



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 99/38

Dezember 1999

Studien zur Rekonstruktion
des D^\pm -Zerfalls
am H1-Experiment bei HERA

Markus Axer

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Studien zur Rekonstruktion
des D^\pm -Zerfalls
am H1-Experiment bei HERA

von
Markus Axer

Diplomarbeit in PHYSIK

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Oktober 1999

angefertigt im

III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. G. Flügge

Zusammenfassung

Der Speicherring HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg ermöglicht im Rahmen des H1-Experiments die Untersuchung *charmtragender* Teilchen, im Speziellen der geladenen *D*-Mesonen. Diese durch Boson-Gluon-Fusionsprozesse erzeugten Teilchen zerfallen mit einem Verzweigungsverhältnis von 2.89 % in $\bar{K}^0\pi^+$ bzw. $K^0\pi^-$. Mit Hilfe des Folgezerfalls der kurzlebigen Kaonkomponente K_S^0 in zwei entgegengesetzt geladene Pionen (zu 68.61 %) lassen sich die invariante Masse der Kaonen und letztlich der geladenen *D*-Mesonen bestimmen. Für die Jahre 1996 und 1997 konnte in den endgültigen Massenverteilungen jeweils ein deutliches D^\pm -Signal gefunden werden.

Abstract

The H1 detector at the HERA storage ring situated at the DESY laboratory in Hamburg allows the analysis of *charmed* mesons, in particular the charged *D* mesons, which are produced via boson gluon fusion processes. 2.89 % of the D^\pm mesons decay into $\bar{K}^0\pi^+$ or $K^0\pi^-$ respectively. The short lived kaon K_S^0 itself decays into two oppositely charged pions with a probability of 68.61 %. The invariant mass method was used to reconstruct the kaons and finally the charged *D* mesons. Based on data from 1996 and 1997 the analysis succeeded in finding a D^\pm signal for the studied decay chain.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Gliederung und allgemeine Anmerkungen	2
1.2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2	Teilchenphysik bei HERA	6
2.1	Der Speicherring HERA	6
2.2	Das H1-Experiment	9
2.2.1	Die Teilsysteme des H1-Detektors	9
2.2.2	Die Datenverarbeitung bei H1	19
2.3	Die Ereignisrekonstruktion	20
2.3.1	Die Parametrisierung einer Spur	21
2.3.2	Das Prinzip der Spurrekonstruktion	23
2.3.3	Die Vertexrekonstruktion	23
3	Streuprozesse bei H1	25
3.1	Kinematische Variablen	25
3.2	Die Elektron-Proton-Streuung	26
3.3	Tiefunelastische Streuung und Photoproduktion	27
3.4	Die Erzeugung schwerer Quarks	28
4	Allgemeine Aspekte des Zerfallskanals	31
4.1	Der Zerfallskanal	31
4.2	Strategie zur D^\pm -Rekonstruktion	34
5	Die Auswahl der Spurhypothesen	36
5.1	Hypothesenketten	36
5.2	Spurqualität und Hypothesenauswahl	38

6	Die Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen	42
6.1	Teilchenidentifikation	42
6.1.1	Die Schnittkurven-Methode	45
6.1.2	Die Likelihood-Methode	46
6.2	Rekonstruktion und Schnittgrößen	48
6.2.1	Der Transversalimpuls	50
6.2.2	Die Trefferzahl	51
6.2.3	Der Querimpuls	52
6.2.4	Radialer Vertexabstand und radiale Spurlänge	54
6.2.5	Der topologische Winkel	54
6.2.6	Anpassungsfunktion für die K_S^0 -Massenverteilung	57
6.3	Vergleich der Bewertungskriterien	60
7	Das D^\pm-Signal für Monte Carlo-Daten	63
7.1	Der Monte Carlo-Generator AROMA 2.2	65
7.2	Der erstellte Monte Carlo-Datensatz	66
7.3	Die D^\pm -Rekonstruktion	68
7.4	Die Optimierung der Schnitte	71
7.4.1	Profil-Histogramme	72
7.4.2	Das Kriterium <i>GÜTE</i>	75
7.5	Die Auswirkungen der gefundenen Schnitte	77
8	Die Rekonstruktion der D^\pm-Mesonen	79
8.1	Die Datenanalyse des Jahres 1997	79
8.2	Die Datenanalyse des Jahres 1996	86
9	Zusammenfassung und Ausblick	91
	Abbildungsverzeichnis	94
	Tabellenverzeichnis	96
	Literaturverzeichnis	97
	Danksagung	

Kapitel 1

Einleitung

Ausgehend von den Lehren Epikurs, entwarf schon der Römer Lukrez etwa ein halbes Jahrhundert v.Chr. eine Philosophie, in deren Mittelpunkt die Theorie der Atome steht. In seinen Ausführungen in „Von der Natur“ ([Luk91]) heißt es:

*„Körper zerfallen nun teils in Urelemente der Dinge,
Teils in das, was entsteht durch Verbindung der Urelemente.
Aber die Urelemente sind allen Gewalten zum Trotze
Unvertilgbar. Sie schützt ihr undurchdringlicher Körper.“*

Sicherlich entsprechen die philosophischen Lehrsätze des Lukrez längst nicht mehr dem wissenschaftlichen Denken dieses Jahrhunderts, aber dennoch enthalten sie aus der heutigen Sicht eine interessante Aussage über die Eigenschaft der sichtbaren und unsichtbaren Materie: *sie besitzt eine Unterstruktur.*

Im Laufe der Jahre hat sich das Bild von der Struktur der Materie bzw. den oben angesprochenen „Urelementen“ stark verändert. Durch die zunehmenden technischen Entwicklungen in diesem Jahrhundert konnte nicht nur eine Atomstruktur nachgewiesen werden, sondern sogar die Unterstruktur der Kernbausteine. Ein spezieller Zweig der Physik, die Elementarteilchenphysik, versucht die Materie auf subatomarem Niveau mit Hilfe leistungsfähiger Beschleuniger zu untersuchen und zu verstehen. Ihre Ergebnisse sind unter Berücksichtigung theoretischer Aspekte im sogenannten *Standardmodell* zusammengefaßt.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im weitesten Sinne mit der Struktur der Materie, dem Aufbau des Protons. Im Speziellen widmet sie sich der Untersuchung schwerer Quarks, insbesondere der *charm*-Quarks, die in Elektron-Proton-Kollisionen produziert werden.

Der Mechanismus ihrer Erzeugung ermöglicht dabei einen direkten Einblick in die Protonstruktur.

Die in dieser Analyse verwendeten Daten sind das Resultat der Datennahme im Rahmen des H1-Experiments innerhalb des Teilchenbeschleunigers HERA¹ am Forschungszentrum DESY² in Hamburg.

1.1 Gliederung und allgemeine Anmerkungen

Die vorliegende Analyse umfaßt insgesamt neun Kapitel. Die ersten drei Abschnitte dienen der Einführung wichtiger Grundlagen bezüglich der betrachteten Physik sowie der Vorstellung des H1-Experiments. Dabei steht die verwendete Detektorkomponente, die zentrale Spurkammer, mitsamt ihrer Datenauslese und -rekonstruktion im Vordergrund.

Nach der Vorstellung des untersuchten Zerfallskanals im vierten Kapitel, werden die einzelnen Schritte und Methoden zur Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen präsentiert. Ausgehend von allgemeinen Spuruntersuchungen (Kapitel 5), gelangt man sukzessive über die Teilchenidentifikation zu den neutralen, kurzlebigen Kaonen in Kapitel 6 und letztlich zu den geladenen D -Mesonen auf Monte Carlo Ebene (Kapitel 7) bzw. für reale Daten (Kapitel 8). Mit der Zusammenfassung und einem Ausblick hinsichtlich weiterer interessanter Aspekte des Zerfallskanals schließt die Ausarbeitung mit Kapitel 9.

Zum besseren Verständnis dieser Arbeit sollen die folgenden Bemerkungen beitragen: Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Einheit und die Bezeichnung einer physikalischen Größe sowie neue Definitionen stets kursiv gedruckt.

Die Einheiten aller Impulse, Energien und Massen werden dimensionsgleich in $eV = 1.602 \cdot 10^{-19} J$ angegeben. Dies ist auf das in der Teilchenphysik häufig verwendete *natürliche* Einheitensystem zurückzuführen, in dem alle Geschwindigkeiten in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit und Wirkungen in Vielfachen von \hbar dargestellt werden. Eine derartige Beschreibung erhält man durch die Wahl von $\hbar = 1$ und $c = 1$.

In dieser Analyse werden Dezimalstellen durch einen Punkt vom ganzzahligen Anteil einer Dezimalzahl getrennt. Dies entspricht der internationalen Schreibweise.

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

²Deutsches Elektronen-SYNchrotron

1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Beschreibung der Physik bei HERA und H1 (Kapitel 2 und 3) erfolgt im Rahmen des *Standardmodells* der Elementarteilchenphysik. Es handelt sich hierbei nicht um eine vollständige Theorie, sondern um ein Modell, das den aktuellen Wissensstand über den Aufbau der Materie und die inneren Wechselwirkungen in geschlossener Form zu beschreiben sucht. Dabei konnte bislang die Gravitationskraft nicht in eine Vereinheitlichung einbezogen werden. Die folgenden Ausführungen geben einen kurzen Überblick über die Prinzipien des Standardmodells, wobei für eine detaillierte Einführung dieses Themas auf die Lehrbücher [Ber92] oder [Per90] verwiesen sei.

Es sind vor allem die beiden Quantenfeldtheorien der elektroschwachen (*GSW-Theorie*³) und der starken Wechselwirkung (*QCD*⁴), die in das Standardmodell eingehen.

Im aktuellen Bild der Teilchenphysik gibt es zwei Klassen fundamentaler Bausteine der Materie, die Leptonen l und die Quarks q . Zu jedem der Teilchen existiert stets ein Antiteilchen, wobei ein Antiquark mit dem Symbol \bar{q} dargestellt wird. Wegen ihres Spins von der Größe des halben Planckschen Wirkungsquantums zählt man diese Teilchen zu den Fermionen. Leptonen nehmen lediglich an der elektroschwachen Wechselwirkung teil, während Quarks auch von der starken Kraft beeinflusst werden.

Ihren elektroschwachen Eigenschaften entsprechend, teilt man sowohl Leptonen als auch Quarks in drei Familien oder Generationen von Dubletts ein. Das Lepton-Dublett ist stets aus einem geladenen Teilchen (Elektron, Myon oder Tau) und seinem assoziierten Neutrino aufgebaut. Die sechs Quarks werden *up*, *down*, *strange*, *charm*, *top* und *bottom* genannt. Ihre Einteilung in Generationen und weitere Eigenschaften der fundamentalen Fermionen sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Betrachtet man die starke Wechselwirkung der Quarks, so gelangt man zu einer Eigenschaft, die als *Farbladung* bezeichnet wird. Diese kann die drei Zustände rot, grün, blau (und deren Anti-Farben) annehmen. In Analogie zur Optik läßt sich so der Begriff *farblos* definieren: nur Quarkverbindungen aus drei Quarks aller Farbladungen oder zwei Quarks aus einer Farbe und ihrer Antifarbe sind farbneutral und können als isolierte Teilchen beobachtet werden.

³Glashow-Salam-Weinberg-Theorie; sie vereinheitlicht die *QED* (Quanten-Elektrodynamik) und die schwache Wechselwirkung.

⁴Quanten-Chromo-Dynamik

Diese Kombinationen stellen die bekannten Hadronen - unterteilt in Baryonen (qqq -Systeme) und Mesonen ($q\bar{q}$ -Systeme) - dar.

Fermion	Symbol	Generation	M [MeV]	Ladung [e]
Lepton				
	l			
Elektron	e^-	1	0.511	-1
e -Neutrino	ν_e	1	<0.000015	0
Myon	μ^-	2	105.66	-1
μ -Neutrino	μ_ν	2	<0.19	0
Tau	τ^-	3	1777.1	-1
τ -Neutrino	ν_τ	3	<18.2	0
Quark				
	q			
<i>up</i>	u	1	3.25 ± 1.75	+ 2/3
<i>down</i>	d	1	6 ± 3	- 1/3
<i>charm</i>	c	2	1200 ± 200	+ 2/3
<i>strange</i>	s	2	115 ± 55	- 1/3
<i>top</i>	t	3	173800 ± 52000	+ 2/3
<i>bottom</i>	b	3	4250 ± 150	- 1/3

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Fermionen in der Übersicht. Die Massen wurden [PDG98] entnommen.

Das Potential der starken Wechselwirkung beinhaltet zwei wesentliche Aspekte der Quarkbindung in Hadronen. Für extrem kleine Abstände verhalten sich Quarks wie quasifreie Teilchen (*asymptotische Freiheit*). Zwischen ihnen wirkt ein Potential vom Typ des Coloumb-Potentials $\sim \alpha_s(r)/r$, wobei α_s die sogenannte *laufende Kopplungskonstante*⁵ der starken Wechselwirkung darstellt.

Bei großen Abständen bildet das Kraftfeld zwischen zwei Quarks die Form einer Flußröhre aus und geht in ein lineares Potential mit der Eigenschaft des *Quark-Einschlusses*⁶ über. Wenn die Flußröhre zwischen den Farbladungen bricht, bildet sich ein neues $q\bar{q}$ -Paar aus dem Vakuum. Die beiden entstandenen Bruchstücke sind keine isolierten Quarks, sondern wieder farbneutrale Mesonen. Dieser Vorgang ist unter der Bezeichnung *Fragmentation* oder *Hadronisierung* bekannt.

⁵ α_s erhält diese Bezeichnung aufgrund seiner Abhängigkeit von r bzw. Q^2 (siehe Kapitel 2).

⁶Engl.: quark confinement

In der Quantenfeldtheorie werden Wechselwirkungen durch den Austausch von *Bosonen*, Teilchen mit ganzzahligem Spin, beschrieben. Für die elektroschwache Kraft sind dies die neutralen Bosonen γ und Z^0 sowie die geladenen W^\pm -Bosonen. Die Übermittler der starken Kraft sind die masselosen Gluonen, von denen es acht verschiedene Zustände gibt, welche aus Farben und Antifarben zusammengesetzt sind.

Eine Auflistung der Austauschbosonen ist in Tabelle 1.2 gegeben. Aus Gründen der Vollständigkeit ist in dieser Tabelle auch das Graviton als (potentielles) Austauscheteilchen der Gravitation aufgeführt. Die hierbei angegebene Masse entspricht dem theoretisch erwarteten Wert.

Boson	Symbol	Wechselwirkung	M [GeV]	Ladung [e]
Photon	γ	elektromagnetisch	$< 2 \cdot 10^{-25}$	$< 5 \cdot 10^{-30}$
Z-Boson	Z^0	schwach	91.187 ± 0.007	0
W-Bosonen	W^\pm	schwach	80.41 ± 0.10	± 1
Gluon	g	stark	0	0
Graviton	G	Gravitation	0	0

Tabelle 1.2: Die Austauschbosonen in der Übersicht. Die Massenangaben stammen aus [PDG98].

Ein weiterer Aspekt des Standardmodells ist die Erzeugung der Massen der Vektorbosonen Z^0 und W^\pm . Der Theorie zufolge erhalten sie ihre Massen über den Higgs-Mechanismus durch spontane Symmetriebrechung. Dabei spielt das Higgs-Boson⁷ als Vermittler eine zentrale Rolle. Darauf soll allerdings an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden.

Die Vorhersagen des Standardmodells konnten bislang in zahlreichen Experimenten mit beeindruckender Genauigkeit bestätigt werden. Dennoch bleibt dieses Modell unbefriedigend, da es zentrale Fragen *nicht* zu erklären vermag: Wie werden Massen erzeugt? Woher stammt die große Anzahl freier, experimentell zu bestimmender Parameter? Warum lassen sich nicht alle Wechselwirkungen vereinheitlichen? Welche Rolle spielt dabei die Gravitation? Aus welchem Grunde gibt es genau drei Generationen von Quarks und Leptonen?

⁷Es führt den Namen des englischen Theoretikers P.W. Higgs. Bislang entzog sich dieses Teilchen allerdings der Beobachtung (wahrscheinlich aufgrund seiner großen Masse).

Kapitel 2

Teilchenphysik bei HERA

Die Streuung von Elementarteilchen an Nukleonen bei einer hohen Schwerpunktsenergie \sqrt{s} gestattet einen „Blick“ in die Struktur dieser Kernbausteine. Hierzu muß man in Größenordnungen von weniger als 10^{-18} m vordringen. Die erreichbare Ortsauflösung Δx in Beschleuniger-Streuexperimenten ist direkt vom negativen Quadrat des Viererimpulsübertrags (Q^2) der Austauscheteilchen abhängig:

$$\Delta x \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}}. \quad (2.1)$$

Aus der Stoßkinematik (Abschnitt 3.1) ergibt sich zusätzlich ein proportionaler Zusammenhang zwischen dem Quadrat der Schwerpunktsenergie und Q^2 , so daß eine hohe Ortsauflösung mit einer hohen Schwerpunktsenergie korrespondiert.

Die fortschreitende Entwicklung zur Beschleunigung geladener Teilchen seit der Inbetriebnahme des van de Graaffschen Potentialbeschleunigers im Jahre 1931 trugen dazu bei, die Hochenergiephysik zu entwickeln. Mit zunehmenden Schwerpunktsenergien konnte somit der Weg zum Verständnis des Materieaufbaus geebnet werden. Einen der modernsten Hochenergiebeschleuniger stellt der Speicherring HERA dar, konzipiert mit dem Ziel, Einblicke in die innere Struktur des Protons zu gewinnen und die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells zu ermöglichen.

2.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA wurde im Mai 1992 in Betrieb genommen und ermöglicht seitdem - als weltweit einzige Maschine dieser Art - die Kollision von Elektronen¹

¹Von Juli 1994 bis Ende 1997 wurde im Hinblick auf eine höhere Lebensdauer bei großen Strömen der Elektronenstrahl durch Positronen ersetzt. Da für diese Arbeit der Unterschied

und Protonen. Als Speicherring stellt HERA eine Weiterentwicklung der etablierten Lepton-Nukleon-Streuexperimente mit ruhendem Nukleon² dar, da HERA eine um etwa eine Größenordnung höhere Schwerpunktsenergie erreicht.

Zur Erzeugung und Vorbeschleunigung dieser Teilchen wird auf schon vorhandene Beschleuniger-Anlagen zurückgegriffen, die ihrerseits bereits wichtige Beiträge zur Hochenergiephysik seit der DESY-Gründung im Jahre 1959 geliefert haben. Die zentralen Vor- und Hauptbeschleuniger sind in Tabelle 2.1 aufgeführt; ihre räumliche Anordnung wird durch den Grundriß des DESY-Geländes in Abbildung 2.1 deutlich.

e^-/e^+ -Beschleuniger	Energie [GeV]	Länge [m]
LINAC II	0.90(e^-)/0.45(e^+)	70
PIA (Akkumulator)	0.45	29
DESY II	9.00	293
PETRA II	12.0	2304
HERA	27.5	6336
p -Beschleuniger	Energie [GeV]	Länge [m]
LINAC III (H^-)	0.05	32
DESY III	7.50	317
PETRA II	40.0	2304
HERA	820.0	6336

Tabelle 2.1: Die DESY-Beschleuniger (nach [DESY98])

Nach der Injektion in den 6336 m umfassenden HERA-Ring werden die Protonen und Elektronen in Form von Teilchenpaketen³ in zwei getrennten Vakuumröhren in entgegengesetzte Richtungen mittels Hohlraumresonatoren auf 820 GeV bzw. 27.5 GeV beschleunigt. Konventionelle Dipol- und Quadrupolmagnete dienen der Führung und Fokussierung der Elektronenpakete, während für die Protonen supraleitende Magnete benötigt werden, die mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.4 K gebracht werden müssen.

zwischen Positron und Elektron unerheblich ist, wird im folgenden der Begriff *Elektron* (e) sowohl für Elektronen als auch für Positronen verwendet.

²Engl.: fixed target experiments

³Engl.: bunches

Auf diese Weise erreicht man eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 2\sqrt{E_e E_p} \approx 300 \text{ GeV}$ sowie bei 210 ep -Paketen eine Stoßrate von 10.4 MHz, so daß alle 96 ns eine Kollision⁴ erfolgen kann.

Für die Durchführung der Experimente sieht HERA insgesamt vier Wechselwirkungszonen vor (Experimentierhalle Nord, Süd, West, Ost), an denen die Elektronen- und Protonenstrahlen je nach Zielsetzung des Experiments verwendet werden:

- **H1** (Halle Nord): H1 detektiert seit 1992 ep -Kollisionen zur Erforschung der Proton-Struktur.
- **ZEUS** (Halle Süd): ZEUS verfolgt seit 1992 ähnliche Konzepte und Zielsetzungen wie H1.
- **HERA-B** (Halle West): HERA-B untersucht seit 1999 in einem Proton-Drahttarget-Experiment die CP-Verletzung im System der B-Mesonen.
- **HERMES** (Halle Ost): HERMES ist ein Elektron-Gastarget-Experiment zur Untersuchung der Herkunft des Nukleonspins (seit 1995).

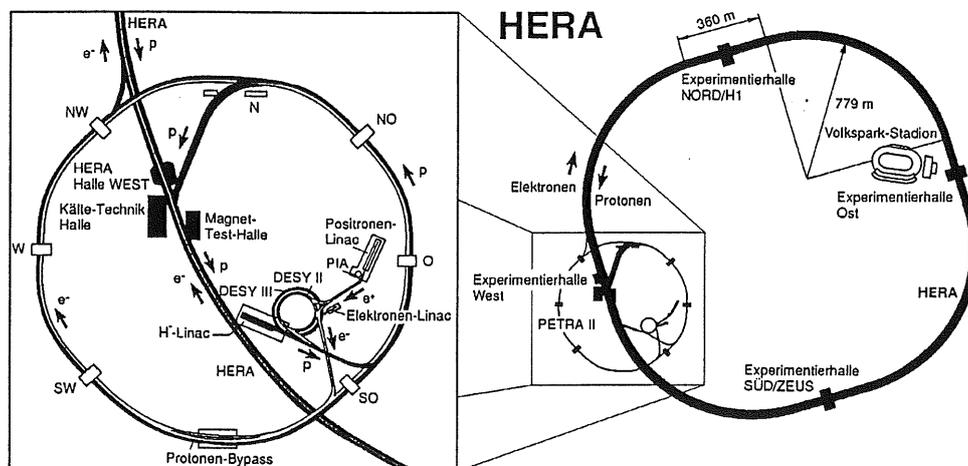


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring mit den Vorbeschleunigern

⁴Engl.: bunch crossing

2.2 Das H1-Experiment

Das H1-Experiment wird in der Halle Nord etwa 20 m unter der Erdoberfläche durchgeführt. Der 12m x 10m x 15m große H1-Detektor mit einem Gewicht von 2800 t bildet das Herzstück der Untersuchungen. Sämtliche in dieser Arbeit benutzten physikalischen Daten sind das Resultat der Datennahme dieses Detektors.

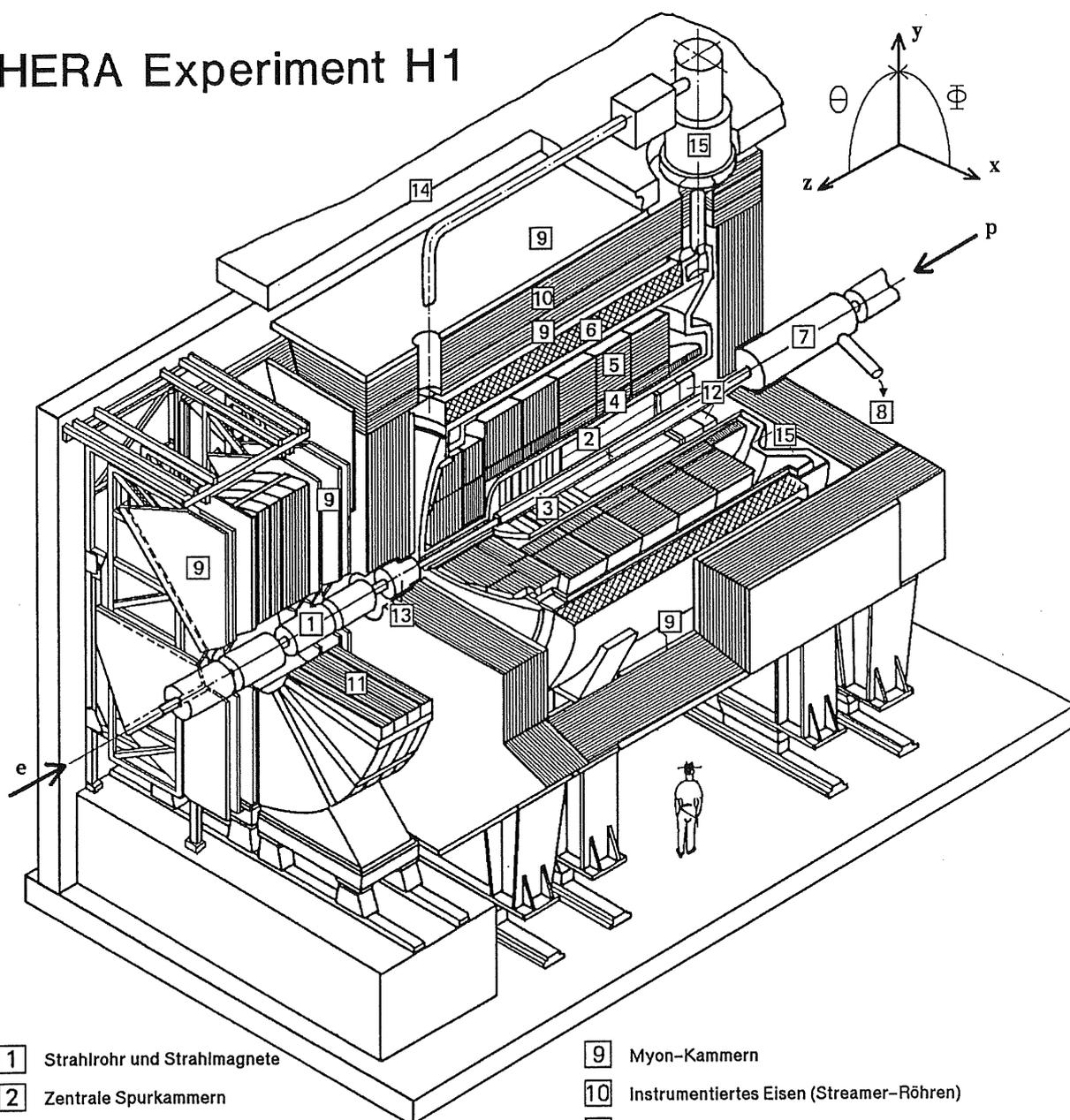
Seine schalenförmige Bauweise (Abbildung 2.2) orientiert sich an den Flugrichtungen der Kollisionsprodukte der Elektronen und Protonen und damit an der Kinematik des HERA-Ringes. Um ein *Ereignis*, d.i. die Gesamtheit aller bei einer Kollision entstandenen Teilchen, möglichst vollständig rekonstruieren zu können, sollte im Idealfall der gesamte Raumbereich um den Wechselwirkungspunkt detektierbar sein. Durch das H1-Detektordesign kann dies nicht vollständig erreicht werden (u.a. aufgrund des Strahlrohrs). Die ungleiche Impulsverteilung zwischen den Stoßpartnern verlangt eine asymmetrische Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten, so daß in der positiven Flugrichtung des Protons deutlich mehr Nachweisgeräte vorzufinden sind als in Rückwärtsrichtung. Mit Hilfe der Protonflugrichtung wird das rechtshändige *H1-Koordinatensystem* wie folgt definiert:

Der in Abbildung 2.2 mit einem Kreuz gekennzeichnete nominelle Wechselwirkungspunkt von Elektron und Proton stellt den Ursprung des verwendeten Koordinatensystems dar. Die kartesischen Koordinaten sind durch die in der HERA-Ringebene zum Mittelpunkt zeigende x -Achse, die senkrecht nach oben weisende y -Achse und die durch die positive Protonrichtung definierte z -Achse gegeben. Gebräuchlicher ist bei H1 allerdings die entsprechende Darstellung durch diejenigen Koordinaten, durch die ein Raumpunkt mit r (radialer Abstand zur z -Achse), ϕ (Azimutalwinkel: Winkel zur positiven x -Achse in der xy -Ebene) und θ (Polarwinkel: Winkel zur positiven z -Achse) beschrieben wird.

2.2.1 Die Teilsysteme des H1-Detektors

Die Komplexität und Multifunktionalität des H1-Detektors wird im folgenden durch die Beschreibung der einzelnen Teilsysteme mit ihren unterschiedlichen Aufgaben verdeutlicht. Die wichtigsten Komponenten werden, in Anlehnung an die Bezifferung aus Abbildung 2.2, kurz beschrieben, wobei das Spurkammersystem für diese Arbeit von besonderem Interesse ist. Detaillierte Angaben zu den einzelnen Detektorkomponenten finden sich in [H196].

HERA Experiment H1



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

Abbildung 2.2: Perspektivischer Blick auf den H1-Detektor aus dem Jahre 1994

Das Spurkammersystem ([2] , [3])

Spurkammern dienen im allgemeinen der Messung der Flugrichtungen und, im Magnetfeld betrieben, der Impulsbestimmung von Teilchen. Damit ermöglichen sie die Rekonstruktion einer *Teilchenspur* aus Einzelmessungen (siehe Abschnitt 2.3). Als Spur bezeichnet man dabei die Bahn eines Teilchens innerhalb einer Spurkammer. Ebenso erlauben diese Kammern die Bestimmung der Ionisationsenergie pro Längeneinheit (dE/dx), so daß eine Teilchenidentifikation möglich wird.

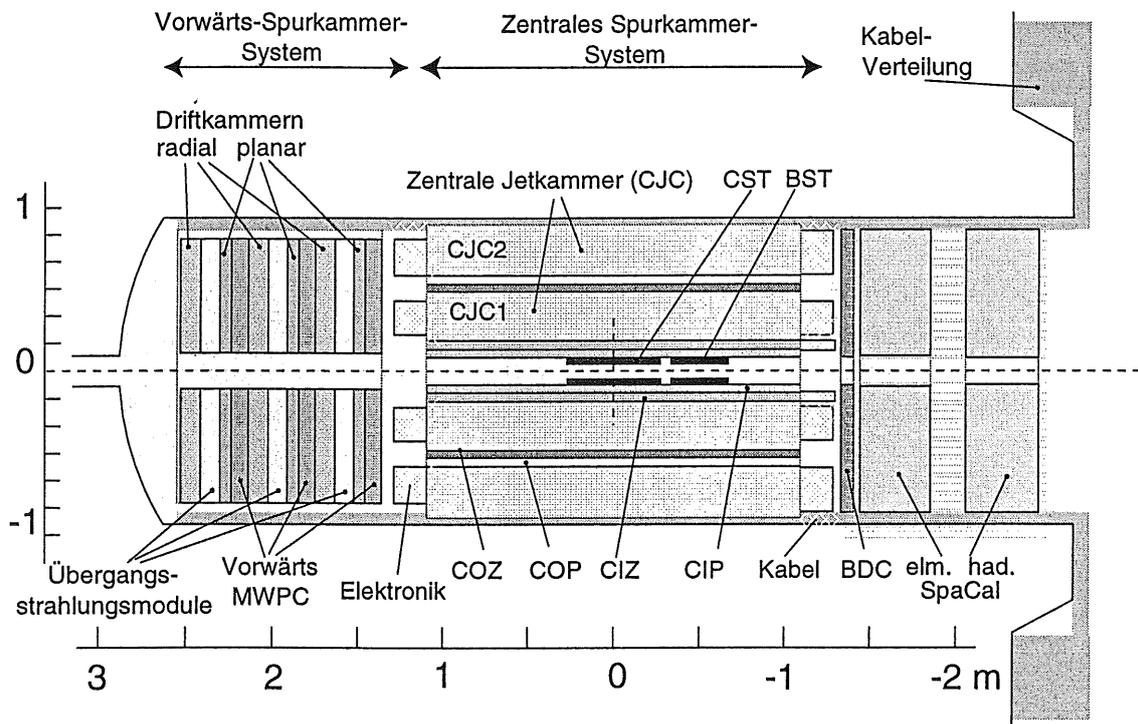
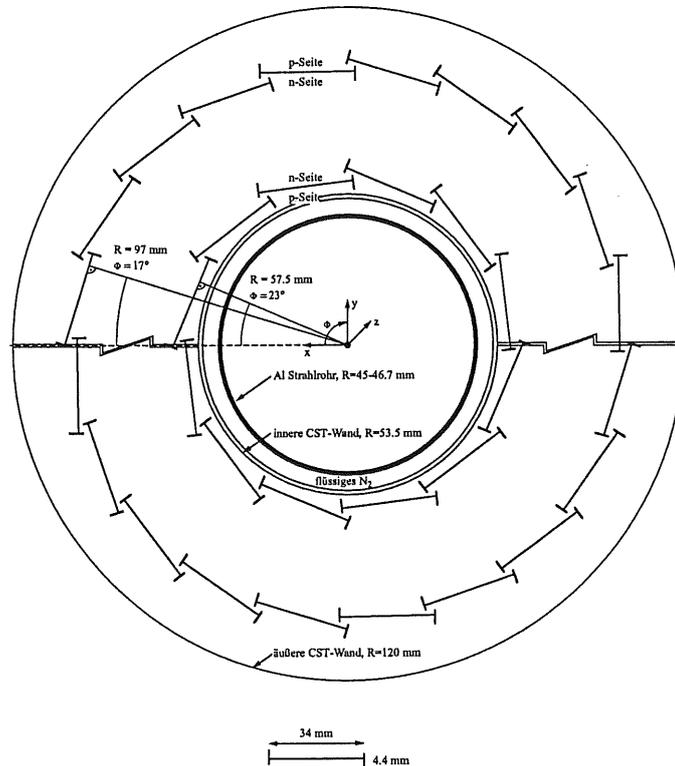


Abbildung 2.3: Seitenansicht der Spurkammern und des Spaghetti-Kalorimeters des H1-Detektors

Der H1-Detektor stellt insgesamt drei Spurkammerbereiche zur Verfügung: die Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtskammern (Abbildung 2.3). Für diese Arbeit wird lediglich das zentrale Spurkammersystem *CTD*⁵ benutzt. Die Zusammensetzung des CTD wird im folgenden etwas genauer betrachtet.

⁵Central Tracking Detector

Abbildung 2.4: $r\phi$ -Ansicht des Central Silicon Trackers (CST)

Im radialen Bereich zwischen $5,35\text{ cm}$ und 12 cm umschließt der CST^6 seit 1995 das Al-Strahlrohr am nominellen Wechselwirkungspunkt. Der Durchmesser des Strahlrohrs wurde eigens für den Einbau dieses Mikrovertexdetektors von 10 cm auf $4,5\text{ cm}$ verkleinert. Siliziumstreifendetektoren, die zylinderförmig in zwei Lagen um die Strahlachse angeordnet sind, dienen als aktives Nachweismaterial. Die rechte Darstellung in Abbildung 2.4 zeigt einen Schnitt durch den seit 1997 betriebsbereiten CST in der $r\phi$ -Ebene. Aufgrund der hohen Ortsauflösung ($\sigma_{r\phi} = 14,4\ \mu\text{m}$, $\sigma_z = 25,4\ \mu\text{m}$) ist eine präzise Vermessung von Spuren geladener Teilchen in der Nähe ihres Erzeugungsorts und damit eine bessere Vertexauflösung möglich. Deshalb kommt diesem Detektor in zukünftigen Analysen der Physik schwerer Quarks eine zentrale Bedeutung zu⁷. Einzelheiten zum CST können in [Pre96] nachgeschlagen werden.

⁶Central Silicon Tracker

⁷Aufgrund fehlender Software (es existiert noch kein Vertexfinder zu einer neutralen und einer geladenen Spur) konnte diese Detektorkomponente für die 1997 gewonnenen Daten nicht verwendet werden.

Die weiteren schalenförmig um die Strahlachse angeordneten Nachweisgeräte sind vom Typ *Vieldrahtproportionalkammer* (MWPC⁸) oder vom Typ *Driftkammer*.

Abbildung 2.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Driftkammer. In einem als Nachweismedium dienenden Gasgemisch befindet sich eine spezielle Anordnung von Kathoden-, Potential- und Signaldrähten. Beim Durchgang geladener Teilchen durch das Gasvolumen werden die Gasatome entlang der Teilchenspur ionisiert, und die freigesetzten Elektronen driften durch das nahezu homogene elektrische Feld \vec{E} zu den Anodendrähten. In unmittelbarer Nähe dieser Drähte herrscht eine hohe elektrische Feldstärke ($\sim 1/r$), wodurch die Primärelektronen ausreichend kinetische Energie erhalten, um ihrerseits ionisierend zu wirken. Die Folge ist eine Ladungslawine, welche einen meßbaren Spannungspuls am Draht auslöst. Die Ankunftszeit t_{Draht} und die Amplitude des Pulses können elektronisch registriert werden. Im Zusammenspiel mit einer externen Messung des Zeitpunkts des Teilchendurchgangs t_0 lassen sich unter Berücksichtigung der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} die gesuchten Ortskoordinaten der Teilchenbahn ermitteln. Falls das elektrische Feld extrem homogen und damit die Driftgeschwindigkeit der freigesetzten Elektronen im Gas konstant ist, ergibt sich für die Koordinate x eine lineare Beziehung: $x = x_{\text{Draht}} + v_{\text{Drift}}(t_{\text{Draht}} - t_0)$.

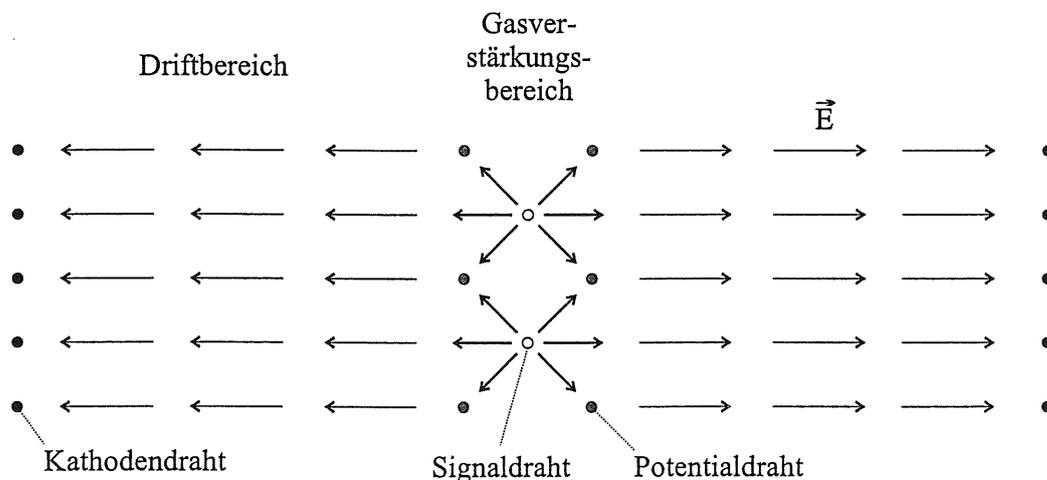


Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer (aus [Kuhr98])

⁸Multi Wire Proportional Chamber

Das Spurkammersystem	
CJC1,CJC2: Akzeptanzbereich in θ, r räumliche Auflösung in $r\phi, z$ Impuls-, dE/dx -Auflösung	$25^\circ < \theta < 155^\circ, 150 < r < 850 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}, \sigma_z = 2.2 \text{ cm}$ $\sigma_p/p^2 < 0.01 \text{ GeV}^{-1}, \sigma(dE)/dE = 10 \%$
CIZ,COZ: räumliche Auflösung in $r\phi, z$	$\sigma_{r\phi} = 25 \text{ und } 58 \text{ mm}, \sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$
FTD: Akzeptanzbereich in θ, r räumliche Auflösung in $r\phi, x, y$	$7^\circ < \theta < 25^\circ, 120 < r < 800 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}, \sigma_{x,y} = 210 \mu\text{m}$
BDC: Akzeptanzbereich in θ Auflösung in x, y	$155^\circ < \theta < 175^\circ$ $\sigma_{x,y} = 1 \text{ mm}$
CST: Akzeptanzbereich in θ, r räumliche Auflösung in $r\phi, z$	$30^\circ < \theta < 150^\circ, 53.5 < r < 120 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 14.4 \mu\text{m}, \sigma_z = 25.4 \mu\text{m}$
BST: Akzeptanzbereich in θ	$132^\circ < \theta < 176^\circ$
Spule: Radius Feld, Homogenität	3 m $B = 1.15 \text{ T}, \Delta B/B \leq 2 \%$

Tabelle 2.2: Überblick über die wichtigsten Detektorparameter des Spurkammersystems (aus [H196] und [Kuhr98])

Bei einem radialen Abstand von 15 cm vom Wechselwirkungspunkt beginnt die *CIP*⁹, eine Vieldrahtproportionalkammer, deren Hauptaufgabe die schnelle Weitergabe von Informationen für die erste Triggerstufe ist (Abschnitt 2.2.2). Zur Vermessung der z -Position einer Spur steht die 2 cm dicke Driftkammer *CIZ*¹⁰ bereit, welche sich ab einem Radius von 18 cm der CIP anschließt. Zwischen den radialen Abständen 20.3 cm und 50.3 cm befindet sich eine Driftkammer mit dem Gasgemisch $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4$ im Verhältnis $89.5\%/9.5\%/1.0\%$. Diese Kammer nennt man *CJC1*¹¹.

⁹Central Inner Proportional Chamber

¹⁰Central Inner Z-Chamber

¹¹Central Jet Chamber 1

Sie besteht aus 30 Zellen, die ihrerseits je 24 parallel zur Strahlröhre gespannte, 210 cm lange Signaldrähte beinhalten. Dabei ist eine Zelle azimuthal durch zwei Kathodendrahtebenen und in radialer Richtung durch die Potentialdrähte begrenzt. Damit sich die Driftelektronen unter dem Einfluß des magnetischen und elektrischen Feldes nahezu senkrecht zur Flugrichtung einer radial verlaufenden Spur bewegen, sind die Zellen um den Lorentzwinkel¹² von 30° zur radialen Richtung geneigt (Abbildung 2.6 verdeutlicht dies).

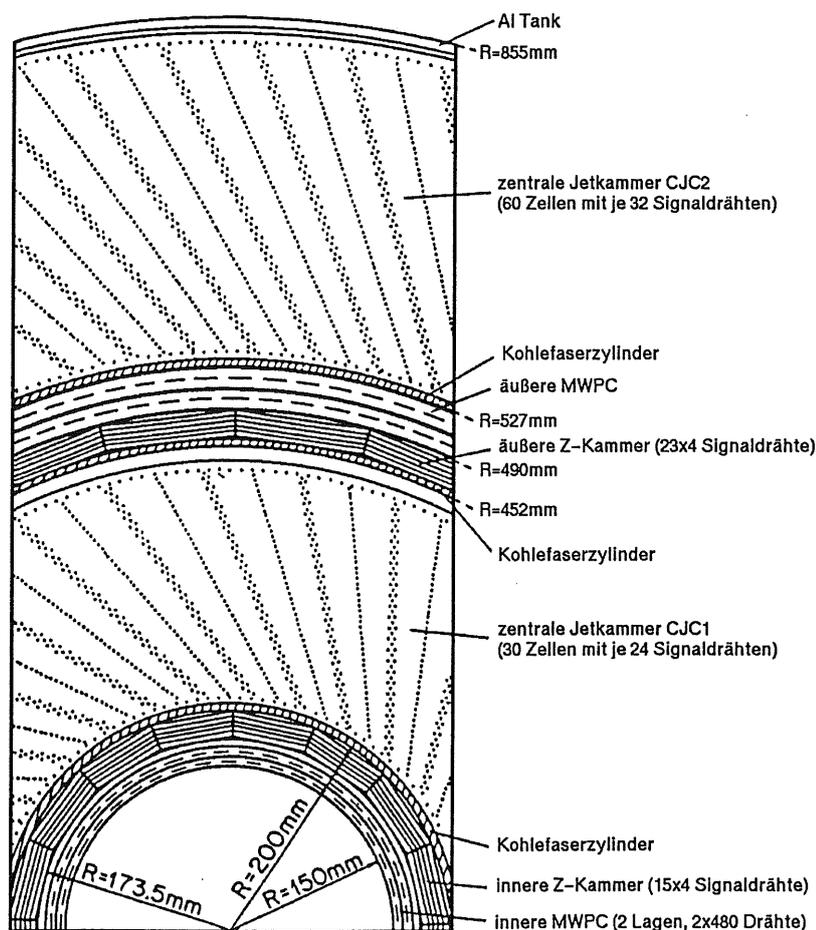


Abbildung 2.6: Die zentralen Spurkammern in der $r\phi$ -Ebene vor dem Einbau des CST (1995)

¹²Winkel zwischen Driftrichtung der Elektronen und der Feldrichtung

Durch die Neigung der Drähte durchqueren Teilchen häufig mehrere Signaldrahtebenen und Zellen. Dies erhöht die Ortsauflösung des Detektors, verursacht allerdings hinsichtlich der Meßgenauigkeit eine Asymmetrie bezüglich positiv und negativ geladener Teilchen. Wie in [Eck94] gezeigt, verläuft die Krümmung der Flugbahn eines positiven Teilchens in gleicher Richtung wie die Neigung der Zellen, wodurch positiv geladene Teilchen effektiv weniger Segmente durchqueren als negativ geladene Teilchen und somit kürzere Spuren mit wenigen Treffern hinterlassen. Auf diesen Effekt wird in Abschnitt 6.2.1 nochmals eingegangen.

Für die Rekonstruktion und Analyse der einzelnen Teilchenspuren ist die an den Signaldrähten zeitlich deponierte Ladungsmenge von zentraler Bedeutung. Sie wird an beiden Drahtenden ausgelesen (q^+ , q^-) und ermöglicht als Gesamtladung die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts des Teilchens. Die z -Komponente eines Spurpunkts ergibt sich aus dem Verhältnis der beiden Ladungsmengen. Diese Methode der Koordinatenbestimmung ermöglicht jedoch lediglich eine räumliche Auflösung von $\sigma_z = 2.2 \text{ cm}$ (zum Vergleich: $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$), so daß zusätzlich die Informationen der z -Kammern (z.B. der CIZ) zur Verbesserung der Koordinatengenauigkeit verwendet werden. Die Driftlänge des Teilchens, d.h. der Abstand der Spur zum betreffenden Draht, ergibt sich aus der Driftgeschwindigkeit und -zeit. Hieraus läßt sich ein Punkt der Spur in der xy -Ebene bestimmen, der aber noch einen Spiegelpunkt besitzt, da a priori nicht bekannt ist von welcher Seite des Drahts der Teilchendurchgang erfolgte. Diese links-rechts-Ambiguität läßt sich teilweise dadurch beseitigen, daß die Signaldrähte zusätzlich alternierend um $150 \mu\text{m}$ zueinander versetzt sind.

Die restlichen drei Komponenten des zentralen Spurkammersystems verhalten sich in ihrem Aufbau und Zweck zu den bisher beschriebenen völlig analog: Zwischen 50.3 cm und 85.5 cm liegen die äußeren Kammern COP^{13} , COZ^{14} und eine weitere Driftkammer $CJC2^{15}$, die aus 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten besteht und der Spurrekonstruktion dient.

¹³Central Outer Proportional Chamber

¹⁴Central Outer Z-Chamber

¹⁵Central Jet Chamber 2

Im rückwärtigen Bereich deckt die BDC^{16} ein Winkelintervall von 155° bis 175° ab, und in Vorwärtsrichtung sorgt der FTD^{17} für die Spurrekonstruktion. Abbildung 2.3 zeigt grob den Aufbau des FTD: Drei identische Module bestehen je aus einer radialen Driftkammer, einer Schicht aus Polypropylenfolien zur Erzeugung von Übergangsstrahlung, einer als Trigger dienenden Vieldrahtproportionalkammer und einer radialen Driftkammer. Die Vorwärtsspurkammer wurde für die vorliegende Arbeit nicht verwendet. Die Begründung hierfür erfolgt in Kapitel 5.

Eine 5.75 m lange, *supraleitende Spule* außerhalb der zentralen Spurkammern und Kalorimeter mit einer mittleren Feldstärke von 1.15 T (parallel zur Strahlachse in positiver z -Richtung zeigend) sorgt dafür, daß die Bewegung eines geladenen Teilchens auf einer gekrümmten Bahn verläuft. Dies ermöglicht die Impulsmessung des betrachteten Teilchens.

Die Kalorimeter		
Flüssigargon (LAr):	elektromagnetisch:	hadronisch:
Granularität	$10\text{-}100\text{ cm}^2$	$50\text{-}2000\text{ cm}^2$
Auflösung $\sigma(E)/E$	$12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	$50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Tiefe	$20\text{-}30\text{ X}_0$	$4.7\text{-}7\text{ } \lambda_{abs}$
Akzeptanzbereich in θ	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$4^\circ < \theta < 153^\circ$
SpaCal:		
Akzeptanzbereich in θ	$153^\circ < \theta < 177.8^\circ$	
Granularität, Tiefe	$4 \times 4\text{ cm}^2, 1\lambda_{abs}$	
EM Auflösung $\sigma(E)/E$	$7.5\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$	
Plug:		
Akzeptanzbereich in θ	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	
Granularität, Tiefe	$5 \times 5\text{ cm}^2, 4.25\lambda_{abs} (44.6\text{ X}_0)$	
Auflösung $\sigma(E)/E$	$\approx 150\%/\sqrt{E}$	
Tail Catcher:		
Akzeptanzbereich in θ	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe	$4.5\lambda_{abs}$	
Auflösung $\sigma(E)/E$	$\approx 100\%/\sqrt{E}$	

Tabelle 2.3: Die wichtigsten Detektorparameter des Kalorimeters (aus [H196]).

¹⁶Backward Drift Chamber

¹⁷Forward Tracking Detector

Die Kalorimeter ([4] , [5] , [12] , [13])

Der H1-Detektor verfügt über vier Kalorimeter, die zur Messung der Energieposition geladener und neutraler Teilchen dienen. Das Hauptsamplingkalorimeter, ein *Flüssigargon-Kalorimeter*¹⁸, besteht aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil, wobei als aktives Material flüssiges Argon verwendet wird. Als passive Materialien kommen Stahl (hadronisch) und Blei (elektromagnetisch) zum Einsatz. Das *SpaCal*¹⁹ besteht aus in Blei eingelegten Szintillatorsträngen. Es befindet sich seit 1995 im rückwärtigen Bereich des Detektors und löste damit das *BEMC*²⁰ ab. Ebenso gehören das im extremen Vorwärtsbereich liegende *Plug-Kalorimeter* und der sich vor dem Rückflußjoch befindende *TailCatcher* zur Kalorimeterausstattung des H1-Detektors, so daß eine große Raumabdeckung zur Energiemessung gewährleistet ist (Tabelle 2.3).

Die Myonkammern ([9] , [11])

Die Myonkammern	
Zentralbereich:	
Akzeptanzbereich in θ	$4^\circ < \theta < 171^\circ$
Gesamtfläche	4000 m^2
räumliche Auflösung	$\sigma_{\text{Streifen}} = 10-15 \text{ mm}$, $\sigma_{\text{Draht}} = 3-4 \text{ mm}$
Vorwärtsbereich:	
Akzeptanzbereich in θ	$3^\circ < \theta < 7^\circ$

Tabelle 2.4: Einige Detektorparameter der Myonkammern (aus [H196])

Die vom Wechselwirkungspunkt am weitesten entfernten Spurkammern dienen dem Nachweis von Myonen, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie die innersten Detektorkomponenten durchdringen können. Im äußeren Zentralbereich des H1-Detektors werden 16 Lagen Streamerrohrkammern, die in das eiserne Rückflußjoch des Magneten eingebettet sind, zum Myonnachweis eingesetzt. Gelangen Myonen hingegen unter kleinen Winkeln (Tabelle 2.4) in den Vorwärtsbereich, so können sie mittels 6 Driftkammern innerhalb eines Toroidmagneten detektiert werden. Hierdurch wird eine Impulsmessung zwischen 5 GeV und 200 GeV ermöglicht.

¹⁸Liquid Argon Calorimeter, LAr

¹⁹Spaghetti Calorimeter

²⁰Backward Elektro Magnetic Calorimeter

Das Luminositätssystem

Eine wichtige Kenngröße des Speicherringes ist die Luminosität, die direkt proportional zur Ereignisrate bei einem Kollisionsexperiment ist. Damit gibt sie u.a. Auskunft über erwartete Produktionszahlen untersuchter Teilchen. Bei H1 wird die Luminosität über die Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen

$$ep \rightarrow ep\gamma \quad (2.2)$$

bestimmt, da aus der QED der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion gut bekannt ist. Zwei spezielle Kristall-Cherenkov-Kalorimeter (Elektron-Tagger *ET* und Photon-Detektor *PD*) dienen der Identifikation dieses Prozesses. Hierfür muß Koinzidenz der beiden Detektoren gefordert werden, die sich bei $z = -33.4 \text{ m}$ bzw. $z = -102.9 \text{ m}$ befinden. Tabelle 2.5 zeigt einige wichtige Parameter des Luminositätssystems auf.

Das Luminositätssystem	
Elektron-Tagger (ET): Tl(Cl/Br)	
Akzeptanzbereich in θ	$\theta > 179.7^\circ$
Granularität, Tiefe	$2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2, 21 X_0$
Auflösung	$\approx 10\% / \sqrt{E_e} \oplus 1\%$
Photon Detektor (PD): Tl(Cl/Br)	
Akzeptanzbereich in θ	$\theta > 179.7^\circ$
Granularität, Tiefe	$2 \times 2 \text{ cm}^2, 21 X_0$
Auflösung	$\approx 10\% / \sqrt{E_e} \oplus 1\%$

Tabelle 2.5: Wichtige Detektorparameter des Luminositätssystems (Energien werden dabei in GeV angegeben; aus [H196])

2.2.2 Die Datenverarbeitung bei H1

Bei der hohen Kollisionsrate von 10.4 MHz und der damit verbundenen Datenmenge, benötigt man ein System, welches innerhalb kürzester Zeit eine Entscheidung trifft, ob ein detektiertes Ereignis für eine Analyse relevant sein könnte oder nicht. Die von der Datennahme auszuschließenden Ereignisse werden in erster Linie durch Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen, kosmische Myonen

oder Synchrotronstrahlung verursacht. Eine Unterscheidung zwischen erwünschten und unerwünschten Ereignissen leistet bei H1 ein *Trigger*, bestehend aus vier Stufen (*Level 1* bis *4*), der die notwendige Verringerung der zu speichernden Informationen möglich macht. Dabei verfolgt er das Ziel, die Datenrate sukzessive auf 10 Hz zu reduzieren.

Der Einsatz eines Stufentriggers erklärt sich dadurch, daß auf der einen Seite eine schnelle ja/nein-Entscheidung getroffen werden muß, auf der anderen Seite aber nicht alle Detektorkomponenten in einer hinreichend kurzen Zeit vollständige Informationen über ein Ereignis bereit stellen können. Bevor die Rohdaten eines Ereignisses also tatsächlich abgespeichert werden, muß dieses Ereignis sequentiell mehrere Prüfungen überstehen, die zunächst auf direkten Hardwareinformationen und schließlich auf Ergebnissen einer ersten Ereignisrekonstruktion auf Softwarebasis beruhen.

Die Weiterverarbeitung der gespeicherten Rohdaten geschieht bei H1 mit dem Programmpaket *H1REC*, mit dem aus den Signaldaten das physikalische Ereignis rekonstruiert werden kann. Dabei paßt man u.a. einzelne Spuren an die registrierten Drahttreffer an. Ebenso wird eine Ereignisklassifikation²¹ durchgeführt, die für Analysen einer bestimmten Ereignisart durch Vorgabe zentraler Schnitte eine Datenreduktion bedeutet. So steht der Begriff *Klasse 16* für die Klasse der Ereignisse mit *offenem Charm*, auf die in Abschnitt 3.4 näher eingegangen wird. Nach der Rekonstruktion lassen sich die umfangreichen Daten auf einem *POT*²² speichern. Jedes dieser Ereignisse wird dann zusätzlich in einer reduzierten Form, die nur die für eine Analyse wichtigen Daten enthält, auf speziellen Festplatten als *DST*²³ festgehalten.

2.3 Die Ereignisrekonstruktion

Für eine Datenanalyse bei H1 ist der Vorgang der Ereignisrekonstruktion von zentraler Bedeutung. Dabei werden die vom Detektor registrierten Signaldrahttreffer zunächst in Raumpunkte umgerechnet. Dieser Vorgang wurde schon in der Beschreibung der Spurkammern in Abschnitt 2.2.1 erklärt. In iterativen Schritten erfolgt letztlich die Zusammensetzung der Punkte zu physikalischen Teilchenspuren. Erst durch diese Rekonstruktion gelangt man zu Teilcheneigenschaften wie Ladung oder Impuls. In Einzelheiten wird dieses Thema in [H196] besprochen.

²¹Engl.: event classification

²²Production Output Tape

²³Data Summary Tape

2.3.1 Die Parametrisierung einer Spur

Ein geladenes Teilchen beschreibt während seiner Bewegung im homogenen Magnetfeld der zentralen Spurkammern eine Helixbahn, deren Achse parallel zum Feld in z -Richtung zeigt. Zur eindeutigen Beschreibung der Form dieser Schraubenlinie und ihrer Lage im Raum werden fünf Parameter verwendet, die sich in zwei geometrischen Ebenen definieren und veranschaulichen lassen.

Durch die Projektion einer helixförmigen Teilchenspur auf die transversale $r\phi$ -Ebene erhält man eine Kreisbahn mit dem Radius r (Abbildung 2.7). Ihre Parametrisierung erfolgt über die Größen κ , dca ²⁴ und ϕ_{dca} . Die dritte Dimension der Spurhelix wird anhand der Lage der Spurtangente in der sz -Ebene charakterisiert, wobei s die Bahnlänge der Spur in der xy -Ebene darstellt. Dazu werden zwei weitere Parameter (θ, z_0) eingeführt, die in Abbildung 2.8 veranschaulicht sind.

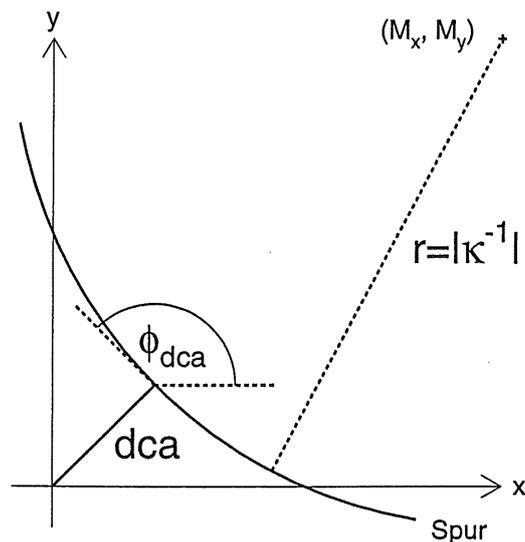


Abbildung 2.7: Einführung der drei Parameter κ , dca und ϕ_{dca} anhand der Projektion der Teilchenbahn auf die $r\phi$ -Ebene der zentralen Spurkammer

- κ : vorzeichenbehaftete Spur-Krümmung
Der inverse Radius der Spur $\kappa = \pm 1/r$ entspricht dem Betrag der Krümmung. Nach Konvention wird das Vorzeichen für linksgekrümmte Spuren

²⁴Engl.: distance of closest approach

als positiv und für rechtsgekrümmte Spuren als negativ festgelegt. Dadurch haben Spuren negativ geladener Teilchen aufgrund der Magnetfeldrichtung eine positive Krümmung und umgekehrt.

- **dca**: vorzeichenbehafteter minimaler Abstand des Spurkreises vom Ursprung

Das Vorzeichen des *dca* ergibt sich aus der folgenden Relation:

$$(\vec{d}_{ca} \times \vec{p}_{ca})_z > 0 \Leftrightarrow dca > 0.$$

Hierbei sei \vec{d}_{ca} der Vektor vom Ursprung zum *dca*-Punkt und \vec{p}_{ca} der Impulsvektor im *dca*-Punkt. Der Index *z* bezeichnet die dritte Komponente des Vektors.

- ϕ_{dca} : Azimutalwinkel
Es handelt sich hierbei um den Winkel zwischen der *x*-Achse und der Tangente an den Spurkreis im *dca*-Punkt.
- θ : Polarwinkel
Dies ist der Winkel zwischen der *z*-Achse und der Spurtangente im *dca*-Punkt.
- z_0 : *z*-Position am *dca*-Punkt

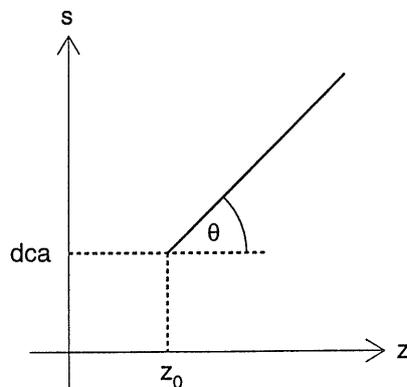


Abbildung 2.8: Betrachtung der Lage der Spurtangente an den *dca*-Punkt in der *sz*-Ebene. Die Bedeutung der Parameter θ und z_0 ist ersichtlich.

2.3.2 Das Prinzip der Spurrekonstruktion

Unter einer *Spurrekonstruktion* versteht man die Nachbildung einer physikalischen Teilchenbahn durch die Kombination von Einzelmessungen bzw. -treffern an den Signaldrähten der Spurkammern mit Hilfe leistungsfähiger Algorithmen.

Eine derartige Spurrekonstruktion wird im H1-Experiment in mehreren Schritten durchgeführt: Zunächst bildet man kurze, zweidimensionale Spurstücke aus drei Treffern in der $r\phi$ -Ebene einer Kammerzelle. Daraufhin lassen sich sukzessive mehrere Spurelemente zu langen Spuren kombinieren, vorausgesetzt es liegen keine Knicke in diesen neuen Spurstücken vor. Nach jeder Kombination erfolgt die Anpassung der oben genannten Spurparameter durch eine χ^2 -Anpassung. Auf diese Weise gelangt man zu zellen- oder kammerübergreifenden Spuren maximaler Länge. Erst jetzt werden Informationen der rz -Ebene verwendet, um eine erneute χ^2 -Anpassung durchzuführen. Hierbei kann ein Teil der angesprochenen Signaldrähte wieder verworfen werden, falls dies zu einem besseren Anpassungsergebnis führt. Dieser Bruchteil der nicht verwendeten Drähte wird im folgenden mit *BUT*²⁵ bezeichnet. Er wird zusammen mit dem χ^2 und den bestimmten Spurparametern in der sogenannten *DTNV*-Bank, einer Datenstruktur innerhalb der *DSTs*, abgespeichert.

2.3.3 Die Vertexrekonstruktion

Zur Verbesserung der Spurparameter und -anpassung betrachtet man zusätzlich markante Punkte einer Spur. Dazu dienen die Vertices der Teilchenbahnen. Es handelt sich dabei konkret um den Wechselwirkungspunkt von Elektron und Proton (*Haupt-* oder *Primärvertex*) oder um den Zerfallsort eines neutralen Teilchens (*Sekundärvertex*). Die Extraktion der Koordinaten des Hauptvertex beruht auf der Untersuchung langer Spuren mit großem Impuls und kleinem *dca*. Der Vertex wird dabei so gewählt, daß die Summe der Quadrate der Abstände zum Vertex minimal ist. Mit der zusätzlichen Kenntnis der Position des Vertex kann die Spur einer neuen Parameterbestimmung unterzogen werden, um sie in der *DTRA*-Bank festzuhalten.

Die Standardrekonstruktion ermöglicht neben der Bestimmung des Hauptvertex auch das Auffinden der sekundären Vertices, falls die Ortsauflösung der Spurkammern ausreicht, Primär- und Sekundärvertices zu trennen. Die wichtigsten Kandidaten für einen Sekundärzerfall sind die sogenannten V^0 -Teilchen und die Photonen, die am Detektormaterial in e^+e^- -Paare konvertieren.

²⁵Bruchteil Ungenutzter Treffer

Unter V^0 -Teilchen versteht man neutrale Teilchen wie z.B. die K_S^0 -Mesonen oder Λ -Baryonen, die in entgegengesetzt geladene Teilchen zerfallen, welche ihrerseits in der Kammer eine V-förmige Signatur hinterlassen. Geometrische Schnitte, z.B. auf die Startradien der Spuren oder auf ihre Abstände zum Hauptvertex, ermöglichen letztlich die Ortsbestimmung des gesuchten sekundären Vertex. Nach einer Neubestimmung der Spurparameter werden diese ebenfalls in der *DTRA*-Bank abgelegt.

Aufgrund des Rekonstruktionswegs können für eine physikalische Spur mehrere Spurvorschläge oder Spurhypothesen in gespeicherter Form vorliegen. Dabei ist nicht auszuschließen, daß die Hypothesen mit unterschiedlichen Vertices (gespeichert in der *DVER*-Bank) assoziiert sind. Die zu einer Spur gehörenden Hypothesen bezeichnet man als *Ketten*. Der Behandlung der Hypothesenketten innerhalb dieser Analyse ist ein eigenes Kapitel (5) gewidmet.

Kapitel 3

Streuprozesse bei H1

Die Beschreibung eines physikalischen Ereignisses in einem Experiment sollte durch möglichst wenige, aber leicht zugängliche Meßgrößen erfolgen. Der für diese Analyse grundlegende Prozeß ist die Erzeugung schwerer Quarks in Elektron-Proton-Stoßreaktionen bei der von HERA zur Verfügung gestellten Schwerpunktsenergie. Eine Charakterisierung dieses Prozesses wird durch die Einführung der *kinematischen Variablen* unter Einbeziehung der zugehörigen Feynman-Graphen erreicht.¹

3.1 Kinematische Variablen

Eine geeignete Beschreibung der Stoßkinematik bei H1 erfolgt durch die lorentz-invarianten *kinematischen Variablen*. Diese werden in erster Linie durch die beim Wechselwirkungsprozeß auftretenden Viererimpulse² bestimmt. Im folgenden werden kurz einige dieser Größen aufgeführt, wobei sich die Notation der Viererimpulse an Abbildung 3.1 orientiert:

- das Quadrat der *Schwerpunktsenergie*

$$s = (\mathbf{p} + \mathbf{k})^2 \quad (3.1)$$

- das negative Quadrat des *Viererimpulsübertrags* am $e\gamma(Z^0, W^\pm)$ -Vertex

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \quad (3.2)$$

¹In Anbetracht der Komplexität des Gebiets der Streutheorie sollen im folgenden nur grundlegende Definitionen und Erklärungen aufgeführt werden.

²Die angegebenen, fettgedruckten Viererimpulse folgen der Minkowski-Metrik mit der Darstellung $\mathbf{p} = (E, \vec{p})$.

- die *Bjorkensche SkalenvARIABLE* x

Diese dimensionslose Größe beschreibt im *infinite momentum frame* den Impulsbruchteil des Protons, der vom gestreuten Photon getragen wird; x ist auf das Intervall $0 \leq x \leq 1$ beschränkt.

$$x = \frac{Q^2}{2pk} \quad (3.3)$$

- die *Bjorkensche SkalenvARIABLE* y

Im Fall der Photoproduktion (Abschnitt 3.3) stellt die dimensionslose Variable y den Energiebruchteil des Elektrons dar, der auf das Boson übergeht; y ist auf das Intervall $0 \leq y \leq 1$ beschränkt.

$$y = \frac{pq}{pk} \quad (3.4)$$

Die Variablen Q^2 , x , y und s sind nicht unabhängig voneinander. Eine Verknüpfung ergibt sich nach Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton durch die Beziehung

$$Q^2 \approx sxy. \quad (3.5)$$

Da die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} durch die Ringanlage HERA festgelegt ist, bedarf es nur noch zwei der drei Variablen Q^2 , x , y zur eindeutigen Beschreibung eines physikalischen Stoßereignisses.

3.2 Die Elektron-Proton-Streuung

Nach der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung läßt sich die Streuung eines Elektrons an einem Proton durch den Austausch der Eichbosonen γ , Z^0 oder W^\pm beschreiben.

Ist das Austauscheteilchen ein Photon oder ein massives Z^0 , so spricht man von *neutraler Strom* NC^3 , da hier kein Ladungswechsel am Wechselwirkungspunkt stattfindet. Im Gegensatz zu den NC-Reaktionen verursachen *geladene Ströme* CC^4 durch den Austausch der massiven W^\pm -Bosonen eine Änderung der elektrischen Ladung. In diesem Prozeß wandelt sich das einfallende Elektron in ein Neutrino um. Abbildung 3.1 zeigt die zugehörigen Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung der tiefunelastischen Streuung, deren Charakterisierung im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

³Engl.: Neutral Current

⁴Engl.: Charged Current

Aufgrund der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$ ist bei HERA der Austausch schwerer Bosonen wegen ihrer großen Massen (Tabelle 1.2) im Vergleich zum Photonaustausch vernachlässigbar.

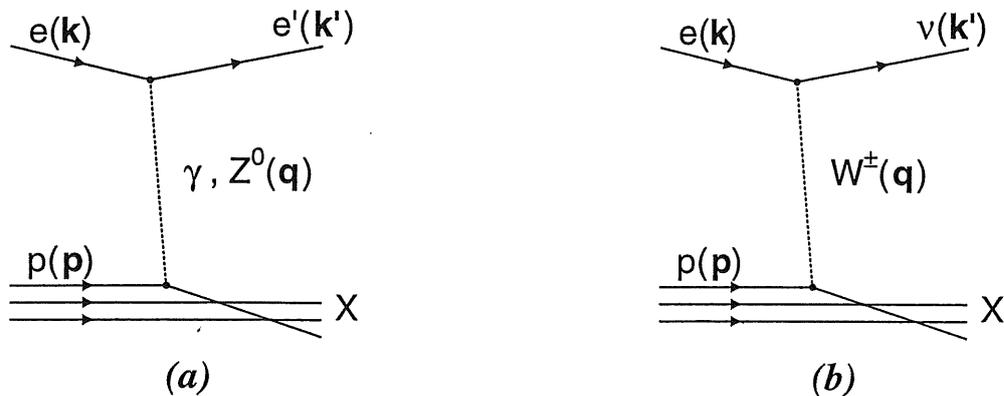


Abbildung 3.1: Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung der Störungstheorie der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung: (a) ein NC-Ereignis, (b) ein CC-Ereignis. Der hadronische Endzustand wird mit X bezeichnet.

3.3 Tiefunelastische Streuung und Photoproduktion

Im Prozeß des Austauschs masseloser Photonen lassen sich durch die Größe des Impulsübertrags zwei Streuvorgänge unterscheiden, die durch den Grad der Virtualität des Photons charakterisiert sind: die *tiefunelastische Streuung* DIS^5 (Q^2 einige GeV^2) und die *Photoproduktion* ($Q^2 \rightarrow 0 GeV^2$).

R.L. Hofstadter verwendete schon Mitte der 50er Jahre die Methode der tiefunelastischen Streuung, indem er Elektronen an einem ruhenden Ziel streute. Gemessen wurde die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen. Dabei gab die Abweichung von der für punktförmige Teilchen vorhergesagten Verteilung Auskunft über die Struktur der Zielkerne. Die zentrale Größe ist hierbei der von Q^2 abhängende Formfaktor, der ein Maß für die Abweichung der Kern- und Nukleonausdehnung von der Punktförmigkeit darstellt. Bei H1 dient die DIS einem ähnlichen Zweck: der Untersuchung der Konstituenten des Protons, deren Verteilung mittels Strukturfunktionen beschrieben werden kann.

⁵Engl.: Deep Inelastic Scattering

Je geringer die Abhängigkeit dieser Funktionen vom Impulsübertrag ist, desto eher läßt sich das untersuchte Objekt als punktförmig interpretieren [Ott96].

Das Proton besteht im Quark-Parton-Modell aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, die jeweils einen gewissen Bruchteil des Nukleongesamtimpulses tragen. So deutet man im Rahmen dieses Modells die DIS als eine quasielastische Streuung eines hochvirtuellen Photons am Parton des Protons, welches als Quark identifiziert wird.

Im Gegensatz zur tiefunelastischen Streuung betrachtet man den bei H1 am häufigsten auftretenden Prozeß, die Photoproduktion, als den Austausch eines quasireellen Photons zwischen einem Elektron und einem Proton. Hierbei kann das Photon entweder direkt selbst mit einem Quark oder Gluon wechselwirken (*direkter Prozeß*) oder erst in seine hadronischen Komponenten fluktuieren, die dann an den Protonbausteinen streuen (*aufgelöster Prozeß*). Für die Wechselwirkung mit der hadronischen Komponente erwartet man allerdings eine weitaus geringere Auftrittswahrscheinlichkeit als für den direkten Prozeß. Die Feynman-Graphen zur Erzeugung von *charm*-Quarks in den Abbildungen 3.2 und 3.3 machen die Unterscheidung der beiden Prozesse deutlich.

Experimentell gesehen spricht man bei H1 von Photoproduktion, wenn das gestreute Elektron im Hauptkalorimeter des Detektors nicht sichtbar ist. Dies entspricht einem Impulsübertrag von $Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$. Kann allerdings das gestreute Elektron gemessen werden, so handelt es sich um DIS bzw. *Elektroproduktion* ($Q^2 \gg 4 \text{ GeV}^2$).

3.4 Die Erzeugung schwerer Quarks

Als schwere Quarks bezeichnet man, in Anlehnung an ihre Massen (Tabelle 1.1), die Sorten *charm*, *bottom* und *top* sowie die zugehörigen Antiteilchen. In dieser Arbeit stehen die Produktion und der Zerfall von *charm*-tragenden Mesonen im Vordergrund. Es handelt sich hierbei um $q\bar{q}$ -Teilchen mit einer *charm*-Quantenzahl $C \neq 0$, die bei der starken Wechselwirkung erhalten bleibt.

Den Hauptbeitrag zur Erzeugung von *c*-Quarks in der *ep*-Streuung bei HERA liefert der Prozeß der *Boson-Gluon-Fusion*. Der Feynman-Graph in Abbildung 3.2 veranschaulicht diesen Mechanismus anhand der Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s)$ ⁶: Das Elektron strahlt ein virtuelles Photon ab, das in einem harten Subprozeß mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt und dabei

⁶Mit α bezeichnet man die Feinstrukturkonstante der QED und mit α_s die bereits angesprochene Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

ein $c\bar{c}$ -Paar bildet. Die zentrale Bedeutung der Boson-Gluon-Fusion ist darin zu sehen, daß in diesem harten Prozeß ein Gluon des Protons direkt beteiligt ist. Deshalb ist es möglich, durch die Untersuchung dieses Prozesses Rückschlüsse auf die Gluondichte des Protons zu ziehen.

Anstelle der Photonen können auch die massiven Eichbosonen ausgetauscht werden. Aufgrund ihrer großen Masse sind derartige Prozesse allerdings vernachlässigbar.

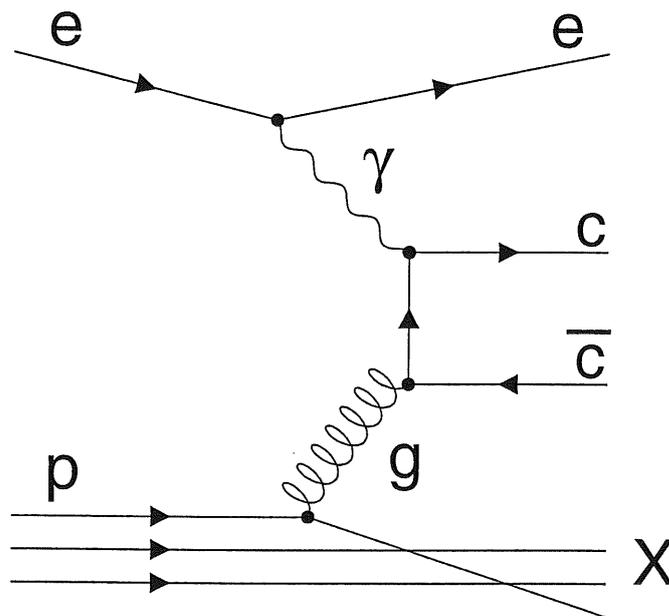


Abbildung 3.2: Feynman-Graph zur c -Quark Erzeugung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie der Photon-Gluon-Fusion (direkte Photoproduktion)

Nach der Produktion eines $c\bar{c}$ -Paares kann dieses u.a. einen gebundenen Zustand eingehen (und z.B. das Vektormeson J/Ψ bilden). Ereignisse, die ein gebundenes $c\bar{c}$ -Paar beinhalten, erhalten die Bezeichnung *versteckter Charm*⁷. Fragmentieren die produzierten c -Quarks hingegen einzeln in Hadronen, so spricht man von Ereignissen mit *offenem Charm*⁸. Die in der Photon-Gluon-Fusion erzeugten schweren Quarks können im Detektor also in Form von *Hadron-Jets* - d.h. als Bündel von Hadronen - registriert werden.

⁷Engl.: hidden charm events

⁸Engl.: open charm events

Abbildung 3.3 zeigt zusätzlich den Feynman-Graphen der Erzeugung eines $c\bar{c}$ -Paares durch Boson-Gluon-Fusion in aufgelöster Photoproduktion: Das Photon fluktuiert in seine hadronischen Komponenten und bildet dabei ein Quark-Antiquark-Paar, wobei ein Gluon abgestrahlt wird. Durch die Fusion dieses Gluons mit einem Gluon des Protons wird schließlich ein $c\bar{c}$ -Paar erzeugt. Weitere Einzelheiten zur Erzeugung schwerer Quarks im H1-Experiment finden sich z.B. in [Nar97].

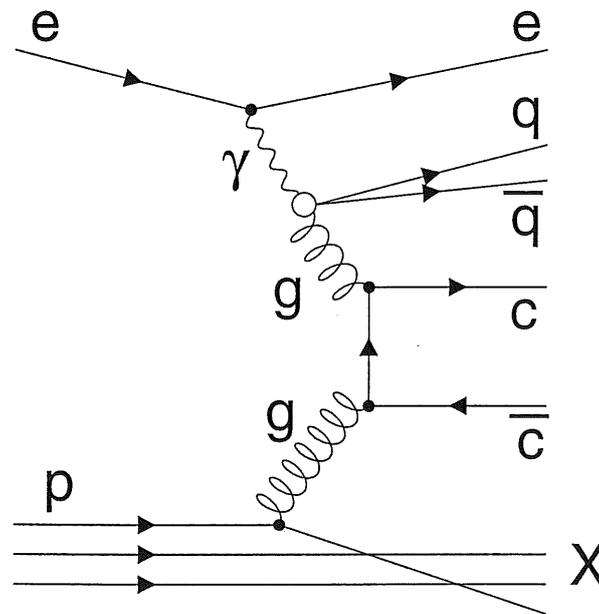


Abbildung 3.3: Feynman-Graph zur c -Quark Erzeugung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie der Boson-Gluon-Fusion (aufgelöste Photoproduktion)

Kapitel 4

Allgemeine Aspekte des Zerfallskanals

Der Zerfall eines Elementarteilchens kann häufig in viele verschiedene Endzustände, sogenannte *Zerfallskanäle*, erfolgen. Ein allgemeines Schema zur Darstellung eines Zerfallskanals hat die Form:

$$\text{Teilchen}(A) \longrightarrow \text{Tochter}(A1) \text{ Tochter}(A2) \text{ usw.}$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines solchen Kanals ist durch das Verzweigungsverhältnis festgelegt und wird als BR^1 bezeichnet. Die im folgenden Kapitel aufgeführten Angaben zu Teilcheneigenschaften und Verzweigungsverhältnissen stammen vollständig aus den gesammelten, experimentellen Daten der Particle Data Group [PDG98].

4.1 Der Zerfallskanal

Die vorliegende Analyse beschäftigt sich mit der Rekonstruktion des Zerfalls der geladenen D -Mesonen, im folgenden stets D^\pm genannt. Unter einer Rekonstruktion versteht man die Identifizierung der Teilchen anhand ihrer invarianten Masse (Abschnitt 6.2), welche aus der Untersuchung einiger Folgezerfälle bestimmt wird.

D^\pm -Mesonen sind *charm*tragende Teilchen mit einem Valenzquarkinhalt von $c\bar{d}$ im Fall D^+ und $\bar{c}d$ im Fall D^- . Ihre Masse² beträgt

$$m_{D^\pm} = (1869.3 \pm 0.5) \text{ MeV}. \quad (4.1)$$

¹Engl.: **Branching Ratio**

²In dieser Analyse wird häufig auch die Bezeichnung *PDG-Masse* verwendet, wenn die Daten der oben genannten Veröffentlichung entstammen.

Aufgrund einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (1.057 \pm 0.015) \cdot 10^{-12} \text{ s}$ zerfallen die geladenen D -Mesonen bei einer mittleren Zerfallslänge³ von $c\tau = 317 \text{ }\mu\text{m}$ noch bevor sie den CST als nächstgelegene Detektorkomponente erreicht haben. Dabei können ihre Zerfallsprodukte sowohl (semi-)leptonischer als auch hadronischer Natur sein. Von den zahlreichen möglichen Zerfallsmoden wurde dieser rein hadronische Kanal des D^+ untersucht:

$$D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \quad BR = (2.89 \pm 0.26) \%$$

Abbildung 4.1 veranschaulicht den betrachteten schwachen Zerfall im Quarkbild. Für den Zerfallskanal des D^- müssen die angegebenen Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden. Dies gilt auch für alle weiteren Teilchenzerfälle.

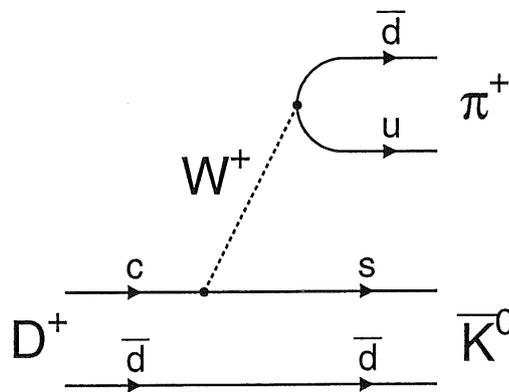


Abbildung 4.1: Der untersuchte Zerfallskanal im Quarkbild. Es handelt sich hierbei um einen schwachen, rein hadronischen Zerfall.

Die Valenzquarks des neutralen Kaons K^0 lauten $d\bar{s}$, während sein Antiteilchen, das \bar{K}^0 , den Quarkinhalt $\bar{d}s$ besitzt. Die Massenzustände dieser neutralen Teilchen sind einer direkten Messung nicht zugänglich. Eine genaue Betrachtung der sogenannten CP-Erhaltung⁴ ergibt, daß die neutralen Kaonen nur als Mischzustände aus einer kurzlebigen und einer langlebigen Teilchenkomponente aufzufassen sind. Dabei kommen die beiden Komponenten zu gleichen Anteilen vor.

³Ist der Impuls eines Teilchens gleich seiner invarianten Masse, d.h. $p=m$ oder $\beta\gamma=1$ mit $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, so ergibt sich die mittlere Zerfallslänge aus dem Produkt der Lichtgeschwindigkeit c und der mittleren Lebensdauer τ . Wird die Teilchengeschwindigkeit allerdings relativistisch, erhält man eine Zerfallslänge von $\gamma\beta c\tau$.

⁴Der Operator C beschreibt das Verhalten eines Zustandes unter Ladungsumkehrung, der Operator P unter Spiegelung der Ortskoordinaten (siehe z.B. [Per90]).

Ihrer mittleren Lebensdauer entsprechend nennt man sie $K_{S(hort)}^0$ und $K_{L(long)}^0$, wobei die zugehörigen mittleren Zerfallslängen

$$K_S^0 : c\tau = 2.6762 \text{ cm} \quad (4.2)$$

$$K_L^0 : c\tau = 15.51 \text{ m} \quad (4.3)$$

lauten.

Ein Vergleich von $c\tau$ und dem äußeren Radius der CJC2 von 84.5 cm macht deutlich, daß die Zerfallsprodukte der K_L^0 -Mesonen nicht mit den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden können. Deshalb konzentriert sich diese Analyse auf die Identifikation der K_S^0 -Mesonen mittels ihrer Zerfälle. Hierbei sind es zwei dominierende Kanäle, die auf die Rekonstruktion der K_S^0 einen deutlichen Einfluß haben könnten:

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+\pi^- \quad BR = (68.61 \pm 0.28) \%$$

oder

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0 \quad BR = (31.39 \pm 0.28) \%$$

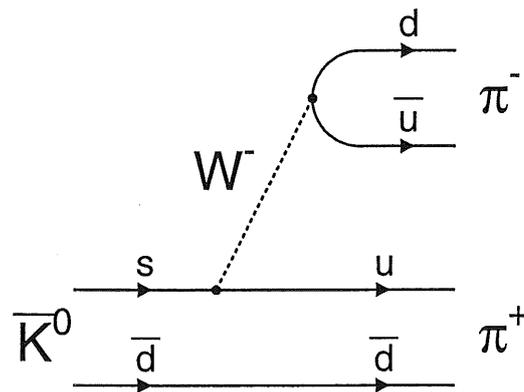


Abbildung 4.2: Der behandelte schwache Zerfall des \bar{K}^0 -Mesons im Quarkbild (der Zerfall des K_S^0 erfolgt auf die gleiche Weise)

Der Folgezerfall eines neutralen Pions verläuft in erster Linie über die Erzeugung zweier Photonen mit $BR = (98.798 \pm 0.032) \%$. In [Brö98] wird die Rekonstruktion von π^0 -Mesonen aus Photonen beschrieben. Ein von Ch. Ley speziell für diesen Zweck geschaffener Photonvertexfinder ermöglicht eine Rekonstruktionseffizienz für die in zwei Photonen zerfallenden Teilchen von etwa 10^{-5} (siehe [Ley94]).

Dies bedeutet, daß bei einer geschätzten Zahl von $2 \cdot 10^8$ erzeugten π^0 im Datenjahr 1996 die Anzahl der rekonstruierbaren π^0 -Mesonen zu klein ist, als daß sie in ausreichender Zahl zur erfolgreichen Rekonstruktion beitragen könnten. Aus diesem Grunde erfolgt der Nachweis der K_S^0 -Mesonen über ihren Zerfall in zwei entgegengesetzt geladene Pionen (Abbildung 4.2). Die Massen der beteiligten Mesonen betragen:

$$m_{K_S^0} = (497.672 \pm 0.031) \text{ MeV} \quad (4.4)$$

$$m_{\pi^\pm} = (139.56995 \pm 0.00035) \text{ MeV}. \quad (4.5)$$

Die Untersuchung des D^\pm -Mesons beschränkt sich also letztlich auf die in Tabelle 4.1 aufgeführten Zerfallskanäle mit ihren individuellen Verzweigungsverhältnissen. Daraus läßt sich für den Gesamtzerfall ein totales Verzweigungsverhältnis von 0.99 % bestimmen.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$(2.89 \pm 0.26) \%$
$\bar{K}^0 \rightarrow K_S^0$	50%
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28) \%$
totales Verzweigungsverhältnis	$(0.99 \pm 0.09) \%$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der betrachteten Kanäle mit den zugehörigen Verzweigungsverhältnissen

4.2 Strategie zur D^\pm -Rekonstruktion

Abschnitt 4.1 hat gezeigt, daß zur Rekonstruktion der D^\pm im untersuchten Kanal lediglich drei geladene Pionen nötig sind. Zwei dieser Pionen müssen dabei von einem K_S^0 , also von einem sekundären Vertex stammen. Das dritte Pion ist ein Produkt des D^\pm -Zerfalls und wird wegen der geringen Zerfallslänge des geladenen D -Mesons dem Primärvertex zugeordnet. Die verwendeten zentralen Spurkammern ermöglichen auflösungsbedingt keine Unterscheidung zwischen dem ep -Wechselwirkungspunkt und dem betrachteten Zerfallsort.

Mit diesem Hintergrund wird die folgende Strategie zur Rekonstruktion verfolgt (auf Einzelheiten wird an dieser Stelle verzichtet):

- Unterscheide Spuren von primären und sekundären Vertices
- Suche unter den betrachteten Datensätzen (1996 oder 1997) alle geladenen Pionkandidaten heraus (\rightarrow Teilchenidentifikation).
- Rekonstruiere anhand zweier entgegengesetzt geladener Pionenkandidaten vom sekundären Vertex ein K_S^0 -Meson (\rightarrow invariante Masse).
- Kombiniere jedes gefundene Kaon aus einem Ereignis mit allen vorhandenen Pionen vom primären Vertex des gleichen Ereignisses (\rightarrow invariante Masse). Aus der berechneten Massenverteilung lassen sich Rückschlüsse auf die Zahl der erzeugten D^\pm -Mesonen ziehen.

Kapitel 5

Die Auswahl der Spurhypothesen

Aufgrund der Spurrekonstruktion bei H1 liegen für eine physikalische Teilchenbahn teilweise mehrere Spurhypothesen in sogenannten Ketten vor (Abschnitt 2.3.2). Dies führt dazu, daß innerhalb einer solchen Hypothesenkette eine Spurauswahl getroffen werden muß, um Doppelzählungen einer einzigen Spur zu vermeiden.

5.1 Hypothesenketten

Es lassen sich fünf Arten von Hypothesenketten unterscheiden. Dabei werden auch Einzelspuren mit dem Begriff Kette bezeichnet. Die folgende Auflistung enthält in Großbuchstaben die gewählte Bezeichnung für die jeweilige Kettenart, wie sie auch in Abbildung 5.1 Verwendung findet. Es existieren

Ketten mit einem Eintrag

- vom primären Vertex (*E-PRIM*)
- von einem sekundären Vertex (*E-SEK*)

und

Ketten mit mehreren Einträgen

- vom primären Vertex, reine Ketten (*R-PRIM*)
- von sekundären Vertices, reine Ketten (*R-SEK*)
- vom primären Vertex und von sekundären Vertices, gemischte Ketten (*GEM*).

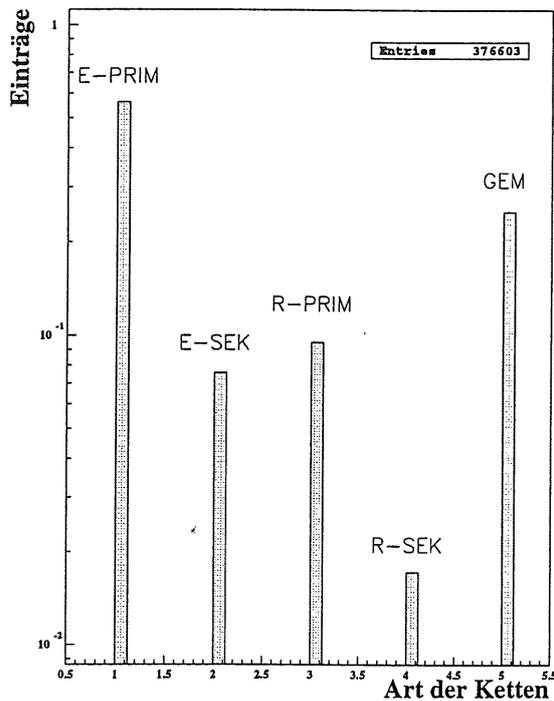


Abbildung 5.1: Die Häufigkeitsverteilung der Hypothesenketten für 50 000 Ereignisse des Jahres 1997

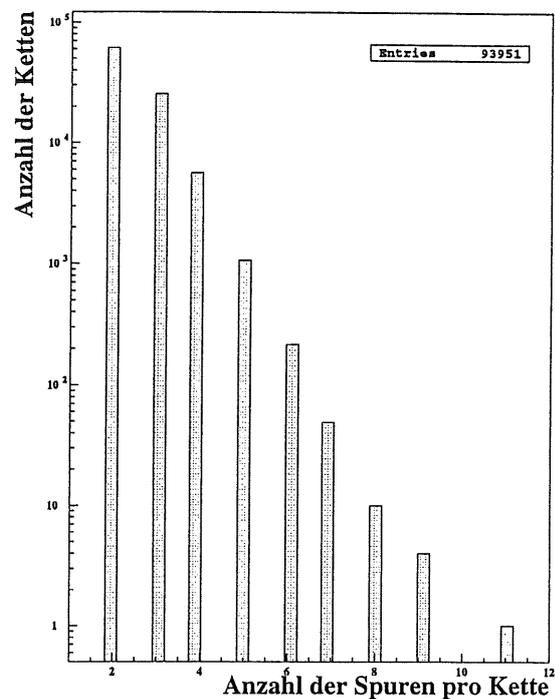


Abbildung 5.2: Statistik über die Spurzusammensetzung innerhalb der in Abbildung 5.1 aufgeführten gemischten Ketten (*GEM*)

Abbildung 5.1 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Kettenarten für 50 000 Ereignisse des Datenjahres 1997. Ketten mit nur einem Eintrag machen dabei den größten Anteil mit etwa 63% aus (man beachte die logarithmische Skala). Sie stehen für die Analyse uneingeschränkt zur Verfügung und werden deshalb an dieser Stelle nicht weiter untersucht. Die reinen und gemischten Ketten hingegen müssen einer genaueren Betrachtung unterzogen werden. Der Grund hierfür ist in Abbildung 5.2 verdeutlicht. Die Zusammensetzung der mit *GEM* bezeichneten Ketten zeigt, daß mehr als zehn Spurnhypthesen zu einer solchen Kette zählen können. Da letztlich jedoch nur einer dieser Spurvorschläge in der Analyse verwendet werden darf, muß eine Entscheidung darüber getroffen werden, welche der Spuren die geeignetste ist. Daher wurde ein Auswahlverfahren erdacht, mit dem anhand eines Spurqualitätsmerkmals die „besten“ Spuren durch direkten Vergleich ausgezeichnet werden.

5.2 Spurqualität und Hypothesenauswahl

Der erste Schritt zu einem Auswahlverfahren durch Vergleich ist die Suche nach einem geeigneten Vergleichskriterium. Mit dem Ziel, die qualitativ beste Spur aus mehreren Vorschlägen zu kennzeichnen, muß ein Merkmal für die Güte einer Teilchenspur gefunden werden. In Anbetracht der Messung und Rekonstruktion einer Teilchenbahn scheint eine Spurbewertung anhand der Spuranpassungsparameter sinnvoll zu sein. Geht man davon aus, daß eine gute Anpassung mit einer verwendbaren Spur assoziiert ist, so bieten sich die folgenden Größen für eine Bewertung an:

- χ^2/ndf ¹: das χ^2 der Spuranpassung
- *F-PTINV*: der relative Fehler des inversen Transversalimpulses; er drückt die Güte der Spuranpassung in der *xy*-Ebene aus
- *BUT*: der Bruchteil der Treffer, die beim Übergang von der Kreis- zur Helixanpassung verworfen werden mußten (siehe Abschnitt 2.3.2).

Diese drei Parameter sollen nun verwendet und in ihren Auswirkungen verglichen werden. Allerdings sollte die Bewertung einer Spur letztlich nicht über ein einzelnes, sondern über die Kombination zweier dieser Kriterien ausgeführt werden. Der Grund liegt in der Möglichkeit der Zahlengleichheit, die für die Größe *BUT* sicherlich häufiger auftritt als für *F-PTINV* oder für χ^2/ndf . Die Berücksichtigung eines zweiten Kriteriums liefert in diesem Falle den Ausweg: „Ist Kriterium 1 für Spurhypothese A und B gleich, so muß Kriterium 2 die Entscheidung fällen.“

Im folgenden drückt deshalb die Schreibweise *BUT (F-PTINV)* die Kombination der beiden entsprechenden Größen bei der Hypothesenauswahl aus, wobei der zentrale Parameter ohne Klammern dargestellt wird.

Bei der Spurbewertung innerhalb einer reinen Hypothesenkette erhält die beste Spur die Kennzeichnung *PRIM* oder *SEK*, je nach zugehöriger Vertexart. Da innerhalb einer gemischten Kette Hypothesen bezüglich sekundärer und primärer Vertices auftreten, ist es vorteilhaft, eine etwas andere Vorgehensweise bei der Prämierung der besten Spuren zu verfolgen.

Wie in [Hö98] beschrieben, werden in einer gemischten Kette sowohl die beste sekundäre als auch primäre Spur ausgewählt. Allerdings erfolgt zusätzlich noch ein Vergleich zwischen diesen beiden Gewinnerspuren, so daß aus der Kette *GEM*

¹number of degrees of freedom

letztlich die folgenden Bezeichnungen hervorgehen: Der Gesamtgewinner gehört zum primären Vertex ($G\text{-PRIM}1$) und die Verliererspur des direkten Vergleichs zum sekundären Vertex ($G\text{-SEK}2$) oder umgekehrt ($G\text{-PRIM}2$ und $G\text{-SEK}1$).

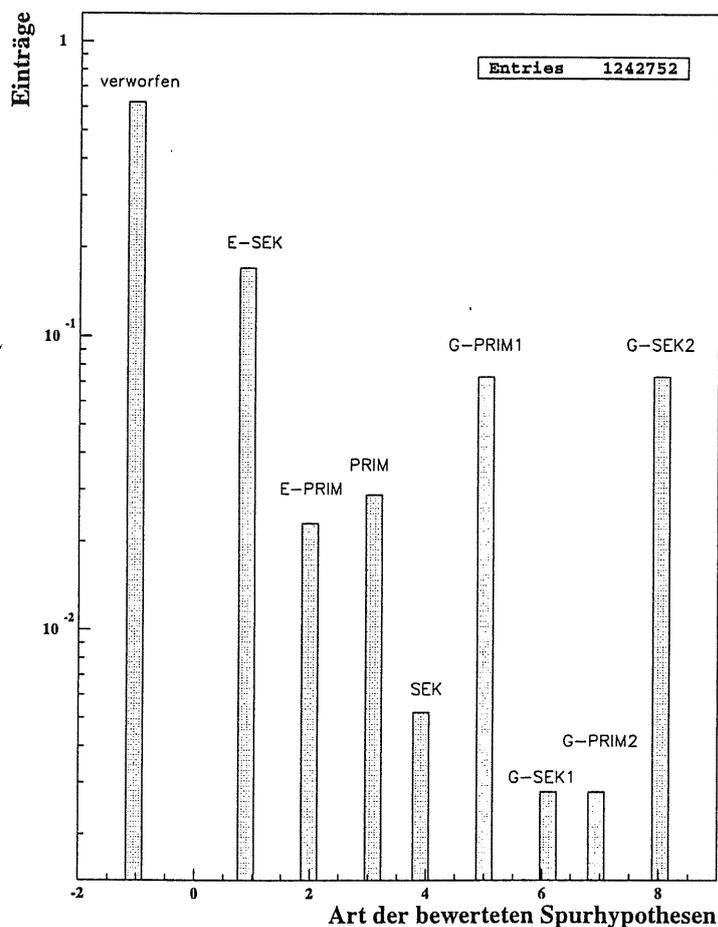


Abbildung 5.3: Die Selektion des Bewertungskriteriums BUT ($F\text{-PTINV}$). Die Grundlage bilden 50 000 Ereignisse des Jahres 1997.

Durch diese Art der Spurkennzeichnung können nun alle nicht prämierten Spuren der Hypothesenkettens mit mehreren Einträgen verworfen werden. Als Beispiel für die Hypothesenauswahl des Bewertungskriteriums BUT ($F\text{-PTINV}$) wird auf Abbildung 5.3 verwiesen. Der hohe Anteil verworfener Spuren ist nicht nur das Resultat des Bewertungsprozesses, sondern auch der zusätzlichen Forderung, daß lediglich Spuren verwendet werden sollen, deren Daten vollständig aus den zentralen Kammern stammen.

Diese erste Dateneinschränkung (*Schnitt*) wird im weiteren Verlauf der Analyse für alle Spuren vorausgesetzt.

Die Gründe für eine derartige Forderung sind vielschichtig. Die Rekonstruktion von Teilchenspuren, die vom zentralen Kammersystem in den Vorwärtsbereich eindringen, ist aufgrund der zu hohen Massenbelegung im Übergangsbereich der Kammersysteme extrem uneffektiv.

Beim Durchgang der geladenen Teilchen durch Materieschichten entstehen elektromagnetische Schauer geladener Teilchen. Dies bedeutet für den Vorwärtsdetektor die Verarbeitung und Unterscheidung zusätzlicher Spuren. Ebenso verhindert die Vielfachstreuung dieser Teilchen in dicken Materieschichten eine zuverlässige Richtungsbestimmung. Neben diesen detektorbedingten Argumenten, legt auch die Verwendung der Größe *BUT* die benutzte Detektorkomponente fest. Dieses Merkmal läßt sich nicht für Spurhypothesen bestimmen, die aus Treffern im Vorwärtskammersystem rekonstruiert wurden, sondern lediglich für reine Spuren aus den zentralen Spurkammern. Sie erhalten die Bezeichnung *zentrale Spuren*².

Erstellt man in Analogie zu Abbildung 5.3 für die drei Kriterien jeweils eine Statistik unter Verwendung der gleichen Daten, so sollten sich Unterschiede - wenn vorhanden - in der Verteilung der primären und sekundären Gewinnerspuren aus gemischten Ketten zeigen. In den Abbildungen 5.4(a) bis (c) sind die Verteilungen der Größen *G-PRIM1* und *G-SEK1* für alle drei Kriterien dargestellt. Die Kombinationen *F-PTINV (BUT)* und *BUT (F-PTINV)* zeigen tendenziell ein ähnliches Verhalten: Sie bevorzugen primäre Spuren, wobei aber das letztgenannte Kriterium stärkere Selektionsunterschiede verursacht (man beachte die logarithmische Darstellung). Das Kriterium χ^2/ndf (*BUT*) begünstigt hingegen Spuren des sekundären Vertex.

Die Verwendung der einzelnen Bewertungskriterien hat also die folgenden Konsequenzen: Für die Rekonstruktion der K_S^0 -Mesonen werden Pionen vom sekundären Vertex benötigt. Erfolgt nun die Spurselektion mit Hilfe von *F-PTINV (BUT)* oder *BUT (F-PTINV)*, so stehen vergleichsweise wenige sekundäre Pionen zur Verfügung. Dafür können aber gleichzeitig viele Pionen vom primären Vertex für die D^\pm -Rekonstruktion berücksichtigt werden. Die Größe χ^2/ndf (*BUT*) zeigt völlig entgegengesetzte Auswirkungen hinsichtlich der Teilchenrekonstruktion.

Ein gutes Qualitätsmerkmal zeichnet sich letztlich nur durch eine erfolgreiche Teilchenrekonstruktion aus. Deshalb kann eine endgültige Entscheidung für oder gegen eine Kriterien-Kombination erst nach der Rekonstruktion erfolgen, zumal jedes Kriterium Vor- und Nachteile zu haben scheint.

²Engl.: central tracks

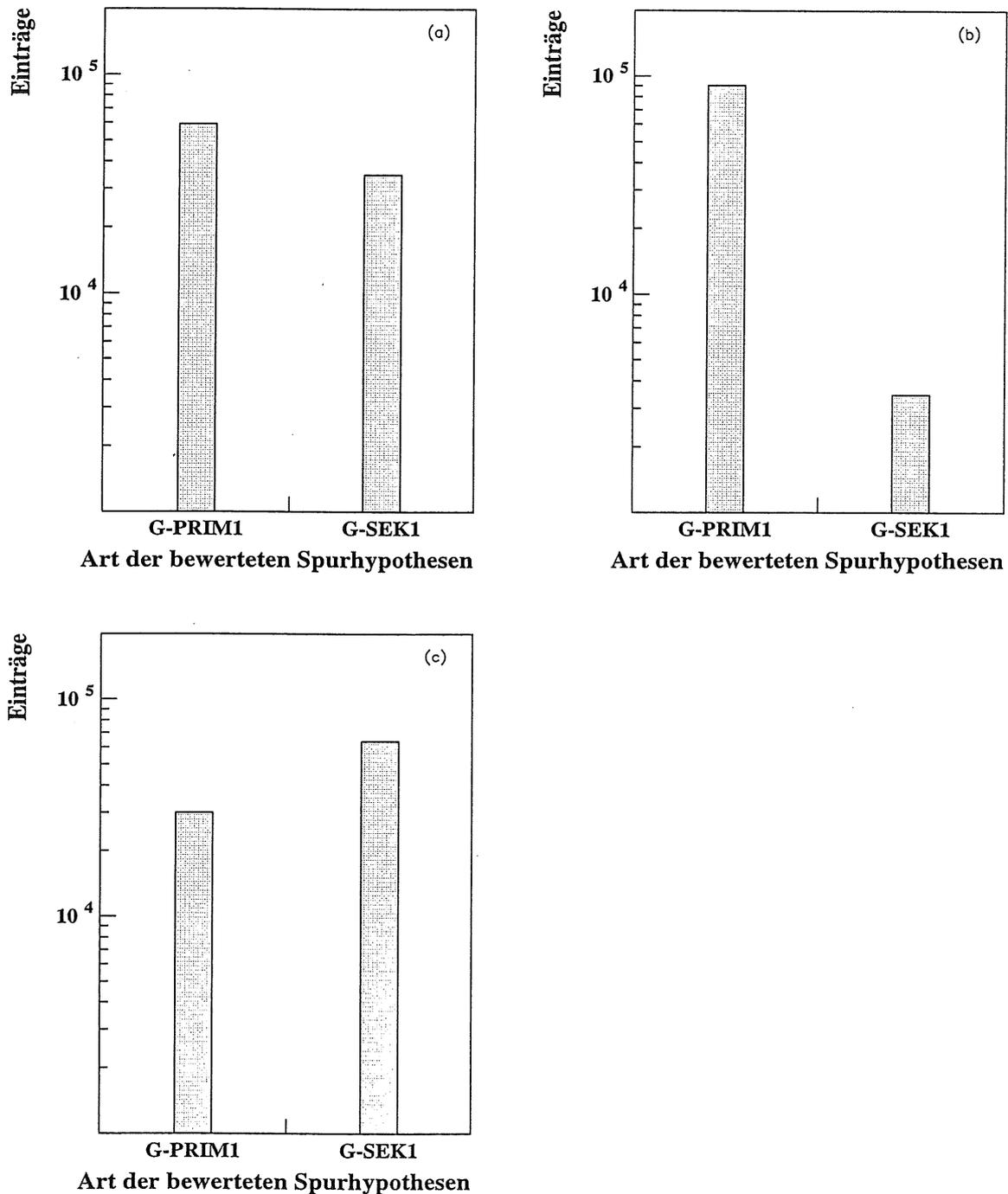


Abbildung 5.4: Gezeigt ist die Statistik der Gewinnerspuren $G-PRIM1$ und $G-SEK1$ für die drei Vergleichskriterien: (a) $F-PTINV$ (BUT), (b) BUT ($F-PTINV$) und (c) χ^2/ndf (BUT). Betrachtet werden 50 000 Ereignisse des Jahres 1997.

Kapitel 6

Die Rekonstruktion der K_S^0 -Mesonen

Die Rekonstruktion eines kurzlebigen Teilchens, welches bereits vor dem Erreichen der ersten Nachweisgerätee zerfällt, erfolgt i.a. mit Hilfe der Zerfallsprodukte in einen bestimmten Kanal. Aus den Eigenschaften der Zerfallsteilchen kann die invariante Masse berechnet werden. Da allerdings in jedem Ereignis viele Teilchen produziert werden können, ist häufig die „richtige“ Auswahl der Tochterteilchen schwierig. Die Folge ist eine Massenverteilung, welche einen (meist) großen Anteil falsch rekonstruierter Teilchen-Kandidaten enthält.

Deutet sich in der berechneten Massenverteilung eine Häufung mit einem Maximum¹ im Bereich der von der Particle Data Group angegebenen Teilchenmasse an, so spricht man von einem *Signal*. Anhand dieses Signals lassen sich wichtige Analysegrößen bestimmen, wie z.B. die Anzahl der gefundenen Teilchen.

6.1 Teilchenidentifikation

Der erste Schritt zur Teilchenrekonstruktion besteht aus der Zuordnung einer Teilchensorte zur betrachteten physikalischen Spur. Hierdurch können weitere Teilchenspuren verworfen werden, die sicher nicht zum betrachteten Zerfallskanal gehören. Die Grundlage der Teilchenidentifikation bilden die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie und der dadurch entstandene Energieverlust.

Durchdringen schwere, geladene Teilchen eine Materieschicht, so wechselwirken sie vorwiegend elektromagnetisch mit Hüllenelektronen und Atomkernen

¹Engl.: peak

des Materials. Dabei verlieren sie hauptsächlich ihre Energie durch unelastische Stöße mit den Hüllenelektronen, d.h. durch Ionisation. Der Energieverlust von schnellen Elektronen wird zusätzlich durch elastische und unelastische Streuung an Kernen unter Emission von Bremsstrahlung bewirkt. Nach [Bet32] und [Blo33] läßt sich der spezifische Energieverlust eines Teilchens, d.i. der Energieverlust bezogen auf eine Längeneinheit, näherungsweise durch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4 Z}{m_e \beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (6.1)$$

beschreiben. Die Funktion (6.1) ist auch unter dem Namen *Bethe-Bloch-Gleichung* bekannt. Bis auf die Größe $\beta = v/c$ und die Ladung z des bewegten Teilchens ist die Bethe-Bloch-Gleichung lediglich von materieszpezifischen Eigenschaften wie Kernladung Z , Massenzahl A und mittlere Ionisationsenergie pro Elektron I sowie von universellen Konstanten (Elektronmasse m_e , Avogadrozahl N_A) abhängig. Dies bedeutet, daß in dieser allgemeinen Form der Gleichung, in der dE/dx eine Funktion von β ist, keine Teilchenart ausgezeichnet werden kann. Der charakteristische Funktionsverlauf der Bethe-Bloch-Gleichung ist für alle Teilchen gleich und durch drei Bereiche zu beschreiben:

- für kleine Werte von $\beta\gamma$ ist der Kurvenverlauf $\sim \beta^{-2}$
- das Minimum liegt bei $\beta\gamma \approx 4$
- nach dem Minimum beginnt der relativistische Wiederanstieg mit dem Verlauf $\sim \ln(\beta\gamma)$.

Ersetzt man in Gleichung (6.1) die Größe β mit Hilfe der relativistischen Impulsdarstellung

$$p = \frac{\beta m_{Teil}}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \Leftrightarrow \quad \beta^{-2} = 1 + \left(\frac{m_{Teil}}{p} \right)^2, \quad (6.2)$$

so ergeben sich für unterschiedliche Teilchenmassen m_{Teil} verschiedene Verteilungsfunktionen, da nun dE/dx als Funktion von p und m_{Teil} anzusehen ist. Trägt man also in einem Diagramm den spezifischen Energieverlust über den Teilchenimpuls für verschiedene Massen auf, sollte eine Teilchenidentifikation anhand der Funktionen möglich sein. Abbildung 6.1 zeigt die Verläufe der Funktionen für sechs verschiedene Teilchensorten. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den Teilchenarten zu erkennen.

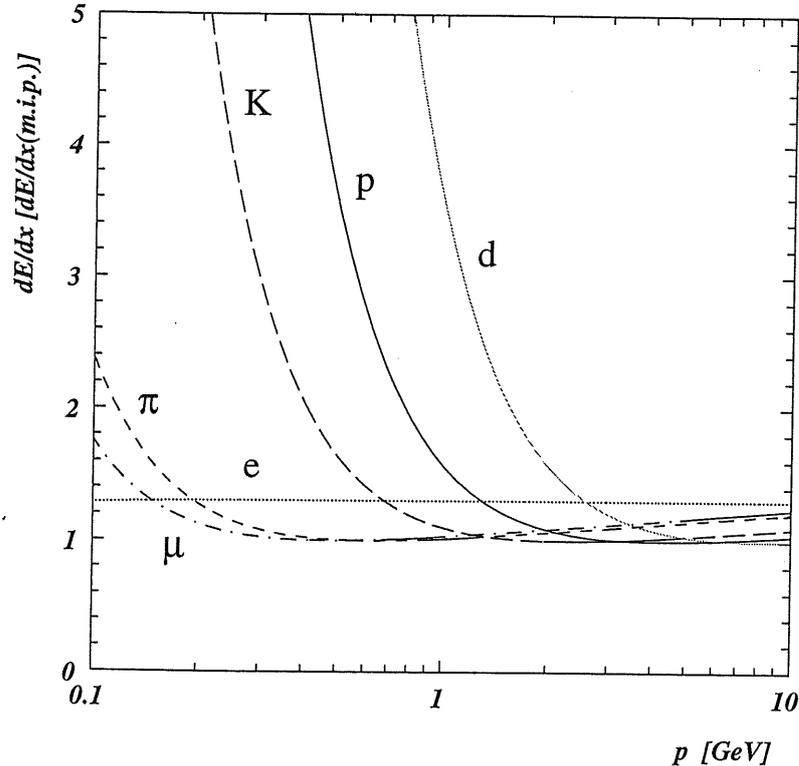


Abbildung 6.1: Der theoretische Energieverlust pro Längeneinheit geladener Teilchen nach der Bethe-Bloch-Gleichung (nach [Ste99]). Die Darstellung enthält die Funktionen für Protonen (p), Kaonen (K), Pionen (π), Myonen (μ), Elektronen (e) und Deuteronen (d).

Ein Blick auf die Verteilung des bei H1 gemessenen spezifischen Energieverlusts in Abhängigkeit vom gemessenen Teilchenimpuls (Abbildung 6.2) zeigt das vorhandene Problem der Teilchenidentifikation mit realen Daten, wie sie in der *DTNV*-Bank gespeichert sind.² Meßfehler und falsche bzw. nicht vorhandene Korrekturen hinsichtlich detektorspezifischer Einflußgrößen (z.B. Winkelabhängigkeiten) verursachen breite Teilchenbänder, die sich zu einem großen Teil überlagern und deshalb nicht mehr eindeutig voneinander zu trennen sind. Die am weitaus häufigsten auftretenden geladenen Teilchen, die Pionen, sind von den Myonen und Elektronen in keinem Impulsbereich zu unterscheiden. Ab etwa 1 *GeV* laufen auch die Kaon-, Proton- und Deuteronbänder in die extrem breite Pionverteilung hinein.

²Hinsichtlich dieser Daten muß betont werden, daß keine Vorselektion stattgefunden hat.

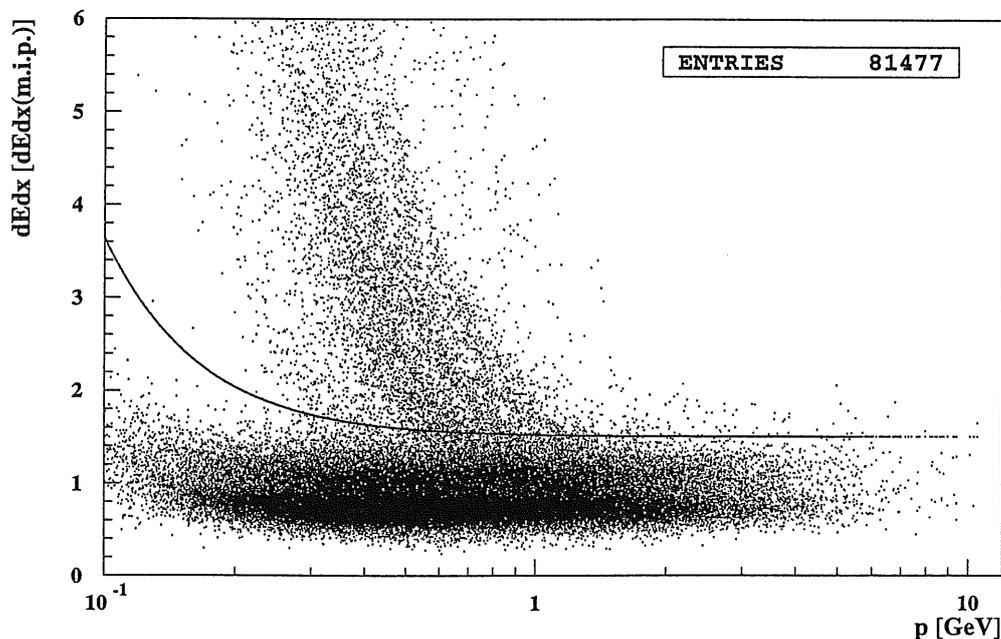


Abbildung 6.2: Der spezifische Energieverlust in Abhängigkeit des gemessenen Teilchenimpulses. Die unselektierten Daten stammen aus der *DTNV*-Bank des Jahres 1997. Eingezeichnet ist die Schnittkurve nach (6.4) mit $A=1.1$ und $B=0.4$.

Da für diese Analyse nur Pionen verwendet werden, ist die beschriebene Identifikationsproblematik nicht bedeutsam, da schätzungsweise nahezu 90 % aller produzierten geladenen Teilchen Pionen sind. Dennoch soll hier eine Identifikation durchgeführt werden, damit der Untergrund in den ermittelten Massenverteilungen nicht unnötig vergrößert wird. Dabei gelangen im Verlaufe der Analyse zwei Methoden der Teilchenidentifikation zur Anwendung, die *Schnittkurven-* und die *Likelihood-Methode*.

6.1.1 Die Schnittkurven-Methode

Eine (grobe) Methode zur Pionidentifikation beruht auf der Einführung einer *Schnittkurve*. Da zumindest die abfallenden Arme der Kaon-, Proton- und Deuteronbänder im niedrigen Impulsbereich vom Pionband zu trennen sind, läßt sich eine stark vereinfachte Bethe-Bloch-Gleichung als Schnittkurve verwenden.

Ohne den Term des relativistischen Wiederanstiegs lautet die Parametrisierung der dE/dx -Verteilung:

$$-\frac{dE}{dx} = A\beta^{-2} + B. \quad (6.3)$$

Mit Gleichung (6.2) ergibt sich unter Vorgabe der PDG-Pionmasse (4.5):

$$-\frac{dE}{dx} = A \left[1 + \left(\frac{m_\pi}{p} \right)^2 \right] + B. \quad (6.4)$$

Funktion (6.4) wird durch die Variation der Parameter A und B an die obere Grenze des Pionbandes angepaßt. Hierdurch erhält man die Möglichkeit alle Punkte $(dE/dx, p)$, die unterhalb dieser Kurve liegen, als vermeintliche Pionen zu identifizieren. In Abbildung 6.2 ist eine solche Schnittkurve für die Parameter $A=1.1$ und $B=0.4$ eingetragen. Diese Werte gelten nur für das Jahr 1997, da eine Jahresabhängigkeit der untersuchten Daten der *DTNV*-Bank zu beobachten ist. In [Brö98] sind entsprechende Werte für die Jahre 1994 bis 1996 angegeben. Die Schnittkurven-Methode wird in dieser Analyse nur für die Untersuchung eines Monte Carlo-Datensatzes (Kapitel 7) verwendet.

6.1.2 Die Likelihood-Methode

Eine wesentlich elegantere und exaktere Methode zur Teilchenidentifikation wird in [Ste99] eingeführt. Ihr liegt das Software Modul *DDXMOD* zugrunde. Dieses Modul verwendet ebenfalls die in der *DTNV*-Bank abgelegten dE/dx -Daten und arbeitet im wesentlichen in drei Schritten.

Falls erforderlich, wird zunächst eine Rekalibration der vorliegenden Daten zur Berücksichtigung kurzzeitiger Einflüsse des atmosphärischen Druckes und der jeweiligen Hochspannungseinstellung durchgeführt. Mit Hilfe einer neuen Parametrisierung der Verteilung des Energieverlusts erfolgt im nächsten Schritt eine Datenkorrektur hinsichtlich des Teilchenimpulses, der Winkel θ und ϕ sowie der Teilchenladung. Hierdurch gelangt man zu einer individuellen Berichtigung der Daten, die nun keine Umgebungs- und Zeitabhängigkeiten mehr aufweisen. Die neuen, korrigierten dE/dx -Werte werden nun im dritten Schritt in der *DTD*-Bank zusammen mit den zugehörigen *Likelihood-Wahrscheinlichkeiten* ([Ste99]) abgespeichert. Hierunter versteht man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß es sich bei der betrachteten Spur um die Bahn eines bestimmten Teilchens handelt. Die Forderung nach einer Mindestwahrscheinlichkeit, stellt damit eine effektive Methode der Unterscheidung verschiedener Teilchensorten dar.

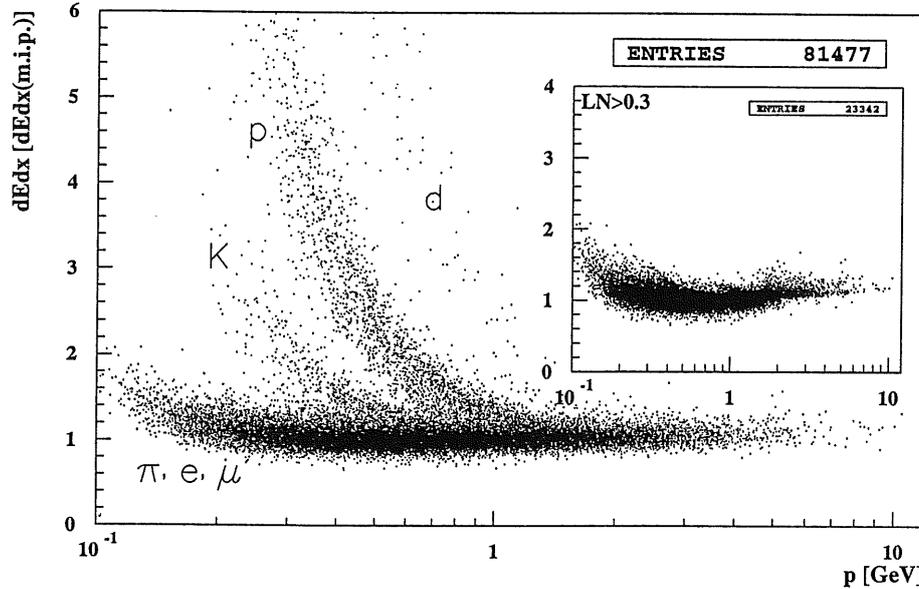


Abbildung 6.3: Der mit *DDXMOD* korrigierte Energieverlust in Abhängigkeit des gemessenen Teilchenimpulses. Nach der Forderung, daß ein Teilchen mit 30 %er Wahrscheinlichkeit ein Pion sein soll, ergibt sich die Verteilung im kleinen Fenster. Bei den verwendeten Daten handelt es sich um die gleichen Ereignisse wie in Abbildung 6.2.

Bezeichnet man mit i den Index für verschiedene Massenhypothesen, so läßt sich die Likelihood-Wahrscheinlichkeit LH_i sowie deren Normierung LN_i wie folgt berechnen:

$$LH_i = \frac{1}{\sqrt{2}\Gamma(1/2)} \int_{\chi_i^2}^{\infty} e^{-\frac{t}{2}} dt \quad (6.5)$$

mit

$$\chi_i^2 = \frac{[dE/dx_{\text{korrr}} - f_{dE/dx_i}]^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_p^2}. \quad (6.6)$$

Die Größe χ^2 enthält den korrigierten Energieverlust dE/dx_{korrr} , den zugehörigen Erwartungswert nach Gleichung (6.1) f_{dE/dx_i} , den mit dem Energieverlust verbundenen statistischen Fehler $\sigma_{dE/dx}$ und den Fehler σ_p ³.

³Durch σ_p wird der Fehler der Impulsmessung berücksichtigt. Dieser ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der Meßgrößenfehler von p_t und θ .

Für die Normierung der Likelihood-Wahrscheinlichkeiten werden die drei Teilchensorten $i = (p, K, \pi)$ verwendet. Diese ergibt sich zu:

$$LN_i = \frac{LH_i}{\sum_{j=1}^3 LH_j}. \quad (6.7)$$

Betrachtet man nun die Verteilung der korrigierten dE/dx -Werte (Abbildung 6.3), so zeigt sich im Vergleich zu Abbildung 6.2 ein völlig verändertes Bild. Obwohl die gleichen Daten des Jahres 1997 verwendet wurden, lassen sich nun die einzelnen Teilchenbänder (p, K, d) deutlich voneinander trennen. Nach [Ste99] erreicht man eine relative Verbesserung der dE/dx -Auflösung durch die Anwendung des *DDXMOD* von bis zu 30 %. Aufgrund dieser Auflösung läßt sich durch einen Schnitt auf LN_i sogar eine Separation für den Bereich des relativistischen Wiederanstiegs erreichen. Dies ist im kleinen Fenster der Abbildung 6.3 verdeutlicht. Durch die Forderung, daß LN_π größer als 0.3 sein soll, werden sowohl die Teilchenbänder der Protonen, Kaonen und Deuteronen unterhalb von 1 GeV als auch ein Teil der Bandausläufer unterhalb des Pionbandes weggeschnitten. Die empfohlene Beschränkung der normierten Likelihood-Wahrscheinlichkeit lautet $LN_i > 0.1$. Dieser Schnitt wird für die Untersuchung realer H1-Daten stets angewendet.

6.2 Rekonstruktion und Schnittgrößen

Mit Hilfe der beschriebenen Methoden der Teilchenidentifikation kann die Rekonstruktion der K_S^0 -Mesonen über den Zerfall in zwei entgegengesetzt geladene Pionen erfolgen. Die Pionen müssen dabei die Voraussetzung erfüllen, daß sie aus einem Ereignis vom gleichen sekundären Vertex stammen. Für jedes π -Paar wird mittels der gemessenen Teilchenimpulse und unter Vorgabe der Pionmasse (4.5) die invariante Masse aus der Kinematik des Zweikörperzerfalls ermittelt:

$$m_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2} \quad (6.8)$$

mit

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + |\vec{p}_i|^2} \quad (i = \pi^+, \pi^-). \quad (6.9)$$

Mit den bislang besprochenen Einschränkungen der Spuren - verwendet werden nur *zentrale Spuren*, *BUT* (*F-PTINV*) und *DDXMOD* mit $LN > 0.1$ - läßt sich eine erste Massenverteilung angeben.

Abbildung 6.4 zeigt im Massenfenster von 0.4 GeV bis 0.6 GeV die invariante Masse unter der zusätzlichen Forderung, daß nur Spuren von Vertices verwendet werden, deren z -Komponente nicht mehr als $\pm 50 \text{ cm}$ Abstand vom nominellen Wechselwirkungspunkt besitzt. Die dadurch ausgeschlossenen (wenigen) Ereignisse resultieren meist aus Strahl-Restgas-Stößen.

Durch weitere gezielte Schnitte auf physikalische Größen läßt sich der hohe Untergrund in Abbildung 6.4 teilweise beseitigen. Dabei muß darauf geachtet werden, daß bei jedem Schnitt möglichst wenig Signalinhalt weggeschnitten wird.

Die nächsten Unterkapitel enthalten die Beschreibung wichtiger Schnittgrößen, deren Untersuchung anhand von drei Millionen Ereignissen des Jahres 1997 durchgeführt wurde. Jede neue Studie einer Schnittgröße baut auf den vorher gefundenen Schnitten auf. Damit die Auswirkung eines Schnitts quantitativ überprüft werden kann, muß zusätzlich eine mathematische Beschreibung der Massenverteilung erfolgen.

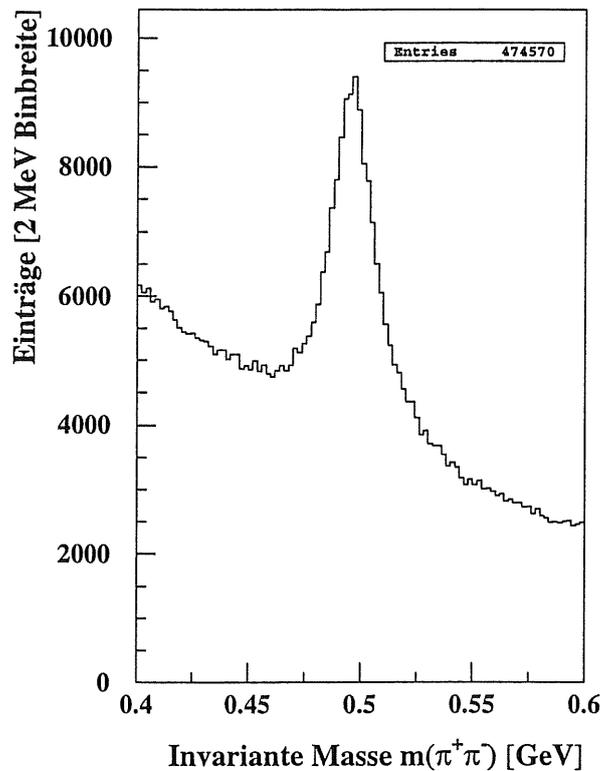


Abbildung 6.4: Verteilung der invarianten Masse der K_S^0 -Mesonen unter den im Text beschriebenen Schnitten. Es wurden 3 000 000 Ereignisse des Jahres 1997 verwendet.

6.2.1 Der Transversalimpuls

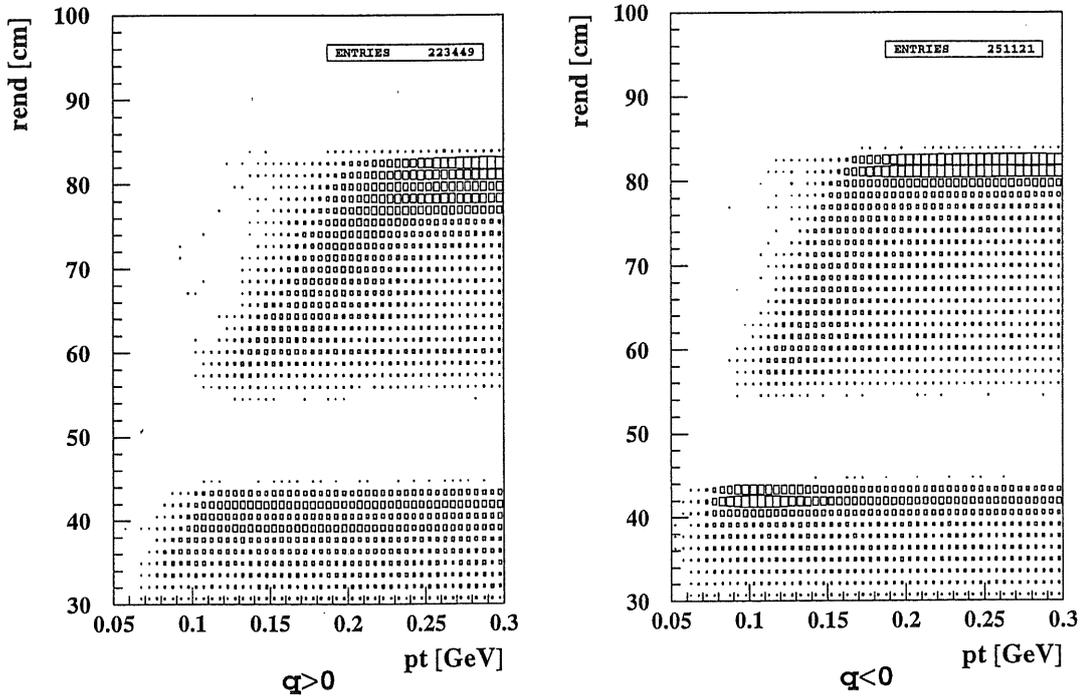


Abbildung 6.5: Radialer Spurendpunkt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und der Teilchenladung (links: $q > 0$, rechts: $q < 0$) für Spuren vom sekundären Vertex

Die Länge der Spur eines geladenen Teilchens in den zentralen Spurkammern hängt vom Transversalimpuls p_t und von der Ladung q ab. Der Grund hierfür liegt in der Neigung der Drahtebenen, wodurch die Anzahl der hinterlassenen Treffer bei positiv geladenen Teilchen in der Regel geringer ist als bei negativ geladenen Teilchen.

Abbildung 6.5 macht die Abhängigkeit des Spurendpunkts von der Ladung deutlich. Hier ist der Transversalimpuls gegen den radialen Abstand des Spurendpunkts von der z -Achse für positiv und negativ geladene Teilchen getrennt aufgetragen. Man erkennt zwei Verteilungszonen, die in ihrer Ausdehnung den Kammern CJC1 und CJC2 entsprechen. Besitzen die Teilchen kleine Transversalimpulse ($< 0.1 \text{ GeV}$), so erreichen sie nur extrem selten die CJC2. Erst ab einem Transversalimpuls von $p_t > 0.1 \text{ GeV}$ erhalten sie die Möglichkeit in die CJC2 einzudringen und dort registriert zu werden. Im Impulsbereich zwischen 0.1 GeV und 0.2 GeV zeigt sich der Ladungseinfluß deutlich.

Spuren mit der Ladung $q < 0$ gelangen schon bei einem $p_t > 0.15 \text{ GeV}$ meist in die Endregionen der CJC2, besitzen also eine große Länge. Positiv geladene Teilchen hingegen benötigen mindestens einen Transversalimpuls von $p_t > 0.2 \text{ GeV}$, um tief in die CJC2 eindringen zu können ($\approx 75 \text{ cm}$).

Auf Analyseebene wird zunächst der Schnitt $p_t > 0.1 \text{ GeV}$ verwendet, wobei ein endgültiger Schnitt sicherlich bei $p_t > 0.2 \text{ GeV}$ liegen sollte. Hierdurch beseitigt man den Ladungsunterschied und selektiert lange Spuren, welche bei der Spurrekonstruktion die kleinsten Fehler der Spurparameter aufweisen.

6.2.2 Die Trefferzahl

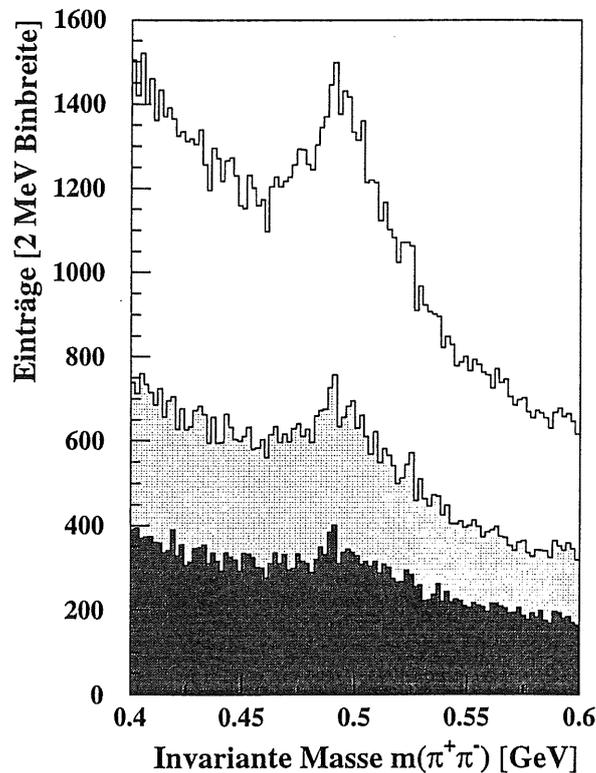


Abbildung 6.6: Auswirkungen verschiedener Schnitte bezüglich der Trefferzahl $CJChit$. Gefordert wurden für die verworfenen Spuren die Schnitte $CJChit < 20$ (weiß), $CJChit < 17$ (hellgrau) und $CJChit < 15$ (dunkelgrau).

Die Anzahl der Treffer $CJChit$, die ein Teilchen beim Durchqueren der CJC1(2) hinterläßt, ist indirekt ein Maß für die Qualität einer Spur. Ebenso wie eine große Länge der zu rekonstruierenden Teilchenbahn, ist eine hohe Trefferzahl

die Voraussetzung für eine gute Spurrekonstruktion. Durch den Schnitt auf diese Größe können Photonkonversionsprodukte aus niederenergetischen Photonen, Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Ereignisse beseitigt werden.

Eine recht einfache Methode zur Untersuchung einer Schnittgröße stellt die Auftragung der durch einen Schnitt verworfenen Massenverteilung dar. Dies ist in Abbildung 6.6 für die Forderungen $CJChit < 20$ (weiß), $CJChit < 17$ (hellgrau) und $CJChit < 15$ (dunkelgrau) dargestellt. Die beiden härteren Schnitte enthalten noch deutliche Anteile des K_S^0 -Signals. Da der Schnitt $CJChit < 15$ eine flache verworfene Massenverteilung aufweist, wird im folgenden $CJChit > 15$ gefordert.

Neben der gesamten Trefferzahl in den Spurkammern stehen die für die Bestimmung des Energieverlusts verwendeten Trefferzahlen zur Verfügung. Sie werden $DDXhit$ oder $dEdxhit$ genannt, je nachdem ob sie zu den korrigierten dE/dx -Daten gehören oder nicht. Diese Trefferzahl ist stets kleiner oder gleich der zugehörigen Gesamtzahl. Da ein Schnitt auf diese Größe eine starke Wirkung besitzt, wird zunächst lediglich die Einschränkung $DDXhit > 10$ bzw. $dEdxhit > 10$ gemacht.

6.2.3 Der Querimpuls

Der Teilchenimpuls der K_S^0 -Zerfallsprodukte senkrecht zur Flugrichtung des K_S^0 -Mesons, auch Querimpuls p_{\perp} genannt, besitzt eine interessante kinematische Eigenschaft. Bei einem Lorentzboost zwischen Labor- und Ruhesystem des K_S^0 wird dieser Teilchenquerimpuls nicht verändert. Die Verteilung von p_{\perp} besitzt für den Zweikörperzerfall eine natürliche Grenze. Sie berechnet sich mit Hilfe der PDG-Teilchenmassen nach (4.4) und (4.5) wie folgt:

$$\begin{aligned} m_{K_S^0} &= 2\sqrt{|\vec{p}_{\pi^{\pm}}|^2 + m_{\pi^{\pm}}^2} \\ \Leftrightarrow |\vec{p}_{\pi^{\pm}}| &= \frac{1}{2}\sqrt{m_{K_S^0}^2 - (2m_{\pi^{\pm}})^2} = 0.206 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die linke Darstellung in Abbildung 6.7 zeigt drei verschiedene Verteilungen des Querimpulses für unterschiedliche Kaon-Massenfenster. Bei einer Verkleinerung des betrachteten Massenfensters strebt die rechte Grenze der Verteilung dem Wert von 0.206 GeV zu und bildet an dieser Stelle eine Spitze, die sogenannte *Jakobi-Spitze*⁴. Im weißen Histogramm sind neben dieser Spitze noch zwei weitere Maxima zu sehen, bei etwa 0.14 GeV und bei 0.1 GeV.

Beide Erhebungen sind als Untergrund zu deuten. Gegen eine Variation des Massenfensters bleibt allerdings nur das Maximum bei 0.1 GeV resistent.

⁴Sie erhielt ihren Namen nach der Jakobi-Determinante zur Umrechnung von Differentialen in mehrdimensionale Integrale (siehe [Ber92]).

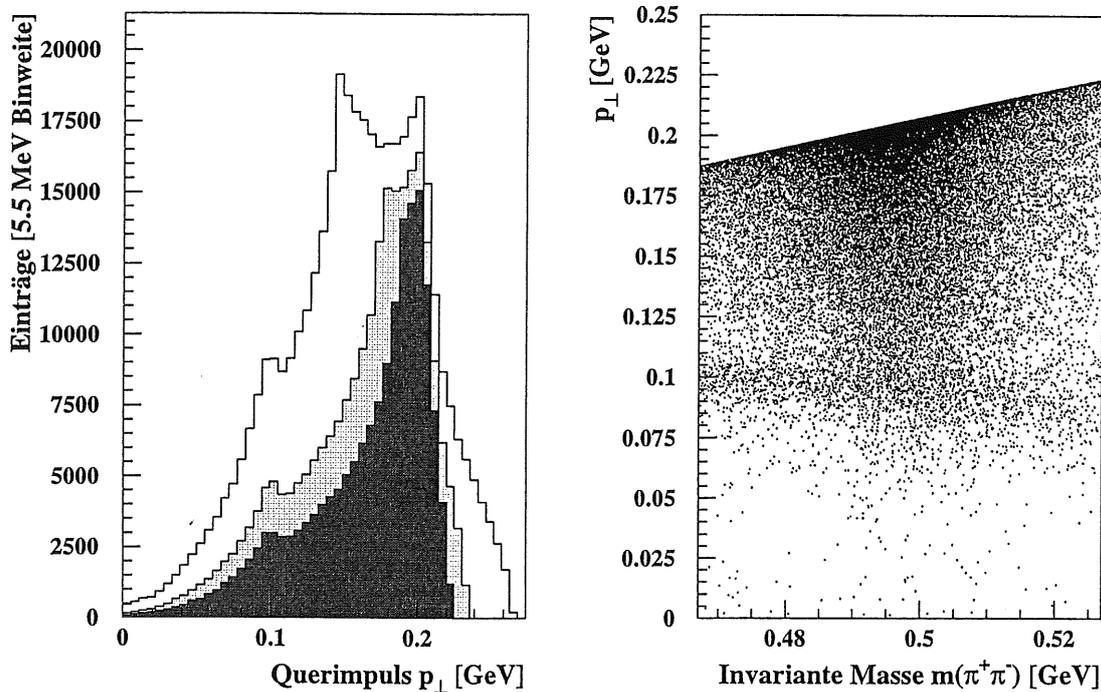


Abbildung 6.7: Im linken Bild ist die Verteilung für p_{\perp} unter Verwendung verschiedener Massenfenster aufgetragen. Die Größe des gewählten Massenfensters nimmt mit steigender Dunkelheit des Histogramms ab. Das rechte Bild zeigt den Zusammenhang zwischen dem Querimpuls und der Kaonmasse. Deutlich ist das fast waagerechte Band der Λ -Baryonen bei $p_{\perp} \approx 0.1 \text{ GeV}$ zu sehen.

Dieses Verhalten ist durch eine systematische Verunreinigung des K_S^0 -Signals durch Λ -Baryonen zu erklären. Mit einem Verzweigungsverhältnis von $(63.9 \pm 0.5)\%$ zerfallen diese Baryonen in ein geladenes Pion und ein Proton. Der zugehörige Querimpuls beträgt 0.101 GeV . Dies bedeutet, daß einige Protonen als Pionen identifiziert wurden. Das rechte Bild in Abbildung 6.7 unterstützt diese Erklärung. Ein zum Kaonsignal nahezu waagerechtes Band auf der Höhe des Λ -Querimpulses ist deutlich zu erkennen. Durch einen Schnitt auf $p_{\perp} > 0.11 \text{ GeV}$ können die Λ -Baryonen und auch Photonen entfernt werden. Das anfängliche Maximum bei etwa 0.14 GeV stellt den linken Rand des gewählten Massenfensters dar. Bei einer Verringerung des betrachteten Massenintervalls verschiebt sich diese Spitze folglich zu höheren Querimpulsen hin. Auch dieses Verhalten läßt sich in Abbildung 6.7 andeutungsweise erkennen.

6.2.4 Radialer Vertexabstand und radiale Spurlänge

Um eine falsche Zuordnung einer primären Spur zu einem sekundären Vertex zu verhindern, muß für Spuren sekundärer Vertices ein bestimmter minimaler Vertexabstand gefordert werden. Dies geschieht über die Größe des radialen Vertexabstandes r . Nach unten soll r deshalb auf 1 cm beschränkt werden.

Eine zusätzliche obere Grenze von 20 cm verhindert die Verwendung von Photonen, welche erst in den äußeren Kammerkomponenten konvertieren.

Unter der radialen Spurlänge rsl versteht man den Abstand des Spuranfangspunkts vom -endpunkt in der $r\phi$ -Ebene. Aufgrund der Zerfallslänge der Kaonen nach (4.2), zerfallen die K_S^0 -Mesonen meist schon vor dem Erreichen der CJC1, so daß die produzierten Pionen tief in die Spurkammern eindringen können und meist lange Spuren hinterlassen.

Obwohl schon einige der bislang besprochenen Schnitte eine starke Selektion langer Spuren bewirkt haben, sollen mit der Einschränkung $rsl > 10\text{ cm}$ die noch die wenigen vorhandenen, kurzen Spuren verworfen werden.

6.2.5 Der topologische Winkel

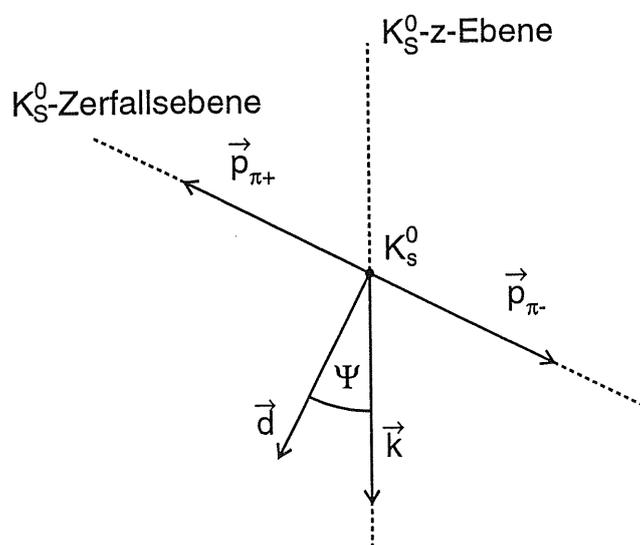


Abbildung 6.8: Veranschaulichung der Definition des topologischen Winkels Ψ . Die Flugrichtung des Kaons steht senkrecht zur Bildebene, so daß die eingezeichneten Teilchenimpulse Projektionen auf diese Bildebene sind. Ψ entspricht dabei dem Winkel zwischen den Vektoren \vec{d} und \vec{k} , wobei man \vec{k} durch die Projektion der z-Achse auf die Bildebene erhält.

Der topologische Winkel Ψ beschreibt einen Winkel zwischen dem Normalenvektor auf der K_S^0 -Zerfallsebene und einem Einheitsvektor in der Produktionsebene des Kaons. Die Definition des Winkels lautet nach [Joh96]:

$$\Psi : = \arccos\left(\frac{\vec{d} \cdot \vec{k}}{|\vec{d}| |\vec{k}|}\right) \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \vec{d} &: = \vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-} \\ \vec{k} &: = (\vec{p}_{K_S^0} \times \vec{z}) \times \vec{p}_{K_S^0}. \end{aligned}$$

In Abbildung 6.8 ist die Lage der einzelnen Vektoren und Winkel im Raum veranschaulicht. Hierbei entspricht die Flugrichtung des K_S^0 der Blickrichtung, so daß die Bildebene senkrecht zur Produktionsebene des Kaons liegt.

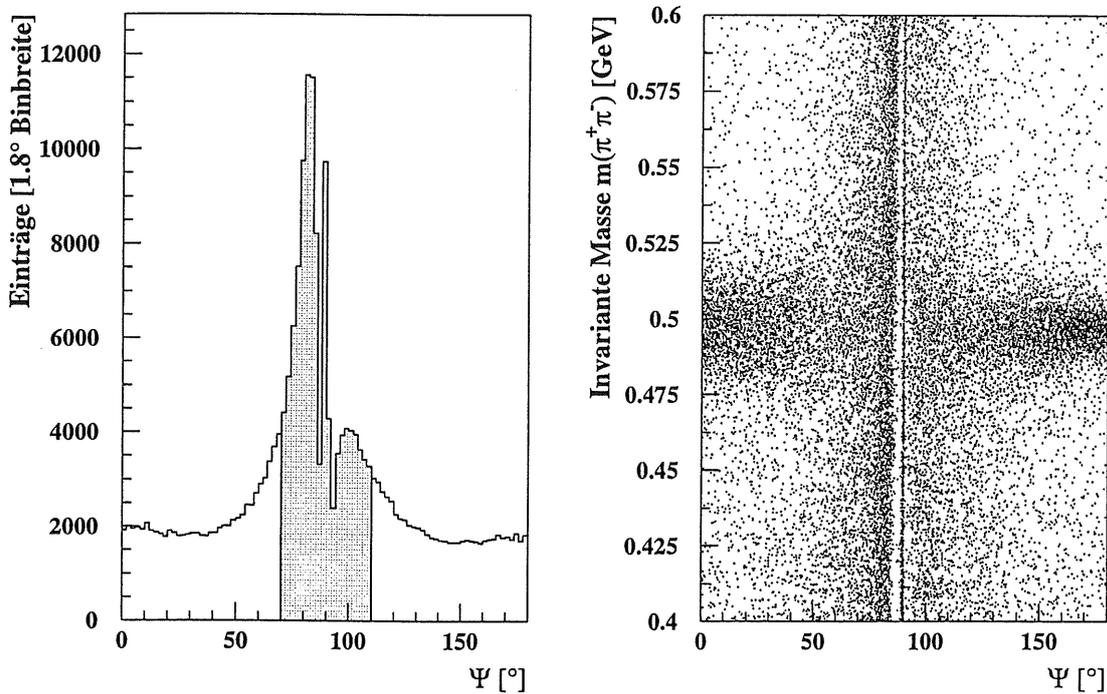


Abbildung 6.9: Die Verteilung des topologischen Winkels (links). In der Umgebung von $\Psi \approx 90^\circ$ steigt der kombinatorische Untergrund signifikant an. Da für K_S^0 -Kandidaten eine flache Verteilung erwartet wird, läßt sich ein Intervall von $70^\circ < \Psi < 110^\circ$ ausschließen (hellgraue Fläche). Im rechten Bild wird deutlich, daß durch diesen Schnitt sehr viel Untergrund verworfen werden kann (senkrechttes Band).

Die Motivation für einen Schnitt auf den topologischen Winkel ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Für die Verteilung des topologischen Winkels wird durch die Theorie ein flacher Verlauf vorhergesagt. Im rechten Bild der Abbildung ist der Grund für das extreme Maximum der Ψ -Verteilung im Bereich von 90° zu erkennen. Auf einem Intervall von $70^\circ < \Psi < 110^\circ$ nimmt der kombinatorische Untergrund signifikant zu. Durch den Ausschluß dieses Intervalls können zahlreiche Spuren verworfen werden, welche durch die bisherigen Schnitte nicht isoliert wurden. Es handelt sich dabei meist um Photonkonversionen.

Der topologische Winkel ermöglicht die Unterscheidung zweier Zerfallstopologien. Unter dem Einfluß des Magnetfeldes können die entgegengesetzt geladenen Pionen gekrümmte Teilchenbahnen beschreiben, die entweder voneinander weg oder wieder aufeinander zu führen. In Bezug auf Abbildung 6.10(a) und (b) bezeichnet man sie als *in-bending*- und *out-bending*-Zerfälle. Häufig werden auch die anschaulichen Namen *Cowboys* bzw. *Seemänner* eingeführt.

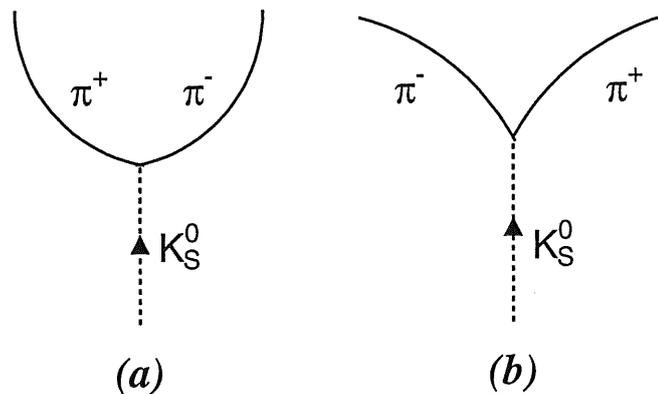


Abbildung 6.10: Die Veranschaulichung der beiden Topologien: (a) *in-bending*, (b) *out-bending*

Mit der Forderung $\Psi < 90^\circ$ lassen sich die *Seemänner* separieren. *Cowboys* hingegen erfüllen die Bedingung $\Psi > 90^\circ$.⁵ Die Massenverteilungen beider Topologien sind in Abbildung 6.11(a) und (b) dargestellt. Die eingezeichneten Anpassungsfunktionen setzen sich aus einem gaußförmigen und einem quadratischen Term zusammen.

⁵Diese Definition entspricht *nicht* der Angabe von K. Johannsen in [Joh96]. Sie ist das Resultat aus Untersuchungen der Eigenschaften eindeutiger *Cowboys* und *Seemänner* mit Hilfe des H1 Event Displays *H1LOOK* [H1L96] anhand simulierter H1-Daten.

Es ist deutlich zu erkennen, daß diese Funktion die Verteilung nicht hinreichend genau beschreiben kann: $\chi^2/ndf_{(a)}=4.98$ bzw. $\chi^2/ndf_{(b)}=1.96$. Dennoch läßt sich der Hauptunterschied zwischen den beiden Topologien anhand der Anpassungsparameter P_3 und P_1 aufzeigen. Die Breiten und die Amplituden der einzelnen Signale sind signifikant verschieden: P_3 entspricht 8.6 MeV bzw. 13.6 MeV und P_1 lautet 2416 bzw. 1290 für eine Binweite von 2 MeV . Daraus ergibt sich ein Anzahlverhältnis von etwa $1:0.8$ zwischen Seemännern und Cowboys. Mit diesen Unterschieden beider Topologien ist die Verwendung zweier Gaußfunktionen in der Anpassungsfunktion (6.12) für die gesamte K_S^0 -Massenverteilung begründbar.

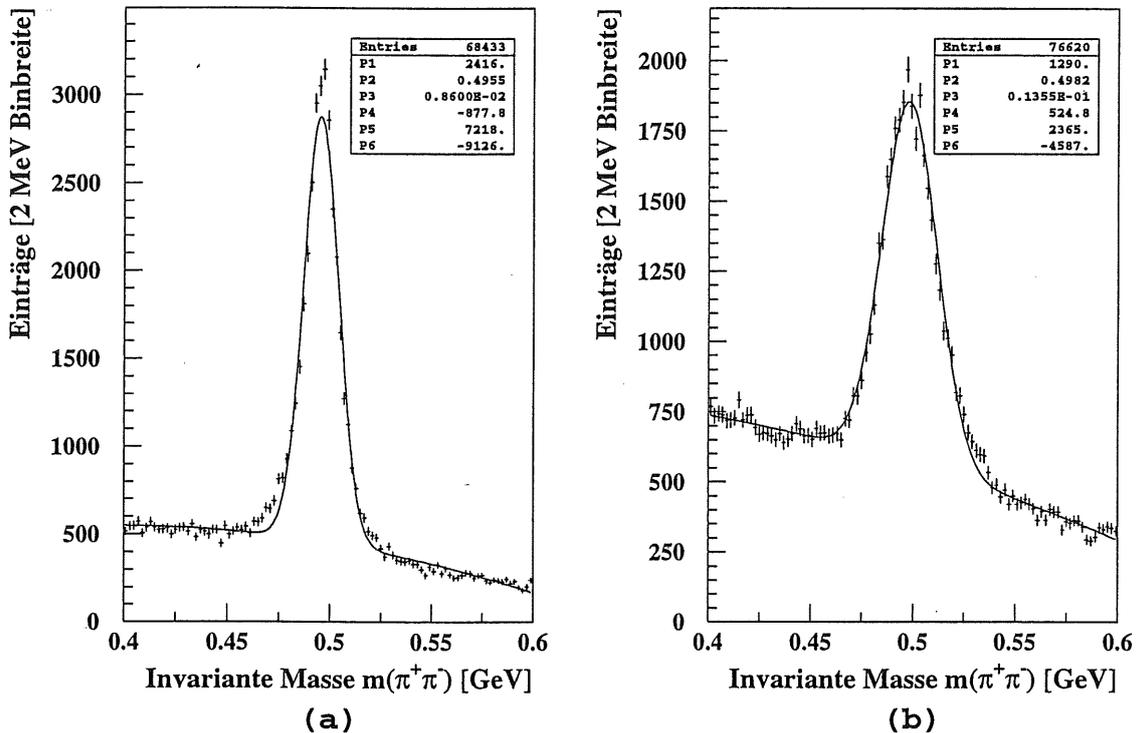


Abbildung 6.11: Die Verteilung der invarianten K_S^0 -Masse: (a) für *Seemänner* und (b) für *Cowboys*. Die Anpassungsfunktion besteht jeweils aus einer Gaußfunktion, zu der ein quadratischer Untergrundterm addiert wurde.

6.2.6 Anpassungsfunktion für die K_S^0 -Massenverteilung

Um die Auswirkungen der in 6.2.1 bis 6.2.5 besprochenen Schnitte bewerten zu können, muß eine spezielle Funktion an die Massenverteilung der K_S^0 -Kandidaten

angepaßt werden. Die Summe aus zwei Gaußtermen und einem linearen Untergrundterm liefert gute Ergebnisse bei der Anpassungsprozedur. Eine mögliche Begründung für diese Funktionswahl wurde im vorigen Abschnitt gegeben.

$$f_{K_S^0}(x) = P_2 e^{-\frac{(x - P_1)^2}{2P_3^2}} + P_4 e^{-\frac{(x - P_1)^2}{2P_5^2}} + P_6 + P_7(x - P_1) \quad (6.12)$$

Die verwendeten Parameter P_1 bis P_7 erlangen dabei eine zentrale Bedeutung hinsichtlich der Auswertung eines Signals. Sie werden u.a. zur Berechnung des Teilcheninhalts im Signal verwendet:

- P_1 : Mittelwert beider Gaußkurven; entspricht der rekonstruierten invarianten Masse
- P_2, P_4 : Amplituden der Gaußkurven
- P_3, P_5 : halbe Breiten der Gaußkurven bei $1/\sqrt{e}$ der Amplitude
- P_6 : Höhe des Untergrundes am Peak
- P_7 : Steigung des linearen Untergrundes

Die Anzahl der Teilchen in einem Gaußsignal berechnet sich aus:

$$\begin{aligned} \text{Anzahl} &= \sqrt{2\pi} \cdot \text{Amplitude} \cdot (\text{halbe Breite}) \cdot (1/\text{Binbreite}) \\ &= \sqrt{2\pi} \cdot P_2 \cdot P_3 \cdot (1/\text{Binbreite}). \end{aligned} \quad (6.13)$$

Das Signal-zu-Untergrundverhältnis S/U an der Stelle des Peaks lautet:

$$S/U = \frac{P_2}{P_6}. \quad (6.14)$$

Mit Hilfe der Anpassungsfunktion (6.12) kann nun die Entwicklung der Massenverteilung beurteilt werden. Diese ist in Abbildung 6.12 im Zusammenhang mit Tabelle 6.1 dargestellt. Jede neue Schnitkombination verbessert sowohl das χ^2/ndf der Verteilungsanpassung als auch das Signal-zu-Untergrundverhältnis. Der Verlust von etwas mehr als 10 000 K_S^0 -Kandidaten ist dabei allerdings nicht zu vermeiden.

Auch wenn hier nicht alle Daten des Jahres 1997 berücksichtigt wurden, ist ein Blick auf die rekonstruierte invariante Masse möglich. Ein Vergleich mit der K_S^0 -Masse (4.4) nach [PDG98] ergibt eine Massendifferenz von etwa 1.3 MeV. Diese Differenz ist schon in früheren H1 Analysen gesehen worden und könnte die Folge einer fehlerhaften Kalibration in der Rekonstruktionssoftware sein.

	Schnitt	χ^2/ndf	$\#K_S^0$	S/U	Masse [MeV]
(a)	$ z < 50 \text{ cm}$ $LN > 0.1$	2.81	66178	1.22	496.4 ± 0.8
(b)	$p_t > 0.1 \text{ GeV}$ $CJhit > 15$ $DDXhit > 10$	2.53	64403	1.40	496.4 ± 0.8
(c)	$p_\perp > 0.11 \text{ GeV}$ $rsl > 10 \text{ cm}$ $1 \text{ cm} < r < 20 \text{ cm}$	1.71	64353	2.23	496.3 ± 0.8
(d)	$\Psi < 70^\circ; \Psi > 110^\circ$	1.65	53283	4.28	496.3 ± 0.7

Tabelle 6.1: Anpassungsparameter und Schnittgrößen zu den in Abbildung 6.12 eingezeichneten Massenverteilungen (a) bis (d). Jede Massenverteilung beinhaltet alle vorangegangenen Schnitte. Die angegebenen Fehler beruhen auf der Anpassrechnung und sind rein statistischer Natur.

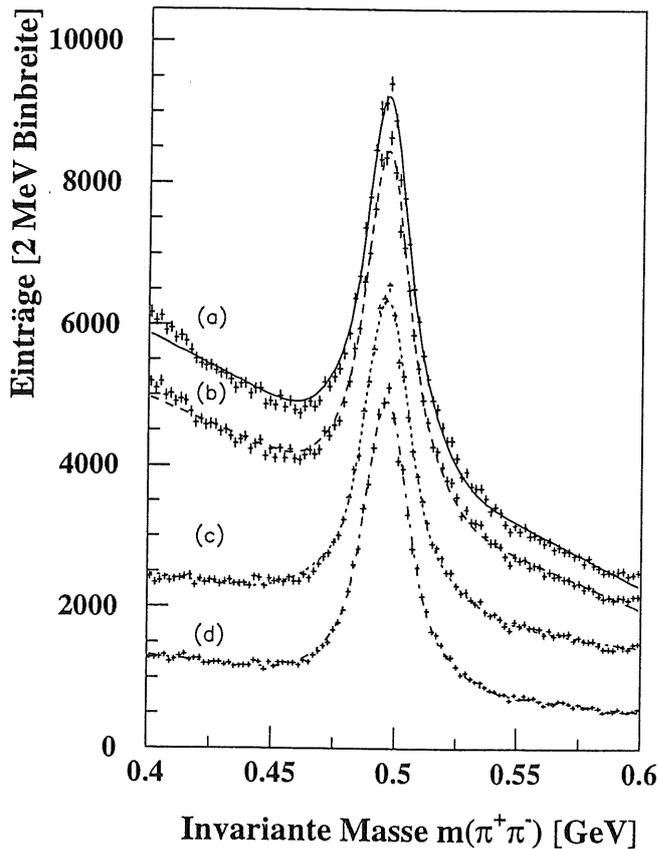


Abbildung 6.12: Die Entwicklung der invarianten K_S^0 -Masse in Abhängigkeit von den einzelnen Schnitten (siehe Tabelle 6.1). Es wurden 3 000 000 Ereignisse des Jahres 1997 untersucht.

6.3 Vergleich der Bewertungskriterien

Mit der bislang durchgeführten K_S^0 -Selektion ist ein sinnvoller Vergleich der drei Bewertungskriterien(-kombinationen) F - $PTINV$ (BUT), BUT (F - $PTINV$) und χ^2/ndf (BUT) möglich. Als Grundlage dienen 50 000 Ereignisse des Jahres 1997, die einer Hypothesenauswahl und den Schnitten aus Tabelle 6.1 unterworfen wurden. Die resultierenden Massenverteilungen sind in Abbildung 6.13(a) bis (c) dargestellt.

Ohne eine weitere Einschränkung bezüglich der ausgewählten Hypothesen ergeben sich die Massenverteilungen mit den durchgezogenen Linien. Die zugehörigen Anpassungsparameter sind Tabelle 6.2 zu entnehmen (Indizierung 1). Es zeigt sich hierbei kein signifikanter Unterschied zwischen den Fällen (a)₁ bis (c)₁. Hiernach wäre also kein Kriterium in irgendeiner Weise ausgezeichnet.

	Kriterium	χ^2/ndf	K_S^0 -Anzahl	S/U
(a) ₁	F - $PTINV$ (BUT)	1.31	5506	7.88
(b) ₁	BUT (F - $PTINV$)	1.25	5725	7.21
(c) ₁	χ^2/ndf (BUT)	1.07	5960	7.44
(a) ₂	F - $PTINV$ (BUT)	1.63	4311	21.35
(b) ₂	BUT (F - $PTINV$)	1.30	4165	75.18
(c) ₂	χ^2/ndf (BUT)	1.33	5416	10.41

Tabelle 6.2: Anpassungsparameter für die Bewertungskriterien. Die Bezeichnungen (a)₁ bis (c)₂ usw. beziehen sich auf die in Abbildung 6.13 dargestellten Histogramme (a) bis (c). Die Indizierung 1 bezeichnet die Massenverteilungen nach den bisherigen Schnitten. Werden nur wirkliche Gesamtgewinnerspuren verwendet, so ergeben sich die mit 2 indizierten Parameter.

Fordert man allerdings zusätzlich, daß nur Spuren verwendet werden sollen, welche als Gesamtgewinner aus dem Selektionsverfahren hervorgegangen sind, so werden markante Unterschiede deutlich, wie in Kapitel 5.2 bereits angedeutet. Die entsprechenden Massenverteilungen sind in Abbildung 6.13 gestrichelt eingezeichnet. Tabelle 6.2 beinhaltet die aus ihnen bestimmten Parameter (Indizierung 2).

Hinsichtlich der Werte des Signal-zu-Untergrundverhältnisses weist das Kriterium *BUT* die eindeutig beste Massenverteilung auf ($S/U = 75.18$). Allerdings muß gleichzeitig auch ein recht hoher Teilchenverlust in Kauf genommen werden. Den höchsten Untergrund, aber auch die höchste Teilchenzahl, behält χ^2/ndf zurück. Das dritte Merkmal *F-PTINV* liegt bezüglich seiner Auswirkungen zwischen den beiden bereits genannten Kriterien.

In Anbetracht dieser Ergebnisse scheint die sinnvollste Kombination *BUT* (*F-PTINV*) zu sein. Durch die Anwendung dieses Merkmals erhält man eine weitere effektive Schnittgröße, die im folgenden als *win* bezeichnet wird. Dabei bedeutet $win = 1$, daß nur Gesamtsieger in die Analyse einfließen sollen und somit für ein extrem sauberes, untergrundfreies K_S^0 -Signal sorgen. Desweiteren bietet das Beurteilungskriterium durch die Bevorzugung primärer Spuren den Vorteil, daß für die nun folgende Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen viele Gewinnerspuren vom primären Vertex zur Verfügung stehen.

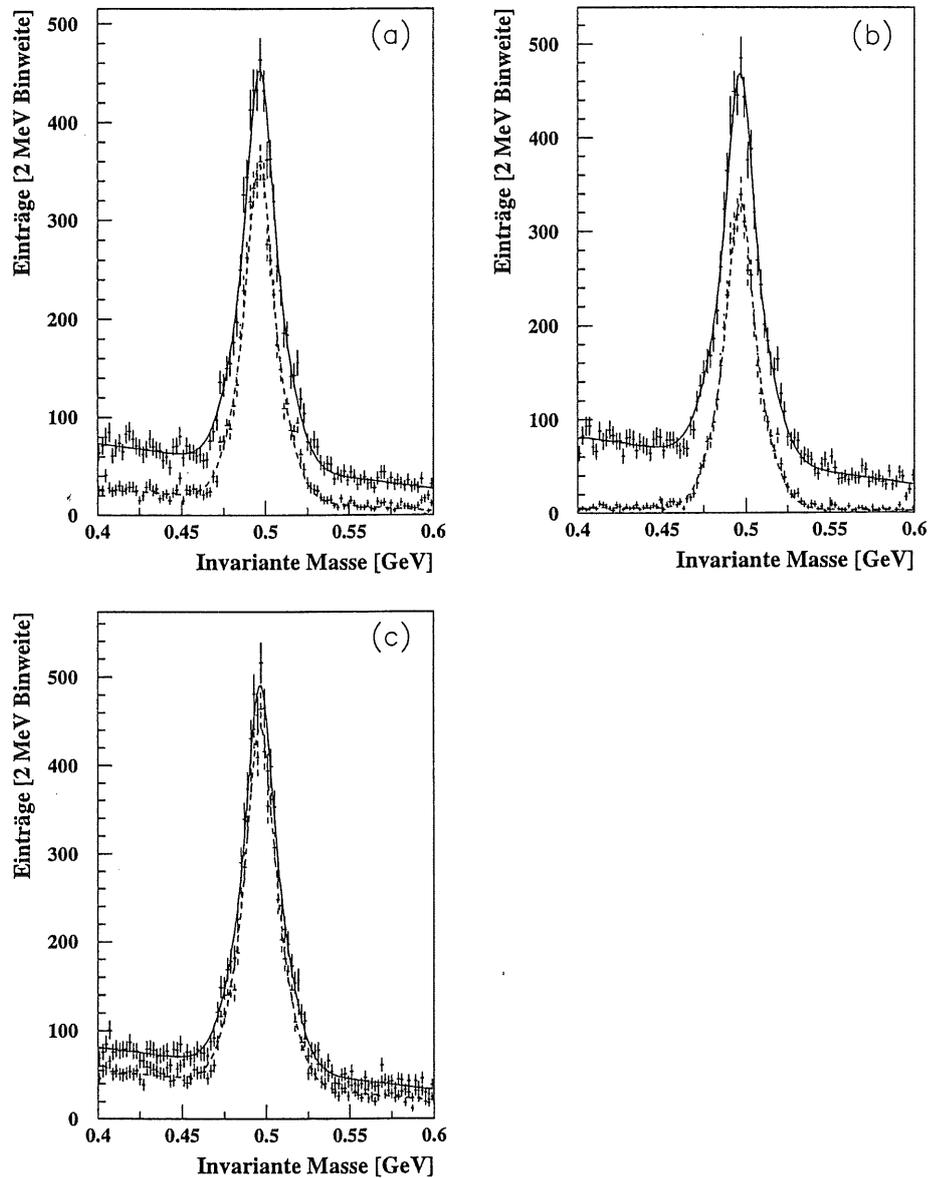


Abbildung 6.13: Der Vergleich der Bewertungskriterien anhand der zugehörigen Massenverteilungen für jeweils 50 000 Ereignisse aus dem Jahr 1997: (a) F - $PTINV$ (BUT), (b) BUT (F - $PTINV$) und (c) χ^2/ndf (BUT). In jedem einzelnen Bild sind zwei Verteilungen dargestellt. Die durchgezogene Anpassungsfunktion beschreibt die Massenverteilung nach den Schnitten aus Tabelle 6.1. Die gestrichelte Funktion ergibt sich nach der zusätzlichen Forderung, daß lediglich Gesamtgewinner-spuren in die Massenberechnung einbezogen werden dürfen.

Kapitel 7

Das D^\pm -Signal für Monte Carlo-Daten

Die Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen erfolgt mit Hilfe der gefundenen Kaon-Kandidaten und derjenigen Pionen, die vom primären Vertex stammen. Dabei muß jedes einzelne Kaon mit allen zur Verfügung stehenden Pionen des gleichen Ereignisses kombiniert werden. Dies bedeutet, daß für jedes Teilchenpaar die invariante Masse bestimmt wird:

$$m_{K_S^0\pi^\pm} = \sqrt{(E_{K_S^0} + E_{\pi^\pm})^2 - (\vec{p}_{K_S^0} + \vec{p}_{\pi^\pm})^2} \quad (7.1)$$

mit

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + |\vec{p}_i|^2} \quad (i = K_S^0, \pi^\pm) \quad (7.2)$$

Betrachtet man die in Abbildung 7.1(a) eingezeichnete Massenverteilung für die gesamten vorliegenden Ereignisse des Jahres 1997 unter Verwendung der bislang angesprochenen Schnitte nach Tabelle 6.1 und einem Kaon-Massenfenster¹ von $m_{K_S^0} \pm 20 \text{ MeV}$, so läßt sich keine Signalandeutung erkennen. Es liegt eine nahezu lineare Verteilung vor. Offenbar verschwindet das D^\pm -Signal im Untergrund, dessen Herkunft anhand einer Plausibilitätserklärung verdeutlicht werden soll.

Ein Blick auf Abbildung 7.1(b) läßt erahnen, daß vor allen Dingen Pionen, welche *nicht* aus einem D^\pm -Zerfall stammen, das größte Problem für die D^\pm -Rekonstruktion darstellen.

¹Das angegebene Massfenster entspricht ungefähr einer Breite von 2.3 Standardabweichungen der Seemannverteilung und 1.5 Standardabweichungen der Cowboyverteilung (siehe Abschnitt 6.2.5).

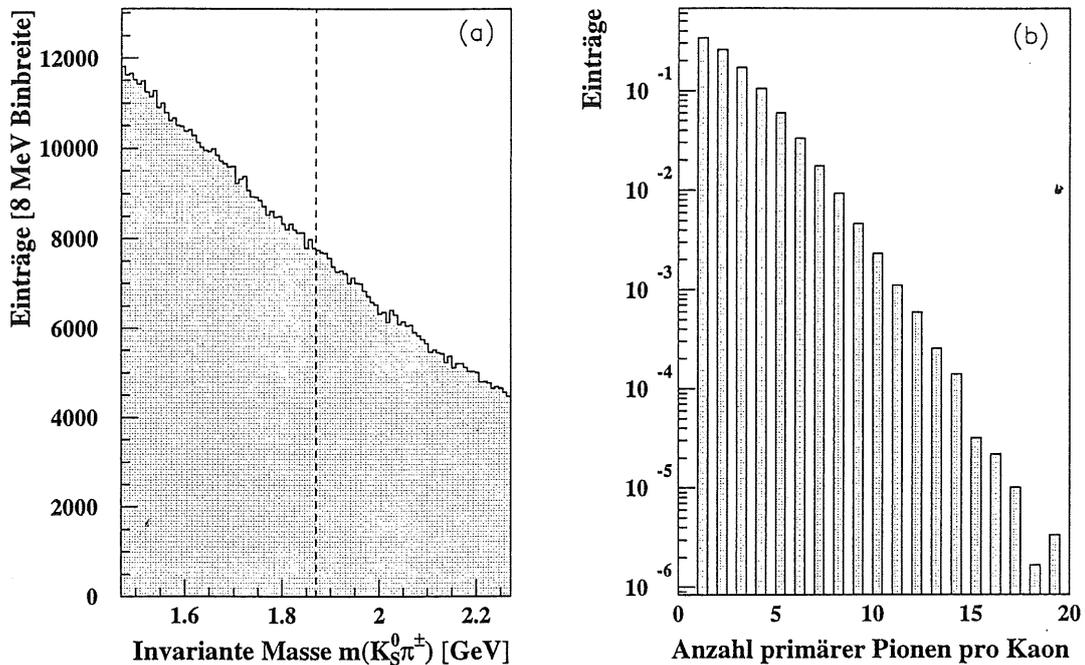


Abbildung 7.1: (a) Die Massenverteilung der D^\pm -Kandidaten des gesamten Jahres 1997 unter Verwendung der für die Kaon-Rekonstruktion gefundenen Schnitte und einem Massenfenster von $m_{K_S^0} \pm 20 \text{ MeV}$. Die vertikale Linie gibt die Stelle des PDG-Massenwerts (4.1) an. (b) Statistik über den Anteil der Pionen vom primären Vertex, die mit einem einzigen Kaon kombiniert werden müssen

Pionen können ihren Ursprung bei HERA in vielen unterschiedlichen Prozessen haben, wie z.B. in der Fragmentation oder in Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Wechselwirkungen. Ohne gezielte Schnitte auf derartige Verunreinigungen müssen zunächst alle vorliegenden Pionen, die von einem primären Vertex kommen, für die Massenberechnung berücksichtigt werden.

Dies führt zu einer Kombination von über 65 % der Kaonen mit mehr als einem Pion (pro Ereignis) zu einem D^\pm -Kandidaten. In Einzelfällen sind sogar mehr als zehn Pionen zu verwenden. Da zusätzlich häufig mehrere Kaon-Kandidaten pro Ereignis zur Bestimmung der invarianten Masse zur Verfügung stehen, müssen die im jeweiligen Ereignis vorhandenen Pionen mehrmals verwendet werden, so daß der Untergrund auch durch eine hohe Kombinatorik bestimmt wird.

Gesucht werden also im folgenden physikalische oder geometrische Größen, die eine Unterscheidung zwischen dem störenden kombinatorischen Untergrund und dem Teilchensignal zulassen.

Dabei kann allerdings für reale Daten nicht auf die gleichen Methoden zur Schnittuntersuchung zurückgegriffen werden, wie sie bei der Rekonstruktion der Kaonen zur Anwendung gelangten. Ohne ein vorhandenes Signal ist die Beurteilung der Effizienz eines Schnitts anhand des Signal-zu-Untergrundverhältnisses nicht möglich. Aus diesem Grunde wird die Untersuchung der D^\pm -Mesonen und deren Zerfallseigenschaften zunächst mit simulierten Daten, den sogenannten *Monte Carlo* (MC) Datensätzen, fortgesetzt. Sie besitzen u.a. die Eigenschaft, in jedem vorliegenden Ereignis das gesuchte Teilchen zu enthalten. So wird das Auffinden der D^\pm -Mesonen anhand eines Signals in der Regel stark erleichtert. Außerdem können mit Hilfe eines MC-Datensatzes der untersuchte Zerfall und die beteiligten Teilchen exakt identifiziert werden.

7.1 Der Monte Carlo-Generator AROMA 2.2

Unter einem Monte Carlo-Generator versteht man i.a. ein Computerprogramm, welches mit den Mitteln der Wahrscheinlichkeitsrechnung physikalische Vorgänge (Ereignisse) anhand bestimmter physikalischer Modelle möglichst real nachbildet. Bei H1 sind diese physikalischen Vorgänge Elektron-Proton-Kollisionen mit anschließender Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen. Nachfolgende Zerfälle können lediglich für kurzlebige Teilchen erfolgen. Im Gegensatz hierzu werden innerhalb der Ereignisgeneration langlebige Teilchen wie z.B. das K^0 oder das Λ als stabil aufgefaßt.²

Der Monte Carlo-Generator *AROMA 2.2* (siehe [Ing96]) ist ein Programmpaket aus vier grundlegenden Komponenten: *JETSET*, *PYTHIA*, *LEPTO* und *AROMA*. Das Ziel dieses Generators ist die Simulation der Produktion schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$ in ep -Stößen.

Auf der Programmstruktur *JETSET* aufbauend, implementieren die Pakete *PYTHIA* und *LEPTO* Prozesse der Elektron-Proton-Kollision bei HERA. Für die Erzeugung schwerer Quarks in der Boson-Gluon-Fusion zeichnet sich *AROMA* verantwortlich. Insgesamt werden während der Generierung die elektroschwache Wechselwirkung ebenso wie die Masse der produzierten Quarks und die Parton-Dichte-Verteilungsfunktion PDF^3 berücksichtigt.

²Der Zerfall dieser langlebigen Teilchen kann erst während der Detektorsimulation erfolgen, da mögliche Wechselwirkungen dieser Teilchen mit dem Detektormaterial berücksichtigt werden müssen.

³Parton Density Function

Prozesse höherer Ordnung in der QCD gehen teilweise durch Partonschauer vor und nach der harten Wechselwirkung⁴ in das Monte Carlo-Modell mit ein. Die Hadronisierung wird in AROMA 2.2 durch das Lund-Modell beschrieben. Wie in Abschnitt 1.2 bereits angesprochen, bildet sich zwischen zwei auseinander strebenden Quarks eine Flußröhre aus. Im Lund-Modell stellt man diese Röhre mathematisch durch einen eindimensionalen, masselosen Faden⁵ dar. Bei einer gewissen potentiellen Energie reißt der Faden - typischerweise bei einer Länge von 1 bis 5 fm - so daß sich an den Bruchstellen neue $q\bar{q}$ -Paare bilden können. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis die invariante Masse zweier benachbarter Quarks zu klein ist, um weitere Quarks zu erzeugen.

Führt man die Ereignisgeneration bezüglich der Kinematik mit AROMA 2.2 durch, so liegt letztlich eine Datenstruktur mit den Vierervektoren aller Endzustände und deren Erzeugungsgeschichte vor. Die Daten werden in den speziellen MC-Bänken *GTR* und *GVX* gespeichert.

7.2 Der erstellte Monte Carlo-Datensatz

Auf dem Weg zu einem vollständigen Monte Carlo-Datensatz stellt die Ereignisgeneration lediglich den ersten Schritt dar. Insgesamt sind hierfür drei Phasen wichtig:

- die Generierung der physikalischen Ereignisse
- die Simulation der Teilchenwechselwirkungen mit den Detektorkomponenten und die Simulation der Detektorantwort auf die vorliegenden Ereignisse
- die Rekonstruktion der simulierten Detektorantwort zu physikalischen Größen

Innerhalb der Detektorsimulation können Teilchen mit dem Detektormaterial wechselwirken oder im Detektor zerfallen. Die Vertices der Zerfallsprodukte, ihre Vierervektoren sowie die Erzeugungsgeschichte sind in den Bänken *STR* und *SVX* festgehalten.

In einem weiteren Schritt muß ein Übergang von den Teilcheneigenschaften und deren Zerfällen zu den Messungen der einzelnen Detektorkomponenten gemacht werden. Dies bedeutet u. a., daß die vorliegenden physikalischen Spuren in

⁴Engl.: initial and final state radiation

⁵Engl.: string

Signaldrahttreffer umgewandelt werden müssen. Letztlich stehen also alle Ereignisse in der gleichen Form wie die realen Daten uneingeschränkt zur Verfügung. Sie sind ebenfalls in *DTRA*-, *DVER*- und *DTNV*-Bänken gespeichert. Als spezielle Monte Carlo Erweiterung der *DTRA*-Bank dient die *DTRY*, die eine Verbindung zu den speziellen Monte Carlo Bänken darstellt.

Nach den drei oben genannten Schritten wurde für den untersuchten Zerfallskanal ein MC-Datensatz mit den folgenden Vorgaben erzeugt:

- die Generation wird mit AROMA 2.2 durchgeführt
- die Detektorkomponenten entsprechen den Bedingungen des Jahres 1997
- betrachte nur *charm*-Ereignisse
- in jedem Ereignis soll mindestens ein D^\pm vorhanden sein
- betrachte NC-Ereignisse in Photoproduktion
- GRV_LO⁶ wird als PDF verwendet
- die \bar{K}^0 - bzw. K^0 -Umwandlung verläuft nur in K_S^0 -Mesonen

Mit diesen Vorgaben wurden fünf Millionen generierte Ereignisse einer Detektorsimulation unterworfen. Als Resultat konnten 52 620 Ereignisse mit insgesamt 63 005 D^\pm -Mesonen verzeichnet werden. Die Produktion von vielen *charm*tragenden Teilchen innerhalb eines Ereignisses ist unwahrscheinlich, so daß im MC-Datensatz nicht mehr als zwei geladene *D*-Mesonen pro Ereignis auftreten.

Nach den Vorgaben sollen alle \bar{K}^0 - bzw. K^0 -Mesonen lediglich in kurzlebige Kaonen umgewandelt werden. Dies bedeutet, daß für die Anzahl der D^\pm -Mesonen, welche in den untersuchten Kanal zerfallen, nur noch der K_S^0 -Zerfall in zwei geladene Pionen mit einem Verzweigungsverhältnis von $(68.61 \pm 0.28) \%$ zu berücksichtigen ist. Letztlich stehen also insgesamt $43\,228 \pm 176$ D^\pm -Mesonen zur Rekonstruktion über den gesamten Raumwinkelbereich zur Verfügung.

Die Verwendung der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2, die lediglich ein Raumwinkelintervall von 25° bis 155° abdecken, ist in erster Linie dafür verantwortlich, daß eine deutlich geringere Teilchenzahl rekonstruiert werden kann.

Zur Veranschaulichung eines typischen D^\pm -Zerfalls soll auf Abbildung 7.2 hingewiesen werden. Dargestellt ist ein Ausschnitt der zentralen Spurkammern in der

⁶Glück-Reya-Vogt_Leading-Order (siehe [GRV92])

$r\phi$ -Ansicht mit einigen generierten Teilchenspuren eines Ereignisses, dessen Daten im beschriebenen Monte Carlo-Datensatz enthalten sind.

Diejenigen Spuren, die zum untersuchten Zerfallskanal gehören, sind gesondert gekennzeichnet.

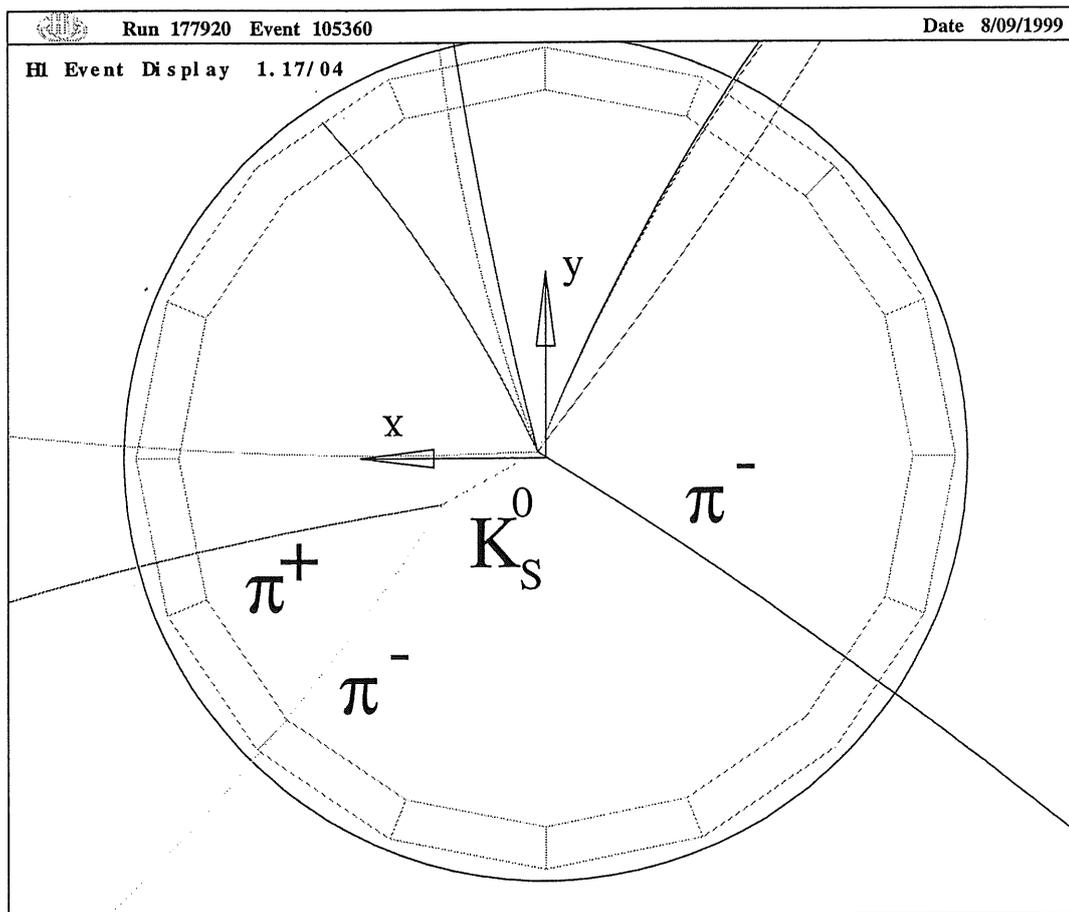


Abbildung 7.2: Darstellung eines D^- -Zerfalls in der $r\phi$ -Ansicht des zentralen Spurkammersystems. Die Daten entstammen dem erstellten Monte Carlo-Datensatz des Jahres 1997.

7.3 Die D^\pm -Rekonstruktion

Die Berechnung der invarianten D^\pm -Masse für den angesprochenen Monte Carlo-Datensatz ergibt die in Abbildung 7.3(a) eingezeichnete Verteilung.

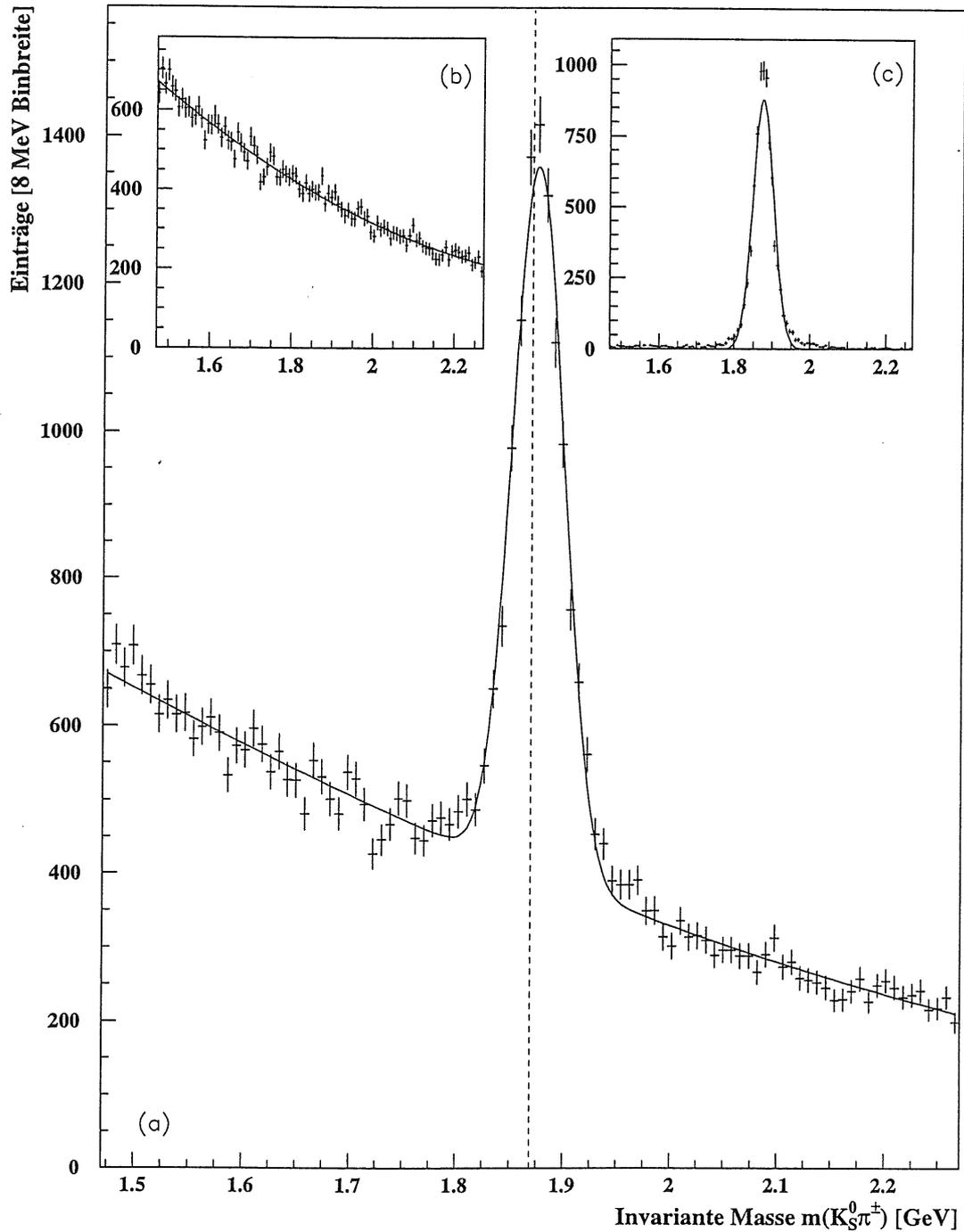


Abbildung 7.3: Das D^\pm -Signal für Monte Carlo-Daten für das Jahr 1997 (a). Die vertikale Linie deutet die Stelle des PDG-Massenwerts (4.1) an (Anpassungsfunktion: $f_{D^\pm}(x)$). Der Untergrund (b) läßt sich durch einen quadratischen Term und das Signal (c) annähernd mit einer Gaußfunktion beschreiben.

Als Einschränkungen wurden lediglich ein Kaon Massenfenster zwischen 0.468 GeV und 0.528 GeV sowie $|z| < 50 \text{ cm}$ festgelegt.

Bei der Masse von $(1875.1 \pm 0.4) \text{ MeV}$ ist deutlich ein Signal zu erkennen. Ein Vergleich mit dem experimentellen Wert der Particle Data Group von $m_{D^\pm} = (1869.3 \pm 0.5) \text{ MeV}$ zeigt eine Differenz von etwa 6 MeV . Diese Abweichung von mehr als 10 Standardabweichungen läßt sich auf eine falsche Kalibration der zentralen Spurkammern, d.h. auf eine fehlerhafte Impulsmessung während des Simulations- und Rekonstruktionsprozesses zurückführen.

Mit einer Signalbreite von $(24.2 \pm 0.5) \text{ MeV}$ und zugehöriger Amplitude von 961 pro 8 MeV Binbreite, ergibt sich ein Signalinhalt von 7297 rekonstruierten D^\pm . Für diese Angaben wurde eine Anpassungsfunktion verwendet, die sich aus einem Gaußterm und einem quadratischen Untergrundterm zusammensetzt:

$$f_{D^\pm}(x) = P_1 + P_2x + P_3x^2 + P_4e^{-\frac{(x - P_5)^2}{2P_6^2}} \quad (7.3)$$

Von den 43 228 im Datensatz vorhandenen D^\pm -Mesonen, welche in zwei geladene Pionen zerfallen sind, können also mit Hilfe der Analyseroutine zur Massenbestimmung und unter Verwendung der zentralen Spurkammern ca. 17% der Teilchen ohne nennenswerte Schnitte gefunden werden.

Die beiden kleinen Histogramme (b) und (c) in Abbildung 7.3 zeigen einen großen Vorteil des Monte Carlo-Datensatzes gegenüber realen Daten auf. Es ist stets möglich, das Signal eindeutig vom Untergrund zu trennen. Hierzu macht man sich zunutze, daß im MC Datensatz die Vorgeschichte der verwendeten Pionen nachvollzogen werden kann. Stellt man die Massenverteilung derjenigen Pionen dar, die sicher von einem D^\pm -Zerfall stammen, so erhält man die Verteilung (c). Es handelt sich hierbei um das gleiche Signal wie im Vordergrundhistogramm (a) und bestätigt somit die erfolgreiche Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen. In dieser Analyse wird die Trennung von Signal und Untergrund für die Untersuchung einer potentiellen Schnittgröße verwendet. Dies ist in Abschnitt 7.4.1 dargestellt.

Durch gezielte Schnitte muß nun der Untergrund der Massenverteilung verringert werden, ohne dabei viele Teilchen zu verlieren. Sicherlich sind als erstes die bereits gefundenen Schnitte bezüglich der Kaonen und der zugehörigen Pionen aus Tabelle 6.1 zu berücksichtigen. Ihre Auswirkungen sind den Abbildungen 7.4(a) und (b) zu entnehmen. Für die Teilchenauswahl konnte allerdings nicht die Likelihood-Wahrscheinlichkeit verwendet werden, da das Modul *DDXMOD* zum Zeitpunkt der vorliegenden Analyse für Monte Carlo-Daten nicht

zur Verfügung stand. Deshalb wurde die ebenfalls vorgestellte Schnittkurven-Methode mit $A=1.1$ und $B=0.4$ angewendet.

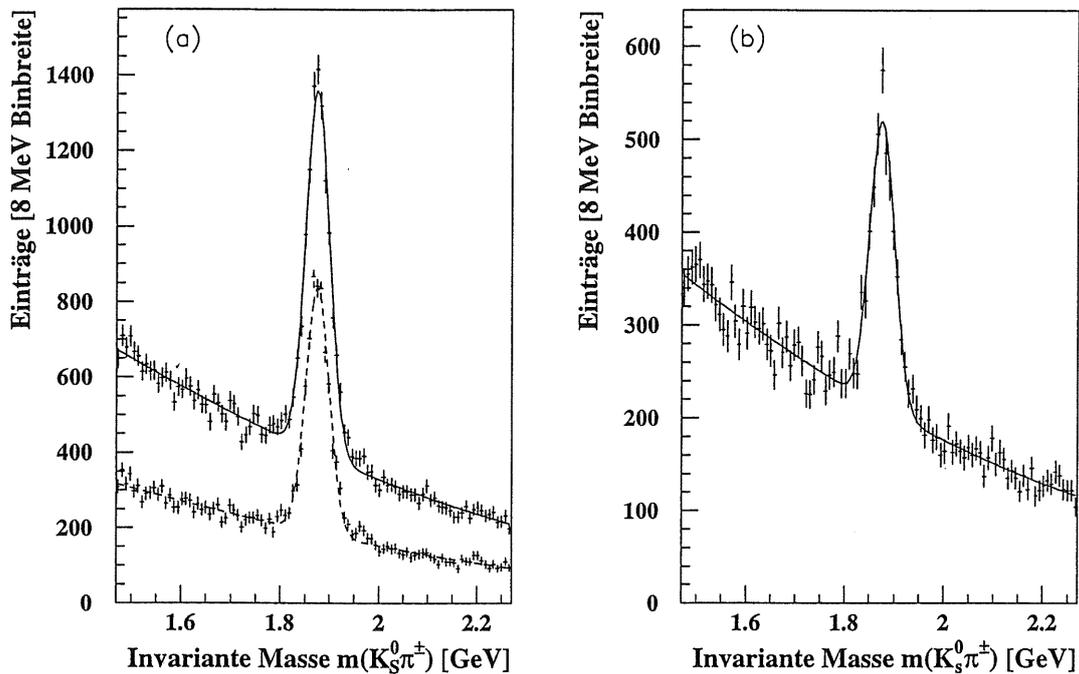


Abbildung 7.4: Auswirkungen der Kaon-Schnitte auf das D^\pm -Signal. (a) Die resultierende Verteilung ist gestrichelt eingezeichnet, wobei das Signal einen Teilcheninhalt von 4872 besitzt. (b) Dieses Histogramm zeigt die verworfene Massenverteilung. Insgesamt gingen hier 2423 D^\pm -Mesonen durch die Schnitte verloren.

7.4 Die Optimierung der Schnitte

Eine zentrale Rolle kommt im folgenden der Suche nach neuen, effektiven Schnitten zu, die charakteristische Eigenschaften der D^\pm -Mesonen oder der Pionen vom primären Vertex gegenüber den Eigenschaften des Untergrunds hervorheben und somit eine weitere Datenselektion ermöglichen.

Das erdachte Verfahren zur Schnittoptimierung besteht im wesentlichen aus zwei Schritten: der Suche nach neuen Schnittgrößen mittels *Profil-Histogrammen* und der Untersuchung der Schnittgrenze über das Kriterium *GÜTE*. Beide Schritte werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

Die Notation der zu untersuchenden physikalischen Größen beinhaltet in Klammern die explizite Angabe der Teilchensorte, sofern eine eindeutige Zuordnung nicht gewährleistet ist. Die Bezeichnungen π_1 bzw. π_2 beschreiben Pionen vom primären bzw. sekundären Vertex.

7.4.1 Profil-Histogramme

Bevor ein Schnitt optimiert werden kann, muß eine geeignete Schnittgröße gefunden werden. Durch die Anwendung sogenannter *Profil-Histogramme* erhält man die Möglichkeit eine Entscheidung über die Verwendbarkeit eines physikalischen Parameters als Schnittgröße zu treffen.

Hierzu macht man sich die bereits angesprochene Eigenschaft eines Monte Carlo-Datensatzes zunutze, Einblick in die Zerfallsgeschichte der Teilchen erhalten zu können. Trägt man die relative Häufigkeit der mit Sicherheit als D^\pm -Mesonen identifizierten Teilchen (in der Binbreite der betrachteten Größe) über die potentielle Schnittgröße auf, so erhält man Verteilungen wie sie in Abbildung 7.5 dargestellt sind.

Die eingezeichnete, gestrichelte Gerade stellt jeweils den Mittelwert der Verteilung unter Berücksichtigung der aufgetragenen, statistischen Fehler dar. Ein Verlauf der Verteilung klar unterhalb der Geraden deutet somit auf wenige D^\pm -Mesonen in diesem Bereich hin. Liegt hingegen die Verteilung oberhalb des Mittelwerts, so ist hier ein hoher Anteil der gesuchten Teilchen zu verzeichnen.

Durch den Schnittpunkt der Geraden mit der Verteilung könnte ein grober, erster Schnitt angegeben werden. Tatsächlich soll der Schnittpunkt lediglich als Orientierungshilfe zur Festlegung eines mit der Größe *GÜTE* im nächsten Abschnitt noch genauer zu untersuchenden Intervalls dienen.

Die vier in Abbildung 7.5 aufgeführten Histogramme geben einen Überblick über potentielle Schnittgrößen. Ihre Bedeutung wird im folgenden kurz beschrieben, wobei die Darstellung der oben angesprochenen Intervalle in eckigen Klammern erfolgt;

- (a) α_{proj}
Dieser Zerfallswinkel berechnet sich aus der Differenz der Winkel θ für ein Kaon und für das zugehörige Pion vom primären Vertex: $\alpha_{proj} = |\theta_{K^0} - \theta_{\pi_1}|$. Er stellt also die Projektion des räumlichen Zerfallswinkels auf die rz -Ebene dar.

Intervall: $[40^\circ, 140^\circ]$

- (b) $p_t(D^\pm)$
 Es handelt sich um den Transversalimpuls der D^\pm -Mesonen. Da die *charm*-Quarks aus der Boson-Gluon-Fusion stammen, sind ihre Transversalimpulse im Mittel deutlich größer als die anderer Teilchen, so daß ein Schnitt auf diese Größe vielversprechend zu sein scheint. Allerdings ist die Festlegung des Intervalls nicht einfach, da keine eindeutige Verteilung unterhalb der Mittelwertgeraden vorliegt.
 Intervall: $[0 \text{ GeV}, 2 \text{ GeV}]$

- (c) $p_t(\pi_1)$
 Dieser Impuls beschreibt die Transversalkomponente des Impulses eines Pions vom primären Vertex und ist assoziiert mit der Spurlänge (siehe Abschnitt 6.2.1).
 Intervall: $[0 \text{ GeV}, 1 \text{ GeV}]$.

- (d) $p_t(\pi_1) \cdot p_t(K_S^0)$
 Das Produkt aus den jeweiligen Transversalimpulsen eines Kaons und dem zugehörigen Pion besitzt ebenfalls Schnittqualitäten.
 Intervall: $[0 \text{ GeV}^2, 1 \text{ GeV}^2]$

Zwei weitere, nicht aufgezeichnete Größen sollen ebenfalls mit Hilfe des *GÜTE*-Werts untersucht werden. Es handelt sich dabei um:

- (e) $dEdxhit(\pi_2)$
 Mit dieser Größe ist die zur dE/dx -Bestimmung verwendete Trefferzahl für Pionen vom sekundären Vertex gemeint. Eine große Anzahl verwendeter Treffer deutet stets auf eine lange, gut rekonstruierte Spur hin.
 Intervall: $[5, 30]$

- (f) $dEdxhit(\pi_1)$
 Hiermit wird die zur dE/dx -Bestimmung verwendete Trefferzahl für Pionen vom primären Vertex beschrieben. Auch hier ist eine gut rekonstruierte Spur mit einer hohen Trefferzahl assoziiert.
 Intervall: $[5, 30]$

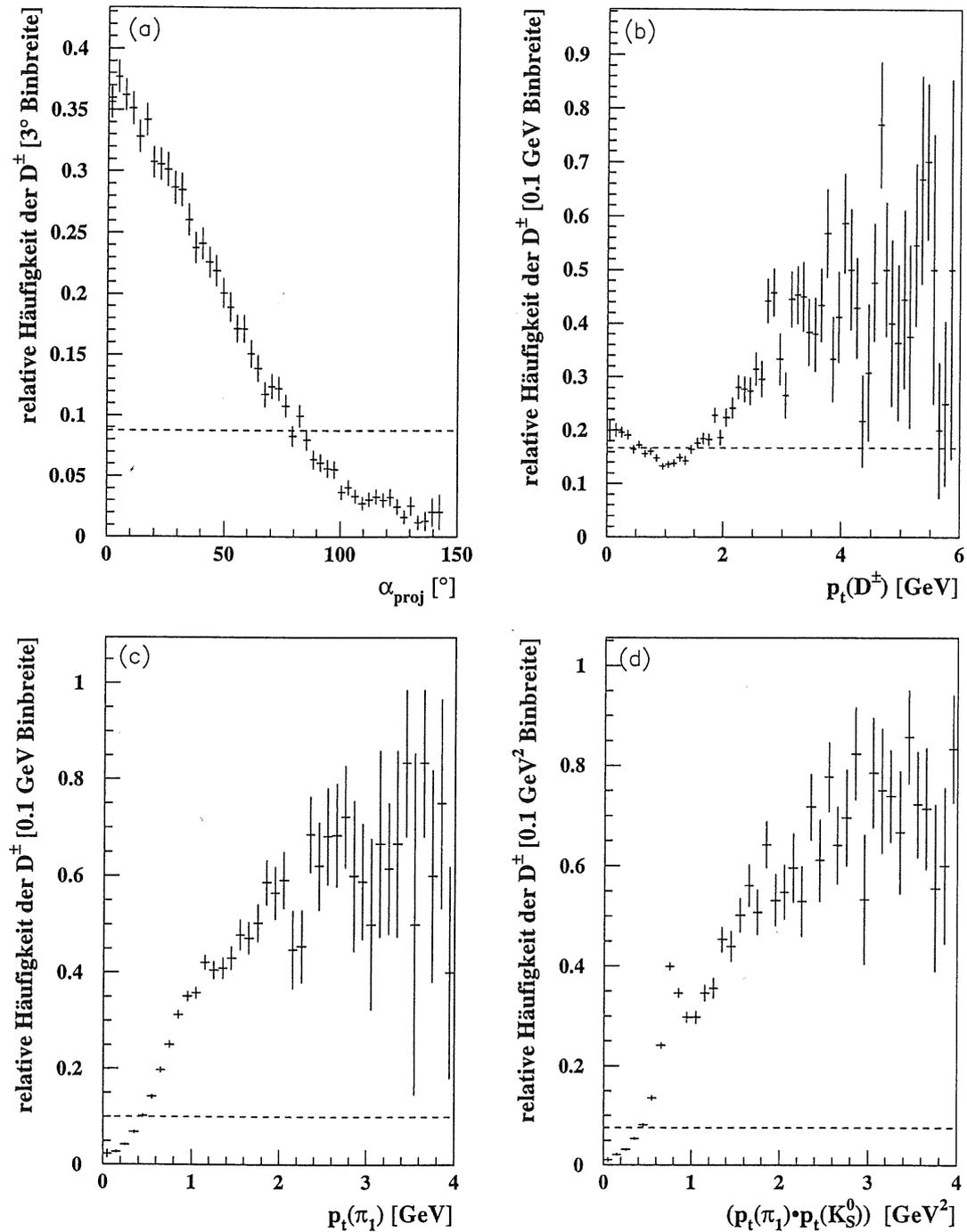


Abbildung 7.5: Aufgezeichnet sind die Profil-Histogramme für vier verschiedene Größen (a) bis (c), die einer weiteren Untersuchung unterzogen werden sollen. Jedes Histogramm enthält eine Verteilung mit statistischen Fehlern und der zugehörigen Mittelwertgeraden. Einzelheiten hierzu finden sich im Text.

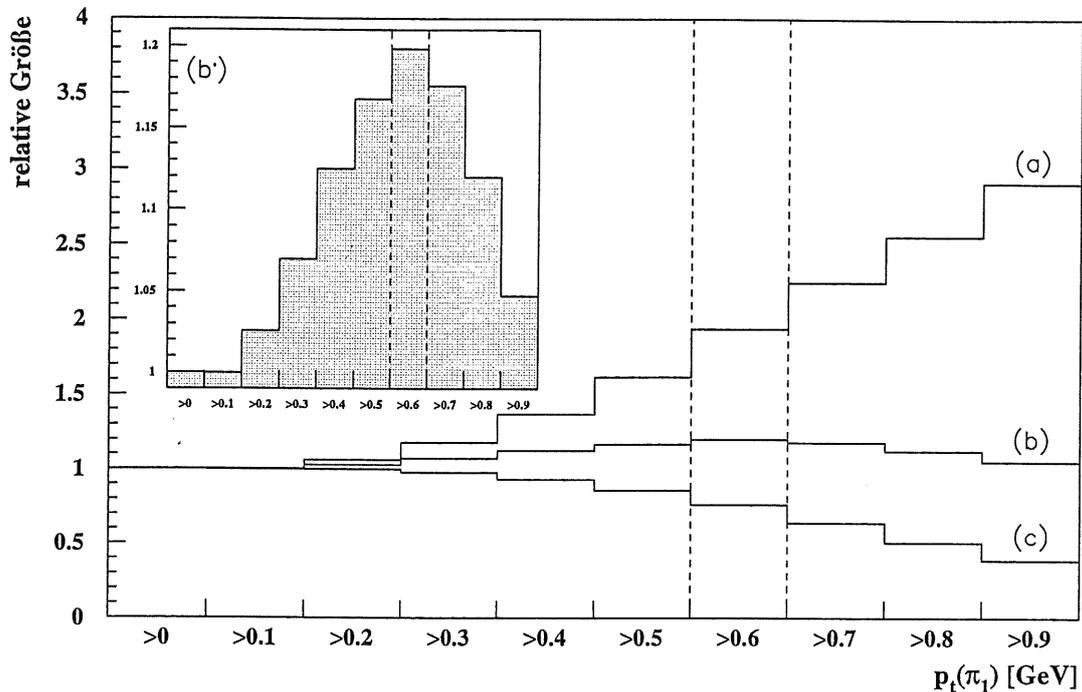
7.4.2 Das Kriterium $G\ddot{U}T\ddot{E}$ 

Abbildung 7.6: Aufgetragen sind die relativen Werte für die Größen S/U (a), Teilchenzahl im Signal (c) und $G\ddot{U}T\ddot{E}$ (b) unter der Variation der Schnittgrenze für den Transversalimpuls $p_t(\pi_1)$. Aus Gründen der Übersicht wurde die $G\ddot{U}T\ddot{E}$ -Verteilung mit einer anderen Achsenskalierung in ein eigenes Histogramm eingetragen (b').

In diesem Abschnitt wird ein Kriterium eingeführt, welches im folgenden die Bezeichnung $G\ddot{U}T\ddot{E}$ erhält. Es berechnet sich aus dem Verhältnis der Signalamplitude und dem statistischen Fehler des Untergrundes an der Stelle des Maximums:

$$G\ddot{U}T\ddot{E} : = \frac{\text{Amplitude des Signals}}{\sqrt{\text{Untergrundhöhe an der Stelle des Signalpeaks}}} \quad (7.4)$$

Anschaulich beschreibt die Größe $G\ddot{U}T\ddot{E}$, wie deutlich ein Signal in Bezug auf den Untergrund zu sehen ist. Bei der Variation der Schnittgrenze eines physikalischen Parameters läßt sich stets der $G\ddot{U}T\ddot{E}$ -Wert anhand der jeweiligen Anpassungsfunktion berechnen. Dabei ist ein maximaler Wert als Maß für das beste Signal und damit als optimaler Schnitt zu interpretieren.

Die Leistungsfähigkeit des angesprochenen Kriteriums wird in den folgenden Ausführungen erläutert. Als Beispiel soll hierzu die Untersuchung des Transversalimpulses der Pionen vom primären Vertex $p_t(\pi_1)$ dienen. Nach Abschnitt 7.4.1 scheint der Transversalimpuls ein geeigneter Schnittparameter auf dem Intervall $[0 \text{ GeV}, 1 \text{ GeV}]$ zu sein. Deshalb werden die Auswirkungen der Forderungen $p_t(\pi_1) > 0 \text{ GeV}$ bis $p_t(\pi_1) > 0.9 \text{ GeV}$ in Schritten von 0.1 GeV betrachtet und in Abbildung 7.6 als Histogramm dargestellt.

Daß das Kriterium *GÜTE* eine sinnvolle und effektive Möglichkeit zur Bestimmung eines Schnitts darstellt, wird durch Abbildung 7.6 deutlich. Eingezeichnet sind die Werte für das Verhältnis S/U (a), für die Teilchenanzahl im Signal (c) sowie für die *GÜTE* (b) unter den verschiedenen Schnitten bezüglich des Transversalimpulses $p_t(\pi_1)$. Um die Entwicklung dieser Größen bei einer Variation des Schnitts besser beurteilen zu können, wurden relative Größen verwendet; d.h. jede momentane Größe wird bezüglich der Ausgangssituation - ohne einen Schnitt auf diesen Parameter - angegeben.

Es zeigt sich, daß bei einer Verschärfung des Schnitts zwar der S/U -Wert ansteigt, gleichzeitig allerdings die Teilchenzahl drastisch abnimmt (um mehr als 50 %). Ein optimaler Schnitt muß durch die Abwägung beider Parameter gefunden werden. Der Blick auf das Maximum der *GÜTE*-Verteilung (b') rechtfertigt den Schnitt $p_t(\pi_1) > 0.6 \text{ GeV}$. Bezogen auf das relative Signal-zu-Untergrundverhältnis bedeutet dies eine Zunahme um den Faktor zwei. Gleichzeitig müssen nicht mehr als 20 % der Teilchen im Signal verworfen werden. Im Hinblick auf die genannten Größen scheint das Maximum der *GÜTE*-Verteilung einen sinnvollen Konsens zwischen S/U und der Teilchenzahl zu finden.

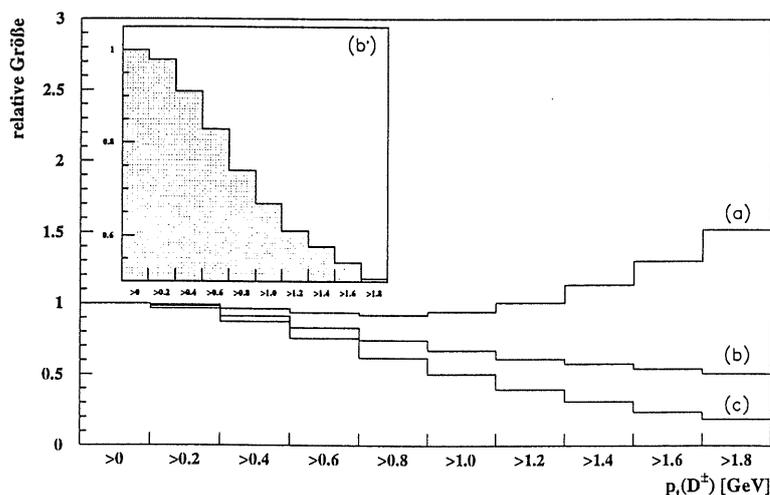


Abbildung 7.7: Aufgetragen sind die relativen Werte für die Größen S/U (a), für die Teilchenzahl im Signal (c) und für die *GÜTE* (b) bzw. (b') unter der Variation der Schnittgrenze für den Transversalimpuls $p_t(D^\pm)$.

Analoge Untersuchungen wurden für die in Abschnitt 7.4.1 betrachteten Parameter (a) bis (f) durchgeführt. Tabelle 7.1 gibt eine Zusammenfassung der mit Hilfe des Kriteriums *GÜTE* gefundenen Schnitte. Interessant ist das Ergebnis bezüglich des D^\pm -Transversalimpulses $p_t(D^\pm)$ (siehe Abbildung 7.7). Anhand der zugehörigen Verteilung kann kein Schnitt auf diese Größe empfohlen werden. Für $p_t(D^\pm)$ fällt das Histogramm bei jeder Schnittverschärfung innerhalb des untersuchten Intervalls $[0 \text{ GeV}, 2 \text{ GeV}]$ monoton ab. Sicherlich heißt dies *nicht*, daß ein Schnitt auf $p_t(D^\pm)$ für reale Daten auch eine negative Auswirkung haben wird, da die Untergrundverhältnisse in einem simulierten Datensatz teilweise deutlich von der Realität abweichen. In der Tat wird sich ein Schnitt bezüglich $p_t(D^\pm)$ für gemessene Daten als unerlässlich herausstellen.

Schnittgröße	empfohlener Schnitt
α_{proj}	$< 60^\circ$
$p_t(D^\pm)$	kein Schnitt
$p_t(\pi_1)$	$> 0.6 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_1) \cdot p_t(K_S^0)$	$> 0.7 \text{ GeV}^2$
$dEdxhit(\pi_1)$	> 20
$dEdxhit(\pi_2)$	> 20

Tabelle 7.1: Die mit Hilfe der *GÜTE*-Verteilung bestimmten Schnitte für den Monte Carlo-Datensatz

7.5 Die Auswirkungen der gefundenen Schnitte

Abschließend werden die empfohlenen Schnitte auf die MC-Daten des Jahres 1997 angewendet und in Abbildung 7.8 eingetragen. Als Ausgangspunkt steht die Massenverteilung aus Abbildung 7.4(a) zur Verfügung (Anzahl der $D^\pm = 4872$). Sie ist mit (a) bezeichnet. Die zusätzliche Einschränkung $p_t(\pi_1) > 0.6 \text{ GeV}$ ergibt Histogramm (b). Deutlich ist die starke Verringerung des Untergrunds zu erkennen, wobei die erhaltene Teilchenanzahl 4315 beträgt. Es handelt sich also um einen äußerst effektiven Schnitt.

Alle weiteren, in Tabelle 7.1 aufgeführten Schnitte führen zu einer zusätzlichen Abnahme des Untergrunds, allerdings auch zu einem starken Teilchenverlust. Letztlich befinden sich noch etwa 2432 D^\pm -Mesonen im Signal, was einem Anteil von $\approx 33\%$ der anfänglich rekonstruierten geladenen D -Mesonen im Monte Carlo-Datensatz entspricht.

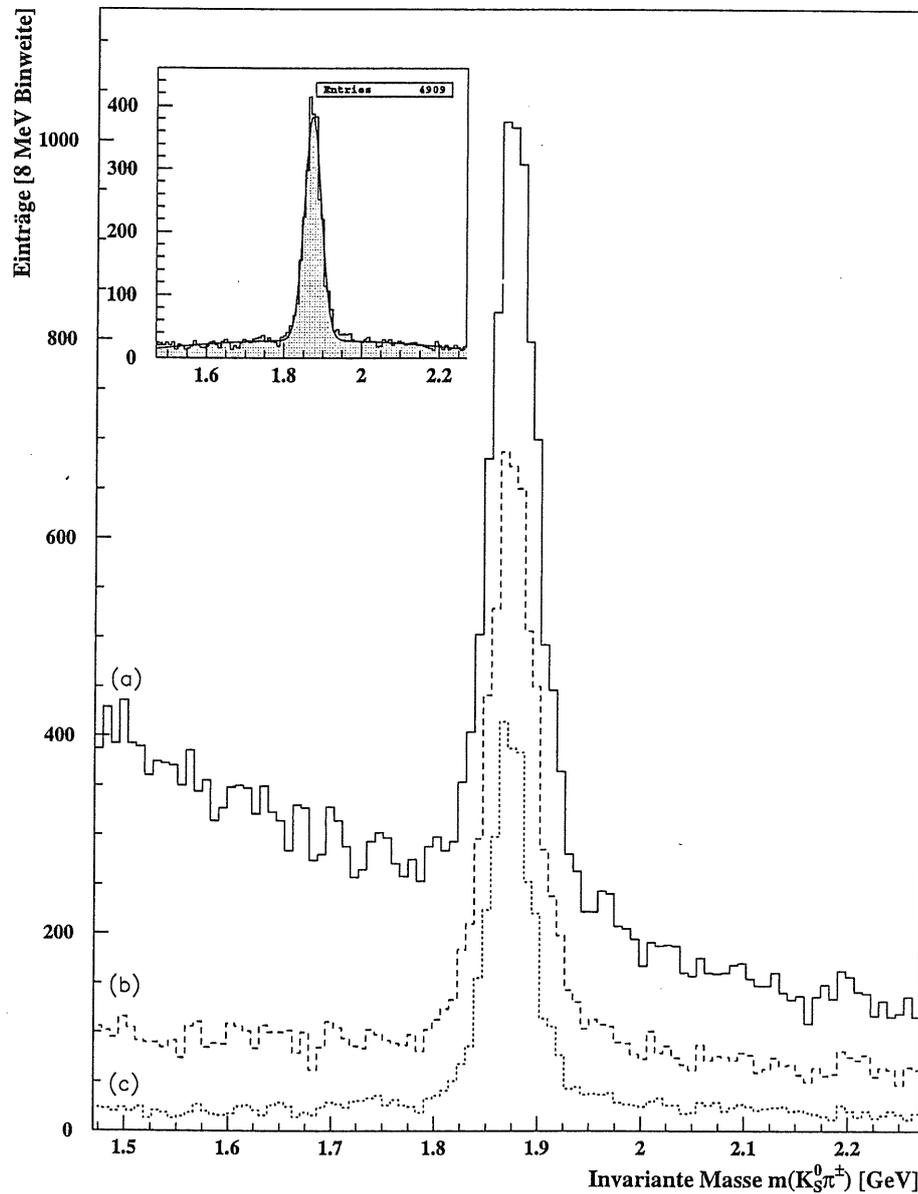


Abbildung 7.8: Auswirkungen der mit $G\ddot{U}T\ddot{E}$ gefundenen Schnitte. Es sind drei Verteilungen zu sehen: (a) entspricht Abbildung 7.4 nach den Kaon-Schnitten, (b) ergibt sich aus der Zusatzforderung $p_t(\pi_1) > 0.6 \text{ GeV}$ und (c) zeigt die Massenverteilung nach allen empfohlenen Schnitten in Tabelle 7.1. Die Verteilung (c) ist auch im kleinen Histogramm eingezeichnet, diesmal mit angepaßter Funktion $f_{D^\pm}(x)$.

Kapitel 8

Die Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Basis für eine erfolgreiche Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen mit Hilfe des Zerfallskanals $\bar{K}^0 \pi^+$ bzw. $K^0 \pi^-$ anhand realer H1-Daten gelegt.

In den nun folgenden Abschnitten erfolgt die Anwendung der bisherigen Überlegungen und Schnittgrößen auf die vom H1-Detektor gemessenen Daten der Jahre 1997 und 1996. Sicherlich ist dabei *nicht* zu erwarten, daß die für Monte Carlo-Daten optimierten Schnittgrenzen auch zu einem deutlichen Signal für reale Daten führen. Der durch Generation und Simulation erzeugte Untergrund entspricht bei weitem nicht den realen Bedingungen, da die Monte Carlo-Daten in jedem Ereignis den zu untersuchenden Zerfall enthalten, wodurch andere mögliche Zerfälle unterdrückt werden. Dies reduziert den Untergrund in MC-Datensätzen erheblich.

8.1 Die Datenanalyse des Jahres 1997

Für die Studien der Jahresdaten von 1997 - es handelt sich um 38 402 874 gespeicherte Ereignisse - wurden alle in dieser Arbeit besprochenen Schnittgrößen angewendet und variiert. Dabei zeigte sich deutlich, daß für die Verringerung des hohen Teilchenuntergrunds die Verwendung von $win = 1$ (dies selektiert die besten Spuren) und eine Einschränkung des Transversalimpulses der D^\pm -Kandidaten $p_t(D^\pm)$ unerlässlich ist.

Mit Hilfe der in Tabelle 8.1 aufgeführten Schnitte konnte letztlich ein deutliches Signal in der rekonstruierten Massenverteilung für das Jahr 1997 gefunden werden.

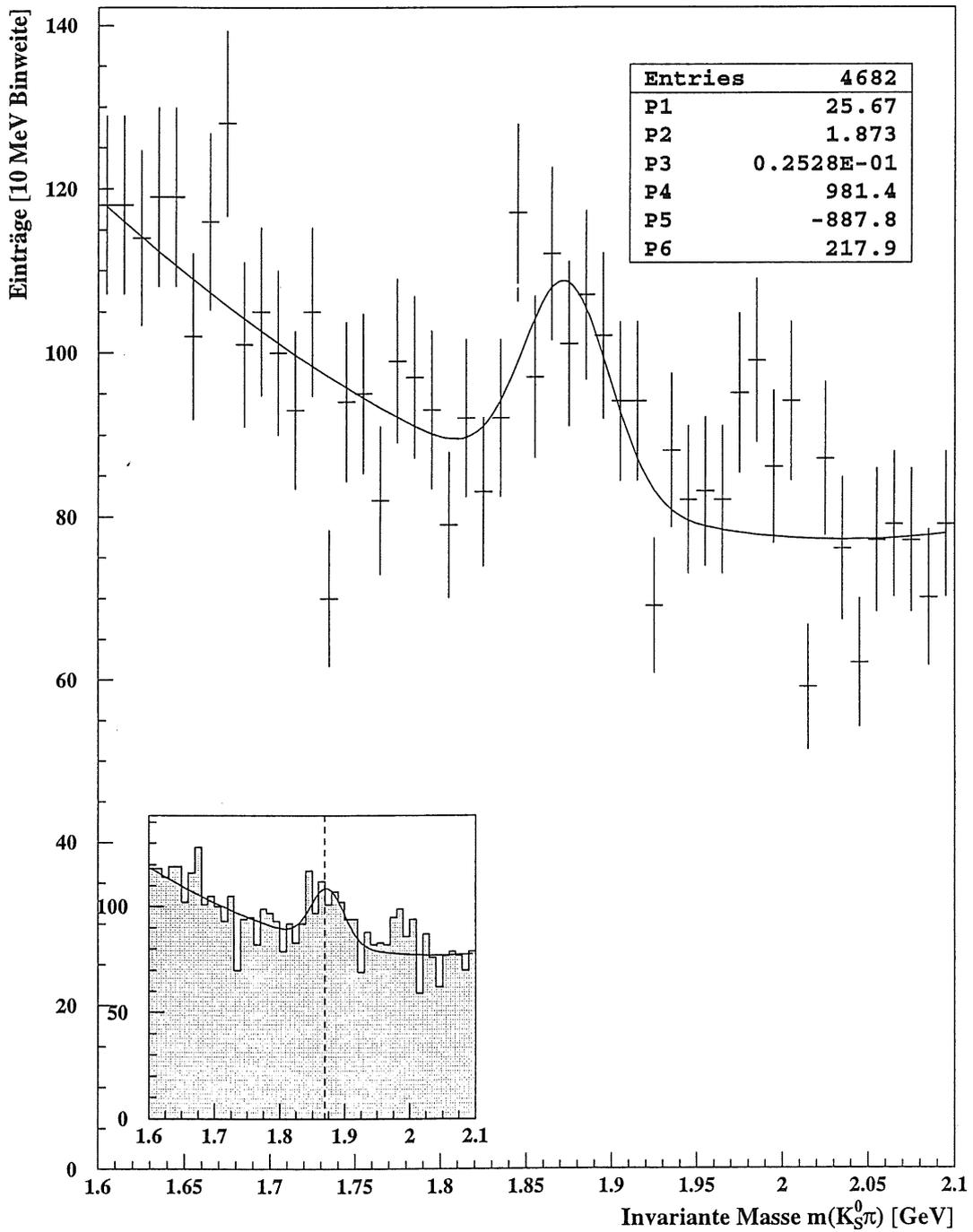


Abbildung 8.1: Das D^\pm -Signal für die gesamten H1-Daten des Jahres 1997. Die verwendete Anpassungsfunktion entspricht Gleichung (7.3) und führt zu einem Signalinhalt von etwa 163 geladenen D -Mesonen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Massenverteilung zweimal eingezeichnet: mit und ohne statistische Fehler. Die gestrichelte Linie stellt die PDG-Masse dar.

Schnittgröße	Schnittgrenze
$ z (\pi)$	$< 50 \text{ cm}$
$LN(\pi)$	> 0.1
$rsl(\pi_2)$	$> 10 \text{ cm}$
$r(\pi_2)$	$[1 \text{ cm}; 20 \text{ cm}]$
p_{\perp}	$> 0.11 \text{ GeV}$
$DDXhit(\pi_2)$	> 22
$DDXhit(\pi_1)$	> 28
$p_t(\pi_2)$	$> 0.2 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_1)$	$> 0.7 \text{ GeV}$
$p_t(D^{\pm})$	$> 1.7 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_1) \cdot p_t(K_S^0)$	$> 1.65 \text{ GeV}^2$
<i>Massenfenster</i>	$m_{K_S^0} \pm 20 \text{ MeV}$
$win(\pi)$	$= 1$
α_{proj}	$< 40^{\circ}$
<i>Spurart</i>	<i>zentrale Spuren</i>
<i>Spurselektion</i>	<i>BUT (F - PTINV)</i>

Tabelle 8.1: Aufgeführt sind die endgültigen Schnitte zur Auffindung eines D^{\pm} -Signals für H1-Daten des Jahres 1997. Ist die Zuordnung der Schnitte nicht eindeutig, so erfolgt in Klammern hinter der jeweiligen Schnittgröße die Benennung der betreffenden Teilchen. Dabei werden die folgenden Definitionen verwendet: $\pi_{1(2)} \equiv$ Pionen vom primären (sekundären) Vertex und $\pi \equiv$ alle Pionen.

Abbildung 8.1 zeigt die zugehörige Massenverteilung in einem Massenfenster zwischen 1.6 GeV und 2.1 GeV bei einer Binweite von 10 MeV . Sie besitzt ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von $S/U = 0.31$.

Aus der Anpassungsfunktion (7.3) ergibt sich eine invariante Masse von $(1873.4 \pm 6.6) \text{ MeV}$, womit sie etwa 0.6 Standardabweichungen vom PDG-Massenwert entfernt liegt. Mit Gleichung (6.13) ermittelt man einen Signalinhalt von 163 D^{\pm} -Mesonen. Um einen groben Eindruck von der Größenordnung des statistischen Fehlers in der Teilchenzahl zu erhalten, wird dieser mittels Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Signalbreite und der Amplitude bestimmt.¹

¹Dabei geht man davon aus, daß die Breite und die Höhe eines Signals voneinander unabhängig sind. Da die beiden Größen das Resultat einer Anpassungsprozedur darstellen, ist diese Unabhängigkeit streng genommen nicht gewährleistet. Dennoch bietet die Fehlerfortpflanzung

Hiernach beträgt der Fehler der Teilchenzahl ± 57 , also ungefähr 30 % der berechneten Gesamtzahl.

Die Resistenz eines Signals gegenüber Veränderungen der Binweite ist ein Indiz dafür, daß eine zufällige Massenanhäufung an der betrachteten Stelle ausgeschlossen werden kann. Aus diesem Grunde wurde die vorgestellte Massenverteilung einer Binweitenvariation (5, 7, 9 und 13 MeV) unterzogen (Abbildung 8.2). Offensichtlich bleibt dabei das gefundene Signal erhalten. Dies wird durch die in Tabelle 8.2 aufgeführten, extrahierten Signaleigenschaften der Verteilungen (a) bis (d) unterstützt.

Ein Vergleich der berechneten invarianten Massen mit dem Massenwert der Particle Data Group (4.1) zeigt innerhalb der statistischen Fehler gute Übereinstimmungen (weniger als eine halbe Standardabweichung). Die jeweiligen Breiten der Signale stimmen mit der Breite des Signals für den MC-Datensatz (Abbildung 7.3) überein.

Abb.	Masse [MeV]	Breite [MeV]	Binw. [MeV]	Amplitude [#/Binw.]	Anzahl	S/U
8.1	1873.4 ± 6.6	25.3 ± 6.4	10	25.7 ± 6.2	163 ± 57	0.31
8.2 (a)	1872.6 ± 6.8	24.4 ± 6.1	5	12.3 ± 3.1	151 ± 54	0.30
8.2 (b)	1873.4 ± 6.5	23.2 ± 6.4	7	17.7 ± 4.5	146 ± 55	0.30
8.2 (c)	1871.8 ± 5.9	22.1 ± 5.4	9	24.2 ± 5.8	150 ± 51	0.32
8.2 (d)	1870.7 ± 8.2	25.0 ± 8.0	13	31.1 ± 8.2	148 ± 62	0.28
8.3	1870.3 ± 6.2	22.3 ± 6.2	10	23.6 ± 5.7	132 ± 49	0.26
7.3	1875.1 ± 0.4	24.2 ± 0.5	8	961.1 ± 18.9	7297 ± 208	2.42
	1869.3 ± 0.5	Wert der Particle Data Group				

Tabelle 8.2: Anpassungsparameter und daraus berechnete Größen zu den angegebenen Abbildungen (die Binweite wird mit Binw. abgekürzt). Die aufgeführten Fehler sind statistisch bedingt.

die Möglichkeit zur Abschätzung der richtigen Größenordnung.

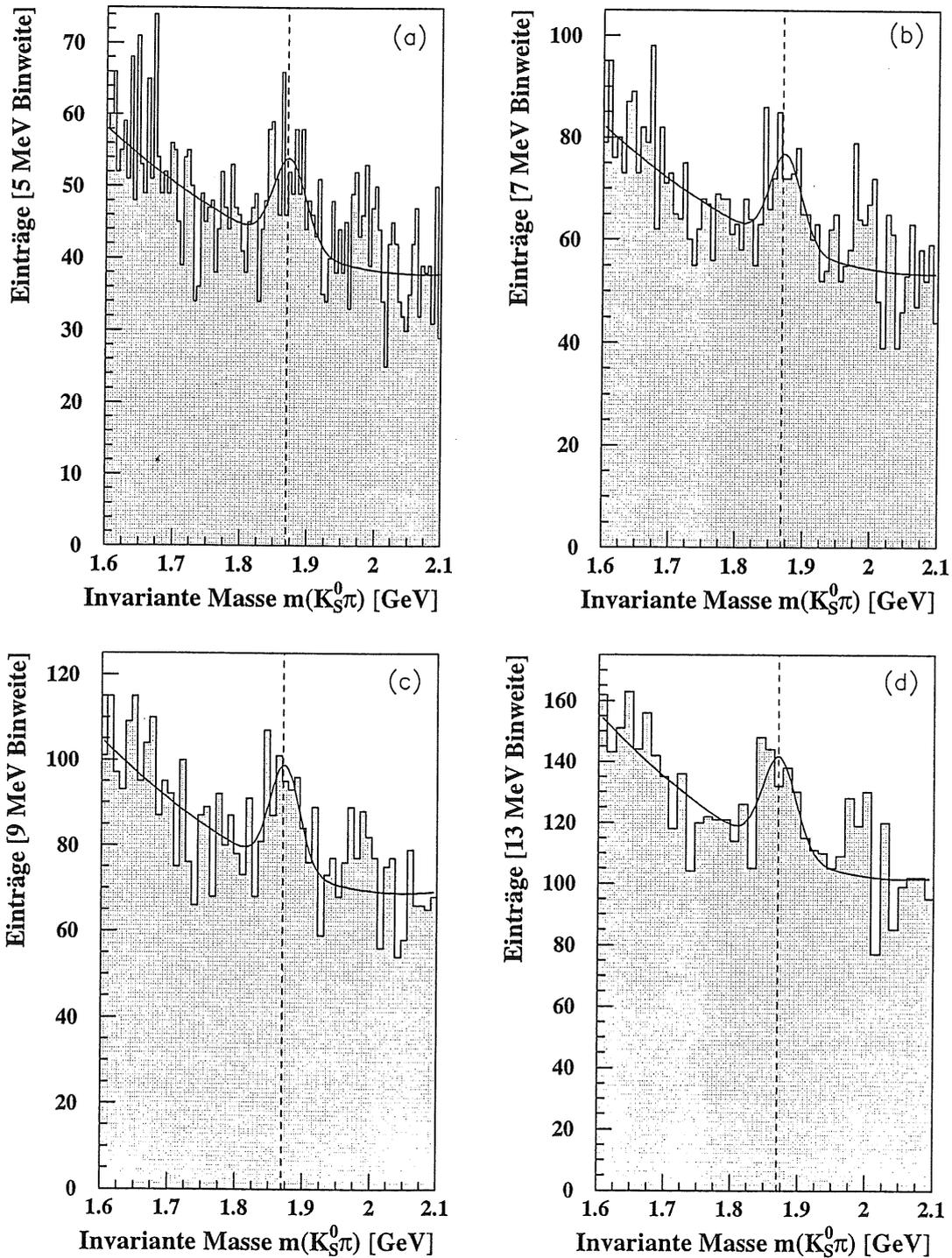


Abbildung 8.2: Die Massenverteilungen (a) bis (d) sind das Resultat der Binweitenvariation für die Gesamtdaten des Jahres 1997. Die gestrichelte Linie stellt den PDG-Massenwert dar.

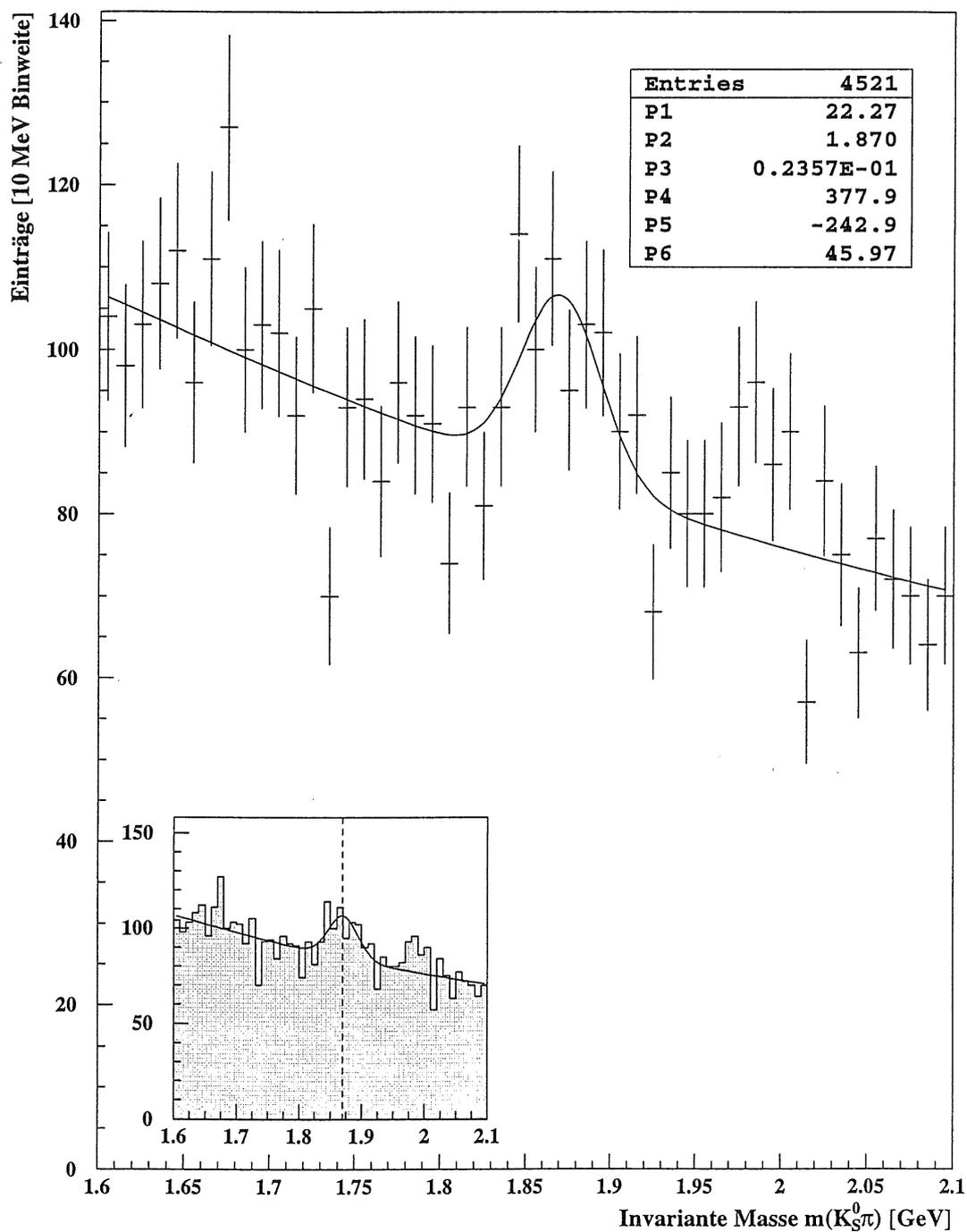


Abbildung 8.3: Die Massenverteilung für die Ereignisklasse 16 des Jahres 1997.

Bei der H1-Datenverarbeitung (Abschnitt 2.2.2) werden die Gesamtdaten einer zusätzlichen Ereignisklassifikation unterzogen, um eine Reduzierung der zu untersuchenden Datenmenge bezüglich spezieller Ereignisarten zu erreichen. Dabei bildet auch die Produktion von *offenem Charm* (Abschnitt 3.4) eine eigenständige Ereignisklasse, die sogenannte *Klasse 16*. Im Jahr 1997 wurden insgesamt 5 134 873 Ereignisse dieser Klasse zugeschrieben.

Auf den Daten der Klasse 16 basierend, wurde ebenfalls die Rekonstruktion der *charm*-tragenden D^\pm -Mesonen durchgeführt. Unter Verwendung der Schnitte aus Tabelle 8.1 ergibt sich die in Abbildung 8.3 eingezeichnete Massenverteilung. Auch hier ist ein deutliches Signal zu erkennen, dessen Eigenschaften in Tabelle 8.2 zusammengefaßt sind.

Der Vergleich mit den Ergebnissen der Gesamtdaten zeigt allerdings, daß die Verwendung von Klasse 16 einen Rückschritt für die Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen bedeutet. Obwohl die invariante Masse ebenfalls sehr gut mit der PDG-Masse übereinstimmt, können nur 132 D^\pm -Mesonen im Signal gefunden werden. Die Signifikanz des Signals für die Gesamtdaten kann bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von $S/U = 0.26$ nicht erhöht werden. Offensichtlich haben die Triggerbedingungen für Ereignisse mit *offenem Charm* im Jahr 1997 einige Ereignisse mit D^\pm -Mesonen verworfen. Deshalb ist eine Rekonstruktion dieser Teilchen mittels der Klasse 16 nicht empfehlenswert. An dieser Stelle tritt das zentrale Problem einer Klassifikation der Ereignisse mit *offenem Charm* zutage: Es gibt *keine* globalen topologischen Besonderheiten dieser Klasse. Durch ihre Ähnlichkeit mit der prominenten Klasse von Untergrundereignissen ist aus Sicht der ersten Triggerstufe eine Speicherung häufig nicht vertretbar.

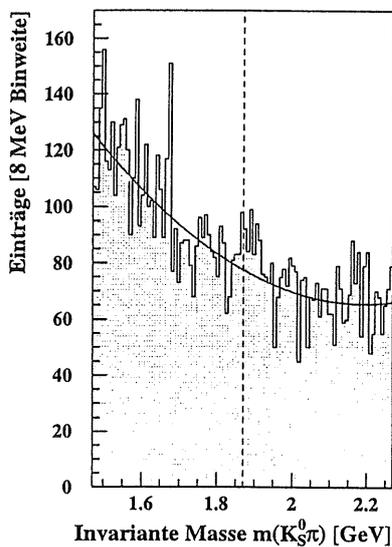


Abbildung 8.4: Massenverteilung für das Vergleichskriterium $F\text{-}PTINV$ (BUT) unter Verwendung der Schnitte nach Tabelle 8.1. An der Stelle des PDG-Werts (gestrichelte Linie) ist kein eindeutiges Signal zu erkennen.

Ein weiteres interessantes Ergebnis liefert die Untersuchung der Daten unter Verwendung des Auswahlkriteriums F - $PTINV$ (BUT) für die Spurselektion (Abbildung 8.4). Es zeigt sich nach den Schnitten aus Tabelle 8.1 *kein* eindeutiges Signal im Bereich der PDG-Masse (gestrichelt eingezeichnet). Dies unterstreicht die zentrale Rolle der Spurselektion und rechtfertigt die ausführliche und sorgfältige Diskussion der Vergleichskriterien in Kapitel 5. Resümierend läßt sich also feststellen, daß die Entscheidung für ein sauberes Kaonsignal und eine damit verbundene hohe Pionzahl vom primären Vertex richtig war.

8.2 Die Datenanalyse des Jahres 1996

Schnittgröße	Schnittgrenze
$ z (\pi)$	$< 50 \text{ cm}$
$LN(\pi)$	> 0.1
$rsl(\pi_2)$	$> 10 \text{ cm}$
$r(\pi_2)$	$[1 \text{ cm}; 20 \text{ cm}]$
p_\perp	$> 0.11 \text{ GeV}$
Ψ	$< 70^\circ \text{ oder } > 110^\circ$
$DDXhit(\pi_2)$	> 23
$DDXhit(\pi_1)$	> 30
$p_t(\pi_2)$	$> 0.2 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_1)$	$> 0.7 \text{ GeV}$
$p_t(D^\pm)$	$> 1.8 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_1) \cdot p_t(K_S^0)$	$> 1.5 \text{ GeV}^2$
Massenfenster	$m_{K_S^0} \pm 20 \text{ MeV}$
$win(\pi)$	$= 1$
α_{proj}	$< 50^\circ$
Spurart	<i>zentrale Spuren</i>
Spurselektion	$BUT (F - PTINV)$

Tabelle 8.3: Aufgeführt sind die endgültigen Schnitte zur Auffindung eines D^\pm -Signals für H1-Daten des Jahres 1996.

Die Datenanalyse des Jahres 1996 (mit insgesamt 26 153 005 Ereignissen) wurde in Analogie zum vorangehenden Abschnitt durchgeführt. Ausgehend von den in Kapitel 6 und 7 empfohlenen Schnittgrößen und -grenzen, konnten die besten Schnitte durch Variation bestimmt werden. Als zusätzlicher Schnitt wurde für diese Datenperiode der topologische Winkel Ψ verwendet (siehe Tabelle 8.3).

Das Resultat der angegebenen Schnitte ist in Abbildung 8.5 dargestellt. In einem Massenfenster von 1.6 GeV bis 2.1 GeV bei einer Binweite von 10 MeV ergibt die Anpassungsfunktion (7.3) einen Signalinhalt von etwa 184 ± 65 D^\pm -Mesonen. Mit dem Wert (1862.0 ± 6.7) MeV ist die invariante Masse eine Standardabweichung vom PDG-Massenwert entfernt. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt lediglich $S/U = 0.26$.

Zur Untermauerung des gefundenen Signals wurden auch für 1996 die Binweiten für die Massenauftragung variiert und die Ergebnisse der Verteilungsanpassung in Tabelle 8.4 eingetragen. Auch hier sprechen die Ergebnisse für ein signifikantes Signal.

Die Betrachtung der zur Klasse 16 gehörenden Ereignisse - ihre Anzahl beläuft sich für das gesamte Datenjahr auf 4 156 289 - führt zu einer schlechteren Massenverteilung bezüglich der Gesamtdaten (Abbildung 8.7). Sowohl die berechnete Teilchenzahl im Signal als auch das Verhältnis S/U sind vergleichsweise gering (Tabelle 8.4). Dies bedeutet, daß durch die Triggerbedingungen für Ereignisse mit *offenem Charm* auch im Jahre 1996 zu wenig Ereignisse mit D^\pm -Mesonen erkannt worden sind. Deshalb ist eine Rekonstruktion der geladenen D -Mesonen mittels dieser Klasse nicht empfehlenswert.

Abb.	Masse [MeV]	Breite [MeV]	Binw. [MeV]	Amplitude [#/Binw.]	Anzahl	S/U
8.5	1862.6 ± 7.1	25.4 ± 6.5	10	28.8 ± 7.1	184 ± 65	0.26
8.6 (a)	1862.0 ± 6.7	24.2 ± 6.2	5	14.5 ± 3.6	176 ± 63	0.26
8.6 (b)	1861.7 ± 7.2	24.8 ± 6.4	7	19.4 ± 5.0	171 ± 63	0.24
8.6 (c)	1860.9 ± 6.9	24.4 ± 6.2	9	24.1 ± 6.4	171 ± 61	0.25
8.6 (d)	1859.4 ± 6.6	23.3 ± 5.8	13	38.8 ± 9.5	172 ± 61	0.26
8.7	1863.5 ± 7.4	21.9 ± 6.7	10	25.3 ± 7.4	139 ± 59	0.23
	1869.3 ± 0.5	Wert der Particle Data Group				

Tabelle 8.4: Anpassungsparameter und daraus berechnete Größen zu den angegebenen Abbildungen

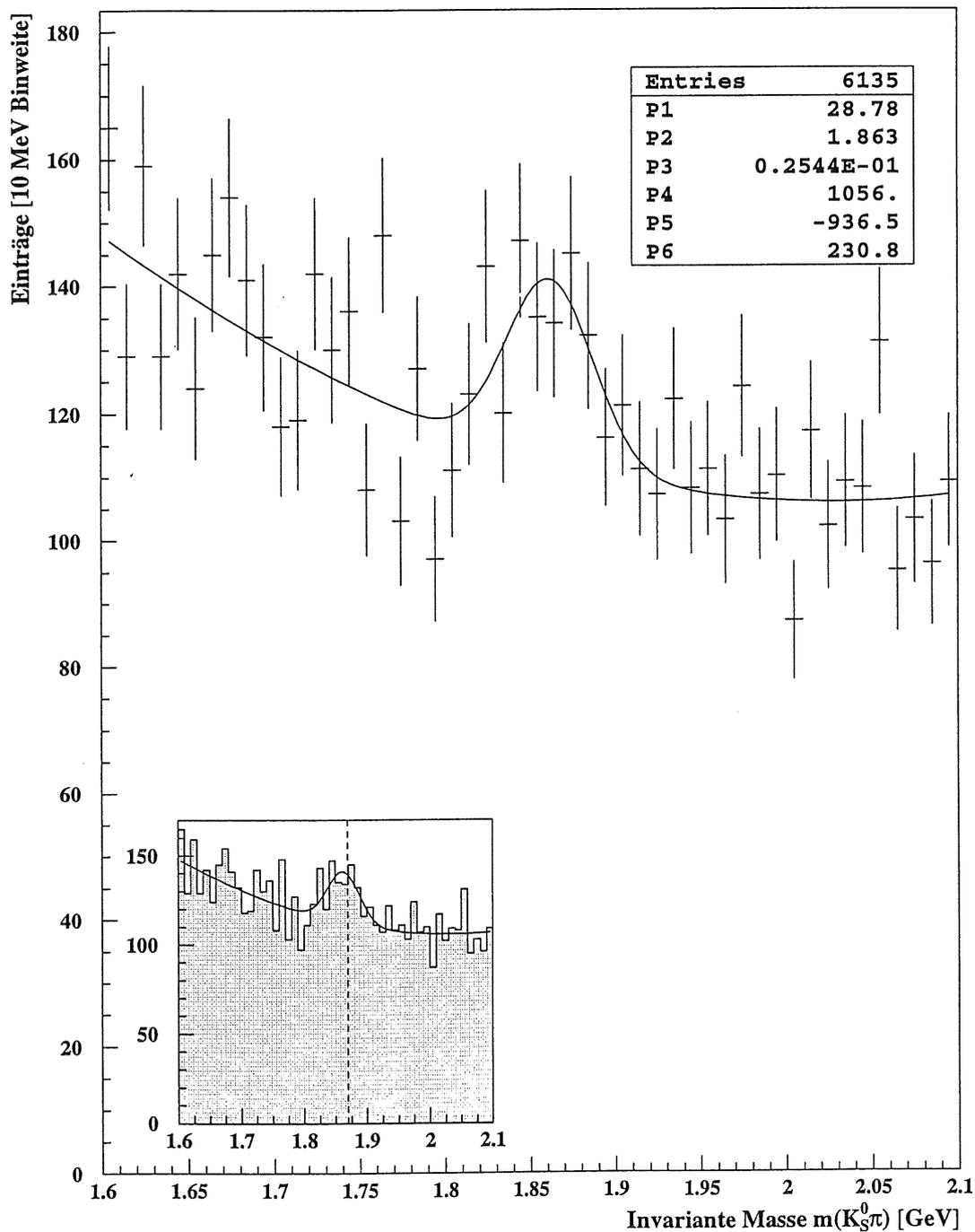


Abbildung 8.5: Das D^\pm -Signal für die gesamten H1-Daten des Jahres 1996. Die verwendete Anpassungsfunktion entspricht der Gleichung (7.3) und ergibt einen Signalinhalt von etwa 184 geladenen D -Mesonen. Die gestrichelte Linie stellt die PDG-Masse dar.

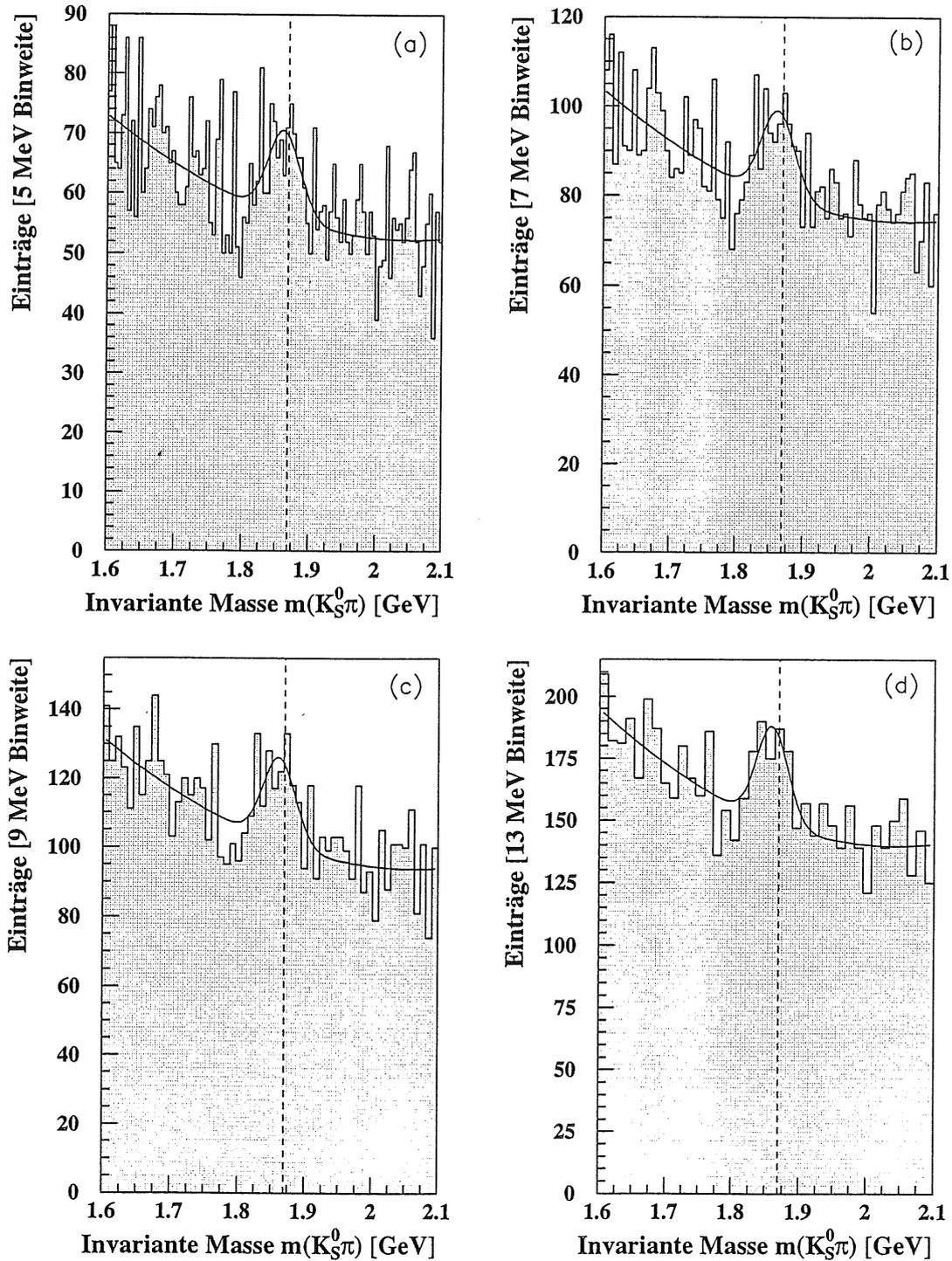
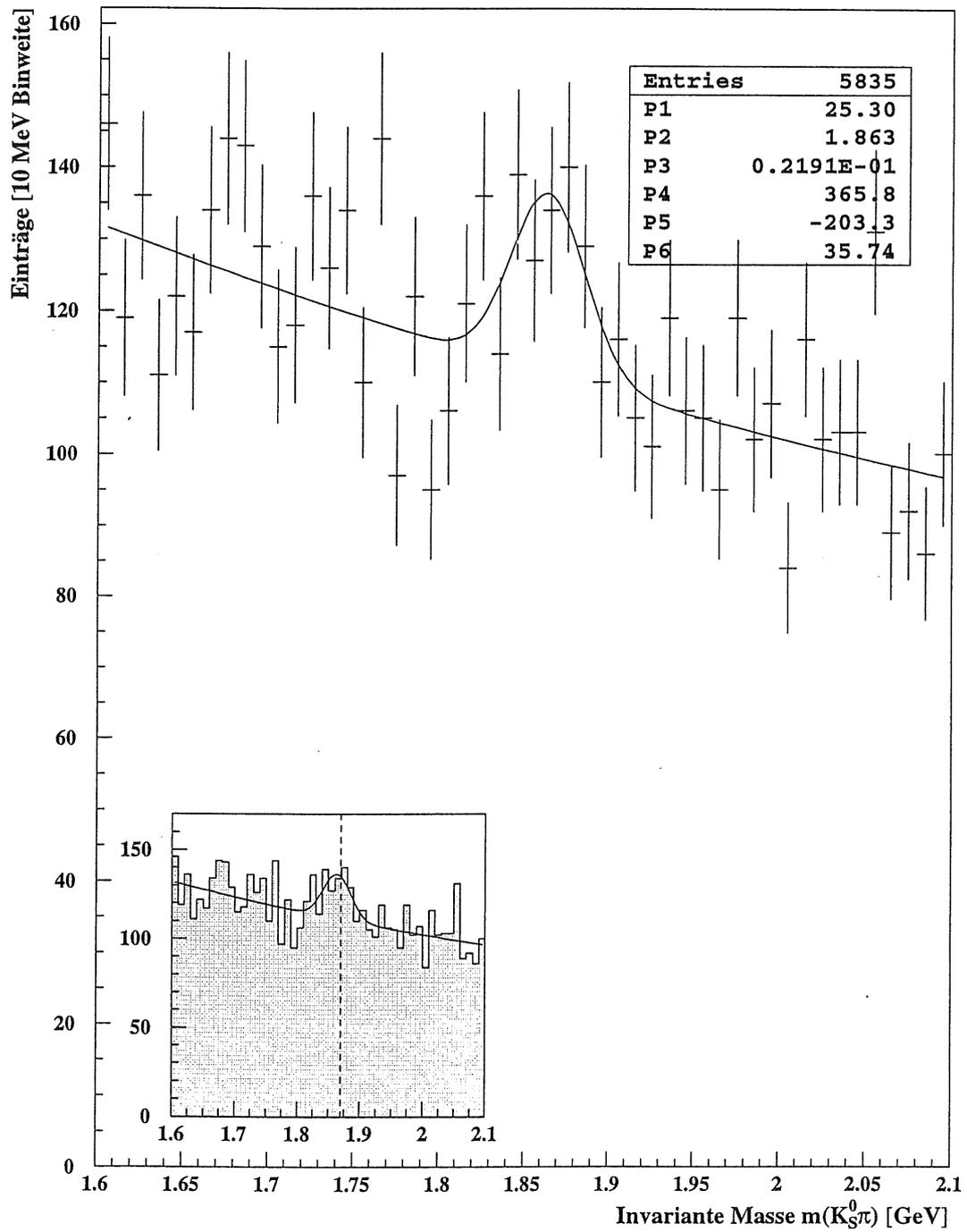


Abbildung 8.6: Die Histogramme (a) bis (d) zeigen die Massenverteilungen für die Gesamtdaten des Jahres 1996 in verschiedenen Binweiten.

Abbildung 8.7: Das D^\pm -Signal für die Ereignisklasse 16 des Jahres 1996

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beinhaltet Studien zur Rekonstruktion geladener D -Mesonen (D^\pm) im Rahmen des H1-Experiments am Speicherring HERA.

Die Motivation für die Untersuchung dieser Mesonen ist in deren Eigenschaft als *charmtragende* Teilchen zu suchen. Charm-Quarks werden in Elektron-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV hauptsächlich im Prozeß der Boson-Gluon-Fusion erzeugt. Dieser Mechanismus ermöglicht durch seine Sensitivität auf den Gluoninhalt des Protons die Bestimmung der Gluondichte und somit den Einblick in die Struktur des Protons.

Die Untersuchung schwerer Quarks sowie ihrer Fragmentationsprozesse in Hadronen führt letztlich zu einem besseren Verständnis der einzelnen Produktionsmechanismen. Um Aussagen über die Erzeugung schwerer Quarks machen zu können, sind deshalb der Nachweis und die detaillierte Analyse der aus ihnen gebildeten Teilchen unerlässlich. Zu den durch Fragmentation erzeugten Hadronen zählen auch die betrachteten D^\pm -Mesonen.

Aufgrund ihrer mittleren Lebensdauer von $\tau = (1.057 \pm 0.015) \cdot 10^{-12} \text{ s}$ müssen die geladenen D -Mesonen über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Der in dieser Analyse verwendete Zerfallskanal lautet:

$$D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \quad \text{bzw.} \quad D^- \longrightarrow K^0 \pi^-.$$

Die neutralen Kaonen sind Mischzustände aus den sogenannten K_S^0 -Mesonen und den K_L^0 -Mesonen. Wegen ihrer unterschiedlichen Lebensdauern kann mit dem H1-Detektor lediglich das K_S^0 effizient nachgewiesen werden. Hierzu betrachtet man den Zerfall des Kaons in zwei entgegengesetzt geladene Pionen, so daß sich letztlich für den untersuchten Zerfallskanal ein totales Verzweigungsverhältnis von $(0.99 \pm 0.09)\%$ ergibt.

Die Berechnung der invarianten Masse aus den Impulsen der in den zentralen Spurkammern gemessenen Pionspuren ist das grundlegende Konzept für die Rekonstruktion der D^\pm -Mesonen. Anhand der errechneten Massenverteilungen wurden die Daten der Jahre 1996 und 1997 mit Erfolg auf D^\pm -Mesonen untersucht. Aufgrund der unterschiedlichen Laufbedingungen des H1-Detektors mußten die beiden Datensätze allerdings getrennt analysiert werden. Für jedes Jahr wurden sowohl die Gesamtdaten als auch eine spezielle Ereignisklasse untersucht. Die verwendete *Klasse 16* beinhaltet alle Ereignisse, die während der H1-Datenverarbeitung als potentielle Ereignisse mit *offenem Charm* identifiziert wurden. Zusammenfassend ergaben sich dabei die folgenden Ergebnisse:

- In den *Gesamtdaten des Jahres 1997* konnten etwa 150 D^\pm -Mesonen mit einer (geschätzten) Unsicherheit von 30 % erfolgreich rekonstruiert werden. Die aus der Massenverteilung bestimmte invariante Masse stimmte innerhalb von maximal 0.6 Standardabweichungen mit der Particle Data Group-Masse von $(1869.3 \pm 0.5) \text{ MeV}$ [PDG98] überein. Das Signal-zu-Untergrundverhältnis an der Stelle des Verteilungsmaximums lautet $S/U = 0.3$.
- Aus der *Ereignisklasse 16 des Datenjahres 1997* ergab sich im Vergleich zu den Gesamtdaten ein schlechteres Ergebnis hinsichtlich der rekonstruierten Teilchenzahl (132) und des Verhältnisses S/U (0.26). Deshalb kann diese Klassifikation für die Rekonstruktion der geladenen D -Mesonen *nicht* empfohlen werden.
- Die *Gesamtdaten des Jahres 1996* ermöglichten den Nachweis von etwa 170 D^\pm -Mesonen (Unsicherheit von 30 %), wobei insgesamt die Signaleigenschaften gegenüber denen des Jahres 1997 deutlich schlechter sind ($S/U = 0.25$; bis zu 1.5 Standardabweichungen von der PDG-Masse).
- Die D^\pm -Rekonstruktion aus den *Daten der Klasse 16 des Jahres 1996* ergab ebenfalls keine Signalverbesserung ($S/U = 0.23$; 139 rekonstruierte Teilchen).

Für zukünftige Studien auf dem Gebiet der geladenen D -Mesonen können die in dieser Analyse gewonnenen Erfahrungen verwendet werden, um eine erfolgreiche Rekonstruktion durchzuführen und den Produktionswirkungsquerschnitt für *charm*-Quarks zu bestimmen.

Sicherlich könnte die Sauberkeit des Signals verbessert werden, wenn der Mikrovertexdetektor CST volle Funktionstüchtigkeit erlangen würde. Aufgrund der verbesserten Ortsauflösung dieses Detektors sollte es möglich sein, den Zerfallsort der D^\pm -Mesonen vom primären ep -Wechselwirkungspunkt zu trennen und damit eine erhebliche Reduzierung des Untergrunds zu bewirken. Vorteilhaft wird sich dabei die vergleichsweise große Zerfallslänge der D^\pm -Mesonen von $c\tau = 317 \mu\text{m}$ auswirken (D^0 -Mesonen: $c\tau = 124.4 \mu\text{m}$ oder Λ_c -Baryonen: $c\tau = 61.8 \mu\text{m}$).

Nach diesen Überlegungen scheinen weitere Studien der D^\pm -Mesonen unter Berücksichtigung der rekonstruierten Zerfallsorte mit Hilfe des CST durchaus angebracht und vielversprechend zu sein. Ein deutlicheres Signal bedeutet letztlich eine stärkere Aussagekraft des Wirkungsquerschnitts.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der HERA-Speicherring mit den Vorbeschleunigern	8
2.2	Perspektivischer Blick auf den H1-Detektor aus dem Jahre 1994	10
2.3	Seitenansicht der Spurkammern	11
2.4	CST in der $r\phi$ -Ansicht	12
2.5	Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer	13
2.6	Zentrale Spurkammern in der $r\phi$ -Ebene	15
2.7	Projektion der Teilchenbahn in die $r\phi$ -Ebene	21
2.8	Die Spurtangente in der sz -Ebene	22
3.1	DIS in niedrigster Ordnung der Störungstheorie	27
3.2	Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung der Störungstheorie (direkte Photoproduktion)	29
3.3	Boson-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung der Störungstheorie (aufgelöste Photoproduktion)	30
4.1	Der untersuchte Zerfallskanal im Quarkbild	32
4.2	Der \bar{K}^0 -Zerfall in zwei Pionen im Quarkbild	33
5.1	Häufigkeitsverteilung der Hypothesenkettens	37
5.2	Zusammensetzung der gemischten Ketten	37
5.3	Selektion des Bewertungskriteriums <i>BUT</i>	39
5.4	Vergleich der drei Bewertungskriterien	41
6.1	Der theoretische Energieverlust geladener Teilchen nach der Bethe- Bloch-Gleichung	44
6.2	Der spezifische Energieverlust geladener Teilchen bei H1	45
6.3	Der spezifische Energieverlust geladener Teilchen bei H1 unter Ver- wendung des Moduls <i>DDXMOD</i>	47
6.4	Invariante Masse der K_S^0 -Mesonen (fast) ohne Schnitte	49

6.5	Radialer Spurendpunkt <i>rend</i> in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und der Ladung	50
6.6	Auswirkungen verschiedener Schnitte bezüglich der Trefferzahl <i>CJChit</i>	51
6.7	Die Verteilung des Querimpulses und die Abhängigkeit der Kaonmasse vom Querimpuls	53
6.8	Die Definition des topologischen Winkels	54
6.9	Die Verteilung des topologischen Winkels	55
6.10	Die Unterscheidung der Topologien	56
6.11	Die invariante K_S^0 -Masse beider Topologien	57
6.12	Die Entwicklung der invarianten K_S^0 -Masse in Abhängigkeit von den einzelnen Schnitten	59
6.13	Vergleich der drei Bewertungskriterien anhand der K_S^0 -Massenverteilung	62
7.1	Die D^\pm -Massenverteilung für Daten des Jahres 1997 mit den gefundenen Kaon-Schnitten und die Veranschaulichung des kombinatorischen Untergrundes	64
7.2	Darstellung eines D^- -Zerfalls	68
7.3	Das D^\pm -Signal für Monte Carlo-Daten ohne Analyseschnitte	69
7.4	Auswirkung der Kaon-Schnitte auf das D^\pm -Signal	71
7.5	Profil-Histogramme für vier verschiedene Größen	74
7.6	Die Verteilung der Größe <i>GÜTE</i> für Schnitte auf $p_t(\pi_1)$	75
7.7	Die Verteilung der Größe <i>GÜTE</i> für Schnitte auf $p_t(D^\pm)$	76
7.8	Auswirkungen der mit <i>GÜTE</i> gefundenen Schnitte	78
8.1	D^\pm -Signal für alle H1-Daten des Jahres 1997	80
8.2	D^\pm -Signale für alle H1-Daten des Jahres 1997 in verschiedenen Binweiten	83
8.3	Darstellung eines D^\pm -Signals für Klasse 16 Daten des Jahres 1997	84
8.4	Massenverteilung für das Vergleichskriterium <i>F-PTINV (BUT)</i>	85
8.5	D^\pm -Signal für alle H1-Daten des Jahres 1996	88
8.6	D^\pm -Signale für alle H1-Daten des Jahres 1996 in verschiedenen Binweiten	89
8.7	Darstellung eines D^\pm -Signals für Klasse 16 Daten des Jahres 1996	90

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Fermionen in der Übersicht	4
1.2	Die Austauschbosonen in der Übersicht	5
2.1	Die DESY-Beschleuniger	7
2.2	Parameter des Spurkammersystems	14
2.3	Parameter des Kalorimeters	17
2.4	Parameter der Myonkammern	18
2.5	Parameter des Luminositätssystems	19
4.1	Die Verzweigungsverhältnisse des Zerfallskanals	34
6.1	Anpassungsparameter und Schnittgrößen verschiedener Massen- verteilungen	59
6.2	Anpassungsparameter für die Bewertungskriterien	60
7.1	Die nach der <i>GÜTE</i> -Verteilung empfohlenen Schnitte	77
8.1	Endgültige Schnitte für H1-Daten des Jahres 1997	81
8.2	Anpassungsparameter und daraus berechnete Größen für das Jahr 1997	82
8.3	Endgültige Schnitte für H1-Daten des Jahres 1996	86
8.4	Anpassungsparameter und daraus berechnete Größen für das Jahr 1996	87

Literaturverzeichnis

- [Ber92] CH. BERGER
Teilchenphysik, Eine Einführung
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992
- [Bet32] H.A. BETHE
Z. Phys. 76 Seite 293, 1932
- [Blo33] F. BLOCH
Z. Phys. 81 Seite 363, 1933
- [Brö98] H.-B. BRÖKER
Untersuchungen zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c Baryons am H1 Experiment bei HERA
PITHA 98/03, Diplomarbeit, RWTH Aachen, März 1998
- [DESY98] DESY
DESY'98 - Das Jahrbuch des Forschungszentrums DESY
ISSN 0946-3720, Hamburg, September 1997
- [Eck94] T. ECKEL
Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1
H1-08/94-371, Diplomarbeit, Hamburg, Juli 1994
- [GRV92] M. GLÜCK, E. REYA, A. VOGT
Parton Structure of the Photon beyond the Leading Order
Physical Review D - Volume 45, Number 11, Juni 1992, S.3986 ff
- [H196] H1-KOLLABORATION, I. ABT ET AL.
The H1 Detector at HERA
Nucl. Instr. and Meth. A386, 1997

- [H1L96] U. BERTHON, S. LEVONIAN, TH. NAUMANN, R. MARTIN
H1LOOK - General Purpose H1 Event Display
Version 1.16/06, Juli 1996
- [Hö98] P. HÖTING
*Studien zum Nachweis des radiativen D^{*0} -Zerfalls im H1-Detektor*
PITHA 98/34, Diplomarbeit, RWTH Aachen, Oktober 1998
- [Ing96] G. INGELMANN, J. RATHSMAN, G.A. SCHULER
AROMA2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions
DESY 96-058, 1996
- [Joh96] K. JOHANNSEN
Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector
DESY FH1-96-01, Dissertation, Hamburg, Juni 1996
- [Kuhr98] T. KUHR
Rekonstruktion von V^0 s mit dem H1-Silizium-Detektor
Diplomarbeit, Hamburg, September 1998
- [Ley94] CH. LEY
*Untersuchung zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0} -Zerfalls im H1 Experiment*
PITHA 94/55, Dissertation, RWTH Aachen, Dezember 1994
- [Luk91] LUKREZ (ÜBERSETZT VON H. DIELS)
Von der Natur
dtv, Artemis, Bibliothek der Antike, S.65, Oktober 1991
- [Nar97] B. NAROSKA
Heavy Flavour Production in Lepton Proton Collisions at HERA
H1-01/97-510
- [Ott96] G. OTTER, R. HONECKER
Atome - Moleküle - Kerne, Band II Molekül- und Kernphysik
B.G. Teubner, Stuttgart, 1996
- [PDG98] PARTICLE DATA GROUP
The European Physical Journal C - Review of Particle Physics
Volume3, Number 1-4, 1998

- [Per90] D.H. PERKINS
Hochenergiephysik
Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 3.Auflage, 1990
- [Pre96] S.A. PRELL
Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifen-
detektoren des H1-Detektors
DESY FH1-96-02, Dissertation, Hamburg, 1996
- [Ste99] J. STEINHART
Die Messung des totalen $c\bar{c}$ -Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes
durch die Rekonstruktion von Λ_c -Baryonen unter Verwendung der
verbesserten dE/dx -Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei
HERA
Dissertation, Hamburg, 1999

Danksagung

Ich danke Herrn Professor G. Flügge für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit am Physikalischen Institut III B der RWTH Aachen anzufertigen. Ebenso sei Herrn Professor Ch. Berger für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens gedankt.

Herzlichen Dank an Herrn Dr. H. Gräßler für die Organisation der H1-Arbeitsgruppe in Aachen und Hamburg.

Peter Höting und Hans-Bernhard Bröker danke ich ganz herzlich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und nicht zuletzt für die vielen wertvollen Ratschläge und Erklärungen in Sachen Software und Elementarteilchenphysik.

Der Dank für das gewissenhafte Korrekturlesen der Arbeit gebührt Herrn Dr. H. Gräßler, Peter Höting, Hans-Bernhard Bröker, Dr.med. Hubertus Axer, Silke Halstenberg und Roman Adolphi.

Ein besonderer Dank geht an Silke Halstenberg, deren unermüdliche Aufmunterungen und Ratschläge mich immer ein Stückchen weiter vorwärts gebracht haben.

Vielen Dank auch an alle noch nicht genannten Mitarbeiter des III. Physikalischen Instituts.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren langjährige Unterstützung und Ermunterung diese Arbeit wohl nicht zustande gekommen wäre.

*„So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig;
man muß sie für fertig erklären,
wenn man nach Zeit und Umständen das mögliche getan hat.“
(Goethe, 1787)*