RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 98/11
April 1998

Untersuchungen zur Rekonstruktion von $D_s^{\pm}$-Mesonen mit dem H1-Detektor

Michael Hilgers

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchungen zur Rekonstruktion von $D_s^\pm$-Mesonen mit dem H1-Detektor

von
Michael Hilgers

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Februar 1998

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Kurzfassung

Bei der Kollision von Positronen mit Protonen am Speicherring HERA am DESY (Hamburg) entstehen charm-Quarks im Prozess der Photon-Gluon-Fusion. Bei der anschließenden Fragmentation können daraus $D_s^{\pm}$-Mesonen entstehen. Zu ihrem Nachweis werden die hadronischen Zerfallskanäle $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \rightarrow K^0K^{\pm} \rightarrow K_S^0K^{\pm} \rightarrow \pi^+\pi^-K^{\pm}$ untersucht. Der spezifische Energieverlust einer Spur wird benutzt, um mittels einer Wahrscheinlichkeitsmethode Teilchen zu identifizieren. Für beide Zerfallskanäle werden verschiedene kinematische und topologische Schnittkriterien gezeigt, die geeignet sind, D_s-Mesonen anzureichern. Die erläuterte Analyse wird für H1-Daten der Strahlperioden 1994, 1995 und 1996 gezeigt. Im Zerfallskanal $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^{\pm}$ gelingt es, in den Daten aller drei Jahre D_s-Mesonen nachzuweisen .

Abstract

In positron-proton collisions at the HERA storage ring at DESY (Hamburg) in the process of photon-gluon-fusion charmed quarks are produced. In the subsequent fragmentation $D_s^{\pm}$-mesons can be formed. The hadronic decay channels $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^{\pm}$ and $D_s^{\pm} \rightarrow K^0K^{\pm} \rightarrow K_S^0K^{\pm} \rightarrow \pi^+\pi^-K^{\pm}$ are investigated to detect D_s-Mesons. The specific energy loss of a track is used to identify the particles with a likelihoodmethod. Different kinematical and topological cuts suitable to enrich D_s-mesons are discussed. The explained analysis is shown for H1-data taken in 1994, 1995 and 1996. In the decay channel $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^{\pm}$ $D_s^{\pm}$-mesons are reconstructed successfully for all three years.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Die vorliegende Arbeit untersucht die Möglichkeit, D_s-Mesonen, die bei der Lepton-Nukleon-Streuung am Beschleunigerring HERA entstehen, mit dem H1-Detektor nachzuweisen. Es werden Daten der Strahlperioden 1994, 1995 und 1996 betrachtet.

1.1 Gliederung

Der Abschnitt 1.3 gibt eine kurze Übersicht über das Standardmodell der Teilchenphysik, das die Grundlage der theoretischen Beschreibung der Prozesse an den gegenwärtigen Beschleunigerexperimenten liefert.

In Kapitel 2 wird der Beschleuniger HERA sowie das H1-Experiment beschrieben.

Kapitel 3 beschreibt die physikalischen Fragestellungen, die mit dem H1-Detektor untersucht werden. Die Motivation, nach D_s-Mesonen zu suchen, wird in Abschnitt 3.2 erläutert.

Die Ereignisselektion sowie die betrachteten Monte-Carlo-Ereignisse werden in Kapitel 4 vorgestellt.

Für diese Analyse hilfreiche Vorüberlegungen werden in den Kapiteln 5 und 6 erklärt. Es wird beschrieben, welche Spuren betrachtet werden und wie die Spuren einer bestimmten Teilchenart zugeordnet werden.

Die Kapitel 7 und 8 widmen sich dem Ziel dieser Arbeit, der Rekonstruktion von D_s-Mesonen mit dem H1-Detektor. Es werden zwei Erfolg versprechende hadronische Zerfallskanäle untersucht. Da in beiden Kanälen ein kurzlebiges Tochterteilchen des D_s-Mesons (ein ϕ-Meson bzw. ein K^0_S-Meson) auftritt, wird die Rekonstruktion dieses Tochterteilchens ausführlich erörtert. Es werden die Ergebnisse der Rekonstruktion von D_s-Mesonen für Daten gezeigt, die in den Jahren 1994 bis 1996 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden.

1.2 Schreibweise und Maßsystem

Es wird im Folgenden, wie in der Hochenergiephysik üblich, das „natürliche" Einheitensystem der Teilchenphysik $\hbar = c = 1$ verwendet. Dadurch erhalten Energie, Masse und Impuls die gleiche Einheit.

Werden in dieser Arbeit Ladungszustände angegeben, so ist, sofern der ladungskonjugierte Zustand nicht ebenfalls explizit aufgeführt ist, immer auch der ladungskonjugierte Zustand gemeint. So steht zum Beispiel die Bezeichnung D_s^+-Meson für D_s^+- und D_s^--Mesonen.

Für Dezimalzahlen wird die in der Physik gängige Schreibweise gewählt, bei der die Dezimalstellen von den ganzen Zahlen durch einen Punkt getrennt werden.

Die Orthographie dieser Arbeit richtet sich nach der „amtlichen Regelung der deutschen Rechtschreibung“ (vgl. [DUD96]), die im Jahre 1998 in Kraft treten soll.

1.3 Das Standardmodell

Das heutige Wissen um die Grundbausteine und den Zusammenhalt der Materie hat zur Entwicklung des Standardmodells geführt. Im Standardmodell gibt es 12 verschiedene Teilchen, die die Materie bilden, sowie Teilchen, die die Wechselwirkungen (und damit die Mechanismen, die die Welt zusammenhalten) beschreiben. Darüber hinaus gibt es zu jedem dieser Teilchen ein Antiteilchen[1].

In der Physik sind vier grundlegende Wechselwirkungen bekannt, die in Tabelle 1.1 aufgeführt sind. Diese sind:

- Die starke Wechselwirkung, die durch Gluonen übertragen wird und die für die Kräfte in Atomkernen verantwortlich ist. Das Gluon ist ebenso wie einzelne Quarks (siehe unten) frei nicht beobachtbar.

- Die elektromagnetische Wechselwirkung, die für so „alltägliche“ Erscheinungen wie Licht und Elektrizität verantwortlich ist. Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sind Photonen.

- Die schwache Wechselwirkung, die zum Beispiel den radioaktiven β-Zerfall bestimmt und

- die Gravitation, die uns aus der täglichen Erfahrung bekannt ist und im kosmischen Maßstab eine entscheidende Rolle spielt. Die Bedeutung der Gravitation im kosmischen Maßstab erklärt sich aus der unendlichen Reichweite dieser Wechselwirkung und der Tatsache, dass es nur eine „Gravitationsladung“ gibt (es gibt keine negative Masse), so dass sich (anders als beim Elektromagnetismus) keine nach außen neutrale Ladungsansammlung bilden kann. Die theoretische Beschreibung der Gravitation ist im Teilchenbild noch nicht so weit gediehen wie die der anderen Wechselwirkungen; ebenfalls ist auch das hypothetische Austauschteilchen der Gravitation, das Graviton, experimentell nicht nachgewiesen. Für die Hochenergiephysik spielt die Gravitation jedoch ohnehin keine Rolle, wie ein Blick auf die relativen Stärken der Wechselwirkungen zeigt.

Alle bekannten Austauschteilchen sind Bosonen[2].

Die 12 materiebildenden Teilchen des Standardmodells zeigt Tabelle 1.2. Sie werden in drei Generationen eingeteilt. Die um uns herum beobachtbare, makroskopische Materie besteht nur aus Teilchen der 1.Generation.

[1] Das Photon beispielsweise unterscheidet sich nicht von seinem Antiteilchen. Es ist sein eigenes Antiteilchen.

[2] Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin, also Spin 0,1,2,3... .

	Austauschteilchen	Masse[GeV]	Spin	relative Stärke[3]
Starke Wechselwirkung	Gluon	$m_{Gluon} = 0$	1	$\alpha_s \sim 1$, große r $\alpha_s < 1$, kleine r
Elektromagnetische Wechselwirkung	Photon	$m_\gamma = 0$	1	$\approx 1/137$
Schwache Wechselwirkung	Z,W$^\pm$	$m_Z = 91.16$ $m_{W^\pm} = 80.6$	1	$\approx 10^{-5}$
Gravitation	Graviton (?)	-[4]	-[4]	$\approx 10^{-38}$

Tabelle 1.1: Die grundlegenden Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen. Die Tabelle folgt [PER90].

	1.Generation	2.Generation	3.Generation	Ladung
Quarks	up, u	charm, c	top, t	+2/3
	down, d	strange, s	bottom, b	-1/3
Leptonen	Elektron, e^-	Myon, μ^-	Tau, τ^-	-1
	e-Neutrino, ν_e	μ-Neutrino, ν_μ	τ-Neutrino, ν_τ	0

Tabelle 1.2: Die grundlegenden Bausteine der Materie im Standardmodell.

Sämtliche Teilchen wechselwirken schwach, Teilchen mit elektrischer Ladung nehmen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil, und Teilchen mit „Farbladung“ spüren die starke Wechselwirkung. Geladene Leptonen können schwach und elektromagnetisch wechselwirken, ungeladene Leptonen nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Dies erklärt den geringen Wechselwirkungsquerschnitt für Neutrinos, die experimentell nur mit erheblichem Aufwand nachzuweisen sind. Quarks und Gluonen tragen Farbladung und spüren daher die starke Wechselwirkung. Mehrere Teilchen mit Farbladung können einen nach außen farbneutralen Zustand bilden. Bei der starken Wechselwirkung geht die Kopplung der farbtragenden Teilchen für kleine Abstände gegen Null; man spricht von asymptotischer Freiheit. Für große Abstände wird die Kopplung groß. Das hat zur Folge, dass farbtragende Zustände nicht isoliert werden können: Wenn zwei farbtragende Teilchen sich voneinander entfernen, so wird die Energie zwischen ihnen so groß, dass es energetisch günstiger ist, wenn zwei neue Quarks entstehen, die mit den alten Bruchstücken zwei farbneutrale Zustände bilden. Diese Tatsache, die dafür verantwortlich ist, dass es keine freien Quarks gibt, wird Quarkeinschluß genannt.

Quarks bilden beobachtbare Teilchen, die sogenannten Hadronen. Diese unterteilt man in Teilchen mit ganzzahligem Spin, die Mesonen, die man sich als Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) vorstellen kann, und in solche mit halbzahligem Spin, die Baryonen, die man aus drei Quarks (qqq) bilden kann. Neben diesen zwei bzw. drei Quarks, die die Eigenschaften des gebildeten Hadrons festlegen und daher Valenzquarks ge-

[3]Dimensionslose Kopplungskonstante, wenn man zwei Nukleonen (Masse m_p, Ladung e) betrachtet.
[4]Die Theorie weist dem Graviton die Masse 0 und Spin 2 zu.

nannt werden, finden sich in einem Hadron noch sogenannte „Seequarks", die durch Gluonabstrahlung laufend erzeugt werden und wieder zerstrahlen, und eben die Austauschteilchen der Wechselwirkungen, z.B. die Gluonen.

Ausführlichere Darstellungen des Standardmodells bieten zahlreiche Lehrbücher, so zum Beispiel [BER92], [LOH92] und [PER90].

Eine Möglichkeit, das Standardmodell zu testen, bietet die Lepton-Proton-Streuung. Dies geschieht seit geraumer Zeit an Experimenten mit ruhendem Stoßpartner, wo Elektronen auf ruhende Protonen geschossen werden.

Mit dem Beschleuniger HERA, der im nächsten Kapitel vorgestellt wird (Kapitel 2), besteht die Möglichkeit, nicht nur das Elektron, sondern auch das Proton zu beschleunigen, so dass eine um etwa einen Faktor 10 höhere Schwerpunktsenergie als bei Experimenten mit ruhendem Nukleon erreicht wird.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der Beschleuniger HERA

Im Speicherring HERA[1] am DESY[2] in Hamburg werden Protonen und Positronen[3] in zwei voneinander unabhängigen Beschleunigungsmaschinen auf hohe Energien gebracht. Beide Maschinen sind in einem gemeinsamen Tunnel untergebracht. Der Tunnel ist nahezu kreisförmig, 6.3 km lang und liegt etwa 20 m unter der Erde.

Um sowohl Protonen als auch Elektronen auf die gewünschte Energie zu bringen, wird der Speicherring PETRA[4] als Vorbeschleuniger benutzt. Protonen und Elektronen werden aus dem Linearbeschleuniger LINAC in PETRA eingeschossen und dort auf 40 GeV (p^+) bzw. 12 GeV (e^+) vorbeschleunigt. Danach werden sie in den HERA-Ring geleitet, um dort auf ihre Endenergie beschleunigt zu werden.

Die Protonen und die Elektronen fliegen in verschiedenen Strahlröhren gegenläufig durch den HERA-Tunnel. Der Protonenstrahl hat eine Energie von circa 820 GeV, der Elektronenstrahl hat eine Energie von ungefähr 27.6 GeV[5]. Die beiden Strahlen können zur Kollision gebracht werden, so dass man eine Schwerpunktsenergie von etwas mehr als 300 GeV erhält.

Die Strahlführung der Protonen übernehmen heliumgekühlte, supraleitende Magnete, die ein Magnetfeld von 4.68 Tesla erzeugen. Aufgrund der geringeren Masse ist für die Elektronen ein schwächeres Magnetfeld von 0.165 Tesla ausreichend, so dass für den Elektronenstrahl auf nicht supraleitende Magnete zurückgegriffen werden konnte.

Einen Überblick über die Beschleunigungsanlage liefert Abbildung 2.1.

An vier Stellen des HERA-Tunnels sind Wechselwirkungszonen eingerichtet, in denen verschiedene Experimente installiert sind.

In Halle West befindet sich das Hermes-Experiment, welches den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl der HERA-Maschine verwendet. Es werden durch die Streuung der polarisierten Elektronen an ruhenden Gas-Targets Aufschlüsse über den Spin von Nukleonen gewonnen [HER93].

[1] **HERA** = **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] **DESY** = **D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron

[3] 1993 wurden Elektronen verwendet, 1994 wurde aus technischen Gründen von Elektronen auf Positronen umgestellt; es ist geplant wieder zu Elektronen zurückzukehren. Im Folgenden wird immer der Begriff Elektron verwandt, er steht jedoch für Elektronen beziehungsweise für Positronen.

[4] **PETRA** = **P**roton-**E**lektron-**T**andem-**R**ing**a**nlage

[5] Strahlperiode 1995

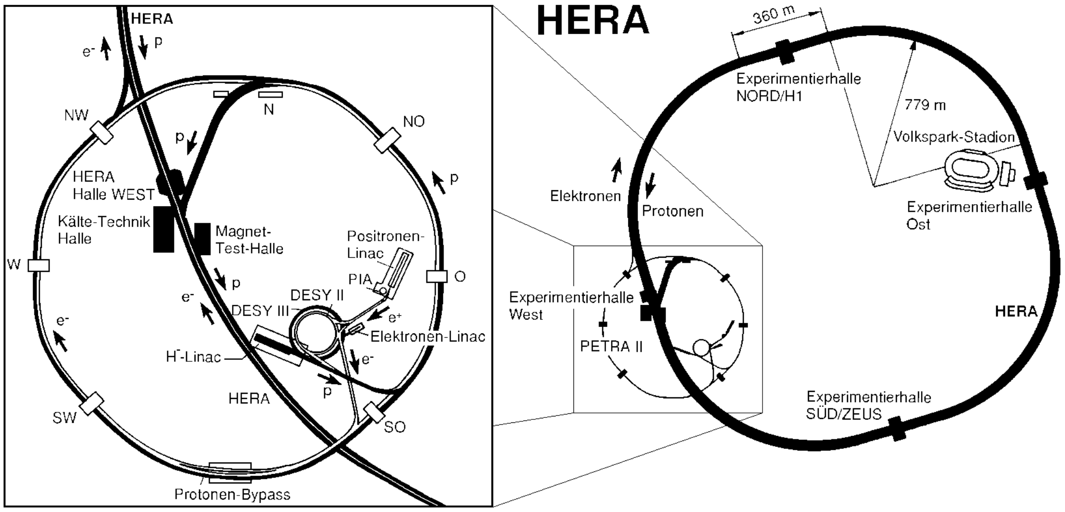


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring.

Das HERA-B Experiment in Halle Ost benutzt den Protonstrahl des HERA-Beschleunigers. Drähte werden in die Randbereiche des Protonenstrahls gebracht, um B-Mesonen zu produzieren. Der Zerfall dieser B-Mesonen wird hinsichtlich der CP-Verletzung untersucht [HB94].

Bei den Experimenten Zeus (Halle Süd) und H1 (siehe nächster Abschnitt) in Halle Nord werden beide Strahlen benutzt. Die Protonen und Elektronen werden zur Kollision gebracht, so dass man Proton-Lepton-Streuung bei oben genannter Schwerpunktsenergie untersuchen kann. Diese liegt ungefähr eine Größenordnung höher als die Schwerpunktsenergie bei vorangegangenen Experimenten mit ruhendem Proton. Beide Experimente widmen sich den gleichen physikalischen Problemstellungen, arbeiten aber vollkommen unabhängig voneinander, so dass sie sich in ihren Ergebnissen gegenseitig überprüfen können.

2.2 Der H1-Detektor

Der Schwerpunkt der Proton-Elektron-Kollision ist bei HERA nicht in Ruhe bezüglich des Laborsystems, sondern es verbleibt ein nennenswerter Impuls in Protonflugrichtung. Man spricht davon, dass die Ereignisse in Protonflugrichtung geboostet sind. Dieser Tatsache wird durch den asymmetrischen Aufbau des Detektors Rechnung getragen: In Flugrichtung der Protonen ist der Detektor aufwendiger instrumentiert. In Abbildung 2.2 ist der H1-Detektor isometrisch dargestellt. Der asymmetrische Aufbau ist deutlich zu erkennen.

Die Flugrichtung der Protonen wird bei H1 als positive z-Achse definiert. Die Begriffe vorwärts und rückwärts (zum Beispiel: „Vorwärtsspurkammern") werden ebenfalls anhand der Flugrichtung der Protonen festgelegt: die positive z-Richtung ist die Vorwärtsrichtung. Die positive y-Achse zeigt nach oben, während die positive x-Achse zum Mittelpunkt des HERA-Ringes weist, so dass sich ein rechtshändiges Koordina-

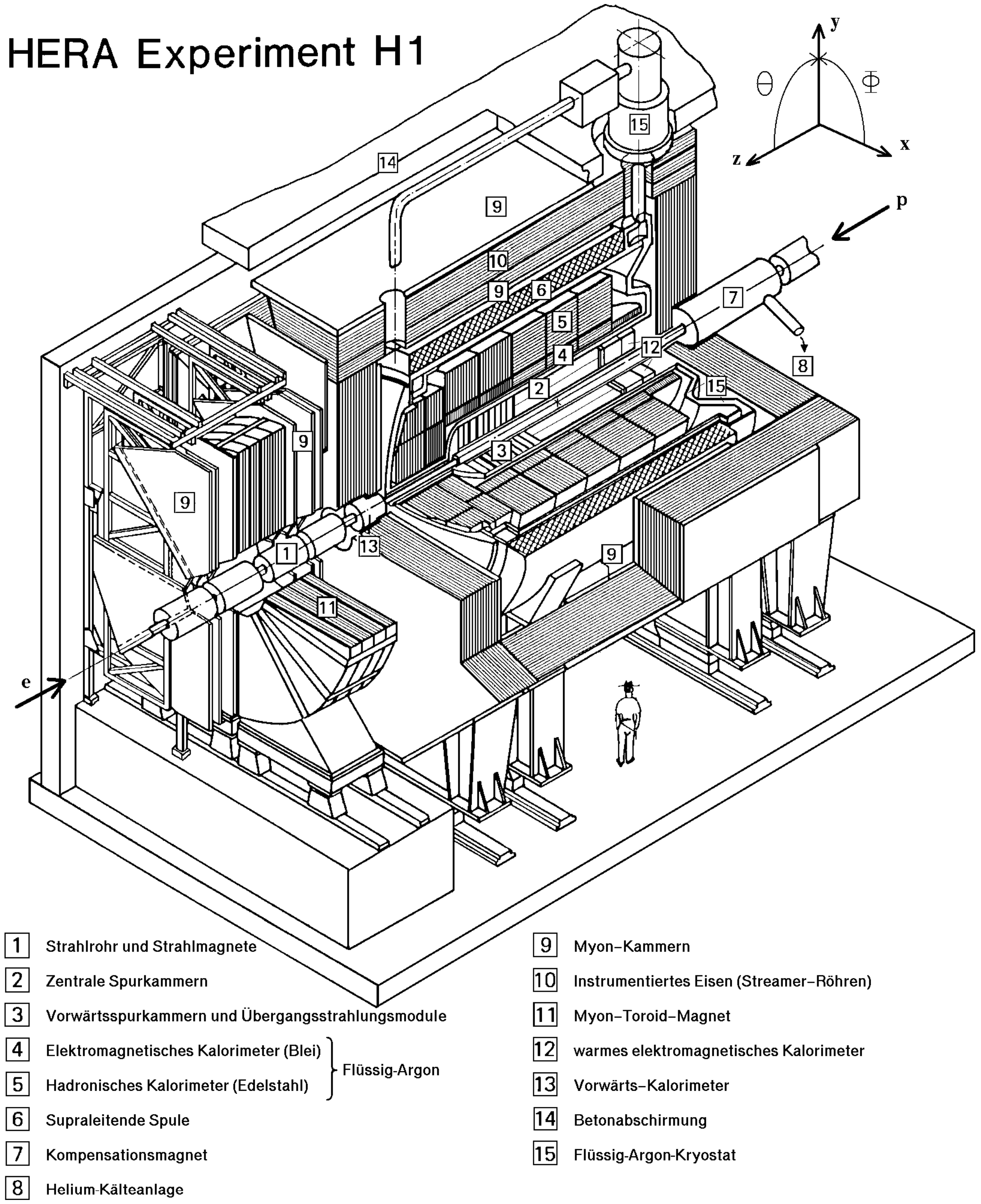


Abbildung 2.2: Der H1-Detektor im Schnitt. Die Protonen treten in dieser Darstellung von rechts oben in den Detektor ein.

tensystem ergibt. Der Polarwinkel Θ wird von der positiven z-Achse aus abgetragen, der Azimutalwinkel Φ von der x-Achse aus. Das Koordinatensystem ist in Abbildung 2.2 angefügt. Die Koordinate r bezeichnet bei H1 den Abstand eines Punktes von der Strahlachse.

2.2.1 Bestandteile des Detektors

Der H1-Detektor ist ein sogenannter Universaldetektor, dessen Aufgabe darin besteht, viele verschiedene physikalische Prozesse so genau wie möglich zu messen. Solche Universaldetektoren bestehen aus zahlreichen Detektorkomponenten.

Den Strahlkreuzungspunkt umgibt das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$, das in Abschnitt 2.2.2 näher erläutert wird.

In positiver z-Richtung, in der man aufgrund des Impulses des Proton-Positron-Systems relativ zum Laborsystem den größten Teilchenfluß erwartet, schließen sich die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ an das zentrale Spurkammersystem an.

In Rückwärtsrichtung (negative z-Richtung) schließt sich ein Kalorimeter $\boxed{12}$ an die zentralen Spurkammern an. Es dient dazu, die Energie und die Flugrichtung von Elektronen, die bei tiefunelastischer Streuung lediglich eine kleine Ablenkung aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung erfahren, zu messen. Darüberhinaus trägt das Kalorimeter zur Detektion von Hadronen bei, die bei Photoproduktion und bei tiefunelastischen Ereignissen mit kleinem Bjorken-x und großer Inelastizität y[6] entstehen. Das ursprünglich eingebaute rückwärtige Kalorimeter (BEMC[7]) ist nach dem Ende der Strahlperiode 1994 durch ein anderes Kalorimeter (SpaCal[8]) ersetzt worden, das eine bessere Messung von Hadronen erlaubt.

Seit Anfang 1995 befinden sich noch innerhalb des zentralen Spurkammersystems in unmittelbarer Umgebung des Strahlkreuzungspunktes Silizium-Streifen-Detektoren, die der verbesserten Vertex-Detektion (CST[9]) bzw. der Detektion von Spuren in Rückwärtsrichtung sehr nahe der Strahlachse dienen (BST[10]). In den Daten der Strahlperiode 1997 werden die Ergebnisse der Silizium-Streifen-Detektoren voraussichtlich erkennbar sein.

Um das zentrale Spurkammersystem herum sind ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter $\boxed{4}$ $\boxed{5}$ angeordnet. Beide Kalorimeter sind Flüssig-Argon-Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleischichten als Absorbermaterial, die sich mit Schichten aus flüssigem Argon, das als aktives Material dient, abwechseln. Das hadronische Kalorimeter besteht aus Edelstahl mit Argon-gefüllten Zwischenräumen.

Das Kalorimetersystem wird komplettiert durch das Vorwärtskalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$, das einen schmalen Winkelbereich ($\Theta \leq 4°$) in Protonvorwärtsrichtung abdeckt.

Die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umschlossen. Diese Spule liefert ein weitgehend homogenes Magnetfeld von etwa 1.15 Tesla in z-Richtung über den gesamten Bereich der Spurkammern. Aufgrund dieses Feldes kann man in den zentralen Spurkammern Ladung und Impuls der Teilchen bestimmen. Die Kalorimeter liegen (im Gegensatz zu anderen Detektoren, z.B. ZEUS) innerhalb der Magnetfeld erzeugenden Spule, um möglichst wenig Materialbelegung zwischen den Kalorimetern und dem Wechselwirkungspunkt zu haben. Dies verbessert die Möglichkeit, Elektronen, Myonen und neutrale Teilchen zu beobachten, und es ermöglicht eine verbesserte Messung von Teilchenjets.

[6] Die Größen Bjorken-x und die Inelastizität y werden in Kapitel 3 erläutert.
[7] BEMC = Backward Electromagnetic Calorimeter
[8] SpaCal = Spaghetti Calorimeter
[9] CST = Central Silicon Tracker
[10] BST = Backward Silicon Tracker

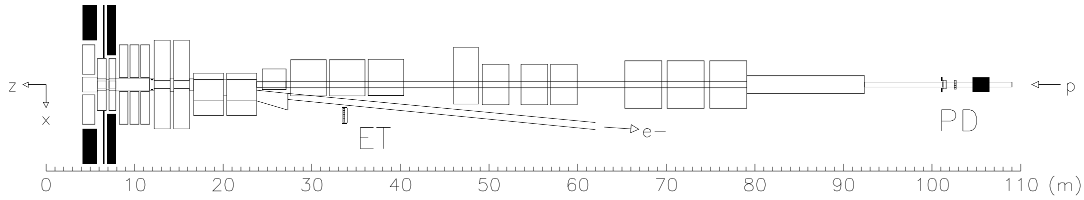


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Luminositätsmesssystems, die x-Koordinate ist stark überhöht dargestellt.

Die Spule wird von einem Eisenjoch $\boxed{10}$ umgeben, das der Rückführung des magnetischen Flußes dient. Das Joch ist aus 10 jeweils 75 mm dicken Eisenschichten aufgebaut. Diese Eisenlagen sind durch Zwischenräume getrennt, in die Streamerröhren eingelassen sind, so dass man von „instrumentiertem Eisen“ spricht. Die Streamerröhren dienen dazu, Energie, die nicht im hadronischen Kalorimeter deponiert wird, zu messen („hadronic tail catcher“). Desweiteren dienen sie der Aufzeichnung von Spuren, die sogar das instrumentierte Eisen noch durchqueren. Dies sind vor allem Myonenspuren. Der Messung von Myonen dienen auch die Myonkammern $\boxed{9}$, die an der Innen- und Außenseite des Eisenjoches angebracht sind.

In Vorwärtsrichtung findet sich außerhalb des Eisenjochs ein Myonenspektrometer. Es besteht aus Drift-Kammern $\boxed{9}$, die vor und hinter einem Magneten $\boxed{11}$ angebracht sind. Diese Anordnung dient dazu, hochenergetische Myonen in einem Winkelbereich von $3^\circ \leq \Theta \leq 17^\circ$ zu messen.

Der ganze Detektor ist aus Sicherheitsgründen mit einem Mantel aus Betonblöcken $\boxed{14}$ umgeben.

Die Luminositätsmessung

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Detektors ist das Luminositätsmesssystem. Die Luminosität bei HERA wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses [BH34]

$$ep \rightarrow e\gamma p \tag{2.1}$$

bestimmt. Zur Messung der Luminosität werden das gestreute Elektron und das Photon in Koinzidenz detektiert. Dazu wird jeweils ein Detektor zum Nachweis vom Photonen (PD[11]) und einer zum Elektronennachweis (ET[12]) verwendet. Die Winkelverteilung sowohl der Elektronen als auch der Photonen häuft sich in einem kleinen Winkel zur Elektronenstrahlrichtung (negative z-Richtung). Deshalb sind die beiden Detektoren nahe am Strahlrohr und in großer Entfernung vom Wechselwirkungspunkt angebracht. Desweiteren dient der Nachweis eines Elektrons im Elektrontagger auch als Indikator für Photoproduktionsereignisse (siehe Abschnitt 3.1.2). Eine schematische Darstellung des Luminositätsmesssystem ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Eine detailierte Beschreibung der Luminositätsmessung findet sich in [H1L96].

[11]PD=Photon Detector
[12]ET=Electron Tagger

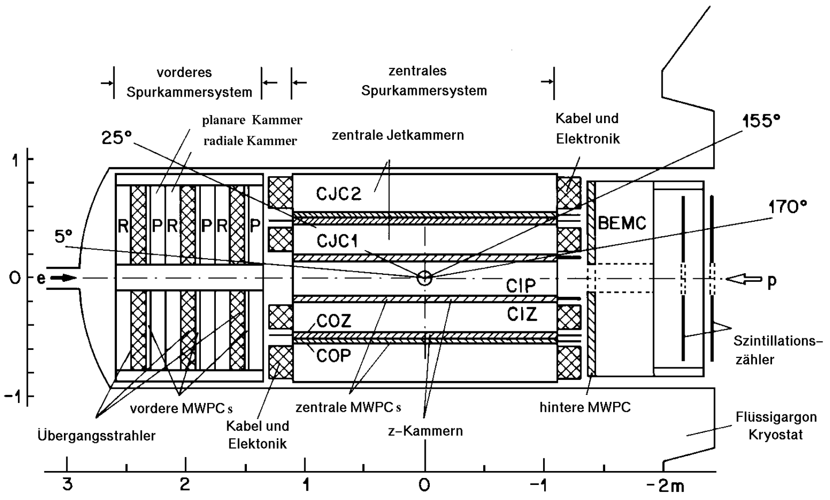


Abbildung 2.4: Seitliche Ansicht des Spurkammersystems. Es sind die Gegebenheiten der Strahlperiode 1994 (mit BEMC) dargestellt.

2.2.2 Die zentralen Spurkammern

Da die Informationen, die das zentrale Spurkammersystem liefert, für diese Arbeit besonders wichtig sind, wird es im folgenden ausführlicher erläutert.

In Abbildung 2.4 sind die Spurkammern des H1-Detektors in seitlicher Ansicht dargestellt. Man kann das zentrale Spurkammersystem, das vordere Spurkammersystem sowie das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) erkennen.

Das zentrale Spurkammersystem besteht aus sechs zylindrischen Kammern, die sich konzentrisch um das Strahlrohr legen.

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2

Die Spurrekonstruktion basiert auf den zwei Driftkammern CJC1[13] und CJC2[14]. Wie in Abbildung 2.5 zu erkennen ist, sind die Jet-Kammern in 30 (CJC1) beziehungsweise 60 (CJC2) Segmente unterteilt. In jedem dieser Segmente sind 24 (bzw.32) Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die Segmente sind um 30°, den sogenannten Lorentzwinkel, geneigt, damit sich die Driftelektronen im magnetischen Feld senkrecht zur detektierten Spur bewegen. Dadurch wird die Spurauflösung der Kammern verbessert. Die Ortsauflösung der CJC-Kammern in der r-Φ-Ebene beträgt 170 μm. Da die Signaldrähte an beiden Enden ausgelesen werden, lässt sich über den Vergleich der Pulshöhen an beiden Enden auch die z-Koordinate eines Treffers messen. Diese Messmethode ermöglicht eine Ermittelung der z-Koordinate eines Treffers in den CJC-Kammern auf 2.2 cm genau. Die Pulshöhe eines Treffers ist überdies auch ein Maß für die Energie, die das durchfliegende Teilchen in der CJC abgegeben hat. Die Energieabgabe der Teilchen lässt sich zur Teilchenidentifikation nutzen (siehe Kapitel 6).

[13] CJC1 = Central Jet-Chamber 1
[14] CJC2 = Central Jet-Chamber 2

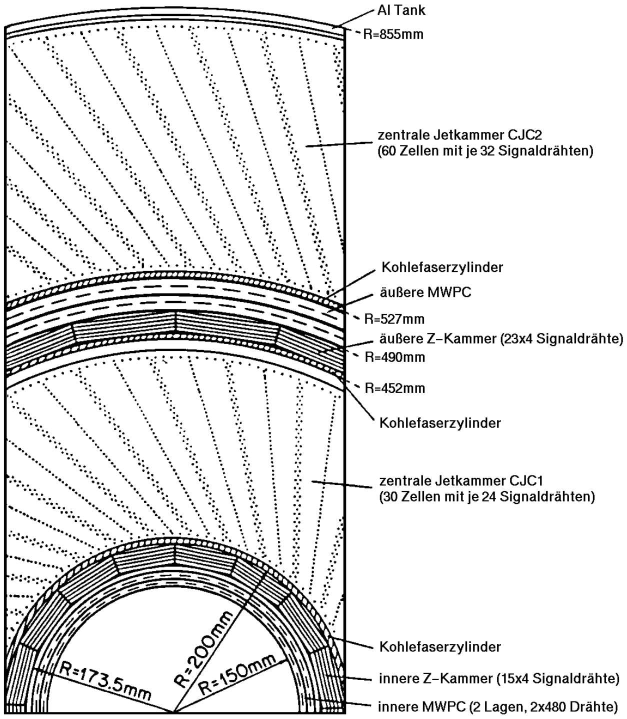


Abbildung 2.5: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems.

Die z-Kammern

Die Messung der z-Koordinate wird durch die CIZ[15], die sich zwischen Strahlrohr und CJC1 befindet, und die COZ[16], die zwischen den beiden Jet-Kammern angebracht ist, verbessert. Die z-Kammern haben kreisförmig um die Strahlachse geführte Signaldrähte, die eine Auflösung des Spurverlaufs in z-Richtung von 260 μm (CIZ) bzw. 200 μm (COZ) erlauben.

Die Proportionalkammern

Die Proportionalkammern liefern rasche Informationen zum Beispiel über den Wechselwirkungspunkt, so dass schnelle Triggerinformationen, die zur Reduktion des Datenaufkommens unerlässlich sind, zur Verfügung stehen.

Eine umfassende Darstellung des ganzen Detektors findet sich in [H1D96] sowie in den dort angegebenen Referenzen.

[15] CIZ = Central Inner Z-Chamber
[16] COZ = Central Outer Z-Chamber

Kapitel 3

Die Physik bei HERA

HERA eröffnet zum einen die Möglichkeit, bekannte Prozesse und Teilchen in einem bislang nicht zugänglichen Energiebereich zu untersuchen, desweiteren besteht aber auch die Möglichkeit, nach Phänomenen zu suchen, die über das Standardmodell hinausgehen.

Im Folgenden werden einige Größen, die sich zur Beschreibung der Kinematik bei HERA anbieten, sowie einige wichtige Prozesse, nach denen mit dem H1-Detektor gesucht wird, vorgestellt.

3.1 Die ep-Streuung

3.1.1 Kinematische Beschreibung der ep-Streuung

Zur Beschreibung der Kinematik der Elektron-Proton-Streuung werden Größen, die von der Wahl des Koordinatensystems unabhängig sind, verwendet. Als zweckmäßig haben sich dabei die folgenden, lorentzinvarianten Größen erwiesen.

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie, welches durch die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen festgelegt wird: [1]

$$s = (l + P)^2. \tag{3.1}$$

  Bei HERA ist $\sqrt{s} \approx 300$ GeV.

- Die Differenz der Vierervektoren des einlaufenden und des auslaufenden Leptons $q = l - l'$. Diese Größe gibt den Impuls, der in einem Ereignis übertragen wird, an. Üblicherweise wird das negative Quadrat des Impulsübertrages angegeben.

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2. \tag{3.2}$$

  Sei E_e die Energie des Leptons vor der Wechselwirkung, E'_e die Energie nach der Wechselwirkung und Θ_e der Winkel zwischen der Flugrichtung des gestreuten Leptons und der positiven z-Achse (keine Streuung: $\Theta_e = \pi$), so ergibt sich unter Vernachlässigung der Leptonmasse:

$$Q^2 = 2E_e E'_e(1 + \cos\Theta_e). \tag{3.3}$$

[1] Die im folgenden verwendeten Bezeichnungen l, P, l', q erhalten ihre Bedeutung aus Abbildung 3.1

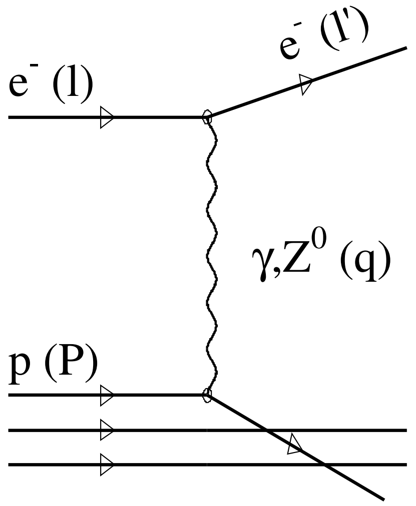


Abbildung 3.1: Die Feynman-Diagramme der tiefunelastischen Prozesse erster Ordnung: Der neutrale Strom mit Austausch eines Photons oder eines Z^0; der geladene Strom mit dem Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons.

Wird ein masseloses Teilchen, ein Photon, ausgetauscht, so ist Q^2 ein Maß für die Virtualität des Photons.

- Die Summe aus q und dem Vierervektor P des einlaufenden Protons liefert die Schwerpunktsenergie W des Photon-Proton-Systems.

$$W^2 = (q + P)^2. \tag{3.4}$$

- Eine dimensionslose Skalenvariable, das sogenannte Bjorken-x, entspricht dem Impulsbruchteil des Protons, den das aus dem Proton kommende Parton trägt.

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot P)}. \tag{3.5}$$

- Eine weitere Skalenvariable ist die Inelastizität y. Die Inelastizität y beschreibt, welchen Anteil seiner Energie das einlaufende Lepton abgibt.

$$y = \frac{q \cdot P}{l \cdot P}. \tag{3.6}$$

Da die Eigenschaften des Proton- und des Elektronstrahles und damit l und P festliegen, sind lediglich zwei der Variablen unabhängig und deshalb ausreichend, um die Kinematik zu beschreiben. Vernachlässigt man die Massen der einlaufenden Teilchen so gilt die Beziehung:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y. \tag{3.7}$$

3.1.2 Übersicht über die wichtigsten Prozesse bei HERA

Die Forschungsschwerpunkte des H1-Experimentes werden im Folgenden zusammengefasst. Eine ausführlichere Darstellung findet sich in [HERA91] und [HERA96]. Schwere Quarks, mit denen sich diese Arbeit beschäftigt, werden in Abschnitt 3.2 vorgestellt.

Tiefunelastische Streuung

Unter tiefunelastischer Streuung DIS[2] in der Lepton-Proton-Streuung versteht man Ereignisse, bei denen ein Quark aus dem Proton herausgeschlagen wird. Wird die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton durch den Austausch eines ungeladenen Photons oder durch ein Z^0-Boson übertragen, so spricht man von neutralem Strom (NC[3]). Ist das Austauschteilchen ein $W^{\pm}$-Boson, so nennt man den Prozess geladenen Strom (CC[4]). Die tiefunelastischen Prozesse erster Ordnung sind in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Tiefunelastische Streuereignisse zeichnen sich durch einen großen Impulsübertrag Q^2 aus.

Photoproduktion

Wird ein Photon bei kleinem Impulsübertrag Q^2 ausgetauscht, so ist dieses Photon quasi reell. Man spricht von Photoproduktion. Aus Gleichung 3.3 ist ersichtlich, dass kleine Q^2-Werte einer kleinen Ablenkung des Elektrons (Θ_e nahe π) entsprechen. Da der Winkelbereich, den der Elektrontagger abdeckt, einem Q^2-Bereich von $Q^2 < 0.01$ GeV^2 entspricht, werden Photoproduktionsereignisse bei H1 häufig durch $Q^2 < 0.01$ GeV^2 ausgewählt (sogenannte „e-tagged“-Photoproduktion, da das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen wurde).

Wechselwirkt das Photon direkt mit einem Protonkonstituenten, so spricht man von einem direkten Photon. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass das Photon durch Fluktuationen Quarks oder Gluonen abstrahlt. Ein solches abgestrahltes Teilchen wechselwirkt dann mit einem Protonkonstituenten. Das Photon zeigt „hadronisches Verhalten“. Man spricht von einem aufgelösten Photon. Das Verhalten des Photons, das sich bei solchen „resolved“-Photon-Prozessen zeigt, wird durch eine Strukturfunktion des Photons beschrieben.

Diffraktive Ereignisse

Als diffraktive Ereignisse bezeichnet man solche Ereignisse, bei denen das Proton nur eine geringe Impulsänderung erfährt und einen farblosen Zustand austauscht. Dieser farblose Zustand wird Pomeron genannt. Eine Möglichkeit, diffraktive Ereignisse zu erkennen, ist es, nach Ereignissen zu suchen, in denen nahezu kein Energiefluss in Vorwärtsrichtung stattfindet. Man spricht von Ereignissen mit großer „Rapiditätslücke“[5]. Diese Rapiditätslücke lässt sich durch den Austausch eines farblosen Teilchens zwanglos erklären. Diffraktive Ereignisse finden sich sowohl in tiefunelasti-

[2] DIS = **D**eep **I**nelastic **S**cattering
[3] NC = **N**eutral **C**urrent
[4] CC = **C**harged **C**urrent
[5] Die Rapidität ist definiert als $y_R = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z}$.

scher Streuung (siehe z.B. [UEL96]), als auch in Photoproduktions-Ereignissen (siehe z.B. [THE97]).

Messung der Struktur des Protons

Aus den Ereignissen, die bei HERA beobachtet werden, lassen sich Rückschlüsse auf die innere Struktur des Protons ziehen. Diese innere Struktur wird durch die sogenannten Strukturfunktionen beschrieben. Vorangegangene Experimente mit ruhendem Proton haben Daten in Bereichen $x > 0.005$ und $Q^2 < 300$ GeV^2 geliefert. Die von HERA gelieferten Daten vergrößern den kinematisch zugänglichen Bereich auf $x > 0.0001$ und $Q^2 < 3000$ GeV^2 [BOT96], so dass die Protonstrukturfunktionen in einem größeren Bereich gemessen werden können[6].

Physik jenseits des Standardmodells

Trotz der bisher hervorragenden experimentellen Bestätigung des Standardmodells stellt sich die Frage nach einer Erweiterung dieses Modells, die beispielsweise die Anzahl der Generationen erklärt oder die bekannten Elementarteilchen auf eine Substruktur zurückführt. Es gibt zahlreiche Kandidaten für eine Erweiterung des Standardmodells:

- Supersymmetrische Teilchen, die als der viel versprechendste Ansatz gelten: Jedes Teilchen des Standardmodells hat einen supersymmetrischen Partner, der sich um Spin 1/2 von dem Standardmodellteilchen unterscheidet.

- Angeregte Leptonen oder Quarks würden eine Substruktur dieser bisher als strukturlos aufgefassten Teilchen beweisen.

- Unter Leptoquarks, versteht man Teilchen, die eine von Null verschiedene Lepton- und Baryonzahl haben und ein nichtganzzahliges Vielfaches der Elementarladung tragen.

- Leptogluonen sind Teilchen, die Farbladung tragen und eine nicht verschwindende Leptonenzahl aufweisen.

Die Schwierigkeit bei der Suche nach Prozessen, die über das Standardmodell hinausgehen, liegt darin, dass die Hinweise der Theorie auf das, was man sucht, unzuverlässig sind: *„most, if not all, known extensions to the Standard Model are certainly wrong“* [DRE96].

3.2 Schwere Quarks

Als schwere Quarks bezeichnet man das charm-Quark, das bottom-Quark und das top-Quark. Die Erzeugung des bottom-Quarks ist bei HERA gegenüber der des charm-Quarks um etwa einen Faktor 100 [EF96] unterdrückt. Das top-Quark wird aufgrund seiner großen Masse von ungefähr 175 GeV [CDF94] bei HERA nicht erzeugt.

---

[6] Im Prinzip erschließt HERA einen Bereich bis $Q^2 < 89000$GeV^2. Im oberen Q^2-Bereich ist die Anzahl der beobachtbaren Ereignisse allerdings gering.

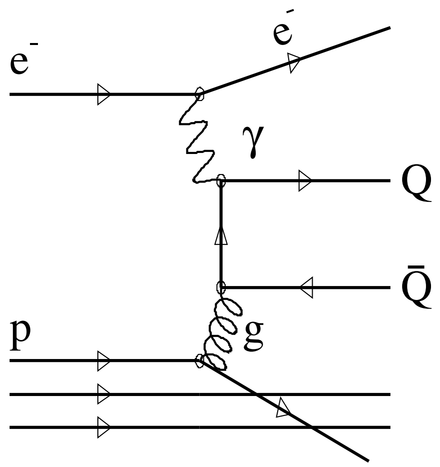


Abbildung 3.2: Das Feynman-Diagramm der Photon-Gluon-Fusion.

3.2.1 Erzeugung schwerer Quarks

Prozesse, bei denen schwere Quarks produziert werden, finden mit der höchsten Rate bei kleinem Q^2, das heißt in Photoproduktionsereignissen, statt. Der bei HERA dominierende Prozess zur Erzeugung schwerer Quarks ist die Photon-Gluon-Fusion. Dabei strahlt das Elektron ein Photon ab, das mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt[7]:

$$\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q} \quad . \tag{3.8}$$

Dieser Prozess ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Weitere Beiträge zur Produktion von schweren Quarks liefern Prozesse, in denen ein Parton aus dem Photon mit einem Konstituenten des Protons wechselwirkt (Vergleiche Abschnitt 3.1.2, „resolved" Photoproduktionsprozesse) :

$$g + g \rightarrow Q\bar{Q} \qquad , \qquad q + \bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} \quad . \tag{3.9}$$

Die entstehenden charm-Quarks können einen gebundenen Zustand $c\bar{c}$ bilden, oder aber die beiden charm-Quarks fragmentieren getrennt voneinander und jedes charm-Quark bildet ein charmtragendes Hadron, man spricht von „offenem charm".

Die Untersuchung der Produktion von charm-Ereignissen liefert Rückschlüsse auf die Struktur des Protons: Der elektromagnetische Prozess des Photons in Abbildung 3.2 ist gut verstanden. Deshalb kann man die Beobachtung der schweren Quarks nutzen, um Informationen über das an der Produktion der Quarks beteiligte Gluon zu erhalten und somit Rückschlüsse auf den Gluoninhalt des Protons zu ziehen.

3.2.2 Die Suche nach charmtragenden Hadronen

Die leichtesten charmtragenden Hadronen sind die D-Mesonen. Sie enstehen daher bevorzugt bei der Hadronisierung der charm-Quarks. Das Λ_c-Baryon ist das leichteste charmtragende Baryon.

[7] Q bezeichnet hier ein schweres Quark

	Masse in MeV	Mittlere Lebensdauer τ in s	$c\tau$	Spin
$D_s^\pm$	1968.5 ± 0.6	$(0.467 \pm 0.017) \cdot 10^{-12}$	140 μm	0
ϕ	1019.413 ± 0.008	[8] $(1.49 \pm 0.02) \cdot 10^{-22}$		1
$K^\pm$	493.677 ± 0.016	$(1.2386 \pm 0.0024) \cdot 10^{-8}$	3.713 m	0
K^0				0
K_S^0	497.672 ± 0.031	$(0.8927 \pm 0.0009) \cdot 10^{-10}$	2.6762 cm	0
K_L^0		$(5.17 \pm 0.04) \cdot 10^{-8}$	15.51 m	0
$\pi^\pm$	139.56995 ± 0.00035	$(2.6033 \pm 0.0005) \cdot 10^{-8}$	7.8045 m	0

Tabelle 3.1: Die in den betrachteten Zerfallskanälen vorkommenden Teilchen. Werte aus [PDG96].

Der Nachweis charmtragender Teilchen wird im Allgemeinen über die Rekonstruktion bestimmter Zerfallskanäle durchgeführt.

Besonders geeignet für die Rekonstruktion charmtragender Hadronen ist der Zerfall des angeregten D^{*+}-Mesons: $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\pi)\pi^+$. Man bildet die Differenz der invarianten Massen des hypothetischen D^{*+}-Mesons und des hypothetischen D^0-Mesons: $\Delta m = m(D^0\pi^+) - m(D^0)$. Mit dieser Methode lassen sich $D^{*\pm}$ bei H1 nachweisen und der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von charm-Quarks $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ bestimmen [H1C96]. Auch der Kanal $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to ((\bar{K}^0)\pi^+\pi^-)\pi^+ \to ((\pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-)\pi^+$ ist bei H1 erfolgreich zur D^{*+}-Rekonstruktion verwendet worden [SAH94][PAW98]. Die Rekonstruktion von D^{*0}-Mesonen mit dem H1-Detektor findet sich bei [LEY94] und [HOE98]. Der Nachweis von Λ_c-Baryonen ist ebenfalls möglich [PAL98].

Es ist wünschenswert, die Produktion von charm-Quarks anhand möglichst vieler verschiedener Zerfallskanäle nachweisen zu können, so dass sich die Ergebnisse eines Kanals in den anderen überprüfen lassen. Desweiteren bedeutet die Möglichkeit, das charm-Quark in zahlreichen Zerfallskanälen nachweisen zu können, auch, dass die absolute Zahl der auffindbaren charm-Quarks steigt. Beherrscht man zahlreiche Zerfallskanäle der charmtragenden Hadronen, so eröffnet sich die Möglichkeit, „double-tagging“ zu betreiben: Man versucht in einem Ereignis beide charm-Quarks nachzuweisen und hat so die Möglichkeit, beispielsweise die Winkelverteilung der beiden Quarks zueinander zu messen und mit Vorhersagen von QCD-Rechnungen zu vergleichen.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, $D_s^\pm$-Mesonen mit dem H1-Detektor nachzuweisen.

3.2.3 $D_s^\pm$-Mesonen

Die Valenzquarks des D_s^+-Mesons sind ein charm-Quark und ein strange-Quark: $c\bar{s}$ (D_s^--Meson: $\bar{c}s$). Da das D_s-Meson der leichteste Zustand mit Quarkinhalt cs ist, kann es ausschließlich schwach zerfallen.

[8] Ergibt sich aus $\tau = h/\Gamma$. Gemessene Breite $\Gamma = 4.43 \pm 0.05$ MeV.

Der $c\bar{s}$-Zustand, der ursprünglich F-Meson hieß, wurde 1977 von der DASP-Kollaboration am DESY bei e^+e^--Kollisionen gefunden [DAS77].

Zur Rekonstruktion von D_s^+-Mesonen werden in dieser Arbeit folgende Zerfallskanäle untersucht:

$$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \rightarrow (\pi^+\pi^-)K^+ \qquad D_s^- \rightarrow K^0 K^- \rightarrow (\pi^+\pi^-)K^- \tag{3.10}$$

$$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm \rightarrow (K^+K^-)\pi^\pm \tag{3.11}$$

Die betrachteten Zerfallskanäle zeichnen sich durch relativ große Verzweigungsverhältnisse von $(3.6 \pm 1.1)\%$ (3.10) beziehungsweise$(3.6 \pm 0.9)\%$ (3.11) aus.

Der Zerfallskanal 3.10 wird in Kapitel 7 untersucht, der Kanal aus 3.11 in Kapitel 8. Einige Eigenschaften des D_s^+-Mesons, sowie der Teilchen aus den Zerfallskanälen 3.10 und 3.11 sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Kapitel 4

Die Daten

Die vorliegende Arbeit untersucht Daten, die mit dem H1-Detektor in den Strahlperioden 1994 bis 1996 aufgezeichnet wurden.

4.1 Die mit dem H1-Detektor genommenen Daten

Die Ereignisrate im H1-Detektor liegt bei $\mathcal{O}(1\text{ Mhz})$. Bei den meisten dieser Ereignisse handelt es sich jedoch um Untergrundereignisse. Die dominierenden Untergrundereignisse sind:

- Synchrotronstrahlung des Elektronstrahles,
- Die Wechselwirkung eines Strahlteilchens mit dem Restgas im Strahlrohr,
- Die Kollision eines Strahlteilchens mit der Strahlrohrwand.

Diese Ereignisse sind für die physikalischen Fragestellungen, die das H1-Experiment betrachtet, nicht von Interesse. Überdies kann das H1-Datennahmesystem lediglich eine Rate von 5-10 Ereignissen pro Sekunde aufzeichnen. Es ist also unerlässlich, dass eine rasche Entscheidung gefällt wird, welche Ereignisse von physikalischem Interesse sind. Diese Entscheidung fällt das Triggersystem.

4.1.1 Das Triggersystem

Das H1-Triggersystem besteht aus mehreren Ebenen („Level 1“ bis „Level 4“), auf denen die Entscheidung über die Aufzeichnung eines Ereignisses getroffen wird. Dabei bearbeitet jede Stufe nur noch solche Ereignisse, die auf der vorhergehenden Ebene akzeptiert wurden. Zahlreiche Detektorkomponenten geben positive Triggersignale, wenn die gemessene Signalhöhe Schwellenwerte überschreitet. Verschiedene Triggersignale werden zu sogenannten Subtriggern logisch kombiniert. Diese Subtrigger sind so zusammengesetzt, dass sie jeweils verschiedene physikalische Ereignistypen auswählen.

Da das Datenaufkommen auf den höheren Triggerebenen geringer ist, können diese detailliertere Informationen bearbeiten. So wurde 1995 und 1996 auf der Level-4-Ebene schon nach bestimmten Zerfallskanälen gesucht.

Die ausgewählten Ereignisse werden mit dem Programmpaket H1REC vollständig rekonstruiert und in physikalische Ereignisklassen eingeteilt.

Für die vorliegende Analyse ist die Ereignisklasse 16 „ccbar“ interessant. Diese Ereignisklasse soll solche Ereignisse enthalten, in denen charm-Quarks entstanden sind. Um Ereignisse in die Ereignisklasse 16 einzuordnen, ist bei der Rekonstruktion der Daten der Strahlperiode 1995 und 1996 schon versucht worden, bestimmte Zerfallskanäle rudimentär zu rekonstruieren. Die in dieser Analyse betrachteten Kanäle waren darunter, so dass sich Ereignisse mit den betrachteten D_s-Zerfällen in der Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) finden sollten.

4.1.2 Die DST-Bänke

Um einen schnellen Zugriff auf die Daten zu ermöglichen, werden die Daten beträchtlich reduziert, indem aus vielen Einzeldaten berechnete Informationen, wie die Spur und der Impuls eines Teilchens oder der durchschnittliche Energieverlust (siehe Abschnitt 5.4), gebildet werden. Diese reduzierten Datensätze werden in sogenannten DST-Bänken[1] gespeichert. Die zugrunde liegenden Messwerte, wie Treffer an einzelnen Drähten, geben die DST nicht mehr wieder. Sie sind auf Magnetbändern, den sogenannten POTs[2], zu finden.

In der vorliegenden Analyse werden folgende DST-Bänke benutzt:

- Die DTRA-Bank, in der an Vertices angepasste Teilchenspuren zu finden sind.
- Die DVER-Bank, in der sämtliche Vertices des Ereignisses abgelegt sind.
- Die DTNV-Bank, in der Spuren vor der Anpassung an die Vertices zu finden sind.
- Die HEAD-Bank, die Informationen über das Ereignis als Ganzes enthält, wie, zum Beispiel, die Run-Nummer oder die Klassifikation des Ereignisses in eine (oder mehrere) der Ereignisklassen.

4.2 Monte-Carlo-Ereignisse

Monte-Carlo-Ereignisse sind künstlich erzeugte Daten. Ein Generatorprogramm simuliert einen physikalischen Prozess, beispielsweise die Gamma-Gluon-Fusion. Anschließend beschreibt der Generator die Fragmentation und den Zerfall der entstandenen Teilchen. Im nächsten Schritt wird die Reaktion des Detektors mit dem Programm H1SIM simuliert. Dabei wird die Materialbelegung im Detektor berücksichtigt und die Reaktion des Detektors auf die hypothetischen Teilchen nachgestellt. Diese Reaktion des Detektors wird an das Rekonstruktionsprogramm H1REC übergeben, so dass man die gleichen DST-Bänke erhält, wie bei tatsächlich gemessenen Daten. Da man auf Generatorebene prüfen kann, welche Ausgangssituation in einem Ereignis vorliegt, bieten Monte-Carlo-Daten eine hilfreiche Methode, Analyseverfahren zu testen. Da den Monte-Carlo-Programmen bestimmte Modelle zugrunde liegen, stellt der Vergleich einer Monte-Carlo-Vorhersage mit einer hinreichend genauen Messung auch immer einen Test für die im Monte-Carlo verwendeten Modelle dar.

[1] **DST**=**D**ata **S**ummary **T**ape

[2] **POT**=**P**roduction **O**utput **T**ape

Für die vorliegende Analyse standen folgende Monte-Carlo-Datensätze zur Verfügung:

Ein Datensatz enthielt Ereignisse mit D_s-Mesonen, die im Zerfallskanal $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow (K^+K^-)\pi^{\pm}$ zerfallen. Die Ereignisse sind unter Bedingungen der Strahlperiode 1995 simuliert und rekonstruiert worden. Bei 2861 Ereignissen gelangten alle drei stabilen Teilchen in den Winkelbereich $25^\circ < \Theta < 155^\circ$ und damit in den empfindlichen Bereich des zentralen Spurkammersystems.

Der zweiten Datensatz enthielt 10000 generierte D_s-Mesonen im Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K^0}K^+ \rightarrow (\pi^+\pi^-)K^+$. Eine Detektorsimulation und eine Rekonstruktion dieser Daten lag nicht vor.

Kapitel 5

Vorbereitende Betrachtungen

Im Folgenden werden einige Überlegungen angestellt, die unabhängig vom betrachteten Zerfallskanal geeignet erscheinen, das gesuchte Signal zu verbessern.

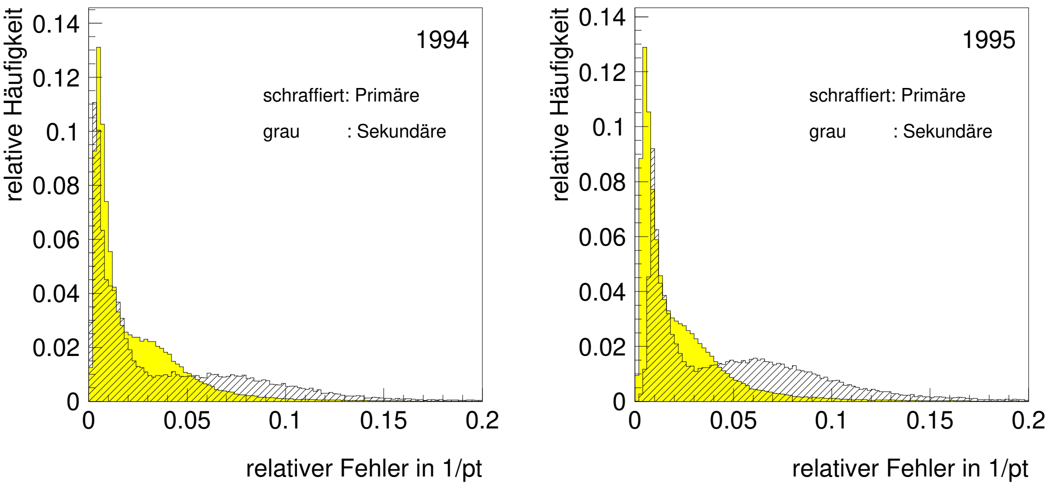
5.1 Auswahl der Ereignisse

Diese Analyse bedient sich Informationen aus der DTRA-Bank, der DVER-Bank, der DTNV-Bank und der HEAD-Bank[1]. Folglich können nur solche Ereignisse betrachtet werden, die über diese Bänke verfügen. Die Forderung nach der DTRA- Bank bedeutet, dass bei der Aufzeichnung des Ereignisses die Hochspannung der zentralen Spurkammern eingeschaltet war, und das Teilchen in den Spurkammern detektiert wurden. Desweiteren werden nur solche Ereignisse betrachtet, die über genau einen Hauptvertex verfügen.

5.2 Auswahl der Spuren

An die Spuren, die in die weitere Analyse eingehen, werden einige Qualitätsanforderungen gestellt: Es werden nur solche Spuren berücksichtigt, die mindestens 10 angesprochene Signaldrähte in den zentralen Spurkammern aufweisen. Es gehen nur Spuren in die Analyse ein, die in den zentralen Spurkammern nachgewiesen wurden, da die Spurrekonstruktion in den zentralen Spurkammern bessere Ergebnisse liefert als die Vorwärtsspurkammern. Dies könnte zum einen daran liegen, dass das Spurkammersystem im Vorwärtsbereich des Detektors nur wenige Signaldrähte besitzt und daher die Bestimmung der Spuren unsicherer ist als im zentralen Spurkammersystem, das eine Vielzahl von Signaldrähten aufweist. Außerdem weisen Spuren, die in den vorderen Teil des Detektors gelangen, eine geringe Spurkrümmung auf, so dass die Impulsbestimmung mit einer größeren Unsicherheit behaftet ist. Desweiteren haben Teilchen, die in die Vorwärtsspurkammern gelangen, eine größere Massenbelegung zu durchqueren, bevor sie gemessen werden können. Auch ist die Messung des spezifischen Energieverlustes eines Teilchens, der in dieser Arbeit zur Teilchenidentifikation verwendet wird, nur in den zentralen Spurkammern möglich.

[1] Die Bänke wurden in Abschnitt 4.1.2 kurz erklärt.



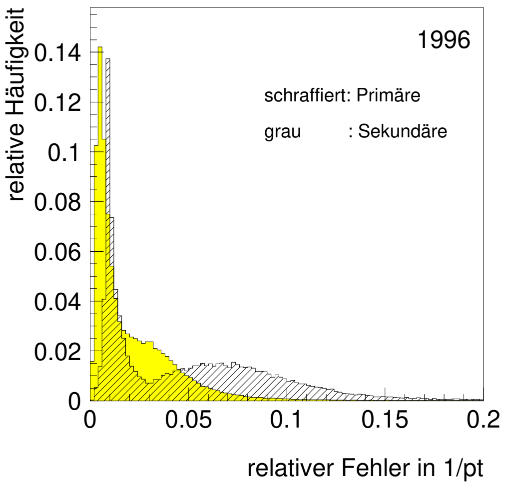


Abbildung 5.1: Verteilung des Fehlers in $1/p_t$ bei Hauptvertexspuren und bei Spuren, die an einen sekundären Vertex angepasst sind. Die Fläche unter den Kurven ist jeweils auf 1 normiert.

Durch die Anforderung, dass die Zahl der zur Messung des spezifischen Energieverlustes herangezogenen Signaldrähte größer Null ist, wird sichergestellt, dass eine Messung des spezifischen Energieverlustes stattgefunden hat.

5.2.1 Auswahl einer Spurhypothese

Die Rekonstruktion bei H1 beinhaltet die Möglichkeit, einer Teilchenspur verschiedene Anpassungshypothesen zu zuordnen. Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

- Es können verschiedene Hypothesen einer Spur entweder zum Hauptvertex oder zu sekundären Vertices gebildet werden. Zu den gebildeten Spuren berechnet die Rekonstruktionssoftware auch den Fehler im Kehrwert des Transversalimpulses ($1/p_t$). Anhand dieses Fehlers sind in der vorliegenden Arbeit die verwendeten Spurhypothesen ausgewählt worden: Finden sich zu einer Spur mehrere Spurhypothesen, die an den gleichen Vertex angepasst sind, so wird die Spurhypothese gewählt, die den kleinsten relativen Fehler im Kehrwert des Transversalimpulses aufweist.

- Eine Spur ist sowohl an den Primärvertex als auch an einen sekundären Vertex angepasst worden. Eine Auswahl zwischen diesen beiden Spurhypothesen anhand des relativen Fehlers im Kehrwert des Transversalimpulses ist nun nicht mehr gerechtfertigt, da der relative Fehler in $1/p_t$ für an den Hauptvertex angepasste Spuren eine deutlich andere Verteilung zeigt, als der Fehler in $1/p_t$ für Spuren, die an einen Sekundärvertex angepasst sind. Die unterschiedlichen Verteilungen zeigt Abbildung 5.1

Es ist nun folgende Vorgehensweise gewählt worden:

Gibt es mehrere Spurhypothesen zum Hauptvertex oder mehrere Spurhypothesen zu sekundären Vertices, so wird unter diesen Hypothesen diejenige mit dem kleinsten Fehler in $1/p_t$ ausgewählt.

Eine Entscheidung zwischen einer Hauptvertexhypothese und einer Sekundärvertexhypothese wird nicht getroffen. Die gleiche Spur wird sowohl als Spur vom primären Vertex als auch als Sekundärvertexspur akzeptiert. Bei der weiteren Analyse ist nun darauf zu achten, dass verschiedene Vertex-Hypothesen einer Spur nicht miteinander kombiniert werden, da sie verschiedene Interpretationen der gleichen Spur darstellen.

Diese Vorgehensweise führt naturgemäß zu einer größeren Anzahl von möglichen Kombinationen als eine Methode, die sich um eine eindeutige Zuordnung einer Spur zu einem Vertex bemüht. Da eine solche Zuordnung in den H1-Daten aus dem genannten Grund nicht immer zweifelsfrei möglich ist, wird darauf verzichtet.

5.3 Spezifischer Energieverlust

Geladene Teilchen geben beim Durchgang durch Materie Energie ab. Dazu tragen folgende drei Prozesse bei:

- Energieverlust durch Ionisation des durchquerten Materials.
- Emission von Cherenkov-Licht, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im betreffenden Medium.
- Emission von Übergangsstrahlung, falls im Medium Diskontinuitäten des Brechungsindexes vorhanden sind.

Einen Überblick über diese Prozesse bietet zum Beispiel [KLE84].

Die Teilchen, die in dieser Analyse betrachtet werden, verlieren ihre Energie im Wesentlichen durch Ionisation des durchquerten Materials. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi N_A {r_e}^2 m_e z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right). \tag{5.1}$$

X ist die Massenbelegung pro Fläche. Man erhält X als Schichtdicke multipliziert mit der Dichte des Mediums. Die Größen der rechten Seite der Bethe-Bloch-Gleichung sind in Tabelle 5.3 beschrieben.

N_A	$= 6.022 \cdot 10^{23}$ mol^{-1}	Loschmidt-Avogadro-Zahl
r_e	$= 2.81794$ fm	Klassischer Elektronenradius $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e$
m_e	$= 511$ keV	Elektronenmasse
z		Ladung des durchgehenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
Z		Ordnungszahl des durchquerten Materials
A		Massenzahl des durchquerten Materials
β		Geschwindigkeit des durchgehenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit $\beta = v/c$
γ		$1/\sqrt{1-\beta^2}$
I		Ionisierungspotential des durchquerten Materials
T_{max}		Maximale Energie, die auf ein freies Elektron während eines Stoßes übertragen werden kann.

Tabelle 5.1: Erläuterung der Größen der Bethe-Bloch-Gleichungen 5.1 und 5.4

T_{max}, die maximale Energie, die auf ein freies Elektron während eines Stoßes übertragen werden kann, ergibt sich für ein punktförmiges geladenes Teilchen mit der Masse M als:

$$T_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}. \tag{5.2}$$

Mit der Näherung:

$$T_{max} = 2m_e\beta^2\gamma^2, \tag{5.3}$$

die für niedrige Energien $2\gamma m_e/M \ll 1$ gerechtfertigt ist, erhält man die vereinfachte Form

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi N_A {r_e}^2 m_e z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\ln\frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right). \tag{5.4}$$

Die Form 5.4 wird in vielen Lehrbüchern als Bethe-Bloch-Gleichung angegeben und wird im Folgenden auch verwendet. Aus Gleichung 5.4 erkennt man, dass neben den Eigenschaften des durchquerten Materials lediglich die Geschwindigkeit des durchgehenden Teilchens die Energieabgabe des Teilchens bestimmt. Die Masse des durchfliegenden Teilchens hat offensichtlich keinen Einfluß auf den Energieverlust.

Die Messgröße im Experiment ist jedoch nicht die Teilchengschwindigkeit β, sondern der Impuls p. Der Impuls ist mit der Geschwindigkeit β verknüpft über

$$\beta^2 = \frac{p^2}{p^2 + m^2}. \tag{5.5}$$

Hierbei ist m die Masse des Teilchens. Dies bedeutet, dass bei gleichem Impuls p ein massereicheres Teilchen eine geringere Geschwindigkeit β aufweist. Damit ist der Verlauf des spezifischen Energieverlustes von der Masse abhängig, wenn man ihn über dem Impuls darstellt. Die Kurve, die den spezifischen Energieverlust über dem Impuls p aufgetragen darstellt, ist für schwere Teilchen zu höheren Impulsen verschoben. Dies lässt sich in Abbildung 5.2 erkennen. Dort ist der Energieverlust pro Weglänge über dem Impuls der Teilchen aufgetragen. Es zeigen sich verschiedene Bänder.

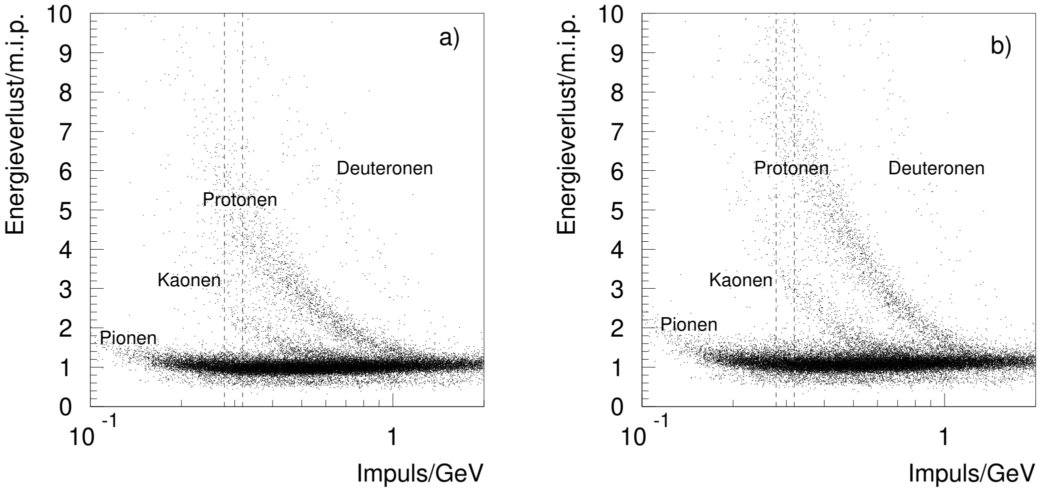


Abbildung 5.2: Der Energieverlust pro Weglänge normiert auf den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens (m.i.p.: minimal ionizing particle) aufgetragen über dem Impuls der Teilchen. Es sind deutlich Bänder zu erkennen, die den verschiedenen geladenen Teilchen zugeordnet werden können. a) zeigt den spezifischen Energieverlust gemessen mit Methode 1, b) zeigt Methode 2. Es handelt sich um die gleichen Teilchenspuren aus der Datennahmeperiode 1995. Es wurde gefordert, dass mindestens 20 Signaldrähte angesprochen haben, die zur dE/dX-Messung verwendet wurden . Die gestrichelten Linien stellen den Impulsbereich dar, der in Abbildung 5.3 herausgeschnitten ist.

5.4 Die Messung des spezifischen Energieverlustes

Die Messung des spezifischen Energieverlustes lässt sich zur Teilchenidentifikation verwenden, wie in Kapitel 6 näher erläutert wird. Der spezifische Energieverlust einer Spur wird aus der an den einzelnen angesprochenen Signaldrähten deponierten Ladung bestimmt. Signale von Drähten, die nahe an einer anderen Spur liegen, werden nicht berücksichtigt. Da seit 1995 in der H1-Kollaboration zwei verschieden Methoden zur Verfügung stehen, den spezifischen Energieverlust einer Teilchenspur anzugeben, wird im folgenden auf diese zwei Methoden eingegangen und erklärt, welcher Methode sich die vorliegende Arbeit bedient.

Beide Methoden verwenden zunächst die gleichen getroffenen Signaldrähte, nur die Zusammenfassung der Messergebnisse der einzelnen Signaldrähte zu einem gemittelten Energieverlust der Spur wird auf unterschiedliche Weise durchgeführt.

- Bei Methode 1 werden die Drähte mit den größten und kleinsten dE/dX-Messwerten zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes der gesamten Spur nicht berücksichtigt. Aus den verbleibenden Messwerten wird die Größe $1/\sqrt{(dE/dX)}$ gebildet. Diese Größe ist annähernd normalverteilt, so dass eine Mittelwertbildung sinnvoll ist. Das Quadrat des Kehrwertes dieses Mittelwertes ergibt den

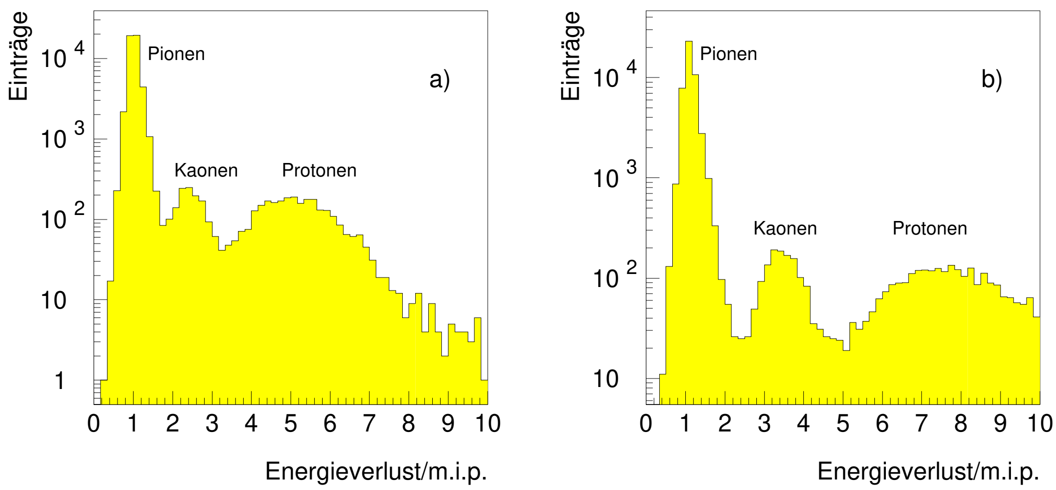


Abbildung 5.3: Der spezifische Energieverlust im Impulsbereich 0.28 GeV - 0.32 GeV in halblogarithmischer Auftragung: a) ermittelt nach Methode 1, b) ermittelt nach Methode 2. Es ist deutlich zu erkennen, dass Methode 2 eine bessere Trennung der einzelnen Teilchensorten ermöglicht. Beide Histogramme enthalten die gleichen 51000 Spuren (Daten des Jahres 1995).

dE/dX-Wert der Spur[2]:

$$dE/dX_{Spur} = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sqrt{dE/dX}} \right)^{-2} . \tag{5.6}$$

- In Methode 2 werden alle, auch sehr große, Messwerte berücksichtigt. Es ist der Messwert Δ_i jedes einzelnen Draht bekannt. Nun wird eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $\Phi(\Delta_0)$ angegeben, die beschreibt, wie wahrscheinlich ein Wert Δ_0 als wahrer Wert des spezifischen Energieverlustes ist, wenn man den Messwert Δ_i kennt. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung berücksichtigt die Weglänge, die das fragliche Teilchen im sensitiven Gasvolumen des jeweiligen Signaldrahtes zurückgelegt hat. Desweiteren wird der Impuls des Teilchens berücksichtigt. Um die Wahrscheinlichkeitverteilung, dass die Messung eines einzelnen Signaldrahtes die tatsächliche mittlere spezifische Energiedeposition des Teilchens wiedergibt, in Abhängigkeit von oben genannten Größen angeben zu können, wurde diese Methode mit zweifelsfrei erkennbaren Teilchen (z.B. Protonen im Impulsbereich 0.2 GeV – 0.6 GeV, siehe Abbildung 5.2) an die H1-Daten angepasst. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\Phi_i(\Delta_0)$, die sich für jeden einzelnen der N angesprochenen Signaldrähte ergeben, werden multipliziert:

$$F(\Delta_0) = \prod_{i}^{N} \Phi_i(\Delta_0) \qquad . \tag{5.7}$$

[2]Von Kalibrationskonstanten wird in dieser vereinfachten Darstellung abgesehen.

Der Wert Δ_0 bei dem die Funktion F ihr Maximum hat, wird nun als Wert des spezifischen Energieverlustes der Spur betrachtet.

$$dE/dX_{Spur} = \max(F(\Delta_0)) \qquad . \tag{5.8}$$

Details zu dieser Methode finden sich in [LUB93].

Es ist Abbildung 5.2 zu entnehmen, dass die beiden Methoden zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen. Aus Abbildung 5.3 ist zu erkennen, dass die Energieverlustmessung nach Methode 2 eine deutlichere Abgrenzung der einzelnen Teilchenbänder ermöglicht. Auch in [H1D96](Seite 34) wird Methode 2 als Verbesserung gegenüber Methode 1 bezeichnet. Aus diesen Gründen bedient sich diese Analyse bei Daten der Jahre 1995 und 1996 des spezifischen Energieverlustes, der sich nach Methode 2 ergibt. Da diese Methode bei der Rekonstruktion der Daten der Strahlperiode 1994 noch keine Anwendung gefunden hat, wird für diese Daten auf die Angabe des spezifischen Energieverlust einer Spur nach Methode 1 zurückgegriffen.

Kapitel 6

Die Teilchenidentifikation

6.1 Die Teilchenidentifikation anhand des spezifischen Energieverlustes mit starren Schnitten

Die in Abschnitt 5.3 erläuterten Unterschiede zwischen Teilchen verschiedener Massen lassen sich nun zur Identifikation von Teilchen verwenden. Die naheliegendste Methode ist es, in einem Graphen, in dem der spezifische Energieverlust über dem Impuls der Teilchen aufgetragen ist, Bänder zu definieren. Alle Einträge innerhalb eines solchen Bandes werden als Pion, Kaon etc. betrachtet. Eine solche Einteilung ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Eine Methode der Teilchenidentifikation zur Verfügung zu haben, und nicht etwa alle Spuren mit der passenden Ladung untereinander kombinieren zu müssen, bringt große Vorteile, wie zum Beispiel [PAW94] anhand des ϕ-Signals gezeigt hat.

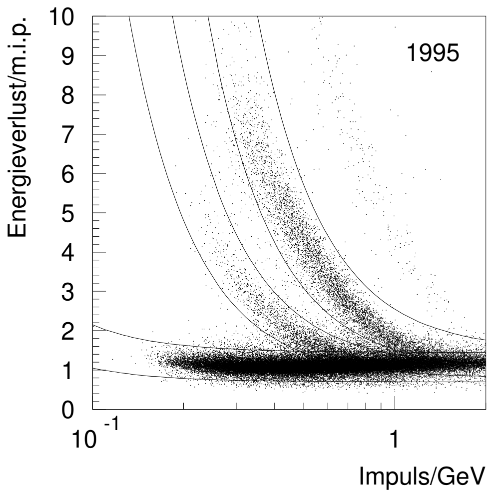


Abbildung 6.1: Der Energieverlust pro Weglänge normiert auf den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens (m.i.p.: minimal ionizing particle) aufgetragen über dem Impuls der Teilchen. Um deutliche Bänder zu erhalten, wurden für diese Darstellung nur Spuren betrachtet, die mindestens 30 für die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes verwandte Signaldrähte aufweisen.

6.2 Die Teilchenidentifikation anhand des spezifischen Energieverlustes mittels der Likelihoodmethode

Die oben vorgestellte Methode der starren Schnitte zur Teilchenidentifikation weist den Nachteil auf, dass Teilchen, die gerade außerhalb der Schnittlinien des Kaonbandes liegen, genauso verworfen werden, wie Teilchen, deren spezifischer Energieverlust sie mit recht großer Wahrscheinlichkeit als Nicht-Kaon ausweist. Aufgrund dieser Überlegung bietet es sich an, eine Methode zu suchen, die eine Wahrscheinlichkeitsaussage darüber zulässt, um welches Teilchen es sich gehandelt haben könnte. Diese Wahrscheinlichkeitsaussage liefert die Likelihoodmethode, die im Folgenden vorgestellt werden soll.

Man wünscht sich ein Maß dafür, wie weit der gemessene spezifische Energieverlust bei bestimmtem Impuls von dem erwarteten dE/dX-Wert einer Teilchensorte abweicht. Desweiteren soll der Fehler der Messung und des erwarteten Wertes berücksichtigt werden. Ein solches Maß dafür, wie weit der Messwert vom erwarteten Wert eines Teilchens der Sorte i entfernt ist, liefern, die Größen χ_i^2:

$$\chi_i^2 = \frac{\left[(\frac{dE}{dX})_{Messung} - (\frac{dE}{dX})_{i,Erwartet}\right]^2}{\sigma_{Messung}^2 + \sigma_{i,Erwartet}^2} \tag{6.1}$$

Mit Hilfe der χ_i^2 lässt sich nun ein Wahrscheinlichkeitsmaß P_m dafür angeben, dass ein Teilchen der Sorte m vorliegt:

$$P_m = \frac{N_m \exp(-\chi_m/2)}{\sum_i N_i \exp(-\chi_i/2)} \tag{6.2}$$

Dabei wird die Summe $\sum_i$ über alle beitragenden Teilchensorten genommen. Dies sind in der vorliegenden Analyse Pionen, Kaonen und Protonen, da man diese drei Teilchensorten voneinander trennen kann. Die ebenfalls erkennbaren Deuteronen (siehe Abbildungen 5.2 und 6.5) kommen deutlich seltener vor, so dass sie bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeit im Folgenden vernachlässigt werden. Die Größen der Gleichungen 6.1 und 6.2 sind:

- $(\frac{dE}{dX})_{Messung}$ ist der gemessene spezifische Energieverlust einer Spur.
- $\sigma_{Messung}$ ist der Fehler, den der gemessene Energieverlust aufweist.
- $(\frac{dE}{dX})_{i,Erwartet}$ ist der spezifische Energieverlust, den man erwartet, wenn man den gemessenen Impuls einem Teilchen der Sorte i zuordnet.
- $\sigma_{i,Erwartet}$ ist der Fehler, der der Größe $(\frac{dE}{dX})_{i,Erwartet}$ anhaftet.
- N_i beschreibt die Häufigkeit der Teilchensorte i.

Der gemessene Energieverlust $dE/dX_{Messung}$ ergibt sich wie in Abschnitt 5.4 erklärt. Im Folgenden wird erläutert, wie die übrigen Größen ermittelt werden.

Der Fehler der Messung $\sigma_{Messung}$

Den Fehler der Messung des spezifischen Energieverlustes erhält man, indem man den spezifischen Energieverlust einer Teilchensorte in einem schmalen Impulsfenster für verschiedene Anzahlen von dE/dX-Treffern histogrammmiert. Es ergeben sich annähernd

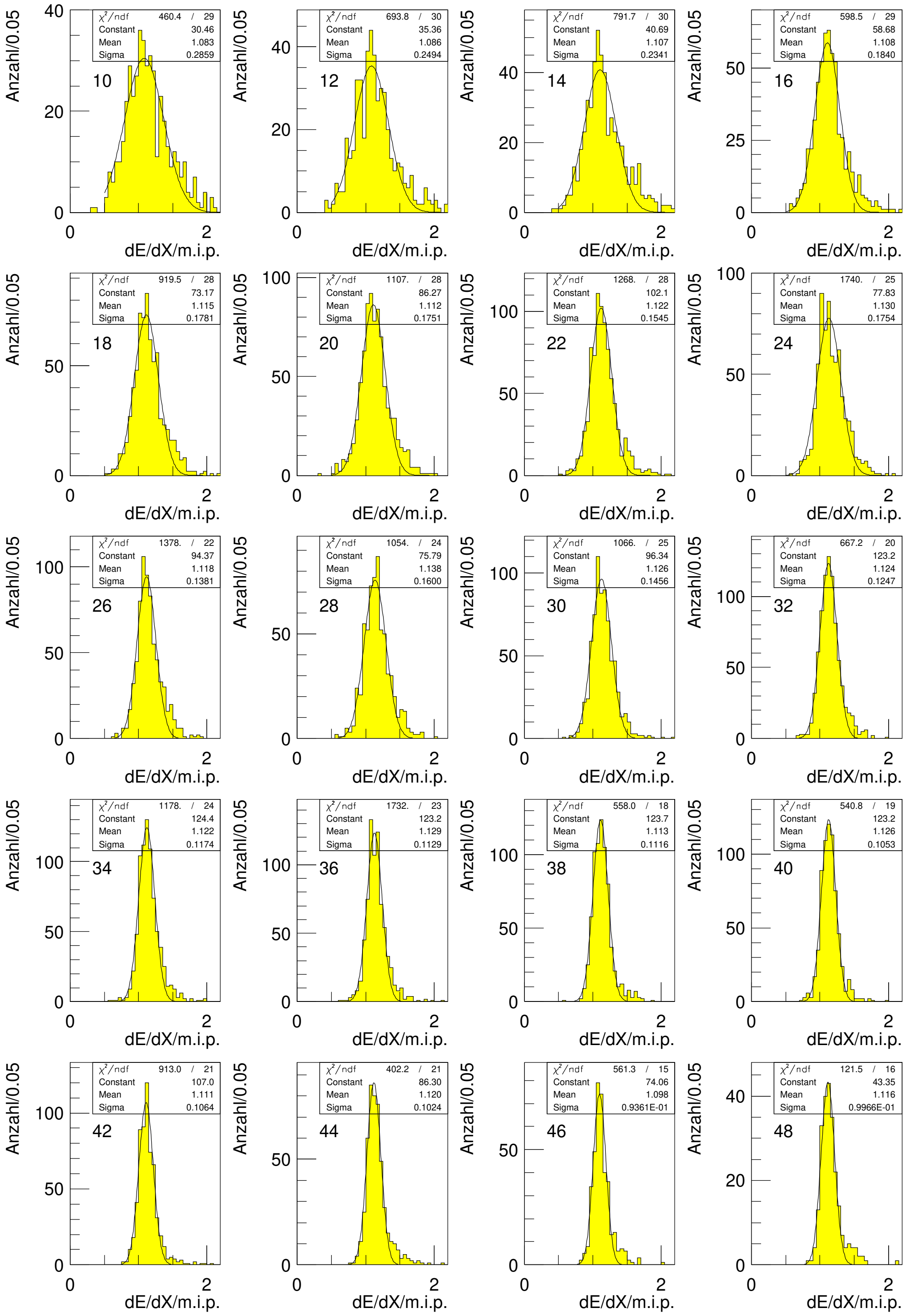


Abbildung 6.2: Breite des Pionenbandes im Impulsbereich 0.27 GeV bis 0.3 GeV in Abhängigkeit von der Anzahl der dE/dX-Treffer (Diese Anzahl ist jeweils links von der Verteilung angegeben). Es handelt sich um Daten der Strahlperiode 1995.

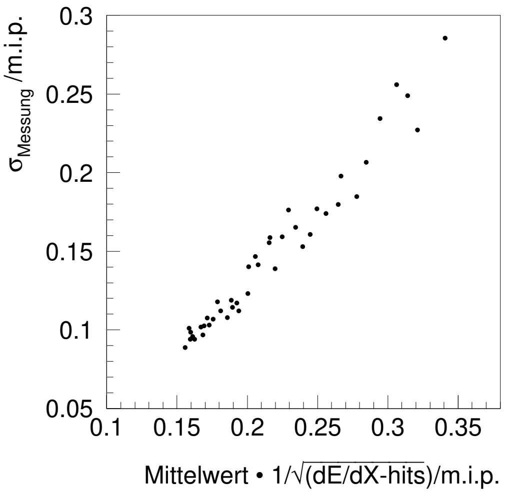


Abbildung 6.3: Fehler der dE/dX-Messung in Abhängigkeit von der Zahl der dE/dX-Treffer multipliziert mit dem Mittelwert zahlreicher Messungen. Sowohl Mittelwert als auch der Fehler σ sind ermittelt, wie in Darstellung 6.2 gezeigt.

Gaußkurven, aus denen man den mittleren Fehler der dE/dX-Messung, $\sigma_{Messung}$, ablesen kann. Abbildung 6.2 zeigt solche Verteilungen für das Pionenband in Abhängigkeit von der Anzahl der zur Messung des spezifischen Energieverlustes herangezogenen Treffer.

Um nicht für jedes Impulsintervall und alle drei Teilchensorten eine solche Fehlerermittlung durchführen zu müssen, bietet sich folgende Überlegung an:

Der statistische Anteil des Fehlers der dE/dX-Messung ist dominant und proportional zum Kehrwert der Wurzel der Zahl der dE/dX-Treffer multipliziert mit dem erwarteten Wert der Messung.

$$\sigma_{statistisch} \sim erwarteterWert \cdot \frac{1}{\sqrt{(dE/dx\text{-Treffer})}} \quad . \tag{6.3}$$

Die aus den Gaußanpassungen erhaltenen Fehler lassen sich über der Anzahl der dE/dX-Treffer multipliziert mit dem Mittelwert zahlreicher Messungen, der hier als der erwartete Wert betrachtet werden kann, auftragen. Man erhält, wie in Abbildung 6.3 gezeigt, einen annähernd linearen Zusammenhang . Offensichtlich wird der Fehler in $\sigma_{Messung}$ vom statistischen Fehler bestimmt. Deshalb lässt sich der Fehler der Messung des spezifischen Energieverlustes mit Gleichung 6.4 nähern.

$$\sigma_{Messung} \sim \sigma_{statistisch} \sim erwarteterWert \cdot \frac{1}{\sqrt{(dE/dx\text{-Treffer})}} \quad . \tag{6.4}$$

Der erwartete Energieverlust $dE/dX_{i,Erwartet}$

Um eine Kurve zu erhalten, die die erwarteten dE/dX-Werte für verschiedene Impulse angibt, wurden solche Spuren betrachtet, die mindestens 35 für die Energieverlustmessung verwandte Treffer aufwiesen. An diese Daten wurde eine Funktion angepasst, die

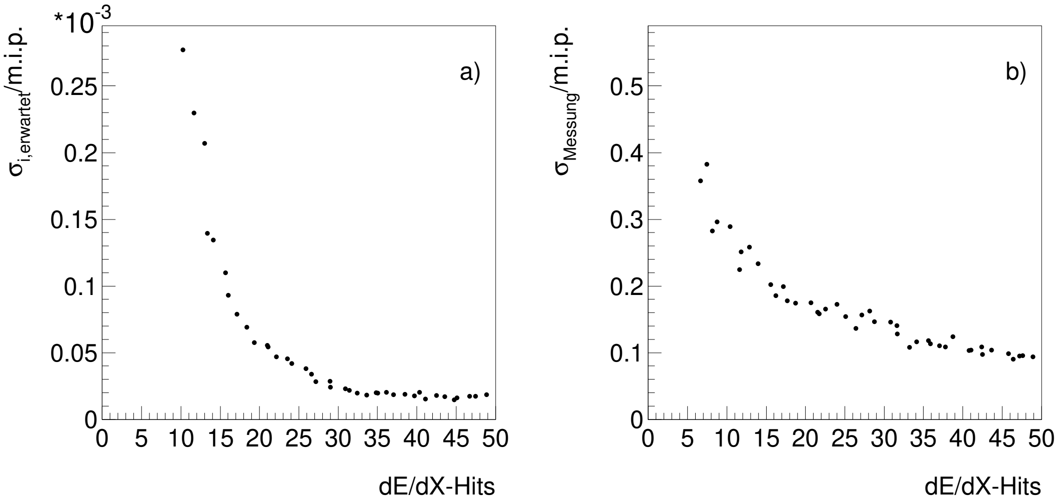


Abbildung 6.4: Vergleich der Fehler $\sigma_{Erwartet}$ und $\sigma_{Messung}$. Es ist deutlich zu erkennen, dass $\sigma_{Erwartet}$ um drei Größenordnungen unter $\sigma_{Messung}$ liegt.

sich in ihrer Form an Gleichung 5.4 anlehnt. Für Daten der Strahlperiode 1995 und 1996 wurde folgende Gleichung gewählt:

$$-dE/dX = 0.09\frac{1}{\beta^2}\ln(\beta^2\gamma^2) + \frac{1.08}{\beta^2} - 0.26 \qquad . \tag{6.5}$$

Da die Methode zur Bestimmung des spezifischen Energieverlustes, die für die Jahre 1995 und 1996 gewählt wurde, für Spuren des Jahres 1994 nicht zur Verfügung stand (siehe Abschnitt 5.4), sind für Daten der Strahlperiode 1994 die Konstanten der Parametrisierung gesondert angepasst worden:

$$-dE/dX = 0.095\frac{1}{\beta^2}\ln(\beta^2\gamma^2) + \frac{0.7}{\beta^2} - 0.05 \qquad . \tag{6.6}$$

Der Fehler des erwarteten Energieverlust $\sigma_{i,Erwartet}$

Der Fehler des erwarteten Energieverlust eines Teilchen hängt von der Genauigkeit der Impulsmessung ab. Es wurde der Fehler des erwarteten Energieverlustes für Teilchenspuren mit einem Gesamtimpuls von > 0.25 GeV in Abhängigkeit von der Zahl der dE/dX-Treffer ermittelt. Die genaue Vorgehensweise wird in Anhang A erläutert.

Abbildung 6.4 zeigt die beiden Fehler, $\sigma_{Erwartet}$ und $\sigma_{Messung}$, im Vergleich für das Pionenband.

Man erkennt, dass der Fehler $\sigma_{Erwartet}$ verglichen mit dem Fehler der Messung $\sigma_{Messung}$ vernachlässigbar klein ist.

Die Teilchenhäufigkeiten N_i

Die N_i sind die relativen Häufigkeiten der Teilchen. Die Teilchenhäufigkeit ist ladungsabhängig, wie Abbildung 6.5 zeigt, so dass für positiv und negativ geladene Spuren verschiedene N_i (siehe Tabelle 6.1) verwendet werden.

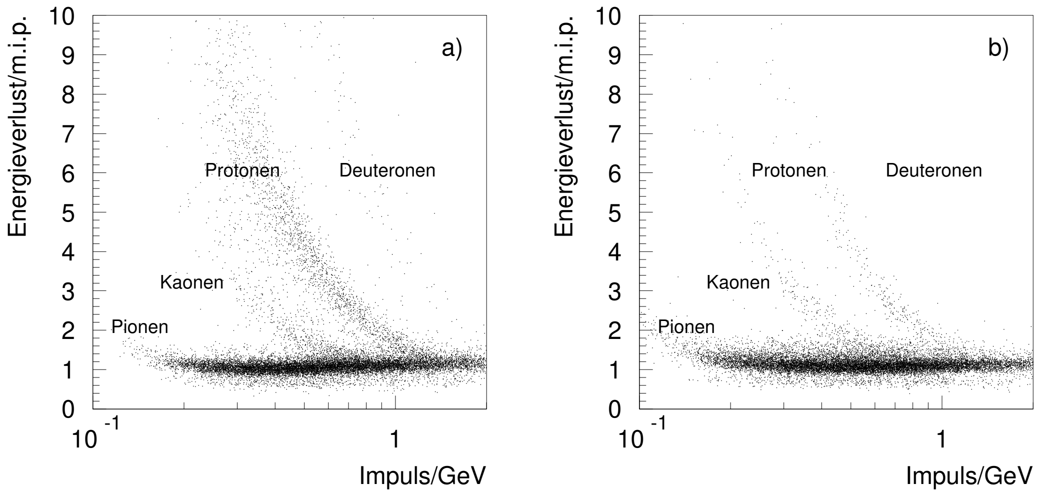


Abbildung 6.5: Die Ladungsabhängigkeit der relativen Teilchenhäufigkeit : a) zeigt nur Teilchen mit positiver Ladung , b) Teilchen mit negativer Ladung. Beiden Diagrammen enthalten etwa 15000 Einträge. Es wurden nur Teilchen berücksichtigt, die mindestens 20 zur dE/dX-Messung verwandte Treffer aufweisen. Es handelt sich um Daten der Strahlperiode 1995.

Die unterschiedlichen Teilchenhäufigkeiten erklären sich aus Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr und dem Detektormaterial. Strahlteilchen und Teilchen aus der Wechselwirkung schlagen Teilchen aus dem Strahlrohr und aus dem Detektormaterial heraus. Da der Detektor aus Materie (nicht aus Antimaterie) besteht, steuert dieser Vorgang zahlreiche positive Protonen- und Deuteronenspuren und keine negative Antiprotonen- und Antideuteronenspuren bei.

	N_{Pion}	N_{Kaon}	N_{Proton}
Negativ geladene Spur	0.95	0.04	0.01
Positiv geladene Spur	0.88	0.03	0.09

Tabelle 6.1: Ladungsabhängige Teilchenhäufigkeiten für die Likelihoodmethode.

Im Folgenden wird nun anhand der vorgestellten Likelihoodmethode jeder Teilchenspur eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass sie ein Kaon war („Pkaon“), oder eine Pionwahrscheinlichkeit („Ppion“) zugewiesen. Man hat nun in der weiteren Analyse die Möglichkeit, durch verschiedene Anforderungen an die Teilchenwahrscheinlichkeit einer Spur die Zuverlässigkeit der Teilchenidentifikation zu variieren.

Kapitel 7

Der Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$

Der Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$ ist gewählt worden, da er ein hohes Verzweigungsverhältnis von $(3.6 \pm 1.1)\%$ aufweist. Desweiteren zerfällt das K^0-Meson zu 50% als K_S^0-Meson. Da das K_S^0-Meson im Allgemeinen so weit vom Hauptvertex entfernt zerfällt, dass es von der H1-Rekonstruktion einen sekundären Vertex zugewiesen bekommt, ist die Rekonstruktion von K_S^0-Mesonen mit dem H1-Detektor gut möglich. Somit bietet die Forderung nach einem untergrundarmen K_S^0-Signal in dem betrachteten Zerfallskanal eine Erfolg versprechende Möglichkeit den Untergrund zu reduzieren.

Eine Abschätzung des erwarteten Signals liefert Abschnitt 7.1. In Abschnitt 7.2 wird die Vorgehensweise bei der Rekonstruktion von D_s-Mesonen erläutert. Die Rekonstruktion von K_S^0-Mesonen wird in Abschnitt 7.3 dargestellt. Um den Untergrund zu reduzieren, werden bestimmte Anforderungen an das K_S^0-Meson gestellt (Abschnitte 7.3.1 bis 7.3.3). Die Resultate der Analyse für die Daten der Strahlperioden 1994 bis 1996 werden im Abschnitt 7.5 gezeigt.

7.1 Abschätzung des zu erwartenden Signals

Um eine Vorstellung zu erhalten, wieviele D_s^+-Mesonen man tatsächlich erwarten kann, schätzt man die Zahl N der erwarteten D_s^+-Mesonen ab. Sei σ_c[1] der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von charm-Quarks bei HERA und $\mathcal{L}$ die verfügbare integrierte Luminosität. Der Bruchteil F [2] der entstehenden charm-Quarks bildet nun D_s^+-Mesonen. Der Teil der D_s^+-Mesonen, der in den Zerfallskanal, den diese Analyse betrachtet, zerfällt, wird durch das Verzweigungsverhältnis BR_{D_s}[3] beschrieben . 50% der $\bar{K}^0$-Mesonen zerfallen als $\bar{K}_S^0$-Meson so schnell, dass sie voraussichtlich innerhalb des Detektors zerfallen und somit detektierbar sind: BR_{K^0} [4]. Zu berücksichtigen ist, dass diese Analyse nur solche K_S^0-Mesonen findet, die in geladene Pionen zerfallen: $BR_{K_S^0}$[5].

Die geometrische Akzeptanz A des Detektors fließt ebenfalls in die Abschätzung ein. Nur Teilchen, die in das sensitive Volumen des Detektors gelangen, werden auch aufge-

[1] $\sigma_c = \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$
[2] $F = F(c \rightarrow D_s^+)$
[3] $BR_{D_s} = BR(D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+)$
[4] $BR_{K^0} = BR(K^0 \rightarrow K_S^0)$
[5] $BR_{K_S^0} = BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$

$\downarrow$ [6]	1994	1995	1996	
σ_c	$1\mu b$			aus [EF96]
$\mathcal{L}$ [7]	$2.7\,pb^{-1}$	$3.8\,pb^{-1}$	$8\,pb^{-1}$	
F	9.6%			aus [OPA96]
BR_{D_s}	3.6%			aus [PDG96]
BR_{K^0}	50%			aus [PDG96]
$BR_{K_S^0}$	68.6%			aus [PDG96]
A	30%			
T_E	100%			
E	5%			
$N_{erwartet}$	≈ 96	≈ 135	≈ 284	

Tabelle 7.1: Abschätzung der Anzahl D_s^+-Mesonen, die die vorliegenden Analyse im Kanal $D_s^+ \to \bar{K^0}K^+$ finden kann.

zeichnet und stehen für die Analyse zur Verfügung. Desweiteren ist die Triggereffizienz T_E in die Abschätzung einzubeziehen, die angibt, welcher Bruchteil der entstandenen Ereignisse der Form $(c \to D_s^+ \to \bar{K^0}K^+)$ tatsächlich aufgezeichnet wurde. Schließlich ist die Effizienz E der Analyse zu berücksichtigen. In die Effizienz geht ein, dass zum einen der Detektor und die Rekonstruktionssoftware das Ereignis nicht zwangsläufig korrekt messen und rekonstruieren. Zum anderen verwirft die weitergehende Analyse durch fehlerhafte Teilchenidentifikation oder durch Selektionsschnitte auch Ereignisse, die eines der gesuchten D_s-Mesonen enthalten.

Ein Faktor 2 ist zu berücksichtigen, da die vorliegende Analyse sowohl positive D_s^+-Mesonen aus dem c-Quark als auch negativ geladen D_s^--Mesonen aus dem $\bar{c}$-Quark sucht. Die in der Analyse sichtbare Anzahl an geladenen D_s-Mesonen ergibt sich dann als:

$$N_{erwartet} \approx 2 \cdot \sigma_c \cdot \mathcal{L} \cdot F \cdot BR_{D_s} \cdot BR_{K^0} \cdot BR_{K_S^0} \cdot A \cdot T_E \cdot E \quad . \tag{7.1}$$

In [EF96] wird σ_c als ungefähr 1μb angegeben. Etwa 10% der charm-Quarks bilden ein D_s^+ [OPA96]. Das Verzweigungsverhältnis des Kanals $D_s^+ \to \bar{K^0}K^+$ beträgt 3.6% und etwa 68.6% der K_S^0 zerfallen in zwei geladene Pionen [PDG96]. Die geometrische Akzeptanz des Detektors wird mit A=0.3 abgeschätzt. Es wird angenommen, dass nahezu alle Ereignisse $(c \to D_s^+ \to \bar{K^0}K^+)$ aufgezeichnet wurden ($T_E \approx 1$). Die typische Effizienz einer Analyse wie dieser liegt bei ungefähr 5%. Für den Zerfallskanal, der im nächsten Kapitel untersucht wird, wird die Effizienz anhand von Monte-Carlo-Ereignissen abgeschätzt. Es wird in dieser Abschätzung davon ausgegangen, dass die Analyse des hier betrachteten Kanals eine ähnliche Effizienz aufweist.

Mit diesen Werten lässt sich die Anzahl der voraussichtlich sichtbaren D_s-Mesonen abschätzen. Die erwartete Anzahl sichtbarer D_s-Mesonen gibt Tabelle 7.1 wieder.

[6] Diese Werte sind teilweise präziser und auch mit Fehlern bekannt (siehe Referenzen). Da es sich um eine Abschätzung handelt, wird auf eine genauere Angabe hier verzichtet.

[7] HV-korrigierte integrierte Luminosität

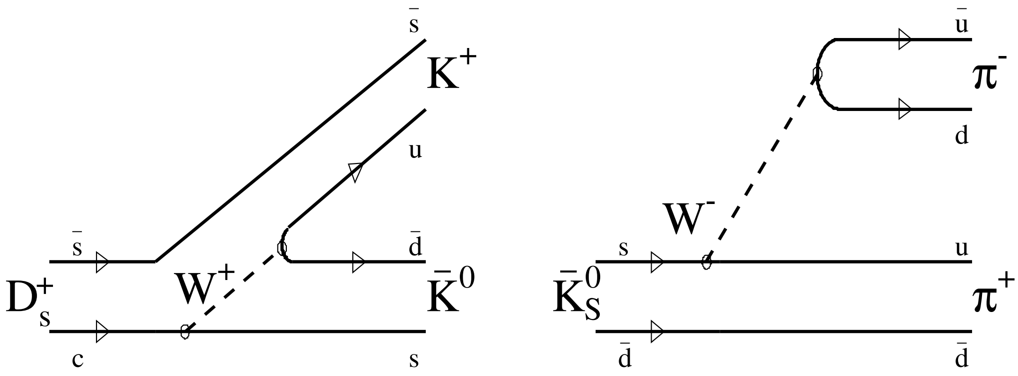


Abbildung 7.1: Feynmangraph des Zerfalls $D_s^+ \to \bar{K}^0 K^+$ und des betrachteten, prominenten $\bar{K}_S^0$-Zerfalls

7.2 Betrachtung des Zerfallskanals $D_s^+ \to \bar{K}^0 K^+$

Den in diesem Kapitel betrachteten Zerfall zeigt schematisch Abbildung 7.1: Das charm-Quark zerfällt in ein strange-Quark, indem es ein virtuelles W-Boson emittiert. Das W-Boson koppelt an zwei Quarks der ersten Generation, die mit den nun vorhandenen beiden strange-Quarks s und $\bar{s}$ ein geladenes und ein ungeladenes K-Meson bilden. Das geladene Kaon verursacht eine Spur im Detektor und ist über die Messung des spezifischen Energieverlustes detektierbar (siehe Kapitel 6). Das ungeladene Kaon zerfällt zu 50% als K_S^0 und zu 50% als K_L^0. Ein K_L^0 zerfällt aufgrund seiner Zerfallslänge von 15.51 m im Allgemeinen außerhalb des Detektors und ist daher nicht detektierbar.

Für die Rekonstruktion der D_s-Mesonen ergibt sich folgende Vorgehensweise:

- Auswahl der Ereignisse nach den in Abschnitt 5.1 angesprochenen Kriterien.
- Auswahl der Spurhypothesen nach dem relativen Fehler in $1/p_t$ (Siehe Abschnitt 5.2).
- Spuren, die an den Hauptvertex angepasst wurden, werden mittels der Likelihoodmethode (Abschnitt 6.2) als Kaon identifiziert oder verworfen. Enthält das Ereignis nicht zumindest einen Sekundärvertex und einen geladenen Kaonkandidaten vom Hauptvertex, wird es verworfen.
- Kombination der Spuren vom gemeinsamen Sekundärvertex.
- Verbesserung des K_S^0-Signals.
- Kombination der K_S^0-Kandidaten mit einem $K^\pm$-Kandidaten.
- Abschließende Schnitte.

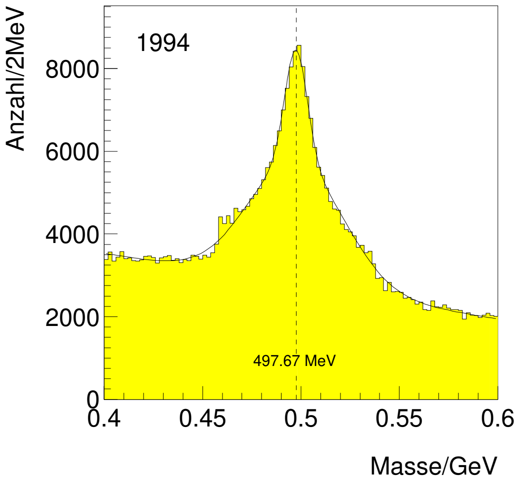


Abbildung 7.2: Das K_S^0-Signal der Strahlperiode 1994 vor der Benutzung der diskutierten Schnitte. Es sind nur solche K_S^0-Kandidaten der Ereignisklasse 16 zugelassen, die zu einem D_s-Kandidaten führen.

7.3 Die Rekonstruktion von K_S^0-Mesonen

In zwei geladene Pionen zerfallen $68.6\% \pm 0.28\%$ aller K_S^0-Mesonen. Schematisch ist dieser Zerfall in Abbildung 7.1 gezeigt.

In dieser Arbeit werden K_S^0-Mesonen rekonstruiert, indem die invariante Masse zweier von einem gemeinsamen Sekundärvertex ausgehender Spuren ungleicher Ladung gebildet wird. Die kombinierten Spuren müssen von der Likelihoodmethode eine Pionenwahrscheinlichkeit von wenigstens 0.04 zugewiesen bekommen. Diese Einschränkung verwirft nur sehr wenige Spuren, weil den meisten Spuren eine hohe Pionenwahrscheinlichkeit zugewiesen wird, da die Likelihoodmethode die unterschiedlichen Teilchenhäufigkeiten berücksichtigt (siehe Gleichung 6.2) und Pionen die bei weitem häufigsten Teilchen sind, die in den Spurkammern nachgewiesen werden (siehe Tabelle 6.1). Das Auswahlkriterium der Spuren ist also im Wesentlichen, dass sie von einem Sekundärvertex stammen.

Desweiteren werden an die betrachteten Ereignisse und an die Teilchenspuren die aus Kapitel 5 resultierenden Anforderungen gestellt.

Die Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen ist in der vorliegenden Arbeit lediglich ein Zwischenschritt zur Rekonstruktion von D_s-Mesonen. Ereignisse, die D_s-Mesonen enthalten, sollten von der Ereignisklassifikation in die Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) eingeteilt werden. Deshalb werden nur solche K_S^0-Mesonen betrachtet, die sich in einem Ereignis der Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) finden und zu denen ein Kaonkandidat mit Kaonenwahrscheinlichkeit Pkaon > 0.04 gefunden wurde, mit dem das K_S^0 eine invariante Masse im Massenfenster 1.7 GeV $< m(K_S^0 K^\pm) <$ 2.2 GeV bildet.

In Abbildung 7.2 ist die Verteilung der invarianten Masse zweier entgegengesetzt geladener Teilchenspuren für Daten der Strahlperiode 1994 dargestellt, wenn man die erläuterten minimalen Anforderungen an das Ereignis und die Spuren stellt.

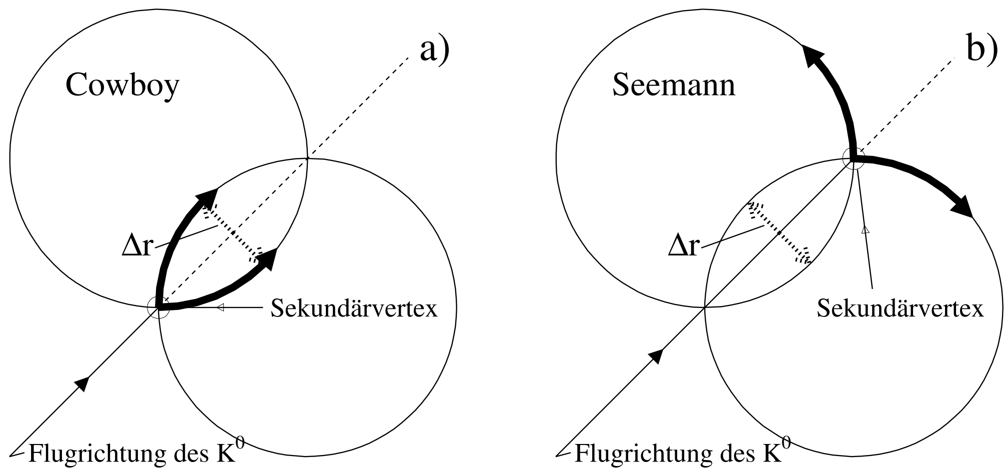


Abbildung 7.3: Die unterschiedlichen geometrischen Anordnungen beim K_S^0-Zerfall: Abb. a) zeigt nach innen gekrümmte Spuren, sogenannte „Cowboys"; Abb. b) zeigt nach außen gekrümmte Spuren, sogenannte „Seemänner". Die in Abschnitt 7.3.2 besprochene Überlappung Δr ist eingezeichnet.

Es ist ein deutliches Signal nahe des Literaturwertes der K^0-Masse von (497.672 ± 0.031) MeV ([PDG96]) zu erkennen.

Die Stufe in der Verteilung bei etwa 0.457 GeV und bei ungefähr 0.537 GeV rührt daher, dass die Ereignisklassifikation des Jahres 1994 nur solche K_S^0-Kandidaten zulässt, deren Masse in einem Bereich nahe des Literaturwertes der K^0-Masse liegen. Da die zur weiteren Rekonstruktion verwandten K_S^0-Mesonen aus einem engeren Bereich ausgewählt werden, stört diese Stufe im Folgenden die Analyse nicht.

Die natürliche Signalbreite eines langlebigen Teilchens wie des K_S^0-Mesons ist sehr viel schmaler als die Signalbreite, die die Detektorauflösung verursacht. Da die Streuung der invarianten Masse durch die Messungenauigkeit des Detektors als etwa normalverteilt betrachtet werden kann, bietet es sich an, die Verteilung durch eine Gaußfunktion zu beschreiben.

Bei genauerer Untersuchung des K_S^0-Signals zeigt sich, dass die Verteilung der K_S^0-Masse davon abhängt, ob man zwei Spuren betrachtet, die sich vom Sekundärvertex aufeinander zu krümmen (sogenannte Cowboys, man denke an die angeblichen „O-Beine" der Reiter) oder solche, die sich voneinander wegkrümmen (sogenannte Seemänner, denen „X-Beine" nachgesagt werden). Die beiden unterschiedlichen Topologien sind in Abbildung 7.3 skizziert, eine detailierte Betrachtung der beiden Topologien findet sich in [JOH96].

Cowboys liefern eine signifikant schmalere Verteilung der K_S^0-Masse als Seemänner, während der Mittelwert der Verteilungen übereinstimmt. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, an das K_S^0-Signal zwei Gaußfunktionen mit einem gemeinsamen Mittelwert anzupassen. Im Folgenden wird also diese Funktion an die K_S^0-Signale angepasst:

$$A_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\sigma_1}\right)^2\right) + A_2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\sigma_2}\right)^2\right) \tag{7.2}$$

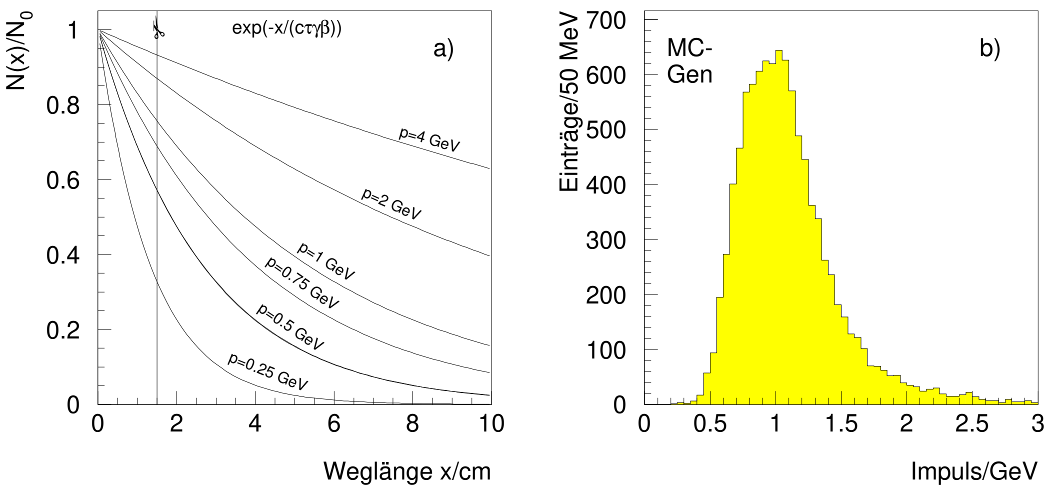


Abbildung 7.4: a) Wahrscheinlichkeit ein K_S^0-Meson bei gegebenem Abstand vom Hauptvertex zu finden für verschiedene K_S^0-Impulse. b) Die Impulsverteilung für aus D_s-Mesonen stammende K_S^0-Mesonen auf Generatorniveau einer Monte-Carlo-Simulation. Das Histogramm enthält etwa 10000 Einträge.

Dabei beschreiben σ_1 und σ_2 die Breiten der Gaußfunktionen; E_0 ist der gemeinsame Mittelwert der beiden Gaußfunktionen. An den Untergrund unter dem K_S^0-Signal wird eine Gerade angepasst. Die Ergebnisse der Anpassungen an die gezeigten Signale sind in Tabelle 7.3 aufgeführt.

Um den Untergrund, den man bei der Rekonstruktion von D_s-Mesonen erhält, zu reduzieren, ist es wünschenswert, den Untergrund unter dem K_S^0-Signal zu verringern. Da das K_S^0-Meson aus Sekundärvertexspuren rekonstruiert wird, gibt es im Wesentlichen nur drei Beiträge zum Untergrund des K_S^0-Mesons. Diese Beiträge sind:

- Der Zerfall des Λ-Baryons[8] mit einer Zerfallslänge von $c\tau = 7.89$ cm erzeugt einen sekundärer Vertex.
- Sekundärvertices von e^+e^--Paaren aus der Konversion von Photonen.
- Fehlerhaft erkannte Sekundärvertices.

Es bietet sich nun an, einige einschränkende Anforderungen an die Sekundärvertices, die man betrachtet, zu stellen. Diese Anforderungen werden im Folgenden vorgestellt.

7.3.1 Der Abstand des sekundären Vertex vom Hauptvertex

Die Rekonstruktionssoftware des H1-Detektors weist zwei entgegengesetzt geladenen Spuren, die sich nicht auf den Hauptvertex zurückführen lassen, sondern einen gemeinsamen Ursprung abseits des Hauptvertex zu haben scheinen, einen sogenannten Sekundärvertex zu. Nun kann aber durch die endliche Ortsauflösung der Spurkammern

[8] $\Lambda \to p^+\pi^-$

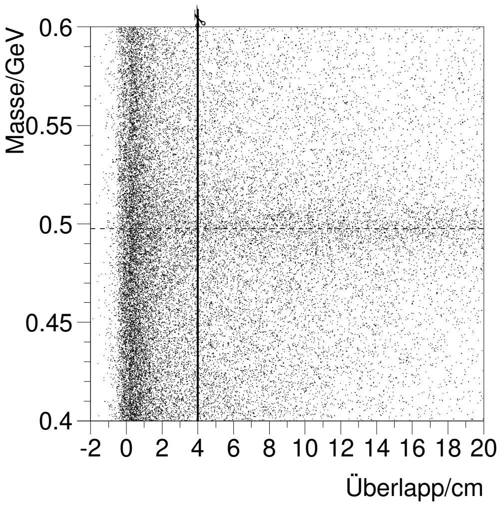


Abbildung 7.5: Die Überlappung der Spurkreise bei der Rekonstruktion sekundärer Vertices. Gezeigt sind Daten des Jahres 1994.

oder dadurch, dass Teilchen aufgrund von Streuung von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt werden, eine Teilchenspur irrtümlich einem Sekundärvertex zugeordnet werden. Besonders wahrscheinlich sind solche fehlerhaften Sekundärvertices in unmittelbarer Umgebung des Hauptvertex. Um solche fehlerhaften sekundären Vertices auszuschließen, werden nur solche Sekundärvertices zugelassen, die eine Mindestentfernung vom Hauptvertex aufweisen. Dieser Schnitt verwirft einen großen Teil des Untergrundes aber nur wenige tatsächliche K_S^0-Vertices:

Die gesuchten K_S^0-Mesonen entstehen am Hauptvertex und ihre mittlere Lebensdauer τ beträgt $0.89 \cdot 10^{-10}$ Sekunden ([PDG96]). Im Laborsystem legen die K_S^0-Mesonen während der Zeit τ die vom Impuls des K_S^0-Mesons abhängige Strecke $c\tau\gamma\beta$[9] zurück. Der Anteil der K_S^0-Vertices, die einen Abstand größer als x vom Hauptvertex haben, bestimmt sich aus

$$\frac{N(x)}{N_0} = \exp\frac{-x}{c\tau\gamma\beta} \quad . \tag{7.3}$$

Diesen Zusammenhang stellt Abbildung 7.4 a) für einige K_S^0-Impulse dar. Man sieht, dass bei K_S^0-Impulsen größer als 0.75 GeV der überwiegende Anteil der K_S^0-Vertices weiter als 1.5 cm vom Hauptvertex entfernt liegt. Abbildung 7.4 b) zeigt die Impulsverteilung auf Generatorniveau, die eine Monte-Carlo-Simulation für 10000 K_S^0-Mesonen, die aus einem D_s-Meson stammen, ergibt. Es wird deutlich, dass die meisten K_S^0-Mesonen einen Impuls von größer als 0.75 GeV aufweisen. Somit ist es sinnvoll, nur solche Sekundärvertices zu betrachten, deren Abstand vom Hauptvertex mindestens 1.5 cm beträgt.

7.3.2 Die Überlappung der Spurkreise

Bei der Rekonstruktion der H1-Daten wird in der r-Φ-Ebene (zum Koordinatensystem siehe Abschnitt 2.2) ein Kreis an die Positionen der Drahttreffer angepasst. Ein sekundärer Vertex wird am Schnittpunkt zweier Spurkreise gebildet. Die beiden Spurkreise können einander überlappen, wie in Abbildung 7.3 veranschaulicht. Auch wenn sich die beiden Spurkreise lediglich nahe kommen oder tangieren, kann ein sekundärer Vertex gebildet werden.

Betrachtet wird nun der Abstand Δr, den die beiden überlappenden Spurkreise auf der Verbindungslinie der Kreismittelpunkte voneinander haben. Wenn sich die beiden Spurkreise lediglich nahe kommen, ist Δr negativ.

Eine ausführliche Erläuterung der Rekonstruktion sekundärer Vertices sowie der Berechnung der Größe Δr findet sich in [SAH94].

Die Überlappung Δr eignet sich nun dazu, K_S^0-Vertices anzureichern: Abbildung 7.5 zeigt, dass die Überlappung Δr des Untergrundes eine starke Anhäufung bei kleinem Δr zeigt , während Einträge mit großem Δr bei der K_S^0-Masse eine Anhäufung zeigen. Photonen zeichnen sich (da sie masselos sind) durch eine besonders kleine Überlappung aus (Im Idealfall sollten sich die Spurkreise tangieren). In [LEY94] wird zum Beispiel gezeigt, dass die Forderung nach $\Delta r < 0.4$ cm Vertices anreichert, die durch konvertierte Photonen entstehen.

Aus diesen Gründen werden nur solche sekundären Vertices, die eine Überlappung $\Delta r > 4$ cm aufweisen, zugelassen.

7.3.3 Der Impuls der Pionen senkrecht zur Flugrichtung des K_S^0

Der Betrag des Impuls, den die Pionen im Ruhesystem des K_S^0 erhalten, ist durch Impuls- und Energieerhaltung festgelegt. Er ergibt sich mit den Massen aus Tabelle 3.1:

$$|\vec{p_\pi}| = \sqrt{\left(\left(\frac{1}{2}\cdot m_{K_S^0}\right)^2 - m_\pi^2\right)} = 206 \text{ MeV} \quad . \tag{7.4}$$

Der Betrag des Impulses der Pionen senkrecht zur Flugrichtung des K_S^0 (im Folgenden Querimpuls p_q genannt) ist eine lorentzinvariante Größe; er hat in jedem Bezugssystem den gleichen Wert. Da der Gesamtimpuls der Pionen im K_S^0-System 206 MeV beträgt, kann auch der Querimpuls in jedem System höchstens 206 MeV betragen.

Nun betrachtet man die Verteilung der Zählrate N, mit der man K_S^0 findet, in Abhängigkeit vom Querimpuls.

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}p_q} = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}\Omega}\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}p_q} \quad . \tag{7.5}$$

Dabei bezeichnet $\mathrm{d}\Omega$ ein Raumwinkelelement $\sin\Theta\mathrm{d}\Theta\mathrm{d}\phi$. Hierbei ist Θ der Winkel zwischen der Kaonflugrichtung und der Flugrichtung des Pions im K_S^0-System (der Winkel ϕ ergibt sich aus Abbildung 7.6). Es ist: $p_q = |\vec{p_\pi}| \cdot \sin\Theta = p_{q,max} \cdot \sin\Theta$ (vgl. Abbildung 7.6).

[9] $\beta = v/c \qquad \gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$

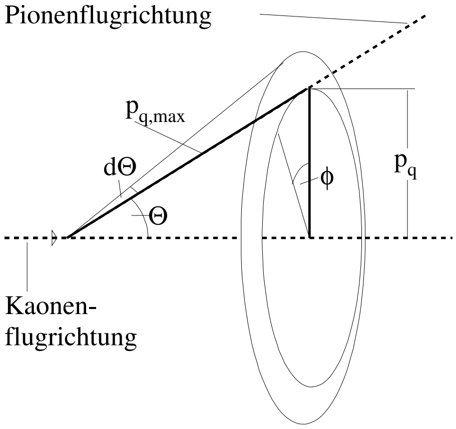


Abbildung 7.6: Bezeichnung der Größen im K_S^0-System.

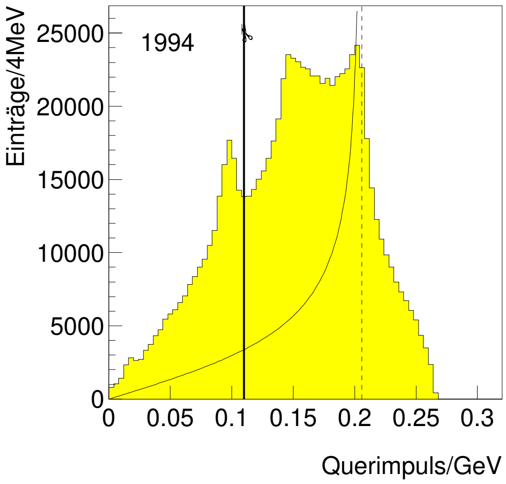


Abbildung 7.7: Die Verteilung des Impulses der Pionen des K_S^0-Zerfalls senkrecht zur Flugrichtung des K_S^0-Mesons (Querimpuls p_q) für die Einträge der Abbildung 7.2.

Da das K_S^0-Meson in seinem Ruhesystem isotrop zerfällt, ist N für jedes Raumwinkelelement $\sin\Theta \mathrm{d}\Theta \mathrm{d}\phi$ konstant. Es gilt

$$\frac{d\mathrm{N}}{d\Omega} = \mathrm{const} \quad . \tag{7.6}$$

Da p_q nicht von ϕ abhängt, lässt sich schreiben:

$$\frac{d\Omega}{\mathrm{d}p_q} = \frac{\sin\Theta \mathrm{d}\Theta \mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}p_q} = \mathrm{const} \cdot \frac{\sin\Theta \mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}p_q} \quad . \tag{7.7}$$

Aus $\quad p_q = p_{q,max} \sin\Theta \quad$ folgt $\quad \mathrm{d}p_q = p_{q,max} \cos\Theta \mathrm{d}\Theta \quad$ und damit

$$\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}p_q} = \mathrm{const} \cdot \frac{1}{p_{q,max}} \tan\Theta = \mathrm{const} \cdot \frac{1}{p_{q,max}} \frac{p_q}{\sqrt{p_{q,max}^2 - p_q^2}} \quad . \tag{7.8}$$

Damit erhält man für die Verteilung des Querimpulses p_q:

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}p_q} = \mathrm{const} \cdot \frac{1}{p_{q,max}} \frac{p_q}{\sqrt{p_{q,max}^2 - p_q^2}} \quad . \tag{7.9}$$

Die resultierende p_q-Verteilung hat in jedem System die Form der Gleichung 7.9 .

Die Querimpulsverteilung steigt für $p_q \to p_{q,max}$ stark an, sie divergiert an der Stelle $p_q = p_{q,max}$, die gemessene Zählrate bleibt aber (wie das Integral) endlich. Die entstehende Spitze wird Jacobi-Maximum genannt.

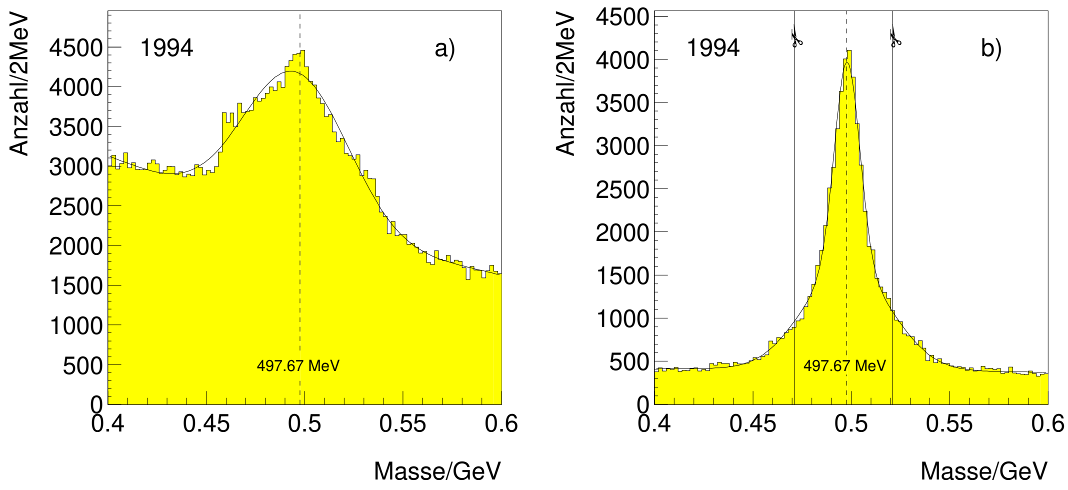


Abbildung 7.8: a) Zeigt die durch die im Text erläuterten Schnitte verworfenen K_S^0-Kandidaten. b) Zeigt das resultierende K_S^0-Signal für Daten der Strahlperiode 1994. Die durchgezogenen Linien geben das für die D_s-Rekonstruktion betrachtete Massenfenster wieder.

Die Verteilung des Querimpulses aller Einträge aus Abbildung 7.2 ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist eine Spitze bei rund 0.1 GeV. Es handelt sich dabei um die Jacobispitze des Λ-Zerfalls, bei dem $p_{q,max}$ 101 MeV beträgt. Desweiteren zeigt sich eine Spitze bei etwa 206 MeV, die von den K_S^0-Mesonen herrührt. Die Erhebung links dieser Spitze bei etwa 0.15 GeV wird von fehlerhaft erkannten Sekundärvertices verursacht. Der Untergrund der fehlerhaften Sekundärvertices zeigt eine für eine Untergrundverteilung ungewöhnliche Form, nämlich eine deutliche Häufung bei 0.15 GeV, da nur Sekundärvertices zugelassen sind, die einem Zerfallsteilchen mit einer Masse zwischen 0.4 GeV und 0.6 GeV entsprechen (Vergleiche Abbildung 7.2). Die durchgezogene Linie in Abbildung 7.7 stellt eine Funktion der Form der Gleichung 7.9 dar, bei der die Konstante an die Zahl der Einträge im Histogramm angepasst wurde.

Ein Schnitt auf dem Querimpuls ist nun geeignet, K_S^0-Zerfälle zu selektieren. Aufgrund der in Abbildung 7.7 gezeigten Verteilung wurde ein Schnitt auf den Querimpuls von $p_q > 110$ MeV gewählt. Mit diesem Schnitt verwirft man sämtliche Λ-Vertices und verliert nur wenige tatsächliche K_S^0, wie die eingezeichnete Funktion zeigt. Der größte Teil des Untergrundes, den fehlerhafte Sekundärvertices beitragen, wird durch diesen Schnitt nicht verworfen. Dazu dienen die in Abschnitt 7.3.1 und Abschnitt 7.3.2 erläuterten Schnitte.

Die Anforderungen an die K_S^0-Mesonen, die in den Abschnitten 7.3.1 bis 7.3.3 vorgestellt wurden, eignen sich nun, um den Untergrund unter dem K_S^0-Signal zu reduzieren. Durch ergänzende und anspruchsvollere Schnitte, als den hier vorgestellten, ist

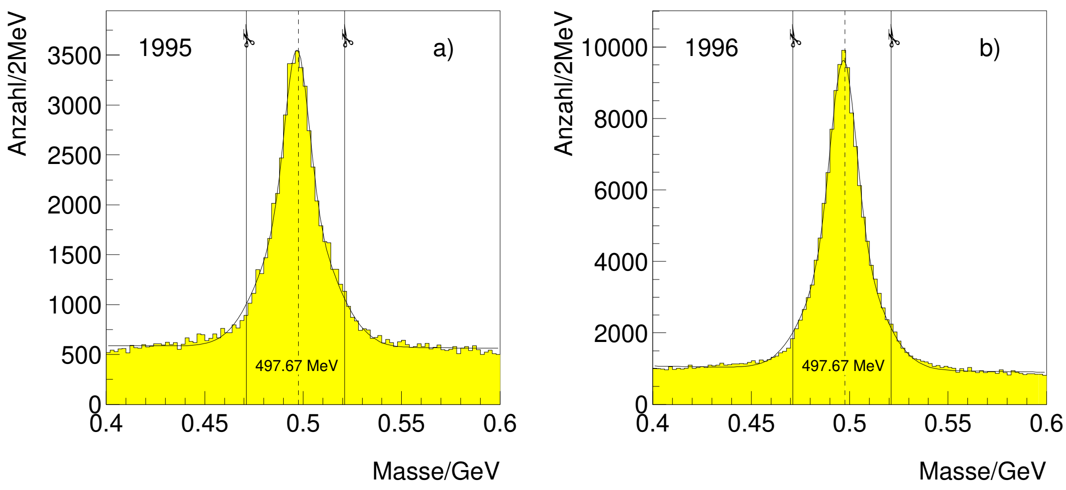


Abbildung 7.9: Das resultierende K_S^0-Signal für Daten der Strahlperioden a) 1995 und b) 1996. Die durchgezogenen Linien geben das für die D_s-Rekonstruktion betrachtete Massenfenster wieder.

es möglich, ein nahezu untergrundfreies K_S^0-Signal zu erhalten (siehe z.B. [JOH96]). Diese Analyse beschränkt sich aber auf die erklärten Schnitte, um die Anzahl der Einträge im K_S^0-Signal nicht zu stark zu reduzieren. Die Auswahlkriterien fasst Tabelle 7.2 zusammen.

Abstand Haupt- zu Sekundärvertex	Überlappung der Spurkreise Δr	Querimpuls p_q
> 1.5 cm	> 4 cm	> 0.11 GeV

Tabelle 7.2: Schnittgrößen, um das K_S^0-Signal zu verbessern.

Mit den erläuterten Schnitten ergibt sich für Ereignisse der Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) der Strahlperiode 1994 ein K_S^0-Signal, wie in Abbildung 7.8 b) gezeigt (Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass nur solche K_S^0-Mesonen betrachtet werden, zu denen ein $K^{\pm}$-Kandidat gefunden wurde, wobei die invariante Masse des $K_S^0K^{\pm}$-Systems im Bereich 1.7 GeV bis 2.2 GeV liegen muss.).

Abbildung 7.8 a) zeigt die Einträge der Abbildung 7.2, die durch die gewählten Schnitte verworfen wurden. Es ist deutlich, dass viele Einträge, die zum Untergrund beitragen, verworfen werden, während das K_S^0-Signal vergleichsweise wenige Einträge einbüßt.

Die K_S^0-Signale für Daten der Jahre 1995 und 1996 mit den Anforderungen aus Tabelle 7.2 zeigt Abbildung 7.9. Die Ergebnisse der Anpassungen der oben beschriebenen Funktion aus zwei Gaußfunktionen mit gemeinsamen Mittelwert ergibt die in Tabelle 7.3 aufgelisteten Werte. Die Fehler für die Mittelwerte und die Breiten der Gaußfunktionen sind lediglich die Fehler, die das Anpassungsprogramm für diese Werte

	1994 vor Schnitten Abb. 7.2	1994 nach Schnitten Abb.7.8 b	1995 Abb. 7.9 a	1996 Abb.7.9 b
Mittelwert der Gaußfunktionen/MeV	497.9 $\pm$0.13	497.9 $\pm$0.04	496.9 $\pm$0.06	496.9 $\pm$0.03
Breite der 1.Gaußfunktion/MeV	6.4 $\pm$0.14	6.4 $\pm$0.13	6.0 $\pm$0.24	6.4 $\pm$0.19
Breite der 2.Gaußfunktion/MeV	19.8 $\pm$0.4	21.7 $\pm$0.36	16.7 $\pm$0.4	16.2 $\pm$0.36
Anzahl	142483 $\pm$3850	51570 $\pm$1163	40808 $\pm$1709	112392 $\pm$4397
Signal/Untergrund	0.832 $\pm$0.243	5.2 $\pm$0.28	2.83 $\pm$0.16	4.54 $\pm$0.22

Tabelle 7.3: Ergebnis der Anpassung zweier Gaußfunktionen in den Abbildungen 7.2, 7.8 und 7.9 .

angibt. Die Fehler für die Anzahl der Einträge in den Signalen wurden durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern für die Breite und die Höhe der Gaußfunktionen bestimmt. Es wurde das Verhältnis der Einträge im Signal zu den Einträgen im Untergrund im Bereich von 472.7 MeV bis 522.7 MeV ermittelt.

Der von der Anpassungssoftware angegebene Fehler berücksichtigt systematische Unsicherheiten (beispielsweise bei der Impulsbestimmung) nicht. Diese systematischen Fehler erklären, dass der aus den Anpassungen resultierende Mittelwert der K_S^0-Masse leicht von dem Literaturwert der K_S^0-Masse von (497.672 $\pm$ 0.031) MeV ([PDG96]) abweicht.

7.4 Die Auswahl der geladenen Kaonen $K^\pm$

Um mit den in Abschnitt 7.3 gefundenen K_S^0-Mesonen D_s-Mesonen rekonstruieren zu können, braucht man im untersuchten Zerfallskanal ein geladenes Kaon.

Es werden alle Spuren betrachtet, die vom Hauptvertex stammen und mindestens 15 zur Bestimmung des spezifischen Energieverlustes herangezogene Drahttreffer aufweisen. Wenn die Likelihoodmethode (siehe Kapitel 6) einer solchen Spur nun eine Kaonwahrscheinlichkeit Pkaon von 0.04 zuweist, wird diese Spur in der weiteren Analyse als Kaonkandidat verwendet. Eine anspruchsvollere Auswahl der Kaonen wurde verworfen, um die für die weitere Rekonstruktion zur Verfügung stehende Anzahl geladener Kaonen nicht zu sehr einzuschränken.

7.5 Das Ergebnis der Datenanalyse

Nun werden die geladenen Kaonen mit den K_S^0-Kandidaten aus Abschnitt 7.3 kombiniert. Es werden alle K_S^0-Kandidaten mit einer Masse zwischen 472.7 MeV und 522.7 MeV (497.7 MeV $\pm$ 25 MeV) zugelassen. Dieses Massenfenster ist in den Abbildungen 7.8 und 7.9 jeweils gekennzeichnet.

Anforderungen an die Ereignisse und Spuren	
Ereignisauswahl	– DTRA, DVER, DTNV, HEAD -Bank – genau ein Hauptvertex – Ereignis ist als $c\bar{c}$-Ereignis klassifiziert
Spurauswahl	– Spuren von Haupt- und Sekundärvertices – Zahl der Treffer in den CJC-Kammern ≥ 10 – Gesamtimpuls der Spuren pges ≥ 0.1 GeV – Zahl der Treffer für die dE/dX-Messung größer 0

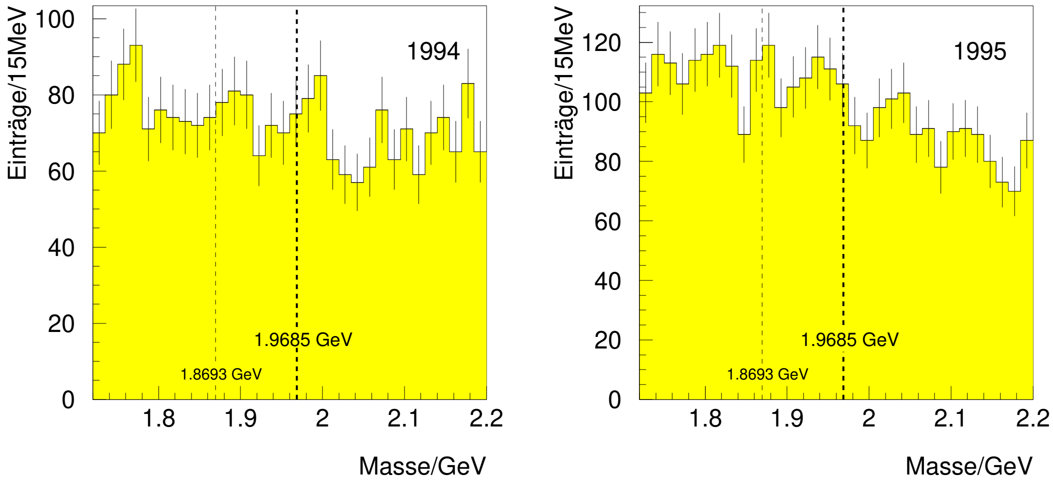
Tabelle 7.4: Anforderungen an die betrachteten Ereignisse und Spuren im Zerfallskanal $D_s \to K_S^0\pi$

Schnitte, um das D_s-Signal anzureichern		
		1994 – 1996
Auswahl der Pionen		
	zwei Pionen von einen gemeinsamen Sekundärvertex	
	Ppion	≥ 0.04
Auswahl der K_S^0-Mesonen		
	K_S^0-Masse	0.4727 GeV $< m_{K_S^0} <$ 0.5227 GeV
	Vertexabstand	> 1.5 cm
	Überlappung	$\Delta r > 4$ cm
	Querimpuls	$p_q > 0.11$ GeV
Auswahl der geladenen Kaonen		
	dE/dX-Treffer	> 15
	Pkaon	≥ 0.04
Transversalimpuls des D_s-Kandidaten		$D_s: \quad p_t > 2$ GeV

Tabelle 7.5: Schnitte, um das D_s-Signal des Zerfallskanales $D_s \to K_S^0\pi$ in den Daten anzureichern. Die Schnitte sind im Text näher erläutert.

Um den hohen kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, wird neben den bisher erläuterten Schnitten noch der Transversalimpuls des resultierenden D_s-Kandidaten eingeschränkt. Der mittlere Transversalimpuls von Hadronen, die charm-Quarks enthalten, liegt höher als der mittlere Transversalimpulse, der sich aus zufälligen Teilchenkombinationen ergibt (Vergleiche z.B. [IS88] und [FNR95]). Somit verwirft ein Schnitt auf den Transversalimpuls einen höheren Anteil des Untergrundes als des Signals. Es wird also für die D_s-Kandidaten ein minimaler Transversalimpuls gefordert. Es sind verschiedene Anforderungen an den Transversalimpuls des hypothetischen D_s-Mesons ausprobiert worden. Die folgenden Darstellungen zeigen D_s-Kandidaten mit einem Transversalimpuls von mindestens 2 GeV.

Die diskutierten Schnitte sind in den Tabellen 7.4 und 7.5 aufgeführt. Mit diesen Anforderungen ergeben sich für die Daten der Strahlperioden 1994 bis 1996 die in Abbildung 7.10 gezeigten Verteilungen der invarianten Masse der $K_S^0K^+$-Kombination.



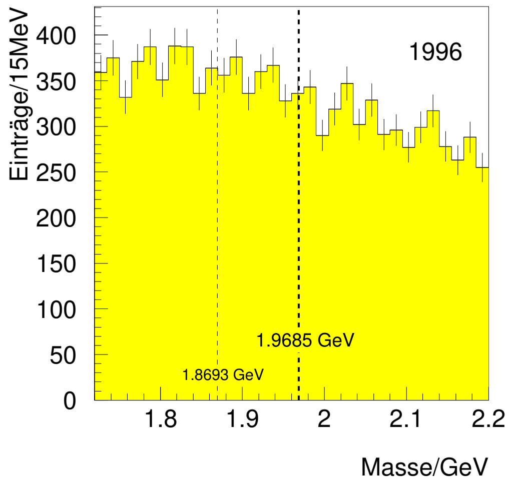


Abbildung 7.10: Invariante Masse der $K_S^0K^+$-Kombination für Daten der Jahre 1994 bis 1996. Die Literaturwerte der Masse des D_s-Mesons und des D^+-Mesons sind eingezeichnet.

Der Literaturwert der Masse des D_s-Mesons ist eingezeichnet.

Ebenfalls eingezeichnet ist die Masse des D^+-Mesons. Auch das D^+-Meson zeigt den Zerfall in ein $\bar{K^0}$ und ein K^+ (Verzweigungsverhältnis $D^+ \rightarrow \bar{K^0}K^+$: $(0.72 \pm 0.12)\%$), so dass diese Analyse im Prinzip auch D^+-Mesonen findet.

Der im Vergleich mit den Darstellungen 8.12 bis 8.15 des nächsten Kapitels flache Untergrund wird durch den anspruchsvollen Schnitt auf den Transversalimpuls des D_s-Kandidaten hervorgerufen: Von den Kombinationen mit einer kleinen invarianten Masse wird durch diesen Schnitt ein größerer Anteil verworfen, als von den Kombinationen mit einer großen invarianten Masse.

Daten des Jahres 1994

Im Bereich des Literaturwertes der D_s-Masse ist eine leichte Erhöhung zu erkennen. Ein signifikantes Signal findet man jedoch nicht. Auch die Variation der gewählten

Schnitte hat kein zweifelsfreies D_s-Signal ergeben.

Daten des Jahres 1995

An der Stelle des Literaturwertes der D_s-Masse ergibt sich eine leichte Häufung der Einträge. Ein signifikantes Signal ist jedoch nicht zu erkennen. Es ist nicht gelungen, durch eine andere Wahl der Schnitte ein zweifelsfreies D_s-Signal zu erhalten.

Daten des Jahres 1996

Es ist kein Signal zu erkennen. Auch zahlreiche andere Schnittekombinationen wurden erprobt. Ein D_s-Signal hat sich nicht ergeben.

Es ist nicht gelungen D_s-Mesonen im Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \rightarrow K_S^0 K^+ \rightarrow \pi^+\pi^- K^+$ zu rekonstruieren. Eine mögliche Begründung könnte sein, dass die Effizienz der hier vorgestellten Analyse deutlich kleiner ist, als die in der Abschätzung (Abschnitt 7.1) angenommene Effizienz von 5%. Die Effizienz wird durch den anspruchsvollen Schnitt auf den Transversalimpuls des D_s-Kandidaten stark eingeschränkt. Ein Verzicht auf diesen Schnitt lässt jedoch die Anzahl der Einträge des Untergrundes stark ansteigen. Desweiteren könnte die Triggereffizienz, die angibt welcher Anteil der gesuchten Ereignisse aufgezeichnet wird, deutlich geringer als 100% sein. Beide Faktoren könnten dazu führen, dass die Zahl der mit dieser Analyse auffindbaren D_s-Mesonen so gering wird, dass ein zweifelsfreies D_s-Signal nicht zu finden ist.

Kapitel 8

Der Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$

Der Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ist gewählt worden, da er ein hohes Verzweigungsverhältnis von $3.6 \pm 0.9)\%$ [PDG96] aufweist und viel versprechende Möglichkeiten besitzt, den Untergrund zu unterdrücken.

Eine Abschätzung des erwarteten Signals liefert Abschnitt 8.1. In Abschnitt 8.2 wird die Vorgehensweise bei der Rekonstruktion von D_s-Mesonen erläutert. Desweiteren wird die charakteristische Winkelverteilung des Zerfalls, die es erlaubt, den Untergrund zu reduzieren, vorgestellt. Eine weitere Möglichkeit den Untergrund zu reduzieren besteht darin, ein möglichst untergrundarmes ϕ-Signal zu fordern. Die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen wird in Abschnitt 8.3 dargestellt. Die Resultate der Analyse werden für Monte-Carlo-Daten (Abschnitt 8.5.1) und für Daten der Strahlperioden 1994 bis 1996 in den Abschnitten 8.5.2 bis 8.5.4 gezeigt.

8.1 Abschätzung des zu erwartenden Signals

Wieviele D_s^+-Mesonen man in dem hier betrachteten Zerfallskanal voraussichtlich finden kann, wird im Folgenden abgeschätzt. Die Abschätzung erfolgt analog zu der in Abschnitt 7.1 erklärten. Das Verzweigungsverhältnis BR_{D_s} beschreibt hier den Anteil der D_s-Mesonen, die im Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ zerfallen. BR_ϕ gibt an, wieviele ϕ-Mesonen in zwei geladene Kaonen zerfallen und damit für diese Analyse sichtbar sind. Sämtliche weiteren Größen, die in diese Abschätzung eingehen, sind bereits erläutert worden. Die in dieser Analyse sichtbare Anzahl an geladenen D_s-Mesonen ist dann:

$$N_{erwartet} \approx 2 \cdot \sigma_c \cdot \mathcal{L} \cdot F \cdot BR_{D_s} \cdot BR_\phi \cdot A \cdot T_E \cdot E \quad . \tag{8.1}$$

Die Zahlenwerte für die einzelnen Größen sind Tabelle 8.1 zu entnehmen. Die typische Effizienz einer Analyse wie dieser liegt bei 5% , die Ergebnisse auf Monte-Carlo-Ereignissen bestätigen diesen Wert (siehe Abschnitt 8.5.1).

Damit ergibt sich die in Tabelle 8.1 wiedergegebene Anzahl voraussichtlich sichtbarer D_s-Mesonen. Diese Werte lassen eine Untersuchung des Zerfallskanales sinnvoll

[1] Diese Werte sind teilweise präziser und auch mit Fehlern bekannt (siehe Referenzen). Da es sich um eine Abschätzung handelt, wird auf eine genauere Angabe hier verzichtet.

[2] HV-korrigierte Luminosität

$\downarrow$ [1]	1994	1995	1996	
σ_c	$1\mu b$			aus [EF96]
$\mathcal{L}^2$	$2.7\,pb^{-1}$	$3.8\,pb^{-1}$	$8\,pb^{-1}$	
F	9.6%			aus [OPA96]
BR_{D_s}	3.6%			aus [PDG96]
BR_ϕ	49.1%			aus [PDG96]
A	30%			
T_E	100%			
E	5%			vgl. Abschnitt 8.5.1
$N_{erwartet}$	≈ 137	≈ 193	≈ 407	

Tabelle 8.1: Abschätzung der Anzahl D_s^+-Mesonen, die die vorliegenden Analyse im Kanal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ finden kann.

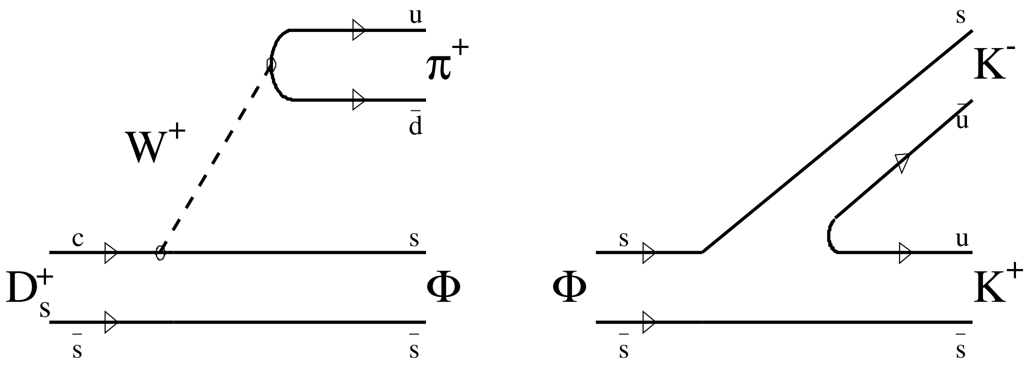


Abbildung 8.1: Feynmangraph des Zerfalls $D_s^+ \to \phi\pi^+$ und des bevorzugten ϕ-Zerfalls

erscheinen, zumal man durch die Identifikation eines ϕ-Mesons und das charakteristische Winkelverhalten des Zerfalls (siehe Abschnitt 8.2.1) Möglichkeiten hat, den Untergrund einzuschränken.

8.2 Betrachtung des Zerfallskanals $D_s^+ \to \phi\pi^+$

Den in diesem Kapitel betrachteten Zerfall zeigt schematisch Abbildung 8.1: Das charm-Quark zerfällt in ein strange-Quark, indem es ein virtuelles W-Boson emittiert. Das W-Boson koppelt an ein Pion und die beiden strange-Quarks s und $\bar{s}$ bilden ein ϕ-Meson. Das ϕ-Meson zerfällt zu nahezu 50% in zwei geladene Kaonen. Für die

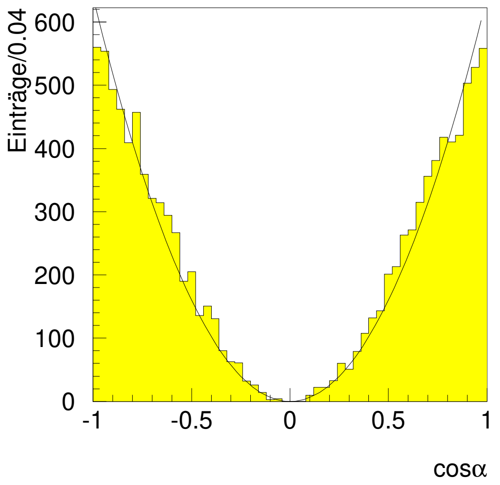


Abbildung 8.2: Winkelabhängigkeit des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi\pi^\pm$ auf Generatorniveau. Die angepasste Funktion ist $640 \cdot x^2$.

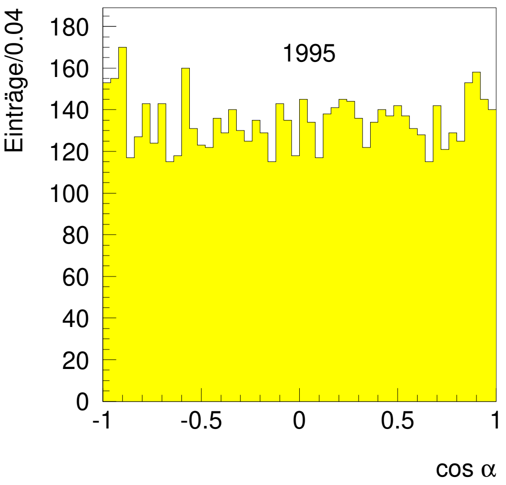


Abbildung 8.3: $\cos\alpha$-Verteilung des Untergrundes. Verteilung der Größe $\cos\alpha$ für $K^+K^-\pi^\pm$-Kombinationen mit einer invarianten Masse zwischen 1.7 GeV und 2.2 GeV.

Rekonstruktion der D_s-Mesonen wird folgende Vorgehensweise gewählt:

- Auswahl der Ereignisse nach den in Abschnitt 5.1 angesprochenen Kriterien.
- Auswahl der Spurhypothesen nach dem relativen Fehler in $1/p_t$ (Siehe Abschnitt 5.2).
- Spuren, die an den Hauptvertex angepasst wurden, werden mittels der Likelihoodmethode (Abschnitt 6.2) als Kaon oder Pion identifiziert oder verworfen. Enthält das Ereignis nicht zumindest zwei ungleich geladene Kaonkandidaten und ein Pion, wird es verworfen.
- Kombination der Kaonspuren zu einem ϕ-Meson.
- Verbesserung des ϕ-Signals.
- Kombination aller ϕ-Kandidaten mit einem Pionkandidaten.
- Abschließende Schnitte.

8.2.1 Die Winkelverteilung des Zerfalls

Im Zerfallskanal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ zerfällt das D_s-Meson mit Spin-0 in ein Spin-1 Teilchen, das ϕ-Meson, und ein spinloses Pion.

Aufgrund der Drehimpulserhaltung befinden sich also das ϕ-Meson und das Pion in einem Zustand mit relativem Bahndrehimpuls 1. Ebenso tragen die beiden Kaonen, in die das ϕ-Meson zerfällt, relativ zueinander Drehimpuls fort. Damit ergibt sich im Ruhesystem des ϕ-Mesons eine charakteristische Winkelverteilung zwischen der Flugrichtung des Pions und der Flugrichtung der Kaonen. Der Winkel zwischen diesen Teilchen zeigt eine zu $\cos^2 \alpha$ proportionale Verteilung (Vergleiche z.B. [BER92], Kapitel 2). Hierbei bezeichnet α den Winkel zwischen einem Kaon und dem Pion im ϕ-Ruhesystem.

Abbildung 8.2 zeigt, dass sich auf generierten Monte-Carlo-Daten eine Verteilung $\sim \cos^2 \alpha$ wiederfindet.

Der Untergrund aus Zufallskombinationen ist in $\cos \alpha$ gleichverteilt (siehe Abbildung 8.3). Somit erwartet man, dass ein Schnitt auf diese Größe geeignet ist, D_s-Mesonen anzureichern. Ein Schnitt $|\cos \alpha| > 0.5$ beispielsweise reduziert den Untergrund um 50%, während lediglich 12.5% der D_s-Mesonen verworfen werden [3].

8.3 Die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen

In dieser Arbeit werden ϕ-Mesonen rekonstruiert, indem die invariante Masse zweier als Kaon identifizierter Teilchen mit ungleicher Ladung gebildet wird. In zwei geladene Kaonen zerfallen $49.1\% \pm 0.6\%$ aller ϕ-Mesonen. Schematisch ist dieser Zerfall in Abbildung 8.1 gezeigt.

Der zweite Zerfallskanal des ϕ-Meson mit großem Verzweigungsverhältnis $\phi \to K_S^0 K_L^0$ (Verzweigungsverhältnis: $34.1\% \pm 0.5\%$) eignet sich nicht für diese Analyse, da ein K_L^0 entsteht, welches als neutrales Teilchen in den Spurkammern des H1-Detektors nicht detektiert wird. Das K_L^0 über seine Zerfallsteilchen zu identifizieren, ist nicht möglich, da das K_L^0 aufgrund seiner großen Lebensdauer im Allgemeinen außerhalb des Detektors zerfällt. Der vom Phasenraumelement bevorzugte Zerfall des ϕ-Mesons in drei Pionen ist aufgrund der Zweig-Regel stark unterdrückt und trägt nur zu $(2.7 \pm 0.9)\%$ [PDG96] zum Zerfall des ϕ-Mesons bei.

Die invariante Masse der Kaon-Kaon-Kombinationen zeigt ein deutliches Signal im Bereich um 1.02 GeV (siehe Abbildung 8.4). Der Literaturwert für die Masse des ϕ-Mesons beträgt (1019.4 ± 0.008) MeV [PDG96].

Ausführlich findet sich die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen aus zwei geladenen Kaonen mit dem H1-Detektor zum Beispiel in [PAW94] und [HEN96].

Die Rekonstruktion der ϕ-Mesonen stellt in der vorliegenden Arbeit einen Zwischenschritt zur Unterdrückung des Untergrundes dar. Die ϕ-Kandidaten werden im nächsten Schritt mit einem Pion kombiniert, um D_s-Kandidaten zu erhalten. Deshalb werden im Folgenden nur noch solche ϕ-Mesonen betrachtet, zu denen ein Pionkandidat existiert, mit dem das ϕ-Meson eine invariante Masse im Bereich 1.7 GeV $< m(\phi\pi^\pm) <$ 2.2 GeV bildet. Ereignisse, die D_s-Mesonen enthalten, sollten als $c\bar{c}$-Ereignis klassifiziert worden sein. Deshalb zeigt dieser Abschnitt ϕ-Mesonen, die in Ereignissen der Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) gefunden wurden.

[3] Wirkung des Schnittes $|\cos \alpha| > 0.5$:

$$\text{Untergrund:} \quad \frac{\int_{\cos\alpha=0.5}^{\cos\alpha=1} \text{const} \quad d\cos\alpha}{\int_{\cos\alpha=0}^{\cos\alpha=1} \text{const} \quad d\cos\alpha} = 50\% \qquad D_s\text{-Signal:} \quad \frac{\int_{\cos\alpha=0.5}^{\cos\alpha=1} \cos^2\alpha \quad d\cos\alpha}{\int_{\cos\alpha=0}^{\cos\alpha=1} \cos^2\alpha \quad d\cos\alpha} = 87.5\%$$

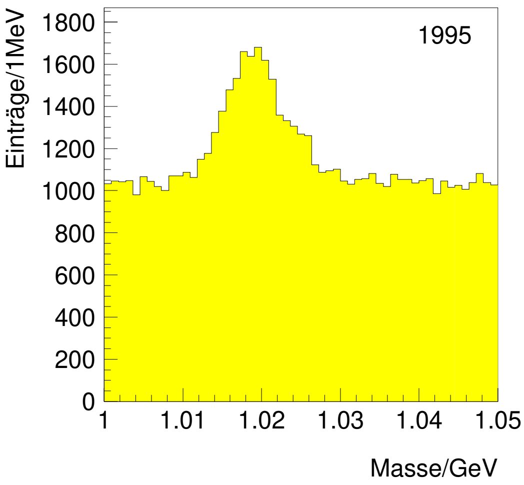


Abbildung 8.4: ϕ-Signal für Daten der Strahlperiode 1995. Es sind nur solche ϕ-Mesonen dargestellt, zu denen ein Pionkandidat gefunden wurde, der mit dem ϕ-Meson eine invarianten Masse im Bereich 1.7 GeV $< \phi$-Masse $<$ 2.2 GeV bildet.

Aus technischen Gründen werden nur solche ϕ-Kandidaten betrachtet, die minimale Selektionsanforderungen schon erfüllt haben: Sie müssen aus Kaonen gebildet werden, die mindestens 6 dE/dX-Treffer und eine Kaonwahrscheinlichkeit Pkaon von wenigstens 0.04 aufweisen. (Aus dem gleichen technischen Grund beginnen die Koordinatensysteme der Abbildungen 8.5 b)–d) und 8.7 nicht bei Null.)

Die natürliche Signalform eines kurzlebigen Teilchens wie des ϕ-Mesons wird durch eine Breit-Wigner-Funktion

$$\mathrm{A} \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} \tag{8.2}$$

beschrieben. Hierbei beschreibt Γ die volle Breite der Verteilung auf halber Höhe; E_0 gibt die Position des Maximums an.

Die Verbreiterung einer Verteilung durch die Messungenauigkeit des Detektors hingegen wird gut durch eine Gaußfunktion

$$\mathrm{A} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\sigma}\right)^2\right) \tag{8.3}$$

wiedergegeben. Die Größe σ gibt in dieser Form die halbe Breite auf 60% ($\approx \exp(-1/2)$) der Höhe des Maximums an.

Die natürliche Breite der ϕ-Mesonen beträgt 4.43 MeV (nach [PDG96]). Die Detektorauflösung für ϕ-Mesonen liegt ebenfalls bei etwa 5 MeV. Deshalb ist sowohl die Anpassung einer Gaußfunktion als auch die Anpassung einer Breit-Wigner-Funkion an das ϕ-Signal gerechtfertigt. Um die Einträge im Signal abzuschätzen, wird im Folgenden eine Gaußfunktion verwendet.

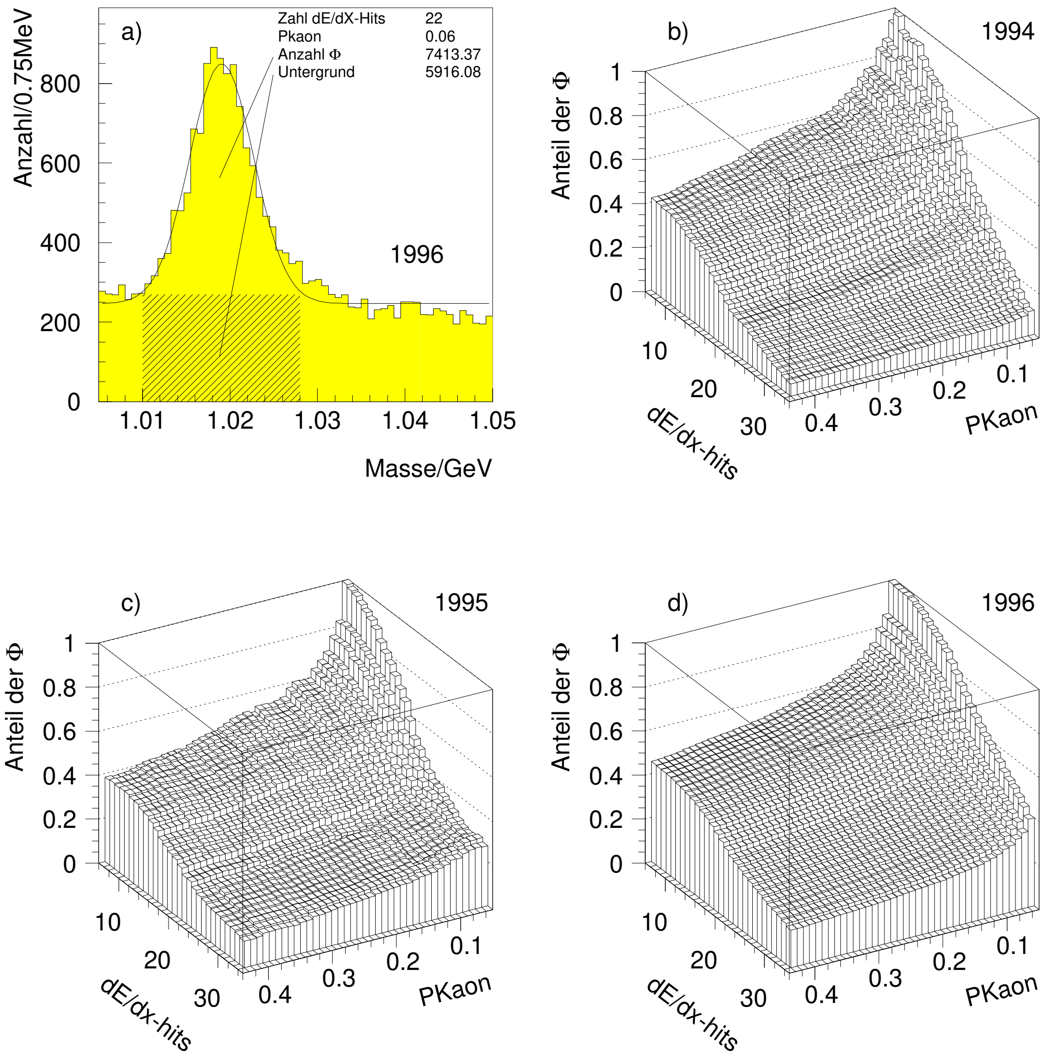


Abbildung 8.5: a) ϕ-Signal für 1996er Daten mit den Schnitten: Pkaon ≥ 0.06 und Zahl der dE/dX-Treffer ≥ 22. b)–d) Dargestellt ist der Anteil der ϕ-Mesonen, die im Signal verbleiben, in Abhängigkeit von der geforderten Zahl der dE/dX-Treffer der Kaonspuren und von der Wahrscheinlichkeit (Pkaon), dass die betrachtete Spur ein Kaon war.

Durch die Anpassung einer Gaußfunktion an das Signal und einer Geraden an den Untergrund wurde die Anzahl der ϕ-Mesonen im Signal und die Anzahl der Einträge im Untergrund unter dem Signal ermittelt. Ein Beispiel für eine Gaußanpassung zeigt Abbildung 8.5 a). In dieser Abbildung ist das ϕ-Signal für Daten der Strahlperiode 1996 dargestellt, wenn man für die Kaonenspuren mindestens 22 dE/dX-Treffer und eine Kaonenwahrscheinlichkeit von mindestens 0.06 fordert, und solche Ereignisses betrachtet, die in die Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) eingeordnet wurden.

Um den kombinatorischen Untergrund der D_s-Rekonstruktion so gering wie möglich zu halten, ist es wünschenswert, ein möglichst sauberes ϕ-Signal zu erhalten. Als Maß für die Qualität des ϕ-Signals wird das Verhältnis der Einträge im Signal zu den Einträgen im Untergrund unter dem Signal betrachtet. Die Qualität des Signals hängt von den ausgewählten Kaonen ab. Als sinnvolle Schnittgröße, um den Untergrund stärker zu reduzieren als das Signal und damit das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, bietet es sich an, eine Mindestanzahl der zur dE/dX-Messung herangezogenen Signaldrähte für die Kaonenspuren zu fordern. Steigt die Zahl der Treffer, die für die Messung des spezifischen Energieverlustes verwendet wurden, so ist die Identifikation des Teilchens zuverlässiger. Ein solcher Schnitt zur Untergrundreduktion ist z.B. bei [HEN96] gewählt.

Sucht man die Kaonen mittels der Likelihoodmethode aus, wie in dieser Analyse geschehen, so bietet sich desweiteren die Möglichkeit das ϕ-Signal zu verbessern, indem man eine erhöhte Wahrscheinlichkeit fordert, dass die betrachteten Spuren Kaonen waren.

Solche Schnitte reduzieren allerdings auch die Zahl der im Signal verbleibenden ϕ-Mesonen. Es wurde nun für 1200 verschiedene Schnittkombinationen das resultierende ϕ-Signal histogrammiert und für diese ϕ-Signale die Anzahl der Einträge im Signal und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ermittelt. Die Anzahl der Einträge wurde auf die Anzahl der Einträge im ϕ-Signal bei minimalen Schnitten normiert, so dass man den Anteil der im ϕ-Signal verbleibenden Mesonen erhält.

Diesen Anteil in Abhängigkeit von der Zahl der dE/dX-Treffer der hypothetischen Kaonen und von der Wahrscheinlichkeit, dass es sich um ein Kaon handelt, zeigen die Abbildungen 8.5 b)–d). Deutlich erkennbar ist, dass der Anteil der im Signal verbleibenden ϕ-Mesonen sinkt, wenn man anspruchsvollere Anforderungen an die Kaonanwahrscheinlichkeit oder an die Zahl der zur dE/dX-Messung herangezogenen Signaldrähte stellt.

Man erhält zwar auf der einen Seite weniger ϕ-Mesonen, wenn man die Anforderungen an die Kaonspuren erhöht, auf der anderen Seite verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis jedoch durch härtere Auswahlkriterien. Abbildung 8.6 zeigt, welches Verhältnis der Signaleinträge zu Einträgen im Untergrund erreichbar ist, wenn ein bestimmter Anteil der bei minimalen Schnitten vorhandenen ϕ-Mesonen im Signal verbleiben soll.

Es wird gefordert, höchstens 40% der ϕ-Mesonen zu verlieren. Aus Abbildung 8.6 lässt sich nun ablesen, welches Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei dieser Vorgabe maximal erreichbar ist. Für Daten der Strahlperiode 1994 ist ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0.7 erreichbar. 1995 erhält man ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ϕ-Mesonen von etwa 1 und 1996 ist es sogar 1.5.

Nun ist es so, dass es zahlreiche Schnittkombinationen gibt, die 60% der ϕ-Mesonen erhalten. Man stelle sich in den Abbildungen 8.5 b)–d) eine horizontale Ebene bei 0.6 vor. Alle Einträge, die über diese Ebene hinausragen, entsprechen Schnittkombinationen, bei denen mehr als 60% der ϕ-Mesonen übrigbleiben.

In Abbildung 8.7 sind nun alle Schnittkombinationen gezeigt, die mindestens 60% der ϕ-Mesonen im Signal belassen. Die Größe der Boxen spiegelt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ϕ-Mesonen wieder. Man wählt die Schnittkombination mit der größten Box aus. Für 1994 beispielsweise beinhaltet die günstigste Schnittkombination eine Kaonenwahrscheinlichkeit von $\gtrsim 13\%$ und einen Schnitt auf die Zahl der dE/dX-Treffer: dE/dX-Treffer ≥ 11. Auf Daten der Strahlperiode 1995 und 1996 bieten sich

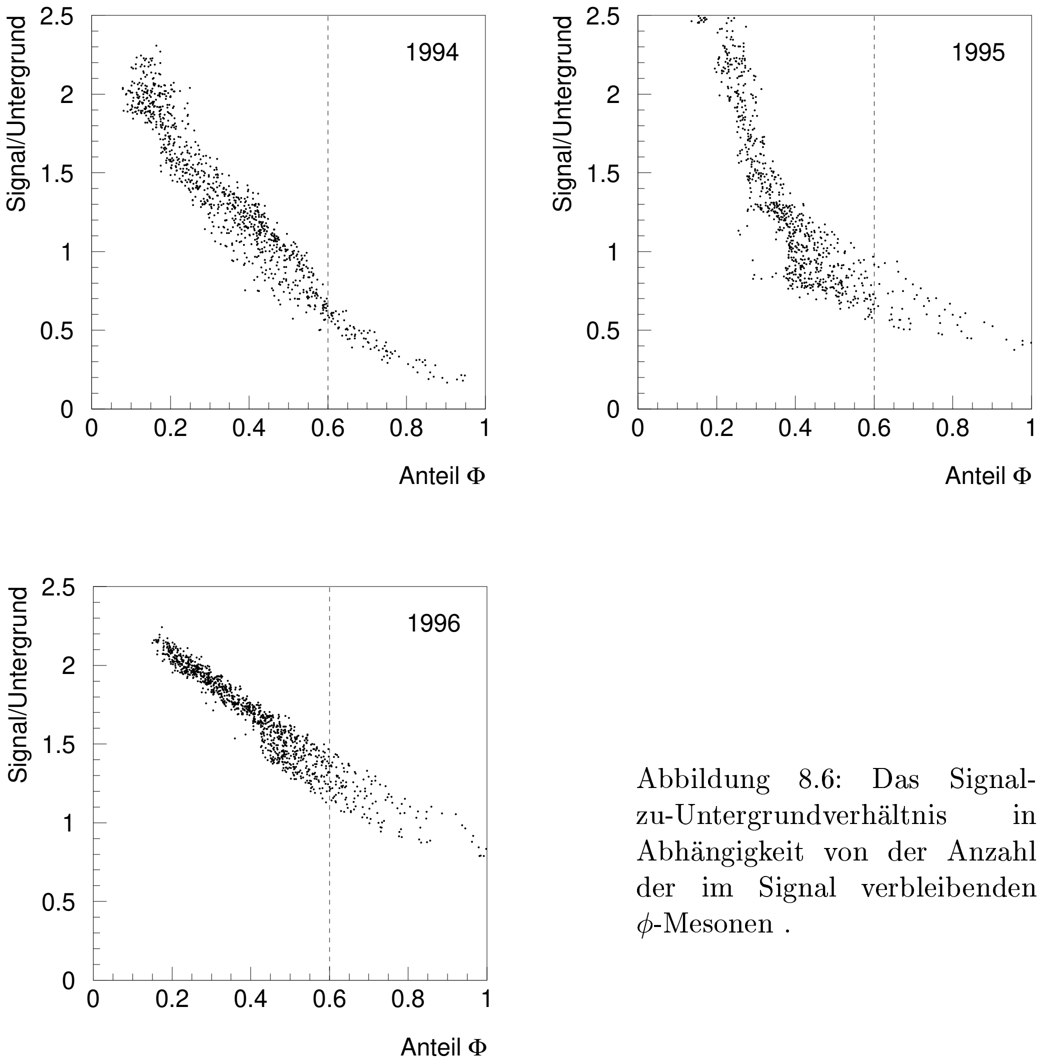


Abbildung 8.6: Das Signal-zu-Untergrundverhältnis in Abhängigkeit von der Anzahl der im Signal verbleibenden ϕ-Mesonen .

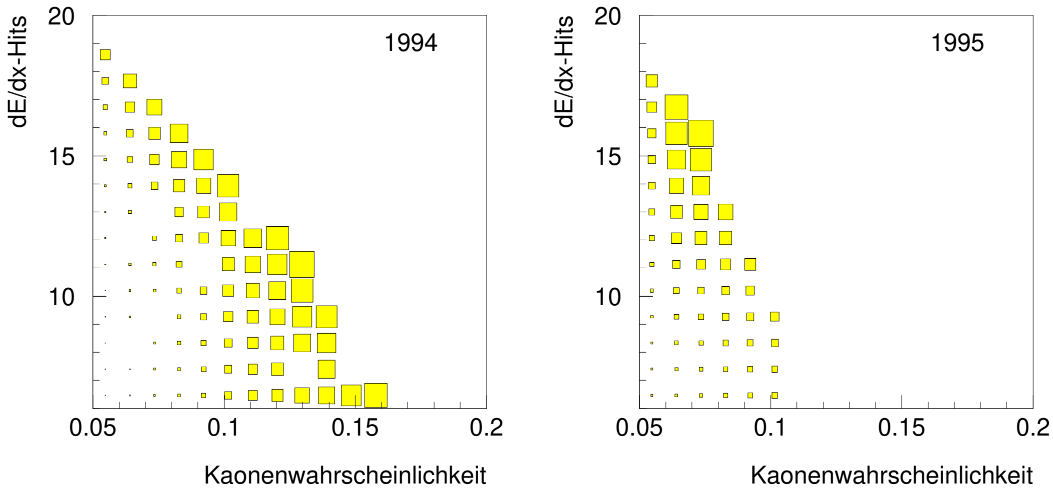
zur Verbesserung des ϕ-Signals andere Schnitte an. Die Kaonenwahrscheinlichkeit wird man 1995 und 1996 beispielsweise nur geringfügig höher fordern als die minimale Kaonenwahrscheinlichkeit vom 0.04.

Die Schnittkombinationen in der rechten oberen Ecke der Darstellungen verwerfen mehr als 60% der ϕ-Mesonen.

Für Daten der Strahlperiode 1996 zeigt Abbildung 8.7 eine Vielzahl von ähnlich günstigen Schnittkombinationen. Die Kombination, die bei der Rekonstruktion von D_s-Mesonen das deutlichste Signal liefert, ist gewählt worden. Die schließlich gewählten Schnitte zeigt die in Abbildung 8.8 eingeschlossene Tabelle.

Die sich ergebenden ϕ-Signale sind in Abbildung 8.8 dargestellt.

Um die Breite des ϕ-Signals mit dem Literaturwert von $\Gamma = 4.43$ MeV vergleichen zu können, wurden nun (abweichend vom bisherigen Procedere) Breit-Wigner-Funktionen an die ϕ-Signale der Abbildung 8.8 angepasst. Die gemessenen Breiten



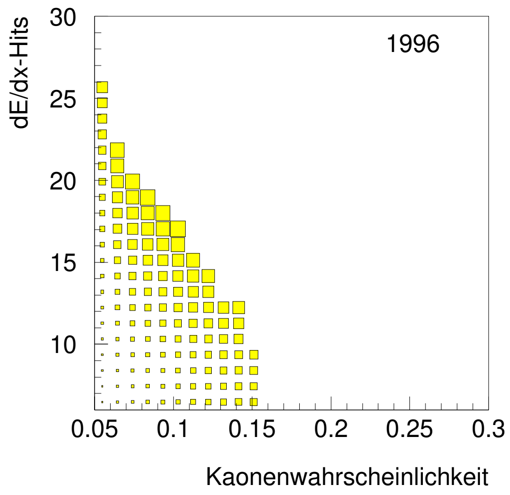
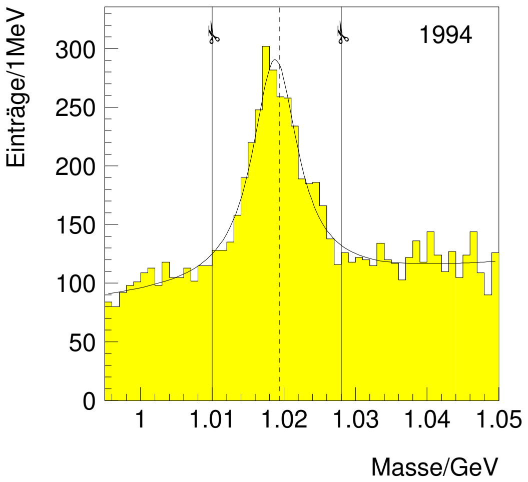
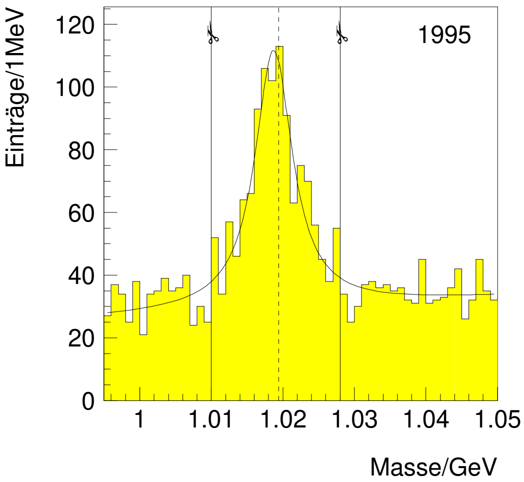


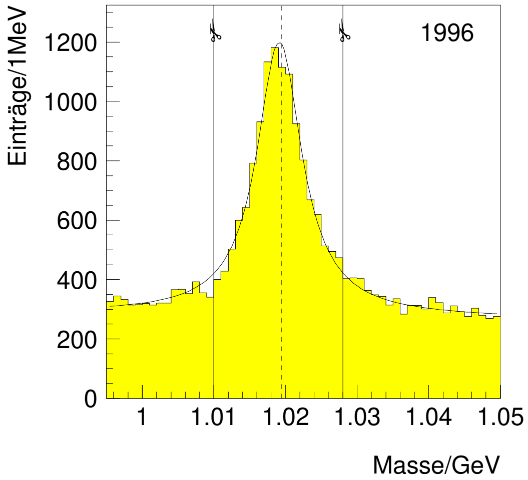
Abbildung 8.7: Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ϕ-Mesonen in Abhängigkeit von der Zahl der dE/dX-Treffer, die für die Kaonenspuren gefordert wurden, und der Wahrscheinlichkeit, mit der die Likelihoodmethode die Kaonen als solche identifiziert hat. Es ist gefordert, dass etwa 60% der anfangs vorhandenen ϕ-Mesonen im Signal verbleiben. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird durch die Größe der Boxen wiedergespiegelt.

Γ liegen über dem Literaturwert, da die Detektorauflösung von ≈ 5 MeV die Breit-Wigner-Verteilung verschmiert.

Der Untergrund wurde durch eine Gerade beschrieben. Die Ergebnisse der Anpassung enthält Tabelle 8.2.







	1994	1995	1996
Pkaon	0.13	0.07	0.06
dE/dX-Treffer	11	16	22

Abbildung 8.8: Das ϕ-Signal für Ereignisse der Ereignisklasse $c\bar{c}$. Die Schnitte sind in der eingefügten Tabelle wiedergegeben. Die durchgezogenen Linien geben das für die D_s-Rekonstruktion betrachtete Massenfenster wieder.

		1994	1995	1996
Endgültige Schnitte (s. Abb. 8.8)	Anzahl	1575	599	7546
	Mittelwert/MeV	1018.7 $\pm$0.3	1018.8 $\pm$0.2	1019.1 $\pm$0.1
	Breite/MeV	6.4 $\pm$0.7	7.7 $\pm$0.6	7.7 $\pm$0.2

Tabelle 8.2: Ergebnis der Breit-Wigner-Anpassungen an die ϕ-Signale in Abbildung 8.8 .

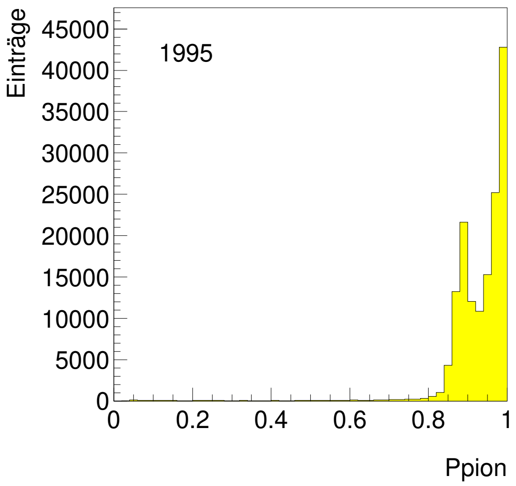


Abbildung 8.9: Die Verteilung der Pionwahrscheinlichkeit.

8.4 Die Auswahl der Pionen

Mit den in Abschnitt 8.3 gefundenen ϕ-Mesonen lassen sich nun D_s-Mesonen rekonstruieren, indem man eine Pionspur hinzufügt. Um möglichst zuverlässige Pionspuren zu erhalten, wird gefordert, dass die Pionenspuren eine Mindestanzahl von Treffern, die zur Messung des spezifischen Energieverlustes verwandt wurden, aufweisen. Desweiteren wird gefordert, dass die Likelihoodmethode eine hohe Pionenwahrscheinlichkeit für die betreffende Spur geliefert hat. Abbildung 8.9 zeigt beispielhaft für die Daten des Jahres 1995 die Verteilung der Pionenwahrscheinlichkeit für alle Pionkandidaten (Ppion > 0.04), die mit den gefundenen ϕ-Mesonen einen D_s-Kandidaten im Massenfenster 1.7 GeV $< D_s$-Masse $<$ 2.2 GeV ergeben. Die Verteilung zeigt eine starke Anhäufung bei einer Pionenwahrscheinlichkeit von 1 und eine unterhalb von 0.9. Als gut identifizierte Pionen werden nur die Spuren mit einer Wahrscheinlichkeit nahe 1 betrachtet. Die zweite Anhäufung rührt daher, dass auch zweifelhafte Spuren eine hohe Pionenwahrscheinlichkeit zugeordnet bekommen, da in Gleichung 6.2 die Teilchenhäufigkeiten eingehen und die Pionenhäufigkeit (vgl. Tabelle 6.1) dominiert. Aus diesem Grunde ist ein harter Schnitt auf die Pionenwahrscheinlichkeit sinnvoll.

8.5 Das D_s^+-Signal

Die angestellten Überlegungen, um ein D_s-Signal herauszuarbeiten, sind in den Tabellen 8.3 und 8.4 zusammengefasst. Es werden alle Ereignisse, die genau einen Hauptvertex aufweisen und über alle erforderlichen DST-Bänke verfügen, betrachtet. Innerhalb dieser Ereignisse werden Hauptvertexspuren, die bestimmte minimale Qualitätsanforderungen erfüllen und für die eine dE/dX-Messung stattgefunden hat, verwendet. Die Kaonspuren werden nach den in Abschnitt 8.3 vorgestellten Überlegungen ausgewählt. Als ϕ-Meson werden alle K^+K^--Kombinationen in einem Massenfenster 1.010 GeV $< m_\phi <$ 1.028 GeV betrachtet. Dieses Massenfenster ist in Abbildung 8.8 jeweils ge-

Anforderungen an die Ereignisse und Spuren	
Ereignisauswahl	– DTRA, DVER, DTNV, HEAD -Bank – genau ein Hauptvertex – Ereignisklassifikation $c\bar{c}$ (Eclass 16) gefordert: 1994: ja, 1995: nein, 1996: ja
Spurauswahl	– Nur Spuren vom Hauptvertex – Zahl der Treffer in den CJC-Kammern ≥ 10 – Gesamtimpuls der Spuren $p_{ges} \geq 0.1$ GeV – Zahl der Treffer für die dE/dX-Messung größer 0

Tabelle 8.3: Anforderungen an die betrachteten Ereignisse und Spuren

Schnitte, um das D_s-Signal anzureichern				
		1994	1995	1996
Auswahl der Kaonen				
		mindestens ein positiv geladenes Kaon		
		mindestens ein negativ geladenes Kaon		
	dE/dX-Treffer	> 10	> 15	> 21
	Pkaon	≥ 0.13	≥ 0.07	≥ 0.06
Auswahl der ϕ-Mesonen				
	ϕ-Masse	1.010 GeV $< m_\phi <$ 1.028 GeV		
Auswahl der Pionen				
	dE/dX-Treffer	> 15	> 31	> 34
	Ppion	≥ 0.9	≥ 0.9	≥ 0.96
Winkel zwischen der Kaon- und der Pionflugrichtung im ϕ-System		$\lvert\cos\alpha_{K,\pi}\rvert > 0.5$		

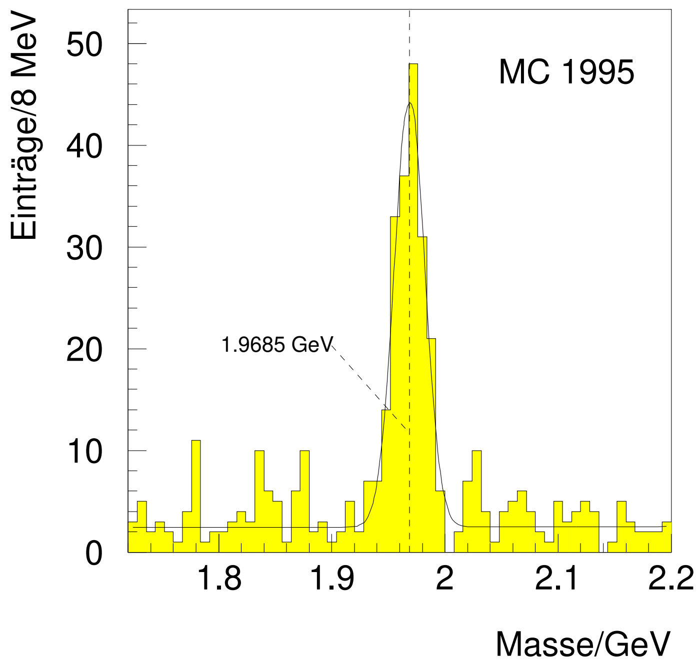
Tabelle 8.4: Schnitte, um das D_s-Signal in den Daten anzureichern. Die Schnitte sind im Text näher erläutert.

kennzeichnet. Die Pionenauswahl folgt Abschnitt 8.4.

Da Ereignisse, die D_s-Mesonen enthalten, im Idealfall als $c\bar{c}$-Ereignis klassifiziert werden sollten, werden für Daten der Jahre 1994 und 1996 nur solche Ereignisse betrachtet, die als $c\bar{c}$-Ereignis eingestuft wurden. Weshalb für die Untersuchung der Daten des Jahres 1995 letztlich auf die Klassifikation des Ereignisses als $c\bar{c}$-Ereignis verzichtet wird, wird im Abschnitt 8.5.3 erklärt.

8.5.1 Monte-Carlo-Daten

Die gewählten Schnitte werden zunächst anhand von Monte-Carlo-Daten erprobt. Es standen Monte-Carlo-Ereignisse der Strahlperiode 1995 zur Verfügung, in denen 2861 D_s so zerfallen, dass alle drei Tochterteilchen in den Winkelbereich $25° < \Theta < 155°$ (dieser Winkelbereich ist in Abbildung 2.4 gekennzeichnet) gelangen. Die Beschreibung des spezifischen Energieverlustes in Monte-Carlo-Daten gibt die Verteilung für gemessene Daten schlecht wieder. Deshalb wurde für die Monte-Carlo-Ereignisse eine ande-



Ergebnis der Anpassung der Gaußfunktion:

Mittelwert /MeV	1968.7 ± 1.1
Breite σ /MeV	13.4 ± 1
Einträge	$\approx 178 \pm 23$

Abbildung 8.10: D_s^+-Signal im ϕ-Kanal für Monte-Carlo-Daten der Strahlperiode 1995. Die gestrichelte Linie gibt den Literaturwert der D_s-Masse von 1.9685 GeV wieder.

re, an Monte-Carlo-Ereignisse angepasste Teilchenidentifikation mit starren Schnitten verwendet. Die mit starren Schnitten ausgewählten Pionen und Kaonen sind nun (abgesehen von der Teilchenwahrscheinlichkeit) den gleichen Schnitten wie die Daten der Strahlperiode 1995 unterzogen worden. Die resultierende Verteilung gibt Abbildung 8.10 wieder. An das Signal wurde eine Gaußfunktion und eine Gerade für den Untergrund angepasst. Die Ergebnisse der Anpassung gibt die in Abbildung 8.10 eingeschlossene Tabelle wieder. Die dort angegebenen Fehler für den Mittelwert und die Breite des Signals sind die von der zur Anpassung der Funktion benutzten Software angegebenen. Der Fehler der Anzahl der im Signal befindlichen D_s-Mesonen berücksichtigt sowohl den Fehler in der Breite als auch den der Höhe der angepassten Gaußfunktion. Die Fehler in der Breite und in der Höhe der Anpassung wurden als unabhängig voneinander angenommen, so dass sich die Unsicherheit der Anzahl der im Signal befindlichen Einträge mit einer Fehlerfortpflanzung nach Gleichung A.6 bestimmen lässt.

Der Mittelwert der Verteilung stimmt gut mit dem Literaturwert überein. Die Breite der Verteilung gibt die Detektorauflösung für diesen Zerfallskanal wieder. Aus der Anzahl der gefundenen D_s-Mesonen lässt sich ein Anhaltspunkt für die Effizienz dieser Analyse gewinnen. 178 von 2861 möglichen D_s-Mesonen gefunden zu haben, entspricht einer Effizienz von etwa 6.2%. Dieser Wert ist lediglich als Abschätzung zu betrachten, da die Angaben über den spezifischen Energieverlust und damit die Teilchenidentifi-

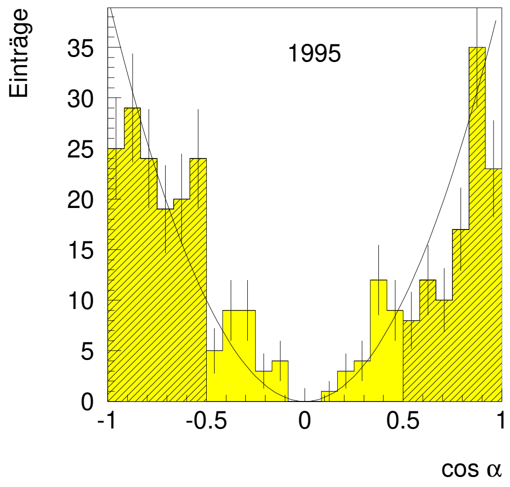


Abbildung 8.11: Charakteristische Winkelverteilung des Zerfalls $D_s^+ \to \phi\pi^+$ für rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse. Schraffiert: Ereignisse die in der Signalregion der Abbildung 8.10 (1941.5 MeV $<$ ϕ-Masse $<$ 1995.5 MeV) zu finden sind. Hellgrau unterlegt: Ereignisse die zum Signal beitragen würden, aber durch den Schnitt $|\cos\alpha| > 0.5$ verworfen werden. Die angepasste Funktion ist $40 \cdot x^2$.

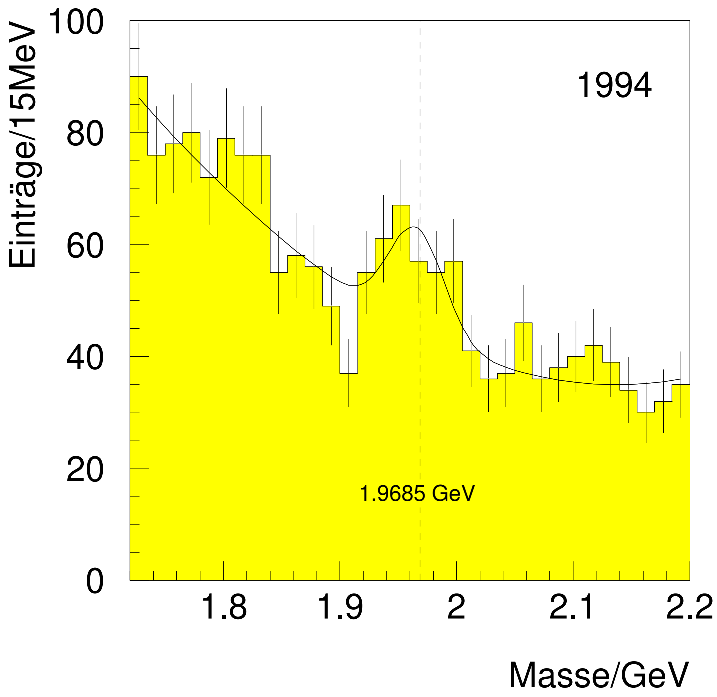
kation für Monte-Carlo-Ereignisse und für gemessene Daten nicht vergleichbar sind. Nichtsdestotrotz rechtfertigt dieses Ergebnis den in der Abschätzung in Abschnitt 8.1 verwandten Wert für die Effizienz E ($\approx 5\%$).

Die Verteilung des Winkels α zwischen der Kaonflugrichtung und der Pionflugrichtung im ϕ-System für die Einträge aus der Signalregion der Abbildung 8.10 (1941.5 MeV $<$ ϕ-Masse $<$ 1995.5 MeV) ist in Abbildung 8.11 gezeigt. Auch hier ist die charakteristische Winkelverteilung des Zerfalls deutlich erkennbar. Es zeigt sich, dass Einflüsse des Detektors keine systematische Abweichung verursachen. Der hellgrau unterlegte Bereich zeigt die Einträge, die zusätzlich zum Signal beisteuern würden, wenn man auf den Schnitt $|\cos\alpha| > 0.5$ verzichten würde. Es wird deutlich, dass der gewählte Schnitt nur wenige Ereignisse aus dem Signal verwirft.

8.5.2 Ergebnisse der Datennahme 1994

Die Schnitte aus Tabelle 8.4 ergeben für Daten der Strahlperiode 1994 die in Abbildung 8.12 gezeigte Massenverteilung für die $\phi\pi$-Kombination. Es ist ein Signal im Bereich der D_s-Masse zu sehen. Eine Gaußfunktion mit einem Polynom 3.Ordnung, um den Untergrund zu beschreiben, wurde an die Verteilung angepasst. Die Fehler wurden genauso ermittelt wie auf den Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Abschnitt 8.5.1). Das Resultat der Anpassung zeigt die in Abbildung 8.12 eingeschlossene Tabelle.

Der ermittelte Mittelwert liegt nahe am Literaturwert von 1968.5 ± 0.6 MeV. Im Rahmen der Fehler ist die Breite mit der aus dem Monte-Carlo ermittelten Breite verträglich. Die Breite spiegelt die Detektorauflösung für die drei-Teilchenkombination $K^+K^-\pi$ wieder. Dass die Breite des Signals für Monte-Carlo-Ereignissen etwas schma-



Ergebnis der Anpassung der Gaußfunktion:

Mittelwert /MeV	1965.5 ± 9
Breite σ /MeV	23.6 ± 5.2
Einträge	$\approx 73 \pm 27$

Abbildung 8.12: $D_s^{\pm}$-Signal im ϕ-Kanal auf 1994-Daten. Die gestrichelte Linie gibt den Literaturwert der D_s-Masse von 1.9685 GeV wieder.

ler als bei gemessenen Daten ist, ist darauf zurückzuführen, dass die Monte-Carlo-Simulation der Impulsmessung eine etwas zu geringe Unsicherheit beimisst. Die Anzahl der im Signal gefundenen Einträge ist von der gleichen Größenordnung wie die aus der Abschätzung (Abschnitt 8.1) erwartete Anzahl.

8.5.3 Ergebnisse der Datennahme 1995

In den Daten der Strahlperiode 1995 findet man, wie aus Abbildung 8.8 ersichtlich, sehr viel weniger ϕ-Mesonen in Ereignissen, die als $c\bar{c}$-Ereignisse klassifiziert wurden, als im Jahre 1994. Demzufolge enthält auch das Histogramm der invarianten Massenverteilung der $\phi\pi$-Kombinationen nur sehr wenige Einträge, wie Abbildung 8.13 zeigt. Dieses Verhalten lässt sich darauf zurückführen, dass im Jahre 1995 bei der Klassifikation der Ereignisse eine vom Jahre 1994 verschiedene, mit deutlich anderen Auswahlkriterien arbeitende Software verwandt wurde.

Der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung von charm-Quarks ist bei Photoproduktionsereignisse am größten. Da im Jahre 1995 zahlreiche Photoproduktionsereignisse in anderen als der Ereignisklasse $c\bar{c}$ aufgezeichnet wurden, bietet es sich nun an, auf eine Klassifikation des Ereignisses gänzlich zu verzichten. Auf diese Weise steht eine größere Anzahl von Ereignissen, in denen man charm-Quarks vermuten darf, zur

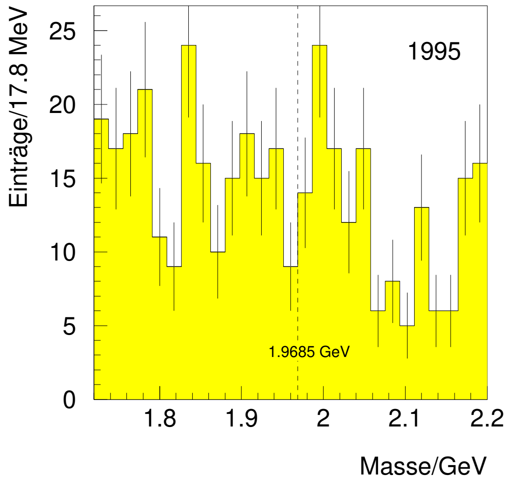
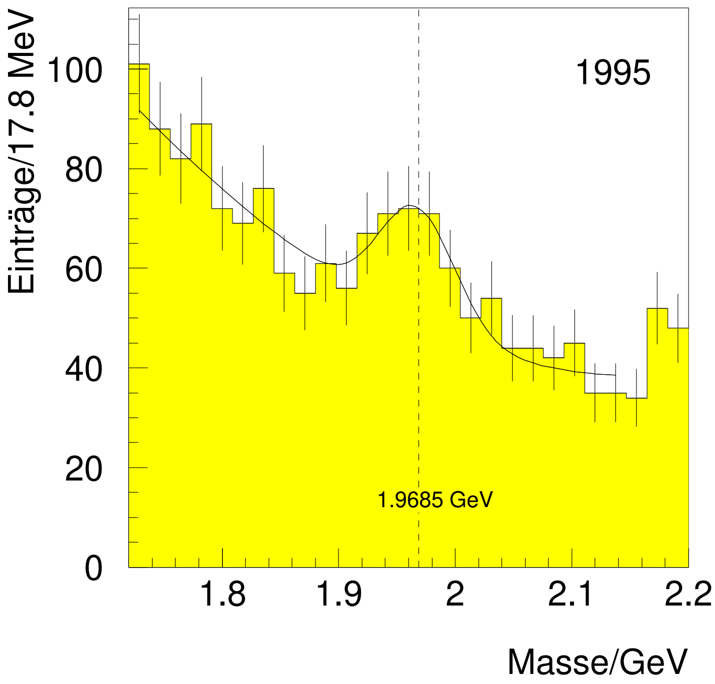


Abbildung 8.13: Invariante Masse der $\phi\pi$-Kombination für Ereignisse der Ereignisklasse 16 ($c\bar{c}$) des Jahres 1995. Die gestrichelte Linie gibt den Literaturwert der D_s-Masse von 1.9685 GeV wieder.



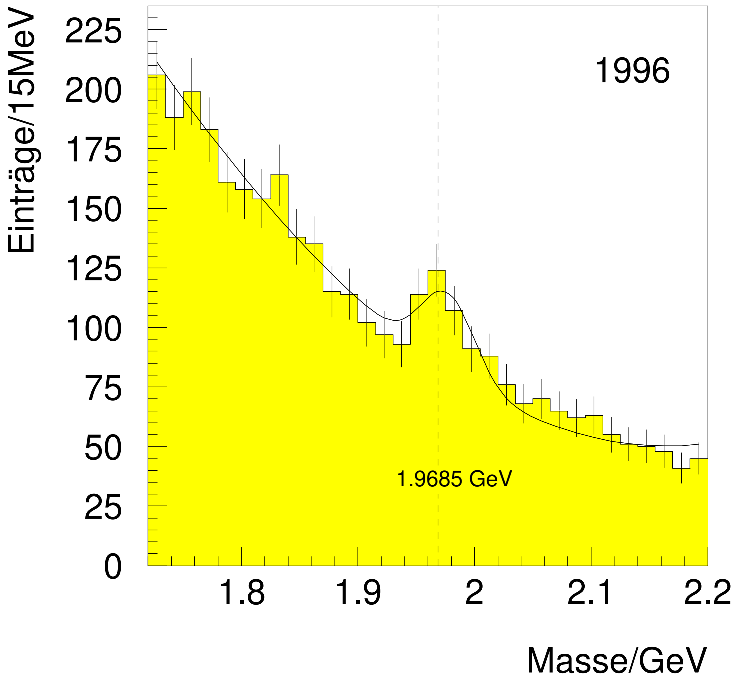
Ergebnis der Anpassung der Gaußfunktion:

Mittelwert /MeV	1967.3 ± 10
Breite σ /MeV	32.3 ± 10.5
Einträge	$\approx 106 \pm 52$

Abbildung 8.14: D_s^+-Signal im ϕ-Kanal für Daten des Jahres 1995. Es wurde keine Ereignisklasse ausgewählt. Die gestrichelte Linie gibt den Literaturwert der D_s-Masse von 1.9685 GeV wieder.

Verfügung [4].

[4] Bei der Rekonstruktion der Daten des Jahres 1994 waren die Auswahlkriterien der Ereignisklassifikation andere, so dass eine Beschränkung auf die Ereignisklasse $c\bar{c}$ sinnvoll ist. Im Jahre 1996 stand zum einen eine sehr viel größere integrierte Luminosität zur Verfügung (das spiegelt sich auch in Abbildung 8.8 wieder), zum anderen finden sich 1996 weniger potentielle charm-Ereignisse in anderen



Ergebnis der Anpassung der Gaußfunktion:

Mittelwert /MeV	1971.5 ± 6.8
Breite σ /MeV	14.7 ± 6.2
Einträge	$\approx 80 \pm 47$

Abbildung 8.15: D_s^+-Signal im ϕ-Kanal für Daten des Jahres 1996. Die gestrichelte Linie gibt den Literaturwert der D_s-Masse von 1.9685 GeV wieder.

Verzichtet man darauf, die Klassifikation des Ereignisses zu fordern, so erhält man für Daten des Jahres 1995 mit den Schnitten aus Tabelle 8.4 die in 8.14 gezeigte Verteilung der invarianten Masse der $\phi\pi$-Kombination. Es ist ein D_s-Signal zu sehen. Das Resultat der Anpassung einer Gaußfunktion und eines Polynoms vom Grade 3 zeigt die in Abbildung 8.14 eingeschlossene Tabelle.

Der Mittelwert der Gaußfunktion liegt nahe am Literaturwert des D_s-Mesons von 1968.5 ± 0.6 MeV. Innerhalb der Fehler sind die Breite des Signals aus Monte-Carlo-Ereignissen und die Breite des Signals, das man auf Daten der Strahlperode 1995 findet, miteinander verträglich.

8.5.4 Ergebnisse der Datennahme 1996

Mit den Schnitten aus Tabelle 8.4 erhält man für Daten der Strahlperiode 1996 die in Abbildung 8.15 gezeigt Verteilung der invarianten Masse. Deutlich erkennbar ist das D_s-Signal. Die Ergebnisse der Anpassung einer Gaußfunktion an das Signal sind in Abbildung 8.15 aufgeführt. Auch hier wurde ein Polynom dritten Grades gewählt, um den Untergrund zu beschreiben.

Der Mittelwert stimmt innerhalb des Fehler mit dem Literaturwert überein. Die

Ereignisklassen, so dass es ebenfalls sinnvoll ist, nur Ereignisse der Ereignisklasse $c\bar{c}$ zu betrachten. Die Ausnahme bilden die Daten des Jahres 1995.

Breite des Signals liegt nahe der Breite, die sich in Abschnitt 8.5.1 auf Monte-Carlo-Ereignissen zeigt und ist innerhalb des Fehlers mit den Ergebnissen auf den betrachteten Monte-Carlo-Ereignissen sehr gut verträglich.

Das sich gegenüber 1994 nicht nennenswert mehr D_s-Mesonen finden lassen, ist darauf zurückzuführen, dass bei der Auswahl der Pionen anspruchsvollere Anforderungen gestellt wurden. Eine D_s-Rekonstruktion mit Pion-Auswahlkriterien, wie sie für Daten des Jahres 1994 gewählt wurden, ist nicht möglich, da sich ein zu großer Untergrund ergibt.

In dieser Analyse gelingt es, mit den Daten der Jahre 1994, 1995 und 1996 D_s-Mesonen im Zerfallskanal $D_s \to \phi\pi$ mit dem H1-Detektor zu rekonstruieren. Es werden jeweils etwa 100 D_s-Mesonen gefunden.

Die Produktion von D_s-Mesonen ist gegenüber der Entstehung von D^0- und D^+-Mesonen unterdrückt, da statt eines Quarks der 1.Generation ein strange-Quark zur Bildung des D_s-Mesons benötigt wird. Da aber selbst in den Zerfallskanälen, die sich als besonders geeignet für die Rekonstruktion von offenem Charm erweisen, weniger als $\mathcal{O}(10^3)$ charmed Mesonen gefunden werden (vergleiche z.B. [H1C96]), zeigt die vorliegende Analyse, dass der hier untersuchte Zerfallskanal zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm nennenswert beitragen kann. Gelingt es in zahlreichen Zerfallskanälen charmtragende Hadronen zu rekonstruieren, so verbessert sich die Ausgangssituation für Untersuchungen, die sich des in Abschnitt 3.2.2 angesprochenen „double-tagging“ bedienen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde mit dem H1-Detektor nach D_s-Mesonen gesucht, die bei HERA in Proton-Elektron-Kollisionen entstehen.

Zunächst erfolgte eine Beschreibung des Experiments und der wichtigsten physikalischen Prozesse, die mit dem H1-Detektor untersucht werden. Es wurde erläutert, welche Teilchenspuren in der vorliegenden Analyse betrachtet werden, und wie der spezifische Energieverlust einer Spur bestimmt wird. Anschließend wurde eine Methode der Teilchenidentifikation vorgestellt, die jeder Spur anhand des spezifischen Energieverlustes eine Wahrscheinlichkeit dafür zuweist, dass es sich um ein bestimmtes Teilchen handelt.

Der zunächst untersuchte Zerfallskanal lautet $D_s^\pm \to K^0 K^\pm \to K_S^0 K^\pm \to \pi^+\pi^- K^\pm$. Es erfolgte eine Abschätzung der Anzahl der voraussichtlich nachweisbaren D_s-Mesonen. Die als Zwischenschritt notwendige Rekonstruktion von K_S^0-Mesonen wurde erläutert. Es konnten Auswahlkriterien für die K_S^0-Mesonen gefunden werden, die den Untergrund unter dem K_S^0-Signal reduzieren. Die Untersuchung erstreckte sich auf Daten der Strahlperioden 1994, 1995 und 1996. D_s-Mesonen ließen sich nicht nachweisen.

Desweiteren wurde der Zerfallskanal $D_s^\pm \to \Phi\pi^\pm \to K^+K^-\pi^\pm$ betrachtet. Eine Abschätzung der erwarteten D_s-Mesonen ließ den Zerfallskanal aussichtsreich erscheinen. Die Auswahl der für die weitere Rekonstruktion verwendeten Φ-Mesonen wurde diskutiert. Bei der Erprobung der Analyse mit Monte-Carlo-Ereignissen zeigte sich ein deutliches Signal. Das Ergebnis der Analyse wurde für Daten der Jahre 1994 , 1995 und 1996 gezeigt. In den Daten aller drei Strahlperioden war ein D_s-Signal erkennbar. Die Lage des Signals war mit den Literaturwerten und die Breite mit den Ergebnissen der Analyse der Monte-Carlo-Ereignisse vereinbar. Damit ist die Tauglichkeit der verwendeten Rekonstruktionsmethoden gezeigt worden. Es steht nun ein weiterer Kanal zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm zur Verfügung.

9.2 Ausblick

Die von HERA gelieferte Luminosität wird weiter ansteigen, so daß mit einer größeren Zahl auffindbarer D_s-Mesonen zu rechnen ist. Darüberhinaus werden in Zukunft die Messergebnisse der Microvertex-Detektoren zur Verfügung stehen. Diese Detektoren werden sekundäre Vertices vom Hauptvertex bis zu einem Abstand von $\mathcal{O}(100\ \mu\mathrm{m})$ trennen können [GAS96]. Damit besteht voraussichtlich die Möglichkeit, dem Zerfall des D_s-Mesons (Zerfallslänge 140 μm) einen sekundären Vertex zu zuordnen. Auf diese Weise wird die Anzahl der miteinander zu kombinierenden Spuren deutlich verringert. Die Rekonstruktion von D_s-Mesonen wird erheblich vereinfacht.

Anhang A

Der Fehler des erwarteten Energieverlustes

In Gleichung 6.1 geht der Fehler ein, mit dem der erwartete Energieverlust eine Teilchens behaftet ist. Dieser Fehler setzt sich aus dem Fehler der Impulsmessung und der Unsicherheit, mit der die „Theoriekurven“ 6.5 und 6.6 behaftet sind, zusammen. Im Folgenden wird der Beitrag der Impulsmessung zum Fehler $\sigma_{i,erwartet}$ betrachtet.

Der erwartete Energieverlust ist nach Gleichung 6.5 und 6.6:

$$-dE/dX = c_1 \frac{1}{\beta^2} \ln\left(\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)}\right) + \frac{c_2}{\beta^2} - c_3 \quad . \tag{A.1}$$

Die Geschwindigkeit β ergibt sich aus dem Impuls des Teilchens (Gleichung 5.5):

$$\beta^2 = \frac{p^2}{p^2 + m^2} \quad . \tag{A.2}$$

Im H1-Detektor wird nicht unmittelbar der Impuls gemessen, sondern der Kehrwert des transversalen Impuls $1/p_t$ einer Spur, sowie der zugehörige Polarwinkel Θ (zum Koordinatensystem siehe Abschnitt 2.2). Der Impuls ergibt sich somit als aus Θ und $1/p_t$ zusammengesetzte Größe:

$$p = \frac{p_t}{\sin\Theta} = \frac{1}{p_t^{-1}} \frac{1}{\sin\Theta} \quad . \tag{A.3}$$

Zur Vereinfachung wird $1/p_t$ im Folgenden x genannt. Damit ergibt sich β als:

$$\beta^2 = \frac{1}{1 + m^2 \left(p_t^{-1}\right)^2 \sin^2\Theta} = \frac{1}{1 + m^2 x^2 \sin^2\Theta} \quad . \tag{A.4}$$

Somit lässt sich der erwartete Energieverlust als Funktion der beiden Messgrößen $p_t^{-1} = x$ und Θ darstellen:

$$-dE/dX = \left(c_1 \ln\left(\frac{1}{m^2 x^2 \sin^2\Theta}\right) + c_2\right)\left(1 + m^2 x^2 \sin^2\Theta\right) - c_3 \quad . \tag{A.5}$$

Der Fehler einer Größe $f(x,y)$, die sich aus verschiedenen voneinander unabhängigen Messgrößen x und y ergibt, berechnet sich als:

$$\sigma^2_{f(x,y)} = \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 \quad . \tag{A.6}$$

Die Messung des Kehrwertes des Transversalimpulses und des Winkels Θ werden als unabhängig angenommen. Damit lässt sich der Fehler des erwarteten Energieverlustes aus den von der H1-Rekonstruktionssoftware angegebenen Fehlern der Θ- und p_t^{-1}-Messung (bzw. der x-Messung) σ_x und σ_Θ nach Gleichung A.6 errechnen. Es ergibt sich:

$$\sigma^2_{-\frac{dE}{dX}} = \left[\left(\frac{-2c_1}{x}\right) + \left(c_1 \ln \frac{1}{m^2x^2\sin^2\Theta} + c_2 - c_1\right)\left(2m^2x\sin^2\Theta\right)\right]^2 \sigma_x^2 +$$
$$\left[\left(\frac{-2c_1\cos\Theta}{\sin\Theta}\right) + \left(c_1 \ln \frac{1}{m^2x^2\sin^2\Theta} + c_2 - c_1\right)\left(2m^2x^2\sin\Theta\cos\Theta\right)\right]^2 \sigma_\Theta^2 \quad .$$

Mit dieser Gleichung und den Konstanten aus den Gleichungen 6.5 und 6.6 lässt sich nun für jede Spur der Fehler des erwarteten Energieverlustes errechnen. Dieser Fehler des erwarteten Energieverlustes ist für zahlreiche Spuren des Pionenbandes mit einem Gesamtimpuls größer 0.25 GeV ermittelt worden. Aus diesen Fehlern ist für jede Anzahl von dE/dX-Treffer ein Mittelwert gebildet worden. In Abbildung 6.4 ist dieser Mittelwert in Abhängigkeit von der Anzahl der dE/dX-Treffer dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[BER92] Christoph Berger.
Teilchenphysik, Eine Einführung.
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1992 .

[BH34] H. Bethe und W. Heitler.
Proc.Roy.Soc.
1934 A 16 Seite: 83.

[BOT96] M. Botje, M. Klein und C.Pascaud.
Future Precision Measurements of $F_2(x, Q^2)$, ..
In: Future Physics at HERA, Volume 1, Seite 33ff.
DESY Hamburg, 1996.
Herausgeber: G. Ingelman, A. de Roeck und R. Klanner.

[CDF94] CDF Kollaboration.
Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.8$ *TeV.*
Fermilab-pub-94/097-E, CDF/PUB/TOP/PUBLIC/2561.
Mai 1994.

[DAS77] DASP Kollaboration.
Evidence for the F Meson.
Phys. Lett. B, 70: Seiten 132–136, September 1977.

[DRE96] H. Dreiner, H.-U. Martyn, S. Ritz und D. Wyler.
Beyond the Standard Modell, Group Summary.
In: Future Physics at HERA, Volume 1, Seiten 239ff.
DESY Hamburg, 1996.
Herausgeber: G. Ingelman, A. de Roeck und R. Klanner.

[DUD96] Dudenredaktion.
Duden, Rechtschreibung der deutschen Sprache.
Dudenverlag Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich 1996.
21., völlig neu bearbeitete und erweiterte Auflage.

[EF96] R. Eichler und S. Frixione.
Heavy Flavour Production.
In: Future Physics at HERA, Volume 1, Seite 351ff.
DESY Hamburg, 1996.
Herausgeber: G. Ingelman, A. de Roeck und R. Klanner.

[FNR95] S. Frixione, P. Nason und G. Ridolfi.
Differential Distributions for Heavy Flavour Production at HERA.
CERN-TH/95-143.

[GAS96] Johannes Gassner.
Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors.
Dezember 1996.
Diplomarbeit, Institut für Teilchenphysik, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich.

[H1L96] H1-Kollaboration.
Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA.
Submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP '96, Warsaw, Poland. Juli 1996. Paper pa17-026.

[H1C96] H1-Kollaboration.
Photoproduction of $D^{*\pm}$Mesons in Electron-Proton Collisions at Hera.
DESY Hamburg, 1996.
DESY Report, 96-055.
Veröffentlicht in: Nuclear Physics, B 472, 1996, 32.

[H1D96] H1-Kollaboration.
The H1 Detector at Hera.
DESY Hamburg, 1996.
Internal Report DESY H1-96-01.
Veröffentlicht in: Nucl. Instr. and Meth., A 386, 1997, Seite 310 ff.

[HEN96] Stefan Hengstmann.
Erzeugung von Φ-Mesonen in der Photoproduktion im H1-Detektor bei HERA.
Oktober 1996.
Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.

[HERA91] *Physics at HERA.*
DESY Hamburg, Oktober 1991.
Herausgeber: W.Buchmüller und G. Ingelman.

[HERA96] *Future Physics at HERA.*
DESY Hamburg, 1996.
Herausgeber: G. Ingelman, A. de Roeck und R. Klanner.

[HB94] HERA-B-Kollaboration.
An Experiment to Study CP-Violation in the B-System using an Internal Target at the HERA Proton Ring.
DESY Hamburg, Mai 1994.
Design Report DESY PRC 94/2.
Zugänglich über die HERA-B-Homepage im WWW.

[HER93] HERMES-Kollaboration.
Technical Design Report.
DESY Hamburg, Juli 1993.
Zugänglich über die HERMES-Homepage im WWW.

[HOE98] Peter Höting.
Studien zum Nachweis des radiativen D^{*0}-Zerfalls im H1-Detektor.
Diplomarbeit in Vorbereitung, III. Physikalisches Institut Lehrstuhl B, RWTH Aachen, Januar 1998.

[IS88] G.Ingelman und G.A. Schuler.
Characteristics of heavy flavour production in ep collisions.
Februar 1988, DESY 88-020.

[JOH96] Karen Johannsen.
Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector.
Dissertation, Universität Hamburg
Juni 1996.
Internal Report Desy FH1-96-01.

[KLE84] Konrad Kleinknecht.
Detektoren für Teilchenstrahlung.
B. G. Teubner, Stuttgart 1984.

[LEY94] Christoph Ley.
Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}-Zerfalls im H1-Experiment.
Dissertation, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Dezember 1994. PITHA 1994/55.

[LOH92] E. Lohrmann.
Hochenergiephysik.
B. G. Teubner, Stuttgart 1992.

[LUB93] V. Lubimov.
Particle Separation by Likelihood Analysis of dE/dx Measurement in H1 Track Chambers.
ITEP, Moskau, November 1993.
H1-Note: H1-11/93-329.

[OPA96] OPAL-Kollaboration.
A study of charm hadron production in $Z^0 \to c\bar{c}$ and $Z^0 \to b\bar{b}$ decays at LEP .
Z.Phys. C, 72: Seiten 1–16, Juli 1996.
CERN-PPE/96-51.

[PAL98] Patrick Palmen.
mündliche Mitteilung.
Dissertation in Vorbereitung, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen.

[PDG96] Particle Data Group PDG.
Review of Particle Physics.
Physical Review D, Particles and Fields 54(1), Juli 1996.

[PAW94] Hardy Pawletta.
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Φ-Mesonen mit dem H1-Detektor
Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B, RWTH Aachen, August 1994.
PITHA 1994/38.

[PAW98] Hardy Pawletta.
Mündliche Mitteilung.
Dissertation in Vorbereitung, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen.

[PER90] Donald H. Perkins.
Hochenergiephysik.
Addison-Wesley, Bonn, München u.a., 1990.

[RIE95] Michael Rietz.
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^{\pm}$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1.
Dissertation, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Januar 1995.
PITHA 1995/5.

[SAH94] Norbert Sahlmann.
Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1-Detektor.
Dissertation, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Oktober 1994.
PITHA 1994/32.

[THE97] Jan Theißen.
Untersuchung harter Streuprozesse in der diffraktiven Photoproduktion bei HERA.
Dissertation im Druck, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Dezember 1997. PITHA 1997/49.

[THO96] Graham Thompson.
An Introduction to HERA Physics.
Queen Mary and Westfield College, London University, Oktober 1996.
H1-Note H1-10/96-492.
Talk at XXVI International Symposium on Multiparticle Dynamics, Faro, September 1996.

[UEL96] Peter Uelkes.
Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA.
Dissertation, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, November 1996. PITHA 1996/35.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Ganz besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Hardy Pawletta für die außergewöhnlich gute Betreuung meiner Diplomarbeit. Er nahm sich stets Zeit für meine Fragen und hat diese Arbeit durch zahlreiche Anregungen bereichert.

Patrick Palmen, Hardy Pawletta und Hans-Bernhard Bröker danke ich für die zahlreichen Hilfestellungen in Computer- und Softwarefragen gerade in der Anfangszeit dieser Arbeit.

Allen Mitgliedern der Aachener *he*-Gruppe möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und für die ständige Bereitschaft, offene Fragen zu diskutieren, danken.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich Hans-Bernhard Bröker, Dr. H. Gräßler, Peter Höting und Hardy Pawletta.