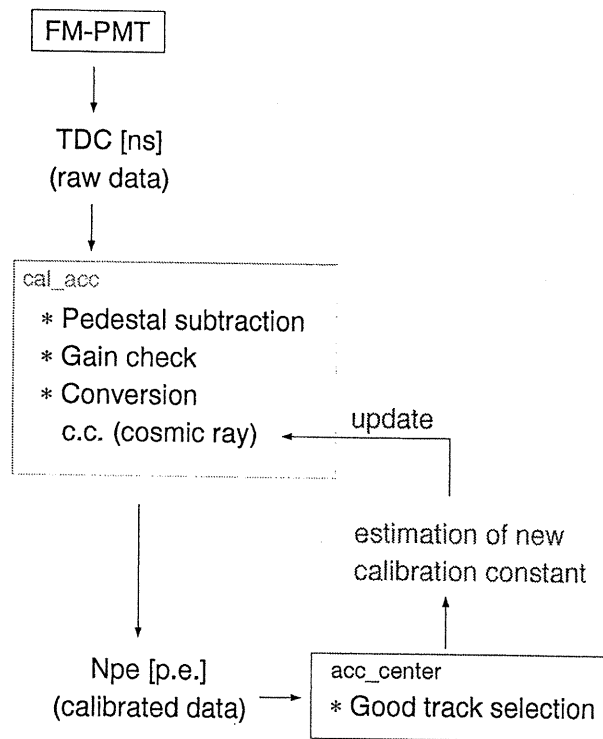


図 4.14: 電子・陽電子衝突のデータを使った較正の流れ

回、較正に使用されるデータは1999年6月から8月に収集された電子・陽電子衝突で得られたデータ (exp No.3) である。その中で次の二種類のデータを ACC の較正に使用する。

- $e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}$ 散乱 (Bhabha)
- $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱 (Mupair)

この二つは ACC を通過した場合にチェレンコフ光が確実に輻射されるような高い運動量を持つ電子、 μ 粒子の event である。ただし Bhabha の場合は電子が高いエネルギーを持っているので物質に入射すると電磁シャワーを起こすことが考えられる。電磁シャワーは物質に入射した電子が制動輻射によってエネルギーの高い光子が生成し、それがさらにまた電子・陽電子対を作りシャワーとなる現象である。よって Bhabha 散乱の pulse height 分布には電磁シャワーが影響を及ぼすことが十分考えられる。当然 Monte Carlo にそのような効果も組み込まれているが最終的な較正はそのような心配のない Mupair で行う予定である。また、実験データの Bhabha の $N_{p.e.}$ 分布と Monte Carlo の N_{pe} 分布を比較することにより Monte Carlo がどの程度データを予測できているかの確認を行うことができる。

4.4 較正に用いるデータの選択

実験データから較正に用いるデータをどのように選び出すかについて説明する。まず最初にこれら raw data を宇宙線で得られた較正係数で $N_{p.e.}$ に変換し、その $N_{p.e.}$ 分布をしてみる。宇宙線の較正は Monte Carlo に合わせるという方針で行ったのだから、Monte Carlo の $N_{p.e.}$ 分布と比較し、どの程度較正されているのかを確かめ、再び較正の方針を決定する。今回の較正の場合にも宇宙線の時と同じように ACC のカウンターボックスを確実に通過し、各 PMT から十分な pulse height 分布が得られるような event を選びだして較正に使う。較正に使える event を選びだすために作成されたモジュール (acc_center) では次のように選出している。

1. BELLE 実験で行われている実験データの分類 (Event classification) において $e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}$ 散乱 (Bhabha) または $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱 (Mupair) の even であることが保証されており、粒子が散乱される場合にビーム軸方向から x-y 方向を見た時 (図 4.15) $\theta \leq 10^\circ$ を満たしている。
2. CDC で十分な tracking ができている (reject bad track)

3. (Bhabha 散乱の場合)CsI の hit が確認できる (matching with CSI)
4. チェレンコフ光を出す運動量の閾値の 2 倍以上の運動量を持つ
5. ACC の counter box の通過位置 (geometry)
ACC のボックスの中央を通過する (図 4.1)
6. ボックス中のエアロジェルを通過した長さ
(path length) が 8cm 以上ある



図 4.15: Accolinality angle

電子陽電子衝突で得られた全 event 数はそれぞれ

Bhabha 300391 event

Mupair 11357 event である。

acc.center で選びだした場合に残る track 数を表 4.1 に示す。結果として現時点のデータ量 (integrated luminosity=25pb⁻¹) では Bhabha を使っても PMT 一本ごとで得られる signal のエントリーが少ないため較正を行うのは困難であることが分かった。

acc.center の cut の種類	Bhabha	Mupair
Reject bad track	487445	25163
Matching with CSI	420713(86%)	
Geometory	128912(31%)	6745(26%)

表 4.1: acc.center の cut 後に残る event の割合

4.5 Monte Carlo シミュレーションとの比較

各 PMT から得られた raw データを宇宙線の較正係数を使って $N_{p.e.}$ に変換し、Monte Carlo の $N_{p.e.}$ 分布との比較を行った。Barrel 部分についてはボックスの row ごと、Endcap は layer ごとの $N_{p.e.}$ 分布で比較した。

4.5.1 $e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}$ 散乱

宇宙線から得られた較正係数を使って Bhabha の raw データを $N_{p.e.}$ に変換を行った。図 4.16 は Barrel 部分、図 4.17 は Endcap 部分の結果を示す。Barrel 部分は全体的に Monte Carlo と一致している。しかし細かく見てみると $N_{p.e.}$ が tail ひいている box とそうではない box とが存在している。また row0, row15 については他の row の場合と異なり、peak の高さが異なっている。この図では Barrel 部分に入射した全 track 数を使って Monte Carlo の結果をスケールしなおしているが、このような peak の高さの違いが見られた。これは Monte Carlo の tracking と実際の CDC の tracking の efficiency が検出器の端ではかわってきているためと推測された。

Endcap 部分については実験の $N_{p.e.}$ 分布に長い tail が見られ、特に layer1 では実験と Monte Carlo の peak が大きくずれ、しかも長い tail をひいている。その原因として ACC の外側にある CsI で出た電子が ACC に撥ね返る (back splash), または ACC の内側にあるなんらかの物質に電子がぶつかって出たシャワーなどが推測されたが現時点でそれを証明するような結果は得られなかった。

4.5.2 $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱

さらに宇宙線で得られた較正係数で $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 散乱で得られた raw データから $N_{p.e.}$ 分布を調べた。図 4.18, 図 4.19 に Barrel 部分の結果を示す。Mupair の結果は Bhabha に比べて統計は少ないが Barrel 部分については Monte Carlo の分布と良く一致しており、宇宙線で行った較正が効果的であったことが確認された。また Endcap 部分についても実験データと Monte Carlo が一致している。このことから Monte Carlo にはまだ考慮されていない効果があることがわかった。しかし Mupair についても layer1 については peak の位置にずれが見えており、この原因は現在も研究中である。

4.5.3 $N_{p.e.}$ の平均値と μ_{eff}

実験データと Monte Carlo の $N_{p.e.}$ の平均値、有効光電子数 μ_{eff} を比較した。有効光電子数 μ_{eff} は $N_{p.e.}$ 分布に対して poisson fitting を行って得られた $N_{p.e.}$ の平均値 $\mu_{N_{p.e.}}$ と標

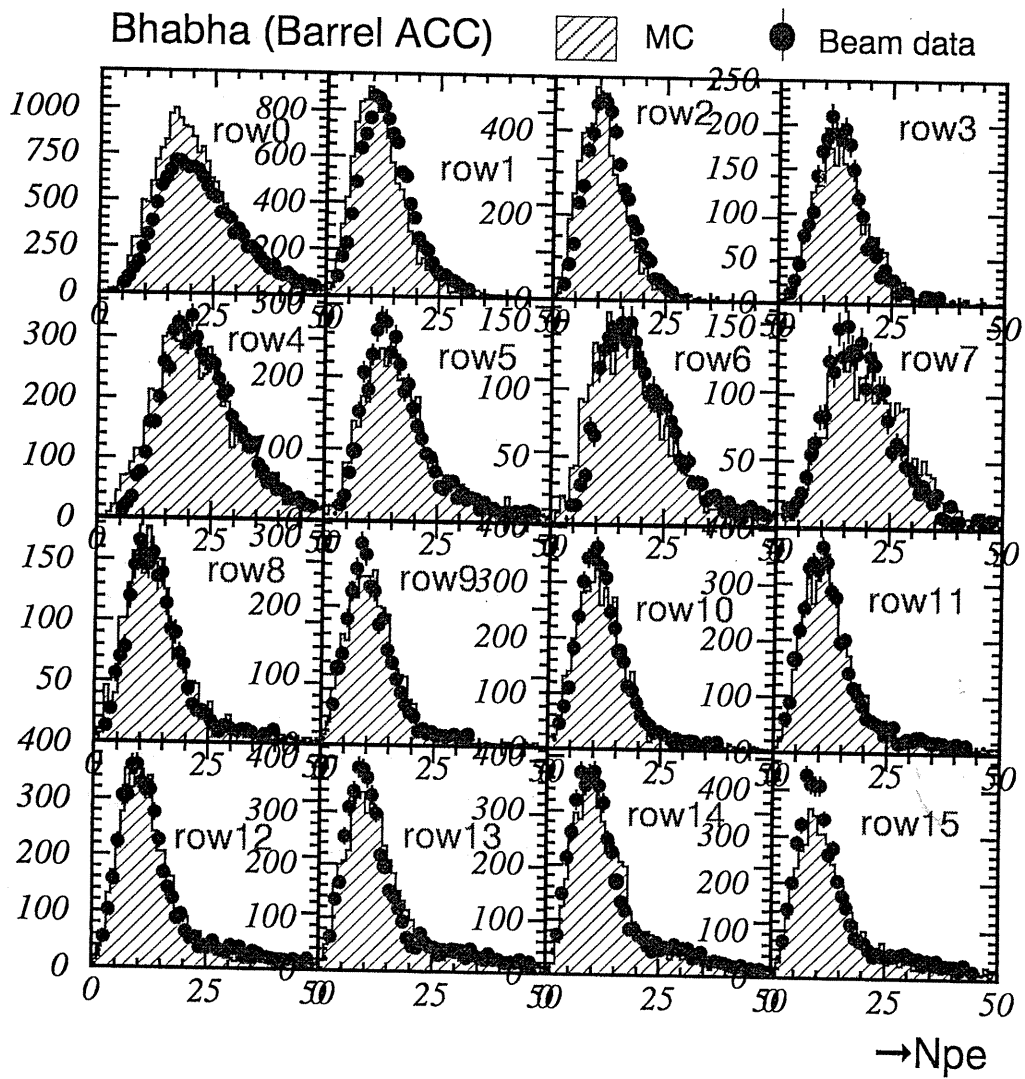
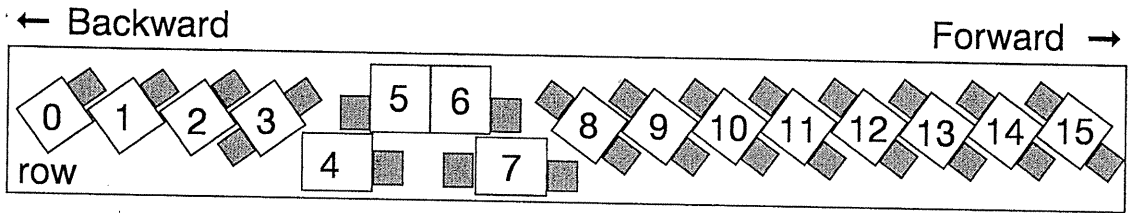


図 4.16: Bhabha の $N_{p.e.}$ 分布 (row)

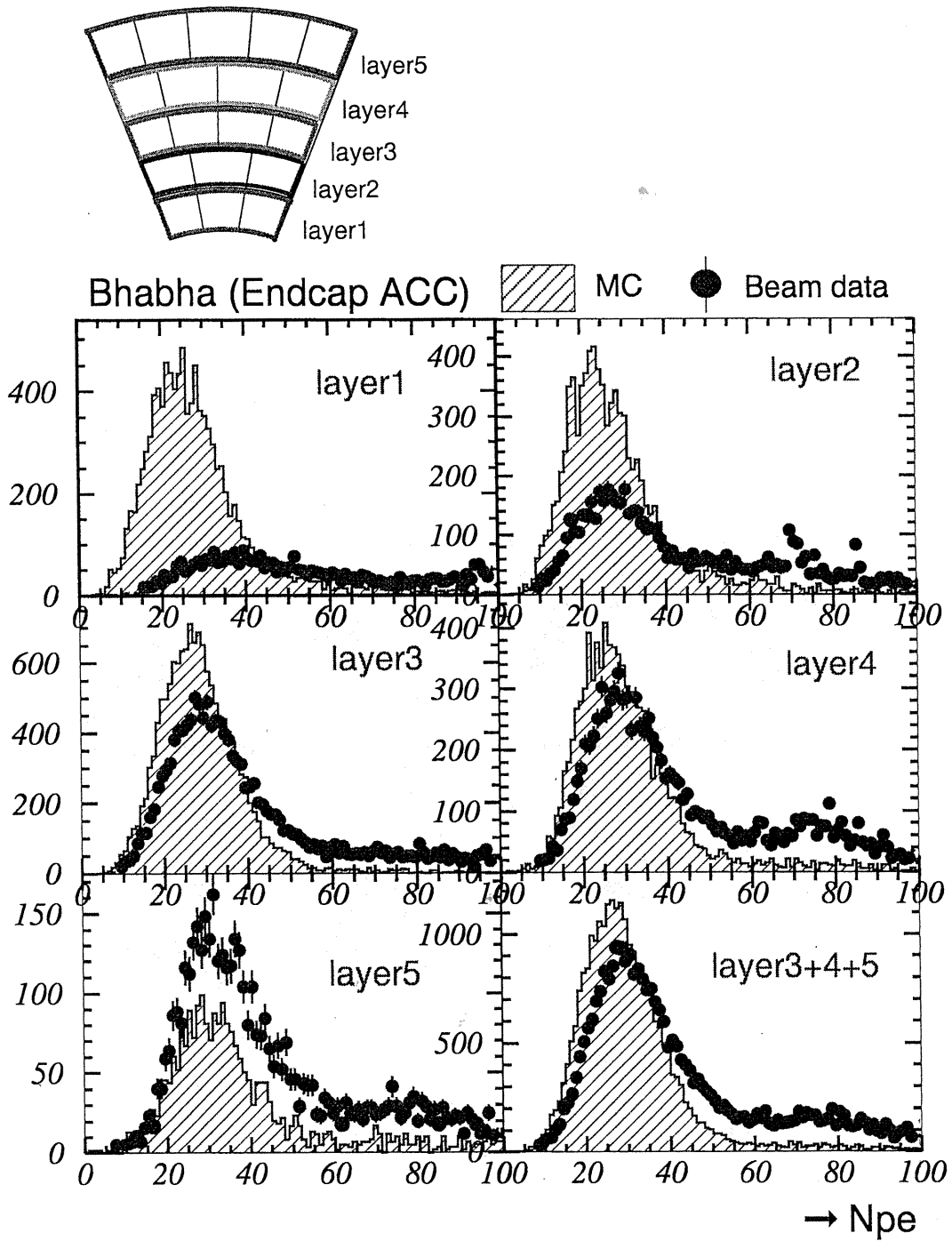


図 4.17: Bhabha の $N_{p.e.}$ 分布 (layer)

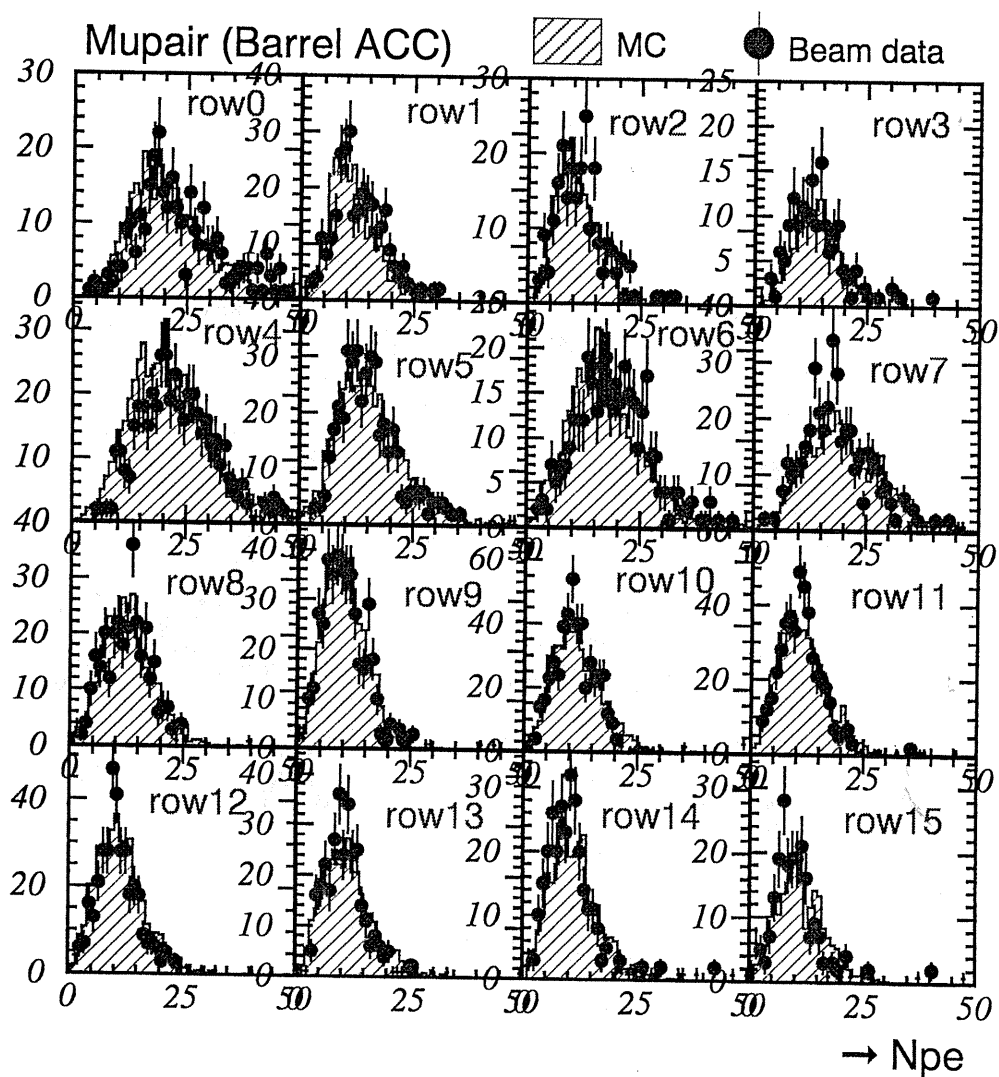
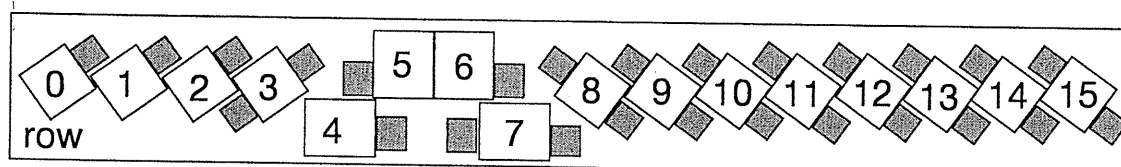


図 4.18: Mupair の $N_{p.e.}$ 分布 (row)

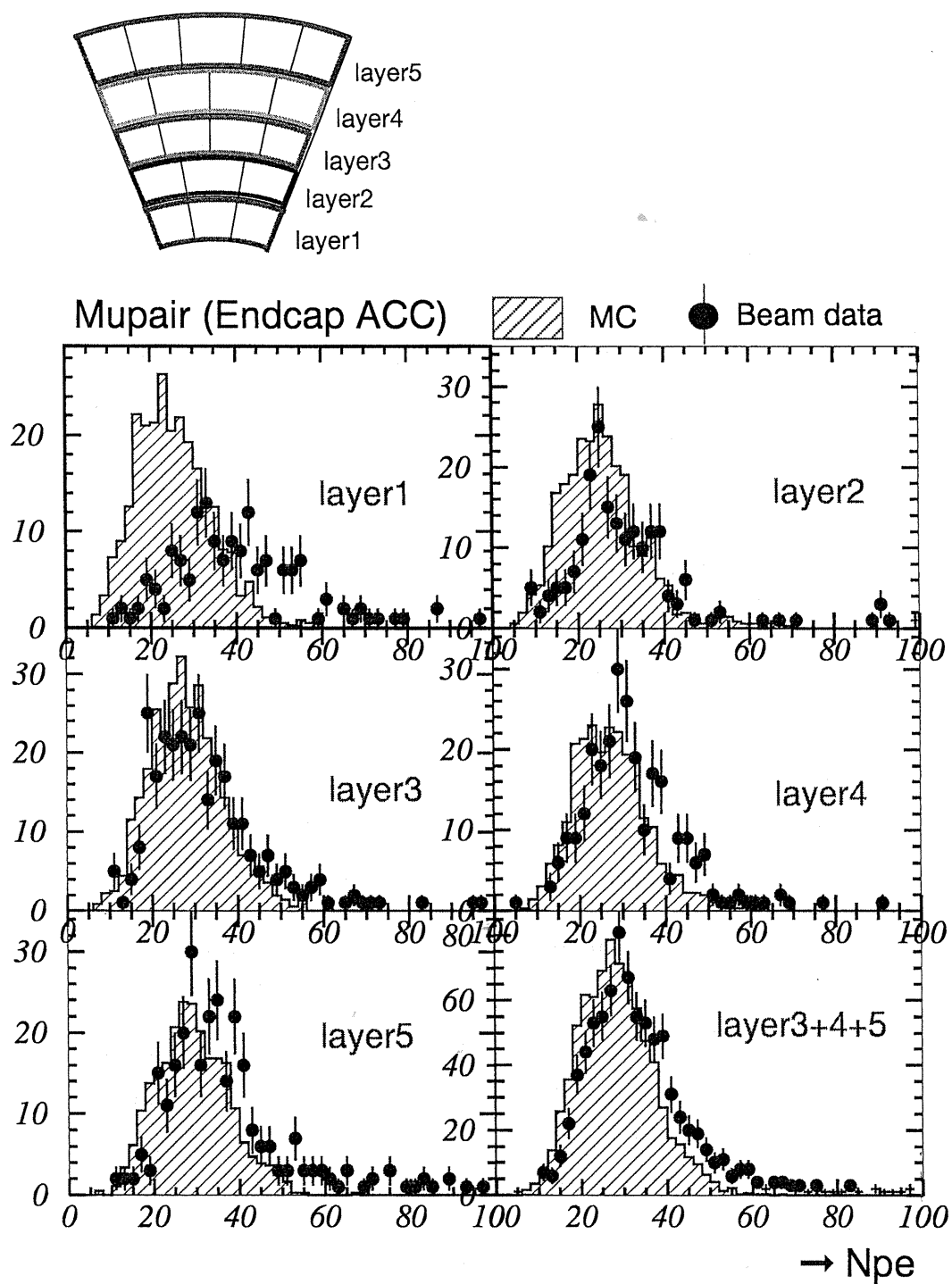


図 4.19: Mupair の $N_{p.e.}$ 分布 (layer)

準偏差 σ から次のように求めている。

$$\mu_{\text{eff}} = \left\{ \frac{\mu_{N_{p.e.}}}{\sigma} \right\}^2 \quad (4.8)$$

Barrel 部分のカウンタータイプ別に比較した結果を 4.20 に示す。宇宙線による較正では Monte Carlo に合わせる方針で較正をしたので $N_{p.e.}$ の平均値についてはその効果が確認され、多少実験の方が resolution が良い傾向があることがわかった。

4.6 電子・陽電子衝突で行う較正についてのまとめ

電子・陽電子衝突で得られた Bhabha, Mupair の raw データを宇宙線で求められた較正係数で $N_{p.e.}$ に変換し宇宙線による較正が効果的であったことを確認した。実験データと Monte Carlo を比較した結果をまとめる。

- Bhabha

特に Endcap 部分の内側の layer に対して実験データと Monte Carlo に大きな違いが見られた。 $N_{p.e.}$ の peak の位置にもずれが見られているが較正に使用できる正常な track に対してのみの $N_{p.e.}$ 分布を見ているのにもかかわらず $N_{p.e.} > 50$ 以上の track が多いことが確認されている。

- Mupair

Barrel 部分、 Endcap 部分ともに実験データと Monte Carlo が一致している結果が得られた。しかし layer1 については Bhabha と同様に食い違いが見られた。

layer1 については Bhabha, Mupair ともに実験データと Monte Carlo が食い違うという結果が得られており、 layer1 については layer2~5 の場合とは異なる較正係数の算出を行っているのものでそれを見直す必要がある。また、 Endcap 部分については宇宙線の較正を行った時に二方向から来る宇宙線を使用したため Endcap の PMT 側から入射する宇宙線を使った cell 66~71 については十分な較正が行えず Monte Carlo とのずれとして含まれているはずである。このずれは Mupair による最終的な較正で解決されるであろう。また Mupair で最終的な較正を行うためには integrated luminosity=0.5~1.0 fb⁻¹ が必要であることがわかっている。 BELLE 実験において必要量以上のデータが得られた時点で再び較正係数を算出し、最終的な較正を行う予定である。

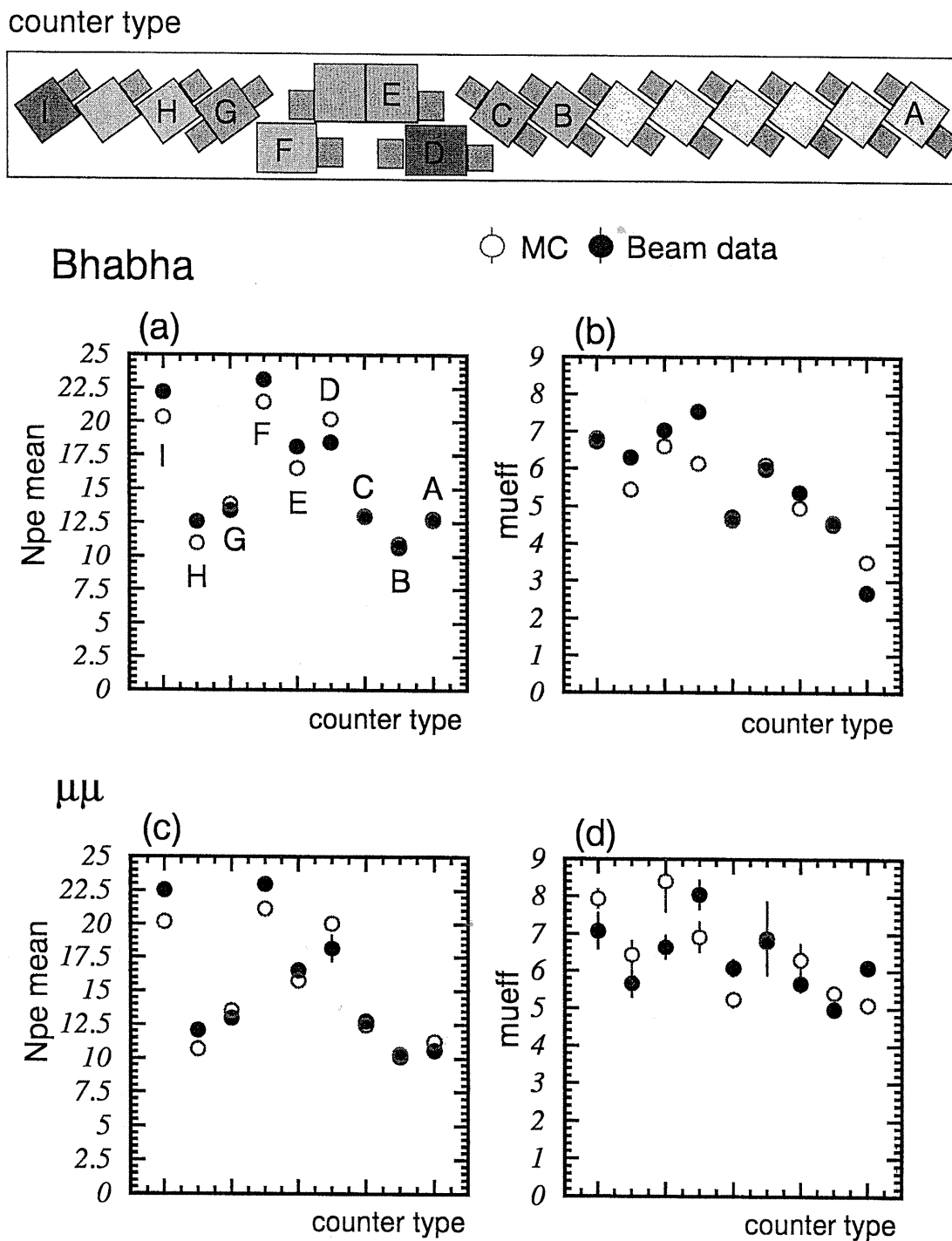


図 4.20: 実験と Monte Carlo の $N_{p.e.}$ の平均値、 μ_{eff} の比較 (a)Bhabha の $N_{p.e.}$ の平均値 (b)Bhabha の μ_{eff} (c)Mupair の $N_{p.e.}$ の平均値 (d)Mupair の μ_{eff}

第 5 章

BELLE 実験における粒子識別の能力評価

本章では電子・陽電子衝突で得られたの実験データ中の D 中間子崩壊を使い、特に高運動量領域で π/K 識別を行う barrel ACC の粒子識別能力を評価した。実験データは 4章で述べた宇宙線データによる較正後の 1999 年 6 月から 12 月に収集されたデータ (Exp No.3、No.5) を使用した。

5.1 $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$

まず電子・陽電子衝突で得られた実験データから以下の崩壊モードのイベントを選び出した。

- $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$
さらに $D^0 \rightarrow K^\mp + \pi^\pm$

この崩壊モードでは $D^{*\pm}$ 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 と一致する。つまり π_s^\pm の電荷がわかれば、 D^0 から生成された 2 粒子の π/K 識別ができる。そのため sample となる π/K 中間子を提供する重要な崩壊モードとなり得る。運動量の高い D^0 、 D^* を選ぶことによってそれから生成された π, K は運動量も高くなる。図 5.1 に今回この崩壊モードから選び出した sample の π/K 中間子の運動量分布を示す。これを用いて高運動量領域の π/K 識別の性能評価を行う。

5.2 Event selection

実際に電子・陽電子衝突から得られた実験データ (hadronic イベント) から $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi^\pm$ イベントを選び出す方法について述べる。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。

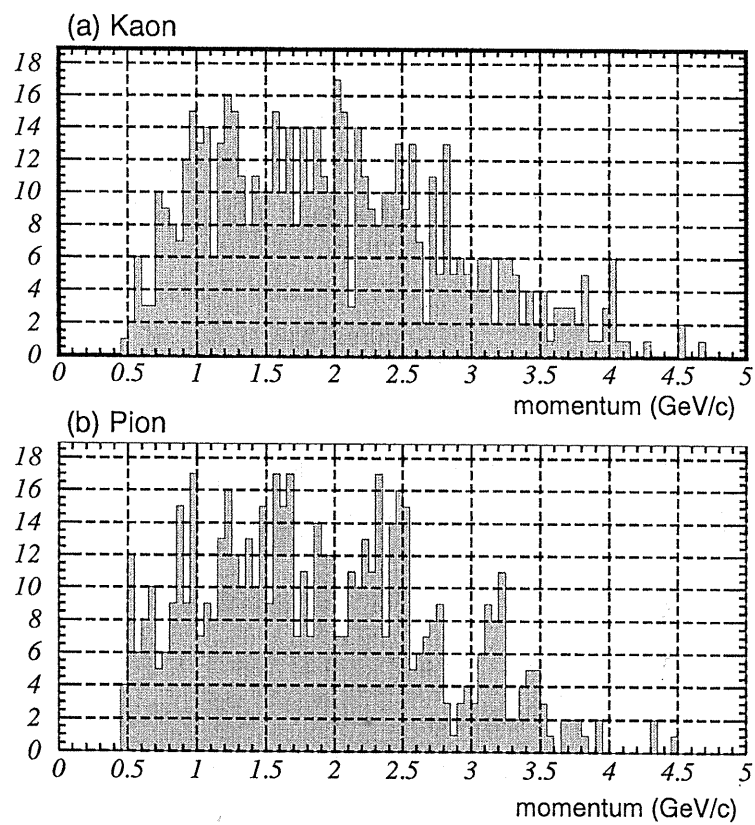


図 5.1: Sample の運動量分布 (a)K 中間子 (b) π 中間子

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 と仮定) を使って 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 と仮定) を加えて D^* の不変質量を再構成する。
4. 以上のように再構成された D^0 、 D^* の不変質量に対して cut をかけて残ったイベントが sample となるイベントである。

以上の方法で sample π/K 中間子を選び出すために次の 5 種類の cut を使用した。また今回は宇宙線による較正が十分に行えた barrel 部分のみに対しての評価を行うために barrel 部分に入射した track だけを使った。運動量は $\Upsilon(4S)$ の重心系における運動量である。

1. dr, dz

荷電粒子は磁場の影響をうけて螺旋運動をする。 dr は次のように定義される。

$$dr = \sqrt{x_c^2 + y_c^2} - \rho \quad (5.1)$$

dr は xy 平面における螺旋の中心と z 軸との距離、 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。

$$dr < 2\text{cm}, \quad dz < 5\text{cm} \quad (5.2)$$

を要求することによってビームバックグラウンドを取り除き、ビーム衝突点付近から来ている sample 粒子を選ぶ。ビームバックグラウンドとは電子や陽電子の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。

2. D^0 から崩壊してできた 2 粒子の崩壊角度

崩壊してできた K 中間子の D 中間子の進行方向に対する崩壊角度は

$$\cos \theta = \frac{\vec{p}_K \cdot \vec{p}_D}{|\vec{p}_K| |\vec{p}_D|} \quad (5.3)$$

と表される。 \vec{p}_K は D の静止系での K の運動量、 \vec{p}_D は電子・陽電子の重心系での D の運動量である。 $\cos \theta$ は π 、 K に対して一様な部分、バックグラウンドに対しては $|\cos \theta| = 1$ の分布となるので

$$|\cos \theta| < 0.8 \quad (5.4)$$

を要求した。

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。

$$X_{D^*} = \frac{|\vec{p}_{D^*}|}{E_{\text{beam}}/2} \quad (5.5)$$

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

$$X_{D^*} > 0.45 \quad (5.6)$$

を要求する。

4. D^0 の不変質量

$$|M_{D^0 K\pi} - M_{D^0}| < 30\text{MeV}/c^2 \quad (5.7)$$

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

5. D^* の不変質量

$$\Delta = |M_D^* - M_D^0| < 1.5\text{MeV}/c^2 \quad (5.8)$$

Δ 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 $\Delta m = 0.1455\text{GeV}/c^2$

以上の5種類の cut を使用して得られた結果を示す。図 5.3に $\cos\theta$ の分布、図 5.2は D^0 の質量分布、図 5.4 Δm の質量分布を示す。運動量の cut をかけることにより Δm の不変質量にするどい peak が得られていることが確認できる。

5.3 Sample π/K 中間子に対する識別結果

以上のように選びだした sample π 、 K 中間子を利用して検出器の πK 識別能力を評価する。使用した実験データは BELLE 実験で 1999 年 5 月末から 12 月半ばまでに収集されたデータ (exp No.3, No.5) である。BELLE 実験において π/K 識別を行う ACC、CDC、TOF に対し識別能力を評価した。各検出器に対して評価を行った運動量領域を表 5.1 に示す。また図 5.5、図 5.6 に π/K sample に対する各検出器の π/K 識別の結果を示す。横軸は粒子が K 中間子である確率 (kaon probability)、縦軸は粒子の運動量 (GeV/c) を示す。さらに各検出器ごとに表 5.1 に示される運動量領域での kaon probability の分布を図 5.7、図 5.8 に

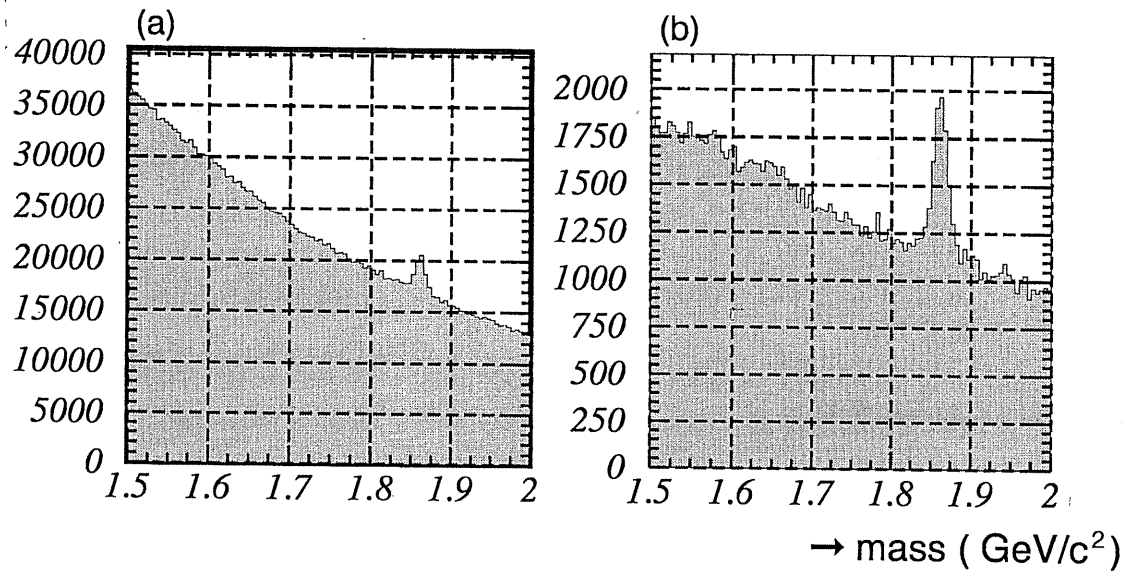


図 5.2: D^0 の不変質量分布 (a) D^0 からできた 2 粒子に対し、崩壊角度の cut をかけた場合 (b) 図 (a) にさらに運動量の cut をかけた場合

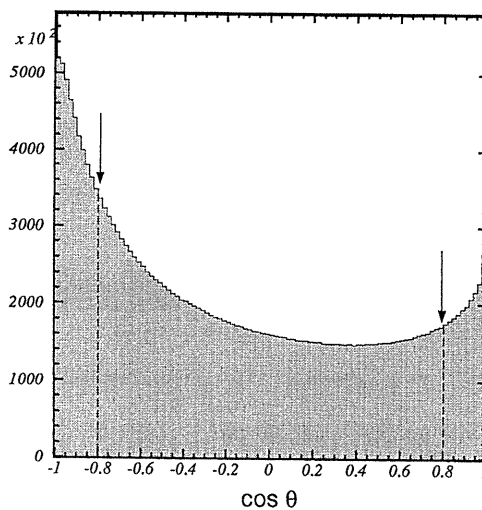


図 5.3: 崩壊角度 ($\cos \theta$) の分布

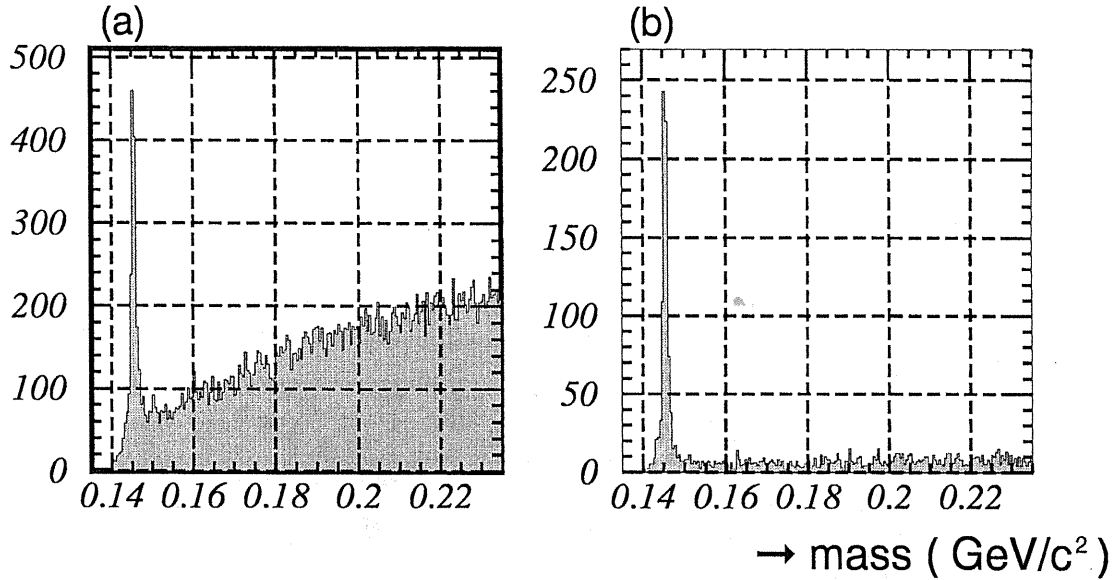


図 5.4: Δm の不変質量分布 (a) D^0 の不変質量分布の cut 後 (b) 運動量の cut 後

示す。図 5.5の (a)、図 5.6の (a) から 3 つの検出器を使うことにより 0~5 GeV/c の運動量領域において十分に π/K 識別ができることが確認できた。各検出器の結果を見ると ACC が非常に良く π/K 識別を行っていることがわかる。しかし ACC で sample に対し識別を誤った粒子がいくつかみられている。その粒子の数は sample π 中間子に比べ、sample K 中間子の方がやや多い。これについては 5.4 でさらに詳しく述べる。TOF は粒子識別が不可能であることを示す probability=0.5 が多く、CDC は probability にばらつきが見られている。

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

表 5.1: 各検出器の π/K 識別可能な運動量領域

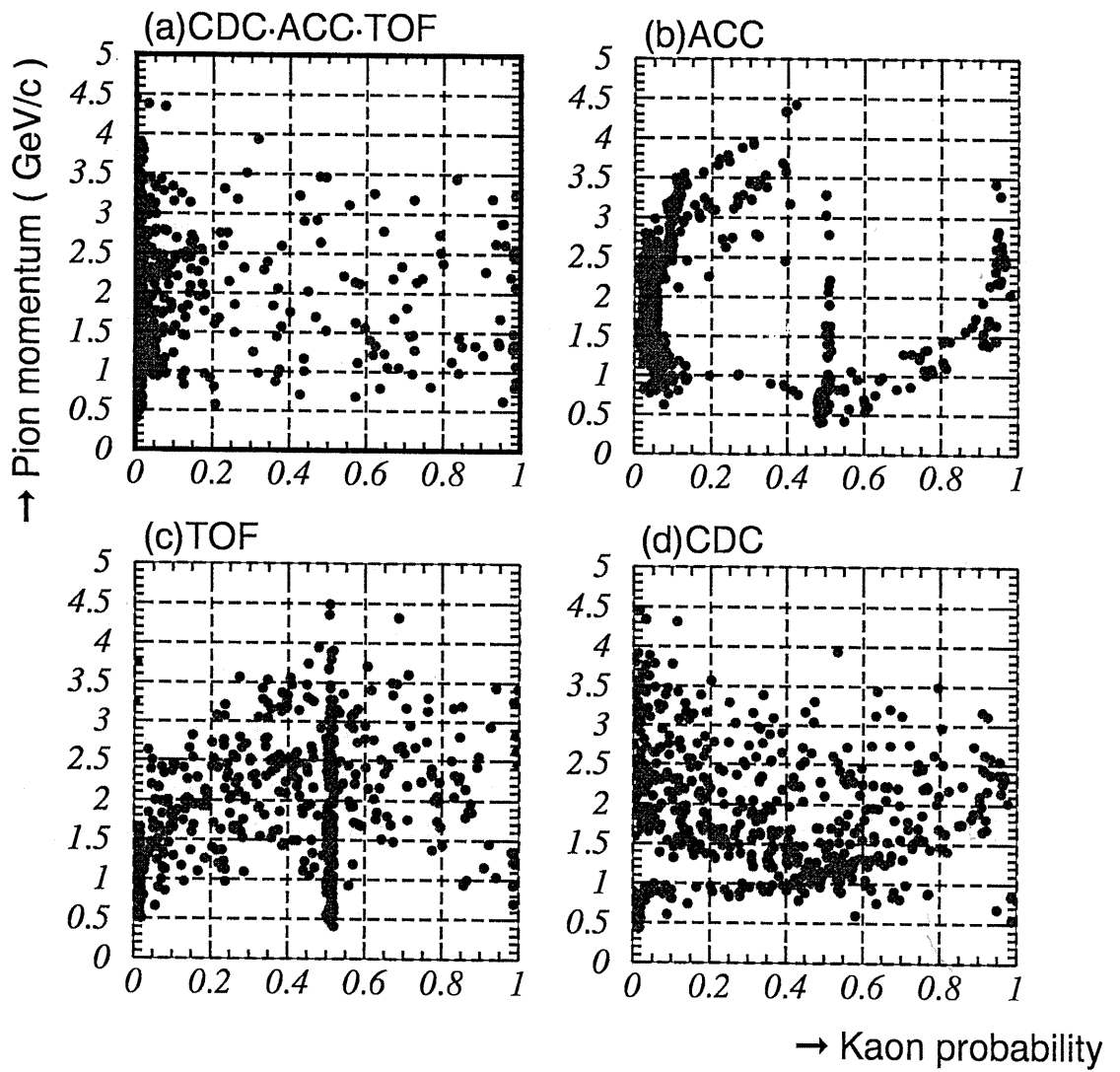


図 5.5: Sample π 中間子に対する識別結果 (a)CDC·ACC·TOF (b)ACC (c)TOF (d)CDC

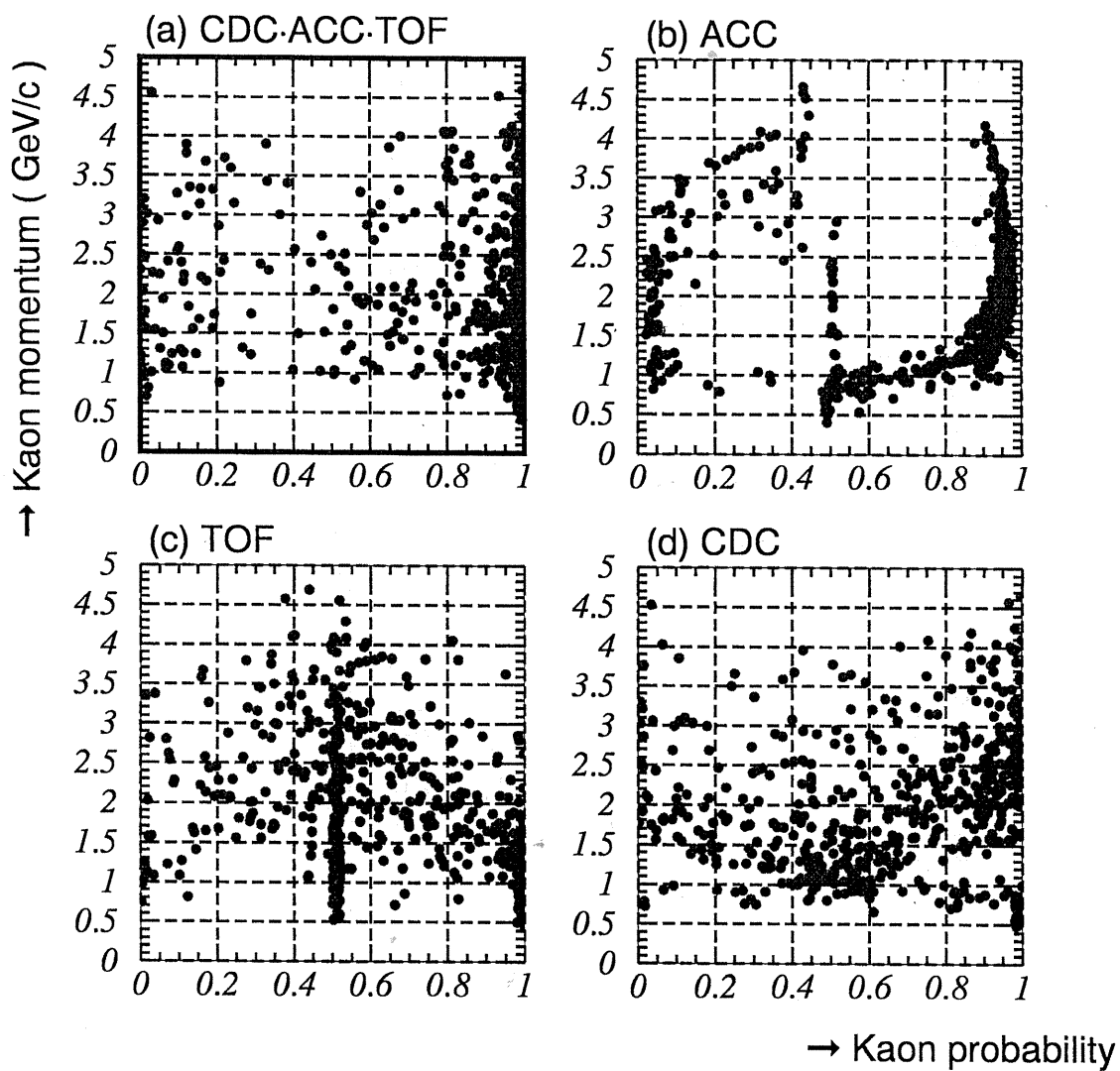


図 5.6: Sample K 中間子に対する識別の結果 (a)CDC·ACC·TOF (b)ACC (c)TOF (d)CDC

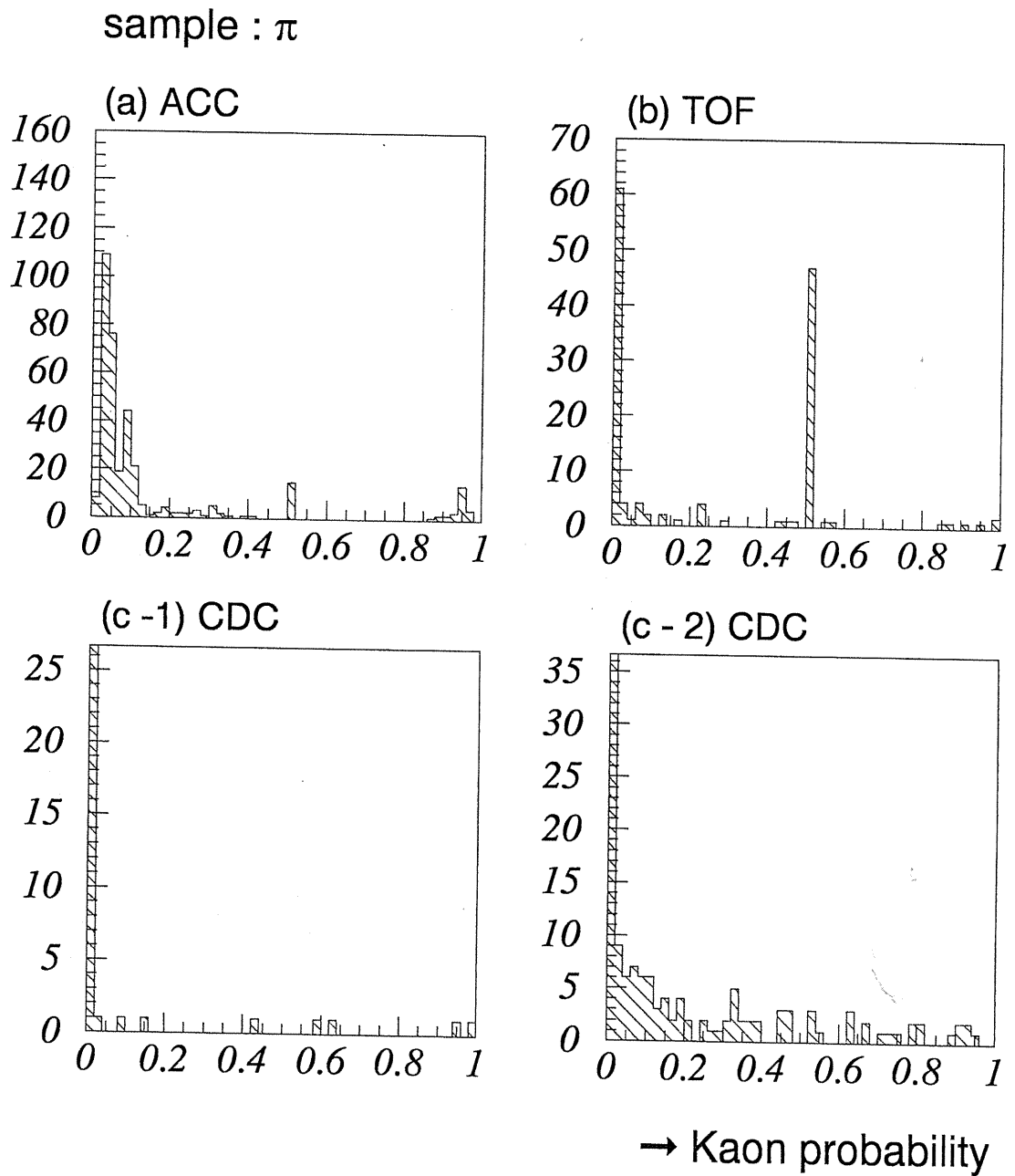


図 5.7: Sample π 中間子に対する kaon pobability の分布 (a)ACC (1.5~3.5GeV/c) (b)TOF (~ 1.2 GeV/c) (c-1)CDC (~ 0.8 GeV/c) (c-2)CDC(2.5~5.0GeV/c)

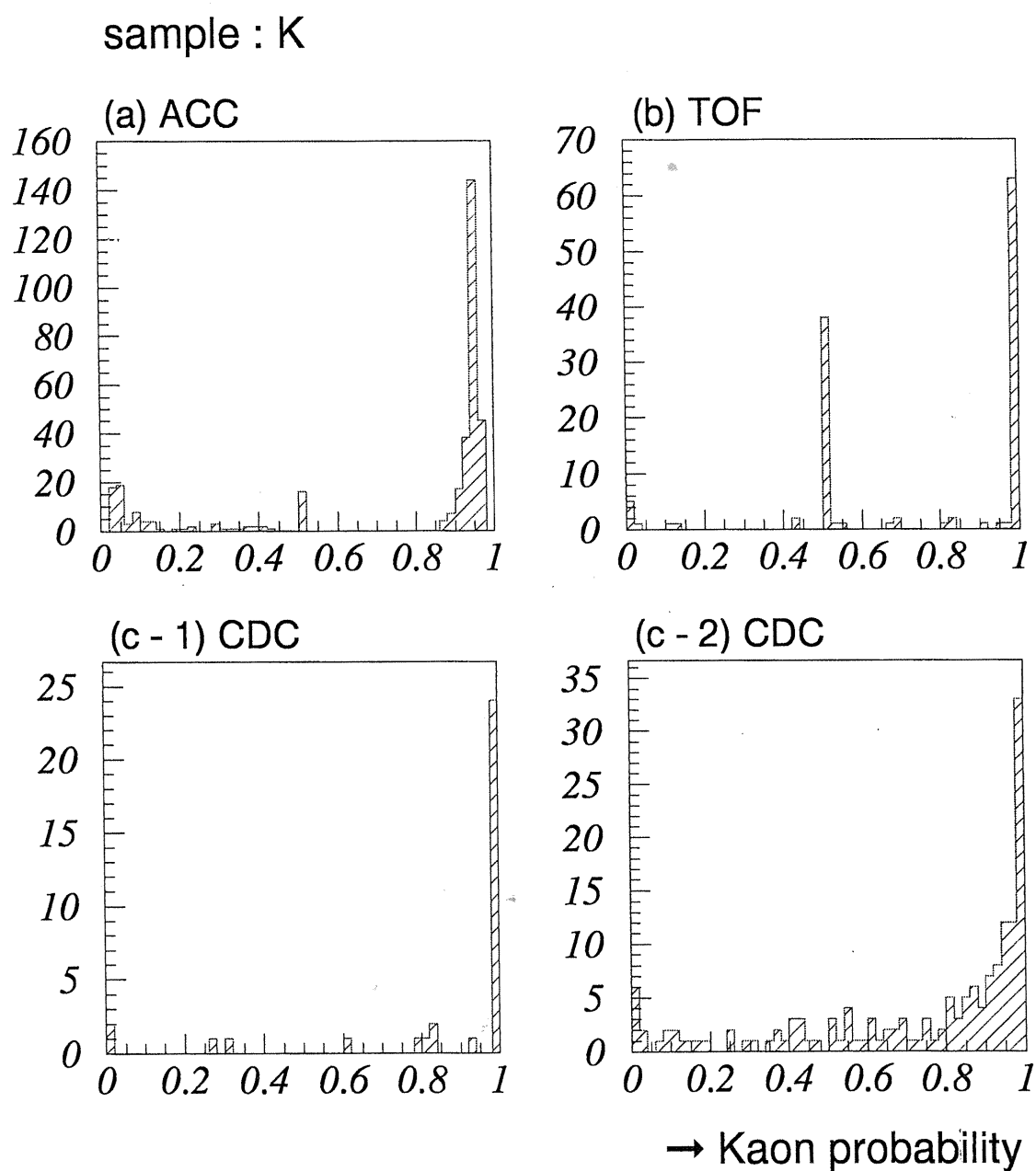


図 5.8: Sample K 中間子に対する kaon probability の分布 (a)ACC (1.5~3.5GeV/c) (b)TOF (~ 1.2 GeV/c) (c-1)CDC (~ 0.8 GeV/c) (c-2)CDC (2.5~5.0GeV/c)

5.4 Monte Carlo シミュレーションとの比較

Monte Carlo シミュレーションで作成した continuum イベントに対しても 5.2 と同様に sample π/K 中間子を選び出し、識別能力を評価した。シミュレーションと実験の結果を表にまとめる。表 5.2 は実験データ、表 5.3 に Monte Carlo シミュレーションの結果を示す。

比較の結果

- Sample K 中間子の場合

1. ACC·CDC·TOF

実験データに対して約 74% の efficiency で同定を行うことができた。このとき K として誤識別され、混じる π (contamination) は約 5% である。これに対しシミュレーションは efficiency が約 83%、contamination が約 3% 程度になっている。contamination にはあまり差がないが、efficiency は Monte Carlo の結果が 10% 程度高い。

2. ACC

ACC では実験における efficiency がシミュレーションに較べて約 8% 低い 74%、contamination はシミュレーションとほぼ変わらず 7% である。

3. TOF

実験における efficiency は約 57%、これは TOF が粒子識別不可能 (probability=0.5) とした粒子が多かったためである。シミュレーションと較べると約 17% 低い結果である。

4. CDC

2.5~5.0 GeV/c の運動量領域で実験における efficiency が約 60%。CDC が算出した probability はばらついており、シミュレーションに較べて約 14% 低い。

- Sample π 中間子の場合

1. ACC·CDC·TOF

実験データに対して約 83% efficiency で同定を行うことができた。このとき K の contamination は約 11% とやや多くなっている。シミュレーションは実験に較べて efficiency が約 7% 高い。

2. ACC

実験における efficiency は約 86% であり、シミュレーションの結果とも近い。しかしこのときの K 中間子の contamination が実験では約 17% と多くなっている。その理由のひとつとして K が glass hit を起こし、 π として識別されていることが推測されている。3.2.5 で述べたように reconstruction プログラム中で glass hit した粒子は probability=0.5 としている。しかし tracking の誤差や、カウンターボックスを設置した位置にずれがあるなどの理由で glass hit イベントを見逃している可能性がある。

3. TOF

実験における efficiency は約 54%。シミュレーションに較べて約 17% 低い。TOF は識別不可能 (probability=0.5) の粒子が多いので検出器の較正や、probability を算出しているプログラムの見直しが必要であることがわかった。

4. CDC

0~0.8、2.5~5.0 GeV/c の両方の運動量領域でシミュレーションに近い結果が得られている。

今回の実験データでは TOF、CDC が π/K 識別を行う運動量領域 (~1.2 GeV/c 以下) の sample の粒子数が特に少なかったため TOF、CDC の実験データに対する結果は誤差が大きいの。さらに sample データを増やして評価する必要がある。また、電子・陽電子衝突による実験データを使って各検出器の較正をすすめることにより、さらに良い結果が得られることが期待される。

検出器	運動量領域 (GeV/c)	K 中間子		π 中間子	
		$\text{prob}^K > 0.8$	$\text{prob}^K < 0.2$	$\text{prob}^K > 0.8$	$\text{prob}^K < 0.2$
ACC·CDC·TOF	0.0~5.0	73.9±1.8	10.7±1.3	5.0±0.9	82.6±1.6
ACC	1.5~3.5	73.9±2.4	16.8±2.0	7.4±1.4	82.6±2.0
TOF	0.0~1.2	56.6±6.6	6.6±2.2	4.3±1.7	54.3±4.2
CDC	0.0~0.8	82.4±6.5	5.9±4.0	3.9±2.7	90.2±4.2
CDC	2.5~5.0	60.6±3.9	10.8±2.4	6.1±2.1	64.4±4.2

表 5.2: 実験における粒子識別能力の評価

検出器	運動量領域 (GeV/c)	K 中間子		π 中間子	
		$\text{prob}^K > 0.8$	$\text{prob}^K < 0.2$	$\text{prob}^K > 0.8$	$\text{prob}^K < 0.2$
ACC·CDC·TOF	0.0~5.0	83.3±1.6	5.4±1.0	2.7±0.7	90.4±1.3
ACC	1.5~3.5	81.9±2.1	10.2±1.6	6.6±1.4	85.9±1.9
TOF	0.0~1.2	73.2±4.2	3.6±1.8	6.6±6.6	70.9±3.7
CDC	0.0~0.8	79.5±6.4	2.6±2.5	1.6±1.6	86.9±4.3
CDC	2.5~5.0	73.8±3.7	7.1±2.2	2.8±1.6	65.7±4.6

表 5.3: Monte Carlo シミュレーションにおける粒子識別能力の評価

第 6 章

結論

BELLE 実験では 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。ACC のデータ解析プログラムは他の検出器のデータ解析プログラムと共に 1999 年 5 月末にほぼ完成し、5 種類の粒子に対する粒子同定確率を算出できるようになった。6 月には電子・陽電子衝突による実験データを用いた各検出器の最終的な較正が開始された。ACC では Bhabha、Mupair の二種類のデータを用いて 5 月末に完了した宇宙線による較正結果を確認した。さらに Bhabha、Mupair の pulse height 分布を実験とシミュレーションで比較し、特に Bhabha 散乱の結果に違いがあらわれていることがわかった。この違いは現在の Monte Carlo シミュレーションに未だ組み込まれていない効果があるためではないかと推測されており、シミュレーションの改良を検討中である。これらの研究成果は日本物理学会 1999 年秋の分科会で報告を行った。また、ACC のデータ解析プログラムは 12 月に実験データの解析結果を元に path length 依存性、位置依存性の補正を行う部分の調整が行われた。そして今回初めて電子・陽電子衝突から得られた実験データに対する ACC の π/K 識別能力の評価を行い、結果として barrel 部分で K 中間子に対して 74%、 π 中間子に対して 86% の efficiency で同定ができていることが確認できた。宇宙線で較正した後の評価としては十分満足できる結果である。Mupair による最終的な較正が完了すれば、さらに高い π/K 識別能力が得られることが予想される。以上より高運動量領域において高い π/K 識別能力を持つ ACC に加え、現在 BELLE 実験グループで研究されている物理解析法を用いれば CP 対称性の破れを解明するの鍵となる $B \rightarrow \pi\pi$ 、 $B \rightarrow K\pi$ の崩壊モードに対しても十分な研究を行えるであろう。

付録 A

5 粒子に対する粒子同定確率の算出

ACCによる粒子同定確率 (probability) の算出については 3.2.4で述べた方法に改良が加えられ, 現在は e , μ , π , K , p の5種類の粒子に対する probability が計算されるように変更された。ここではその変更点について補足する。

ACCの efficiency を粒子の β の関数として評価するために運動量 $1.0\sim 10\text{GeV}/c$ の18点で K 中間子に対する efficiency をシミュレーションで求めた。評価はACCのカウンタータイプごとの角度領域で行った。Aタイプカウンターの ($\theta=32.2\sim 57.4$) 結果を表A.1に示す。

同定を行う荷電粒子に対し e , μ , π , K , p の5粒子の質量を仮定した場合に計算される β_i^{exp} を求め、これとシミュレーションで得られた β_K から efficiency を求めた。 β_i^{exp} は同定を行う荷電粒子の (CDCで得られた) 運動量 P^{exp} 、仮定した粒子の質量 m_i (PDGの値を使用) から計算した。

$$\beta_i^{\text{exp}} = \frac{P^{\text{exp}}}{\sqrt{P^{\text{exp}2} + m_i^2}} \quad (\text{A.1})$$

求められた β_K と β_i^{exp} から次のような場合わけに従って efficiency を計算した。

- β_i^{exp} が $1\text{GeV}/c$ の K のから求めた β_{K1} より小さい場合

$$\text{Efficiency}(\beta_i^{\text{exp}}) = \text{eff}(\beta_{K1}) \quad (\text{A.2})$$

- β_i^{exp} が $10\text{GeV}/c$ の K から求めた β_{K10} より大きい場合

$$\text{Efficiency}(\beta_i^{\text{exp}}) = \text{eff}(\beta_{K10}) \quad (\text{A.3})$$

- その他の β_i^{exp} の場合は

$$\beta_{Kn} \leq \beta_i^{\text{exp}} < \beta_{Kn+1} \quad (\text{A.4})$$

を満たす β_{K_n} 、 $\beta_{K_{n+1}}$ に対する efficiency に内挿を行う。

$$\text{Efficiency}(\beta_i^{\text{exp}}) = \frac{\text{eff}_{n+1} \times (\beta_i^{\text{exp}} - \beta_{K_n}) + \text{eff}_n \times (\beta_{K_{n+1}} - \beta_i^{\text{exp}})}{\beta_{K_{n+1}} - \beta_{K_n}} \quad (\text{A.5})$$

このように5種類の粒子に対して $\text{efficiency}(\beta_i^{\text{exp}})$ が計算される。次に検出された光量 $N_{p.e.}$ と各カウンターに対して設定された threshold から ACC が fire したかどうかを判定し、次の2つの場合わけに従って $\text{probability}(i)$ 、 $i=e, \mu, \pi, K, p$ が計算される。

- $N_{p.e.} \geq \text{threshold}$
→ ACC が fire したと判断

$$\text{Probability}(i) = \text{Efficiency}(\beta_i^{\text{exp}}) \quad (\text{A.6})$$

- $N_{p.e.} < \text{threshold}$
→ ACC が fire しなかったと判断

$$\text{Probability}(i) = 1 - \text{Efficiency}(\beta_i^{\text{exp}}) \quad (\text{A.7})$$

運動量 (GeV/c)	β_K	Efficiency(%)	運動量 (GeV/c)	β_K	Efficiency(%)
1.0	0.8967	6.26	3.5	0.9902	13.20
1.5	0.9499	5.19	4.0	0.9925	48.41
2.0	0.9709	4.26	4.5	0.9940	69.24
2.2	0.9757	6.63	5.0	0.9952	79.87
2.4	0.9795	8.26	6.0	0.9966	88.46
2.5	0.9811	8.34	7.0	0.9975	91.93
2.6	0.9824	8.71	8.0	0.9981	94.34
2.8	0.9848	9.16	9.0	0.9985	94.67
3.0	0.9867	9.05	10.0	0.9988	95.03

表 A.1: K に対する efficiency(A タイプカウンター)

Counter type	Threshold [p.e.]
A	3.2
B	2.0
C	3.2
D	6.0
E	4.4
F	6.4
G	3.6
H	1.6
I	4.4
Endcap	2.0

表 A.2: 設定された threshold の値

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 COE 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、海野祐士氏、栗原英輔氏、東京都立大学博士課程を修了された須田龍慈氏、千葉大学修士課程を修了された川端亮之進氏、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。

参考文献

- [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-Factor*, 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] 服部浩明、千葉大学、修士論文 (1998).

[19] 川端亮之進、千葉大学、修士論文 (1999).

[20] Godang.R, Phys. Rev. Lett.80 (1998) 3456.