

do not remove



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 98/26

August 1998

Untersuchungen zur Rekonstruktion von
 $D^{*\pm}$ -Mesonen mit dem H1-Detektor bei HERA

Hardy Pawletta

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchungen zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen mit dem H1-Detektor bei HERA

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker
Hardy Pawletta
aus Marl

Referent : Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Korreferent : Professor Dr. W. Braunschweig
Tag der mündlichen Prüfung : 10.7.1998

*Geheimnisvoll am lichten Tag
Läßt sich Natur des Schleiers nicht berauben,
Und was sie deinem Geist nicht offenbaren mag,
Das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.*

Johann Wolfgang Goethe, Faust I [17]

Der Text dieser Arbeit wurde mit Makropaket \LaTeX von *Leslie Lamport* erstellt, das auf dem Satzsystem \TeX von *Donald E. Knuth* basiert. Histogramme und Feynman-Graphen wurden mit den Programmpaketen HBOOK und PAW der *CERN-CN-Division* erzeugt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
1.1 Vorbemerkungen	4
1.2 Gliederung der Arbeit	4
1.3 Das Standardmodell der Teilchenphysik	6
2. HERA und der H1-Detektor	8
2.1 Der Speicherring HERA	8
2.2 Der H1-Detektor	9
2.2.1 Spurkammern	11
2.2.2 Kalorimeter	13
2.2.3 Instrumentiertes Eisen und Myonkammern	14
2.2.4 Luminositätssystem	14
2.2.5 Triggersystem	15
2.3 Rekonstruktion und Datennahme	15
2.3.1 Rekonstruktion und Parametrisierung von Spuren geladener Teilchen	15
2.3.2 Vertexbestimmung	16
2.3.3 Datennahme	19
3. Physik bei HERA	21
3.1 Kinematik bei HERA	21
3.2 Tiefunelastische Streuung	23
3.3 Photoproduktion und die Erzeugung schwerer Quarks	25
3.3.1 Produktion und Zerfall charmtragender Hadronen	27
4. Monte-Carlo Modelle und verwendete Datensätze	29
4.1 Die Monte-Carlo Modelle	29
4.1.1 Aroma	30
4.1.2 Herwig	31
4.1.3 FMNR	31
4.2 Die verwendeten Datensätze	34
4.2.1 Monte-Carlo	34

4.2.2	Untersuchte H1-Daten	35
5.	Theoretische Aspekte zur Rekonstruktion des verwendeten Zerfallskanals	38
5.1	Untersuchter Zerfallskanal	38
5.2	Die „ ΔM -Methode“	39
6.	Auswahl der Spurhypothesen	41
6.1	Die verwendete Definition einer Spur	41
6.2	Auswahl einer Spurhypothese	41
6.2.1	Prinzip der Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen	43
6.3	Verlust von Spuren durch die Auswahl einer Hypothese	43
7.	Rekonstruktion der Ereignisse	47
7.1	Strategie zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen	47
7.2	Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen	47
7.2.1	Radiale Spurlänge	48
7.2.2	Die Größe <i>ptvsk02</i>	50
7.2.3	Radialer Abstand des Zerfallsortes vom Hauptvertex	53
7.2.4	Die Kombination aller genannten Schnittgrößen	55
7.3	Nachweis von D^* -Mesonen	57
7.4	Auswertung der Daten des Jahres 1995	62
7.5	Auswertung der Daten des Jahres 1996	63
8.	Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion	65
8.1	Bestimmung von γ	65
8.1.1	Messung von γ mit dem Elektron-Tagger	65
8.2	Bestimmung von γ aus dem hadronischen Endzustand	66
9.	Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts	70
9.1	Integrierte Luminosität	70
9.2	Triggereffizienz	72
9.3	Einschränkung der Pseudorapidität	75
9.4	Das verbleibende $D^{*\pm}$ -Signal	76
9.5	Rekonstruktionseffizienz	77
9.6	Abschätzung des Anteils an Bottom-Quark-Ereignissen	79
9.7	Der sichtbare Wirkungsquerschnitt	80
10.	Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts	82
10.1	Qualität der Rekonstruktion von p_t und η	82
10.2	Extrapolation in p_t und η	84
10.3	Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ für $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$	92
10.4	Berechnung des Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts	93

11. Diskussion der Ergebnisse	95
12. Zusammenfassung	98
Abbildungsverzeichnis	100
Tabellenverzeichnis	101
Literaturverzeichnis	103
Danksagung	109
Bildungsgang	111

1. Einleitung

1.1 Vorbemerkungen

Die Elementarteilchenphysik, die Grundlage der vorliegenden Arbeit ist, unterliegt einer rasanten Entwicklung. Im engeren Sinne begann sie erst vor etwa 100 Jahren, nämlich im Jahre 1897, mit der Entdeckung der Elektronen durch Thomson. Er erkannte bereits, daß Elektronen Bestandteile der Atome sind und eine negative elektrische Ladung tragen. Allerdings erwiesen sich seine Vorstellungen von der Verteilung der Elektronen im Atom als falsch. Er stellte sich vor, daß die Elektronen von einer viel schwereren, positiv geladenen Masse umgeben seien; etwa wie Rosinen in einem Kuchen. Heute wissen wir, daß dieses Bild nicht zutrifft doch die zugrundeliegende Fragestellung ist immer noch dieselbe.

*Woraus besteht die Materie,
wie ist sie aufgebaut
und wodurch wird sie zusammengehalten ?*

Zur Klärung dieser Fragestellung sind in unserem Jahrhundert zahlreiche Experimente durchgeführt worden. Insbesondere Experimente, die die Streuung von Teilchen aneinander untersuchten, hatten und haben auch heute noch große Bedeutung. Durch die fortschreitende Technik ergab sich im Laufe der Zeit die Möglichkeit, zu immer größeren Teilchenenergien und damit in immer kleinere räumliche Dimensionen vorzustoßen. Auch das H1-Experiment, an dem die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen durchgeführt wurden, folgt der Tradition. An dem Experiment wird die Streuung von Elektronen mit einer Energie von etwa 27 GeV, an Protonen mit einer Energie von 820 GeV studiert.

1.2 Gliederung der Arbeit

Nach einer kurzen Einleitung in die fundamentalen Zusammenhänge des Standardmodells im nachfolgenden Abschnitt werden im zweiten Kapitel der Speicherring HERA

sowie der Aufbau des H1-Experiments dargestellt. Neben einer Beschreibung der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Detektorkomponenten erfolgt insbesondere die Erläuterung der Spurrekonstruktion in Abschnitt 2.3.1. Auf die Rekonstruktion von Vertices und die Bestimmung ihrer Position wird in Abschnitt 2.3.2 eingegangen.

In Kapitel 3 werden einige Forschungsschwerpunkte des H1-Experiments zusammengefaßt. Weiterhin erfolgt hier die Beschreibung der Erzeugung schwerer Quarks in dem Prozeß der Photoproduktion.

In Kapitel 4 werden die verwendeten Monte-Carlo-Programme vorgestellt. Besondere Aufmerksamkeit erhält ein Programm, das die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion schwerer Quarks in nächstführender Ordnung der Störungstheorie erlaubt. Weiterhin werden die erzeugten Monte-Carlo-Datensätze beschrieben.

Im fünften Kapitel wird der untersuchte Zerfallskanal und die Methode, die bei der Rekonstruktion angewendet wurde, dargestellt.

In Kapitel 6 werden technische Aspekte zur Auswahl von Spuren geladener Teilchen beschrieben, die dann im nachfolgenden Kapitel 7 zur Rekonstruktion der gesuchten $D^{*\pm}$ -Mesonen verwendet werden. In diesem Kapitel erfolgt weiterhin die Erläuterung aller Schnittgrößen, die während der Rekonstruktion Verwendung fanden. Am Ende dieses Abschnitts wird das aus den H1-Daten extrahierte Signal von $D^{*\pm}$ -Mesonen präsentiert. Im achten Kapitel wird die Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion anhand von mehreren sich ergänzenden Methoden vorgestellt.

Die Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts $\sigma_{vis}(ep \rightarrow D^{*\pm}X)$ erfolgt in Kapitel 9. Hier findet auch die Beschreibung weiterer Einschränkungen an die untersuchten Ereignisse statt, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts notwendig sind.

In Kapitel 10 erfolgt dann der Übergang von dem sichtbaren Wirkungsquerschnitt zum totalen Wirkungsquerschnitt für die $c\bar{c}$ -Produktion in der Photoproduktion.

Anschließend erfolgt in Kapitel 11 eine Diskussion der erzielten Ergebnisse und ein Vergleich mit bisherigen Resultaten anderer Experimente.

Im letzten Kapitel werden alle erzielten Resultate zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Analysen in dem untersuchten Zerfallskanal gegeben.

In der vorliegenden Arbeit fand das „natürliche“ Einheitensystem der Teilchenphysik, in dem $\hbar = c = 1$ gilt, Verwendung. Weiterhin wurde die angelsächsische Schreibweise für Dezimalzahlen verwendet, die Dezimalstellen durch einen Punkt von ganzzahligen Anteil trennt.

1.3 Das Standardmodell der Teilchenphysik

In diesem Abschnitt soll in kurzen Zügen ein Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben werden. Dabei wird keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit erhoben; das Kapitel dient dazu, die vorliegende Analyse in den Gesamtzusammenhang einzuordnen. Umfassende Informationen zu diesem Thema finden sich in zahlreichen Lehrbüchern wie [27], [32] oder [18].

Das Standardmodell der Teilchenphysik stellt den Versuch dar, das momentane Wissen über die Struktur der Materie sowie deren Wechselwirkung untereinander einheitlich zu beschreiben. Dabei ist es bisher nicht gelungen, die Gravitation in konsistenter Weise einzubinden.

Name	Sym- bol	Genera- tion	elektr. Ladung	Masse
Quarks				
up	u	erste	$+\frac{2}{3}$	5 ± 3
down	d	erste	$-\frac{1}{3}$	10 ± 5
charm	c	zweite	$+\frac{2}{3}$	1300 ± 300
strange	s	zweite	$-\frac{1}{3}$	200 ± 100
top	t	dritte	$+\frac{2}{3}$	180000 ± 12000
bottom	b	dritte	$-\frac{1}{3}$	4300 ± 200
Leptonen				
Elektron	e	erste	-1	0.511
e -Neutrino	ν_e	erste	0	$< 7.2 \cdot 10^{-6}$
Myon	μ	zweite	-1	105.66
μ -Neutrino	ν_μ	zweite	0	< 0.17
Tau	τ	dritte	-1	1777.0 ± 0.3
τ -Neutrino	ν_τ	dritte	0	< 24

Tabelle 1.1: Übersicht der Fermionen im Standardmodell. Alle Ladungen sind in Einheiten der Elementarladung, alle Massen in MeV angegeben. Die Zahlenwerte der Massen sind [44] entnommen.

Nach dem heutigen Kenntnisstand besteht die gesamte Materie aus zwei Sorten elementarer Teilchen: Leptonen und Quarks. Sie gehören zu der Klasse der Fermionen, d.h. sie tragen einen halbzahligen Spin. In der Tabelle 1.1 sind einige grundlegende Eigenschaften wie z. B. die elektrische Ladung oder die Masse¹ angegeben. Eine Einteilung in Generationen erfolgt aufgrund des beobachteten Verhaltens bei Wechselwirkungen.

¹Quarks sind im Gegensatz zu den Leptonen nicht als freie Teilchen beobachtbar. Diese als „Confinement“ bezeichnete Tatsache erschwert die Zuordnung einer Masse erheblich und führt in verschiedenen Modellen zu unterschiedlichen Werten. (siehe auch Abschnitt „Quark Masses“ in [44], Seite 303)

Name	Sym- bol	elektr. Ladung	Masse	Spin
Gluonen	g	0	0	1
Photon	γ	0	0	1
W-Boson	W^\pm	± 1	80330 ± 150	1
Z-Boson	Z^0	0	91187 ± 7	1
Graviton	G	0	0	2

Tabelle 1.2: Übersicht der Bosonen im Standardmodell. Alle Ladungen sind in Einheiten der Elementarladung, alle Massen in MeV angegeben. Die Zahlenwerte der Massen sind [44] entnommen. Das Graviton ist bisher nicht experimentell nachgewiesen.

Sämtliche uns bekannte makroskopische Materie wird ausschließlich durch Teilchen der ersten Generation gebildet; höhere Generationen sind hauptsächlich durch Experimente an Teilchenbeschleunigern entdeckt worden.

Für die Wechselwirkung und damit die Bindung der fundamentalen Fermionen untereinander sind Austauschteilchen verantwortlich. Sie besitzen einen ganzzahligen Eigendrehimpuls und gehören damit der Klasse der Bosonen an. In Tabelle 1.2 sind einige Eigenschaften dieser Bosonen zusammengefaßt. Das Photon ist als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung wohl das allgemein bekannteste Austauschteilchen. Alle Teilchen, die eine elektrische Ladung tragen, nehmen an dieser Art der Wechselwirkung teil. Die geladenen W -Bosonen und das neutrale Z -Boson sind verantwortlich für die schwache Kraft, die die Ursache für den radioaktiven β -Zerfall ist. Dieser Art der Wechselwirkung unterliegen alle fundamentalen Fermionen. Die elektromagnetische und die schwache Kraft können in einer einheitlichen Formulierung zu der elektroschwachen Kraft zusammengefaßt werden. Dritte und letzte Kraft, die im Rahmen des Standardmodells Verwendung findet, ist die starke Kraft. Die zugehörigen Austauschbosonen werden Gluonen genannt. Innerhalb des Standardmodells existieren acht verschiedene Gluonen. Alle Teilchen, die eine Farbladung tragen (alle Quarks und Gluonen), nehmen an dieser Art der Wechselwirkung teil. Die Gluonen tragen selbst eine Farbladung, d.h. die Wechselwirkung von Gluonen untereinander ist möglich. Dies steht im Gegensatz zu der elektromagnetischen Wechselwirkung, in der die Photonen selbst elektrisch neutral sind und deshalb nicht untereinander wechselwirken können.

Das Graviton, welches in Tabelle 1.2 auftaucht, ist bisher unentdeckt. Es soll das Austauschboson der Gravitation sein. Im Standardmodell der Teilchenphysik ist die Gravitation bis zum heutigen Tage jedoch nicht enthalten. Da diese Wechselwirkung im Bereich der Elementarteilchenphysik jedoch um viele Größenordnungen kleiner ist als alle bisher erwähnten Kräfte, kann sie in diesem Zusammenhang bedenkenlos vernachlässigt werden.

2. HERA und der H1-Detektor

2.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) befindet sich am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg. In dem 6.3 km langen Ring, der im Nordwesten der Stadt liegt, werden Protonen auf eine Energie von 820 GeV und Elektronen¹ auf eine Energie von 27 GeV beschleunigt. Zur Erzeugung der Protonen und Elektronen werden die schon vor dem Bau von HERA vorhandenen Beschleuniger verwendet. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht dieser Anlagen.

Als Teilchenquelle und erster Beschleuniger für die Protonen dient der Linearbeschleuniger LINAC III (H⁻-Linac). Dort werden negativ geladene Wasserstoffionen mit einer Energie von 18 keV auf 50 MeV vorbeschleunigt. Die Ionen werden anschließend über ein Strahlführungssystem zum Synchrotron DESY III geleitet. Beim Einführen der Wasserstoffionen in die Gleichgewichtsbahn von DESY III werden die Elektronen an einer sehr dünnen Aluminiumoxydfolie ($30\mu\text{g}/\text{cm}^2$) abgestreift. Nach einer weiteren Beschleunigungsphase in DESY III gelangen die so entstandenen Protonen in den Speicherring PETRA II. Dort werden mehrere Teilchenpakete gesammelt, bevor diese dann endgültig in HERA eingespeist werden.

Die Elektronen werden ebenfalls zunächst in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 500 MeV gebracht und anschließend in einem kleinen Speicherring (PIA) gesammelt und zwischengespeichert. Nachdem eine ausreichende Teilchenzahl akkumuliert wurde, gelangt das Teilchenpaket durch ein Strahlführungssystem in den Speicherring DESY II, in dem eine weitere Beschleunigung auf eine Energie von 7 GeV stattfindet. Diese Teilchenpakete werden nachfolgend in dem Ring PETRA II gesammelt. Sind ca. 70 Pakete vorhanden, erfolgt die Einspeisung in den großen Speicherring HERA.

Der Speicherring PETRA II wird also nacheinander zum Akkumulieren und Vorbeschleunigen von Elektronen und Protonen verwendet.

In dem Speicherring HERA werden die Elektronen auf eine Energie von ca. 27 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Der Ring besitzt vier Wechselwirkungszonen, an denen die Experimente H1, ZEUS, HERA-B und HERMES aufgebaut

¹Durch technische Probleme, die im Betrieb des Speicherrings mit Elektronen auftraten, werden seit 1994 Positronen verwendet. Der Begriff Elektron wird in dieser Arbeit und in diesem Zusammenhang weitgehend synonym gebraucht.

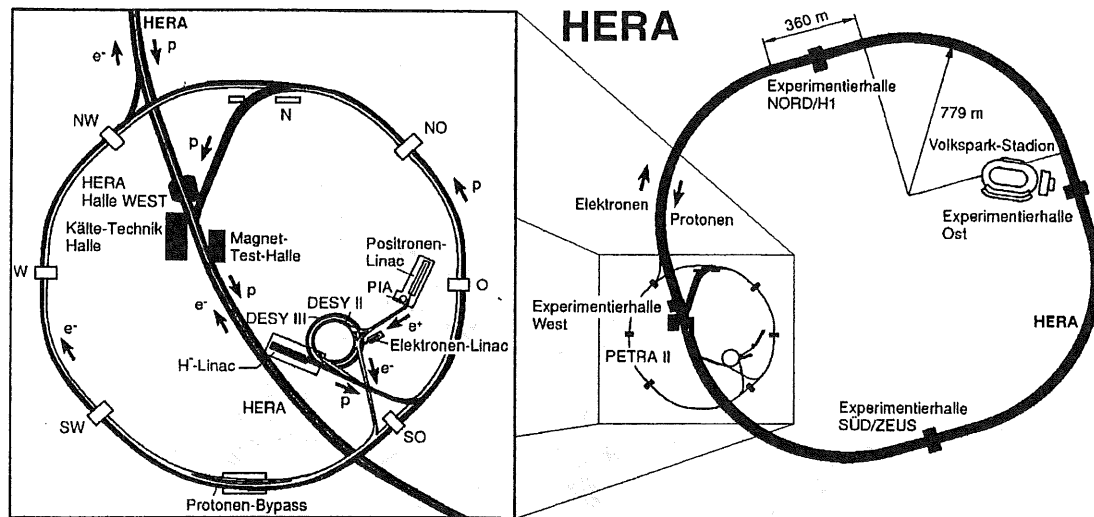


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Speicherrings HERA und der verwendeten Vorbeschleuniger

sind. H1 und ZEUS sind Vielzweckdetektoren mit einem umfassenden Programm an physikalischen Untersuchungen. In diesen beiden Experimenten werden Elektron- und Protonstrahl zur Kollision gebracht und die Produkte der Wechselwirkung untersucht. Einige wichtige Aspekte des wissenschaftlichen Untersuchungsprogramms am H1-Experiment werden in Kapitel 3 erläutert.

HERA-B und HERMES sind Fixed-Target-Experimente, d.h. sie verwenden jeweils nur einen der beiden Strahlen und untersuchen die Wechselwirkung mit einem ruhenden Zielmaterial. HERA-B verwendet hierfür acht $50 \mu\text{m}$ dünne Drähte aus Kupfer, Aluminium oder Kohlenstoff, die in den Randbereich des Protonstrahls eingebracht werden. Die Untersuchung der in den Reaktion von Protonen mit dem Targetmaterial entstehenden B-Mesonen erlaubt, Aussagen über die CP-Verletzung im $B\bar{B}$ -System zu machen. Ein Überblick über das Experiment HERA-B findet sich z. B. in [28].

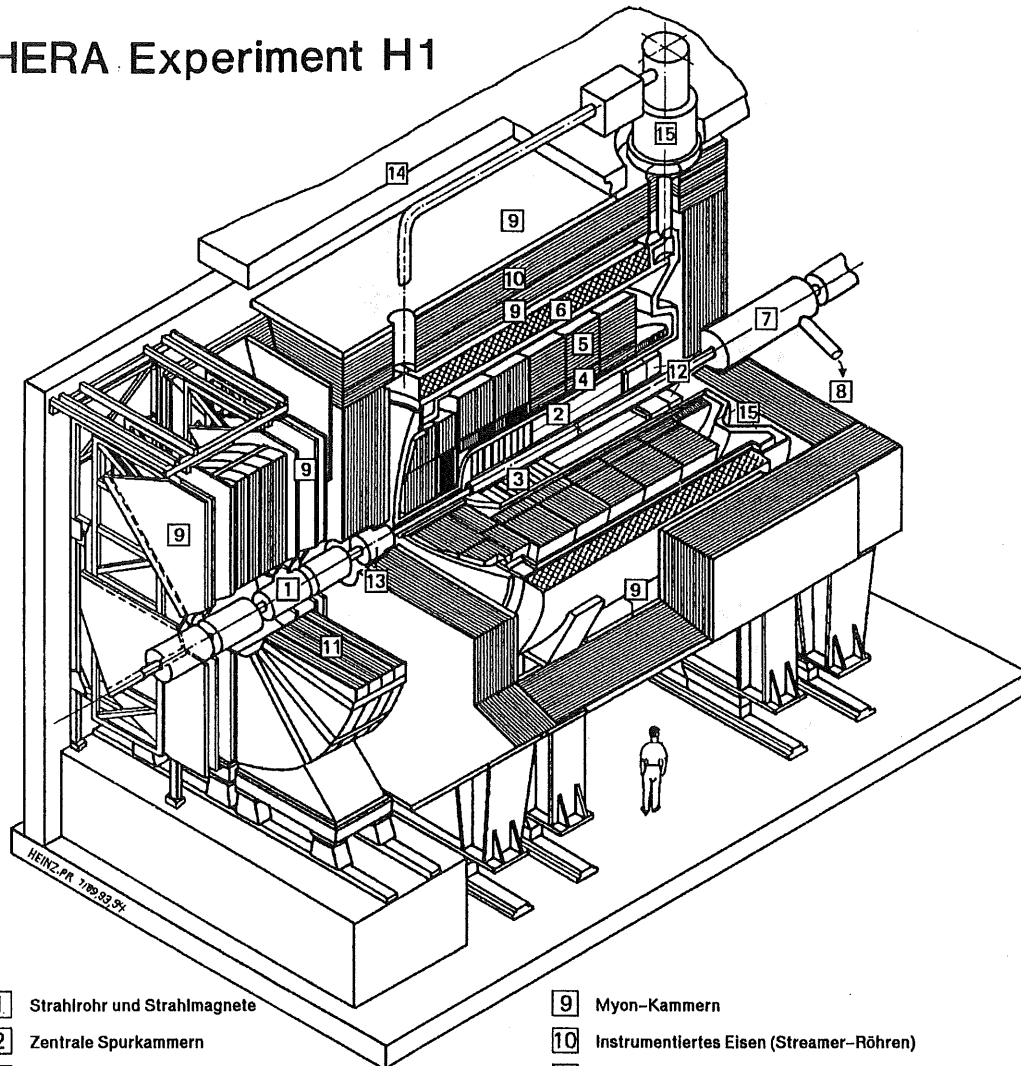
HERMES [29] untersucht die Wechselwirkung des polarisierten Elektronenstrahls mit einem ebenfalls polarisiertem Wasserstoff, Deuterium oder ^3He Gas-Target. Dadurch wird eine Messung der Spinstruktur von Protonen und Neutronen ermöglicht.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (siehe Abb. 2.2) ist als typischer Vielzweckdetektor ausgelegt. Er ist schalenförmig aufgebaut und benutzt weitgehend Nachweistechiken, die bereits in anderen Experimenten erfolgreich erprobt wurden.

Ein wesentlicher Unterschied zu Detektoren, die an Elektron-Positron-Speicherringen

HERA Experiment H1



- | | |
|--|---|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 Helium-Kälteanlage | |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

verwendet werden, ist jedoch der asymmetrische Aufbau bezüglich einer Ebene, die senkrecht zum Strahlrohr verläuft. Der Grund für diese Art der Konstruktion wird unmittelbar durch einen Vergleich der Strahlenergien des Elektron- und des Protonstrahls deutlich. Bei der Wechselwirkung eines Protons mit 820 GeV und eines Elektrons mit 27 GeV wird der entstehende Endzustand in Richtung des einlaufenden Protons² "geboostet", d.h. Labor- und Schwerpunktsystem sind voneinander verschieden. Die Folge ist eine im Mittel wesentlich höhere Teilchenmultiplizität im Vorwärtsbereich des Detektors, und dementsprechend folgt ein höherer Grad der Instrumentierung in diesem Bereich.

In den folgenden Abschnitten werden der Aufbau und die Funktionsweise der einzelnen Detektorkomponenten kurz erläutert. Dabei erfahren die für die vorliegende Arbeit besonders wichtigen Komponenten eine eingehendere Beschreibung. Für weitergehende Informationen bezüglich des H1-Detektors und seiner Subdetektoren sei der Leser auf [26] verwiesen.

Eine tabellarische Übersicht der wichtigsten technischen Daten ist am Ende dieses Kapitels angefügt.

2.2.1 Spurrkammern

Das Spurrkammersystem des H1-Detektors besteht aus mehreren Subsystemen, die verschiedene Winkelbereiche überdecken. In Verbindung mit dem supraleitenden Magneten, der ein parallel zum Strahlrohr verlaufendes Feld der Stärke 1.15 Tesla erzeugt, dient es dem Nachweis geladener Teilchen und der Rekonstruktion ihrer Bahnen sowie ihrer Impulse. In Abbildung 2.3 ist eine schematische Seitenansicht des gesamten Systems dargestellt.

Im zentralen Polarwinkelbereich, zwischen $\theta = 25^\circ$ und $\theta = 155^\circ$ befinden sich zwei große Jetkammern, die innere CJC1 und die äußere CJC2. Abbildung 2.4 zeigt eine radiale Ansicht des zentralen Spurrkammersystems. Die innere Kammer ist in 30 Driftzellen mit jeweils 24 Signaldrähten unterteilt. Die äußere Jetkammer besteht aus 60 Driftzellen mit je 32 Signaldrähten. Die Drahtebenen sind um den Lorentzwinkel von 30° bezüglich der radialen Richtung geneigt. Auf diese Weise bewegen sich die bei der Ionisation entstandenen Elektronen unter dem Einfluß des magnetischen und des elektrischen Feldes nahezu senkrecht zur Flugrichtung einer radial verlaufenden Spur mit großem Impuls. Insgesamt erreicht die Anordnung in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr eine Auflösung von $\sigma_{r\phi} \approx 170\mu\text{m}$.

Die z -Koordinate wird durch eine Auslese der Signaldrähte an beiden Enden erreicht und ist limitiert durch die Pulshöhe und das Rauschen. Die Auflösung in z -Richtung beträgt ca. 1% der Drahtlänge und liegt somit bei etwa 22 mm.

Um die z -Koordinate geladener Teilchen genauer vermessen zu können, existieren zwei weitere Driftkammern (CIZ, COZ), die sich jeweils an den Innenseiten der zentralen Jetkammern befinden. Die Drahtebenen verlaufen hier senkrecht zu denen in der CJC1

²Diese Richtung wird nachfolgend als Vorwärtsrichtung bezeichnet. Sie stellt die positive z -Koordinate des H1-Koordinatensystems dar.

2. HERA und der H1-Detektor

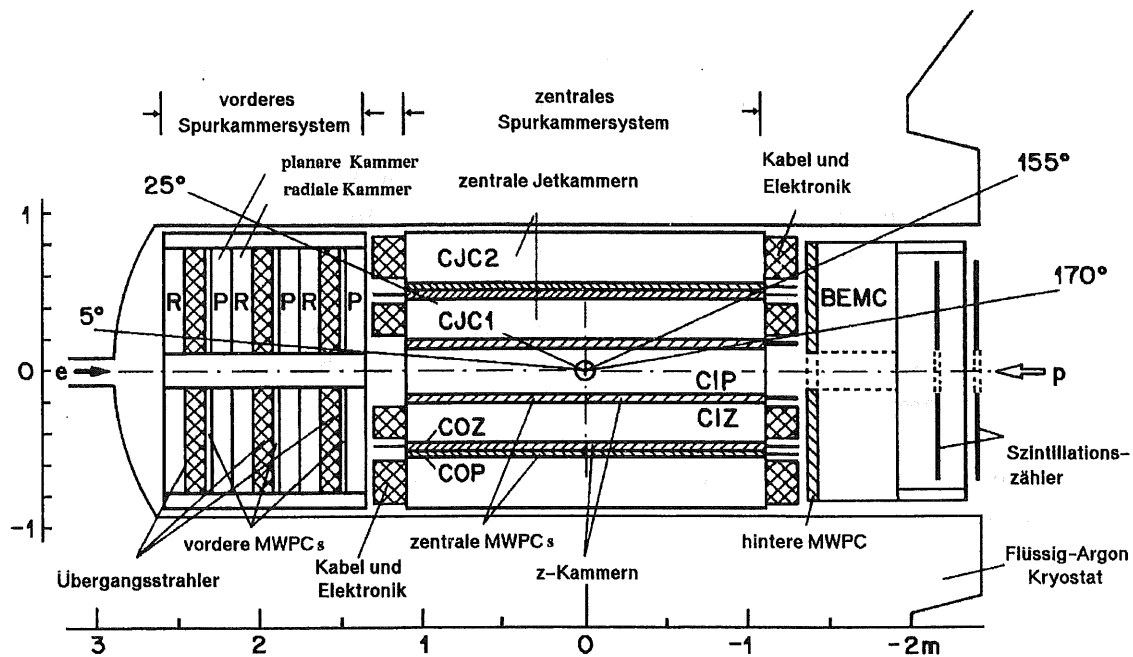


Abbildung 2.3: Seitenansicht des Spurkammersystems

bzw. CJC2. Sie erlauben eine Bestimmung der z -Koordinate mit einer Auflösung von $\sigma_z^{CIZ} = 260 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_z^{COZ} = 200 \mu\text{m}$.

Da bei HERA nur 96 ns zwischen zwei Strahlkreuzungen vergehen, können aufgrund der langen Driftzeiten nicht alle Informationen der oben beschriebenen Driftkammern für einen Trigger verwendet werden. Deshalb befindet sich in der Nähe der inneren und äußeren z -Kammer jeweils eine sehr schnelle Proportionalkammer, die CIP und COP. Mit einer Signalbreite von nur 16ns (FWHM³) ermöglichen sie den Aufbau eines schnellen Triggers.

Der Vorwärtsbereich des H1-Detektors ist aufgrund der asymmetrischen Strahlenergie mit zusätzlichen Spurdetektoren versehen, dem sogenannten Vorwärtsspurdetektor (FTD). Er besteht aus drei Modulen, die jeweils aus einer planaren und einer radialen Driftkammer aufgebaut sind sowie für die Elektron-Pion-Separation ein Übergangsstrahlungsmodul besitzen.

Im Jahre 1994 wurde das Spurkammersystem im Rückwärtsbereich durch eine Proportionalkammer, die sich unmittelbar vor dem rückwärtigen, warmen, elektromagnetischen Kalorimeter (siehe nächster Abschnitt) befindet, vervollständigt. Sie überdeckt einen Polarwinkelbereich von $\theta = 155.5^\circ$ bis $\theta = 174.5^\circ$ und dient zusammen mit dem nachfolgenden Kalorimeter u.a. der genauen Vermessung von gestreuten Elektronen aus der tiefunelastischen Streuung.

³Full Width Half Maximum

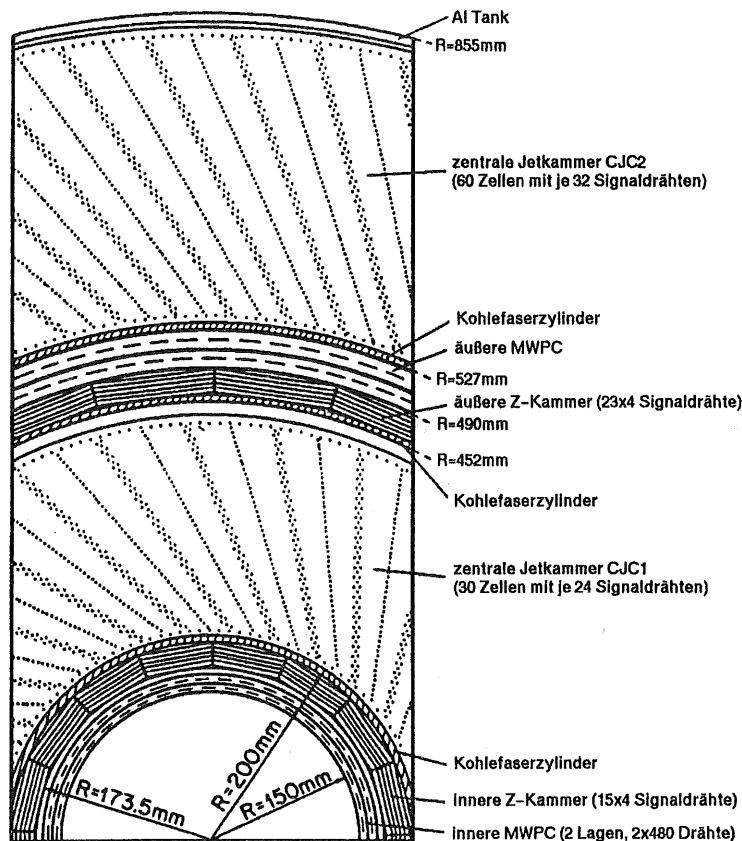


Abbildung 2.4: Radialansicht des zentralen Spurkammersystems

2.2.2 Kalorimeter

Das zentrale H1-Kalorimeter ist in Flüssig-Argon-Technologie als Sandwichkalorimeter aufgebaut und befindet sich innerhalb des supraleitenden Magneten. Auf diese Weise kann die Menge nicht sensitiven Detektormaterials vor dem Kalorimeter klein gehalten werden. Das Kalorimeter besteht aus einer elektromagnetischen Sektion, in der Blei als Absorber verwendet wird, und einer hadronischen Sektion mit Absorberplatten aus Stahl. Der überdeckte Polarwinkelbereich erstreckt sich von $\theta \geq 4^\circ$ bis $\theta \leq 153^\circ$. Um die Abdeckung des vollen Raumwinkelbereiches zu vervollständigen, existiert im Vorwärtsbereich das PLUG-Kalorimeter ($0.7^\circ \leq \theta \leq 3.2^\circ$) und im Rückwärtsbereich das BEMC⁴(θ). Dieses Kalorimeter wurde zwischen den Datennahmen der Jahre 1994 und 1995 durch ein Spaghetti-Kalorimeter ersetzt, das eine elektromagnetische *und* eine hadronische Komponente besitzt.

⁴Backward Electromagnetic Calorimeter

2. HERA und der H1-Detektor

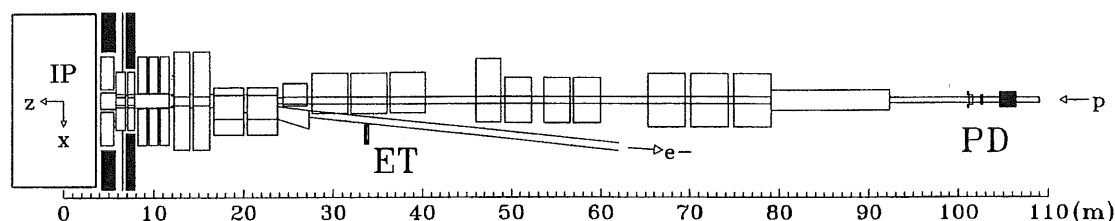


Abbildung 2.5: Luminositätsdetektor des H1-Experimentes

2.2.3 Instrumentiertes Eisen und Myonkammern

Das Rückführjoch des Hauptmagneten umschließt alle wesentlichen Detektorkomponenten des H1-Detektors. Es ist mit 16 Spurdetektor Ebenen aus Streamerrohrkammern instrumentiert, die dem Nachweis von Myonen und von hadronischer Restenergie dienen.

Im Vorwärtsbereich des H1-Detektors befindet sich ein zusätzliches Myonsystem, das die Aufgabe hat, hochenergetische Myonen in einem Polarwinkelbereich von $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ nachzuweisen. Der Detektor ist aus Driftkammern aufgebaut, die sich im Feld eines Toroidmagneten befinden. Durch diese Anordnung ist eine Impulsbestimmung von Myonen im Bereich von 5 GeV bis 200 GeV möglich.

2.2.4 Luminositätssystem

Die Messung der Luminosität im H1-Experiment findet mit Hilfe des Bethe-Heitler Prozesses

$$e^- p \rightarrow e^- p \gamma$$

statt. Gemessen wird also ein Bremsstrahlungsvorgang des Elektrons im elektromagnetischen Feld des Protons. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist gut bekannt und für eine genaue Messung der Luminosität hinreichend groß.

Findet ein Bethe-Heitler Prozeß im Detektor statt, werden sowohl Elektron als auch Photon um einen sehr kleinen Winkel relativ zur Einflugrichtung des Elektrons gestreut und anschließend detektiert. Zum Nachweis der Elektronen befinden sich im Bereich $5.8 \text{ m} < -z < 23.8 \text{ m}$ Magnete, die Elektronen mit verminderter Energie bei $z = -33 \text{ m}$ aus dem Strahlrohr hinauslenken. Dort treffen sie auf Čerenkov Kalorimeter (ET, siehe Abb. 2.2.4) mit einer Energieauflösung σ_E/E von $1\% + 10\%/\sqrt{E}$ (E in GeV) und einer Ortsauflösung σ_x, σ_y von 0.3 – 1.2 mm. Das Photon wird in einem weiteren Kalorimeter (PD, siehe Abb. 2.2.4) nachgewiesen. Diese Methode, bei der beide Streuprodukte in den Detektoren vermessen werden, heißt auch *Doubletag Methode*. Neben dieser Art der Luminositätsmessung findet auch eine zweite Möglichkeit Verwendung. Dabei wird nur das Photon im Photodetektor nachgewiesen. Hier wird die Akzeptanz des Elektronende-

tektors natürlich nicht benötigt und die nachträglichen Korrekturen sind deshalb kleiner als bei der zuerst vorgestellten Methode.

Abbildung 2.2.4 zeigt eine schematische Darstellung der Komponenten des Luminositätssystems.

2.2.5 Triggersystem

Die Aufgabe des Triggers besteht darin, Ereignisse, die von einer erwünschten Elektron-Proton-Wechselwirkung stammen, zu erkennen und ein Signal zur Aufzeichnung der Detektorantwort auszulösen. Dabei ist es besonders wichtig, daß Untergrund wirksam unterdrückt wird. Hauptquellen für unerwünschte Reaktionen sind z. B. Strahl-Gas-Wechselwirkungen, kosmische Myonen im Zentralbereich sowie Synchrotronstrahlung, die vom Elektron-Strahl erzeugt wird.

Bei einer Zeit von 96 ns zwischen den Kreuzungen der Teilchenpakete muß der Trigger außerdem in der Lage sein, die nötige Entscheidung in sehr kurzer Zeit zu fällen. Zu diesem Zweck besteht das Triggersystem von H1 aus vier Stufen. Die erste Stufe verwendet insgesamt neun Subkomponenten, die jeweils auf der Information einer Detektorkomponente basieren. Er läuft totzeitfrei mit einer Verzögerung von $2.5 \mu\text{s}$ und einer festen Frequenz von 10.4 MHz ⁵. Nachdem von der ersten Stufe ein positives Signal geliefert wurde — dies erfolgt mit einer Rate von etwa 1 kHz —, startet die Auswertung einer größeren Anzahl von Detektorsignalen in der Triggerstufe 2 (L2). Sie besteht zum größten Teil aus Hardware-Prozessoren und umfaßt auch ein neuronales Netz, um besondere topologische Aspekte eines Ereignisses schnell untersuchen zu können. Die Triggerstufe 2 fällt eine Entscheidung nach etwa $20 \mu\text{s}$, die Rate an positiven Triggersignalen beträgt ca. 200 Hz . Wird ein Ereignis von L2 akzeptiert, startet die Auslese aller H1-Detektorkomponenten und eine dritte Triggerstufe (L3) reduziert die Rate auf ca. 50 Hz . Zur Verringerung der Totzeit wird die Auslese der Detektorkomponenten sofort gestoppt, wenn L3 das Ereignis verwirft. Die vierte und letzte Triggerstufe (L4) besteht aus 32 Prozessorboards, die ein Ereignis nahezu vollständig rekonstruieren, und somit Informationen über Spuren, Energien im Kalorimeter, Ansprechen des Myonsystems usw. zur Verfügung stellen. Hier kann bereits eine Vorauswahl der Ereignisse getroffen werden, die später von den Arbeitsgruppen analysiert werden sollen. Dabei wird die Rate auf ca. $5\text{--}10 \text{ Hz}$ begrenzt, um den sicheren Datentransfer auf Magnetbänder oder Festplatten zu gewährleisten.

2.3 Rekonstruktion und Datennahme

2.3.1 Rekonstruktion und Parametrisierung von Spuren geladener Teilchen

Ein geladenes Teilchen, das den H1-Detektor durchquert, beschreibt aufgrund des homogenen Magnetfeldes, welches parallel zur z -Achse verläuft, eine Schraubenlinie. In

⁵Diese Frequenz entspricht der Zeit, die zwischen zwei Strahlkreuzungen vergeht (96 ns).

2. HERA und der H1-Detektor

der Ebene senkrecht zum Magnetfeld kann die Bahnkurve durch einen Kreis beschrieben werden. Insgesamt sind demnach fünf unabhängige Parameter nötig, um die Kurve eindeutig zu beschreiben. Im H1-Experiment finden folgende Variablen Verwendung :

κ	inverser Krümmungsradius $1/r$ der Spur (vorzeichenbehaftet)
DCA ⁶	minimaler Abstand zur z -Achse (vorzeichenbehaftet)
ϕ	Winkel zwischen der Tangente an die Spur im Punkt DCA und der z -Achse
z_0	z -Position am DCA
θ	Polarwinkel in der r/z -Ebene am Punkt DCA

Die ersten drei Größen beschreiben den Kreis in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr, die letzten beiden Parameter die Bewegung in der r/z -Ebene.

Das Ziel der Spurrekonstruktion ist das Auffinden von zusammenhängenden, physikalisch sinnvollen Spuren auf der Basis der in den Driftkammern registrierten Treffer. Für derartige Spuren erfolgt die Bestimmung der o. g. Bahnparameter.

Die Identifikation der Spuren erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden kurze Spurstücke gesucht, die jeweils nur aus mindestens drei Treffern innerhalb eines Driftkammersegments zusammengesetzt sind. Anschließend entstehen durch die Kombination mehrerer solcher Spurelemente längere Stücke. Mit einfachen und schnellen Algorithmen werden diese Stücke auf das Vorkommen von Knicken untersucht und dann ggf. verworfen. Danach erfolgt die Anpassung der Spurparameter durch einen χ^2 -Fit, der zunächst nur in der $r\phi$ -Ebene durchgeführt wird. In einem nachfolgenden Schritt wird der Fit auf die r/z -Ebene erweitert. Dabei kann ein Teil der angesprochenen Signaldrähte verworfen werden, wenn dadurch eine Verbesserung des χ^2 des Fits erzielt wird. Dieser Bruchteil der Signaldrähte, der keine weitere Verwendung findet, wird mit FOUH⁷ bezeichnet und zusammen mit den Spurparametern und dem χ^2 des Fits in den später für Analysen zugänglichen Daten abgespeichert.

Eine detaillierte Beschreibung der H1-Spurrekonstruktion findet sich z. B. in [26].

2.3.2 Vertexbestimmung

Die Position des ep -Wechselwirkungspunktes wird als Hauptvertex bezeichnet. In der xy -Ebene ist die Position innerhalb kürzerer Zeitdauern der Datennahme im Rahmen von einigen $100 \mu\text{m}$ konstant [26]. Die Bestimmung der xy -Position erfolgt mit Hilfe von langen Spuren, die einen großen transversalen Impuls und gleichzeitig ein kleines DCA haben. Dies geschieht, indem ein Vertex derart gewählt wird, daß die Summe der Quadrate der Abstände zum Vertex minimal ist. Diese Prozedur wird nach einigen hundert Ereignissen wiederholt.

⁶Distance of Closest Approach

⁷Fraction of Unused Hits

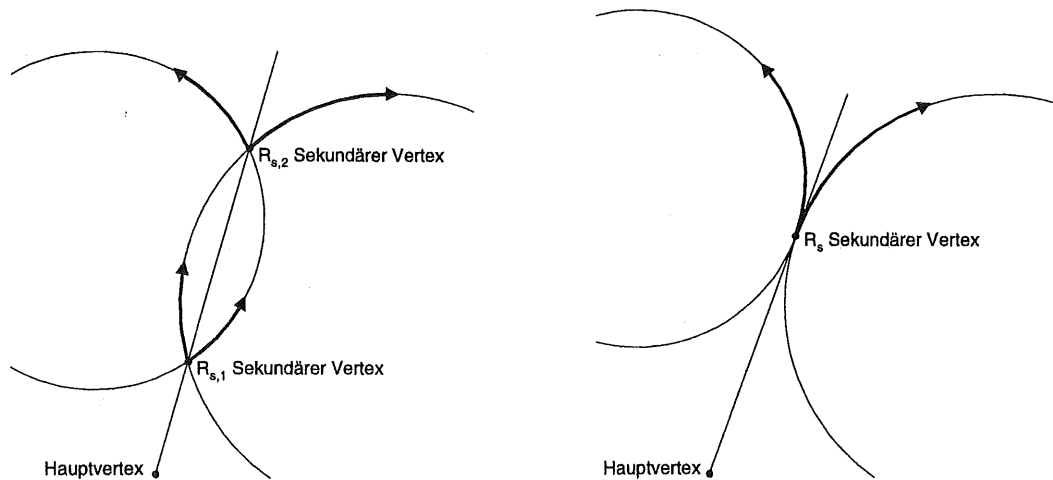


Abbildung 2.6: Graphische Darstellung der bei der Rekonstruktion von sekundären Vertices verwendeten Variablen

Die Kenntnis der genauen Position des Vertex erlaubt es, diesen Ort als zusätzlichen Punkt für jede Spur zu verwenden und die gesamte Spur einer neuen Bestimmung der Spurparameter zu unterziehen. Da der Fehler im Krümmungsradius näherungsweise umgekehrt proportional zum Quadrat der Spurlänge ist, kann hierdurch eine deutlich verbesserte Rekonstruktion der Spuren in der xy -Ebene erzielt werden.

Die z -Koordinate des Vertex wird aus allen Spuren, die in der xy -Ebene auf den Hauptvertex zeigen, bestimmt. Für jede dieser Spuren erfolgt eine Anpassung des Polarwinkels θ .

In der Standardrekonstruktion ist neben der Bestimmung des Hauptvertex auch eine Möglichkeit vorgesehen, sekundäre Vertices zu finden. Diese entstehen, wenn neutrale Teilchen (V^0 -Kandidaten) innerhalb der zentralen Jetkammer in geladene Teilchen zerfallen und der Zerfallsort so weit von dem Hauptvertex entfernt ist, daß innerhalb der Ortsauflösung der Kammer eine räumliche Trennung möglich ist. Solche Zerfälle können von K_s^0 -Mesonen oder Λ -Baryonen stammen. Photonen, die an dem Material des Detektors in e^+e^- -Paare konvertieren, sind ebenfalls Kandidaten für sekundäre Vertices. Ihre Bestimmung erfolgt, indem zunächst Kandidatenpaare mit Hilfe einfacher geometrischer Schnitte ausgewählt werden (siehe auch Abbildung 2.6).

1. $\Delta r = |r_1 - r_2| < 20 \text{ cm}$

Mit r_i sind die Startradien der beiden Spuren bezeichnet, die den radialen Abstand des ersten gemessenen Punktes einer Spur zur z -Achse darstellen. Sie müssen innerhalb von 20 cm übereinstimmen. Dieser Wert erscheint auf den ersten Blick sehr groß. Insbesondere bei Photonkonversionen können die Spuren des Elektrons und des Positrons über einen größeren Bereich nahezu parallel verlaufen. Aufgrund der

2. HERA und der H1-Detektor

begrenzten Doppelspurauflösung kann es dann aber vorkommen, daß nur eine Spur bis zum Vertex rekonstruiert werden kann. Um derartige Konstellationen nicht von vornherein auszuschließen, wurde der relativ große Wert von 20 cm gewählt.

2. $R > 0.2$ cm

Diese Größe bezeichnet den radialen Abstand vom Hauptvertex des berechneten Schnittpunktes der Spuren, der als sekundärer Vertex in Frage kommt. Falls kein Schnittpunkt existiert und der Abstand der beiden Kreise kleiner als 1 cm ist, wird der Abstand bis zu einem hypothetischen Berührungspunkt der Kreise berechnet. Dieser liegt auf der Verbindungslinie der beiden Kreismittelpunkte. Mit der Forderung nach einer minimalen Zerfallslänge von 0.2 cm werden Kombinationen ausgeschlossen, die sehr nahe am Hauptvertex liegen.

3. $R < 80$ cm

Mit diesem Schnitt können physikalisch nahezu unmögliche Lösungen ausgeschlossen werden, da der Wert von 80 cm nahe am äußeren Rand des aktiven Volumens der CJC2 liegt.

4. $R > \min(r_1, r_2) + 2$ cm

Dieser Schnitt verlangt die Übereinstimmung des Startradius der Spuren mit dem Zerfallsort des neutralen Teilchens innerhalb von 2 cm.

Für alle Kombinationen, die die o. g. Schnitte erfüllen konnten, wird ein zweistufiger Fit durchgeführt. Das Ziel besteht darin, herauszufinden, welche Spurkombinationen mit der Hypothese, daß sie aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens, welches vom Hauptvertex stammt, verträglich sind. Als Bewertungskriterium findet das χ^2 des Fits Verwendung. Alle Kombinationen mit einem akzeptablen χ^2 werden für weitere Analysen abgespeichert.

Während der Fitprozedur, die zunächst in der $r\phi$ -Ebene und anschließend in der rz -Ebene durchgeführt wird, erfolgt die Variation aller Spurparameter sowie der Koordinaten des Zerfallsortes. Eine zusätzliche Nebenbedingung, die durch die geforderte Impulserhaltung am Zerfallsort gegeben ist, wird ebenfalls berücksichtigt. Für die zweite Stufe des Fits in der rz -Ebene bleiben bis zu 40 % der angesprochenen Signaldrähte unberücksichtigt; der genaue Wert wird für nachfolgende Analysen abgespeichert.

Als Folge der beschriebenen Rekonstruktionweise kommt es vor, daß zu *einer* Spur *mehrere* Hypothesen in den Daten enthalten sind. Weiterhin besteht die Möglichkeit, daß diese Hypothesen mit verschiedenen Vertices assoziiert sein können. Die Behandlung von solchen Hypothesenkettens wird in Kapitel 6 ausführlich erläutert.

Weitere Information über die Rekonstruktion sekundärer Vertices finden sich z. B. in [26] oder [34].

2.3.3 Datennahme

Bereits während der Auswertung eines Ereignisses durch das Triggersystem erfolgt durch Kompression und Formatierung der ca. 3 MB an Rohdaten eine Reduzierung auf 50 – 100 kB pro Ereignis. Im Jahr 1994 wurden etwa $7 \cdot 10^7$ Trigger mit einem Datenaufkommen von ca. 4 TB aufgezeichnet. Diese Daten durchlaufen die Offline Rekonstruktion, die auf einer Mehrprozessormaschine vom Typ SGI Challenge durchgeführt wird. Ein Ereignis kann auf einem Prozessor dieser Maschine in ca. 1.5 s rekonstruiert werden. In dieser Stufe erfolgt eine weitere Reduktion der Datenmenge um einen Faktor 3–5. Außerdem werden die Ereignisse um ca. einen Faktor 10 verkleinert. Dies gelingt durch das Entfernen von Informationen, die nicht für spätere Analysen benötigt werden, und eine einfache Art der Kompression der Daten. Die verbleibende Datenmenge von einigen 100 GB ist dann auf Festplatten gespeichert und für die Auswertung verfügbar.

2. HERA und der H1-Detektor

Kalorimeter		
Hauptkalorimeter: Flüssig-Argon (LAr)	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm ²	50 bis 2000 cm ²
Tiefe (Anzahl der Kanäle)	20 bis 30 X ₀ (30784)	4.7 bis 7 λ _{abs} (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	12%/√E _e ⊕ 1 %	≈ 50%/√E _h ⊕ 2%
Stabilität des elektronischen Signals	≤ 0.2% über einen Monat	
LAr-Reinheit (Abnahme des Signals)	≤ 0.2% über ein Jahr	
Rauschen pro Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelüberdeckung – Tote Kanäle	4° < θ < 153°	< 0.3%
Rückwärtskalorimeter: Pb-Szintillator	BEMC	
Winkelüberdeckung – Granularität	151° < θ < 176°	16 × 16 cm ²
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	21.7 X ₀ (1 λ _{abs})	10%/√E _e ⊕ 1 %
„Tail catcher“: Eisen-Streamer-Röhren		
Winkelüberdeckung	4° < θ < 176°	
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.5 λ _{abs}	100%/√E _h
„PLUG“ Kalorimeter: Cu-Si		
Winkelüberdeckung – Granularität	0.7° < θ < 3.3°	5 × 5 cm ²
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.25 λ (44.6 X ₀)	≈ 150%/√E _h
„Electron tagger“ Tl(Cl/Br)	ET, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	θ > 179.7°	2.2 × 2.2 cm ²
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	21 X ₀	≈ 10%/√E _h ⊕ 1%
Spurkammern		
Spule: Radius – Feld	3 m	B=1.15T, ΔB/B ≤ 2%
Zentrale Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung	25° < θ < 155°	150 mm < r < 850 mm
Jet-Kammer: räumliche Auflösung	σ _{rφ} = 170 μm	σ _z = 22.0 mm
z-Kammer: räumliche Auflösung	σ _{rφ} = 25 und 58 mm	σ _z ≈ 350 μm
Impuls – dE/dx Auflösung	σ _p /p ² < 0.003 GeV ⁻¹	σ(dE)/dE = 6%
Vorwärts (f)/ Rückwärts(b)-Spurk.		
Winkel – radiale Überdeckung (f)	7° < θ < 25°	120 mm < r < 800 mm
räumliche Auflösung (f)	σ _{rφ} = 170 μm (σ _r = 29 mm)	σ _{x,y} = 210 μm
Winkelüberdeckung – Auflösung (b)	155° < θ < 175°	σ _{x,y} = 1 mm
Trigger-Proportionalkammern		
Winkelüberdeckung – Kanäle	7° < θ < 175°	3936
Myonkammern		
Instrumentiertes Eisen		
Winkelüberdeckung – Gesamtfläche	4° < θ < 171°	4000 m ²
Zahl der Kanäle	Drähte: 103700, Streifen: 28700, „Pads“: 4000	
Räumliche Auflösung	σ _{Dräht} = 10 – 15 mm	σ _{Streifen} = 3 – 4 mm
Winkel – Impulsauflösung Zentralbereich	σ _θ (σ _φ) = 15(10) mrad	σ _p /p ≈ 0.35
Vorwärts-Myonsystem		
Winkelüberdeckung – Auflösung	3° < θ < 17°	0.25 < σ _p /p < 0.32
Abmessungen (x,y,z) – Gewicht	12 × 15 × 10 m ³	2800 t

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der technischen Daten des H1-Detektors (aus [26])

3. Physik bei HERA

In diesem Kapitel sollen einige Schwerpunkte der Physik am Speicherring HERA beschrieben werden. Dazu ist es zweckmäßig, zunächst einige lorentzinvariante Variablen, die der Klassifizierung von Ereignissen dienen, einzuführen.

Etwas ausführlicher erfolgt die Beschreibung des Prozesses der Photoproduktion, da er für die vorliegende Arbeit von besonderer Bedeutung ist.

3.1 Kinematik bei HERA

Die Einführung der kinematischen Variablen erfolgt besonders anschaulich mit Hilfe des Feynmangraphen in Abbildung 3.1.

Er zeigt die Reaktion der tiefunelastischen Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Das Elektron mit dem Viererimpuls k läuft aus negativer z -Richtung in den Pro-

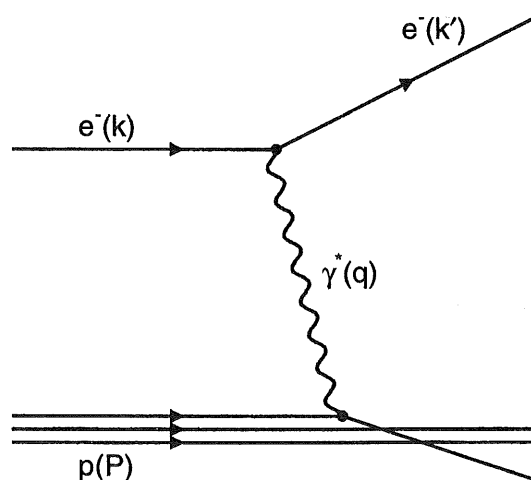


Abbildung 3.1: Feynmangraph für den Born-Term in der tiefunelastischen Streuung

3. Physik bei HERA

zeß ein und wechselwirkt mit einem Proton, welches entlang der positiven z -Richtung einläuft und den Viererimpuls P trägt. Die Wechselwirkung findet durch den Austausch eines Vektorbosons, im gezeigten Beispiel durch ein Photon mit dem Impuls $q = k - k'$ statt. Das Elektron wird bei dieser Reaktion um den Polarwinkel θ gestreut, der bezüglich der z -Achse des Koordinatensystems definiert ist.

Zur Charakterisierung des beschriebenen Prozesses werden im allgemeinen folgende Größen verwendet:

- s

\sqrt{s} bezeichnet die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems. Sie ist allein durch die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen bestimmt und hängt somit nur von den Strahlenergien ab. Bei einer Protonstrahlenergie von 820 GeV und einer Elektronstrahlenergie von 27.5 GeV ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie liegt damit etwa eine Größenordnung über der bisher an Experimenten mit ruhendem Ziel erreichten Energie.

- x

Die dimensionslose Variable x wird auch als „Bjorken x “ bezeichnet. Sie ist wie folgt definiert:

$$x = \frac{-q^2}{2q \cdot P} \quad 0 \leq x \leq 1$$

Im Grenzfall des „infinite momentum frame“ kann x als Impulsbruchteil des Partons im Proton, mit dem das Photon in Wechselwirkung tritt, interpretiert werden.

- y

Das „Bjorken y “ ist wie x eine dimensionslose Variable, die auf folgende Weise definiert ist:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \quad 0 \leq y \leq 1$$

Im Grenzfall eines quasireellen Photons, also bei kleinen Werten von q^2 , bekommt y eine anschauliche Bedeutung; y ist dann der Bruchteil der Energie des Elektrons, den das Photon trägt.

- Q^2

Mit $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ wird das Quadrat des Viererimpulsübertrages am $e\gamma$ -Vertex bezeichnet. Der bei HERA zugängliche Bereich ist durch

$$m_e^2 \frac{y}{1-y} \leq Q^2 \leq s$$

gegeben. Mit m_e ist die Ruhemasse des Elektrons bezeichnet.

Die beschriebenen Variablen sind nicht unabhängig voneinander und lassen sich unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse über die Gleichung

$$Q^2 = xys$$

miteinander in Beziehung setzen. Da die Schwerpunktsenergie, wie bereits oben erläutert, durch den Speicherring HERA vorgegeben und konstant ist, genügen zwei Variablen, um die Kinematik der Reaktion zu beschreiben. Häufig verwendet werden x und Q^2 .

Im Spezialfall kleiner Impulsüberträge, also der Abstrahlung eines quasireellen Photons, ist sogar die Beschreibung durch nur eine Variable möglich. Hier bietet sich die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton Systems $W_{\gamma p}$ an, die auf folgende Weise definiert ist

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \approx \sqrt{ys}. \quad (3.1)$$

3.2 Tiefunelastische Streuung

Die primäre Aufgabe der Experimente ZEUS und H1 bei HERA ist die Untersuchung der Struktur des Protons. Dabei wird das hochenergetische Elektron als Sonde zur Abtastung des Protoninhalts verwendet. Derartige Experimente besitzen eine große Tradition und waren häufig mit einem außergewöhnlichen Erkenntnisgewinn in der Physik verbunden. Als Beispiel sei hier das Experiment von Geiger und Marsden aus dem Jahre 1909 genannt, das die Streuung von α -Teilchen an einer dünnen Goldfolie beinhaltete und im Jahre 1911 durch die Interpretation der Ergebnisse von Rutherford zur Entdeckung des Atomkerns führte. Ebenso waren die Experimente von Hofstadter und seinen Mitarbeitern [30],[31], die in den 50-er Jahren am SLAC¹ unternommen wurden, ausgesprochen wichtig für die weitere Entwicklung der Teilchenphysik. Dieses Experiment kann als früher Vorläufer von HERA betrachtet werden, da Hofstadter ebenfalls Elektronen als Sonde verwandte. Sie wurden jedoch anders als bei HERA an einem ruhenden Ziel gestreut. Aus der Abweichung der gemessenen Winkelverteilung der elastisch gestreuten Elektronen von der theoretischen Vorhersage für punktförmige Teilchen konnte dann auf eine Substruktur geschlossen werden.

Die heutigen Experimente bei HERA folgen dieser Tradition, sind jedoch aufgrund des wesentlich größeren möglichen Impulsübertrages (Q^2) in der Lage, das Proton auf einer kleineren Skala zu untersuchen, da die Wellenlänge des ausgetauschten virtuellen Photons proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$ ist. Dabei ist die Zeitdauer der Wechselwirkung proportional zu $1/(E_e - E'_e)$, wobei E_e und E'_e die Anfangs- bzw. Endenergie des gestreuten Elektrons bezeichnen. Mit derartigen Streuprozessen ist also eine hochauflösende Momentaufnahme des Protons möglich, in der sich die Struktur seines Inhaltes offenbart.

Im Quark-Parton-Modell besteht das Proton aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, die jeweils einen Bruchteil am Gesamtimpuls des Protons tragen. Die tiefun-

¹Stanford Linear Accelerator Center

3. Physik bei HERA

elastische Streuung des Elektrons am Proton kann dann als eine elastische Streuung des Elektrons an einem Parton des Protons aufgefaßt werden.

Um eine solche Wechselwirkung beschreiben zu können, ist die Kenntnis der Quark-Verteilungsfunktionen notwendig. Diese Funktionen $q_i(x)$ geben die Anzahldichte für ein Quark der Sorte i mit dem Impulsbruchteil x im Proton an. Mit Hilfe der Quark-Verteilungsfunktionen läßt sich gemäß Gleichung 3.2 eine neue Funktion $F_2(x)$ darstellen, die als Strukturfunktion des Protons bezeichnet wird.

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 [xq_i(x) + x\bar{q}_i(x)] \quad (3.2)$$

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$ für die Elektron-Proton-Wechselwirkung kann bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung durch die Verwendung der Strukturfunktion geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} (y^2xF_1(x) + (1-y)F_2(x)) \quad (3.3)$$

Auch F_1 ist eine Strukturfunktion des Protons, die aber im Quark-Parton-Modell über die Callan-Gross-Beziehung (Gleichung 3.4) mit F_2 in Verbindung steht. Die Callan-Gross-Beziehung gilt nur für Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$.

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (3.4)$$

Bisher wurde von dem „Bjorken Scaling“ Gebrauch gemacht; in diesem Bild sind die Strukturfunktionen und damit auch die Quark-Verteilungsfunktionen nicht explizit von Q^2 abhängig. Genaue Messungen von F_2 ergeben jedoch eine schwache (logarithmische) Abhängigkeit von Q^2 , die ihre Ursache in der Natur der starken Wechselwirkung hat und durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen beschrieben wird.

Auch im Rahmen des H1-Experimentes sind Messungen des doppelt differentiiellen Wirkungsquerschnitts aus Gleichung 3.3 und damit der Strukturfunktion F_2 durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind z. B. in [24] und [23] veröffentlicht.

Mit Hilfe mehrerer solcher Messungen von verschiedenen Experimenten kann die Strukturfunktion des Protons parametrisiert werden. Eine Vielzahl solcher Parametrisierungen sind in der Bibliothek PDFLIB [47] zusammengefaßt. Die Namen der Strukturfunktionen werden dabei im allgemeinen aus einem Kürzel der Autorengruppe und einer Bezeichnung der jeweiligen Parametrisierung gebildet. Der Name MRSA [41] bezeichnet die Strukturfunktion A der Autorengruppe Martin, Roberts, Stirling. Eine andere Autorengruppe, deren Strukturfunktionen in dieser Arbeit Verwendung finden, sind Glück, Reya, Vogt (GRV) (siehe z. B. [16]).

3.3 Photoproduktion und die Erzeugung schwerer Quarks

Im Gegensatz zu der tiefunelastischen Streuung, in der das abgestrahlte Photon eine große Virtualität besitzt, werden Prozesse, in denen ein Photon mit kleinem Q^2 in den harten Subprozeß einläuft, als Photoproduktion bezeichnet.

Der Elektronenstrahl kann in diesem Fall als eine Quelle kollinear abgestrahlter Photonen betrachtet werden. Das Spektrum der Photonen ist in der Weizsäcker–Williams Näherung [58] gegeben durch

$$f_\gamma^e = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} + \mathcal{O}(1) \right]. \quad (3.5)$$

In Gleichung 3.5 sind die Werte von Q_{min}^2 und Q_{max}^2 durch die kinematischen Grenzen vorgegeben.

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \quad Q_{max}^2 = ys - S_{min} \quad (3.6)$$

Hier bezeichnet m_e die Ruhemasse des Elektrons und S_{min} das Quadrat der invarianten Masse des produzierten hadronischen Systems. In [12] veröffentlichte Untersuchungen zeigten jedoch, daß durch die Verwendung der Weizsäcker–Williams–Approximation (WWA) der totale Wirkungsquerschnitt für die Charm–Produktion unter sehr ungünstigen Voraussetzungen um bis zu 30% überschätzt wird. In derselben Veröffentlichung wird eine Korrektur zur WWA vorgeschlagen, die auch in dem in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Programm zur Anwendung kommt.

Der Elektron–Proton–Wirkungsquerschnitt läßt sich mit den oben beschriebenen Größen gemäß Gleichung 3.7 darstellen.

$$\sigma(ep \rightarrow Q\bar{Q}X) = \int dy f_\gamma^e(y) \sigma(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) \quad (3.7)$$

Die mittlere Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des γp –Systems beträgt bei HERA etwa 200 GeV und liegt damit um eine Größenordnung über den Schwerpunktsenergien bisheriger Experimente. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, die Vorhersagen der QCD für den Wirkungsquerschnitt der $c\bar{c}$ –Produktion bei wesentlich größeren Schwerpunktsenergien als bisher zu überprüfen. Außerdem kann, bedingt durch die variable Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons, der Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow c\bar{c}X$ innerhalb eines Experimentes bei verschiedenen Schwerpunktsenergien des γp –Systems gemessen werden.

Die Feynmangraphen der dominanten Prozesse für die Erzeugung von Charm Quarks bei HERA sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Gezeigt sind hier nur die Diagramme in jeweils niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Unterschieden wird zwischen punktförmigen (direct) (Abbildung 3.2a) und hadronischen (resolved) Prozessen (Abbildung 3.2b).

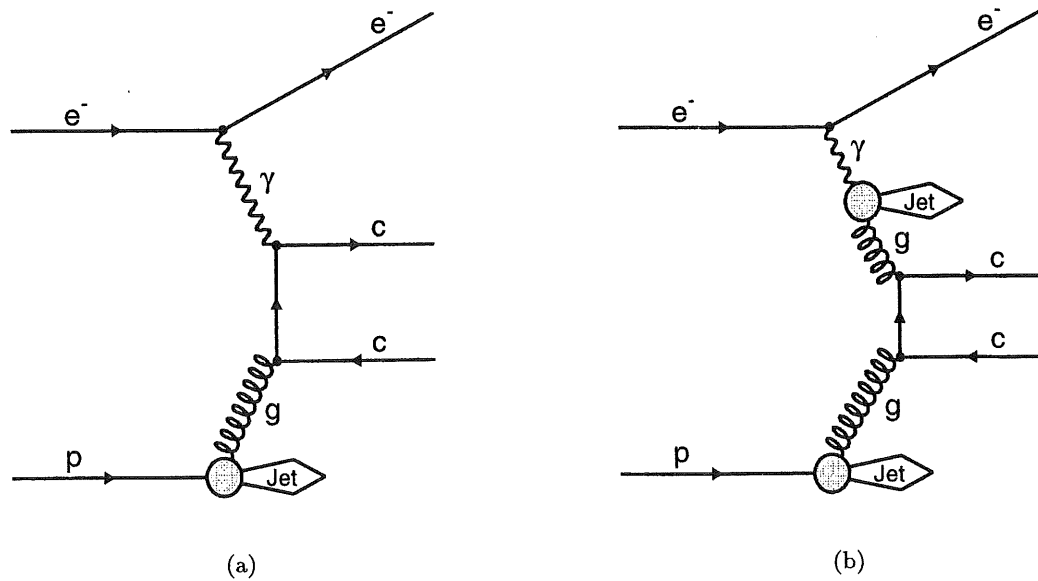


Abbildung 3.2: Feynmangraphen zur Charm-Quark Erzeugung

Zur Beschreibung der hadronischen Prozesse, in denen das Photon zunächst in ein hadronähnliches Objekt aufspaltet, wird analog zur Partondichte im Falle des Protons eine Partondichte für Photonen eingeführt.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist dann durch die Addition beider Beiträge berechenbar.

Der Hauptanteil der Ereignisse mit Charm wird bei HERA über den punktförmigen Prozeß der Photon-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ (siehe Abbildung 3.2a) produziert. Für die hadronische Komponente z. B. $gg \rightarrow c\bar{c}$ werden deutlich kleinere Wirkungsquerschnitte vorhergesagt. Eine zusätzliche Reduktion des Anteils der hadronischen Prozesse wird in den meisten Analysen durch die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls des rekonstruierten charmtragenden Mesons oder Baryons und der Einschränkung auf den Zentralbereich des Detektors erzielt. In erster Linie werden solche Schnitte zwar zur Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund durchgeführt, aber hadronische Ereignisse werden zusätzlich unterdrückt. Der Grund liegt in der geringeren zur Verfügung stehenden Energie des Partons auf der Photonseite und der daraus folgenden geringeren Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses. Dadurch sind hadronische Ereignisse hauptsächlich in der Vorwärtsrichtung (bzgl. des H1-Koordinatensystems) konzentriert und besitzen im Mittel einen kleineren Transversalimpuls. Der verbleibende Anteil wird in [52] zu $< 10\%$ abgeschätzt.

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks in führender Ordnung der Störungsrechnung sind bereits 1978 von Jones und Wyld berechnet und in [35] veröffentlicht worden. Die Autoren berechneten einen Wert $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c})$ von $0.7 \mu\text{b}$ bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} > 30\text{GeV}$. Erste Berechnungen, die die nächsthöhere Ordnung

der Störungsreihe mit berücksichtigen (NLO, *Next to Leading Order*), wurden dann von Ellis und Nason im Jahre 1989 durchgeführt und in [9] veröffentlicht. Der Anteil der hadronischen Prozesse wurde mit $< 30\%$ abgeschätzt. Der erhaltene Wert, der unter Verwendung der Weizsäcker-Williams-Näherung berechnet wurde, lautet

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}) = 0.68^{+0.26}_{-0.18} \mu\text{b} \quad m_c = 1.5 \text{ GeV.}$$

Neuere, 1994 in [10] veröffentlichte Rechnungen von S. Frixione und Mitarbeitern, die mit einer verbesserten Weizsäcker-Williams-Näherung für eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV ermittelt wurden, ergeben

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c})_{point} = 0.605 \mu\text{b} \quad m_c = 1.5 \text{ GeV}$$

für die punktförmige Komponente und

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c})_{had} = 0.129 \mu\text{b} \quad m_c = 1.5 \text{ GeV}$$

für die hadronische Komponente. Zur Berechnung des punktförmigen Anteils wurde die Parametrisierung der Partondichten im Proton MRSA verwendet, bei dem hadronischen Anteil kam zusätzlich die Strukturfunktion GRV-HO für das Photon zum Einsatz. Wird der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnitts stattdessen mit der Strukturfunktion LAC1 berechnet, ergeben sich punktförmige und hadronische Komponenten von etwa gleicher Größe. Eine ebenfalls von den Autoren durchgeführte Variation der Masse des Charm-Quarks von 1.2 GeV bis 1.8 GeV führte unter ansonsten gleichen Voraussetzungen zu einer Variation des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor zwei. Die Notwendigkeit einer Messung wird an dieser Stelle besonders deutlich.

3.3.1 Produktion und Zerfall charmtragender Hadronen

Nach der Erzeugung von Charm-Quarks in den im letzten Abschnitt genannten Prozessen entstehen in der Fragmentation charmtragende Hadronen. Dies können einerseits Baryonen, also gebundene Zustände aus drei Quarks, oder Mesonen, die gebundene Quark-Antiquark Zustände darstellen, sein. Die Charm-Quarks selbst sind aufgrund des Anwachsens der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung mit steigendem

Name	Quarkinhalt	Masse in MeV	Lebensdauer in ps
D^0, \bar{D}^0	$c\bar{u}, \bar{c}u$	1864.5 ± 0.5	0.415 ± 0.004
D^\pm	$c\bar{d}, \bar{c}d$	1869.3 ± 0.5	1.057 ± 0.015
D_s^\pm	$c\bar{s}, \bar{c}s$	1968.5 ± 0.6	0.467 ± 0.017

Tabelle 3.1: Quarkinhalt und Masse von Grundzuständen charmtragender Mesonen. Alle Zahlenwerte sind [44] entnommen.

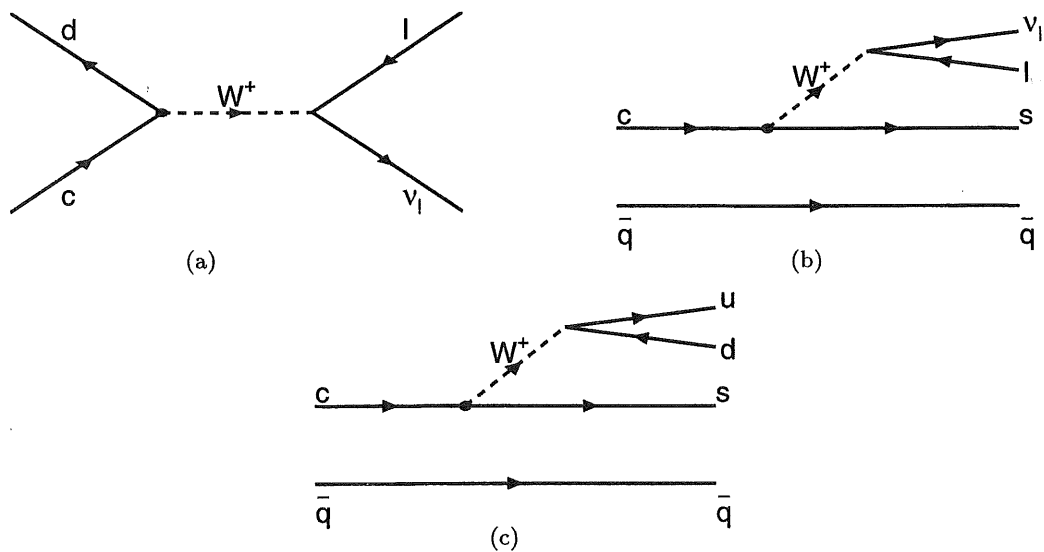


Abbildung 3.3: Beispiele für leptonische (a), semileptonische (b) und hadronische (c) Zerfälle von D -Mesonen

Abstand nicht frei beobachtbar. Der Nachweis von Charm erfolgt deshalb anhand der gebildeten Hadronen.

In Tabelle 3.1 ist eine Übersicht der möglichen Mesonen im Grundzustand angegeben. Das Vektormeson J/Ψ , welches den gebundenen Zustand aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark darstellt, ist nicht aufgeführt. Ereignisse, die ein J/Ψ enthalten werden häufig auch als „hidden charm“ bezeichnet; fragmentieren die Charm-Quarks einzeln, spricht man von Ereignissen mit offenem Charm („open charm“).

Bereits an den recht langen Lebensdauern der aufgeführten Mesonen läßt sich erkennen, daß sich ihr Zerfall über die schwache Wechselwirkung vollzieht. Alle möglichen Zerfallskanäle werden in drei Klassen unterteilt:

1. Leptonische Zerfälle: Im Endzustand befinden sich ausschließlich Leptonen. In Abbildung 3.3a ist ein solcher Zerfall, der sich über die Annihilation eines W -Bosons vollzieht, dargestellt. Neutrale D -Mesonen können nicht rein leptonisch zerfallen.
2. Semileptonische Zerfälle: Der Endzustand besteht sowohl aus Leptonen als auch aus Hadronen. Ein möglicher Zerfall ist in Abbildung 3.3b gezeigt.
3. Hadronische Zerfälle: Der Endzustand wird allein aus Hadronen gebildet. Ein Beispiel für einen derartigen Prozeß zeigt Abbildung 3.3c.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein hadronischer Kanal gewählt, der ausschließlich geladene Teilchen im Endzustand aufweist. Eine genaue Betrachtung des untersuchten Zerfallskanals folgt in Abschnitt 5.1.

4. Monte-Carlo Modelle und verwendete Datensätze

4.1 Die Monte-Carlo Modelle

Monte-Carlo Modelle in der Hochenergiephysik dienen dazu, Vorhersagen zu physikalischen Prozessen wie z. B. der Elektron-Proton Streuung zu machen. Für diese Vorhersagen kann anschließend die Detektorantwort simuliert und rekonstruiert werden. Gebräuchliche Generatoren verwenden zur Berechnung der Vorhersage sowohl im Rahmen der Störungstheorie berechnete Ergebnisse als auch Modelle, die perturbativ nicht berechenbare Anteile beschreiben sollen. In Abbildung 4.1 ist eine schematische Darstellung einer Elektron-Proton Wechselwirkung skizziert.

Der perturbativ berechenbare Anteil ist durch den harten Subprozeß gegeben. Da in den meisten Generatoren nur Matrixelemente in erster Ordnung der Störungsreihe zur Anwendung kommen, werden die Einflüsse höherer Ordnungen durch die Emission von Partonschauern im Anfangszustand (ISPS) und im Endzustand (FSPS) modelliert. Die Strukturfunktionen, die in der Abbildung mit f_i bzw. f_j gekennzeichnet sind, geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Parton der Sorte i (j) und dem Impulsbruchteil x bei einer Skala Q^2 in dem einlaufenden Teilchen gefunden wird. Wenn alle auslaufenden Partonen des gesamten Prozesses vorhanden sind, schließt sich die Fragmentation an, in der farbneutrale Objekte wie Mesonen oder Baryonen gebildet werden. Anschließend erfolgt dann die Simulation der Zerfälle aller entstandenen Teilchen anhand ihrer bekannten Verzweigungsverhältnisse.

In diesem Abschnitt werden einige Aspekte der verwendeten Ereignisgeneratoren, die für die vorliegende Analyse von besonderem Interesse sind, beschrieben. Eine vollständige Beschreibung kann und soll an dieser Stelle nicht gegeben werden, sie findet sich in den angegebenen Referenzen. Ein kurzer Vergleich der am häufigsten zur Beschreibung der Elektron-Proton Streuung verwendeten Programme kann z. B. in [19] nachgelesen werden.

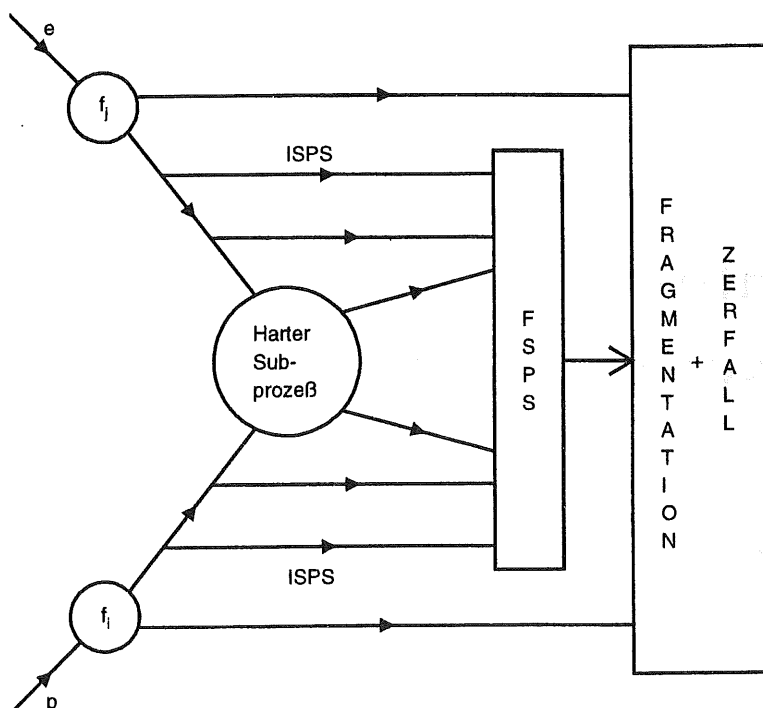


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Monte-Carlo-Programms

4.1.1 Aroma

Das Programm AROMA [33] ist eine Ergänzung zu dem in der Hochenergiephysik häufig verwendeten Generator PYTHIA [5]. AROMA verwendet die vollständigen Matrixelemente bis zur Ordnung $\alpha^2\alpha_s$ für den Boson-Gluon Fusionsprozeß. Die Massen der produzierten Quarks werden berücksichtigt. Höhere Ordnungen, also z. B. die Emission zusätzlicher Gluonen, werden in Form von Partonschauern modelliert. Prozesse mit „aufgelöstem“ Photon sowie die Streuung an intrinsischen Charm-Quarks im Proton berechnet AROMA nicht. Allerdings sind die erwarteten Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse deutlich kleiner als der der direkten Photon-Gluon Fusion. Ab der Version 2.2 besteht optional die Möglichkeit, über die Wechselwirkung sehr weicher Gluonen, Ereignisse mit Rapiditätslücken zu erzeugen.

Als Fragmentationsmodell kommt, genau wie bei PYTHIA, die Lund String Fragmentation, die in JETSET [54] implementiert ist, zur Anwendung. In diesem Modell wird der perturbativ nicht berechenbare Vorgang der Hadronisation durch Farbstrings beschrieben, die zwischen zwei Quarks ausgebildet werden. Entfernen sich die beiden Quarks voneinander nimmt die potentielle Energie in dem Farbstring solange zu, bis er aufbricht und ein neues Paar von Quarks erzeugt. Dieser Prozeß setzt sich solange fort,

bis die invariante Masse der neu entstehenden Strings nicht mehr ausreicht, um weitere Quarkpaare entstehen zu lassen. Die Erzeugung von Baryonen vollzieht sich auf ähnliche Weise und ist in detaillierter Form z. B. in der Dokumentation des Programms PYTHIA [53] beschrieben.

4.1.2 Herwig

Das Programm HERWIG [40] gehört neben PYTHIA zu den am meisten verwendeten Ereignisgeneratoren in der Hochenergiephysik. Es handelt sich um einen vielfältig einsetzbaren Ereignisgenerator, der die Beschreibung einer großen Zahl von verschiedenen Subprozessen umfaßt. Für die vorliegende Analyse wurde der Prozeß der Boson-Gluon Fusion für die Streuung geladener Leptonen an Nukleonen verwendet. HERWIG beinhaltet zur Berechnung des harten Subprozesses die Matrixelemente in führender Ordnung der Störungstheorie. Höhere Ordnungen werden ähnlich zu AROMA mittels einer Entwicklung von Partonschauern im Anfangs- und Endzustand genähert.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen HERWIG und AROMA liegt in der anderen Behandlung des perturbativ nicht berechenbaren Teils eines Ereignisses, d.h. in einer anderen Beschreibung der Hadronisation. Das in HERWIG verwandte Modell heißt Cluster-Hadronisation und ist unabhängig von der Art des zugrunde liegenden harten Subprozesses sowie der Energie. In diesem Modell werden zunächst aus allen auslaufenden Gluonen farbneutrale Objekte aus zwei Quarks gebildet. Diese sogenannten „Precluster“ werden dann entsprechend ihrer Energie in Hadronen zerlegt bis eine Mindestenergie erreicht ist. Die Zerlegung erfolgt isotrop im Ruhesystem des hadronischen Endzustandes. Der Zerfall der Hadronen erfolgt anschließend anhand detaillierter Tabellen, die alle bekannten Verzweigungsverhältnisse enthalten sollten.

4.1.3 FMNR

Das Programm FMNR der Autoren Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi [13] ist kein Monte-Carlo Generator im herkömmlichen Sinne. Es generiert keine Vierervektoren, die direkt für eine Simulation verwendet werden könnten, sondern ermöglicht die Berechnung von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten für die Produktion schwerer Quarks. Die Berechnungen erfolgen in nächstführender Ordnung der Störungstheorie sowie wahlweise mit verschiedenen Proton- und Photonstrukturfunktionen. Nichtperturbative Effekte, wie z. B. die Hadronisation, können durch die Faltung der partonischen Verteilungen mit einer Fragmentationsfunktion berücksichtigt werden. Sie beschreibt den Übergang von Partonen zu Hadronen. Das Programm FMNR ermöglicht hierzu die Verwendung einer Parametrisierung von Peterson [46], die in Gleichung 4.1 angegeben ist. N bestimmt die Normierung der Funktion, z bezeichnet den Energiebruchteil des entstehenden Hadrons am Parton. Der Fragmentationsparameter ϵ bestimmt die Form der Verteilung und damit den Einfluß der Fragmentation. Als Wert für den Parameter ϵ wählten die Autoren 0.06. Neuere Untersuchungen legen allerdings auch einen Wert von

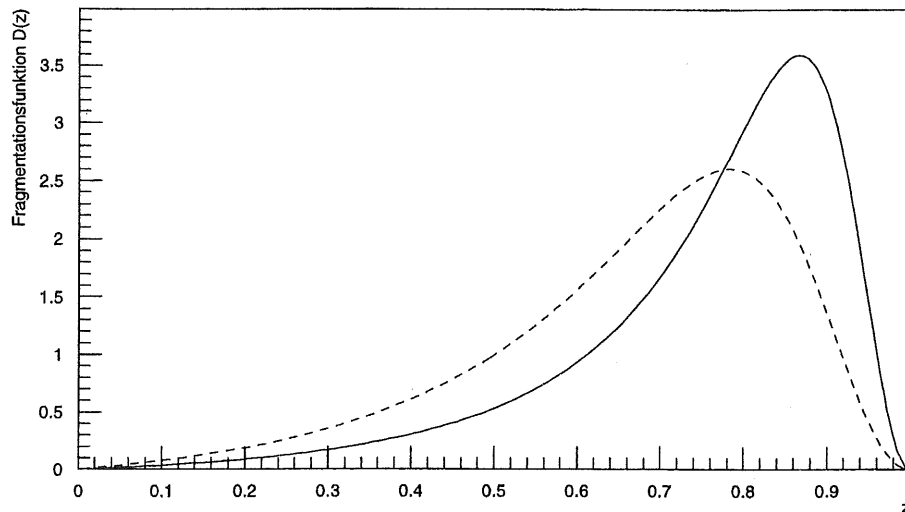


Abbildung 4.2: Verlauf der auf 1 normierten Peterson-Fragmentationsfunktionen für c-Quarks bei einem Wert von $\epsilon = 0.02$ (durchgezogene Linie) und $\epsilon = 0.06$ (gestrichelte Linie)

$\epsilon = 0.02$ für die Fragmentation von Charm-Quarks nahe.

$$D(z) = \frac{N}{z [1 - (1/z) - \epsilon / (1 - z)]^2} \quad (4.1)$$

In Abbildung 4.2 ist der Verlauf der Fragmentationsfunktionen für beide Werte von ϵ dargestellt.

Bei der Berechnung der Beiträge in nächstführender Ordnung treten u. a. Graphen mit Schleifen, sogenannte 1-loop Diagramme, auf. Da innerhalb der Schleife beliebig große Impulse auftreten können, sind die zugehörigen Integrale divergent¹. Ein derartiges Verhalten wird Ultraviolett-Divergenz (UV-Divergenz) genannt und mit Hilfe der Renormierung behandelt. Dazu erfolgt zunächst die Aufteilung eines divergenten Integrals in Teilintegrale. Diese Prozedur wird Regularisierung genannt. Durch die Einführung eines Abschneideparameters entsteht ein konvergentes Teilintegral, das nicht von dem Abschneideparameter abhängt, und ein Integral, das divergiert, wenn der Abschneideparameter gegen ∞ geht. In dem divergenten Anteil erscheinen alle vom Abschneideparameter abhängigen Terme aber gerade als Additionen zu den Massen und Kopplungskonstanten. Die Renormierung besteht nun darin, diese Terme der Form $a + \delta a$, worin a z. B. eine Masse oder Kopplungskonstante bezeichnet, mit den zugehörigen physikalischen Größen zu identifizieren. Werden in dem divergenten Teilintegral anschließend die „nackten“ Größen durch die physikalisch sinnvollen Werte ersetzt, bleibt das Integral konvergent. Aus dem Prozeß der Renormierung folgt die Einführung einer zusätzlichen Skala, der

¹genauer gesagt sind die Terme logarithmisch divergent

Renormierungsskala μ_R . Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s ist jetzt eine Funktion von μ_R und folglich hängen die berechneten Ergebnisse von der Skala μ_R ab. Die von den Autoren gewählte Skala ist in Gleichung 4.2 angegeben, in der p_T der mittlere Transversalimpuls des erzeugten Charm-Quarks ist. Mit m_c ist die Masse eines Charm-Quarks bezeichnet.

$$\mu_0 = \sqrt{p_T^2 + m_c^2} \quad \mu_R = [0.5, 1, 2]\mu_0 \quad (4.2)$$

Da μ_R aber „künstlich“ in das Problem eingeführt wurde, muß ihr Einfluß auf das berechnete Ergebnis verschwinden, wenn alle Ausdrücke der störungstheoretischen Reihenentwicklung berücksichtigt werden. Das wiederum bedeutet, daß die Skalenabhängigkeit bei der Berücksichtigung höherer Ordnungen kleiner werden sollte. Aus diesem Grund kann durch die Variation von μ_R um einen Faktor 2 ($\mu_R = 2\mu_0$) bzw. $\frac{1}{2}$ ($\mu_R = 0.5\mu_0$) die theoretische Unsicherheit der Rechnung abgeschätzt werden. Für alle mit dem Programm FMNR durchgeführten Rechnungen ist eine derartige Variation vorgenommen worden.

Ein weiteres Problem bei der Berechnung z. B. des Photon-Proton Wirkungsquerschnitts entsteht dadurch, daß sowohl das Proton als auch das Photon nicht als punktförmige Objekte angesehen werden können. Am Beispiel des Protons soll diese Aussage verdeutlicht werden. Das Proton besteht aus drei Valenzquarks, die durch den Austausch von Gluonen gebunden sind. Es stellt sich die Frage, wie ein solches kompliziertes Gebilde bei der Berechnung behandelt werden soll. Der Faktorisierungsansatz der QCD ermöglicht eine Lösung des Problems. Er besagt, daß sich der harte Subprozeß und der perturbativ nicht berechenbare Anteil gemäß Gleichung 4.3 faktorisieren lassen².

$$\sigma_{\gamma p} = \sum_{i=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx f_i^p(x, \mu_F^2) \sigma_{\gamma i} \quad (4.3)$$

Die Größen $f_i^p(x, \mu_F^2)$ bezeichnen die Partondichten im Proton. Sie beinhalten alle perturbativ nicht berechenbaren Effekte und geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Parton der Sorte i und dem Impulsbruchteil x im Proton gefunden wird. Die in Gleichung 4.3 neu auftretende Größe μ_F heißt Faktorisierungsskala und gibt einen für den harten Subprozeß charakteristischen Viererimpulsübertrag an. Sie trennt den perturbativen berechenbaren von dem perturbativ nicht berechenbaren Anteil, der durch $\sigma_{\gamma i}$ gegeben ist, und legt die Skala fest, auf der das Proton betrachtet wird. Im Falle der tiefunelastischen Streuung wäre $\mu_F = \sqrt{Q^2}$ die geeignete Wahl.

Auch eine Variation dieser Skala ermöglicht die Abschätzung des Fehlers der Rechnung. Sie wurde wie schon die Renormierungsskala in allen Rechnungen um den Faktor 2 bzw. $\frac{1}{2}$ variiert. Da der Photon-Proton Wirkungsquerschnitt nicht nur von der Skala abhängt, bei der eine Partondichte betrachtet wird, sondern natürlich auch von der Wahl der Partondichte selbst, sind die Rechnungen mit verschiedenen Parametrisierungen der Partondichtefunktionen durchgeführt worden.

²Zur Vereinfachung ist das Photon hier ohne Substruktur angenommen.

4. Monte-Carlo Modelle und verwendete Datensätze

Die Masse des Charm-Quarks geht als weiterer Parameter in die Berechnungen ein. Für kleine Massen des Charm-Quarks vergrößert sich der Wirkungsquerschnitt, für größere Massen sinkt er. Da die Masse des Charm-Quarks nicht genau bekannt ist, wurde auch dieser Parameter variiert. Alle Rechnungen sind mit Massen von $m_c = 1.2 \text{ GeV}$, $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ und $m_c = 1.8 \text{ GeV}$ ausgeführt worden.

Abschließend lassen sich die Eingabeparameter, die für die Berechnung des gewünschten Wirkungsquerschnitts notwendig sind, zusammenfassen.

- \sqrt{s} , die Schwerpunktsenergie, für die der Wirkungsquerschnitt berechnet werden soll.
- μ_R , die Renormierungsskala
- μ_F , die Faktorisierungsskala. Im Falle von Prozessen mit aufgelöstem Photon muß jeweils eine Skala für die Proton- und die Photonseite angegeben werden.
- Eine Strukturfunktion für das Proton, im Falle von Prozessen mit aufgelöstem Photon eine weitere für das Photon.
- m_c , die Masse des Charm-Quarks.

4.2 Die verwendeten Datensätze

4.2.1 Monte-Carlo

Die verwendeten Monte-Carlo Datensätze wurden mit den beschriebenen Generatoren HERWIG und AROMA generiert. In beiden Fällen ist der Bereich für den Impulsübertrag auf $Q^2 < 4\text{GeV}^2$ eingeschränkt worden. Für Ereignisse mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$, bietet der H1-Detektor die Möglichkeit das gestreute Elektron nachzuweisen ohne das Luminositätssystem zu verwenden. Dieser Wert wird deshalb als Grenze für die Photoproduktionsereignisse betrachtet und ist durch die Detektorgeometrie vorgegeben. Der weitaus größte Teil der Photoproduktionsereignisse liegt ohnehin bei sehr viel kleineren Werten von Q^2 .

Mit dem Programm AROMA sind $4 \cdot 10^6$ Ereignisse generiert worden. Um unnötige Simulationsrechnungen zu vermeiden, sind aus allen Ereignissen nur solche ausgewählt worden, die in dem Bereich der zentralen Spurkammern zerfallen. Durch die Zugabe von 10° in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung wurde sichergestellt, daß alle Verteilungen für den zentralen Bereich der H1-Spurkammern durch die Einschränkung unbeeinflusst bleiben. Die ausgewählten Ereignisse wurden nachfolgend mit dem Programmpaket H1SIM einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen. Nach der Simulation liegen die Daten in einer Struktur vor, die derjenigen von Daten entspricht, welche mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. In einem letzten Schritt folgt die Rekonstruktion der Ereignisse mit dem Programmpaket H1REC, welches aus der simulierten Detektorantwort physikalische Größen wie Impulse oder Energien von Teilchen berechnet und die Ergebnisse in

einer komprimierten Form für weitere Analysen zur Verfügung stellt. Insgesamt standen abschließend ca. 30000 vollständig simulierte Ereignisse zur Verfügung.

Mit demselben Verfahren ist ein weiterer Datensatz erstellt worden, diesmal allerdings unter der Verwendung des Monte-Carlo Generators HERWIG. Da dieser Datensatz hauptsächlich zum Test der mittels AROMA ermittelten Werte und zur Abschätzung systematischer Fehler dienen soll, wurde die geringere Anzahl an Ereignissen von 7000 erzeugt.

Die jeweils erzeugten Datenmengen sind lediglich limitiert durch den erheblichen Rechenzeitbedarf, der bei den verwendeten Computern insgesamt ca. 2 Minuten pro Ereignis beträgt, und durch den großen benötigten Bedarf an permanenten Speichermedien.

4.2.2 Untersuchte H1-Daten

Eine sehr wichtige Größe für die Durchführung einer Analyse wie dieser ist die von dem Experiment aufgezeichnete integrierte Luminosität, da die Anzahl der produzierten D^* -Mesonen direkt proportional zu dieser Größe ist. Wird eine gleichbleibende Effizienz bei der Aufzeichnung der Ereignisse, die D^* -Mesonen enthalten, vorausgesetzt, sollte die Anzahl der rekonstruierbaren D^* -Mesonen ebenfalls proportional zur integrierten Luminosität steigen. Abbildung 4.3 zeigt links die seit 1992 von dem Speicherring HERA zur Verfügung gestellte integrierte Luminosität und rechts die mit dem H1-Experiment aufgezeichnete. Deutlich lassen sich die jährlichen Steigerungen erkennen und die in [51] beschriebene erste erfolgreiche Untersuchung zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen, die allein auf der Datennahme des Jahres 1993 beruhte, läßt eine erheblich gesteigerte Zahl von rekonstruierbaren D^* -Mesonen erwarten.

Im Rahmen der vorgestellten Analyse sind die im H1-Experiment aufgezeichneten Daten der Jahre 1994–1996 untersucht worden. Aus verschiedenen Gründen, die im Folgenden genauer beschrieben werden sollen, ließen sich die anfänglich geweckten Erwartungen leider nicht in vollem Umfang erfüllen.

Ein Teil der Daten des Jahres 1994 konnte aufgrund eines Fehlers in der Auslese der Spurrkammern und häufig wechselnder Triggereinstellungen nicht verwendet werden. Der Auslesefehler führte dazu, daß kurze Spurstücke einer Spur an einer anderen räumlichen Position im Detektor vorgetäuscht wurden. In einem Zerfallskanal, in dem fünf geladene Teilchen im Endzustand notwendig sind und zusätzlich ein sekundärer Vertex gefordert wird, kann es zu Fehlinterpretationen kommen, die nicht von der Detektorsimulation beschrieben werden. Die Änderung der Triggerzusammensetzung erfordert außerdem eine getrennte Bestimmung der Effizienz des Subtriggers für jeden einzelnen Bereich mit konstantem Triggeraufbau. Dieses Vorgehen führt aber zu einem größeren statistischen Fehler in der Effizienz. Aus diesen Gründen wurde nur ein eingeschränkter Bereich verwendet, der einer integrierten Luminosität von 1.5 pb^{-1} entspricht.

Die Daten des Jahres 1995, insgesamt etwa 5 pb^{-1} , sind vollständig analysiert worden. Allerdings blieb das von D^* -Mesonen hervorgerufene Signal weit hinter den Erwartungen zurück. Ein Grund ist der Umbau des H1-Detektors zwischen den Datennahmen der

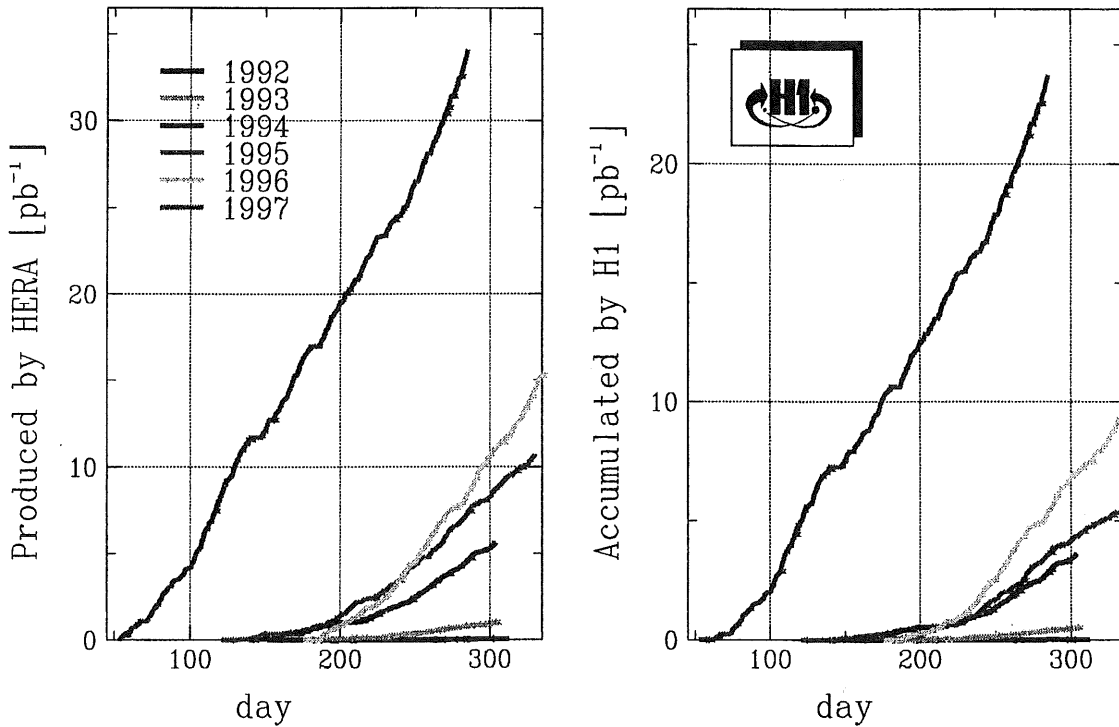


Abbildung 4.3: Integrierte Luminosität von 1992-1997, die vom dem Speicherring HERA zur Verfügung gestellt wurde (links) und die von dem H1-Experiment aufgezeichnet wurde

Jahre 1994 und 1995. Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) wurde durch ein Spaghetti-Kalorimeter ersetzt, das zusätzlich zu einer elektromagnetischen Sektion auch eine hadronische Komponente besitzt. Außerdem wurde ein Teil eines Mikrovertexdetektors eingebaut, der aber noch nicht für spätere Analysen zur Verfügung stand. Durch den Einbau des neuen Kalorimeters mußten Subtrigger geändert und zum Teil neu erarbeitet werden. Dadurch ist die Qualität der Daten insbesondere im Hinblick auf die Produktion von offenem Charm negativ beeinflusst worden. Andere Analysen, die in der Arbeitsgruppe zur Untersuchung schwerer Quarks durchgeführt wurden, zeigen ähnliche Effekte. Hinzu kommt, daß die Triggerbedingungen durch die notwendige Arbeit am Triggersystem während der Datennahme, sehr instabil waren. Die Zusammensetzung der für diese Analyse relevanten Subtrigger ist häufig geändert worden. Dadurch wird die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts erheblich erschwert.

Die Datennahme des Jahres 1996 war hauptsächlich auf den Bereich der tiefunelastischen Streuung ausgerichtet. Die aufgezeichnete Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von ca. 9.4 pb^{-1} . Ereignisse, die allein aufgrund eines Photoproduktionstriggers aufgezeichnet wurden, sind in den auf Festplatten verfügbaren Daten nicht mehr vorhanden. Die Ereignisklassifikation, die während der Rekonstruktion der Detektors-

gnale durchgeführt wird, enthält allerdings schon einfache Methoden, um ausgewählte Zerfälle charmtragender Mesonen und Baryonen zu erkennen. Da auch der hier verwendete Zerfallskanal in der Klassifikation berücksichtigt wurde, sollten alle für diese Analyse relevanten Ereignisse erhalten bleiben. Auch hier konnte allerdings kein Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

Die Beschreibung der gesamten Analyse in den folgenden Kapiteln bezieht sich exemplarisch auf die oben angesprochenen Daten des Jahres 1994. Sie wurde für die aufgezeichneten Daten der anderen Jahre wiederholt, insbesondere fand eine Anpassung sämtlicher Anforderungen statt, die an Spuren oder andere Ereignisparameter gestellt wurden. Um Wiederholungen zu vermeiden, werden deshalb nur die Resultate und ggf. vorgenommene Abweichungen von der beschriebenen Vorgehensweise präsentiert.

5. Theoretische Aspekte zur Rekonstruktion des verwendeten Zerfallskanals

5.1 Untersucher Zerfallskanal

Bisherige Analysen im Bereich der Produktion von offenem Charm im H1-Experiment haben hauptsächlich die Rekonstruktion von D^* -Mesonen im Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+$ verwendet. Ergebnisse derartiger Analysen sind im Bereich der Photoproduktion z. B. in [25] und für die Produktion in der tiefunelastischen Streuung z. B. in [21] von der H1-Kollaboration veröffentlicht worden. Ein Ziel dieser Arbeit besteht darin, D^* -Mesonen in dem in Abbildung 5.1 graphisch dargestellten Zerfallskanal nachzuweisen. Auf diese Weise ist eine von o. g. Analysen unabhängige Messung des $c\bar{c}$ -Produktionswirkungsquerschnitts möglich.

Erste erfolgversprechende Untersuchungen in diesem Kanal wurden bereits 1994 von Norbert Sahlmann [51] durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit stand jedoch eine wesentlich größere integrierte Luminosität zur Verfügung und eine eingehende Untersuchung des Kanals erscheint deshalb sinnvoll.

Ein Vorteil gegenüber dem bisher hauptsächlich analysierten Kanal besteht in der Mög-

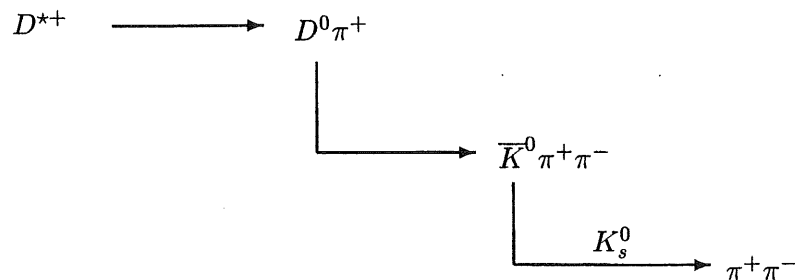


Abbildung 5.1: Graphische Darstellung des untersuchten Zerfallskanals

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$(68.3 \pm 1.4)\%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$(5.4 \pm 0.4)\%$
$K^0 \rightarrow K_S^0, K_L^0$	50%
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$
Totales Verzweigungsverhältnis	$(1.3 \pm 0.1)\%$

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle

Teilchenname	Masse in MeV
D^{*+}	2010.0 ± 0.5
D^0	1864.6 ± 0.5
K^0	497.672 ± 0.031
π^+	139.56995 ± 0.00035

Tabelle 5.2: Massen aller beteiligten Teilchen

lichkeit, den sekundären Zerfallsort des K_S^0 -Mesons im H1-Detektor zu rekonstruieren und damit eine Identifikation des Kaons zu ermöglichen. Nachteile sind sicherlich die hohe Multiplizität von fünf geladenen Teilchen im Endzustand sowie das geringe Verzweigungsverhältnis (siehe Tabelle 5.1). Das Verzweigungsverhältnis in dem Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+$ ist mit 2.6 % immerhin um einen Faktor zwei größer.

Weiterhin bietet sich die Möglichkeit, durch die Verwendung „falscher“ Ladungskombinationen den kombinatorischen Untergrund zu beschreiben und ggf. zu subtrahieren. Als falsche oder unerlaubte Ladungskombinationen sind dabei alle die in den untersuchten Daten gefundenen Kombinationen bezeichnet, in denen das vermutete D^0 -Meson aus einem K_S^0 und zwei Pionen *gleicher* Ladung gebildet wird. Die Anzahl der Möglichkeiten, erlaubte und nicht erlaubte Ladungskombinationen zu bilden, ist demnach gleich groß und eine Skalierung entfällt.

5.2 Die „ ΔM -Methode“

Bedingt durch die geringe Massendifferenz¹ zwischen $D^{*\pm}$ - und D^0 -Meson, die bei 145.5 MeV liegt, ist der Impuls des Pions aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ mit ca. 40 MeV im

¹Die Massen aller an dem untersuchten Zerfall beteiligten Teilchen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

5. Theoretische Aspekte zur Rekonstruktion des verwendeten Zerfallskanals

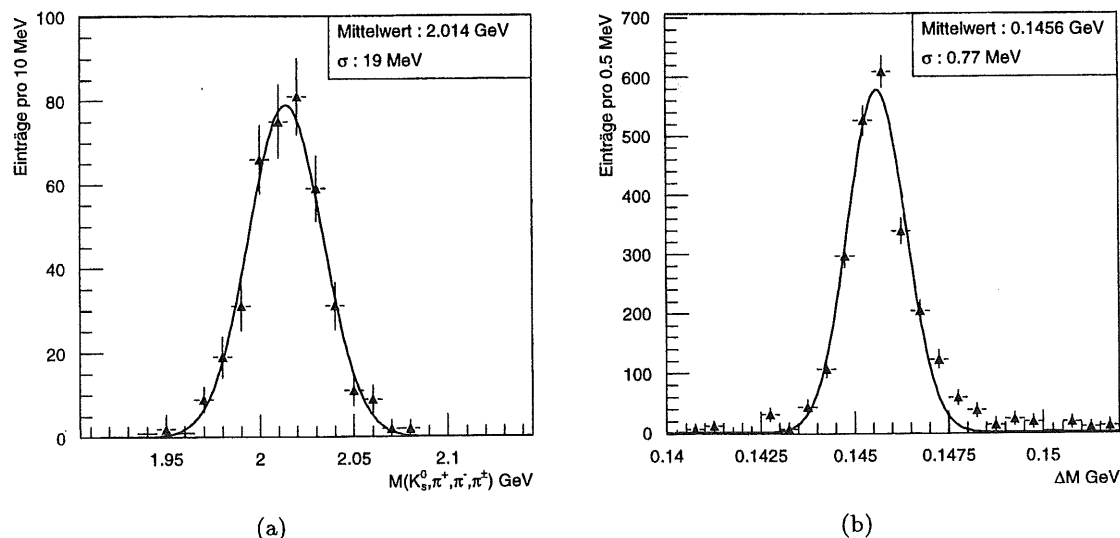


Abbildung 5.2: In (a) ist die invariante Masse rekonstruierter D^* -Mesonen dargestellt. Bild (b) zeigt für dieselben D^* -Mesonen eine Verteilung von ΔM .

Ruhesystem des $D^{*\pm}$ sehr klein². Wird die Größe

$$\Delta M = M(K_S^0, \pi, \pi, \pi) - M(K_S^0, \pi, \pi) = M(D^{*\pm}) - M(D^0)$$

berechnet und histogrammiert, so sollte das erwartete Signal am Beginn der Verteilung auf der ansteigenden Flanke des kombinatorischen Untergrundes bei $\Delta M = 145.5 \text{ MeV}$ erscheinen. Ein großer Vorteil bei der Verwendung der ΔM -Methode liegt in der geringen zu erwartenden Breite des Signals, die im wesentlichen durch die Impulsauflösung der Spurrkammern für das langsame Pion gegeben ist. Bei einer direkten Darstellung der invarianten Masse des $D^{*\pm}$ -Mesons tragen hingegen die Meßunsicherheiten aller fünf Spuren zur Breite des Signals bei. Die natürliche Linienbreite des $D^{*\pm}$ ist kleiner als 0.131 MeV [44] und demgegenüber vollständig zu vernachlässigen. Abbildung 5.2 verdeutlicht die Vorteile der ΔM -Methode sehr eindrucksvoll. In Monte-Carlo-Daten, die in jedem Ereignis den gesuchten Zerfall enthalten und die vollständige H1-Detektorsimulation durchlaufen haben, sind D^* -Mesonen rekonstruiert worden. In Abbildung (a) ist die invariante Masse des rekonstruierten D^* -Mesons aufgetragen, in Abbildung (b) die Größe ΔM . Die Breite des Signals ist bei Verwendung der ΔM -Methode etwa um einen Faktor 26 kleiner als bei der direkten Darstellung der invarianten Masse des D^* -Mesons. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß ohne die Möglichkeit der Anwendung der ΔM -Methode eine Rekonstruktion von D^* -Mesonen bei der geringen zu erwartenden Anzahl von Ereignissen gar nicht möglich wäre.

²Aus diesem Grunde wird jenes Pion auch häufig „langsameres“ Pion genannt und mit π_s bezeichnet.

6. Auswahl der Spurhypothesen

6.1 Die verwendete Definition einer Spur

Um die Bedeutung des Begriffs der *Spur* festzulegen, ist es zunächst erforderlich, die von dem Rekonstruktionspaket *HIREC* zur Verfügung gestellten Informationen zu betrachten.

Sämtliche Information zu einem aufgezeichneten Ereignis sind in tabellarischer Form abgespeichert. Die Tabelle, die in diesem Zusammenhang von Bedeutung ist, heißt *DTRABank* und enthält die verarbeiteten Signale der Spurkammern des H1-Detektors. Das Softwarepaket *HIREC* speichert hier alle ausgewählten Spurhypothesen (siehe Abschnitt 2.3.1). Zu jeder Hypothese stehen anschließend eine Reihe von Werten zur Verfügung, die in Analyseprogrammen verwendet werden können. Beispiele für solche Werte sind der Transversalimpuls, die Ladung und der Polarwinkel der Spur.

Bei einer Kombination von mehreren Teilchen, wie sie bei der Rekonstruktion der D^* -Mesonen stattfindet, ist es notwendig, aus einer Kette von Spurhypothesen eine Auswahl zu treffen, um Doppelzählungen zu vermeiden. Die ausgewählte Hypothese wird im folgenden als *Spur* bezeichnet.

Die Auswahl einer Hypothese wird damit zu einem wichtigen Bestandteil der Analyse und soll deshalb nachfolgend genauer beschrieben werden.

6.2 Auswahl einer Spurhypothese

Bei der Auswahl einer Hypothese aus einer Kette von Spurhypothesen sind drei verschiedene Fälle voneinander zu unterscheiden.

1. Die Kette enthält genau eine Spurhypothese.
Dieser Fall ist trivial, der Spurhypothese wird eine Spur zugewiesen.
2. Es existieren mehrere Spurhypothesen, die aber entweder nur dem primären Vertex oder nur genau einem sekundären Vertex zugeordnet worden sind.
3. Es existieren mehrere Spurhypothesen. Ein Teil wird dem primären Vertex, ein anderer Teil einem oder mehreren sekundären Vertices zugeordnet.

6. Auswahl der Spurhypothesen

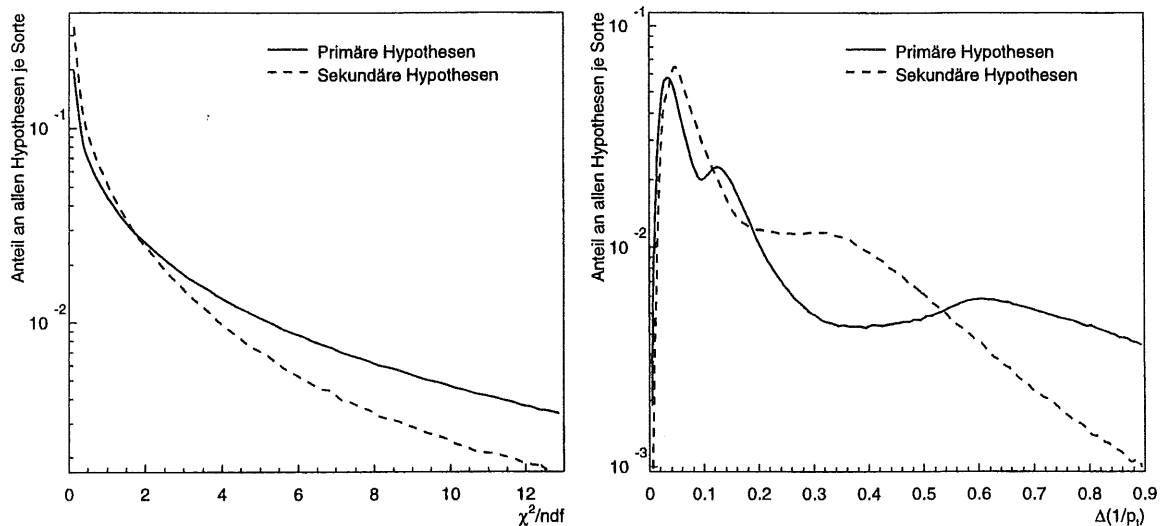


Abbildung 6.1: Verteilung von χ^2 (links) und des relativen Fehlers $\Delta(1/p_t)$ (rechts) für primäre und sekundäre Spurhypothesen

Die Fälle zwei und drei erfordern eine Auswahl innerhalb einer Kette von Hypothesen. Dazu müssen Kriterien gefunden werden, die einen Vergleich von zwei Hypothesen ermöglichen und somit eine Entscheidung zulassen. Als mögliche Kriterien kommen das χ^2 des Spurfits, der relative Fehler im inversen Transversalimpuls oder auch die Größe FOUH¹ in Frage. Während das χ^2 der Spurhypothese und der relative Fehler in $1/p_t$, der im wesentlichen von dem χ^2 des Spurfits in der xy -Ebene dominiert werden sollte, sehr direkte Größen zur Bestimmung der Qualität einer Spur sind, macht FOUH dazu nur eine indirekte Aussage. Die Größe FOUH gibt lediglich an, welcher Bruchteil der angesprochenen Signaldrähte für den Fit in der rz -Ebene nicht verwendet wurde. Ein geringer Bruchteil garantiert aber nicht zwangsläufig eine gute Spurqualität. Aus diesem Grund wurde das Kriterium FOUH nicht in die weitere Analyse einbezogen.

Die Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf von χ^2 (links) und dem relativen Fehler in $1/p_t$ (rechts) jeweils für Hypothesen des primären und sekundären Vertex. In beiden Verteilungen ist ein deutlich unterschiedliches Verhalten der Größen für primäre bzw. sekundäre Hypothesen erkennbar. Bei einer Verwendung von χ^2 als Auswahlkriterium wären sekundäre Hypothesen stark bevorzugt, während bei der Verwendung des relativen Fehlers in $1/p_t$ Hypothesen des primären Vertex bevorzugt wären. Aufgrund des unterschiedlichen Verlaufs der Kurven für Spuren vom primären bzw. sekundären Vertex erscheint keines der beiden Kriterien optimal zur Auswahl einer Hypothese geeignet. Die Auswirkungen einer Hypothesenauswahl anhand der Kriterien können sehr gut verdeutlicht werden, indem aus Spuren, die von demselben Vertex stammen, K_s^0 -Mesonen rekonstruiert werden. Diese Rekonstruktion und die im Hinblick auf die Auswahl einzelner

¹Fraction of unused Hits

Spuren erzielten Ergebnisse werden im nachfolgenden Abschnitt genauer beschrieben.

6.2.1 Prinzip der Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen

Bei der Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen findet der Zerfallskanal

$$K_s^0 \longrightarrow \pi^- \pi^+$$

mit einem Verzweigungsverhältnis von 68.6 % [44] Verwendung. Die K_s^0 -Mesonen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von ca. $0.9 \cdot 10^{-10}$ s nahezu vollständig innerhalb der äußeren Grenze der zentralen Spurkammern des H1-Detektors. Für jeweils zwei entgegengesetzt geladene Spuren, die von demselben sekundären Vertex stammen, erfolgt die Berechnung der invarianten Masse unter der Annahme, daß es sich bei beiden Spuren um geladene Pionen handelt. Das Ergebnis wird in ein Histogramm eingetragen. In der Abbildung 6.2 sind derartige Histogramme dargestellt.

In allen Abbildungen kann das Signal des K_s^0 bei einer invarianten Masse von ca. 497.7 MeV erkannt werden. Unterschiede, die durch die Auswahl einer Hypothese entstehen, werden ebenfalls deutlich.

$$f(M) = p_1 \exp \left[-0.5 \left(\frac{M - p_2}{p_3} \right)^2 \right] + p_1 p_4 \exp \left[-0.5 \left(\frac{M - p_2}{p_3 p_5} \right)^2 \right] + p_6 + p_7 M + p_8 M^2 \quad (6.1)$$

Die eingezeichneten Kurven in Abbildung 6.2 sind durch die Anpassung der Funktion 6.1 an die Histogramme entstanden. In Tabelle 6.1 sind die Anzahlen gefundenen K_s^0 -Mesonen für die verschiedenen Jahre der Datennahme und die beiden Auswahlkriterien zusammengestellt. Die beiden Gaußglocken mit den Parametern $p_1 - p_5$ beschreiben das K_s^0 -Signal, das Polynom mit den Parametern $p_6 - p_8$ den Untergrund. Die Verwendung von zwei Gaußfunktionen wurde bereits in [34] beschrieben und hat ihren Grund in der unterschiedlichen Impulsauflösung für die zwei am sekundären Vertex möglichen Topologien (siehe Abb. 6.3). Hinzu kommt, daß die natürliche Linienbreite aufgrund der langen Lebensdauer des K_s^0 sehr viel kleiner als die Detektorauflösung ist. Die „Seemänner“ besitzen eine etwa um einen Faktor 3 größere Breite als die „Cowboys“.

6.3 Verlust von Spuren durch die Auswahl einer Hypothese

Die bisher beschriebene Auswahl einer Spurhypothese hat einen unerwünschten Nebeneffekt, denn es kann zu einem erheblichen Verlust von Spuren kommen. Dieses Phänomen soll an einem Beispiel verdeutlicht werden.

Der Leser stelle sich zwei Ketten von Spurhypothesen vor. Beide sollen sowohl aus primären als auch aus sekundären Hypothesen aufgebaut sein. Falls die Spurauswahl in einer Kette eine Spur auswählt, die von einem sekundären Vertex stammt und in der

6. Auswahl der Spurhypothesen

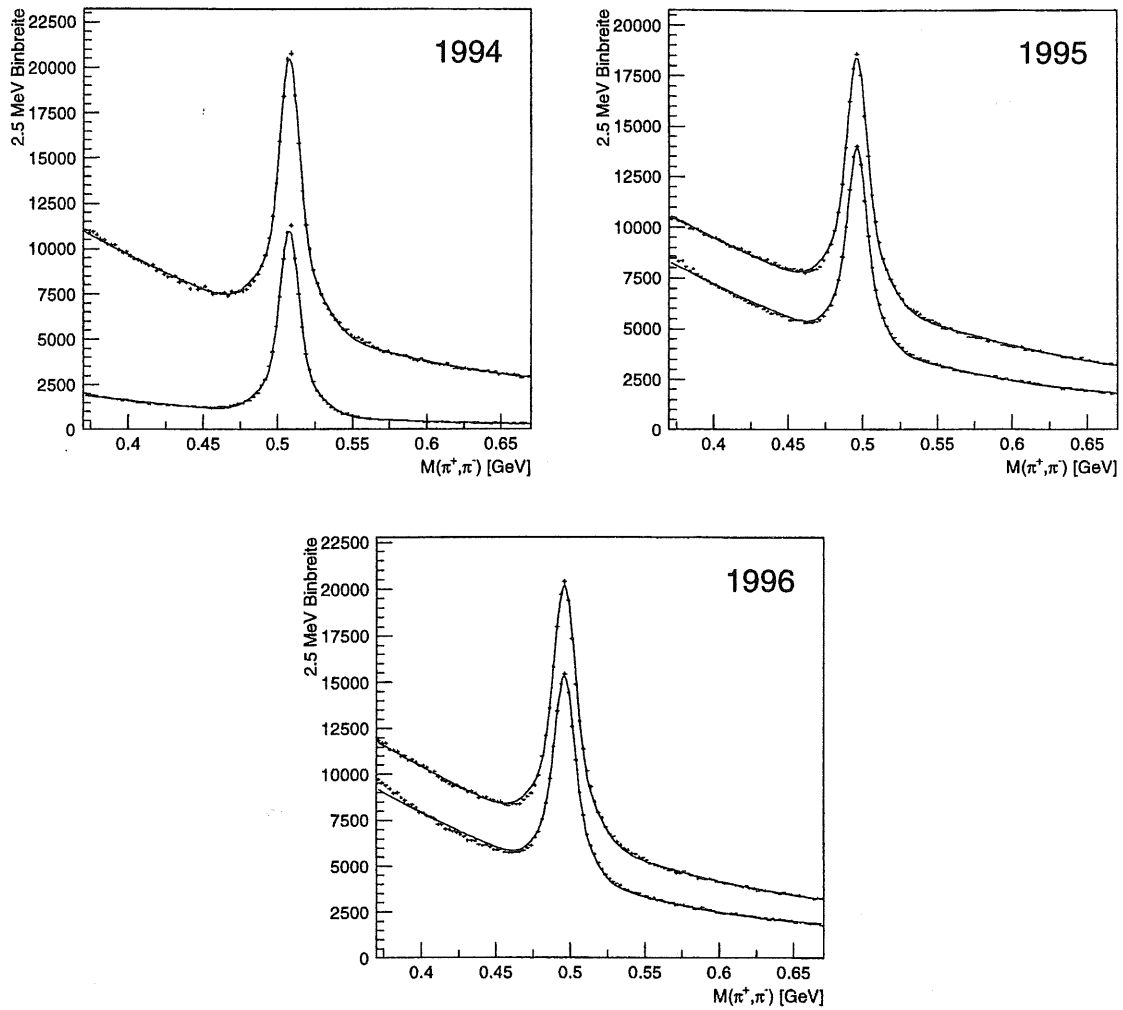


Abbildung 6.2: K_s^0 -Signale für verschiedene Jahre und Spurauswahlkriterien. Die jeweils unteren Kurven sind durch die Wahl der Hypothesen mit dem kleinsten relativen Fehler im inversen Transversalimpuls entstanden; für die oberen Kurven wurden die Hypothesen mit dem besten χ^2 verwendet. Alle Abbildungen sind auf dieselbe integrierte Luminosität (1 pb^{-1}) normiert.

anderen Kette eine Spur, die von dem primären Vertex kommt, ergeben sich folgende Möglichkeiten:

1. Der sekundäre Vertex war tatsächlich vorhanden. Das zugehörige zerfallene Teilchen kann jedoch nicht rekonstruiert werden, da diesem Vertex nur eine Spur zugeordnet ist.
2. Ein Zerfall an einem sekundären Vertex hat nicht stattgefunden. Die Spur, die dem



Abbildung 6.3: Die beiden möglichen Topologien am Zerfallsort eines K_s^0 -Mesons. Die Konstellation in der linken Abbildung wird als „Cowboy“, die in der rechten Abbildung als „Seemann“ bezeichnet.

Jahr der Datennahme	χ^2 Auswahl	$\Delta 1/p_t$ Auswahl
1994	130000	86000
1995	105000	78000
1996	120000	89000

Tabelle 6.1: Anzahl der gefundenen K_s^0 pro pb^{-1} für verschiedene Jahre der Datennahme und unterschiedliche Spurauswahlkriterien. Der Untergrund wurde subtrahiert.

vermeintlichen sekundären Vertex zugeordnet wurde, kommt im weiteren Verlauf der Analyse, in dem nur noch Spuren des primären Vertex Verwendung finden, nicht mehr in Betracht und ist somit verloren.

In einem solchen Szenario kommt es also zwangsläufig zu einem Verlust von Spuren. Wenn die Aufgabe allein darin bestünde, neutrale Kaonen zu rekonstruieren, wäre es nicht zwingend notwendig, diese Tatsache weiter zu beachten. In dem untersuchten Zerfallskanal werden aber neben dem Kaon drei weitere Spuren geladener Teilchen benötigt und deshalb mußte eine Lösung für dieses Problem erzielt werden. Da kein Kriterium gefunden wurde, das eine eindeutige, dem Ereignis angemessene Zuordnung erlaubt, wurden Hypothesenkettens, die sowohl Vorschläge für Spuren auf den primären Vertex als auch Vorschläge für Spuren auf sekundäre Vertices enthalten, in folgender Weise behandelt.

Die Hypothese, die das kleinste χ^2 aller Hypothesen, die auf den primären Vertex zeigen, aufweist, **und** die Hypothese, die das kleinste χ^2 aller Hypothesen, die auf sekundäre Vertices zeigen, aufweist, werden ausgewählt. Beide ausgewählten Hypothesen bekommen eine Kennzeichnung, um eine spätere Kombination untereinander zu verhindern. Bei einer Auswahl, die auf diese Weise stattfindet, werden keine Spurahypothesen, die auf den primären Vertex zeigen, grundsätzlich verworfen. Der Fall, daß an einem sekundären Vertex nur eine Spur übrigbleibt, kann allerdings auch so nicht verhindert werden; er ist

6. Auswahl der Spurhypothesen

Art der Spurauswahl	Ereignisse mit mind. einem sek. Vertex	mittl. Anteil an sek. Spuren ohne Partner	mittl. Anzahl an prim. Spuren
A	240298	49.1%	16.2
B	310250	39.5%	19.3

Tabelle 6.2: Anzahl der ausgewählten Ereignisse und Spuren für unterschiedliche Auswahlkriterien.

zwangsläufig durch die bei der Rekonstruktion verwendete Methode gegeben.

Die Zahlen in Tabelle 6.2 verdeutlichen den Gewinn, der durch die beschriebene Art der Spurauswahl erzielt werden kann. Mit **A** ist die eindeutige Auswahl anhand von χ^2 bezeichnet. Die Auswahlmethode, die sowohl die beste primäre als auch die beste sekundäre Hypothese zuläßt, heißt **B**. In beiden Fällen wurden dieselben Ereignisse untersucht. Es zeigt sich, daß bei der Verwendung von **B** in wesentlich mehr Ereignissen ein Kandidat für einen sekundären Vertex gefunden wird. Weiterhin ist der Anteil an Spuren, die einem sekundären Vertex zugeordnet werden, von dem keine weitere Spur ausgeht, für die Methode **B** geringer. Auch dies ist ein Vorteil gegenüber **A**, da solche Spuren für die Analyse unbrauchbar sind. Die mittlere Anzahl an Spuren, die von dem primären Ereignisvertex ausgehen, ist bei der Verwendung von **B** größer.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Methode **B** eine größere Anzahl an sekundären Vertices zuläßt und gleichzeitig weniger Spuren vom primären Vertex verwirft. Für die weitere Analyse wird deshalb die Methode **B** zur Auswahl der Spurhypothesen verwendet.

7. Rekonstruktion der Ereignisse

7.1 Strategie zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen

Die Rekonstruktion der D^* -Mesonen in dem untersuchten Zerfallskanal erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden alle Kombinationen von zwei Spuren geladener Teilchen gebildet, die den selben sekundären Vertex zum Ursprung haben. Für diese Kombinationen erfolgt die Berechnung der invarianten Masse unter der Annahme einer Pion-Massenhypothese für beide Spuren. Falls der berechnete Wert nur wenig¹ von der Masse eines neutralen Kaons abweicht, erfolgt die weitere Kombination mit zwei Spuren geladener Teilchen, die vom Hauptvertex des Ereignisses stammen müssen. Auch hier wird erneut die invariante Masse mit einer Pion-Massenhypothese und der zuvor ermittelten Masse des hypothetischen Kaons berechnet. Um den resultierenden Wert, der der Masse eines vermuteten D^0 -Kandidaten entspricht, wird ein weiteres Mal ein Massenfenster gelegt. Im nächsten Schritt erfolgt die Kombination dieser D^0 -Kandidaten mit allen verbleibenden Spuren geladener Teilchen, die vom Hauptvertex stammen. Ein letztes Mal wird die invariante Masse, wiederum mit einer Pion-Massenhypothese, berechnet. Der so erhaltene Wert ist die invariante Masse eines im Ereignis vermuteten $D^{*\pm}$ -Mesons. Aus den bereits in Abschnitt 5.2 erläuterten Gründen ist es jedoch ungünstig, eine Verteilung der $D^{*\pm}$ -Masse direkt zu histogrammieren. Stattdessen erfolgt in allen weiteren Abschnitten stets die graphische Darstellung der Massendifferenz ΔM zwischen der rekonstruierten $D^{*\pm}$ - und der D^0 -Masse.

Die in den folgenden Abschnitten im Detail beschriebene Rekonstruktion von D^* -Mesonen sowie die Wahl aller Schnittparameter wird exemplarisch an den Daten des Jahres 1994 durchgeführt. Eine separate Bestimmung der Werte für weitere Jahre der Datennahme vollzog sich völlig analog.

7.2 Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen

Die prinzipielle Vorgehensweise bei der Rekonstruktion von K_s^0 -Mesonen wurde bereits in Abschnitt 6.2.1 beschrieben. Der Untergrund in der Signalregion ist, wie in Abbildung

¹Die genauen Werte für alle Massenfenster sowie sonstige Anforderungen an Ereignis- bzw. Spurparameter werden im Kapitel 7.2 erläutert.

7. Rekonstruktion der Ereignisse

6.2 zu sehen war, jedoch sehr groß. Um diesen Untergrund zu reduzieren, ist es notwendig, eine Reihe von zusätzlichen Anforderungen an die rekonstruierten Kaonen zu stellen. Das Ziel besteht in der effizienten Reduktion des Untergrundes bei einem möglichst kleinen Verlust von Kaonen.

Weiterhin soll die Anzahl der verwendeten Schnitte gering gehalten werden, da die Rekonstruktionseffizienz mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden soll. Die Auswirkungen aller gemachten Schnitte auf Ereignis- oder Spurparameter sowie die Korrelationen untereinander müssen deshalb in den verwendeten Monte-Carlo-Ereignissen korrekt wiedergegeben werden. Bei einer großen Anzahl von Schnitten wird die Überprüfung der korrekten Beschreibung jedoch immer schwieriger und der Wert für die Rekonstruktionseffizienz kann dadurch u. U. eine größere Unsicherheit erhalten.

Um bei der Verbesserung des K_s^0 -Signals Fortschritte zu erzielen, ist eine Vielzahl von Parametern untersucht worden. Diejenigen, die in ihrer Kombination das beste Ergebnis in Hinsicht auf die Reinheit des Signals sowie die größtmögliche Effizienz erzielt haben, werden in den nachfolgenden drei Abschnitten genauer beschrieben.

Vorweg muß jedoch noch eine Anmerkung gemacht werden. Bei der vorgestellten Analyse geht es *nicht* allein darum, ein K_s^0 -Signal von außerordentlich hoher Reinheit zu produzieren. Der Untergrund, der in noch folgenden Abbildungen vorhanden ist, hätte mit Hilfe zusätzlicher Schnitte stärker reduziert werden können. Allerdings ist diese Reduktion unausweichlich mit einem weiteren Verlust an Kaonen verbunden, der aufgrund der geringen zu erwartenden Anzahl von D^* -Mesonen nicht hingenommen werden kann.

7.2.1 Radiale Spurlänge

Die radiale Spurlänge l_{rad} bezeichnet den geradlinigen Abstand zwischen dem ersten und letzten in der xy -Ebene gemessenen Punkt einer Spur. Die in Abbildung 7.1 dargestellte Verteilung der radialen Spurlänge aller Spuren, die von einem sekundären Vertex ausgehen, zeigt ein charakteristisches Verhalten. Es ist auf den Aufbau des zentralen Spurkammersystems aus zwei zylindrischen Subsystemen zurückzuführen. Die Verteilung besitzt drei Maxima. Das erste liegt bei einem Wert $l_{rad} \approx 20$ cm. Es entsteht durch Spuren, die nur im inneren Teil der Spurkammer (CJC1) nachgewiesen werden konnten. Das zweite Maximum liegt bei etwa $l_{rad} \approx 26$ cm und entsteht ganz analog durch Spuren, die ausschließlich in der äußeren Spurkammer registriert wurden. Photonen, die an der äußeren Kammerwand der CJC1 in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren, stellen hier den größten Anteil. Das letzte Maximum bei $l_{rad} \approx 60$ cm wird durch Spuren hervorgerufen, die sowohl im inneren als auch im äußeren Teil der Spurkammern nachgewiesen wurden. Zusätzlich muß die Rekonstruktionssoftware die Verbindung der beiden separaten Spurstücke erfolgreich vollzogen haben.

Um eine systematische Untersuchung für die Verbesserung des K_s^0 -Signals durch die Forderung nach einer minimalen radialen Spurlänge der Teilchen aus dem Zerfall durchführen zu können, wurde der Wert dieser Größe variiert und jeweils die erzielte Effizienz sowie das Verhältnis der Einträge im Signal zu der Anzahl der Einträge im Untergrund

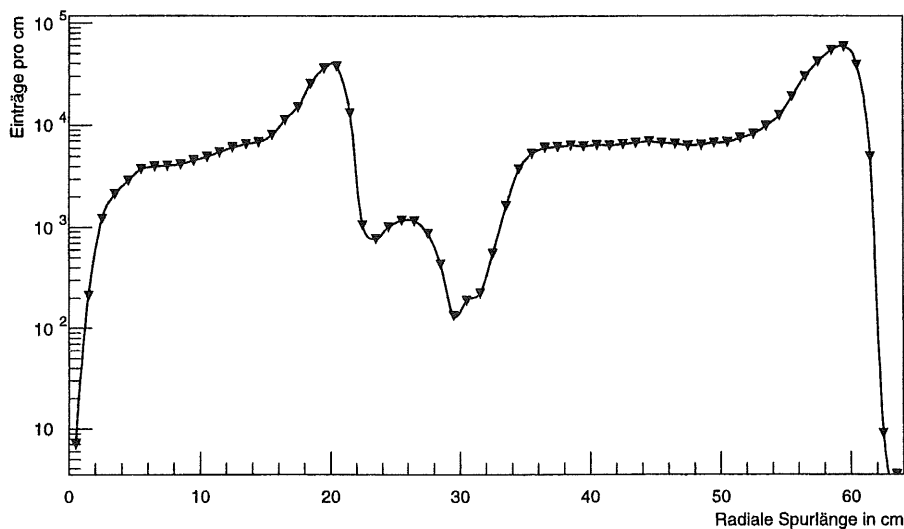


Abbildung 7.1: Radiale Spurlänge der Spuren, die von einem sekundären Vertex ausgehen (Daten des Jahres 1994)

berechnet.

Die Bestimmung der Anzahl der Einträge in der Signalregion erfolgte durch die Integration einer an das Kaonsignal angepassten Gaußfunktion. Der Untergrund kann in unmittelbarer Signalumgebung ($0.45 \text{ GeV} < M(\pi^+, \pi^-) < 0.55 \text{ GeV}$) durch eine Gerade angenähert werden. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund wurde dann aus dem Quotienten der beiden berechneten Zahlenwerte in einer Umgebung von $\pm 3\sigma$ um den Mittelwert des Kaonsignals ermittelt.

Die Effizienz für einen vorgegebenen Minimalwert von l_{rad} ist der Quotient aus der Anzahl der Einträge in dem Signal, der mit diesem Schnitt erreicht wird, und der Anzahl der Einträge in der Signalregion ohne Einschränkungen.

In der Abbildung 7.2 ist sowohl die Effizienz (links) als auch das Verhältnis von Signal zu Untergrund (rechts) dargestellt. Wird z. B. eine minimale radiale Spurlänge von 18 cm für beide Spuren aus dem Zerfall eines K_s^0 -Kandidaten gefordert, verbessert sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund um etwa 30% bei einem gleichzeitigen Verlust von nur 7.5%. Der tatsächlich in der vorliegenden Analyse verwendete Wert für die minimale radiale Spurlänge wird allerdings erst in Abschnitt 7.2.4 angegeben. Dort wird die kombinierte Anwendung aller Schnittparameter beschrieben und es erfolgt eine gleichzeitige Optimierung der verwendeten Parameter.

7. Rekonstruktion der Ereignisse

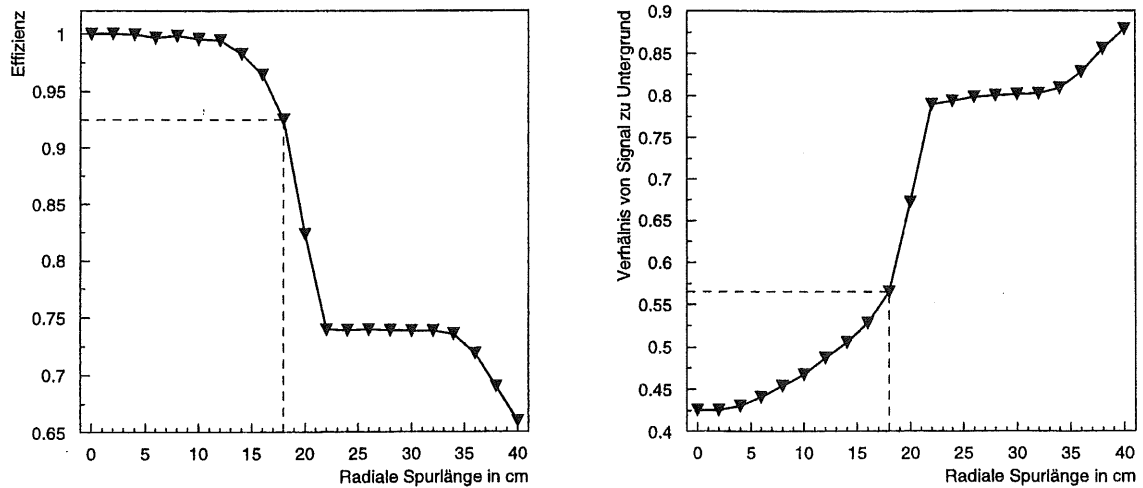


Abbildung 7.2: Effizienz (links) eines Schnittes auf die radiale Spurlänge beider Spuren eines sekundären Vertex. Das Verhältnis der Anzahl der Einträge im K_s^0 -Signal zur Anzahl der Einträge im Untergrund ist für verschiedene geforderte Minimalwerte von l_{rad} in der rechten Abbildung dargestellt.

7.2.2 Die Größe $ptvsk02$

Zur besseren Verständlichkeit soll vor der Beschreibung der Größe $ptvsk02$ ² zunächst eine andere Variable, $ptvsk03$, eingeführt werden.

Die Größe $ptvsk03$ stellt den transversalen Impuls eines Teilchens aus dem Zerfall eines $V0$ -Kandidaten bezüglich der Flugrichtung desselben dar. Sie kann gemäß Gleichung 7.1 berechnet werden.

$$ptvsk03 = |p_1| \sin\left(\arccos \frac{\vec{p}_V \cdot \vec{p}_1}{|p_1| |p_V|}\right) \quad (7.1)$$

Mit \vec{p}_V ist der Impulsvektor des $V0$ -Kandidaten, mit \vec{p}_1 der Impulsvektor eines der beiden Teilchen aus dem Zerfall bezeichnet.

Handelt es sich um einen Zweikörperzerfall der Form $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, liegt der Maximalwert dieser Größe (p_{max}^K) fest und kann mit Gleichung 7.2 berechnet werden. Durch Einsetzen der angegebenen Zahlenwerte ergibt sich ein p_{max}^K von 206.01 MeV.

$$p_{max}^K = \sqrt{\frac{1}{4}m_K^2 - m_\pi^2} \quad m_K = 497.67 \text{ MeV} \quad m_\pi = 139.57 \text{ MeV} \quad (7.2)$$

Für Elektron-Positron-Paare, die durch die Konversion von Photonen entstehen, ist $ptvsk03 \approx 0$. Von Null verschiedene Werte kommen durch die Ablenkung der Elektronen oder Positronen bei Vielfachstreuung an dem Detektormaterial zustande.

Eine weitere Möglichkeit, einen sekundären Vertex zu erzeugen, der innerhalb der Auflösung der zentralen Spurkammern des H1-Detektors erkannt werden kann, ist der Zerfall

²Die Abkürzung steht für: p_t versus K^0 im 2- bzw. 3-dimensionalen Raum.

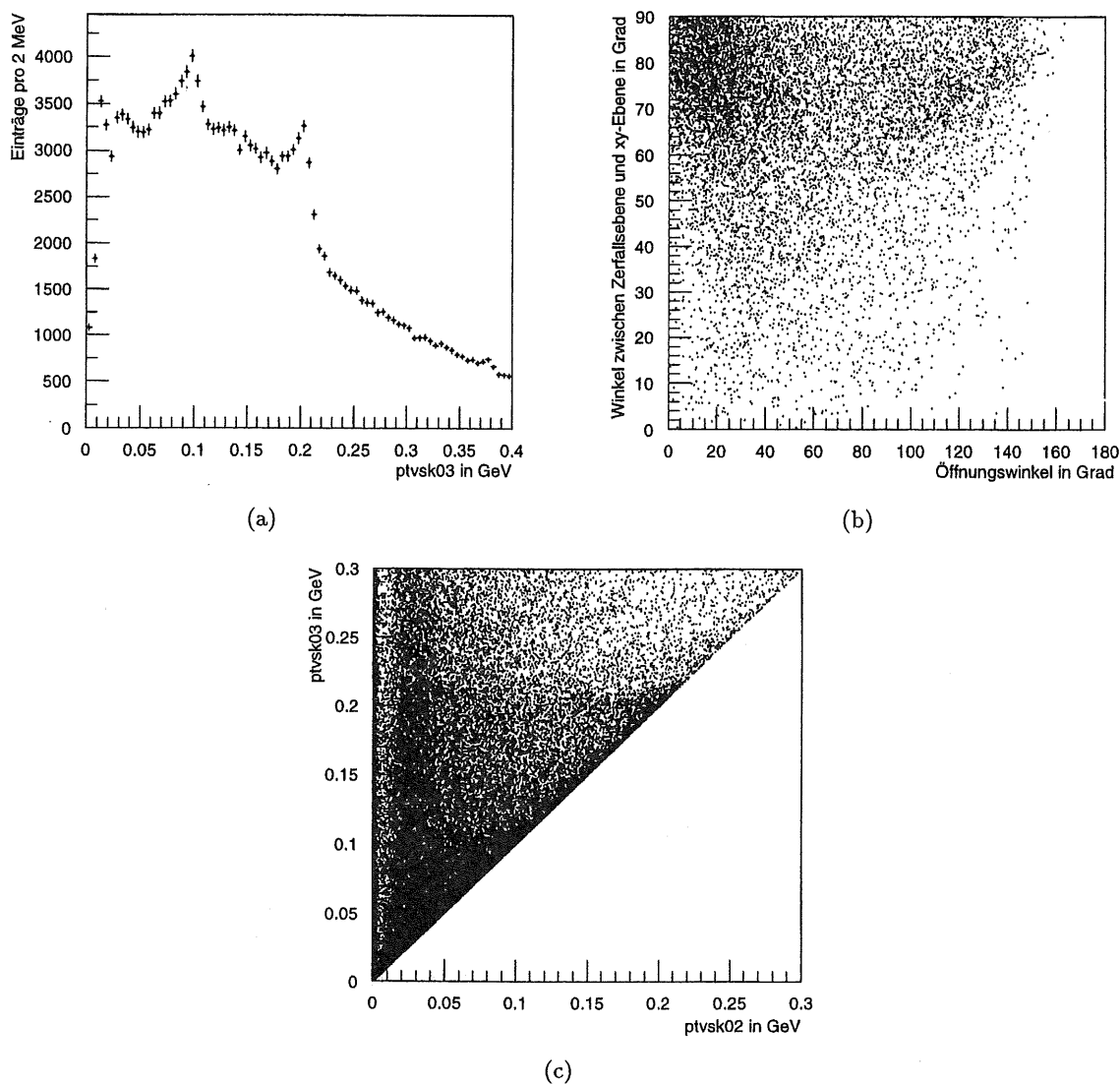


Abbildung 7.3: Darstellung von $ptvsk03$ (a) und des Zerfallswinkels in der xy -Ebene gegen den Öffnungswinkel (b). In (c) sind die Größen, $ptvsk02$ und $ptvsk03$, gegeneinander aufgetragen.

des Λ^0 -Baryons³. Hier kann der maximal erreichbare Wert für $ptvsk03$ in dem Zerfall $\Lambda^0 \rightarrow p^- \pi^+$ nach Gleichung 7.3 berechnet werden.

$$p_{max}^{\Lambda} = \frac{1}{2m_{\Lambda}} \sqrt{-2m_{\pi}^2 m_{\Lambda}^2 + m_{\pi}^4 - 2m_{\pi}^2 m_p^2 + m_p^4 - 2m_p^2 m_{\Lambda}^2 + m_{\Lambda}^4} \quad (7.3)$$

Werden die Werte für $m_{\Lambda} = 1115.68$ MeV, $m_p = 938.27$ MeV und die o. g. Masse des

³Alle nachfolgenden Ausführungen gelten in gleicher Weise auch für Zerfälle des Antiteilchens $\bar{\Lambda}^0$.

7. Rekonstruktion der Ereignisse

geladenen Pions in Gleichung 7.3 eingesetzt, ergibt sich p_{max}^Λ zu 100.58 MeV. Der Zerfallswinkel θ^* — das ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des V0-Kandidaten und der Flugrichtung eines der beiden Zerfallsteilchen im Ruhesystem des V0-Kandidaten —, sollte im Falle $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ gleichverteilt sein, d.h. die Anzahl der Zerfälle dn im Raumwinkelement $\sin\theta^* d\theta^* d\phi$ ist konstant. Die Häufigkeitsverteilung von $ptvsk03$ läßt sich dann durch elementare Umformungen berechnen. Es ergibt sich

$$\frac{dn}{d(ptvsk03)} \propto \frac{ptvsk03}{p_{max} \sqrt{p_{max}^2 - ptvsk03^2}}.$$

Aus dieser Eigenschaft folgt dann, daß in dem weitaus größten Teil der Zerfälle neutraler Kaonen $ptvsk03$ einen Wert hat, der in der Nähe des maximal erreichbaren Wertes von p_{max}^K liegt.

Alle bisherigen Ausführungen zu $ptvsk03$ legen einen Schnitt nahe, der knapp oberhalb von 0.1 GeV liegt, da dadurch Λ -Baryonen und Photonen entfernt werden und gleichzeitig praktisch alle Kaonen erhalten bleiben. Dies ist zwar zutreffend, doch muß ein weiterer Aspekt berücksichtigt werden nämlich der Untergrund, der durch die irrtümliche Zuordnung von Spuren des primären Vertex zu einem sekundären Vertex entsteht. Diese Art des Untergrundes stellt einen erheblichen Anteil der Einträge in der Umgebung von $ptvsk03 \approx p_{max}^K$ und kann deshalb durch eine Einschränkung von $ptvsk03$ auf den Bereich $ptvsk03 > 0.1$ GeV nicht entfernt werden. Eine Verteilung von $ptvsk03$ ist in Abbildung 7.3a dargestellt. Deutlich sind die erwarteten Erhöhungen bei $ptvsk03 \approx 0.1$ GeV für Λ -Baryonen und bei $ptvsk03 \approx 0.21$ GeV für das K_S^0 zu erkennen. Die Strukturen zu Beginn der Verteilung sind auf die erwähnten Photonkonversionen zurückzuführen. Der große durch irrtümlich rekonstruierte Vertices hervorgerufene Untergrund ist klar erkennbar.

Um auch diesen Untergrund zu beseitigen, kam eine mit $ptvsk03$ eng verwandte Größe zur Anwendung. Die neue Größe wird im folgenden mit $ptvsk02$ bezeichnet. Sie läßt sich ähnlich wie $ptvsk03$ gemäß Gleichung 7.1 berechnen, indem alle z -Komponenten der beteiligten Impulse zu Null gesetzt werden. Durch die Projektion in die xy -Ebene ist der Wert von $ptvsk02$ immer kleiner oder gleich $ptvsk03$. Ein Schnitt auf $ptvsk02$ impliziert demnach auch die Einschränkung von $ptvsk03$. Entscheidende Bedeutung, ob bei dem Übergang von $ptvsk03 \rightarrow ptvsk02$ der Zahlenwert beider Größen stark differiert, hat der Winkel (α) zwischen der Zerfallsebene des K_S^0 und der xy -Ebene. Beträgt der Wert des Winkels $\alpha = 90^\circ$ und befindet sich das Strahlrohr in der Zerfallsebene, die z. B. durch die beiden Pionen aus dem Zerfall aufgespannt wird, gilt $ptvsk02 = 0$. In Abbildung 7.3b ist der Öffnungswinkel, also der Winkel zwischen den Spuren der Pionen, gegen den Winkel α aufgetragen. Es zeigt sich deutlich, daß viele Spurkombinationen mit kleinem Öffnungswinkel existieren, die sich aber gleichzeitig bei einem großen Wert von α befinden. Diese Einträge können zwar einen relativ großen Wert von $ptvsk03$ haben, durch die Projektion der Impulse in die xy -Ebene ist der Wert von $ptvsk02$ aber immer klein. Dieser Effekt ermöglicht die Trennung des Untergrundes durch falsch rekonstruierte Vertices von der Region, in der die Einträge des Kaons liegen.

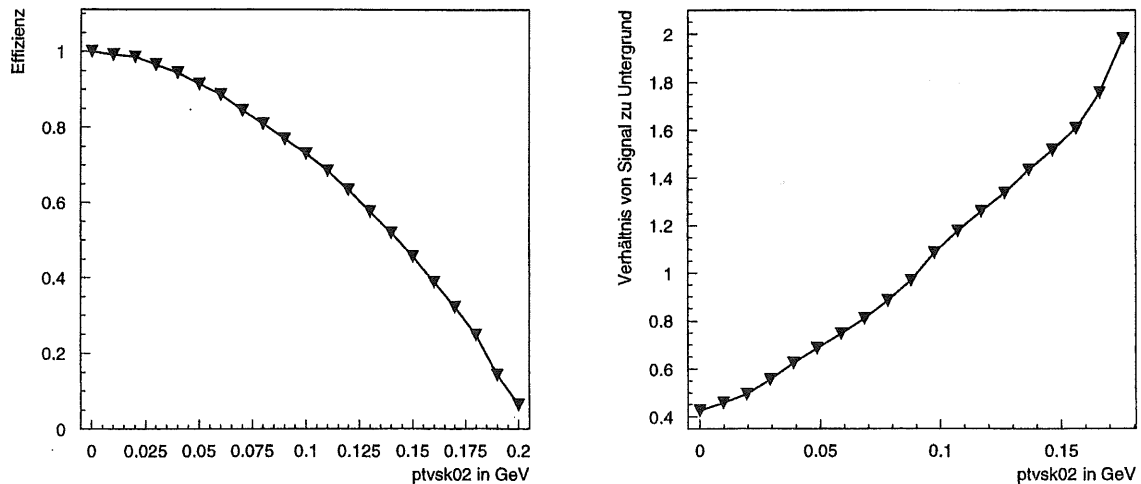


Abbildung 7.4: Effizienz (links) eines Schnittes auf $ptvsk02$. In der rechten Abbildung ist das Verhältnis der Anzahl der Einträge im K_s^0 -Signal zur Anzahl der Einträge im Untergrund für verschiedene geforderte Minimalwerte von $ptvsk02$ dargestellt.

Die Betrachtung des Aufbaus der zentralen Spurkammern mit ihren parallel zum Strahlrohr verlaufenden Signaldrähten erlaubt auch eine anschauliche Interpretation des Resultats, denn Spurkombinationen, die einen kleinen Öffnungswinkel besitzen und in einer gemeinsamen Ebene mit dem Strahlrohr liegen, werden auf benachbarten Drähten der Spurkammer registriert. Dadurch ist die Genauigkeit in der Bestimmung des Vertexortes hier offensichtlich schlechter als bei großen Öffnungswinkeln oder für kleine Werte von α . Deshalb findet sich häufig ein mit beiden Spuren verträglicher Ort, der alle Anforderungen der Rekonstruktionssoftware an einen sekundären Vertex erfüllt.

Abbildung 7.3c zeigt eine Darstellung von $ptvsk03$ gegen $ptvsk02$. Ein senkrechttes Band um $ptvsk02 \approx 0,03$ zeigt den erwähnten Untergrund, der in $ptvsk03$ über einen breiten Bereich gestreut ist.

Mit der Größe $ptvsk02$ ist nun, genau wie im letzten Abschnitt beschrieben, das Verhältnis von Signal zu Untergrund sowie die Effizienz der Forderung nach einem Minimalwert von $ptvsk02$ berechnet worden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Es zeigt sich, daß bereits bei einer Forderung von $ptvsk02 > 0,07$ GeV eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund um einen Faktor zwei erreicht werden kann, während die Effizienz nur um ca. 20% sinkt.

7.2.3 Radialer Abstand des Zerfallsortes vom Hauptvertex

Die Forderung nach einem minimalen radialen Abstand des Zerfallsortes vom Hauptvertex r_0 stellt einen geeigneten Schnitt dar, um die Vielzahl irrtümlich rekonstruierter sekundärer Vertices in der Nähe des Hauptvertex zu unterdrücken. Die Berechnung der

7. Rekonstruktion der Ereignisse

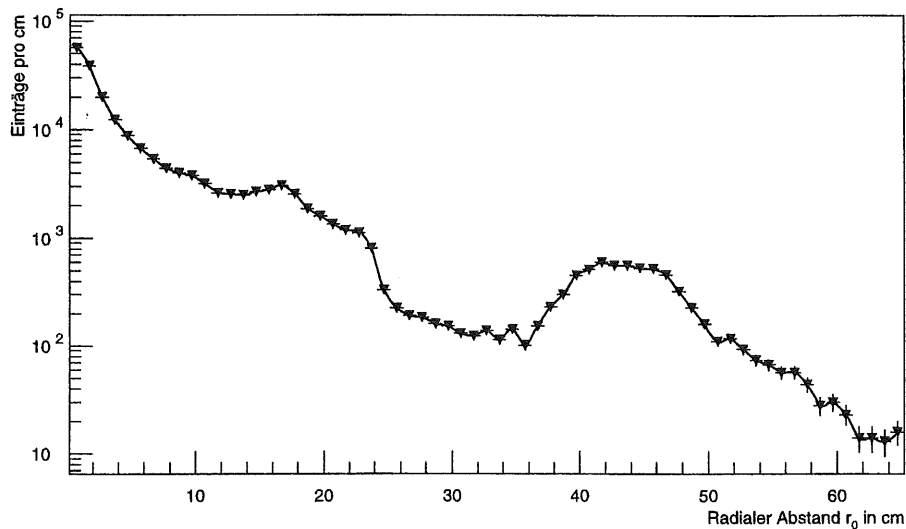


Abbildung 7.5: Verteilung des radialen Abstandes eines sekundären Vertex vom Hauptvertex (Daten des Jahres 1994).

Größe r_0 erfolgt gemäß Gleichung 7.4, in der h_x und h_y die $x(y)$ -Position des gemessenen Hauptvertex und s_x bzw. s_y die $x(y)$ -Position des untersuchten sekundären Vertex eines Ereignisses beschreiben.

$$r_0 = \sqrt{(h_x - s_x)^2 + (h_y - s_y)^2} \quad (7.4)$$

Abbildung 7.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung aller sekundärer Vertices in Abhängigkeit von r_0 . Bei Annäherung an den Hauptvertex ist ein starker Anstieg der Verteilung zu erkennen, der hauptsächlich durch Spurkombinationen hervorgerufen wird, für die Hypothesen mit einem primären und einem sekundären Vertex existieren. Die Erhöhungen zwischen ca. 14 cm und 22 cm sowie zwischen 36 cm und 50 cm werden durch Photonkonversionen an den Wänden der Jetkammern hervorgerufen. Da keine Anforderungen an die Spuren oder sekundären Vertices gestellt wurden, sind die Kammerwände zu breit wiedergegeben, da auch sekundäre Vertices mit großem Fehler im radialen Zerfallsort zu dieser Verteilung beitragen.

Die Ergebnisse einer Forderung nach einem minimalen Wert von r_0 sind in Abbildung 7.6 zusammengefaßt. Unterhalb von $r_0 = 0.2$ cm befinden sich keine sekundären Vertices; diese sind bereits während der Rekonstruktion mit dem Paket HIREC entfernt worden (vgl. 2.3.1). Weiterhin zeigt sich, daß die Effizienz für $r_0 > 2$ cm noch oberhalb von 80 % liegt, während sich das Verhältnis von Signaleinträgen zu Einträgen im Untergrund bereits um ca. 50% verbessert hat.

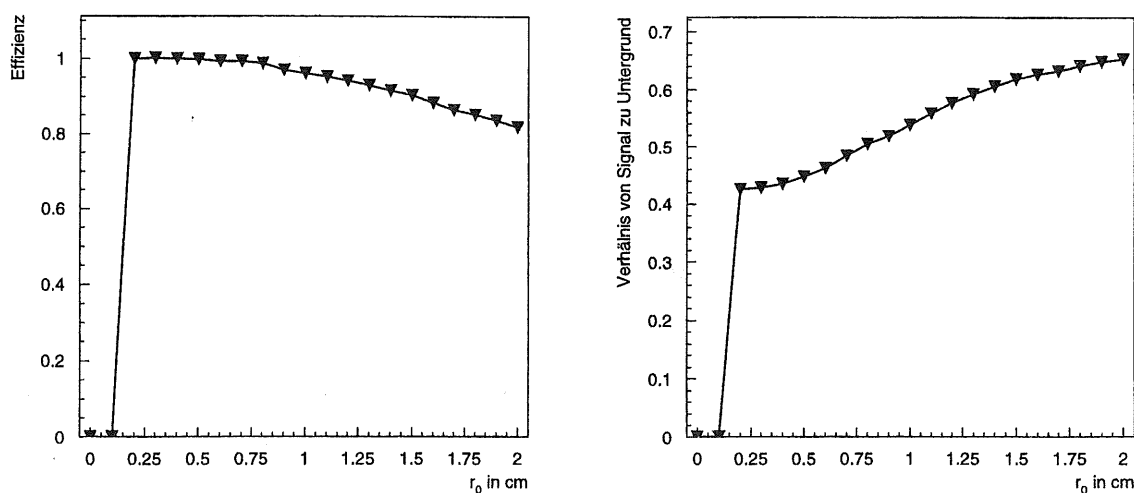


Abbildung 7.6: Effizienz (links) eines Schnittes auf r_0 . In der rechten Abbildung ist das Verhältnis der Anzahl der Einträge im K_s^0 -Signal zur Anzahl der Einträge im Untergrund für verschiedene geforderte Minimalwerte von r_0 dargestellt.

7.2.4 Die Kombination aller genannten Schnittgrößen

Durch die Kombination der drei beschriebenen Schnitte soll eine Optimierung des K_s^0 -Signals erreicht werden. Um den optimalen Wert zu finden, sind die Schnittparameter in sinnvollen Bereichen, die den Untersuchungen der einzelnen Größen entnommen wurden, schrittweise variiert worden. Dabei wurden für alle Kombinationen das Verhältnis von Signal zu Untergrund sowie die Effizienz mit den bereits beschriebenen Methoden bestimmt. In Tabelle 7.1 sind die untersuchten Bereiche zusammen mit den jeweiligen Schrittweiten angegeben. Die Bestimmung der Anzahl der Einträge in der Signalregion erfolgte dabei mittels einer einfachen Gaußfunktion. Diese Art der Beschreibung wurde der komplexeren, in Gleichung 6.1 angeführten Funktion vorgezogen. Die Gründe für diese Vorgehensweise sind vielfältig. Zum einen läßt sich die Anpassungsrechnung mit einer Funktion, die von acht Parametern abhängt, praktisch nicht automatisieren, zum anderen ist die benötigte Rechenzeit für eine einzelne Anpassungsrechnung sehr viel größer als bei der einfachen Gaußglocke. Nachteile ergeben sich dadurch, daß die Anzahl der Einträge in der Signalregion systematisch unterschätzt wird und damit auch das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu klein wiedergegeben wird. Da hier das Ziel aber ausschließlich in der Optimierung der Parameter besteht, ist der tatsächliche Zahlenwert für das Verhältnis von Signal zu Untergrund nicht unmittelbar von Bedeutung.

Die Abbildungen 7.7a,b fassen das Ergebnis der Optimierungsprozedur zusammen. In 7.7a ist das Verhältnis der Anzahl der Einträge im Signal zu der Anzahl der Einträge im Untergrund gegen die Effizienz dargestellt. Jeder Punkt in dem Diagramm repräsentiert einen Punkt in dem dreidimensionalen Raum der Schnittparameter. Die optimalen Kom-

7. Rekonstruktion der Ereignisse

Größe	Bereich	Schrittweite
l_{rad}	$0 \text{ cm} \leq l_{rad} \leq 30 \text{ cm}$	1 cm
$ptvsk02$	$0 \text{ GeV} \leq p_{tvs}k02 \leq 0.2 \text{ GeV}$	10 MeV
r_0	$0 \text{ cm} \leq r_0 \leq 2 \text{ cm}$	0.1 cm

Tabelle 7.1: Bereiche und Schrittweiten der bei der Optimierung verwendeten Parameter

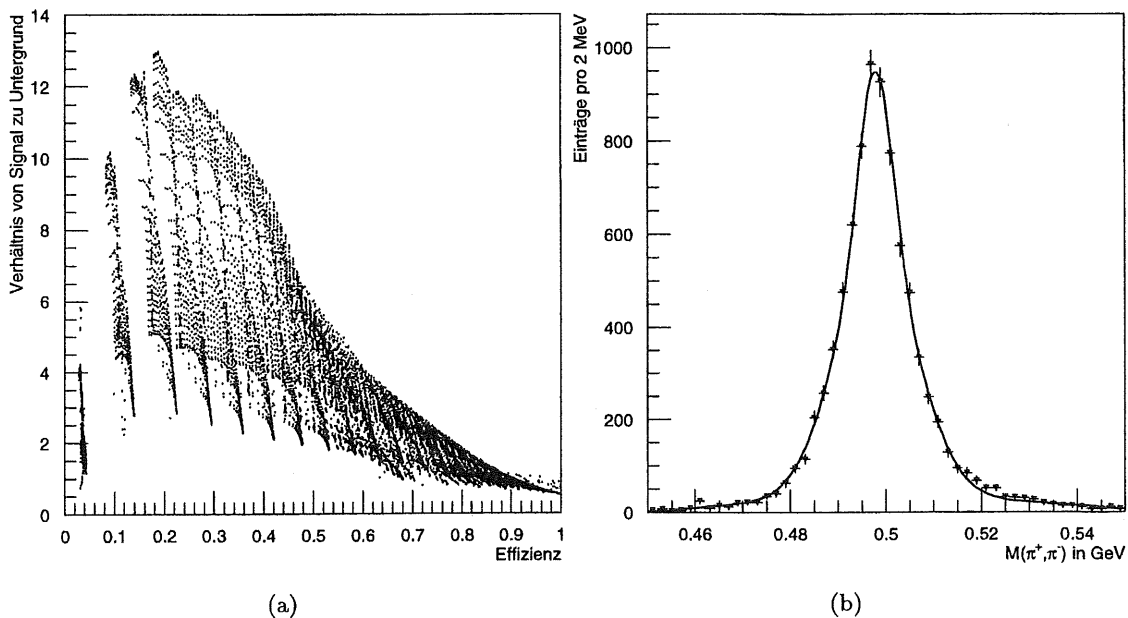


Abbildung 7.7: Ergebnis der kombinierten Anwendung aller Einschränkungen bei der Rekonstruktion von neutralen Kaonen. Jeder Punkt in (a) stellt eine Kombination der Schnittparameter l_{rad} , r_0 und $ptvsk02$ dar. In (b) ist das Kaosignal mit dem besten Verhältnis von Signal zu Untergrund dargestellt.

binationen der Schnittparameter ergeben sich bei Vorgabe einer gewünschten Effizienz durch die Zuordnung der Einzelwerte der Parameter zu dem höchsten, senkrecht über dem Wert der Effizienz liegenden Punkt. Ist die Vorgabe eines bestimmten Verhältnisses von Signaleinträgen zu Einträgen im Untergrund gewünscht, ergeben sich die Zahlenwerte der Parameter aus dem Punkt, der auf einer waagerechten Linie möglichst weit rechts in der Verteilung liegt. Die optimalen Kombinationen der Einschränkungen der Einzelgrößen liegen somit an der oberen Berandung der Verteilung. Einige Zahlenwerte sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. In der weiteren Analyse findet der grau hinterlegte Parametersatz Verwendung, der einen Kompromiß zwischen der Reinheit des Signals und der Effizienz darstellt.

l_{rad} in cm	r_0 in cm	$ptvsk02$ in GeV	SZU	Effizienz in %
30	1.8	0.17	13	18.7
27	1.3	0.17	12	20.6
30	1.7	0.14	11	32.2
30	1.8	0.12	10	37.0
30	1.6	0.11	9	41.2
28	1.6	0.10	8	43.6
28	1.3	0.10	7.2	45.9
20	1.4	0.10	6	50.0
17	1.5	0.10	5	56.1
17	1.4	0.09	4	60.5
16	1.4	0.07	3	68.9
14	1.2	0.05	2	78.0
12	0.8	0.03	1	90.0
0	0.5	0	0.54	99.4
0	0	0	0.51	100

Tabelle 7.2: Ergebnisse der durchgeführten Optimierung für einige ausgewählte Kombinationen von Schnittparametern.

In Abbildung 7.7b ist das Kaonsignal mit dem besten Verhältnis von Signal zu Untergrund dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung mit der in Gleichung 6.1 eingeführten Funktion dar. Der Mittelwert, der der Anpassungsrechnung entnommen wurde, liegt bei 497.95 MeV und hat einen statistischen Fehler von 0.1 MeV. Dieser Wert liegt knapp 0.3 MeV oberhalb der in [44] angegebenen Masse des K_s^0 von (497.672 ± 0.031) MeV, allerdings blieben systematische Fehler, die z. B. durch eine geringfügige Fehlbestimmung der Impulse auftreten können, unberücksichtigt.

7.3 Nachweis von D^* -Mesonen

Mit den bisher rekonstruierten K_s^0 -Mesonen kann jetzt durch die Kombination mit weiteren Spuren geladener Teilchen der Versuch unternommen werden, D^* -Mesonen nachzuweisen. Wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert wurde, müssen zunächst zwei Spuren entgegengesetzt geladener Teilchen, die vom primären Ereignisvertex ausgehen, mit dem K_s^0 -Meson kombiniert werden. Für die beiden zusätzlichen Spuren erfolgten nur die Forderungen eines minimalen Transversalimpulses von 0.12 GeV, um eine zuverlässige Spurrekonstruktion zu gewährleisten, sowie die Beschränkung auf Spuren mit einer Radiallänge von mehr als 10 cm. Von allen verbleibenden Kombinationen ist die invariante Masse berechnet worden. Für Werte, die in einem Bereich von 35 MeV um die Masse des D^0 -Mesons von 1864.6 MeV [44] liegen, erfolgte die weitere Hinzunahme einer Spur vom

7. Rekonstruktion der Ereignisse

primären Vertex des Ereignisses mit einem minimalen Transversalimpuls von 0.12 GeV. Für die rekonstruierten, vermeintlichen $D^{*\pm}$ -Mesonen wird ein minimaler Transversalimpuls des Kandidaten von 1.4 GeV gefordert, um dem gegenüber Untergrundprozessen erhöhten Transversalimpuls aus dem harten Subprozeß Rechnung zu tragen. Gleichzeitig ist es möglich, den Einfluß von Prozessen mit „aufgelöstem“ Photon zu reduzieren, da auch diese im Mittel zu einem kleineren Transversalimpuls der erzeugten Charm-Quarks führen.

Aufgrund der Massenabhängigkeit der Lorentztransformation ist der Impuls des D^0 -Mesons und damit auch der Impuls des $D^{*\pm}$ -Mesons in den allermeisten Fällen wesentlich größer als der des langsamen Pions. Diese Eigenschaft kann dazu verwendet werden, unerwünschten kombinatorischen Untergrund durch die Forderung nach einem minimalen Wert für $q = p(D^*)/p(\pi_s)$ zu unterdrücken. Allerdings ist zu beachten, daß ein derartiger Schnitt die Form des Untergrundes stark verändert. Je größer der Wert für ΔM ist, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit, einen Schnitt auf die Variable q zu erfüllen. Mit einer Einschränkung von q wird deshalb weitgehend Untergrund entfernt, der sich bei Werten von $\Delta M > 0.15$ GeV befindet. Da aber die Beschreibung des Untergrundes mit Hilfe falscher Ladungskombinationen (siehe Abschnitt 5.1) in dem gewählten Zerfallskanal möglich ist, kann direkt überprüft werden, ob durch den angewandten Schnitt ein „künstliches“ Signal hervorgerufen wird.

In Abbildung 7.8 ist die Verteilung der Größe q dargestellt. Die Dreiecke zeigen den Verlauf von q für einen Satz vorselektierter Daten des Jahres 1994. In dieser Selektion wurden Kandidaten für D^* -Mesonen ausgewählt, die ein $\Delta M < 0.2$ aufweisen. Alle Massenfenster wurden größer als fünf Standardabweichungen der erwarteten Breite gewählt. Der radiale Zerfallsabstand des K_S^0 vom Hauptvertex muß größer als 0.5 cm und der transversale Impuls des vermeintlichen D^* -Mesons größer als 1.2 GeV sein. Diese Einschränkungen dienen lediglich der Reduktion der Datenmenge und sind so gewählt, daß die Dateigröße gerade noch vertretbar bleibt. Die Kreise in Abbildung 7.8 zeigen den Verlauf von q für Monte-Carlo Ereignisse, die in jedem Ereignis den untersuchten Zerfallskanal enthalten, auf dem Niveau des Generators. Beide Verteilungen sind zur besseren Vergleichbarkeit normiert. Es zeigt sich deutlich, daß der Wert von q für D^* -Mesonen aus den Monte-Carlo Rechnungen im Mittel größer ist als in der vom Untergrund dominierten Verteilung der H1-Daten. Aus diesem Grund wurde ein minimaler Wert von $q = 11$ gefordert.

Die Anwendung aller bisher erläuterten Einschränkungen soll nun kombiniert werden, um den Nachweis von D^* -Mesonen zu ermöglichen. Die genauen Werte aller Parameter sind nachfolgend zusammengefaßt.

- Einschränkungen an das K_S^0 -Meson
 1. Radialer Zerfallsort $r_0 > 1.3$ cm
 2. Minimale Spurlänge beider Pionen $l_{rad} > 28$ cm
 3. Relativer Transversalimpuls $ptvsk02 > 0.1$ GeV

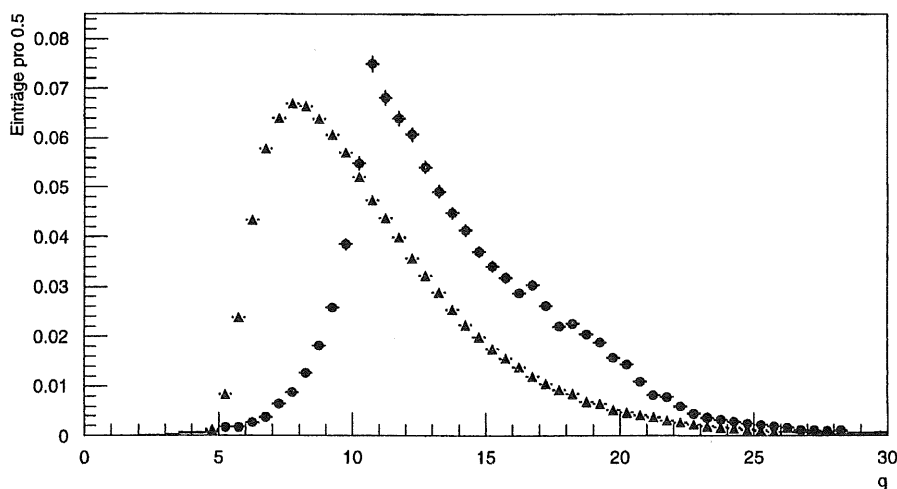


Abbildung 7.8: Darstellung der Größe q für vorselektierte Daten (Dreiecke) und Monte-Carlo Ereignisse (Kreise)

4. Massenfenster K_S^0 von 0.478 GeV bis 0.518 GeV

- Einschränkungen an das D^0 -Meson
 1. Transversaler Impuls beider Pionen $p_t > 0.12$ GeV
 2. Radiale Spurlänge beider Spuren $l_{rad} > 10$ cm
 3. Massenfenster D^0 von 1.83 GeV bis 1.91 GeV
- Einschränkungen an das $D^{*\pm}$ -Meson
 1. Transversaler Impuls des langsamen Pions $p_t > 0.12$ GeV
 2. Radiale Spurlänge des langsamen Pions $l_{rad} > 10$ cm
 3. Transversaler Impuls des $D^{*\pm} > 1.4$ GeV
 4. Quotient der Impulse von D^* und π_s , $q > 11$

Abbildung 7.9 zeigt das Ergebnis für die in dieser Analyse verwerteten Daten des Jahres 1994. In der Teildarstellung (a) ist die Größe ΔM abgebildet. Die Dreiecke zeigen den Verlauf der in dem Zerfallskanal erlaubten Ladungskombinationen mit ihrem statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung von ΔM für alle „falschen“ Ladungskombination. Die Fehler sind hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht explizit angegeben, sind aber aufgrund der gleichen Anzahl der Einträge pro Bin mit den angegebenen vergleichbar.

In der Umgebung von $\Delta M \approx 0.145$ GeV zeigt sich in der Verteilung der richtigen Ladungskombinationen ein signifikantes Signal, hervorgerufen durch $D^{*\pm}$ -Mesonen. Im

7. Rekonstruktion der Ereignisse

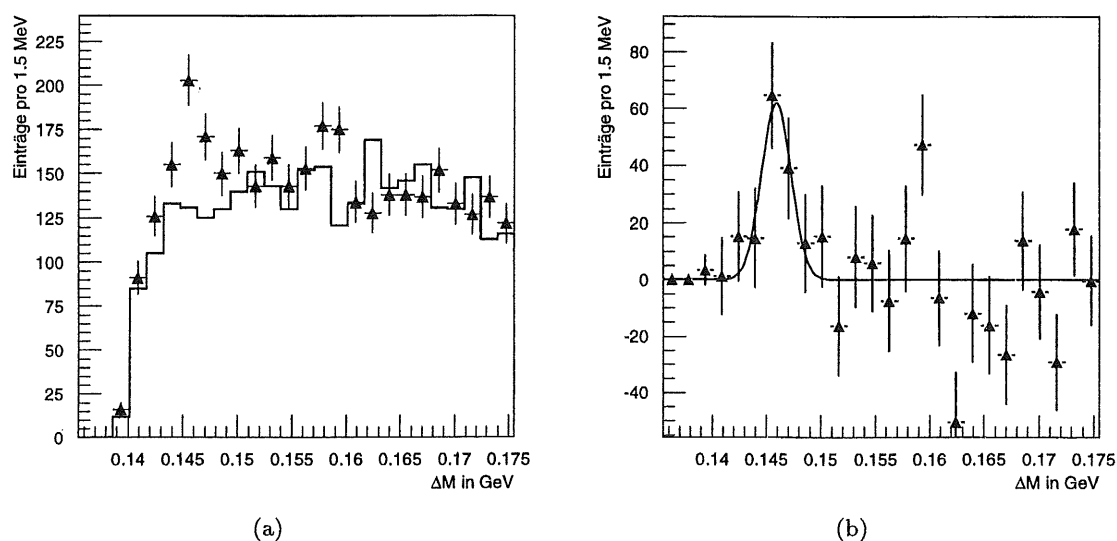


Abbildung 7.9: Teilbild (a) zeigt die Verteilung der Größe ΔM für mögliche (Punkte) und nicht mögliche (Histogramm) Ladungskombinationen. In (b) ist die Differenz beider Verteilungen dargestellt.

Teilbild (b) ist der Untergrund mit Hilfe der unerlaubten Ladungskombinationen subtrahiert worden. Die durchgezogene Linie zeigt eine angepasste Gaußfunktion mit den folgenden ermittelten Werten sowie ihren Fehlern.

H1-Daten 1994

Mittelwert	: $\overline{\Delta M} = 145.9 \pm 0.5 \text{ MeV}$
Breite	: $\sigma = 1.4 \pm 1.0 \text{ MeV}$
Höhe	: 62 ± 34
χ^2/ndf	: 1.3

Unter denselben Voraussetzungen ist anhand von Monte-Carlo Ereignissen ebenfalls eine ΔM -Verteilung erstellt worden. Da in dem Datensatz in jedem Ereignis ein $D^{*\pm}$ -Meson, welches in dem untersuchten Zerfallskanal zerfällt, enthalten war, ist der Untergrund nach Anwendung aller Schnitte verschwindend gering. Die Verteilungen für die Größe ΔM sind in Abbildung 7.10 dargestellt. An das Signal wurde auch hier eine Gaußfunktion angepasst, deren Werte für die Parameter in der nachfolgenden Übersicht aufgelistet sind.

Monte-Carlo

Mittelwert	: $\overline{\Delta M} = 145.6 \pm 0.04 \text{ MeV}$
Breite	: $\sigma = 0.89 \pm 0.03 \text{ MeV}$
Höhe	: 568 ± 25
χ^2/ndf	: 1.35

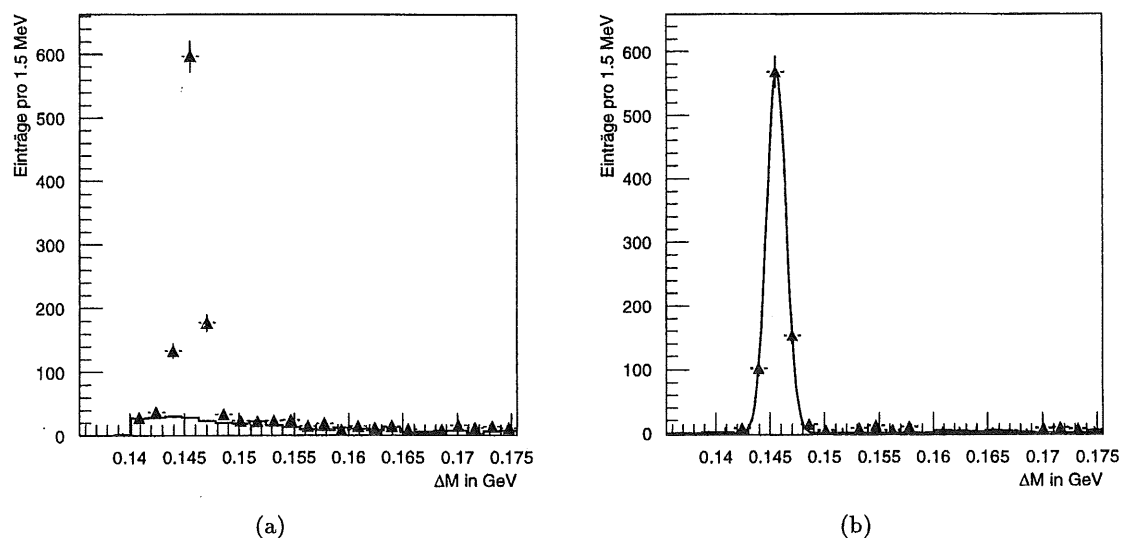


Abbildung 7.10: Monte-Carlo Simulation. Teilbild (a) zeigt die Verteilung der Größe ΔM für mögliche (Punkte) und nicht mögliche (Histogramm) Ladungskombinationen. In (b) ist die Differenz beider Verteilungen dargestellt.

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Werten, die aus den H1-Daten ermittelt wurden. Sowohl der Mittelwert von ΔM als auch die Breite sind innerhalb ihrer Fehler mit den Werten der Monte-Carlo Ereignisse verträglich.

Um die Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen in den H1-Daten zu ermitteln, wurden zwei verschiedene Methoden verwendet. Zum einen ist die Anzahl direkt durch die Subtraktion des Histogramms für die nicht erlaubten von dem Histogramm der erlaubten Ladungskombinationen in einer Umgebung von 3 Standardabweichungen um den Mittelwert bestimmt worden. Diese Vorgehensweise liefert einen Wert von 181 ± 38 $D^{*\pm}$ -Mesonen. Zum anderen ist die angepaßte Gaußfunktion zur Bestimmung der Anzahl der Einträge im Signal herangezogen worden. Hier ergab sich eine Anzahl von 137 ± 117 rekonstruierten $D^{*\pm}$ -Mesonen in der Signalregion.

Ein zusätzlicher Test, ob das Signal tatsächlich von $D^{*\pm}$ -Mesonen hervorgerufen wird, kann auf folgende Weise durchgeführt werden. Die gleiche Analyse wird, **ohne** ein Massenfenster für das D^0 -Meson festzulegen, wiederholt. Anschließend erfolgt die Darstellung der invarianten Masse des rekonstruierten D^0 -Mesons für alle Ereignisse, deren Wert von ΔM in einer Umgebung von drei σ um den bestimmten Mittelwert liegt. In Abbildung 7.11 ist das Ergebnis graphisch dargestellt. Es fand eine Subtraktion der nicht erlaubten Ladungskombinationen statt. Auch hier zeigt sich zumindest andeutungsweise ein Signal von D^0 -Mesonen, welches mit einem Mittelwert von (1864 ± 5) MeV mit den Angaben in [44] von (1864.5 ± 0.5) MeV innerhalb des Fehlers übereinstimmt.

7. Rekonstruktion der Ereignisse

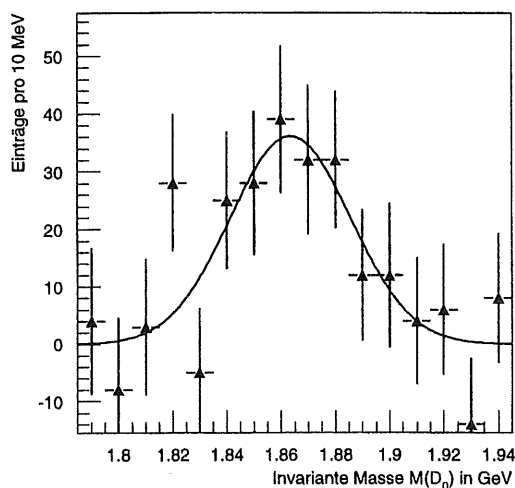


Abbildung 7.11: Invariante Masse für in H1-Daten rekonstruierte D^0 -Mesonen, für Ereignisse deren ΔM in einer Umgebung von drei σ um den Mittelwert liegt. Nicht erlaubte Ladungskombinationen wurden subtrahiert.

7.4 Auswertung der Daten des Jahres 1995

In Abbildung 7.12 ist das Ergebnis der Auswertung aller Daten des Jahres 1995 dargestellt. In dem Signal befinden sich 135 ± 49 $D^{*\pm}$ -Mesonen. Dies sind in etwa genauso viele D^* -Mesonen wie in den untersuchten Daten des Jahres 1994 rekonstruiert werden

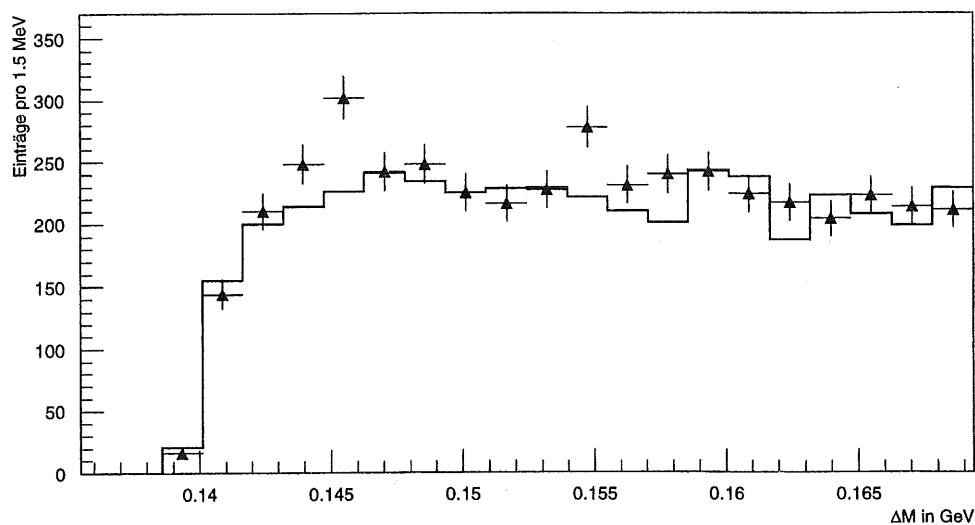


Abbildung 7.12: D^* -Signal, das sich durch die Auswertung der Daten des Jahres 1995 ergab

konnten. Die integrierte Luminosität war 1995 aber etwa um den Faktor drei größer und die in Abschnitt 4.2.2 angesprochenen Probleme scheinen sich zu bestätigen. Werden zusätzliche Anforderungen an das Signal gestellt, die für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts unerlässlich sind, verbleibt kein signifikantes Signal. Der Wirkungsquerschnitt konnte deshalb für die Daten des Jahres 1995 nicht berechnet werden.

7.5 Auswertung der Daten des Jahres 1996

Abbildung 7.13 zeigt die ΔM -Verteilung, die aus der Analyse der Daten des Jahres 1996 resultiert. In der gesamten aufgezeichneten Datenmenge von 9.4 pb^{-1} konnten 340 ± 61 $D^{*\pm}$ -Mesonen rekonstruiert werden. Auf die Einschränkung von q wurde in diesem Jahr verzichtet. Es zeigte sich, daß eine höhere Reinheit des Signals durch die Forderung nach einem größeren minimalen Transversalimpuls des D^* -Mesons von 1.9 GeV erreicht wird. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Charm-Quarks konnte nicht durchgeführt werden. Die Ursache sind technische Probleme der zentralen Spurkammern, deren Auswirkungen noch nicht von der verfügbaren Detektorsimulation beschrieben werden. An einer Anpassung der Detektorsimulation wird gearbeitet. Wenn diese Arbeiten abgeschlossen sind, kann auch die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts auf der Grundlage der Daten des Jahres 1996 erfolgen. Der statistische Fehler der Messung kann dadurch, im Vergleich zu dem der Datennahme des Jahres 1994, reduziert werden. Weiterhin bietet sich eventuell die Möglichkeit, aussagekräftige differentielle Verteilungen des Wirkungsquerschnitts wie $d\sigma/dp_t$ oder $d\sigma/d\eta$ aus den Daten zu extrahieren. Diese könnten direkt mit den NLO-Vorhersagen verglichen werden.

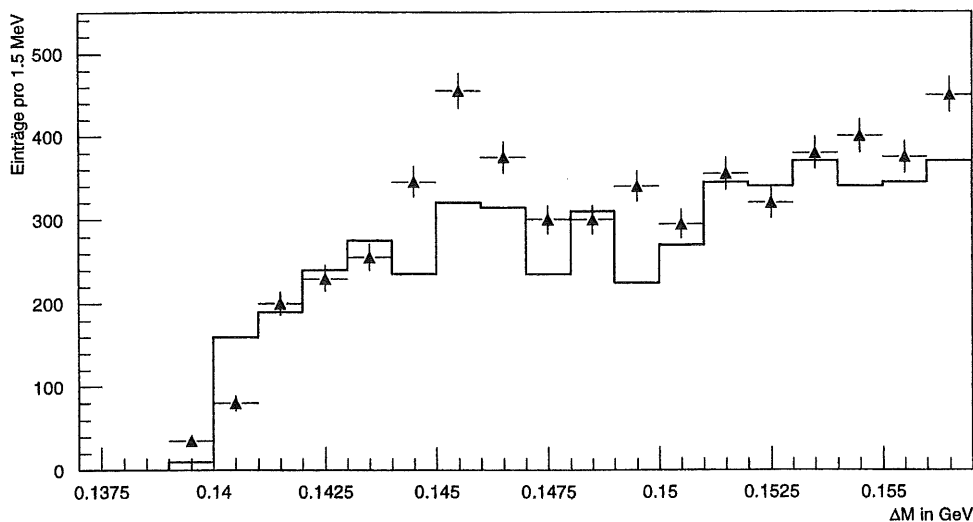


Abbildung 7.13: D^* -Signal, das sich durch die Auswertung der Daten des Jahres 1996 ergab

7. Rekonstruktion der Ereignisse

In diesem Kapitel sind Möglichkeiten für wirksame Schnitte aufgezeigt worden, die den Nachweis von D^* -Mesonen in dem untersuchten Zerfallskanal erlauben. Bisher wurden allerdings noch keine Einschränkungen auf Ereignisse der Photoproduktion durchgeführt. Da der Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ aber in derartigen Ereignissen bestimmt werden soll, müssen durch zusätzliche Einschränkungen andere Prozesse wirksam unterdrückt werden. Möglichkeiten, die in der tiefunelastischen Streuung entstandenen D^* -Mesonen aus dem Signal zu entfernen, sollen im nächsten Kapitel aufgezeigt werden.

8. Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion

Da in der vorliegenden Arbeit Ereignisse der Photoproduktion, also mit kleinem Impulsübertrag $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$, untersucht werden sollen, ist es notwendig, die Produktion von D^* -Mesonen in der tiefunelastischen Streuung wirkungsvoll zu unterdrücken. Dazu werden zwei unabhängige Methoden verwendet, die im Folgenden erläutert werden sollen.

8.1 Bestimmung von y

In Ereignissen der Photoproduktion läßt sich y als der Bruchteil der Energie des einlaufenden Elektrons interpretieren, den das Photon trägt. Für die Messung dieser Größe gibt es mehrere Verfahren, die zum Teil nur in einem eingeschränkten Bereich anwendbar sind und unterschiedliche Genauigkeiten erzielen. In der vorliegenden Arbeit fanden zwei Methoden Verwendung: die Jaquet-Blondel-Methode und die Bestimmung von y mit Hilfe des Elektron-Taggers, der ein Teil des Luminositätssystems des H1-Detektors ist. Die nach beiden Methoden gemessenen Werte von y gestatten eine wirkungsvolle Unterdrückung von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung.

8.1.1 Messung von y mit dem Elektron-Tagger

Bei der Verwendung des Elektron-Taggers (siehe Abschnitt 2.2.4) wird das gestreute Elektron direkt nachgewiesen, eine Berechnung von y ist deshalb allein aus der im Elektron-Tagger deponierten Energie (E_{etag}) und der ebenfalls zur Verfügung stehenden Strahlenergie des Elektronstrahls (E_e) möglich.

$$y = 1 - \frac{E_{etag}}{E_e}$$

Aufgrund der Position des Detektors bei $z = -33\text{m}$ besitzen alle Ereignisse, in denen das gestreute Strahlelektron von diesem Detektor nachgewiesen wurde, ein $Q^2 < 10^{-2} \text{ GeV}^2$ und sind damit der Klasse der Photoproduktion zuzuordnen.

Die Akzeptanz des Elektron-Taggers (Abb. 8.1) ist jedoch auf einen y -Bereich von y 0.16 bis etwa 0.82 beschränkt. Bei einer Akzeptanz von >0.4 ist sogar nur ein Bereich

8. Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion

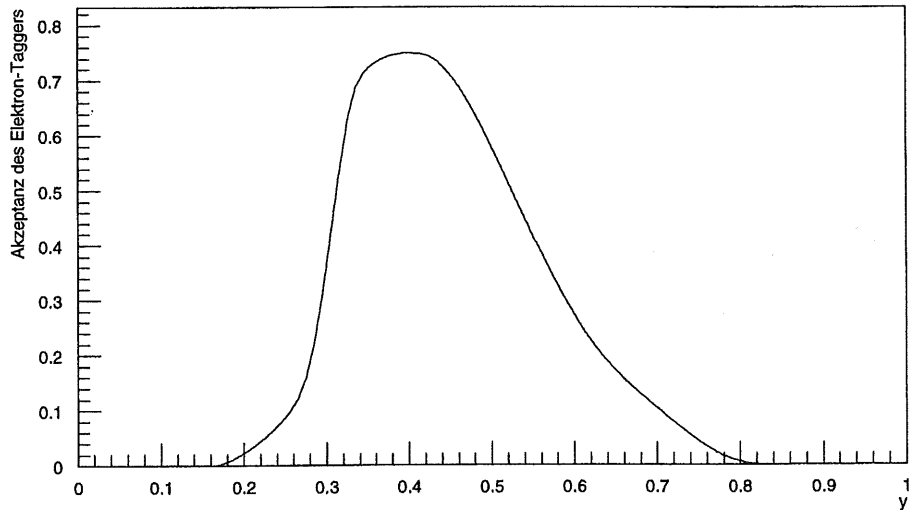


Abbildung 8.1: Akzeptanz des Elektron-Taggers während der Datennahme im Jahr 1994

zwischen $y = 0.3$ und $y = 0.55$ zugänglich. Aus diesem Grund ist eine Auswahl der rekonstruierten Ereignisse mit einem D^* -Meson allein anhand des Elektron-Taggers nicht möglich, denn von der ohnehin geringen Anzahl an D^* -Mesonen würden nicht genügend Ereignisse verbleiben, um ein signifikantes Signal zu beobachten.

Zur Erweiterung des Bereiches der y -Messung wird deshalb eine andere Methode verwendet. Sie beruht nicht auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons, sondern auf einer Messung des hadronischen Endzustandes.

8.2 Bestimmung von y aus dem hadronischen Endzustand

Falls das gestreute Elektron nicht im Luminositätssystem des H1-Detektors nachgewiesen wurde, kann der Wert der Variablen y allein aus dem hadronischen Endzustand mit Gleichung 8.1 berechnet werden.

$$y_{had} = \sum_{i=1}^N \frac{E^i - p_z^i}{2E_e} \approx \sum_{i=1}^N \frac{E^i - E^i \cos \theta}{2E_e} \quad (8.1)$$

Bei der Berechnung von y_{had} wurde die Summation über alle Cluster im Kalorimeter durchgeführt. Cluster, die sich im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter befinden, sind mit einem Faktor 1.6 versehen worden. Dieser Faktor gleicht die geringere Energieausbeute für Hadronen in dem elektromagnetischen Kalorimeter aus.

Da die Impulskomponenten p_z i.a. nicht bekannt sind, wurde die Masse der Teilchen vernachlässigt, und statt p_z die Größe $E \cos \theta$ verwendet.

Der Winkel θ ist dabei der Polarwinkel des Clusterortes. In dieser Schreibweise der Gleichung 8.1 wird sofort deutlich, daß nicht registrierte Energie in der Vorwärtsrich-

tung kaum Auswirkungen auf den Wert von y_{had} hat, während nicht nachgewiesene Energie in der Rückwärtsrichtung die größten Fehler verursacht. Außerdem entstehen Abweichungen vom wahren Wert von y_{had} durch Teilchen mit sehr kleinen Impulsen, die entweder das Kalorimeter gar nicht erreichen oder deren deponierte Energie unterhalb der Schwelle des Rauschens im Kalorimeter liegt.

Zur Korrektur dieses Effektes kam eine von G. Knies [36] vorgeschlagene Methode zur Anwendung. Hierbei wird ein zweiter Anteil von y_{had} berechnet, der zu dem aus den Kalorimeterinformationen berechneten Anteil addiert wird. Die Bestimmung verläuft ebenfalls nach Gleichung 8.1, allerdings läuft die Summation diesmal ausschließlich über die registrierten Spuren. Hier ist der Impuls bekannt, aber nicht die Energie. Diese kann jedoch mit der Annahme, daß es sich bei dem Teilchen um ein Pion handelt, berechnet werden. Spuren mit einem Impuls von mehr als 300 MeV werden vor Ausführung der Berechnung durch die Multiplikation mit einem Faktor auf $p_{cut}=300$ MeV beschnitten. Studien von P. Uelkes [55] haben gezeigt, daß y_{had} nur schwach von dem genauen Wert von p_{cut} abhängt.

Um eine Kontrolle des berechneten Wertes für y_{had} durchzuführen, kann die Korrelation zwischen y_{etag} und y_{had} betrachtet werden. In Monte-Carlo Ereignissen besteht außerdem die Möglichkeit des direkten Vergleiches des generierten Wertes y_{mc} und des Wertes von y_{had} . In Abbildung 8.2 sind die Ergebnisse einer derartigen Kontrolle dargestellt. Die Abbildungen 8.2a,b zeigen die Differenz von y_{had} und y_{mc} sowie die Korrelation der beiden Größen für den vollen möglichen Bereich von y_{mc} . Der Mittelwert der Differenz liegt sehr nahe bei einem Wert von Null; die Methode liefert also im Mittel den korrekten Wert für y . Die Genauigkeit der Messung von y_{had} hängt allerdings sehr stark von y selbst ab. Für Werte $y > 0.8$ wird die Korrelation zwischen y_{had} und y_{mc} sehr schlecht und der Fehler dieser Methode somit groß.

Die Methode zur Bestimmung von y aus dem hadronischen Endzustand kann zusätzlich allein anhand von H1-Daten kontrolliert werden. Dazu werden in einem Bereich, in dem die Messung von y mit dem Elektron-Tagger möglich ist, die Ergebnisse der beiden Methoden verglichen. In den Abbildungen 8.2c,d sind die Resultate dargestellt. Auch hier zeigt sich, daß y_{had} im Mittel mit dem Wert von y_{etag} übereinstimmt.

Nachdem der Wert von y_{had} bestimmt wurde, ist es möglich, Ereignisse der tiefunelastischen Streuung durch eine Einschränkung von $y_{had} \leq 0.8$ nahezu vollständig zu entfernen. Diese Tatsache wird sofort einsichtig, wenn noch einmal Gleichung 8.1 betrachtet wird. Handelt es sich um ein Ereignis der tiefunelastischen Streuung, befindet sich das gestreute Elektron in dem H1-Kalorimeter und somit wird es bei Ausführung der Summation über alle Cluster mitgezählt. Dadurch ergibt sich aber gerade ein Wert von $y_{had} = 1$. Zu beachten bleibt an dieser Stelle, daß die Energie *aller* im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesenen Cluster mit 1.6 multipliziert wird, der Cluster des gestreuten Elektrons sollte diesen Faktor aber natürlich nicht erhalten. Da hier die Ereignisse der Photoproduktion untersucht werden und die gemessene Verteilung von y_{had} in diesen Ereignissen sehr gut mit der tatsächlichen Verteilung von y

8. Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion

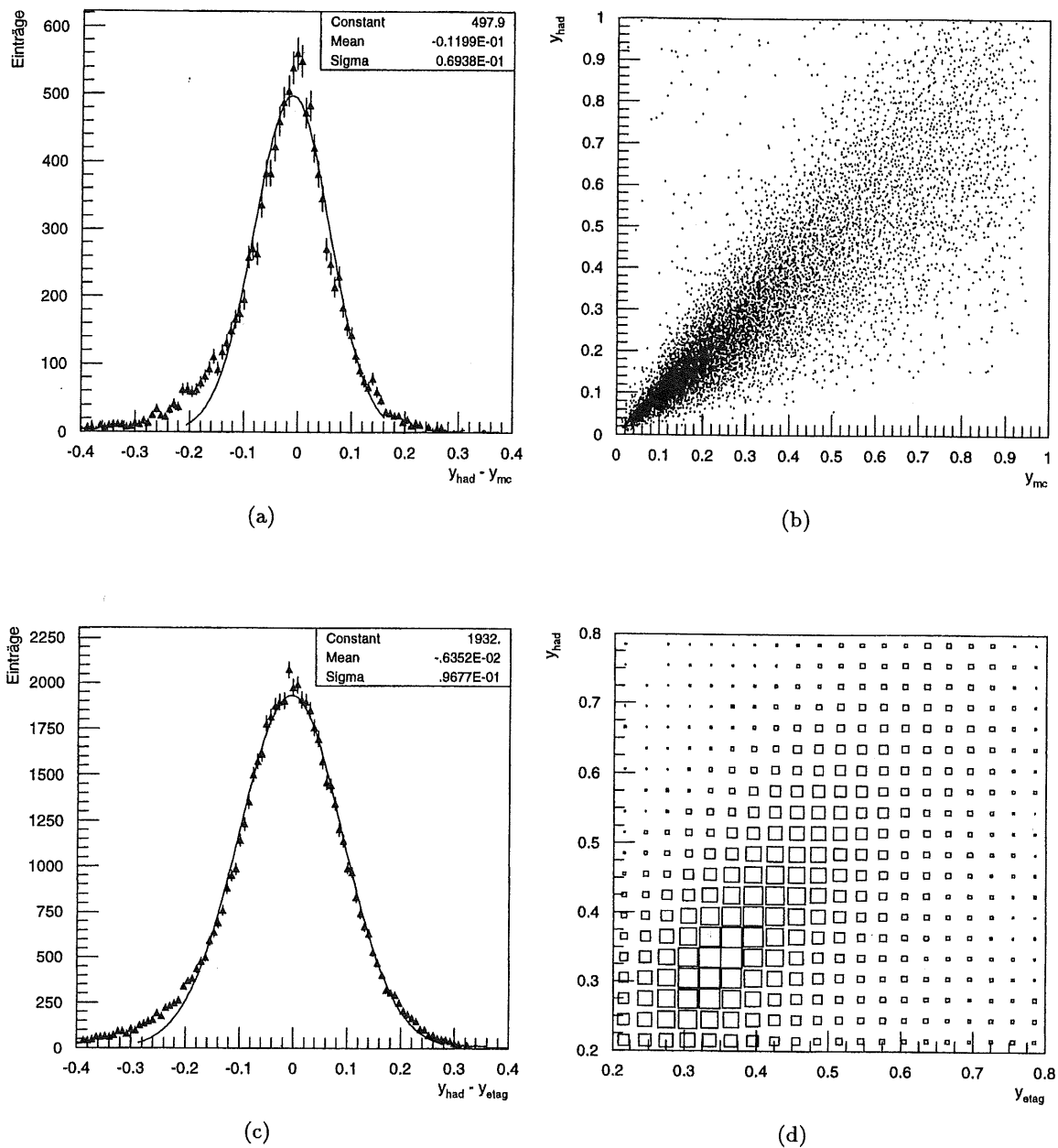


Abbildung 8.2: Korrelation zwischen y_{had} und y_{mc} bzw. zwischen y_{had} und y_{etag}

übereinstimmt, kann dieser Effekt unberücksichtigt bleiben.

Durch die Kombination der beiden Methoden

- kein Elektronkandidat mit einer Energie von mehr als 10 GeV
- und $y_{had} < 0.8$

8.2 Bestimmung von y aus dem hadronischen Endzustand

ist es möglich, den Anteil an Ereignissen der tiefunelastischen Streuung in dem verbleibenden Datensatz auf unter 1% zu reduzieren (siehe auch [25]). Die Definition der Elektronkandidaten wird dabei von dem Modul H1KINE, welches ein Bestandteil von H1REC ist, durchgeführt. Die genaue Vorgehensweise ist in [3] beschrieben.

9. Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts

Nachdem nun Ereignisse mit einem D^* -Meson selektiert wurden und die zugehörigen kinematischen Variablen bekannt sind, kann die Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes $\sigma_{vis}(ep \rightarrow D^{*\pm}X)$ erfolgen. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt beschreibt die Produktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen in der Elektron-Proton Streuung innerhalb des mit dem H1-Detektor zugänglichen Bereiches. Er ist weitgehend modellunabhängig, da keine Extrapolation auf den vollen kinematischen und geometrischen Akzeptanzbereich durchgeführt werden muß. Die einzige modellabhängige Größe ist die mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen bestimmte Rekonstruktionseffizienz. Da die Vorhersagekraft der verwendeten Programme AROMA (PYTHIA) und HERWIG aber in zahlreichen vorangegangenen Experimenten überprüft und bestätigt wurde, sind die dadurch entstehenden Unsicherheiten relativ klein.

Der Zahlenwert für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt ist vor allem zum Test von zukünftigen Berechnungen im Rahmen der QCD von besonderem Interesse, da ohne eine Neuanalyse der Daten alle modellabhängigen Korrekturen nachträglich durchgeführt werden können. Die extrapolierten totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ bzw. $\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X)$, die im nächsten Kapitel mit Hilfe der momentan verfügbaren Modelle berechnet werden sollen, erlauben darüber hinaus den direkten Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente und sind damit ein Test des Kenntnisstandes der QCD zum heutigen Zeitpunkt.

In diesem Kapitel wird die Ermittlung aller zur Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts notwendigen Größen sowie einiger unvermeidlicher Einschränkungen beschrieben.

9.1 Integrierte Luminosität

Die Messung der integrierten Luminosität wird im H1-Experiment mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses durchgeführt. Eigens zum Nachweis des unter sehr kleinem Winkel gestreuten Elektrons sowie des zugehörigen Photons umfaßt der H1-Detektor das Luminositätssystem, dessen Aufbau und Funktion bereits in Abschnitt 2.2.4 beschrieben wurde.

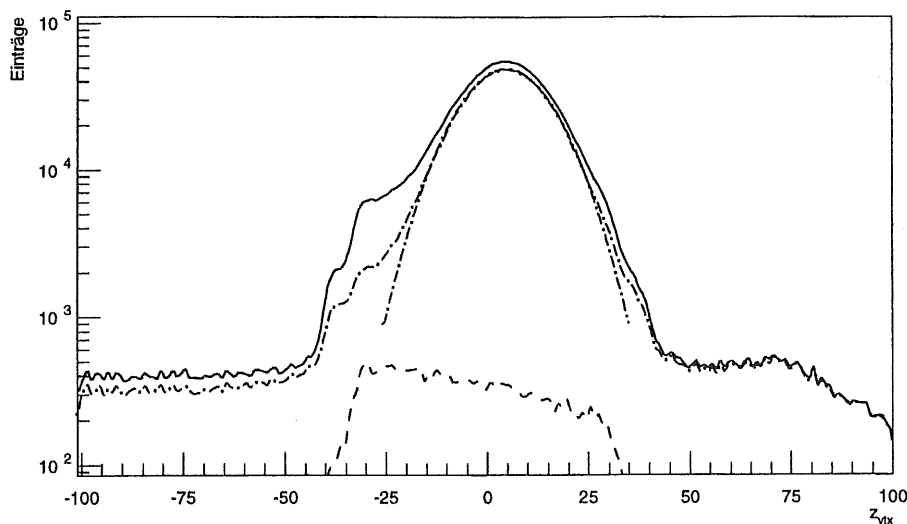


Abbildung 9.1: Verteilungen der z -Position des primären Ereignisvertex. Die Erläuterung der verschiedenen Kurven geschieht im Text.

Die mit diesem System ermittelte integrierte Luminosität muß, bevor sie zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts verwendet werden kann, noch korrigiert werden. Diese Korrektur umfaßt zwei unabhängige Effekte.

Zum einen dürfen nur die Abschnitte der Datennahme zur Berechnung der integrierten Luminosität herangezogen werden, in denen alle für die Analyse notwendigen Detektor-komponenten einsatzbereit waren. Der Status der einzelnen Detektorsubsysteme ist dazu aus der H1-Datenbasis abgefragt worden. Diese sogenannte „HV-Korrektur“ wurde für die untersuchten Daten aller Jahre durchgeführt.

Die zweite Korrektur trägt ihre Ursache im Aufbau und Betriebsmodus von HERA. Durch die longitudinale Kompression der einzelnen Teilchenpakete kommt es zur unerwünschten Abspaltung von „satellite bunches“ im Proton-Strahl. Diese Satelliten befinden sich einige Nanosekunden vor und hinter dem Hauptpaket. In Abbildung 9.1 ist die gemessene z -Position des Hauptvertex von 1994 aufgezeichneten Ereignissen dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung für unselektierte Ereignisse. Die gestrichelte Linie stellt die Verteilung der z -Position für Ereignisse aus „pilot bunches“ dar. Mit diesem Begriff werden Teilchenpakete aus Protonen bezeichnet, die kein Paket aus Elektronen zum Partner haben. Derartige Ereignisse werden folglich vollständig von Reaktionen der Protonen mit im Strahlrohr verbliebenen Restgasatomen oder dem Strahlrohr selbst verursacht. Sie zeichnen sich durch einen kleinen Wert von y aus und können mit der Forderung $y > 0.1$ zum größten Teil entfernt werden. Die strichpunktierten Linien zeigen die Verteilung der z -Position des Hauptvertex und eine angepaßte Gaußfunktion für Ereignisse mit $y > 0.1$. Reaktionen von Teilchenpaketen ohne Partner wurden subtrahiert. Deutlich läßt sich die gaußförmige Verteilung der z -Position

des Hauptvertex mit einer Breite von $\sigma_z = 11$ cm erkennen. Die Ausläufer zu beiden Seiten werden durch die Satelliten hervorgerufen. In der Analyse wurden diese Beiträge durch eine Einschränkung des erlaubten Bereichs der z -Vertexposition auf $\pm 3\sigma_z$ um den Mittelwert der Gaußverteilung von $\bar{z} = 3.5$ cm entfernt. Da das Luminositätssystem aber in einem Bereich von -5.2 m bis $+5.2$ m um den nominellen Wechselwirkungspunkt gleichermaßen sensitiv für Bremsstrahlungsereignisse ist, tragen auch die Satelliten zur gemessenen integrierten Luminosität bei. Ihr Anteil wurde gemäß den Ausführungen in [38] subtrahiert. Damit ergibt sich ein Wert von $\mathcal{L} = 1349 \text{ nb}^{-1} \pm 20 \text{ nb}^{-1}$ für den Bereich der verwendeten Daten des Jahres 1994. Der Fehler der Luminositätsmessung ist in detaillierten Untersuchungen von der entsprechenden Arbeitsgruppe zu 1.5 % bestimmt worden [39].

9.2 Triggereffizienz

Die Triggereffizienz gibt die Wahrscheinlichkeit an mit der für die untersuchte Klasse von Ereignissen ein Subtrigger während der Datennahme angesprochen hat.

Der für die vorliegende Analyse geforderte Subtrigger war der „ST53“, der aus insgesamt vier Triggerelementen zusammengesetzt ist und im wesentlichen Informationen des Spurkammersystems verwendet. Die vier durch ein logisches „und“ verknüpften Triggerelemente sind:

1. `zVtx_sig1`

Dieses Triggerelement basiert hauptsächlich auf den Informationen der Vieldrahtproportionalkammern im zentralen Bereich (CIP, COP) und im Vorwärtsbereich (FPC). Die Aufgabe dieses Triggers besteht in der sehr schnellen Rekonstruktion der z -Koordinate des Wechselwirkungspunktes und einem anschließenden Vergleich mit dem nominellen Ort der Wechselwirkung. Dazu werden zunächst die Positionen von vier (zeitweise drei) angesprochenen Kammerelementen der o. g. Kammern zu sogenannten *Rays*, also geraden Linien (in der rz -Ebene) verbunden. Falls diese Linien einen Schnittpunkt mit dem Strahlrohr aufweisen, erfolgt ein Eintrag der zugehörigen z -Koordinate in ein Histogramm mit 16 Bins zu je 54.9 mm, die um den nominalen Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Nachdem die Signale aller angesprochenen Kammerelemente verarbeitet wurden, erfolgt die Auswertung des Histogramms. Dazu wird das Bin gesucht, welches die meisten Einträge enthält und die assoziierte z -Position als z -Position des Vertex der ep -Wechselwirkung identifiziert. Weiterhin erfolgt die Bestimmung der totalen Anzahl der Einträge in dem Histogramm sowie eine Berechnung des Untergrundes. Mit diesen Größen können anschließend logische Funktionen gebildet werden, deren Auswertung zur Auslösung des Triggers führen kann. Der spezielle Fall des `zVtx_sig1`-Triggers erfordert ein positives Ergebnis von vier derartigen Funktionen. Zunächst muß der Peak des Histogramms signifikant oberhalb des mittleren

Untergrundes liegen. Weiterhin wird gefordert, daß die Gesamtanzahl der Einträge im Histogramm sowie die Anzahl der Einträge in dem Peak oberhalb von einstellbaren Schwellen liegen. Viertens muß der Wert einer etwas komplexeren, durch Monte-Carlo-Rechnungen motivierten Funktion ebenfalls oberhalb einer Schwelle liegen. Sind alle Bedingungen erfüllt, wird das Triggerbit `zVtx_sig1` gesetzt.

Eine detaillierte Beschreibung des z -Vertex Triggers findet sich z. B. in der H1-Note [4], aus der auch die vorangegangenen Informationen entnommen wurden.

2. DCRPh_Tc

Der $DCR\phi$ -Trigger basiert wie der z -Vertex Trigger auf Informationen des zentralen Spurkammersystems. Hier werden jedoch die Signale von insgesamt zehn Lagen der inneren und äußeren Jetkammern (CJC1, CJC2) verwendet. Die Auswertung der Signale erfolgt in der $r\phi$ -Ebene, also in einer Ebene senkrecht zum Strahlrohr, in der sich geladene Teilchen, bedingt durch ein vorhandenes Magnetfeld, auf kreisförmigen Bahnen bewegen. Die Kreise werden durch den Krümmungsradius κ , den kleinsten Abstand zur Strahlachse DCA und den Azimutalwinkel ϕ an dem Punkt DCA parametrisiert. Ereignisse, die nur Spuren mit sehr großem DCA enthalten, sind wahrscheinlich von kosmischer Strahlung hervorgerufen und können effizient unterdrückt werden. Der zweidimensionale durch κ und ϕ aufgespannte Parameterraum ist durch Masken bedeckt, die so gewählt sind, daß jede Spur mit einem Transversalimpuls von mehr als 400 MeV einen Trigger auslöst. Für das `DCRPh_Tc` Triggerelement wird ein positives Signal von mindestens drei derartigen Masken gefordert.

Weitere Informationen zu spurbedingten Triggern können z. B. in [48] nachgelesen werden.

3. ToF1_Any_IA

Dieses Triggerelement nutzt die Informationen von Flugzeitzählern¹, die vor und hinter dem zentralen H1-Detektor angebracht sind. Durch die Flugzeitmessung kann ein Zeitfenster festgelegt werden, in dem die erwünschte Elektron-Proton-Wechselwirkung erwartet wird. Untergrund, der sich nicht innerhalb des Zeitfensters befindet, wird verworfen.

4. Bwd_Br

Der Name `Bwd_Br` steht als Abkürzung für *Backward Big Ray* und fordert seinem Namen entsprechend eine erhöhte Aktivität im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors.

Die Effizienz des Subtriggers 53 läßt sich allein aus den aufgezeichneten Daten bestimmen. Dazu wird mit einem statistisch unabhängigen Referenztrigger r eine Menge von

¹Time of Flight

9. Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts

Ereignissen selektiert (N_r), und anschließend untersucht, wie häufig in dem so ausgewählten Datensatz der geforderte Subtrigger angesprochen hat ($N_{53,r}$). Die Triggereffizienz des geforderten Subtriggers berechnet sich dann aus:

$$\epsilon_{53} = \frac{N_{53,r}}{N_r}.$$

Bei der Berechnung des statistischen Fehlers dieser Größe ist zu beachten, daß es sich bei einem Triggersignal um ein Ereignis handelt, das nur zwei diskrete Zustände annehmen kann. Aus diesem Grund muß bei der Berechnung des Fehlers von ϵ_{53} die Binominalverteilung zugrunde gelegt werden. Der Fehler ist dann durch

$$\sigma = \sqrt{n \cdot p \cdot q}$$

gegeben (siehe z. B. [20]). Hier bezeichnet n die Gesamtanzahl der Ereignisse, p die Wahrscheinlichkeit, daß der Trigger angesprochen hat und $q = 1 - p$ die Wahrscheinlichkeit, daß der Trigger nicht angesprochen hat.

Als Referenztrigger wurden zwei Myontrigger verwendet, die durch ein logisches „oder“ miteinander verknüpft wurden. Dadurch wird eine größere Anzahl von Ereignissen ausgewählt und der statistische Fehler reduziert².

1. ST18: Mu_ECQ && DCRPh_Ta

Das Triggerelement DCRPh_Ta ist ähnlich wie in dem bereits beschriebenen Subtrigger 53 definiert. Der einzige Unterschied besteht in der geringeren Anzahl an Masken, von denen ein positives Signal erwartet wird. Für das Element DCRPh_Ta muß mindestens eine Maske ein positives Ergebnis liefern. Das Element Mu_ECQ erfordert mindestens ein Signal aus den vorderen oder hinteren Endkappen des Myonsystems.

2. ST22: Mu_BEC

Das Element Mu_BEC erfordert mindestens ein Signal aus den hinteren Endkappen des Myonsystems.

Der Wert der Triggereffizienz ist mit Hilfe der Daten bestimmt worden. Dabei wurden alle Ereignisse berücksichtigt, deren Wert für ΔM innerhalb eines Bereiches von drei Standardabweichungen um den Mittelwert liegt.

Um den statistischen Fehler zu reduzieren, sind auch die Ereignisse, die ausschließlich nicht erlaubte Ladungskombinationen enthalten, bei der Berechnung der Triggereffizienz hinzugezogen worden. Diese Vorgehensweise ist legitim, da der Subtrigger 53 im wesentlichen aus Spurkammerinformationen gebildet wird und Spuren in Ereignissen, die allein

²Die Triggereffizienz ist auch mit ST18 und ST22 allein bestimmt worden. Die Ergebnisse stimmten innerhalb ihrer Fehler miteinander überein. Eine potentielle Korrelation zwischen ST53 und ST18 über das Triggerelement DCRPh_Ta ist damit ausgeschlossen.

unerlaubte Ladungskombinationen enthalten, sich nicht von denen in Ereignissen, die auch erlaubte Ladungskombinationen enthalten, unterscheiden sollten.

Auf diese Weise ergibt sich für die Triggereffizienz ein Wert von

$$\epsilon_{53} = (77.5 \pm 3.7)\%.$$

Zusätzlich zur Triggereffizienz muß noch berücksichtigt werden, daß jeder Trigger mit einem sog. „Prescale“ versehen ist, der sich im Laufe der Datennahme eines Jahres häufig ändern kann. Ein Prescale von eins bedeutet, daß jedes getriggerte Ereignis auch aufgezeichnet wird, ein Prescale von z. B. 100 bedeutet, daß nur jedes hundertste getriggerte Ereignis aufgezeichnet wird. Für den Subtrigger 53 wurde ein mittlerer Prescale P_{eff} gemäß Formel 9.1 berechnet.

$$P_{eff} = \frac{\mathcal{L}}{\sum \frac{\mathcal{L}_i}{p_i}} \quad (9.1)$$

Für den untersuchten Bereich der Daten des Jahres 1994 ergibt sich ein mittlerer Prescale von $P_{eff} = 1.19$. Da der Faktor P_{eff} letztendlich die Rate der aufgezeichneten Ereignisse mit einem angesprochenen Subtrigger 53 beeinflusst, wird er mit der Triggereffizienz ϵ_{53} zu einer Gesamttriggereffizienz ϵ_t verrechnet.

$$\epsilon_t = \frac{\epsilon_{53}}{P_{eff}}$$

Es ergibt sich ein Wert von

$$\epsilon_t = (65.1 \pm 3.1)\%.$$

9.3 Einschränkung der Pseudorapidität

Die Rapidität y_R eines Teilchens ist definiert als

$$y_R = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

Dabei bezeichnet E die Energie und p_z die z -Komponente des Impulses.

Da in der Praxis, z. B. in den Spurkammern des H1-Detektors, nur der Impuls, aber nicht die Energie eines Teilchens bekannt ist, wird statt der Rapidität die sog. Pseudorapidität η verwendet. Sie ist definiert als:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} = -\ln\left(\tan \frac{\theta}{2}\right)$$

und folgt aus der Rapidität unter Vernachlässigung der Masse des Teilchens. Die Größe θ ist hier der Polarwinkel der Spur des geladenen Teilchens.

9. Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts

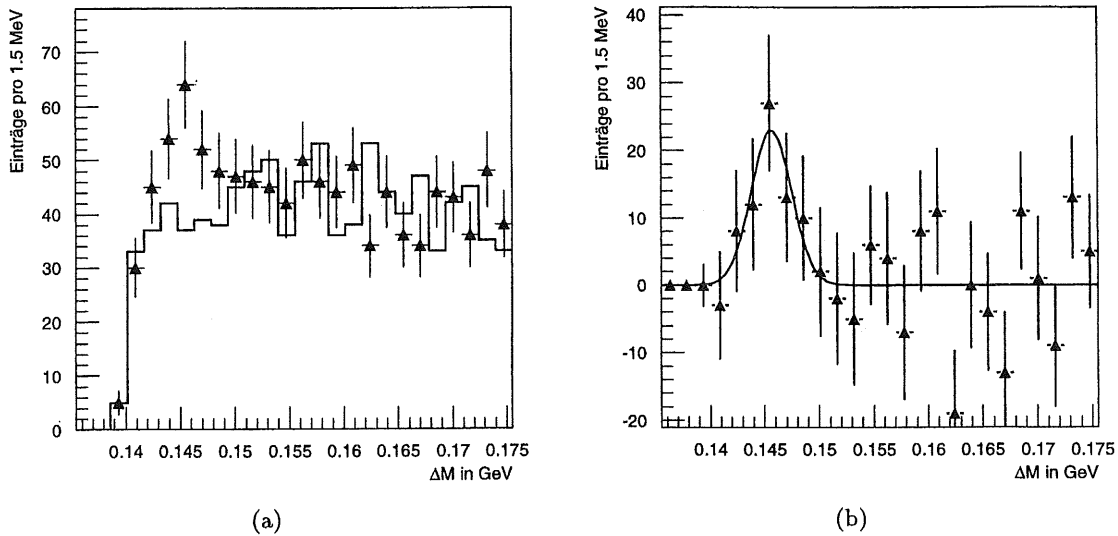


Abbildung 9.2: Signale von $D^{*\pm}$ Mesonen in H1-Daten. Teilbild (a) zeigt die Verteilung der Größe ΔM für mögliche (Punkte) und nicht mögliche (Histogramm) Ladungskombinationen bei Anwendung aller angegebenen Einschränkungen. In (b) ist die Differenz beider Verteilungen dargestellt.

Der zentrale Spurdetektor des H1-Experimentes bedeckt etwa einen Bereich von $|\eta| < 1.5$. Da das langsame Pion aus dem Zerfall des D^* -Mesons annähernd die Richtung des D^* -Mesons selbst besitzt, ist demnach eine erfolgreiche Rekonstruktion ausschließlich in diesem Bereich von η möglich. Durch die hohe Spurmultiplicität von fünf Spuren im Endzustand muß η jedoch sogar auf einen Bereich von $|\eta| < 1$ eingeschränkt werden, da außerhalb dieses Bereiches die Rekonstruktionseffizienz stark einbricht und somit explizit von η abhängt. Innerhalb dieses Bereiches ist sie hingegen annähernd konstant.

9.4 Das verbleibende $D^{*\pm}$ -Signal

Bei der Anwendung aller zusätzlichen Schnitte,

- $|\eta| < 1$ Einschränkung auf den zentralen Bereich der Spurkammern
- $0.2 \leq y_{had} \leq 0.8$ Einschränkung der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems und Unterdrückung von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung.
- Kein Elektronkandidat mit mehr als 10 GeV im Kalorimeter.
- Positives Signal des Subtriggers 53.

ergibt sich das in Abbildung 9.2 dargestellte Signal der rekonstruierten $D^{*\pm}$ -Mesonen.

In dem Teilbild 9.2a ist die Massendifferenz ΔM für erlaubte sowie nicht erlaubte Ladungskombinationen abgebildet. Teilbild 9.2b zeigt die Differenz beider Verteilungen mit der Anpassung einer Gaußfunktion. Der Mittelwert liegt bei $145.7 \text{ MeV} \pm 0.8 \text{ MeV}$, die Breite beträgt $1.9 \text{ MeV} \pm 0.8 \text{ MeV}$. Die Anzahl der Einträge in der Signalregion beträgt 69 ± 40 bei Berechnung aus den Ergebnissen der Anpassungsrechnung und 70 ± 21 bei der Berechnung mittels Subtraktion beider Histogramme.

9.5 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_r gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein D^* -Meson, bei dem alle zur Rekonstruktion notwendigen Spuren in den Akzeptanzbereich des Detektors fallen, nach allen angewendeten Schnitten identifiziert wird. Die Größe ϵ_r ist mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen des Generators AROMA bestimmt worden. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurden mit dem Generator HERWIG erzeugte Ereignisse herangezogen.

In den Abbildungen 9.3a und 9.3c sind Verteilungen für die mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen ermittelten Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η angegeben. Die Verteilungen sind in dem eingeschränkten Bereich von η sowohl für den mit AROMA generierten Datensatz als auch für den mit HERWIG generierten Datensatz annähernd konstant. Aus der Abbildung 9.3a ergibt sich eine Rekonstruktionseffizienz ϵ_r von 11% mit einem statistischen Fehler von 0.6%. Der von HERWIG generierte Datensatz liefert einen leicht höheren Wert von $\epsilon = 12.7\%$ mit einem statistischen Fehler von 1.2%.

In den Abbildungen 9.3b und 9.3d sind die Verteilungen des transversalen Impulses des D^* -Mesons dargestellt. Die Dreiecke repräsentieren den aus Monte-Carlo Ereignissen ermittelten Verlauf, die Quadrate den Verlauf für die rekonstruierten D^* -Mesonen aus H1-Daten. Diese Datenpunkte sind entstanden, indem bei Anwendung aller Schnitte die Verteilungen des Transversalimpulses für erlaubte und für nicht erlaubte Ladungskombinationen, die in einem Bereich von drei Standardabweichungen um den rekonstruierten Wert von ΔM liegen, voneinander subtrahiert wurden. Sowohl die aus dem Monte-Carlo Datensatz ermittelte Verteilung als auch die Verteilung der H1-Daten sind, um eine Vergleichbarkeit zu erzielen, normiert worden.

Die Verteilung des transversalen Impulses der D^* -Mesonen wird von beiden Monte-Carlo Programmen zufriedenstellend wiedergegeben. Das Programm HERWIG produziert eine etwas härtere p_t -Verteilung als AROMA wodurch ein Teil der höheren, mit HERWIG bestimmten Rekonstruktionseffizienz erklärt werden kann. Da das Programm AROMA die p_t -Verteilung vor allem bei größeren Impulsen etwas besser beschreibt als HERWIG und AROMA ausdrücklich zur Erzeugung schwerer Quarks erstellt wurde, wird der Wert von $\epsilon_r = 11.0\%$ für die vorliegende Analyse verwendet. Die Abweichung zu der mit HERWIG berechneten Rekonstruktionseffizienz wird als systematischer Fehler

9. Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts

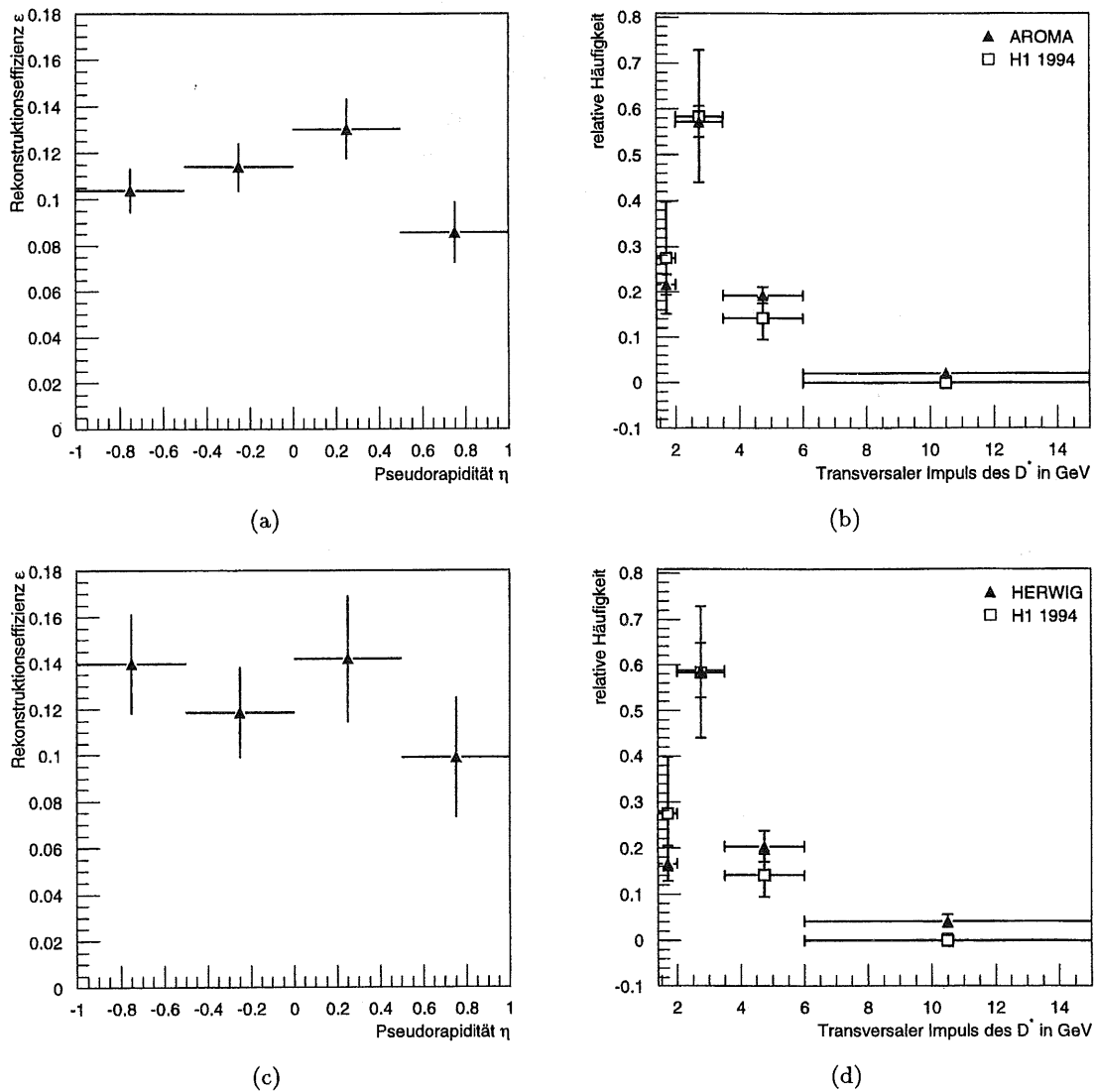


Abbildung 9.3: Teilabbildungen a)(AROMA) und c)(HERWIG) zeigen den Verlauf der Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität. Die Teilbilder b)(AROMA) und d)(HERWIG) zeigen die Verteilung des Transversalimpulses von D^* -Mesonen, jeweils verglichen mit einer Monte-Carlo-Verteilung.

berücksichtigt. Damit ergibt sich ein Wert von

$$\epsilon_r = 11.0\% \pm 1.7\%.$$

9.6 Abschätzung des Anteils an Bottom-Quark-Ereignissen

Ein Teil der rekonstruierten D^* -Mesonen stammten aus dem Zerfall eines B -Mesons, das in einem $b\bar{b}$ -Ereignis entstanden ist. Aufgrund der wesentlich größeren Masse von Bottom-Quarks gegenüber Charm-Quarks ist der Wirkungsquerschnitt für ihre Produktion jedoch erheblich kleiner. In der Tabelle 9.1 sind die mit dem Programm FMNR berechneten totalen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Wahl der Faktorisierungs- bzw. Renormierungsskala gegenübergestellt. Alle Resultate sind bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300.4$ GeV bestimmt worden. Als Protonstrukturfunktion fand die Parametrisierung GRV-HO Verwendung. Für die hadronische Komponente wurde die Strukturfunktion GRV-G-HO benutzt.

Charm				Bottom			
μ_F/μ_0	μ_R/μ_0			μ_F/μ_0	μ_R/μ_0		
	1/2	1	2		1/2	1	2
1/2	904 nb	477 nb	321 nb	1/2	6.60 nb	5.50 nb	4.72 nb
1	1209 nb	765 nb	571 nb	1	6.72 nb	5.78 nb	5.06 nb
2	1146 nb	864 nb	696 nb	2	6.67 nb	5.89 nb	5.22 nb

Tabelle 9.1: Totale Wirkungsquerschnitte $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ und $\sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X)$ in Abhängigkeit von der Faktorisierungs- und Renormierungsskala

Zunächst ist deutlich zu erkennen, daß der Bottom-Wirkungsquerschnitt eine weitaus geringere Skalenabhängigkeit zeigt als der Charm-Wirkungsquerschnitt. Es muß allerdings angemerkt werden, daß der Wert für die Charmproduktion bei einer Faktorisierungsskala $\mu_F = 1/2\mu_0$ zweifelhaft ist. Denn hier erfolgt die Verwendung der Partondichten bis herunter zu einer Skala von $1/2m_c$ und nur wenige Partondichten erlauben überhaupt eine Vorhersage für derart kleine Skalen. Die verwendeten Parametrisierungen (GRV) gehören zwar dazu, aber das Ergebnis sollte trotzdem mit einer gewissen Skepsis betrachtet werden.

Weiterhin zeigt sich bei einem zentralen Wert von $\mu_R = \mu_F = \mu_0$, daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Bottom-Quarks im Vergleich zur Produktion von Charm-Quarks etwa um zwei Größenordnungen kleiner ist. Allerdings besitzen die D^* -Mesonen, die in $b\bar{b}$ -Ereignissen entstehen, im Mittel einen größeren Transversalimpuls, wodurch die Akzeptanz für solche Ereignisse steigen kann.

Um die Akzeptanz abschätzen zu können, sind mit dem Generator PYTHIA jeweils eine Million Ereignisse für die Charm- und die Bottom-Produktion generiert worden. Dabei wurde sowohl der punktförmige als auch der hadronische Anteil generiert. Mit Hilfe dieser Datensätze ist dann die Wahrscheinlichkeit bestimmt worden, mit der ein $D^{*\pm}$ -Meson in den Akzeptanzbereich der Analyse — $|\eta| < 1$, $p_t > 1.4$ GeV und $Q^2 < 4$ GeV² — gelangt.

9. Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts

	N_{gen}	N_{D^*}	N_{acc}	A
Charm	10^6	593160	57391	9.7 %
Bottom	10^6	576299	139140	24.1 %

Tabelle 9.2: Vergleich der Akzeptanzen zwischen Charm- und Bottom-Ereignissen anhand von generierten Monte-Carlo Daten

In Tabelle 9.2 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Dabei bezeichnet N_{gen} die Anzahl der insgesamt generierten Ereignisse, N_{D^*} die Anzahl der Ereignisse mit mindestens einem D^* -Meson und N_{acc} ist die Anzahl, die in dem geforderten Akzeptanzbereich liegt. Mit A ist die resultierende Akzeptanz bezeichnet. Es zeigt sich deutlich, daß ein wesentlich größerer Anteil der D^* -Mesonen, die in Bottom-Ereignissen entstanden sind, in den für diese Analyse zugänglichen kinematischen Bereich fallen.

Werden die oben berechneten Wirkungsquerschnitte für $\mu_R = \mu_F = \mu_0$ berücksichtigt, ergibt sich insgesamt eine Abschätzung für den Anteil an D^* -Mesonen aus Bottom-Ereignissen.

$$\frac{\text{Anzahl } D^* \text{ aus } b\bar{b}\text{-Ereignissen im Akzeptanzbereich}}{\text{Anzahl } D^* \text{ aus } c\bar{c}\text{-Ereignissen im Akzeptanzbereich}} \approx \frac{1}{55}$$

Unberücksichtigt bei dieser Abschätzung bleiben allerdings evtl. vorhandene Änderungen der Rekonstruktionseffizienz oder der Triggereffizienz. Derartige Änderungen könnten erst nach einer vollständigen Detektorsimulation und anschließender Rekonstruktion bestimmt werden. Ein derart großer Aufwand erscheint bei der geringen Anzahl von gefundenen D^* -Mesonen aber nicht sinnvoll, da der Gesamtfehler des zu messenden Wirkungsquerschnitts ohnehin statistisch dominiert ist und selbst ein Anstieg der totalen Effizienz für Bottom-Ereignisse um einen Faktor zwei nur zu einer Korrektur von etwa -3.5% führt.

9.7 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Einschränkungen

- $Q^2 < 4\text{GeV}^2$
- $p_t(D^*) > 1.4\text{GeV}$
- $|\eta| < 1$

berechnet sich nach Gleichung 9.2.

$$\sigma(ep \rightarrow D^{*\pm} X) = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_r \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \text{Endzustand})} \quad (9.2)$$

Durch Einsetzen aller in vorangegangenen Abschnitten ermittelten Werte ergibt sich der sichtbare Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(ep \rightarrow D^{*\pm} X) = 56 \text{ nb} \pm 17 \text{ nb}(\text{stat.}) \pm 10 \text{ nb}(\text{sys.}).$$

Diese Zahl ist weitgehend modellunabhängig, der größte Anteil des Fehlers ist statistischer Natur. Der systematische Fehler wird dominiert durch den Fehler der Rekonstruktionseffizienz, der bei ca. 16% liegt.

10. Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ eröffnet die Möglichkeit des direkten Vergleiches mit den Vorhersagen der QCD. Durch die Berücksichtigung des Photonflusses kann $\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ in einen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X)$ überführt werden. Dieser ist dann direkt mit Ergebnissen früherer Experimente, die hauptsächlich mit einem ruhenden Ziel durchgeführt wurden, vergleichbar. Da diesen Experimenten eine wesentlich geringere Schwerpunktsenergie des γp -Systems zur Verfügung stand, ist mit der Hinzunahme der Ergebnisse der Experimente bei HERA ein Test der Vorhersagen der QCD über einen großen Energiebereich möglich.

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts sowie die Bestimmung aller dafür notwendigen Größen wird in diesem Kapitel beschrieben. Sämtliche Unsicherheiten, die durch die Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich auftreten, hängen stark von dem zugrundegelegten Modell ab und werden deshalb in einem separaten Fehler, dem modellabhängigen Fehler, zusammengefaßt.

Abschließend wird mit Hilfe des Flußfaktors für die vom Elektron abgestrahlten Photonen $\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X)$ berechnet.

10.1 Qualität der Rekonstruktion von p_t und η

In der Analyseketten, die zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen verwendet wurde, fand ein Schnitt auf den Transversalimpuls des identifizierten $D^{*\pm}$ von $p_t > 1.4$ GeV sowie eine Einschränkung der Pseudorapazität $-1 < \eta < 1$ statt.

Die Extrapolation auf den gesamten möglichen Bereich in p_t und η kann nur dann erfolgen, wenn beide Größen korrekt rekonstruiert werden. Um diesen Sachverhalt zu untersuchen, ist der Monte-Carlo Datensatz verwendet worden, der auch bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz zum Einsatz kam. In der Abbildung 10.1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Die Teilbilder 10.1a und 10.1b zeigen die Resultate der Untersuchungen zur Qualität der Rekonstruktion des Transversalimpulses des D^* -Mesons. In 10.1a ist die Differenz zwischen dem generierten Transversalimpuls ($p_{t_{gen}}$) und dem rekonstruierten Transversalimpuls ($p_{t_{rec}}$) dargestellt. Die rekonstruierten Werte sind durch die Anwendung

10.1 Qualität der Rekonstruktion von p_t und η

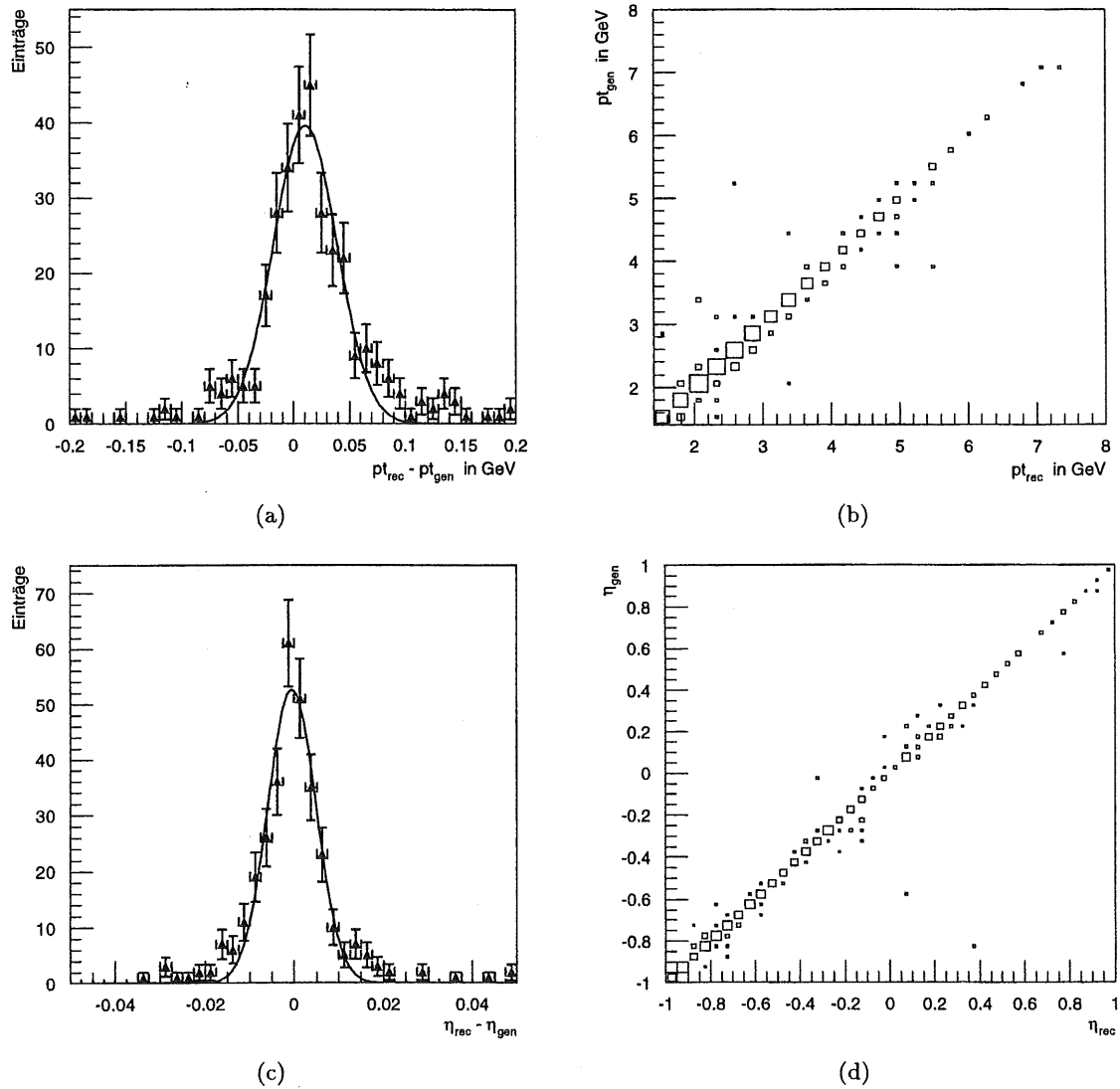


Abbildung 10.1: Vergleich des rekonstruierten und generierten Transversalimpulses des D^* -Mesons (a,b). Die Teilbilder c) und d) zeigen den Vergleich des generierten Wertes für η mit dem rekonstruierten Wert.

derselben Analyse, die auch für die H1-Daten verwendet wurde, entstanden. Insbesondere wurden für sämtliche Schnittparameter dieselben Werte eingesetzt. Um die Anzahl der Einträge, die nicht von D^* -Mesonen stammen, gering zu halten, sind nur solche Kombinationen verwendet worden, deren Wert für ΔM innerhalb einer 3σ -Umgebung lag.

Es ist offensichtlich, daß der rekonstruierte Wert von p_t bis auf eine leichte Verschiebung von ca. 10 MeV sehr gut mit dem generierten Wert übereinstimmt. Die eingezeichnete

Kurve entspricht der Anpassung einer Gaußfunktion. Sie besitzt eine Breite (σ) von nur 28 MeV. Im Teilbild 10.1b wurde pt_{rec} gegen pt_{gen} aufgetragen, um zu überprüfen, ob eine präzise Rekonstruktion von pt_{rec} für alle möglichen Transversalimpulse gewährleistet ist. Auch hier zeigt sich ein sehr guter linearer Verlauf, der Transversalimpuls des D^* -Mesons kann demnach mit einem geringen Fehler von nur ca. 28 MeV und einer konstanten Verschiebung von +10 MeV rekonstruiert werden.

Die Teilbilder 10.1c und 10.1d zeigen auf gleiche Weise entstandene Verteilungen für die Pseudorapidität des D^* -Mesons. Hier ist die Übereinstimmung zwischen der generierten Größe (η_{gen}) und der rekonstruierten Größe (η_{rec}) noch besser als bei dem Transversalimpuls. Die Gaußfunktion in Abbildung 10.1c besitzt einen Mittelwert von Null und eine Breite von etwa $6 \cdot 10^{-3}$.

10.2 Extrapolation in p_t und η

Durch die Anordnung der zentralen Spurkammern des H1-Detektors ist die Rekonstruktion von D^* -Mesonen in dem vorgestellten Zerfallskanal nur in dem eingeschränkten Bereich von $-1 < \eta < 1$ bei annähernd konstanter Rekonstruktionseffizienz möglich. Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts erfordert deshalb eine Extrapolation auf den nicht direkt zugänglichen Bereich der Pseudorapidität. Diese Extrapolation kann nicht mit dem Monte-Carlo Generator AROMA erfolgen, da hier nur die punktförmige Wechselwirkung des Photons mit einem Konstituenten des Protons enthalten ist. Der erwartete Anteil aus der hadronischen Wechselwirkung des Photons entstandenen D^* -Mesonen an den im Detektor sichtbaren D^* -Mesonen ist zwar klein, aber er kann bis zu 30 % des gesamten Wirkungsquerschnitts betragen. Außerdem enthält AROMA nur Matrixelemente in führender Ordnung der Störungstheorie. Aus diesem Grund ist das Programm FMNR für die Extrapolation verwendet worden.

Da das Programm FMNR kein Ereignisgenerator ist, sind sämtliche Verteilungen zunächst nur auf der Partonebene bekannt. Wie in 4.1.3 beschrieben wurde, besteht jedoch die Möglichkeit der Verwendung einer Peterson-Fragmentationsfunktion. Im Vergleich zu den Modellen, die in Ereignisgeneratoren wie AROMA für die Fragmentation zur Anwendung kommen, ist diese Art der Beschreibung stark vereinfacht. Deshalb wäre es von großem Nutzen, wenn die Änderung der Verteilung in η beim Übergang von Parton- zu Hadronebene anhand des in AROMA verwendeten Lund Stringfragmentationsmodells beschrieben werden könnte. Diese Möglichkeit ist bisher jedoch leider nicht vorgesehen. Um die prinzipielle Vorgehensweise bei der Bestimmung der Akzeptanz zu erläutern, ist in Abbildung 10.2a die mit dem Programm FMNR berechnete Verteilung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Charm-Quarks in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η dargestellt. Dabei wurde sowohl der punktförmige als auch der hadronische Anteil berücksichtigt. Bei der Berechnung des punktförmigen Anteils wurde die Strukturfunktion MRSA, für den hadronischen Anteil die Photonstrukturfunktion GRV-G-HO verwendet. Die durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf ohne eine Einschränkung des

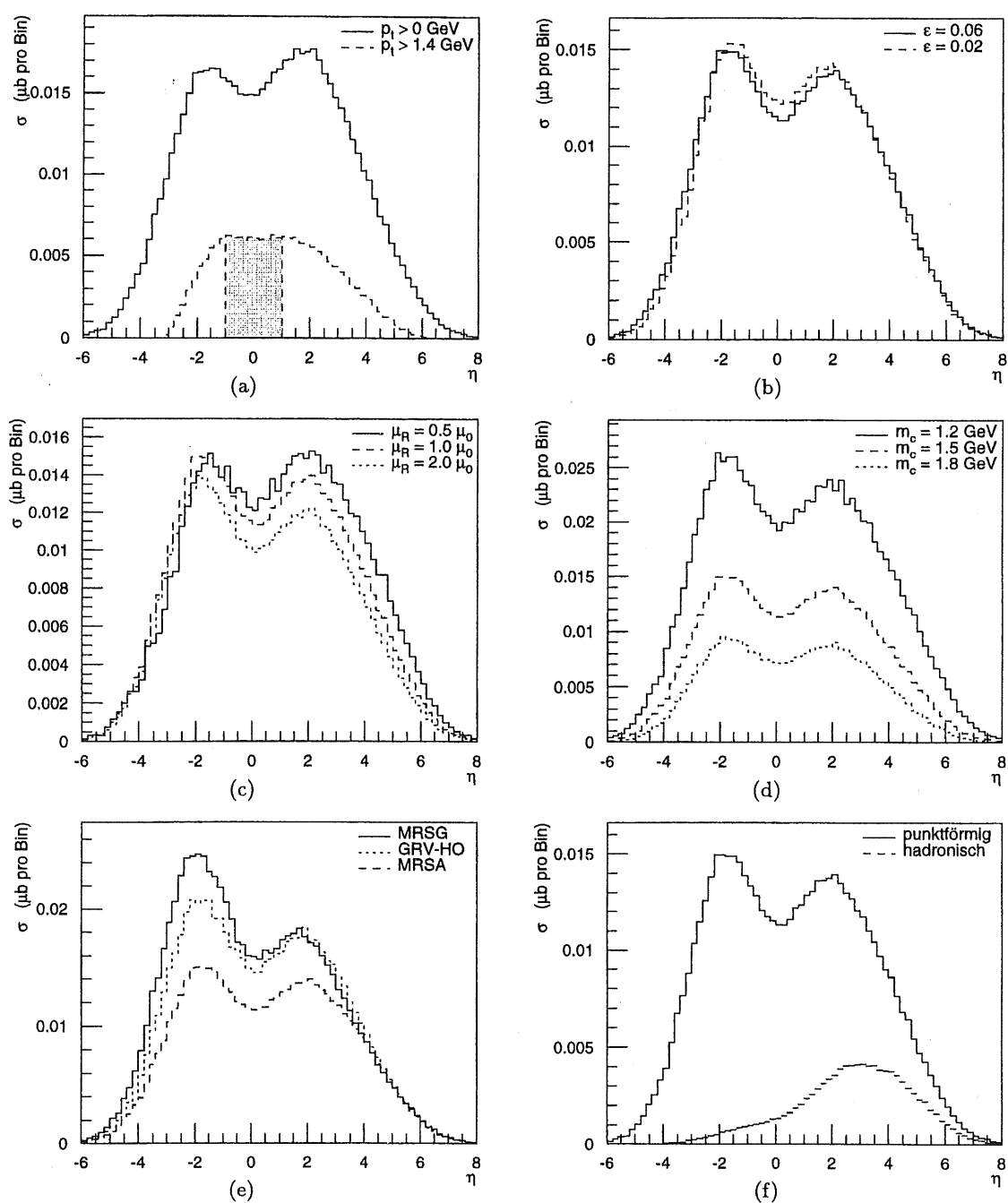


Abbildung 10.2: Darstellung der Abhängigkeit der Verteilung der Pseudorapidität bei einer Variation des Transversalimpulses (a), des Fragmentationsparameters ϵ (b), der Renormierungsskala (c), der Masse des Charm-Quarks (d) und der Strukturfunktion(e). In Teilbild (f) ist die Verteilung von η für den punktförmigen und den hadronischen Anteil abgebildet.

10. Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Transversalimpulses eines hypothetischen D^* -Mesons. Bei der gestrichelten Kurve ist der Transversalimpuls auf Werte von mehr als 1.4 GeV eingeschränkt. Der grau hinterlegte Bereich in 10.2a stellt den Anteil dar, der für die vorgelegte Analyse zugänglich ist. Die Fläche des grau hinterlegten Bereichs entspricht demnach dem zugänglichen Wirkungsquerschnitt. Wird dieser Wert durch den totalen ermittelten Wirkungsquerschnitt dividiert, ergibt sich die Akzeptanz A .

Durch die Variation verschiedener Eingangsparameter des FMNR-Programms, wie z. B. der Renormierungsskala oder der Masse des Charm-Quarks, ergeben sich unterschiedliche Werte für den berechneten Wirkungsquerschnitt und den Verlauf in Abhängigkeit von η . Damit verbunden sind folglich verschiedene Werte der Akzeptanz. Um die Auswirkungen zu verdeutlichen, sind in Abbildung 10.2b–f Verteilungen der Pseudorapidität für Variationen von Eingabeparametern des FMNR-Programms dargestellt. Für alle Rechnungen wurde die Faktorisierungsskala zu $\mu_F = 2\mu_0$ gewählt.

Abbildung 10.2b zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von η für zwei verschiedene Werte der Variablen ϵ , die als Parameter in die Peterson-Fragmentation eingeht. Hier ist nur der punktförmige Anteil dargestellt. Es zeigt sich insgesamt nur eine geringe Abhängigkeit von ϵ . Die größte Abweichung wird im zentralen Bereich um $\eta \approx 0$ erzielt. Gerade dieser Bereich ist aber für die Bestimmung der Akzeptanz von besonderem Interesse. Um den Einfluß von ϵ auf den Wert der Akzeptanz zu bestimmen, sind sämtliche Berechnungen für zwei Werte von ϵ (0.02 und 0.06) ausgeführt worden.

In Abbildung 10.2c ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei der Variation der Renormierungsskala μ_R dargestellt. Als Protonstrukturfunktion wurde die Parametrisierung MRSA verwendet. Auch hier zeigt sich eine erhebliche Änderung des totalen Wirkungsquerschnitts, die Form der Kurve wird jedoch nur geringfügig verändert. Aus diesem Grund ist der Einfluß der Renormierungsskala auf den Wert der Akzeptanz voraussichtlich klein. Trotzdem sind alle Rechnungen zur Bestimmung der Akzeptanz für die Renormierungsskalen $\mu_R = 0.5\mu_0$, $\mu_R = \mu_0$ und $\mu_R = 2\mu_0$ durchgeführt worden.

Der punktförmige Anteil des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Charm-Quarks ist auch in Abbildung 10.2d dargestellt. Hier sind die drei verschiedenen Kurven durch die Variation der Masse des Charm-Quarks entstanden. Bei der kleinsten gewählten Masse von $m_c = 1.2$ GeV ergibt sich aufgrund des größten zur Verfügung stehenden Phasenraums der größte totale Wirkungsquerschnitt. Der kleinste Wert wird demnach bei der Masse $m_c = 1.8$ GeV erreicht. Als Protonstrukturfunktion wurde bei allen Rechnungen die Parametrisierung MRSA gewählt. Durch die Variation der Masse des Charm-Quarks zeigt sich von allen durchgeführten Variation verschiedener Parameter die größte Änderung des totalen Wirkungsquerschnitts. Um den Einfluß auf die Akzeptanz zu ermitteln, sind alle Rechnungen für die Charm-Massen $m_c = 1.2$ GeV, $m_c = 1.5$ GeV und $m_c = 1.8$ GeV durchgeführt worden. Diese Annahmen sind als maximal mögliche Abweichungen anzusehen.

In Abbildung 10.2e ist der punktförmige Anteil für drei verschiedene Strukturfunktionen des Protons abgebildet. Es zeigt sich nicht nur eine deutliche Änderung des totalen Wir-

Photonstrukturfunktion: GRV-G-HO				
$\epsilon = 0.02, \mu_F = 2\mu_0$				
m_c in GeV	STRF			
	Proton	$\mu_R = 1/2\mu_0$	$\mu_R = \mu_0$	$\mu_R = 2\mu_0$
1.2	GRV-HO	8.0	7.7	7.7
1.5	GRV-HO	11.0	10.7	10.7
1.8	GRV-HO	13.6	13.4	13.4
1.2	MRSB	7.6	7.2	7.2
1.5	MRSB	10.5	10.2	10.2
1.8	MRSB	13.2	13.0	13.1
1.2	MRSB'	9.1	8.3	8.2
1.5	MRSB'	11.8	11.2	11.0
1.8	MRSB'	14.2	13.7	13.7
1.2	MRSB'	9.8	8.7	8.5
1.5	MRSB'	12.3	11.5	11.4
1.8	MRSB'	14.6	14.1	14.0

Tabelle 10.1: Berechnete Werte der Akzeptanz in % für verschiedene Massen des Charm-Quarks, verschiedene Strukturfunktionen und unterschiedliche Renormierungsskalen

kungsquerschnitts, sondern auch eine Änderung des η -Verlaufes. Während der Verlauf für die Wahl MRSA nahezu symmetrisch um $\eta = 0$ ist, werden bei den Strukturfunktionen GRV-HO und MRSB negative Werte von η bevorzugt. Für die Bestimmung der Akzeptanz läßt diese Tatsache eine relativ große Abhängigkeit von der Wahl der Strukturfunktion erwarten. Die Akzeptanz ist deshalb für verschiedene Strukturfunktionen des Protons bestimmt worden.

In Abbildung 10.2f sind der punktförmige Anteil, berechnet mit der Protonstrukturfunktion GRV-HO, und der hadronische Anteil, welcher mit der Photonstrukturfunktion GRV-G-HO bestimmt wurde, abgebildet. Der geringe Anteil des hadronischen Anteils in der meßbaren Region von $|\eta| < 1$ ist klar zu erkennen. Dieses Verhalten wird durch die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls des D^* -Mesons zusätzlich verstärkt.

Die Tabelle 10.1 zeigt die mit dem FMNR-Programm berechneten Werte der Akzeptanz für $\epsilon = 0.02$. Jede Zeile entspricht drei Rechnungen, in denen die Renormierungsskala von $\mu_R = 0.5\mu_0$ bis $\mu_R = 2\mu_0$ variiert wurde. Die jeweils verwendete Masse des Charm-

10. Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Photonstrukturfunktion: GRV-G-HO				
$\epsilon = 0.06, \mu_F = 2\mu_0$				
m_c in GeV	STRF			
	Proton	$\mu_R = 1/2\mu_0$	$\mu_R = \mu_0$	$\mu_R = 2\mu_0$
1.2	GRV-HO	6.8	6.4	6.4
1.5	GRV-HO	9.3	9.0	8.9
1.8	GRV-HO	11.7	11.4	11.4
1.2	MMSG	6.3	5.9	6.0
1.5	MMSG	8.8	8.5	8.5
1.8	MMSG	11.3	11.1	11.1
1.2	MMSA	7.7	6.9	6.8
1.5	MMSA	10.1	9.5	9.3
1.8	MMSA	12.3	11.8	11.8
1.2	MMSA'	8.3	7.3	7.1
1.5	MMSA'	10.5	9.8	9.6
1.8	MMSA'	12.7	12.1	12.0

Tabelle 10.2: Berechnete Werte der Akzeptanz in % für verschiedene Massen des Charm-Quarks, verschiedene Strukturfunktionen und unterschiedliche Renormierungsskalen

Quarks ist in der ersten Spalte, die Strukturfunktion des Protons in der zweiten Spalte angegeben. Alle Rechnungen wurden mit derselben Photon-Strukturfunktion (GRV-G-HO) ausgeführt.

Die bereits bei der Betrachtung von Abbildung 10.2c vermutete geringe Abhängigkeit von der Wahl der Renormierungsskala ist zu erkennen. Die Abweichungen, die sich durch die Variation der Masse des Charm-Quarks ergeben, sind hingegen sehr groß. Bezogen auf einen zentralen Wert bei $m_c = 1.5$ GeV, $\mu_R = \mu_0$ ergeben sich Änderungen der Akzeptanz um nahezu 30%. Wie bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts ist auch bei der Berechnung der Akzeptanz die Masse des Charm-Quarks der größte Unsicherheitsfaktor.

Um die Änderung der Akzeptanz bezüglich der Wahl des Fragmentationsparameters ϵ zu untersuchen, sind sämtliche Rechnungen unter ansonsten gleichen Bedingungen für $\epsilon = 0.06$ wiederholt worden. In der Tabelle 10.2 sind alle Resultate zusammengefasst. Der sichtbare Anteil des Wirkungsquerschnitts wird durch die Wahl von $\epsilon = 0.06$ gegenüber $\epsilon = 0.02$ im Mittel um etwa 18 % verringert.

Photonstrukturfunktion: GRV-G-HO				
$\epsilon = 0.06, \mu_F = 0.5\mu_0$				
m_c in GeV	STRF Proton	$\mu_R = 1/2\mu_0$	$\mu_R = \mu_0$	$\mu_R = 2\mu_0$
1.2	GRV-HO	7.8	9.2	9.9
1.5	GRV-HO	9.9	10.9	11.4
1.8	GRV-HO	12.1	12.9	13.2

Tabelle 10.3: Berechnete Werte der Akzeptanz in % für verschiedene Massen des Charm-Quarks und unterschiedliche Renormierungsskalen

In allen bisherigen Rechnungen blieb eine mögliche Variation der Faktorisierungsskala unberücksichtigt, da die meisten Strukturfunktionen nur bis zu einem minimalen Impulsübertrag von $Q^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$ verfügbar sind. Die Parametrisierung GRV-HO erlaubt jedoch einen Einsatz bis hinunter zu $Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ und kann deshalb bei einer Faktorisierungsskala von $\mu_F = 0.5\mu_R$ eingesetzt werden¹. In der Tabelle 10.3 sind die zugehörigen Ergebnisse für die Berechnung der Akzeptanz dargestellt. Die Änderung der Akzeptanz gegenüber einer Faktorisierungsskala von $\mu_F = 2\mu_0$ ist vor allem bei der Masse von 1.2 GeV für das Charm-Quark groß. Sie beträgt bis zu 35 % und verringert sich mit steigenden Werten von m_c .

Letztlich bliebe noch die Möglichkeit, die Photonstrukturfunktion zu variieren. Bisher wurden alle Berechnungen mit der Parametrisierung GRV-HO durchgeführt. Im Gegensatz zu der großen verfügbaren Anzahl an verschiedenen Parametrisierungen für die Partonverteilungen im Proton sind für das Photon nur wenige Strukturfunktionen verfügbar. In Veröffentlichungen der Autoren des FMNR-Programms findet häufig die Parametrisierung LAC1² [2] Verwendung. In Abbildung 10.3 ist die Gluondichte des Photons für drei verschiedene Parametrisierungen dargestellt. Die Größe $G(x_\gamma)$ bezeichnet dabei die Anzahldichte der Gluonen mit dem Impulsbruchteil x_γ im Photon. Gezeigt sind die Parametrisierungen GRV-G-HO, die bei den bisherigen Rechnungen Verwendung fand, GRV-G-LO und die angesprochene LAC1. Hier wird, gegenüber GRV-HO, ein wesentlich höherer Anteil an weichen Gluonen angenommen, was zu einem größeren Wirkungsquerschnitt für die hadronischen Prozesse führt. Die Folge davon ist ein wesentlich kleinerer Wert der Akzeptanz. Alle Parametrisierungen wurden bei einer Skala von $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ ermittelt.

Messungen der Gluondichte im Photon wurden auch im Rahmen des H1-Experimentes

¹siehe dazu auch die Diskussion in [10], Seite 643

²Die korrekte Bezeichnung lautet: „LAC-G Set 1“, in der Literatur hat sich jedoch die Abkürzung „LAC1“ eingebürgert, die nachfolgend auch hier verwendet wird.

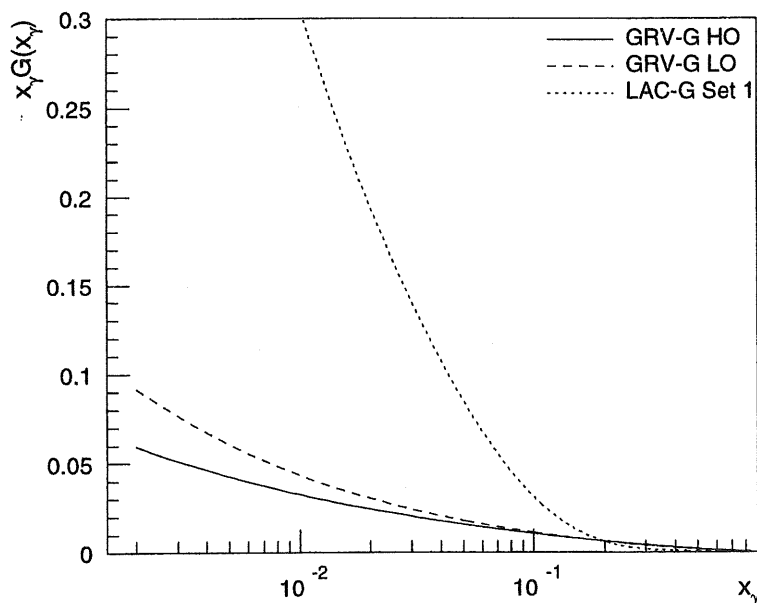


Abbildung 10.3: Parametrisierungen der Gluondichte im Photon

Photonstrukturfunktion: LAC1			
$\epsilon = 0.06, \mu_F = 2\mu_0$			
$m_c = 1.5 \text{ GeV}$	STRF		
Proton	$\mu_R = 1/2\mu_0$	$\mu_R = \mu_0$	$\mu_R = 2\mu_0$
MRSB	5.2	5.9	6.4
MRSA	5.1	6.0	6.5
GRV-HO	5.2	6.1	6.6

Tabelle 10.4: Berechnete Werte der Akzeptanz in % für verschiedene Strukturfunktionen des Protons mit der Photon-Strukturfunktion LAC1.

durchgeführt. Abbildung 10.4 zeigt das Ergebnis einer Analyse, die im Jahre 1995 veröffentlicht wurde [22]. Die Messung kann die Parametrisierung LAC1 zwar nicht mit letzter Gewißheit ausschließen, die Datenpunkte werden allerdings vor allem für kleine Werte von x_γ nur unzureichend beschrieben. Eine wesentlich bessere Beschreibung im gesamten gemessenen Bereich von x_γ liefert die Parametrisierung GRV-LO. Die bei den vorangegangenen Berechnungen der Akzeptanz verwendete Strukturfunktion GRV-G-HO ist, wie in Abbildung 10.3 dargestellt wurde, der Parametrisierung GRV-LO sehr ähnlich und wäre somit ebenfalls in der Lage, die gemessenen Datenpunkte zu beschreiben.

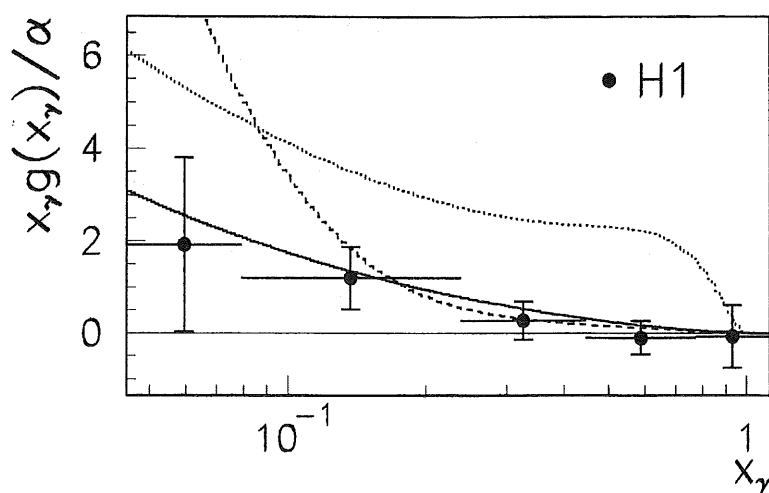


Abbildung 10.4: Die Gluondichte im Photon dividiert durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$ (Daten: Punkte) bei einer Skala von $\langle p_t \rangle = 75 \text{ GeV}^2$. Zum Vergleich sind die GRV-LO (durchgezogene Linie), die LAC1 (gestrichelt) und die LAC3 Parametrisierungen (gepunktet) eingezeichnet (aus [22]).

Der Einfluß, den die Wahl der Strukturfunktion LAC1 auf den berechneten Wert der Akzeptanz hat, ist in Tabelle 10.4 für eine zentrale Charm-Masse von 1.5 GeV verdeutlicht. Gegenüber den Werten, die mit GRV-G-HO berechnet wurden, sinken die Akzeptanzen um etwa 35 %.

Aufgrund der beschriebenen unzureichenden Beschreibung der Gluonverteilung im Photon durch die LAC1-Vorhersage bleiben Akzeptanzen, die mit LAC1 ermittelt wurden bei der Bestimmung des modellabhängigen Fehlers unberücksichtigt.

Aus allen berechneten Akzeptanzen kann abschließend die bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts verwendete Akzeptanz sowie der modellabhängige Fehler angegeben werden. Als zentraler Wert wurde die unter folgenden Bedingungen ermittelte Akzeptanz angenommen:

- Strukturfunktion Proton: GRV-HO
- Strukturfunktion Photon: GRV-G-HO
- Masse des Charm-Quarks: $m_c = 1.5 \text{ GeV}$
- Renormierungsskala: $\mu_R = \mu_0$
- Faktorisierungsskala: $\mu_F = 2\mu_0$
- Fragmentationsparameter: $\epsilon = 0.06$.

10. Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Die Wahl der Proton-Strukturfunktion fiel auf GRV-HO. Die Photon-Strukturfunktion GRV-G-HO ist durch die oben angesprochene Messung der H1-Kollaboration motiviert. Eine Charm-Masse von 1.5 GeV ist aus theoretischer Sicht (siehe dazu [42]) plausibel. Die gewählten Skalen für μ_R und μ_F sowie der Wert des Fragmentationsparameters ϵ folgen den Vorschlägen der Autorengruppe des FMNR-Programms, die z. B. in [14] geäußert wurden.

Als modellabhängiger Fehler wird die größte Abweichung von dem unter o. g. Voraussetzungen berechneten Wert angenommen, der durch alle durchgeführten Variationen erreichbar war.

Damit ergibt sich die Akzeptanz zu

$$A = 9.0\%_{-3.1\%}^{+5.6\%}.$$

Interessant ist in diesem Zusammenhang der Verweis auf die in Abschnitt 9.6 mit einem LO-Monte-Carlo Generator bestimmte Akzeptanz, die bei 9.7 % lag und damit in etwa mit dem Ergebnis der NLO-Rechnungen übereinstimmt.

10.3 Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ für $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$

Nachdem im letzten Abschnitt die Akzeptanz A ermittelt wurde, kann der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ gemäß Gleichung 10.1 berechnet werden.

$$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X) = \frac{\sigma_{vis}}{2BR(c \rightarrow D^{*+})A} \quad (10.1)$$

Lediglich die Größe $BR(c \rightarrow D^{*+})$ ist noch nicht bekannt; sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der aus einem produzierten Charm-Quark ein D^{*+} -Meson erzeugt wird. Der Wert ist von der OPAL-Kollaboration und anderen LEP-Experimenten gemessen worden [43],[37] und liegt bei:

$$BR(c \rightarrow D^{*+}) = 0.26 \pm 0.021.$$

Der Faktor zwei im Nenner resultiert aus der Annahme, daß die Verzweigungsverhältnisse $BR(c \rightarrow D^{*+})$ und $BR(\bar{c} \rightarrow D^{*-})$ gleich sind.

Durch Einsetzen des im vorangegangenen Kapitel ermittelten sichtbaren Wirkungsquerschnitts von $\sigma_{vis}(ep \rightarrow D^{*\pm}X) = 56 \text{ nb}$ ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) = (1.19 \pm 0.36(stat.) \pm 0.23(sys.)_{-0.46}^{+0.63}(mod.)) \mu\text{b}.$$

Der modellabhängige Fehler beschreibt die Unsicherheit der Akzeptanz. Eine Diskussion des Ergebnisses erfolgt im nächsten Kapitel.

10.4 Berechnung des Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts

Wie bereits zu Beginn des Kapitels angekündigt wurde, ist die Umrechnung des Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts auf den zugehörigen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt wichtig, um die Vergleichbarkeit mit den Vorhersagen der QCD und Experimenten bei niedriger Schwerpunktsenergie zu ermöglichen. Aus dem im vorangegangenen Abschnitt bestimmten Wirkungsquerschnitt σ_{ep} kann mit Hilfe der Annahme über den Photonfluß der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ berechnet werden. Bei der Beschreibung des Photonflusses fand eine verbesserte Form der Weizsäcker-Williams-Approximation, die Equivalent Photon Approximation (EPA) [12], [50], Verwendung. Gleichung 10.2 zeigt die mathematische Beschreibung der Näherung.

$$\sigma_{ep}(s) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \cdot \Phi(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(W, Q^2) \quad (10.2)$$

$$\text{mit} \quad \Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{yQ^2} \left[1 + (1-y)^2 - \frac{1m_e^2 y^2}{Q^2} \right] \quad (10.3)$$

Die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems ist mit dem Buchstaben W gekennzeichnet. Die Variable

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y}{1-y}$$

stellt den kleinsten kinematisch möglichen Impulsübertrag dar.

Der Wert von Q_{max}^2 wird entsprechend der vorgelegten Analyse zu 4 GeV^2 gewählt. Dieser Wert ist durch die geometrische Akzeptanz des rückwärtigen Kalorimeters vorgegeben. Mit m_e ist die Masse des Elektrons gekennzeichnet. Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt wird berechnet, indem der Photonfluß Φ aus Gleichung 10.3 zunächst über den bei der Messung verwendeten Bereich von Q^2 integriert wird. Durch die Ausführung der Integration ergibt sich Gleichung 10.4.

$$\Phi(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} + 2m_e^2 y \left(\frac{1}{Q_{max}^2} - \frac{1}{Q_{min}^2} \right) \right] \quad (10.4)$$

Da in jedem Ereignis der Wert von y gemessen wurde, besteht die Möglichkeit einen mittleren Flußfaktor zu bestimmen, indem der Mittelwert

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Phi(y)$$

gebildet wird. Falls die Messung von y in einem Ereignis mit dem Elektron-Tagger erfolgen kann, wird dieser Wert verwendet, da er einen wesentlich kleineren Fehler aufweist als die Messung von y aus dem hadronischen Endzustand.

10. Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Weil das Signal aber nicht frei von Untergrund ist, muß überprüft werden, ob sich der Mittelwert $\bar{\Phi}_u$ der Untergründereignisse von dem Mittelwert $\bar{\Phi}_s$, der aus Ereignissen in der Signalregion gebildet wird, unterscheidet.

Um einen solchen Test durchführen zu können, sind die Ereignisse, die eine nicht erlaubte Ladungskombination enthalten, herangezogen worden.

Zunächst läßt sich $\bar{\Phi}_s$ aus allen Ereignissen, die einen Wert von ΔM aufweisen, der innerhalb einer Umgebung von drei Standardabweichungen um den Mittelwert von ΔM liegt, bestimmen. Dies führt zu $\bar{\Phi}_s = 0.054$. Analog kann $\bar{\Phi}_u$ aus Ereignissen mit verbotenen Ladungskombinationen ermittelt werden. Daraus folgt $\bar{\Phi}_u = 0.058$. Wird der Fehler der Messung von y (0.1) bei der Berechnung des Flußfaktors berücksichtigt, ergibt sich ein Fehler des mittleren Flußfaktors von 0.015. Als Fehler wurde der Mittelwert der Einzelfehler verwendet. Innerhalb dieses Fehlers lassen sich die Werte $\bar{\Phi}_s$ und $\bar{\Phi}_u$ nicht unterscheiden.

Für die Umrechnung des Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts auf den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt wird deshalb ein Flußfaktor

$$\Phi = 0.054 \pm 0.015$$

verwendet.

Mit diesem Flußfaktor ergibt sich mit

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) = \frac{1}{\Phi} \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$$

der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) = (22.0 \pm 6.6(stat.) \pm 7.5(sys.)_{-8.5}^{+11.6}(mod.)) \mu b$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie des γp -Systems von 208 GeV. Die mittlere Schwerpunktsenergie ergibt sich dabei aus dem mittleren gemessenen Wert von y gemäß Gleichung 3.1.

11. Diskussion der Ergebnisse

In der vorgestellten Analyse wurde der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks in der Elektron-Proton-Wechselwirkung bei HERA für $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ ermittelt:

$$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) = (1.19 \pm 0.36(stat.) \pm 0.23(sys.)_{-0.46}^{+0.63}(mod.)) \mu\text{b}.$$

Der Wirkungsquerschnitt wurde von der H1-Kollaboration auch für die tiefunelastische Streuung bestimmt [21]. Dort konnte ein Wert von

$$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X, 10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2) = (17.4 \pm 1.6 \pm 1.7 \pm 1.4) \text{ nb}$$

ermittelt werden.

Wird der kleine Anteil der tiefunelastischen Streuung vernachlässigt, kann der hier bestimmte Wirkungsquerschnitt in guter Näherung als totaler Wirkungsquerschnitt für die Charm-Produktion ohne Einschränkung von Q^2 betrachtet werden.

Eine Auswahl bisheriger Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts für die Charm-Produktion bei HERA sind in Tabelle 11.1 zusammengefaßt. Die statistischen und systematischen Fehler wurden quadratisch addiert.

Veröffentlichung	Kanal / Jahr der Datennahme	$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$
[15] H1	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^- \pi_s^+ / 1993$	$(1082 \pm 941) \text{ nb}$
[25] H1	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^- \pi_s^+ / 1994$	$(941 \pm 160_{-120}^{+142}) \text{ nb}$
[60] ZEUS	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^- \pi_s^+ / 1993$	$(0.45 \pm 0.11_{-0.22}^{+0.37}) \mu\text{b}$
[57] H1	leptonische Zerfälle	$(1400 \pm 750) \text{ nb}$
diese Analyse	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi_s^+ / 1994$	$(1.19 \pm 0.43_{-0.46}^{+0.63}) \mu\text{b}$

Tabelle 11.1: Ergebnisse einiger Analysen zur Bestimmung von $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$

Alle gemessenen Werte sind innerhalb ihrer Fehler miteinander verträglich.

Die Umrechnung des gemessenen Wertes von $\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ in $\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X)$ lieferte einen Wert von

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) = (22.0 \pm 6.6(stat.) \pm 7.5(sys.)_{-8.5}^{+11.6}(mod.)) \mu\text{b}$$

11. Diskussion der Ergebnisse

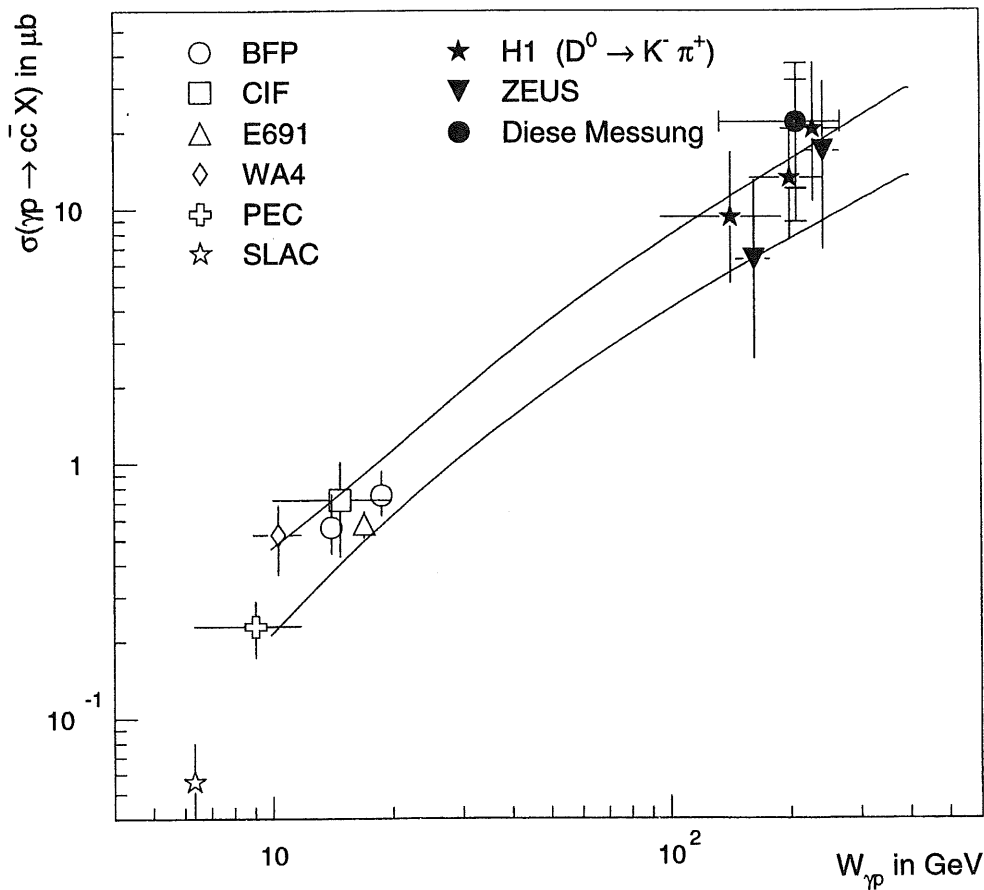


Abbildung 11.1: Vergleich des ermittelten γp -Wirkungsquerschnitts mit den Ergebnissen von Experimenten mit ruhendem Zielmaterial und bisherigen Ergebnissen der Experimente ZEUS und H1. Die eingezeichneten Kurven stellen eine NLO-Vorhersage dar. Die obere Kurve ist die Rechnung für $\mu_R = 1/2\mu_0$, die untere Kurve zeigt das Ergebnis für $\mu_R = 2\mu_0$.

für eine mittlere gemessene Schwerpunktsenergie von 208 GeV. Dieser Wert ist mit NLO-Vorhersagen der QCD, die mit dem FMNR-Programm berechnet wurden, und den Ergebnissen anderer Analysen vergleichbar.

Abbildung 11.1 zeigt den γp -Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems $W_{\gamma p}$. Die eingezeichneten Linien repräsentieren eine NLO-Vorhersage. Für das Proton wurde die Strukturfunktion MRS_G, für das Photon GRV-G-HO zugrunde gelegt. In der Abbildung sind in der Region $W_{\gamma p} \approx 10$ GeV die Ergebnisse von Fixed-Target-Experimenten durch offene Symbole eingezeichnet¹. Für $W_{\gamma p}$ von 100–200 GeV sind Ergebnisse anderer Analysen, die am Speicherring HERA

¹BFP: [6], CIF: [7], E691: [8], WA4: [56], PEC: [45], SLAC: [1]

durchgeführt wurden², sowie der in der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert eingezeichnet. Die inneren Fehlerbalken sind durch die quadratische Addition des statistischen und des systematischen Fehlers entstanden. Für die äußeren Fehlerbalken wurde zusätzlich der modellabhängige Fehler addiert.

Der gemessene Wert stimmt innerhalb seiner Fehler mit den Resultaten der NLO-Rechnungen überein. Er bestätigt die Messung, die von der H1-Kollaboration in dem Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^- \pi_s^+$ durchgeführt wurde.

Insgesamt kann der von den NLO-Rechnungen vorhergesagte Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei wachsender Schwerpunktsenergie eindrucksvoll bestätigt werden.

Für die Zukunft ist durch geplante technische Veränderungen von HERA eine wesentlich größere Luminosität zu erwarten. Damit besteht die Möglichkeit, den statistischen Fehler der Messung deutlich zu reduzieren. Auch der modellabhängige Fehler, der maßgeblich zum Gesamtfehler der Messung beiträgt, kann durch eine größere Anzahl an rekonstruierten D^* -Mesonen verringert werden. Dies kann geschehen, indem differentielle Verteilungen des Wirkungsquerschnitts z. B. $d\sigma/d\eta$ direkt mit den Vorhersagen des FMNR-Programms verglichen werden. Dadurch besteht evtl. die Möglichkeit, die Eingabeparameter der FMNR-Programms auf kleinere Bereiche einzuschränken und so die Modellunsicherheiten zu verringern.

Durch die Erweiterung des H1-Detektors um einen Mikrovertexdetektor, der seit Ende der Datennahme des Jahres 1997 funktionstüchtig und weitgehend kalibriert ist, kann eine deutliche Verbesserung der Rekonstruktion von Ereignissen mit schweren Quarks erwartet werden. Aufgrund der relativ langen Lebensdauer von bottom- und charmtragenden Mesonen besteht die Möglichkeit, ihren sekundären Zerfallsvertex direkt nachzuweisen und so den Untergrund drastisch zu reduzieren.

²H1 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$): [25], ZEUS: [60]

12. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von Charm-Quarks im Rahmen des H1-Experimentes am Speicherring HERA untersucht. Dazu wurde der Nachweis von $D^{*\pm}$ -Mesonen, die in der Elektron-Proton-Wechselwirkung bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV entstehen, verwendet. Bei der Rekonstruktion der D^* -Mesonen kam der Zerfallskanal

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow \overline{K}_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+$$

zum Einsatz. Das K_S^0 konnte über seinen sekundären Vertex nachgewiesen werden. Verschiedene Kriterien zur Auswahl einer Spurhypothese wurden untersucht und miteinander verglichen. Dabei zeigte sich, daß es sinnvoll ist, aus einer Kette von Spurhypothesen jeweils die beste primäre und die beste sekundäre Hypothese auszuwählen. Es konnte gezeigt werden, daß es möglich ist, mit nur drei Schnittparametern eine wirkungsvolle Unterdrückung des Untergrundes im Signal von K_S^0 -Mesonen zu erreichen. Die erzielte Reinheit des Signals reichte aus, um etwa 180 D^* -Mesonen in den Daten des Jahres 1994 zu rekonstruieren. Auch in den Daten der Jahre 1995 und 1996 gelang der Nachweis von D^* -Mesonen.

Die Rekonstruktionseffizienz der Analyse wurde anhand von Monte-Carlo Ereignissen bestimmt. Der Wert für die Triggereffizienz ist allein aus den H1-Daten ermittelt worden. Mit Hilfe dieser Effizienzen ist ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen von

$$\sigma(ep \rightarrow D^{*\pm} X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2, p_t > 1.4 \text{ GeV}, |\eta| < 1) = 56 \text{ nb} \pm 17 \text{ nb}(\text{stat.}) \pm 10 \text{ nb}(\text{sys.})$$

gemessen worden.

Aus detaillierten Studien, die mit Hilfe des FMNR-Programms durchgeführt worden sind, konnte die Akzeptanz der Analyse ermittelt werden, die die Extrapolation des sichtbaren Wirkungsquerschnitts auf den totalen Wirkungsquerschnitt der Charm-Produktion erlaubt. Durch die Variation der Renormierungsskala, der Faktorisierungsskala, der Masse des Charm-Quarks, des Fragmentationsparameters und der Strukturfunktion des Protons konnte der modellabhängige Fehler bestimmt werden. Die Extrapolation ergab einen totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks in der Elektron-Proton-Streuung von

$$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X, Q^2 < 4\text{GeV}^2) = (1.19 \pm 0.36(stat.) \pm 0.23(sys.)_{-0.46}^{+0.63}(mod.)) \mu\text{b}.$$

Mit Hilfe des Photonflußfaktors konnte dieser Wert in einen Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Charm-Quarks in der Photon-Proton-Wechselwirkung bei einer gemessenen Schwerpunktsenergie von 208 GeV umgerechnet werden.

Der ermittelte Wert beträgt

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) = (22.0 \pm 6.6(stat.) \pm 7.5(sys.)_{-8.5}^{+11.6}(mod.)) \mu\text{b}$$

und stimmt im Rahmen der Fehler mit anderen Messungen der H1- und der ZEUS Kollaboration überein.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des Speicherrings HERA	9
2.2	Der H1-Detektor	10
2.3	Seitenansicht des Spurkammersystem	12
2.4	Radialansicht des zentralen Spurkammersystems	13
2.5	Luminositätsdetektor des H1-Experimentes	14
2.6	Sekundäre Vertices	17
3.1	Feynmangraph für den Born-Term in der tiefunelastischen Streuung	21
3.2	Feynmangraphen zur Charm-Quark Erzeugung	26
3.3	Zerfälle von D -Mesonen	28
4.1	Funktionsweise eines Monte-Carlo-Generators	30
4.2	Peterson-Fragmentationsfunktion für c -Quarks	32
4.3	Integrierte Luminosität der Jahre 1992-1997	36
5.1	Untersuchter Zerfallskanal	38
5.2	D^* -Mesonen	40
6.1	Verteilung von χ^2 und $\Delta(1/p_t)$	42
6.2	K_s^0 -Signale für verschiedene Jahre und Spurauswahlkriterien	44
6.3	Topologien an einem sekundären Vertex	45
7.1	Verteilung der radialen Spurlänge	49
7.2	Effizienz und Verhältnis von Signal zu Untergrund in Abhängigkeit von der radialen Spurlänge	50
7.3	Darstellung von $ptvsk03$	51
7.4	Effizienz und Verhältnis von Signal zu Untergrund in Abhängigkeit von $ptvsk02$	53
7.5	Verteilung der Größe r_0	54
7.6	Effizienz und Verhältnis von Signal zu Untergrund in Abhängigkeit von dem radialen Zerfallsort	55
7.7	Ergebnis der kombinierten Anwendung aller Einschränkungen für neutrale Kaonen	56

7.8	Verteilung der Größe q .	59
7.9	Signale von $D^{*\pm}$ Mesonen in H1-Daten	60
7.10	Signale von $D^{*\pm}$ Mesonen in Monte-Carlo Ereignissen	61
7.11	Signale von D^0 -Mesonen in H1-Daten	62
7.12	D^* -Signal für das Jahr 1995	62
7.13	D^* -Signal für das Jahr 1996	63
8.1	Akzeptanz des Elektron-Taggers während der Datennahme im Jahr 1994	66
8.2	Korrelation zwischen y_{had} und y_{etag} bzw. y_{mc}	68
9.1	Verteilung der z -Position des primären Ereignisvertex	71
9.2	Signale von $D^{*\pm}$ Mesonen in H1-Daten	76
9.3	Rekonstruktionseffizienz und Verteilung des transversalen Impulses von D^* -Mesonen	78
10.1	Vergleich zwischen generiertem und rekonstruiertem p_t des $D^{*\pm}$	83
10.2	Ergebnisse der FMNR-Rechnungen	85
10.3	Parametrisierungen der Gluondichte im Photon	90
10.4	Gluondichte im Photon	91
11.1	Vergleich des ermittelten γp -Wirkungsquerschnitts mit Ergebnissen anderer Experimente.	96

Tabellenverzeichnis

1.1	Übersicht der Fermionen des Standardmodells	6
1.2	Übersicht der Bosonen des Standardmodells	7
2.1	Zusammenfassung der technischen Daten des H1-Detektors.	20
3.1	Grundzustände charmtragender Mesonen	27
5.1	Verzweigungsverhältnisse des untersuchten Zerfallskanals	39
5.2	Massen aller beteiligten Teilchen	39
6.1	Anzahl der gefundenen K_s^0 pro pb^{-1}	45
6.2	Vergleich unterschiedlicher Auswahlkriterien	46
7.1	Bereiche und Schrittweiten der Optimierung	56
7.2	Ergebnisse der Optimierung	57
9.1	Wirkungsquerschnitte der Charm- und Bottom-Produktion.	79
9.2	Vergleich der Akzeptanzen zwischen Charm- und Bottom-Ereignissen. . .	80
10.1	Akzeptanz für $\epsilon = 0.02$	87
10.2	Akzeptanz für $\epsilon = 0.06$	88
10.3	Akzeptanz für $\mu_F = 0.5\mu_0$	89
10.4	Akzeptanz mit der Photon-Strukturfunktion LAC1	90
11.1	Ergebnisse einiger Analysen zur Bestimmung von $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$	95

Literaturverzeichnis

- [1] K. Abe et al., *Phys. Rev.* D30 (1984) 1
- [2] H. Abramowicz, K. Charcula, A. Levy, *Parametrization of parton distributions in the photon*, *Phys. Lett.* B269 (1991) 458–464
- [3] U. Bassler, G. Bernardi, *H1KINE: Reconstruction of kinematic variables inside H1REC: User's Guide*, H1 Software Note, Nummer 51, Mai 1995
- [4] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger* H1–Note H1-05/96-479
- [5] H.-U. Bengtsson and T. Sjöstrand, *Computer Physics Commun.* 46 (1987) 43
- [6] BFP Kollaboration, *Cross-Section Measurements for Charm Production by 209-GeV Muons*, *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980) 682
- [7] CIF Kollaboration, *Evidence for the High-Energy Photoproduction of Charmed Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 414
- [8] E691 Kollaboration, *Photon-Gluon-Fusion Analysis of Charm Photoproduction*, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 2503
- [9] E. K. Ellis, P. Nason, *QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks*, *Nuclear Physics* B312 (1989) 551–570
- [10] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Total cross sections for heavy flavour production at HERA*, *Phys. Lett.* B348 (1995) 633–645
- [11] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Heavy-Quark Production* CERN-TH/97-16, hep-ph/9702287
- [12] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Improving the Weizsäcker-Williams Approximation in Electron-Proton Collisions* CERN-TH 7032/93, GeF-TH-18/93
- [13] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Heavy-quark correlations in photon-hadron collisions*, *Nucl. Phys.* B412 (1994) 225–259

- [14] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Differential Distributions for Heavy Flavour Production at HERA* CERN-TH-5/1995
- [15] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, DESY FH1T-94-02
- [16] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Parton structure of the photon beyond the leading order*, Phys. Rev. D45,11 (1992) 3986
- [17] Johann Wolfgang Goethe, Faust, Der Tragödie erster Teil, Verse 672–675
- [18] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc., New York 1987
- [19] G. Grindhammer, *Monte Carlo Generators for ep Physics*, Proceedings des Workshops *Physics at HERA* Vol.3 (1991) 1153
- [20] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag 1993, ISBN 3-411-16571-5
- [21] H1-Kollaboration, *Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA*, Z. Phys. C72 (1996) 593–605
- [22] H1-Kollaboration, *Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and Photon Structure*, Nucl. Phys. B 455 (1995) 195–215
- [23] H1-Kollaboration, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. B497 (1997) 3–28
- [24] H1-Kollaboration, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$* , Nucl. Phys. B439 (1995) 471
- [25] H1-Kollaboration, *Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons in Elektron-Proton Collisions at HERA*, Nucl. Phys. B427 (1996) 32–51
- [26] H1-Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997) 310–347, Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997) 348–396
- [27] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, Inc., 1984
- [28] HERA-B Collaboration (P. Krizan et al.), *HERA-B, an experiment to study CP violation at the HERA proton ring using an internal target*, Nucl. Instrum. Meth. A351 (1994) 111–131
- [29] HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY-PRC 93/06 (1993)
- [30] R. Hofstadter, R. W. McAllister, *Electron Scattering from the Proton*, Phys. Rev. 98, 217 (1955)

- [31] R. Hofstadter, R. W. McAllister, *Electron Scattering of 188-Mev Electrons from the Proton and the Alpha Particle*, Phys. Rev. 102, 851 (1956)
- [32] I.S. Hughes, *Elementary Particles*, Cambridge University Press, 1991
- [33] G. Ingelmann, J. Rathsman, G.A. Schuler, DESY 96-058, April 1996
- [34] K. Johannsen, *Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector*, DESY FH1-96-01
- [35] L. M. Jones, H. W. Wyld, *Charmed-particle production by photon-gluon fusion*, Phys. Rev. D, Volume 17.3 1978,759-764
- [36] private Mitteilungen, 1996
- [37] LEP-Experimente (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), *Combining Heavy Flavoured Electroweak Measurements at LEP* Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A378 (1996) 101-115
- [38] S. Levonian, A. Panitch, *Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data*, H1-Note H1-09/95-454
- [39] S. Levonian, *H1-interne Mitteilung*,
URL:<http://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ilumi/H1LUMI.PREC94.PS>
- [40] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour, L. Stanco, *Computer Phys. Commun.* 67 (1992) 465
- [41] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts, *Parton Distributions for low Q^2* , RAL-94-104, 1994
- [42] S. Narison, *Heavy Quark Mass in the \overline{MS} Scheme: Revisited*, Phys. Lett. B197 (1987) 405
- [43] OPAL Kollaboration, *A Measurement of the Production of $D^{*\pm}$ Mesons on the Z^0 Resonance*, Z. Phys. C67 (1995) 27-44
- [44] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physical Review D, Particles and Fields, Volume 54, Number 1, New York 1996
- [45] PEC Kollaboration, *Cross Sections and some Features of Charm Photoproduction at γ Energies of 20 - 70 GeV*, Phys. Lett. B187 (1987) 437
- [46] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Phys. Rev. D27(1983) 105
- [47] H. Plochow-Besch PDFLIB : Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_2 Calculations, Users Manual, CERN-PPE 1995.03.15

- [48] J. Riedelberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers* H1-Note H1-01/95-419
- [49] M. Rietz, *Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der D_s^\pm und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1*, Dissertation, PITHA 5/95, Aachen 1995
- [50] A. Rostovtsev, V. Soloshenko *Corrections to the Weizsäcker-Williams Approximation of Photon Flux in ep Collisions* H1-Note, H1-08/93-309
- [51] N. Sahlmann, *Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm am H1-Detektor*, Dissertation, PITHA 94/32, Aachen 1994
- [52] F. Sefkow, *Heavy Flavour Production at HERA*, H1-Note H1-5/96-480
- [53] T. Sjöstrand, CERN-TH.7112/93, December 1993 (revised July 1994)
- [54] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *Computer Physics Commun.* 43 (1987) 367
- [55] P. Uelkes, *Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, PITHA 96/35, Aachen 1996
- [56] WA4 Kollaboration, *Photoproduction of Charmed D Mesons at γ Energies od 40 – 70 GeV*, *Phys. Lett.* B94 (1980) 113
- [57] A. Wagener, *Leptonische Zerfälle von Hadronen mit Charm im H1-Experiment*, Dissertation, PITHA 96/36, Aachen 1996
- [58] C.F. v. Weizsäcker, *Z. Phys.* 88 (1934) 612
E.J. Williams, *Phys. Rev.* 45 (1934) 729
- [59] B.H. Wiik, *Hera Status* Proceedings of the Workshop “Physics at HERA“, Hamburg 1991
- [60] ZEUS Kollaboration, *Study of $D^{*(2010)^\pm}$ Production in ep Collisions at HERA*, DESY 95-013, Februar 1995

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut sowie Herrn Prof. W. Braunschweig für die Übernahme des Korreferates.

Weiterhin bedanke ich mich bei Dorothee Emmrich, Dr. Herbert Gräßler, Irene Merk, Peer-Oliver Meyer, Andrea Pichler und Dr. Peter Uelkes, die diese Arbeit korrekturgelesen haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen des III. Physikalischen Institutes in Aachen und in Hamburg für die vielen hilfreichen Diskussionen und das angenehme Arbeitsklima. Besonders hervorzuheben sind hier meine Aachener Mitstreiter im H1-Experiment Dr. Jan Theißen, Dr. Peter Uelkes und Dr. Patrick Palmen.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. R. Steinberg, der für die verwendete Rechnerumgebung in Aachen verantwortlich ist. Erst durch den sehr zuverlässigen Betrieb der vorhandenen Rechner sowie die bedarfsgerechte Bereitstellung von Speichermedien wurden die zahlreichen Simulationsrechnungen ermöglicht.

Meine Tätigkeit am III. Physikalischen Institut, die zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit geführt hat, wurde finanziell durch ein Doktoranden-Stipendium im Rahmen des Graduiertenkollegs „Starke und elektroschwache Wechselwirkungen bei hohen Energien“ gefördert.

Bildungsgang

- 30.6.1966 geboren in Marl als Sohn von Horst Pawletta und Christa Pawletta, geb. Jülke
- 8/1972 – 7/1976 Besuch der Gemeinschaftsgrundschule Drewer-Süd in Marl
- 8/1976 – 6/1982 Besuch der Ernst-Immel-Realschule in Marl, Abschluß: Mittlere Reife
- 7/1982 – 6/1985 Besuch des Albert-Schweitzer-Gymnasiums in Marl, Abschluß: Allgemeine Hochschulreife
- 12/1985 – 7/1987 Zivildienst in der Sozialstation der katholischen Kirchengemeinde St. Heinrich in Marl
- 10/1987 Beginn des Studiums der Physik an der RWTH Aachen
- 1/1993 – 8/1994 Anfertigung der Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B, im Rahmen der H1-Kollaboration
- 3/1995 Abschluß der Diplomprüfung in Physik an der RWTH Aachen mit der Erlangung des Grades „Diplom-Physiker“
- seit 4/1995 Anfertigung der Dissertation am III. Physikalischen Institut; gefördert durch ein Stipendium des Graduiertenkollegs „Starke und elektroschwache Wechselwirkungen bei hohen Energien“