Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $ep \to D_s X$ in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Peter Hommelhoff

DIPLOMARBEIT

unter der Leitung von
Prof. Dr. Ralph Eichler

Institut für Teilchenphysik
ETH Zürich

Juni 1999

Inhaltsverzeichnis

1 HERA

1.1 Einführung

Seit 1992 wird beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg der Elektronen-Protonen-Speicherring HERA[1] betrieben, der es ermöglicht, Elektronen bzw. Positronen[2] mit Protonen bei Schwerpunktenergien von bis zu 300 GeV kollidieren zu lassen.

Diese Art von Experiment ist im weiteren Sinne eine Fortsetzung der Rutherfordschen Streuexperimente, doch ermöglicht die viel höhere Energie einen tieferen Blick in die Struktur des Protons.

Heute allgemein akzeptiert ist die Zusammensetzung der Nukleonen aus Quarks.

1.2 Quarkmodell

Up- und Down-Quark machen die sog. erste Generation von Quarkfamilien aus. Zur zweiten gehören Charm- und Strange-Quark, zur dritten Top und Bottom. Up, Charm und Top haben Ladung 2/3, die anderen $-1/3$. Alle tragen Spin 1/2. Die Massen sind Tabelle 1 zu entnehmen.

	Erste	Zweite	Dritte Gen.
	Up Down	Charm Strange	Top Bottom
Massen in GeV/c^2	$0{,}0017 \cdots 0{,}005$ $0{,}003 \cdots 0{,}009$	$1{,}1 \cdots 1{,}4$ $0{,}06 \cdots 0{,}17$	$173{,}8 \pm 5{,}2$ $4{,}1 \cdots 4{,}4$

Tabelle 1: Quarkmassen

Teilchen, die aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammengesetzt sind, heissen Baryonen, Teilchen die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, heissen Mesonen.

Demnach ist das Proton aus zwei Up- und einem Down-Quark aufgebaut. Dies sind die Valenzquarks, die die Quantenzahlen bestimmen. Neben den

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2] In den Jahren 1994-97 wurden statt Elektronen Positronen verwendet, die im folgenden im Begriff Elektron mit eingeschlossen sein sollen.

Valenzquarks gibt es noch die Seequarks im Proton, die aus Quantenfluktuationen enstehen und wieder vernichtet werden. Nach weit verbreiteter Meinung werden nur leichte Quarks mit nicht verschwindender Wahrscheinlichkeit als Seequarks erzeugt. Als leichte Quarks zählen Up, Down und Strange. Gebunden werden die Quarks durch die Gluonen, die Träger der Starken Wechselwirkung.

Bei Hera können bis auf das schwere Top alle Quarks mit meßbarer Rate erzeugt werden.

Die Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen eignet sich als ein spezielles Verfahren zur Untersuchung der Protonstruktur.

1.3 HERA

HERA liegt etwa 20 m unter der Erde und besteht aus zwei 6,3 km langen, nahezu kreisförmigen Strahlrohren: einem für Protonen und einem für Elektronen. Die Protonen fliegen von oben betrachtet gegen den Uhrzeigersinn; sie werden von supraleitenden Magneten geführt. Die Elektronen fliegen im Uhrzeigersinn und benötigen wegen ihrer geringeren Energie keine supraleitenden Magnete.

Beide Teilchensorten werden zunächst in Linearbeschleunigern bereits in Bündeln vorbeschleunigt, durchlaufen darauf die Ringbeschleuniger DESY und PETRA und werden dann in HERA eingeschossen, wo sie auf ihre Endenergie von 27,5 GeV (Elektronen) und 820 GeV (Protonen) gebracht werden. Abb. 1 gibt einen Überblick über HERA und seine Vorbeschleuniger.

HERA wird mit 180 Bündeln beider Teilchenarten gefüllt. Für Elektronen kann ein Maximalstrom von 60 mA und für Protonen von 160 mA erreicht werden. Der Protonenstrom ist über einige Tage nahezu konstant, wohingegen der Elektronenstrom im Bereich von Stunden auf die Hälfte seines Startwertes abgesunken ist. Aus diesem Grund werden typischerweise zweimal pro Tag die Elektronenpakete neu gefüllt. Das ist allerdings nur möglich, indem die Pakete komplett neu eingeschossen werden.

Da die Zeit zwischen zwei möglichen Teilchenkollisionen (sog. bunch crossings) 96 ns beträgt, werden hohe Ansprüche an die Geschwindigkeit der Triggerelektronik gestellt, auf die in Abschnitt 2.2 eingegangen wird.

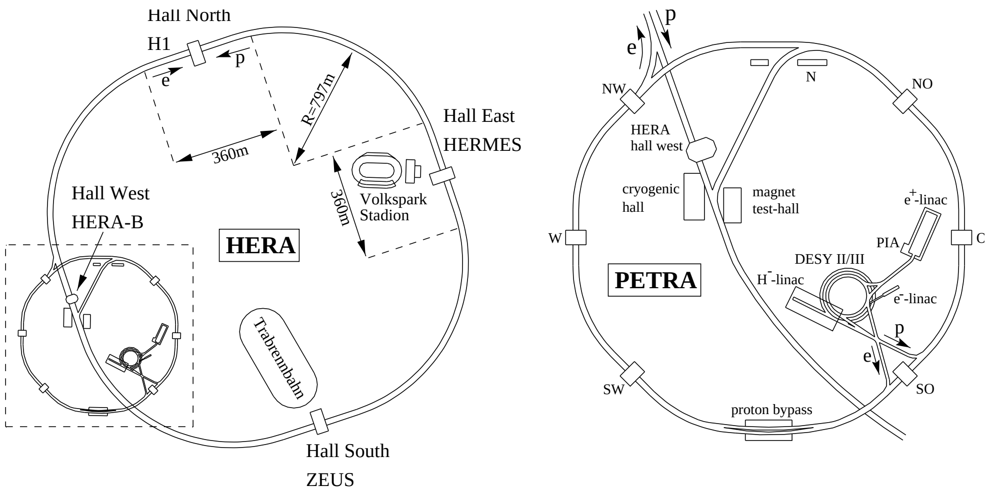


Abbildung 1: HERA und ihre Vorbeschleuniger PETRA, DESY und die Linearbeschleuniger. Das H1-Experiment befindet sich in der Halle Nord.

1.4 Experimente

H1 und ZEUS: H1 und ZEUS sind die beiden unabhängig voneinander arbeitenden Streuexperimente, die sowohl den Protonen- als auch den Elektronenstrahl benutzen. Beide bestehen aus einem Detektor, der nahezu den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt. Der H1-Detektor steht im Zentrum des folgenden Kapitels.

HERMES: In diesem Experiment wird nur der Elektronenstrahl benutzt, der aufgrund des Sokholov-Ternov-Effekts transversal polarisiert ist. Ein Spinrotator, der die $g-2$-Präzession des Elektrons ausnutzt, dreht die Polarisationsrichtung, so daß die Elektronen für das HERMES-Experiment longitudinal polarisiert sind. Läßt man diese polarisierten Elektronen auf polarisierte Nukleonen treffen, so kann man Informationen über die Spinstruktur innerhalb der Nukleonen erhalten.

HERA-B: Das jüngste HERA-Experiment, das sich zur Zeit noch im Aufbau befindet, wird den Halo des Protonenstrahls (von der Strahlachse entfernt fliegende Protonen) verwenden, um ihn auf eine feststehende Probe zu schießen und damit Aussagen über CP-Verletzungen im System der B-Mesonen zu machen.

2 Der H1-Detektor

In Flugrichtung der Protonen können die Ereignisse mit den höchsten Energien und Teilchendichten auftreten. Deshalb ist der H1-Detektor dort verstärkt instrumentiert. Abbildung 2 zeigt ein Bild des H1-Detektors.

Von innen nach aussen setzt er sich zusammen aus

- dem Spurdetektor-System, das zur Spuraufzeichnung dient und aus dem zentralen Spurdetektor und dem Vorwärtsspurdetektor besteht. Von innen nach aussen bilden CST[3], CIP[4], CIZ[5], CJC[6], COZ[7] und COP[8] den zentralen Spurdetektor.

- dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, das in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil getrennt ist und die Energien von Elektronen, Photonen und Hadronen durch möglichst vollständige Absorption dieser messen soll.

- der supraleitenden Magnetspule, die ein homogenes Solenoid-Feld von 1,16 T im Innern des Detektors aufbaut.

- den Myonkammern, die zur Erkennung und Energievermessung der Myonen da sind. Myonen fragmentieren nicht in hadronische Schauer, da sie Leptonen sind, haben aber eine so grosse Masse, daß sie viel weniger Energie beim Durchgang durch Materie abstrahlen als Elektronen und dadurch die inneren Detektorelemente leicht durchqueren.

In Protonflugrichtung sitzen zusätzlich ein Kalorimeter und ein Myonspektrometer, in Elektronenflugrichtung das Kalorimeter SPACAL[9], das auch in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich unterteilt ist.

2.1 Spurdetektor-System

Da für diese Arbeit die Spuraufzeichnung im zentralen Spurdetektor-System von Bedeutung ist, soll auf sein Aufbau, speziell auf den des CST, etwas

[3]Central Silicon Tracker
[4]Central Inner Proportional Chamber
[5]Central Inner Z-Chamber
[6]Central Jet Chamber
[7]Central Outer Z-Chamber
[8]Central Outer Proportional Chamber
[9]Spaghetti-Kalorimeter

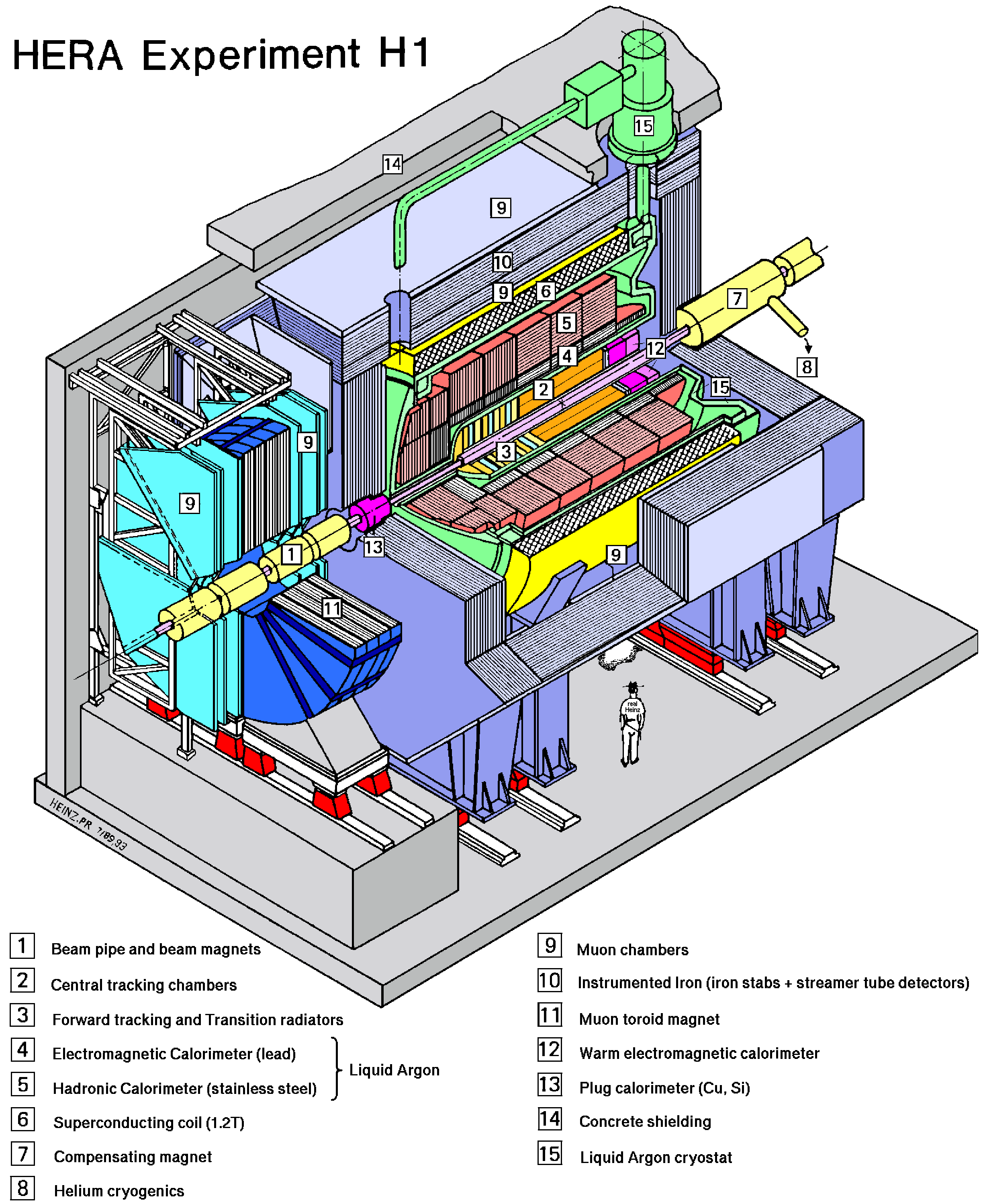


Abbildung 2: Der H1-Detektor. Von rechts kommen die Protonen, von links die Elektronen.

detaillierter eingegangen werden.

2.1.1 H1-Koordinatensystem

Dazu wird das H1-Koordinatensystem benötigt, das wie folgt definiert ist (vgl. Abb. 3): In Protonflugrichtung (sog. Vorwärtsrichtung) zeigt die z-Achse[10], die x-Achse weist zum Beschleunigermittelpunkt, die y-Achse zeigt aus der Flugebene des Protons nach oben, so daß sich ein (orthogonales) Rechtssystem ergibt. Der Polarwinkel Θ wird in der y-z-Ebene von der positiven z-Achse aus gemessen, der Azimutwinkel φ in x-y-Ebene von der positiven x-Achse aus.

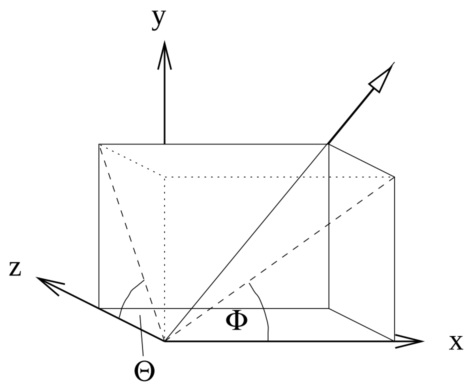


Abbildung 3: Das H1-Koordinatensystem. Die z-Richtung zeigt in Protonflugrichtung, der sog. Vorwärtsrichtung.

2.1.2 Zentraler Siliziumvertexdetektor CST

Aufbau Der CST besteht aus zwei konzentrisch um die Strahlachse angeordneten Lagen Silizium-Streifen-Detektoren mit Radien von 5,8 und 9,7 cm.

[10]Genau genommen ist das nicht die z-Achse des H1-Detektors: Diese ist durch die Richtung seines Solenoid-Magnetfeldes und die Richtung der in der CJC gespannten Drähte definiert. Der Winkel des Protonenstrahls zu diesen beiden Richtungen liegt im Bereich von einigen Milirad. Dieser Unterschied ist meßbar.

Der Detektor ist 36 cm lang und umschließt in seinem Zentrum den Wechselwirkungspunkt. Die innere Lage ist aus zwölf, der äußere aus zwanzig ebenen Modulen (sog. Leitern) sensitiven Materials aufgebaut.

Die Leitern bestehen aus sechs Siliziumsensoren, die jeweils $5{,}6 \times 3{,}2\,\mathrm{cm}^2$ groß und $300\,\mu$m dick sind.

Das Substrat ist hochreines Silizium, das streifenförmige p- bzw. n-Implantate enthält. Eine außen angelegte Gleichspannung von 30 bis 50 Volt sorgt für ein durchgehendes elektrisches Feld, so daß die Module pn-Übergänge darstellen.

Fliegt ein geladenes Teilchen durch einen Sensor, erzeugt es durch Ionisation Elektron-Loch-Paare, die durch die außen anliegende Spannung abgesaugt werden und als Ladungspulse gemessen werden können. Dazu sind auf der p-Seite Aluminiumstreifen parallel zur z-Achse aufgebracht, die so durch die Messung des Durchtrittpunktes des Teilchens durch den CST den Azimutwinkel φ bestimmen. Der Streifenabstand beträgt auf der p-Seite $50\,\mu$m, es gibt 640 Auslesekanäle pro Sensor.

Die n-Seite trägt senkrecht zur z-Achse laufende Streifen mit einem Abstand von $88\,\mu$m. Sie dienen zur Bestimmung der z-Koordinate des durchtretenden Teilchens. Zum Auslesen müssen diese Signale senkrecht zu den Streifen abgeführt werden. Dazu ist eine zweite Lage Metallstreifen nötig, die von der ersten durch eine $5\,\mu$m dicke Schicht Siliziumoxid getrennt ist. Da diese zwei Metallagen als Kapazität wirken, ist die Ladungspulsmessung auf der n-Seite schlechter als auf der p-Seite.

Gehalten werden die Leitern von Kohlefaserträgern, die die nötige Steife bei kleinem Materialaufkommen gewährleisten (je näher die H1-Detektorkomponenten am Strahlrohr liegen, desto mehr Beachtung wird auf die Material- und Dichteminimierung gelegt, um die Energien und Bahnen der Teilchen so wenig wie möglich zu beeinflussen).

Die Polarwinkelakzeptanz des CST liegt bei $30^\circ < \Theta < 150^\circ$, azimutal wird der volle Winkelbereich abgedeckt. Lücken in z zwischen benachbarten Sensoren in den einzelnen Leitern lassen 3 % der Detektorfläche unsensitiv.

Auflösung Die intrinsische Auflösung des CST ist in $r\varphi$ $12\,\mu$m, in z bei senkrechtem Einfallswinkel $23\,\mu$m. Die z-Auflösung nimmt mit flacher werdendem Einfallswinkel ab (nach [4]).

Die für das Experiment interessante Auflösung ist die Genauigkeit, mit der ein Punkt einer Teilchenspur gemessen werden kann. Neben der intrinsischen Auflösung tragen die Geometrie und die Vielfachstreuung zu dieser Genauigkeit bei.

Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein Material, wird es in ihm mehrfach um kleine Winkel abgelenkt. Der Großteil dieser Ablenkungen resultiert aus Coulombstreuung am Kern (sog. Vielfach-Coulomb-Streuung). Die resultierende Winkelverteilung der Vielfachstreuung ist für kleine Ablenkungen etwa gaußförmig um die nicht abgelenkte Spur verteilt.

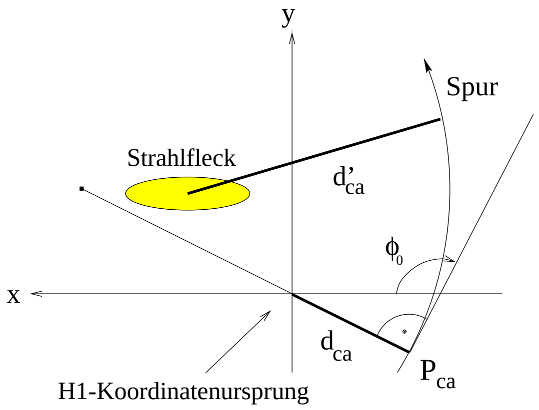


Abbildung 4: Zur Definition der Spurparameter in $r\varphi$. d_{ca} bezeichnet den kleinsten Abstand der Spur zum Ursprung, φ_0 die Flugrichtung am P_{ca}-Punkt, d'_{ca} ist die kleinste Entfernung zum Runvertex. Die Krümmung κ der Spur ist das Inverse ihres Radius. Der Runvertex ist der gemittelte tatsächliche Wechselwirkungspunkt. Er liegt einige Millimeter in x- und y-Richtung verschoben vom Koordinaten-Nullpunkt. Die Größe des Strahlflecks beträgt in x-Richtung etwa 155 μm, in y-Richtung 31 μm.

Für Daten des Jahres 1997 beträgt die Auflösung des CST

$$\sigma(d'_{ca}) = \sqrt{(69\mu m)^2 + \left(\frac{103\mu m}{p_\perp/\mathrm{GeV/c}}\right)^2}. \qquad (1)$$

Die Formel gibt den Fehler des Wertes der nächsten Annäherung (d'_{ca}) an den Runvertex an.

Man sieht, daß die Auflösung mit abnehmendem Impuls schlechter wird, was eine Folge der Vielfachstreuung ist. Hauptursache der Vielfachstreuung war 1997 das Aluminiumstrahlrohr, dessen Dicke von 1,7 mm einer Strahlungslänge von 1,9%$\cdot X_0$ entspricht. X_0 ist die Länge, die ein hochenergetisches Elektron fliegen muß, um im Mittel $1/e$ seiner Energie durch Bremsstrahlung zu verlieren.

Formel 1 gilt in der $r\varphi$-Ebene unter der Voraussetzung, daß der Durchtrittspunkt auf der p-Seite der inneren und der äußeren Detektorlage gemessen ist.

Für Treffer, die sowohl auf der p- als auch auf der n-Seite gemessen sind (sog. Stereotreffer), liegt die Effizienz des CST, das Verhältnis gemessener zu meßbarer Spuren, bei 85 %. Die Wahrscheinlichkeit, daß die gemessenen Durchtrittspunkte tatsächlich zu der Spur gehören, wird mit Reinheit bezeichnet. Sie beträgt für die $r\varphi$-Projektion 95 %. Das Produkt aus Effizienz und Reinheit gibt den Anteil richtig gemessener Spuren im CST an.

2.1.3 Zentrale Spurkammern

Abb. 5 zeigt ein Bild der Spurdetektoren bei H1.

Nach außen an den CST schließt sich die CIP an. Sie, wie auch die COP, ist eine Vieldraht-Proportionalkammer und dient den Triggern. Da sie sehr schnell ausgelesen werden können, werden ihre Informationen schon zur Entscheidungsfindung in Triggerlevel 1 (s. Abschnitt 2.2) herangezogen.

CIZ und COZ messen die z-Koordinate der Spuren mit einer Genauigkeit von $\sigma_z \approx 300\,\mu$m.

Die CJC besteht aus zwei großen, unabhängigen Driftkammern. Sie tragen beide parallel zur Strahlachse gespannte Drähte, die eine gute Spurvermessung in der $r\varphi$-Ebene ermöglichen. Ihre nominelle Auflösung liegt bei $\sigma_{r\varphi} \approx 170\,\mu$m.

2.2 Triggersystem

Aufgabe des Triggersystems ist es, aus der großen Anzahl stattfindender Prozesse diejenigen herauszufinden, die physikalisch interessant sind und zur späteren Untersuchung zur Verfügung stehen sollen, hingegen diejenigen zu

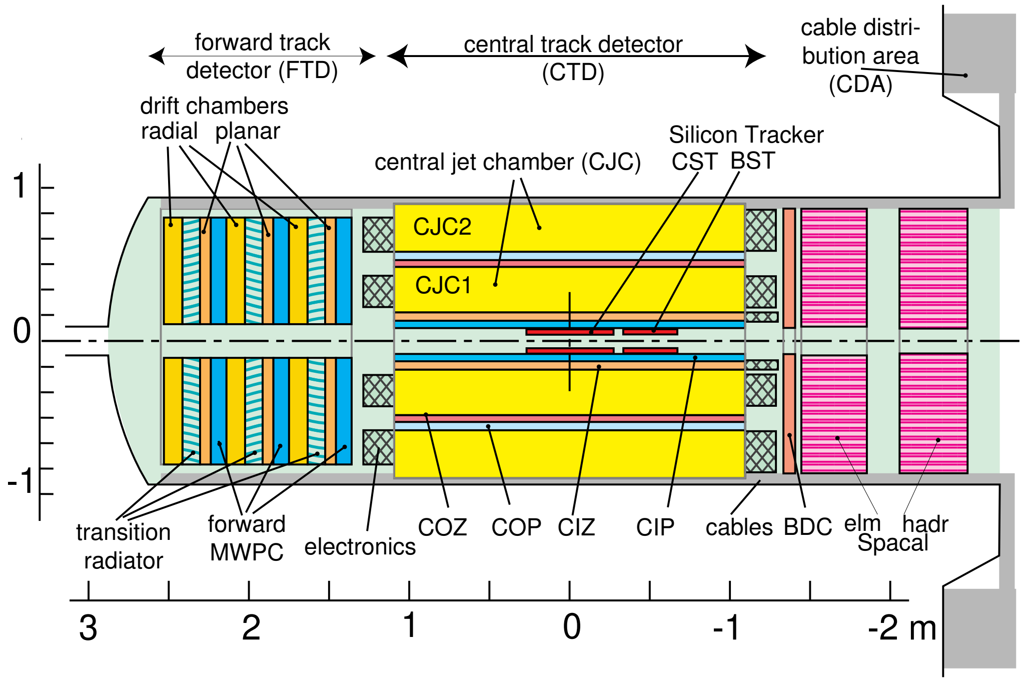


Abbildung 5: Die H1-Spurdetektoren

Strahl-Gas-Wechselwirkung		50 kHz
Kosmische Myonen		700 Hz
gesamt $c\overline{c}$	1μb	15 Hz
DIS, $Q^2 < 0,1\,\mathrm{GeV}^2$	150 nb	2,2 Hz
DIS, $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$	1,5 nb	1,4 min^{-1}
W-Produktion	0,4 pb	0,5 d^{-1}

Tabelle 2: Wirkungsquerschnitte und Raten bei Designluminosität $L = 1{,}5 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$

verwerfen, die nur Speicherplatz kosten aber keinen wissenschaftlichen Nutzen bringen. Zu letzteren Prozessen zählen Strahl-Gas-Wechselwirkungen, kosmische Myonen, Synchrotronstrahlung vom Elektronenstrahl und gestreute Protonen, die bei Kollision mit dem Strahlrohr Teilchenschauer versursachen. Die Rate dieser Prozesse ist um bis zu einigen Zehnerpotenzen größer als die der zu untersuchenden Ereignisse (s. Tabelle 2).

Die Entscheidung, ob ein Ereignis ausgelesen und aufgezeichnet werden soll, muß in sehr kurzer Zeit erfolgen, will man eine Totzeit des Detektors allein aufgrund dieser Entscheidung vermeiden. Aus diesem Grunde ist das Triggersystem in verschiedene Stufen (sog. Level) aufgeteilt.

Level 1: Die meisten Subdetektoren können bereits für diesen Triggerlevel benutzt werden, doch können aus Zeitgründen nur einfache Bedingungen untersucht werden. So werden als sog. Triggerelemente beispielsweise Vertexposition, Energie in den Kalorimetern oder Spuren bestimmter Krümmung herangezogen, die zusammengesetzt die sog. Subtrigger bilden. Bei H1 gibt es 192 Triggerelemente, die in der zentralen Triggerlogik zu 128 Subtriggern kombiniert werden. Gibt einer der Subtrigger ein Signal, d.h., sind alle seine Triggerelemente erfüllt, so wird das Ereignis festgehalten (L1-keep). Da L1-keep mit einer Verzögerung von 24 Bündelkollisionen kommt, müssen die Subdetektor-Rohdaten in einer sog. Pipeline so lange gehalten werden, bis sicher kein L1-keep mehr kommt. Kommt ein L1-keep, wird die Aufzeichnung neuer Daten blockiert und die Pipeline ausgelesen.

Die in dieser Arbeit geforderten Subtrigger sind ST61 und ST2. ST61 besteht aus folgenden Triggerelementen:

- DCrφ_THig: mindestens eine Spur mit $p_\perp > 800$ MeV/c
- zVtx_sig: signifikantes Signal im z-Vertex-Histogramm gemessen mit den Proprotionalkammern. Damit liegt wahrscheinlich ein Vertex innerhalb von $z = \pm 5$ cm.
- SPCLe_IET_Cen_3: Elektron im SPACAL mit mindestens 6 GeV Energiedeposition
- $\neg$ SPCLh_AToF_E_1: geringe hadronische Gesamtenergie im SPACAL
- $\neg$ BToF_BG: Veto auf Hintergrundaktivität im Rückwärts-Flugzeit-System
- $\neg$ VETO_inner_BG: Keine Aktivität in den inneren Vetozählern in Rückwärtsrichtung
- $\neg$ VETO_outer_BG: Keine Aktivität in den äußeren Vetozählern in Rückwärtsrichtung
- $\neg$ DCrφ_NL_many: weniger als zwanzig negative Spuren mit $p_\perp <$ 800 MeV/c
- $\neg$ DCrφ_NH_many: weniger als zwanzig negative Spuren mit $p_\perp >$ 800 MeV/c
- $\neg$ DCrφ_PL_many: weniger als zwanzig positive Spuren mit $p_\perp <$ 800 MeV/c
- $\neg$ DCrφ_PH_many: weniger als zwanzig positive Spuren mit $p_\perp >$ 800 MeV/c
- FToF_IA $\vee$ $\neg$FToF_BG: der Zeit nach mögliches Wecheselwirkungsereignis oder kein Hintergrundereignis. Im Wesentlichen dient dies gegen Untergrundereignisse aus Synchrotronstrahlung.

ST2 besteht im Wesentlichen aus den gleichen Triggerelementen, doch ist die SPACAL-Bedingung schwächer. Statt eines 6-GeV-Elektron-Signals wird nur eines mit mindestens 2 GeV verlangt.

Die einzelnen Triggerelemente sind durch logische UNDs verbunden. Für häufig vorkommende Ereignisse sind die Subtrigger noch mit einer Skalierung (sog. prescale) versehen. Sie sorgt dafür, daß nicht jedes Ereignis, das den Subtrigger erfüllt, aufgezeichnet wird sondern nur jedes n-te, wenn n der Skalierungsfaktor ist. Dies muß bei der Ermittlung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden.

Level 2: Es werden die einzelnen Subdetektoren auf Korrelationen untersucht. Man bedient sich der Topologie des Ereignisses (L2TT), die die Verteilungt der Spuren und Energiecluster im Detektor beschreibt. Hier gehen schon genaue Vorstellungen über das Aussehen (die Topologie) einer bestimmten Ereignisklasse ein, was zu einer großen Reduktion von Untergrundereignissen führt, allerdings auch die Gefahr brigt, daß unbekannte Ereignisseklassen von den Triggern verworfen werden. Um zu vermeiden, daß eine ganze Ereignisklasse der Analyse nicht zur Verfügung steht, werden immer wieder zufällig ausgesuchte Ereignisse aufgezeichnet, die kein Triggersignal auslösen. Die Entscheidungszeit für Level 2 betrğt 20 μs. In dieser Arbeit wird L2 nicht verwendet.

Level 3: Dieser Triggerlevel war als Verfeinerung des Level 2 gedacht, doch ist er noch nicht implementiert worden.

Level 4, Filter Farm: Sie besteht aus einem asynchronen Softwaretrigger, der auf schnellen Prozessoren die vollständigen Rohdaten des Ereignisses verarbeiten kann. Die Idee des Level 4-Triggers ist einerseits, Ereignisse, die nicht aus ep-Kollisionen stammen aber die vorherigen Triggerstufen passiert haben, aufgrund ihrer z-Koordinate oder ihres d_{ca} zum Nominalvertex zu verwerfen, andererseits die Zahl der aufzuzeichnenden ep-Ereignisse zu verringern. Dazu bedient man sich zunächst sog. hard scale cuts, die die Ereignisse auf selten stattfindende Signaturen untersuchen, beispielsweise einem Jet mit hoher Energiedeposition in transversaler Richtung, fehlendem transversalen Impuls oder einem Elektron mit hohem transversalen Impuls im SPACAL.

Ist ein Ereignis noch nicht bereits durch diese Selektion zur Speicherung ausgewählt worden, laufen verschiedene sog. exclusive final state finder ab. HQSEL45 ist das Programm, das die Ereignisse auf schwere Quarks hin durchsucht. Es betrachtet insgesamt 14 verschieden Kanäle und sucht nach D^*, D^0, $D^\pm$, D_s und Λ_c.

In der endgültigen Rekonstruktion (Level 5, offline) wird HQSEL45 zur Klassifizierung der Ereignisse verwendet.

2.3 Luminositäts-System

Die Luminosität wird aus der Rate des theoretisch gut verstandenen Bethe-Heitler-Prozesses $ep \to ep\gamma$ bestimmt. Da als Untergrund Bremsstrahlungs-

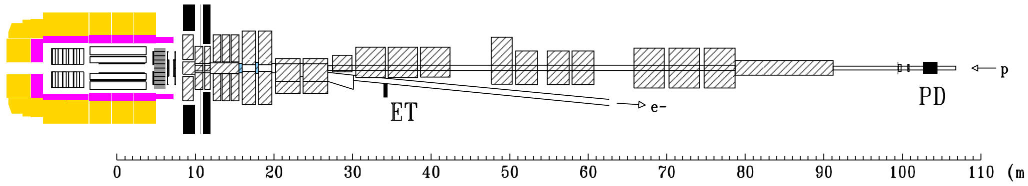


Abbildung 6: Das Luminositätsmessungssystem. Es besteht aus dem Elektrontagger (ET) bei −33 m und dem Photondetektor (PD) bei −103 m.

prozesse mit dem Restgas stattfinden, gibt es Elektronenbündel, die keinen Partner unter den Protonbündeln haben (pilot bunches). Deren Bremsstrahlungsprozesse stammen damit sicher vom Restgas, so daß diese Rate, normiert auf die Bündelzahl, subtrahiert werden muß:

$$L = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis}}. \tag{2}$$

R_{tot} ist die Gesamtrate der Bremsstrahlungsprozesse, R_0 die der pilot bunches, I_{tot}, I_0 die entsprechenden Elektronen-Ströme; σ_{vis} ist der für die Detektoren sichtbare Teil des Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnittes.

Gemessen werden die Prozesse in Koinzidenz im 33m-Elektron-Tagger (ET) und im Photondetektor (PD) (s. Abb. 6). Wegen der großen Energien strahlen die Elektronen ihre Photonen bevorzugt in Flugrichtung ab. Daher müssen die Detektoren nahe am Strahlrohr angebracht sein.

Haben die Elektronen ein Bremsstrahlungsphoton abgegeben, sind sie wegen des vernachlässigbaren Impulsübertrages senkrecht zu ihrer Flugrichtung nach Passieren des Detektors noch immer in ihrer ursprünglichen Richtung. Am Ausgang des Detektors ist ein Ablenkmagnet angebracht, der bewirkt, daß die Elektronen leicht abgelenkt werden, die gleichzeitig in den Detektor einfliegenden Protonen aber ihres größeren Impulses wegen kaum von ihrer Flugbahn gebracht werden. Bei $z = -27,3\,\mathrm{m}$ verlassen die Elektronen durch ein Austrittsfenster die Strahlröhre und werden nach etwa 6 m Flug durch die Tunnelluft im ET detektiert.

Die Photonen treten erst an der Stelle aus dem Protonrohr aus, an der es nach oben ansteigt (bei $z = -92\,\mathrm{m}$). Bei $z = -103\,\mathrm{m}$ werden sie im PD nachgewiesen, der gegen anderweitige Teilchen aus der Protonflugrichtung einen Vetogeber auf seiner Rückseite trägt.

Die Genauigkeit der absoluten Luminositätsmessung beträgt etwa 1,5 %. Hauptursache dieses Fehlers ist die Abhängigkeit der Akzeptanz von möglichen Änderungen des Elektronen-Strahl-Winkels in der Wechselwirkungszone und die theoretische Unsicherheit von etwa 0,5 %.

3 Inelastische Elektron-Proton-Streuung

3.1 Kinematik

Die inelastische Elektron-Proton-Streuung wird im Quarkmodell zu einer elastischen Elektron-Quark-Streuung (vgl. Abb. 7). Zu ihrer Beschreibung werden die folgenden Variablen eingeführt.

3.1.1 Kinematische Variablen

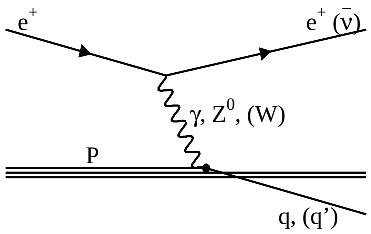


Abbildung 7: Feynman-Graph der elastischen Elektron-Quark-Streuung in führender Ordnung. Ausgetauscht werden entweder ein Photon oder Z^0 (neutral current) oder ein $W^{\pm}$ (charged current). Bei letzterem geht das Elektron in ein Neutrino über.

E_e, E_p sind die Elektron- und Proton-Strahlenergie, $k = (E_e, 0, 0, -E_e)^T$ ist der Vierervektor des einlaufenden Elektrons, $p = (E_p, 0, 0, E_p)^T$ der des einlaufenden Protons. q ist der Vierervektor ausgetauschten Bosons. Die gestrichenen Grössen sind die Variablen der gestreuten Teilchen. Damit ist

$$s = (k + p)^2 \approx 4 \cdot E_e E_p \tag{3}$$

das Quadrat der Schwerpunktenergie von Proton und Elektron,

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2 \approx 2E_e E_e'(1 + \cos\Theta_e) \tag{4}$$

das Quadrat des Viererimpulsübertrages,

$$y = \frac{qp}{kp} \tag{5}$$

die sog. Inelastizität. Im Proton-Ruhesystem ist das der Anteil der Energie des einlaufenden Elektrons, die vom Boson getragen wird.

Der Anteil des Protonimpulses, den das wechselwirkende Parton trägt, ist

$$x = \frac{Q^2}{2pq}. \tag{6}$$

Für die Näherungen in den obigen Formeln sind jeweils die Massen der Streuteilchen vernachlässigt.

Je nach Q^2-Wert spricht man von tief-inelastischer Streuung (DIS[11]) oder Photoproduktion. Für Impulsüberträge $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ heißen die Ereignisse traditionell tief-inelastisch. Bei H1 wird das Elektron ab Impulsüberträgen von $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$ im SPACAL oder LAr-Kalorimeter nachgewiesen. Deshalb gilt in diesem Experiment als Grenze zwischen DIS und Photoproduktion empirisch $Q^2 = 2\,\mathrm{GeV}^2$.

Werden die Q^2-Werte immer größer, so werden mehr und mehr $W^\pm$- und Z^0-Bosonen ausgetauscht. Bei Austausch eines $W^\pm$ (sog. charged current (CC): im Gegensatz zum neutral current (NC) beim γ- und Z^0-Austausch) geht das Elektron in ein Neutrino über, das im H1-Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Diese Ereignisse verraten sich jedoch durch ein großes Ungleichgewicht im transversalen Impuls (sog. missing momentum).

3.1.2 Messung der kinematischen Variablen

Zur Bestimmung der oben aufgeführten kinematischen Variablen müssen nicht alle Produkte der Streuung gemessen werden. Da es sich um eine elastische Streuung handelt, ist der Endzustand der zwei Teilchen bei festem s vollständig durch die Messung zweier Variablen bestimmt.

Je nach Art eines Ereignisses eignen sich unterschiedliche Meßgrößen zur möglichst genauen Bestimmung der Kinematik.

Elektron-Methode: Einzig der Vierervektor des gestreuten Elektrons wird benutzt. Diese experimentell einfache Methode ist sehr präzise für $y > 0{,}2$, wird für kleinere y-Werte jedoch schnell ungenau.

$$Q^2 = 4E_eE'_e\cos^2\frac{\Theta}{2} \qquad y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\Theta}{2} \qquad x = \frac{Q^2}{ys}.$$

$e\Sigma$-Methode Es kann passieren, daß das Elektron vor der Abstrahlung des mit dem Quark wechselwirkenden Photons ein reelles Photon abstrahlt,

[11] Deep Inelastic Scattering

das nicht im Detektor nachgewiesen wird, jedoch die Elektronenenergie verändert (sog. initial state radiation, ISR). E_e kann in Q^2 durch eine weitere gemessene Größe ersetzt werden, so daß auch mit ISR die kinematischen Variablen stimmen und weniger QED-Korrekturen notwendig sind (für genauere Ausführungen: [8]).

$$Q^2 = \frac{E_e'^2 \sin \Theta^2}{1-y} \qquad y = \frac{2E_e \sum_{hadr.}(E_z - p_z)}{(\sum\limits_{alle}(E_z - p_z))^2} \qquad x = \frac{Q^2}{ys}. \tag{7}$$

Die Summen laufen im Zähler über alle hadronischen Endzustände, im Nenner über alle Endzustände.

Darüberhinaus gibt es noch andere Methoden. Eine bedient sich nur hadronischer Variablen, was für charged current-Ereignisse wichtig ist, da das Neutrino undetektiert entkommt. Eine andere läuft hauptsächlich über Winkelmessung der Streuteilchen, so daß sie nicht auf Fehler in der Energiekalibration empfindlich ist. In der vorliegenden Arbeit werden nur die Elektron- und die $e\Sigma$-Methode verwendet.

3.2 Tiefinelastische Streuung

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte der ep-Streuung werden durch Strukturfunktionen beschrieben:

$$\frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{elm}^2}{xQ^4}\left(y^2 x F_1 + (1-y)F_2 - \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3\right). \tag{8}$$

F_3 beschreibt den Z^0-Austausch und kann für moderate Q^2-Werte vernachlässigt werden, da dort der Z^0-Austausch stark unterdrückt ist. Für (Spin-1/2-)Quarks sind im Modell masseloser Quarks F_1 und F_2 über die Callan-Gross-Relation verknüpft:

$$F_1(x,Q^2) = \frac{1}{2x} F_2(x,Q^2). \tag{9}$$

F_2 ist mit den Quarkdichten f_i über

$$F_2(x,Q^2) = \sum_{i=u,\bar{u},d,\bar{d},s,\bar{s}} e^2 x f_i(x,Q^2) \tag{10}$$

verbunden.

3.3 Charmerzeugung

Die Massen der leichten Quarks sind klein verglichen mit Impulsen von Prozessen, die in Störungstheorie in QCD[12] berechnet werden können. Die Entstehung leichter Quarks muß daher mit Hilfe von Partondichten beschrieben werden (Up, Down, Strange bilden hier die sog. aktiven Flavours), wohingegen die Charmmasse so groß ist, daß die Charmproduktion mit der Störungstheorie beschrieben werden kann. Hier wird die Störungstheorie fester Ordnung ohne Summation der Terme höherer Ordnung als theoretisches Modell zugrunde gelegt.

3.3.1 Boson-Gluon-Fusion

In niedrigster Ordnung dominiert die Boson-Gluon-Fusion (BGF) $\gamma + g \rightarrow c + \bar{c}$ die Charmproduktion bei HERA (vgl. Abb. 8). Das vom Elektron abgestrahlte Photon bildet mit einem Gluon des Protons ein $c\bar{c}$-Paar.

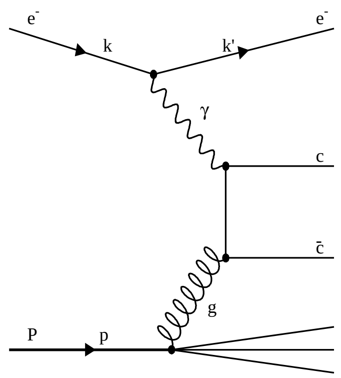


Abbildung 8: Feynman-Graph der Boson-Gluon-Fusion.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die BGF ist in einem Faktorisierungsansatz

$$\sigma_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}X} = \int g(x_g, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{\gamma g}(\hat{s})\, dx_g. \tag{11}$$

Darin sind $g(x_g, \mu_F^2)$ die Gluondichte im Proton bei der Faktorisierungsskala μ_F und $\hat{\sigma}_{\gamma g}$ der Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunkts-

[12]Quantum Chromodynamics: Theorie, die die Wechselwirkungen der Quarks beschreibt.

energie $\sqrt{\hat{s}}$ des Photon-Gluon-Systems. Integriert wird über den Bruchteil x_g des Protonimpulses, den das Gluon trägt.

μ_F ist die Grenze zwischen „kleinen Distanzen“ (hohen Energien) und „großen Distanzen“ (kleinen Energien). Physik großer Distanzen wird in den Dichtefunktionen absorbiert.

3.3.2 Fragmentation

Um schließlich zu einer meßbaren Größe zu gelangen, benötigt man noch die Fragmentationsfunktion $D^{D_s}(z)$, die beschreibt, zu welchem Anteil Charmquarks in D_s-Mesonen fragmentieren. Als Fragmentation bezeichnet man den Vorgang, wenn das erzeugte Quark und die Protonreste auseinanderfliegen und durch das Farbfeld Quark-Antiquark-Paare erzeugen (s. Abb. 9). Die Fragmentation stoppt, wenn alle erzeugten Quarks in (farblosen) Hadronen gebunden sind.

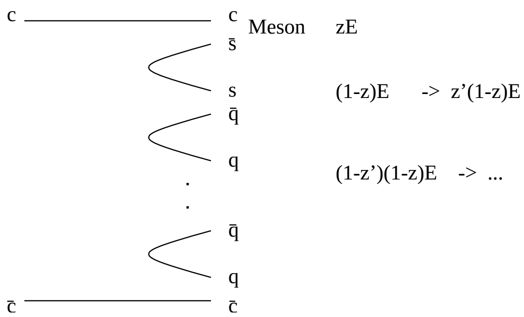


Abbildung 9: Das fragmentierende Quark löst eine Kaskade aus und bildet mit einem vakuumerzeugten Antiquark das D_s-Meson. Es trägt den Anteil z der ursprünglichen Quarkenergie.

Damit ist dann

$$\sigma_{ep \to D_s X'} = \int \sigma_{ep \to c\bar{c}X} \, D^{D_s}(z) \, dz. \tag{12}$$

z heißt Elastizität und ist ausgedrückt in kinematischen Variablen:

$$z = \frac{pp_M}{pq}, \tag{13}$$

wobei p_M der Vierervektor des Mesons ist.

Quark-Antiquark-Paare formen desto wahrscheinlicher ein Meson, je ähnlicher ihre Geschwindigkeiten sind. Falls das fragmentierende Quark ein schweres ist, muß es nur wenig seiner Energie abgeben, um ein leichtes Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, dessen Geschwindigkeit vergleichbar mit der des schweren Quarks ist. Wenn das schwere Quark mit einem dieser leichten Quarks ein Meson bildet, trägt dieses einen großen Anteil der ursprünglichen Energie des schweren Quarks. Man spricht dann von harter Fragmentation.

Da das Strange-Quark schwerer ist als das Up- und das Down-Quark[13], ist die relative Häufigkeit der Produktion des Strange verglichen mit Up und Down geringer. Das Verhältnis von Strange- und Up- bzw. Down-Produktionsrate wird Strangeness-Unterdrückungsfaktor genannt.

3.3.3 D-Mesonen

Mesonen, die ein Charm-Quark[14] enthalten, heißen D-Mesonen. Tabelle 3 zeigt ihren Quarkinhalt und ihre Eigenschaften[15].

	D_s^+	D_s^{*+}	D^+	D^{*+}	D^0	D^{*0}
Quarkinhalt	$c\bar{s}$	$c\bar{s}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$c\bar{u}$	$c\bar{u}$
Masse in GeV/c^2	1,9685 ± 0,0006	2,1124	1,8693	2,010	1,8646	2,0067
Lebensdauer in ps	0,467 ± 0,017		1,06		0,415	
Spin	0	?	0	1	0	1
Parität	negativ	?	negativ	negativ	negativ	negativ

Tabelle 3: Eigenschaften der D-Mesonen

D-Mesonen im Grundzustand können nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen, so daß sie die für die Teilchenphysik großen Lebensdauern im Pikosekundenbereich haben. Gemessen werden kann ihre mittlere Zerfallslänge. Für das D_s ist sie charakteristischer Weise von der Größenordnung $c\tau = 140\,\mu$m.

[13] Die sog. current masses sind $m_u \approx 5\,\mathrm{MeV/c^2}$, $m_d \approx 9\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $m_s \approx 170\,\mathrm{MeV/c^2}$.
[14] Im Folgenden ist auch immer das betreffende Antiteilchen gemeint.
[15] Wenn nicht anders erwähnt, stammen die Teilcheneigenschaften immer aus [9].

4 Analyse

Betrachtet wird der Kanal

$$D_s^\pm \to \phi\pi^\pm \to K^+K^-\pi^\pm.$$

Er wurde ausgewählt, da es sich um zwei Zweikörperzerfälle handelt, deren Zerfallsteilchen Kaonen und Pionen gut zu detektieren sind. Weiterhin sind die Verzweigungsverhältnisse ($\mathcal{BR}(D_s \to \phi\pi) = 3,6\%$, $\mathcal{BR}(\phi \to KK) = 49,1\%$) gross, verglichen mit anderen gut zu detektierenden Kanälen.

In der Analyse wird rückwärts vorgegangen. Zuerst werden zwei Kaonen gesucht, die aus einem ϕ-Zerfall stammen könnten, und darauf nach einem π, das zusammen mit dem ϕ ein D_s als Mutterteilchen haben könnte. Die Analyse dazu gliedert sich in mehrere Teilschritte.

4.1 Spurselektion

Das einzige, was im H1-Detektor gemessen wird, sind Spuren und Energien. Aus ihnen wird versucht, das gesamte Ereignis zu rekonstruieren. Dazu müssen die Spuren eine gewisse Qualität aufweisen.

Je höher die Spurqualität ist, desto besser können die Spurparameter und damit der Teilchenimpuls gemessen werden (zur Definition der Spurparameter: s. Abb. 4). In dieser Analyse müssen die Spuren folgenden Anforderungen genügen:

- Abstand des Spurendpunkts vom Spurstartpunkt in der $r\varphi$-Ebene: $L_{r\varphi} > 25$ cm.

  Damit kann die Spur nicht allein in der inneren CJC-Kammer (CJC1) gemessen werden. Entweder liegt die Spur nur in CJC2 oder in CJC1 und CJC2. In beiden Fällen hat man einen weitaus grösseren Hebelarm, als wenn sie nur in CJC1 läge.

- Maximale Distanz der nächsten Annäherung (d_{ca}) an den Nominalvertex: $d_{ca} < 0,5$ cm.

  Dieser Schnitt verwirft Spuren, die aus Zerfällen von relativ langlebigen Teilchen wie dem K_S^0 stammen, das im Mittel schon bei Impulsen von etwa einem GeV/c einige Zentimeter weit fliegt.

- Maximalwert der z-Koordinate am Vertex: $|z| < 40$ cm.

  Der ep-Wechselwirkungspunkt liegt immer in diesem Bereich. Spuren, die durch diesen Schnitt verworfen werden, stammen damit aus Hintergrundprozessen wie der Strahl-Gas-Wechselwirkung.

- Minimaler transversaler Impuls: $p_\perp > 200$ MeV/c.

  Für diese Impulse hat die CJC sicher die volle Effizienz erreicht.

4.2 Rekonstruktion des ϕ

Nachdem die Spuren geringerer Qualität verworfen wurden, werden alle möglichen Kombinationen zweier Spuren daraufhin geprüft, ob sie aus einem ϕ-Zerfall stammen könnten. Da das ϕ ein neutrales Teilchen ist, müssen die Kandidatenspuren ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen haben, das an der Krümmung der Bahnen im Magnetfeld abzulesen ist.

4.2.1 Invariante Masse

Es wird ihre invariante Masse berechnet. Diese Größe macht sich die Viererimpulserhaltung bei einem Zerfall zunutze. Nach[16]

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2} \tag{14}$$

folgt dann für die Masse eines aus mehreren Teilchen konstruierten Mutterteilchens

$$m = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2}. \tag{15}$$

Diese Masse ist innerhalb der experimentellen Auflösung gleich der tatsächlichen Masse des Mutterteilchens, wenn die Teilchen, deren Energien und Impulse in obige Formel eingehen, tatsächlich aus einem Zerfall des Mutterteilchens hervorgegangen sind. Es sind E_i, $\vec{p}_i$ und m_i Energie, Impuls und Masse der einzelnen Teilchen. Über die invariante Masse m der Teilchen wird summiert.

Für den hier betrachteten Kanal heißt das, daß

$$m_{KK} := \sqrt{(E_{Spur1} + E_{Spur2})^2 - (\vec{p}_{Spur1} + \vec{p}_{Spur2})^2} \tag{16}$$

[16]Wie in der Teilchenphysik üblich, ist in den Formeln $c \equiv 1$ gesetzt.

im Rahmen der experimentellen Auflösung und natürlichen Breite gleich der ϕ-Masse sein muß (zu den Eigenschaften des ϕ und der Kaonen: s. Tabelle 4).

	Quarkinhalt	Masse in GeV/c^2	Spin	Lebensdauer	Breite
ϕ	$c_1(u\bar{u} + dd) + c_2(s\bar{s})$	1,0194	1		4,4 MeV/c^2
$K^{\pm}$	$u\bar{s}$ bzw. $\bar{u}s$	0,4937	0	$1,3 \cdot 10^8$ s	
$\pi^{\pm}$	$u\bar{d}$ bzw. $\bar{u}d$	0,1396	0	$2,6 \cdot 10^8$ s	

Tabelle 4: Eigenschaften der Kaonen, Pionen und des ϕ-Mesons. Die Lebensdauer der Kaonen und Pionen ist so groß, daß nur ein sehr kleiner Teil von ihnen im Detektor zerfällt. Sie werden daher hier als stabil angenommen.

Um die Energie zu erhalten, bedient man sich des im Detektor gemessenen Impulses. Sodann nimmt man an, daß es sich bei dieser Spur um ein Kaon handelt und gibt dem Teilchen die Masse eines Kaons. Aus diesen beiden Größen erhält man nach Formel 14 die Energie. So geht man für alle Spuren vor. Nach Formel 15 erhält man dann die invariante Masse des vermeintlichen Mutterteilchens.

Sind die Spuren tatsächlich von einem gemeinsamen Mutterteilchen, so kann es sein, daß dessen Masse nicht mit der wahren Masse übereinstimmt, wenn die Teilchenhypothesen für die Spuren falsch sind, da dann die Energie wegen der falschen Massenannahme ebenso falsch ist.

4.2.2 Spezifischer Energieverlust

In bestimmten Impulsbereichen verrät ein geladenes Teilchen seine Identität durch seine beim Durchgang durch Materie pro Längeneinheit abgegebene Energie. Der Prozeß, der das Teilchen überhaupt Energie abgeben läßt, ist hier hauptsächlich die Ionisation der durchflogenden Materie. Der Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Dn_e}{\beta^2}\left(\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2}\right). \qquad (17)$$

Es sind E die Teilchenenergie, x die zurückgelegte Distanz im Medium, $D = \frac{4\pi\alpha^2\hbar^2}{m_e} = 5,1 \cdot 10^{-25}$ MeVcm^2 eine Konstante, m_e die Elektronmasse,

$n_e = \frac{\rho N_{Avog.} Z}{A}$ die Elektronendichte, $I \approx 10 \cdot Z$ eV das mittlere Ionisationspotential der Atome mit Ordnungszahl Z und $\delta(\gamma)$ eine Korrektur, die die dielektrische Abschirmung hochrelativistischer Teilchen berücksichtigt.

Masse und Impuls der Teilchen gehen über

$$\beta = \frac{p}{E} \text{ und } \gamma = \frac{E}{m}$$

in die Formel ein.

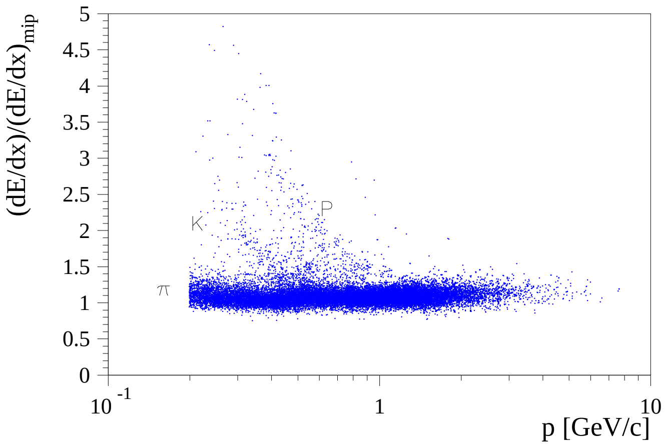


Abbildung 10: In der CJC gemessener Energieverlust aufgetragen gegen den Impuls des Teilchens. Drei Bänder sind deutlich zu erkennen. Unterhalb von etwa 700 MeV/c sind sie so gut getrennt, daß die Messung des Impulses und des Energieverlusts eine Teilchenidentifikation ermöglicht.

In Abb. 10 ist dE/dx gegen den Impuls aufgetragen. Der starke Abfall bei kleinen Impulsen rührt vom $1/\beta^2$-Faktor her. Bei $\beta\gamma \approx 3$ haben alle Teilchen den Bereich ihrer minimalen Ionisation. Bei noch größeren Impulsen geht β gegen 1 und der logarithmische Faktor sorgt für ein erneutes Anwachsen in $-dE/dx$, was langsam abflacht, wenn die Abschirmungskorrektur ins Spiel kommt.

In Abb. 10 sieht man deutlich drei unterschiedliche Bänder, je eines für Pionen, Kaonen und Protonen. Im Bereich unter 700 MeV/c sind die Bänder klar separiert, so daß eine Teilchenidentifikation durch die Messung von p und dE/dx möglich ist.

4.2.3 Wahrscheinlichkeitsmethode

Um eine Aussage darüber treffen zu können, wie wahrscheinlich es ist, daß ein Teilchen zu einer bestimmten Teilchensorte i gehört, betrachtet man seine gemessenen dE/dx-Werte, vergleicht diese mit den erwarteten und gewichtet noch mit den Fehlern der dE/dx-Messung und der Impulsmessung:

$$\chi_i^2 = \frac{\left(\left(\frac{dE}{dx}\right)_{gemessen} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,erwartet}\right)^2}{\sigma^2_{gemessen} + \sigma^2_p}.$$

Die Funktion $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,erwartet}$ wurde in [15] an die Spurkammer des H1-Experiments angepaßt.

Mit diesem χ^2 wird dann die Wahrscheinlichkeit LH (für Likelihood) ermittelt, mit der eine bestimmte Massenhypothese mit dem gemessenen dE/dx-Wert kompatibel ist:

$$LH_i = \frac{1}{\sqrt{2}\Gamma(1/2)} \int\limits_{\chi_i^2}^{\infty} e^{-\frac{t}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}\, dt. \tag{18}$$

Dies ist die Form einer χ^2-Verteilung für einen Freiheitsgrad.

In den hier betrachteten Kanälen reicht es aus, den Index i über Pionen, Kaonen und Protonen laufen zu lassen. Die Größe, auf die dann geschnitten wird, ist die normierte Wahrscheinlichkeit

$$LN_i = \frac{LH_i}{\sum\limits_{j=\pi,K,p} LH_j}. \tag{19}$$

4.2.4 Auswahl der ϕ-Kandidaten

Dem Massenspektrum m_{KK} wurde folgende Funktion angepaßt:

$$\begin{aligned} f(m_{KK}) &= B\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{P_1}{P_3} \cdot e^{\frac{-(m_{KK}-P_2)^2}{2\cdot P_3^2}} + \\ &\quad + P_1 \cdot (m_{KK} - 2m_{Kaon})^{P_5} \cdot e^{-P_6\cdot(m_{KK}-2m_{Kaon})}. \end{aligned} \tag{20}$$

Der erste Term beschreibt den Peak um die ϕ-Masse herum, die jedoch nicht fest vorgegeben wurde, sondern als Parameter P_2 angepaßt wird. Die angepaßte Kurve ist gaußförmig, da sie durch die Detektorresolution dominiert wird. Dies kann man wie folgt erklären:

Die Impulsmessung im Detektor ist einem Fehler unterworfen, der für lange Spuren (≈ 60 cm) der Formel

$$\frac{\sigma_{p_\perp}}{p_\perp} \approx 1\,\% \cdot \frac{p_\perp}{GeV/c}$$

gehorcht. Die gemessene invariante Masse ist allein dieses Fehlers wegen mit einer Unsicherheit behaftet, die etwa $\sigma_{m_{KK}} = 5\,\mathrm{MeV/c^2}$ beträgt. Diese Verteilung ist gaußförmig.

Die natürliche Breite der Massenverteilung des ϕ beträgt $\Gamma = 4,4\,\mathrm{MeV/c}$. Γ ist die volle Breite bei halber Höhe (FWHM[17]) einer Breit-Wigner-Verteilung. Es ist leicht zu zeigen, daß σ mit 2,35 multipliziert werden muß, um FWHM einer Gaußkurve zu erhalten.

Damit ist die Gaußkurve der Detektorauflösung auf halber Höhe $\sigma \cdot 2,35 \approx 12\,\mathrm{MeV/c^2}$ breit. $\Gamma_\phi = 4,4\,\mathrm{MeV/c^2}$ ist deutlich kleiner, so daß die Faltung der Gauß- mit der Cauchy-Verteilung durch die Gaußverteilung dominiert wird. Somit ist es berechtigt, dem ϕ-Peak allein eine Gaußkurve anzupassen.

Der zweite Term in Formel 20 beschreibt mit dem Potenzfaktor den Phasenraum, der theoretisch die Form

$$f(m_{KK}) = \sqrt{m_{KK} - 2m_{Kaon}}$$

hat. $2m_{Kaon}$ ist das kinematische Limit, unter dem kein ϕ-Kandidat liegen kann, da ihm immer die Masse zweier Kaonen zugewiesen wird.

Je größer die invariante Masse wird, desto weniger stimmt die Form des Spektrums mit dem theoretisch erwarteten Phasenraum überein, da Schnitte auf die Impulse die Verteilung beeinflussen. Deshalb wird das Gewicht des Phasenraumterms durch den Exponentialfaktor für große invariante Massen abgeschwächt.

Die in Formel 20 verwendeten Parameter $P_1 \ldots P_5$ entsprechen denen in den Abbildungen. P_3 ist die Breite. In einer Gaußverteilung heißt das, daß etwa 68 % der Fläche unterhalb der Gaußkurve innerhalb des Zentralwertes $\pm 1P_3$ liegt. Eine Breite von $2P_3$ schließt eine Fläche von 95 % ein. Dies wird als Kriterium für die Größe des sog. Massenfensters gewählt, d.h., alle Spurpaare, deren invariante Masse außerhalb von $2P_3$ der angepaßten ϕ-Masse liegen, werden verworfen.

[17] Full width at half maximum

4.2.5 ϕ-Peaks

Abb. 11 zeigt die in den Daten gefundenen ϕ-Peaks.

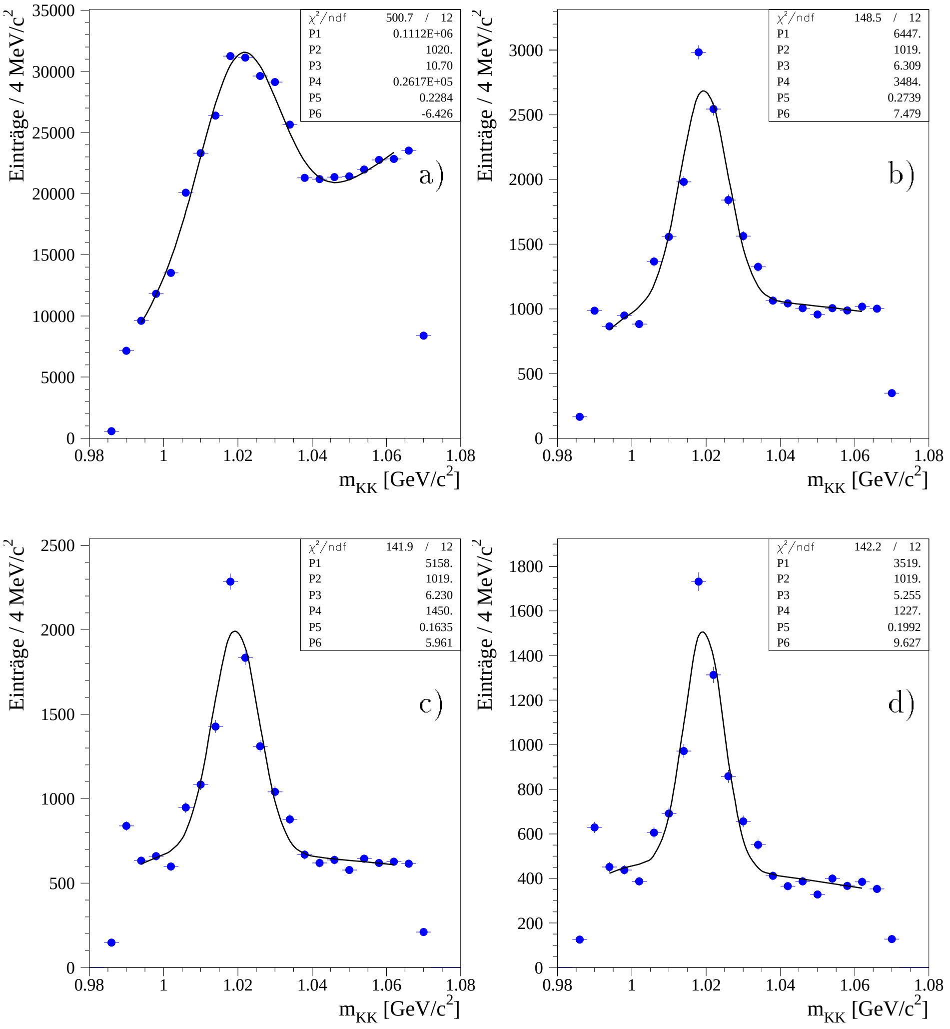


Abbildung 11: ϕ-Peaks für die Kaonwahrscheinlichkeiten von a) 1 %, b) 70 %, c) 80 %, d) 90 %. Der Eintrag bei $m_{KK} = 0,987$ GeV/c^2 stammt aus Photonkonversionen (s. Text). Die Parameter der angepaßten Funktion sind nicht sehr aussagekräftig, da die Funktion nur bis $m_{KK} = 1,06$ GeV/c^2 angepaßt werden konnte. Der Hebelarm für die Anpassung des Untergrundes ist damit zu klein.

In den Abb. 11 b), c) und d) sieht man im zweiten Eintrag von links sog. Photonkonversionen. Sie kommen dadurch zustande, daß ein Photon beim Durchtritt durch Detektormaterie in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Dieses Paar wird als ein K^+K^--Paar fehlidentifiziert, da das Elektron-Band im dE/dx- gegen p-Plot das Kaonband schneidet. In Formel 19 sind nur Kaonen, Pionen und Protonen berücksichtigt, so daß die Elektronen im Überlappbereich des Kaon- und Elektronenbandes immer als Kaonen identifiziert werden. Da die Photonmasse $m_\gamma = 0$ ist, liegt der Eintrag der falsch identifizierten Elektronen gerade am kinematischen Limit $m_{inv} = 2m_{Kaon} = 0{,}987$ GeV/c^2. Probleme für die weitere Analyse erwachsen dadurch nicht, da dieser Eintrag nicht im ϕ-Fenster liegt.

4.3 Rekonstruktion des D_s

Nun wird wiederum die Methode der invarianten Masse angewendet, indem zu den zwei Spuren, die den ϕ-Kandidaten bilden, eine dritte gesucht wird. Ihr wird hypothetisch die Pionmasse zugewiesen (s. Tabelle 4). Im resultierenden Massenspektrum (s. Abb. 12) sieht man noch keinen signifikanten Peak, so daß stärkere Bedingungen gefordert werden müssen.

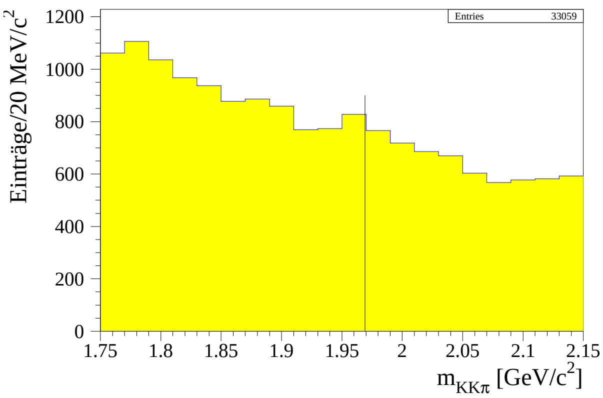


Abbildung 12: $m_{KK\pi}$-Massenspektrum. Ein kleiner Huckel ist an der Stelle der nominellen D_s-Masse zu erkennen. 1 % dE/dx-Wahrscheinlichkeit wurde von den Spuren gefordert. Das ϕ-Fenster beträgt 8 MeV/c^2.

4.3.1 Forderung eines Sekundärvertex

Hat das D_s einen hinreichend großen Impuls, ist seine zurückgelegte Wegstrecke so groß, daß sein Zerfallsvertex vom primären ep-Vertex unterschieden werden kann. Mit dem Impuls p fliegt es im Laborsystem im Mittel

$$l_{\text{lab}} = \frac{(c\tau) \cdot p}{mc} \tag{21}$$

weit. Für das D_s beträgt $c\tau$ $140\,\mu$m, so daß es bei einem Impuls von 3 GeV/c im Laborsystem im Mittel $215\,\mu$m weit fliegt, bevor es zerfällt.

Diese Tatsache wird hier ausgenutzt, indem versucht wird, Primär- und Sekundärvertex[18] separat zu messen. Für den Sekundärvertex werden die drei Spuren der Kaonen- und des Pion-Kandidaten herangezogen, für den Primärvertex die restlichen im Ereignis vorhandenen Spuren.

Exkurs – Spuraufzeichnung bei H1: Die Spurparameter κ, φ_0, θ, d_{ca} und z_0 können mit verschiedenen Detektoren gemessen werden. Zudem können sie noch auf den Wechselwirkungspunkt gezwungen werden, oder so wie gemessen gespeichert werden.

Für all diese Meßwerte, die idealereweise alle dieselbe Spur beschreiben, gibt es unterschiedliche Bänke, die die jeweiligen Informationen enthalten. Die wichtigsten sind:

DTNV: Spuren ohne Verwendung der Vertexinformation, gemessen mit CJC, CIZ und COZ

DTRA: Spuren, die ebenso mit CJC, CIZ, COZ gemessen sind und durch eine gemeinsame Vertexanpassung verbessert sind.

DCRT: Sog. radikale Spuren; bis auf κ (aus DTRA) alle Spurparameter allein mit dem CST gemessen. Dafür muß jede Spur zwei Stereotreffer haben.

Um eine Ortsauflösung im 100-μm-Bereich zu erhalten, muß der CST benutzt werden. Deshalb muß die DCRT-Bank benutzt werden. Ihr Nachteil ist, daß die harte Forderung nach zwei Stereotreffern pro Spur schon einen großen Teil möglicher D_s-Kandidaten verwirft: Die Effizienz des CST liegt pro Spur

[18] Zerfallsvertex $\equiv$ Sekundärvertex

bei 85 %, die Reinheit bei 95 %. Damit sind allein durch die Wahl der Bank etwa

$$1-(0,85\cdot 0,95)^3 = 42\,\%$$

der Ereignisse verworfen.

Um den Primärvertex zu erhalten, wird das folgende Schema durchlaufen (vgl. Abb. 13):

- Ausgangspunkt ist der Primärvertex aus der Vertexbank DVER. Er hat in x und y die Position des Runvertex ($x \approx +3$ mm, $y \approx +4$ mm), die z-Koordinate ist im Ereignis gemessen.

  Als sein Fehler wird in x und y die Strahlfleckgröße gewählt: $\Delta x = 155\ \mu$m, $\Delta y = 31\ \mu$m.

- Daraufhin werden alle Spuren im Ereignis bis auf die des D_s-Kandidaten herangezogen. Wichtig ist die Größe

  $$\chi^2_{Spuren} = \sum_{Spuri} (T_i(V,Q) - T_i(gemessen))^T V_i^{-1} (T_i(V,Q) - T_i(gemessen)).$$

  Hier bedeuten V die Vertexposition, Q die Flugrichtung in x-, y-Ebene, $T(V,Q)$ die Spurparameter als Funktion von V und Q, $T(gemessen)$ die gemessenen Spurparameter ohne die Zwangsbedingung auf den Vertex und V_i die Kovarianz von T, die die Fehler als auch deren Korrelationen enthält.

  Die χ^2-Verteilung χ^2_{Spuren} hat soviele Freiheitsgrade, wie Spuren verwendet wurden. In einem iterativen Prozeß wird χ^2_{Spuren} in Bezug auf die gemessenen Spurparameter minimiert[19].

- Sodann wird die statistische Wahrscheinlichkeit der Anpassung nach seinem χ^2_{Spuren}-Wert errechnet, die angibt, wie sicher die Anpassung richtig ist. Ist diese Wahrscheinlichkeit kleiner als 2 %, wird die am schlechtesten zum errechneten Vertex passende Spur entfernt und der gesamte Prozeß noch einmal durchlaufen.

- Dies geschieht immer wieder, bis die Anpassungswahrscheinlichkeit 2 % übersteigt oder weniger als drei Spuren übrig sind.

[19] für Weiteres: Anpassungsroutine vfit2du von Olaf Behnke nach [10]

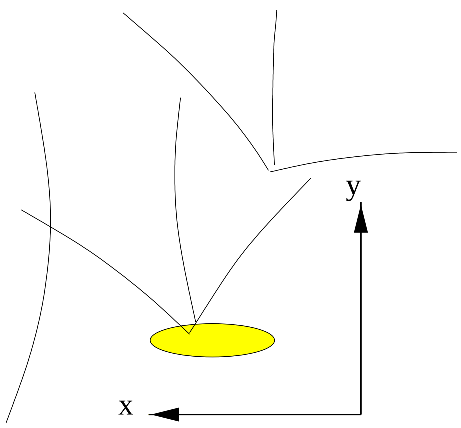


Abbildung 13: Für die Primärvertexanpassung wird vom Runvertex (innerhalb des grauen Strahlflecks) ausgegangen. Alle Spuren bis auf die des D_s-Kandidaten werden berücksichtigt. Ist die Anpassungswahrscheinlichkeit zu gering, wird die am schlechtesten zum Vertex passende Spur verworfen (hier beispielsweise die am linken Rand). Für den Sekundärvertex werden die drei D_s-Kandidatenspuren verwendet. Der Übersichtlichkeit halber sind hier nur wenige Spuren dargestellt. Die Fehler der Spuren sind nicht gezeigt.

Die Sekundärvertexanpassung verwendet dieselbe Routine wie die Primärvertexanpassung, jedoch nur mit den drei Spuren der beiden Kaonen- und des π-Kandidaten. Die Iteration mit dem Verwerfen einer der drei Spuren wird allerdings nicht durchgeführt, da die drei Spuren gerade aus dem Zerfall *eines* Teilchens stammen sollen.

Primär- und Sekundärvertex werden in der $r\varphi$-Ebene rekonstruiert. Der Grund dafür ist, daß der CST in der $r\varphi$-Ebene eine höhere Reinheit hat, die Rekonstruktion der Spuren damit besser ist als in $r\varphi$ und z.

Die zwei Vertices zu verlangen bringt allein noch kein deutliches D_s-Signal. Berechnet man aber den Quotienten aus der Zerfallslänge und ihrem Fehler, die Signifikanz der Zerfallslänge, und verlangt, daß sie größer als zwei ist, so sieht man ein deutliche Signalverbesserung.

Wie in Abschnitt 2.1.2 dargestellt, nimmt der Fehler der Spuren mit zunehmendem Teilchenimpuls ab. Die Signifikanz wird daher mit den Teilchenimpulsen derart korreliert sein, daß sie D_s-Kandidaten mit Spuren geringen Impulses verwirft.

Nach Abschnitt 4.2.2 ist bei Spuren, die Impulse von mehr als 700 MeV/c haben, eine Teilchenidentifikation mit der dE/dx-Methode nicht mehr möglich. Fordert man eine Signifikanz größer als zwei, so schließen sich Vertex-Fit- und dE/dx-Methode weitgehend gegenseitig aus und können nur separat, je nach Impulsbereich, angewandt werden.

4.3.2 Weitere Schnitte

Weitere Größen, mit Hilfe derer der Hintergrund mehr als das D_s-Signal reduziert werden kann, sind

Helizitätswinkel: $D_s \to \phi\pi$ ist der Zerfall eines pseudoskalaren in ein weiteres pseudoskalares Meson und ein Vektormeson. Im Ruhesystem des D_s ist nach seinem Zerfall der Gesamtdrehimpuls gleich dem Spin des D_s, also Null. Der Spin des ϕ muß also durch den relativen Bahndrehimpuls des ϕ und des π kompensiert werden. Ist das ϕ transversal polarisiert, können π und ϕ den Spin ausgleichen, indem sie umeinander herum rotierend voneinander wegfliegen. Ist dagegen das ϕ longitudinal polarisiert, können π und ϕ nicht durch Rotation umeinander den ϕ-Spin ausgleichen. Bevorzugt sollte das ϕ damit transversal polarisiert sein.

Geht man ins ϕ-Ruhesystem, so heißt das, daß die Flugebene von π und D_s vorherrschend senkrecht zur Spineinstellung des ϕ ist. Zerfällt das ϕ in zwei Kaonen, so müssen sie, da sie skalare Teilchen sind, den Spin des ϕ als relativen Bahndrehimpuls abführen. Dies können sie am besten, wenn auch ihre Flugebene senkrecht zur Spineinstellung des ϕ ist. Also werden im ϕ-Ruhesystem D_s, π und die beiden Kaonen bevorzugt auf einer Achse fliegen.

Θ_H ist definiert als der Winkel zwischen der Flugrichtung eines Kaons und des π im ϕ-Ruhesystem (vgl. Abb. 14).

Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist quadratisch in $\cos\Theta_H$ verteilt. Abb. 15 zeigt, daß die Verteilung in der Monte-Carlo-Simulation (vgl. 4.4) gut wiedergegeben wird.

Geschnitten wird auf $|\cos\Theta_H| > 0,4\ldots0,6$. Vom D_s-Signal verliert

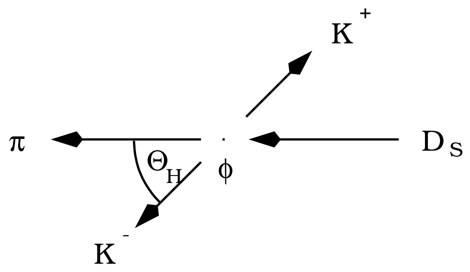


Abbildung 14: Zur Definition des Helizitätswinkels. Er wird eingeschlossen von den Flugrichtungen eines Kaons und des Pions im ϕ-Ruhesystem.

man damit theoretisch betrachtet[20] 6 bis 13 %. Der Hintergrund ist jedoch flach in $\cos\Theta_H$ verteilt, so daß man ihn um 40 bis 60 % verringert.

Zerfallswinkel: Der Winkel, den die Flugrichtung des D_s im Laborsystem und die Flugrichtung des ϕ im D_s-System einschließen (vgl. Abb. 16), ist ebenfalls ausgezeichnet. Fliegen nämlich zwei Jets im Laborsystem in entgegengesetzter Richtung voneinander weg (s. Abb. 17), so fragmentieren sie in viele Kaonen und Pionen, die zufällig auch eine invarariante Masse im Bereich des D_s haben können aber nicht aus einem D_s-Zerfall stammen. Um diese falsche Identifikation zu vermeiden, schneidet man auf $\cos\Theta_D < 0,9$. Damit sind keine im Laborsystem gegeneinander fliegenden π und KK zugelassen. Da das Signal in $\cos\Theta_D$ flach ist, verliert man etwa 5 % der Signalereignisse.

Reflexionen: Zerfällt ein $D^{\pm} \to K\pi\pi$ und identifiziert man fälschlicher Weise das eine der Pionen als Kaon, so erhält man einen Eintrag im $\mathrm{m}_{KK\pi}$-Spektrum. Geschieht das immer wieder, erscheint ein Peak im $\mathrm{m}_{KK\pi}$-Spektrum, da es sich um einen echten Zerfall handelt. Diese Art Peaks werden Reflexionen genannt, da sie einen Zerfall wiederspiegeln, der mit der richtigen Teilchenidentifikation nicht im Spektrum zu sehen sein sollte.

[20]

$$1 - \frac{\int_{\cos\Theta=0,4}^{1} \cos^2\Theta \; d\cos\Theta}{\int_{\cos\Theta=0}^{1} \cos^2\Theta \; d\cos\Theta} = 1 - 0,94 = 6\,\%$$

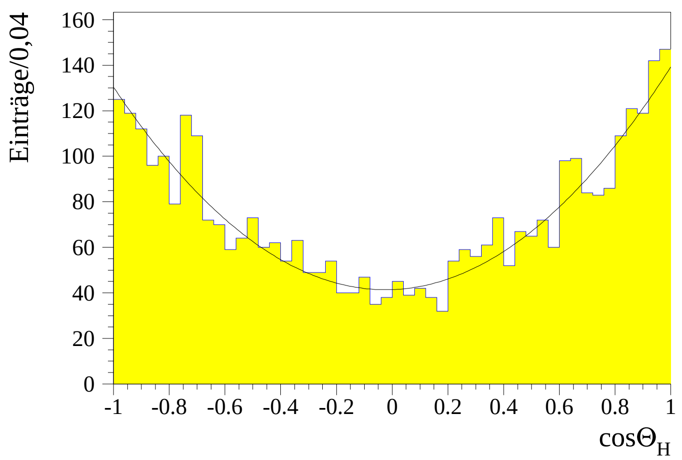


Abbildung 15: Die Verteilung der Zerfälle gegen $\cos\Theta_H$ in MC-Simulation. Ein flacher Untergrund existiert, da die D_s-Zerfälle nicht ausschließlich über das ϕ abgelaufen sind. Der Fit ist ein Polynom zweiter Ordnung. Der Parameter vor dem linearen Glied ist verschwindend klein.

Um Reflexionen aus $D^{\pm}$-Zerfällen zu verhindern, wurden den als Kaonen identifizierten Spuren einzeln die Pionmasse zugewiesen und damit die invariante Masse berechnet. Liegt diese bei $m_{D^{\pm}} \pm 20\,\mathrm{MeV/c^2}$, wird der D_s-Kandidat verworfen. Vom wahren D_s-Signal geht fast nichts verloren gehen.

Elastizität: Charmquarks fragmentieren eher hart. Daher wird auf $z > 0,2$ geschnitten, was etwa die Hälfte des Untergrunds verwirft.

DIS-Qualitätsschnitte Um im SPACAL nur gut detektierte Elektronen zu messen, die für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik wichtig sind, werden die folgenden Qualitätsschnitte angewandt (nach [16]):

- Nur Elektronen mit einer Energie größer als 8 GeV werden ausgewählt. Damit werden SPACAL-Treffer anderer Teilchen verworfen, die ein Elektron niedrigerer Energie vortäuschen könnten. Außerdem ist ab dieser Energie der Trigger voll efiizient.
- Der Radius der Energiedeposition (des sog. Clusters) im SPACAL muß kleiner als 3,5 cm sein. Das schließt hadronische Schauer aus, die zu größeren Clusterradien neigen.

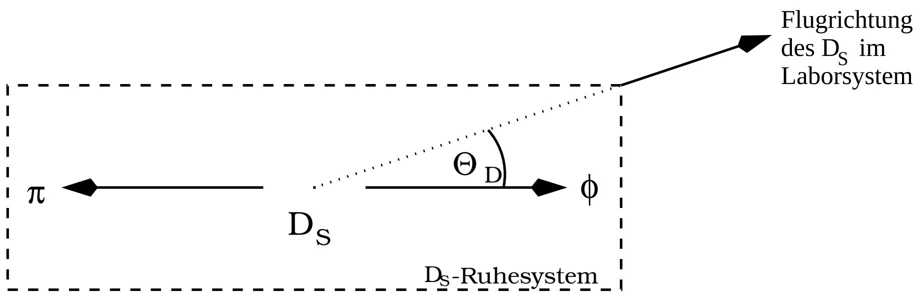


Abbildung 16: Zur Definition des Zerfallswinkels

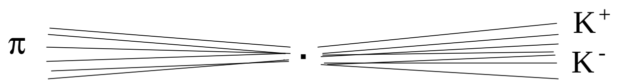


Abbildung 17: Zwei gegeneinander fliegende Jets, die durch ihre hohe Spuranzahl leicht als D_s-Zerfall identifiziert werden können.

- Der Abstand vom Zentrum des Energieclusters zur nächsten Spur in der BDC[21] muß weniger als $2,5$ cm betragen. Damit werden als Elektronen fehlidentifizierte Photonen (beispielsweise aus π^0-Zerfällen) verworfen.

4.3.3 D_s-Signal aus der Vertexmethode

Das gefundene D_s-Signal ist in Abb. 18 gezeigt. Die Schnitte sind Tabelle 5 zu entnehmen, die aus der Kurvenanpassung gewonnen Parameter Tabelle 6. Mit dieser Methode findet man 31 D_s-Mesonen mit einer Masse von 1,987 GeV/c^2 und einer Breite von 17 MeV/c^2. Die Masse liegt leicht über dem aus der Monte-Carlo-Untersuchung gefundenen Wert, die Breite stimmt sehr gut mit dem dort gefundenen Wert überein (s. nächster Abschnitt).

In Abb. 19 sind Zerfallslängensignifikanzen für D_s-Kandidaten gezeigt, denen alle Schnitte bis auf den der Zerfallslängensignifikanz auferlegt sind. Definiert ist sie als die Zerfallslänge dividiert durch ihren Fehler. Dadurch daß nicht auf die Zerfallslänge selbst geschnitten wird sondern auf deren Signifikanz, ist ein expliziter Schnitt auf hohen Transversalimpuls des D_s-

[21] Backward Drift Chamber; Spurkammer, die aus Sicht des Vertex vor dem SPACAL liegt

Kandidaten (beispielsweise $p_\perp > 3{,}5\,\mathrm{GeV}/c$) nicht notwendig, da er implizit im Schnitt auf die Zerfallslängensignifikanz enthalten ist: Der Spurfehler wird, wie in Abschnitt 2.1.2 ausgeführt, umso kleiner, je größer der Teilchenimpuls ist. Große Spurfehler führen zu großen Vertexfehlern, die wiederum zu großen Fehlern in der Zerfallslänge führen, so daß man also mit einem Schnitt auf die Signifikanz direkt auf den Transversalimpuls der D_s-Kandidaten schneidet, was notwendig ist, um Primär- und Sekundärvertex trennen zu können.

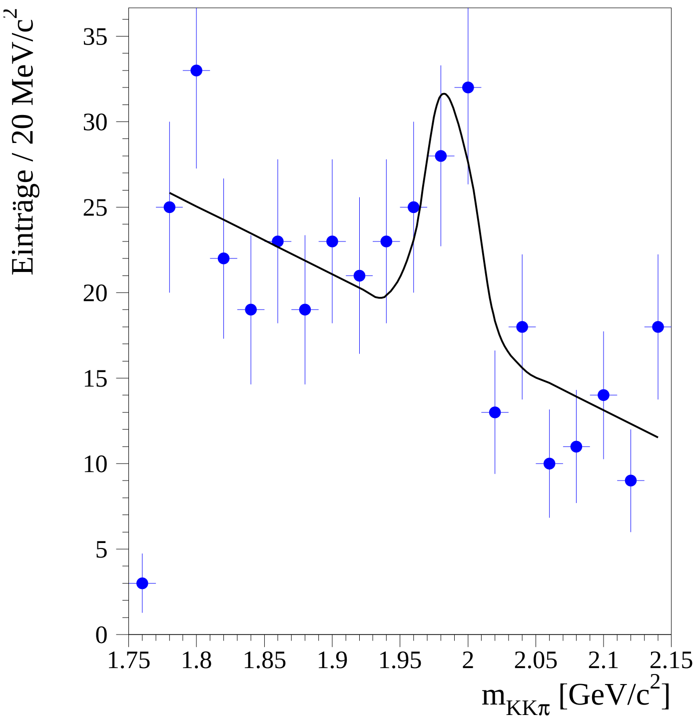


Abbildung 18: D_s-Peak mit der Vertexmethode. ST61 ist gefordert. Die auferlegten Schnitte sind Tabelle 5 zu entnehmen. Der Eintrag am linken Rand ist so niedrig, da dort schon auf $\mathrm{m}_{KK\pi}$ geschnitten ist.

4.3.4 D_s-Signal aus der Wahrscheinlichkeitsmethode

Abb. 20 links zeigt das gefundene D_s-Signal, wenn alle Subtrigger gefordert werden. Die aus der Kurvenanpassung des Peaks in diesem Histogramm erhaltene Masse und Breite des D_s-Signals werden benutzt, um im rechten

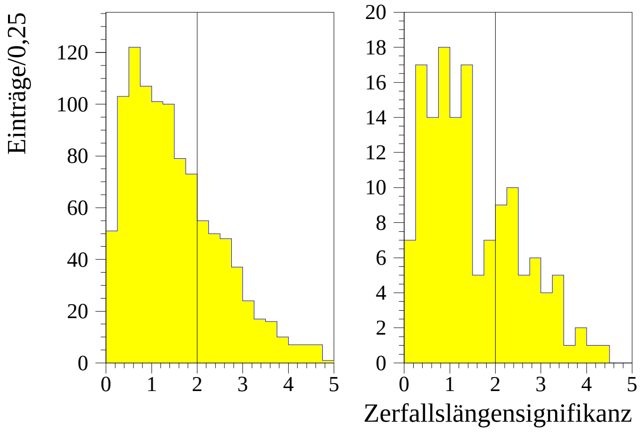


Abbildung 19: Zerfallslängensignifikanzen, links für das gesamte Massenfenster aus Abb. 18, rechts geschnitten auf den D_s-Peak ($1{,}96\,\mathrm{GeV}/c^2 < m_{KK\pi} < 2{,}02\,\mathrm{GeV}/c^2$). D_s-Kandidaten müssen eine Zerfallslängensignifikanz von größer als 2 haben.

	Vertexmethode	dE/dx-Methode	
	ST61	inkl.	ST2 $\vee$ ST61
ϕ-Fenster [MeV/c^2]	8	9	
$\lvert cos\Theta_H\rvert >$	0,4		
$\cos\Theta_D <$	0,9		
Signifikanz >	2	-	
$p_\perp$/GeV/c >	1,5		
$z >$	0,2		
Kaonwahrscheinlichkeit >	1 %	70 %	
Pionwahrscheinlichkeit >	1 %	10 %	
Antireflexionsschnitt	nein	ja	
DIS-Qualitätsschnitte	ja		

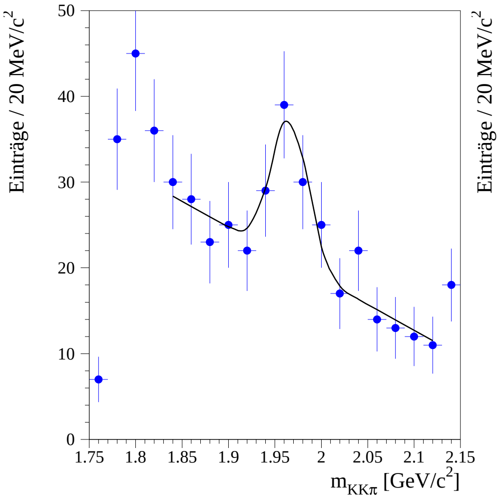
Tabelle 5: Schnitte für die beiden Methoden. Die Signifikanz ist der Quotient aus der Zerfallslänge in der $r\varphi$-Ebene und ihrem Fehler.

Histogramm, für das ST61 und ST2 gefordert werden, die Kurve anzupassen. Man findet damit für die beiden Subtrigger mit der Wahrscheinlichkeitsmethode 16 D_s-Kandidaten. Die Masse und Breite, jeweils aus der Kurvenan-

	Vertexmethode	dE/dx-Methode	
	ST61	inkl.	ST2 $\vee$ ST61
vgl. Abbildung	18	20	
Anzahl gefundener D_s	31 ± 12	41 ± 14	16 ± 8
Masse/MeV/c^2	1987 ± 7	1966 ± 7	–
Breite/MeV/c^2	17 ± 6	20 ± 7	–

Tabelle 6: Die aus den Kurvenanpassungen gewonnenen Parameter; in der Wahrscheinlichkeitsmethode werden die Masse und die Breite aus der inklusiven Anpassung der Anpassung für ST61 und ST2 vorgegeben.

passung des inklusiven Histogramms gewonnen, sind mit 1,966 GeV/c^2 bzw. 20 MeV/c^2 in guter Übereinstimmung mit den Werten aus der Monte-Carlo-Untersuchung (s. nächster Abschnitt).



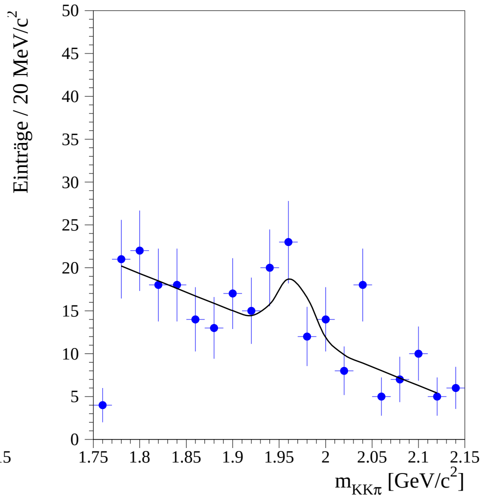


Abbildung 20: D_s-Peaks mit der dE/dx-Methode. Links sind alle Subtrigger gefordert. Rechts ist das Signal gezeigt, das man für ST61 und ST2 findet. Der angepaßten Kurve rechts sind Masse und Breite des Signals aus der Kurvenanpassung des linken Histogramms vorgegeben. Die auferlegten Schnitte sind Tabelle 5 zu entnehmen, die Anpassungsparameter Tabelle 6.

$D_S^+ \to$	BR in %	wichtiger Tochterzerfall	zugeh. BR in %
$\phi\pi$	3,6	$\phi \to K^+K^-$	49
$f_0(980)\pi^+$	1,8	*in AROMA:* $f_0 \to K^+K^-$	11
$K^+K^*(892)^0$	3,3	$K^*(892)^0 \to K\pi$	≈ 100
$K^+\bar{K}^*(1430)^0$	0,7	$\bar{K}^*(1430)^0 \to K\pi$	93
$KK\pi$ nicht-resonant	0,9		

Tabelle 7: Zerfallskanäle und zugehörige Verzweigungsverhältnisse des $D_s \to K^+K^-\pi$

4.4 Monte-Carlo-Untersuchungen

Monte-Carlo-Verfahren simulieren komplexe Prozesse. Reicht das theoretische Wissen für Prozeßschritte nicht aus, so wird durch geeignete Parametrisierungen versucht, das experimentell beobachtete Verhalten im MC-Verfahren zu erhalten. Ist umgekehrt ein gewisser Prozeß ausreichend verstanden, kann man mit MC Vorhersagen für Experimente machen.

Zu diesem Zweck wird hier der Monte-Carlo-Generator AROMA verwendet. Er berechnet die Erzeugung schwerer Quarks in führender Ordnung QCD, wobei er nur direkte Prozesse berücksichtigt. Fragmentation und Zerfälle werden mit dem Generator JETSET berechnet.

Im ersten Schritt wird der Zerfall des D_s in die verschiedenen Kanäle, die hier alle in $KK\pi$ enden mußten, berechnet (MC-Produktion). Der zweite Schritt ist die MC-Simulation, die aus den Teilchenenergien und -impulsen die Flugbahnen im Detektor berechnet. Dieser Schritt simuliert das Verhalten des H1-Detektors, d.h. seine experimentelle Auflösung, Ausfälle von Detektorkomponenten, das komplette Triggersystem etc. Im dritten Schritt (MC-Rekonstruktion) werden die simulierten Ereignisse mit denselben Programmen analysiert wie die Daten.

4.4.1 MC-Produktion

In der MC-Produktion muß zunächst die Erzeugung und der Zerfall des D_s-Mesons simuliert werden. AROMA übernimmt diese Aufgabe. Die volle elektroschwache Struktur sowie die Massen der produzierten Quarks werden berücksichtigt[22]. Als Parameter ist die Charm-Quark-Masse mit $1,5$ GeV/c^2 eingegeben.

[22] Für Einzelheiten: s. [11]

Für diese Arbeit wurden 60.000 Zerfälle $D_s \to K^+K^-\pi$ generiert. Nicht gefordert wurde, daß die Kaonen aus einem ϕ stammen sollten. Tabelle 7 enthält die weiteren D_s-Zerfallskanäle, die in $K^+K^-\pi$ münden.

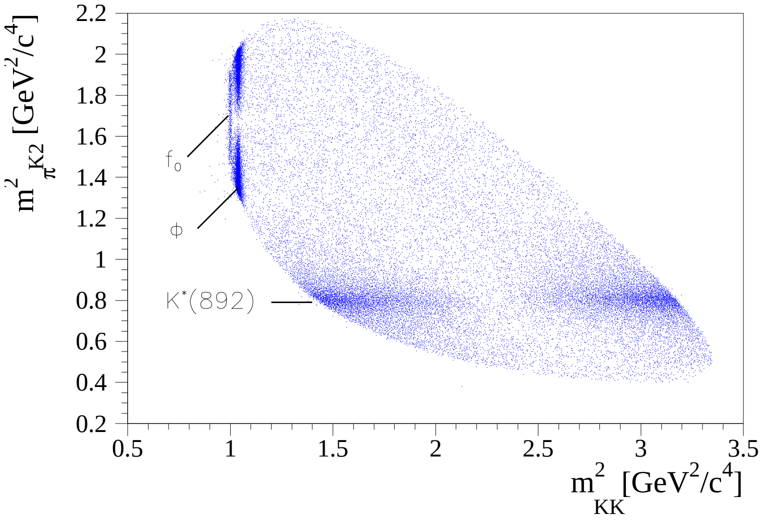


Abbildung 21: Dalitzplot; es ist die invariante Masse des π und des einen Kaons gegen die invariante Masse beider Kaonen aufgetragen. Die klar zu erkennenden Bänder zeigen die Massen der Teilchen an, aus denen die $K\pi$ bzw. KK hervorgegangen sind. Die Lücken in der Mitte des ϕ- und des K^*-Bandes zeigen an, daß es sich bei diesen Teilchen um Vektormesonen handelt.

Abb. 21 zeigt einen sog. Dalitzplot. Auf der Abszisse ist das Quadrat der invarianten Masse der beiden Kaonen, auf der Ordinate das Quadrat der invarianten Masse eines Kaons und des π aufgetragen. Mit Dalitzplots können Dreikörperzerfälle daraufhin untersucht werden, ob sie über eine Resonanz abgelaufen sind. Das horizontale Band in Abb. 21 bei $m^2_{\pi K} \approx 0,8$ GeV²/c⁴ entspricht einem $K^*(892)^0$ als Mutter des K und π, das vertikale Band bei etwa 1,1 GeV²/c⁴ deutet auf ein ϕ als Mutter der beiden Kaonen hin. Das schmale vertikale Band gleich neben dem ϕ-Band bei 1 GeV²/c⁴ ist eine Besonderheit des Generators. In der benutzten AROMA-Version ist das f_0 mit diesen Werten versehen: $m_{f_0} = 1{,}000\,\mathrm{GeV}/c^2$, $\Gamma_{f_0} = 0{,}000\,\mathrm{MeV}/c^2$. Daher erscheint ein schmales Band bei exakt 1 GeV²/c⁴, das auch im eindimensionalen m_{KK}-Spektrum zu sehen ist (s. Abb. 22). Nach heutigem Wissen hat das f_0 die folgenden Daten: $m_{f_0(980)} = 0{,}98\,\mathrm{GeV}/c^2$, $\Gamma_{f_0(980)} \approx 50\,\mathrm{MeV}/c^2$. Allein aufgrund der vergleichsweise grossen Breite wäre es selbst im generier-

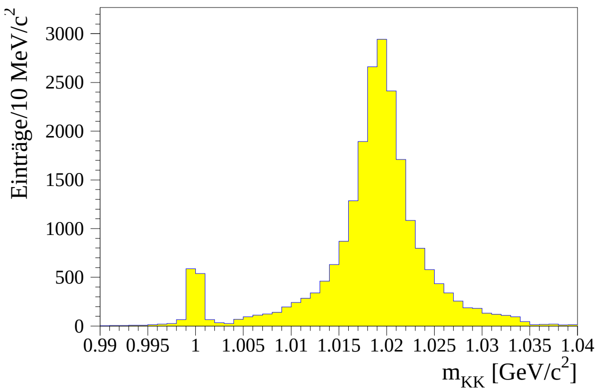


Abbildung 22: Inv. Masse der generierten Kaonen. Der ϕ-Peak als auch der f_0-Peak sind klar zu erkennen. Der f_0-Peak hat eine hier endliche Breite, da die Kaonimpulse, die in die inv. Masse nach Formel 15 eingehen, aus programmiertechnischen Gründen nur zu einigen Kommastellen genau gespeichert sind. Beim ϕ-Peak sieht man schön die verglichen mit einer Gaußverteilung viel breiteren Flügel der Cauchy-Verteilung.

ten MC nicht mehr zu sehen, das noch nicht, die experimentelle Auflösung simulierend, „verrauscht" ist. Das Verzweigungsverhältnis in $K\bar{K}$ wird in [9] mit „gesehen" bezeichnet. Die falsche Breite des f_0 bereitet in dieser Analyse keine Probleme, da eng auf das ϕ-Fenster geschnitten wird.

Die Lücken in der Mitte der ϕ- und $K^*(892)^0$-Bänder deuten auf den Zerfall von Vektormesonen hin.

4.4.2 Sichtbarer Wirkungsquerschnitt

Nicht alle erzeugten D_s-Zerfälle können im Detektor nachgewiesen werden, da allein in der Strahlröhre einige Teilchen verschwinden. Außerdem wird hier nicht die Vorwärtsspurkammer benutzt, so daß der erfaßte Winkelbereich auf die zentrale Kammer beschränkt ist. Dies entspricht etwa $|\eta| < 1,5$ ($25° < \Theta < 155°$)[23]. Man definiert daher den sog. sichtbaren kinematischen Bereich durch:

- $|\eta(D_S)| < 1,5$;

[23] Die Rapidität η eines Teilchens ist ein Maß für die Winkelverteilung: $\eta = \frac{E+p_z}{E-p_z}$.

- $p_\perp(D_s) > 1,5\,\mathrm{GeV}/c$. Dieser Schnitt reduziert den kombinatorischen Untergrund.

- $0,05 < y < 0,7$. Damit ist eine gute Messung der Kinematik sichergestellt.

- $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$. Dies enstpricht dem Winkelbereich des SPACAL für den Nachweis des Elektrons.

Nach diesen Schnitten findet man von den 60.160 generierten[24] D_s-Mesonen 3678. Im Kanal $D_s \to \phi\pi$ finden sich 1322. Damit sind

$$\frac{1322}{3678} \cdot 60160 = 0,359 \cdot 60160 = 21597$$

der generierten Zerfälle über das ϕ als Zwischenzustand abgelaufen.

Die Akzeptanz, das Verhältnis detektierbarer („sichtbarer") zu erzeugter Anzahl D_s, ist dann für den Kanal $D_s \to (\phi \to KK)\pi$:

$$\mathcal{A} = \frac{1322}{21597} = 0,061.$$

Ausgehend vom Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Charm-Quarks, der in Aroma mit $\sigma_{ep\to c\bar{c}} = 41864$ pb angenommen ist, läßt sich abschätzen, daß in dieser Arbeit im Idealfall

$$\begin{aligned} N^{vis}_{Daten} &= \mathcal{L}_{1997,korrigiert} \cdot \sigma_{ep\to c\bar{c}} \cdot 2\mathcal{BR}(c \to D_s) \\ &\quad \cdot \mathcal{BR}(D_s \to \phi\pi) \cdot \mathcal{BR}(\phi \to K^+K^-) \cdot \mathcal{A} \\ &= 11,79\,pb^{-1} \cdot 2 \cdot 41864\,pb \cdot 0,118 \cdot 0,036 \cdot 0,491 \cdot 0,061 = 126 \end{aligned}$$

D_s-Zerfälle nachzuweisen sind[25]. $\mathcal{BR}$ bezeichnet das Verzweigungsverhältnis des in in Klammern angegebenen Kanals.

4.4.3 Monte-Carlo – simuliert und rekonstruiert

Als Ergebnis der MC-Simulation und -Rekonstruktion erhält man exakt die gleiche Datenstruktur wie für echte Daten, so daß man MC und Daten mit

[24] Die zusätzlichen 160 D_s kommen aus dem zweiten Charm-Quark, d.h., in $\frac{160}{60.000} \approx 0,3\ \%$ aller D_s-Erzeugungen gehen beide Charm in ein D_s.

[25] Den Wert für $\mathcal{L}_{1997,korrigiert}$ und die zugehörigen Runnummern hat mir freundlicherweise Johannes Gassner zur Verfügung gestellt.

denselben Rekonstruktionsprogrammen analysieren kann. Da man in MC weiß, wieviele D_s erzeugt wurden und wie diese zerfallen sind, kann man genau sehen, was der Einfluß der Analyse am D_s-Signal ausmacht.

Abb. 23 zeigt MC-ϕ-Peaks, Abb. 24 MC-D_s-Peaks. Der Fit im $m_{KK\pi}$-Spektrum besteht aus einer Gaußkurve für das Signal und einem Polynom erster Ordnung für den Untergrund.

Abb. 25 zeigt die aus MC gewonnenen Zerfallslängensignifikanz-Verteilungen entsprechend denen in Abb. 19. Man sieht, daß in MC leicht größere Werte gemessen werden (Mittelwert in Daten 1,5, in MC 1,6).

4.4.4 Schnitteffizienzen einzeln

Unter der Annahme, daß sich die Schnitte auf MC-Ereignisse genauso auswirken wie auf die Daten, können nun anhand der MC-Simulation die Schnitteffizienzen ermittelt werden. Sie geben an, welcher Bruchteil des Signals nach Anwendung des Schnittes übrig bleibt:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl } D_s \text{ mit Schnitt}}{\text{Anzahl } D_s \text{ ohne Schnitt}}. \tag{22}$$

Die „Anzahl D_s“ ist der Anpassungsparameter P1 in Abb. 24. Er zählt die Einträge unter der Gaußkurve, von denen der Untergrund subtrahiert ist.

Die Schnitteffizienz ist *eine* Zahl, doch ist es interessant zu wissen, welcher der einzelnen Schnitte wie hart ist. Weiterhin wird der systematische Fehler der Gesamtschnitteffizienz aus den Einzeleffizienzen abgeschätzt. Deshalb sind im Folgenden die Schnitt-Effizienzen einzeln betrachtet.

Die meisten Schnittgrößen sind mit anderen Meßgrößen korreliert. Betrachtet man in ihnen nur gewisse Intervalle, müssen die Effizienzen einzeln für jedes Intervall bestimmt werden.

Der Zerfallswinkel hat eine Effizienz von $\varepsilon(\cos\Theta_D < 0,9) = 93\,\%$. Sie ist unabhängig von allen anderen Größen und stimmt gut mit der theoretisch berechneten (95 %, vgl. 4.3.2) überein. Der Fehler in $\varepsilon(\cos\Theta_D < 0,9)$ wird als die Differenz der theoretischen und der gemessenen Größe angenommen.

Der Helizitätswinkel ist ebenso nicht mit anderen Größen korreliert. Seine Effizienz ist für verschiedene Werte in Tabelle 8 aufgeführt und stimmt ebenfalls gut mit den theoretischen Werten überein (vgl. 4.3.2). Als Fehler in $\varepsilon_{|\cos\Theta_H|}$ wird das Maximum der Abweichungen der gemessenen von den theoretischen Werten angenommen.

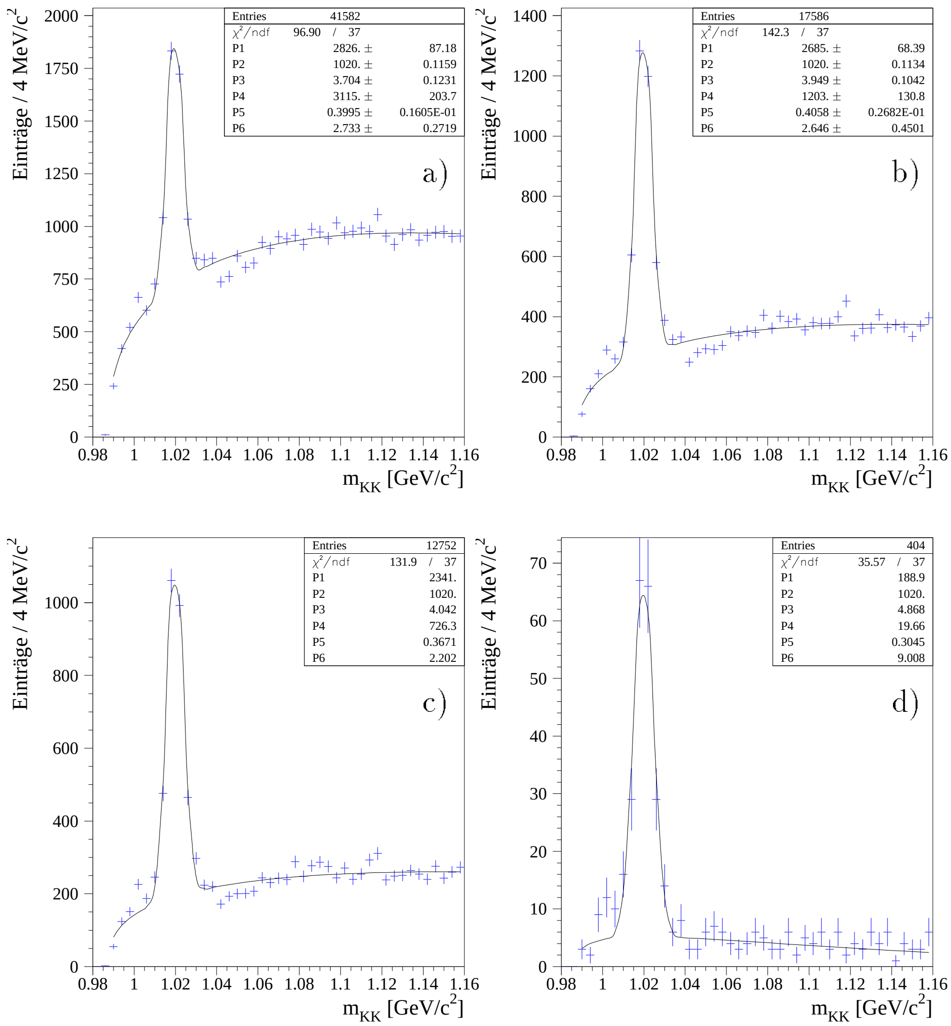


Abbildung 23: MC-ϕ-Peaks. In a) keine Schnitte; Pionwahrscheinlichkeit für die nächsten drei größer als 1 %, Kaonwahrscheinlichkeit in b) größer als 1 %, in c) größer als 10 %, in d) größer als 90 %. Die ersten drei Anpassungsparameter geben von oben nach unten die Anzahl ϕ- im Peak, die Masse und Breite in MeV/c^2.

Bei den Effizienzen des Schnitts auf die Kaonwahrscheinlichkeit (s. Tabelle 9) ist eine Minimalforderung an die Pionwahrscheinlichkeit[26] enthalten

[26] 10 % oder 1 % in der Pionwahrscheinlichkeit machen keinen Unterschied in den Effi-

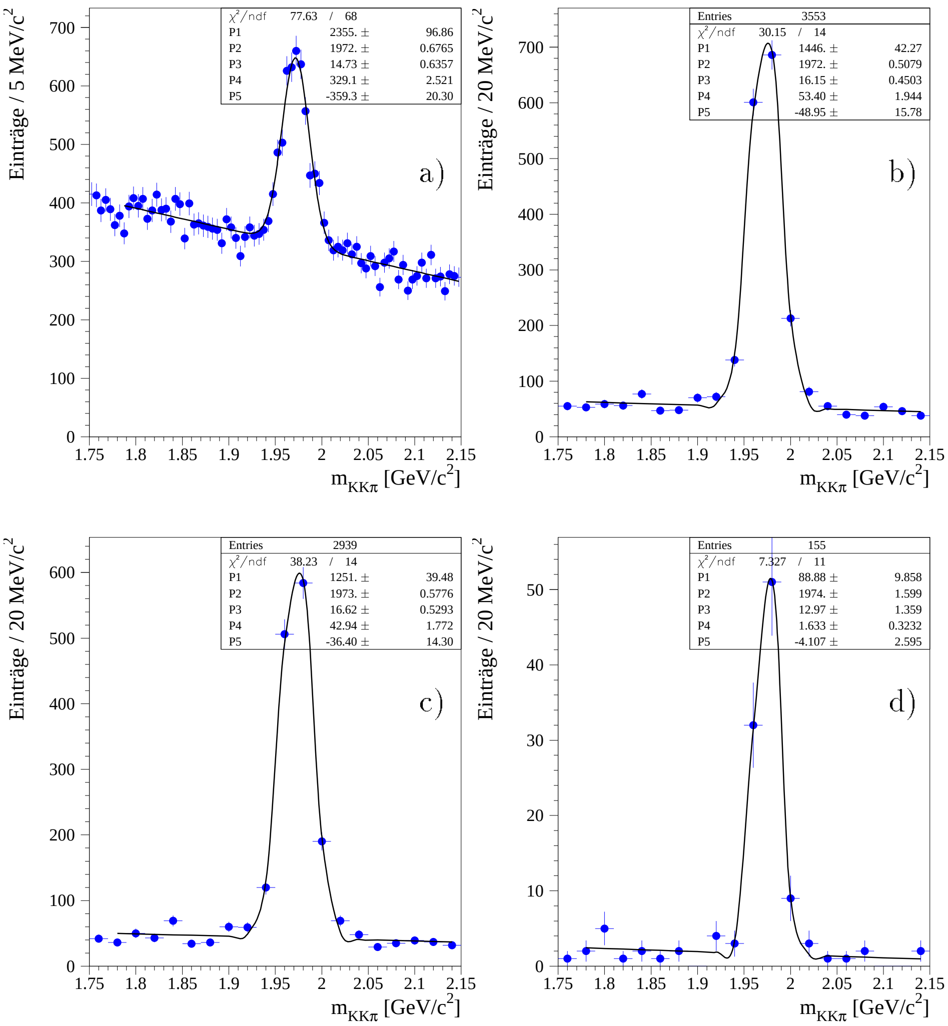


Abbildung 24: MC-D_s-Peaks. In a) keine Schnitte; für die nächsten drei: ϕ-Fenster ± 9 MeV/c^2, Pionwahrscheinlichkeit größer als 1 %, Kaonwahrscheinlichkeit in b) größer als 1 %, in c) größer als 10 %, in d) größer als 90 %. In b,c,d) ist noch auf $|\cos\Theta_H| > 0,4$ und $\cos\Theta_D < 0,9$ geschnitten. Die ersten drei Anpassungsparameter geben die Anzahl D_s im Peak, die Masse und die Breite in MeV/c^2 an.

---

zienzen für die höheren Kaonwahrscheinlichkeiten. Lediglich bei einer Forderung von nur

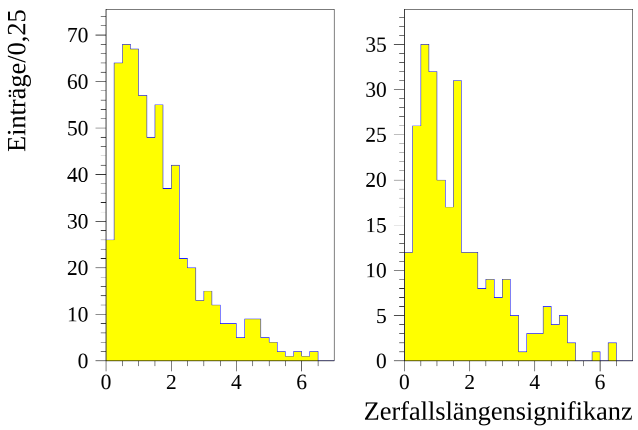


Abbildung 25: Zerfallslängensignifikanzen in MC entsprechend denen in Abb. 19: links für das gesamte Massenfenster aus Abb. 18, rechts geschnitten auf den D_s-Peak ($1{,}96\,\mathrm{GeV}/c^2 < m_{KK\pi} < 2{,}02\,\mathrm{GeV}/c^2$).

$\lvert\cos\Theta_H\rvert$	$> 0,4$	$> 0,45$	$> 0,5$
$\varepsilon_{\lvert\cos\Theta_H\rvert}$	94 %	89 %	88 %
theoretisch	94 %	91 %	87 %

Tabelle 8: Effizienzen des Helizitätswinkelschnitts. Für die theoretischen Werte vgl. 4.3.2.

($> 10\,\%$). Die Forderung der Kaonwahrscheinlichkeit gilt immer für beide Kaon-Kandidaten-Spuren.

Kaonwahrsch.	$> 1\,\%$	$> 60\,\%$	$> 70\,\%$	$> 80\,\%$	$> 90\,\%$
$\varepsilon_{Kaonwahrsch.}$	91 %	13 %	9 %	7 %	6 %

Tabelle 9: Effizienzen des Schnittes auf die Kaonwahrscheinlichkeit

Die Elastizität z ist nach Formel 13 und Abb. 9 eng mit dem Impuls des D_s verknüpft. Da der Impuls wiederum mit der Kaonwahrscheinlichkeit

1 % an die Kaonwahrscheinlichkeit ändert die unterschiedliche Pionwahrscheinlichkeit die Effizienz des Schnittes merklich: Sie geht, fordert man von beiden Wahrscheinlichkeiten 1 %, auf $\varepsilon_{Kaonwahrsch.} = 95\,\%$ hoch.

korreliert ist, ist z auch mit ihr korreliert. Tabelle 10 zeigt die Effizienzen des z-Schnitts. Sie sind konstant in den Winkeln Θ_H, Θ_D.

Kaonwahrsch. >	1 %		70 %	90 %
$p_\perp(D_s)$/GeV/c >	1,5	3	1,5	
$\varepsilon_{z>0,2}$	84 %	88 %	80 %	71 %

Tabelle 10: Effizienzen des Schnittes auf die Elastizität

Der Schnitt auf die Signifikanz der Zerfallslänge größer als zwei hat eine Effizienz von 20 %. In ihr ist die CST-Effizienz für Stereotreffer der drei D_s-Kandidaten-Spuren enthalten, die nach Abschnitt 4.3.1 58 % beträgt.

4.4.5 Gesamteffizienzen der Schnitte

Um nicht doch auf leichte Korrelationen zwischen den Einzelschnitteffizienzen sensitiv zu sein, bestimmt man in MC die Gesamtschnitteffizienz als eine Zahl nach Formel 22. Für die verschiedenen Methoden und Subtrigger sind unterschiedliche Schnitte angewandt, so daß sich für jeden geforderten Subtrigger eine andere Gesamt-Schnitt-Effizienz ergibt. Tabelle 11 zeigt die Schnitteffizienzen.

Methode	Subtrigger	$\varepsilon_{Schnitte}$
Vertex	61	9,6 ± 1,6 %
dE/dx	inkl.	4,3 ± 0,8 %
	02 $\vee$ 61	4,1 ± 0,7 %

Tabelle 11: Schnitteffizienzen und deren Fehler

Die für die einzelnen Subtrigger angewandten Schnitte sind in Tabelle 5 verzeichnet.

4.4.6 Triggereffizienzen

Die Luminositätsangabe gilt nur für Ereignisse, die von einem der beiden Subtrigger akzeptiert wurden. Daher müssen noch die Triggereffizienzen bestimmt werden. Sie werden aus der MC-Simulation übernommen[27]: Einmal wird dem D_s-MC-Peak, dem alle Schnitte auferlegt sind, mit den geforderten Subtriggern die theoretische Kurve angepaßt und einmal ohne Subtriggerforderung. Der Quotient der im Peak gefundenen D_s ist die Triggereffizienz.

Diese aus der MC-Simulation gewonnenen Triggereffizienzen stimmen mit Werten überein, die in [18] aus Daten ermittelt wurden. Man erhält:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ST61} &= 93,5\,\% \pm 0,9\,\% \\ \varepsilon_{ST2} &= 91,2\,\% \pm 1,4\,\%. \end{aligned}$$

4.5 Der Wirkungsquerschnitt

Den sichtbaren Wirkungsquerschnitt erhält man nach

$$\sigma^{vis}(ep \to D_s X) = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon_{\text{Trig.}} \cdot \varepsilon_{\text{Schn.}} \cdot \mathcal{BR}(D_s \to \phi\pi) \cdot \mathcal{BR}(\phi \to K^+K^-)}.$$

N ist die Anzahl gefundener D_s. Für ST61 erhält man mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 8{,}4\,\text{pb}^{-1}$ mit der Vertexmethode

$$\sigma^{vis}_{Vertex}(ep \to D_s X) = 2{,}4\ \pm 0{,}9\ \text{nb}$$

und mit der Wahrscheinlichkeitsmethode für ST61 und ST2 (addierte Luminosität: $\mathcal{L} = 11{,}8\,\text{pb}^{-1}$)

$$\sigma^{vis}_{dE/dx}(ep \to D_s X) = 2{,}0\ \pm 1{,}0\ \text{nb}.$$

Die angegebenen Fehler sind die statistischen.

4.5.1 Systematische Fehler

Tabelle 12 zeigt zusammenfassend die systematischen Fehler, von denen einige bereits in vorherigen Abschnitten (2.3, 4.4.4) erläutert wurden.

Die Luminositätsmessung ist auf 1,5 % genau.

Das ϕ-Fenster um $\pm 1\,\text{MeV/c}^2$ zu verändern, bringt einen systematischen Fehler von 1 % mit sich.

[27] Für einen anderen Charm-Zerfallskanal ist in [16] gezeigt, daß die aus den Daten durch den Vergleich mit einem unabhängigen Subtrigger bestimmten Effizienzen den Subtriggereffizienzen entsprechen, die die MC-Simulation liefert.

Luminosität	1,5 %
ϕ-Fenster	1 %
Triggereffizienz	+4,3; −3,3 %
Verzweigungsverhältnisse	25 %
$\varepsilon_{\lvert\cos\Theta_H\rvert}$	2 %
$\varepsilon_{\cos\Theta_D}$	2 %
Gesamt	+26,−25 %

Tabelle 12: Die systematischen Fehler. Der totale systematische Fehler ist die quadratische Summe der einzelnen systematischen Fehler.

Der Fehler der Triggereffizienz ist aus [17] übernommen. Dort wurde der D^*-Zerfall untersucht, der dieselbe Struktur aufweist wie der D_s-Zerfall. Obwohl in [17] Daten aus den Jahren 1994-96 analysiert wurden und sich die Triggerbedingungen in diesen Jahren verglichen mit 1997 leicht geändert haben, sollte der Fehler der Triggereffizienz ähnlich groß sein.

Die Fehler der Verzweigungsverhältnisse sind nach [9] $\Delta\mathcal{BR}(D_s \to \phi\pi) = 0,9\,\%$ und $\Delta\mathcal{BR}(\phi \to K^+K^-) = 0,8\,\%$.

Da die einzelnen Fehler als nicht korreliert angenommen werden, ist der gesamte systematische Fehler die quadratische Summe der Einzelfehler[28].

Damit sind

$$\sigma^{vis}_{Vertex}(ep \to D_s X) = 2{,}4\ \pm 0{,}9\ \pm 0{,}6 \text{ nb}$$

und mit der Wahrscheinlichkeitsmethode

$$\sigma^{vis}_{dE/dx}(ep \to D_s X) = 2{,}0\ \pm 1{,}0\ \pm 0{,}5 \text{ nb.}$$

4.5.2 Plausibilitätsbetrachtung

Der hier gemessene Wirkungsquerschnitt soll mit dem in [17] veröffentlichten für $ep \to D^*\,X$ verglichen werden[29].

Da die Massendifferenz von D_s^*- und D_s-Meson weniger als 10 % der Teilchenmassen ausmacht, kann für eine Abschätzung angenommen werden, daß

$$\frac{\sigma^{vis}(ep \to D_s^*\,X)}{\sigma^{vis}(ep \to D_s\,X)} \approx 3$$

[28] $\sqrt{\sum_i \Delta_i^2} = \Delta_{gesamt}$

[29] Die Definition des sichtbaren Wirkungsquerschnitts ist dort dieselbe wie hier.

ist, da das D_s^* ein Vektormeson und das $D_s$ein Pseudoskalar ist (ein kinematischer Faktor ist also vernachlässigt worden). Das D_s^* zerfällt ausschließlich in D_s, so daß

$$\begin{aligned}\sigma(ep \to D_s\,X) &= \sigma(ep \to D_s^*\,X) + \sigma(ep \to D_s\,X)_{direkt} \\ &\approx (\frac{3}{4} + \frac{1}{4}) \cdot \sigma(ep \to D_s\,X)\end{aligned}$$

ist. Das Subskript „direkt“ bedeutet, daß das D_s aus dem Charmquark ohne einen D_s^*-Zwischenzustand erzeugt worden ist.

Mit dem hier gemessenen Ergebnis ist damit der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(ep \to D_s^*\,X) \approx \frac{3}{4} \cdot \sigma(ep \to D_s\,X) = 1{,}8\,\mathrm{nb}.$$

In [19] ist das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{BR}(c \to D^*) = 0{,}22 \pm 0{,}014$ gemessen worden, in [20] $\mathcal{BR}(c \to D_s) = 0{,}10 \pm 0{,}01$. Letzteres liefert nach obigen Überlegungen $\mathcal{BR}(c \to D_s^*) \approx 0{,}075$.

Damit ergibt sich[30]

$$\begin{aligned}\sigma_{approx}(ep \to D^*\,X) &= \frac{\mathcal{BR}(c \to D^*)}{\mathcal{BR}(c \to D_s^*)} \cdot \sigma(ep \to D_s^*\,X) \\ &= \frac{0{,}22}{0{,}075} \cdot 1{,}8\,\mathrm{nb} = 5{,}3\,\mathrm{nb}.\end{aligned}$$

In [17] wurde

$$\sigma^{vis}(ep \to D^*\,X) = 5{,}48 \pm 0{,}6\,^{+0{,}82}_{-0{,}66}\,\mathrm{nb}$$

gemessen.

Die Ergebnisse stimmen sehr gut überein, so daß der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to D_s\,X) = 2{,}4\,\mathrm{nb}$ plausibel ist.

[30] Hier sieht man, daß die Abschätzung gar nicht sensitiv auf das Erzeugungsverhältnis von Pseudoskalaren und Vektormesonen ist, da es sich heraushebt.

Zusammenfassung

Der Wirkungsquerschnitt $ep \to D_s X$ wurde über den Kanal $D_s \to (\phi \to K^+K^-)\,\pi$ in tiefinelastischer Streuung gemessen. Daten aus dem Jahr 1997, die einer integrierten Luminosität von 11,8 pb^{-1} entsprechen, wurden mit zwei verschiedenen Methoden analysiert. In der einen Methode kam der Siliziumvertexdetektor zur Anwendung, indem auf die Signifikanz der Zerfallslänge des D_s-Mesons geschnitten wurde, die so klein ist, daß sie nur mit diesem Detektor gemessen werden kann. Es wurden 31 ± 12 getriggerte D_s-Mesonen gefunden. Man erhält $\sigma(ep \to D_s X) = 2{,}4 \pm 0{,}9 \pm 0{,}6$ nb. In der zweiten Methode wurde die Teilchenidentifikation mit der dE/dx-Methode verwendet. Dort wurden 41 ± 14 D_s-Mesonen gefunden, wenn alle Subtrigger gefordert waren, und 16 ± 8, wenn ST61 oder ST2 gefordert waren. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich mit dieser Methode zu $\sigma(ep \to D_s X) = 2{,}0 \pm 1{,}0 \pm 0{,}5$ nb. Verglichen mit dem in [17] veröffentlichenten Wirkungsquerschnitt für $ep \to D^* X$ scheinen die gewonnenen Ergebnisse plausibel zu sein.

Literatur

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

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

[3] M. Kausch-Blecken v. Schmeling
The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays
Dissertation, DESY-Thesis-1998-033, Hamburg 1998, unveröffentlicht

[4] Johannes Gassner
Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors
Diplomarbeit ETH Zürich, ETHZ-IPP Internal Report 96-4, Zürich 1996, unveröffentlicht

[5] G. Wolf
HERA Physics
DESY 94-022, Proc. of 42*nd* Scottish Universities Summer School in Physics (SUSSP 93): High Energy Phenomenology (NATO Advanced Study Institue), St. Andrews, UK (1993)

[6] A. Levy
Low-x Physics at HERA
DESY 97-013, Proc. Strong Interaction Study Days, Kloster Banz, Germany (1995), In Lectures on QCD, Hrsg. F. Lenz

[7] Martin zur Nedden
Photoproduction of open charm in ep-collisions at HERA
Dissertation Universität Zürich, Zürich 1998, unveröffentlicht

[8] U. Bassler, G. Bernardi
On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 361 (1995) 197-208

[9] Particle Data Group
Review of Particle Physics
The European Physical Journal 3 (1998) 1-794

[10] P. Billoir et al.
Track element merging Strategy and vertex fitting in complex modular detectors
Nuclear Instruments and Methods in Physics 1241 (1985) 115-131

[11] G. Ingelman et al.
AROMA2.1 – A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions
DESY 95- ISSN 0418-9833

[12] S. Hengstmann
Erzeugung von ϕ-Mesonen in der Photoproduktion im H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg 1996, unveröffentlicht

[13] M. Hilgers
Untersuchung zur Rekonstruktion von D_s-Mesonen mit dem H1-Detektor
Diplomarbeit, RWTH Aachen 1998, PYTHIA 11/98, unveröffentlicht

[14] P. Nason, C. Oleari
A fixed-order calculation of the heavy-quark fragmentation function in e+e- collisions
Physiscs Letters B 447 (1999) 327-330

[15] J. Steinhart
Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts durch die Rekonstruktion von Λ_C-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA
Dissertation, Hamburg 1999, noch unveröffentlicht

[16] D. Müller
A Measurement of the Gluon Density in the Proton Based on Charm

Production at HERA
Dissertation, Universität Zürich (1998), unveröffentlicht

[17] H1 Collaboration, C.Adloff et al.
Measurement of D^* Meson Cross Sections at HERA and Determination of the Gluon Density in the Proton Using NLO QCD
Nuclear Physics B 545 (1999) 21-44

[18] S. Hengstmann
Dissertation (in Vorbereitung)

[19] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al.
Eur. Phys. J. C1 (1998) 439

[20] ALEPH Collaboration, R. Barate et al.
Eur. Phys. J. C4 (1998) 367

Danksagung

Herrn Prof. Eichler danke ich sehr, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Arbeitsgruppe am DESY eine Diplomarbeit zu schreiben.

Für die intensive Betreuung bedanke ich mich herzlich bei Daniel Pitzl. In der Phase hartnäckiger Computerprobleme hat er ganze Tage mit mir vor dem Bildschirm verbracht.

Johannes Gassner danke ich, dass er mir seine Programmstruktur überlassen und auch er mir über einige Softwareprobleme hinweggeholfen hat.

Bei Martin zur Nedden und Stefan Hengstmann bedanke ich mich für viele gute Ratschläge.

Christoph Grab und Yorgos Tsipolitis haben meine Arbeit von Beginn an mit ihren Kommentaren begleitet, wofür ich ihnen danke.

Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei Frau Nordmann, Frau Brauer und meinen Komilitonen aus dem Christophorus-Haus für ihre Gastfreundschaft.