修士論文

BELLE 実験における K_L^0 粒子検出の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

安土　哲

平成 11 年

目 次

1 序 **8**

2 BELLE 実験 **10**

2.1 BELLE 実験の物理 · · · · · 10

2.1.1 CP 対称性の破れ · · · · · 10

2.1.2 小林・益川行列とユニタリティー三角形 · · · · · 11

2.2 加速器 (KEK B) · · · · · 13

2.3 BELLE 検出器 · · · · · 15

2.3.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD) · · · · · 16

2.3.2 中央ドリフトチェンバー (CDC) · · · · · 17

2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC) · · · · · 19

2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF) · · · · · 19

2.3.5 電磁カロリーメータ (ECL) · · · · · 20

2.3.6 超伝導ソレノイド · · · · · 21

2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM) · · · · · 21

2.3.8 トリガーシステム · · · · · 22

2.4 現在の状況 · · · · · 22

3 トリガーシステム **24**

3.1 検出器のサブトリガーシステム · · · · · 25

3.1.1 トラックトリガー · · · · · 25

3.1.2 CDC $r\phi$ トリガーについて · · · · · 26

3.1.3 カロリーメータトリガー · · · · · 27

3.1.4 タイミングトリガー · · · · · 30

3.1.5 その他のトリガー · · · · · 31

3.2 トリガーシステムの中心部 - GDL - · · · · · 31

3.3 L4 トリガー · · · · · 32

4 $e^+e^- \to \gamma\phi$ を用いた解析 **39**

4.1 トリガーの解析 · · · · · 41

4.1.1 イベント生成 · · · · · 41
4.1.2 カロリーメータ (ECL) のトリガーシミュレータによる結果 · · · · · 42
4.1.3 Bhabha プリスケールの影響と新しいトリガーの効果 · · · · · 43
4.1.4 Bhabha トリガーのしきい値とトリガー効率 · · · · · 46
4.2 $\phi \to K^+K^-$ の解析 · · · · · 51
4.2.1 座標系 · · · · · 51
4.2.2 検出方法 · · · · · 51
4.2.3 シミュレーションによる結果 · · · · · 52
4.2.4 実験データからの結果 · · · · · 54
4.2.5 理論値と実験データの比較 · · · · · 56
4.2.6 JETSET による推定 · · · · · 58
4.3 $\phi \to K^0_L K^0_S, K^0_S \to \pi^+\pi^-$ を用いた解析 · · · · · 65
4.3.1 KLM 検出器 のヒット点のクラスタリング · · · · · 65
4.3.2 検出方法 · · · · · 66
4.3.3 シミュレーションによる結果 · · · · · 68
4.3.4 実験データからの結果 · · · · · 70
4.3.5 K^0_S のバックグラウンドの除去 · · · · · 74
4.3.6 $\phi \to K^+K^-$ のモードの数との比較 (検出された K^0_S の数について) · 89
4.3.7 K^0_L の検出 · · · · · 89
4.3.8 $\phi \to K^+K^-$ のモードの数との比較 (検出された K^0_L の数について) · 91

5 まとめと今後の課題 **95**

謝辞 **97**

図 目 次

2.1 ユニタリテイー三角形 · · · · · 12
2.2 CP の破れの大きさの違い · · · · · 13
2.3 KEK B · · · · · 14
2.4 BELLE 検出器 · · · · · 17
2.5 SVD の分解能 · · · · · 18
2.6 運動量の測定精度 · · · · · 19
2.7 ECL で検出された 2γ の質量分布 · · · · · 21
2.8 トリガーシステムの概要 · · · · · 23

3.1 CDC track finding · · · · · 26
3.2 最内部の 2 レイヤーの TSF セルとその外側の TSF セル · · · · · 27
3.3 TSF セルのグループ化と Track Finding · · · · · 28
3.4 Bhabha イベント識別のためのカロリーメータの分割 · · · · · 29
3.5 宇宙線イベントの排除 · · · · · 30
3.6 GDL の構造 · · · · · 35

4.1 $e^+e^- \to \gamma\phi$ のファインマンダイアグラム · · · · · 40
4.2 生成された γ 線の運動量 (左図) とその θ 方向 (右図) の分布 (シミュレーション) · · · · · 41
4.3 生成された γ 線の運動量の大きさと θ 方向の関係 (シミュレーション) · · · 42
4.4 ハドロニックイベントの数に対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数の比の変化 · 45
4.5 Bhabha プリスケール前後の γ 線の運動量分布 (左: プリスケール前、右: プリスケール後) とプリスケール前の対するプリスケール後の比。 · · · · · 48
4.6 Bhabha プリスケール前 (左) と後 (右) のトリガーの分布 · · · · · 49
4.7 ハドロニックイベントの数に対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数の比の変化 · 49
4.8 gphi トリガー適用後のトリガーの分布 · · · · · 50
4.9 $\phi \to K^+K^-$ の検出方法 · · · · · 51
4.10 検出された γ 線の運動量・θ 方向の分布 (シミュレーション) · · · · · 52
4.11 運動量カットをおこなったあとの γ 線の運動量と θ 方向の分布 (シミュレーション) · · · · · 53

4.12 $p^*_{K^+K^-}$ と p^*_γ のなす角度 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション) · · · · · 54
4.13 運動学的カット後の $p^*_{K^+K^-}$ の大きさの分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション) · · · · · 55
4.14 運動学的カット、運動量カット前 (色なし) とカット後 (色つき) の不変質量 $M_{K^+K^-}$ の分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション) · · 56
4.15 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の $p_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の分布の関係 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション) · · · 57
4.16 検出された γ 線の運動量・θ 方向の分布 (実験データ) · · · · · 60
4.17 運動量カットをおこなったあとの γ 線の運動量と θ 方向の分布 (実験データ) 61
4.18 $p^*_{K^+K^-}$ と p^*_γ のなす角度 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ) · 61
4.19 運動学的カット後の $p^*_{K^+K^-}$ の分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ) · · · · · 62
4.20 運動学的カット、運動量カット前 (色なし) とカット後 (色つき) の不変質量 $M_{K^+K^-}$ の分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ) · · · · · 62
4.21 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の $p_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の分布の関係 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ) · · · · · 63
4.22 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の重心系の全エネルギー $E^*_{K^+K^-}+E^*_\gamma$ (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ) · · · · · 63
4.23 $\phi \to K^+K^-$ イベント (実験データ) · · · · · 64
4.24 クラスターの方向の決め方 · · · · · 65
4.25 荷電粒子によるクラスターの排除の方法 · · · · · 66
4.26 $\phi \to K^0_L K^0_S$ モードの解析方法 · · · · · 67
4.27 荷電粒子とのオーバーラップの可能性の少ない K^0_L サンプルを得るためのカット 68
4.28 検出された K^0_S の質量分布 · · · · · 69
4.29 生成された K^0_S(左) と質量カット後の K^0_S(右) の運動量の大きさと θ 方向の相関図 · · · · · 70
4.30 計算によって求められた K^0_L の運動量の大きさと θ 方向の相関図 (左: 全部、右: クリアサンプルカット後) · · · · · 71
4.31 計算によって求められた K^0_L(色なし) と検出された K^0_L(濃い色: charged veto あり、薄い色: charged veto なし) の運動量の θ 方向の分布 (左) と大きさの分布 (右) · · · · · 71
4.32 K^0_L に対する検出効率の運動量の θ 方向依存性 (左) と大きさ依存性 (右) · · 72
4.33 K^0_L 検出の角度分解能 · · · · · 72
4.34 $M_{\pi^+\pi^-}$ の分布 (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさの相関図 · · · · · 73
4.35 K^0_S のバックグラウンドの除去の方法 · · · · · 74
4.36 開き角の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ) · · · · · 75
4.37 開き角カット後の $p_{\pi^+\pi^-}$(左) と $M_{\pi^+\pi^-}$(右) の分布 · · · · · 76

4.38 p_t の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ) · · · · · · · · · 77
4.39 p_t カット後の $p_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $M_{\pi^+\pi^-}$ (右) の分布 · · · · · · · · · · · · · · · · · 78
4.40 運動量の差の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ) · · · · 79
4.41 運動量の差によるカット後の $p_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $M_{\pi^+\pi^-}$ (右) の分布 · · · · · · · 80
4.42 質量欠損の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ) · · · · · 81
4.43 質量欠損によるカット後の $p_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $M_{\pi^+\pi^-}$ (右) の分布 · · · · · · · · · 81
4.44 開き角、p_t、運動量の差、質量欠損のカットを全ておこなった結果 (左: $p_{\pi^+\pi^-}$、右: $M_{\pi^+\pi^-}$) · · · · · · · · · · · · · · · · ·

表 目 次

3.1 検出器のトリガーシステムの種類 · · · · · 25
3.2 検出器のサブトリガーシステムが GDL に送る情報 · · · · · 33
3.3 Bhabha イベントのカットの方法 · · · · · 34
3.4 検出器のサブトリガーシステムの出す信号のタイミング · · · · · 34
3.5 トラックトリガーの条件 · · · · · 36
3.6 カロリーメータトリガーの条件 · · · · · 36
3.7 special トリガーの条件 · · · · · 36
3.8 Bhabha トリガーの条件 · · · · · 37
3.9 di-muon トリガーの条件 · · · · · 37
3.10 モニター用トリガーの条件 · · · · · 38

4.1 カロリーメータトリガーシミュレータの結果 · · · · · 43
4.2 ECL の関係するファイナルトリガーの結果 · · · · · 44
4.3 検出された $\phi \to K^+K^-$ の数で見たプリスケールの影響 · · · · · 44
4.4 カロリーメータトリガーシミュレータの結果 · · · · · 47
4.5 ECL の関係するファイナルトリガーの結果 · · · · · 47
4.6 シミュレーションの結果 · · · · · 58
4.7 実験データからの結果 · · · · · 58
4.8 シミュレーションによる $\phi \to K^0_L K^0_S$ モードの解析の結果 · · · · · 73
4.9 K^0_S のカットの結果 · · · · · 88
4.10 検出された K^0_L について · · · · · 90

Chapter 1

序

B 中間子を用いた実験は CP 非保存を検証するための有力な手段として重要である。世界各地で B 中間子を用いた実験がおこなわれているが、それらの中の 1 つである KEK B ファクトリー実験の概要と、その実験の中で重要な崩壊モードである $B^0 \to J/\Psi K^0_L$ から生成される K^0_L を検出するのに使われる KLM 検出器の較正方法についての研究について述べる。

1964 年にクローニンらの実験によって K 中間子の崩壊で CP 対称性が保存されない崩壊モードがあることがが観測されたが []、CP 対称性が破れる現象はこれのほかの観測されておらず、また K 中間子では CP の破れの度合が小さいため、CP の破れは 6 種類のクォークの混合にあるとした小林-益川の理論の検証が不十分となっている。そのようななかで K 中間子よりも CP 非保存の効果がより大きく現われるものとして期待されているのが B 中間子である。小林- 益川の理論では、CP 非保存の効果は K 中間子では観測されたように小さく、また D 中間子では測定不能なくらい小さいが、B 中間子ではその効果が大きく現れると予想されている []。またのちの実験により B 中間子の寿命が長いこと、$B^0\bar{B}^0$ の混合が大きいことが観測された。B 中間子の寿命が長いということはその崩壊過程を精密に測定することが可能であるということであり、$B^0\bar{B}^0$ の混合が大きいということは混合を通して現れる CP の破れの効果が大きいということである。以上の理由により小林-益川の理論の検証のためには B 中間子の用いて実験を行なうことが適当であるという結論に達した。

B 中間子を使った実験が世界各地で計画されているが、その中の 1 つが我々が参加している高エネルギー加速器研究機構 (以下KEK) の B ファクトリー計画である。この計画では電子-陽電子型の加速器を用いて電子と陽電子のエネルギーを非対称にした形で衝突させて大量の B 中間子を生成し、その崩壊の様子を調べることによって小林-益川の理論の CP 非保存のパラメータ (KM 行列の複素数因子) を実験的に求め、その理論の検証をすることを主な目的としている。

東北大学は KEK、大阪市立大学、東北学院大学、青森大学と協力し、粒子検出器の 1 つである KLM ($K^0_L \cdot \mu$ 粒子) 検出器の研究開発をソフト、ハード両面からおこなってきた。検出器は 2 年間の開発、約 2 年間にわたる製作を経て 1998 年の 4 月から 11 月にかけて

KEK 筑波実験室に設置され、宇宙線によるテストを経て昨 1999 年 6 月より衝突実験が始まっている。

K_L^0 の検出は CP 非保存のパラメータを直接決定できる B 中間子の崩壊モードの 1 つである $B_d^0(\bar{b}d) \to J/\Psi(c\bar{c}) + K_L^0(\bar{s}d)$ を同定するのに必要である。μ 粒子の検出は J/Ψ は主に $J/\Psi \to \mu^+\mu^-$ と崩壊するので、前述の崩壊モードにおける J/Ψ を再構成するのに必要であり、また B 中間子の μ 粒子への直接崩壊からの μ 粒子の検出により $B/\bar{B}$ の識別にも使われる。μ の検出は強い相互作用によって消滅またはエネルギーを失う π 中間子との区別という役割もになっている。

本研究では、KLM 検出器の K_L^0 に対する検出効率、及びその較正方法についての研究を目的としている。本論文の構成は、

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 トリガーシステム
- 第 4 章 $e^+e^- \to \gamma\phi$ を用いた解析
- 第 5 章 まとめと今後の課題

となっている。

Chapter 2

BELLE 実験

2.1 BELLE 実験の物理

Bファクトリー計画はKM行列のパラメータの決定するのが主目的である。ここではBファクトリーの実験の基礎となる物理について簡単に述べる。

2.1.1 CP 対称性の破れ

C (荷電共役) 変換とは粒子と反粒子を入れかえる操作のことである。この操作により粒子はスピンの向きを変えずに反粒子へと変換される。P (空間反転) 変換とは鏡像変換と 180 度回転変換の合成変換である。弱い相互作用では C 変換、P 変換はそれぞれ対称性を破るがこなう CP 変換では対称性が保存されるものと考えられていた。しかし 1964 年に K 中間子の崩壊のなかで CP 変換でもその対称性が破れていることがわかった。電荷を持たない K 中間子には K^0 と $\bar{K^0}$ があり互いに反粒子の関係がある。それぞれのクォークの成分は $K^0 = (\bar{s}d)$、$\bar{K^0} = (s\bar{d})$ である。s クォーク数 (s クォークの数から反 s クォークの数を引いたもの) は強い相互作用や電磁相互作用では変化せず、弱い相互作用だけが s クォーク数を変化させる。そこで、もし弱い相互作用が存在しないとすると、K^0 と $\bar{K^0}$ は正確に同じ質量を持ち、しかもこれ以上崩壊できないので安定な粒子となるはずである。しかし実際には弱い相互作用が存在するので、s クォーク数が変化することができ、したがって K^0 と $\bar{K^0}$ は弱い相互作用においては混合する。実際に観測される粒子 (質量の固有状態) は K^0 と $\bar{K^0}$ の重ね合わせであらわされる。K^0 と $\bar{K^0}$ は CP 変換によりそれぞれ

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K^0}\rangle, \quad CP|\bar{K^0}\rangle = |K^0\rangle \tag{2.1}$$

のように変換されるので、CP の固有状態となる重ね合わせとして

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle), \quad CP|K_1\rangle = |K_1\rangle \tag{2.2}$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle), \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \tag{2.3}$$

というものをつくることができる。一方、中性の K 中間子は 2 個の π 中間子に崩壊するものと 3 個の π 中間子に崩壊するものがある。電荷の和が 0 であるような 2 個の π 中間子の状態は、$|\pi^+\pi^-\rangle$ と $|\pi^0\pi^0\rangle$ が考えられる。これらの状態に CP を作用させるとどちらもその固有値が $+1$ となる。

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle, \quad CP|\pi^0\pi^0\rangle = |\pi^0\pi^0\rangle \tag{2.4}$$

また、2 個の π 中間子に崩壊するほうが 3 個に崩壊するほうよりも位相空間が大きいためその寿命に差が生じる。長い寿命を持つほうを K_L^0(Long life-time)、短い寿命を持つほうを K_S^0(Short life-time) とすると、CP が保存されているとすれば π 中間子 3 個に崩壊する K_2 が寿命の長い K_L^0 に対応し、π 中間子 2 個に崩壊する K_1 が寿命の短い K_S^0 に対応することになる。CP の非保存は K_L^0 の中に 2 個の π 中間子に崩壊するものがわずかであるが観測されたことにより発見されている。この現象に対し以下の原因が考えられている。

1. K_L^0 が純粋な K_2 ではなくごくわずかに K_1 を含む場合
   (間接的な CP の破れ)

2. $CP = -1$ の K_2 が直接 $CP = +1$ の 2 個の π 中間子に崩壊する場合
   (直接的な CP の破れ)

3. (1) と (2) が両方合わさった場合

小林-益川の理論では (1)、(2) どちらの CP 非保存も予言しているが、スーパーウィークモデルでは直接的な CP の破れはないとしている。また直接的な CP の破れの場合には標準理論のパラメータの決定には理論的不安定性がともなう。一方間接的な CP の破れの場合は標準理論のパラメータを直接決定できる。今までの実験結果から (1) による CP 非保存は確認されているが、(2) による CP 非保存があるかどうかはまだわかっていない。

2.1.2 小林・益川行列とユニタリティー三角形

標準理論ではクォークの質量の固有状態とフレーバーの固有状態は等しくない。小林-益川の理論によると質量の固有状態はフレーバーの固有状態の重ね合わせであらわされる。u、d、s をフレーバーの固有状態、u'、d'、s' を質量の固有状態とすると、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

この 3×3 の行列を KM(小林-益川) 行列という。クォークが 3 世代あることによって初めてあらわれる KM 行列の中の小さな複素数部分が CP の破れを引き起こしていると考えられている。KM 行列はユニタリーでなければならないので、

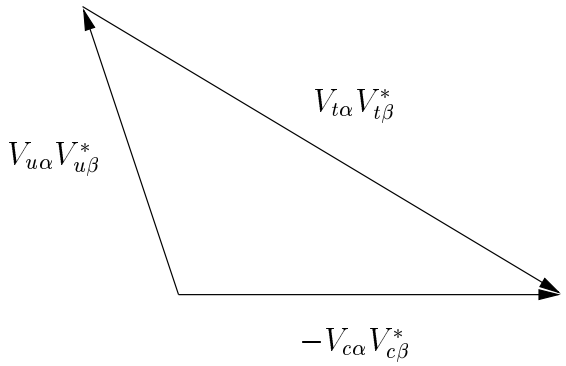

Figure 2.1: ユニタリテイー三角形

$$\sum_{i=u,c,t} V_{i\alpha}V^*_{i\beta} = \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha,\beta = d,s,b) \tag{2.6}$$

である。これを複素平面上に図示すると三角形が得られる。これをユニタリティー三角形と言う。この図を Figure 2.1 に示す。KM 行列の各行列要素を $\lambda = \sin\theta_c = 0.22$ で展開し λ^3 のオーダーまで求めると (Wolfenstein 表示)、

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1-\rho-i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

となる。ここで 4 つの実数パラメータ A、λ、ρ、η があるが λ については K 中間子および Λ 中間子のセミレプトニック崩壊の実験から良く決まっていて $\lambda = 0.221 \pm 0.002$ である。A については $A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082$ である。Wolfenstein 表示を使って $\alpha,\beta = s,d(K^0)$ または $b,d(B^0_d)$ のときのユニタリティー三角形を描くと $\rho - \eta$ 平面において Figure 2.2 のようになる。ユニタリティー三角形の面積が CP の破れの程度を表している。もし行列要素がすべて実数ならば面積は 0 になり破れはないことになる。Figure 2.2より明らかなように K^0 より B^0_d のほうが CP 非保存の効果が大きくでることが期待される。しかし B 中間子が特定のモードで崩壊する確率は非常に低く、多くは 10^{-4} とか 10^{-5} のオーダーである。従ってその測定には大量の B 中間子を生成してその崩壊の様子を調べなければならない。これがファクトリーと呼ばれるゆえんである。Figure 2.2 の三角形において各角度の大きさや各辺の長さが測定できれば ρ、η を決定でき、その結果ユニタリティー三角形が閉じているかどうか確かめることによって CP の破れの機構が正しいかどうかがわかる。これが B ファクトリーの最も重要な課題である。

具体的にはユニタリティー三角形図において

$$B^0_d \to J/\Psi K_S(K_L) \text{での} CP \text{非保存} \quad \to \quad \sin 2\phi_1$$
$$B^0_d \to \pi\pi \text{での} CP \text{非保存} \quad \to \quad \sin 2\phi_2$$

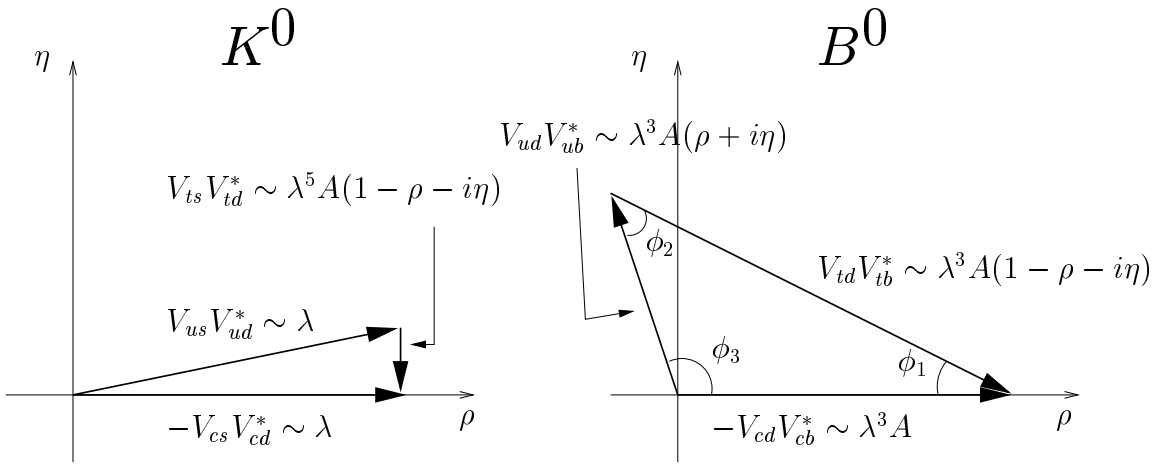

Figure 2.2: CP の破れの大きさの違い

$$
\begin{aligned}
B_d^0 \to D^0 K_S \text{での} CP \text{非保存} &\to \sin 2\phi_3 \\
B_d \text{または} B_s \text{混合の測定} &\to |V_{tb}V_{tb}^*| \\
B_d \to Xl\nu(X=\pi,\rho) &\to |V_{ud}V_{ub}^*|
\end{aligned}
$$

などが測定できると期待されている。特に 1 番目の $\sin 2\phi_1$ については理論の不確定性がほとんどなく、この測定は非常に重要なものと考えられている。

2.2 加速器 (KEK B)

KEK B は Figure 2.3 に示すように電子・陽電子線型加速器及び電子蓄積用の 8 GeV のリング (HER: High Energy Ring)、陽電子蓄積用の 3.5 GeV のリング (LER: Low Energy Ring) から成る。B 中間子を用いて実験をおこなうためには加速器に対していくつかの条件が要求される。KEK B ファ クトリーで要求される加速器の特徴について次に述べる。

1. 高いルミノシティ
   B 中間子の崩壊モードは多数あり、個々の分岐比が小さいため CP 非保存が観測できるような特定の崩壊モードを得るには先に述べたように大量の B 中間子を生成しなければならない。そこで KEK B ファクトリー計画では以前に使用していた KEK のトリスタンのリングを改造した非対称エネルギー・2 リング型電子-陽電子衝突型の加速器で $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を目標ルミノシティ[1]としている。これはトリスタンの数 100 倍のルミノシティである。そのため電子線型加速器のエネルギーを 2.5 GeV から 8 GeV まで増強し、中間の加速器を経由することなく、直接主リングにビームを入射させる。

[1]ルミノシティとは単位時間に入射するビーム粒子の数である。ルミノシティ L は、断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が $R = L\sigma$ となるように定義される。

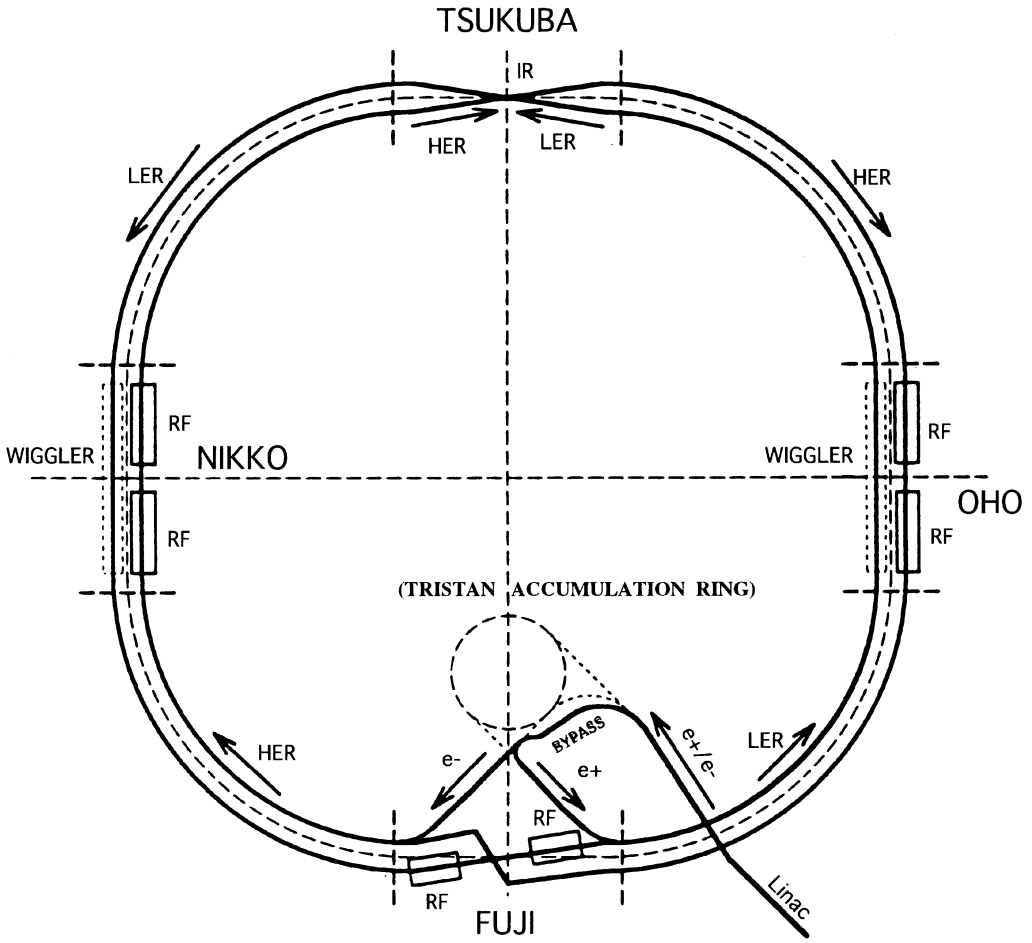

Figure 2.3: KEK B

更に蓄積電流を大きくするために入射バンチ[2]数を今までの 2 バンチから 5000 バンチに上げる予定である。

2. 非対称なエネルギー
   CP 非保存の測定には $B\bar{B}$ 混合の時間発展を測定しなければならないが、衝突させる電子と陽電子のエネルギーを等しくすると、$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$[3]$\rightarrow B\bar{B}$ の過程で $\Upsilon(4S)$ がほとんど運動量を持たない状態で生成されてしまい、それが崩壊してできる $B\bar{B}$ も測定可能な距離を走らずに崩壊してしまう。そのため電子と陽電子のエネルギーに差を持たせて $B\bar{B}$ の崩壊点の間の距離をのばして $B\bar{B}$ の時間発展の測定を可能にする。KEK B ファクトリー計画では電子のエネルギーを 8.0 GeV に、陽電子のエネルギー

[2]バンチ:電子や陽電子が数千億個集まってできたかたまり。

[3]$\Upsilon(4S)$: クォーク組成は $(b\bar{b})$ である。$\Upsilon(4S)$ は Υ 粒子の 4 番目の励起状態のピークである。Υ 粒子のエネルギーは B_d^0 と $\bar{B_d^0}$ の質量の和よりもわずかに小さいが、$\Upsilon(4S)$ のエネルギーは B_d^0 と $\bar{B_d^0}$ の質量の和よりもほんのわずかだけ大きくなるので、この $\Upsilon(4S)$ を使えば B 中間子を生成する確率を高めることがで きる。

を 3.5 GeV に設定した。電子のエネルギーが高いのは電子では低いエネルギーほどイオントラッピング現象(残留ガスがイオン化されて生じたイオンが電子の軌道の周辺に捕捉されることにより、電子ビームの運動が撹乱される現象)が起こりやすくなるためである。また電子と陽電子のエネルギーが異なるので従来の衝突型加速器のように同じリング内では蓄積できず 2 つのリングで蓄積し 1 か所で衝突させる。

B ファクトリー計画で用いられる加速器の概要を次に示す。

周長	3018m	
加速器の種類	電子-陽電子衝突型	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34}(2 \times 10^{33}$以上$)\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$	
使用する粒子	電子	陽電子
ビームのエネルギー	8.0 GeV	3.5 GeV
ビーム電流	1.1A	2.6A
1バンチあたりの粒子数	1.4×10^{10}	3.3×10^{10}
バンチ長	0.50 cm	
バンチ間隔	0.6 m	
バンチ数	1.4×10^{10}	3.3×10^{10}

2.3 BELLE 検出器

B 中間子における CP 非保存の最も典型的な例は、B 中間子が $J/\Psi K_S^0$ に崩壊する確率と反 B 中間子が $J/\Psi K_S^0$ に崩壊する確率の違いとしてあらわれる。ところがこの崩壊確率の違いは B 中間子の寿命よりも十分長い時間にわたってならして見たのでは消えてしまう。そこで生成した B 中間子と反 B 中間子の対のそれぞれの時間変化を時々刻々観測してその違いを追跡する必要がある。具体的には運動量と崩壊までに走った距離を精度よく測定し、崩壊時間分布の違いを求める。この測定を $J/\Psi K_S^0$ を始めとしてさまざまな終状態についておこない、効率よく CP 非保存を検出する必要がある。そのような目的を達成するために KEK B ファクトリー計画で使用される検出器には次のような性能が要求される。

1. バーテックス検出
   B 中間子の崩壊点を少なくとも平均崩壊長の $1/2$ よりもよい精度で測定できること。この崩壊距離は数百 μm なので 100μm 以下の位置分解能をもったバーテックス検出器が要求される。$B\bar{B}$ の崩壊の時間差 Δt は

$$\Delta t \sim \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} = \frac{z' - z}{c\beta\gamma} \tag{2.8}$$

   で求められる。

   ここで z、z' はそれぞれ B、$\bar{B}$ の崩壊点での z 座標である。この式より $B\bar{B}$ の崩壊の時間差 Δt の誤差には Δz の誤差が直接関わってくることがわかる。

2. 運動量測定
   B 中間子からの崩壊粒子の運動量をよい精度で測定することはイベントとバックグラウンドとを識別するときに重要となる。KEK B ファクトリー計画では上記のような要求を満たす性能を持ったバーテックス検出器やドリフト・チェンバーを用いて荷電粒子のトラッキングをおこない、精密に運動量を測定する。

3. 粒子検出・識別
   $\pi^{\pm}$、π^0、K^0_S、K^0_L など多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別するために粒子の識別能力をもつこと。例えば片方の B が J/Ψ と K^0_S に崩壊したことがわかったとしても、その時点でその粒子が B であったか $\bar{B}$ であったかを知る必要があるので、B 中間子のタッギング (B と $\bar{B}$ の識別) は重要である。B 中間子のタッギングは高い運動量を持ったレプトンや $K^{\pm}$ の検出によっておこなう。また CP 非保存の各パラメータの測定においては B 中間子の崩壊モードを完全に分類しなければならないので、そのためにも粒子識別がよい精度でおこなわれる必要がある。

4. カロリーメータ
   π^0 や γ 線、電子を伴う B 中間子の崩壊を測定するために高性能のカロリーメータが必要である。

5. データ収集システム
   前述のルミノシティで稼働させると 1 秒間で数十 ~ 数百イベントが生成されると予想され、効率よく興味あるイベントを選びだし取り込むトリガーと高速のデータ収集システムが求められる。

次に各検出器について述べる。Figure 2.4 は BELLE 検出器の断面図で内側から シリコンバーテックス検出器 (SVD)、中央ドリフトチェンバー (CDC)、エアロジェル・チェレコフカウンター (ACC)、飛行時間差測定器 (TOF)、電磁カロリーメータ (ECL)、$K^0_L \cdot \mu$ 粒子検出器 (KLM) である。なお ACC、ECL ならびに KLM はそれぞれバレル部、エンドキャップ部で構成されている。

2.3.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

B 中間子の崩壊点を高精度 ($\leq 100\mu$m) で測定することは CP 非保存の決定には不可欠である。それを測定するのが SVD(Silicon Vertex Detector) である。これは厚さ 300μm のシリコン板に 6μm 幅の電極を 25μm 間隔に貼り付けたものである。逆バイアスをかけることによってキャリア空乏層がほぼ厚さいっぱいに広がったところに荷電粒子が通過すると電子・ホール対が生成され、それが電極に集められてパルス信号となる。また SVD には $B\bar{B}$ イベント検出のため BELLE 検出器に対し全立体角をカバーできる大きさが要求され、また粒子のエネルギー損失、多重散乱を少なくするため、ビームパイプ、SVD 自身のアクセプタンスには物質量を少なくすることも必要となってくる。また他の検出器のトリガーの情報源としても期待されている。θ 方向の検出可能領域は $23^\circ < \theta < 140^\circ$ となっている。

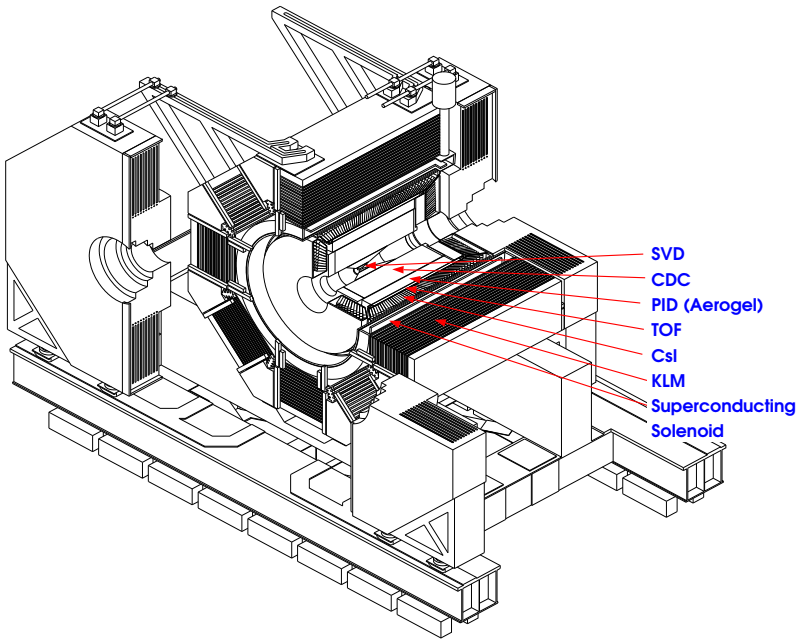

Figure 2.4: BELLE 検出器

現在までに得られている SVD の分解能を Figure 2.5 に示す。

2.3.2 中央ドリフトチェンバー (CDC)

電荷を持った粒子は、超伝導ソレノイドで作られる 1.5 テスラの磁場中で運動量に応じたらせん型の飛跡を描く。その飛跡をドリフトチェンバー (CDC: Central Drift Chamber) で測定することによって粒子の運動量を再構成する。ドリフト・チェンバーとはヘリウム/エタンの混合ガスなどのガス中に細い電極線を多数張ったものであり、荷電粒子は飛跡の周りのガスを電離してイオン対をつくる。そこで発生した電子が陽極 (信号線) に向かって移動しながら、さらに周りのガスを次々のイオン化していき、それが信号となって検出されるというしくみになっている。どの信号線に信号が来たかだけでなく、発生位置から時間的に最短距離を移動してきた電子がガス増幅を起こすまでの時間を測定し、それから逆算して粒子の信号線からの通過距離 (位置) を精度よく決定する。この方法によって 100-150μm の精度での位置測定が可能である。なお BELLE CDC ではガスによる多重散乱を極力抑えるためドリフト稀ガスとして、これまでよく使われてきたアルゴンに代わりヘリウムを採用している。

CDC では同時にエネルギー損失 (dE/dx) を測定することによって π 中間子、K 中間子、陽子の識別もおこなう。エネルギー損失は粒子の種類によらずその速さ ($\beta = v/c$) で決まるため、運動量及びエネルギー損失がわかれば粒子を同定できる。

CDC の内部は 3 層のカソードワイヤと 50 層のアノードワイヤで構成される。アノードワイヤには z 軸方向に平行な axial ワイヤとわずかに角度を持たせた stereo ワイヤがあり、

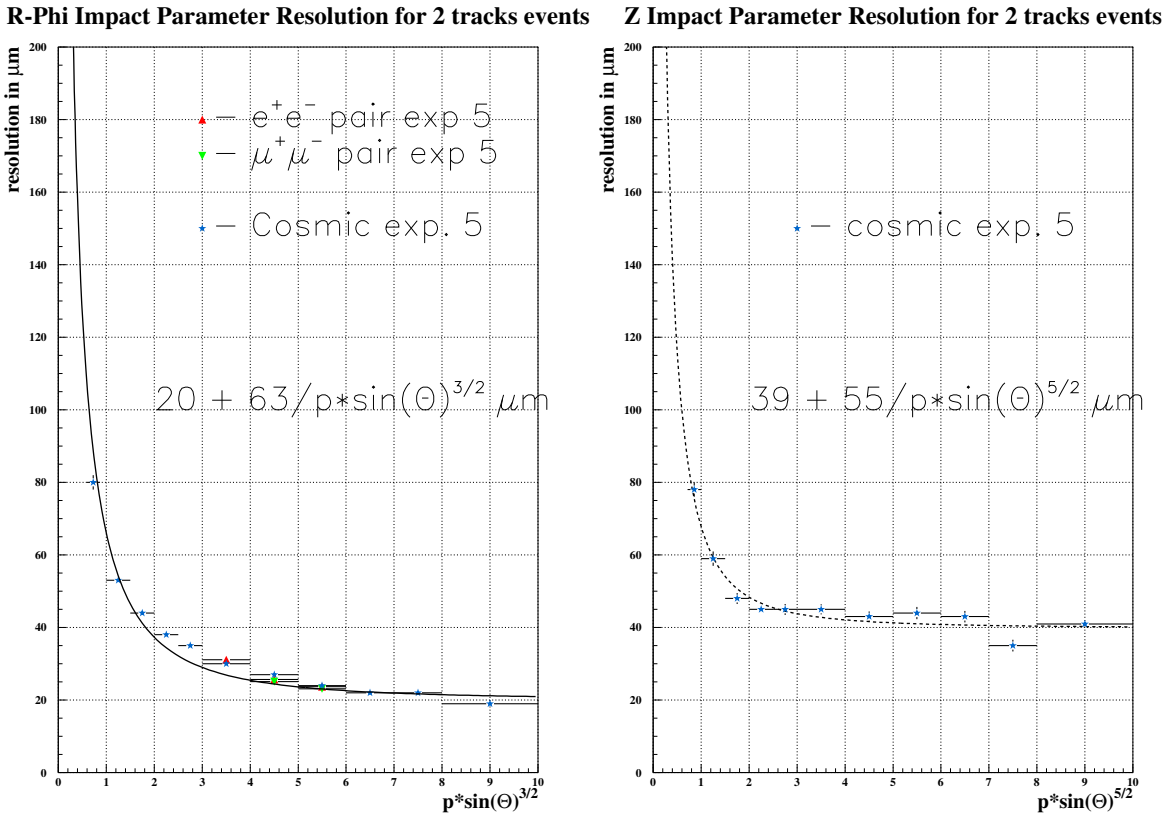

Figure 2.5: SVD の分解能

stereo ワイヤによって z 方向の位置測定が可能となっている。測定可能領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。

現在までの実験で得られている CDC の性能は、

$$\text{空間分解能} \sim 143\mu\text{m}$$
$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0.25\% p_t \oplus 0.39\%$$
$$\frac{dE}{dx}\text{の分解能} = 5.2\%$$

である。Figure 2.6 に運動量と分解能の関係を示す。

イベントが B 中間子の崩壊によるものであることをまちがいなく判別し、S/N 比の高い測定をおこなうためには π 中間子と K 中間子の識別が不可欠である。その識別のために設置されている検出器がエアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC) と飛行時間差測定器 (TOF) である。

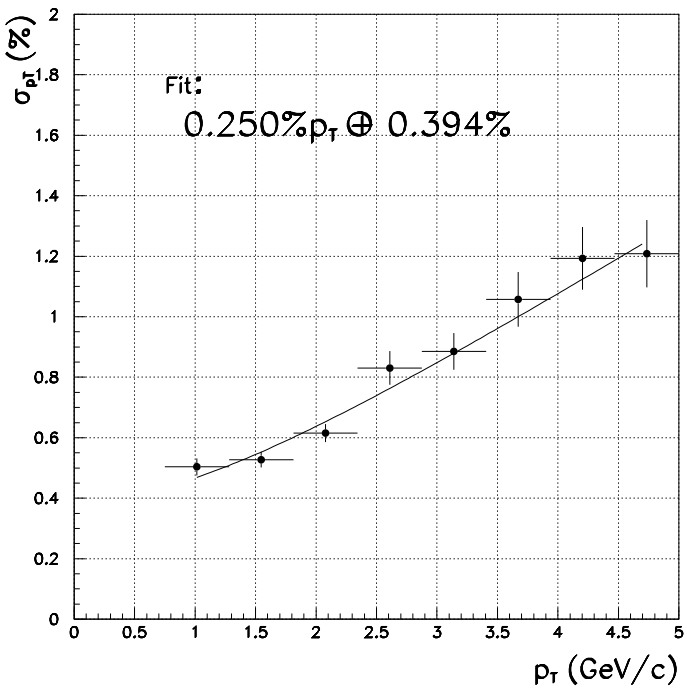

Figure 2.6: 運動量の測定精度

2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)

ACC は媒質として シリカエアロジェルを用いたチェレンコフカウンターである。荷電粒子が物質中を通過するときその速度がその物質中の光速 $c' = c/n (n : \text{屈折率})$ を越えるとコーン状の光 (チェレンコフ光) を発生する。ACC は主に運動量が 1.2 GeV/c 以上の π/K 識別を目的としているため、その運動量領域で π ではチェレンコフ光を発し、K では発生しないような屈折率を持つ物質 $(n = 1.01 \sim 1.02)$ を選んであり、π/K の識別はチェレンコフ光の有無によっておこなわれる。

エアロジェルの大きさはバレル部で $12 \times 12 \times 12$ cm^3、エンドキャップ部で $12 \times 12 \times 10$ cm^3 のものを用いている。バレル部は 1 つのエアロジェルを 2 個の光電子倍増管で、エンドキャップ部は 1 個の光電子倍増管でその光量を測定する。

検出可能領域はバレル部で $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$、エンドキャップ部は前方のみで $13.6^\circ < \theta < 33.4^\circ$ である。

2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF)

荷電粒子の運動量 p は CDC によって磁場中での飛跡により測定できるので、さらに速度 $v(= L/T, L : \text{飛行長}, T : \text{飛行時間})$ を求めてやれば、式 (2.9) より粒子の質量 m (すなわち粒子の種類) が決めることができる。低い運動量 (1.2 GeV/c 以下) の粒子の速度を

直接的に測定し粒子を同定する目的で設置されている検出器が TOF である。また時間応答が特に速く時間分解能が優れていることからデータを取り込むタイミングを決めるタイミングトリガーとしても用いられる。

$$m = p\sqrt{\left(\frac{cT}{L}\right)^2 - 1} \tag{2.9}$$

1 つの TOF モジュールは 2 つの TOF シンチレータと 1 つの TSC (Trigger Scintillation Counter) で構成されていて、それぞれのシンチレータの両端には FM-PMT (Fine Mesh dynode PhotoMultiplier Tube) と呼ばれる光電子増倍管かつけられている。TOF シンチレータと TSC の大きさはそれぞれ $4 \times 6 \times 255\text{cm}^3$、$0.5 \times 120 \times 263$ cm^3 である。TOF シンチレータは飛行時間を測定し、TSC はタイミングトリガーを出す役割を果たしている。このモジュールがバレル部 に 64 個、円筒形に配置されている。

2.3.5 電磁カロリーメータ (ECL)

B 中間子の崩壊によってできる粒子のうち約 1/3 が中性 π 中間子であり、2 つの γ 線に崩壊する。したがって B ファクトリーの実験では荷電粒子の検出と同等に γ 線の検出能力が重要である。とくに低いエネルギーの γ 線に対する高い検出効率とエネルギー測定精度が大切であることがわかっている。γ 線や電子が物質にあたると電磁シャワー (次々に起こる電子対生成や制動放射) を起こす。ここでできた多くの電子を検出してエネルギーを測定するのがカロリーメータである。ここでは CsI の透明な結晶のシンチレーション光を用いる。

B ファクトリーにおいてカロリーメータで検出する必要があるエネルギー領域は 20 MeV から 8 GeV である。このうち低いほうのエネルギー領域 (20 MeV ~ 4 GeV) のものは B 中間子の崩壊から生成される γ 線のエネルギー領域であり、特に 100 MeV 以下の γ 線は $D^* \to \pi^0 D$ などを検出するために不可欠である。 8 GeV のエネルギーは BhaBha 散乱に対応するためで、これによりカロリーメータのエネルギー較正をおこなう。

ECL には CsI の結晶にフォトダイオードを取りつけたものが使用されている。この結晶の大きさは前面 5.5×5.5 cm^2、後面 6.5×6.5 cm^2、長さ 30 cm で、この結晶をバレル部、エンドキャップ部合わせて 9000 本使用している。

ECL の検出可能領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。

検出された ECL のクラスター 2 つを 2 つの γ とみなし不変質量を組んだ結果を Figure 2.7 に示す。π^0 の質量の分解能は約 5 MeV である。Figure 2.7 には ECL クラスターの全ての組み合わせ、荷電粒子が通過したクラスターを除いた組み合わせ、さらにクラスターの形 (広がり) で選別した組み合わせを載せてあり、S/N が良くなっていることがわかる。

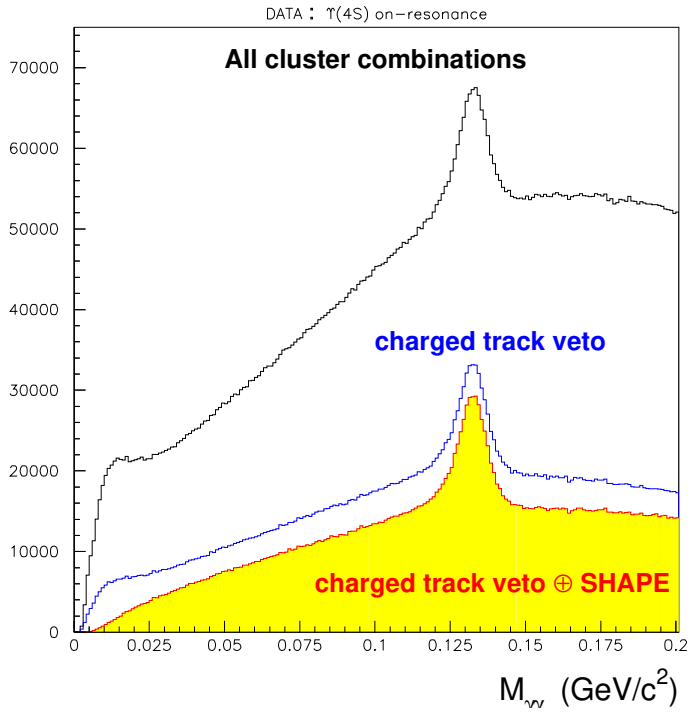

Figure 2.7: ECL で検出された 2γ の質量分布

2.3.6 超伝導ソレノイド

荷電粒子の電荷の識別や運動量測定のための磁場を作るための超伝導ソレノイドが ECL と KLM の間に設置される。磁場の強さは 1.5 テスラである。

2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM)

電子、光子はカロリーメータで電磁シャワーを起こし止まってしまう。ハドロンはカロリーメータにはわずかなエネルギーしか与えないが、電荷を持つものは飛跡検出器、粒子識別器で検出される。よってこれまでで検出されない主なものはニュートリノを除けば長寿命の中性 K 中間子 (K_L^0) と μ 粒子である。

K_L^0 粒子は電気的に中性であるので、測定器の物質と強い相互作用を起こして荷電粒子を放出しない限り検出されない。そこでソレノイドの外側に厚さ 4.7 cm の鉄と飛行位置を測定するための検出器 (RPC[4]) を交互に重ねた構造 (バレル部: 鉄 14 層、RPC 15 層 エンドキャップ部: 鉄 14 層、RPC 14 層) にし、そこで鉄との反応を起こさせて検出する。またこれら鉄の層は超伝導ソレノイドによる磁束を戻す役割も果たしている。

[4]RPC: Resistive Plate Counter (高抵抗電極板カウンター)。高電圧を印加した極板内に封入したガスが粒子の通過により引き起こす電離を電子雪崩により増殖して信号として取り出すスパークカウンターの一種。

μ 粒子は荷電粒子であるのでソレノイド内の検出器で運動量やエネルギー損失といった物理量は測定できるが、それだけでは対象となる μ 粒子とハドロンの区別がつきにくい。そこで μ 粒子とハドロンを区別するために μ 粒子は主として電磁相互作用による電離損失でそのエネルギーを失うだけであるが、ハドロンは強い相互作用を通して物質との相互作用をするということを利用する。ハドロンならば間にはさんである鉄と反応して多くの飛跡を残すか、より大きくエネルギーを損失し途中で止まるが、μ 粒子はそれほど物質と相互作用をおこなわなずほとんど方向を変えずに貫通するので、それによってハドロンと μ 粒子を区別できる。

KLM 検出器はバレル部とエンドキャップ部に分かれており、それぞれがフォワード側 (z 軸に対して正の方向) とバックワード側 (z 軸に対して負の方向) に分かれている。その 4 つの部分それぞれがさらに扇形をしたセクターという単位に分かれており、エンドキャップ部のフォワード側、バックワード側でそれぞれ 4 つ、バレル部のフォワード側、バックワード側でそれぞれ 8 つのセクターがある。

東北大学はこの $K_L^0 \cdot \mu$ 粒子検出器のエンドキャップ部を製作するとともに、そのデータ収集や粒子識別のためのソフトウェアの製作、RPC の研究をおこなってきた。

2.3.8 トリガーシステム

BELLE 実験ではイベント発生率がごく小さいイベントの物理を観測するために、$10^{34}\ \mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$ という高いルミノシティを保ったままほぼ継続的にビームを出す。ゆえにそれぞれの検出器のシングルレートはかなり高いものになる。そのような状況ではトリガーの果たす役割と責任は大きいものになる。

Figure 2.8にトリガーシステムの概要を示す。BELLE 実験のトリガーシステムはそれぞれの検出器のサブトリガーシステムと Global Decision Logic (GDL) からできている。検出器のサブトリガーシステムからのトリガー信号は GDL に集められる。GDL はそのトリガー信号の組み合わせから物理事象かどうか判断し、データ収集を始める合図であるファイナルトリガーを出す。ファイナルトリガーを出すタイミングは TSC のタイミングトリガー又は CsI のタイミングトリガーによって決定される。トリガーシステムについては次章で詳細に述べる。

2.4 現在の状況

1999 年末までに物理データを収集したランが 1999 年 の 5 月 ~ 8 月 (実験番号 3) と 10 月 ~ 12 月 (実験番号 5) の 2 度おこなわれ、積分ルミノシティはそれぞれ 25 $\mathrm{pb^{-1}}$、 260 $\mathrm{pb^{-1}}$、ハドロニックイベントの数はそれぞれ、61337、752130 に達した。2000 年 1 月からも実験がひき続きおこなわれ (実験番号 7)、ハドロニックイベントの合計が 100 万を越している。

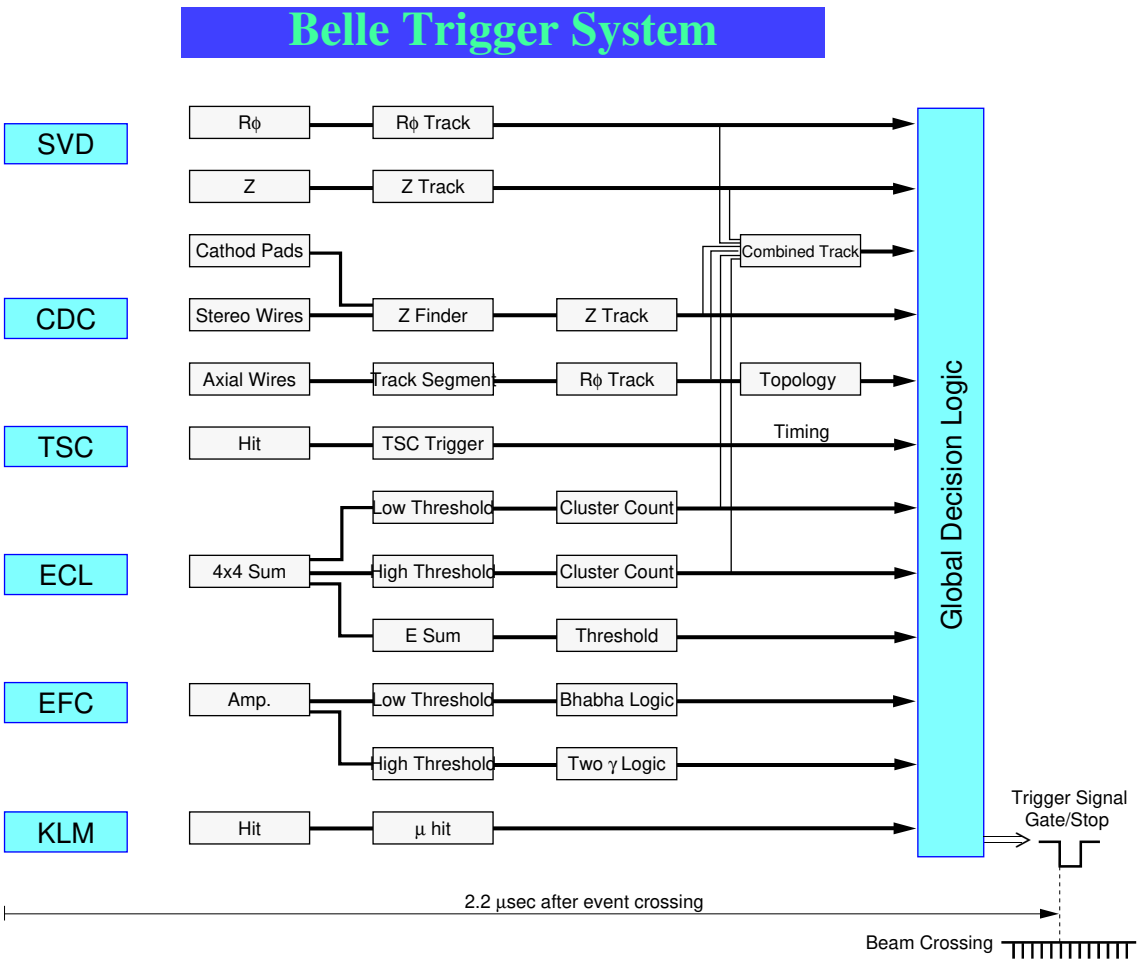

Figure 2.8: トリガーシステムの概要

Chapter 3

トリガーシステム

BELLE 実験では高いルミノシティのためにそれぞれの検出器のシングルレートはかなり高くなる。そのような状況ではトリガーシステムに要求されるものは、

- 興味のある物理現象を含むイベントをすべて高い効率で拾えること。特に $B\bar{B}$ イベントに関しては $\sim 100\%$ であること。
- 重要な物理現象を含むイベントに対して十分な効率がある、独立したトリガーが複数あること。トリガー効率をモニターするのに役立つ。
- バックグラウンドのトリガーレートを減らせること。
- ビームの状況の変化に柔軟に対応できること。バックグラウンドのトリガーレートが予想よりも高かった場合、より厳しい条件を課して重要なイベントを拾う効率を下げずにバックグラウンドのトリガーレートのみを下げなければならないこと。

BELLE 実験のトリガーシステムはそれぞれの検出器のサブトリガーシステムと GDL(global decision logic) からできている。検出器のサブトリガーシステムはそれぞれの検出器と連動しその検出器固有の情報を GDL に渡している。検出器のサブトリガーシステムは全部で 6 つあり、それぞれ SVD トリガー、CDC トリガー、TSC トリガー、ECL トリガー、EFC トリガー、KLM トリガーと呼ばれる。GDL はそれら検出器のサブトリガーシステムから情報を集め、物理事象が起こったかどうか判断を下す。特に TSC トリガーでイベントタイミングを決定し、イベントの 2.2 μ sec 後にファイナルトリガーを出す。2.2 μ sec というファイナルトリガーのタイミングは SVD の DAQ システムから決定されている。SVD からくるアナログデータはイベントが起こってから 2.5 μ sec のまわりにピークを持つからである。ファイナルトリガーがこのタイミングで出ることによってそのピークを拾うことができる。SVD から出る信号のタイミングを遅らせることもできるが、その分だけバックグラウンドが増えるので望ましくない。ファイナルトリガーのタイミングが悪ければ信号のピークをとらえられず、正しいパルス高の情報が得られない。ファイナルトリガーが発行されてからはじめて DAQ システムが動き出す。ファイナルトリガーを受け取った DAQ

システムは検出器からのイベントデータを 200 μ sec 以内にデジタル化する。デジタル化されたデータは DAQ システムによって収集、保存される。DAQ がデータのデジタル化の作業中は次のトリガーの信号はブロックされる。

KEK B が期待されているルミノシティ($\sim 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)で稼働した場合、物理事象のトリガーレートは 約100Hz と見積もられている。$B \to J/\Psi K^0_S$ のような興味があるモードの崩壊率は 約10^{-5} のレベルである。一方 $B\bar{B}$ は 12Hz で作られ年間 10^8 個得られるので、そのようなモードは年間約 10^3 個観測できることになる。解析の途中でバックグラウンドとともに落ちてしまうイベントもあるので、100 イベントを集めるには 12Hz は必要であり、トリガー効率の悪さでそのようなイベントを逃すことはできない。一方、バックグラウンドのトリガーレートは 約 100Hz と見積もられている。宇宙線によるものが 約 20Hz、ビームによるものが 約 50Hz、などである。

3.1 検出器のサブトリガーシステム

検出器のサブトリガーシステムは Table 3.1 のように分類される。SVD、CDC、TSC、ECL などは将来的には TRK という 1 種類のトリガーに結びつけられる。

トラックトリガー	TRK SVD TSC CDC
カロリーメータトリガー	ECL EFC
タイミングトリガー	TSC ECL
ミューオントリガー	KLM

Table 3.1: 検出器のトリガーシステムの種類

3.1.1 トラックトリガー

トラックトリガーはトラックの情報をもとにイベントを選ぶ。CDC トリガーと TSC トリガーがトラックトリガーの源である。その中に SVD トリガーが将来加えられる予定である。現在 TSC トリガーからは TSC ヒットの数だけがトラック情報として GDL に送られるので、トラックトリガーに対して補足的な役割のみとなっている。将来的には TSC ヒットの位置情報が TRK を通して渡されるようになる。TRK に対しサブトリガーシステムは将来的に作られることが予定されている。TRK は SVD、CDC、TSC、ECL から詳細なトラック情報を集め要約した情報を GDL に送る。SVD と CDC の内側の部分によって e^+e^- の衝突点近いトラックだけに限定され、宇宙線によるバックグラウンドを除いている。CDC の $r-\phi$ ヒットパターンはトラックのトポロジーを識別し、p_t (横方向運動量)についての情報を得るために使われている。GDL に送られるサブトリガー情報を Table 3.2 に示す。

3.1.2 CDC $r\phi$ トリガーについて

CDC トリガーのためのハードウェアトラッキングは Figure 3.1 に示すとおり 3 つの段階に別れている。

CDC トリガーはディスクリミネータを通した axial ワイヤーのヒット信号によって形成される。それぞれのスーパーレイヤーの anode ワイヤー はトラックセグメントファインダ (TSF) セルにグループ化され、それぞれにセルのヒットパターンはトラックセグメントの候補が存在するかどうか確かめるためにメモリールックアップテーブル (MLU) によって吟味される。Figure 3.2に TSF セルを示す。スーパーレイヤーの半径が増えるにしたがって、TSF セルの数が 32、32、48、64、80、96 と増えていく。TSF セルの中に含まれるワイヤーの数は 18 から 20 まで変化する。最も内部のスーパーレイヤーに属す TSF セルは e^+e^- の衝突点から離れたところから来たトラックを排除するのに大変重要な役割を果たしており、その MLU パターンは特に注意して決めなければならない。

TSF セルの出力は論理和をとられ、マクロセルトリガー (1 レイヤーあたり 24 から 32 個) を形成する。

次にマクロセルのヒットパターンの情報をもとにトラックを探す。探す単位はウェッジと呼ばれる扇形の領域で、この中のマクロセルパターンによってトラックを見つけ運動量を測定する。16 あるウェッジのうちの 1 つのマクロセルパターンを Figure 3.3に示す。最も内部のレイヤーにあるマクロセルとマッチングがとられている。

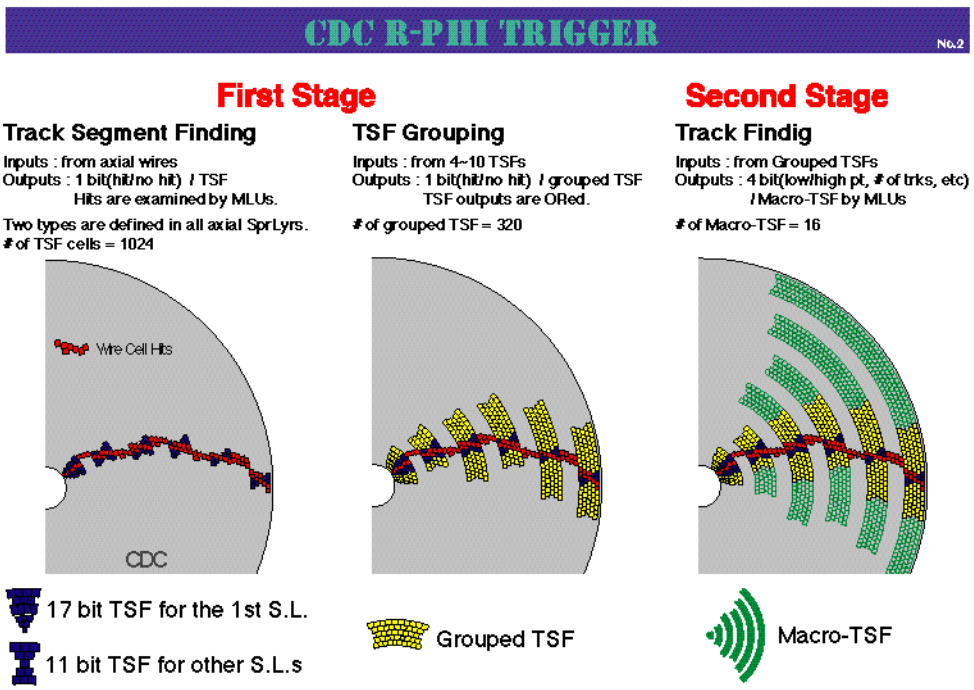

Figure 3.1: CDC track finding

16 ウェッジからの信号は次のステージへ送られる。次のステージでは GDL に送られる

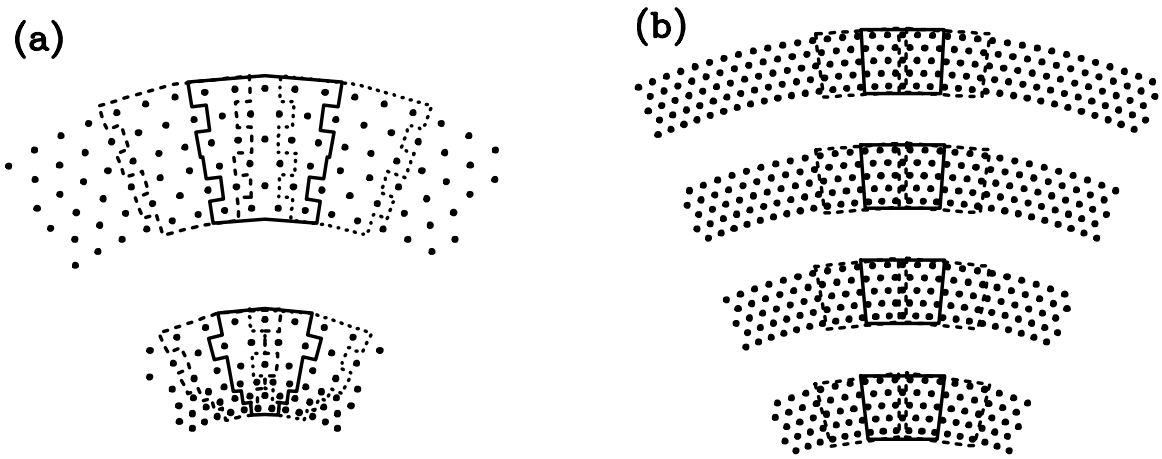

Figure 3.2: 最内部の 2 レイヤーの TSF セルとその外側の TSF セル

信号を形成する。このステージではトラッキングウェッジからのデータをもとに次のことが実行される。

- ショートトラックとフルトラックの数を数える。フルトラックとは 6 つのレイヤー全てでヒットがあり、$p_t > 0.3$ GeV のトラック、ショートトラックとは内側の 3 レイヤーでヒットがあるか、内側 3 レイヤーを含む 5 レイヤーでヒットがあり、$p_t > 0.2$ GeV のトラックのことである。
- バックトゥバックかどうか調べる。
- オープンかどうか調べる

バックトゥバックとオープンは p_t のバランスのよいイベントを選ぶためのトリガーであり、次のように定義されている。

1. バックトゥバック
   1 つのウェッジの反対側の 7 つのウェッジのうちどれかがヒットしているものをバックトゥバックと定義する。
2. オープン
   トラックの中から 2 本選んできてそのなす角度を調べる。それを全ての組み合わせによっておこない、最大のなす角度を求める。その角度が 130 度以上の場合オープンであると定義する。

3.1.3 カロリーメータトリガー

カロリーメータの目的は Bhabha イベントだけでなくほかのさまざまなイベントに対して高い効率でデータがとれることである。Bhabha イベントはイベントレートが高いので、

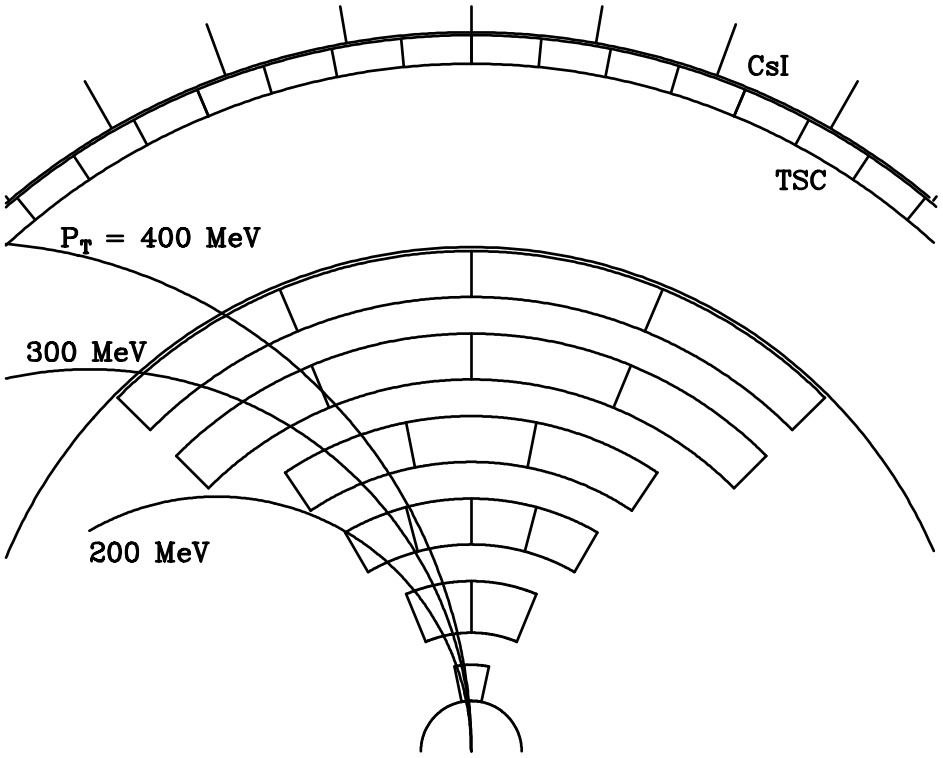

Figure 3.3: TSF セルのグループ化と Track Finding

データを安全にとれるくらいにレートを下げるためにプリスケール[1]する必要がある。また Bhabha イベントは大部分のトリガー条件を満たすので Bhabha イベントによるトリガーを除去しなければならない。Bhabha イベントをきっちり分離できないとトリガーレートが高くなってしまい、必要なイベントを取り損ってしまう。上記の目的を達成するためにエネルギー損失の和によるトリガーとクラスターの数によるトリガーと Bhabha トリガーがある。物理イベントは普通数多くの粒子を生成し、カロリーメータで多くのエネルギーを損失する。物理イベントにおけるエネルギー損失の和はビームバックグラウンドによるエネルギー損失よりもかなり高いので効果的である。ヒットのあったクラスターの数は生成した荷電粒子や γ 線の数に大体対応しているとみなせるので、単純で高速なロジックでハドロニックイベントを区別することができる。クラスターとみなされるエネルギーのしきい値の現在の値は 100 MeV である。インタラクションポイントからの粒子による最小電離損失によって ECL に蓄積されるエネルギーは約 200 MeV であるためである。Bhabha イベントのようなエネルギーの高い粒子のできるイベントの場合、1 つの粒子によって複数のクラスターが作られ得る。ゆえに互いに近いクラスターを 1 つにまとめ “isolated” クラスターとする必要がある。クラスターの数とはこの “isolated” クラスターの数のことである。

[1]トリガーがかかるたびにデータを収集するのではなく、決まった回数ごとのみデータを収集すること。

Bhabha トリガー

Bhabha イベントはカロリーメータで大部分のエネルギーを失うと思われるので最も単純なトリガーはエネルギー損失の和を使うことである。しかし Bhabha イベントのエネルギー損失の和の分布は他の物理イベントと重なっている。正しく Bhabha イベントを識別するために Bhabha イベントの特徴を利用する。Bhabha イベントでは電子と陽電子のエネルギーは重心系でバックトゥバックに失われる。この特徴を利用するために Figure 3.4 のようにカロリーメータを 16 の ϕ-リングに分け、θ 方向の情報を得るようになっている。

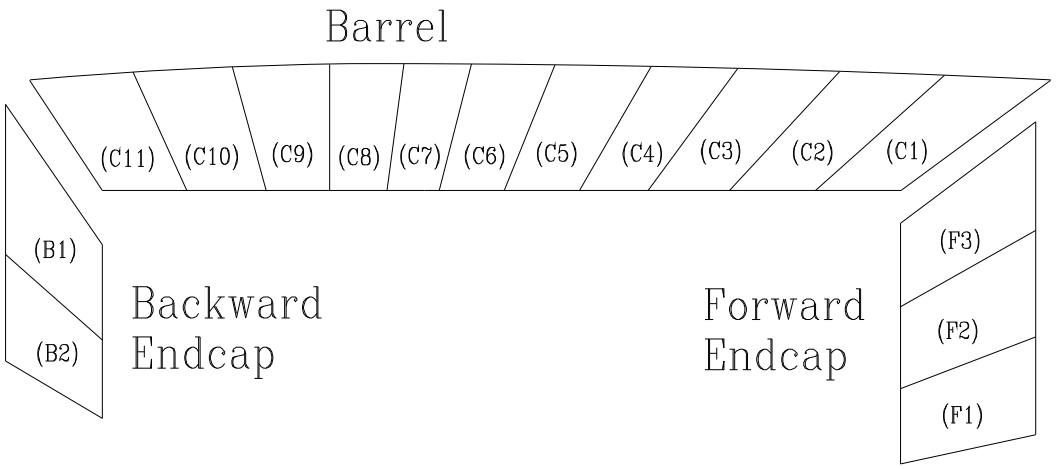

Figure 3.4: Bhabha イベント識別のためのカロリーメータの分割

KEK B は電子と陽電子のエネルギーが非対称なので散乱される角度は実験室系でバックトゥバックにならない。2 つの粒子の散乱される角度を計算し、またエンドキャップ部のギャップを考慮して ϕ-リングの異なる 11 の組み合わせを考え、その組み合わせごとにエネルギー損失の和を計算しその値でカットすることによって Bhabha イベントを識別している。その 11 の組み合わせを Table 3.3 に示す。

現在エネルギー損失の和 $E_{\rm Tot}$ は $E_{\rm Tot} = \Sigma{\rm F1}+\Sigma{\rm F2}+\Sigma{\rm F3}+\Sigma{\rm C1}+\cdots+\Sigma{\rm C11}+\Sigma{\rm B1}+\Sigma{\rm B2}$ によって計算されている。低いルミノシティにおいてはビームバックグラウンドの影響は大きくないと考えられるからである。ルミノシティが高くなっても最初の設計通りに $E_{\rm Tot} = \Sigma{\rm F2} + \Sigma{\rm F3} + \Sigma{\rm C1} + \cdots + \Sigma{\rm C11}$ で $E_{\rm Tot}$ を計算するように簡単に変更できるようになっている。

宇宙線イベントの排除

物理イベントを拾うための標準的なトリガー設定でも宇宙線によってトリガーがかかってしまうレートは高い。宇宙線によるトリガーレートを下げるためにイベントに対してバックトゥバックに粒子が検出されているということを要求する。検出された粒子が e^+e^- の衝突点から来たものならば運動量のバランスが取れているはずだからである。バックトゥ

バックの判定のためにカロリーメータを分割している。分割のしかたの図を Figure 3.5(a) に示す。Figure 3.5 は z 軸方向から見た断面図である。物理イベントが満たすべき条件は

$$(\mathrm{N}_{\mathrm{icl}}^{A} > 0 \text{ and } \mathrm{N}_{\mathrm{icl}}^{D} > 0) \text{ or } (\mathrm{N}_{\mathrm{icl}}^{B} > 0 \text{ and } \mathrm{N}_{\mathrm{icl}}^{C} > 0) \tag{3.1}$$

となっている。この条件によって宇宙線のレートは 5 Hz まで下がるが、物理イベントを取り損う割合は数 % 以下である。このバックトゥバックのトリガー条件により多少物理イベントが落ちるので、Figure 3.5(b) のような分割された部分が互いに重なりあっているものを使うことも考えられている。この分割のしかたでは宇宙線のレートは 8 Hz に増加するが、許容されるレベルである。

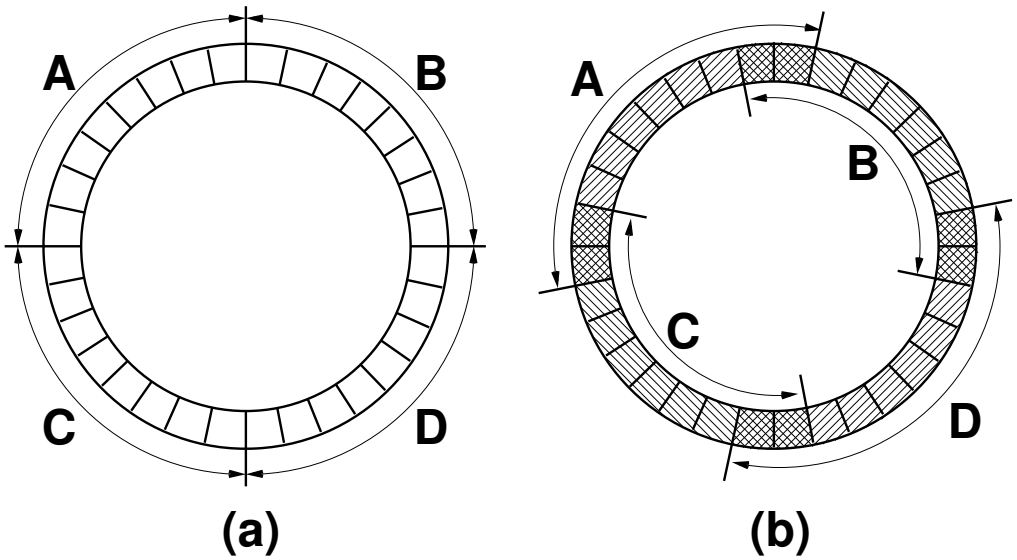

Figure 3.5: 宇宙線イベントの排除

3.1.4 タイミングトリガー

ファイナルトリガーを出すタイミングの信号を主に出すのが TSC である。TSC は荷電粒子に対して高い効率を持ち、信号も大変時間変動が小さい。ゆえにタイミングトリガーに適している。しかし TSC トリガーは中性粒子に対しては効果がない。加えて、TSC はバレル部分しか存在しないのでバレル部分に荷電粒子が存在しないようなイベントを拾う効率は下がる。以上より γ 線 や π^0 のような中性粒子をに対してもトリガーがかかり、エンドキャップ部もカバーできるようなタイミングトリガーが別に必要になる。ECL がその条件を満たしており第 2 のタイミングトリガーとして使われる。ECL のクリスタルとして CsI を選んであるので、そのタイミングトリガーは大きな時間変動を持つが、それでもなお有用であり必要である。

3.1.5 その他のトリガー

GDL に信号を送る検出器のサブトリガーの 1 つに KLM のミューオントリガーがある。このトリガーは宇宙線イベントの排除や高い運動量を持った μ を使った CDC の較正に使うことができる。エンドキャップ部でトリガーに使われているレイヤーは 5 番目 (layer# 4) と 6 番目 (layer# 5) で、セクターごとに、この 2 つのレイヤーにヒットがあった時にトリガービットを出す。フォワード側の 4 セクターでトリガービットの論理和をとったものが MU: Forward のトリガー信号になり、バックワード側の 4 セクターでトリガービットの論理和をとったものが MU: Backword のトリガー信号になる。バレル部分では各セクターで 3 番目 (layer# 2)、4 番目 (layer# 3)、11 番目 (layer# 10)、12 番目 (layer# 11) の 4 つのレイヤーのうち 2 つでヒットすればトリガービットを出す。バレル部の 8 セクターでトリガービットの論理和をとったものが MU: Barrel のトリガー信号になる。

もう 1 つは 較正トリガー (calibration trigger) である。このトリガーは一定時間ごとに発生し、ランダムトリガーとも言う。

3.2 トリガーシステムの中心部 - GDL -

GDL (Global Decision Logic) は BELLE 実験のトリガーシステムの中心部分である。検出器のサブトリガーシステムから受け取った情報をもとにファイナルトリガーを発行するのがその役割である。GDL は実際にイベントが起こってから 2.2 μs 遅れてファイナルトリガーを発行する。GDL が 350 ns の処理時間を持つことができるように検出器のサブトリガーシステムの出す信号はビームの衝突を必ず 1.85 μs 後に検出して GDL に送るようにタイミングと幅が調整されている。ここで時間の原点は e^+e^- の衝突点でイベントが起こった時刻としている。Table 3.4 に検出器のサブトリガーシステムの信号が到着する時間とその信号の幅を示す。

Figure 3.6に GDL の構造を示す。検出器のサブトリガーシステムから出力された信号 (全 48 ビット) はまず ITD (Input Trigger Delay) モジュールが受け取り、タイミングを適切に調整する。それら全ての信号は FTDL (Final Trigger Decision Logic) に渡される。その中の 2 つは TSC と ECL からくるタイミング信号であり、この 2 つの信号はまた TMDL (Timing Decision Logic) にも送られる。FTDL はそれらの組み合わせを調べデータを取るべきイベントの条件を満たしたときだけ出力信号を出す。その出力信号はイベントの特徴を表している (全 48 ビット)。その条件の例を Table 3.5 ~ 3.10 に示す。Table の意味は右から順に、出力信号の番号 、出力信号のラベル、プリスケールファクター、入力信号の組み合わせ、である。& は「かつ」、# は「または」、! は否定を表す。

FTDL の出力は PSNM (Prescaler and Mask Logic) に渡される。較正・モニター用のトリガーは適当なトリガーレートになるように PSNM でプリスケールされる。Table 3.5 ~ 3.10 のプリスケールの欄の数はそのトリガー回数に対して 1 度だけトリガー信号を出すという意味である。また PSNM では不必要なトリガーをマスクすることができる。Table 3.5

~3.10 のプリスケールの項目が . になっているところがあるが、それは PSNM でマスクされトリガー信号が出ないことを意味している。PSNM の出力は論理和をとることによって 12 種類になり、その 12 種類の信号が TMDL に渡される。TMDL ではこれら 12 種類の信号に対してさらに論理和がとられ最終的に 1 種類の信号になる。その信号はタイミング決定をする合図である。TMDL がその合図の信号を受け取ったあと、TSC と ECL の 2 つのタイミングトリガーのうちよりよいタイミングのトリガーを 1 つ選ぶ。そのタイミングトリガーをもとにファイナルトリガーをイベント発生から 2.2 μs 後に発行する。ファイナルトリガーには選んだタイミングトリガーを示しているトリガータイプの情報が付加されている。

3.3 L4 トリガー

収集したデータの解析をおこなう前にビームによるバックグラウンドのイベントを減らす目的でつくられているのが L4 トリガーである。L4 トリガーはハードウェアトリガーで収集されたデータのトリガービットを調べて解析すべきかどうか決定するソフトウェアトリガーである。第 1 段階でトリガービットを調べて Bhabha イベントや $\gamma\gamma$ イベントであればそのまま解析され、その他のイベントであれば第 2 段階に送られる。第 2 段階でプリスケールされるイベントかどうかチェックし、プリスケールされなかったイベントだけが第 3 段階に送られる。第 3 段階ではファストトラッカ (Fast Tracker) と呼ばれるソフトウェアによって精度よりも処理速度を重視したおおまかなトラッキングがおこなわれ、そこでトラックの数が数えられる。第 4 段階ではトラッキングの結果とハードウェアトリガーのビットによってバックグラウンドのイベントかどうか判断されバックグラウンドでないイベントだけが解析される。今後は ECL の全エネルギー損失や SVD の情報も使用される予定である。

検出器	ラベル	ビット数	説明
CDC $r\phi$	$N_{CDR-Full}$	2	フルトラックの数 (N = 1, 2, 3 本以上)
	$N_{CDR-Short}$	3	ショートトラックの数 (N = 1, 2, ... 7 本以上)
	CDC: B-B	1	CDC バックトゥバックトラック
	CDC: open	1	2 本トラックのなす角度 $> 135°$
CDC Z	N_{CDZ}	2	CDC Z-トラックの数 (N = 1, 2, 3 本以上)
TSC	TSC: multi	1	$N_{TSC} \geq M_{in}$ (現在は $M_{in} = 2$)
	TSC: patt	1	TSC パターン (現在は 1-3 バックトゥバック)
	N_{TSC}	2	TSC ヒットの数 (N = 1, 2, 3 本以上)
	Timing	1	"タイミング" トリガー (N≥2)
ECL	CsI: Timing	1	CsI タイミング (クラスターの数 ≥ 1)
	E_{Tot}: Low	1	$E_{Tot} > 0.5$ GeV
	E_{Tot}: High	1	$E_{Tot} > 1.0$ GeV
	E_{Tot}: Lum	1	$E_{Tot} > 3.0$ GeV
	CsI: BB	1	CsI Bhabha (プリスケールされる)
	CsI: BB_{pre}	1	CsI Bhabha (プリスケール されない)
	N_{icl}	4	"isolated" クラスターの数 (N = 1, 2, ... 15個以上)
	CsI: Cosmic	1	宇宙線イベント
KLM	MU: Forward	1	KLM のエンドキャップ部の フォワード側にヒットがある
	MU: Barrel	1	KLM のバレル部にヒットがある
	MU: Backward	1	KLM のエンドキャップ部の バックワード側にヒットがある
EFC	EFC: BB	1	EFC Bhabha
	EFC: Tag	1	two-photon プロセスのタグ
CALIB	Random	1	Random
	Revolution	1	Revolution
SVD_L0		1	SVD L0 (フラグ、スケーラ用)

Table 3.2: 検出器のサブトリガーシステムが GDL に送る情報

カット番号	カットの方法		
1	$(\Sigma F1 + \Sigma F2 + \Sigma B1 + \Sigma B2)$	> 5.0 GeV	
2	$(\Sigma F2 + \Sigma F3 + \Sigma B1 + \Sigma B2 + \Sigma C11 + \Sigma C12)$	> 5.5 GeV	
3	$(\Sigma F2)$	> 5.0 GeV	バックワード部分のギャップ
4	$(\Sigma F3 + \Sigma C10 + \Sigma C11$	> 5.0 GeV	
5	$(\Sigma C1 + \Sigma C9 + \Sigma C10)$	> 5.0 GeV	
6	$(\Sigma C1 + \Sigma C2 + \Sigma C9)$	> 5.0 GeV	
7	$(\Sigma C2 + \Sigma C8 + \Sigma C9)$	> 5.0 GeV	
8	$(\Sigma C3 + \Sigma C7 + \Sigma C8)$	> 5.0 GeV	
9	$(\Sigma C4 + \Sigma C6 + \Sigma C7)$	> 5.0 GeV	
10	$(\Sigma C5 + \Sigma C6)$	> 5.0 GeV	
11	$(\Sigma C10)$	> 3.0 GeV	フォワード部分のギャップ

Table 3.3: Bhabha イベントのカットの方法

検出器	GDL に信号が届く時間 [μs]	信号の幅 [ns]
CDC $r\phi$	$0.7 \sim 1.2$	$64 \sim 600$
CDC z	$1.0 \sim 1.5$	$64 \sim 600$
ECL	$1.65 \sim 1.85$	~ 500
TSC	$0.5 \sim 1.8$ (プログラム可能)	~ 64

Table 3.4: 検出器のサブトリガーシステムの出す信号のタイミング

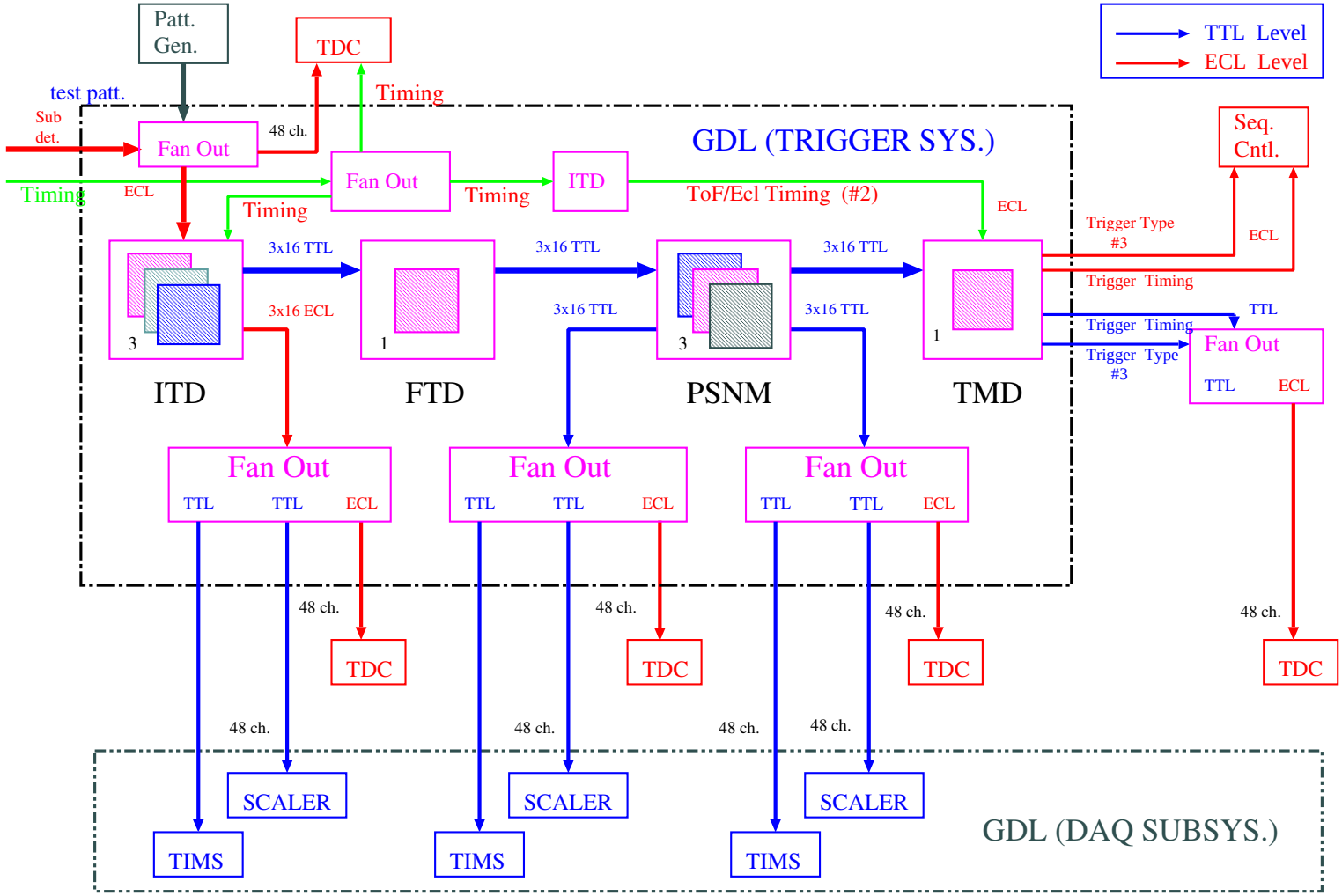

Figure 3.6: GDL の構造

0	trk2_ff_ztoc	1	($N_{CDR-Full}$ >1)&CDC: open&(N_{TSC} >1)&(N_{CDZ} >0)&CsI: Timing &!CsI: BB
1	trk2_ff_toc	10	($N_{CDR-Full}$ >1)&CDC: open&(N_{TSC} >1)&CsI: Timing&!CsI: BB
2	trk2_fs_ztoc	2000	($N_{CDR-Short}$ >1)&($N_{CDR-Full}$ >0)&CDC: open &(N_{TSC} >0)&(N_{CDZ} >0)&CsI: Timing&!CsI: BB
3	trk2_fs_toc	20000	($N_{CDR-Short}$ >1)&($N_{CDR-Full}$ >0)&CDC: open &(N_{TSC} >0)&CsI: Timing&!CsI: BB
4	trk3_ffs_zt	1	($N_{CDR-Short}$ >2)&($N_{CDR-Full}$ >1)&(N_{TSC} >1)&(N_{CDZ} >0)
5	trk3_ffs_t	10	($N_{CDR-Short}$ >2)&($N_{CDR-Full}$ >1)&(N_{TSC} >1)
6	fff_ot2c2z	1	($N_{CDR-Full}$ >2)&CDC: open&(N_{TSC} >1)&(N_{icl} >1)&(N_{CDZ} >0)
7	fff_ot2c2	20000	($N_{CDR-Full}$ >2)&CDC: open&(N_{TSC} >1)&(N_{icl} >1)
8	t3_fss_ztoc	1000	($N_{CDR-Short}$ >2)&($N_{CDR-Full}$ >0)&(N_{TSC} >0)&(N_{CDZ} >0) &CDC: open&CsI: Timing
9	t3_fss_toc	10000	($N_{CDR-Short}$ >2)&($N_{CDR-Full}$ >0)&(N_{TSC} >0)&CDC: open &CsI: Timing
10	t4_fsss_ztoc	1	($N_{CDR-Short}$ >3)&($N_{CDR-Full}$ >0)&(N_{TSC} >0)&(N_{CDZ} >0) &CDC: open&CsI: Timing
11	t4_fsss_toc	10	($N_{CDR-Short}$ >3)&($N_{CDR-Full}$ >0)&(N_{TSC} >0)&CDC: open &CsI: Timing

Table 3.5: トラックトリガーの条件

12	hie	1	E_{Tot}: High&!CsI: BB&!CsI: Cosmic
13	clst4	1	(N_{icl} >3)&!CsI: Cosmic

Table 3.6: カロリーメータトリガーの条件

14	loe_clst3	2	E_{Tot}: Low&(N_{icl} >2)&!CsI: Cosmic
15	loe_trk2	10	E_{Tot}: Low&($N_{CDR-Short}$ >1)&(($N_{CDR-Full}$ >0)#(N_{CDZ} >0)) &CDC: open&!CsI: BB
16	two_photon	20	EFC: Tag&(N_{icl} >1)&($N_{CDR-Short}$ >1)

Table 3.7: special トリガーの条件

17	csi_bhabha_p	1	CsI: BB_{pre}
18	csi_bhabha	4	CsI: BB
19	csi_lum_e	4	E_{Tot}: Lum
20	efc_bhabha	50	EFC: BB
21	tof_b2b	10000	TSC: patt
22	abe_bhabha	.	CsI: BB&CDC: B-B

Table 3.8: Bhabha トリガーの条件

23	dimu_noz	10	CDC: B-B&(TSC: patt#(N_{icl} >1))
24	klm_opn	1	CDC: open&(MU: Barrel#Mu: Forward#MU: Backward)
25	klm_b2b	1	CDC: B-B&(MU: Barrel#Mu: Forward#MU: Backward)

Table 3.9: di-muon トリガーの条件

26	random	21	(calib0)
27	short_gt_0	.	($N_{CDR-Short}$ >0)
28	short_gt_1	30000	($N_{CDR-Short}$ >1)
29	short_gt_2	.	($N_{CDR-Short}$ >2)
30	short_gt_3	.	($N_{CDR-Short}$ >3)
31	full_gt_1	.	($N_{CDR-Full}$ >1)
32	full_gt_2	.	($N_{CDR-Full}$ >2)
33	cdcbb	4000	CDC: B-B
34	gphi	1	E_{Tot}: Lum&($N_{CDR-Short}$ >1)&!CDC: open
35	loe	10000	E_{Tot}: Low
36	clst2	20000	(N_{icl} >1)
37	tof_multi	.	TSC: multi
38	revol	50000	misc_in
39	clst2_o	30	(N_{icl} >1)&CDC: open&!CsI: BB
40	hadron	1	($N_{CDR-Short}$ >2)&E_{Tot}: Low&(N_{icl} >1)&(N_{TSC} >0)
41	efc	.	EFC: Tag
42	e_hi_clst4	1	(N_{icl} >3)&E_{Tot}: High
44	loe_fs_oz	1	E_{Tot}: Low&($N_{CDR-Short}$ >1)&($N_{CDR-Full}$ >0)&CDC: open &(N_{CDZ} >0)&!CsI: BB
43	hadronc	1	($N_{CDR-Short}$ >2)&($N_{CDR-Full}$ >1)&CDC: open&E_{Tot}: High &(N_{icl} >2)&(N_{TSC} >0)
45	dimu_z	4	CDC: B-B&(TSC: patt#(N_{icl} >1))&(N_{CDZ} >0)
46	clst2_oz	1	(N_{icl} >1)&CDC: open&(N_{CDZ} >0)&!CsI: BB
47	e_had	1	E_{Tot}: Lum&!CsI: BB

Table 3.10: モニター用トリガーの条件

Chapter 4

$e^+e^- \to \gamma\phi$ を用いた解析

$B \to J/\Psi K^0_L$ の反応において K^0_L の検出効率、角度分解能ならびに誤認率についてよく理解し定量的に決定しておくことは重要である。また検出効率や角度分解能のような検出器の性能はシミュレーションの結果だけに頼るのではなく、実際のデータサンプルによっても決定すべきものである。このような目的で表題の $e^+e^- \to \gamma\phi$ モードをとり上げ検討した。

$e^+e^- \to \gamma\phi$ という生成モードで発生する粒子は高いエネルギーを持った γ 線と ϕ である。ϕ はそのほとんどが K 中間子 2 つ (49% が K^+K^-、34% が $K^0_SK^0_L$) に崩壊する。現われる粒子数が少ないためすべての粒子が再構成できること、高いエネルギーの γ 線 (重心系で 5 GeV) と K^0_S があわられるイベントは他にないという点でバックグラウンドが少なく、ϕ から崩壊してできる K^0_L を用いて KLM 検出器の評価をおこなうことができる。また我々が知りたい $B \to J/\Psi K^0_L$ モードとは運動学的に異なるという点も独立に KLM 検出器の評価に使用できる理由である。$\phi \to K^0_LK^0_S$ のモードだけでなく $\phi \to K^+K^-$ のモードの正確な計数も $\phi \to K^0_LK^0_S$ のモードのサンプル数を規格化する上で重要である。

$e^+e^- \to \gamma\phi$ のファインマンダイアグラムを Figure 4.1 に示す。このモードは e^+e^- 系の約半分のエネルギーが γ 線の外部放射という形で失われ、残りのエネルギーで ϕ がつくられる。このモードは $e^+e^- \to 2\gamma$ イベントの一方の γ が ϕ になったものと考えることができ、角度分布は $\dfrac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta}$ となる。反応断面積は次の式で表される。

$$\frac{d^2\sigma}{d(\cos\theta)dE_\gamma} = \frac{3\pi}{s'}\frac{\Gamma_{ee}\Gamma_\phi}{(m_\phi - \sqrt{s'})^2 + \Gamma^2_\phi/4}\frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta}\right)\frac{1}{E_\gamma} \tag{4.1}$$

ここで m_ϕ、Γ_ϕ はそれぞれ ϕ の質量と全幅、Γ_{ee} は e^+e^- への崩壊振幅である。この式に $E_\gamma = \dfrac{s-s'}{2\sqrt{s}}$ を代入し整理すると ($\sqrt{s}$: ビームの重心系のエネルギー、$\sqrt{s'}$: γ 線放射後の重心系のエネルギー)、

$$\sigma = 3\alpha\Gamma_{ee}\Gamma_\phi \int\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta}\right)d(\cos\theta)\int\frac{1}{s-2\sqrt{s}E_\gamma}\cdot\frac{1}{(m_\phi - \sqrt{s-2\sqrt{s}E_\gamma})^2 + \Gamma^2_\phi/4}\cdot\frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \tag{4.2}$$

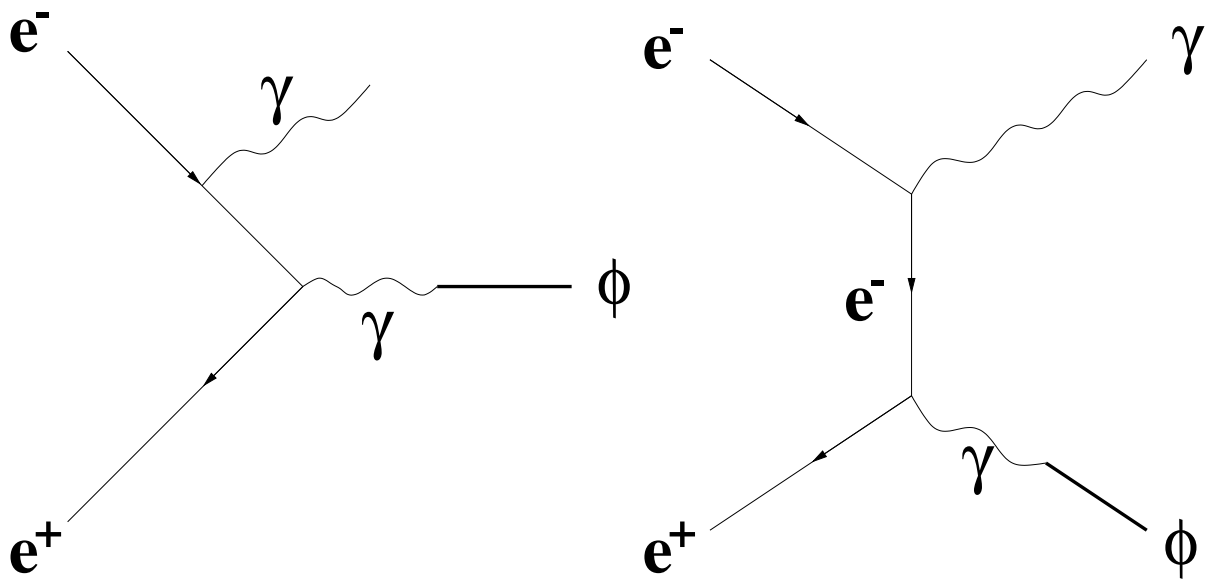

Figure 4.1: $e^+e^- \to \gamma\phi$ のファインマンダイアグラム

この式を $E_\gamma = \dfrac{s-(m_\phi+\Gamma_\phi)}{2\sqrt{s}} \sim \dfrac{s-(m_\phi-\Gamma_\phi)}{2\sqrt{s}}$、$|\cos\theta| = 0 \sim 0.99997$(CDC の重心系での検出可能領域で $\theta \sim 25°$) の範囲で積分し、次の値を代入すると、

$$\begin{aligned}
\sqrt{s} &= 10.58 \\
m_\phi &= 1.02 \text{ GeV} \\
m_e &= 0.51 \times 10^{-3} \text{ GeV} \\
\Gamma_{ee} &= 1.32 \times 10^{-6} \text{ GeV} \\
\Gamma_\phi &= 0.004 \text{ GeV} \\
\alpha &= \frac{1}{137}
\end{aligned}$$

$\sigma = 2.39 \times 10^{-9}$ GeV^{-2} となる。$(hc/2\pi)^2 = 0.389$ GeV^2 mb を用いると、

$$\sigma(e^+e^- \to \gamma\phi)(\phi \to all) = 0.93 \text{ pb} \tag{4.3}$$

仮に 1 fb^{-1} の積分ルミノシティが得られたとすると、期待されるイベント数は、0.93 pb $\times$ 1000 pb^{-1} $\times$ 0.491 = 457 ($\phi \to K^+K^-$)、0.93 pb $\times$ 1000 pb^{-1} $\times$ 0.341 $\times$ 0.686 = 218($\phi \to K_L^0K_S^0, K_S^0 \to \pi^+\pi^-$) である。

4.1 トリガーの解析

イベントの数を正しく推定するためには、そのイベントがどのくらいの割合でトリガーがかかりデータがとれるか、つまりトリガー効率を知る必要がある。ここでは $e^+e^- \to \gamma\phi$ から生成される高エネルギーの γ 線によってトリガーされると考えられるカロリーメータトリガーのシミュレータを用いてトリガー効率を求めた。

4.1.1 イベント生成

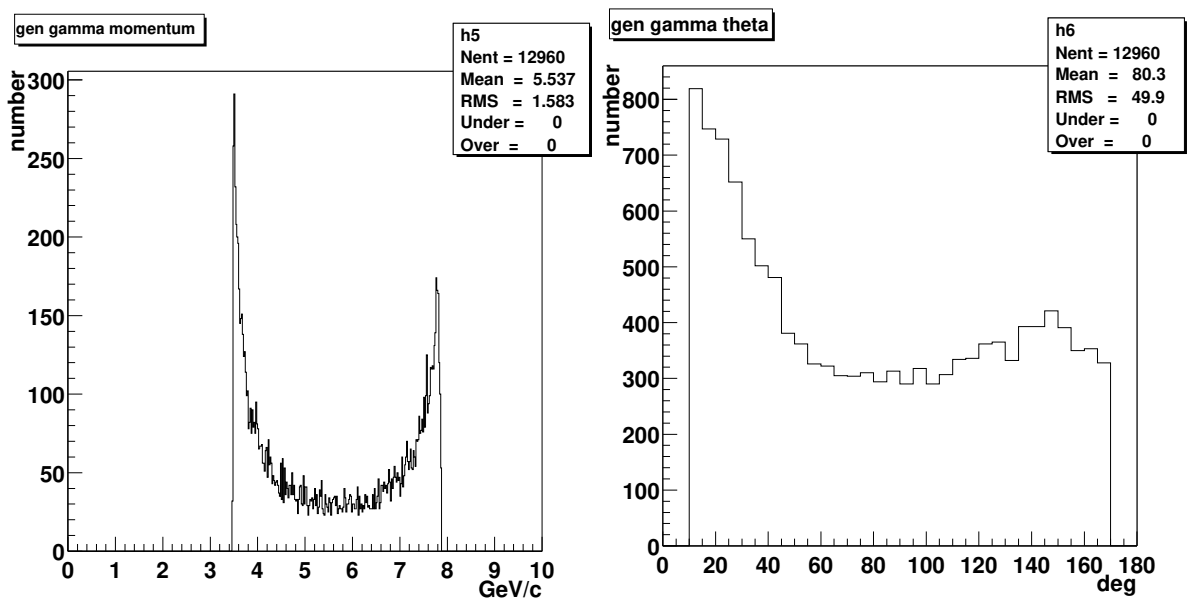

Figure 4.2: 生成された γ 線の運動量 (左図) とその θ 方向 (右図) の分布 (シミュレーション)

γ 線の角度分布は $(1+\cos^2\theta)/\sin^2\theta$ であるが、BELLE 実験で開発されているイベントジェネレータでは粒子の角度分布が $\cos\theta$ の多項式に従うようなイベントしか生成できない。ゆえにイベントジェネレータでは $1+\cos^2\theta$ の角度分布でイベントを発生させ、その発生させたイベントに対してさらに乱数をふってセレクションをかけ、最終的に $(1+\cos^2\theta)/\sin^2\theta$ の角度分布で発生させるようなプログラムを作成した。$(1+\cos^2\theta)/\sin^2\theta$ の式は $\cos\theta = 0$ で発散してしまうので、θ の範囲として実験室系で $10^\circ < \theta < 170^\circ$(重心系で $14^\circ < \theta < 174^\circ$) に限ってイベントを生成した。この範囲での反応断面積は約 2 pb である。生成したイベント数は 12960 イベントであり、積分ルミノシティにして 6.5 fb^{-1} にあたる。以下、シミュレーションによる解析では $e^+e^- \to \gamma\phi$ の全崩壊モードを含む 12960 イベントの中から $\phi \to K^+K^-$ のモードのものと $\phi \to K^0_L K^0_S$、$K^0_S \to \pi^+\pi^-$ のモードのものを選び、それらのイベントの中で検出可能領域に入っているもの 6702 イベントを使用した。この場合の検出可能領域とは γ 線が ECL の検出可能領域に入っていて、かつ ϕ の崩壊によってできた 2 本のトラック $(\pi^+\pi^-, K^+K^-)$ が CDC の検出可能領域に入っていることである。

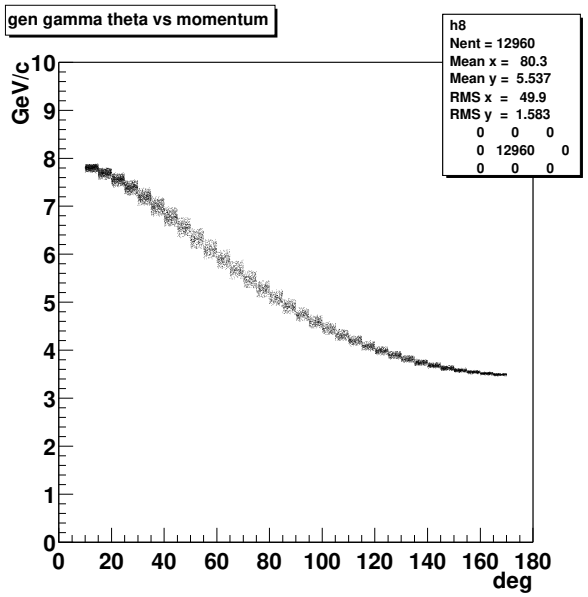

Figure 4.3: 生成された γ 線の運動量の大きさと θ 方向の関係 (シミュレーション)

Figure 4.2 に生成した γ 線の運動量分布、運動量の θ 方向の分布、Figure 4.3 に運動量の大きさと θ 方向の相関を示す。

4.1.2 カロリーメータ (ECL) のトリガーシミュレータによる結果

1999 年 12 月時点ではトリガーシステム全体をシミュレートできるものは完成しておらず、また個々の検出器のサブトリガーシステムについても動作するシミュレータは TOF サブトリガーシステムと ECL サブトリガーシステムしかなかったので、この時点で動作し、$e^+e^- \to \gamma\phi$から生成される高エネルギーによってトリガーされると思われるカロリーメータトリガーシミュレータを用い、またカロリーメータトリガーの出力したビットを調べファイナルトリガーを発行する GDL をシミュレートするプログラムを作成し、トリガー効率を調べた。GDL は本来決まったトリガーをプリスケールする働きがあるが、本解析のシミュレーションによる結果ではプリスケールをおこなっていない。Table 4.1 にカロリーメータトリガーシミュレータの結果を、Table 4.2 にカロリーメータトリガーの出力によって GDL が発行したファイナルトリガーの結果とトリガー効率を示す。

検出効率は全 6702 イベントに対するトリガーされた数で定義した。ただしモニター用のトリガーでプリスケールされてしまうもの (loe、clst2) は除いてある。

以上の結果より $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントは csi_bhabha、csi_lum_e などの Bhabha トリガーによって大部分がトリガーされ、そのトリガー効率は約 80 % であるることがわかった。

GDL への出力	トリガーされた数
$E_{\rm Tot}$: High	6049
$E_{\rm Tot}$: Low	6195
$E_{\rm Tot}$: Lum	5766
CsI: BB	5448
CsI: $\rm BB_{pre}$	0
$\rm N_{icl} = 1$	628
$\rm N_{icl} = 2$	2141
$\rm N_{icl} = 3$	2715
$\rm N_{icl} = 4$	726
$\rm N_{icl} = 5$	166
$\rm N_{icl} = 6$	42
$\rm N_{icl} = 7$	9
carry bit	3
CsI: Cosmic	3940
CsI: Timing	6639

Table 4.1: カロリーメータトリガーシミュレータの結果

4.1.3 Bhabha プリスケールの影響と新しいトリガーの効果

Bhabha トリガーは 3.1.3 で説明しているようにカロリーメータの全エネルギー損失によってのみトリガーされ、カロリーメータのクラスターの数は要求していない。ゆえに $e^+e^- \to \gamma\phi$ による高いエネルギーの γ 線は Bhabha トリガーの条件を満たしてしまう。これまで Bhabha イベント等はすべてトリガーし、それらのデータを収集してきたが、Bhabha イベントはすべてトリガーしなくても十分な数が得られるので、1999 年 12 月よりこれらのイベントに対しプリスケール (トリガーされるごとに毎回データを取るのではなく、ある決まった回数ごとにだけデータを取ること) することになった (Table 3.8 の中の 17(csi_bhabha_p)、18(csi_bhabha)、19(csi_lum_e))。本解析ではその影響と、それを改善するために新たに作成したトリガーの効果について調べた。

イベント数で見るプリスケールの影響

$e^+e^- \to \gamma\phi$ イベント解析用の実験データは前節でも述べたようにカロリーメータのエネルギー損失とトラックの本数だけで分類されているため、$e^+e^- \to \gamma\phi$ 以外のイベントを含んでいる。まず $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの簡易な検出方法として「200 MeV/c 以上の運動量を持つ γ 線を 1 つだけしか含まない」という条件でイベントを選択し、その数に対するハドロニックイベントの数の比をとってプリスケールの影響を調べた。ハドロニックイベントの数を分母にとっているのは、BELLE 実験の目的は B 中間子の崩壊現象というハドロニックイベントの大量生成にあり、どのようなトリガー条件でもハドロニックイベントの

GDL の出力	トリガーされた数	トリガー効率
hie	484l	0.72
clst4	155	0.02
loe_clst3	906	0.14
csi_bhabha_p	0	0
csi_bhabha	5448	0.81
csi_lum_e	5766	0.86
loe	6195	-
clst2	5795	-
e_hi_clst4	938	0.14
e_had	785	0.12

Table 4.2: ECL の関係するファイナルトリガーの結果

数は変化しないと考えられるからである。

その結果を Figure 4.4 に示す。なお Figure 4.4 の解析には統計誤差を小さくするためにハドロニックイベントの数が 50000 以上のランを使用した。点線の部分から右が Bhabha プリスケールがされているランである。プリスケールされる前に比べてプリスケールされた後はハドロニックイベントに対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数が約半分に減少していることがわかる。

次にどの運動量領域にある $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントがプリスケールによって減少しているかを調べた。Figure 4.5 は検出された 1 つの γ 線がプリスケール前後でどのような運動量分布を持ち、そしてプリスケール後でどの運動量領域が落ちているかを示している。左上の図はプリスケールされる前の運動量分布、右上の図はプリスケール後の運動量分布、下の図はプリスケール後の図をプリスケール前の図で割ったものである。図からわかるように高い運動量のところと低い運動量のところが落ちていることがわかる。特に高い運動量を持つ γ 線が出るとき同時に生成される ϕ は低い運動量を持ち、それが崩壊してできる K^0_L も低い運動量を持つ。我々が知りたい $B \to J/\Psi K^0_L$ のモードから生成される K^0_L の運動量領域は $1 \sim 2.5$ GeV/c であり、我々は $e^+e^- \to \gamma\phi$ から来る低い運動量領域の K^0_L を使うことがより重要である。しかしその部分がプリスケールによって捨てられていることをこの結果は意味している。

トリガー条件	検出された ϕ の数	ハドロニックイベントの数	比
Bhabha プリスケールなし	24	477111	5.0×10^{-5}
Bhabha プリスケールあり	1	44358	2.2×10^{-5}
gphi トリガー開始後	8	176814	4.5×10^{-5}

Table 4.3: 検出された $\phi \to K^+K^-$ の数で見たプリスケールの影響

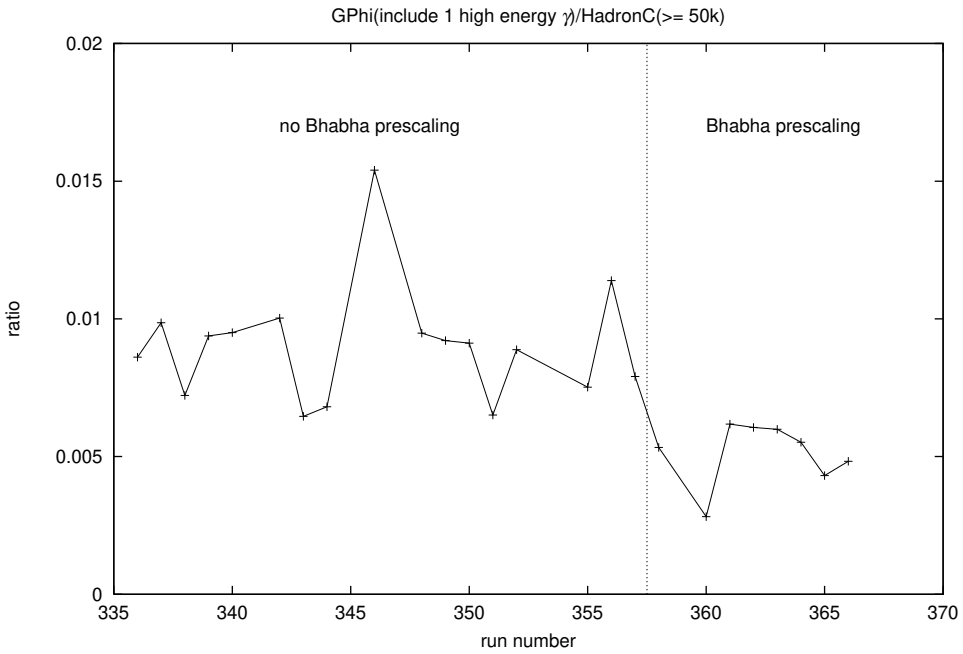

Figure 4.4: ハドロニックイベントの数に対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数の比の変化

次にハドロニックイベントの数に対して検出された $\phi \to K^+K^-$ のイベント数がプリスケール前後でどう変化しているか調べた。$\phi \to K^+K^-$ の検出方法は前節と同じである。その結果を Table 4.3 に示す。イベント数が少ないため Figure 4.4 のようにランごとの変化を見ることができなかったので、プリスケール前とプリスケール後とランを分けてそれぞれで数を積分した。それでもイベント数が少なく統計誤差が大きいが、$\phi \to K^+K^-$ イベントの数で見てもプリスケール後にはイベント数が約半分になっていることがわかる。

収集されたデータのトリガー条件

初めに Figure 4.6 に $e^+e^- \to \gamma\phi$ 用の実験データはどのようなトリガーでとられているかを示す。使ったイベントはハドロニックイベントの数に対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数の変化を調べたときと同じである。x 軸の数は Table 3.5 $\sim$ 3.10 の表の番号に対応する。Table 3.10 では 34 番のトリガーが gphi になっているが、これはプリスケールをはじめたあとに $e^+e^- \to \gamma\phi$ 用につくられたトリガーであり、Figure 4.6 の時点ではまだ 34 番は gphi ではない。48 番に gphi というのがあるがこれは新しい $e^+e^- \to \gamma\phi$ 用のトリガーの効果を調べるための仮想的なものであり、この時点では 48 番目のトリガーが実際に存在するわけではない。図からわかるように大部分が Bhabha トリガーでデータがとられている。しかし Bhabha トリガーをプリスケールしても $e^+e^- \to \gamma\phi$ 用の特別な gphi トリガーを導入することによりかなりトリガー効率が改善されることは明らかである。

以上より新たなトリガーが必要であることがわかったので、次に $e^+e^- \to \gamma\phi$用の新しいトリガーの効果について調べた。

イベント数で見る新しいトリガーの効果

$e^+e^- \to \gamma\phi$イベントの特徴は γ 線による高いエネルギー損失と、2 本のトラックである。2 本のトラックは Bhabha イベント等と異なり ϕ 中間子もしくは K^0_S が崩壊してできるものなので 2 本のトラックのなす角度(ϕ 方向)は広くない。ゆえに $e^+e^- \to \gamma\phi$用の新しいトリガーとして" $E_{\rm Tot} > 3.0$ GeV かつ ショートトラックが 2 本以上 かつトラックがオープンでないこと"(Etot: Lum & (NCDR-Short >1) & ! CDC: open)という条件をもつ gphi トリガーをつくればよいと考え、実験データによりその効果を調べた。

プリスケール前後でイベント数の比較をしたときと同様に $e^+e^- \to \gamma\phi$の簡易的な検出方法として 200 MeV 以上の γ 線を 1 つしか含まないという条件でイベントを選び、その数に対するハドロニックイベントの比の変化で新しいトリガーの効果を見た。その結果を Figure 4.7 に示す。プリスケール開始後にイベント数が落ちこむが、新しい gphi トリガーをつくったあとは、もとのレベルではないにしろイベント数が回復しているのがわかる。またハドロニックイベントの数に対する検出された $\phi \to K^+K^-$ のイベント数で見ても、Table 4.3 に示す通り、gphi トリガーの効果が現われている。

新しいトリガー作成後のデータのトリガー条件

Figure 4.8 に gphi 適用後のトリガーの分布を示す。Figure 4.6 と同様に x 軸がトリガー番号を表している。イベントの半数が gphi トリガーでとられており、新しいトリガーが効果があらわれていることがわかる。しかし依然として Bhabha トリガーでとられたものも多い。

4.1.4 Bhabha トリガーのしきい値とトリガー効率

Bhabha イベントと $e^+e^- \to \gamma\phi$イベントのではトラックがオープンかどうかだけでなく、カロリーメータでのエネルギー損失も異なると考えられる。Bhabha イベントではカロリーメータでビームのエネルギーのほとんどを失ってしまうが、$e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントでは一方の粒子がハドロンのため全てのエネルギーをカロリーメータで失うとは限らない。ここでは Bhabha トリガーが発行される全エネルギー損失のしきい値を 5 GeV(現在の値)、7 GeV、9 GeV と変化させトリガー効率を見るとともに、Bhabha トリガーのプリスケールに影響されないトリガーについて調べた。Table 4.4 にカロリーメータトリガーシミュレータの結果を、4.5 に GDL の発行したファイナルトリガーの結果を示す。なおこの結果は全エネルギー損失のしきい値によって変化があったものだけを抜粋している。

Table 4.4 より Bhabha トリガーの全エネルギー損失のしきい値を上げると、Bhabha トリガーの条件が厳しくなって Bhabha トリガーの数が減っていることがわかる。

GDL への出力	トリガーされた数		
	5 GeV	7 GeV	9 GeV
CsI: BB	5448	2622	430
CsI: Timing	6639	6547	6432

Table 4.4: カロリーメータトリガーシミュレータの結果

	5 GeV		7 GeV		9 GeV	
GDL の出力	トリガー数	効率	トリガー数	効率	トリガー数	効率
hie	484	0.07	984	0.15	2004	0.30
csi_bhabha	5448	0.81	2622	0.39	430	0.06
e_had	785	0.12	3380	0.50	5343	0.80

Table 4.5: ECL の関係するファイナルトリガーの結果

Table 4.5 を見るとしきい値を上げて Bhabha トリガーの条件を厳しくすれば e_had の“$E_{\mathrm{Tot}} > 3.0$ GeV で csi_bhabha トリガービットが立っていない ”(E_{Tot} & ! CsI: BB) という条件が効いてきて、csi_bhabha などがプリスケールされても、e_had で高いトリガー効率でイベントを拾えることがわかった。

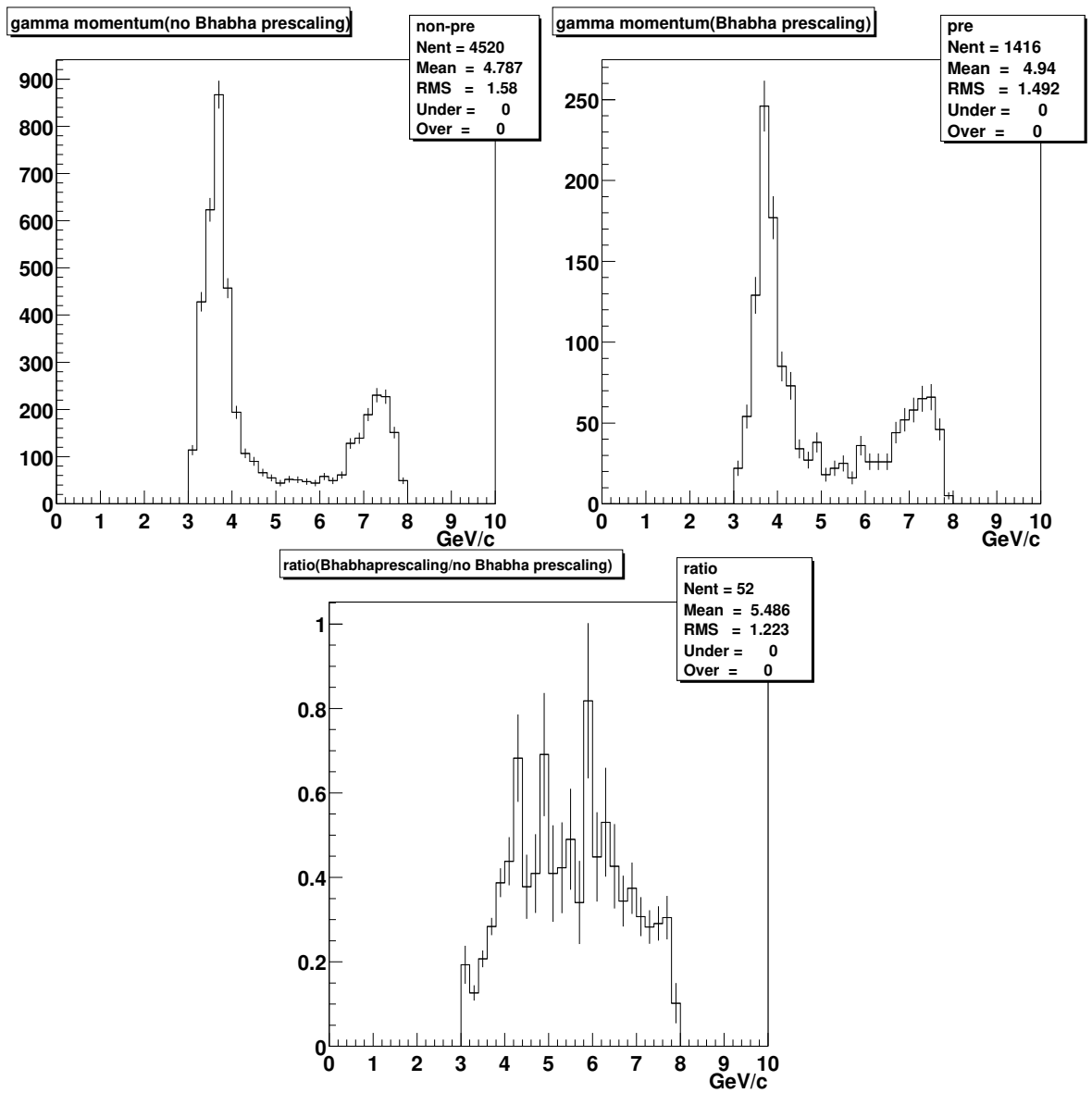

Figure 4.5: Bhabha プリスケール前後の γ 線の運動量分布 (左: プリスケール前、右: プリスケール後) とプリスケール前の対するプリスケール後の比。

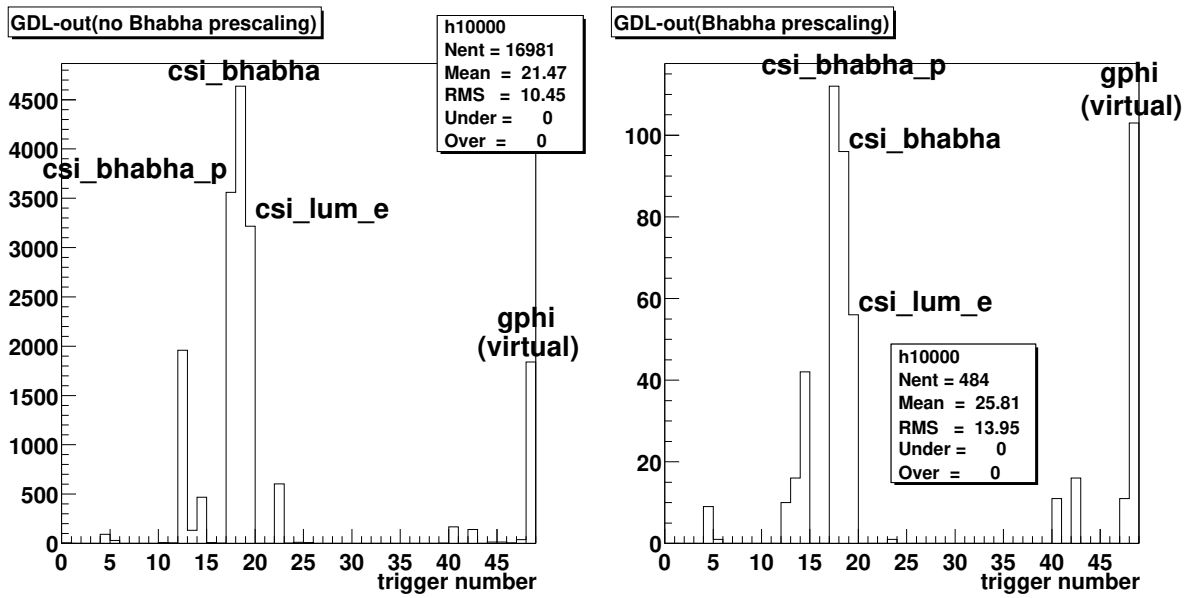

Figure 4.6: Bhabha プリスケール前 (左) と後 (右) のトリガーの分布

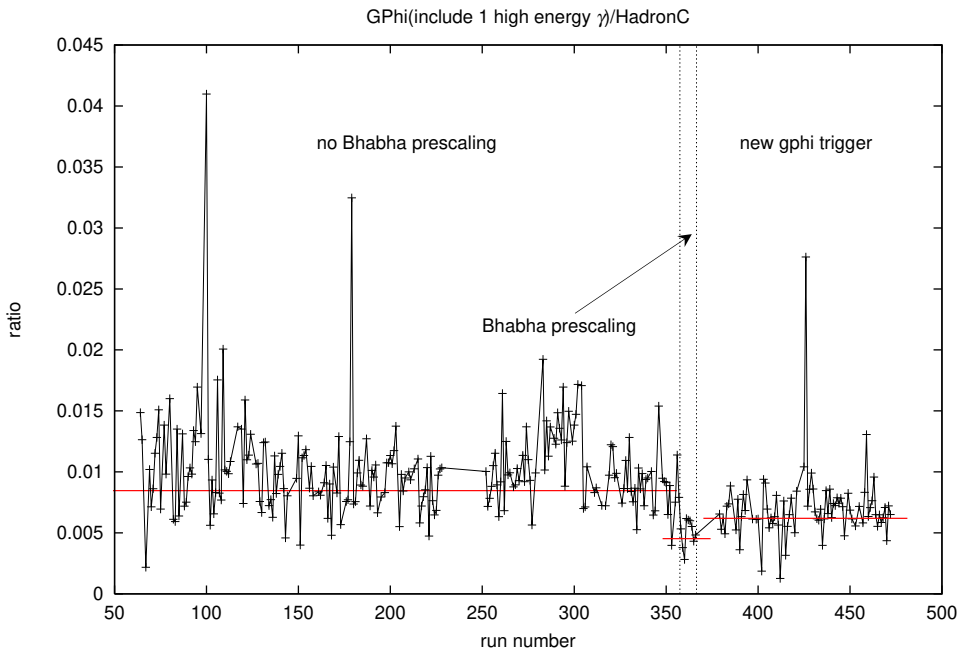

Figure 4.7: ハドロニックイベントの数に対する $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの数の比の変化

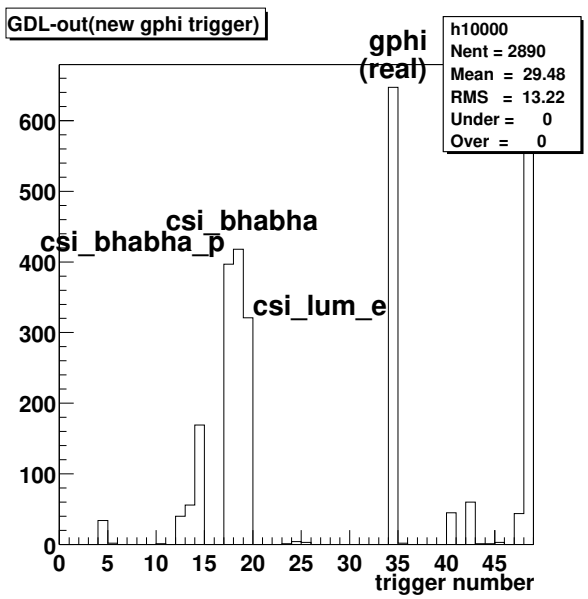

Figure 4.8: gphi トリガー適用後のトリガーの分布

4.2 $\phi \to K^+K^-$ の解析

前節で述べたように $\phi \to K^+K^-$ のモードの計数は $\phi \to K^0_L K^0_S$ のモードのサンプル数を規格化する上で重要である。この節では $\phi \to K^+K^-$ の検出方法とそのシミュレーションおよび実験データからの結果について述べる。

4.2.1 座標系

電子と陽電子の衝突点を原点とし、電子ビームの方向を z 軸、それと垂直な天頂方向を y 軸、右手系水平方向を x 軸とする。また z 軸からの角度を θ、$x-y$ 平面状での x 軸からの角度を ϕ とする。

4.2.2 検出方法

$\phi \to K^+K^-$ の検出の手順を以下に示す。

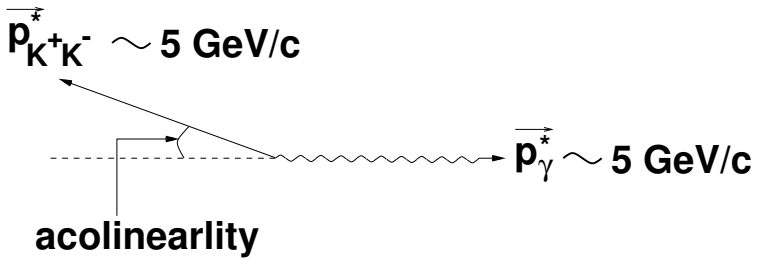

Figure 4.9: $\phi \to K^+K^-$ の検出方法

1. γ 線の運動量でカットをする。$e^+e^- \to \gamma\phi$ は 2 体崩壊なので γ 線の運動量は重心系 5 GeV/c 近くになるはずである。

2. トラックに対して K 識別をおこなう。CDC の dE/dx、ACC、TOF の情報を使い、正負 2 本のトラックに対して K の識別をおこない、K と識別されたトラックだけを使用する。

3. 運動学的なカットをおこなう(acolinearlity)。生成された γ 線と ϕ の運動量の方向のなす角度は重心系で 180 度であるので、γ 線の運動量の方向と 2 本のトラックの和の運動量の方向のなす角度が 180 度よりも大きく離れているものはカットする。

4. 運動量カットをおこなう。γ 線と同様 ϕ の運動量の大きさも重心系で 5 GeV/c なはずなので、2 本のトラックの運動量の和の大きさでカットをおこなう。

5. 質量カットをおこなう。2 本のトラックに対して $K^{\pm}$ の質量を与え不変質量を組み、ϕ の質量付近 ($\sim 1.019\ \mathrm{GeV}/c^2$) でカットをする。それで残った数を $\phi \to K^+K^-$ のイベント数とする。

4.2.3 シミュレーションによる結果

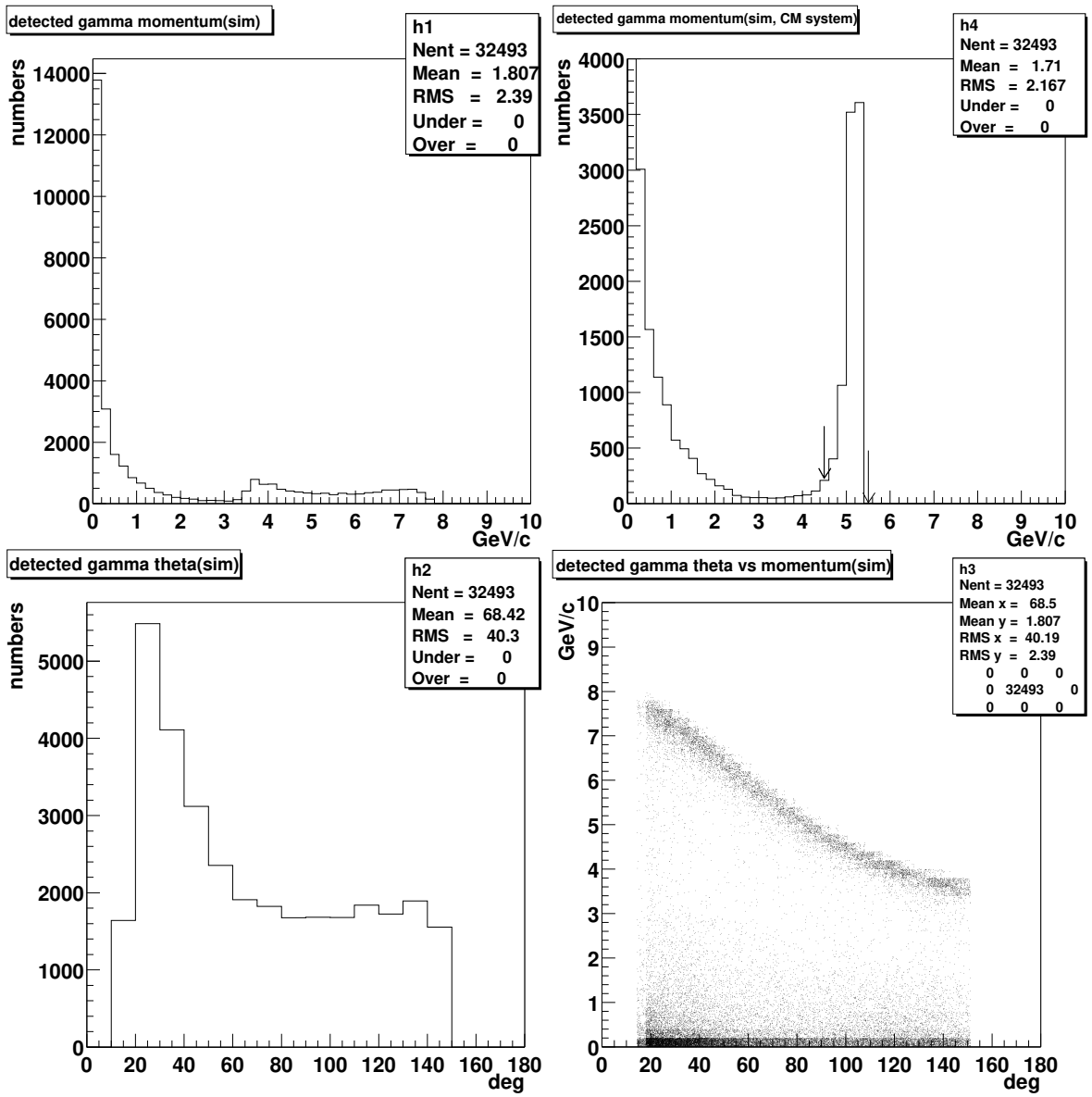

Figure 4.10: 検出された γ 線の運動量・θ 方向の分布 (シミュレーション)

使用したイベントは $e^+e^- \to \gamma\phi$ の全崩壊モードを含む 12960 イベントである。Figure 4.10 に検出された γ 線の運動量分布を示す。左上は実験室系での運動量分布、右上は重心系での運動量分布、左下は運動量の θ 方向の分布、右下は運動量の大きさと θ 方向の関係を表す分布である。低い運動量領域にバックグラウンドと思われるカロリーメータの反応

が現われている。バックグラウンドの原因としては高いエネルギーを持った γ 線が ECL の広い領域で反応を起こし複数のクラスターとみなされてしまったものや、荷電粒子や γ 線がカロリーメータの手前にある検出器 (ACC など) で反応を起こすことによって複数のクラスターがつくられたものなどが考えられる。Figure 4.10 の右上の図より、γ 線の運動量のカットは $4.5 < p^*_\gamma < 5.5$ GeV でおこなうことにした。

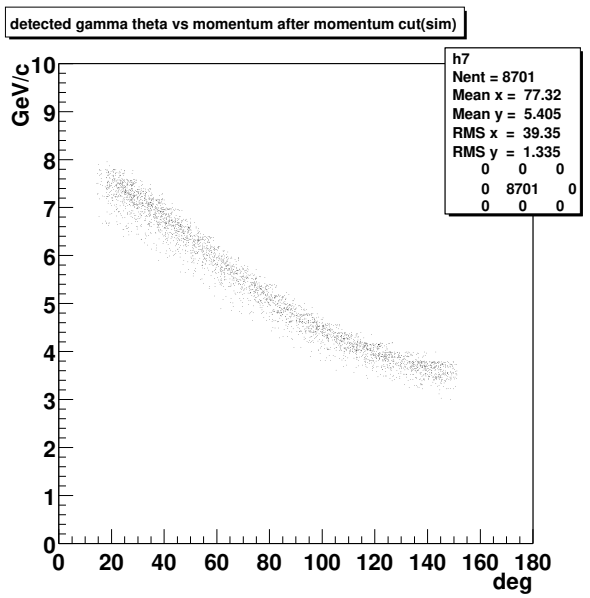

Figure 4.11: 運動量カットをおこなったあとの γ 線の運動量と θ 方向の分布 (シミュレーション)

運動量カット後の運動量と θ 方向の関係を Figure 4.11 に示す。このカットによって外部放射による γ 線の運動量とその θ 方向の相関がはっきりとあらわれていることがわかる。

ϕ と γ 線は重心系で反対方向に出るので、次に重心系での 2 本のトラックの運動量の和 $\vec{p}^*_{K^+K^-}$ と γ 線の重心系での運動量 $\vec{p}^*_\gamma$ のなす角度でカットをおこなった (運動学的カット)。Figure 4.12 にそのなす角度の分布を示す。左図が 2 本のトラックに対して K 識別 をおこなわない場合、右図が 2 本ともに K 識別を要求する場合である。それぞれ 180 度を中心値としたガウス関数でフィッテングをおこない 2σ の範囲を採用することにした。図の点線が 2σ の境界を示している。

γ 線と同様に ϕ も重心系で 5 GeV/c の運動量を持って生成されるので、次に $\vec{p}^*_{K^+K^-}$ の大きさでカットを行なった。Figure 4.13 に $\vec{p}^*_{K^+K^-}$ の大きさの分布を示す。カットの方法は γ 線と同様 $4.5 < p^*_{K^+K^-} < 5.5$ の範囲に含まれているものを採用することにした。図の点線がその境界を示している。

以上のカットをおこなったあと、2 本のトラックに対して $K^\pm$ の質量を与えて不変質量 $M_{K^+K^-}$ を組んだ。その結果を Figure 4.14 に示す。色なしが γ 線のカットのみをおこなった場合、色つきが全てのカットをおこなった場合である。K 識別あり、なしともに ϕ の

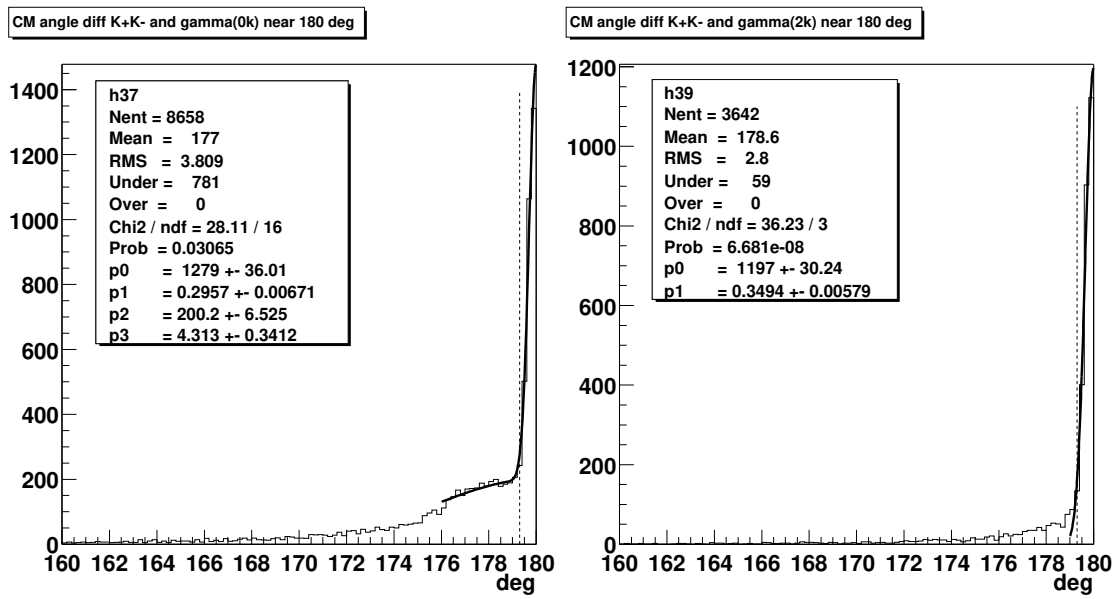

Figure 4.12: $p^*_{K^+K^-}$ と p^*_γ のなす角度 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション)

質量 ($\sim 1.02\ \mathrm{GeV}/c^2$) のところにきれいなピークが見えている。それぞれに対しガウス関数でフィッテイングをおこない 2σ の部分を採用した。点線が 2σ の境界を示している。これらの条件を満たしたイベントの $\vec{p}_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の相関を調べたものが Figure 4.15 である。γ 線と同様の相関が見られ確かに $e^+e^- \to \gamma\phi,\ \phi \to K^+K^-$ のモードを検出していることがわかる。以上の解析の結果をまとめたものを Table 4.6 に示す。Table 4.6 の検出可能領域に入ったものというのは γ 線がカロリーメータの検出可能領域に入っていてかつ、ϕ が崩壊してできた K^+ と K^- が CDC の検出可能領域に入ったものとしている。

以上の解析により $\phi \to K^+K^-$ イベントの検出効率は約 50% であることがわかった。

4.2.4 実験データからの結果

実験データは荷電粒子によるトラックの再構成やカロリーメータ、KLM のヒット点のクラスタリングなどの基本的な解析が終わったあと、必要としているイベントの条件を満たしているものだけが分類され保存される (skimming)。$e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントで現われるのは γ 線による ECL での高いエネルギー損失と K^+K^- か $\pi^+\pi^-$ による正負のトラック 1 本ずつだけなので、全データの中から重心系での γ の運動量 p^*_γ が $4\ \mathrm{GeV}/c^2$ 以上で、かつ電子と μ 粒子と識別されていない正負のトラックが 1 本ずつという条件を満たすイベントだけが選び出され保存されている。Table 4.7 のイベント数というのはこのイベント数をさす。以下の解析では実験番号 5のデータ 9745 イベントを使用した。

Figure 4.16 に検出された γ 線の実験室系での運動量分布 (左上)、重心系での運動量分布 (右上)、実験室系での運動量の θ 方向の分布 (左下)、実験室系での運動量の大きさと θ

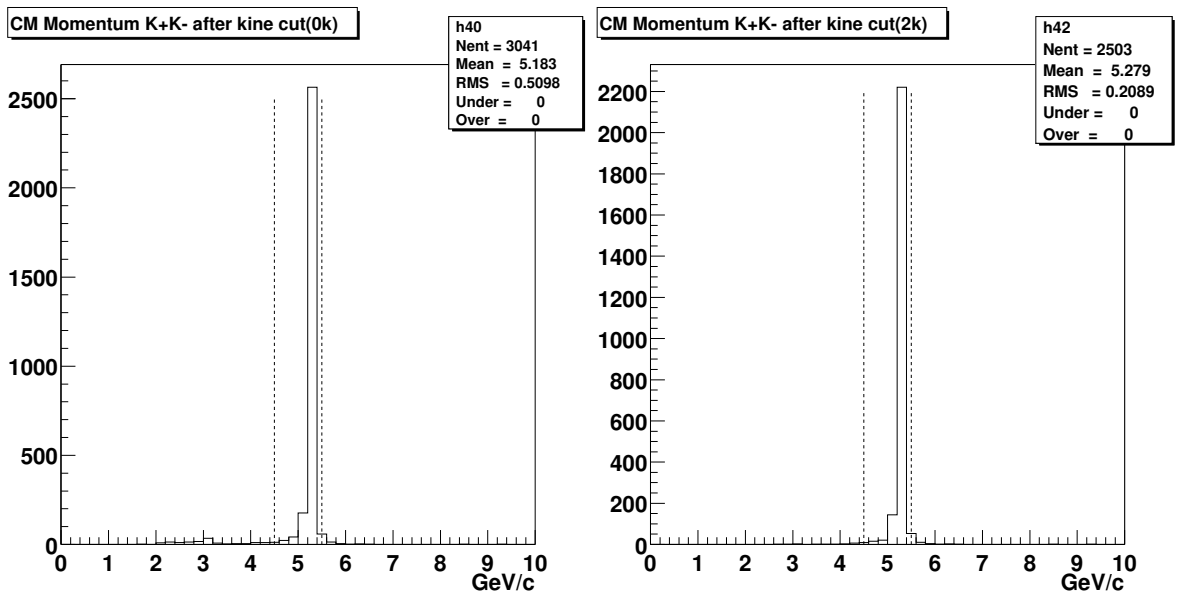

Figure 4.13: 運動学的カット後の $p^*_{K^+K^-}$ の大きさの分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション)

方向の相関図 (右下) を示す。右上の図で $5\ \mathrm{GeV/c}$ 付近でピークがあり、シミュレーションのときと同様に $4.5 < E^*_\gamma < 5.5$ でカットすることにした。Figure 4.17 に運動量カット後の実験室系での運動量の大きさと θ 方向の分布を示す。このカットによってはっきりとした相関があらわれる。

次にシミュレーションと同様に $\vec{p}^*_{K^+K^-}$ と $\vec{p}^*_\gamma$ のなす角度でカットをおこなう。Figure 4.18 に角度の分布を示す。K 識別なし (左) と K 識別あり (右) を比べると、K 識別なしのほうは K 識別ありと比べてピークの高さが大幅に高く、またピークの位置も 180 度からずれており、ピークの部分のほとんどがバックグラウンドであると考えられる。ゆえに K 識別なしのほうはフィッティングの結果によらず 179 度付近でカットした。K 識別ありのほうはガウス関数でフィッティングし 2σ を採用した。

運動学的カットのあとの $\vec{p}^*_{K^+K^-}$ の大きさの分布を Figure 4.19 に示す。ドリフトチェンバーによる $K^\pm$ の運動量の測定精度はカロリーメータによる γ 線の運動量の測定精度よりもよいが (γ 線の場合は手前の検出器などと反応しカロリーメータでクラスターが広がるため)、ここではとりあえず γ 線のカットと同様に $4.5 < p^*_{K^+K^-} < 5.5$ の範囲を採用することにした。

運動量カット後の不変質量 $M_{K^+K^-}$ の分布を Figure 4.20 に示す。色なしが γ 線カットのみをおこなった場合、色なしが全てのカットをおこなった場合である。K 識別なしのほうはバックグラウンドが多少あるものの、ϕ の質量付近ではきれいなピークが見えている。K 識別ありのほうは K 識別なしで見えていたバックグラウンドが消え ϕ のピークしか見えない。ピークの高さも K 識別なしのものと比べてそれほど減っておらず K 識別の効率は高いことがわかった。それぞれ ϕ の質量近くでガウス関数でフィッテイングをおこない

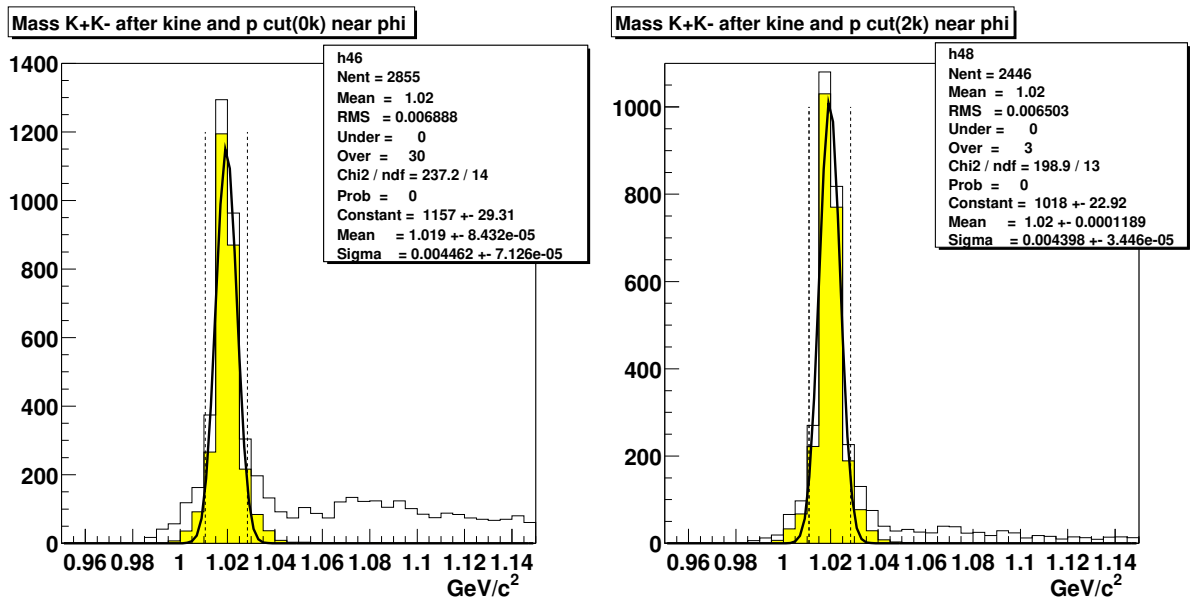

Figure 4.14: 運動学的カット、運動量カット前(色なし)とカット後(色つき)の不変質量 $M_{K^+K^-}$ の分布(左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション)

2σ の領域を採用することにした。

質量カット後の $\vec{p}_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.21 に示す。シミュレーションと同様にきれいな相関が見え、また重心系での全エネルギー $(E^*_\gamma + E^*_{K^+K^-})$ の分布を Figure 4.22 に示すが、e^+e^- の重心系の全エネルギーである 10.58 GeV のまわりに分布しており、確かに $e^+e^- \to \gamma\phi,\ \phi \to K^+K^-$ のモードを検出していることが確かめられた。Figure 4.23 に検出されたイベントの一つを示す。カロリーメータに高いエネルギー損失があるのが γ 線で、2 つのトラックが K^+ と K^- である。

以上の解析の結果をまとめたものを Table 4.7 に示す。なお最終的なイベントの検出数を求めるために通常はバックグラウンドの式を仮定しフィッティングをおこなうが、今回は検出イベント数が少なくバックグラウンドの形状がはっきりしなかったので、普通のガウス関数でフィッティングをおこない 2σ でカットしたあと、バックグラウンドは 1 個のレベルのフラットな分布であると仮定し、その分を差し引いて検出数を求めた。

4.2.5 理論値と実験データの比較

本解析では実験番号 5 のデータを用いてきた。イベント数は積分ルミノシティにして 260 pb^{-1} である。この積分ルミノシティで予想される $\phi \to K^+K^-$ の検出イベント数 $N'_{\phi\to K^+K^-}$ を理論値とシミュレーションの結果から推定した。

理論値を N、分岐比を Br、検出器の検出可能領域に入るものの割合を Acp、トリガー効率を Trg、検出効率を ε とすると、実際に検出されるイベント数 N' は

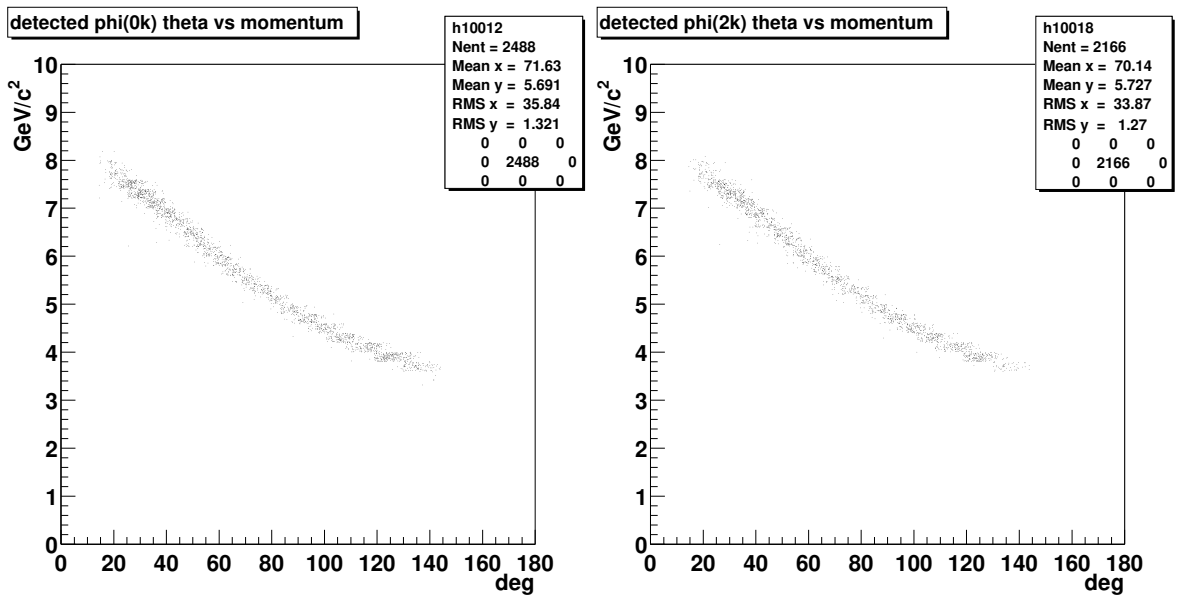

Figure 4.15: 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の $p_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の分布の関係 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、シミュレーション)

$$N' = N \cdot Br \cdot Acp \cdot Trg \cdot \varepsilon \tag{4.4}$$

で表される。

検出可能領域内で生成される $\phi \to K^+K^-$ イベントの数は、式 (4.3) より $e^+e^- \to \gamma\phi$ の反応断面積が 0.93 pb、分岐比 $Br(\phi \to K^+K^-)$ は 0.491 であるので、積分ルミノシティを L とすると、

$$N \cdot Br \cdot Acp = L\sigma \cdot AcpBr(\phi \to K^+K^-) = 260 \cdot 3.85 \cdot 0.491 = 119 \tag{4.5}$$

次に $\phi \to K^+K^-$ モードの検出効率 $\varepsilon_{K^+K^-}$ を求める。シミュレーションの結果 (Table 4.6) より、$N \cdot Br \cdot Acp = 4646$、トリガー効率は考慮していないので $Trg = 1$、検出されたイベント数は $N' = 2166$ (K 識別ありの場合) であるから、式 (4.4) より、

$$2166 = 4646 \cdot 1 \cdot \varepsilon_{K^+K^-} \tag{4.6}$$

$$\varepsilon_{K^+K^-} = 0.47 \tag{4.7}$$

トリガー効率はトリガーの解析の結果より Bhabha トリガーで約 80% で、新しいトリガー作成後にイベント数が約 2/3 に落ちているので 60% とする。期待されるイベント数を計算すると、

$$N'_{\phi\to K^+K^-} = N \cdot Br \cdot Acp \cdot Trg_{e^+e^-\to\gamma\phi} \cdot \varepsilon_{K^+K^-} = 119 \cdot 0.6 \cdot 0.47 = 33 \pm 6 \tag{4.8}$$

イベント数 $(e^+e^- \to \gamma\phi,\ \phi \to all)$		12960
上のうち $\phi \to K^+K^-$ に崩壊したもの		6363
上のうち検出可能領域に入ったもの		4646
	KID なし	KID あり
$4.5 < E^*_\gamma < 5.5$ GeV	8701	
K^+K^- の組み合わせの数	8658	3642
運動学的カット (acolinearlity)	3041	2503
運動量カット	2855	2446
質量カット	2488	2166
イベントの検出効率	0.54	0.47

Table 4.6: シミュレーションの結果

イベント数		9745
$4.5 < E^*_\gamma < 5.5$ GeV		9745
	KID なし	KID あり
K^+K^- の組み合わせの数	8869	1295
運動学的カット	3194	102
運動量カット	2096	94
質量カット	39	34
バックグラウンド除去	37 ± 6	32 ± 6

Table 4.7: 実験データからの結果

となり、解析の結果 (Table 4.7) の $32 \pm 6(K$ 識別あり) とほぼ一致する。

次に $e^+e^{\to}$ハドロン 過程をシミュレートする JETSET というプログラムを用いて $e^+e^- \to \gamma\phi$の反応断面積及び検出されるイベント数を推定することにした。

4.2.6 JETSET による推定

JETSET では初期状態での γ 線放射を伴うハドロニックイベントもシミュレートできる。このプログラムを用いてコンティニュームイベントを生成し検討をおこなった。コンティニュームイベントを 7.5×10^6 イベント発生させて、その中に $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントがいくつあるかを数えて $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの反応断面積を求め、これを用いて予想されるイベント数を計算した。コンティニュームイベントは $E_{tot} = 10.58$ GeV で約 3 nb の反応断面積であると見積もられているので、7.5×10^6 イベントは約 2.5 fb^{-1} にあたる。一方 JETSET でイベントを発生させて検出可能領域に入った $\phi \to K^+K^-$ モードのイベント数は 529 であったので、$e^+e^- \to \gamma\phi$ イベント全体の数を N とすると、

$$N \cdot Br(\phi \to K^+K^-) \cdot Acp = 529 \tag{4.9}$$

$N = L\sigma$ (L : 積分ルミノシティ、σ : 反応断面積) であるので、

$$L\sigma \cdot Br(\phi \to K^+K^-) \cdot Acp = 529 \tag{4.10}$$

$Br(\phi \to K^+K^-) = 0.491$、$L = 2.5\ \mathrm{fb}^{-1}$ であるので、すべての崩壊モードで $\phi \to K^+K^-$ と検出可能領域が同じであるという仮定をすれば検出可能領域における $e^+e^- \to \gamma\phi$ の反応断面積 $\sigma \cdot Acp$ は

$$\sigma \cdot Acp = \frac{529}{2.5 \cdot 0.491}\ \mathrm{fb} = 0.43\ \mathrm{pb} \tag{4.11}$$

トリガー効率は前節のときと同様 0.60 とする。検出効率は式 (4.7) より 0.47 であるので、この反応断面積をもとに予想される $\phi \to K^+K^-$ のイベント数は、

$$N'_{\phi \to K^+K^-} = (260 \cdot 0.43 \cdot 0.491) \cdot 0.60 \cdot 0.47 = 15 \pm 4 \tag{4.12}$$

となり、実験データ 32 ± 6 より若干少ないもののほぼ合っている。

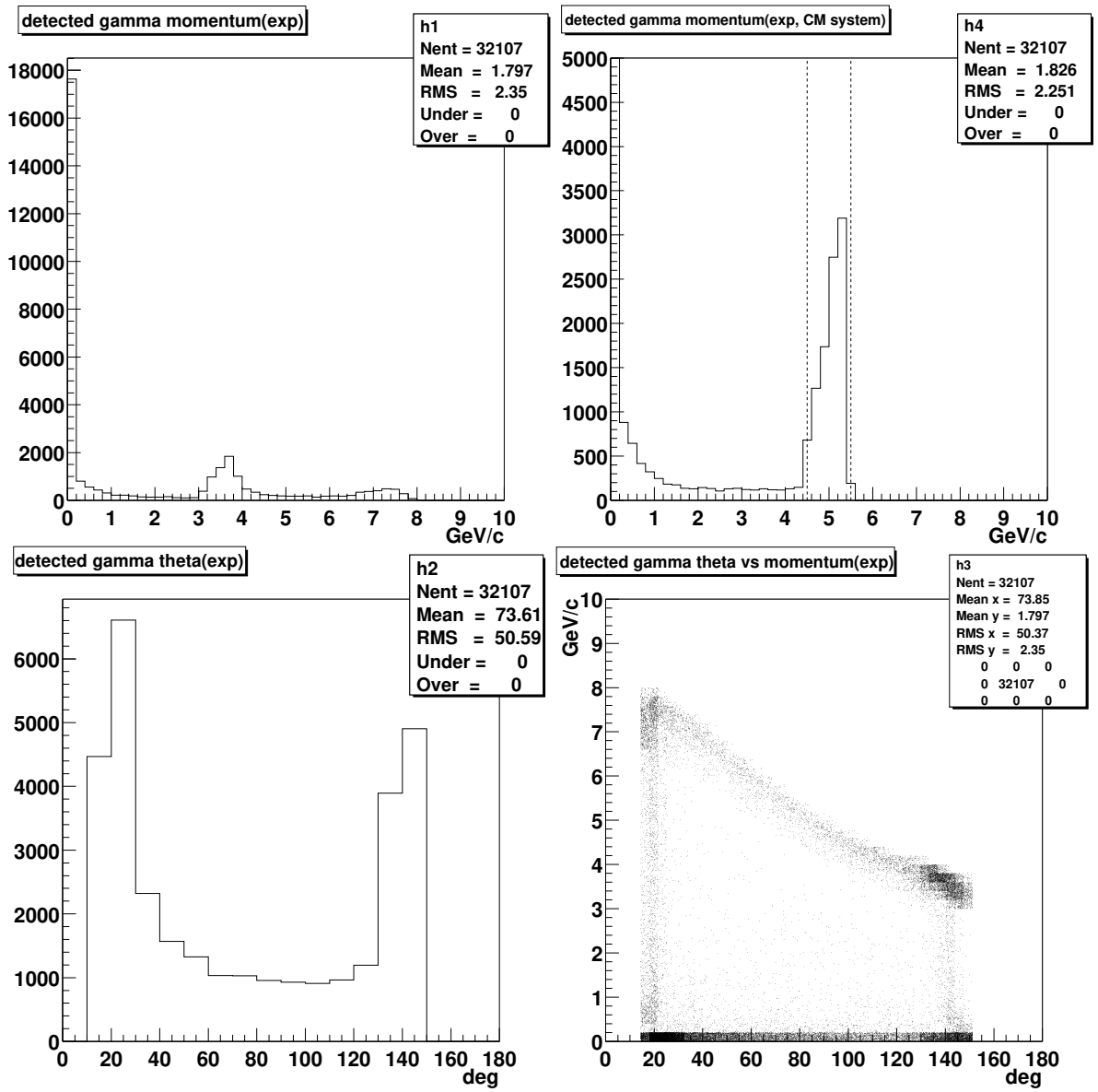

Figure 4.16: 検出された γ 線の運動量・θ 方向の分布 (実験データ)

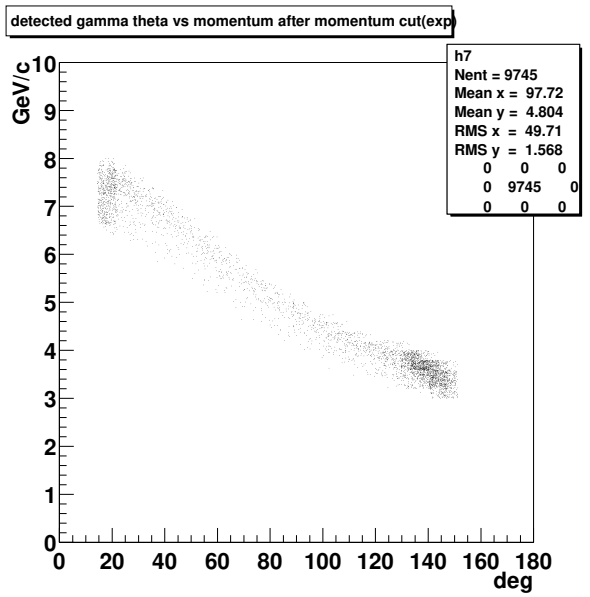

Figure 4.17: 運動量カットをおこなったあとの γ 線の運動量と θ 方向の分布 (実験データ)

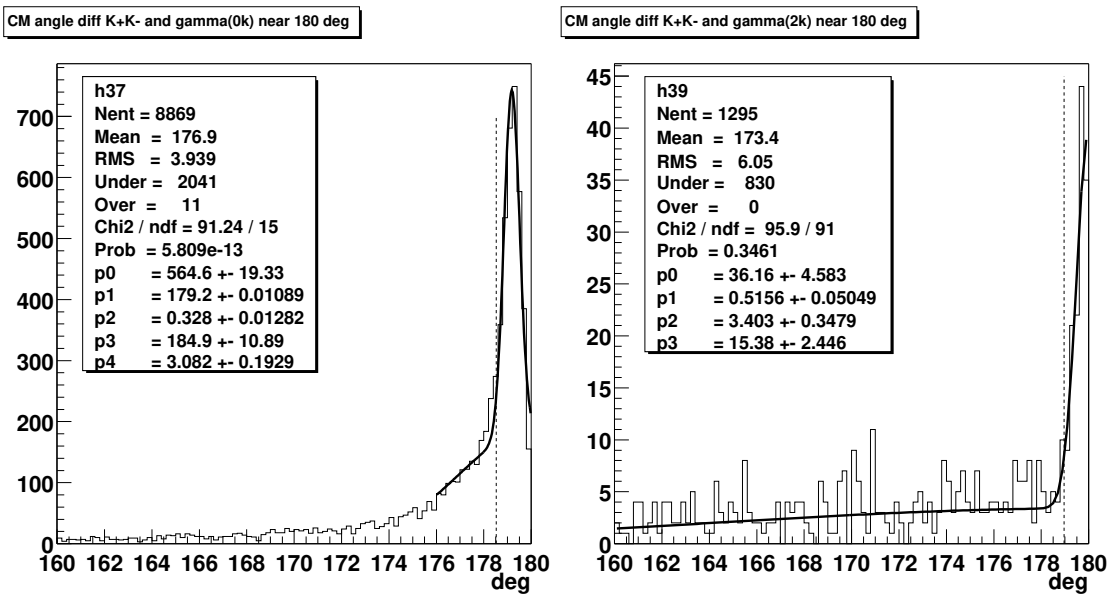

Figure 4.18: $p^*_{K^+K^-}$ と p^*_γ のなす角度 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ)

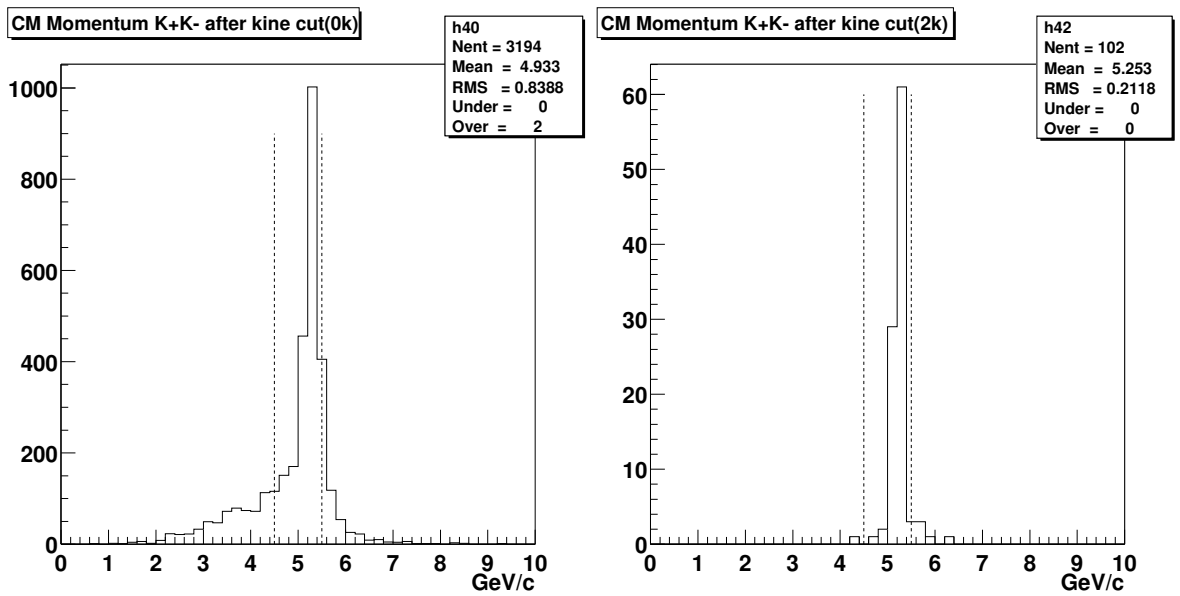

Figure 4.19: 運動学的カット後の $p^*_{K^+K^-}$ の分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ)

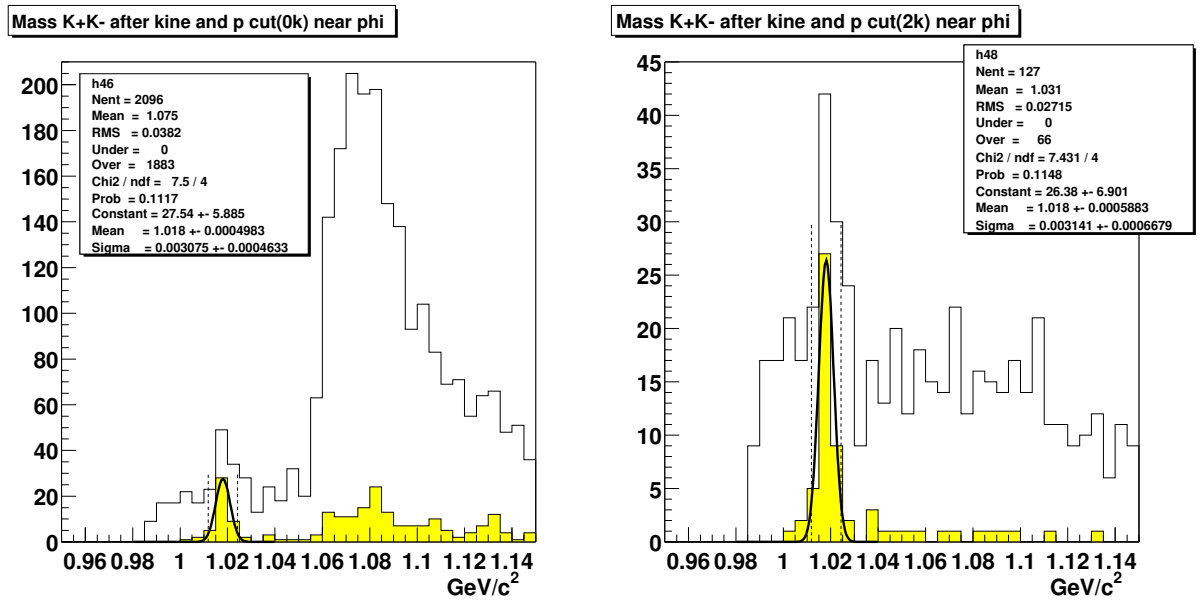

Figure 4.20: 運動学的カット、運動量カット前 (色なし) とカット後 (色つき) の不変質量 $M_{K^+K^-}$ の分布 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ)

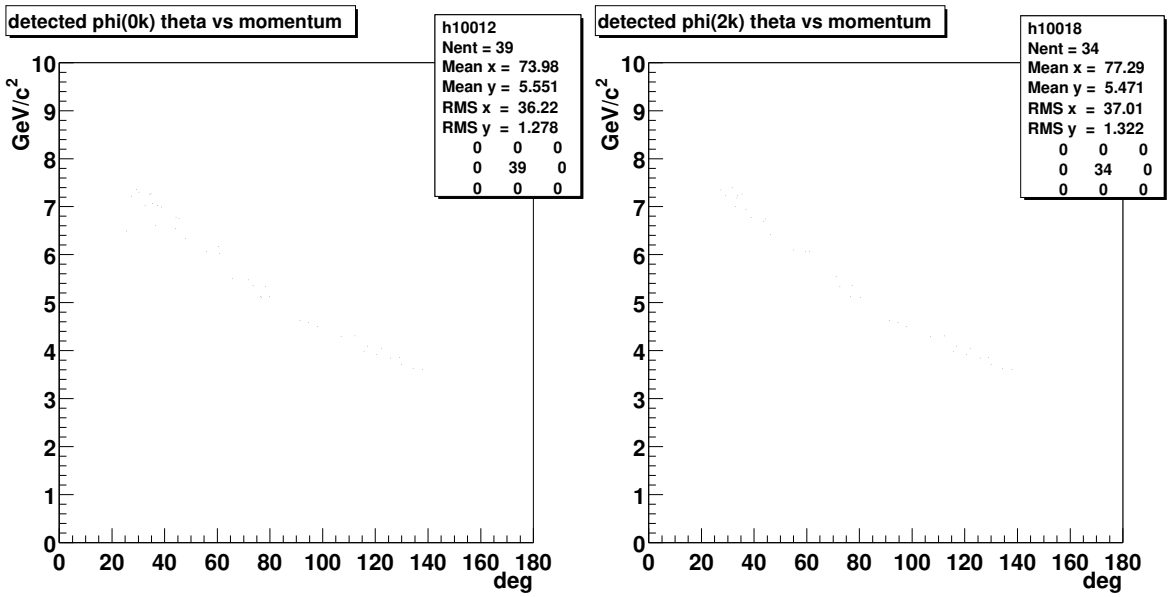

Figure 4.21: 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の $p_{K^+K^-}$ の大きさと θ 方向の分布の関係 (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ)

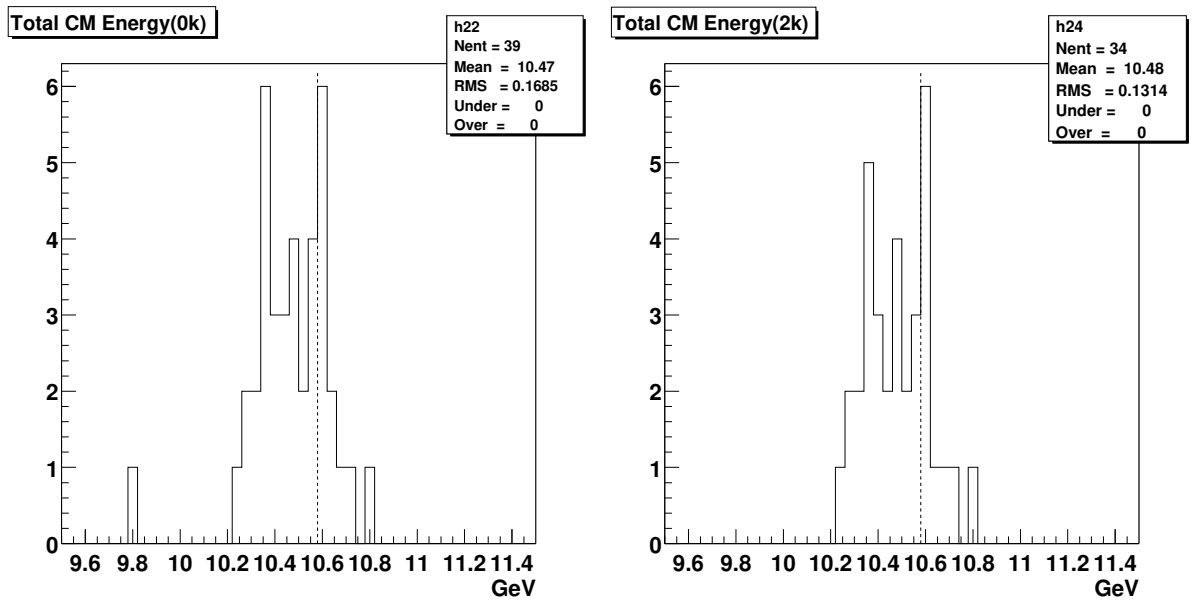

Figure 4.22: 運動学的カット、運動量カット、質量カット後の重心系の全エネルギー $E^*_{K^+K^-} + E^*_\gamma$ (左: K 識別なし、右: K 識別あり、実験データ)

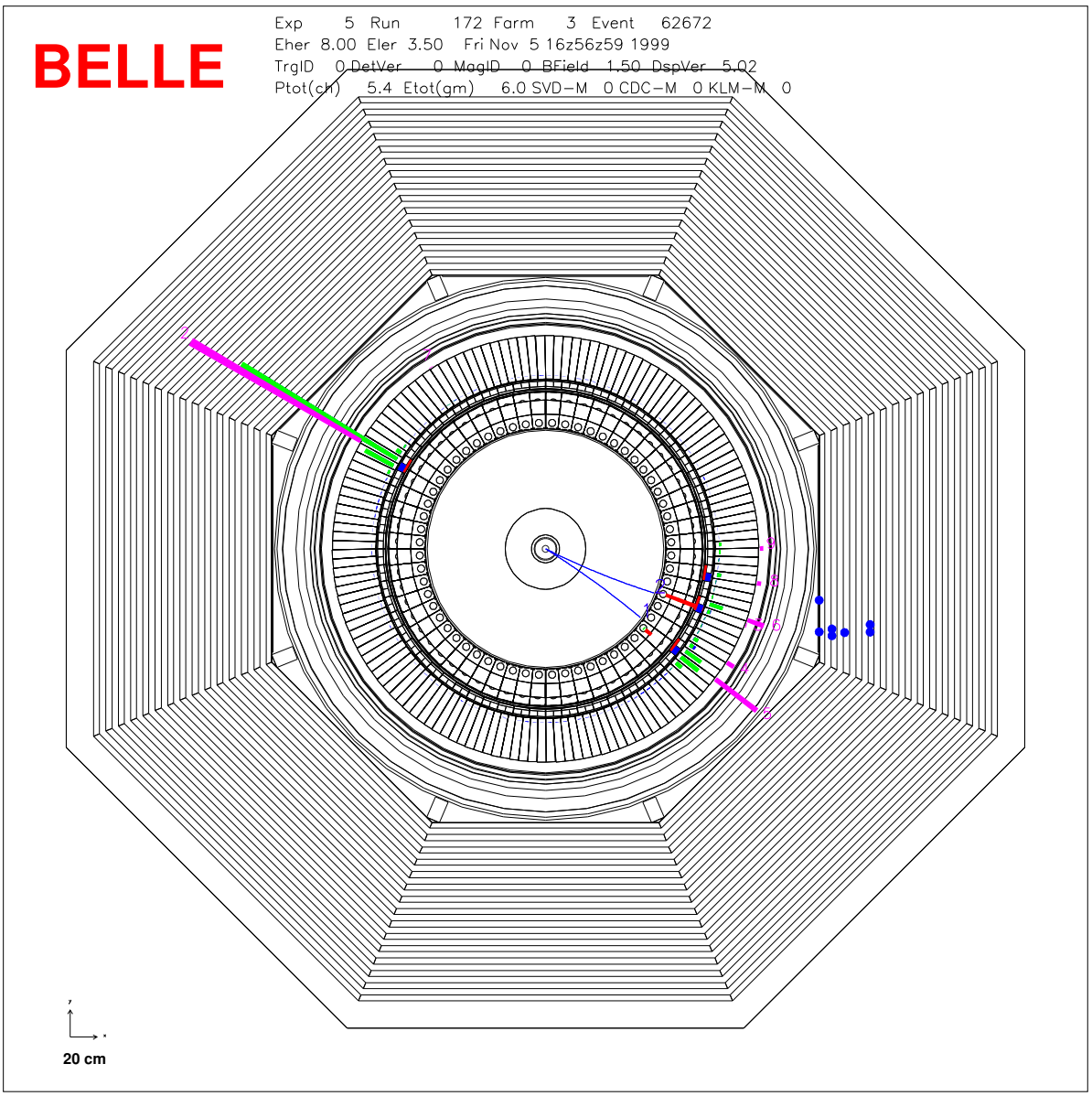

Figure 4.23: $\phi \to K^+K^-$ イベント (実験データ)

4.3 $\phi \to K^0_L K^0_S, K^0_S \to \pi^+\pi^-$ を用いた解析

4.3.1 KLM 検出器 のヒット点のクラスタリング

KLM 検出器では K^0_L の検出に対しヒット点の位置情報しか得られない、つまり K^0_L の運動方向しかわからない。K^0_L の検出は KLM でのヒット点のクラスタリングによっておこない、そのクラスターの方向を K^0_L の方向としている。次にクラスタリングの手順を示す。

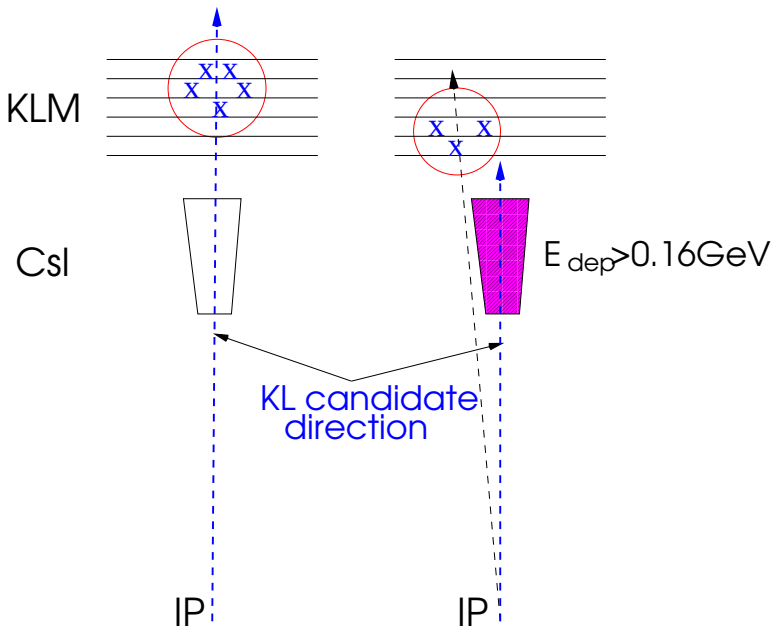

Figure 4.24: クラスターの方向の決め方

1. ヒット点の方向が互いに近いものをまとめてクラスターとする。現在は衝突点から見たヒット点の方向の差が 5 度以内にあるヒット点を 1 つにまとめている。

2. そのクラスターが K^0_L からきたものかどうかを判定する。ヒット点が 1 つ、またはヒットのあったレイヤーの数が 1 つであるようなクラスターは検出器自体のノイズや荷電粒子が内側の検出器と反応せずに KLM で反応してしまったようなもの、 γ 線シャワーの KLM 検出器へのもれ出しによるものを多く含んでしまうので、 現在は 2 レイヤー以上、ヒット点 2 つ以上のクラスターを K^0_L 候補のクラスターとしている。

3. クラスターの方向を決める。手前のカロリーメーターにエネルギー損失があるかどうかによってその方向の決め方が異なる。カロリーメーターに 0.16 GeV 以上のエネルギー損失があった場合は、K^0_L がカロリーメーターで反応してから KLM にヒット点を作ったとし、エネルギー損失があったカロリーメータ情報にもとづいて決定された

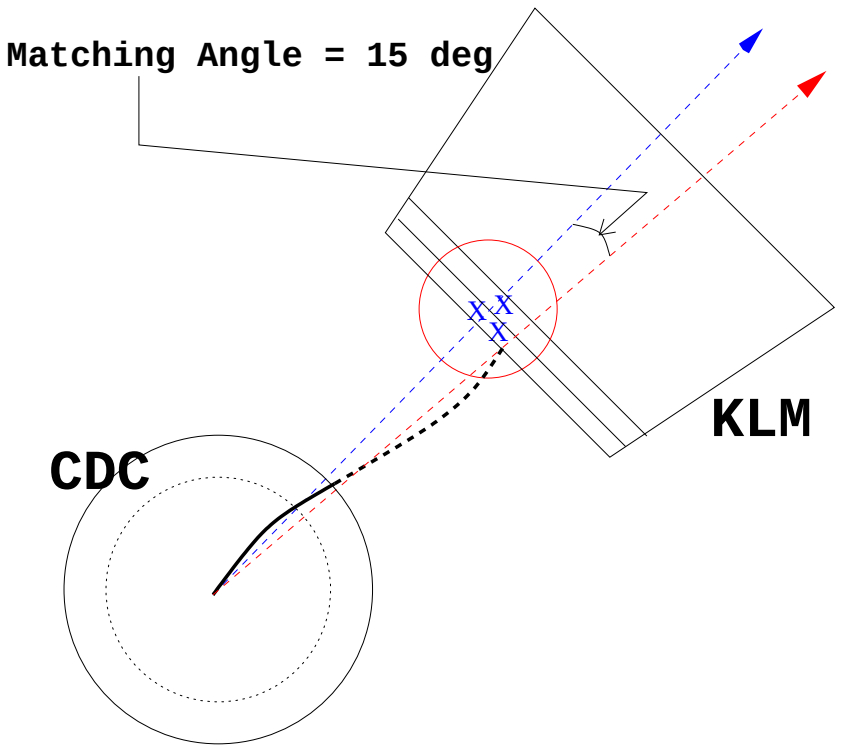

Figure 4.25: 荷電粒子によるクラスターの排除の方法

方向をクラスターの方向とする[1]。カロリーメーターにエネルギー損失がなかった場合は、ヒット点の方向の平均の方向をクラスターの方向とする。現在カロリーメータのエネルギー損失があった方向と、クラスターの方向のマッチングを取る角度は 15 度である。Figure 4.24 にクラスターの方向の決め方を示す。

4. 荷電粒子によるものと思われるクラスターを除去する (charged veto)。CDC で再構成された荷電粒子のトラックを KLM 検出器の最内層まで外挿し、そのトラックが KLM 検出器につきあたった点の方向とクラスターの方向の差がある値以内であれば、そのクラスターは荷電粒子によるものとみなし K_L^0 の候補から外す。現在トラックとマッチングを取る角度は 15 度である。

最終的に残ったクラスターを「K_L^0 クラスター」と呼ぶことにする。

4.3.2 検出方法

Figure 4.26 に $\phi \to K_L^0 K_S^0$ のモードの解析方法を示す。K_S^0 に関しては $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ の崩壊モードのものを検出する。そのようにして再構成された K_S^0 と γ 線の運動量とエネル

[1]エネルギー損失が 0.16 GeV 以下のときは荷電粒子とのオーバーラップが少ないと考え、KLM だけでヒット点を決めるようにしている。

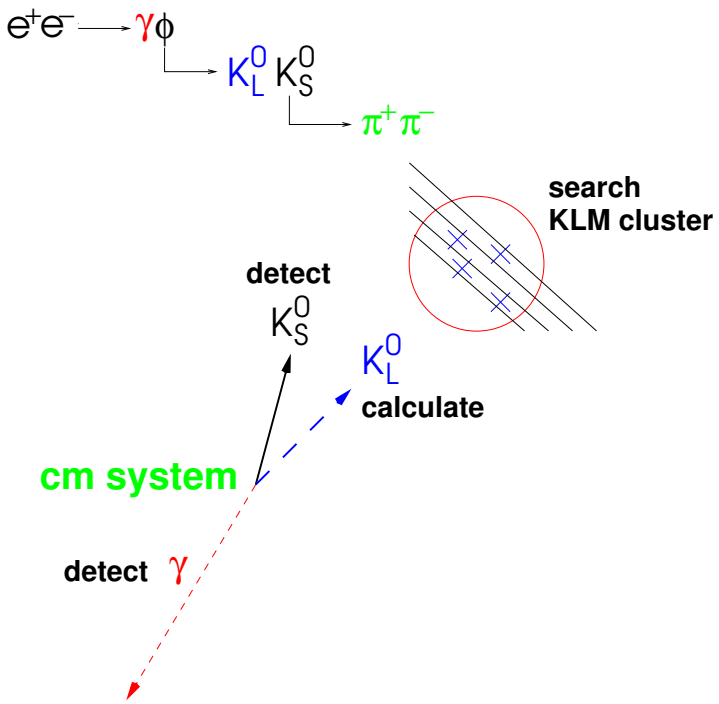

Figure 4.26: $\phi \to K^0_L K^0_S$ モードの解析方法

ギーはわかっているので、エネルギー保存則と運動量保存則より、残る K^0_L の運動方向 (運動量) を計算によって求めることができる。その方向と実際に検出された K^0_L 候補を比較することによって K^0_L の検出効率を求められる。検出された K^0_L に関してはその運動方向しかわからないが、計算によって求められた運動量を使うことによって検出効率の運動量依存性のような重要な情報を得ることもできる。次に解析の詳細な手順を示す。

1. γ 線のカットをおこなう。これは $\phi \to K^+K^-$ のモードのときと同様である。

2. K^0_S の質量カットをおこなう。2 つのトラックに対して $\pi^\pm$ の質量を与えて不変質量を組み、K^0_S の質量付近 (~ 0.498 GeV/c^2) でカットをする。

3. K^0_L の運動量 (運動方向) を計算する。上の 2 つのステップを経て得られた γ 線と K^0_S から K^0_L の運動量をエネルギー保存則と運動量保存則から計算する。

4. 計算された K^0_L の運動方向と荷電粒子のトラックを外挿して求められた方向が近いときはそのイベントを使用しない。なぜならそのようなイベントではクラスターが K^0_L によるものか荷電粒子によるものかはっきりせず、KLM 検出器の K^0_L に対する検出効率の正確な値を求められないからである。カットの方法を Figure 4.27 に示す。本解析では 15 度という値を使用した。以下このカットを「クリアサンプルカット」と呼ぶ。

5. K^0_L クラスターを探す。計算して求められた K^0_L の運動方向に対して 20 度以内に K^0_L

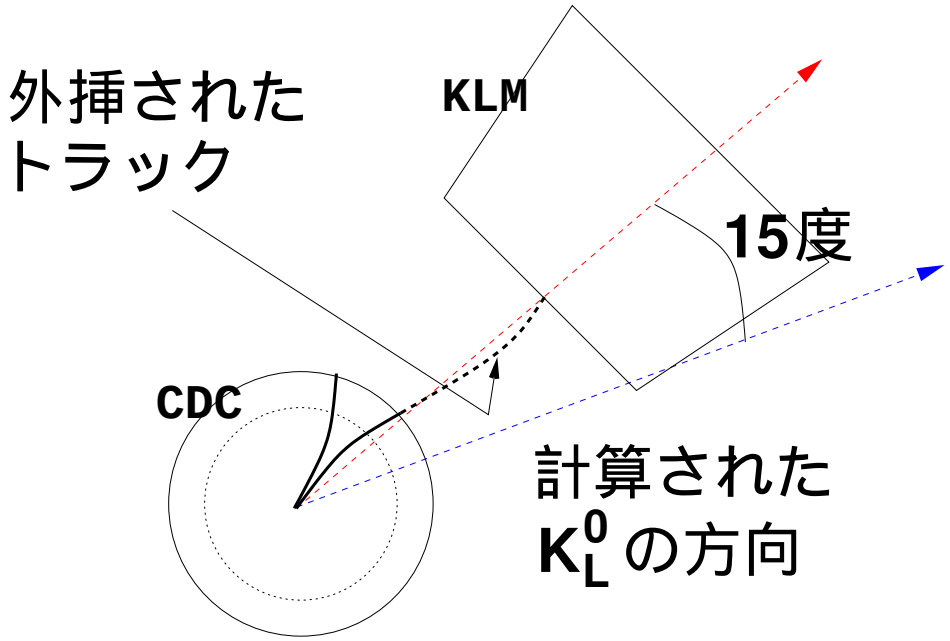

Figure 4.27: 荷電粒子とのオーバーラップの可能性の少ない K_L^0 サンプルを得るためのカット

クラスターがあるかどうか探す。計算によって求められた K_L^0 の方向に最も近い K_L^0 クラスターを「検出された」とする。

6. 検出された K_L^0 の数に対する計算によって求められた K_L^0 の数の比を検出効率とする。

4.3.3 シミュレーションによる結果

使用したデータは $\phi \to K^+K^-$ のモードの解析と同様 $e^+e^- \to \gamma\phi$ の全崩壊モードを含む 12960 イベントである。

γ 線の検出結果については $\phi \to K^+K^-$ のときと同様である。Figure 4.10 に検出した結果を、Figure 4.11 に運動量カットをおこなったあとの運動量の大きさと θ 方向の相関図を示す。

次に K_S^0 を検出する。正負 2 本のトラックに $\pi^\pm$ の質量を与え不変質量を組んだときの分布を Figure 4.28 に示す。この分布に対して K_S^0 の質量 (~ 0.498 GeV/c^2) を中心としたガウス関数でフィッティングをおこない 2σ の領域を採用した。

質量カット後の K_S^0 の運動量の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.29 の右図に示す。Figure 4.29 の左図がシミュレーションによって生成された K_S^0 の相関図であるが、相関がほぼ一致しており正しく K_S^0 を検出していることがわかる。

次に検出された γ 線と K_S^0 をもとに運動量保存則とエネルギー保存則から K_L^0 の運動量を計算する。その運動量の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.30 の左図に示す。Figure 4.29 の左図と比較すると ($\phi \to K_L^0K_S^0$ は質量の等しい 2 体崩壊なので分布は一致する)、相

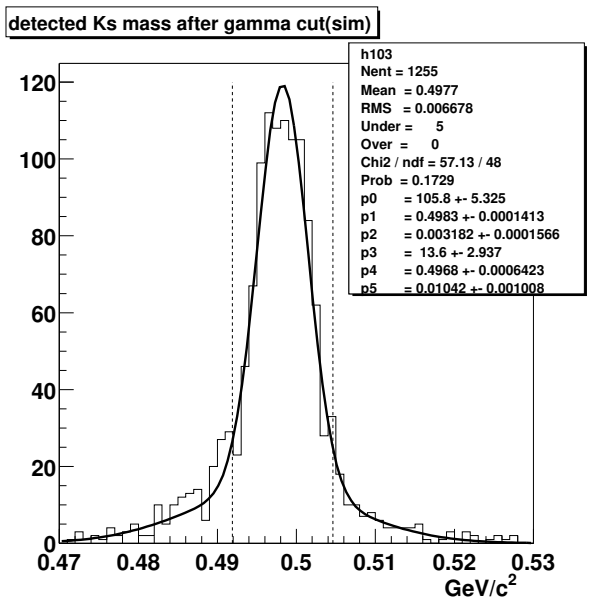

Figure 4.28: 検出された K_S^0 の質量分布

関がほぼ一致しており K_L^0 を検出していることがわかる。K_S^0 と比べて帯の幅が広がっているが、これは γ 線検出に対するカロリーメータの分解能と、K_S^0 検出に対するトラッキングの運動量分解能によるものである。

さらに荷電粒子とのオーバーラップの可能性のあるイベントを除くために、計算によって求められた K_L^0 の方向と荷電粒子のトラックを KLM 検出器まで外挿した方向の差がある値以内にあるもの (本解析では 15 度) は使わないようにした (クリアサンプルカット)。そのカット後の計算された K_L^0 の運動量の大きさと θ 方向の相関を Figure 4.30 の右図に示す。高い運動量のものほど落ちているが、それは高い運動量であるほど K_L^0 と K_S^0 の開き角が小さくなるためである。

このようにして検出された K_L^0 をサンプルとして、次にこの計算によって求められた K_L^0 の運動量の方向に K_L^0 のクラスターがあるかどうかを調べ検出効率を求めた。K_L^0 の検出は検出方法の節で説明したように、計算された K_L^0 の運動量方向に対して 20 度以内にあって最もその方向に近い K_L^0 クラスターを検出された K_L^0 クラスターとしている。検出された K_L^0 の θ 方向の分布と運動量分布を Figure 4.31 に示す。KLM 検出器では K_L^0 の運動量はわからないので、Figure 4.31 の運動量分布には K_L^0 が検出されたときの計算された K_L^0 の運動量を使っている。濃い色は荷電粒子によるものと思われる K_L^0 クラスターを排除したとき (charged veto)、薄い色は排除しなかったときである。

Figure 4.32 に K_L^0 の検出効率の θ 方向依存性と運動量依存性を示す。Figure 4.31 と同様濃い色が荷電粒子によるものと思われる K_L^0 クラスターを排除したとき (charged veto)、薄い色が排除しなかったときである。θ 方向、運動量の大きさに関係なく約 80% の検出効率があることがわかる。これは別のシミュレーションの結果と一致する。

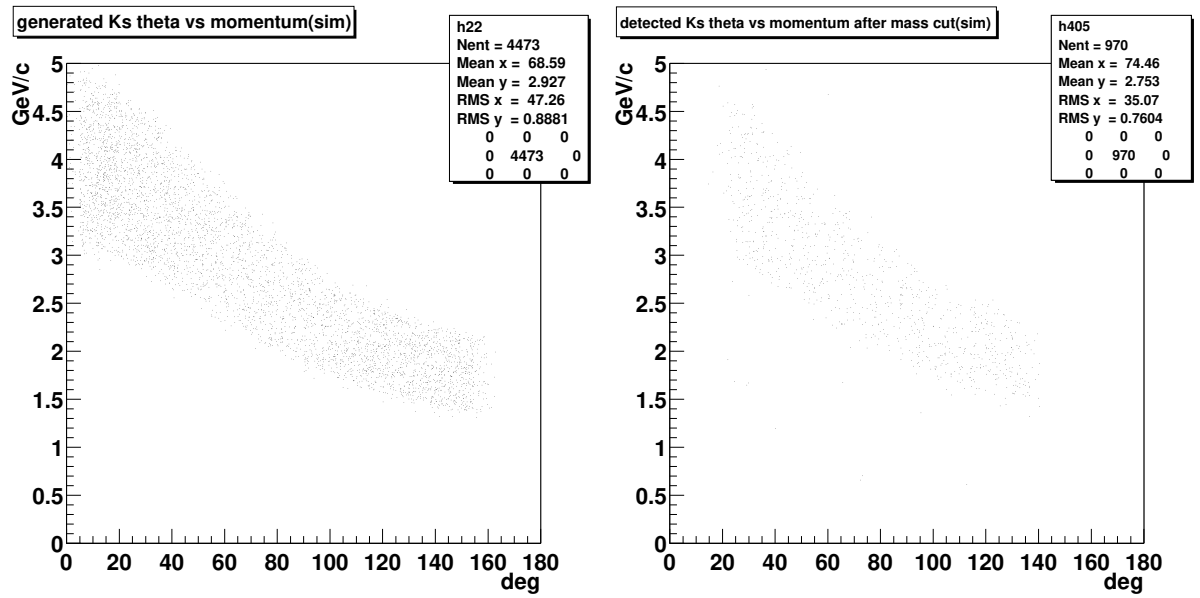

Figure 4.29: 生成された K^0_S(左)と質量カット後の K^0_S(右)の運動量の大きさと θ 方向の相関図

Figure 4.33 に検出された K^0_L クラスターと計算された K^0_L の方向の θ 方向の差と ϕ 方向の差を示す。方向の差は (方向の差) = (K^0_Lクラスターの方向) − (計算されたK^0_Lの方向) としている。両方向ともおおむね 1.5 度前後の分解能が得られており別のシミュレーションの結果と一致している。Table 4.8 にシミュレーションによる解析のまとめを示す。

4.3.4 実験データからの結果

γ 線の検出に関しては $\phi \to K^+K^-$ と同様である。Figure 4.16 に検出された γ 線の運動量の大きさとθ 方向の分布を、Figure 4.17 に運動量カットをおこなったあとの γ 線の運動量の大きさと θ 方向の相関を示す。

次に K^0_S を検出する。2 本の正負のトラックに対して $\pi^{\pm}$ の質量を与え不変質量 $M_{\pi^+\pi^-}$ を組んだときのその質量分布と、2 本のトラックの運動量の和 $\vec{p}_{\pi^+\pi^-}$ の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.34 に示す。K^0_S のピークが見えずバックグラウンドが多いことがわかる。また 4.34 の右図に 4 GeV $\sim$ 8 GeV の範囲に帯状に濃い部分があるが、この領域は生成された粒子が 2 体崩壊したものによるものであり、$e^+e^- \to \gamma\phi$ のほかに $e^+e^- \to \gamma e^+e^-,\ \gamma\mu^+\mu^-$ のようなイベントが含まれていると考えられる。

K^0_S の検出にはバックグラウンドが予想よりも多いということで次にバックグラウンドを除く方法について研究した。

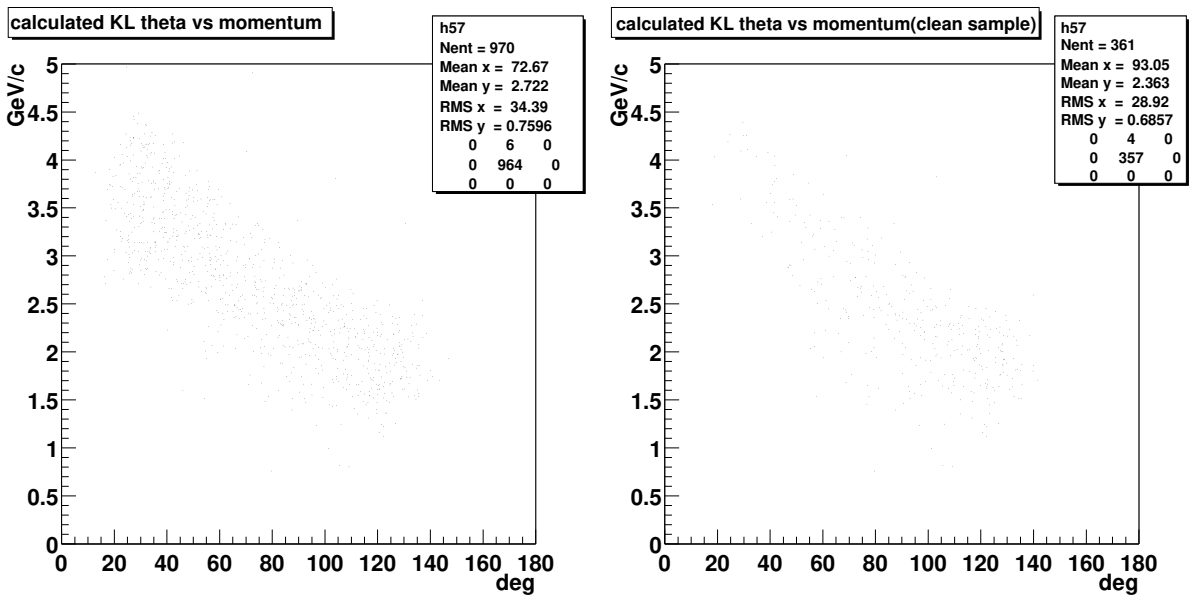

Figure 4.30: 計算によって求められた K_L^0 の運動量の大きさと θ 方向の相関図 (左: 全部、右: クリアサンプルカット後)

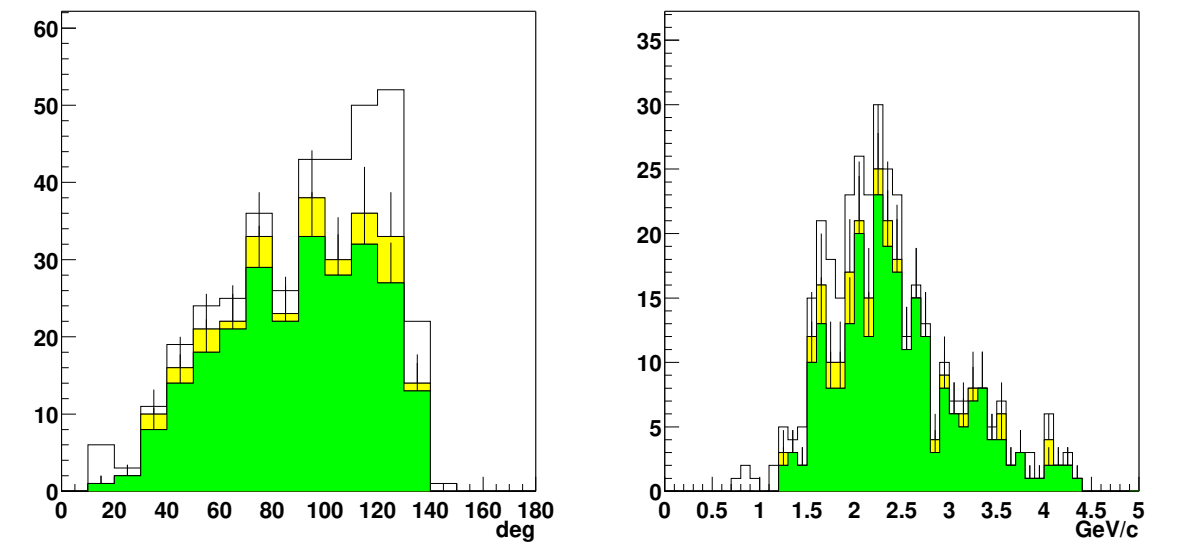

Figure 4.31: 計算によって求められた K_L^0(色なし) と検出された K_L^0(濃い色: charged veto あり、薄い色: charged veto なし) の運動量の θ 方向の分布 (左) と大きさの分布 (右)

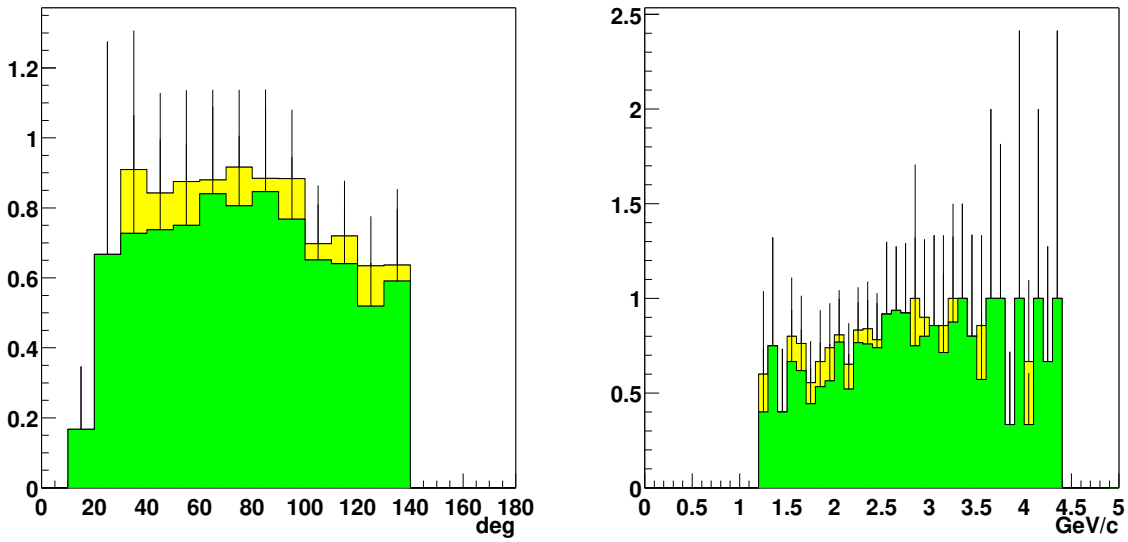

Figure 4.32: K_L^0 に対する検出効率の運動量の θ 方向依存性 (左) と大きさ依存性 (右)

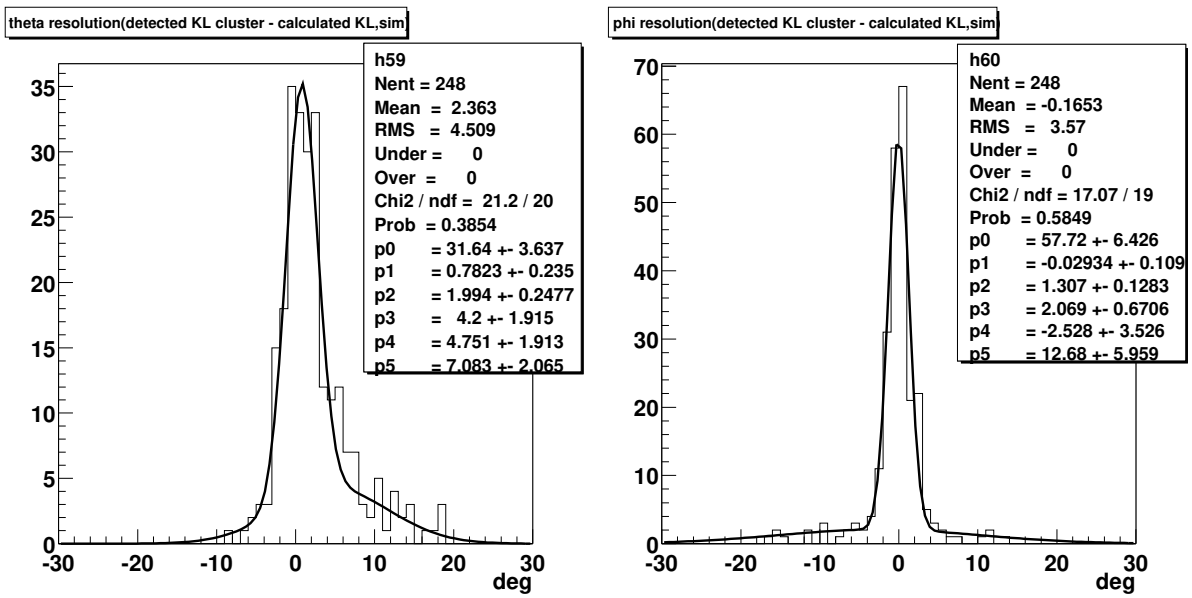

Figure 4.33: K_L^0 検出の角度分解能

イベント数	12980
上のうち $\phi \to K_L^0 K_S^0$,$K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ に崩壊したもの	3032
上のうち検出可能領域に入ったもの	1948
γ 線の運動量カット後	8701
K_S^0 の質量カット後	970
検出可能領域での K_S^0 の検出効率	$970/1948 = 0.50$
クリアサンプルカット後	361
検出された K_L^0 の数 (charged veto なし)	279
検出された K_L^0 の数 (charged veto あり)	248
検出可能領域での K_L^0 の検出効率 (charged veto あり)	$248/361 = 0.69$

Table 4.8: シミュレーションによる $\phi \to K_L^0 K_S^0$ モードの解析の結果

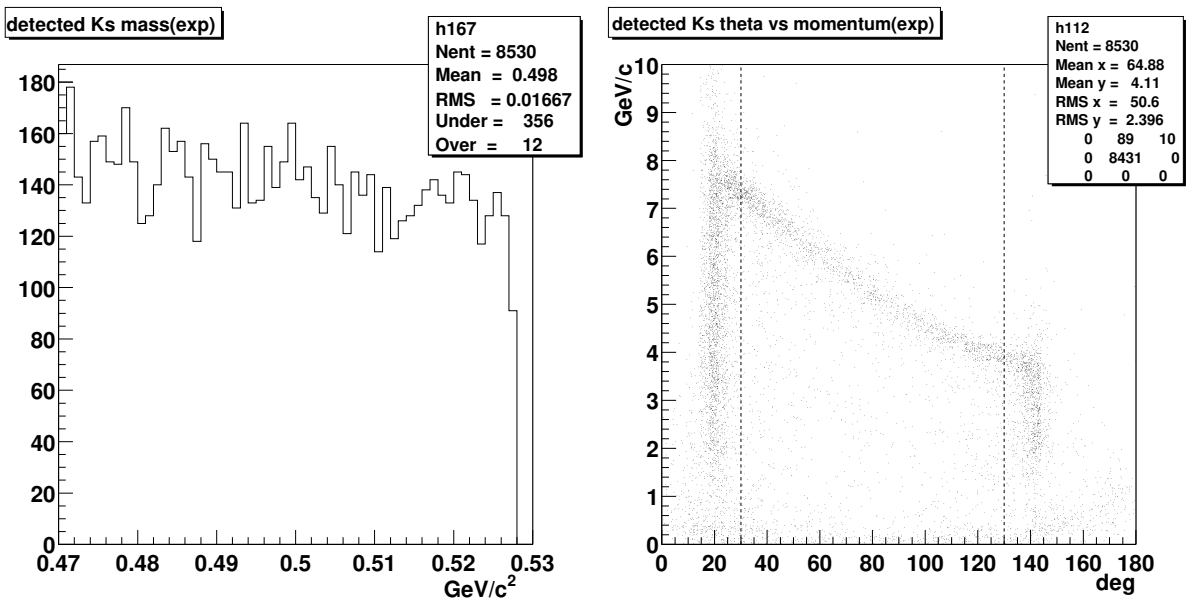

Figure 4.34: $M_{\pi^+\pi^-}$ の分布 (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさの相関図

4.3.5 K_S^0 のバックグラウンドの除去

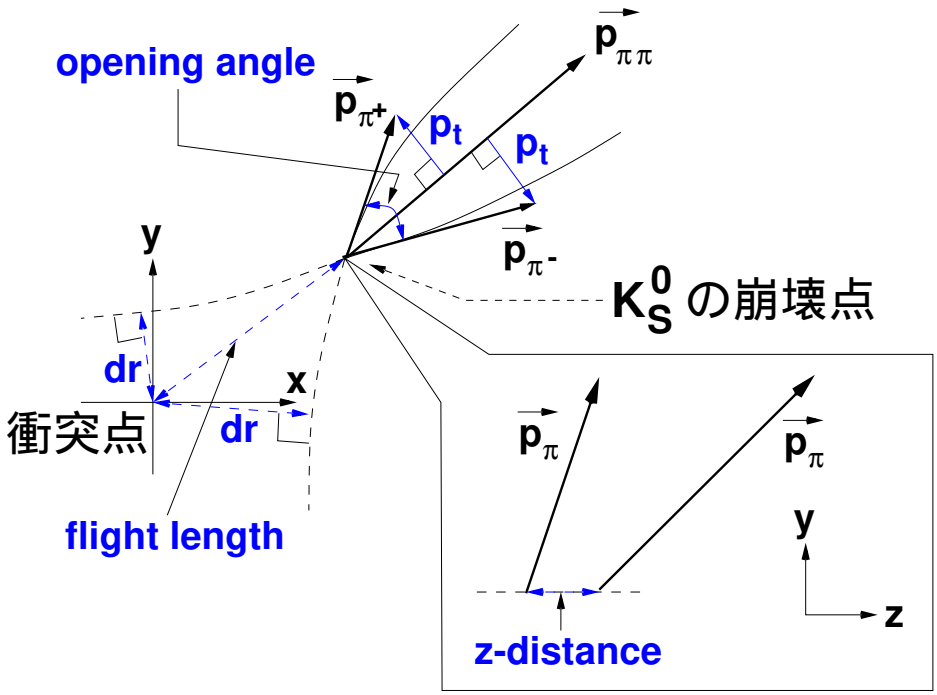

Figure 4.35: K_S^0 のバックグラウンドの除去の方法

K_S^0 のバックグラウンドを除去するためのパラメータの定義を Figure 4.35 に示す。おこなったカットは次の 3 つに分けられる。

1. 崩壊点の質によるカット
   - **dr**(トラックと衝突点との最小距離によるカット)
   - 飛行距離 (flight length、K_S^0 の崩壊点と衝突点との距離によるカット)
   - **z-distance**(K_S^0 の崩壊点でのトラック間の z 軸方向の距離によるカット)
2. K_S^0 自体の性質によるカット
   - トラック間の開き角 (opening angle、2 本のトラックのなす角度によるカット)
   - $\boldsymbol{p}_t$($\vec{p}_{\pi\pi}$ に対する $\vec{p}_{\pi^\pm}$ の横方向運動量の大きさによるカット)
   - 運動量の差 ($|\vec{p}_{\pi^+}| - |\vec{p}_{\pi^-}|$、2 本のトラックの運動量の大きさの差によるカット)
3. イベントの性質によるカット
   - 質量欠損 ($\boldsymbol{M}_{\rm miss}$= $\sqrt{\{E_{e^+e^-} - (E_\gamma + E_{\pi\pi})\}^2 - |\vec{p}_{e^+e^-} - (\vec{p}_\gamma + \vec{p}_{\pi\pi})|^2}$)
   - 運動学的カット (検出した γ 線の運動量の θ 方向と K_S^0 の運動量の θ 方向又は大きさの相関によるカット)

以後の開き角によるカット、p_t によるカット、運動量の差によるカット、質量欠損によるカットの結果は Figure 4.34 の結果に対してそれぞれ独立におこなったものである。また、4 つのカットの解析の結果は全て色なしが実験データ、色つきがシミュレーションである。シミュレーションには $e^+e^- \to \gamma\phi$、$\phi \to K_L^0 K_S^0$ イベントの中で検出可能領域に入っているイベントのみを使用した。

開き角によるカット

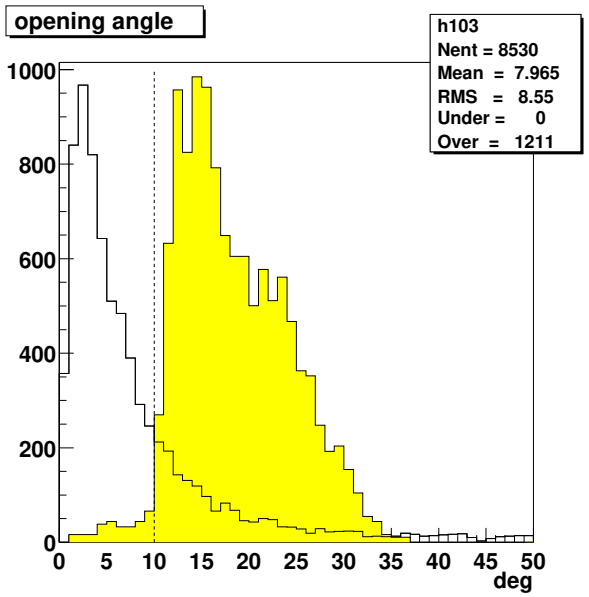

Figure 4.36: 開き角の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ)

開き角とは 2 本のトラックのなす角度である。Figure 4.36 に開き角の分布を示す。この結果より開き角が 10 度以下のものはバックグラウンドを多く含んでいるとして落とすことにした。カット後の $p_{\pi^+\pi^-}$ と $M_{\pi^+\pi^-}$ の分布を Figure 4.37 に示す。この結果により Figure 4.34 の左図の濃い帯上の部分は、開き角が小さいものであることがわかった。つまり崩壊する前の粒子の運動量が K_S^0 に比べて高いことを表している。

p_t によるカット

p_t とは、$\vec{p}_{\pi\pi}$ に対する $\vec{p}_{\pi^\pm}$ の横方向運動量である。$\phi \to K_L^0 K_S^0$ に限らず p_t の大きさは崩壊モードによって決まっているので、この大きさによりイベントを識別することができる。$K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ モードの p_t の大きさは 206 MeV/c である。Figure 4.38 に p_t の分布を示す。この結果より p_t が 0.05 GeV/c 以下のものを落とすことにした。その結果を Figure 4.39 に示す。帯の部分のバックグラウンドは多少落ちたが、このカットだけではまだ全体的にバックグラウンドが残っている。

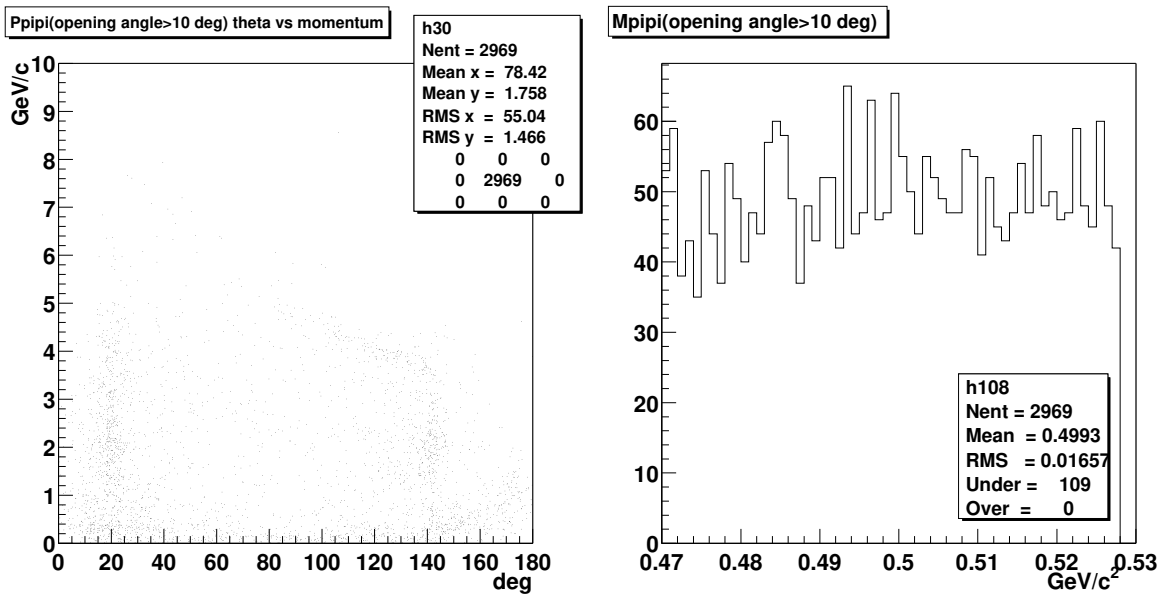

Figure 4.37: 開き角カット後の $p_{\pi^+\pi^-}$(左) と $M_{\pi^+\pi^-}$(右) の分布

運動量の差によるカット

検出可能領域近く ($\theta = 20$ 度、140 度近く) に $\vec{p}_{\pi^+\pi^-}$ が向いているイベントをいくつか見たところ、2 本のトラックの運動量の差が特に大きいものが多かったので、2 本のトラックの運動量の差によるカットをおこなうことにした。2 本のトラックの運動量の大きさの差の分布を Figure 4.40 に示す。シミュレーションの結果より K_S^0 の崩壊によりできた π^+ と π^- の運動量の大きさの差は 4.0 GeV/c 以内におさまっているので、運動量の差が 4.0 GeV/c 以内のものを採用することにした。そのカットの結果を Figure 4.41 に示す。このカットにより 20 度付近の高い運動量領域のバックグラウンドとともに、帯の部分の運動量の高い領域が落ちている。

質量欠損によるカット

検出された γ 線と K_S^0 から質量欠損を求める。質量欠損として K_L^0 の 0.498 GeV/c^2 が現われるはずである。質量欠損の分布を Figure 4.42 に示す。測定誤差により $M_{\rm miss}^2 = \{E_{e^+e^-} - (E_\gamma + E_{\pi\pi})\}^2 - |\vec{p}_{e^+e^-} - (\vec{p}_\gamma + \vec{p}_{\pi\pi})|^2$ の値が負になる場合もありうるので、質量欠損は次のように定義している。

$$M_{\rm miss} = \begin{cases} \sqrt{M_{\rm miss}^2} & (M_{\rm miss}^2 > 0) \\ -\sqrt{-M_{\rm miss}^2} & (M_{\rm miss}^2 < 0) \end{cases} \tag{4.13}$$

この結果より実験データでは質量欠損が 0 近くのものが特に多いことがわかったので、$-0.3 < M_{\rm miss} < 0.3$ GeV/c^2 の範囲のものを落とすことにした。質量欠損によるカットをおこなった結果を Figure 4.43 に示す。このカットにより帯の部分のバックグラウンドをか

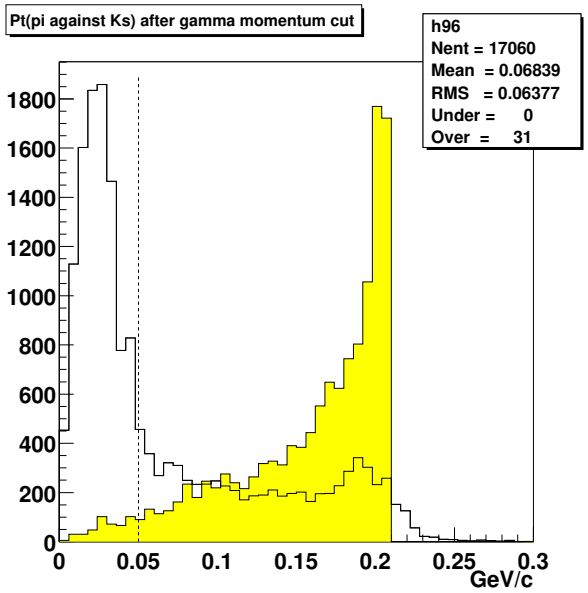

Figure 4.38: p_tの分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ)

なり落とすことができ、帯の部分のバックグラウンドは質量欠損のごく小さいものを多く含んでいることがわかった。

Figure 4.44 に開き角、p_t、運動量の差、質量欠損のカットを全ておこなったあとの $p_{\pi^+\pi^-}$ と $M_{\pi^+\pi^-}$ の 分布を示す。以上のカットではまだはっきりとした K^0_S の分布は見えてこないので、さらに運動量の θ 方向、dr、飛行距離、z-distance、運動学的カットをおこなうことにした。

運動量の θ 方向のカット

運動量の θ 方向で 20 度または 140 度付近のような検出可能領域ぎりぎりの部分で検出されているようなものは、崩壊によってできた粒子が 3 体以上で、そのうち 2 体だけが検出可能領域に入ってしまっているようなイベントを含んでいると考えられる。ゆえに $\vec{p}_{\pi^+\pi^-}$ の運動量の方向が $30 < \theta < 130$ 度の範囲のものを使うことにした。Figure 4.44 の右図の点線がその境界を示している。開き角、p_t、運動量の差、質量欠損のカットに加えて運動量の θ 方向によるカットをおこなった後の不変質量分布を Figure 4.45 に示す。

以後の解析はすべて θ 方向でカットしたものを使用し、dr、飛行距離、z-distance、運動学的カットによる結果は全て θ 方向でカットしたものに対し独立にカットをおこなった結果である。

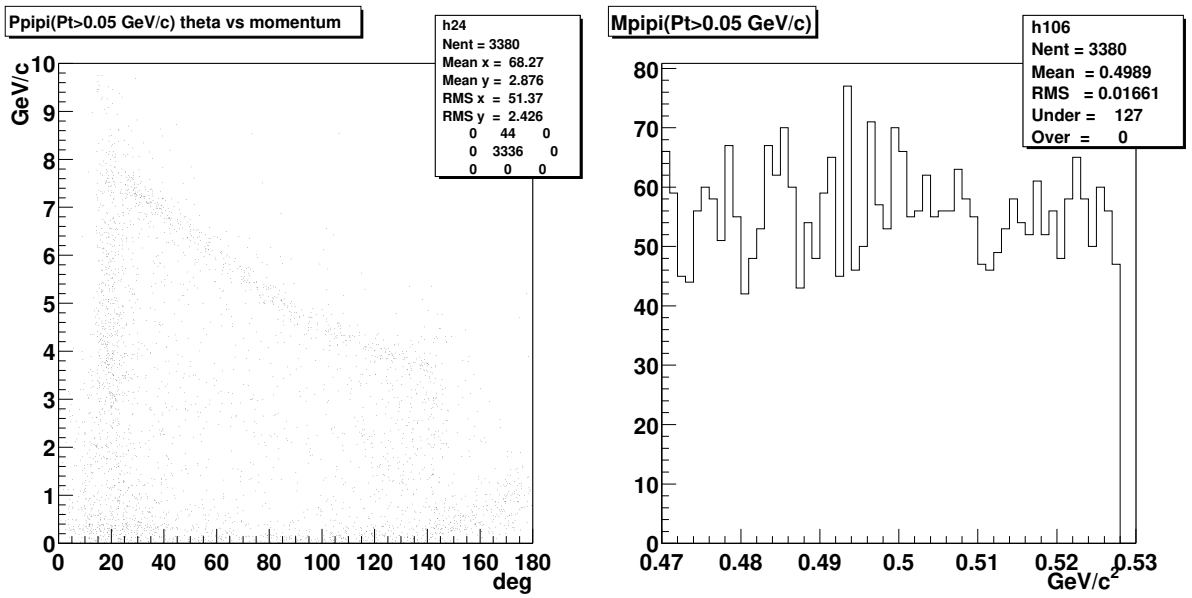

Figure 4.39: p_t カット後の $p_{\pi^+\pi^-}$(左) と $M_{\pi^+\pi^-}$(右) の分布

dr によるカット

dr とはトラックを e^+e^- の反応点付近まで外挿し、反応点との最近点までの $x-y$ 平面上での距離である。反応点で崩壊した粒子は dr が小さいので、dr によって反応点から来た粒子とそうでない粒子を判別できる。Figure 4.46 に検出された 2 本のトラックの dr の分布を示す。K^0_S は $c\tau$ が 2.68 cm と比較的長いので反応点で崩壊するものは少ないと考えられる。ゆえに Figure 4.46 の右図から dr が 0.1 cm よりも大きいものを使うことにした。点線がその境界である。カット後の不変質量分布と運動量分布を Figure 4.47 に示す。このカットによって $4 \sim 8$ GeV の範囲に見えていた帯状のバックグラウンドをかなり落とすことができた。

飛行距離 (flight length) によるカット

飛行距離 (flight length) とは K^0_S の崩壊点と反応点との $x-y$ 平面上での距離である。この飛行距離によっても反応点から来たものとそうでないものを区別することができる。検出された 2 本のトラックの飛行距離の分布を Figure 4.48 に示す。この分布より飛行距離が 0.7 cm より長いものを用いることにした。カット後の質量分布と運動量の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.49 に示す。dr のカットほど効果は見られなかったが、これは反応点から来たトラックでも再び交わってしまい、そこがバーテックスとみなされてしまうものがあるからと考えられる。ゆえに飛行距離のカットはバーテックスでの 2 本のトラックの距離も同時に見なければならない。

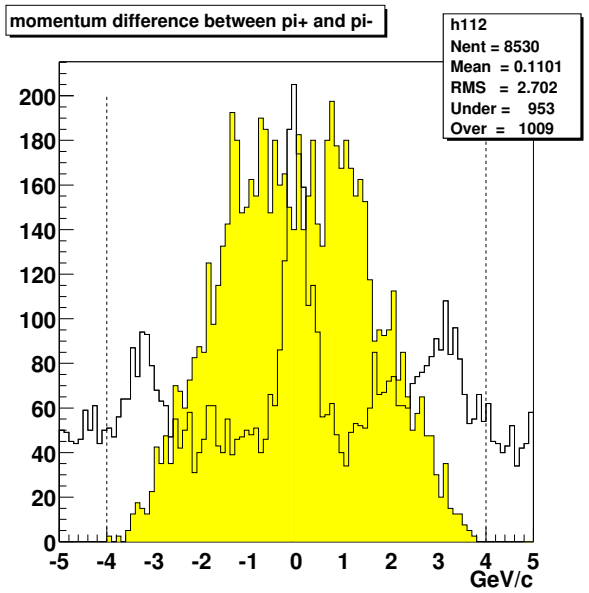

Figure 4.40: 運動量の差の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ)

z-distance によるカット

z-distance とは K^0_S の崩壊点での 2 本のトラックの z 軸方向の距離である。この値が小さいほど 2 つのトラックはその崩壊点で崩壊した可能性が高い。この z-distance によっても反応点から来たものとそうでないものを区別することができる。検出された 2 本のトラックの z-distance の分布を Figure 4.50 に示す。この分布より z-distance が 0.2 cm より長いものを用いることにした。カット後の質量分布と運動量の大きさと θ 方向の相関図を Figure 4.51 に示す。このカットによって $4 \sim 8$ GeV の領域にあったバックグラウンドとともに、ごく低い運動量領域にあったバックグラウンドも落していることがわかる。

運動学的カット

Figure 4.52 に γ 線 の運動量の θ 方向と K^0_S の運動量の θ 方向の相関図のシミュレーションによる結果を示す。図からわかるように γ 線の方向が決まれば K^0_S も決まった方向にしか出ないので、γ 線の θ 方向を 10 度ずつの領域に分け、その領域内に対応する K^0_S の θ 方向によってカットをおこなった。その結果を Figure 4.53 に示す。

今までのカットを全ておこなったあとの質量分布を Figure 4.54 の左図に示す。以上のカットにより K^0_S のピークが見えてきた。これに対して $0.490 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.506$ GeV/c^2 の領域でカットをおこなったときの運動量と θ の方向の相関図が Figure 4.54 の右図である。正しい相関が見えているが、$e^+e^- \to \gamma\phi$、$\phi \to K^0_L K^0_S$ のモードからくる K^0_S ではありえない運動量領域にまだ K^0_S の候補があることがわかる。これより、K^0_S の運動方向のカットだけでなく運動量のカットもおこなうことにした。γ 線の運動量の θ 方向と K^0_S の運動

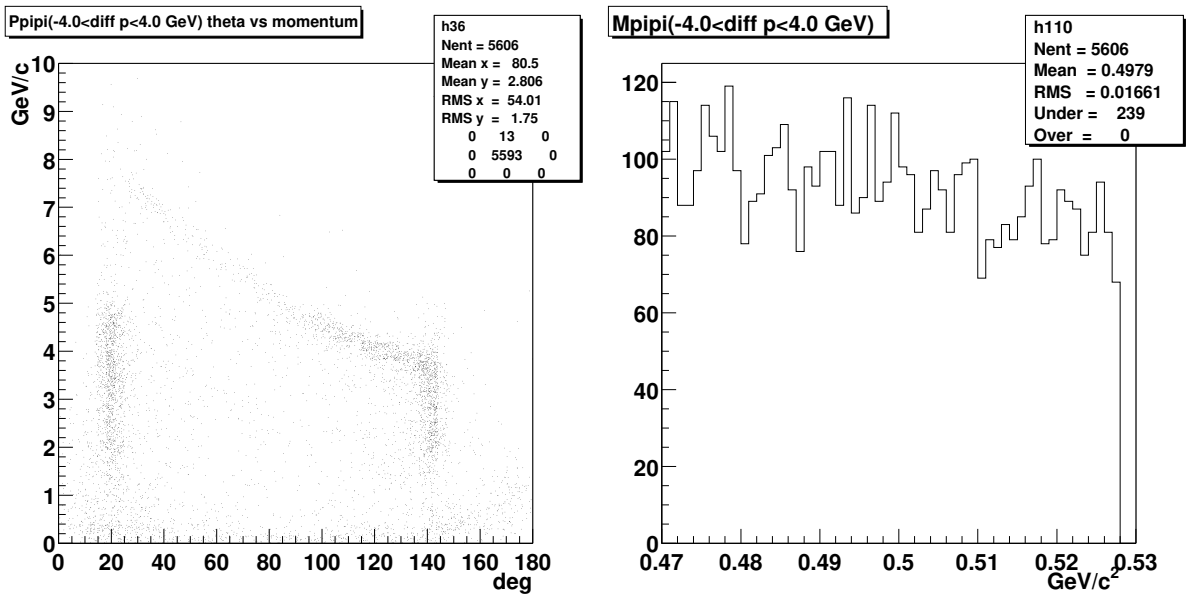

Figure 4.41: 運動量の差によるカット後の $p_{\pi^+\pi^-}$(左) と $M_{\pi^+\pi^-}$(右) の分布

量の大きさのシミュレーションによる相関図を Figure 4.55 に示す。運動方向のカットのときと同様に γ 線の θ 方向を 10 度ずつの領域に分け、その領域内に対応する K^0_S の運動量の大きさによってカットした。

Figure 4.54 に対して K^0_S の運動量カットをおこなったあとの不変質量分布を Figure 4.56 の左図に示す。数が少ないのでこの時点でのバックグラウンドのレベルを見積ることはできなかった。さらに $0.490 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.506$ GeV/c^2 の範囲で不変質量のカットをおこない、最終的な K^0_S の検出数とした。検出された K^0_S の運動量の θ 方向と大きさの分布を Figure 4.56 の右図に示す。

今までの結果のまとめと同様な K^0_S のカットをシミュレーションでおこなったときの結果を Table 4.9 に示す。

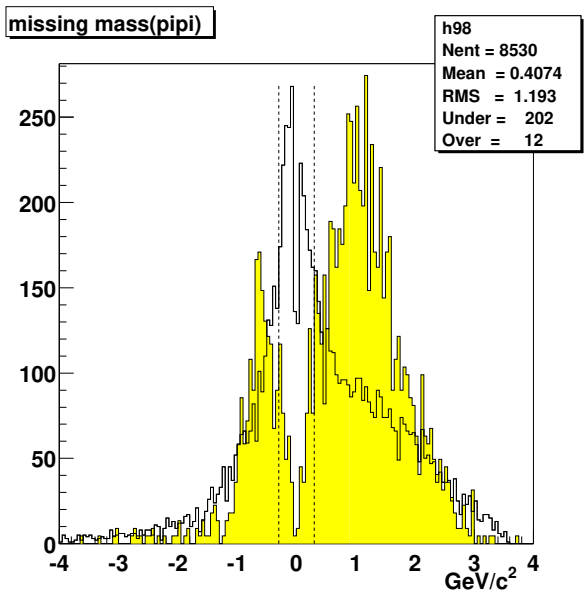

Figure 4.42: 質量欠損の分布 (色つき: シミュレーション、色なし: 実験データ)

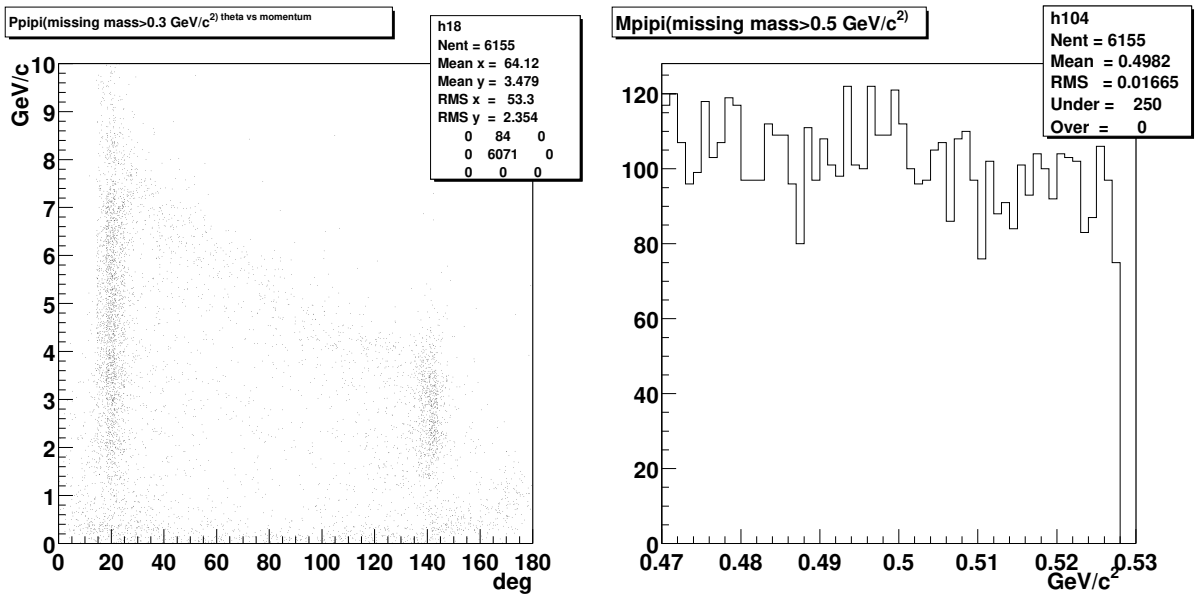

Figure 4.43: 質量欠損によるカット後の $p_{\pi^+\pi^-}$(左) と $M_{\pi^+\pi^-}$(右) の分布

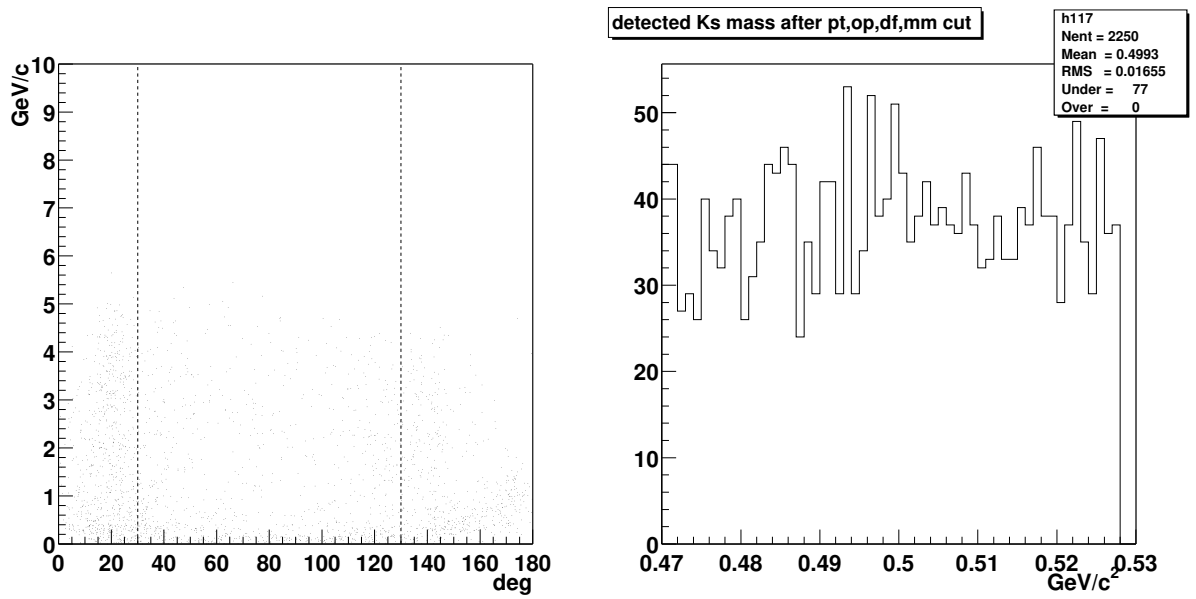

Figure 4.44: 開き角、p_t、運動量の差、質量欠損のカットを全ておこなった結果 (左: $p_{\pi^+\pi^-}$、右: $M_{\pi^+\pi^-}$)

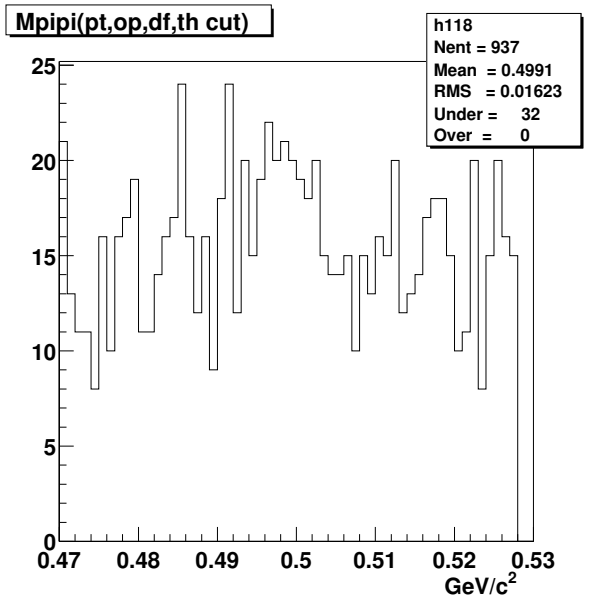

Figure 4.45: θ 方向のカット後の $M_{\pi^+\pi^-}$ の分布

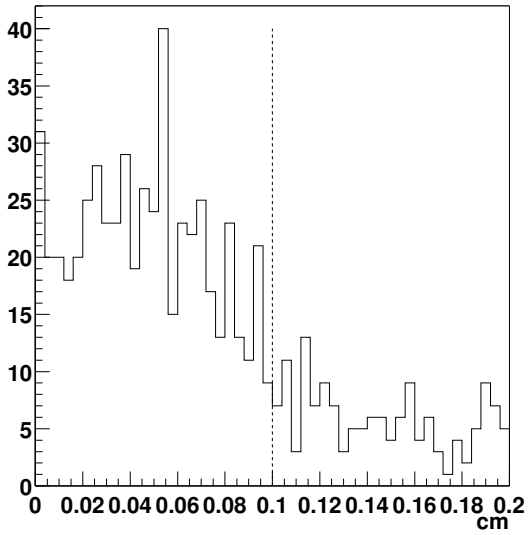

Figure 4.46: dr の分布 (実験データ)

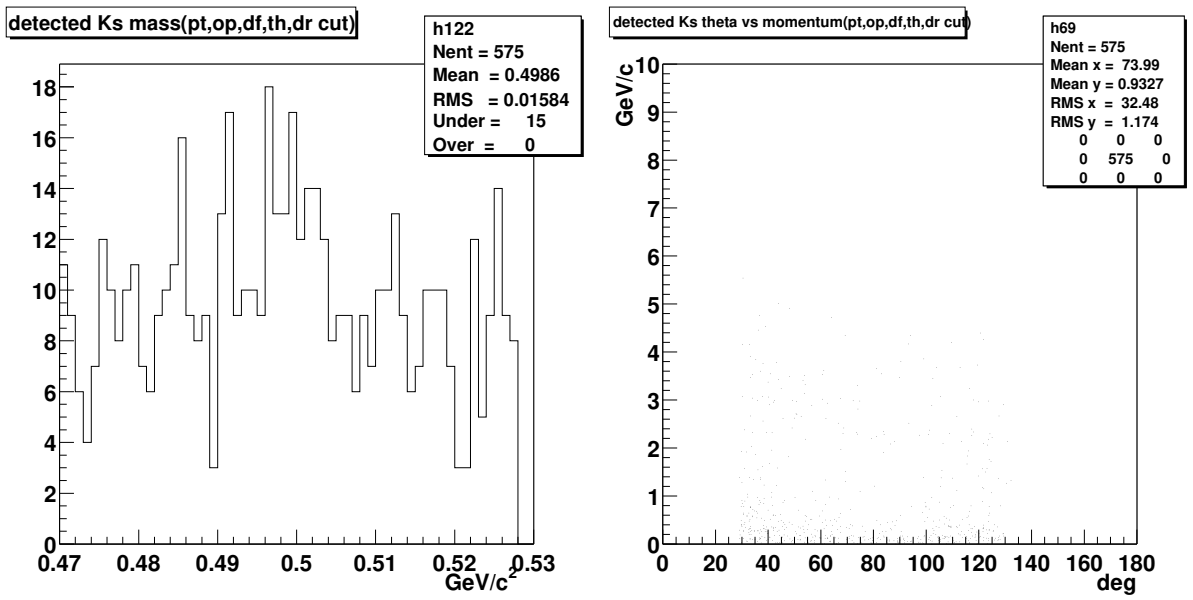

Figure 4.47: dr カット後の $M_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさの相関図 (右)

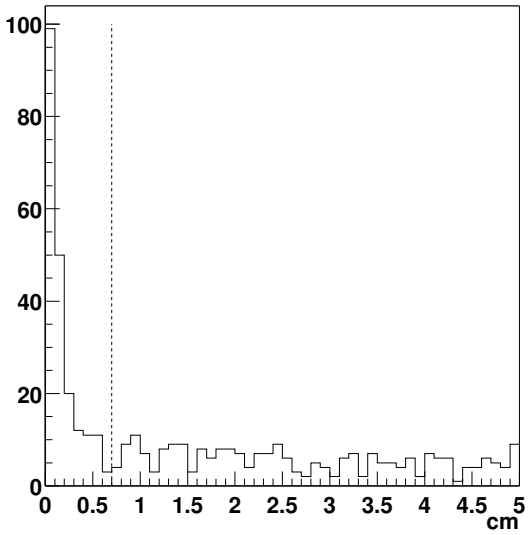

Figure 4.48: 飛行距離の分布 (実験データ)

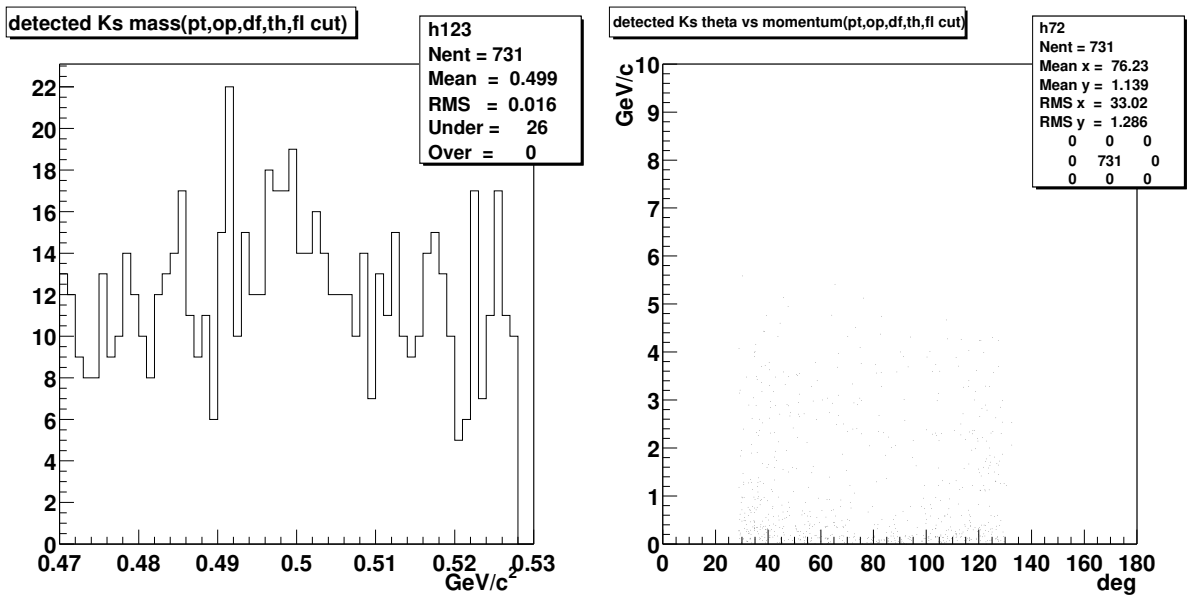

Figure 4.49: 飛行距離カット後の $M_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさのの相関図 (右)

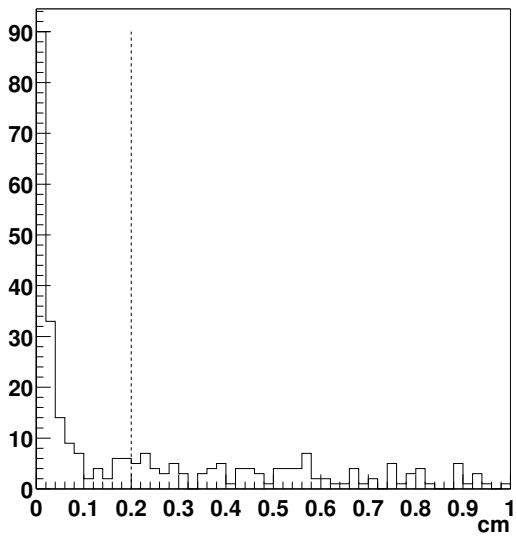

Figure 4.50: z-distance の分布 (実験データ)

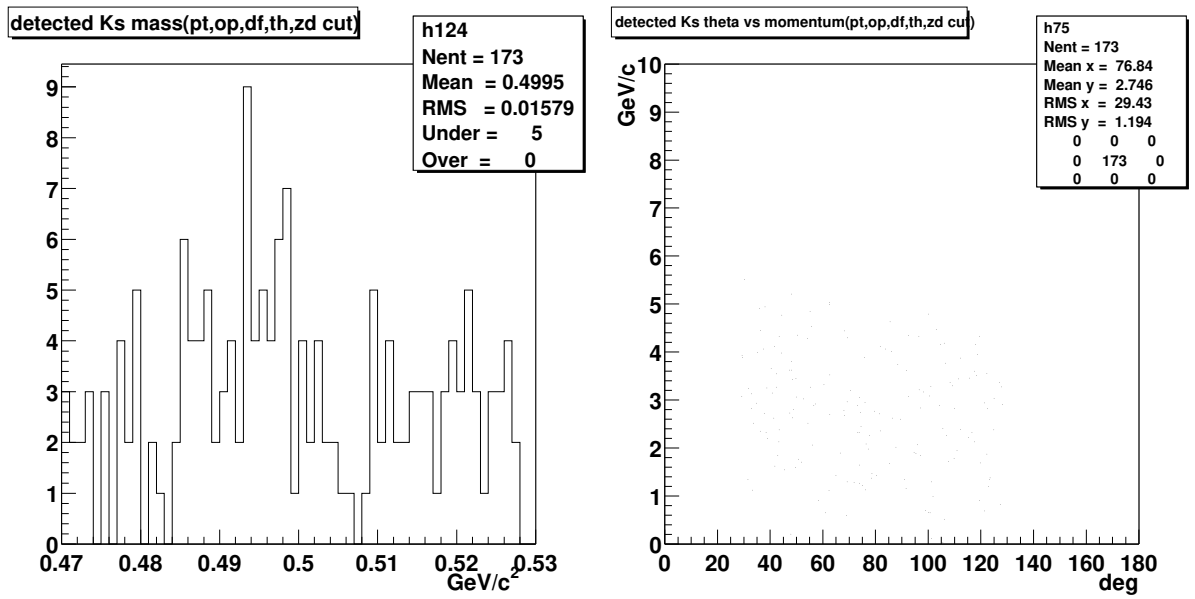

Figure 4.51: z-distance カット後の $M_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさの相関図 (右)

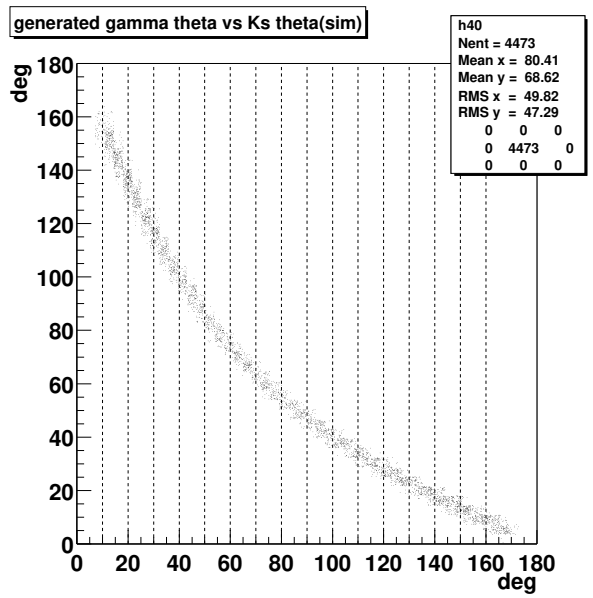

Figure 4.52: 生成された γ 線と K^0_S の運動量の θ 方向の相関図

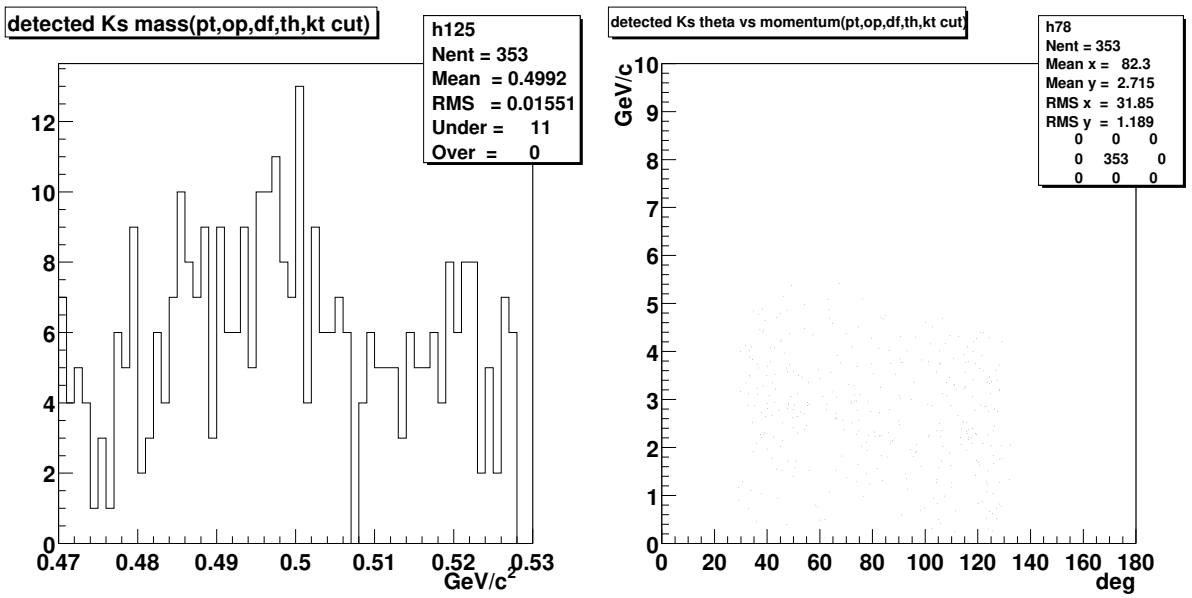

Figure 4.53: 運動学的カット後の $M_{\pi^+\pi^-}$ (左) と $p_{\pi^+\pi^-}$ の θ 方向と大きさの相関図 (右)

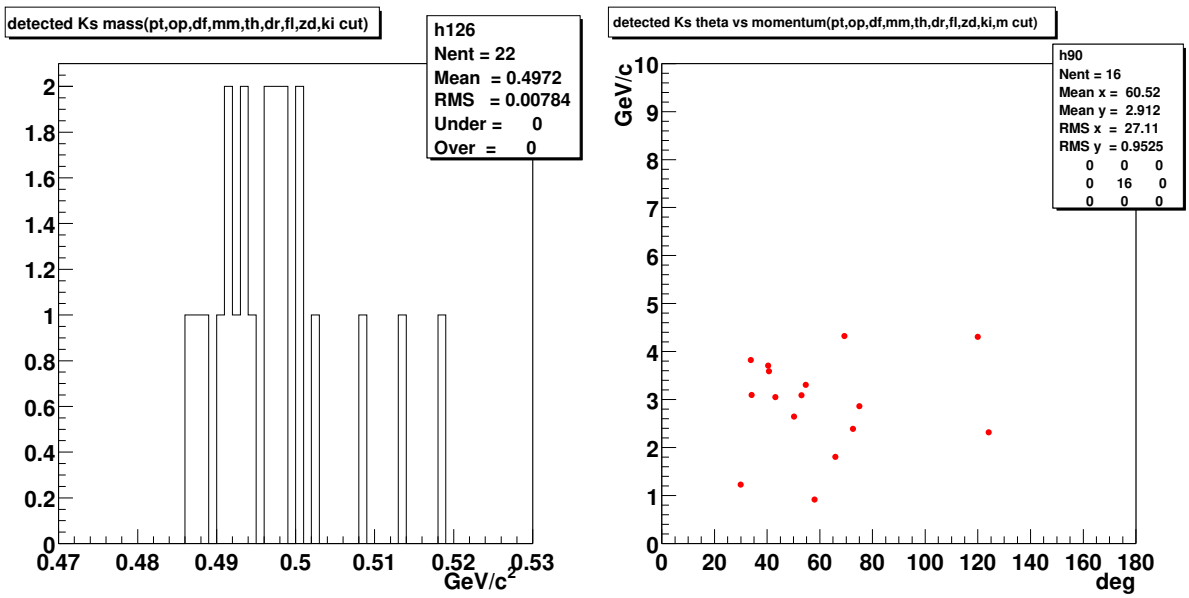

Figure 4.54: 全カットの結果 (左: $M_{\pi^+\pi^-}$、右: $p_{\pi^+\pi^-}$)

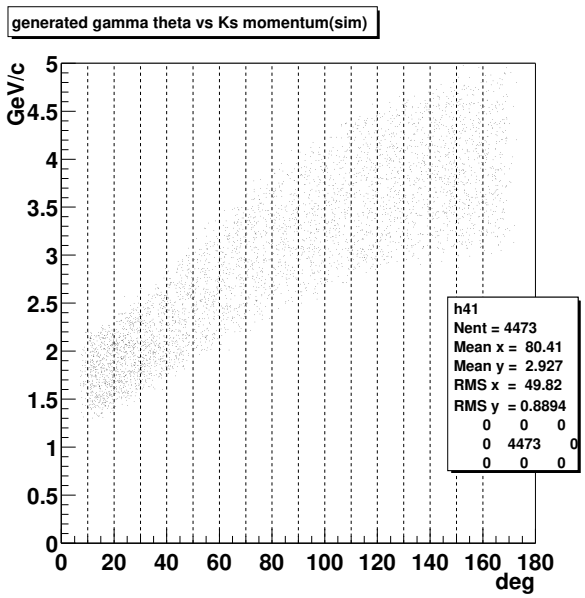

Figure 4.55: 生成された γ 線の運動量の θ 方向と K^0_S の運動量の大きさの相関図

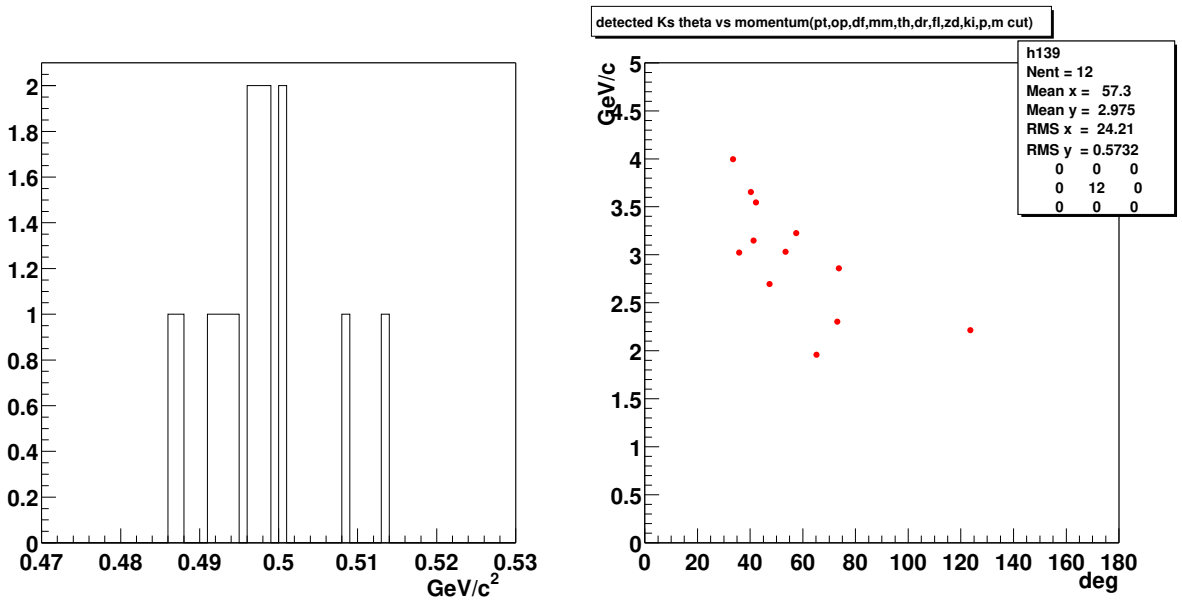

Figure 4.56: 全カット+運動量カットの結果

カットの種類	実験	MC
生成された数	-	1948
組み合わせの数	8530	2023
開き角	3380	1950
p_t	2969	1804
運動量の差	5606	2008
質量欠損	6155	1864
上の全て	2250	1668
θ カット	937	1365
dr	575	1004
飛行距離	731	1228
z-distance	173	816
運動学的カット (θ 方向)	353	1304
上の全て	22	550
運動学的カット (運動量)	16	547
質量カット	12 ± 3	526
K^0_S の検出効率	-	0.27

Table 4.9: K^0_S のカットの結果

4.3.6 $\phi \to K^+K^-$ のモードの数との比較 (検出された K^0_S の数について)

実際に検出された $\phi \to K^+K^-$ の数から予想される K^0_S の検出数を推定した。最初に $\phi \to K^+K^-$ の検出数から推定される反応断面積を求める。実際に検出された $\phi \to K^+K^-$ のモードの数を $N'_{\phi\to K^+K^-}$、積分ルミノシティを L、$e^+e^- \to \gamma\phi$の反応断面積を σ、分岐比を Br、検出可能領域に入る割合を Acp、トリガー効率を Trg、$\phi \to K^+K^-$ の検出効率を $\varepsilon_{\phi\to K^+K^-}$ とすると、

$$N'_{\phi\to K^+K^-} = L\sigma \cdot Br(\phi \to K^+K^-) \cdot Acp \cdot Trg \cdot \varepsilon_{\phi\to K^+K^-} \tag{4.14}$$

ここで実際に観測された $N'_{\phi\to K^+K^-}$ は $32 \pm 6(K$ 識別あり)、$L = 260\mathrm{pb}^{-1}$、$Br(\phi \to K^+K^-) = 0.491$、$\varepsilon_{\phi\to K^+K^-} = 0.47$、であるので検出可能領域、トリガー効率は $e^+e^- \to \gamma\phi$ の全ての崩壊モードで同じであると過程すると、検出可能領域における $e^+e^- \to \gamma\phi$の実験データから求められる反応断面積$\sigma \cdot Acp \cdot Trg$は、

$$\sigma \cdot Acp \cdot Trg = 0.53 \text{ pb}^{-1} \tag{4.15}$$

となる。次に実際に検出されると予想される K^0_S の数を $N'_{K^0_S}$、K^0_S の検出効率を $\varepsilon_{K^0_S}$ とすると、Table 4.9 より $\varepsilon_{K^0_S} = 0.27$ なので、

$$\begin{aligned} N'_{K^0_S} &= L\sigma \cdot Acp \cdot Trg \cdot Br(\phi \to K^0_L K^0_S) \cdot Br(K^0_S \to \pi^+\pi^-) \cdot \varepsilon_{K^0_S} && (4.16)\\ &= 260 \cdot 0.53 \cdot 0.341 \cdot 0.686 \cdot 0.27 && (4.17)\\ &= 9 \pm 3 && (4.18) \end{aligned}$$

となり、実際に検出されたK^0_Sの数である 12 ± 3 とほぼ一致する。

4.3.7 K^0_L の検出

次に検出された γ 線と K^0_S を用いて K^0_L の運動量を計算する。

Figure 4.57 の左図に計算によって求められた K^0_L の運動量の大きさと θ 方向の相関を示す。荷電粒子とのオーバーラップの少ないK^0_Lのサンプルを得るために、さらにこれに対し 4.3.2 検出方法で説明したクリアサンプルカットをおこなう。カット後の K^0_L の運動量の大きさとθ 方向の相関を Figure 4.57 の右図に、運動量の大きさの分布を Figure 4.58 の左図に、θ 分布をその右図に示す。

次にこのようにして得られたK^0_Lのサンプルの方向に K^0_L クラスターを探す。4.3.2 検出方法で説明したように、計算によって求められたK^0_Lの方向に対して 20 度以内に K^0_L クラスターがあればそれを「検出したK^0_L」とする。そのようにして検出されたK^0_Lの運動量の大きさの分布を Figure 4.59 の左図に、θ 方向の分布をその右図に、それらの相関図を Figure 4.60に示す。シミュレーションのときと同様に検出された K^0_L の運動量として計算された

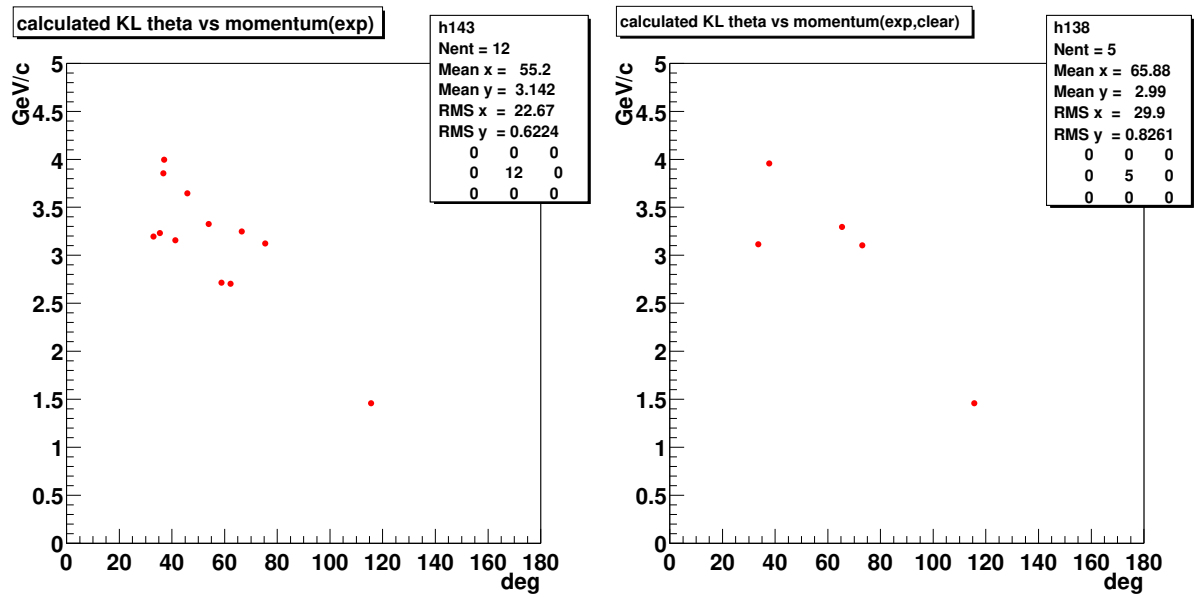

Figure 4.57: 計算によって求められた K_L^0(左) とクリアサンプルカット後の K_L^0(右) の運動量の大きさと θ 方向の相関図

K_L^0 の運動量を使用している。Figure 4.63 に 実際に見つかった $e^+e^- \to \gamma\phi$、$\phi \to K_L^0 K_S^0$、$K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ イベントの一つを示す。

Figure 4.61 に検出された K_L^0 クラスターと計算によって求められた K_L^0 の運動量の方向の θ 方向の角度差と ϕ 方向の角度差を、Figure 4.61 にそれらの相関を示す。

今回の解析ではイベントの数が少なすぎて検出効率の θ 方向依存性や運動量依存性などの重要な情報を得ることはできなかった。

K_L^0 検出のまとめを Table 4.10 に示す。

	実験	MC
計算された K_L^0	12	526
クリアサンプルカット	5 ± 2	228 ± 15
検出された K_L^0	3 ± 2	156 ± 12
K_L^0 の検出効率	0.60 ± 0.19	0.68 ± 0.005

Table 4.10: 検出された K_L^0 について

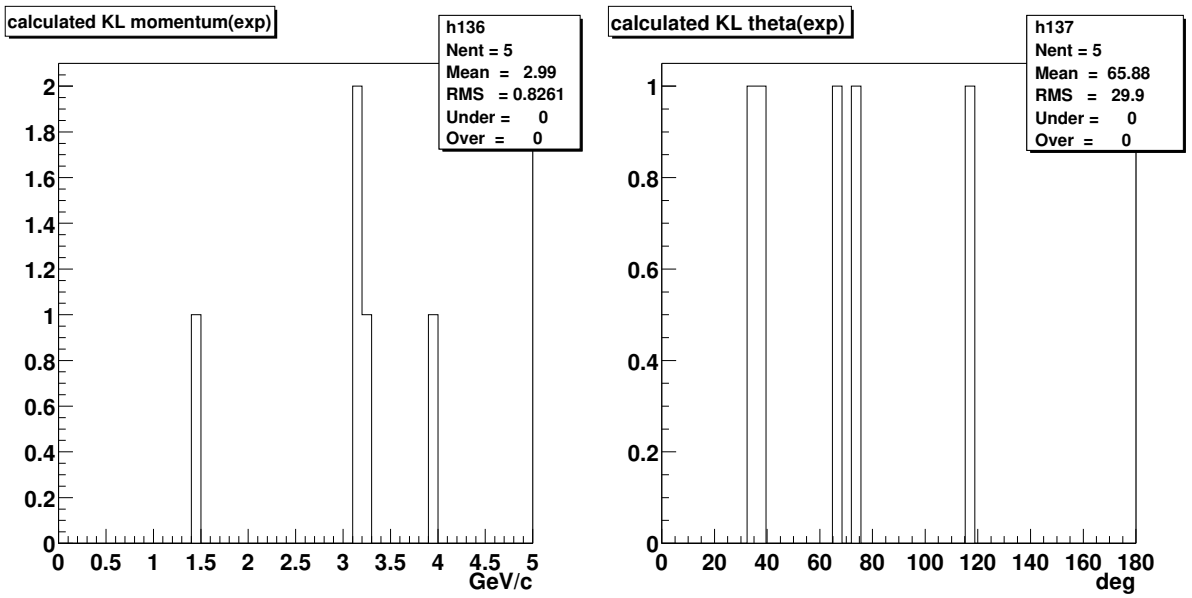

Figure 4.58: クリアサンプルカット後の K_L^0 の運動量の大きさ、θ 方向の分布

4.3.8 $\phi \to K^+K^-$ のモードの数との比較 (検出された K_L^0 の数について)

K_L^0 が検出されると予想されるイベント数を $\phi \to K^+K^-$ の結果から求めた。予想されるイベント数を $N'_{K_L^0}$ とすると、Table 4.9 より K_S^0 の検出効率 $\varepsilon_{K_S^0}$ は $\varepsilon_{K_S^0} = 0.27$、Table 4.10 より K_L^0 の検出効率 $\varepsilon_{K_L^0}$ は $\varepsilon_{K_L^0} = 0.68$、さらにクリアサンプルカットによって残る割合 $\varepsilon_{\rm clear}$ は $\varepsilon_{\rm clear} = 228/526 = 0.43$ であるので、以上より、

$$
\begin{aligned}
N'_{K_L^0} &= L\sigma \cdot Acp \cdot Trg \cdot Br(\phi \to K_L^0 K_S^0) \cdot Br(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) \cdot \varepsilon_{K_S^0} \cdot \varepsilon_{\rm clear} \cdot \varepsilon_{K_L^0} && (4.19)\\
&= 260 \cdot 0.57 \cdot 0.341 \cdot 0.686 \cdot 0.27 \cdot 0.43 \cdot 0.68 && (4.20)\\
&\sim 3 \pm 2 && (4.21)
\end{aligned}
$$

となり、実際に検出された K_L^0 の数である 3 ± 2 と一致している。

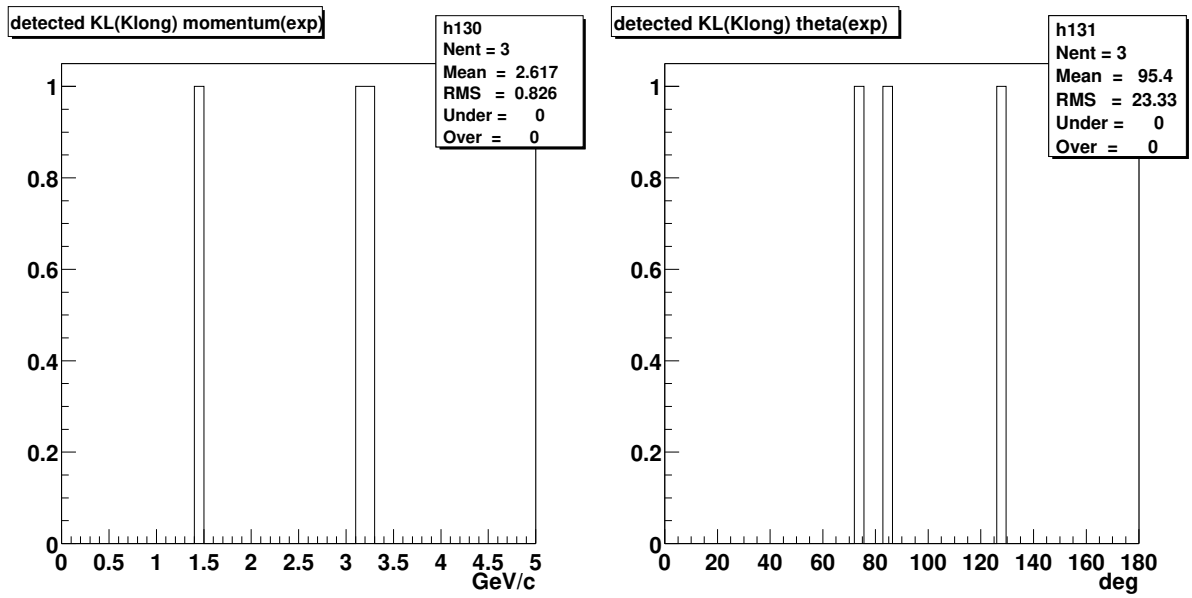

Figure 4.59: 検出された K_L^0 の運動量の大きさと θ 方向の分布

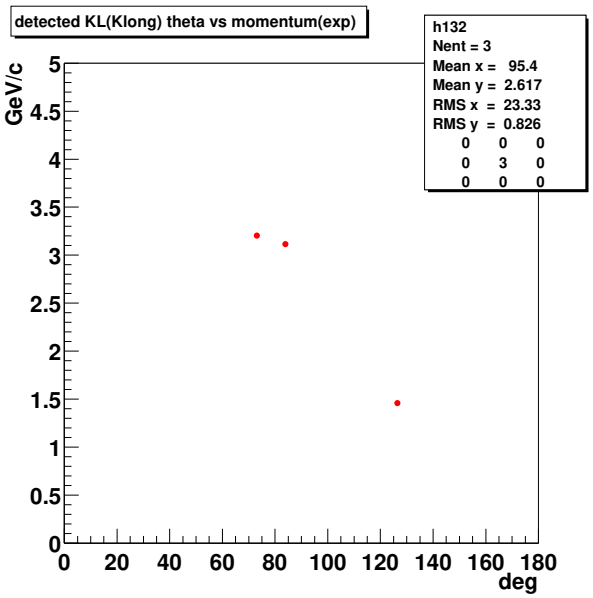

Figure 4.60: 検出された K_L^0 の運動量の大きさと θ 方向の相関図

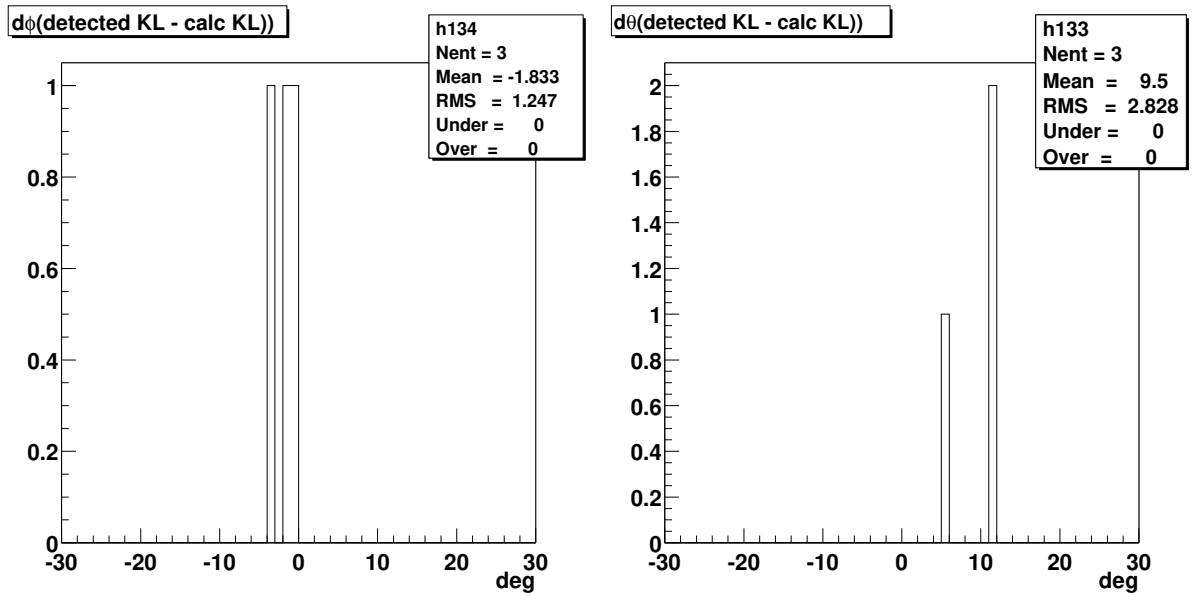

Figure 4.61: 検出された K_L^0 クラスターと計算によって求められた運動量の方向とのずれ (左: $\Delta\phi$、右: $\Delta\theta$)

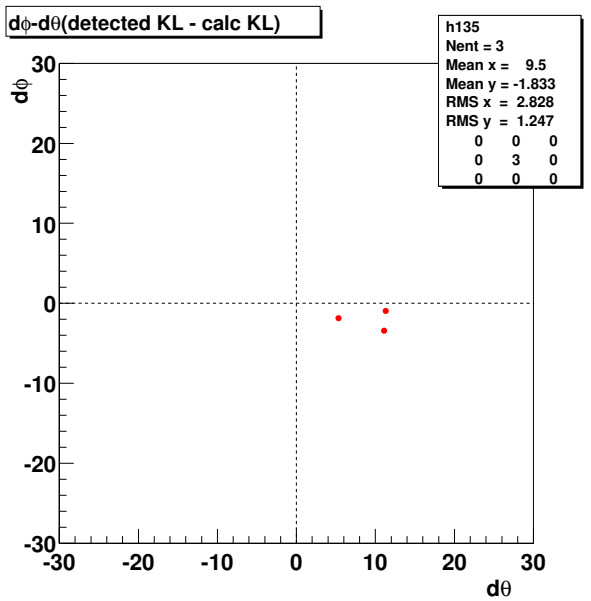

Figure 4.62: 検出された K_L^0 クラスターと計算によって求められた運動量の方向とのずれの ϕ 方向と θ 方向の相関

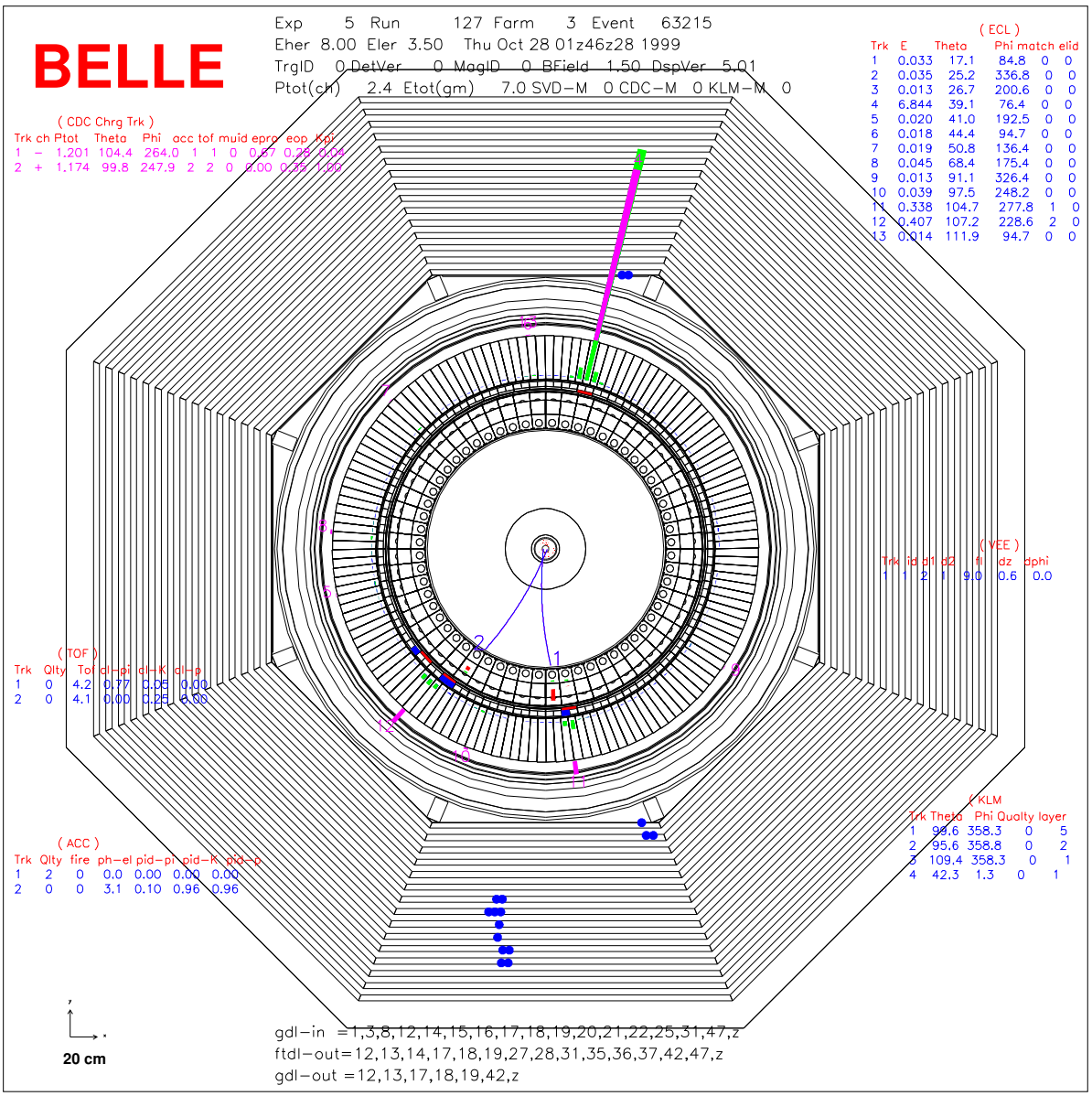

Figure 4.63: $\phi \to K^0_L K^0_S,\ K^0_S \to \pi^+\pi^-$ イベント (実験データ)

Chapter 5

まとめと今後の課題

CP 対称性の破れの検証にとって重要な B 中間子の崩壊過程の一つである $B \to J/\Psi K^0_L$ の測定は K^0_L をいかに効率よく、精度よく検出できるかが鍵となっている。本研究ではその検出効率、角度分解能の独立な測定方法の開発を研究した。その決定に必要な反応として $e^+e^- \to \gamma\phi$、$\phi \to K^+K^-$、$\phi \to K^0_L K^0_S$、$K^0_S \to \pi^+\pi^-$ を採用した。

トリガー条件の解析により以下のことがわかった。

- $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントは Bhabha トリガーによって大部分がトリガーされ、そのトリガー効率は ~ 80%。
- 1999 年 12 月からの Bhabha プリスケールによって $e^+e^- \to \gamma\phi$ のイベント数が減少したが、新しい $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベント用のトリガーをつくったことによりプリスケール依存性が改善された。
- Bhabha トリガーを発行するカロリーメータの全エネルギー損失のしきい値を変えることによって Bhabha トリガーのプリスケールに影響されない $e^+e^- \to \gamma\phi$ 用のトリガーを作ることができる。

$\phi \to K^+K^-$ の解析により以下のことがわかった。

- このモードの検出効率は ~ 50%。
- 検出イベント数 $= 32 \pm 6$ (K 識別あり)。

$\phi \to K^0_L K^0_S$ の解析により以下のことがわかった。

- このモードによって KLM 検出器の K^0_L に対する検出効率が求めることができその検出効率は ~ 70%。
- K^0_S の検出効率は ~ 50%(不変質量カットのみ)、27%(全カット)。

- K_S^0 の検出は予想よりもバックグラウンドが多かったが、さまざまなカットをおこなうことにより、バックグラウンドを落とすことができて最終的には 12 ± 3 個見つかり、$\phi \to K^+K^-$ のモードから推定される数である 9 ± 3 個とほぼ一致した。

- K_L^0 の検出数は 3 ± 2 個と $\phi \to K^+K^-$ のモードから推定される数である 3 ± 2 個とほぼ一致した。

- 実験データより得られた K_L^0 の検出効率 ~ $60 \pm 19\%$

今後の課題としては、まず

- カロリーメータトリガーシミュレータだけでなくトラックトリガーシミュレータを用いて、 Bhabha プリスケールに影響を受けないトリガー条件や、$\phi \to K^+K^-$ のモードと $\phi \to K_L^0K_S^0$ のモードでそれぞれトリガー効率を求めること。

- $e^+e^- \to \gamma e^+e^-$ のようなバックグラウンドを含めたシミュレーションをおこなうこと。

といったことがあげられる。また今回はイベントの数が少なく実験データによって角度分解能や検出効率といった重要な情報を得ることができなかったので、

- 大量の実験データによる角度分解能、検出効率の決定。

- その情報を用いて実際に $B \to J/\Psi K_L^0$ モードの較正をおこなうこと。

といったこともあげられる。

謝辞

本論文執筆にあたり、多くの方々から御指導、御鞭撻を賜わり、御協力をいただきました。この場を借りて厚くお礼申し上げます。

指導教官の阿部浩也先生には物理から実験データの解析に渡り様々なことを御指導いただきました。また本論文を執筆するにあたり構成などの手直しをして下さいました。不良学生にもかかわらず最後まで面倒をみていただき本当にありがとうございました。

山口晃先生には BELLE 実験グループに参加する機会を与えて頂き感謝しています。また研究方針や解析方法などで貴重なアドバイスを頂きました。

KEK の阿部和雄先生には本研究に取り組むきっかけを与えて頂き、解析方法について御指導を頂きました。本当にありがとうございました。

KEK の堺井義秀先生には BELLE 実験のトリガーについて御指導を頂き、特に $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントのためのトリガー作成に対する助言を頂きました。ありがとうございました。

素粒子理論研究室の隅野行成先生には $e^+e^- \to \gamma\phi$ イベントの反応断面積を計算していただきました。本当にありがとうございました。

長嶺忠先生には物理だけでなく解析方法やソフトウェアに関することまで様々なことを教えていただきました。成田晋也さんには解析方法についての適切なアドバイスを頂きました。根市一志さんには研究に対する姿勢を教わりました。D2 の山鹿光裕さんには物理とともシミュレーションプログラムの使い方を教わりました。

古賀真之さんには私生活の面でお世話になりました。D3 の衛藤雅之さんには食生活の面でお世話になりました。

同期の五十嵐君、伊藤君、田頭さん、渡辺君、白崎君、田島君は研究生活を楽しいものにしてくれました。

本研究はみなさんのお力添えなくしては成り立ちませんでした。本当にありがとうございました。

平成 12 年 2 月 16 日

Bibliography

[1] $e^+e^- \to \gamma\phi$ as a source of K^0_L control samples, K. Abe *et al.*, BELLE NOTE #265

[2] 山鹿光裕, BELLE 実験のための K^0_L/μ 検出器の研究.

[3] 渡辺　理, 高エネルギー研 B ファクトリーにおける $B^0 \to J/\Psi K^0_L$ 崩壊のシミュレーション研究, 1994.

[4] 山田　稔, KEK Belle 検出器における $B^0 \to J/\Psi K^0_L$ 崩壊に関するシミュレーション研究, 1998.

[5] 岩田正義, B ファクトリーの建設が始まる, 日本物理学会誌, 1994.

[6] 渡辺靖志, CP とは, 日本物理学会誌, 1994.

[7] 田中　実, ボトムクォークの物理, 日本物理学会誌, 1994.

[8] 鈴木史郎, B ファクトリー実験のための測定器, 日本物理学会誌, 1994.

[9] Yutaka Ushiroda, Development of the BELLE Central Trigger System Global Decision Logic, 1998.

[10] BELLE Collaboration, BELLE Technical Design Report, KEK Report 95-1, April 1995.

[11] Tae Woong Hur *et al.*, A Simulation Study for the Calorimeter Trigger, BELLE NOTE #107, 1995.

[12] Calorimeter Trigger Group, BELLE Calorimeter Trigger Version 1.0, BELLE NOTE #158.

[13] Makoto Tomoto, BELLE CDC Trigger System, Japanese Student Seminor at KEK, 1999.