BELLE実験における次期SVDの崩壊点分解能の評価

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻
博士前期課程2年
橋本 清史

平成14年2月5日

概 要

現在稼働中の KEK-B factory 実験において，2002 年度夏に新しいシリコンバーテックス検出器が使用される予定になっている．これを用いて，CP 非保存が測定できる崩壊モードの崩壊点位置分解能に関するシミュレーション研究を行なった．その結果，$J/\psi K_S$, $\pi^+\pi^-$, D^+D^- モードにおいて，崩壊点位置分解能が $10\% \sim 15\%$ 改善することが分かった．また，放射線耐性に関する検出器の研究もおこない，検出器の S/N 比を変化させてシミュレーションを行なった結果，20MRad 以上の放射線を浴びても性能を維持できることが確認された．

目 次

第 1 章　序論 **3**

1.1 CP の破れ . . . 3
1.2 B メソン系での CP 非保存の測定 . . . 4
1.3 本論文の目的 . . . 6

第 2 章　BELLE 実験におけるシリコンバーテックス検出器 **8**

2.1 現在の SVD(SVD1) . . . 8
2.1.1 概要 . . . 8
2.1.2 両面型シリコンストリップ検出器 . . . 8
2.2 次期 SVD(SVD2) . . . 9
2.2.1 SVD1 の問題点 . . . 13
2.2.2 SVD2 の概要 . . . 13
2.3 セントラルドリフトチェンバー (CDC) . . . 14

第 3 章　シミュレーション情報を用いた崩壊点分解能の評価 **17**

3.1 1 トラックの位置分解能 . . . 17
3.2 崩壊点分解能の定義 . . . 19
3.3 $J/\psi K_S$ 崩壊モードにおける最構築の手順 . . . 22
3.4 位置分解能の指標 . . . 25
3.5 $J/\psi K_S$ モードでの結果 . . . 25
3.6 その他の崩壊モードにおける分解能の評価 . . . 29
3.6.1 CP サイドにおける崩壊トポロジー . . . 29
3.7 $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ における崩壊点分解能 . . . 29
3.8 $B_{cp} \to D^+D^-$ における崩壊点分解能 . . . 32
3.9 まとめ . . . 36

第 4 章　検出器の情報に基づく粒子識別を用いた崩壊点分解能の評価 **42**

4.1 検出器の情報を用いた粒子の識別 . . . 42
4.1.1 電子の識別 . . . 42
4.1.2 ミューオンの識別 . . . 42
4.1.3 K/π seperation . . . 44
4.1.4 Flavor Tagging . . . 46

4.2 崩壊モード: $B_{cp} \to J/\psi K_S$ . . . 46
4.2.1 解析手順 . . . 46
4.2.2 結果 . . . 49
4.3 崩壊モード: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ . . . 50
4.3.1 結果 . . . 50
4.4 崩壊モード: $B_{cp} \to D^+D^-$ . . . 51
4.4.1 結果 . . . 52
4.5 まとめ . . . 52

第 5 章 シミュレーション上での放射線耐性の評価 54
5.1 SVD2 における両面型ストリップ検出器 . . . 54
5.2 DSSD の放射線損傷 . . . 54
5.3 放射線耐性 . . . 56
5.3.1 VA1TA チップでのテスト結果 . . . 56
5.4 SVD2 における予測される放射線照射量 . . . 56
5.5 ノイズを増やすことよる分解能への影響 . . . 58
5.6 ノイズを増やした場合の崩壊点分解能の評価 . . . 60

第 6 章 結論 62
6.1 ΔZ 分解能の結果 . . . 62
6.2 得られた事象数の結果 . . . 63
6.3 放射線耐性に関するシミュレーション結果 . . . 64
6.4 結論 . . . 65
6.5 今後の課題 . . . 65

付 録 A BELLE 検出器 66
A.1 KEKB 加速器 . . . 66
A.2 BELLE 検出器 . . . 67
A.2.1 エアロジェルチェレンコフカウンタ (ACC) . . . 70
A.2.2 飛行時間検出器 (TOF) とトリガー . . . 70
A.2.3 電磁カロリメータ (ECL) . . . 70
A.2.4 ソレノイド電磁石 . . . 70
A.2.5 K_L/μ 検出器 (KLM) . . . 71

付 録 B 香りの同定 72

第1章　序論

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構では，1999 年から B ファクトリー実験 (BELLE 実験) が稼働している．この実験の主な目的は CP の破れを B メソン系にて観測することであり，標準理論を確かめることである．この章では，そこで研究される物理と本論文の目的を述べる．

1.1　CP の破れ

CP 非保存は，1964 年に V.L.Fitch, J.W.Cronin らによって中性 K_L^0 メソンの崩壊で観測された現象 [1] で，崩壊前の中性 K_L^0 メソンと崩壊後の 2 つの $\pi^+\pi^-$ の状態が，異なる CP 固有状態であることから発見された．これは電荷 (Charge) と空間 (Parity) の同時反転に対する対称性と同等性が破れていることを表している．CP 非保存は宇宙になぜ粒子のみ存在し，反粒子は存在しないのか，という根本的な問題の解決に必要な 3 つの条件のうちの 1 つであることが Sakharov によって指摘された．現在，CP 非保存は，K メソンの崩壊と本実験での B メソン系で観測されているが，それをさらに精密測定することが重要だと考えられている．

素粒子の多くの現象を説明することができる，いわゆる，素粒子の" 標準理論" [3] の枠組で，CP 非保存を説明する仮説に" 小林-益川理論"[2] がある．1973 年に発表されたこの理論は，クォークを 3 世代，6 個導入し，3 世代のクォークが弱い相互作用で混合する時初めてその混合行列に CP 非保存の原因となる，虚数位相が現れることを指摘した．

小林-益川行列を $\lambda = \sin\phi_C$(ϕ_C:カビボ角 [4]) を用いて λ^4 まで展開すると，

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta + \frac{1}{2}\eta\lambda^2) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 - i\eta A^2\lambda^4 & A\lambda^2(1+i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

となる (Wolfenstein 表示 [5])．ここで，λ は原子核の β 崩壊などから，A は B メソンの寿命などから比較的よく観測されているにも関わらず，ρ や η については，あまり良く知られていない．

小林-益川行列はユニタリー行列なので，

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.2)$$

が成り立つ．これは $\rho-\eta$ 平面上で図 1.1 の様に書け，ユニタリー三角形と呼ばれる．各々の角度は以下で定義される．

$$\phi_1 = \pi - \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{-V_{cb}^*V_{cd}}\right),\ \phi_2 = \arg\left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{-V_{ub}^*V_{ud}}\right),\ \phi_3 = \arg\left(\frac{V_{ub}^*V_{ud}}{-V_{cb}^*V_{cd}}\right). \tag{1.3}$$

CP 非保存を与える，小林-益川行列の虚数成分 η は，三角形の内角に影響するので，標準理論での CP 問題はこのユニタリー三角形を決めることに帰着すると言える．中性 K メソン系では t クォークと b クォークの関係する項は，高次の効果でしか観測できないが，B メソンを用いた実験では直接観測ができる．従って，B メソンを用いた実験は，CP 非保存の測定とともに小林-益川理論，引いては標準理論の検証に大きく貢献する．

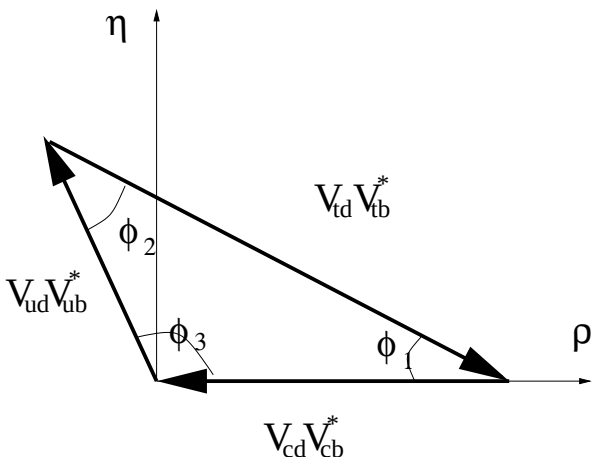


図 1.1: ρ-η の虚数平面上に示されるユニタリー三角形．

1.2 B メソン系での CP 非保存の測定

KEK-B 実験において，もっとも確実に CP 非保存を観測できると考えられているモードとして，$B^0 \to J/\psi K_S$ と $\bar{B}^0 \to J/\psi K_S$ の崩壊の時間分布の違いを測定することが挙げられている．(図 1.2)

実験に即してこれを考えてみる．

- 実験室系で高い運動量を持つ $\Upsilon(4S)$ を通して，中性 B メソンを生成させる．B^0,$\bar{B}^0$ 対を生成するには，$\Upsilon(4S)$ を用いるのが適しているが，実験で測定されるのは 2 つの B メソンが崩壊した位置である．$\Upsilon(4S)$ の重心系で B メソンは 29μm の平均崩壊長しか持たず，現在の検出器では測定が困難なため，$\Upsilon(4S)$ を実験室系で飛行させる必要がある．

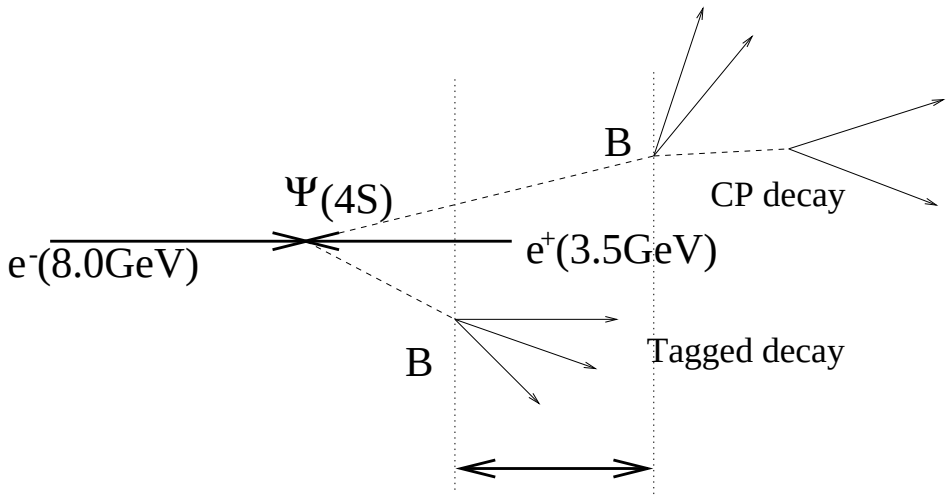


図 1.2: 非対称 B-factory における B^0 と $\bar{B^0}$
の崩壊の様子．崩壊時刻の差は，2 つの B メソンの崩壊点の差で求められる．

- $t = t_1$ に崩壊した一方の B メソンの崩壊をとらえて，その香り (flavor) が B^0 か $\bar{B^0}$ かを同定する．例えば，B メソンの準レプトン崩壊 ($b \to cl^-\bar{\nu}$, $\bar{b} \to \bar{c}l^+\nu$) を利用すれば，電子，ミューオンの電荷が正ならば B^0，負ならば $\bar{B^0}$ であることが分かる．
- $t = t_2$ に $J/\psi K_S$ へ崩壊した他方の B メソンをとらえる．J/ψ がレプトン対に，K_S が $\pi^+\pi^-$ に崩壊する事象は，バックグラウンドがほとんどなく，簡単に観測することができる．
- その崩壊時刻の差 $\Delta t = t_1 = t_2$ の分布を作り，香りが B^0 か $\bar{B^0}$ かで比較する．(図 1.3)

このとき、CP 非対称パラメーター A_{CP} は、Δt の関数として、

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) - \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_S)}{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_S) + \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_S)} \tag{1.4}$$

$$= \sin 2\phi_1 \times \sin \Delta M \Delta t \tag{1.5}$$

と表される。ここで、ϕ_1 は図 1.1 のユニタリー三角形の内角、ΔM は中性 B メソンの二つの質量固有状態の質量の差である。以上のことから、中性 B メソン系で CP 非保存を観測するには、まず、エネルギーが非対称の電子陽電子衝突型加速器を用い、高い運動量を持つ $\Upsilon(4S)$ を通して B メソン対を大量につくってやる必要がある。さらに、Δt の関数として B メソンの崩壊の非対称を測定するため、2 つの B メソンの崩壊点の間の距離を精密に測定する必要がある。この関係式は以下のように表される．

$$\Delta t \simeq \Delta Z / c\beta\gamma. \tag{1.6}$$

ここで $\beta\gamma$ はビームエネルギーの非対称性によるローレンツブーストファクターである．

1.3 本論文の目的

現在のタイプの SVD(SVD1) は KEK-B 実験が 1999 年にスタートしてから搭載され，交換しながら十分な性能を発揮してきた[1]．そして現時点における実験の結果で，CP 非対称性を表すパラメータとして，$\sin 2\phi_1 = 0.99 \pm 0.14(\mathrm{stat}) \pm 0.06(\mathrm{syst})$ という値が示されている [7]．しかし，まだ誤差が大きいという問題があり，これを解決するためには事象数を上げること，検出器の精度を改善させることが必要である．また，ϕ_1 の測定のみならず，ϕ_2 など別の視点から値の整合性を見ること，つまり $B \to \pi^+\pi^-$ などの稀崩壊の測定でさらに統計を増やす必要がある．その観点から検出器，特に現在の SVD の分解能とアクセプタンスを上げることが非常に重要となっている．

SVD1 にはまだ改善の余地が残されている．たとえば，現在の SVD の設定では，飛跡を構築するために必要なセントラルドリフトチェンバー (CDC) のアクセプタンスをカバーしきれていないということ，読み出しの放射線耐性があまり良くないということなどが挙げられる．さらに崩壊点分解能については，SVD の最内層の半径を小さくすることでより性能が良くなると考えられている．

図 1.4 に $J/\psi K_S$ モードを用いた場合の ΔZ の分解能と非対称検出に必要となるルミノシティを示す．SVD の位置分解能が 0μm，つまり無限に良い精度を持つ時を基準とすると，位置分解能が 100μm のとき，必要なルミノシティは約 1.3 倍となる．位置分解能がほぼ 200μm になった時には 2.0 倍以上，逆に位置分解能が 50μm となった時には約 1.1 倍のルミノシティが必要なことが分かる．

さらに，SVD はビームバックグラウンドによる放射線に晒されて来たため，2001 年の年末までに 150kRad を越える放射線を浴びている．読み出しシステムが機能するのは 200kRad までと考えられているが，現在すでに低いレベルでのノイズの増加が目覚しく大きくなっている．

そのため，より広いアクセプタンス，精度の高い位置分解能，現在以上の放射線に耐えられるハードウェアを備えた新しい SVD が 2002 年の夏に搭載されることが決定された．この論文では，新しい SVD(SVD2) の性能をシミュレーションを用いて研究したことを述べる．特に，以下の 3 点について議論する．

- SVD の最内層の半径を小さくすることで得られる位置分解能の向上
- SVD のアクセプタンスがより大きくなることへの強み
- SVD の放射線ダメージによる位置分解能の精度悪化

最初の 2 点は 2 通りの解析方法，つまり，粒子の種類を確実に同定する方法と，より現実的な，検出器の情報を用いて同定する方法とについて解析を行なった．これは前者の方法で分解能を求めることで，検出器として最高の条件で分解能が求められるからであり，後者の方法で分解能を求めることで組合せによる誤差を考慮に入れることでどのくらい分解能が悪くなるのかを見るためである．それらの結果をそれぞれ 3 章，4 章で紹介する．5 章では放射線損傷による性能劣化についての解析結果を説明する．

[1] 放射線による劣化のため，2000 年夏と 2001 年夏に全体を取り替えている．

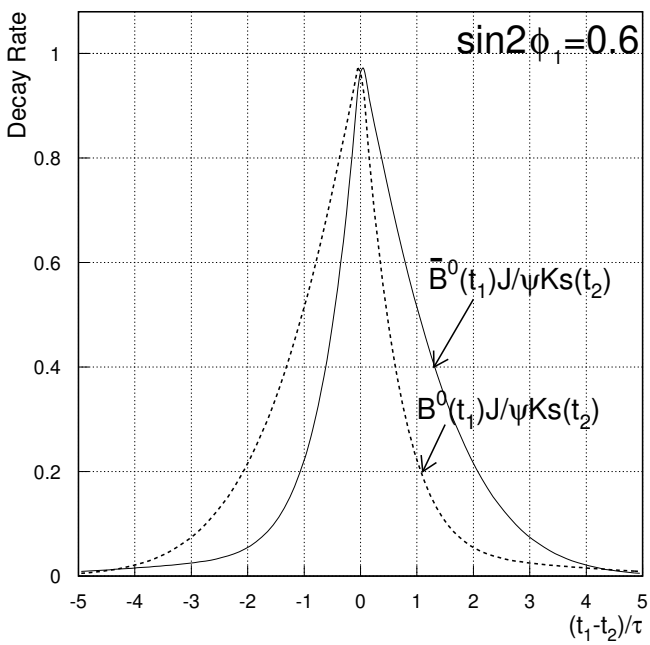


図 1.3: $B^0(\bar{B^0}) \to J/\psi K_S$ 崩壊の時間分布．片方の B メソンが時刻 t_1 に $B^0(\bar{B^0})$ と確定し，時刻 t_2 に $J/\psi K_S$ に崩壊する崩壊率が実線 (点線) で描かれている．ここで τ は中性 B メソンの寿命である．

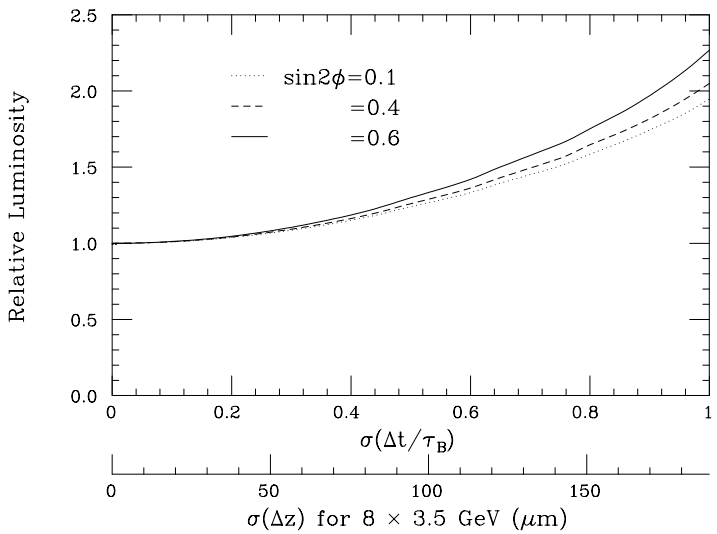


図 1.4: ΔZ 分解能と必要となるルミノシティ．縦軸は相対比で，分解能が $0\mu\mathrm{m}$ を基準にとってある．

第2章　BELLE実験におけるシリコンバーテックス検出器

1999 年より，現在の SVD(SVD1) が BELLE 検出器に搭載され，交換しつつ現在まで稼働している．しかし，現在の SVD にはまだ改善の余地があると考えられている．この章では，SVD1 の限度と，新しい SVD(SVD2) の強みについて述べる．また，SVD と共に飛跡再構築と崩壊点の測定に用いられるセントラルドリフトチェンバー (CDC) についてもここで述べておく．その他の BELLE 検出器については付録 A で述べられている．

2.1　現在の SVD(SVD1)

2.1.1　概要

前述したように，BELLE 検出器に課せられる要請の一つとして，崩壊点の精密測定がある．電子ビームの方向へ 4.5GeV/c の運動量をもって飛行する $\Upsilon(4S)$ から崩壊して得られる B メソンの平均崩壊長は約 200μm となるため，崩壊点の測定精度としては，その半分以下 ($\sim 100\mu$m) であることが要求される．その高い位置分解能を達成する検出器として，BELLE 検出器には SVD が組み込まれている．図 2.1 に SVD のビーム軸に対して垂直な断面図と平行な断面図を示す．また，図 2.2 に SVD の全体像を示している．この SVD 検出器は最内層，中間層，最外層の計 3 層に分かれており，それぞれの層は，8 枚，10 枚，16 枚のラダー状のモジュールから構成される．さらにこのモジュールを形成するために，$57.5mm \times 37.5mm$ の大きさを持つ両面シリコン検出器 (DSSD) が最内層に 2 枚，中間層に 3 枚，最外層に 4 枚 (計 102 枚の DSSD を使用) ずつ使用されている．DSSD は，円筒座標形の r-ϕ 座標での情報を読み出す細長い線 (ストリップ) が張られた p サイドと，z 座標での情報を読み出すストリップが張られた n サイドの両面読み出し検出器で，これらを複数組み合わわせて 3 次元的な位置情報を得ることができる．

2.1.2　両面型シリコンストリップ検出器

BELLE 検出器では，物質量の増加を避けるため，1 枚のシリコンの両面に互いに直行するようにストリップを張った両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD:Double-sided Silicon Strip Detector) を用いている．(図 2.3)

半導体検出器としての pn 接合が，p^+ ストリップと基板である n バルクの境界面にできる．逆バイアス電圧をかけることによって，そこから空乏層がバルク全体に広がり，入射した荷電

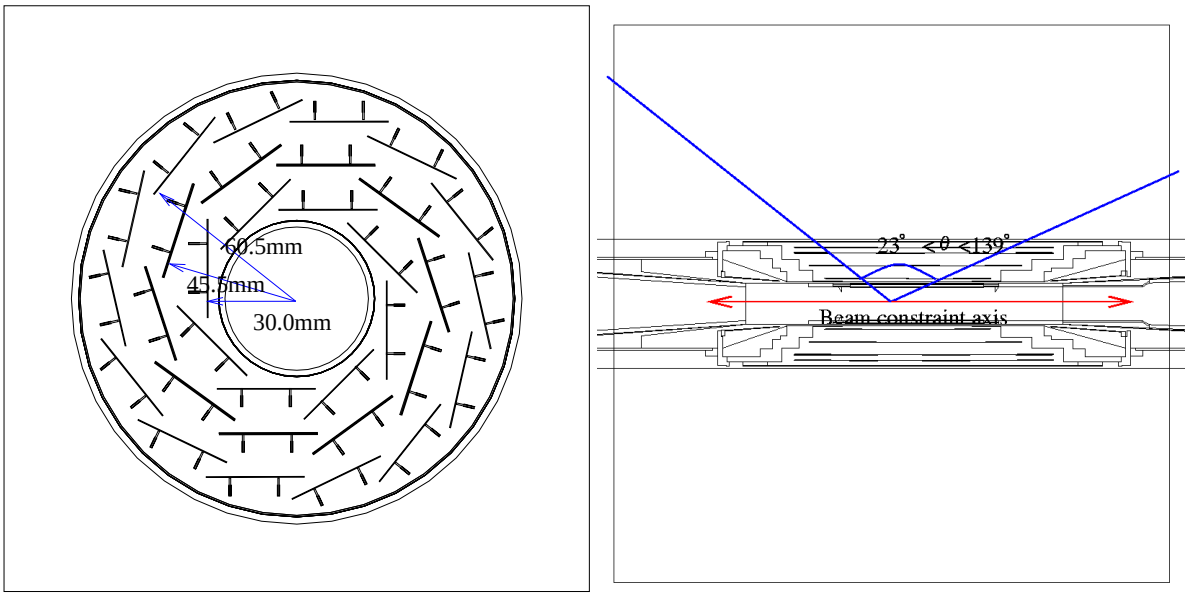


図 2.1: SVD1 のビーム軸に関して垂直な断面図 (左図) と平行な断面図 (右図)．

粒子が電子，正孔対をつくる．生成された電子を n^+ ストリップで，正孔を p^+ ストリップで集めることで，直行する 2 次元の情報を読み出すことができる．pn 接合がもともと存在しない n^+ ストリップと n バルクの側は，p ストップと呼ばれる p^+ ストリップによって，各 n^+ ストリップの分離が可能になっている．

ストリップが形成された基板の表面には絶縁層 $(Poly - Si)$ があり，読みだし線がストリップと AC カップリングすることによって，信号が読み出される．(図 2.4). DSSD は SVD の内層から順に 2 枚，3 枚，4 枚とラダー状に構成され，ビームパイプを囲むように配置され，読み出し用のアンプはラダーの両端に取り付けられる．このため，ビーム軸に平行に張られる p^+ ストリップの信号は読み出せるが，それに垂直な n^+ ストリップはそのままでは読み出せない．そのため，n サイドでは二重金属構造 (DML:Double Metal Layer) を用いている．DML はストリップからの信号を誘起する金属線 (1st-metal) の上に絶縁層 (SiO_2) を作り，その上から読みだし用の金属線 (2nd-metal) を張ることによって作られる．また，n^+ ストリップの読みだしに使われる 2nd-metal は，技術上の問題から 50μm の間隔でしか張ることができない．このため正方型ではない DSSD では，1 本の読みだし線の数は両サイドとも同じではなく，図 2.4 からも分かるように，p サイドは 1 本おき，n サイドは 2 本を 1 本の読みだし線で読んでいる．BELLE SVD で使用される DSSD(S6936) の仕様が表 2.1 である．

2.2 次期 SVD(SVD2)

この節では，SVD1 の問題点を挙げ，それらを解決するために作られた次期 SVD2 の概要を述べる．

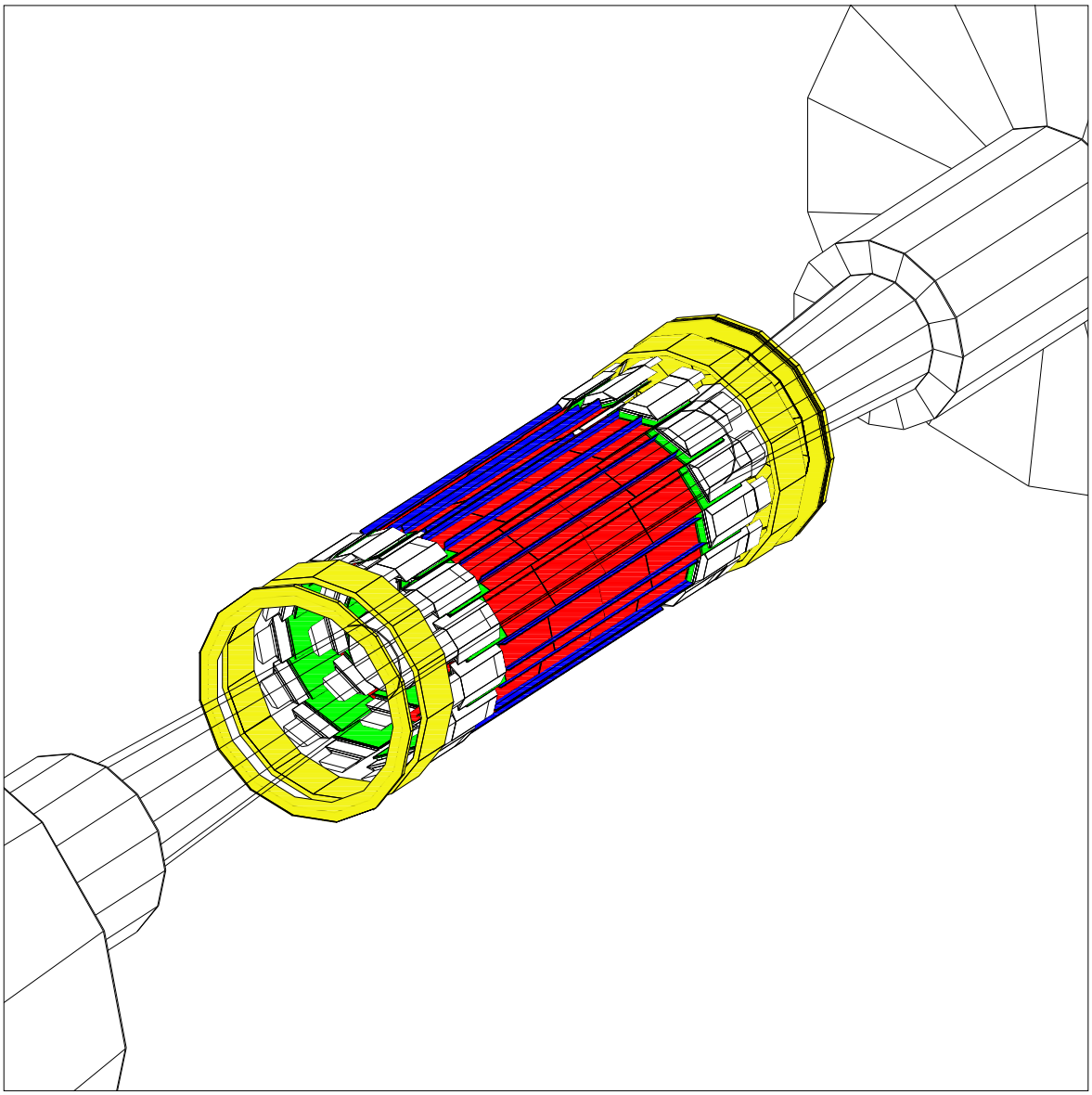


図 2.2: 現在の SVD．ビーム軸に沿って円筒状をなしている．DSSD 上にある細長い物質は DSSD を支えるリブと呼ばれる補強部品．ラダーの両端には読みだしチップが載る基板があり，その上に見えているのはヒートシンクと呼ばれる冷却用の部品である．

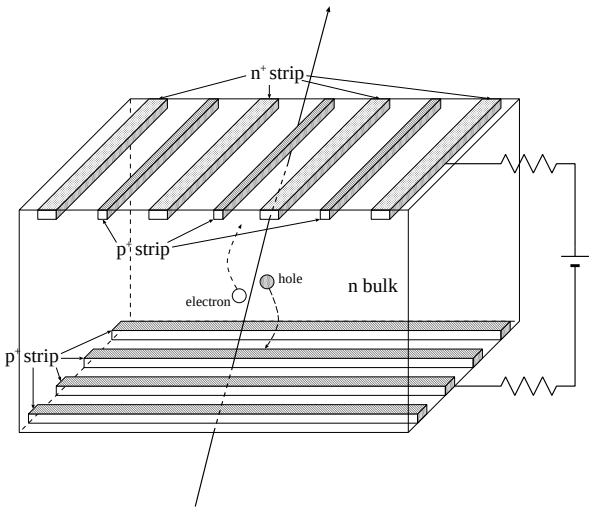


図 2.3: 両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD) の模式図．p^+の $+$ は ,3 価の不純物が多く添加していることを表す．

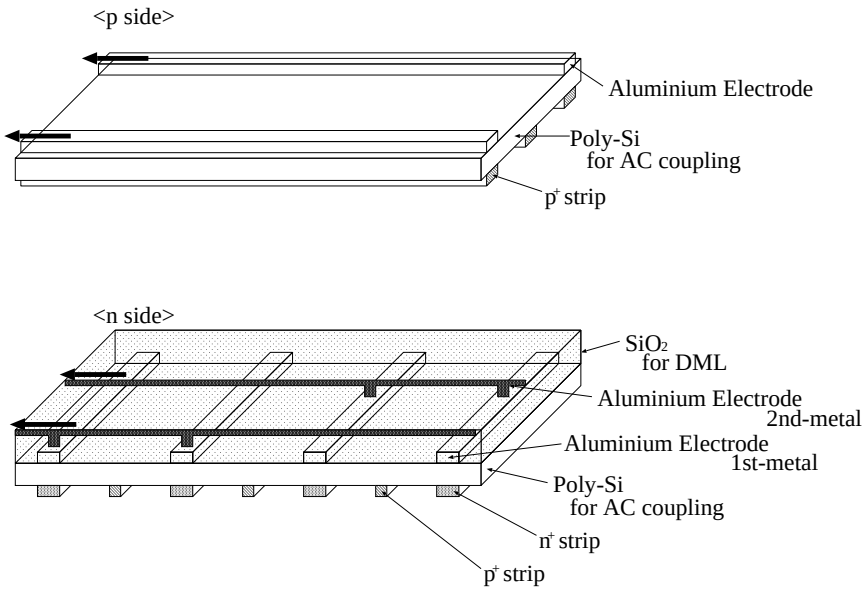


図 2.4: 両サイドの読み出しに関連した部分の模式図．上図がストリップと読み出しが平行な p サイド，下図がストリップと読み出しが垂直になる n サイド．

Parameter	p-side	n-side
Chip size	57.5mm×33.5mm	
Active Area	54.5mm×32.025mm	53.76mm×32.04mm
Thickness	$300 \pm 15\mu$m	
Readout(Bias) method	AC(Poly-Si)	AC(Poly-Si)
Strip pitch	25μm	42μm
Number of strips	1281	1280
Number of readout strips	641	640
Strip width	8μm	8μm
Readout electrode width	8μm	14μm
DML insulator material, thickness	N/A	SiO_2, 5μm
DML trace pitch, width	N/A	48μm, 8μm
Full depletion voltage(Vfd)	80V Max	
Breakdown voltage	100V Min	
Leakage current at Vfd	2μA Max	
Bias Resistance	25MΩ Min	25MΩ Min
Coupling capacitance at 10kHz	55pF	40pF
Breakdown voltage of coupling capacitor	50V Min	50V Min
Load capacitance at 1MHz	8pF	20pF
Number of NG channel	19 Max	19 Max
Passivation	SiO_2	SiO_2

表 2.1: S6936 の仕様

2.2.1 SVD1 の問題点

SVD1 のもっとも重要な問題として挙げられるものの一つに，放射線耐性がある．SVD の前方，及び後方に信号読み出しのために VA1 チップを用いているが，これが機能するのは放射線を 200kRad 浴びるまでと考えられていて，それ以上の吸収はノイズを大きく上げてしまい，現在の性能を維持できなくなる．さらに，200kRad 程度の限界では，加速器におけるルミノシティー間によるビームバックグラウンドレベルの増加や，検出器の誤操作による突発的な放射線照射などを許容するだけの余裕が残されていない (現在使用されている SVD1 は 2001 年末までにすでに 150kRad の照射を受けている)．そのため，高放射線耐性の SVD が要求される．

仮に高放射線耐性の SVD が実現するならば，崩壊点の分解能を上げるために，最内層をよりビームパイプに近づけられるという利点がある．稼働中の SVD は CERN で行なわれている Delphi[1]実験用に開発された，商用 DSSD を用いている．ここで崩壊点を $\sim 100\mu$m の分解能で決定する SVD 検出器を多くの DSSD から組み上げて作る場合，それぞれの DSSD の相対的な位置や，SVD とその外側にある CDC との相対的な位置を精度良く知っておく必要がある．このため，同じ層に属する各 DSSD もお互い重なり合う部分を必ず持っている．SVD1 で使用された DSSD の場合，この重なりの部分を互いにぶつかり合うことなく作るためには，最小半径を 30.0mm に設定せざるを得ず，このため崩壊点分解能が制限される．

アクセプタンスが限られているということも問題点の一つである．SVD1 は，ビーム軸に関して $23^\circ < \theta < 139^\circ$ までカバーしているが，飛跡最構築や粒子同定に使われる CDC のアクセプタンスは，$17^\circ < \theta < 150^\circ$ である．B メソンの崩壊点を精度良く求めるためには SVD における飛跡の情報が不可欠なため，たとえ CDC で粒子が同定でき，飛跡が再構築されたとしても，SVD のアクセプタンス外であれば，その粒子を使って崩壊点を決定できない．つまり SVD と CDC を用いた崩壊点の測定を限定し，その上観測され得る事象数も制限していることになる．

また，SVD のラダーを支えるサポートの物質は生成された粒子の最構築や同定をを行なう領域内にあるため，これらの物質との相互作用によって荷電及び中性粒子のトラックの精度が大きく落ち込む原因となる．

以上の問題点を解決するため，新しい SVD 検出器の開発が必要とされる．

2.2.2 SVD2 の概要

これらの問題を考慮に入れて，SVD2 が考え出された．

まず，読み出しチップに関しては，現在使用されている VA1 を高放射線下の使用に耐え得るように拡張された VA1TA と呼ばれるチップを使用している．この VA1TA は MRad レベルの放射線下でもノイズレベルが変わらず一定であることが試験から確認されている (これに関しては第 5 章で述べる)．

図 2.5 に SVD2 のビーム軸に関して垂直な面と平行な面の図を示す．図 2.6 は，SVD2 の全体像を示している．また図 2.6 からも分かるように，SVD2 は DSSD をラダー状に，4 層で構成され，角度の感度領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ となっており，CDC のアクセプタンスと等しくなって

[1] http://delphi.web.cern.ch/Delphi/

いる．また，SVD1 で使用された DSSD よりも幅の狭い DSSD を 1，2，及び 3 層に用いることによって最内層の半径を 20.0mm にすることができた[1]．

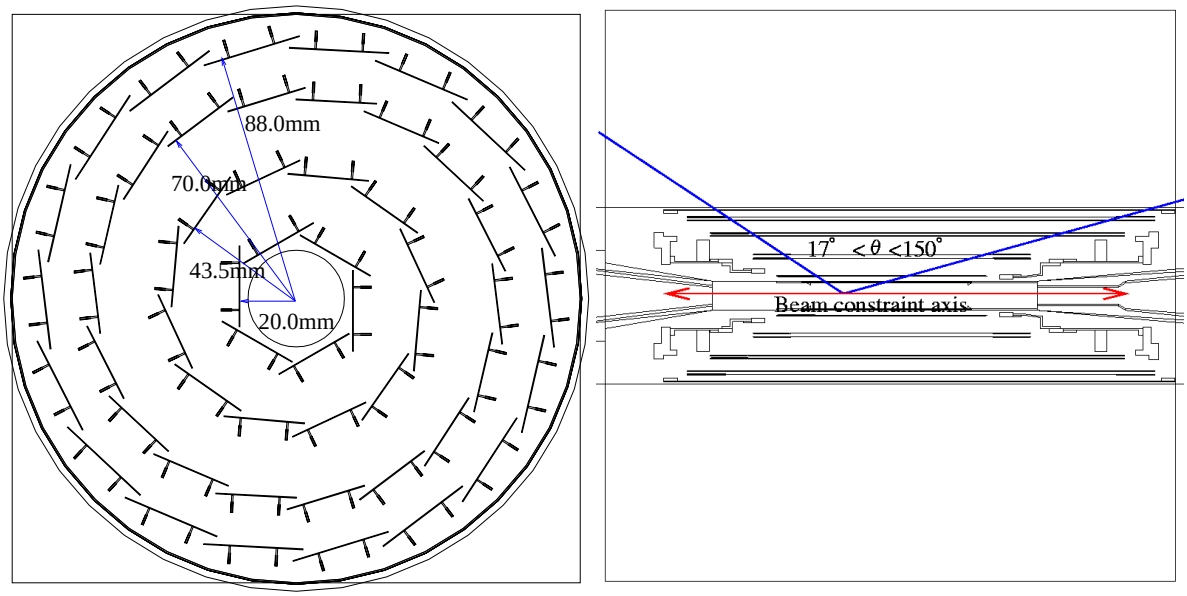


図 2.5: SVD2 の断面図．左がビーム軸に対して垂直な断面図で，右がビーム軸に対して平行な面で切った断面図．

2.3 セントラルドリフトチェンバー (CDC)

現在使用されている CDC はビームラインを中心とした半径 8.5cm∼90cm，長さ 240cm の円筒形の検出器である．極角のアクセプタンスは $17° < \theta < 150°$ である．CDC は，内側から，カソード部 3 層，インナー部 11 層，メイン部 36 層の 3 つの部分からなり，各部分は 3∼5 層のスーパーレイヤー構造をとっている．スーパーレイヤーは 11 層のアクシアル層とステレオ層を持ち，アクシアル層は z 軸に平行に，ステレオ層は z 軸に対し $\pm$50mrad の角度を持たせてワイヤが張られている．r-ϕ 平面において，CDC はセル構造を持っており，各セルは中央に 1 本の直径 30μm の金メッキタングステンのセンスワイヤ，周囲に 8 本の直径 126μm のアルミニウムのフィールドワイヤから成る．全体でセンスワイヤは 8,400 本，フィールドワイヤは 24,944 本使用されている．CDC における r-ϕ 平面の位置分解能は，$\sigma_{r\text{-}\phi} = 130\mu$m と評価されている．

次期 SVD のインストールに伴い，CDC ではカソード部の一部が取り除かれ，SVD に取って変わる．これは SVD2 の一番外側のカバーが SVD1 の 90mm から，10.06mm と大きくなるためである (図 2.7 参照)．

[1] 4 層目には別のタイプの DSSD を用いている

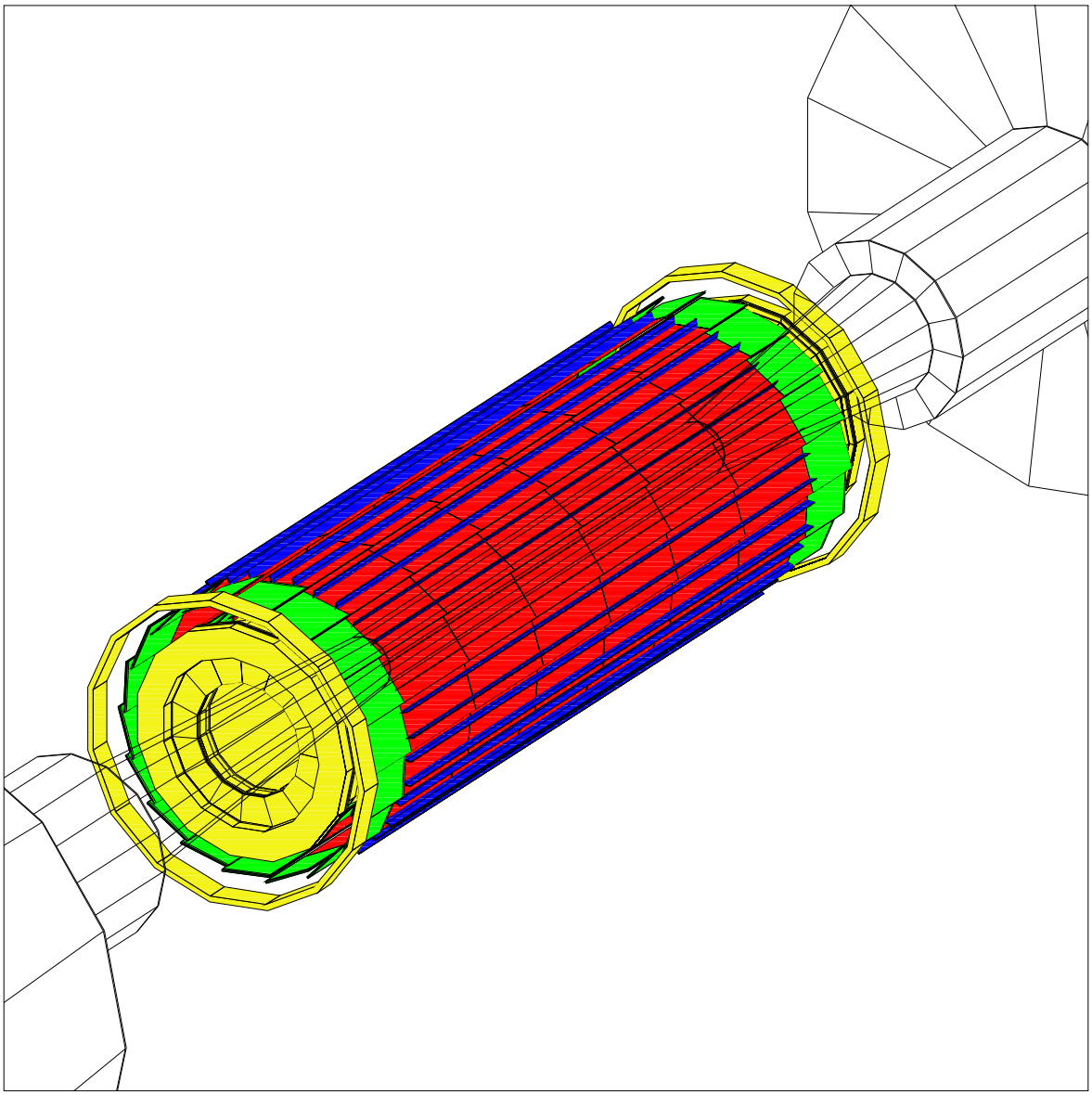


図 2.6: 次期 SVD.4 層構造になったため，現在の SVD よりも太い形状となっている．読み出し回路にフレックスサーキットと呼ばれる薄い回路を導入したため，DSSD 以外の物質量は小さくなっている．

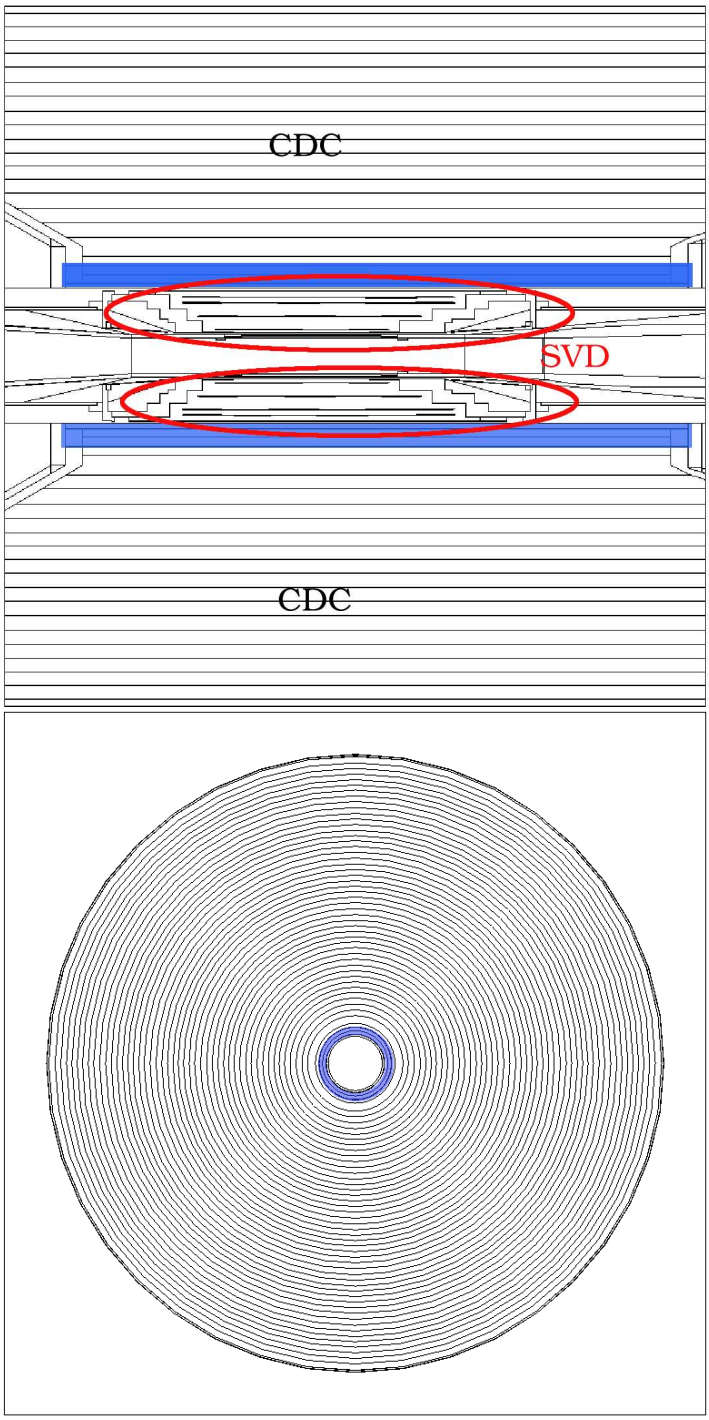


図 2.7: 現在の SVD と CDC の図．上図はビーム軸に関して平行な断面図．下図はビーム軸に関して垂直な断面図．両図の青色で塗られた部分が SVD2 に入れ替わることで削除される CDC のカソード部の一部である．

第3章　シミュレーション情報を用いた崩壊点分解能の評価

第 1 章で述べたように，B メソン系における CP 非対称性の存在を示すためにはユニタリー三角形の各辺や角度の大きさを測れば良い．特に ϕ_1 を測定するための崩壊モードの代表例として，$B_{cp} \to J/\psi K_S$ が挙げられる．この崩壊モードは比較的分岐比が大きいということ，終状態においてバックグラウンドが少なく，理論的な不確定性も無視できるほど小さいなどの特徴がある．また，この他にもより複雑な解析が必要となる $B_{cp} \to D^+D^-$ や，別の角度 ϕ_2 が測定できる $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ などがある．

この章では，$B_{cp} \to J/\psi K_S$，$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$，$B_{cp} \to D^+D^-$ の 3 つの崩壊モードに着目し，これらのモンテカルロシミュレーションを通して SVD1 及び SVD2 における崩壊点分解能を評価する．

3.1　1 トラックの位置分解能

まず始めに，位置分解能と最内層の配置の関係を見ることにする．

SVD の最内層をビーム軸に対してより近くに置くと、荷電粒子の軌跡に対して、より発生点に近い情報を得ることができる．そのため、粒子の崩壊点をより正確に知ることができると予想される．磁場がなく、2 層の SVD だけを考える簡単なモデルで、定量的に考えてみる．

図 3.1 のように、ビーム軸を z 方向、それに垂直な方向に r をとり、r-z 平面を考える．原点から角度 θ でやってくる粒子が、SVD の 1 層目で角度 φ の多重散乱をうけ、SVD の 2 層目に入射したとする．1 層目は $r = r_1$ に、2 層目は $r = r_2$ にあるとし、荷電粒子が 1 層目の $z = z_1$ と、2 層目の $z = z_2$ に信号を残したとする．

このとき、再構築された軌跡から知りうる z 座標、Z_{impact} は、

$$
\begin{aligned}
Z_{impact} &= \frac{r_2}{r_2 - r_1} z_1 - \frac{r_1}{r_2 - r_1} z_2 && (3.1) \\
&\simeq \frac{r_2}{r_2 - r_1} r_1 \cot\theta - \frac{r_1}{r_2 - r_1} r_2 \cot\theta - \frac{r_1 \varphi}{\sin^2\theta} && (3.2)
\end{aligned}
$$

と表される．ただし、最後の式のために ($\theta \gg \varphi$) と近似した．その標準偏差 $\sigma_{Z_{impact}}$ は、

$$
{\sigma_{Z_{impact}}}^2 = (\frac{r_2}{r_2 - r_1})^2 {\sigma_{int_1}}^2 + (\frac{r_1}{r_2 - r_1})^2 {\sigma_{int_2}}^2 + (\frac{r_1}{\sin^2\theta})^2 {\sigma_\varphi}^2 \qquad (3.3)
$$

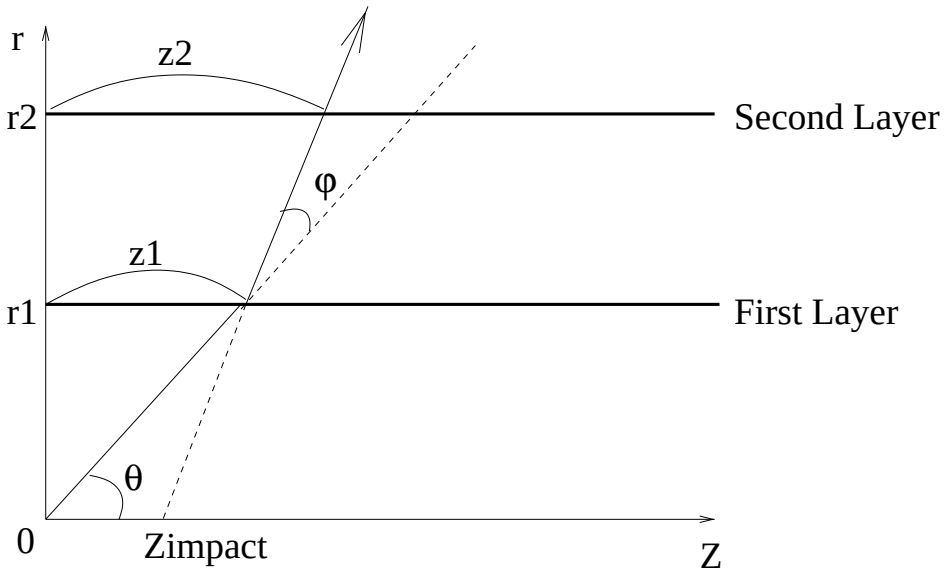


図 3.1:

と表される．ここで、σ はそれぞれ、

σ_{int_1} : 1 層目の検出器から決まる固有の位置分解能
σ_{int_2} : 2 層目の検出器から決まる固有の位置分解能
σ_{φ} : 多重散乱による角分布の広がり

を意味する．多重散乱は、荷電粒子が物質を通過するとき、原子核により小角散乱を何度も受けることによって、入射角が変化する現象で、散乱角が小さいときは、広がり (標準偏差) σ_{φ} をもつガウス分布をする [11]．

$$\sigma_{\varphi} = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z\sqrt{\frac{x}{X_0}}[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}] \tag{3.4}$$

βc : 粒子の速度 $[m/sec]$
p : 粒子の運動量 $[MeV/c]$
z : 粒子の電荷
x : 物質の厚み $[cm]$
X_0 : 物質の放射長 $[cm]$

式 3.3 の第 1 項と第 2 項は、検出器の固有の位置分解能で決まる項で、r_1 を小さくすることによって、レバーアームと呼ばれる $(r_2 - r_1)$ を大きくとることができ、$\sigma_{Z_{impact}}$ に有利であることがわかる．多重散乱の寄与からでてくる第 3 項についても、r_1 を小さくすることが有利であることがわかる．DSSD を $300\mu m$ の厚さの Si とし、粒子は垂直に入射するとして、

$$
\begin{array}{rclrcl}
r_2 & = & 6cm, & \sin\theta & = & 1 \\
x & = & 3\times10^{-2}cm, & z & = & 1 \\
X_0 & = & 9.36cm, & \beta & = & 1 \\
\sigma_{int1,2} & = & 2\times10^{-3}cm & & &
\end{array}
$$

を代入し、運動量が 2GeV/c、1GeV/c、0.5GeV/c、0.3GeV/c の場合について r_1 の関数としてグラフを描いてみると図 3.2 のようになる。

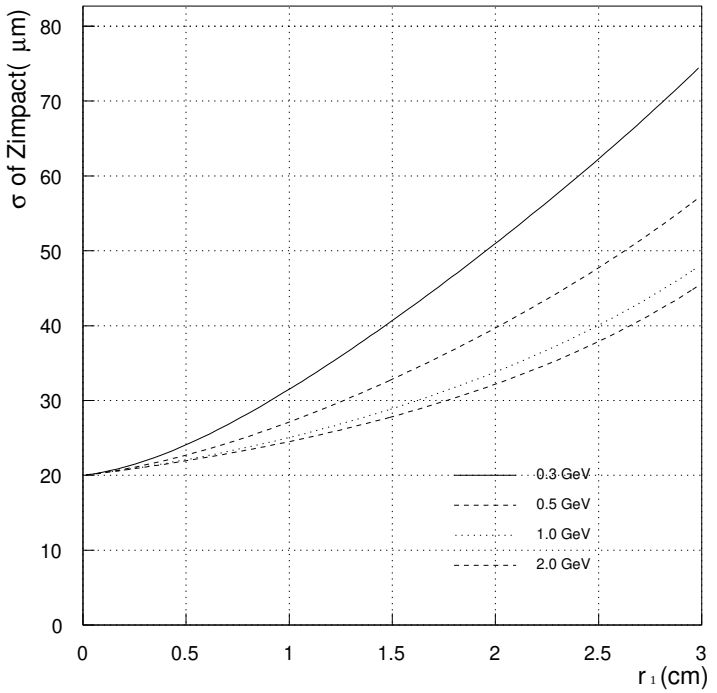


図 3.2: r_1 の関数としての $\sigma_{Z_{impact}}$ をプロットした図．$r_1 \to 0$ の極限で，検出器の固有の分解能 $\sigma_{int} = 20\mu$m が見えている．

これから，低い運動量をもつ粒子ほど大きく多重散乱を受けるため，1 層目をビーム軸に近づける効果がより大きく見られることが予想される．また，1 層目を 3cm から 2cm に小さくすることで約 20%の改善が期待される．

3.2 崩壊点分解能の定義

第 1 章で述べたように，BELLE 実験において CP 非保存を観測する一つの方法に，中性 B メソン崩壊の Δt 分布をみる手段がある．そのためには B^0 と $\bar{B^0}$ のどちらからも観測できる CP 固有状態を観測し，それが B^0 から来たものなのか，$\bar{B^0}$ から来たものなのかを特定することが必要となる．図 3.3 に $B \to J/\psi K_S$ を観測する時の模式図を示す．

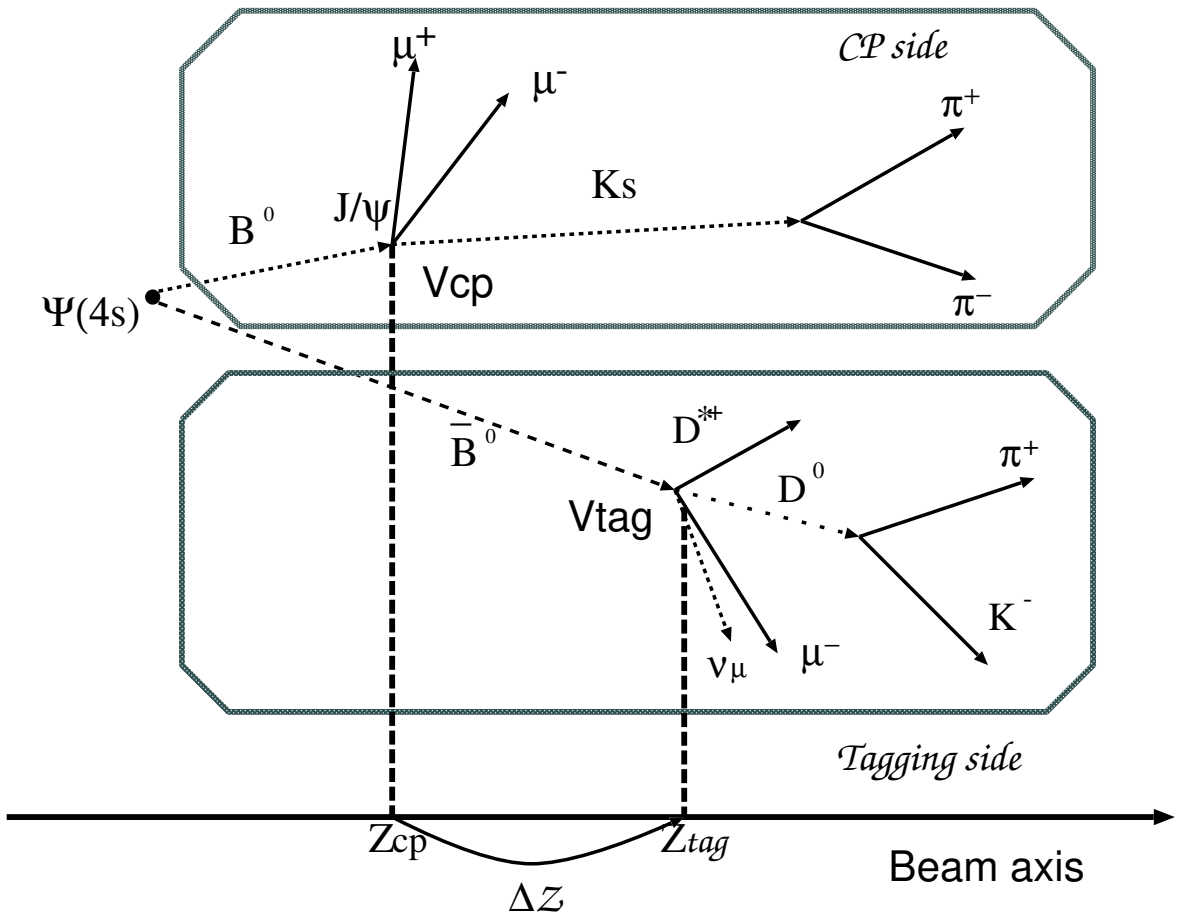


図 3.3: $B^0 \to J/\psi K_S$ を例にした，崩壊点の最構築の模式図．

BELLE 実験では崩壊の時間差 Δt を崩壊点の位置の差として測定するため，B メソンを z 方向に飛行させている．$\Upsilon(4S)$ からの中性 B のうち，CP 固有状態へ崩壊する側を CP サイドと呼ぶ．一方，CP サイドの B メソンが B^0 か $\bar{B^0}$ だったか香りを同定する (flavor tag) ため，もう一方の崩壊は香りが分かる崩壊をしている必要がある．こちらの側をタギングサイドと呼ぶ．それぞれの B メソンが崩壊した位置を V_{cp}，V_{tag} を表すことにする (図 3.3)．

図 3.4 は B^0 と $\bar{B^0}$ の崩壊点の z 方向の差と，r 方向の差の分布を表している．この図から分かるように，z 方向に約 200μm，r 方向には約 25μm ほど分離することが分かる．ビーム軸に垂直方向での飛行距離差は平行方向での飛行距離差に比べて小さいため，興味ある Δt 分布を得ることは精度良く CP サイドとタギングサイドの崩壊点の z 成分 Z_{cp}，Z_{tag} を決め，$\Delta Z = Z_{cp} - Z_{tag}$ を求めることである．

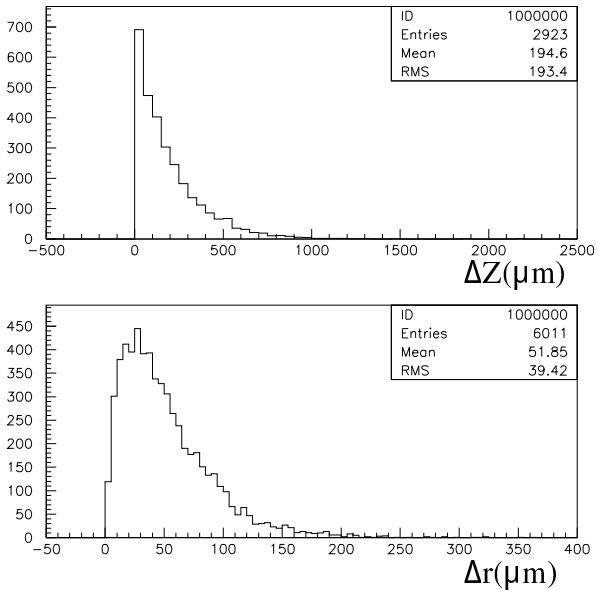


図 3.4: B メソンの崩壊点の差の分布．上図が z 方向の分布で，下図が r 方向の分布．

そこで，以下の 3 つの残差分布

$$\delta Z_{cp} = Z_{cp}^{recon} - Z_{cp}^{gen} \tag{3.5}$$

$$\delta Z_{tag} = Z_{tag}^{recon} - Z_{tag}^{gen} \tag{3.6}$$

$$\delta(\Delta Z) = (Z_{tag}^{recon} - Z_{cp}^{recon}) - (Z_{tag}^{gen} - Z_{cp}^{gen}) \tag{3.7}$$

をフィットすることによって，位置分解能 $\sigma_{Z_{cp}}$，$\sigma_{Z_{tag}}$，$\sigma_{\Delta Z}$ をもとめる．ここで $recon$ は最構築された量であることを表し，gen は発生させられた量を示し，真の値を意味する．

3.3 $J/\psi K_S$ 崩壊モードにおける最構築の手順

シミュレーションにおいて，事象を以下のように発生させたとする．但し，$generic$ はすべての崩壊モードに崩壊することを表す．タギングサイドの B メソンが $\bar{B}^0$ の時は，その荷電共役な崩壊を考える．

$$
\begin{aligned}
B^0_{cp} \rightarrow \quad & J/\psi K_S & \\
& J/\psi \quad & \rightarrow 2 \text{ leptons } (e^+e^- \text{ or } \mu^+\mu^-) \\
& K_S \quad & \rightarrow \pi^+\pi^- \\
B^0_{tag} \rightarrow \quad & generic &
\end{aligned}
$$

この事象を 20000 イベント発生させた．ここでシミュレーションにはヨーロッパの CERN という研究所で作られた GEANT[8] というパッケージを用いた．GEANT では物質と荷電粒子・光子の相互作用を通して，粒子のエネルギー損失を計算するプログラムで，その正当性は過去の様々な実験から証明されている．このシミュレーションに SVD1 及び SVD2 の形状，物質などのパラメータを組み込み，物理シミュレーションを行なった．発生させた事象から崩壊点分解能を得るには，CP サイド，タギングサイドを再構築しなければならない．そこでそれぞれに対する，再構築の手順を以下に示す．

1. CP サイド

   (a) 粒子の同定
   この章の解析は粒子の同定にはすべてシミュレーションの情報を用いて種類を見分けている．そのため，目的の粒子が検出器の中で正しくトラッキングされればそれを確実に同定できるものとする．

   (b) 質量でカットする
   J/ψ から来る μ^+，μ^- あるいは e^+，e^- と，K_S から来る π^+，π^- がトラックとして再構築され，その 4 つのトラックの 4 次元運動量から組まれた J/ψ，K_S，B_{cp} の質量が，それぞれの分布の 3σ 以内に入っていることを要求する (図 3.5)．

   (c) 崩壊点 V_{cp} を求める．
   J/ψ から来る μ^+，μ^-(或は e^+，e^-) をシミュレーションの情報から取り出し，SVD の層のうち 1 つ以上のヒットを持つトラック (SVD ヒット) を探す．両トラックが見つかった場合，そのトラックとビーム軸を用いて崩壊点を再構築する．J/ψ は共鳴状態で寿命が短く，崩壊点の位置分解能 ($\sim 100\mu$m) に比べてほとんど飛行しないので，J/ψ の崩壊点を求めるべき B_{cp} の崩壊点と等しいと見なす．J/ψ からの μ^+，$\mu^-(e^+, e^-)$ は高い運動量を持つため (図 3.6)，多重散乱を受けにくく，SVD にヒットを持つ精度の良いトラックとして観測される．

2. タギングサイド

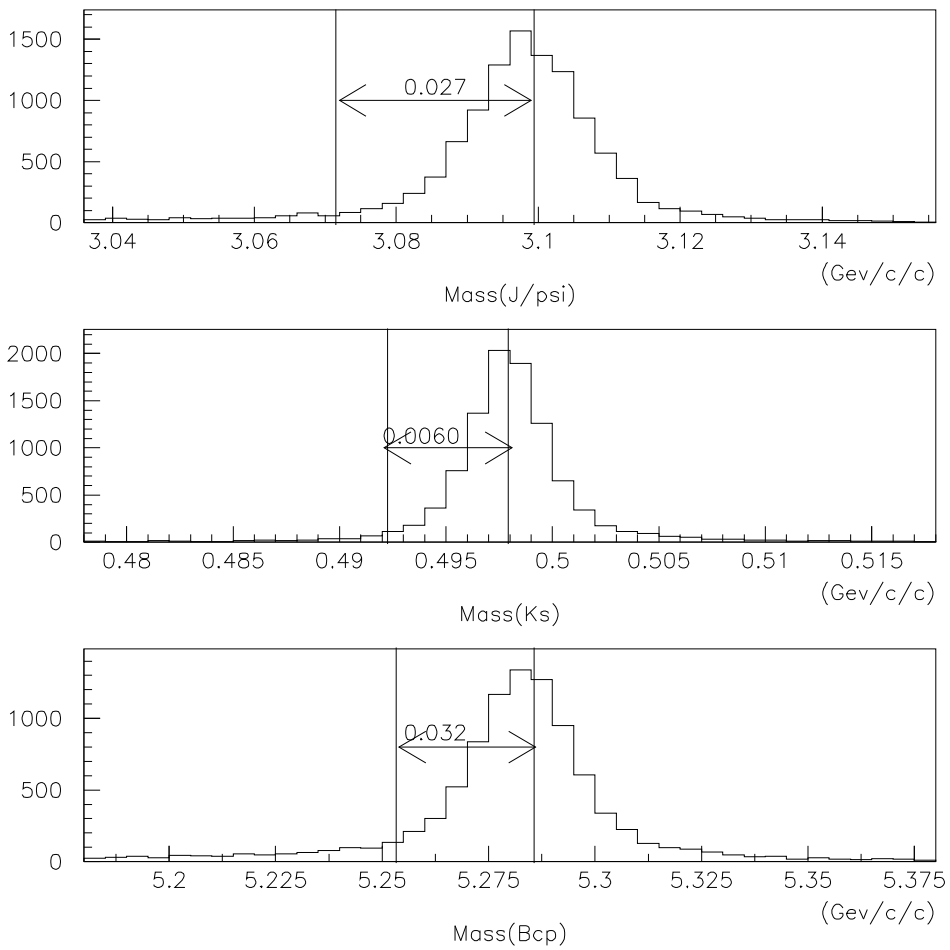


図 3.5: J/ψ，K_S，B_{cp} の質量分布．それぞれのガウス分布でフィットし，得られた σ から 3σ 以上離れているイベントはカットする．

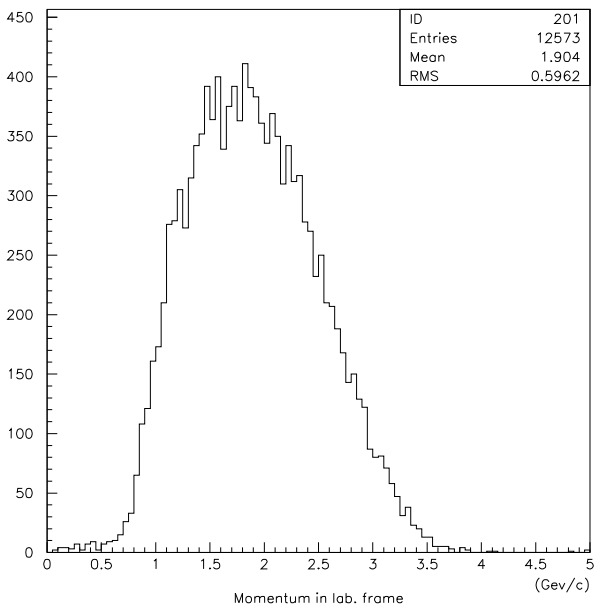


図 3.6: J/ψ から来るミューオンの運動量分布 (実験室系)．平均して約 $1.9\mathrm{GeV/c}$ の高い運動量を持つ．

(a) 香り (flavor) をタグする
再構築された荷電トラックのリストの中から CP サイドで用いられた 4 粒子のトラック情報を削除し，残ったトラックのリストから準レプトン崩壊による μ を探す．μ が見つからなかったら，下流トラックから得られる荷電 K メソンを探す．これらの粒子を探す理由については付録 B で示す．

(b) 上の粒子が見つかった場合のみ，そのトラックに SVD ヒットがあることを要求し，それとビーム軸とで崩壊点を再構築する．崩壊点を求める際，以下の条件で求める．

- SVD-z にヒットがないトラックを除く．ヒットがある場合，2 つ以上のヒットを要求する．
- K_S の候補となるトラックを削除する．この条件を満たすものとして，再構築されたトラックの質量が $|M_{K_S} - M_{reconstructed}| < 15MeV/c^2$ を満たすものとする．
- r-ϕ 平面におけるインパクトパラメータが 1mm 以上のトラックを削除する．
- 崩壊点を残されたトラックとビーム軸を用いてフィットする．
- フィットの reduced χ^2 が 20 以上の場合，χ^2 をもっとも大きくするトラックを一つずつ削除し，20 以下になるまでフィットを続ける．
- トラックが 1 つになっても χ^2 が 20 以下にならない場合，そのイベントでは崩壊点を求めない．

3.4 位置分解能の指標

図 3.7 にこの結果得られた δZ_{cp} の分布を示す．

得られた分布は σ の小さい成分と大きい成分が見られ，1 つのガウス分布では合わせられない．ゆえに 2 つのガウス分布の和でフィットを行なっている．これは，単純にガウス分布に従わない物理過程によって分解能が低下させられ，広い σ_{wide} を形成しているためだと考えられる．

$$F = A_{narrow} \times \exp(-\frac{(x-\mu_{narrow})^2}{2\sigma_{narrow}^2}) + A_{wide} \times \exp(-\frac{(x-\mu_{wide})^2}{2\sigma_{wide}^2}) \tag{3.8}$$

図 3.7 の結果として，σ_{narrow}，σ_{wide} の 2 つを得るが，より実質的な σ を rms(root mean square) の意味で次のように再定義し，分解能の評価に用いる指標とする．

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{narrow}^2 f + \sigma_{wide}^2 (1-f)} \tag{3.9}$$

ここで，f は狭いガウス分布の面積の，全面積に対する比である．

$$f = \frac{A_{narrow}\sigma_{narrow}}{A_{narrow}\sigma_{narrow} + A_{wide}\sigma_{wide}} \tag{3.10}$$

3.5 $J/\psi K_S$ モードでの結果

図 3.8 と図 3.9 に SVD1 及び SVD2 における δZ_{cp}，δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の残差分布を示す．この崩壊モードでは SVD1，SVD2 それぞれ 20000 イベント生成させている．表 3.1 と表 3.2 に結果をまとめた．これらの結果から以下のことが分かった．

- 崩壊点分解能が SVD2 になることで全体的に $10 \sim 15\%$改善された．
- 得られたイベント数も CP サイドでは約 19%，タギングサイドでは約 16%増加した．

	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu m)$	44.14 ± 0.62	38.93 ± 0.57
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu m)$	101.2 ± 3.72	85.93 ± 2.12
$\sigma_{\Delta Z}(\mu m)$	108.8 ± 4.32	97.23 ± 4.09

表 3.1: $B_{cp} \to J/\psi K_S$ モードにおける SVD1 と SVD2 の崩壊点分解能の結果．

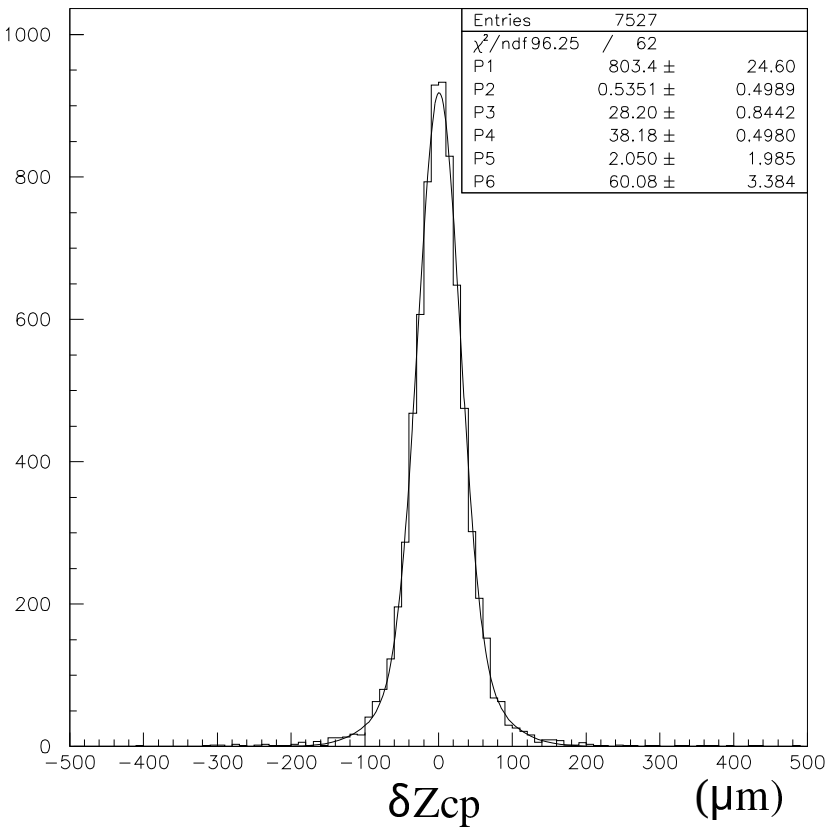


図 3.7: δZ_{cp} の残差分布．変数 P1∼P6 はそれぞれ式 3.8 での，A_{narrow}，μ_{narrow}，σ_{narrow}，A_{wide}，μ_{wide}，σ_{wide} に対応する．

	SVD1	SVD2
CP-side	6920	8213
Tag-side	4749	5506

表 3.2: $B_{cp} \to J/\psi K_S$ モードにおける SVD1 と SVD2 の得られたイベント数．発生させたイベントは 20000 イベントである．CP サイドにおいて，破棄されたイベントは探している粒子のトラックが正しく再構築されなかったか，再構築されても SVD にヒットがなかったかのどちらかである．

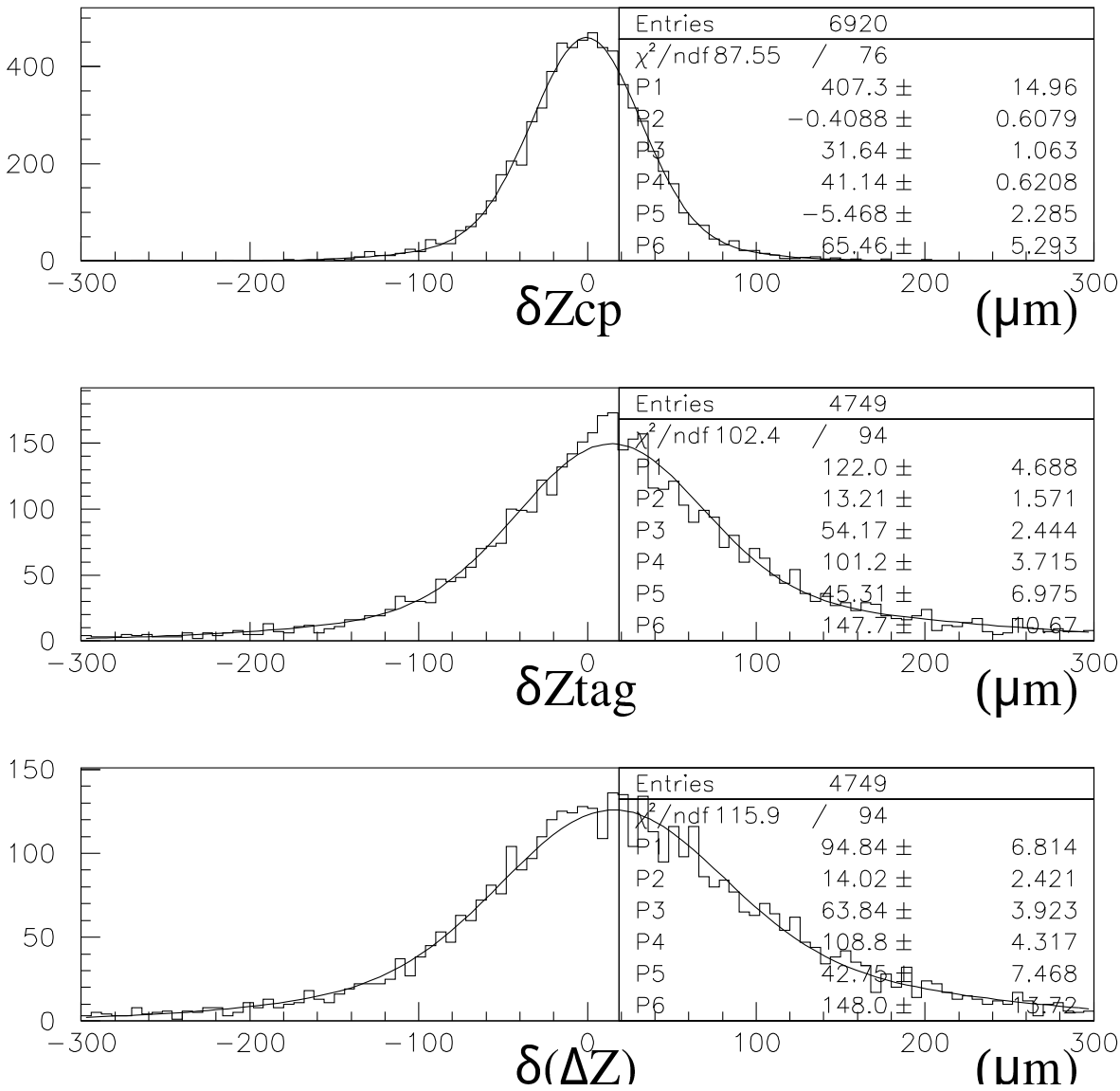


図 3.8: 上から δZ_{cp}，δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の SVD1 における残差分布．崩壊モードは $B_{cp} \to J/\psi K_S$ である．横軸は実験値と真値の差で，縦軸はイベント数を表す．変数 P4 は式 3.9 で定義された σ を示している．

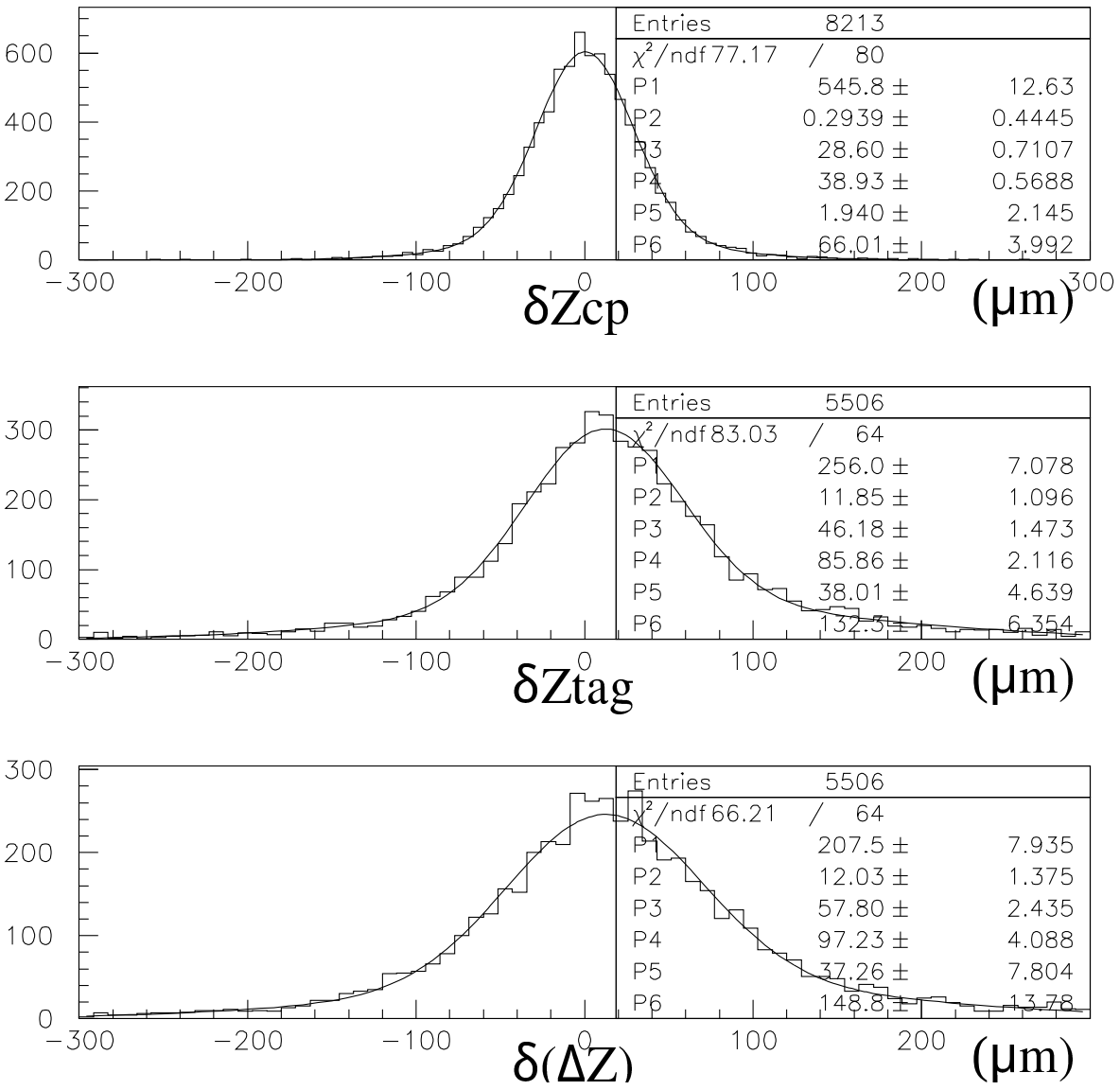


図 3.9: 上から δZ_{cp} , δZ_{tag} , $\delta(\Delta Z)$ の SVD2 における残差分布．崩壊モードは $B_{cp} \to J/\psi K_S$ ．変数 P4 は式 3.9 で定義された σ を表す．

3.6 その他の崩壊モードにおける分解能の評価

前節までで $J/\psi K_S$ での崩壊モードにおいて全体的に分解能が改善したことがわかった．この節ではその他の崩壊モード $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$，$B_{cp} \to D^+D^-$ を扱う．これらの崩壊モードにおける崩壊トポロジーや平均運動量という観点から SVD2 での分解能を評価する．

3.6.1 CP サイドにおける崩壊トポロジー

BELLE 実験において，小林-益川行列の角度を測ることができると考えられている，CP サイドのトラックが作る崩壊点の形 (トポロジー) について考えてみる．B メソンからの崩壊で現れる粒子を以下の 3 つに分類する．

- 再構築されたトラックのうち，崩壊点を求めるのに使うトラック
- 再構築されたトラックのうち，崩壊点を求めるのに使わないトラック
- 再構築されないトラック

終状態に再構築されたトラックとして観測される粒子は，電子，ミューオン，π^+ メソン，K^+ メソン，陽子の 5 種類とこれらの反粒子である．再構築されない粒子には，光子，K_S などの中性粒子や，D^+ などの中間状態の粒子が該当する．ここで知りたいのは，崩壊点を求めるのに使うトラックがどのようなトポロジーなのか，ということである．

図 3.10 に挙げた崩壊モードは，B メソンの崩壊点の情報を持った，高い運動量を持つトラックが期待できる CP サイドを示している．$J/\psi K_S$ モードは，J/ψ の崩壊点を B メソンの崩壊点とみなせるので，K_S のトラックの情報は B メソンの崩壊点再構築には用いない．

一方，図 3.11 に挙げた崩壊モードでは，図 3.10 と比べて B メソンの崩壊点からの直接のトラックが見られない．このため，このイベントではすべてのトラックの情報を用いて D メソンの崩壊点と，D メソンの持つ運動量を使って求められる B メソンの崩壊点を再構築しなければならない．

以上のことから，$B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードでは，分解能が他の 2 つのモードと比べて悪くなると考えられる．以下の節からそれらの崩壊モードについて詳細を述べる．

3.7 $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ における崩壊点分解能

$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ のモードは図 1.1 での ϕ_2 を測定することができるモードと考えられている．ただし，$B_{cp} \to \pi^0\pi^0$ とそれらのペンギンダイアグラムによる寄与も考慮に入れなければならない [9]．しかも，この崩壊モードは分岐比が低く，$\Upsilon(4S)$ を通らないクォーク · 反クォーク生成からくるイベントが大きなバックグラウンドとなるため，イベント再構築が困難なモードである．しかし，このモードにおける 2 つの π は，高い運動量 (図 3.12) を持つため，崩壊点の再構築の観点では非常に有利なモードであると考えられる．従って，$J/\psi K_S$ モードと同様，良い分解能が得られることが期待される．

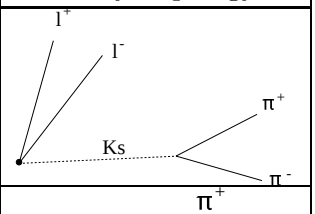
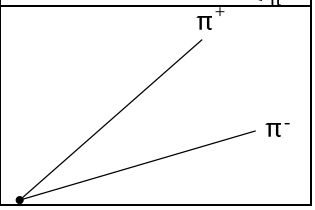
Decay Mode	Branching Ratio	Decay Topology
$B_{cp} \rightarrow J/\psi K_S$ $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ or e^+e^- $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	8.9×10^{-4} 0.12 0.69	
$B_{cp} \rightarrow \pi^+\pi^-$	$< 1.5 \times 10^{-5}$	

図 3.10: B メソンの崩壊点からのトラックが望め，それが高い運動量を持つイベントの崩壊トポロジー．黒点が B メソンの崩壊点，太い実線は崩壊点を求めるために使用する粒子のトラック，細い実線は崩壊点を求めるのに使わない粒子のトラック，点線はトラックにならない粒子を表す．

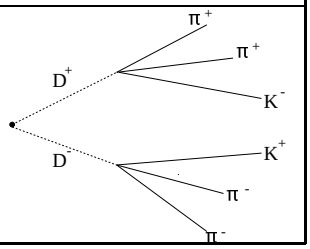
Decay Mode	Branching Ratio	Decay Topology
$B_{cp} \rightarrow D^+D^-$ $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	$< 1.2 \times 10^{-3}$ 0.09 0.09	

図 3.11: B メソンからの崩壊点から来たとみなせるトラックが存在しないイベントの崩壊トポロジー．このイベントでは D メソンから来た粒子を再構築して，D メソンのトラックを再構築しなければならない．

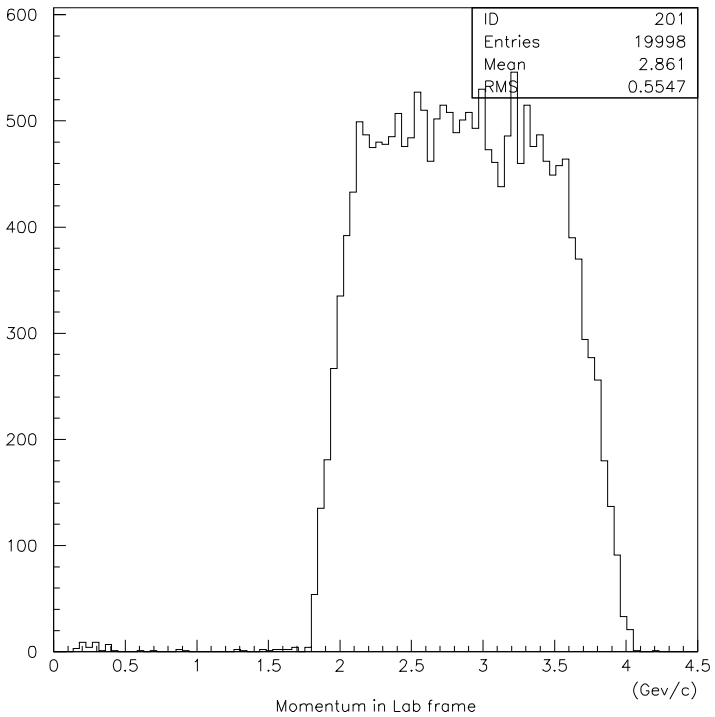


図 3.12: B_{cp} から出る π 粒子の運動量分布 (実験室系) . 平均して $2.9\mathrm{GeV/c}$ の高い運動量を持つことが分かる .

解析の流れ

生成されたイベント数は以下のようにした．

$$B_{cp} \rightarrow \pi^+\pi^-$$
$$B_{tag} \rightarrow generic$$

このイベントを 20000 イベント発生させた．

1. 再構築されたトラックの中からシミュレーションの情報を用いて，π^+ と π^- を探す．この時，2 つのトラックに SVD ヒットを要求する．この 2 つのトラックのどちらかが見つからなかった場合，あるいは SVD ヒットがなかった場合，そのイベントを破棄する．
2. π^+，π^- を再構築し，B_{cp} の質量を得る．得られた B_{cp} の質量が質量分布の 3σ 以内に入っていることを要求する．
3. 2 つのトラックとビーム軸を用いて CP サイドの B メソンの崩壊点 V_{cp} を求める．
4. 残ったトラックを用いて B_{tag} の崩壊点を $J/\psi K_S$ モードの場合と同じ方法で求める (3.3 参照)．

図 3.13 と図 3.14 に δZ_{cp}，δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の残差分布，表 3.3 と表 3.4 にその結果をまとめた．CP サイドにおける分解能は SVD1 と SVD2 とでほとんど変化はなかった．これは 2 つの π 粒子が高い運動量を持つため，SVD の最内層半径に関わらずよい精度でトラックが再構築されるからだと考えられる．タギングサイドでは約 16%，ΔZ は約 14.8%改善された．得られた事象数について，CP サイドでは約 7.0%，タギングサイドでは約 5.0%の上昇が見られた．

表 3.3: SVD1 と SVD2 の崩壊点分解能．崩壊モードは $B_{cp} \rightarrow \pi^+\pi^-$ ．

SVD Ver.	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu m)$	39.65 ± 0.45	38.75 ± 0.50
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu m)$	96.30 ± 2.16	80.17 ± 1.36
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu m)$	108.2 ± 3.39	92.24 ± 1.76

3.8 $B_{cp} \rightarrow D^+D^-$ における崩壊点分解能

$B_{cp} \rightarrow D^+D^-$ のモードは $J/\psi K_S$ の場合と同様，図 1.1 の ϕ_1 を測定することができ，小林-益川行列の要素を決定するために重要なモードと考えられている．しかし図 3.11 のトポロジーから分かるように，D メソンがすべて荷電粒子に崩壊するモードでさえも，2 つの D メソンの崩

表 3.4: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ での SVD1 と SVD2 における得られたイベント数．20000 イベント発生させた．

SVD Ver.	SVD1	SVD2
CP-side	13345	14276
Tag-side	9314	9777

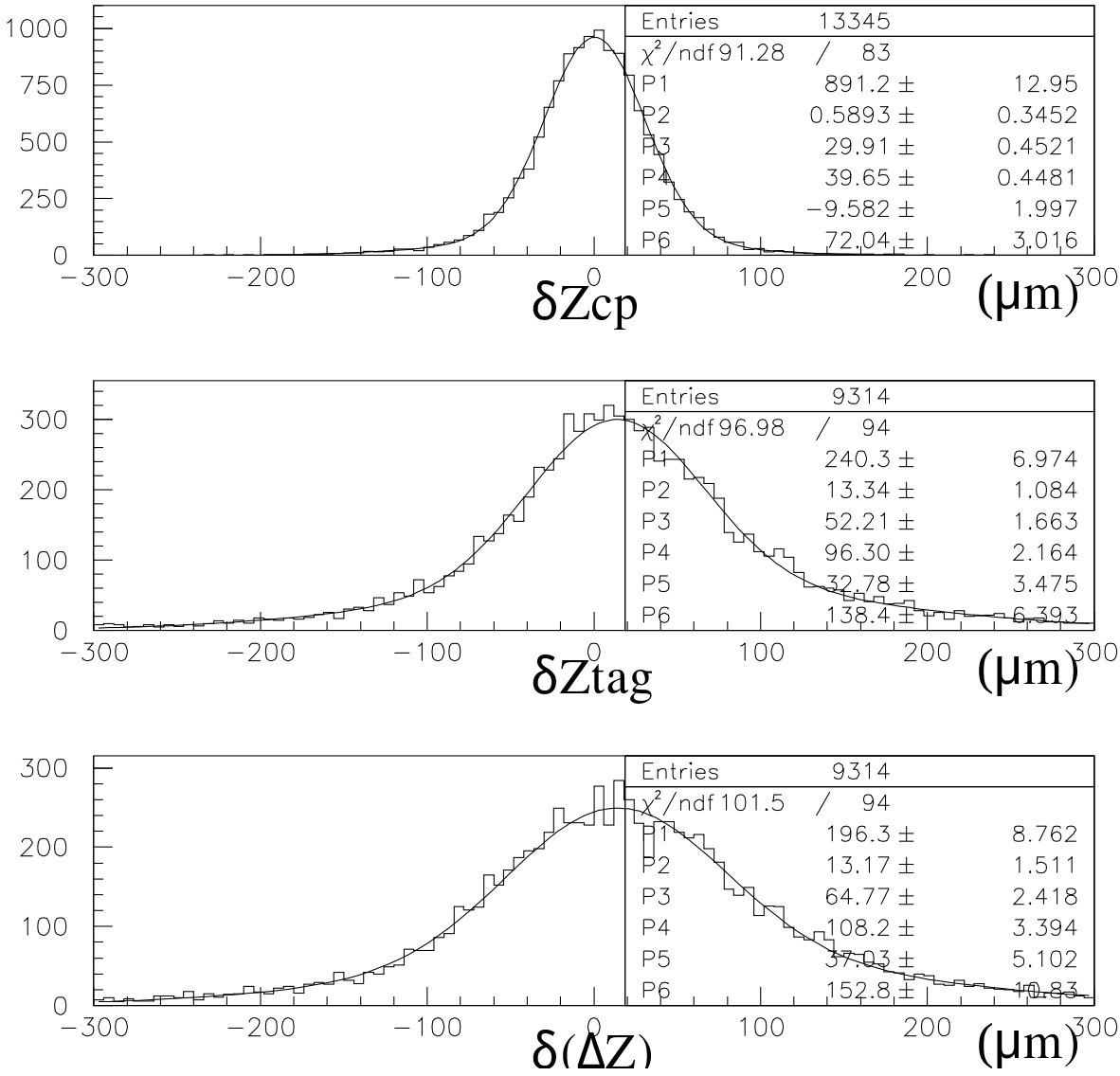


図 3.13: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ モードにおける SVD1 の δZ_{cp}，δZ_{tag} $\delta(\Delta Z)$ の残差分布．

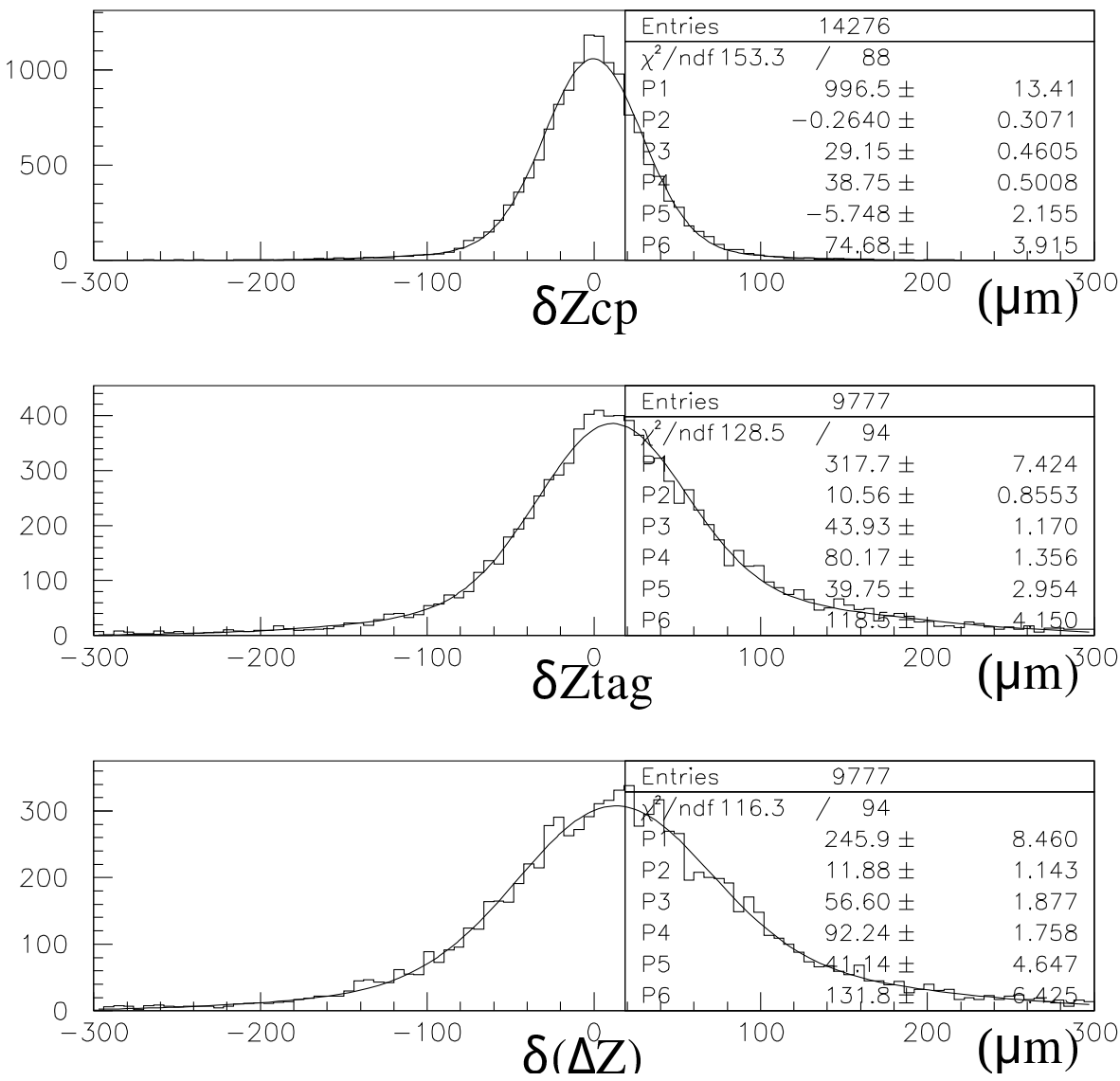


図 3.14: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ **モードにおける** SVD2 **の** δZ_{cp} **，**δZ_{tag} **，**$\delta(\Delta Z)$ **の残差分布．**

壊点再構築と，B メソンの崩壊点再構築をすべて行なわなければならない．図 3.15 に終状態に残る π と K の運動量分布を示す．$B_{cp} \to J/\psi K_S$ の場合と比べると平均運動量が約半分くらいである．ゆえに，SVD2 を実装することで，このモードではより高い改善があると期待できる．

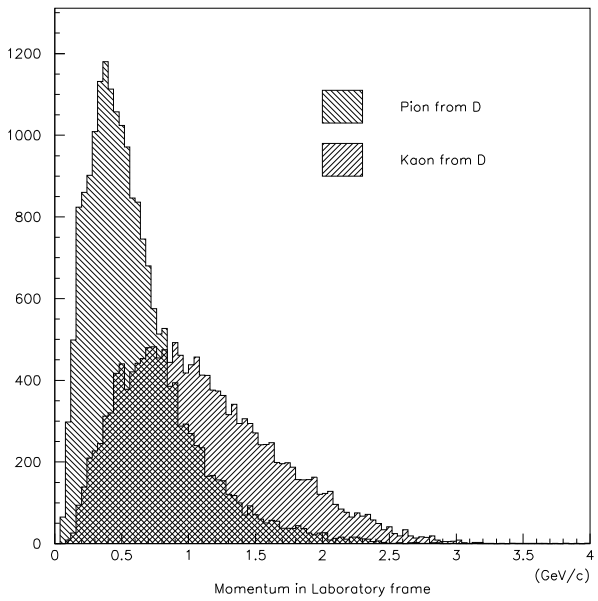


図 3.15: D メソンから来る π と K の運動量分布 (実験室系)．平均して $0.9\mathrm{GeV/c}$ の運動量を持つ．

解析のながれ

崩壊モードを以下のようにコントロールした．

$$\begin{aligned} B_{cp} &\to D^+D^- \\ & \quad D^+ \to K^-\pi^+\pi^+ \\ & \quad D^- \to K^+\pi^-\pi^- \\ B_{tag} &\to generic \end{aligned}$$

この崩壊モードを 40000 イベント発生させた．

1. シミュレーションの情報を用いて，D から来た 6 本の π 及び K のトラックを探す．これらのトラックが 1 つでも正しく再構築されなかった場合，あるいは SVD ヒットがない場合，そのイベントを破棄する．

2. 再構築された D^+，D^-，B_{cp} の質量が得られた分布の 3σ 以内に入っていることを要求する．

3. B_{cp} の崩壊点 V_{cp} を求める．この計算の中で，D^+，D^-，B_{cp} の質量の χ^2 を考慮し，V_{cp} を求める．再構築する崩壊点は B_{cp}，D^+，D^- である．

4. $J/\psi K_S$ の場合と同様のやり方 (3.3 参照) で，タギングサイドの崩壊点 V_{tag} を求める．

ここで，最初の質量のカットは最構築されたトラックの質が極端に悪いものを取り除くためである．次の崩壊点を求める際に使った質量の χ^2 の考慮は，トラッキングをはじめとする最構築のプログラムの中での系統的なズレを補正するためである．崩壊トポロジーの節にあたる崩壊点で，質量を正しく組むようにパラメータを動かすことによって，そのズレを矯正することができる．

図 3.16 から図 3.19 に SVD1 と SVD2 における δZ_{cp}，$\delta Z(D^+)$，$\delta Z(D^-)$，δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の残差分布を，表 3.5 と 3.6 にその結果をまとめた．CP サイドでは，D^+ と D^- の崩壊点分解能がそれぞれ 15.1%，13.7%改善し，SVD1 の $\sigma_{Z_{cp}}$ と比べると (11.0%改善) 改善率が大きくなっている．これはそれぞれの子ども粒子の運動量の大きさが D の方が小さいため，より高い割合で改善されたためだと考えられる．また，得られた事象数についても，CP サイドでは 46.8%，タギングサイドでは 44.6%上昇し，他のモードと比べて上昇率が非常に高くなった．

SVD Ver.	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu\mathrm{m})$	49.70 ± 1.12	44.25 ± 0.79
$\sigma_{Z_{D^+}}(\mu\mathrm{m})$	71.50 ± 1.91	60.69 ± 1.10
$\sigma_{Z_{D^-}}(\mu\mathrm{m})$	66.05 ± 1.41	57.98 ± 0.92
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu\mathrm{m})$	92.67 ± 2.77	86.12 ± 2.21
$\sigma_{\Delta Z}(\mu\mathrm{m})$	118.3 ± 6.04	92.35 ± 1.81

表 3.5: $B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードにおける SVD1 と SVD2 での崩壊点分解能の結果．

SVD Ver.	SVD1	SVD2
CP-side	3902	5729
TAG-side	2830	4093

表 3.6: $B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードにおける SVD1 と SVD2 の得られたイベント数の結果．

3.9 まとめ

以上の解析で得られた CP サイドの崩壊点分解能をまとめると，表 3.7 の様になる．

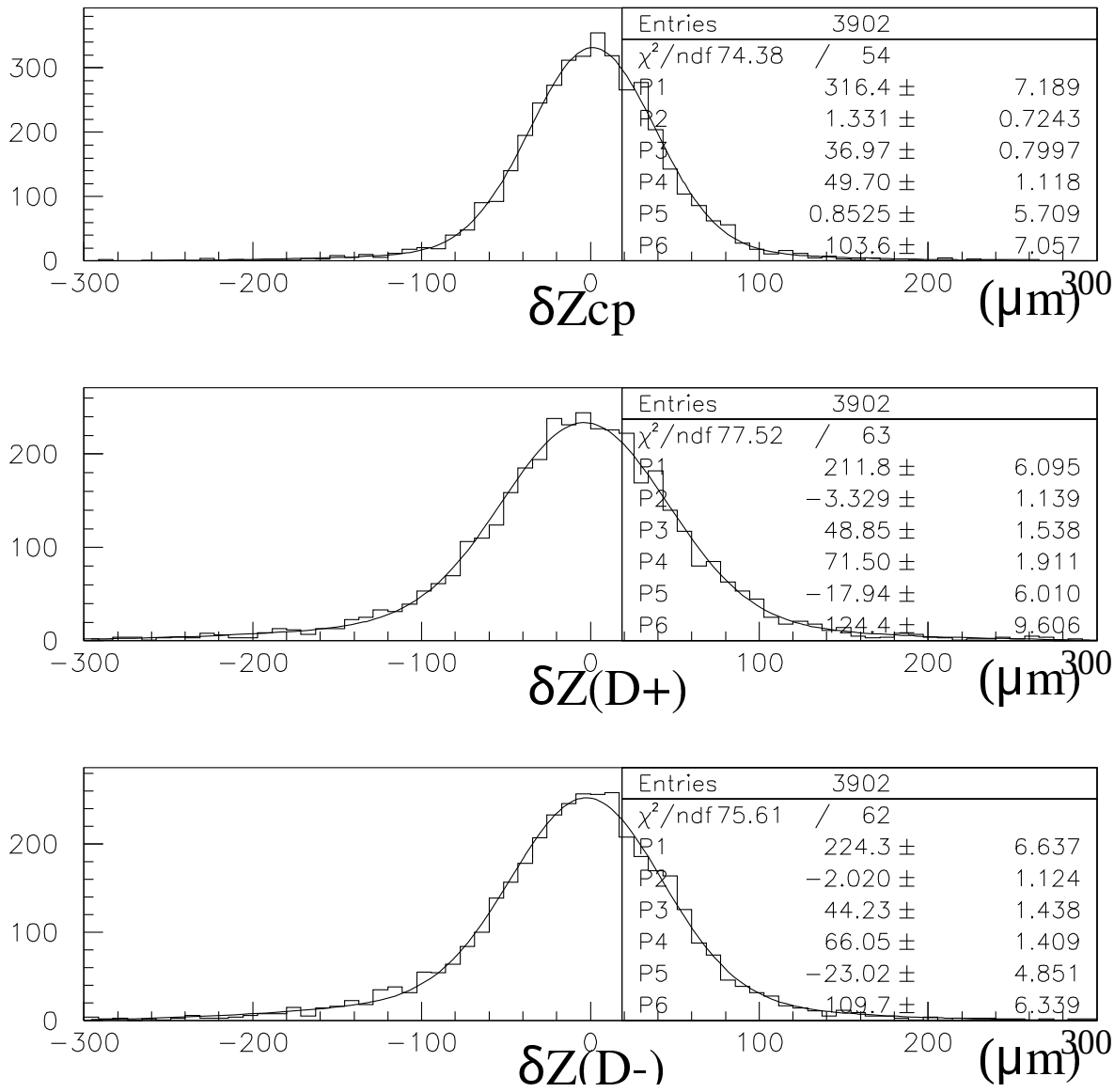


図 3.16: $B_{cp} \to D^+D^-$ モードにおける SVD1 の δZ_{CP} , $\delta Z(D^+)$, $\delta Z(D^-)$ の残差分布 .

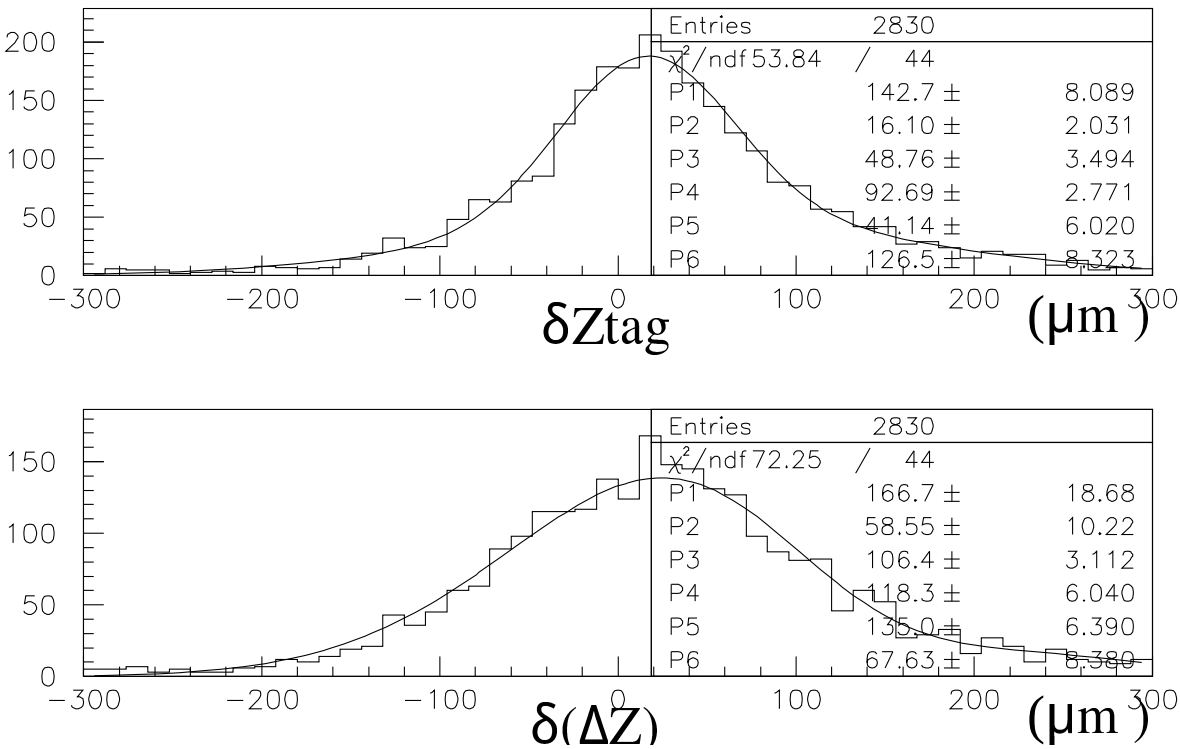


図 3.17: $B_{cp} \to D^+D^-$ モードにおける SVD1 の δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の残差分布．

	$\sigma_{\Delta Z}$(SVD1)(μm) #Event	$\sigma_{\Delta Z}$(SVD2)(μm) #Event
$B_{cp} \to J/\psi K_S$	108.8 ± 4.32 6920	97.23 ± 4.09 8213
$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$	108.2 ± 3.40 13345	92.24 ± 1.76 14276
$B_{cp} \to D^+D^-$	118.3 ± 6.04 3902(40000evt)	92.35 ± 1.81 5729(40000evt)

表 3.7: 各モードの ΔZ の位置分解能と得られたイベント数のまとめ．$J/\psi K_S$ と $\pi^+\pi^-$ のモードは 20000 イベント発生させているが，D^+D^- の崩壊モードは得られる事象数が少なくなることを考慮に入れ，40000 イベント発生させた．

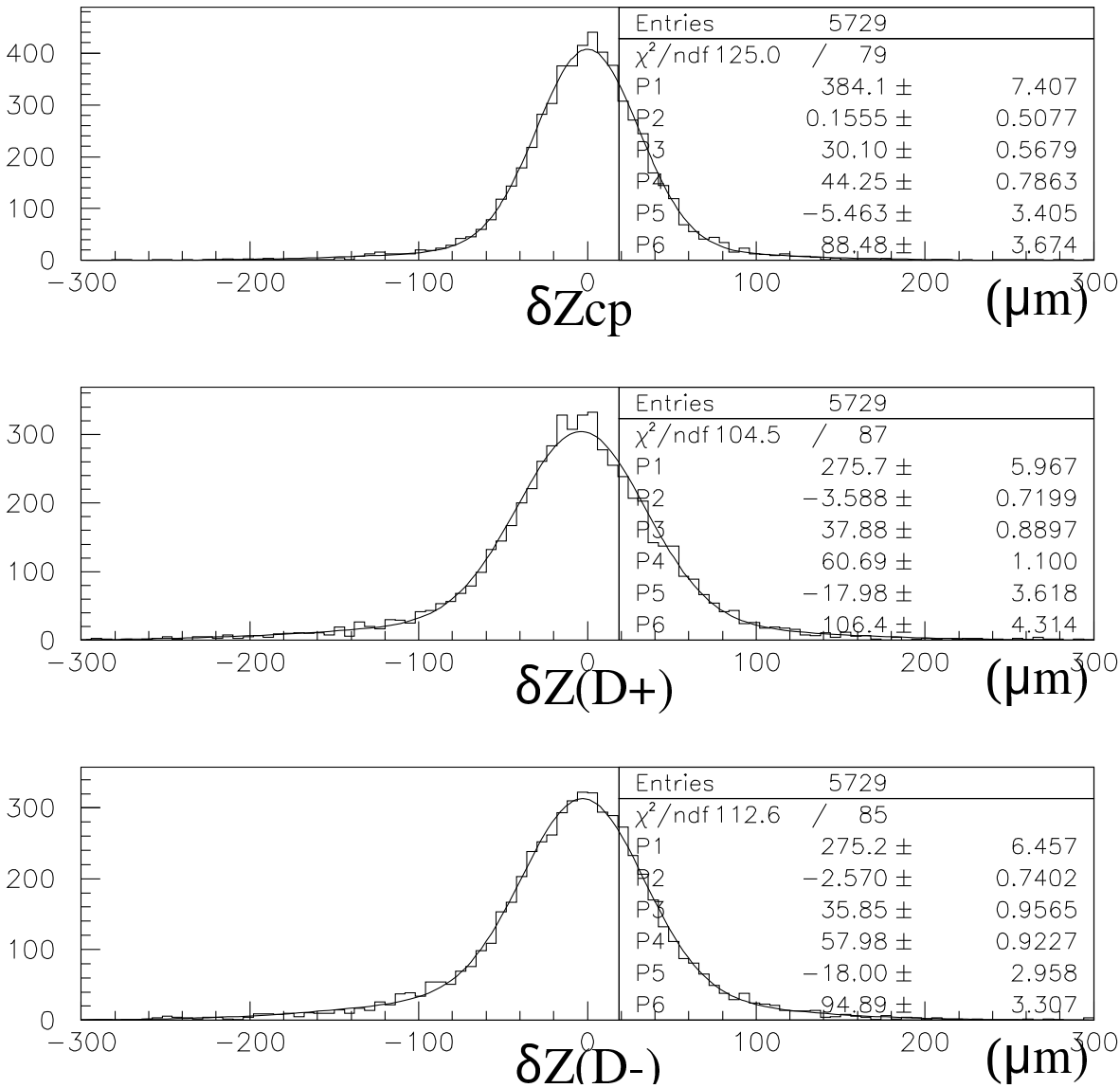


図 3.18: $B_{cp} \to D^+D^-$ **モードにおける** SVD2 **の** δZ_{CP} **,** $\delta Z(D^+)$ **,** $\delta Z(D^-)$ **の残差分布 .**

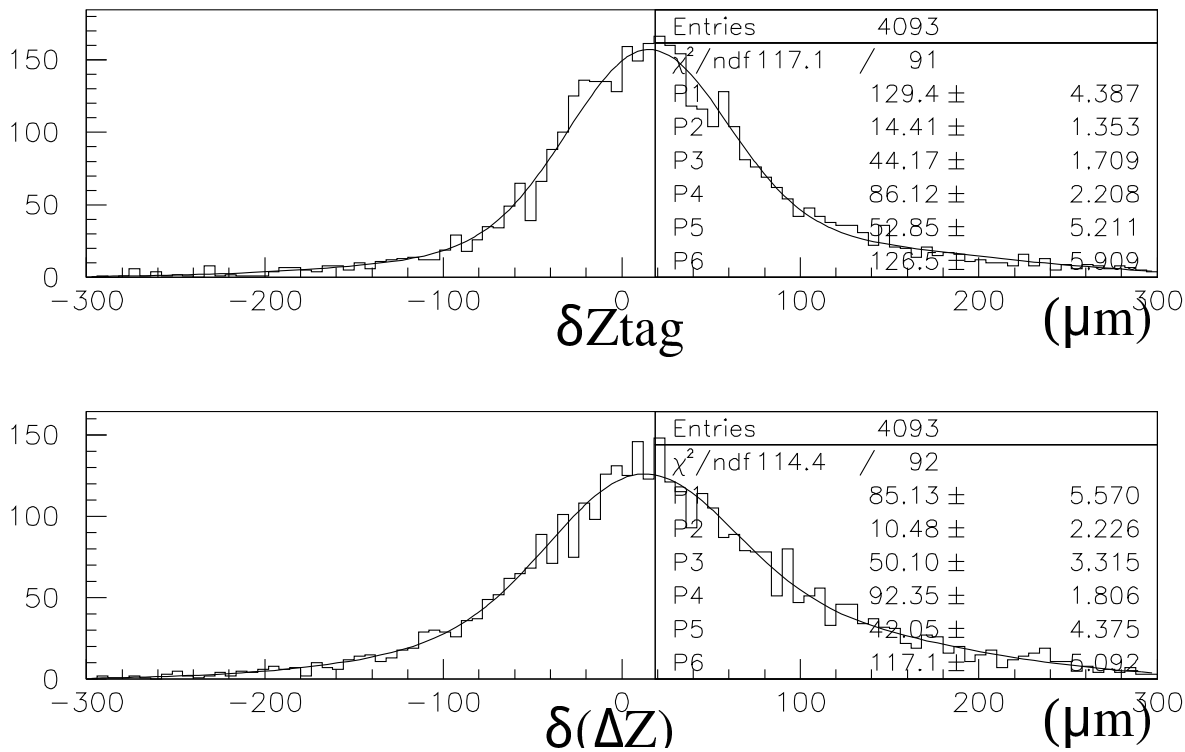


図 3.19: $B_{cp} \to D^+D^-$ モードにおける SVD2 の δZ_{tag}，$\delta(\Delta Z)$ の残差分布．

この結果から，$J/\psi K_S$，$\pi^+\pi^-$，D^+D^- のモードで分解能にそれぞれ 10.6%，14.8%，21.9% の改善が見られた．また，得られた CP サイドでのイベント数もアクセプタンスを広げることで，各々のモードで，18.6%，7.0%，46.8% 増加と，D^+D^- モードでの改善が目立つ結果となっている．これは D^+D^- のモードにおいて，再構築するイベントのトラックが他の 2 モードと比べて低運動量であり，SVD2 の特徴である最内層半径が小さくなったことと 4 層になったことで低い運動量での分解能の上昇率が大きくなり，その効果が表れているためだと考えられる．また，イベント数の上昇度では，CP サイドで探しているトラックの数に依存するので，6 本トラックを探す D^+D^- モードでの効果が SVD2 でより大きく効いているためだと言える．

第4章　検出器の情報に基づく粒子識別を用いた崩壊点分解能の評価

第 3 章では $B_{cp} \to J/\psi K_S$，$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$，$B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードについて B_{cp} の崩壊点を再構築した．その結果，すべてのモードについて性能の崩壊点分解能の向上及び事象数の増加が確認された．但し，これらの粒子の再構築の過程において粒子の同定に関してはシミュレーション情報を用いていたため，粒子の飛跡が観測されればその粒子の種類は何かを間違えることはなかった．この章ではより現実に沿った方法，つまり BELLE 検出器から得られる情報を基にした粒子識別を使い，崩壊点に対する影響を見る．崩壊モードは第 3 章と同じ 3 つの崩壊モードを用いる．この章では SVD，CDC 以外の様々な検出器の名前が出てくるが，それらの詳細は付録 A に示す．

4.1　検出器の情報を用いた粒子の識別

4.1.1　電子の識別

電子を識別する際，likelihood 関数という「電子らしさ」の確率を返す関数が用いられる．この関数は以下の情報を元に計算される．

- クラスタエネルギーとトラックの運動量の比 (E/p)．
- CDC から測定された dE/dX の値．
- トラックと ECL から得られたクラスタエネルギーのマッチング．
- クラスタの形．

以上のパラメータを最適化することで，約 90%の検出効率が得られ，$p > 1GeV/c$ のハドロントラックについて約 99.5%の確率で電子と区別できる，という結果が得られている．以上の数値を基に，粒子が電子である信頼度 (Confidence Level) を最尤法を用いて計算する (図 4.2)．電子識別の性能は図 4.1 に描かれている．電子識別に関する詳しい記述は [12] で述べられている．

4.1.2　ミューオンの識別

ミューオンの識別には CDC のトラッキングの情報と，KLM からの情報が用いられる．各々の再構築された荷電トラックが CDC からさらに外部にある KLM まで外挿される．ミューオ

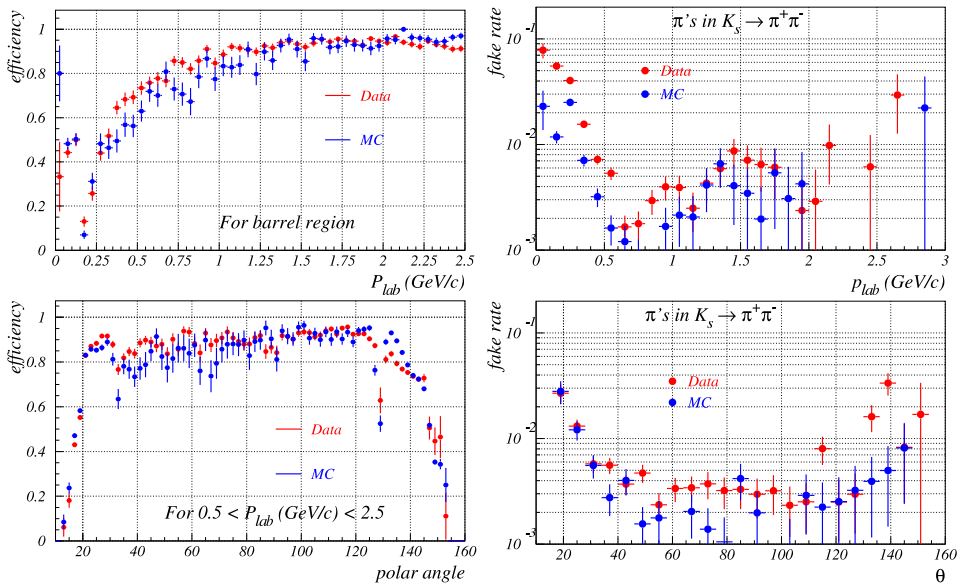


図 4.1: 電子識別の性能．左上の図は実験室系での運動量に対する検出効率で右上が fake rate. 左下は極角に対する検出効率で右下が fake rate.

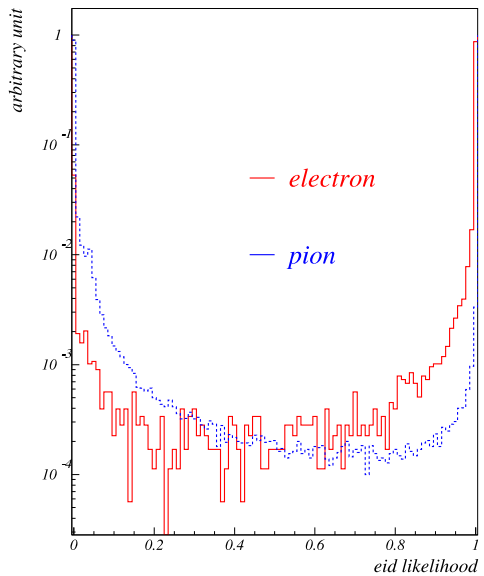


図 4.2: 電子識別に関する likelihood 分布関数．電子は実線の赤いヒストグラムで，π 粒子が破線の青いヒストグラムで描かれている．

ンを仮定した時の運動量から，KLM 検出器においてどのくらい深くまで粒子が到達できるかをまず評価し，それと実際の到達した長さを比較する．また，その際に KLM におけるヒットの広がり具合も考慮し，電子の識別のときと同じ様に likelihood 関数を用いる．この likelihood 関数から「ミューオンらしさ」の確率を評価し，識別に利用する．

ミューオン識別の性能を図 4.3 に示す． ミューオン識別に関する記述は [13] で述べられている．

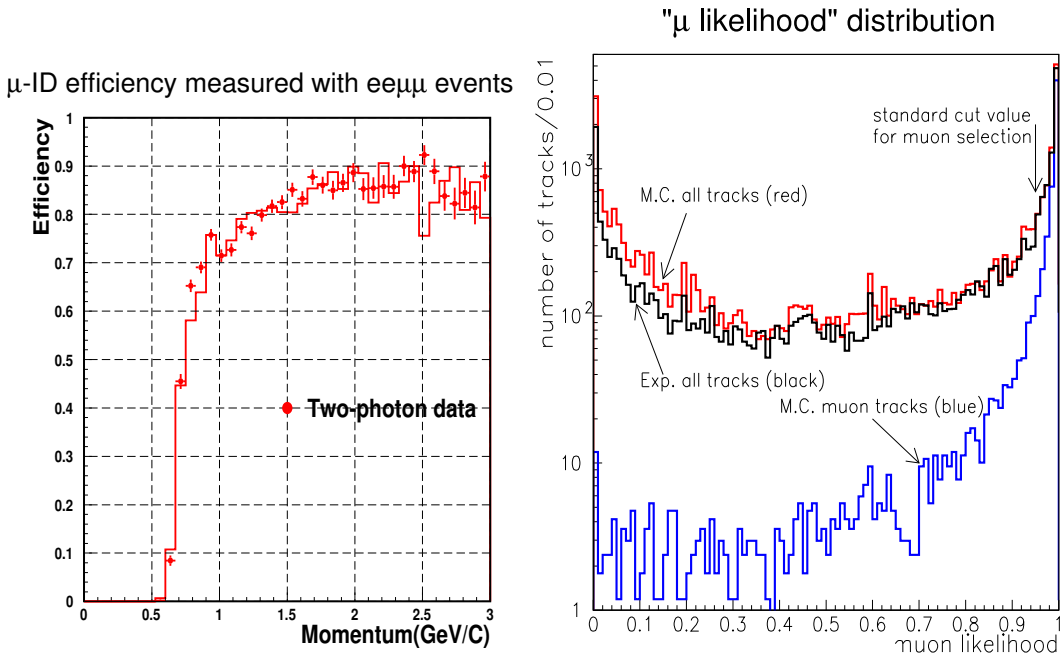


図 4.3: ミューオン識別の性能．左図が実験室系における運動量に対する検出効率，右図がミューオン likelihood 分布関数．

4.1.3 K/π seperation

K 粒子の識別はほとんど独立な測定に基づいて行なわれる．つまり，CDC と TOF による dE/dx の測定と，ACC 内での光電子の数の測定で行なわれる．各々の検出器では異なった運動量と角度の領域に強みを持つ．最初に，荷電粒子が K らしさとして識別され，各々の検出器に対して π と比較される．その後，3 つの検出器の出力の積として likelihood 関数が計算される．K/π seperation の性能に関しては図 4.4 と図 4.5 に示している．

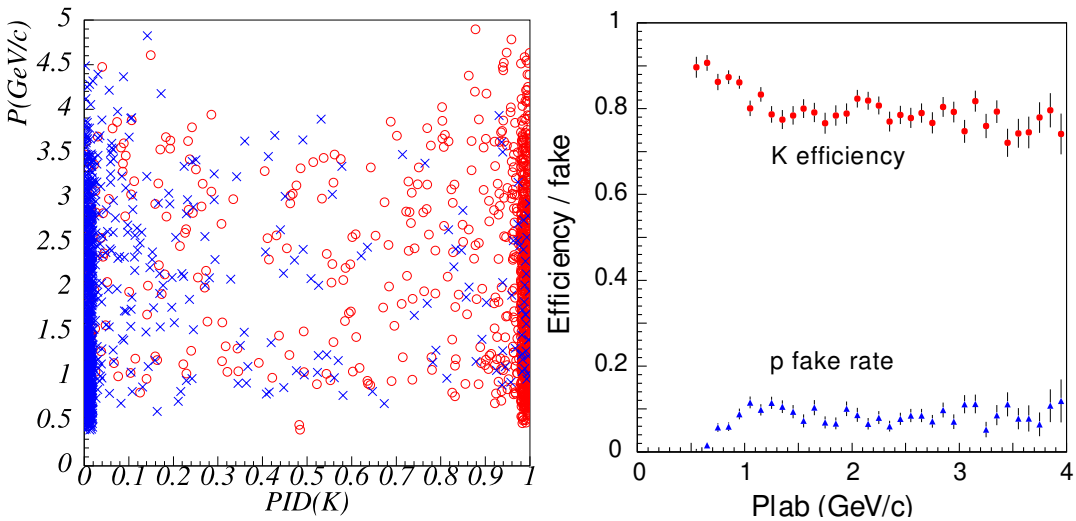


図 4.4: K/π seperation の性能．左図は K と π の 2 次元プロットで．赤印が K，青印が π である．縦軸は運動量，横軸は ACC で測定された K らしさの確率である．右図は実験室系での運動量に対する検出効率と fake rate.

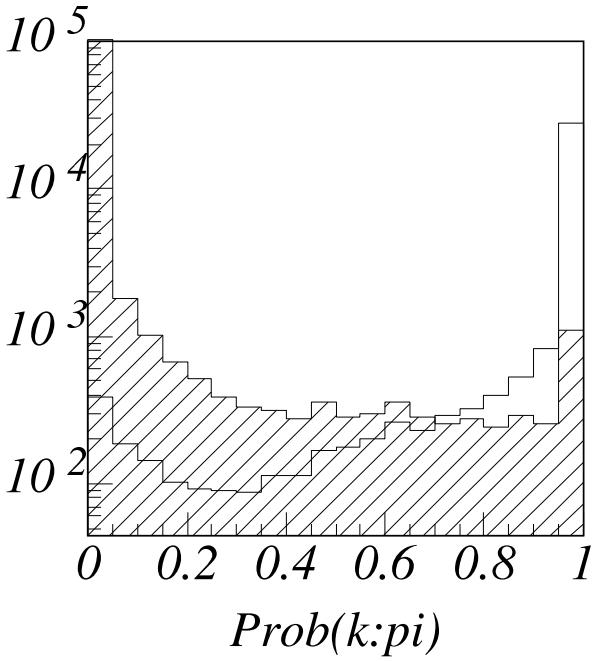


図 4.5: CDC，ACC，TOF で測定された K らしさと π らしさを表す．白のヒストグラムが K，斜線のヒストグラムが π である．

4.1.4 Flavor Tagging

CP 非対称性を測定するためには一方の B が CP 固有状態に崩壊した場合，もう一方の B の香り (flavor) が同定されなければならない．この香りの情報はタギングサイドにおけるトラックの電荷から得られる．一つのトラックが保有する香りの情報はその粒子の種類，運動量，他のトラックとの相関，イベントの型などで得られる．本論文では以下の方法を用いて香りをタグしている[1]．

- 高運動量のレプトンの電荷によるタグ
- 荷電 K によるタグ
- 中運動量のレプトンによるタグ
- 低運動量の π によるタグ

これらの方法を 1 つの likelihood 関数として考え，CP サイドで崩壊した B が B^0 であったか $\bar{B}^0$ だったかを推測する．B^0 らしさ，$\bar{B}^0$ らしさに対する likelihood の値を図 4.6 に示す．これらは [14] 及び [15] で述べられている．

4.2 崩壊モード: $B_{cp} \to J/\psi K_S$

4.2.1 解析手順

発生させた事象はシミュレーション情報を用いて解析した場合と同じである．

$$
\begin{aligned}
B^0_{cp} \to \quad & J/\psi K_S & \\
& J/\psi \quad & \to 2 \text{ leptons } (e^+e^- \text{ or } \mu^+\mu^-) \\
& K_S \quad & \to \pi^+\pi^- \\
B^0_{tag} \to \quad & generic &
\end{aligned}
$$

この事象を 20000 イベント発生させる．また，粒子識別以外の解析方法は第 3 章と同様なやり方で粒子の崩壊点を求めている (3.3 参照)．

[1] 高運動量レプトンタグは，B_{tag} が準レプトン崩壊した際に現れるレプトンの電荷を見ること，荷電 K によるタグはタギングサイドでの荷電 K の総電荷量を見積もりタグすることである．中運動量のレプトンタグは準レプトン崩壊で生成されたレプトンの運動量が同時に生成されたニュートリノに奪われたことを加味し，その運動量も見積もることで準レプトン崩壊からきたレプトンとしてタグする．低運動量 π は $D^* \to D\pi$ から来た π で非常に運動量が低く ($\Upsilon(4S)$ の質量中心で 200MeV/c 以下)，この π の電荷を見ることで行なうタグである．

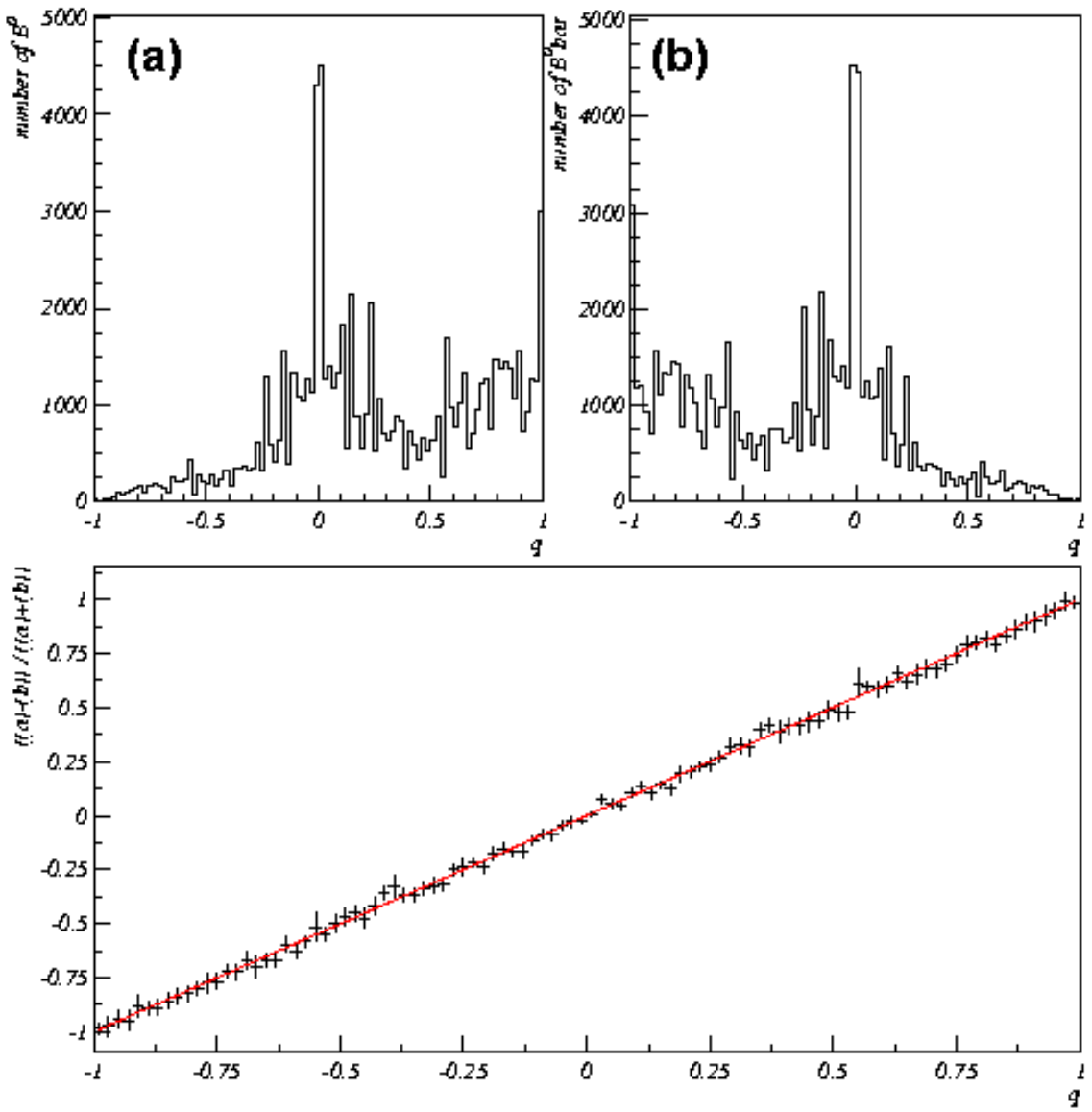


図 4.6: (a):B^0 に対する q 分布．(b)$\bar{B^0}$ に関する q 分布．下の図は q の値に対する $\frac{N_{B^0}-N_{\bar{B^0}}}{N_{B^0}+N_{\bar{B^0}}}$ ．各々の点が赤い線上に分布しているのが分かる．

J/ψ の再構築

μ^+ と μ^- の候補となる粒子を見つける際，μ^+ らしさ，μ^- らしさをもった 2 つの荷電トラックを探す．μ らしさであるトラックを選ぶとき，図 4.3 の likelihood 関数の値が 0.1 以上であることを要求する．また，e^+ と e^- の粒子を見つけるときも同じ方法で探索するが，e らしさであるトラックを選ぶのは，図 4.2 の likelihood 関数が 0.01 以上であることを要求してる．

これら μ ペア，あるいは e ペアが見つかった時のみ，J/ψ の再構築を行い，見つからなかった場合はそのイベントを破棄する．

K_S の再構築

K_S の崩壊長は B のそれよりも長い (r-ϕ 平面において $\sim$20cm) ので，短い崩壊長を持った粒子候補を外すことで比較的クリアなシグナルをもつ．

K_S の粒子識別には，最初に 2 つの異なる荷電トラックが K_S の崩壊点から来たものとして再構築される．この崩壊点は以下の流れで再構築される．

1. r 座標及び ϕ 座標について 2 つのトラックがそれぞれ重なる点を K_S の崩壊点として一時的に定義する．z 座標の一時的な崩壊点については 2 つのトラックが r-ϕ 平面で重なる点における z 座標の中心点とする．

2. 2 つのトラック多重散乱とエネルギー損失を考慮に入れてをその一時的な崩壊点へ内挿する．

3. 崩壊点を再計算されたトラックのパラメータを用いて再び再構築する．もし，フィットがうまくいけば，それを崩壊点として置き換える．

K_S の候補が選ばれた後，粒子の運動量に従って基準を設ける．表 4.1 にカットの条件を示す．

Momentum(GeV)	dr(cm)	$d\phi$(rad.)	z_dist(cm)	fl(cm)
< 0.5	> 0.05	< 0.3	< 0.8	$-$
0.5-1.5	> 0.03	< 0.1	< 1.8	> 0.08
> 1.5	> 0.02	< 0.03	< 2.4	> 0.22

表 4.1: $K_S \to \pi^+\pi^-$ を選ぶときの基準．dr は荷電 π と思われるトラックについてビームの衝突点に近い方のトラックを選び，その最近接点を表す．$d\phi$ は一時的に再構築された K_S の運動量のベクトルと崩壊点の位置ベクトルがなす ϕ 方向の角度を表す．z_dist は 2 つの荷電 π と思われる 2 トラック間にはさみとる点での距離．fl は K_S 候補粒子の x-y 平面における飛行距離を表し，運動量によってそれらの値を変えている．

B_{cp} の再構築

B_{cp} の候補粒子は以上の J/ψ 及び K_S の候補粒子を一つずつ組み合わせて再構築する．この時，B_{cp} の候補粒子が 1 イベントに複数現れる場合があるが，この時は B_{cp} の質量の χ^2 がもっとも小さいものを 1 つ選ぶ．

タギングサイドの再構築

B_{cp} が再構築された後，B_{tag} の香りをタグし，崩壊点を求めなければならない．B_{tag} の香りを決定する際，4.1.4 で示した方法を用いて q 値が 0.5 以上か-0.5 以下の値を示したもののみ CP サイドで崩壊した B をそれぞれ B^0，$\bar{B^0}$ とみなし，タグする．この条件を要請した後，3.3 で示した方法と同じやり方で B_{tag} の崩壊点を求める．

4.2.2 結果

$B_{cp} \to J/\psi K_S$ の崩壊モードにおける，粒子を検出器の情報から識別した崩壊点分解能の結果と，得られたイベント数を表 4.2 に示す．

Vertex Resol.	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu\mathrm{m})$	45.96 ± 0.93	37.45 ± 0.59
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu\mathrm{m})$	101.8 ± 3.13	86.40 ± 1.95
$\sigma_{\Delta Z}(\mu\mathrm{m})$	105.8 ± 2.54	96.08 ± 3.10

# of Event	SVD1	SVD2
CP-side	6935	7619
TAG-side	3882	4311

表 4.2: $B_{cp} \to J/\psi K_S$ における崩壊点分解能と 20000 イベント中得られたイベント数．

分解能については $\sigma_{Z_{cp}}$，$\sigma_{Z_{tag}}$，$\sigma_{\Delta Z}$ の各々の場合についてそれぞれ 13.1%，18.3%，15.2%改善した．一方，得られたイベント数であるが，CP サイド，タギングサイドについてそれぞれ 6.6%，7.1%上昇した．

このエネルギー領域の μ，e は 95%の検出効率なので，SVD1 では 6300 イベント，SVD2 では 7400 イベント期待される．しかし，実際にはこの数よりも B_{cp} が組まれた数が多い．この理由はタギングサイド側の 2 次粒子と組み合わされることにより，偶然 B_{cp} が組めてしまったものが含まれているためと思われる (この様なものを組み合わせによる偽事象と呼ぶ)．つまり，SVD1 のイベントのうち，$6935 - 6300 \simeq 700$ 事象はこの偽事象であると推察される．ここで SVD2 についても $7400 + 700 \simeq 8100$ イベントとなるはずと思われるが，図 4.1 に示す通り SVD2 で広がったアクセプタンスに対する粒子識別の検出効率が最適化されておらず低いため，シミュレーション情報を用いた解析結果ほど効果的に本物のイベント数が増えない．この分が差し引かれるので，イベント数はさらに少なくなり，結局 7600 イベントとなる．

ここで，組み合わせによる偽事象の起源を調べると，K_S の構築が不完全であったことに帰着した (J/ψ はイベント中に 95%の確率が 1 個しか再構築されないが，K_S は約 15%が複数個

の K_S を 1 事象中に候補として選ばれ，再構築された) . そのため，粒子識別におけるイベントの増加は間違われて組まれた K_S と本物の J/ψ が偶然 B に組上がった結果と考えられる . ここで，崩壊点分解能は J/ψ の崩壊点を見ているので，K_S による偽事象が増えても分解能には影響が出ていない .

4.3 崩壊モード: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$

発生させたイベントは以下の通りである .

$$\begin{aligned} B_{cp} &\to \pi^+\pi^- \\ B_{tag} &\to generic \end{aligned}$$

このイベントを 20000 イベント発生させた . 崩壊点を求める方法は粒子識別をシミュレーション情報を用いて求めた方法と同様である .

B_{cp} の再構築

この崩壊モードは B から 2 つの荷電 π に崩壊するので，その 2 つのトラックを探して B を再構築する . そのトラックを探す際，π^+ らしさと π^- らしさを持ったトラックを 1 つずつ探し，識別する . 識別する条件として，前述した K/π seperation を用いるが，この likelihood の値を 0.4 以下とすることで π とみなす (図 4.5 参照) . 1 イベント中，複数の B_{cp} の候補が現れた場合，B_{cp} の質量の χ^2 がもっとも小さい値を持つ候補粒子を選ぶ .

タギングサイドの再構築

タギングサイドの再構築の方法も $J/\psi K_S$ モードで解析した同じ方法で行なう .

4.3.1 結果

$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ における崩壊点分解能と得られたイベント数の結果を表 4.3 に示す . $\sigma_{Z_{cp}}$, $\sigma_{Z_{tag}}$, $\sigma_{\Delta Z}$ について各々 18.5%，15.1%，9.2%改善した . 一方，得られたイベント数についてはほとんど変化が見られなかった . これは，π の高いエネルギー領域が 2 つ存在し，かつ B に組み上げる確率は低いため，シミュレーション情報を用いた粒子同定で行なった結果 (表 3.3，3.4 参照) と比較した時におけるイベント数の違いは，主に $\pi^+\pi^-$ の検出効率のみであると考えられる . しかしながら，シミュレーション情報を用いた粒子同定で行なった解析結果に見られたような，SVD におけるイベント数の増加については，検出器を用いた粒子識別の解析結果の場合はほとんど見られない . それは，SVD2 で増えた領域において π の粒子識別が十分でないため

である．また，本物の $\pi^+\pi^-$ イベントの数が少なくなっただけであるので，崩壊点分解能はシミュレーション情報を用いた粒子同定の解析結果とよい一致を示している．

Vertex Resol.	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu\mathrm{m})$	40.15 ± 0.53	37.90 ± 0.48
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu\mathrm{m})$	94.33 ± 1.57	81.15 ± 1.29
$\sigma_{\Delta Z}(\mu\mathrm{m})$	107.4 ± 2.86	91.87 ± 1.77

# of Event	SVD1	SVD2
CP-side	12530	12719
Tag-side	8064	8351

表 4.3: $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$ モードにおける崩壊点分解能と得られたイベント数．20000 イベント発生させている．

4.4 崩壊モード: $B_{cp} \to D^+D^-$

発生させたイベントは以下の通りである．

$$\begin{aligned} B_{cp} &\to D^+D^- \\ & \quad D^+ \to K^-\pi^+\pi^+ \\ & \quad D^- \to K^+\pi^-\pi^- \\ B_{tag} &\to generic \end{aligned}$$

この崩壊モードでは得られるイベントが他のモードと比べ低くなると考えられるため，従来の 20000 イベントではなく，40000 イベントで解析を行なった．

D^+ と D^- の再構築

D^+ から来る K^- のトラック 1 本と π^+ のトラック 2 本，D^- から来る K^+ のトラック 1 本と π^- を 2 本を探す際，K/π seperation を用いて K と π を分ける．この時，図 4.5 の 0.6 以上を $K^+(K^-)$ らしさ，0.4 以下を $\pi^+(\pi^-)$ らしさとみなす．これらの 6 本トラックがすべて見つかったら，D^+ 及び D^- をそれらの質量の束縛条件を課し再構築する．

B_{cp} の再構築

D^+ と D^- の候補粒子が正しく再構築された時のみ，それらのトラックの情報を用いて B_{cp} を組む．1 イベント中に D^+ あるいは D^- の候補が複数現れた場合，組んだ B_{cp} の候補の中から B の質量の χ^2 がもっとも小さいものを 1 つ選択する．

4.4.1 結果

表 4.4 に $B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードの検出器の情報を用いて粒子識別を行なった場合の結果を示す．

Vertex Resol.	SVD1	SVD2
$\sigma_{Z_{cp}}(\mu\mathrm{m})$	59.93 ± 1.28	49.75 ± 1.00
$\sigma_{Z(D^+)}(\mu\mathrm{m})$	85.71 ± 2.39	67.69 ± 1.62
$\sigma_{Z(D^-)}(\mu\mathrm{m})$	79.95 ± 1.73	61.99 ± 1.14
$\sigma_{Z_{tag}}(\mu\mathrm{m})$	100.1 ± 5.37	88.05 ± 2.61
$\sigma_{\Delta Z}(\mu\mathrm{m})$	111.7 ± 5.52	100.8 ± 3.77

# of Events	SVD1	SVD2
CP-side	5562	5922
TAG-side	2839	3122

表 4.4: $B_{cp} \to D^+D^-$ モードにおける崩壊点分解能と得られたイベント数．このモードでは得られるイベント数が他のモードと比較して少なくなることが予測されるため，40000 イベント発生させた．

崩壊点分解能は SVD1 と SVD2 と比べると全体的に向上している．特に $\sigma_{Z(D^+)}(21.0\%)$ と $\sigma_{Z(D^-)}(22.5\%)$ が目立つ．また，得られたイベント数についてであるが，D の崩壊粒子である K や π は運動量が前 2 者のモードよりも低い．さらに，B_{cp} を組むために計 6 粒子必要となる．これらの要因のため，間違った粒子の組み合わせによって偽のイベントが多く含まれる結果となる．さらに，SVD2 で増えたアクセプタンスにおける粒子識別が最適化されていないので，SVD2 の利点が生かせず，最終的に偽事象の数が増え，それにともなって崩壊点分解能も悪くなる．

4.5 まとめ

$B_{cp} \to J/\psi K_S$, $B_{cp} \to \pi^+\pi^-$，及び $B_{cp} \to D^+D^-$ の崩壊モードにおける崩壊点分解能及び得られたイベント数を検出器の情報を用いて粒子識別をし，解析を行なった．表 4.5 にこの章での解析結果のうち，ΔZ と得られたイベント数を示す．

崩壊点分解能では，SVD2 を搭載することで $J/\psi K_S$，$\pi^+\pi^-$，D^+D^- モードについてそれぞれ 9.2%，14.5%，9.6%の改善が見られ，すべてのモードにおいて目標である $\sim 100\mu\mathrm{m}$ が達成されていることが分かる．

また，得られた事象数について，$J/\psi K_S$，$\pi^+\pi^-$，D^+D^- の各モードについて 9.8%，1.5%，6.5%だけ多くの事象が得られた．$J/\psi K_S$ モードがもっとも上昇率が高いのは，粒子識別を行なう際，透過性の高い μ を探しているため，SVD のアクセプタンスが広がった領域において現在の識別方法にさほど影響がないからであると考えられる．一方 $\pi^+\pi^-$ や D^+D^- のモードであまり上昇が見られないのは探索する π や K が広がったアクセプタンスの領域内において変更された物質の影響を考慮に入れた粒子識別の最適化ができていないため，その領域内において多くの粒子が得られなかったためだと考えられる．

SVD Ver.	$\sigma_{\Delta Z}$(SVD1)(μm)	$\sigma_{\Delta Z}$(SVD2)(μm)	#Event(SVD1)	#Event(SVD2)
$B_{cp} \to J/\psi K_S$	105.8 ± 2.54	96.08 ± 3.10	6935	7619
$B_{cp} \to \pi^+\pi^-$	107.4 ± 2.86	91.87 ± 1.77	12530	12719
$B_{cp} \to D^+D^-$	111.7 ± 5.52	100.8 ± 3.77	5562(40000evt)	5922(40000evt)

表 4.5: 各崩壊モードにおける ΔZ と CP サイドでの得られたイベント数をまとめた．但し $B_{cp} \to J/\psi K_S$ と $\pi^+\pi^-$ のモードは 20000 イベント，$B_{cp} \to D^+D^-$ のモードは 40000 イベント発生させている．

第5章　シミュレーション上での放射線耐性の評価

2.2.1 で述べたように，SVD1 ではいくつかの問題点が挙げられる．特に，SVD1 の放射線耐性が重要な問題となっている (SVD1 では約 200kRad の照射で機能しなくなると言われている)．この章では SVD2 の DSSD 及び読み出しチップの放射線耐性に関する概要を述べ，それらがシミュレーション上で放射線を浴びた状態でどのくらいまで精度が維持できるかを評価する．

5.1　SVD2 における両面型ストリップ検出器

前述したように，SVD2 ではラダー状の DSSD が 4 層構造に積み上げられている．この内，1，2，3 層は同一の DSSD を用いているが，4 層のみ異なる DSSD を使用する．1，2，3 層目の DSSD は $25.6 \times 76.8\mathrm{mm}^2$ のサイズであり，SVD1 で使用されている DSSD よりも幅が狭く，縦に長いという特徴がある．この DSSD には ϕ 方向に 512 本のストリップが $50\mu\mathrm{m}$ 間隔で，また z 方向に 1024 本のストリップが $75\mu\mathrm{m}$ 間隔で張られている．z 方向，ϕ 方向ともに 512 本の読み出しを行なうため，z 方向では 1 本おきに電荷が読み出されることになる．

新しい DSSD では ϕ 座標を測定する側が n サイド，z 座標を測定する側が p サイドとなる．表 5.1 に最内層及び中間層，表 5.2 に最外層の仕様を示す．

5.2　DSSD の放射線損傷

一般的に，半導体検出器は比較的放射線損傷にあまり強くはない．入射粒子が格子中の原子と衝突し，それらを通常の位置からたたき出す．これにより半導体としての構造が壊れ，半導体中の荷電キャリアを受け付けない禁止帯と呼ばれるギャップ内で離散的なトラップレベルが生ずる．

放射線ダメージによって生ずる主な効果は leakage current と呼ばれる洩れ電流とエネルギー分解能の低下である．さらにひどい損傷を受けた検出器はエネルギー分布が 2 重のピークをもって現れることもあると言われている．さほど損傷がひどくなければバイアスの電圧を上げることにより収集時間を減らすことである程度の分解能低下を補うことができる．

SVD における放射線耐性でもっとも弱い部分は読み出しのチップである．今回の解析では DSSD の放射線損傷における機能の低下については考慮に入れず，次節に述べる読み出しチップに重点を置き，話を進めることにする．

Parameter	p-side	n-side
Thickness	$300 \pm 15\mu$m	
Readout(Bias) method	AC(Poly-Si)	AC(Poly-Si)
Full depletion voltage(Vid)	80V Max	
Breakdown voltage	100V Min	
Leakage current at Vfd	5μA Max	
Bias resistance	10MΩ typ.	10MΩ typ.
Passivation	SiO_2	SiO_2
Chip size	(79.6±0.02)mm × (28.4±0.02)mm	
Active Area	76.8mm×25.6mm	76.8mm×25.6mm
Strip pitch	75μm	50μm
Number of strips	1024	512
Strip width	50μm	12μm
Readout electrode width	56μm	10μm

表 5.1: 1,2,3 層で用いられる DSSD の仕様

Parameter	p-side	n-side
Thickness	$300 \pm 15\mu$m	
Readout(Bias) method	AC(Poly-Si)	AC(Poly-Si)
Full depletion voltage(Vid)	80V Max	
Breakdown voltage	100V Min	
Leakage current at Vfd	5μA Max	
Bias resistance	10MΩ typ.	10MΩ typ.
Passivation	SiO_2	SiO_2
Chip size	(76.4±0.02)mm × (34.9±0.02)mm	
Active Area	73.8mm×33.3mm	73.8mm×33.3mm
Strip pitch	73μm	65μm
Number of strips	1024	512
Strip width	50μm	12μm
Readout electrode width	61μm	10μm

表 5.2: 4 層目で用いられる DSSD の仕様

5.3 放射線耐性

5.3.1 VA1TA チップでのテスト結果

SVD2 で使用される予定の VA1TA チップは DSSD のごく近接に搭載され，読み出しのシステムとして機能する．

この VA1TA に Co^{60} ガンマ線を照射し，その照射量と ENC(ノイズ: equivalent noise charge) の関係がテスト実験から測定されている [10](図 5.1)．

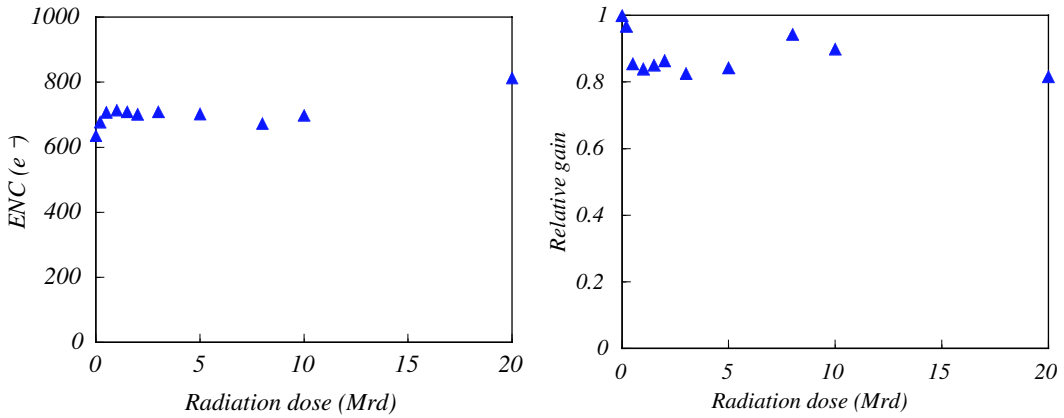


図 5.1: VA1TA チップの放射線照射量に対するノイズ (左図) とゲイン (右図)．

この結果から分かるように，2MRad の照射までで 600ENC から 700ENC へと約 15%極端にノイズが悪化しているが，それ以降，10MRad まではほとんど一定を保ち，さらに浴びると次第に悪化していく (20MRad で約 30%)．

また，ゲインについても 2MRad まで急激に約 15%落ち込むが，その後は一定傾向を示している．

5.4 SVD2 における予測される放射線照射量

放射線の原因となるものは主に 2 つあり，シンクロトロン放射と粒子のバックグラウンドである．SVD1 ではシリコンの厚さを 300μm とし，1 年を 10^7 秒とすれば，放射線照射量は以下の式で表される [10]．

$$Dose(kRad/year) = \frac{E(MeV)}{A(cm^2)} \cdot \frac{R(Hz) \times 10^7}{4.39 \times 10^9} \tag{5.1}$$

ここで E はビーム粒子ごとに落とすエネルギー，A はすべての DSSD の総面積，R は与えられたビームラインの長さ，真空度，ビーム電流に対する散乱率を表す．

ビームパイプの物質は小さなタングステンマスクを配置したアルミニウムである．制動放射とクーロン散乱が原因による放射線照射線量は表 5.3 に示している．ここで HER とは e^- ビームを表し，LER は e^+ ビームを意味する．この結果から SVD1 における HER からの総照射量は $5.1 + 4.3 = 9.4$kRad/year．LER からの総照射量は $5.4 + 35.0 = 40.4$kRad/year であることが分かる．

表 5.3: 粒子バックグランドのシミュレーションから推測される放射線照射量．r は SVD の最内層の半径を表す．

	SVD1($r = 3.0cm$)	SVD2($r = 1cm$)	SVD2($r = 1.5cm$)
HER Beam(kRad)	5.1 ± 0.6	13.9 ± 1.4	10.2 ± 0.9
HER Coul(kRad)	4.3 ± 0.7	9.0 ± 2.2	3.0 ± 0.7
LER Brem(kRad)	5.4 ± 1.2	4.7 ± 1.6	7.7 ± 2.4
LER Coul(kRad)	35.0 ± 3.2	96.1 ± 13.8	85.0 ± 13.3
Sum(kRad)	49.8	123.7	105.9

SVD2 の場合の結果も同じ表に示した．但しここでの最内層の半径は 1cm，1.5cm を仮定して計算している [10]．

最内層半径が 1.0cm の場合，最内層の DSSD が受ける総照射量は 123.7kRad/year となる．そのため，同じビーム電流と真空度の条件で SVD1 のそれと比べると 2.5 倍に増えていることが分かる．

現在ではビーム電流の最大値が HER で $0.8A$，LER では $1.2A$ を越えているが，真空度が現在の状態で保たれ，HER での電流を $1.1A$，LER での電流を $2.6A$ を仮定すると，照射量が 3.3 倍になるだろうと予測されている．ここで現在 SVD2 の最内層は $r = 2.0$cm におかれることになっている．このため，上記の表から判断すると最内層の半径による放射線量の増加は 2 倍かそれ以下と予測できる．しかし計算による正確な放射線の影響は評価が非常に難しい．さらに実際には加速器が不安定であったり，検出器の操作ミスなどによって予期できない放射線も照射される．そこで SVD1 の年間総照射量 49.8kRad と現実の照射量を比較してみる．図 5.2 は現在の SVD1 が稼働し始めてから現在までの総照射量である (現在の SVD は 2000 年度夏にインストールされた)．BELLE 実験の場合，1 年を通してビームが使用できるわけではなく，夏には加速器や検出器のメンテナンスなどのため，ビームが停止する．これらの時間を差し引くと，約 350 日で 150kRad 照射されていることになる (仮にこの期間を含んで平均化しても約 460 日で 150kRad，すなわち年間あたり約 120kRad である)．つまり，計算値と現実には約 3 倍もの差がある．結局，半径による評価の違いや現実的な値の最大値を用いて照射量を考慮すると $3.3 \times 2 \times 3 = 20$ 倍となる．

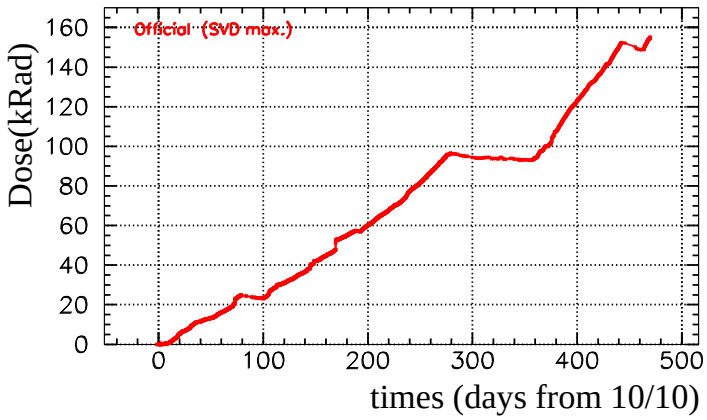


図 5.2: 現在の SVD が稼働し始めてから (2000 年夏) 現在までの放射線の総照射量．

5.5 ノイズを増やすことよる分解能への影響

DSSD は粒子か通過した際，各ストリップの電荷の情報から位置を割り出す．各ストリップからの電荷情報は，アナログデジタル変換器 (ADC) を通してデジタル信号に変換される．図 5.3 に DSSD を荷電粒子が通過したときの典型的な事象例を示す．横軸は各ストリップの番号，縦軸は各ストリップの ADC 値で，そのストリップに集められた電荷量に相当する．粒子の通過した所は，電荷が生じるため ADC 値が大きくなっている．他の小さな領域はノイズである．

この ADC 分布から粒子の通過位置を割り出すわけであるが，粒子の情報はクラスターと呼ばれる領域の中に入っていると考えられる．クラスターとは，ある閾値を連続して越えるような ADC 値を持つストリップ群である．このクラスターからの粒子の通過位置の割り出しを，荷電重心法と呼ばれる方法で行う．

例えば，クラスター内の各ストリップの位置を x_i，ADC 値 (=電荷量) を Q_i とするとき，通過位置 X を次式で定義する (図 5.4)．

$$X \equiv \frac{\sum_i Q_i x_i}{\sum_i Q_i} \tag{5.2}$$

この方法での位置分解能は，ストリップ間での電荷の分配の相関に大きく左右される．また，ノイズが大きくなると ADC 値が閾値を越えるようになり，クラスターとノイズの区別が困難になる．その結果，クラスタの幅が広くなったり，偏ったりする可能性が高まり，精度の良い位置分解能が得られなくなる．

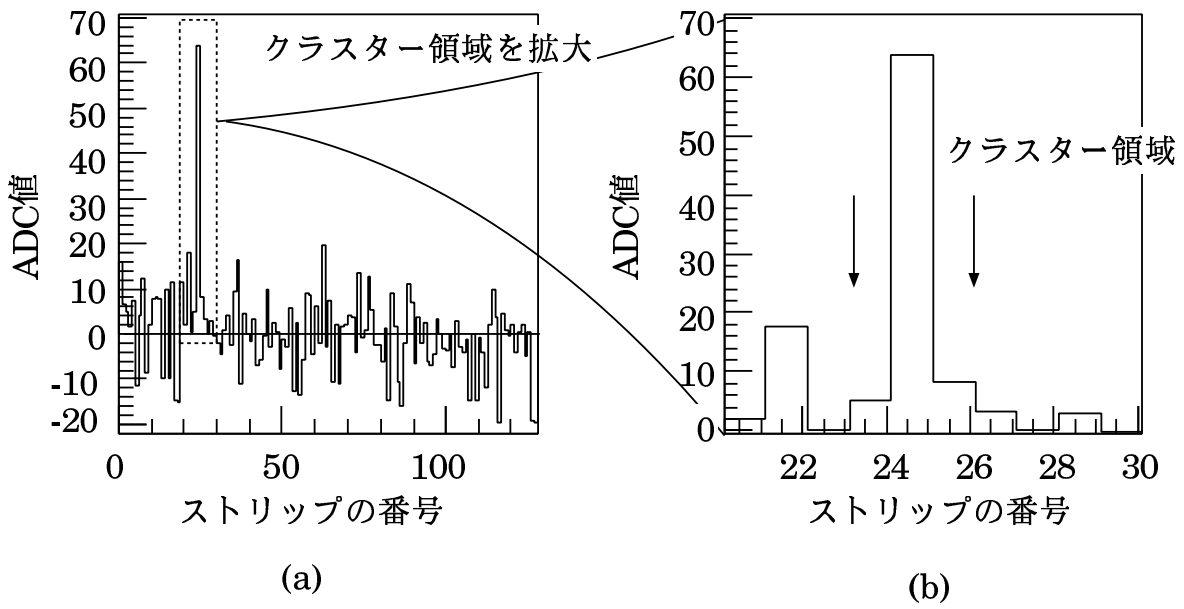


図 5.3: シリコンマイクロストリップ検出器を荷電粒子が通過した時の ADC 分布．

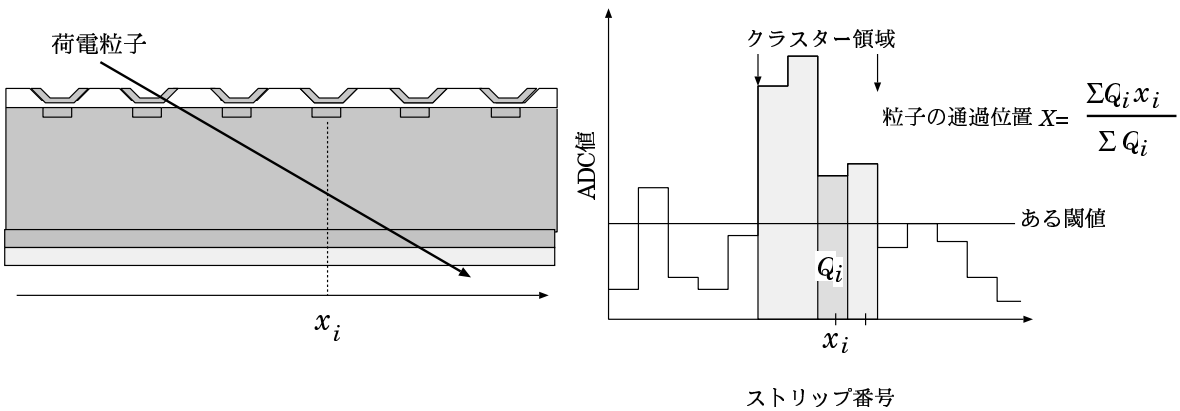


図 5.4: クラスタと粒子の通過位置．

ladder	p-side	n-side
S6936	32	22

表 5.4: SVD1 の p サイド及び n サイドでの S/N 比．

5.6 ノイズを増やした場合の崩壊点分解能の評価

前節まで述べたように，放射線照射量を増やすと DSSD と VA1TA チップのノイズが上昇する．つまり，検出器の S/N 比が落ち込むことを意味する．シリコンの厚さを 300μm と仮定し，高エネルギーの粒子が検出器を通過するとすると，この粒子は約 80keV のエネルギーを検出器に落とす．これは DSSD 内で約 22000 対の正孔と電子のペアが生成されるエネルギーと等しい．これをシグナルとし，S/N 比を以下のように定義する．

$$S/N = \frac{F \times 22000}{ENC} \tag{5.3}$$

ここで F は生成された電子の検出効率を意味する．崩壊点分解能の計算方法は以下に示す．

- SVD1 で測定されている S/N 比を参考にして SVD2 にその値を適用する．SVD1 の S/N 比は表 5.4 に示す．
- CP サイドにおいて，崩壊モードを $B_{cp} \to J/\psi K_S$ に，タギングサイドでは $B_{cp} \to generic$ に崩壊するようにする．
- 3.3 と同じ解析の流れで残差分布を求め，$\sigma_{Z_{cp}}$，$\sigma_{Z_{tag}}$，$\sigma_{\Delta Z}$ を得る．
- S/N 比を調整する．ここでは元の値から S/N 比を 10%ずつ変化させて同じ解析を繰り返す．

結果

図 5.5 に S/N 比の割合に対する $\sigma_{\Delta Z}$ の崩壊点分解能を示す．この図より，SVD2 の分解能は S/N 比を 60%落としても 8%の範囲内で維持できていることを示している．図 5.1 によれば，VA1TA チップの 20MRad の放射線照射量をあびるとノイズが約 30%高くなっている (S/N 比が 30%減少) ので，この結果から読み出しに関する放射線照射は 20MRad 浴びても同様の性能を維持できることが確認できた．これは SVD2 の最内層の放射線照射量を 3MRad/year と仮定すれば，5 年以上の性能を維持できることが保証される．

また図 5.6 に S/N 比の割合に対する得られたイベント数を示す．これも図 5.5 と同様，40%まで S/N 比を落としても 3%の範囲内で安定していることが分かる．S/N 比がそれ以下からは急激にイベント数が悪化し，トラックが正しく再構築されなかったことを表している．

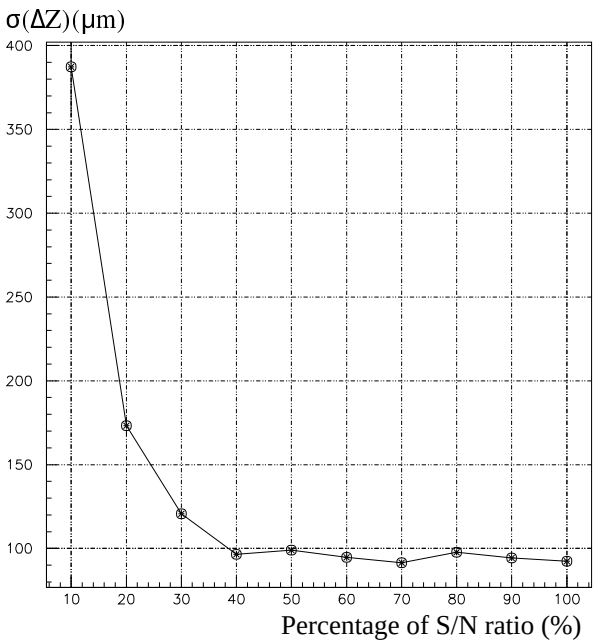


図 5.5: 元の VA1 チップの初期の S/N 比の値に対し，10%ずつ変化させていった時の ΔZ の分解能を表す．崩壊モードは $B_{cp} \to J/\psi K_S$ を用いた．ΔZ の分解能は S/N 比を 60%落としても 8%の範囲内で同様の性能を維持できていることを示している．

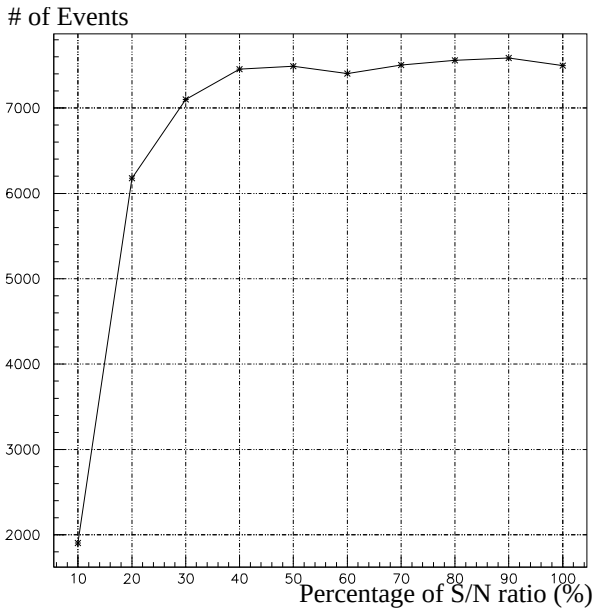


図 5.6: VA1 チップの初期の S/N 比の値に対して，10%ずつ変化させた時に得られたイベント数．

第6章　結論

この章では第 3 章，第 4 章，及び第 5 章の結果をまとめて，議論し，結論を述べる．

6.1　ΔZ 分解能の結果

KEK-B 実験において，B^0 と $\bar{B^0}$ の崩壊点の差 ΔZ の分解能を現在使用されている SVD1 と 2002 年夏導入予定の SVD2 の場合について，CP 固有状態へ崩壊するモードを用いて求めた．また，ΔZ を求める際に，粒子の識別をシミュレーション情報を用いた場合 (Sim-mode) と，検出器の情報を用いて識別した場合 (Exp-mode) とで求めた．表 6.1 にそれらの結果を示す．

Vertex Resolution(μm)	SVD1		SVD2	
	(Sim-mode)	(Exp-mode)	(Sim-mode)	(Exp-mode)
$B_{cp} \rightarrow J/\psi K_S$ $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (e^+e^-) $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	108.8 ± 4.32	105.8 ± 2.54	97.23 ± 4.09	96.08 ± 3.10
$B_{cp} \rightarrow \pi^+\pi^-$	108.2 ± 3.40	107.4 ± 2.86	92.24 ± 1.76	91.87 ± 1.77
$B_{cp} \rightarrow D^+D^-$ $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	118.3 ± 6.04	111.7 ± 5.52	92.35 ± 1.81	100.8 ± 3.77

表 6.1: 各々の崩壊モードにおける ΔZ 分解能．「Sim-mode」では粒子の識別をシミュレーション情報を用いて求めたもの．「Exp-mode」では検出器の情報をもとに粒子を識別した場合で求めたもの．

これらの結果より，以下のことが分かった．

- SVD1 から SVD2 に移行することで $J/\psi K_S$，$\pi^+\pi^-$，D^+D^- すべてのモードについて目標である 100μm の ΔZ 分解能を達成した．これは粒子識別をシミュレーション情報から，あるいは検出器の情報から行なってもほとんど関係なく，約 100μm かそれ以内になっている．
- 粒子識別同士で比較してみると，SVD1 及び SVD2 それぞれについて大きな違いは見られなかった．しかし，D^+D^- モードにおける SVD2 の ΔZ 分解能については粒子識別の違

いで約 9%の違いが表れた．これは「Exp-mode」において粒子を識別する際，6 本の K と π を探すため，CP サイドではない方のトラックを選ぶ確率が他の 2 モードと比べて高いからであると考えられる．この違いは次節で紹介するイベント数の違いにおいて明らかになる．

6.2 得られた事象数の結果

各々の粒子識別モードについて，CP サイドにおける得られたイベント数を表 6.2 に示す．この結果から以下のことが言える．

# of Events	SVD1		SVD2	
	(Sim-mode)	(Exp-mode)	(Sim-mode)	(Exp-mode)
$J/\psi K_S$	6920	6935	8213	7619
$\pi^+\pi^-$	13345	12530	14276	12719
D^+D^-	3902	5562	5729	5922

表 6.2: CP サイドにおいて $J/\psi K_S$ と $\pi^+\pi^-$ は 20000 イベント，D^+D^- は 40000 イベント中得られたイベントの数．

1. 「Sim-mode」における SVD1 と SVD2 の比較
   「Sim-mode」においては $J/\psi K_S$ ，$\pi^+\pi^-$ ，D^+D^- のモードにおいてそれぞれ 18.6% ，6.9%，46.8%の上昇が得られた．これらの上昇度の違いは，CP サイドにおける探索するトラックの数に依存し，それぞれ 4 本，2 本，6 本と D^+D^- がもっとも多く，$\pi^+\pi^-$ がもっとも少ないためだと言える．

2. 「Sim-mode」と「Exp-mode」の比較
   データを基にした粒子識別は完璧ではないため，イベント数はその分減ると考えられるが，実際にはモードごとに詳しく見る必要がある．

   - J/ψ モード
     間違えた粒子の組合せで K_S が組まれてしまったことと，レプトン対の検出効率の兼ね合いで SVD1 では見かけ上イベント数は変化しない．また，SVD2 においては増えたアクセプタンスの領域における粒子識別能が低いため，さらにイベント数が減る．
   - $\pi^+\pi^-$ モード
     SVD1，SVD2 ともに減少している．このモードは $\pi^+\pi^-$ の組合せによる偽事象が混じる可能性が低いので，純粋に $\pi^+\pi^-$ の検出効率が影響している．しかし，SVD1 に比べ，SVD2 の方が $\frac{\text{Exp-mode}}{\text{Sim-mode}}$ が低い．これは，SVD2 によって増加したアクセプタンスにおける粒子識別が不十分なためと思われる．

- D^+D^- モード
  SVD1 , SVD2 ともに増えている . このモードは低い運動量をもつ K , π を計 6 個組み合わせて B を組んでいる . よってこれ以外の別の K や π を使って疑似的に B となる組合せによる偽事象が多くなる . しかも , SVD2 においてはアクセプタンスを増えた領域での粒子識別が不十分なため「Sim-mode」の時ほどイベント数は増加しない . これらの要因から , 見かけ上 SVD1 も SVD2 もイベント数は増えているように見えるが , 実は偽事象が増えており , そのため崩壊点分解能も悪くなる傾向を示す .

以上のことから , SVD2 のアクセプタンスにおける利点を生かすためには , SVD2 で増加したアクセプタンス領域における粒子識別能をより良く最適化することが重要である .

6.3 放射線耐性に関するシミュレーション結果

SVD2 において放射線耐性のシミュレーション研究を行なった . これは検出器の放射線照射に対するノイズのテスト結果と , シミュレーション上で動く検出器の S/N 比を従来の値から下げて行き , SVD がどの程度まで同じ精度が得られるのか , という結果から確かめることができる . 図 6.1 に S/N 比に対する ΔZ 分解能と得られたイベント数を今一度示す . 崩壊モードは $B_{cp} \to J/\psi K_S$, $B_{tag} \to generic$ を用いており , 粒子識別はシミュレーション情報を使用している .

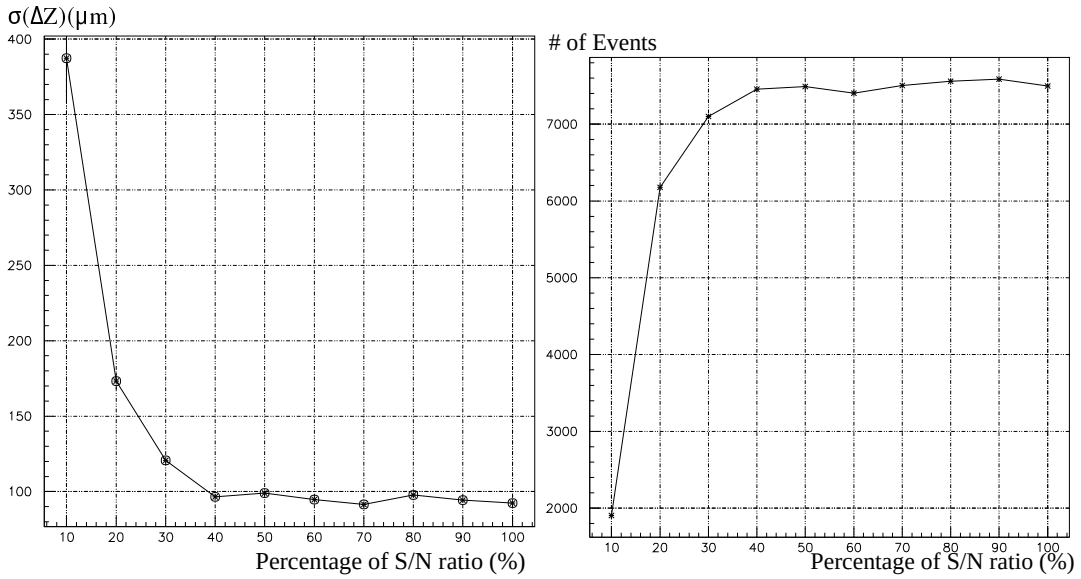


図 6.1: 元の VA1 チップの初期の S/N 比の値に対し , 10%ずつ変化させた時の ΔZ の分解能 (左図) と得られた事象数 (右図) を表す .

これらの結果から以上のことが言える .

- 崩壊点分解能は 40%までの S/N 比の落ち込みで 8%の範囲内で維持できている．VA1TA チップは 20MRad の放射線照射でノイズが約 30%高くなることを考慮に入れると，それだけの照射量でもほぼ同様のパフォーマンスが得られることを表している．

- 得られた事象数も同様に，40%までの S/N 比の落ち込みで 3%の範囲内で安定している．これは崩壊点分解能の結果をほぼ繁栄していると言える．

6.4 結論

1999 年度から開始されている KEK B-factory 実験において，現在使用されている SVD と 2002 年夏導入予定の SVD とで CP 非保存が測定できる崩壊モードでの崩壊点位置分解能 ΔZ と得られるイベント数，放射線耐性について調べた．

その結果，次期 SVD を搭載することで $J/\psi K_S$，$\pi^+\pi^-$，D^+D^- のモードにおいて目標である 100μm が達成されることが分かった．また，得られたイベント数においても，それぞれ 18.6%，6.9%，46.8%の上昇が見られ，探索するトラックの数が多いほど高い検出効率が得られることが分かった．

放射線耐性についても現在の SVD は 200kRad までの寿命であるのに対し，20MRad 以上の照射でも 8%の範囲内で安定に機能することが確かめられた．

6.5 今後の課題

今回のシミュレーション実験では，純粋な崩壊モードのみを衝突点で発生させた解析であったが，シンクロトロン放射などのビームバックグラウンドを加味した研究，アクセプタンスが広がったことによる粒子識別の最適化が必須であり，次期 SVD の性能を最大限に発揮させることが今後の課題となる．

付 録A　BELLE検出器

KEK-B 加速器は B メソンを数多く作るためにデザインされ，BELLE 検出器は B メソンの崩壊を効率良く測定するために最適化されている．これらは高エネルギー加速器機構 (KEK) で建設され，1999 年から稼働されている実験である．ここでは加速器や SVD や CDC 以外の BELLE 検出器について述べる．

A.1　KEKB 加速器

KEK-B 加速器は周囲約 3km，平行な 2 リング型の電子 · 陽電子衝突型加速器である (図 A.1)．この加速器の主な特徴として，非対称性エネルギー，高ルミノシティ，有限角度衝突の 3 つが挙げられる．

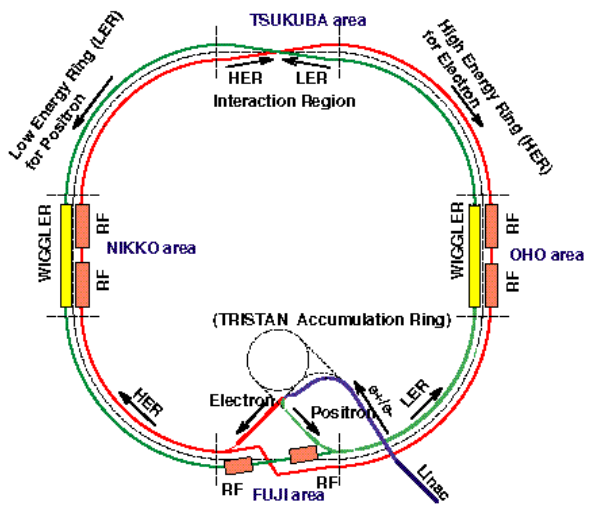


図 A.1: KEK-B 加速器の概念図．図上部の筑波エリアで電子と陽電子を衝突させ，$\Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ を生成する．

1. 非対称エネルギー
   KEK-B 加速器は電子 8GeV，陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つ衝突型加速器である．衝突時の重心系エネルギーは $\Upsilon(4S)$ の不変質量 $10.58\mathrm{GeV/c^2}$ にあたるエネ

ルギーに調節されている．$\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成した B メソンは，電子ビームの進行方向へ約 200μm 飛行する．

2. 高ルミノシティ
   ルミノシティ(輝度: Luminosity) とは，粒子の反応断面積を σ，その反応事象数を N とすると，

$$N = L \cdot \sigma \tag{A.1}$$

   で定義され，単位は $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ である．KEK-B では最高 $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ のルミノシティを予定しており，実現すれば年間約 10^8 個の $\Upsilon(4S)$ が生成される．

3. 有限角度衝突
   KEK-B 加速器は衝突点での 2 つのビームの交差角度に $\pm$11mrad という有限角度を持たせている．これにより，ビームバックグラウンドの軽減を果たし，かつ交差後のビームの分離を容易にしている．また，ビームは進行方向に細長いバンチ単位で衝突するが，衝突点付近で互いに正面衝突するようにクラブ空洞でバンチを回転させることも予定されている．

2002 年 1 月現在，ビーム電流は高エネルギーリング (HER: High Energy Ring) において 800mA，低エネルギーリング (LER: Low Energy Ring) において 1200mA を越え，ルミノシティは $5.495 \times 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ を達成している．

A.2 BELLE 検出器

KEK B-factory 実験で使用されている BELLE 検出器を図 A.2 に示す．KEK-B 加速器の非対称エネルギーに合わせ，ビーム方向 (z 軸) に対し非対称に設計されており，入射電子の進行方向側により大きなアクセプタンスを与えている．

BELLE 検出器は 6 つの測定器と 1.5T の磁場をつくるソレノイド電磁石から構成されており，全体が台車の上にのっているので，外で組み立ててビームラインへ移動したり，引き出して改良作業を行なったりすることが容易にできる．

検出器の構成は，最内部から，B メソンの崩壊点測定を目的とするシリコンバーテックス検出器 (SVD)，荷電粒子の飛跡検出及びエネルギー損失測定を目的とする中央飛跡チェンバー (CDC) がある．

それらの外側に，物質中に生ずるチェレンコフ光，飛行時間，物質中で生じる電磁シャワーの全エネルギーを測定して粒子識別を行なう，エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)，飛行時間検出器 (TOF)，デンジカロリメーター (ECL) がある．

ECL の外側，最外部には，1.5T の磁束の閉回路をつくる鉄ヨークを兼ねた，透過力の強いミューオンや K_L^0 メソンの同定を行なう KLM 検出器 (KLM) がある．

BELLE 検出器の性能を表 A.1 に記す．

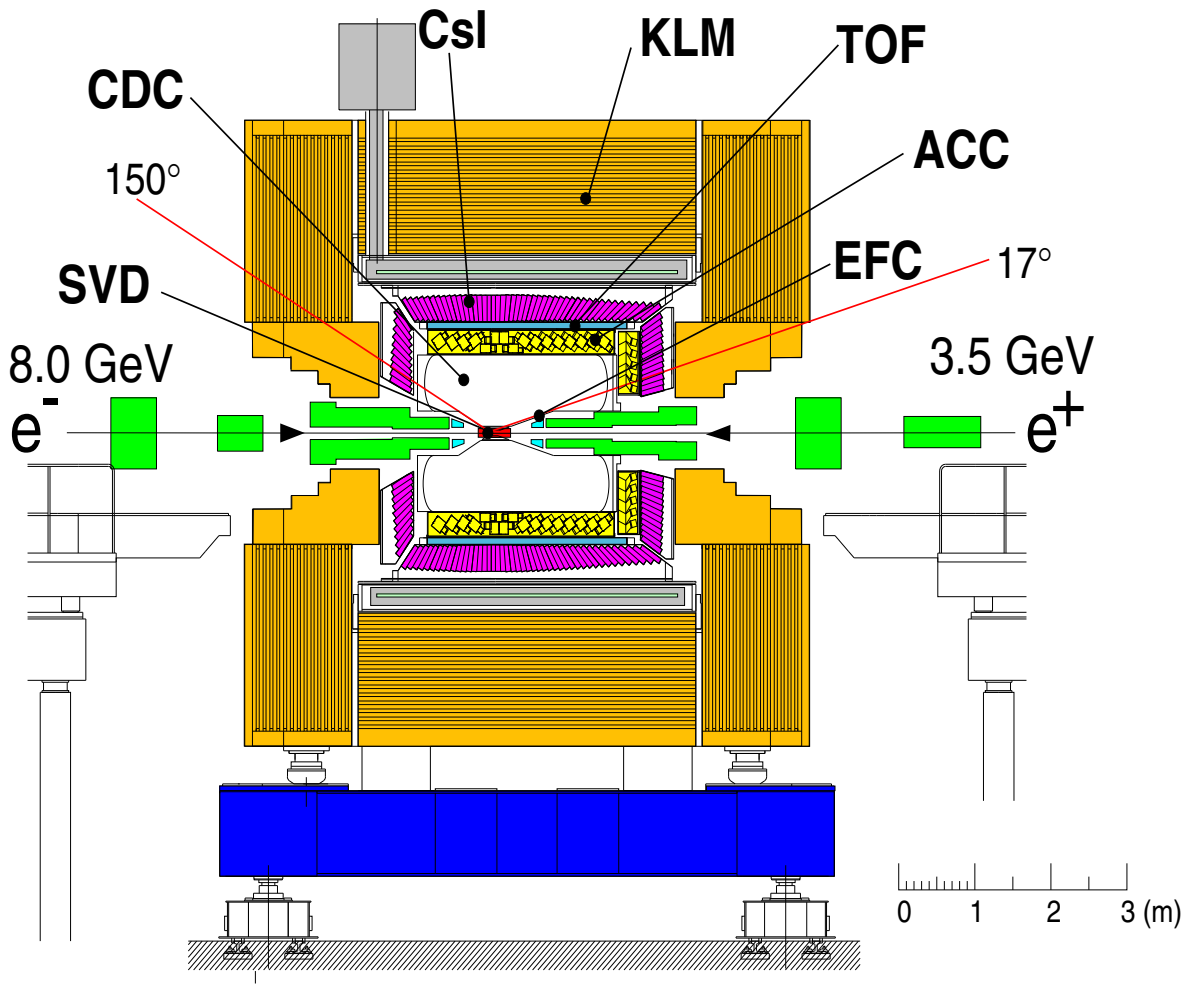


図 A.2: BELLE 検出器を横側から見た図 .

表 A.1: BELLE 検出器の主なパラメータ

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=2.0 cm 0.5mm Be/2.5mm He /0.5mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm-thick, 3 layers r = 3.0 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 81.92K	$19 + 50/p\beta\sin^{3/2}\theta\mu m$: r-ϕ $36 + 42/p\beta\sin^{5/2}\theta\mu m$: z $\sigma_{\Delta z} \sim 80$ μm
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 50 layers Cathode: 3 layers r = 8 - 88 cm -79$\leq z \leq$ 160 cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1400\mu$m $\sigma_{p_t}/p_t = (0.20 p_t \oplus 0.29)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 7\%$
PID	$n \simeq 1.01$ ~ 1.03 Silica Aerogel	$\sim$12x12x12 cm^3 blocks 960 barrel /228 endcap FM-PMT readout	2188	$\mu_{eff} \geq 6$ K/π 1.2<p<3.5GeV/c
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120cm r = 120 cm, 3 m-long	128$\times$2	$\sigma_t = 100$ K/π up to 1.2GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim$ 5.5x5.5x30 cm^3 crystals Barrel: r = 125 - 162 cm Endcap: z = -102 and +196 cm	6624 1152(f) 960(b)	σ_E/E= $0.066\%/E \oplus$ $0.81\%/E^{1/4} \oplus 1.34\%$ $\sigma_{pos}(mm)$= $0.27 + 3.4/\sqrt{E} + 1.8/\sqrt[4]{E}$
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers (5cm Fe+4cm agp) two RPCs in each gap in each gap θ and ϕ strips	θ:16 K ϕ:16 K	$\Delta\phi$=$\Delta\theta$=30mrad for K_L σ_t=a few ns
EFC	BGO	2x1.5x12 cm^3	θ:5 ϕ:32	σ_E/E = $(0.3\sim1)\%/\sqrt{E}$

A.2.1 エアロジェルチェレンコフカウンタ (ACC)

ACC は π メソンと K メソンの識別を主な目的としている，隔離型チェレンコフカウンタである．チェレンコフカウンタは媒質中において，光の伝播速度よりも速い荷電粒子が通過した時に発生するチェレンコフ光を検出する．BELLE 検出器では，媒質に屈折率が $n = 1.01$，1.013，1.015，1.020，1.028 と異なる 5 種類のシリカエアロジェルと，各々に取り付けられたファインメッシュ構造の光電子増倍管を一組として，バレル部に 960 組，エンドキャップ部に 228 組設置されている．ACC によって，1.2∼4.0GeV/c の範囲で π-K 識別が可能となっている．

A.2.2 飛行時間検出器 (TOF) とトリガー

TOF は ACC においては識別領域外である 1.2GeV/c 以下の運動領域の π-K 識別を行なうプラスチックシンチレーションカウンタである．また，BELLE 検出器全体のトリガーも兼ねている．

1 枚の 5mm 厚のトリガーシンチレーションカウンタ (TSC) と，2cm の間隔を持つ 2 枚 (4mm) の厚さを持った TOF カウンターを一組として，$r = 120$cm の位置に 128 組設置されている．

TOF の時間分解能は 100ps である．ミューオン対生成に対する検出効率は，いづれかのミューオンを検出する要求に対して 95%，両方を検出する要求に対しては 85%を達成している．

A.2.3 電磁カロリメータ (ECL)

ECL は γ，電子，陽電子，γ のエネルギーと位置を高い検出効率と優れた分解能で検出することを目的としている．特に，B メソンの崩壊によって生成される π^0 粒子が崩壊した 2γ の精密な測定は，その再構築に極めて重要である．

ECL はシリコンピンダイオードが信号読み出し用に取り付けられた CsI(Tl) 結晶を 8,736 個 (バレル部 6,624 個，フォワードエンドキャップ部 1,152 個，バックワードエンドキャップ部 960 個) から構成されている．各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている．

A.2.4 ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石は BELLE 検出器内，ビーム軸を中心とした半径 170cm 内に 1.5T の磁場を供給している．CDC 内における磁場の変化は 2%に抑えられている．このビーム方向の磁場によって，荷電粒子内部の検出器内で曲げられ，その曲率半径から運動量を測定することができる．

コイルはアルミニウムで安定化されたニオブ·チタン·銅合金が用いられており，サポート構造の外表面にに溶接されたチューブを循環する液体ヘリウムにより，間接的に冷却されている．

A.2.5 K_L/μ 検出器 (KLM)

KLM は 4.7cm 層の鉄アブソーバと 1.5cm 厚の高抵抗平板チェンバー (RPC: Resistive Plate Counter) を 1 組として 14 組，他のすべての検出器を取り囲むように配置されている．鉄アブソーバはソレノイド電磁石で発生された磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている．

RPC は入射荷電粒子によて引き起こされる電子なだれを測定するスパークチェンバーの一種で，2 枚 1 組として，$\theta \cdot \phi$ の 2 次元情報を取得することができる．2mm 厚のグラス電極からなり，信号は θ，ϕ とも $\sim$5cm 幅のカソードストリップで読み出される．読みだしチャネルはバレル部 21,856，エンドキャップ部 16,128 である．

KLM は CP 非保存測定が可能な崩壊 $B_{cp} \to J/\psi K_L$ における J/ψ 及び K_L の検出に重要な役割を果たす．J/ψ は崩壊分岐比で $\sim$88%がハドロンに崩壊するため，その同定は容易に行なうことができない．しかし，残り $\sim$12%はレプトン対に崩壊し，その比は $(e^+e^-{:}\mu^+\mu^-)\sim(1{:}1)$，つまり約 6%がミューオン対に崩壊する．ミューオン対が生成される事象は，ほとんどの場合準レプトン崩壊，もしくはチャーモニウムの崩壊によるミューオン対に限られる．この 2 つの事象の識別は非常に容易であるので，ミューオンの識別が正しく行なわれることにより，J/ψ の検出を確実なものにすることができる．一方 K_L は中性であり，KLM より内部の検出器と相互作用することもほとんどない．しかし，K_L は KLM において，広範囲にエネルギーを落としていくので，良い精度で位置を測定することができる．$B_{cp} \to J/\psi K_L$ は 2 体崩壊なので，B の質量による制限を課すことにより，K_L の運動量を算出できるのである．KLM での K_L に対する位置分解能は $\Delta\phi = \Delta\theta$ =30mrad，時間分解能は数 ns を達成している．

付 録B　香りの同定

観測された CP サイドに崩壊したものが B^0 だったか $\bar{B^0}$ だったかを知るために，タギングサイドでは B^0，$\bar{B^0}$ の同定をしなければならない．準レプトン崩壊を用いたタグの方法の他に，荷電 K メソンを用いた方法がある．

$b \to c\mu\nu_\mu$ の準レプトン崩壊を利用して香りをタグする以外に，その c クォークからさらに $c \to su\bar{d}$ のように崩壊するようなイベントの s クォークの生成物からも，B メソンの香りを知ることができる (図 B.1)．

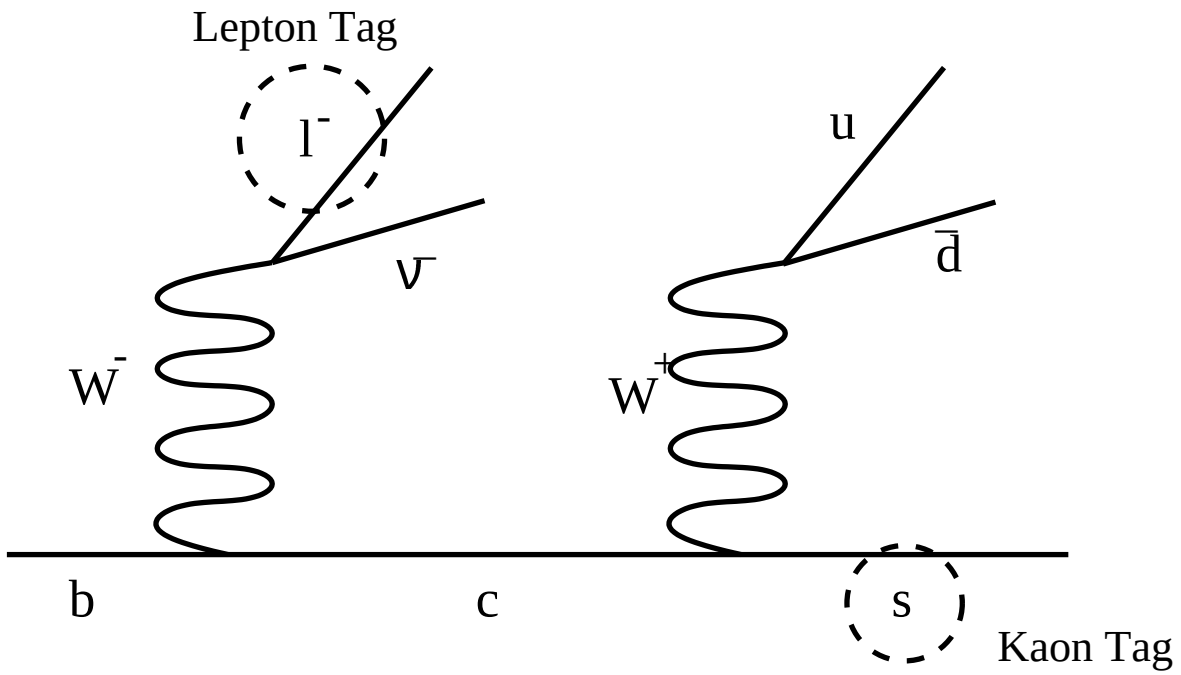


図 B.1: b クォークの崩壊を表したファインマンダイアグラム．b の量子数を知るためには，準レプトンからのレプトンの電荷か，$b \to c \to s$ 崩壊による s クォークの生成物の電荷を見る．

つまり，レプトンによるタグの場合は，高い運動量を持ったレプトンの電荷が正なら B^0，負ならば $\bar{B^0}$ だとわかる．K メソンによるタグの場合は，イベントに現れる荷電 K メソンの電荷を足し合わせたものが正ならば B^0，負ならば $\bar{B^0}$ とわかる．

参考文献

[1] J. H. Christensen et al, Phys Rev. **13**, 138(1964).

[2] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652(1973).

[3] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579(1961)
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264(1967)
A.Salam, Elementary Particle Theory, Proc. 8th Nobel Symp., N.Svartholm, ed., Wiley-Interscience(1968).

[4] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531(1963).

[5] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945(1983).

[6] H. Auinn and A. I. Sanda, Eur. Phys. J. **C 15**, 626(2000).

[7] BELLE Collaboration, Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[8] The CERN GEANT team, GEANT version 3.21, (1994).

[9] M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381(1990).

[10] Belle SVD Group. "Belle SVD2 Upgrade Technical Design Report".

[11] The European Physical Journal C**3**, 1-4(1998).

[12] Electron ID group, Status of Electron Identification, Belle note #312.

[13] Muon ID group, BELLE Muon Identification, Belle note #338.

[14] Flavor tagging group, Flavor Tagging Study, Belle note #320.

[15] H. Kakuno, Multidimensional likelkihood method, Belle note #384.

[16] Particle Data Group, D.E. Groom *et al.*, Eur. Phys. J. **C15**, 1(2000).

謝辞

本論文を書き終えるにあたり，2 年間に渡り高エネルギー物理学を学ぶ機会を与えて下さった長島順清教授，山中卓教授に心から感謝します．

原隆宣先生には修士 1 年からコンピュータに関すること，実験に関すること，そして物理に関することなど多くのことを教えていただきました．私の研究がうまく行かない時も辛抱強く御指導して下さいました．ここに深く感謝を申し上げます．

羽澄昌史先生，瀧田正人先生にはセミナーなどで様々な御指導をいただきました．また，ミーティングや研究発表の時などにも有用な助言をしていただき，感謝致します．

秘書の続木佐知子さん，杉本奈美子さんには煩雑な事務手続きで大変お世話になりました．ありがとうございました．

博士課程在学中の柳幸二郎さん，北條高宗さん，原康二さん，三宅秀樹さんには BELLE 実験に関する基本から応用まで，私の研究に関する実用的な助言を数多く下さり，本当にありがとうございました．

小寺克茂さん，石川隆之くん，大藤晃生くん，坂下健くん，大場智仁くん，竹下文祐くん，玉井佑治くん，池井隆起くん，池本由希子さん，柴田吉輝くん，杉田一紘くん，渡利威士くんには研究室での共同生活での中，物理学に関することから日常生活のことまで，良き相談相手として大変お世話になりました．

BELLE SVD グループ，ソフトウェアグループの方々には，研究を行なう上で快適な環境を提供していただきました．ありがとうございました．

最後に，この研究室で 2 年間様々なことを学べたこと，豊かな研究生活を私に与えて下さった皆様に感謝の気持ちを表し，本論文を終了致します．