
Messung des Wirkungsquerschnittes zur
Erzeugung von $D^{*\pm}$ -Mesonen in
Elektron-Proton-Streuung im Zerfallskanal
 $D^{*\pm} \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm} \rho^0 \pi^{\pm}$ am H1-Detektor bei
HERA



Dirk Dammann

Diplomarbeit
Universität Hamburg, 14. August 2007

Die vorliegende Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der von mir angegebenen Quellen erstellt. Mit der Veröffentlichung dieser Arbeit erkläre ich mich einverstanden.

Dirk Dammann, 14. August 2007

Erstgutachter: PD. Dr. Andreas Meyer
Zweitgutachter: Prof. Dr. Peter Schleper

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Unelastische Lepton-Proton-Streuung	3
2.2	Struktur des Protons	5
2.3	Boson-Gluon-Fusion	6
2.4	Fragmentation	6
2.5	Eigenschaften und Zerfallskanäle des $D^{*\pm}$ -Mesons	8
3	HERA und der H1-Detektor	10
3.1	Das HERA-Beschleunigersystem	10
3.2	Der H1-Detektor	11
3.3	Das H1-Spurkammersystem	13
3.4	Das H1-Triggersystem	15
3.5	Das H1-Luminositätssystem	17
4	Monte-Carlo-Simulationen	18
4.1	Generieren von Monte-Carlo-Ereignissen	18
4.2	Charm-Monte-Carlo	18
4.3	Untergrund-Monte-Carlo mit leichten Quarks	19
5	dE/dx-Messung und Teilchenidentifikation	20
5.1	Die Bethe-Bloch-Formel	20
5.2	Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes	22
5.3	Messung des dE/dx -Wertes in der CJC	23
5.4	Korrekturen des gemessenen dE/dx -Wertes	25
5.4.1	$\sin(\theta)$ -Korrektur	26
5.4.2	Zeitabhängigkeit der Gasverstärkung	26
5.4.3	Sättigungskorrektur	27
5.4.4	Schwellenkorrektur	29
5.5	Messgenauigkeit des Ionisationsverlustes	30
5.6	Berechnung der Wahrscheinlichkeiten	30
5.7	Überprüfung der Korrekturen	31

6	Ereignisselektion	37
6.1	Vorselektion von D^* -Kandidaten	37
6.2	Qualitätsschnitte auf die Spuren	38
6.3	Kinematische Selektionskriterien	38
6.4	Produktionsinelastizität z_{D^*} und die Fragmentationsvariable x_{obs}	38
6.5	Selektion nach dE/dx -Wahrscheinlichkeit	41
6.6	Auswertung des Signals	41
7	Analyse der Reflexionen im Signal	46
8	Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte	52
8.1	Wahl der Intervalle	52
8.2	Reinheit	54
8.3	Geometrische Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit	56
8.4	Signalverlust durch dE/dx -Schnitt	58
8.5	Luminositätsbestimmung	60
8.6	Triggereffizienz	60
8.7	Fehlerbetrachtung	62
8.8	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D^* -Mesonen	62
8.9	Differentielle Wirkungsquerschnitte	62
9	Zusammenfassung und Ausblick	65
A	Implementierung der dE/dx-Korrektur in h100	66
A.1	Das Analysesystem h100	66
A.2	Implementierung	67
A.3	Anwendung der Korrekturen im eigenen Analyseprogramm	68

1 Einleitung

Das Ziel der Teilchenphysik ist es, die fundamentalen Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkung zu verstehen. Der gegenwärtige, experimentelle Erkenntnisstand wird durch das Standardmodell zusammengefasst. Das Standardmodell beschreibt zwölf elementare Fermionen – sechs Quarks und sechs Leptonen – als elementare Grundbausteine, die über den Austausch von Eichbosonen wechselwirken. Alle fundamentalen Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation werden durch entsprechende Eichtheorien beschrieben, dies sind die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD), das zugehörige Austauschboson ist das Gluon. Bei hohen Energien kann die starke Wechselwirkung störungstheoretisch behandelt werden.

An der **H**adron-**E**lektron-**R**inganlage (HERA) am DESY werden Protonen und Elektronen bei einer hohen Schwerpunktsenergie zur Kollision gebracht. Dort werden sowohl die Struktur des Protons als auch die bei den Kollisionen entstehenden Hadronen untersucht.

Inhalt dieser Arbeit ist die Messung der Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung von $D^{*\pm}$ -Mesonen. Diese enthalten das Charmquark, das bei HERA hauptsächlich durch Boson-Gluon-Fusion erzeugt wird. In einem solchen Prozess ist direkt ein Gluon aus dem Proton involviert. Die Masse eines schweren Quarks liefert eine zusätzliche harte Skala für Rechnungen im Rahmen der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD). Die Analyse der Erzeugung schwerer Quarks ist daher besonders wichtig zur experimentellen Überprüfung der pQCD und zur Messung der Gluondichte im Proton [Adl99].

Der Nachweis von D^* -Mesonen bei H1 erfolgt durch ihre Rekonstruktion aus ihrer Zerfallsteilchen, die im Detektor nachgewiesen werden.

Der am häufigsten benutzte Zerfallskanal hierbei ist der „goldene“ Kanal

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm. \quad (1.1)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Kanal

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi_s^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi_s^\pm \quad (1.2)$$

zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen genutzt. Aufgrund der höheren Anzahl an Spuren im Endzustand ist hier der kombinatorische Untergrund höher als im goldenen Zerfallskanal. Da dieser Kanal jedoch ein deutlich höheres Verzweigungsverhältnis als der goldene Zerfallskanal hat, bietet er eine sinnvolle Ergänzung zu diesem.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: im Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen behandelt, die für das weitere Verständnis benötigt werden. Die Variablen der tiefinelastischen Streuung und die Strukturfunktionen des Protons werden eingeführt. Danach wird der Mechanismus der Produktions schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion und ihre Fragmentation in Hadronen beschrieben. Außerdem werden neben den Eigenschaften die wichtigsten Zerfallskanäle des D^* -Mesons aufgelistet. Im Kapitel 3 werden die technischen Aspekte des H1-Experimentes behandelt. Der HERA-Beschleuniger und der H1-Detektor werden beschrieben. Kapitel 4 gibt eine kurze Beschreibung der für diese Arbeit benutzten Monte-Carlo-Simulationen. In Kapitel 5 geht es um die Identifikation der Teilchen durch Energieverlust im Gas der Spurkammer. Die Messung des Energieverlustes im H1-Experiment wird beschrieben, sowie verschiedene Korrekturen, die am

Messwert vorgenommen werden müssen. Der Abschnitt 6 beschreibt die Selektion der Ereignisse, die für die Bestimmung der differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte des D^* -Mesons verwendet werden. Der Suchalgorithmus wird beschrieben, gefolgt von einer Beschreibung weiterer Selektionskriterien. Die Ermittlung der Anzahl an D^* -Mesonen im erhaltenen Signal wird erklärt. In Kapitel 7 werden Untergrundstudien durchgeführt. Es wird quantitativ bestimmt, welche Zerfallskanäle durch Reflexionen zum Signal beitragen. In Kapitel 8 schließlich folgt die Berechnung der Wirkungsquerschnitte, nachdem die dazu benötigten Größen ermittelt worden sind. Hierzu gehören die geometrische Akzeptanz des Detektors, die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Reinheit des Datensatzes. Kapitel 9 gibt die Zusammenfassung der gesamten Arbeit und einen Ausblick auf eine mögliche Verbesserung dieser Analyse, sowie ihren Nutzen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die notwendigen physikalischen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit vermittelt. Die kinematischen Variablen der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung werden eingeführt und die Strukturfunktionen des Protons werden erklärt. Im Anschluss werden die Produktion von Charm-Quarks sowie die Eigenschaften und Zerfallskanäle von D^* -Mesonen behandelt.

2.1 Unelastische Lepton-Proton-Streuung

Der Aufbau dieses Kapitels orientiert sich hauptsächlich am gleichnamigen Abschnitt bei [Loh05]. Unter der unelastischen Streuung wird hier ein Prozess der Form

$$e^\pm + p \rightarrow e^\pm + \text{Hadronen} \quad (2.1)$$

verstanden, im Rahmen dieser Arbeit werden also nur Streuvorgänge mit neutralem Strom betrachtet. Bei diesem Streuprozess wird zwischen dem einlaufenden Elektron und einem Konstituenten des Protons ein virtuelles Photon γ bzw. ein Z^0 ausgetauscht. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Viererimpulsüberträgen dominiert der Photonaustausch. Die ep -Streuung ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Der Vierervektor des einlaufenden Elektrons wird mit k bezeichnet, der des auslaufenden mit k' . Entsprechend bezeichnet p den Vierervektor des einlaufenden Protons und $f = \sum_i p_i$ die Summe der Viererimpulse der auslaufenden Hadronen. Aus diesen Größen lassen sich die wichtigsten kinematischen Variablen ableiten:

$q = k - k' = f - p$	Viererimpuls des ausgetauschten Photons
$Q^2 = -q^2$	Photonvirtualität
$s = (k + p)^2 = (k' + f)^2$	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$W = \sqrt{(q + p)^2}$	Gesamtenergie der Hadronen in ihrem Schwerpunktsystem
$x = Q^2/2pq$	Skalenvariable Bjorken x
$y = pq/pk$	Inelastizität.

Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse, d.h. bei hohen Energien, ergibt sich die Relation

$$Q^2 = xys. \quad (2.2)$$

Die Schwerpunktsenergie $s = (k + p)^2$ ist in einem Speicherringexperiment eine bekannte Konstante, genau wie die Viererimpulse p und k der einlaufenden Teilchen. Das negative Viererimpulsübertragsquadrat Q^2 kann durch die Messung des gestreuten Elektrons ermittelt werden. Es gilt im Laborsystem

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

wobei E_e bzw. E'_e die Elektronenenergie vor bzw. nach der Streuung und θ der Streuwinkel ist¹. Die Inelastizität y lässt sich ebenfalls aus dem gestreuten Elektron bestimmen. Sie ist gegeben durch

$$y = \frac{E - E'}{E} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.4)$$

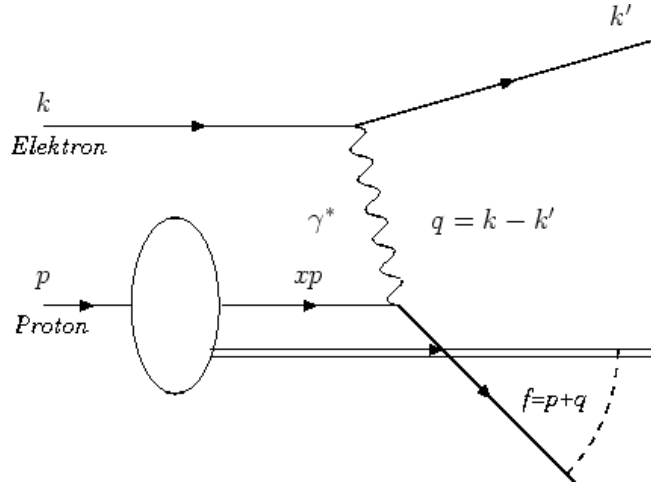


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines inelastischen Streuereignisses

Sie entspricht im Protonruhesystem dem relativen Energieverlust des Protons. Die Skalenvariable x ergibt sich durch $x = Q^2/ys$. Im Partonmodell im Grenzfall hoher Protonenergie unter Vernachlässigung der Transversalimpulse der Partonen im Proton gegenüber ihren Longitudinalimpulsen² ist x der Impulsanteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons.

Zwei kinematische Bereiche werden unterschieden: bei Streuungen mit quasireellem Photon mit $Q^2 \approx 0$ spricht man von Photoproduktion. Ist dagegen $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ bezeichnet man den Vorgang als tiefinelastische Streuung, im Folgenden auch DIS (deep inelastic scattering) genannt. Das Besondere an der DIS ist die Möglichkeit der Faktorisierung von Streuvorgang und anschließender Hadronisierung. Dies kommt daher, dass man sich bei hohem Q^2 im Bereich der asymptotischen Freiheit der starken Wechselwirkung befindet³. Die Kopplungskonstante α_s ist klein und störungstheoretische Methoden zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes sind daher anwendbar.

Als letztes werden nun noch die Rapidität v und die Pseudorapidität η eingeführt [Ber06]. Die Rapidität eines Teilchens ist definiert als

$$v = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}, \quad (2.5)$$

also ein dimensionsloses Maß für den Longitudinalimpuls. Sie hat den Vorteil, dass sie sich bei einem Wechsel des Bezugssystems in longitudinaler Richtung sehr leicht umrechnen lässt. Die Pseudorapidität dagegen ist durch

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_{\parallel}}{|\vec{p}| - p_{\parallel}} \quad (2.6)$$

definiert und hat den Vorteil, dass sie sich über den Polarwinkel θ zur Longitudinalrichtung ausdrücken lässt, denn wie man zeigen kann, gilt

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.7)$$

¹Das Koordinatensystem des H1-Laborsystems wird in Abschnitt 3.2 eingeführt.

²Dies wird auch als „infinite momentum frame“ bezeichnet.

³Für den Parameter α_s der starken Wechselwirkung gilt $\alpha_s \propto 1/\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$, mit $\Lambda \approx 200 \text{ MeV}$. Siehe [BMN03], Kap.7.6

Für hohe Teilchenenergien gilt $E \approx |\vec{p}|$, so dass Rapidität und Pseudorapidität ungefähr übereinstimmen.

2.2 Struktur des Protons

Die innere Struktur des Protons wird durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben, mit denen man die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Lepton-Proton-Streuung ansetzt. Wegen der Relation 2.2 benötigt man bei gegebener Schwerpunktsenergie zwei Parameter, um die Kinematik eines Streueignisses zu charakterisieren. Üblicherweise wählt man hierfür die Variablen Q^2 und x . Der Wirkungsquerschnitt eines Prozesses wird mit Hilfe von zwei Strukturfunktionen durch

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} (y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)). \quad (2.8)$$

beschrieben.

Alternativ ist auch eine Darstellung mit F_2 und der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ möglich:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} + \left(\left(1 - y + \frac{y^2}{2} \right) F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right). \quad (2.9)$$

Dabei wird der Anteil der schwachen Wechselwirkung gegenüber der elektromagnetischen vernachlässigt. Unter der Annahme, dass das Elektron an einem Parton (Quark) mit Spin 1/2 streut, gilt die Callan-Gross-Beziehung

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2), \quad (2.10)$$

so dass in diesem Fall die longitudinale Strukturfunktion null wäre. Experimentell beobachtet man jedoch eine systematische Abweichung von Gleichung 2.10, die durch QCD-Effekte höherer Ordnung und die Transversalimpulse der Partonen im Proton verursacht wird. Im sogenannten Quark-Parton-Modell, in dem das Proton aus drei punktförmigen Quarks besteht, ist die Strukturfunktion F_2 unabhängig von Q^2 und hängt nur von x ab. Dies bezeichnet man als Skaleninvarianz, x wird als Skalenvariable bezeichnet.

Bei festem Q^2 steigt F_2 zu sehr kleinen Werten von x stark an, anders als man es im naiven Partonmodell erwarten würde. Dies liegt daran, dass das Proton nicht nur aus den drei Valenzquarks besteht, sondern auch aus Gluonen, die zwischen diesen Quarks ausgetauscht werden. Diese Gluonen können wiederum in Quark-Antiquarkpaare fluktuieren, an denen ebenfalls Streuung stattfindet. Diese Quarks werden als Seequarks bezeichnet und zeichnen sich durch niedrige Werte von x aus. Durch das Vorhandensein dieser Seequarks kommt es zu einer Skalenverletzung. Bei Streuung mit kleinem, konstanten x steigt F_2 mit zunehmendem Q^2 an, da anschaulich gesprochen bei hohem Q^2 die Compton-Wellenlänge des ausgetauschten Photons abnimmt und kleinere Strukturen im Proton aufgelöst werden, so dass mehr Seequarks sichtbar werden und der Wirkungsquerschnitt deshalb steigt.

Die Strukturfunktion F_2 lässt sich als Summe der Beiträge der einzelnen Quarksorten in der Form

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x (q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)) \quad (2.11)$$

schreiben, wobei der Index i über alle Quarksorten läuft, e_i der Ladungsbetrag des jeweiligen Quarks in Elementarladungen ist und $q_i(x, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung ist,

das jeweilige Quark bei den jeweiligen Werten von Q^2 und x anzutreffen. Aufgrund ihrer hohen Massen sind jedoch Charm-, Beauty- und Topquarks praktisch im Proton nicht vorhanden.

2.3 Boson-Gluon-Fusion

Unter schweren Quarks versteht man Charm- und Beautyquarks, die wegen ihrer hohen Masse von ca. 1,5 GeV und 4 GeV nicht (bzw. nur vernachlässigbar) zu den Seequarks im Proton beitragen. Wegen $m_q \gg \Lambda_{QCD}$ liefern Ereignisse mit diesen Quarks eine weitere harte Skala für die Störungstheorie. Das Topquark mit einer Masse von etwa 170 GeV ist natürlich auch ein schweres Quark, jedoch reicht die Schwerpunktsenergie bei HERA nicht für ihre paarweise Erzeugung aus.

Schwere Quarks werden in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung dominant durch Boson-Gluon-Fusion [Jon78] produziert. Dabei erzeugt das zwischen Elektron und Proton ausgetauschte Photon zusammen mit einem aus dem Proton stammenden Gluon ein schweres Quark-Antiquark-Paar. Der Prozess ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt.

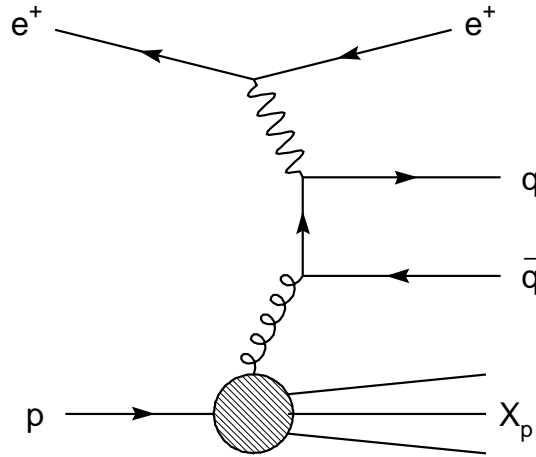


Abbildung 2.2: Boson-Gluon-Fusion, führende Ordnung

Weiterhin tragen Prozesse mit aufgelöstem Photon bei, bei denen das Photon in einen hadronischen Zustand ($q\bar{q}$) fluktuiert und so das Gluon aus dem Proton mit einem Quark oder Gluon aus dem Photon wechselwirkt.

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm bzw. Beauty werden durch die Funktionen F_2^c und F_2^b beschrieben. Ihre Messung ermöglicht einen direkten Zugriff auf die Gluondichte $g(x)$ im Proton [Adl99]. Hierzu ist die Messung von F_2^c aufgrund der höheren Statistik besser geeignet.

2.4 Fragmentation

Auf die Erzeugung von Quarks folgt die sogenannte Fragmentation oder auch Hadronisierung. In den starken Farbfeldern zwischen den auseinanderfliegenden Quarks entstehen

neue Quark-Antiquark-Paare, so dass es zur Bildung von farbneutralen Hadronen kommt. Da zwischen zwei Quarks meistens nur ein solches Paar erzeugt wird, entstehen auf diese Art hauptsächlich Mesonen.

Der Prozess der Fragmentation ist sehr komplex und kann nur zum Teil durch Störungsrechnung behandelt werden, da bei größeren Abständen zwischen den Quarks die starke Kopplungskonstante nicht mehr klein ist. In der Praxis nutzt man für Simulationen verschiedene phänomenologische Modelle wie das Cluster-Modell, das Lund-String-Modell [And83] oder speziell für die Fragmentation schwerer Quarks das Peterson-Modell [Pet83]. Im Rahmen dieser Arbeit werden Monte-Carlo-Simulationen mit dem Lund-String-Modell und dem Peterson-Modell verwendet (siehe Kapitel 4). Daher sollen diese beiden Modelle hier kurz beschrieben werden.

Lund-String-Modell Das QCD-Potential zwischen zwei Quarks wird phänomenologisch mit

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \kappa r \quad (2.12)$$

beschrieben, wobei der zu r proportionale Term bei größeren Abständen überwiegt. Dieser Term kommt durch die Wechselwirkung der Gluonen untereinander zustande, die Konstante κ ist von der Größenordnung 1 GeV/fm. Im Feldlinienbild kann man sich dieses Verhalten so veranschaulichen, dass es bei der Hadronisierung zwischen den Quarks zur Ausbildung eines schlauchförmigen Farbfeldes, einem sogenannten Color-String kommt, dessen Energie proportional zu seiner Länge ist. Oberhalb eines bestimmten Abstands ist es energetisch günstiger, wenn sich zwischen den beiden ursprünglichen Quarks ein neues Quark-Antiquark-Paar bildet und der String „reißt“. Zur Bildung von Baryonen müssen sich in diesem Modell zwei $q\bar{q}$ -Paare bilden. Der Prozess setzt sich solange fort, bis die relative Energie zwischen den einzelnen Quarks nicht mehr ausreicht, um weitere $q\bar{q}$ -Paare zu erzeugen.

Peterson-Modell Die Impulsverteilung der erzeugten Hadronen wird durch Fragmentationsfunktionen $D_Q^H(z)$ beschrieben, wobei die Fragmentationsvariable z durch

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_H}{(E + p)_Q} \quad (2.13)$$

definiert ist, also den longitudinalen Impulsanteil des entstehenden Hadrons am Impuls des ursprünglichen Quark ausdrückt. Für diese Fragmentationsfunktionen gibt es für die verschiedenen Quarks verschiedene Ansätze, da die Form dieser Funktionen von der jeweiligen Quarkmasse abhängt. Für schwere Quarks wird die Peterson-Funktion

$$D_Q^H(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2} \quad (2.14)$$

benutzt, wobei der Parameter ϵ_Q umgekehrt proportional zur jeweiligen Quarkmasse ist. Auf diese Weise liegt das Maximum dieser Funktion bei umso höheren z , je schwerer das beteiligte Quark ist. Die Tatsache, dass Hadronen mit schweren Quarks auf einer härteren Skala von z produziert werden, kann man bei der Analyse zur Unterdrückung des Untergrundes nutzen. Zwar kann man die Variable z nicht direkt messen, da die kinematischen Größen des hadronisierenden Quarks unbekannt sind, sie lässt sich jedoch durch die Variable x_{obs} , die in Abschnitt 6.4 eingeführt wird, näherungsweise bestimmen.

2.5 Eigenschaften und Zerfallskanäle des $D^{*\pm}$ -Mesons

Beim $D^{*\pm}$ -Meson handelt es sich um ein einfach geladenes Vektormeson mit einer Masse von $(2010 \pm 0,4)$ MeV [PDG06]. Der Quarkinhalt besteht beim D^{*+} aus einem c -Quark und einem \bar{d} -Quark, das D^{*-} besteht entsprechend aus $\bar{c}d$. Es handelt sich dabei um einen angeregten Zustand des D^\pm -Mesons, das aus den gleichen Quarks aufgebaut ist. Beim letzteren ist jedoch der Zustand

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-), \quad (2.15)$$

während das D^* ein Vektormeson mit

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(1^-) \quad (2.16)$$

ist.

Das $D^{*\pm}$ -Meson geht in $(67,7 \pm 0,5)\%$ aller Fälle in ein D^0 -Meson und ein geladenes Pion über. Dieser Zerfall wird auch für diese Arbeit verwendet. In allen anderen Fällen zerfällt es unter Abstrahlung eines neutralen Pions $((30,7 \pm 0,5)\%)$ oder Photons $((1,6 \pm 0,4)\%)$ in ein D^\pm -Meson.

Zur Analyse wird die Δm -Methode verwendet. Es wird zunächst ein D^0 -Meson aus mehreren Spuren im Detektor rekonstruiert, das dann mit einer zusätzlichen Spur zu einem D^* kombiniert wird. Die Analyse erfolgt dann durch Betrachten der Verteilung der Massendifferenz aus rekonstruiertem D^* und D^0 . Da das D^0 -Meson eine Masse von $(1864,5 \pm 0,4)$ MeV hat, bleiben im Ruhesystem des D^* -Mesons bei diesem Zerfall nur etwa 6 MeV übrig.

Im Folgenden werden die wichtigsten Zerfallskanäle des $D^{*\pm}$ -Mesons betrachtet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird davon ausgegangen, dass es sich um ein D^{*+} handelt. Alle Verzweungsverhältnisse gelten aber selbstverständlich jeweils auch für den ladungskonjugierten Fall. Alle hier aufgelisteten Zerfallskanäle und Verzweungsverhältnisse sind aus [PDG06] entnommen. Die wichtigsten Kanäle sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Kanal	Verzweungsverh.	Kommentar
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ davon $K^- \pi^+ \rho^0$	$(7,72 \pm 0,28)\%$ $(6,4 \pm 0,4)\%$	inklusive untersuchter Kanal
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$(7,31 \pm 0,27) \times 10^{-3}$	inklusive, Cabibbo-unterdrückt
$K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$(2,32 \pm 0,13) \times 10^{-3}$	inklusive, Cabibbo-unterdrückt
$K^+ \pi^- \pi^+$	$(3,80 \pm 0,07)\%$	goldener Kanal

Tabelle 2.1: Einige Zerfallskanäle des D^0 -Mesons. Der Kommentar „inklusive“ bedeutet, dass nur der Endzustand ohne mögliche Zwischenresonanzen betrachtet wird.

Im Kanal, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, zerfällt das D^0 -Meson in ein geladenes Kaon, das die zum ursprünglichen D^* -Meson entgegengesetzte Ladung trägt, ein geladenes Pion und ein neutrales ρ -Meson. Letzteres zerfällt in beinahe 100% aller Fälle in zwei geladene Pionen. Das Kaon ist dem D^* -Meson entgegengesetzt geladen, da es das Strange-Quark enthält, das aus dem Zerfall des Charm-Quarks aus dem D^0 -Meson

hervorgeht. Der direkte Dreikörperzerfall ist jedoch selten und findet nur bei etwa 0,5% aller D^0 -Zerfälle statt. Häufiger ist der Zerfall

$$D^0 \rightarrow K^- a_1^+ \rightarrow K^- \pi^+ \rho^0 \quad (2.17)$$

über eine a_1 -Resonanz in etwa 3,6% aller Fälle oder auch der Kanal

$$D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \rho^0 \rightarrow K^- \pi^+ \rho^0 \quad (2.18)$$

mit einem K^* . Beide Zwischenresonanzen lassen sich zur Unterdrückung des Untergrundes jedoch nicht nutzen, da die a_1 -Resonanz zu breit ist und daher nicht rekonstruiert wird und der Kanal mit der K^* -Resonanz mit nur etwa 1% ein zu kleines Verzweigungsverhältnis besitzt. Diese Resonanzen werden aus diesem Grund auch im Folgenden nicht beachtet und nicht rekonstruiert. Das D^0 wird stattdessen direkt aus $K\pi\rho$ -Kombinationen rekonstruiert.

In den meisten Fällen verläuft der Zerfall in genau ein Kaon und drei geladene Pionen über die ρ -Resonanz, jedoch ist auch der Anteil der nichtresonanten oder über andere Resonanzen verlaufenden Zerfälle nicht zu vernachlässigen. Auch kommt es vor, dass bei Cabibbo-unterdrückten Zerfällen das Charm-Quark direkt in ein Down-Quark statt in ein Strange-Quark übergeht oder beim schwachen Zerfall ein zusätzliches Strange-Quark entsteht. Auch in diesen Kanälen kann man vier Teilchen mit Ladung haben, allerdings sind dann im Endzustand⁴ nur Pionen oder zwei Kaonen und zwei Pionen vorhanden.

Auch Kanäle mit neutralen Teilchen im Endzustand sind wichtig, da auch sie ein falsches Signal liefern können. Bei den hadronischen Kanälen sind in den meisten Fällen noch neutrale Pionen oder Kaonen im Endzustand vorhanden. Semileptonische Zerfälle mit zwei geladenen Leptonen sind nicht möglich, da der schwache Zerfall der schweren Quarks nicht über das Z^0 als Austauscheteilchen stattfinden kann. Stattdessen kann aber beim schwachen Zerfall zur Bildung eines $e\nu_e$ - oder $\mu\nu_\mu$ -Paares kommen, so dass ein Zerfallsteilchens des D^0 -Mesons nicht sichtbar ist. Semileptonische Zerfälle geschehen in etwa 13% aller Fälle.

⁴Eigentlich kann man nicht von Endzustand reden, da die entstehenden Pionen oder Kaonen zerfallen. Sie leben jedoch lange genug um eine Spur im Detektor zu erzeugen.

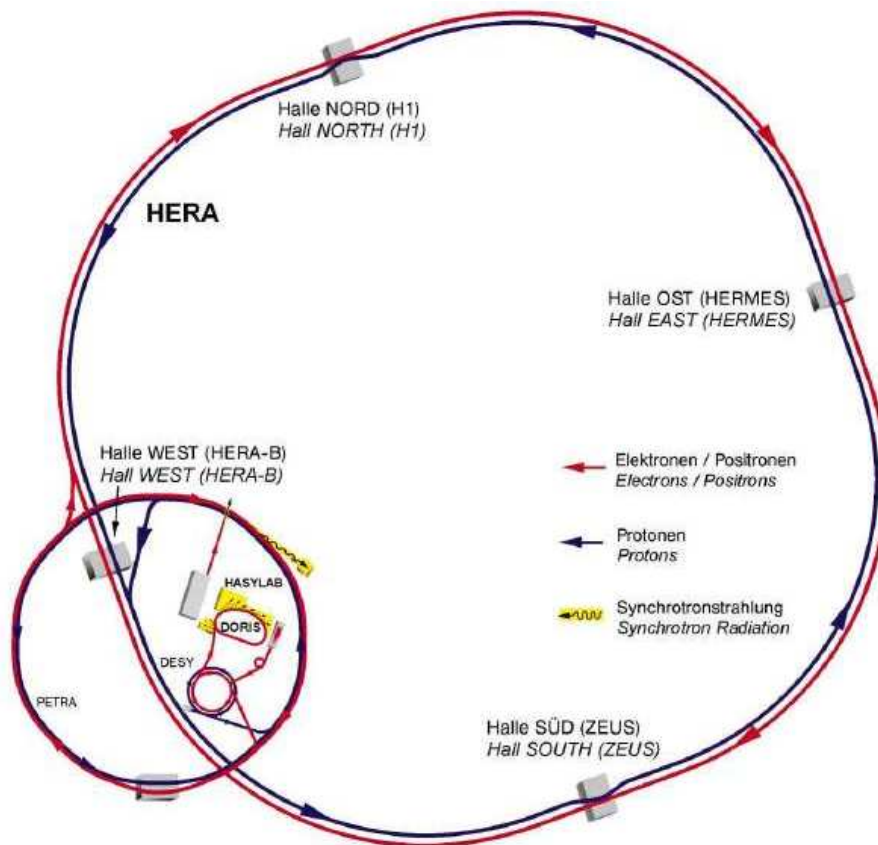


Abbildung 3.1: Das HERA-Beschleunigersystem

3 HERA und der H1-Detektor

Das Deutsche Elektronen Synchrotron DESY betreibt seit seiner Gründung 1959 in Hamburg Beschleunigeranlagen zur Erforschung der Teilchenphysik und Synchrotronforschung. 1992 hat das H1-Experiment am HERA-Beschleuniger⁵ seinen Messbetrieb aufgenommen.

3.1 Das HERA-Beschleunigersystem

HERA ist mit einem Umfang von 6,3 km der größte Beschleuniger am DESY. Es handelt sich dabei um den einzigen Teilchenbeschleuniger weltweit, bei dem Protonen- und Elektronenstrahlen bei hoher Energie zur Kollision gebracht werden⁶.

Sowohl die Protonen als auch die Elektronen werden im PETRA-Beschleuniger⁷ vorbebeschleunigt und dann in den HERA-Speicherring injiziert. Die Strahlpakete werden über viele Stunden gespeichert und in dieser Zeit immer wieder zur Kollision gebracht. Die Zeit, in der sowohl Protonen als auch Elektronen im Ring gespeichert sind, bezeichnet

⁵Hadron-Elektron-Ringanlage

⁶An Stelle von Elektronen werden auch Positronen benutzt, das spielt aber zumindest in diesem Abschnitt keine weitere Rolle.

⁷Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

man als eine Luminositätsfüllung. Im Rahmen der Datennahme bei H1 ist ein Luminositätsfüllungszeit i.A. in einzelne Datennahmeabschnitte unterteilt, die im Folgenden als „Runs“ bezeichnet werden.

Die Elektronen haben beim Verlassen von PETRA eine Energie von 12 GeV und erreichen im HERA-Ring eine Endenergie von 27,6 GeV. Die Protonen, die mit einer Energie von 40 GeV injiziert werden, wurden während der HERA II-Phase von 2001 bis März 2007 auf eine Endenergie von 920 GeV beschleunigt. Danach fand noch ein mehrmonatiger Betrieb bei niedrigerer Protonenenergie von nur 450 GeV statt, um auf diese Weise vorher nicht zugängliche Bereiche der Strukturfunktionen zu erforschen. Vor dem Upgrade auf HERA II im Jahr 2000 betrug die Endenergie der Protonen nur 820 GeV. Hauptziel der Umbauten war jedoch vor allem eine Erhöhung der Luminosität. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beträgt bei HERA II folglich etwa 320 GeV.

Entlang des HERA-Tunnels gibt es vier Experimentierhallen, wobei in der nördlichen und der südlichen Halle beide Strahlen zur Kollision gebracht werden. Im nördlichen Kollisionspunkt befindet sich der H1-Detektor, am südlichen der ZEUS-Detektor, bei dem es sich wie bei H1 um einen Universaldetektor handelt. In den beiden anderen Hallen befinden, bzw. befanden sich Fixed-Target-Experimente, HERMES im Osten und HERA-B im Westen. HERMES nutzt seit 1995 longitudinal polarisierte Elektronenstrahlen mit einem polarisierten Gastarget zur Erforschung des Nukleonspins. Bei HERA-B wurden von 1999 bis 2003 in Proton-Kern-Wechselwirkungen b -Quarks erzeugt, um die CP -Verletzung bei B -Mesonen zu untersuchen.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [H1Det] befindet sich in der nördlichen Halle des HERA-Tunnels. Es handelt sich um einen Universaldetektor mit einer Gesamtmasse von etwa 2800 t, dessen Komponenten so um den nominellen Kollisionspunkt angeordnet sind, dass annähernd der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt ist. Wegen der unterschiedlichen Strahlenergien von Protonen und Elektronen ist der Detektor entsprechend asymmetrisch aufgebaut. Zur Beschreibung dieses Aufbaus ist es sinnvoll das H1-Koordinatensystem einzuführen.

Der Ursprung des Koordinatensystems ist der nominelle Wechselwirkungspunkt in der Mitte des Detektors. Von dort aus weist die x -Achse in Richtung Mittelpunkt des HERA-Beschleunigers und die y -Achse nach oben. Die z -Achse fällt mit der Strahlachse zusammen, wobei die Flugrichtung der Protonen als Vorwärtsrichtung, also die Richtung, in der die z -Koordinate steigt, definiert ist, so dass die drei Achsen ein Rechtssystem bilden. Der Polarwinkel eines Ortsvektors zur positiven z -Achse wird mit θ bezeichnet, der Azimutalwinkel in der xy -Ebene bezüglich der x -Achse mit ϕ .

Seit seiner Inbetriebnahme 1992 wurden einige Veränderungen am Detektor vorgenommen, die hier geschilderte Beschreibung bezieht sich auf den HERA II-Zeitraum ab 2001. Die wichtigsten Komponenten sind in Abbildung 3.2 gekennzeichnet und werden im Folgenden genauer beschrieben.

Spaghetti-Kalorimeter Das Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) verdankt seinen Namen den Glasfasern, die die gemessenen Signale an die Elektronik weiterleiten. Es besteht aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil und dient größtenteils zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei Impulsüberträgen Q^2 zwischen 1 GeV² und 100 GeV² [App97].

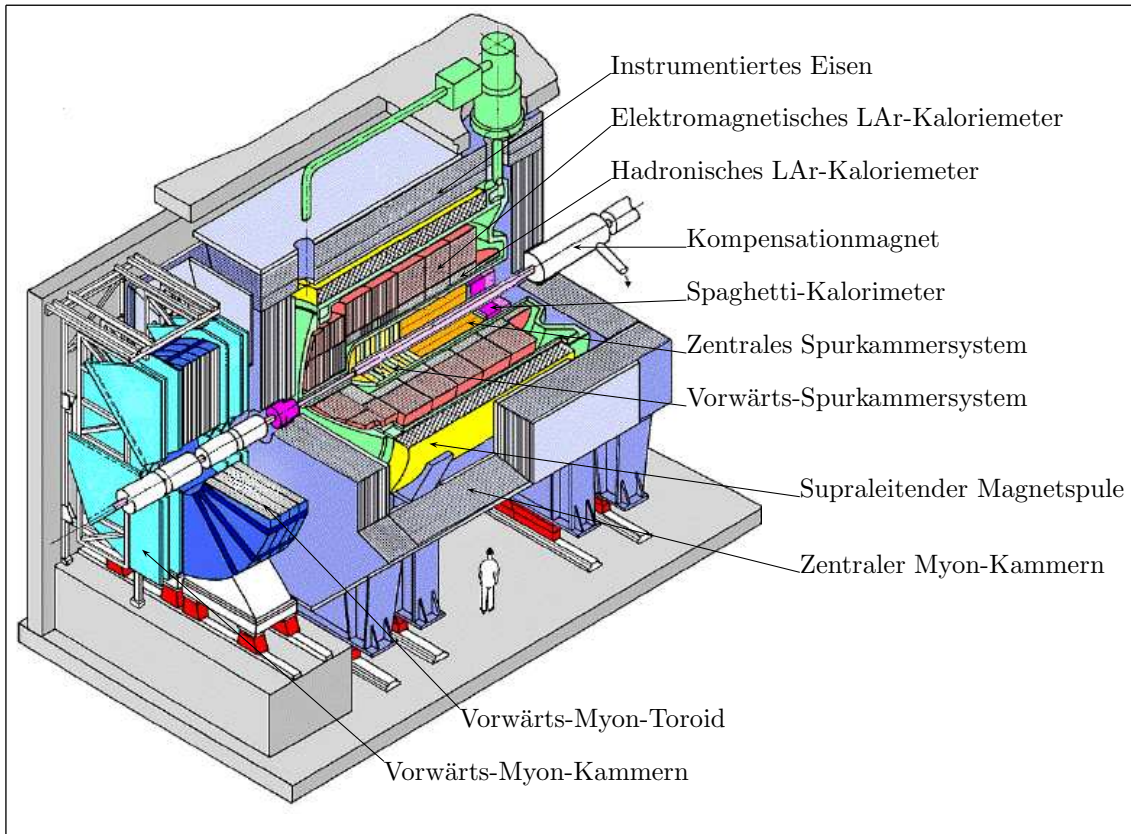


Abbildung 3.2: Der H1-Detektor

LAr-Kalorimeter Energien von Teilchen im Winkelbereich zwischen $\theta = 4^\circ - 154^\circ$ werden mit dem mit flüssigem Argon betriebene LAr-Kalorimeter⁸ gemessen. Da wegen der Strahlasymmetrie die produzierten Teilchen bevorzugt in Vorwärtsrichtung fliegen, umgibt das Kalorimeter das Spurkammersystem auch vorne. Die Zellen des LAr-Kalorimeters bestehen aus Metallplatten als Absorbermaterial, dem flüssigen Argon, das als aktives Material zum Nachweis benutzt wird, sowie Teilen der Ausselektronik. Im inneren Teil bestehen die Absorber aus Blei, an dem es zu elektromagnetischen Schauern kommt. Der äußere Teil dient als hadronisches Kalorimeter, hier bestehen die Absorber aus Edelstahl [And93].

Silizium-Spurdetektoren Direkt um das Strahlrohr am Wechselwirkungspunkt ist der Central Silicon Tracker (CST) installiert. Er besteht aus zwei Lagen Si-Streifendetektoren und dient dazu, mit seiner Spurauflösung von typischerweise $70 \mu\text{m}$ sekundäre Vertizes zu erkennen [Pit00]. Weiter vorne bzw. hinten am Strahlrohr befinden sich der Forward Silicon Tracker (FST) bzw. Backward Silicon Tracker (BST).

Spurkammersystem Das Spurkammersystem hat die Aufgabe, die Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren. Es besteht aus verschiedenen Komponenten, die im nächsten Abschnitt detaillierter beschrieben werden.

⁸LAr steht für liquid Argon.

Magnet Das Magnetsystem des H1-Detektors besteht aus einer supraleitenden Spule, die das Kalorimeter zylindrisch umgibt, und einem Eisenjoch außerhalb davon. Es erzeugt im Bereich des Spurkammersystems ein annähernd homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse mit einem Mittelwert von 1,16 T.

Myonsystem Das Myonsystem gliedert sich in zwei Einheiten: den Central Muon Detector (CMD) und den Forward Muon Detector (FMD). Ersterer nutzt die instrumentierten Eisenlagen des oben erwähnten Jochs für den magnetischen Rückfluss. Zwischen den Lagen befinden sich Streamerrohrkammern, so dass Myonen, die das Kalorimetersystem durchqueren, im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden können. Das CMD besteht aus der vorderen und hinteren Endkappe sowie dem zentralen Teil, dem sogenannten Barrel.

Im vorderen Bereich wird der CMD durch den FMD ergänzt, der hochenergetische Myonen mit Impulsen ab 5 GeV nachweist. Er besteht aus einem Toroidmagneten, der ein Magnetfeld von 1,6 T erzeugt, sowie mehreren Lagen von Driftkammern vor und hinter dem Magneten.

3.3 Das H1-Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1-Detektors ist die wichtigste Detektorkomponente für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse. Der Aufbau des Gesamtsystems wurde während des H1-Experimentes mehrere Male modifiziert. Die hier beschriebene Zusammensetzung des Systems bezieht sich auf den HERA II-Zeitraum ab dem Jahr 2001.

Wichtigste Komponente für die Spurrekonstruktion sind die beiden Central Jet Chambers (CJC1 und CJC2) [Bue89], die das Strahlrohr in Form zweier koaxialer Hohlzylinder um den Wechselwirkungspunkt zwischen $z = 125$ cm und $z = -125$ cm umgeben. Damit ist ein Nachweis von Spuren im Polarwinkelbereich $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ möglich. Es handelt sich dabei um zwei Driftkammern, die mit einem Gasgemisch betrieben werden, das zu gleichen Anteilen aus Argon und Ethan und zu etwa 1% aus Ethanol besteht. Beide Kammern haben insgesamt 2640 Signaldrähte, die parallel zur Strahlachse angebracht sind. Dadurch ist ihre Auflösung bei der Spurrekonstruktion vor allem in der r - ϕ -Ebene mit etwa $170 \mu\text{m}$ sehr genau, in z -Richtung allerdings mit etwa 2,2 cm eher bescheiden. Die Drähte sind, wie in Abbildung 3.4 zu sehen, in Ebenen angeordnet, die gegenüber der radialen Ausrichtung um 30° geneigt sind. Spuren vom Wechselwirkungspunkt kreuzen mindestens eine Signaldrahtebene, so dass Spiegelspuren vermieden werden und eine Bestimmung des Ereigniszeitnullpunktes ermöglicht wird.

Die innere dieser beiden Kammern, die CJC1, ist in 30 Driftzellen unterteilt, wobei sich in jeder Signaldrahtebene 24 Drähte befinden. In der CJC2 sind es 60 Zellen mit jeweils 32 Drähten. Die beiden Enden jedes Signaldrahtes werden getrennt ausgelesen und auf diese Weise ist es möglich, Informationen über die z -Position eines Treffers auf einem Draht zu bekommen. Das Signal der zeitabhängigen Ladung $Q(t)$ wird mit einem 16-Kanal FADC⁹ mit einer Frequenz von 104 MHz digitalisiert. Da man durch das Auslesen an beiden Enden die gesamte vom Draht aufgenommene Ladung messen kann, ist es in Kombination mit der Impulsmessung auch möglich, Rückschlüsse auf die Masse des ionisierenden Teilchens

⁹Fast Analog to Digital Converter

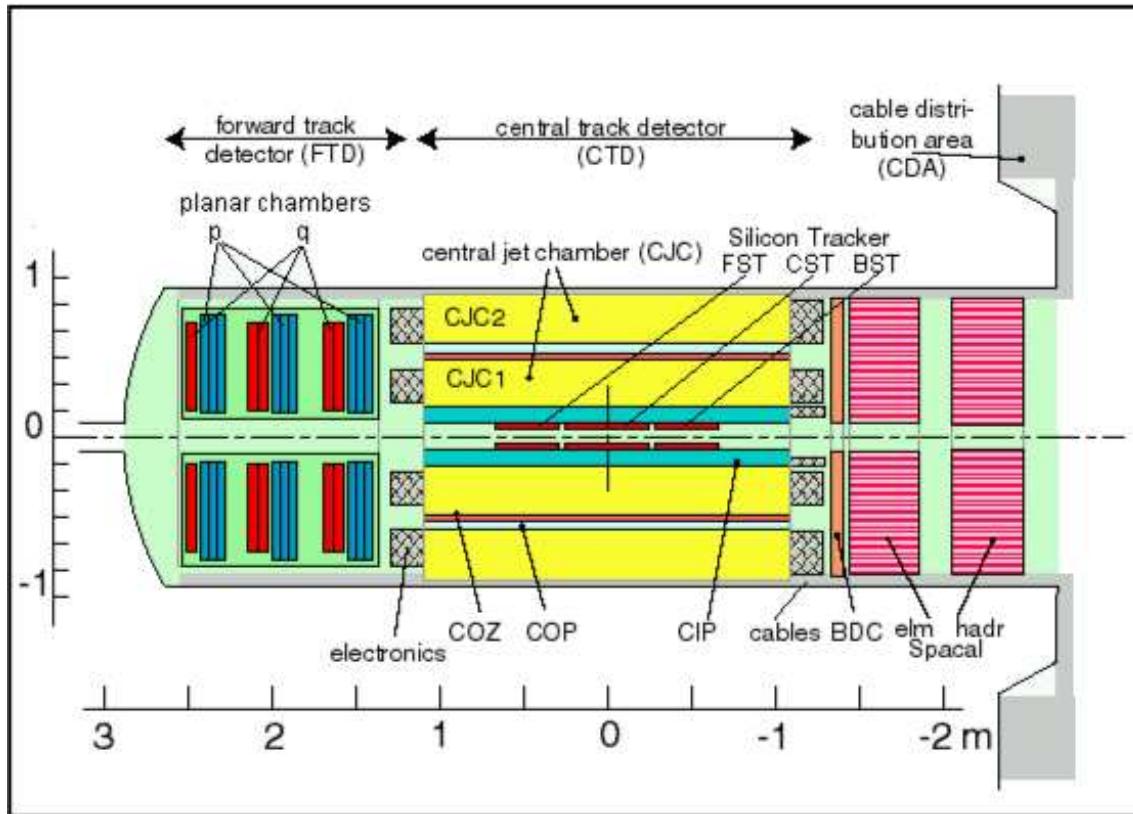


Abbildung 3.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors

zu ziehen (siehe Abschnitt 5). Genauere Informationen zur Ionisation und Auslese der $Q(t)$ -Information findet man in Abschnitt 5.3.

Zur Verbesserung der Spurauflösung in z -Richtung gibt es zwischen CJC1 und CJC2 die Central Outer z -Chamber (COZ), deren Drähte konzentrisch um die Strahlachse verlaufen.

Die Central Inner Proportional Chamber (CIP2k)¹⁰ ist nach dem Central Silicon Tracker die Detektorkomponente, die sich am nächsten am Wechselwirkungspunkt befindet [Urb04]. Es handelt sich um eine Vieldraht-Proportionalkammer, bei der die Anodendrahte parallel zur Strahlachse angebracht sind. Das Auslesen erfolgt über Kathoden-Pads. Diese sind in fünf Lagen radial um das Strahlrohr angebracht. Jedes Pad deckt einen ϕ -Bereich von $22,5^\circ$ ab, in z -Richtung liegt die Zahl der Pads zwischen 93 in der äußersten Lage und 119 in der inneren Lage. Die Daten der CIP werden zum Auffinden des z -Vertex für Triggerentscheidungen auf den ersten beiden Stufen benutzt. Dies wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben. Zusätzlich gibt es noch eine Central Outer Proportional Chamber (COP) zwischen der COZ und der CJC2, die demselben Zweck diente, aber nicht mehr im Betrieb ist, da ihre Aufgabe von der CIP2k vollständig übernommen wurde.

Die Asymmetrie der Strahlenergien macht eine zusätzliche Detektorkomponente zur Spur-rekonstruktion in Vorwärtsrichtung notwendig. Der Forward Tracking Detector (FTD) besteht aus drei Supermodulen, die aus mehreren planaren Spurkammern bestehen, wie man der Skizze in Abbildung 3.3 entnehmen kann. Dort wo in der Abbildung die mit q

¹⁰Die alte zweilagige CIP wurde im Jahr 2000 durch eine größere, fünflagige ersetzt, daher die Bezeichnung CIP2k. Da im Folgenden die alte CIP nicht mehr erwähnt wird, wird die Bezeichnung CIP für die CIP2k verwendet.

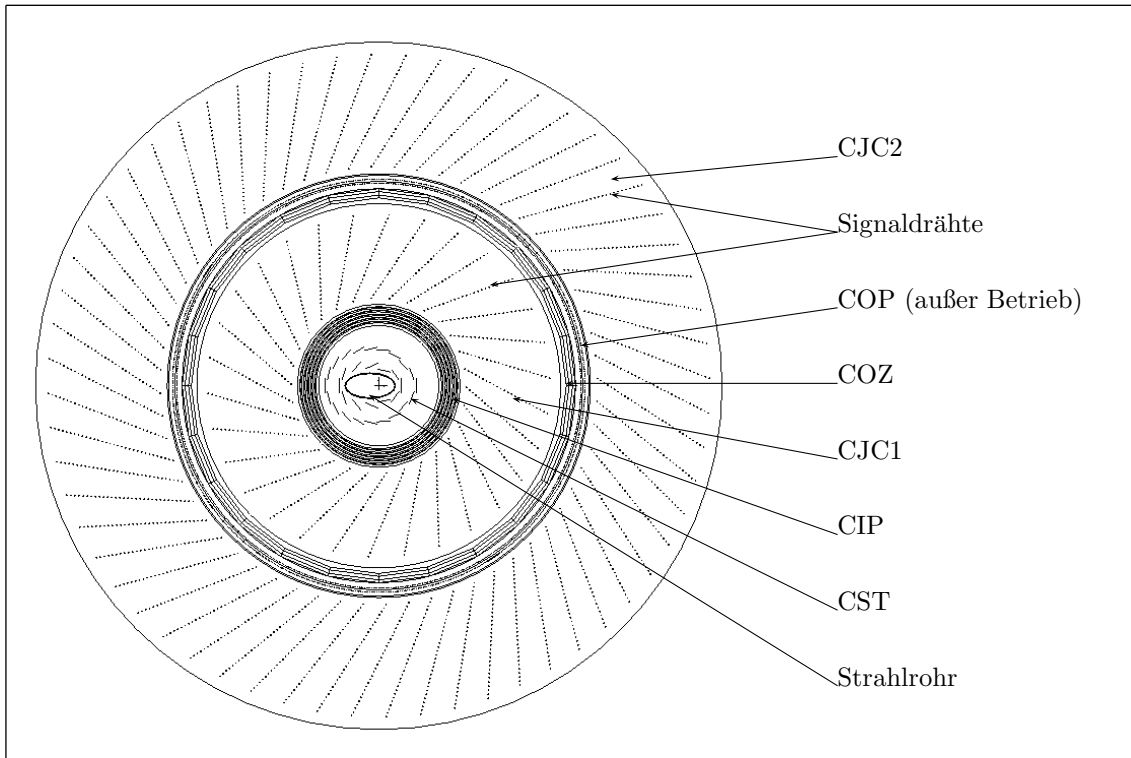


Abbildung 3.4: Schnitt durch das Spurkammersystem senkrecht zur Strahlachse

bezeichneten Kammern liegen, gab es ursprünglich noch radiale Kammern, die jedoch in der HERA II-Phase entfernt wurden. Mit dem FTD lassen sich Spuren geladener Teilchen im Winkelbereich von θ zwischen 5° und 25° nachweisen.

Im Rückwärtsbereich gibt es noch zwischen den zentralen Kammern und dem SpaCal die Backward Drift Chamber (BDC), die aus acht Lagen besteht. Sie dient zur Spurrekonstruktion des gestreuten Elektrons.

Bei der Spurrekonstruktion wird zunächst die Spur mit Hilfe der CJC-Daten in der $r\phi$ -Ebene rekonstruiert. Da die Spuren auf Grund des angelegten äußeren Magnetfeldes Helixform haben, deren Achsen parallel zur z -Achse sind, können die Spuren in der $r\phi$ -Ebene in Form von Kreissegmenten gefittet werden. Der Polarwinkel θ wird erst später unter Verwendung der Daten der COZ ermittelt.

3.4 Das H1-Triggersystem

Die Elektron-Proton-Ereignisse, die man im H1-Detektor beobachten will, sind um mehrere Größenordnungen seltener als die nicht ep-induzierten Untergrundereignisse. Zu diesen zählen vor allem Kollisionen zwischen Strahlteilchen und dem im Strahlrohr vorhandenen Restgas oder ferner auch Spuren von Teilchen kosmischen Ursprungs, die jedoch deutlich seltener sind.

Um aus dieser Menge an Untergrund die ep-Ereignisse herauszufiltern, wird beim H1-Experiment ein vierstufiges Triggersystem L1 – L4 verwendet.

L1: Die erste Stufe hat die Aufgabe sehr schnell eine grobe Auswahl zu treffen. Die Teilchenpakete treffen im Detektor alle 96 ns aufeinander, was einer Frequenz von 10,4 MHz

entspricht. Die erste Triggerstufe ist – wie auch die zweite – mit der HERA-Uhr synchronisiert. Zur Verarbeitung eines einzelnen Ereignisses stehen $2,3 \mu\text{s}$ zur Verfügung. Die Entscheidung, ob ein Ereignis an die nächste Stufe weitergereicht oder verworfen wird, erfolgt durch 128 verschiedene Subtrigger, die wiederum aus 256 verschiedenen Triggerelementen bestehen. Für diese Arbeit wurde der Subtrigger 61 (s61) benutzt, der am Ende dieses Abschnitts genauer beschrieben wird. Liefert einer dieser Subtrigger ein entsprechendes Signal, wird das Ereignis an die Stufe L2 und gegebenenfalls an die nächsten Stufen weitergegeben. Während der Bearbeitung eines Ereignisses auf L2 und L3 werden keine weiteren Ereignisse aufgenommen. Solange L1 nicht auslöst, läuft die Datennahme jedoch ohne Totzeit.

L2: Die zweite Triggerstufe trifft innerhalb von $20 \mu\text{s}$ eine Entscheidung darüber, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll. Der Trigger besteht aus mehreren Komponenten: einem neuronalen Netzwerk, einem topologischen Trigger und dem Level 2 Fast Track Trigger (FTT-L2).

L3: Bevor diese Stufe im Frühjahr 2006 in Betrieb genommen wurde, hatte der L2-Trigger alleine die Aufgabe, die Ereignisrate von etwa 1 kHz auf 50 Hz zu senken, seit L3 verwendet wird, senkt L2 die Ereignisrate nur noch auf etwa 200 Hz, die weitere Auswahl der Ereignisse wird auf der dritten Stufe getroffen. Auf dieser Stufe können schon komplexere Kriterien wie z.B. invariante Massen für den Entscheidungsprozess herangezogen werden, da mit $100 \mu\text{s}$ eine deutlich längere Zeit als auf L2 zur Verfügung steht.

L4: Diese Stufe ist nicht an die HERA-Uhr gekoppelt, so dass bei Ereignisverarbeitungen auf dieser Stufe keine weitere Totzeit erzeugt wird. Die Datennahme setzt wieder ein, sobald ein Ereignis auf L3 verarbeitet wurde. Mit Hilfe mehrerer parallel arbeitenden Prozessoren und der vollen Detektorinformation wird Untergrund herausgefiltert und die verbleibenden Ereignisse – etwa 25 pro Sekunde – werden auf Band gespeichert.

Subtrigger 61: Dieser Subtrigger wird für den Nachweis von Ereignissen in tiefinelastischer Streuung verwendet. Damit er auslöst, müssen Triggerbedingungen von drei verschiedenen Subsystemen erfüllt sein. Alle drei Bedingungen werden auf L1 ermittelt.

- Das gestreute Elektron muss im SpaCal nachgewiesen werden (SpaCal IET¹¹), da nach Ereignissen in tiefinelastischer Streuung gesucht wird. Dabei muss das gemessene Elektron für s61 eine Energie von mindestens 9 GeV haben.
- Der Fast Track Trigger auf dem ersten Triggerlevel (FTT-L1) sucht nach Spuren in den zentralen Spurräumen. Er besteht aus vier Triggerlagen, die aus jeweils drei Signaldrahtlagen der CJC bestehen (drei Triggerlagen in der CJC1 und eine in der CJC2). Für den Subtrigger 61 wird gefordert, dass es mindestens eine Spur gibt, die sich aus den Spursegmenten der CJC1 und CJC2 ergibt. Diese Spur muss außerdem einen Transversalimpuls von mindestens 900 MeV besitzen [Boe07].
- Um den ungefähren Wechselwirkungspunkt für ein Ereignis zu bestimmen, wird der z-Vertex-Trigger [Urb04] benutzt, für den die Daten der CIP verwendet werden. Aus den Kathoden-Pads, die einen Treffer registriert haben, werden Spuren rekonstruiert. Kann man aus ihrem gemeinsamen Schnittpunkt mit der z-Achse die z-Vertexposition bestimmen, ist die Triggerbedingung erfüllt.

¹¹inclusive electron trigger

3.5 Das H1-Luminositätssystem

Die (integrierte) Luminosität kann über folgende einfache Gleichung definiert werden:

$$\dot{N}_a = L\sigma_a \quad (3.1)$$

bzw.

$$N_a = \int dt L\sigma = \mathcal{L}\sigma, \quad (3.2)$$

wobei N_a die Anzahl an Ereignissen einer bestimmten Teilchenreaktion ist und σ_a der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion. Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt kann die Messung der integrierten Luminosität über einem bestimmten Zeitraum über den Nachweis von Ereignissen dieser Reaktion erfolgen [Loh05].

Bei H1 benutzt man den Bethe-Heitler-Prozess $ep \rightarrow ep\gamma$, da es sich dabei um einen rein elektromagnetischen Prozess mit sehr genau bekanntem Wirkungsquerschnitt von etwa 70 nb handelt. Die Ereignisrate ist hoch, so dass der statistische Fehler gering ist. Zum Nachweis wird der Photon Detector (PD) bei $z = -102,9$ m benutzt.

Die Genauigkeit dieser Methode zur Luminositätsbestimmung beträgt etwa 1,5% [Boe07] und ist wesentlich durch die Unsicherheit der Detektorakzeptanz begrenzt. Dieser Fehler wird später bei der Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

4 Monte-Carlo-Simulationen

Monte-Carlo-Simulationen werden benutzt, um experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Modellen zu vergleichen, Größen wie die Nachweiseffizienz zu ermitteln und Wirkungsquerschnitte, die nur in einem begrenzten Bereich des Phasenraums gemessen werden, auf den gesamten Phasenraum zu extrapolieren. Dabei werden die physikalischen Prozesse und der Detektor möglichst realistisch modelliert. In diesem Kapitel wird zunächst das Prinzip der Monte-Carlo-Simulation erläutert, danach wird näher auf die benutzten Simulationen eingegangen und erklärt, wie sie für die Analyse verwendet wurden.

4.1 Generieren von Monte-Carlo-Ereignissen

Das Erzeugen einer teilchenphysikalischen Monte-Carlo-Simulation verläuft in mehreren Schritten. Zunächst werden nur die Ereignisse erzeugt, d.h. nur die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen und der im Laufe der simulierten Reaktion erzeugten Teilchen ohne Berücksichtigung der Detektorumgebung. Nach der Berechnung der Vierervektoren wird als nächstes die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit dem Detektor betrachtet. Die Wechselwirkung mit dem Detektor wird dabei mit dem Programmpaket GEANT simuliert [GEANT]. Es werden auf einem Zufallsgenerator basierende Zahlen verwendet, um die Verteilungen der möglichen Endzustände einer Streuung und die Wechselwirkung mit dem Detektor zu generieren.

Damit die simulierten Ereignisse genau wie Ereignisse aus echten Daten analysiert werden können, werden sie mit der selben Rekonstruktions-Software *H1Rec* rekonstruiert wie jene. Sie liegen daher am Ende im gleichen Format vor. Der Vorteil der Simulation ist aber, dass zusätzlich die Informationen der generierten Teilchen zur Verfügung stehen. Im Unterschied zu den Daten einer realen Messung weiß man also, was „wirklich“ passiert.

Für diese Arbeit wurde das RAPGAP-Monte-Carlo-Programm benutzt [Jun06]. Es simuliert Ereignisse in tiefinelastischer Streuung. Zur Erzeugung schwerer Quarks ist das führende Matrixelement der Boson-Gluon-Fusion implementiert. Höhere Ordnungen werden durch Parton-Schauer simuliert. Die Entwicklung der Partonen im Anfangszustand wird mit Hilfe der DGLAP-Evolutionsgleichungen¹² berechnet [Gri72] [Dok77] [Alt77].

4.2 Charm-Monte-Carlo

Bei der Rekonstruktion von D^* -Mesonen im Zerfallskanal $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi^\pm$ liefern mehrere andere Zerfallskanäle ein falsches, zusätzliches Signal. Dies bezeichnet man als Reflexionen. Ihretwegen ist es erforderlich, den charmhaltigen Untergrund genauer zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde eine inklusive Charm-Monte-Carlo-Simulation benutzt, in der verschiedene Teilchen mit Charmquarks generiert wurden und Zerfälle in allen wichtigen Zerfallskanälen implementiert waren.

Dieselbe Simulation wurde auch verwendet, um andere wichtige Größen wie die Nachweiseffizienz oder die Reinheit des Signals zu bestimmen.

¹²DGLAP steht für die Namensgeber Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi

4.3 Untergrund-Monte-Carlo mit leichten Quarks

Auch in Ereignissen ohne schwere Quarks werden Kombinationen aus fünf Spuren, die zufällig die geforderten Selektionskriterien erfüllen, als D^* -Kandidaten rekonstruiert. Diese Art von Ereignissen ist für den größten Teil des Untergrundes verantwortlich. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, werden in Abschnitt 6.4 die kinematischen Variablen z und x_{obs} eingeführt und genau wie die Transversalimpulse der Spuren als Selektionskriterium herangezogen. Um die Verteilung dieser Variablen für Ereignisse, die tatsächlich ein D^* -Meson enthalten, und Ereignisse ohne schwere Quarks zu untersuchen, wurde eine RAPGAP-Simulation benutzt, in der nur Ereignisse mit leichten Quarks, also u -, d - und s -Quarks generiert wurden.

5 dE/dx -Messung und Teilchenidentifikation

Elektrisch geladene Teilchen ionisieren beim Durchqueren der Spurkammer das in ihr enthaltene Gas. Dies kann außer zur Spurrekonstruktion auch zur Identifikation der Teilchen verwendet werden. Da der Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx beim Durchqueren der zentralen Spurkammer nur von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt, kann man aus einer Messung des Impulses und des dE/dx -Wertes Rückschlüsse auf die Teilchenmasse und damit den Teilchentyp ziehen. Dazu ist zunächst eine quantitative Beschreibung des Energieverlustes und seiner Messung nötig.

5.1 Die Bethe-Bloch-Formel

Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie kommt fast ausschließlich durch inelastische Streuung an den Hüllenelektronen der Atome zustande. Dabei kommt es sowohl zur Anregung der Atome als auch zu Ionisation. In der Praxis wird dieser Energieverlust pro Wegstrecke in folgender Form angegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \varrho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (5.1)$$

Diese Formel wurde erstmals – allerdings ohne die beiden letzten Terme in der eckigen Klammer – 1933 von Hans Bethe und Felix Bloch hergeleitet. Dabei haben die Symbole folgende Bedeutungen:

r_e :	klassischer Elektronenradius,
m_e :	Elektronenmasse,
N_a :	Avogadrozahl,
I :	durchschnittliche Anregungsenergie,
Z :	Ordnungszahl,
A :	Atommassenzahl,
ϱ :	Dichte des durchquerten Materials,
z :	Ladung,
β :	Geschwindigkeit v/c des durchquerenden Teilchens,
γ	$= 1/\sqrt{1-\beta^2}$,
W_{max} :	maximaler Energietransfer pro Einzelkollision.

Die einzige Eigenschaft des durchquerenden Teilchens, die in diese Formel eingeht, ist seine Geschwindigkeit β . Die Kurve $dE/dx(\beta)$ sieht daher für alle Teilchen gleich aus. Für nichtrelativistische Geschwindigkeiten fällt dE/dx mit β^{-2} , erreicht ein Minimum bei $\beta \approx 0,96$ und steigt dann im relativistischen Bereich wieder logarithmisch an. Wegen des relativistischen Zusammenhangs $\beta\gamma = p/m$ folgt, dass die Kurven $dE/dx(p)$ für Teilchen mit unterschiedlichen Massen nicht mehr identisch sind sondern nebeneinander liegen, wie in Abbildung 5.1 dargestellt.

Die beiden Terme δ und $2C/Z$ stellen Korrekturen für besonders hohe bzw. niedrige Impulse dar. Die Dichtekorrektur δ berücksichtigt die Polarisation der Materie durch das durchfliegende Teilchen. Diese Polarisation bewirkt eine Abschirmung der weiter von der Teilchenspur entfernten Elektronen, so dass diese weniger zum Energieverlust beitragen. Dies ist vor allem bei hochenergetischen Teilchen wichtig [Leo87]. Zur quantitativen Be-

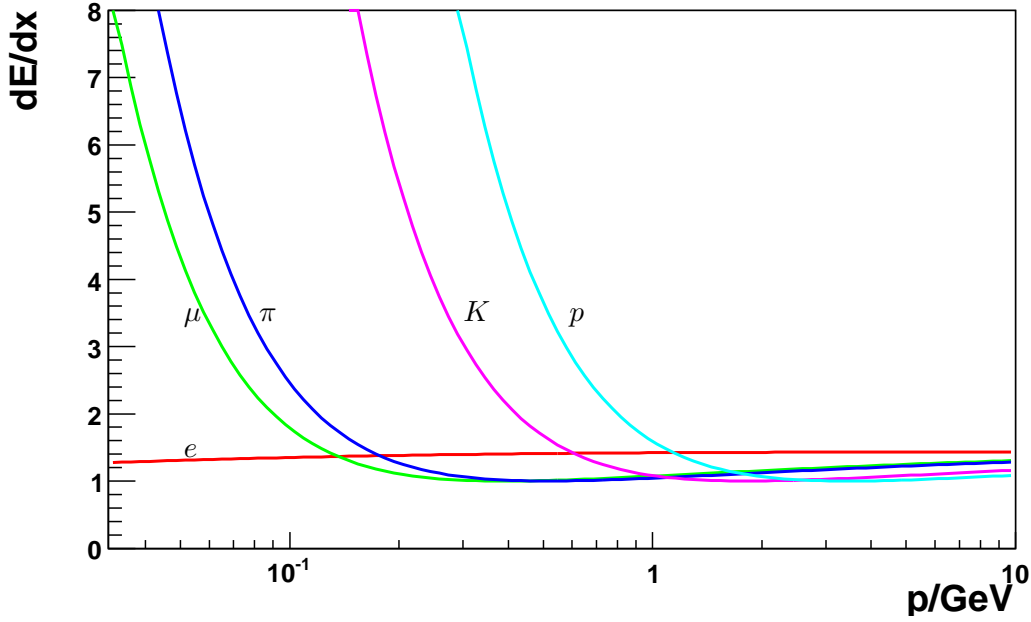


Abbildung 5.1: Verlauf der Bethe-Bloch-Kurven für verschiedene Teilchen

schreibung der Dichtekorrektur benutzt man häufig die Sternheimer-Parametrisierung

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 2 \ln 10X + C_0 + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 2 \ln 10X + C_0 & X > X_1 \end{cases} \quad (5.2)$$

mit $X = \log \beta\gamma$ und den materialabhängigen Parametern X_0 , X_1 , C_0 , a und m .

Bei der Herleitung der Bethe-Bloch-Formel wird davon ausgegangen, dass die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens groß ist im Vergleich zur Geschwindigkeit der Hüllenelektronen. Ist dies nicht der Fall, wird dies durch die Schalenkorrektur $2C/Z$ berücksichtigt. Diese spielt allerdings im Rahmen dieser Arbeit keine weitere Rolle, da wir es hier mit relativistischen Teilchen zu tun haben.

In das Softwaresystem des H1-Experimentes *h1oo*¹³ wurde im Rahmen dieser Arbeit eine parametrisierte, Bethe-Bloch-ähnliche Referenzkurve mit Sternheimer-parametrisierter Dichtekorrektur in folgender Form implementiert:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ref}(\beta) = \frac{p_2}{\beta^2} (p_3 \ln(\beta^2 \gamma^2) - \beta^2 - \delta(p_1, p_2)). \quad (5.3)$$

Die Parameter, die dabei benutzt werden sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Im Programmcode sind dabei nur die Parameter p_0 bis p_3 sowie m mit Zahlenwert definiert. Die Werte für die Dichtekorrektur setzen sich dabei gemäß Tabelle daraus zusammen. Diese Parameter wurden phänomenologisch so bestimmt, dass sie zu den im Detektor gemessenen Spurdaten passen. Sie weichen zum Teil erheblich von gegebenen Literaturdaten für die im CJC-Gas enthaltenen Substanzen ab (vgl. [Ste84]). Die Einheit, die auf der senkrechten Achse für die deponierte Energie pro Wegstrecke benutzt wird, ist willkürlich so gewählt, dass der Wert am Minimum der Kurven bei eins liegt.

¹³Der Name steht für „h1 object oriented“, die Implementierungen sind im Anhang dieser Arbeit beschrieben.

Parameter	Wert
p_0	0,022817
p_1	-1,1995
p_2	0,45879
p_3	9,6433
m	3
X_0	$p_1 - \frac{p_0 dx^m}{2 \ln 10} = -3,9336$
X_1	$X_0 + dx = 4,2687$
C_0	$-2 \ln 10 p_1 = 5,5239$
a	$p_0 = 0,022817$
dx	$\sqrt{\frac{2 \ln 10}{m p_0}} = 8,2022$

Tabelle 5.1: Parameter, die bei der Implementierung der Bethe-Bloch-Referenzfunktionen verwendet wurden.

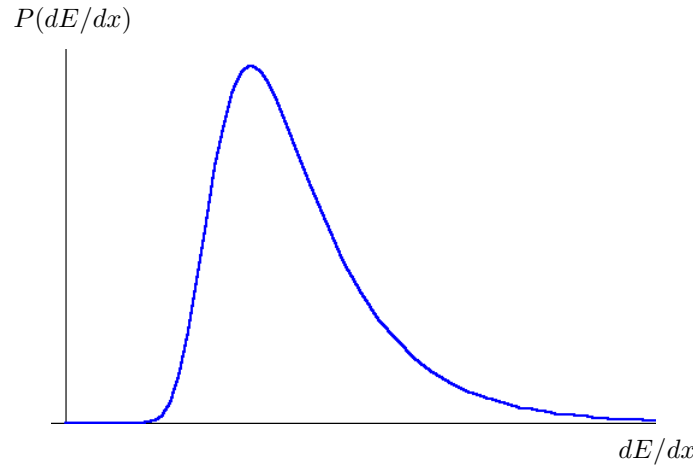


Abbildung 5.2: Landau-Verteilung des Energieverlustes (Skizze)

5.2 Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes

Die Bethe-Bloch-Formel 5.1 gibt nur einen Mittelwert der erwarteten Ionisation pro Wegstrecke an. In der Realität sind jedoch die Werte in den einzelnen Driftzellen einer Spurkammer um diesen Wert gestreut. Bei einem dünnen Absorptionsmedium folgen die einzelnen dE/dx -Messwerte einer Landau-Verteilung [Lan44]¹⁴. Ihre normierte Standardform [WikFr] ist gegeben durch

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(x + \exp(-x))\right). \quad (5.4)$$

Sie weicht von der Gaußform dadurch ab, dass sie einen „Schweif“ hin zu höheren Energieverlusten aufweist. Eine schematische Darstellung einer Landau-Verteilung ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

¹⁴Bei dichteren Absorber oder Mittelung über lange Wegstrecken, erhält man auf Grund des zentralen Grenzwertsatzes eine Gauß-Verteilung.

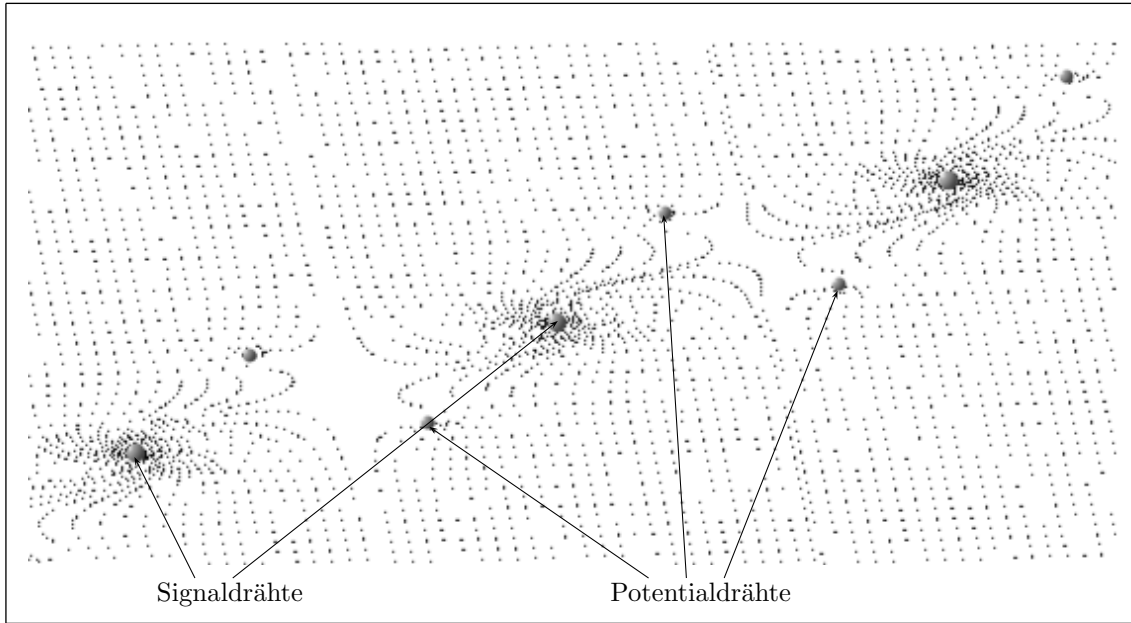


Abbildung 5.3: Feldverlauf in der Umgebung einiger Signaldrähte in der $r\phi$ -Ebene

5.3 Messung des dE/dx -Wertes in der CJC

Das Prinzip, nach dem eine Driftkammer wie die CJC funktioniert, ist das folgende [Ste99]. In einem gasgefülltem Volumen befinden sich Drähte, an denen eine Hochspannung angelegt ist, so dass sich zwischen den Drähten elektrische Felder befinden. Je nach Funktionszweck unterscheidet man Signal-, Kathoden-, Feld-, und Potentialdrähte. Da in der CJC alle Drähte in z -Richtung verlaufen, hat man in dieser Richtung kein Feld, in der $r\phi$ -Ebene dagegen verlaufen die Feldlinien so, dass man den einzelnen Signaldrähten festdefinierte Raumbereiche – Driftzellen – zuordnen kann. Der Feldverlauf in der Umgebung einiger Signaldrähte ist in Abbildung 5.3 als Ergebnis einer numerischen Berechnung grafisch dargestellt [CJC]. Man erkennt deutlich die Bereiche, in denen die Feldlinien homogen von oben nach unten verlaufen, und drei Zentren unten links, in der Mitte und oben rechts, in denen die Feldlinien zusammenlaufen. An diesen Stellen befinden sich die Signaldrähte. In der Abbildung jeweils links unterhalb und rechts oberhalb der Signaldrähte erkennt man weiterhin Potentialdrähte, an denen ebenfalls einige Feldlinien enden, was zu etwa 30% Signalverlust führt. Diese sind jedoch notwendig um den gewünschten Feldlinienverlauf zu erzielen.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Kammer erzeugt dieses zunächst längs seines Weges Paare von Ionen und Elektronen. Diesen Vorgang bezeichnet man als Primärionisation. Die Elektronen driften auf Grund der angelegten Hochspannung zu den Signaldrähten, die auf positivem Potential liegen. Die Stärke des elektrischen Feldes ist unter Berücksichtigung der Kammergeometrie so angepasst, dass die Driftgeschwindigkeit \vec{v}_{Drift} der erzeugten Elektronen konstant ist. Dies ist notwendig, da eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit zur Rekonstruktion der Spur erforderlich ist. In der unmittelbaren Umgebung der Drähte liegt ein starkes radialsymmetrisches Feld vor, in dem es zu sekundären Ionisationsprozessen kommt. Diesen Vorgang nennt man Gasverstärkung.

Durch Auslesen des Ladungssignals an beiden Enden der Signaldrähte kann man nun Rückschlüsse auf den Energieverlust infolge der Primärionisation schließen. Wegen der

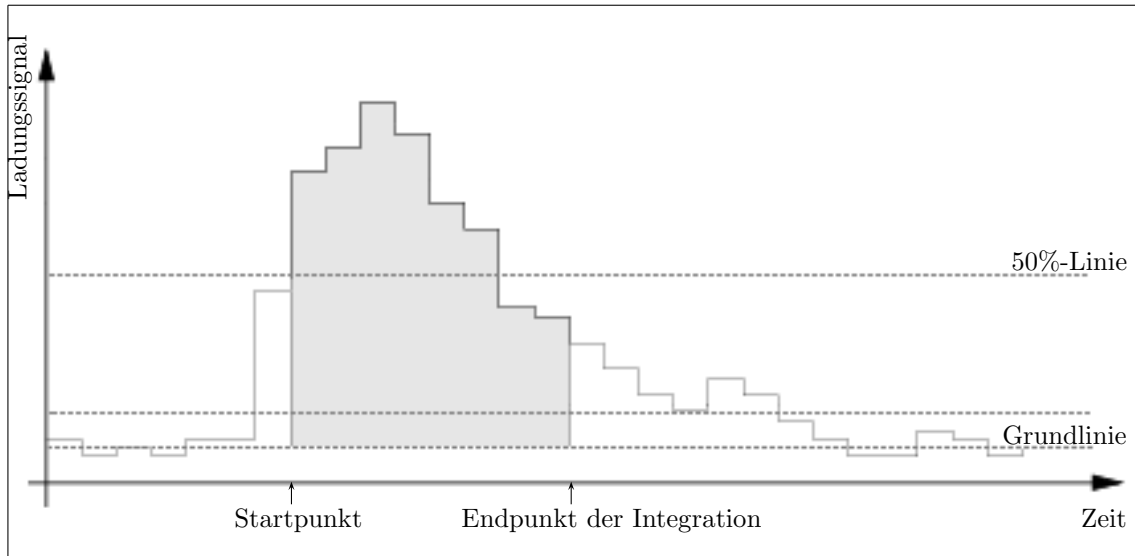


Abbildung 5.4: Digitalisiertes Ladungssignal $Q(t)$. Die graue Fläche entspricht der aufintegrierten Ladung des Pulses

Gasverstärkung ist die vom Draht aufgenommene Ladung selbstverständlich nicht mit der bei der Primärionisation freigesetzten Ladung identisch. Zur Messung des dE/dx -Wertes ist also auch eine quantitative Kenntnis der Gasverstärkung nötig.

Das analoge Signal $Q(t)$, das an den beiden Enden eines Drahtes unabhängig voneinander gemessen wird, wird nun zunächst vorverstärkt und dann mit einem FADC digitalisiert. Die Abtastfrequenz von 104 MHz entspricht etwa einer Digitalisierung alle 10 ns. Um nun die Ladung, die auf den Draht getroffen ist, quantitativ zu erfassen, muss man über ein geeignetes Zeitintervall des digitalisierten Ladungspulses an beiden Enden des Drahtes einzeln integrieren. Da die Form einzelner Ladungspulse sich stark voneinander unterscheiden kann, je nachdem wie groß der Winkel zwischen der Spur des durchfliegenden Teilchens und den Driftwegen ist, stellt sich die Frage, wie das Integrationsintervall zu wählen ist. Ein Beispiel dafür, wie ein solcher Ladungspuls nach der Digitalisierung aussieht, bietet Abbildung 5.4.

In dieser Abbildung ist das Integrationsintervall verdeutlicht. Durch den Mittelwert des Ladungssignals in den letzten sechs Digitalisierungsintervallen „Bins“ vor dem Signal wird die Grundlinie für das Signal festgelegt. Mit Hilfe des *Leading edge-Algorithmus* wird die Ankunftszeit des Teilchens bestimmt, nachdem zwei Pulse an beiden Drahtenden einander zugeordnet werden konnten. Bei sich überlagernden Ladungspulsen wird eine Puls-subtraktion durchgeführt, indem bestimmte Standardpulsformen an das Signal angepasst und subtrahiert werden, so dass man den Gesamtpuls als Summe zweier einzelner Signale erkennen kann. Die Integration der Ladung erfolgt für beide Enden getrennt über acht Bins, was einer Zeitdauer von 80 ns entspricht. Als Startpunkt für die Integration wählt man das Bin, in dem der Ladungswert mehr als 50% des Maximalwertes des Ladungspulses erreicht hat. Bei dieser Wahl ist sichergestellt, dass einerseits kein relevanter Teil des Ladungssignals unberücksichtigt bleibt und es andererseits an der abfallenden Flanke, wo das Signal starken statistischen Schwankungen unterworfen ist, nicht zu unnötig großen statistischen Messfehlern kommt.

Die beiden aufintegrierten Ladungen von beiden Drahtenden, die vom selben Treffer

herrühren, werden nun addiert und ergeben die Gesamtladung Q_i des Treffers. Erfüllt ein Treffer bestimmte Qualitätskriterien, so wird er nach der Spurrekonstruktion zur Bestimmung des dE/dx -Wertes der entsprechenden Spur herangezogen. Zu diesen Kriterien gehört, dass das Signal an beiden Enden eine bestimmte Schwelle überschreiten muss, was bei der späteren Betrachtung der Schwellenkorrekturen eine entscheidende Rolle spielt. Außerdem muss die Spurlänge in der entsprechenden Driftzelle innerhalb eines bestimmten Längenintervalls liegen und der Treffer muss einen bestimmten Mindestabstand zum nächsten Treffer in der $r\phi$ -Ebene haben. Der Wert $(dE/dx)_i$ dieses Treffers für die Ionisation über die Wegstrecke, die das Teilchen in der entsprechenden Driftzelle zurückgelegt hat, wird proportional zur Ladung Q_i angenommen.

Nach der Spurrekonstruktion stellt sich wegen der Asymmetrie der Landauverteilung die Frage, wie man aus den Einzelwerten $(dE/dx)_i$ der einzelnen Treffer, die der Spur zugeordnet sind, einen geeigneten Mittelwert dE/dx für die gesamte Spur bildet. Bei einer Landauverteilung fallen anders als bei der Gaußverteilung Maximum, Mittelwert und Median nicht zusammen. Eine häufig angewendete Methode ist das Verwerfen eines bestimmten Anteils des Signals, z.B. die 30% der Treffer mit den höchsten Werten $(dE/dx)_i$, wie es bei OPAL gemacht wurde [Hau92], und Mittelwertbildung des Restsignals.

Bei H1 dagegen wird durch Bildung der Größe $1/\sqrt{(dE/dx)_i}$ der Einzelwerte zunächst die Verteilung in eine symmetrischere Form transformiert, von der dann der Mittelwert gebildet wird. Der erhaltene Mittelwert wird dann entsprechend zurücktransformiert, so dass sich der Wert dE/dx für eine Spur durch

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{(dE/dx)_i}} \right)^{-2} \quad (5.5)$$

ergibt, wobei N die Anzahl der Treffer ist, die zur dE/dx -Messung geeignet sind.

5.4 Korrekturen des gemessenen dE/dx -Wertes

Verschiedene Effekte machen eine Korrektur des gemessenen dE/dx -Wertes notwendig, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden für den HERA II-Zeitraum neue Korrekturfunktionen [Kle06] in das H1-Analysesystem *h100* implementiert. Die konkreten technischen Details dieser Implementierung sind im Anhang beschrieben.

Zur Berechnung eines Korrekturfaktors greift man auf den Referenzwert nach Formel 5.3 zurück. Da dieser Wert jedoch eine Funktion der Geschwindigkeit β bzw. $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ist, man aber nur den Impuls p der Spur als Messgröße kennt, muss man mit Hilfe der bekannten Formel

$$\beta\gamma = \frac{p}{m} \quad (5.6)$$

die Geschwindigkeit aus dem Impuls berechnen, so dass man für jedes Teilchen eine Referenzfunktion $dE/dx_{Ref}(p, m)$ erhält. Um den Referenzwert zu bekommen und damit die Korrekturen durchzuführen, benötigt man also die Masse des Teilchens. Die Korrekturen, für die der Referenzwert benötigt wird, sind also abhängig von der Masse des jeweiligen Teilchens, so dass man für die Korrektur schon eine Hypothese haben muss um welche Art von Teilchen es sich handeln könnte. Zunächst werden hier jedoch die $\sin(\theta)$ -Korrektur und die Gasverstärkungskorrektur beschrieben, für die dies nicht erforderlich ist.

5.4.1 $\sin(\theta)$ -Korrektur

Hierbei handelt es sich um eine rein geometrische Weglängenkorrektur. In den Messdaten liegen die „rohen“ Werte für den Ionisationsverlust vor. Bei diesen ist nur die Projektion der Spurlänge in der $r\phi$ -Ebene berücksichtigt, da der Polarwinkel θ erst später genauer bekannt ist, wenn die Spur unter Zuhilfenahme anderer Detektorkomponenten gefittet wird.

Da die Drähte in der CJC alle parallel zur z -Achse verlaufen, ist es anschaulich klar, dass der Weg, den ein Teilchen in einer Driftzelle zurücklegt, umso länger ist, je kleiner der Winkel zwischen den Drähten und der Spur verläuft. Entsprechend ist die Ladung, die auf einem Draht landet und damit auch der gemessene dE/dx -Wert der Spur umgekehrt proportional zu $\sin(\theta)$. Der gemessene Wert muss entsprechend mit $\sin(\theta)$ multipliziert werden.

Die $\sin(\theta)$ -Korrektur ist von allen Korrekturen die wichtigste, da man beispielsweise bei Spuren mit $\theta = 25^\circ$ die Ionisation im Vergleich zu Spuren mit $\theta = 90^\circ$ um einen Faktor von etwa 2,5 höher misst.

5.4.2 Zeitabhängigkeit der Gasverstärkung

Als weiterer Faktor muss die Zeitabhängigkeit der Gasverstärkung g berücksichtigt werden. Darunter versteht man normalerweise das Verhältnis zwischen der freien Ladung, die bei der Primärionisation erzeugt wird, und der infolge der Sekundärionisation vervielfachten Ladung, die am Ende auf dem Draht landet. Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch mit einer Zahl von der Größenordnung eins gearbeitet, die proportional zur eigentlichen Gasverstärkung ist, und diese als Gasverstärkung bezeichnet.

Während der Datennahme werden für die CJC1 und CJC2 separat die Kalibrationskonstanten $ddx1$ und $ddx2$ für jeden Run gespeichert. Die Gasverstärkung erhält man als Durchschnitt dieser beiden Größen, danach wird noch willkürlich durch 400 geteilt, um die obengenannte Größenordnung von eins zu erhalten. Der zeitliche Verlauf der Gasverstärkung ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Run-Nummern entlang der waagerechten Achse entsprechen dem Zeitraum von Anfang 2004 bis Ende 2006.

Man erkennt darin sowohl kurzfristige Fluktuationen als auch einige größere Sprünge. Diese Fluktuationen werden vor allem durch Raumladungseffekte verursacht, die während einer Luminositätsfüllung auftreten. Durch die positiven Ionen, die bei der Primärionisation entstehen und sehr viel langsamer als die erzeugten Elektronen durch die Kammer zu den Kathodendrähten driften, und der Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls kommt es zu einem Absinken der Gasverstärkung. Wenn im Laufe einer Füllzeit des Elektronenstrahls der Strahlstrom sinkt, nehmen sowohl die Synchrotronstrahlung als auch die Menge der positiven Ionen ab, da es seltener zu ep -Wechselwirkungen kommt. Daher steigt die Gasverstärkung mit fallendem Elektronenstrahlstrom an. Die Größenordnung dieser Schwankungen liegt bei etwa 10% [Kle05], wie man auch aus der Abbildung erkennen kann.

Zusätzlich ist auch der äußere Luftdruck ein Faktor, der die Gasverstärkung beeinflusst. Da die CJC unter normalen Luftdruck betrieben wird, ändert sich bei einer Luftdruckänderung die Dichte des Gases. Steigt beispielsweise der Luftdruck, so nimmt die Dichte des Gases in der Spurkammer ebenfalls zu. Dadurch sinkt für die bei der Primärionisation

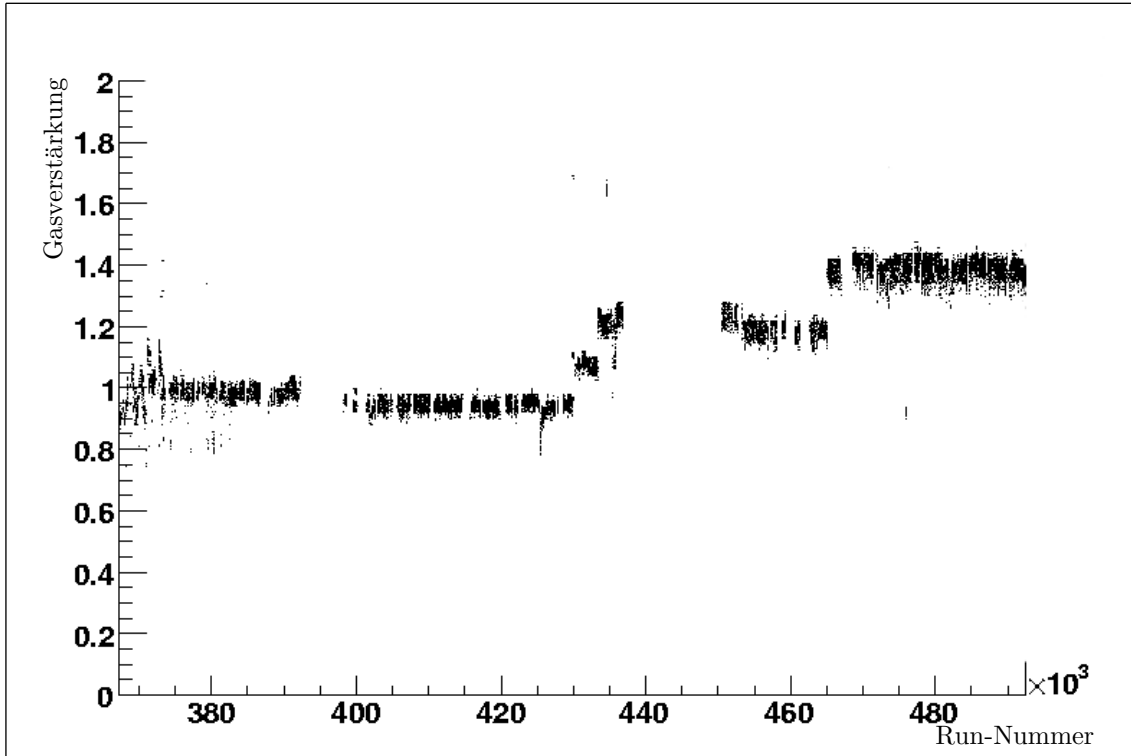


Abbildung 5.5: Zeitabhängiger Verlauf der Gasverstärkung in der CJC in den Jahren 2004 – 2006

freigesetzten Elektronen die mittlere freie Weglänge. Dadurch erreichen die Elektronen im Mittel vor jeder Wechselwirkung eine niedrigere Geschwindigkeit, so dass weniger Sekundärelektronen erzeugt werden. Die Gasverstärkung sinkt. Um diesen Effekt auszu-schalten, wird seit Frühjahr 2004 die Hochspannung so dem Luftdruck angepasst, dass die Gasverstärkung konstant gehalten wird. In Abbildung 5.5 erkennt man noch am linken Rand stärkere Fluktuationen der Gasverstärkung als im späteren Verlauf, da zu diesem Zeitpunkt noch nicht mit der Hochspannung die Druckschwankungen kompensiert wurden.

Die Sprünge in der Gasverstärkung werden durch Änderungen der Hochspannungseinstellungen an den Drähten der CJC verursacht. Um eine möglichst hohe Einzeldrahteffizienz zu erhalten, möchte man bei einer möglichst hohen Spannung arbeiten, da dadurch die Gasverstärkung höher wird. Dies erhöht jedoch die Wahrscheinlichkeit für unkontrollierte Gasentladungen. Im Laufe der Zeit wird deswegen im Rahmen von Optimierungsversuchen die Hochspannungseinstellung der CJC verändert. Die gemessene Gasverstärkung wird, um die Kalibration richtig anzupassen, mit einem empirisch bestimmten Korrekturfaktor multipliziert. Dieser wurde in Abbildung 5.5 schon berücksichtigt. Wie man in der Abbildung sieht, konnte die Gasverstärkung während des dargestellten Zeitraumes um etwa 40% erhöht werden.

5.4.3 Sättigungskorrektur

Bei der Sättigungskorrektur [Kle04] wird eine Selbstabschirmung des Signaldrahtes infolge der freigesetzten Ladungen berücksichtigt. Die Stärke dieses Effektes ist von drei Faktoren abhängig: dem Winkel θ zwischen Spur und Draht, der Menge der freigesetzten Ladung

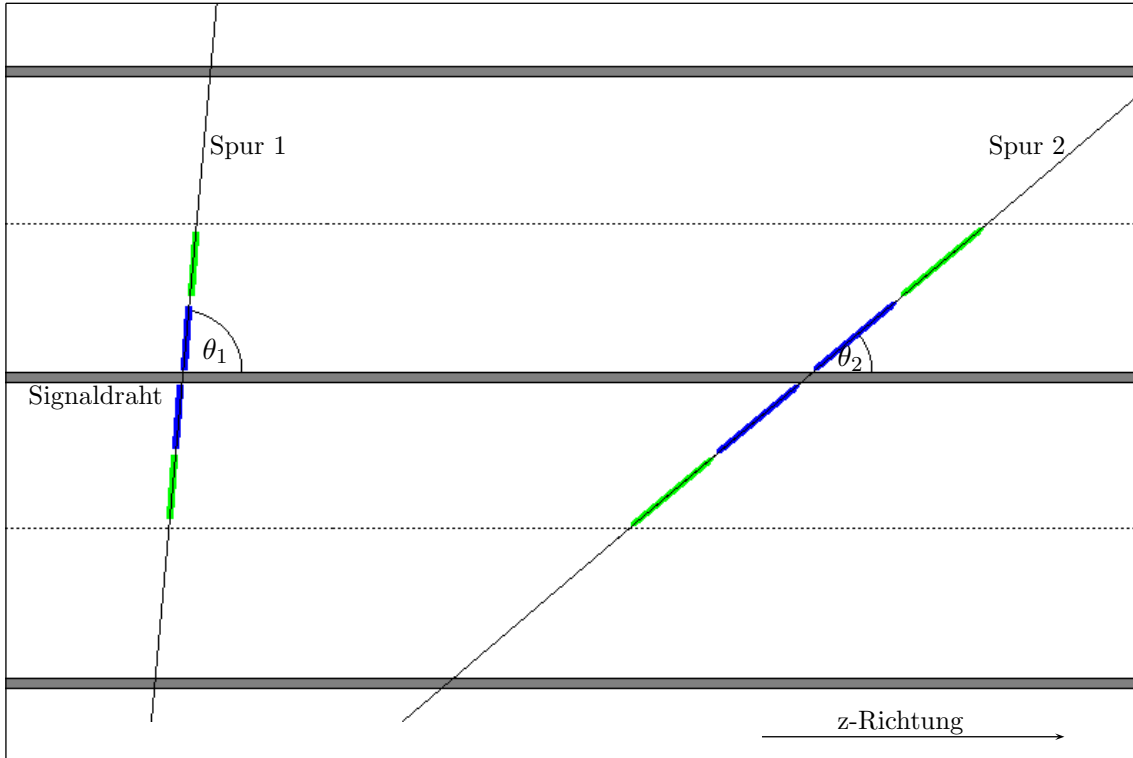


Abbildung 5.6: θ -Abhängigkeit der Sättigungskorrektur (Skizze): dargestellt sind zwei Spuren mit unterschiedlichem Winkel zum Signaldraht.

bei der Primärionisation sowie der Gasverstärkung. Die Menge der freien Ladung, die bei der Primärionisation erzeugt wird, hängt von der Masse des ionisierenden Teilchens ab.

Aus der erwarteten Ladung Q unter Berücksichtigung der Gasverstärkungskorrektur¹⁵, wird zunächst die Größe

$$a = s_1 Q^{s_2} \quad (5.7)$$

berechnet mit zwei Parametern s_1 und s_2 , die vorher empirisch bestimmt wurden. Die Werte für diese beiden Parameter sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die θ -Abhängigkeit ist in Abbildung 5.6 veranschaulicht. Die blau eingezeichneten Ladungen erreichen den Signaldraht vor den grünen und lösen eine Gasentladung aus, die den Draht abschirmt. Je steiler der Winkel zwischen der Spur und dem Draht ist, desto stärker ist die Abschirmung, da sich dann die abschirmenden Ladungen zwischen dem Draht und den weiter entfernten Ladungen befinden. Der quantitative Zusammenhang zwischen der Korrektur und dem Winkel wird durch

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{kor} = \frac{1+a}{1+|\cos(\theta)|a} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{unkor} \quad (5.8)$$

angesetzt [Hau92].

Die Größe dieser Korrektur kann für ein stark ionisierendes Teilchen bis zu 40% betragen, für ein minimal ionisierendes Teilchen immerhin noch 10%.

Ein völlig anderer Sättigungseffekt ist durch die Elektronik gegeben: im Vorverstärker und FADC kann es bei Signalen mit sehr hohem dE/dx zu einer Sättigung kommen,

¹⁵Diese ist gegeben durch $Q = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ref} \cdot g / \sin(\theta)$

Parameter	$runnr < 352244$	$352244 \leq runnr < 452777$	$runnr \geq 452777$
s_1	0,188	0,188	0,171
s_2	0.6	0,6	0,6
t_1	0,15	0,054	0,054
t_2	-2,2	-3,5	-3,5

Tabelle 5.2: Parameter für die Sättigungs- und Schwellenkorrektur

so dass der digitale Wert, den man bekommt, niedriger ist als der erwartete Referenzwert. Beide Komponenten sind so aufeinander abgestimmt, dass ihre Sättigung im selben Bereich liegt. Eine Korrektur für diese Art von Sättigungseffekt ist bisher noch nicht implementiert, jedoch wird daran gearbeitet [Kle06]. Dabei wird für sehr stark ionisierende Protonen das Verhältnis aus gemessenem dE/dx -Wert und Referenzwert als Funktion der gemessenen Ladung Q_{gem} bei verschiedenen Werten der Gasverstärkungen g betrachtet. Ohne Sättigung wäre dieses Verhältnis idealerweise gleich eins. Stattdessen beobachtet man aber diesen Wert nur bei minimal ionisierenden Protonen und bei zunehmender gemessener Ladung ein systematisch niedrigeres Verhältnis. Auch ist dies von der Gasverstärkung abhängig. Je höher sie ist, desto schneller ist die Sättigungsschwelle erreicht. Empirisch wurde festgestellt, dass das Verhältnis $(dE/dx)_{gem}/(dE/dx)_{ref}$ als Funktion des Produktes $Q_{gem} \cdot g$ für alle Werte der Gasverstärkung etwa gleich aussieht. Wenn diese Funktion empirisch richtig parametrisiert wird, hat man damit eine Korrektur für die Elektroniksättigung.

5.4.4 Schwellenkorrektur

Bei der Digitalisierung des Signals, das an den Drahtenden der CJC ausgelesen wird, kommt es systematisch zu einem Verlust von Treffern mit kleinem dE/dx -Wert, da das Signal eine bestimmte Schwelle überschreiten muss, um berücksichtigt zu werden. Auf diese Weise wird also systematisch ein zu hoher Mittelwert des Ionisationsverlustes für die gesamte Spur gebildet. Genau wie bei den Sättigungskorrekturen ist dieser Effekt von θ abhängig, da bei flachen Winkeln zwischen Spur und Draht der Weg des Teilchens in der Driftzelle länger ist, deshalb mehr Ladung auf den Draht kommt und daher die Wahrscheinlichkeit, dass der Treffer die Schwelle unterschreitet, geringer ist. Aus dem gleichen Grund ist die Größe der Schwellenkorrektur auch von der Ionisation des Teilchens und damit von der Teilchensorte abhängig. Auch ist bei einer höheren Gasverstärkung der Verlust an Treffern, die die Schwelle unterschreiten, geringer. Die Schwelle selbst hängt vom Digitalisierungsalgorithmus ab, die empirisch festgelegten Parameter müssen bei einer Änderung neu bestimmt werden.

Für Ereignisse mit einfacher Topologie wie zum Beispiel kosmische Myonen, Zerfälle von ρ -Mesonen in zwei Pionen, J/Ψ in zwei Leptonen, etc. kann man die Anzahl an Spurkammertreffern, die jede Spur erzeugen müsste, theoretisch recht genau vorhersagen. In den gemessenen Mittelwert nach Formel 5.5 gehen jedoch nur die Treffer ein, bei denen die Ladung oberhalb der Schwelle liegt. Die Differenz aus der theoretisch erwarteten und der gemessenen Anzahl von Treffern wird als die Anzahl der Treffer, die unter die Schwelle fallen, angenommen. Die Korrektur ermittelt man nun im Prinzip wie folgt. In der Häufigkeitsverteilung der Treffer aufgetragen nach der Größe $1/\sqrt{Q_{Treffer}}$ bildet man den Median, wobei die Verteilung um die fehlenden aber theoretisch vorhergesag-

5.5 Messgenauigkeit des Ionisationsverlustes

ten Treffer ergänzt wird. Dabei wird für diese Treffer willkürlich $Q_{Treffer} = 0$ gesetzt, was aber auf den Median keinen Einfluss hat. Das Verhältnis entspricht der gesuchten Schwellenkorrektur.

Für eine gegebene Spur hat man über die definierte Referenzfunktion der entsprechenden Teilchenhypothese einen Wert für die mittlere erwartete Ladung. Auf diese muss man nun zunächst die $\sin(\theta)$ -Korrektur und die Sättigungskorrektur anwenden, um die erwartete Ladung am Draht zu erhalten:

$$Q_{erwartet} = \frac{dE/dx_{Ref} \cdot g}{\left(\frac{1+a}{1+|\cos(\theta)|^a}\right) \sin(\theta)}. \quad (5.9)$$

Das Verhältnis zwischen Mittelwert und Median wurde nun als Funktion dieser erwarteten Ladung parametrisiert. Dabei wurde als Parametrisierung

$$\frac{Mittelwert}{Median} = 1 + t_1 Q_{erwartet}^{t_2} \quad (5.10)$$

gewählt und die beiden Parameter t_1 und t_2 empirisch angepasst. Diese beiden Parameter sind für verschiedene Perioden der Datennahme in Tabelle 5.2 notiert.

Die Größe der Schwellenkorrektur liegt bei normaler Gasverstärkung bei einigen Prozent [Kle05].

5.5 Messgenauigkeit des Ionisationsverlustes

Die einzige Größe, von der die relative Auflösung der dE/dx -Messung abhängt, ist die Anzahl der zur Spur gehörenden Treffer. Im Vergleich zur älteren Implementierung mit 4×3 Parametern¹⁶, die für die HERA I-Daten verwendet wurde [Ste99], wurde die Parametrisierung für HERA II stark vereinfacht. Die relative Auflösung wird mit nur einem Parameter p_{res} in der Form

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{(dE/dx)_{ref}} = \frac{p_{res}}{\sqrt{N_{Treffer}}} \quad (5.11)$$

angesetzt und für alle Arten von Teilchen gleich angenommen. Dieser Parameter wurde mit Hilfe kosmischer Myonen in der CJC empirisch bestimmt [Kle06] und mit dem gefundenen Wert von $p_{res} = 0,53$ implementiert. Mehr hierzu in Abschnitt 5.7.

5.6 Berechnung der Wahrscheinlichkeiten

Mit Hilfe des korrigierten Messwertes $(dE/dx)_{Spur}$ für den Energieverlust einer Spur und der Referenzfunktion $(dE/dx)_{Ref}(p, m)$ kann man nun überprüfen, inwiefern dieser mit einer bestimmten Hypothese für die Teilchenidentität verträglich ist. Dazu macht man einen χ^2 -Test [Blo98] mit dem Argument

$$\chi_m^2 = \frac{\left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Spur} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ref}(p, m) \right]^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_p^2}. \quad (5.12)$$

¹⁶Für HERA I-Daten bis zum Jahr 2000 war die relative Auflösung in der Form $\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = p_1 + \frac{p_2}{N_{Treffer}} + p_3 N_{Treffer}$ implementiert. Diese Parameter wurden ϕ -abhängig für 4 verschiedene Sektoren in der $r\phi$ -Ebene bestimmt.

Dabei ist $\sigma_{dE/dx}$ die gemessene Auflösung des dE/dx -Wertes und

$$\sigma_p = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ref} (p + \Delta p, m) - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ref} (p - \Delta p, m) \right] \quad (5.13)$$

gibt an, wie sich dieser Referenzwert ändert, wenn man den Impuls im Bereich seines Messfehlers Δp variiert.

Die Berechnung der einfachen Wahrscheinlichkeit LH für eine bestimmte Teilchenmassenhypothese m – im Folgenden kurz mit LH_m bezeichnet¹⁷ – erfolgt jetzt mit Hilfe eines χ^2 -Tests mit einem Freiheitsgrad, da für den Test jeweils ein dE/dx -Messwert pro Spur zur Verfügung steht. Die Wahrscheinlichkeit ist gegeben durch

$$LH_m = 1 - \text{erf} \left(\sqrt{\frac{\chi^2}{2}} \right) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{\chi^2}{2}}} e^{-t^2} dt. \quad (5.14)$$

Für die Teilchen, die eine angenommene Hypothese erfüllen, ist die Wahrscheinlichkeit gleichmäßig zwischen null und eins verteilt. Die Teilchen, die mit der geforderten Hypothese nicht übereinstimmen, findet man bei niedrigen Wahrscheinlichkeiten.

Um Teilchen durch ihre Ionisation zu identifizieren, benutzt man üblicherweise die normierte Wahrscheinlichkeit NLH_m . Dabei werden neben der Verträglichkeit mit einer bestimmten Massenhypothese zusätzlich auch die Flussverhältnisse f_i , d.h. das Zahlenverhältnis, in dem die Teilchen in Mittel erzeugt werden, berücksichtigt. Zu diesem Zweck wurden die hadronischen Flüsse nach [PR02]

$$f_\pi : f_K : f_p = 16,99 : 2,242 : 1,048 \quad (5.15)$$

für Pionen, Kaonen und Protonen implementiert. Die normierte Wahrscheinlichkeit ist definiert durch

$$NLH_m = \frac{f_m LH_m}{\sum_i f_i LH_i}. \quad (5.16)$$

5.7 Überprüfung der Korrekturen

Im Folgenden wird die Wirkung der dE/dx -Korrekturen an Myonen aus dem Zerfall des J/Ψ -Mesons überprüft. Dafür wird die vorzeichenbehaftete Wahrscheinlichkeit

$$SLH_m = \text{sign} \left(\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Spur} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ref} \right) \quad (5.17)$$

verwendet¹⁸. Die Vorgehensweise ist in Abbildung 5.7 illustriert. In Bild (a) ist die invariante Masse jeweils zweier Myonen aufgetragen. Bei einer invarianten Masse von etwa 3,1 GeV ist das J/Ψ -Signal als scharfer Peak zu erkennen. Die Myonkandidaten mit

$$|M_{\mu\mu} - 3,1 \text{ GeV}| < 150 \text{ MeV} \quad (5.18)$$

aus dem markierten Bereich in Unterabbildung (a) wurden verwendet. In den Unterabbildungen (b) und (c) der Abbildung 5.7 sind die unkorrigierten bzw. korrigierten dE/dx -Werte als Funktion des Myonimpulses aufgetragen. Zusätzlich ist die Referenzkurve für

¹⁷engl. Likelihood

¹⁸signed likelihood

Myonen als durchgezogene Linie eingezeichnet. Wie man sieht, sind die korrigierten Werte besser mit der Referenzkurve verträglich. Insbesondere für kleine Impulse liegen die unkorrigierten dE/dx -Werte zu tief. Darunter in den Unterabbildungen (d) und (e) von Abbildung 5.7 sind die vorzeichenbehafteten Wahrscheinlichkeiten dargestellt. Der Bereich von -0,2 bis 0,2 wurde dabei nicht dargestellt, da bei kleinen Beträgen von SLH Untergrund enthalten ist. Im Idealfall sollten genau so viele Spuren einen dE/dx -Wert über wie unter dem Referenzwert haben, so dass sich eine glatte Verteilung der SLH ergibt, die auf beiden Seiten der Verteilung gleich hoch liegt. Wie man sieht ist dies nach den Korrekturen deutlich besser erfüllt.

Auf gleiche Weise wurden die Korrekturen für Pionen überprüft. Die Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Hierzu wurden Spuren von Pionkandidaten aus dem D^* -Zerfall im goldenen Zerfallskanal verwendet. Es wurden die Spuren aus dem in Abbildung (5.8a) markierten Bereich des $\Delta m(D^*)$ -Signals mit

$$143 \text{ MeV} < \Delta m(D^*) < 149 \text{ MeV} \quad (5.19)$$

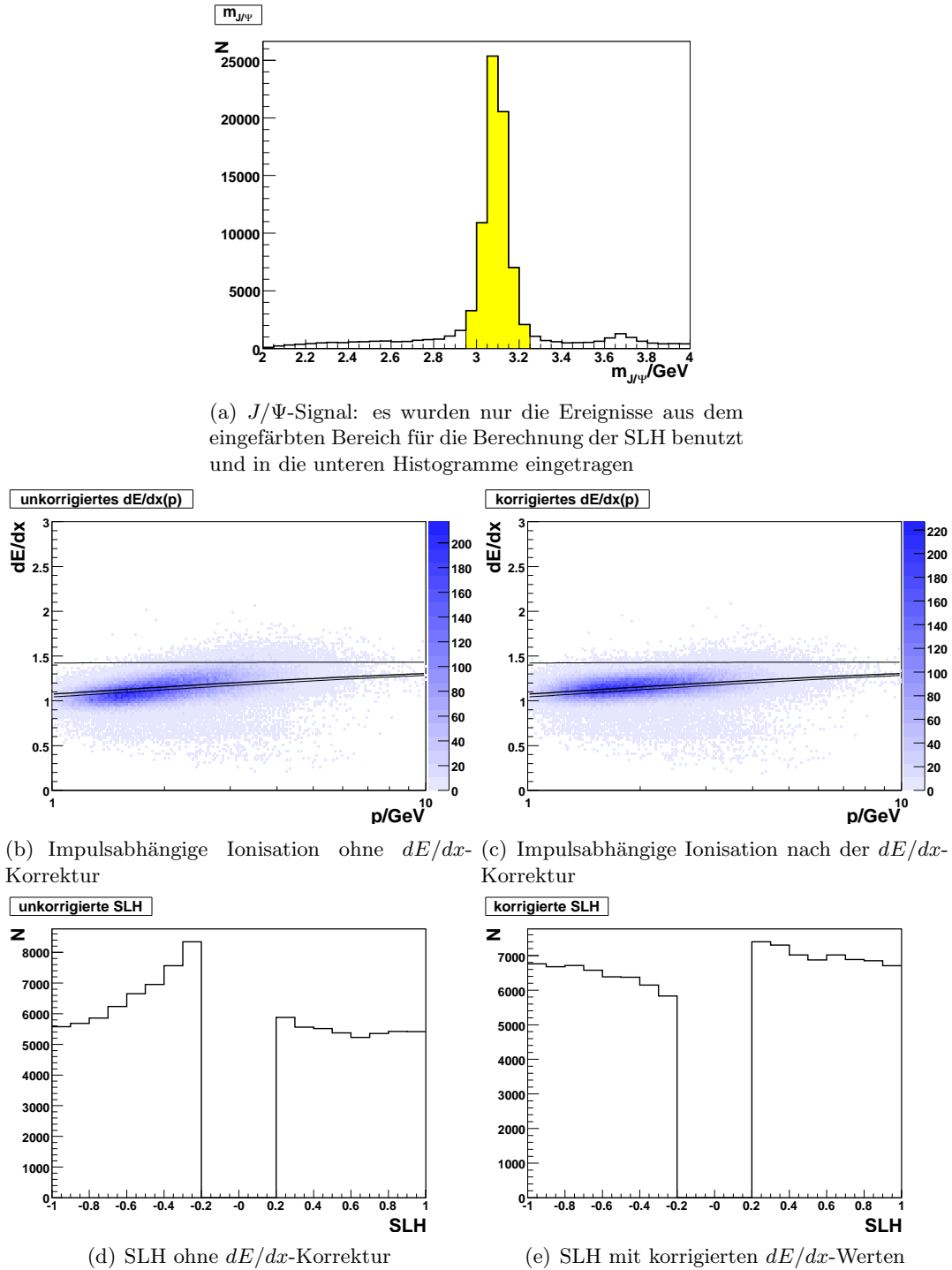
benutzt. In den Unterabbildungen (b) und (c) sind neben der Referenzkurve für Pionen auch die für Kaonen und Protonen eingezeichnet, da sich einige Spuren, die als Untergrund enthalten sind, sich diesen Referenzkurven zuordnen lassen. Genau wie bei den Myonen sieht man auch bei den Pionen in Bild (b) der Abbildung 5.8 vor allem bei kleinen Impulsen ein Abweichen der unkorrigierten dE/dx -Werte vom Referenzwert nach unten, was durch die Korrekturen ausgeglichen wird, wie man in Abbildung (c) sieht. Entsprechend sehen auch die unkorrigierte und die korrigierte SLH -Verteilung der Pionen in den Unterabbildungen (d) und (e) aus. Nach der Korrektur ist die Verteilung deutlich symmetrischer und glatter.

Zur Bestimmung der relativen Auflösung der dE/dx -Messung wurden minimal ionisierende Pionen mit einem Impuls zwischen 350 MeV und 450 MeV aus dem goldenen Zerfallskanal aus Daten aus dem HERA II-Zeitraum verwendet. Zunächst wurde für jede Spur der gemessene dE/dx -Wertes durch den jeweiligen Referenzwert geteilt. Die Werte wurden nach der Zahl der Spurkammertreffer sortiert. Die Verteilungen wurden in acht Intervallen gefittet, um die Verteilungsbreite zu bestimmen. Dabei wurde eine Funktion verwendet, die aus der Summe von zwei Gaußverteilungen bestand mit einem festen Flächenverhältnis von 8:2, dem Maximum an der selben Stelle, aber unterschiedlichen Parametern für die Breite. Die Idee dahinter ist, dass die Gaußverteilung mit der kleineren Fläche dabei den Untergrund auffängt, während die andere mit der größeren Fläche das eigentliche Signal ohne Untergrund fittet. Die Breite dieser zweiten Gaußfunktion wird dann als relative Auflösung der dE/dx -Messung angenommen. Die Verteilungen sind in Abbildung 5.9 zu sehen.

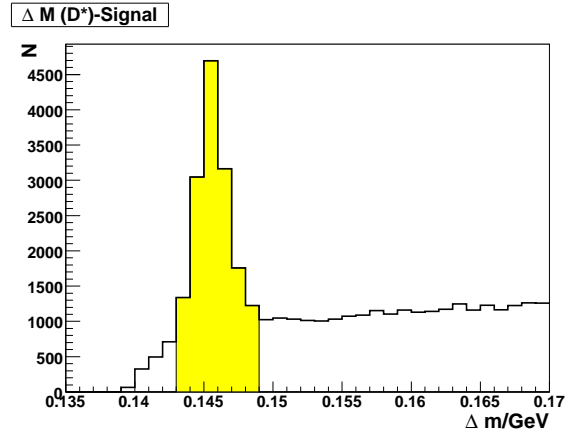
In Abbildung 5.10 sind nun die Verteilungsbreiten und damit die relative dE/dx -Auflösung in Abhängigkeit der Trefferzahl eingetragen. Die implementierte Auflösung 5.11 ist durch die dickere Kurve eingezeichnet. Da die Auflösung nur in Abhängigkeit von einem Parameter implementiert ist, normalerweise aber eine Parametrisierung mit einer Funktion

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{(dE/dx)_{ref}} = p_1 + \frac{p_2}{\sqrt{N_{Treffer}}} \quad (5.20)$$

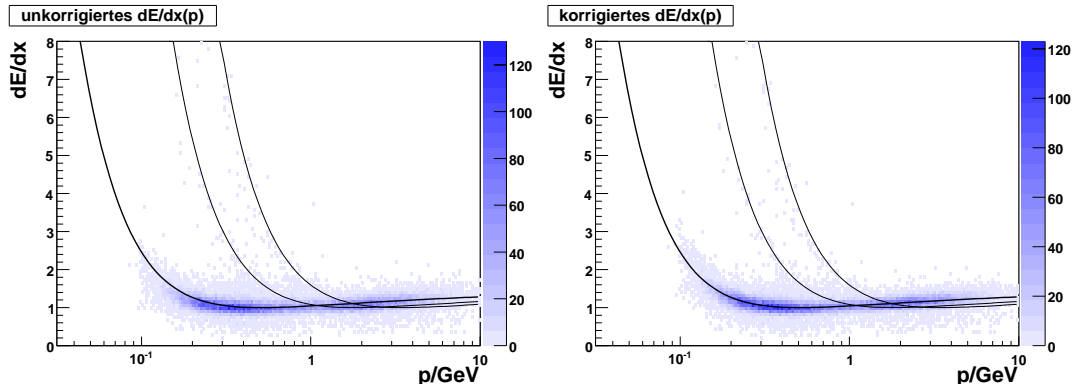
besser geeignet ist [Gru93], wurden die Messpunkte zusätzlich auf diese Weise mit zwei Parametern gefittet. Das Ergebnis ist als dünnere, blaue Linie eingezeichnet. Man sieht, dass diese zweiparametrische Funktion die Daten besser wiedergibt. Daher wäre es sicher sinnvoll, die Auflösung in zukünftigen Versionen der Analysesoftware in dieser Form zu implementieren.


 Abbildung 5.7: Test der dE/dx -Korrekturen an Myonen

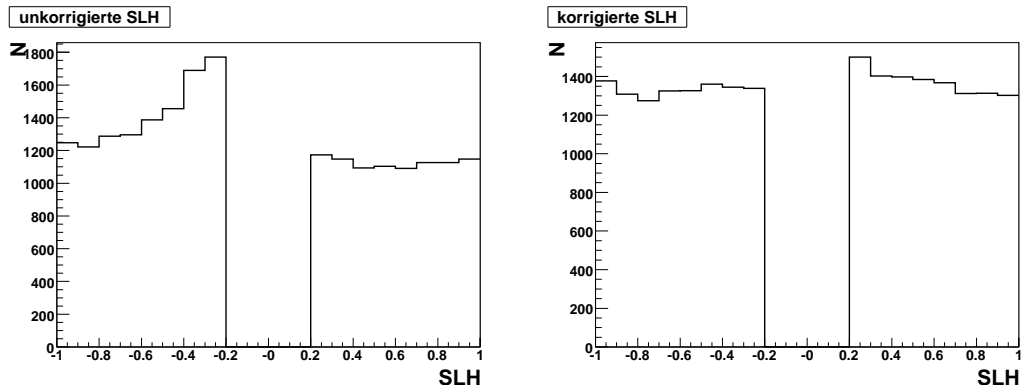
5.7 Überprüfung der Korrekturen



(a) Δ -Signal für D^* -Zerfällen im goldenen Kanal: es wurden nur die Ereignisse aus dem eingefärbten Bereich für die Berechnung der SLH benutzt und in die unteren Histogramme eingetragen



(b) Impulsabhängige Ionisation ohne dE/dx -Korrektur (c) Impulsabhängige Ionisation nach der dE/dx -Korrektur



(d) SLH ohne dE/dx -Korrektur

(e) SLH mit korrigierten dE/dx -Werten

Abbildung 5.8: Der gleiche Test der dE/dx -Korrekturen an Pionen

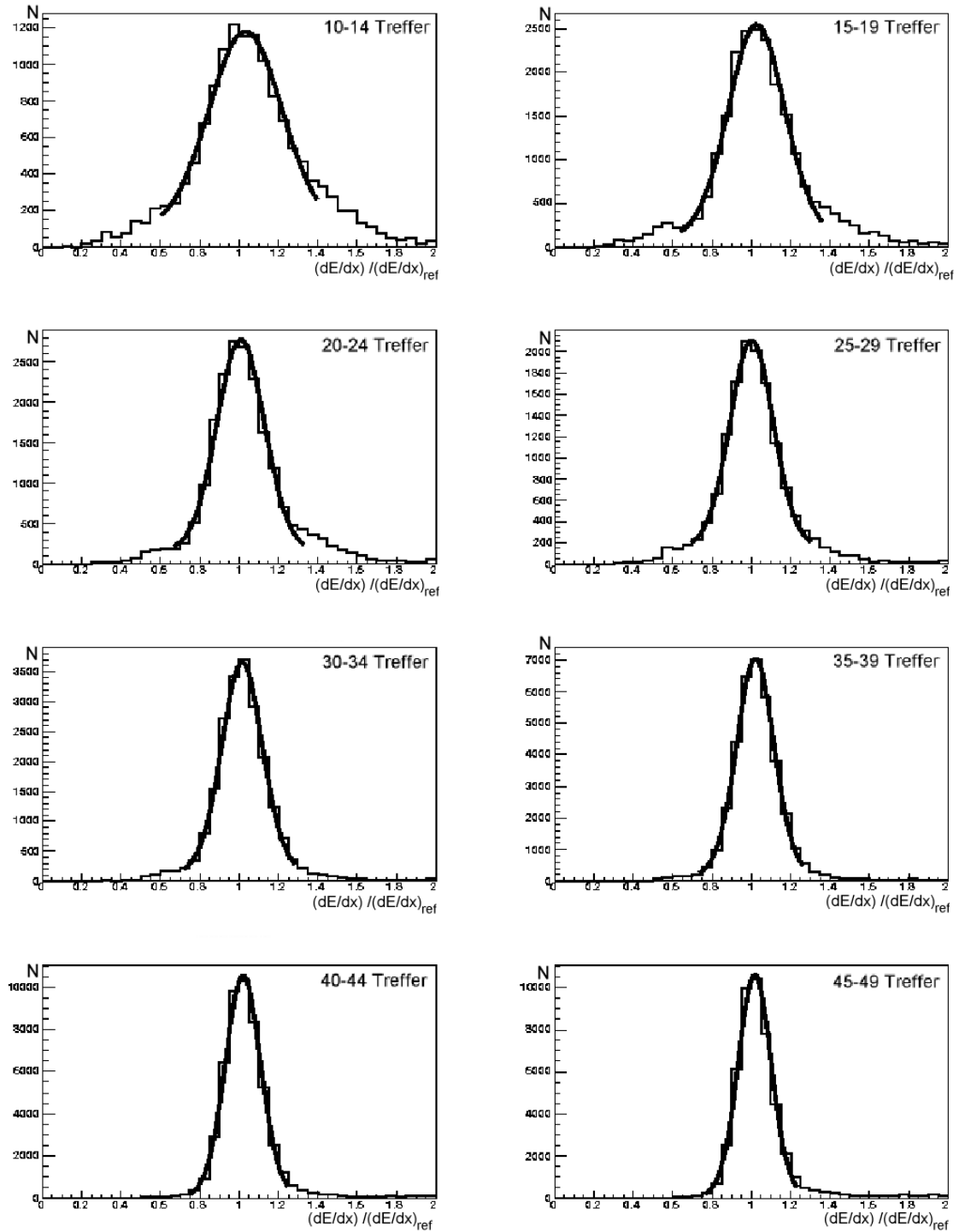


Abbildung 5.9: Relative Auflösung der dE/dx -Messung in Intervallen der Trefferzahl in der CJC

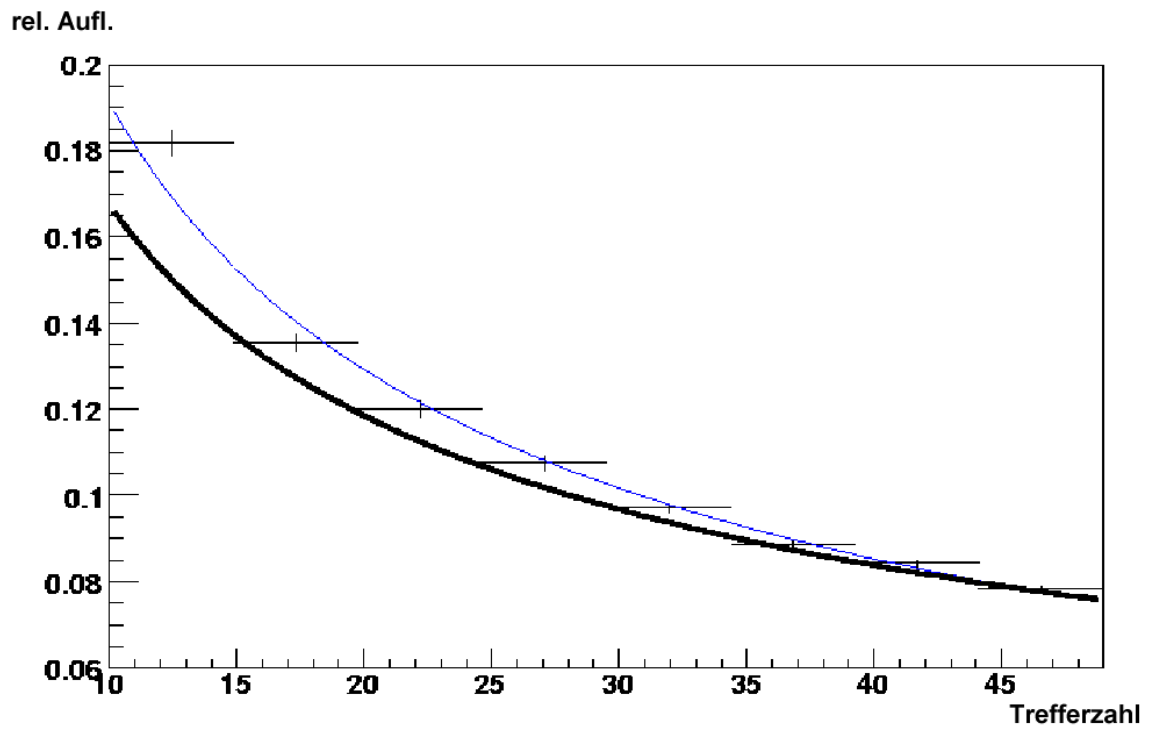


Abbildung 5.10: Relative Auflösung der dE/dx -Messung abhängig von der Anzahl der Treffer in der CJC. Die dickere Kurve entspricht der implementierten Auflösung $\frac{\sigma_{dE/dx}}{(dE/dx)_{ref}} = 0,53/\sqrt{N_{Treffer}}$. Bei der dünneren Linie handelt es sich um eine Fitfunktion, bei der noch ein konstanter Term als Parameter zugelassen wurde.

6 Ereignisselektion

Die in die H1-Software implementierte Suchfunktion zur Vorselektion von $D^{*\pm}$ -Mesonen [Bech05] wird in diesem Kapitel beschrieben. Dabei wird zunächst nur nach Spurkombinationen gesucht, die bestimmte kinematische Kriterien erfüllen und somit als Kandidat für ein D^* -Meson in Frage kommen. In den auf diese Weise vorselektierten Ereignissen ist jedoch noch sehr viel Untergrund enthalten, so dass eine genauere Selektion erforderlich ist. Die hierzu angewendeten Verfahren werden in diesem Kapitel beschrieben. Außerdem wird die Fitmethode beschrieben, mit deren Hilfe die Anzahl der D^* -Mesonen aus der Δm -Verteilung bestimmt wurde.

Aus Softwaregründen konnten für diese Analyse nur die Daten aus dem Jahr 2006 verwendet werden, da nur in ihnen eine Vorselektion durchgeführt werden konnte.

6.1 Vorselektion von D^* -Kandidaten

Für die Vorselektionen werden Ereignisse mit mindestens fünf geladenen Spuren benötigt, die zum primären Vertex gefittet sind. An diese Spuren werden bestimmte Anforderungen für den Transversalimpuls gestellt. Ein ρ^0 -Meson wird aus zwei entgegengesetzt geladenen Spuren rekonstruiert. Dazu werden jeweils zwei Spuren betrachtet und unter der Annahme der Pionmasse die invariante Masse des Paares berechnet. Es wird zunächst gefordert, dass die rekonstruierte, invariante Masse des Pionenpaares um höchstens 230 MeV von der nominellen ρ^0 -Masse von 775,5 MeV abweicht. Erfüllen mehrere Kombinationen dieses Kriterium, so wird eine engere Auswahl getroffen, bei der die Massenabweichung nur noch 170 MeV betragen darf.

Zusammen mit einer dritten Spur als nichtresonantes Pion und einer vierten als Kaon wird nun ein D^0 -Meson rekonstruiert. Der D^0 -Kandidat wird akzeptiert, wenn seine Masse um maximal 100 MeV von der nominellen D^0 -Masse abweicht. Das nichtresonante Pion und das Kaon bei einem echten D^* -Ereignis müssen entgegengesetzt geladen sein, so dass die Ladung des D^0 -Mesons null ist. Für die genauere Analyse des Untergrundes ist es jedoch auch möglich Ereignisse zu sammeln, bei denen diese beide Teilchen gleich geladen sind und so einen D^0 -Kandidaten mit doppelter Ladung bilden. In dieser Arbeit wurden sowohl „richtig“ als auch „falsch“ geladene Kandidaten vorselektiert. Sie werden im Folgenden auch mit RC für „right charge“ und WC für „wrong charge“ abgekürzt.

Nun fehlt für die Rekonstruktion des D^* -Mesons nur noch ein Pion, das mit dem D^0 -Kandidaten kombiniert werden muss. Wegen der geringen Massendifferenz zwischen D^* - und D^0 -Meson von nur 145,5 MeV hat dieses im Schwerpunktsystem des D^* -Mesons einen sehr geringen Impuls, weswegen es im folgenden auch als das langsame Pion π_s bezeichnet wird. Der rekonstruierte D^* -Kandidat muss nun wieder bestimmte kinematische Kriterien erfüllen. Es werden die Kandidaten gespeichert, bei denen die Massendifferenz

$$\Delta m = m(K\pi\rho\pi_s) - m(K\pi\rho) \quad (6.1)$$

zwischen rekonstruiertem D^* - und D^0 -Kandidat kleiner als 170 MeV ist und der Transversalimpuls mindestens 1,5 GeV beträgt.

6.2 Qualitätsschnitte auf die Spuren

An die Qualität der Spuren werden verschiedene Anforderungen gestellt. Es werden nur Spuren verwendet, die mindestens zehn zur dE/dx -Messung geeignete Treffer enthalten und eine radiale Länge von mindestens 20 cm haben. Eine Ausnahme wird hier für das π_s gemacht. Da es aufgrund seines niedrigen Impulses oft eine kürzere Spur erzeugt, wird hier nur eine Spurlänge von 10 cm gefordert. Als Kriterium für die Spurqualität wird ein Maximum für den Minimalabstand der Spur zum nominellen Wechselwirkungspunkt in der $r\phi$ -Ebene dca ¹⁹ von 0,5 cm gefordert.

6.3 Kinematische Selektionskriterien

Die Analyse wird im Bereich der tiefinelastischen Streuung durchgeführt. Für den kinematischen Bereich, in dem nach $D^{*\pm}$ -Mesonen gesucht wird, werden folgende Anforderungen gestellt, die sich aus dem gestreuten Elektron bestimmen lassen:

$$5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2 \quad (6.2)$$

$$0,05 \leq y \leq 0,60. \quad (6.3)$$

Durch die untere Grenze in Q^2 wird die Analyse auf den Bereich der tiefinelastischen Streuung beschränkt. Bei $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ kann das gestreute Elektron nicht mehr mit dem SpaCal nachgewiesen werden, da dann der Ablenkungswinkel zu groß ist.

Für den Subtrigger $s61$ muss die Energie des gestreuten Elektrons eine bestimmte Schwelle überschreiten, die bei etwa 9 GeV liegt. Die Triggereffizienz erreicht jedoch erst ab etwa 11 GeV einen Bereich, in dem sie konstant ist [Boe07]. Dies entspricht einem Wert von $y < 0,6$, der deshalb als obere Grenze des kinematischen Bereichs in y genommen wurde. Unterhalb von $y < 0,05$ ist die Auflösung nicht mehr exakt genug, so dass auch dieser Bereich ausgeschlossen wird.

Um den Untergrund zu reduzieren, werden für die Masse des D^0 -Mesons und des ρ^0 -Mesons strengere kinematische Anforderungen gestellt. Die Masse des D^0 -Kandidaten darf nur noch um maximal 40 MeV von der nominellen D^0 -Masse abweichen. Beim ρ^0 ist eine so enge Selektion nicht möglich, da es über die starke Wechselwirkung zerfällt und daher eine relativ hohe natürliche Breite von etwa 150 MeV hat.

Da Teilchen mit schweren Quarks, wie schon in Abschnitt 2.4 erwähnt wurde, auf einer härteren Skala produziert werden als Teilchen mit leichten Quarks, kann man das Signal durch kinematische Schnitte auf die Transversalimpulse der einzelnen Spuren verbessern. Daher wird auf alle Spuren noch einmal ein engerer Schnitt durchgeführt. Diese sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Zusätzlich wird gefordert, dass mindestens ein Pion aus dem ρ^0 -Zerfall einen Transversalimpuls von $p_{t,\pi_\rho} > 400 \text{ MeV}$ haben musste.

6.4 Produktionsinelastizität z_{D^*} und die Fragmentationsvariable x_{obs}

Zur weiteren Unterdrückung von Untergrundereignissen werden in diesem Abschnitt die kinematischen Variablen z_{D^*} und x_{obs} eingeführt und als Selektionskriterium genutzt. Mit

¹⁹distance of closest approach

Größe	Selektionskriterium
p_{t,D^*}	$> 2,00 \text{ GeV}$
$p_{t,K}$	$> 0,25 \text{ GeV}$
$p_{t,\pi}$	$> 0,20 \text{ GeV}$
$p_{t,\pi\rho}$	$> 0,40 \text{ GeV}$
$p_{t,\Sigma} = p_{t,K} + p_{t,\pi} + p_{t,\rho^0}$	$> 2,00 \text{ GeV}$
p_{t,ρ^0}	$> 0,40 \text{ GeV}$
D^0 -Resonanz	$ m(D^0)_{\text{gemessen}} - m(D^0)_{\text{Theorie}} < 40 \text{ MeV}$
ρ^0 -Resonanz	$ m(\rho^0)_{\text{gemessen}} - m(\rho^0)_{\text{Theorie}} < 150 \text{ MeV}$
z_{D^*}	0,2
x_{obs}	0,55

Tabelle 6.1: Zusammenfassung aller kinematischen Selektionskriterien

z_{D^*} bezeichnet man die Produktionsinelastizität. Sie ist definiert durch

$$z_{D^*} = \frac{p \cdot p_{D^*}}{p \cdot q} = \frac{(E - p_z)_{D^*}}{2yE_{e,\text{Strahl}}} \quad (6.4)$$

und entspricht im Ruhesystem des Protons dem Anteil der Energie des ausgetauschten Photons, den das erzeugte D^* -Meson trägt. Bei z_{D^*} handelt es sich um eine Faltung von Ereigniskinematik und Fragmentation. Sie darf nicht mit der in Abschnitt 2.4 eingeführten Fragmentationsvariablen z verwechselt werden, in die nur Eigenschaften des Fragmentationsprozesses eingehen. Wegen der hohen Masse des Charmquarks erwartet man für Teilchen mit Charm einen im Mittel höheren Wert als für Untergrundprozesse ohne schwere Quarks. In Abbildung 6.1 ist oben links eine Monte-Carlo-Studie hierzu zu sehen. Es wurden unter Verwendung von Monte-Carlo-Simulationen jeweils eine Verteilungen für das D^* -Signal und eine für den Untergrund erstellt. Wegen der unterschiedlichen Statistik für Signal und Untergrund wurden die Verteilungen auf die Anzahl der Einträge normiert. Auf diese Weise haben beide Verteilungen die gleiche Fläche. Die z_{D^*} -Verteilung für Ereignisse mit D^* -Meson (durchgezogen) und die für Untergrundereignisse (gestrichelt) ohne schwere Quarks unterscheiden sich deutlich voneinander. Auf Basis dieser Verteilungen wird als Selektionskriterium für diese Analyse

$$z_{D^*} > 0,2 \quad (6.5)$$

verlangt.

Bei der Variablen x_{obs} handelt es sich um eine reine Fragmentationsvariable. Die Fragmentationsvariable z ist nicht direkt messbar, da man die Energie eines einzelnen erzeugten schweren Quarks nicht messen kann. Die Fragmentationsvariable wird daher durch das experimentell messbare x_{obs} rekonstruiert. Es wird, um einen Näherungswert für die Fragmentation zu erhalten, die Hemisphärenmethode benutzt. Das Schwerpunktsystem der erzeugten Hadronen stimmt mit dem γp -System überein, also dem Schwerpunktsystem des Protons und des ausgetauschten Photons. Die Viererimpulsvektoren der einzelnen Spuren werden nun zunächst in dieses System transformiert. Dann werden die Impulsvektoren der einzelnen Hadronen in die Ebene projiziert, die senkrecht zur Richtung des einlaufenden Photons ist.

Wird bei der ep -Reaktion ein $c\bar{c}$ -Paar erzeugt, so besitzen beide Quarks in der Projektionsebene entgegengesetzte Transversalimpulse. Die Hadronen, die während der Fragmentation erzeugt werden, treten bei Ereignissen mit schweren Quarks in gebündelten Jets auf,

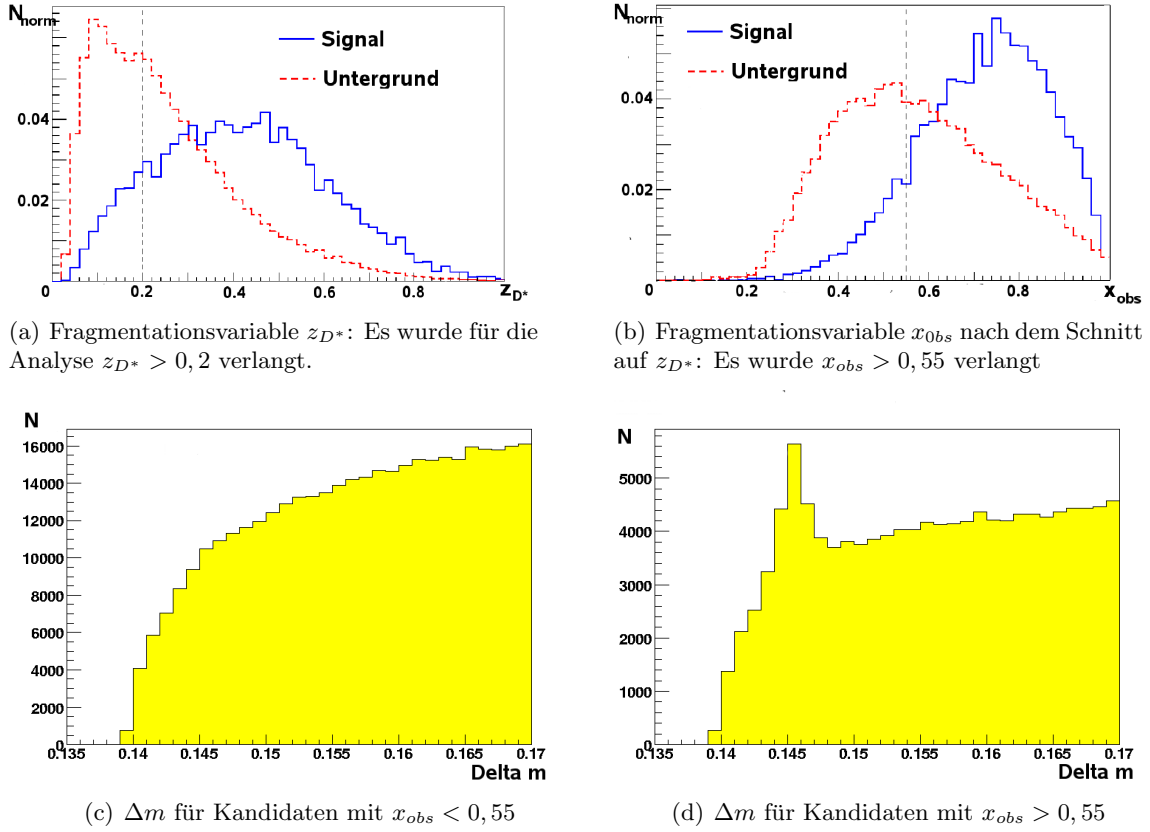


Abbildung 6.1: Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Häufigkeitsverteilung der Variablen D^* (links) und x_{obs} (rechts). Es ist jeweils die Verteilung für das Signal (durchgezogene Linie) und den Untergrund (gestrichelt) dargestellt. In den unteren Abbildungen sieht man die Δm -Verteilung für Daten aus dem Jahr 2006 mit $x_{obs} < 0,55$ auf der linken und $x_{obs} > 0,55$ auf der rechten Seite.

deren Richtung und Energie von den Impulsen dieser schweren Quarks festgelegt wird. Die Idee ist deswegen, die Projektionsebene in zwei Hemisphären aufzuteilen, von denen eine dem c -Quark und die andere dem \bar{c} -Quark zugeordnet wird. Die Energie und der Impuls in jeder Hemispäre wird nun als Energie bzw. Impuls des ursprünglichen Quarks angenommen.

Die Aufteilung in zwei Hemisphären erfolgt durch Suchen der Achse, für die gilt, dass die Summe aller Projektionen auf diese Achse maximal ist. Sie wird als Thrust-Achse T bezeichnet und ist definiert durch

$$T = \max_{\vec{n}} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right). \quad (6.6)$$

Dadurch dass man nun die Vierervektoren aller Spuren in der jeweiligen Hemispäre addiert, erhält man nun eine Abschätzung für die Energie des fragmentierten Quarks. Die Selektion erfolgt über die Fragmentationsvariable

$$x_{obs} = \frac{(E - p_z)_{D^*}}{(E - p_z)_{Hemisphäre}}. \quad (6.7)$$

Auf diese Weise kann man Ereignisse mit echten D^* -Mesonen von Untergrundereignissen mit leichten Quarks trennen. Bei Ereignissen mit D^* -Mesonen (oder anderen Teilchen

mit schweren Quarks) tragen diese einen großen Teil der Energie des Charmquarks. Sie sind also bevorzugt bei höheren Werten von x_{obs} zu finden als Ereignisse, bei denen keine schweren Quarks produziert wurden. In Unterabbildung (b) der Abbildung 6.1 sind die x_{obs} -Verteilungen für Signal und Untergrundereignisse ohne schwere Quarks gezeigt. Auch hier sieht man genau wie in den z_{D^*} -Verteilungen, dass für Signalereignisse die Verteilung zu höheren Werten verschoben ist als bei Untergrundereignissen. Für diese Analyse wird deshalb verlangt

$$x_{obs} > 0,55. \quad (6.8)$$

In den Unterabbildungen (c) und (d) von Abbildung 6.1 sind die Δm -Verteilung für Daten aus dem Jahr 2006 zu sehen. In (c) sind die Massendifferenzen aus D^* - und D^0 -Meson für alle D^* -Kandidaten mit $x_{obs} < 0,55$ aufgetragen, also genau die Ereignisse, die ausgeslektiert werden. In (d) sind die Kandidaten mit $x_{obs} > 0,55$ aufgetragen. Wie man sieht, ist in Unterabbildung (c) im Gegensatz zu (d) kein Signalpeak zu erkennen. Die Selektion auf x_{obs} ist also offensichtlich gut zur Untergrundunterdrückung geeignet.

6.5 Selektion nach dE/dx -Wahrscheinlichkeit

Bei den Daten wird die normierte dE/dx -Wahrscheinlichkeit als zusätzliches Selektionskriterium genutzt. Bei vier der fünf Spuren, aus denen ein D^* -Kandidat besteht, handelt es sich um Pionen. Da Pionen jedoch die mit Abstand häufigsten Teilchen sind, die Spuren im H1-Detektor erzeugen, ist die normierte Wahrscheinlichkeit gemäß Gleichung 5.16 meistens recht hoch. Der Schnitt auf die normierte Wahrscheinlichkeit dient vor allem der Untergrundunterdrückung bei den Kaonkandidaten.

In den Abbildungen 6.2 sieht man die Auswirkung der Selektion auf die normierten Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Spuren. Es werden jeweils die Spuren ausgeslektiert, die für die jeweilige Teilchenhypothese eine normierte Wahrscheinlichkeit von unter 2,5% hatten. Dies entspricht in den NLH -Verteilungen in der rechten Spalte von Abbildung 6.2 jeweils dem eingefärbten, ersten Bin. In den Verteilungen in der mittleren Spalte ist die Ionisation dE/dx der einzelnen Spuren in Abhängigkeit des Impulses vor der Selektion eingetragen. Zusätzlich sind die dE/dx -Referenzkurven für Pionen, Kaonen und Protonen eingezeichnet. Deutlich ist zu sehen, dass viele Spuren eindeutig nicht auf der richtigen Referenzkurve liegen und offensichtlich Untergrund bilden. In den linken Unterabbildungen von Abbildung 6.2 sieht man die gleichen Verteilungen nach der Selektion. Die Einträge, die auf den falschen Referenzkurven liegen, wurden entfernt.

Wie erwartet werden hauptsächlich Kaonkandidaten durch diesen Schnitt ausgeslektiert. Nur etwa die Hälfte der Kaonkandidaten überstehen den Schnitt. Bei den Pionen liegt die Verlustrate zwischen 3% bei den langsamen Pionen und 7% bei den nichtresonanten Pionen aus dem D^0 -Zerfall.

6.6 Auswertung des Signals

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wird das D^* -Signal ausgewertet, indem die Verteilung der Massendifferenz zwischen D^* - und D^0 -Meson für alle selektierten Kandidaten betrachtet wird. Dabei wird das gesamte im Abschnitt 6.1 genannte Massenfenster zwischen 135 MeV und 170 MeV dargestellt. Da das D^* aus dem D^0 und dem π_s rekonstruiert wird, geht in den Fehler dieser Massendifferenz nur der Messfehler des Impulses des π_s ein.

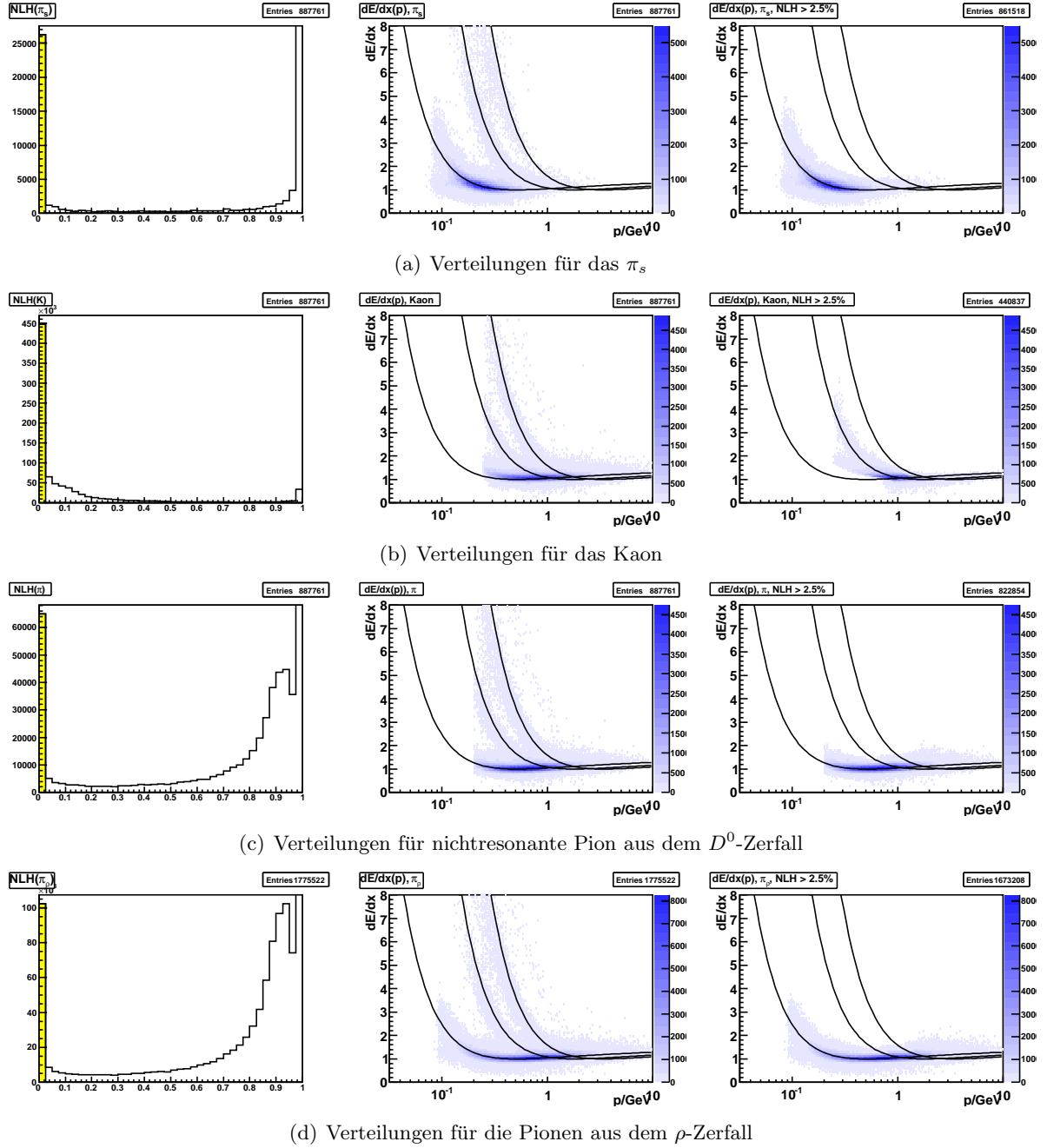


Abbildung 6.2: Selektion nach den normierten Wahrscheinlichkeiten: In der rechten Spalte ist für die verschiedenen Spuren jeweils die normierte Wahrscheinlichkeit aufgetragen, in der mittleren die Verteilung $dE/dx(p)$ für alle Spuren und in der linken Spalte für die Spuren mit $NLH > 2,5\%$.

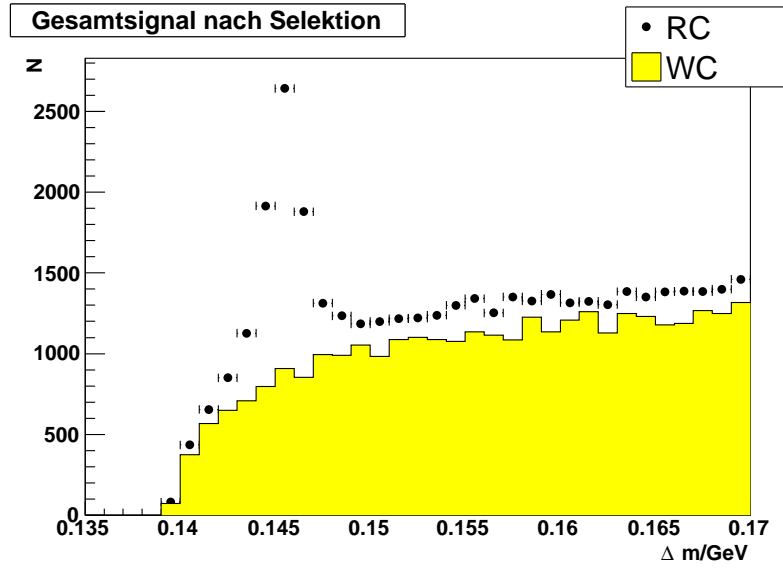


Abbildung 6.3: Δm -Verteilung nach der Selektion. Es wurden die Daten des Jahres 2006 verwendet. Das richtiggeladene Signal (RC) ist durch die Kreise dargestellt. Zusätzlich ist der falschgeladene Untergrund (WC) in das selbe Histogramm eingetragen.

Selbst nach allen bisher genannten Selektionsschnitten zur Verbesserung des Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund sind die meisten Einträge noch Untergrundereignisse. Das Verhältnis zwischen den Ereignissen, die den Signalpeak ausmachen, und den Untergrundereignissen beträgt etwa 1:7. Die Δm -Verteilung für alle verwendeten Daten ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Um das eigentliche Signal auszulesen, passt man eine Funktion an die Δm -Verteilung an [Boe07]. Diese besteht aus der Summe zweier Funktionen: eine für den Untergrund, die andere stellt das eigentliche Signal dar.

Das Signal wird durch eine asymmetrische Chrystal Ball-Funktion [Gai82] angepasst, die durch

$$f_{CB}(m) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)^2\right) & \text{für } \frac{m-\mu}{\sigma} \geq -\alpha \\ \frac{\left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha^2\right)}{\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{m-\mu}{\sigma}\right)^n} & \text{für } \frac{m-\mu}{\sigma} < -\alpha \end{cases} \quad (6.9)$$

gegeben ist. Sie stimmt im zentralen Bereich mit einer Gaußverteilung überein, besitzt jedoch auf der rechten Seite einen Ausläufer, wo das Signal langsamer abfällt. Diese Signalfunktion ist besser dazu geeignet, an das gemessene Signal angepasst zu werden, als eine reine Gaußfunktion. Dies liegt an der Begrenzung des Phasenraumes auf $\Delta m > m_\pi$. Da die nominelle Massendifferenz nur 6 MeV über dieser Schwelle liegt, kann sich das Signal auf Grund von Messungenauigkeiten nur in Richtung höherer Massendifferenzen verschieben.

Der Untergrund wurde durch eine Granet-Parametrisierung [Gra78] beschrieben:

$$f_{Gra}(m) = (m - m_\pi)^{p_1} \cdot \exp(-p_2 m - (p_3 m^2)). \quad (6.10)$$

Dabei werden die drei Parameter p_1 , p_2 und p_3 an die Verteilung angepasst, die Pionmasse m_π ist die Nullstelle und untere Schwelle der Untergrundfunktion, da der Phasenraum hier begrenzt ist.

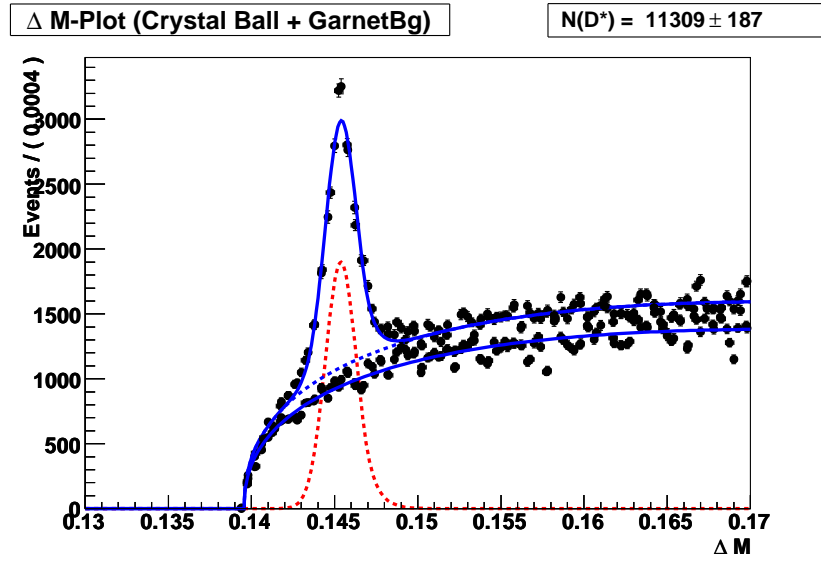


Abbildung 6.4: Signalfit an die Daten des Jahres 2006

Die Summe $f_{Fit} = f_{CB} + f_{Gra}$ wird jetzt mit Hilfe des Software-Paketes „RooFit“ [Ver06] an die gemessenen Ereignisse angepasst. Dabei wird als Nebenbedingung gefordert, dass die Summe der Ereignisse im Signal und im Untergrund immer gleich der Gesamtzahl an Ereignissen im Δm -Histogramm sein soll. Die Anpassung erfolgt mit Hilfe der „Maximum Likelihood-Methode“ [Bev92]. Es wird dabei das Minimum des negativen Logarithmus einer vorher definierten Likelihood-Funktion ermittelt (nll-Fit²⁰). Diese Fitmethode ist unabhängig von den Intervallen die im Δm -Histogramm gewählt werden.

Beim Anpassen der Funktion an den Untergrund greift man auf zusätzliche Informationen zurück, die man aus dem falschgeladenen Untergrund gewinnt. Dabei handelt es sich um den Untergrund, der durch Spuren entsteht, die die gleichen kinematischen Selektionschnitte überstehen wie die richtiggeladenen, bei denen aber die Spuren der Kandidaten für das nichtresonante Pion aus dem D^0 -Zerfall und für das Kaon die gleiche Ladung tragen. Diese Kombinationen werden hauptsächlich durch Ereignisse verursacht, in denen keine schweren Quarks vorkommen, da Ereignisse mit schweren Quarks deutlich seltener auftreten als solche mit leichten Quarks. Dasselbe gilt auch für den Untergrund durch richtiggeladene Spurkombinationen, jedoch kommen hier auch noch Ereignisse dazu, bei denen ein D^0 vorkommt, das nicht aus einem D^* -Zerfall stammt. Aus diesem Grund erwartet man, dass der Untergrund aus richtiggeladenen Kombinationen geringfügig höher ist als der falschgeladene.

Trotzdem geht man davon aus, dass der Untergrund mit richtiger Ladung und die Δm -Verteilung für falsche Ladung die gleiche Form haben und sich nur um einen konstanten Faktor b unterscheiden. Die Untergrundfunktion wird daher unter dieser Bedingung gleichzeitig an beide Verteilungen angepasst. Auf diese Weise erhält man eine sehr viel bessere Beschreibung des Untergrundes in der richtiggeladenen Verteilung. Dies ist deshalb wichtig da der Signalpeak genau auf der steigenden Flanke des Untergrundes sitzt und sich sonst nur schwierig mit der gewünschten Genauigkeit von Untergrund trennen lässt.

In Abbildung 6.4 ist das Ergebnis einer solchen Signalanpassung am Beispiel der H1-Daten

²⁰negative logarithmic likelihood

des Jahres 2006 zu sehen. In der selben Abbildung sind sowohl die richtiggeladenen Kombinationen als auch der falschgeladenen Untergrund eingetragen. Die untere der beiden durchgezogenen Linien ist die Fitkurve an den falschgeladenen Untergrund, die obere die Kurve für die richtiggeladenen Ereignisse. Das eigentliche Signal ist noch einmal gestrichelt dargestellt.

7 Analyse der Reflexionen im Signal

Ein nicht unbedeutender Teil des Signal wird durch Reflexionen verursacht. Darunter versteht man Ereignisse mit anderen Zerfallskanälen als dem in dieser Arbeit untersuchten, die zur Signalresonanz beitragen. Die genaue Zusammensetzung der Signalverteilung wird mittels Monte-Carlo-Simulationen untersucht.

Zur Analyse der Reflexionen werden die Δm -Verteilungen und D^0 -Masseverteilungen systematisch für verschiedenen Typen von generierten Ereignissen untersucht. Da es nicht sinnvoll möglich ist, den falschgeladenen Untergrund auf die verschiedenen Ereignisklassen aufzuteilen, wird das Signal mit einem normalen χ^2 -Fit mit gaußförmigen Signal durch Anpassung beschrieben. Hierbei wird ein inklusives Charm-Monte-Carlo benutzt, bei dem in jedem Ereignis c -Quarks erzeugt werden. Zunächst werden fünf Kategorien von Ereignissen unterschieden:

1. Ereignisse mit D^* -Mesonen im Kanal $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi_s^\pm$,
2. Ereignisse, bei denen ein $D^{*\pm}$ -Meson in ein D^0 und ein Pion π_s zerfällt, das D^0 jedoch in einem anderen Kanal weiterzerfällt,
3. $D^{*\pm}$ -Zerfälle ohne D^0 ,
4. Ereignisse ohne $D^{*\pm}$, in denen trotzdem ein D^0 -Meson vorkommt,
5. andere Ereignisse mit Charm.

Nun werden alle Ereignisse entsprechend diesen Kategorien sortiert und die Δm - und D^0 -Massenverteilungen einzeln dargestellt. Die Ereignisse, in denen ein D^* -Mesonen in einem bestimmten Zerfallskanal generiert wurde, werden in die entsprechenden Verteilungen eingetragen, wenn sich das generierte D^* -Meson in der gleichen Hemisphäre wie der gefundene D^* -Kandidat befindet und die gleiche Ladung besitzt. Auch Ereignisse mit D^0 -Mesonen aber ohne D^* werden nur dann in diese Kategorie eingeordnet, wenn sich das generierte D^0 in der gleichen Hemisphäre wie der D^0 -Kandidat befindet. Dies wird anhand des Skalarproduktes der Impulsvektoren von generiertem Teilchen und Kandidat überprüft.

In Abbildung 7.1 sind die entsprechenden Verteilungen für Δm und die D^0 -Masse zu sehen. Bei der Δm -Verteilungen sind neben der Anzahl der Einträge auch die gefundenen Parameter für die Fitfunktion angegeben. Der Parameter N_{ds} entspricht der Anzahl der Ereignisse im Signalpeak und ist noch einmal in der Bildunterschrift angegeben. Unterabbildung (a) zeigt das Gesamtsignal. Links die Δm -Verteilung, rechts die zugehörige Verteilung für die D^0 -Masse. Darunter sind in (b) die Verteilungen für alle Ereignisse, bei denen der Teilchenkandidat mit einem generierten $D^{*\pm}$ im Zerfallskanal $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi_s^\pm$ in Verbindung gebracht werden kann. In der dritten Unterabbildung (c) sieht man die Verteilungen der Ereignisse mit anderen D^* -Zerfällen, die aber auch ein D^0 beinhalten. Auch hier sieht man ein deutliches Signal, das im Folgenden genauer untersucht wird. Die restlichen Kategorien – $D^{*\pm}$ -Zerfälle ohne D^0 , D^0 -Mesonen, die nicht aus $D^{*\pm}$ -Zerfällen stammen, und sonstige Ereignisse – weisen keinen nennenswerten Beitrag zu den Reflexionen auf. Daher werden die Verteilungen für diese drei Klassen zusammenaddiert und die so entstandenen Verteilungen nur der Vollständigkeit halber unten in Abbildung 7.1 dargestellt.

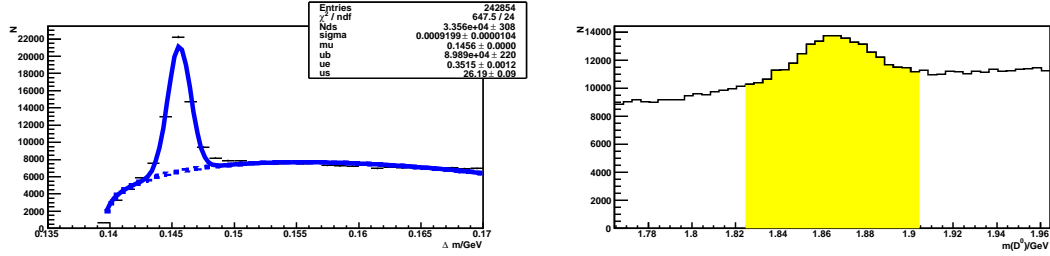
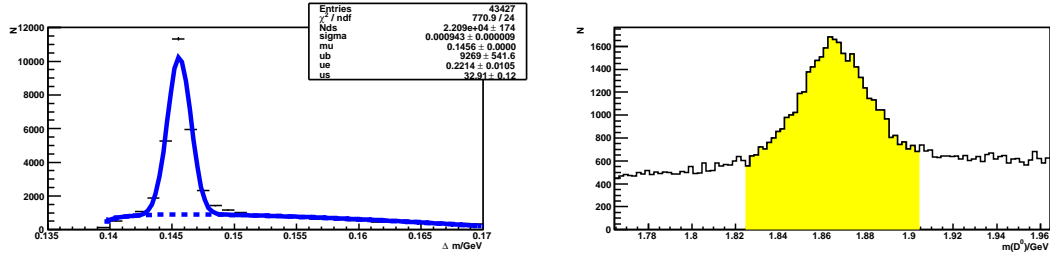
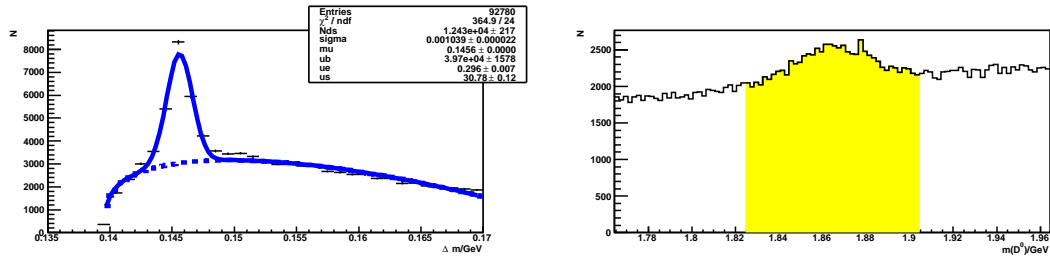
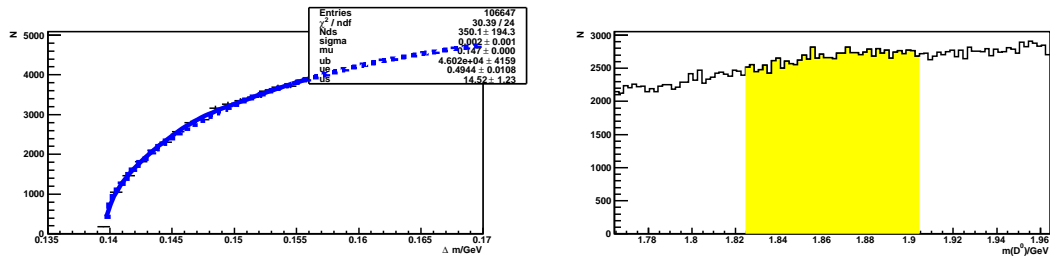
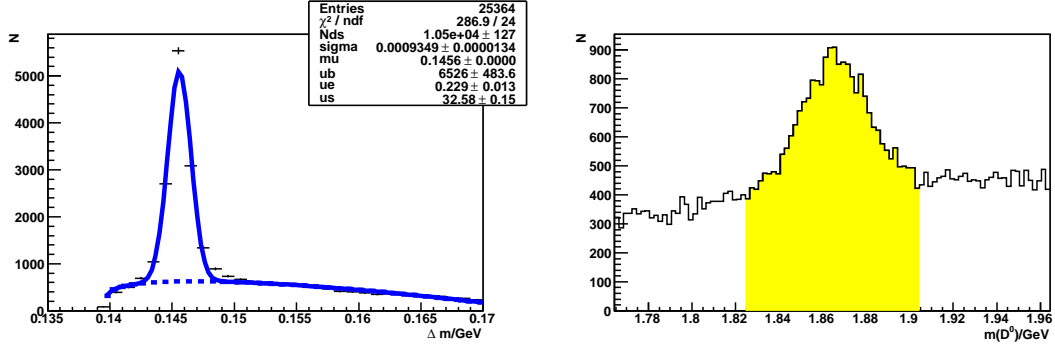
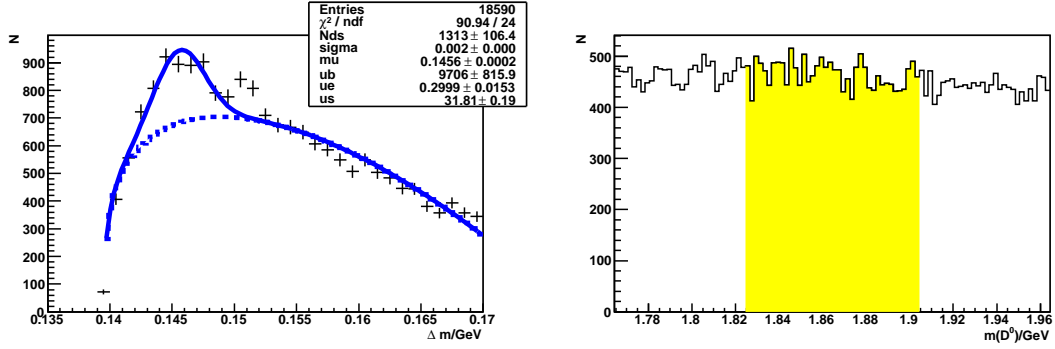

 (a) Gesamtsignal, Nds = 33560 ± 308

 (b) $D^* \rightarrow K\rho\pi_s$, Nds = 22090 ± 174

 (c) $D^* \rightarrow D^0\pi_s$, Nds = 12430 ± 217

 (d) sonstige Ereignisse, Nds = 350 ± 194

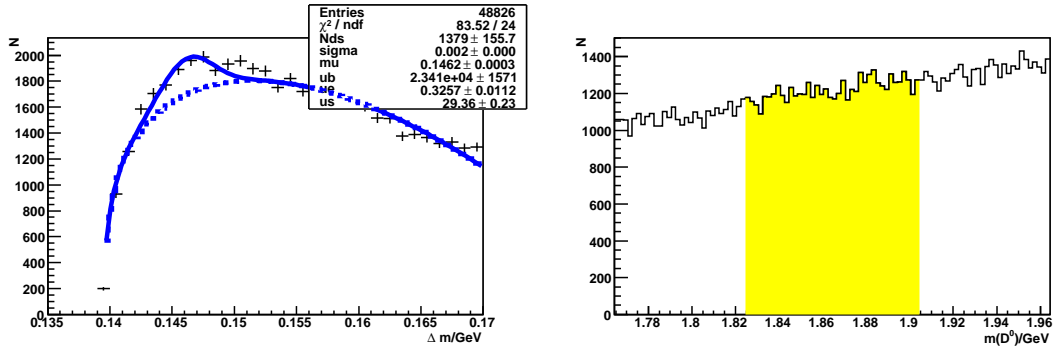
 Abbildung 7.1: Beitrag einzelner Ereignistypen zum Signal. In die Δm -Verteilung gehen jeweils nur die D^0 -Kandidaten aus dem markierten Bereich ein.



(a) Ereignisse, bei denen das D^0 in genau vier geladene Teilchen zerfällt, $N_{\text{ds}} = 10500 \pm 127$



(b) Ereignisse, bei denen das D^0 in vier geladene und ein oder mehrere neutrale Teilchen zerfällt, $N_{\text{ds}} = 1313 \pm 106$



(c) Zerfälle, bei denen das D^0 nicht in vier geladene Teilchen zerfällt, $N_{\text{ds}} = 1379 \pm 156$

Abbildung 7.2: Beitrag der Reflexionen aus dem Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$.

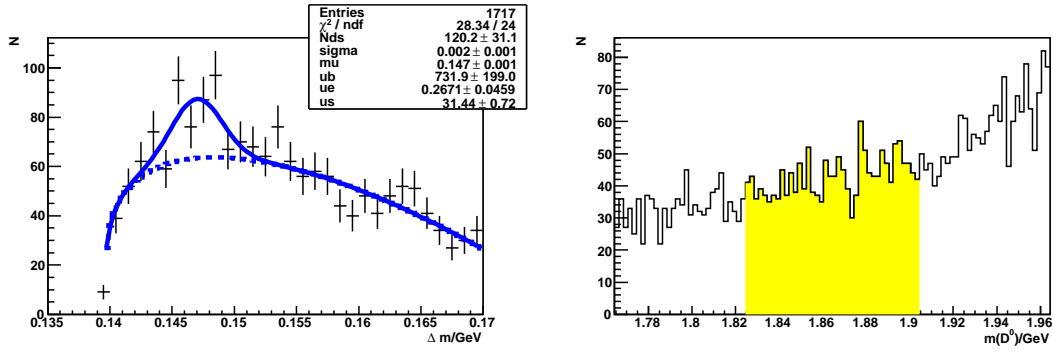
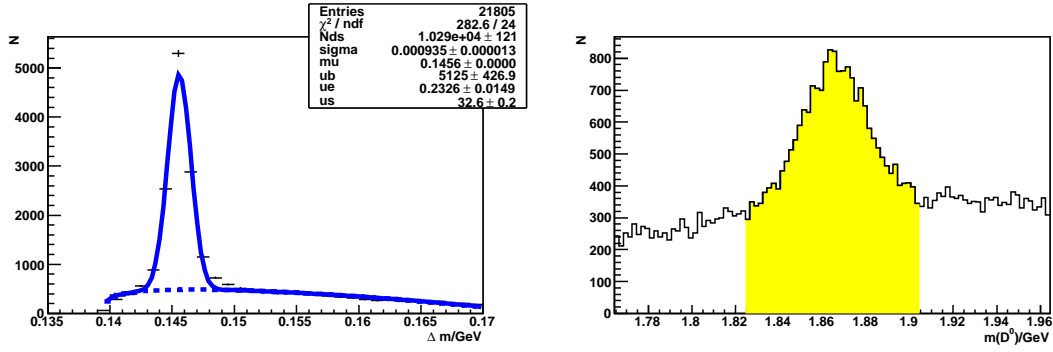
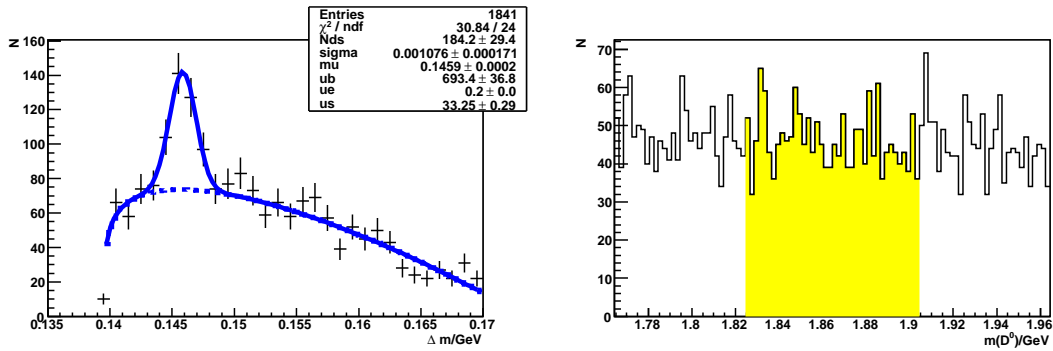
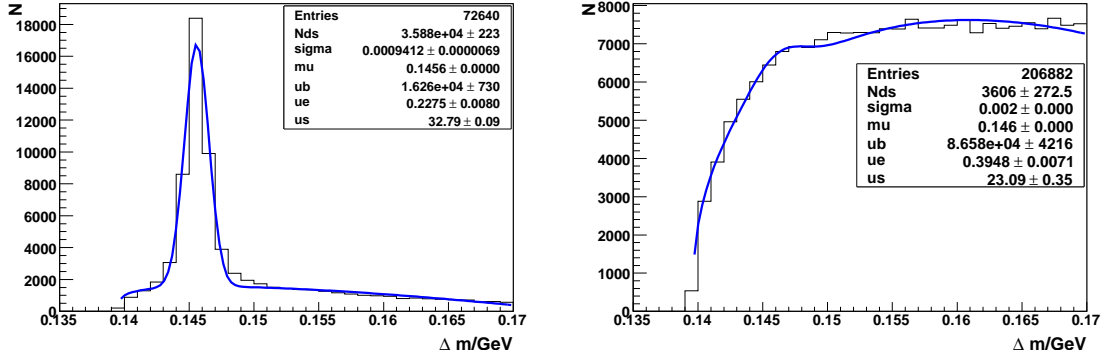

 (a) Beitrag der Ereignisse mit $D^0 \rightarrow 4\pi$, $N_{ds} = 120 \pm 31$

 (b) Ereignisse, bei denen das D^0 in ein Kaon und drei Pionen zerfällt, $N_{ds} = 10290 \pm 121$

 (c) Zerfälle mit zwei Kaonen und zwei Pionen, $N_{ds} = 184 \pm 29$

 Abbildung 7.3: Anteile der Zerfälle des D^0 -Mesons in genau vier Teilchen mit Ladung an den Reflexionen



(a) Δm -Fit: Zusammenfassung aller Signalereignisse, (b) Δm -Fit: Zusammenfassung aller Untergrunder-
 $D^0 \rightarrow K3\pi$ mit und ohne ρ -Resonanz eignisse

Abbildung 7.4: Zusammenfassung von Signal und Untergrunderereignissen

Die Ereignisse, in denen das D^* in ein D^0 und ein Pion zerfällt, werden im Folgenden genauer untersucht: bei jedem Ereignis wird gezählt, in wieviele Tochterteilchen das D^0 zerfällt und wieviele von diesen Teilchen Ladung tragen. Es tragen vor allem die Kanäle zum Signalpeak bei, in denen das D^0 vier geladene Spuren erzeugt. Am meisten Reflexionen hat man, wenn das D^0 in genau vier geladene Teilchen zerfällt, ohne dass zusätzliche neutrale Teilchen entstehen. Die Verteilungen für diesen Fall sind oben in Abbildung 7.2 zu sehen. Darunter in Unterabbildung (b) sind die Verteilungen für Zerfälle mit vier Spuren und zusätzlichen neutralen Teilchen und ganz unten in (c) alle übrigen Ereignisse.

Die Ereignisse mit genau vier Tochterteilchen, die alle Ladung tragen, werden jetzt noch einmal getrennt aufgetragen. Es wird unterschieden zwischen Cabibbo-unterdrückten Zerfällen mit vier Pionen im Endzustand, Cabibbo-unterdrückten Zerfällen mit zwei Pionen und zwei Kaonen und Zerfällen mit einem Kaon und drei Pionen. Im letztgenannten Kanal hat man also die gleichen Teilchen im Endzustand wie im eigentlich untersuchten Zerfall $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi_s^\pm$. Dieser Zerfallskanal ist für den größten Anteil der Reflexionen verantwortlich, wie man in Abbildung 7.3 sieht. Die beiden Cabibbo-unterdrückten Kanäle spielen schon aufgrund ihres niedrigen Verzweigungsverhältnisses und der damit verbundenen geringen Statistik nur eine untergeordnete Rolle.

Als Zwischenergebnis dieses Kapitels lässt sich festhalten, dass der Signalpeak nur zu etwa 60% von den gesuchten Zerfällen $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \rho^0 \pi_s^\pm$ verursacht wird. Etwa 30% des Peaks werden durch Zerfälle

$$D^* \rightarrow K\pi\pi\pi\pi_s \quad (7.1)$$

ohne ρ -Resonanz verursacht. Im Folgenden werden daher auch diese Zerfälle als Signalereignisse gewertet. Bei der späteren Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird das inklusive Verzweigungsverhältnis für Zerfälle benutzt, bei denen das D^0 in ein Kaon und drei geladenen Pionen zerfällt, ungeachtet aller Zwischenzustände und Resonanzen. Der Schnitt auf die ρ -Resonanz wird jedoch trotzdem beibehalten, da er zur Reduktion des Untergrundes im $K\pi\rho\pi_s$ -Kanal dient. Die anderen Kanäle, die zum Signalpeak beitragen, werden als unerwünschte Reflexionen behandelt und werden entsprechend bei der späteren Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

Es ist deswegen notwendig, den genauen Anteil der Reflexionen am Signalpeak zu berechnen. Zu diesem Zweck wird von der Anzahl der Ereignisse im Gesamtpeak (Abbildung 7.1a) die Zahl der Signalereignisse aus allen Kanälen, in denen das $D^{*\pm}$ nicht in vier

Pionen und ein Kaon zerfällt, subtrahiert. Man kommt dabei auf einen Reflexionsanteil des Signals von $(10,0 \pm 0,8)\%$.

Da die Fitfunktion nur eine begrenzte Genauigkeit besitzt und die Summe der im Signalpeak gefundenen D^* -Mesonen in den Teilverteilungen deswegen in der Regel höher ist als im Gesamthistogramm²¹, wurden abschließend noch einmal zur Überprüfung der Genauigkeit die Δm -Verteilungen der beiden Signalkanäle ($D^* \rightarrow K4\pi$ mit und ohne ρ -Resonanz) addiert und die Fitfunktion daran angepasst. Das Gleiche wurde für die Verteilungen der anderen Zerfallskanäle gemacht, die die Reflexionen enthalten. Diese sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Der Parameter Nds beträgt in der Signalverteilung links 35880 ± 223 , in der rechten Verteilung bei den Reflexionen 3606 ± 273 . Daraus ergibt sich, dass der Anteil der Reflexionen an der Summe dieser beiden Werte $(9,1 \pm 0,6)\%$ beträgt, was mit dem Ergebnis der ersten Methode verträglich ist.

Es ist auffällig, dass der Anteil der nichtresonanten Zerfälle $D^* \rightarrow K4\pi$ am Signal recht hoch ist. Das inklusive Verzweigungsverhältnis $Br(D^0 \rightarrow K3\pi)$ an allen D^0 -Zerfällen beträgt 7,72%, das Verzweigungsverhältnis $Br(D^0 \rightarrow K\pi\rho \rightarrow K3\pi)$ beträgt 6,4%, woraus sich ein Verhältnis von

$$\frac{Br(D^0 \rightarrow K3\pi)}{Br(D^0 \rightarrow K\pi\rho)} = 1,21 \quad (7.2)$$

ergibt. Berechnet man entsprechend das Verhältnis für die Beiträge zum Δm -Signal, also $N(D^*)_{Gesamtsignal}/N(D^*)_{D^* \rightarrow K\pi\rho\pi}$ so erhält man einen Wert von 1,52. Selbst wenn D^* -Ereignisse im Zerfallskanal ohne ρ -Resonanz genau so effizient rekonstruiert werden wie die im eigentlichen Signalkanal mit ρ -Resonanz, ist dieses Verhältnis deutlich zu hoch. Diese wirft die Frage auf, inwiefern die Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Zerfallskanäle in der Monte-Carlo-Simulation richtig implementiert sind. Da diese Diskrepanz erst recht spät entdeckt wurde, konnte dies im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr genauer untersucht werden und stellt eine mögliche Quelle für einen systematischen Fehler dar.

²¹Dies lässt sich beispielsweise in Abbildung 7.1 nachvollziehen. Die Summe der Zahlen NDs in den unteren drei Histogrammen ist um 1651 höher als die Anzahl im oberen Histogramm

8 Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Bevor die Wirkungsquerschnitte berechnet werden, ist es noch nötig die Nachweiswahrscheinlichkeit zu ermitteln. Bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/da$ nach einer bestimmten kinematischen Größe a wird jeweils in geeigneten Intervallen von a der absolute Wirkungsquerschnitt berechnet. Dabei muss man die Migration von Ereignissen über die Intervallgrenzen infolge von Messungenauigkeiten berücksichtigen. Die hierfür entscheidende Größe ist die „Reinheit“.

Als letzte Größe für die quantitative Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird noch die integrierte Luminosität über den Zeitraum der Datennahme benötigt. Nach einer Betrachtung der statistischen und systematischen Fehler folgt dann die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes im gesamten betrachteten kinematischen Bereich und anschließend die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte.

8.1 Wahl der Intervalle

Die Wahl der Intervalle der Größen, in denen die differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte bestimmt werden, hängt von zwei Faktoren ab. Der Abhängigkeit der Produktionshäufigkeit von der betrachteten Größe, also vom Produktionswirkungsquerschnitt selbst, und von der Reinheit, die im nächsten Abschnitt betrachtet wird.

In diesem Abschnitt werden die Kontrollverteilungen der Größen p_{t,D^*} , Q^2 , W und η betrachtet. Für ihre Darstellung wird die statistische Subtraktionsmethode benutzt [Boe07]. Dabei wird die Verteilung unabhängig voneinander für das richtiggeladene Signal (RC) und den falschgeladenen Untergrund (WC) gebildet. Die RC-Verteilung ρ_{RC} besteht aus dem Signalpeak Σ und dem RC-Untergrund Γ_{RC} :

$$\rho_{RC} = \Sigma + \Gamma_{RC}. \quad (8.1)$$

In Abschnitt 6.6 wurde bereits erwähnt, dass sich der RC-Untergrund und der WC-Untergrund Γ_{WC} nur um einen konstanten Faktor b unterscheiden, so dass gilt

$$\Gamma_{WC} = b \cdot \Gamma_{RC}. \quad (8.2)$$

Dieser Faktor wird zunächst bestimmt, indem man die Anzahl der Einträge in den beiden Kontrollverteilungen miteinander vergleicht, für die die Massendifferenz Δm im Bereich zwischen 152 MeV und 168 MeV liegt. Dieser Bereich wird deswegen gewählt, weil er deutlich außerhalb des Signalpeaks liegt, und sich dort RC- und WC-Signal wirklich nur um den Faktor b unterscheiden. Nachdem man b bestimmt hat, subtrahiert man das b -fache der WC-Verteilung von der RC-Verteilung:

$$\rho_{RC} - \Gamma_{WC} = \Sigma - \Gamma_{RC} + b \cdot \Gamma_{RC} = \Sigma. \quad (8.3)$$

Auf diese Weise bleibt nur die von den Ereignissen im Signalpeak erzeugte Verteilung übrig. Um den statistischen Fehler geringer zu halten, wird diese Subtraktion nur für die Ereignisse durchgeführt, die im Bereich des Signalpeaks zwischen $\Delta m = 142$ MeV und $\Delta m = 150$ MeV liegen. Die auf diese Weise erhaltenen Kontrollverteilungen sind für Daten und Monte-Carlo-Simulation in Abbildung 8.1 dargestellt. Die Verteilungen für die Daten sind auf die Luminosität normiert. Da für die Verteilungen der simulierten Ereignisse keine dE/dx -Selektion benutzt wird und daher die Verteilungen von den Daten

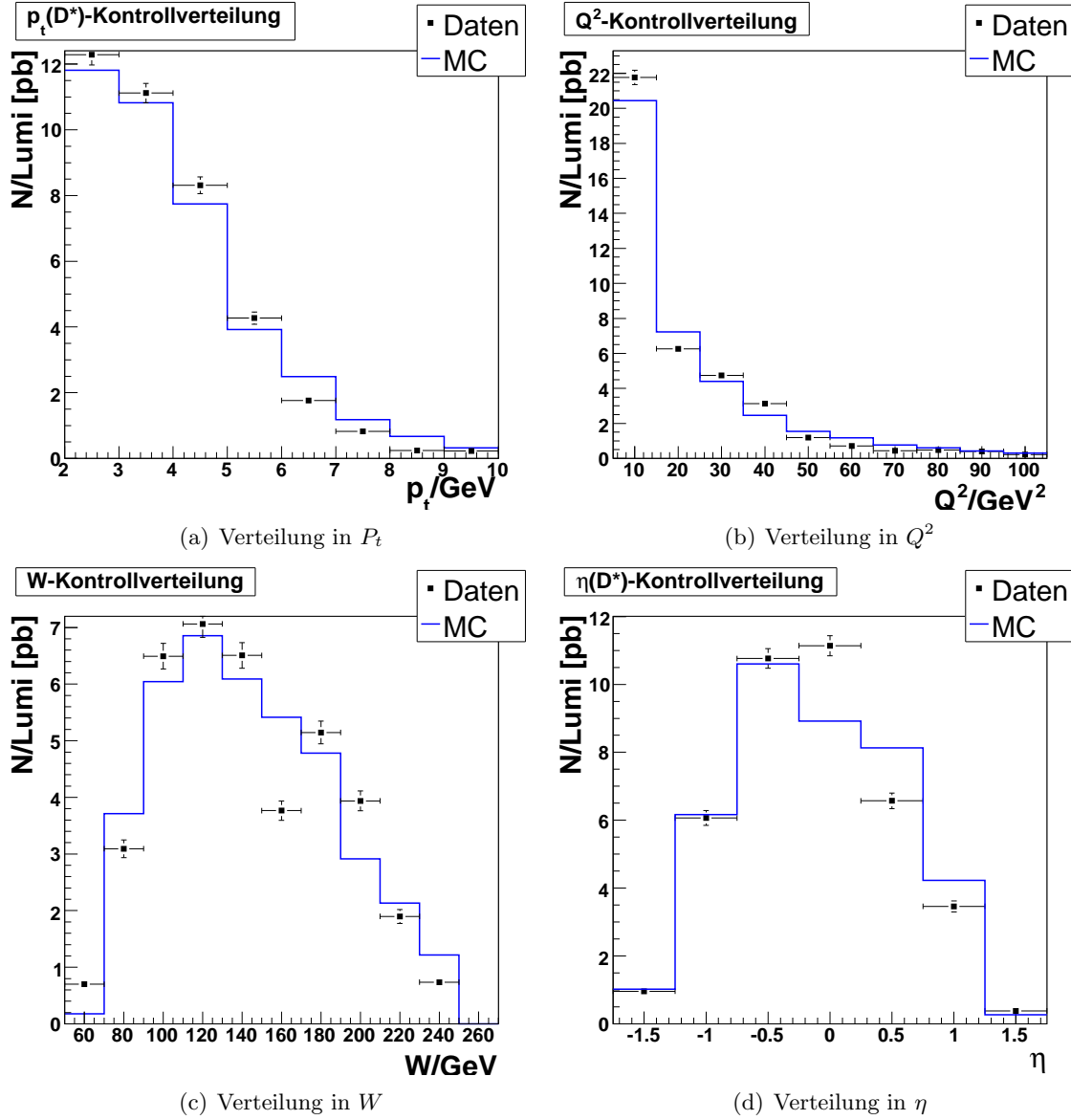


Abbildung 8.1: Kontrollverteilungen für die betrachteten, kinematischen Größen. Es sind jeweils die Daten des Jahres 2006 und für Monte-Carlo-Verteilungen dargestellt.

abweichen, sind die Monte-Carlo-Verteilungen so normiert, dass sie die gleiche Fläche wie die Datenverteilungen haben.

Da sowohl in der p_{t,D^*} -Verteilung als auch in der Q^2 -Verteilung ein rasches Abfallen der Produktion mit Zunahme dieser Größen zu sehen ist, sollten die Bins so gewählt werden, dass sie mit zunehmendem p_{t,D^*} und Q^2 breiter werden, damit man in allen Bins ausreichend Statistik hat.

8.2 Reinheit

Die zweite entscheidende Größe für die Einteilung der Bins ist die Reinheit P (für engl. purity). Nicht alle D^* -Mesonen, die in einem bestimmten Bin einer Größe erzeugt wurden, werden auch in diesem Bin rekonstruiert. Verantwortlich hierfür sind Messfehler bei der Impulsmessung der Spuren, so dass es zur Migration von Ereignissen über die Bingenzen hinweg kommt.

Die Reinheit wird durch

$$P = \frac{N_{rec+gen}}{N_{rec}} \quad (8.4)$$

definiert. Sie ist also das Verhältnis zwischen den in einem Bin rekonstruierten Ereignissen, die auch in diesem Bin erzeugt wurden, und allen in diesem Bin rekonstruierten Ereignissen. Da man die tatsächlich erzeugten Werte der betrachteten Größen kennen muss, greift man auch hier auf Monte-Carlo-Simulationen zurück.

Um die kinematischen Größen der rekonstruierten D^* -Kandidaten mit denen der generierten Teilchen zu vergleichen, muss man die rekonstruierten mit den generierten Teilchen in Verbindung bringen können. Es wurden deswegen Ereignisse verwendet, in denen mindestens ein D^* -Meson im inklusiven Zerfallskanal $D^* \rightarrow K4\pi$ mit oder ohne ρ -Resonanz erzeugt wurde. Dann wurde jeweils der Impuls des generierten und des rekonstruierten D^* -Mesons miteinander verglichen. Es wurde gefordert, dass das normierte Skalarprodukt der Impulsvektoren²² beim D^* größer als 0,99 sein sollte, was einem Öffnungswinkel von etwa $8,1^\circ$ zwischen den beiden Impulsvektoren entspricht. Abbildung 8.2 zeigt die Ergebnisse für die Reinheiten. Der Fehler wurde dabei mit Hilfe der Binomialstatistik berechnet²³ [Blo98].

Außer von der Messgenauigkeit für die betreffende Größe hängt die Reinheit selbstverständlich auch von der Breite der gewählten Bins ab. Je schmaler die Bins sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Wert, der in dieses Intervall gehört, durch Messungenauigkeit außerhalb davon rekonstruiert wird. Man darf daher bei der Einteilung der p_{t,D^*} - und Q^2 -Bins diese bei kleinen Werten auch nicht zu schmal wählen. Insgesamt sollten die Intervalle so gewählt sein, dass die Reinheit möglichst in allen Bins gleich ist, dass also genau so viele Ereignisse aus den einzelnen Bins heraus wie hereinwandern. Gleichzeitig muss man aber auch in jedem Bin ausreichend Statistik haben.

In p_{t,D^*} und Q^2 wurden daher ein Kompromiss geschlossen. Von der Verteilung der Produktion hätte man die Bins für kleine Werte noch schmaler wählen können, jedoch sieht man, dass für kleine Werte dieser Größen die Reinheit sinkt. Sie liegt jedoch durchgehend bei über 80% was ausreichend ist.

²² $(\vec{p}_{rec} \cdot \vec{p}_{gen})/(|\vec{p}_{rec}| \cdot |\vec{p}_{gen}|)$, dies entspricht genau dem Cosinus des Öffnungswinkels dieser beiden Vektoren.

²³Der Fehler σ_p der Reinheit ist konkret gegeben durch $\sigma_p = \sqrt{\left(1 - \frac{n_{rec+gen}}{n_{rec}}\right) \frac{n_{rec+gen}}{n_{rec}^2}}$

8 BESTIMMUNG DER DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE

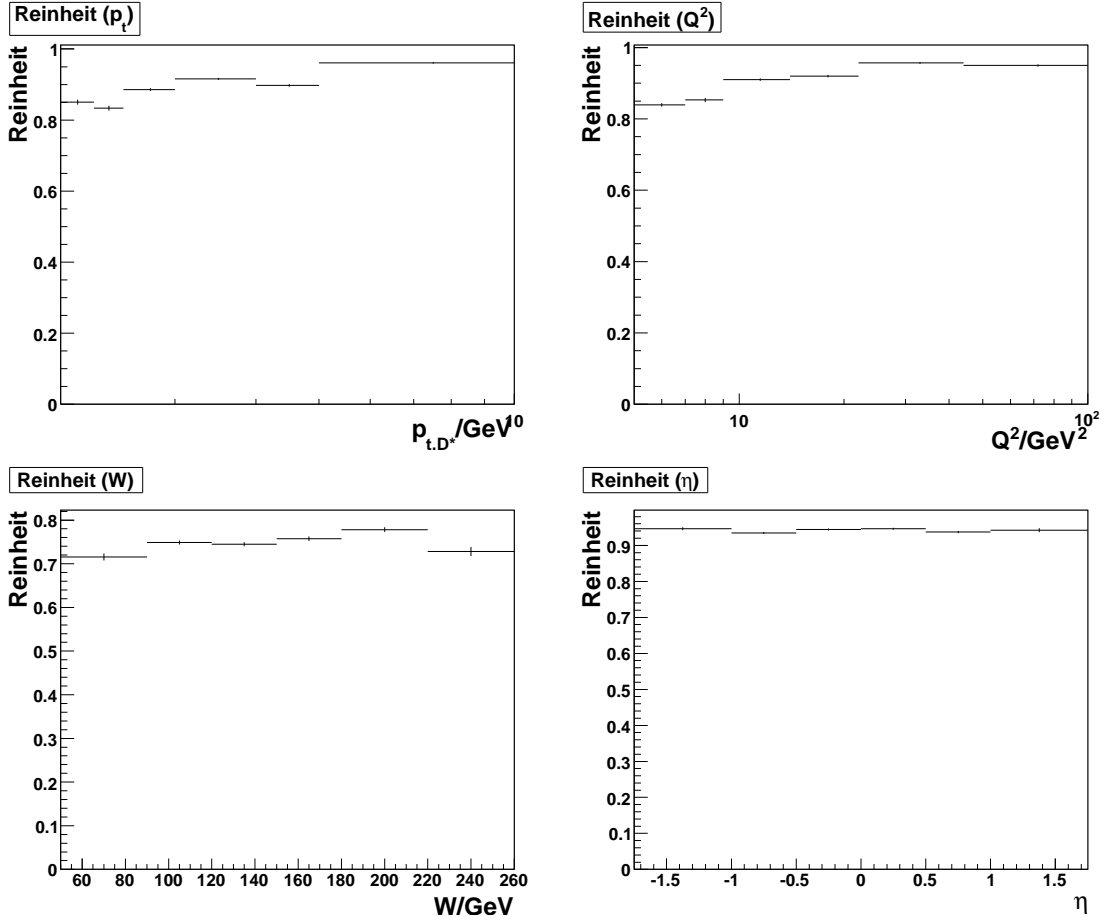


Abbildung 8.2: Reinheit in Abhängigkeit der vier unterschiedlichen untersuchten Größen.

Bei der Reinheit in Abhängigkeit von W sieht man, dass sie geringer ist als bei den anderen Größen. Sie liegt für die verschiedenen Bins zwischen 70% und 80%. Dies hängt wahrscheinlich mit der mangelnden Messgenauigkeit von W zusammen. In η ist die Reinheit durchgehend sehr hoch bei über 97%.

Die Migrationseffekte zu kompensieren ist mit etwas mehr Aufwand verbunden. Dazu muss man, sofern die Monte-Carlo-Simulation die Daten korrekt beschreibt, mit Hilfe der Simulation die Migration zwischen den einzelnen Bins in Form einer Matrix bestimmen. Da die Reinheit in der Regel jedoch recht hoch ist, wird darauf in dieser Analyse verzichtet.

Alle Binunterteilungen sind in Tabelle 8.1 zusammengestellt. Für alle Größen wurden jeweils sechs Intervalle genommen.

Größe	Unterteilungen						
$p_{t,D^*}/\text{GeV}$	2,00	2,25	2,50	3,00	4,00	5,00	10,0
Q^2/GeV^2	5,0	7,00	9,00	14,0	22,0	44,0	100
W/GeV	50	100	120	150	180	220	260
η_{D^*}	-1,75	-1,0	-0,5	0,0	0,5	1,0	1,75

Tabelle 8.1: Wahl der Bineinteilung

8.3 Geometrische Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei der Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit der D^* -Mesonen in den beiden Signalkanälen $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K4\pi$ mit und ohne ρ -Resonanz wird diese noch einmal in zwei Faktoren aufgespalten: die geometrische Akzeptanz und die Effizienz des Detektors.

Unter der geometrischen Akzeptanz A versteht man den Anteil der D^* -Mesonen, bei denen alle Zerfallsspuren geometrisch und kinematisch im Nachweisbereich des Detektors und des Rekonstruktionsprogramms liegen. Sie gibt also, an wie hoch nach der Ereignisselektion der Anteil der nachgewiesenen D^* -Mesonen gemessen an allen erzeugten D^* -Mesonen, die in den Signalkanälen zerfallen, wäre, wenn der Detektor ideal arbeiten würde und jedes geladene Teilchen mit perfekter Genauigkeit nachweisen könnte. Da Qualitätsschnitte auf die Spuren vorgenommen wurden, bei denen für die CJC-Spuren eine Mindestlänge gefordert wurde, erhält man eine Einschränkung für den Polarwinkel, da nur Spuren in einem bestimmten Bereich von θ eine Spur mit der geforderten Länge in der CJC erzeugen können.

Unter der Effizienz ϵ wird das Verhältnis verstanden zwischen der Anzahl der D^* -Mesonen, die nachgewiesen werden, und der Anzahl an D^* -Mesonen die im geometrischen Nachweisbereich des Detektors liegen. Auch dieses Verhältnis ist deutlich kleiner als eins, was hauptsächlich von der Spureffizienz abhängt, also der Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen, das die CJC durchquert, eine rekonstruierbare Spur hinterlässt.

Beide Größen werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen ermittelt, da man bei ihnen die Anzahl der vorhandenen (nämlich der generierten) Teilchen kennt und mit der Anzahl der nachgewiesenen Spuren vergleichen kann. Es gibt auch verschiedenen Methoden die Spureffizienz aus echten Daten zu bestimmen [Bri06] [Bri07], von denen jedoch hier nicht Gebrauch gemacht wird.

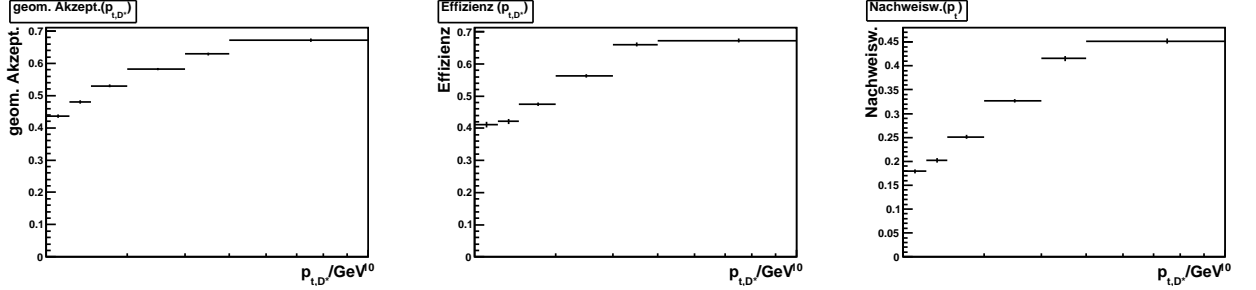
Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz werden die Simulationen nur auf Generatorebene benutzt, d.h. ohne Detektorsimulation. Aus der Geometrie der Spurkammer ergibt sich, dass Spuren, die aus dem nominellen Wechselwirkungspunkt kommen, genau dann eine Spur mit der geforderten Länge von 20 cm liefern können, wenn sie im Winkelbereich $15^\circ < \theta < 165^\circ$ liegen. Zur Bestimmung der Akzeptanz muss man also die Anzahl der generierten D^* -Mesonen in den Signalkanälen ermitteln und dann messen wie hoch der Anteil der Zerfälle ist, bei denen alle fünf Spuren in diesem Winkelbereich liegen. Dieser Vorgang wird separat in den einzelnen Bins der kinematischen Größen durchgeführt, in denen später die Wirkungsquerschnitte berechnet werden.

In Abbildung 8.3 ist die geometrische Akzeptanz in Abhängigkeit von p_{t,D^*} , Q^2 , W sowie η in den linken Unterabbildungen dargestellt. Die Akzeptanz hängt offensichtlich nicht von W und Q^2 ab. In den beiden Histogrammen ist die Akzeptanz konstant und liegt zwischen 50% und 60%. Da zur Untergrundunterdrückung die ρ -Resonanz als Selektionskriterium benutzt wird, aber auch Zerfälle ohne diese Zwischenresonanz als Signal gezählt werden, ist dieser Wert erwartungsgemäß recht niedrig.

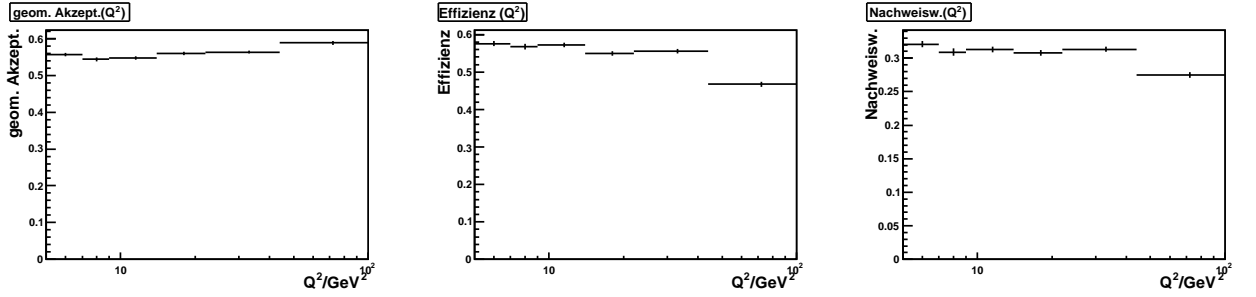
Bei Spuren mit niedrigem Transversalimpuls erwartet man im Mittel einen kleineren Winkel zur Strahlachse als bei Spuren mit hohem Transversalimpuls. Weil natürlich die Transversalimpulse der Zerfallsspuren mit dem des D^* -Mesons korrelieren, beobachtet man ein Abfallen der Akzeptanz bei kleineren Werten von p_{t,D^*} .

Bei der Pseudorapidität η beobachtet man ein Abfallen der geometrischen Akzeptanz bei $|\eta| > 1$. Bei diesen Werten der Pseudorapidität steigt die Wahrscheinlichkeit, dass

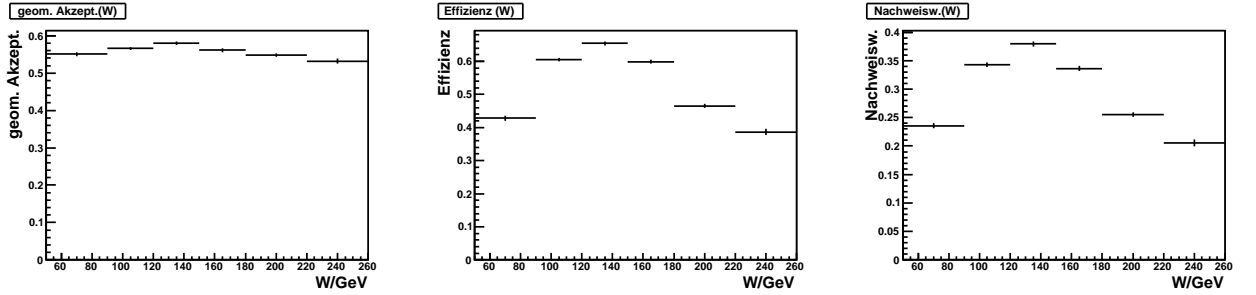
8 BESTIMMUNG DER DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE



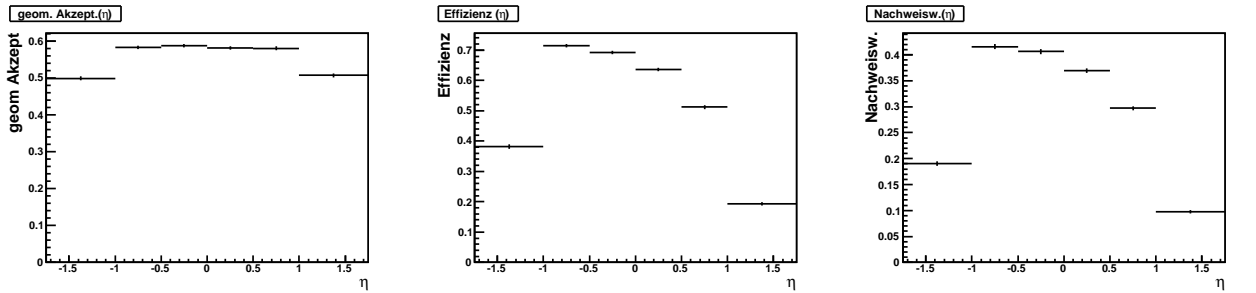
(a) Akzeptanz, Effizienz und Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von $p_{t,D}^*$



(b) Akzeptanz, Effizienz und Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Q^2



(c) Akzeptanz, Effizienz und Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von W



(d) Akzeptanz, Effizienz und Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von η

Abbildung 8.3: Geometrische Akzeptanzen, Effizienzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der betrachteten Größen

zumindest eines der Zerfallsteilchen einen Winkel von weniger als 15° zur Strahlachse hat und somit nicht im geometrischen Nachweisbereich des Detektors liegt²⁴.

Die Effizienzen in Abhängigkeit der verschiedenen Größen sind in der mittleren Spalte von Abbildung 8.3 zu sehen. Man beobachtet bei der p_{t,D^*} - und η -Abhängigkeit einen ähnlichen Verlauf wie bei der geometrischen Akzeptanz. Auch dies lässt sich damit begründen, dass bei niedrigen Transversalimpulsen und hohen Beträgen der Pseudorapidität die Winkel zur Strahlachse kleiner sind. Dadurch ist die mittlere Spurlänge und damit die Wahrscheinlichkeit, dass die Spur rekonstruiert wird, geringer. In W beobachtet man ein Maximum der Effizienz bei 120 GeV bis 140 GeV, in Q^2 ein langsames Abfallen.

In der rechten Spalte von Abbildung 8.3 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} dargestellt, die sich als Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Effizienz ergibt.

Auch die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für den gesamten kinematischen Bereich wurde berechnet. Es wurden 64306 D^* -Mesonen in den Zerfallskanälen, die als Signal gewertet werden, generiert und 19735 rekonstruiert. Dies entspricht einer mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit von $(30,7 \pm 0,2)\%$.

8.4 Signalverlust durch dE/dx -Schnitt

Da im Rahmen dieser Arbeit die Korrekturen für die Messung des Ionisationsverlustes noch nicht für Monte-Carlo-Simulationen gefunden und implementiert wurden, konnte in dieser Analyse nur im begrenzten Maße von der Untergrundunterdrückung durch dE/dx -Teilchenidentifikation profitiert werden. Für den Schnitt auf die normierten Wahrscheinlichkeiten der Spuren musste explizit der Anteil des Signalpeaks, der dabei verloren geht, aus den Daten bestimmt werden.

Die dE/dx -Wahrscheinlichkeit einer Spur gemäß Gleichung 5.12 hängt von der Auflösung der dE/dx -Messung ab und damit von der Anzahl der Spurtreffer und der Länge der Spur. Daher wird eine Abhängigkeit der Effizienz der dE/dx -Selektion vom Polarwinkel θ der Spur des Kaons untersucht. Dabei wird die Selektion nach normierter Wahrscheinlichkeit bei der D^* -Selektion nur auf die Spur des Kaonkandidaten angewendet. In Abbildung 8.4 ist links die Größe $N(D^*)_{nach\ dE/dx}/N(D^*)_{vor\ dE/dx}$ gegen θ aufgetragen, also das Verhältnis zwischen den Signalpeaks vor und nach der dE/dx -Selektion. Auf der rechten Seite der Abbildung ist zu sehen, wie sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch die dE/dx -Selektion verbessert. Es ist also auf der senkrechten Achse die Größe

$$\frac{(N(D^*)/N_{Untergr})_{nach\ dE/dx}}{(N(D^*)/N_{Untergr})_{vor\ dE/dx}} \quad (8.5)$$

aufgetragen. Man erkennt, dass dieses Verhältnis bei Kaonspuren mit Winkeln um 90° höher ist als bei flacheren Winkeln. Die Abhängigkeit ist allerdings nicht besonders stark, was vermutlich daran liegt, dass als Qualitätschnitt für die Spur des Kaonkandidaten eine Mindestlänge von 20 cm gefordert wurde, so dass die Korrelation zwischen Polarwinkel und Spurlänge weniger stark ausgeprägt ist.

Das selbe Verfahren wurde zur Untersuchung einer Abhängigkeit vom Impuls des Kaons durchgeführt. Da die Bethe-Bloch-Kurven, wie man in Abbildung 5.1 sieht, bei kleinen

²⁴Eine Pseudorapidität des D^* -Mesons mit einem Betrag von eins entspricht einem Winkel von etwa 30° zur Strahlachse.

8 BESTIMMUNG DER DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE

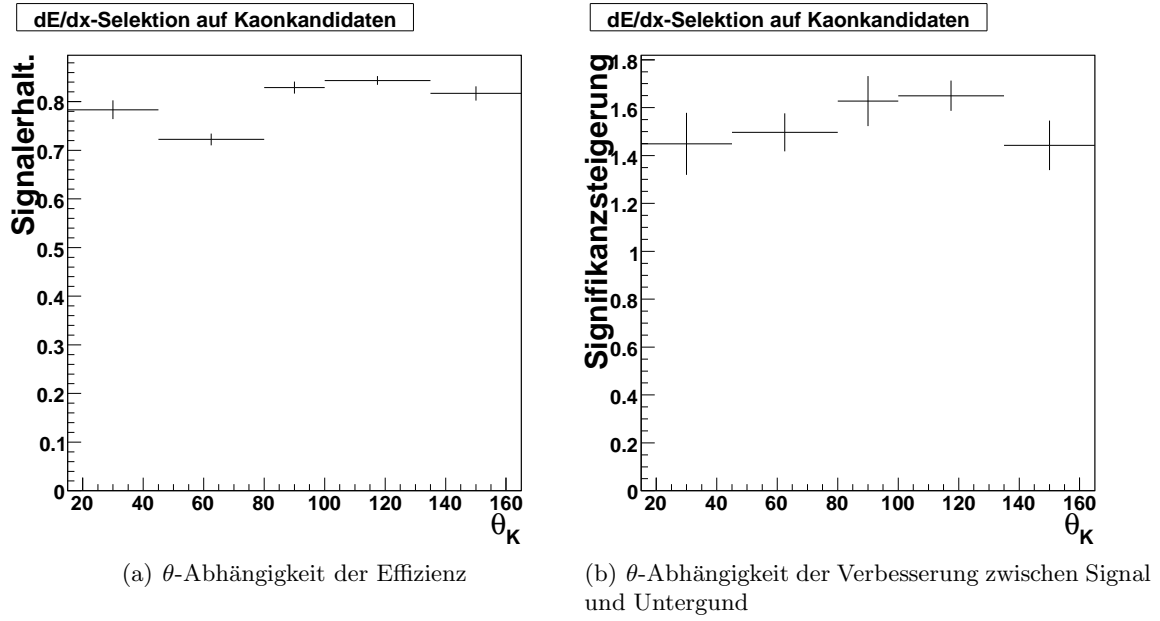


Abbildung 8.4: Signalerhaltung bei der dE/dx -Identifikation und Verbesserung des Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund in Abhängigkeit des Polarwinkels θ des Kaonkandidaten

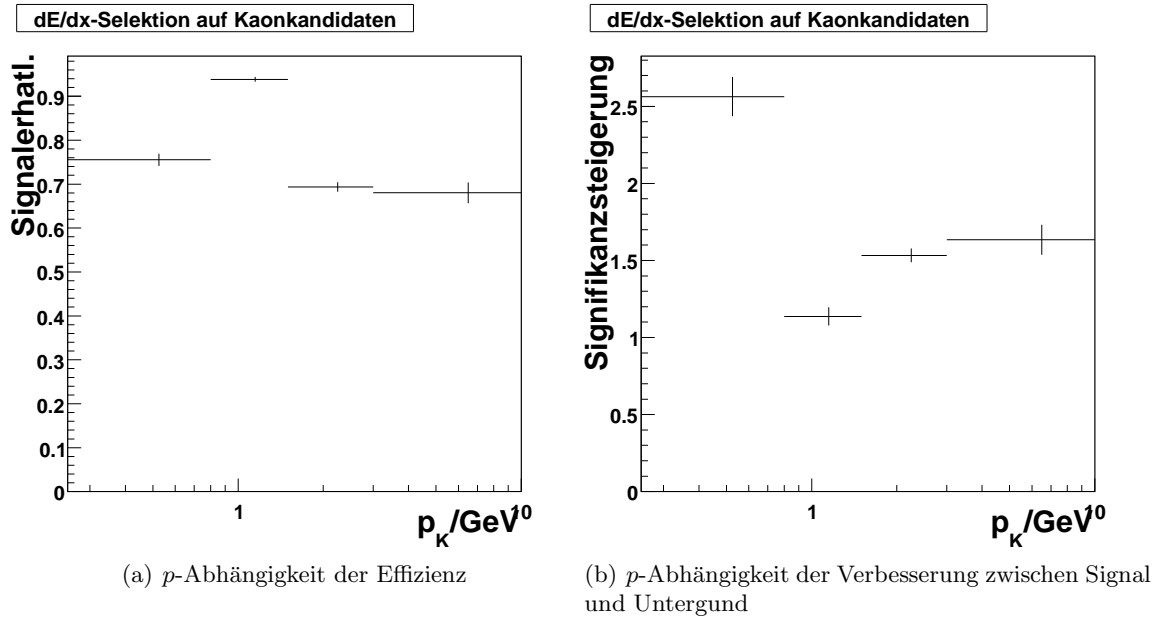


Abbildung 8.5: Signalerhaltung bei der dE/dx -Identifikation und Verbesserung des Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund in Abhängigkeit des Impulses p des Kaonkandidaten

Impulsen weiter auseinanderliegen als bei hohen, erwartet man auch hier eine Abhängigkeit. Bei der Identifikation des Kaons spielt wegen der Flussverhältnisse (siehe Gl.5.15) vor allem der Abstand zur Referenzkurve des Pions eine Rolle, das Protonband ist weniger entscheidend. Die implementierten Referenzfunktionen für Kaonen und für Pionen schneiden sich bei einem Impuls von etwa 1 GeV.

Das Ergebnis ist hierfür in Abbildung 8.5 dargestellt. Man sieht, dass der Signalverlust an der Stelle, wo sich die Referenzfunktionen schneiden, am geringsten ist. An dieser Stelle ist der vertikale Abstand der Spur in der $(p, dE/dx)$ -Ebene zu beiden Referenzkurven gleich groß. Das Verhältnis zwischen den normierten Wahrscheinlichkeiten $NLH_\pi : NLH_K$ beträgt an dieser Stelle folglich 16,99 : 2,242 gemäß der implementierten Flussverhältnisse 5.15. Die Wahrscheinlichkeit für ein Proton kann vernachlässigt werden, so dass die normierte Wahrscheinlichkeit für ein Kaon deswegen in dieser Region von p bei über 2,5% liegt. Sowohl bei höheren als auch bei niedrigeren Impulsen des Kaonkandidaten geht ein größerer Teil des Signals verloren. Für den Bereich mit $p < 0,8$ GeV, wo die Bethe-Bloch-Kurven weit auseinander liegen ist die Verbesserung des Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund am größten, da hier die Kaonen am besten identifiziert werden können. Im Bereich $0,8 \text{ GeV} < p < 1,5 \text{ GeV}$ ist das Verhältnis am niedrigsten, da sich hier das Kaon und das Pionband kreuzen und aus dem eben erläuterten Grund kaum Spuren ausselektiert werden. Bei noch höheren Impulsen ist das Verhältnis wieder höher.

Für die Analyse wird untersucht inwiefern der Anteil des Signalverlustes von den Variablen p_{t,D^*} , Q^2 , W und η_{D^*} abhängt. Ist der Verlust des Signals durch die dE/dx -Selektion stark abhängig von der betrachteten Größe, muss man den Signalverlust in jedem Bin einzeln bestimmen. Ist die Effizienz jedoch unabhängig von der betrachteten Größe, so kann man mit der gemittelten Effizienz rechnen. Die Ergebnisse hierfür sind in Abbildung 8.7 zu sehen. Bei den Größen p_{t,D^*} und Q^2 kann man nicht von einer Unabhängigkeit ausgehen. Bei den Größen W und η wurde mit der gemittelten Signalerhaltung gerechnet. Im letzten Bin in η ist zwar die Signalerhaltung etwas höher, jedoch handelt es sich dabei auch um das Intervall mit der niedrigsten Statistik und dem entsprechend größten Fehler.

Abbildung 8.7 zeigt die Δm -Verteilung aller Daten aus dem Jahr 2006 vor und nach der dE/dx -Selektion. Das Verhältnis Signal zu Untergrund bessert sich durch die Selektion deutlich von etwa 1:15 auf 1:7. Die Anzahl der Signalereignisse nimmt von vorher 5224 auf 4126 ab. Dies entspricht einer Signalerhaltung von $\epsilon_{dE/dx} = (79,0 \pm 0,6)\%$.

8.5 Luminositätsbestimmung

Die Messung der Luminosität im H1-Experiment wurde bereits in Abschnitt 3.5 beschrieben. Für die Analyse werden die Daten aus dem Jahr 2006 verwendet. Die integrierte Luminosität für die verwendeten Datensätze beträgt $\mathcal{L} = (127,6 \pm 1,9) \text{ pb}^{-1}$.

8.6 Triggereffizienz

Die Triggereffizienz ist in den Monte-Carlo-Simulationen nicht vollständig implementiert und ist daher bei der bisherigen Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit nicht berücksichtigt worden. Zur korrekten Berechnung der Wirkungsquerschnitte ist dies jedoch erforderlich. Eine Untersuchung hierzu findet sich bei [Boe07]. Dieser Arbeit folgend wird eine Triggereffizienz von $(97,5 \pm 0,5)\%$ in der Rechnung verwendet.

8 BESTIMMUNG DER DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE

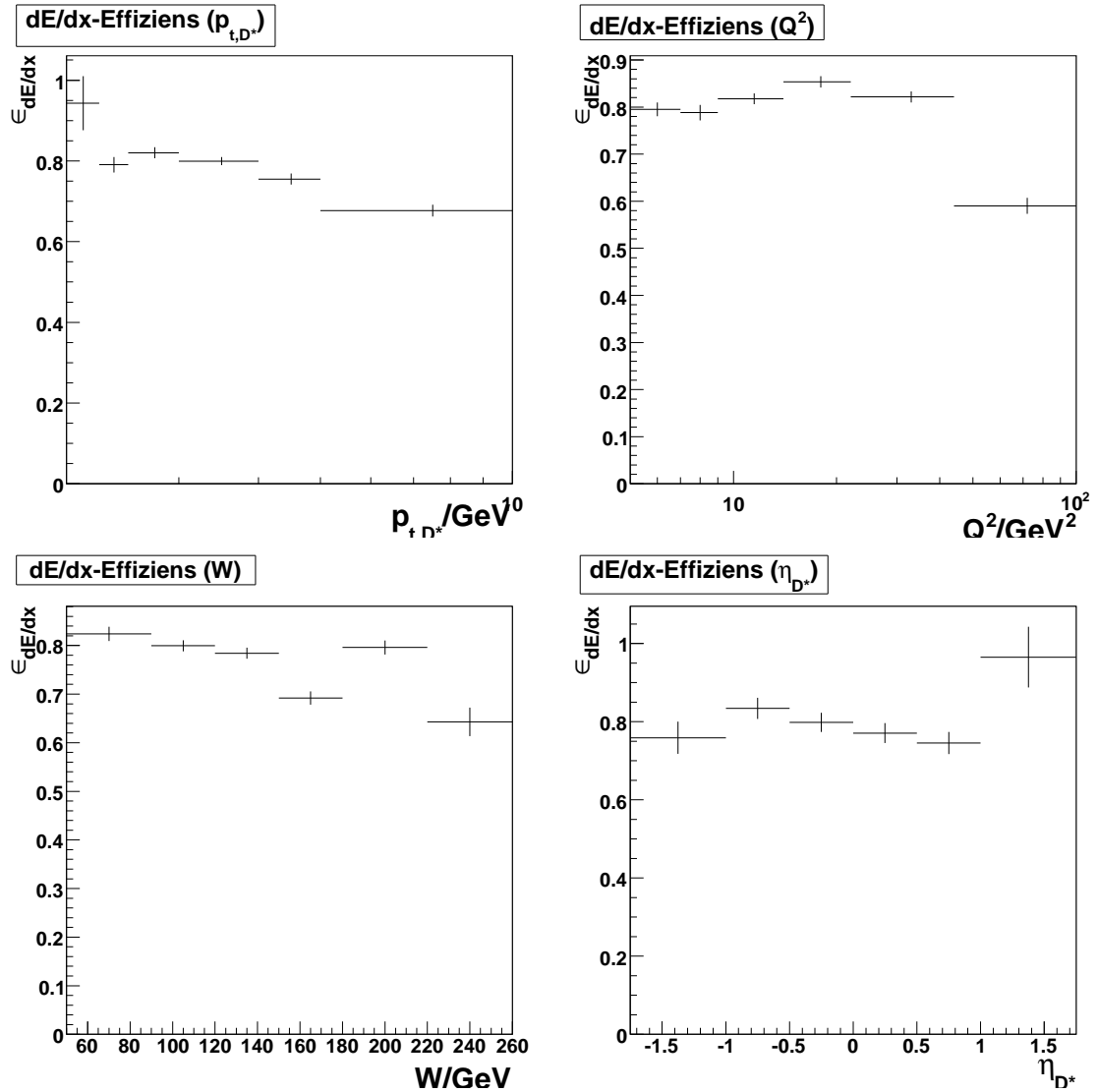


Abbildung 8.6: Effizienz der dE/dx -Identifikation

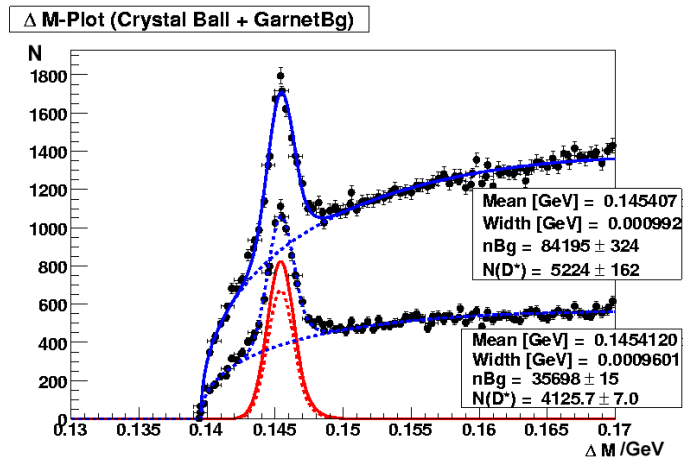


Abbildung 8.7: Δm -Verteilung vor und nach der dE/dx -Identifikation

8.7 Fehlerbetrachtung

In Tabelle 8.2 werden einige systematische Fehler, die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehen, tabellarisch zusammengefasst. Eine systematische Fehlerquelle ist die vermutete, falsche Implementierung der Verzweungsverhältnisse in der Monte-Carlo-Simulation.

Größe	Bezeichnung	Fehlerabschätzung
Reflexionsanteil	r	0,8%
Nachweiswahrscheinlichkeit	ϵ_{tot}	bis 3%
Triggereffizienz	$\epsilon_{Trigger}$	0,5%
Verzweungsverhältnis	B	0,2%
Fitgenauigkeit		2%
Luminosität	\mathcal{L}	1,5%

Tabelle 8.2: Zusammenstellung der systematischen Fehler, die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehen

8.8 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D^* -Mesonen

Die Anzahl N_{D^*} entspricht der Anzahl der Einträge im Signalpeak in Abbildung 8.7 nach der dE/dx -Selektion. Der totale Wirkungsquerschnitt für den sichtbaren kinematischen Bereich wird in folgender Weise berechnet:

$$\sigma = \frac{r \cdot N_{D^*}}{\epsilon_{tot} \cdot \epsilon_{dE/dx} \cdot \epsilon_{Trigger} \cdot B \cdot \mathcal{L}}. \quad (8.6)$$

Der gefundene Produktionswirkungsquerschnitt beträgt im sichtbaren, kinematischen Bereich

$$\sigma = (2,61 \pm 0,19) \text{ nb}. \quad (8.7)$$

8.9 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach den einzelnen Größen a werden ähnlich berechnet wie der Gesamtwirkungsquerschnitt. Die Δm -Verteilung wird in jedem Bin einzeln gefittet. Dann wird gemäß der Formel 8.6 der Wirkungsquerschnitt in den einzelnen Bins berechnet und dann durch die Binbreite Δa dividiert. Ist der Signalverlust durch die dE/dx -Selektion unabhängig von der betrachteten Größe, so wird die Δm -Verteilung nach der dE/dx -Selektion gefittet, um die Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen zu ermitteln. In diesem Fall ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in jedem Bin gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{da} = \frac{r \cdot N_{D^*}}{\epsilon_{tot} \cdot \epsilon_{dE/dx} \cdot \epsilon_{Trigger} \cdot B \cdot \mathcal{L} \cdot \Delta a}. \quad (8.8)$$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 8.8-11 dargestellt. Zusätzlich sind die Wirkungsquerschnitte aus der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Wie man sieht, stimmen die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den aus der Simulation qualitativ überein, jedoch liegen sie systematisch niedriger. Der vermutete Grund hierfür sind viel zu hohe Verzweungsverhältnisse in der Monte-Carlo-Simulation.

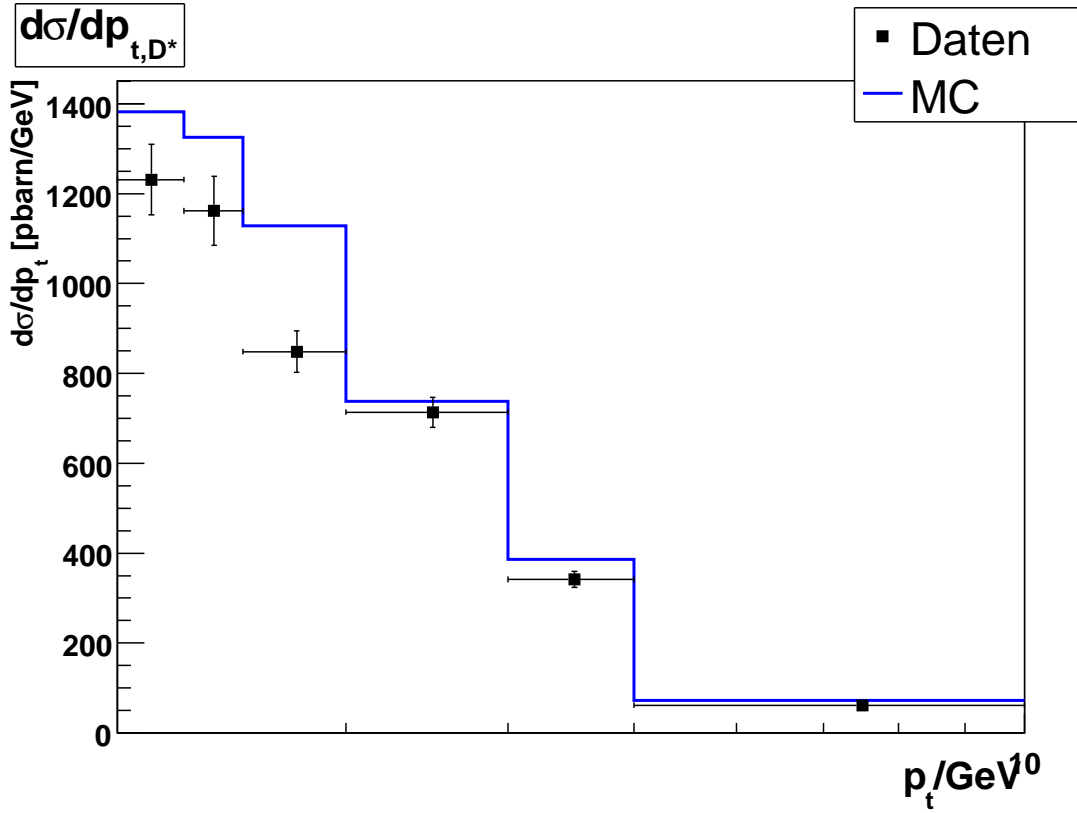


Abbildung 8.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{t,D^*}$

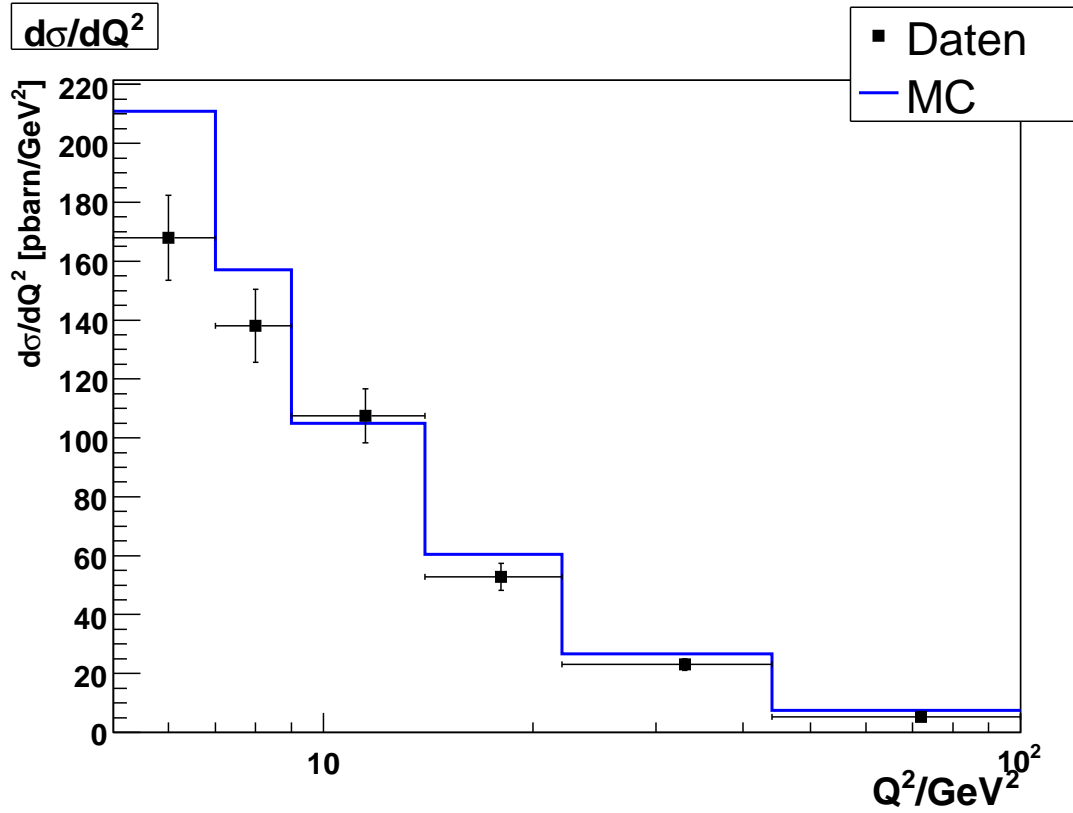
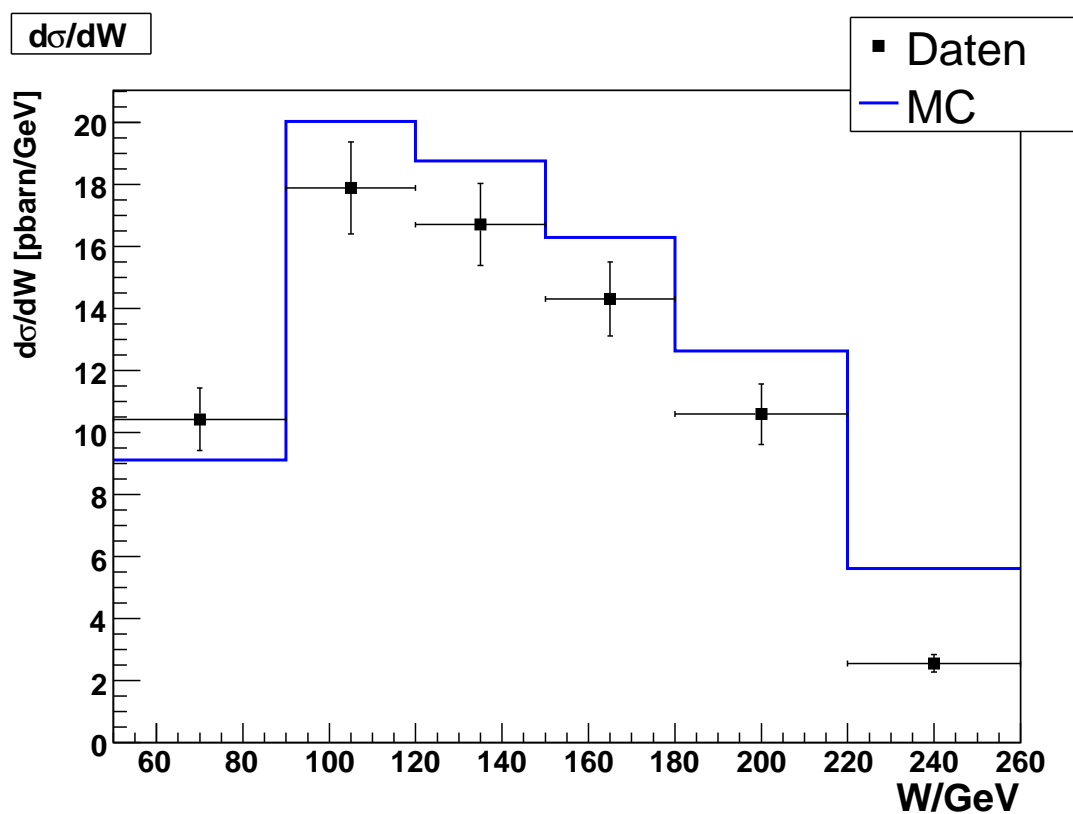
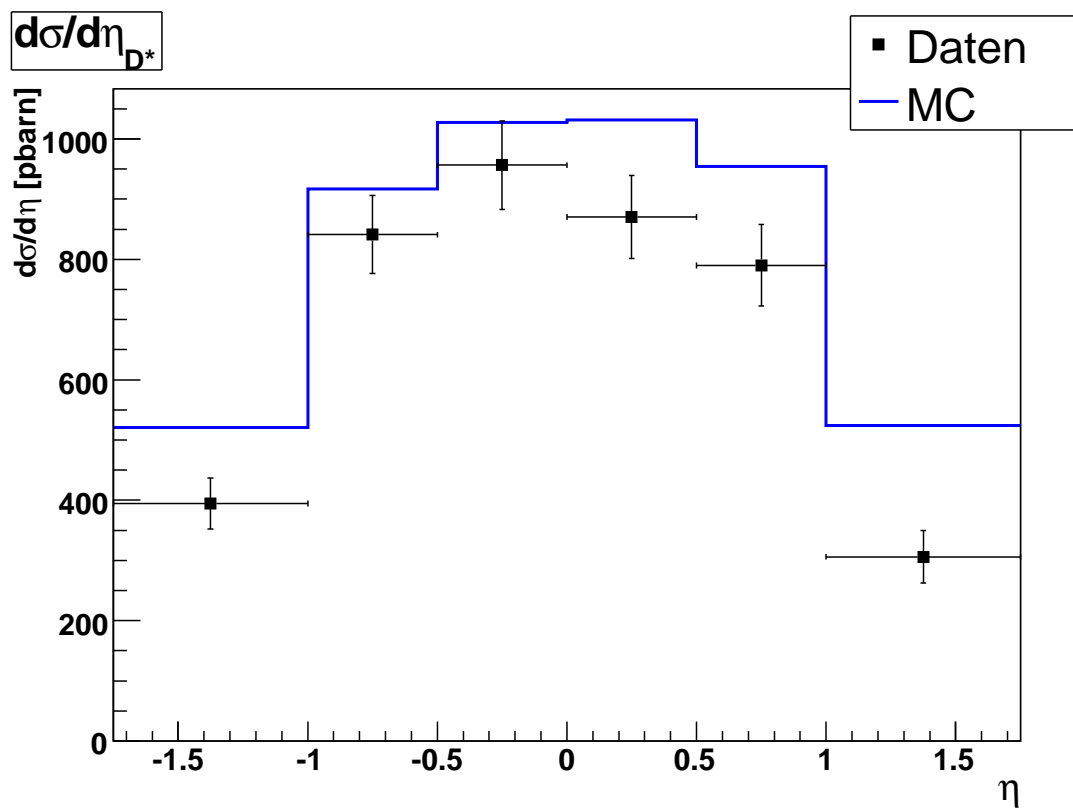


Abbildung 8.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$


Abbildung 8.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dW$

Abbildung 8.11: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta$

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte von D^* -Mesonerzeugung beim H1-Experiment gemessen. Die D^* -Mesonen wurden im Zerfallskanal $D^* \rightarrow K\pi\rho\pi_s$ und $D^* \rightarrow K3\pi\pi_s$ nachgewiesen. Für die Analyse der D^* -Erzeugung wurden die Daten aus dem Jahr 2006 verwendet, was der integrierten Luminosität von 128 pb^{-1} entspricht. Der kinematische Bereich $5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.05 < y < 0.60$ und $-1.75 < \eta < 1.75$ wurde untersucht.

Die besondere Herausforderung bei der Analyse dieser oben genannten Zerfallskanäle des D^* -Mesons ist der hohe kombinatorische Untergrund. Zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses wurde die Teilchenidentifikation über Ionisationsverlust dE/dx genutzt. Dafür wurde die dE/dx -Messung für die Datenperiode 2003 – 2007 kalibriert. Die notwendigen Routinen und die Kalibrationskonstanten wurden in das Softwaresystem des H1-Experiments implementiert. Das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund für den untersuchten Kanal konnte um etwa einen Faktor zwei verbessert werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von D^* -Mesonen in den Kanälen $D^* \rightarrow K\pi\rho\pi_s$ und $D^* \rightarrow K3\pi\pi_s$ wurde zu $\sigma = (2,6 \pm 0,19) \text{ nb}$ bestimmt. Vergleichsweise ist der gemessene Wirkungsquerschnitt im goldenen Kanal für diesen kinematischen Bereich $\sigma = (4,23 \pm 0,38) \text{ nb}$ [Boe07]. Der Vergleich der beiden Werte zeigt, dass der in dieser Arbeit untersuchte Kanal eine statistische Bereicherung für die Untersuchung der D^* -Mesonerzeugung bietet.

Es ist geplant, die Statistik für die Analyse durch Hinzunahme der Daten aus den anderen HERA II-Betriebsjahren zu verbessern. Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle in der Monte-Carlo-Simulation werden überprüft und korrigiert. Die Studien der systematischen Fehler werden durchgeführt.

A Implementierung der dE/dx -Korrektur in h1oo

A.1 Das Analysesystem h1oo

Das h1oo-System (h1 object oriented) bietet die wichtigsten Grund- und Analysefunktionen, die für die Auswertung der H1-Detektordaten benötigt werden. Aufbauend auf den Funktionen von h1oo können die Nutzer ihre eigenen Analyseprogramme schreiben. H1oo basiert auf dem Programm *Root*, das am CERN zur Auswertung von Hochenergie-Experimenten entwickelt wurde [Root]. Eine ausführliche Einführung in h1oo findet man bei [H1oo06]. Hier wird das Analysesystem nur soweit beschrieben, wie es zum Verständnis der Implementierung der dE/dx -Korrekturfunktionen erforderlich ist.

Wichtig ist dabei vor allem die Speicherung der Detektordaten einzelner Spuren. In h1oo gibt es drei Datenebenen. Als erstes wird aus den Rohdaten DST²⁵ die sogenannte ODS (Object Data Store) produziert. ODS und DST lassen sich ineinander konvertieren, haben also den gleichen Informationsgehalt. Der Unterschied zwischen beiden Formaten ist, dass in ODS die Daten in Objekten gespeichert sind.

Aus der ODS wird die μ ODS erstellt, die die wichtigsten zur Analyse benötigten Daten enthält. Sie ist etwa um einen Faktor zehn kleiner als die ODS, die normalerweise aus Speichergründen nur transient erzeugt wird. Bei der dritten Speicherebene handelt es sich um den HAT (H1 Analysis Tag), eine Art Steckbrief zu jedem Ereignis, in dem die wichtigsten kinematischen Größen wie z.B. Q^2 oder y oder auch die Anzahl bestimmter Teilchenkandidaten gespeichert ist. HAT dient dazu, eine schnelle Vorselektion der zu untersuchenden Ereignisse zu ermöglichen.

Alle Run-abhängigen Größen, insbesondere Kalibrationskonstanten für dE/dx -Korrekturen sind in Datenbanken im BOS-Format in der Oracle DB gespeichert. Damit h1oo beim Programmdurchlauf nicht ständig auf diese Datenbanken zugreifen muss, was die Laufzeit vergrößern würde, werden die wichtigsten Informationen in eine sogenannte Snapshot-Datei im Root-Format kopiert. Diese wird im Allgemeinen für jede neue h1oo-Version neu angelegt.

Innerhalb der ODS werden die Spurdaten eines bestimmten Teilchens in Form von Objekten spezieller Klassen gespeichert. Mutterklasse für Spuren im ODS-Format ist die Klasse *H1Track*. Von dieser leiten sich zunächst die Klassen für vertexgefittete und nicht vertexgefittete Spuren ab, von denen wiederum Klassen für Spuren mit speziellen Eigenschaften abstammen. Man unterscheidet z.B. Spuren, die in der CJC detektiert werden und die deshalb in den Klassen *H1CentralTrack* bzw. *H1CentralFittedTrack* gespeichert werden, von Spuren in Vorwärtsrichtung oder kombinierten Spuren, die sowohl in der CJC als auch im FTD gemessen werden. Für jede Spur wird jetzt ein Objekt dieser Klasse angelegt, das die Informationen über diese Spur als Daten-Member enthält. Grundsätzlich gibt es zu jedem vertexgefitteten Spurobjekt ein korrespondierendes nicht vertexgefittetes Spurobjekt. Der gemessene dE/dx -Wert wird für CJC-Spuren in den Objekten der Klasse *H1CentralTrack* gespeichert.

Auf μ ODS-Level hat man dagegen H1PartSelTrack-Objekte für alle Arten von vertexgefitteten Spuren. Bei der Konvertierung von ODS zu μ ODS greift die Füllerklasse *H1CreateSelTracks* auf die Daten der verschiedenen H1Tracks zu und füllt damit die Daten-Member der neu angelegten PartSelTrack-Objekte.

²⁵Data Summary Tape

Die Routinen für die Korrekturen des gemessenen dE/dx -Wertes sind in einer eigenen Klasse *H1Dedx* implementiert. Auf sie können die anderen Klassen zugreifen. Im Rahmen dieser Arbeit musste jedoch die Art und Weise, wann und wie sie dies tun, verändert werden. Mit diesen Änderungen befasst sich der nächste Abschnitt.

A.2 Implementierung

Der grundlegende Unterschied zwischen den älteren Korrekturen für HERA I-Daten und den neuimplementierten für HERA II ist der, dass bei den ersten nicht zwischen Teilchen mit verschiedenen Massen unterschieden wird. Man findet für jeden Spur mit gleichen Impuls den gleichen Korrekturfaktor, unabhängig davon, ob die Spur zu einem Pion oder Proton gehört. Aus diesem Grund war es unter HERA I möglich, den gemessenen, unkorrigierten dE/dx -Wert schon beim Füllen der H1PartSelTrack-Daten beim Erstellen der μ ODS zu korrigieren. Dabei hat die Klasse *H1CreateSelTracks* auf den unkorrigierten dE/dx -Wert des H1CentralTracks zugegriffen, die Korrekturfunktion der Klasse *H1Dedx* aufgerufen und den korrigierten Wert in das entsprechende Daten-Member des H1PartSelTracks geschrieben.

Ganz anders sieht es bei den neuen Korrekturen aus. Hier wird bei der Berechnung des Korrekturfaktors auf den Referenzwert für eine bestimmte Teilchenmasse zurückgegriffen (siehe Abschnitt 5.4). Dies macht eine Anwendung der Korrekturen nach dem oben geschilderten Prinzip natürlich unmöglich, da man beim Erstellen der μ ODS noch keine Hypothese für die Identität des Teilchens hat.

Um dieses Problem zu lösen, wurde im Laufe der h100-Entwicklungsserie 3.0.x das Daten-Member *fDedx* in H1PartSelTrack für den korrigierten dE/dx -Wert durch die beiden Daten-Member *fRawDedx* und *fCorDedx* ersetzt. Im ersten davon wird sowohl für HERA I als auch für HERA II-Daten der unkorrigierte dE/dx -Wert gespeichert, also direkt der Wert des CentralTracks übernommen. In *fCorDedx* wird für HERA I-Daten der korrigierte Wert gespeichert, wie es auch schon in den älteren Versionen von h100 der Fall war. Für HERA II-Daten wird *fCorDedx* zunächst auf den Wert -1 gesetzt.

Hat man nun in der eigenen Analyse eine bestimmte Hypothese über die Identität des Spurteilchens (das Teilchen kann z.B. der Kaonkandidat in einem D^* -Zerfall sein), kann man nun aus seinem eigenen Analyseprogramm die Korrekturfunktion für das entsprechende Teilchen aufrufen. Um den Teilchentyp anzugeben ist in *H1Dedx* der Aufzählungstyp *H1Dedx::kParticle* definiert, der die Werte „kElectron“, „kMuon“, „kPion“, „kKaon“, „kProton“ oder „kDeuteron“ annehmen kann.

Als Argument wird dann selbstverständlich neben dem Impuls und der Teilchenhypothese auch der unkorrigierten dE/dx -Wert benötigt. Alle als Argumente benötigten Größen sind im zur Spur gehörenden PartSelTrack-Objekt abgespeichert.

Eine Alternative zu dieser Implementierung, die zunächst in Betracht gezogen wurde, wäre gewesen, für die sechs verschiedenen Teilchentypen jeweils ein Daten-Member einzuführen, so dass für alle Teilchenhypothesen bereits der passende dE/dx -Wert in μ ODS gespeichert gewesen wäre. Dies hätte zwar die Laufzeit der Analyseprogramme verkürzt, die Größe der μ ODS jedoch unnötig aufgebläht.

Die Parameter für die Korrekturen sind in der CJDC-Bank gespeichert, die in die Snapshot-Datei ab Version 3.0.10 übernommen wurde.

A.3 Anwendung der Korrekturen im eigenen Analyseprogramm

Alle Funktionen – korrigierter dE/dx -Wert, dE/dx -Auflösung, Wahrscheinlichkeit, und normierte Wahrscheinlichkeit – lassen sich mit den entsprechenden Funktionen der Klasse *H1PartSelTrack* aufrufen, die dann ihrerseits die zuständigen Funktionen der Klasse *H1Dedx* aufrufen. Selbstverständlich kann man aber auch die Funktionen der Klasse *H1Dedx* direkt ansprechen, wobei man aber in diesem Fall im Allgemeinen mehr Argumente angeben muss. Auch in *H1CentralFittedTrack* wurde eine Funktion zum Aufrufen des korrigierten dE/dx -Wertes integriert, die auf *H1Dedx* zugreift. Zusätzlich stehen in *H1Dedx* auch Funktionen zur Verfügung, mit denen man die zeitabhängige Gasverstärkung oder den dE/dx -Referenzwert für ein bestimmtes Teilchen bei einem bestimmten Impuls erhalten kann.

Zum Aufrufen der normierten Wahrscheinlichkeiten sind in *H1PartSelTrack* zwei Funktionen *GetDedxNLH* implementiert. Einmal werden die Teilchenflüsse als ein Array von normalen Gleitkommazahlen *Float_t* als Argument verlangt, bei der anderen als Array aus Gleitkommazahlen mit doppelter Genauigkeit *Double_t*. Bei der letzteren sind die Flüsse per Standardargument auf null gesetzt. Man kann also seine Flüsse als *Float_t*- oder *Double_t*-Array angeben. Beide Funktionen rufen letztendlich die Funktion *H1Dedx::GetNLH* auf. Gibt man keine Flüsse an, so werden von dieser Funktion die hadronischen Flüsse

$$f_e : f_\mu : f_\pi : f_K : f_p : f_d = 0 : 0 : 16,99 : 2,242 : 1,048 : 0 \quad (\text{A.1})$$

benutzt.

Die Funktion *GetDedxResolution(nHitDedx, phi, charge, part)* ruft für HERA I- und HERA II-Daten verschiedene Funktionen auf. Die Argumente *phi* und *charge* werden dabei nur für HERA I benötigt, *part* wird nur von der für HERA II-Daten zuständigen Funktion benutzt. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist für alle Teilchensorten derselbe Parameter für die Auflösung in der CJDC-Bank gespeichert, insofern ist das Argument *part* momentan überflüssig. Jedoch ist es bei dieser Implementierung kein Problem, wenn zu einem späteren Zeitpunkt verschiedenen Werte für die verschiedenen Teilchentypen in diese Bank gefüllt werden, sobald diese verfügbar sind.

Alle Funktionen, die nicht privat-geschützt sind, sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Die Argumente sind dabei in Kurzform angeführt. Ihre Bedeutung und ihr Datentyp sind in der nachfolgenden Tabelle A.2 aufgelistet.

H1PartSelTrack

GetDedx(part=kPion, AlwaysHera2=kFalse)
 GetRawDedx()
 GetDedxLikelihood(part)
 GetDedxNLH(part, Double_t *fluxes=0)
 GetDedxNLH(part, Float_t *fluxes)

H1CentralFittedTrack

GetCorrectedDedx(part=kPion, AlwaysHera2=kFalse)

H1Dedx

GetDedxCorHera1(dEdxODS, trackMom, nonVtxTrack, charge, trackStart, trackEnd)
 GetDedxCorHera2(dEdxUncor, trackMom, part)
 GetDedxRef(momentum, part)
 GetDedxRefHera1(momentum, part)
 GetDedxRefHera2(momentum, part)
 GetDedxResolution(nHitDedx, phi, charge, part)
 GetGain()
 GetLikelihood(part, dedx, dDedx, momentum, dMomentum)
 GetNLH(part, dedx, dDedx, momentum, dMomentum, Double_t *fluxes)

Tabelle A.1: Öffentliche dE/dx -Funktionen, die im Rahmen dieser Arbeit in h100 implementiert oder verändert wurden

Argument	Bedeutung	Typ
part	Teilchenhypothese	H1Dedx::kParticle (enum)
alwaysHera2	immer Korrekturen nach dem Schema von Klaus Kleinwort verwenden?	Bool_t
fluxes	Produktionszahlverhältnis für die verschiedenen Teilchen	Float_t / Double_t
dedxODS	unkorrigierter dE/dx -Wert	Float_t
dedxUncor	= dedxODS	
trackMom	Impulsvektor der Vertex-gefitteten Spur	TVector3&
nonVtxTrack	Impulsvektor der nicht Vertex-gefitteten Spur	TVector3&
charge	Ladung des Teilchens	Float_t
trackStart	Startradius der Spur	Float_t
trackEnd	Endradius der Spur	Float_t
momentum	= trackMom	
nHitDedx	Anzahl der CJC-Treffer für die dE/dx -Messung	Int_t
phi	Winkelkoordinate	Float_t
dedx	korrigierter dE/dx -Wert	Float_t
dDedx	dE/dx -Auflösung	Float_t
dMomentum	Impulsauflösung	Float_t

Tabelle A.2: Liste der Argumente, die beim Aufruf der dE/dx -Funktionen benötigt werden

Tabellenverzeichnis

2.1	Zerfallskanäle des D^0 -Mesons	8
5.1	Bethe-Bloch-Parameter	22
5.2	Parameter für dE/dx -Korrekturen	29
6.1	Zusammenfassung aller kinematischen Selektionskriterien	39
8.1	Wahl der Binunterteilung	55
8.2	Fehlerzusammenstellung	62
A.1	dE/dx -Funktionen	69
A.2	Argumente für dE/dx -Funktionen	69

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema eines inelastischen Streueignisses	4
2.2	Boson-Gluon-Fusion	6
3.1	Das HERA-Beschleunigersystem	10
3.2	Der H1-Detektor	12
3.3	Das Spurkammersystem des H1-Detektors	14
3.4	Schnitt durch das Spurkammersystem senkrecht zur Strahlachse	15
5.1	Verlauf der Bethe-Bloch-Kurven für verschiedene Teilchen	21
5.2	Landau-Verteilung des Energieverlustes (Skizze)	22
5.3	Feldverlauf in der Umgebung einiger Signaldrähte in der $r\phi$ -Ebene	23
5.4	Digitalisiertes Ladungssignal	24
5.5	Zeitabhängiger Verlauf der Gasverstärkung	27
5.6	θ -Abhängigkeit der Sättigungskorrektur	28
5.7	Test der dE/dx -Korrekturen an Myonen	33
5.8	Der gleiche Test der dE/dx -Korrekturen an Pionen	34
5.9	Relative Auflösung der dE/dx -Messung	35
5.10	Relative Auflösung nach Trefferzahl	36
6.1	Fragmentationsvariablen	40
6.2	NLH-Selektion	42
6.3	Δm -Verteilung nach der Selektion	43
6.4	Signalfit	44
7.1	Beitrag einzelner Ereignistypen	47

7.2	Reflexionen aus $D^* \rightarrow D^0 \pi_s$	48
7.3	Zerfälle des D^0 s in genau vier Teilchen mit Ladung	49
7.4	Signal und Untergrund	50
8.1	Kontrollverteilungen für die kinematischen Größen	53
8.2	Reinheit	55
8.3	Akzeptanzen, Effizienzen, Nachweiswahrscheinlichkeiten	57
8.4	Signalerhaltung in θ_K	59
8.5	Signalerhaltung in p_K	59
8.6	Effizienz der dE/dx -Identifikation	61
8.7	Δm -Verteilung vor und nach der dE/dx -Identifikation	61
8.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{t,D^*}$	63
8.9	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$	63
8.10	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dW$	64
8.11	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta$	64

Literatur

- [Adl99] C.Adloff et al. (H1 Collaboration) – Measurement of D^* meson cross sections at HERA and determination of the gluon density in the proton using NLO QCD, Nucl.Phys., B545, S.21 ff., 1999
- [Alt77] G.Altarelli, G.Parisi – Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl.Phys., B 126, S.298 ff., 1977
- [And83] B.Anderson et al. – Parton fragmentation and string dynamics, Phys.Rept., 97, S.31 ff.,1983
- [And93] B.Andrieu et al. (H1 Collaboration) – The H1 liquid argon calorimeter system, Nucl.Instr.Meth., A 336, S.460 ff., 1993
- [App97] R.Appuhn et al. (H1 Collaboration) – The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter, Nucl.Instr.Meth., A 386, S.397 ff., 1997
- [Bech05] F.Bechtel – Cross section measurments of D^* Production in the decay channel $D^{*\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ and search for a charmed pentaquark with the H1 Detector at HERA, Diplomarbeit, Humboldt Universität zu Berlin, August 2005
- [Ber06] C.Berger – Elementarteilchenphysik, Springerverlag, 2.Aufl.,2006
- [Blo98] V.Blobel, E.Lohrmann – Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner Verlag, 1998
- [Bev92] P.R.Bevington, D.K.Robinson – Data reduction and error analysis for the physical sciences, McGraw-Hill, 2.Auflage, 1992
- [Boe07] M.Böenig – Messung der D^* -Meson-Produktionsquerschnittes in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Experiment, Doktorarbeit, Universität Dortmund, April 2007
- [BMN03] V.Blobel, A.Meyer, B.Naroska – Elementarteilchenphysik, Notizen zur Vorlesung ES 2002/2003, Juni 2003
- [Bri06] M.Brinkmann, – Tracking Efficiency Studies with K^0 s, Vortrag im Tracking Group Meeting, 29.11.2006
- [Bri07] M.Brinkmann, – Track Efficiency from loopers, Vortrag im Heavy Flavour Meeting, 22.05.2007
- [Bue89] J.Bürger et al. – The Central Jet Chamber of the H1 Experiment, Nucl.Instr.and Meth.A.279, S.217 ff., 1989
- [CJC] Central Jet Chamber Homepage, <https://www-h1.desy.de/h1det/tracker/cjc/poster.html>, Version nach Update von 9.Juli 2002 von C.Kleinwort
- [Dok77] Y.L.Dokshitzer – Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- -Annihilation by Perturbative Theory in quantum chromodynamics, Sov.Phys.JETP 46, S.641 ff., 1977

- [Gai82] J.E.Gaiser – Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/Ψ and J/Ψ' , Doktorarbeit, Stanford, 1982
- [GEANT] GEANT 4-Website,
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [Gra78] P.Granet et al. – Inclusive Production Cross Sections of Resonances in 32 GeV/c K+p Interactions , Nucl.Phys., B 140, S.389 ff., 1978
- [Gri72] V.N.Gribov, L.N.Lipatov – Deep inelastic ep Scattering in Perturbative Theory, Sov.J.Nucl.Phys., 15, S.438 ff., 1972
- [Gru93] C.Grupen – Teilchendetektoren,
Spektrum Akademischer Verlag, 1993
- [H1Det] I.Abt et al. (H1 Collaboration) – The H1 Detector at HERA,
published in Nucl.Instr.and Meth.A.386, 1997
- [H1oo06] The H1 OO Group – The H1 OO Physics Analysis Project,
Oct.2006, Version 2.9.13
- [Hau92] M.Hausschild et al., Particle identification with the OPAL jet chamber,
Nucl.Instr.Meth., A 314, S.74 ff., 1992
- [Jon78] L.M.Jones and H.W.Wyld – Charmed-particle production by photon-gluon fusion,
Phys.Rev.,D 17, S.759 ff., 1978
- [Jun06] H.Jung – The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering,
version 3.1, August 2006 und Website: <https://www.desy.de/~jung/rapgap>
- [Kle04] C.Kleinwort – CJC dE/dx 2004, Vortrag im H1 tracking group meeting,
14.Oktober 2004
- [Kle05] C.Kleinwort – CJC dE/dx, Vortrag im H1 tracking group meeting,
28.Juni 2005
- [Kle06] C.Kleinwort – Bereitstellung der Korrekturfunktionen und mündliche Beratung,
2006/07
- [Lan44] L.D.Landau – On the energy loss of fast particles by ionization,
J.Phys. 8 201, 1944
- [Leo87] W.R.Leo – Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987
- [Loh05] E.Lohrmann – Hochenergiephysik,
Teubner-Verlag, 5.Aufl., 2005
- [PDG06] Particle Data Group Collaboration, W.-M.Yao et al., Review of particle physics,
J.Phys., G33, 1 ff., July 2006
- [Pet83] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.M.Zerwas – Scaling Violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra, Phys.Rev., D27, S.105 ff., 1983
- [PR02] E.Weinberg, D.Nordstrom, Physical Review D, particles and fields
American physical society, S.256, July 2002

LITERATUR

- [Pit00] D.Pitzl et Alt. – The Silicon Vertex Detector,
Nucl.Instr.Meth., A 454, S.334 ff., 2000
- [Root] Offizielle Root-Homepage,
<http://root.cern.ch>
- [Ste84] R.M.Sternheimer, M.J.Berger, S.M.Seltzer – Density effect for ionization loss of
charged particles in various substances, At.Data and Nucl.Data Tables 30, S.262 ff.,
1984
- [Ste99] J.Steinhardt – Die Messung des totalen $c\bar{c}$ -Photoproduktions-Wirkungs-
querschnittes durch Rekonstruktion von Λ_c -Baryonen unter Verwendung der ver-
besserten dE/dx -Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA,
Dissertation, Univ. HH, April 1999
- [Urb04] M.C.Urban – The new CIP2k z-Vertex Trigger for the H1 Experiment at HERA,
Doktorarbeit, Universität Zürich, 2004
- [Ver06] W.Verkerke, D.Kirkby – RooFit Users Manual v2.07, zu finden unter
<http://roofit.sourceforge.net>, Jan.2006
- [WikFr] PhysikWiki-Portal der Universität Frankfurt am Main,
<http://wiki.physik.uni-frankfurt.de/index.php/Verteilung>