BELLE-SVD におけるカルマンフィルタを用いた飛跡再構築プログラムの開発

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻
博士課程前期 2 年
長島研究室　北條高宗

平成 11 年 2 月 19 日

概 要

現在、高エネルギー加速器研究機構で建設中の KEK B-factory 計画において使用されるシリコンバーテックス検出器 (BELLE-SVD) のための飛跡再構築プログラムの開発を行なった。これには粒子と物質との相互作用の影響 (多重クーロン散乱、エネルギー損失) を正確に、また、容易に考慮することが可能なカルマンフィルタを採用した。シミュレーションを行った結果、200MeV 以上の運動量の粒子に対して十分使用に耐える性能を得ることができた。

目 次

第 1 章　序論 **1**
1.1　KEK-B factory 計画 1
1.2　CP 非保存と小林-益川行列 1
1.3　CP 非保存と中性 B 中間子の崩壊 3
1.4　BELLE 検出器とシリコンバーテックス検出器 5
1.5　飛跡の再構築 9
1.6　本論文のねらい 10

第 2 章　カルマンフィルタ **12**
2.1　フィルタリング 12
2.2　粒子の運動と測定値の記述 13
2.3　予測とフィルタリング 14

第 3 章　SVD におけるカルマンフィルタ **17**
3.1　ソフトウェア内における SVD 17
3.2　飛跡のパラメーター表示 18
3.3　物質の飛跡に対する影響 20
3.4　クラスターと位置分解能 22

第 4 章　性能評価 **25**
4.1　シミュレーション 25
4.2　適切なクラスターの探索法 25
4.3　飛跡に関する性能評価 27
4.4　実際の崩壊モードへの適用 32
4.5　今後の課題 35

第 5 章　結論 **39**

図 目 次

1.1 KEK-B 加速器 2
1.2 小林–益川行列のユニタリー三角形 3
1.3 中性 B 中間子系での非対称崩壊 4
1.4 $B^0\overline{B^0}$中間子の崩壊例 5
1.5 Δz の分解能と CP 非保存を確立する為に必要なルミノシティ 6
1.6 BELLE 検出器 7
1.7 シリコンバーテックス検出器 (SVD) 8
1.8 SVD 各層のラダー 9
1.9 伝統的な飛跡再構築法 10
1.10 カルマンフィルタを用いた飛跡再構築法 11

2.1 粒子の振る舞い 14
2.2 パラメーターの修正 15

3.1 SVD 及び崩壊点付近の飛跡再構築に必要な部品 18
3.2 飛跡のパラメーター表示 19
3.3 多重クーロン散乱によるパラメーターの変化 20
3.4 エネルギー損失によるパラメーターの変化 21
3.5 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 22
3.6 クラスターと粒子の通過位置 23
3.7 各ハーフラダーの位置分解能 24

4.1 クラスターの重心と飛跡と DSSD の交点の残差を$\sigma = \sqrt{V_{cls} + V_{int}}$で割った値の分布 26
4.2 シグナルクラスターの使用確率と使用されたクラスターの純度 27
4.3 SVD における飛跡発見効率の運動量依存 28
4.4 μ粒子 400MeV のヘリックスパラメータの pull 29
4.5 μ粒子 700MeV のヘリックスパラメータの pull 30
4.6 μ粒子 1GeV のヘリックスパラメータの pull 31
4.7 崩壊点における飛跡のパラメータ d_ρの分解能 32
4.8 崩壊点における飛跡のパラメータ d_zの分解能 33
4.9 崩壊点における運動量のビーム軸に垂直な成分 P_tの分解能 34

4.10 $B^0 \to J/\psi K_s$の J/ψからのμと$B^0 \to D^* D^*$のD^*からのπの運動量 35
4.11 $B^0 \to J/\psi K_s$の J/ψからのμの pull 36
4.12 $B^0 \to D^* D^*$のD^*からのπの pull 37

表 目 次

3.1 SVD 及び崩壊点付近の飛跡再構築に必要な部品 18

第1章　序論

1.1　KEK-B factory 計画

現在、茨木県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で建設中の実験に B-factory 計画 (KEK B-factory) がある。この実験は加速器を用いて高エネルギーの電子と陽電子を衝突させ、発生した大量の中性 B 中間子を用いてその性質を精密に測定しようというものである。なかでも CP 対称性の破れを検証することを最大の目的としている。この CP 対称性の破れは中性 B 中間子と反中性 B 中間子が同一の CP 固有状態に崩壊する時の崩壊時間の非対称として観測される。

図 1.1 に本実験で使用される KEK-B 加速器を示す。これは旧トリスタンの直径約 1km、全長約 3km のトンネルがそのまま利用される。しかし、KEK-B factory では電子は 8GeV、陽電子は 3.5GeV と非対称なエネルギーを用いるために加速リングは 2 本で衝突させる。輝度は世界最高の $10^{34}/cm^2/sec$ が予定されている。

1.2　CP 非保存と小林-益川行列

CP 非保存は 1964 年に V.L.Fitch, J.W.Cronin らによって中性 K 中間子の崩壊の中に発見された [1]。中性 K 中間子は CP 変換に対して -1 の固有値を持つ固有状態 ($CP = -1$) と、$+1$ の固有値を持つ固有状態 ($CP = +1$) との 2 種類存在する。当時、これらの K 中間子が崩壊する時に崩壊前の固有値と崩壊後の固有値は変化しない、つまり、CP 保存であると考えられていた。例えば、$CP = -1$ の固有状態の K 中間子は、$CP = -1$ の状態であるπ中間子 3 個に崩壊することはできても、$CP = +1$ の状態であるπ中間子 2 個には崩壊できないと考えられていた。ところが、彼らの実験で $CP = -1$ の固有状態の K 中間子が $CP = +1$ の状態である$\pi^+\pi^-$に崩壊できることが発見されたのである。この実験結果は中性 K 中間子の崩壊において CP が保存されないことを示していた。それ以来数多くの実験がおこなわれ、$\pi^0\pi^0$への崩壊 [4, 5] 等でも CP 非保存が観測されている。しかし、現在に至るまで中性 K 中間子系以外での CP 非保存現象は観測されていない。

現在、CP の破れを説明する理論として最も有力視されているのが「小林-益川理論」である。1973 年，小林 誠と益川 敏英とが発表した理論で [6]、標準理論の枠内で CP 非保存の現象を説明する一つの仮説として「クォークは少なくとも 3 世代必要である」と唱えた。これはクォークを 3 世代，つまり 6 個導入すると，クォーク間の混合の度合いを表す 3×3 の行列 (小林-益川行列) の要素をすべて実数にすることはできず、少なくと

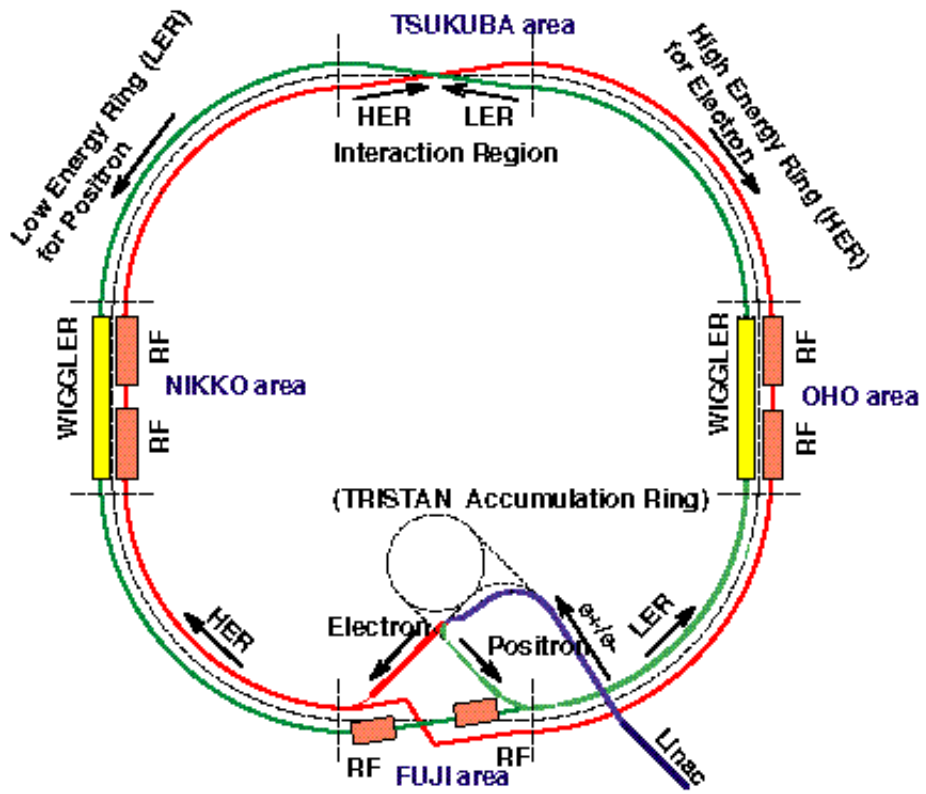

図 1.1: KEK-B 加速器。8GeV に加速された電子は HER(High Energy Ring)を、3.5GeV に加速された陽電子のビームは LER(Low Energy Ring)を通って TUKUBA area に置かれた検出器内で衝突する。

も一つの位相を導入する必要があるというものであった。この位相が CP 非保存を生じさせる要因となるのである。

小林-益川行列を具体的に，$\lambda = \sin\theta_c$ (θ_c：カビボ角~ 0.22) を用いてλ^3 まで展開した形で書くと (Wolfenstein 表示)

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

となる。この行列はユニタリーでなくてはならないから

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

という関係を満たさなくてはならない。これを複素平面で表すと、図 1.2 のように書ける。この三角形の 3 辺と 3 つの角を精密に測定すれば小林-益川理論の検証ができる。そのために、小林-益川行列の行列要素を精密に求めることが重要になる。中性 K 中間子系

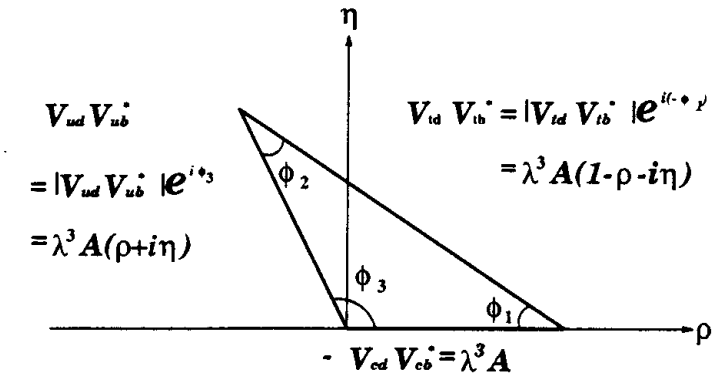

図 1.2: 小林–益川行列のユニタリー三角形

で観測される CP 非保存を用いてこれらを測定することは可能であるが、K 中間子を構成するォークは質量が小さく、また小林-益川行列の要素のうち t クォークと b クォークの関係する 3 行目と 3 列目の要素は、高次の効果としてしか観測できないために、精密測定することは難しい。ところが、B 中間子系では、b クォークを含むためにこの行列要素をあらわに測定することができる。したがって、B 中間子系での CP 非保存の有無を測定し、小林-益川行列の要素の精密測定を行うことは、小林-益川理論の検証さらには標準理論の検証という重要な意味をもつ。

1.3 CP 非保存と中性 B 中間子の崩壊

中性 B 中間子系において CP 非保存は、B 中間子と反 B 中間子が同一の CP 固有状態に崩壊する際の非対称性として観測することができる。ここでは例として、その中でも理論的な不確定性が小さく、実験的にももっとも有望視されている$B_d \to J/\psi K_s$モードについて、詳細を述べる [2]。

非対称度を表すパラメータとして、CP の非対称パラメータ

$$\begin{aligned} A_{CP} &= \frac{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_s) - \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_s)}{\Gamma(B^0 \to J/\psi K_s) + \Gamma(\overline{B^0} \to J/\psi K_s)} \\ &\sim \sin 2\phi_1 \times \sin \Delta m \Delta t \end{aligned} \tag{1.3}$$

がある。ただしΔmは中性B 中間子の質量固有状態 B_1と B_2の質量の差$\Delta m = M_{B_1} - M_{B_2}$、$\Delta t$ は同時に生成された$B^0\overline{B^0}$の片方が J/ψK_sに崩壊した時間ともう片方が崩壊した時間との差である。したがって時間差Δt の関数として A_{CP}を求めることができ、これから$\sin 2\phi_1$を求めることができる。ただし、ϕ_1は図 1.2 で定義した三角形の内角である。例えばどちらかの中性 B 中間子が準レプトン崩壊をし、もう片方の中性 B 中間子が J/ψK_s

へ崩壊した場合、準レプトン崩壊から出てくるレプトン (電子またはμ粒子) の電荷を調べることによって、そのレプトンの起源の中性 B 中間子がB^0 か$\overline{B^0}$かがわかる。したがってこの時刻を基準にすれば、ある時刻にB^0もしくは$\overline{B^0}$であった粒子が$B^0 - \overline{B^0}$混合をしながら、最終的に CP の固有状態である J/ψK_sへ崩壊するときの時間発展が観測できる (図 1.3)。

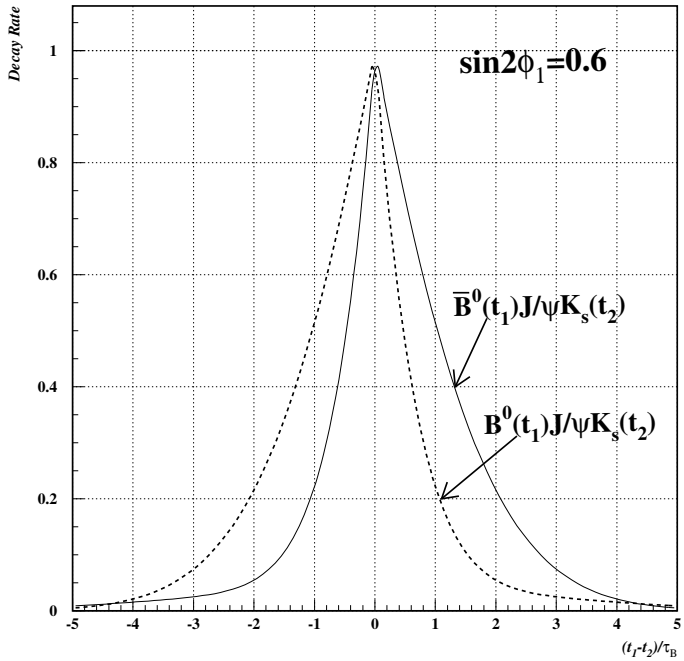

図 1.3: 中性 B 中間子系での非対称崩壊。横軸は対生成された中性 B 中間子の 1 つが CP の固有状態$J/\psi K_s$へ崩壊し、他方がレプトンによってそのフレーバーを同定されたものについて、時間差Δtを中性 B 中間子の寿命τ_Bで割ったもので、縦軸は崩壊率である。CP の破れの大きさは $\sin 2\phi_1 = 0.6$ としてある。

このとき、中性 B 中間子は寿命が非常に短い (約 1.5×10^{-12}秒) ので、2 つの B 中間子の崩壊点の間の距離を精密に測ることにする。その距離差を時間差に換算する。

KEK B-factory では中性 B 中間子を$\Upsilon(4S)$ を経由して生成する ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\overline{B^0}$)。この$\Upsilon(4S)$の質量は $10.58\mathrm{GeV}$ であり、この粒子から生成するB^0の質量は $5.28\mathrm{GeV}$ であるため、$\Upsilon(4S)$ の静止系に対してB^0粒子の持つ運動量はわずか $325\mathrm{MeV}$ しかない。B^0粒子の平均寿命は 1.56×10^{-12}秒であるため、この時のB^0粒子の平均崩壊長は約 $29\mu m$ となり、現在検出器では測定は非常に困難である。

そこで実験室系でのB^0粒子の平均崩壊長を延ばすために電子と陽電子を異なるエネル

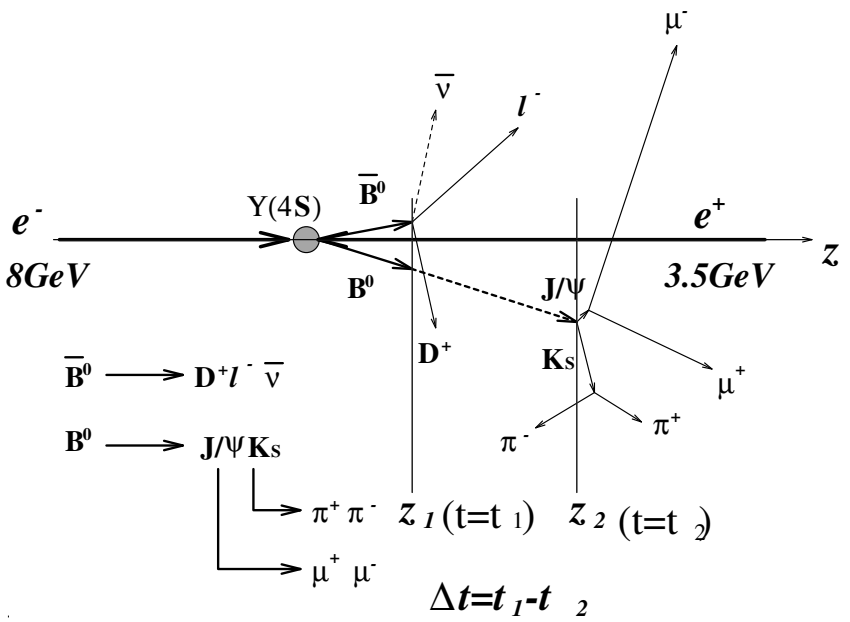

図 1.4: $B^0\overline{B^0}$中間子の崩壊例

ギーで衝突させる。KEK B-factory では電子のビームエネルギーが 8GeV、陽電子のビームエネルギーが 3.5GeV である。この時$\Upsilon(4S)$ は電子の進行方向に 4.5GeV の運動量を持つので、実験室系で見たB^0粒子の平均崩壊長は約 $190\mu m$ となる (図 1.4)。このときΔt は

$$\Delta t \simeq \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} = \frac{(z_1 - z_2)}{c\beta\gamma} \tag{1.4}$$

と決めることができる。ここで$\beta = c/v$ 、$\gamma = (1-\beta^2)^{-1}$はローレンツ因子、$\Delta z = (z_1 - z_2)$ は 2 つのB^0中間子の崩壊点の z 方向 (ビーム方向) の距離である。このΔz の分解能が悪いほど、CP 非保存を確立する為に必要な統計量が増えてしまう (図 1.5)。この問題を回避する為には、Δz の分解能は平均崩壊長の約$\frac{1}{2}(100\mu m$ 程度) かそれより良いことが要求される [3]。

1.4 BELLE 検出器とシリコンバーテックス検出器

KEK B-factry 計画の測定に使用される BELLE 検出器を図 1.6 に示す。BELLE 検出器の中心には崩壊点検出器としてシリコンバーテックス検出器 (SVD：Silicon Vertex Detector) が組み込まれることになっている。また、検出器内は超伝導ソレノイドによって電子の進行方向に 1.5T の磁場が印加されることになっている。

SVD は図 1.7 にあるような 3 層構造の円筒状の検出器である。各層 (レイヤー) は内側

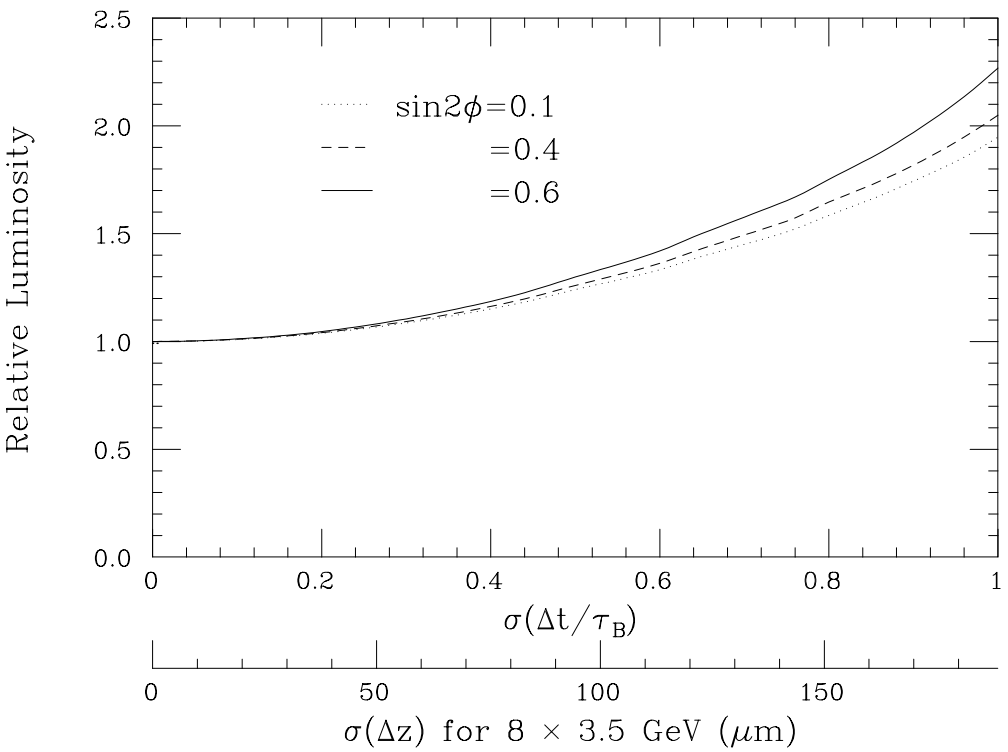

図 1.5: Δz の分解能と CP 非保存を確立する為に必要なルミノシティ。

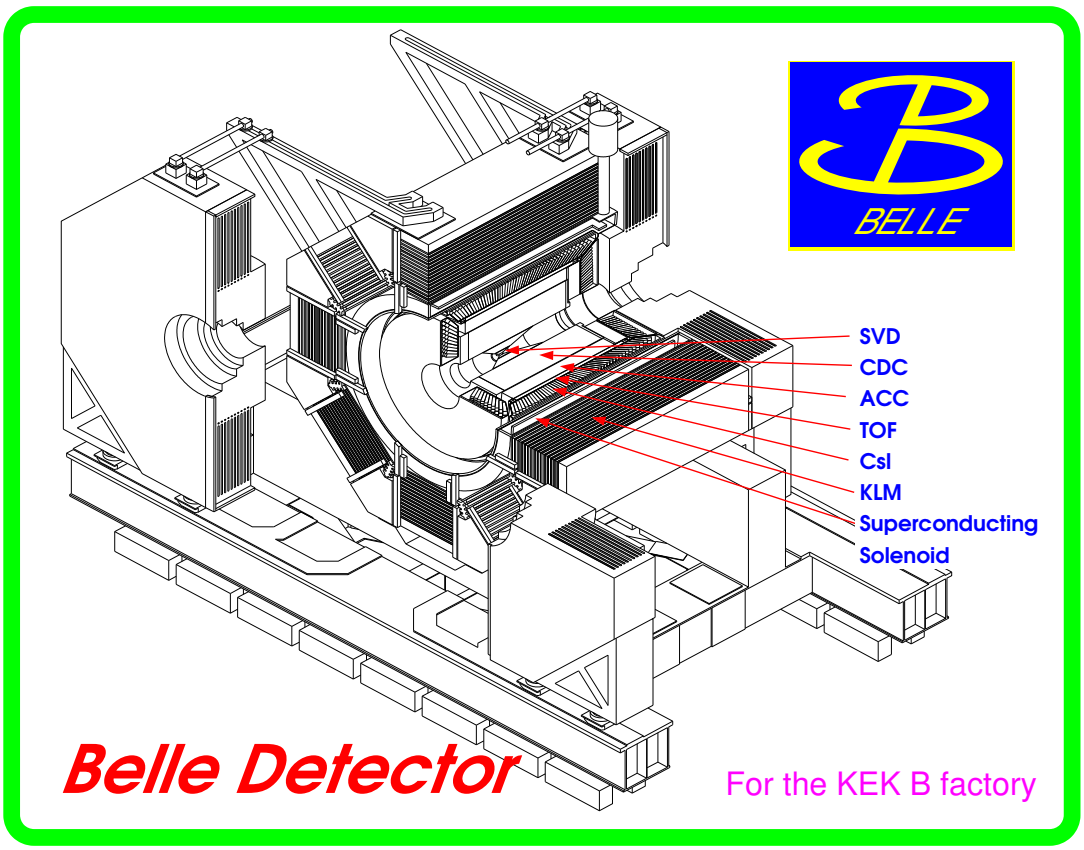

図 1.6: BELLE 検出器。中心から崩壊点検出器 (SVD：Silicon VertexDetector)、中心ドリフトチェンバー (CDC：Central Drift Chamber)、粒子識別装置 (ACC：Aerogel Cherenkov Counter)、時間差検出器 (TOF：Time Of Flight)、カロリーメータ (CsI)、超伝導ソレノイド、$K_L\mu$検出チェンバー (KLM：$K_L\mu$) が配置される。

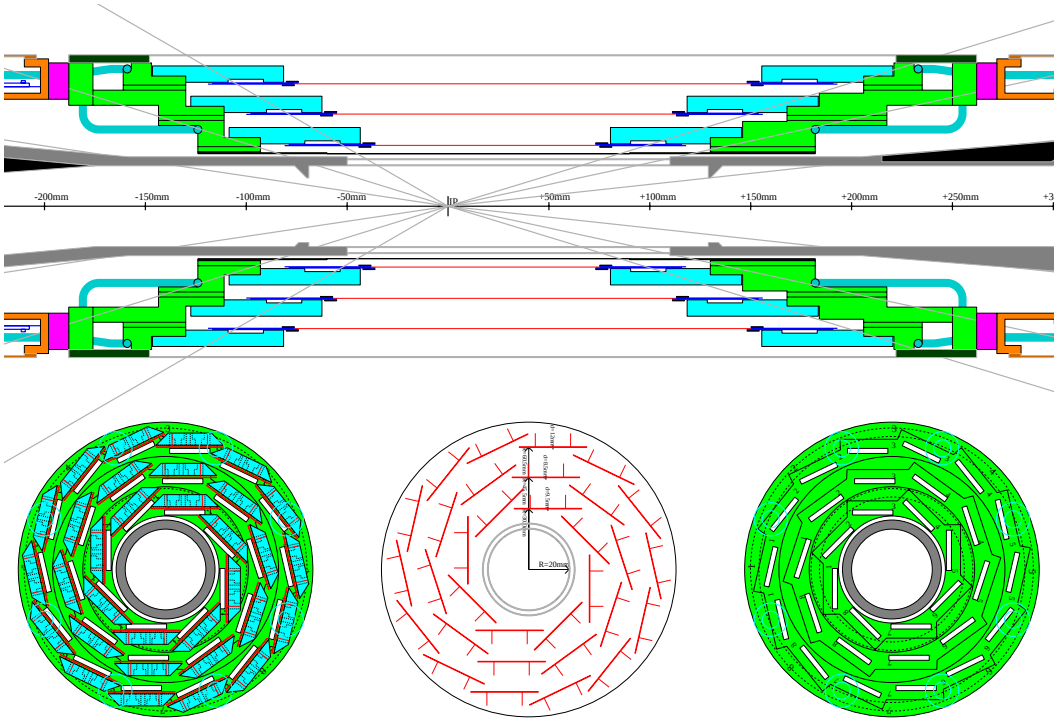

図 1.7: シリコンバーテックス検出器 (SVD)。上は SVD 及びビームパイプのビーム軸に平行な平面での断面図、下はビーム軸に垂直な平面での断面図である。

から 8、10、14 個のラダーと呼ばれる構成要素を約 3、4.5、6cm の円に外接する様に配置して形作られる。また、この 3 層より内側と外側に炭素繊維強化プラスチック (CFRP) 製のカバーが取り付けられている。

ラダー

ラダーは両面型シリコンストリップ検出器 (DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector)、読み出しのための回路とそのヒートシンク、補強のためのリブで構成される (図 1.8)。

DSSD

DSSD は n 型シリコンの板の両面にストリップ状の p^+型、n^+型のシリコンを互いに垂直な方向に張った半導体検出器である。両面のストリップの情報を使用することで DSSD 上の 2 次元の位置を測定することが出来る。これは位置分解能が$\sim 10\mu m$ と現存する検出器では最も高いものの一つである。便宜上、p^+型シリコンを張った面を p 面、n^+型シリコンを張った面を n 面をと呼ぶことにする。

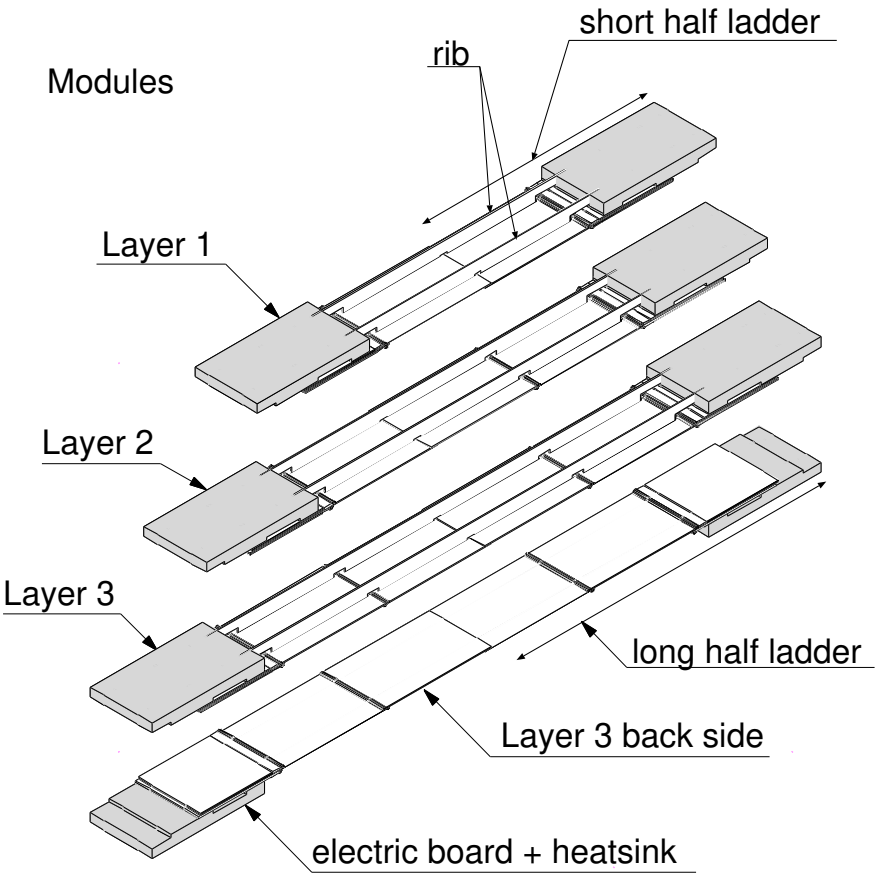

図 1.8: SVD 各層のラダー。両端に付いているのが読み出し回路とヒートシンク。

ハーフラダー

1 つの読み出し回路とそれに接続された DSSD 群をハーフラダーと呼ぶ。このハーフラダーには DSSD が 1 枚接続されているものと 2 枚接続されているものの 2 種類ある。これらを区別するために DSSD が 1 枚だけ接続されているものをショートハーフラダー、2 枚のものをロングハーフラダーと呼ぶ。1 層目はショートハーフラダー 2 枚、2 層目はショートハーフラダー、ロングハーフラダー各 1 枚、3 層目はロングハーフラダー 2 枚で構成されている。

1.5 飛跡の再構築

飛跡の再構築の方法として、飛跡の形状を仮定しその周辺にある測定値から最適化された飛跡を探索する様な方法が伝統的に用いられている。例えば、図 1.9 のようなガスチェンバー A、半導体検出器 B で測定された点を全て用いて飛跡の再構築をする場合を

考える。この場合、全体で一つの曲率を持つ飛跡が導き出されることになる。ガスチェンバーのように検出器内の物質が少ない場合、この方法は良い方法であると思われる。しかし、半導体検出器の様に粒子が半導体内を通過することによって位置情報を検出する場合、物質中でのエネルギー損失や多重クーロン散乱の影響が大きくなるため、この効果を再構築に導入しなければならない。しかしながら、伝統的な方法ではこれらの影響を飛跡再構築に導入することが非常に難しい。

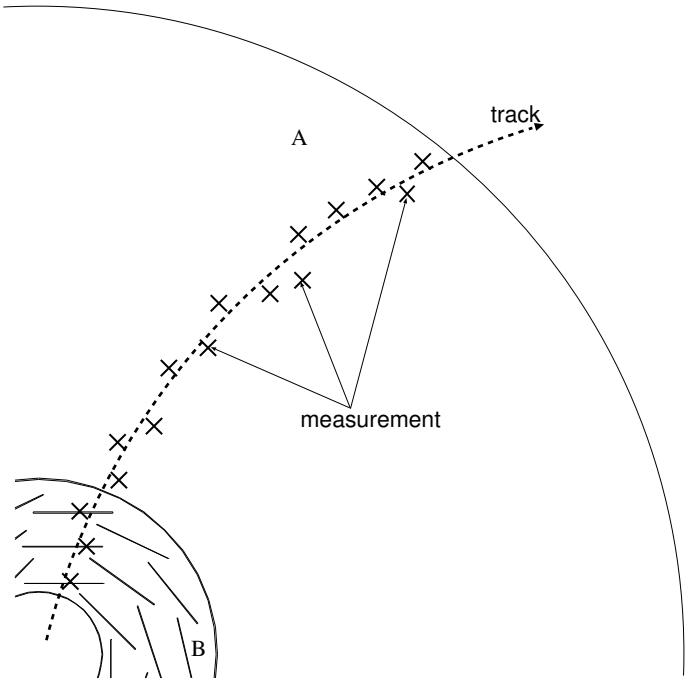

図 1.9: 伝統的な飛跡再構築法。飛跡の形状を仮定し、測定点の中から飛跡に関係するものを見つけ出す。

1.6 本論文のねらい

そこで、BELLE 検出器では以下のような手順で飛跡再構築することにした。まず、BELLE 検出器の飛跡検出器である中央ドリフトチェンバー (CDC) で得られた位置情報だけを用いて飛跡の再構築を行う。次に、この CDC の情報だけで再構築された飛跡と SVD で得られた情報から、カルマンフィルタと呼ばれる逐次推定法を用いて新たな飛跡を導き出す。

このカルマンフィルタを用いた飛跡再構築法は伝統的な方法に比べて、物質中でのエネルギー損失や多重クーロン散乱の様な不確定な物理過程の影響を非常に簡単にかつ正確に早く考慮できるという利点がある。

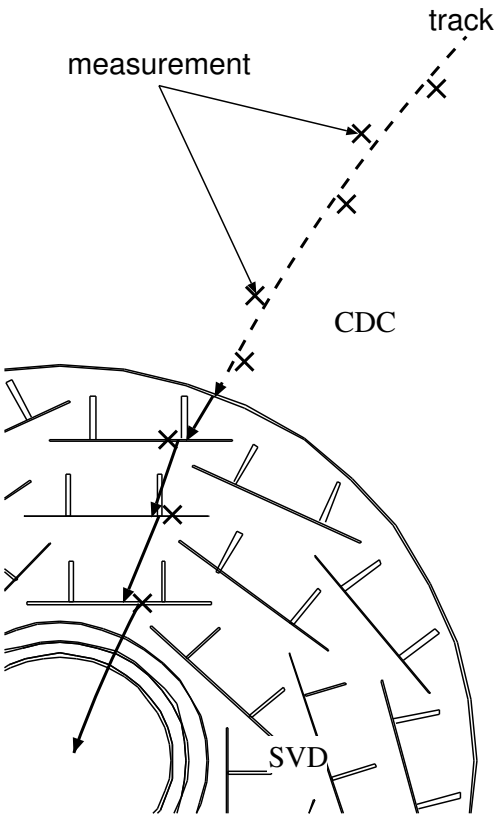

図 1.10: カルマンフィルタを用いた飛跡再構築法。CDC で再構築された飛跡を SVD の測定点までの外挿と測定点を使用した最適化を崩壊点に向かって繰り返すことで崩壊点付近での飛跡を導き出す。

BELLE ではこれまでこの方法を取り入れたプログラムは作成されていなかった。そこで今回はこれを取り入れたプログラムを作成し、その性能評価について本論文で議論する。

第2章　カルマンフィルタ

この章ではフィルタリングの概念と一般的な飛跡再構築への応用を述べる。

2.1　フィルタリング

時系列（不規則に変動する物理過程の測定値を時間の順に並べたもの）の推定において、過去のある時点から現在までの測定データを用いて、未来の最適な推定値を求めることを予測（**prediction**）といい、現在の最適な推定値を求めることをフィルタリング（**filtering**）という。

最も単純なフィルタリング法に今ある全てのデータを使用して測定値の従う関数(filtering law)を求めて、その関数から現在の最適な推定値を得る方法がある。この方法では時間とともに測定データが次々に得られる様な場合、測定値が増えるたびに、全データを使用して関数を導き出さねばならず、計算量は時間の増化とともに膨大になり、また、測定データの記憶量も膨大となってしまう。

そこで、この困難を解消するための望ましい理想像を追究してみると、直前までの全てのデータに基づいた推定値と、現在の測定値から、現在の最適値を導出する形式を思いつく。この時、過去の全データを参照する推定値を持つために全データを記憶しておく必要がなくなる。このように漸化的に計算できるフィルタを漸化的フィルタ(recursive filter)と呼ぶ。

ここで、飛跡の再構築のことを考えると、一つの粒子が残した測定値を時間順に並べ変えたものは時系列と見なすことができるため、最初もしくは最後の測定点での粒子の状態（位置と運動量）を求めることはフィルタリング に相当する。

そして、伝統的な再構築法は先に述べた単純なフィルタリング法に該当する。つまり、一つの粒子による全ての測定データを使って、最適な飛跡を求める方法である。この方法は、測定値が時間とともに増えるということがないために、飛跡再構築に適しているように思われる。しかし、実際のデータでは一つの粒子による測定値がノイズや他の粒子からの測定値に埋没しているため、1本の飛跡に属する測定値を全データの中から選び出す作業が必要になる。この作業は測定点が多くなればなるほど、困難になり、良い最適値を得るためには、何度も繰り返す必要がある。

それに対して、漸化的フィルタでは、一度の試行で飛跡の抽出と最適化を行うことができる。というのも、この方法では、現在の検出点までの測定値を使って得られた推定値から、次の検出点での測定値を予測することができ、この予測された値に近似した実

際の測定値を探索をすればよいからである。

結果、漸化的フィルタであるカルマンフィルタを用いた再構築法は伝統的な手法に対して、時間短縮の観点から見て優れている。また、これから見ていくようにカルマンフィルタは基本的に、粒子の運動を記述する方程式 (system equation) と測定値を記述する方程式 (measurement equation) がわかれば、どんな検出器に適用することができるため、汎用性に富んでいる。同時に、上記二式から導き出される予測 (**prediction**) とフィルタリング (**filtering equation**) のたった 2 個の線形な漸化式によって記述することができるため、プログラムも非常に簡潔に書くことができる。

このようにこれと言った欠点の見当たらない方法であるが、一つだけ困難な点がある。それは、カルマンフィルタが漸化式で記述されているために、初期値が必要になることである。つまり、最初の検出点での飛跡がわからなければ、次の検出点へ外挿することができないのである。そこで、初期値だけは他の方法を使って得る必要があるが、本論文は CDC で再構築された飛跡を初期値として使えるため、この問題からは解放されている。

2.2 粒子の運動と測定値の記述

ここでカルマンフィルタを適用すべき系の仮定をする。つまり、粒子の運動を記述する方程式と、飛跡を測定値に変換する方程式を定義する。

まず、粒子の運動を形式化するために、飛跡をパラメーター化する必要がある。これは粒子の位置と運動量を持つもので、k 番目のステップ[1]でのパラメーターを$\boldsymbol{x}_k$と書くことにする。

粒子の運動と記述する方程式 (system equation)

カルマンフィルタを用いて粒子の次のステップでのパラメーターを予測するために、粒子の運動を線形式で表す必要がある。そこで、今回は次式で表されるような方程式に従って粒子が運動すると仮定した。

$$\boldsymbol{x}_k = F_k^{k-1}\boldsymbol{x}_{k-1} + \boldsymbol{q}_k \tag{2.1}$$

ここで、F_k^{k-1}は $k-1$ 番目のステップから k 番目のステップまで移動を表す一次変換、$\boldsymbol{q}_k$はプロセスノイズを意味する。プロセスノイズとはパラメーターに変化を与える、正規分布に従う物理過程のことである。例えば、粒子の移動の際に生じる物質中でのエネルギー損失や多重クーロン散乱がそれにあたる。

測定値を記述する方程式 (measurement equation)

また、カルマンフィルタでは測定値の推定も行うため、飛跡のパラメーター$\boldsymbol{x}_k$を k 番目のステップで得られる測定値$\boldsymbol{m}_k$に変換する線形な方程式も必要である。そこで、今回

[1]時間、位置、検出点、物質と置き換えても同じ。

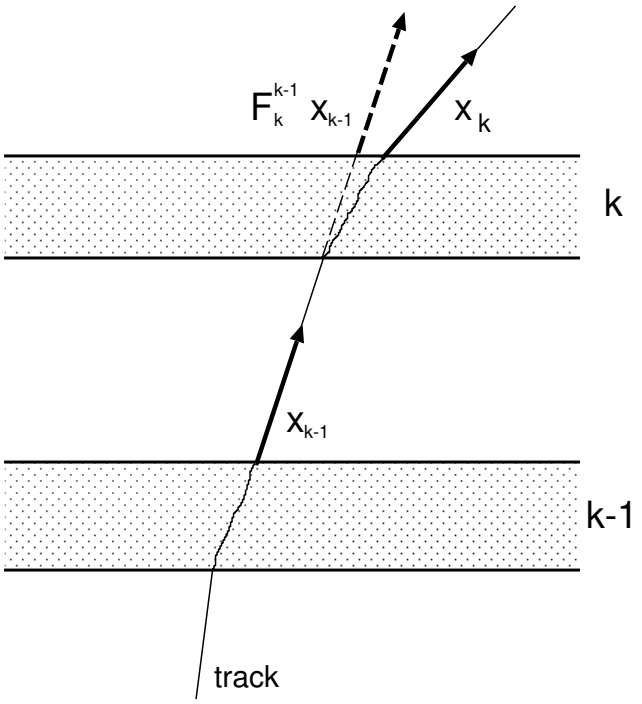

図 2.1: 粒子の振る舞い。真の値$\boldsymbol{x}_k$と予測値$F_k^{k-1}\boldsymbol{x}_{k-1}$との差がプロセスノイズ$\boldsymbol{q}_k$である。

は次式で定義される方程式をこの変換として仮定した。

$$\boldsymbol{m}_k = H_k \boldsymbol{x}_k + \boldsymbol{v} \tag{2.2}$$

ここで、H_kはk番目のステップでのパラメーター$\boldsymbol{x}_k$を測定値$\boldsymbol{m}_k$に変換する一次変換を表す。また、検出器のvは測定誤差である。

2.3 予測とフィルタリング

ここでは前節で仮定した様な粒子の運動方程式と測定値の方程式を持つ系に対するカルマンフィルタの表式を示す。

予測 (prediction)

k番目のステップで予測される飛跡のパラメーター$\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1}$は、前節で定義した$F$を用いて、$k-1$番目の最適な推定値$\tilde{\boldsymbol{x}}_{k-1}$を外挿することで得られる。

$$\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1} = F_k^{k-1}\tilde{\boldsymbol{x}}_{k-1} + \bar{\boldsymbol{q}}_k \tag{2.3}$$

ここで、$\bar{\boldsymbol{q}}_k$はプロセスノイズの平均値を意味する。また、同様に、この予測値の誤差行

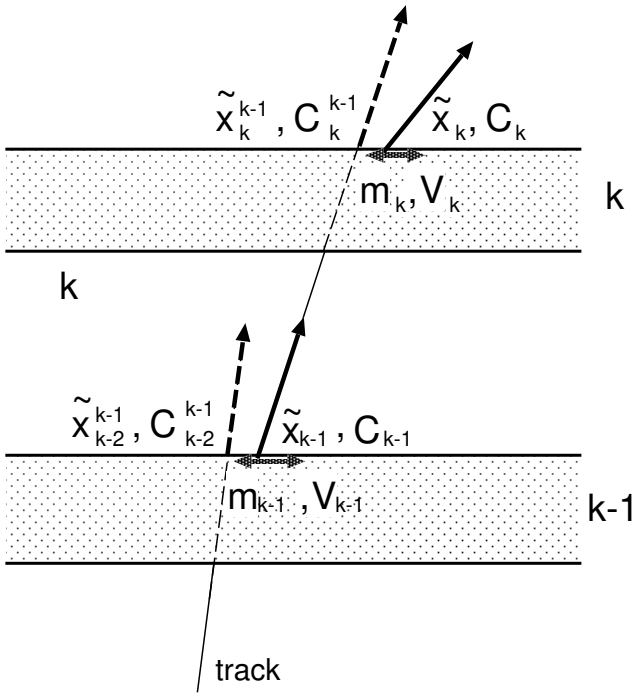

図 2.2: パラメーターの修正。予測値$\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1}$、$C_k^{k-1}$と測定値$\boldsymbol{m}_k$、$V_k$から最適値$\tilde{\boldsymbol{x}}_k$、$C_k$を計算する。

列 C_k^{k-1}も$\tilde{\boldsymbol{x}}$の誤差行列 C_{k-1}を外挿して得られる。

$$C_k^{k-1} = F_k C_{k-1} F_k^T + Q_k \tag{2.4}$$

ここで、Q_kはプロセスノイズの分散である。

次に、k 番目のステップでの測定値$\boldsymbol{m}_k$の推定値$\tilde{\boldsymbol{m}}_k$とその誤差 M_kは

$$\tilde{\boldsymbol{m}}_k = H_k \tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1} \tag{2.5}$$

$$M_k = H_k C_K^{k-1} H_k^T + V_k \tag{2.6}$$

となる。ここで V_kは検出器の測定誤差の分散である。

フィルタリング (filtering)

次に、この予測されたパラメーターに測定値と測定値の推定値の差をある重みで足すことで、最適化されたパラメーターの推定値とその誤差を得ることができる。

$$\tilde{\boldsymbol{x}}_k = \tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1} + K_k(\boldsymbol{m}_k - \tilde{\boldsymbol{m}}_k) \tag{2.7}$$

$$C_k = (I - K_k H_k) C_k^{k-1} \tag{2.8}$$

重み K_kはカルマンゲイン (Kalman gain)行列と呼ばれるもので、次式に示す計算によって得ることができる。

$$K_k = C_k^{k-1} H_k^T M_k^{-1} \tag{2.9}$$

図 2.2 に予測と修正の概念を示す。この図からもわかるが、パラメーターはステップ毎に位置、運動量ともに更新され、伝統的な手法で得られるような一本の連続した飛跡を描かない。

最後に k 番目のステップにおけるχ^2は、

$$\chi_k^2 = \chi_{k-1}^2 + \boldsymbol{r_k}^T (V_k - H_k C_k H_k^T)^{-1} \boldsymbol{r_k} \tag{2.10}$$

$$\boldsymbol{r_k} = \boldsymbol{m}_k - \tilde{\boldsymbol{m}}_k \tag{2.11}$$

で与えられる。

第3章　SVDにおけるカルマンフィルタ

第 2 章で見た様にカルマンフィルタを用いた飛跡再構築ではあるステップ毎に飛跡を最適化する。今回は飛跡に対する物質の考慮の容易さから、粒子の通り路にある物質での交点を一つのステップとして採用した。この時それぞれのステップにおける最適化の手順は次に述べる 4 段階に分けることができる。

1. 通過する物質の探索。
2. パラメータの予測。
3. 最適な測定値の探索。
4. パラメータの修正。

この四つの工程を崩壊点まで繰り返すことによって目的の飛跡のパラメータを得ることができる。この章ではソフトウェア内での SVD 及び飛跡の取り扱い、物質の飛跡への考慮の方法、SVD における測定値の定義について述べる。

3.1　ソフトウェア内におけるSVD

飛跡と物質との交点をステップとして用いるためにその交点を知る必要がある。交点は飛跡の形状と物質の形状及び設置位置がわかれば計算によって求められる。

開発や計算の容易さの観点からソフトウェアの内部では対象を実際のものより単純化して取り扱っている。SVD を形作る各構成要素の全てを記述するのではなく再構築に必要な構成要素だけを抽出し、より単純な形状に近似する。本ソフトウェアでは飛跡との交点の計算が容易であるという理由から、全ての構成要素を中心軸が z 軸[1]に平行になるように配置された完全な円筒と 1 本の軸が z 軸と平行に置かれた完全な直方体のどちらかで記述することにしている。ここで言う完全とは実際にはある歪みを全く仮定しないということである。

SVD 及び崩壊点付近の飛跡再構築に必要な部品はアクセプタンス内で粒子が交差する物質で、

- ビームパイプ、
- SVD の内側と外側のカバー、
- ラダー (DSSD、リブ)

[1]BELLE ではビームの衝突点を原点とし、電子の進行方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸とする右手系のデカルト座標を使用する。

が該当する。この中でパイプとカバーを円筒で、DSSD とリブを直方体で記述する。(図 3.1、表 3.1)。

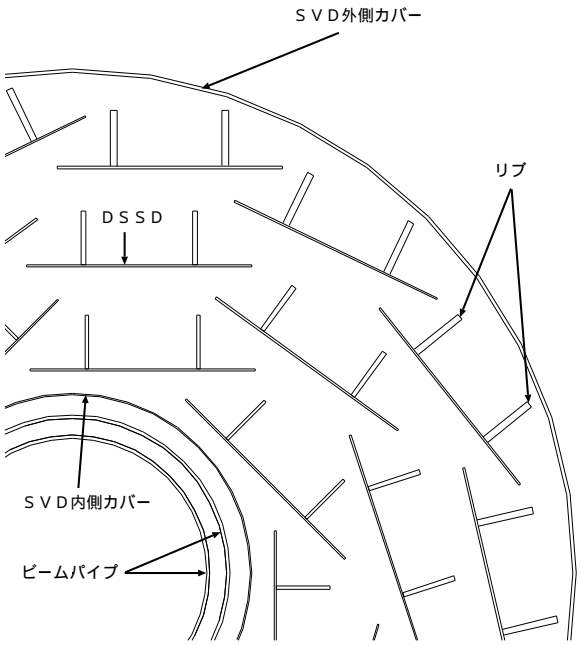

図 3.1: SVD 及び崩壊点付近の飛跡再構築に必要な部品。この中でパイプとカバーを円筒で、DSSD とリブを直方体で記述した。

表 3.1: SVD 及び崩壊点付近の飛跡再構築に必要な部品

名前	形状	物質	大きさ
ビームパイプ (内)	円筒	Be	内径 2.00cm 厚さ 0.050cm
ビームパイプ (外)	円筒	Be	内径 2.30cm 厚さ 0.050cm
内側カバー	円筒	CFRP	内径 2.65cm 厚さ 0.196cm
外側カバー	円筒	CFRP	内径 7.45cm 厚さ 0.050cm
DSSD	直方体	Si	3.35cm × 5.75cm × 0.03cm
リブ	直方体	AlN	0.05cm × 0.8cm × (ラダーの長さ)

3.2 飛跡のパラメーター表示

BELLE 検出器は z 軸方向に静磁場が印加されるために荷電粒子は z 軸に平行な中心軸を持つ螺旋形の飛跡を描く。つまり、飛跡は z 軸に垂直な平面 (x-y 平面) では円を、

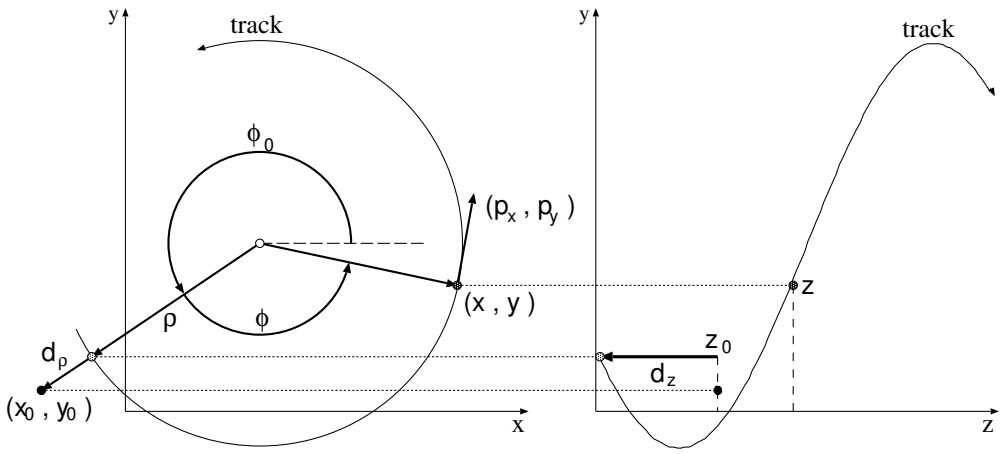

図 3.2: 飛跡のパラメーター表示。円の半径は$\rho = \frac{1}{\kappa cB}$ (c：光速、B：磁場の強さ) で定義される。

平行な平面 (y-z 平面) では正弦曲線を描く。そこで、BELLE ではこの螺旋を基準点 $\boldsymbol{x_0} = (x_0, y_0, z_0)^T$と 5 次元のヘリックスパラメーター$\boldsymbol{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, d_z, tan\lambda)^T$ を使って表現する。基準点を設けるのは、多重クーロン散乱やエネルギー損失の考慮の際に、基準点を移動することで、変化するパラメーターの数を減らすためである。ヘリックスパラメータ$\boldsymbol{a}$のそれぞれの意味は、

d_ρ : x-y 平面上の基準点から螺旋までの符号付き距離。
(符号は基準点が円の外にあれば正になる。)
ϕ_0 : 螺旋の中心から見た基準点の方位角。
κ : $= \frac{\mathcal{Q}}{P_t}$、$\mathcal{Q}$ は粒子の電荷、P_tは運動量の z 軸に垂直な成分。
d_z : z 軸方向の基準点と d_ρを与える点との符号付き距離。
$tan\lambda$: $= \frac{P_z}{P_t}$、P_zは運動量の z 成分。

である (図 3.2)。これは飛跡の形状を表すパラメータであり、螺旋上の位置を指定するにはもう一つ変数、ϕ_0からの回転角が必要である。回転角がϕの時の位置$\boldsymbol{x}$は、

$$\begin{cases} x = x_0 + d_\rho \cos\phi_0 + \rho\{\cos\phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi)\} \\ y = y_0 + d_\rho \sin\phi_0 + \rho\{\sin\phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi)\} \\ z = z_0 + d_z - \rho \tan\lambda \cdot \phi \end{cases} \tag{3.1}$$

運動量$\boldsymbol{p}$は、

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \frac{1}{|\kappa|} \begin{pmatrix} -\sin(\phi_0 + \phi) \\ \cos(\phi_0 + \phi) \\ \tan\lambda \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

となる。

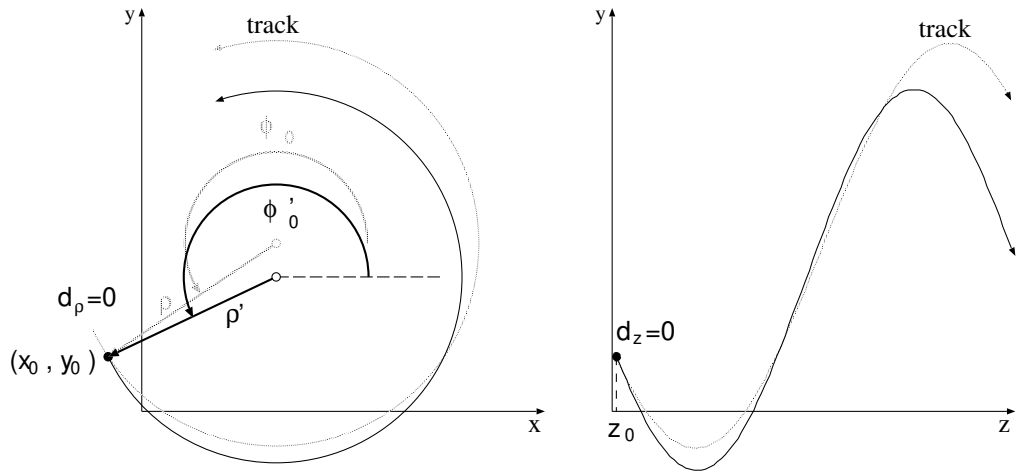

図 3.3: 多重クーロン散乱によるパラメーターの変化。基準点で多重クーロン散乱を受ける場合、運動の方向に関係するϕ_0、κ、$\tan\lambda$のみの変化し、d_ρ、d_zは変化しない。

3.3 物質の飛跡に対する影響

ここではカルマンフィルタにおけるプロセスノイズとして仮定した、多重クーロン散乱及びエネルギー損失のヘリックスパラメーターに与える変化について述べる。

多重クーロン散乱

薄い物質を通過する際に受ける小角度の散乱はガウス分布で近似でき、その中心値は0、標準偏差σ_{MS}は、

$$\sigma_{MS} = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left[1 + 0.038\ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \tag{3.3}$$

である。ただし、

$$\begin{aligned} x &: \text{粒子の通過した距離、} \\ X_0 &: \text{物質の放射長、} \\ z &: \text{入射粒子の電荷、} \\ c &: \text{光速、} \\ \beta &: = \tfrac{v}{c}\text{:}v\text{... 入射粒子の速さ} \\ p &: \text{入射粒子の運動量} \end{aligned}$$

である。

散乱角の平均値は 0 であるので、式 (2.3) からヘリックスパラメーターの変化も 0 となる。また、基準点を変化を受ける点まで移動することで、誤差行列 $E_{\boldsymbol{a}}$の運動の方向に関する部分だけが標準偏差σ_{MS}で変化する (図 3.3)。よって、式 (2.4) の多重クーロン散乱

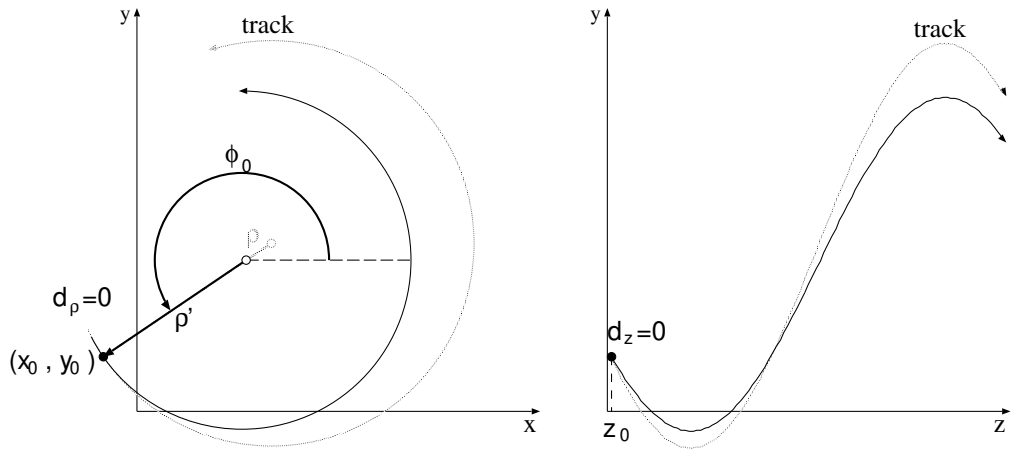

図 3.4: エネルギー損失によるパラメーターの変化。基準点でエネルギー損失を受ける場合、運動量の大きさに関係するκ(円の半径$\rho = \frac{1}{\kappa c B}$)のみ変化し、他のパラメーターは変化しない。

による誤差行列の変化 Q は次式で与えられる [8]。

$$
\begin{aligned}
Q_{22} &= (1+\tan^2\lambda)\cdot\sigma^2_{MS} && (3.4)\\
Q_{33} &= \kappa^2\tan^2\lambda\cdot\sigma^2_{MS} && (3.5)\\
Q_{35} &= Q_{53} \\
&= \kappa\tan\lambda\cdot(1+\tan^2\lambda)\cdot\sigma^2_{MS} && (3.6)\\
Q_{55} &= (1+\tan^2\lambda^2)\cdot\sigma^2_{MS} && (3.7)
\end{aligned}
$$

残りの行列要素は 0 である。

エネルギー損失

薄い物質を粒子が通過する際に平均ΔE のエネルギーを失う。このΔE の値は Bethe Bloch の公式で与えられる [11]。この時、基準点を変化を受ける点まで移動させることで、ヘリックスパラメーターは運動量の大きさに関係するκだけ変化させることができる(図 3.4)。その値κ'は次式で与えられる。

$$\kappa' = \kappa\frac{P}{P^2 + 2E\Delta E + \Delta E^2} \qquad (3.8)$$

ただし、P は運動量を表す。Bethe Bloch の公式によって与えられるΔE は精度が非常に高い[2]ため、ΔE の分散は 0 を仮定した。従って、誤差行列 $E_{\boldsymbol{a}}$のΔE の不定性による変化は 0 となるが、ヘリックスパラメーターが変化しているため、誤差行列も変化する。こ

[2]6MeV から 6GeV の範囲で約 1%の精度を持つ [11]

の新しい誤差行列 $E'_{\boldsymbol{a}}$は Jacobian を使って、

$$E'_{\boldsymbol{a}} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{a}'}{\partial \boldsymbol{a}}\right) E_{\boldsymbol{a}} \left(\frac{\partial \boldsymbol{a}'}{\partial \boldsymbol{a}}\right)^T \tag{3.9}$$

$$\left(\frac{\partial \boldsymbol{a}'}{\partial \boldsymbol{a}}\right) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a & 0 & b \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.10}$$

$$a \equiv \frac{\partial \kappa'}{\partial \kappa} = \frac{\kappa'^3}{\kappa^3}\frac{E'}{E} \tag{3.11}$$

$$b \equiv \frac{\partial \kappa'}{\partial(\tan\lambda)} = \frac{\tan\lambda}{1+\tan\lambda}\kappa' \left(1 - \frac{\kappa'^2 E'}{\kappa^2 E}\right) \tag{3.12}$$

で与えられる [12]。ただし、$E' = E + \Delta E$ である。

3.4 クラスターと位置分解能

飛跡の最適化には粒子の通過位置に関する情報とその測定誤差が必要である。しかし、SVD では粒子の通過位置の情報を各ストリップの電荷量として出力するため、この情報から通過位置を導出する必要がある。ここではその導出法とその時の位置分解能について述べる。

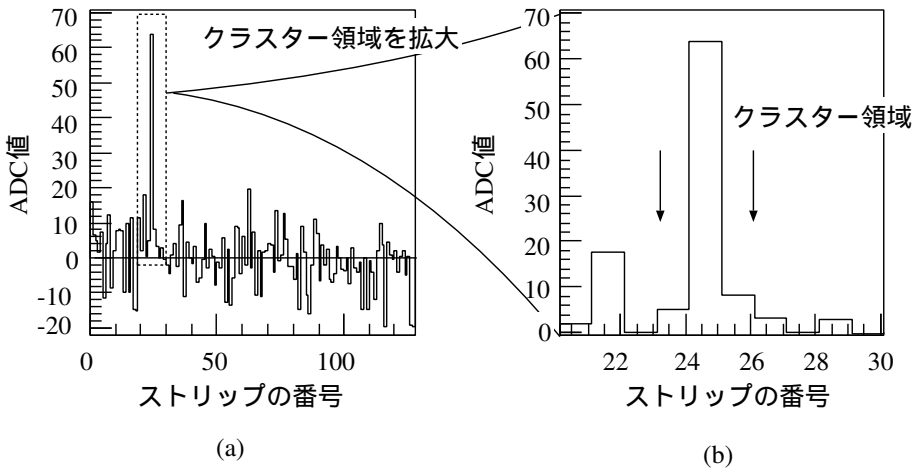

図 3.5: シリコンマイクロストリップ検出器を荷電粒子が通過した時の ADC 分布。

各ストリップからの電荷の情報はアナログデジタル変換器 (ADC : Analogue to Digital Converter) を通してデジタル信号に変換される。図 3.5 に、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典型的な事象例を示す。横軸は ADC のチャンネル番号、縦軸は ADC 値で、そのストリップに集められた電荷に相当する。ADC 値が大きくなっているストリップ付近を粒子の通過したと考えられる。他の領域の小さな信号はノイズである。

この位置の導出法はいくつかあるが、今回は過去の研究 [10] によって調べられている AC 法 (Analogue Centroid Method) を使用した。これは ADC のある連続した領域 (これをクラスターと呼ぶ) の重心を粒子の通過位置とする方法である。

いま、クラスター内の各ストリップの位置を x_i、電荷を Q_i する時、通過位置 X は次式で定義される (図 3.6)。

$$X \equiv \frac{\sum_i Q_i}{\sum_i x_i} \tag{3.13}$$

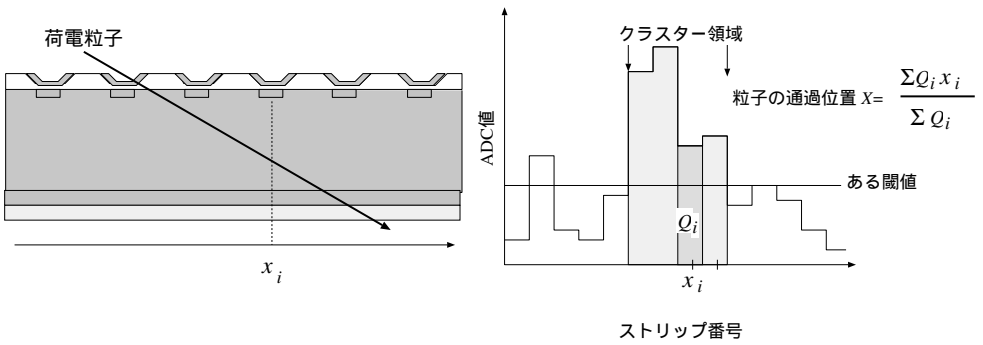

図 3.6: クラスターと粒子の通過位置。

クラスターはある閾値を連続して越えた領域とし、閾値にはノイズによる電荷量の標準偏差 (これを ENC : Equivalent Noise Charge と定義する) の 3 倍の値を使用した。図 3.7 はシミュレーションによって得られた各ハーフラダーの 1GeV のμ粒子に対する位置分解能の入射角度依存分布である。今回はこの値を通過位置の位置分解能として使用する。

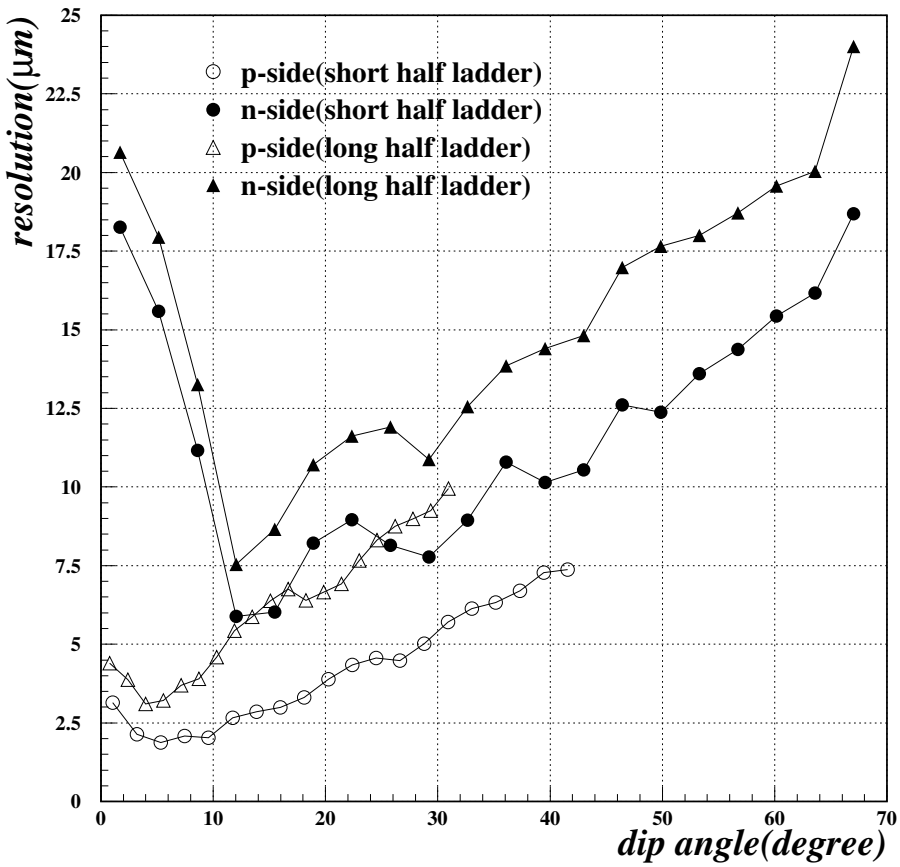

図 3.7: 1GeV/c のμ粒子が入射した時の各ハーフラダーの位置分解能。横軸は粒子が検出器に垂直に入射する時の角度を 0° とする入射角、縦軸は位置分解能を意味する。

第4章　性能評価

この章ではシミュレーションを使用して行った性能評価の結果を示す。まず、シミュレーション及び使用した仮定を述べ、クラスター発見に関する性能評価及び飛跡に関する性能評価をした後、実際の CP 非保存の検証に使われる中性 B 中間子の崩壊モードでの結果を出し、現在ある解決すべき問題点を述べる。

4.1　シミュレーション

シミュレーションは GEANT シミュレーターを用いて行った。評価に使用する事象として、μ粒子 1 個を崩壊点から SVD の粒子の通過する領域 (アクセタンス) 内に一様に発生させた。

本論文は今回作成したソフトウェアの性能のみを対象とするものである。そこで、CDC における飛跡再構築プログラムの性能に影響されないように、CDC で再構築された飛跡としてシミューレーションの情報を誤差で smear したものを使用した。

また、DSSD の検出効率はハードウェアの仕様より 97%とした。

4.2　適切なクラスターの探索法

飛跡の再構築では粒子の通過を起源とするクラスターを全て使用した時、最も良い結果が得られると考えられる。そこで、ここではノイズの使用をできるだけ避け、適切なクラスターを探索する方法を考察する。

式 2.10 からカルマンフィルタを用いた飛跡再構築における最終的なχ^2は飛跡と DSSD の交点 $H_k\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{k-1}$に最も近い重心$\boldsymbol{m}_k$を持つクラスターを選べば最も小さくなることが分かる。しかし、DSSD の検出効率が 100%でないことやクラスターの抽出の際に ENC の 3 倍以下の信号を無視しているため、その粒子の通過を起源とするクラスター (シグナルクラスター) が必ず存在するわけではない。この場合、最も近いクラスターを使用すると間違った最適化を行うことになる。また、シグナルクラスターが存在する場合でも、ノイズクラスターの方が交点に近い場所に存在する場合も考えられる。そこで、ここでは正しいクラスターを選ぶために、シグナルクラスターの特徴からクラスターを探索する領域を決定し、ノイズクラスターの特徴からクラスター選択の基準を作成する。

まず、クラスターを探索する領域の決定法について述べる。3.4 節で述べたように、クラスターの重心は粒子の通過位置の周りに分散 V_{cls} ($V_{cls}=\sigma_{cls}^2$、σ_{cls}：位置分解能) で分

布する。また、正しく再構築された飛跡と DSSD の交点は粒子の通過位置の周りにある分散 V_{int}で分布すると考えられる。この V_{int}は飛跡の誤差行列から計算でき、

$$V_{int} = H_k C_k^{k-1} H_k^T \tag{4.1}$$

で与えられる。これらから、クラスターの重心は飛跡との交点のまわりに分散 $V_{cls} + V_{int}$ で分布することになる。図 4.1 はシグナルクラスターの重心と飛跡と DSSD の交点の残差を$\sigma = \sqrt{V_{cls} + V_{int}}$で割った値の分布である。この図から、探索するの範囲を交点から 6σの距離までとした。

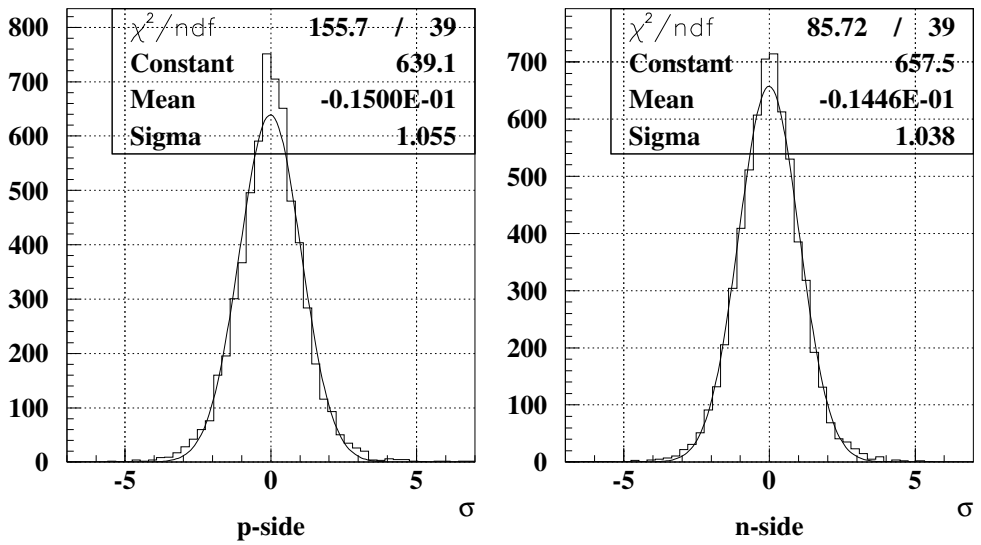

図 4.1: クラスターの重心と飛跡と DSSD の交点の残差を$\sigma = \sqrt{V_{cls} + V_{int}}$で割った値の分布。$\pm 6\sigma$ の領域でほぼ 100%正しいクラスターを探索することができる。

次に探索領域内のクラスター選択の基準を作成する。ノイズは隣合うストリップとは相関がないという特徴と、ENC の 6 倍のカットでほぼ 100%排除できるという特徴から、次の様な条件のクラスターを優先的に使用することでノイズクラスターの使用を避ける。

- ADC のチャンネル数が 2 本以上。
- ADC 値が ENC の 6 倍以上。

ただし、この条件に当てはまらない場合は最も近いものを選択する。図 4.2 が上の条件を使用した場合としなかった場合の比較である。図中$\epsilon_{cluster}$、P はそれぞれ

$$\epsilon_{cluster} = \frac{(\text{使用されたシグナルクラスターの数})}{(\text{生成されたシグナルクラスターの数})} \tag{4.2}$$

$$P = \frac{(\text{使用されたシグナルクラスターの数})}{(\text{使用されたクラスターの数})} \tag{4.3}$$

で定義される。図からこの方法を使用することによって、ノイズクラスターを効果的に排除できることがわかる。

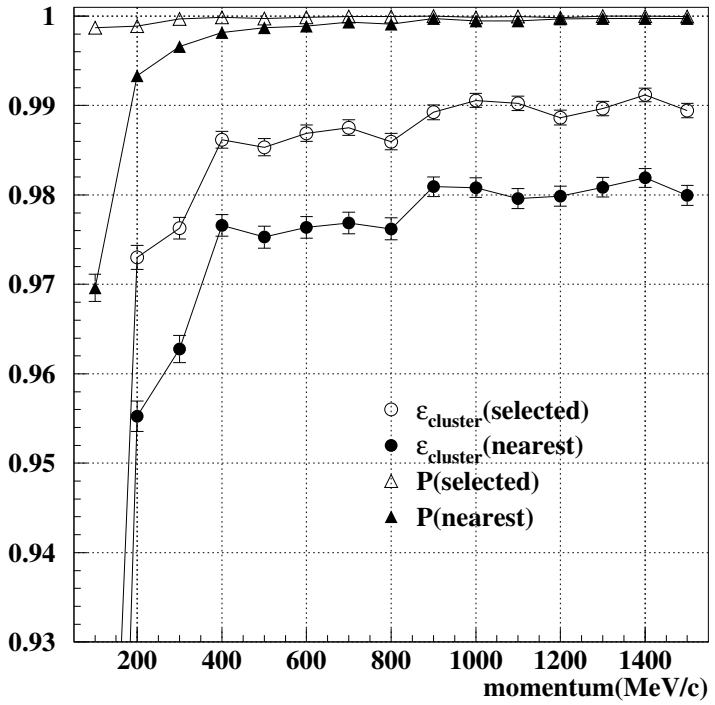

図 4.2: シグナルクラスターの使用確率と使用されたクラスターの純度。図中 (nearest) は最も近いクラスターを選択した場合、(selected) は ADC のチャンネル数が 2 本以上または ADC 値が ENC の 6 倍以上のクラスターを優先的に使用した場合。

4.3 飛跡に関する性能評価

次に再構築された飛跡に関する性能を評価する。この評価において、次のように定義されたϵ_{track}という量を導入する。

$$\epsilon_{track} = \frac{(\ SVD\ \text{で再構築された飛跡の数})}{(\ SVD\ \text{で再構築されるべき飛跡の数})} \tag{4.4}$$

ここで、"SVD で再構築されるべき飛跡" というのは CDC で再構築された飛跡の内、SVD にこの飛跡に起因するクラスターを持っているものである。図 4.3 にϵ_{track}の運動量依存

性を示す。シグナルクラスターの使用率$\epsilon_{cluster}$ (図 4.2) が飛跡の内容を決めてしまうため、両者に同じ傾向が見られる。図から 200MeV 以上で 98%程度、また、400MeV 以上では 99%以上が SVD で再構築されていることがわかる。

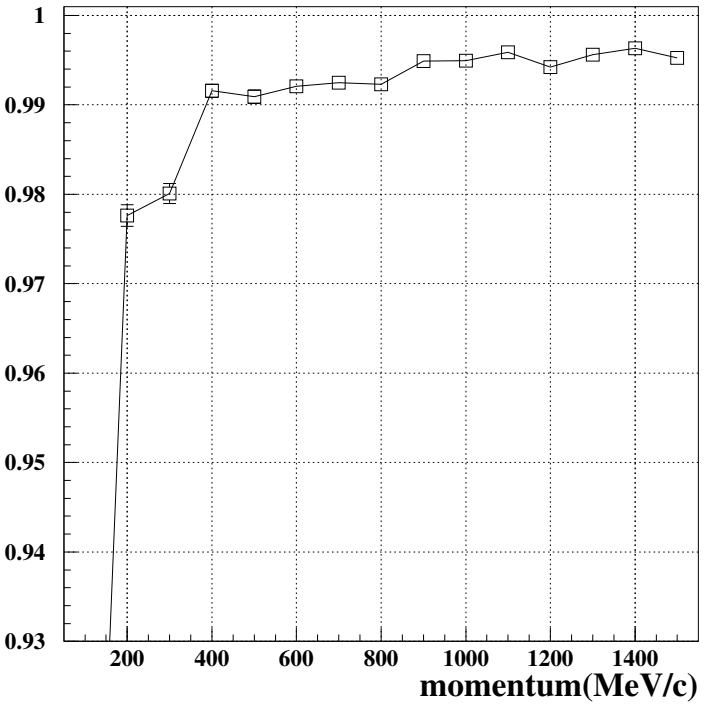

図 4.3: SVD における飛跡発見効率の運動量依存。

次に、カルマンフィルタを用いて再構築された飛跡が、正しく再構築されたかどうかを示す指標としてヘリックスパラメータの pull という量を定義する。pull とは再構築で得られたパラメータと本当のパラメータの残差をそれぞれの誤差行列の対角成分の 2 乗根で割ったもので、これを式で表すと、

$$pull_i = \frac{a_i^{rec} - a_i^{true}}{\sqrt{E_{ii}}} \tag{4.5}$$

となる。ただし、a はヘリックスパラメータ、E は誤差行列である。pull の分布は誤差の見積もりが正しければ標準偏差σが 1 のガウス分布になるため、誤差行列の検定として使用される。図 4.4、図 4.5、図 4.6 に 400MeV、700MeV、1GeV のμ粒子を再構築した時の pull を示す。図からわかる通り、これらの運動量領域で全てのパラメータのσはほぼ 1 であり、誤差行列は適切なものと言える。κの分布の中心がずれているのはシミュレー

ターと再構築プログラムの中のエネルギー損失の計算法が違うために起こっている。しかし、このことに起因する運動量のずれは元の運動量の 0.1%未満であり、実用上全く問題ない。

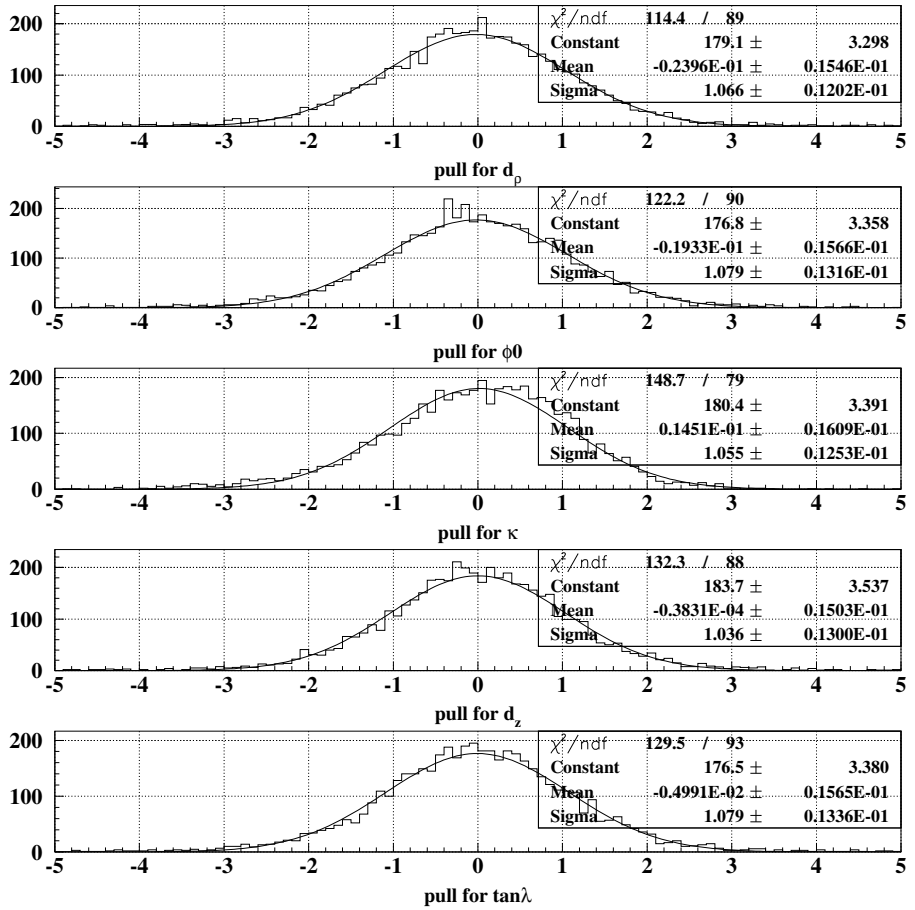

図 4.4: μ粒子 400MeV のヘリックスパラメータの pull。上から順に d_ρ、ϕ_0、κ、d_z、$\tan\lambda$ の pull。全ての分布でσはほぼ 1 となっている。

次に、様々な運動量における d_ρ及び d_zの粒子の DSSD に対する入射角に対する依存性を図 4.7、図 4.8 に示す。この図中の実線で表示されているものは Trackerr[13] を用いて計算されたものである。Trackerr は SVD のレイヤーを円筒で近似し、DSSD の位置分解能から飛跡の誤差を解析的に計算するソフトウェアである。今回開発したソフトウェアの性能を比較するものとしてはこの Trackerr で導出されたものを用いた。図 4.7、図 4.8 において全ての入射角、エネルギーの領域内で Trackerr から計算された値とほぼ一致していることがわかった。また、P_tの分解能においても Trackerr から期待される精度かも

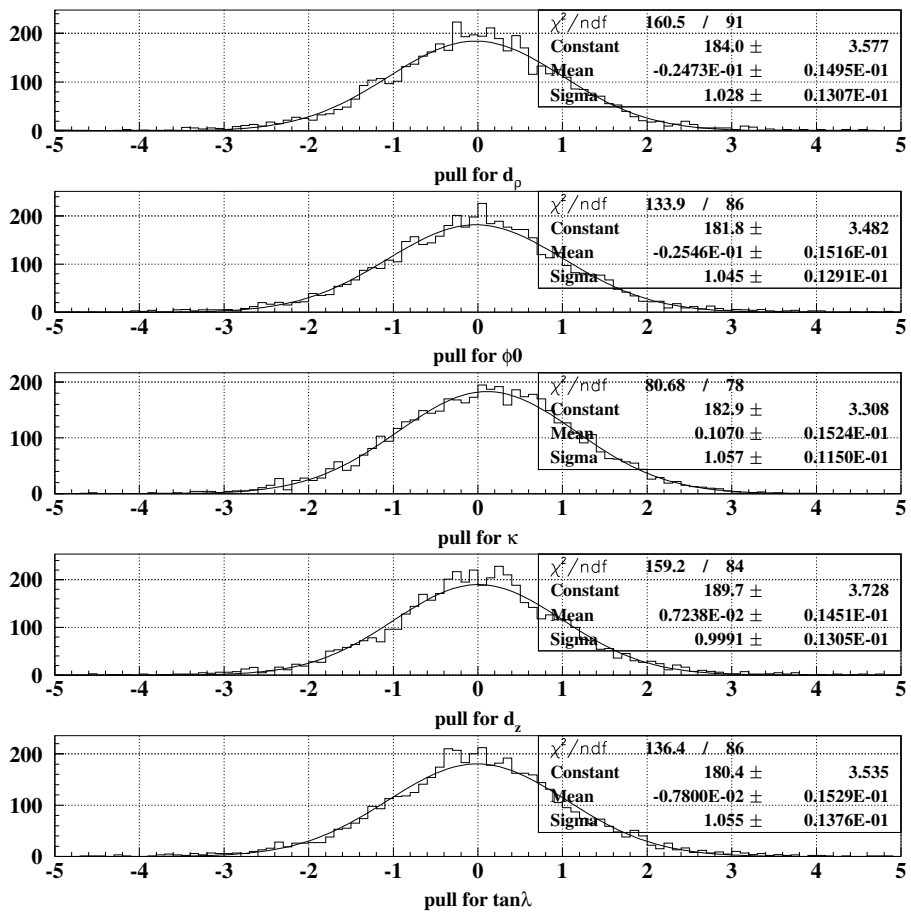

図 4.5: μ粒子 700MeV のヘリックスパラメータの pull。

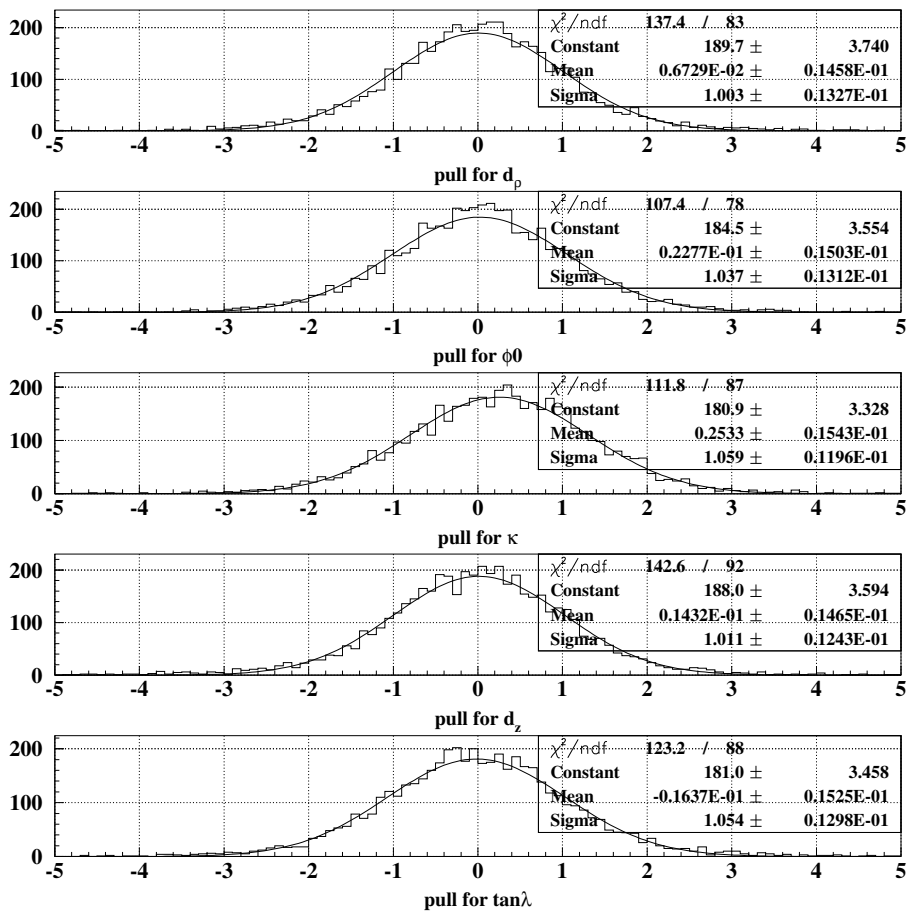

図 4.6: μ粒子 1GeV のヘリックスパラメータの pull。

しくはそれ以上が期待されることがわかった（図 4.9）。

カルマンフィルタを用いたこのプログラムは誤差行列を適切に評価し、また、d_ρ、d_z、P_tなども期待される値とよく一致していることから、再構築のプログラムとして正しく機能していると言える。

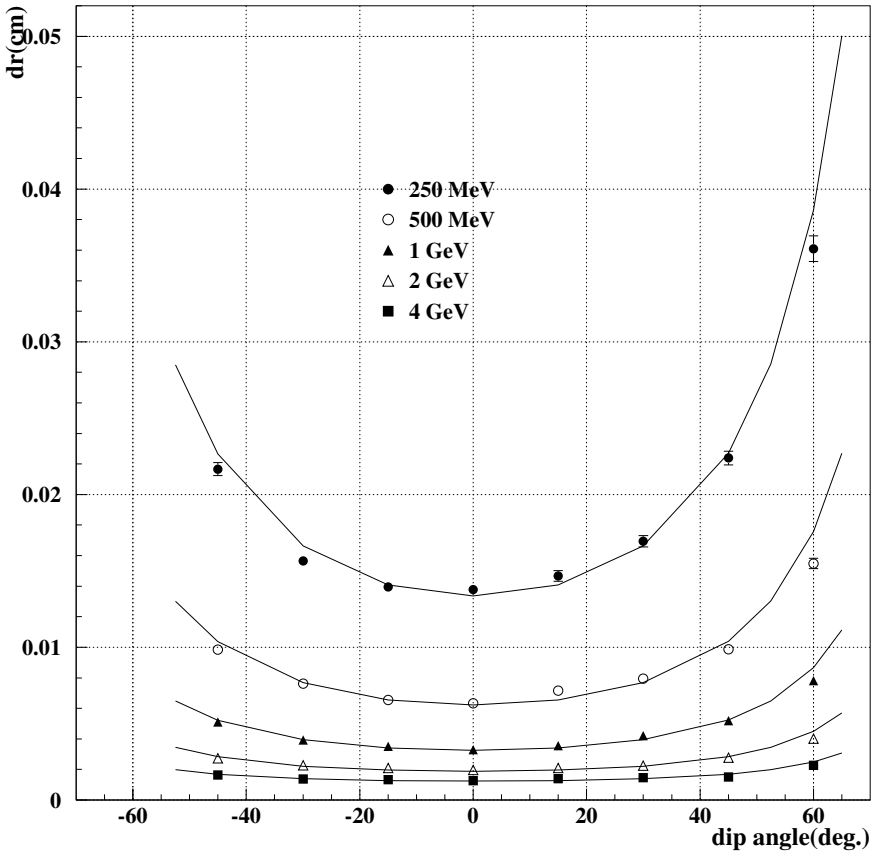

図 4.7: 崩壊点における飛跡のパラメータ d_ρの分解能。

4.4 実際の崩壊モードへの適用

最後に、多粒子系での性能を評価をするために、CP 非保存を検証するのに使用される崩壊モードである、$B^0 \to J/\psi K_s$の J/ψからのμの飛跡と、$B^0 \to D^* D^*$のD^*からのπの飛跡の再構築を行った。この J/ψからのμ及びD^*からのπの運動量は図 4.10 のようになり、高エネルギー領域、低エネルギー領域の多粒子系での性能を評価することができる。

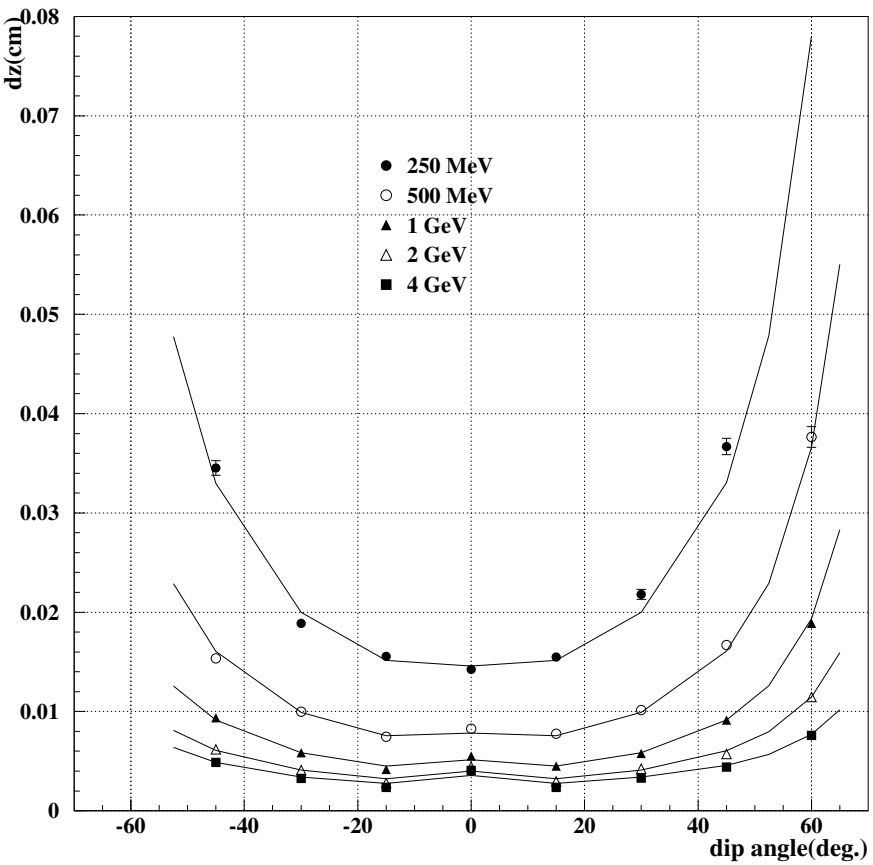

図 4.8: 崩壊点における飛跡のパラメータ d_zの分解能。

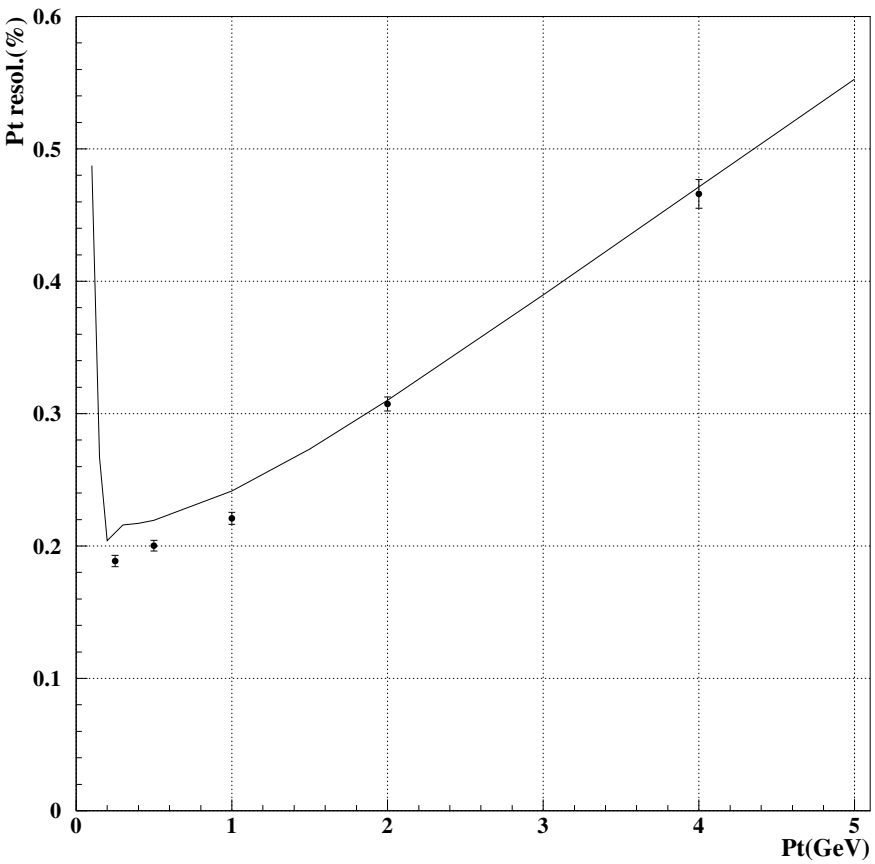

図 4.9: 崩壊点における運動量のビーム軸に垂直な成分 P_tの分解能。

シミュレーションの結果、ϵ_{track}の値はJ/ψからのμが$98.3\pm0.2\%$、D^*からのπが$94.8\pm0.3\%$となった。この時、pullはそれぞれ図4.11、図4.12の様になった。J/ψからのμの様な高い運動量の領域では1粒子の場合とほぼ同じ分布を示しているが、D^*からのπの様な低い運動量の領域では多少広がっている。これは物質の影響が大きくなることでクラスター探索領域が広くなり他の粒子のクラスターを使ってしまうことが原因と考えられる。

以上のことから、低運動領域においてはまだ微調整が必要と思われるがCP非保存の検証のメインモードである$B^0 \to J/\psi K_s$に代表される高い運動量領域では今回作成したソフトウェアで十分対応できることがわかった。

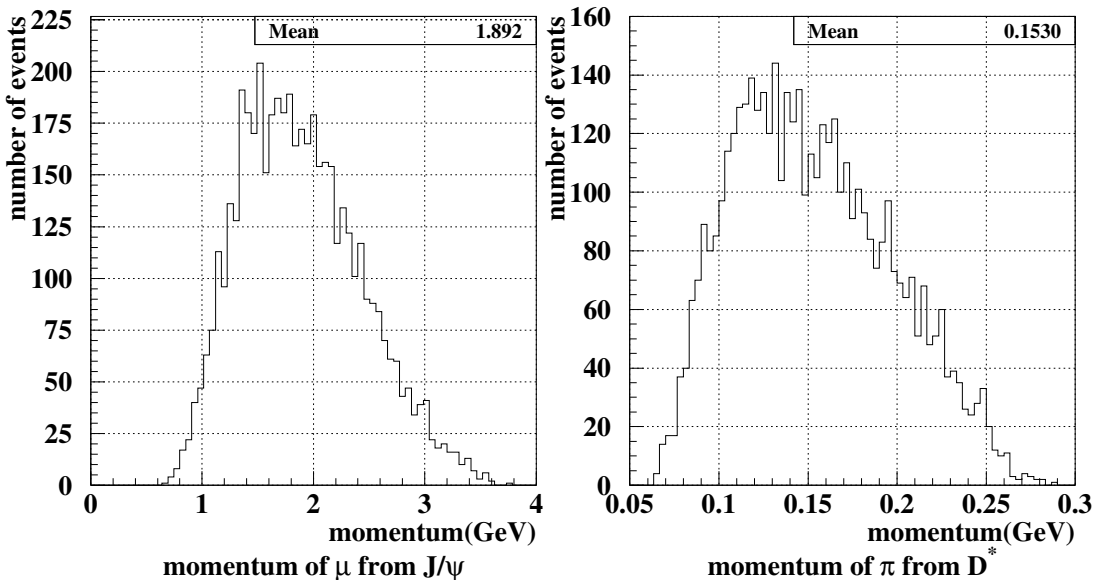

図 4.10: $B^0 \to J/\psi K_s$のJ/ψからのμと$B^0 \to D^*D^*$のD^*からのπの運動量

4.5 今後の課題

本論文では$B^0 \to J/\psi K_s$、$B^0 \to D^*D^*$の崩壊モードについて調べたが、その他にも重要なモードがある。例えば、高い運動量を持つ飛跡を残す崩壊モードとして、ϕ_2を測定するための$B^0 \to \pi^+\pi^-$のモードや、低い運動量を持つものとして、$B^0 \to D^+D^-$等が挙げられる。これらのモードについても詳しく調べる必要がある。

また、現在、BELLE検出器の建設はほぼ終了し、宇宙線を使って試験的にデータを取る準備をしている[1]。この実データにも今回作成したプログラムを適用することが要求さ

[1] 2月1日現在、実際に宇宙線を使ったデータ取得が行われている。

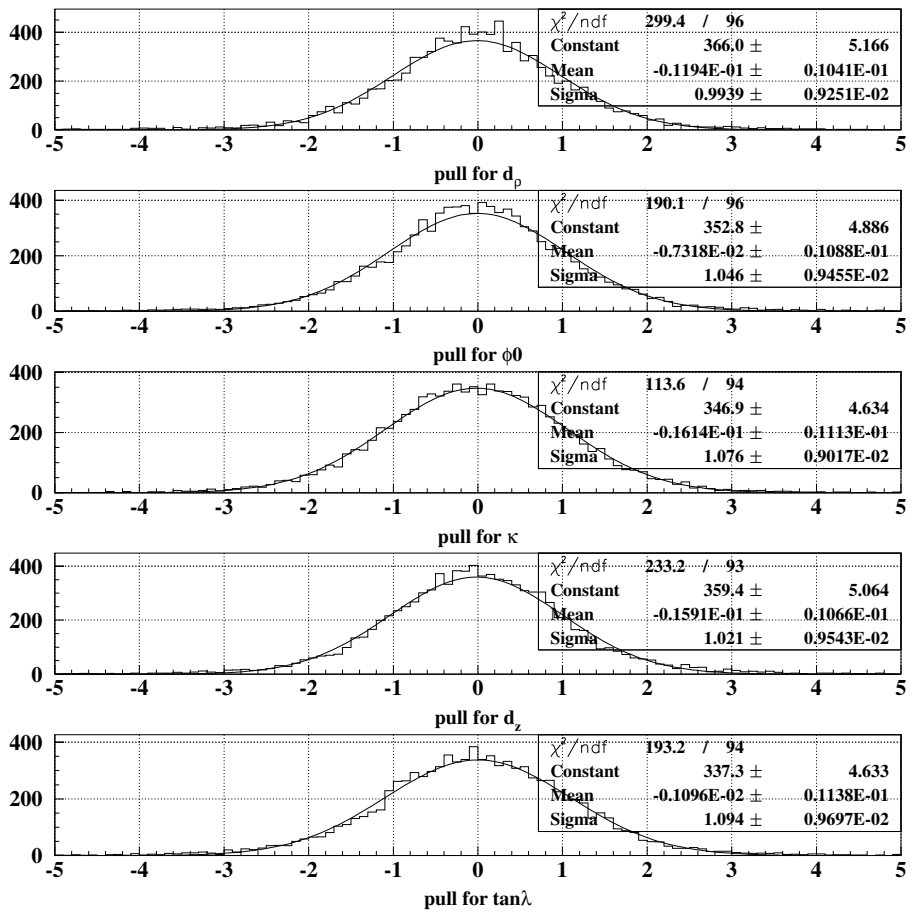

図 4.11: $B^0 \to J/\psi K_s$の J/ψからのμの pull

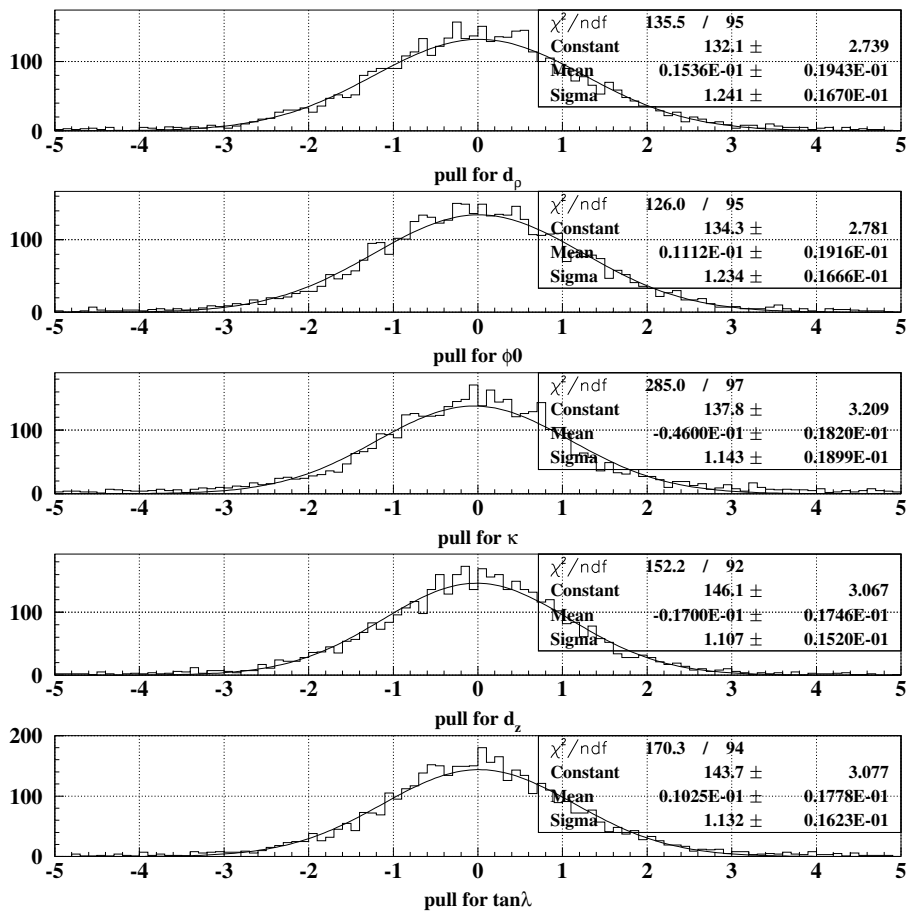

図 4.12: $B^0 \to D^* D^*$のD^*からのπの pull

れているため、実データを用いてプログラムの微調整を行う必要がある。

更に、このカルマンフィルタを用いた方法は SVD にだけに限ることではなく、CDC や $K_L\mu$(K_Lとμと識別するための検出器。図 1.6 参照) にも適用されることが考えられる。これらについても現在プログラムが組まれている最中である。

第5章　結論

今回、BELLE-SVD における飛跡再構築プログラムの開発を行なった。これは CDC の飛跡再構築プログラムで再構築された飛跡を SVD の情報を使用して精密化することを目的とするプログラムである。粒子と物質との相互作用による影響 (多重クーロン散乱、エネルギー損失) の正確な考慮の容易さなどの理由からカルマンフィルタを採用した。

シミュレーションを行った結果、1 粒子だけ発生させる事象に対して 200MeV 以上の領域で 98%以上、400MeV 以上の運動量領域では 99%以上の飛跡が再構築できた。また、再構築された飛跡の分解能に関しても SVD の形状や DSSD の位置分解能から期待される以上の値を得ることができた。

同様に、多粒子を同時に再構築する事象として、BELLE で CP 非保存の検証に使われる崩壊モードである、$B^0 \to J/\psi K_s$の J/ψからのμと、$B^0 \to D^* D^*$のD^*からのπの飛跡の再構築を行った。その結果、J/ψからのμで $98.3 \pm 0.2\%$、D^*からのπで $94.8 \pm 0.3\%$の飛跡を再構築することができた。

謝辞

本論文を終えるにあたり、今回の研究を行う機会を与えてくださり、また、物理学全般に渡る知識を与えてくださった長島順清教授に心から感謝します。

原隆宣先生には、4 年生以来 3 年間に渡り常に研究を指導してくださり、実験や物理に対する基本的な姿勢を教えて頂きました。また、本論文は原先生の協力なくしては完成しませんでした。ここに深く感謝申し上げます。

Karim Trabelsi さんには、今回の研究の間、常に指導して下さいました。Trabelsi さんの助言が本論文の方向を決定したと言っても過言ではありません。本当にありがとうございました。

山中卓助教授、瀧田正人先生、羽澄昌史先生、鈴木一郎さんにはミーティングやその他の発表における様々な有用な助言及び指導に感謝します。

秘書の続木佐知子さんには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。

博士課程在学中の川崎さんには博士論文執筆という忙しい中、様々な質問に答えて頂いたことに心から感謝します。また、貞本さん、千代さん、住澤さん、日高、吉田さん、柳幸さん研究上で様々な助言を頂きました。ありがとうございました。

同学年の紅林君、火口君、森君、山田君には、3 年間同じ研究室で楽しく研究活動ができたことを感謝します。同時に同学年の甘えから様々な場面で迷惑をかけたことをお詫びします。

修士課程 1 年の新田君、原君、間鍋君、三宅君、及び、4 年生の梶山さん、田子森君、松田君には研究室を活気づけ、楽しいものしてくれたことを感謝します。

高エネルギー加速研究機構の尾崎先生をはじめとする tracking group の方々にも研究を行う上で大変お世話になりました。ありがとうございました。

参考文献

[1] Chrustenson et al., Phys. Rev. Lett., vol. 13, pp. 138, 1964

[2] The BELLE Collaboration, **Letter of Intent for A study of CP Violation in B Meson Decays**", Apr.,1994

[3] B Physics Task Force, **Physics and Detector of Asymmetric B Factory at KEK**", Feb., 1991

[4] Gaillard et al., Phys. Rev. Lett., vol. 20, pp. 18, 1967

[5] Cronin et al., Phys. Rev. Lett., vol. 25, pp. 18, 1967

[6] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys., vol. 49, pp. 652, 1973

[7] Robert Harr, **Calculation of Track and Vertex Errors for Detector Design Studies**, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 42, pp. 134-147, Jun. 1995

[8] Yukiyoshi Ohnishi, **Track Parametrization**, BELLE Note 148

[9] Michael M. Syth, **A TRACKING LIBRARY FOR A SILICON VERTEX DETECTOR**

[10] 足立 孝治, **B-factory** におけるシリコンバーテックス検出器の研究

[11] Caso et al, Particle Data Group, **Review of Particle Physics**

[12] Robert Kutschke, Anders Ryd, **Billoir fitter for CLEO II**, CBX96-20, Sep. 1996

[13] W.Innes, **TRACKERR, A Program for Calculating Tracking Erros**, BaBaR Note #121, 1993