

修士論文

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
物理学専攻

半田 史明

平成 12 年

も く じ

第1章 序	1
第2章 BELLE 実験	3
2.1 BELLE 実験の目的	3
2.1.1 CP 対称性	3
2.1.2 CKM 行列	4
2.1.3 ユニタリティ三角形	6
2.1.4 B ファクトリー実験による CP の破れの測定	8
2.2 KEKB 加速器	13
2.3 BELLE 検出器	16
2.3.1 シリコン・バーテックス検出器 SVD	19
2.3.2 中央ドリフトチェンバー CDC	20
2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター ACC	21
2.3.4 飛行時間差測定器 TOF	24
2.3.5 CsI 電磁カロリメータ ECL	25
2.3.6 超伝導ソレノイドコイル	26
2.3.7 K_L^0/μ 検出器 KLM	27
2.3.8 トリガー、データ収集、解析システム	27
2.4 現在までの実験経過	29
第3章 K_L^0/μ 検出器 KLM	30
3.1 検出器の概要	30
3.2 構造	32
3.2.1 Registive Plate Counter (RPC)	33
3.2.2 セクター番号	34
3.2.3 読み出しストリップ	35
3.3 K_L^0/μ 検出器 の検出効率	36
3.3.1 目的	36

3.3.2	使用したイベント	36
3.3.3	飛跡の再構成及び検出効率の求め方	39
3.3.4	検出器モジュールの検出効率	39
第4章	J/ψ K^{*0} イベントの再構成	53
4.1	イベントの特徴	55
4.2	イベントサンプル	57
4.2.1	レプトン対の同定	59
4.2.2	J/ψ	61
4.3	K^{*0} の再構成	64
4.3.1	K_S^0 の同定	64
4.3.2	π^0 の同定	66
4.3.3	K^{*0}	67
4.4	シミュレーションの結果とバックグラウンドについて	69
4.4.1	B^0 の再構成	69
4.4.2	バックグラウンドイベント	70
4.5	実験データ	71
4.6	結果	74
第5章	まとめと課題	75
付録A	$B^0 - \bar{B}^0$ の時間発展	77
	参考文献	80
	謝辞	82

目次

2.1	ユニタリー三角形	7
2.2	$V_{ub}/V_{uc}, B - \bar{B}$ 混合、及び K^0 中間子系における ε の実験結果から 求められている $\rho - \eta$ の制限とユニタリー三角形	7
2.3	$B^+ \rightarrow \pi^0 K^+$ の (a) ツリー及び (b) ペンギンダイアグラム	8
2.4	$B^0 - \bar{B}^0$ 混合ダイアグラム	9
2.5	KEKB 加速器	13
2.6	BELLE 検出器	16
2.7	SVD 検出器	19
2.8	CDC 検出器の構造	20
2.9	ACC 検出器 バレル	23
2.10	ACC 検出器 エンドキャップ	23
2.11	TOF 検出器	24
2.12	ECL 検出器	25
2.13	BELLE トリガーシステム	28
3.1	KLM 検出器 Barrel 部分	30
3.2	KLM 検出器 Endcap 部分	31
3.3	KLM のセクター番号定義	34
3.4	$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ イベントのダイアグラム	37
3.5	重心系での荷電粒子の運動量分布	38
3.6	実験室系での荷電粒子の運動量分布	38
3.7	重心系での荷電粒子の $\cos \theta$ 分布	38
3.8	実験室系での荷電粒子の $\cos \theta$ 分布	38
3.9	重心系での μ 粒子の ϕ 分布	38
3.10	実験室系での $\cos \theta$ 対運動量分布	38
3.11	Efficiency of BKLM-FS0-L05	41
3.12	Efficiency of BKLM-BS0-L05	41
3.13	Efficiency of EKLM-F-L05	41

3.14	Efficiency of EKLM-B-L05	41
3.15	Denominator of BKLM-FS0-L05	42
3.16	Denominator of BKLM-BS0-L05	42
3.17	Denominator of EKLM-F-L05	42
3.18	Denominator of EKLM-B-L05	42
3.19	efficiency vs day of BKLM-FS0	43
3.20	efficiency vs day of BKLM-FS1	43
3.21	efficiency vs day of BKLM-FS2	43
3.22	efficiency vs day of BKLM-FS3	43
3.23	efficiency vs day of BKLM-FS4	44
3.24	efficiency vs day of BKLM-FS5	44
3.25	efficiency vs day of BKLM-FS6	44
3.26	efficiency vs day of BKLM-FS7	44
3.27	efficiency vs day of BKLM-BS0	45
3.28	efficiency vs day of BKLM-BS1	45
3.29	efficiency vs day of BKLM-BS2	45
3.30	efficiency vs day of BKLM-BS3	45
3.31	efficiency vs day of BKLM-BS4	46
3.32	efficiency vs day of BKLM-BS5	46
3.33	efficiency vs day of BKLM-BS6	46
3.34	efficiency vs day of BKLM-BS7	46
3.35	efficiency vs day of EKLM-FS0	47
3.36	efficiency vs day of EKLM-FS1	47
3.37	efficiency vs day of EKLM-FS2	47
3.38	efficiency vs day of EKLM-FS3	47
3.39	efficiency vs day of EKLM-BS0	48
3.40	efficiency vs day of EKLM-BS1	48
3.41	efficiency vs day of EKLM-BS2	48
3.42	efficiency vs day of EKLM-BS3	48
3.43	実験 7 での EKLM-FS-L12 の検出効率	49
3.44	実験 9 での EKLM-FS-L12 の検出効率	50
3.45	前方の μ 粒子が CDC の検出可能範囲である $\theta = 17^\circ$ に出たときの $\mu^+\mu^-$ の角度の関係	51
4.1	$J/\psi K^{*0}$ イベントのダイアグラム	53

4.2	重心系での B^0 の運動量分布	55
4.3	重心系での J/ψ の運動量分布	56
4.4	重心系での e^\pm の運動量分布	56
4.5	重心系での μ^\pm の運動量分布	56
4.6	重心系での K^{*0} の運動量分布	57
4.7	重心系での K_S^0 の運動量分布	57
4.8	重心系での π^0 の運動量分布	57
4.9	重心系での π^\pm の運動量分布	58
4.10	重心系での γ の運動量分布	58
4.11	Generic MC での EID	60
4.12	GenericMC での μID	60
4.13	シグナル MC での EID	60
4.14	シグナル MC での μID	60
4.15	$M_{e^+e^-} \text{-EID} \geq 0.01$ & $\text{EID} \geq 0.01$	62
4.16	$M_{\mu^+\mu^-} \text{-}\mu ID \geq 0.1$ & $\mu ID \geq 0.1$	62
4.17	$M_{e^+e^-} \text{-EID} \geq 0.9$ & $\text{EID} \geq 0.01$	62
4.18	$M_{\mu^+\mu^-} \text{-}\mu ID \geq 0.8$ & $\mu ID \geq 0.1$	62
4.19	$M_{e^+e^-} \text{-EID} \geq 0.9$ & $\text{EID} \geq 0.9$	62
4.20	$M_{\mu^+\mu^-} \text{-}\mu ID \geq 0.8$ & $\mu ID \geq 0.8$	62
4.21	γ を含めずに再構成した $M_{e^+e^-}$	63
4.22	γ を含めて再構成した $M_{e^+e^-}$	63
4.23	再構成した J/ψ の質量対運動量分布	63
4.24	$M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	64
4.25	$d\phi$ の定義	65
4.26	$d\phi$ の分布	65
4.27	$d\phi$ のカット値対シグナルの数	65
4.28	$d\phi$ のカット値対 SN	65
4.29	dr の分布	66
4.30	dr のカット値対シグナルの数	66
4.31	dr のカット値対 SN	66
4.32	$z\text{-dist}$ の分布	66
4.33	$z\text{-dist}$ のカット値対シグナルの数	66
4.34	$z\text{-dist}$ のカット値対 SN	66
4.35	カットを施した後の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布とフィットの結果	67
4.36	カットを施した後の $M_{\pi^+\pi^-}$ 対運動量分布	67

4.37	$M_{\gamma\gamma}$ の分布	68
4.38	$M_{\gamma\gamma}$ を組んだ E_γ の分布	68
4.39	E_γ カットとフィッティングをした $M_{\gamma\gamma}$	68
4.40	$M_{K_S^0\pi^0}$ の分布	69
4.41	$P_{K_S^0\pi^0}^*$ の分布	69
4.42	シグナルイベントの ΔE vs M_{bc}	70
4.43	データにおける $M_{e^+e^-}$	72
4.44	データにおける $M_{\mu^+\mu^-}$	72
4.45	データにおける EID	72
4.46	データにおける μID	72
4.47	データにおける $M_{\pi^+\pi^-}$	73
4.48	データにおける $M_{\gamma\gamma}$	73
4.49	データの ΔE vs M_{bc}	73

表 目 次

2.1	CP の破れの見え方	5
2.2	CKM 行列のパラメータ ρ, τ に関する情報	6
2.3	KEKB の主要パラメータ	14
2.4	BELLE 検出器各サブシステムの性能一覧表	18
2.5	エアロジェルのパラメータ	22
2.6	ECL のパラメータ	26
2.7	超伝導ソレノイドコイルの概要	27
3.1	KLM の仕様	35
3.2	マーカーとレイヤー番号の対応	40
3.3	検出効率の低下している KLM モジュール	40
4.1	$B \rightarrow J/\psi K^*$ モードの崩壊率	53
4.2	$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ モードの崩壊率	54
4.3	ハドロン A のカットの値	58
4.4	レプトン ID カット	61
4.5	J/ψ に対するカットの値	63
4.6	$K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ モードの崩壊率	64
4.7	K_S^0 のカットの値	67
4.8	バックグラウンドの数の見積もり	71

第1章 序

現在我々が住む宇宙はビックバンから始まり、そのとき宇宙が膨張して温度が下がっていき過程で物質が生成され、反物質は生成されなかったと考えられている。自然界には様々な対称性が存在し、それらの対称性が完全なものであれば物質と反物質は同じ量が存在する宇宙となるはずである。しかし、現在の宇宙はその進化の過程で物質（核子と電子）だけが残し、反物質（反核子と陽電子）はほとんど存在しない。

これは、何らかの対称性の破れに起因するものであり、粒子反粒子の生成過程において、 10^{-9} 程度の揺らぎが存在すれば現在の物質宇宙が作られるという。その揺らぎの原因とされているのが CP 変換に対する非対称性（CP 非対称性もしくは CP 非保存）という現象である。CP 変換に対する非対称性を詳しく研究することが宇宙進化の謎を説き明かす鍵となる。

CP 変換とは電荷（Charge）と空間（Parity）を同時反転させる変換で、C 変換でスピンの向きを変えずに粒子を反粒子に反粒子を粒子に変換するものであり、P 変換は粒子の右巻き左巻きを交換する。CP 非保存とバリオン数非保存が存在すると、粒子と反粒子の生成数に関しての対称性が破れることが知られている。

CP 変換は弱い相互作用においても良い対称性を持つと考えられていたが、1964 年に中性 K 中間子の崩壊において CP 対称性が保存されない崩壊モードがあることが観測された。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。

1973 年、小林・益川はクォークが少なくとも第 3 世代まで存在し、同時に世代間の混合があれば CP は破れることを予言した。（KM 理論）その当時、クォークは u, d, s の 3 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るにいたり、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もなっている。

1980 年、三田らは KM 理論において B 中間子（ b クォークを含む中間子）の崩壊過程で CP 非保存が K 中間子や D 中間子に比較して非常に大きく現れる可能性を指摘した。さらに、 B 中間子は長い寿命を持ち、 $B^0\bar{B}^0$ は状態の混合も大きいという実験報告がなされており、 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。

B 中間子は多くの崩壊モードを持つため、各崩壊モードの分岐比が非常に小さくなる。そのため、 B 中間子の特定の崩壊モードを用いて研究をするためには大量の B 中間子を発生させる必要がある。こういった、大量の B 中間子を発生させる実験を B ファクトリー実験といい、現在世界各地で様々な B ファクトリー実験が計画、進行している。このうち、日本国内で行われている実験が、つくばにある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われている BELLE 実験である。

BELLE 実験は国際共同実験であり、世界 10 ヶ国、50 以上の大学/研究機関により多数の研究者が参加している。東北大学はこの実験に KLM グループとして参加し、青森大学、大阪私立大学、KEK、東北学院大学、バージニア工科大学、プリンストン大学と共に K_L^0/μ 検出器 (KLM) の開発研究及び製作に携わっている。

K_L^0/μ 検出器は K_L^0 中間子と μ 粒子を検出するための装置である。 K_L^0 粒子は CP 非保存のパラメータである ϕ_1 の測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ で生成される粒子で、 μ 粒子は B 粒子と \bar{B} 粒子の判別、及び B 中間子の稀崩壊モードの測定等に用いられる。特に $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ で生成される μ 粒子は CP 非保存の測定のためにも非常に重要な役割を果たす。同じく $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ も CP 固有状態であり、CP の非保存をみることができる。

衝突実験は 1999 年 5 月に開始され、2000 年 12 月までに約 10 fb^{-1} のイベントが収集されている。本研究ではこれまでに収集されたイベントの中から $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ のうち観測の難しいと思われる K^{*0} が $K_S^0 + \pi^0$ の終状態をとるものが現在の統計量でどれくらいの精度でみることができているかをモンテカルロでのシミュレーションをもとに解析する。

本論文の構成は、

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 K_L^0/μ 検出器 KLM
- 第 4 章 K_L^0/μ 検出器の検出効率
- 第 5 章 イベントの再構成
- 第 6 章 まとめと課題

となっている。

第2章 BELLE実験

2.1 BELLE実験の目的

2.1.1 CP 対称性

C (電荷共役) 変換とは粒子と反粒子を入れ替える操作であり、スピンの向を変えずに粒子は反粒子に、反粒子は粒子に変換される。電磁相互作用と強い相互作用はこの操作に対して不変である。P (空間反転) 変換はパリティ変換ともいい、鏡像変換と180度回転変換の合成変換である。重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用はこの変換に対して不変である。この2つと時間反転の変換であるT変換を合わせたCPT変換は、C,P,Tの各々の対称性が破れていても不変であることが知られている。

同様にCP変換に対しても対称性が守られていると考えられていた。しかし、1964年にK中間子の崩壊のなかでCP対称性が破れていることがわかった[16]。中性K中間子である K^0 と \bar{K}^0 は強い相互作用の固有状態であり、CPの固有状態ではない。そこで新たに、

$$\text{CP}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (2.1)$$

と位相を定義すると、

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

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

を定義することができ、CPの固有状態を作ることができる。一方、中性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。K中間子はスピンのゼロであることから 2π 系は $CP = +1$ 、 3π 系は $CP = -1$ である。2個の π 中間子に崩壊するもののほうが3個の π 中間子に崩壊するものに比べて位相空間が大きいので、その寿命に違いがあらわれる。長い寿命をもつものを K_L^0 、短い寿命をもつものを K_S^0 とすると、CPが保存されているならば π 中間子3個に崩壊する K_2^0 が寿命の長い K_L^0 に対応し、2個の π 中間子に崩壊する K_1^0 が

K_S^0 に対応する。CP の非保存は K_L^0 のなかにわずかに2個の π 中間子に崩壊するものが観測されたことにより発見された。この原因として現在有力であるのが、小林・益川による理論である。

2.1.2 CKM 行列

標準模型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・益川によるとクォークは6種類存在し、その弱い相互作用は同じ電荷を持ったものが混合した状態を通して行われる。弱い相互作用を表すラグランジアン \mathcal{L} は次のように表される。

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i,j} \bar{\Psi}_i \{V_{i,j} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) / 2\} \Psi_j W_\mu + H.C. \quad (2.4)$$

ここで、 Ψ_i は i クォークの波動関数、 $V_{i,j}$ は i クォークと j クォークの相互作用の大きさを、 $H.C.$ はハミルトニアン共役 (Hermitian Conjugate) である。

標準模型において混合を表す行列 $V_{i,j}$ が決まると、クォークの弱い相互作用における振る舞いが決まる。この行列を小林・益川行列 (CKM 行列) と呼ぶ。この行列は u, s, c をフレーバーの固有状態 u', s', c' を質量の固有状態とすると、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ c' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ c \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

と書ける。小林・益川理論において CKM 行列のなかの複素数因子が CP の非対称性を引き起こしていると考えられている。一般に $n \times n$ のユニタリ行列では $2n^2$ の独立変数のうち $n(n-1)$ 個の混合角と $(n-1)(n-2)/2$ 個の位相自由度を持つ。 V の行列要素の独立変数は4個で、そのうち3つは混合角であり、残りの1つが CP を破る位相である。

CKM 行列は Wolfenstein 表示を用いて各行列要素を $\lambda = \sin \theta_C$ (Cabbibo 角: θ_C) で展開すると、位相は λ の他に A, ρ, η を用いて以下のように取ることができる。

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (2.6)$$

これらのうち λ, A はよく知られているが、複素成分に関係のある ρ, η についてはその関係式しか解っていない。

クォーク	主な崩壊 チェーン	中間子		全崩壊幅 (大きさの比)	CP非対称の割合 ($A^2\lambda^6\eta$ /全崩壊幅)
		記号	粒子		
s	$s \rightarrow u$	K	K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0	λ^2	$A^2\lambda^4\eta \sim 2 \cdot 10^{-3}$
c	$c \rightarrow s \rightarrow u$	D	D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0	1	$A^2\lambda^6\eta \sim 10^{-4}$
b	$b \rightarrow c \rightarrow s$ $\rightarrow u$	B	$B^+, B^-, B_d^0, \bar{B}_d^0,$ B_s^0, \bar{B}_s^0	$A^2\lambda^4$	$\lambda^2\eta \sim 0.05$

表 2.1: CP の破れの見え方

式 2.5 と 2.6 の行列要素を比較してみると、 u, d, s, c クォークの崩壊の測定によって得られるパラメータはほぼ λ だけであることが分かる¹。行列要素 V_{cs} は第 3 項の複素数を含む項が小さすぎるため、測定には向いていない。従って A, ρ, η を調べるためには第 3 世代のクォーク、 t, b クォークを含む現象の崩壊を測定する必要がある。

また表 2.1 を見ても b クォークによる CP の破れは s, c 等に比べ大きく、測定しやすいことが分かる。表 2.1 において A^2, λ^6, η は CKM 行列における Wolfenstein 近似の変数である。

λ はストレンジ粒子の崩壊や、原子核の β 崩壊等から

$$\lambda = \sin \theta_C = 0.221 \pm 0.002 \quad (2.7)$$

と測定されている。 A は $|V_{cb}|$ からきめられ、 V_{cb} は B 中間子のセミレプトニック崩壊及び B 中間子の平均寿命 τ_B から決定することができて、

$$A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082 \quad (2.8)$$

と測定されている。また、 $b \rightarrow u$ 及び $b \rightarrow c$ 遷移から

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.03 \quad (2.9)$$

すなわち、

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} \leq 0.36 \pm 0.14 \quad (2.10)$$

の関係が得られている。これまでの実験等により ρ, η に関して得られている値を表 2.2 に示す。

¹ K 中間子の場合には弱い相互作用の高次の効果があるので一概にこうは言えない

Quantity	値	出典
$ V_{cb} $	$0.041 \pm 0.002 \pm 0.004$	S.Stone, "B Decays", Singapole, 1991
$ V_{ub}/V_{cb} $	0.085 ± 0.035	Includes recent CLEO result
M_t	$132 \pm 31 \pm 19$ GeV	LEP Collab., Phys. Lett. B276, 247(1992)
B_K	0.8 ± 0.2	Harris and Rosneer, Phys. Rev. D45, 946 (1992)
$ \epsilon_K $	$(2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	PDG
$Re(\epsilon'/\epsilon)$	$(14.5 \pm 5) \times 10^{-4}$	average of E731 and NA31
x_d	0.677 ± 0.104	CLEO, 1993 Report to the PAC, Jan. 1993
$f_B\sqrt{B_B}$	unconstrained	
τ_B	1.40 ± 0.04 psec	E.Loci, UNK B-Factory Workshop, Jan. 1993

 表 2.2: CKM 行列のパラメータ ρ, τ に関する情報

2.1.3 ユニタリティ三角形

CKM 行列はユニタリー行列でなければならない。すなわち、各行列要素に対して

$$\sum_i V_{i,j}^* V_{i,k} = \delta_{jk} \quad (2.11)$$

の関係がある。式 2.11 のうち、複素数因子を持つ V_{ub} と V_{td} を含む、

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \quad (2.12)$$

は、図 2.1 のように複素平面上で閉じた三角形を描く。これをユニタリティー三角形と呼ぶ。ユニタリティー三角形の3つの内角はユニタリー角と呼ばれ、次のように定義される。

$$\phi_1 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}^*V_{cb}}{V_{td}^*V_{tb}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{\rho(\rho-1) + \eta^2}\right) \quad (2.13)$$

$$\phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}^*V_{ub}}{V_{td}^*V_{tb}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{1-\rho}\right) \quad (2.14)$$

$$\phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}^*V_{cb}}{V_{ud}^*V_{ub}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{\rho}\right) \quad (2.15)$$

CP非保存が小林・益川の理論にしたがって生じているならば、実験によって得られたユニタリー三角形の内角及び各辺の長さを用いてユニタリー三角形を再構成することができる。実験による結果が閉じた三角形にならないとすれば、それは小林・益川理論では説明できない物理、すなわち標準模型を越える物理の存在を示唆する。

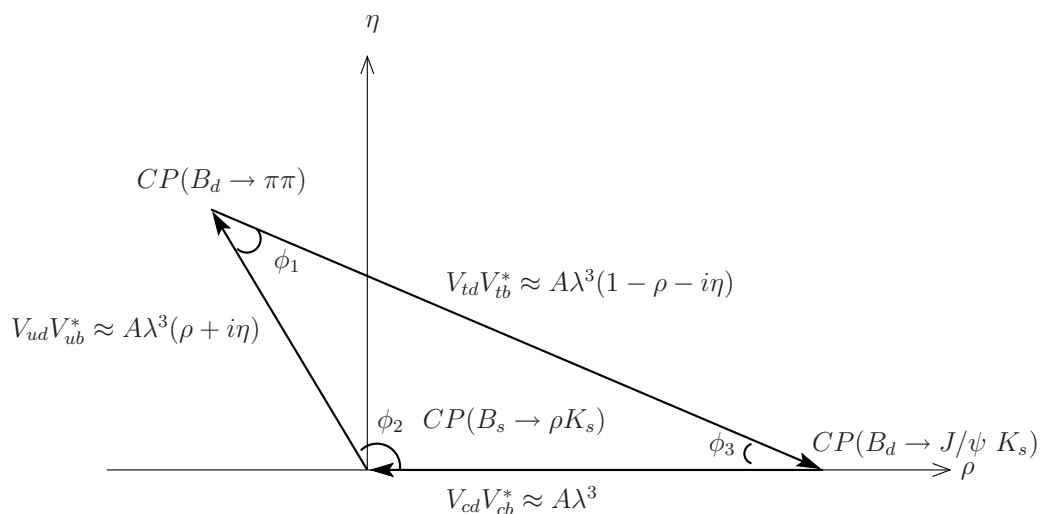


図 2.1: ユニタリー三角形

BELLE 実験では、ユニタリー三角形の内角及び各辺を独立に測定することによってユニタリー三角形を再構成し小林・益川理論の検証をすることを第一の目的としている。

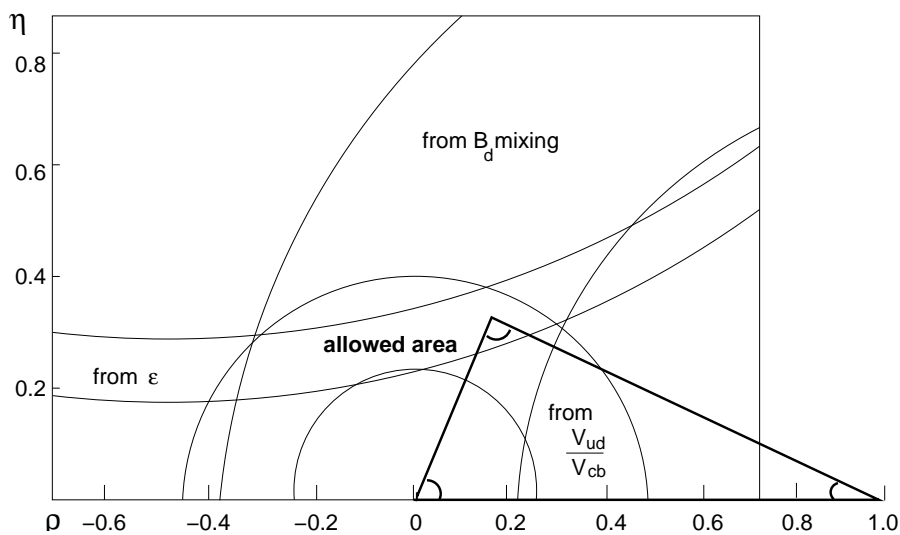


図 2.2: V_{ub}/V_{uc} , $B - \bar{B}$ 混合、及び K^0 中間子系における ϵ の実験結果から求められている $\rho - \eta$ の制限とユニタリー三角形

2.1.4 B ファクトリー実験による CP の破れの測定

B 中間子崩壊の観測にから期待される CP の破れは「直接的破れ」と B, \bar{B} の混合による「間接的破れ」に分けることができる。

直接的 CP の破れ

$\Gamma(B \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ であるとき、即ち B がある終状態 f に崩壊する確率と、それを CP 変換した \bar{B} が終状態 \bar{f} に崩壊する確率が異なるとき、CP の破れが観測される。こうした CP の破れを“直接的 CP の破れ”と呼ぶ。この現象は K 中間子系でも観測されており、 B 中間子系でも観測可能であると予想されている。

例として、 $B^{pm} \rightarrow \pi^0 K^\pm$ を考えると、この崩壊は少なくともツリー及びペンギンダイアグラムと呼ばれる図 2.3 のような二つの異なった崩壊ダイアグラムを経由する。この時の崩壊幅は、式 2.16、式 2.17 のようになる。

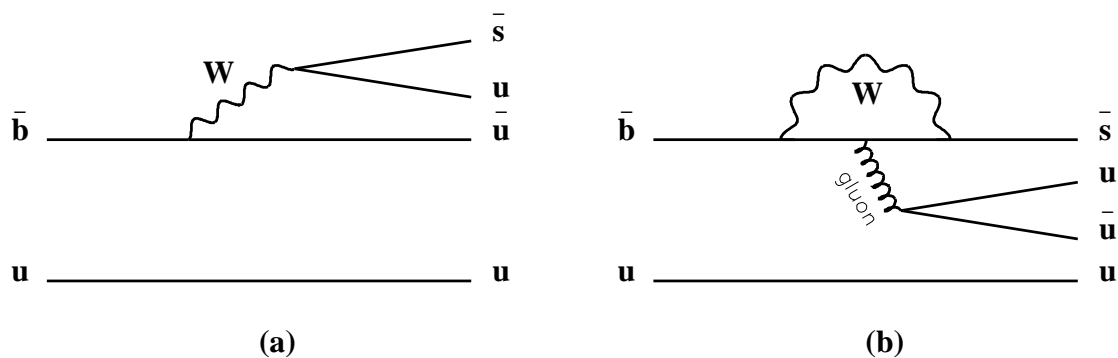


図 2.3: $B^+ \rightarrow \pi^0 K^+$ の (a) ツリー及び (b) ペンギンダイアグラム

$$A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) = |A_t|e^{i(\phi_t + \delta_t)} + |A_p|e^{i(\phi_p + \delta_p)} \quad (2.16)$$

$$A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) = |A_t|e^{i(\phi_t + \delta_t)} + |A_p|e^{i(-\phi_p + \delta_p)} \quad (2.17)$$

A, ϕ, δ の添字 t, p はそれぞれ tree もしくは penguin ダイアグラムのパラメータであることを表している。また、 $A_i (i = \phi, \delta)$ はそれぞれの崩壊振幅であり、この崩壊振幅には弱い相互作用の位相 ϕ と強い相互作用の散乱効果により現れる位相であ

る δ の二つの位相が現れる。ここで、崩壊幅は、

$$\begin{aligned}\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) &\sim |A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p| \cos(\Delta\phi + \Delta\delta)\end{aligned}\quad (2.18)$$

$$\begin{aligned}\Gamma(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) &\sim |A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p| \cos(-\Delta\phi + \Delta\delta)\end{aligned}\quad (2.19)$$

と見積もることができる。ここで、 $\Delta\phi \equiv \phi_t - \phi_p$, $\Delta\delta \equiv \delta_t - \delta_p$ である。よって、

$$\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) - \Gamma(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) \sim -2|A_t||A_p| \sin(\Delta\phi) \sin(\Delta\delta)\quad (2.20)$$

と書くことができる。

これによって CP 非保存はそれぞれ、パラメータ $|A_t| \neq 0$, $|A_p| \neq 0$, $\sin(\Delta\delta) \neq 0$ を満たす場合に観測されることが分かる。

“直接的 CP の破れ”が観測されると、スーパーウィークのような理論は排除される。しかし標準理論のパラメータの決定には理論的不定性が残る。

間接的 CP の破れ

K 中間子で観測されたと同様に、 B 中間子でも B^0 , \bar{B}^0 の混合による CP の破れが観測されると予想される。この CP の破れを“間接的 CP の破れ”と呼ぶ。これは BELLE 実験において非常に重要な観測である。図 2.4 に混合のダイアグラムを示す。

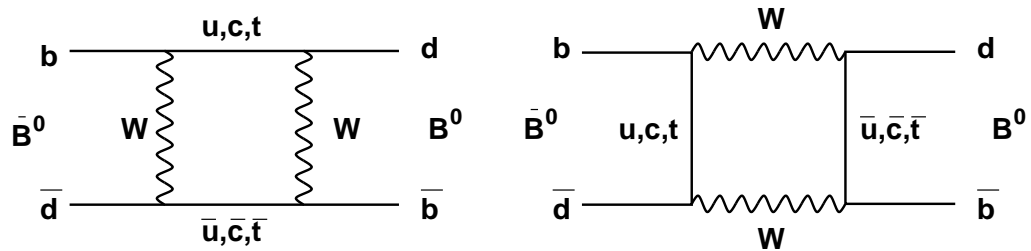


図 2.4: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合ダイアグラム

また、 B^0 , \bar{B}^0 の崩壊振幅 \mathcal{A}_{CP} は CP 固有状態である終状態を f_{CP} とすると、次のように定義できる。

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | B^0 \rangle, \bar{\mathcal{A}}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | \bar{B}^0 \rangle\quad (2.21)$$

ここで、簡便のために次のような値を定義する。

$$r_{f_{CP}} \equiv \frac{q \bar{\mathcal{A}}_{CP}}{p \mathcal{A}_{CP}} \quad (2.22)$$

$B^0 - \bar{B}^0$ 中間子系では $K^0 - \bar{K}^0$ 系と同様に、図2.4の過程を介して混合を起こすので、実験時より実際に観測される B 中間子も時間発展を考える必要がある。観測される $B^0 - \bar{B}^0$ 系の時間発展は、二つの質量固有状態間に差が無いと仮定したときの崩壊幅を Γ とし、 $B^0 - \bar{B}^0$ の混合の大きさを表すパラメータを p, q とすると、

$$\begin{aligned} |B_{phys}^0(t)\rangle &= e^{i(M-\frac{\Gamma}{2})t} \{ \cos(\Delta Mt/2) |B^0\rangle \\ &\quad + i \frac{q}{p} \sin(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \} \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} |\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle &= e^{i(M-\frac{\Gamma}{2})t} \{ i \frac{q}{p} \sin(\Delta Mt/2) |B^0\rangle \\ &\quad + \cos(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \} \end{aligned} \quad (2.24)$$

のように表される。ここで、 M 及び ΔM は B 中間子の質量固有状態における質量 M_H, M_L を用いて

$$M = \frac{M_H + M_L}{2} \quad (2.25)$$

$$\Delta M = M_H - M_L \quad (2.26)$$

と表すことができ、これを用いて崩壊振幅の時間発展は

$$\langle f_{CP} | B_{phys}^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} [g_+(t) + r_{f_{CP}} g_-(t)] \quad (2.27)$$

$$\langle f_{CP} | \bar{B}_{phys}^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} \left(\frac{p}{q} \right) [g_-(t) + r_{f_{CP}} g_+(t)] \quad (2.28)$$

とかくことができる。よって崩壊幅の時間発展は

$$\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |r_{f_{CP}}|^2}{2} + \frac{1 - |r_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta Mt) - \text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt)) \right] \quad (2.29)$$

$$\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |r_{f_{CP}}|^2}{2} + \frac{1 - |r_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta Mt) + \text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt)) \right] \quad (2.30)$$

である。中性 B 中間子が CP 固有終状態 f_{CP} へ崩壊するとき、時間に依存する CP 非対称度 $\mathcal{A}_{f_{CP}}(t)$ を

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (2.31)$$

と定義すると、式 2.30、式 2.30 及び式 2.31 から

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{(1 - |r_{f_{CP}}|^2) \cos(\Delta Mt) - 2\text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt))}{1 + |r_{f_{CP}}|^2} \quad (2.32)$$

と書くことができる。\$B_d^0\$ の場合には \$|\Delta_{12}|\$ は \$M_{12}\$ に比べて非常に小さいので、\$q/p\$ は次のように近似することができる。

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{m_{12}^* - i\Delta_{12}^*/2}{m_{12} - i\Delta_{12}/2}} \sim \sqrt{\frac{m_{12}^*}{m_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \equiv e^{-2i\phi_M} \quad (2.33)$$

ここで、\$M_{12}\$ と KM 行列要素の関係が \$m_{12} \propto (V_{tb} V_{td}^*)^2\$ であることを用いた。\$\phi_M\$ は混合角であり、\$\phi_1\$ に相当する。“直接的 CP の破れ” が崩壊過程に関与しておらず、

$$\mathcal{A}_{CP} \sqrt{\mathcal{A}_{CP}} = \eta_f e^{-2i\phi_D} \quad (2.34)$$

\$\eta_f\$ は最終状態 \$f_{CP}\$ に対する CP の固有値であり、値としては \$\eta_f = \pm 1\$ を取り得る。よって

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP} &= \eta_f \text{Im}(r_{f_{CP}}) \sin(\Delta Mt) \\ &= \eta_f \sin 2(\phi_M + \phi_D) \sin(\Delta Mt) \end{aligned} \quad (2.35)$$

と書き表すことができる。

ユニタリティ角の測定

\$A_f(t)\$ と崩壊位相 \$\phi_{CP}\$ との間の関係式は中性 \$B\$ 中間子の二つの質量固有値の差を \$\Delta M\$ として

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \sin 2\phi_{CP} \cdot \sin(\Delta M \cdot t) \quad (2.36)$$

である。このことは適当な崩壊様式について、その崩壊の時間発展を観測すればユニタリー角 \$\phi_i\$ を測定できることを意味する。BELLE 実験では各ユニタリー角に対して次のようなモードを用いての観測を試みている。ただし \$\phi_3\$ は式からではなく、異なる解析方法から求めている。

$$\begin{aligned} \phi_1 &: B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \\ &B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0 \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\phi_2 : B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (2.38)$$

$$\phi_3 : B^0 \rightarrow D^0 K \quad (2.39)$$

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ は $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S,L}^0$ と同様に ϕ_1 を測定することが可能である。 $\Upsilon(4S)$ の質量は $10.59 \text{ GeV}/c^2$ であり、 $B\bar{B}$ の質量の和 $5.28 \text{ GeV}/c^2 \times 2 \sim 10.56 \text{ GeV}/c^2$ とほぼ等しく、 $B\bar{B}$ のみに崩壊すると考えてよい。このため、 B 中間子の研究には $\Upsilon(4S)$ の共鳴エネルギー近辺で行うのが好ましいと考えられる。しかし、崩壊の時間発展を測定するためには B 中間子が生成後に適当な運動量を持つ必要がある。 $\Upsilon(4S)$ の静止系で生成された B 中間子は $0.34 \text{ GeV}/c$ 程の小さな運動量しか持たないために時間発展の測定は困難である。そこで、Bファクトリー実験では $8.0 \text{ GeV}/c$ と $3.5 \text{ GeV}/c$ の非対称なエネルギーを持った電子と陽電子をつかった加速器を用いて B 中間子に運動量を与えることでこの問題を解決している。

2.2 KEKB 加速器

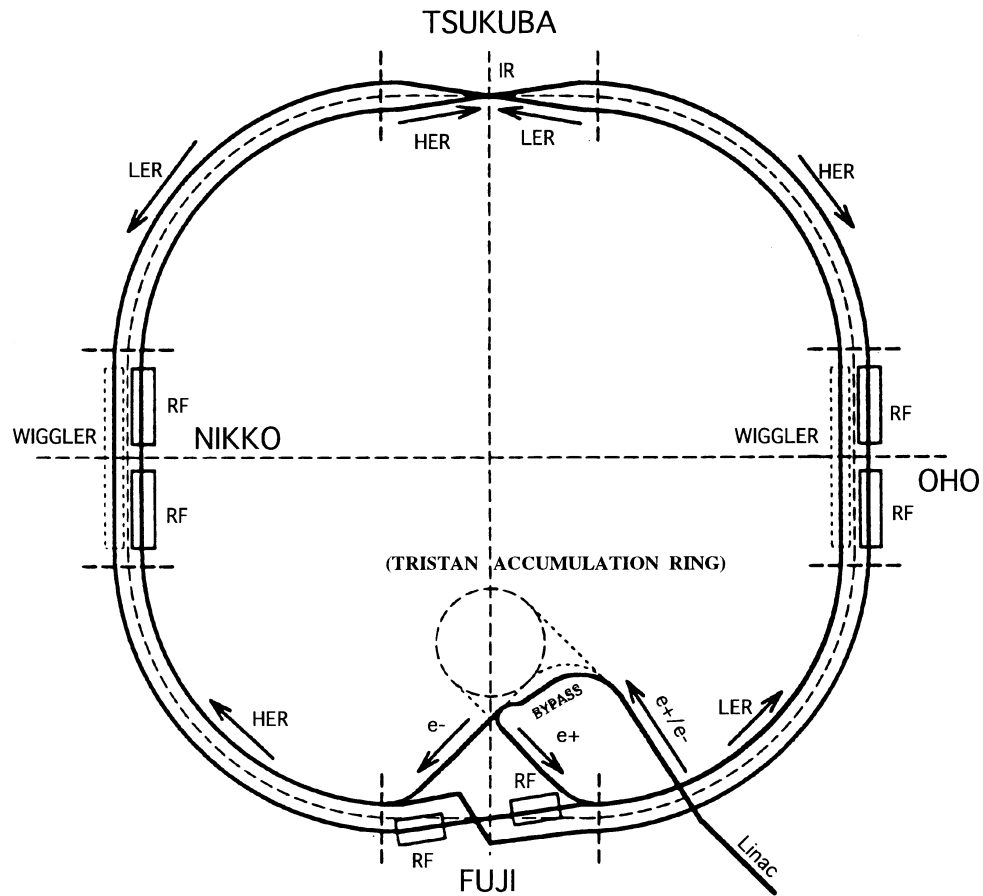


図 2.5: KEKB 加速器

図 2.5 は KEKB 加速器の模式図である。KEKB 加速器は非対称型電子陽電子コライダーであり、その特徴として非対称なビーム ($\beta\gamma = 0.42$)、高いルミノシティ (目標 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)、有限の衝突角 ($\pm 11 \text{ mrad}$) などが挙げられる。表 2.3 に KEKB の概要を示す。

前節で述べた通り、非対称なビームエネルギーは $B\bar{B}$ の時間発展観測の必要性からの要請を満たすためであり、KEKB では $3.5 \text{ GeV}/c$ の陽電子と $8.0 \text{ GeV}/c$ の電

子を衝突させることによりこれを達成している。時間発展を精度良く観測するためには γ が大きい方が良いが、検出器の有効領域や時間発展とは関係のない崩壊モードの観測を考慮した場合には γ はできるだけ小さい方が望ましい。

BELLE 実験では $\gamma = 0.42$ 、つまり

$$\begin{aligned} E_- &= 8.00 \text{ GeV} \\ E_+ &= 3.50 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{2.40}$$

をビームエネルギーが選択された。これにより実験室系で約 2.3 GeV のエネルギーをもつ B 中間子を発生させることができる。

CP 非保存を測定するために適した崩壊モードの分岐比は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度であり、十分な精度でユニタリー角を測定するためには大量の B 中間子の崩壊イベントが必要になる。 ϕ_1 測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(K_L^0)$ では、有意なデータを得るために積分ルミノシティに対して $30 \sim 100 \text{ fb}^{-1}$ のイベントが必要であると見積もられている。

こうした要請から KEKB では目標ルミノシティを年間 100 fb^{-1} 、即ち $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ とする。これは B 中間子の年間生産量にして約 10^8 個に相当する。この値は前身のトリスタンと比べて 250 倍と非常に大きい値であり、これを実現するために KEKB では様々な新しい技術が導入されている。

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/c	3.5 GeV/c
エネルギー幅	$\sigma E/E$	7.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}
ビーム電流	I	1.1 A	2.6 A
周長	C	3018 m	
交差角	θ_x	$\pm 11 \text{ mrad}$	
IP での β 関数	$\beta x^*/\beta y^*$	0.33 m/0.01 m	
ルミノシティ	L	$1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$	
1 バンチあたりの粒子数		1.4×10^{10}	3.3×10^{10}
バンチ長	σz	0.40 cm	
バンチ間隔	sB	0.6 m	
バンチ数		5000	

表 2.3: KEKB の主要パラメータ

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表される。ルミノシティ L は反応断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が $R = L\sigma$ であるように定義される値であり、その次元は (長さ)⁻² × (時間)⁻¹、単位は $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。これを用いると、衝突型加速器のルミノシティ L は式 2.41 で表される。ここで E はエネルギー (GeV)、 I は蓄積電流 (アンペア) である。また ξ はビームビームチェンシフト²、 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という値である。

$$L = 2.2 \times 10^{34} \xi (1 + r) \left(\frac{EI}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.41)$$

同じエネルギーの電子と陽電子を衝突させる場合には同じリング内で二つの粒子を逆方向に回すことができる。しかし、KEKB のようにエネルギーが非対称の場合には電子と陽電子を別々のリング内で回す必要がある。8.0 GeV のエネルギーの電子を加速するリングを HER (High-Energy-Ring)、3.5 GeV のエネルギーの陽電子を加速するリングを LER (Low-Energy-Ring) と呼ぶ。2本のリングは全長約 3 km の旧トンネル内に並べて設置されている。

KEKB の衝突点は筑波実験ホールの一カ所だけで、そこに BELLE 検出器が設置されている。筑波実験棟の反対側にある富士実験ホール近くで線形加速器 (LINAC) からのビームがリング内に入射される。LER と HER の周長を等しくするために、富士実験ホールにおいてリングが交差させられている。LER の加速 RF 空洞は富士に、HER 側は大穂と日光に設置されている。

B-factory の目標年間要求ルミノシティである 100 fb^{-1} を実現させるために、貯蔵リングは用いずに電子線形加速器から直接主リングに入射させる方法をとっている。陽電子生成のために標的に当てる電子線は 4 GeV、入射バンチ数は 5000 バンチ、ビームカレントは LER で 2.6 A、HER で 1.1 A となる。バンチ間隔は約 60 cm (2 ns)、ビームの大きさは $(x, y, z) = (200 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}, 1 \text{ cm})$ である。

²衝突時に働くビームビーム力の力を表す値

2.3 BELLE検出器

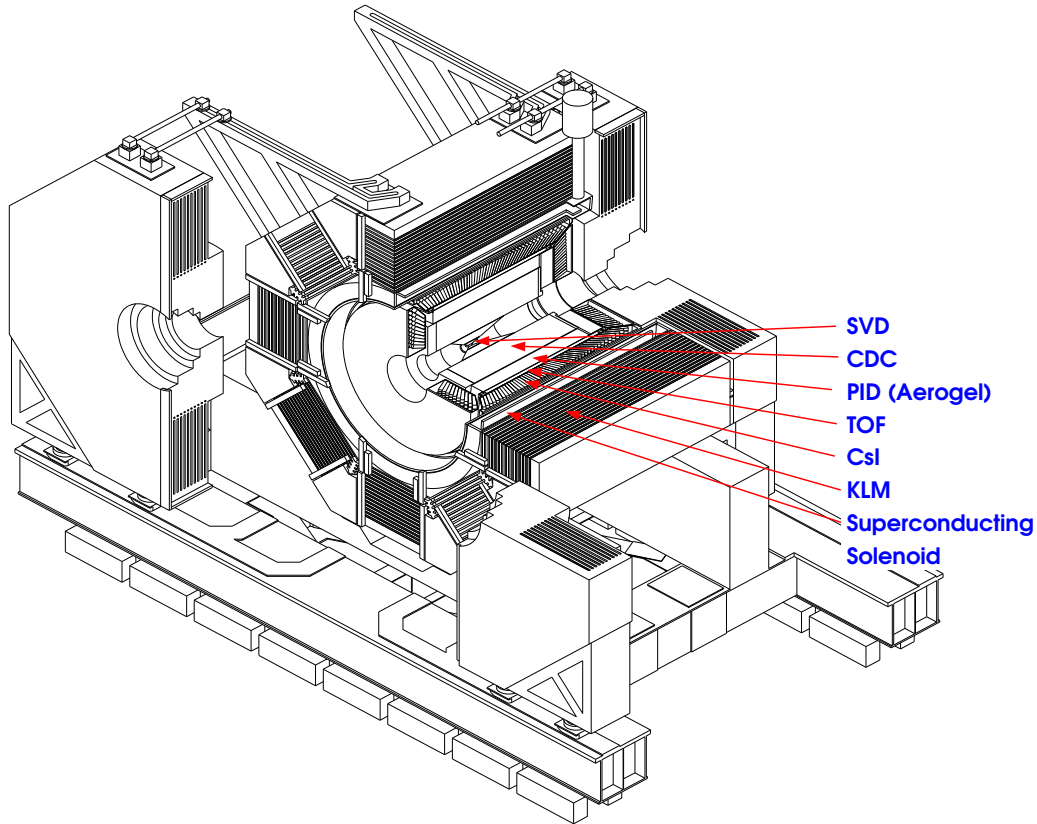


図 2.6: BELLE 検出器

B 中間子による CP の破れの最も典型的なものは、 B 中間子が $J/\psi K_S^0$ へ崩壊する確率と \bar{B} 中間子が $J/\psi K_S^0$ に崩壊する確率との比として現れる。ところが、この違いは B 中間子の寿命よりも十分に長い時間にわたってならしてしまおうと見ることができない。

そこで、生成した B 中間子と反 B 中間子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良く測定し、崩壊時間分布の違いを求める。この測定を $J/\psi K_S^0$ をはじめとして様々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。

崩壊時間分布を精度良く測定するために、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが非対称である衝突型加速器を用いる。図 2.6 は BELLE 検出器の概要である。ビームが非対称であるために検出器も衝突点に対して非対称に作られている。具体的には検出器の中心が衝突点 (IP) より電子の進行方向 (+Z 方向) に 47 cm ずらして配置されており、実験室系では $\Upsilon(4S)$ から生成される B 中間子は生成点から前方に走った後に崩壊する。

CP の破れの観測を様々な終状態について高精度かつ効率よく行うために、BELLE 検出器には次のような特徴が要請される。

- B 中間子の崩壊点を少なくとも平均崩壊長の 1/2 よりも良い精度で測定できること。(KEKB では $\leq 95 \mu\text{m}$ 程度)
- $\pi^\pm, \pi^0, K_S^0, K_L^0, e^\pm, K^\pm, \mu^\pm$ 等の多岐にわたる終状態を正しく判別するための粒子識別能力を持つこと。
- γ 線を伴う B 中間子の崩壊を測定するための高性能なカロリメータを持つこと。
- 効率よく興味ある事象を判別して取り込むトリガーシステムと大量のデータを処理することが可能な高速のデータ収集システムを持つこと

これらの要請を満たすため、BELLE 検出器の構造は以下のように構成される。

Be (ベリリウム) 製のビームパイプ周辺に崩壊点検出のためのシリコン・バーテックス検出器 (SVD) が配置される。その外側の中央ドリフトチェンバー (CDC) は SVD と共に荷電粒子の飛跡を検出する。CDC の外側にエアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC) と飛行時間差測定器 (TOF) が配置され、CDC の dE/dx 情報と合わせて粒子識別を行う。TOF の外側には電子識別及び γ 線検出のための CsI 電磁カロリメータ (ECL) が置かれ、それを取り囲むように 1.5 T の磁場を発生させる超伝導ソレノイドが配置される。最外部にあたるソレノイドの外側には、内部の検出器では検出されない K_L^0 粒子の検出及び μ 粒子の識別を行うための K_L^0/μ (KLM) がリターンヨークを兼ねた鉄の内部にサンドイッチ状に配置される。

図 2.6 に示したように、BELLE 検出器は一辺約 8 m の立方体で総重量は約 1,500 トンである。ビーム軸の電子進行方向に z 軸をとり、それに垂直な天頂方向を y 軸、右手系水平方向を x 軸とする。原点は衝突点 (Interaction Point : IP) に置かれ、天頂角 θ は z 軸を 0 とし、方位角 ϕ は x 軸方向を 0 をするように定義されている。

以下、BELLE 検出器を構成するそれぞれの検出器について説明する。

表 2.4: BELLE 検出器各サブシステムの性能一覧表

サブシステム	種別	特徴	読み出し	性能
SVD	両面 シリコン ストリップ	厚さ 300 μm , 3 層 $r = 30.0 - 60.5 \text{ mm}$ $23^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$	ϕ : 40960 z : 40960	$\sigma_{r\phi} \leq 10 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 7 - 40 \mu\text{m}$ $\sigma_{\Delta z} \sim 80 \mu\text{m}$
CDC	ドリフト ワイヤー チェンバー	アノード : 50 層 カソード : 3 層 $r = 8.5 - 88 \text{ cm}$ $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$	A : 8.4 K C : 1.7 K	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1400 \mu\text{m}$ $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$
ACC	$n \simeq 1.01$ シリカ エアロジェル	$\sim 12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks 960/228 (Barrel/Endcap) FM-PMT readout	< 2188	$N_{p.e.} \geq 6$ K/π $1.2 < p < 3.5 \text{ GeV}/c$
TOF	シンチレータ	128ϕ セグメント $r = 120 \text{ cm}$, 2.5 m-long	128×2	$\sigma_t = 100 \text{ ps}$ K/π 最大 1.2 GeV/c
ECL	CsI(Tl) クリスタル	Towered structure $\sim 6 \times 6 \times 30 \text{ cm}^3$ crystals Barrel: $r = 125 - 162 \text{ cm}$ Endcap: $z =$ $-102 \text{ and } +196 \text{ cm}$	6624 1152(f) 960(b)	$\sigma_E/E =$ $1.3\%/\sqrt{E}$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm}/\sqrt{E}$ E in GeV
KLM	高抵抗 電極板 検出器	15/14 層 (Barrel/Endcap) (47mm Fe + 44mm 空隙) 空隙毎に 2 枚の RPC Barrel: z and ϕ strips Endcap: θ and ϕ strips	21856 16128	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for K_L $\sigma_t = \text{数 } ns$ $\sim 1\%$ hadron fakes

2.3.1 シリコン・バーテックス検出器 SVD

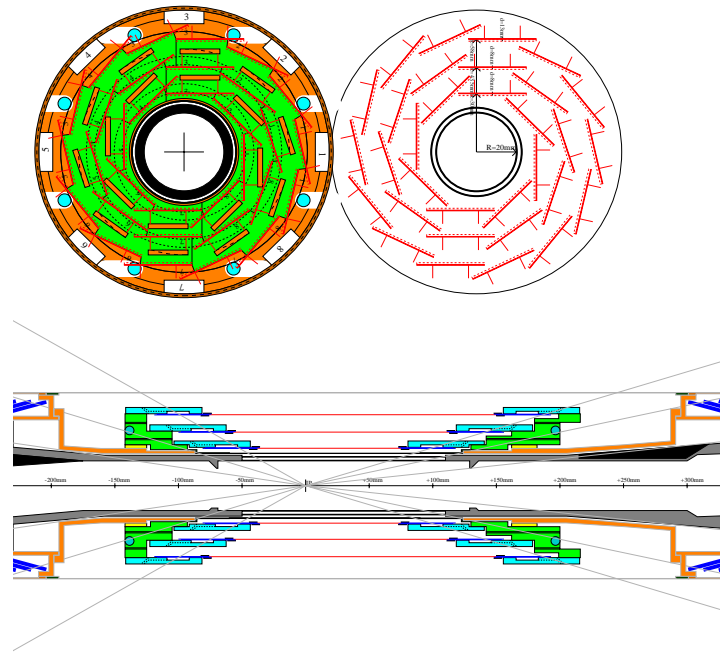


図 2.7: SVD 検出器

B 中間子の崩壊によって CP 対称性の破れを測定するには、 B 中間子とその反粒子である反 B 中間子とが同一の固有状態に崩壊するときの崩壊時間分布の違いを精密に測定する必要がある。式 2.42 に示すように、BELLE 実験では崩壊の時間情報は二つの B 中間子の崩壊点の相対位置から得る。即ち、 B 中間子の生成点と崩壊点の位置情報が重要になる。KEKB では B 中間子は平均 $200 \mu\text{m}$ 飛行してから崩壊するため、崩壊点検出精度としては $100 \mu\text{m}$ 程度が求められる。同時に、粒子のエネルギー損失や多重散乱などを小さくする必要があるため、ビームパイプ、SVD の物質量はできるだけ小さい方が望ましい。崩壊時間差 Δt は

$$\Delta t \sim \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} = \frac{z' - z}{c\beta\gamma} \quad (2.42)$$

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。

以上の要求を満たす崩壊点検出器として BELLE 実験で採用されたのがシリコン・ストリップ検出器 (DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector) である。

SVD は3層の検出器層をビーム軸周りに8角形に並べた構造をしており、読み出しストリップのピッチは $r-\phi$ ストリップで $50\ \mu\text{m}$ 、 $r-z$ ストリップで $84\ \mu\text{m}$ となっている。これにより、 z 方向の分解能がシミュレーションで $\delta z \sim 105\ \mu\text{m}$ 程度になることがわかっている。また、 θ 方向の検出可能領域は $23^\circ < \theta < 140^\circ$ である。

2.3.2 中央ドリフトチェンバー CDC

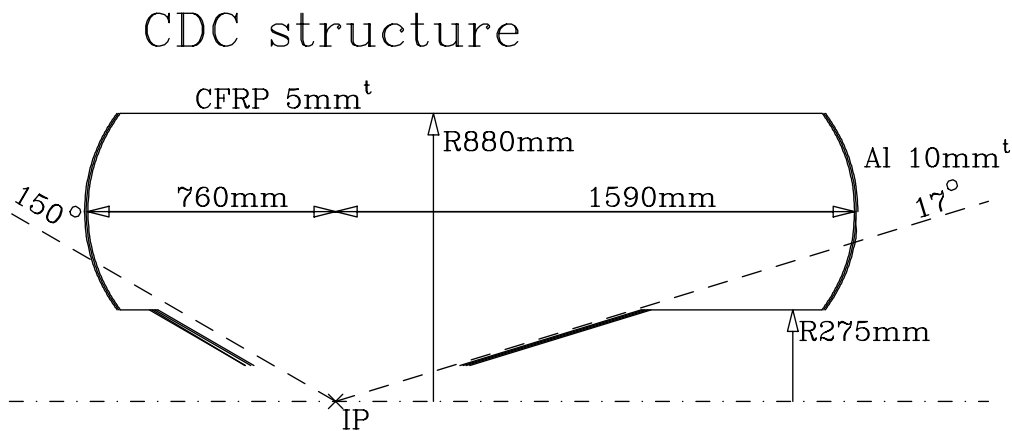


図 2.8: CDC 検出器の構造

荷電粒子の飛跡検出のために SVD のすぐ外側に配置されているのが中央ドリフトチェンバー (CDC : Central Drift Chamber) である。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囲のガスを電離してイオン対を作る。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にイオン化し、それが信号となって検出される。信号線の位置情報だけでなく、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を精度良く決定する。

BELLE 検出器には超伝導ソレノイドコイルによって $1.5\ \text{T}$ 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)

の測定による粒子識別を行う。エネルギー損失は粒子の種類に依存せずその速さ ($\beta = v/c$) のみで決まる。運動量およびエネルギー損失がわかれば粒子を同定することができる。

CDC の構造は内径 8 cm、外径 88 cm、長さ 250 cm の円筒形をしている。中央部は加速器の構造上の関係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 $40 \sim 75$ mrad の角度を持って張られた stereo ワイヤで構成されている。この stereo ワイヤによって z 方向の位置測定が可能になっている。CDC の内部ガスは高精度の運動量および dE/dx の測定、また物質量が小さいことなどの要請からヘリウム：エタン = 1 : 1 の混合比のガスが用いられている。

検出可能範囲は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。現在までの結果から得られている CDC の性能は

$$\text{空間分解能} \sim 143 \mu\text{m} \quad (2.43)$$

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.25\% p_t \oplus 0.39\% \quad (2.44)$$

$$\frac{dE}{dx} \text{分解能} = 5.2\% \quad (2.45)$$

であり、ほぼデザインをみたしている。

2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター ACC

ACC シリカ (Si_2O) エアロジェルによる閾値型チェレンコフカウンターで、主に 1.2 GeV/c 以上の高い運動量での π/K 識別のためにもちいられる。

荷電粒子が物質中を通過するとき、速度がその物質中の光の伝搬速度 $c' = c/n$ (n : 屈折率) を越える場合、つまり

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.46)$$

ならば荷電粒子から円錐状に光が発生する。この放射をチェレンコフ放射と呼び、光をチェレンコフ光と呼ぶ。この発生角度は荷電粒子の速度に依存するので、ラジエータとなる物質から光のコーンを検出することにより速度を知り、粒子識別に利用することができる。

ACC は主に 1.2 GeV/c 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が発生するが K では発生しないような値に調整

され、チェレンコフ光の有無でその識別を行う。屈折率 n の値は 1.010 ~ 1.020 のものを用いている。

バレル部分の構造を図 2.9 に、エンドキャップ部の構造を図 2.10 に示す。エアロジェルの大きさはバレル部で $12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ 、エンドキャップ部で $12 \times 12 \times 10 \text{ cm}^3$ 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つ取り付けられている。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、バレル部は $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ 、エンドキャップ部は $13.6^\circ < \theta < 33.4^\circ$ の領域をカバーする。

表 2.5: エアロジェルのパラメータ

	Angle	Index	PMT diameter
Barrel	$33.3^\circ \sim 65.0^\circ$	1.010	3 in
	$65.0^\circ \sim 95.0^\circ$	1.015	2.5 in
	$95.0^\circ \sim 127.9^\circ$	1.020	2 in
Endcap	$13.6^\circ \sim 33.4^\circ$	1.010	3 in

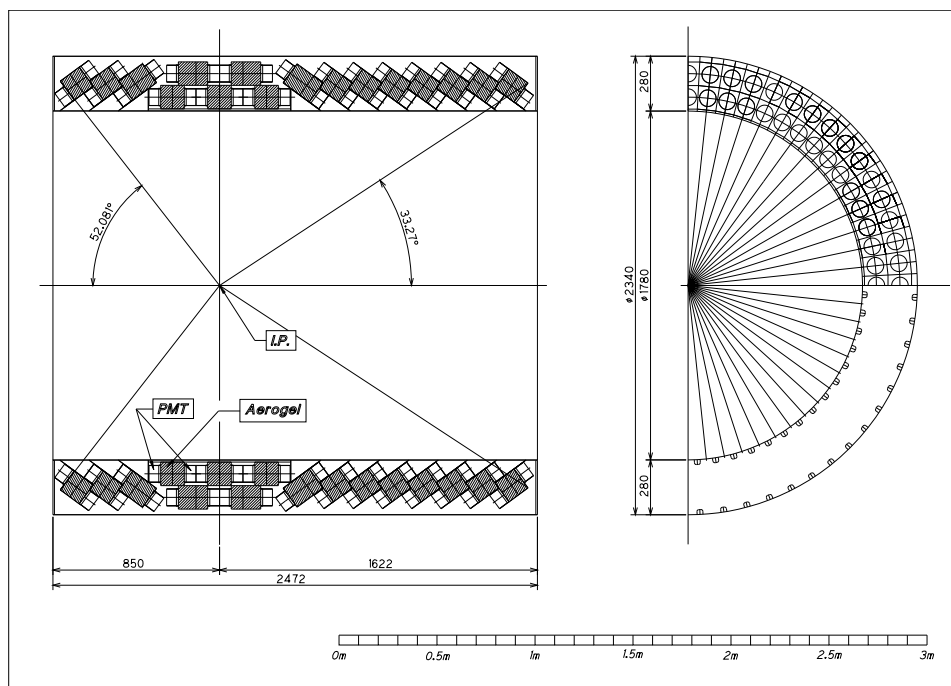


図 2.9: ACC 検出器 バレル

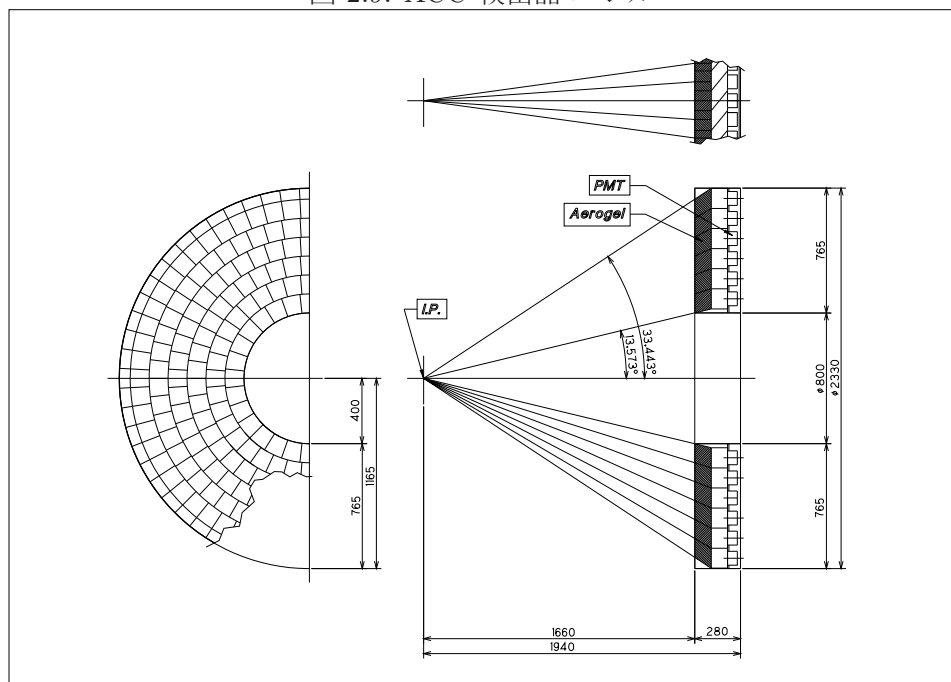


図 2.10: ACC 検出器 エンドキャップ

2.3.4 飛行時間差測定器 TOF

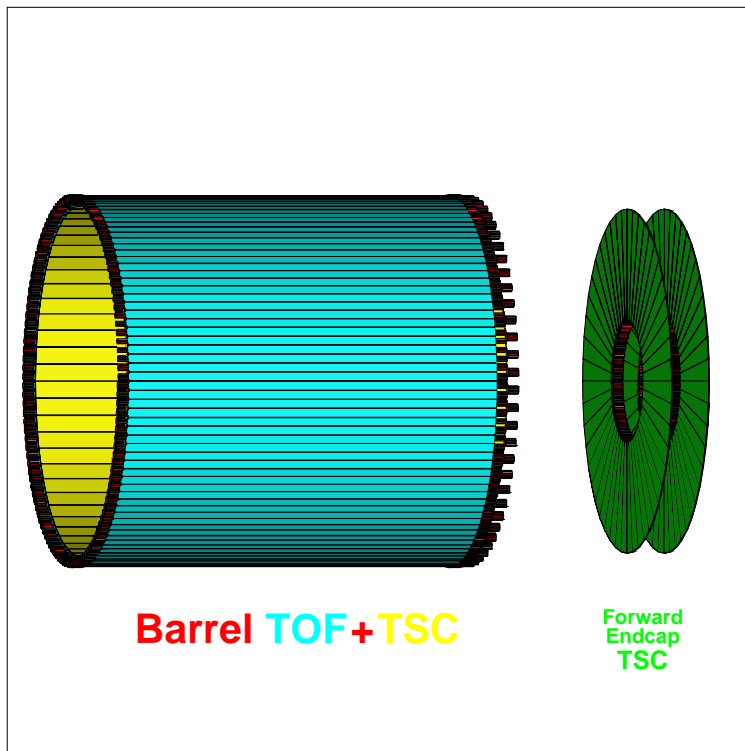


図 2.11: TOF 検出器

TOF はプラスチック・シンチレータを用いた検出器で、飛行時間の測定により粒子の識別を行うことを主な目的としている。CDC によって運動量 p が測られているので飛行時間 T 飛行距離 L がわかれば

$$T = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.47)$$

の関係式から粒子の質量 m を計算することができ、粒子の同定をすることが可能である。

BELLE 実験における TOF モジュールは2つの TOF シンチレータと 1 つの TSC (Thin Scintillation Counter) から構成される。TOF シンチレータは $4 \times 6 \times 255 \text{ cm}^3$ のサイズの両端に 2 インチの FM-PMT (Frequency Mode - Photo Multiplier Tube) が取り付けられている。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、 $0.5 \times 120 \times 263 \text{ cm}^3$ のシンチレータに 2 インチの FM-PMT が 1 つ取り付けられる。

このモジュール 64 個が ACC と ECL の間、ビーム軸から 1.2 m 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 $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ である。

2.3.5 CsI 電磁カロリメータ ECL

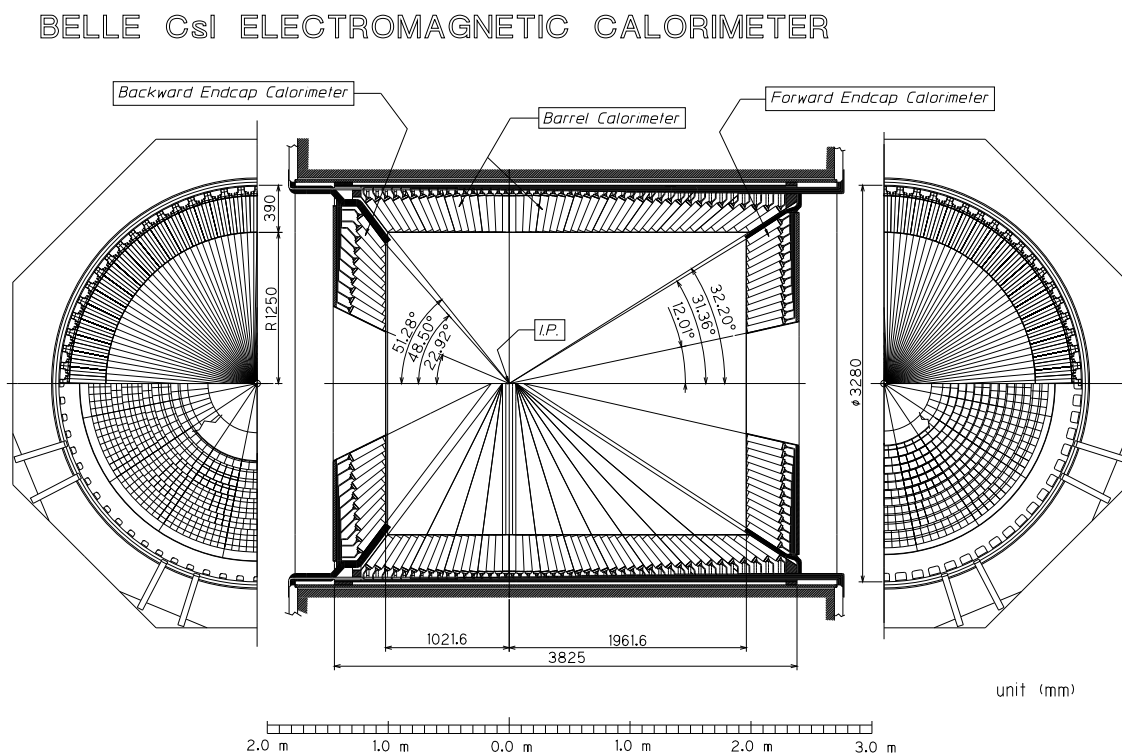


図 2.12: ECL 検出器

ECL は光子 (γ) および 電子 (e) のエネルギーの測定を主な目的としたサブシステムである。 γ や e が物質にあると電磁シャワーを起こす。ここで生成した電磁シャワーを検出することによってエネルギーの測定を精密に行う。 B 中間子の崩壊から生成される γ のエネルギーは 20 MeV \sim 3 GeV 程度になるが、ルミノシティ

表 2.6: ECL のパラメータ

	θ coverage	θ seg.	ϕ seg.	# of crystals
Forward Endcap	$11.7^\circ \sim 31.5^\circ$	13	48 ~ 128	1168
Barrel	$32.2^\circ \sim 128.7^\circ$	46	144	6624
Backward Endcap	$130.8^\circ \sim 158.3^\circ$	10	64 ~ 144	1024

の測定などのために Bhabha 散乱を測定するので、さらに 8 GeV までの測定が必要になるため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 (TI) が選択された。形状や大きさは配置される位置によって異なるが、平均として前面 $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$ 後面 $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$ 、長さ 30 cm である。結晶 1 つに対する IP(衝突点)からの見込み角は最大で 2.5° である。

このような結晶をバレル部およびエンドキャップ部に計 9,000 本、総重量にして約 43 トンを配置する。バレル部はビーム軸から半径 1.2 m の位置にあり、エンドキャップは IP から $z = 2.0 \text{ m}$ と $z = -1.0 \text{ m}$ の位置に配置され、受け入れ角度は $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$ である。図に示されるように、バレル部とエンドキャップ部との間の、前方 32° 付近と、後方 129° 付近には内部検出器のケーブル通路用に約 1° のギャップが存在する。以上を表 2.6 にまとめた。

2.3.6 超伝導ソレノイドコイル

ドリフトチェンバーなどで荷電粒子の運動量及び電荷を測定するためには、測定系全体に磁場がかけられている。光速に近い速度で走る粒子を十分曲げて運動量を測定するために、BELLE には非常に強力な超伝導ソレノイドコイルが用意されている。その概要を表 2.7 に示す。この電磁石により、BELLE 検出器には 1.5 T の一様な磁場がかけられ、測定に用いられる

Cryostat	Inner Radius	min 1.7 m
	Outer Radius	max 2.9 m
	Total Length	max 4.44 m
Nominal Magnetic Field		1.5 T
Cool Down Time		≤ 6 day
Quench Recover Time		≤ 1 day

表 2.7: 超伝導ソレノイドコイルの概要

2.3.7 K_L^0/μ 検出器 KLM

KLM は BELLE 検出器の最外部に配置され、内部の検出器で検出できない K_L^0 粒子の検出、および物質透過率の高い μ 粒子の識別を行う。その構造は鉄の吸収層と薄い検出器のサンドイッチ構造になっており、一種のハドロンカロリメータとして機能する。鉄の層の厚さは 47 mm、検出器の配置されるギャップは 44 mm であり、これがバレル部で鉄 14 層検出器 15 層エンドキャップ部で 14/14 層となっている。

K_L^0 粒子は寿命が長い粒子であるため、ECL やソレノイドコイル、KLM の鉄の層などで K_L^0 が強い相互作用を起こして崩壊し、発生するハドロンシャワーを測定することでその検出を行う。 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、同定を行う。

KLM の位置分解能は、設計では 1 ~ 2 cm 程度と見込まれている。実際の値など K_L^0/μ 検出器についての詳しい情報は 第 3 章、3.3 章で詳しく述べる。

2.3.8 トリガー、データ収集、解析システム

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 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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 100 Hz 近いものになる。これと同時に、数倍のバックグラウンドが発生す

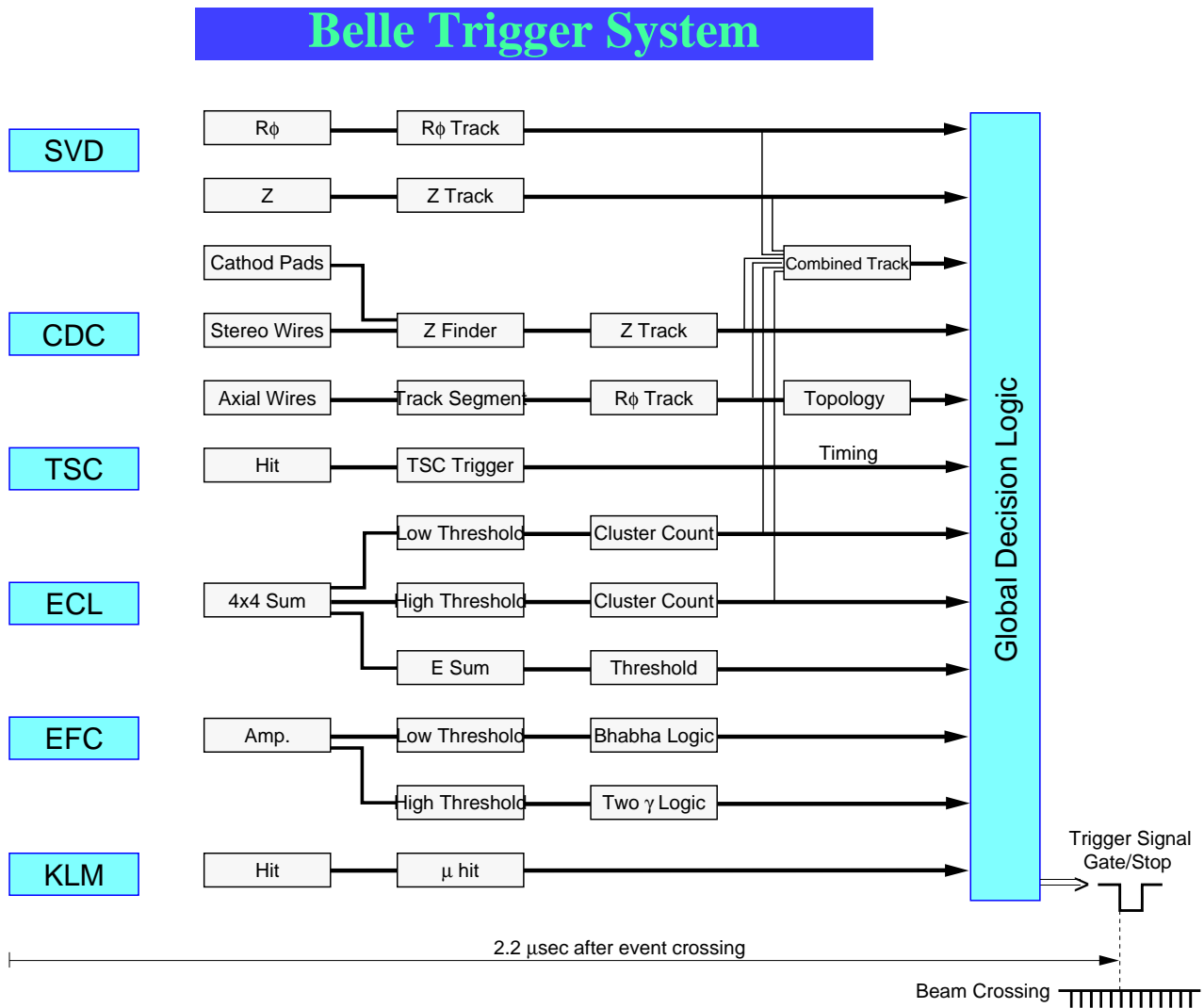


図 2.13: BELLE トリガーシステム

る。したがってバックグラウンドをリアルタイムで破棄できなければデータの収集が追い付かない。

そのため、興味のある事象を正確に効率よく呼び出すためのパイプライン構造を持つトリガー系が用いられている。図 2.13 にトリガーシステムの概要を示す。前出している様々なサブシステム、カロリメータ、ドリフトチェンバ、シンチレーションカウンタ等のサブトリガーシステムへの情報は Global Decision Logic (GDL) に集められる。GDL はその情報を元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ることで、「本物」の候補となる事象だけを短時間内に選別する。

判定時間は約 $2 \mu\text{s}$ であり、この間全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 15 MB/s 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われ、選別されたデータが記憶装置に記録される。

2.4 現在までの実験経過

BELLE での衝突実験は 1999 年 5 月に開始された。2001 年 1 現在までに、1999 年 5 ～ 8 月 (実験 3)、10 ～ 12 月 (実験 5)、2000 年 1 ～ 8 月 (実験 7) 及び、10 ～ 12 月 (実験 9) の物理測定を目的とした実験が行われ、2000 年 12 月までに約 10 fb^{-1} の積分ルミノシティが得られており、現在も引き続き実験が行われている。

第3章 K_L^0/μ 検出器 KLM

3.1 検出器の概要

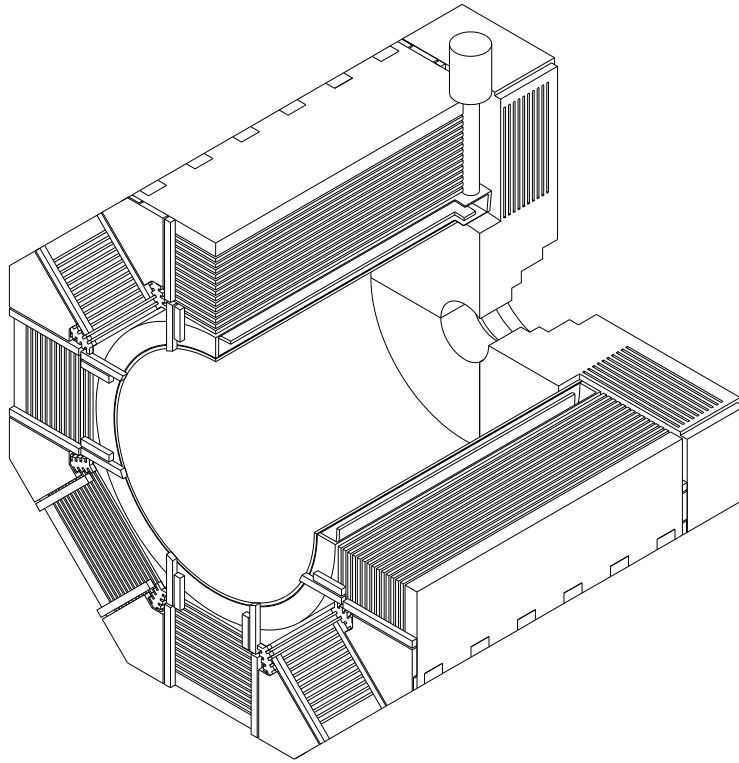


図 3.1: KLM 検出器 Barrel 部分

K_L^0/μ 検出器 KLM は BELLE 検出器の最も外側に位置し、 K_L^0 中間子の検出および μ 粒子の識別を行うことを主目的としたサブシステムである。

K_L^0 中間子の検出はユニタリティ三角形の ϕ_1 測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ の崩壊モードにより生成されるため重要であり、CP 測定に直接関わる粒子である。

また、 μ 粒子も B 中間子の崩壊モードの多くで生成され、特に $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の

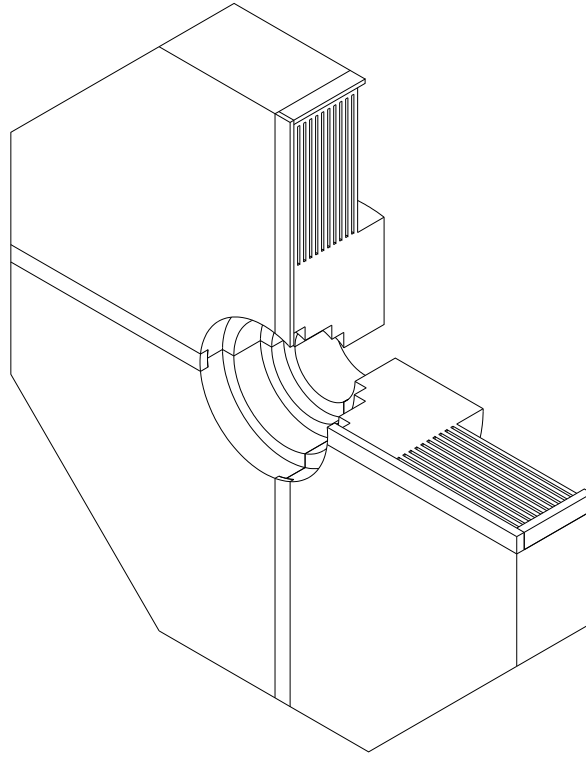


図 3.2: KLM 検出器 Endcap 部分

崩壊モードで生成される μ 粒子は前述した崩壊モードと合わせ、KLM で測定される非常に重要なモードである。

μ 粒子の検出と識別は B と \bar{B} の判別や、 B 中間子の希少崩壊モードの測定のために非常に重要な役割を果たす。このため、 μ 粒子の検出には高い検出効率と粒子同定の純度が求められる。また、広い運動量範囲での検出が可能である必要がある。

図 3.1 及び図 3.2 に KLM のバレル部、エンドキャップ部の概観を示す。KLM は RPC (高抵抗電極板カウンター) と鉄のサンドウィッチ構造になっている。これは中性粒子である K_L^0 が強い相互作用によって鉄と反応し、荷電粒子を生成、それがクラスターとして KLM により検出されると期待されるためである。

KEKB はレプトン衝突型加速器であるため、イベントレートは ~ 200 Hz 程度とそれほど高くはない。KLM を通過する荷電粒子のレートは宇宙線のレート (~ 0.01 Hz/cm²) よりも低く、 e^+e^- により生成される全粒子を考えても $\sim 1 \times 10^4$ Hz/cm² 程である。そのため検出器としてはそれほど高レートのイベント検出ができなくても良い。

K_L^0 はエンドヨーク中で強い相互作用によって鉄と反応し荷電粒子を生成、それがクラスターとして KLM により検出される。 K_L^0 検出のために要求される位置分解能は 5 cm (角度分解能で 30 mrad) 程度で充分であるという結果がシミュレーショ

ンにより得られている。 μ 粒子はクーロン散乱が主であるために飛跡の広がりが小さく、CsI (~鉄鋼約 30 cm に相当) と KLM の 14 層分 (~66 cm) の鉄を通過したときには、運動量 2 GeV/c 以上で ≤ 5 cm の広がりを持つ。多層での飛跡検出が可能のため、5 cm 程度の位置分解能であってもその再構成には問題がないと考えられている。

KLM は極方向の角度 θ で $25^\circ < \theta < 145^\circ$ の範囲をカバーしている。しかし、エネルギーの高い μ 粒子はエンドキャップ最外層のモジュールによって検出が可能であるので、実際には $17^\circ < \theta < 158^\circ$ の範囲で検出を行うことが可能である。

3.2 構造

KLM は BELLE 検出器の最も外側に配置され、8 角筒状のバレル部とその両端のエンドキャップ部で構成される。吸収材の鉄はソレノイドコイルのフラックスリターンヨークを兼ねているため、検出器の配置および磁場漏れをなくすことを考慮に入れてその形状と構造が決定された。吸収材の鉄の厚さは 47 mm で、検出器が入っているギャップ部分は 44 mm であり、検出層をバレル部で 15 層、エンドキャップ部で 14 層持つため、総面積約 1800 m² に及ぶ範囲をカバーする。

KLM は非常に薄く大面積かつ自由な形状のものを比較的安価に製造する必要があったため、この要求を満たす検出器としてガラス RPC (Resistive Plate Counter) が選択された。ガラス RPC には信号が大きいためにアンプを必要とせず信号読み出し回路がシンプルに構成できるというメリットがある。

KLM の RPC 検出器部分はモジュールと呼ばれる単位で構成される。バレル部は 8 角形の形状、8 セクターで構成される。各セクターは 15 層の RPC 検出器を持ち、各層ごとに 2 RPC モジュールで構成される。モジュールは長方形で、長さ 220 cm、幅 151 ~ 267 cm (最内層~最外層)、厚さ 3.9 cm である。エンドキャップ部のモジュールは扇形をしており、前方/後方どちらも 4 セクターで円形を構成する。各セクターは 14 層の RPC モジュールを持つ。その内円/外円半径は 135.5/331 cm、厚さ 3.9 mm である。

一つの RPC モジュールは 2 層の RPC と 2 枚 1 組の読み出し用銅製ストリップ及び、絶縁フォームをアルミニウム製のフレームに入れた形で構成される。バレル部は RPC 1 層分を 1 枚の大きな長方形 RPC で構成するため、1 モジュール当り RPC が 2 枚必要で、合計 240 モジュール、480 RPC を必要とする。エンドキャップ部は 5 枚の台形の RPC を並べて RPC 1 層分の扇形を構成するため、1 モジュールあたり RPC が 10 枚必要で、合計 112 モジュール 1120 RPC を必要とする。RPC 2 層で 1 モジュールを構成する方法をスーパーレイヤと呼んでいる。これは RPC

を重ねることで高い検出効率を得ることを目的とする構造である。

2枚の読み出しストリップは、バレル部では z ストリップと ϕ ストリップ、エンドキャップ部では θ ストリップと ϕ ストリップの組となる。この呼称は BELLE 検出器の座標系と一致させたものであり。バレル、エンドキャップ共に 1 モジュールで粒子の通過位置を検出することが可能である。位置分解能が 5 cm 程度で良いことから、ストリップ幅も 5 cm と広めにとることができ、巨大な面積を覆っていることにも関わらず、ストリップ数約 30000 本とそれほど多くならずすんでいる。

3.2.1 Registive Plate Counter (RPC)

KLM は RPC と呼ばれる高抵抗電極板カウンターが用いられる。RPC とは高電圧を印加した極板内にアルゴンガス、フロンなどのクエンチングガスを流し、荷電粒子の通過によってガス中に引き起こされた電離を電子雪崩でストリーマーまで増幅し、信号として取り出す平行平板スパークカウンター的一种である。

現在の RPC の原理は 1980 年代にイタリアの Santonico らが開発したものである。この検出器の特徴として、

- 得られる信号の波高が数 100 mV と高いためアンプを必要としない。
- 時間分解能が数 ns と良い。
- 製作容易で大形のものや自由な形状のものがつくれる。
- 材料費が安価である。

などがあげられる。現在の BELLE 実験ではガラス板を高抵抗電極板として使用している。ここで使われているガラスはフロートガラスと呼ばれるもので、バレル部で 2.6 mm、エンドキャップ部で 1.8 mm 厚のものを使用している。ガラスを選択した理由としては、バックライトでは吸湿性があるための反りなどの変形を起こしやすく抵抗値が大きく変化し RPC 動作の長期安定性がないため、大形の RPC の製作に向かないと考えられたこと、ガラス表面は鏡面であり、材質としては長期安定性が得られる可能性が高いなどを考えたものである。ガラスは体積抵抗率が $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ で、レートとして 0.1 Hz/cm^2 まで測定可能である。この性能ならば KEK B ファクトリー実験で生成される粒子のレート程度であれば問題なく測定可能である。

RPC 用の混合ガスとして、アルゴン (Ar)/ブタン/フロン HFC134a (CH_2FCF_3) を用いている。これらのガスの混合比は東北大学及び、東北学院大学の研究グルー

プによって詳細に研究が行われ、非可燃性ガスとなる 30 : 8 : 62 の混合ガスを用いている。ボタンには安価なブタンシルバー¹ (Butane-silver) が用いられている。

3.2.2 セクター番号

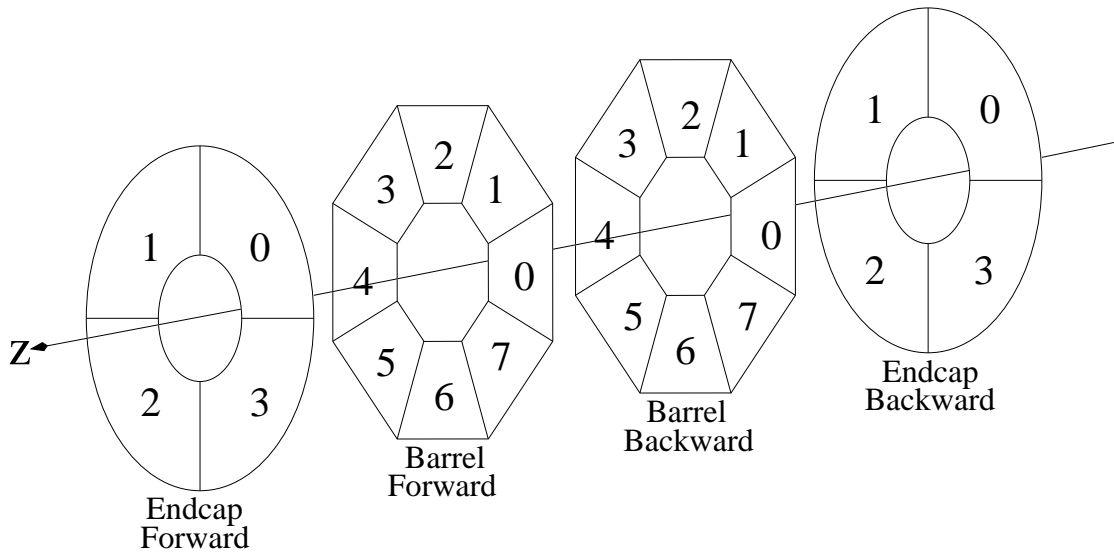


図 3.3: KLM のセクター番号定義

KLM は図 3.1 および図 3.2 のようにバレル部とエンドキャップ部に分かれており、それぞれがまた前方向 (Forward) と後方向 (Backward) に区別される。さらにバレル部は 8 つ、エンドキャップ部では 4 つのセクターと言う単位で検出器がインストールされている。

図 3.3 に示すように、各セクターには番号が割り振られており、図では手前側が BELLE 検出器の前方向、奥側が後方向である。図の z 軸の方向が e^- ビームの進行方向である。

¹ブタンシルバーは純度を上げないブタンであるため約 70% のノルマルブタン ($CH_3CH_2CH_2CH_3$) と約 30% のイソブタン ($(CH_3)_3CH$) の混合物である。

3.2.3 読み出しストリップ

RPC 内部で発生したストリーマにより RPC の外側に配置した読み出しストリップに電荷が誘導され、信号として検出される。このため、正極側のストリップには負の、負極側のストリップには正のパルスが発生するので、両面からの読み出しが可能である。ゆえに、異なる方向のストリップを両面に配置することで粒子の通過位置を測定することができる。ストリップはインピーダンスを適当に選択すれば電送線の役割を果たすため、長いストリップであっても信号の波形や時間情報の損失が少なく信号を送ることができる。

データ収集系システムの設計上の都合により、ストリップの数は 12 の倍数でことが望まれたため、バレル部は ϕ が内側 6 層分で 36 本、外側 9 層分で 48 本、 z がチムニーが存在する一つのセクターを除いて 48 本であり、エンドキャップ部は θ が 48 本、 ϕ が 96 本とされている。読み出しストリップの本数は総数で 37984 本である。バレルのストリップはすべて細長い長方形で z ストリップは幅 4.5 cm、 ϕ ストリップは 4.3 ~ 5.5 cm である。エンドキャップでは θ ストリップが幅 3.6 cm の同心円状であり、 ϕ ストリップは放射状で幅は内側/外側で 1.86/4.76 cm となっている。KLM の仕様を表 3.1 に示す。

以後、KLM のモジュールをさす場合、次のような呼称を用いる。はじめの文字 B もしくは E でバレルとエンドキャップを区別し、次の F もしくは B で前方とこうほうを区別する。

$$[B \text{ or } E]KLM-[F \text{ or } B]S[Sector\#]-[Layer\#]$$

	バレル部		エンドキャップ部	
セクター数 (F/B)	8/8		4/4	
レイヤー数 (F/B)	15層/15層		14層/14層	
ストリップ	z ストリップ	ϕ ストリップ	θ ストリップ	ϕ ストリップ
ストリップの形状	長方形	長方形	同心円	放射状
ストリップの幅	4.5 cm	4.3 ~ 5.5 cm	3.6 cm	内側 1.86 cm 外側 4.76 cm
ストリップの本数	内側 6層 36 本 外側 9層 48 本	48 本 BS2 のみ 36 本	48 本	96 本

表 3.1: KLM の仕様

3.3 K_L^0/μ 検出器 の検出効率

3.3.1 目的

BELLE 実験は 1999 年 5 月末から物理測定が実際に開始され、多くの物理イベントが得られている。得られるデータが増えたため、シミュレーションと実際のデータの整合性も良い精度でチェックすることができる。

μ 粒子についてその検出効率をデータおよびモンテカルロシミュレーションで比較したところ、実際のデータではモンテカルロの結果よりも検出効率が低いことが分かった。KLM は 2.3.7 で述べたように、 μ 粒子の粒子識別を担っているため KLM 自体の検出効率が μ 粒子の識別に大きな影響をおよぼすと考えられた。

これまで、モンテカルロシミュレーションでは KLM の検出効率として宇宙線で計測した ϕ ストリップの検出効率が組み込んであった。しかし、実際の物理測定では、絶えずビームが出ているためにエンドキャップ部の外層にビームバックグラウンドによる検出効率の落ち込みがみられることが分かった。こういった検出効率の落ち込みや、 ϕ トリップ方向以外の動作不良を反映させるためには、これまでの ϕ ストリップ方向の検出効率の組み込みだけでは再現することができず、新たに各レイヤーについて二次元の検出効率を組み込む必要性にせまられた。その検出効率のデータベース作成のために本研究では KLM の各レイヤーに対しての二次元の検出効率の測定と検出効率の時間経過を測定し、検出器のチェックを行った。

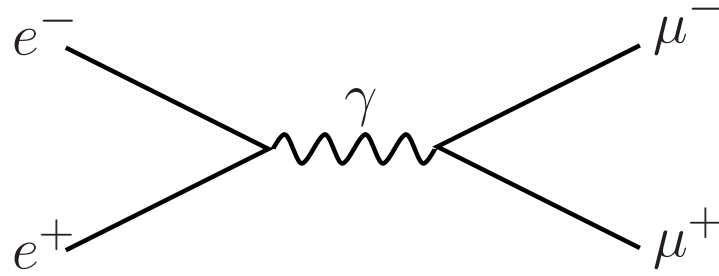
3.3.2 使用したイベント

$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ のようなイベントを集めたイベントサンプルを MuPair イベントとよぶ。 $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ で生成される μ 粒子の運動量は高く、ほぼ直線的に KLM の全層を突き抜けるため、外側の層まで KLM モジュールにヒットを作る。

今回の検出効率の測定では、MuPair イベントを用いて KLM のヒットポイント情報のみからトラックを再構成して測定をおこなった。トラックの再構成は直線フィットでおこなっており、そういった意味でも運動量の高い MuPair イベントはこの測定に適している。

図 3.4 に $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 反応のファインマンダイアグラムを示す。このイベントは入射ビームの $e^+ e^-$ が軽い μ 粒子対を生成するイベントであるため、運動量が大きく、またノイズとなる粒子もほとんど存在しない。

$e^+ e^-$ の入射エネルギーはそれぞれ 8.0 GeV および 3.5 GeV であり、 μ 粒子の質量が $105.65 \text{ MeV}/c^2$ 程度と小さいため、生成される $\mu^+ \mu^-$ 粒子の運動量は重心系で

図 3.4: $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ イベントのダイアグラム

は図 3.5 に示すように約 5.4 GeV/c 程度、実験室系では図 3.6 のように約 3.0 GeV/c から 8.0 GeV/c の領域に限定される。

ここで用いた MuPair イベントのセレクション条件は以下の通りである。

- ECL で測定されるエネルギーの合計が 2.0 GeV 以下
(e, γ はエネルギーの大部分を ECL で失うのに対して μ 粒子は最小電離エネルギーしか ECL では失わないため、 e, γ の排除に用いる)
- 観測される飛跡の本数が 2 本 (ハドロンイベントを除くため)
- 2 本の飛跡の成す角度 θ が CM 系で $176^\circ < \theta < 184^\circ$
- CM 系での運動量が $4.8 \text{ GeV}/c < |P^*| < 5.6 \text{ GeV}/c$

実際のデータにこれらの条件を課して得られたイベントにおいて検出された荷電粒子の実験室系と $e^+ e^-$ ビームの重心系での運動量分布および θ と ϕ の角度分布を図 3.5 ~ 図 3.9 に示す。MuPair イベントでは運動量と角度 θ の間に強い相関があるのが図 3.10 から分かる。

最終的には検出効率の時間経過の計測では一日分のイベントを用いて時間経過を見る。二次元の検出効率の測定では統計量を増やすために、実際のデータに対してこの条件を課して得られたイベントをすべてを用いて KLM の検出効率を測定する。

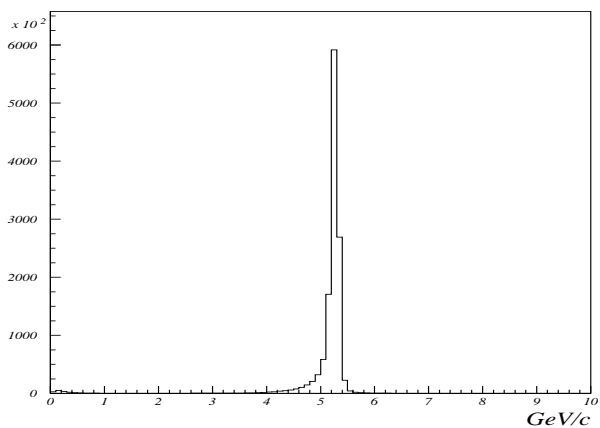


図 3.5: 重心系での荷電粒子の運動量分布

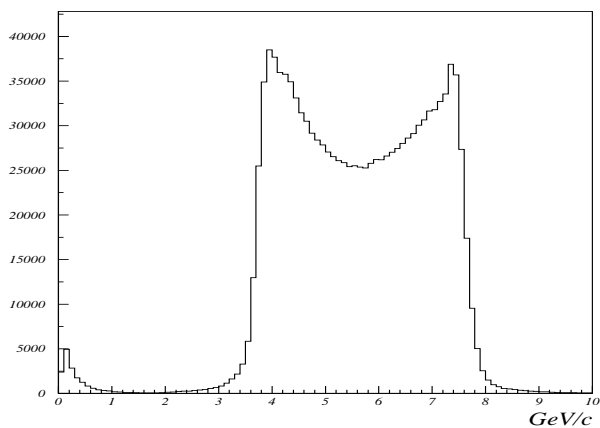


図 3.6: 実験室系での荷電粒子の運動量分布

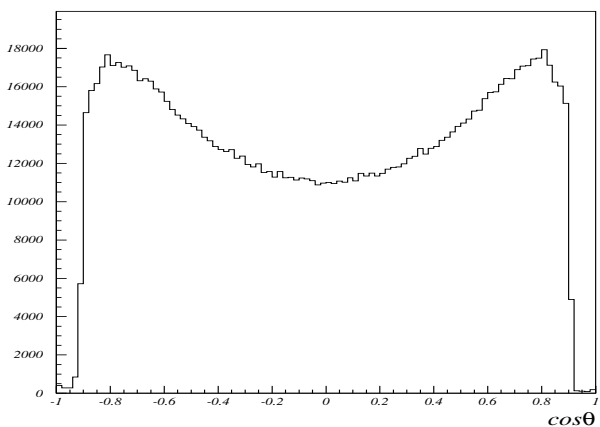


図 3.7: 重心系での荷電粒子の $\cos \theta$ 分布

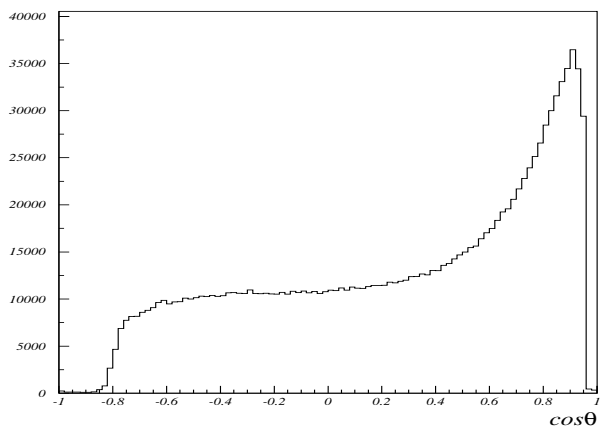


図 3.8: 実験室系での荷電粒子の $\cos \theta$ 分布

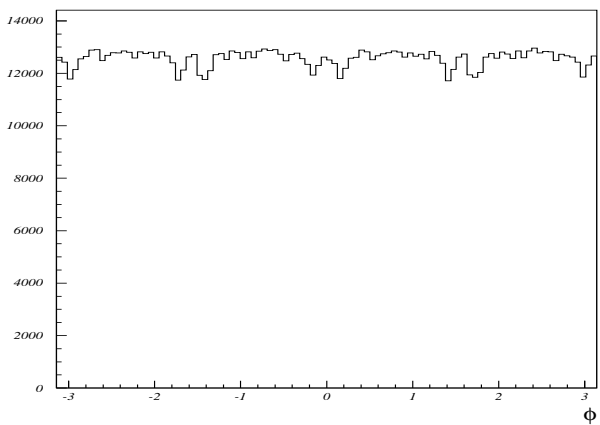


図 3.9: 重心系での μ 粒子の ϕ 分布

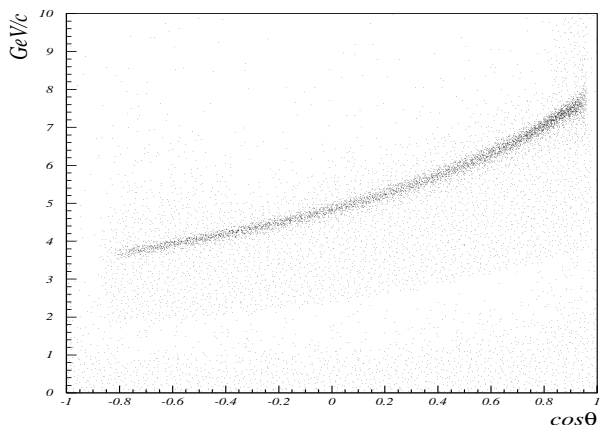


図 3.10: 実験室系での $\cos \theta$ 対運動量分布

3.3.3 飛跡の再構成及び検出効率の求め方

飛跡の再構成には CDC や CsI 等の他の検出器の情報を用いずに、KLM 内のヒット情報のみを用いて最小自乗法による直線によるフィットで行う。

まず最初に KLM のヒット情報をセクターごとに関し、各セクターに関して独立に飛跡の再構成を行う。この方法ではセクターをまたぐトラックの再構成ができないために、セクターの境界付近で飛跡の再構成ができる数が減ってしまう。

次に、セクター内の内側/外側から各 1 つずつのヒット点を抽出し、すべてのヒット点の組み合わせについて内側と外側のレイヤーが 4 層以上離れているという条件で二点間の直線上にあるヒット点を使って飛跡の再構成を試みる。その結果、使用できる（直線上にある）ヒット点が 4 点以上、(使用したヒット数)/(通過したレイヤー数) > 0.75 という条件を満たすトラックを検出効率を求めるさいに使用する。

検出効率の測定では、上で得られたトラックに対して各検出層と交差する点を求め、その点に当たるストリップから一定範囲内に KLM のヒットが存在するかどうかで求める。これによる検出効率の定義は次の式のようなになる。

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{交点付近の KLM モジュールでの検出点}}}{N_{\mu} \text{ 粒子の飛跡と KLM モジュールとの交点}} \quad (3.1)$$

このとき、二次元の検出効率の測定では、 4×4 個の交点をひとまとめにして検出効率を計算した。これは、すべてのストリップの交点ごとにデータベースを作ると点の総数が増えすぎるためである。ひとまとめにする大きさはエレクトロニクスの読み出しチャンネルの関係から 12 の約数が望ましいので、1、2、3、4、6、12 を候補とし、ひとまとめになった範囲の実際の大きさとデータベースを作成するときのデータ量の関係から 4 を採用した。検出効率の時間経過では、レイヤー内の細かい情報をみる必要はないのでレイヤー全体の検出効率として計算した。そのときの検出効率の定義は次のようになる。

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{飛跡における検出点}}}{N_{\text{レイヤーを通過した飛跡}}} \quad (3.2)$$

3.3.4 検出器モジュールの検出効率

実験 7 における KLM 各モジュールの検出効率の代表的なものを図 3.11~3.14 に、また、この検出効率を求めたときの分母となった数の分布の代表的なものを図 3.15~3.18 に示す。この時、バレル部は最大値が 3000、エンドキャップ前方は 1500、

後方で 500 としている。次に、KLM の検出効率の時間経過を図 3.19 ~ 図 3.42 に、示す。時間経過でのマーカーとレイヤー番号との対応は表 3.2 に示す通りであり、1 日目は、1996 年 1 月 1 日である。また、図 3.43 は、実験 7 でのエンドキャップ外層、12 層目の検出効率を表すものである。これを見ると、中心付近の検出効率がビームから来るバックグラウンドのために、ビームトンネルの形状である四角形の範囲で低下していることが分かる。実験 9 になり、9 cm の鉛のシールドを取りつけたところ、図 3.44 のようになり、改善がされていることが分かる。図 3.44 のセクター 1 に見られる検出効率の低下は、実験 7 までのバックグラウンドによるダメージで、検出器本体が悪化しているものと思われる。

+ Layer00	× Layer01	○ Layer02	■ Layer03	▲ Layer04
☆ Layer05	▼ Layer06	□ Layer07	△ Layer08	★ Layer09
◇ Layer10	● Layer11	+ Layer12	■ Layer13	× Layer14

表 3.2: マーカーとレイヤー番号の対応

バレル部	エンドキャップ部
BKLMB-S1-L12	EKLMB-S0-L09
BKLMB-S2-L01	
BKLMB-S2-L04	外部 2 ~ 3 層
BKLMB-S6-L00	

表 3.3: 検出効率の低下している KLM モジュール

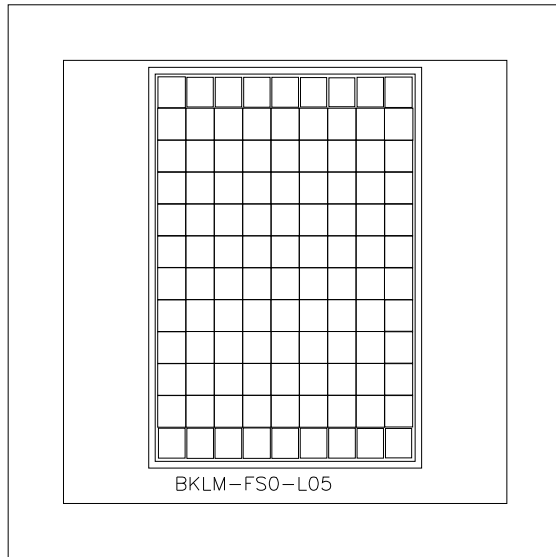


図 3.11: Efficiency of BKLM-FS0-L05

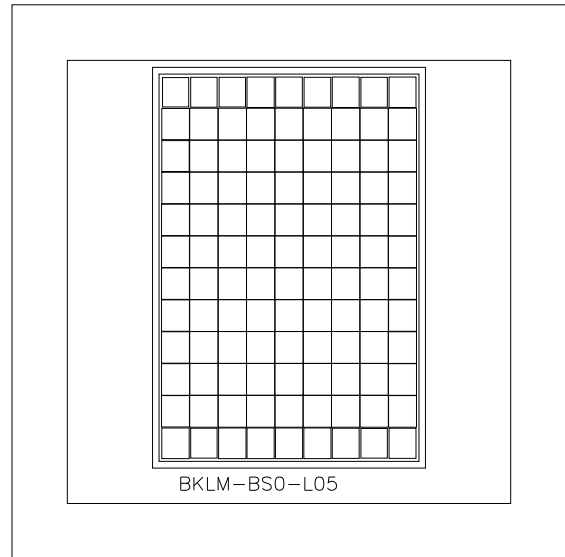


図 3.12: Efficiency of BKLM-BS0-L05

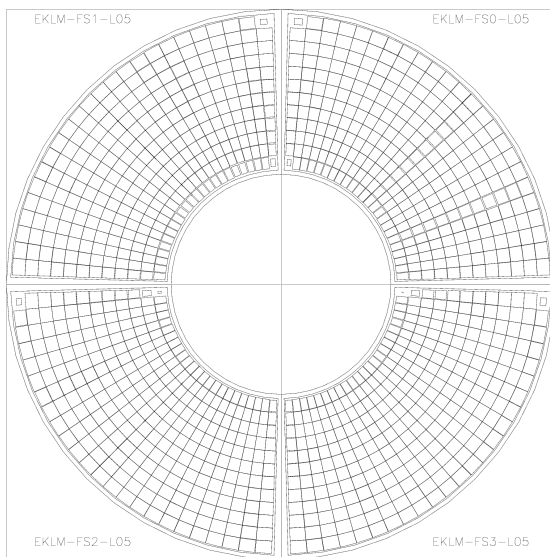


図 3.13: Efficiency of EKLM-F-L05

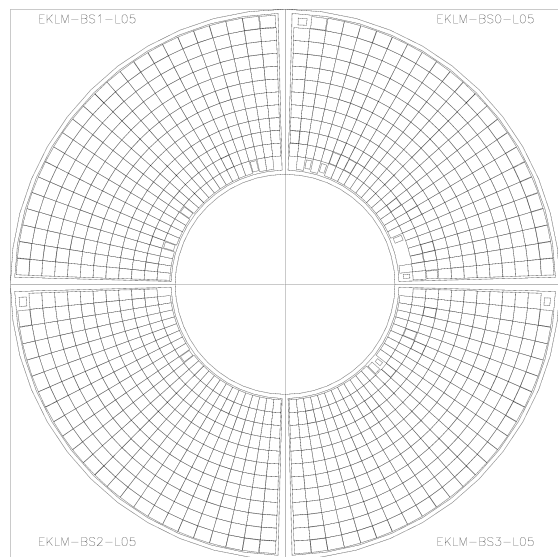


図 3.14: Efficiency of EKLM-B-L05

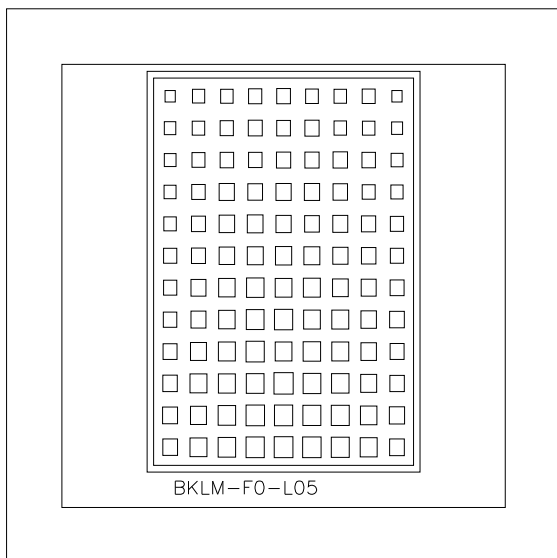


図 3.15: Denominator of BKLM-F0-L05

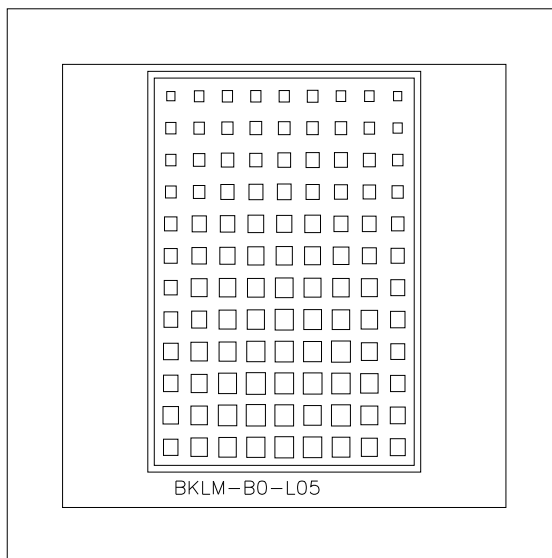


図 3.16: Denominator of BKLM-B0-L05

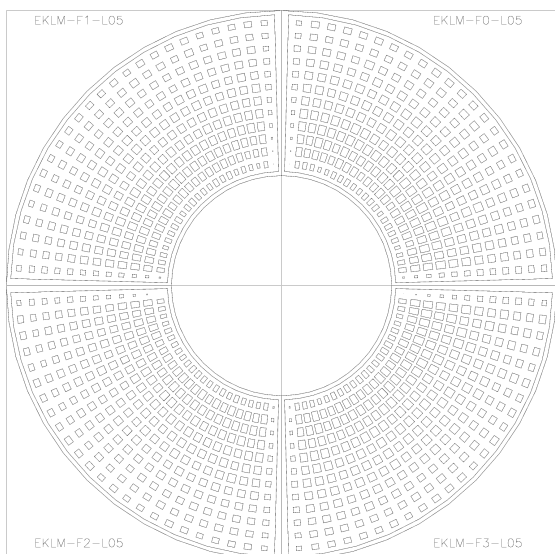


図 3.17: Denominator of EKLM-F-L05

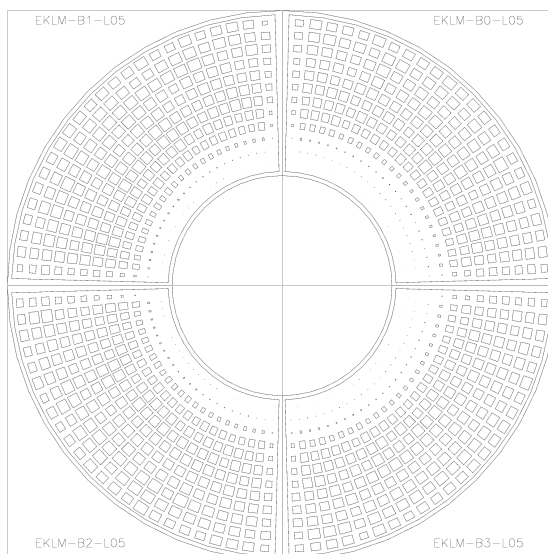


図 3.18: Denominator of EKLM-B-L05

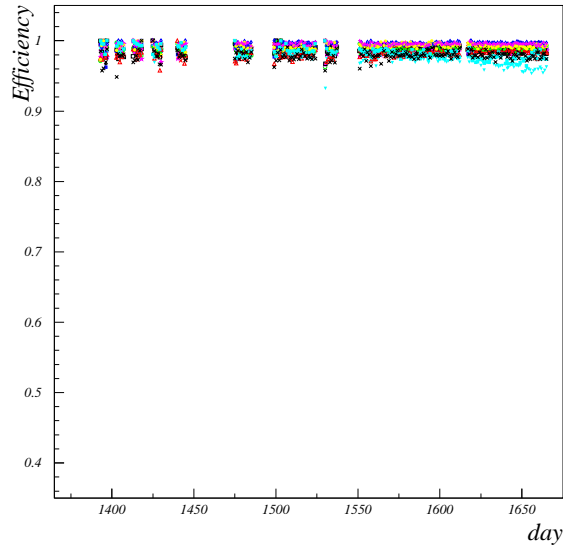


図 3.19: efficiency vs day of BKLM-FS0

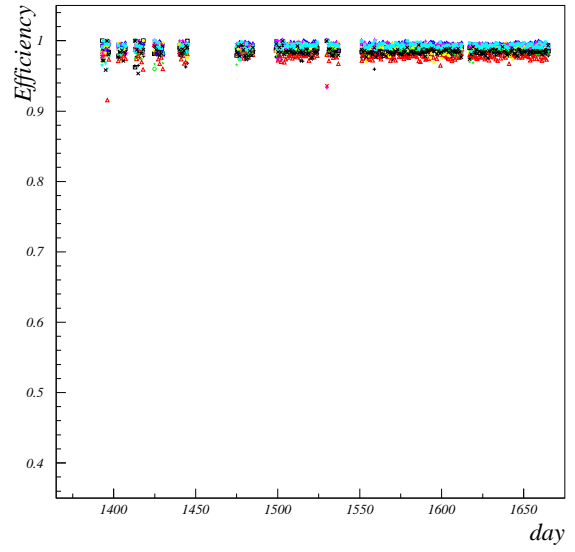


図 3.20: efficiency vs day of BKLM-FS1

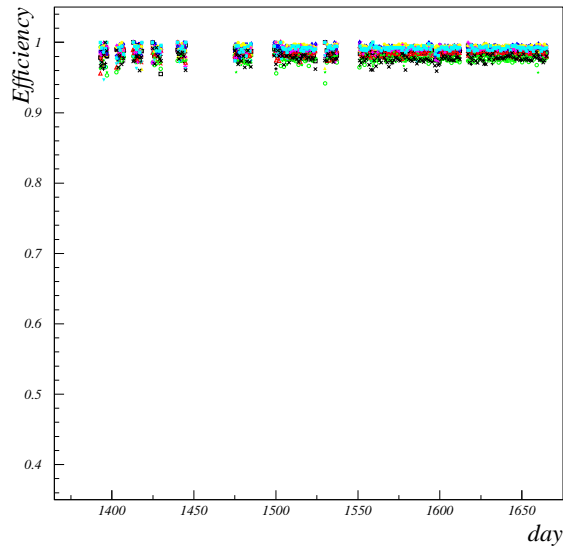


図 3.21: efficiency vs day of BKLM-FS2

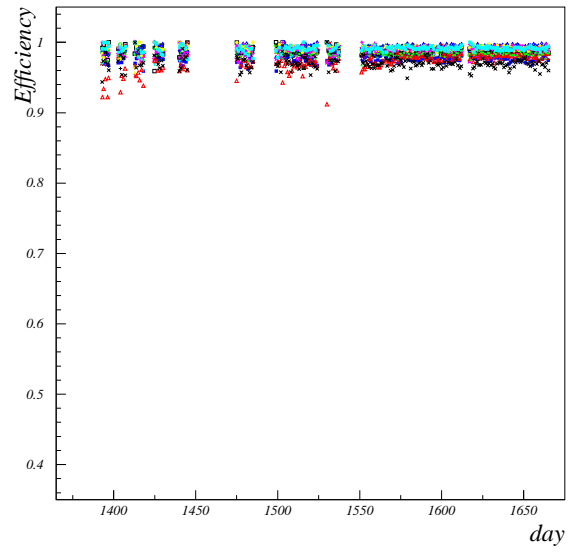


図 3.22: efficiency vs day of BKLM-FS3

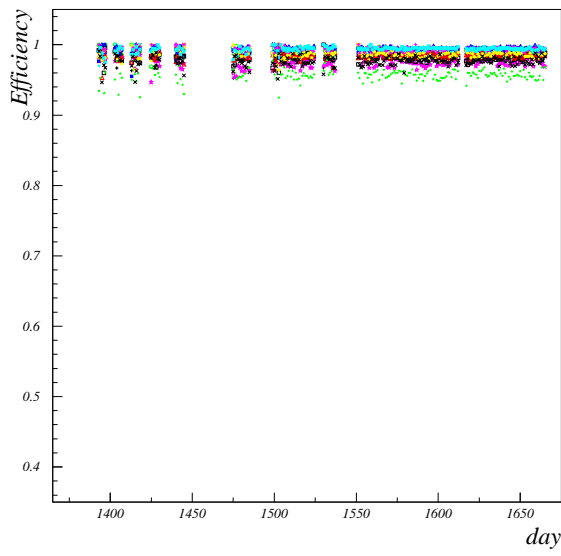


図 3.23: efficiency vs day of BKLM-FS4

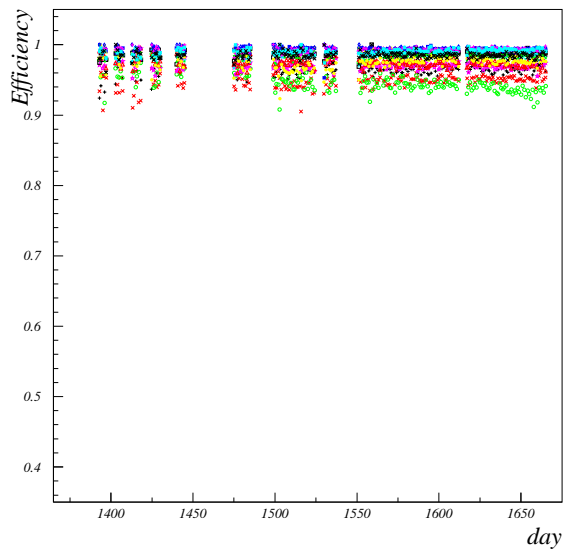


図 3.24: efficiency vs day of BKLM-FS5

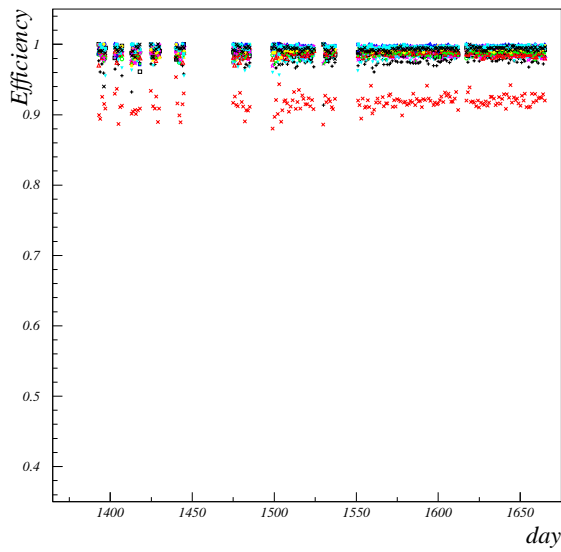


図 3.25: efficiency vs day of BKLM-FS6

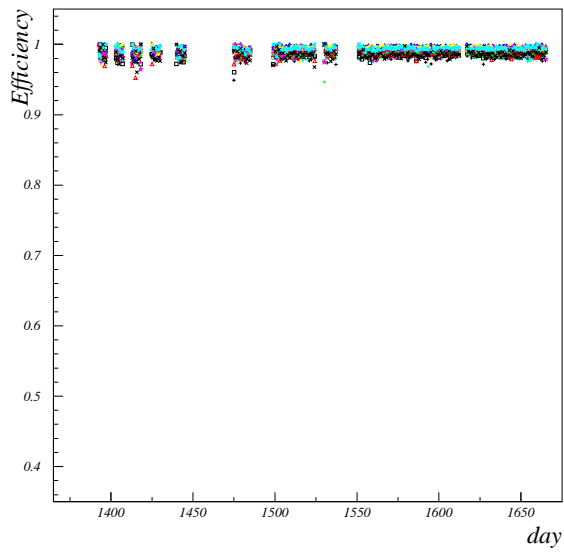


図 3.26: efficiency vs day of BKLM-FS7

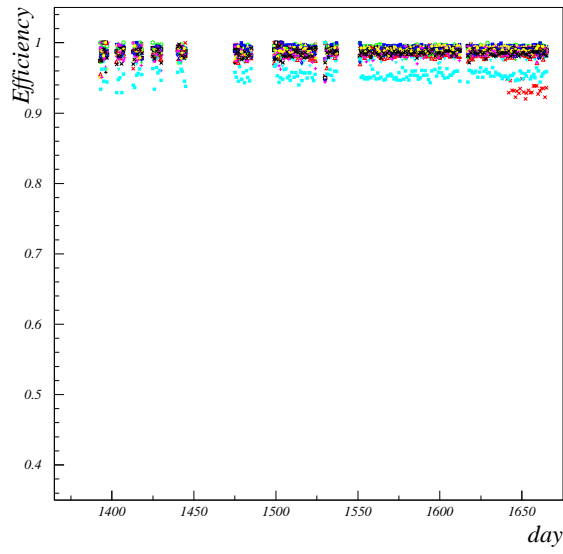


図 3.27: efficiency vs day of BKLM-BS0

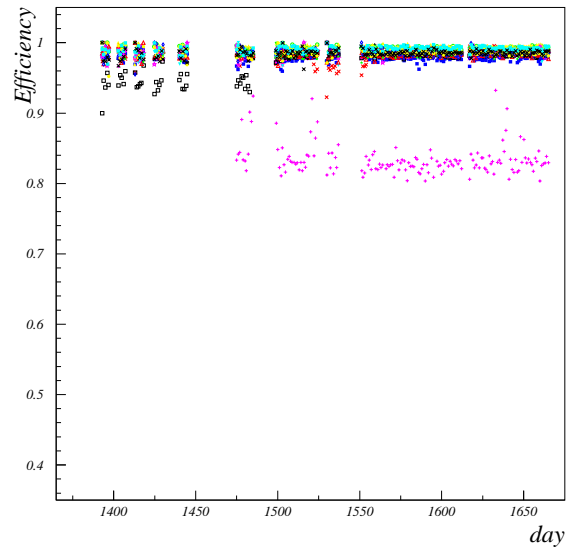


図 3.28: efficiency vs day of BKLM-BS1

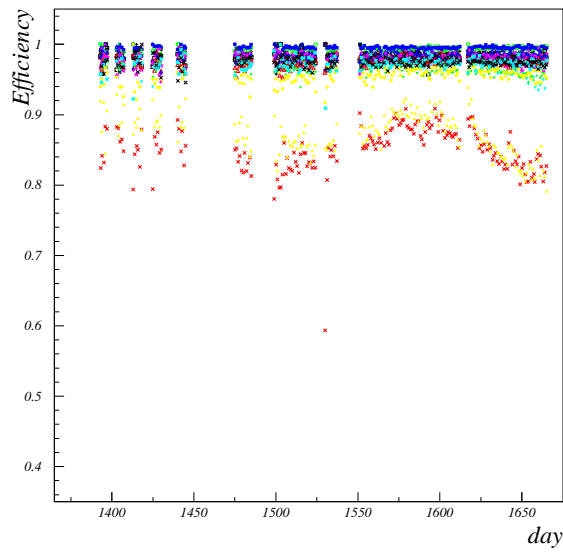


図 3.29: efficiency vs day of BKLM-BS2

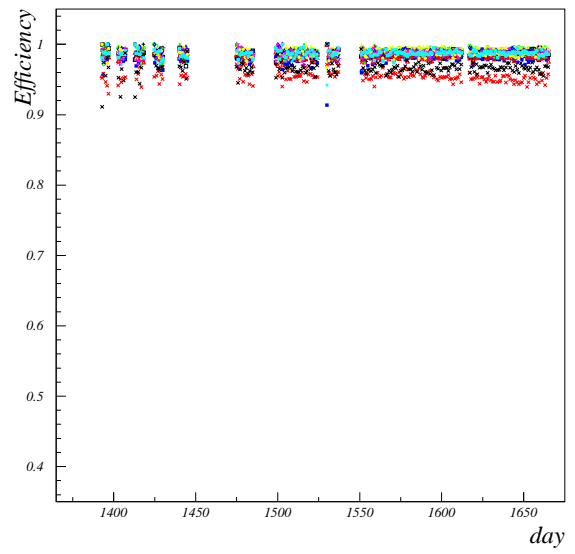


図 3.30: efficiency vs day of BKLM-BS3

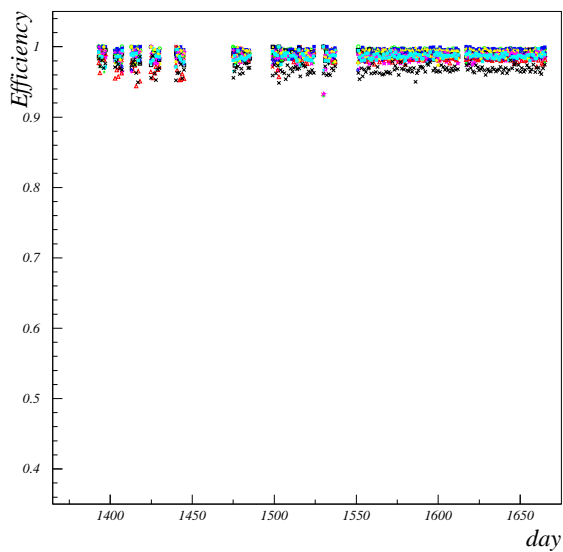


図 3.31: efficiency vs day of BKLM-BS4

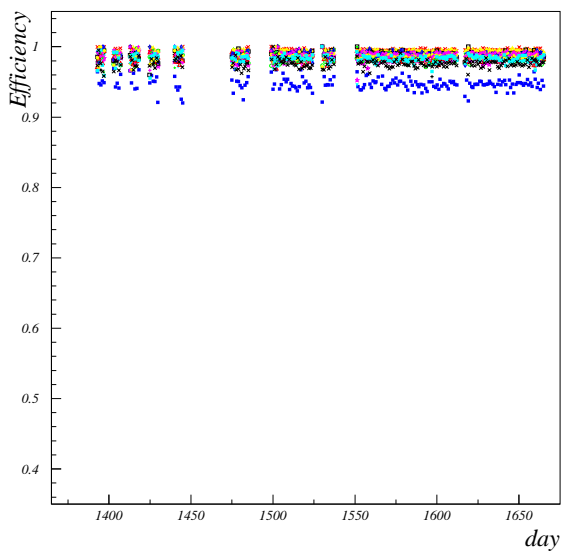


図 3.32: efficiency vs day of BKLM-BS5

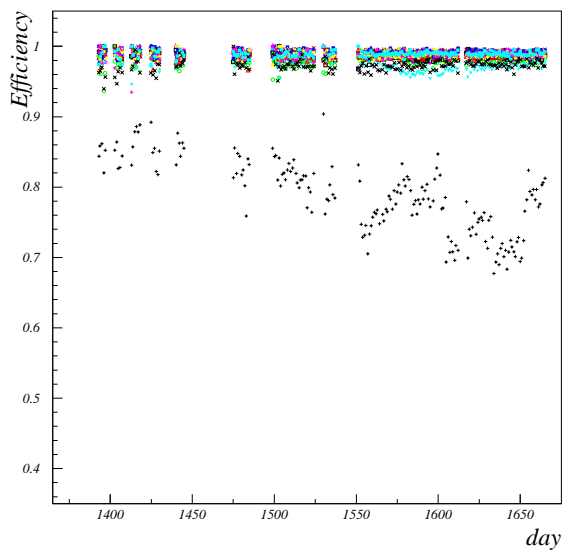


図 3.33: efficiency vs day of BKLM-BS6

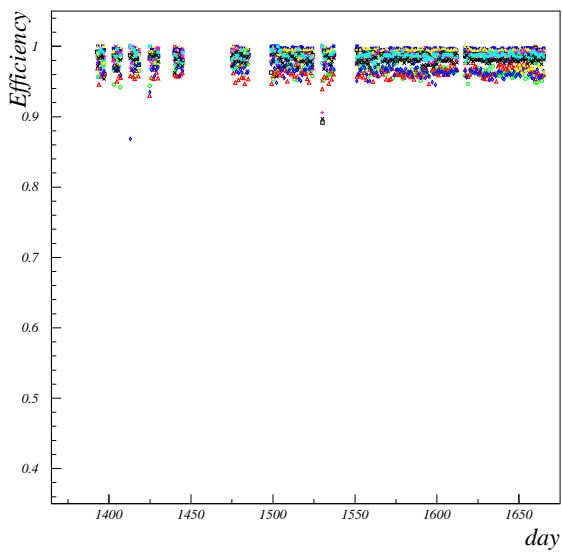


図 3.34: efficiency vs day of BKLM-BS7

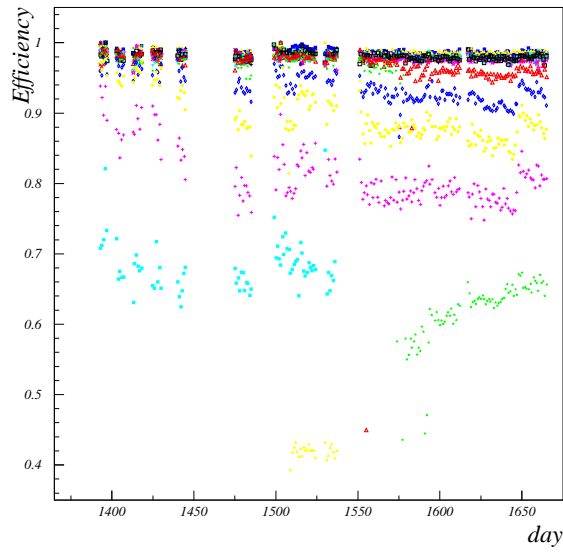


図 3.35: efficiency vs day of EKLM-FS0

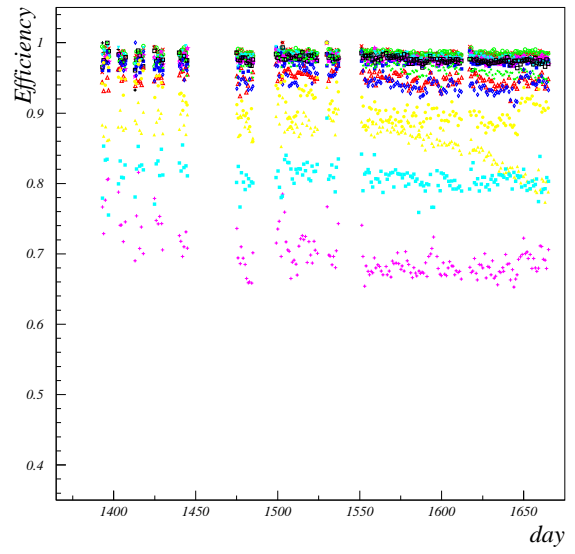


図 3.36: efficiency vs day of EKLM-FS1

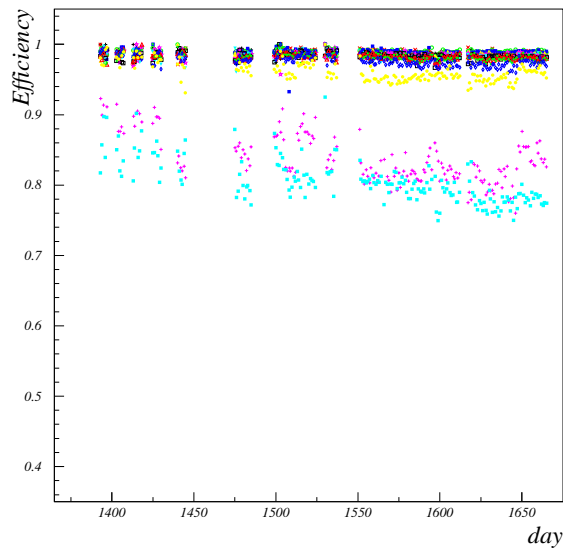


図 3.37: efficiency vs day of EKLM-FS2

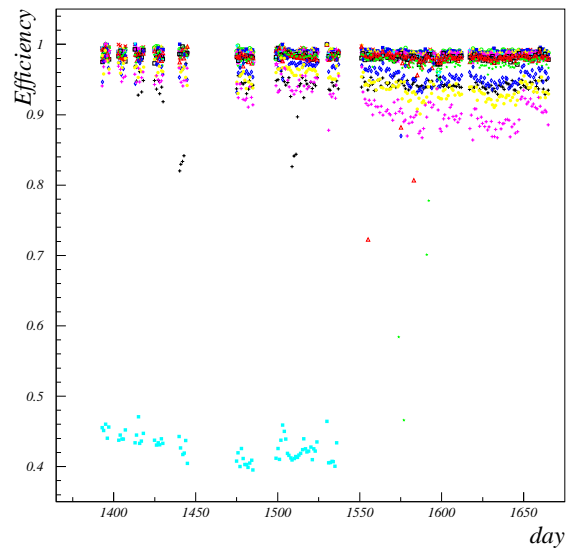


図 3.38: efficiency vs day of EKLM-FS3

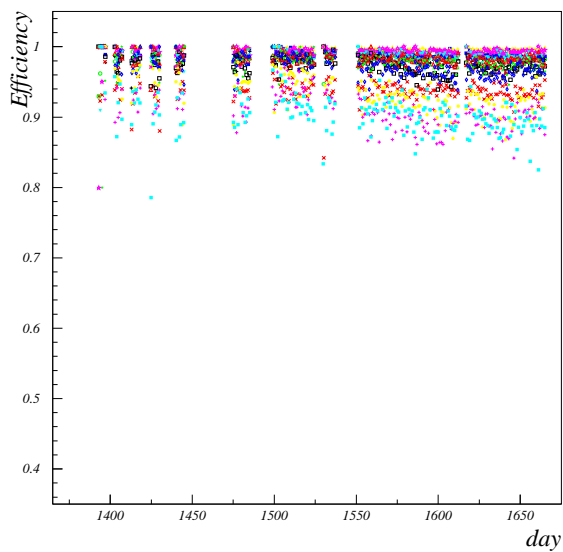


図 3.39: efficiency vs day of EKLM-BS0

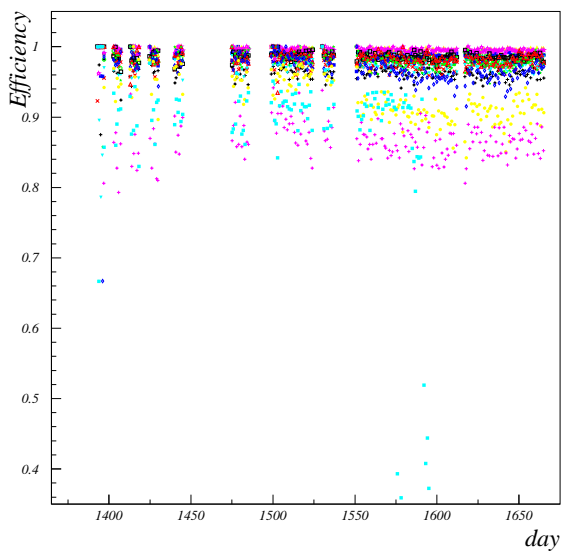


図 3.40: efficiency vs day of EKLM-BS1

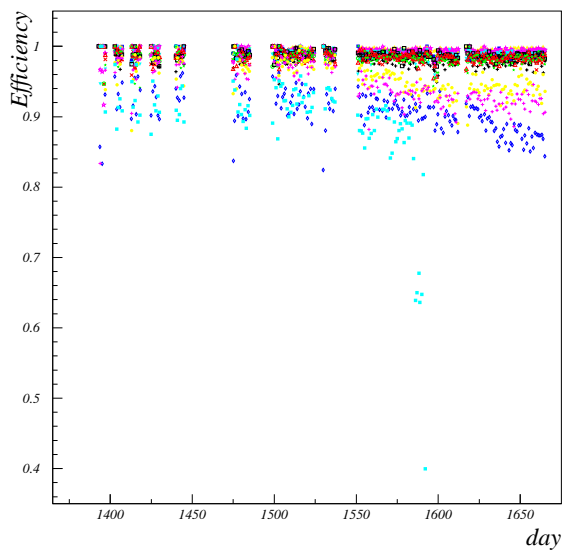


図 3.41: efficiency vs day of EKLM-BS2

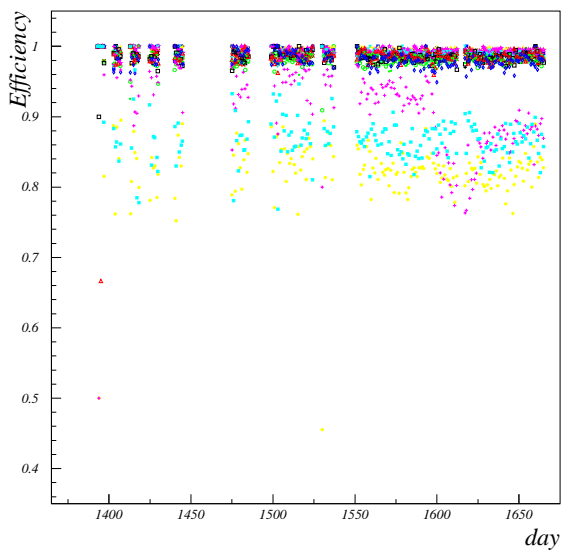


図 3.42: efficiency vs day of EKLM-BS3

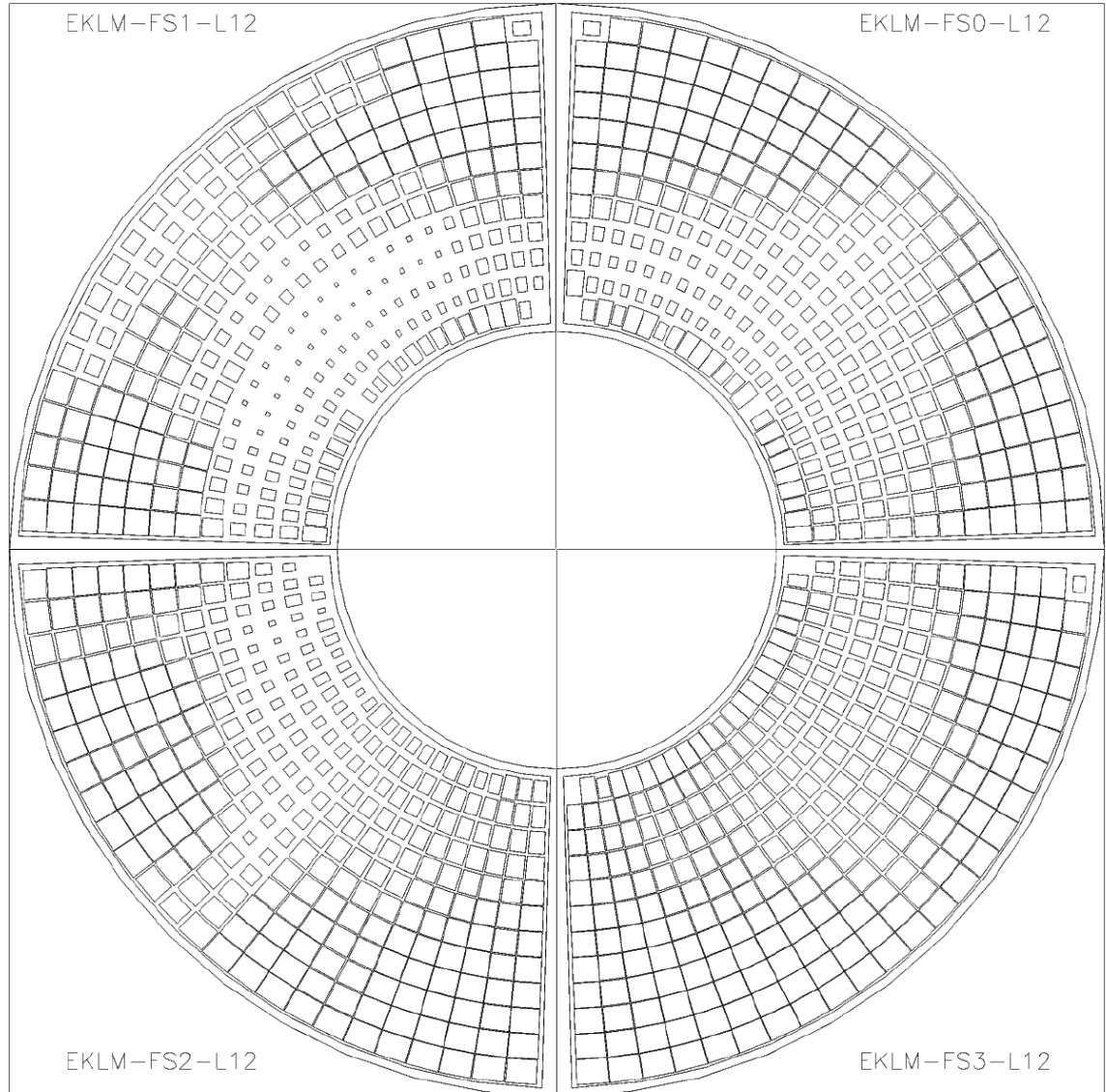


図 3.43: 実験 7 での EKLM-FS-L12 の検出効率

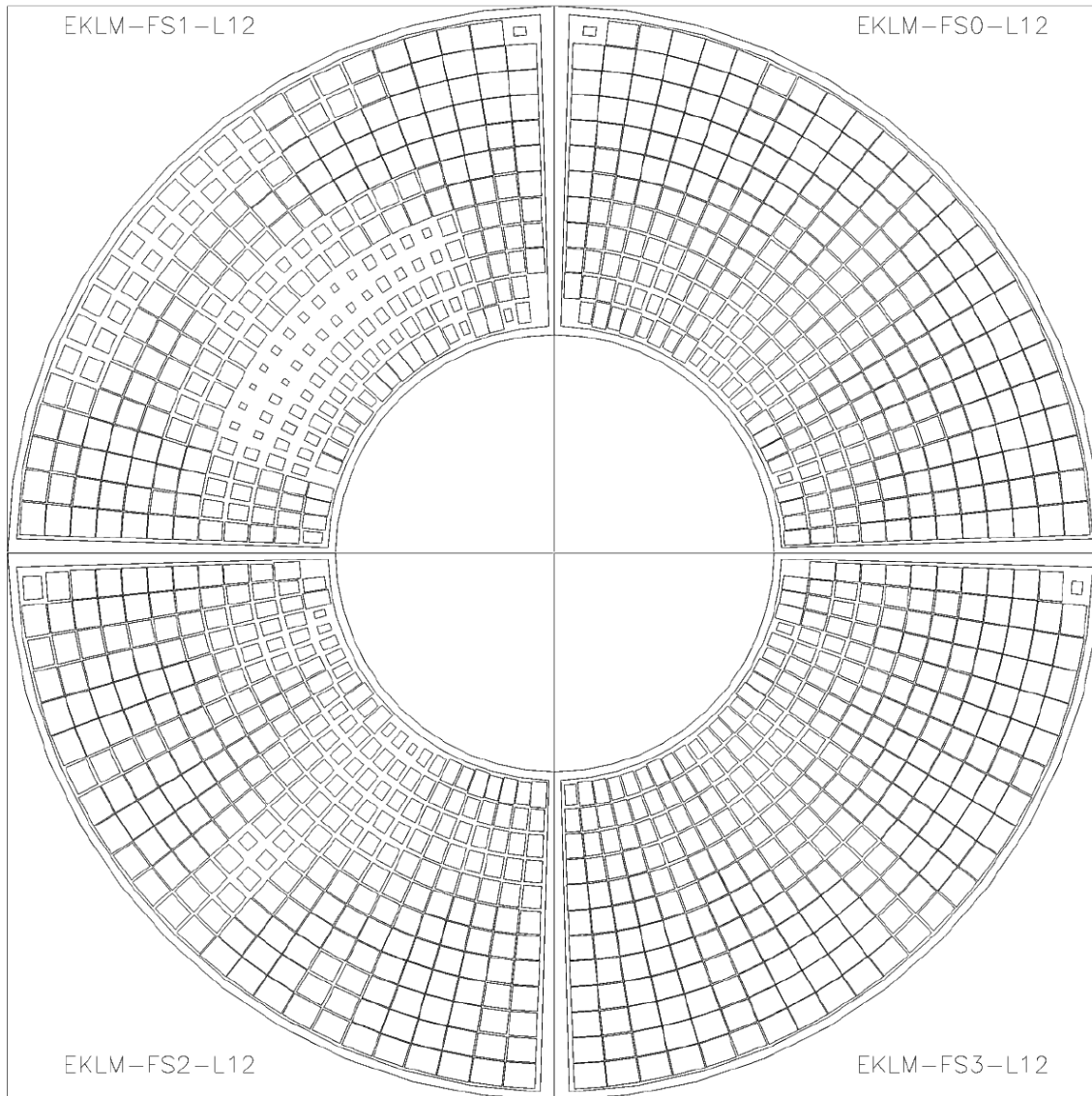


図 3.44: 実験 9 での EKLM-FS-L12 の検出効率

図 3.18 から分かるように、残念ながらエンドキャップ部の後方では内側に飛跡が存在せずに十分な検出効率の測定ができなかった。この理由として KLM のエンドキャップ部後方の $\theta > 140^\circ$ は 2つの μ 粒子が生成されたときの関係から CDC の前方の検出可能範囲である $\theta = 17^\circ$ 方向に一方の μ 粒子が飛行していったときのもう一方の μ 粒子が飛行する角度であり、MuPair イベントが要求する CDC での 2本のトラックという条件を満たさず、 μ 粒子がその領域を通過するイベントが残っていないためである。

また、エンドキャップ部の後方で空白の部位の円の中心が検出器の中心からずれているが、これはビームの交差角のために横方向の運動量が発生するためである。これを検出器上方向から見た様子を図で示すと図 3.45 の様になる。

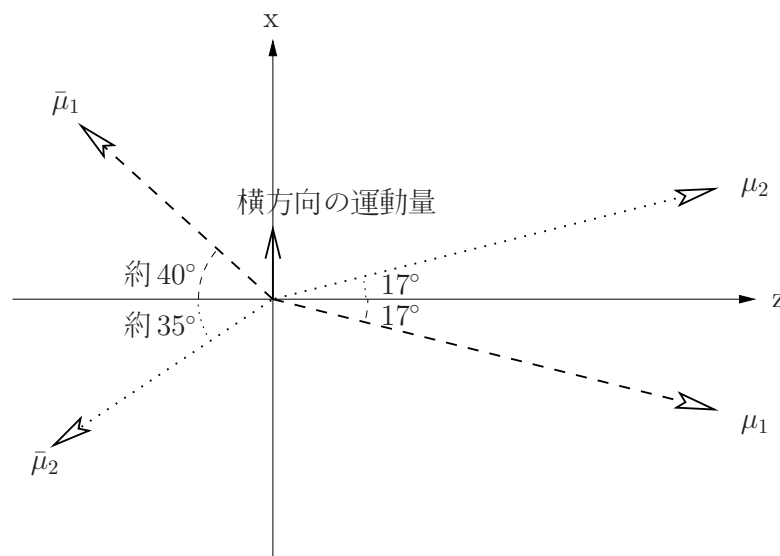


図 3.45: 前方の μ 粒子が CDC の検出可能範囲である $\theta = 17^\circ$ に出たときの $\mu^+\mu^-$ の角度の関係

今後、この検出効率のデータベースを実際に組み込む際にはこの方法では計測ができない部位の検出効率を別のイベントを用いて計測するか、近くの部位の検出効率から類推して近い値を入れなければならない。

検出効率の時間経過でレイヤーごとの検出効率をみると突発的な検出効率の低下を除いて、バレル部では数レイヤーを除いてほぼ良好な検出効率を保っているといえるが、エンドキャップ部では外側のレイヤーの検出効率の低下が顕著である。これは、ビームから来るバックグラウンドのためだと言われている。また、エンド

キャップ部で時間経過の伴って検出効率が下がっていることもビーム電流の増加によるバックグラウンドの増加のためと考えられる。表 3.3 に、検出効率が特に低くなっているモジュールのリストを示す。

μ 粒子の同定や K_L^0 中間子の検出において、これらの検出効率の低下しているモジュールは全体に対してはごく少数であり、特に μ 粒子の同定に関しては多層によっておこなわれるので大きな影響は与えないと考えられているが、シミュレーションの精度を上げることを考えた場合はこういった検出効率の低下も考慮に入れる必要がある。

第4章 $J/\psi K^{*0}$ イベントの再構成

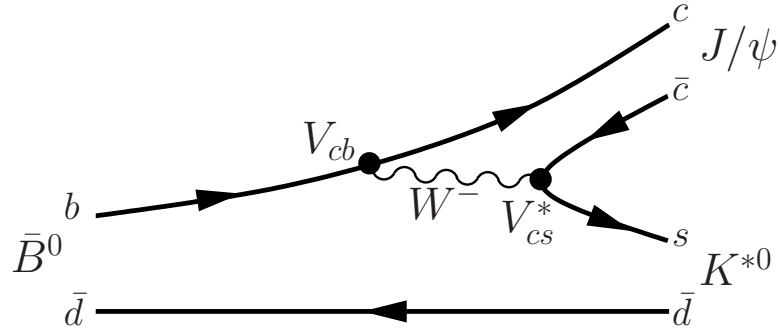


図 4.1: $J/\psi K^{*0}$ イベントのダイアグラム

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ イベントのファインマンダイアグラムは図 4.1 のように表せる。このモードも $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ と同様に CP 非保存のパラメータである ϕ_1 を測定することができるかとされている。

$B \rightarrow J/\psi K^*$ には表 4.1 のような崩壊モードがあるが今回の解析では、それらの中でも観測が難しいと思われる $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$ のみを取り扱う。表 4.1 の崩壊率の () 内の値は実験値であり、その前の係数は Clebsh-gordan 係数であり、 K_S^0, K_L^0 へ崩壊するものについてはさらに $1/2$ が掛けてある。

B の崩壊モード	K^* の崩壊モード	B からの崩壊率
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$	$1/6 \times (1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	$2/3 \times (1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$	$1/3 \times (1.48 \pm 0.27) \times 10^{-3}$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$	$1/3 \times (1.48 \pm 0.27) \times 10^{-3}$

表 4.1: $B \rightarrow J/\psi K^*$ モードの崩壊率

$K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$ は強い相互作用による崩壊であり、 K^{*0}, K_S^0, π^0 のスピンのそれぞれ

1,0,0 であることから、 K^{*0} の CP 固有値は $(-1)^l \cdot \text{CP}(K_S^0) \cdot \text{CP}(\pi^0)$ と定義される、ここで l は K_S^0 と π^0 間の角運動量である。よって $\text{CP}(K^{*0}) = (-1)^1 \cdot (+1) \cdot (-1) = +1$ となる。しかし、 $J/\psi K^{*0}$ の CP 固有値は $J/\psi K^{*0}$ が $(0,0), (1,1), (-1,-1)$ の3つのヘリシティ状態をもつために一概には決定できない。

ヘリシティ状態 $(0,0)$ は CP 固有状態であり、CP 固有値は $(-1)^l \cdot \text{CP}(J/\psi) \cdot \text{CP}(K^{*0}) = (-1)^0 \cdot (+1) \cdot (+1) = +1$ である、しかし $(1,1), (-1,-1)$ は CP の混合状態であり、純粋な CP 固有状態は $\{(1,1) + (-1,-1)\}/\sqrt{2}$ と $\{(1,1) - (-1,-1)\}/\sqrt{2}$ である。

終状態が CP 正の状態と負の状態の混合状態であるとき、ある終状態 f へ崩壊する $B^0 \rightarrow f$ の割合はつぎのように書ける。

$$\Gamma(B^0(t)_{phys} \rightarrow f) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \{ \Gamma_+ (1 + a(t)) + \Gamma_- (1 - a(t)) \} \quad (4.1)$$

また、 $\bar{B}^0 \rightarrow f$ は次のようになる。

$$\Gamma(\bar{B}^0(t)_{phys} \rightarrow f) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \{ \Gamma_+ (1 - a(t)) + \Gamma_- (1 + a(t)) \} \quad (4.2)$$

ここで、 $B_{phys}^0 (\bar{B}_{phys}^0)$ は初期状態の純粋な $B^0 (\bar{B}^0)$ の時間発展であり、 $\Gamma_+ (\Gamma_-)$ は CP 正 (負) の状態の崩壊振幅を、そして $a(t)$ は時間に依存した CP 非対称度を表す。混合状態の CP 非対称度は次のように表すことができる。

$$A(t) \equiv \frac{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f)} = a(t) \frac{\Gamma_+ - \Gamma_-}{\Gamma_+ + \Gamma_-} = a(t) \frac{\Gamma_L}{\Gamma} \quad (4.3)$$

Γ_L は横方向の偏向の崩壊振幅であり、縦方向の偏向の Γ_T と全崩壊振幅 Γ の間に $\Gamma_L + \Gamma_T = \Gamma$ の関係がある。

よって、終状態が正の CP と負の CP の混合状態であった場合、横方向の偏向によって CP の非対称度が弱められる。

次に、 J/ψ の主な崩壊モードである l^+l^- への崩壊確率を示す。

J/ψ の崩壊モード	J/ψ の崩壊率
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$(5.93 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.88 \pm 0.10) \times 10^{-2}$

表 4.2: $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ モードの崩壊率

また、 K_S^0 については、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ のみを扱い、その確率は $(68.61 \pm 0.28)\%$ である。よって表 4.1 と合わせて、 B^0 からこの終状態へ崩壊する確率は

$$\left(\frac{1}{6} \times 1.50 \times 10^{-3}\right) \times ((5.93 + 5.88) \times 10^{-2}) \times (0.6861) \simeq 2.03 \times 10^{-5} \quad (4.4)$$

と推定される。

4.1 イベントの特徴

以下にこの崩壊モードにおける各粒子の重心系での運動量の分布を示す。それぞれの図はモンテカルロシミュレーションにおいて $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, ($J/\psi \rightarrow l^+l^-, K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) の崩壊イベント¹を 10000 イベント発生させたときのそれぞれの粒子の運動量を $\Upsilon(4S)$ の重心系へ移したときの分布である。

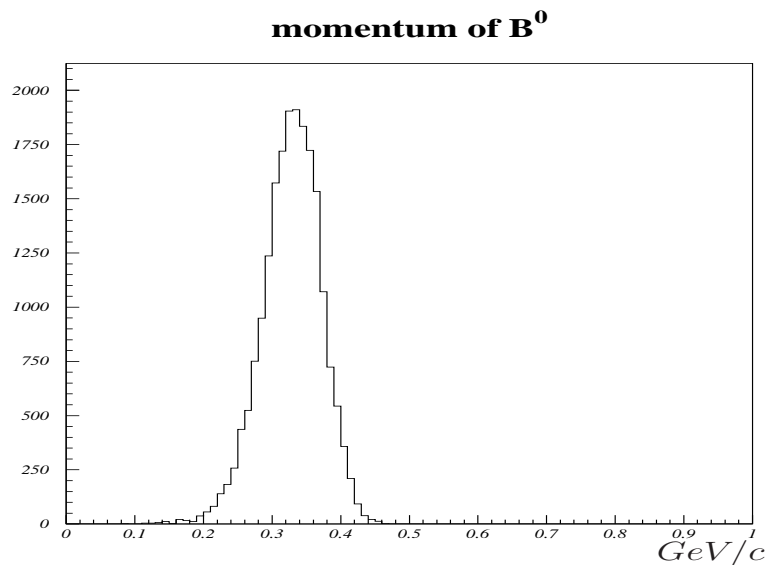


図 4.2: 重心系での B^0 の運動量分布

図 4.2 は $\Upsilon(4S)$ から崩壊した B^0 中間子の運動量分布で、 $\Upsilon(4S)$ からは $B^0\bar{B}^0$ への 2 体崩壊であり、 B 中間子の運動量は 約 $0.3 \text{ GeV}/c$ にピークを持つ。

図 4.3 は B^0 から崩壊した J/ψ の運動量分布である。図 4.2 にも示したように、 B^0 中間子は $\Upsilon(4S)$ の重心系ではほとんど運動量を持たないため、そこから 2 体崩壊した K^{*0} の運動量は非常に狭い範囲に分布する。さらに、図 4.4、図 4.5 は

¹以後このイベントをシグナルイベントと呼ぶ

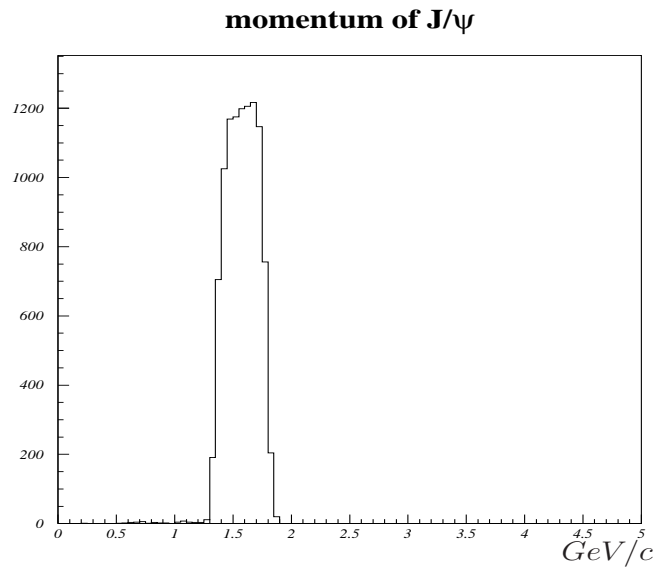


図 4.3: 重心系での J/ψ の運動量分布

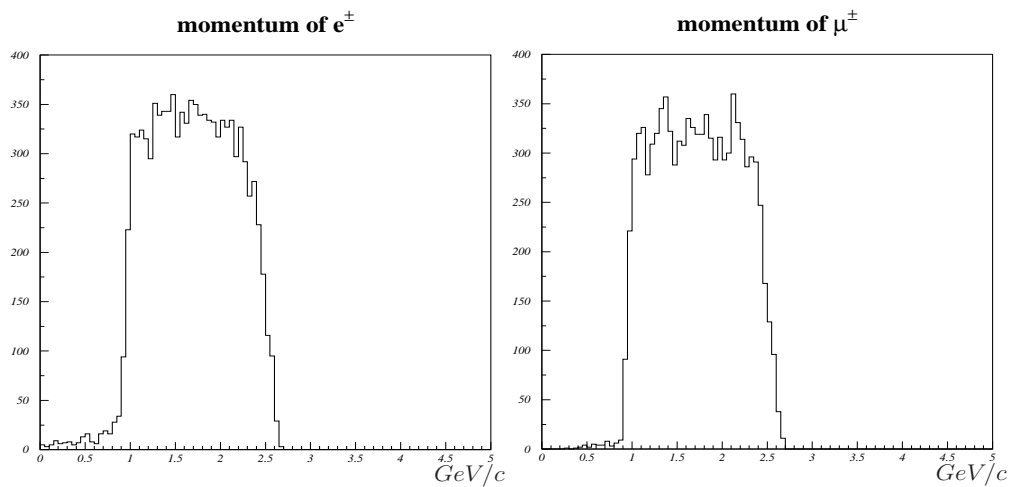
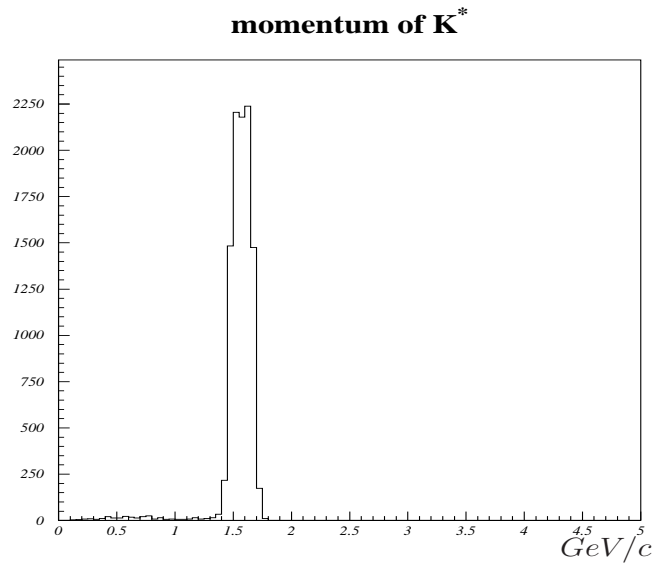
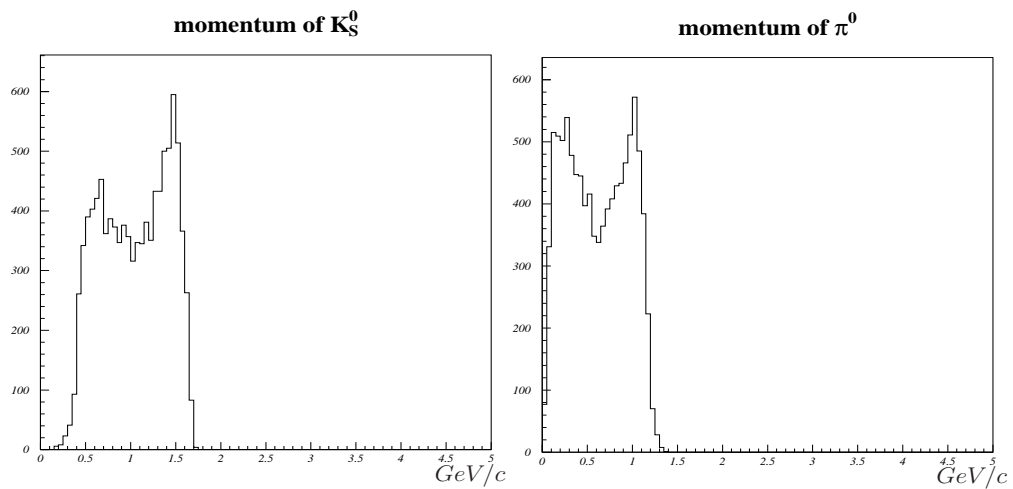


図 4.4: 重心系での e^\pm の運動量分布 図 4.5: 重心系での μ^\pm の運動量分布

J/ψ から e^\pm, μ^\pm へ崩壊したときの運動量分布である。これらの図から e^\pm, μ^\pm は約 $1 \sim 2.5 \text{ GeV}/c$ に分布することがわかる。

図 4.6 は B^0 から崩壊した K^{*0} の運動量分布である。図 4.2 にも示したように、 B^0 中間子は $\Upsilon(4S)$ の重心系ではほとんど運動量を持たないため、そこから2体崩壊した K^{*0} の運動量は非常に狭い範囲に分布する。さらに、図 4.7、図 4.8 は $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$ へと崩壊した K_S^0 と π^0 の運動量分布であり、図 4.9、図 4.10 はそれぞれの終状態となる π^\pm と γ の運動量分布である。

図 4.6: 重心系での K^{*0} の運動量分布図 4.7: 重心系での K_S^0 の運動量分布 図 4.8: 重心系での π^0 の運動量分布

4.2 イベントサンプル

BELLE 実験では $B\bar{B}$ が生成されるイベント以外にも膨大な量のイベントが収集されている。そのため使用するイベントの種類をハドロニックイベントや Bhabha イベント、Mu Pair イベントなどに大別したデータとして保存してある。

B 中間子を含むイベントはハドロニックイベントであり、今回は hadron A と呼ばれるデータセットの中から J/ψ や ψ' 、 η_c 等の $c\bar{c}$ からなるチャーモニウムが二つ

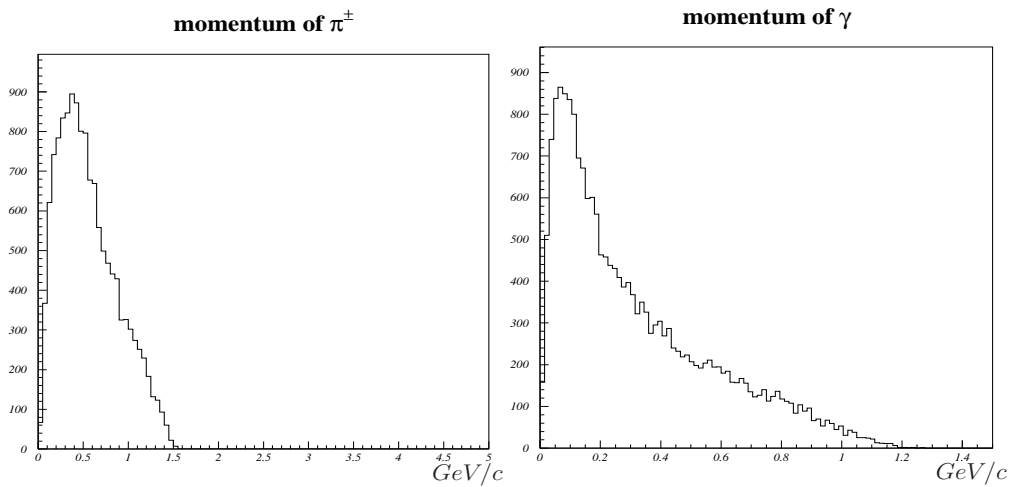


図 4.9: 重心系での π^\pm の運動量分布 図 4.10: 重心系での γ の運動量分布

のレプトンに崩壊するモードを抜き出した チャーモニウムスキム と呼ばれるデータを用いた。

hadron A のカットの値を表 4.3 に示す。ここで、*good track* は IP から来るトラックで横方向の運動量が $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$ を満たすトラックのことである。また、 W は重心系でのエネルギーである。

カットの種類	カットの値
トラックの本数	$\#good\ track \geq 3$ 本以上
検出されたエネルギーの和	$E_{vis} \geq 0.4W$
z 方向運動量の和	$ \sum P_z \leq 1.0W$
ECL でのエネルギー	$0.05W \leq \sum E_{ECL} \leq 1.8W$

表 4.3: ハドロン A のカットの値

さらにチャーモニウムスキムでは次のようなセレクションが加えられる。

- hadron A で選ばれたイベントを対象とする。
- $R2 < 0.8$
- μ 粒子らしさを表す μID と、電子らしさを表す EID を用いて、少なくとも一つの荷電粒子が $\mu ID > 0.1$ であるか、 $EID > 0.01$ であるものを用いる。

- 2本のトラックから組んだ不変質量が $2.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c^2$ の間にある。
- e^+e^- のモードではトラックの方向から 0.08 rad 内のすべての ECL シャワーを足し合わせて質量を計算し、足し合わせていないものとどちらか一方でも上記の質量の範囲に入ったものは用いる。

$R2$ はイベントの形状を表すパラメータで、粒子の数 N 、重心系のエネルギーの2乗 s 、 i 番目と j 番目の粒子間の角度 ϕ_{ij} 、オーダー k のラグランジュの多項式 $P_k(\cos \phi_{ij})$ をもちいて、 k 番目の Fox-Wolfram パラメータ H_k を式 4.5 のように書く

$$H_k = \frac{1}{s} \sum_i^N \sum_j^N \left[|\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j| P_k(\cos \phi_{ij}) \right] \quad (4.5)$$

$$R2 = \frac{H_2}{H_0} \quad (4.6)$$

である。

以後の解析はこれらのセレクションを通ったものに対して行った。

4.2.1 レプトン対の同定

J/ψ は、表 4.2 に示したように、 l^+l^- へ崩壊する確率が高い。そのほかの崩壊モードは特定のモードに対する崩壊確率が低く、電子、陽電子や μ 粒子に比べて同定しにくい。

そのため、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の崩壊モードについて再構成を行う。レプトンの同定には イベントサンプルの抽出の際にも用いられている μID 、EID を用いる。これらの二つを総称してレプトン ID と呼ぶ。 μID は荷電粒子のトラックに対する μ 粒子らしさを、EID は 電子、陽電子らしさを $0 \sim 1$ の値で表す。1 に近いほど目的の粒子である確率が高い。 $B\bar{B}$ と $q\bar{q}$ を約 1 対 3 含むモンテカルロシミュレーション²によるそれぞれの分布を図 4.11、図 4.12 に示す。ヒストグラムはすべての荷電粒子に対する レプトン ID の値の分布である。

図 4.13、図 4.14 に示すのはシグナルイベント 10000 イベントに対するレプトン ID の値の分布である。ヒストグラムは実線がすべての荷電粒子に対する レプトン ID の値の分布であり、破線はそのうち J/ψ から崩壊してきたものの値の分布である。

²以後このサンプルを Generic MC と呼ぶ

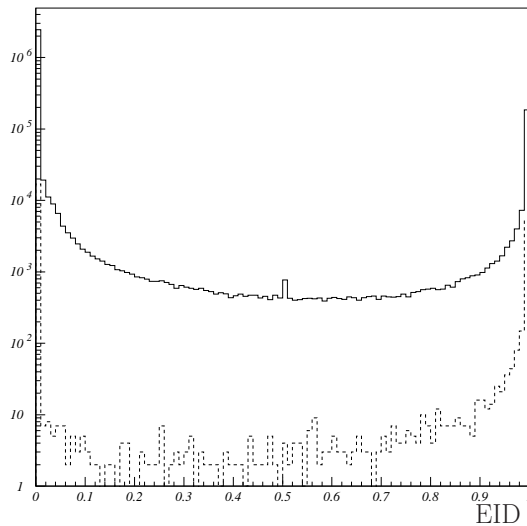


図 4.11: Generic MC での EID

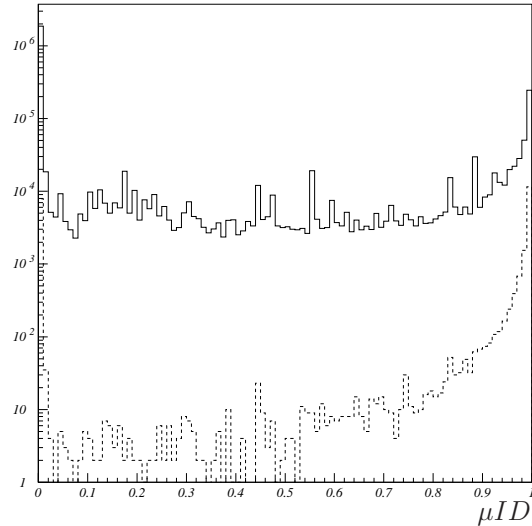


図 4.12: GenericMC での μID

これらの図から、レプトンでないものは 0 付近に分布するが、本物であっても 1 から広く低い値までテールを引いていることが分かる。このため、カットの値として確実に電子、陽電子と同定したい場合は $EID \geq 0.9$ または、 μ 粒子と同定したい場合は $\mu ID \geq 0.8$ とし、レプトンでないものを除きたい場合は $EID \geq 0.01$ 、 $\mu ID \geq 0.1$ の値を用いることにした。

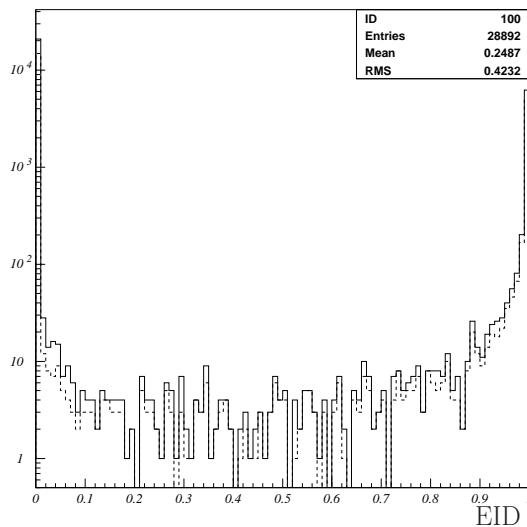


図 4.13: シグナル MC での EID

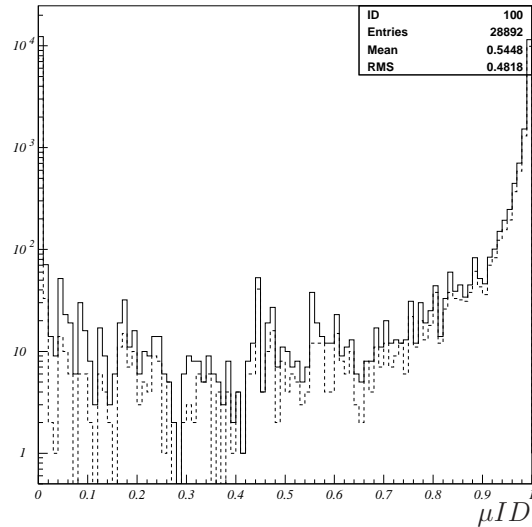


図 4.14: シグナル MC での μID

4.2.2 J/ψ

図 4.15 ~ 図 4.20 に Generic MC での 2 本のトラックの EID、 μID についてそれぞれ 3 種類のカットにおける質量の分布を示す。3 種類のカット方法は表 4.4 と対応している。なお、実線は得られた分布すべてを表し、破線は其中で J/ψ から崩壊してきたものの分布を表す。

	EID カット	μID カット
1	2 本とも 0.01 以上	2 本とも 0.1 以上
2	一方が 0.9 以上 もう一方が 0.01 以上	一方が 0.8 以上 もう一方が 0.1 以上
3	2 本とも 0.9 以上	2 本とも 0.8 以上

表 4.4: レプトン ID カット

図 4.15 ~ 図 4.20 を見ると J/ψ から崩壊する 2 本のレプトンを両方とも同定した表 4.4 の 3 番目の場合と、片方を同定しもう一方をレプトン以外を除くために緩いカットを施した表 4.4 の三番目のものの間でほぼ変化がないことがわかる。このため、レプトン ID でのカットは表 4.4 の 2 のものを利用することにする。

電子、陽電子から J/ψ を再構成する際には、電子、陽電子から放出される光子があるために電子の飛行した方向から 50mrad 以内にある γ を加えている。 γ を加えることによって加える前の質量分布 図 4.21 は、図 4.22 のようになり、質量の小さい方へ出ていたテールの部分が少なくなり、分解能が改善されている。

最終的に、レプトン ID をした粒子から再構成した J/ψ の質量 (図 4.17, 図 4.18) に対してガウシアン 2 つと一次関数でフィッティングをおこない、第一のガウシアンの σ をもちいて、 $M_{e^+e^-}$ で 5σ $M_{\mu^+\mu^-}$ で 3σ の範囲のものを用いる。 $M_{e^+e^-}$ で質量のカット範囲を広くとったのは電子からの光子の放出によりより多くテールを引くためである。

J/ψ についてのカットの値を表 4.5 に示す。

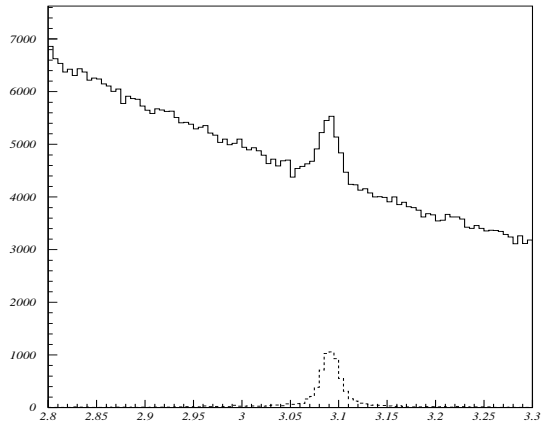


図 4.15: $M_{e^+e^-} - \text{EID} \geq 0.01$ & $\text{EID} \geq 0.01$

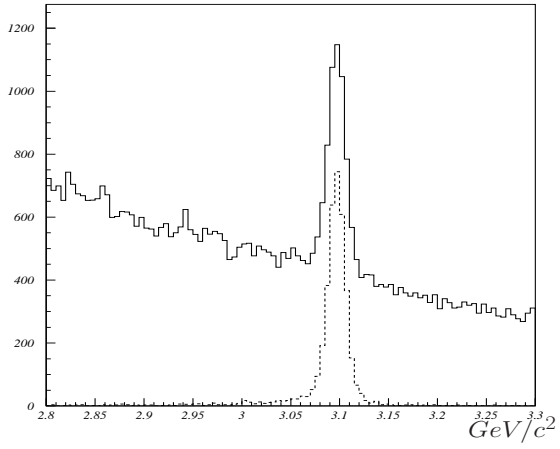


図 4.16: $M_{\mu^+\mu^-} - \mu ID \geq 0.1$ & $\mu ID \geq 0.1$

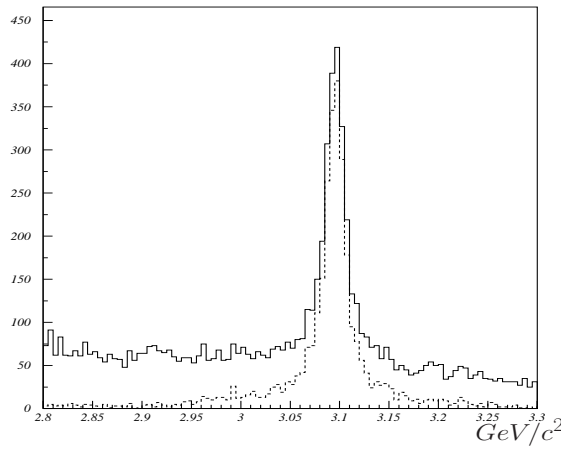


図 4.17: $M_{e^+e^-} - \text{EID} \geq 0.9$ & $\text{EID} \geq 0.01$

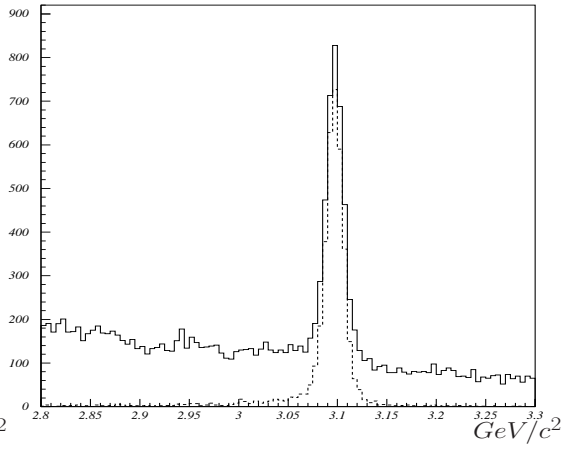


図 4.18: $M_{\mu^+\mu^-} - \mu ID \geq 0.8$ & $\mu ID \geq 0.1$

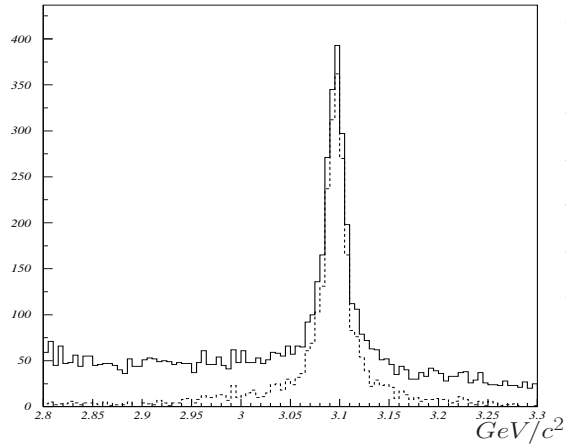


図 4.19: $M_{e^+e^-} - \text{EID} \geq 0.9$ & $\text{EID} \geq 0.9$

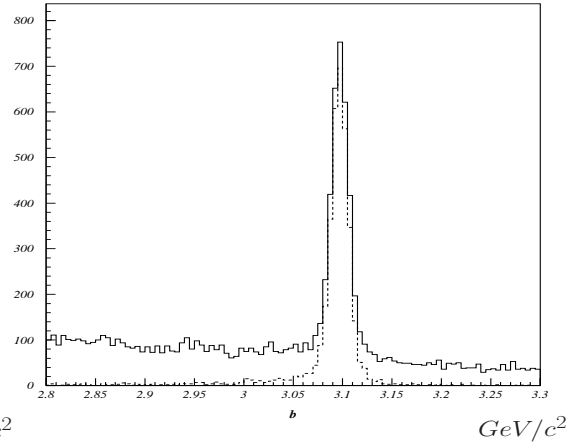


図 4.20: $M_{\mu^+\mu^-} - \mu ID \geq 0.8$ & $\mu ID \geq 0.8$

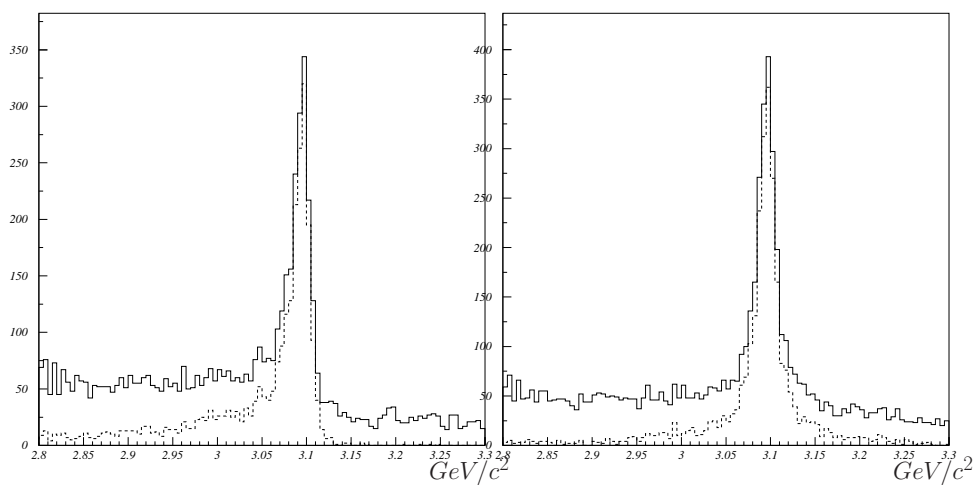


図 4.21: γ を含めずに再構成した $M_{e^+e^-}$

図 4.22: γ を含めて再構成した $M_{e^+e^-}$

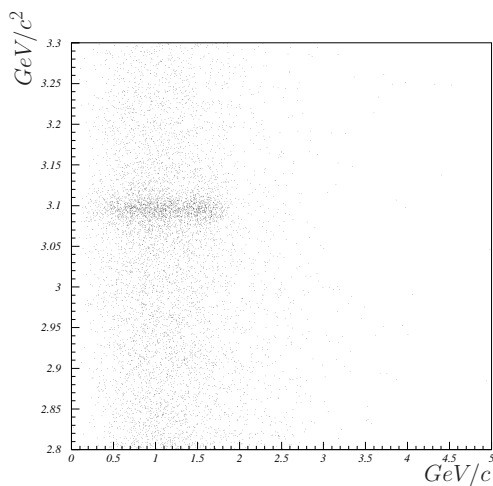


図 4.23: 再構成した J/ψ の質量対運動量分布

e^+e^- 対	$\mu^+\mu^-$ 対
一方のトラックに対して $EID \geq 0.9$	一方のトラックに対して $\mu ID \geq 0.8$
もう一方のトラックに対して $EID \geq 0.01$	もう一方のトラックに対して $\mu ID \geq 0.1$
$ M_{e^+e^-} - M_{J/\psi} \leq 0.0431 \text{ GeV}/c^2$	$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi} \leq 0.0275 \text{ GeV}/c^2$

表 4.5: J/ψ に対するカットの値

4.3 K^{*0} の再構成

4.3.1 K_S^0 の同定

K_S^0 は表 4.6 に示す通り、 2π へ崩壊するものが大半だが、そのうち、 π^0 へ崩壊するものはさらに4つの γ へ崩壊しそれらから再構成しなければならないために困難である。そこで、今回は π^\pm へ崩壊するもののみを使用するため、 K_S^0 全体の約7割を使うことになる。

K_S^0 の崩壊モード	K_S^0 の崩壊率
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(31.39 \pm 0.28)\%$

表 4.6: $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ モードの崩壊率

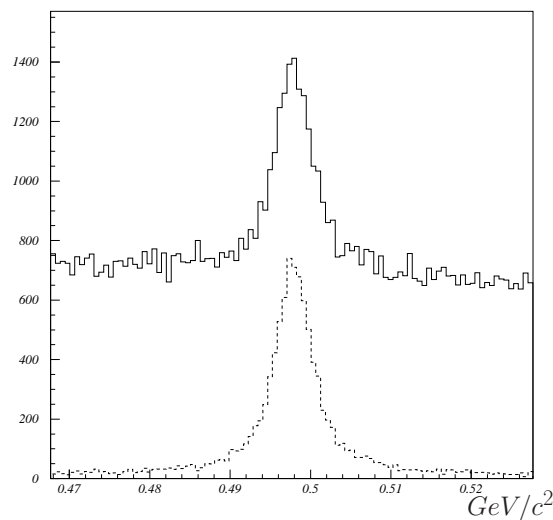
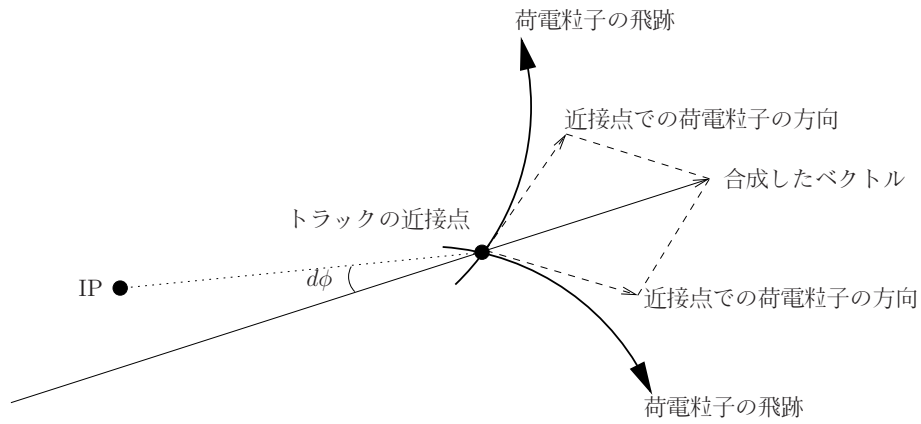


図 4.24: $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布

K_S^0 を再構成する際には電荷の異なる2本の荷電粒子の飛跡からそれらの近接点を K_S^0 の崩壊点と仮定し、この近接点における運動量を求め、不変質量を計算する。その分布を図 4.24 に示すが、そのままではバックグラウンドが大きい。

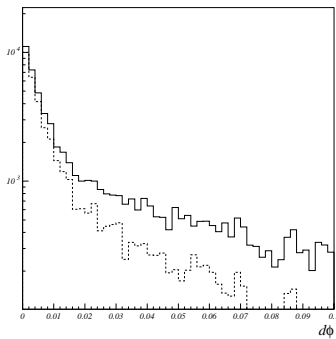
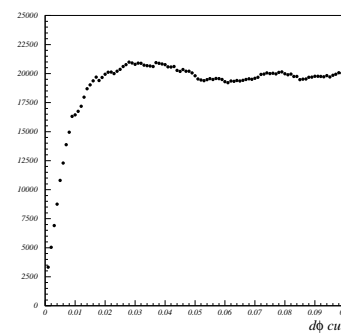
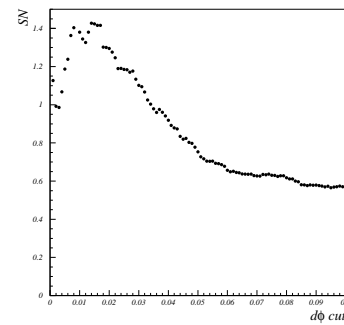
このバックグラウンドを除くために $d\phi$, dr , $z\text{-dist}$ の3つのカットをもちいる。 $d\phi$ は図 4.25 に示すように2本のトラックの合成ベクトルの向きとIPの方向との角度

図 4.25: $d\phi$ の定義

差であり、 dr は 2 本のトラックと近接点との距離のどちらか近いもの値で、 $z-dist$ は 2 つのトラックの近接点における z 方向の距離を表す。

それぞれのカットの値を決定する際にはシグナルイベントに対して、カットの値を変えていったときに不変質量の分布を 2 つのガウシアンと一次関数でフィットして、メインのガウシアン積分値をシグナルの数、そのほかをバックグラウンドとして得られたシグナルの数と SN 比を見て決定した。

図 4.26 ~ 図 4.28 は左から $d\phi$ の分布、 $d\phi$ のカット値の対する K_S^0 のシグナル数、そのときのシグナル数と SN のプロットである。図 4.26 は実線が全ての分布であり、破線はそのうちの K_S^0 のものである。また SN は (シグナル数)/(バックグラウンド数) で定義する。

図 4.26: $d\phi$ の分布図 4.27: $d\phi$ の
カット値対シグ
ナルの数図 4.28: $d\phi$ の
カット値対 SN

これらの図から、シグナルを残しつつバックグラウンドを落とすために $d\phi \leq$

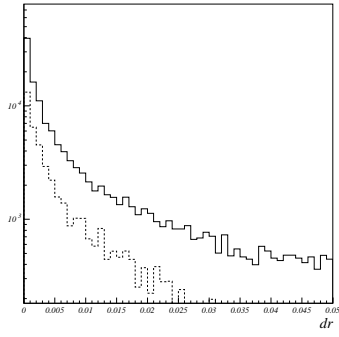


図 4.29: dr の分布

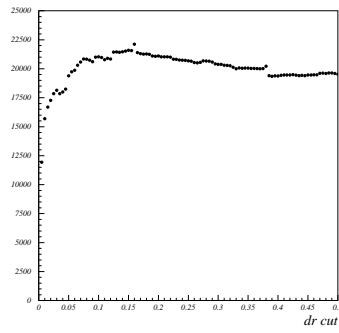


図 4.30: dr の
カット値対シグ
ナルの数

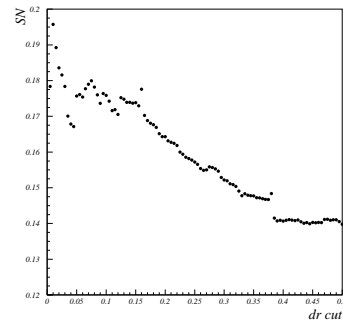


図 4.31: dr の
カット値対 SN

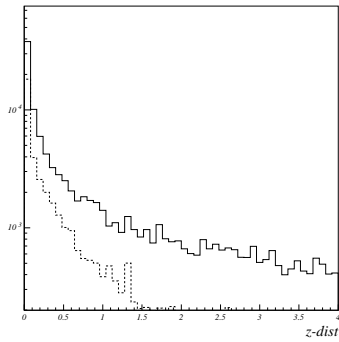


図 4.32: $z-dist$ の分布

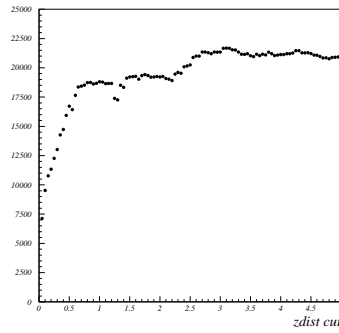


図 4.33: $z-dist$
のカット値対シ
グナルの数

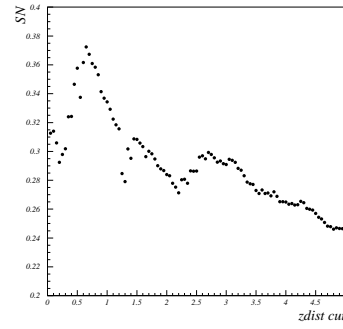


図 4.34: $z -$
 $dist$ のカット値
対 SN

0.02 rad をカットの値として用いることにする。同様に、図 4.29 ~ 図 4.31 は dr に対しての、図 4.32 ~ 図 4.34 は $z-dist$ に対してのものであり、 $dr \leq 0.2$ cm、 $z-dist \leq 3$ cm をカットの値とすることにする。

これらのカットを施すと図 4.35 の様に、ほとんどバックグラウンドのない状態が得られるため、これをダブルガウシアンでフィットし、そのときの得られたメインのガウシアンを 3σ を不変質量のカットの値とした。また、図 4.7 から運動量のカットの範囲を $0.4 \text{ GeV}/c \leq P_{\pi^+\pi^-}^* \leq 2.7 \text{ GeV}/c$ とし、最終的な K_S^0 のカット値は表 4.7 とした。

4.3.2 π^0 の同定

π^0 はほぼ全てが 2γ へ崩壊するため、2つの γ からその再構成を行う。 γ は ECL で検出され、その性質上飛跡は求められないので、IP から放出されたと仮定し、不変質量を計算する。その分布は図 4.37 の様になる。このバックグラウンドを落とす

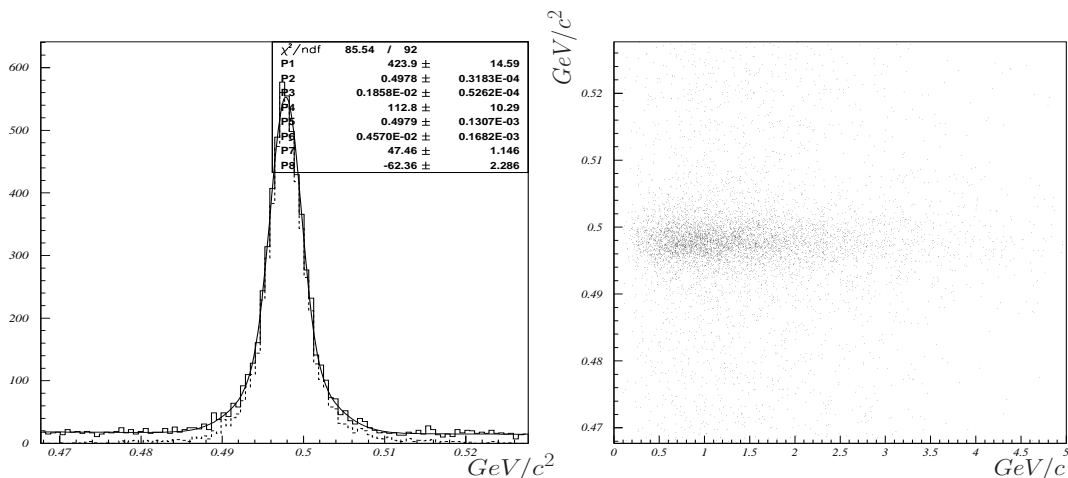


図 4.35: カットを施した後の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布とフィットの結果

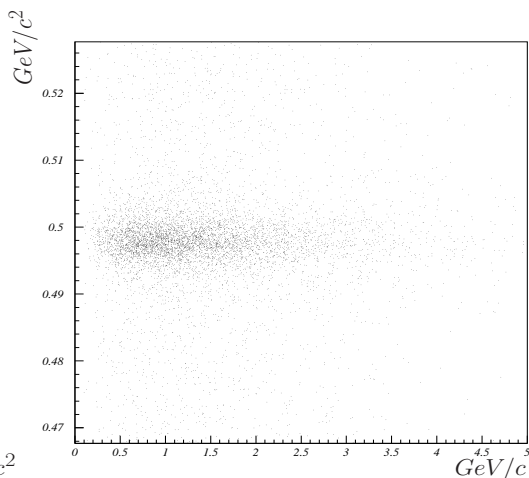


図 4.36: カットを施した後の $M_{\pi^+\pi^-}$ 対運動量分布

$d\phi$	\leq	0.02 cm
dr	\leq	0.2 cm
$z-dist$	\leq	3 cm
$ M_{\pi^+\pi^-} - M_{K_S^0} $	\leq	6.4 MeV
$0.4 \text{ GeV}/c$	$\leq P_{\pi^+\pi^-}^* \leq$	$2.7 \text{ GeV}/c$

表 4.7: K_S^0 のカットの値

ために元となる γ のエネルギーを見ると、図 4.38 のようになり、図 4.10 と比較して、低エネルギーのものが多いことが分かる。そこで、50 MeV 以下の γ を除くと $M_{\gamma\gamma}$ は図 4.39 のようになり、バックグラウンドがかなり減少する。

さらに、質量分布を K_S^0 と同様にガウシアンと一次関数でフィッティングをおこなって $3\sigma = 12 \text{ MeV}$ でカットをし、図 4.8 から $P_{\gamma\gamma}^* \leq 1.3 \text{ GeV}/c$ のもののみを使用する。

4.3.3 K^{*0}

ここまでで得られた K_S^0 と π^0 から K^{*0} を再構成する。図 4.40, 図 4.41 にシグナルイベントにおいて K_S^0 と π^0 から再構成した不変質量と運動量の分布を示す。

質量分布を見るとバックグラウンドが大きいがこれは、前述の K_S^0, π^0 の組み合わせで再構成しているために π^0 の再構成の際に見られるバックグラウンドによるもの

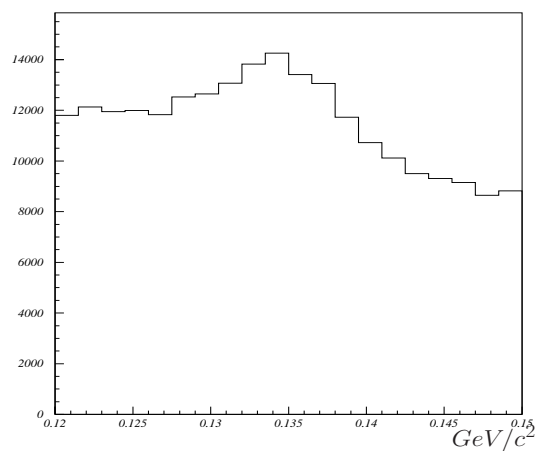


図 4.37: $M_{\gamma\gamma}$ の分布

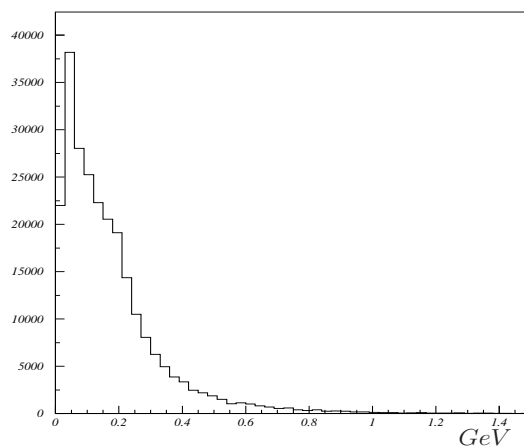


図 4.38: $M_{\gamma\gamma}$ を組んだ E_{γ} の分布

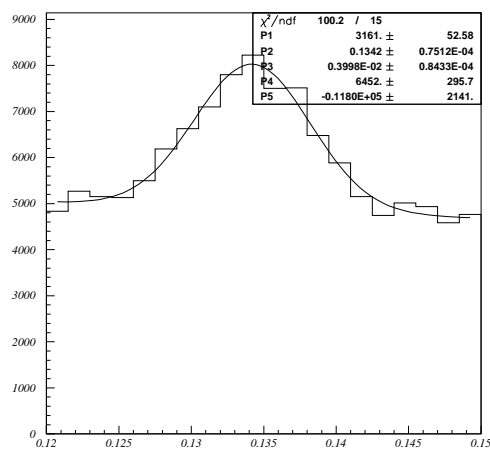
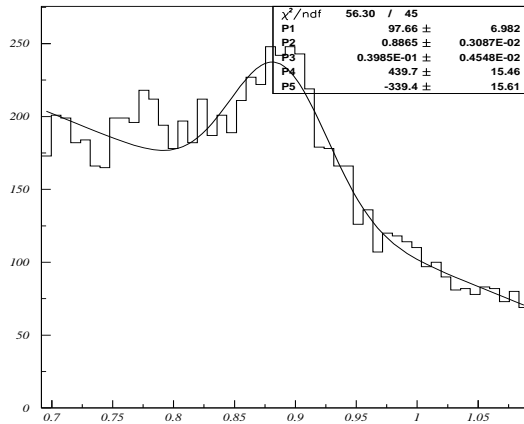
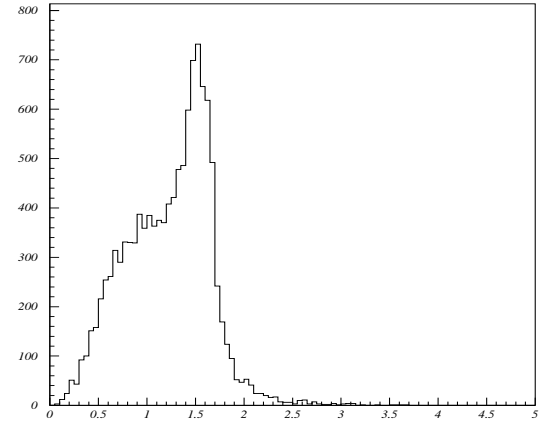


図 4.39: E_{γ} カットとフィッティングをした $M_{\gamma\gamma}$

である。ず 4.40 の範囲ではバックグラウンドは線形であると仮定して、 $M_{K_S^0\pi^0}$ に対してもガウシアンと一次関数でフィッティングを行い³、質量でのカットの範囲を $3\sigma = 120$ MeV と決定した。

³実際にはブライト-ウィグナーの共鳴公式に従う

図 4.40: $M_{K_S^0 \pi^0}$ の分布図 4.41: $P_{K_S^0 \pi^0}^*$ の分布

4.4 シミュレーションの結果とバックグラウンドについて

4.4.1 B^0 の再構成

最終的にこれまでに再構成した J/ψ と K^{*0} を組み合わせて B^0 中間子の再構成を行う。さらに、 B^0 について運動量とエネルギーを独立に見るために次のようなパラメータを定義する。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{beam}^2 - P_{B^0}^2} \quad (4.7)$$

$$\Delta E \equiv E_{beam} - E_{B^0} \quad (4.8)$$

ここで、 E_{beam} は重心系でのビームのエネルギー ($E_{beam} = 5.29$ GeV) であり、 E_{B^0} と P_{B^0} は再構成された B^0 のエネルギーと運動量である。同一イベント内に複数の候補が再構成された場合は上記の二つのパラメータで、実際の B^0 の値である $\Delta E = 0, M_{bc} = 5.28$ により近いものを選択した。図 4.42 にシグナルイベントでの ΔE 対 M_{bc} のプロットを示す。 ΔE が正側にテールを引いているが、これは π^0 を再構成する際に γ を用いているので ECL でのエネルギーリークがあるため B^0 のエネルギーが低く再構成されるためだと考えられる。右側の ΔE の分布は $5.27 \leq M_{bc} \leq 5.29$ の範囲のものであり、下側の M_{bc} の分布は $-0.1 \leq \Delta E \leq 0.2$ の範囲のものである。以降、これら両方に含まれる範囲をシグナルボックスと呼ぶ。

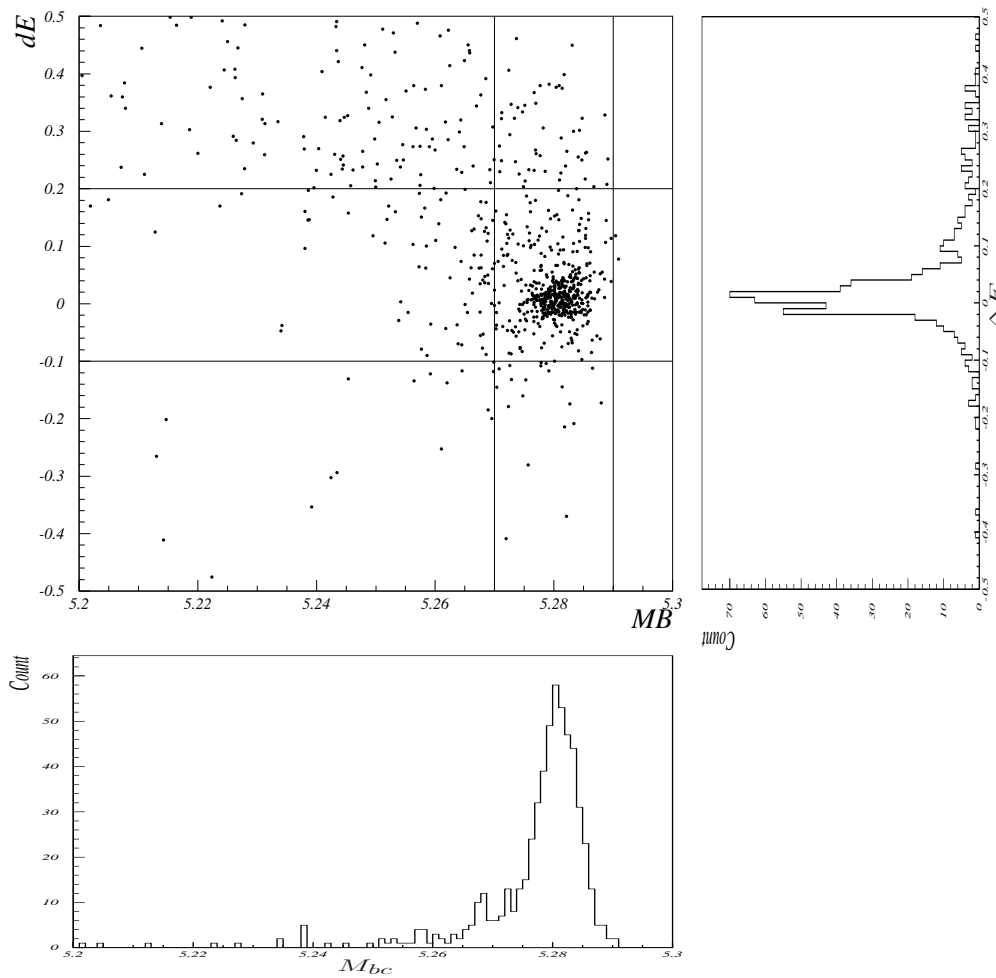


図 4.42: シグナルイベントの ΔE vs M_{bc}

4.4.2 バックグラウンドイベント

バックグラウンドイベントとして考えられるものは、 J/ψ と K_S^0 を同時に含むイベントで、そのほかのバックグラウンドについては $B^0\bar{B}^0$ イベント、 B^+B^- イベント $q\bar{q}$ からなる Continuum イベントのモンテカルロシミュレーションから見積もることとする。

使用したモンテカルロイベントは各モードのイベントとして 10,000 イベントづつを、 $B^0\bar{B}^0$ イベント、 B^+B^- イベントが各 4,000,000 イベント、Continuum イベントが 20,000,000 イベントである。表 4.8 に各モンテカルロシミュレーションの結果と今回使用した実験データ 5.825 fb^{-1} 相当に対する見積もりを示す。検出されたイベント数はシグナルボックス内に残ったイベントの数を表す。(* がついたものは \bar{B} からの寄与を考え 2 倍に見積もってある。) 表 4.8 から、主なバックグラウンドとな

イベントの種類		MC の数	検出された数	ϵ	@ 5.825 fb ⁻¹
$J/\psi K^{*0}$	$K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$	10000	482	4.82%	6.4*
$J/\psi K_S^0$		10000	5	5×10^{-4}	1.2*
$J/\psi K^{*-}$	$K^- \pi^0$	10000	1	1×10^{-4}	$\simeq 0$
	$K_S^0 \pi^-$	10000	114	1.14%	3.0*
$J/\psi K^{*0}$	$K^- \pi^+$	10000	1	1×10^{-4}	$\simeq 0$
	$K_L^0 \pi^0$	10000	1	1×10^{-4}	$\simeq 0$
$B^0 \bar{B}^0$		4000000	12	3×10^{-6}	9.8
$B^+ B^-$		4000000	3	7.5×10^{-7}	2.6
Continuum		20000000	0	1.15×10^{-7}	1.9

表 4.8: バックグラウンドの数の見積もり

るものは $J/\psi K_S^0$ と $J/\psi K^{*-}(K_S^0 \pi^-)$ の二つで、いずれも K_S^0 を含むモードである。 $B\bar{B}$ のモンテカルロイベントにはこれらのモードが含まれているので、他のバックグラウンドはかなり少ない値におさえられている。

シグナル以外で、 J/ψ と K_S^0 を含むモードが大きなバックグラウンドになるのは、 π^0 の同定のバックグラウンドが大きいためだと考えられる。つまり、ノイズとなる π^0 のために J/ψ と K_S^0 が同定されてしまうとそれがシグナルのイベント以外のものであっても B^0 を再構成できるような K^{*0} を再構成してしまうためだと考えられる。

4.5 実験データ

最後に、BELLE 実験で実際に得られたデータについて解析を行った結果を示す。使用したデータは平成 12 年 1 月から 7 月までに行われた実験 7 のデータで、積分ルミノシティは 5.825 fb⁻¹ である。

このデータに対してこれまでモンテカルロシミュレーションで決定してきたカットの値を適用してみる。

図 4.43、図 4.44 は実際のデータでの $M_{ee}, M_{\mu\mu}$ の分布であり、4.2.2 で決定したレプトン ID でカットを施してある。図 4.43 は図 4.17 と比較して若干バックグラウンドが多いが、図 4.44 は図 4.18 と良く一致している。図 4.43 と図 4.17 間に見られる相違は EID の精度の問題であると考えられる。

図 4.45、図 4.46 にこの時の EID 及び、 μID の分布を示す。図 4.11、図 4.12 と

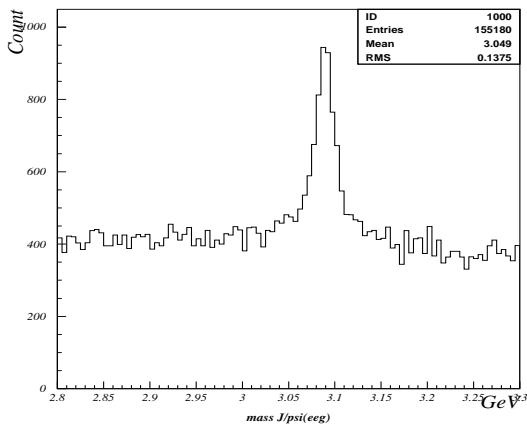


図 4.43: データにおける $M_{e^+e^-}$

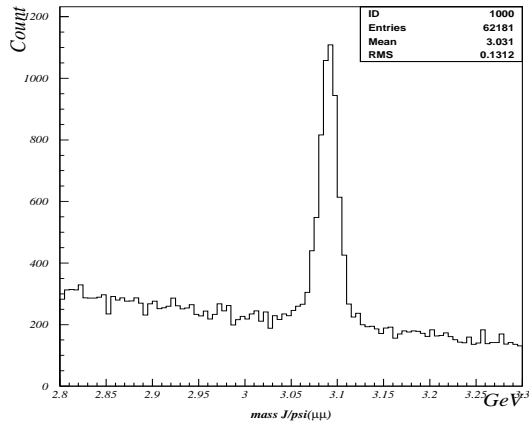


図 4.44: データにおける $M_{\mu^+\mu^-}$

比較して、 μID では良く一致しているが、 $MUID$ では 両側のピークの高さが実際のデータで若干低くなっているのが分かる。

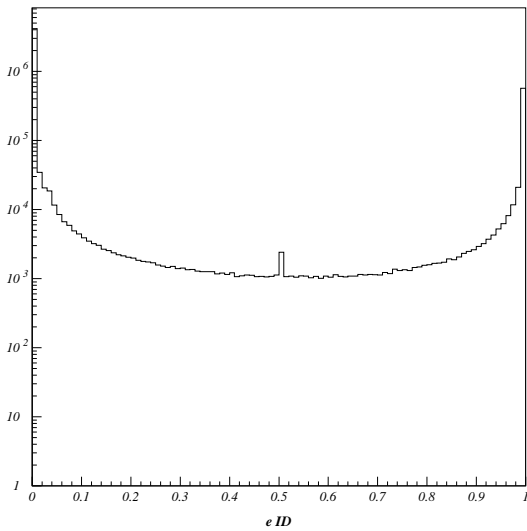


図 4.45: データにおける eID

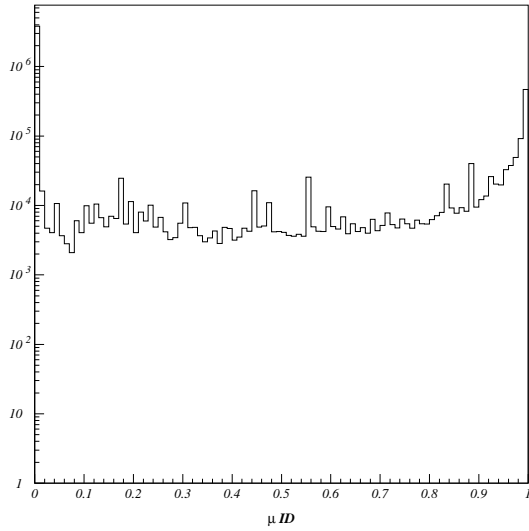


図 4.46: データにおける μID

次に、図 4.47 に $M_{\pi^+\pi^-}$ 、図 4.48 に $M_{\gamma\gamma}$ の分布を示すが、これらはモンテカルロシミュレーションと良く一致しているといえる。

実際のデータで B^0 を再構成してみると 図 4.49 のようになり、シグナルボックス内には 12 イベントが観測された。

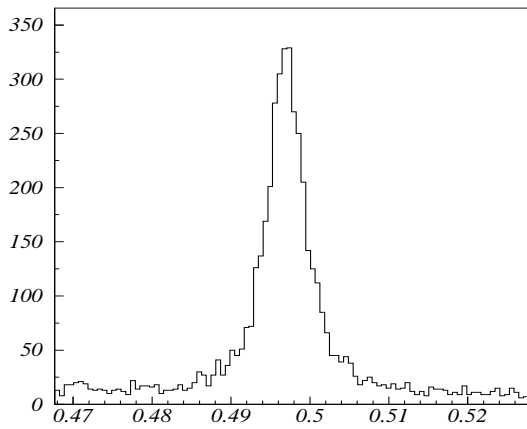


図 4.47: データにおける $M_{\pi^+\pi^-}$

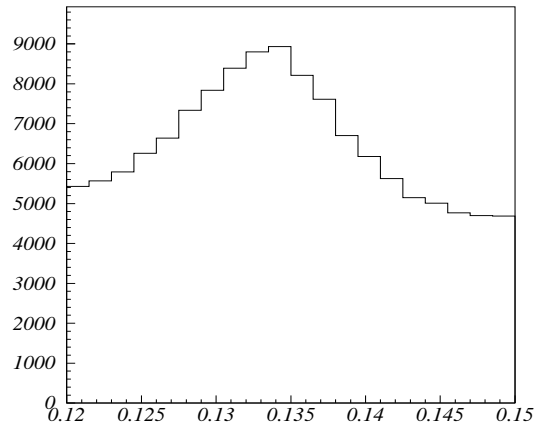


図 4.48: データにおける $M_{\gamma\gamma}$

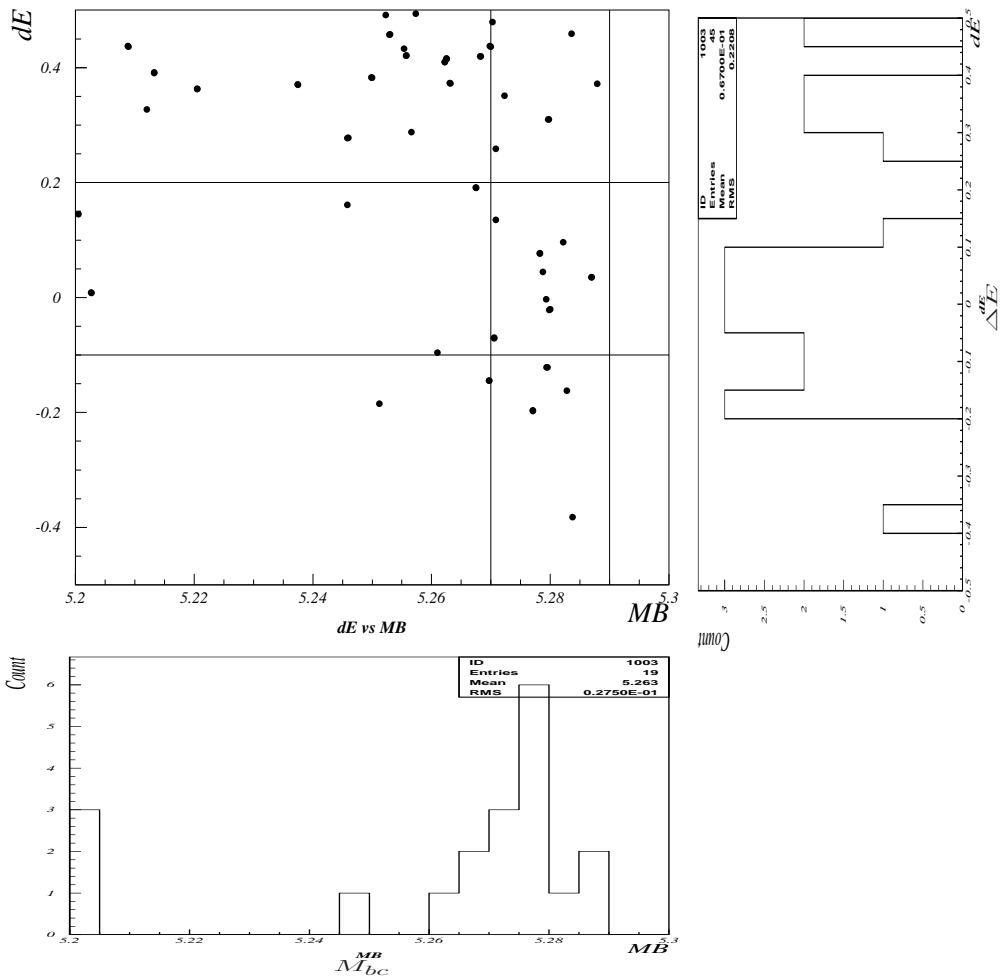


図 4.49: データの ΔE vs M_{bc}

4.6 結果

表 4.8 から解析後にシグナルボックスに残るの数を見積もると 5.825 fb^{-1} 相当で約 14 イベントが残ってくることになる。この値と、データを解析してシグナルボックスの中に残った数 12 はほぼ一致していると考えてモンテカルロの値を信用するならば、12 イベント中約半数は実際に $J/\psi K^{*0}$ イベントを再構成できているといえるが、統計量が少ないためにフィッティング等による解析を行えなかった。

ここまでに得られたモンテカルロシミュレーションでの検出効率、及びモンテカルロシミュレーションで見積もったバックグラウンドの数からこのモードの崩壊率を計算すると、

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) \simeq (1.3 \pm 0.5) \times 10^{-3}$$

となり、現在知られている値、 $(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ (PDG) とほぼ一致していると言える。

第5章 まとめと課題

本研究で測定した KLM の検出効率の測定の際に次のようなことがわかった。

- KLM の検出効率は $> 95\%$ だが表 3.3 に示したようにいくつかのモジュールで検出効率の低下が見られた。その理由として、
 1. 読み出しストリップ、RPC の動作不良
 2. ビームトンネルからの放射光によるバックグラウンド

バレル部の不良の多くは前者によるものだと考えられ、エンドキャップ外層の不良は後者によるものである。EKLMF-S0-L09 の不良は実験 9 になり補修がなされ、ビームトンネルからのバックグラウンドに対しては実験 9 から鉛の板による遮蔽がされ、エンドキャップ外層のモジュールで 5% ほどの検出効率の改善が見られる。

- MuPair イベントでエンドキャップ後方の荷電粒子が通過しない領域は、電子ビームと陽電子ビームが角度を持って衝突するための、中心の 5° ほどのずれが観測できた。

J/ψ K^*0 イベントの再構成の解析は次のような結果になった。

- シグナルイベントの検出効率は 4.82%。
- 主なバックグラウンドは J/ψ , K_S^0 を含む他の崩壊モード。
- モンテカルロシミュレーションでは 5.825 fb^{-1} で 14 イベント程度の観測を見積もり、実際のデータでは同じ積分ルミノシティで 12 イベントが観測された。これは、データとモンテカルロが良く一致しているいえる。
- 崩壊率を計算すると $(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ で、これは $(1.50 \pm 0.17) \times 10^3$ (PDG) とほぼ一致している。

今後の課題は、KLM の検出効率に関しては

- MuPair イベントではエンドキャップ後方部の中心付近を通る荷電粒子が存在しないためその領域の検出効率を求めることができない。そのため、今後検出効率を計測する際には別のイベントサンプルも含める必要がある。
- KLM の検出効率を測定することで作成した検出効率のデータをモンテカルロシミュレーションに反映させる。
- ビームバックグラウンドを除くために置かれた鉛のシールドの効果をみる必要とともに、継続的に KLM のステータスを監視する。

などが挙げられる。物理解析に関しては、

- バックグラウンドの多い π^0, K^{*0} の検出を最適化する。
- $J/\psi K^{*0}$ の偏向性や、CP の破れを観測するためにはさらに多くのイベントが必要となる。
- $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の再構成も含めて角度分布の解析を行う。
- より多くのイベントを集め、系統誤差を含め、フィッティング等の方法でより精度良く測定する。

などが挙げられる。

付録A $B^0 - \bar{B}^0$ の時間発展

B 中間子系は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合を起こし、任意の中性 B 中間子の状態は

$$|\Psi_B(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.1})$$

または、

$$\Psi_B(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

と書くことができ、以下の時間に依存する Schrödinger 方程式に従う。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi_B(t)\rangle = \mathbf{H}|\Psi_B(t)\rangle = E|\Psi_B(t)\rangle \quad (\text{A.3})$$

ただし、ここで

$$|a(t)|^2 + |b(t)|^2 = 1 \quad (\text{A.4})$$

と規格化されている。このとき、ハミルトニアン \mathbf{H} は 2×2 の行列で、式 A.3 に $\langle B^0|$ または $\langle \bar{B}^0|$ を掛けて整理すると。

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle B^0|\mathbf{H}|B^0\rangle & \langle B^0|\mathbf{H}|\bar{B}^0\rangle \\ \langle \bar{B}^0|\mathbf{H}|B^0\rangle & \langle \bar{B}^0|\mathbf{H}|\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

となる。このとき、崩壊する粒子の波動関数は一般に

$$\Psi(t) = \Psi(0)e^{-i(m - \frac{i}{2}\Gamma)t} \quad (\text{A.6})$$

で表されるので、その対応を考えると、

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma \quad (\text{A.7})$$

であることがわかる。 \mathbf{M} (mass matrix) 及び、 Γ (decay matrix) も 2×2 の行列であり、

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

と書く。ここで、 \mathbf{M}, Γ は双方がエルミート行列であること、また CPT 不変性を要求することにより、

$$m_{11} = m_{11}^*, m_{22} = m_{22}^*, m_{12} = m_{12}^*, m_{21} = m_{21}^*, m_{11} = m_{22} \quad (\text{A.9})$$

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{11}^*, \Gamma_{22} = \Gamma_{22}^*, \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^*, \Gamma_{21} = \Gamma_{21}^*, \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (\text{A.10})$$

が得られる。よって、 $m_{11} = m_{22} = m_0$ 、 $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_0$ として、

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \langle B^0 | \mathbf{H} | B^0 \rangle & \langle B^0 | \mathbf{H} | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | \mathbf{H} | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | \mathbf{H} | \bar{B}^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & m_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

となる。このハミルトニアン固有状態が、質量固有状態 (物理的な粒子) である。重い (Heavy) ものを B_H 、軽いものを B_L とすると、それぞれの固有状態 ($|B_H\rangle, |B_L\rangle$) および、固有値 (λ_H, λ_L) として、

$$|B_H\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \{p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle\} \quad (\text{A.12})$$

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \{p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle\} \quad (\text{A.13})$$

$$\lambda_H = m_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} - pq \equiv M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H \quad (\text{A.14})$$

$$\lambda_L = m_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} + pq \equiv M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \quad (\text{A.15})$$

がえられる。ただし、

$$p = \left(m_{12} - \frac{1}{2}\Gamma_{12} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.16})$$

$$q = \left(m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.17})$$

である。ここで、それぞれの質量を M_L, M_H にたいし、

$$M \equiv \frac{M_H + M_L}{2}, \quad \Delta M \equiv M_H - M_L \quad (\text{A.18})$$

を定義する。また、崩壊幅の違いは多く見積もっても $\Delta\Gamma/\Gamma \leq 10^{-2}$ であり、実験においては未だに何の効果も観測されていないので無視することにする。すなわち、

$$\Gamma_H = \Gamma_L \equiv \Gamma \quad (\text{A.19})$$

故に、時間変化は Schrödinger 方程式の時間部分の解として、

$$B_H(t) = B_H(0)e^{-i(M_H - \frac{1}{2}\Gamma)t} \quad (\text{A.20})$$

$$B_L(t) = B_L(0)e^{-i(M_L - \frac{1}{2}\Gamma)t} \quad (\text{A.21})$$

であたえられる。式 A.21 を書き換えることによって、 $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ の時間発展を表すことができる。 $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ を純粋な状態と定義する。すると、 $|B_{phys}^0(t)\rangle$ を $t=0$ で $|B^0\rangle$ であった状態 ($B_L(0) = B_H(0) = 1/(2p)$) の $t=t$ における状態、 $|\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle$ を $t=0$ で純粋な $|\bar{B}^0\rangle$ であった状態 ($B_L(0) = -B_H(0) = 1/(2q)$) の $t=t$ での状態とすれば、時間発展は

$$|B_{phys}^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.22})$$

$$|\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (\text{A.23})$$

であたえられる。ここで

$$g_+ = e^{i(M - \frac{1}{2}\Gamma)t} \cos \frac{\Delta Mt}{2} \quad (\text{A.24})$$

$$g_- = ie^{i(M - \frac{1}{2}\Gamma)t} \sin \frac{\Delta Mt}{2} \quad (\text{A.25})$$

とした。

参考文献

- [1] L.Wolfenstein, *Phy.Rev.Lett.* 51, (1983), 1945
- [2] Belle Collaboration, *Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays*, KEK Report 94-2, (April 1994)
- [3] 高崎史彦, “なぜ B クォークなのか?: B ファクトリー建設計画”, *日本物理学会誌*, vol.46,No.7, (April 1994)
- [4] 岩崎正義他, “B ファクトリーの建設が始まる”, *日本物理学会誌*, Vol.49,No.9, (1994)
- [5] Y.Teramoto, *2D-readout of RPC's signals*, KEK BELLE Note #18, (1994)
- [6] Belle Collaboration, *KEKB B-Factory Design Report*, KEK Report 95-7, (August 1995)
- [7] Belle Collaboration, *BELLE Technical Design Report*, KEK Report 95-1, (April 1995)
- [8] Belle Collaboration, *BELLE Progress Report*, KEK Progress Report 96-1, (March 1996)
- [9] K.Neichi *et al.* , *The Readout-strip width in KLM detector*, KEK BELLE Note #109, (1996)
- [10] K.Abe, *Gas For KLM detector*, KEK BELLE Note #145, (1996)
- [11] 難波かおり, *Belle 実験における b 中間子希少崩壊シミュレーション研究*, Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, (1996)
- [12] Belle Collaboration, *BELLE Progress Report*, KEK Progress Report 97-1, (March 1997)

- [13] 山鹿光裕, *Belle* 実験のための K_L^0/μ 検出器の研究, Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, (1997)
- [14] 栗本 猛, *Flavor Dynamics and CP Violation*, 素粒子物理学 理論実験合同夏の学校 講義ノート, (1998)
- [15] 植木 誠, *Study of Gas Mixture for Glass RPC at BELLE Experiment*, Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, (1998)
- [16] A.Alavi-Harati, *et al.* , *Observation of Direct CP Violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ Decays*, *Phy.Rev.Lett.* 83,(July 1999), 22
- [17] 五十嵐善則, *BELLE* 実験における μ 粒子検出の研究, Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, (1999)
- [18] 安土 哲, *BELLE* 実験における K_L^0 粒子検出の研究, Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, (1999)
- [19] BELLE Charmonium group, *Event selection of $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$* , KEK BELLE Note #318, (May 2000)
- [20] R.Itoh,IPNS,KEK, *Measurement of Polarization of J/ψ in $B^0 \rightarrow J/\psi + K^{*0}$ and $B^+ \rightarrow J/\psi + K^{*+}$ decays*, KEK BELLE Note #344, (July 2000)
- [21] BELLE Charmonium group, *Update of Event Selection of $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$* , KEK BELLE Note #346, (July 2000)
- [22] M.Yamaga, *et al.* , *Measurement of $\sin 2\phi_1$ in $B^0 \rightarrow J/\psi K_L$ Decays*, KEK BELLE Note #358, (October 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申し上げます。

指導教官の山口晃先生には BELLE 実験に参加する機会を与えていただくとともに、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。安部浩也先生には解析方法や論文構成等において、貴重なアドバイスをいただきました。無事に研究を終えることが出来ましたことを感謝いたします。

長嶺忠先生には解析方法からプログラム、物理扱いに至るまで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。山鹿光裕さんには博士論文で忙しい中、検出効率測定の際の様々なアドバイスや、解析用プログラム等に関して助言をいただきました。皆様、本当にありがとうございました。

苦楽を共にした同期の皆さん、池田君、川口君、丸藤君、樋口君、室野君、吉田君、渡部さん、本当にありがとう。研究以外にも様々なことを教えていただいた先輩方、そして後輩の皆さん、感謝しています。研究室のスタッフの方々には研究、その他様々な事柄に関して相談にのっていただきました。ありがとうございます。

KEK、青森大学、大阪大学、大阪市立大学、東北学院大学、バージニア工科大学、プリンストン大学のメンバーの皆様並びに BELLE の皆様方には大変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。

2001年2月14日

半田 史明

