Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium-Detektor

Thomas Kuhr

Diplomarbeit
am II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

September 1998

Kurzfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktion von Sekundärvertices unter Verwendung des Silizium-Spur-Detektors bei H1. Dazu wurde ein Algorithmus entwickelt, der insbesondere auch bei sehr kleinen Zerfallslängen anwendbar ist, was für die Analyse der Zerfälle schwerer Quarks wichtig ist. Der Algorithmus wird hier beschrieben und dessen Effizienz mit einem Monte-Carlo-Programm bestimmt. In der Analyse von H1-Daten des Jahres 1997 werden K^0 und Λ rekonstruiert und mit Messungen ohne Silizium-Detektor verglichen. Das D^0 wird über den Zerfall $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ rekonstruiert. Für die Lebensdauer des D^0 wird ein Wert von $\tau = (0.45 \pm 0.04)$ ps gemessen. Diese Messung wird erst durch den Silizium-Spur-Detektor ermöglicht.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In der Hochenergiephysik untersucht man die elementaren Bausteine der Materie und die Wechselwirkungen zwischen ihnen. Dazu schießt man z.B. zwei Teilchen aufeinander (bei HERA Protonen und Elektronen bzw. Positronen) und beobachtet, welche neuen Teilchen erzeugt werden. Um die winzigen Teilchen aus dieser Reaktion "sehen" zu können, werden riesige Detektoren gebaut. Diese Detektoren bestehen aus mehreren Komponenten, die die Spur, den Impuls und die Energie von Teilchen messen. Der Detektor ist sozusagen das "Mikroskop" des Elementarteilchenphysikers. Die Auflösung dieses "Mikroskops" ist um so besser, je genauer die Messung der einzelnen Komponenten ist.

Eine neue Komponente im H1-Detektor, von der man sich eine größere Genauigkeit verspricht, ist der zentrale Silizium-Spur-Detektor. Die Ortsauflösung dieses Detektors ist deutlich besser als die der anderen Komponenten. Insbesondere erwartet man eine genauere Bestimmung der Koordinaten von Wechselwirkungspunkten. Bei Wechselwirkungspunkten, die auch Vertices genannt werden, unterscheidet man zwischen primären und sekundären. Der Primärvertex ist der Punkt, an dem Proton und Elektron kollidieren. Dort können Teilchen erzeugt werden, die eine bestimmte Strecke fliegen und dann in zwei oder mehr Teilchen zerfallen. Der Zerfallspunkt wird als Sekundärvertex bezeichnet.

In dieser Arbeit werden speziell neutrale Teilchen betrachtet, die in zwei geladene zerfallen. Neutrale Teilchen kann man im Detektor nicht direkt nachweisen, nur die geladenen Zerfallsprodukte kann man "sehen". Die Spuren dieser "sichtbaren" Teilchen bilden in der Regel ein V. Deshalb hat sich für neutrale Teilchen, die eine Zerfallslänge im Zentimeterbereich haben und in zwei geladene Teilchen zerfallen, die Bezeichnung V^0 eingebürgert (vgl. Abb. 1.1). Dazu zählen folgende seltsame Teilchen mit den hier angegebenen Zerfällen:

$$\begin{aligned} K_s^0 &\rightarrow \pi^+\pi^- \\ \Lambda &\rightarrow p\,\pi^- \\ \bar{\Lambda} &\rightarrow \bar{p}\,\pi^+ \end{aligned}$$

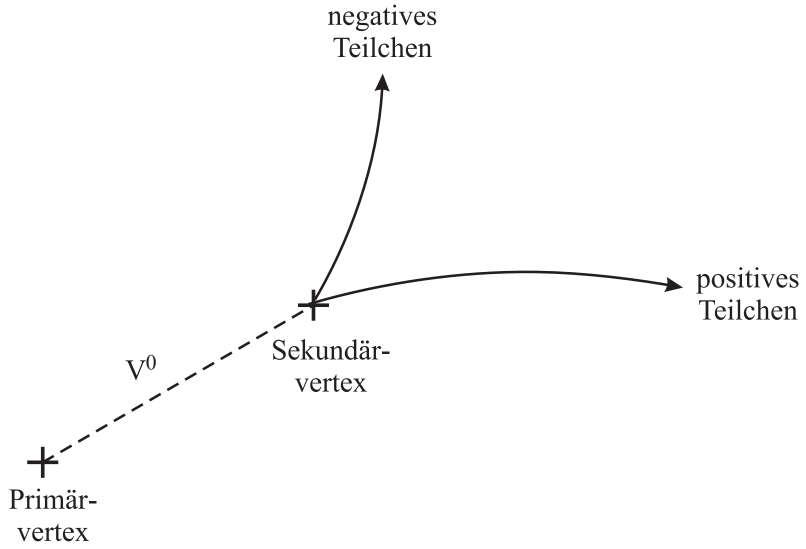

Abbildung 1.1: *vom Primärvertex kommendes V^0.*

Diese Teilchen enthalten jeweils ein s- bzw. $\bar{s}$-Quark und haben eine Lebensdauer von der Größenordnung 10^{-10} Sekunden. Teilchen mit c-Quarks haben eine deutlich kleinere Lebensdauer von rund 10^{-12} Sekunden. Dazu zählt auch das D^0-Meson, das hier untersucht wird. Dabei wird der Zerfall

$$
\begin{array}{lcll}
D^0 & \rightarrow & K^-\pi^+ & \text{bzw.} \\
\bar{D}^0 & \rightarrow & K^+\pi^- &
\end{array}
$$

rekonstruiert. Das D^0 hat eine um zwei bis drei Zehnerpotenzen kleinere Zerfallslänge als die V^0s, d.h. der Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex ist wesentlich kleiner. Um trotzdem beide Vertices trennen zu können, braucht man Spuren, deren Verlauf sehr genau bestimmt sind. Nur dann ist es möglich, eine Lebensdauer zu messen.

Mit dem zentralen Silizium-Spur-Detektor können Spuren näher am Vertex und mit einer höheren Ortsauflösung gemessen werden als bisher. Inwieweit sich daraus eine Verbesserung bei der Rekonstruktion von V^0s und D^0s ergibt, wird in dieser Arbeit untersucht.

Im folgenden Kapitel wird zunächst der H1-Detektor beschrieben. Dabei wird insbesondere auf den zentralen Silizium-Detektor eingegangen. Das dritte Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Theorie der Prozesse, die hier betrachtet werden.

In Kapitel 4 wird der Algorithmus, mit dem V^0s rekonstruiert werden, erläutert. Anschließend wird in Kapitel 5 ein sogenanntes Monte-Carlo-Programm vorgestellt, das Teilchen und deren Nachweis im Detektor simuliert. Hier werden speziell K^0s, Λs und $\bar{\Lambda}$s simuliert. Im nächsten Kapitel werden die vom Monte-Carlo-Programm erzeugten V^0s mit dem oben erwähnten Algorithmus rekonstruiert. Dabei wird auch die Effizienz des V^0-Algorithmus bestimmt.

In den folgenden beiden Kapiteln werden von H1 gemessene Daten untersucht und damit die Verbesserung der Rekonstruktion durch den Silizium-Detektor studiert. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Rekonstruktion von K^0s, Λs und $\bar{\Lambda}$s. In Kapitel 7 werden D^0s über den Zerfall $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ rekonstruiert. Das letzte Kapitel gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

In dieser Arbeit gelten folgende Konventionen für die Schreibweise von Variablen: Beim Zerfall eines V^0s ist ein neutrales, ein negativ und ein positiv geladenes Teilchen beteiligt. Größen die sich auf diese Teilchen beziehen werden mit dem Index 0, $-$ bzw. $+$ gekennzeichnet. Vektoren werden mit einem Vektorpfeil geschrieben. Fehlt der Pfeil, so ist der Betrag gemeint. Vierervektoren sind fett gedruckt.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

Der H1-Detektor ist eines von vier Experimenten am ep-Speicherring HERA beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. In diesem Kapitel werden der Speicherring und der Detektor beschrieben, wobei insbesondere auf die Komponenten eingegangen wird, die für die Rekonstruktion von Sekundärvertices und Sekundärspuren aus dem Zerfall neutraler Teilchen verwendet werden.

2.1 Der Speicherring HERA

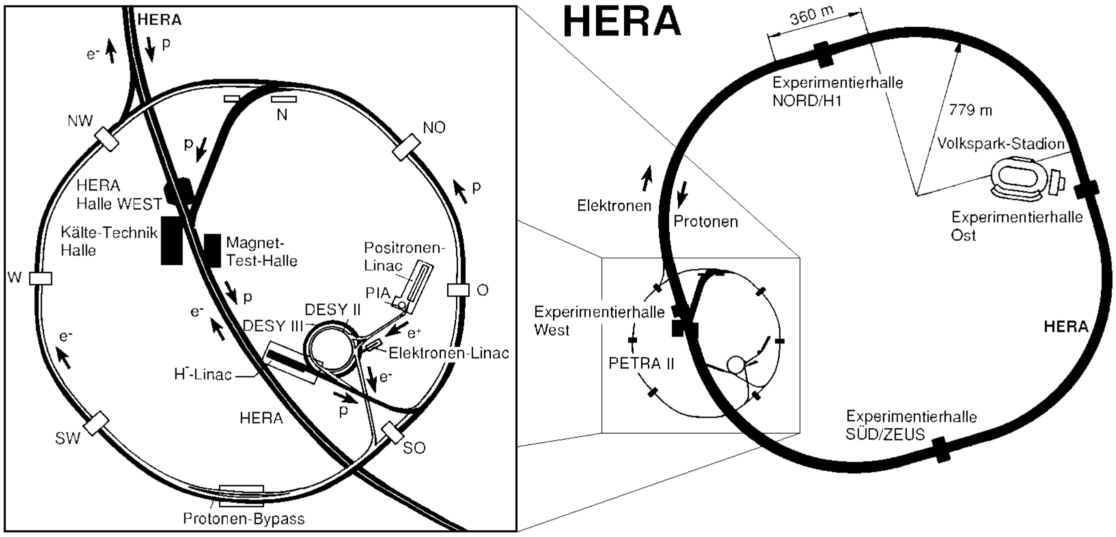

Abbildung 2.1: *Speicherring HERA und Vorbeschleuniger (aus [H1W98]).*

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) ist ein Speicherring, in dem Protonen und Elektronen[1] in entgegengesetzter Richtung umlaufen (s. Abb. 2.1). Beide Teilchenstrahlen werden in getrennten Vakuumröhren auf einer in sich geschlossenen Bahn geführt. Der 1990 fertiggestellte Ring hat eine Länge von 6,3 km und ist in einem Tunnel 15 bis 25 m unterhalb der Erde installiert ([Mey98]).

Bevor die Teilchen in den HERA-Ring eingeschossen werden, müssen sie vorbeschleunigt werden. Dazu werden die Linearbeschleuniger LINEAC II und LINEAC III, sowie die umgebauten Speicherringe DESY und PETRA verwendet. Tabellen 2.1 und 2.2 geben die Energien an, auf die die Teilchen in den jeweiligen Beschleunigern gebracht werden. Im HERA-Ring erhalten Elektronen und Protonen durch die Beschleunigung in Hochfrequenzbeschleunigerstrecken eine Energie von 27.5 GeV bzw. 820 GeV.

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINEAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
HERA-e	6336 m	27.5 GeV

Tabelle 2.1: *Beschleuniger für Elektronen.*

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINEAC III	32 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV
HERA-p	6336 m	820 GeV

Tabelle 2.2: *Beschleuniger für Protonen.*

Um die Teilchen auf eine in sich geschlossene Bahn zu zwingen, werden sie in Magnetfeldern senkrecht zu ihrer Flugrichtung abgelenkt, so daß sie auf einer Kreisbahn fliegen. Die Magnetfelder werden von supraleitenden Dipolmagneten erzeugt, die mit flüssigem Helium auf 4.3 Kelvin gekühlt werden. Außerdem werden Quadrupolmagnete eingesetzt, um den Strahl zu fokussieren.

In den Hallen Nord und Süd werden die Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenergie dieser Reaktion beträgt $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Da bis zu 210 Elektronen- und Protonen-Pakete gespeichert werden können, ergibt sich eine Rate, mit der die Pakete aufeinandertreffen, von 10.4 MHz. Dies entspricht einem Abstand von 96 ns. Aus den geplanten maximalen Strömen von 58 mA für den Elektronen- und 158 mA für den Protonenstrahl errechnet sich die Designluminosität von $1.6 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}. 1997 wurde eine integrierte Luminosität von 34 pb^{-1} erreicht ([Mey98]).

[1] Von 1995 bis 1997 wurden Positronen statt Elektronen gespeichert. In diesem Kapitel wird der Begriff Elektron synonym für beide Teilchensorten verwendet.

An den Wechselwirkungspunkten sind die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut. In den Hallen Ost und West befinden sich die Strahl-Target-Experimente HERMES und HERA-B. Dort wird ein Teil des Elektronen- bzw. Protonenstrahls auf ein ruhendes Ziel geschossen.

2.2 Aufbau des H1-Detektors

Mit dem H1-Detektor sollen die Teilchen nachgewiesen werden, die bei der Kollision von Elektron und Proton erzeugt bzw. gestreut werden. Um ein Ereignis möglichst vollständig rekonstruieren zu können, wird nahezu der gesamte Raumwinkelbereich von den einzelnen Komponenten abgedeckt (4π-Detektor). Aufgrund der stark unterschiedlichen Energien von Elektronen und Protonen gibt es im Laborsystem einen Gesamtimpuls beider Teilchen in Richtung der Protonen. Die bei der Reaktion erzeugten Teilchen fliegen also bevorzugt in diese als vorwärts definierte Richtung, was durch den asymmetrischen Aufbau des Detektors berücksichtigt wird. Abbildung 2.2 auf Seite 12 zeigt eine Skizze des 2800 Tonnen schweren Detektors.

Zu den wichtigsten Komponenten des Detektors zählen, von innen nach außen:

- Silizium-Vertex-Detektoren
- Spurdetektoren
- Kalorimeter
- supraleitende Spule
- Myonsystem
- Luminositätssystem

Im Folgenden werden die Komponenten näher erläutert. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors ist in [H1C96a, H1C96b] zu finden.

Das H1-Koordinatensystem

Der Ursprung des bei H1 verwendeten Koordinatensystems ist der nominelle Wechselwirkungspunkt. Die kartesischen Koordinaten sind folgendermaßen definiert:

x : in der HERA-Ringebene zum Mittelpunkt zeigend
y : senkrecht nach oben
z : in Protonrichtung

Die Koordinatenachsen bilden also ein Rechtssystem. Oft werden statt der kartesischen auch Zylinder- oder Kugelkoordinaten verwendet:

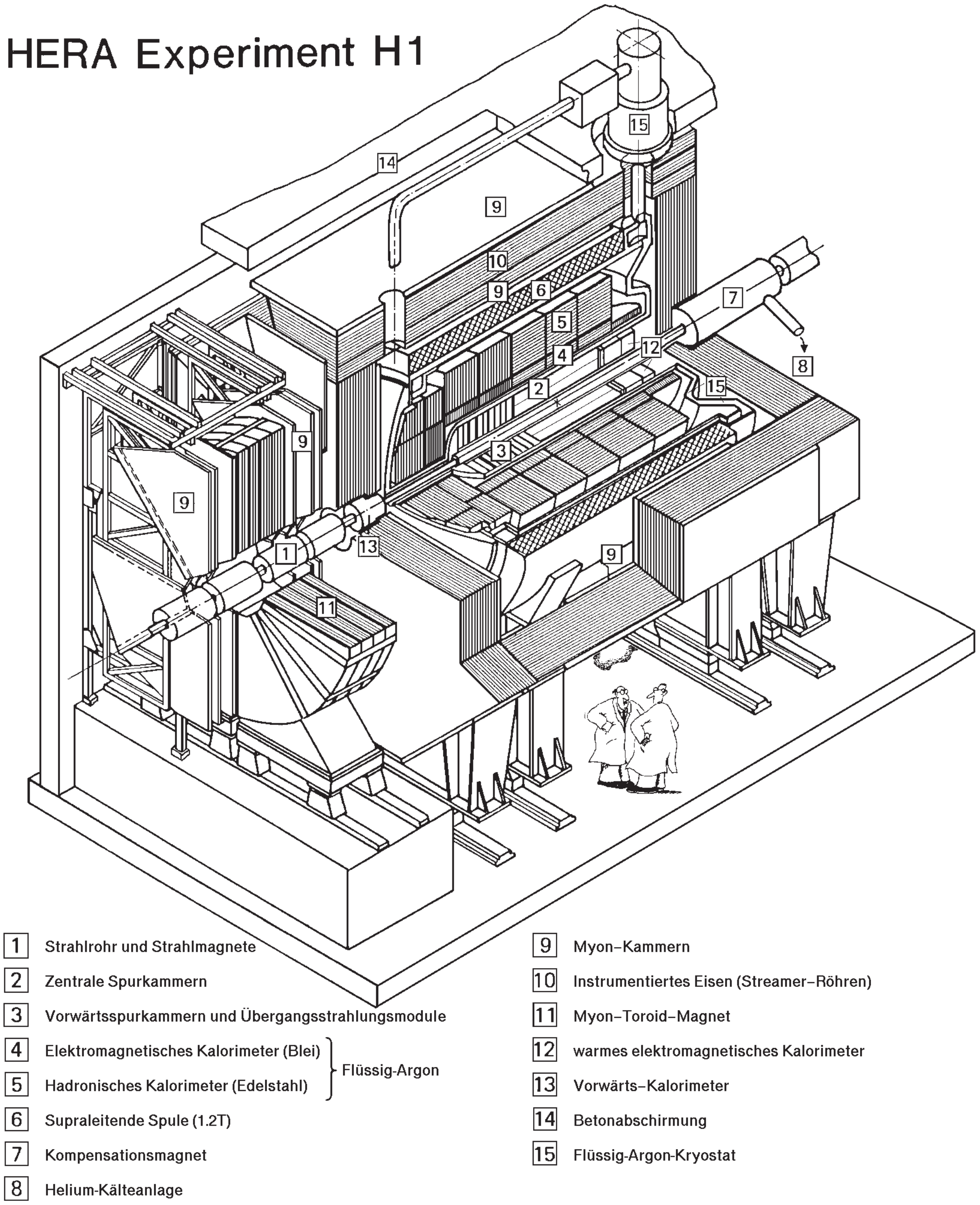

Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor. Die Protonen durchqueren den Detektor von rechts nach links, d.h. der Vorwärtsbereich ist links im Bild dargestellt (aus [H1W98]).*

r : radialer Abstand zur z-Achse ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$)
ϕ : Winkel zur x-Achse in der xy-Ebene, Azimutalwinkel ($\phi = \arctan y/x$)
θ : Winkel zur z-Achse, Polarwinkel ($\theta = \arctan r/z$)

Abbildung 2.3 verdeutlicht die Definition der Koordinaten.

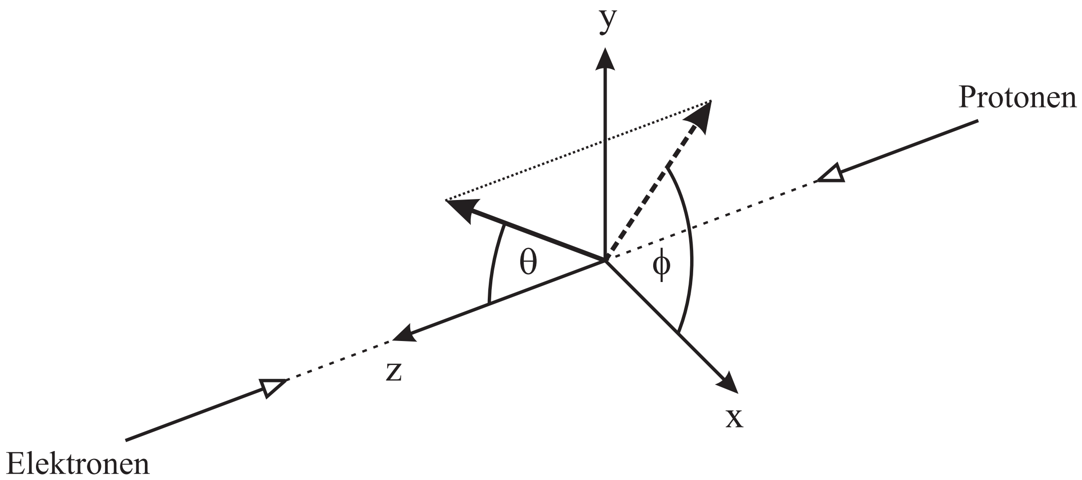

Abbildung 2.3: *H1-Koordinatensystem.*

Silizium-Vertex-Detektoren

Der zentrale Silizium-Vertex-Detektor (Central Silicon Tracker, CST) umschließt das Strahlrohr am nominellen Wechselwirkungspunkt. Als aktives Material dienen Siliziumstreifendetektoren, die in zwei Lagen zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet sind. Aufgrund der hohen Ortsauflösung des Detektors erhofft man sich eine präzise Vermessung der Spuren geladener Teilchen in der Nähe ihres Erzeugungsortes, was eine genaue Bestimmung von Primär- und Sekundärvertices ermöglicht. Der CST ist in [Pre96] ausführlich beschrieben.

Ein weiterer Silizium-Detektor befindet sich im Rückwärtsbereich. Mit dem BST (Backward Silicon Tracker) soll das gestreute Elektron in einem θ-Winkelbereich von 162° bis 176° nachgewiesen werden.

Spurdetektoren

Die Spurdetektoren werden zur Messung von Impuls und Winkel geladener Teilchen verwendet. Außerdem kann die Ionisationsenergie pro Länge (dE/dx) zur Teilchenidentifizierung bestimmt werden. Der H1-Detektor enthält drei Spurdetektoren, für den Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsbereich (s. Abb. 2.4).

Der zentrale Spurdetektor besteht aus mehreren Komponenten. Von innen nach außen sind dies: innere Proportionalkammer (CIP), innere Z-Kammer (CIZ), erste Spurkammer (CJC1), äußere Proportionalkammer (COP), äußere Z-Kammer

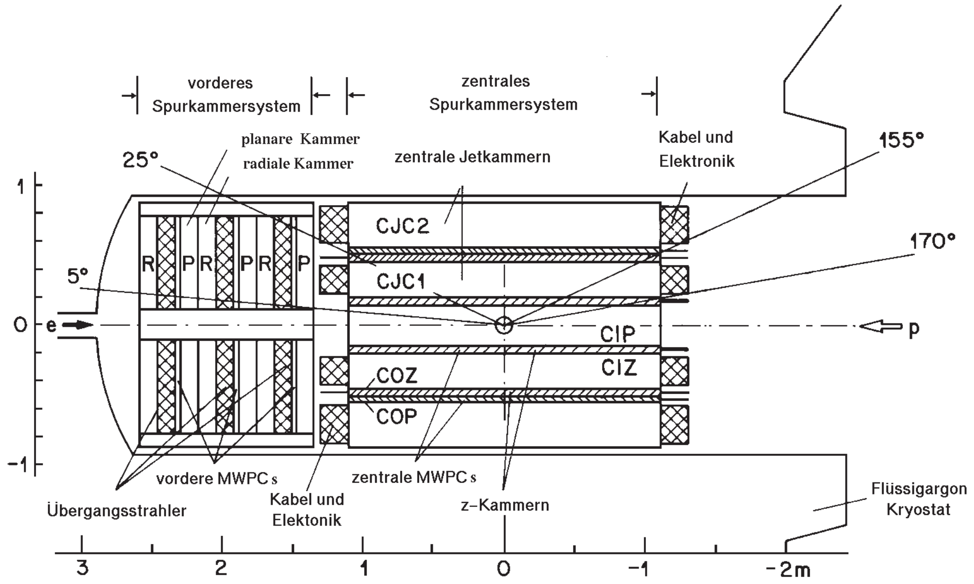

Abbildung 2.4: *Seitenansicht der Spurdetektoren im Vorwärts- und Zentralbereich (aus [H1W98]).*

(COZ), zweite Spurkammer (CJC2). Es wird ein Polarwinkelbereich von $15° \leq \theta \leq 165°$ abgedeckt.

Die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 messen die $r\phi$-Koordinaten eines Teilchens über die Driftzeit ($\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m). Die z-Koordinaten werden durch Ladungsteilung bestimmt ($\sigma_z = 2.2$ cm). Die Auflösung der CJC in z ist deutlich schlechter als in $r\phi$, da die Signaldrähte parallel zur z-Achse verlaufen. Eine genauere Messung der z-Koordinate erfolgt durch die Z-Kammern, in denen die Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind. Die Proportionalkammern werden zum Triggern von Ereignissen eingesetzt.

Der Vorwärts-Spurdetektor (Forward Tracking Detektor, FTD) kann Teilchen in einem Bereich von etwa $5° \leq \theta \leq 25°$ nachweisen. Er besteht aus drei identischen, hintereinander angeordneten Modulen. Jedes Modul enthält vier Komponenten: eine dreilagige planare Driftkammer, eine Vieldraht-Proportionalkammer, die als Trigger dient, eine Schicht aus Polypropylen, in der Übergangsstrahlung erzeugt wird, um eine Trennung von Elektronen und Pionen zu ermöglichen, und eine radiale Driftkammer. Aus den Signalen, die die beiden Driftkammern liefern, werden die Spurparameter rekonstruiert.

Die Rückwärts-Driftkammer (Backward Drift Chamber, BDC) hat einen Akzeptanzbereich von $151° \leq \theta \leq 177.5°$. Sie setzt sich aus vier doppellagigen Driftkammern zusammen. Die Signaldrähte sind senkrecht zur Strahlachse in Form eines Oktaeders gespannt. Mit der BDC soll insbesondere das gestreute Elektron bei Ereignissen mit kleinem Impulsübertrag nachgewiesen werden.

Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr Calorimeter) mißt die Teilchenenergie im Vorwärts- und Zentralbereich. Es ist unterteilt in einen elektromagnetischen und einen hardronischen Teil, was eine Identifizierung von Elektronen und Hadronen ermöglicht. Als Auslesemedium verwenden beide Teile flüssiges Argon. Im elektromagnetischen Kalorimeter, das je nach Polarwinkel eine Dicke von 20 bis 30 Strahlungslängen hat, wird Blei als Absorbermaterial eingesetzt. Beim 4.5 bis 8 Absorptionslängen dicken hadronischen Kalorimeter besteht der Absorber aus Edelstahl. Der abgedeckte Polarwinkelbereich reicht von 4° bis 153°.

Spuren mit einem Winkel $0.6° \leq \theta \leq 4°$ sollen im Plug-Kalorimeter nachgewiesen werden. Es besteht aus Kupfer und Silizium als passivem bzw. aktivem Material.

Das Rückwärts-Kalorimeter (Spaghetti Calorimeter, SpaCal) hat einen Akzeptanzbereich von 153° bis 177.8°. Es verwendet Blei und Szintillationsfasern als Absorber- bzw. Auslesemedium. Wie das LAr Kalorimeter setzt es sich aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil zusammen.

Supraleitende Spule

Die supraleitende Spule erzeugt ein Magnetfeld in den Spurdetektoren und den Kalorimetern, so daß die Spuren geladener Teilchen gekrümmt werden. Das Magnetfeld von durchschnittlich 1.15 Tesla verläuft parallel zur Strahlachse in Protonrichtung. Die 575 cm lange Solenoidspule wird mit flüssigem Helium gekühlt.

Myonsystem

Die Spule ist umgeben von einem Eisenjoch, das zur Rückführung des magnetischen Flusses und als Absorptionsschicht für hadronische Schauer aus den Kalorimetern (tail catcher) dient. Inner- und außerhalb des Eisens befinden sich Streamerkammern (instrumentiertes Eisen), die zum Nachweis von Myonen verwendet werden.

Im Vorwärtsbereich wird das Myonsystem ergänzt durch einen Ringmagneten, vor und hinter dem jeweils drei doppellagige Driftkammern angebracht sind. Damit sollen Myonen identifiziert und deren Impuls bestimmt werden.

Luminositätssystem

Die Luminosität wird über die Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen ($ep \rightarrow ep\gamma$) bestimmt, da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion gut bekannt ist. Das gestreute Elektron wird im Elektron-Tagger (ET) bei z = -33.4 m nachgewiesen. Er besteht aus einem 154×154 mm^2 großem Kristall-Cherenkov-Kalorimeter. Das Photon wird ebenfalls in einem solchen Kalorimeter gemessen. Der 100×100 mm^2 große Photondetektor (PD) steht bei z = -102.9 m. Vor ihm sind eine Bleischicht zum Schutz vor Synchrotronstrahlung und ein Wasser-Cherenkovdetektor als Vetozähler angebracht.

Datennahme und Rekonstruktion

Ein großer Teil der Ereignisse bei H1 ist auf Untergrundprozesse wie Wechselwirkungen zwischen Protonen und dem Strahlrohr oder dem Restgas und kosmische Myonen zurückzuführen. Um diese Ereignisse von den physikalisch interessanten zu trennen, wird ein mehrstufiges Triggersystem eingesetzt.

- **L1** : Auf dem L1-Trigger Level wird die Entscheidung, ob ein Ereignis ausgelesen wird (L1keep-Signal), aufgrund von 128 sogenannten Subtriggern gefällt. Die Subtrigger sind logische Kombinationen aus 192 Triggerelementen, die aus den Daten der Subdetektoren gewonnen werden. Durch diese Auswahl wird die Datenrate etwa um den Faktor 100 auf ca. 1 kHz reduziert.
- **L2** : Das zweite Trigger Level verringert die Datenrate um einen weiteren Faktor 20 auf rund 50 Hz. Dazu werden neuronale Netze und topologische Bedingungen eingesetzt.
- **L4** : Auf dem L4-Level wird eine vorläufige Ereignisrekonstruktion durchgeführt. Aufgrund der Daten dieser schnellen Rekonstruktion wird ein Teil der Ereignisse verworfen, so daß man eine Rate von etwa 10 Hz erhält. Die Ereignisse, die behalten wurden, werden auf einem Band gespeichert.
- **L5** : Als Level 5 wird die eigentliche Ereignisrekonstruktion bezeichnet. Sie dient nicht zum Triggern und erfolgt “off-line”. Die rekonstruierten Daten werden auf Band gespeichert. Außerdem erfolgt eine Klassifizierung der Ereignisse. Jedes Ereignis, das einer Klasse zugeordnet werden konnte, wird in einer reduzierten Form, die nur die für die Analyse wichtigen Daten enthält, auf Festplatten abgelegt.

2.3 Parametrisierung von Spuren

Die Spur eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld beschreibt eine Helix. Die Achse der Helix ist parallel zum Magnetfeld. Die Projektion auf die Ebene senkrecht zur Achse ergibt einen Kreis.

Sieht man von Effekten wie Vielfachstreuung, Energieverlust und Inhomogenitäten im Magnetfeld ab, so lassen sich die bei H1 gemessenen Spuren durch die Parameter einer Helix beschreiben. Da das Magnetfeld parallel zur z-Achse ist, folgt eine Teilchenspur in der xy-Ebene einem Kreis. Ein Kreis kann durch die Angabe von Mittelpunkt und Radius bestimmt werden. Diese Parametrisierung ist jedoch ungünstig, weil der Radius bei Teilchen mit hohem Impuls sehr groß werden kann und der Mittelpunkt dann nur ungenau festgelegt ist. Um auch Spuren, die kaum gekrümmt sind, gut beschreiben zu können, wurden folgende Parameter gewählt:

- $\boldsymbol{\kappa}$: vorzeichenbehafteter inverser Krümmungsradius

  Der Betrag der Krümmung ist gleich dem Kehrwert des Spurradius ($\kappa = \pm 1/R$). Das Vorzeichen ist für linksgekrümmte Spuren positiv und für rechtsgekrümmte negativ. Dies entspricht der mathematischen Konvention. Da das B-Feld in +z-Richtung zeigt, haben negative Teilchen eine positive Krümmung und umgekehrt. Abbildung 2.5 zeigt beide Fälle.

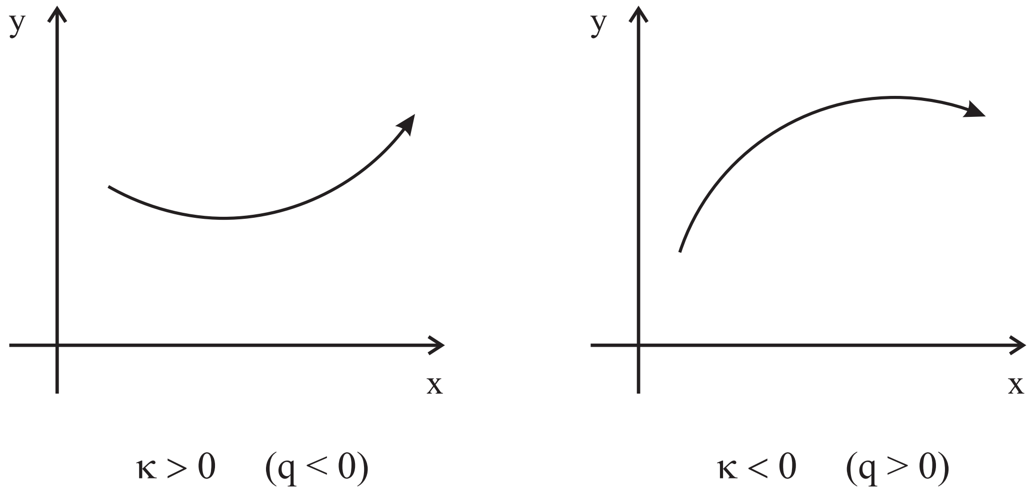

Abbildung 2.5: *Definition des Vorzeichens von* κ*.*

  In mathematischer Form lautet die Vorzeichendefinition: Sei $\vec{p} = \vec{p}(t)$ der Impulsvektor des Teilchens, dann gilt:

$$\left(\vec{p} \times \dot{\vec{p}}\right)_z > 0 \quad \Leftrightarrow \quad \kappa > 0$$

- $\boldsymbol{d_{ca}}$: Abstand vom Ursprung (vorzeichenbehaftet)

  Der Betrag von d_{ca} (distance of closest approch) gibt den kürzesten Abstand des Spurkreises vom Ursprung an. Wenn der Ursprung links von der Spur liegt, ist d_{ca} positiv, andernfalls ist d_{ca} negativ (s. Abb. 2.6).

  Sei $\vec{d}_{ca}$ der Vektor vom Ursprung zum d_{ca}-Punkt und sei $\vec{p}_{ca}$ der Impulsvektor im d_{ca}-Punkt, dann gilt:

$$\left(\vec{d}_{ca} \times \vec{p}_{ca}\right)_z > 0 \quad \Leftrightarrow \quad d_{ca} > 0$$

- $\boldsymbol{\phi}$: Azimutalwinkel

  Der Winkel zwischen der x-Achse und der Tangente an den Spurkreis im d_{ca}-Punkt ist als ϕ definiert (s. Abb. 2.7).

$$\phi \;=\; \angle\left(\vec{u}_x, \vec{p}_{ca,xy}\right)$$

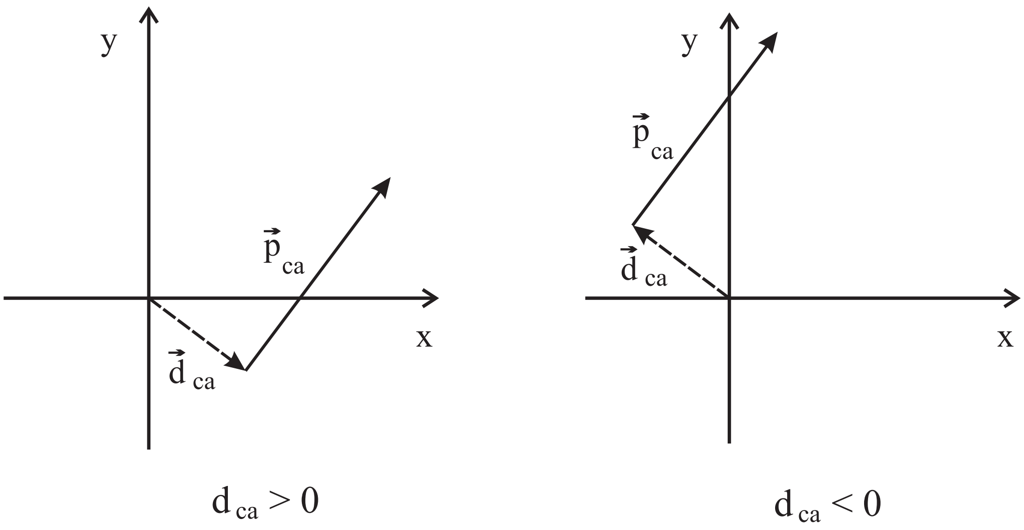

Abbildung 2.6: *Vorzeichendefinition von d_{ca}.*

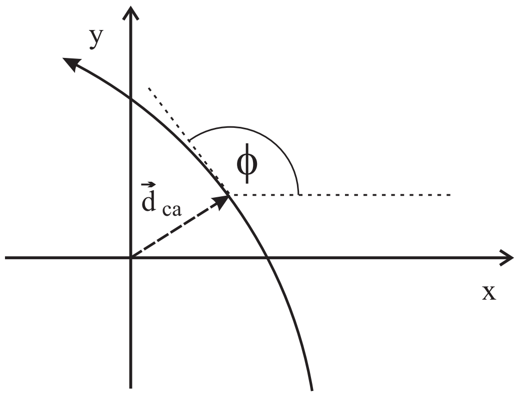

Abbildung 2.7: *Azimutalwinkel ϕ.*

Die dritte Dimension der Helix, die z-Komponente, wird durch die folgenden beiden Parameter beschrieben:

- $\boldsymbol{\theta}$: Polarwinkel

  Der Winkel zwischen der z-Achse und der Spurtangente im d_{ca}-Punkt bildet den Polarwinkel θ. Bei einer idealen Helix bleibt der Winkel zur z-Achse in jedem Punkt konstant.

  $$\theta \;=\; \angle\,(\vec{u}_z, \vec{p}_{ca})$$

- $\boldsymbol{z_0}$: z-Koordinate im d_{ca}-Punkt

Mit diesen fünf Parametern lassen sich die Koordinaten des Teilchens in Abhängigkeit von der Spurlänge s angeben. Die Spurlänge gibt das Wegintegral über die Spur in der xy-Ebene an (vgl. Abb. 2.8). Sie wird vom d_{ca}-Punkt aus gemessen. Die nach s parametrisierten Koordinatengleichungen lauten:

$$x(s) = x_0 + 1/\kappa \ \sin(\phi + \kappa s) \tag{2.1}$$
$$y(s) = y_0 - 1/\kappa \ \cos(\phi + \kappa s) \tag{2.2}$$
$$z(s) = z_0 + s \cdot \cot\theta \tag{2.3}$$

Dabei ist (x_0, y_0) der Mittelpunkt des Spurkreises:

$$x_0 = - (1/\kappa - d_{ca}) \ \sin\phi \tag{2.4}$$
$$y_0 = (1/\kappa - d_{ca}) \ \cos\phi \tag{2.5}$$

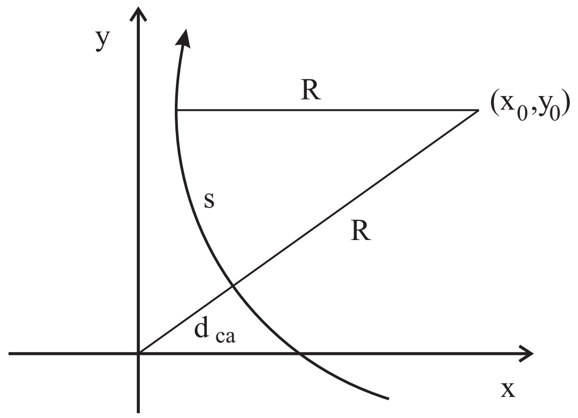

Abbildung 2.8: *Spur in der xy-Ebene.*

Ein Vorteil der Parametrisierung nach s ist die einfache Form von $z(s)$. Man erhält in der sz-Ebene eine Gerade mit Achsenabschnitt z_0 und Steigung $\cot\theta$ (s. Abb. 2.9). Oft wird statt θ auch der Winkel $\lambda = \pi/2 - \theta$ verwendet, da $\cot\theta = \tan\lambda$.

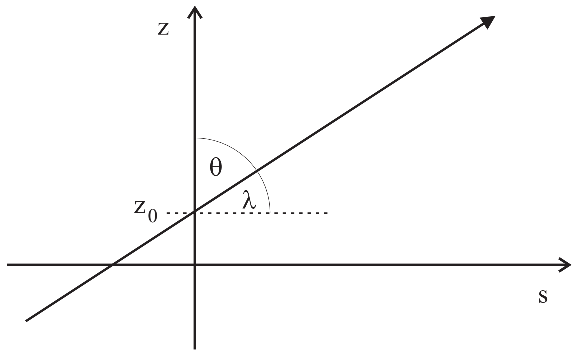

Abbildung 2.9: *Projektion der Spur auf die sz-Ebene.*

Aus den Spurparametern kann der Impuls des Teilchens berechnet werden:

$$
\begin{aligned}
p_T := \sqrt{p_x^2 + p_y^2} &= \frac{e \cdot B}{|\kappa|} && (2.6)\\
p_x &= p_T \cos\phi && (2.7)\\
p_y &= p_T \sin\phi && (2.8)\\
p_z \equiv p_L &= p_T / \tan\theta && (2.9)\\
p := \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} &= p_T / \sin\theta && (2.10)
\end{aligned}
$$

Die Indices T und L stehen für die transversale und longitudinale Komponente des Impulses. B ist die Magnetfeldstärke und e die Elementarladung. Um den Impuls in der für die Hochenergiephysik üblichen Einheit GeV/c zu erhalten, kann Gleichung 2.6 in Form folgender Zahlenwertgleichung verwendet werden:

$$
p_T\ [\mathrm{GeV/c}] \;=\; 10^{-11} \cdot \frac{c\ [\mathrm{m/s}] \cdot B\ [\mathrm{T}]}{|\kappa|\ [\mathrm{cm}]} \qquad (2.11)
$$

2.4 Der zentrale Silizium-Detektor

Mit dem zentralen Silizium-Detektor CST (Central Silicon Tracker) werden geladene Teilchen nachgewiesen. Die Raumpunkte, an denen ein Teilchen den Detektor durchquert, werden durch Ionisation in Silizium, auf dem segmentierte Auslesestreifen angebracht sind, bestimmt.

Silizium als Detektormaterial

Halbleiter können in Form eines pn-Kontaktes als aktives Material in einem Detektor verwendet werden. Bei einem pn-Kontakt ist die eine Hälfte des Halbleiters p-dotiert, die andere n-dotiert. Da es ein Konzentrationsgefälle beider Ladungsträgerarten zwischen der p- und der n-Seite gibt, diffundieren Elektronen und Löcher zur jeweils anderen Seite (s. Abb. 2.10). In der Übergangszone zwischen beiden Bereichen kommt es zu Rekombinationen von Elektronen und Löchern. In der Mitte entsteht somit eine Region, die an freien Ladungsträgern verarmt ist. Dieser Bereich wird Verarmungs- oder Sperrzone genannt.

Aufgrund des Austausches von Ladungsträgern baut sich ein elektrisches Feld auf, das einem weiteren Austausch entgegenwirkt. Die Sperrzone wächst durch rekombinierende Elektronen und Löcher solange an, bis sich ein Gleichgewicht zwischen dem elektrischen Feld und dem Konzentrationsgefälle eingestellt hat. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung kann die Verarmungszone noch vergrößert werden. Dies entspricht einer in Sperrichtung geschalteten Diode.

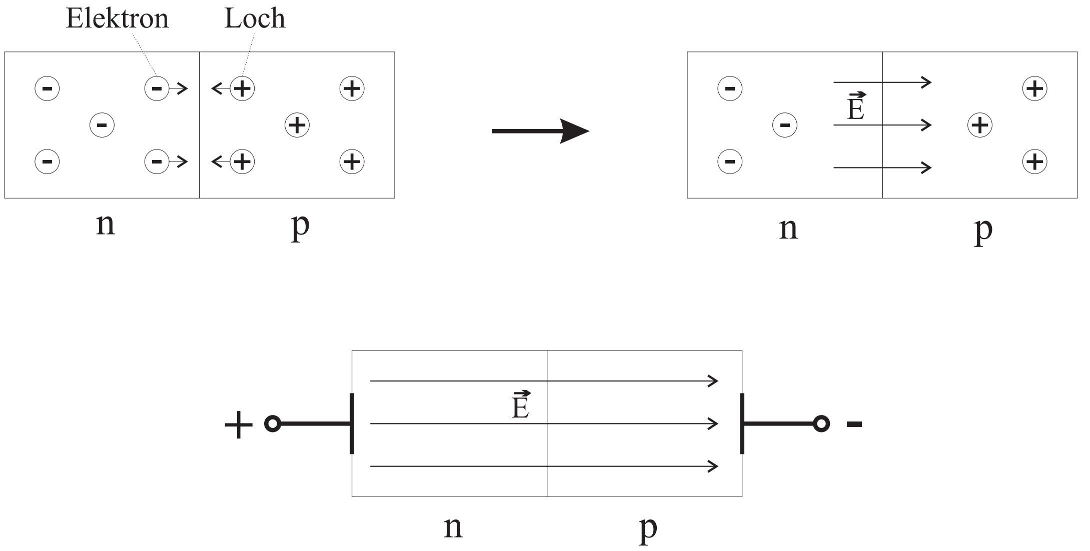

Abbildung 2.10: *pn-Übergang.*

Geladene Teilchen ionisieren Atome beim Durchqueren von Materie. Dieser Vorgang wird in Halbleiterdetektoren verwendet, um die Teilchen nachzuweisen. Dabei dient die Sperrzone eines pn-Übergangs als aktives Medium.

An den pn-Kontakt wird eine Spannung angelegt, so daß der Halbleiter vollständig an freien Ladungsträgern verarmt. Fliegt nun ein geladenes Teilchen durch die Verarmungszone, so erzeugt es Elektron-Loch-Paare. Die Elektronen driften entlang des elektrischen Feldes zur n-Seite, die Löcher zur p-Seite. Dort werden die ankommenden Ladungen weitergeleitet und registriert.

Die beiden Seiten sind segmentiert in parallele Streifen. Anhand der Ladungen, die auf den Auslesestreifen deponiert werden, kann die Koordinate senkrecht zur Streifenrichtung, an der das Teilchen den Halbleiter durchquert hat, bestimmt werden. Da die Streifen der n- und der p-Seite orthogonal zueinander angeordnet sind, erhält man zwei Koordinaten, aus denen man die Position auf dem Halbleiter rekonstruieren kann. Ist die Lage des Halbleiters bekannt, so kann ein dreidimensionaler Raumpunkt berechnet werden.

Die Größe eines Ladungsimpulses hängt von der Anzahl der Elektron-Loch-Paare ab. In Silizium erzeugt ein geladenes Teilchen durchschnittlich ein Paar pro 3.6 eV Energieverlust. Für einen 0.3 mm dicken Siliziumstreifen, wie er im CST verwendet wird, bedeutet dies, daß ein minimal ionisierendes Teilchen im Mittel $3 \cdot 10^4$ Paare erzeugt. Dies entspricht einer Ladung von 5 fC. Die Zeitauflösung eines Siliziumdetektors ist sehr gut. Die Driftzeit für 0.3 mm beträgt für Elektronen und Löcher nur 10 ns bzw. 30 ns. Da es in hochreinem Silizium erst nach durchschnittlich 1 ms zur Rekombination kommt, kann fast die gesamte Ladungsmenge ausgelesen werden. Die Ortsauflösung wird dadurch beschränkt, daß die Ladungswolke beim Driften zu den Elektroden durch Diffusion verbreitert wird. Dieser Effekt macht jedoch nur einige Mikrometer aus.

Der CST

Der CST besteht aus zwei zylinderförmig um die z-Achse angeordneten Lagen (vgl. Abb. 2.11 und 2.12). Die innere Lage setzt sich aus 12 sogenannten Leitern im Abstand von 5.7 cm zur Achse zusammen. Die äußere Lage umfaßt 20 Leitern im Abstand von 9.7 cm. Eine Leiter ist 44.2 cm lang und 3.4 cm breit. Sie besteht aus sechs Siliziumsensoren und der Ausleseelektronik, die beidseitig auf Keramiksubstraten (Hybride) angebracht ist. Abbildung 2.11 zeigt die Anordnung der Leitern.

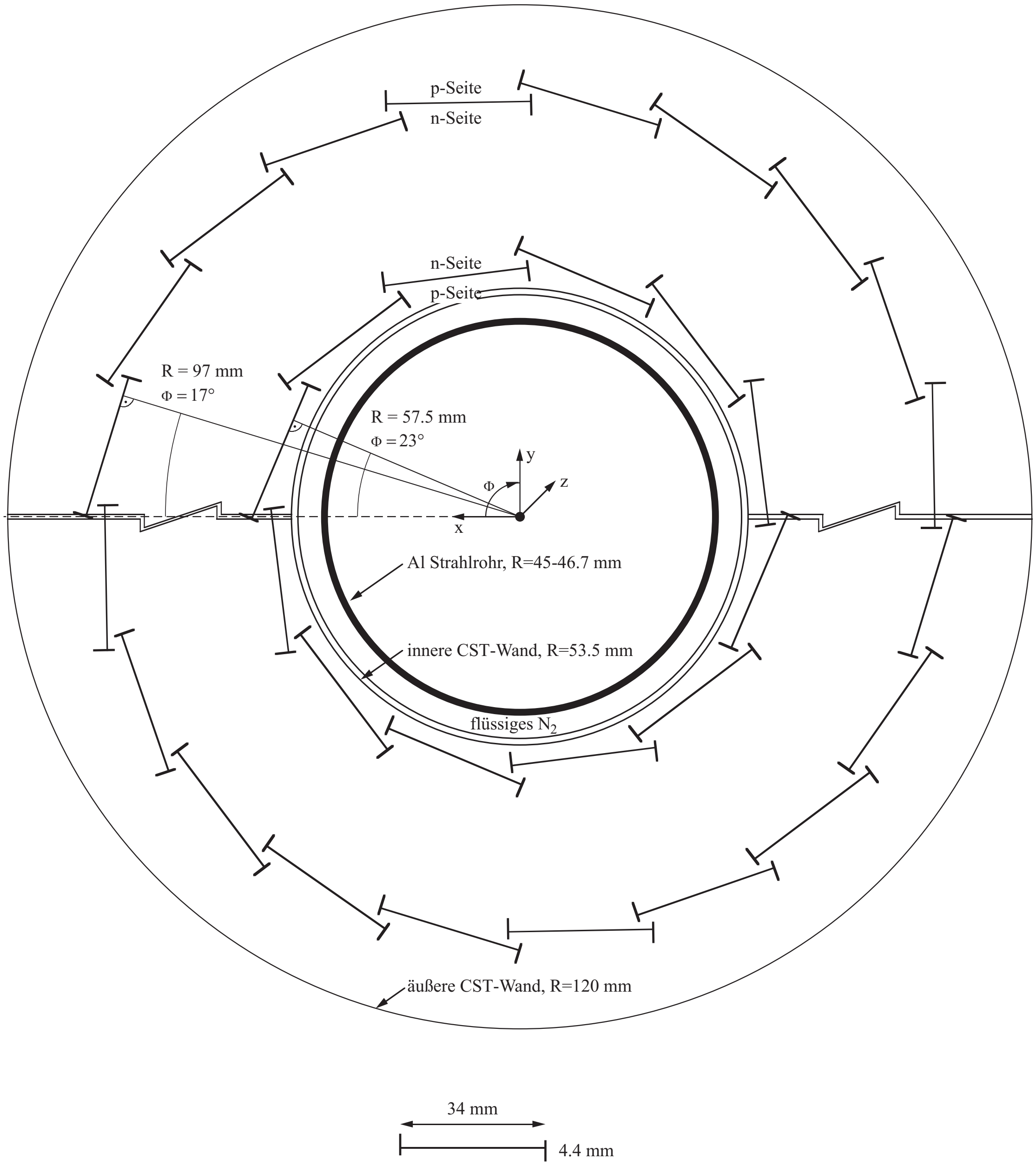

Abbildung 2.11: *schematischer Schnitt durch den CST in der $r\phi$-Ebene (aus [H1W98]).*

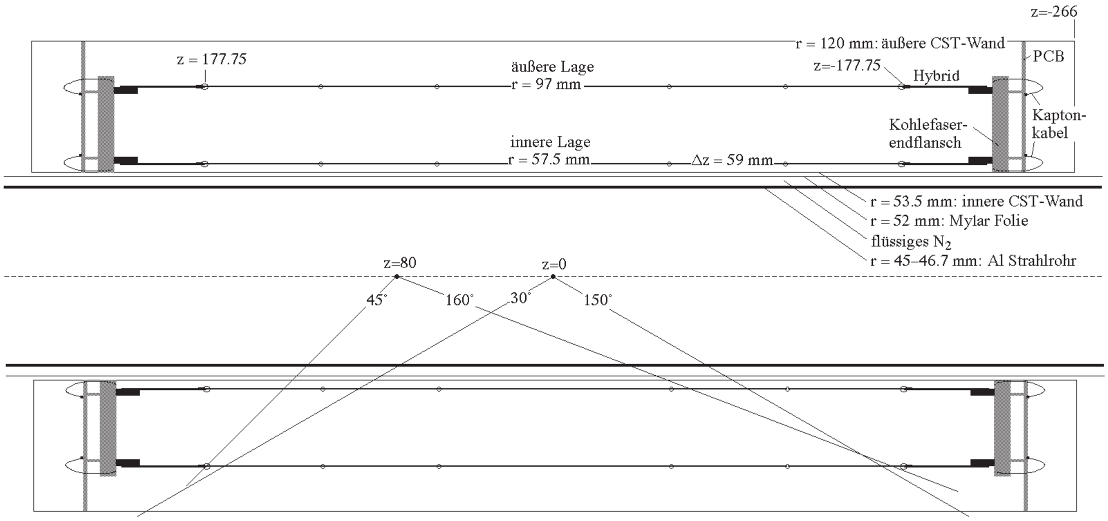

Abbildung 2.12: *Seitenansicht des CST (aus [H1W98]).*

Eine Leiter wird unterteilt in zwei Halbleitern. Die drei Siliziumsensoren und der Hybrid einer Halbleiter sind über zwei seitlich angeklebte 4.4 mm hohe Kohlefaserstreifen miteinander verbunden. Die Siliziumsensoren sind 5.9 cm lang, 3.4 cm breit und haben eine Dicke von 300 μm. Sie bestehen aus n-dotiertem Silizium und haben Auslesestreifen auf beiden Seiten.

Auf der einen Seite, die als p-Seite bezeichnet wird, sind mit Bor dotierte p^+-Implantate aufgetragen (s. Abb. 2.13). Die Implantate bilden 1280 parallele Streifen im Abstand von 25 μm. Für die Auslese sind Aluminiumstreifen auf den Implantaten angebracht. Dabei wird nur jeder zweite Streifen ausgelesen, so daß sich 640 Auslesekanäle ergeben.

Die gegenüberliegende Seite des Siliziumsensors ist die n-Seite. Sie ist mit n^+-Implantaten in 640 parallelen Streifen versehen. Die mit Phosphor dotierten Streifen haben einen Abstand von 88 μm und stehen senkrecht zu den p^+-Streifen, so daß aus den Signalen von beiden Seiten ein dreidimensionaler Raumpunkt rekonstruiert werden kann. Herstellungsbedingt sammeln sich an der n-Seite negative Ladungen, was eine ohmsche Trennung der Streifen notwendig macht. Um die Streifen voneinander zu isolieren, befinden sind zwischen ihnen p-dotierte Stop-Implantate. Die Signale werden über senkrecht zu den Implantaten verlaufende Aluminiumstreifen ausgelesen. Diese zweite Metallisierung ist von den entlang der Implantate verlaufenden Aluminiumstreifen durch eine 5 μm dicke Siliziumdioxidschicht getrennt. Durch die doppelte Metallisierung wird die Kapazität und damit auch das Rauschniveau erhöht.

Aus dem Streifenabstand ergibt sich eine digitale Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 50$ μm / 12 = 14.4 μm für die p- und $\sigma_z = 88$ μm / 12 = 25.4 μm für die n-Seite. Die intrinsische Auflösung hängt jedoch unter anderem vom Einfallswinkel des Teilchens ab. Insbesondere gibt es eine Abhängigkeit zwischen σ_z und θ (s. [Gas96]).

Die Streifen auf der p-Seite sind parallel zur z-Achse, so daß mit ihnen die $r\phi$-Koordinate bestimmt werden kann. Die n^+-Streifen stehen senkrecht zur Strahlachse. Mit ihnen kann die z-Koordinate gemessen werden. Die Auslesestreifen der drei Siliziumsensoren einer Halbleiter sind miteinander verbunden. Pro Seite hat man also 640 Auslesekanäle. Insgesamt ergibt sich die beachtliche Zahl von 81920 Kanälen für den CST. Abbildung 2.13 verdeutlicht die Anordnung der Signal- und Auslesestreifen.

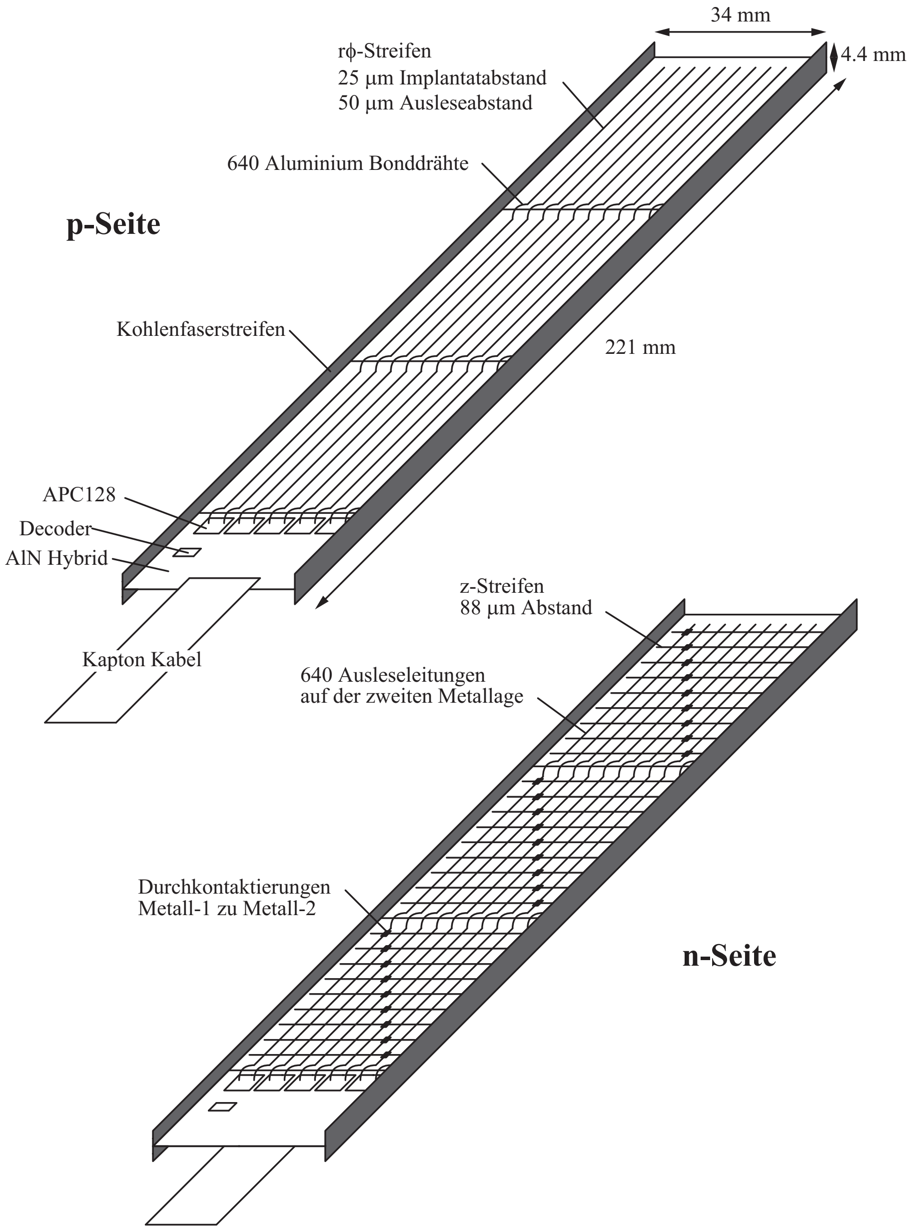

Abbildung 2.13: *Die beiden Seiten einer Halbleiter (aus [Gas96]).*

Auf der n-Seite ergibt sich aus der Serienschaltung das Problem, daß ein Signal nicht mehr einem der drei Sensoren zugeordnet werden kann. Dem Signal entsprechen drei mögliche z-Koordinaten. Diese Ambiguität kann erst bei der Rekonstruktion aufgelöst werden, wenn eine Zuordnung zwischen den möglichen Raumpunkten und den in der CJC gemessenen Spuren erfolgt.

Die Ausleseelektronik ist beidseitig auf dem Hybrid angebracht. Der Hybrid besteht aus Aluminiumnitrit, das wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit gut gekühlt werden kann. Auf beiden Seiten sind je 5 Vorverstärkerchips (APC128) angebracht. Jeder APC verstärkt die Signale von 128 Streifen und speichert sie in einer Pipeline, in der die Signale der jeweils 32 letzten Ereignisse aufbewahrt werden. Dies ist notwendig, da die Entscheidung der ersten Triggerstufe, ob ein Ereignis ausgelesen wird, erst nach bis zu 24 Strahlkreuzungen erfolgt.

Für die Auslese werden die elektrischen Signale in optische konvertiert und über optische Fasern vom Detektor zur etwa 40 m entfernten Elektronik übertragen. Dort werden die optischen Signale in elektronische zurückgewandelt und von Flash ADCs digitalisiert. Acht Prozessormodule speichern die Daten und verarbeiten sie weiter. Eine ausführliche Beschreibung der Auslese und Steuerung des CST ist in [Kau98] zu finden.

Auswertung der Daten

Die Signale ($Signal_i$) werden durch verschiedene Störeffekte beieinflußt. Der Beitrag dieser Effekte muß von Signal subtrahiert werden. Der Teil, der durch Unterschiede in den Vorverstärkern und Ausleseleitungen verursacht wird, berücksichtigt man durch einen mittleren Basiswert, der für jeden APC ermittelt wird (common mode, CM). Das Signal jedes einzelnen Streifen wird dann noch um einen Sockelwert (Pedestal, PED_i) korrigiert. Dieser Wert entspricht dem Mittelwert der letzten 50 Ereignisse und kann zeitlich variieren. Ein weiterer Störeffekt, der von Streifen zu Streifen variiert, ist das Rauschen ($Noise_i$). Das gemessene Rohdaten-Signal des i-ten Streifens entspricht der Summe dieser Effekte:

$$RAW_i = Signal_i + CM + PED_i + Noise_i \tag{2.12}$$

Bereits während der Datennahme (online) werden Treffer (Hits) rekonstruiert. Um die Treffer zu identifizieren, werden benachbarte Streifen gesucht, deren Signal deutlich höher ist als das mittlere Rauschniveau. Die gefundenen Gruppen von Streifen werden Cluster genannt. Der Ladungsschwerpunkt des Clusters bestimmt die Position des Hits. Nur die Daten der Cluster werden gespeichert, um die Datenrate zu reduzieren.

Bei der Offline-Rekonstruktion wird erneut eine Clustersuche durchgeführt, allerdings mit verschärften Kriterien. Die gefundenen Cluster auf beiden Seiten werden in der CVLH-Bank gespeichert[2]. Aus den Daten von p- und n-Seite werden die möglichen Raumpunkte zusammengesetzt. Dabei wird jede Kombination von $r\phi$-

[2] Die bei H1 verwendete Datenstruktur wird als Bank bezeichnet.

und z-Hits einer Halbleiter unter Einbeziehung der dreifachen Ambiguität auf der n-Seite gebildet. Die dreidimensionalen Koordinaten, bei deren Berechnung die genaue Lage der Halbleitern berücksichtigt wird (Alignment), stehen in der CVSP-Bank.

Anschließend werden die Punkte den Spuren, die in der CJC gemessen wurden, zugeordnet (Linking). Erst dadurch kann bestimmt werden, welche Raumpunkte tatsächlich zu einer Spur gehören und welche kombinatorischer Untergrund oder Rauschen sind. Dazu werden die vertex-gefitteten Spuren aus der CJC (CJKT- bzw. DTRA-Bank), also Spuren deren Parameter so angepaßt wurden, daß sie von einem Vertex kommen, auf den CST extrapoliert. Die Spuren, die noch nicht auf einen Vertex gefittet wurden, sind wesentlich ungenauer definiert und ermöglichen deshalb keine sinnvolle Extrapolation.

Das Linking wird für die $r\phi$- und die z-Koordinate getrennt durchgeführt. Auf der p-Seite wird die Entscheidung über die Zuordnung aufgrund des Residuums zwischen Hit und Extrapolationspunkt gefällt. Auf der n-Seite wird zusätzlich die Signalhöhe berücksichtigt. Dabei kann es zu einer falschen Zuordnung kommen. Dieses Problem tritt auf der n-Seite wesentlich häufiger auf als auf der p-Seite, was haupsächlich am schlechteren Verhältnis von Signal zu Rauschen liegt.

Mit den zusätzlichen Hits des CST, die eine deutlich höhere Genauigkeit haben als die CJC-Hits (in $r\phi$ etwa um den Faktor 10, in z etwa um den Faktor 1000), wird ein Fit durchgeführt, der die Parameter der Spur verbessert. Dabei werden die Parameter verwendet, für die noch kein Vertex-Fit durchgeführt wurde (CJKR- bzw. DTNV-Bank). Auch hier werden $r\phi$- und z-Koordinaten getrennt behandelt. Die verbesserten Spurparameter werden in der CSKR-Bank gespeichert. Der Faktor, um den die Auflösung verbessert wird, beträgt für κ 2.5, für ϕ 3.5 und für d_{ca} sogar 11 ([Kau98]). Ein Problem dabei ist, daß der Spur ein Hit zugeordnet sein könnte, der nicht zur Spur gehört. Solch ein falsches Linking kann die Spurparameter stark verfälschen. In [Kau98] wird die CST-Rekonstruktion detailliert erläutert.

2.5 Die zentrale Spurkammer

Mit der zentralen Spurkammer werden die Richtung, der Impuls und die Ionisation dE/dx von geladenen Teilchen gemessen. Sie ist ein Detektor vom Driftkammertyp.

Prinzip der Driftkammer

Wie bei Halbleiterdetektoren beruht auch die Funktionsweise von Driftkammern darauf, daß geladene Teilchen Atome und Moleküle ionisieren, wenn sie Materie durchqueren. In Driftkammern wird ein Gasgemisch als Nachweismedium verwendet.

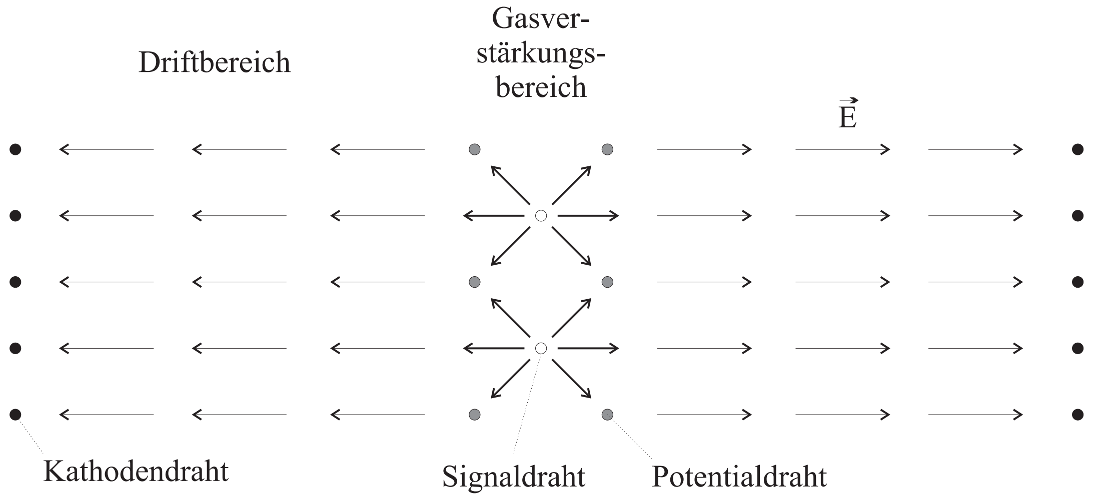

Abbildung 2.14: *prinzipieller Aufbau einer Driftkammer.*

Durch die Kammer sind Drähte gespannt, zwischen denen eine Spannung angelegt wird (s. Abb. 2.14). Die Drähte sind so angeordnet, daß in einem großen Teil der Kammer ein annähernd homogenes elektrisches Feld herrscht. Dieser Bereich zwischen Kathoden- und Potentialdrähten wird Driftbereich genannt. Zwischen den Potentialdrähten befinden sich die Signaldrähte. In diesem Bereich, der als Gasverstärkungsbereich bezeichnet wird, wächst das elektrische Feld stark an.

Die freien Elektronen, die von einem ionisierenden Teilchen erzeugt wurden, werden zum Signaldraht hin beschleunigt. Dabei stoßen sie immer wieder mit Gasmolekülen zusammen. Im homogenen Feld des Driftbereichs stellt sich aufgrund beider Effekte eine konstante Driftgeschwindigkeit ein. Im Gasverstärkungsbereich werden die Elektronen durch das mit 1/r anwachsende Feld so stark beschleunigt, daß sie weitere Moleküle ionisieren. Dadurch wird die Anzahl der freien Elektronen immer weiter erhöht, bis sie auf den Signaldraht treffen. Dort kann die deponierte Ladungsmenge ausgelesen werden.

Die CJC

Die zentrale Spurkammer CJC besteht aus zwei getrennten, hohlzylinderförmigen Driftkammern (s. Abb. 2.15). Sie haben einen Innenradius von 20.3 cm bzw. 50.3 cm und einen Außenradius von 45.1 cm bzw. 84.4 cm. Die Länge beträgt 250 cm, wovon 220 cm zum sensitiven Bereich gehören.

Die Drähte in beiden Kammern verlaufen parallel zur z-Achse. Die innere Kammer CJC1 ist in 30 Segmente mit je 24 Signaldrähten unterteilt. Die äußere Kammer CJC2 hat 60 Zellen a 32 Signaldrähte. Ansonsten sind beide Kammern ähnlich aufgebaut.

Die Segmente sind um etwa 30° gegen die radiale Richtung geneigt. Dadurch schneiden die Teilchen häufiger eine Signaldrahtebene und durchqueren im Durchschnitt

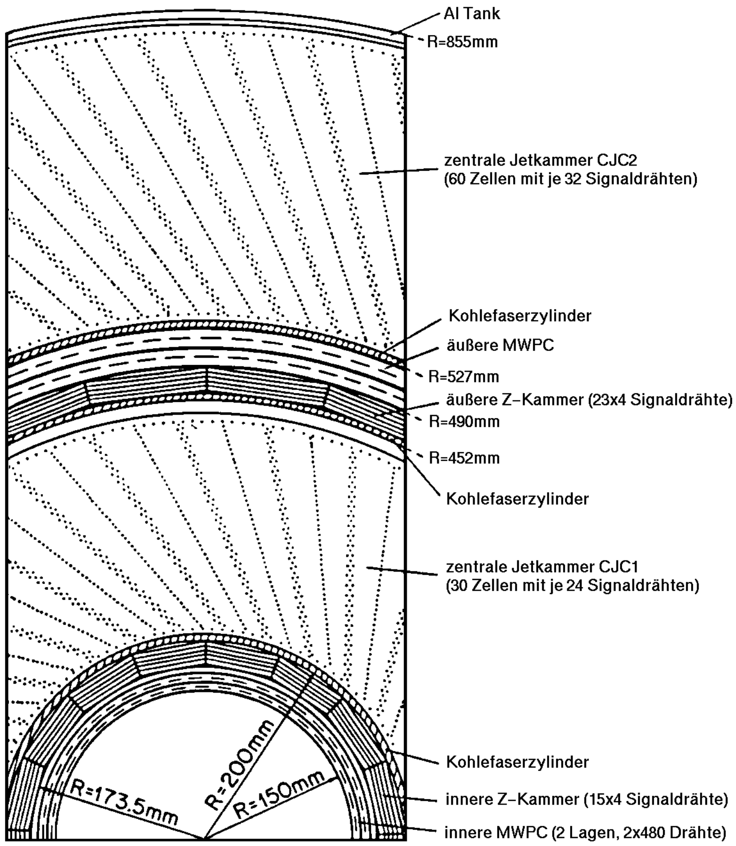

Abbildung 2.15: *Die zentrale Spurkammer in der $r\phi$-Ebene (aus [H1W98]).*

mehrere Zellen, was eine bessere Rekonstruktion ermöglicht. Außerdem wird der Lorentzwinkel (Winkel zwischen der Driftrichtung und der Richtung des elektrischen Feldes) näherungsweise kompensiert, so daß die Driftrichtung etwa senkrecht zur radialen Richtung steht. Dadurch wird die Ortsauflösung hochenergetischer Teilchen verbessert.

Die Signaldrähte sind alternierend um jeweils $\pm 150\ \mu$m von der nominellen Drahtebene versetzt. Diese als Staggering bezeichnete Anordnung ermöglicht eine genauere Bestimmung der Drahtposition, da die Abstoßungskräfte zwischen den Drähten besser definiert sind.

Analyse der Signale

Die auf den Signaldrähten deponierte Ladungsmenge wird an beiden Drahtenden ausgelesen (Q^+ und Q^-). Das Signal wird kontinuierlich mit einer Frequenz von 104 MHz abgetastet und digitalisiert.

Aus dem Zeitpunkt, an dem das Signal auf dem Draht erzeugt wird, läßt sich die Driftzeit bestimmen. Aus ihr kann unter Kenntnis der Driftgeschwindigkeit die

Driftlänge berechnet werden. Sie gibt den Abstand der Teilchenspur zum Signaldraht an. Daraus kann ein Punkt auf der Spur (Treffer, Hit) in der xy-Ebene ermittelt werden. Weil man nicht weiß, von welcher Seite die Elektronen zum Signaldraht gedriftet sind, gibt es zwei mögliche Positionen für den Hit. Welcher der beiden Treffer der richtige ist, kann erst bei der Rekonstruktion der Spur aus den einzelnen Hits ermittelt werden. Es wird eine $r\phi$-Auflösung von $\sigma_{r\phi}$ =170 μm erreicht.

Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung bestimmt. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der beiden Ladungsmengen, die an den Drahtenden gemessen werden. Die Auflösung beträgt bis zu $\sigma_z = 2.2$ cm.

Aus der Gesamtladung $Q^+ + Q^-$ kann der Energieverlust des Teilchens (dE/dx) berechnet werden. Die Kenntnis dieser Größe kann bei der Separation der verschiedenen Teilchensorten hilfreich sein. Man erreicht eine relative Auflösung von 7% nach Korrekturen.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Einblick in die Theorie der Physik bei HERA. Da in dieser Arbeit seltsame Teilchen und D-Mesonen betrachtet werden, erfolgt eine Übersicht der wichtigsten Produktionsmechanismen von seltsamen und Charm-Quarks.

3.1 Positron-Proton-Streuung

Die Streuung eines Positrons an einem Proton wird durch den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben (s. Abb. 3.1). Ist das Austauschteilchen ein Photon oder ein massives Z^0, so spricht man von neutralem Strom (neutral current, NC). Beim geladenen Strom (charged current, CC) erfolgt die Wechselwirkung über ein massives $W^{\pm}$. Dabei wird das einlaufende Positron in ein Neutrino umgewandelt.

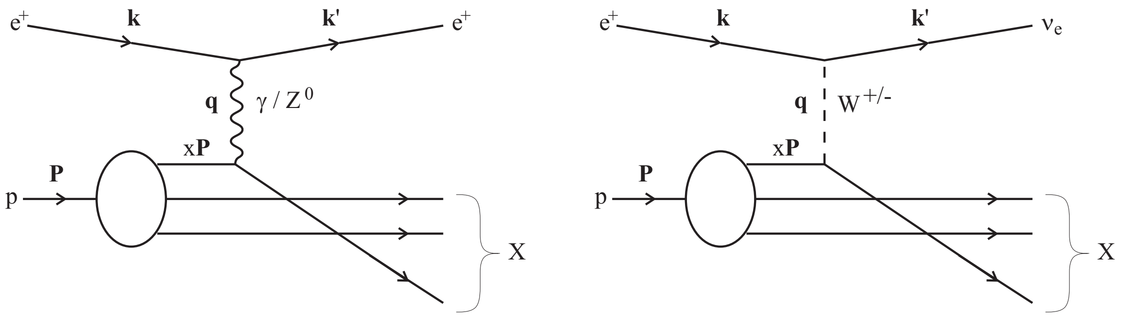

Abbildung 3.1: *Positron-Proton-Streuung: neutraler (links) und geladener Strom (rechts).*

Das ausgetauschte Boson koppelt nicht an das gesamte Proton, sondern nur an eines der Teilchen, aus denen sich das Proton zusammensetzt. Diese als Partonen bezeichneten Teilchen werden im Quark-Parton-Modell mit den Quarks und Gluonen identifiziert. Demnach besteht das Proton aus drei Valenzquarks (uud), den See-Quarks, die durch Feldfluktuationen entstehen, und den Gluonen, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung.

Der Streuprozeß läßt sich durch folgende kinematische Variablen beschreiben:

$$s := (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 \tag{3.1}$$
$$Q^2 := -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \tag{3.2}$$
$$x := \frac{Q^2}{2\,\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \tag{3.3}$$
$$y := \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \tag{3.4}$$

Dabei ist $\mathbf{P}$ der Viererimpuls des einlaufenden Protons. $\mathbf{k}$ und $\mathbf{k}'$ sind die Vierervektoren des Positrons bzw. Neutrinos vor und nach der Streuung.

Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist eine Konstante. Bei HERA ist $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. $\mathbf{q}$ ist der Impulsübertrag durch das ausgetauschte Boson. Anhand des übertragenen Impulses unterscheidet man zwischen Photoproduktion, falls $Q^2 \to 0$, und tief unelastischer Streuung (deep inelastic scattering, DIS), wenn Q^2 groß ist.

Die Bjørkensche Skalenvariable x gibt (im Fall $v_{Proton} \to c$) den Anteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons an. Die Inelastizität y beschreibt den relativen Energieverlust des Positrons im Ruhesystem des Protons. Die beiden Größen x und y sind dimensionslos und haben einen Wertebereich von 0 bis 1.

Der Streuprozeß wird bereits durch drei Variablen vollständig beschrieben. Die vierte ergibt sich aus folgender Beziehung, bei der die Massen der Teilchen vernachlässigt werden:

$$Q^2 \approx s \cdot x \cdot y \tag{3.5}$$

Durch die Streuung von Positronen an Protonen kann die elektroschwache Wechselwirkung studiert werden. Ein weiteres wichtiges Forschungsgebiet ist die Untersuchung der Struktur des Protons. Außerdem können verschiedene Aspekte der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, getestet werden.

3.2 Erzeugung von s-Quarks

Seltsame Teilchen werden hauptsächlich während der Fragmentation erzeugt. Als Fragmentation bezeichnet man die Umwandlung von Quarks und Gluonen, die bei der Positron-Proton-Reaktion gestreut oder erzeugt werden, in Hadronen.

Eine weitere Quelle für seltsame Quarks ist der Zerfall von Charm-Quarks. Dabei wird das c-Quark durch die Kopplung an ein W^+ in ein s-Quark umgewandelt. Andere Quellen wie die Seltsamkeit im Proton oder im Photon sind zu vernachlässigen.

Die seltsamen Teilchen K^0 $(d\bar{s})$ und Λ (uds) zerfallen über die schwache Wechselwirkung (vgl. Abb. 3.2). Deshalb haben sie eine relativ lange Lebensdauer im Vergleich zu Teilchen mit starkem oder elektromagnetischem Zerfall. Eine ausfühliche Beschreibung der Produktionsmechanismen von seltsamen Teilchen und des Zerfalls von K^0s ist in [Joh96] zu finden.

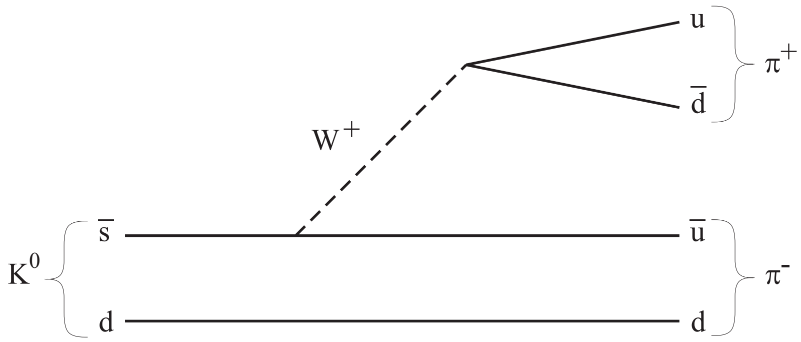

Abbildung 3.2: *K^0-Zerfall im Quarkmodell.*

Die Analyse seltsamer Teilchen dient vor allem dem Test der Quantenchromodynamik. Insbesondere können damit Fragmentationsmodelle untersucht werden.

3.3 Erzeugung von c-Quarks

Schwere Quarks entstehen überwiegend durch die Fusion eines Photons mit einem Gluon aus dem Proton. Abbildung 3.3 zeigt die Erzeugung eines $c\bar{c}$-Paares durch Photon-Gluon-Fusion als Feynman-Diagramm. Außerdem können Charm-Quarks aus dem Zerfall von b-Quarks kommen.

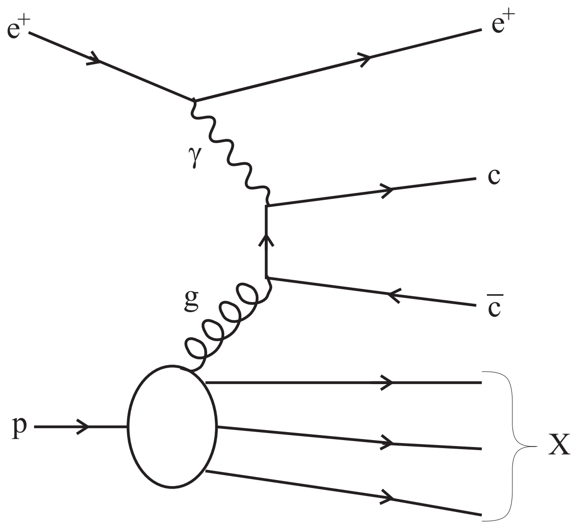

Abbildung 3.3: *Photon-Gluon-Fusion.*

Aus der Bestimmung des Charm-Wirkungsquerschnitts kann man Rückschlüsse auf die c-Quark-Masse und die Gluondichte im Proton ziehen, da bei der Photon-Gluon-Fusion eine direkte Kopplung an ein Gluon aus dem Proton erfolgt. Damit ist ein Test der QCD und die Untersuchung des Einflusses höherer Ordnungen möglich. In [Nar97] wird die Produktion schwerer Quarks detaillierter beschrieben.

Kapitel 4

Der V^0-Algorithmus

Der hier beschriebene Algorithmus rekonstruiert die Zerfälle neutraler Teilchen, die vom Primärvertex kommen, in zwei geladene Teilchen. Damit werden K_s^0, Λ und $\bar{\Lambda}$ sowie e^+e^--Paare aus konvertierten Photonen rekonstruiert. Als Vorlage diente das V^0-Programm CJDECA von Volker Blobel ([CMZ97, //h1rec/ct_cjvert]), das bei H1 das Standardprogramm zur Identifizierung von V^0s und Teil der CJC-Rekonstruktionssoftware ist. Ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Programmen ist, daß die neue Routine Informationen des CST nutzt und damit im Bereich kleiner Zerfallslängen wesentlich genauer ist. Der Quelltext des V^0-Programms ist im afs-Verzeichnis `/afs/desy.de/user/t/thkuhr/h1/v0++` zu finden.

4.1 Grundlegender Aufbau des Algorithmus

Um V^0s zu finden, werden aus allen Paaren von negativen und positiven Spuren zunächst Kandidaten herausgesucht. Dabei kommen zwei verschiedene Methoden zum Einsatz (Abschitte 4.3 und 4.4). Für jedes Kandidatenpaar wird eine Anpassung der Spurparameter κ, ϕ und d_{ca} durchgeführt. Bei diesem Fit in der $r\phi$-Ebene wird eine Zwangsbedingung eingeführt, die von der Annahme ausgeht, daß das V^0 vom Primärvertex kommt (Abschnitt 4.5). Anschließend werden Paare, die wahrscheinlich nicht zu einem Sekundärvertex gehören, aussortiert (Abschnitt 4.6).

Mit den verbleibenden Kandidaten erfolgt eine Anpassung der Parameter θ und z_0. Auch hier wird die Richtung des V^0s durch eine Zwangsbedingung festgelegt (s. Abschnitt. 4.7). Spurpaare, deren Wahrscheinlichkeit, aus einem V^0-Zerfall zu kommen, sehr gering ist (großes χ^2 beim Fit), werden verworfen (Abschnitt 4.8). Bei entsprechenden kinematischen Verhältnissen kann es für ein Paar zwei mögliche Sekundärvertices mit unterschiedlichen Zerfallslängen geben. Dann muß einer der beiden ausgewählt werden (Abschnitt 4.9).

4.2 Anpassung der Spurparameter

Die Parameter der Spuren, die in diesem Programm verwendet werden, kommen aus der CSKR-Bank. Diese Bank enthält alle nicht-vertex-gefitteten Spuren, die mit der CJC gemessen wurden. Bei den Spuren, denen CST-Hits zugeordnet sind, wurden die Parameter durch einen Fit verbessert (s. Abschnitt 2.4).

Der Impuls eines Teilchens kann durch Energieverlust in Materie geändert werden, und auch die Richtung wird durch Vielfachstreuung beeinflußt. Diese Effekte müssen berücksichtigt werden. Dazu wird aus dem mittleren Energieverlust eine Korrektur für die Spurparameter berechnet. Der Einfluß der Vielfachsteruung kann nicht korrigiert werden. Er wird durch ein Vergrößern der Fehler in der Kovarinzmatrix berücksichtigt. Diese Modifikation der Spurparameter und der Kovarianzmatrizen ist bei den CSKR-Spuren bereits erfolgt.

Weil das Magnetfeld nicht völlig homogen ist, ändert sich die Krümmung einer Spur leicht in Abhängigkeit vom Ort. Deshalb wird bei der Berechnung des Impulses aus der Krümmung ein Korrekturfaktor eingeführt. Formel 2.6 wird abgeändert zu:

$$p_T = f_B \cdot \frac{e \cdot B_{nom}}{|\kappa|} \tag{4.1}$$

$$f_B := \frac{\bar{B}}{B_{nom}} \tag{4.2}$$

$$\bar{B} := \left(B_{Anfang} + B_{Mitte} + B_{Ende}\right)/3 \tag{4.3}$$

Die Feldstärke am Ursprung ist der nominelle Wert B_{nom}. Der Korrekturfaktor f_B gibt das Verhältnis des mittleren zum nominellen B-Feld an. $\bar{B}$ ist gleich dem Mittelwert aus den Feldstärken am Anfang (erster Hit in CST oder CJC), in der Mitte und am Ende (letzter Hit) der Spur ($\equiv B_{Anfang}, B_{Mitte}, B_{Ende}$).

Um die folgenden Berechnungen zu vereinfachen, werden die Parameter ϕ und d_{ca} jeder Spur bezüglich des Primärvertex umgerechnet, d.h. der Primärvertex wird als Koordinatenursprung in der xy-Ebene gewählt. Es werden keine Spuren aussortiert.

4.3 V^0-Kandidaten (Methode 1)

Bei der Auswahl der V^0-Kandidaten werden nur die Spurkreise in der $r\phi$-Ebene betrachtet. Aus der Lage der beiden Kreise eines negativen und eines positiven Teilchens ergeben sich drei mögliche Fälle. Die Kreise können sich schneiden, so daß man zwei Schnittpunkte hat. Wenn sie sich nicht schneiden, liegen die Kreise entweder ineinander, oder sie sind voneinander getrennt. Abbildung 4.1 zeigt die drei Fälle (In Anhang A ist die Berechnung der Schnittpunkte beschrieben).

Bei einem V^0 kann man zwei Topologien unterscheiden. Die *in-bending*- oder U-Form liegt vor, wenn sich die beiden Spuren zueinander hinbiegen (s. Abb. 4.2 links). Bei

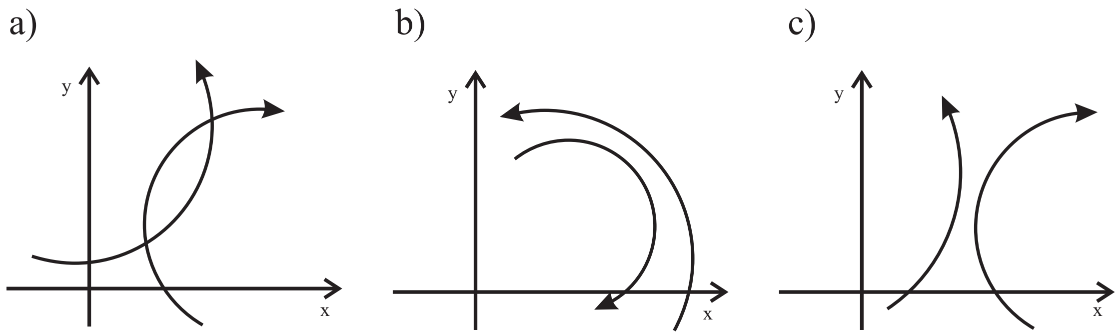

Abbildung 4.1: *Die drei möglichen Beziehungen zweier Kreise zueinander: a) Sie schneiden sich. b) Sie liegen ineinander. c) Sie sind getrennt.*

der *out-bending-* oder V-Topologie krümmen sich die Spuren voneinander weg (s. Abb. 4.2 rechts). Von den beiden Schnittpunkten zweier Kreise gehört der eine zur *in-bending-* der andere zur *out-bending*-Klasse (s. Abb. 4.1 a). Durch die Angabe der Topologie lassen sich beide Punkte unterscheiden.

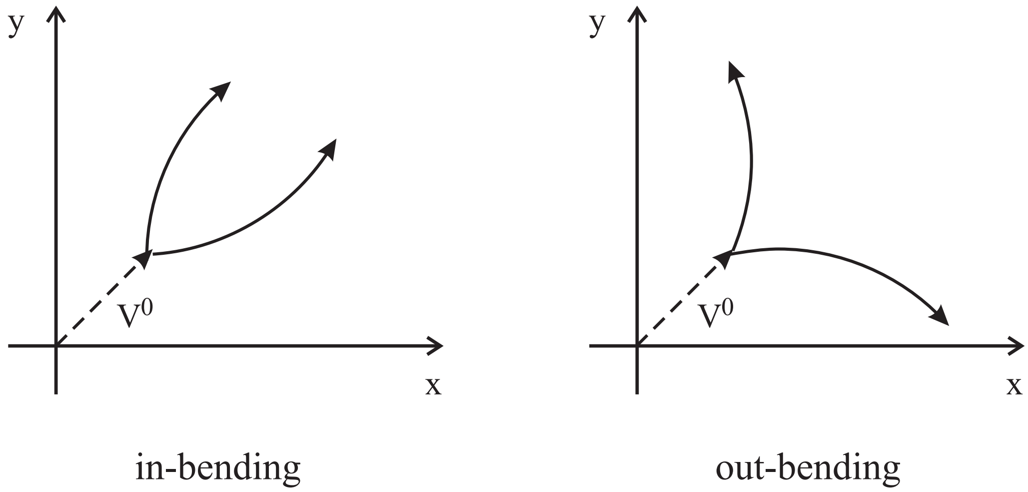

Abbildung 4.2: *Die beiden V^0-Topologien.*

Ein V^0-Kandidat besteht aus einer negativen und einer positiven Spur sowie der Information über die Topologie. Jedes Paar aus negativer und positiver Spur wird untersucht. Ist die Differenz der Anfangsradien (Radius des ersten Hits in der CJC) größer als 16 cm oder liegen die d_{ca}-Punkte näher als 0.5 mm zusammen, wird das Paar verworfen. Der d_{ca}-Schnitt (Cut) soll verhindern, daß Spuren, die vom Primärvertex kommen, verwendet werden.

Aus den selektierten Paaren werden potentielle Kandidaten gebildet. Schneiden sich die Kreise der Spuren, werden beide Schnittpunkte als mögliche Kandidaten festgehalten. Sind die Kreise getrennt und ist deren Abstand nicht größer als 0.5 cm, wird der Punkt in der Mitte zwischen beiden Kreisen als potentieller Sekundärvertex genommen. Dabei wird je ein Kandidat für die beiden Topologien gespeichert. Andernfalls wird dem Spurpaar kein V^0-Kandidat zugeordnet.

Anschließend werden die Vertices aussortiert, deren Radius außerhalb des Detektors liegt oder kleiner als 2 mm ist. Durch die Forderung nach einer minimalen Zerfallslänge sollen Spurpaare ausgeschlossen werden, die zum Primärvertex gehören. Außerdem darf eine Spur nicht schon vor dem Vertex anfangen. Deshalb werden Kandidaten verworfen, bei denen der Radius des Vertex um mindestens 2 cm größer ist als der Radius des ersten Hits einer der Spuren. Es muß auch sichergestellt sein, daß das V^0 keine negative Zerfallslänge hat. Dazu wird der Impuls beider Teilchen parallel zum V^0 berechnet. Ist die Summe beider Impulskomponenten kleiner als Null, wird der Kandidat nicht verwendet.

4.4 V^0-Kandidaten (Methode 2)

Die zweite Methode sucht speziell nach V^0s mit kleinem Öffnungswinkel, wie sie insbesondere bei der Konversion von Photonen auftreten. Für jedes Teilchen, bei dem der Primärvertex nicht innerhalb des Spurkreises liegt, wird die Tangente an den Kreis durch den Ursprung (Primärvertex) berechnet. Der Berührpunkt wird als möglicher Sekundärvertex aufgefaßt, sofern dessen Radius größer als 3 cm ist und er nicht außerhalb des Detektors liegt. Ebenfalls aussortiert werden Spuren, deren Anfangsradius (Radius des ersten Hits) um mehr als 2 cm kleiner ist als der Radius des Vertexpunktes.

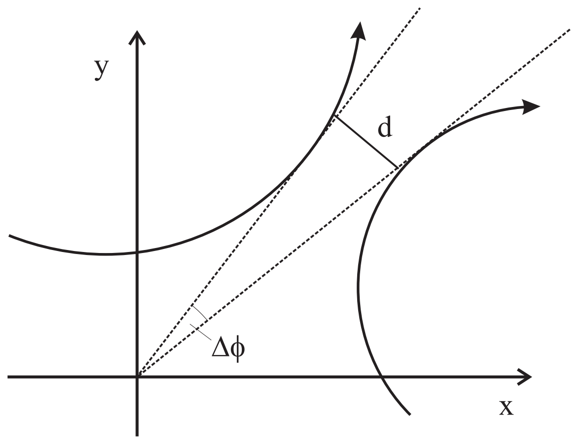

Abbildung 4.3: V^0-*Kandidatenpaar.*

Es werden alle Kombinationen aus den so bestimmten negativen und positiven Spuren geprüft. Wie bei der ersten Methode werden die Paare aus der Kandidatenliste gestrichen, deren Differenz der Anfangsradien zu groß oder deren Abstand der d_{ca}-Punkte zu klein ist. Als Radius eines möglichen gemeinsamen Vertex (r_V) wird der Mittelwert der beiden Radien der Tangentialpunkte genommen.

Aus dem Winkel zwischen den Tangenten $\Delta\phi$ wird der Abstand $d = r_V \cdot \Delta\phi$ berechnet (vgl. Abb. 4.3). Ist dieser Abstand größer als 2 cm, oder unterscheiden sich die Radien der beiden Tangentialpunkte um mehr als 10 cm, wird das Paar aussortiert.

Die Paare, die noch nicht mit der ersten Methode gefunden wurden, werden in die Liste der Kandidaten aufgenommen. Dabei wird ein Kandidat für die *in-* und einer für die *out-bending* Topologie gebildet.

4.5 Fit in der $r\phi$-Ebene

Für jeden Kandidaten wird ein Fit durchgeführt. Die sechs Parameter des Fits sind κ, ϕ und d_{ca} der beiden Spuren. Es wird die Annahme gemacht, daß das V^0 vom Primärvertex kommt. Daraus resultieren bestimmte Bedingungen für die Parameter. Durch die Anpassung der Parameter soll erreicht werden, daß sie diese Bedingungen erfüllen. Dabei sollen sie möglichst wenig geändert werden (χ^2 $\rightarrow$min). Der Fit dient auch dazu, die Spurpaare zu ermitteln, die nicht zu einem V^0 gehören. Für den Fit wird die Routine APLCON von Volker Blobel verwendet (s. [Blo97, CMZ97, //h1rec/ct_cjutil]). In Anhang C wird das Fit-Verfahren ausführlicher erläutert.

Beim Fit werden folgende Zwangsbedingungen als Funktionen der sechs Parameter aufgestellt:

- $d = 0$. Der Abstand $d = d(\kappa^\pm, \phi^\pm, d_{ca}^\pm)$ zwischen beiden Spurkreisen muß Null sein. Diese Bedingung stellt sicher, daß die Kreise sich schneiden.
- $p_{||} := p_{||}^- + p_{||}^+ > 0$. Die Summe der Impulskomponenten parallel zum V^0 muß positiv sein. Dadurch wird verhindert, daß das V^0 eine negative Zerfallslänge hat.
- $p_\perp := p_\perp^- + p_\perp^+ = 0$. Wenn das V^0 vom Primärvertex kommt, ist sein Impulsvektor parallel zum Ortsvektor vom Primär- zum Sekundärvertex. Weil der Impuls erhalten bleibt, darf auch der Gesamtimpuls der beiden Zerfallsteilchen keine Komponente senkrecht zur Flugrichtung des V^0s haben (s. Abb. 4.4). Diese Tatsache wird durch die Bedingung $p_\perp = 0$ berücksichtigt.

Insbesondere bei V^0s mit kleinem Öffnungswinkel (e^+e^--Paare) kann es vorkommen, daß die letzte Bedingung aufgrund numerischer Ungenauigkeiten nicht genau genug erreicht wird. Ist das χ^2 des Fits zu groß oder werden zu viele Iterationen benötigt, wird der Fit deshalb wiederholt, wobei die letzte Zwangsbedingung ersetzt wird durch die beiden Forderungen

- $p_\perp^- = 0$ und
- $p_\perp^+ = 0$. Aus diesen Bedingungen folgt, daß $p_\perp = 0$ ist. Außerdem implizieren die Gleichungen einen Öffnungswinkel von Null in der xy-Ebene, wie er für e^+e^--Paare angenähert gilt.

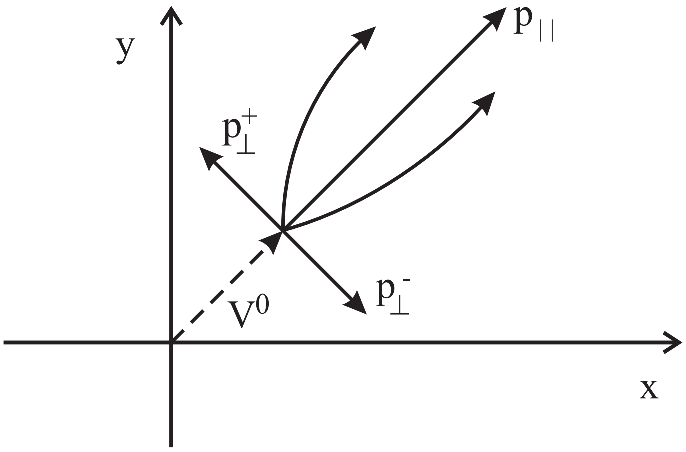

Abbildung 4.4: *Impulsbedingung: die senkrechten Komponenten müssen sich zu Null addieren.*

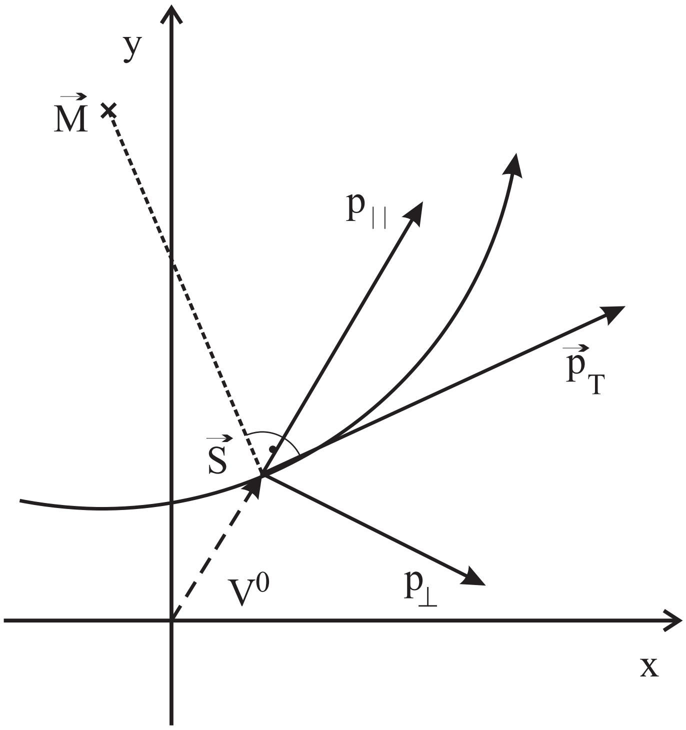

Abbildung 4.5: *Impulskomponenten parallel und senkrecht zur V^0-Flugrichtung.*

Die Impulskomponenten $p_\perp$ und $p_\|$ können aus der Position des Sekundärvertex $\vec{S}$ und den Koordinaten des Spurkreismittelpunktes $\vec{M}$ berechnet werden (s. Abb. 4.5):

$$\begin{aligned}
\vec{p}_T^{\,\pm} &= \frac{e\cdot B}{|\kappa|}\cdot\vec{u}_{p_T} = \mp eBR\cdot\begin{pmatrix} -S_y+M_y \\ S_x-M_x\end{pmatrix}\frac{1}{R} = \mp eB\cdot\begin{pmatrix} -S_y+M_y \\ S_x-M_x\end{pmatrix} \\
p_\perp^{\pm} &= \frac{\vec{S}}{|\vec{S}|}\times\vec{p}_T = \mp\frac{e\cdot B}{|\vec{S}|}\left(S_x(S_x-M_x)+(S_y(S_y-M_y)\right)
\end{aligned} \tag{4.4}$$

$$p_{\|}^{\pm} = \frac{\vec{S}}{|\vec{S}|} \cdot \vec{p}_T = \mp \frac{e \cdot B}{|\vec{S}|} (S_x M_y - S_y M_x) \tag{4.5}$$

Bei einem erfolgreichen Fit erhält man als Ergebnis die angepaßten Parameter κ, ϕ und d_{ca} der beiden Spuren und deren Kovarianzmatrix. Die x- und die y-Koordinate des Vertex ergeben sich aus dem Schnittpunkt der beiden Spuren. Ist das χ^2 des Fits auch beim zweiten Durchgang zu groß, wird der V^0-Kandidat verworfen.

4.6 Selektion nach dem $r\phi$-Fit

Nach einem erfolgreichen Fit in der $r\phi$-Ebene werden Kandidaten aussortiert, welche die folgenden Bedingungen nicht erfüllen.

Die Krümmung der beiden Spuren darf beim Fit nicht das Vorzeichen geändert haben, und sie muß vom Betrag her größer als 10^{-5} cm^{-1} sein. Eine kleinere Krümmung entspräche einem unrealistisch hohen Impuls ($p_T > 330$ GeV). Der Radius des Vertex muß mindestens 2 mm betragen, um Spuren vom Primärvertex auszuschließen, und er darf nicht größer als der Radius der CJC sein.

Aus dem χ^2 des Fits und der Zahl der Freiheitsgrade wird die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die beiden Spuren den Zwangsbedingungen entsprechen, berechnet. Alle Kandidaten, deren Fit-Wahrscheinlichkeit kleiner als 0.1% ist, werden aussortiert. Zum Schluß wird noch der Fehler des Parameters ϕ von beiden Spuren betrachtet. Nur wenn $\sigma_{\phi^\pm} < 2°$ ist, bleibt der Kandidat in der Liste. Bei einer großen Unsicherheit in ϕ ist die Position des Vertex nur ungenau definiert.

4.7 Fit in der sz-Ebene

Weil die Auflösung der CJC in z deutlich schlechter ist als in $r\phi$ und weil es insbesondere für die z-Koordinate Probleme bei der Zuordung von CST-Hits zu Spuren gibt, wird der z-Fit vom $r\phi$-Fit getrennt. Die fünf Parameter, die beim Fit in der sz-Ebene angepaßt werden, sind z_0 und $\tan\lambda$ der beiden Spuren (vgl. Abschnitt 2.3) sowie die z-Koordinate des Primärvertex z_{PV}, die bei der Ereignisrekonstruktion aus den CJC-Spuren bestimmt wurde. Die Größen, die beim $r\phi$-Fit bestimmt wurden, werden hier nicht verändert, sondern gehen nur als Konstanten ein.

Die Spurparameter z_0 und $\tan\lambda$ werden durch einen Geraden-Fit in der sz-Ebene bestimmt (vgl. Abb. B.1). Dazu werden die sogenannten z-Summen verwendet, die bei der Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate gebildet werden (s. Anhang B). Diese Summen ergeben sich aus den einzelnen Hits und sind folgendermaßen definiert:

$$A := \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i & \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i & \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i^2 \end{pmatrix} \qquad \vec{b} := \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot z_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i \cdot z_i \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

Dabei ist n die Anzahl, z_i die z-Koordinate, s_i die Spurlänge und $w_i = 1/\sigma_i^2$ das Gewicht der Hits. Für die Spurparameter und deren Kovarianzmatrix $V_{\theta \tan\lambda}$ folgt:

$$\vec{p} := \begin{pmatrix} z_0 \\ \tan\lambda \end{pmatrix} = A^{-1} \cdot \vec{b} \qquad V_{\theta\tan\lambda} := \begin{pmatrix} \sigma_\theta^2 & \sigma_{\theta\tan\lambda} \\ \sigma_{\theta\tan\lambda} & \sigma_{\tan\lambda}^2 \end{pmatrix} = A^{-1} \tag{4.7}$$

Die z-Summen der CJC- und Z-Kammer-Hits wurden bereits bei der Vertex-Rekonstruktion berechnet, wobei stark abweichende Hits weggelassen wurden, und liegen in der CJKT/CTZS- bzw. DTZS-Bank vor. Die CST-Hits werden einfach durch Addition der entsprechenden Terme hinzugefügt. Dadurch ist es auch möglich, einzelne CST-Hits wegzulassen.

Nach der Berechnung der Parameter wird der Fit durchgeführt. Dabei müssen folgende Zwangsbedingungen erfüllt sein:

- $z_0^- + s_V^- \cdot \tan\lambda^- \;=\; z_0^+ + s_V^+ \cdot \tan\lambda^+$. Die Größe s_V ist die jeweilige Spurlänge am Vertex. Sie wird aus dem Schnittpunkt in der $r\phi$-Ebene berechnet. Die erste Bedingung besagt einfach, daß die z-Koordinaten beider Spuren am Vertexpunkt übereinstimmen müssen ($z^-(s_V^-) = z^+(s_V^+)$).

- $p_L^0 \;=\; p_L^- + p_L^+$. Wie beim $r\phi$-Fit gibt es auch beim z-Fit eine Bedingung für den Impuls und somit für die Richtung des V^0s. Die longitudinale Impulskomponente ist nach Gleichung 2.9 gegeben durch $p_L = p_T \cdot \tan\lambda$. Der Transversalimpuls der beiden Zerfallsteilchen ergibt sich aus der im $r\phi$-Fit bestimmten Krümmung (Gl. 2.6). Für den Impuls des V^0s in der xy-Ebene gilt:

$$p_T^0 \;=\; p_{||} \;=\; p_{||}^- + p_{||}^+ \tag{4.8}$$

Aus der Annahme, daß das neutrale Teilchen von Primärvertex kommt, folgt:

$$\tan\lambda^0 \;=\; \frac{\Delta z^0}{\Delta s^0} \;=\; \frac{z_V - z_{PV}}{r_V} \tag{4.9}$$

Die vom V^0 zurückgelegte Strecke in z ist die Differenz aus den z-Koordinaten von Sekundär- (z_V) und Primärvertex (z_{PV}). Die Spurlänge des V^0s entspricht dem Radius des Sekundärvertex r_V. Die z-Komponente des Vertex wird bestimmt durch:

$$z_V \;=\; (z_0^- + s_V^- \cdot \tan\lambda^- \;+\; z_0^+ + s_V^+ \cdot \tan\lambda^+) \;/\; 2 \tag{4.10}$$

Damit kann die zweite Zwangsbedingung umgeformt werden zu:

$$p_T^0 \cdot \frac{z_V - z_{PV}}{r_V} \;=\; p_T^- \cdot \tan\lambda^- + p_T^+ \cdot \tan\lambda^+ \tag{4.11}$$

Wird der Fit wegen eines zu großen χ^2 oder zu vieler Iterationen abgebrochen oder ist die aus dem χ^2 ermittelte Wahrscheinlichkeit sehr klein, kann das an einem falsch zugeordneten CST-Hit liegen. In solch einem Fall wird versucht, den “falschen”

Hit zu entfernen. Dazu wird zunächst ein CST-Hit bei einer der beiden Spuren weggelassen, sofern sie mindestens zwei Hits hat. Dann wird der Fit wiederholt. Es werden alle Möglichkeiten, einen Hit wegzulassen, ausprobiert. Die Kombination mit der höchsten Wahrscheinlichkeit wird dann ausgewählt.

Führt das Entfernen eines einzelnen Hits nicht zum Erfolg, wird versucht, bei beiden Spuren je einen Hit herauszunehmen. Auch dabei wird verlangt, daß die Spur mehr als einen Hit haben muß, um nicht die gesamte CST-Information zu entfernen. Nach dem Testen aller möglichen Kombinationen wird die wahrscheinlichste akzeptiert, sofern der Fit erfolgreich war. Ansonsten wird der Kandidat verworfen.

4.8 Selektion nach dem z-Fit

Erst bei der Betrachtung der z-Komponente läßt sich sagen, ob ein Schnittpunkt in der $r\phi$-Ebene einem Sekundärvertex entspricht. Insbesondere kann meist erst aufgrund der z-Information entschieden werden, welcher der beiden Schnittpunkte eines Spurpaares als Vertex in Frage kommt.

Um nur die Kandidaten zu behalten, die zu einem Sekundärvertex passen, werden die aussortiert, deren Fit-Wahrscheinlichkeit kleiner als 0.1% ist. Außerdem werden die Kandidaten mit einer großen Unsicherheit im Polarwinkel der beiden Spuren verworfen. Die Selektionsbedingung ist $\sigma_{\theta^\pm} < 2°$.

4.9 Entfernen alternativer V^0-Hypothesen

Zu einem Spurpaar kann es zwei Kandidaten geben, ein *in-* und ein *out-bending* Kandidat. Es kann jedoch nur eine der beiden Hypothesen richtig sein. Sind beide Kandidaten nach Fit und Selektion noch in der Liste vorhanden, muß entschieden werden, welcher behalten und welcher aussortiert wird.

Als erstes Entscheidungskriterium dient die Anzahl der entfernten CST-Hits. Hat ein Kandidat mehr übriggebliebene CST-Hits als der andere, so wird er bevorzugt. Das zweite Kriterium ist die Fit-Wahrscheinlichkeit. Sie wird aus der Summe der χ-Quadrate von $r\phi$- und z-Fit berechnet. Unterscheiden sich die Wahrscheinlichkeiten beider Kandidaten um mehr als den Faktor 5, wird der mit dem höheren Wert genommen. Ansonsten wird der Kandidat mit dem kleineren Radius ausgewählt.

Nur bei knapp 3% der V^0s muß zwischen der *in-* und der *out-bending*-Hypothese entschieden werden. Haben beide Spuren mindestens einen CST-Hit, reduziert sich der Anteil sogar auf unter 1%. Bei den restlichen V^0s wurde bereits einer der beiden Kandidaten während der Selektion verworfen.

4.10 Übersicht der Schnitte

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammmenfassung der Schnitte, die beim V^0-Algorithmus angewendet werden. Links ist die Größe beschrieben, auf die sich der Schnitt bezieht. Rechts stehen die Bedingungen, die ein V^0 erfüllen muß, in mathematischer Form mit den entsprechenden Zahlenwerten.

V^0-Kandidaten (Methode 1+2)	
Differenz der Anfangsradien	$\Delta r_{Anfang} \ < \ 16$ cm
Abstand der d_{ca}-Punkte	$\Delta d_{ca} \ > \ 0.5$ mm
V^0-Kandidaten (Methode 1)	
Abstand der Spurkreise	$d \ < \ 0.5$ cm
Radius des Vertex	2 mm $< \ r_V \ <$ 80 cm
Differenz der Radien von Spur und Vertex	$r^{\pm}_{Anfang} - r_V \ > \ -2$ cm
Impulskomponente parallel zur V^0-Flugrichtung	$p_{\parallel} \ > \ 0$
V^0-Kandidaten (Methode 2)	
Radius des Tangentialpunktes	3 cm $< \ r^{\pm}_{tang} \ <$ 80 cm
Differenz der Radien von Spur und Tangentialpunkt	$r^{\pm}_{Anfang} - r^{\pm}_{tang} \ > \ -2$ cm
Differenz der Radien beider Tangentialpunkte	$\Delta r_{tang} \ < \ 10$ cm
Abstand der Spuren	$r_V \cdot \Delta\phi \ < \ 2$ cm
$r\phi$-Fit	
Krümmung der Spuren	$\kappa^- > 10^{-5}$ cm^{-1}, $\kappa^+ < -10^{-5}$ cm^{-1}
Radius des Vertex	2 mm $< \ r_V \ <$ 80 cm
Fit-Wahrscheinlichkeit	$p_{r\phi} \ > \ 0.1$ %
Fehler von ϕ	$\sigma_{\phi^\pm} < 2°$
z-Fit	
Fit-Wahrscheinlichkeit	$p_z \ > \ 0.1$ %
Fehler von θ	$\sigma_{\theta^\pm} < 2°$

Tabelle 4.1: *Schnitte des V^0-Algorithmus.*

Eine wichtige Größe, die auch als Selektionskriterium dient, ist der Radius r_V des Sekundärvertex, also der radiale Abstand vom Primärvertex. Abbildung 4.6 zeigt die mit einem Monte-Carlo-Programm ermittelte Verteilung von r_V. Der Untergrund steigt zu kleinen Radien hin stärker an, als dies für V^0s der Fall ist. Deshalb ist es sinnvoll, einen Schnitt auf r_V zu machen. Der Abfall der Verteilung gegen 0 kann durch Phasenraumeffekte erklärt werden.

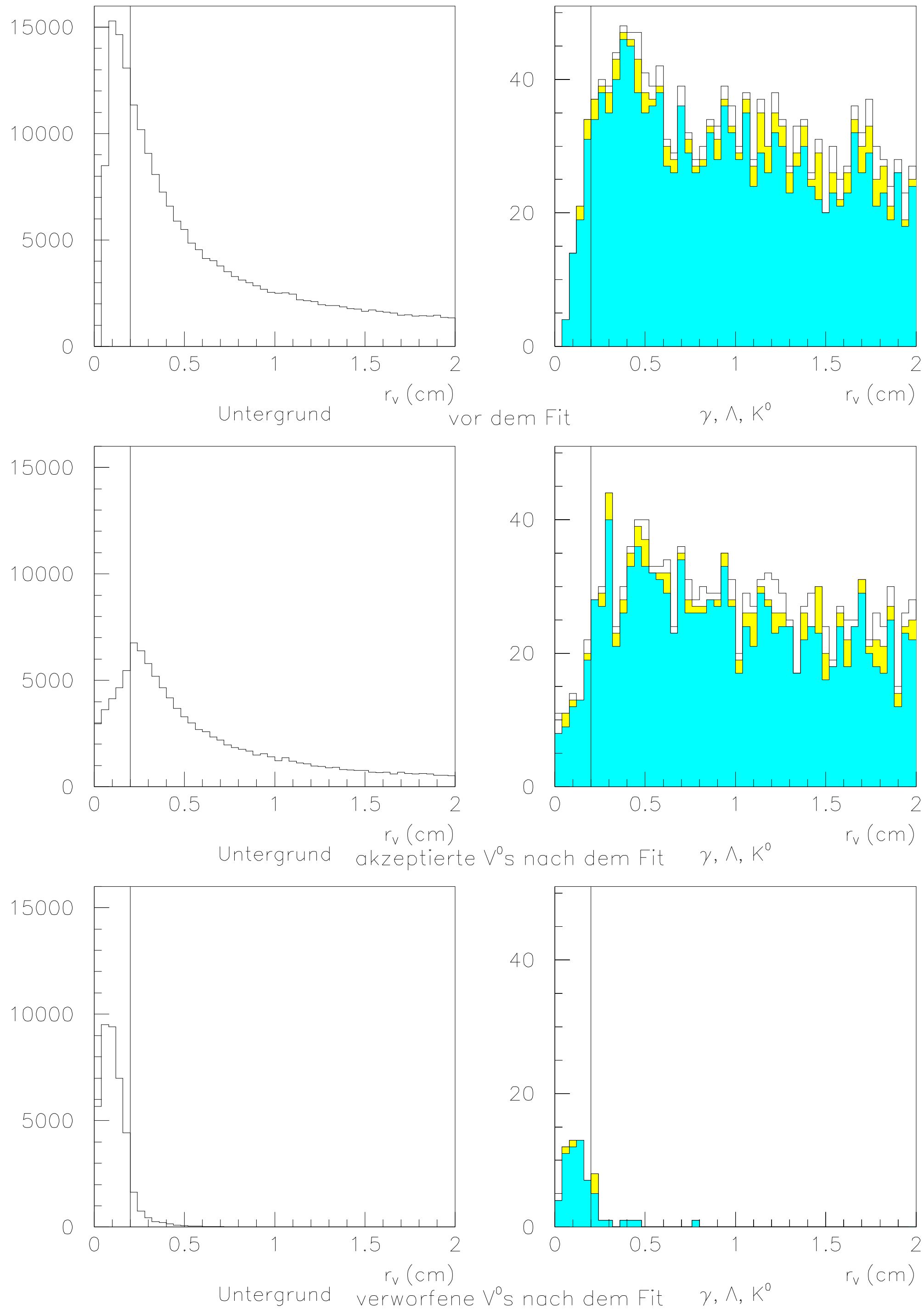

Abbildung 4.6: *Radius r_V des Sekundärvertex (radialer Abstand vom Primärvertex) für Untergrund und für e^+e^--Paare aus γ-Konversion (weiß), Λ (hellgrau) und K^0 (dunkelgrau). Oben ist die Verteilung vor dem Fit dargestellt. Der Schnitt bei 2 mm ist durch eine Linie gekennzeichnet. Für die Kandidaten rechts der Linie ergibt sich nach dem $r\phi$-Fit die mittlere Verteilung. Die Verteilung der verworfenen Kandidaten links der Linie ist unten dargestellt.*

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation

Ein wichtiges Instrument in der Hochenergiephysik ist die Simulation von Ereignissen per Software. Eine solche Simulation bezeichnet man als Monte-Carlo-Programm. Sie kann in drei Komponenten unterteilt werden: die Generierung der Kinematik, die Detektor-Simulation und die Rekonstruktion. Die Simulation dient einerseits dazu, die Modelle, auf denen die Programme basieren, zu testen. Andererseits können Effekte des Detektors und der Rekonstruktionssoftware wie Auflösung, Akzeptanz und Effizienz studiert werden. Es gibt umfangreiche Programmpakete, die Ereignisse mit Positron-Proton-Streuung generieren und den H1-Detektor im Detail simulieren. Ein Nachteil dieser Programme ist, daß sie nicht sehr flexibel sind. Man hat kaum Möglichkeiten, die Programme anzupassen, wenn sie Ergebnisse liefern, die die gemessnene Daten nicht realistisch genug beschreiben.

Um den V^0-Algorithmus zu testen, wurde ein neues Monte-Carlo-Programm nur für CJC und CST entwickelt. Das Programm ist nicht so komplex wie die offizielle H1-Simulation. Es werden die wichtigsten Effekte wie Inhomogenitäten im Magnetfeld, Vielfachstreuung, Energieverlust und Detektoreffizienzen berücksichtigt.

Die geringere Komplexität des neuen Monte-Carlo-Programms hat vor allem den Vorteil, daß sehr viel weniger Rechenzeit beansprucht wird und man somit schneller ein Ergebnis erhält. Außerdem ist der Algorithmus so flexibel gestaltet, daß die oben beschriebenen Effekte einzeln “ein-” und “ausgeschaltet” werden können. Dadurch kann der Einfluß der Effekte studiert werden.

In diesem Kapitel wird das neu entwickelte Monte-Carlo-Programm beschrieben. Als erstes wird die Kinematik des V^0-Zerfalls generiert (Abschnitte 5.1 und 5.2). Es folgt eine Beschreibung der Simulation von geladenen Teilchen. Es wird die Bewegung im Magnetfeld und das Durchqueren von Materie simuliert (Abschnitt 5.3). Die Detektorsimulation beschränkt sich auf die Komponenten CST und CJC (Abschnitte 5.4 und 5.5). Zum Schluß wird eine idealisierte Rekonstruktion von Spuren durchgeführt (Abschnitt 5.6).

5.1 Kinematik des V^0-Zerfalls

Die Größen im Ruhesystem des V^0s werden mit einem Sternchen gekennzeichnet. Aufgrund der Impulserhaltung gilt (vgl. Abb. 5.1):

$$\vec{p}^{\,-*} \;=\; -\vec{p}^{\,+*} \qquad \Rightarrow \qquad p^{-*} \;=\; p^{+*} \;=:\; p^* \tag{5.1}$$

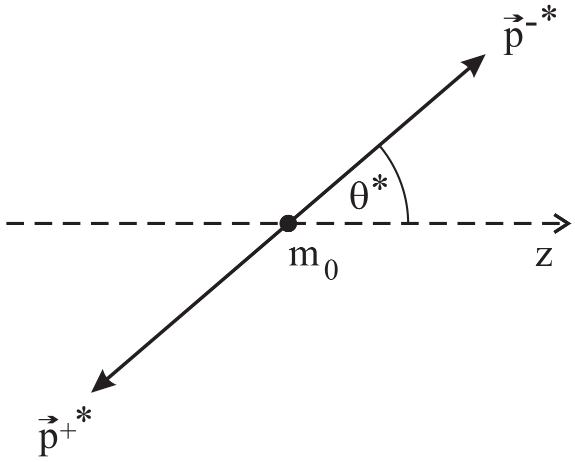

Abbildung 5.1: *Zerfall im Ruhesystem des V^0s.*

Der Impuls p^* läßt sich aus der Energieerhaltung herleiten:

$$\begin{aligned}
& m_0 \;=\; (\mathbf{p}^- + \mathbf{p}^+)^2 \;=\; m^{-2} + m^{+2} + 2\;E^{-*}E^{+*} - 2\;\vec{p}^{\,-*}\vec{p}^{\,+*} \\
\Rightarrow\;\; & {m_0}^2 - m^{-2} - m^{+2} - 2\;p^{*2} \;=\; 2\;E^{-*}E^{+*} \\
\Rightarrow\;\; & ({m_0}^2 - m^{-2} - m^{+2})^2 - 4\;({m_0}^2 - m^{-2} - m^{+2})\;p^{*2} + 4\;p^{*4} \\
& = 4\;(p^{-*2} + m^{-2})\;(p^{+*2} + m^{+2}) \;=\; 4\;p^{*4} + 4\;(m^{-2} + m^{+2})\;p^{*2} + 4\;m^{-2}m^{+2} \\
\Rightarrow\;\; & 4\;{m_0}^2 p^{*2} \;=\; ({m_0}^2 - m^{-2} - m^{+2})^2 - 4\;m^{-2}m^{+2} \\
\Rightarrow\;\; & p^* \;=\; \sqrt{\left[({m_0}^2 - m^{-2} - m^{+2})^2 - 4\;m^{-2}m^{+2}\right]\;/\;4\;m_0^2}
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Speziell für K^0 und $\Lambda/\bar{\Lambda}$ erhält man:

$$\begin{aligned}
p^*_{K^0\to\pi\pi} &= 206.01\ \mathrm{MeV}/c \\
p^*_{\Lambda/\bar{\Lambda}\to p\pi} &= 100.57\ \mathrm{MeV}/c
\end{aligned}$$

Der Winkel zwischen der V^0-Flugrichtung und dem negativen Teilchen im Ruhesystem wird mit θ^* bezeichnet. Durch die zusätzliche Angabe eines Azimutalwinkels ϕ^* (Winkel zwischen x-Achse und Projektion des negativen Teilchens auf die xy-Ebene) ist die Richtung der Zerfallsteilchen festgelegt. Wird die z-Achse des Ruhesystems parallel zur Flugrichtung des V^0s gewählt, dann gilt:

$$\vec{p}^{\,-*} \;=\; p^* \cdot \begin{pmatrix} \sin\theta^*\cos\phi^* \\ \sin\theta^*\sin\phi^* \\ \cos\theta^* \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

$$\vec{p}^{\,+*} \;=\; -\vec{p}^{\,-*} \tag{5.4}$$

Beim Übergang vom Ruhe- ins Laborsystem muß eine Lorentztransformation durchgeführt werden. Dabei ändert sich die z-Komponente des Impulses beider Teilchen folgendermaßen:

$$p'_z = \beta\gamma \cdot E^* + \gamma \cdot p^*_z \tag{5.5}$$

Die Faktoren β und γ sind durch die Geschwindigkeit des V^0s bestimmt.

$$\beta\gamma \ = \ p^0/m_0 c \qquad \gamma \ = \ E^0/m_0 c^2$$

Um ein V^0 zu beschreiben, daß in eine beliebige Richtung fliegt, muß eine Rotation erfolgen, die die z-Achse auf die Flugrichtung des V^0s abbildet. Dazu wird erst um die y-Achse um den Winkel $-\theta^0$ (Polarwinkel des V^0) und dann um den Winkel ϕ^0 (Azimutalwinkel des V^0) um die z-Achse gedreht:

$$\begin{aligned} \vec{p} &= \begin{pmatrix} \cos\phi^0 & 0 & -\sin\phi^0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\phi^0 & 0 & \cos\phi^0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta^0 & \sin\theta^0 & 0 \\ -\sin\theta^0 & \cos\theta^0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{p}\,' \\ &= \begin{pmatrix} p^0_x/p^0_T & 0 & -p^0_y/p^0_T \\ 0 & 1 & 0 \\ p^0_y/p^0_T & 0 & p^0_x/p^0_T \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p^0_z/p^0 & p^0_T/p^0 & 0 \\ -p^0_T/p^0 & p^0_z/p^0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{p}\,' \end{aligned} \tag{5.6}$$

5.2 Generierung von Ereignissen mit K^0-, Λ- und $\bar{\Lambda}$- Zerfall

Für die Untersuchungen im folgenden Kapitel werden Ereignisse generiert, bei denen jeweils ein K^0_s bzw. $\Lambda/\bar{\Lambda}$ am Primärvertex erzeugt wird. Das Ereignis besteht nur aus diesem neutralen Teilchen. Bei der Simulation wird nur ein einziger Zerfallskanal berücksichtigt:

$$\begin{array}{rl} K^0_s \to \pi^+\pi^- & (68.61 \pm 0.28)\ \%, \text{ Anteil der Zerfälle laut [PDG98]} \\ \Lambda \to p\pi^- & (63.9 \pm 0.5)\ \% \\ \bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+ & (63.9 \pm 0.5)\ \% \end{array}$$

Die Zerfallslänge im Laborsystem ist gegeben durch:

$$\ell \ = \ ct^* \cdot \beta\gamma \ = \ ct^* \cdot \frac{p^0}{m_0} \tag{5.7}$$

t^* ist die Lebensdauer eines individuellen Teilchens im Ruhesystem. ct^* folgt einer Exponentialverteilung. Der Faktor im Exponenten ist $-1/c\tau$. Als mittlere Lebensdauer τ werden in der Simulation die Werte aus [PDG98] verwendet:

$$\begin{aligned} c\tau_{K^0_s} &= 2.6762 \text{ cm} \\ c\tau_{\Lambda/\bar{\Lambda}} &= 7.89 \text{ cm} \end{aligned}$$

Der Zerfall ist im Ruhesystem isotrop. Daraus folgt, daß $\cos\theta^*$ und ϕ^* gleichverteilt sind.

Der Azimutalwinkel ϕ^0 des neutralen Teilchens folgt ebenfalls einer Gleichverteilung. Die bei der Simulation angenommene Verteilung des Polarwinkels θ^0 und des Impulses wird aus Ereignissen bestimmt, die mit dem Monte-Carlo-Programm AROMA 2.1 generiert wurden (s. Abb. 5.2).

Statt des Winkels θ wird die Pseudorapidität η betrachtet:

$$\eta := \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) \tag{5.8}$$

Da $p_z/p = \cos\theta$ ist, können beide Größen ineinander umgerechnet werden:

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{2\cos^2\theta/2}{2\sin^2\theta/2}\right) \\
&= -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) && (5.9) \\
\theta &= 2\arctan\left(e^{-\eta}\right) && (5.10)
\end{aligned}$$

Weil nur die V^0s berücksichtigt werden müssen, die im Akzeptanzbereich der CJC liegen, kann man sich auf den Bereich $-\eta_{max} < \eta < \eta_{max}$, $\eta_{max} := 2$ beschränken. In diesem Bereich wird die η-Verteilung durch einen linearen Verlauf parametrisiert:

$$f(\eta) = a \cdot (1 + b \cdot \eta) \tag{5.11}$$

Der Impuls wird aus der Verteilung von p_T^2 bestimmt. Als Parametrisierung wird die Summe dreier Exponentialfunktionen gewählt:

$$f(p_T^2) = \frac{A_1}{s_1} \cdot e^{-p_T^2/s_1} + \frac{A_2}{s_2} \cdot e^{-p_T^2/s_2} + \frac{A_3}{s_3} \cdot e^{-p_T^2/s_3} \tag{5.12}$$

Dieser Ausdruck liefert eine gute Beschreibung der AROMA-Ereignisse (vgl. Abb. 5.2).

5.3 Simulation von geladenen Teilchen

Die für die Simulation wichtigen Eigenschaften eines Teilchens sind sein Ort $\vec{x}$ und sein Impuls $\vec{p}$ sowie die Masse m und die Ladung q (q [e] = +1 oder -1).

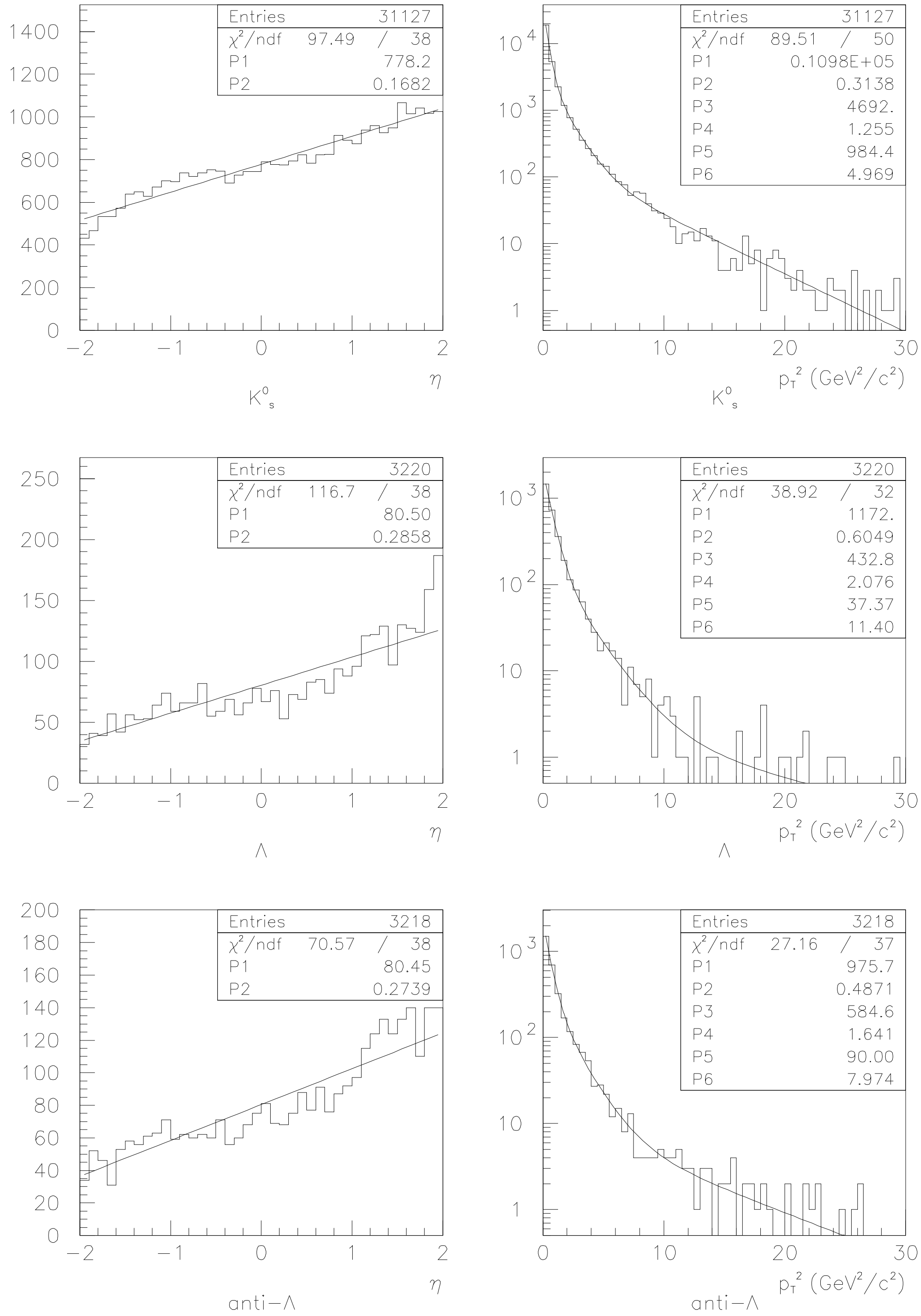

Abbildung 5.2: *Verteilung von η (links) und p_T^2 (rechts) für K_s^0 (oben), Λ (mitte) und $\bar{\Lambda}$ (unten) in generierten Ereignissen. Die Parameter des Fits sind links: P1 = a, P2 = b; rechts: P1/3/5 = $A_{1/2/3}$, P2/4/6 = $s_{1/2/3}$.*

Bewegung im Magnetfeld

In der xy-Ebene ist die Bahn eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld ein Kreis. Da das H1-Magnetfeld nicht völlig homogen ist, wird die Bewegung des Teilchens in kleinen Schritten berechnet, wobei jeweils die Magnetfeldstärke am Ort des Teilchens zu Grunde gelegt wird. In jedem Schritt wird das Magnetfeld als konstant angenommen, so daß die Teilchenbahn als Kreis beschrieben werden kann (s. Abb. 5.3). Für den Radius R und den Mittelpunkt $\vec{M}$ des Spurkreises gilt:

$$R = \frac{p_T}{e \cdot B(\vec{x})} \tag{5.13}$$

$$M_x = x + q \cdot R \cdot \frac{p_y}{p_T} \tag{5.14}$$

$$M_y = y - q \cdot R \cdot \frac{p_x}{p_T} \tag{5.15}$$

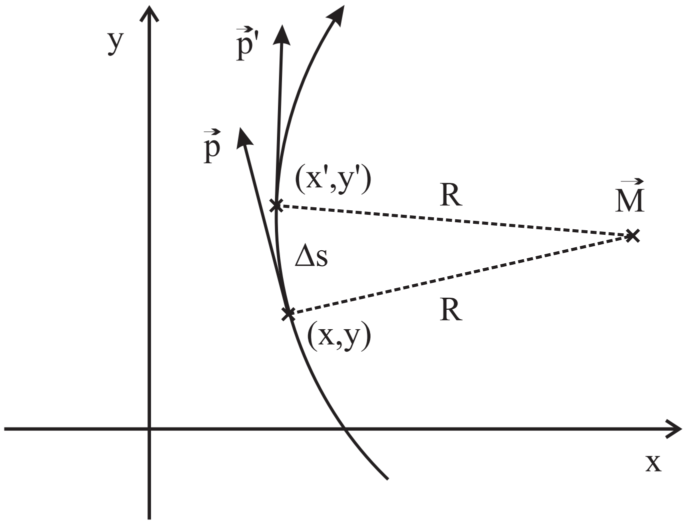

Abbildung 5.3: *Schrittweise Bewegung eines Teilchens.*

Bei einem Schritt wird der radiale Abstand des Teilchens vom Ursprung um einen bestimmten Betrag erhöht. Die Berechnung des neuen Ortes (x', y') ist zurückzuführen auf die Berechnung des Schnittpunktes zweier Kreise (s. Anhang A). Die z-Koordinate z' erhält man aus der Änderung der Spurlänge Δs:

$$\Delta s = 2R \cdot \arcsin\left(\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \;/\; 2R\right) \tag{5.16}$$

$$z' = z + \frac{dz}{ds}\Delta s = z + \frac{p_z}{p_T}\Delta s \tag{5.17}$$

Der neue Impuls ist gegeben durch:

$$p'_x = +q \cdot p_T \cdot (y' - M_y) \;/\; R \tag{5.18}$$

$$p'_y = -q \cdot p_T \cdot (x' - M_x) \;/\; R \tag{5.19}$$

$$p'_z = p_z \tag{5.20}$$

Vielfachstreuung

Geladene Teilchen werden beim Durchqueren von Materie gestreut. Der Winkel zwischen den Flugrichtungen vor und hinter der Materieschicht wird als Streuwinkel θ bezeichnet (vgl. Abb. 5.4). Bei einer hohen Teilchenenergie und vielen Streuprozessen wird die Häufigkeitsverteilung des Streuwinkels näherungsweise beschrieben durch (aus [Leo87]):

$$W(\theta)\ d\theta \ = \ \frac{2}{< \theta^2 >}\ e^{-\theta^2/<\theta^2>}\ \theta\ d\theta \tag{5.21}$$

Für den mittleren Streuwinkel gilt:

$$< \theta^2 > = \ z^2 \left(\frac{21.2\ \mathrm{MeV}}{pc\beta}\right)^2 \frac{x}{X_0}\ (1 + 0.048 \cdot \ln(x/X_0)) \tag{5.22}$$

Dabei ist z die Ladung des Teilchens, x die Dicke der durchquerten Materieschicht und X_0 die Strahlungslänge, eine Materialkonstante.

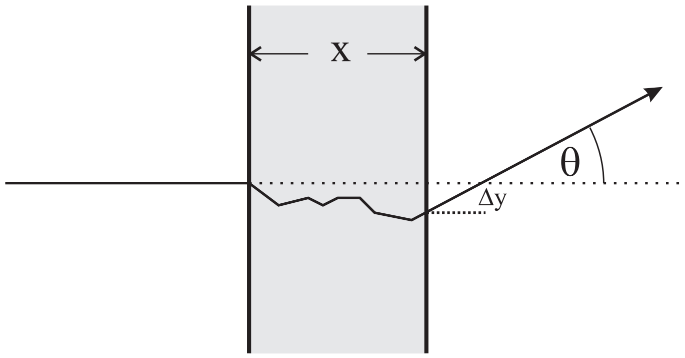

Abbildung 5.4: *Vielfachstreuung eines Teilchens beim Durchqueren einer Materieschicht.*

Im Monte-Carlo-Programm wird die Vielfachstreuung am Strahlrohr, am CST und an den Wänden von CJC, Z- und Proportionalkammern simuliert (s. Tab. 5.1). Es wird entsprechend obiger Verteilung ein zufälliger Streuwinkel generiert und der Impulsvektor um diesen Winkel geändert. Die bei der Vielfachstreuung auftretende Versetzung Δy senkrecht zur Flugrichtung wird als klein angenommen und vernachlässigt.

Energieverlust

In Materie verlieren geladene Teilchen Energie durch Ionisation. Die Verteilung des Energieverlustes folgt einer Landau-Funktion, deren Mittelwert die Bethe-Bloch-Formel angibt (aus [Loh90]):

$$-\frac{dE}{dx} \ = \ 4\pi N_A r_e^2 m_e \frac{Z}{A}\rho\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2\right] \tag{5.23}$$

Der Energieverlust ist also bestimmt durch die Ladung z und die Geschwindigkeit β des Teilchens sowie durch die materialabhängigen Größen Z (Kernladungszahl), A (Massenzahl), ρ (Dichte) und I (mittleres Ionisationspotential, $I \approx 13.5$ eV $\cdot Z$).

Im Monte-Carlo-Programm wird die Energie des Teilchens um den mittleren Energieverlust, wie er sich aus der Bethe-Bloch-Gleichung ergibt, multipliziert mit der Dicke der durchquerten Schicht verringert, d.h. der Betrag des Impulsvektors wird entsprechend verkleinert. Ebenso wie die Vielfachstreuung wird der mittlere Energieverlust an Strahlrohr, CST und Kammerwänden berechnet (s. Tab. 5.1).

Materie	Radius [cm]	x [mm]	X_0 [cm]	Z_{eff}	A	ρ [g/cm^3]
Strahlrohr	4.8	1.7	8.9	13.0	27.0	2.7
CST innere Lage	5.75	0.6	9.4	14.0	28.1	2.33
CST äußere Lage	9.7	0.6	9.4	14.0	28.1	2.33
CJC1-Wand	20.0	3.0	28.4	6.0	12.0	1.5
CIP-Wand	20.0	7.0	431.0	10.9	22.4	0.064
CIZ-Wand	20.0	5.6	114.0	21.9	47.5	0.143
CJC2-Wand	52.7	3.0	28.4	6.0	12.0	1.5
COP-Wand	52.7	14.0	431.0	10.9	22.4	0.064
COZ-Wand	52.7	6.5	114.0	21.9	47.5	0.143

Tabelle 5.1: *Bei der Simulation von Vielfachstreuung und Energieverlust berücksichtigte Materieschichten.*

5.4 Modell des CST

Bei der Simulation des CST wird von der Leiterstruktur (vgl. Abb. 2.11) abstrahiert. Der CST wird beschrieben durch zwei Zylinder um die z-Achse mit den Radien 5.75 cm und 9.7 cm. Dies simuliert die beiden Lagen. In z-Richtung erstrecken sich die Zylinder von -17.78 cm bis +17.78 cm.

Kreuzt ein geladenes Teilchen einen der Zylinder, wird ein Hit generiert. Die Koordinaten des Hits werden entsprechend der Auflösung des CST gaussisch verschmiert ($\sigma_{r\phi} = 12\ \mu$m, $\sigma_z(\theta = 0) = 33\ \mu$m). Dabei wird die Abhängigkeit der z-Auflösung vom Einfallswinkel θ berücksichtigt (s. [Gas96]).

5.5 Modell der CJC

Die CJC wird ähnlich wie der CST simuliert durch "sensitive Zylinder". Die Radien der Zylinder entsprechen den Radien der Signaldrähte. Die Ausdehnung in z ist durch den aktiven Bereich der CJC gegeben.

Durchquert ein geladenes Teilchen die CJC, werden also an festgelegten Radien Hits erzeugt. Ein gaussverteilter Meßfehler wird zu den Hit-Koordinaten addiert. Dabei ist $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m und $\sigma_z = 4$ cm.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Teilchens in der CJC hängt vom Transversalimpuls und von der Ladung ab. Unterhalb von 50 MeV/c ist die Effizienz praktisch 0. Dann steigt sie an und erreicht oberhalb von rund 100 MeV/c fast 100%. In [Eck94] wurde dieser Zusammenhang für Pionen untersucht und parametrisiert. Ausgehend von diesem Ergebnis wird folgende Effizienz für negativ und positiv geladene Teilchen eingeführt:

$$\epsilon^{\pm}(p_T) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \tanh\left(\delta^{\pm} \cdot \left(p_T - p^{\pm}_{T50\%}\right)\right)\right] \tag{5.24}$$

$$p^{+}_{T50\%} = 80.8\ \mathrm{MeV}/c \qquad \delta^{+} = \frac{0.09}{\mathrm{MeV}/c} \tag{5.25}$$

$$p^{-}_{T50\%} = 68.7\ \mathrm{MeV}/c \qquad \delta^{-} = \frac{0.11}{\mathrm{MeV}/c} \tag{5.26}$$

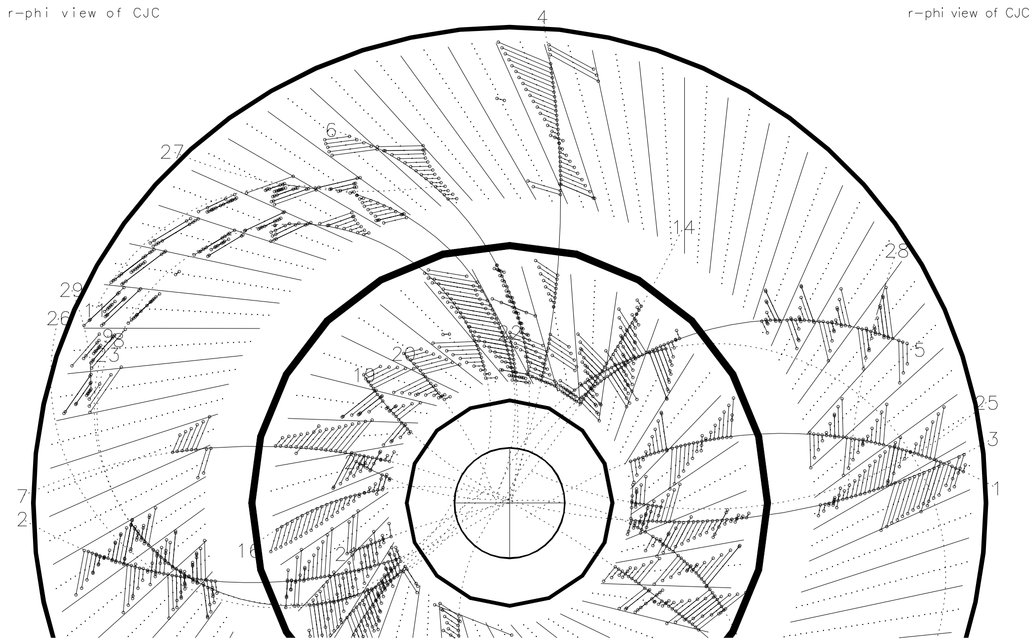

Abbildung 5.5: *Rekonstruierte Spuren und Driftrichtung (kleine parallele Striche). Die negativen Spuren 1, 2 und 5 verlaufen fast senkrecht zur Driftrichtung. Bei den positiven Spuren wie 3, 4 und 6 ist der Winkel α deutlich kleiner. Ein extremes Beispiel ist Spur 11.*

Außerdem gibt es eine Abhängigkeit der Spurlänge von p_T und von der Ladung. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung des Endradius (Radius des letzten Hits) in den gemessenen Daten. Die Abhängigkeit des Endradius vom Transversalimpuls kann simuliert werden durch eine Hiteffizienz, die vom Winkel zwischen der Driftrichtung und der Flugrichtung des Teilchens abhängt.

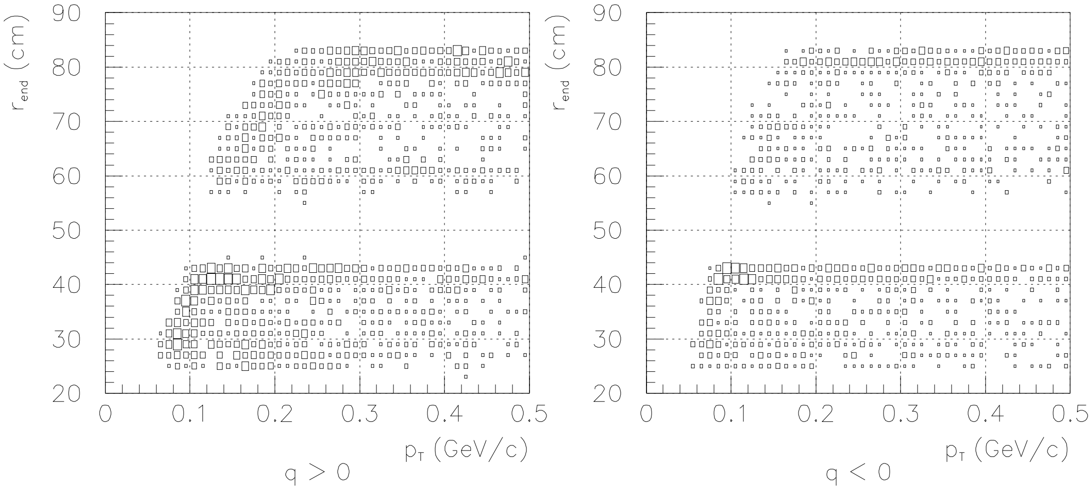

Abbildung 5.6: *Endradius in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für positive (links) und negative (rechts) Teilchen, die vom Primärvertex kommen (Daten).*

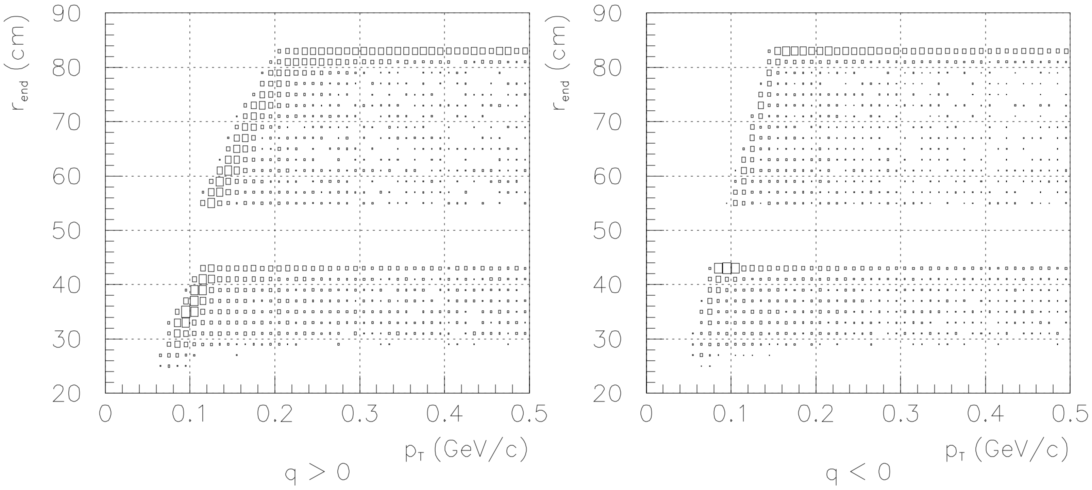

Abbildung 5.7: *Beziehung zwischen Endradius und p_T für simulierte Spuren.*

Bewegt sich ein Teilchen entlang der Driftrichtung, ist es kaum möglich, einen Hit zu rekonstruieren. Der günstigste Fall liegt vor, wenn die Flugrichtung senkrecht zur Driftrichtung steht. Aufgrund dieser Überlegungen wird folgende Effizienz für die Rekonstruktion eines Hits in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen Drift- und

Flugrichtung in der xy-Ebene angenommen:

$$\epsilon_{Hit}(\alpha) = \begin{cases} 0 & \text{für } \alpha < 20^\circ \\ 90\% \cdot \frac{\alpha - 20^\circ}{45^\circ - 20^\circ} & \text{für } 20^\circ < \alpha < 45^\circ \\ 90\% & \text{für } \alpha > 45^\circ \end{cases} \tag{5.27}$$

Wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist, führt diese α-abhängige Effizienz zu einer näherungsweisen Beschreibung der Daten. Insbesondere wird der Unterschied zwischen negativen und positiven Spuren widergespiegelt. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß die Driftrichtung nicht genau senkrecht zur radialen Richtung steht. Sie ist etwas geneigt, wodurch der Winkel α für Spuren mit negativer Krümmung im Durchschnitt kleiner ist als für Spuren mit $\kappa > 0$ (s. Abb. 5.5). Die Hiteffizienz ist also bei positiven Teilchen in der Regel geringer als bei negativen.

5.6 Vereinfachte Spur-Rekonstruktion

Aus den generierten Hits werden die Spurparameter bestimmt. Die Hits sind einer Spur eindeutig zugeordnet. Eine Mustererkennung wie in der Standard-H1-Rekonstruktion, bei der die Hits einer Spur erst gesucht werden müssen, entfällt.

Die Parameter κ, ϕ und d_{ca} werden mit einem Kreis-Fit bestimmt. Der Algorithmus von Veikko Karimaeki ([Kar91]) wird auch bei der normalen Rekonstruktion von H1 verwendet. Die Parameter θ und z_0 werden, wie bei der normalen Rekonstruktion, aus den z-Summen berechnet (s. Anhang B).

Die ermittelten Parameter und deren Kovarianzmatrizen werden in die CSKR-Bank geschrieben. Alle weiteren Informationen, die der V^0-Algorithmus benötigt, wie z.B. die z-Summen und die Koordinaten der CST-Hits, werden ebenfalls in den dafür vorgesehenen Bänken abgelegt.

Kapitel 6

Untersuchungen zum V^0-Algorithmus mit simulierten Daten

In diesem Kapitel soll der V^0-Algorithmus getestet werden. Dazu wird das im vorigen Kapitel beschriebene Monte-Carlo-Programm eingesetzt. Es wird der Einfluß verschiedener Effekte auf die Genauigkeit der Rekonstruktion der K^0-Masse untersucht (Abschnitt 6.1). Außerdem wird die Effizienz des Algorithmus bestimmt und mit dem V^0-Programm der Standard-H1-Rekonstruktion verglichen (Abschnitt 6.3).

6.1 Rekonstruktion von K^0 unter verschiedenen Simulationsbedingungen

Im Monte-Carlo-Programm sind folgende "Störeffekte" berücksichtigt:

- Inhomogenitäten im Magnetfeld
- Meßfehler, bedingt durch die begrenzte Ortsauflösung der Detektoren
- Vielfachstreuung
- Energieverlust

Werden alle diese Effekte "abgeschaltet", kann man gut testen, wie exakt der V^0-Algorithmus arbeitet. Dies war ein wichtiger Grund für die Entwicklung des Simulationsprogramms. Wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist, wird die K^0-Masse von 497.672 MeV/c^2 sehr gut rekonstruiert.

Als erster Störeffekt wird nun des inhomogene Magnetfeld "eingeschaltet". Abbildung 6.2 zeigt die rekonstruierte K^0-Masse unter diesen Bedingungen. Erfolgt keine

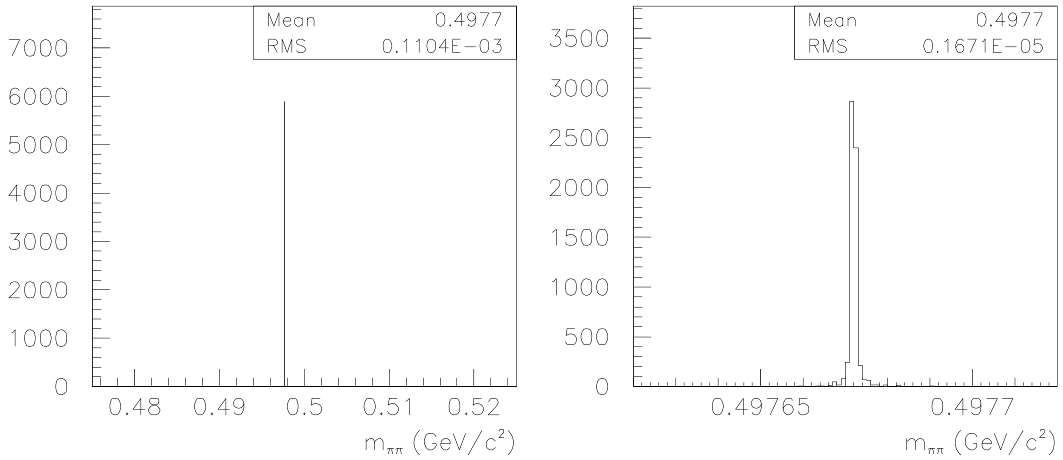

Abbildung 6.1: *Rekonstruierte K^0-Masse unter idealen Bedingungen: Konstantes Magnetfeld, keine Meßfehler, keine Vielfachstreuung und kein Energieverlust.*

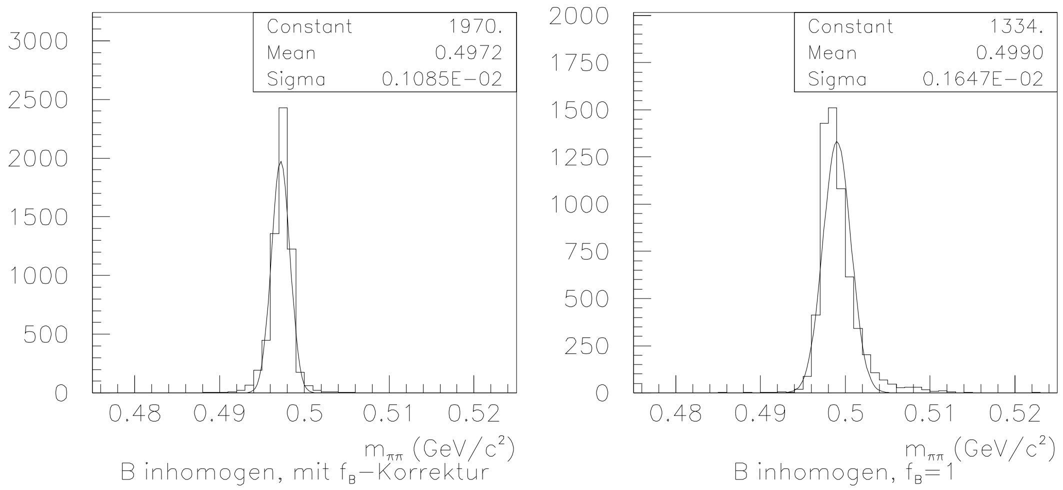

Abbildung 6.2: *Einfluß des inhomogenen Magnetfelds auf die Massenrekonstruktion: mit (links) und ohne (rechts) Korrekturfaktor; Simulation ohne Meßfehler, Vielfachstreuung und Energieverlust.*

Korrektur bei der Berechnung des Impulses aus der Krümmung wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, erhält man eine Massenverteilung mit Ausläufern zu größeren Werten, so daß die Verteilung nicht mehr gaußförmig ist. Die Anwendung des Korrekturfaktors f_B (Gleichung 4.2) führt zu einer deutlichen Verbesserung der Verteilung. Die Breite wird von 1.6 MeV/c^2 auf 1.1 MeV/c^2 reduziert, und der Mittelwert wird zur K^0-Masse hin verschoben. Allerdings gibt es noch eine Abweichung von etwa 0.5 MeV/c^2. Das könnte daran liegen, daß das unterschiedliche Gewicht von CST- und CJC-Hits bei der Berechnung von f_B nicht angemessen berücksichtigt wird.

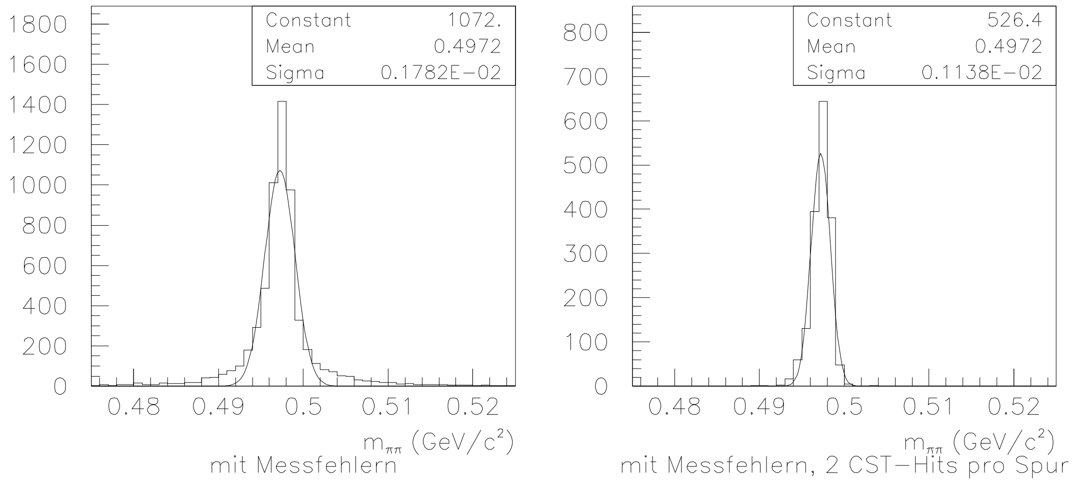

Abbildung 6.3: *Simulation mit Meßfehlern und inhomogenem Magnetfeld, aber ohne Vielfachstreuung und Energieverlust; links: alle rekonstruierten K^0s; recht: der Teil, bei dem beide Pionen zwei CST-Hits haben.*

Als nächstes werden die Koordinaten der gemessenen Hits gaußisch verschmiert. Durch die Berücksichtigung der Meßfehler vergrößert sich die Breite der Massenverteilung auf 1.8 MeV/c^2 (s. Abb. 6.3). Der Mittelwert ändert sich nicht. Die Form der Verteilung entspricht nicht mehr exakt einer Gaußfunktion. Das ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß Spuren mit und ohne CST-Hits verwendet werden, die deutlich unterschiedliche Genauigkeiten haben. Die Verteilung in Abbildung 6.3 rechts, bei der nur Spuren mit zwei CST-Hits berücksichtigt sind, läßt sich besser durch eine Gaußfunktion beschreiben.

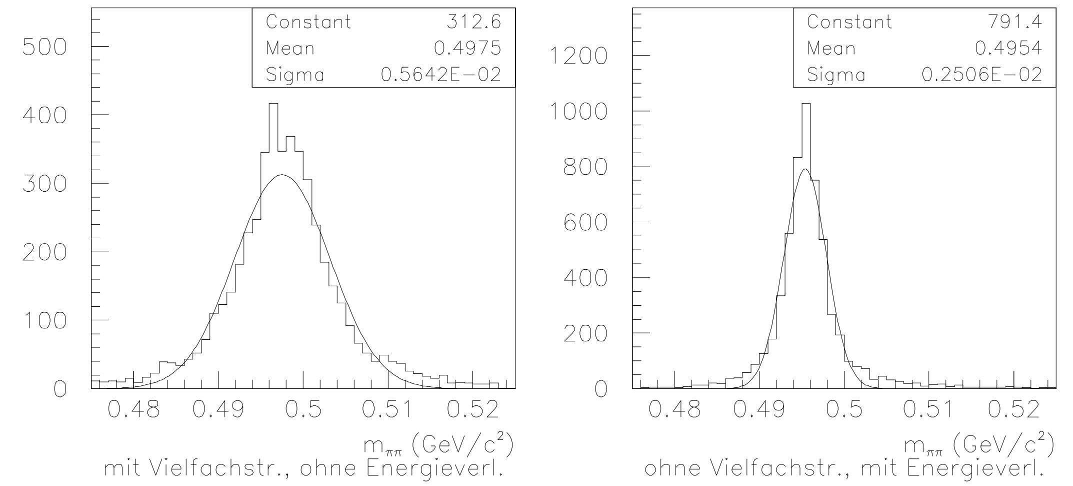

Abbildung 6.4: *Materieeffekte: links: mit Vielfachstreuung, ohne Energieverlust; rechts: ohne Vielfachstreuung, mit Energieverlust; Simulation mit Meßfehlern und inhomogenem Magnetfeld.*

Die Materieschichten im Detektor beeinflussen die Massenrekonstruktion durch Vielfachstreuung und Energieverlust. Abbildung 6.4 zeigt die Auswirkungen dieser beiden Effekte. Die Vielfachstreuung bewirkt eine deutliche Verbreiterung des K^0-Signals auf 5.6 MeV/c^2. Der Einfluß des Energieverlustes auf die Breite ist wesentlich geringer (2.5 MeV/c^2). Allerdings wird der Mittelwert um rund 2 MeV/c^2 nach unten verschoben.

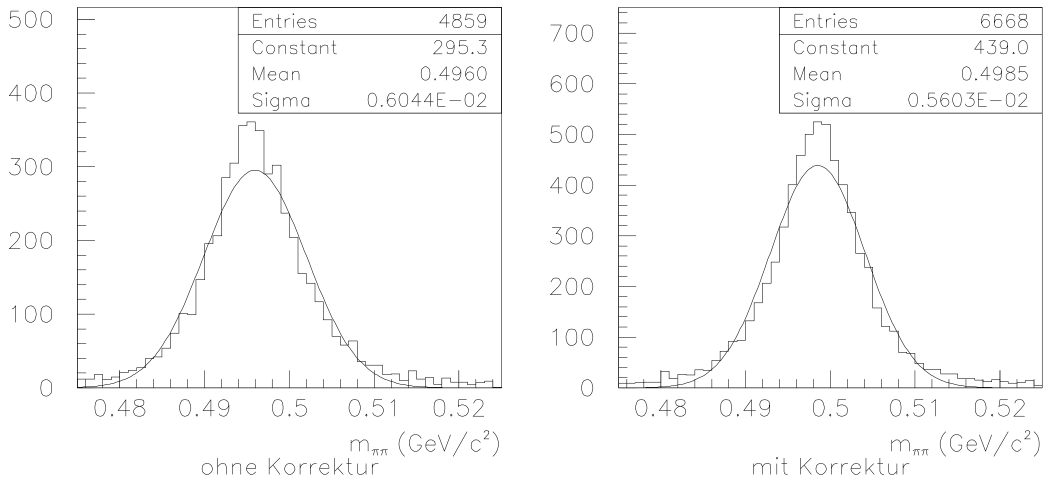

Abbildung 6.5: *Simulation mit allen Störeffekten ohne (links) und mit (rechts) Korrektur von Vielfachstreuung und Energieverlust.*

Nach dem Einschalten aller Störeffekte ergibt sich eine Verteilung mit Breite 6.0 MeV/c^2, wenn die Effekte von Vielfachstreuung und Energieverlust nicht korrigiert werden (s. Abb. 6.5). Durch die Korrektur wird die Breite auf 5.6 MeV/c^2 verringert und der Mittelwert verschoben. Außerdem erhöht sich die Anzahl der rekonstruierten K^0s. Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht der betrachteten Effekte.

B inhomogen	f_B-Korrektur	Meßfehler	Vielfachstreuung	Energieverlust	Korrektur	$\sigma_{m_{\pi\pi}}$ (MeV/c^2)	$\Delta\bar{m}_{\pi\pi}$ (MeV/c^2)
X						1.6	1.3
X	X					1.1	0.5
X	X	X				1.8	0.5
X	X	X	X			5.6	0.2
X	X	X		X		2.5	2.3
X	X	X	X	X		6.0	1.7
X	X	X	X	X	X	5.6	0.8

Tabelle 6.1: *K^0-Massenauflösung und Abweichung des Mittelwertes in Abhängigkeit von verschiedenen Störeffekten.*

Um die Verbesserung der Massenauflösung durch den CST abschätzen zu können, wird die Simulation auch ohne CST durchgeführt. Das entspricht dem Fall, daß der CST aus dem Detektor entfernt wurde. Dabei erhält man eine etwas schlechtere

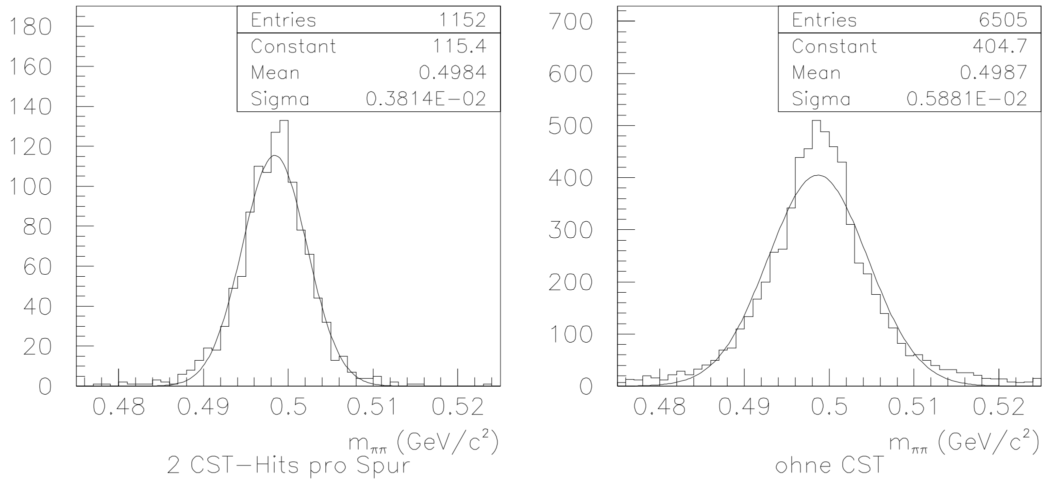

Abbildung 6.6: *Rekonstruierte K^0-Masse aus Spuren mit jeweils zwei CST-Hits (links) und bei Simulation ohne CST (rechts).*

Massenauflösung von 5.9 MeV/c^2 (s. Abb. 6.6). Betrachtet man bei der Simulation mit CST nur die Spuren, die nach dem Fit noch zwei CST-Hits haben, so ergibt sich eine deutliche Verbesserung auf nur noch 3.8 MeV/c^2.

Zum Schluß sollen die beiden Topologien (*in-/out-bending*, vgl. Abb. 4.2) verglichen werden. Bei der Simulation ohne CST beträgt die Breite der Massenverteilung 4.8 MeV/c^2 für *in-* und 6.6 MeV/c^2 für *out-bending* K^0s (s. Abb. 6.7). Dieser große Unterschied verschwindet, wenn man den CST wieder hinzunimmt und Spuren auswählt, die nach dem Fit 2 CST-Hits haben. Für beide Topologien ergibt sich eine Breite von 3.7 MeV/c^2.

Die unterschiedliche Massenauflösung für *in-* und *out-bending* K^0s und die Reduzierung der Differenz bei Spuren mit CST-Hits wird auch in den Daten beobachtet (vgl. Abb. 7.7). Offensichtlich sind die Effekte, die zu diesem Unterschied führen, zumindest teilweise in der Simulation berücksichtigt. Die Verringerung der Differenz durch den CST könnte darauf zurückzuführen sein, daß er Hits liefert, die sich näher am Vertex befinden und deren z-Auflösung wesentlich besser ist als die der CJC.

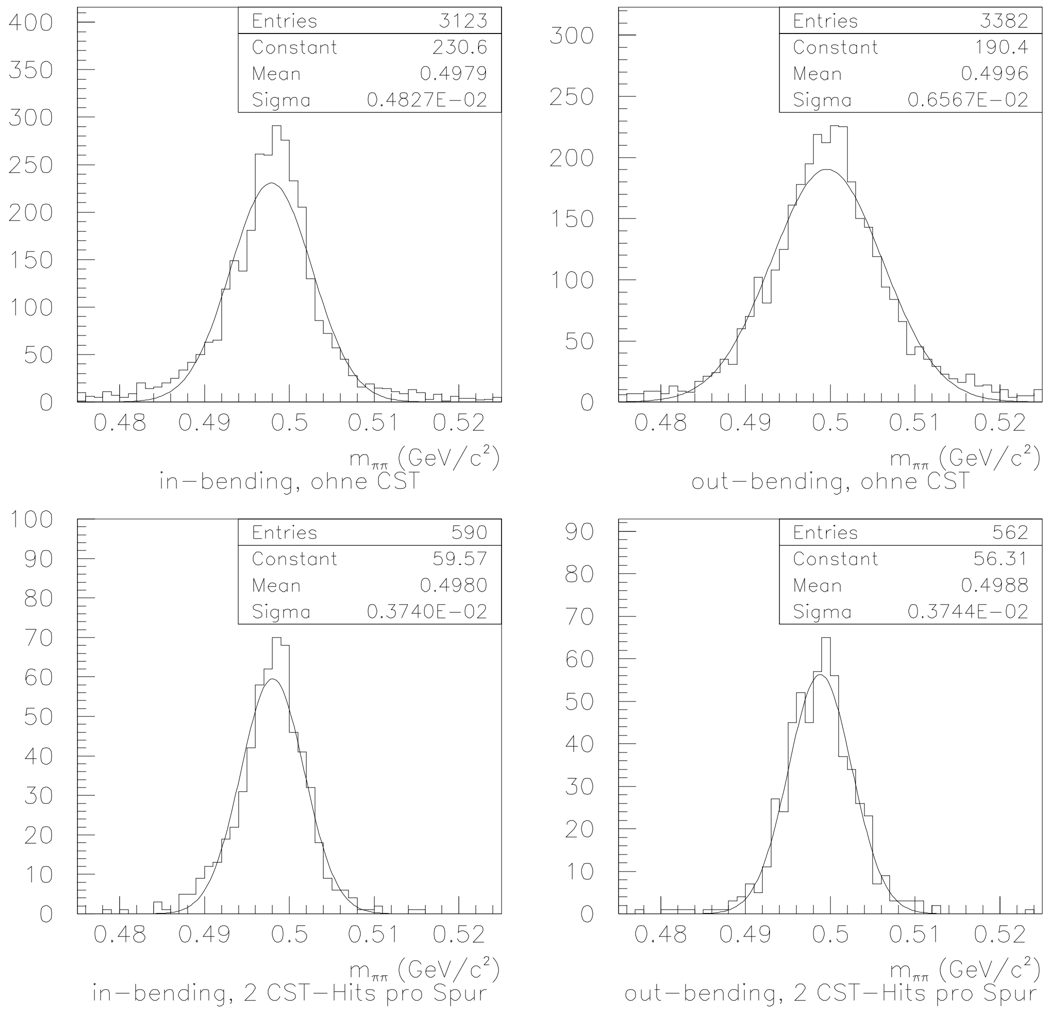

Abbildung 6.7: *Vergleich der beiden Topologien: links in-, rechts out-bending; oben: Simulation ohne CST; unten: mit CST, Spuren mit jeweils zwei CST-Hits nach dem Fit.*

6.2 Auswahl von Spuren und V^0s zur Effizienzbestimmung

Die hier beschriebenen Schnitte wurden in Anlehnung an den in [Joh96] verwendeten Cuts ausgewählt. Diese Selektion von Spuren und V^0s wird auch bei der Analyse in Kapitel 7 durchgeführt.

Durch die in Tabelle 6.2 aufgeführten Schnitte sollen Spuren ausgewählt werden, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen. Ein wichtiges Kriterium, das die Genauigkeit der rekonstruierten Spurparameter beeinflußt, ist die Länge der Spur in der $r\phi$-Ebene. Es wird eine Mindestlänge von 10 cm verlangt. Durch das Aussortieren von Spuren mit einem Transversalimpuls unter 180 MeV/c werden ebenfalls lange Spuren bevorzugt. Außerdem ist der Unterschied zwischen positiven und negativen Spuren im aussortierten Impulsbereich am größten (vgl. Abb. 5.6). Die Beschränkung der Pseudorapidität wählt Spuren im zentralen Polarwinkelbereich aus. Dadurch werden Teilchen ausgeschlossen, die die CJC bereits bei kleinen Radien nach vorne oder nach hinten verlassen.

radiale Spurlänge	$\Delta r^{\pm} > 10$ cm
Transversalimpuls	$p_T^{\pm} > 180$ MeV/c
Pseudorapidität	$\lvert\eta^{\pm}\rvert < 1.5$

Tabelle 6.2: *Auswahl der Spuren.*

Die Schnitte in Tabelle 6.3 dienen hauptsächlich dazu, das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Dabei ist insbesondere die Forderung einer radialen Mindestzerfallslänge hilfreich. Sie soll die Vertices verwerfen, die irrtümlich aus Spuren vom Primärvertex rekonstruiert wurden. Durch den Schnitt auf den topologischen Winkel Ψ (s.u.) soll ebenfalls kombinatorischer Untergrund aussortiert werden. Der η-Cut selektiert V^0s aus dem mittleren θ-Bereich.

radiale Zerfallslänge	$r_V > 1$ cm
topologischer Winkel	$\lvert\Psi - 90°\rvert > 20°$
Pseudorapidität	$\lvert\eta^0\rvert < 1.3$

Tabelle 6.3: *V^0-Schnitte.*

Der topologische Winkel Ψ ist definiert durch:

$$\begin{aligned} \Psi &:= \angle(\vec{d}, \vec{k}) = \arccos\left(\frac{\vec{d}\cdot\vec{k}}{|\vec{d}||\vec{k}|}\right) \qquad (6.1) \\ \vec{d} &:= \vec{p}^{\,+} \times \vec{p}^{\,-} \\ \vec{k} &:= \left(\vec{p}^{\,0} \times \vec{z}\right) \times \vec{p}^{\,0} \end{aligned}$$

Der Vektor $\vec{d}$ steht senkrecht auf der Ebene, die durch die beiden Zerfallsteilchen aufgespannt wird (Zerfallsebene). Der Vektor $\vec{k}$ liegt in der Ebene, die durch das V^0

und die z-Achse definiert ist. Ψ ist der Winkel zwischen beiden Vektoren. Abbildung 6.8 verdeutlicht die Definition.

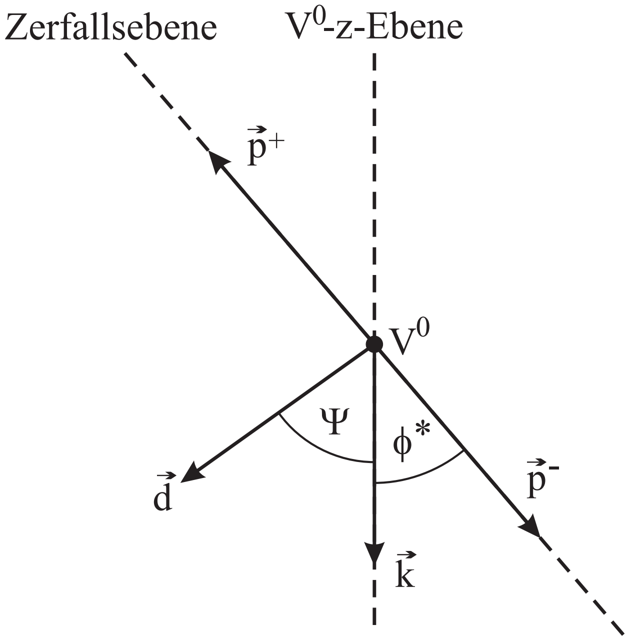

Abbildung 6.8: *Definition des Winkels Ψ. Blickrichtung ist die V^0-Flugrichtung, d.h. die Bildebene ist senkrecht zum V^0; die Impulse der Zerfallsteilchen sind auf diese Ebene projeziert; die Vektoren $\vec{d}$ und $\vec{k}$ liegen in der Bildebene; $\vec{k}$ entspricht der Projektion der z-Achse auf die Bildebene.*

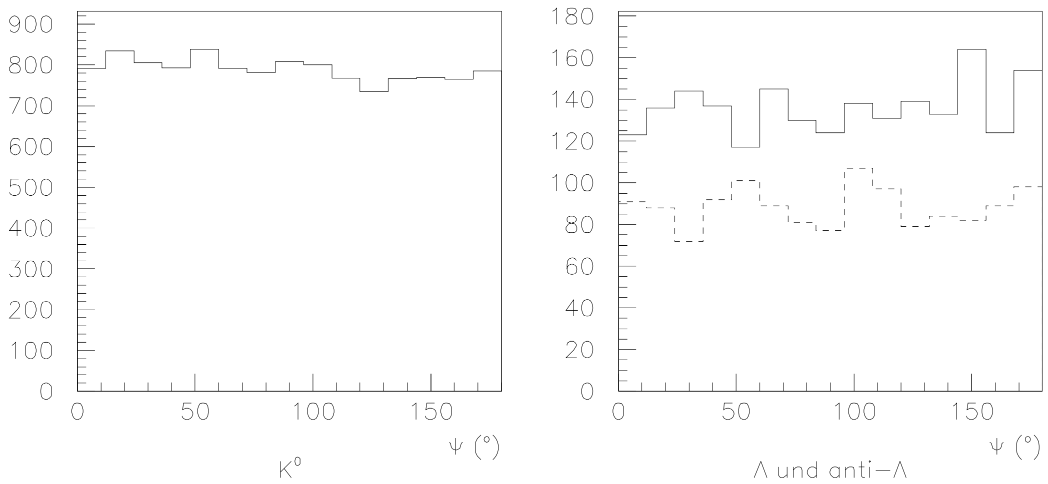

Abbildung 6.9: *Verteilung des Winkels Ψ für K^0 (links) und Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ (rechts, durchgezogene bzw. gestrichelte Linie), wie sie vom H1-Monte-Carlo-Programm generiert wird.*

Es besteht eine direkte Beziehung zwischen Ψ und dem azimutalen Zerfallswinkel ϕ^*:

$$\begin{array}{rcccccc} \textit{out-bending:} & \phi^* > 0 & \Rightarrow & \Psi = |90^\circ - \phi^*| & \Rightarrow & \Psi < 90^\circ \\ \textit{in-bending:} & \phi^* < 0 & \Rightarrow & \Psi = 180^\circ - |90^\circ + \phi^*| & \Rightarrow & \Psi > 90^\circ \end{array} \tag{6.2}$$

Daraus folgt unter anderem, daß Ψ gleichverteilt ist (vgl. Abb. 6.9). Anhand des Winkels können auch die beiden Topologien unterschieden werden.

6.3 Effizienz des V^0-Algorithmus

Die Effizienz des V^0-Algorithmus wird mit dem in Kapitel 5 vorgestellten Monte-Carlo-Programm ermittelt. Die V^0s, die den in Abschnitt 6.2 angegebenen Selektionskriterien entsprechen, bilden die Grundgesamtheit N_{ges}. Die Anzahl der neutralen Teilchen aus dieser Grundgesamtheit, die rekonstruiert werden, wird mit N_{rec} bezeichnet. Die Effizienz ist dann definiert als:

$$\epsilon \; := \; \frac{N_{rec}}{N_{ges}} \tag{6.3}$$

Die Effizienz wird in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T^0 und von der Pseudorapidität η^0 des neutralen Teilchens bestimmt. Die Bingrenzen in p_T^0 werden so gewählt, daß die Anzahl von V^0s in jedem Bin etwa gleich ist. In η^0 erfolgt eine Unterteilung in 13 Bins der Breite 0.2.

Abbildung 6.10 zeigt die Rekonstruktionseffizienz für K^0s als Vergleich des neuen Algorithmus mit dem Standand-Programm. Das alte Programm zeigt eine Abnahme der Effizienz zu kleinen Impulsen hin. Insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen kann es vorkommen, daß die Spurlänge am Vertex negativ ist $(s_V < 0)$. Dies wird im Standard-Programm nicht berücksichtigt, was die Ineffizienz erklärt. Das neue Programm zeigt keine große Abhängigkeit von p_T^0 und η^0. Insgesamt ergibt sich eine mittlere Effizien für die neue $(\epsilon_{K_s^0})$ und die alte Routine $(\epsilon'_{K_s^0})$ von

$$\begin{aligned} \epsilon_{K_s^0} &= (98.5 \pm 0.3)\ \% \\ \epsilon'_{K_s^0} &= (93.3 \pm 0.6)\ \% \end{aligned}$$

Für Λ und $\bar{\Lambda}$ ist die Effizienz beider Programme etwa gleich (s. Abb. 6.11 und 6.12). Die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls der beiden Zerfallsteilchen verhindert hier, daß negative Spurlängen auftreten. Als mittlere Effizienz erhält man:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\Lambda} &= (96.6 \pm 0.5)\ \% \\ \epsilon'_{\Lambda} &= (96.4 \pm 0.5)\ \% \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\bar{\Lambda}} &= (96.9 \pm 0.5)\ \% \\ \epsilon'_{\bar{\Lambda}} &= (96.6 \pm 0.5)\ \% \end{aligned}$$

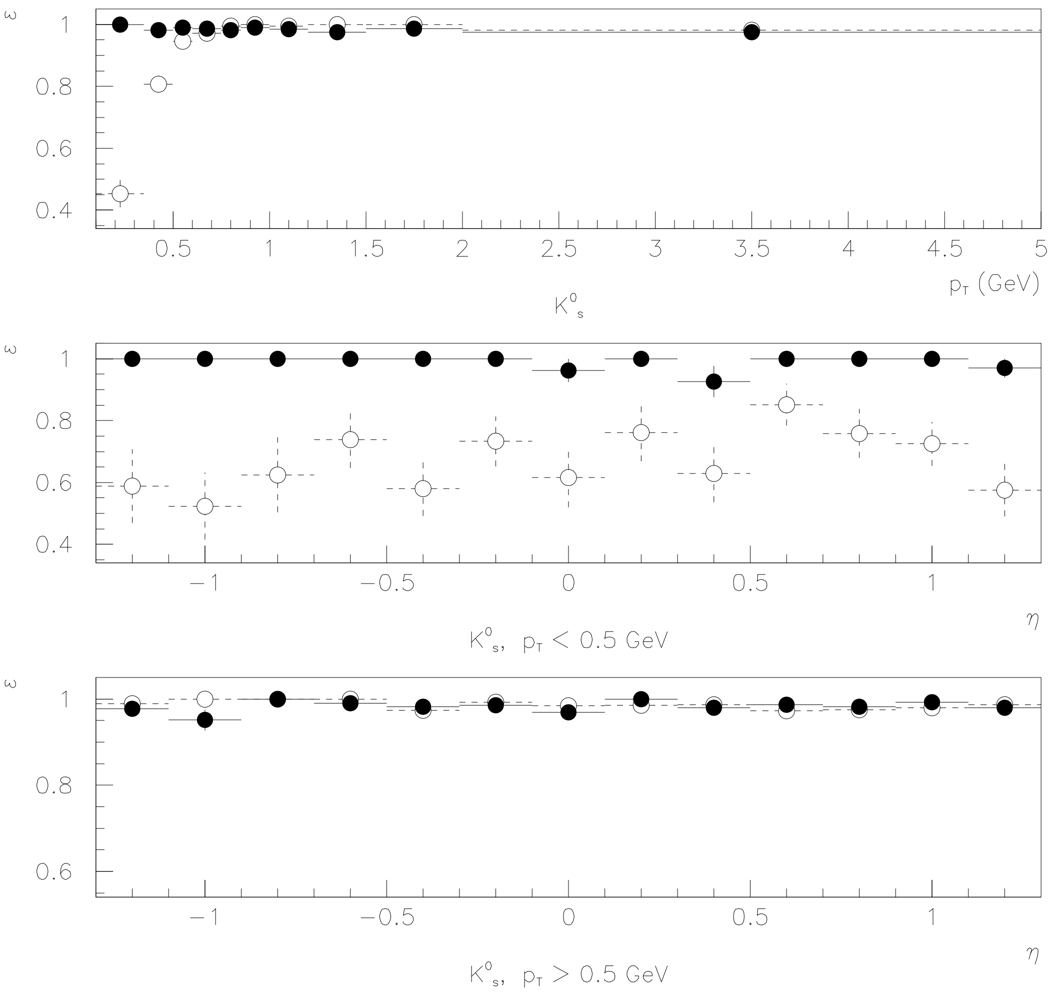

Abbildung 6.10: *Effizienz der Rekonstruktion von K_s^0 in Abhängigkeit von p_T^0 (oben) und η^0 (mitte und unten) für den neuen Algorithmus (schwarze Punkte) und das Standard-Programm (weiße Punkte).*

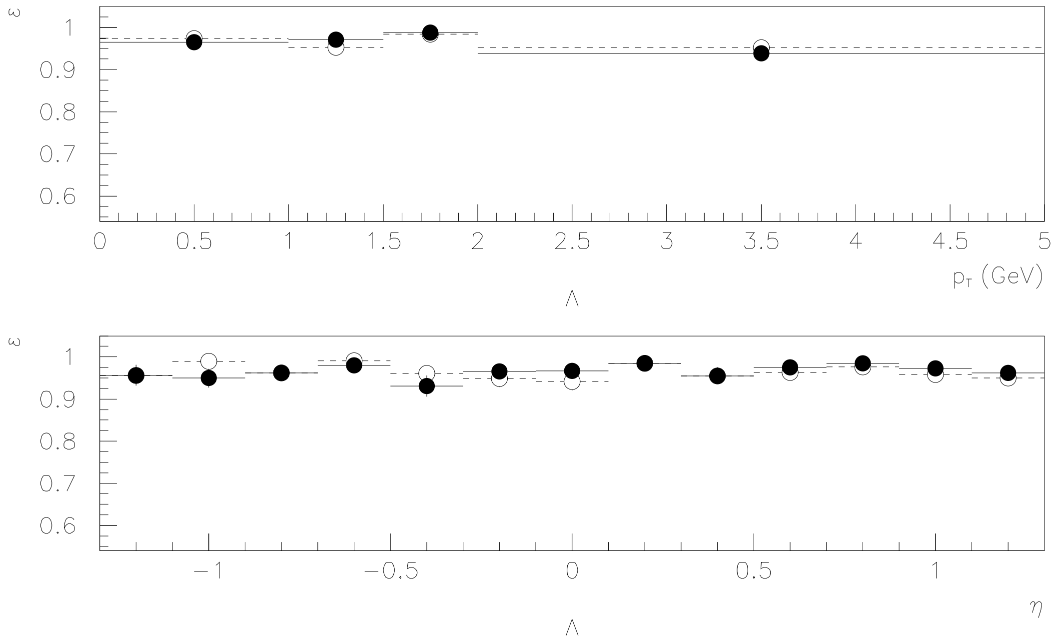

Abbildung 6.11: *Rekonstruktionseffizienz für Λ beim neuen (schwarz) und beim Standard-Programm (weiß).*

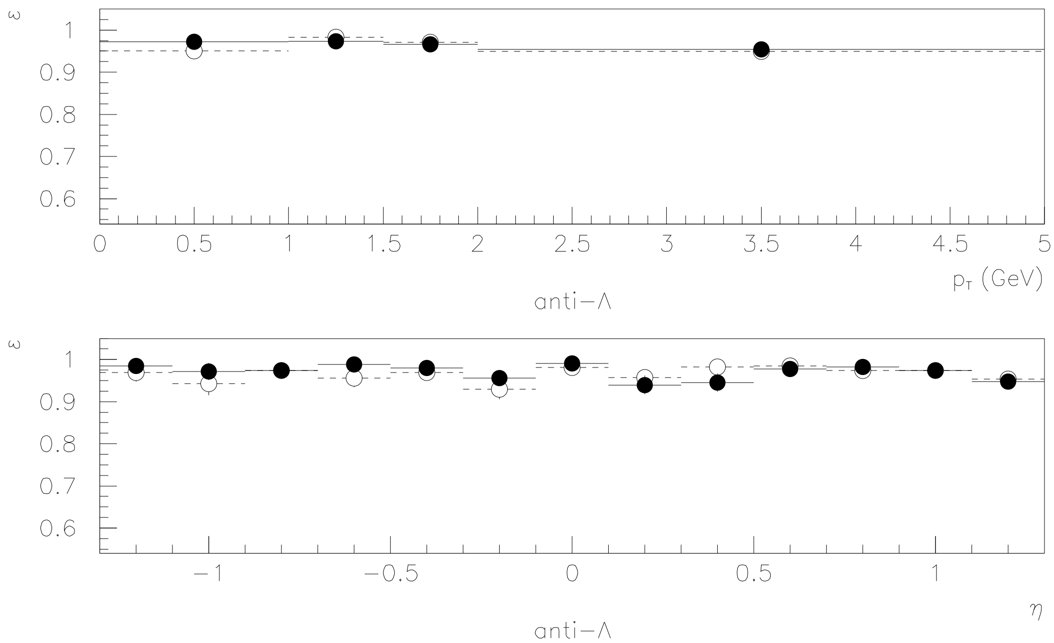

Abbildung 6.12: *Rekonstruktionseffizienz für $\bar{\Lambda}$ beim neuen (schwarz) und beim Standard-Programm (weiß).*

Kapitel 7

Anwendung des V^0-Algorithmus auf H1-Daten

In diesem Kapitel wird das V^0-Programm auf Daten, die vom H1-Detektor gemessen wurden, angewendet. Es werden K^0, Λ und $\bar{\Lambda}$ rekonstruiert (Abschnitte 7.1 und 7.2). In Abschnitt 7.3 wird der Algorithmus mit dem Standard-Programm verglichen. Die analysierten Daten umfassen etwa ein Drittel der Datenmenge des Jahres 1997. Dabei werden nur Spuren betrachtet, die mindestens einen CST-Hit haben.

Ein wichtiger Test für den Algorithmus ist die Verteilung der Fit-Wahrscheinlichkeit nach dem $r\phi$- und dem z-Fit. Die Verteilung sollte sich aus einem konstanten Anteil und einer Häufung bei Null zusammensetzen. Für tatsächliche V^0s erwartet man eine Gleichverteilung. Falsche V^0-Hypothesen sollten eine kleine Wahrscheinlichkeit haben, und somit für einen Anstieg bei Null sorgen.

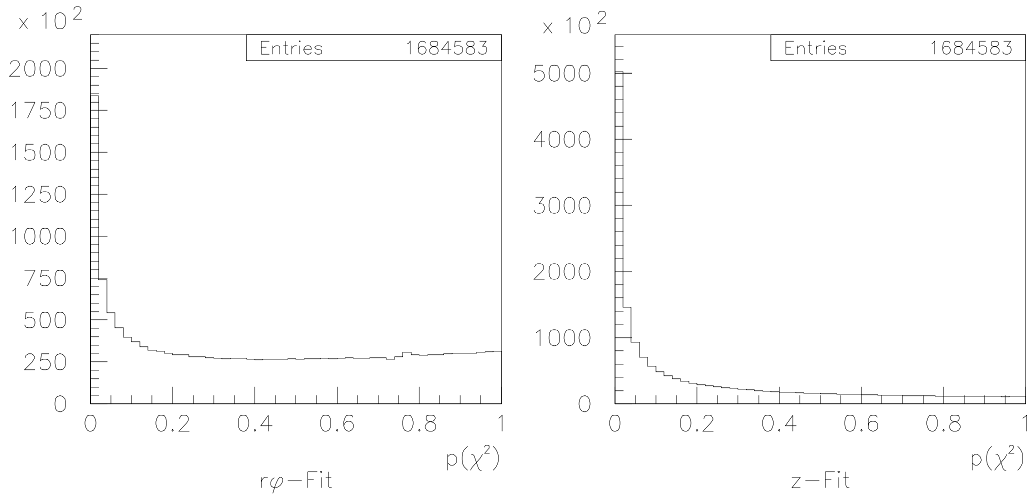

Abbildung 7.1: *Verteilung der Fit-Wahrscheinlichkeit für V^0s mit mindestens einem CST-Hit pro Spur.*

Abbildung 7.1 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die rekonstruierten V^0s. Sie stimmt recht gut mit dem erwarteten Verlauf überein.

7.1 Rekonstruktion von K^0

Auf die rekonstruierten V^0s werden die in Abschnitt 6.2 auf Seite 62 eingeführten Schnitte angewendet. Unter der Annahme, daß die beiden Zerfallsteilchen Pionen sind, ergibt sich die in Abbildung 7.2 gezeigte Verteilung der invarianten Masse, in der man ein deutliches K^0-Signal erkennt. An die Verteilung wird eine Funktion angepaßt, die aus einem linearen Term für den Untergrund und einer Gaußkurve für das K^0-Signal besteht.

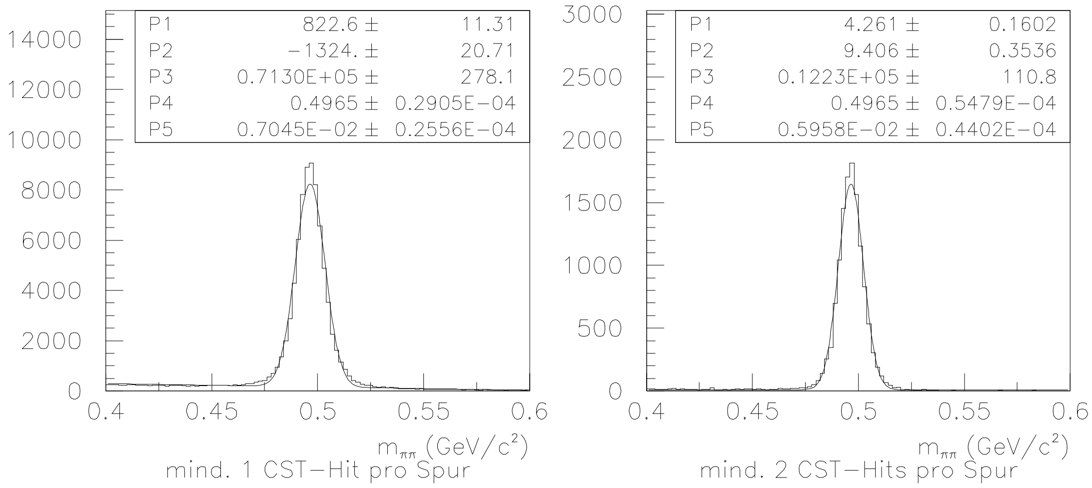

Abbildung 7.2: *K^0-Signal, rekonstruiert aus Spuren mit mindestens einem (links) und mit mindestens zwei CST-Hits pro Spur nach dem Fit (rechts). Die Fit-Parameter sind: P1/2 = Achsenabschnitt/Steigung des linearen Terms, P3 = Anzahl der Einträge im Signal, P4/5 = Mittelwert/Breite der Gaußkurve.*

Wenn man mindestens zwei CST-Hits pro Spur nach dem Entfernen falsch zugeordneter Hits verlangt, erhält man ein fast untergrundfreies Signal. Außerdem wird die Auflösung von 7.0 MeV/c^2 auf 6.0 MeV/c^2 verbessert. Allerdings reduziert sich die Statistik auf fast ein Sechstel.

7.2 Rekonstruktion von Λ und $\bar{\Lambda}$

Wie bei den K^0s erfolgt die Selektion von Spuren und Vertices anhand der Kriterien aus Abschnitt 6.2. Abbildung 7.3 zeigt die gemessene Massenverteilung für die $p\pi^-$- und die $\pi^+\bar{p}$-Hypothese. Als Fitfunktion wird für den Bereich $m > m_p + m_\pi$ die Summe aus einer linearen und einer Gauß-Funktion gewählt.

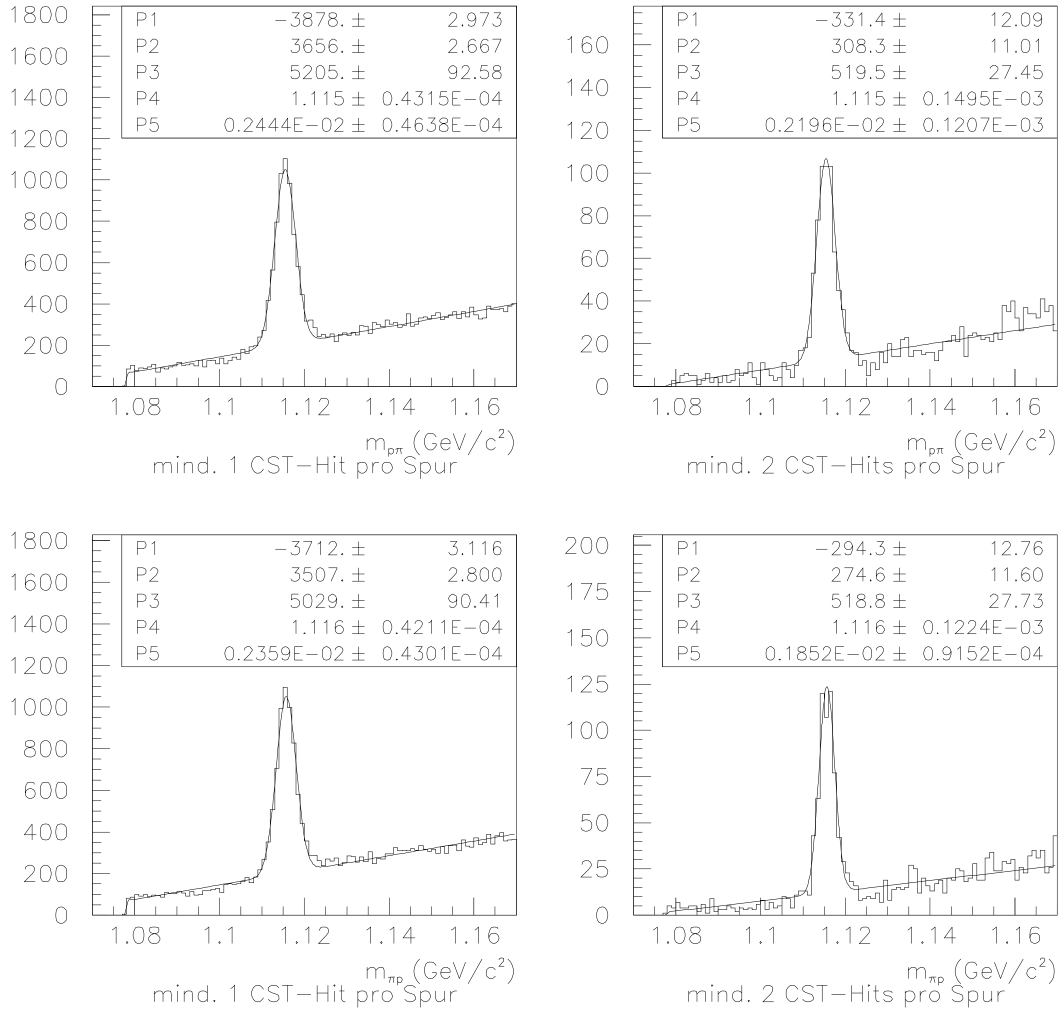

Abbildung 7.3: Λ- *(oben) und* $\bar{\Lambda}$*-Signal (unten). Fit-Parameter wie bei Abb. 7.2.*

Für Spuren mit mindestens einem CST-Hit haben Λ- und $\bar{\Lambda}$-Signal eine Breite von 2.4 MeV/c^2. Beim Übergang zu Spuren mit mindestens zwei CST-Hits nach dem Fit verringert sich die Statistik etwa um den Faktor 10. Der Gewinn bei der Massenauflösung ist für das $\bar{\Lambda}$ (1.9 MeV/c^2) größer als für das Λ (2.2 MeV/c^2).

7.3 Vergleich mit Messungen ohne CST

Um beurteilen zu können, wie der CST die Massenauflösung verbessert, wird ein Vergleich mit den V^0s durchgeführt, die vom H1-Standard-Programm rekonstruiert werden. Es werden die V^0s betrachtet, die die Selektionskriterien aus Abschnitt 6.2 erfüllen und deren Spuren nach dem z-Fit noch mindestens zwei CST-Hits haben. Für den Vergleich werden die Vertices ausgewählt, die von beiden Programmen rekonstruiert werden. Es werden also dieselben Spurpaare verglichen, einmal rekonstruiert vom Standard-Programm, das keine CST-Hits verwendet, und einmal rekonstruiert vom neuen Algorithmus, der diese zusätzliche Information nutzt.

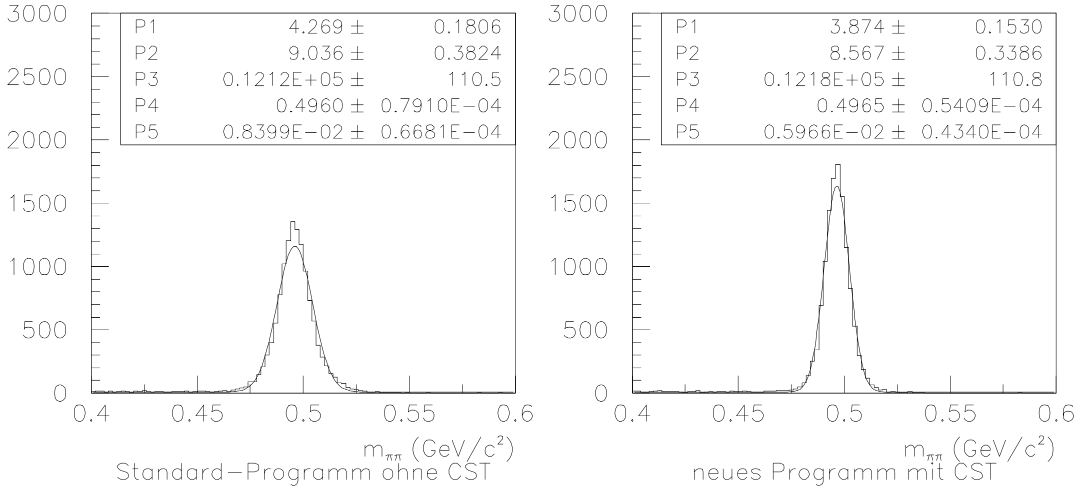

Abbildung 7.4: *Vergleich der Massenauflösung von K^0s zwischen dem Standard-Programm (links) und dem neuen Algorithmus (rechts), bei dem die CST-Hits mit berücksichtigt werden. Für die beiden Verteilungen wurden dieselben Spurpaare verwendet.*

Wie man in Abbildung 7.4 sieht, erreicht man mit dem CST eine deutliche Verbesserung der Massenauflösung für K^0s. Die Breite der Verteilung wird von 8.4 MeV/c^2 auf 6.0 MeV/c^2 reduziert.

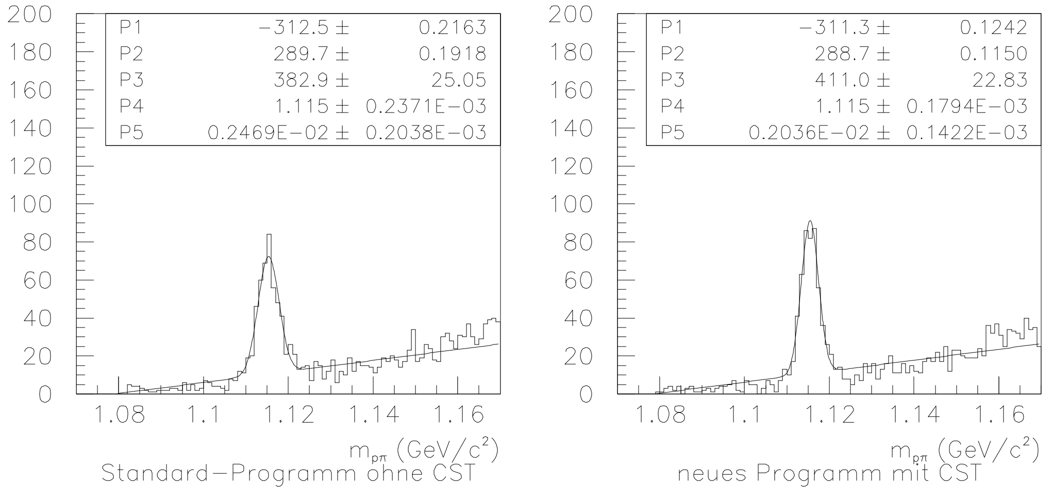

Abbildung 7.5: *Vergleich des Λ-Signals für die Rekonstruktion ohne (links) und mit CST (rechts).*

Für Λs verbessert sich die Auflösung durch den CST von 2.4 MeV/c^2 auf 2.0 MeV/c^2 (s. Abb. 7.5). Etwas stärker ist der Effekt für $\bar{\Lambda}$s. Hier erreicht man eine Verringerung der Breite von 2.5 MeV/c^2 auf 1.7 MeV/c^2 (s. Abb. 7.6).

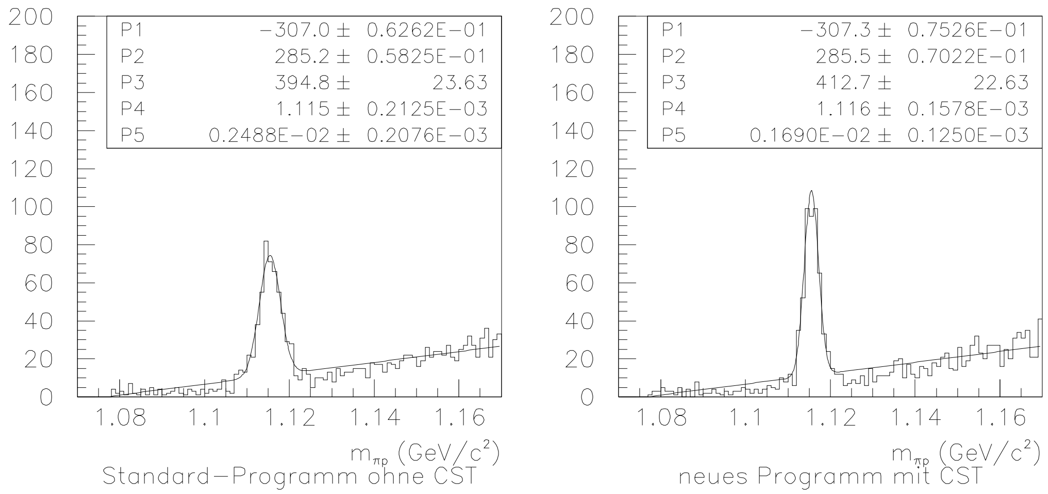

Abbildung 7.6: *Vergleich des $\bar{\Lambda}$-Signals für die Rekonstruktion ohne (links) und mit CST (rechts).*

Außerdem bewirkt der CST, daß der Unterschied in der Auflösung für die beiden Topologien reduziert wird (s. Abb. 7.7). Mit dem Standard-Programm ohne CST ergibt sich eine Breite von 6.6 MeV/c^2 für *in-* und 10.8 MeV/c^2 für *out-bending* K^0s. Das neue Programm liefert mit CST eine Breite von 5.7 MeV/c^2 bzw. 6.4 MeV/c^2. Die Differenz zwischen beiden Topologien wird also von 4.8 MeV/c^2 auf 0.7 MeV/c^2 verkleinert.

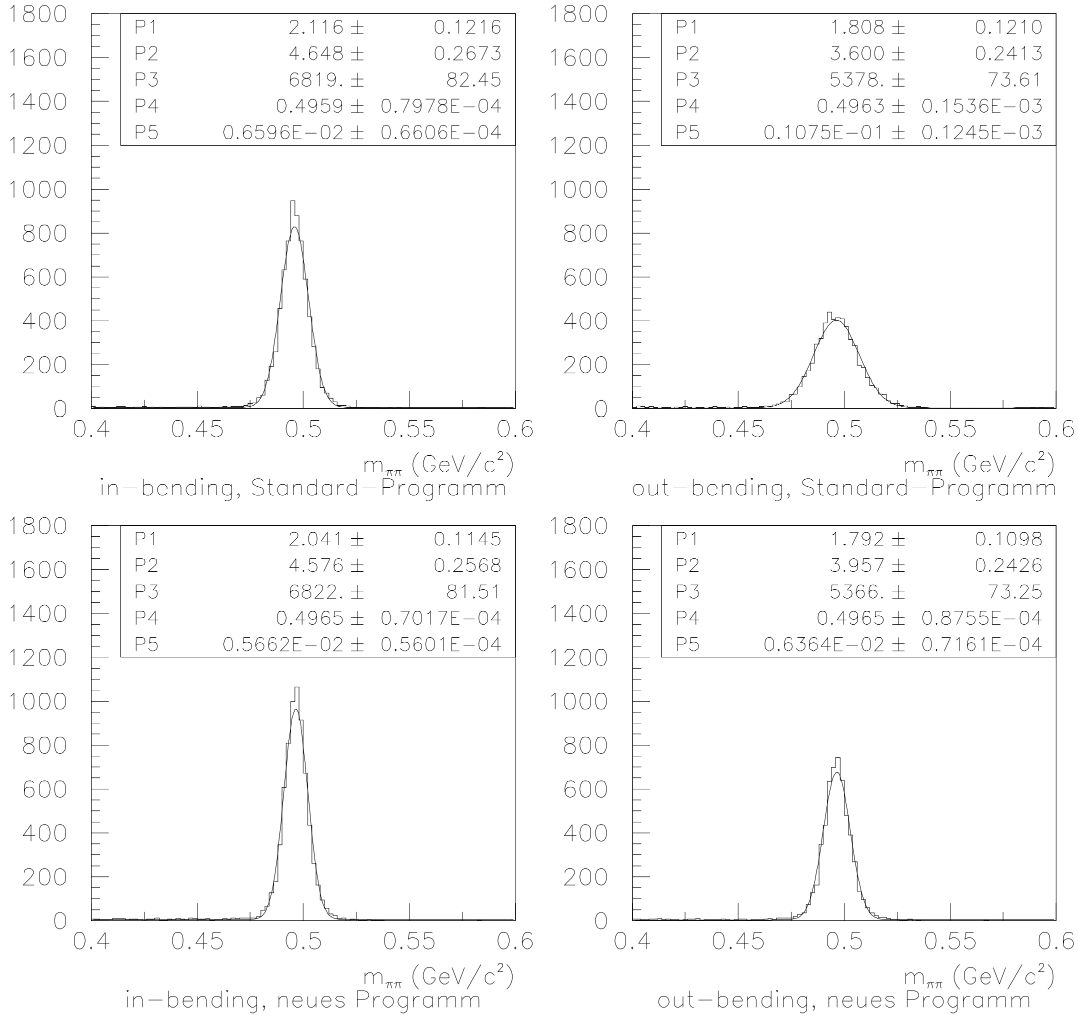

Abbildung 7.7: *In- (links) und out-bending K^0s (rechts), rekonstruiert ohne (oben) und mit CST (unten).*

Kapitel 8

Der Zerfall $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$

Als weitere Anwendung des CST soll hier der Zerfall des $D^{*\pm}$ über ein $D^0/\bar{D}^0$ in zwei Pionen und ein Kaon betrachtet werden. Das D^* zerfällt praktisch sofort über die starke Wechselwirkung in ein langsames Pion (π_s) und ein D^0. Das D^0 zerfällt durch die schwache Wechselwirkung (s. Abb. 8.1) und hat eine Zerfallslänge von $c\tau_{D^0} = 124.4\ \mu$m, so daß mit dem CST eine Messung der Lebensdauer möglich wird (Abschnitt 8.4). Der Vorteil dieses Zerfallskanals ist, daß die D-Mesonen anhand der Differenz der rekonstruierten Massen von D^* und D^0 relativ untergrundfrei identifiziert werden können (Abschnitt 8.3).

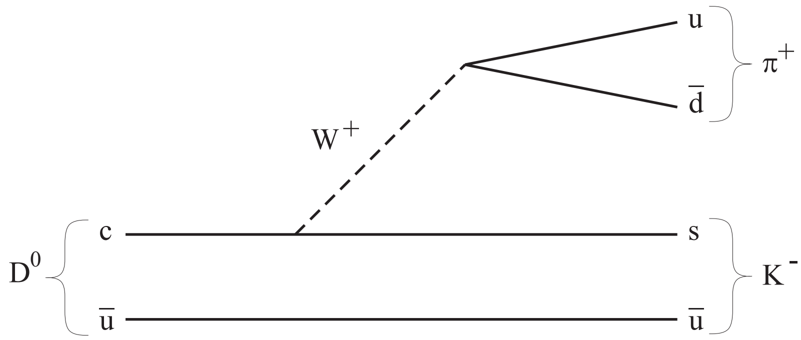

Abbildung 8.1: *D^0-Zerfall im Quarkmodell.*

8.1 D^0-Vertex-Algorithmus

Um die Zerfälle $D^0 \to K^-\pi^+$ und $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ zu rekonstruieren, wird ein modifizierter V^0-Algorithmus eingesetzt. Es werden Kandidaten aus negativen und positiven Spuren gebildet, und es wird ein Fit der Parameter in $r\phi$ und in z durchgeführt. Dabei wird wie beim V^0-Programm eine Zwangsbedingung für den Impuls aufgestellt, die davon ausgeht, daß das neutrale Teilchen vom Primärvertex kommt.

Allerdings wird die Zwangsbedingung, die negative Zerfallslängen verhindern soll, nicht angewendet. Da die Ausdehnung des Strahlflecks ($\sigma_x \approx 200\mu$m, $\sigma_y \approx 50\mu$m) von derselben Größenordnung wie die Zerfallslänge des D^0 ist, kann es vorkommen, daß der tatsächliche Primärvertex und der Sekundärvertex vor dem Mittelpunkt des Strahlfleckes liegen (s. Abb. 8.2). Der Strahlmittelpunkt wird bei der Berechnung als Primärvertex verwendet, weil dessen genaue Lage nicht bekannt ist.

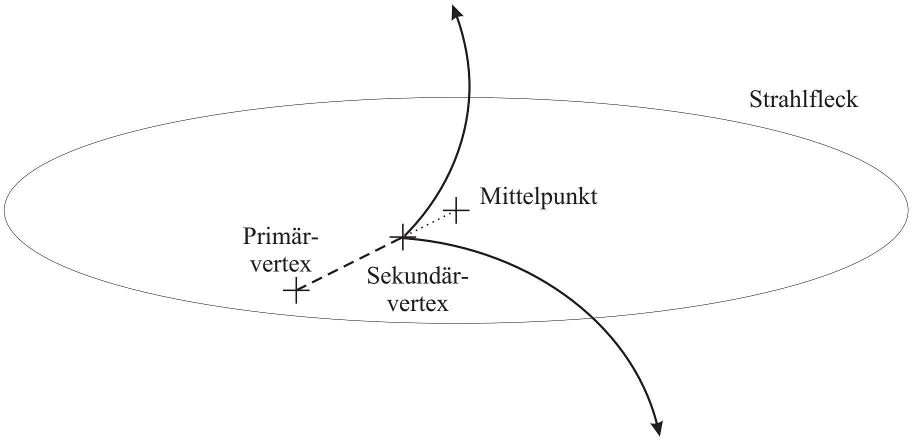

Abbildung 8.2: *Zerfall mit negativ gemessener Zerfallslänge.*

Eine weitere Modifikation gegenüber dem V^0-Programm ist die Herausnahme des Schnittes auf die radiale Zerfallslänge. Sowohl bei der Suche der Kandidaten als auch nach dem Fit wird keine minimale Zerfallslänge verlangt. Stattdessen wird für die Kandidaten gefordert, daß der Radius des Sekundärvertex kleiner als 1 cm ist. Durch die Beschränkung der Zerfallslänge soll der kombinatorische Untergrund reduziert werden.

8.2 Selektion der Daten

Es werden die Daten des Jahres 1997 untersucht. Dazu wird ein Index-File verwendet (`[h1hflav.h1]CDST2.DSTAR_MB.INDEX, DSTAR_P1.INDEX, DSTAR_P2.INDEX`). Es enthält alle Ereignisse, welche die in Tabelle 8.1 aufgelisteten Bedingungen erfüllen.

Transversalimpuls von K und π	$p_T(K,\pi) > 300$ MeV/c
Transversalimpuls des π_s	$p_T(\pi_s) > 120$ MeV/c
D^0-Masse	1.5146 GeV/$c^2 < m_{K\pi} < 2.0146$ GeV/c^2
Massendifferenz von D^* und D^0	$m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} < 170$ MeV/c^2
Transversalimpuls des D^*	$p_T(D^*) > 1.5$ GeV/c
Pseudorapidität des D^*	$\lvert\eta(D^*)\rvert < 1.5$

Tabelle 8.1: *Vorselektion der Ereignisse.*

Da die Qualität der Spuren von ihrer Länge in der $r\phi$-Ebene abhängt, wird bei der Analyse eine minimale Spurlänge verlangt. Außerdem wird gefordert, daß die Spuren bei der CJC-Rekonstruktion an den Primärvertex gefittet werden. Weil das D^* sofort zerfällt und das D^0 eine kleine Zerfallslänge hat, die von der CJC nicht aufgelöst werden kann, sollten die Spuren verträglich sein mit der Hypothese, daß sie vom Primärvertex kommen.

Die Spuren für den D^0-Algorithmus werden anhand der Bedingungen aus Tabelle 8.2 ausgewählt. Die Parameter der Spuren stammen aus der CSKR-Bank. Die Spurparameter des langsamen Pions werden ebenfalls aus dieser Bank entnommen. Sie sind also, falls vorhanden, durch CST-Hits verbessert, aber nicht vertex-gefittet. Die Selektionskriterien für das π_s stehen in Tabelle 8.3. Die Schnitte, die auf das D^* angewendet werden, sind in Tabelle 8.4 aufgeführt.

radiale Spurlänge	$\Delta r > 22$ cm
Transversalimpuls	$p_T > 300$ MeV/c
Fit auf Primärvertex	DTRA $\rightarrow$ DVER[1]

Tabelle 8.2: *Schnitte für K und π.*

radiale Spurlänge	$\Delta r > 22$ cm
Transversalimpuls	$p_T > 120$ MeV/c
Fit auf Primärvertex	DTRA $\rightarrow$ DVER[1]

Tabelle 8.3: *Schnitte für π_s.*

Transversalimpuls	$p_T > 2.5$ GeV/c
Pseudorapidität	$\|\eta\| < 1.5$

Tabelle 8.4: *Schnitte für D^*.*

8.3 Massendifferenz $D^* - D^0$

In der Massenverteilung ist das Signal von D^* und D^0 relativ breit. Die Massendifferenz $\Delta m_{D^*D^0} = m_{D^{*\pm}} - m_{D^0}$ kann wesentlich besser aufgelöst werden. Die Differenz der Massen von D^* und D^0 ist nur geringfügig größer als die Masse des erzeugten Pions. Deshalb hat das Pion einen relativ kleinen Impuls, woraus die gute Massenauflösung resultiert. Anhand der Massendifferenz können die Ds gut identifiziert werden.

Abbildung 8.3 zeigt die gemessene Verteilung der Massendifferenz $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ für die beiden Fälle, daß das π_s höchstens einen und mindestens zwei CST-Hits hat. Zusätzlich zu den oben erwähnten Selektionskriterien wird ein Schnitt auf die rekonstruierte D^0-Masse gemacht (s. Tab. 8.5). An die Verteilung wird eine

D^0-Masse	$\lvert m_{K\pi} - m_{D^0} \rvert < 40$ MeV/c^2
Anzahl der CST-Hits des π_s	CST-Hits(π_s) $\begin{cases} \leq 1 \\ \geq 2 \end{cases}$

Tabelle 8.5: Δm-*Schnitte.*

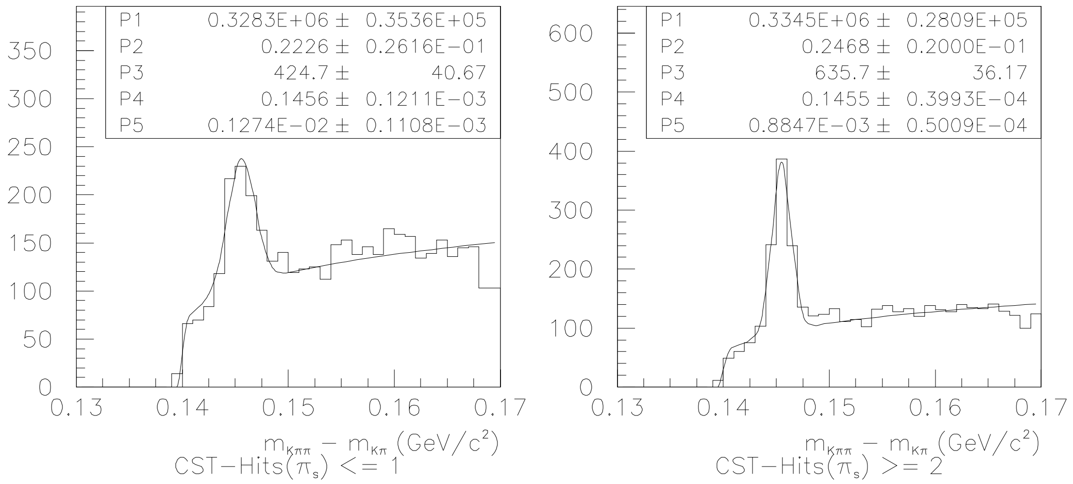

Abbildung 8.3: $\Delta m_{D^*D^0}$-*Signal bei keinem oder einem CST-Hit des langsamen Pions (links) und bei mindestens zwei CST-Hits des* π_s *(rechts). Die Fitparameter sind: P1/2 = Faktor/Exponent des Untergrundterms, P3 = Anzahl der Einträge im Signal, P4/5 = Mittelwert/Breite der Gaußkurve.*

Funktion angepaßt, die aus einem Term $N(\Delta m - m_\pi)^a$ mit variablem Exponenten für den Untergrund und einer Gaußfunktion für das Signal besteht.

Die Mittelwerte der Gaußkurven sind mit dem PDG-Wert von $\Delta m_{D^*D^0} = 145.4$ MeV/c^2 verträglich. Die Breite des Signals beträgt 1.3 MeV/c^2, wenn das π_s nicht mehr als einen CST-Hit hat. Die Auflösung verbessert sich deutlich auf 0.9 MeV/c^2, wenn man mindestens zwei CST-Hits für das π_s verlangt. Diese Forderung erfüllen etwa 60% der langsamen Pionen aus dem D^*-Zerfall.

Durch einen Schnitt auf die Massendifferenz kann man ein gutes D^0-Signal erhalten. Wie in Tabelle 8.6 angegeben werden zwei Fälle betrachtet, die durch die Anzahl der CST-Hits von K und π nach dem Fit bestimmt sind. Ist das Produkt der Anzahlen kleiner oder gleich 1, so hat mindestens eine Spur keinen oder beide Spuren genau einen CST-Hit. Das Produkt ist größer als 1, wenn eine Spur mindestens einen und die andere mindestens zwei CST-Hits hat. Im Folgenden werden die beiden Fälle unterschieden durch die Bezeichnung “wenig” und “viel” CST-Hits.

Die beiden gemessenen Massenverteilungen sind in Abbildung 8.4 dargestellt. Als Fitfunktion wird die Summe eines linearen Terms für den Untergrund und einer Gaußkurve für das Signal verwendet.

Massendifferenz	$\lvert m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} - \Delta m_{D^*D^0} \rvert < 2$ MeV/c^2
Anzahl der CST-Hits von K und π	CST-Hits(K) $\cdot$ CST-Hits(π) $\begin{cases} \leq 1 \\ \geq 2 \end{cases}$

Tabelle 8.6: *m_{D^0}-Schnitte.*

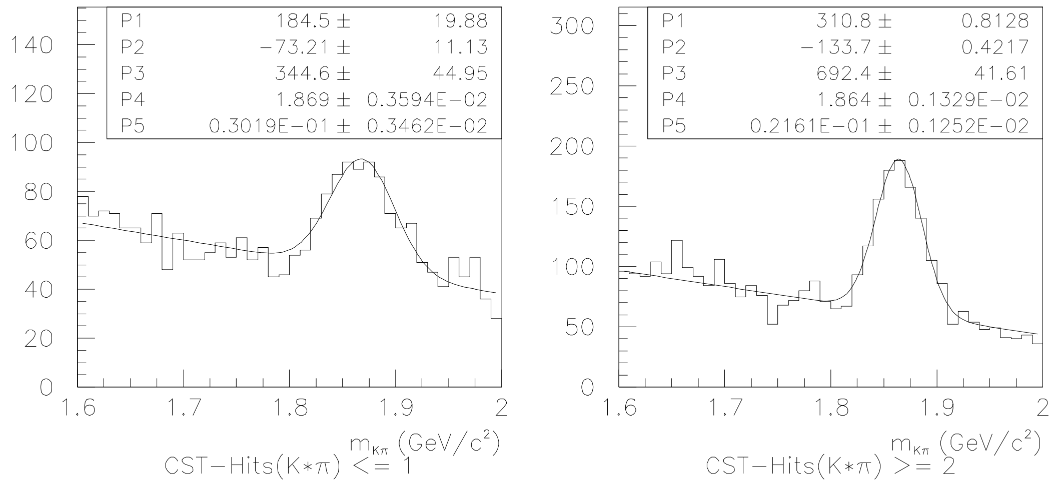

Abbildung 8.4: *m_{D^0}-Signal für wenige (links) und viele CST-Hits (rechts). Die Fitparameter sind: P1/2 = Achsenabschnitt/Steigung des linearen Terms, P3 = Anzahl der Einträge im Signal, P4/5 = Mittelwert/Breite der Gaußkurve.*

Der Mittelwert des Signal entspricht sehr gut dem von der PDG angegebenen Wert von $m_{D^0} = 1.8646$ GeV/c^2. Die Verbesserung der Auflösung zeigt sich beim Übergang von wenigen auf viele CST-Hits. Die Breite des Signals verringert sich von 30 MeV/c^2 auf 22 MeV/c^2. Von den Teilchen, die aus dem D^0-Zerfall kommen, haben etwa 67% viele CST-Hits.

8.4 Zerfallslänge des D^0

Die Lebensdauer des D^0 im Ruhesystem sei mit t^* bezeichnet. Sie folgt einer Exponentialverteilung, genauso wie die normierte Zerfallslänge

$$\ell^* = ct^* = \frac{\ell}{\beta\gamma} = \frac{\ell}{p/mc} = \frac{r}{p_T/mc} \tag{8.1}$$

Dabei ist ℓ die dreidimensionale und r die radiale Zerfallslänge des D^0 im Laborsystem; m, p und p_T sind die Masse, der Gesamt- und der Transversalimpuls des D^0. Die mittlere Lebensdauer des D^0 gibt die PDG mit $\tau_{D^0} = 0.415$ ps an. Daraus ergibt sich ein Wert von $c\tau_{D^0} = 124.4$ μm. Bei der folgenden Analyse wird neben den

D^0-Masse	$\|m_{K\pi} - m_{D^0}\| < 40$ MeV$/c^2$
Anzahl der CST-Hits von K und π	CST-Hits(K) · CST-Hits(π) $\begin{cases} \leq 1 \\ \geq 2 \end{cases}$

Tabelle 8.7: *ℓ^*-Schnitte.*

Schnitten aus Abschnitt 8.2 ein Schnitt auf die rekonstruierte D^0-Masse gemacht (s. Tab. 8.7).

Abbildung 8.5 zeigt die gemessene Verteilung der Zerfallslänge gegenüber der Massendifferenz $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$. Für die Untergrundereignisse, die im wesentlichen aus Spuren vom Primärvertex bestehen, ist die Verteilung symmetrisch bezüglich Null. Die Abweichung von Null kommt hauptsächlich dadurch zustande, daß die Position des Primärvertex aufgrund der Ausdehnung des Strahlflecks nicht genau bekannt ist (vgl. Abb. 8.2). Für die Ereignisse innerhalb des Signals bei 145.4 MeV$/c^2$ gibt es eine deutliche Asymmetrie zugunsten positiver Zerfallslängen.

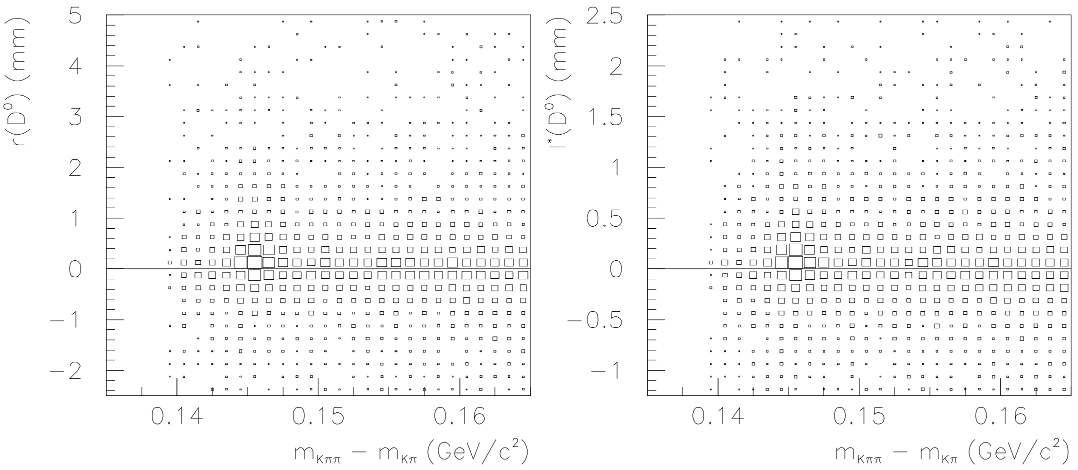

Abbildung 8.5: *Radiale (links) und normierte Zerfallslänge (rechts) in Abhängigkeit von der Massendifferenz $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$.*

Um die Lebensdauer des D^0 zu messen, wird die normierte Zerfallslänge nach Gleichung 8.1 aus ℓ und p bzw. r und p_T berechnet. Beide Berechnungen liefern dasselbe ℓ^*, weil durch die Zwangsbedingung für den Impuls beim D^0-Fit erreicht wird, daß $\ell/p = r/p_T$ ist. Der Bereich von $\ell^* = -1.25$ mm bis $\ell^* = 2.5$ mm wird in 30 Intervalle (Bins) unterteilt. Für jedes Bin wird die Massendifferenz $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ geplottet und an die Verteilung eine Funktion angepaßt. Die Funktion besteht aus einem Untergrundterm $N(\Delta m - m_\pi)^{0.25}$ und einer Gaußkurve mit Mittelwert 145.4 MeV$/c^2$ und Breite 1.0 MeV$/c^2$. Aus der Höhe der Gaußkurve wird die Anzahl der D^0s im jeweiligen ℓ^*-Bin ermittelt (s. Abb. 8.7).

Abbildung 8.6 zeigt die experimentell ermittelte Anzahl von D^0s als Funktion von ℓ^*. Die verwendete Fitfunktion ist die Faltung aus einer Exponentialfunktion, die den

Zerfall des D^0 beschreibt, und einer Gaußfunktion, mit der die begrenzte Auflösung berücksichtigt wird. Die Auflösung entspricht der Breite der Gaußfunktion, die bei der Anpassung an die gemessenen Daten bestimmt wird. Wie im vorigen Abschnitt werden die Daten unterteilt in Zerfälle mit wenigen und mit vielen CST-Hits (s. Tab. 8.7).

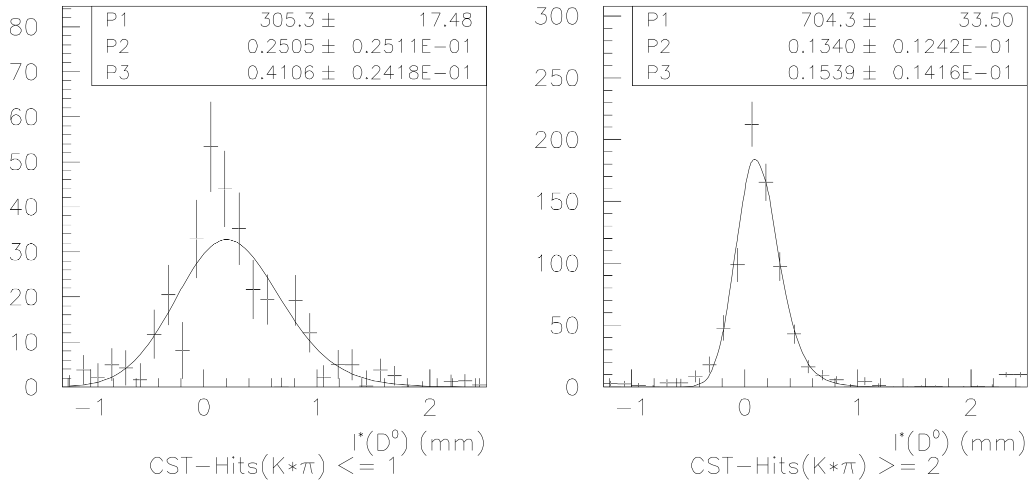

Abbildung 8.6: *Normierte Zerfallslänge ℓ^* für wenige (links) und viele CST-Hits (rechts). Die Fitparameter sind: P1 = Anzahl der D^0s, P2 = mittlere normierte Zerfallslänge, P3 = Breite der Gaußkurve (Auflösung).*

Bei wenigen CST-Hits ist die Verteilung von ℓ^* im wesentlichen gaußförmig. Der Auflösungsparameter (σ der Gaußkurve) ist mit etwa 410 μm deutlich größer als die mittlere normierte Zerfallslänge des D^0 von $c\tau_{D^0} = 124.4$ μm. Eine Messung der Lebensdauer ist daher nicht möglich.

Bei vielen CST-Hits wird die Auflösung stark verbessert auf $\sigma \approx 150$ μm. Dies erlaubt die Bestimmung der mittleren normierten Zerfallslänge. Aus dem gemessenen Wert von (134 ± 12) μm ergibt sich eine mittlere Lebensdauer von:

$$\boxed{\tau \;=\; (0.45 \pm 0.04)\ \text{ps}}$$

Dies stimmt sehr gut innerhalb der Fehler mit dem von der PDG publizierten Wert von $\tau = (0.415 \pm 0.004)$ ps überein ([PDG98]).

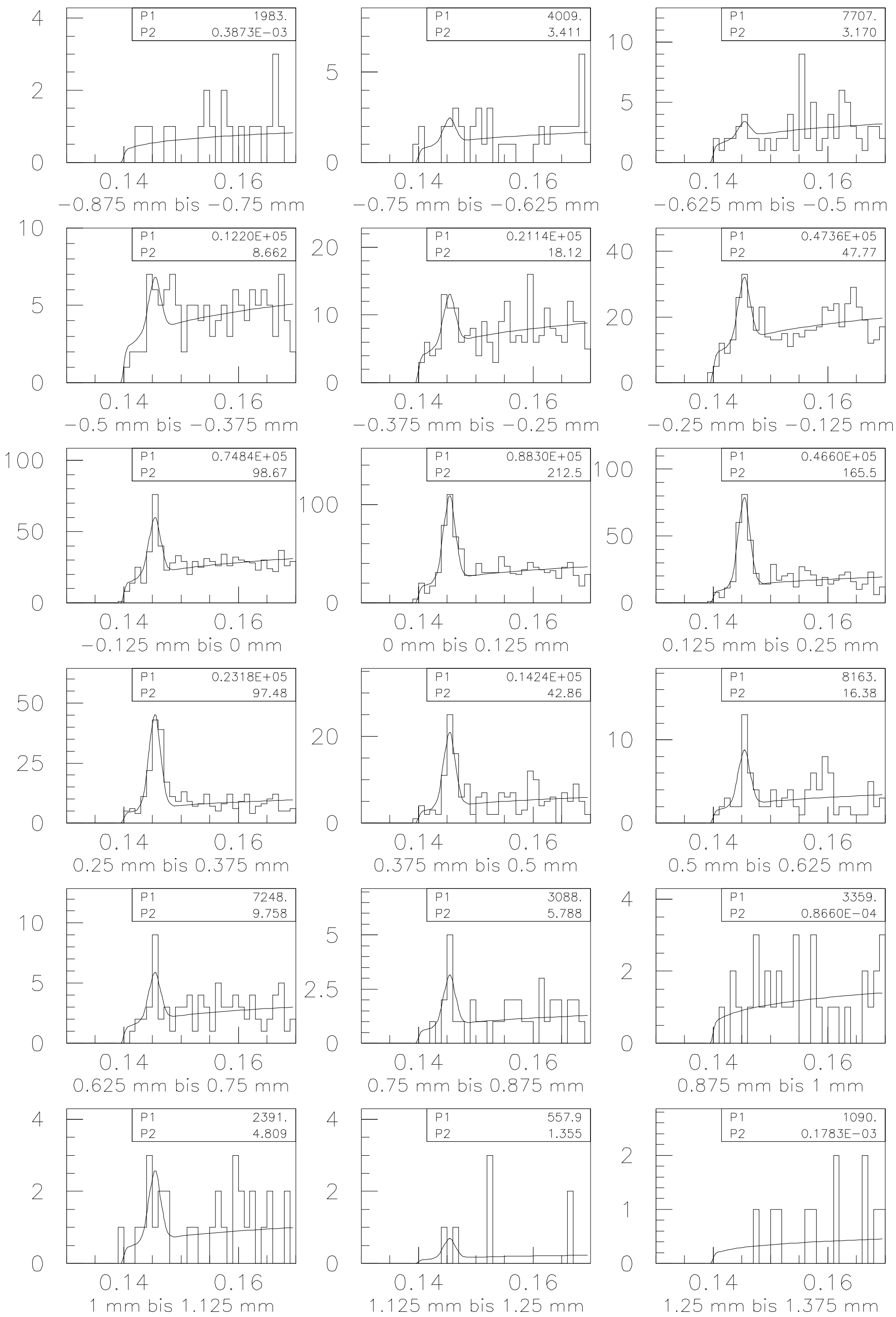

Abbildung 8.7: *Verteilung der Massendifferenz $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ (GeV) für verschiedene Bereiche der normierte Zerfallslänge ℓ^* bei vielen CST-Hits. Die Fitparameter sind: P1 = Faktor des Untergrundterms, P2 = Anzahl der Einträge im Signal.*

Kapitel 9

Zusammenfassung

Es wurde ein neues Programm entwickelt für die Rekonstruktion von Sekundärvertices und Sekundärspuren aus dem Zerfall neutraler Teilchen (V^0), das auch die Hits im zentralen Silizium-Spur-Detektor (CST) mit berücksichtigt. Der Algorithmus führt eine Anpassung der Spurparameter durch, wobei bestimmte geometrische und kinematische Zwangsbedingungen, die sich aus der Kinematik des V^0-Zerfalls ergeben, erfüllt sein müssen. Dabei wird davon ausgegangen, daß das neutrale Teilchen vom Primärvertex kommt.

Außerdem wurde ein Monte-Carlo-Programm, das die zentralen Spurkammern (CJC und CST) simuliert, zum Testen des V^0-Algorithmus geschrieben. Damit wurde die Rekonstruktionseffizienz des V^0-Programms für K_s^0, Λ und $\bar{\Lambda}$ bestimmt und mit dem Programm verglichen, das standardmäßig bei der Rekonstruktion aufgerufen wird. Die Effizienzen sind etwa gleich, bis auf die Ineffizienz des Standard-Programms für K^0 bei kleinen Impulsen, die das neue Programm nicht aufweist.

Mit dem V^0-Programm wurde ein Teil der Daten des Jahres 1997 untersucht. Es wurden K^0, Λ und $\bar{\Lambda}$ rekonstruiert. Dabei zeigt sich, daß durch den CST eine wesentliche Verbesserung der Massenauflösung um rund 30% erreicht wird.

Der Algorithmus zur Bestimmung von Sekundärvertices wurde angewendet, um D^0-Mesonen zu rekonstruieren. Auch hier wirkt sich die gute Ortsauflösung des CST positiv aus. Die Auflösung von Masse und Sekundärvertex wird deutlich verbessert. Es wird eine Breite des $\Delta m_{D^*D^0}$-Signals von 0.9 MeV/c^2 und des m_{D^0}-Signals von 22 MeV/c^2 erreicht. Durch die bessere Auflösung des Sekundärvertex ist es möglich die Lebensdauer des D^0 zu messen. Als Ergebnis erhält man einen Wert von $\tau = (0.45 \pm 0.04)$ ps, der mit dem von der Particle Data Group bestimmten Wert von $\tau = (0.415 \pm 0.040)$ ps kompatibel ist. Ohne CST reicht die Auflösung für eine solche Messung nicht aus.

Anhang A

Schnittpunkt zweier Kreise

Gegeben seinen zwei Kreise mit den Mittelpunkten $\vec{M}_1$ und $\vec{M}_2$ und den Radien R_1 und R_2 (s. Abb. A.1). Der Abstand beider Mittelpunkte wird mit d bezeichnet:

$$\vec{d} \;:=\; \vec{M}_2 - \vec{M}_1 \qquad d \;:=\; |\vec{d}|$$

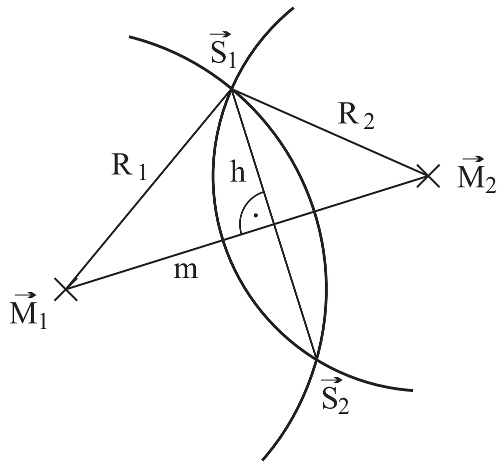

Abbildung A.1: *Kreise schneiden sich.*

Ist $|R_1 - R_2| < d < R_1 + R_2$, so schneiden sich die Kreise. Für die in Abbildung A.1 definierten Größen m und h folgt mit dem Kosinussatz:

$$\begin{aligned} R_2^2 &= R_1^2 + d^2 - 2R_1 d \cdot \cos\alpha \\ \Rightarrow m &= R_1 \cdot \cos\alpha \;=\; (d^2 + R_1^2 - R_2^2) \;/\; 2d \\ h &= \sqrt{R_1^2 - m^2} \end{aligned}$$

Daraus ergeben sich die beiden Schnittpunkte:

$$\vec{S}_{1,2} \;=\; \vec{M}_1 \;+\; m \cdot \frac{\vec{d}}{d} \;\pm\; h \cdot \frac{\vec{d}_\perp}{d} \tag{A.1}$$

Wobei

$$\vec{d}_\perp \;:=\; (-d_y, d_x)$$

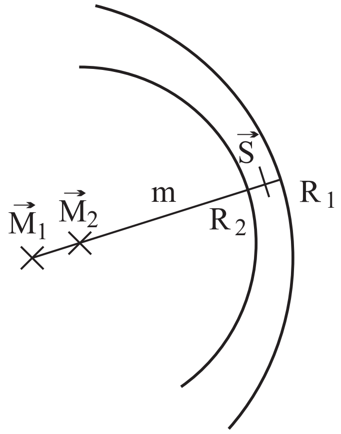

Abbildung A.2: *Kreise liegen ineinander.*

Ist $d < |R_1 - R_2|$, dann liegen die Kreise ineinander (s. Abb. A.2). Als Punkt $\vec{S}$ dessen Abstand zu beiden Kreisen am kleinsten ist, erhält man:

$$\begin{aligned} m &= (R_1 + R_2 \pm d) \;/\; 2 \\ \vec{S} &= \vec{M}_1 \;+\; m \cdot \frac{\vec{d}}{d} \end{aligned}$$

Das negative Vorzeichen ist zu wählen, wenn $R_1 < R_2$.

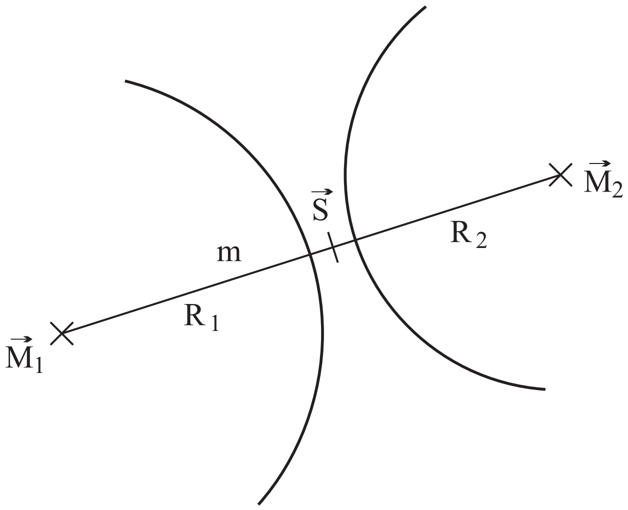

Abbildung A.3: *Kreise sind voneinander getrennt.*

Falls $d > R_1 + R_2$ ist, sind die Kreise voneinander getrennt (s. Abb. A.3). Der Punkt $\vec{S}$ zwischen beiden Kreisen ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} m &= (R_1 - R_2 + d) \;/\; 2 \\ \vec{S} &= \vec{M}_1 \;+\; m \cdot \frac{\vec{d}}{d} \end{aligned}$$

Anhang B

z-Summen

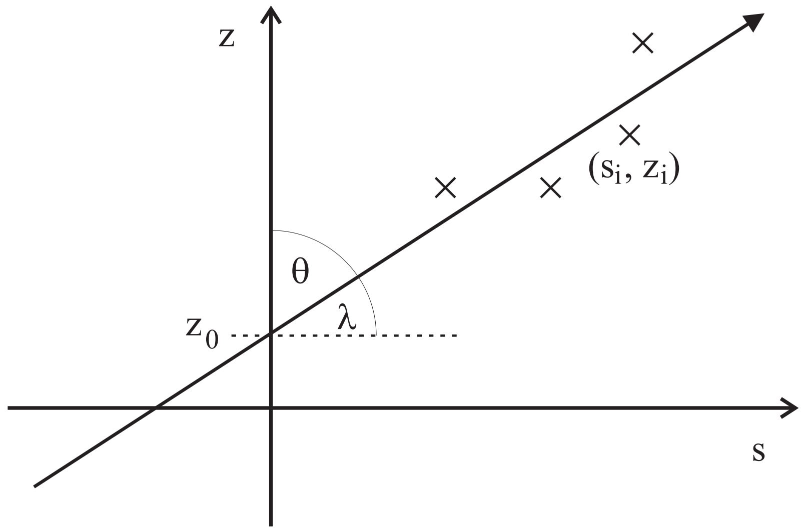

Abbildung B.1: *Spur in der sz-Ebene.*

Eine Teilchenspur ist in der sz-Projektion eine Gerade (s. Abb. B.1). Jeder gemessene Hit liefert ein Koordinatenpaar (s_i, z_i). Um die Spurparameter θ (bzw. $\tan\lambda$) und z_0 zu bestimmen, muß eine Gerade durch diese Punkte gelegt werden. Dazu wird ein Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda))^2 \longrightarrow min$$

$$\Rightarrow \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial z_0} = \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot 2 \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda)) = 0 \qquad \wedge$$

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial \tan\lambda} = \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot 2 \cdot (z_i - (z_0 + s_i \cdot \tan\lambda)) \cdot s_i = 0$$

$$\Rightarrow \qquad z_0 \cdot \sum_{i=1}^{n} w_i + \tan\lambda \cdot \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i = \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot z_i \qquad \wedge$$

$$z_0 \cdot \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i + \tan\lambda \cdot \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i^2 = \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i \cdot z_i$$

Dabei ist n die Anzahl der Hits und $w_i = 1/\sigma_i^2$ deren Gewicht. Die beiden Gleichungen lassen sich zu einer einzigen Vektorgleichung zusammenfassen:

$$A \cdot \vec{p} = \vec{b} \tag{B.1}$$

mit

$$A = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i & \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i & \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i^2 \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

$$\vec{b} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot z_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i \cdot s_i \cdot z_i \end{pmatrix} \tag{B.3}$$

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} z_0 \\ \tan\lambda \end{pmatrix} \tag{B.4}$$

Für den gesuchten Parametervektor erhält man also:

$$\vec{p} = A^{-1} \cdot \vec{b} \tag{B.5}$$

Die Kovarianzmatrix der Parameter ist durch $V = A^{-1}$ gegeben.

Anhang C

Fit mit Zwangsbedingungen

Oft müssen die Werte, die man aus einer Messung erhält, bestimmte Bedingungen erfüllen, die sich z.B. aus geometrischen oder physikalischen Überlegungen ergeben. Diese Zwangsbedingungen lassen sich in folgender Form schreiben:

$$\vec{f}(\vec{x}) \stackrel{!}{=} 0 \qquad \vec{f}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} f_1(\vec{x}) \\ \vdots \\ f_m(\vec{x}) \end{pmatrix} \qquad \vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \tag{C.1}$$

$\vec{x}$ ist der Vektor der n Parameter. Die m Zwangsbedingungen werden in dem Vektor $\vec{f}$ zusammengefaßt. Die gemessenen Parameter $\vec{x}_0$ erfüllen die Bedingungen in der Regel nicht exakt. Es ist daher sinnvoll, die Parameter um $\Delta\vec{x}$ zu korrigieren, so daß

$$\vec{f}(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}) = 0 \tag{C.2}$$

bzw. $|f_j(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x})| < \epsilon$, wenn man mit begrenzter numerischer Genauigkeit rechnet, wie das bei jedem Computer der Fall ist. Die Korrektur sollte möglichst klein sein. Bei der Methode der kleinsten Quadrate wird diese Forderung ausgedrückt durch:

$$\Delta\vec{x}^T \; V^{-1} \; \Delta\vec{x} \;\rightarrow\; min \tag{C.3}$$

Dabei ist V die Kovarianzmatrix der Parameter.

Um die Zwangsbedingungen zu berücksichtigen, wird für jede von ihnen ein Lagrangescher Multiplikator λ_j eingeführt. Damit läßt sich eine Funktion $Q(\Delta\vec{x}, \vec{\lambda})$ definieren, deren Ableitungen Null sind, wenn die Bedingungen C.2 und C.3 erfüllt sind:

$$Q(\Delta\vec{x}, \vec{\lambda}) = \Delta\vec{x}^T \; V^{-1} \; \Delta\vec{x} \; + \; 2 \; \vec{\lambda}^T \; \vec{f}(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}) \tag{C.4}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial(\Delta\vec{x}, \vec{\lambda})} = 0 \tag{C.5}$$

Die Zwangsbedingungen hängen meist nichtlinear von den Parametern x_i ab. Um Gleichung C.5 zu lösen, wird ein iteratives Verfahren angewendet, beim dem $\vec{f}$ in jedem Schritt durch folgende lineare Gleichung angenähert wird:

$$\vec{f}(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}_l) = \vec{f}(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}_{l-1}) \; + \; A \; (\Delta\vec{x}_l - \Delta\vec{x}_{l-1}) \tag{C.6}$$

Dabei ist l die Anzahl der Iterationen und A die Ableitungsmatrix der Zwangsbedingungen an der Stelle $\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}_{l-1}$:

$$A \;=\; \left.\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{x}}\right|_{\vec{x}_0+\Delta\vec{x}_{l-1}} \tag{C.7}$$

Damit läßt sich Gleichung C.5 umformen zu:

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & A^T \\ A & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\vec{x} \\ \lambda \end{pmatrix} \;=\; \begin{pmatrix} 0 \\ -\vec{f}(\vec{x}_0 + \Delta\vec{x}_{l-1}) \;+\; A\,(\Delta\vec{x}_l - \Delta\vec{x}_{l-1}) \end{pmatrix} \tag{C.8}$$

Diese Gleichung kann durch Inversion der Matrix gelöst werden. Die $n \times n$ Untermatrix in der linken oberen Ecke der invertierten Matrix ist die Kovarianzmatrix der angepaßten Parameter. Die nach dem Fit berechnete Größe

$$c \;=\; \Delta\vec{x}^T\, V^{-1}\, \Delta\vec{x} \tag{C.9}$$

folgt theoretisch einer χ^2-Verteilung mit m Freiheitsgraden.

Literaturverzeichnis

[Bid97] M.Biddulph, The Scale Dependence of the Charm Cross Section in Photoproduction and the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment, Dissertation Zrich (1997). Diss ETH Nr. 12331

[Blo88] V. Blobel, The BOS System - Dynamic memory management, DESY Internal Report R1-88-01 (1988)

[Blo94] V. Blobel; E. Lohrmann, Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung II, Teil 1, Vorlesungsskript (1994)

[Blo96] V. Blobel, A New Method for z Track Detektor Alignment, OPAl Technical Note (1996)

[Blo97] V. Blobel, Constrained Least Squares and Error Propagation, Hamburg (1997)

[CMZ97] CMZ Code Manager, Quelltext der H1-Software

[Eck94] T. Eckel, Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeit und Meßungenauigkeit von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1, Diplomarbeit Hamburg (1994)

[Gas96] J. Gassner, Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors, Diplomarbeit Zrich (1996), ETHZ-IPP Internal Report 96-4

[H1C96a] H1 Collaboration, The H1 detector at HERA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 310-347

[H1C96b] H1 Collaboration, The tracking, calorimeter and muon detector of the H1 experiment at HERA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 348-396

[H1W98] H1 Collaboration, http://www-h1.desy.de, H1 Web-Page (1998)

[Joh96] K. Johannsen, Measurement of Strangeness Production in γp Interaction at HERA with the H1 Detector, Dissertation Hamburg (1996), Internal Report DESY FH1-96-01

[Kar91] V. Karimaeki, Fast Code to fit circular Arcs, University of Helsinki Report HU-SEFT-1991-10

[Kau98] M. Kausch-Blecken v. Schmeling, The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction and Studies on Heavy Quark Decays, Dissertation Hamburg (1998)

[Leo87] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag (1987)

[Loh90] E. Lohrmann, Einführung in die Hochenergiephysik, Teubner Stuttgart (1990)

[Mey98] A. Meyer, Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA, Dissertation Hamburg (1998)

[Nar97] B. Naroska, Heavy Flavour Production in Lepton Proton Collision at HERA, Hamburg (1997), H1-01/97-510

[PDG98] Particle Data Group, Review of Particle Physics, The European Physical Journal C (1998)

[Pre96] S. A. Prell, Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors, Dissertation Hamburg (1996), DESY FH1-96-02

Danksagung

Ich möchte mich bei den Personen, die mir beim Anfertigen dieser Arbeit geholfen haben, herzlich bedanken. Insbesondere gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Volker Blobel für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung. Außerdem danke ich Olaf Behnke und Markus Kausch für ihre Hilfe und ihre Anregungen. Zum Schluß möchte ich mich noch bei meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums bedanken.

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbständig angefertigt habe.