Messung der Charm-Produktion im H1-Detektor bei HERA

Thomas Schietinger

Diplomarbeit

unter der Leitung von
Prof. Dr. Ralph Eichler

Institut für Teilchenphysik
ETH Zürich

Sommer 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Quarks

Nach gegenwärtigem Wissensstand besteht die Kernmaterie – d.h. die Protonen und Neutronen, die den Atomkern bilden – aus sogenannten *Quarks*, die durch den Austausch bestimmter Kraftteilchen, der *Gluonen*, zusammengehalten werden. Gewöhnliche Atomkerne enthalten nur zwei Arten von Quarks: d- und u-Quarks (für *down* und *up*, entsprechend ihrer Ladung). Darüber hinaus kennt man schon seit einiger Zeit eigenartige instabile Teilchen, für die sich die Bezeichnung "seltsam" eingebürgert hat. Wie sich später herausstellte, können ihre Eigenschaften auf die Existenz eines weiteren Quarks, des s-Quarks (für seltsam bzw. *strange*), zurückgeführt werden. Das ursprüngliche Quarkmodell basierte lediglich auf diesen drei Quarks.

Wie von manchen Theoretikern vorhergesagt, wurde in den Siebziger Jahren ein weiteres Quark entdeckt, das positiv geladene Pendant zum s-Quark. Das neue Quark und die damit verbundene Teilcheneigenschaft erhielten den Namen *Charm*. "Charmante" Teilchen sind noch kurzlebiger als "seltsame".

Seither fand man noch ein drittes Quarkpaar (*bottom* und *top* in Analogie zu den ersten zwei Quarks). Neuere experimentelle Resultate lassen den Schluß zu, daß es nur drei Generationen von Teilchen gibt, d.h. es existieren *nur* die sechs erwähnten Sorten von Quarks.

Charm-, Bottom-, und Top-Quark mußten vor allem aufgrund ihrer hohen Massen so lange auf ihre Entdeckung warten. Um diese Teilchen zu erzeugen, müssen sehr hohe Energien aufgewendet werden, wie sie ausschließlich an großen Teilchenbeschleunigern verfügbar sind. Das Top-Quark hat eine Masse von der Größenordnung eines Goldatoms und konnte bis heute nicht eindeutig nachgewiesen werden.

Streuexperimente an Speicherringen (Collidern)

Fast das gesamte Wissen der modernen Teilchenphysik stammt aus Streuexperimenten. Dabei werden Teilchen auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und auf andere Teilchen geschossen. Ist die dabei frei werdende Energie genug groß, können neue Teilchen entstehen, aus welchen weitere Zerfallsprodukte hervorgehen.

Als besonders fruchtbar hat sich das Konzept des *Speicherrings* erwiesen. In einer Speicherringanlage werden zwei entgegengesetzt laufende Teilchenströme an bestimmten Punkten zur frontalen Kollision gebracht (daher auch der Name *Collider*). Auf diese Weise können viel höhere Kollisionsenergien erreicht werden als beim Beschuß ruhender Materie. Um den Streuvorgang genau studieren zu können, werden an den Wechselwirkungspunkten Detektoren riesigen Ausmaßes errichtet.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten stammen vom H1-Detektor an der Speicherringanlage HERA des DESY Forschungslaboratoriums in Hamburg. HERA ist der erste und bisher einzige Elektron-Proton-Collider. Ein zweiter Kollisionspunkt, gegenüber von H1, wird vom ZEUS-Experiment umschlossen.

Beobachtung von Charm-Quarks

In der vorliegenden Arbeit wurde in den Daten vom H1-Experiment aus dem Jahr 1993 nach Hinweisen auf die Erzeugung von c-Quarks gesucht. Eine quantitative Abschätzung der c-Quark-Produktion bei Elektron-Proton-Stößen ist von größtem Interesse, tappen doch die Theoretiker auf diesem Gebiet noch weitgehend im dunkeln.

Da die Anziehungskraft zwischen den Quarks mit zunehmendem Abstand sehr stark zunimmt, ist es nicht möglich, einzelne Quarks zu beobachten (*quark confinement*). Man muß deshalb nach Teilchen suchen, die ein c-Quark enthalten. Aus Gründen, die weiter unten ausführlich dargelegt werden, erscheint die Suche nach geladenen D^*-Mesonen[1] besonders erfolgversprechend. Aber auch die D-Mesonen können wir wegen ihrer extrem kurzen Zerfallszeit leider nicht direkt nachweisen. Der Nachweis erfolgt daher indirekt durch die Beobachtung der langlebigeren Zerfallsprodukte, in diesem Fall π-Mesonen (Pionen), die mit einer mittleren Lebensdauer von immerhin schon 26 Milliardstel Sekunden gut sichtbare Spuren im Detektor hinterlassen. Aus den Spuren dieser Pionen lassen sich Masse und Impuls des Elternteilchens rekonstruieren, woraus sich Hinweise auf dessen Identität ergeben.

Die weitaus meisten der aufgezeichneten Spuren stammen von anderen physikalischen Prozessen oder von unvermeidbaren Kollisionen der beschleunigten Protonen mit verbleibenden Gasmolekülen im Strahlrohr. Nur selten findet man Ereignisse, bei denen ein Charm-Teilchen entsteht und alle seine Zerfallsprodukte deutliche Spuren im Detektor hinterlassen. Um nun solche "Stecknadeln im Heuhaufen" finden zu können, müssen den Ereignissen und Spuren strenge Auswahlkriterien auferlegt werden. Die Suche nach geeigneten Auswahlverfahren bildete den Hauptteil dieser Arbeit. Mit Hilfe von Simulationen wird nachher festgestellt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Charm-Ereignis sämtlichen Schritten der Selektion standhält (Effizienz der Analyse). Dies läßt dann Rückschlüsse auf die Zahl der tatsächlich erzeugten Charm-Quarks zu.

[1] *Mesonen* sind gebundene Quark-Antiquark-Zustände. D-Mesonen bestehen aus einem c-Quark (Antiquark) und einem leichteren Antiquark (Quark). D^* bezeichnet einen angeregten Zustand eines solchen Mesons.

1 Theoretische Grundlagen

In diesem Abschnitt wollen wir eine kurze Einführung in den Formalismus der tief inelastischen ep-Streuung geben und die dabei möglichen Mechanismen der Charm-Produktion erläutern. Da in dieser Arbeit ausschließlich Ereignisse mit "offenem" Charm untersucht werden (Entstehung von D-Mesonen), gehen wir nicht auf die Produktion von $c\bar{c}$-Mesonen (J/ψ und Verwandte) ein. Im letzteren Fall spricht man von "verstecktem" Charm, weil sich hier die Quantenzahlen der Quarks bzw. Antiquarks gerade aufheben.

1.1 Tief inelastische ep-Streuung und Partonmodell

Im Partonmodell wird die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung auf die elastische Streuung der Elektronen an den Konstituenten (Partonen) des Protons zurückgeführt [1]. Das Proton wird dabei aufgespalten und verliert seine Identität. "Parton" ist hier als Sammelbegriff für Quarks und Gluonen zu verstehen, die ungefähr je die Hälfte des Protonimpulses tragen. Da das Elektron als Lepton nicht an der starken Wechselwirkung teilnimmt, streut es in erster Ordnung nur an den Quarks im Proton. Je nach Art der Wechselwirkung wird ein Photon oder ein W- bzw. Z-Boson ausgetauscht. Bei gegebener Energie wird der Vorgang durch zwei Variablen bestimmt, zum Beispiel

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad \text{und} \quad \nu = \frac{P \cdot q}{m_p}. \tag{1}$$

Hier bedeuten k und k' den Viererimpuls des Elektrons vor bzw. nach der Streuung, q den Viererimpuls des Bosons und P jenen des Protons (vgl. Abb. 1). Q^2 ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Bosons, ν gibt seine Energie im Ruhesystem des Protons an. An Stelle von Q^2 und ν werden häufig die *dimensionslosen Skalenvariablen*

$$x = -\frac{q^2}{2(q \cdot P)} \quad \text{und} \quad y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{2}$$

verwendet. x ist die Bjørkensche Skalenvariable und hat in einem Bezugssystem, in dem das Proton mit hohem Impuls dem Elektron entgegenfliegt (sog. *infinite momentum frame*), eine anschauliche Bedeutung: Sie gibt an, welchen Bruchteil des Protonimpulses das elastisch streuende Parton auf sich vereinigt. y ist gleich dem relativen Energieverlust des Elektrons, gemessen im Ruhesystem des Protons, in Formeln $y = (E_e - E'_e)/E_e$.

Als Energieskala dient die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, wobei

$$s = (k + P)^2 \tag{3}$$

die bekannte Mandelstam-Variable ist. Bei HERA gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen $s \approx 4E_pE_e$, wobei die im Bezugssystem des Detektors gemessenen Teilchenenergien einzusetzen sind.

Für rein elektromagnetische Wechselwirkungen unterscheidet man phänomenologisch zwischen Ereignissen mit großem Q^2 und solchen mit $Q^2 \approx 0$. Im letzteren Fall ist das vom Elektron abgestrahlte Photon *quasireell* und muß daher als effektiver Streupartner des Protons angesehen werden.

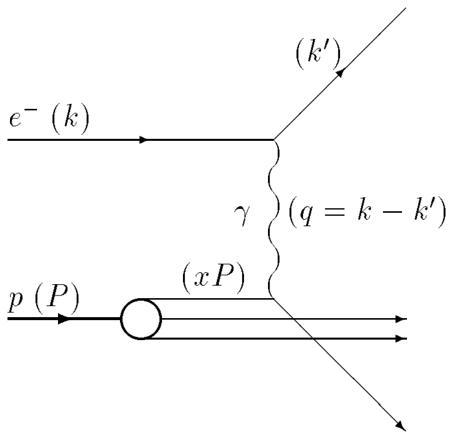


Abbildung 1: *Tief inelastische ep-Streuung im Partonmodell: Feynman-Diagramm erster Ordnung für den Austausch eines Photons. In Klammern die Viererimpulse der Teilchen.*

1.2 Photoproduktion

Die Erzeugung von Teilchen durch die Streuung von (reellen) Photonen an Nukleonen wird *Photoproduktion* genannt. Die ep-Streuung bei HERA wird durch solche Prozesse dominiert. Das Elektron "streift" dabei das Proton unter Austausch eines *quasireellen* Photons, d.h. Q^2 ist sehr klein ($Q^2 \lesssim 10^{-2}$ GeV^2). In diesem kinematischen Grenzfall wird also eigentlich die Photon-Proton-Streuung untersucht, und der Elektronenstrahl dient sozusagen als Quelle hochenergetischer Photonen.

Bei hohen Energien spielt die *hadronische Struktur* des Photons eine wichtige Rolle. Ein Photon kann in ein ungebundenes Quark-Antiquark-Paar aufspalten (*anomale* Komponente des Photons) oder sich in ein Vektormeson verwandeln (*VDM*-Komponente für *Vektor-Dominanz-Modell*) [5]. In beiden Fällen spricht man von einem "aufgelösten" oder hadronischen Photon, im Gegensatz zum "direkten" Photon, welches als punktförmiges Eichboson wechselwirkt (*resolved* und *direct photon*).

Bei HERA wurden 1993 Elektronen einer Energie von 26.7 GeV auf Protonen mit 820 GeV geschossen, was eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 296$ GeV ergibt. Dies erlaubt die Beobachtung von γp-Stößen mit 150 GeV $< \sqrt{s_{\gamma p}} <$ 250 GeV, was im Mittel der Bestrahlung ruhender Protonen mit 20 TeV-Photonen entspricht, ein bis anhin noch völlig unerforschter Bereich.

1.3 Erzeugung von Charm-Quarks in der ep-Streuung

Charm-Quarks können auf verschiedene Arten bei ep-Streuung entstehen. Wegen ihrer hohen Masse ($m_c \approx 1.5$ GeV) sind die c-Quarks jedoch sowohl im Protonsee ($q\bar{q}$-Paare im Proton, die aus einem Gluon entstehen und wieder annihilieren) als auch bei der Fragmentation (Bildung von $q\bar{q}$-Paaren aus dem Vakuum bei der Hadronisation wegfliegender Quarks) sehr stark unterdrückt. Die Zahl der c-Quarks, die aus dem Zerfall von b-Quarks stammen, ist ebenfalls vernachlässigbar klein, ist doch der Wirkungsquerschnitt der Bottom-Produktion um ein bis zwei Größenordnungen kleiner als jener der Charm-Produktion [3]. c-Quarks aus ep-Stößen stammen daher fast ausschließlich von *elementaren Partonprozessen.* Hier kommen im wesentlichen zwei Mechanismen in Frage [3]:

- Das Elektron kann direkt durch Austausch eines W^--Bosons ein $\bar{s}$- oder (Cabibbo unterdrückt) $\bar{d}$-Antiquark aus dem Protonsee in ein $\bar{c}$-Antiquark verwandeln (Leptoproduktion):

$$e^- + \bar{s}(\bar{d}) \longrightarrow \nu_e + \bar{c} \tag{4}$$

- Boson-Gluon-Fusion (BGF): Hier streut das vom Elektron stammende Boson indirekt unter Entstehung eines Quark-Antiquark-Paares an einem Gluon des Protons (siehe Abb. 2):

$$\begin{array}{llcc} \text{CC:} & W^- + g & \longrightarrow & s(d,b) + \bar{c} \\ \text{NC:} & \gamma/Z^0 + g & \longrightarrow & c + \bar{c} \end{array} \tag{5}$$

  CC und NC stehen für *charged* bzw. *neutral current* – geladener oder neutraler Strom, entsprechend der Ladung des elektroschwachen Bosons. Wird ein Photon mit kleinem Q^2 ausgetauscht, so ist dies ein typischer Fall von Photoproduktion.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte zeigt, daß die Boson-Gluon-Fusion den praktisch einzig nennenswerten Beitrag liefert. Bei HERA dominiert die Photoproduktion, d.h. die Wechselwirkung über den Austausch quasireeller Photonen, während W^-- und Z^0-Bosonen wegen ihrer hohen Masse stark unterdrückt sind. Ihre Beiträge können vernachlässigt werden. Die Charm-Produktion bei HERA erfolgt deshalb hauptsächlich über einen Mechanismus, die *Photon-Gluon-Fusion (PGF).*

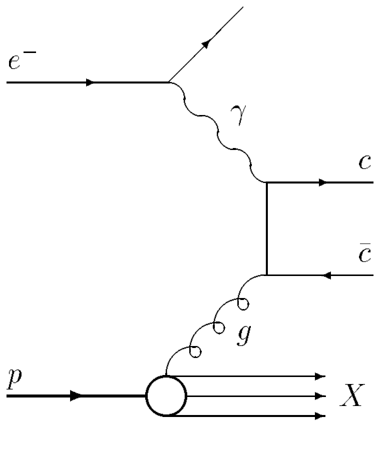


Abbildung 2: *Feynman-Diagramm der Photon-Gluon-Fusion.*

Es handelt sich dabei um einen Partonprozeß der Ordnung $\alpha\alpha_s$, eingebettet in der gesamten Streureaktion

$$e^- + p \longrightarrow e^- + c + \bar{c} + X. \tag{6}$$

Man beachte, daß das Gluon nicht von einem Quark im Proton abgestrahlt wird, sondern direkt dem Protonsee entstammt.

Die Beiträge der Prozesse höherer Ordnungen zum Wirkungsquerschnitt sind von der gleichen Größenordnung wie jene der niedrigsten Ordnung, sind also in keiner Weise zu vernachlässigen. Theoretische Vorhersagen werden dadurch beträchtlich erschwert. Insbesondere ist die weiter oben erwähnte hadronische Struktur hochenergetischer Photonen zu berücksichtigen. Die hadronische Komponente des Photons unterliegt der starken Wechselwirkung, so daß in diesem Fall die Photoproduktion der c-Quarks über den Partonprozeß der *Gluon-Gluon-Fusion* erfolgt. Es wird jedoch erwartet, daß der direkte Anteil des Photons die führende Rolle bei der Charm-Produktion spielt [4].

In der Weizsäcker-Williams-Approximation für quasireelle Photonen läßt sich der Wirkungsquerschnitt der Charm-Erzeugung durch Photon-Gluon-Fusion als Integral über die Partonimpulsanteile schreiben [2, 3]:

$$\sigma_{\mathrm{PGF}}(ep \to ec\bar{c}X) = \int \mathrm{d}y\, F_{\gamma/e}(y) \int \mathrm{d}x_g\, g(x_g, \mu^2)\, \hat{\sigma}(\gamma g \to c\bar{c})(\hat{s}, \mu^2) \tag{7}$$

$F_{\gamma/e}(y)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der das Elektron ein Photon mit Impulsanteil y abstrahlt; $g(x_g, \mu^2)$ ist die Gluondichteverteilung im Proton, ausgewertet für einen Impulsanteil x_g des Gluons im Proton (Bjørken-Variable) an der Massenskala[2] μ^2. $\hat{\sigma}$ und $\hat{s} = x_g y s$ bezeichnen den Wirkungsquerschnitt und das Quadrat der Schwerpunktsenergie für den "harten" Parton-Subprozeß. Damit ein $c\bar{c}$-Paar entstehen kann, muß die Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ des Subprozesses mindestens das Äquivalent zweier c-Quark-Massen erreichen. Da der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ des Subprozesses jedoch wie $1/\hat{s}$ abnimmt und die Gluonendichte klein wird für große x_g, erwartet man, daß die c-Quarks vorwiegend an der Produktionsschwelle entstehen.

Die direkte Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Gluonendichte im Proton ermöglicht die Bestimmung derselben aus der Messung der Charm-Produktion bei ep-Stößen [4].

1.4 D-Mesonen

Einzelne c-Quarks fragmentieren zum größten Teil in Mesonen, d.h. sie bilden mit einem leichteren Antiquark aus dem Vakuum einen gebundenen Zustand. Solche Mesonen – $c\bar{q}$- und $q\bar{c}$-Paare mit $q = u, d, s$ – heißen *D-Mesonen*. Die Grundzustände der D-Mesonen können als leichteste Charm-Teilchen nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen und weisen deshalb relativ lange Lebensdauern in der Größenordnung Picosekunden auf. Angeregte Zustände zerfallen stark oder elektromagnetisch in die Grundzustände. Tabellen 1 und 2 listen einige der wichtigsten Eigenschaften dieser Teilchen auf (nach [6]).

[2] Die für die tief inelastische Streuung übliche Wahl der Massenskala $\mu^2 = Q^2$ ist bei der Photoproduktion wegen $Q^2 \approx 0$ nicht anwendbar.

Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV/c^2]	Lebensdauer [ps]
$D^{\pm}$	$c\bar{d}$, $\bar{c}d$	1869.4 ± 0.4	1.057 ± 0.015
D^0, $\bar{D}^0$	$c\bar{u}$, $\bar{c}u$	1864.6 ± 0.5	0.415 ± 0.004
$D_s^{\pm}$	$c\bar{s}$, $\bar{c}s$	1968.5 ± 0.7	0.467 ± 0.017

Tabelle 1: *Grundzustände der D-Mesonen ($J^P = 0^-$).*

Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV]	Zerfälle
$D^{*\pm}$	$c\bar{d}$, $\bar{c}d$	2010.0 ± 0.5	< 0.131	$D^0\pi^{\pm}$, $D^{\pm}\pi^0$, $(D^{\pm}\gamma)$
D^{*0}, $\bar{D}^{*0}$	$c\bar{u}$, $\bar{c}u$	2006.7 ± 0.5	< 2.1	$D^0\pi^0$, $D^0\gamma$
$D_s^{*\pm}$	$c\bar{s}$, $\bar{c}s$	2110.0 ± 1.9	< 4.5	$D_s^{\pm}\gamma$

Tabelle 2: *Erste angeregte Zustände der D-Mesonen (D^*-Resonanzen, $J^P = 1^-$).*

2 Das Experiment H1

2.1 Die Elektron-Proton-Speicherringanlage HERA

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing**A**nlage HERA ist die weltweit erste Speicherringanlage, in der Elektronen und Protonen frontal aufeinander geschossen werden. HERA wurde Ende 1990 nach sechseinhalbjähriger Bauzeit fertiggestellt und ist mit 6.3 km Umfang die größte Anlage bei DESY (Deutsches Elektronensynchrotron) in Hamburg. Ältere Anlagen wie zum Beispiel PETRA dienen als Vorbeschleuniger für HERA (vgl. Abb. 3).

Die beiden Teilchenstrahlen werden in getrennten magnetischen Ringen geführt und kommen nur an bestimmten Wechselwirkungspunkten in den Experimentierhallen zur Kollision. Insgesamt sind drei solche Wechselwirkungspunkte vorgesehen, zur Zeit werden deren zwei von Teilchendetektoren umschlossen: H1 im Norden und ZEUS in der südlichen Experimentierhalle. (Ein weiteres Experiment, HERMES, soll ab 1995 am dritten Kollisionspunkt Messungen vornehmen.)

Elektronen können bei HERA auf eine Höchstenergie von 30 GeV beschleunigt werden, Energieverluste durch Synchrotronstrahlung verhindern höhere Werte. Die Energie der Protonen dagegen ist einzig durch die technisch realisierbaren magnetischen Führungsfelder begrenzt. Dank supraleitenden Magneten können hier 820 GeV erreicht werden. Im Schwerpunktssystem stehen also rund 300 GeV zur Verfügung.

In Tabelle 3 sind einige Parameter der beiden Speicherringe zusammengefaßt.

<table>
<tr><th></th><th>e-Ring</th><th>p-Ring</th></tr>
<tr><td>Energie [GeV]</td><td>26.7 (30)</td><td>820</td></tr>
<tr><td>Einschußenergie [GeV]</td><td>12 (14)</td><td>40</td></tr>
<tr><td>Schwerpunktsenergie [GeV]</td><td colspan="2">296 (314)</td></tr>
<tr><td>maximale Luminosität [10^{-31} cm^{-2}s^{-1}]</td><td colspan="2">0.15 (1.5)</td></tr>
<tr><td>integrierte Luminosität [nb^{-1}a^{-1}]</td><td colspan="2">321 (10^5)</td></tr>
<tr><td>Teilchenstrom [mA]</td><td>25 (58)</td><td>20 (163)</td></tr>
<tr><td>Anzahl Teilchenpakete</td><td>$90 + 4$ (210)</td><td>$90 + 4$ (210)</td></tr>
<tr><td>Teilchenzahl pro Paket [10^{10}]</td><td>3.6</td><td>3 (10)</td></tr>
<tr><td>Führungsfeld [T]</td><td>0.149 (0.165)</td><td>4.68</td></tr>
</table>

Tabelle 3: *Einige Angaben zu den HERA-Speicherringen für das Betriebsjahr 1993. Die Designwerte sind, falls abweichend, in Klammern angegeben.*

2.2 Der H1-Detektor

2.2.1 Aufbau des Detektors

Im Gegensatz zu e^+e^-- oder $p\bar{p}$-Collidern ist das Laborsystem bei HERA nicht gleich dem Schwerpunktssystem, denn der Protonenstrahl trägt einen viel höheren Impuls als der Elektronenstrahl. Da der Gesamtimpuls erhalten bleibt, fliegen somit die

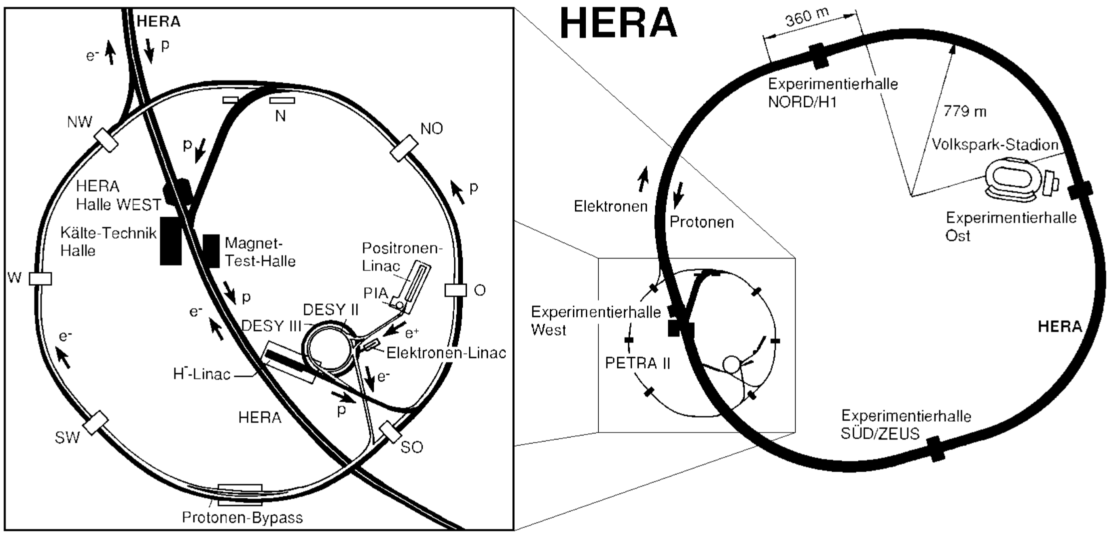


Abbildung 3: *Lage der Speicherringe und Vorbeschleuniger bei HERA.*

meisten der erzeugten Teilchen in der Richtung der Protonen weiter. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wurde für den Detektor eine in Strahlrichtung asymmetrische Bauweise gewählt. Der Detektor ist deshalb in Protonenrichtung viel massiver. Ansonsten ist H1 jedoch wie die meisten Detektoren bei Speicherringen aufgebaut: Die verschiedenen Detektorteile gruppieren sich schalenweise um den Wechselwirkungspunkt.

Das Koordinatensystem wird so gelegt, daß die Protonen entlang der z-Achse in positiver Richtung fliegen ("Vorwärtsrichtung"); der nominale Wechselwirkungspunkt bildet den Koordinatenursprung. Die Ebene senkrecht zum Strahl wird als xy- oder $r\phi$-Ebene bezeichnet.

Eine detaillierte Beschreibung des ganzen Detektors gibt [7]. Wir wollen an dieser Stelle lediglich die wichtigsten Komponenten und deren Funktionen anhand der Abbildung 4 kurz beschreiben:

- Im **Strahlrohr** (1) werden die Teilchenstrahlen geführt und zur Kollision gebracht. Es besteht aus Kohlefasern (2 mm stark) und ist mit Aluminium (150 μm) beschichtet.

- Das **Spurkammersystem** dient der Aufzeichnung der Spuren geladener Teilchen. Es ist in drei Winkelbereiche aufgeteilt. Die *Vorwärtsspurkammern* (3) bestehen aus einer Kombination von Proportional- und Driftkammern sowie Übergangsstrahlungsmodulen, die zur Teilchenidentifikation gebraucht werden. In dieser Analyse verwenden wir aber hauptsächlich Daten der *zentralen Spurkammern* (2), auf die wir weiter unten näher eingehen. Die *Rückwärtsproportionalkammer* befindet sich unmittelbar hinter den zentralen Spurkammern und unterstützt das anschließende Rückwärtskalorimeter bei der Identifikation

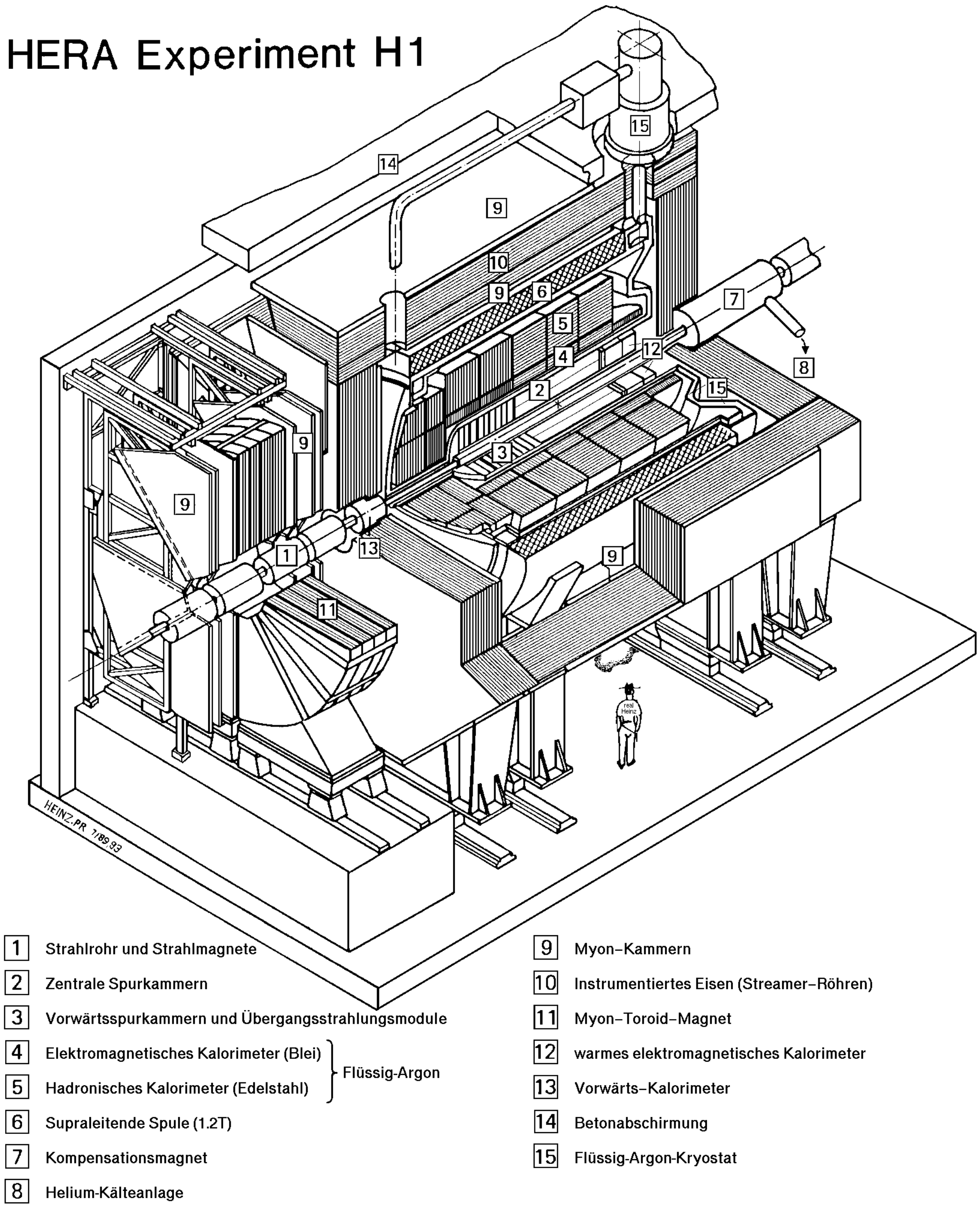


Abbildung 4: *Perspektivische Ansicht des H1-Detektors.*

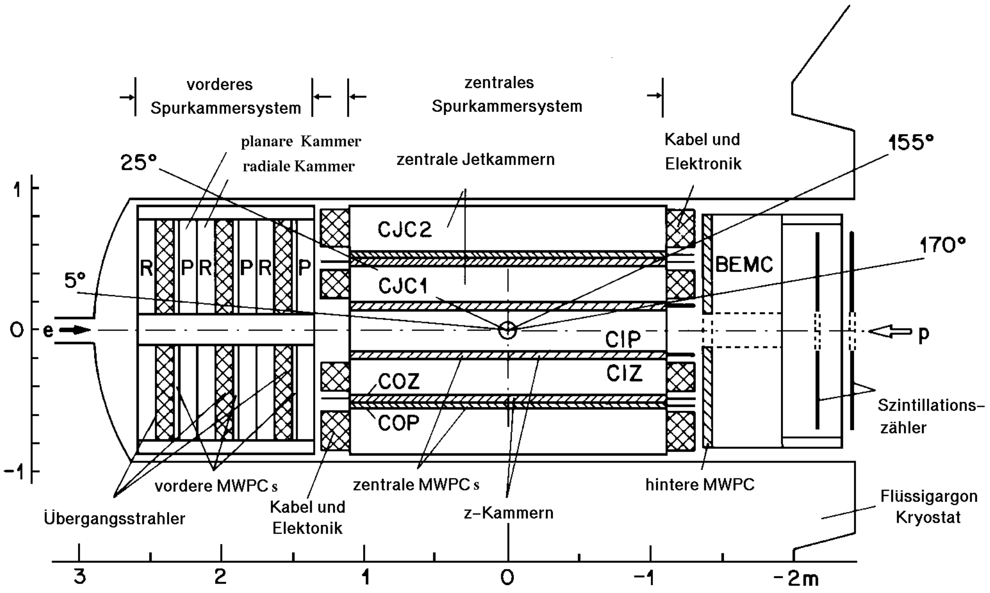


Abbildung 5: *Längsschnitt des Spurkammersystems.*

des gestreuten Elektrons. Abbildung 5 zeigt einen Längsschnitt aller Spurkammern.

- Im **Kalorimeter** werden die Energien der Teilchen bestimmt, indem ihre Schauerbildung im Absorbermaterial vermessen wird. Dazu dient in erster Linie das große *Flüssig-Argon-Kalorimeter*. Im inneren, *elektromagnetischen* Teil (4) werden Bleiplatten als Absorber verwendet, im äußeren, *hadronischen* Teil (5) sind es Edelstahlplatten. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird ergänzt durch *Vorwärts-* und *Rückwärtskalorimeter* (13 und 12). Letzteres dient dem Nachweis der tief inelastisch gestreuten Elektronen.

- Der **Magnet** setzt sich aus einer *supraleitenden Spule* (6) von 6 m Durchmesser und einem *Eisenjoch* (10) zur Rückführung des magnetischen Flusses zusammen. Die mittlere Feldstärke im Bereich der Spurkammern beträgt 1.15 T. Durch dieses Magnetfeld werden die geladenen Teilchen abgelenkt, aus der Krümmung ihrer Spuren läßt sich dann ihr Impuls errechnen. Inhomogenitäten im Magnetfeld treten vor allem im Rückwärtsbereich auf, machen aber nicht mehr als 5% aus. Der *Kompensationsmagnet* (7) hebt die unvermeidliche longitudinale Komponente des Hauptfeldes auf, um den Einfluß des H1-Magneten auf die Teilchenstrahlen minimal zu halten.

  Zwischen den Eisenplatten des Magnetjochs sind *Streamerrohrkammern* installiert, so daß dieses noch zwei weitere Aufgaben erfüllen kann: Erstens können damit hadronische Schauer nachgewiesen werden, die nicht vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbiert werden (*Tail Catcher*), zweitens ergänzt es die Myon-Kammern beim Nachweis der Myonen.

- Das **Myon-Nachweissystem** bildet – abgesehen von der Abschirmung – die äußerste Schale des Detektors, denn die Myonen vermögen als minimal ionisierende Teilchen bei genügend hoher Energie alle Kalorimeterschichten zu durchdringen. *Streamerrohrkammern* (9,10) innerhalb und außerhalb des Eisenjochs sowie ein Myon-Spektrometer, dessen sechs Driftkammern vor und hinter einem Toroidmagneten (11) angeordnet sind, sind die Bestandteile dieses Detektorsystems.

- Das **Flugzeitsystem (ToF[3])** besteht aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen, die im Abstand von 30 cm zwischen Rückwärtskalorimeter und Eisenjoch aufgestellt sind. Mit diesem System kann die Flugrichtung der Teilchen bestimmt werden. Es können also Untergrundereignisse identifiziert werden, die durch Wechselwirkung der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Rohrwand vor dem Detektor verursacht sind und bei denen die Teilchen deshalb in Protonenrichtung auf den Detektor treffen. Die vom Flugzeitsystem gewonnene Information wird sofort vom Trigger verarbeitet, damit die Daten von solchen unerwünschten Ereignissen gar nicht erst ausgelesen werden.

- Das **Luminositätssystem** befindet sich weit außerhalb des eigentlichen H1-Detektors und besteht aus zwei kleinen Tscherenkow-Kalorimetern, dem *Elektron-Tagger* und dem *Photon-Detektor* in 33.4 m bzw. 102.9 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des Elektronenstrahls. Neben der Luminositätsmessung (siehe Abschnitt 2.2.4) wird damit vor allem das bei Photoproduktionsereignissen unter sehr kleinem Winkel gestreute Elektron detektiert.

Der gesamte Detektor (ohne Luminositätssystem) hat die Abmessungen 12 m $\times$ 10 m $\times$ 15 m und ein Gesamtgewicht von 2800 Tonnen.

2.2.2 Die zentralen Spurkammern

Die Aufzeichnung der Spuren erfolgt wie bei allen modernen Speicherringexperimenten durch *Driftkammern*.

Eine Driftkammer ist ein mit Gas gefüllter Raum, in dem an Hochspannung angeschlossene Drähte gespannt sind. Ein durch die Kammer fliegendes Teilchen ionisiert die Gasmoleküle entlang seiner Bahn. Die dadurch freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld der Drähte mit anfangs nahezu konstanter Geschwindigkeit zum nächsten Anodendraht, wo sie schließlich derart beschleunigt werden, daß lawinenartig weitere Elektronen aus Gasmolekülen herausgeschlagen werden. Diese Elektronen erzeugen am Anodendraht einen meßbaren Spannungspuls, aus dem die freigesetzte Ladung Q und eine mittlere Zeit t abgeleitet werden. Die Ladung Q ist proportional zu der vom Teilchen deponierten Energie, und aus der Verzögerung t läßt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Elektronen der Abstand der Teilchenbahn vom Anodendraht ermitteln. Durch Vergleich der Pulse an beiden Drahtenden wird zudem eine Abschätzung der Koordinate längs des Drahtes gewonnen. Mit mehreren Drähten kann auf diese Weise die Spur des Teilchens rekonstruiert werden.

[3]ToF: *Time of Flight*

Den Hauptteil des zentralen Spurkammersystems bei H1 bilden zwei große zylindrische Driftkammern, die innere und die äußere Jetkammer (CJC1 und CJC2[4]), die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Die Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt, die z-Auflösung ist somit gering (25 mm). In der $r\phi$-Ebene wird eine Ortsauflösung von etwa 150 μm erreicht. Wie aus Abbildung 6 ersichtlich, verlaufen die Drahtebenen annähernd radial von innen nach außen. Die Neigung bezüglich der radialen Richtung gleicht den vom Magnetfeld herrührenden Lorentz-Winkel der Elektronendriftbewegung aus.

Zur Verbesserung der z-Auflösung ist vor den Jetkammern je eine dünne Drahtkammer installiert (CIZ und COZ[5]). Ihre Auflösung der z-Koordinate beträgt ungefähr 200 μm.

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP[6] befinden sich unmittelbar vor (CIP) bzw. nach (COP) den z-Kammern und liefern Triggersignale.

2.2.3 Trigger und Ereignisrekonstruktion

Wegen der beschränkten Speicherkapazität und Aufnahmegeschwindigkeit der Datenträger ist es nicht möglich, *alle* Ereignisse zu speichern, die sich im Detektor abspielen. Dies ist auch gar nicht wünschenswert, sind doch leider die meisten Ereignisse gar nicht durch ep-Stöße verursacht, sondern stammen von Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit den Molekülen des Restgases oder sind durch das Eindringen von kosmischer Strahlung in den Detektor verursacht.

Der *Trigger* sorgt dafür, daß nur einigermaßen vielversprechende Ereignisse auf Band aufgezeichnet werden. H1 ist mit einem hochentwickelten Triggersystem ausgestattet, welches aus mehreren Stufen besteht.

Die Teilchenpakete bei HERA kreuzen sich alle 96 ns. Da es nicht möglich ist, während so kurzer Zeit ein Ereignis zu beurteilen, werden die Daten des Ereignisses zunächst in einer sogenannten Pipeline zwischengespeichert, bis ein Entscheid der ersten Triggerstufe vorliegt. Dies dauert etwa 2.2 μs entsprechend 23 Strahlkreuzungen, d.h. die Pipeline muß die Daten von rund 25 Ereignissen aufnehmen können. Erst dann wird – im Falle eines positiven Entscheides – mit der Auslese der Daten begonnen, und die folgenden Triggerstufen, welche mehr Zeit zur Verfügung haben, werden aktiviert.

Die erste Triggerstufe L1 setzt sich aus neun Triggersystemen zusammen, die ihre Informationen aus verschiedenen Unterdetektoren beziehen. Wichtige Entscheidungsgrundlagen bilden z.B. die Position des Vertex (geometrischer Ursprung der Teilchenspuren), die im Kalorimeter hinterlegte Energie oder die Anwesenheit von Myonen. Die neun Triggersysteme liefern rund 100 Signale, genannt Triggerelemente, aus denen verschiedene Kombinationen gebildet werden (Subtrigger). Sobald ein Subtrigger das Ereignis akzeptiert, wird mit der Auslese der Daten begonnen. Dank der Pipeline arbeitet L1 *totzeitfrei*.

Die beiden intermediären Triggerstufen L2 und L3 waren 1993 noch nicht implementiert. Sie sollen während der durch die Auslese bedingten Totzeit arbeiten, sind

[4] CJC: *Central Jet Chamber*
[5] CIZ, COZ: *Central Inner (Outer) Z-Chamber*
[6] CIP, COP: *Central Inner (Outer) Proportional Chamber*

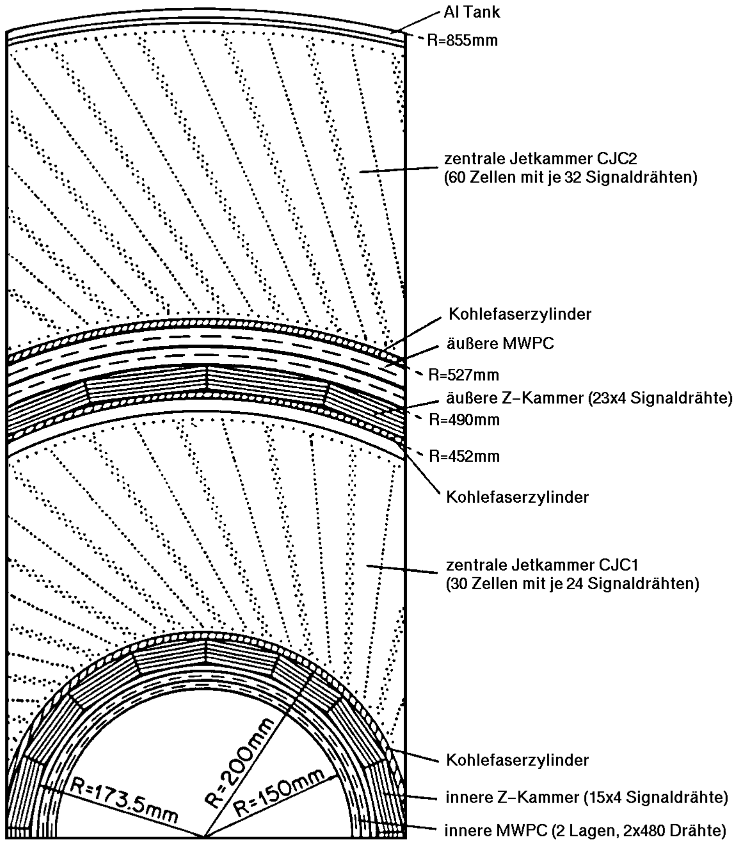


Abbildung 6: *Querschnitt der zentralen Spurkammern.*

also mit der Datennahme synchronisiert.

Der vierten Triggerstufe L4 stehen im Gegensatz zu den ersten drei Stufen *alle* Rohdaten des Ereignisses zur Verfügung. L4 ist ein reiner Software-Trigger und arbeitet unabhängig vom Rhythmus der Datennahme (asynchron). Um die Ereignisrate weiter zu reduzieren, benutzen die L4-Prozessoren schnelle Algorithmen und eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion zur Identifikation von Untergrundereignissen.

Der letzte Schritt umfaßt die eigentliche Rekonstruktion der Ereignisse auf einer Rechenanlage (L5). Hier werden aus den Rohdaten der Detektorkomponenten für die Analyse geeignete Parameter berechnet und in Datenbanken abgespeichert. Außerdem werden die Ereignisse je nach Signatur in Klassen eingeteilt, wobei ein Ereignis mehreren Klassen angehören kann. Bevor die Daten auf Bänder geschrieben werden, gelangen je nach Ereignisklasse weitere Schritte zur Unterdrückung des Untergrundes zur Anwendung.

2.2.4 Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität wird über die Rate der Bethe-Heitler-Reaktion $ep \to ep\gamma$ bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Bremsstrahlungsprozesses ist groß und innerhalb der Quantenelektrodynamik exakt berechenbar. Das gestreute Elektron und das Photon werden mit Elektron-Tagger und Photon-Detektor (siehe Abschnitt 2.2.1) in Koinzidenz gemessen.

Leider entsteht auch Bremsstrahlung durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Molekülen des Restgases im Strahlrohr. Diese Prozesse $eA \to eA\gamma$ haben einen noch größeren Wirkungsquerschnitt und dieselbe experimentelle Signatur. Ihre Ereignisrate wird mit den Elektron-Pilotpaketen bestimmt und von der Gesamtrate abgezogen. (Pilotpakete haben kein entsprechendes gegenläufiges Teilchenpaket, können also nur mit dem Restgas wechselwirken.)

Für das Betriebsjahr 1993 wurde eine integrierte Luminosität

$$L_{\text{tot}} = \int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t = 321\ \mathrm{nb}^{-1} \tag{8}$$

gemessen. Dieser Wert muß noch zweimal korrigiert werden:

1. Bei der Beschleunigung der Protonen durch Hochfrequenzkavitäten gelingt es nicht ganz, sämtliche Protonen in den vorgesehenen Paketen mit 28.8 m (entsprechend 96 ns) Abstand unterzubringen: Hinter den Hauptpaketen sammeln sich die abhanden gekommenen Protonen in kleineren Paketen in Abständen der Hochfrequenzperiode. Diese *Satellitenpakete* tragen zur Luminositätsmessung bei, liefern aber keine Daten, weil ihre Wechselwirkung mit den Elektronenpaketen außerhalb der Detektorakzeptanz liegt. Diese Korrektur macht 3.3% aus.

2. Es kommt immer wieder vor, daß Teile des Detektors wegen Funktionsstörungen nicht in Betrieb sind während der Datennahme. Auch die zentralen Jetkammern erlitten einige Ausfälle während der untersuchten Betriebsperiode, wir dürfen deshalb für unsere Analyse die gemessene Luminosität nur über die Zeit integrieren, in der die Jetkammern voll funktionstüchtig waren.

Mit beiden Korrekturen erhalten wir eine integrierte Luminosität von

$$L = 279\ \mathrm{nb}^{-1}. \tag{9}$$

2.2.5 Spurparametrisierung

Das Magnetfeld im Bereich der Spurkammern ist in erster Näherung homogen und zeigt in Vorwärtsrichtung (Flugrichtung der Protonen). Geladene Teilchen beschreiben daher eine *Spirale*, deren Achse in z-Richtung verläuft. Der Radius der Spirale im Magnetfeld B ist für ein Teilchen mit Masse m und Ladung q durch den Zyklotronradius

$$r = \frac{c\gamma m}{qB} v_{\text{t}} \tag{10}$$

gegeben[7], wobei v_t die Geschwindigkeit des Teilchens in der zum Magnetfeld transversalen Richtung bedeutet. Der Transversalimpuls eines Teilchens läßt sich also bei bekanntem Magnetfeld direkt aus der Krümmung seiner Spur ablesen:

$$p_\mathrm{t} = \gamma m v_\mathrm{t} = \frac{qB}{c} r \tag{11}$$

Für einfach geladene Teilchen erhält man daraus die in der Analyse gebräuchliche Formel

$$p_\mathrm{t}[\mathrm{GeV}/c] = 2.99792458 \cdot 10^{-3} \cdot B[\mathrm{T}] \cdot r[\mathrm{cm}], \tag{12}$$

in der die Elementarladung von der Einheit GeV absorbiert wird. Mit dem Steigungswinkel der Spirale kann hiermit der Gesamtimpuls berechnet werden (siehe weiter unten).

Die Parametrisierung einer Spirale erfordert fünf Parameter. Wir beschreiben kurz die bei H1 gewählten Parameter, für eine ausführliche Diskussion verweisen wir auf [17].

DCA bezeichnet den Punkt auf der Spirale (in der Nähe des Ursprungs), der den kleinsten Abstand von der z-Achse hat, $\boldsymbol{dca}$ den Ortsvektor dieses Punktes[8].

$\kappa \in \mathbb{R}$: Inverser Krümmungsradius, mit Vorzeichen versehen: $\kappa = \pm 1/r$. Das Vorzeichen entspricht demjenigen des Axialvektors der Drehbewegung bezüglich der z-Achse. Weil das Magnetfeld in die positive z-Richtung zeigt, stammen Spuren mit $\kappa > 0$ von *negativ* geladenen Teilchen.

$dca \in \mathbb{R}$: Kleinster Abstand der Spur von der z-Achse, mit Vorzeichen versehen. Das Vorzeichen von dca ist gleich demjenigen des Vektorproduktes $\boldsymbol{dca} \times \boldsymbol{p}_\mathrm{t}$.

$\phi \in [-\pi, +\pi]$: Azimut am *DCA*, d.h. der Winkel zwischen $\boldsymbol{p}_\mathrm{t}(DCA)$ und x-Achse.

$\theta \in [0, +\pi]$: Steigung der Spirale, definiert durch $\theta = \arccos(\mathrm{d}z/\mathrm{d}s)$, wo s die Weglänge entlang der Spirale, gemessen in Flugrichtung des Teilchens bedeutet. θ ist also der Polarwinkel des Impulses, für die Protonflugrichtung gilt $\theta = 0$.

$z \in \mathbb{R}$: z-Koordinate des *DCA*-Punktes.

Die Vorzeichen von κ und dca wurden so definiert, daß bei der stetigen Veränderung eines Parameters keine Unstetigkeiten in den anderen Parametern entstehen.

Mit den oben definierten Winkeln gilt für die Impulskomponenten eines Teilchens mit Transversalimpuls p_t

$$\begin{aligned} p_x &= p_\mathrm{t} \cos\phi, \\ p_y &= p_\mathrm{t} \sin\phi, \\ p_z &= p_\mathrm{t} \cot\theta. \end{aligned} \tag{13}$$

[7] Wir benutzen Heavyside-Lorentz-Einheiten.
[8] dca: *distance of closest approach*

3 Auswahl und Analyse der Daten

Um eine unübersichtliche Notation zu vermeiden, bezieht sich im folgenden die Bezeichnung eines Teilchenzustandes immer sowohl auf diesen angegebenen als auch auf dessen ladungskonjugierten Zustand, d.h. D^0 steht für D^0 *und* $\bar{D}^0$, D^{*+} für $D^{*\pm}$ usw.

3.1 Wahl des Zerfallskanals

3.1.1 D^0 als häufigstes D-Meson

Die produzierten c-Quarks werden in dieser Analyse über den Zerfall des D^0-Mesons nachgewiesen, das am häufigsten entsteht bei der Hadronisation von c-Quarks. Leider stehen dem D^0-Meson sehr viele Zerfallskanäle offen mit durchwegs kleinen Verzweigungsverhältnissen. Die Wahl fiel aus mehreren Gründen auf den Zerfall

$$\begin{array}{lll} D^0 & \longrightarrow & K_S^0 \pi^+ \pi^- \\ & & \hookrightarrow \quad \pi^+ \pi^- . \end{array} \tag{14}$$

Die Existenz eines sekundären Zerfallsvertex erleichtert die Identifikation falscher Spurkombinationen beträchtlich; außerdem wurde mit der Rekonstruktion von K_S^0-Mesonen aus geladenen Pionen schon einige Erfahrung gesammelt [8].

Dennoch stellt sich heraus, daß die D^0-Zerfälle nur sehr schwer zu isolieren sind. Bei der für diese Analyse zur Verfügung stehenden Datenmenge liefern sie ein zu schwaches Signal, um daraus die Charm-Produktion abschätzen zu können. Mit der Methode des *Charm-Taggings* ("Kennzeichnung" der Charm-Quarks) kann eine wesentliche Verbesserung des Charm-Signals erreicht werden.

3.1.2 Charm-Tagging

Beim Zerfall eines Teilchens muß die Masse der Zerfallsprodukte offensichtlich kleiner sein als die Masse des Elternteilchens. Der Massenunterschied zwischen angeregtem und Grundzustand eines Teilchen entscheidet also über die möglichen Zerfallskanäle in den Grundzustand. Für den Übergang $D^{*+} \to D^0$ ist dieser Massenunterschied nur knapp größer als eine Pionmasse, d.h. der starke Zerfall

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi^+ \tag{15}$$

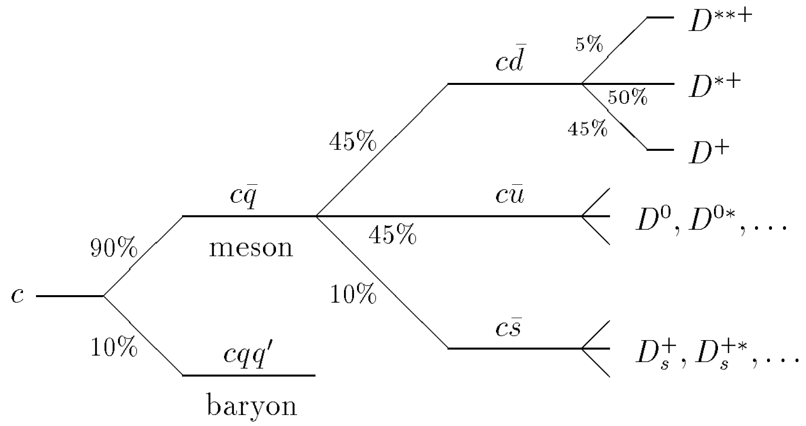
ist gerade noch möglich [9]. Die Massendifferenz kann wegen der starken kinematischen Einschränkung des Zerfalls genauer gemessen werden als die D^{*+}-Masse selbst. Der Wert

$$m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145.42 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2 \tag{16}$$

ist zu vergleichen mit der Pionmasse $m_{\pi^+} = 139.57$ MeV/c^2. Das vom D^{*+}-Zerfall stammende Pion hat also im D^{*+}-Ruhesystem nur gerade rund 5.8 MeV an kinetischer Energie zur Verfügung, entsprechend einem Impuls von etwa 40 MeV/c, und wird deshalb häufig als "langsam" (*slow*) oder "weich" (*soft*) bezeichnet (Symbol π_s). Kann also zu den vier Pionspuren des D^0-Zerfalls zusätzlich noch die Spur eines langsamen Pions gefunden werden, so ist dies ein starker Hinweis auf einen D^{*+}-Zerfall und erhöht die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um ein Charm-Ereignis handelt. Das langsame Pion dient sozusagen als Kennzeichen für ein Charm-Quark (*charm tag*). Obwohl nur etwa ein Viertel der D^0-Mesonen von einem D^{*+} stammen, erhält man auf diese Weise ein erheblich besseres Signal, weil der Untergrund der falsch kombinierten Spuren in diesem kinematischen Bereich viel stärker unterdrückt ist als bei der direkten D^0-Suche.

3.1.3 Verzweigungsverhältnisse

Über die Fragmentationswahrscheinlichkeiten der c-Quarks in verschiedene Hadronen können nur grobe Angaben gemacht werden. Die folgenden Schätzungen basieren auf neueren Messungen an e^+e^--Speicherringen:



Das Verhältnis von Mesonen zu Baryonen folgt aus Messungen des Produktionsquerschnittes für Λ_c-Baryonen [10]. Zur Bildung von D-Mesonen stehen den c-Quarks drei verschiedene Antiquarks zur Verfügung. Messungen der Produktionsrate von D_s-Mesonen selber [11] sowie von $s\bar{s}$-Paaren im Vergleich zu $u\bar{u}$-Paaren bei der Hadronisation [12] ergeben eine rund zehnprozentige Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von seltsamen D-Mesonen. Von den übrigen D-Mesonen können wir infolge der Isospin-Symmetrie (Vernachlässigung der Quarkmassen) annehmen, daß gleichviele geladene ($c\bar{d}$) wie neutrale ($c\bar{u}$) auftreten. Größere Schwierigkeiten bereitet die Abschätzung des Anteils der Vektormesonen (D^*) unter allen erzeugten D-Mesonen. Aufgrund der möglichen Spin-Einstellungen würde man für die Produktionsraten von pseudoskalaren und Vektormesonen ein Verhältnis von 3 : 1 erwarten. Experimentelle Resultate deuten jedoch eher auf ein Verhältnis von 1 : 1 hin [13, 14]. Neben den pseudoskalaren und Vektormesonen können auch höher angeregte Zustände (D^{**}) entstehen, was die Bestimmung des Verhältnisses zusätzlich erschwert [15].

Unsere Berechnung des Charm-Produktionsquerschnittes wird sich auf eine Messung der ALEPH-Kollaboration stützen, welche die Wahrscheinlichkeit der Fragmentation eines c-Quarks in ein D^{*+}-Meson angibt [13]:

$$P_{c \to D^{*+}} = (18.5 \pm 1.3 \pm 2.0)\% \times \frac{1}{B(D^{*+} \to D^0 \pi^+)} \tag{17}$$

Dieses Resultat beinhaltet auch die $D^{*\pm}$ von Zerfällen höher angeregter Zustände. Mit (19) folgt für die Bildung von $D^{*\pm}$-Mesonen aus $c\bar{c}$-Paaren

$$P_{c\bar{c}\to D^{*\pm}} = (47.0 \pm 1.4 \pm 2.2)\%. \tag{18}$$

Die Verzweigungsverhältnisse für unseren Zerfallskanal des D^{*+}-Mesons entnehmen wir [6]:

$$\left.\begin{array}{lcll} D^{*+} & \longrightarrow & D^0\pi^+ & (68.1 \pm 1.3)\% \\ D^0 & \longrightarrow & K_S^0\pi^+\pi^- & 0.5 \times (5.3 \pm 0.6)\% \\ K_S^0 & \longrightarrow & \pi^+\pi^- & (68.6 \pm 0.3)\% \end{array}\right\} 1.24\% \tag{19}$$

Das D^0 zerfällt zunächst in ein $\bar{K}^0$, welches mit fünfzigprozentiger Wahrscheinlichkeit als K_S^0 zerfällt. Das K_S^0 ist die kurzlebige Zerfallsvariante des K^0 (für eine gute Einführung in die K^0-Physik siehe z.B. [16]).

Insgesamt erhalten wir für die Wahrscheinlichkeit, daß aus einem $c\bar{c}$-Paar mindestens ein $D^{*\pm}$-Meson hervorgeht und gemäß (14, 15) zerfällt

$$P(c\bar{c} \to D^{*\pm} \to \ldots \to 5\pi) = (0.67 \pm 0.10)\%. \tag{20}$$

Der Anteil der $c\bar{c}$-Paare, bei denen gleich zwei $D^{*\pm}$-Mesonen entstehen und beide in unserem Zerfallskanal landen, ist verschwindend klein.

3.2 Die Methode der invarianten Masse

Wir werden in unserer Analyse die Methode der invarianten Masse verwenden, mit der schon häufig neue oder bereits bekannte Teilchen in Reaktionen nachgewiesen werden konnten.

Beim Zerfall eines Teilchens $A \to 1, 2, \ldots, n$ bleibt dessen Viererimpuls p_A erhalten:

$$p_A = \sum_{i=1}^{n} p_i \tag{21}$$

Da die Lorentz-Invariante p_A^2 gleich dem Quadrat der Teilchenmasse ist, kann diese aus den Viererimpulsen der Tochterteilchen berechnet werden[9]:

$$m_A = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{p}_i\right)^2} =: M(1, \ldots, n) \tag{22}$$

Der Wurzelterm wird – unabhängig von der Existenz eines gemeinsamen Elternteilchens – *invariante Masse* M der Teilchen $i = 1, \ldots, n$ genannt.

Die Methode der invarianten Masse besteht nun darin, den Ausdruck (22) für alle möglichen Spurkombinationen über viele Ereignisse zu berechnen und in ein Histogramm einzutragen.

Die meisten Kombinationen setzen sich aus Spuren zusammen, die nicht vom gleichen Teilchen stammen und liefern demzufolge statistisch verteilte Werte innerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs (Untergrund). Die invarianten Massen

[9] Wir verwenden Einheiten, in denen $c = 1$ gilt.

von Spurscharen, die tatsächlich vom gesuchten Zerfall herrühren, werden dagegen nahe bei der Masse des Elternteilchens zu liegen kommen. Falls hinreichend viele Zerfälle rekonstruiert werden können, wird sich um diesen Wert eine Häufung der Einträge im Histogramm abzeichnen: Eine Signalspitze erhebt sich über der Kurve des Untergrunds (siehe z.B. Abb. 7).

Die berechnete invariante Masse der echten Zerfallsprodukte ist Lorentz-verteilt, falls es sich beim Elternteilchen um eine sehr kurzlebige Resonanz handelt (natürliche Breite bedingt durch die Energie-Zeit-Unschärfe), oder Gauß-verteilt, wenn die Breite des Signals nur die Folge von Meßungenauigkeiten ist.

Durch die Elimination von Spurkombinationen, die mit großer Wahrscheinlichkeit keinen Zerfall repräsentieren, kann das Verhältnis von Signal zu Untergrund entscheidend verbessert werden. (Dabei dürfen Kriterien, die in irgendeiner Weise die invariante Masse selbst beinhalten, natürlich nicht herangezogen werden.)

Die Methode der invarianten Masse ist am wirksamsten für Zerfälle in zwei Teilchen. Je mehr Teilchen zu einem Zerfall kombiniert werden müssen, desto größer wird der kombinatorische Untergrund.

3.3 Auswahl der Ereignisse und Spuren

3.3.1 Unterdrückung von Untergrundereignissen bei der Ereignisrekonstruktion

Im Rahmen der Ereignisrekonstruktion auf der L5-Stufe (Abschnitt 2.2.3) werden die Ereignisse verschiedenen Klassen zugeordnet, wobei Ereignisse mit deutlichen Untergrundanzeichen ausgesondert werden. Bei Klassen, wo die Einteilung auf Daten der Spurkammern basiert, werden Ereignisse mit den folgenden Untergrundsignaturen verworfen:

- keine aus der Wechselwirkungsregion stammende Spur,
- mehr als drei Spuren, die mehr als 100 cm vor dem nominalen Wechselwirkungspunkt beginnen (Strahl-Gas-Wechselwirkung),
- zwei kollineare Spuren (kosmische Strahlung),
- Protonenstrahlreaktionen im Strahlrohr, identifiziert durch ihre Vertexposition in der xy-Ebene.

Diese Kriterien sind dafür bestimmt, die ep-Stöße von Untergrundreaktionen zu trennen. Da natürlich nicht bei allen ep-Stößen Charm-Teilchen entstehen und in unserem Zerfallskanal landen, wird es zweckmäßig sein, die Datenmenge weiter zu reduzieren. Wir erreichen dies, indem wir die Suche auf *eine Ereignisklasse* beschränken.

3.3.2 Ereignisklasse

Da der Nachweis der Charm-Zerfälle in dieser Analyse auf der Rekonstruktion von K^0_S-Mesonen beruht, wählen wir die Ereignisklasse der V^0-*Kandidaten* aus. Mit V^0 werden neutrale Teilchen bezeichnet, die in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen zerfallen und daher im Magnetfeld eines Detektors ein V-förmiges Zerfallsmuster hinterlassen. Die wichtigsten Vertreter neben $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ sind $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$, $\Lambda \to p\pi^-$ und $\gamma \to e^+e^-$.

Das Programm, welches V^0-Kandidaten aufspürt, sucht in jedem Ereignis nach Spurpaaren, welche die folgenden Kriterien erfüllen:

- minimale Qualitätsanforderungen an die Spuren,
- erfolgreiche Vertexanpassung (Konvergenz des Anpassungsalgorithmus),
- invariante Masse der beiden Spuren im Bereich der Masse eines V^0-Teilchens (für die entsprechende Massenhypothese),
- minimale Zerfallszeit des V^0-Kandidaten, berechnet aus dem Quotient von Vertexseparation und Impuls des V^0 (vgl. Abschnitt 3.4.2).

Für die K_S^0-Kandidaten wird $d/p > 1$ verlangt, was etwa $c\tau > 0.5$cm entspricht, das Massenfenster ist 200 MeV breit gewählt (vgl. Abb. 7a).

3.3.3 Spurkriterien

Innerhalb eines Ereignisses verwenden wir für die Rekonstruktion nur Spuren, die bestimmten Qualitätsanforderungen genügen:

$|z| < 100$ cm : Die Spur soll aus der Wechselwirkungsregion kommen.

$|z - z_{\mathrm{ver}}| < 25$ cm : Der Ursprung der Spur soll in der Nähe des Hauptvertex sein. z_{ver} ist die z-Koordinate des von L5 rekonstruierten Hauptvertex des Ereignisses (Primärvertex).

$|\eta| < 1.5$: Die Spur soll in der Winkelakzeptanz der zentralen Spurkammern liegen. η ist die *Pseudorapidität*[10], definiert durch $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$. Die Forderung entspricht also etwa $25° < \theta < 155°$.

$l_{r\phi} > 15$ cm : Minimale Länge des Spurstückes in der $r\phi$-Projektion.

$p_{\mathrm{t}} > 100$ MeV$/c$: Um fehlerhaft rekonstruierte Spuren möglichst auszuschließen, verlangen wir einen minimalen Krümmungsradius.

Die Spurkriterien sind sehr lose gewählt und verkleinern die zu bearbeitende Datenmenge nur geringfügig.

[10] Die *Rapidität* y eines Teilchens hängt über $\beta = \tanh y$ von seiner Geschwindigkeit ab ($\beta = \frac{v}{c}$), ist also das bekannte Winkelargument der Lorentz-Transformation in das Ruhesystem des Teilchens. Bei Streuexperimenten ist die Rapidität über die zur Strahlachse parallele Geschwindigkeitskomponente definiert, so daß (mit $c = 1$) $y = \frac{1}{2}\log\frac{E+p_z}{E-p_z}$ gilt. Da Differenzen (und Differentiale) von Rapiditäten Lorentz-invariant sind, ist y eine bequeme Rechengröße. Im Grenzfall verschwindender Teilchenmasse geht y in die *Pseudorapidität* η über, die sich als einfache Funktion des Polarwinkels darstellen läßt. (Siehe auch Kap. 23 in [6].)

3.4 Rekonstruktion des Zerfalls

Bei der Rekonstruktion des Zerfalls (14, 15) verwenden wir *alle* Spuren, welche die Spurkriterien von Abschnitt 3.3.3 erfüllen, d.h. wir führen keine Teilchenidentifikation durch. Dies ist vernünftig, da aufgrund der Ergebnisse anderer Streuexperimente angenommen werden kann, daß ohnehin rund 80% der Spuren im Detektor von Pionen stammen.

Der Impuls der Teilchen wird gemäß (12) und (13) berechnet, wobei wir die leichte Inhomogenität des Magnetfeldes wie folgt berücksichtigen: Wir ermitteln die Koordinaten von Anfangs-, Mittel- und Endpunkt eines Spurstückes, rufen die Werte der z-Komponente des Magnetfeldes an diesen Punkten ab und bilden den Mittelwert

$$\overline{B} = \frac{1}{4}(B_A + 2B_M + B_E). \tag{23}$$

In (12) setzen wir für jede Spur den individuellen Mittelwert ein. Diese einfache Korrektur erweist sich bereits als recht wirksam. Die Inhomogenität des Magnetfeldes führt aber nicht nur zu Fehlern bei der Bestimmung der Teilchenimpulse. Da die Annahme einer kreisförmigen Bahn in der $r\phi$-Ebene nicht ganz der Wirklichkeit entspricht, ist die Messung der Winkel zwischen zwei Spuren ebenfalls mit einem Fehler behaftet, der sich direkt auf die Bestimmung der invarianten Masse auswirkt (vgl. Abschnitt 3.4.2). Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Effekt nicht korrigiert.

Ebenfalls nicht berücksichtigt wurde der Energieverlust der Pionen beim Durchdringen des Strahlrohrs und der innersten Drahtkammern (CIP und CIZ). Er macht etwa ein bis zwei Prozent aus für Pionen im 150 MeV-Bereich.

3.4.1 Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen

Die K_S^0-Mesonen werden über ihren Zerfall in zwei geladene Pionen mit der Methode der invarianten Masse nachgewiesen. Aus jeweils zwei Spuren mit unterschiedlichem Krümmungsvorzeichen versuchen wir mit Hilfe eines Vertexanpassungsalgorithmus einen gemeinsamen Vertex zu rekonstruieren. Der Algorithmus basiert auf der Methode der Kalman-Filter und ist in [17] näher beschrieben. Wo eine Vertexanpassung erfolgreich ist, berechnen wir die invariante Masse der beiden Spuren nach (22) unter der Annahme, daß es sich um zwei Pionen handelt, d.h. wir setzen für die Berechnung der Teilchenenergie die Masse des geladenen Pions ein (*Massenhypothese*):

$$E_i = \sqrt{\boldsymbol{p}_i^2 + m_{\pi^+}^2} \quad \text{mit} \quad m_{\pi^+} = 139.570 \text{ MeV}/c^2. \tag{24}$$

Abbildung 7a zeigt die Verteilung der invarianten Masse. In der Nähe der K^0-Masse ist eine kleine Spitze über der Untergrundkurve erkennbar.

Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern, erlegen wir den Spurpaaren einige kinematische Bedingungen auf. Dabei machen wir uns vor allem die Tatsache zunutze, daß der Zerfallsvertex der K_S^0 (Sekundärvertex) meist in einiger Entfernung vom Primärvertex liegt (wenn wir davon ausgehen, daß die K_S^0 am Primärvertex entstehen). Bei einer mittleren Lebensdauer von 89 ps legen die K_S^0 bei den zu erwartenden Energien in der Größenordnung von 1 GeV einige Zentimeter zurück, bevor sie zerfallen. Obwohl die K_S^0 also in der Regel noch innerhalb des

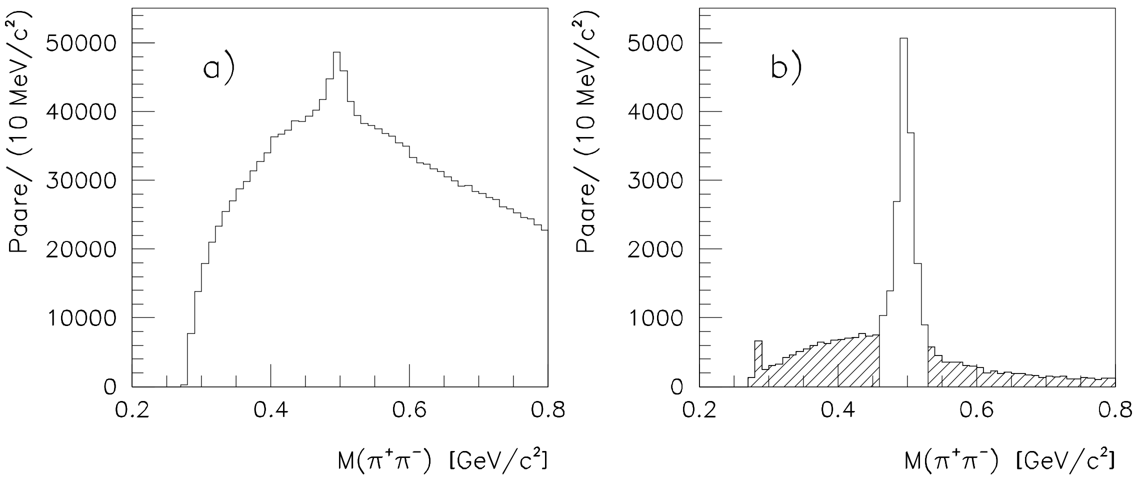


Abbildung 7: *Verteilung der invarianten Masse $M(\pi^+\pi^-)$: a) ohne und b) mit den kinematischen Einschränkungen. Die Stufen bei* 0.4 *und* 0.6 GeV/c^2 *in a) sind die Folge eines Schnittes in der Ereignisselektion; bei der kleinen Spitze in b) handelt es sich um* e^+e^-*-Paare (γ-Konversion). Das zur D^0-Rekonstruktion verwendete Massenfenster ist in b) eingezeichnet.*

Strahlrohrs zerfallen, kann dank der erwähnten Vertexrekonstruktion die Position des Zerfallsvertex in den meisten Fällen recht genau bestimmt werden.

Vertexseparation: Wir berücksichtigen nur Spurpaare, deren Vertex vom Primärvertex getrennt werden konnte. Die berechnete Vertexseparation d sollte größer sein als ihr Fehler σ_d:

$$d > \sigma_d \tag{25}$$

dca **der Pionspuren:** Falls das K_S^0 einen Impuls in transversaler Richtung aufweist (nur dann können wir es überhaupt nachweisen), entstehen die Pionen in einer gewissen Entfernung von der Strahlachse. Ihre auf die $r\phi$-Ebene projizierten Spurspiralen zeigen daher in der rückwärtigen Verlängerung nicht auf die z-Achse, sondern an ihr vorbei. Die gesuchten Pionspuren haben also einen größeren *dca*-Wert als die vom Primärvertex stammenden Spuren, so daß wir mit der Forderung nach einem minimalen *dca*-Wert viele falsche Spurkombinationen eliminieren können. Um die manchmal erheblichen Unsicherheiten bei der Bestimmung von *dca* durch das Ereignisrekonstruktionsprogramm mitzuberücksichtigen, gewichten wir die *dca*-Werte mit den zugehörigen Fehlern σ_{dca} und verlangen

$$\frac{|dca|}{\sigma_{dca}} > 5 \tag{26}$$

für die Spuren beider Pionen.

Drehimpuls der Pionen: Aus der Vorzeichenkonvention für *dca* folgt unmittelbar, daß das Vorzeichen von *dca* demjenigen der z-Komponente des Drehimpulses des Teilchens bezüglich der z-Achse entspricht. Da ein von der z-Achse wegfliegendes K_S^0 keinen Drehimpuls bezüglich dieser Achse hat, müssen sich die Drehimpulse der beiden Pionen gegenseitig aufheben (Drehimpulserhaltung). Es folgt

$$dca_1 \cdot dca_2 < 0. \tag{27}$$

Diese Bedingung ist für die meisten Spurpaare mit (26) bereits erfüllt.

Richtung des K_S^0-Impulses: Die vektorielle Summe der Pionenimpulse am Ort des Sekundärvertex ist gleich dem Kaonimpuls $\boldsymbol{p}$. Falls das K_S^0 aus unmittelbarer Nähe des Primärvertex kommt, ist der Winkel α zwischen $\boldsymbol{p}$ und der durch die beiden Vertexpunkte definierten Geraden sehr klein. Wir fordern deshalb

$$\cos\alpha > 0.9 \tag{28}$$

für aussichtsreiche K_S^0-Kandidaten.

Zerfallswinkel im Ruhesystem: Weil das K_S^0 keinen Spin hat, ist in seinem Ruhesystem keine Richtung ausgezeichnet, sein Zerfall daher *isotrop*. Wir wählen die Flugrichtung des K_S^0 als Referenzachse und definieren ϑ_π^* als Winkel zwischen dieser Achse und der Flugrichtung des einen, z.B. des positiv geladenen Pions, gemessen im Ruhesystem des K_S^0 (Zerfallswinkel). $\cos\vartheta_\pi^*$ ist für echte K_S^0-Zerfälle als Folge der Isotropie gleichverteilt. Bei den zufällig kombinierten Spurpaaren zeigt sich hingegen besonders bei hohen Impulsen eine Korrelation mit der Flugrichtung, erkennbar an den Maxima der Verteilung in der Nähe von $\cos\vartheta_\pi^* = \pm 1$ (Abb. 9). Wir beschränken uns aus diesem Grund auf den Bereich

$$|\cos\vartheta_\pi^*| < 0.9. \tag{29}$$

Dieser Schnitt reduziert vor allem den Untergrund bei hohen invarianten Massen $M(\pi^+\pi^-)$. Bei der Lorentz-Transformation in das K_S^0-Ruhesystem ist zu beachten, daß die Geschwindigkeit des K_S^0-Kandidaten β_K nicht unter Verwendung der nominalen K^0-Masse berechnet werden darf, da (29) sonst einem indirekten Schnitt auf die invariante Masse gleichkommt. Die Berechnung von β_K erfolgt über die Pionenergien, $\beta_K = p/(E_1 + E_2)$.

Qualität der Vertexanpassung: Der Vertexanpassungsalgorithmus liefert für jede Anpassung (*Fit*) die statistische Größe χ^2, ein häufig verwendetes Maß für die Güte einer Anpassung. Für eine gute Fithypothese ist die *integrale Wahrscheinlichkeit*

$$P_\chi(\chi^2, \nu) = \int_{\chi^2}^{\infty} P_x(x^2, \nu)\,\mathrm{d}x^2 = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{(x^2)^{\frac{1}{2}(\nu-2)} e^{-x^2/2}}{2^{\nu/2}\Gamma(\nu/2)}\,\mathrm{d}x^2 \tag{30}$$

gleichverteilt zwischen null und eins, falls die anzupassenden Größen mit Gaußverteilten Fehlern behaftet sind [18]. ν ist die Zahl der Freiheitsgrade der Anpassung, in unserem Fall ist $\nu = 1$. Für Spurpaare, die keinen gemeinsamen Vertex haben, ist

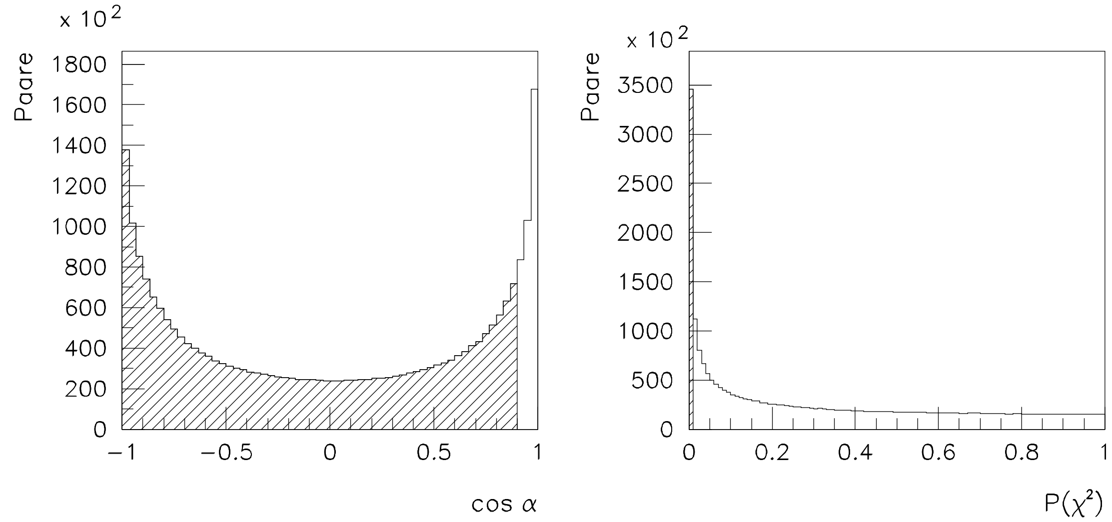


Abbildung 8: *Verteilungen der Schnittparameter* $\cos\alpha$ *und* $P_\chi(\chi^2)$ *für alle Spurpaare. Die Paare in den schraffierten Bereichen scheiden aus.*

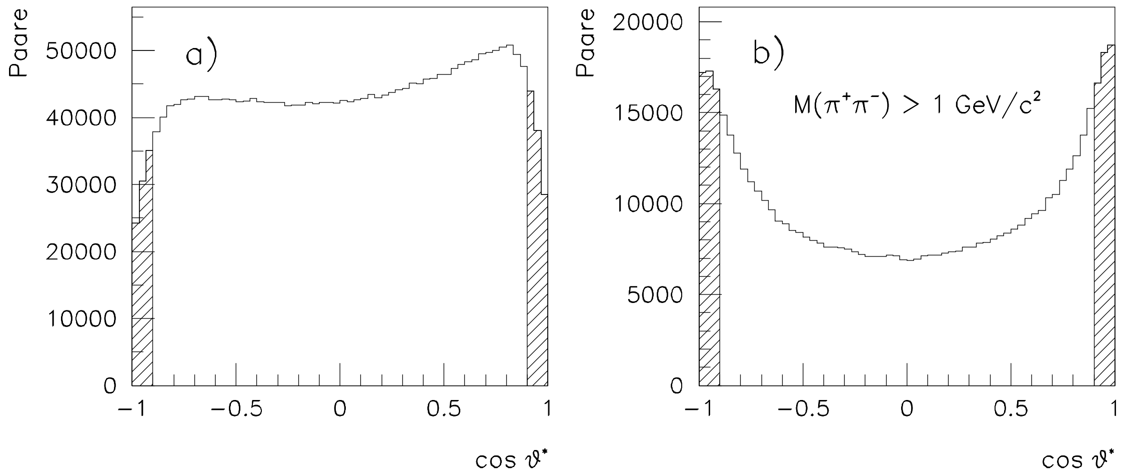


Abbildung 9: *Verteilung des berechneten Zerfallswinkels* $\cos\vartheta^*_\pi$, *a) für alle Spurpaare, b) für Spurpaare mit großer invarianter Masse.*

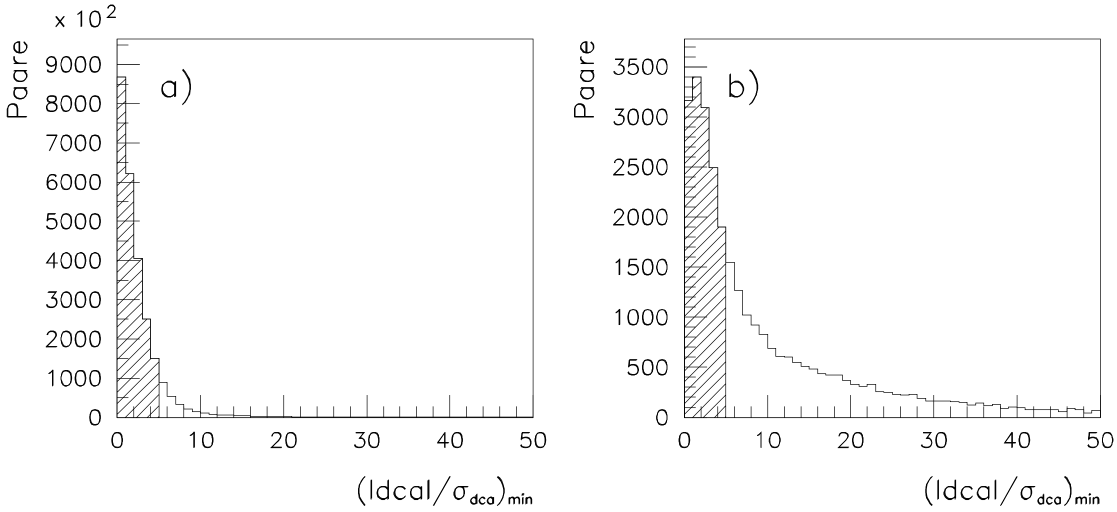


Abbildung 10: *Verteilung von* $|dca|/\sigma_{dca}$ *(jeweils der kleinere Wert von beiden Spuren), a) für alle und b) für diejenigen Spurpaare, die alle übrigen* K_S^0*-Auswahlkriterien erfüllen. Der Schnitt* $|dca|/\sigma_{dca} > 5$ *ist eingezeichnet.*

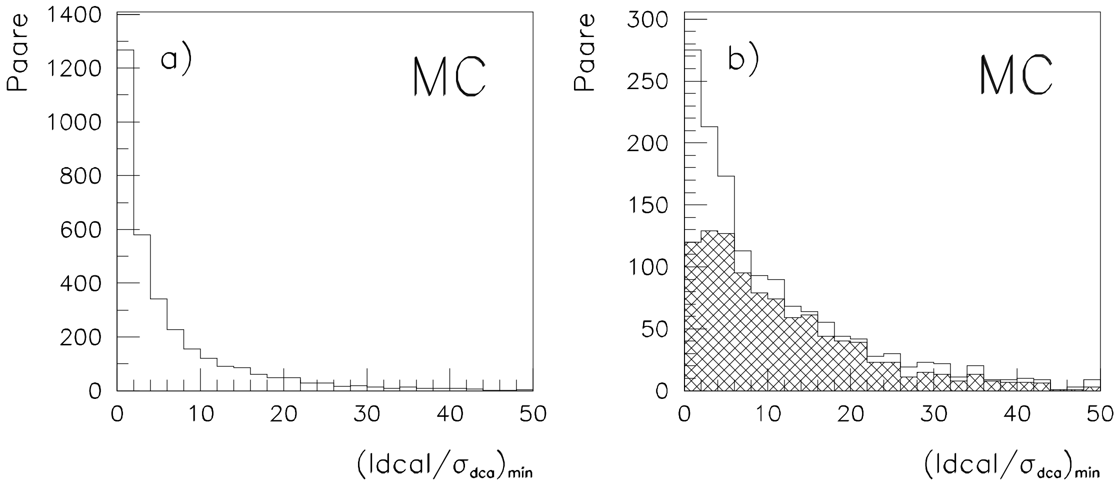


Abbildung 11: *Dieselbe Verteilung für Monte Carlo-simulierte Ereignisse: a) alle simulierten* K_S^0*-Zerfälle; b) Spurpaare der Simulation, welche die* K_S^0*-Auswahlkriterien erfüllen; kariert der Anteil der effektiven* K_S^0*-Zerfälle. Der Vergleich mit Abbildung 10b zeigt, daß die Simulation die Verteilung in etwa richtig wiedergibt.*

die Hypothese ungeeignet, was eine integrale Wahrscheinlichkeit $P_\chi(\chi^2)$ nahe bei null ergibt. Die Verteilung von $P_\chi(\chi^2)$ für alle Spurpaare hat deshalb eine ausgeprägte Spitze bei null (Abb. 8). Wir tragen dem Rechnung, indem wir nur Vertizes mit

$$P_\chi(\chi^2) > 0.01 \tag{31}$$

berücksichtigen.

Die beiden *dca*-Schnitte tragen am meisten zur Reduktion des Untergrunds bei. Abbildung 7b zeigt das Resultat des Auswahlverfahrens: Das K_S^0-Signal hebt sich sehr deutlich vom Untergrund ab.

Wegen der relativ kleinen Datenmenge versuchen wir, bei der K_S^0-Selektion mit einer möglichst kleinen Anzahl von Schnitten auszukommen. Die folgenden Selektionskriterien wurden getestet, stellten sich aber als wenig wirksam heraus und wurden deshalb – zumindest für den Nachweis von Charm-Ereignissen – nicht verwendet:

- Andere V^0-Zerfälle: Der größte Teil des verbleibenden Untergrundes, vor allem im Bereich $M(\pi^+\pi^-) < m_{K^0}$, stammt vom Zerfall $\Lambda \to p\pi^-$. Durch Herausfiltern der Spurpaare mit $M(p\pi)$ in der Nähe der Lambda-Masse $m_\Lambda = 1115.6$ MeV wird der Untergrund nochmals reduziert, auf die Charm-Suche hat dies jedoch kaum einen Einfluß. Bei der genaueren Analyse des K_S^0-Signals im nächsten Abschnitt werden wir aber von diesem Schnitt Gebrauch machen.

- Lebensdauer im Ruhesystem: Die Größe d/p, wo p den Kaonimpuls bezeichnet, ist proportional zur Lebensdauer des K_S^0, gemessen in seinem Ruhesystem (Eigenzeit des Teilchens). Die Forderung nach einem minimalen d/p eliminiert somit die richtig rekonstruierten Vertizes sehr kurzlebiger Teilchen. Dieser Schnitt wird jedoch nach Anwendung des *dca*-Schnittes weitgehend überflüssig, außerdem wird ein ähnlicher Schnitt bereits im Rahmen der Ereignisklassifizierung durchgeführt (Abschnitt 3.3.2).

- Vorwärtsrichtung der K_S^0: Ein Schnitt auf die Pseudorapidität des K_S^0 wurde vor allem im Hinblick auf die Charm-Suche geprüft. Es wird vorausgesagt, daß das Verhältnis von schweren zu leichten Quarks in Vorwärtsrichtung kleiner ist als in transversaler Richtung, so daß K_S^0-Mesonen von Charm-Zerfällen ein weniger ausgeprägt nach vorne zeigendes Rapiditätsspektrum aufweisen.

3.4.2 Das K_S^0-Signal

Um das K_S^0-Signal genauer analysieren zu können, versuchen wir noch, die anderen zur Hauptsache vorkommenden V^0-Zerfälle zu unterdrücken. Bei diesen handelt es sich vor allem um Lambda-Zerfälle der Art $\Lambda \to p\pi^-$ sowie um Paarerzeugung aus Photonen, $\gamma \to e^+e^-$. Wir bilden für das Spurpaar jedes verbleibenden K_S^0-Kandidaten die invariante Masse $M(p\pi)$, wobei immer die Spur mit dem größeren Impuls als Proton angenommen wird. Die Verteilung von $M(p\pi)$ aller K_S^0-Kandidaten (Abb. 12) zeigt eine deutliche Spitze bei $m_\Lambda = 1115.6$ MeV; viele der für die K_S^0-Rekonstruktion angewendeten Schnitte eignen sich offenbar auch für den

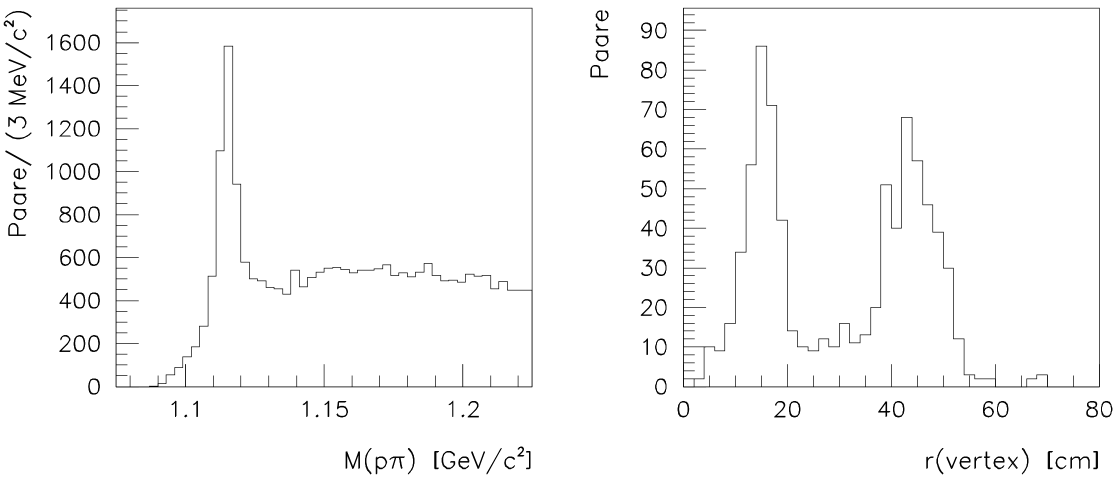


Abbildung 12: *Identifikation anderer V^0-Teilchen: Λ-Signal der K_S^0-Kandidaten (links); radialer Abstand des Zerfallsvertex von der Strahlachse für Spurpaare an der kinematischen Schwelle des $M(\pi^+\pi^-)$-Spektrums. Die ausgeprägten Maxima bei den Radien des Strahlrohrs und der Spurkammerwand weisen klar auf Paarerzeugung durch Photonen als Ursache der Spurpaare hin.*

Lambda-Zerfall. Herausschneiden des Massenfensters

$$1109 \text{ MeV}/c^2 < M(p\pi) < 1121 \text{ MeV}/c^2 \tag{32}$$

eliminiert die meisten Lambda-Zerfälle.

Die e^+e^--Paarerzeugung durch Photonen (γ-Konversion) manifestiert sich in einer schmalen Spitze an der Schwelle des $M(\pi^+\pi^-)$-Spektrums (vgl. Abb. 7b). Wir überprüfen diese Hypothese, indem wir für die Spurpaare mit $M(\pi^+\pi^-) <$ 0.29 GeV/c^2 den Abstand des Zerfallsvertex von der Strahlachse auftragen (Abb. 12). Da Paarerzeugung nur in Materie möglich ist, liegen die meisten dieser Vertizes im Bereich des Strahlrohres oder der Kammerwand, was in zwei deutlichen Spitzen bei den entsprechenden Radien resultiert. Wir entfernen die e^+e^--Spurpaare mit der Forderung

$$M(e^+e^-) > 50 \text{ MeV}/c^2. \tag{33}$$

(Dies ist zwar gleichermaßen ein direkter Schnitt auf die invariante Masse $M(\pi^+\pi^-)$, jedoch in einem Bereich, wo mit Sicherheit keine K_S^0-Zerfälle liegen.) In Abbildung 13 ist das K_S^0-Signal nach Entfernung der Lambda- und Photonkandidaten zu sehen.

Aufgrund der sehr kleinen natürlichen Breite des K_S^0 ist die Form des Signals allein durch die Eigenschaften des Detektors und das Vorgehen bei der Rekonstruktion gegeben. Wir erwarten also eine Gauß-Verteilung der berechneten invarianten Massen um die K^0-Masse herum. Die Streuung der Werte (die Breite der Gauß-Verteilung) hängt wegen des beschränkten Auflösungsvermögens der Spurkammern über die Krümmung der Spuren vom Impuls der Kaonen ab. Es stellt sich aber

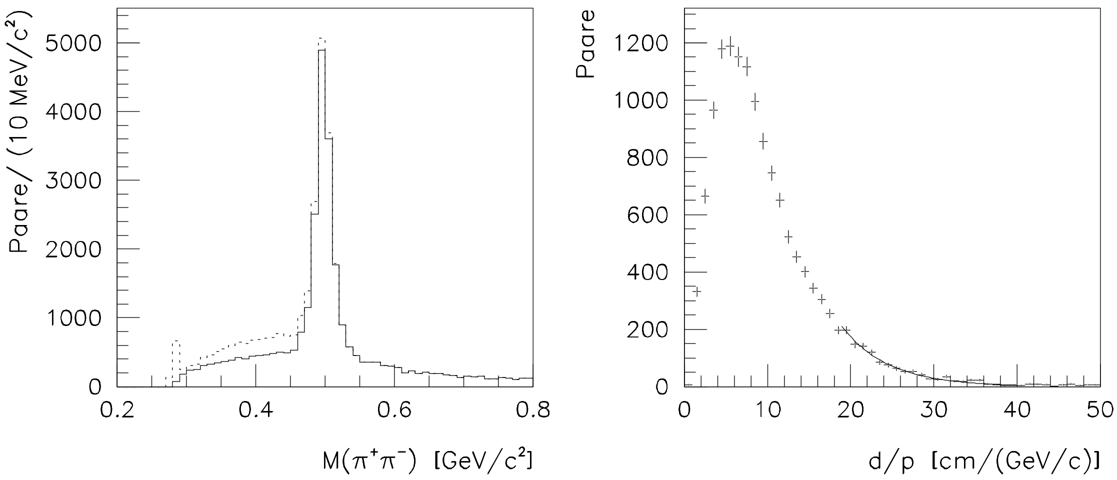


Abbildung 13: *K_S^0-Signal vor (gestrichelt) und nach Elimination der Λ- und γ-Kandidaten (links); Verteilung von d/p für K_S^0-Kandidaten (nach Abzug der Untergrundverteilung) mit Exponentialanpassung zur Bestimmung der Lebensdauer.*

auch heraus, daß der Mittelwert der Verteilung wahrscheinlich als Folge des inhomogenen Magnetfeldes von der Richtung der Kaonen und damit auch von ihrem Impuls abhängt (in Rückwärtsrichtung dominieren große Impulse). Tabelle 4 listet die Parameter der angepaßten Gauß-Kurven für verschiedene Rapiditäts- und Impulsbereiche auf. Angesichts der großen Unterschiede verzichten wir auf eine Anpassung des gesamten K_S^0-Signals.

Als Test unserer Analyse wollen wir versuchen, anhand der rekonstruierten Zerfälle die Lebensdauer des K_S^0-Mesons zu bestimmen. Das Verhältnis von Zerfallslänge d zu Impuls p des K_S^0 ist direkt proportional zu dessen Lebensdauer,

$$\frac{d}{p} = \frac{\gamma v \tau}{\gamma m v} = \frac{\tau}{m} \tag{34}$$

(mit $\gamma = (1 - (\frac{v}{c})^2)^{-\frac{1}{2}}$), so daß wir durch Anpassung einer Exponentialfunktion an die Verteilung dieser Größe eine Abschätzung für die mittlere Lebensdauer des K_S^0 erhalten. Um den Untergrund der zufällig kombinierten Spuren zu berücksichtigen, führen wir dasselbe Rekonstruktionsverfahren für Paare von Spuren *gleicher* Ladung durch und ziehen die d/p-Verteilung dieser Paare, die mit Sicherheit nicht von K_S^0-Zerfällen stammen, von der Verteilung der K_S^0-Kandidaten ab. Außerdem verwenden wir nur Kombinationen, die im Massenfenster (36) liegen. Die Anpassung der Verteilung ist nicht ganz einfach: Während bei kurzen Zerfallszeiten die Verteilung durch unsere Auswahlkriterien verfälscht wird, wachsen mit zunehmender Lebensdauer die statistischen Schwankungen rasch ins Unerträgliche. Für die in Abbildung 13 eingezeichnete Anpassung erhalten wir eine mittlere Lebensdauer von

$$c\tau = 2.8 \pm 0.3 \text{ cm} \tag{35}$$

(Fehler der Anpassung). Das Resultat ist verträglich mit dem in [6] zitierten Wert ($c\tau = 2.676$ cm).

Intervall	$\overline{M}$ [MeV/c^2]	σ [MeV/c^2]
$1 < \eta$	499.3	11.3
$0 < \eta < 1$	496.7	10.7
$-1 < \eta < 0$	496.7	11.9
$\eta < -1$	502.8	12.8
$p < 0.5$	492.7	8.9
$0.5 < p < 1$	496.3	10.2
$1 < p < 1.5$	498.9	11.9
$1.5 < p < 2$	499.9	12.7
$2 < p < 2.5$	500.2	13.7
$2.5 < p$	500.9	13.6

Tabelle 4: *Mittelwert und Standardabweichung der angepaßten Gauß-Verteilungen für verschiedene Pseudorapiditäts- (η) und Impulsbereiche (p). (Anpassung mit der Methode der kleinsten Quadrate.)*

3.4.3 Rekonstruktion der D^0-Mesonen

Um den Zerfall (14) zu rekonstruieren, kombinieren wir die K_S^0-Kandidaten, welche nach der im letzten Abschnitt besprochenen Selektion übrigbleiben und deren invariante Masse im Bereich

$$0.46 \text{ GeV}/c^2 < M(\pi^+\pi^-) < 0.53 \text{ GeV}/c^2 \tag{36}$$

liegt, mit zwei weiteren Spuren unterschiedlicher Ladung (ohne Vertexfit).

Wir berechnen die invariante Masse der drei Teilchen, wobei wir wieder davon ausgehen, daß die geladenen Spuren von Pionen stammen. Die Energie des Kaons berechnen wir analog zu (24) mit $m_{K^0} = 497.672$ MeV/c^2.

Die mittlere Flugstrecke des D^0-Mesons im Laborsystem ist bei vergleichbarer Energie um drei Grössenordnungen kleiner als die des K_S^0-Mesons. Der D^0-Zerfallsvertex kann deswegen bei H1 mit der gegenwärtigen experimentellen Konfiguration nicht vom Primärvertex getrennt werden[11]. Wir können darum die Selektionskriterien, die auf der Vertexseparation beruhen und sich bei der Auswahl der K_S^0-Zerfälle gut bewährt haben, leider nicht auf die D^0-Kandidaten anwenden.

Für die Identifikation von Charm-Ereignissen mit der Methode des Charm-Taggings benutzen wir lediglich einen Schnitt auf die D^0-Kandidaten:

***dca* der Pionspuren:** Da die Pionen des D^0-Zerfalls praktisch am Primärvertex entstehen, erwarten wir, daß ihre Spuren einen kleinen *dca*-Wert haben. Wir gewichten wiederum mit dem Fehler und stellen die Bedingung

$$\frac{|dca|}{\sigma_{dca}} < 10 \tag{37}$$

[11] Diese Situation soll sich mit dem für Ende 1994 geplanten Einbau des *Silizium-Vertex-Detektors* ändern.

an die Spuren drei und vier.

Leider zeigt die Verteilung der invarianten Masse auch bei härteren Schnitten kein deutliches Signal in der Nähe der D^0-Masse.

Die folgenden Schnitte wurden geprüft, aber schließlich nicht angewendet, da durch sie keine wesentliche Verbesserung des Resultats erreicht werden konnte:

- Zerfallswinkel im Ruhesystem: Das D^0 ist wie das K^0 ein spinloses Teilchen und zerfällt isotrop. In Analogie zum K_S^0-Zerfall sollte demzufolge ein Schnitt auf $|\cos\vartheta_K^*|$ zur Unterdrückung des Untergrundes beitragen. Bei der für diese Analyse vorliegenden Datenmenge erweist sich der Schnitt jedoch als wenig effektiv.

- Impuls des D^0: Da die c-Quarks vorwiegend an ihrer Produktionsschwelle entstehen (vgl. Abschnitt 1.3), könnte die Beschränkung auf ein Impulsintervall die Suche erleichtern.

3.4.4 Anwendung der ΔM-Methode (Charm-Tagging)

Aufgrund des ungenügenden inklusiven D^0-Signals wollen wir versuchen, die D^0-Mesonen über Zerfälle von D^*-Resonanzen nachzuweisen (Charm-Tagging). Wir wählen als gute D^0-Kandidaten die Spurkombinationen aus, die

$$1.82 \text{ GeV}/c^2 < M(K_S^0\pi^+\pi^-) < 1.91 \text{ GeV}/c^2 \tag{38}$$

erfüllen und suchen zu den vier Spuren des D^0-Zerfalls eine fünfte, die positiv oder negativ gekrümmt sein kann. Die Differenz der invarianten Massen

$$\Delta M = M(K_S^0\pi^+\pi^-\pi^\pm) - M(K_S^0\pi^+\pi^-) \tag{39}$$

tragen wir in ein Histogramm ein, wobei wir wieder einige kinematische Einschränkungen machen:

***dca* der fünften Pionspur:** Das Pion vom D^*-Zerfall entsteht sozusagen am Primärvertex. Wir fordern deshalb auch für die fünfte Spur einen kleinen dca-Wert:

$$\frac{|dca|}{\sigma_{dca}} < 10 \tag{40}$$

Verhältnis der Impulse: Da beim D^*-Zerfall nur wenig Energie freigesetzt wird, sind die Impulse der beiden Tochterteilchen D^0 und π_s im Laborsystem etwa proportional zu ihren Massen. Wir verlangen, daß der Impuls des D^0 zehnmal größer ist als jener des Pions (das Verhältnis der Massen beträgt 13.4):

$$\frac{p_{D^0}}{p_{\pi_s}} > 10 \tag{41}$$

Dieser Schnitt erweist sich als besonders effizient.

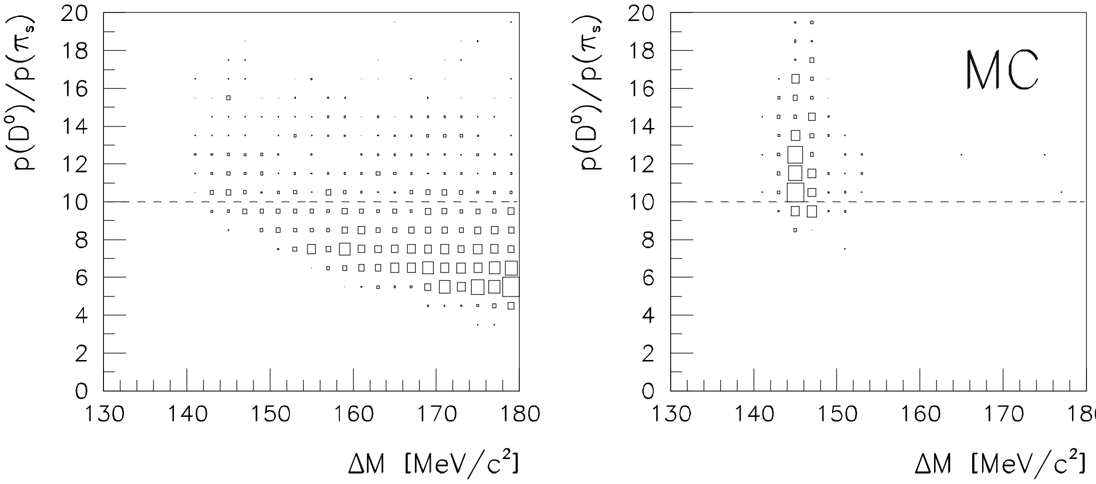


Abbildung 14: *Zweidimensionales Histogramm zur Veranschaulichung der Wirkung des Schnittes auf das Impulsverhältnis* p_{D^0}/p_{π_s} *(41). Links alle* $D^{*\pm}$*-Kandidaten nach der Selektion, rechts die Einträge der Monte Carlo-simulierten Zerfälle. Die Größe der Rechtecke entspricht der Anzahl der Einträge.*

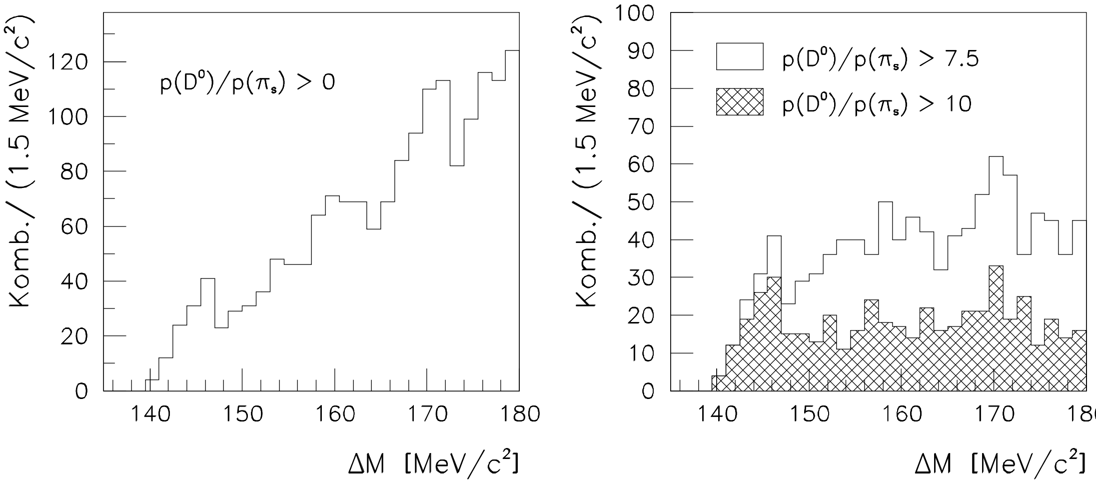


Abbildung 15: ΔM*-Verteilung für verschiedene* p_{D^0}/p_{π_s}*-Schnitte.*

Impuls des langsamen Pions: Obwohl das "langsame" Pion nur wenig Energie vom Zerfall selber erhält, ist sein Impuls durch die Übernahme eines Teils des D^*-Impulses größer als bei vielen Untergrundspuren. Mit der Bedingung

$$p_{\pi_s} > 175 \text{ MeV}/c \tag{42}$$

können wir somit einige falsche Kombinationen vermeiden.

Das Spektrum der Massendifferenz ΔM nach Anwendung aller Schnitte zeigt Abbildung 16a. Als Test unserer Analyse berechnen wir ΔM für falsche Ladungskombinationen, d.i.

$$\Delta M_{\text{bgr}} = M(K_S^0\pi^+\pi^+\pi^\pm) - M(K_S^0\pi^+\pi^+) \tag{43}$$

(Kombination der K_S^0-Kandidaten mit zwei Spuren *gleicher* Ladung), und wenden das identische Auswahlverfahren an (Abb. 16b). Der Vergleich der beiden Verteilungen zeigt in der Nähe der erwarteten Massendifferenz (16) eine deutliche Anhäufung richtiger Ladungskombinationen, die wir als Signal für die Produktion von Charm-Quarks interpretieren.

3.4.5 Das Charm-Signal

Wir können wieder davon ausgehen, daß die Breite des Signals allein durch das beschränkte Auflösungsvermögen der Messungen zustande kommt, und wollen deshalb versuchen, die ΔM-Spitze bei 145 MeV/c^2 an eine Gauß-Kurve anzupassen. Wir gehen dabei wie folgt vor:

1. Anpassung des Untergrundspektrums ΔM_{bgr} (Abb. 16b). Um das Schwellenverhalten zu beschreiben, wählen wir die Wurzelfunktion $A \cdot (\Delta M - m_{\pi^+})^B$. Für den Exponenten B läßt sich kein eindeutig bester Anpassungswert finden, wir setzen $B = 0.1$.

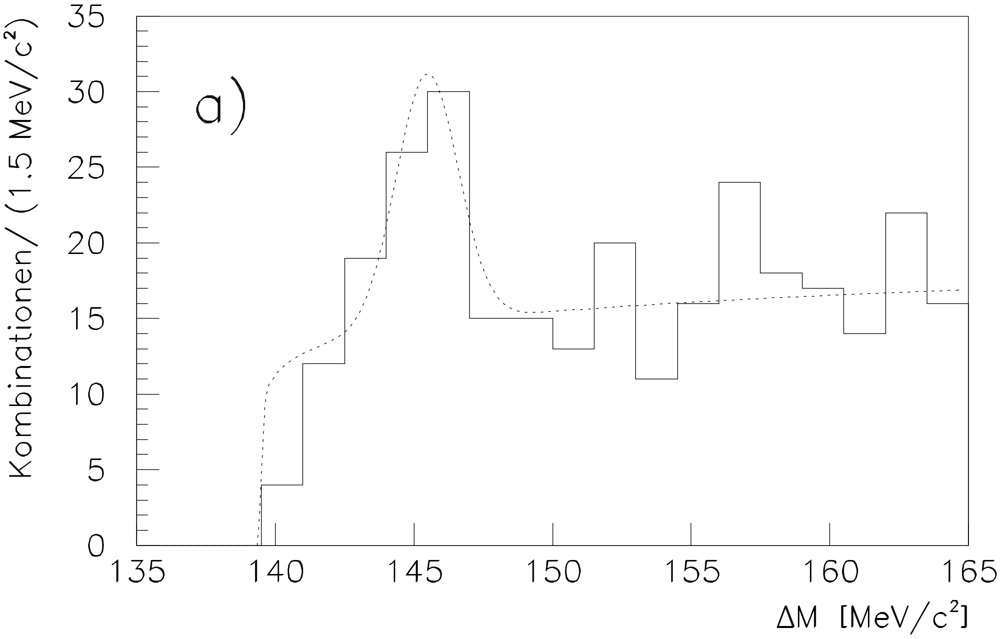
2. Anpassung des echten ΔM-Spektrums an die Summe der ermittelten Untergrundfunktion (mit unveränderter Normierung) und einer Gauß-Kurve.

Für die Anpassung verwenden wir wieder die Methode der kleinsten Quadrate. Die auf diese Weise errechnete Gauß-Verteilung hat die nachstehenden Parameter:

Mittelwert $\overline{\Delta M}$	145.48	$\pm$ 0.24	MeV/c^2
Standardabweichung σ	1.12	$\pm$ 0.43	MeV/c^2

Die Anpassung der Untergrundverteilung mit der Wurzelfunktion ist etwas willkürlich; die Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird sich nicht auf diese Anpassung stützen.

Bei der Rekonstruktion eines Zerfalls aus fünf Spuren rührt ein großer Teil des Untergrundes von der *Kombinatorik* her. Es ist nämlich durchaus möglich, daß die fünf Spuren eines rekonstruierten Zerfalls in einer anderen Kombination oder nach Ersetzen einer Spur durch eine andere, ähnlich gelegene, ebenfalls das Auswahlverfahren überstehen und infolgedessen mehrere Einträge in das Histogramm ergeben. Daß im gleichen Ereignis zwei D^* entstehen und in denselben Kanal zerfallen, ist



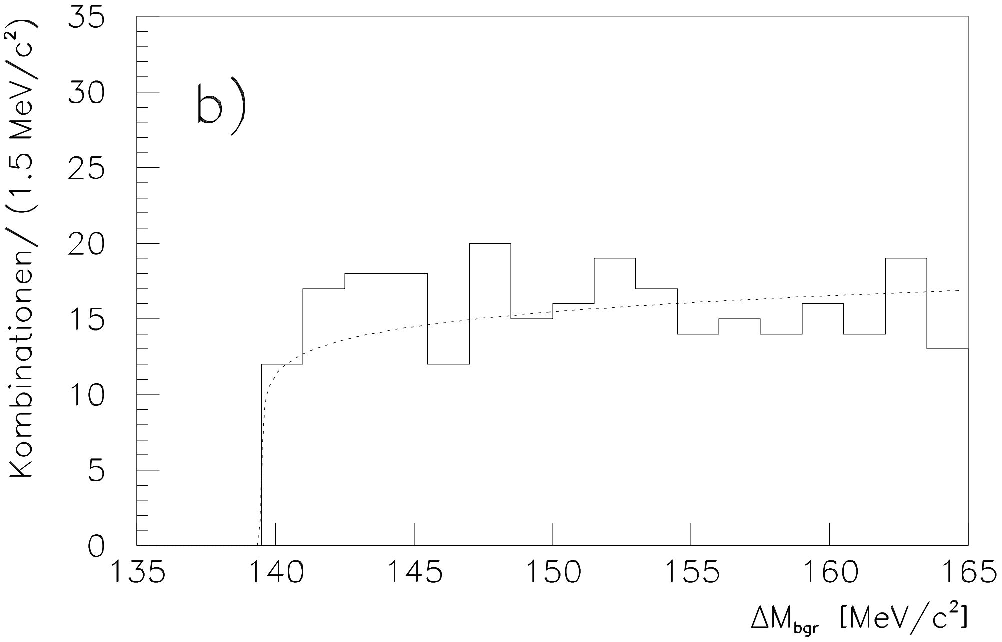


Abbildung 16: *Verteilung von ΔM nach Anwendung aller Auswahlkriterien: a) für richtige, b) für falsche Ladungskombinationen (Untergrund).*

möglich, aber sehr unwahrscheinlich. Wir haben kein Ereignis gefunden, in dem zehn Spuren zwei verschiedenen Zerfällen zugeordnet werden konnten. Der kombinatorische Untergrund sollte im Untergrund der falschen Ladungskombinationen enthalten sein. Wir müssen aber kontrollieren, ob nicht ein oder zwei Ereignisse sehr viele Einträge in der Nähe des Signals liefern und ein solches auf diese Weise vortäuschen. Im Bereich $\Delta M < 150$ MeV/c^2 müssen 52 der 121 Einträge (43%) dem kombinatorischen Untergrund zugeordnet werden. Neben zahlreichen Doppeleinträgen zählen wir je fünf Ereignisse mit drei und vier Einträgen sowie eines mit deren zehn. Die ΔM-Werte dieser Vielfacheinträge sind jedoch über den ganzen Bereich verteilt und können nicht die Ursache der Spitze sein. Bei den falschen Ladungskombinationen sind im gleichen Bereich rund 34% der Einträge durch die Kombinatorik bedingt. Der Anteil des kombinatorischen Untergrundes ist also in beiden Fällen vergleichbar, zieht man die relativ bescheidene Statistik in Betracht.

Es bleibt noch zu überprüfen, ob für die Spurkombinationen in der ΔM-Spitze die invariante Masse $M(K^0_S\pi^+\pi^-)$, d.h. ohne das langsame Pion, in der Nähe der D^0-Masse liegt. Dies ist tatsächlich der Fall, die Verteilung von $M(K^0_S\pi^+\pi^-)$ der Spurkombinationen, deren Massendifferenzen ΔM sich um nicht mehr als zwei Standardabweichungen vom berechneten Mittelwert unterscheiden, zeigt eine breite, aber ausgeprägte Spitze im Bereich der D^0-Masse (Abb. 17). Wir versuchen wieder die Anpassung einer Gauß-Verteilung, wobei wir den Untergrund durch ein Polynom beschreiben, und erhalten die folgenden Werte:

Mittelwert $\overline{M}$	1873	$\pm$ 16	MeV/c^2
Standardabweichung σ	69	$\pm$ 21	MeV/c^2

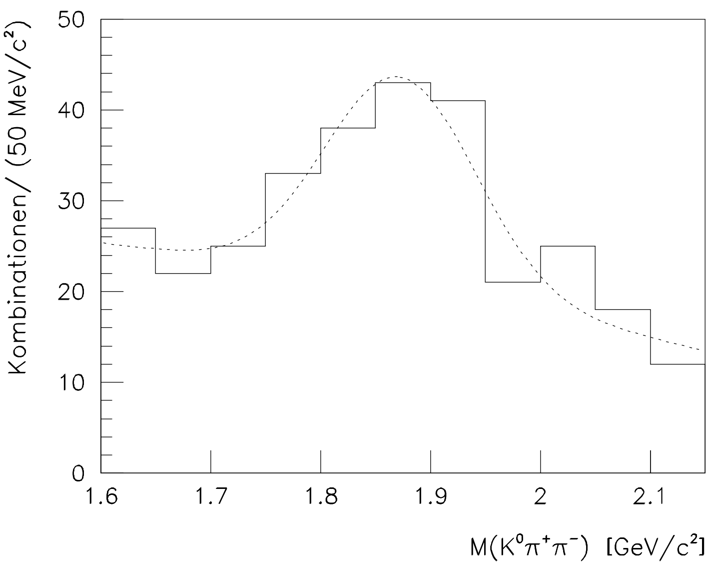


Abbildung 17: *Verteilung der invarianten Masse $M(K^0_S\pi^+\pi^-)$ für Spurkombinationen mit* 143.3 MeV/c^2 $< \Delta M <$ 147.7 MeV/c^2 *(Charm-Tagging).*

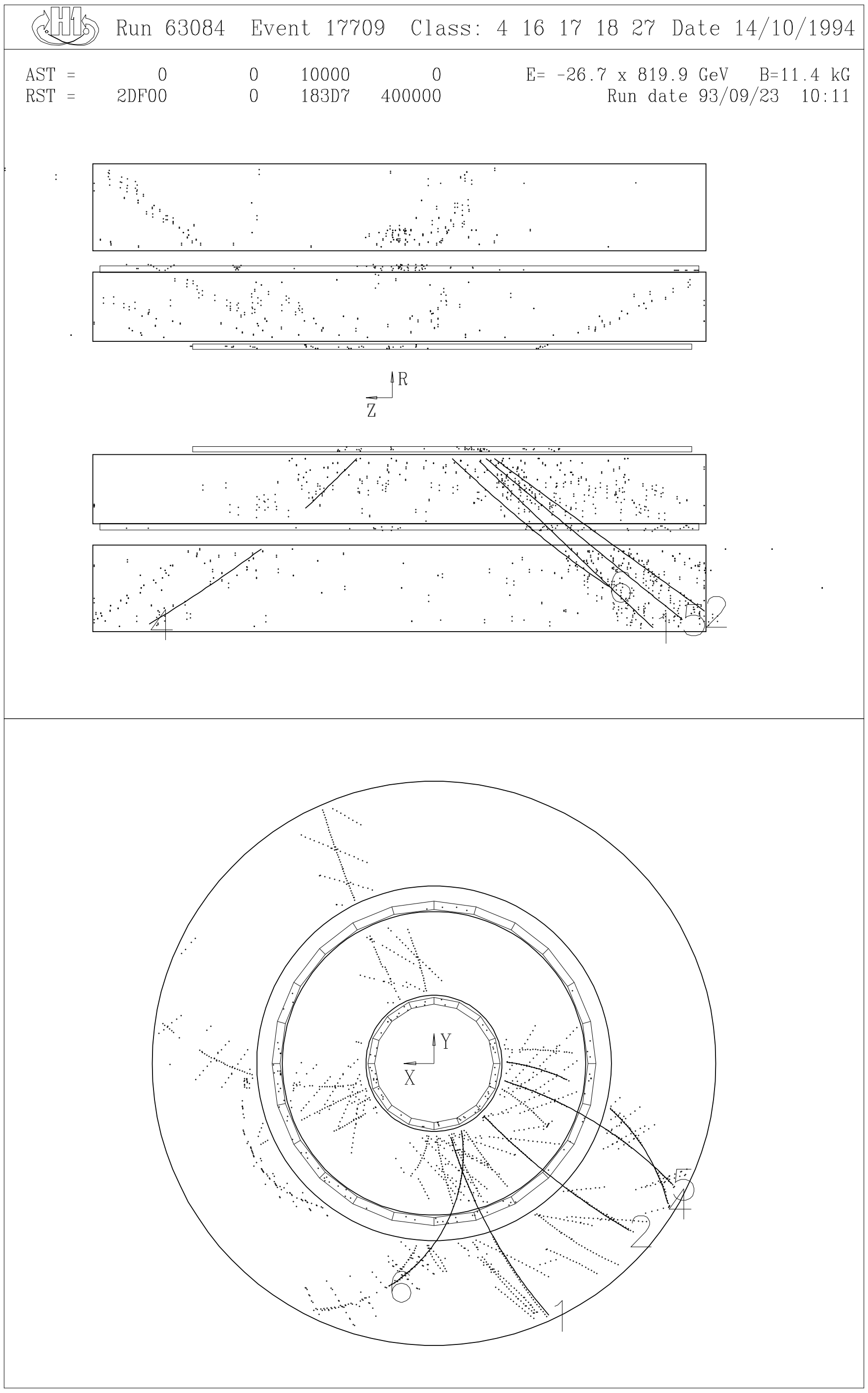


Abbildung 18: *Ereignis mit wahrscheinlichem D^{*-}-Zerfall. Abgebildet sind die zentralen Spurkammern, die Punkte geben die Signale der Drähte an. Deutlich zu sehen sind die sogenannten* mirror hits*, eine Folge der unbekannten Driftrichtung der Elektronen. Die rekonstruierten Spuren der fünf Pionen sind als ausgezogene Kurven eingezeichnet: Die Spuren 2 und 5 stammen vom K_S^0-Zerfall, 1 und 4 vom D^0, das langsame Pion π_s hinterließ Spur 6.*

4 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

4.1 Vorgehen

Ziel dieser Arbeit ist eine quantitative Abschätzung der Charm-Produktion bei HERA, d.h. die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(ep \to ec\bar{c}X)$. Für die Berechnung von σ aus der Ereignisrate n verwenden wir die Definitionsgleichung der Luminosität,

$$\sigma = \frac{n}{\mathcal{L}}. \tag{44}$$

Integration der Ereignisrate über die Periode der Datennahme ergibt die Anzahl aller zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse N_{tot}, hier die Entstehung eines $c\bar{c}$-Paares, die aus der Zahl der beobachteten Ereignisse N hochgerechnet werden muß. In unserem Fall wird Gleichung (44) somit zu

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot P \cdot \epsilon}, \tag{45}$$

wo L die integrierte Luminosität (9) bedeutet, P die Gesamtwahrscheinlichkeit der Fragmentation und des Zerfalls in den zur Identifikation verwendeten Zerfallskanal (20) und ϵ die Wahrscheinlichkeit, daß ein solcher Zerfall vom Detektor aufgezeichnet wird und sämtliche Schritte der Rekonstruktion und Selektion übersteht.

Die Zahl der beobachteten Zerfälle N bestimmen wir wie folgt: In der ΔM-Verteilung wählen wir ein 5 MeV breites Intervall aus,

$$143 \text{ MeV}/c^2 < \Delta M < 148 \text{ MeV}/c^2, \tag{46}$$

und zählen die Einträge der richtigen und der falschen Ladungskombinationen (Untergrund) in diesem Intervall. Den Überschuß der richtigen Kombinationen führen wir auf die echten Zerfälle zurück, so daß

$$N = N_{\text{sig}} - N_{\text{bgr}}. \tag{47}$$

Bei manchen Ereignisläufen (*Runs*) arbeitete das Luminositäts- oder Triggersystem nicht richtig, wir müssen deshalb Ereignisse aus diesen Läufen für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes abziehen. Wir erhalten schließlich

$$N = 79 - 60 = 19 \pm 12 \tag{48}$$

rekonstruierte Zerfälle (Angabe des statistischen Fehlers).

Die Größe ϵ beinhaltet sowohl die *Akzeptanz* des Detektors als auch die *Effizienz* von Aufzeichnung und Rekonstruktion der Ereignisse und deren Spuren sowie von unserer Nachweismethode. Das wichtigste Werkzeug bei der Bestimmung von Effizienzen sind Monte Carlo-Simulationen. Man erzeugt nach bestem Wissen und unter Verwendung von Zufallszahlen für die wahrscheinlichkeitsabhängigen Variablen Vierervektoren, wie sie durch den betreffenden Prozess entstehen können, und simuliert das Verhalten der produzierten Teilchen im Detektor. Auf diese "Daten" werden darauf die exakt gleichen Rekonstruktions- und Selektionsprozeduren angewendet

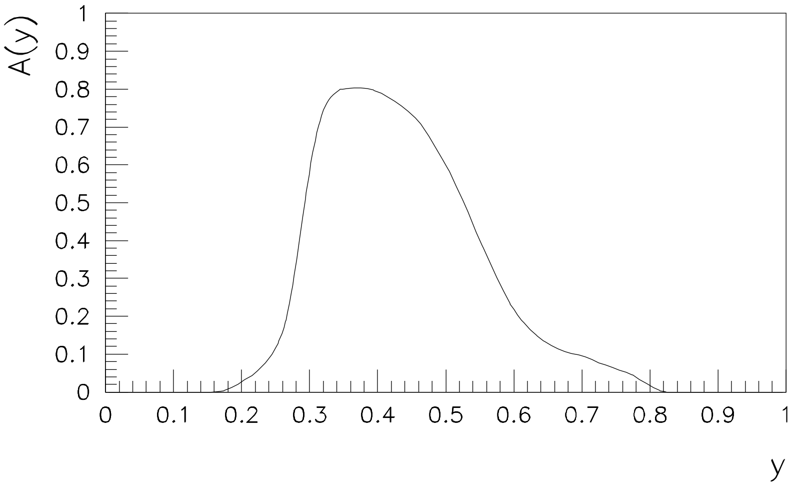


Abbildung 19: *Akzeptanz A des Elektron-Taggers als Funktion der kinematischen Variablen y.*

wie auf die richtigen Daten. Der Bruchteil der am Schluß verbleibenden Ereignisse stellt eine Abschätzung der Effizienz dar.

In das Simulationsprogramm müssen neben der zugrundeliegenden Physik auch die Parameter des Detektorsystems einfließen (Auflösungsvermögen etc.). Da viele dieser Größen erst im Laufe der Betriebszeit näher bestimmt werden können, müssen die Simulationen laufend den Erfahrungswerten angepaßt werden. Dies gilt insbesondere auch für das komplexe Triggersystem. Die zur Zeit verfügbare Version reproduziert die Entscheidungen vieler Triggerelemente leider nicht genügend zuverlässig. Wir werden uns daher bei der Bestimmung der Effizienz auf einen Subtrigger beschränken, von dem wir wissen, daß seine Akzeptanz und Effizienz von den Monte Carlo-Simulationen ungefähr richtig beschrieben werden.

4.2 Wahl des Subtriggers

Beim gegenwärtigen Stand der H1-Analyse kann die Effizienz am besten für den *Subtrigger 83* bestimmt werden. Die Monte Carlo-Simulationen geben diese Effizienz ungefähr richtig wieder. Der Subtrigger 83 ist eine Kombination von vier Triggerelementen:

Elektron-Tagger: Messung des unter sehr kleinem Winkel gestreuten Elektrons (siehe Abschnitt 2.2.1). Die Akzeptanz des Elektron-Taggers ist eine Funktion der kinematischen Variablen y (Abb. 19), seine Effizienz beträgt nahezu 100%.

z-Vertex/t_0: Hier werden die Daten der beiden Proportionalkammern CIP und COP verarbeitet. Das Triggerelement spricht an, falls mindestens eine aus der Wechselwirkungszone stammende Spur gefunden werden konnte. Da die in unserer Analyse auftretenden Ereignisse gleich fünf gute Spuren aufweisen, können wir auch hier von einer hundertprozentigen Effizienz ausgehen.

DC$r\phi$(Schwelle A): Dieser Trigger sucht nach Spuren in den zentralen Jetkammern (CJC). Schwelle A bedeutet, daß ein Ereignis mindestens eine Spur aus der Nähe der Strahlachse mit einem Impuls größer als 450 MeV enthalten muß.

ToF: Ereignisse, bei denen das Flugzeitsystem reagiert, werden nicht ausgelesen (Abschnitt 2.2.1).

Alle vier Triggerelemente müssen ansprechen (bzw. nicht ansprechen im Fall des Flugzeitsystems), damit ein Ereignis “getriggert” wird. Daß dies bei den in unserer Analyse verwendeten Ereignissen nicht immer geschehen ist, liegt vor allem an der Akzeptanz des Elektron-Taggers sowie an der Effizienz des DC$r\phi$-Triggers.

4.3 Bestimmung von Effizienz und Akzeptanz

Die totale Effizienz einer Rekonstruktion setzt sich multiplikativ aus den Teileffizienzen der einzelnen Rekonstruktionsschritte zusammen, falls diese voneinander unabhängig sind:

$$\epsilon_{\mathrm{tot}} = \prod_i \epsilon_i \tag{49}$$

Häufig sind jedoch aufeinanderfolgende Schritte miteinander korreliert, so daß das Produkt der Effizienzen ein zu kleines Ergebnis liefert. In unserer Analyse beispielsweise werden für die Ereignisklassifizierung ähnliche Schnitte angewendet wie später bei der Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen. Wir werden daher die Effizienz und die geometrische Akzeptanz des Detektors in einem Schritt für das ganze Rekonstruktionsverfahren mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation abzuschätzen versuchen.

Zu diesem Zweck “erzeugen” wir eine große Anzahl von Photoproduktionsereignissen, bei denen jeweils ein $c\bar{c}$-Paar entsteht, und simulieren das Verhalten der Teilchen im Detektor. Der Zerfall von $D^{*\pm}$-Mesonen kann dabei so gesteuert werden, daß nur ein Zerfallskanal auftritt. Wir zählen die simulierten $D^{*\pm}$-Zerfälle ($N_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{MC}}$) und vergleichen sie mit der Zahl der nach Anwendung des gesamten Rekonstruktionsverfahrens übrigbleibenden, wobei wir nur Ereignisse berücksichtigen, die vom Subtrigger 83 akzeptiert werden. Diese Zahl $N_{\mathrm{st83}}^{\mathrm{MC}}$ bestimmen wir nach derselben Methode wie für die Daten (46, 47). Um nun die Rekonstruktionseffizienz ϵ für den Zerfall berechnen zu können, brauchen wir noch drei Korrekturen:

- Der Zerfall des K_S^0 erfolgt erst in einer späteren Stufe der Simulation, so daß die Verzweigungsverhältnisse für diesen Zerfall nicht mehr erzwungen werden können. Wir müssen deshalb die Zahl der $D^{*\pm}$-Zerfälle noch mit dem Verzweigungsverhältnis $B(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)$ multiplizieren.

- Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Teilchenspur aufgrund der Drahtkammerdaten vom H1-Ereignisrekonstruktionsprogramm richtig erkannt und berechnet wird, ist bei Monte Carlo-erzeugten Ereignissen höher als bei echten Ereignissen. Diese Spurrekonstruktionseffizienzen wurden im Rahmen einer anderen Diplomarbeit ermittelt [19] und betragen für Spuren mit hohem transversalen Impuls

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mathrm{Spur}}(\mathrm{Daten}) &= 88\%, \\ \epsilon_{\mathrm{Spur}}(\mathrm{MC}) &= 98\%. \end{aligned} \tag{50}$$

Das Verhältnis der beiden Effizienzen muß für jede der fünf Spuren des Zerfalls verrechnet werden.

- Da wir die Effizienz der Zerfallsrekonstruktion für alle aufgezeichneten Ereignisse benötigen, jedoch nur die Monte Carlo-Ereignisse mit Subtrigger 83 zählen, müssen wir die Zahl der rekonstruierten Zerfälle mit einem Faktor f_{st83} skalieren, der angibt, welcher Bruchteil der Charm-Ereignisse vom Subtrigger 83 akzeptiert werden. Weil wir diesen Faktor für Charm-Ereignisse allein nicht direkt berechnen können, bestimmen wir f_{st83} für rund 1000 Ereignisse, die innerhalb großzügig gewählter Massenfenster für $M(K_S^0\pi^+\pi^-)$ und ΔM einen $D^{*\pm}$-Zerfallskandidaten enthalten und daher vermutlich eine den echten Charm-Ereignissen ähnliche Ereignistopologie aufweisen. Auf diese Weise erhalten wir etwa
$$f_{\mathrm{st83}} = 20\%. \tag{51}$$

Insgesamt ergibt sich somit für die Effizienz der Zerfallsrekonstruktion
$$\epsilon = \frac{N_{\mathrm{st83}}^{\mathrm{MC}}}{N_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{MC}} \cdot B(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) \cdot f_{\mathrm{st83}}} \cdot \left(\frac{\epsilon_{\mathrm{Spur}}(\mathrm{Daten})}{\epsilon_{\mathrm{Spur}}(\mathrm{MC})}\right)^5 . \tag{52}$$

Zur Erzeugung der Monte Carlo-Ereignisse verwenden wir die Programmpakete IJRAY, PYTHIA (Version 5.6) [20] und JETSET (Version 7.3) [21]. IJRAY wurde eigens für den H1-Detektor geschrieben und beschreibt nur die Abstrahlung von Photonen durch die Elektronen, damit das Ansprechverhalten des Elektron-Taggers korrekt simuliert werden kann. Der eigentliche Photoproduktionsprozeß wird dann von PYTHIA und JETSET generiert. Die Photonen lassen wir dabei nur direkt wechselwirken (keine aufgelösten Prozesse), für die Protonstrukturfunktion wählen wir die Parametrisierung GRV-LO[12]. Genauere Untersuchungen zur Wahl der Parameter und Strukturfunktionen sowie zum Anteil der aufgelösten Prozesse standen bei Abschluß dieser Arbeit noch aus. Es ist denkbar, daß bei aufgelösten Prozessen weniger Spuren in Transversalrichtung entstehen und von den Spurkammern erfaßt werden, was eine kleinere Akzeptanz des Detektors zur Folge hätte.

Die Detektordaten schließlich werden mit dem H1-Standardsimulationsprogramm H1SIM berechnet.

4.4 Fehlerabschätzung

Statistischer Fehler: Aus der Poisson-Statistik des Abzählens folgt für die Differenz (48), wie dort bereits angegeben, ein statistischer Fehler von rund 60%.

Systematische Fehler: Mehrere Quellen liefern einen systematischen Fehler. Am meisten ins Gewicht fallen dabei die Unsicherheiten bei der Wahl der Monte Carlo-Simulation. Wir versuchen die einzelnen Fehlerbeiträge abzuschätzen:

- Aufgrund des hohen Anteils an kombinatorisch bedingten Mehrfacheinträgen im ΔM-Spektrum, der für Signal und Untergrund verschieden groß ist (Abschnitt 3.4.5), rechnen wir bei der Bestimmung der Charm-Ereignisse durch

[12]GRV-LO: Glück-Reya-Vogt – *Leading Order*

schlichtes Zählen der Einträge in der Signalspitze mit einem systematischen Fehler von etwa 20%.

- Die größte Unsicherheit ergibt sich als Folge der Monte Carlo-Simulation bei der Berechnung der Rekonstruktionseffizienz. Wie im vorigen Abschnitt erwähnt, herrscht noch keine Gewißheit darüber, mit welchen Simulationsparametern die Charm-Produktion bei hochenergetischen ep-Stößen am besten beschrieben werden kann.

  - Bei Verwendung verschiedener Parametrisierungen für die Protonstrukturfunktion variiert die Zahl der in der Detektorakzeptanz liegenden $D^{*\pm}$-Zerfälle um bis zu 20%.
  - Dieselbe Zahl hängt auch vom gewählten Anteil der aufgelösten Prozesse ab. Unter realistischen Annahmen für die Größe dieses Anteils und dessen Einfluß auf die Akzeptanzbestimmung beträgt der Fehler unserer Näherung (keine aufgelösten Prozesse) jedoch höchstens 10%.
  - Der Vergleich der Verteilungen der berechneten kinematischen Größen in den Simulationen und den Daten zeigt eine recht gute Übereinstimmung, so daß die angewendeten Schnitte in beiden Fällen etwa dieselbe Wirkung haben. Wir nehmen für das Auswahlverfahren der Zerfallsrekonstruktion bei den simulierten Daten einen Fehler von rund 10% an.
  - Wie bei den Daten erhalten wir auch bei der Bestimmung der rekonstruierten Monte Carlo-Zerfälle einen statistischen Fehler (7.4%).

  Zusammen mit den übrigen Unsicherheitsfaktoren bei der Effizienzbestimmung (52) schätzen wir den gesamten Fehler der Rekonstruktionseffizienz auf 30%.

- Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt 5%.

- Die der Berechnung des Wirkungsquerschnittes zugrundegelegten Fragmentations- und Verzweigungsverhältnisse (20) sind mit einem Fehler von fast 15% behaftet.

Die Beiträge sind unabhängig voneinander und müssen daher quadratisch addiert werden. Dies liefert einen totalen systematischen Fehler von annähernd 40%.

4.5 Resultat

Mit der beschriebenen Methode erhalten wir aus (45) und (52) für den Wirkungsquerschnitt der Charm-Produktion

$$\boxed{\sigma(ep \to ec\bar{c}X) = 1.38 \pm 0.86 \pm 0.54\ \mu\mathrm{b}.} \tag{53}$$

Der statistische Fehler ist an erster Stelle gegeben, der systematische an zweiter. Wir wollen dieses Resultat mit theoretischen Vorhersagen und früheren Messungen bei kleineren Schwerpunktsenergien vergleichen. Wegen des großen statistischen Fehlers wird der Vergleich allerdings nicht sehr aussagekräftig sein können.

Die theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Charm-Produktion ist schwierig und mit vielen Unsicherheiten behaftet. Da die Charm-Masse am Rande des Bereiches liegt, in dem die perturbative Quantenchromodynamik anwendbar ist, haben sich nur wenige Theoretiker an diese Aufgabe herangewagt. Ellis und Nason haben Berechnungen bis zur Ordnung $\alpha\alpha_s^2$ durchgeführt und geben den bei nominalen HERA-Energien zu erwartenden Wirkungsquerschnitt für verschiedene Werte der Charm-Masse[13] an [22]:

m_c [GeV/c^2]	σ [μb]
1.2	$1.24^{+0.53}_{-0.35}$
1.5	$0.68^{+0.26}_{-0.18}$
1.8	$0.41^{+0.14}_{-0.10}$

Abbildung 20 faßt einige frühere Messungen des Wirkungsquerschnittes zusammen, welche an Fixed-Target-Experimenten bei entsprechend kleineren Schwerpunktsenergien durchgeführt wurden. Ebenfalls eingezeichnet sind die Vorhersagen von Ellis und Nason in diesem Energiebereich für eine Charm-Masse von 1.5 GeV/c^2 und verschiedene Werte der Parameter Λ_{QCD} und μ.

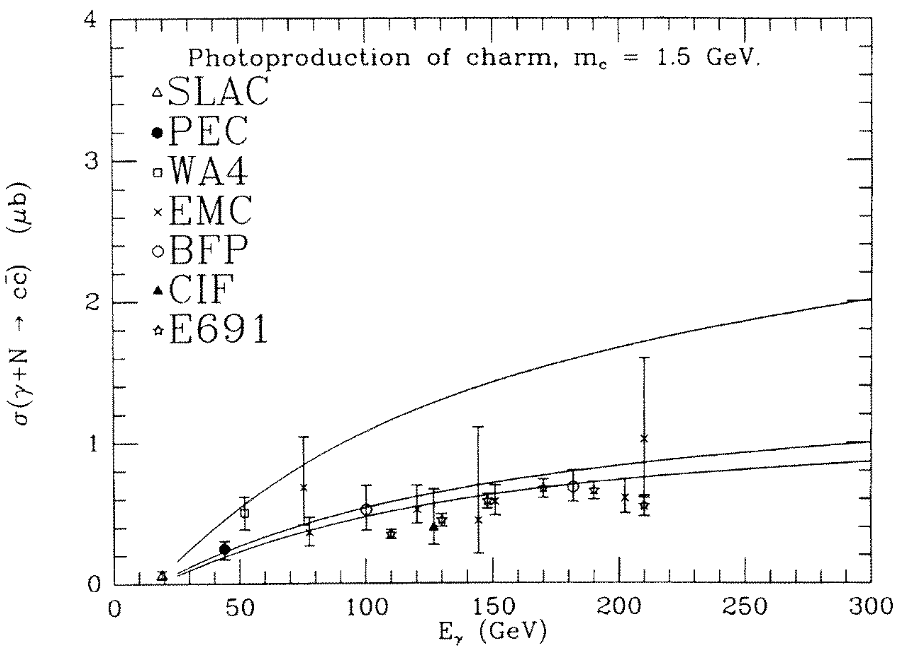


Abbildung 20: *Messungen des Wirkungsquerschnittes der Charm-Photoproduktion im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen (ausgezogene Kurven). E_γ ist die Energie der Photonen im Ruhesystem des Nukleons; bei HERA ist $E_\gamma \approx 20\,000$ GeV. (Grafik aus [22].)*

[13] Der Vergleich der von Ellis und Nason berechneten x_F- und p_t^2-Verteilungen mit neueren Daten von Photon-Nukleon-Streuexperimenten deutet auf eine Charm-Masse um 1.5 GeV/c^2 hin [23].

5 Schlußfolgerung

Anhand von Daten der zentralen Spurkammern des H1-Detektors, die im Jahre 1993 aufgezeichnet wurden und einer integrierten Luminosität von 279 nb^{-1} entsprechen, haben wir mit Hilfe der Methode des Charm-Taggings die Erzeugung von D^0-Mesonen in ep-Kollisionen bei HERA nachgewiesen. Die D^0-Mesonen wurden über ihren Zerfall in $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert, wozu ein effizientes Verfahren zur Auswahl von K_S^0-Kandidaten entwickelt worden ist.

Bei der Berechnung des Charm-Produktionswirkungsquerschnittes aus den rekonstruierten Zerfällen treten mehrere Schwierigkeiten auf:

- Wegen der geringen Anzahl von Ereignissen ist der statistische Fehler sehr groß.

- Es ist noch nicht bekannt, wie die Erzeugung von Charm-Quarks am besten durch Monte Carlo-Simulationen beschrieben werden kann.

- Da in der Analyse nur D^0-Mesonen von $D^{*\pm}$-Zerfällen erfaßt werden (Charm-Tagging), hängt der berechnete Wirkungsquerschnitt vom Fragmentationsverhältnis der c-Quarks in Vektormesonen ab, welches noch nicht genauer bestimmt werden konnte.

Mit den gegenwärtig bestmöglichen Annahmen erhalten wir einen Wirkungsquerschnitt von $1.38 \pm 0.86 \pm 0.54$ μb. Schon in naher Zukunft sollten die größere Statistik und vor allem die zu erwartenden Fortschritte nach Installation des Silizium-Vertex-Detektors die Beobachtung sehr vieler D^0-Zerfälle in verschiedene Kanäle und ohne Umweg über den $D^{*\pm}$-Zerfall ermöglichen, wodurch die Berechnung des Wirkungsquerschnittes statistisch exakter und unabhängiger von den nur schlecht bekannten Fragmentationsverhältnissen würde. Für eine genauere Messung wird aber auch ein besseres Verständnis der Monte Carlo-Simulationen unerläßlich sein.

Danksagung

Die Arbeit in der Zürcher H1-Gruppe hat mir großen Spaß gemacht. Ich habe dabei enorm viel gelernt, am meisten wohl von Christoph Grab, dem ich für die hervorragende Betreuung sehr dankbar bin. Ralph Eichler danke ich für die herausfordernde und sehr motivierende Aufgabenstellung sowie für die tatkräftige Unterstützung in entscheidenden Situationen. Marco Arpagaus, Roland Bernet und Urs Langenegger haben bei der Lösung kleinerer und größerer Probleme immer wieder ihre unermüdliche Hilfsbereitschaft unter Beweis gestellt; auch ihnen spreche ich meinen Dank aus. Die wichtigste Voraussetzung meiner Arbeit, die vielen Daten, verdanke ich den großen Anstrengungen der gesamten HERA-H1-Kollaboration.

Nicht zuletzt aber danke ich meinen Eltern für das große Maß an Unterstützung und Freiheit, das sie mir auf meinem Ausbildungsweg gewährt haben.

Literatur

[1] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* (John Wiley & Sons, 1984).

[2] R. A. Eichler, Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B308**, 791 (1988).

[3] A. Ali *et al.*, in *Proceedings of the HERA Workshop*, Hamburg, 12-14 October 1987, ed. by R. D. Peccei (DESY, 1988),Vol. 1, p. 395.

[4] R. van Woudenberg *et al.*, in *Proceedings of the HERA Workshop*, Hamburg, 29-30 October 1991, ed. by W. Buchmüller and G. Ingelmann (DESY, 1992),Vol. 2, p. 739.

[5] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B300**, 169 (1993).

[6] Particle Data Group (L. Montanet *et al.*), Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).

[7] H1 Collaboration (I. Abt *et al.*), *The H1 Detector at HERA*, DESY-report 93-103 (1993).

[8] V. Brigljević, *Inklusive K_S^0-Verteilungen in Elektron-Proton-Streuung bei HERA*, Diplomarbeit (1993, nicht publiziert).

[9] G. J. Feldman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38**, 1313 (1977).

[10] CLEO Collaboration (P. Avery *et al.*), Phys. Rev. **D43**, 3599 (1991).

[11] D. Bortoletto *et al.*, Phys. Rev. **D37**, 1719 (1988).

[12] CLEO Collaboration (J. P. Alexander *et al.*), Phys. Lett. **B303**, 377 (1993).

[13] ALEPH Collaboration (D. Decamp *et al.*), Phys. Lett. **B266**, 218 (1991).

[14] S. Menary, H. Yamamoto (CLEO Collaboration), persönliche Mitteilungen.

[15] CLEO Collaboration (P. Avery *et al.*), Preprint, CLNS 94/1280, CLEO 94-10.

[16] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Third Edition (Addison-Wesley, 1987), section 7.14, p. 240-253.

[17] R. Luchsinger, C. Grab, Computer Physics Commun. **76**, 263 (1993).

[18] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (McGraw-Hill, 1969).

[19] Urs Langenegger, *Multiplicity Distributions of Charged Particles in Photon-Proton Scattering at HERA*, Diplomarbeit (1994, nicht publiziert).

[20] H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **46**, 43 (1987).

[21] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **39**, 347 (1986);
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Computer Physics Commun. **43**, 367 (1987).

[22] R. K. Ellis, P. Nason, Nucl. Phys. **B312**, 551 (1989).

[23] NA14/2 Collaboration (M. P. Alvarez *et al.*), Z. Phys. **C60**, 53 (1993).