

修士論文

B中間子崩壊における D_s^* の偏極の測定

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
加藤孝弘

平成15年

目次

第1章 序	7
第2章 BELLE実験	11
2.1 KEKB 加速器	11
2.2 BELLE 検出器	13
2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)	14
2.2.2 中央ドリフトチェンバー (CDC)	16
2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター	17
2.2.4 飛行時間差測定器 (TOF)	19
2.2.5 CsI 電磁カロリメーター (ECL)	20
2.2.6 <i>KLM</i> 検出器	21
2.2.7 トリガーシステム (DAQ)	22
2.3 ソフトウェア	25
2.3.1 解析ツール	25
2.3.2 モンテカルロシミュレータ	25
2.4 現在の状況	26
第3章 解析	27
3.1 崩壊モード	27
3.2 角度分布	27
3.3 カット	28
3.4 質量差分布	36
3.5 Continuum の除去	37
3.6 運動量分布	40
3.7 検出効率の崩壊角度依存性の決定	44
3.8 データ崩壊角分布	48
3.9 データ補正	52
3.10 実験結果	57
3.11 系統誤差	57
3.12 まとめ	58

第 4 章 考察と今後の課題	59
4.1 考察	59
4.2 今後の課題	60
付 録 A d 関数と角度分布	61
謝 辞	65

表 目 次

2.1	KEKB の主要パラメータ	14
2.2	ACC のパラメータ	19
3.1	MC のフィットのパラメータ	37
3.2	データのフィットにおけるクリスタルボールファンクションのパラメータ	40
3.3	各 D_s^* 運動量領域における MC の σ に対するデータの σ の倍率	48
3.4	最終フィットに依るエラー	57
3.5	シグナル関数によるエラー	58

目次

1.1	Quark Hadron duality	9
2.1	KEKB の模式図	12
2.2	e^+e^- 衝突エネルギーと発生頻度の関係	13
2.3	BELLE 検出器	15
2.4	シリコンバーテックス検出器の断面 (SVD)	15
2.5	シリコンバーテックス検出器 (SVD)	16
2.6	中央ドリフトチェンバー (CDC)	17
2.7	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)	18
2.8	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)	18
2.9	TOF 検出器	20
2.10	CsI 電磁カロリメータ (ECL)	21
2.11	KLM のモジュール断面積	22
2.12	KLM のバレル部	23
2.13	KLM のエンドキャップ部	23
2.14	トリガーシステムの模式図	24
3.1	崩壊モード	27
3.2	$B \rightarrow D_s^* X_c, D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ における D_s^* の静止系で定義される崩壊角度	28
3.3	Interaction Point (xy 平面)	29
3.4	Interaction Point	29
3.5	R2	30
3.6	helicity angle	31
3.7	KID(シグナル K 中間子)	32
3.8	KID(バックグラウンドを含む K 中間子)	32
3.9	π ID(シグナル π 中間子)	33
3.10	π ID(バックグラウンドを含む π 中間子)	33
3.11	E_γ	34
3.12	ϕ 質量 (MC)	35
3.13	D_s 質量 (MC)	35
3.14	$\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})$ (モンテカルロ)	36
3.15	$\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})$ (on-resonance)	38

3.16	$\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})(off - resonance)$	38
3.17	$\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})(B\bar{B})$	39
3.18	運動量分布 (モンテカルロ)	40
3.19	運動量分布 (DATA)(on-resonance & off-resonance)	41
3.20	運動量分布 (DATA)($B\bar{B}$)	41
3.21	$b \rightarrow D_s^{*c}$	42
3.22	$b \rightarrow D_s^* X$	43
3.23	Momentum	44
3.24	ΔM の分布 41 ~ 50 のラベルは順に $\cos \theta$ を $-1 \sim 1$ まで 0.2 刻みでスライ スしたもの	45
3.25	検出効率 ($x = 0.00 \sim 0.15$)	46
3.26	検出効率 ($x = 0.15 \sim 0.30$)	46
3.27	検出効率 ($x = 0.30 \sim 0.35$)	47
3.28	検出効率 ($x = 0.35 \sim 0.45$)	47
3.29	ΔM	49
3.30	角度分布 ($x = 0.00 \sim 0.15$)	50
3.31	角度分布 ($x = 0.15 \sim 0.30$)	50
3.32	角度分布 ($x = 0.30 \sim 0.35$)	51
3.33	角度分布 ($x = 0.35 \sim 0.45$)	51
3.34	角度分布 (補正したデータ) $x = 0.00 \sim 0.15, A = \alpha$	53
3.35	角度分布 (補正したデータ) $x = 0.15 \sim 0.30, A = \alpha$	54
3.36	角度分布 (補正したデータ), $x = 0.30 \sim 0.35, A = \alpha$	55
3.37	角度分布 (補正したデータ), $x = 0.35 \sim 0.45, A = \alpha$	56
4.1	ヘリシティ 0 が支配的な理由 1	59
4.2	ヘリシティ 0 が支配的な理由 2	59
A.1	角度分布	61

第1章 序

現在、世界各地で様々なBファクトリーが進行している。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カ国の50以上の大学/研究機関から多くの研究者が参加して、非対称エネルギーの電子-陽電子衝突型加速器を用いることによって、大量のB中間子を生成し、その崩壊過程を調べ、そこから非常に小さな差である B と \bar{B} の違いを明らかにすることによってCP非保存のパラメータの測定や理論の検証をすることを主目的として、研究が行われている。BELLE検出器は5年間の研究・開発、約2年間にわたる建設を経て、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2004年1月までに、積分ルミノシティで約 $180fb^{-1}$ のデータが得られている。

B中間子の崩壊はクォークと W^\pm ボゾンとの相互作用によっておこると考えられているが、標準模型ではクォークによる W^\pm ボゾンとの相互作用ラグランジアンは、

$$L_{qw} = \frac{g}{\sqrt{2}} V_{ij} (\bar{U}_i \gamma_\mu P_L D_j) W^\mu \quad (1.1)$$

$$U_{1,2,3} = (u, c, t), D_{1,2,3} = (d, s, b), P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2}$$

$$V_{ij} : CKM \text{ 行列}, W^\mu : W \text{ ボゾン}$$

で与えられる。ここでCKM行列とはcabbibo-kobayashi-masukawa行列のことであり、ウルフェンシュタイン表示では、

$$(V_{ij}) \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.2)$$

と表される。

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、

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002, A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082 \quad (1.3)$$

であり、 ρ, η は $O(1)$ のパラメータである。

小林と益川は、1973年にクォークが6種類以上あると、CKM行列の中に除去できない位相が生じ、標準模型の中にCPの破れを含めることができることを発見した。当時は、3種類のクォーク(u,d,s)しか知られておらず、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。

BELLE実験の主目的はCP非保存のパラメータの測定であるが、理論においてCP非保存の計算において二つの仮定、Quark-Hadron DualityとFactorizationが使われる事が多い。Quark-Hadron Dualityとは、例えばB中間子が中間子Mとクォークqを含むハドロンに崩壊するとき、その分岐比及び中間子Mの偏極などがクォークレベルの崩壊 $b \rightarrow M q$ で与えられるという仮定である。またここでいうFactorizationとは崩壊 $b \rightarrow M q$ が $b \rightarrow q$ の遷移と中間子Mの真空からの生成に分けることができ、それぞれが独立に起こると考えられる仮定である。そのため、理論計算の確かさを検証するために、この理論における仮定の確かさを検証する必要性がある。

そこで、本研究では崩壊 $b \rightarrow D_s^* c$ において、 $D_s^* \rightarrow D_s + \gamma$ 崩壊における角度分布を求め、それによって D_s^* のヘリシティーの状態を測定する。その結果からヘリシティーの状態による比率を求める。その結果を理論値と比較することによって理論における仮定の確かさを検証する。

上に述べたように崩壊 $b \rightarrow D_s^* c$ を計算する上での理論的背景としてQuark Hadron dualityとFactorizationがあるが、それらを以下に簡単に説明する。

- Quark-Hadron duality

例えばB中間子が中間子Mとクォークqを含むハドロンに崩壊するとき、その分岐比(Γ)及び中間子Mの偏極などがクォークレベルの崩壊 $b \rightarrow M q$ で与えられるという仮定である。具体的には $B \rightarrow D_s^* X_c$ (X_c はcクォークを含むハドロン)において

$$\sum_{X_c} \Gamma(B \rightarrow D_s^* X_c) = \Gamma(b \rightarrow D_s^* c)$$

が成立し、それが D_s^* のそれぞれのヘリシティーに対して成り立っていると仮定される。図(1.1)はそのことを示したものである。

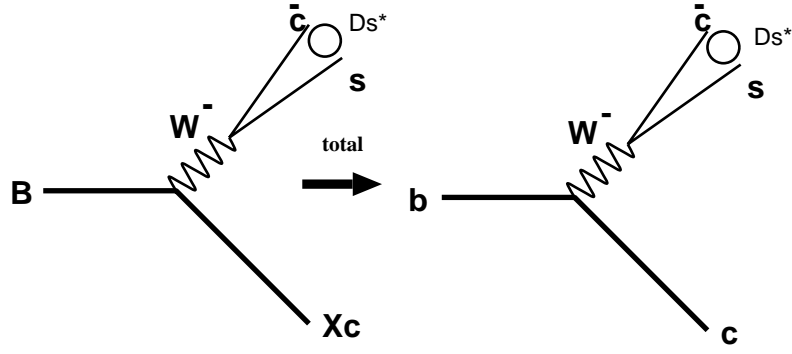


図 1.1: Quark Hadron duality

- Factorization

この仮定は、 $b \rightarrow D_s^* c$ の崩壊において $b \rightarrow c$ の遷移側と D_s^* の生成部分とを独立なものとして扱うことができる仮定である。ここで $b \rightarrow D_s^* c$ の崩壊に寄与する Effective Hamiltonian(H_{eff}) は、クォーク相互作用 (1.1) から生じ

$$H_{eff} = C(\bar{s}\gamma_\mu P_L c)(\bar{c}\gamma^\mu P_L b)$$

と書けるが、ここでいう Factorization を仮定すると

$$\langle D_s^* c | H_{eff} | b \rangle \xrightarrow{\text{Factorization}} C \langle D_s^* | \bar{s}\gamma_\mu P_L c | 0 \rangle \langle c | \bar{c}\gamma^\mu P_L b | b \rangle$$

と書くことができる。ここで

$$\langle D_s^* | \bar{s}\gamma_\mu P_L c | 0 \rangle = \frac{1}{2} M_{D_s^*} f_{D_s^*} \epsilon^\mu$$

$$\langle c | \bar{c}\gamma^\mu P_L b | b \rangle = \bar{u}_c \gamma^\mu P_L u_b$$

であり、

$M_{D_s^*}$: D_s^* 質量

$f_{D_s^*}$: D_s^* decay constant (崩壊定数)

ϵ^μ : D_s^* 偏極 4 ベクトル

\bar{u}_c : c クォークの u スピノル

u_b : b クォークの u スピノル

である。

この式を用いて matrix 要素を計算してやることによってヘリシティの計算ができる。その結果が以下の式である。

$$helicity = +1 : \sum_{+} |m|^2 = N(E_b + P)(E_c - P) \quad (1.4)$$

$$helicity = -1 : \sum_{-} |m|^2 = N(E_b - P)(E_c + P) \quad (1.5)$$

$$helicity = 0 : \sum_{0} |m|^2 = N(E_b E_c + P^2) \quad (1.6)$$

ただし E_b, E_c は D_s^* の静止系で見たときの b や c クォークのエネルギーである。また、 P は $P_b = P_c = P$ であり、 D_s^* の静止系で見たときの運動量である。また N は各ヘリシティへの崩壊率に共通な係数であり、ここでは相対比を見たいので気にする必要がない。

本論文の構成は、

- 第 2 章 BELLE 実験 について
- 第 3 章 B 中間子崩壊における D_s^* 粒子の偏極の測定
- 第 4 章 今後の課題

となっている。

第2章 BELLE実験

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器について説明する。図 2.1 は、KEKB 加速器の模式図である。KEKB 加速器は 2 つのリングを持つ非対称エネルギーの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 ($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) である。

BELLE 実験では、 B と \bar{B} のペアを大量に生成する必要がある。図 2.2 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生成が始まる様子を表したものである。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、これが $B\bar{B}$ のペアに崩壊する。これが、 $B(\bar{B})$ を大量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。しかし、もし電子と陽電子が対称なエネルギーで衝突すると、その過程において生成する粒子の運動量がほぼ 0 になり、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) が得られないため、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ためには、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、

$$\text{衝突エネルギー} = 10.58\text{GeV} = \sqrt{E^+ E^-} \quad (2.1)$$

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^-) を異なるものにする必要があるそのため、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 つの非対称なエネルギーのリングを持つ。また、電子のエネルギーが高いのは電子では低いエネルギーほどイオントラッピング現象が起こりやすくなるためである。

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

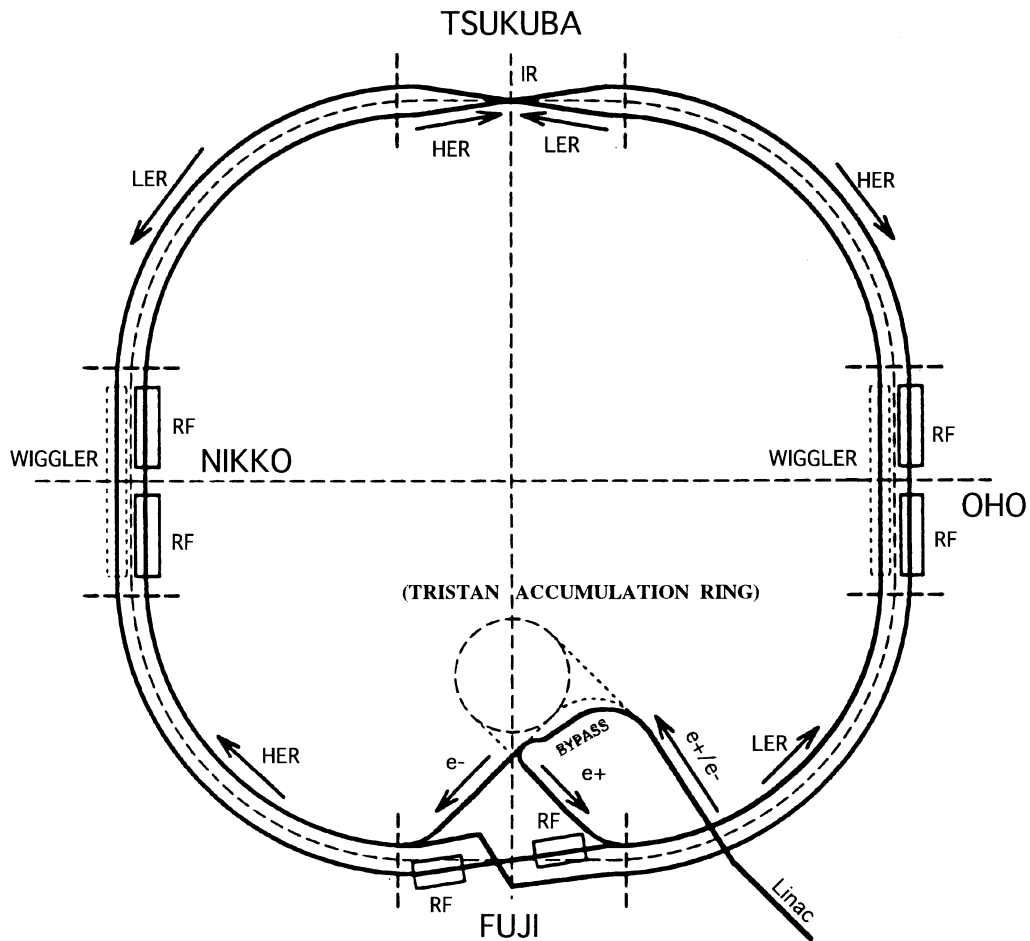


図 2.1: KEKB の模式図

シテイ L は、断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が、

$$R = L\sigma \quad (2.2)$$

となるように定義される。KEKB のルミノシティは、 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ と非常に大きく、これはトリスタンのルミノシティ $4 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の約 250 倍である。

KEKB 加速器の概要を表 2.1 に示す。

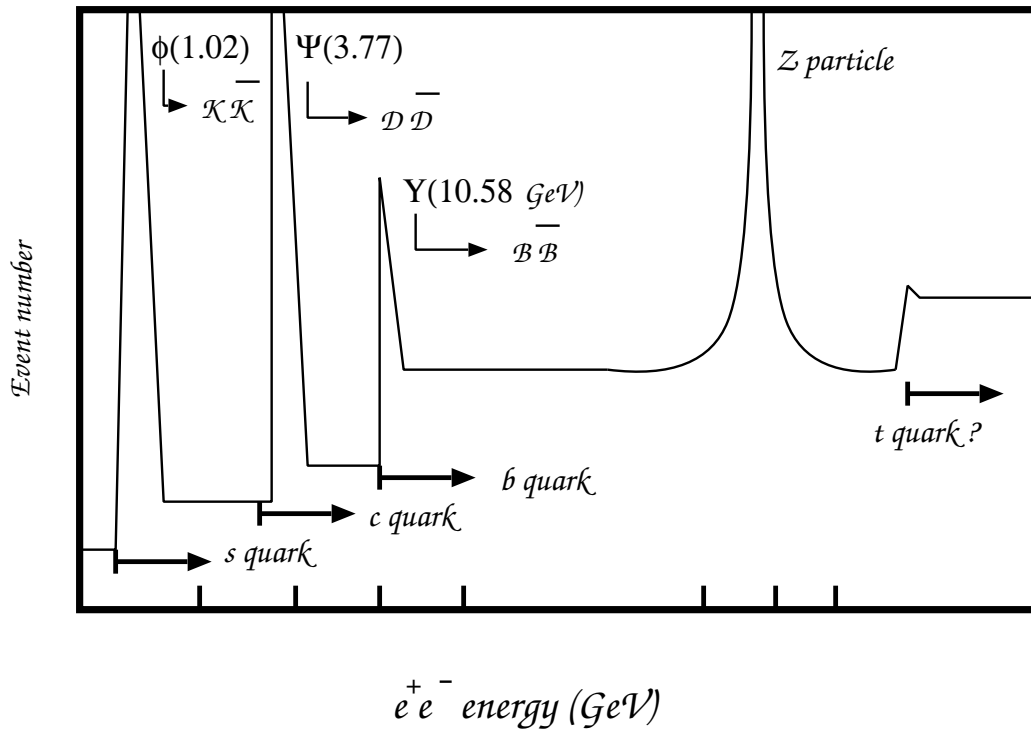


図 2.2: e^+e^- 衝突エネルギーと発生頻度の関係

2.2 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 $J/\psi K_s$ に崩壊する確率と、反 B 中間子が $J/\psi K_s$ 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。

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 $\leq 100\mu m$ 程度)

- 運動量測定

B 中間子からの崩壊粒子の運動量を高精度で測定することはイベントとバックグラウンドとを識別するのに重要となる。

- 粒子の識別能力

π^\pm, π^0, K_s, K_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能力を持つこと。

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	$\sigma E/E$	7.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}
ビーム電流	I	1.1 A	2.6 A
周長	C	3018	
交差角	θ_x	$\pm 11 \text{ mrad}$	
IP での β 関数	β_x^*/β_y^*	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

- カロリメーター
 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メーターを持つこと。
- データ収集システム
 毎秒数十～数百イベントが生成されると予想されるので、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能力をもつこと。

KEKB で用いられている検出器を図 2.3 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 Cherenkov Counter), 飛行時間差測定器 (Time-Of-Flight), CsI 電磁カロリメーター (ECL), $K^0_L \mu$ 検出器 (KLM) である。

2.2.1 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 $200 \mu\text{m}$ 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 $100 \mu\text{m}$ 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 $300 \mu\text{m}$ のシリコンの板に $6 \mu\text{m}$ 幅の電極を $25 \mu\text{m}$ 間隔

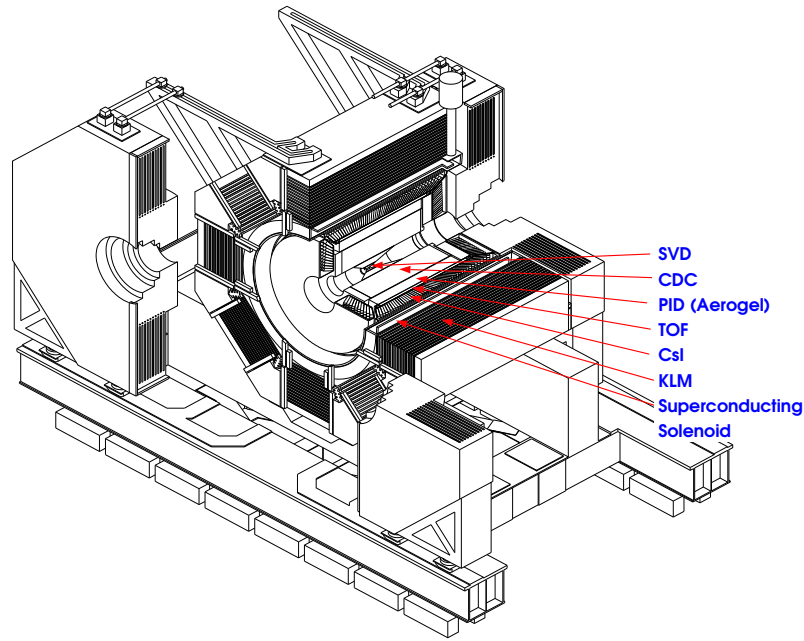


図 2.3: BELLE 検出器

に貼付けたものである。逆バイアスを加えることによって、キャリア空乏層がほぼ厚さいっぱい広がる。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 検出器に対しより多くの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 $23^\circ < \theta < 140^\circ$ となっている。

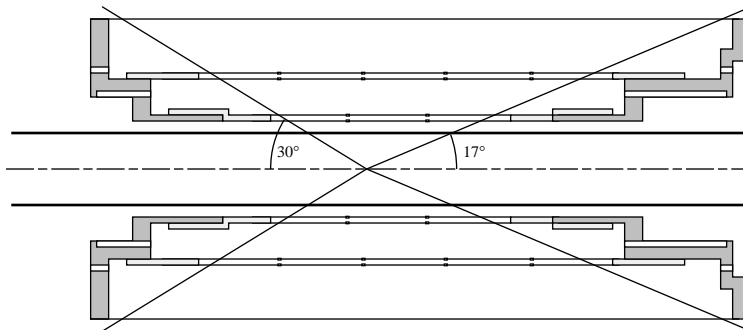


図 2.4: シリコンバーテックス検出器の断面 (SVD)

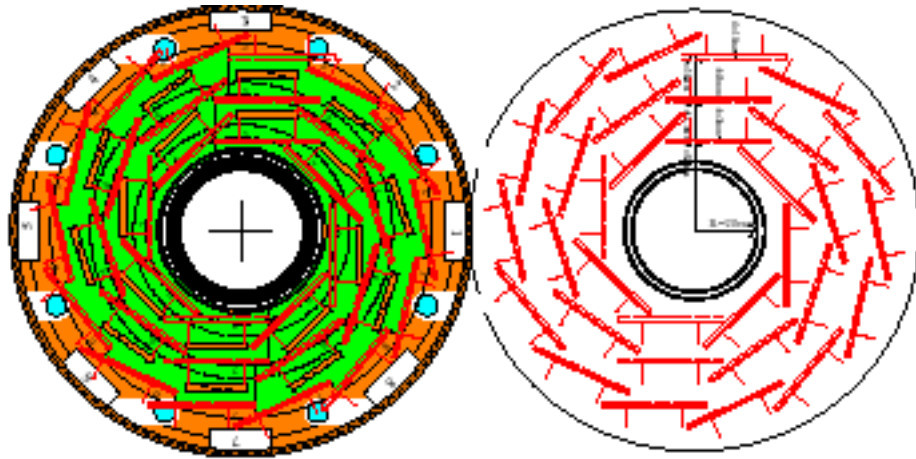


図 2.5: シリコンバーテックス検出器 (SVD)

2.2.2 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/エタンの混合ガス中に細い電極線を多数張ったものである。荷電粒子は飛跡の周りのガスを電離してイオン対を作り、そこで発生した電子は陽極に向かって移動し、陽極のごく近傍にて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 stereo 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、

$$\text{空間分解能} \sim 143\mu\text{m} \quad (2.3)$$

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.25\%p_t \oplus 0.39\% \quad (2.4)$$

$$\frac{dE}{dx} = 5.2\% \quad (2.5)$$

である。

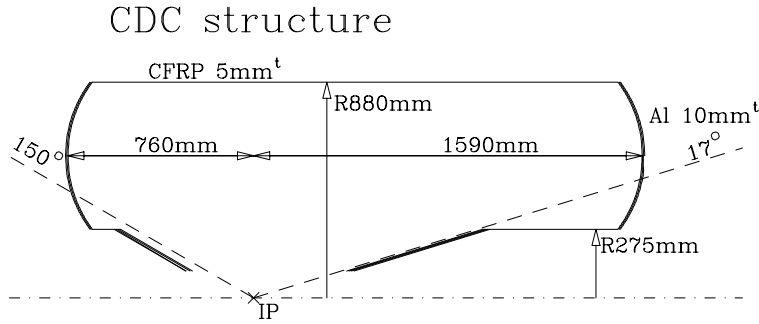


図 2.6: 中央ドリフトチェンバー (CDC)

2.2.3 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 2.6) 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)。その発生光量は荷電粒子の速度に依存するので、チェレンコフ光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。

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.6)$$

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が発生するが 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 2.7 に、エンドキャップ部分を図 2.8 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 までのものが用意に用いられ、屈折率により読み出し用の 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 $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ 、エンドキャップ部では $13.6^\circ < \theta < 33.4^\circ$ の領域をカバーする。

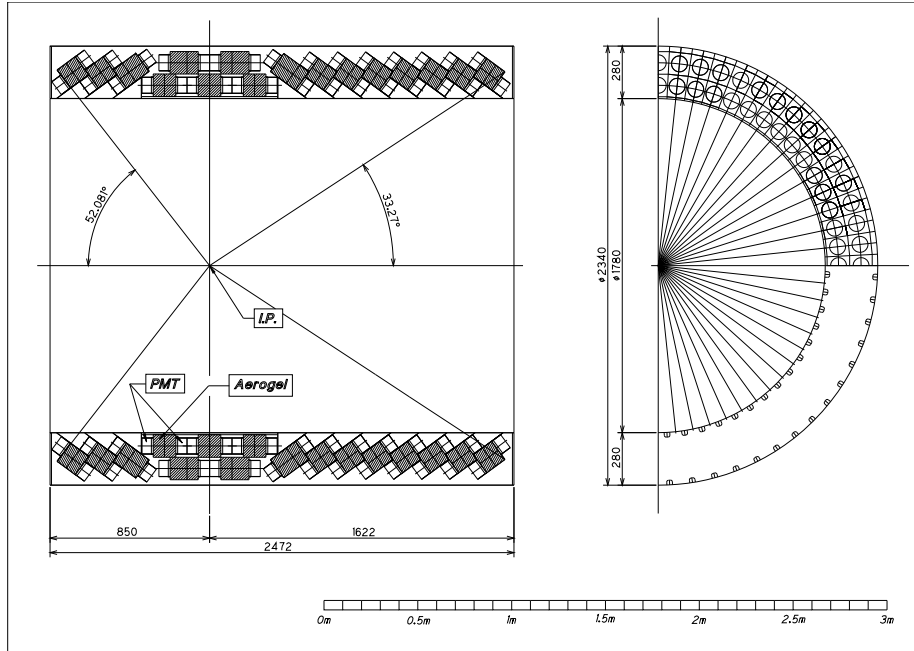


図 2.7: エアロジェルチェレンコフカウンター バレル部断面積 (ACC)

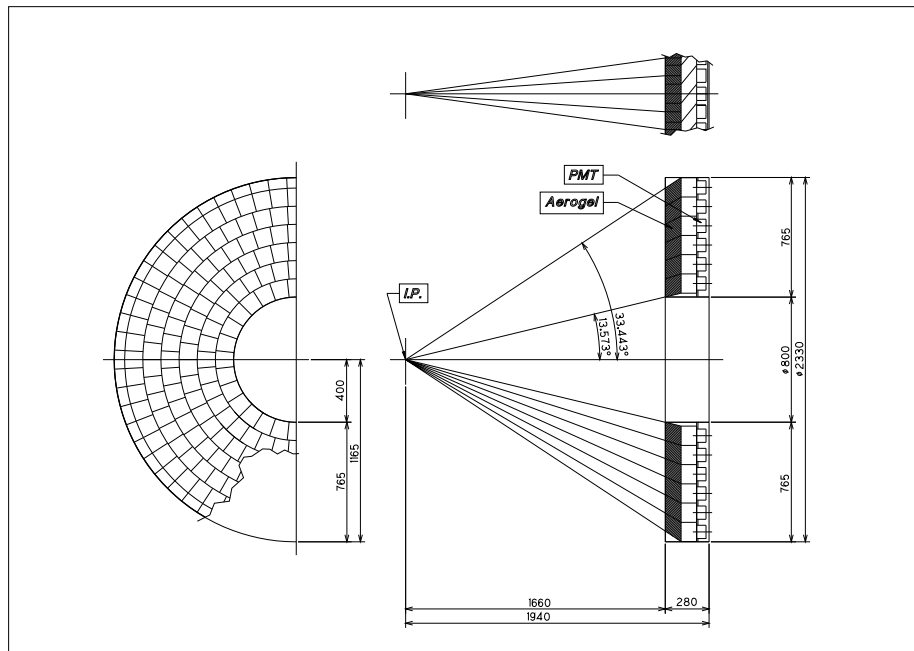


図 2.8: エアロジェルチェレンコフカウンター エンドキャップ部断面積 (ACC)

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

表 2.2: ACC のパラメータ

2.2.4 飛行時間差測定器 (TOF)

TOF とは、プラスチ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 $1.2\text{GeV}/c$ 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、

$$T = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.7)$$

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 1 つの TOF シンチレータと 2 つの TSC (Thin Scintillation Countar) 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 (CsI カロリメータ) 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 $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ である。

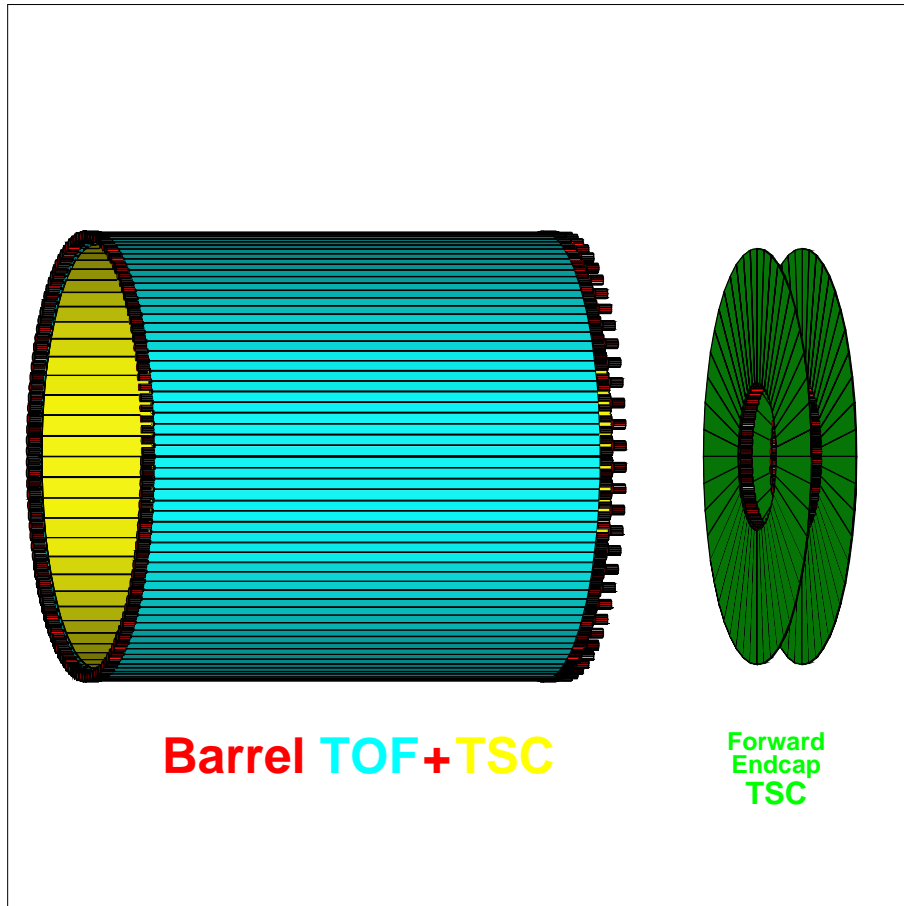


図 2.9: TOF 検出器

2.2.5 CsI 電磁カロリメーター (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．電氣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メーターである．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．

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

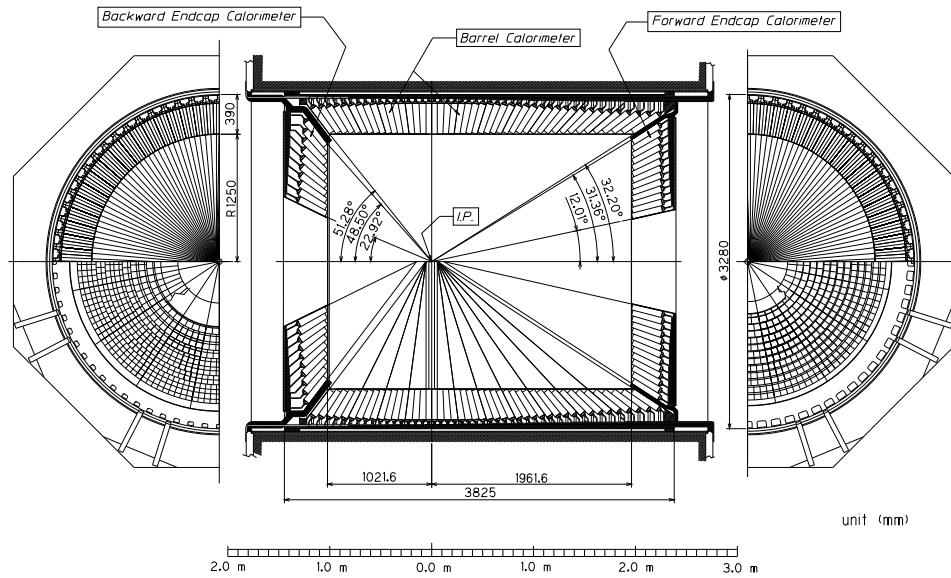


図 2.10: CsI 電磁カロリメータ (ECL)

2.2.6 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^0_L 中間子 K^0_L と μ 粒子だけである。

K^0_L は ECL やソレノイドコイル, KLM の鉄の層などで K^0_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。

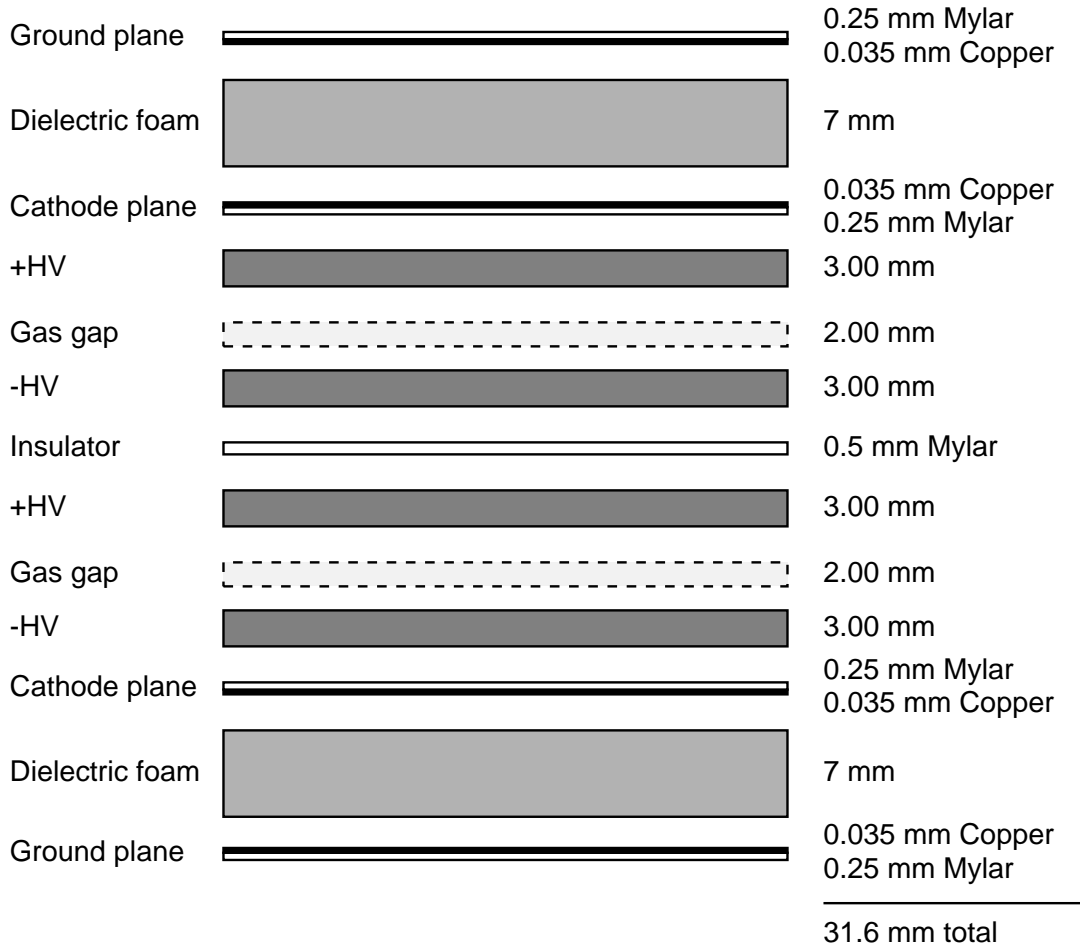


図 2.11: KLM のモジュール断面積

2.2.7 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 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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 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

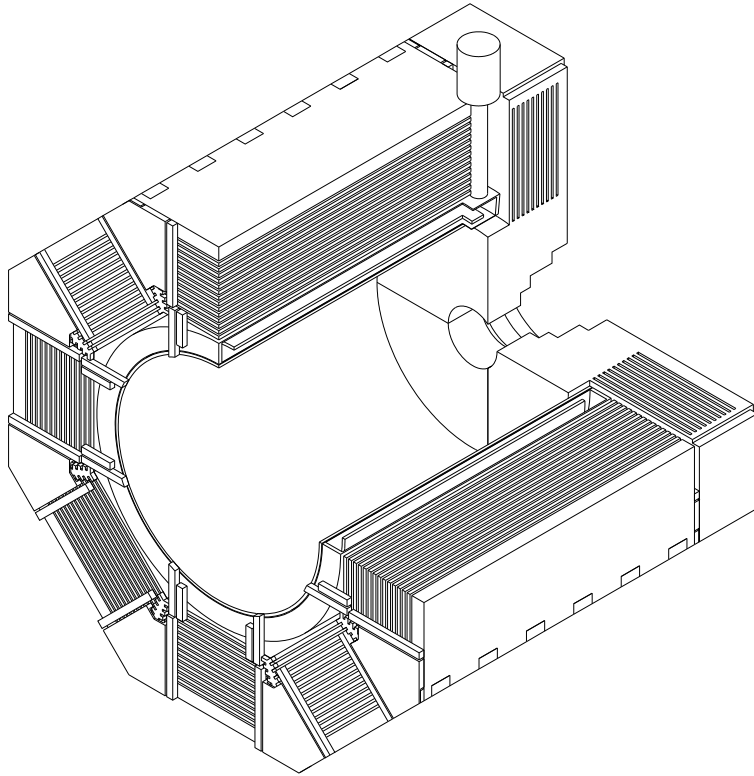


図 2.12: KLM のバレル部

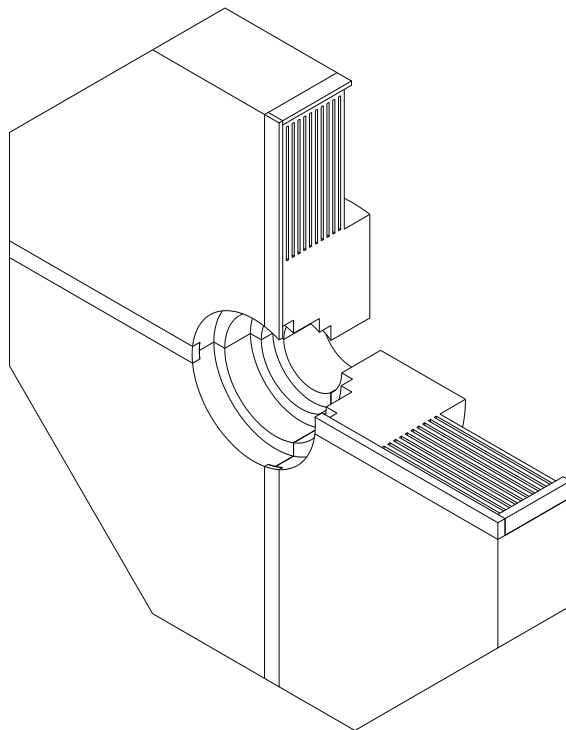


図 2.13: KLM のエンドキャップ部

物」の候補となる事象を短時間内に選び出す。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イベントの再構築と不要なイベントの削除が行なわれ、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2.14に示す。

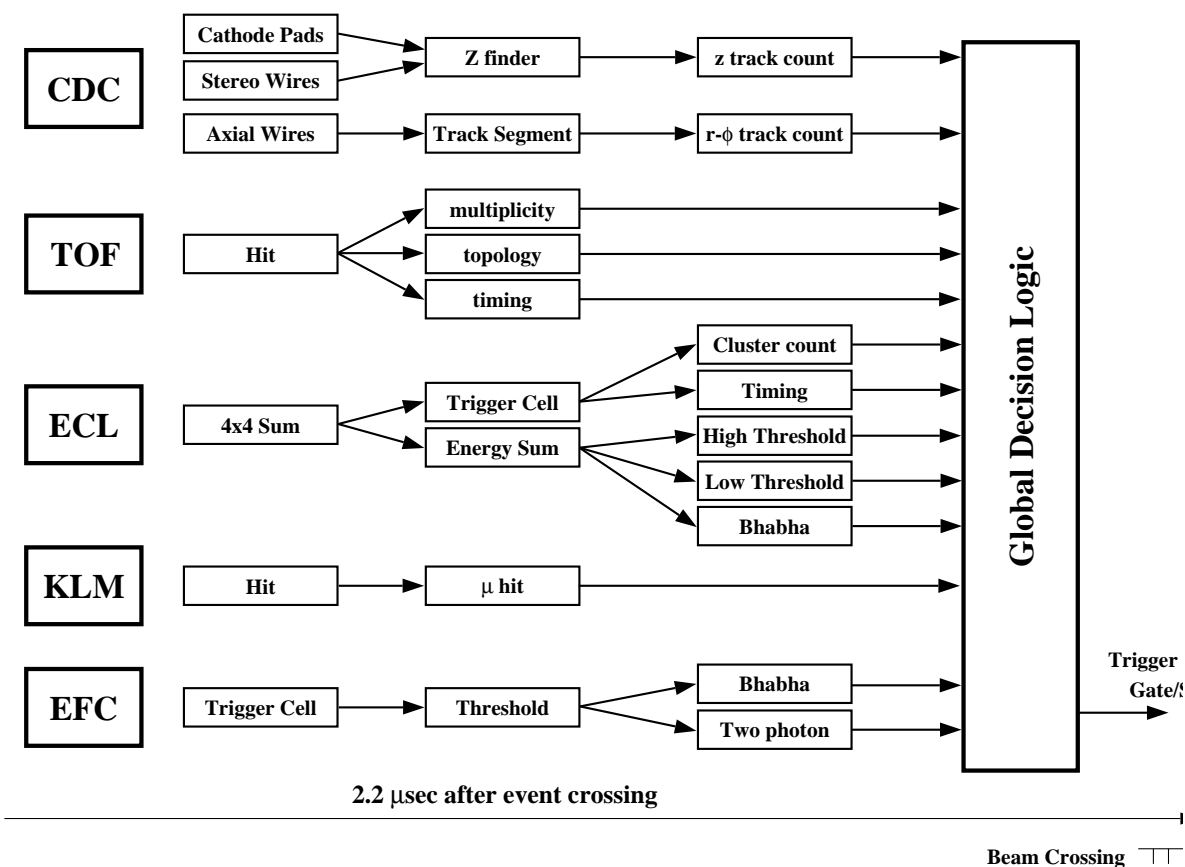


図 2.14: トリガーシステムの模式図

2.3 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。

2.3.1 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 Summary Tape)に蓄積される。DSTは非常に大きいため、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。

2.3.2 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GEANTを基にしたものである。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。

2.4 現在の状況

KEKB での衝突実験は 1999 年 5 月に開始された。現在のルミノシティーは $L = 1.13 \times 10^{34} / \text{cm}^2 / \text{sec}$ ビーム電流は HER で 1132 mA、LER で 1503mA になっている。Belle 検出器が蓄積した全積分ルミノシティーは現在 180fb^{-1} に到達した。

なお、この実験では BELLE 実験で得ることができた積分ルミノシティーのうち 135fb^{-1} のデータベースを用いて解析を行なった。

第3章 解析

3.1 崩壊モード

$D_s^* \rightarrow D_s + \gamma$ の崩壊における角度分布から $b \rightarrow D_s^* c$ の崩壊における D_s^* の偏極を求め、理論的仮定の確かさ (特に Factorization) を検証をすることが目的であるが、解析においては D_s^* の inclusive なモードを用いた。崩壊モードが次のものである。

この解析では図 (3.1) にあるようなモードを用いて、 D_s^{*+} を再構成する。

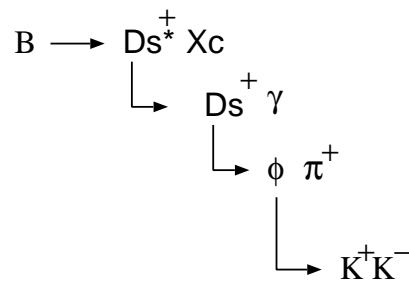


図 3.1: 崩壊モード

ここで B は B^+ または B^0 でこの論文を通して表記したモードの粒子・反粒子反転をしたモードも含まれるものとする。ここで X_c は $D, D^*, D\pi$ などの c -quark を含む系である。子のモードを見るために K^+ と K^- で ϕ を再構成し、 ϕ と π で D_s を再構成し、その D_s と γ で D_s^* を再構成し、 D_s^* を見ている。

3.2 角度分布

図 (3.2) にあるような D_s^* 静止系から見た角度がこの解析における $D_s^* \rightarrow D_s + \gamma$ の崩壊における角度分布である。本解析において偏極を求めるためにはこの角度分布を調べる必要がある。(付録 A 参照)

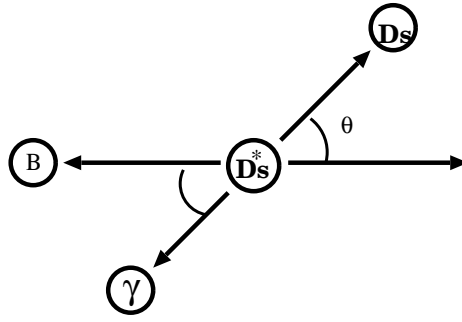


図 3.2: $B \rightarrow D_s^* X_c, D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ における D_s^* の静止系で定義される崩壊角度

3.3 カット

D_s^* 再構成のためにカットは以下のものを用いている。

カット	
dr	$dr \leq 1.0\text{cm}$
dz	$dz \leq 4.0\text{cm}$
R2	$R2 \leq 0.4$
KID	一方の KID ≥ 0.5 もう一方の KID ≥ 0.2
Mkk	$ M_{k+k-} - M_\phi \leq 10\text{MeV}$
πID	$\pi\text{ID} \geq 0.1$
$M_{\phi\pi}$	$ M_{\phi\pi^+} - M_{D_s} \leq 10\text{MeV}$
ϕ helicity Angle	$ \cos\theta_h \geq 0.35$
E_γ	$E_\gamma \geq 60\text{MeV}$

ここからはそれぞれのカットについて、説明する。このカットの説明においては 10000 イベントの MC と 6.3fb^{-1} の DATA を用いている。

- dr カット

dr とは、図 (3.3) 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。ここでは ϕ の構成粒子である荷電 K 中間子と D_s^\pm の構成粒子である荷電 π 中間子の dr が 1cm 以下のものを用いている。

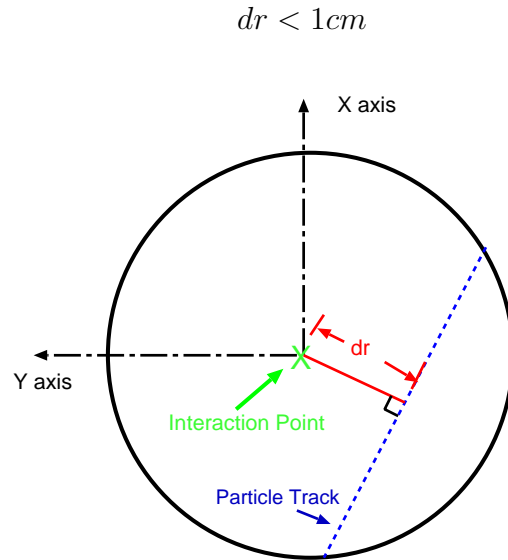


図 3.3: Interaction Point (xy 平面)

- dz

以下の図 (3.4) で分かるように 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。ここでは ϕ の構成粒子である荷電 K 中間子と D_s^\pm の構成粒子である荷電 π 中間子の dz が 4cm 以下のものを用いている。

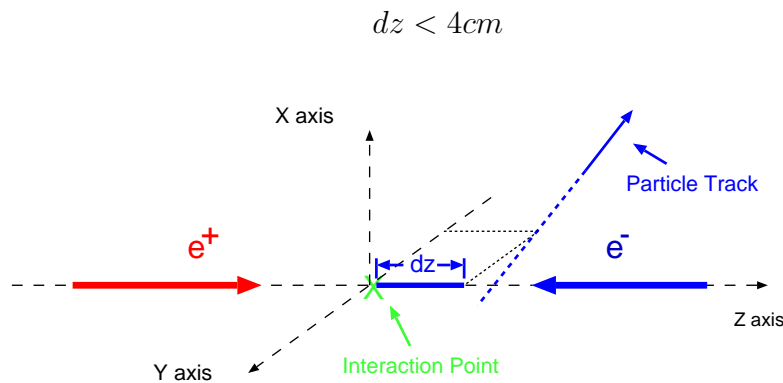


図 3.4: Interaction Point

- Fox wolfram Moment R2

R2はイベントの形状のパラメータで細長い場合には1に近く球状の場合には0に近い値を取る。 $\Upsilon(4s)$ 共鳴のイベント ($B\bar{B}$ イベント) は球状、そして非共鳴のイベント (バックグラウンド) は細長い傾向にある。ここでは $R2 < 0.4$ とした。

```
File: *mc_10k_cut_criteria_1.hbook
  ID  IDB  Symb  Date/Time      Area      Mean      R.M.S.
 301   0    1    040118/2155    1.0000    0.1317    7.6705E-02
 302   0    2    040118/2155    1.0000    0.3356    0.1583
```

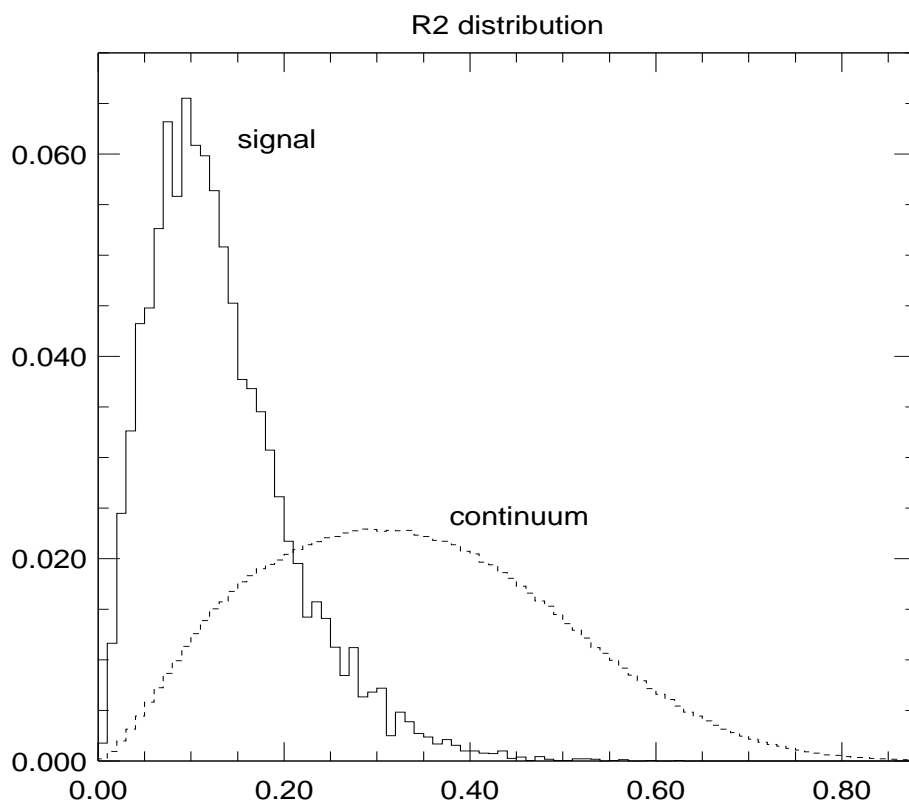


図 3.5: R2

- ϕ helicity angle

これは ϕ が K^+K^- に崩壊するときの ϕ 静止系で見た D_s と K^+ のなす角度分布である。このカットではバックグラウンドはフラットな分布をするのに対し、シグナルは $\cos^2 \theta_h$ に従う。以下の図 (3.6) はモンテカルロでのシグナルのみの分布を表したものである。ここでカットは $|\cos \theta_h| \geq 0.35$ とした。

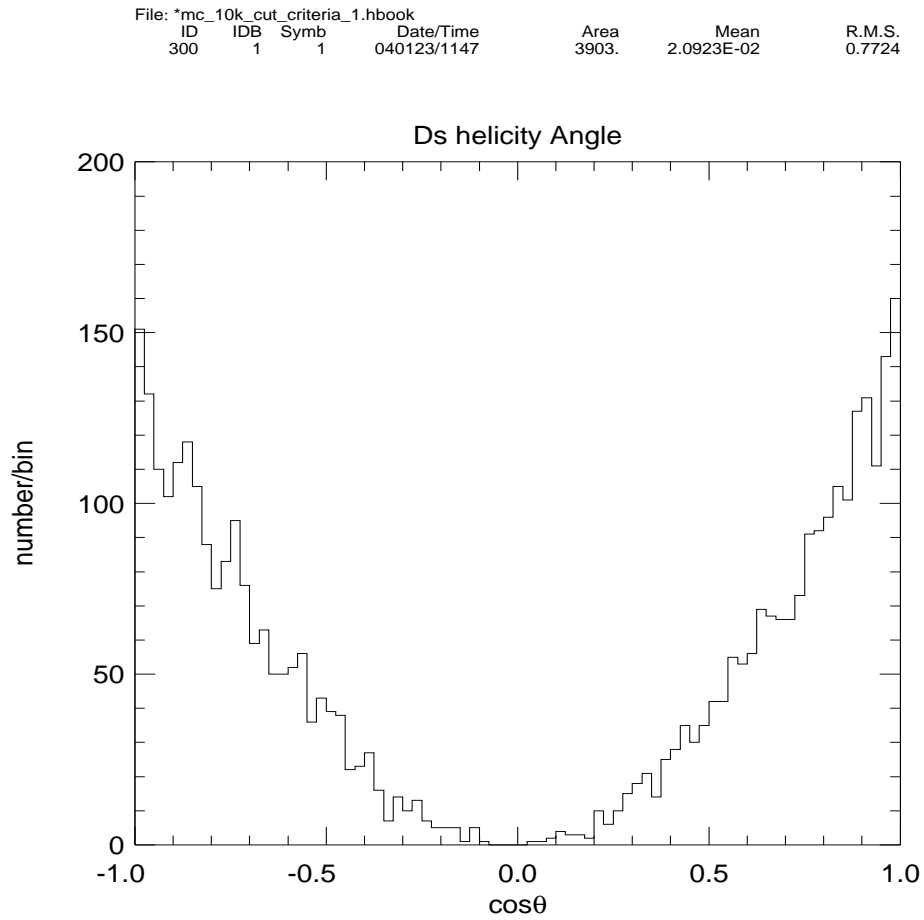


図 3.6: helicity angle

- KID

KIDは検出された粒子がK中間子かどうかの確率を表したものである。以下のヒストグラムはシグナルのみ(3.7)とバックグラウンドを含むもの(3.8)である。このヒストグラムにおいてy軸はlog scaleである100%のK中間子のイベントは1に、0%のK中間子のイベントは0になる。 $\phi \rightarrow K^+K^-$ のK中間子のカットを以下の条件にする。少なくとも一方のKID>0.5でありもう一方がKID>0.2を満たす。

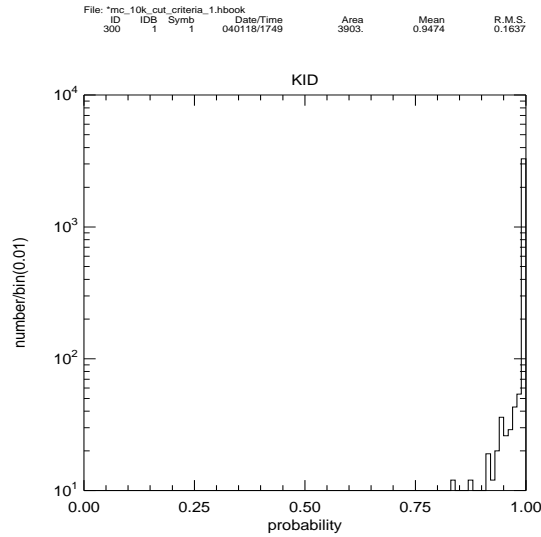


図 3.7: KID(シグナル K 中間子)

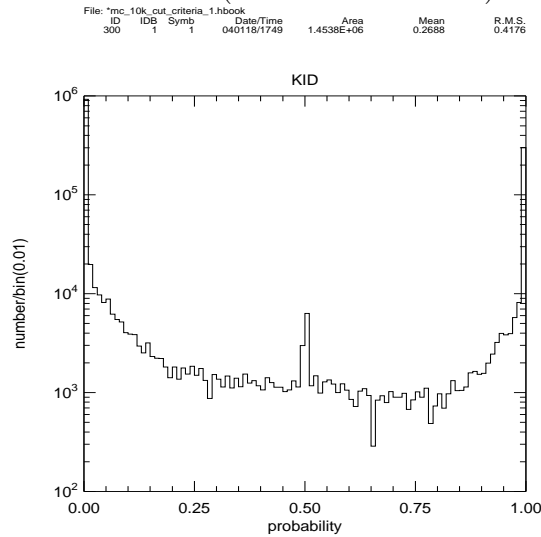


図 3.8: KID(バックグラウンドを含む K 中間子)

- πID

πID は KID と同様に検出された粒子が π 中間子かどうかの確率を表したものである。以下のヒストグラムはシグナルのみ (3.9) とバックグラウンドの含むもの (3.10) である。このヒストグラムの y 軸は log scale である。100% の π 中間子のイベントは 1 に、0% の π 中間子のイベントは 0 になる。 $D_s \rightarrow \phi\pi$ の π 中間子のカットを以下のように設定する。

$$\pi ID > 0.1$$

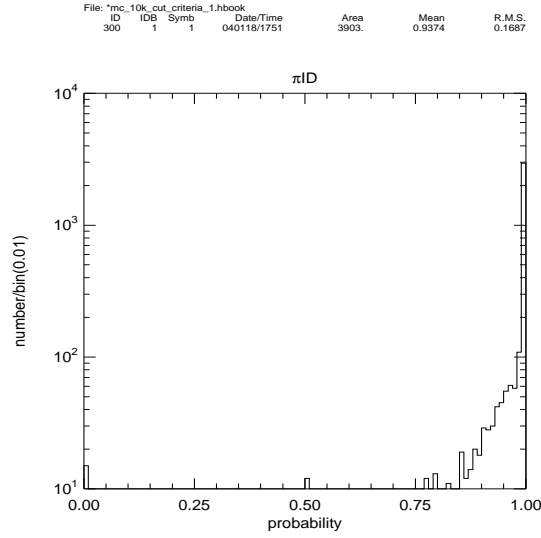


図 3.9: πID (シグナル π 中間子)

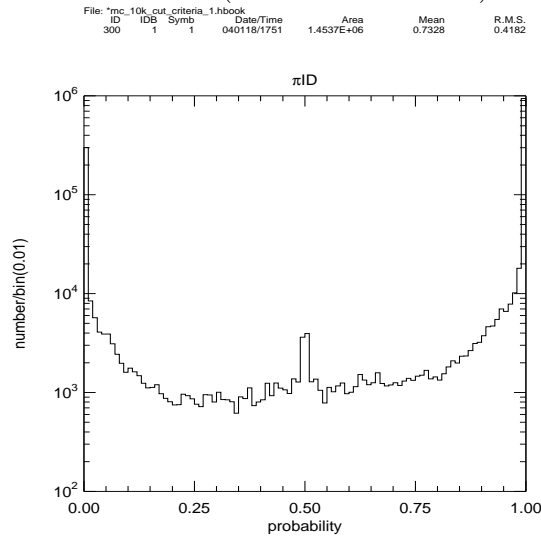


図 3.10: πID (バックグラウンドを含む π 中間子)

- E_γ

このカットはモンテカルロとデータの違いが顕著に表れている低エネルギー部分を除くために用いた。これを除くことによりモンテカルロとデータの比較が正確にできると考えられる。図(3.11)はそれを示したものである。図からも分かるがカットは

$$E_\gamma \geq 60\text{MeV}$$

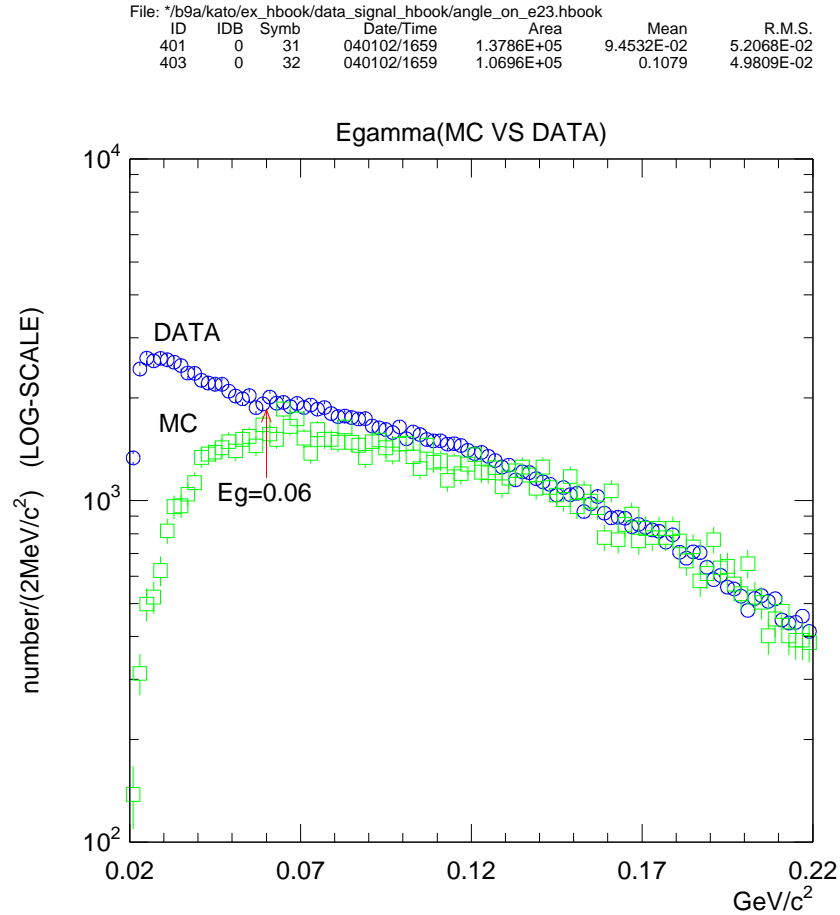


図 3.11: E_γ

- 質量カット

このカットは構成した粒子の質量のピークから $\pm 10\text{MeV}$ のところでカットしている。図(3.12)(3.13はそのカットを示したものである。それぞれ再構成した ϕ 及び D_s の質量に対するカットである。

File: 'mc_10k_cut_criteria_1.hbook'
 ID IDB Symb Date/Time Area Mean R.M.S.
 300 1 1 040119/2143 2.4765E+04 1.020 7.2083E-03

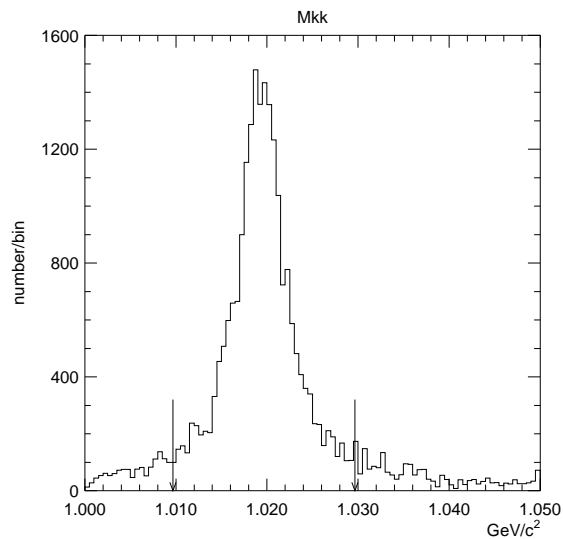


図 3.12: ϕ 質量 (MC)

File: 'mc_10k_cut_criteria_1.hbook'
 ID IDB Symb Date/Time Area Mean R.M.S.
 300 1 1 040119/2159 6477. 1.969 1.2633E-02

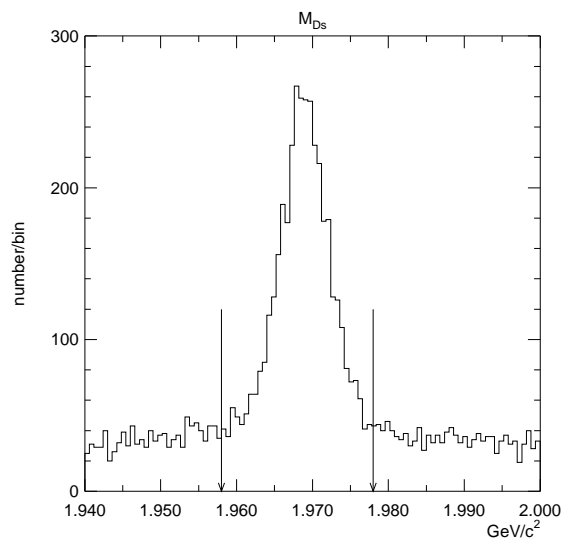


図 3.13: D_s 質量 (MC)

3.4 質量差分布

質量差分布 ($D_s^* - D_s$ 質量差分布) をみる。質量差を見るのは、 D_s^* の質量そのものを見るより resolution(分解能) が良いためである。本解析では $135fb^{-1}$ の積分ルミノシティのデータと 500000 イベントのモンテカルロを用いている。モンテカルロの質量差分布全体が図 (3.14) である。ここでシグナルのフィットには以下の式で表されるクリスタルボー

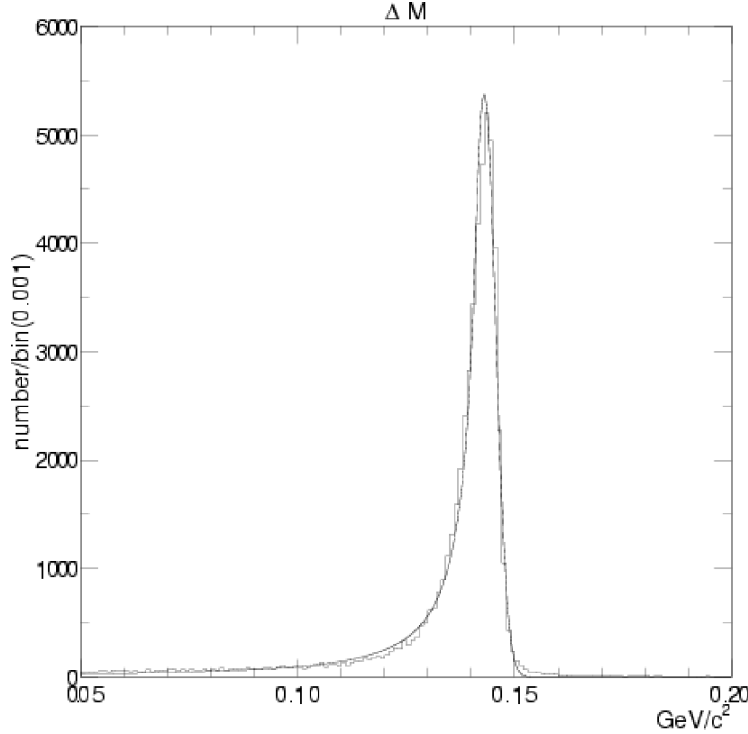


図 3.14: $\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})$ (モンテカルロ)

ル関数といわれるものを用いている。

$$f(E_m) = \begin{cases} AREA \times \exp(-0.5 \times (\frac{E_t - E_m}{\sigma})^2) & E_m > E_t - a \times \sigma \\ \frac{AREA \times (\frac{n}{a})^n \times \exp(-0.5 \times a^2)}{(\frac{E_t - E_m}{\sigma} + \frac{n}{a} - a)^n} & E_m < E_t - a \times \sigma \end{cases} \quad (3.1)$$

この関数のパラメータは $AREA, E_t, \sigma, a, n$ の五つである。この関数は $E_t - a \times \sigma$ より大きい部分に対しては gauss 関数の形をとり、小さな値に対してはテールを引く形になっている。これらのパラメーターは図 (3.14) のフィットにより表 (3.1) のようにモンテカルロに対して求められた。

	モンテカルロ
AREA	56724 ± 249.6
E_t	0.14299
σ	2.62318×10^{-3}
a	0.85568
n	1.6783

表 3.1: MC のフィットのパラメータ

以降ではデータのシグナルの形としてモンテカルロの形を用いて、フィットを行う。データに対しては後に述べる。

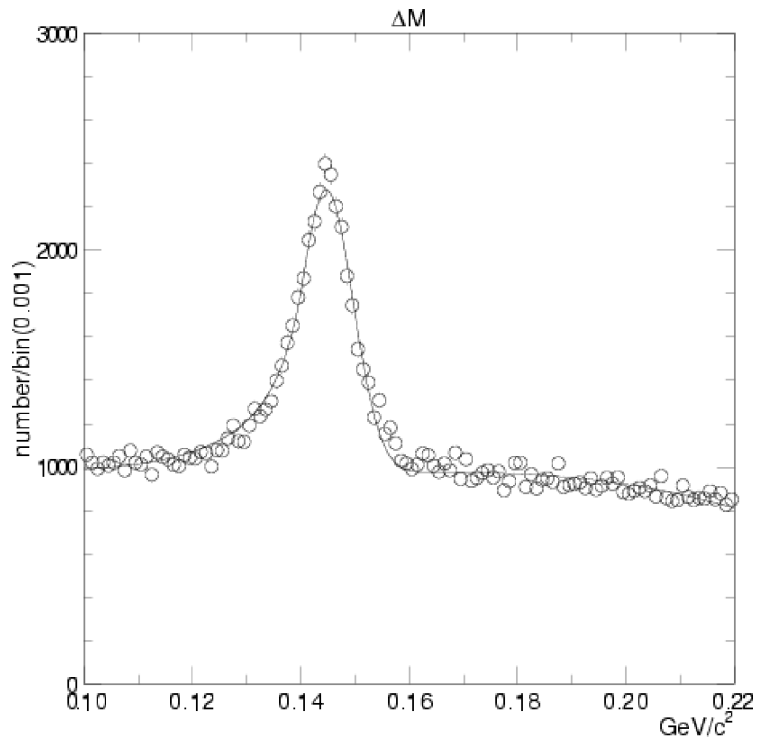
3.5 Continuum の除去

$\Upsilon(4s)$ のエネルギーでとられた on-resonance データにおいて、 D_s^* は $B\bar{B}$ から来ているものと Continuum から来ているものがある。ここで Continuum とは $B\bar{B}$ 以外の $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ によるイベントのことである。 $B\bar{B}$ から来る D_s^* の運動量の最大値が $x = 0.42$ 付近であるのに対して continuum から来る D_s^* の運動量は $x = 0 \sim 1$ の範囲に分布している。ただし x はスケールした運動量で、

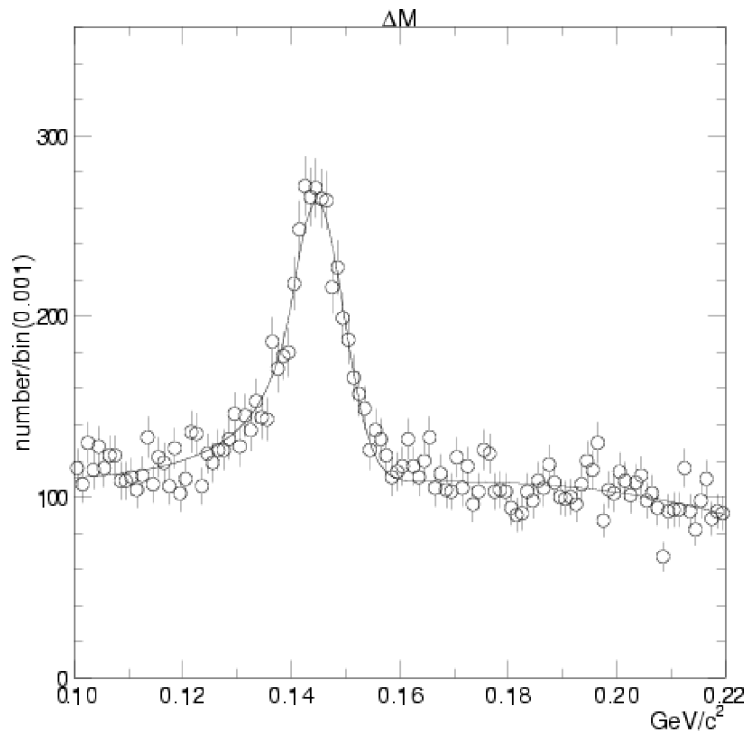
$$x = \frac{P_{D_s^*}}{P_{MAX}}, P_{MAX} = \sqrt{E_{beam}^2 - M_{D_s^*}^2}$$

である。ここで E, P は e^+e^- の CM 系での値である。

ここでは、on-resonance データから continuum を除去することによって $B\bar{B}$ のみのデータを得たい。そのためには on-resonance データにある continuum による D_s^* イベントを取り除く必要がある。そこで on-resonance よりも少しエネルギーの低い off-resonance と呼ばれる、continuum からの D_s^* のみ存在する状態のデータを用いることで、全運動量範囲に存在する continuum の D_s^* を見積もる。そしてその見積もりから on-resonance にある continuum による D_s^* を取り除くことができ、 $B\bar{B}$ からの D_s^* のみをみることができる。よって x が 0.50 以上の範囲における $\Upsilon(4s)$ データと *continuum* データの D_s^* の数を用いて、on-resonance データ内の continuum と off-resonance 内の continuum の比率を決める。その比率を掛けた continuum を on-resonance データから引くことによりデータを $B\bar{B}$ からの D_s^* だけにできる。図 (3.15)、図 (3.16) は x が 0.50 以上の on-resonance、off-resonance の $\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})$ の分布とそれをフィットしたものである。ここでピークの位置 E_t 及び σ はフロートしている。



⊠ 3.15: $\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})(on - resonance)$



⊠ 3.16: $\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})(off - resonance)$

ここで、シグナルはクリスタルボール関数でフィットし、バックグラウンドの関数としては、以下の式で表されるチェビシェフの三次関数までの線形結合を用いた。

$$y = \frac{2x - x_{MIN} - x_{MAX}}{x_{MAX} - x_{MIN}}$$

$$f(x) = C_0 + C_1 y + C_2(2y^2 - 1) + C_3(2y(2y^2 - 1) - y)$$

ここで C_0, C_1, C_2, C_3 がパラメータである。また、 x_{MAX}, x_{MIN} はそれぞれフィットを行った時の枠の x の最大値及び最小値である。フィットの結果から on-resonance の continuum から来る D_s^* の数と off-resonance の continuum からの D_s^* の数の比率が求められる。

$$\text{比率} = \frac{26358 \pm 311.2}{3121.8 \pm 105.3} = 8.4432 \pm 0.3017$$

求めた比率を用いて、on-resonance から continuum を引いたものに対して全ての D_s^* 運動量領域のデータのフィットを行った。図 (3.17) がそのフィットである。

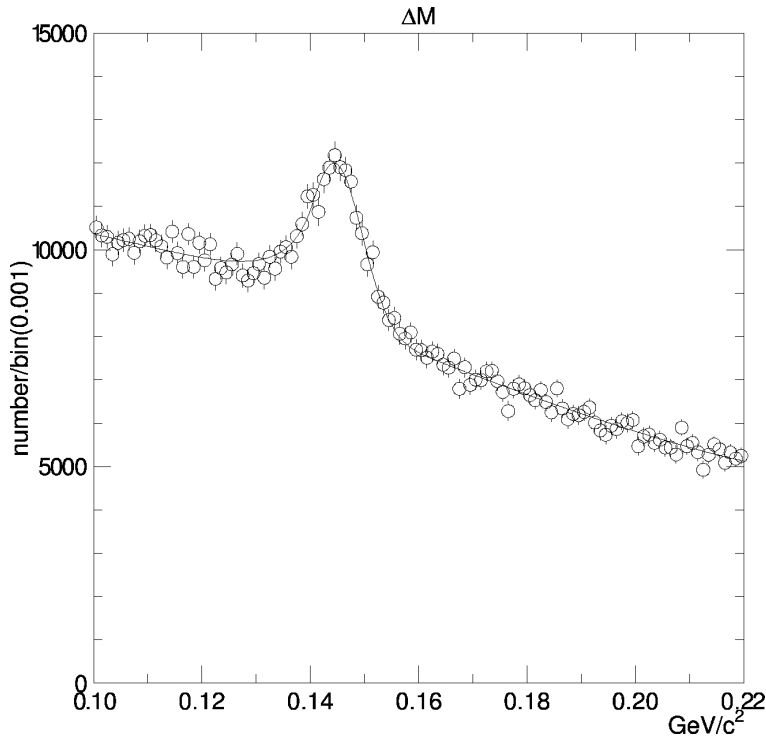


図 3.17: $\Delta M \equiv (M_{D_s^*} - M_{D_s})(B\bar{B})$

この全体のフィットのピークの位置 E_t は図 (3.15) データの E_t と一致しておりその値をデータの E_t の値とした。表 (3.2) は全体のフィットに対するクリスタルボール関数 (シグナル) のパラメータである。ここで σ はフロートしてある。一方 a, n はモンテカルロの値で固定している。

	DATA
AREA	109264 ± 926.3
E_t	0.14468
σ	4.97580×10^{-3}
a	0.85668
n	1.6783

表 3.2: データのフィットにおけるクリスタルボール関クションのパラメータ

3.6 運動量分布

ここでは $\Upsilon 4s$ 系でみた D_s^* の運動量の分布を見る。図(3.18)(3.19)(3.20)は x を0.025毎にスライスして ΔM のフィットでの D_s^* の数を求めた運動量の分布をそれぞれ、モンテカルロ, データ (on-resonance & off-resonance)、データ ($B\bar{B}$)に示す。ただしここでデータ ($B\bar{B}$)は on-resonance から off-resonance を引いた後のデータに対し ΔM のフィットを運動量毎のスライス範囲で行いその結果を示したものである。

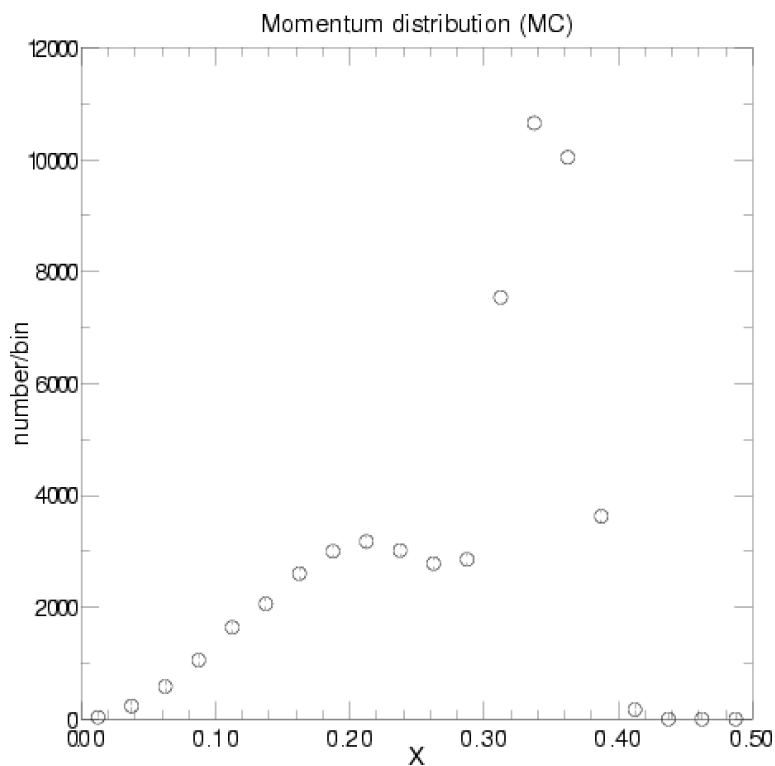


図 3.18: 運動量分布 (モンテカルロ)

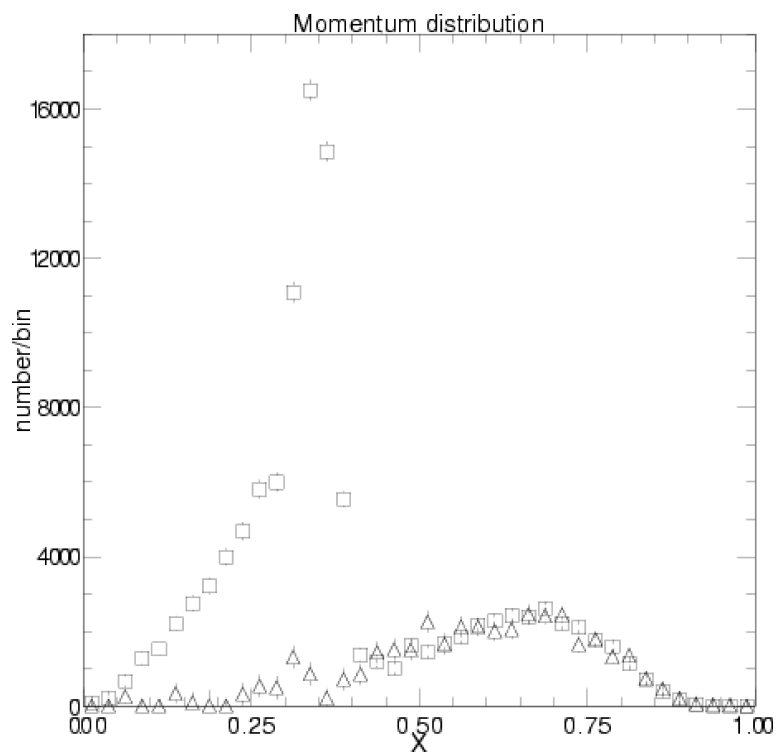


図 3.19: 運動量分布 (DATA)(on-resonance & off-resonance)

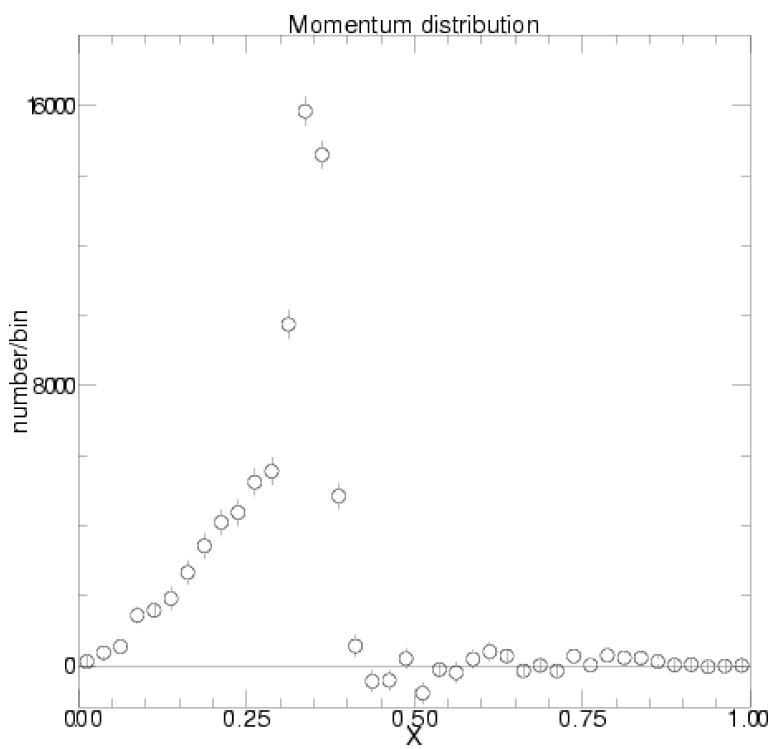


図 3.20: 運動量分布 (DATA)($B\bar{B}$)

ここでは $B \rightarrow D_s^*$ の inclusive モードでみている。そのため $b \rightarrow D_s^* c$ 以外から出来る D_s^* も存在しており、図 3.21、図 3.22 がそれ以外のモードのファインマンダイアグラムである。しかし、運動量がモードの違いによって異なることを使ってその他のモードから来るものを除くことができる。

- $b \rightarrow D_s^* c$

本研究で見たいモードでありダイアグラムは (1.1) であるが、これは 2 体崩壊であるため、 D_s^* の運動量は b からの D_s^* の中では最大でしかも $x = 0.35$ 付近に決まる。図 (3.18) の 0.35 のピークがこれに当たると同定できる。

- D_s^* がそれより重い $c\bar{s}$ 共鳴状態から来ている場合

図 3.21 がそれである。 $D_s^{**} \rightarrow D_s^* + X$ から D_s^* が生成される。

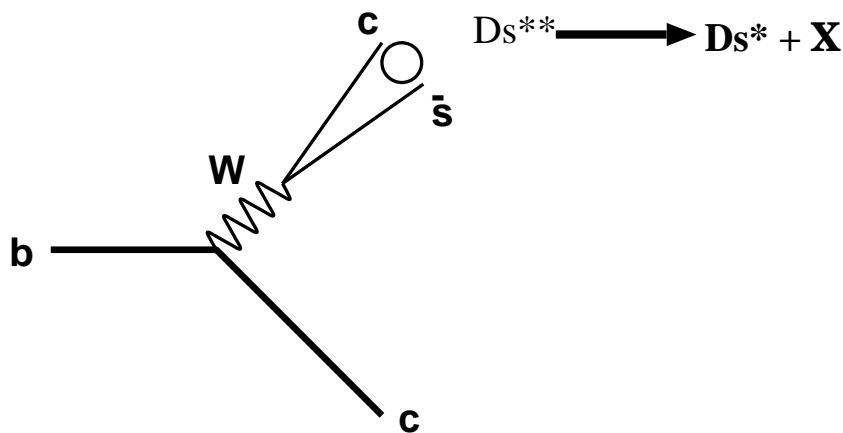


図 3.21: $b \rightarrow D_s^{**} c$

ここで X としては π, γ が考えられるが

- $X = \pi$ の反応

アイソスピンにより禁止される。

- $X = \gamma$ の反応

電磁相互作用であるため、反応がほとんどおこらず、無視できる。

- $X = \pi\pi$ の反応

2 対崩壊でできた D_s^{**} が 3 体崩壊するときに見える D_s^* であるため見たいモードの D_s^* の運動量に比べて小さい。これは D_s^{**} だけではなく、一般的な $c\bar{s}$ の共鳴状態の粒子に対して成り立つ。ここではその代表例として D_s^{**} を用いた。 $D_s^{**} \rightarrow D_s^* + \pi\pi$ において最大の運動量は崩壊後の粒子が D_s^{**} 系で静止した状態になるときである。その時の運動量の値は $x = 0.2628$ となり、分布を考慮にいれても、0.35 以上の範囲にはほとんど存在しないと考えられる。

- $b \rightarrow c$ の c 側で真空からの \bar{s} と結合して D_s^* になるモード
 図3.22がこれである。このモードにおいてはさらに粒子が多い崩壊であるために運動量は $D_s^{**} \rightarrow D_s^* + X$ の D_s^* よりも小さくなる。

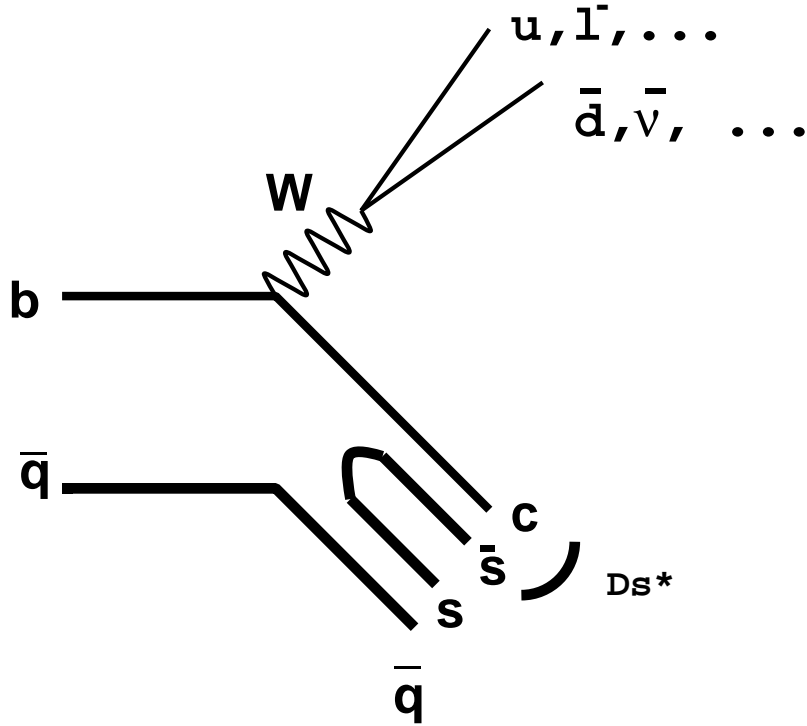


図 3.22: $b \rightarrow D_s^* X$

以上の考察によって最も運動量の高い領域 $0.35 \sim 0.45$ における偏極の値は $b \rightarrow D_s^* c$ の崩壊モードにおける D_s^* の偏極と信頼できる。その領域において、他のモードから D_s^* は $x = 0.00 \sim 0.30$ にあるため、 $x = 0.35 \sim 0.45$ においてはほとんど無視できる。この結果から以下の4つの領域を決定する。

1. $x = 0.00 \sim 0.15$
2. $x = 0.15 \sim 0.30$
3. $x = 0.30 \sim 0.35$
4. $x = 0.35 \sim 0.45$

図(3.23)はその領域を示したものである。ここでの分布はデータを用いた。

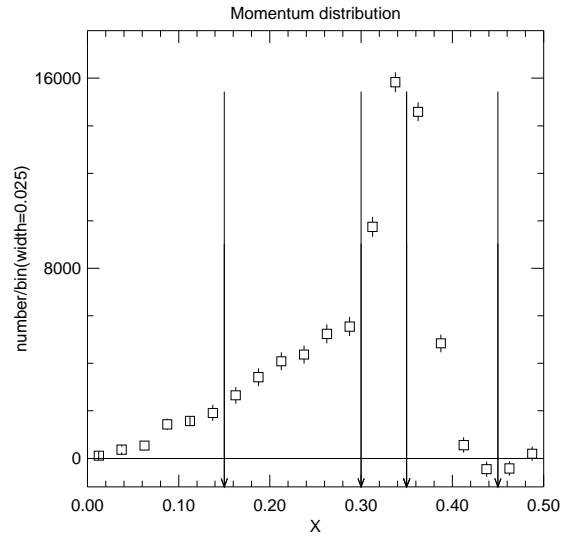


図 3.23: Momentum

3.7 検出効率の崩壊角度依存性の決定

D_s^* の崩壊角 θ は図 (3.2) で定義されている。モンテカルロでは角度 θ による検出効率の影響を見るためにモンテカルロにおける角度分布を調べる。モンテカルロで運動量領域ごとに角度分布をスライスしたもののそれぞれに対し ΔM のフィットを行う。その結果からシグナルの数を角度分布としプロットする。 ΔM のフィットの結果のいくつかの例を示す。以下の図 (3.24) は運動量が 0.35 から 0.45 の領域においての $\cos \theta$ の値でスライスした ΔM のフィットである。41 ~ 50 のラベルは順に $\cos \theta$ を $-1 \sim 1$ まで 0.2 刻みでスライスしたものである。

これらのモンテカルロを用いて検出効率を出す。ここで検出効率を求める理由はモンテカルロとデータでの検出効率等しいとすることでデータでの元から存在したシグナルの数とするためである。角度分布と同じ条件、同じ範囲のスライスにおける検出効率を求めた。検出効率の式は以下のものである。

$$Efficiency = \frac{N_{recon}}{N_{gen}} \quad (3.2)$$

ここでは N_{gen} はモンテカルロで生成された D_s^* の数。 N_{recon} はモンテカルロの中で検出された数である。この式から検出効率を求めると次の図 (3.25)(3.26)(3.27)(3.28) になる。検出効率はおよそ 0.20 前後になっている。

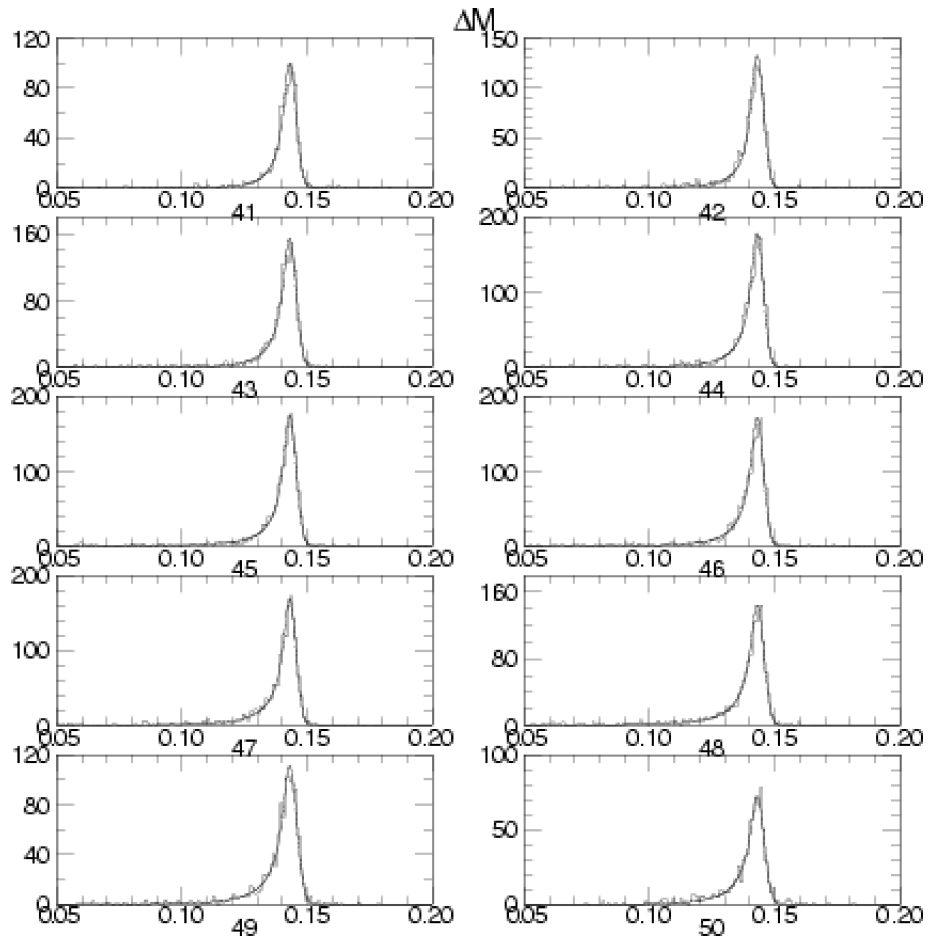
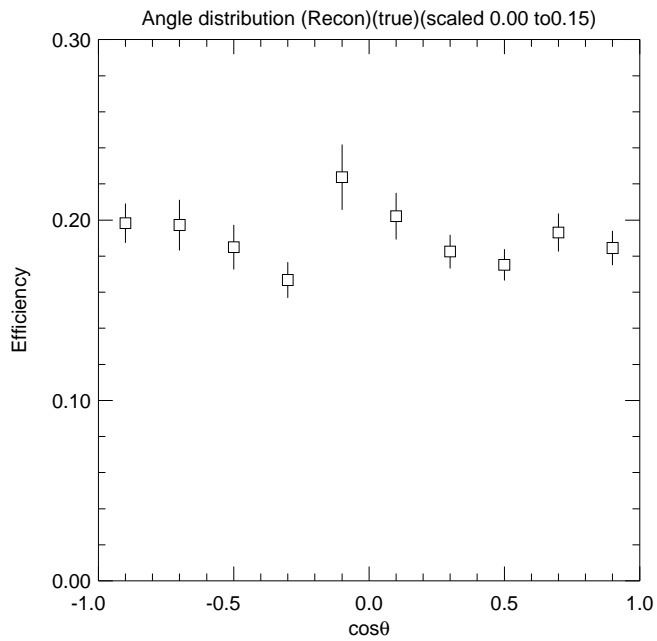


図 3.24: ΔM の分布 41 ~ 50 のラベルは順に $\cos \theta$ を $-1 \sim 1$ まで 0.2 刻みでスライスしたもの

$x=0.00 \sim 0.15$

File: Effi_typeA.dat	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
ID 721	000000/0000	1.908	-9.2225E-03	0.5731
IDB 0				
Symb 32				

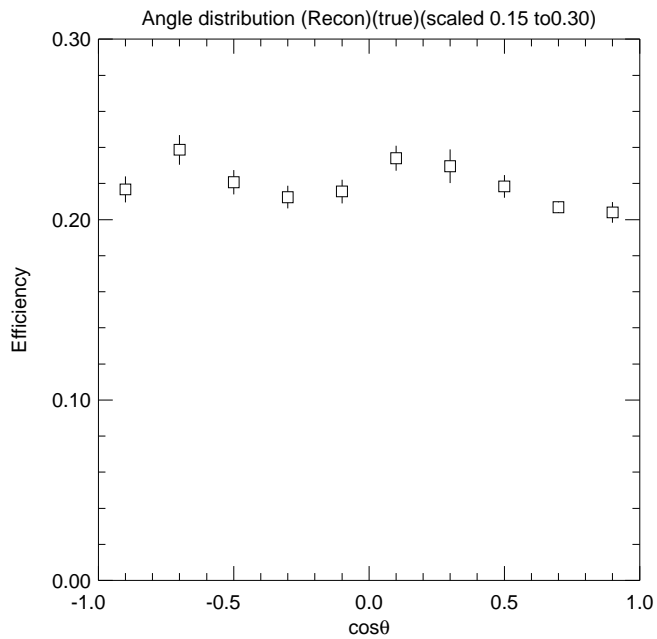


1.

図 3.25: 検出効率 ($x = 0.00 \sim 0.15$)

$x=0.15 \sim 0.30$

File: Effi_typeB.dat	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
ID 722	000000/0000	2.197	-1.2704E-02	0.5696
IDB 0				
Symb 32				



2.

図 3.26: 検出効率 ($x = 0.15 \sim 0.30$)

$x=0.30 \sim 0.35$

File: Effi_typeC.dat						
ID	IDB	Symb	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
723	0	32	000000/0000	2.216	-4.1531E-02	0.5611

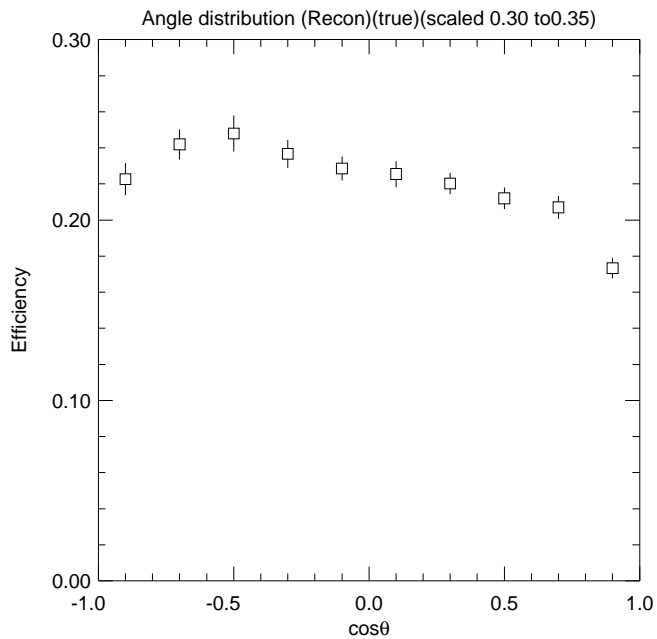


図 3.27: 検出効率 ($x = 0.30 \sim 0.35$)

$x=0.35 \sim 0.45$

File: Effi_typeD.dat						
ID	IDB	Symb	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
724	0	32	000000/0000	2.131	-9.0203E-03	0.5633

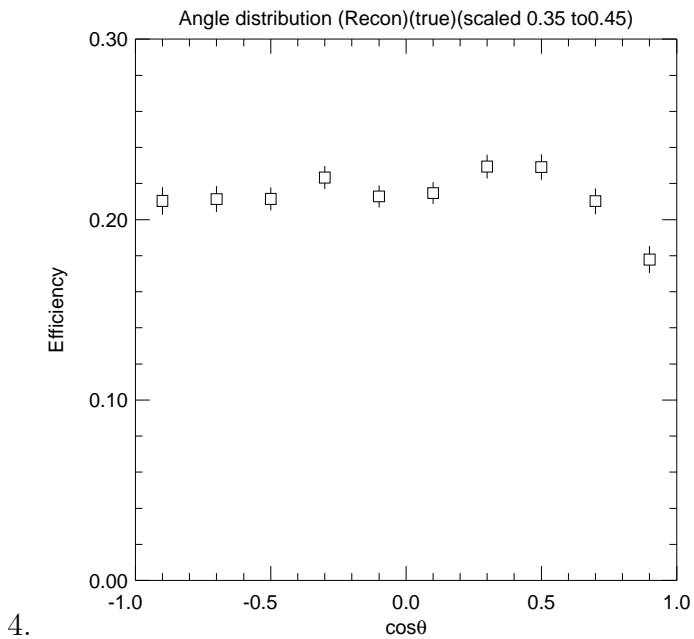


図 3.28: 検出効率 ($x = 0.35 \sim 0.45$)

3.8 データ崩壊角分布

ここではデータの崩壊角 θ 分布を同様の手法で求める。シグナルの形状がデータではフィット関数のテールの部分の形がバックグラウンドと影響し合うことによって変動するため、モンテカルロからシグナルの形を決定し、それをシグナルの形として用いる。ただしモンテカルロとデータにおいてピーク的位置 E_t 及び σ は異なり、全体の運動量領域で求めた E_t の値と運動量のスライスごとで ΔM をフィットとすることで σ を用いる。 a, N に対しては範囲ごとの数値をそのまま用いる。シグナルのパラメータは、前にかいたように $E_t = 0.14468$ とし、 σ に関してはそれぞれの運動量範囲ごとにおいて値をモンテカルロとデータと比較してその倍率を決めた。倍率 = $\sigma(Data)/\sigma(MC)$ 。表 (3.3) はその倍率である。

x	倍率
0.00 ~ 0.15	2.089 ± 0.2397
0.15 ~ 0.30	2.089 ± 0.0788
0.30 ~ 0.35	1.766 ± 0.0188
0.35 ~ 0.45	1.964 ± 0.0237

表 3.3: 各 D_s^* 運動量領域における MC の σ に対するデータの σ の倍率

データで運動量分布において $\cos \theta$ でスライスしたものそれぞれに対し ΔM のフィットを行う。その結果から D_s^* の数を角度分布としてプロットする。 ΔM のフィットの結果のいくつかの例を示す。以下の図 (3.29) は運動量が 0.35 から 0.45 の範囲においての $\cos \theta$ の値でスライスした ΔM のフィットである。41 ~ 50 のラベルは順に $\cos \theta$ を $-1 \sim 1$ まで 0.2 刻みでスライスしたものである。

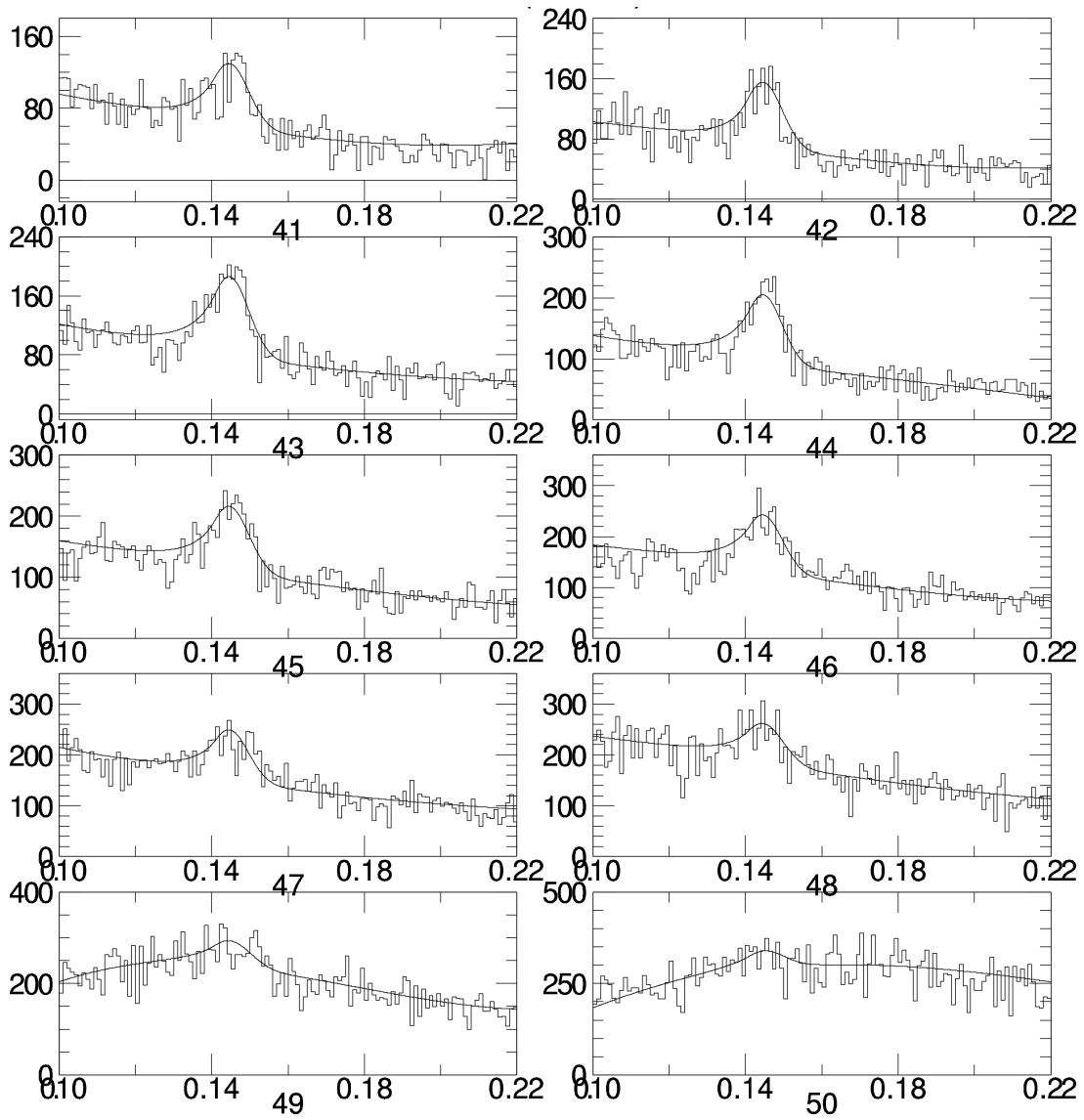
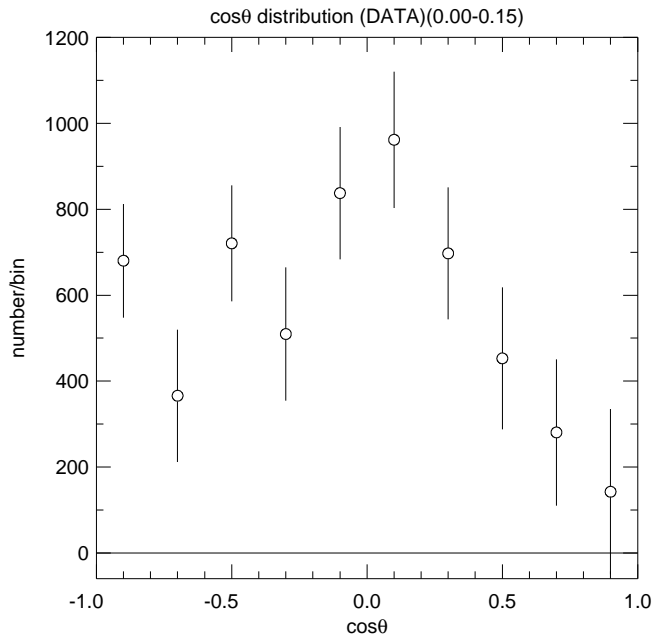


図 3.29: ΔM

フィットから求めた D_s^* の数をプロットしたのが図 (3.30)(3.31)(3.32)(3.33) である。

$x=0.00\sim 0.15$

File: Data_typeA.dat	ID	IDB	Symb	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
	731	0	31	000000/0000	5649.	-0.1078	0.4866

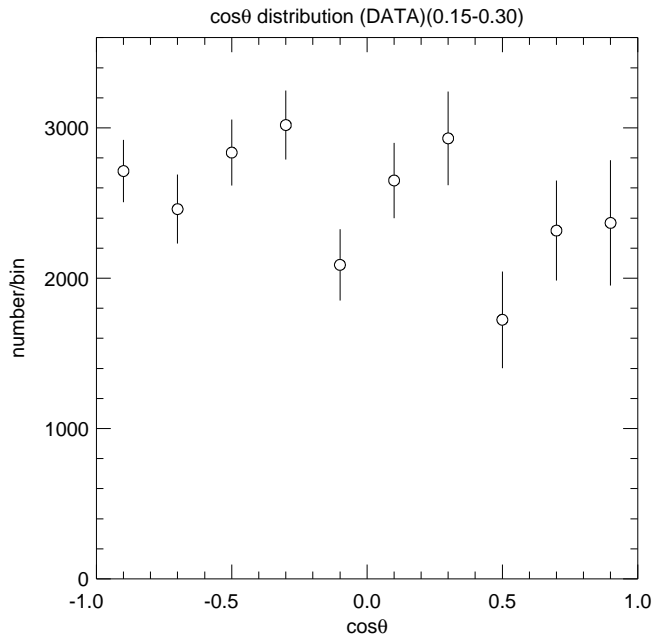


1.

図 3.30: 角度分布 ($x = 0.00 \sim 0.15$)

$x=0.15\sim 0.30$

File: Data_typeB.dat	ID	IDB	Symb	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
	732	0	31	000000/0000	2.5102E+04	-3.7332E-02	0.5695



2.

図 3.31: 角度分布 ($x = 0.15 \sim 0.30$)

$x=0.30\sim 0.35$

File:	Data_typeC.dat	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
ID	733	000000/0000	2.2222E+04	-7.3651E-02	0.5042
IDB	0				
Symb	31				

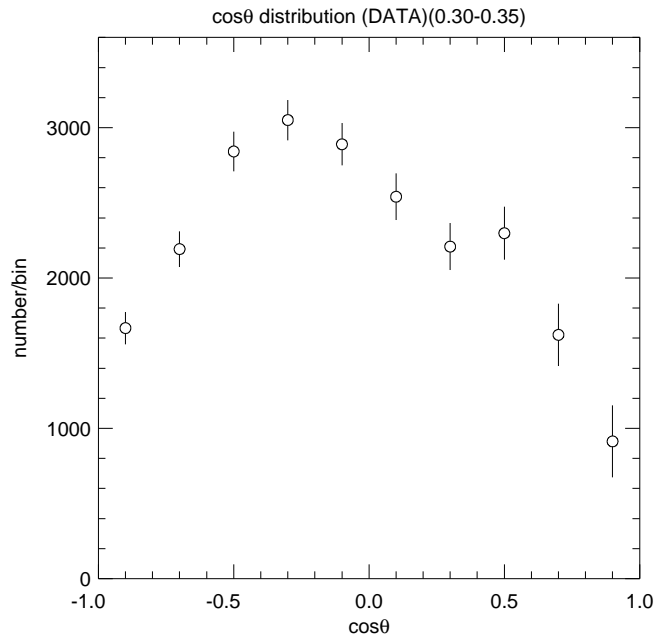


図 3.32: 角度分布 ($x = 0.30 \sim 0.35$)

$x=0.35\sim 0.45$

File:	Data_typeD.dat	Date/Time	Area	Mean	R.M.S.
ID	734	000000/0000	1.5750E+04	-3.0742E-02	0.5140
IDB	0				
Symb	31				

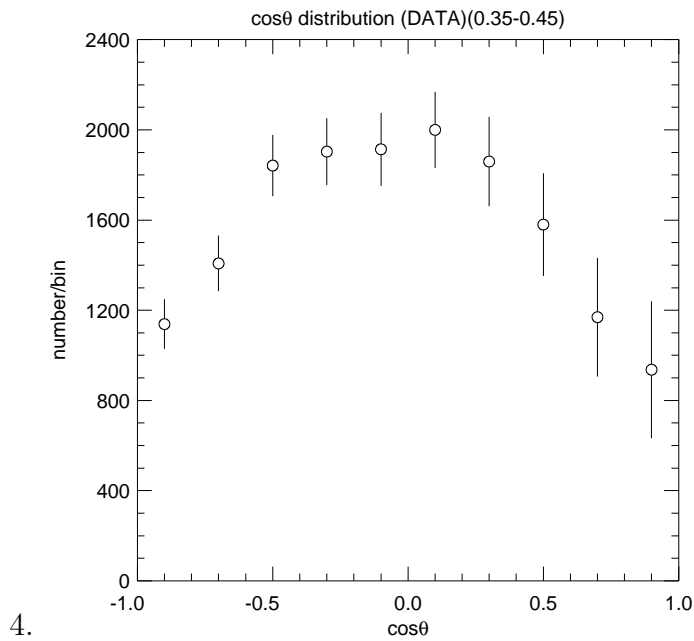


図 3.33: 角度分布 ($x = 0.35 \sim 0.45$)

3.9 データ補正

補正はデータでの検出効率が $\cos\theta$ や運動量の値の位置によって異なるため、検出されたデータでは正確な分布にはなっていない。よってモンテカルロからの検出効率で補正することで正確なデータの数を測定する必要がある。補正は各 $\cos\theta$ と運動量のスライスにおいて

$$N_{correction} = \frac{N_{data}}{Efficiency} \quad (3.3)$$

となる。ここで N_{data} は $\cos\theta$ と運動量スライスにおける D_s^* の数、Efficiency は対応する検出効率である。

この角度分布が関数

$$f(\cos\theta) = N \{ (1 - \alpha)(1 + \cos^2\theta) + 2\alpha \sin^2\theta \} \quad (3.4)$$

$$\alpha = \frac{helicity(0)}{helicity(total)} \quad (3.5)$$

で表される。 $1 + \cos^2\theta$ の項がヘリシティ ± 1 で、 $\sin^2\theta$ の項がヘリシティ 0 の項である。(付録 A 参照) これを用いて各運動量ごとの角度分布とそれをフィットした結果を図 (3.34)(3.35)(3.36)(3.37) に示す。

MINUIT χ^2 Fit to Plot 741&0

Angle Distribution(Correct)(scaled 0.35to0.45)

File: Generated internally

Plot Area Total/Fit 29369. / 29369.

Func Area Total/Fit 5787.6 / 5787.6

21-JAN-2004 22:15

Fit Status 3

E.D.M. 8.415E-15

$\chi^2 = 11.8$ for 10 - 2 d.o.f.,

C.L.= 16.2%

Errors

Parabolic

Minos

Function 1: COMIS Function XMNCMI

N 2307.3

± 198.7

- 198.7

+ 198.7

A 0.65028

± 0.1320

- 0.1302

+ 0.1348

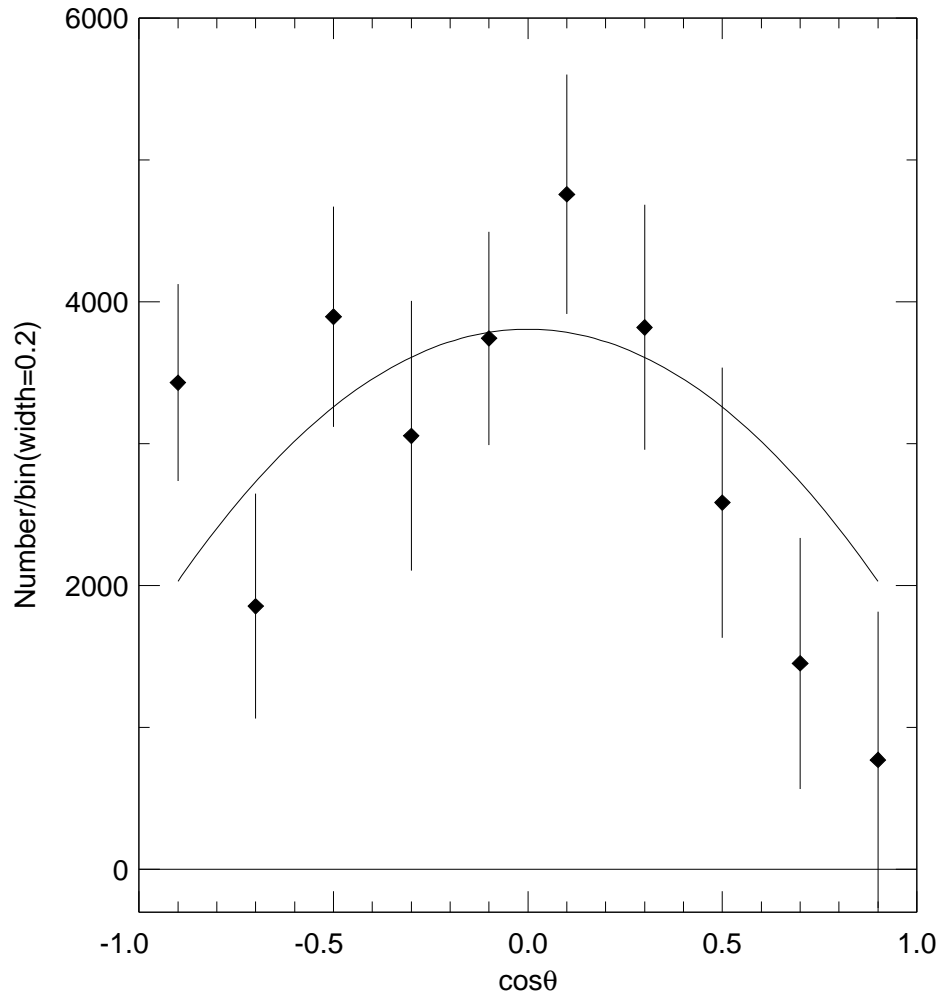


図 3.34: 角度分布 (補正したデータ) $x = 0.00 \sim 0.15$, $A = \alpha$

MINUIT χ^2 Fit to Plot 742&0

Angle Distribution(Correct)(scaled 0.35to0.45)

File: Generated internally

21-JAN-2004 22:16

Plot Area Total/Fit 1.14353E+05 / 1.14353E+05

Fit Status 3

Func Area Total/Fit 20777. / 20777.

E.D.M. 1.835E-08

$\chi^2 = 18.5$ for 10 - 2 d.o.f.,

C.L.= 1.8%

Errors	Parabolic	Minos	
Function 1: COMIS Function XMNCMI			
N	8671.6 ± 292.8	- 292.8	+ 292.8
A	0.32177 ± 5.2434E-02	- 5.2335E-02	+ 5.2592E-02

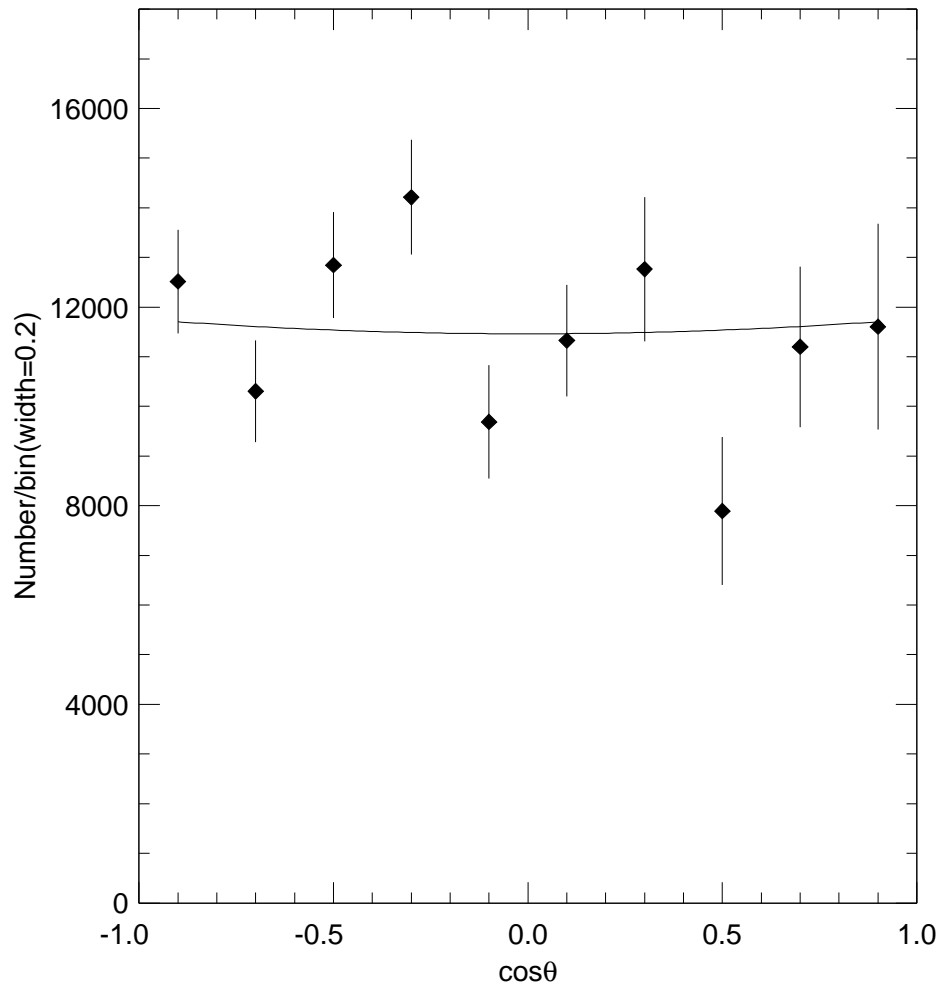


図 3.35: 角度分布 (補正したデータ) $x = 0.15 \sim 0.30, A = \alpha$

MINUIT χ^2 Fit to Plot 743&0

Angle Distribution(Correct)(scaled 0.35to0.45)

File: Generated internally

21-JAN-2004 22:16

Plot Area Total/Fit 98773. / 98773.

Fit Status 3

Func Area Total/Fit 18911. / 18911.

E.D.M. 9.110E-10

$\chi^2 = 14.5$ for 10 - 2 d.o.f.,

C.L.= 6.9%

Errors

Parabolic

Minos

Function 1: COMIS Function XMNCMI

N 7579.1 \pm 176.1 - 176.1 + 176.1

A 0.61138 \pm 3.6099E-02 - 3.5957E-02 + 3.6259E-02

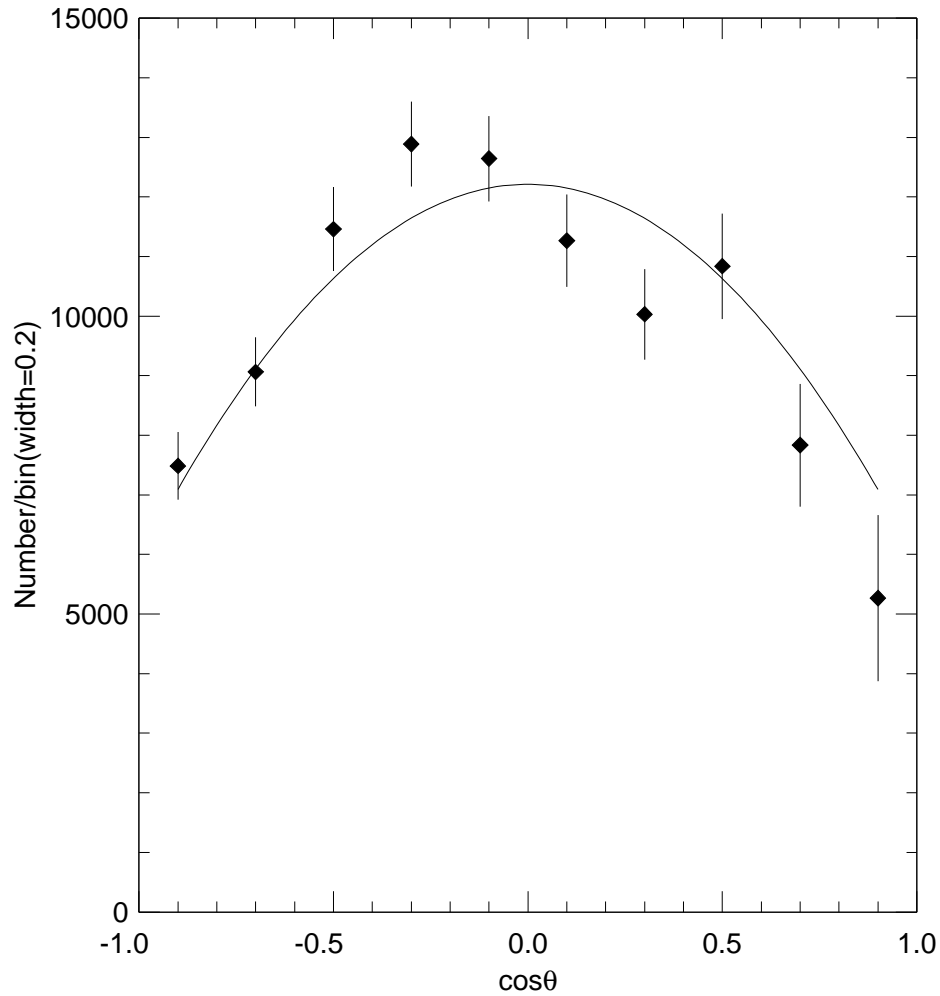


図 3.36: 角度分布 (補正したデータ), $x = 0.30 \sim 0.35$, $A = \alpha$

MINUIT χ^2 Fit to Plot 744&0

Angle Distribution(Correct)(scaled 0.35to0.45)

File: Generated internally

21-JAN-2004 22:16

Plot Area Total/Fit 73445. / 73445.

Fit Status 3

Func Area Total/Fit 13990. / 13990.

E.D.M. 6.747E-10

$\chi^2 = 3.8$ for 10 - 2 d.o.f.,

C.L. = 87.1%

Errors

Parabolic

Minos

Function 1: COMIS Function XMNCMI

N 5609.6 \pm 187.7 - 187.7 + 187.7

A 0.60781 \pm 5.0607E-02 - 5.0382E-02 + 5.0888E-02

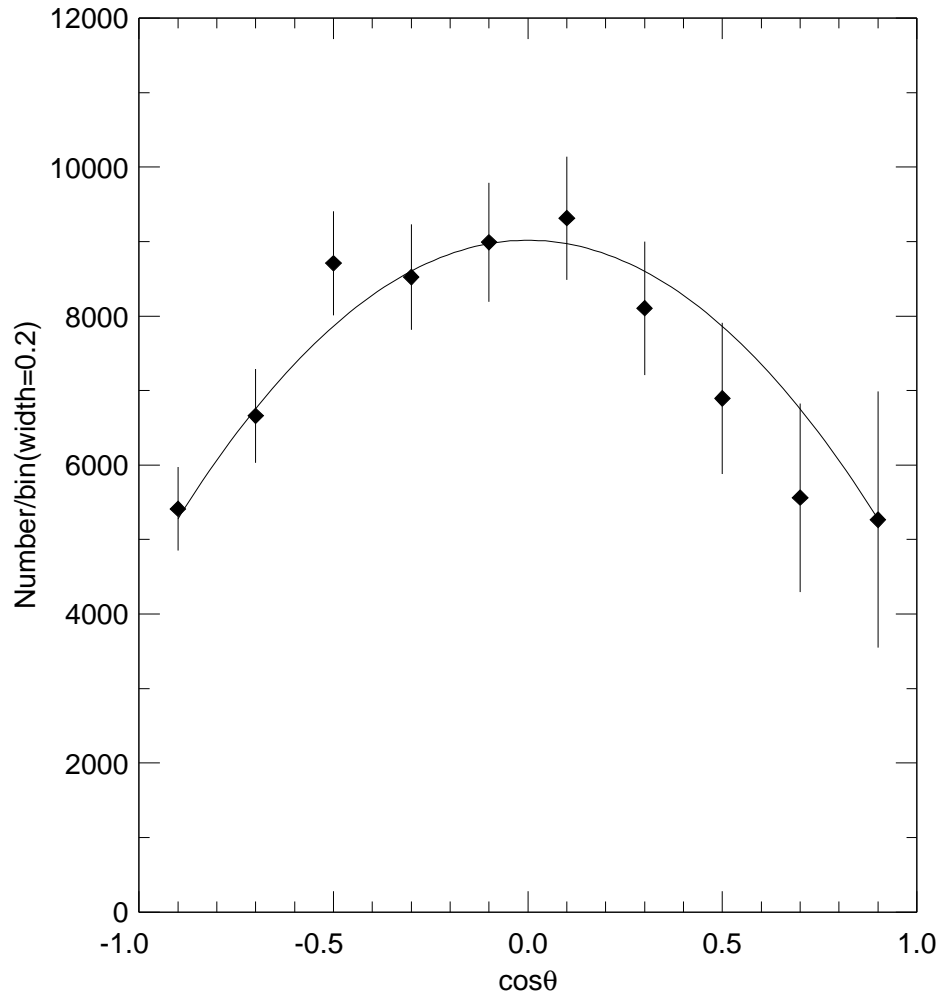


図 3.37: 角度分布 (補正したデータ), $x = 0.35 \sim 0.45$, $A = \alpha$

3.10 実験結果

全体に対するヘリシティ α の全体に対する割合 α は以下の表のようになっている。

	α
$x = 0.00 \sim 0.15$	0.650 ± 0.132
$x = 0.15 \sim 0.30$	0.322 ± 0.0524
$x = 0.30 \sim 0.35$	0.611 ± 0.0361
$x = 0.35 \sim 0.45$	0.608 ± 0.0506

運動量領域 $x = 0.35 \sim 0.45$ の α の値は 3.6 節の議論により $b \rightarrow D_s^* c$ における D_s^* の偏極を表していると考えられ、その α の値は

$$\alpha = 0.608 \pm 0.0506 \quad (3.6)$$

となっている。

3.11 系統誤差

系統誤差については最終フィットにおいての影響とシグナルのフィットにおける関数による影響とを考えた。

x	全体のフィット	最後の二点を除く	左側半分
0 ~ 0.15	0.650 ± 0.1320	0.496 ± 0.1371	0.420 ± 0.1554
0.15 ~ 0.30	0.322 ± 0.0524	0.318 ± 0.0564	0.324 ± 0.0622
0.30 ~ 0.35	0.611 ± 0.0361	0.586 ± 0.0378	0.629 ± 0.0396
0.35 ~ 0.45	0.608 ± 0.0506	0.600 ± 0.0524	0.606 ± 0.0559

表 3.4: 最終フィットに依るエラー

ここで最後の二点を除くのは、図 (3.29) を見れば分かるように最後の二点においてフィットの正確性が疑わしい。よって子のに点野影響を調べるためである。また左半分と言うの $\cos \theta = -1$ 側が E_γ の値が高く $\cos \theta = 1$ 側が E_γ の値が低いために MC とデータの整合性が失われているため、失われていない左側で調べることでこれが原因となるエラーを見る。表 (3.4) から α の値を出すために用いる範囲 $x = 0.35 \sim 0.45$ では値は 0.008 と見積もれる。このエラーはシグナルに対してのフィットにおいて用いる関数即ちフィットの形状によるエラーを見積もるためである。その値は 0.043 と見積もれる。その結果から系統誤差を見積もると、それぞれが独立であることから 2 乗の和の平方根を取れば良い。従って最終的な系統誤差は 0.044 となる。

	two gaussian
$x = 0.00 \sim 0.15$	0.520 ± 0.144
$x = 0.15 \sim 0.30$	0.349 ± 0.0524
$x = 0.30 \sim 0.35$	0.638 ± 0.0331
$x = 0.35 \sim 0.45$	0.651 ± 0.0493

表 3.5: シグナル関数によるエラー

3.12 まとめ

以上の結果から $b \rightarrow D_s^{*+}c$ のみと考えると良い $x = 0.35 \sim 0.45$ においてヘリシティ 0 の全体に対する割合 α は次の値になる。

$$\alpha = 0.608 \pm 0.051(stat) \pm 0.044(sys)$$

対して $b \rightarrow D_s^{*+}c$ において、Quark-Hadron Duality と factorization を想定したときのヘリシティごとの値は理論的計算から式 (1.4)(1.5)(1.6)(3.5) で与えられ、

$$\begin{aligned} Mb &= 4.7 \pm 0.25(GeV/c^2) \\ Mc &= 1.25 \pm 0.25(GeV/c^2) \\ M_{D_s^*} &= 2.112(GeV/c^2) \end{aligned}$$

とすると、

$$\alpha = 0.649 \pm 0.037$$

となる。よって、実験から求められた値は Quark-Hadron duality と factorization を仮定とした時の理論の値に対して誤差の範囲内で一致している。故に理論における仮定は偏極に関して確かに良く合っている。

第4章 考察と今後の課題

4.1 考察

ヘリシティ 0 が支配的であると考えられる理由について
 これはもし偏極がないならば、ヘリシティは $0, \pm 1$ のそれぞれの状態に同じ比率でなるはずである。しかし本事件でのモードでは以下の理由からヘリシティ 0 が支配的になる。

- D_s^* 構成粒子のみにおいて

粒子のエネルギーが質量に比べて十分に大きいときヘリシティがフェルミオンは左巻きで、反フェルミオンは右巻きになっている。

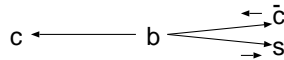


図 4.1: ヘリシティ 0 が支配的な理由 1

このことから図 4.1 からわかるように D_s^* が $\bar{c} s$ の偏極をそのまま受け継ぐとすると D_s^* はヘリシティ 0 が支配的となる。

- $b \rightarrow D_s^* c$ 全体において

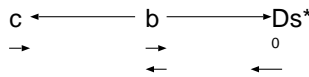


図 4.2: ヘリシティ 0 が支配的な理由 2

図 (4.2) から分かるように b クォークが偏極してない場合、 c クォークが粒子のエネルギーが質量に比べて十分に大きい時左巻きのヘリシティを持つと考えられる。 D_s^* 方向をスピンの $+$ 方向と定義すると角運動量保存より、各運動量要素を m とすると、

$$m_b = \frac{1}{2}, m_c = \frac{1}{2} \rightarrow m_{D_s^*} = 0$$

$$m_b = -\frac{1}{2}, m_c = \frac{1}{2} \rightarrow m_{D_s^*} = -1$$

となる。

ただし、これは高エネルギーを仮定した場合である。実際には反対のヘリシティが混合するのでこのように完全に分離した状態にはならない。しかしながら上記のヘリシティ状態が支配的であると考えられる。

以上から D_s^* におけるヘリシティとして支配的なのが0、次に-1,そして最も少ないのが1であると考えられる。しかし1と-1は実験的には区別できない。

4.2 今後の課題

- $b \rightarrow D_s^* c$ 理論は Quark-Hadron Duality と factorization を使ってこのこのモードの分岐比も予想することができる。実験によってこの分岐比を計測し理論と比較する必要がある。
- $b \rightarrow J/\psi s$ このモードにおける J/ψ の偏極を調べる必要がある。

このモードは今回調べたのと同様に $b \rightarrow c\bar{c}s$ のプロセスによる崩壊ではあるが $c\bar{c}$ で J/ψ が組まれているため W の両側にできたクォークで粒子が組まれる。そのために c と \bar{c} においてカラーが違う場合が存在しそのためにこの崩壊反応は抑制される。このような反応はカラー・サプレッション(色抑制)された反応と呼ばれ、Factorization は一般に $b \rightarrow D_s^* c$ の場合に比べて成り立っていないと考えられている。この場合 NRQCD(Non Relativistic QCD) という理論を用いて $c\bar{c}$ のカラーがマッチしていないときにも計算することができるがそれを検証する必要がある。

付録A d関数と角度分布

今、考えている角度分布は以下のような図で表される

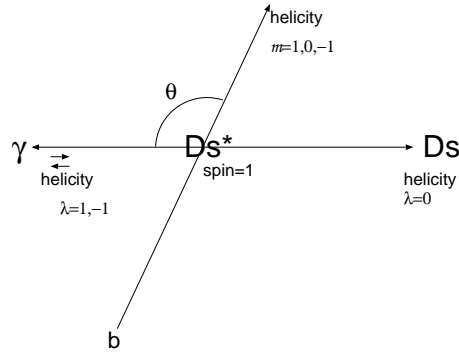


図 A.1: 角度分布

この時、角度分布は

$$f(\theta)d\Omega = |d_{m,\lambda_{total}}^{D_s \text{のスピンの}}|^2 d\Omega \quad (\text{A.1})$$

で表される。 λ_{total} は γ のヘリシティーに対応して ± 1 である。ここで d は回転関数で

$$\begin{aligned} d_{1,1}^1 &= \frac{1+\cos\theta}{2} \\ d_{1,-1}^1 &= \frac{1-\cos\theta}{2} \\ d_{1,0}^1 &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} \\ d_{k',k}^l &= (-1)^{k'-k} d_{k,k'}^l = d_{-k,-k'}^l \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

であることからヘリシティーごとの角度分布は次のようになる。

ここで γ はヘリシティ ± 1 でそれぞれ同じ割合で存在するので helicity= m の時

$$f(\theta) = |d_{m,+1}^1|^2 + |d_{m,-1}^1|^2$$

と表せる。従って

- helicity= 0

$$\begin{aligned} |d_{0,+1}^1|^2 + |d_{0,-1}^1|^2 &= \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}\right)^2 \\ &= \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

- helicity= +1

$$\begin{aligned} |d_{+1,+1}^1|^2 + |d_{+1,-1}^1|^2 &= \left(\frac{1 + \cos \theta}{2}\right)^2 + \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right)^2 \\ &= \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

- helicity=-1

$$\begin{aligned} |d_{-1,+1}^1|^2 + |d_{-1,-1}^1|^2 &= \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right)^2 + \left(\frac{1 + \cos \theta}{2}\right)^2 \\ &= \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

それぞれの分岐比を f_{helicity} とすると

$$f(\theta) = f_0(\sin^2 \theta) + f_{+1}\left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}\right) + f_{-1}\left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}\right) \quad (\text{A.6})$$

とあらわされる。そして $f_0 = \alpha$, $f_{+1} + f_{-1} = 1 - \alpha$ と分岐比をとると、角度分布関数は

$$f(\theta) = \frac{1}{2} \{ (1 - \alpha)(1 + \cos^2 \theta) + 2\alpha \sin^2 \theta \} \quad (\text{A.7})$$

と表せる。

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] KID Group ”Kaon Identification in BELLE” *BELLE note 321* July 24,2000
- [7] 藤澤 由和 “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 平成 14 年
- [8] 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
- [9] 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
- [10] 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
- [11] 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
- [12] Hai-Yang Cheng and Amarjit Soni “Semi-inclusive B Decays and Direct CP violation in QCD Factorization” *Phys.Rev.D64 114013* 2001
- [13] Sean Fleming, Oscar F. Hernandez, Ivan Maksymyk, Helene Nadeau “NRQCD matrix elements in polarization of J-Psi produced from b-decay” *Phys.Rev. D55 4098-4104* 1997
- [14] M.Bauer,B.Stech,M.Wirbel “Exclusive Non-Leptonic Decays of D_-, D_s^- and B-Mesons“ 1986
- [15] Daniel Young-Joon Kim “Properties of Inclusive $B \rightarrow \Psi$ Production” *Harvard University High Energy Laboratory* 2002

[16] D.E.Groom et al., “Particle Data Group” *Eur. Phys. J. C* 111(2000)

[17] R.Itoh “QQ quick reference for BELLE” (1995)

謝辞

本論文の執筆にあたりまして研究室の方々に御指導を頂きました。山本先生には研究の内容、特に理論的なことに関して様々な御指導を頂き、誠にありがとうございました。長嶺先生には特に解析に用いるデータに関しての問題に付いてアドバイスを頂きました。また先輩の三上さんにはプログラム及び解析方法についてのアドバイスを頂きました。

研究室の皆様にはたいへんお世話になりました。本当にありがとうございました。

2004年2月16日

加藤 孝弘