修士論文

D メゾンの希少崩壊について研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
藤澤 由和

平成 14 年

目 次

図 目 次

表目次

第1章　序

宇宙はビックバンから始まり，宇宙の初期は素粒子の世界だった．そのころは粒子と反粒子が同じ数だけ生まれたと考えられている．しかし，現在の宇宙は粒子を基にした物質だけでできている．反物質宇宙が別に存在する兆候もない．自然界には様々な対象性が存在し，その対象性が完全なものであれば物質と反物質は同じ量だけ存在するはずである．これは宇宙の進化のどこかの段階で，粒子と反粒子の振る舞いが少しだけ異なり，その結果として粒子の一部だけが生き残ったと考えられる．

その原因と考えられているのが，素粒子の世界での CP 変換に対する非対称性である．自然界では美しい対称性が陰に陽に成り立っている．エネルギー，運動量保存則，ゲージ不変性などは連続的変換に対する不変性である．これに対して,C(荷電共役)，P(空間反転)，T(時間反転) の変換は離散的変換の代表例である．このうち C 変換と P 変換については，弱い相互作用において対称性が破れていることが知られている．しかし，C 変換と P 変換を同時に行う CP 変換については，弱い相互作用において対称性を保つと考えられていた．

弱い相互作用における CP 対称性の破れは，1964 年にクローニンらの実験によって K°-$\bar{K}°$ の系で発見された．しかし，K 中間子では CP の破れが小さく, これまで行われてきた K 中間子を用いた実験では CP 対称性の破れの本質的な解明には至っていない．

その解決の糸口になるものとして，1973 年に発表された小林-益川—仮説ががある．この仮説は，[クォークは少なくとも 3 世代あり，同時に世代間の交換があれば CP は破れる (KM 理論)] ということを予言した．その当時は，まだクォークは u,d,s の三種類しか見つかっていなかったが，その後 SLAC や BNL が c クォークを，Fermilab が b クォーク，CDF が t クォークを発見し，3 世代までのクォークが発見され，その存在を予言していた KM 理論への関心が高まった．KM 理論は現在の素粒子の標準模型の基礎となっている．1980 年， KM 理論によって B 中間子系で，K 中間子や D 中間子と比較して非常に大きく CP の破れが見えることを三田らが指摘した．さらに，B 中間子は長い寿命を持ち，B^0-$\bar{B}°$ は状態の混合も大きいという実験報告がなされているので，K 中間子では困難であった CP 非保存のパラメータの測定や KM 理論の検証が B 中間子では可能であると考えられる．しかし，B が特定のモードに崩壊する崩壊確率が $10^{-4} \sim 10^{-5}$ と非常に小さいことから，観測は非常に難しくなっている．したがって，B と $\bar{B}$ の差を明らかにするためには，非常に多量のペアーを集めて調べなければならない．そこで，大量に B 中間子を生成する B ファクトリーが必要となる．

現在，世界各地で様々な B ファクトリーが計画，進行している．そのなかの 1 つとして，我々が参加している茨城県筑波研究学園都市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK)

において行われている BELLE 実験がある．この BELLE 実験では，世界 10ヵ国，50 以上の大学/研究機関から多くの研究者が参加し，非対称エネルギーの電子 - 陽電子衝突型加速器を用いて大量の B 中間子を生成して，その崩壊課程を調べることにより，KM 理論の CP 非保存のパラメータを (KM 行列の複素数因子) を測定し，理論の検証することを主目的として日々，研究が続けられている．

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°_L，μ) 検出器の開発をソフト，ハード両面から行ってきた．K°_L 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 $B^\circ_d(\bar{b}d) \rightarrow J/\Psi\ K^\circ_L$ を同定するために，μ の検出は $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の再構成するのと，B 中間子の μ への直接崩壊により $B/\bar{B}$ の識別をするために必要である．また，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 中間子との区別する役割も担っている．

検出器は 2 年間の開発，約二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 1999 年 6 月より，衝突実験が開始されている．現在 2002 年 11 月までに，約 $100\mathrm{fb}^{-1}$ のデータが得られている．

本研究では，そのデータを用いて D 中間子の稀少崩壊の崩壊確率を求めることが目的である．本論文の構成は，

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 D 中間子の希少崩壊の解析
- 第 4 章 考察とまとめ

となっている．

第2章　BELLE実験

2.1　BELLE実験の目的と物理

BELLE 実験の主目的は KM 理論の KM 行列パラメータを決定することである．ここでは，BELLE 実験の物理について簡単に述べる．

2.1.1　CP 対称性の破れ

自然界では美しい対称性が存在する．エネルギー，運動量保存則，ゲージ不変性などは連続的変換に対する不変性である．これに対し，C(荷電共役)，P(空間反転)，T(時間反転) の変換は離散的変換の代表例である．C 変換とは，電荷の符号を反転させる変換であり，この変換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．また，P 変換とは鏡に映し, さらに面と垂直の軸の周りに 180° 回転させる操作である．そして，T 変換は，時間の方向を反転する変換である．

CPT 定理というものがある．これは，たとえ C，P，T それぞれの不変性が破れていても，３つの積 CPT の不変性は厳密に成り立つと考えられているものである．これは，リューダースとパウリにより局所場の理論において証明された．弱い相互作用においては，C 変換と P 変換はそれぞれ対称性を破ることが実験で知られている．しかし，C 変換と P 変換を同時に行う CP 変換では，対称性が保存されていると考えられていた．CP 非保存は，1964 年に $K^0 - \bar{K}^0$ の系でクリステンソンらによって発見された．K^0 と $\bar{K}^0$ は互いに反粒子である．その違いは奇妙量子数だけであり，しかもそれは弱い力では保存しない．K^0 と $\bar{K}^0$ の崩壊モードには，２つの π，もしくは３つの π の２種類の終状態がある．この２つの π，３つの π の CP 固有状態はそれぞれ+1 と -1 である．したがって，始状態を次のように定義する．

$$|K_1>\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ>+|\bar{K}^\circ>):CP|K_1>=|\bar{K}_1> \tag{2.1}$$

$$|K_2>\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ>-|\bar{K}^\circ>):CP|K_2>=-|\bar{K}_2> \tag{2.2}$$

但し，

$$CP|K^\circ>\equiv|\bar{K}^\circ>, CP|\bar{K}^\circ>\equiv|K^\circ> \tag{2.3}$$

と位相を定義した．CP が保存すれば K_1 は２つの π に K_2 は３つの π に崩壊する．クリステンソンたちは，K_1 が殆んど崩壊し尽くした後の K_2 の内，約 0.2% が２つの π に崩壊

することを発見した．これは K_1 と K_2 を混ぜる，すなわち CP を破る相互作用が存在することを意味している．この CP 非保存を説明するものとして KM 理論 (小林-益川理論) がある．

2.1.2 KM 理論 (小林-益川理論)

小林と益川は，1973 年にクォークが 6 種類以上あると，標準模型の中に CP の破れを収めることができることを発見した．当時までずっと 3 種類のクォーク (u,d,s) しか知られていなかったので，間接的に残りの 3 種類 (後に c,b,t として知られる) を予言したことになる．6 種類のクォークによる $\mathrm{W}^{\pm}$ ボゾンとの相互作用ラグラジアンは，

$$L_{\mathrm{int}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left((\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_{\mathrm{L}} \gamma^{\mu} W^{-} V_{\mathrm{KM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_{\mathrm{L}} \gamma^{\mu} W^{-} V_{\mathrm{KM}} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \right) \tag{2.4}$$

で与えられる．ここで，V はカビボ，小林，益川 (CKM) 行列と呼ばれ，質量と香り (種類) との固有状態の違いから生じる 3×3 のユニタリティ行列である．V の行列要素の独立変数の数は 4 個，内 3 個は混合角，残り 1 つが CP を破る位相である．見やすいボルフェンシュタイン表示では，

$$V_{\mathrm{KM}} \equiv \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{td}} \\ V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{ts}} \\ V_{\mathrm{ub}} & V_{\mathrm{cb}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 (\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 (1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{2.5}$$

$\eta \neq 0$ が CP の破れを表す．4 つのパラメータの内，λ と A は実験的に良く知られていて

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002, A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082 \tag{2.6}$$

である．b クォークの物理はクォーク混合および CP の破れを表す V_{KM} の複素位相と密接に関係していることが分かる．

$$V_{\mathrm{KM}} \dagger V_{\mathrm{KM}} = 1 \tag{2.7}$$

から

$$V^*{}_{\mathrm{ub}} V_{\mathrm{ud}} + V^*{}_{\mathrm{cb}} V_{\mathrm{cd}} + V^*{}_{\mathrm{tb}} V_{\mathrm{td}} = 0 \tag{2.8}$$

で，これを複素平面状に図示するとユニタリティートライアングルを得る (図 2.1)．

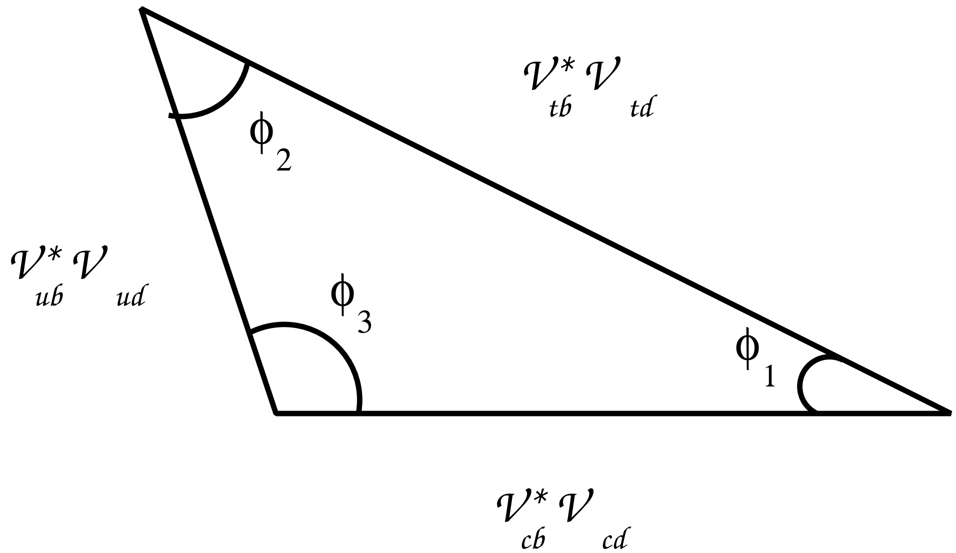

図 2.1: ユニタリティートライアングル

$O\lambda^3$ までの近似では $V^*{}_{\rm ub} - \lambda V^*{}_{\rm cb} + V^*{}_{\rm td} \simeq 0$ なので，ユニタリティートライアングルの各辺の長さは $V_{\rm KM}$ の (ub),(cb),(td) 成分の絶対値によって決まっている．これらは，すべて B 中間子の崩壊幅や B^0-$\bar{B}^0$ 混合の大きさを測定することにより原理的に決定できる．また，ユニタリティートライアングルの３つの角の大きさは，B 中間子の崩壊における CP 非保存を測定することにより辺の長さとは独立に決定できる．ここで３つの角 (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) はそれぞれ

$$\phi_1 \equiv arg\left(\frac{V{\rm cd}V^*{\rm cb}}{V{\rm td}V^*{\rm tb}}\right), \phi_2 \equiv arg\left(\frac{V{\rm ud}V^*{\rm ub}}{V{\rm td}V^*{\rm tb}}\right), \phi_3 \equiv arg\left(\frac{V{\rm cd}V^*{\rm cb}}{V{\rm ud}V^*{\rm ub}}\right) \tag{2.9}$$

と定義される．

ユニタリティートライアングルの辺と角の大きさを独立に測定し，この 3 角形が本当に閉じているのかを調べることが，CP の破れの機構を明らかにする上で非常に重要であり，B ファクトリーの最も重要な課題である．

2.2　KEKB 加速器

この節では，KEKB 加速器について説明する．図 2.2 は，KEKB 加速器の模式図である．KEKB 加速器は 2 リング非対称エネルギー電子陽電子衝突型加速器である．KEKB 加速器は，特に２つの大きな特徴を持っている．それは，非対称なエネルギー (HER: 8GeV LER: 3.5 GeV) と高いルミノシティー ($10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) である．

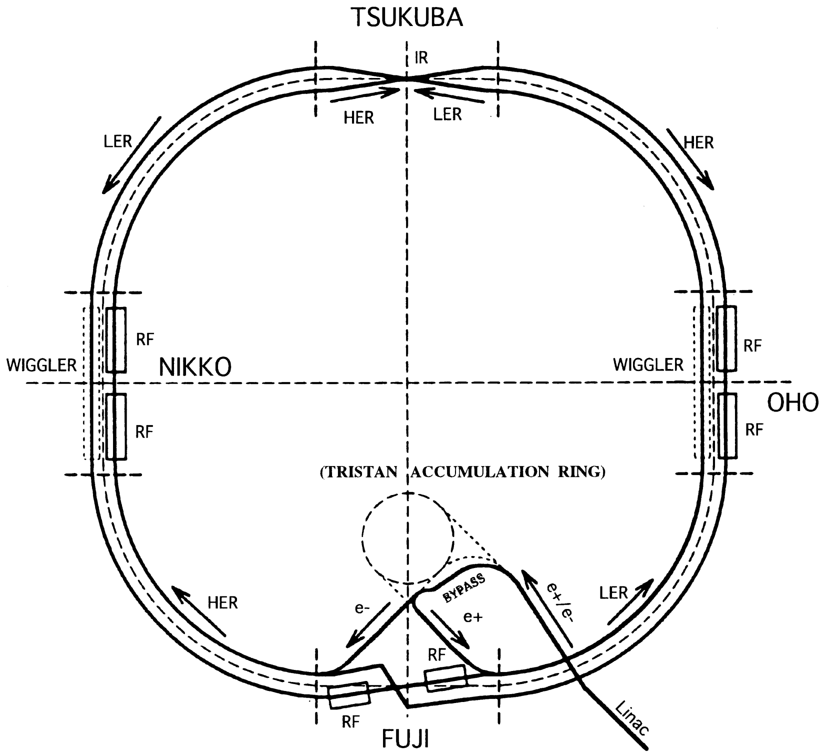

図 2.2: KEKB の模式図

BELLE 実験では，B と $\bar{B}$ のペアーだけを大量に人工生成する必要がある．図 2.3 で示されているのは，電子陽電子コライダーの衝突エネルギーを上げていくと，或るしきい値を越えるたびに，新たなクォークペアー生成が始まる様子である．しきい値の直後に，生成頻度がはね上がる共鳴ピークがあり，それは必ず対応するクォークを主成分とした中間子のペアーに崩壊する．10.58GeV のピークに e^+ e^- 衝突エネルギーを合わせると，b と $\bar{b}$ クォークの共鳴状態 $\Upsilon(4S)$ ができ，これは必ず B$\bar{B}$ のペアーに崩壊する．これが，$B\bar{(B)}$ を選択的に生成する方法である．

B$\bar{B}$ は質量 (5.28GeV) が非常に大きく，様々なモードに崩壊する．その中で，B$\leftrightarrow\bar{B}$ 変換も介在する崩壊モードでは，CP の破れが特に大きいと予想され，しかも物理解釈に不定性がない．但し，それぞれの粒子の生成から崩壊までの時間情報 (または相対的な崩壊地点) がないと，せっかくの効果が見えてこない．B が測定可能な距離を走ってから崩壊す

る環境は，親の $\Upsilon(4S)$ に十分な運動量を与えることによって用意できる．そのためには，

$$衝突エネルギー = 10.58GeV = 2\sqrt{E^{+}E^{-}} \tag{2.10}$$

を満たしながら，衝突させる電子と陽電子のエネルギー (E^{+} と E^{-}) を大きく違える必要がある．それゆえ，KEKB では電子蓄積用の 8GeV の HER(High Energy Ring) と陽電子蓄積用の 3.5GeV(Low Energy Ring) の２つのリングを持つ．

衝突型加速器の性能はルミノシティと呼ばれるパラメータであらわされる．ルミノシティ L は，断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が，

$$R = L\sigma \tag{2.11}$$

となるように定義される．KEKB のルミノシティは，$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ と非常に大きく，これはトリスタンのルミノシティ $4 \times 10^{31}cm^{-2}s^{-1}$ の 250 倍である．衝突型加速器においてルミノシティ L は次の式によって与えられる．

$$L = 2.2 \times 10^{34}\xi(1+r)\left(\frac{EI}{\beta_{\mathrm{y}}*}\right) \tag{2.12}$$

ここで，E はビームのエネルギーを GeV を単位として，I は蓄積電流をアンペアを単位として表したものである．また，ξ はビームビームチェーンシフト，r は衝突点に置ける垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値，β_{y} は，衝突点で垂直方向 (y 方向) にどれだけビームを絞るかを表すパラメータであり，cm を単位とする．この式は電子にも陽電子にも成り立つ．ビームビームチェーン ξ は，衝突時に働くビームビーム力の強さを表す量であり，通常 0.03-0.05 という大きさを持つ．電子リングにおいてはビームは非常に偏平であり，r の値は 0.01-0.03 と小さく無視して良い．結局ルミノシティを大きくするためには，ξ と蓄積電流を大きくし，$\beta_{\mathrm{y}}*$ を小さくすれば良い．KEKB では，ξ を 0.05 と仮定し，かつ β_{y} を 1cm まで小さくするがそれでも必要な電流は最終的なルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ に対して，電子リングでは 1.1A，陽電子リングでは 2.6A となる．

KEKB 加速器の主なパラメータを 表 2.1 にまとめておく．

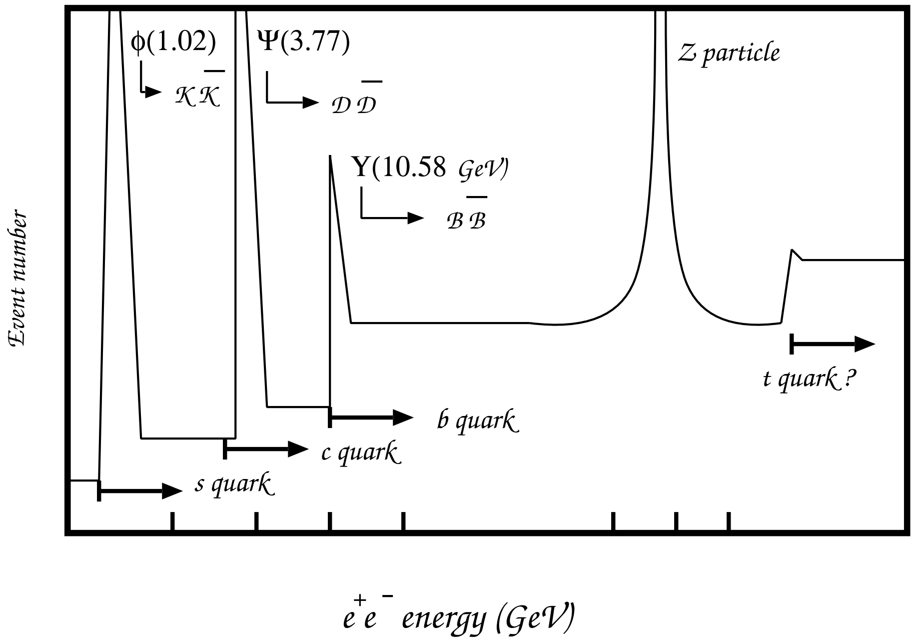

図 2.3: e^+e^- 衝突エネルギーと発生頻度の関係

名称	記号	HER	LER
使用する粒子		電子	陽電子
ビームのエネルギー	E	8.0 GeV	3.5 GeV
エネルギー幅	σE/E	7.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}
ビーム電流	I	1.1 A	2.6A
周長	C	3018	
交差角	θ_{X}	±11mrad	
IP での β 関数	βx*/βy*	0.33m/0.01m	
ルミノシティ	L	10^{34}	
1 バンチ当りの粒子数		1.4×10^{10}	3.3×10^{10}
バンチ長	σ_{Z}	0.40 cm	
バンチ間隔	sB	0.6 m	
バンチ数		5000	

表 2.1: KEKB の主要パラメータ

2.3 BELLE 検出器

B 中間子における CP の破れのもっとも典型的な例は，B 中間子が $\Psi K_{\rm s}$ に崩壊する確率と，反 B 中間子が $\Psi K_{\rm s}$ に崩壊する確率の違いとして現れる．そこで，電子陽電子コライダーで生成した 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．それゆえ，高性能かつ効率よく検出できる測定器が必要となる．

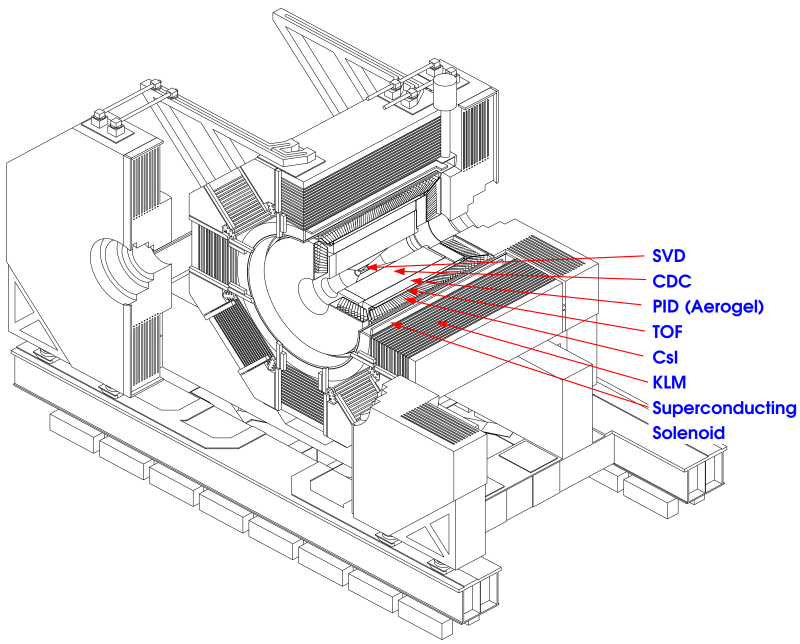

図 2.4: BELLE 検出器

KEKB で要求される性能は次のようなものがある．

- バーテックス検出

  B 中間子の崩壊点 (バーテックス) を少なくとも平均崩壊長の 2 分の 1 より良い精度で測定できること．(KEKB では $\leq 95\mu m$)

- 粒子の識別能力

  $\pi^{\pm}, \pi^{0}, K_{\rm s}, K_{\rm L}$ 中間子などの多岐におよぶ終状態粒子を正しく判別するために粒子の識別を持つこと．

- カロリーメーター

  γ 線を伴う 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ーを持つこと．

- データ収集システム

  効率よく興味ある事象を選別して取り込むトリガーと高速データ収集をもつこと．

KEKB で用いられている検出器を図 2.4 に示す．衝突点から順に，シリコンバーテックス検出器 (Silicon Vertex Detector)，中央ドリフトチェンバー (Central Drift Chamber)，エアロジェルチェレンコフカウンター (Aerogel Cherencov Counter)，飛行時間差測定器 (Time-Of-Flight)，電磁カロリーメーター (CSI)，$K°_{\mathrm{L}}\mu$ 検出器 (KLM) である．

2.3.1　シリコンバーテックス検出器 (SVD)

この実験で最も重要なことは B 中間子と反 B 中間子が同一 CP 固有状態に崩壊するときの崩壊時間分布の違いから，CP の破れを測定することである．KEKB で生成された B 中間子は，崩壊するまでに走る距離は $200\mu m$ 程度である．B 中間子の生成点と崩壊点を区別するのに十分な分解能を持ち，その距離を測定することが可能な高精度のバーテックス検出器が必要となる．それゆえ，崩壊検出精度は $100\mu m$ 程度が求められる．SVD には高位置分解能の測定器として，シリコンストリップ検出器を用いている．これは，厚さ $300\mu m$ のシリコンの板に $6\mu m$ 幅の電極を $25\mu m$ 間隔に貼付けたものである．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る．そこ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．そして，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，θ 方向の検出可能領域は $23° < \theta < 140°$ となっている．

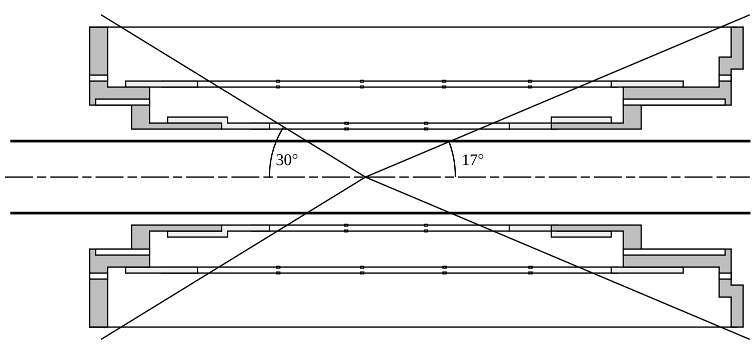

図 2.5: シリコンバーテックス検出器の断面 (SVD)

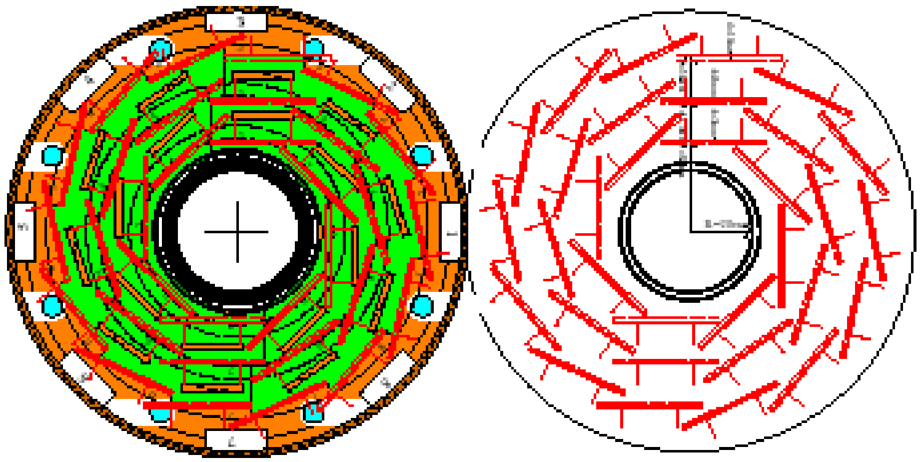

図 2.6: シリコンバーテックス検出器 (SVD)

2.3.2　中央ドリフトチェンバー (CDC)

荷電粒子飛跡検出にはドリフトチェンバーが用いられる．これは，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，荷電粒子は飛跡の周りのガスを電離してイオン対を作る．そこで発生した電子は陽極に向かって移動し，陽極のごく近傍に来ると強い電場によって急激に加速され，ガスを次々と雪崩的にイオン化する「ガス増幅」をおこし，それを信号として検出する．BELLE 検出器には超伝導ソレノイドコイルによって 1.5T の磁場がかけられているため，荷電粒子はその運動量に応じて螺旋状の飛跡を描く．CDC はその荷電粒子の飛跡を再構成することによって運動量の測定およびエネルギー損失 (dE/dx) の測定をし，粒子識別を行う．エネルギー損失は粒子の種類に依存せずその速さ ($\beta = v/c$) にのみで決定する．

CDC の構造は内径 8cm，外径 88cm，長さ 250cm の円筒形をしている．中央部は加速器の構造の影響から円錐形になっている．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ている．アノードワイヤは軸方向に水平な axial ワイヤと，それに対して 40~75 mrad の角度をもって張られた stereo ワイヤで構成されている．この stero ワイヤによって z 方向の測定位置が可能になっている．測定可能範囲は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である．CDC の性能は，

$$\text{空間分解能} \sim 143\mu m \tag{2.13}$$

$$\frac{\sigma_{\rm pt}}{p_{\rm t}} = 0.25\% p_{\rm t} \oplus 0.39\% \tag{2.14}$$

$$\frac{dE}{dx} = 5.2\% \tag{2.15}$$

である．

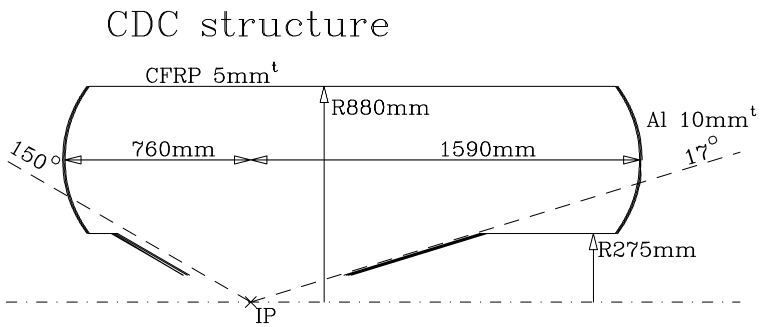

図 2.7: 中央ドリフトチェンバー (CDC)

2.3.3 エアロジェルチェレンコフカウンター

エアロジェルチェレンコフカウンターは，ACC シリカ (Si_2O) エアロジェルによる閾値型カウンターである．これは，主に 1.2GeV 以上の高い運動量での π/K 識別のために用いられる．荷電粒子が物質を通過するとき，速度がその物質中の光の伝搬速度 (式 2.16) を越えるときにコーン状の光が発生する (チェレンコフ光)．その発生角度は荷電粒子の速度に依存するので，光のコーンを検出することにより速度を知り，粒子の識別をおこなう．

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \tag{2.16}$$

ACC は主に 1.2GeV 以上の高い運動量の π/K 識別を目的としているため，その屈折率は π ではチェレンコフ光を発生するが K では発生しないような値に調整されおり，光の有無で識別を行なう．屈折率 n は 1.010∼1.020 の物質を用いている．バレル部分の構造を図 2.8 に，エンドキャップ部分を図 2.9 に示す．エアルジェルの大きさはバレル部で $12{\times}12{\times}12\mathrm{cm}^3$，エンドキャップ部で $12{\times}12{\times}10\mathrm{cm}^3$ の大きさであり，サポートのアルミニウムで囲まれ，読み出しの fine-mesh(FM)PMT が 1 つのエアロジェルにつき，バレル部では 2 つ，エンドキャップ部では 1 つ取りつけられている．また，屈折率 n は角度 θ によって 1.010∼ 1.020 までのものが用意に用いられ，屈折率により読出し用の FM-PMT の直径 (3 インチ, 2.5 インチ，2 インチ) も変えられている．これらの検出器によりバレル部では $33.7° < \theta < 120.8°$，エンドキャップ部では $13.6° < \theta < 33.4°$ の領域をカバーする．

	Angle	Index	PMT diameter
Barel	$33.3° < \theta < 65.0°$	1.010	3 in
	$65.0° < \theta < 95.0°$	1.015	2.5 in
	$95.0° < \theta < 127.0°$	1.020	2 in
Endcap	$13.6° < \theta < 33.4°$	1.010	3 in

表 2.2: ACC のパラメータ

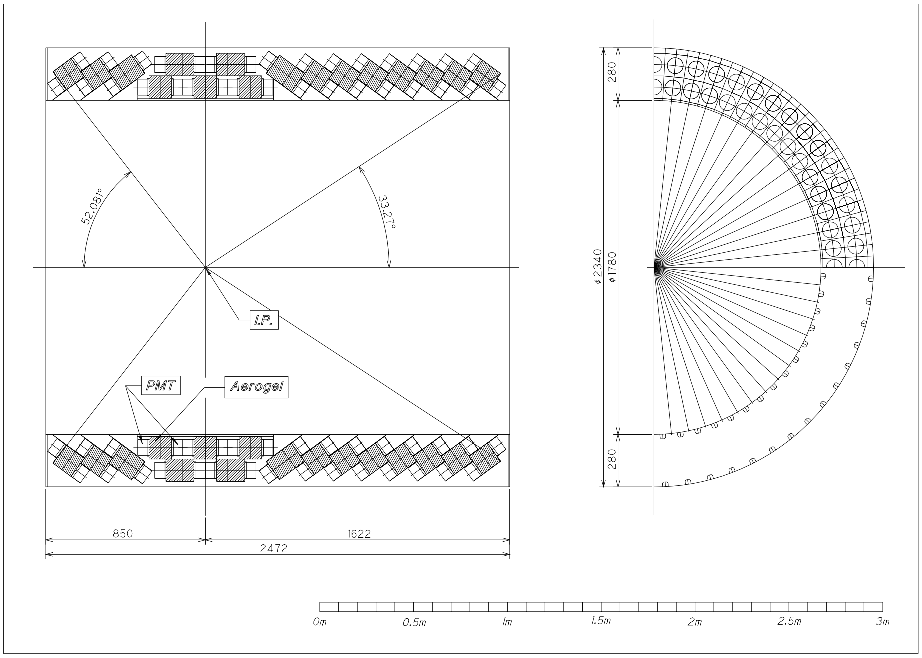

図 2.8: エアロジェルチェレンコフカウンター バレル部断面積 (ACC)

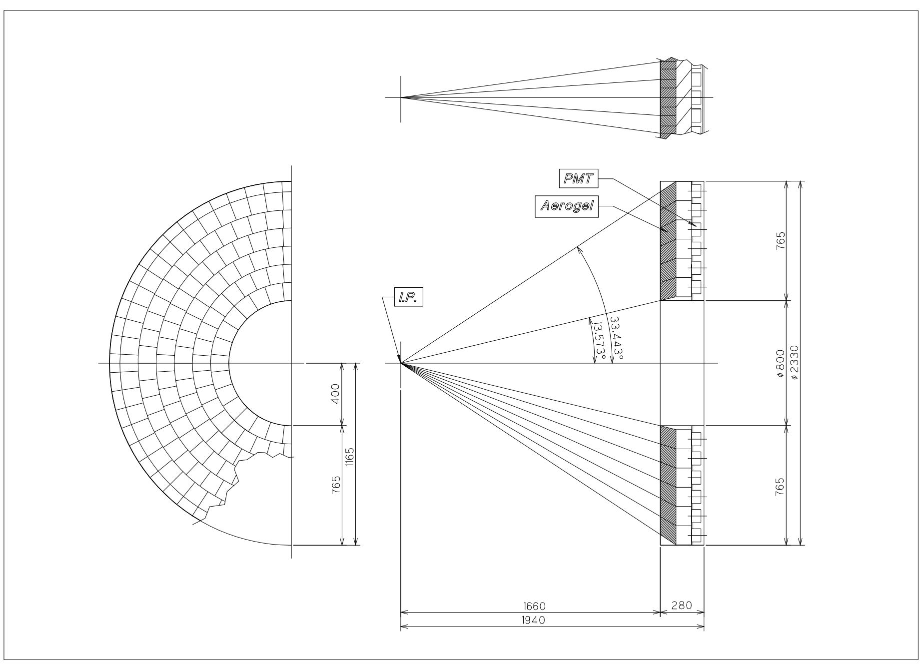

図 2.9: エアロジェルチェレンコフカウンター エンドキャップ部断面積 (ACC)

2.3.4　飛行時間差測定器 (TOF)

TOF とは，プラスティックシンチレーターを用いた検出器である．主に運動量が1.2GeV/c 以下の K/π 識別を目的としている．荷電粒子の運動量 p は CDC により測定でき，粒子の飛行時間 T が測定できれば，飛行時間を L とすると，

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \tag{2.17}$$

の関係式から粒子の質量 m が分かり，粒子を同定することができる．TOF モジュールは 2 つの TOF シンチレータと 1 つの TSC(Thin Scintilation Countar) から構成される．TOF シンチレータは $4\times6\times255\mathrm{cm}^3$ のサイズの両端に 2 インチの FM-PMT(Frequency Mode - Photo Multiplier Tube) が取りつけられている．TSC は CsI カロリーメータおよび，CDC のトリガに用いられるシンチレータであり，$0.5\times120\times263\mathrm{cm}^3$ のシンチレータに 2 インチの FM-PMT が 1 つ取りつけられる．このモジュール 64 個が ACC と ECL(CsI カロリーメータ) の間，ビーム軸から 1.2m の地点に円筒状に配置され，TOF サブシステムを構築する．受け入れ幅は $33.7° < \theta < 120.8°$ である．

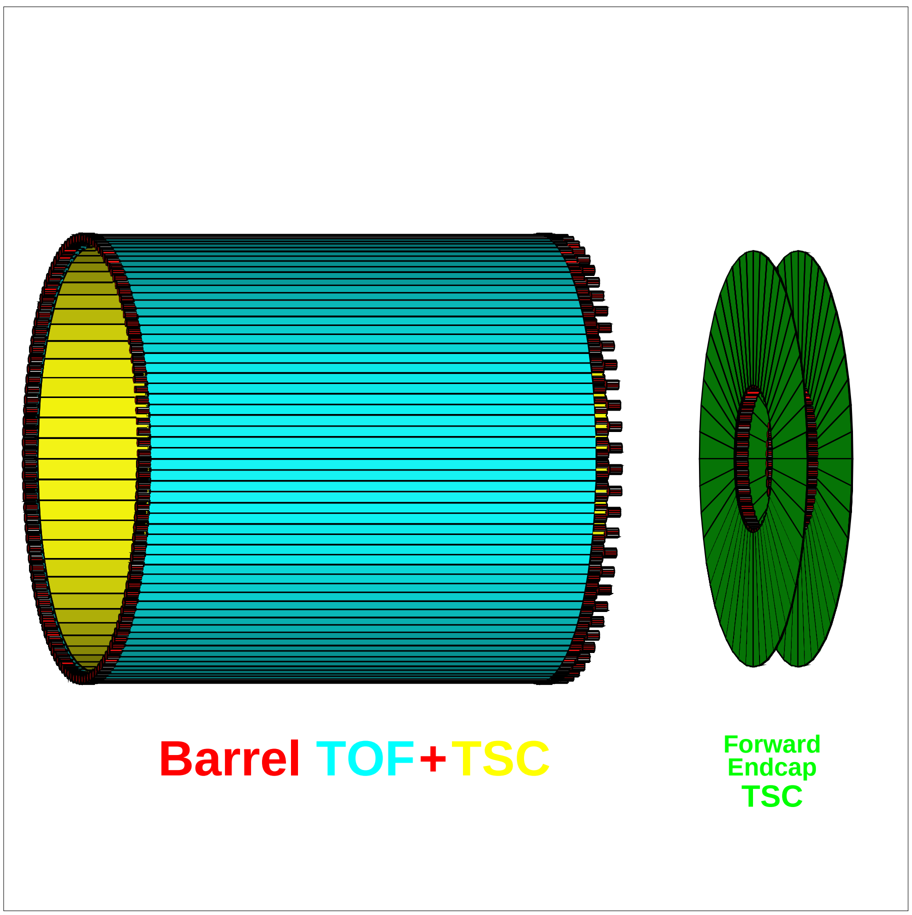

図 2.10: TOF 検出器

2.3.5 CsI 電磁カロリーメーター (ECL)

B 中間子の崩壊によってできる粒子のうち，約 3 分の 1 は中性パイ中間子であり，それは 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．特に，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．今まで述べた検出器はすべて電荷を持った粒子が対象であった．電気的に中性の粒子を検出するには，異なった測定原理を必要とする．γ 線や電子が物質に当たると電磁シャワーを起こす．そして，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．B 中間子の崩壊から生成される γ 線のエネルギーは 20MeV$\sim$3GeV 程度であるが，ルミノシティの測定などのために Bhabha 散乱を測定するので，さらに 8GeV までの測定が必要になるために非常に広いエネルギー領域をカバーしなければならない．この要請を満たすため，ECL に使用される検出器は CsI(Tl) が選択された．個々の結晶は断面が 5.5cm$\times$5.5cm-6.5$\times$6.5 cm，長さ 30cm である．これを，9000 本，長さ方向が電子陽電子の衝突点に向かうように並べて全立体角を覆う．総重量は，約 43 トンに及ぶ．主な ECL のパラメータを表 2.3 にまとめた．

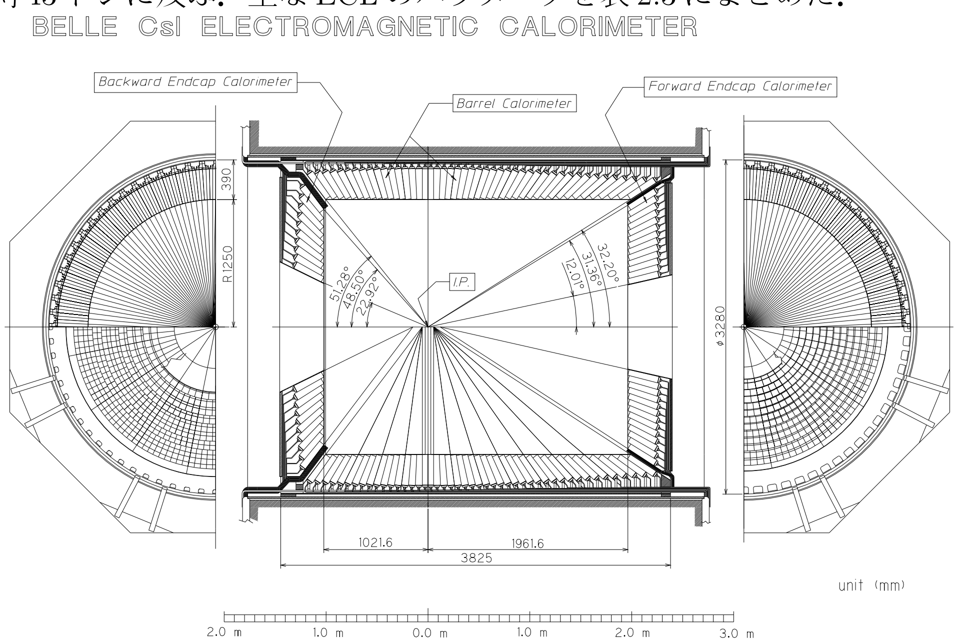

図 2.11: CsI 電磁カロリーメータ (ECL)

	θ coberage	$theta$secg	phiseg	Number of crystals
Foward Endcap	$11.7° < \theta < 31.5°$	13	48$\sim$128	1168
Foward Endcap	$32.2° < \theta < 128.7°$	46	144	6624
Foward Endcap	$130.8\ ° < \theta < 158.3°$	64$\sim$144	1024	

表 2.3: ECL のパラメータ

2.3.6 *KLM* 検出器

これまでで検出されない主な粒子は，ニュートリノを除けば長寿命中性 K 中間子 $K^0{}_\mathrm{L}$ と μ 粒子だけである．

$K^0{}_\mathrm{L}$ は ECL やソレノイドコイル，KLM の鉄の層などで $K^0{}_\mathrm{L}$ が強い相互作用を起こして崩壊して発生するハドロンシャワーを測定することで検出する．

μ 粒子は π 粒子などと比べて物質透過率が高いことを利用して，CDC で検出された荷電粒子の飛跡を KLM まで外挿し，飛跡を μ 粒子として計算したときに実際に得られたヒットポイントと一致するかどうかを比較し同定を行なう．

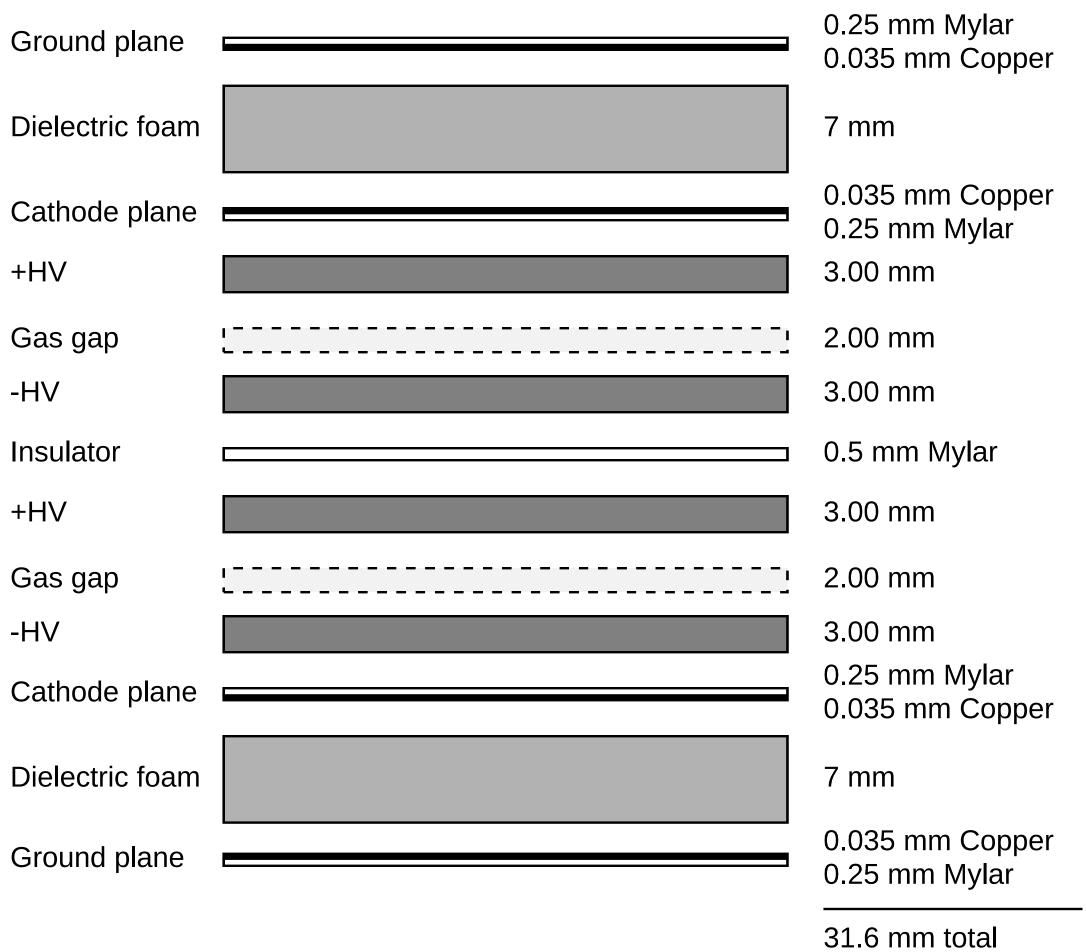

図 2.12: KLM のモジュール断面積

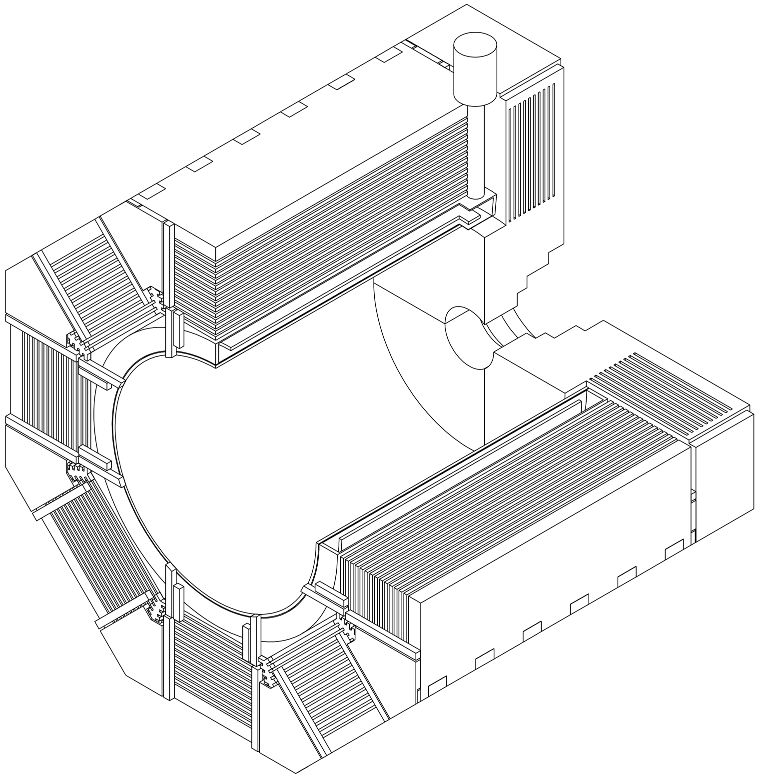

図 2.13: KLM のバレル部

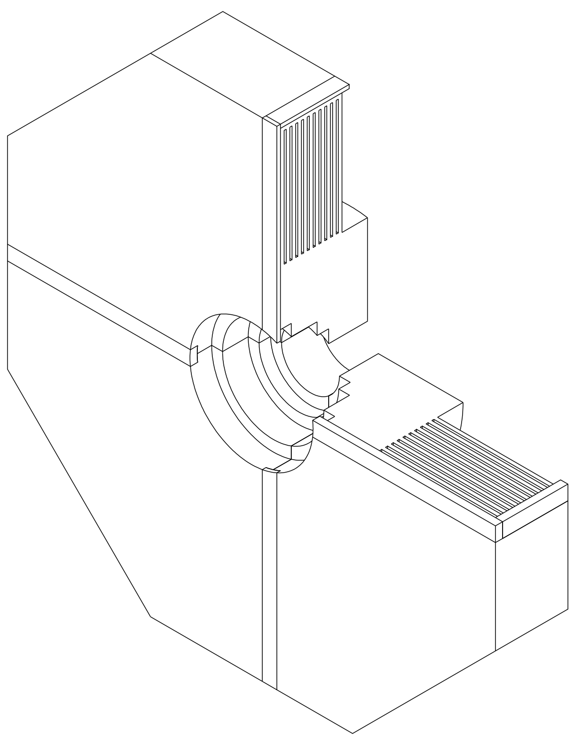

図 2.14: KLM のエンドキャップ部

2.3.7　トリガーシステム (DAQ)

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 $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ という高いルミノシティを保ったままほぼ断続的にビームを出す必要がある．このため，BELLE 実験で生成されるイベントは B 中間子対の生成事象のみでも十数 Hz，他の様々な物理過程を含めると実際に測定しなければならない物理事象は 100Hz に迫る．これとともに数倍はあるバックグラウンド事象がある．したがって，バックグラウンドをリアルタイムで破棄しなければデータの取り込みが追い付かない．そこで，興味ある事象を正確に効率よく選びだすためにパイプライン構造を持つトリガー系が用いられる．カロリーメータ，ドリフトチェンバー，シンチレーションカウンターなどからの事象中の粒子のエネルギー，飛跡，時間情報を組み合わせて，「本物」の候補となる事象を短時間内に選びだす．この判定時間は $2\mu s$ であり，この判定の間，すべての情報は各種信号遅延素子上に保持される．取り込まれるデータ量は毎秒 15MB/s 程度と予想され，これに対処するために分散型のデータ収集系が用いられている．さらに高速の処理能力を持つ並列型計算機ファームを用いた事象の再構築と不要な事象の削除が行なわれ，選別されたデータが記憶装置に記録される．全体の流れを模式的に図 2.15 に示す．

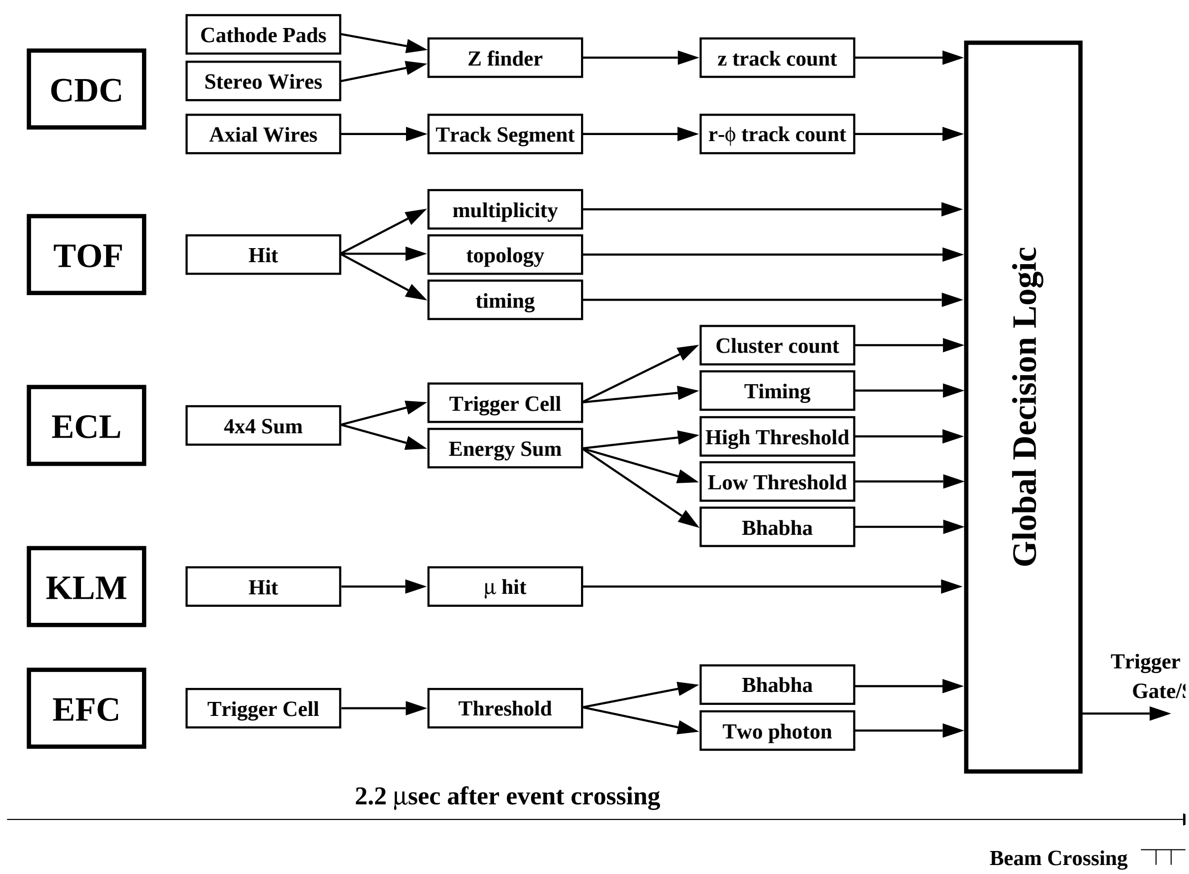

図 2.15: トリガーシステムの模式図

2.4 ソフトウェア

BELLE 実験では主に２種類のソフトウェアに分類される。一つは解析のためのソフトウェアでもう一つはシミュレーションをするためのソフトウェアである。解析のためのソフトウェアは、BASF(Belle Analysis Framework) と呼ばれるもので、シミューレションのソフトウェアはモンテカルロシミュレーションと呼ばれるものである。

ここでは、それらのソフトウェアについての概要を説明する。

2.4.1 解析ツール

DAQ により得られたデータはいくつかの再構成ツールを用いてオフラインで処理される。SVD と CDC でのヒットは荷電粒子の軌跡とされる。また、Energy management は、ECL で得られた情報からフォトンのエネルギーとその軌跡を解析する。PID(Particle IDentification) ツールは、粒子の種類についての情報を与える。これらの再構成ツールによる情報は、DST(Data Summarry Tape) に蓄積される。DST は非常に大きいために、物理的解析を行なうためにはさらに便利性を高め、かつコンパクトにする必要がある。それが、MDST(Mini DST) である。MDST を操作し、最終的な結果を得るために解析ツールとシミュレーションツールは多くのプログラムモジュールから構成されている。それは共通のフレームワークで動作する。これらは、BASF(Belle AnalysiS Framework) と呼ばれている。

2.4.2 モンテカルロシミュレータ

モンテカルロシミュレータでは、２つのディテクターシミュレータがある。それはFSIM(Fast SIMulator) と GSIM(Geant SIMulator) である。FSIM は、MDST データディレクトリを作成する。FSIM はそれほど大きな CPU パワーを必要としないが、ディテクターの精度などの細かいところまではシミュレートすることはできない。GSIM は、粒子とディテクターの物質との反応のシミュレーションのために CERN によって発展させられたものである。GSIM はそれぞれの粒子の軌跡からシミュレートできるので非常に時間がかかる。この解析では、GSIM を用いてシミュレーションを行なった。

2.5 現在の状況

KEKBでの衝突実験は1999年5月に開始された．2002年10月26日(土)午後10時11分頃には、Belle検出器が蓄積した全積分ルミノシティが100/fbに到達した。この積分ルミノシティはKEKB加速器にとっては通過点に過ぎないが、これまで世界のどの衝突型加速器でも達成されたことのない記録であり、一つの大きなマイルストーンに到達したものと考えられる。

なお、この実験では2002年の夏までのBELLE実験で得ることができた積分ルミノシティ$82.4fb^{-1}$のデータベースを用いて解析を行なった。

第3章　D中間子稀少崩壊の解析

3.1　D° → ϕ π^0

3.1.1　目的と物理

この解析では、$D^0 \to \phi\pi^0$ の崩壊確率を求めることが目的である。この崩壊のファインマンダイアグラムを図3.1に示す。図3.1を見ると分かるように弱い相互作用 V_{us} があるためこれはcabbibo suppressed の崩壊モードである。また、中間子はcolour singlet でなければ存在できないので ϕ 粒子のクォーク $s\bar{s}$ の色電荷は、それぞれ $r\bar{r}$、$g\bar{g}$、$b\bar{b}$ のいずれかでなければならない．よってcolour suppressed でもある。それゆえ、崩壊確率は非常に小さく現在までの実験では

$$\Gamma(D^0 \to \phi\pi^0) < 1.4 \times 10^{-3}(CL = 90\%) \tag{3.1}$$

[22] が知られているだけである。また、この崩壊モードはcabbibo suppressed と colour suppressd をもつので物理的にも非常に興味深い崩壊モードである。

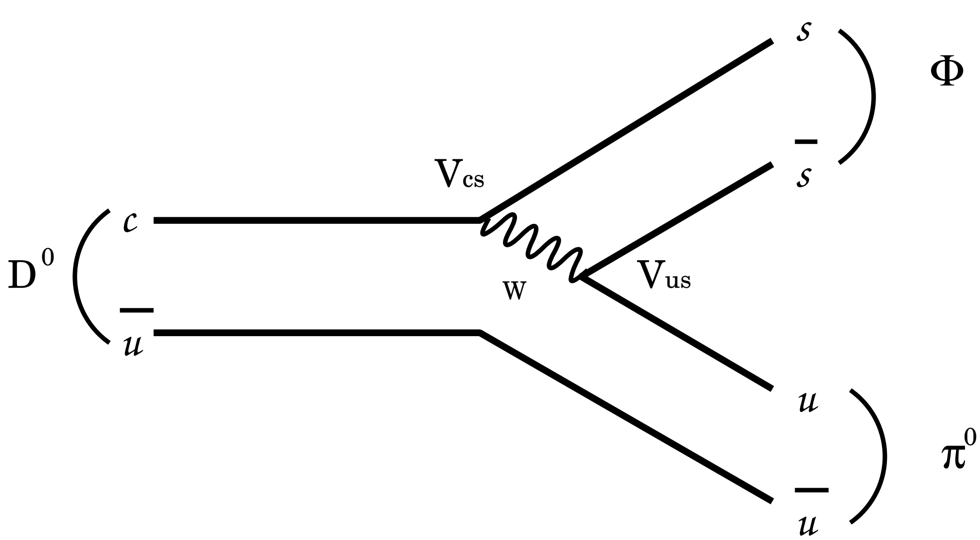

図 3.1: 中性 D 中間子のファインマンダイアグラム

3.1.2 解析

この解析では図 3.2 のように崩壊した D^0 を用いる．

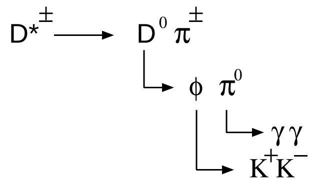

図 3.2: $D^0 \to \phi\pi^0$

$D^0 \to \phi\pi^0$ のイベントを選択するカットは、以下の通りである。

- dr<0.5 cm, dz<1.5cm
- $P_{\pi^0} > 500$ MeV
- $E_\gamma > 100$ MeV
- KID > 0.51
- 1012 MeV $< M_\phi <$ 1028 MeV
- 143.4 MeV $< \Delta M <$ 147.3 MeV

ここでは、それぞれ

· dr:荷電 K 中間子と荷電 π 中間子のそれぞれの e^+e^- ビームに垂直な平面におけるトラックと Interaction Point (以下 IP) との最小距離

· dz:荷電 K 中間子，荷電 π 中間子のトラックが e^+e^- ビーム軸で交わった点と IP との e^+e^- ビーム軸上での距離

· P_{π^0} : $D^0 \to \phi\pi^0$ の π^0 の運動量

· E_γ : π^0 が 2γ に崩壊した γ のエネルギー

· KID1:$\phi \to K^+K^-$ の荷電 K 中間子の ID

· M_{kk}:2 つの荷電 K 中間子を再構成した不変質量

· M_{diff}:D^0 の親粒子である $D^{*\pm}$ と D^0 の不変質量の差 $(D^{*\pm}mass - D^0mass)$

である。

これらのカットを決定する上で、π^0 に対するカットである”π^0” と”E_γ” に関しては、$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ の崩壊モードの π^0 を用いた。ϕ 粒子の質量カットと $D^{*\pm}$粒子と D^0粒子の質量の差によるカットは $D^0 \to \phi\pi^0$ のイベントを再構築していく過程で求めた。

以下にこれらのカットを求める過程について述べる。

dr dz カット

このカットは e^+e^- ビームの衝突から発生したイベントのみを選択するためのカットである.

dz とは、図 (3.3) に示すように e^+e^- ビーム軸 (z 軸) 上においての、IP と粒子の軌跡が z 軸と交差する点との距離である。ϕ の構成粒子である荷電 K 中間子と $D^{*\pm}$ の構成粒子である荷電 π 中間子の dz がいずれも，1.5cm より小さいものをイベントとして選択するように設定している.

$$dz < 1.5cm \tag{3.2}$$

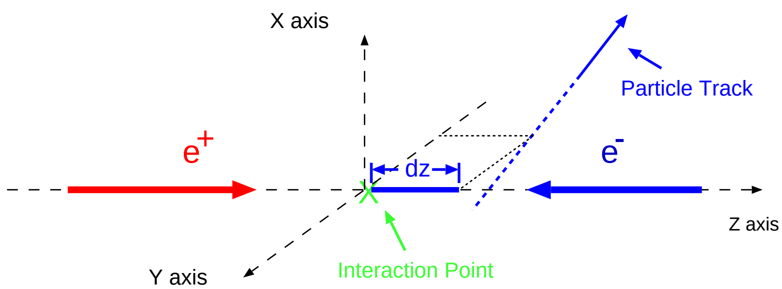

図 3.3: Interaction Point

dr とは、図 (3.4) に示すように xy 平面上においての、粒子のトラックと IP との最小距離のことである。ϕ の構成粒子である荷電 K 中間子と $D^{*\pm}$ の構成粒子である荷電 π 中間子の dr がいずれも，0.5cm より小さいものをイベントとして選択するように設定している.

$$dr < 0.5cm \tag{3.3}$$

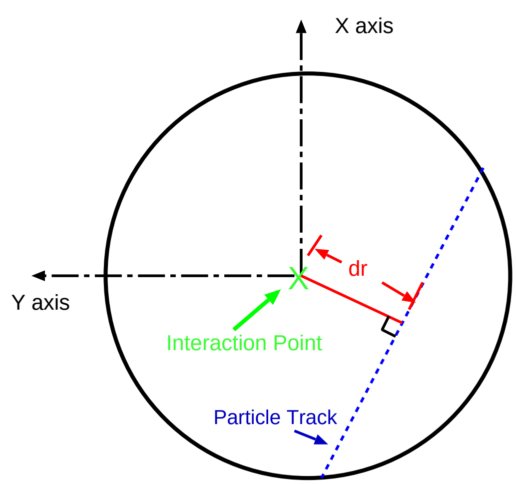

図 3.4: Interaction Point （xy 平面）

KID カット

KID カットとは検出された粒子が K 中間子であるものを選択するためのカットである. モンテカルロシミュレーションによる KID のヒストグラムを、図 (**??**) に示す。

横軸は K 中間子である確率で、縦軸はイベント数で log scale である。K 中間子である確率が 100% であるイベントは 1 に、K 中間子である確率が 0% であるイベントは 0 に、そして、判定できないイベントは 0.5 になる。

ϕ 粒子を K 中間子の ID カットを以下のように設定した。

$$KID > 0.51 \tag{3.4}$$

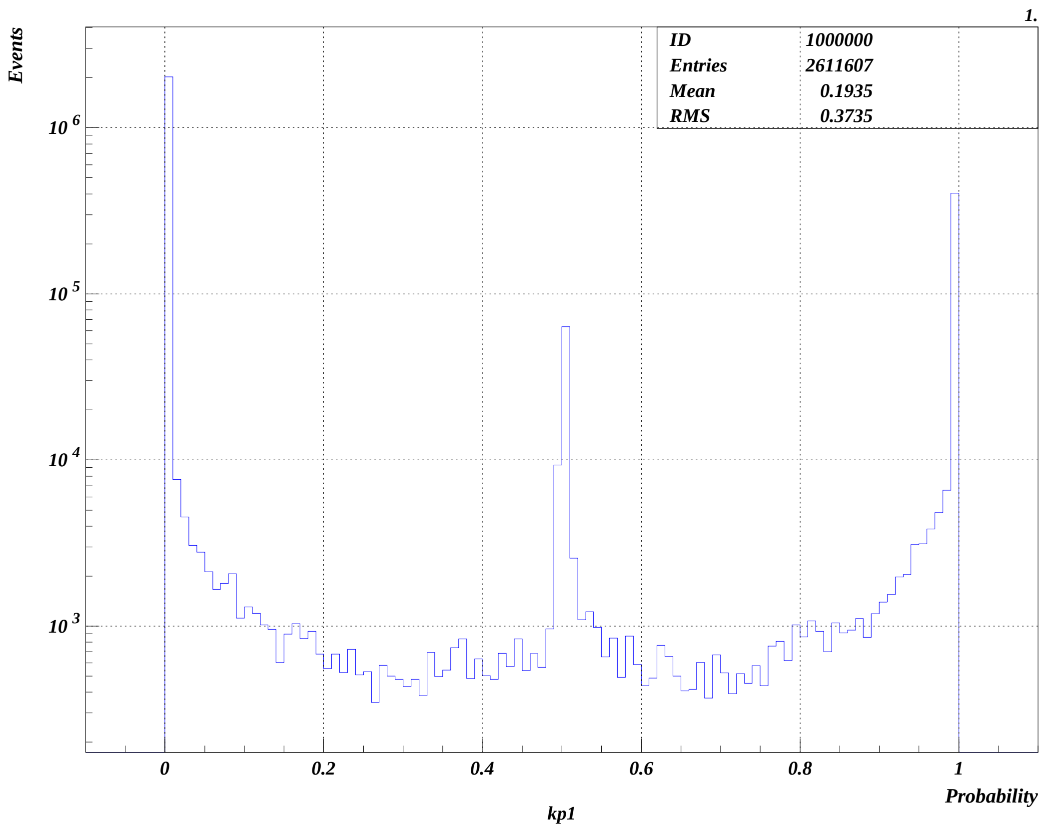

図 3.5: KID(monte)

ϕ 質量分布カット

KID カットによって選択された荷電 K 中間子であると思われる粒子を再構成して，その不変質量をプロットしたものが図 3.6 である．

図 3.6 を見ると，ϕ の不変質量 1020MeV にピークが見える．このピークは ϕ 粒子によるものであると考えられる．D^0 を再構成するためには，ϕ 粒子と思われるイベントだけを選択する必要がある．そこで，ガウス関数をフィットし σ を求めて，M_{kk} を 3σ の幅でカットをした．

カットの値は、

$$1012MeV/c^2 < M_{KK} < 1028MeV/c^2 \tag{3.5}$$

である。ここで、$\sigma = 2.7MeV/c^2$ より $3\sigma \simeq 8MeV/c^2$ である．

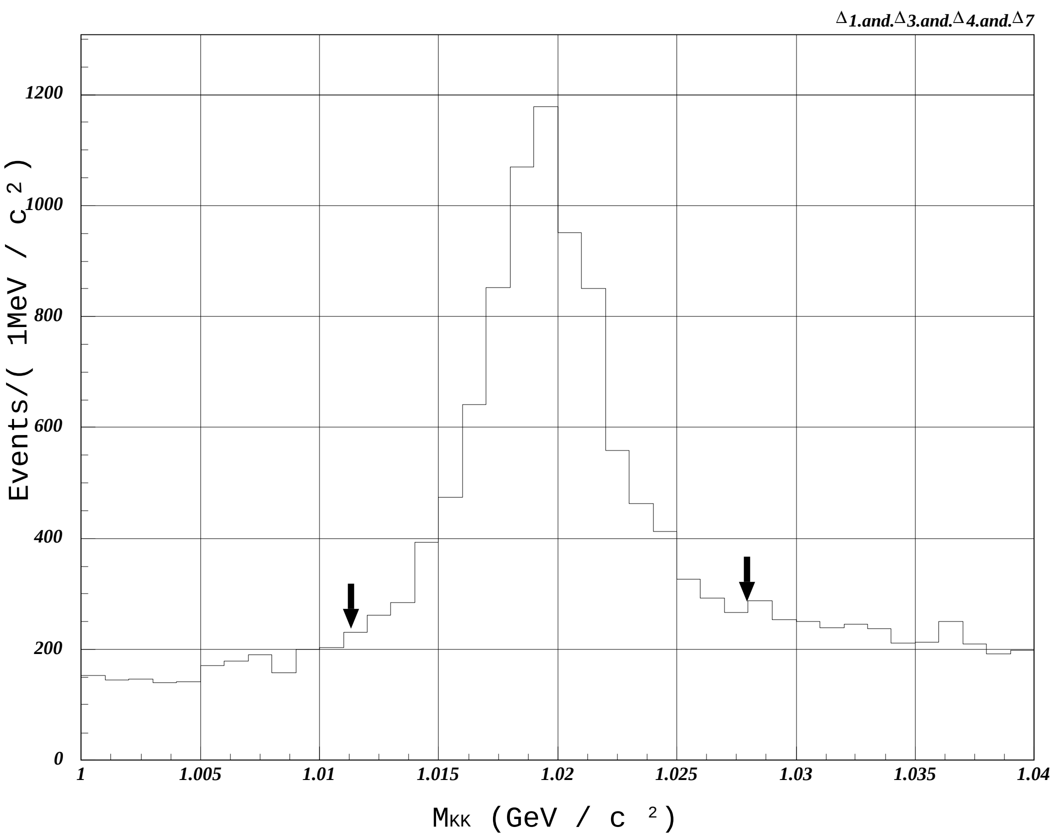

図 3.6: ϕ 質量分布カット

M_{KK} カット以外のすべてのカット、$dr < 0.5cm$、$dz < 1.5cm$, $P_{\pi^0} > 500MeV/c$, $E_\gamma > 100MeV$, $143.4MeV/c^2 < \Delta M < 147.4MeV/c^2$、$KID > 0.51$ を入れている。

π^0 に対するカット

次に D^0 のもう一つの構成粒子である π^0 についてのカットの値を決定する。カットとしては、

- π^0 の運動量カット、
- $\gamma(\pi^0 \to 2\gamma)$ エネルギーカット

がある。図 (3.7) と図 (3.8) はモンテカルロシミュレーションによる π^0 運動量分布と γ エネルギー分布である。図 (3.7) と図 (3.8) は規格化している。

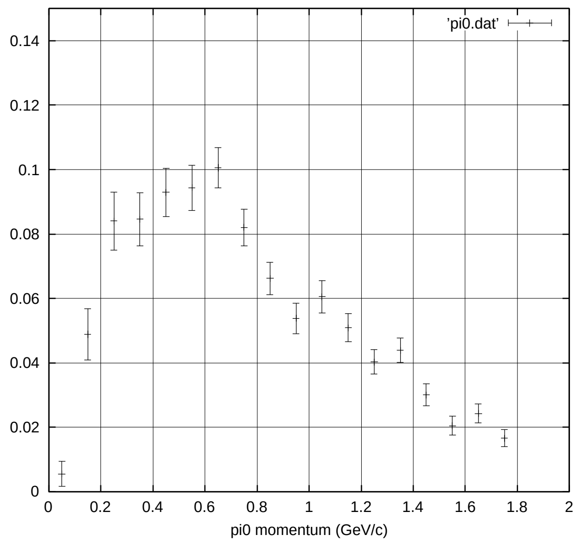

図 3.7: π^0 運動量分布 (monte)

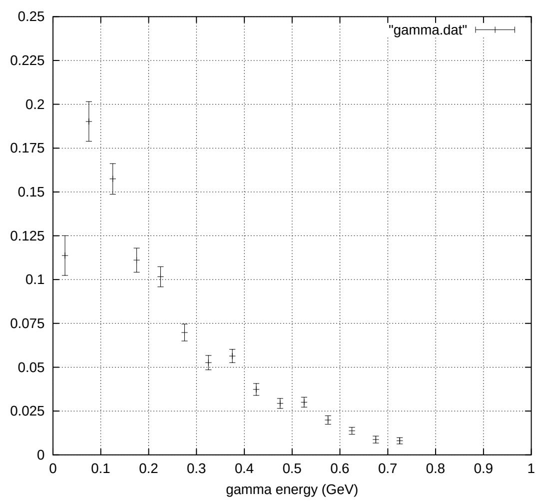

図 3.8: γ エネルギー分布 (monte)

そこで、$D^0 \to \phi\pi^0$ 崩壊モードの "π^0 運動量分布" と"γ エネルギー分布" と同様の"π^0 運動量分布" と "γ エネルギー分布" を持つ崩壊モードによって、"π^0 運動量" と"γ エネルギー" のカットの値を決定する必要がある。そこで，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ 崩壊モードの π^0 を用いて、"π^0 運動量" と"γ エネルギー" のカットの値を決定した。このとき用いたデータ量は積分ルミノシティ $1.13fb^{-1}$ である。

次にカット値の決定方法について説明する。カット値を求めるためには

$$\frac{N}{\sigma_N} \tag{3.6}$$

と定義される値を用いる．この値は，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ の不変質量のヒストグラム (図 3.9) で求めたシグナルの数 N とそのエラー σ_N の比をとったものである．この N と σ_N は、次のガウス関数を Likelifood でフィットことによって求めることができる．

$$F(x) = A + Bx + C\exp\left[-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}\right] \tag{3.7}$$

これを、調べたいカットの値を変化させながらカット毎にシグナル N のとそのエラー σ_N を求め，N/σ_N を計算する。

そして、N/σ_N が最も大きくなるところをカット値とする．

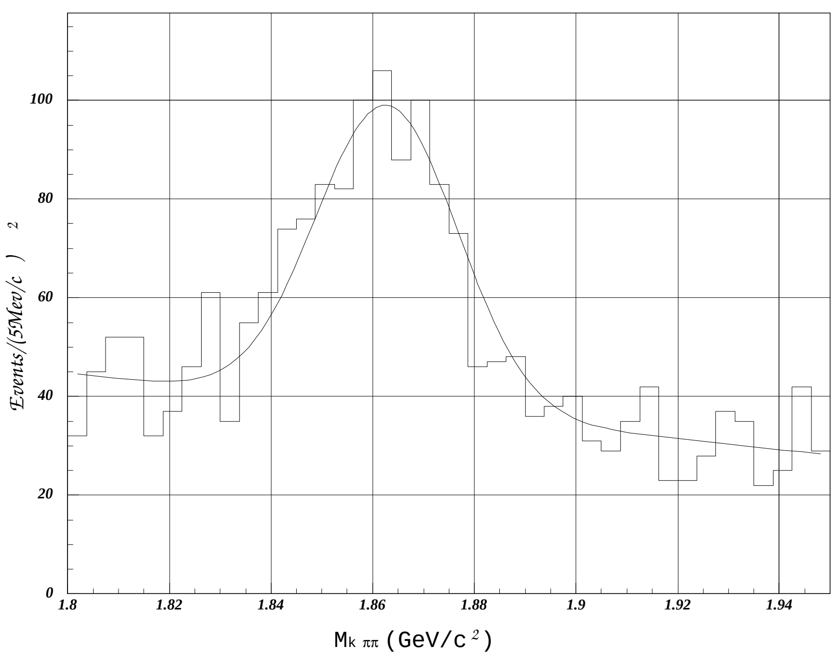

図 3.9: $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ の質量分布

π^0 **運動量カット**　π^0 運動量のカット値を決定するために，100MeV/c の間隔でカットを変化させていったときの N/σ_N を求めた．横軸を π^0 運動量カットの値，縦軸を N/σ_N としてプロットした結果が図 (3.10) である．ここで，図 (3.10) は規格化されている．よって以上より，π^0 運動量カットの値を

$$\pi^0 \text{運動量} > 500MeV \tag{3.8}$$

と決定した。

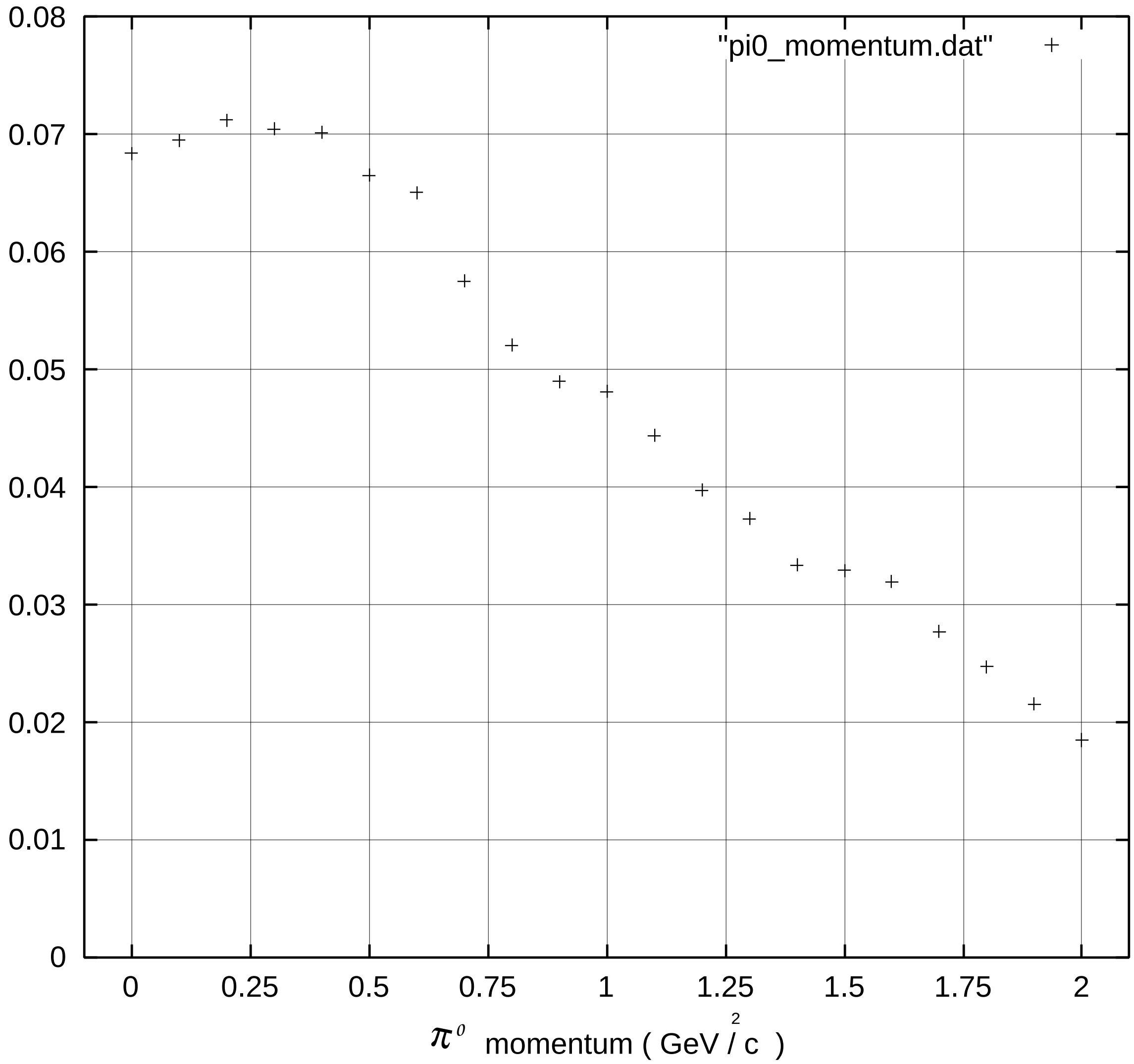

図 3.10: π^0 運動量カット

γ エネルギーカット　γ エネルギーのカット値を決定するために，100MeV の間隔でカットを変化させていったときの N/σ_N を求めた．横軸を γ エネルギーカットの値，縦軸を N/σ_N としてプロットした結果が図 (3.11) である．ここで，図 (3.11) は規格化されている．よって以上より，γ エネルギーカットの値を

$$\gamma \text{エネルギー} > 100MeV \tag{3.9}$$

と決定した。

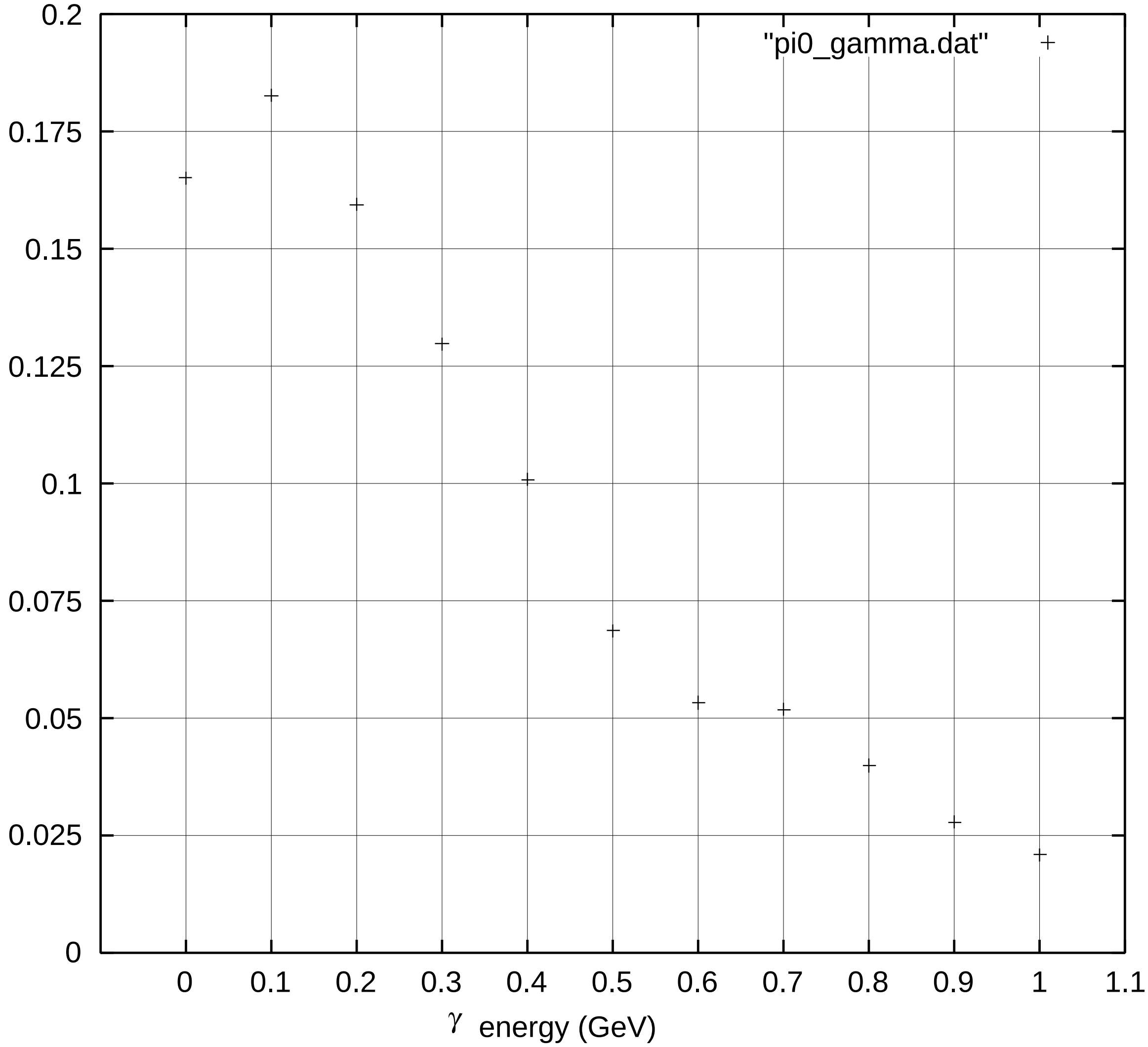

図 3.11: γ エネルギーカット

$D^* - D^0$ 質量差カット

これまでに求めたカットによってイベントセレクションした ϕ と π^0 を再構成して，その不変質量をヒストグラムにしたものを図 (3.12) に示す．そしてさらに荷電 π 中間子を再構成して，その不変質量をヒストグラムにしたものが図 (3.13) である．

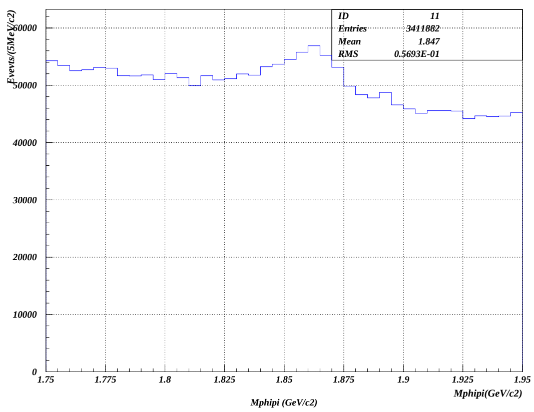

図 3.12: $M_{\phi\pi}$

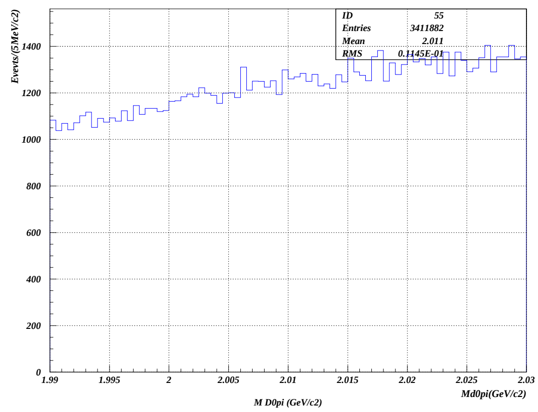

図 3.13: $M_{D^0\pi^\pm}$

図 (3.12) の $M_{\phi\pi^0}$ のヒストグラムでは，D^0 の不変質量 1865(MeV/c^2) のあたりにピークが見える．これは，$D^0 \to \phi\pi^0$ によるものであると考えられる．しかしこのままではバックグラウンドが多すぎて，シグナルのピークがはっきりしない．また図 (3.12) においては，バックグラウンドのためにシグナルが分からない．

そこで，$D^{*\pm}$ の不変質量 $M_{D^0\pi^\pm}$ と D^0 の不変質量 $M_{\phi\pi^0}$ の差，$\Delta M = M_{D^0\pi^\pm} - M_{\phi\pi^0}$ のヒストグラムを図 (3.14) に示す．図 (3.14) を見ると，$D^{*\pm}$ の不変質量 $M_{D^0\pi^\pm}$ と D^0 の不変質量 $M_{\phi\pi^0}$ の ΔM の値である 145.4(MeV/c^2) のあたりにピークが見える．これは，$D^{*\pm}$ の不変質量 $M_{D^0\pi^\pm}$ と D^0 の不変質量 $M_{\phi\pi^0}$ の差であると考えられる．よって，このヒストグラムにガウス関数をフィットし，その σ を求めて，ΔM の平均値から，$\pm 3\sigma$ カットで行なう。

そのカットの値は、図 3.14 から

$$143.4MeV/c^2 < \Delta M < 147.4MeV/c^2 \tag{3.10}$$

となる。ここで、$\sigma = 0.66MeV/c^2$ より $3\sigma \simeq 2MeV/c^2$ であり、これはガウス関数をフィットして求めた。

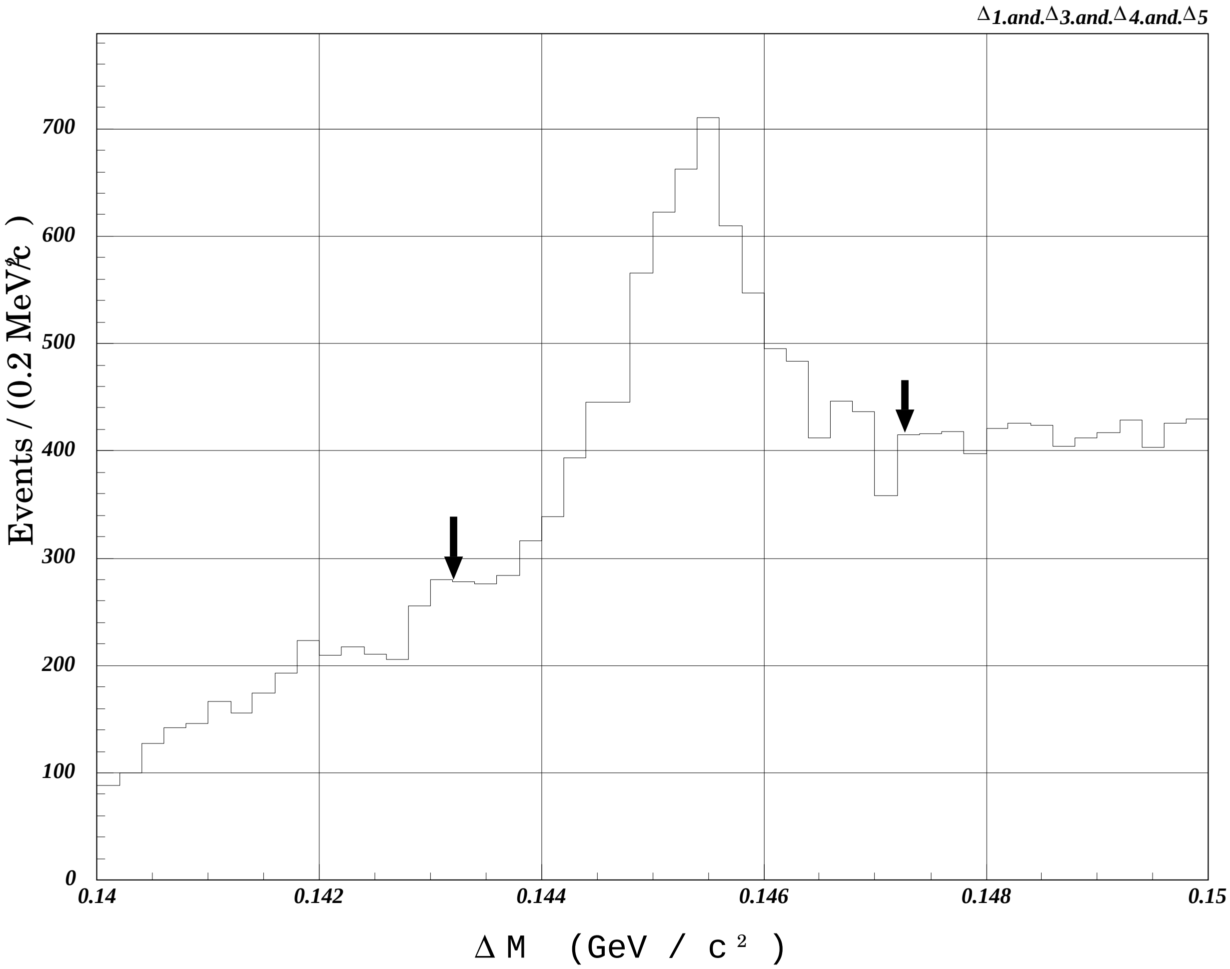

図 3.14: $D^{*} - D^{0}$ 質量差分布カット

M_{diff} カット以外のすべてのカット、$dr < 0.5cm$、$dz < 1.5cm$, $P_{\pi^0} > 500MeV/c$、$E_{\gamma} > 100MeV$、$1012MeV/c^2 < M_{K^+K^-} < 1028MeV/c^2$、$KID > 0.51$ を入れている。

$D^0 \to \phi\pi^0$ **シグナル**

図 (3.12) の $M_{\phi\pi^0}$ に前節で求めた

$$143.4MeV/c^2 < \Delta M < 147.4MeV/c^2 \tag{3.11}$$

のカットを入れて、再び $M_{\phi\pi^0}$ の質量分布をヒストグラムした結果が図 (3.15) である。前節での，図 (3.12) と比べてバックグラウンドが落ちて，シグナルがよりはっきりと見えるようになった．

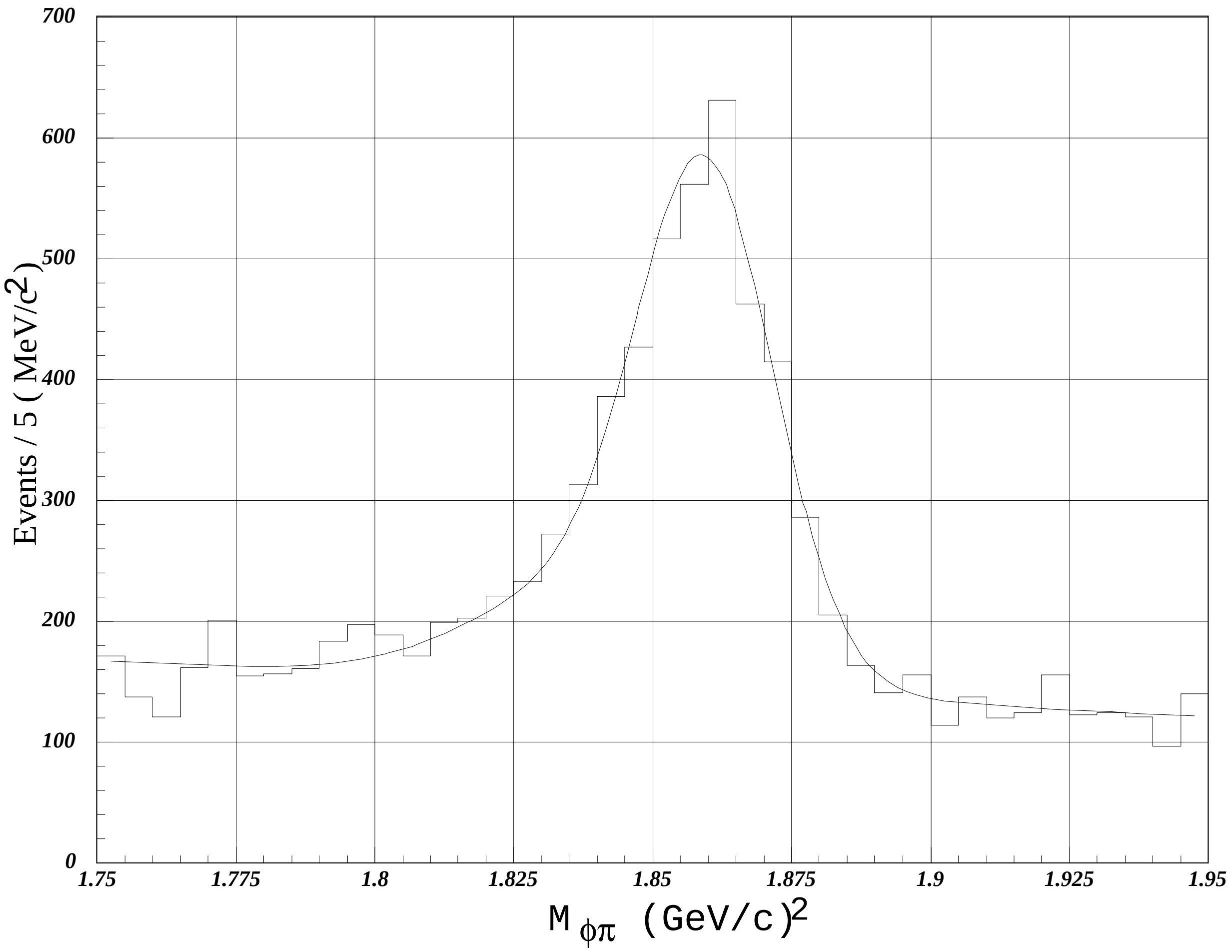

図 3.15: D^0 質量分布 ($D^0 \to \phi\pi^0$ シグナル)

すべてのカット、$dr < 0.5cm$、$dz < 1.5cm$、$P_{\pi^0} > 500MeV/c$、$E_\gamma > 100MeV$、$1012MeV/c^2 < M_\phi < 1028MeV/c^2$、$143.3MeV/c^2 < \Delta M < 143.3MeV/c^2$ 、$KID > 0.51$ を入れている。

次に，このシグナルが $D^0 \to \phi\pi^0$ のものであるかを確認するために、$\cos\theta$ をプロットする。この $\cos\theta$ は、図 3.16 に示されているように，ϕ 重心系での ϕ が飛んでいく方向と，ϕ が K^+K^- に崩壊したときの方向との間の角を θ としたときの余弦である。

図 (3.16) において、D^0 は、スピン $S_{D^0} = 0$ を、ϕ はスピン $S_\phi = 1$ を、そして π^0 はスピン $S_{\pi^0} = 0$ を持つ。よって、D^0 の系から見たときの D^0 が $\phi\pi^0$ に崩壊する前の全角運動量は

$$J_{\text{bofore}} = L_{\text{before}} + S_{\text{before}} = 0 + 0 = 0 \tag{3.12}$$

となる。ここで、L_{before} と S_{before} は、それぞれ崩壊前の軌道角運動量とスピンであり、$L_{\text{before}} = 0$ である。

また、$\phi\pi^0$ へ崩壊した後の全角運動量は

$$J_{\text{after}} = L_{\text{after}} + S_{\text{after}} = L_{\text{after}} + 1 \tag{3.13}$$

となる。ここで、L_{after} と S_{after} は、それぞれ崩壊後の軌道角運動量とスピンである。そして、角運動量保存から

$$J_{\text{bofore}} = J_{\text{after}} \tag{3.14}$$

となるためには、$L_{\text{after}} = 1$ でなければならないことが分かる。

次に、z 方向について考える。角運動量の保存則より

$$(l_{\text{before}})_{\text{Z}} + (s_{D^0})_{\text{z}} = (l_{\text{after}})_{\text{z}} + (s_\phi)_{\text{z}} + (s_{\pi^0})_{\text{z}} \tag{3.15}$$

のである。ここで $(l_{\text{before}})_{\text{Z}}$、$(s_{D^0})_{\text{z}}$、$(l_{\text{after}})_{\text{z}}$、$(s_{\pi^0})_{\text{z}}$ はそれぞれ、崩壊前の z 方向の軌道角運動量と D^0 のスピン、崩壊後の z 方向の軌道角運動量と π^0 のスピンで、これらはすべてゼロである。よって、式 (3.15) より ϕ の z 方向のスピン $(s_\phi)_{\text{z}} = 0$ であることが分かる。

故に ϕ 粒子が崩壊した K^+K^- の波動関数は

$$Y|1,0>= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta \tag{3.16}$$

となり，$\cos\theta$ に比例した波動関数を持つ。よって、ϕ 粒子の重心系での $\cos\theta$ を横軸にとってプロットすると、$(\cos\theta)^2$ 分布するはずである。そして、実際にプロットした結果が図 (3.17) である。この $\cos\theta$ プロットは，$\cos\theta$ の範囲 $(-1) \sim (+1)$ を 10 分割したときのそれぞれの不変質量 $M_{\phi\pi^0}$ ヒストグラムでのシグナルの数をプロットしたものである．ここで，図 (3.17) は規格化してある．

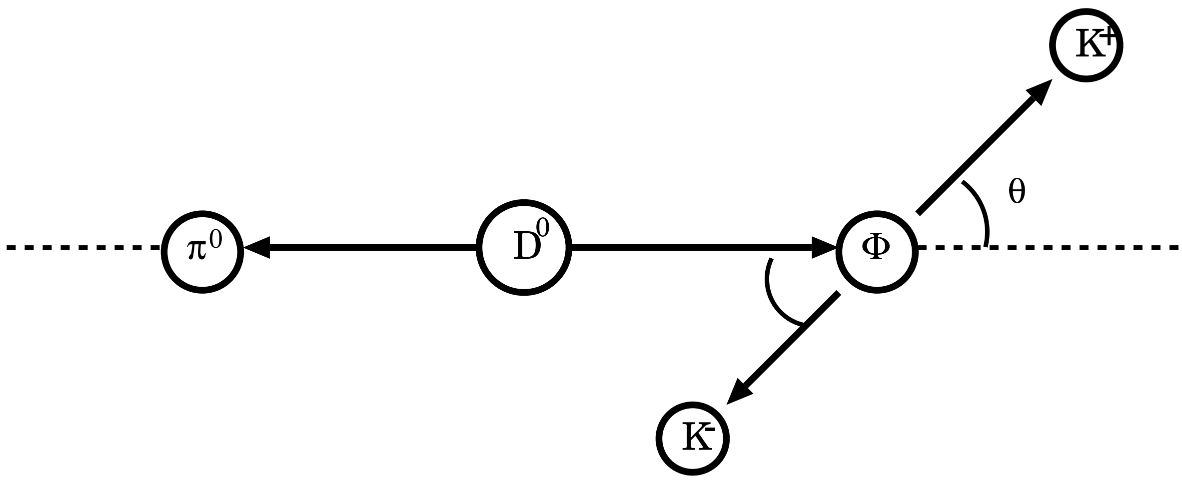

図 3.16: $D^0 \to \phi\pi^0$ 崩壊

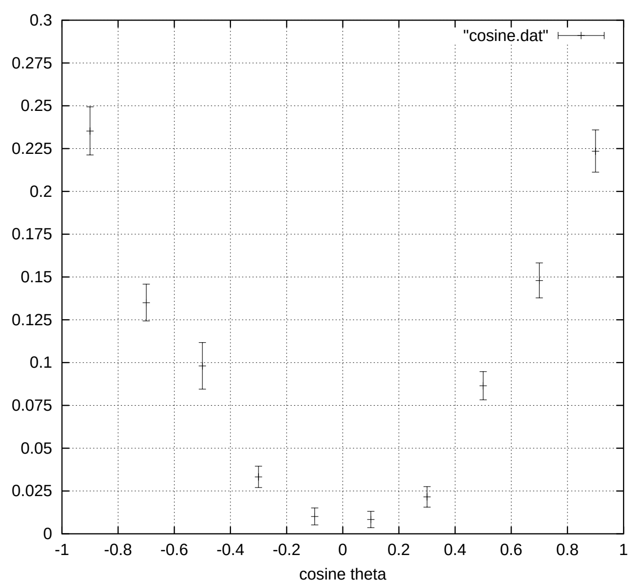

図 3.17: $\cos\theta$ (data)

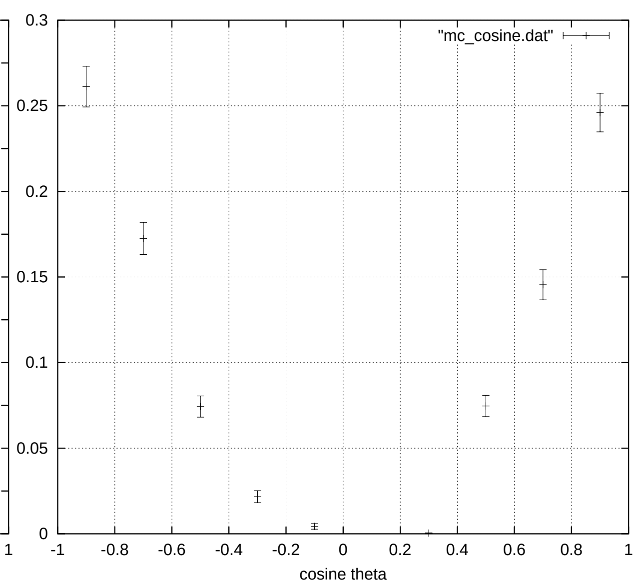

図 3.18: $\cos\theta$ (monte)

検出効率

以上より，図 (3.15) のシグナルは $D^0 \to \phi\pi^0$ によるものと確認できた．次に，検出効率を求めために、$D^0 \to \phi\pi^0$ のシグナルモンテカルロを、以下のように作成した．それぞれのイベント数の比は，反応断面積の比によって決めている．

- $b\bar{b}$ イベント 100000 個
- $c\bar{c}$ イベント 115000 個
- $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ イベント 185000 個

$D^0 \to \phi\pi^0$ シグナルモンテカルロでは、B($D^{*+} \to D^0\pi^+$)=100%、B($D^0 \to \phi\pi^0$)=100% と崩壊確率を設定してある。作成したモンテカルロは、実験データによる $\cos\theta$(図 3.17) とモンテカルロシミュレーションによる $\cos\theta$(図 3.18) の一致により正しく作成されたことが確認できる。

$D^0 \to \phi\pi^0$ シグナルモンテカルロから、求めた検出効率のまとめを 3.4 に示す。

カット	カット値	検出効率
drdz	$dr < 0.5cm$、$dz < 1.5cm$	78.8±2.5 %
KID	KID > 0.51	89.5±2.9%
π 運動量	$P_{\pi^0} > 500$ MeV/c	88.2±2.8%
γ エネルギー	$E_\gamma > 100$MeV	83.0±2.6%
$M_{K^+K^-}$	$1012MeV/c^2 < M_{K^+K^-} < 1028MeV/c^2$	89.2± 2.8%
$\Delta M = M_{\phi\pi^0} - M_{K^+K^-}$	$143.4MeV/c^2 < \Delta M < 147.4MeV/c^2$	14.2±0.7 %
合計	-	6.9±0.2%

表 3.1: $D^0 \to \phi\pi^0$ に対するカット検出効率

また、後で $D^0 \to \phi\pi^0$ の崩壊確率を求める上で必要となる $D^0 \to K^+K^-$ 崩壊モードに対する検出効率も、表 (3.2) に示す。

カット	カット値	検出効率
drdz	$dr < 0.5$、$dz < 1.5cm$	-
KID	$KID > 0.51$	-
$D*+ - D0$ 質量差	$143.3MeV/c^2 < \Delta M < 147.3MeV/c^2$	-
合計	-	21.9±0.7%

表 3.2: $D^0 \to K^+K^-$ に対するカット検出効率

3.1.3 まとめ ($D^0 \to \phi\pi^0$)

求めた検出効率を用いて、$D^0 \to \phi\pi^0$ 崩壊モードの崩壊確率を求める。そのために次の式を用いる。

$$\frac{B(D^0 \to \phi\pi^0)}{B(D^0 \to K^+K^-)} = \frac{N_{\phi\pi^0}}{N_{K^+K^-}} = \frac{n_{\phi\pi^0}/\epsilon_{\phi\pi^0}}{n_{K^+K^-}/\epsilon_{K^+K^-}} \tag{3.17}$$

ここで,

- 検出された $D^0 \to \phi\pi^0$ の数: $n_{\phi\pi^0} = 3276 \pm 91$
- 検出された $D^0 \to K^+K^-$ の数: $n_{K^+K^-} = 35940 \pm 221$
- $D^0 \to \phi\pi^0$ の検出効率: $\epsilon_{\phi\pi^0} = 0.069 \pm 0.002$
- $D^0 \to K^+K^-$ の検出効率: $\epsilon_{K^+K^-} = 0.239 \pm 0.007$
- $D^0 \to K^+K^-$ の崩壊確率: $B(D^0 \to K^+K^-) = (4.12 \pm 0.14) \times 10^{-3}$[22]

である.

以上より、$D^0 \to \phi\pi^0$ 崩壊モードの崩壊確率は、

$$B(D^0 \to \phi\pi^0) = (1.30 \pm 0.04^{(stat)} \pm 0.12^{(sys)}) \times 10^{-3} \tag{3.18}$$

となる。

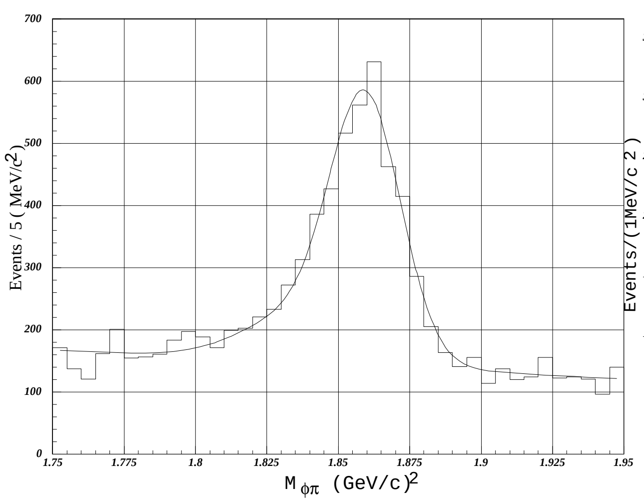

図 3.19: $M_{\phi\pi^0}$ ヒストグラム ($D^0 \to \phi\pi^0$)

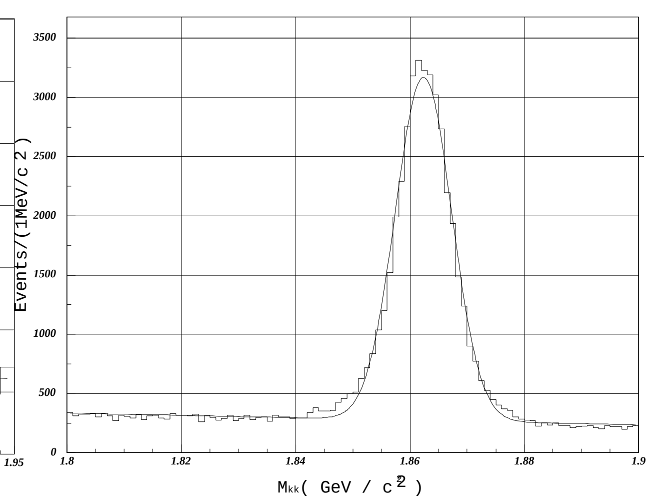

図 3.20: $M_{K^+K^-}$ ヒストグラム ($D^0 \to K^+K^-$)

3.2 $\mathbf{D}^{\circ} \to \phi\ \gamma$

3.2.1 目的と物理

最近の実験により，$B^0 \to K^*\gamma$ 崩壊が観測された．

$$B(B \to K^*\gamma) = (4.0 \pm 1.9) \times 10^{-5} \tag{3.19}$$

$$B(b \to s\gamma) = (2.32 \pm 0.57 \pm 0.35) \times 10^{-4} \tag{3.20}$$

これらの”flavor-changing radiative decay” は $b \to s\gamma$ というクォークレベルでの変移に関係したものであると解釈することができる。これらの測定された崩壊確率の値と標準理論の予言した値は，エラーの範囲内で一致している。そして，これらの極めて小さな崩壊確率は b クォークから構成されるハドロンの崩壊を検出するためには非常に高い精度が必要とされることを意味している．

しかしながら，このような “B Meson Radiative Decays” は CKM 行列要素の比の値を決定するために非常に重要な崩壊モードである．求めることができる CKM 行列要素の比としては $|V_{td}|/|V_{ts}|$ がある．これは，”$B \to \rho\gamma$” と”$B \to K^*\gamma$”の崩壊モードの比から測定することが可能である．

$$\frac{B(B \to \rho\gamma)}{B(B \to K^*\gamma)} \Longrightarrow \frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} \tag{3.21}$$

しかし、この問題は非常に重要であるにも関わらず，研究され尽くしたとは言えないのが現状である．そのため，この問題について研究をする必要がある．

そこでまず，“B Meson Radiative Decay” の代わりに “D Meson Radiative Decay” を測定する．そして，その “D Meson Radiative Decay” を測定することによって得ることができた計算テクニックを用いて “B Meson Radiative Decay” についてのさらなる洞察を得ることができる．

“Charm Hadron” に関するデータは，物理的に重要なレベルの精度を達成できるだけの十分なデータ量が得られてきている．その最も、印象的な例としては non-leptonic decay $D^0 \to K^+\pi^-$ の測定がある。

$$\frac{B_{D^0 \to K^+\pi^-}}{B_{D^0 \to K^-\pi^+}} = 0.0077 \pm 0.0025 \pm 0.0025 \tag{3.22}$$

この変移は、“Doubly Cabibbo suppressed transition” の証拠として解釈されている。

次に，主な “D Meson Radiative Decay” の崩壊モードの理論が予言する値と最新の実験による上限値を表 (3.3) に示す。また，それぞれの崩壊モードに対するファインマンダイアグラムを図 (3.21) に示す。

“D Meson Radiative Decay” の主な崩壊モードは、以下の 4 種類のがある。

$$D^0 \to \phi\gamma, D^0 \to \omega\gamma, D^0 \to \bar{K}^{*0}\gamma, D^0 \to \rho\gamma \tag{3.23}$$

しかし、このうちの2つの崩壊モードである $D^0 \to \bar{K}^*\gamma$ と $D^0 \to \rho\gamma$ は，バックグラウンドの影響が非常に大きいと考えられる。CLEO Collaboration の論文 [7] では $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ (崩壊確率=3.1±0.4%) 崩壊モードによるバックグラウンドの影響があると報告している．図 (3.22),(3.23) は，それぞれモンテカルロシミュレーションによる $D^0 \to \bar{K}^*\gamma$, $D^0 \to \rho\gamma$ のシグナルとバックグラウンドの様子をプロットしたものである．

図 (3.22) のヒストグラムは，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ によるバックグラウンドを，solid line は期待される $D^0 \to \bar{K}^{*0}\gamma$ のシグナルのピークを表している．このバックグラウンドは，π^0 が崩壊した2つの γ のうち1つが検出器によって検出されないために，$D^0 \to \bar{K}^*\gamma$ の終状態と同じになってしまうために生じるものである．よって $D^0 \to \bar{K}^{*0}\gamma$ はバックグラウンドの影響が大きいことがわかる．

また，図 (3.23) のヒストグラムは，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ によるバックグラウンドを，solid line は期待される $D^0 \to \rho\gamma$ シグナルのピークを表している．このバックグラウンドは，π^0 が崩壊した2つの γ のうち1つが検出器によって検出されないことと，K^- と π^+ の内，K^- を π^- として解析してしまうために起こるものである．$D^0 \to \rho\gamma$ についても，$D^0 \to \bar{K}^*\gamma$ に比べれば少しはシビアではないが影響があると考えられる．

そして、 $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ のような崩壊モードによるバックグラウンドの影響を受けないと考えられる残りの2つの崩壊モード，$D^0 \to \omega\gamma$ と $D^0 \to \phi\gamma$ が選択肢として残される。表 (3.3) を見ると $D^0 \to \phi\gamma$ の方が理論が予言する崩壊モードがより大きい．それゆえ，この実験では表 (3.3) に示されている4つの崩壊モードのうち，$D^0 \to \phi\gamma$ の崩壊モードを選択し，解析を行なった．

Mode	90 % CL Upper Limit	Theoretical Prediction
$D^0 \to \phi\gamma$	1.9×10^{-4}	$0.01 \sim 0.34 \times 10^{-4}$
$D^0 \to \omega\gamma$	2.4×10^{-4}	$0.01\sim 0.09 \times 10^{-4}$
$D^0 \to \bar{K}^*\gamma$	7.6×10^{-4}	$0.7\sim 8.0 \times 10^{-4}$
$D^0 \to \rho\gamma$	2.4×10^{-4}	$0.01\sim 0.63 \times 10^{-4}$

表 3.3: 主な放射性崩壊モードの崩壊確率 [7]

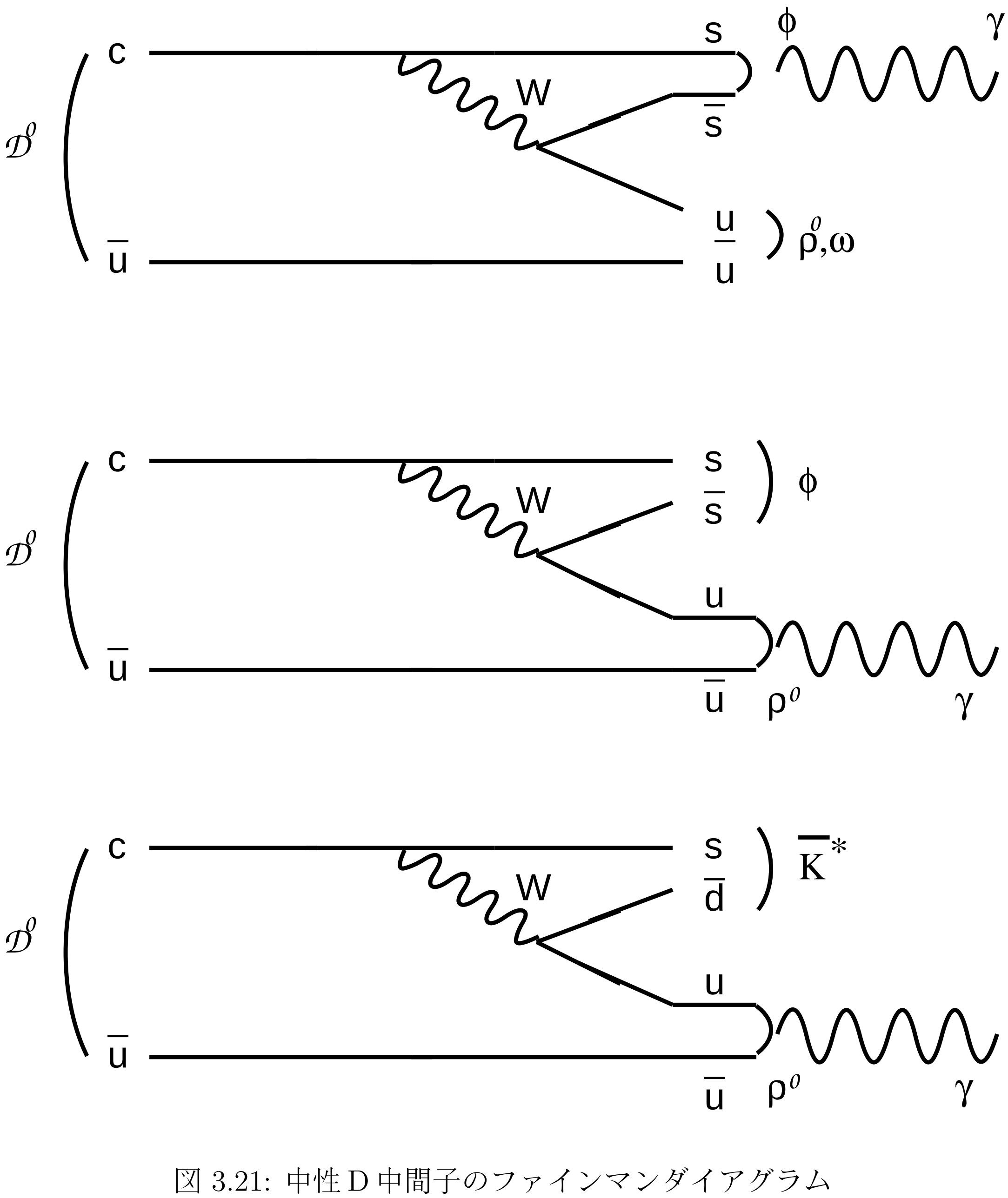

図 3.21: 中性 D 中間子のファインマンダイアグラム

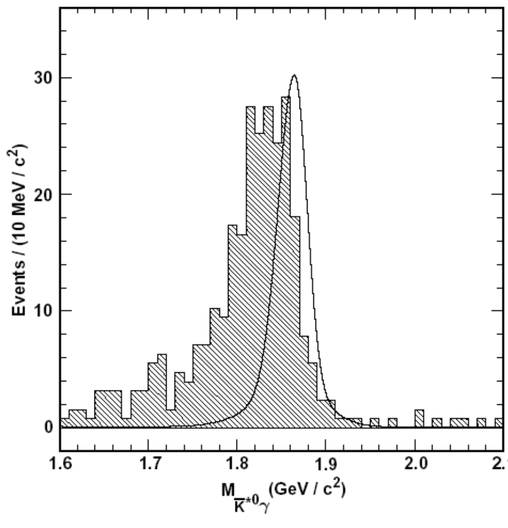

図 3.22: $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ モンテカルロによる不変質量 $M_{\bar{K}^{*0}\gamma}$ 分布 from CLEO [7]

ヒストグラムは，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ によるバックグラウンド，solid line は期待されるシグナルである.

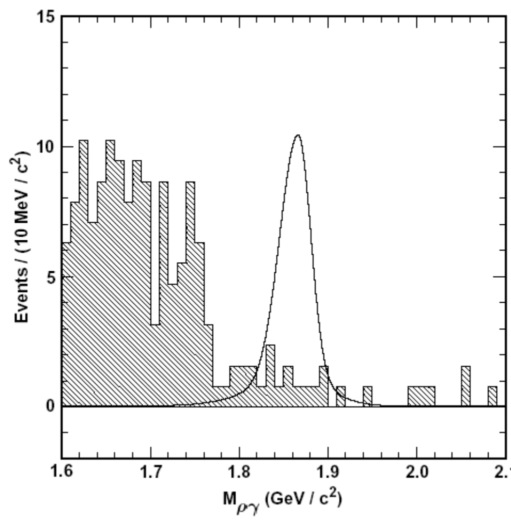

図 3.23: $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ モンテカルロによる不変質量 $M_{\rho\gamma}$ 分布 from CLEO [7]

ヒストグラムは，$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ によるバックグラウンド，solid line は期待されるシグナルである.

3.2.2 解析

この解析では図 3.24 のように崩壊した D^0 を用いる．

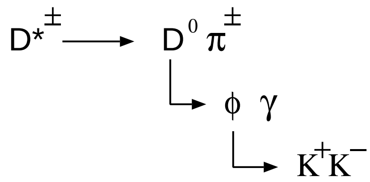

図 3.24: $D^0 \to \phi\gamma$

$D^0 \to \phi\gamma$ のイベントを選択するカットは、以下の通りである。

- dr<0.1 cm, dz<1.2cm
- $P_{D^{*\pm}} > 3$ GeV
- $E_\gamma > 830$ MeV
- KID > 0.51
- πID > 0.51
- 1010 MeV $< M_\phi <$ 1030 MeV
- 144.3 MeV $< \Delta M <$ 146.5 MeV

これらのカットは，πID と E_γ ，そして $P_{D^{*\pm}}$ カット以外は $D \to \phi\pi^0$ の解析で用いたものと同じである．但し，カットの値は CLEO 実験 [7] でのモンテカルロシミュレーションによって決められた値を使用した．

πID と E_γ，そして $P_{D^{*\pm}}$ のカットの説明を以下に記す．

· E_γ : D^0 が $\phi\gamma$ に崩壊したときの γ エネルギー

· πID:$D^{*\pm} \to D^0\pi^\pm$ の荷電 π 中間子の ID

· $P_{D^{*\pm}}$: $D^{*\pm}$の運動量

$D^{*\pm}$ 運動量カット

IP における e^+e^- ビームの衝突により，以下のように $q\bar{q}$ イベントが発生する．

$$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s} \tag{3.24}$$

e^+e^- の衝突により発生する D 中間子は 2 つの起源があり，D 中間子が主に生成されるのは $b\bar{b}$ と $c\bar{c}$ からである．$b\bar{b}$ からは，B 中間子が発生し，その B 中間子が崩壊することにより D 中間子が，$c\bar{c}$ からは直接 D 中間子が発生する．

しかし，$b\bar{b}$ イベントから発生した D 中間子は運動量が低いためバックグラウンドの影響が考えられる．そこで，$c\bar{c}$ イベントから発生した D 中間子のみを選択する必要がある．そのために $D^{*\pm}$ 運動量カットを用いる．

$P_{D^{*\pm}}$ の値は CLEO の実験でモンテカルロシミュレーションを用いて求めた値を使用した．

$$P_{D^{*\pm}} > 3GeV/c \tag{3.25}$$

πID カット

πID カットとは検出された粒子が π 中間子である粒子を選択するためのカットである．これは $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ の $\pi^\pm$ に対して行なわれる．モンテカルロシミュレーションによる πID のヒストグラムを、図 (3.25) に示す。

横軸は π 中間子である確率で、縦軸はイベント数で Log scale である。π 中間子である確率が 100% であるイベントは 1 に、π 中間子である確率が 0% であるイベントは 0 に、そして、判定できないイベントは 0.5 になる。

$$\pi ID > 0.51 \tag{3.26}$$

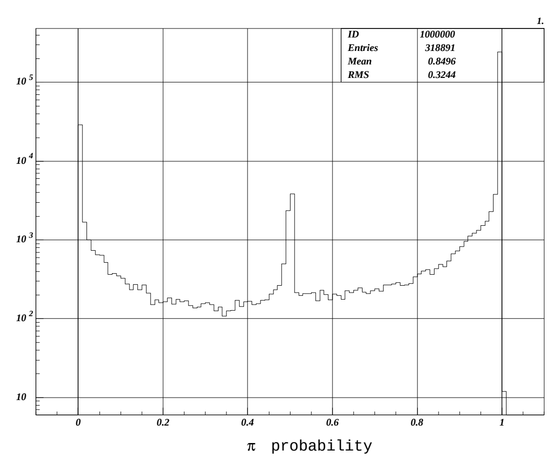

図 3.25: PID(monte)

$D^0 \to \phi\gamma$ シグナル

以上のカットを入れた $M_{\phi\gamma}$ のヒストグラムが図 (3.26) である．これを見ると分かるように D^0 の不変質量 $1865MeV/c^2$ のあたりにピークを確認することができない．

そこで，考えられるバックグラウンドをモンテカルロシミュレーションによって求める必要がある．バックグラウンドとして解析に影響を与えると考えられるモードとして，前節で崩壊確率を求めた $D^0 \to \phi\pi^0$ の崩壊モードがある．この $D^0 \to \phi\pi^0$ の π^0 は 2 つの γ に崩壊する．この 2 つの γ のうち，1 つが検出器によって検出されないことがある．その場合，$D^0 \to \phi\pi^0$ の終状態が $D^0 \to \phi\gamma$ と一致してしまうので，それがバックグラウンドとなり，$D^0 \to \phi\gamma$ の解析に影響を与えると考えられる．

モンテカルロシミュレーションによって求めた $D^0 \to \phi\pi^0$ バックグラウンドを図 (3.27) に示す．

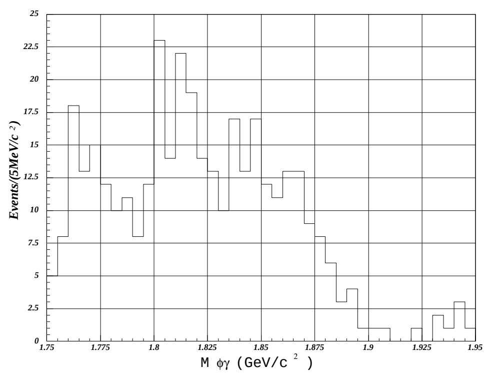

図 3.26: $M_{\phi\gamma}$

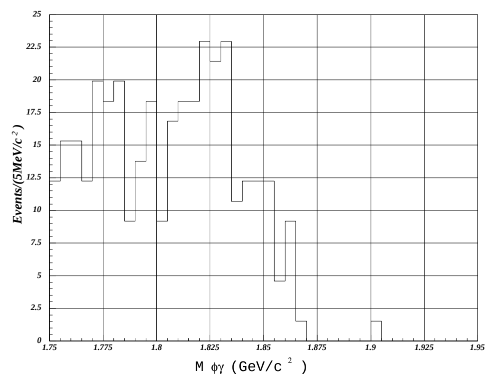

図 3.27: $D^0 \to \phi\pi^0$バックグラウンド ($monte$)

そして，$M_{\phi\gamma}$(図 3.26) から $D^0 \to \phi\pi^0$ バックグラウンド (図 3.27) を差し引いたものを図 (3.28) に示す．これから分かるように，D^0 の不変質量 $1865MeV/c^2$ のところにピークが見える．これが，$D^0 \to \phi\gamma$ によるものである可能性がある．

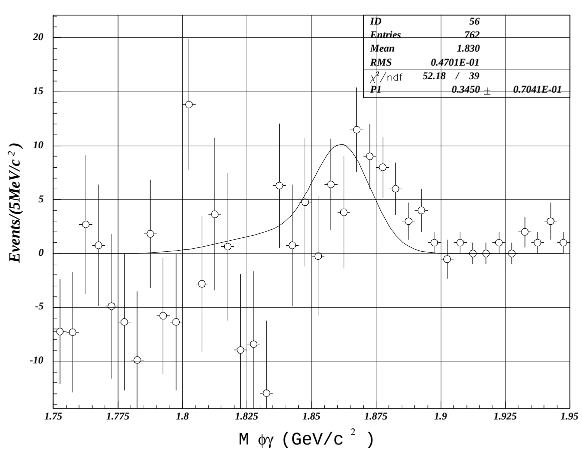

図 3.28: $M_{\phi\gamma}$ after substracting $D^0 \to \phi\pi^0 background$

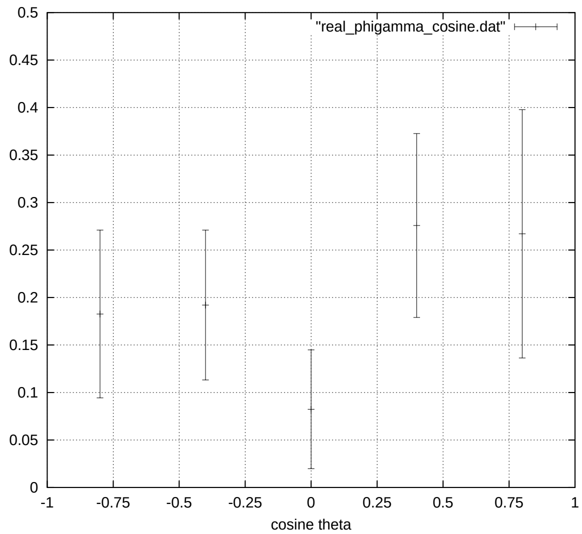

図 3.29: $\cos\theta(data)$

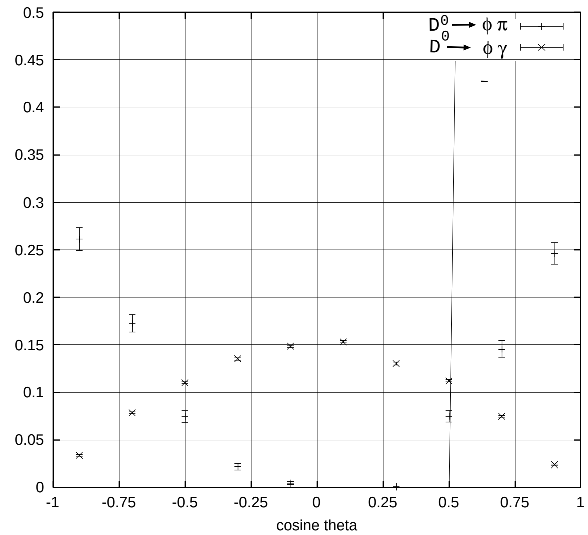

図 3.30: $\cos\theta(monte)$

このシグナルが $D^0 \to \phi\gamma$ であるか確認するために $D^0 \to \phi\pi^0$ の場合と同様に，$\cos\theta$ をプロットする．$D^0 \to \phi\gamma$ の場合，ϕ が崩壊した K^+K^- の波動関数は

$$Y|1, \pm 1 > \propto \sin\theta \tag{3.27}$$

である．よって $\cos\theta$ プロットをしたとき，図 (3.30) のモンテカルロシミュレーションように”$1 - \cos^2\theta$” 分布をするはずである．

そして，実際にデータをプロットした結果を図 (3.29) に示す．この $\cos\theta$ プロットは，$\cos\theta$ の範囲 $(-1) \sim (+1)$ を 5 つに分けたときのそれぞれの $M_{\phi\gamma}$ ヒストグラムでのシグナルの数をプロットしたものであり，規格化している．

図 (3.29) では，“$1 - \cos^2\theta$” 分布を確認することができない．それゆえ，図 (3.28) のシグナルが $D^0 \to \phi\gamma$ のものであるかは現段階では判断できない．

また，この傾向をみるとシグナルと思われるところには “$\cos\theta$” が $'' \pm 1''$ の近辺に分布しているイベントが存在していることが分かる．そこで，それらのイベントをバックグラウンドと考えてカットを入れてみる．図 (3.30) から判断して，$-0.6 \leq \cos \leq 0.6$ のカットを入れることにより，$\cos^2\theta$ 分布のバックグラウンドを減らすことができることが分かる．

そして，$D^{*\pm}$ 運動量カットをはずして，$b\bar{b}$ から生成される D 中間子も取り入れることにより D^0 の数を増やし，そして，$\cos\theta$ カットを入れたものが図 (3.31) である．このシグナルもまた $D^0 \to \phi\gamma$ のピークである可能性はあるが，現時点では断定はできない．

そこで，この解析では，このシグナルから “Upper Limit” を出すこととどめることにする．

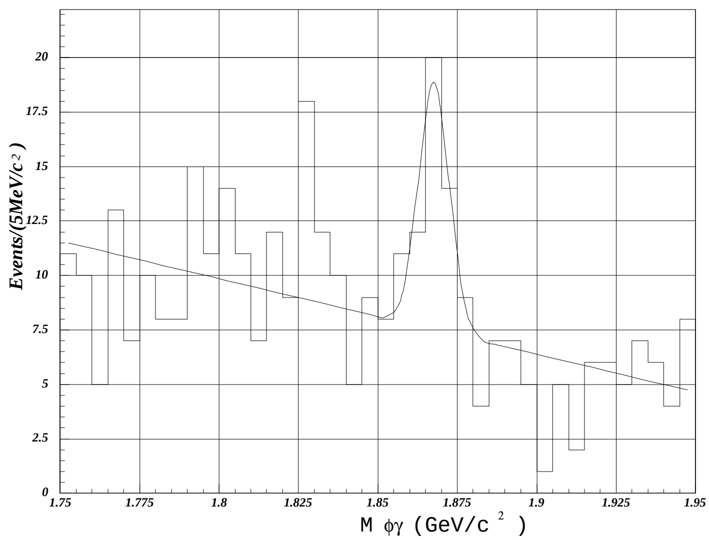

図 3.31: $M_{\phi\gamma}$ ヒストグラム

dr<0.1,dz<1.2,E_γ >830MeV,1010$MeV/c^2 \leq M_{K^+K^-} \leq$ 1030 MeV/c^2，144.3 $MeV/c^2 \leq \Delta$ M $\leq$ 146.5 MeV/c^2，-0.6 $\leq \cos\theta \leq$ 0.6，KID >0.51，πID >0.51

3.2.3 検出効率

$D^0 \to \phi\pi^0$ シグナルモンテカルロから、求めた検出効率のまとめを図 (3.4) に示す。

カット	カット値	検出効率
drdz	$dr < 0.1cm$、$dz < 1.2cm$	79.1±2.9 %
$P_{D^{*\pm}}$	$P_{D^{*\pm}} > 3$ GeV/c	54.6±2.3%
KID,πID	πID $> 0.51, KID > 0.51$	88.2±5.2%
γ エネルギー	$E_\gamma > 830$MeV	62.0±2.2%
$M_{K^+K^-}$	$1010MeV/c^2 < M_{K^+K^-} < 1030MeV/c^2$	95.0± 3.8%
$\Delta M = M_{\phi\pi^0} - M_{K^+K^-}$	$144.3MeV/c^2 < \Delta M < 146.5MeV/c^2$	20.5±0.4 %
$\cos\theta$	$-0.6 < \cos\theta < 0.6$	79.3±2.9 %
合計	-	6.2±0.2%

表 3.4: $D^0 \to \phi\gamma$ に対するカット検出効率

$D^0 \to K^+K^-$ の検出効率 $\epsilon_{K^+K^-}$ については $D^0 \to \phi\pi^0$ のときと同じ (表 3.2) である.

3.2.4 まとめ

求めた検出効率を用いて、$D^0 \to \phi\gamma$ 崩壊モードの崩壊確率を求める。そのために次の式を用いる。

$$\frac{B(D^0 \to \phi\gamma)}{B(D^0 \to K^+K^-)} = \frac{N_{\phi\gamma}}{N_{K^+K^-}} = \frac{n_{\phi\gamma}/\epsilon_{\phi\gamma}}{n_{K^+K^-}/\epsilon_{K^+K^-}} \tag{3.28}$$

ここで，

- 検出された $D^0 \to \phi\gamma$ の数: $n_{\phi\gamma} = 27 \pm 9$
- 検出された $D^0 \to K^+K^-$ の数: $n_{K^+K^-} = 35683 \pm 226$
- $D^0 \to \phi\gamma$ の検出効率: $\epsilon_{\phi\gamma} = 0.062 \pm 0.002$
- $D^0 \to K^+K^-$ の検出効率: $\epsilon_{K^+K^-} = 0.239 \pm 0.007$
- $D^0 \to K^+K^-$ の崩壊確率: $B(D^0 \to K^+K^-) = (4.12 \pm 0.14) \times 10^{-3}$[22]

である.

よって，$D^0 \to \phi\gamma$ の Upper Limit は

$$B(D^0 \to \phi\gamma) < 1.9 \times 10^{-5}(90\%CL) \tag{3.29}$$

となる.

また，図 (3.31) のシグナルがすべて $D^0 \to \phi\gamma$ によるものである仮定とした場合，$D^0 \to \phi\gamma$ 崩壊モードの崩壊確率は

$$B(D^0 \to \phi\gamma) = (1.23 \pm 0.40^{(stat)} \pm 0.12^{(sys)}) \times 10^{-5} \tag{3.30}$$

となる。これは，理論の予言されている

$$B(D^0 \to \phi\gamma) = (0.1 \sim 3.4) \times 10^{-5} \tag{3.31}$$

の範囲内に収まる.

第4章　考察とまとめ

$D^0 \to \phi\pi^0$ の解析については崩壊確率が

$$B(D^0 \to \phi\pi^0) = (1.30 \pm 0.04^{(stat)} \pm 0.12^{(sys)}) \times 10^{-3} \tag{4.1}$$

と求めることができた．理論による崩壊確率は，

$$B(D^0 \to \phi\pi^0) = (0.62 \pm 0.17) \times 10^{-3} \tag{4.2}$$

であり，それよりも少し大きめであった．

　また，$D^0 \to \phi\gamma$ の解析については D^0 の不変質量 $1864MeV/c^2$ のところにピークが確認できた．しかし，これが $D^0 \to \phi\gamma$ によるシグナルのピークであることを断定することができなかった．よって，この解析では Upper Limit を求めるだけにとどめた．

　その値は

$$B(D^0 \to \phi\gamma) < 1.9 \times 10^{-5} (90\% CL) \tag{4.3}$$

となった．

　また，図 (3.31) のシグナルがすべて $D^0 \to \phi\gamma$ によるものである仮定とした場合の $D^0 \to \phi\gamma$ 崩壊モードの崩壊確率は

$$B(D^0 \to \phi\gamma) = (1.2 \pm 0.40^{(stat)} \pm 0.12^{(sys)}) \times 10^{-5} \tag{4.4}$$

となる。これは，理論の予言されている

$$B(D^0 \to \phi\gamma) = (0.1 \sim 3.4) \times 10^{-5} \tag{4.5}$$

の範囲内に収まる．よって，図 (3.31) のシグナルが $D^0 \to \phi\gamma$ のシグナルであっても不思議ではない．

付 録 A　$B^0 - \bar{B}^0$混合

B 中間子系で最も特徴的なことは、中性中間子の粒子反粒子混合 $B^0 - \bar{B}^0$混合 である。この過程は、ボックスダイアグラムという図 A.1 ファインマンダイアグラムで表される。

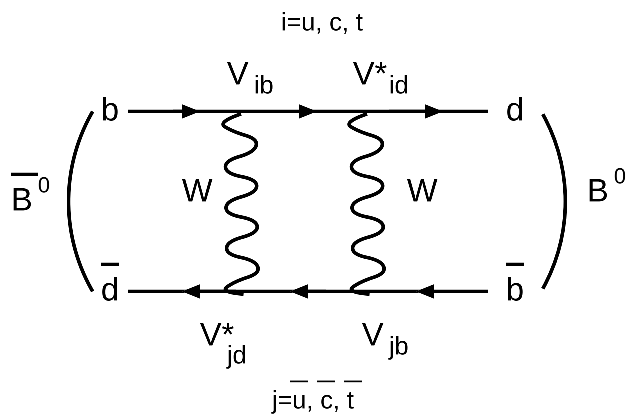

図 A.1: $B^0 - \bar{B}^0$混合 ファインマンダイアグラム

この状態の時間発展を決定する方程式は

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\psi_B(t)\\ \psi_{\bar{B}}(t)\end{pmatrix} = (M - \frac{i}{2}\Gamma)\begin{pmatrix}\psi_B(t)\\ \psi_{\bar{B}}(t)\end{pmatrix} \tag{A.1}$$

である。ここで、M, Γ は 2×2 のエルミート行列で、M は $B^0, \bar{B}^0$ の質量行列を表し、Γ はその崩壊を表している。そして、これらは CPT 不変性より

$$M = \begin{pmatrix} M_0 & M_{12}\\ M_{12}^* & M_0\end{pmatrix}, \Gamma = \begin{pmatrix}\Gamma_0 & \Gamma_{12}\\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_0\end{pmatrix} \tag{A.2}$$

と書ける。

式 A.1 を解くと t=0 で、純粋に $|B^0>$ t=0 で、純粋に $|\bar{B}^0>$ であった状態はそれぞれ

$$|B^0(t)> \simeq exp\left(-\frac{\Gamma^0}{2}t\right)\left[\cos\frac{\Delta m}{2}t|B^0> - i\frac{q}{p}\sin\frac{\Delta m}{2}t|\bar{B}^0>\right] \tag{A.3}$$

$$|\bar{B}^0(t)> \simeq exp\left(-\frac{\Gamma^0}{2}t\right)\left[-i\frac{p}{q}\sin\frac{\Delta m}{2}t|B^0> + \cos\frac{\Delta m}{2}t|\bar{B}^0>\right] \tag{A.4}$$

となる。ここで

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}, \Delta m \simeq 2|M_{12}| \tag{A.5}$$

であり、計算するうえで標準模型(およびその多くの拡張)で予想される関係$|M_{12}| \gg |F_{12}|$を用いてΓ_{12}を無視する近似を用いた。

ΔmおよびΓ_0はそれぞれ中性B中間子の2つの固有状態の質量差および崩壊幅の平均になっている。

実際にB^0と$\bar{B}^0$がどのくらい混ざっているかを見るためには例えば、t=0で純粋にB^0であった状態がその後B^0として崩壊したか$\bar{B}^0$として崩壊したかを調べれば分かる。このためには、semi-leptonic 崩壊の$B^0 \to l^+ X$, $\bar{B}^0 \to l^- X$を用いればレプトンの電荷の符号を調べることによりB^0であるか$\bar{B}^0$であるかと判別することができる。

$\bar{B}^0$と崩壊する確率とB^0と崩壊する確率の比をrとすると

$$r = \frac{x^2}{2 + x^2} \tag{A.6}$$

となる。ただし、

$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma_0} \tag{A.7}$$

である。すなわち、結局のところxがrを決定し$B^0 - \bar{B}^0$混合の大きさを決定することになる。この$B^0 - \bar{B}^0$混合という現象をはじめて観測したのはARGUS(DESY)で、ARGUS,CLEO(Cornell大),ALEPH(CERN),DELPHI(CERN)らの実験によれば、

$$x = 0.70 \pm 0.06 \tag{A.8}$$

である。

付 録B　BELLE実験における測定方法

CP の破れの観測は，次の 2 種類の方法がある．

- 直接的 CP の破れ

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f}) \tag{B.1}$$

  直接的 CP の破れとは，B がある終状態f へ崩壊する確率と，それを CP 変換した崩壊 $\bar{B} \to \bar{f}$ の確率が異なることである．K 中間子系では，この直接的 CP の破れは見えていないが，B 中間子系では，十分に観測にかかる．しかし，直接的 CP の破れでは標準模型のパラメータの決定には理論的不定性がある．

  KEKB では，

$$\Gamma(B^+ \to K^+\pi^\circ) \neq \Gamma(B^- \to K^-\pi^\circ) \tag{B.2}$$

  の崩壊モードで直接的 CP の破れを観測する．

- 混合による間接的 CP の破れの観測

  標準模型では，B°-$\bar{B}^\circ$ 混合がおこる．始めに B° だった粒子に，時間とともに $\bar{B}^\circ$ の成分が現れ，B° $\leftrightarrow$ $\bar{B}^\circ$ の振動をする．B° と $\bar{B}^\circ$ の両方から崩壊する終状態 $f_{\rm cp}$ への崩壊を考えると，その２つの振幅が干渉し，その CP 非対象度は

$$\frac{\Gamma(B^\circ(t) \to f_{\rm cp}) - \Gamma(\bar{B}^\circ(t) \to f_{\rm cp})}{\Gamma(B^\circ(t) \to f_{\rm cp}) + \Gamma(\bar{B}^\circ(t) \to f_{\rm cp})} = a\sin(\Delta m t) \equiv a\sin(x\frac{t}{\tau}) \tag{B.3}$$

  というように振動する．しかも係数 α が標準模型のパラメータに直接関係している．

  KM 理論によると，CP 非保存であれば図 2.1 の三角形は閉じている．すなわち，

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = \pi \tag{B.4}$$

  ならば，CP 非保存であることが確かめられる．

  – ϕ_1 の測定方法
    中性 B 中間子がある CP の固有状態 $f_{\rm CP}$ に崩壊する場合を考える．B° と $\bar{B}^\circ$ は互いに CP 変換で移り合うので，t=0 で純粋に B° であった中性 B 中間子が時刻 t に $f_{\rm CP}$ へ崩壊する確率と，t=0 で純粋に $\bar{B}^\circ$ であった中性 B 中間子が時刻 t に $f_{\rm CP}$ へ崩壊する確率はそれぞれ，

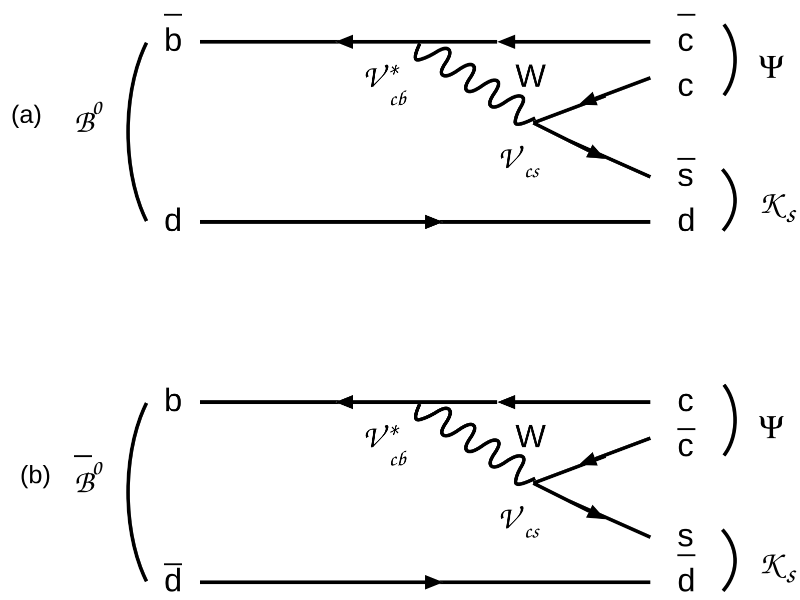

図 B.1: B → Ψ K

$$Rate(B^{\circ}(t) \to f_{\rm cp}) \propto e^{\Gamma_{\rm o}\,{\rm t}} \left(1 + Im\left(\frac{q}{p}\rho_{\rm f}\right)\sin(\Delta mt)\right) \tag{B.5}$$

$$Rate(\bar{B}^{\circ}(t) \to f_{\rm cp}) \propto e^{\Gamma_{\rm o}\,{\rm t}} \left(1 - Im\left(\frac{q}{p}\rho_{\rm f}\right)\sin(\Delta mt)\right) \tag{B.6}$$

である．ここで，$\rho_{\rm f}$ は $\rm B^{\circ} \to f$ と $\bar{B}^{\circ} \to f$ との確率振幅の比 ($\rho_{\rm f} = A(B^{\circ} \to f)/(\bar{B}^{\circ} \to f)$) である．
この過程で，CP の破れがあるならば $Rate(B^{\circ}(t) \to f_{\rm cp})$ と $Rate(\bar{B}^{\circ}(t) \to f_{\rm cp})$ の違いが現れるはずである．その違いを出すのは，$Im\left(\frac{q}{p}\rho_{\rm f}\right)$ である．また，q/p は $\rm B^{\circ}$-$\bar{B}^{\circ}$ 混合だけで決まっているから f に依存せず，標準模型では

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}*}{|M_{12}|} = \frac{V_{\rm td}{V_{\rm tb}}^*}{{V_{\rm td}}^*V_{\rm tb}} \tag{B.7}$$

と書ける．
ここで，gold-plated mode と呼ばれる f=$\Psi K_{\rm s}$ の場合を考える．この崩壊のファインマンダイアグラムは，図 B.1 のようになる．
したがって，

$$\rho_{\rm f} = \frac{A(B^{\circ} \to f)}{A(\bar{B}^{\circ} \to f)} = -\left(\frac{V_{\rm cb}{V_{\rm cs}}^*}{{V_{\rm cb}}^*V_{\rm cs}}\right) * \left(\frac{{V_{\rm cd}}^*{V_{\rm cs}}^*}{{V_{\rm cb}}^*V_{\rm cs}}\right) = -\left(\frac{V_{\rm cb}{V_{\rm cd}}^*}{{V_{\rm cb}}^*V_{\rm cd}}\right) \tag{B.8}$$

ここで，負符号はCP$|B^\circ>=-|\bar{B}^\circ>$から，$\mathrm{V^*{}_{cd}V_{cs}/V_{cd}V^*{}_{cs}}$は，K°-$\bar{K}^\circ$混合から来ている．よって，

$$Im\left(\frac{q}{p}\rho_\mathrm{f}\right)=Im\left(-\frac{V_\mathrm{td}{V_\mathrm{tb}}^*}{{V_\mathrm{td}}^*V_\mathrm{tb}}\frac{V_\mathrm{cb}{V_\mathrm{cd}}^*}{{V_\mathrm{cb}}^*V_\mathrm{cd}}\right)=\sin\left(2\phi_1\right) \tag{B.9}$$

となる．すなわち，ΨK_s崩壊モードでCPの破れを見れば，ユニタリティトライアングルの一つの角の大きさϕ_1が測定できる．

– ϕ_2の測定方法

f=π+π- の場合を考える．この過程に寄与するtree levelのファインマンダイアグラムは，図B.2のようになる．

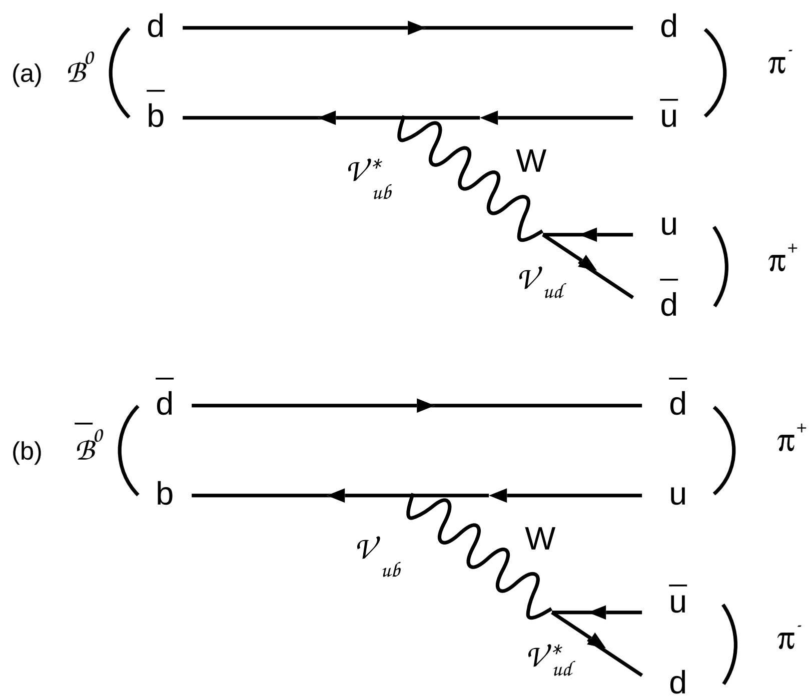

図 B.2: B → $\pi^+\pi^-$

このとき，

$$\rho_\mathrm{f}=\frac{A(B^\circ\to f)}{A(\bar{B}^\circ\to f)}=-\left(\frac{V_\mathrm{ub}{V_\mathrm{ud}}^*}{{V_\mathrm{ub}}^*V_\mathrm{ud}}\right) \tag{B.10}$$

なので，

$$Im\left(\frac{q}{p}\rho_\mathrm{f}\right)=Im\left(-\frac{V_\mathrm{td}{V_\mathrm{tb}}^*}{{V_\mathrm{td}}^*V_\mathrm{tb}}\frac{V_\mathrm{ub}{V_\mathrm{ud}}^*}{{V_\mathrm{ub}}^*V_\mathrm{ud}}\right)=-\sin\left(2\phi_2\right) \tag{B.11}$$

となる．すなわち，π+π- 崩壊モードでCPの破れを見れば，ユニタリティトライアングルの一つの角の大きさϕ_2が測定できる．

– ϕ_3 の測定方法

荷電 B 中間子が中性 D 中間子と荷電 K 中間子に崩壊する場合を考える．中性 D 中間子には D° と $\bar{D}$° およびこれらの重ねあわせで CP の固有状態 D_1 と D_2 があり，これらをどういう崩壊をするかを見ることで区別できる．まず，次の 4 つの崩壊振幅を考える．

$$B^+ \to D^\circ K^+, A_{\mathrm{D}} = |A_{\mathrm{D}}|e^{i\delta}e^{i\phi} \tag{B.12}$$

$$B^+ \to \bar{D}^\circ K^+, A_{\mathrm{D}} = |A_{\mathrm{D}}|e^{i\bar{\delta}}e^{i\bar{\phi}} \tag{B.13}$$

$$B^- \to \bar{D}^\circ K^-, \bar{A}_{\mathrm{D}} = |A_{\mathrm{D}}|e^{i\bar{\delta}}e^{-i\phi} \tag{B.14}$$

$$B^- \to \bar{D}^\circ K^+, \bar{A}_{\mathrm{D}} = |A_{\mathrm{D}}|e^{i\delta}e^{-i\bar{\phi}} \tag{B.15}$$

ここで，δ,$\bar{\delta}$ は強い相互作用によっておこる終状態の散乱による位相のずれを表す．ϕ,$\bar{\phi}$ は弱い相互作用による CP の破れに関係した位相である．

CP 非保存ならば，B^+ のある終状態への崩壊確率と B^- のある終状態への崩壊確率との間に違いがでるはずである．そこで，$B^\pm \to D_2K^\pm$ について考える．ここで，D_2は，

$$|D_2> = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|D^\circ> + e^{i\theta}|\bar{D}^0>\right) \tag{B.16}$$

である．ただし，$e^{i\theta} = V^*{}_{\mathrm{cs}}V_{\mathrm{us}}/V_{\mathrm{cs}}V^*{}_{\mathrm{us}}$ である．確率振幅はそれぞれ

$$B^+ \to D_2K^-, A_{\mathrm{D}_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_{\mathrm{D}} + e^{-i\theta}A_{\mathrm{D}}\right) \tag{B.17}$$

$$B^- \to D_2K^+, A_{\mathrm{D}_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{A}_{\mathrm{D}} + e^{-i\theta}\bar{A}_{\mathrm{D}}\right) \tag{B.18}$$

と書ける．この 2 つの崩壊確率の差は，

$$|A_{\mathrm{D}_2}|^2 - |\bar{A_{\mathrm{D}_2}}|^2 \propto \sin(\bar{\phi} - \phi - \theta)\sin(\delta - \bar{\delta}) \tag{B.19}$$

となる．これより，強い相互作用による位相のずれ $\delta - \bar{\delta}$ がなければ，CP の破れは観測できないことが分かる．そして，$\delta - \bar{\delta}$ の値を知る必要がある．この問題は，式 (D.2),(D.7),(D.8),(B.15) と式 (B.17),(B.18) の 6 つの過程の分岐比をすべて測り，それぞれの確率振幅の絶対値を知ることで解決できる．式 (D.2),(D.7),(B.17) の関係式は B.3(a) の複素平面上で三角形をつくる．

この三角形は 3 辺の長さ (それぞれの確率振幅の絶対値) が与えられれば決定でき，図**??**(a) の角の大きさ $\bar{\phi} - \phi - \theta + \bar{\delta} - \delta$ が符号を除いて分かる．B^- についても同様にして符号を除いて $\bar{\phi} - \phi - \theta + \bar{\delta} - \delta$ が決まる (図**??**(b))．以上より，$\bar{\phi} - \phi - \theta$ と $\bar{\delta} - \delta$ 4 重の符号の不定性を除いて決定できる．

$B^\pm \to D^\circ/\bar{D}^\circ K^\pm$ のファインマンダイアグラムを図 B.4 に示す．

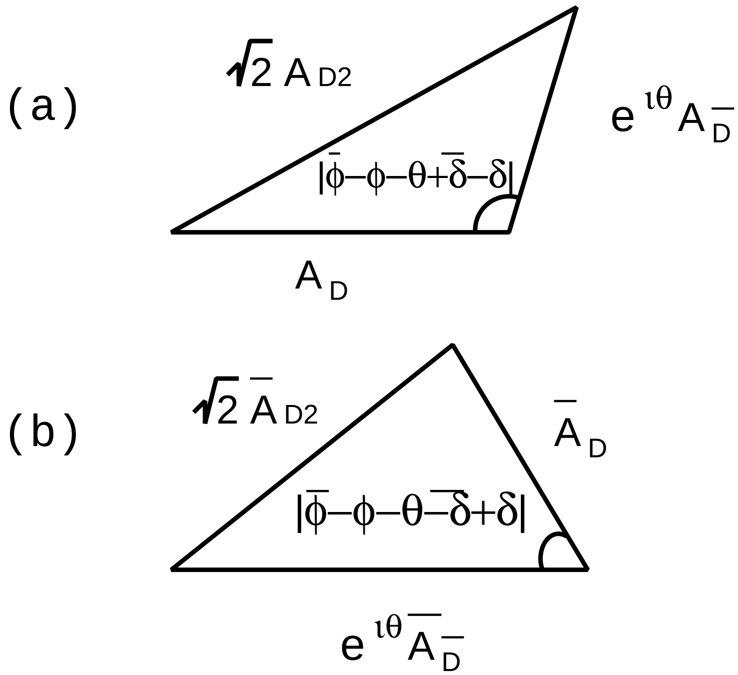

図 B.3: $B^{\pm} \rightarrow DK^{\pm}$に関する確率振幅のなす三角形

よって，

$$\phi = arg\left(V^{*}{}_{\mathrm{ub}}V_{\mathrm{cs}}\right), \bar{(}\phi) = arg\left(V^{*}{}_{\mathrm{cb}}V_{\mathrm{us}}\right) \tag{B.20}$$

そして，$V^{*}{}_{\mathrm{us}}V_{\mathrm{cs}} \simeq -V^{*}{}_{\mathrm{ud}}V_{\mathrm{cd}}$(式 (2.5) より) なので

$$\bar{\phi} - \phi - \theta \simeq arg\left(-\frac{V^{*}{}_{\mathrm{cb}}V_{\mathrm{cd}}}{V^{*}{}_{\mathrm{ub}}V_{\mathrm{ud}}}\right) = -\phi_3 \tag{B.21}$$

したがって，ユニタリティトライアングルの角 ϕ^3 が測定できる．

以上で述べたように ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 を測定することができる．そして，$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = \pi$ ならば，CP 非保存であることが確認される．

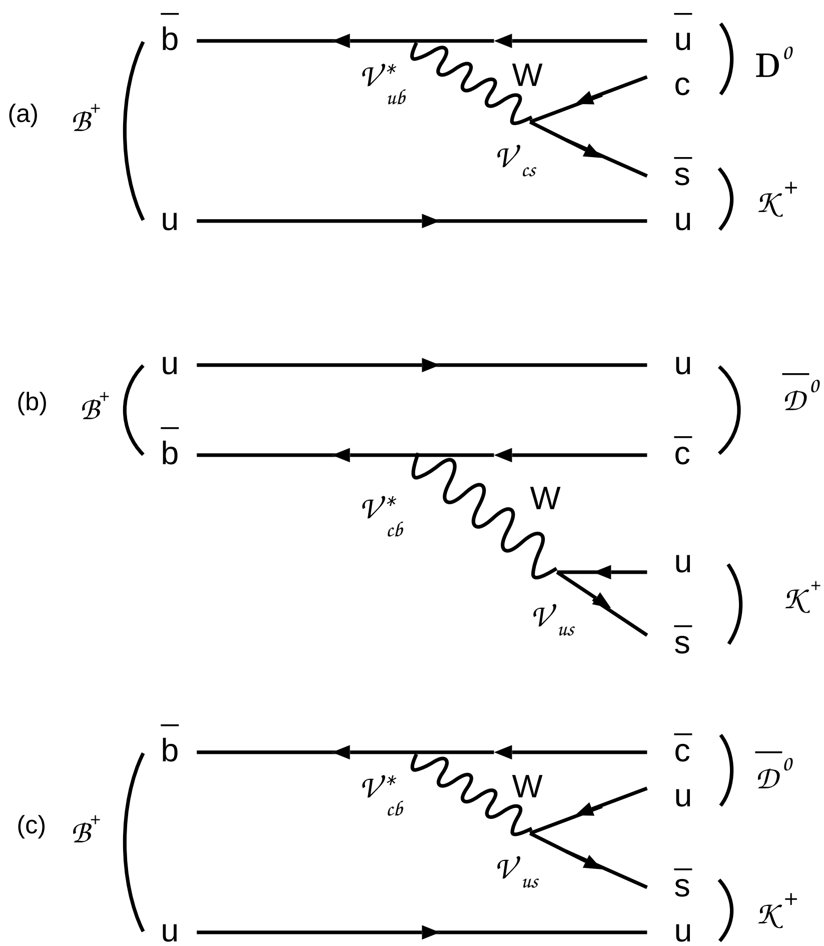

図 B.4: $\mathrm{B}^{\pm} \rightarrow D^{\circ}/\bar{D}^{\circ}K^{\pm}$

付 録C　Cabbibo suppressed

ハドロンの弱い相互作用は、構成クォークによる $W^{\pm}$ ボゾンの吸収と放射によって解釈されている。これは、中性子崩壊のような semi-leptonic process を起こす。純粋な hadoronic decay はsemi-leptonic decay ほどよく理解されていない。それゆえ、ここでは semi-leptonic 相互作用について議論する。簡単のために、クォークを

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} and \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \tag{C.1}$$

に制限する。クォークの弱い相互作用は２つの考えで理解されている。それは、“lepton-quark symmetry” と “quark mixing” である。この２つの考えを取り入れて $\mathrm{W}^{\pm}$ ボゾン-クォーク相互作用を推測する。quark mixing を無視したとき、lepton quark symmetry から $W^{\pm}$ クォークバーテックスは図 C.1 のようになる。ここで、結合定数は、

$$V_{\mathrm{ud}} = V_{\mathrm{cs}} = V_{\mathrm{W}} \tag{C.2}$$

である。

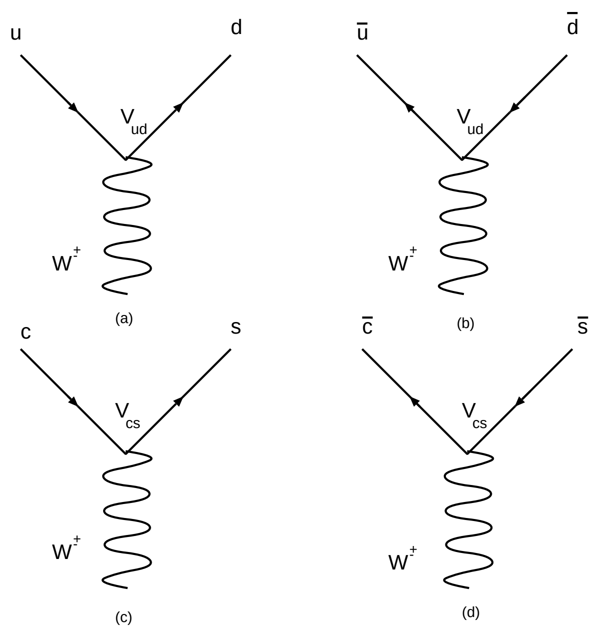

図 C.1: $W^{\pm}$ クォーク バーテックス

この相互作用は、π 崩壊など多くの反応に対して起こる。

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{C.3}$$

クォークレベルでは

$$d\bar{u} \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{C.4}$$

と書ける。しかし、このままでは実験的に観測されている他の多くの崩壊は禁止される。例えば

$$K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{C.5}$$

という崩壊がある。クォークレベルでは

$$s\bar{u} \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{C.6}$$

と書ける。

$K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ が禁止される理由は、図 C.2 では usW バーテックスを含んでいるが、図 **??**では含まれていないからである。

そこで、quark mixing という考えを用いる。この考え方によると、d クォークと s クォークは線形結合

$$d' = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \tag{C.7}$$

$$s' = -d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \tag{C.8}$$

によって、弱い相互作用をする。ここで、θ_c は Cabbibo angle である。

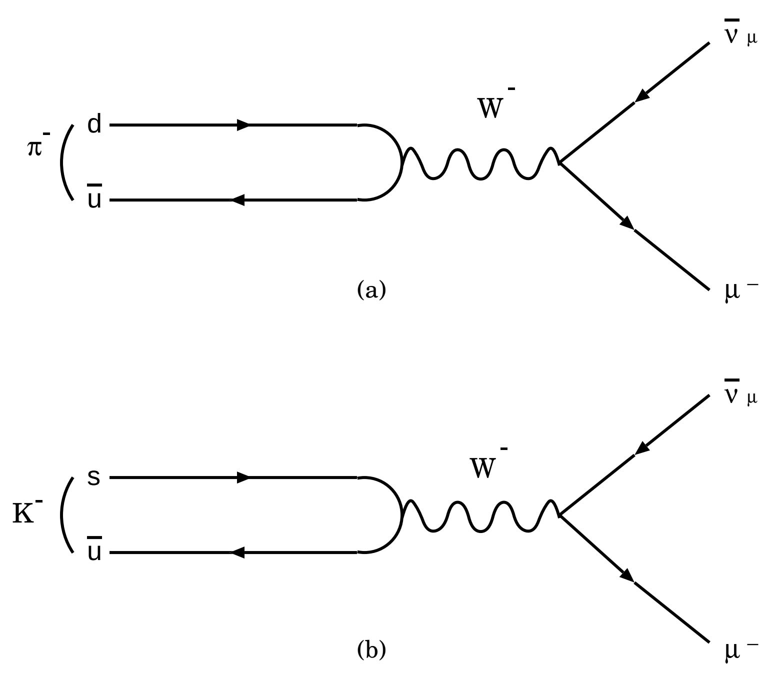

図 C.2: (a) $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (b) $\mathrm{K}^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

よって、許されていた”udW” バーテックスは、$\cos\theta$ の係数で制限され、禁止されていた”usW” バーテックスは、$\cos\theta$ の係数で許されるようになる。同じことが図**??**の他の3つのバーテックスにも言える。よって、

$$V_{ud} = V_{cs} = V_W \cos\theta_c \tag{C.9}$$

$$V_{us} = -V_{cd} = V_W \sin\theta_c \tag{C.10}$$

と書ける。それぞれの結合定数の比と cabbibo angle θ_c は、

$$\frac{\Gamma(K^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \propto \frac{V_{us}^2}{V_{ud}^2} = \tan^2\theta_c \tag{C.11}$$

から求められる。その結果

$$\frac{V_{us}}{V_{ud}} = \tan\theta_c = 0.277 \pm 0.004 \tag{C.12}$$

$$\theta_c = (12.8 \pm 0.2)^\circ \tag{C.13}$$

であることが分かっている。式 C.10 の結合定数をもつ崩壊を Cabbibo-suppressed と呼ぶ。

付 録D　Colour

ハドロンのクォーク理論は、大きな成功を収めていた。しかし、パウリ原理とは矛盾するものだった。パウリ原理とは、任意の状態の波動関数は任意の２つの固有スピン 1/2 をもつフェルミオンの交換の下で非対称でなければならないという原理である。この矛盾はグリーンバーグが、空間 (space)、スピン (spin) の自由度に加えて色 (colour) を導入することによって解決された。

色電荷と呼ばれる保存される量子数は色波動関数と結び付けられており、これは電磁相互作用において電荷が為す役割と同じ役割を強い相互作用において為す。ここでは、色電荷と色波動関数を導入し、色による制限について考える。これは、カラーシングレットと呼ばれるすべての色電荷はゼロをもつ状態でのみハドロンは存在できるという仮説である。一方、ゼロでない色電荷を持つクォークはハドロンの中に閉じ込められる。色電荷の値を表 D.1 に示す。

(a)Quarks			(b)Antiquarks		
	I_3^c	Y^c		I_3^c	Y^c
r	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\bar{r}$	-$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
g	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\bar{g}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
b	0	$-\frac{2}{3}$	$\bar{b}$	0	$\frac{2}{3}$

表 D.1: 色電荷の値

自由空間において単独に存在できるハドロンは

$$I_3^c = Y^c = 0 \tag{D.1}$$

でなければならない。もし、バリオンが r(red),g(green),b(blue) のクォークから構成されているならば $I_3^c = Y^c = 0$ となり存在することができる。

次に、m 個のクォークと n 個のクォークからなる $q^m q^n$ について考える。ここではバリオン数 $B \geq 0$ で、$m \geq n$ の場合のみ考える。なぜなら $B < 0$ の粒子はまさに $B > 0$ の粒子の反粒子そのものであるからである。その色波動関数は、

$$r^\alpha g^\beta b^\gamma \bar{r}^{\bar{\alpha}} \bar{g}^{\bar{\beta}} \bar{b}^{\bar{\gamma}} \tag{D.2}$$

$$m = \alpha + \beta + \gamma > n = \bar{\alpha} + \bar{\beta} + \bar{\gamma} \tag{D.3}$$

ここで、r^α は r 状態の α 個のクォークがあることを意味する。

表 D.1 より、この色電荷は

$$I_3^c = \frac{\alpha - \bar{\alpha}}{2} - \frac{\beta - \bar{\beta}}{2} = 0 \tag{D.4}$$

$$Y^c = \frac{\alpha - \bar{\alpha}}{3} - \frac{\beta - \bar{\beta}}{3} - \frac{2(\gamma - \bar{\gamma})}{3} = 0 \tag{D.5}$$

これは、

$$\alpha - \bar{\alpha} = \beta - \bar{\beta} = \gamma - \bar{\gamma} \equiv p \tag{D.6}$$

を意味する。ここで、p は正の整数である。さらに、計算すると

$$m - n = 3p \tag{D.7}$$

が導ける。

式 D.7 を式 D.2 に代入すると

$$(3q)^p (q\bar{q})^n (p, n \geq 0) \tag{D.8}$$

となる。ここで、分数的電荷を持つ

$$qq, qq\bar{q}, qqqq, ...$$

などは色制限により禁止される。一方、最も単純な q$\bar{q}$ と 3q については許される。式 D.8 より、

$$qq\bar{q}\bar{q}, qqqq\bar{q}$$

なども存在する可能性があることが分かる。しかし、そのような粒子はまだ見つかっていない。

関連図書

[1] 岩田正義 “B ファクトリーの建設がはじまる” 日本物理学誌 1994

[2] 黒川真一 “B ファクトリー加速器” 日本物理学誌 1994

[3] 渡辺靖志 “CP とは” 日本物理学誌 1994

[4] 田中実 “ボトムクォークの物理” 日本物理学誌 1994

[5] 鈴木史朗 “B ファクトリー実験のための測定器” 日本物理学誌 1994

[6] Gustavo Burdman,Eugene Golowich, JoAnne L.Hewett and Sandip Pakvasa “Radiative Weak Decays of Charm Mesons” *Phys.Rev.D52:6383-6399* 1995

[7] CLEO Collaboration “Radiative Weak Decays of Charm Mesons” *Phys.Rev.D58:092001* 1998

[8] B.Bajc,S.Fajfer and Robert J.Oakes “Vector and pseudoscalar charm meson radiative decays” *Phys.Rev.D51:2230-2236* 1995

[9] A.Abashian et. al. (The Belle Collaboration) [edited by S.Mori] “The Belle Detector” *KEK Progress Report 2000-4*

[10] CLEO collaboration “Evidence for Penguin-Diagram Decays: First Observation of B $\rightarrow K^*(892)\gamma$” *Phys.Rev.Kett.71.674(1993)*

[11] M.Wirbel, B.Stech, and M.Bauer “Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons” *Z.Phis.C - Particles and Fields 29.637-642(1985)*

[12] M.Bauer and M.Wirbel “Formfactor effects in exclusive D and B decays” *Z.Phis.C - Particles and Fields 42.671-678(1989)*

[13] R.S.Lu, C.H.Wang, W.S.Hou, H.C.Huang, M.Z.Wang “A study of B $\rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)} atBELLE$” *BELLE Note 227 NTU-HEP 98-5*

[14] Yoshihito Iwasaki “A measurement of B $\rightarrow D^{(*\pm)}\bar{D}^{(\mp)} BranchingFraction$” *BELLE Note 474* 30-Apr-2002

[15] Hideki Miyake and Masashi Hazumi “Study of doubly-charged B decays B $\rightarrow D^{(*)}D^{(*)}$” *BELLE Note 440* July 12,2001

[16] T.Matsumoto, S.Suzuki "Observation of the Cabbibo suppressed B $\rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ decays at Belle" *BELLE Note 401* 7th,Feburary,2001

[17] Yoshinari Mikami " A serch for b $\rightarrow uDs$ decay at Belle experiment" 東北大学大学院理学研究科 Feburary,2002

[18] 遊佐 洋右 " A serch for neutrinoless tau decays $\tau \rightarrow e/\mu K^0$ at Belle experiment" 東北大学大学院理学研究科 平成 13 年

[19] 半田 史朗 " BELLE 実験における $B^0 \rightarrow J/\Psi + K^{*0}$ 崩壊の研究" 東北大学大学院理学研究科 平成 12 年

[20] 樋口 格 " BELLE 実験における $B \rightarrow K^* + \pi$ 崩壊の研究" 東北大学大学院理学研究科 平成 12 年

[21] B.R.Martin and G.SHAW " Particle Physics"

[22] "The European Physical Journal C Review of Particle Physics " *Volume 15,Number1-4*,2000

謝辞

本論文の執筆にあたりましては研究室の方々を始め，B-factory 実験関係者の方々に御指導，御鞭撻，御協力をいただきました．この場をお借りいたしましてお礼を申し上げます．

山本先生には研究の内容や方針に関して様々なアドバイスをいただきました．長嶺先生には，コンピュータがトラブルのために解析が遅れてしまったとき，いろいろと対応していただき，とても感謝しております．また，先輩の三上さんにはプログラムや解析方法などの様々な面でのアドバイスをいただき，とても感謝しております．

BELLE 実験の皆様方にはたいへんお世話になりました．心より感謝いたします．本当にありがとうございました．

2003 年 2 月 16 日

藤澤 由和