Technische Universität München

Max-Planck-Institut für Physik
– Werner-Heisenberg-Institut –

Messung charminduzierter Zweijetereignisse in tief inelastischer *ep*-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Sebastian Schmidt

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:		Univ.-Prof. Dr. Andrzej J. Buras
Prüfer der Dissertation:		
	1.	Hon.-Prof. Dr. Gerd Buschhorn
	2.	Univ.-Prof. Dr. Stephan Paul

Die Dissertation wurde am 13.05.2004 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 18.08.2004 angenommen.

Zusammenfassung

Eine Messung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Zweijetereignissen, die mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziiert sind, in tief inelastischer Streuung (DIS) wird vorgestellt. Hierzu werden Daten ausgewertet, die vom H1-Experiment am Elektron-Proton-Beschleuniger HERA in einem kinematischen Bereich gewonnen wurden, der durch die DIS-Variablen $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $0{,}05 \leq y \leq 0{,}7$ definiert ist. In diesem kinematischen Bereich beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen im sichtbaren Bereich, der durch den Transversalimpuls und die Pseudorapidität des $D^{*\pm}$-Mesons $1{,}5 \leq p_t \leq 15\,\mathrm{GeV}$ und $|\eta| \leq 1{,}5$ gegeben ist, $7{,}12 \pm 0{,}21\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}98\,(\mathrm{syst.})$ nb. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen, die mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziiert sind, mit einer minimalen Transversalenergie der führenden Jets im Breitsystem von $E_{t,\mathrm{jet}\,1}^{\mathrm{Breit}} > 4\,\mathrm{GeV}$ und $E_{t,\mathrm{jet}\,2}^{\mathrm{Breit}} > 3\,\mathrm{GeV}$ und einer Pseudorapidität im Laborsystem von $-1 < \eta_{\mathrm{jet}\,1,2}^{\mathrm{lab}} < 2{,}5$ ergibt sich zu $1{,}64 \pm 0{,}12\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}24\,(\mathrm{syst.})$ nb. Weiterhin werden differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen, um die Observablen $E_t^{\max}$, $\Delta\eta$, x_γ^{obs} und x_g^{obs} zu studieren. Die Messungen werden mit Vorhersagen von NLO-Rechnungen, die auf dem DGLAP-Modell basieren, und mit denen des CCFM-Modells verglichen.

Abstract

A measurement of the dijet production cross section associated with a $D^{*\pm}$ meson is presented. Deep-inelastic scattering (DIS) data collected by the H1 experiment at the electron-proton collider HERA, have been analyzed in a kinematical range defined by the DIS variables $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ and $0.05 \leq y \leq 0.7$. In this kinematic range the cross section for the production of $D^{*\pm}$ mesons in the visible range defined by the transverse momentum and the pseudorapidity of the $D^{*\pm}$ meson $1.5 \leq p_t \leq 15\,\mathrm{GeV}$ and $|\eta| \leq 1.5$ is found to be $7.12 \pm 0.21\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.98\,(\mathrm{syst.})$ nb. The cross section for the production of dijets associated with a $D^{*\pm}$ meson with a minimal transverse energy of the leading jets in the Breit frame of $E_{t,\mathrm{jet}\,1}^{\mathrm{Breit}} > 4\,\mathrm{GeV}$ and $E_{t,\mathrm{jet}\,2}^{\mathrm{Breit}} > 3\,\mathrm{GeV}$ and pseudorapidity in the laboratory frame $-1 < \eta_{\mathrm{jet}\,1,2}^{\mathrm{lab}} < 2.5$ is found to be $1.64 \pm 0.12\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.24\,(\mathrm{syst.})$ nb. Furthermore, differential cross sections are measured in the observables $E_t^{\max}$, $\Delta\eta$, x_γ^{obs} and x_g^{obs}. The measurements are compared with the predictions of NLO calculations based on the DGLAP model and of the CCFM model.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Theoretische Grundlagen **5**

1.1 Kinematik der tief inelastischen Streuung 5
1.2 Theoretische Modelle 7
1.2.1 Formalismus der ep-Streuung 8
1.2.2 Quark-Parton-Modell 9
1.2.3 Quantenchromodynamik 9
1.2.4 DGLAP-Formalismus 10
1.2.5 BFKL-Formalismus 13
1.2.6 CCFM-Ansatz 14
1.3 Produktion von Charmquarks bei HERA 14
1.4 Partonschauer 16
1.5 Hadronisierung 17
1.5.1 Cluster-Fragmentation 17
1.5.2 Lund-String-Modell 17
1.5.3 Peterson-Fragmentation 18
1.6 Radiative QED-Korrekturen 19
1.7 QCD-Vorhersagen 20
1.7.1 HVQDIS 21
1.8 Ereignisgeneratoren 21
1.8.1 RAPGAP 23
1.8.2 HERWIG 24
1.8.3 CASCADE 24

2 Experimenteller Aufbau **25**

2.1 HERA 25
2.2 H1-Detektor 27
2.3 Zentrale Spurkammern 29
2.3.1 Zentrale Jetkammern 31
2.3.2 Zentrale z-Kammern 31

2.3.3 Zentraler Siliziumspurdetektor 31
2.3.4 Zentrale Proportionalkammern 32
2.4 Vordere Spurkammern 32
2.5 Spurrekonstruktion 33
2.6 Zentrales Kalorimeter 34
2.7 Rückwärtiges Kalorimeter 35
2.8 Rückwärtige Driftkammer 37
2.9 Trigger 37
2.9.1 Triggerebene 1 37
2.9.2 Triggerebene 2 38
2.9.3 Triggerebene 4 38
2.10 Luminositätsmessung 39

3 Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen 41
3.1 Ereignisselektion und Luminosität 41
3.2 Trigger 43
3.2.1 Ebene 1 43
3.2.2 Ebene 4 51
3.3 Selektion tief inelastischer Ereignisse 52
3.3.1 Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts 53
3.3.2 Nachweis des gestreuten Elektrons 53
3.3.3 Effizienz der rückwärtigen Driftkammer 57
3.3.4 Rekonstruktion der kinematischen Größen 58
3.3.5 Kinematischer Bereich 60
3.4 Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen 60
3.4.1 Methode 62
3.4.2 Sichtbarer Bereich 63
3.4.3 Qualitätsschnitte 63
3.4.4 Schnitte zur Reduktion des Untergrundes 64
3.4.5 Teilchenidentifizierung 65
3.4.6 Simulation der zentralen Spurkammern 68
3.4.7 Systematische Fehler der Spurselektionseffizienz 71

4 Messung von $D^{*\pm}$-Mesonen 81
4.1 Extraktion des Signals 81
4.1.1 Statistische Subtraktion des Untergrundes 83
4.1.2 Anpassung der Δm-Verteilung 85
4.1.3 Anpassung der $m_{K\pi}$-Verteilung 87
4.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten 87
4.3 Systematische Unsicherheiten 90
4.3.1 Experimentelle Unsicherheiten 90

4.3.2 Theoretische Unsicherheiten 96
4.4 Totaler Wirkungsquerschnitt 96
4.5 Differentielle Wirkungsquerschnitte 97

5 Selektion von Ereignissen mit Jets 113
5.1 Objekte des hadronischen Endzustandes 114
5.1.1 Rekonstruktion der Objekte 114
5.1.2 Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters 117
5.2 Bezugssystem 120
5.3 Jetalgorithmus 121
5.4 Hadron- und Detektorebene 124
5.5 Definition der Jetselektion 124

6 Messung von Jets 133
6.1 Parton-, Hadron- und Detektorebene 133
6.2 Systematische Unsicherheiten 134
6.3 Totaler Wirkungsquerschnitt 139
6.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte 142

7 Produktionsmechanismen von Charm 155
7.1 Produktionsmechanismen von Charm 155
7.2 Approximation der Quarks durch Jets 156
7.3 Messung von x_γ^{obs} 162
7.4 Messung von x_g^{obs} 166

Zusammenfassung und Ausblick 173

Einleitung

Bis jetzt ist das so genannte Standardmodell die erfolgreichste Theorie, um die grundlegenden Bestandteile der Materie und ihre Wechselwirkung zu beschreiben. Innerhalb der letzten Jahre wurde es ausführlichen Tests unterzogen. Allerdings kann die starke Wechselwirkung nur teilweise beschrieben werden, da ihre Kopplungskonstante mit abnehmendem Impulsübertrag ansteigt. Die Gültigkeit störungstheoretischer Ansätze ist deshalb auf die Fälle beschränkt, in denen die Kopplungskonstante klein ist.

Der Elektron-Proton-Beschleuniger HERA wurde gebaut, um die Struktur des Protons zu studieren. Die Untersuchung der Wechselwirkungsprodukte der Kollisionen von Elektronen und Protonen ermöglichen ein detailliertes Verständnis für den Aufbau des Protons aus Partonen und erlaubt gleichzeitig, die Quantenchromodynamik (QCD) als Theorie der Wechselwirkung zwischen den Partonen zu testen. Durch die hohe Schwerpunktsenergie bei HERA sind die Komponenten des Protons aufgelöst und die stattfindenden Wechselwirkungen können durch perturbative QCD (pQCD) beschrieben werden.

Eine interessante Möglichkeit, um perturbative QCD zu überprüfen, ist die Produktion von schweren Quarks, weil deren Masse ebenso wie der Viererimpulsübertrag in tief inelastischer Streuung (DIS) eine für die Anwendung der Störungsrechnung notwendige harte Skala bietet. In dieser Arbeit wird speziell der Erzeugungsmechanismus des Charmquarks, also des leichtesten schweren Quarks, bei HERA untersucht. Dieses wird am häufigsten von allen schweren Quarks erzeugt und lässt sich im Detektor gut durch Zerfallsprodukte von Hadronen mit Charminhalt nachweisen.

Im kinematischen Regime der tief inelastischen Streuung findet die Produktion von Charmquarks in führender Ordnung QCD durch Boson-Gluon-Fusion (BGF) statt. Dabei wechselwirken das vom Elektron abgestrahlte Photon, beziehungsweise bei so genannten aufgelösten Prozessen eine seiner Konstituenten, mit einem Gluon aus dem Proton. Ein direkter Zugang zur Gluondichte im Proton ist somit möglich.

Bei der BGF werden stets ein Charmquark und ein Anti-Charmquark erzeugt, wobei eine vollständige Untersuchung des Produktionsprozesses nur möglich ist, falls beide rekonstruiert werden. Auf Grund der kleinen Verzweigungsverhältnisse für die geeigneten Zerfallskanäle und der begrenzten Rekonstruktionseffizienz ist die Wahrscheinlichkeit klein, dass die Rekonstruktion für beide Charmquarks über den Nachweis von Hadronen mit einem Charmquark als Konstituenten gelingt.

Deshalb werden in dieser Analyse neben den Hadronen mit Charminhalt auch die Jets betrachtet, zu denen sich die Charmquarks während der Hadronisierung entwickeln. Mit ihrer Hilfe lässt sich ebenfalls die für eine Untersuchung der Quarks notwendige Verknüpfung zwischen den durch Fragmentation entstehenden Hadronen und den primären Partonen herstellen.

In der vorliegenden Analyse wird zunächst mit den in den Jahren 1999 und 2000 vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in DIS gemessen. Dazu wird der so genannten goldenen Zerfallskanal $D^{*\pm} \rightarrow \overset{(-)}{D}{}^0 \pi_s^\pm \rightarrow (K^\mp \pi^\pm)\, \pi_s^\pm$ benutzt. Der Phasenraum des beim Zerfall des $D^{*\pm}$-Mesons direkt entstehenden Pions ist stark eingeschränkt, weshalb es als langsames (*slow*) Pion π_s bezeichnet wird. Anstelle der invarianten Masse des $K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm$-Systems wird die Differenz zur invarianten Masse des $K^\mp\pi^\pm$-Systems betrachtet, was zu einer erheblich verbesserten Auflösung führt.

Durch die im Vergleich zu früheren Messungen des H1-Experiments [1, 2, 3] verbesserte Statistik können deren Aussagen mit höherer Signifikanz verifiziert werden.[1] Neben dem totalen werden differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion der kinematischen Variablen und in Abhängigkeit von Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons gemessen. Diese werden dazu benutzt, die auf unterschiedlichen Modellen basierenden Vorhersagen der pQCD für die Produktion von Charmquarks bei HERA zu überprüfen. Außerdem werden die Resultate den Simulationen von Prozessen in führender Ordnung gegenübergestellt.

In der früheren H1-Messung [1] wurden in einigen Bereichen des Phasenraums Abweichungen zwischen den gemessenen Wirkungsquerschnitten und den Modellvorhersagen beobachtet. Um diese Abweichungen näher zu untersuchen, werden doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen. Zudem wird der in früheren Messungen nicht berücksichtigte Beitrag aufgelöster Prozesse zum Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen untersucht.

Weiterhin werden Ereignisse betrachtet, in denen sowohl ein $D^{*\pm}$-Meson als auch zwei Jets rekonstruiert werden. Es wird gezeigt, dass sich einer der Jets mit dem bereits über das $D^{*\pm}$-Meson detektierten Charmquark assozi-

[1] Vergleichbare Messungen des ZEUS-Experiments findet man in [4], [5] und [6].

ieren lässt. Der zweite ist die experimentelle Signatur des anderen Charmquarks. Es werden der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Meson sowie differentielle Wirkungsquerschnitte bezüglich der Jetobservablen $E_t^{\max}$, der Transversalenergie des führenden Jets, und $\Delta\eta$, der Differenz der Pseudorapiditäten der beiden führenden Jets, gemessen und ebenfalls mit den Vorhersagen der oben angesprochenen Modellen verglichen.

Um den Anteil aufgelöster Prozesse am Wirkungsquerschnitt zu untersuchen, wird die Observable x_γ^{obs} betrachtet, die angibt, welcher Anteil des Photonimpulses an der harten Wechselwirkung teilnimmt. Die Observable x_g^{obs} hingegen beschreibt, welcher Anteil des Protonimpulses am harten Subprozess beteiligt ist. Über sie lässt sich direkt auf die Gluondichte im Proton schließen.

Eine derartige Analyse ist experimentell schwierig: Obwohl bei der Rekonstruktion der $D^{*\pm}$-Mesonen die Spur eines der Tochterteilchens – die des π_s – sehr kleine Transversalimpulse hat und damit in der Simulation schwer zu beschreiben ist, muss für eine präzise Messung die Rekonstruktionseffizienz genau bekannt sein. In dieser Analyse wird deshalb eine im Vergleich zu früheren Messungen verbesserte Simulation der zentralen Jetkammern eingesetzt.

Die Ereignisstatistik ist, obwohl sie im Vergleich zu früheren Analysen von $D^{*\pm}$-Mesonen stark zugenommen hat, absolut immer noch klein. Damit auch bei der Analyse von $D^{*\pm}$-assoziierten Zweijetereignissen noch statistisch signifikante Aussagen möglich sind, werden die Schnitte auf die minimale Transversalenergie der führenden Jets weniger hart gewählt, als in inklusiven Jetanalysen üblich. Zugleich wird eine für niedrige Energien optimierte Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes eingesetzt.

Diese Arbeit ist in sieben Kapitel gegliedert. Im ersten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Analyse diskutiert. Unter anderem wird ein Formalismus für die tief inelastische Streuung entwickelt und die Prinzipien der QCD sowie ihre Anwendung auf die tief inelastische Streuung in unterschiedlichen Modellen erläutert. Danach wird der Beschleunigerring HERA und der für diese Analyse benutzte Detektor H1 vorgestellt. In den beiden nächsten Kapiteln werden die Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen und die Resultate ihrer Messung diskutiert, in Kapitel 5 und 6 die Selektion der Jetanalyse und ihre Ergebnisse behandelt. Im letzten Kapitel 7 werden Observable untersucht, die direkten Aufschluss über die Produktionsmechanismen der Charmquarks geben können.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen für die in den späteren Kapiteln beschriebene experimentelle Messung. Zunächst wird kurz die kinematische Nomenklatur der tief inelastischen Streuung bei HERA[1] vorgestellt. Danach wird ein Überblick über die für die Beschreibung von Elektron[2]-Proton-(*ep*-)Streuprozessen und damit auch für die Protonstruktur verfügbaren Ansätze im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) gegeben. Weiter werden die der Charmproduktion bei HERA zu Grunde liegenden harten Prozesse diskutiert, ebenso wie die sich daran anschließende Fragmentation. Abschließend wird dargestellt, wie auf der QCD basierende Modelle in Ereignisgeneratoren umgesetzt werden, um mit ihnen sowohl Wirkungsquerschnitte vorherzusagen, als auch Rekonstruktionseffizienzen zu bestimmen.

1.1 Kinematik der tief inelastischen Streuung

In führender Ordnung erfolgt *ep*-Streuung durch den Austausch eines Eichbosons zwischen dem Elektron und einem Quark aus dem Proton. Generell lassen sich zwei Klassen von Ereignissen unterscheiden: Die erste, $ep \rightarrow eX$, bei der das ausgetauschte Boson neutral, also ein virtuelles Photon γ^* oder ein Z^0-Boson ist, wird als Neutraler Strom (*neutral current*, NC) bezeichnet. Die zweite, $ep \rightarrow \nu X$, bei der das auslaufende Lepton ein Neutrino ist, heißt Geladener Strom (*charged current*, CC). Die Wechselwirkung wird dabei von einem $W^{\pm}$-Boson vermittelt. In beiden Fällen kennzeichnet X den hadro-

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage.

[2] HERA kann sowohl mit Elektronen als auch mit Positronen betrieben werden. In dieser Arbeit bezeichnet der Begriff Elektron sowohl Elektronen als auch Positronen, falls beide Fälle nicht ausdrücklich unterschieden werden.

nischen Endzustand, zu dem auch der Protonrest (*proton remnant*) gehört. Letzterer besteht aus dem Teil des Protons, der nicht aktiv an der harten Wechselwirkung teilnimmt.

Abbildung 1.1 zeigt den Feynman-Graphen eines NC- oder CC-Ereignisses. Zusätzlich sind die für die Kinematik des Ereignisses interessanten Variablen eingetragen, die im Folgenden erläutert werden.

Die Kinematik eines ep-Ereignisses kann durch die unter Lorentztransformationen invarianten Größen Q^2, x und y beschrieben werden.

$$\begin{aligned} Q^2 &= -\mathbf{q}^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \\ y &= \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \end{aligned} \tag{1.1}$$

Dabei ist $\mathbf{q}$ der Viererimpuls des ausgetauschten Bosons, $\mathbf{k}$ der des ein- und $\mathbf{k}'$ der des auslaufenden Elektrons sowie $\mathbf{P}$ der des einlaufenden Protons.

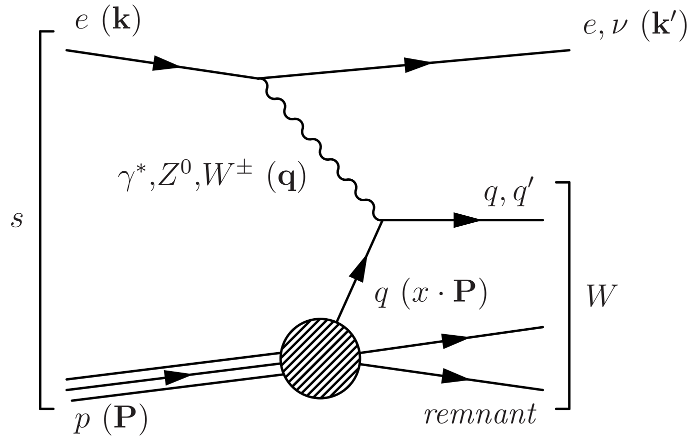

Abbildung 1.1: Kinematische Größen der ep-Streuung. Die Variablen sind im Text beschrieben.

Q^2 beschreibt den Grad der Virtualität des Photons. Innerhalb des Quark-Parton-Modells (vergleiche Abschnitt 1.2.2) kann die Bjorken-Skalenvariable x in einem System, in dem die Masse des Protons klein ist gegen seine Energie, interpretiert werden als Bruchteil des Protonimpulses, der vom wechselwirkenden Quark q getragen wird. Die Inelastizität y gibt im Ruhesystem des einlaufenden Protons den Bruchteil der Energie des einlaufenden Elektrons an, der bei der Streuung auf das Proton übertragen wird.

Für konstante Strahlenergien sind von den drei in den Gleichungen 1.1 definierten Variablen nur zwei unabhängig. Es besteht der Zusammenhang

$$Q^2 \quad = \quad xys, \tag{1.2}$$

wobei die Energie im Schwerpunktsystem $\sqrt{s}$ über

$$s \quad = \quad (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 \tag{1.3}$$

definiert wird. Gleichung 1.2 gilt unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmassen, weil dann

$$s \quad = \quad 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{P} = 4E_e E_p \tag{1.4}$$

erfüllt ist, wobei E_e die Energie des einlaufenden Elektrons und E_p die des einlaufenden Protons bezeichnet.

Es existieren zwei unterschiedliche kinematische Regimes, die sich durch die Virtualität des Photons Q^2 unterscheiden: Ereignisse mit $Q^2 \approx 0$ werden als Photoproduktion bezeichnet, solche mit $Q^2 > 0$ als tief inelastische Streuung. Experimentell wird letzteres Kriterium in dieser Analyse durch einen Schnitt $Q^2 \geq 2\,\mathrm{GeV}^2$ umgesetzt. Damit ist eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit für das gestreute Elektron gewährleistet.

Die Größe W ist die Energie im Schwerpunktsystem von Boson und Proton, die äquivalent zur invarianten Masse des hadronischen Endzustandes ist:

$$W^2 \quad = \quad (\mathbf{q} + \mathbf{P})^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + m_p^2 = ys - Q^2 + m_p^2. \tag{1.5}$$

Dabei ist m_p die Protonmasse.

1.2 Theoretische Modelle

Für die Beschreibung des harten Anteils der Wechselwirkung zwischen Austauschboson und Proton – und damit auch für die innere Struktur des Protons – wurden im Laufe der Zeit immer bessere und anspruchsvollere Modelle entwickelt. Dieser Abschnitt stellt, ausgehend von einer formalisierten Beschreibung der Wechselwirkung, zunächst das naive Quark-Parton-Modell vor. Danach werden die Grundzüge der Quantenchromodynamik (QCD) erläutert und ihre Anwendung in den DGLAP-, BFKL- und CCFM-Ansätzen dargestellt.

1.2.1 Formalismus der *ep*-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den neutralen Strom in tief inelastischer *ep*-Streuung kann allgemein als Funktion der Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ geschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{NC}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(xy^2F_1\left(x,Q^2\right) + (1-y)F_2\left(x,Q^2\right)\right), \tag{1.6}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante ist, die die Kopplungsstärke des ausgetauschten Photons an die elektrische Ladung des Elektrons angibt. Die Größen x, y und Q^2 wurden bereits in Abschnitt 1.1 definiert. In Gleichung 1.6 wurde der Anteil des Wirkungsquerschnitts, der vom Austausch eines Z^0-Bosons und von der Interferenz des Photonterms mit dem Z^0-Term stammt, nicht berücksichtigt, weil er für Impulsüberträge $Q^2 < 1000\,\mathrm{GeV}^2$ und damit in dieser Arbeit zu vernachlässigen ist.

Eine andere Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts verwendet die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ und die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{NC}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)F_2\left(x,Q^2\right) - \frac{y^2}{2}F_L\left(x,Q^2\right)\right), \tag{1.7}$$

wobei $F_L(x, Q^2)$ durch

$$F_L\left(x,Q^2\right) = F_2\left(x,Q^2\right) - 2xF_1\left(x,Q^2\right) \tag{1.8}$$

definiert ist. Der Vorteil dieser Darstellung wird deutlich, wenn der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung des virtuellen Photons γ^* mit dem Proton in zwei Anteile $\sigma_{\parallel}^{\gamma^*p}$ und $\sigma_{\perp}^{\gamma^*p}$ aufgespalten wird, die einem longitudinal und einem transversal polarisierten virtuellen Photon entsprechen:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{NC}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{\alpha}{xQ^2\pi}\left(\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\sigma_{\perp}^{\gamma^*p} + (1-y)\,\sigma_{\parallel}^{\gamma^*p}\right). \tag{1.9}$$

Es gilt dann

$$\begin{aligned} F_L\left(x,Q^2\right) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\sigma_{\parallel}^{\gamma^*p} \\ 2xF_1\left(x,Q^2\right) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\sigma_{\perp}^{\gamma^*p} \\ F_2\left(x,Q^2\right) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\left(\sigma_{\parallel}^{\gamma^*p} + \sigma_{\perp}^{\gamma^*p}\right). \end{aligned} \tag{1.10}$$

Analog zu F_2, das den inklusiven Wirkungsquerschnitt beschreibt, können auch F_2^c und F_2^b definiert werden. Diese Größen beschreiben die Produktion von Charm- und Beautyquarks. Das Verhältnis von F_2^c zum inklusiven F_2 steigt von etwa 10 % bei $Q^2 = 1{,}5\,\mathrm{GeV}^2$ und $x \approx 10^{-4}$ auf mehr als 25 % für $Q^2 \leq 25\,\mathrm{GeV}^2$ und $x \leq 5 \cdot 10^{-4}$ [1]. Der Anteil von F_2^b beträgt etwa 1–2 % [7, 8].

1.2.2 Quark-Parton-Modell

Das einfachste Modell des wechselwirkenden Protons ist das Quark-Parton-Modell (QPM). Die Quarks werden als punktförmig und quasifrei angenommen und durch Quark- und Antiquark-Verteilungsfunktionen $q_i(x)$ und $\bar{q}_i(x)$ beschrieben. Die Strukturfunktionen ergeben sich in diesem Formalismus zu

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 x \left(q_i(x) + \bar{q}_i(x)\right) \qquad (1.11) \\ F_L(x) &= 0. \end{aligned}$$

Dabei laufen die Summen i über alle aktiven Quarks mit $m_q < Q^2$. e_i ist die Ladung des Quarks i in Einheiten der Elementarladung e. Die Verteilungsfunktionen $q_i(x)$ und $\bar{q}_i(x)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark oder Antiquark i mit einem Protonimpulsanteil innerhalb des Intervalls $[x, x + \mathrm{d}x[$ zu finden. Weil zu den Annahmen des Quark-Parton-Modells gehört, dass tief inelastische Streuung eines Elektrons am Proton eine elastische Streuung des Elektrons an den quasi-freien, strukturlosen Quarks ist, hängen die Strukturfunktionen für dieses Modell nicht vom Impulsübertrag Q^2 sondern nur von x ab. Dieses Verhalten wird als Skaleninvarianz [9] bezeichnet und wurde experimentell zunächst bestätigt [10]. Durch die Erhöhung der Messgenauigkeit und die Erweiterung des zugänglichen kinematischen Bereichs wurde später allerdings deutlich, dass die Skaleninvarianz nicht vollständig erfüllt ist [11, 12]. Bei HERA kann für einen festen Wert von x für zunehmendes Q^2 ein Anstieg von F_2 beobachtet werden. Je kleiner x gewählt wird, bei desto kleineren Werten von Q^2 tritt er auf. Dies ist dadurch zu erklären, dass, wenn Q^2 zunimmt, das ausgetauschte Photon zwischen immer kleineren Fluktuationen innerhalb des Protons unterscheiden kann.

1.2.3 Quantenchromodynamik

Heute erfolgt die Beschreibung des Protonaufbaus im Rahmen des Standardmodells mithilfe einer nicht-abelschen Eichtheorie, der Quantenchromodynamik (QCD). Die QCD ist die Feldtheorie der starken Wechselwirkung, die durch den Austausch von Gluonen vermittelt wird. Quarks und Gluonen haben einen zusätzlichen, nicht-klassischen Freiheitsgrad, die Farbe. Es gibt drei Farben und die entsprechenden Antifarben. Quarks tragen nur eine Farbe (r, g oder b), Gluonen hingegen sind zweifarbig (zum Beispiel $b\bar{r}$) und können somit auch an andere Gluonen koppeln. Dies ist ein fundamentaler Unterschied zur Quantenelektrodynamik (QED), in der eine Wechselwirkung der Photonen untereinander nicht stattfindet. Eine Konsequenz der Kopplung der Gluonen untereinander ist der logarithmische Anstieg der starken Kopplungskonstanten α_s mit abnehmendem Impulsübertrag Q^2. Nach der Renormierung unter Verwendung einer Renormierungsskala μ_R gilt

$$\alpha_s\left(Q^2\right) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln\left(Q^2/\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}\right)} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln^2\left(Q^2/\Lambda^2_{\mathrm{QCD}}\right)}\right), \tag{1.12}$$

wobei Λ_{QCD} eine experimentell zu bestimmende Konstante ist. Die Variable n_f gibt die Anzahl der aktiven Quarks mit $m_q < Q^2$ an. Für $Q^2 \rightarrow \Lambda^2_{\mathrm{QCD}}$ gilt $\alpha_s \rightarrow \infty$, so dass spätestens dann der störungstheoretische Ansatz, der zu obiger Gleichung führt, versagt. Dieses Verhalten, das dazu führt, dass freie Quarks nicht beobachtet werden können, heißt Confinement. Für $Q^2 \rightarrow \infty$ hingegen gilt $\alpha_s \rightarrow 0$, was als asymptotische Freiheit bezeichnet wird.

Da die Anwendung von Störungsrechnung in der QCD also auf harte Prozesse (entsprechend kurze Reichweiten der Wechselwirkung) beschränkt ist, bietet es sich an, Wirkungsquerschnitte entsprechend dem Faktorisierungstheorem der QCD [13] durch eine Faltung des Matrixelements des harten Prozesses mit universellen Partondichten (PDF) zu berechnen. In die Partondichten werden alle weichen Prozesse innerhalb des Protons absorbiert. Sie müssen experimentell bestimmt werden, beschreiben das Proton dann aber unabhängig von der harten Wechselwirkung. Die Abgrenzung des störungstheoretisch zugänglichen Bereichs vom Bereich der harten Wechselwirkung wird durch die Einführung einer Faktorisierungsskala μ_F realisiert, die im Idealfall keinen Einfluss auf berechnete physikalische Observablen hat. Oft wird $\mu_F = \mu_R$ gewählt.

1.2.4 DGLAP-Formalismus

Durch die Anwendung von Störungsrechnung in $\ln Q^2$ kann die Entwicklung der Partondichten von Quarks $q_i\left(x, Q^2\right)$ und Gluonen $g\left(x, Q^2\right)$ von einer Skala Q_0^2 zu höherem Q^2 hin vorhergesagt werden. Dies geschieht über die

DGLAP[3]-Gleichungen [14]:

$$\frac{\partial q_i(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi}\left[P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) q_i\left(\xi,Q^2\right) + P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) g\left(\xi,Q^2\right)\right],$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int\limits_x^1 \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi}\left[\sum_i P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) q_i\left(\xi,Q^2\right) + P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) g\left(\xi,Q^2\right)\right]. \tag{1.13}$$

Dabei läuft der Index i über alle Quark- und Antiquarkflavour.

Die Aufspaltungsfunktionen (*splitting functions*) $P_{ab}\left(z\right)$ geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Parton b ein Parton a abstrahlt, das den Bruchteil z seines longitudinalen Impulses wegträgt. Die zugehörigen Feynman-Graphen sind in Abbildung 1.2 skizziert.

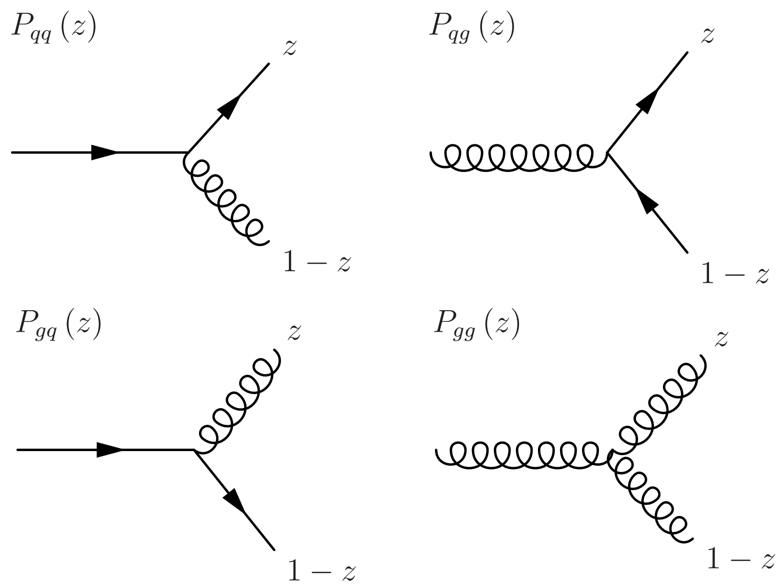

Abbildung 1.2: Feynman-Graphen der den Aufspaltungsfunktionen $P_{qq}\left(z\right)$, $P_{qg}\left(z\right)$, $P_{gq}\left(z\right)$, $P_{gg}\left(z\right)$ zu Grunde liegenden Prozesse.

Diese Gleichungen stellen eine Relation zwischen den Partondichten bei der Skala Q^2 und denen bei der Skala Q_0^2 her, wobei $\alpha_s\left(Q_0^2\right) \ll 1$ gelten muss. Um eine Vorhersage für F_2 zu bekommen, genügt es, die Partondichten bei

[3] Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

einer einzigen Skala Q_0^2 zu parametrisieren. Diese Skala wird als Faktorisierungsskala bezeichnet. Für $Q^2 \gtrapprox Q_0^2$ sind die Quarks quasi-frei, es kann perturbative QCD angewendet werden.

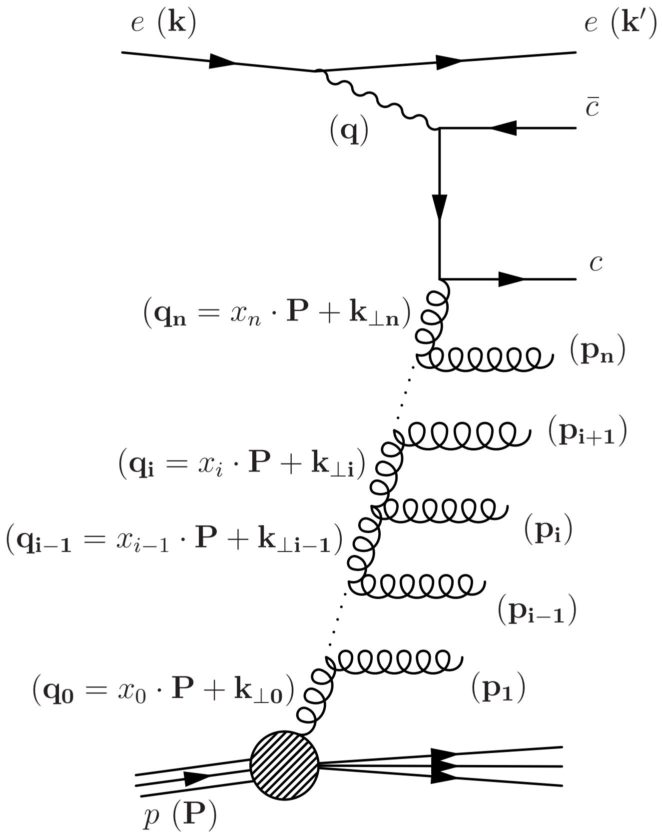

Abbildung 1.3: Emission von Gluonen in der Partonevolution in der so genannten Gluonleiter. Die abgestrahlten Gluonen besitzen den Impuls $\mathbf{p_i}$, die Partonen entlang der Seite der Leiter einen longitudinalen Impuls $x_i \cdot \mathbf{P}$ und einen transversalen Impuls $\mathbf{k_{\perp i}}$.

In führender Ordnung ist der DGLAP-Ansatz äquivalent zur Resummierung von Gluonleiterdiagrammen (Abbildung 1.3), die bezüglich der Virtualitäten $\mathbf{q}^2$ stark geordnet sind. Es gilt

$$\mathbf{q}^2_{\perp \mathbf{n}} \gg \mathbf{q}^2_{\perp \mathbf{n-1}} \gg \ldots \gg \mathbf{q}^2_{\perp \mathbf{1}} \gg \mathbf{q}^2_{\perp \mathbf{0}}, \tag{1.14}$$

woraus sich für niedriges x für die transversalen Impulse $\mathbf{k}^2_{\perp \mathbf{i}}$

$$\mathbf{k}^2_{\perp \mathbf{n}} \gg \mathbf{k}^2_{\perp \mathbf{n-1}} \gg \ldots \gg \mathbf{k}^2_{\perp \mathbf{1}} \gg \mathbf{k}^2_{\perp \mathbf{0}} \tag{1.15}$$

ergibt.

Wenn der Transversalimpuls des Photons gegenüber dem Transversalimpuls des harten Prozesses vernachlässigt werden kann, ist auch eine Entwicklung des Partoninhalts des Photons entsprechend der DGLAP-Entwicklungsgleichung möglich. Dies ist gleichbedeutend mit der Existenz von Gluonleitern auf beiden Seiten des harten Prozesses.

Damit der DGLAP-Ansatz gültig ist, muss x hinreichend groß sein. Er versagt, sobald für sehr kleine Werte von x die Aufspaltungsfunktion P_{gg} der im Vergleich zu $\ln\left(Q^2\right)$ dominierende Term wird. Die Bedingung für die Gültigkeit dieser kollinearen Leading Logarithmic Approximation (LLA) lautet damit

$$\alpha_s\left(Q^2\right)\ln\frac{1}{x} \ll \alpha_s\left(Q^2\right)\ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) < 1. \tag{1.16}$$

1.2.5 BFKL-Formalismus

Bei sehr kleinen Werten von x und kleinen Werten von Q^2 steht der BFKL[4]-Ansatz [15] zur Verfügung, bei dem die Resummierung von $\left(\alpha_s \ln\left(1/x\right)\right)^n$-Termen unabhängig von Q^2 erfolgt. Die Bedingung, die für diesen Ansatz erfüllt sein muss, lautet

$$\alpha_s\left(Q^2\right)\ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \alpha_s\left(Q^2\right)\ln\frac{1}{x} \ll 1. \tag{1.17}$$

Dies führt zur BFKL-Entwicklungsgleichung, die die x-Entwicklung der unintegrierten Gluondichte $\mathcal{F}\left(x, k_\perp^2, Q_0^2\right)$ festlegt:

$$\frac{\partial\mathcal{F}\left(x, k_\perp^2\right)}{\partial\ln\left(1/x\right)} = \int \mathrm{d}k_\perp'^2 K\left(k_\perp^2, k_\perp'^2\right)\mathcal{F}\left(x, k_\perp'^2, Q_0^2\right) \tag{1.18}$$

K ist dabei der so genannte Kernel. Die unintegrierte Gluondichte hängt mit der konventionellen DGLAP-Gluondichte $g\left(x, Q^2\right)$ über

$$xg\left(x, Q^2\right) = \int\limits_0^{Q^2} \mathcal{F}\left(x, k_\perp^2, Q_0^2\right)\frac{\mathrm{d}k_\perp^2}{k_\perp^2} \tag{1.19}$$

zusammen.

Dieser Ansatz führt zu einer anderen Ordnung der Gluonleiter als sie sich aus der DGLAP-Gleichung ergibt: Die Leiter ist bezüglich des longitudinalen Impulses stark geordnet:

$$x_n \ll \ldots \ll x_2 \ll x_1 \ll x_0. \tag{1.20}$$

[4]Balitski, Fadin, Kuraev, Lipatov

Allerdings wird keine starke Ordnung der transversalen Impulse $k_{\perp i}^2$ gefordert. Dies führt zu einem *random walk* bezüglich $k_\perp^2$.

1.2.6 CCFM-Ansatz

Wenn sowohl die Terme in $\ln(Q^2)$ als auch in $\ln(1/x)$ divergieren, führt eine allgemeinen Behandlung der Gluonleiter zur CCFM[5]-Entwicklungsgleichung [16]. Diese basiert auf der kohärenten Abstrahlung von Gluonen, was dazu führt, dass die abgestrahlten Gluonen entsprechend ihrer Winkel bezüglich des einlaufenden Protons geordnet sind. Nicht berücksichtigt werden im Gegensatz zum DGLAP-Formalismus in der CCFM-Entwicklungsgleichung Beiträge zur Partonleiter, die nicht ausschließlich aus Gluonen bestehen.

Da im Rahmen des CCFM-Formalismus in den Partondichten sowohl $\ln(Q^2)$ als auch $\ln(1/x)$ aufsummiert werden, bleibt er für alle Werte von x und Q^2 gültig, auch für solche, bei denen einer der beiden Logarithmen vernachlässigt werden kann: Für $x \to 0$ geht die CCFM-Entwicklungsgleichung in die BFKL-Entwicklungsgleichung über, für große x in die DGLAP-Gleichungen.

Aus diesem Grund kann man davon ausgehen, dass die CCFM-Entwicklungsgleichung die Partonevolution insbesondere im Bereich kleiner x besser als die DGLAP-Gleichungen charakterisiert: F_2 und F_2^c werden gut durch das CCFM-Modell beschrieben [17]. Aus einer Anpassung an die F_2-Daten [18] erhält man außerdem eine Lösung der CCFM-Entwicklungsgleichung, die den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Vorwärtsjets beschreibt, bei dem signifikante Unterschiede zum DGLAP-Schema beobachtet werden.

Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurde der Ereignisgenerator CASCADE entwickelt, der in Abschnitt 1.8.3 vorgestellt wird.

1.3 Produktion von Charmquarks bei HERA

In führender Ordnung QCD gibt es mehrere mögliche Quellen für die Produktion von Charmquarks im hadronischen Endzustand eines tief inelastischen Ereignisses $ep \to D^{*\pm}X$ (vergleiche auch Abbildung 1.4):

- Das Photon koppelt an ein Charmquark im See des Protons.
- Das Charmquark wird dynamisch durch die Wechselwirkung des Photons mit einem Gluon aus dem Proton gebildet. Dieser Prozess wird als direkte Boson-Gluon-Fusion (BGF) bezeichnet.

[5] Catani, Ciafaloni, Fiorani, Marchesini

- Das Gluon wechselwirkt mit einem Parton – Charmquark oder Gluon – im Photon. Ein solcher Prozess ist ein aufgelöster (*resolved*) BGF-Prozess.

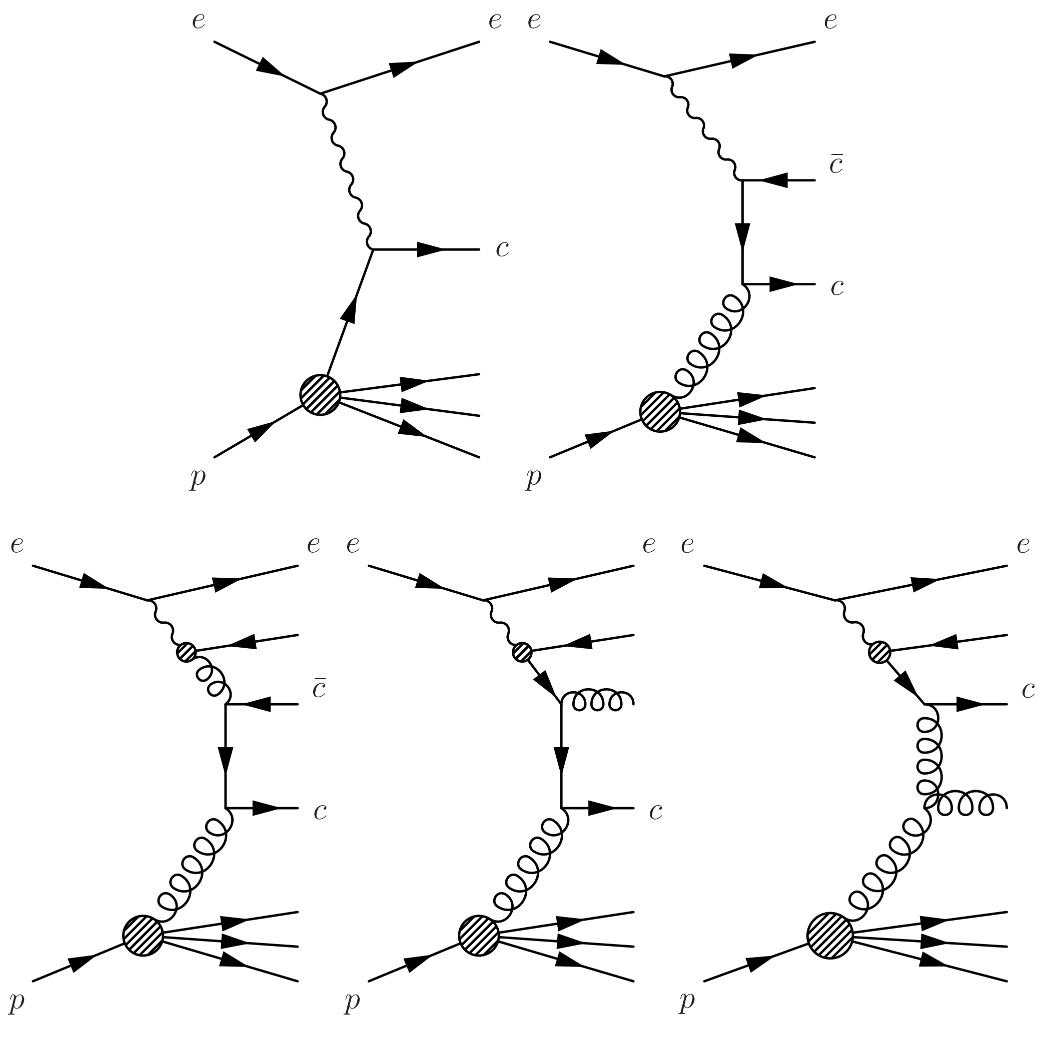

Abbildung 1.4: Feynman-Graphen der möglichen Produktionsmechanismen von Charmquarks: Charm aus dem See des Protons (oben links), direkte Boson-Gluon-Fusion (oben rechts), Charmerzeugung in aufgelösten Prozessen: Gluon-Gluon-Fusion (unten links), *charm excitation*, bei der das Charmquark aus dem Photon stammt (unten Mitte und rechts).

In der Vergangenheit wurden im Wesentlichen die beiden erstgenannten Prozesse untersucht: Es wird erwartet, dass beide Mechanismen bei HERA vorkommen, allerdings hängt ihre relative Häufigkeit zueinander stark von der Energieskala des Experiments ab. Wenn Q^2 in der Größenordnung der Masse des Charmquarks m_c^2 liegt, überwiegt in diesem Fall Boson-Gluon-Fusion. Bei theoretischen Berechnungen zu diesem Prozess wird angenommen, dass der Protonsee nur aus den drei leichten Quarks (u, d, s), ihren Antiquarks sowie aus Gluonen besteht. Charmquarks werden als Teilchen mit Masse behandelt. Sobald Q^2 zunimmt, werden Terme der Ordnung $\ln(Q^2/m_c^2)$ wichtiger, so dass in den Berechnungen ein anderes Schema verwendet werden muss: Für $Q^2 \gg m_c^2$ ist es nötig, Charmquarks als masselos zu behandeln. Auf diese Weise treten Charmquarks als Bestandteil des Protonsees in Erscheinung und man erwartet somit, dass die Kopplung des Photons an diese Seequarks die Produktion in diesem kinematischen Bereich dominiert. Beschreibungen des Übergangs vom massiven zum masselosen Fall werden in [19, 20] entwickelt.

Eine Messung, die eine Unterscheidung beider Produktionsmechanismen ermöglicht, wurde von H1 veröffentlicht [3]. Es wurde gezeigt, dass ein Anteil von mehr als 5 % Charm aus dem See des Protons mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % für niedrige Werte von Q^2 ausgeschlossen werden kann. Zum gleichen Ergebnis kommen auch *fixed target* Experimente [21]. In dieser Analyse wird deshalb Charm aus dem See des Protons als Produktionsmechanismus von Charmquarks in tief inelastischer Streuung vernachlässigt und nicht weiter berücksichtigt.

In jüngerer Zeit ergaben sich Anhaltspunkte [22], dass aufgelöste BGF-Prozesse einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an der Produktion von Charmquarks haben, insbesondere für Photoproduktion, aber auch im Regime tief inelastischer Streuung. Zur Unterscheidung von direkten und aufgelösten Prozessen ist eine vollständige Rekonstruktion der Kinematik von Ereignissen mit Charmproduktion nötig. Aufgrund der niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit von Charmquarks durch $D^{*\pm}$-Mesonen oder andere Hadronisierungsprodukte wird eine Messung erst unter Zuhilfenahme von Jets, die mit den Charmquarks korreliert sind, möglich. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Analyse gewählt, um einen tieferen Einblick in den Produktionsmechanismus von Charmquarks bei HERA zu gewinnen.

1.4 Partonschauer

Da QCD-Rechnungen für höhere störungstheoretische Ordnungen nicht existieren, werden die Rechnungen in Ereignisgeneratoren (vergleiche Abschnitt 1.8) meist in führender Ordnung durchgeführt und die Effekte höherer Ordnung durch wiederholte Abstrahlung von Partonen, so genannte Partonschauer, nachgebildet. Die Abstrahlung der Partonen basiert dabei auf der Annahme weicher, kollinearer Abstrahlung. Im kollinearen Grenzfall faktorisiert der Wirkungsquerschnitt für die mehrfache Emission von Partonen. Der Partonschauer kann in einen zeitartigen Partonschauer des Endzustandes, der von den auslaufenden Partonen des harten Subprozesses erzeugt wird, und einen raumartigen Partonschauer des Anfangszustandes, der ausgehend von der harten Wechselwirkung zurück zu den einlaufenden Hadronen – unter Berücksichtigung der Partondichteverteilung – entwickelt wird, aufgeteilt werden.

1.5 Hadronisierung

Aus den in der harten Wechselwirkung oder im Laufe der Entwicklung der Partonschauer erzeugten farbgeladenen Quarks und Gluonen bilden sich farbneutrale gebundene Zustände, die Hadronen, die dann im Detektor nachgewiesen werden können. Dieser Prozess, der nicht mehr perturbativ beschrieben werden kann, wird Fragmentation genannt. Um dennoch theoretische Vorhersagen auf der Partonebene mit den experimentell auf der Hadronebene gewonnenen Resultaten vergleichen zu können, mussten an die QCD angelehnte phänomenologische Modelle entwickelt werden. Im Folgenden werden zwei derartige Modelle, die Cluster-Fragmentation und das Lund-String-Modell, vorgestellt, zusammen mit einem dritten, der Peterson-Fragmentation, mit der speziell die Hadronisierung schwerer Quarks beschrieben werden kann.

1.5.1 Cluster-Fragmentation

Das so genannte Clustermodell [23] ist ein nicht-perturbatives Modell für den Übergang von Partonen zu Hadronen, in dem Partonen zu neutralen Clustern zusammengefasst werden. Dabei verzweigen die Gluonen in $q\bar{q}$-Paare, die dann schrittweise, entsprechend den in den Partonschauern erzeugten Farbverbindungen, zu farbneutralen Clustern kombiniert werden. Jeder dieser Cluster fragmentiert anschließend, wenn seine Masse nicht zu groß ist, in zwei Hadronen oder, falls er dazu nicht energiereich genug ist, in das leichteste, seinem Flavour entsprechende Hadron.

1.5.2 Lund-String-Modell

Das Lund-String-Modell [24] kann durch die String-Dynamik von QCD-Gitterrechnungen motiviert werden: Die starke Kraft zwischen den Partonen wird implementiert, indem man ihre Farbladungen durch eindimensionale Strings, die den Farbfluss vermitteln, verbindet.

Die Energie der Strings wird unter der Annahme eines linearen Confinement-Potentials $E_{\text{string}} = \kappa \cdot \Delta x$ bestimmt, wobei Δx den Abstand der Farbladungen angibt und $\kappa = \mathcal{O}\left(1\,\text{GeV}\,\text{fm}^{-1}\right)$ ein konstanter Parameter ist, der als Stringspannung oder auch als Energiedichte im String interpretiert werden kann. Gluonen werden als Knicke in den Strings behandelt, die mit Energie und Impuls behaftet sind.

Die Erzeugung eines neuen Quarkpaares wird durch die Aufspaltung von Strings beschrieben, die als Tunnel-Phänomen behandelt werden kann. Die Tunnel-Wahrscheinlichkeit hängt vom transversalen Impuls und der Masse der erzeugten Quarks ab. Dadurch wird ein transversales Impulsspektrum entsprechend einer Gauss-Verteilung erzeugt und die Produktion von Quarks mit hohen Massen unterdrückt.

Die Strings werden solange entwickelt, bis die Quarks auf der Massenschale sind. Danach werden benachbarte Quarks zu farbneutralen Mesonen kombiniert. Baryonen werden als Kombinationen von Quarks mit Diquarks beschrieben, wobei die Diquarks ebenfalls bei der Aufspaltung von Strings entstehen können.

1.5.3 Peterson-Fragmentation

Das Peterson-Modell [25] ist ein unabhängiges Fragmentationsmodell, das den Übergang eines schweren Quarks Q zu einem gebundenen Hadron H beschreibt. Unabhängig bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Impulse des schweren Quarks und des Hadrons den Fragmentationsprozess vollständig bestimmen. Dies schließt insbesondere einen Einfluss des Protonrestes aus.

Der gebundene Mesonzustand $Q\bar{q}$ wird gebildet, indem aus dem Vakuum ein leichtes $q\bar{q}$-Paar erzeugt wird. Die Peterson-Fragmentationsfunktion $N(z)$ wird aus der Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs abgeleitet, die umgekehrt proportional zur quadrierten Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand ist. Es ergibt sich

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^{-2}}, \tag{1.21}$$

wobei z den Impulsbruchteil bezeichnet, der vom Quark Q auf das erzeugte Hadron übertragen wird. Der Peterson-Fragmentationsparameter ϵ_Q beschreibt die Härte des Fragmentationsprozesses. Er ist durch

$$\epsilon_Q = \left(\frac{m_q}{m_Q}\right)^2 \tag{1.22}$$

definiert. Dabei ist m_Q die Masse des schweren Quarks und m_q die des leichten Quarks, das bei der Fragmentation erzeugt wird.

Aufgrund der Schwierigkeiten, die sich bei der Festlegung der Quarkmassen ergeben, wird ϵ_Q allerdings eher experimentell als durch Gleichung 1.22 bestimmt. In dieser Analyse wird der Wert $\epsilon_c\,(D^{*\pm}) = 0{,}078 \pm 0{,}008$ [26] benutzt. Für theoretische Rechnungen wird ϵ_c zwischen 0,035 und 0,100 variiert und führt zusammen mit der Masse des Charmquarks zu einem systematischen Fehler dieser Rechnungen.

Wenn die Fragmentation schwerer Quarks durch die Faltung eines perturbativen und eines phänomenologisch parametrisierten, nichtperturbativen Anteils, der Peterson-Fragmentationsfunktion, beschrieben wird, hängt der resultierende Zahlenwert von ϵ_Q auch von der Ordnung der zu Grunde liegenden Rechnung beziehungsweise der Implementierung der Partonschauer ab. Für Rechnungen in nächstführender Ordnung erhält man unter Verwendung obiger experimenteller Resultate $\epsilon_c \approx 0{,}035$, für Näherungen unter Berücksichtigung führender logarithmischer (LLA) und nächstführender logarithmischer Terme erhält man $\epsilon_c \approx 0{,}05$ beziehungsweise $\epsilon_c \approx 0{,}022$ [27]. Der Wert für Partonschauermodelle ist konsistent mit denen der LLA [28].

In Ereignisgeneratoren werden Peterson-Fragmentation und Lund-String-Modell gemeinsam eingesetzt: Erstere beschreibt die Aufspaltung der Strings und das longitudinale Impulsspektrum der schweren Quarks, während die transversal zum String ausgerichtete Impulskomponente und die Fragmentation der leichten Quarks vom Lund-String-Modell übernommen wird.

1.6 Radiative QED-Korrekturen

Für eine korrekte Beschreibung der Wirkungsquerschnitte in tief inelastischer Streuung müssen QED-Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigt werden. Die harte Abstrahlung eines Photons vom ein- oder auslaufenden Elektron, aber auch die virtuellen Korrekturen am Elektronvertex und Schleifenkorrekturen des Photonpropagators, beeinflussen die Rekonstruktion der Kinematik eines Ereignisses und somit auch die Definition der Transformation in das Breitsystem (vergleiche Abschnitt 5.2). Durch die virtuellen Korrekturen wird auch die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts verändert. In dieser Analyse werden die Korrekturen vom Programm HERACLES [29] berechnet.

1.7 QCD-Vorhersagen

In führender Ordnung (LO) in α_s wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charmquarks in tief inelastischer Streuung von Boson-Gluon-Fusion dominiert.

Für Rechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) stehen unterschiedliche Schemata zur Verfügung. Alle Ansätze nehmen an, dass Q^2 und die Masse des Charmquarks m_c eine harte Skala bieten, die eine störungstheoretische Behandlung erlaubt und die garantiert, dass das Faktorisierungstheorem gültig ist.

Es existieren drei verschiedene Ansätze um die Rechnungen durchzuführen: Bei den ersten beiden wird die Zahl der aktiven Quarks über den gesamten betrachteten kinematischen Bereich hin konstant gehalten (*fixed flavour number scheme*, FFNS). Die Quarks können dabei als masselos[6] oder massebehaftet angenommen werden. Alternativ können diese beiden Möglichkeiten kombiniert werden und die Zahl der aktiven Quarks je nach kinematischem Bereich variiert werden (*variable flavour number scheme*, VFNS) [30, 31].

Es existiert allerdings für die Produktion schwerer Quarks in tief inelastischer Streuung keine Monte-Carlo-Simulation, die VFNS implementiert. Aus diesem Grund wird in dieser Analyse der massive Ansatz verwendet, also eine Rechnung fester Ordnung in α_s mit massebehafteten Quarks, bei der angenommen wird, dass im Proton nur die drei leichten Quarks aktiv sind, die schwereren hingegen erst auf der Ebene der Störungsrechnung durch Boson-Gluon-Fusion erzeugt werden. Die Impulsdichten der leichten Quarks und des Gluons im Proton werden entsprechend der DGLAP-Gleichung entwickelt. Eine derartige Rechnung ist im Bereich $Q^2 \approx m_c^2$ gerechtfertigt, versagt allerdings bei einer Skala $Q^2 \gg m_c^2$. Dort hingegen wäre eine Beschreibung durch den masselosen Ansatz angezeigt, in dem das Charmquark als leichtes Quark behandelt wird und somit beispielsweise eine nicht verschwindende Partonverteilungsfunktion besitzt.

Für den massiven Ansatz existieren aufbauend auf den Koeffizientenfunktionen [32] für die nächstführende Ordnung in α_s Programme für unterschiedliche Zwecke. Eines davon [33] kann nur benutzt werden, um inklusive Eigenschaften der Produktion von Charmquarks, wie zum Beispiel $F_2^c(Q^2, x)$, zu bestimmen, ein anderes, das Programm HVQDIS [34, 35], ermöglicht die Berechnung exklusiver Eigenschaften. HVQDIS wird in dieser Analyse verwendet und im nächsten Abschnitt vorgestellt.

[6] Dies führt zu Divergenzen.

1.7.1 HVQDIS

HVQDIS [34, 35] berechnet unter Verwendung des massiven Ansatzes die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm- und Beautyquarks bis zur nächstführenden Ordnung in α_s, $(\mathcal{O}(\alpha_s^2))$.

Da die Rechnung vollständig differentiell durchgeführt wird, sind die Vierervektoren der erzeugten Partonen verfügbar. Damit können die erzeugten Charmquarks entsprechend der Peterson-Fragmentationsfunktion zu $D^{*\pm}$-Mesonen hadronisiert werden. Dazu wird der Vierervektor des Charmquarks im γp-Schwerpunktsystem mit dem Impulsbruchteil z gemäß Gleichung 1.21 skaliert. Zusätzlich bekommt das $D^{*\pm}$-Meson einen bezüglich der Fortbewegungsrichtung des Charmquarks transversalen Impuls p_t zugewiesen, der gemäß $p_t \exp(-\alpha p_t)$ verteilt ist. In e^+e^--Kollisionen wurde ein mittlerer transversaler Impuls im γp-Schwerpunktsystem $\langle p_t \rangle$ von 350 MeV gemessen [36]. Dem entsprechend wird $\alpha = 6$ verwendet. Die Energie des $D^{*\pm}$-Mesons ergibt sich aus dem so festgelegten Impuls und der Ruhemasse.

Diese Behandlung der Fragmentation erlaubt es, NLO-Vorhersagen differentiell bezüglich beliebiger vom $D^{*\pm}$-Meson oder vom gestreuten Elektron abhängender Variablen zu machen. Insbesondere ist die Definition eines sichtbaren Bereichs des Phasenraums durch Schnitte auf den transversalen Impuls und die Pseudorapidität des $D^{*\pm}$-Mesons möglich, wie dies die beschränkte Akzeptanz eines realen Detektors erforderlich macht. Auch Jetalgorithmen können mit den von HVQDIS generierten Partonen als Eingabevektoren benutzt werden.

Die wesentlichen Unsicherheiten der Rechnungen rühren her von der nicht genau bekannten Masse der schweren Quarks und den Freiheiten bei der Festlegung von Renormierungs- und Faktorisierungsskala.

In dieser Arbeit wird HVQDIS 1.4 – erweitert um die oben beschriebene Behandlung der Fragmentation – verwendet. Es wird die Parton-Verteilungsfunktion (PDF) CTEQ5F3 [37] benutzt, bei der im Gegensatz zur sonst (vergleiche Abschnitt 1.8) verwendeten PDF CTEQ5M keine schweren Quarks im Proton vorkommen. Sowohl Renormierungsskala als auch Faktorisierungsskala werden entsprechend $\mu_R^2 = \mu_F^2 = (Q^2 + 4m_c^2)$ gewählt.

1.8 Ereignisgeneratoren

Eine Alternative zu den reinen QCD-Berechnungen, die im letzten Abschnitt vorgestellt wurden, sind Ereignisgeneratoren. Mit ihnen können ebenfalls die Vorhersagen physikalischer Modelle studiert werden, zusätzlich bieten sie aber die Möglichkeit zur Ermittlung von Detektoreffizienzen und Hadronisierungseffekten.

Es wird zunächst ein kurzer Überblick über die gemeinsame Struktur aller Ereignisgeneratoren gegeben, danach werden die in dieser Arbeit benutzten Programme im Detail diskutiert.

Ein Ereignisgenerator produziert eine Vielzahl von Ereignissen, deren statistische Verteilungen jeweils den Vorhersagen des implementierten Modells entsprechen, man spricht von Monte-Carlo-Simulation. Die Anzahl der zu generierenden Ereignisse hängt von der statistischen Unsicherheit ab, die erreicht werden soll. Für diese Analyse wurden mit 350.000 Ereignissen für jedes betrachtete Modell so viele Ereignisse generiert, dass ihre Anzahl auch nach allen Rekonstruktionsschnitten mindestens eine Größenordnung über der Ereigniszahl in den Daten lag. Der statistische Fehler der Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulationen ist damit gegenüber dem der Daten zu vernachlässigen.

Ein Ereignis wird vom Ereignisgenerator in mehreren Schritte erzeugt:

- Am Anfang des Wechselwirkungsprozesses stehen bei HERA ein einlaufendes Proton und ein einlaufendes Lepton. Das Proton wird durch eine Parton-Verteilungsfunktion (PDF, *parton distribution function*) charakterisiert, die seine Substruktur bezüglich der Aufteilung der Energie auf die Komponenten definiert. Falls aufgelöste Prozesse betrachtet werden, wird das Photon ebenfalls durch eine Parton-Verteilungsfunktion beschrieben. In dieser Analyse wird, soweit nicht anders angegeben, für das Proton stets die Parametrisierung gemäß CTEQ5M [37] und für das Photon SaS-G 2D [38] benutzt.

- Ein Schauerinitiator aus dem Proton, im Falle eines aufgelösten Prozesses auch ein zweiter aus dem Photon, erzeugt einen Partonschauer, den *initial state shower*.

- Ein einlaufendes Teilchen aus dem Schauer des Protons wechselwirkt mit dem Photon (beziehungsweise bei aufgelösten Prozessen mit einem weiteren Teilchen aus dem Schauer des Photons) in einem harten Prozess. Dabei werden, normalerweise zwei, auslaufende Teilchen produziert. Dieser harte Prozess bestimmt die wesentlichen physikalischen Eigenschaften der Wechselwirkung.

- Die auslaufenden Teilchen erzeugen wiederum Partonschauer, die so genannte *final state showers*.

- Neben dem schauerinitiierenden Teilchen aus dem einlaufenden Proton gibt es noch den Protonrest (*proton remnant*), der eine resultierende

Farbladung haben kann, über die er mit dem übrigen Endzustand verbunden bleibt. Das selbe gilt analog für den Photonrest bei aufgelösten Prozessen.

- Die auslaufenden Quarks und Gluonen sind wegen des Confinement-Mechanismus der QCD nicht direkt beobachtbar, sondern fragmentieren zu farbneutralen Hadronen. Dieser Mechanismus kann nicht innerhalb der perturbativen QCD beschrieben werden. Deshalb kommen in diesem Schritt phänomenologische Methoden zum Einsatz.

- Viele der entstehenden Hadronen sind instabil und zerfallen weiter.

- Das ein- oder auslaufende Lepton kann zudem ein Photon abstrahlen (*initial* oder *final state radiation*).

Die an diesem Punkt erreichte Stufe, bei der die in einem Ereignis erzeugten Teilchen als Vierervektoren vorliegen, wird als Hadronebene bezeichnet. Der Vergleich mit den experimentell gewonnenen Daten und die Messung von Detektoreffizienz und -auflösung, wird möglich, wenn die Antwort des Detektors auf die generierten Ereignisse mithilfe einer auf dem GEANT-Programm [39] basierenden Detektorsimulation bestimmt wird. Dies umfasst beispielsweise die Generierung von Treffern in den Driftkammern und Schauern in den Kalorimetern (H1FAST [40]) ebenso wie die Simulation von Triggersignalen. Die von dieser Simulation erzeugten Datensätze sind äquivalent zu denen, die reale Ereignisse beschreiben. Das verwendete Programm trägt die Bezeichnung H1SIM.

Im letzten Schritt wird das Ereignis, analog zur Behandlung der im Experiment aufgezeichneten Daten, aus den simulierten Signalen des Detektors rekonstruiert. Dies findet im Programm H1REC statt.

Im Folgenden werden mit RAPGAP, HERWIG und CASCADE die drei in dieser Analyse benutzten Ereignisgeneratoren vorgestellt.

1.8.1 RAPGAP

Das Programm RAPGAP [41] ist ein Ereignisgenerator zur Erzeugung tief inelastischer und diffraktiver Ereignisse. In dieser Arbeit wird die Version 2.8 benutzt. Für schwere Quarks enthält RAPGAP das bis zur Ordnung $\alpha^2\alpha_s$ vollständige Matrixelement der Boson-Gluon-Fusion einschließlich der Massen der erzeugten schweren Quarks sowie des elektroschwachen Anteils der Wechselwirkung. Die Implementierung sowohl der Partonschauer des Anfangs-, als auch der des Endzustandes benutzt entsprechend der Virtualität der abgestrahlten Partonen geordnete Partonschauer. Die Kohärenzeffekte werden nachträglich implementiert, indem Abstrahlungen, die nicht entsprechend ihrem Winkel geordnet sind, verboten werden. Die Hadronisierung erfolgt entsprechend dem Lund-String-Fragmentations-Modell (vergleiche 1.5.2), wie es in JETSET [42] implementiert ist.

Gegenüber dem in früheren Analysen [1, 2, 3] verwendeten, auf LEPTO [43] basierenden Programm AROMA [44], das harten Subprozess, Partonschauer und Hadronisierung auf die gleiche Art wie RAPGAP behandelt, ist RAPGAP um zwei für diese Arbeit wichtige Komponenten erweitert:

Zum einen können über ein Interface zu HERACLES [29] radiative QED-Korrekturen berücksichtigt werden, zum anderen stehen in RAPGAP auch die Matrixelemente für aufgelöste Boson-Gluon-Fusion zur Verfügung.[7] RAPGAP ist deshalb die Standard-Monte-Carlo-Simulation für diese Analyse.

1.8.2 HERWIG

Das Programm HERWIG (*Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*) [45] ist ebenfalls ein *general-purpose* Ereignisgenerator. Die Betonung liegt dabei auf der detaillierten Simulation der QCD-Partonschauer, sowie einer von den anderen Programmen abweichenden Modellierung der Hadronisierung:

In HERWIG werden Partonschauer von einem Algorithmus erzeugt, der auf natürliche Weise den Phasenraum der Partonabstrahlung auf einen Bereich beschränkt, in dem sie entsprechend ihrem Winkel geordnet sind, wodurch Kohärenzeffekte automatisch berücksichtigt werden. Die Hadronisierung wird entsprechend dem Clustermodell (vergleiche 1.5.1) durchgeführt.

In dieser Arbeit wurde HERWIG 5.9 verwendet.

1.8.3 CASCADE

CASCADE [46] ist der erste Ereignisgenerator, der die CCFM-Entwicklungsgleichung implementiert. Alle bisher angesprochenen Ereignisgeneratoren basieren auf der DGLAP-Gleichung. Der harte Subprozess wird entsprechend dem k_T-Faktorisierungstheorem erzeugt. Dabei wird die so genannte unintegrierte Gluondichte verwendet, die man aus einer Anpassung an F_2 erhält.

Die Partonschauer im Anfangszustand werden entsprechend der CCFM-Entwicklungsgleichung durch Zurückentwicklung, die im Endzustand auf die gleiche Art wie in RAPGAP erzeugt. Ebenfalls analog zu RAPGAP erfolgt die Hadronisierung.

[7] Für aufgelöste Boson-Gluon-Fusion sind radiative QED-Korrekturen nicht implementiert. Diese werden deshalb in dieser Analyse vernachlässigt.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, an dem die in der vorliegenden Arbeit diskutierte Messung durchgeführt wurde. Zunächst wird der Speicherring HERA vorgestellt, in dem Protonen und Elektronen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Danach wird auf den Aufbau des H1-Detektors eingegangen, mithilfe dessen die durch die Teilchenkollisionen ausgelösten Reaktionen untersucht werden. Die Teile des Detektors, die eine wichtige Rolle bei der Messung von $D^{*\pm}$-Mesonen oder Jets spielen – Spurkammern und Kalorimeter – werden ausführlich behandelt, ebenso andere zentrale Komponenten des Detektors wie das Trigger- und Luminositätssystem.

2.1 HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ist der einzige Speicherring für Elektronen und Protonen, der bis jetzt gebaut wurde. Ihr 6,3 km langer Tunnel liegt etwa 30 m unter der Oberfläche. Abbildung 2.1 zeigt die Lage des Beschleunigerrings.

Auf den geraden Abschnitten des Rings sind in Hallen vier Experimente beheimatet: H1, ZEUS, HERMES und HERA-B. H1 und ZEUS arbeiten mit kollidierenden Strahlen, HERMES benutzt nur den Elektronstrahl, HERA-B nur den Protonstrahl.

Für den Elektron- und den Protonstrahl befinden sich innerhalb des Tunnels zwei separate Magnetsysteme. Es ist möglich, HERA entweder mit einem Positron- oder einem Elektronstrahl mit einer Strahlenergie von 27,6 GeV zu betreiben. Elektronen wurden nur in der Zeit von 1992 bis 1994 und danach von 1998 bis Mitte 1999 verwendet, Positronen in der restlichen Zeit. Der Protonstrahl hatte bis 1997 eine Energie von 820 GeV, danach von 920 GeV.

Die Elektronen und die Protonen werden während der Beschleunigung in maximal 210 Paketen (*bunches*) gespeichert, die gleichmäßig über den Speicherring verteilt werden. An zwei Wechselwirkungspunkten innerhalb der Detektoren H1 und ZEUS wird jeweils ein Elektronpaket mit einem Protonpaket zur Kollision gebracht. Ein solches *bunch crossing* geschieht alle 96 ns, was beträchtliche Anforderungen an die Trigger und Ausleseelektronik der Experimente stellt. Für technische Studien existieren auch einige Proton- und Elektronpakete, die keinen Partner haben und somit nicht miteinander wechselwirken. Derartige Pakete werden Pilotpakete genannt.

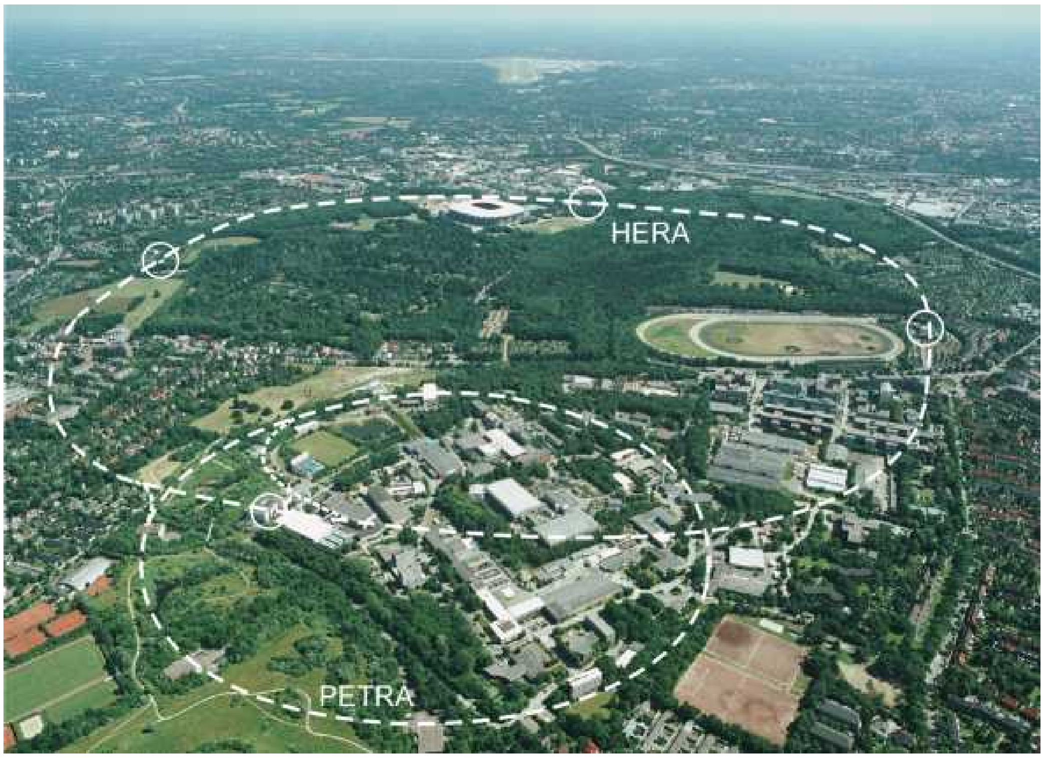

Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA, im Bildvordergrund der Speicherring PETRA, der als Vorbeschleuniger dient. An HERA befinden sich die vier Experimente (im Uhrzeigersinn von links) H1, HERMES, ZEUS und HERA-B.

Außer den Strahlenergien ist die Luminosität die aus der Sicht der Experimente wichtigste Eigenschaft eines Beschleunigers. Die Luminosität ist proportional zu den Strahlströmen und hängt außerdem vom Strahldurchmesser an den Wechselwirkungspunkten ab. Letzterer wird im Wesentlichen durch die Strahloptik bestimmt. Während der Datennahme in den Jahren 1999 und 2000 wurden Luminositätswerte erreicht, die nahe am Designwert von $1{,}5 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ lagen.

Die Lebensdauer eines Elektronstrahls ist wegen der Wechselwirkung mit positiv geladenen Ionen im Restgas des Strahlrohrs etwa halb so groß wie die eines Positronstrahls. Dadurch sind die erreichbaren Luminositäten für einen Elektronstrahl kleiner als für einen Positronstrahl, der deshalb bevorzugt verwendet wird. Die Lebensdauer des Protonstrahls ist wesentlich länger als die des Elektronstrahls. Sein Strom beträgt typischerweise 100 mA, der des Elektronstrahls 40 mA.

2.2 H1-Detektor

Das H1-Experiment ist einer von zwei Detektoren, die an den Wechselwirkungspunkten von HERA gebaut wurden. Abbildung 2.2 zeigt einen Längsschnitt durch den Detektor entlang der Strahlachse. Da die Strahlenergien der kollidierenden Elektronen und Protonen sehr unterschiedlich sind, bewegt sich das Schwerpunktsystem nach der Kollision in Richtung des einlaufenden Protons weiter. Dies macht sich in der asymmetrischen Instrumentierung des Detektors bemerkbar. Als vorderer Teil des Detektors wird der Teil bezeichnet, der in Protonstrahlrichtung, als hinterer Teil derjenige, der in Richtung des Elektronstrahls liegt.

Der prinzipielle Aufbau des H1-Detektors [47, 48] ähnelt dem anderer moderner Detektoren an Teilchenbeschleunigern. Er besteht aus einer Vielzahl von verschiedenen, zwiebelschalenartig angeordneten Detektorkomponenten. In radialer Richtung von innen nach außen sind dies:

- Silizium-Spurdetektoren im zentralen und rückwärtigen Teil des Detektors,
- Spurdetektoren im vorderen und zentralen Teil des Detektors,
- ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) im vorderen und zentralen Abschnitt des Detektors, ergänzt durch das Plug-Kalorimeter im vorderen Bereich des Detektors direkt am Strahlrohr,
- ein rückwärtiges Kalorimeter (SpaCal) zusammen mit davor angebrachter Driftkammer (BDC),
- eine supraleitende Spule, die ein axiales Magnetfeld von 1,15 T erzeugt,
- ein Eisenjoch, das dem Rückfluss des magnetischen Feldes dient und zugleich mit Myonkammern instrumentiert ist, mit denen außer Myonen auch von den Kalorimetern nicht vollständig absorbierte hadronische Energie nachgewiesen werden kann,

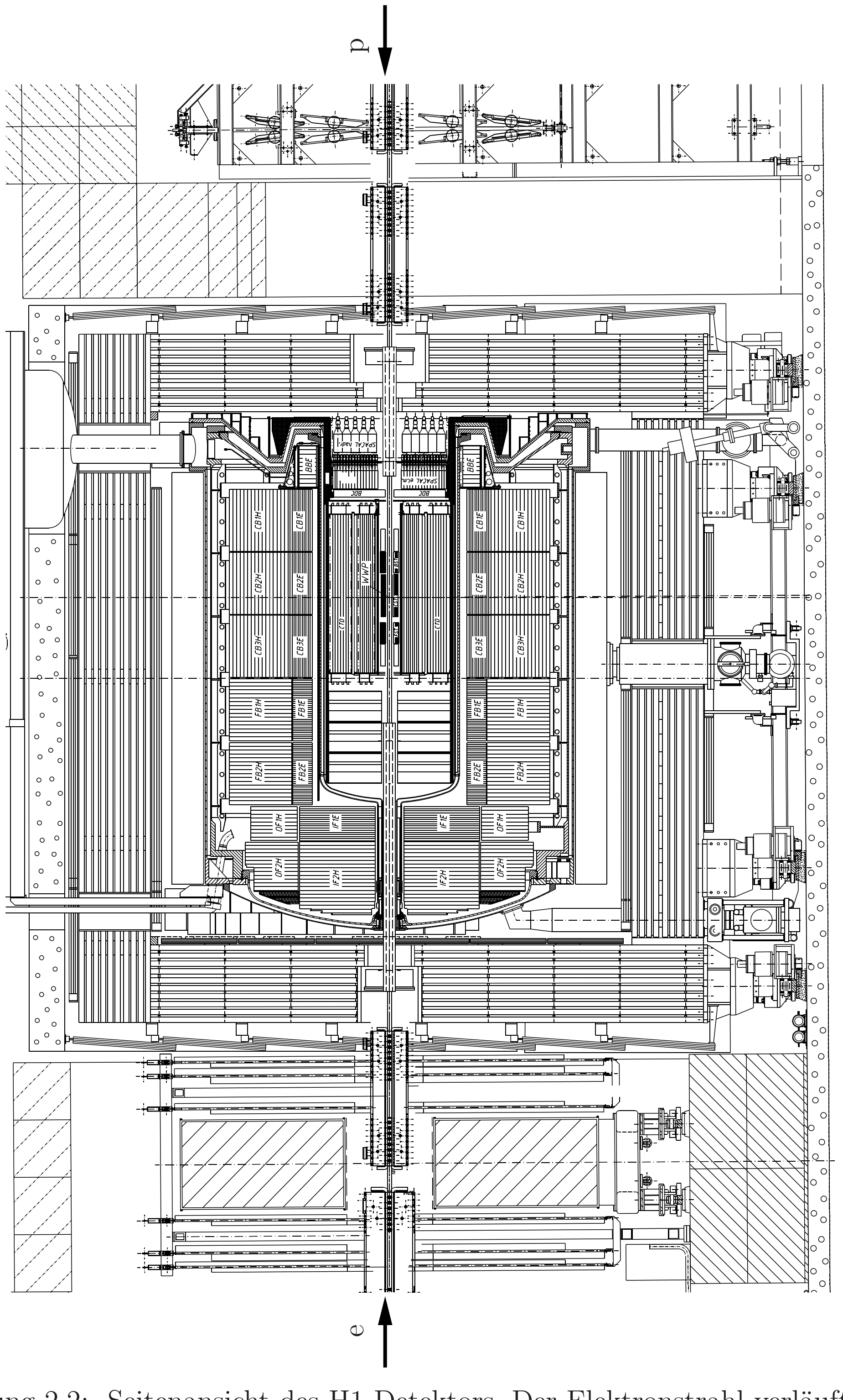

Abbildung 2.2: Seitenansicht des H1-Detektors. Der Elektronstrahl verläuft von links nach rechts, der Protonstrahl von rechts nach links.

- das vordere Myonsystem mit Toroidmagnet außerhalb des Eisenjochs,
- weitere Detektoren im rückwärtigen Tunnelbereich für Elektronen und Photonen, die für die Luminositätsmessung und zum Nachweis von Elektronen mit sehr kleinem Viererimpulsübertrag Q^2 dienen.

Das beim H1-Experiment verwendeten Koordinatensystem ist in Abbildung 2.3 skizziert. Sein Nullpunkt ist der so genannte nominelle Wechselwirkungspunkt[1]; die positive z-Achse verläuft parallel zum und in Richtung des Protonstrahls, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings. Alternativ zu x-, y- und z-Koordinaten werden auch die durch Radius r, Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ definierten Polarkoordinaten benutzt. Anstelle des Polarwinkels θ trifft man oft auch auf die über $\eta = -\log\tan\frac{\theta}{2}$ definierte Pseudorapidität.

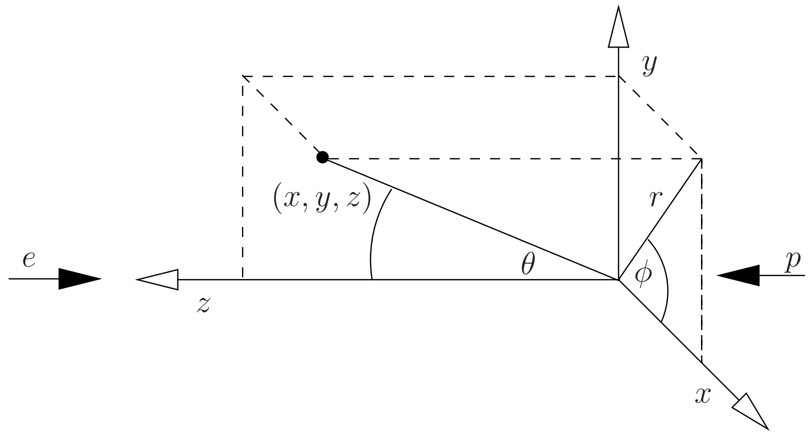

Abbildung 2.3: Das beim H1-Experiment verwendete Koordinatensystem.

2.3 Zentrale Spurkammern

Die zentralen Spurkammern decken einen Polarwinkelbereich zwischen 15° und 165° ab. Ihre wichtigsten Komponenten sind zwei konzentrische zylindrische Driftkammern, die zentralen Jetkammern (*central jet chambers*, CJC1, CJC2), mit denen der Verlauf der Spuren in der (r,ϕ)-Ebene bestimmt wird. Die Lage der Spuren bezüglich der z-Koordinate kann mit geringer Auflösung ebenfalls mit den zentralen Jetkammern bestimmt werden. Um eine höhere

[1]Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist in Abbildung 2.2 mit WWP gekennzeichnet.

Auflösung zu erhalten, muss man allerdings auf zwei zusätzliche Driftkammern zurückgreifen, die zentrale innere und die zentrale äußere z-Kammer (*central inner* und *outer z-chamber*, CIZ und COZ).

Alle diese Detektoren besitzen eine hohe Ortsauflösung, aber eine vergleichsweise niedrige Zeitauflösung. Deshalb werden zusätzlich die zentrale innere und äußere Proportionalkammer (*central inner* und *outer proportional chamber*, CIP und COP) mit einer sehr kurzen Reaktionszeit verwendet. Sie stellen gemeinsam mit den vorderen Proportionalkammern (*forward proportional chambers*, FPC) eine schnelle Triggerentscheidung zur Verfügung, die benutzt wird, um zwischen aufeinander folgenden *bunch crossings* zu unterscheiden.

Um die Spurauflösung im Bereich des Wechselwirkungspunkts zu erhöhen und somit beispielsweise auf sekundäre Vertizes sensitiv zu sein, wurde das H1-Experiment mit dem zentralen Siliziumspurdetektor (CST) nachgerüstet.

Der Aufbau der zentralen Spurkammern des H1-Detektors ist aus Abbildung 2.4 ersichtlich. Ein Teilchen, das am Wechselwirkungspunkt erzeugt wird, durchquert also die einzelnen Komponenten der zentralen Spurkammern des H1-Detektors in der Reihenfolge CST, CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP, CJC2.

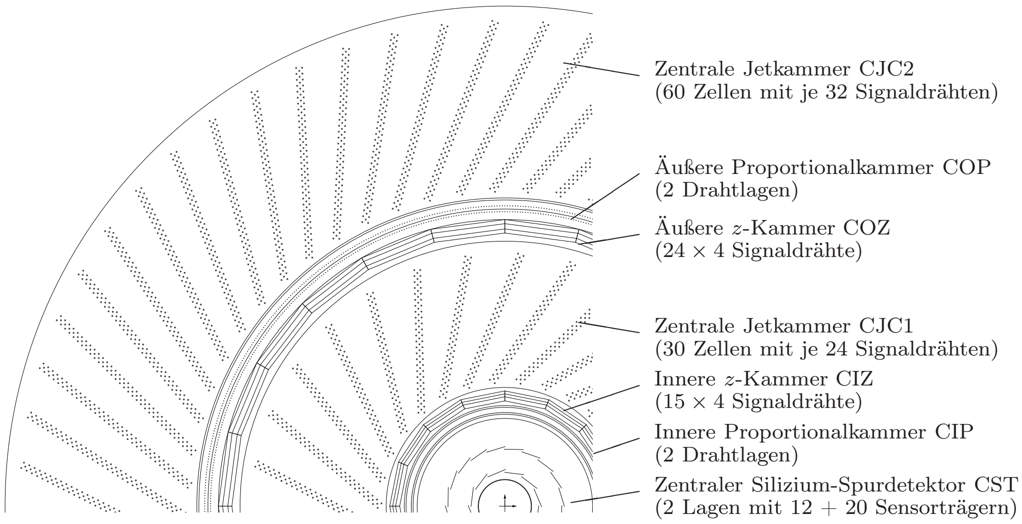

Abbildung 2.4: Schnitt durch das zentrale Spurkammersystem des H1-Detektors.

2.3.1 Zentrale Jetkammern

Die beiden zentralen Jetkammern (CJC1 und CJC2) [49] bilden die Grundlage der Spurrekonstruktion im zentralen Teil des H1-Detektors. Sie erlauben sowohl die Messung des transversalen Impulses der Teilchen, als auch die Identifikation der Teilchen. Für Letzteres wird für jede rekonstruierte Spur der Energieverlust pro zurückgelegtem Weg, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, bestimmt. Um die CJC auch auf der ersten Triggerebene verwenden zu können [50], ist wegen ihrer langen Reaktionszeit ein schneller Algorithmus, der auf der Erkennung spezieller Spurkonfigurationen basiert, erforderlich (vergleiche Abschnitt 2.9.1).

Die CJC1 besteht aus 30 Zellen, von denen jede 24 Drähte enthält, die CJC2 aus 60 Zellen mit jeweils 32 Drähten. Die Zellen sind durch Kathodenebenen, die aus Drähten bestehen und das Driftfeld formen, getrennt. Die Anodendrähte verlaufen in z-Richtung, so dass die Driftrichtung der ionisierenden Elektronen in der (x,y)-Ebene liegt. Die Driftgeschwindigkeit liegt für das im betrachteten Analysezeitraum in den Kammern verwendete Gasgemisch aus Argon und Methan bei $50\,\mathrm{mm}\cdot\mu\mathrm{s}^{-1}$. Die gemessene Driftzeit wird benutzt, um die (r,ϕ)-Position eines Treffers mit einer Auflösung von ungefähr $170\,\mu\mathrm{m}$ zu bestimmen. Die Ladungsteilung am Anodendraht ermöglicht eine grobe Abschätzung der z-Koordinate des Treffers mit einer Auflösung von 5 bis 8 cm für minimal ionisierende Teilchen. Wegen des magnetischen Feldes sind alle Driftzellen um 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Damit kompensiert das elektrische Feld den Effekt des magnetischen Feldes derart, dass für eine Spur mit hohem Impuls, die von der z-Achse ausgeht, die ionisierenden Elektronen senkrecht zur Spurrichtung driften. Durch diese Konfiguration erreicht man eine optimale Spurauflösung. Das Auftreten von Spiegelspuren wird durch die Kombination von Spursegmenten unterschiedlicher Zellen gelöst.

2.3.2 Zentrale z-Kammern

Die zentralen inneren und äußeren z-Kammern (CIZ und COZ) [51] ergänzen die Messung der CJC durch eine präzisere Messung der z-Koordinaten.

2.3.3 Zentraler Siliziumspurdetektor

Der zentrale Siliziumspurdetektor (*central silicon tracker*, CST) [52] ist die Komponente der zentralen Spurkammern, die sich am nächsten am Strahlrohr befindet. Er besteht aus einer inneren Lage mit 12 und einer äußeren Lage mit 20 Sensorträgern. Jeder dieser Sensorträger besitzt sechs Millionen Sensoren und ist tangential verschoben, um ein Überlappen mit seinen

Nachbarn sicherzustellen.

Dies ermöglicht eine Punktauflösung des CST in der (r, ϕ)-Ebene von 12 µm bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 19 sowie von 22 µm in z-Richtung bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 7. Die Auflösung des minimalen Abstandes einer Spur von der z-Achse (*distance of closest approach*, d_{ca}) beträgt für Spuren hoher Impulse 37 µm in der (r, ϕ)-Ebene.

Die Information des CST wird verwendet, um die Auflösung der in der CJC gemessenen Spuren zu verbessern und die Position des Wechselwirkungspunkts für jedes Ereignis genauer festzulegen.

2.3.4 Zentrale Proportionalkammern

Die zentrale innere und die zentrale äußere Proportionalkammer (CIP und COP) [53, 54] haben keinen Einfluss auf die endgültige Spurmessung. Ihre Hauptrolle besteht darin, zusammen mit den vorderen Proportionalkammern (FPC) auf der ersten Triggerebene (vergleiche Abschnitt 2.9) eine schnelle Messung der z-Position des Wechselwirkungspunkts zu liefern. Wie in der CJC verlaufen in der CIP und COP die Drähte parallel zur z-Achse. Beide Kammern bestehen aus je zwei Lagen. Die CIP (COP) ist bezüglich des Azimutalwinkels ϕ in 8 (16) Sektoren, in z-Richtung in 60 (18) Pads von jeweils 36 (120) mm eingeteilt. Die Drähte verlaufen über die Padgrenzen hinweg entlang der z-Achse. Die beiden CIP-Lagen sind gegeneinander um $\pi/8$ bezüglich des Azimutalwinkels ϕ verdreht, so dass sowohl CIP als auch COP eine 16-fache Segmentierung in ϕ bieten.

2.4 Vordere Spurkammern

Im vorderen Bereich des H1-Detektors befinden sich die vorderen Spurkammern (*forward tracking detector*, FTD [55, 56]) und die vorderen Proportionalkammern (*forward proportional chambers*, FPC). Die vorderen Spurkammern werden in dieser Analyse nicht verwendet, da sie Spurinformation in schlechterer Qualität liefern, als dies die zentralen Spurkammern tun. Ein Grund dafür ist die Mehrfachstreuung der nachzuweisenden Teilchen im Bereich zwischen Wechselwirkungspunkt und den vorderen Spurkammern. Die vorderen Proportionalkammern werden zusammen mit der zentralen inneren (CIP) und äußeren Proportionalkammer (COP) benutzt, um auf der Triggerebene schnelle Informationen über die Position des Wechselwirkungspunkts zu erhalten (Abschnitt 2.9).

2.5 Spurrekonstruktion

Das durch die Spule erzeugte longitudinale Magnetfeld im Bereich der zentralen Spurkammern übt Lorentzkräfte auf geladene Teilchen aus. Die Trajektorie eines geladenen Teilchens kann in der (r, ϕ)-Ebene näherungsweise durch einen Kreis, im Raum durch eine Helix beschrieben werden. Letztere wird durch fünf Parameter festgelegt (vergleiche auch Abbildung 2.5):

- vorzeichenbehaftete Krümmung $\kappa = \pm r^{-1}$ der Spur in der (r,ϕ)-Ebene,
- vorzeichenbehafteter kleinster Abstand (*distance of closest approach*, d_{ca}) der Spur von der z-Achse in der (r,ϕ)-Ebene,
- Azimutalwinkel ϕ der Spur am Punkt des kleinsten Abstandes: Der Winkel zwischen der x-Richtung und dem transversalen Impuls (Tangente an die Helix) in der (r,ϕ)-Ebene am Punkt des kleinsten Abstandes,
- Polarwinkel θ am Punkt des kleinsten Abstandes: Der Winkel zwischen der z-Richtung und dem Impuls am Punkt des kleinsten Abstandes,
- z-Position z_{ca} der Spur am Punkt des kleinsten Abstandes.

Das Vorzeichen von κ ist positiv, wenn sich das Teilchen in der Projektion auf die (r, ϕ)-Ebene vom Punkt des kleinsten Abstandes aus entgegen dem Uhrzeigersinn bewegt. Dies entspricht einem negativ geladenem Teilchen. Der transversale Impuls der Spur hängt direkt mit der Krümmung der Helix in der (r,ϕ)-Ebene über $\kappa \propto 1/p_{\perp}$ zusammen. Das Vorzeichen des Abstands d_{ca} ist positiv, wenn der Vektor vom Ursprung zum Punkt des kleinsten Abstandes, der Impulsvektor in der (r,ϕ)-Ebene und die positive z-Achse ein rechtshändiges System bilden.

Die ersten drei Parameter werden nach einer Projektion der Spur auf die (r,ϕ)-Ebene durch die Anpassung eines Kreises bestimmt. Der Polarwinkel θ und die z-Position z_{ca} der Spur sind dann das Ergebnis einer weiteren Anpassung in der (r,z)-Ebene.

Da der wahre Wechselwirkungspunkt, der für physikalische Betrachtungen relevant ist, im Allgemeinen vom nominellen Wechselwirkungspunkt abweicht, definiert man zusätzlich zu den Größen d_{ca} und z_{ca}, die sich auf den Ursprung des Koordinatensystems beziehen, die Größen d'_{ca} und Δz_0, die sich auf den wahren Wechselwirkungspunkt beziehen:

- d'_{ca} ist der vorzeichenbehaftete kleinste Abstand der Spur vom rekonstruierten Wechselwirkungspunkt in der (r,ϕ)-Ebene, und

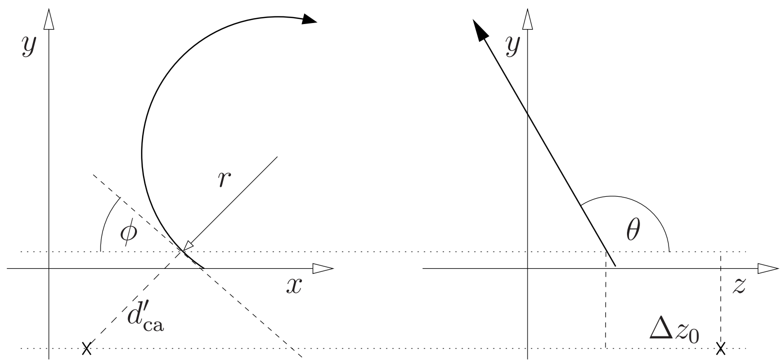

Abbildung 2.5: Eine rekonstruierte Spur (markiert durch gefüllte Pfeilspitzen) wird durch eine Helix beschrieben. Der Wechselwirkungspunkt ist durch ein Kreuz gekennzeichnet. Im linken Teil des Bildes ist die Projektion der Spur auf die (x,y)-Ebene dargestellt. Dort wird sie durch die Krümmung $\kappa = \pm 1/r$, den kleinsten Abstand zum Wechselwirkungspunkt d'_{ca}, sowie den Azimutalwinkel ϕ am Punkt des kleinsten Abstandes parametrisiert. Rechts wird die Projektion auf die (z,y)-Ebene gezeigt. Die Spur wird hier durch die Differenz Δz_0 der z-Koordinaten des Punktes des kleinsten Abstandes in der (x,y)-Ebene und des Wechselwirkungspunkts sowie durch den Polarwinkel θ der Spur beschrieben.

- Δz_0 ist die Differenz zwischen der z-Koordinaten des Punkt kleinsten Abstandes vom nominellen Wechselwirkungspunkt z_{ca} und der z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunkts.

Für Spuren, die an den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt angepasst werden, verschwinden diese beide Größen definitionsgemäß. Deshalb werden, wenn die Qualität solcher Spuren beurteilt werden soll, die d'_{ca}- und Δz_0-Werte einer Spur betrachtet, die die selben Treffer in den Spurkammern nutzt, wie die betrachtete Spur, aber nicht an den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt angepasst ist.

2.6 Zentrales Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) [57] deckt einen Polarwinkelbereich von $4° < \theta < 154°$ bei voller azimutaler Akzeptanz ab, was einer Pseudorapidität von $-1{,}47 < \eta < 3{,}35$ entspricht. Es befindet sich innerhalb der magnetischen Spule, um Material zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter möglichst zu vermeiden und damit die Effizienz der Elektronerkennung und die Auflösung der gemessenen elektromagnetischen und hadronischen Energie zu verbessern. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist entlang der z-Achse in acht so genannte Räder (*wheels*) unterteilt, wobei jedes Rad wiederum aus acht identischen Oktanten besteht.

Unterschiedliche Teilchen deponieren ihre Energie in Materie durch unterschiedliche Mechanismen. Deshalb ist das Kalorimeter in einen inneren Sektor für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Photonen oder Elektronen und einen äußeren Sektor, der Hadronen wie beispielsweise Pionen, Kaonen oder Neutronen nachweist, unterteilt. Der elektromagnetische Teil nutzt Absorberplatten aus Blei, der hadronische solche aus rostfreiem Stahl. In beiden Fällen wird flüssiges Argon als aktives Medium verwendet, das sich besonders durch seine Stabilität und Homogenität und die einfache Kalibration auszeichnet.

Die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters, die in Teststrahlen gemessen wurde, beträgt[2]

$$\frac{\sigma_{\mathrm{em}}(E)}{E} = \frac{(11{,}5 \pm 0,5)\ \%}{\sqrt{E\,(\mathrm{GeV})}} \tag{2.1}$$

für elektromagnetische Schauer [58] und

$$\frac{\sigma_{\mathrm{had}}(E)}{E} = \frac{(50{,}7 \pm 0{,}7)\ \%}{\sqrt{E\,(\mathrm{GeV})}} \oplus (1{,}6 \pm 0{,}1)\,\% \tag{2.2}$$

für hadronische Schauer [59]. Die Tiefe des gesamten Kalorimeters variiert zwischen fünf und acht hadronischen Wechselwirkungslängen. Die elektromagnetische Energieskalenunsicherheit beträgt ungefähr 1 %. Für Jets mit hohen Transversalimpulsen wurde die Unsicherheit der hadronischen Energieskala auf 2 % bestimmt [60, 61], im Allgemeinen [62] liegt sie unter 4 %.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist nicht kompensierend, das heißt, die gemessene Energiedeposition von Hadronen ist im Mittel ein Drittel niedriger als die von Elektronen derselben Energie. Um auf diesen Effekt zu korrigieren, wird bei der Rekonstruktion eine energieabhängige Umgewichtung durchgeführt.

2.7 Rückwärtiges Kalorimeter

Das SpaCal-Kalorimeter [63] besteht aus einem vorderen elektromagnetischen und einem hinteren hadronischen Teil, die einen Polarwinkelbereich

[2]Der angegebene Wert ist über das gesamte zentrale Kalorimeter gemittelt. Die Werte für die einzelnen Räder variieren geringfügig.

von 153° bis 177,5° abdecken. Die 1192 elektromagnetischen Zellen stellen eine sehr feine Granularität zur Verfügung. Der hadronische Teil besteht aus 136 Zellen. Sowohl der elektromagnetische als auch der hadronische Teil benutzt die so genannte Spaghetti-Technologie. Im elektromagnetischen Bereich beträgt der Querschnitt einer Zelle $40{,}5 \times 40{,}5\,\mathrm{mm}^2$. Sie enthält 2340 in Bleiplatten eingebettete Szintillationsfasern, die parallel zur Strahlachse verlaufen und am Zellenende gebündelt und dann von einem einzigen Photomultiplier ausgelesen werden. Eine hadronische Zelle hat einen Querschnitt von $119{,}3 \times 119{,}3\,\mathrm{mm}^2$. Ebenso wie bei einer elektromagnetischen Zelle werden ihre 3510 Fasern an einen einzigen Photomultiplier gekoppelt. Sowohl der elektromagnetische als auch der hadronische Teil haben eine aktive Länge vom 25 cm, was 27,8 Strahlungslängen für den elektromagnetischen und 29,4 Strahlungslängen für den hadronischen Teil entspricht. Beide Teile, die jeweils ungefähr einer hadronischen Wechselwirkungslänge entsprechen, ermöglichen eine longitudinale Kalorimetrie, die den Schlüssel zu einer guten Trennung von Elektronen und Hadronen darstellt.

Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils des SpaCal wurde mit Teststrahlen am CERN und bei DESY [64] zu

$$\frac{\sigma_{\mathrm{em}}(E)}{E} = \frac{(7{,}1 \pm 0{,}2)\,\%}{\sqrt{E\,(\mathrm{GeV})}} \oplus (1{,}0 \pm 0{,}1)\% \tag{2.3}$$

bestimmt. Die Kalibration erfolgt für hohe Elektronenergien durch Studien des Energiespektrums von gestreuten Elektronen mithilfe der Elektron- und der Doppelwinkelmethode (vergleiche Seite 59). Über den Vergleich der Clusterenergie des gestreuten Elektrons im SpaCal mit der Spur in dem davor angeordneten rückwärtigen Siliziumspurdetektor kann die Energieskala bei kleinen Energien verifiziert werden [60]. Da das Verhalten von Formel 2.3 durch eine gerade Linie beschrieben werden kann, wird die Energieauflösung des SpaCal als linear von 3 % bei 7 GeV bis zu 1 % bei 27,6 GeV angenommen [65].

Die Messung der Energieauflösung des hadronischen Teils des SpaCal am ITEP-Protonen-Synchrotron in Moskau [66] ergab

$$\frac{\sigma_{\mathrm{had}}(E)}{E} = \frac{(56{,}0 \pm 3{,}0)\,\%}{\sqrt{E\,(\mathrm{GeV})}}. \tag{2.4}$$

Die hadronische Skala ist bis auf ±7 % bekannt [67]. Die hohe Segmentierung des elektromagnetischen Teils ergibt eine Polarwinkelauflösung von $\sigma_\theta = 2\,\mathrm{mrad}$ für die Messung des gestreuten Elektrons, was einigen Millimetern Ortsauflösung entspricht. Eine derart gute Auflösung ist unabdingbar für eine genaue Bestimmung von Q^2 bei großen[3] Streuwinkeln θ.

[3] bezogen auf die Richtung des einlaufenden Protons

2.8 Rückwärtige Driftkammer

Die rückwärtige Driftkammer (BDC) [68, 69] ist vor dem SpaCal angebracht. Zusammen mit ihm erhöht sie die Genauigkeit der Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons. Die BDC ist in acht Oktanten unterteilt. Ein Oktant besteht aus vier Driftkammern mit je zwei Drahtlagen, die in Richtung der z-Achse überlagert sind. Die 2048 Drähte der BDC sind senkrecht zum Strahlrohr derart gespannt, dass eine fast radiale Driftrichtung erzeugt wird. Diese Geometrie optimiert die Auflösung der Polarwinkelmessung. Von außen nach innen verringert sich der Abstand der Drähte, so dass eine einheitliche Auflösung bezüglich des Polarwinkels erreicht wird. Spiegelspuren werden dadurch aufgelöst, dass die Doppelschichten um jeweils eine halbe Zellenbreite verschoben sind. Um die Messung des Azimutalwinkels zu erlauben, sind die Doppelschichten um 11,5° gegeneinander verdreht.

2.9 Trigger

Das H1-Experiment benötigt ein ausgeklügeltes Triggersystem, um die auftretenden hohen Ereignisraten, die sowohl die Kapazität der Ausleseelektronik als auch die des zur Verfügung stehenden Speichers bei weitem übersteigen, zu reduzieren. Bei HERA können ep-Kollisionen in Intervallen von 96 ns stattfinden (*bunch crossing*).

Der Trigger muss sowohl Untergrundereignisse, die unter anderem aus Strahl-Restgas- oder Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen stammen, unterdrücken als auch die Rate physikalischer Prozesse, die mit hoher Wahrscheinlichkeit auftreten, reduzieren. Ereignisse, die von seltenen physikalischen Prozessen stammen, sollen hingegen mit größtmöglicher Effizienz aufgezeichnet werden.

Aus diesem Grund liefern viele Detektorkomponenten parallel zur vollständigen, langsamen Datenauslese (DAQ) ein Triggersignal, das für die Auswahl der Ereignisse wesentliche Informationen schnell zur Verfügung stellen kann. Diese Informationen werden auf mehreren Triggerebenen ausgewertet. In den Jahren 1999 und 2000, auf deren Daten diese Arbeit beruht, kamen von den vier vorgesehenen Triggerebenen drei zum Einsatz.

2.9.1 Triggerebene 1

Die erste Triggerebene (L1) trifft totzeitfrei mit der Wechselwirkungsrate von 10,4 MHz eine Triggerentscheidung. Dazu werden alle Daten der Subdetektoren in Pipelines mit einer Länge von 25 *bunch crossings* (entsprechend

2,4 µs) gespeichert. Während dieser Zeit werden Informationen über die allgemeinen Eigenschaften des Ereignisses gesammelt. Diese Informationen werden in Form von so genannten Triggerelementen an die zentrale Triggerlogik (CTL) weitergegeben, die daraus durch logische Verknüpfungen so genannte Subtrigger bildet.

Um das Verhältnis der Raten verschiedener Subtrigger bei einer festen oberen Grenze für die Rate aller Subtrigger einstellen zu können, ist es möglich, Subtrigger mit einem so genannten Unterdrückungsfaktor (*prescale*) zu versehen. Falls ein Subtrigger einen Unterdrückungsfaktor j besitzt, wird von den Ereignissen, für die dieser Subtrigger erfüllt ist, nur jedes j-te Ereignis als von diesem Subtrigger getriggert angesehen. Im Gegensatz zu den Subtriggern vor der *prescale*-Prozedur, die als *raw* bezeichnet werden, heißen die nach der *prescale*-Prozedur *actual*.

Ein Ereignis, bei dem ein oder mehrere *actual* Subtrigger erfüllt sind, wird auf der ersten Triggerebene getriggert. Die Pipelines aller Detektorkomponenten werden gestoppt und das Ereignis, das den Trigger ausgelöst hat, ausgelesen. Danach kann die Datennahme erneut gestartet werden. Durch die Auslese der Detektoren, die etwa 1 ms dauert, wird Totzeit erzeugt, da der Detektor in dieser Zeit nicht bereit ist, auf weitere Ereignisse zu reagieren. Um die Totzeit unter 5 – 10 % zu halten, darf die Rate der von L1 getriggerten Ereignisse nicht über 50 – 100 Hz steigen.

2.9.2 Triggerebene 2

Die von L1 erzeugte Triggerrate kann durch die zweite Triggerebene (L2) weiter verringert werden. Die von der ersten Triggerebene erzeugten Subtrigger werden hier durch zwei unabhängige, parallel laufende Systeme verifiziert. Die beiden Systeme sind der Topologische Trigger (L2TT) und ein Trigger der auf neuronalen Netzen basiert (L2NN). Unter Zuhilfenahme von Korrelationen zwischen den Triggersignalen der einzelnen Detektorkomponenten wird innerhalb von 20 µs eine Triggerentscheidung getroffen. Falls diese negativ ausfällt, wird die bereits begonnene Auslese des Detektors abgebrochen und dadurch die Totzeit verringert.

2.9.3 Triggerebene 4

Auf der vierten Triggerebene werden die Ereignisse asynchron auf einer PC-Farm abgearbeitet. Dazu werden sie rekonstruiert und auf ihre physikalischen Eigenschaften hin untersucht. Ereignisse, die untergrundinduziert sind, werden verworfen. Ereignisse mit speziellen Endzuständen werden ausgewählt.

Alle anderen Ereignisse werden nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit akzeptiert. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis akzeptiert wird, hängt vom Viererimpulsübertrag Q^2 ab: Je größer Q^2 ist, desto seltener wird ein Ereignis verworfen. Falls ein Ereignis alleine durch diesen Mechanismus akzeptiert wird, erhält es ein Gewicht, das dem Reziproken der Wahrscheinlichkeit entspricht, mit der es gewählt wurde.

Wie auf allen anderen Triggerebenen werden einige Ereignisse, die eigentlich vom Trigger zurückgewiesen wurden, als so genannte Monitorereignisse akzeptiert, um Studien zur Triggereffizienz zu ermöglichen.

2.10 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird durch die Rate des Bethe-Heitler-Prozesses, $ep \to ep\gamma$, bestimmt, da dieser Prozess unabhängig von der inneren Struktur des Protons ist [70] und innerhalb der QED präzise berechnet werden kann. Der Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt beträgt im sichtbaren Bereich des Luminositätssystems beim H1-Experiment etwa 70 nb.

Das Luminositätssystem [71, 72] basiert auf zwei speziellen Detektoren: dem Elektrontagger zum Nachweis des gestreuten Elektrons und dem Photondetektor für das abgestrahlte Photon. Die Kinematik des Bethe-Heitler-Prozesses bevorzugt gestreute Elektronen innerhalb des Strahlrohrs. Deshalb ist der Elektrontagger sehr nah am Strahlrohr und weit vom Wechselwirkungspunkt entfernt ($z = -33\,\mathrm{m}$) angebracht, um Elektronen mit Streuwinkeln nahe 180° nachzuweisen. Wie die Strahlelektronen werden auch die gestreuten Elektronen durch das System von Magneten abgelenkt, die den Elektronstrahl nach dem Wechselwirkungspunkt vom Protonstrahl trennen. Das ausgehende Photon verläuft hingegen geradlinig bis zum Photondetektor, der zentriert auf der Protonstrahlachse bei $z = -103\,\mathrm{m}$ liegt.

Die differentielle Luminosität wird durch die totale Rate R_{tot} der Bremsstrahlungsereignisse, die Rate R_0 von Bremsstrahlungsereignissen, die von e^+-Pilotpaketen (vergleiche Abschnitt 2.1) stammen, den entsprechenden Elektronströmen I_{tot} und I_0, sowie dem sichtbaren Bereich des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitts σ_{vis} unter Beachtung von Akzeptanz und Triggereffizienz bestimmt. Sie ergibt sich zu

$$L = \frac{R_{\mathrm{tot}} - (I_{\mathrm{tot}}/I_0)R_0}{\sigma_{\mathrm{vis}}}. \tag{2.5}$$

Die Ereignisrate der Pilotpakete erlaubt eine gute Abschätzung der Bremsstrahlungsereignisse, die von Wechselwirkungen der Elektronen mit Restgas im Strahlrohr ($eA \to eA\gamma$) stammen, der dominanten Quelle von Untergrund für den Bethe-Heitler-Prozess.

Kapitel 3

Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen

In diesem Kapitel wird beschrieben, auf welche Weise aus den vom Detektor aufgenommenen Datensätzen schrittweise Ereignisse ausgewählt werden, in denen tief inelastische Streuung zur Entstehung mindestens eines $D^{*\pm}$-Mesons führt. Zunächst muss der Status des H1-Detektors die Messung aller wichtigen Größen erlauben. Daraus ergibt sich die in Abschnitt 3.1 dargestellte Ereignisselektion. Bereits während der Datennahme findet durch den Trigger eine Vorauswahl der Ereignisse statt. Diese wird im zweiten Abschnitt beschrieben. In der eigentlichen Analyse werden zunächst tief inelastische Ereignisse selektiert, indem ein gestreutes Elektron im rückwärtigen Kalorimeter nachgewiesen wird. Aus diesem kann die Ereigniskinematik bestimmt werden (Abschnitt 3.3). Danach werden die Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Mesonen selektiert, deren Analyse dann im folgenden Kapitel beschrieben wird.

3.1 Ereignisselektion und Luminosität

Die Datennahmeperioden des H1-Experiments sind in so genannte Läufe (*runs*) eingeteilt. Während eines Laufs werden die Einstellungen des Detektors konstant gehalten. Allerdings können sich die Bedingungen des Experiments in einem Lauf trotzdem verändern, sei es durch einen Abfall der Hochspannung in den Spurkammern, sich ändernde Untergrundbedingungen oder durch sonstige technische Probleme.

Für diese Analyse werden nur Daten solcher Läufe ausgewählt, die bestimmten Mindestanforderungen genügen. Dadurch wird sichergestellt, dass alle Detektorkomponenten, die für einen korrekt arbeitenden Trigger und zur Messung von tief inelastischer Streuung, $D^{*\pm}$-Mesonen oder Jets nötig sind, während der Datennahme ordnungsgemäß funktionieren.

Aus der integrierten Luminosität der selektierten Läufe ergibt sich nach

Korrekturen, die durch Probleme mit der Hochspannung der Spurkammern notwendig werden können, sowie unter Berücksichtigung des Unterdrückungsfaktors des verwendeten Subtriggers (vergleiche Abschnitt 2.9.1) die gesamte integrierte Luminosität des betrachteten Datensatzes.

Im Einzelnen werden folgende Bedingungen an einen Lauf gestellt:

- Elektron- und Protonstrahlenergie dürfen nur unwesentlich von ihren Nominalwerten $E_e = 27{,}6\,\mathrm{GeV}$ und $E_p = 920\,\mathrm{GeV}$ abweichen, ebenso wie das Magnetfeld der Spule. Sein Nominalwert beträgt $B = 1{,}15\,\mathrm{T}$.[1]

- Der Anteil der Luminosität, die von Satellitenpaketen (vergleiche Abschnitt 3.3.1) stammt, darf nicht über 20 % liegen.

- Die integrierte Luminosität eines Laufs muss nach allen Korrekturen größer als $0{,}1\,\mu\mathrm{b}^{-1}$ sein. Kleinere Werte deuten auf instabiles Detektorverhalten hin.

- Alle Detektorkomponenten, die in dieser Analyse verwendet werden, müssen aktiv sein. Dies betrifft im Einzelnen: das Luminositätssystem, das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr), das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal), die rückwärtige Driftkammer BDC, sowie alle Teile der Spurkammern (CJC1, CJC2, CIZ, COZ, CST). Außerdem werden für den in dieser Analyse verwendeten Subtrigger S61 die zentralen sowie die vorderen Proportionalkammern (CIP, COP und FPC) und die diversen Vetotrigger benötigt. Über die FPC hinaus werden keine Komponenten der vorderen Spurkammern verwendet.

Auch einzelne Ereignisse innerhalb eines Laufs werden verworfen, wenn bei ihnen Probleme auftreten. Dies betrifft insbesondere folgende Klassen von Ereignissen:

- Ereignisse, bei denen einzelne Detektoren, insbesondere Jet- und Proportionalkammern, durch einen Abfall der Hochspannung nicht für eine Datennahme bereit waren,

- Ereignisse, die nicht von den kollidierenden Elektron- und Protonpaketen erzeugt wurden, sondern in Wechselwirkungen zwischen den Pilotpaketen (vergleiche Abschnitt 2.1) und dem Restgas im Strahlrohr oder unter Beteiligung der Satellitenpakete (vergleiche Abschnitt 3.3.1),

[1] Die Energie des Elektronstrahls E_e darf höchstens um 0,5 GeV, die des Protonstrahls E_p höchstens um 5 GeV vom Nominalwert abweichen. Die maximale Abweichung des Magnetfeldes B beträgt 0,05 T.

- Ereignisse, bei denen ein Alarm anzeigt, dass eine Detektorkomponente während der Datennahme nicht funktionierte.

Die integrierte Luminosität des gesamten Datensatzes ergibt sich aus der Summe der integrierten Luminositäten der selektierten Läufe unter Berücksichtigung des Unterdrückungsfaktors des benutzten Subtriggers S61 (vergleiche Abschnitt 2.9.1 und 3.2). Die integrierte Luminosität eines Laufs wird dabei anteilig gekürzt, wenn ein Alarm auftritt oder die Hochspannung in einer Detektorkomponente abfällt. Subtrahiert wird auch der Anteil der Luminosität, der auf Satellitenpakete entfällt.

Die integrierte Luminosität der in dieser Arbeit ausgewerteten Datennahmeperioden nach allen notwendigen Korrekturen findet man für den Subtrigger S61 in Tabelle 3.1. Für den gesamten in dieser Analyse ausgewerteten Datensatz ergibt sich eine integrierte Luminosität von $47{,}0 \pm 0{,}7\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Tabelle 3.1: Integrierte Luminositäten $\mathcal{L}$ der betrachteten Datennahmeperioden. Angegeben sind die gesamte vom H1-Experiment gemessene Luminosität, der mittlere Unterdrückungsfaktor des Subtriggers S61 sowie die daraus resultierende effektive Luminosität für diesen Subtrigger. Die Datennahmeperioden 1998 e^-p und 1999 e^-p wurde für die Analyse verworfen, da die integrierte Luminosität zu niedrig und die Stabilität des Detektors nicht ausreichend war.

	1999 e^+p	2000 e^+p	e^+p
$\mathcal{L}$ (H1)	$12{,}15\,\mathrm{pb}^{-1}$	$41{,}85\,\mathrm{pb}^{-1}$	$54{,}00\,\mathrm{pb}^{-1}$
⟨Unterdrückungsfaktor (S61)⟩	1,03	1,19	1,15
$\mathcal{L}$ (S61)	$11{,}78\,\mathrm{pb}^{-1}$	$35{,}22\,\mathrm{pb}^{-1}$	$47{,}00\,\mathrm{pb}^{-1}$

3.2 Trigger

Um Ereignisse mit einem $D^{*\pm}$-Meson in tief inelastischer Streuung zu triggern, wurden in den Datennahmeperioden der Jahre 1999 und 2000 die erste und die vierte Triggerebene des H1-Detektors verwendet.

3.2.1 Ebene 1

Auf der ersten Triggerebene (L1) wurde der Subtrigger S61 verwendet. Er verknüpft Triggerelemente mehrerer Detektorkomponenten:

- Das gestreute Elektron wird im rückwärtigen Kalorimeter vom Inklusiven Elektron-Trigger (IET) nachgewiesen. Um eine sehr hohe Effizienz zu erreichen, benutzt dieser Trigger die so genannte *sliding window* Methode: Aus jeweils 4×4 benachbarten elektromagnetischen Zellen des SpaCal wird ein Triggercluster gebildet. Diese Triggercluster überlappen sich in x- und y-Richtung, wodurch auch dann, wenn das gestreute Elektron an einer Clustergrenze auftrifft, die Schauerenergie in mindestens einem Triggercluster vollständig deponiert wird. Falls die deponierte Energie in einem Triggercluster eine von drei Energieschwellen erreicht, wird ein Triggersignal ausgelöst: Die Schwellen liegen in den verwendeten Datennahmeperioden bei 0,5 GeV, 2,0 GeV und 6,0 GeV.

Insgesamt ist das SpaCal in 20×20 derartige Triggercluster eingeteilt, die zu 5×5 *Local IETs* (LIET) kombiniert werden. Die Triggerinformation wird für die drei Energieschwellen zunächst auf LIET-Ebene zusammengefasst, dann weiter zu Triggerelementen kombiniert. Dies geschieht getrennt für den zentralen LIET direkt am Strahlrohr und alle anderen. Das Triggerelement `SPCLe_IET>2` bedeutet beispielsweise, dass in einem der nicht zentralen LIETs die dritte Energieschwelle überschritten wurde, `SPCLe_IET_Cen_3` wird gesetzt, falls dies im zentralen LIET geschieht. Um den Subtrigger S61 auszulösen, muss eines dieser beiden Triggerelemente aktiv werden.

- Der DCrϕ-Trigger basiert auf einer schnellen Auswertung der Signale aus den zentralen Jetkammern. Signale von 10 der 56 Drahtlagen werden digitalisiert und die daraus erhaltene Information über die Driftzeit mit 10000 verschiedenen Masken verglichen. Diese Masken enthalten Trefferverteilungen von Spuren mit einem transversalen Impuls von mehr als 400 MeV, wobei es unterschiedliche Masken für Spuren positiv und negativ geladener Teilchen gibt. Aus den aktivierten Masken werden mehrere Triggerelemente gebildet. Im Subtrigger S61 wird das Triggerelement `DCRPh_THig` verwendet, das mindestens eine aktivierte Maske für Spuren mit einem transversalen Impuls $p_t > 800$ MeV verlangt.

  Zugleich liefert der DCrϕ-Trigger noch ein Veto gegen Untergrunderereignisse, die nicht durch ep-Kollisionen erzeugt wurden. Solche Ereignisse führen regelmäßig zu sehr vielen Spuren. Dies ermöglicht die Benutzung der Vetobedingung `!(DCRPh_NL_many && DCRPh_NH_many && DCRPh_PL_many && DCRPh_PH_many)`[2], die Ereignisse mit sehr vielen von positiven (`P`) und negativen (`N`) Spuren niedriger (`L`) und hoher (`H`) Impulse aktivierten Masken zurückweist. Für Ereignisse mit einem $D^{*\pm}$-

[2] Die logischen Verknüpfungen der Triggerelemente sind durch `&&` für eine UND-Verknüpfung, `||` für eine ODER-Verknüpfung und `!` für die Negation gekennzeichnet.

Meson in tief inelastische Streuung ist die Effizienz dieses Vetotriggers praktisch 100 Prozent.

- Der z-Vertex-Trigger wird benutzt, um die Existenz und die z-Koordinate des Wechselwirkungspunkts für die Triggerentscheidung zu nutzen. Er verwendet Informationen aus den Proportionalkammern, das heißt aus der inneren und äußeren zentralen Proportionalkammer (CIP und COP), sowie aus den ersten beiden Ebenen der vorderen Proportionalkammern (FPC). Diese werden in Form von aktivierten Pads aus den Proportionalkammern ausgelesen. Die zentralen Proportionalkammern sind in ϕ- und z-Richtung in Pads aufgeteilt (vergleiche auch Abschnitt 2.3.4), die FPC in r- und ϕ-Richtung.

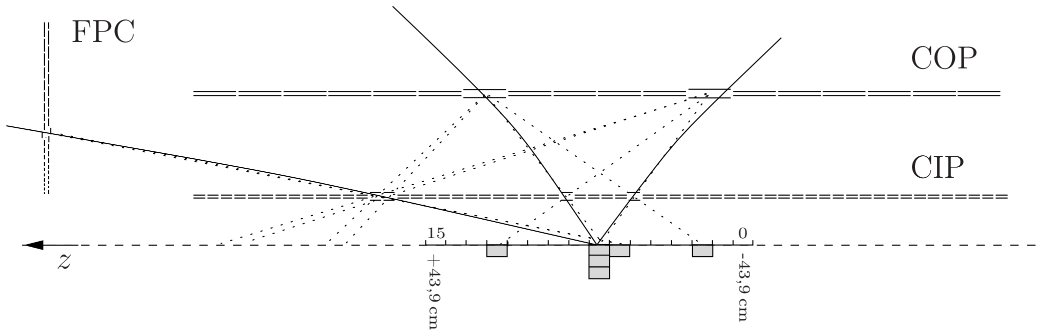

Abbildung 3.1: Funktionsprinzip des z-Vertex-Triggers.

Das Funktionsprinzip des z-Vertex-Triggers wird anhand eines Beispiels in Abbildung 3.1 erläutert: In der Mitte der z-Achse ist der Wechselwirkungspunkt sichtbar. Von diesem ausgehend aktivieren drei Spuren Pads in den beiden zentralen Proportionalkammern CIP und COP sowie in der vorderen Proportionalkammer FPC. Zur Auswertung dieser Signale werden Geraden durch Paare aktivierter Pads in zwei Detektoren (CIP und COP oder FPC und CIP) gezogen. Der Schnittpunkt mit der z-Achse wird in das z-Vertex-Histogramm (in der Abbildung 3.1 grau) eingetragen. Zur Rauschunterdrückung werden dabei nur Pads berücksichtigt, bei denen beide Lagen eines Detektors aktiviert wurden. Es ist zu beachten, dass in der Abbildung nur einer von 16 ϕ-Sektoren des z-Vertex-Triggers dargestellt ist, aber alle ϕ-Sektoren gleichermaßen zum z-Vertex-Histogramm beitragen.

Für ein Ereignis, das aus einer ep-Kollision hervorgegangen ist, häufen sich die Einträge in das z-Vertex-Histogramm am Wechselwirkungspunkt, für ein Untergrundereignis überwiegen flache Verteilungen. Aus dem Histogramm werden mehrere Triggerelemente gebildet. In dieser Analyse wird `zVtx_sig` verwendet, das angibt, ob eine signifikante Häufung von Einträgen innerhalb des Histogramms vorhanden ist. Dies ist der Fall, wenn das Intervall mit den meisten Einträgen nicht am Rand des z-Vertex-Histogramms liegt und das Verhältnis zwischen der Zahl der Einträge in diesem Intervall und der Zahl aller Einträge im Histogramm hoch genug ist.

- Die bisher angesprochenen Triggerelemente wurden im Hinblick auf den zu betrachtenden Physikkanal ausgewählt. Zusätzlich werden beim H1-Experiment in fast allen Subtriggern weitere Triggerelemente verwendet, die Ereignisse unterdrücken, die nicht durch ep-Kollisionen verursacht wurden. Diese werden als Vetotrigger bezeichnet und nutzen Informationen über die erwartete Zeitdifferenz von ep-Kollision und Ansprechen eines Detektors. Im Subtrigger S61 werden diese Triggerelemente ebenfalls benutzt. Ihrer Effizienz für ep-Ereignisse beträgt praktisch 100 %.

Es ist wichtig, dass die Effizienz des Subtriggers S61 in den Daten durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben wird. Dies wird im Folgenden gezeigt. Es wird dabei, wie auch im Folgenden, eine Monte-Carlo-Simulation[3] des RAPGAP-Programms von Prozessen mit aufgelöster und direkter Boson-Gluon-Fusion unter Einschluss radiativer Effekte benutzt. Auch Prozesse, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson aus Beautyquarks entsteht, werden berücksichtigt.

Generell wird die Effizienz ϵ eines Triggers mithilfe eines unabhängigen Subtriggers bestimmt. Sie ist durch

$$\epsilon = \frac{N_{\text{getriggert}}}{N_{\text{Versuch}}} = \frac{N_{\text{getriggert}}}{N_{\text{getriggert}} + N_{\overline{\text{getriggert}}}}, \tag{3.1}$$

definiert, wobei $N_{\text{Versuch}} = N_{\text{getriggert}} + N_{\overline{\text{getriggert}}}$ die Anzahl der Ereignisse ist, die von einem unabhängigen Subtrigger getriggert wurden, $N_{\text{getriggert}}$ die Anzahl der Ereignisse, die auch vom zu überprüfenden Subtrigger getriggert wurden und $N_{\overline{\text{getriggert}}}$ die Anzahl der Ereignisse, die nur vom unabhängigen Subtrigger getriggert wurden. Ein unabhängiger Subtrigger ist ein Subtrigger, dessen Triggerentscheidung nicht mit dem zu überprüfenden Subtrigger korreliert ist.

Die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Klassen kann für $D^{*\pm}$-Mesonen nur durch Anpassungen des Signals in Δm-Verteilungen (vergleiche

[3] Für eine präzise Beschreibung der in der Analyse benutzten Monte-Carlo-Simulation vergleiche Abschnitt 4.2.

Abschnitt 4.1.2) erfolgen[4], da die Untergrundereignisse, die nach allen Selektionsschnitten in der Δm-Verteilung verbleiben, eine andere Triggereffizienz als die Signalereignisse aufweisen können.

Der Fehler $\sigma(\epsilon)$ einer nach Gleichung 3.1 bestimmten Effizienz ist von den Fehlern $\sigma(N_{\text{getriggert}})$ und $\sigma(N_{\text{Versuch}})$ abhängig. Falls die Zahlen $N_{\text{getriggert}}$ und N_{Versuch} wie hier aus Anpassungen an Δm-Verteilungen stammen, ergeben sich auch ihre Fehler aus diesen Anpassungen. Die Fehler von $N_{\text{getriggert}}$ und N_{Versuch} sind dann selbstverständlich korreliert, weil die Anpassungen, aus denen sie bestimmt werden, auf korrelierten Δm-Verteilungen aufbauen: Normalerweise werden fast alle Ereignisse, die der unabhängige Subtrigger triggert, auch vom zu untersuchenden Trigger getriggert. Dies muss bei der Berechnung von $\sigma(\epsilon)$ beachtet werden.

Eine Anwendung des zweiten Teils von Gleichung 3.1, in der $N_{\overline{\text{getriggert}}}$ anstelle von N_{Versuch} verwendet wird, scheitert an der relativen Kleinheit von $N_{\overline{\text{getriggert}}}$, da Anpassungen an die dazugehörende Δm-Verteilung nicht möglich sind.

Anstelle dessen wird für den Fehler $\sigma(\epsilon)$ der Triggereffizienz die Näherung

$$\left(\frac{\sigma(\epsilon)}{\epsilon}\right)^2 = \left(\frac{\sigma(N_{\text{Versuch}})}{N_{\text{Versuch}}}\right)^2 + (1-2\epsilon)\left(\frac{\sigma(N_{\text{getriggert}})}{N_{\text{getriggert}}}\right)^2 \tag{3.2}$$

benutzt, die die Korrelation zwischen $\sigma(N_{\text{getriggert}})$ und $\sigma(N_{\text{Versuch}})$ berücksichtigt [73].

Um die Effizienz des Subtriggers S61 zu bestimmen, wird dieser in einen nur vom gestreuten Elektron und einen nur von den Signalen der Spurdetektoren abhängigen Teil zerlegt.

Die Effizienz der Triggerelemente `SPCLe_IET>2` und `SPCLe_IET_Cen_3`, die auf die Energiedeposition im SpaCal ansprechen, wird mit Ereignissen mit einem nachgewiesenen gestreuten Elektron im SpaCal bestimmt, die von einem von diesen Triggerelementen unabhängigen Subtrigger getriggert wurden. In einer ersten Effizienzmessung wird als unabhängiger Subtrigger ein Subtrigger benutzt, der vollständig unabhängig vom SpaCal ist und durch eine Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter ausgelöst wird. Dies kontrolliert die prinzipielle Funktion des SpaCal IET. In einer zweiten Effizienzmessung wird ein Subtrigger, der eine niedrigere Energieschwelle im SpaCal fordert, als dies `SPCLe_IET>2` und `SPCLe_IET_Cen_3` tun, als unabhängiger Subtrigger benutzt. Dies ermöglicht die Überprüfung einer falschen

[4]Um ungewollte systematische Effekte auszuschließen, wird bei der Bestimmung von Triggereffizienzen, abweichend von dem in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Vorgehen, die Anpassung an die Δm-Verteilung zur Bestimmung von $N_{\text{getriggert}}$ immer mit derselben Anpassungsmethode (Likelihood, χ^2) durchgeführt, mit der zuvor N_{Versuch} bestimmt wurde.

Kalibration des IET mit höherer Statistik als dies mit dem zuvor genannten unabhängigen Subtrigger möglich ist.

Nach dem Ausschluss derjenigen Bereiche des rückwärtigen Kalorimeters von der Messung, in denen in den Daten Ineffizienzen[5] zu beobachten sind, liegt die Effizienz in den Daten praktisch bei 100 % (vergleiche Abbildung 3.2). Dies wird durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Ein durch die Effizienz des IET bedingter systematischer Fehler kann damit vernachlässigt werden.

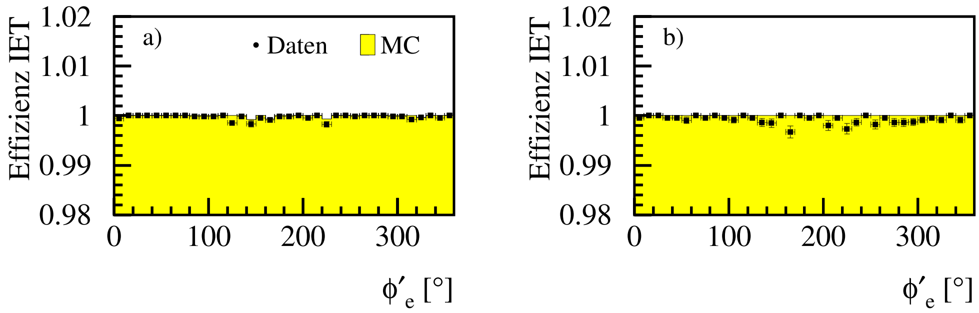

Abbildung 3.2: Effizienz des SpaCal IET aufgetragen gegen den Azimutalwinkel ϕ'_e des gestreuten Elektrons. Links: Effizienz, gemessen mit Ereignissen, die von einem SpaCal IET-Triggerelement, das eine niedrigere Energieschwelle als S61 fordert, getriggert wurden. Rechts: Effizienz, gemessen mit Ereignissen, die vollständig unabhängig vom SpaCal IET durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter getriggert wurden. Dabei ist die verfügbare Statistik geringer. Auf einige ineffiziente Bereiche des SpaCals wurde zuvor geschnitten. In der Monte-Carlo-Simulation beträgt die Effizienz 100 %.

Die Effizienz der Triggerelemente `DCRPh_THig` und `zVtx_sig` wird mithilfe von Ereignissen bestimmt, in denen sowohl ein gestreutes Elektron als auch ein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat vollständig rekonstruiert wurden und die durch einen von diesen Triggerelementen unabhängigen Subtrigger akzeptiert wurden. Unabhängig heißt hier, dass der Subtrigger keine Informationen verwendet, die von den Spurdetektoren abhängt.

In Abbildung 3.3 sind die Effizienzen für das Triggerelement `DCRPh_THig` für Ereignisse mit einer unterschiedlichen Anzahl von Spuren angegeben. Bezüglich dieser Größe lassen sich die größten Variationen in der Effizienz dieses Triggerelements erkennen. Um den Einfluss der in der Datennahmeperiode teilweise ineffizienten Sektoren der zentralen Spurkammern auf die Effizienz des Spurtriggers zu untersuchen, wird diese gegen den Azimutalwinkel des

[5]Die Ineffizienzen werden durch einzelne Triggerzellen verursacht, die nicht ordnungsgemäß arbeiten. Über das gesamte SpaCal gemittelt betragen sie 1 bis 2 Prozent.

gestreuten Elektrons ϕ'_e, der mit den Azimutalwinkeln der von den Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons erzeugten Spuren korreliert ist, aufgetragen.

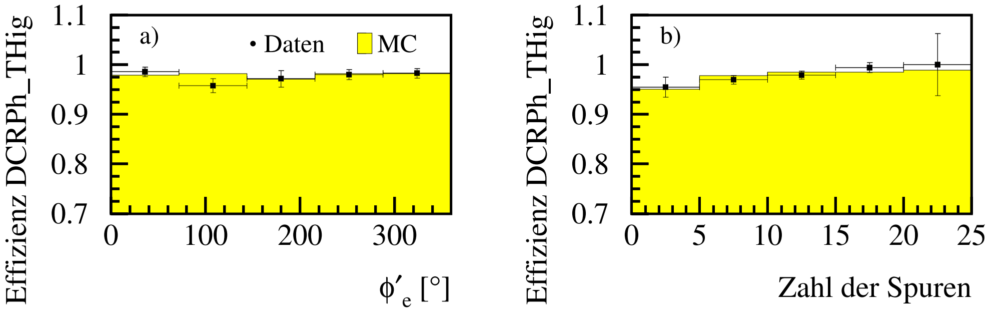

Abbildung 3.3: Effizienz des Triggerelements `DCRPh_THig` aufgetragen gegen die Anzahl der in einem Ereignis rekonstruierten Spuren sowie gegen den Azimutalwinkel ϕ'_e des gestreuten Elektrons. In der Monte-Carlo-Simulation wird die Effizienz gut beschrieben.

Abbildung 3.4 zeigt die Effizienz des Triggerelements `zvtx_sig` in Abhängigkeit von Energie E'_e und Polarwinkel θ'_e des gestreuten Elektrons. Diese Variablen bestimmen wesentlich die Ereignistopologie und damit die Effizienz des z-Vertex-Triggers.

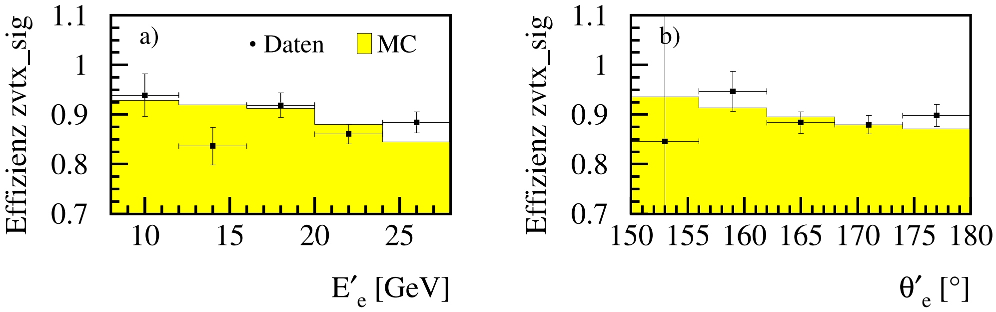

Abbildung 3.4: Effizienz des Triggerelements `zvtx_sig` aufgetragen gegen die Energie E'_e und den Polarwinkel θ'_e des gestreuten Elektrons. In der Monte-Carlo-Simulation wird die Effizienz in diesen Größen nach einer Korrektur der totalen Effizienz von 2 % gut beschrieben.

Die in den Daten gemessenen Effizienzen werden generell gut in der Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Für das Triggerelement `zVtx_sig` ergibt sich ein Unterschied von 2 %, der in der Monte-Carlo-Simulation korrigiert wird.

Die totale Triggereffizienz des Subtriggers S61 im in dieser Analyse verwendeten sichtbaren Bereich des $D^{*\pm}$-Mesons (vergleiche Abschnitt 3.4.2) beträgt $(89 \pm 2)\,\%$. Es wird ein systematischer Fehler von $2\,\%$ angenommen, der sich aus dem statistischen Fehler der totalen Triggereffizienz in den Daten sowie aus der Streuung der Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation in den betrachteten differentiellen Verteilungen ergibt.

In Abbildung 3.5 werden die Triggereffizienz des Subtriggers S61 in Daten und Monte-Carlo-Simulation differentiell in den Größen verglichen, bezüglich derer später Wirkungsquerschnitte angegeben werden. Die gute Beschreibung

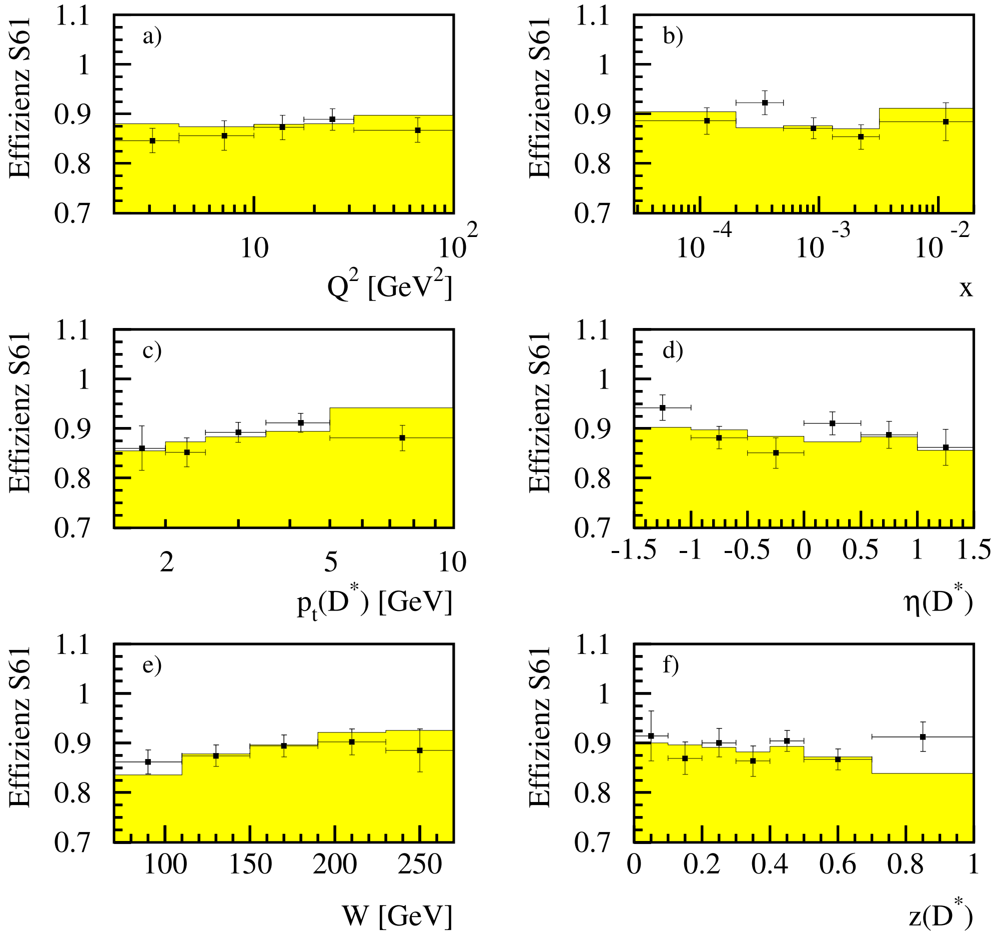

Abbildung 3.5: Effizienz des Subtriggers S61 in Daten und Simulation differentiell sowohl in den kinematischen Größen des Ereignisses Q^2, x und W als auch denen des $D^{*\pm}$-Mesons $p_t\,(D^*)$, $\eta\,(D^*)$ und z. Die Effizienzen in den verschiedenen Intervallen werden durch Parameteranpassungen an Δm-Verteilungen bestimmt, die angegebenen Fehler beinhalten die durch die beschränkte Statistik und durch die Unsicherheit der Anpassungen bedingten Beiträge.

der Triggereffizienzen in der Monte-Carlo-Simulation ermöglicht die Verwendung der simulierten Triggerelemente zur Korrektur der Daten.

3.2.2 Ebene 4

Auf der vierten Triggerebene (L4) werden die Ereignisse bereits vorläufig rekonstruiert. Falls ein gestreutes Elektron im rückwärtigen Kalorimeter gefunden wird und durch die Kombination[6] von drei Spuren ein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat gebildet werden kann, selektiert ein Programm, der *L4 finder*, das Ereignis. Nur die von einem *L4 finder* selektierten Ereignisse werden als Datensätze gespeichert.

Die Schnitte, die auf L4 für die Selektion benutzt werden, sind wesentlich weicher als diejenigen, die in der Analyse verwendet werden. Die rekonstruierten invarianten Massen müssen den Bedingungen $1{,}164\,\mathrm{GeV} < m_{K\pi} < 2{,}264\,\mathrm{GeV}$ und $\Delta m = m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} < 0{,}180\,\mathrm{GeV}$ genügen. Weiterhin wird ein minimaler Transversalimpuls des $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten $p_t\,(K\pi\pi_s) > 1{,}4\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Die Schnitte des *L4 finders* auf die Spurparameter sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Tabelle 3.2: Schnitte des *L4 finders* auf Parameter der zur Rekonstruktion der $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten verwendeten Spuren.

	$\pi^{\pm}$	$K^{\pm}$	$\pi_s^{\pm}$
p_t	$>0{,}15\,\mathrm{GeV}$	$>0{,}15\,\mathrm{GeV}$	$>0{,}10\,\mathrm{GeV}$
$\lvert d'_{\mathrm{ca}}\rvert$	$<4{,}0\,\mathrm{cm}$	$<4{,}0\,\mathrm{cm}$	$<4{,}0\,\mathrm{cm}$
Spurlänge	$>15\,\mathrm{cm}$	$>15\,\mathrm{cm}$	$>10\,\mathrm{cm}$

Falls kein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat und auch kein anderer zu selektierender hadronischer Endzustand gefunden wird, akzeptiert L4 das Ereignis mit einer vom rekonstruierten Impulsübertrag Q^2 abhängigen Wahrscheinlichkeit. Es erhält dann ein Gewicht, das dem Reziproken dieser Wahrscheinlichkeit entspricht. So kann auf der Analyseebene auf die Anzahl der ursprünglich vorhandenen Ereignisse geschlossen werden.

Außer den Ereignissen, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat gefunden wurde, werden auch Ereignisse akzeptiert, die zum falsch geladenen Untergrund gehören. Bei solchen Ereignissen existieren jeweils drei Spuren, die alle Bedingungen erfüllen, die zur Selektion eines $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten nötig sind, bei denen aber die Ladungsvorzeichen der beiden Pionen unterschiedlich und die der Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons gleich sind. Diese Ereignisse werden

[6]Eine Beschreibung des in dieser Analyse verwendeten Zerfallskanals und der Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aus ihren Tochterteilchen findet man in Abschnitt 3.4.1.

später mit in die Parameteranpassungen einbezogen, aus denen die Anzahl von $D^{*\pm}$-Ereignissen bestimmt wird.

Die Effizienz des *L4 finders* für $D^{*\pm}$-Mesonen wird aus der Anzahl und dem Gewicht der Ereignisse bestimmt, die in der Analyse, aber nicht auf L4 selektiert werden. Dass dies vorkommen kann, liegt daran, dass auf L4 eine schnellere, dafür aber weniger präzise Spurrekonstruktion durchgeführt wird, als später bei der vollständigen Rekonstruktion eines Ereignisses. Damit unterscheidet sich die Spurinformation, die auf L4 *online* verfügbar ist, von der, die auf der Analyseebene benutzt wird. Auf der vierten Triggerebene werden zum Beispiel noch keine Informationen des CST verwendet. Auch das genaue Alignment der Spurkammern und die Driftgeschwindigkeit werden erst später bestimmt. Die Qualitätsschnitte auf die Spureigenschaften auf Analyseebene werden so festgelegt, dass die durch derartige Effekte verursachte Ineffizienz sehr gering ist.

Für die Monte-Carlo-Simulation ist keine Spurrekonstruktion unter den Bedingungen, die auf der vierten Triggerebene für die Daten herrschen, vorhanden, so dass die Effizienz von L4 nicht aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden kann. Den Ineffizienzen wird vielmehr dadurch Rechnung getragen, dass die von L4 zugewiesenen Ereignisgewichte verwendet werden. Höhere Ereignisgewichte führen über höhere statistische Fehler der Messwerte in der Δm-Verteilung (vergleiche Abschnitt 4.1.2) zu größeren Unsicherheiten bei der Parameteranpassung und damit zu größeren statistischen Fehlern der Messpunkte. Auf eine gesonderte Korrektur der L4-Triggereffizienz kann daher verzichtet werden.

Während eines kurzen Zeitabschnitts der hier benutzten Datennahmeperioden wurde L4 irrtümlicherweise mit Einstellungen betrieben, die geringfügig härtere Schnitte auf die Spureigenschaften verursachen, als sie in dieser Analyse verlangt werden. Für die Läufe, in denen dieses Problem auftritt, werden die Schnitte in dieser Analyse entsprechend härter gewählt. Bei der Korrektur der Daten wird in den nicht mehr zugänglichen Teil des Phasenraums mithilfe der Monte-Carlo-Simulation extrapoliert.

3.3 Selektion tief inelastischer Ereignisse

Die ersten Schritte dieser Analyse bestehen darin, den Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren, Ereignisse mit tief inelastischer Streuung über das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter zu selektieren und daraus die kinematischen Größen zu bestimmen. Das gestreute Elektron kann selbstverständlich für hohe Werte des Viererimpulsübertrags Q^2 auch im zentralen Kalorimeter nachgewiesen werden. Um allerdings eine möglichst einheitliche

Behandlung auf Trigger- und Analyseebene zu ermöglichen, konzentriert sich diese Analyse auf das rückwärtige Kalorimeter zum Nachweis des gestreuten Elektrons.

3.3.1 Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts

Der Wechselwirkungspunkt eines Ereignisses wird durch eine Anpassung der Spuren des Ereignisses an einen gemeinsamen Ausgangspunkt rekonstruiert. Die z-Koordinaten z_{vertex} der rekonstruierten Wechselwirkungspunkte der Ereignisse sind um den nominellen Wechselwirkungspunkt näherungsweise entsprechend einer Gaussfunktion verteilt. Die Ursache dafür ist die räumliche Ausdehnung des wechselwirkenden Protonpakets. Vor und hinter dem nominellen Wechselwirkungspunkt treten zusätzlich in einem Abstand von etwa 70 cm weitere Verteilungen auf, die von Protonen aus den Satellitenpaketen herrühren. Diese Satellitenpakete befinden sich 4,8 ns vor oder nach dem Hauptpaket, da sie aus Protonen bestehen, die in einem zum Hauptpaket benachbarten HF-Tal gefangen sind. In der Monte-Carlo-Simulation werden Ereignisse, die aus Satellitenpaketen stammen, nur unzureichend simuliert.

Um Ereignisse, die aus den Satellitenpaketen oder einer Wechselwirkung mit Restgas oder den Strahlrohrwänden stammen, zu unterdrücken, darf der rekonstruierte Wechselwirkungspunkt höchstens ± 35 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegen. Die Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunkts z_{vertex} ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Es ist wichtig, dass die Verteilung der z-Position des Wechselwirkungspunkts in den Daten durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben wird, da sie direkten Einfluss auf die Rekonstruktionseffizienz von gestreutem Elektron und $D^{*\pm}$-Meson hat. Dies ist nach dem Umgewichten der Verteilung in der Monte-Carlo-Simulation der Fall.

3.3.2 Nachweis des gestreuten Elektrons

In dieser Analyse werden tief inelastische Ereignisse selektiert, bei denen das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter (SpaCal) nachgewiesen wird. Die Suche nach einem gestreuten Elektron geschieht mit dem Standard-Algorithmus des H1-Experiments.

Dieser Algorithmus benutzt den energiereichsten Cluster im SpaCal als Kandidaten für das gestreute Elektron.

Für die Messung von Polarwinkel $\theta'_{\mathrm{e\ SpaCal}}$ und Azimutalwinkel ϕ'_e des gestreuten Elektrons wird zunächst der Schwerpunkt des Clusters bestimmt.

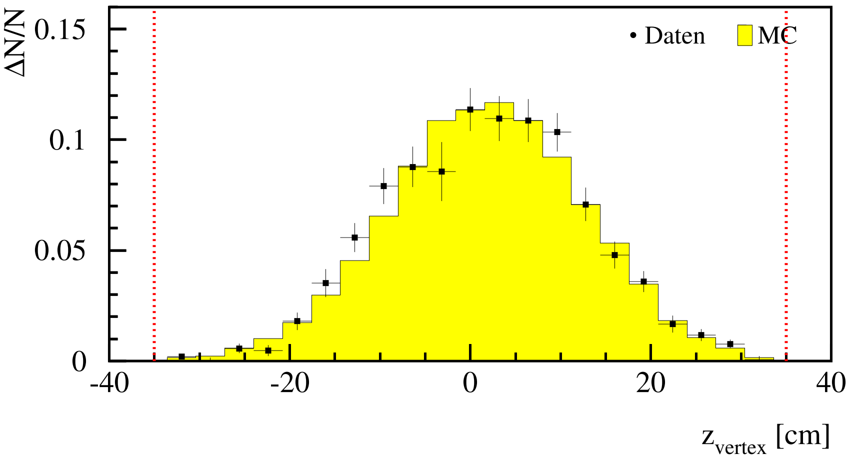

Abbildung 3.6: Beschreibung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunkts z_{vertex} von Ereignissen mit mindestens einem $D^{*\pm}$-Meson nach einer Anpassung der Monte-Carlo-Simulation an die gemessene Verteilung. Der Untergrund wurde für die Daten statistisch subtrahiert (vergleiche dazu Abschnitt 4.1.1). Die gestrichelten Linien geben den Bereich an, in dem der Wechselwirkungspunkt liegen muss, damit das Ereignis akzeptiert wird.

Danach wird versucht, eine Spur durch den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt, den Schwerpunkt des Clusters im SpaCal und eventuell vorhandene Treffer in den acht Lagen der rückwärtigen Driftkammer (BDC) anzupassen. Der durch diese Parameteranpassung bestimmte Polarwinkel $\theta'_{\mathrm{e\ BDC}}$ ersetzt $\theta'_{\mathrm{e\ SpaCal}}$, da die Polarwinkelauflösung der BDC höher ist als die des SpaCal. Falls die Extrapolation der so angepassten Spur weiter als 1,5 cm vom ursprünglichen Schwerpunkt des Clusters entfernt ist, oder falls von der Parameteranpassung weniger als vier Treffer in der BDC benutzt werden, wird das Ereignis verworfen, da der Cluster dann vermutlich von einem in Photonen zerfallenen π^0-Teilchen stammt. Die durch die Kombination von SpaCal und BDC erreichte Auflösung des Polarwinkels θ'_e des gestreuten Elektrons beträgt 1 mrad. Die gemessene Verteilung des Polarwinkels θ'_e sowie des Azimutalwinkels ϕ'_e wird in Abbildung 3.7 mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen.

Elektron- und Protonstrahl verlaufen weder exakt parallel zueinander noch zur z-Achse des Koordinatensystems. Diese Abweichung der Größenordnung $\mathcal{O}$ (2 mrad) ist durch die Strahlführung im H1-Detektor bedingt und wird als *beam tilt* bezeichnet. Sie führt unter anderem dazu, dass die Verteilung des gestreuten Elektrons relativ zum Zentrum des SpaCal verschoben ist. Dies wird durch eine Korrektur von θ'_e wieder ausgeglichen.

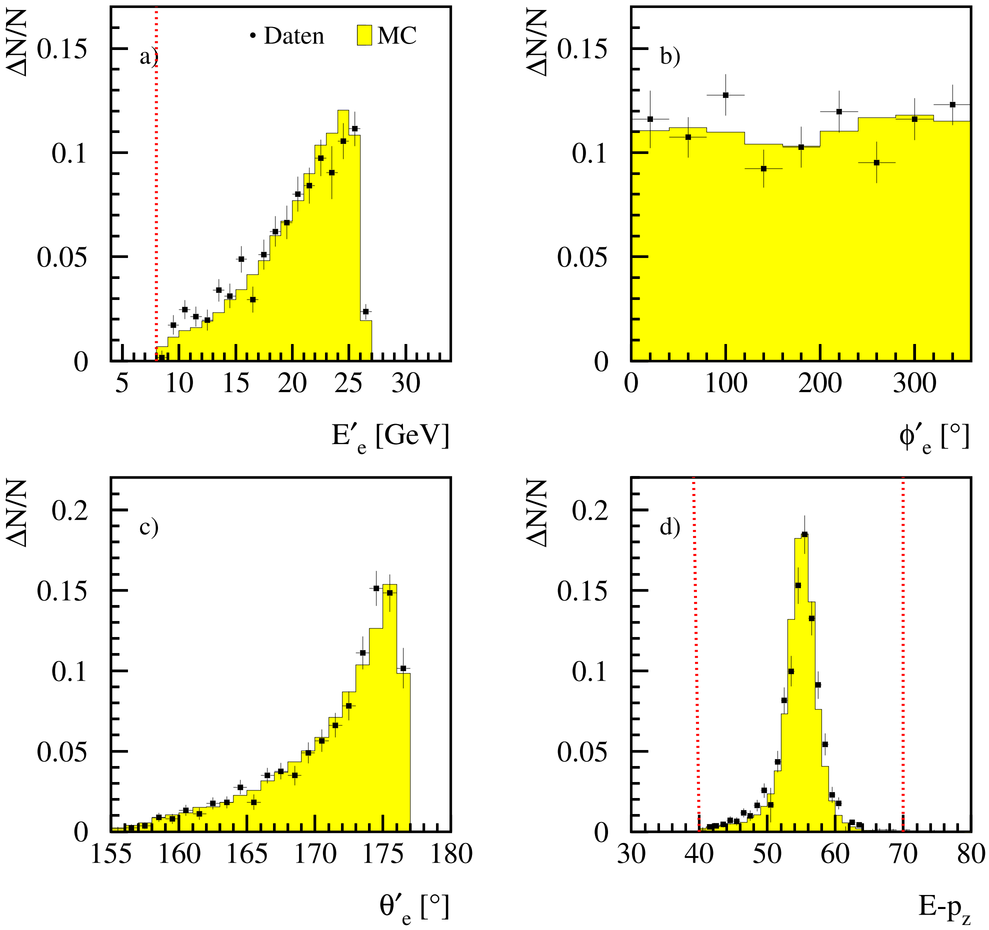

Abbildung 3.7: Kontrollverteilungen für die selektierten Ereignissen mit $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung: Es sind die Energie E_e' (a), der Azimutalwinkel ϕ_e' (b) und der Polarwinkel θ_e' (c) des gestreuten Elektrons sowie die Größe $E-p_z$ (d) dargestellt. Die Daten werden durch die RAPGAP Monte-Carlo-Simulation mit radiativen Korrekturen hinreichend gut beschrieben. Die Variation der Anzahl der Ereignisse mit dem Azimutalwinkel ϕ_e' ist bedingt durch die zeitweise reduzierte Effizienz der Spurkammern in mehreren Sektoren. Der in den Daten vorhandene Untergrund wurde statistisch subtrahiert (vergleiche Abschnitt 4.1.1).

Um die Energie des Clusters mit ausreichender Präzision bestimmen zu können, werden die Randbereiche des SpaCal von der Messung ausgeschlossen: Es wird eine maximale radiale Position des Clusters des gestreuten Elektrons von

$$r_e' < 74{,}0\,\mathrm{cm} \tag{3.3}$$

und mittels

$$|z_{\text{SpaCal}} - z_{\text{vertex}}| \cdot \tan\theta'_e > 9{,}1\,\text{cm} \tag{3.4}$$

eine minimale radiale Position eingeführt. Dabei ist z_{SpaCal} die z-Koordinate des Clusters im SpaCal. Der Schnitt auf den – auf die Effekte der *beam tilt* korrigierten – Winkel θ'_e des gestreuten Elektrons in Gleichung 3.4 nutzt für alle Positionen des Wechselwirkungspunkts z_{vertex} die verfügbare Akzeptanz des SpaCal vollständig aus.

Weiterhin werden Ereignisse mit einer Energiedeposition in der Vetolage des SpaCal zurückgewiesen. Die Vetolage besteht aus vier bogenförmigen Kalorimeterzellen, die das SpaCal an der Innenseite gegenüber dem Strahlrohr abschließen. Eine Energiedeposition in diesen Zellen bedeutet, dass die Energie eines Clusters im SpaCal nicht vollständig gemessen werden kann.

Um Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken, bei denen ein geladenes hochenergetisches Hadron in das SpaCal gestreut wird, das fälschlicherweise für das gestreute Elektron gehalten wird, werden Estimatoren zur Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer benutzt:

- Die Mindestenergie des Clusters und damit des gestreuten Elektrons beträgt 8 GeV. Dadurch wird bereits ein Großteil der fehlidentifizierten Hadronen eliminiert.

- Die Obergrenze für den Radius des Clusters ist 4,0 cm, da ein Elektron ein schmaleres Schauerprofil als ein Hadron hat.

- Aus dem gleichen Grund darf der Bruchteil der Clusterenergie, der außerhalb eines Zylinders rund um den Cluster liegt, 10 % nicht überschreiten.

- Der aus dem hadronischen Teil des SpaCal stammende Anteil der Clusterenergie darf weder 500 MeV noch 3 % der gesamten Clusterenergie überschreiten.

Die gemessene Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons wird in Abbildung 3.7 mit der von der Simulation vorhergesagten Verteilung verglichen.

Eine weitere Größe, auf die geschnitten wird, um Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken, ist

$$E - p_z = \sum_{\text{had}} (E - p_z) + E'_e\,(1 - \cos\theta'_e)\,, \tag{3.5}$$

wobei die Summe über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes läuft. Falls der Endzustand vollständig im Detektor rekonstruiert wird, erwartet man für $E - p_z$ den gleichen Wert wie für den Anfangszustand aus einlaufendem Proton und Elektron: $2 \cdot E_e$. Falls das gestreute Elektron beispielsweise im Strahlrohr verschwindet, ohne nachgewiesen zu werden, führt zu einem kleinen $E - p_z$ des rekonstruierten Endzustandes. Dies ist auch dann der Fall, wenn das Elektron noch vor der Streuung am Proton ein Photon abstrahlt (*initial state radiation*), das den Detektor ebenfalls undetektiert durch das Strahlrohr verlässt. Die gemessene Verteilung von $E - p_z$ in den Daten wird in Abbildung 3.7 mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen.

In dieser Analyse wird

$$40\,\text{GeV} < E - p_z < 75\,\text{GeV} \tag{3.6}$$

gefordert. Der oberer Schnitt unterdrückt Ereignisse, die von einem kosmischen Myonereignis oder einem Restgasereignis überlagert werden.

3.3.3 Effizienz der rückwärtigen Driftkammer

Die rückwärtige Driftkammer (BDC) wird in dieser Analyse benutzt, um die Auflösung des Azimutalwinkels des gestreuten Elektrons gegenüber einer Messung mit dem SpaCal alleine zu erhöhen und gleichzeitig Photoproduktionsuntergrund zurückzuweisen. Wie im letzten Abschnitt erläutert, wird eine Anpassung der Trajektorie des gestreuten Elektrons an den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt, einen Cluster im SpaCal und mehrere Treffer in der BDC durchgeführt. Ereignisse, bei denen die angepasste Trajektorie bei einer Extrapolation auf das SpaCal um mehr als 1,5 cm von der ursprünglich gemessenen Clusterposition abweicht, werden verworfen. In diesem Fall befinden sich im Bereich der Trajektorie meist zu wenige oder gar keine Treffer in der BDC. Die Wahrscheinlichkeit, mit der dies geschieht, muss in der Monte-Carlo-Simulation beschrieben sein.

Zur Bestimmung der Effizienz werden in Daten und Monte-Carlo-Simulation Ereignisse betrachtet, die einen Kandidaten für ein gestreutes Elektron mit einer Energie von wenigstens 24 GeV aufweisen, das allen Selektionskriterien genügt, zu dem allerdings keine Signale in der BDC existieren müssen. Der Bruchteil dieser Ereignisse, bei dem eine Anpassung der Trajektorie erfolgreich ist, ergibt die gesuchte Effizienz.

Die BDC besteht aus einem inneren Teil mit kleinen und einem äußeren Teil mit größeren Zellen. Im Übergangsbereich bei einer radialen Clusterposition r'_e von etwa 27 cm sind Ineffizienzen zu beobachten, die in der Monte-Carlo-Simulation nicht korrekt wiedergegeben werden. Nach einer entsprechenden Korrektur stimmen die aus den Daten und aus der Simulation bestimmten Effizienzen im Übergangsbereich gut überein, wie dies in Abbildung

3.8 dargestellt ist. Außerdem ist festzustellen, dass die Effizienz in den Daten für weiter innen liegende Positionen zunehmend nach unten abweicht. Aus dem Energiespektrum der aufgrund fehlender Treffer in der BDC zurückgewiesenen Elektronkandidaten ergibt sich, dass es sich dabei um Photoproduktionsuntergrund handelt, der von der Monte-Carlo-Simulation nicht berücksichtigt wird.

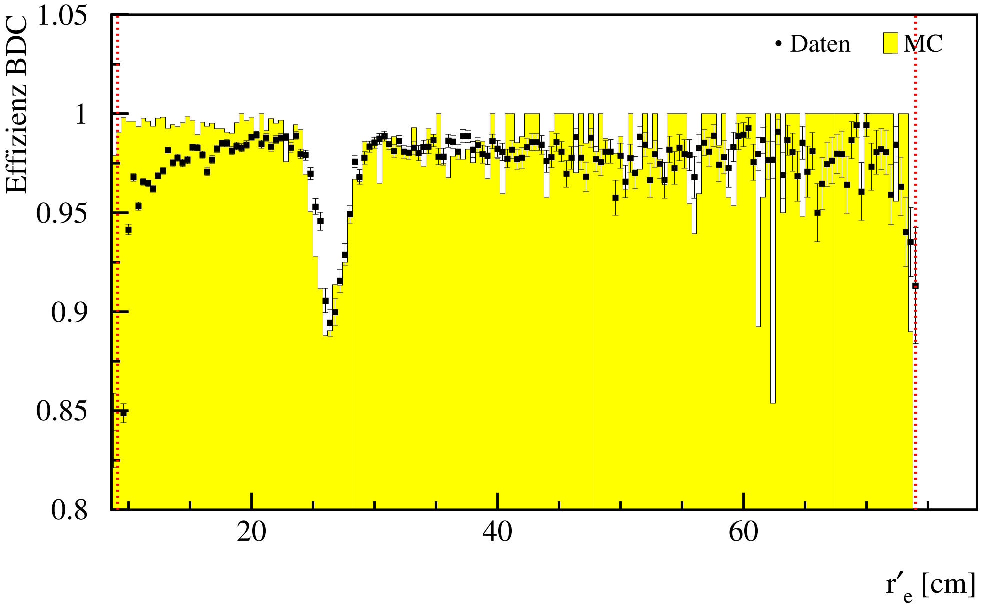

Abbildung 3.8: Effizienz der rückwärtigen Driftkammer (BDC) für unterschiedliche radiale Clusterpositionen r'_e des gestreuten Elektrons. Die Effizienz in den Daten wird nach der Korrektur der Monte-Carlo-Simulation im Übergangsbereich vom inneren zum äußeren Bereich gut beschrieben. Die gestrichelten Linien geben den in der Analyse verwendeten Bereich an.

3.3.4 Rekonstruktion der kinematischen Größen

Bei fester Energie $\sqrt{s}$ im Schwerpunktsystem von Elektron und Proton ist die Kinematik eines tief inelastischen Ereignisses durch zwei unabhängige Variablen festgelegt. Es ist möglich mit dem H1-Detektor sowohl die Energie und den Streuwinkel des gestreuten Elektrons als auch die Energien und Winkel der Teilchen des hadronischen Endzustandes zu messen. Dies erlaubt die Anwendung unterschiedlicher Methoden zur Bestimmung der Ereigniskinematik. Die Methoden unterscheiden sich in der Auflösung der kinematischen Variablen, da die in die Berechnung eingehenden Größen mit unterschiedlicher Genauigkeit gemessen werden. Allerdings ist sogar bei einer perfekten

Messung keine vollständige Übereinstimmung zwischen den Methoden zu erwarten, da sie in unterschiedlicher Weise sensitiv auf die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und Endzustand sind.

Die Redundanz dieser Messungen kann dazu benutzt werden, mehrere Methoden zu kombinieren, um die experimentelle Auflösung der kinematischen Variablen zu optimieren und den Einfluss von QED-Strahlungseffekten zu minimieren.

Elektronmethode

Die Elektronmethode [74] verwendet die Energie E'_e und den Polarwinkel θ'_e des gestreuten Elektrons um die kinematischen Variablen entsprechend

$$\begin{aligned} Q^2_e &= 2E_e E'_e \left(1 + \cos\theta'_e\right), \\ y_e &= 1 - \frac{E'_e}{2E_e}\left(1 - \cos\theta'_e\right), \\ x_e &= \frac{Q^2_e}{y_e s} \end{aligned} \tag{3.7}$$

zu berechnen. Dabei ist E_e die Energie des Elektronstrahls. Mit der Elektronmethode erreicht man eine sehr gute Auflösung des übertragenen Viererimpulses Q^2, allerdings fällt die Auflösung von x und y für kleine Werte von y (entsprechend großem x). In dieser Analyse ist die Elektronmethode die Standardmethode zur Bestimmung der Ereigniskinematik.

Doppelwinkelmethode

Die Doppelwinkelmethode [74] benutzt nur die Winkel der Teilchen des hadronischen Systems γ und des gestreuten Elektrons θ'_e. Die kinematischen Variablen ergeben sich als

$$\begin{aligned} Q^2_{\mathrm{DA}} &= 4E^2_e \frac{\sin\gamma\left(1 + \cos\theta'_e\right)}{\sin\gamma + \sin\theta'_e - \sin\left(\theta'_e + \gamma\right)}, \\ y_{\mathrm{DA}} &= \frac{\sin\theta'\left(1 - \cos\gamma\right)}{\sin\gamma + \sin\theta'_e - \sin\left(\theta'_e + \gamma\right)}, \\ x_{\mathrm{DA}} &= \frac{Q^2_{\mathrm{DA}}}{y_{\mathrm{DA}} s}. \end{aligned} \tag{3.8}$$

Dabei ist der Winkel des hadronischen Systems γ definiert als

$$\cos\gamma = \frac{\left(\sum\limits_{\mathrm{had}} p_x\right)^2 + \left(\sum\limits_{\mathrm{had}} p_y\right)^2 - \left(\sum\limits_{\mathrm{had}} (E - p_z)\right)^2}{\left(\sum\limits_{\mathrm{had}} p_x\right)^2 + \left(\sum\limits_{\mathrm{had}} p_y\right)^2 + \left(\sum\limits_{\mathrm{had}} (E - p_z)\right)^2}, \tag{3.9}$$

wobei die Summe über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes läuft. Der Vorteil dieser Methode ist die Unabhängigkeit von der absoluten Kalibration des Kalorimeters, von hadronischen Energieverlusten und – in erster Näherung – von Fluktuationen der Energiemessung. Allerdings besteht Sensitivität gegenüber der relativen Kalibration verschiedener Detektorkomponenten. Die Doppelwinkelmethode wird beim H1-Experiment zusammen mit anderen Ansätzen zur Kalibration der Energie des gestreuten Elektrons benutzt.

In Abbildung 3.9 ist das Verhältnis zwischen der im SpaCal gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E'_e und der mithilfe der Doppelwinkelmethode bestimmten Energie E'_{DA} für unterschiedliche Bereiche des SpaCal dargestellt: Das SpaCal ist von innen nach außen in fünf Ringe aufgeteilt, in denen für Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Mesonen Daten und Monte-Carlo-Simulation verglichen werden. Innerhalb des vom H1-Experiment für die Kalibration der Energieskala des SpaCal für Elektronen angegebenen systematischen Fehlers stimmen die Positionen der Maxima der Verteilungen in den Daten und der Monte-Carlo-Simulation überein.

3.3.5 Kinematischer Bereich

Der kinematische Bereich, den diese Analyse abdeckt, wird durch die Schnitte $2\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ sowie $0{,}05 \leq y \leq 0{,}7$ definiert. Die Schnitte in Q^2 sind bedingt durch die geometrische Akzeptanz des rückwärtigen Kalorimeters. Der untere Schnitt dient insbesondere zur Abgrenzung gegen Photoproduktionsereignisse.

Mit dem unteren Schnitt auf y wird der großen Unsicherheit bei der Rekonstruktion der kinematischen Größen für sehr kleine Werte von y Rechnung getragen. Der obere Schnitt unterdrückt radiative Ereignisse, in denen das Elektron ein Photon abstrahlt.

3.4 Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen

Dieser Abschnitt beschreibt die Selektion von Ereignissen mit mindestens einem $D^{*\pm}$-Meson anhand der Spuren dreier geladener Tochterteilchen im zentralen Spurdetektor. Zunächst wird die zugrunde liegende Methode vorgestellt. Danach werden alle angewendeten Schnitte im Einzelnen diskutiert. Abschließend werden Teilchenidentifikation und systematische Unsicherheiten der Spurrekonstruktionseffizienz behandelt.

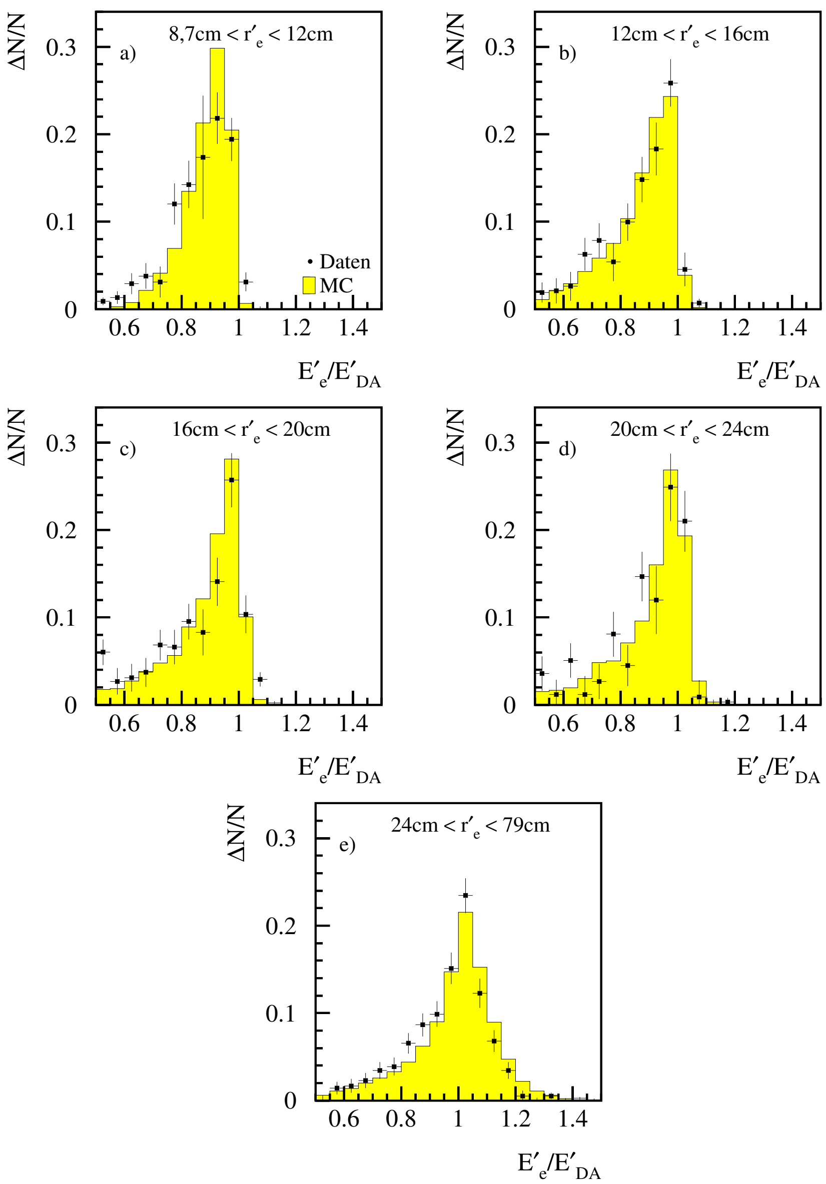

Abbildung 3.9: Verhältnis zwischen der im SpaCal gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E'_e und der mithilfe der Doppelwinkelmethode gemessenen Energie E'_{DA} in mehreren ringförmigen Bereichen des SpaCal vom kleinsten Radius (a) bis zum größten (e). Es werden Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten aus den Daten mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Der Untergrund in den Daten wurde statistisch subtrahiert (vergleiche Abschnitt 4.1.1). Innerhalb der systematischen Unsicherheit der Energiemessung stimmen die Maxima der Verteilungen von Daten und Monte-Carlo-Simulation überein.

3.4.1 Methode

In der vorliegenden Arbeit werden $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung durch den Zerfall

$$D^{*\pm} \to \overset{(-)}{D}{}^0 \pi_s^\pm \to \left(K^\mp \pi^\pm\right) \pi_s^\pm \tag{3.10}$$

detektiert: Ein $D^{*\pm}$-Meson zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis von $(67{,}7 \pm 0{,}5)\,\%$ [75] in ein $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson und ein Pion, das als langsames Pion, π_s, bezeichnet wird, da seine kinetische Energie im Ruhesystem des $D^{*\pm}$-Mesons sehr klein ist. Der Grund dafür liegt im geringen Massenunterschied zwischen dem $D^{*\pm}$- und dem $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson $m_{D^*} - m_{D^0} = 145{,}421 \pm 0{,}010\,\mathrm{MeV}$, der nur unwesentlich größer ist als die Masse des Pions $m_\pi = 139{,}570\,\mathrm{MeV}$. Mit einem Verzweigungsverhältnis von $(3{,}80 \pm 0{,}09)\,\%$ [75] zerfällt das $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson weiter in ein Kaon, $K^\mp$, und ein weiteres Pion, $\pi^\pm$.

Alle drei Tochterteilchen sind geladen und können damit in den zentralen Spurkammern des H1-Experiments nachgewiesen werden. Bei der Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen weist man nacheinander allen geordneten Kombinationen dreier Spuren in einem Ereignis Massenhypothesen zu. Wenn die aus dem hypothetischen Kaon und dem hypothetischen Pion rekonstruierte invariante Masse $m_{K\pi}$ in der Nähe der nominellen Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons m_{D^0} liegt, und die Massendifferenz zur rekonstruierten invarianten Masse des Systems aus Kaon, Pion und langsamem Pion $\Delta m = m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ in der Nähe des nominellen Wertes $m_{D^*} - m_{D^0}$ liegt, ist ein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat gefunden. Üblicherweise wird dann durch eine Parameteranpassung des Signals und des Untergrunds in der Δm-Verteilung die Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen bestimmt. Dies ist genauer in Abschnitt 4.1.2 beschrieben.

Selbstverständlich müssen die Ladungen der Tochterteilchen des neutralen D^0- oder $\overline{D}{}^0$-Mesons entgegengesetzt sein, ebenso wie die von Kaon und langsamem Pion. Ist nur die zweite Bedingung erfüllt, spricht man vom so genannten falsch geladenen Untergrund. Dieser kann zur Abschätzung des Untergrunds unter dem $D^{*\pm}$-Meson-Signal benutzt werden (siehe Abschnitt 4.1.1).

Bei der Betrachtung dieses Zerfallskanals ist es üblich, nicht die invariante Masse der drei Zerfallsteilchen $m_{K\pi\pi_s}$ zu betrachten, sondern die oben angesprochene Massendifferenz Δm. Die Auflösung dieser Massendifferenz ist im Wesentlichen durch die gute Auflösung des Impulses des langsamen Pions bestimmt und damit im Vergleich zur Auflösung der invarianten Masse $m_{K\pi\pi_s}$ wesentlich höher [76].

3.4.2 Sichtbarer Bereich

Da die drei Tochterteilchen in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden sollen, beschränkt man die Analyse auf Pseudorapiditäten des $D^{*\pm}$-Mesons im Bereich $|\eta_{D^*}| \leq 1{,}5$. Um den kombinatorischen Untergrund, der durch Spurkombinationen erzeugt wird, die zufälligerweise die Bedingungen an die rekonstruierten invarianten Massen erfüllen, zu unterdrücken, werden nur $D^{*\pm}$-Mesonen mit einem transversalen Impuls $1{,}5\,\mathrm{GeV} \leq p_{t,D^*} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ akzeptiert. Für $D^{*\pm}$-Mesonen mit niedrigerem Transversalimpuls nimmt zudem die Nachweiswahrscheinlichkeit stark ab, da ein geringer Transversalimpuls des $D^{*\pm}$-Mesons mit einem niedrigen Transversalimpuls des langsamen Pions korreliert ist. Zusammen mit den Schnitten auf die kinematischen Variablen Q^2 und y definieren diese Schnitte den sichtbaren Bereich, in dem Wirkungsquerschnitte gemessen werden.

In die Bereiche des Phasenraums hingegen, die durch andere Schnitte betroffen sind, wird mithilfe der Monte-Carlo-Simulation extrapoliert.

3.4.3 Qualitätsschnitte

Um sicherzustellen, dass die Helixparameter einer Spur mit genügender Auflösung gemessen werden, werden Mindestbedingungen an die Qualität der Spuren gestellt, die als Pion oder Kaon rekonstruiert werden:

- Es werden nur auf den Wechselwirkungspunkt hin angepasste Spuren benutzt. Dies ist gerechtfertigt, da die Zerfallslänge des $D^{*\pm}$- und des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons klein ist verglichen mit der Ortsauflösung der zentralen Spurkammern. Die zusätzliche höhere Auflösung, die durch das Hinzufügen von Information der CST erreicht wird, wird nicht zur Bildung von sekundären Vertizes benutzt. Damit werden auch $D^{*\pm}$-Mesonen, die aus der Fragmentation eines Beautyquarks stammen, als vom rekonstruierten Wechselwirkungspunkt kommend angenommen und damit im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt. Die Unsicherheiten der Spurparameter sind wesentlich geringer, wenn in die Spuranpassung zusätzlich der Wechselwirkungspunkt miteinbezogen wird.

- Jede Spur muss in den beiden Jetkammern zusammen wenigstens 10 Treffer besitzen: Je mehr Treffer eine Spur besitzt, desto kleiner ist die Unsicherheit bei der Messung ihrer Parameter.

- Der erste Treffer einer Spur darf nicht weiter als 30 cm von der z-Achse entfernt sein.

- Die Spuren von Kaon und Pion müssen mindestens eine Länge von 18,9 cm besitzen, die Spur des langsamen Pions mindestens 10 cm. Davon betroffen sind insbesondere Spuren mit niedrigem oder hohem Polarwinkel θ, die die Spurkammern bereits nach vorne oder hinten verlassen, bevor die nötige Spurlänge erreicht wird. Gegenüber einem direkten Schnitt auf den Polarwinkel θ der Spur hat dieser Schnitt den Vorteil, dass auch Spuren akzeptiert werden können, die unter einem relativ kleinen Winkel θ verlaufen, aber trotzdem einen langen Weg in den Spurkammern zurücklegen und damit eine hohe Auflösung haben, weil ihr Parameter z_0 groß ist.

- Auch auf die Parameter $|d'_{\mathrm{ca}}|$ und $|\Delta z_0| = |z_0 - z_{\mathrm{vtx}}|$ sowie auf die winkelkorrigierten Parameter $|d'_{\mathrm{ca}} \cdot \sin\theta|$ und $|\Delta z_0 \cdot \sin\theta|$ der Spuren werden Schnitte angewendet. Diese Spurparameter sind im Detail in Abschnitt 2.5 beschrieben.

Die präzisen Werte aller Schnitte sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Tabelle 3.3: Schnitte auf Spurparameter für die Selektion der zur Rekonstruktion der $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten verwendeten Spuren.

	$\pi^\pm$	$K^\pm$	$\pi_s^\pm$
N_{Treffer}	≥ 10	≥ 10	≥ 10
r_{Start}	$< 30{,}0$ cm	$< 30{,}0$ cm	$< 30{,}0$ cm
Spurlänge	$> 18{,}9$ cm	$> 18{,}9$ cm	$> 10{,}0$ cm
$\lvert d'_{\mathrm{ca}}\rvert$	$< 1{,}0$ cm	$< 1{,}0$ cm	$< 1{,}0$ cm
$\lvert\Delta z_0\rvert$	$< 20{,}0$ cm	$< 20{,}0$ cm	$< 20{,}0$ cm
$\lvert d'_{\mathrm{ca}} \cdot \sin\theta\rvert$	$< 0{,}5$ cm	$< 0{,}5$ cm	$< 0{,}7$ cm
$\lvert\Delta z_0 \cdot \sin\theta\rvert$	$< 18{,}0$ cm	$< 18{,}0$ cm	$< 18{,}0$ cm

3.4.4 Schnitte zur Reduktion des Untergrundes

Um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren und damit das Signal-Untergrund-Verhältnis zu erhöhen, wird für die beiden Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons ein minimaler Transversalimpuls von $p_t\,(K,\pi) > 250$ MeV verlangt. Dies schließt zugleich einen Bereich des transversalen Impulses aus, in dem die Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion auf Schwierigkeiten stößt.

Für das langsame Pion aus dem Zerfall des $D^{*\pm}$-Mesons ist ein solcher Schnitt wegen des weichen Impulsspektrums nicht möglich. Dort wird ein Schnitt von $p_t\,(\pi_s) > 120$ MeV verwendet.

Außerdem wird ein Schnitt auf die Summe der Transversalimpulse der Zerfallsteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons von $p_t\,(K) + p_t\,(\pi) > 2\,\mathrm{GeV}$ angewendet.

Die p_t- und θ-Spektren der Spuren der drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons werden in Abbildung 3.10 nach allen Schnitten mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Generell ist eine gute Übereinstimmung im Rahmen der begrenzten Statistik festzustellen. Abweichungen sind im Bereich großer und kleiner Polarwinkel θ bei allen drei Tochterteilchen zu beobachten.

3.4.5 Teilchenidentifizierung

Eine weitere Maßnahme, um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, ist die Teilchenidentifizierung. Für jede Spur wird der Energieverlust durch Ionisation je Bogenlänge $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ gemessen, und mit den Erwartungswerten für unterschiedliche Teilchentypen verglichen.

Die mittlere Energieverlustrate eines Teilchens mit der Masse m, der Energie E und dem Impuls p beim Durchgang durch Materie lässt sich näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Gleichung [75] beschreiben. Es gilt

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] . \tag{3.11}$$

Mit $\beta = p/E$ wird, wie üblich, die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit bezeichnet, ebenfalls bekannt ist $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$. Unter anderem ergibt sich daraus die Relation $\beta\gamma = p/m$. Der Vorfaktor ist durch

$$C = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \tag{3.12}$$

definiert. Dabei ist N_A die Avogadro-Zahl, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, Z die Ordnungszahl, A das Atomgewicht und I das mittlere Ionisationspotential des absorbierenden Materials. $T_{\max}$ bezeichnet die maximale kinetische Energie, die bei einem einzelnen Stoß des Teilchens auf ein freies Elektron übertragen werden kann. Für absorbierende Materialien mit geringer Dichtebelegung – wie das Gasgemisch in einer Driftkammer – wird die Dichtekorrekturfunktion δ empirisch parametrisiert [77].

Der differentielle Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines Teilchens hängt also nur von $\beta\,(p, m)$ ab, nicht hingegen separat vom Impuls p oder der Masse m. Für niedrige Werte von β nimmt $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ mit $1/\beta^2$ ab, bis bei Werten von $3 < \beta\gamma < 4$ die minimale Ionisation erreicht wird. Durch den $\ln\gamma$-Term nimmt der Energieverlust im relativistischen Anstieg wieder zu, bis durch den Einfluss der Dichtekorrekturfunktion ein Plateau erreicht wird.

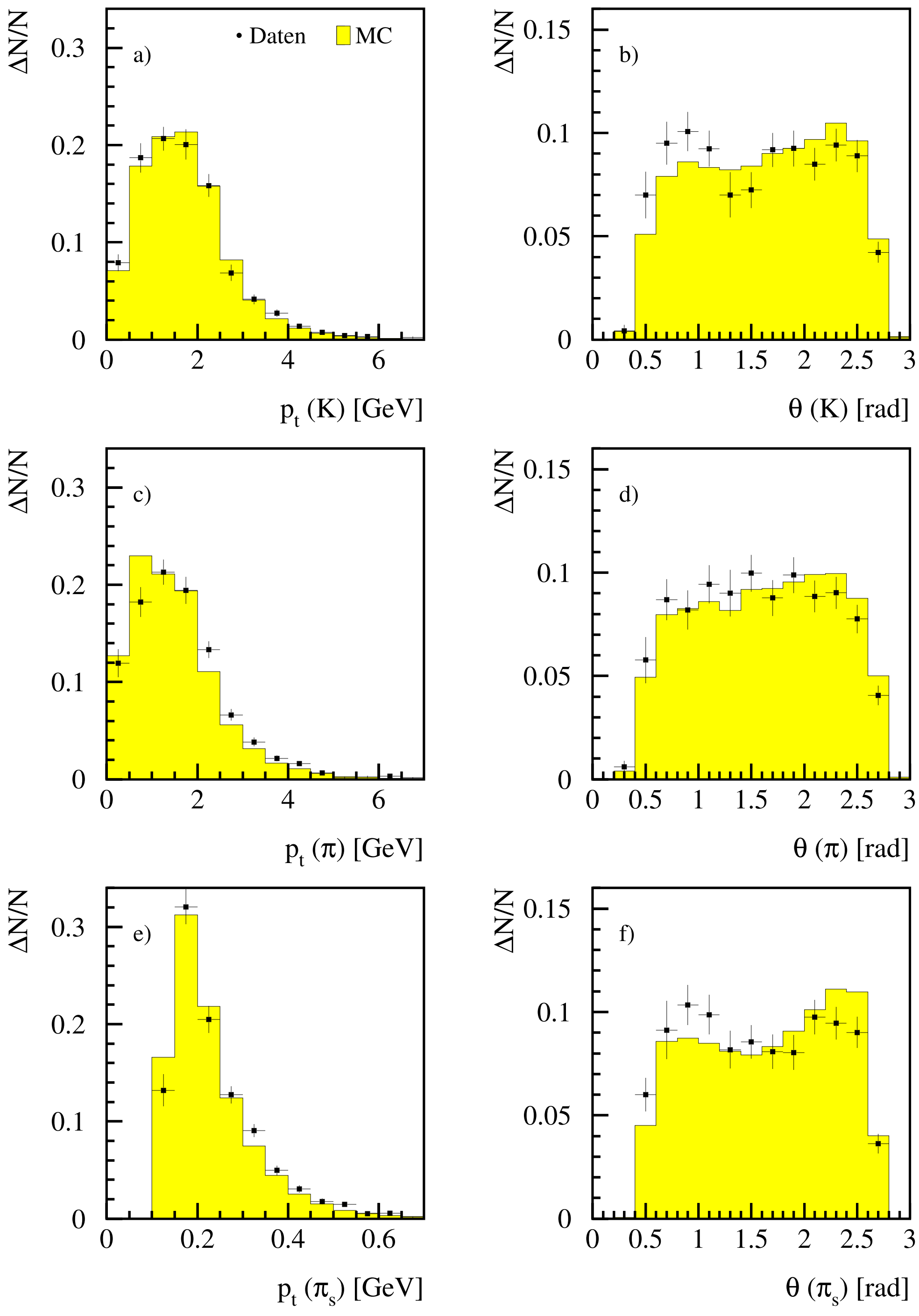

Abbildung 3.10: p_t-Spektren und θ-Verteilungen für die Spuren der drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons in Daten und Simulation. In den Daten wurde der Untergrund statistisch subtrahiert.

Die beim H1-Experiment gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werte unterscheiden sich von den theoretischen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werten, da zusätzliche Einflüsse von Detektor und Spurrekonstruktion vorhanden sind.[7] Die gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werte werden deshalb empirisch gemäß

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = a_1 z^2 \beta^{-a_2} \left(1 + a_3 e^{-a_4 \log_{10}(0{,}25+\beta\gamma)}\right) \tag{3.13}$$

parametrisiert [78]. Dabei werden auch laufabhängige Korrekturen durchgeführt.

In Abbildung 3.11 ist eine Verteilung der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werte von Spuren in Ereignissen, die $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten enthalten, gegen ihren Impuls p aufgetragen. Deutlich sind die Bänder der verschiedenen Teilchenarten zu sehen.

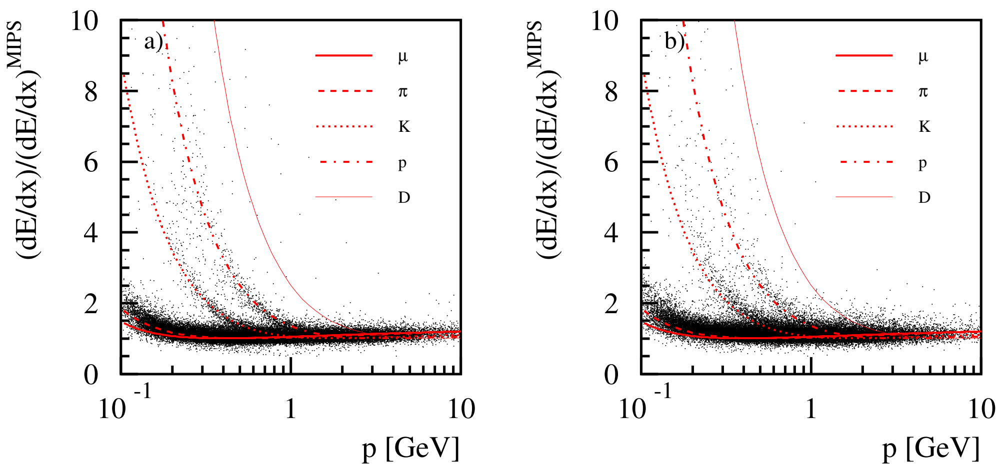

Abbildung 3.11: Normierte Energieverlustrate $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ aufgetragen gegen den gemessenen Impuls p der Teilchen. Die eingezeichneten Kurven geben den Erwartungswert $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ für Myonen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen an. Deutlich sind die von diesen Teilchenarten stammenden Bänder zu sehen. Die Beschreibung des gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in den Daten (a) durch die Monte-Carlo-Simulation (b) ist akzeptabel. Die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werte wurden auf ein minimal ionisierendes Teilchen (MIPS) normiert.

Die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Information einer Spur kann in eine Wahrscheinlichkeit umgerechnet werden, dass diese Spur von einer bestimmten Teilchenart stammt [78]. In dieser Analyse werden als Kandidaten für die Teilchenart Pionen, Kaonen und Protonen berücksichtigt.

[7] Insbesondere die Behandlung der Signale der zentralen Spurkammern in der Ausleseelektronik spielt hier eine Rolle.

Die Erwartungswerte des gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wertes für diese drei Teilchenarten werden in Abhängigkeit vom Impuls des Teilchens parametrisiert. Aus dem gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wert einer Spur mit einem Impuls p wird unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten $\sigma\,(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ und $\sigma\,(p)$ die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der die Spur von den drei zur Verfügung stehenden Kandidaten für die Teilchenart erzeugt wurde. Die Unsicherheit der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung hängt im Wesentlichen von der Anzahl der Treffer N, die in die Messung eingehen, ab, und lässt sich durch $\sigma\,(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x) = A/\sqrt{N}$ parametrisieren. In die Unsicherheit des Impulses p gehen die Unsicherheit der Krümmung κ der Spur sowie ihres Polarwinkels θ ein.

Die Summe der Wahrscheinlichkeiten der drei berücksichtigten Teilchenarten wird auf eins normiert. Zur Unterdrückung von Untergrund durch Teilchenidentifikation werden Schnitte auf diese normierten Wahrscheinlichkeiten P der drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons angewendet. Diese Schnitte sind nicht konstant, sondern variieren in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls p. Ihre Zahlenwerte sind in Tabelle 3.4 angegeben.

Tabelle 3.4: Untere Schnitte auf die aus der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung bestimmten Teilchenidentifikationswahrscheinlichkeiten P der drei Tochterteilchen der $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten.

	$P\,(\pi^{\pm})$	$P\,(K^{\pm})$	$P\,(\pi_s^{\pm})$
$p < 0{,}7\,\mathrm{GeV}$	5 %	20 %	5 %
$0{,}7\,\mathrm{GeV} < p < 1{,}2\,\mathrm{GeV}$	5 %	5 %	5 %
$p > 1{,}2\,\mathrm{GeV}$	–	2 %	5 %

Die Effizienzen der Schnitte auf die Teilchenidentifikationswahrscheinlichkeit P sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Schnitte wurden so gewählt, dass die Effizienz hoch ist, zugleich aber auch eine effektive Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds erfolgt.

3.4.6 Simulation der zentralen Spurkammern

In dieser Arbeit wird erstmals beim H1-Experiment eine neu entwickelte Simulation der zentralen Jetkammern eingesetzt. Bisherige Simulationen gingen von der Prämisse aus, dass in den gemessenen Daten alle durch die Technik der Spurmessung bedingten Effekte während der Rekonstruktion der Spuren korrigiert werden und es damit ausreicht, in der Simulation diese technisch bedingten Effekte zu ignorieren und ein ideales Bild der Spuren nach allen Korrekturen zur Verfügung zu stellen. Dieser Ansatz erwies sich als nicht tragfähig: Viele Abhängigkeiten von Spureigenschaften – wie zum Beispiel der Anzahl der Treffer einer Spur oder des gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wertes – von

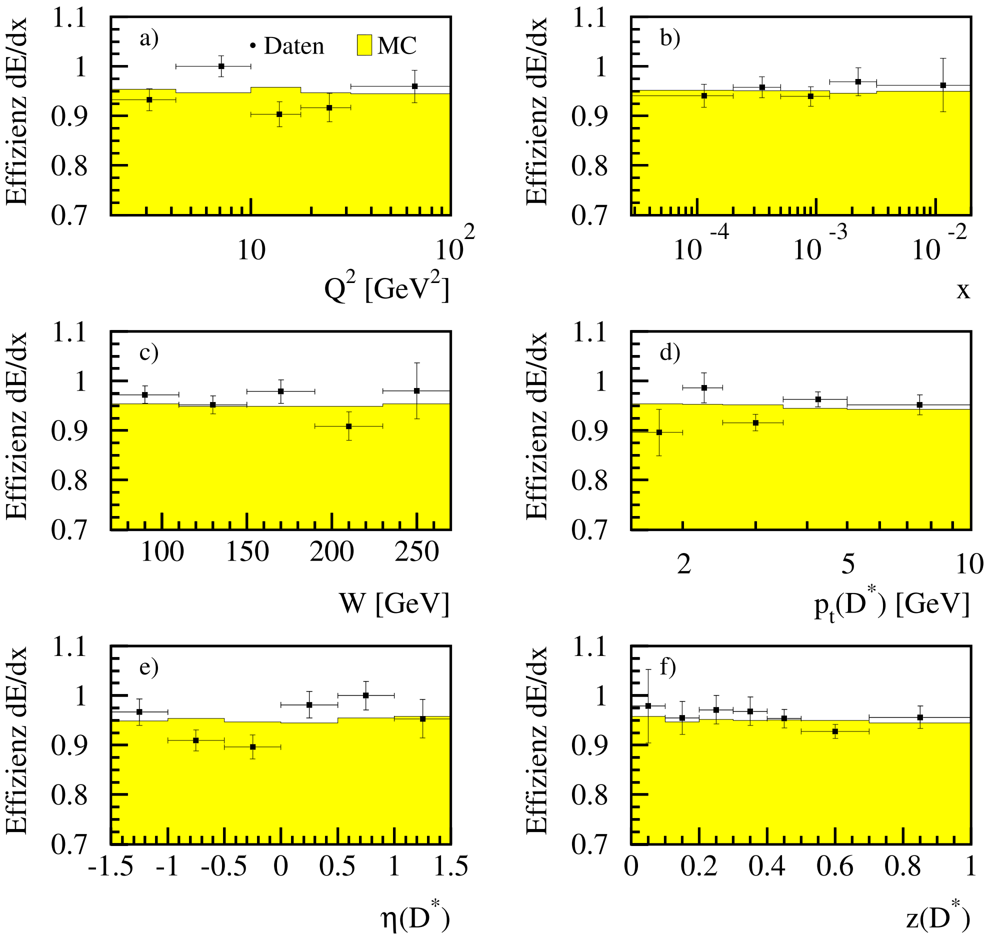

Abbildung 3.12: Effizienz der Schnitte auf die Teilchenidentifikationswahrscheinlichkeiten der drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons, differentiell bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und W sowie der Größen des $D^{*\pm}$-Mesons p_t, η und z in Daten und Monte-Carlo-Simulation. Die Effizienz wurde durch Anpassungen an die Signale in der Δm-Verteilung vor und nach dem Schnitt bestimmt. Die Effizienz ist in der Monte-Carlo-Simulation hinreichend gut beschrieben und in erster Näherung konstant im gesamten betrachteten Phasenraum.

der geometrischen Anordnung der einzelnen Zellen in der Spurkammer und den Eigenschaften der Ausleseelektronik, blieben nach der Rekonstruktion bestehen und waren in der Simulation nicht verfügbar. Auch veränderte sich das Verhalten der Spurkammer mit der Zeit durch Alterung, vorübergehende Ausfälle bestimmter Sektoren, und die Variation der benutzten Gasmischung, ohne dass dies in der Simulation berücksichtigt werden konnte.

Um den Einfluss solcher Abhängigkeiten zu klären, vollzieht die neue Simulation der Spurkammern den Signalweg jedes einzelnen Treffers zeitlich präzise entsprechend den tatsächlichen physikalischen und elektronischen Gegebenheiten in der Ausleseelektronik nach. Durch diese Methode konnten beachtliche Erfolge erzielt werden:

- Die Spurrekonstruktionseffizienzen in Bereichen der zentralen Jetkammern, die von technischen Problemen, wie dem Ausfall von Drähten betroffen sind, werden besser beschrieben (vergleiche Abbildung 3.13). In früheren Arbeiten mussten die Spurrekonstruktionseffizienzen manuell angepasst werden. Alternativ wurden nur Spuren zugelassen, die ineffiziente Bereiche der zentralen Jetkammern nicht passierten. Diese führte zu einer starken Reduktion der verfügbaren Statistik.

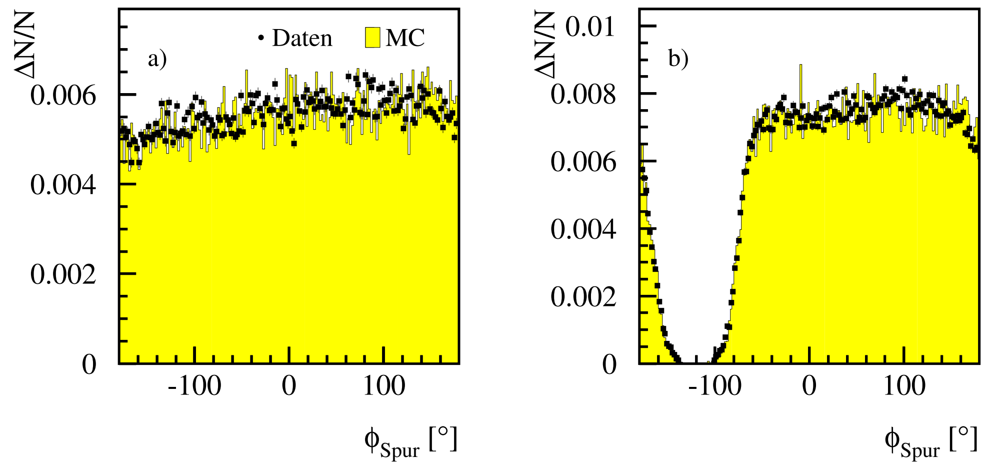

Abbildung 3.13: Rekonstruierte Spuren je ϕ-Sektor für zwei unterschiedliche Zeitabschnitte der Datennahmeperiode des Jahres 2000. Die Sektoren ohne Einträge rühren von nicht funktionierenden Bereichen der zentralen Jetkammern her. Dieser Effekt wird, insbesondere an den Flanken der Verteilungen, durch die neue Simulation ausgezeichnet beschrieben.

- Die Anzahl der Treffer, die ein Teilchen in der zentralen Spurkammer hinterlässt und aus denen die Spur rekonstruiert wird, wird in der neuen Simulation besser, allerdings nicht perfekt beschrieben: Die Verteilungen der Anzahl der Treffer für die drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons haben die gleiche Struktur wie die in den Daten vorhandenen, wie in Abbildung 3.14 dargestellt. Allerdings existieren immer noch Abweichungen, auf die weiter unten eingegangen werden soll. Es ist wichtig, dass die Anzahl der Treffer, die ein Teilchen erzeugt, gut beschrieben wird, weil die Effizienz und die Auflösung der Spurrekonstruktion unmittelbar davon abhängt.

- Der differentielle Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines Teilchens wird in der neuen Simulation besser beschrieben. Er ergibt sich direkt aus der Simulation der Ausleseelektronik, während er in der früheren Simulation nach der Rekonstruktion in Abhängigkeit von der simulierten Teilchenart hinzugefügt wurde.

- Die Simulation der zentralen Spurkammer und des DCrϕ-Triggers wurde vereinheitlicht. Die simulierten Signale der Ausleseelektronik werden im Gegensatz zur früheren Simulation sowohl für die Generierung der Treffer in der Spurkammer, als auch zur Generierung der Triggersignale benutzt.

Allerdings verbleiben einige Probleme. Am wichtigsten sind die Abweichungen in der Beschreibung der Anzahl der Treffer der rekonstruierten Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons, wie in Abbildung 3.14 dargestellt: Für die Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons liegt die Position der Maxima der Verteilungen in der Simulation systematisch niedriger als in den Daten, zudem sind alle Maxima in den Daten stärker ausgeprägt. Außerdem ist speziell beim langsamen Pion zu beobachten, dass die maximal erreichte Zahl von Treffern pro Spur in der Simulation bei 60 liegt, in den Daten hingegen nur bei 55.

Diese Abweichungen können folgendermaßen erklärt werden: Einige Spuren werden nur aus Treffern aus dem inneren (CJC1) oder dem äußeren (CJC2) Teil der zentralen Spurkammern rekonstruiert, viele Spuren besitzen aber Treffer in beiden Teilen. Die Anzahl der Spuren, für die zu einem Spurfragment in der CJC1 kein passendes Anschlussstück in der CJC2 gefunden wird, ist in den Daten wesentlich höher als in der Simulation. Dies liegt daran, dass das Alignment zwischen den beiden Teilen der zentralen Jetkammern in den Daten im Gegensatz zur Simulation nicht perfekt ist.

3.4.7 Systematische Fehler der Spurselektionseffizienz

Der dominierende systematische Fehler bei der Messung des Wirkungsquerschnitts von $D^{*\pm}$-Mesonen stammt aus der nicht präzise bekannten Spurrekonstruktionseffizienz.

In Abbildung 3.15 ist das Spektrum der Transversalimpulse aller Spuren, die in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation auftreten, getrennt für positive und negative Spuren dargestellt. Das Spektrum wird durch die

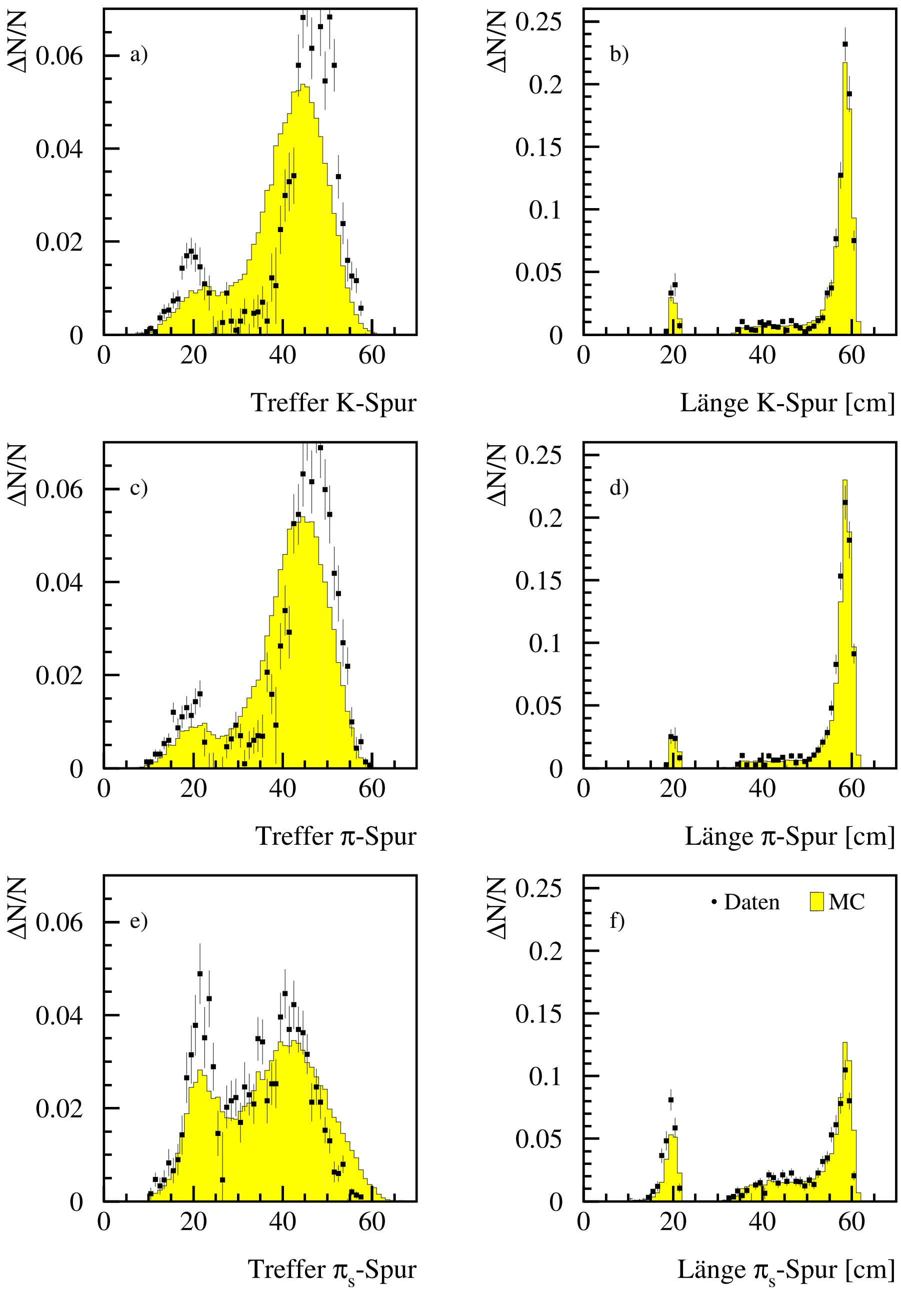

Abbildung 3.14: Anzahl der Treffer und Länge der zur Rekonstruktion der $D^{*\pm}$-Mesonen verwendeten Spuren von Kaon, Pion und langsamem Pion. Verglichen werden Daten, bei denen der Untergrund statistisch subtrahiert wurde mit der neuen Monte-Carlo-Simulation.

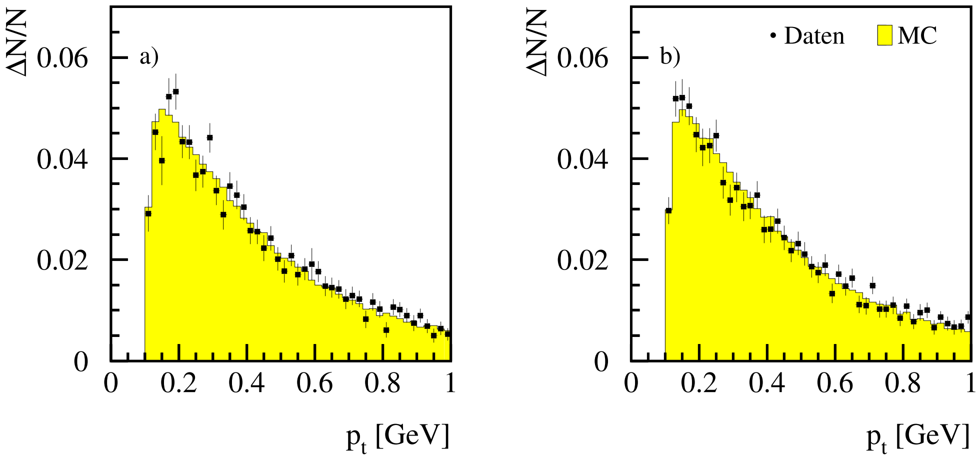

Abbildung 3.15: Spektren der Transversalimpulse aller Spuren in Ereignissen mit einem $D^{*\pm}$-Meson in Daten und Monte-Carlo-Simulation für positive (links) und negative Spuren (rechts). Der Untergrund in den Daten wurde statistisch subtrahiert.

Simulation im Allgemeinen gut beschrieben, im Bereich niedriger Transversalimpulse sind allerdings kleine Unterschiede zu erkennen: Eine mögliche Ursache dafür ist, dass das in der Simulation generierte Spektrum von dem in der Realität abweicht, eine andere, dass die Rekonstruktion der Spuren in den Daten und der Monte-Carlo-Simulation unterschiedlich effizient ist.

Als Ausgangspunkt für eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Spurrekonstruktionseffizienz dient eine Aufstellung möglicher Ursachen für Ineffizienzen bei der Spurrekonstruktion, die in der Simulation beobachtet werden. Dazu werden Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt stammen, untersucht. Eine generierte Spur gilt als rekonstruiert, wenn eine Spur mit $|d'_{\mathrm{ca}}| < 2\,\mathrm{cm}$ und einer Spurlänge von mindestens $5\,\mathrm{cm}$ rekonstruiert wird, die dieselbe Ladung wie die generierte Spur besitzt und hinreichend nahe in ϕ bei ihr liegt ($\cos\Delta\phi > 0{,}95$). Bei Spuren, die nicht rekonstruiert werden können, wird durch visuelle Inspektion des Ereignisses der Grund dafür festgestellt. Die Beiträge der Effekte, die zu einer Ineffizienz bei der Rekonstruktion führen, sind in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t der Spur in Abbildung 3.16 dargestellt.

- Falls Teilchen an Detektorkomponenten gestreut oder absorbiert werden, können sie nicht mehr, oder nur noch mit schlechterer Auflösung rekonstruiert werden. Die Häufigkeit dieses Effekts hängt vom Wirkungsquerschnitt der Teilchen mit Materie und damit von der Teilchenart ab. Besonders stark sind positive Pionen betroffen, die mit Materie

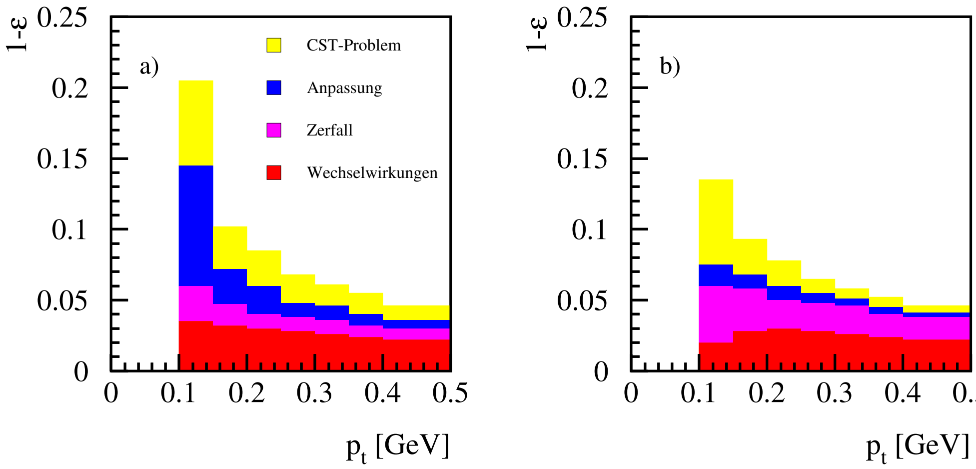

Abbildung 3.16: Ineffizienz $1-\epsilon$ bei der Rekonstruktion von positiven (links) und negativen (rechts) Spuren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t der Spur. Die Beiträge der im Text genannten Ursachen für die Ineffizienz sind separat dargestellt.

über die so genannte Δ^{++}-Resonanz wechselwirken. Diese Wechselwirkung wird vom beim H1-Experiment verwendeten GEANT-Programm [39] unzureichend beschrieben, so dass Abweichungen zwischen Simulation und Daten zu erwarten sind.

- Selbstverständlich hinterlassen Teilchen auch dann keine oder keine ausreichend lange Spur, wenn sie während des Fluges zerfallen. Dies ist in der Monte-Carlo-Simulation korrekt beschrieben.

- Bei der Kombination der Information aus den zentralen Spurkammern mit derjenigen aus dem CST erzeugt der beim H1-Experiment angewendete Algorithmus in seltenen Fällen fälschlicherweise starke Abweichungen von der ursprünglich gefundenen Spur, die effektiv dazu führen, dass die Spur nicht mehr als rekonstruiert gelten kann.

- Außerdem spielt für die Spurrekonstruktionseffizienz der Übergang von Spuren, die ohne Einbeziehung des Wechselwirkungspunkts angepasst wurden, zu Spuren, bei denen dieser in die Parameteranpassung miteinbezogen wurde, eine entscheidende Rolle. Die Entscheidung, ob zu einer Spur ohne Anpassung an den Wechselwirkungspunkt eine Spur mit Anpassung an den Wechselwirkungspunkt gebildet wird, hängt von der Güte der Anpassung an alle Treffer der Spur und den Wechselwirkungspunkt ab. Diese hängt wiederum stark von Anzahl und Lage jedes einzelnen Treffers ab. Dieser Effekt ist in der Monte-Carlo-Simulation nur schwer zu kontrollieren.

Die beiden letztgenannten Ineffizienzen können sowohl in den Daten als auch in der Monte-Carlo-Simulation gemessen werden. Dabei werden Spuren aus Ereignissen betrachtet, in denen ein $D^{*\pm}$-Kandidat gefunden wurde. Die minimale Qualität der verwendeten Spuren ist die gleiche wie die der Spurselektionen für die Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons. Um einen ausreichend großen Datensatz zu erhalten, werden auch solche Spuren betrachtet, aus denen kein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert werden konnte. Die Qualitätsschnitte der Spuren beschränken die Kinematik der Spur nicht[8], so dass die Änderungen von Transversalimpuls, Azimutal-, und Polarwinkel, die das Hinzufügen von CST-Informationen und Wechselwirkungspunkt zur Spuranpassung zur Folge hat, keine Migration in die Spurselektion hinein oder aus der Spurselektion heraus bewirken. Die Größen, die die Qualität der Spur bestimmen (d'_{ca}, Δz_0, Anzahl der Treffer), entsprechen bei Spuren, die an den Wechselwirkungspunkt angepasst wurden, genau den Werten der nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren, aus denen sie gebildet wurden. Allerdings können sie sich durch die Einbeziehung der CST-Information geringfügig verändern.

Die Effizienz zu einer nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spur eine an den Wechselwirkungspunkt angepasste Spur zu finden, gibt somit direkt die Effizienz der Anpassung einer Spur an den Wechselwirkungspunkt an. Selbstverständlich existieren auch Spuren, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt ausgehen, sondern beispielsweise durch Vielfachstreuung oder beim Zerfall eines neutralen Teilchens im Detektor entstehen. Erstere werden durch die harten Anforderungen an die Qualität der betrachteten Spuren überwiegend ausgeschlossen, Letztere dadurch, dass Spuren, die an einen sekundären Vertex angepasst werden können, bei der Bestimmung der Effizienz nicht berücksichtigt werden.

Die Effizienz für den Übergang von nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren zu an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren wird in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t, vom Polarwinkel θ und den Spurparametern $|\Delta z_0|$ und $|d'_{\mathrm{ca}}|$ betrachtet. Dies geschieht in Abbildung 3.17 für die Spurselektion, die für die Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons benutzt wird, in Abbildung 3.18 für die Spurselektion des langsamen Pions. Die beiden Spurselektionen unterscheiden sich im minimalen Transversalimpuls und der minimalen geforderten Spurlänge. Es wird deutlich, dass die Beschreibung der

[8] Die Ausnahme ist der Schnitt auf einen minimalen Wert für den Transversalimpuls der Spuren.

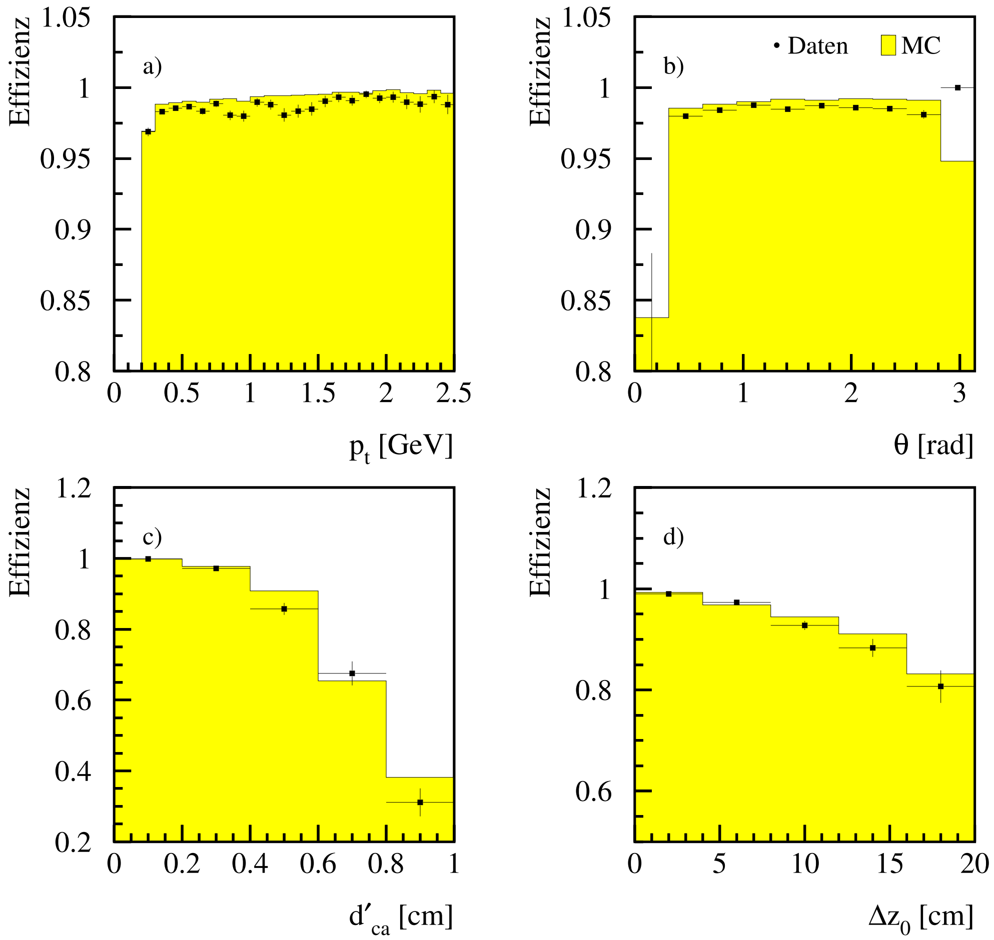

Abbildung 3.17: Effizienz, mit der eine nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spur aus der für die Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons verwendeten Spurselektion an den Wechselwirkungspunkt angepasst werden kann, aufgetragen gegen den Transversalimpuls p_t, den Polarwinkel θ sowie gegen die Spurparameter $|d'_{\mathrm{ca}}|$ und $|\Delta z_0|$. Verglichen werden Daten und die Monte-Carlo-Simulation.

Effizienz, mit der eine Spur an den Wechselwirkungspunkt angepasst wird, generell gut durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben wird. Insgesamt ist die Effizienz in der Simulation etwas zu hoch. Insbesondere bei einer Betrachtung der Effizienz in Intervallen des Polarwinkels θ sind Abweichungen zu beobachten, die sich auf den vorderen und den hinteren Bereich der zentralen Spurkammern zu konzentrieren scheinen. Die beobachteten Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation fließen in die Abschätzung der Fehler der Spurrekonstruktionseffizienz ein.

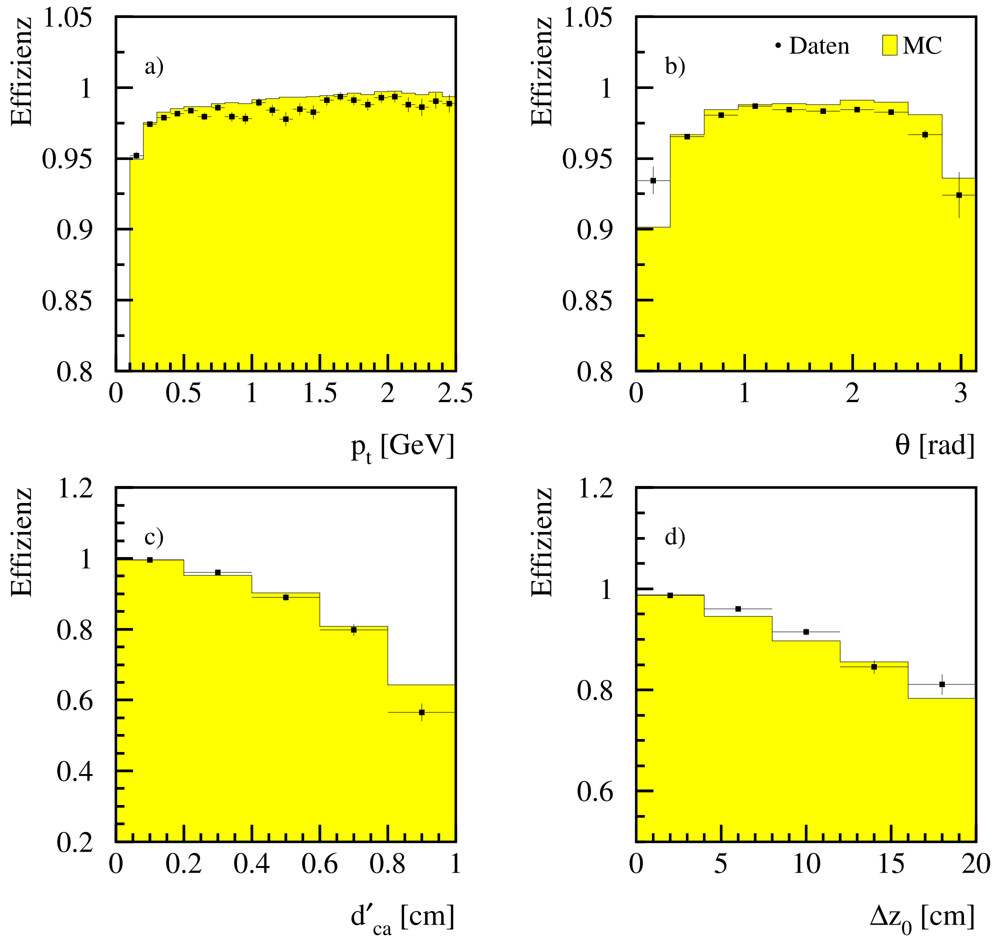

Abbildung 3.18: Effizienz, mit der eine nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spur aus der für das langsame Pion verwendeten Spurselektion an den Wechselwirkungspunkt angepasst werden kann, aufgetragen gegen den Transversalimpuls p_t, den Polarwinkel θ sowie gegen die Spurparameter $|d'_{\rm ca}|$ und $|\Delta z_0|$. Verglichen werden Daten und die Monte-Carlo-Simulation.

Bei diesen Studien zur Effizienz der Anpassung einer Spur an den Wechselwirkungspunkt wird nicht berücksichtigt, dass sich diese Effizienz für eine Spur eines Tochterteilchens des $D^{*\pm}$-Mesons aufgrund der Ereignistopologie von der Effizienz für beliebige Spuren mit denselben Spurparametern unterscheiden kann. Beispielsweise hängt die Rekonstruktionseffizienz sicher davon ab, ob weitere Spuren in der Nähe liegen.

Bei der ausschließlichen Verwendung von Spuren von Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons zur Effizienzbestimmung, treten allerdings zwei Probleme auf:

Zum einen muss bei einer derartigen Studie die Zahl der $D^{*\pm}$-Mesonen, die aus nicht an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren rekonstruiert werden, ebenso durch eine Anpassung von Signal und Untergrund in einer Δm-Verteilung ermittelt werden, wie dies normalerweise in der Analyse mit an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren geschieht. Die Auflösung, die dabei erreicht wird, ist sehr viel niedriger, die Form der Signale in der Δm-Verteilung unterscheidet sich beträchtlich. Damit wird eine präzise Bestimmung der Effizienz praktisch unmöglich. Um diesen Effekt teilweise auszugleichen, kann jeweils eine nicht an den Wechselwirkungspunkt angepasste Spur mit zwei an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren zu einem $D^{*\pm}$-Meson kombiniert werden.

Zum anderen ist man zur Bestimmung der Effizienz der Anpassung einer Spur an den Wechselwirkungspunkt auf einen Datensatz angewiesen, in dem die Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen, die aus Spuren, die nicht an den Wechselwirkungspunkt angepasst sind, rekonstruiert werden können, nicht verfälscht ist. Ein derartiger Datensatz ist nicht verfügbar, da bereits die Entscheidung, ob ein Ereignis mit einem $D^{*\pm}$-Meson auf der vierten Triggerebene getriggert wird, aufgrund von Spuren getroffen wird, die an den Wechselwirkungspunkt angepasst sind.

Allerdings akzeptiert L4 auch Ereignisse mit dem Zerfall $\overset{(-)}{D}{}^0 \to K^\mp\pi^\pm$, in denen nicht unbedingt ein langsames Pion vorhanden sein muss, mit dem ein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert werden kann. Die Schnitte auf die Qualität der Spuren des Kaons und des Pions sind dabei höher, als wenn ein $D^{*\pm}$-Meson nachgewiesen wird. Die so getriggerten Ereignisse stellen einen unbeeinflussten Datensatz dar, in dem durch die Kombination des aus an den Wechselwirkungspunkt angepassten Spuren rekonstruierten $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons mit einer entweder an den Wechselwirkungspunkt angepassten oder einer nicht angepassten Spur für das langsame Pion die Effizienz für die Anpassung einer Spur an den Wechselwirkungspunkt bestimmt werden könnte.

Dieser Ansatz scheitert allerdings an der geringen Anzahl verfügbarer $D^{*\pm}$-Mesonen, deren $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson separat auf L4 getriggert wurde. Dies ist nur für etwa 60 % aller $D^{*\pm}$-Mesonen der Fall.

Eine präzise Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienz für die Spuren der Zerfallsprodukte des $D^{*\pm}$-Mesons innerhalb dieser Analyse ist deshalb nicht möglich. Aus diesem Grund wird die Unsicherheit der Spurrekonstruktionseffizienz konservativ abgeschätzt: Für die Selektion, die für die beiden Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons benutzt wird, werden ± 3 % angenommen, für die Selektion des langsamen Pions ± 5 %. Dies entspricht der Hälfte der in der Monte-Carlo-Simulation beobachteten Ineffizienz, wobei die gut verstandene Ineffizienz durch den Zerfall der Teilchen nicht für die Abschätzung herangezogen wird. Insgesamt ergibt sich damit eine Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen von $\pm 11\,\%$. In früheren Veröffentlichungen [1] [2], die die alte Implementation der Simulation der zentralen Spurkammern benutzen, wurde diese Unsicherheit geringer angegeben, was sich allerdings auf Grund der Studien mit der neuen Simulation als nicht haltbar erwies.

Zu einer weiteren Reduzierung des systematischen Fehlers auf die Spurrekonstruktionseffizienz könnten Analysen anderer spezieller hadronischer Endzustände, wie zum Beispiel K^0_S-Mesonen beitragen. Für Spuren mit Transversalimpulsen, die im Vergleich zu den in dieser Analyse auftretenden hoch sind, wurde die Rekonstruktionseffizienz mithilfe von J/Ψ-Mesonen untersucht und eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation feststellt.

Kapitel 4

Messung von $D^{*\pm}$-Mesonen

Dieses Kapitel beschreibt die Bestimmung des totalen sowie der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufbauend auf der im letzten Kapitel definierten Ereignisselektion. Der erste Schritt hierzu ist in Abschnitt 4.1 die Extraktion der Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen. Danach wird zunächst auf die Definition des Wirkungsquerschnitts eingegangen (Abschnitt 4.2), bevor in Abschnitt 4.3 eine Diskussion aller relevanten Quellen systematischer Fehler folgt. Nach der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts (Abschnitt 4.4) und werden differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den kinematischen Größen Q^2, x und W sowie von der Pseudorapidität η, dem Transversalimpuls p_t und der Inelastizität z des $D^{*\pm}$-Mesons gemessen (Abschnitt 4.5) und mit theoretischen Modellen verglichen.

4.1 Extraktion des Signals

Im letzten Kapitel wurden Ereignisse mit dem Zerfall

$$D^{*\pm} \rightarrow \overset{(-)}{D}{}^0 \pi_s^\pm \rightarrow \left(K^\mp \pi^\pm\right) \pi_s^\pm \tag{4.1}$$

selektiert. Die selektierten Ereignisse heißen $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten, weil sie zusätzlich zum Signal auch kombinatorischen Untergrund enthalten, bei dem drei kombinierte Spuren durch Zufall die Bedingungen der Selektion erfüllen. Zur Bestimmung der Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen im Signal benutzt man zwei Verteilungen der $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten:

Zum einen wird die aus den Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons rekonstruierte invariante Masse $m_{K\pi}$ betrachtet, zum anderen die Massendifferenz Δm zwischen der rekonstruierten invarianten Masse aller drei Zerfallsteilchen $m_{K\pi\pi_s}$ und der rekonstruierten invarianten Masse $m_{K\pi}$. Um dabei die volle in diesen

Größen enthaltene Information zu nutzen, wird jeweils eine der Verteilungen mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Signalregion der anderen Verteilung dargestellt. Im Einzelnen bedeutet das:

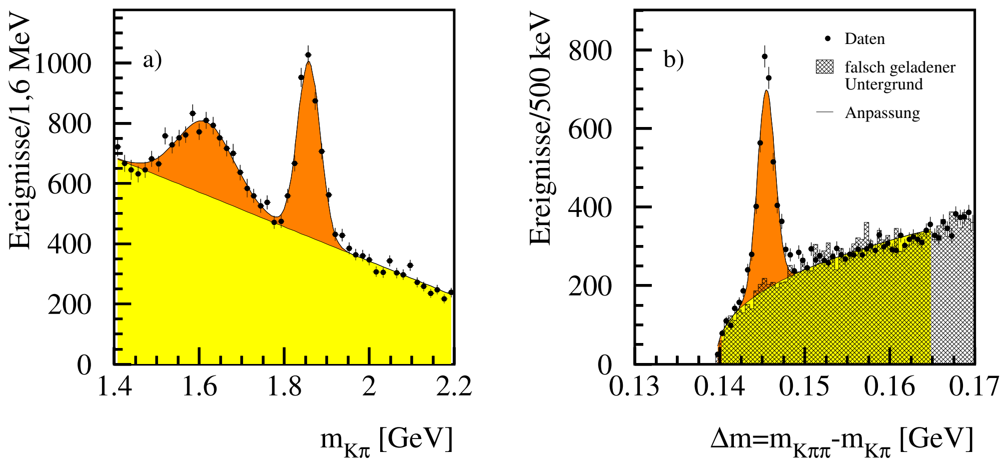

Abbildung 4.1: Verteilungen der rekonstruierten invarianten Masse der $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Kandidaten (links) sowie der Massendifferenz Δm (rechts) für den gesamten betrachteten Datensatz aus den Datennahmeperioden 1999 und 2000. In den Verteilungen sind zusätzlich die angepassten Parametrisierungen des Signals und des kombinatorischen Untergrundes eingezeichnet. Ebenso dargestellt ist der falsch geladene Untergrund in der Verteilung der Massendifferenz Δm.

- In Abbildung 4.1 (links) ist die Verteilung der aus den Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons rekonstruierten invarianten Masse $m_{K\pi}$ dargestellt. Dabei wurde ein Schnitt in der Δm-Verteilung (Abbildung 4.1 rechts) auf die Signalregion angewendet: $|\Delta m - \Delta m_{\text{nom}}| < 4\sigma_{\Delta m}$. Die Variablen $\Delta m_{\text{nom}} = 0{,}1455\,\text{GeV}$ und $\sigma_{\Delta m} = 0{,}0011\,\text{GeV}$ geben die nominelle Position und die Auflösung des Signals in der Δm-Verteilung an. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, in denen zwar ein $\overset{(-)}{D}{}^0$-Kandidat, aber kein $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat gefunden wird.

  Es ist deutlich ein Signal bei der nominellen Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons von 1,864 GeV zu erkennen, zusammen mit einem zweiten Signal, das bei niedrigeren rekonstruierten invarianten Massen auftritt und mit S_0 bezeichnet wird. Die in diesem Signal rekonstruierten invarianten Massen sind niedriger als die nominelle Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons, da sie aus Ereignissen stammen, bei denen das $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson in mehr als zwei Teilchen zerfällt, von denen dann allerdings nur zwei unter der Annahme eines Zerfalls $\overset{(-)}{D}{}^0 \to K^\mp\pi^\pm$ zur Bestimmung der invarianten Masse benutzt werden. Dieses Signal wird durch mehrere unterschiedliche Zerfallskanäle verursacht, deren Summe genähert durch eine Gauss-Verteilung beschrieben werden kann.

- In Abbildung 4.1 (rechts) ist die Verteilung des rekonstruierten Wertes von $\Delta m = m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ dargestellt. Dabei wurde ein Schnitt in der rekonstruierten Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons (Abbildung 4.1 links) auf die Signalregion angewendet. Die Signalregion ist definiert durch die Bedingung $|m_{K\pi} - m_{D^0}| < dm$. Dabei ist $m_{D^0} = 1{,}864\,\mathrm{GeV}$ die nominelle Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons. Der Standardwert des Schnittparameters ist in dieser Analyse $dm = 0{,}070\,\mathrm{GeV}$. Dies entspricht etwa $2{,}5\sigma_{m_{K\pi}}$, wobei $\sigma_{m_{K\pi}}$ die Auflösung des Signals in der $m_{K\pi}$-Verteilung ist. Der Schnittparameter dm wird zur Abschätzung der durch den Schnitt eingeführten Unsicherheit des Wirkungsquerschnitte zwischen 0,060 GeV und 0,080 GeV variiert.

  Das $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Signal in der Verteilung der rekonstruieren Masse $m_{K\pi}$ wird durch Reflektionen beeinflusst, die im Wesentlichen aus den Zerfallskanälen $\overset{(-)}{D}{}^0 \to K^\pm K^\mp$ und $\overset{(-)}{D}{}^0 \to \pi^\pm\pi^\mp$ stammen. Bei der Bestimmung der Anzahl von $D^{*\pm}$-Mesonen muss dies berücksichtigt werden: Es wird, abhängig vom benutzten Wert von dm, ein durch Monte-Carlo-Studien bestimmter Anteil von den Ereignissen in der Δm-Verteilung abgezogen. Dieser Anteil beträgt $3 \pm 1{,}5\,\%$ für einen Schnittparameter $dm = 0{,}070\,\mathrm{GeV}$. Der Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler des verwendeten Monte-Carlo-Datensatzes. Bei den Monte"Carlo-Studien wurden die in Tabelle 4.1 genannten Zerfallsmoden berücksichtigt.

Es ist prinzipiell nicht möglich, zu entscheiden, ob ein selektierter $D^{*\pm}$-Meson-Kandidat ein $D^{*\pm}$-Meson oder kombinatorischer Untergrund ist. Eine Entscheidung ist nur auf statistischer Ebene möglich. Dafür existieren zwei unterschiedliche Ansätze: Statistische Subtraktion des Untergrundes und eine Anpassung einer Parametrisierung von Signal und Untergrund an die Δm-Verteilung. Diese beiden Möglichkeiten werden im Folgenden erläutert.

4.1.1 Statistische Subtraktion des Untergrundes

Um Ereignisse mit einem $D^{*\pm}$-Meson differentiell in einer Größe x zu untersuchen, ist man auf die Analyse der Ereignisse mit einem $D^{*\pm}$-Meson-

Tabelle 4.1: Zerfallskanäle des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons, die einen Beitrag zum $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Signal liefern können, wenn Teilchen falsch identifiziert oder – eventuell auch gleichzeitig – nicht alle Töchter des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons bei der Berechnung der invarianten Masse berücksichtigt werden. $\mathcal{B}$ gibt das Verzweigungsverhältnis des jeweiligen Zerfallskanals an.

Zerfallskanal	$\mathcal{B}$
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow K^{\pm}K^{\mp}$	$(4{,}12 \pm 0{,}14) \times 10^{-3}$
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\pi^{\mp}$	$(1{,}43 \pm 0{,}07) \times 10^{-3}$
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$	$(1{,}1 \pm 0{,}4)$ %
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\mp}$	$(7{,}3 \pm 0{,}5) \times 10^{-3}$
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0$	$(13{,}1 \pm 0{,}9)$ %
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow e^{\pm}\nu_e/\bar{\nu}_e K^{\mp}$	$(3{,}58 \pm 0{,}18)$ %
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow \mu^{\pm}\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu K^{\mp}$	$(3{,}19 \pm 0{,}17)$ %
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow e^{\pm}\nu_e/\bar{\nu}_e \pi^{\mp}$	$(3{,}6 \pm 0{,}6) \times 10^{-3}$
$\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow \mu^{\pm}\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \pi^{\mp}$	[a]

[a] Das Verzweigungsverhältnis dieses Kanals ist nicht dokumentiert. In der Monte-Carlo-Simulation wird das Verzweigungsverhältnis des Kanals $\overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow e^{\pm}\nu_e/\bar{\nu}_e \pi^{\mp}$ benutzt.

Kandidaten K angewiesen. Trägt man für diese die Verteilung von x auf, erhält man allerdings nicht die gesuchte Verteilung $x\,(D^{*\pm})$, sondern eine Verteilung

$$x\,(K) = x\left(D^{*\pm}\right) + x\,(U)\,, \tag{4.2}$$

die auch von der Verteilung $x\,(U)$ des kombinatorischen Untergrunds U abhängt.

Der kombinatorische Untergrund U selbst ist entsprechend seiner Definition genauso wenig einzeln zugänglich wie das Signal. Falls jedoch ein Datensatz V existiert, dessen Verteilung $x\,(V)$ die Gleichung $x\,(U) = \beta x\,(V)$ erfüllt, kann über

$$x\left(D^{*\pm}\right) = x\,(K) - \beta x\,(V)\,. \tag{4.3}$$

auf die gesuchte Verteilung $x\,(D^{*\pm})$ geschlossen werden. Die Variable β kennzeichnet dabei einen Proportionalitätsfaktor, der bekannt sein muss. Idealerweise besitzt der Datensatz V für alle wichtigen Größen x die gleiche Verteilung wie der kombinatorische Untergrund U.

In dieser Analyse stehen zwei Möglichkeiten für den Datensatz V zur Auswahl: Zum einen können die Seitenbänder der Δm-Verteilung benutzt werden, also Ereignisse, für die der rekonstruierte Wert von Δm um mehr als $4\sigma_{\Delta m}$ vom nominellen Wert abweicht. Zum anderen kann der so genannten falsch geladene Untergrund verwendet werden. Dieser besteht aus $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten, die alle Selektionskriterien erfüllen, bei denen aber die beiden Pionen unterschiedliche, die Tochterteilchen des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Kandidaten jedoch gleiche Ladungsvorzeichen besitzen. In beiden Fällen kann man davon ausgehen, dass die kinematischen Eigenschaften des Datensatzes V denen des kombinatorischen Untergrundes U in der Signalregion weitgehend entsprechen. In dieser Analyse wird durchgängig der falsch geladene Untergrund zur statistischen Subtraktion benutzt.

Die Normierung des falsch geladenen Untergrunds V bezüglich des Untergrundes U, also der Proportionalitätsfaktor β, muss separat bestimmt werden: Kombinatorische Überlegungen zeigen, dass es etwas mehr Möglichkeiten gibt, ein $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson aus zwei unterschiedlich geladenen Spuren zu bilden, als aus zwei Spuren mit demselben Ladungsvorzeichen[1]. Zudem wurde der falsch geladene Untergrund nicht während der gesamten in dieser Arbeit betrachteten Datennahmeperiode auf der vierten Triggerebene akzeptiert. In dieser Analyse wird der Proportionalitätsfaktor β durch eine Parameteranpassung an die Δm-Verteilung des gesamten Datensatzes unter Einbeziehung des falsch geladenen Untergrunds (vergleiche Abschnitt 4.1.2) festgelegt. Er ergibt sich zu $\beta = C_U/C_V = 1{,}01$.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kontrollverteilungen, die den Grad der Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Simulation zeigen, wurden durchweg mit statistischer Subtraktion des Untergrundes erstellt.

4.1.2 Anpassung der Δm-Verteilung

Die andere Möglichkeit zur Bestimmung der Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen ist eine Anpassung einer Funktion an die Δm-Verteilung. Diese Funktion ist eine Summe aus einem Term, der das Signal beschreibt und einem Term, der den Untergrund parametrisiert. In erster Näherung kann das Signal durch eine Gaussfunktion beschrieben werden. Zur Parametrisierung des Untergrunds wird eine Potenzfunktion verwendet. Die gesamte anzupassende Funktion

[1]Falls die beiden Tochterspuren des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons unterschiedlich geladen sind, gibt es N^+N^- Möglichkeiten, beliebige Spuren zu kombinieren. Falls die beiden Spuren gleich geladen sind, gibt es nur $N^+(N^+-1)$ Möglichkeiten. N^+ und N^- sind dabei die Multiplizitäten positiver und negativer Spuren in einem Ereignis, die im Mittel gleich groß sind.

$f(x)$ lautet somit

$$\begin{aligned} f(x) &= f_S(x) + f_U(x) = \\ &= N_{D^*} \frac{d\Delta m}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta m}} \exp\left(-\frac{(x - \langle \Delta m \rangle)^2}{2\sigma_{\Delta m}^2}\right) + \\ &+ C_U (x - m_\pi)^\alpha . \end{aligned} \tag{4.4}$$

Während der Anpassung werden die Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen N_{D^*}, die Breite $\sigma_{\Delta m}$ und die Position des Signals $\langle \Delta m \rangle$ sowie die Normierung des Untergrundes (C_U) und seine Form (α) variiert. Die Breite eines Intervalls in der Δm-Verteilung, an die die Funktion im Bereich $[m_\pi; 0{,}165\,\mathrm{GeV}]$ angepasst wird, ist $d\Delta m$.

Auch der falsch geladene Untergrund wird mit in die Anpassung einbezogen, indem an diesen gleichzeitig eine Funktion $g(x)$ angepasst wird, die über

$$g(x) = g_V(x) = C_V (x - m_\pi)^\alpha \tag{4.5}$$

definiert ist. In beiden Fällen wird derselbe Parameter α zur Beschreibung der Form des Untergrundes verwendet, die Normierungen sind aber unabhängig voneinander. Aus den oben gegebenen Gründen kann nicht angenommen werden, dass die Anzahl der Ereignisse im falsch geladenen Untergrund dieselbe ist wie im richtig geladenen.

Zur Anpassung der Funktion an die Daten wird eine χ^2-Anpassung [75] oder eine Likelihoodanpassung [75] benutzt. Es wird die Likelihoodanpassung verwendet, sobald Intervalle in der Δm-Verteilung, die außerhalb der Signalregion liegen, im Mittel weniger als zehn Einträge haben, also im Falle geringer Statistik des Untergrundes. In allen anderen Fällen wird eine χ^2-Anpassung durchgeführt.[2]

In einigen Intervallen der betrachteten differentiellen Verteilungen ist die Zahl der $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten vergleichsweise gering, so dass eine Anpassung mit vielen freien Parametern problematisch ist. Deshalb werden für die Intervalle der differentiellen Verteilungen Anpassungen durchgeführt, bei denen denen die Breite $\sigma_{\Delta m}$ und die Position $\langle \Delta m \rangle$ des $D^{*\pm}$-Meson-Signals auf die Werte fixiert werden, die sich aus der Anpassung an die Δm-Verteilung des gesamten Datensatzes ergeben.

[2] Falls zur Bestimmung einer Effizienz ein Verhältnis aus den Ergebnissen zweier Anpassungen an unterschiedliche Δm-Verteilungen bestimmt wird, wird für beide Anpassungen dieselbe Methode verwendet.

4.1.3 Anpassung der $m_{K\pi}$-Verteilung

Auch an die $m_{K\pi}$-Verteilung kann eine Anpassung einer Funktion durchgeführt werden, die aus kombinatorischem Untergrund und Signal zusammengesetzt ist. Ein zusätzlicher Effekt in dieser Verteilung ist das S_0-Signal (vergleiche Abschnitt 4.1). Dieses tritt in der invarianten Massenverteilung unterhalb der nominellen Masse des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesons auf und kann näherungsweise ebenso wie das $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Signal durch eine Gaussfunktion beschrieben werden. Die Parametrisierung der Anpassung lautet damit

$$\begin{aligned} f(x) &= f_S(x) + f_R(x) + f_U(x) = \\ &= N_{D^0} \frac{dM}{\sqrt{2\pi}\sigma_{D^0}} \exp\left(-\frac{(x - \langle m_{D^0}\rangle)^2}{2\sigma_{D^0}^2}\right) + \\ &+ N_{S_0} \frac{dM}{\sqrt{2\pi}\sigma_{S_0}} \exp\left(-\frac{(x - \langle m_{S_0}\rangle)^2}{2\sigma_{S_0}^2}\right) + \\ &+ a + bx, \end{aligned} \tag{4.6}$$

wobei N_{D^0} die Anzahl der $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesonen, N_{S_0} die Anzahl der Ereignisse im S_0-Signal, $\langle m_{D^0}\rangle$ die Position und σ_{D^0} die Breite des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Signals, $\langle m_{S_0}\rangle$ die Position und σ_{S_0} die Breite des S_0-Signals sind. Der Untergrund wird mit den Parametern a und b durch eine Gerade parametrisiert. dM ist die Breite eines Intervalls in der $m_{K\pi}$-Verteilung, an die die Funktion angepasst wird.

4.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt der Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen ergibt sich

$$\sigma_{\text{vis}}\left(ep \to e' D^{*\pm} X\right) = \frac{N_{D^*}}{\mathcal{B}\left(D^{*\pm} \to K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm\right) \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot (1 + \delta_{\text{rad}})}. \tag{4.7}$$

Dabei ist N_{D^*} die Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen, die im Datensatz rekonstruiert werden, $\mathcal{B}\left(D^{*\pm} \to K^\mp \pi^\pm \pi_s \pm\right) = \mathcal{B}\left(D^{*\pm} \to \overset{(-)}{D}{}^0 \pi_s^\pm\right) \cdot \mathcal{B}\left(\overset{(-)}{D}{}^0 \to K^\mp \pi^\pm\right) =$ $0{,}0259 \pm 0{,}0006$ [75] das Verzweigungsverhältnis eines $D^{*\pm}$-Mesons in den in dieser Arbeit betrachteten Zerfallskanal, $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des Datensatzes und ϵ die aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Detektionseffizienz, die sowohl Detektorakzeptanz als auch Rekonstruktionswahrscheinlichkeit berücksichtigt. Mithilfe von δ_{rad} werden die elektromagnetischen radiativen Korrekturen berücksichtigt.

In dieser Analyse wird zur Bestimmung der Detektionseffizienz und, damit zusammenhängend, auch für Kontrollverteilungen, in denen Daten und Monte-Carlo-Simulation verglichen werden, durchgehend die Summe der Vorhersagen des RAPGAP-Programms für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aus Charmquarks in direkten und aufgelösten Prozessen sowie für die Produktion aus Beautyquarks in direkten Prozessen verwendet. Der Beitrag von aufgelösten Prozessen aus der Produktion von Beautyquarks ist klein, verglichen mit dem Beitrag direkter Prozesse und wird deshalb vernachlässigt. Die Monte-Carlo-Vorhersagen für direkte Prozesse schließen radiative Korrekturen mit ein, für aufgelöste Prozesse wird diese Korrektur von RAPGAP nicht zur Verfügung gestellt und deshalb vernachlässigt. Da der Beitrag von aufgelösten Prozessen zum totalen Wirkungsquerschnitt aber gering im Vergleich zu dem direkter Prozesse ist, führt dies nur zu einem kleinen Fehler.

Die Rekonstruktionseffizienz von $D^{*\pm}$-Mesonen hängt im Wesentlichen vom Transversalimpuls p_t des $D^{*\pm}$-Mesons ab. Für niedrige p_t liegt sie im Bereich von 15 %, für hohe bei 40 % (vergleiche Abbildung 4.2, rechts oben). Um integriert über alle Transversalimpulse eine korrekte Beschreibung der Rekonstruktionseffizienz für den totalen und die differentiellen Wirkungsquerschnitte durch die Monte-Carlo-Simulation zu erhalten, muss also insbesondere die Verteilung der Transversalimpulse p_t in den Daten durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben sein. Dies ist für die Vorhersage des RAPGAP-Programms weder für direkte Prozesse alleine noch für die Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen der Fall (vergleiche Abbildung 4.2, links oben). In dieser Analyse wird deshalb die verwendete Monte-Carlo-Simulation so umgewichtet, dass die Vorhersage in den Intervallen, in denen der differenzielle Wirkungsquerschnitt bezüglich des Transversalimpulses des $D^{*\pm}$-Mesons bestimmt wird, mit den Daten übereinstimmt. Das Verhältnis zwischen den Beiträgen der in der Monte-Carlo-Simulation simulierten Prozesse (Produktion von Charmquarks in direkten und aufgelösten Prozessen, Produktion von Beautyquarks in direkten Prozessen) wird dabei nicht verändert. Da in der Monte-Carlo-Simulation vor dem Umgewichten die Beiträge niedriger Transversalimpulse überschätzt werden, nimmt die aus der Simulation bestimmte Rekonstruktionseffizienz für den totalen sichtbaren Bereich nach dem Umgewichten um etwa 5 % zu. Als Beispiel für dieses Verhalten werden in Abbildung 4.2 auch die Rekonstruktionseffizienz und die vorhergesagten differentiellen Wirkungsquerschnitte in Intervallen der Pseudorapidität des $D^{*\pm}$-Mesons η für die nicht umgewichtete und die umgewichtete Monte-Carlo-Simulation gezeigt.

Beim Vergleich der gemessenen Daten mit den unterschiedlichen Modellen wird in dieser Analyse durchgehend die nicht umgewichtete Monte-Carlo-Simulation benutzt.

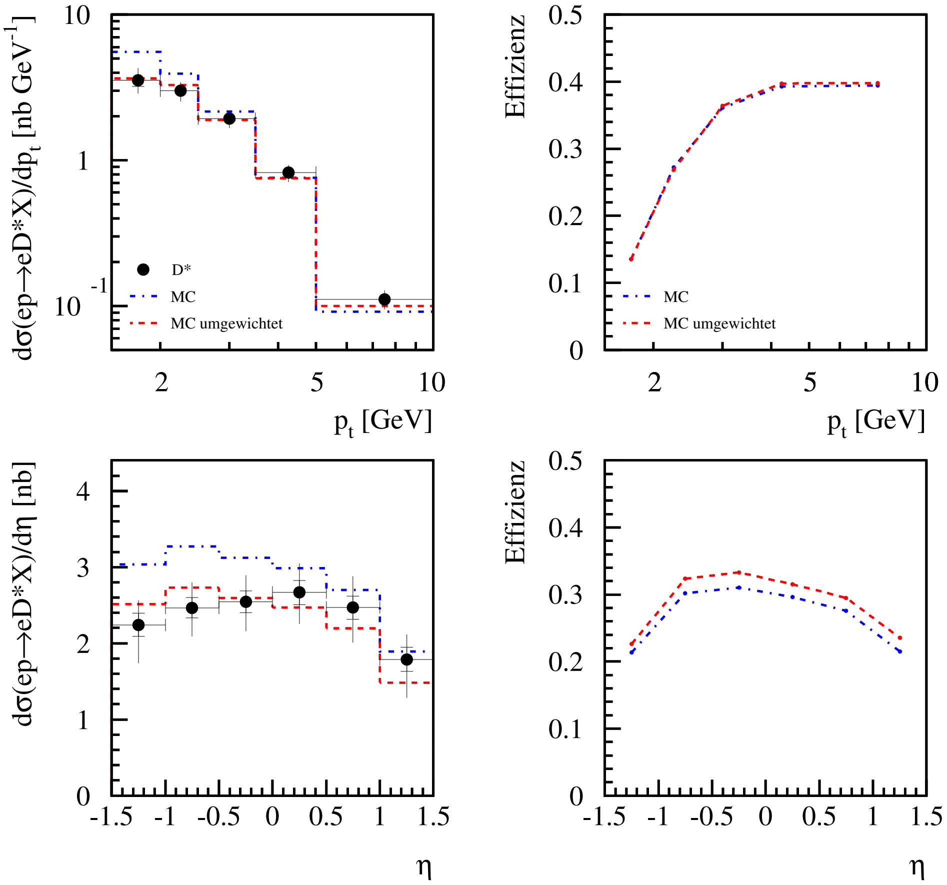

Abbildung 4.2: Vorhersagen der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Rekonstruktionseffizienzen in Intervallen des Transversalimpulses p_t und der Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons für eine nicht umgewichtete und eine in Intervallen von p_t umgewichtete Monte-Carlo-Simulation. Vor der Umgewichtung sind Abweichungen des vorhergesagten p_t-Spektrums von den Messwerten zu beobachten. Nach der Umgewichtung sind diese Abweichungen wesentlich kleiner. Es verbleiben Unterschiede, da in einem Ereignis mehr als ein generiertes $D^{*\pm}$-Meson vorkommen kann und die Umgewichtung nicht iterativ durchgeführt wurde. Die Rekonstruktionseffizienz in Intervallen von p_t ändert sich erwartungsgemäß durch die Umgewichtung nicht. Die Rekonstruktionseffizienz in Intervallen von η erhöht sich hingegen in allen Intervallen.

4.3 Systematische Unsicherheiten

Zusätzlich zu den statistischen Fehlern müssen auch die systematischen Fehler der Messung und der theoretischen Erwartungen, mit denen sie verglichen werden, berücksichtigt werden. In den folgenden beiden Abschnitten werden diese einzeln diskutiert und ihre Beiträge quantifiziert.

4.3.1 Experimentelle Unsicherheiten

Zu den experimentellen Unsicherheiten zählen die Unsicherheit in der Beschreibung der Detektorauflösung, verbleibende Unterschiede zwischen Simulation und Daten und vernachlässigte physikalische Effekte. Zu Ersteren gehören die Energie- und Winkelauflösung bei der Messung des gestreuten Elektrons, zu Letzteren beispielsweise der verbleibende Untergrund von Photoproduktionsereignissen. Diese systematischen Fehler aus den unterschiedlichen Quellen werden quadratisch zum gesamten systematischen Fehler aufaddiert. Dabei wird davon ausgegangen, dass diese systematischen Fehler nicht korreliert sind. Der gesamte Fehler der Messung ergibt sich durch die quadratische Addition von statistischem und systematischem Fehler. Falls zu erwarten ist, dass sich die Größe eines systematischen Fehlers in den Intervallen der betrachteten differentiellen Verteilungen ändert, wird er für alle Intervalle getrennt bestimmt.

Triggereffizienz

Für den systematischen Fehler der Triggereffizienz wird zunächst die statistische Unsicherheit der in den Daten gemessenen Triggereffizienz berücksichtigt. Die Streuung der Abweichungen der simulierten von den gemessenen Triggereffizienzen in den Intervallen mehrerer differentieller Verteilungen liefert keine Hinweise auf eine zusätzliche systematische Abweichung (vergleiche auch Abschnitt 3.2.1). Damit ergibt sich der systematische Fehler der Triggereffizienz bei der Messung von totalem und differentiellen Wirkungsquerschnitten zu 2 %.

Messung der Energie des gestreuten Elektrons

Der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts auf Grund der Ungenauigkeit der Messung der Energie des gestreuten Elektrons wird durch die Variation dieser Energie in der Simulation um 3 % am unteren Rand des Energiespektrums bei 8,0 GeV und um 1 % bei 27,6 GeV berechnet. Zwischen diesen beiden Werten verläuft die Variation linear. Diese Variation entspricht der Messgenauigkeit der Energie in den jeweiligen Bereichen, die aus den Daten bestimmt wurde [65]. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein systematischer Fehler von $\pm 2\,\%$. In Abbildung 4.3 sind die Auswirkungen auf die differentiellen Verteilungen dargestellt. Im Vergleich zum statistischen Fehler der Messung des Wirkungsquerschnitts signifikante Beiträge zum systematischen Fehler sind vor allem in den Intervallen bezüglich z (dabei besonders für hohe z), bei großem η, sowie bei kleinem x und W zu beobachten.

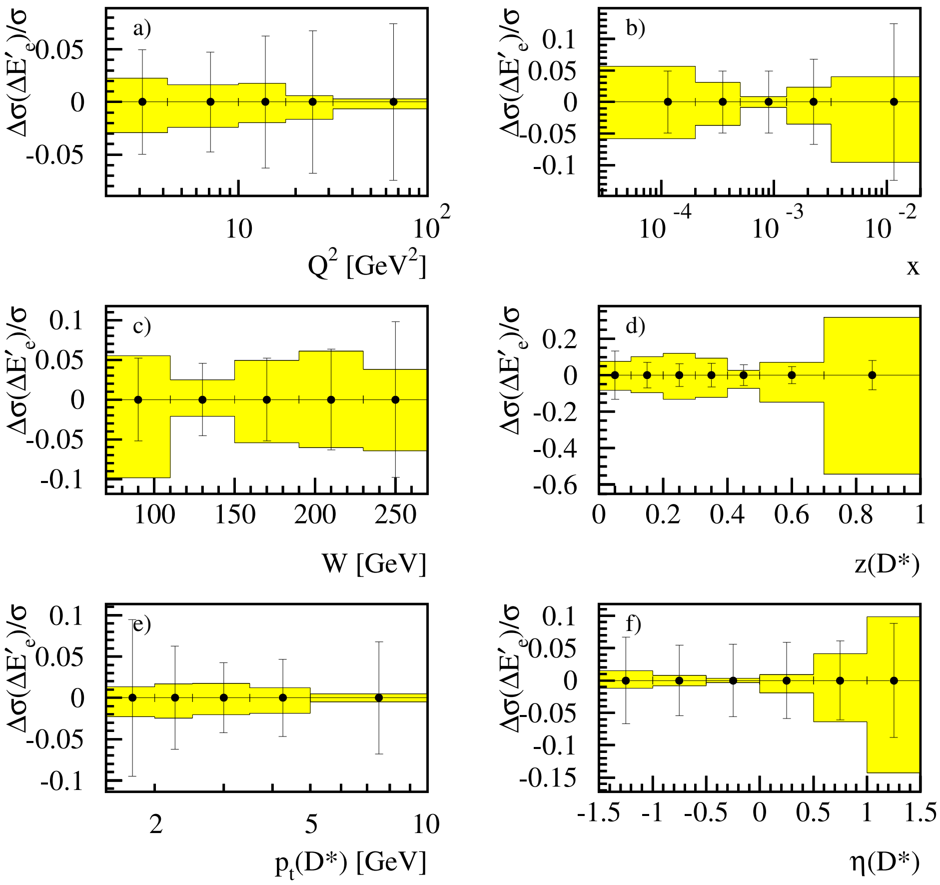

Abbildung 4.3: Die Histogramme stellen den Einfluss der Unsicherheit der gemessenen Energie E'_e des gestreuten Elektrons auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und W sowie der Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons p_t, η und z dar. Die Fehlerbalken geben zum Vergleich die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons

Die Unsicherheit bei der Messung des Polarwinkels θ'_e des gestreuten Elektrons beträgt bei der Messung mit SpaCal und BDC 2 mrad. Durch eine entsprechende Variation erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt einen systematischen Fehler von ±2,5 %, für die differentiellen Verteilungen die in Abbildung 4.4 dargestellten Werte. In keinem Intervall ist der systematische Fehler größer als der statistische Fehler.

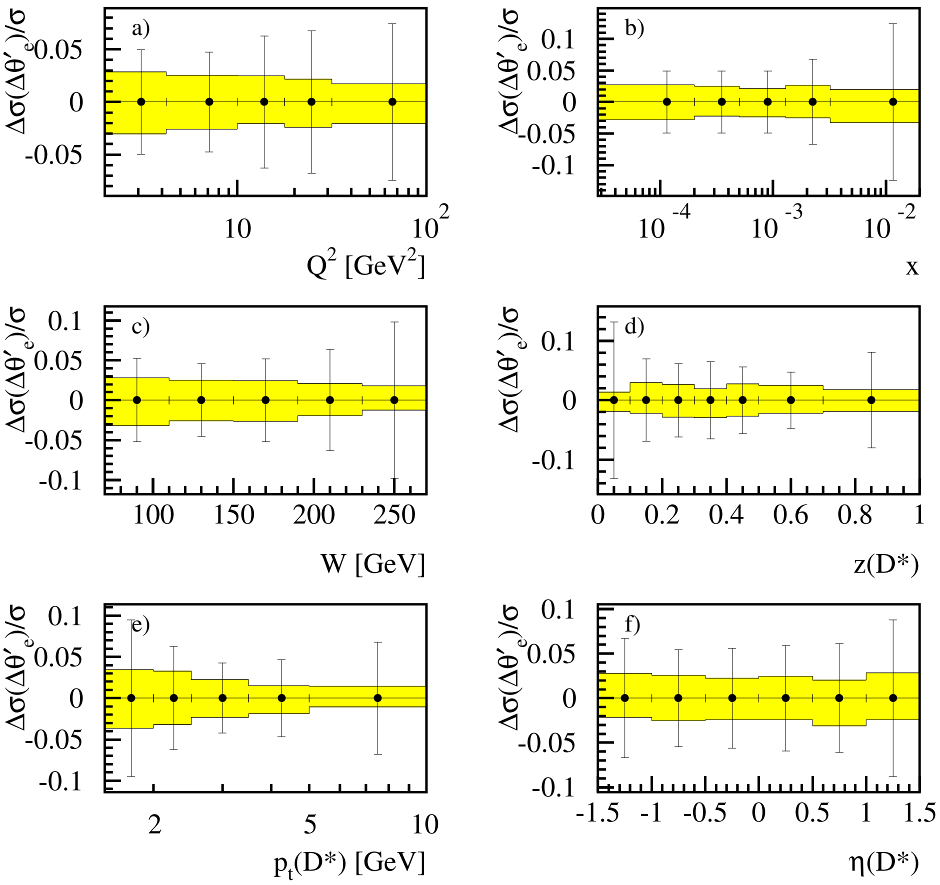

Abbildung 4.4: Die Histogramme stellen den Einfluss der Unsicherheit des gemessenen Winkels θ'_e des gestreuten Elektrons auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und W sowie der Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons p_t, η und z dar. Die Fehlerbalken geben zum Vergleich die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Spurrekonstruktionseffizienz

In dieser Analyse wird der spezifische hadronische Endzustand – das $D^{*\pm}$-Meson – durch drei Spuren nachgewiesen, wobei eine von ihnen – die des langsamen Pions – einen niedrigen Transversalimpuls und damit eine schlechte Qualität hat. Jede Unsicherheit in der Effizienz der Spurrekonstruktion geht somit in der dritten Potenz in den systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts ein. Eine ausführliche Diskussion dazu fand bereits in Abschnitt 3.4.7 statt. Unter Anwendung der dort vorgestellten Methodik erhält man einen systematischen Fehler von 11 % für den totalen und die differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die Effizienz der Spurrekonstruktion dominiert damit in dieser Analyse den systematischen Fehler.

Variation des Schnittes auf p_t des langsamen Pions

Der Schnitt innerhalb der Spurselektion, dessen Variation zum größten systematischen Fehler führt, ist der Schnitt auf den unteren Transversalimpuls des langsamen Pions. Zur Abschätzung der durch ihn bedingten Unsicherheit wird er von 0,12 GeV auf 0,15 GeV verändert. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein asymmetrischer systematischer Fehler von -5 %, für die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind die Auswirkungen in Abbildung 4.5 dargestellt. Beim differentiellen Wirkungsquerschnitt in den Intervallen des Transversalimpulses des $D^{*\pm}$-Mesons zeigen sich nur im ersten Intervall Abweichungen, bei den anderen Verteilungen ist in fast allen Intervallen eine Verminderung des Wirkungsquerschnitts um 3 bis 8 Prozent zu beobachten.

Teilchenidentifikationseffizienz

Die in den Daten gemessene Effizienz zur Identifikation von Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons durch die Anwendung von Schnitten auf Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchenarten, die aus $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Informationen einer Spur berechnet werden, wird in der Monte-Carlo-Simulation nicht vollständig beschrieben. Dies wird durch einen systematischen Fehler berücksichtigt, der durch den Vergleich der Effizienzen in den Daten und in der Simulation abgeschätzt wird. Zusätzlich wird sichergestellt, dass in den einzelnen Intervallen nicht signifikant größere Abweichungen auftreten. Der systematische Fehler beträgt für den totalen und die differentiellen Wirkungsquerschnitte 3 %.

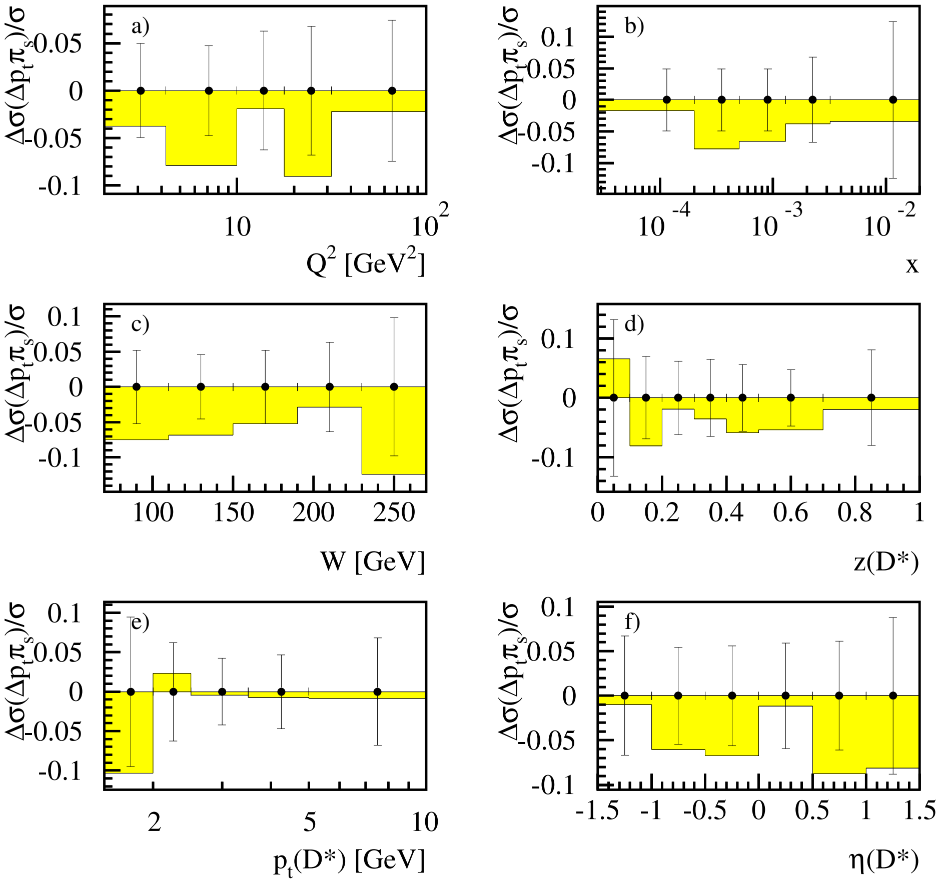

Abbildung 4.5: Die Histogramme stellen den Einfluss einer Variation des Schnitts auf den Transversalimpuls p_t des langsamen Pions in den differentiellen Wirkungsquerschnitten bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und W sowie der Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons p_t, η und z dar, die Fehlerbalken geben zum Vergleich die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Beiträge von Reflektionen

Der systematische Fehler, der durch den nicht exakt bekannten Anteil der Reflektionen an der Δm-Verteilung verursacht wird, ist 1,5 %. Er ergibt sich aus dem statistischen Fehler der durchgeführten Monte-Carlo-Studien.

Photoproduktionsuntergrund

Eine Abschätzung der Anzahl der im Datensatz nach allen Schnitten verbliebenen Photoproduktionsereignisse mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation derartiger Ereignisse ergibt einen Anteil von unter 1 %. Dieser wird als asymmetrischer systematischer Fehler berücksichtigt.

Breite des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Signals

Die Breite des bei der Anpassung des Signals in der Δm-Verteilung benutzten Massenfensters für die rekonstruierte invariante Masse des $K\pi$-Systems um die nominelle $\overset{(-)}{D}{}^0$-Meson-Masse $|m_{K\pi} - m_{D^0}| < dm$ wird variiert. Die Extremwerte für dm liegen bei 0,060 GeV und 0,080 GeV. Die zu subtrahierenden Beiträge der Reflektionen werden an die Breite des Massenfensters angepasst. Der Beitrag zum systematischen Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts beträgt $\pm 2,5$ %. Typische Werte in den Intervallen der differentiellen Verteilungen liegen zwischen ± 1 und ± 5 %.

Extraktion der Signale

Um die Zahl der $D^{*\pm}$-Mesonen im gesamten Datensatz zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts zu bestimmen, wird eine Anpassung an die Δm-Verteilung durchgeführt, bei der die Position des Signals sowie dessen Breite freie Parameter sind. Alternativ können die Ereignisse in der Δm-Verteilung nach der Subtraktion des Untergrundes gezählt werden. Der Unterschied von 4 %, der bei den beiden Methoden auftritt, wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

Bei der Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte werden bei den Anpassungen in den Δm-Verteilungen die Position und die Breite des Signals auf die beim totalen Wirkungsquerschnitt gemessenen Werte fixiert. Unterschiede zur Zahl der $D^{*\pm}$-Mesonen, die man mit einer freien Anpassung erhält, tragen zum systematischen Fehler bei. Ein typischer Wert für diesen Beitrag ist 4 %, in einzelnen Intervallen können allerdings bis zu 10 % auftreten.

Monte-Carlo-Simulationen

Alternativ zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen mit dem RAPGAP-Programm wurde auch das Programm HERWIG verwendet. Die Unterschiede der rekonstruierten Wirkungsquerschnitte tragen zum systematischen Fehler bei. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ist die Abweichung kleiner als 1 %.

Verzweigungsverhältnis des benutzten Zerfallskanals

Der systematische Fehler des Verzweigungsverhältnisses des benutzten totalen Zerfallskanals liegt bei 2,4% [75].

Integrierte Luminosität

Der systematische Fehler der gemessenen integrierten Luminosität wird vom H1-Experiment mit 1,5 % angegeben.

Alle systematischen Fehler werden quadratisch addiert. Sie werden durch die Unsicherheit der Spurrekonstruktionseffizienz mit 11 % dominiert. Der gesamte systematische Fehler für den totalen Wirkungsquerschnitt beläuft sich auf 13 % und ist damit wesentlich größer als der statistische mit 3 %.

4.3.2 Theoretische Unsicherheiten

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden mit den Vorhersagen unterschiedlicher theoretischer Modelle verglichen. Diese Vorhersagen hängen von der in diesen Modellen verwendeten Masse des Charmquarks m_c sowie der verwendeten Fragmentation ab. Die Masse des Charmquarks wird beginnend bei 1,3 GeV über den zentralen Wert 1,4 GeV bis hin zu 1,5 GeV variiert. Als Parameter ϵ der Peterson-Fragmentationsfunktion werden die Werte 0,035, 0,078 und 0,100 benutzt. Die Darstellung der von den Modellen vorhergesagten differentiellen Wirkungsquerschnitte erfolgt durch Bänder, die in jedem Intervall die Erwartungen der Rechnungen mit allen möglichen Kombinationen der Werte von m_c und ϵ abdecken.

4.4 Totaler Wirkungsquerschnitt

Die Anpassung von Signal und Untergrund an die Δm-Verteilung des gesamten zur Verfügung stehenden Datensatzes der Jahre 1999 und 2000 für e^+p-Kollisionen ergibt für die in Kapitel 3 beschriebene Selektion insgesamt $N_{D^*} = 2684 \pm 78$ nachgewiesene $D^{*\pm}$-Mesonen, die Breite des Signals beträgt $\sigma_{\Delta m} = 1{,}05 \pm 0{,}4\,\mathrm{MeV}$, für die rekonstruierte Massendifferenz ergibt sich ein Wert von $\langle \Delta m \rangle = 145{,}45 \pm 0{,}03\,\mathrm{MeV}$.

Die Anpassung an Signal und Untergrund in der $m_{K\pi}$-Verteilung ergibt eine Zahl von $N_{D^0} = 2494 \pm 110$ $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesonen. Die Breite des $\overset{(-)}{D}{}^0$-Signals beträgt $\sigma_{m_{D^0}} = 26{,}84\,\mathrm{MeV}$, die rekonstruierte Position des Signals liegt bei $\langle m_{K\pi} \rangle = 1{,}858 \pm 0{,}001\,\mathrm{GeV}$.

Die Zahl der rekonstruierten $\overset{(-)}{D}{}^0$-Mesonen ist damit etwas geringer als die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen, was eventuell auf eine nicht optimale Parametrisierung des Untergrundes und des S_0-Signals in der $m_{K\pi}$-Verteilung zurückzuführen ist. Die Breiten der Signale können durch die experimentelle Auflösung erklärt werden. In der Monte-Carlo-Simulation ist die Auflösung der Signale etwas zu gut. Die Position der Signale ist in guter Übereinstimmung mit den PDG-Werten [75].

Die gesamte integrierte Luminosität dieses Datensatzes beläuft sich auf $47{,}0 \pm 0{,}7\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Damit ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen im kinematischen Bereich definiert durch $2\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $0{,}05 \leq y \leq 0{,}7$, und im sichtbaren Bereich des $D^{*\pm}$-Mesons mit $1{,}5\,\mathrm{GeV} \leq p_{t,D^*} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ und $|\eta_{D^*}| \leq 1{,}5$ zu

$$\sigma_{\mathrm{vis}}\left(e^+p \to e^+D^{*\pm}X\right) = 7{,}12 \pm 0{,}21\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}98\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{nb}. \tag{4.8}$$

RAPGAP sagt für eine Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}4\,\mathrm{GeV}$ und einen Fragmentationsparameter $\epsilon = 0{,}078$ einen Wirkungsquerschnitt von 6,19 nb für direkte Prozesse und 7,99 nb für die Summe von direkten und aufgelösten Prozessen vorher. Die Voraussage von HERWIG beträgt 3,58 nb und liegt damit weit unter dem gemessenen Wert.

Mit dem Programm HVQDIS wurde der sichtbare Wirkungsquerschnitt auch in nächstführender Ordnung im DGLAP-Schema unter Verwendung der CTEQ5F3 [37] Partondichte im Proton berechnet. Die Resultate reichen von 5,08 nb für $m_c = 1{,}5\,\mathrm{GeV}$ und $\epsilon_c = 0{,}100$ bis zu 6,82 nb für $m_c = 1{,}3\,\mathrm{GeV}$ und $\epsilon_c = 0{,}035$. Dabei wurde ein Hadronisierungsanteil von $f\,(c \to D^{*\pm}) = 0{,}233 \pm 0{,}010 \pm 0{,}011$ [79] benutzt. Für die gleichen Werte von m_c und ϵ_c ergeben auf dem CCFM-Modell basierende Rechnungen, die mit dem Programm CASCADE durchgeführt wurden, Wirkungsquerschnitte von 6,79 und 8,82 nb. Generell stimmen die gemessenen Werte besser mit der Vorhersage von CASCADE als mit der von HVQDIS überein.

Die Vorhersagen der Modelle sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

4.5 Differentielle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der Observablen, die die Kinematik des Ereignisses oder des $D^{*\pm}$-Mesons beschreiben, untersucht. Insbesondere ist von Interesse, ob die im totalen Wirkungsquerschnitt beobachteten Abweichungen zu den Vorhersagen der Modelle auf einen bestimmten Bereich des Phasenraums beschränkt sind.

Tabelle 4.2: Messwert und Vorhersagen der Modelle für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung.

	m_c	ϵ	σ_{vis} [nb]
Messwert			$7{,}12 \pm 0{,}21 \pm 0{,}98$
RAPGAP			
direkt	1,4	0,078	6,19
direkt + aufgelöst	1,4	0,078	7,99
CASCADE	1,5	0,100	6,79
	1,4	0,078	7,03
	1,3	0,035	8,82
HVQDIS	1,5	0,100	5,08
	1,4	0,078	5,75
	1,3	0,035	6,82
HERWIG	1,4	0,078	3,58

Die Observablen sind zum einen die kinematischen Variablen Q^2, x und die invariante Masse des hadronischen Endzustandes W, zum anderen die Pseudorapidität[3] η und der Transversalimpuls p_t des $D^{*\pm}$-Mesons. Hinzu kommt die Inelastizität z des $D^{*\pm}$-Mesons.

Die Inelastizität ist lorentzinvariant und definiert als

$$z = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{p_{D^*}}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} = \frac{(E - p_z)_{D^*}}{2yE_e}, \tag{4.9}$$

wobei $\mathbf{P}$, $\mathbf{q}$ und $\mathbf{p_{D^*}}$ die Viererimpulse des einlaufenden Protons, des ausgetauschten Photons und des beobachteten $D^{*\pm}$-Mesons sind. Über den Zusammenhang mit $(E - p_z)_{D^*}$ kann z im Laborsystem gemessen werden.

Bei der Festlegung von Zahl und Grenzen der Intervalle, in denen man einen differentiellen Wirkungsquerschnitt bezüglich einer Größe betrachtet, deren Messung mit einer Unsicherheit behaftet ist, müssen außer der verfügbaren Statistik auch der Reinheitsgrad und die Stabilität der Intervalle beachtet werden. Der Reinheitsgrad $R(i)$ in einem Intervall i ist definiert als der Anteil der in diesem Intervall rekonstruierten Ereignisse, die auch in

[3]Die Pseudorapidität $\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2}$ kann alternativ über $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p+p_z}{p-p_z}$ definiert werden. Für masselose Teilchen sind Differenzen von Pseudorapiditäten invariant unter longitudinalen Boosts. Für massebehaftete Teilchen ist dies nur für die Rapidität selbst, die über $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E-p_z}{E+p_z}$ definiert ist, erfüllt.

diesem Intervall generiert werden[4]:

$$R\left(i\right) = \frac{N_{\text{gen \& rek}}\left(i\right)}{N_{\text{rek}}\left(i\right)} \tag{4.10}$$

Die Stabilität $S\left(i\right)$ eines Intervalls i ist der Anteil der in diesem Intervall generierten Ereignisse, die auch in diesem Intervall rekonstruiert werden[5]:

$$S\left(i\right) = \frac{N_{\text{gen \& rek}}\left(i\right)}{N_{\text{gen}}\left(i\right)} \tag{4.11}$$

In Tabelle 4.3 sind die in dieser Analyse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte gewählten Intervalle aufgeführt.

Tabelle 4.3: Aufteilung der Intervalle bezüglich der Observablen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen.

Observable	Intervallgrenzen
Q^2 [GeV^2]	2,0; 4,217; 10,0; 17,78; 31,62; 100,0
x	0,000028; 0,0002; 0,0005; 0,0013; 0,0032; 0,02
p_t [GeV]	1,5; 2,0; 2,5; 3,5; 5,0; 10,0
η	-1,5; -1,0; -0,5; 0,0; 0,5; 1,0; 1,5
W [GeV]	70; 110; 150; 190; 230; 270
z	0,0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,7; 1,0

In Abbildung 4.6 werden ihr Reinheitsgrad und ihre Stabilität, wie sie sich aus der Simulation mit dem RAPGAP-Programm ergeben, dargestellt. Es sind jeweils die Intervalle, in denen ein Ereignis generiert wurde, gegen die Intervalle, in denen ein Ereignis rekonstruiert wird, aufgetragen. Die Intervalle der generierten und der rekonstruierten Ereignisse sind beginnend mit 1 nummeriert. Zusätzlich existiert jeweils ein Intervall, das mit 0 gekennzeichnet ist. Es enthält Ereignisse, die in den Datensatz hinein- oder aus ihm

[4]Bei dieser Definition des Reinheitsgrads einer Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen wird implizit vorausgesetzt, dass ein Datensatz betrachtet wird, bei dem in jedem Ereignis mindestens ein $D^{*\pm}$-Meson im sichtbaren Bereich generiert wurde. Dies trifft beispielsweise nicht mehr zu, wenn der Reinheitsgrad einer Jetselektion betrachtet wird. Diese Vereinfachung ist bei der Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen dadurch gerechtfertigt, dass die Rekonstruktionseffizienz im Wesentlichen durch die Spurrekonstruktionseffizienz bestimmt wird, die relativ gut verstanden ist.

[5]Bei dieser Definition der Stabilität einer Selektion von $D^{*\pm}$-Mesonen wird implizit vorausgesetzt, dass nur Ereignisse berücksichtigt werden, die überhaupt im sichtbaren Bereich rekonstruiert werden, also nicht aus dem Datensatz hinausmigrieren. Bei der Bestimmung der Stabilität einer Jetselektion ist dies nicht mehr möglich.

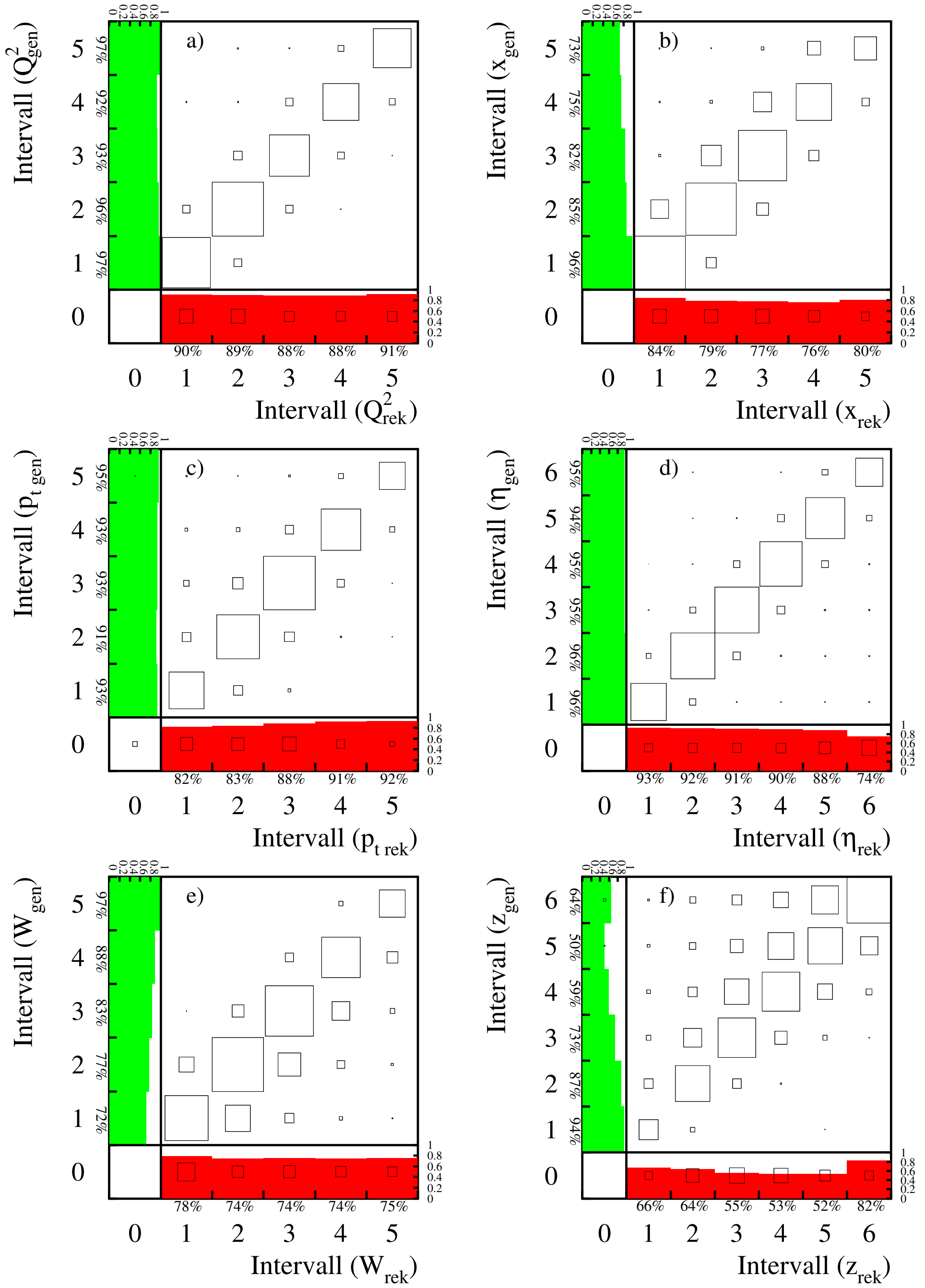

Abbildung 4.6: Migrationsmatrizen, Reinheitsgrad (parallel zur y-Achse) und Stabilität (parallel zur x-Achse) der Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bezüglich Q^2, x, des Transversalimpulses p_t und der Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons sowie bezüglich W und der Inelastizität des $D^{*\pm}$-Mesons z.

hinausmigrieren oder deren Observablen in keinem der Intervalle generiert oder rekonstruiert werden[6].

In einem Ereignis können mehrere generierte $D^{*\pm}$-Mesonen vorkommen. Um die daraus entstehende Mehrdeutigkeit wenigstens teilweise zu unterdrücken, werden nur generierte und rekonstruierte $D^{*\pm}$-Mesonen mit gleichen Ladungsvorzeichen miteinander verglichen.

Die eingezeichneten Quadrate zeigen die Bevölkerung der einzelnen Felder mit Ereignissen an. Die Histogramme entlang der x- und y-Achse stellen den Reinheitsgrad und die Stabilität der Intervalle dar: Das – um 90° im Uhrzeigersinn gedrehten – Histogramm entlang der y-Achse gibt die Stabilität in den Intervallen der generierten Größen an, das entlang der x-Achse den Reinheitsgrad in den Intervallen der rekonstruierten Größe.

In den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass sowohl Reinheitsgrad als auch Stabilität in allen differentiellen Intervallen der Observablen weit über 40 Prozent liegen. Dieser Wert stellt eine Grenze dar, die nicht unterschritten werden sollte, um eine hinreichend hohe Korrelation zwischen den generierten und den rekonstruierten Observablen zu sichern. Insbesondere die Ereignisvariablen Q^2 und x werden sehr gut rekonstruiert, ebenso die Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons p_t und η. Etwas schlechter ist die Auflösung der Größen W und, besonders für große Werte, z.

Die Effizienz $E\left(i\right)$ ergibt sich alleine aus dem Verhältnis zwischen rekonstruierten und generierten Ereignissen in einem Intervall i:

$$E\left(i\right) = \frac{N_{\text{rek}}\left(i\right)}{N_{\text{gen}}\left(i\right)} \tag{4.12}$$

In Abbildung 4.7 ist die Rekonstruktionseffizienz eines $D^{*\pm}$-Mesons in Abhängigkeit von den Größen, für die differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, für unterschiedliche Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Wie in Abschnitt 4.2 dargestellt, setzt sich die Monte-Carlo-Simulation wird zur Bestimmung der Korrekturfaktoren aus drei Anteilen zusammen: Es wird die Summe der Vorhersagen des RAPGAP-Programms für direkte und aufgelöste Prozesse zur Produktion von Charmquarks und für direkte Prozesse für die Produktion von Beautyquarks verwendet. Die resultierende Monte-Carlo-Simulation wird so umgewichtet, dass sie die die p_t-Verteilung des $D^{*\pm}$-Mesons in den Daten beschreibt. Der Grund dafür ist, dass die Rekonstruktionseffizienz am stärksten von allen Observablen vom Transversalimpuls p_t abhängt. Für niedrige Werte von p_t ist die Effizienz sehr viel kleiner als bei

[6]Zum Beispiel liegt in der Verteilung bezüglich des Transversalimpulses p_t die Obergrenze des höchsten Intervalls bei 10 GeV, während der Schnitt zur Definition des sichtbaren Bereichs dieser Analyse bei 15 GeV liegt.

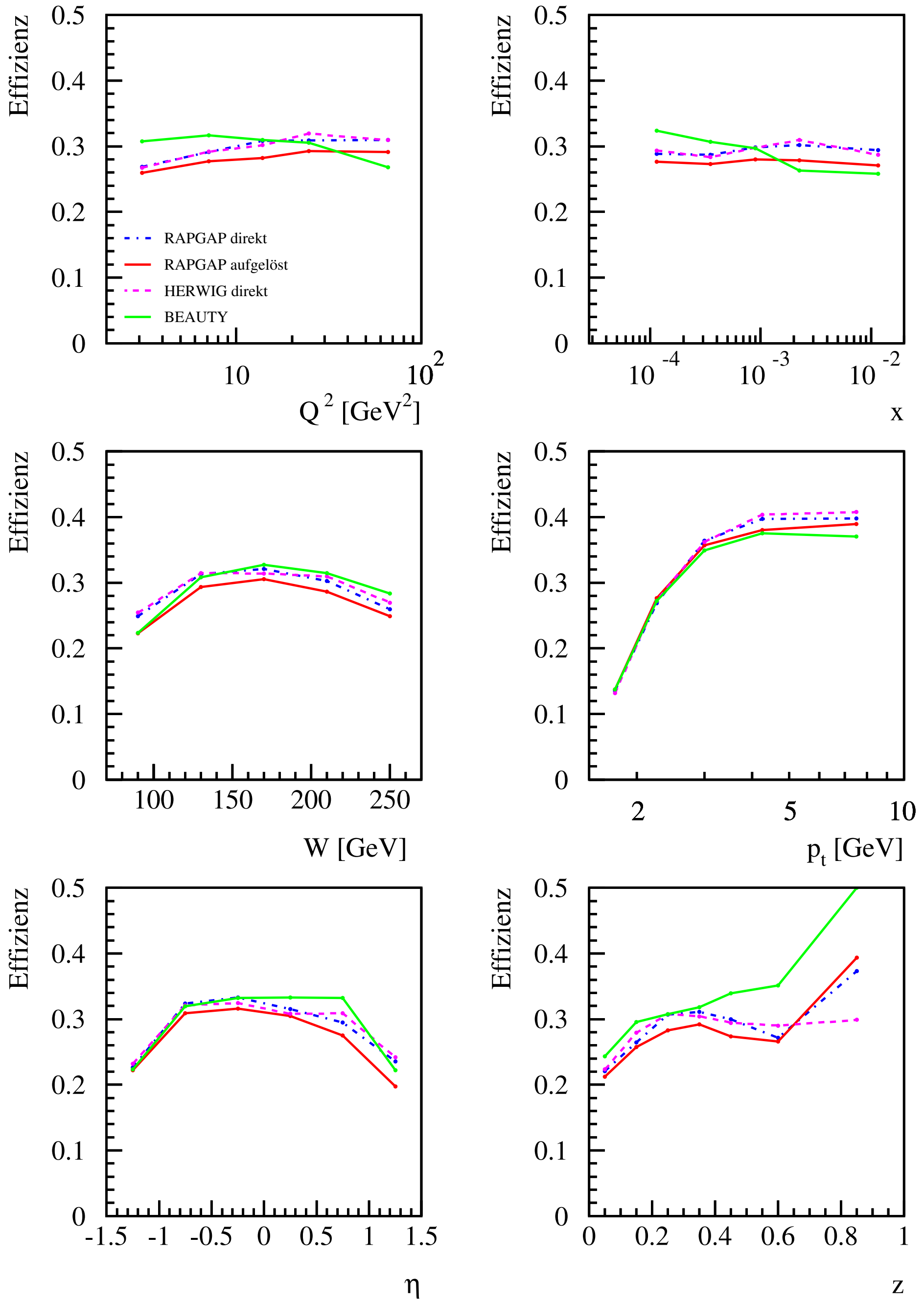

Abbildung 4.7: Rekonstruktionseffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen in Abhängigkeit von den Ereignisgrößen Q^2, x, vom Transversalimpuls p_t und der Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons sowie von W und der Inelastizität des $D^{*\pm}$-Mesons z für unterschiedliche Monte-Carlo-Simulationen.

hohem p_t. In Abbildung 4.7 sind die Rekonstruktionseffizienzen, die sich aus den unterschiedlichen Komponenten der Monte-Carlo-Simulation ergeben, in den Intervallen der differentiellen Verteilungen dargestellt.

Da die aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Rekonstruktionseffizienzen modellabhängig sein können, werden auch mit HERWIG Effizienzen bestimmt. Die Abweichungen, die sich damit in den Wirkungsquerschnitten ergeben, gehen in den systematischen Fehler ein. Die Rekonstruktionseffizienzen, die aus der Simulation direkter Prozesse mit RAPGAP und HERWIG bestimmt werden, sind in guter Übereinstimmung, die größten Unterschiede sind in der η- und z-Verteilung festzustellen.

Die Rekonstruktionseffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen aus der direkten Produktion von Beautyquarks ist in einigen Bereichen des Phasenraums höher als die für die direkte Produktion von Charmquarks (insbesondere für kleine Q^2 und x sowie bestimmte Intervalle von η und z), in anderen hingegen niedriger (vor allem für hohe Q^2 und x), während aufgelöste Prozesse generell zu einer geringeren Effizienz führen.

In Abbildung 4.8 werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen als Funktion der kinematischen Variablen Q^2, x und W sowie der $D^{*\pm}$-Observablen p_t, η und z gezeigt und mit den Monte-Carlo-Simulationen verglichen: Die Vorhersage von HERWIG wurde dabei mit einem Faktor zwei skaliert, um den zu niedrig vorhergesagten totalen Wirkungsquerschnitt an den gemessenen anzupassen.

Die Verteilungen in Intervallen von Q^2 und x werden von RAPGAP durch die Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen gut beschrieben, auch in den Intervallen von W führt der Beitrag der aufgelösten Prozesse zu einer Verbesserung der Übereinstimmung. In Intervallen von p_t zeigen die Daten ein härteres Spektrum als die Simulation direkter Prozesse. Von der Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen werden sie besser beschrieben, obwohl dann eine relativ große Abweichung im ersten Intervall der p_t-Verteilung zu beobachten ist. Für große η unterschätzt die Simulation direkter Prozesse die Daten, das Hinzufügen aufgelösten Prozessen führt zu einer Verbesserung. Allerdings werden dann für kleine η die Daten überschätzt. Die Beschreibung im Bereich kleiner z ist weder mit noch ohne direkte Prozesse hervorragend. Auch der Beitrag aus der Produktion von Beautyquarks führt hier nicht zu einer wesentlichen Verbesserung, obwohl er durch niedrige z dominiert wird, da er insgesamt zu klein ist.

Abbildung 4.9 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Vorhersagen des HVQDIS- und des CASCADE-Programms. Für beide Programme geben die Bänder die Unsicherheit der Rechnung an, die durch eine Variation der Masse des Charmquarks und des Peterson-Fragmentationsparameters im oben gegebenen Rahmen bestimmt wurde.

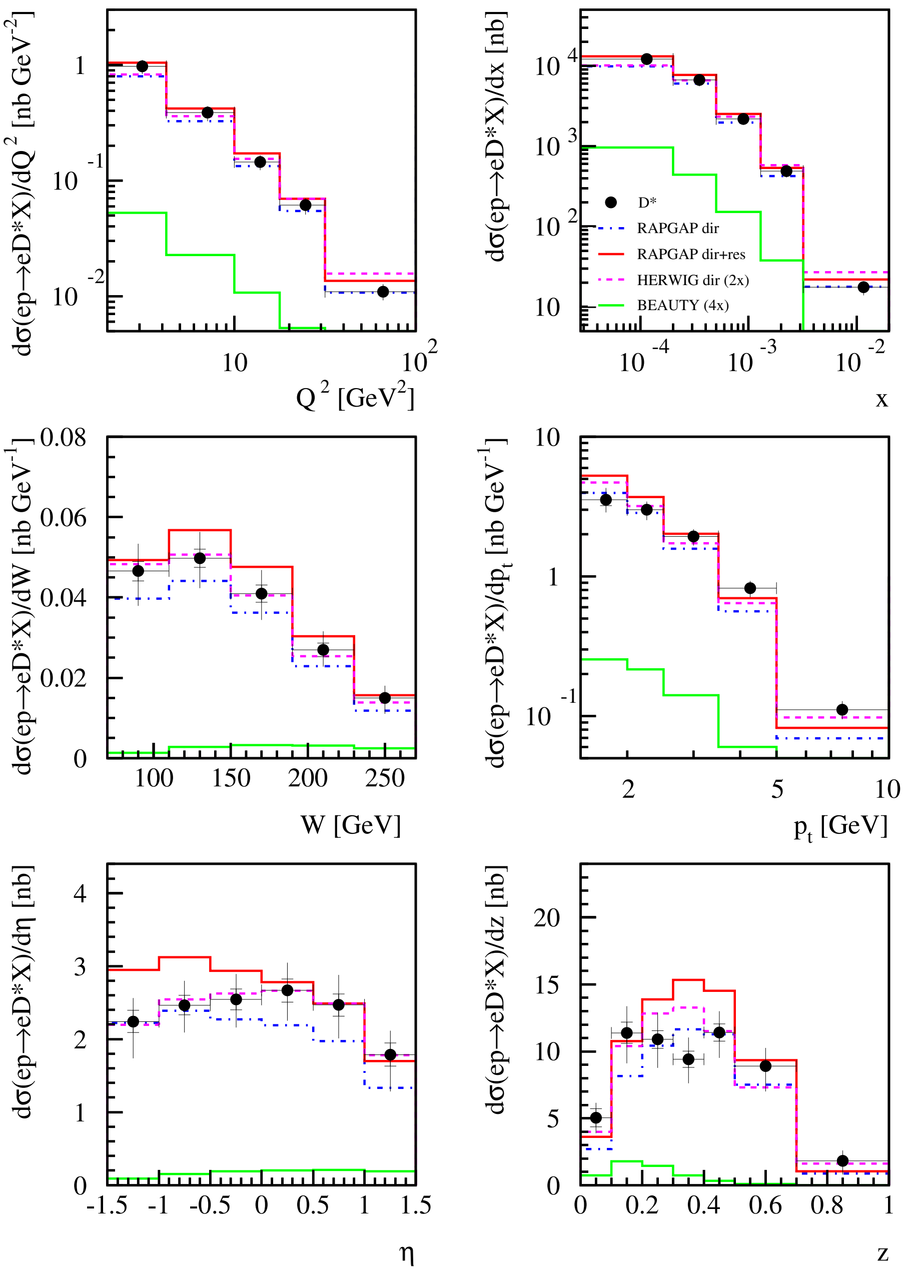

Abbildung 4.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2, x, den Transversalimpuls p_t und die Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons sowie gegen W und die Inelastizität des $D^{*\pm}$-Mesons z. Die Daten werden mit unterschiedlichen Modellen verglichen.

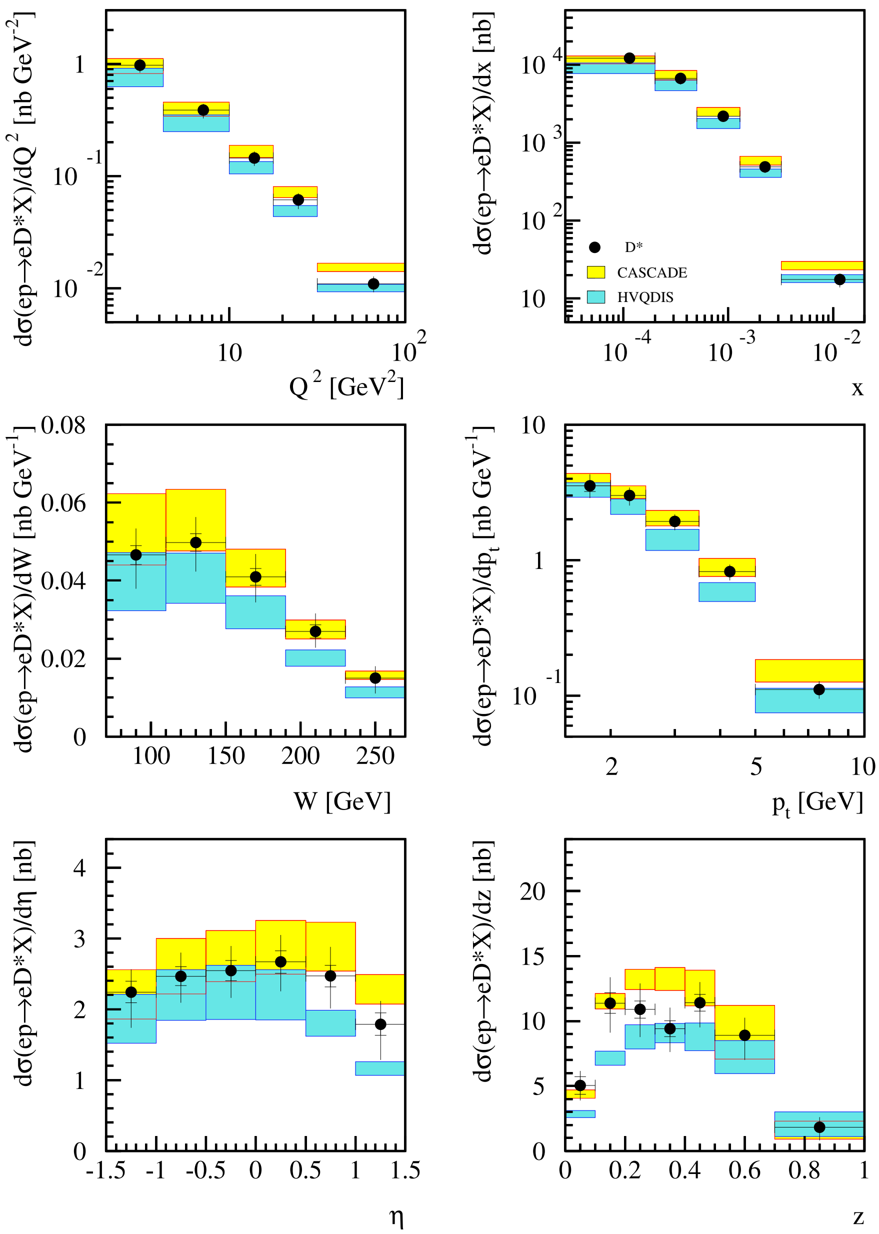

Abbildung 4.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2, x, den Transversalimpuls p_t und die Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons sowie gegen W und die Inelastizität des $D^{*\pm}$-Mesons z. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert.

Obwohl die Vorhersagen des HVQDIS-Programms kleiner sind, als experimentell beobachtet, stimmen sie mit den Daten bezüglich der Form der Verteilung generell gut überein, mit Ausnahme des Bereichs $\eta > 0$, in dem der gemessene Wirkungsquerschnitt die Vorhersage übersteigt. Da bei der Boson-Gluon-Fusion der vordere Bereich ($\eta > 0$) mit kleinem z korreliert ist, kann die gleiche Diskrepanz auch für kleine Werte von z beobachtet werden. Das CASCADE-Programm stimmt besser mit den Daten überein, insbesondere im vorderen Bereich.

In doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten können diese Effekte detaillierter studiert werden. Die zweidimensionalen Intervalle wurden so gewählt, dass die Bedingungen an Reinheitsgrad und Stabilität hinreichend gut erfüllt sind.

In den Abbildungen 4.10 und 4.11 werden die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der Observablenpaare (p_t,Q^2), (η,Q^2) und (p_t,η) untersucht. In Abbildung 4.10 wird mit den schon in Abbildung 4.8 benutzten Monte-Carlo-Simulationen verglichen, in Abbildung 4.11 erfolgt analog zu Abbildung 4.9 der Vergleich mit den wichtigen theoretischen Modellen der HVQDIS- und CASCADE-Programme.

Über den gesamten gemessenen Bereich von Q^2 hinweg werden die Daten für niedrige Transversalimpulse p_t gut durch CASCADE beschrieben, während HVQDIS zu niedrige Vorhersagen liefert. Für hohe Transversalimpulse über- beziehungsweise unterschätzen CASCADE und HVQDIS die Daten leicht. Auch durch die Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen des RAPGAP-Programms werden die Daten für niedrige p_t gut beschrieben, während sie für hohe p_t zumindestens für niedrige und mittlere Q^2 unterschätzt werden.

Auch für unterschiedliche η ist kaum eine Abhängigkeit von Q^2 festzustellen. RAPGAP kann mit direkten Prozessen alleine die Daten für alle Q^2 für große η nicht beschreiben, ebenso wenig wie mit direkten und aufgelösten Prozessen für kleine η. HVQDIS liegt generell unter den Daten, besonders aber für alle Werte von Q^2 bei großem η. CASCADE ist in der Lage, die Daten überall zu beschreiben.

Bei der Betrachtung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts in Intervallen von p_t und η zeigt sich, dass die Abweichung zwischen der Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen von RAPGAP und den Daten auf den Bereich kleiner p_t und kleiner η konzentriert ist, während die Abweichung zwischen Daten und direkten Prozessen alleine im Wesentlichen für große η und große p_t auftritt. CASCADE beschreibt den Wirkungsquerschnitt in allen Intervallen. Beim Vergleich von Daten und HVQDIS treten die Unterschiede bei großem η in allen Intervallen in p_t, insbesondere aber im ersten Intervall auf.

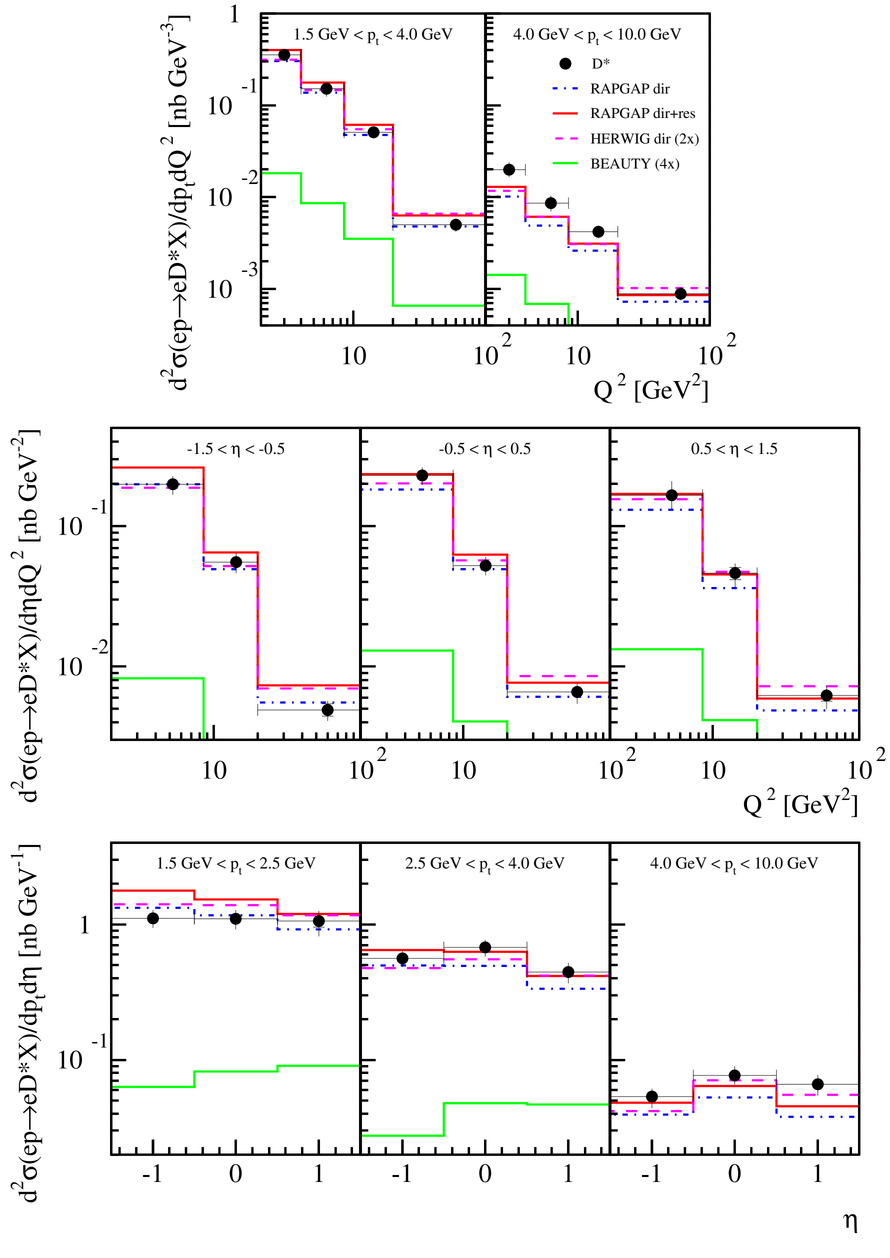

Abbildung 4.10: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2 in Intervallen von p_t, gegen Q^2 in Intervallen von η sowie gegen η in Intervallen von p_t, verglichen mit verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen.

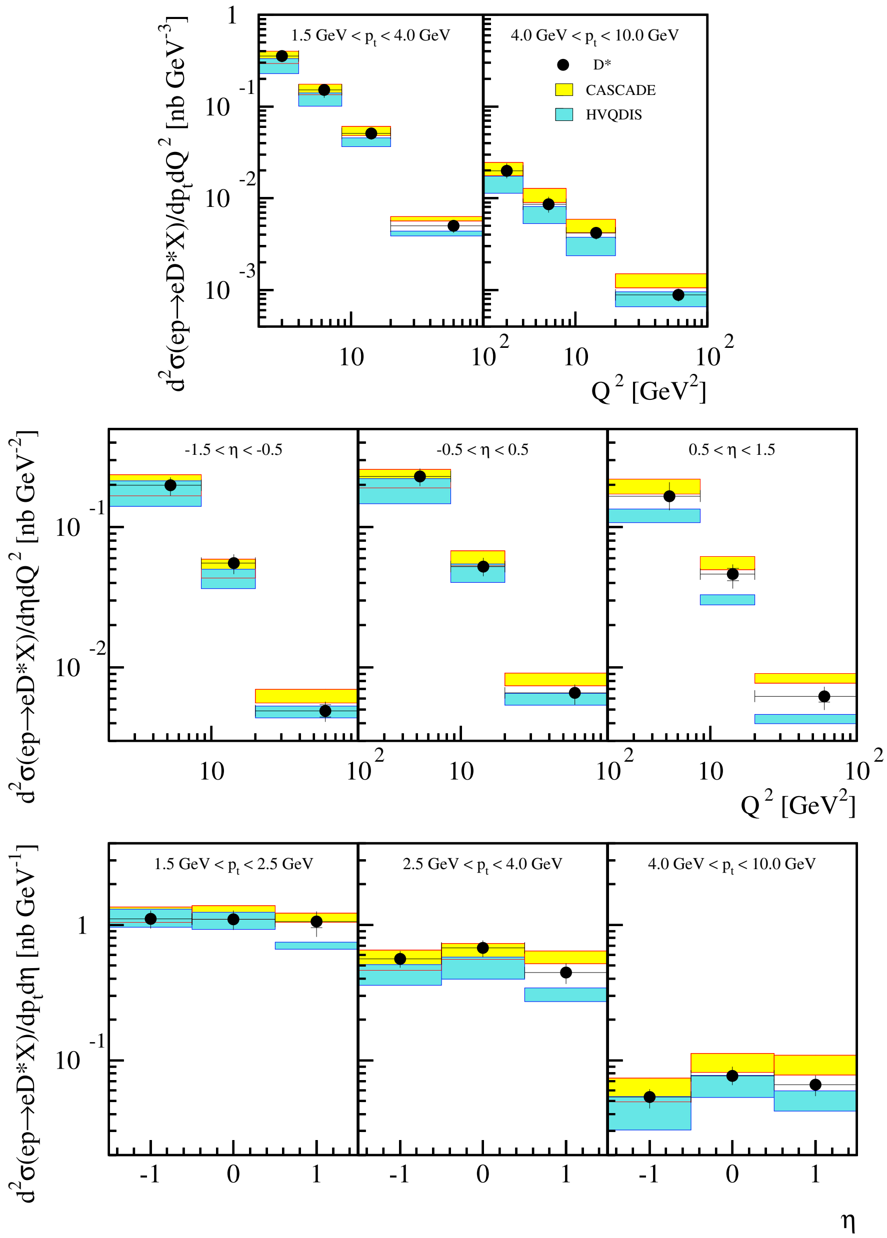

Abbildung 4.11: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2 in Intervallen von p_t, gegen Q^2 in Intervallen von η sowie gegen η in Intervallen von p_t. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Peterson-Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert.

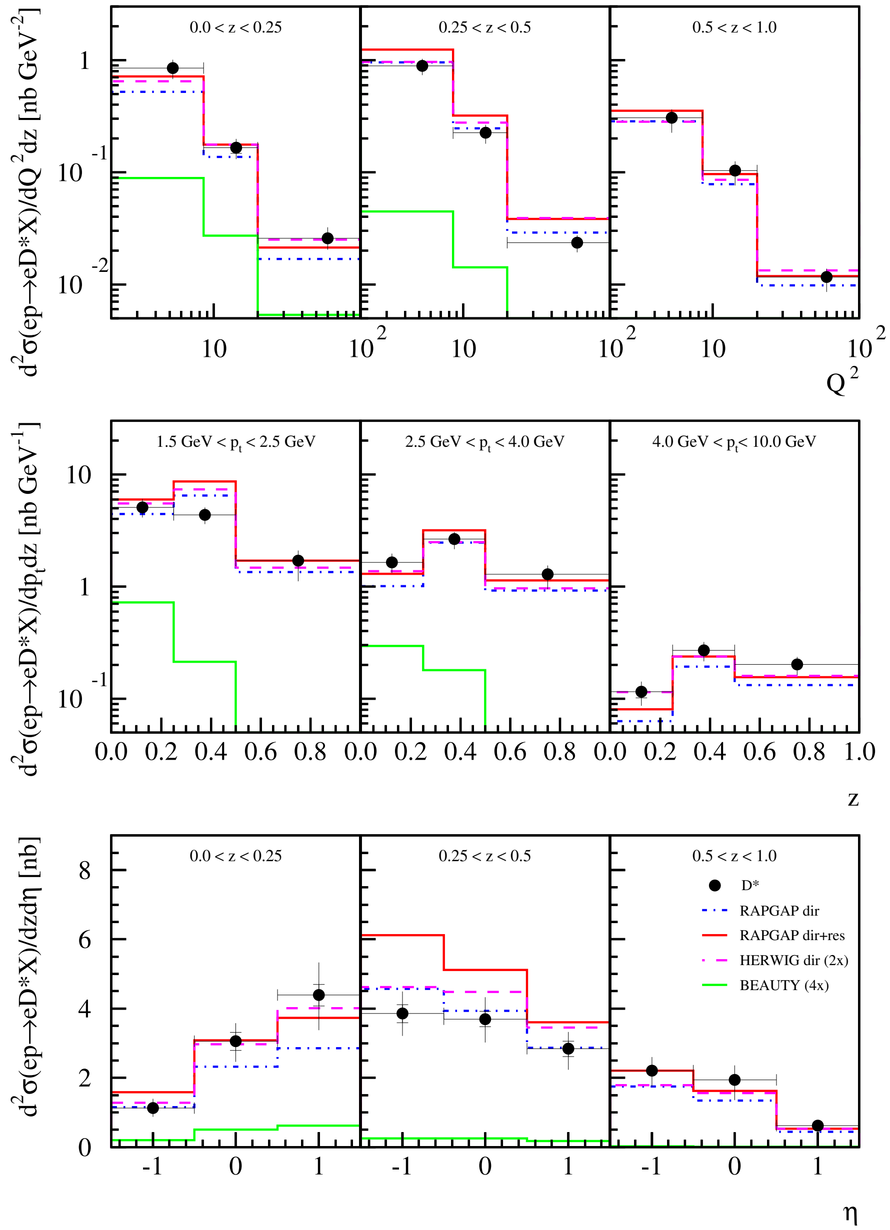

Abbildung 4.12: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2 in Intervallen von z, gegen z in Intervallen von p_t sowie gegen η in Intervallen von z, verglichen mit verschiedenen Modellen.

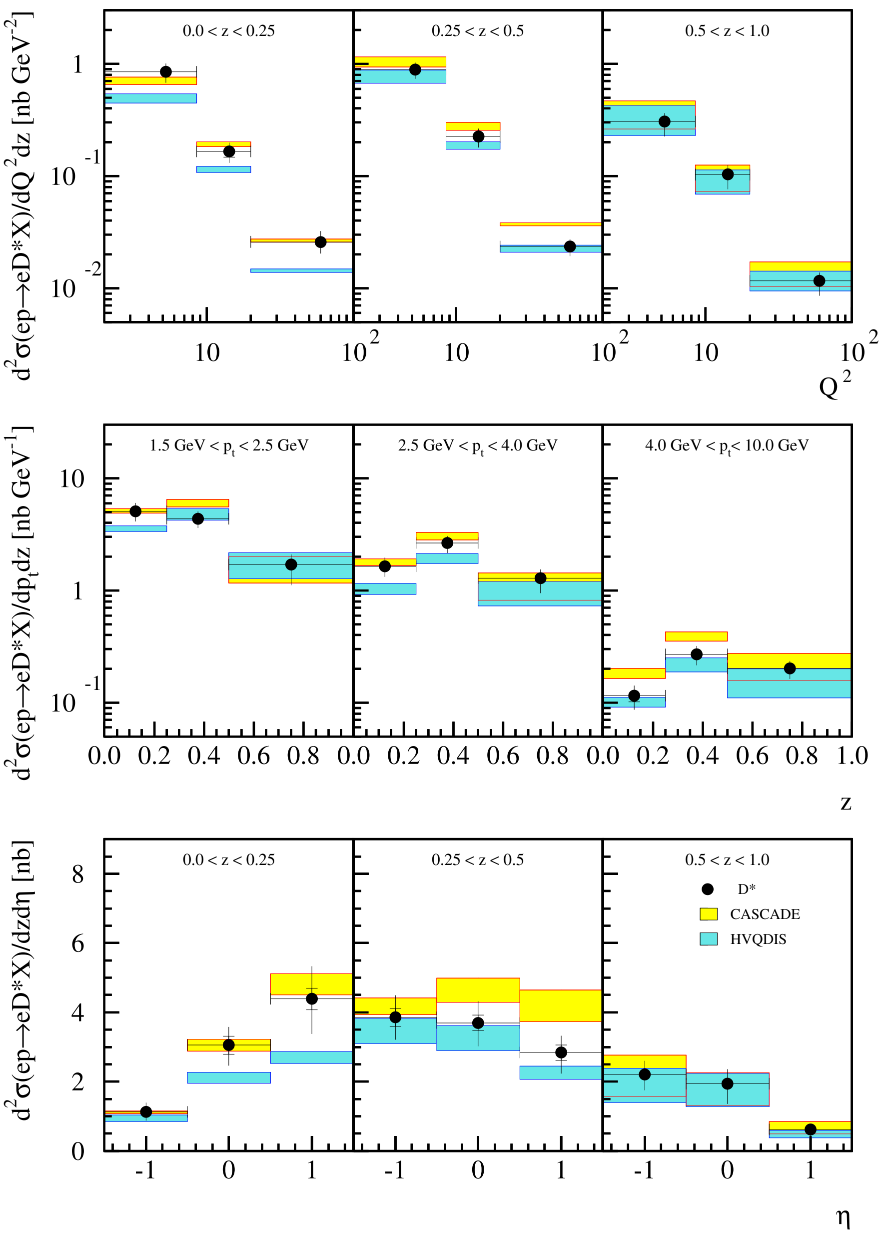

Abbildung 4.13: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen aufgetragen gegen Q^2 in Intervallen von z, gegen z in Intervallen von p_t sowie gegen η in Intervallen von z. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Peterson-Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert.

Weiterhin werden in den Abbildungen 4.12 und 4.13 die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der Observablen Q^2, p_t und η einerseits und der Inelastizität z des $D^{*\pm}$-Mesons andererseits untersucht.

Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt in Intervallen von z und Q^2 zeigt, dass die Beschreibung der Daten für unterschiedliche z durch HVQDIS und CASCADE nicht wesentlich von Q^2 abhängt.

Betrachtet man den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt in Intervallen von z und η, verbessert sich die Beschreibung der Daten durch die Addition von aufgelösten Prozessen im niedrigsten z-Intervall. Gleichzeitig verschlechtert sie sich im Bereich mittlerer z, insbesondere für kleine η. CASCADE beschreibt diese Verteilung zufriedenstellend, während HVQDIS starke Abweichungen im Bereich kleiner z aufweist, die bei großem η konzentriert sind.

Auch beim doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt in Intervallen von z und p_t fällt auf, dass das Hinzufügen von aufgelösten Prozessen die Beschreibung für niedrige z verbessert, während es sie für mittlere z verschlechtert. HVQDIS liegt für kleine z unter den Daten. Dies ist besonders dann ausgeprägt, falls auch p_t klein ist.

Frühere Resultate des H1-Experiments [1] zeigten, dass direkte Prozesse den Wirkungsquerschnitt insbesondere in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) und für kleine z unterschätzen. Die vorliegende Analyse zeigt, dass durch die zusätzliche Berücksichtigung der bisher vernachlässigten aufgelösten Prozesse die Daten in Vorwärtsrichtung besser beschrieben werden, wohingegen die Übereinstimmung mit den Daten in Rückwärtsrichtung – verglichen mit der Vorhersage der direkten Prozesse – abnimmt. Auch die Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersage im Bereich kleiner Inelastizitäten z kann nicht vollständig durch die Berücksichtigung der aufgelösten Prozesse erklärt werden.

Der Vergleich der gemessenen Daten mit den konkurrierenden theoretischen Vorhersagen des auf dem NLO-DGLAP-Modell basierenden HVQDIS-Programms und des auf dem CCFM-Modell aufbauenden CASCADE-Programms bestätigt die frühere Messung [1] mit höherer Signifikanz dahingehend, dass die Daten insbesondere in Vorwärtsrichtung besser durch das CCFM-Modell beschrieben werden. Die Diskrepanz zwischen Daten und der Vorhersage des HVQDIS-Programms im Bereich großer Pseudorapiditäten η hängt nicht von Q^2 ab und ist im Bereich kleiner p_t und z konzentriert. In diesen Bereichen des Phasenraums beschreibt CASCADE die Daten besser, obwohl auch zu diesem Modell Abweichungen bei kleinem z bestehen bleiben.

Kapitel 5

Selektion von Ereignissen mit Jets

Die beiden vorhergehenden Kapitel zeigen, wie Ereignisse, in denen Charmquarks in tief inelastischer Streuung auftreten, durch den Nachweis des gestreuten Elektrons und eines in der Fragmentation aus einem der Charmquarks entstehenden $D^{*\pm}$-Mesons selektiert werden. Zum besseren Verständnis des Produktionsprozesses von Charmquarks bei HERA ist es allerdings hilfreich, Information über beide erzeugte Charmquarks zu besitzen. Prinzipiell ist es möglich, diese Information aus Ereignissen zu gewinnen, in denen zwei $D^{*\pm}$-Mesonen rekonstruiert werden. Wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses des benutzten Zerfallskanals und der kleinen Rekonstruktionseffizienz von $D^{*\pm}$-Mesonen ist dies aber nicht zielführend. Im gesamten betrachteten Datensatz existieren nur etwa 25 Ereignisse mit zwei unterschiedlich geladenen $D^{*\pm}$-Mesonen. Hier wird deshalb ein anderer Weg eingeschlagen, indem in den bereits selektierten Ereignisse Jets untersucht und auf diese Weise die Produktionsmechanismen von Charmquarks studiert werden.

Jets sind die experimentelle Signatur der Partonebene: Die farbgeladenen Partonen der harten Wechselwirkung entwickeln sich durch weiche Gluonabstrahlung sowie durch Hadronisierung zu einem Bündel von Teilchen, das sich im Detektor durch lokalisierte Energiedepositionen nachweisen lässt. Ein Algorithmus, der aus diesen Energiedepositionen auf die ursprünglichen Partonen schließt, heißt Jetalgorithmus.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschreibt, wie aus den Kalorimeterclustern und Spuren Objekte gebildet werden, deren Vierervektoren als Eingabe für einen Jetalgorithmus dienen. In den beiden folgenden Abschnitten (5.2 und 5.3) werden das benutzte Bezugssystem und der Jetalgorithmus selbst erläutert. Abschließend werden die Kriterien definiert, die die vom Jetalgorithmus in einem Ereignis gefundenen Jets erfüllen müssen, damit dieses Ereignis selektiert wird. Die Analyse des so definierten Datensatzes und eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse findet im nächsten Kapitel statt.

5.1 Objekte des hadronischen Endzustandes

Die Objekte des hadronischen Endzustandes bilden in der Form von Vierervektoren die Grundlage eines jeden Jetalgorithmus. Der Begriff des hadronischen Endzustandes schließt dabei insbesondere das gestreute Elektron aus.

Auf der Hadronebene einer Monte-Carlo-Simulation werden die Objekte aus allen generierten langlebigen Teilchen gebildet. Ausgeschlossen werden dabei das gestreute Elektron einschließlich aller von ihm abgestrahlten Photonen.

Um für die Daten oder die rekonstruierte Monte-Carlo-Simulation auf der Detektorebene Objekte zu bilden, deren Vierervektoren möglichst gut denen der in der Wechselwirkung entstandenen Teilchen entsprechen, werden sowohl Kalorimetercluster als Spuren verwendet.

Da in dieser Analyse speziell Jets in Ereignissen mit einem $D^{*\pm}$-Meson untersucht werden, muss der Algorithmus zur Bildung der Objekte auf die typischen Bedingungen in solchen Ereignissen abgestimmt werden. Charakteristisch sind eine relativ kleine totale Energiedeposition im zentralen Kalorimeter $\mathcal{O}\,(15\,\text{GeV})$ und eine ebenfalls relativ kleinen Transversalimpuls $p_{t,\text{had}} = \mathcal{O}\,(2\,\text{GeV})$ des hadronischen Endzustandes. Ursächlich dafür ist, dass Charmquarks bei HERA überwiegend an der kinematischen Schwelle produziert werden. Es ist deshalb eine andere Vorgehensweise erforderlich, als in einer inklusiven Analyse von Jets mit höheren Transversalimpulsen.

5.1.1 Rekonstruktion der Objekte

Der erste Schritt zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes besteht in der Anwendung eines Schnitts auf niederenergetische Cluster im Kalorimeter, die häufig durch Rauschen verursacht werden. Jeder Cluster, der aus einer einzelnen Zelle mit einer Energie von weniger als 150 MeV besteht, wird verworfen, ebenso wie alle Cluster, die nicht im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder im SpaCal, sondern in anderen Kalorimetern auftreten. Damit eine Spur im hadronischen Endzustand berücksichtigt wird, muss ihr Transversalimpuls mindestens 100 MeV betragen. Außerdem werden relativ weiche Qualitätsschnitte auf die Spurparameter angewendet, die in Tabelle 5.1 aufgeführt sind.

Da das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Experiments nicht kompensierend ist, sich also die gemessene Energie für elektromagnetisch beziehungsweise hadronisch wechselwirkende Teilchen gleicher Energie unterscheidet, muss die gemessene Energie nachträglich korrigiert werden. Kriterien für die Unterscheidung zwischen einem durch elektromagnetische und einem durch

Tabelle 5.1: Schnitte auf Spurparameter der für die Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes verwendeten Spuren.

p_t	$> 0{,}10\,\mathrm{GeV}$
$\lvert d'_{\mathrm{ca}}\rvert$	$< 3{,}0\,\mathrm{cm}$
$\lvert\Delta z_0\rvert$	$< 40\,\mathrm{cm}$
Spurlänge	$> 5\,\mathrm{cm}$
Startradius	$< 65\,\mathrm{cm}$

hadronische Wechselwirkung erzeugten Kalorimetercluster sind die Existenz einer Spur, die auf den Cluster zeigt, sowie das Schauerprofil des Clusters.

Die Informationen von Kalorimetercluster und Spuren müssen kombiniert werden, um die bestmögliche Rekonstruktion der Vierervektoren aller Teilchen des hadronischen Endzustandes zu gewährleisten. Gleichzeitig ist aber auszuschließen, dass zwei Objekte gebildet werden, wenn ein geladenes Teilchen sowohl in den Spurkammern als auch im Kalorimeter ein Signal hinterlässt. Wenn ein Teilchen sowohl eine Spur, als auch einen Cluster erzeugt, ist meist der Messfehler des Transversalimpulses der Spur kleiner als der Messfehler der Clusterenergie. Nur für Teilchen mit vergleichsweise hohen Transversalimpulsen gilt dies nicht mehr.

Zur Kombination von Spuren und Kalorimeterclustern, die vermutlich vom gleichen Teilchen stammen, werden Spuren benutzt, die entweder nur in den zentralen Spurkammern gemessen wurden oder aus Spursegmenten in den zentralen und den vorderen Spurkammern zusammengesetzt wurden. Ausschließlich in den vorderen Spurkammern gemessene Spuren werden nicht benutzt, da ihre Auflösung zu gering ist. Die Trajektorien der Spuren werden bis zur Oberfläche des Kalorimeters extrapoliert. Der Cluster mit dem geringsten Abstand von der Trajektorie (d_{ca}) wird mit der Spur kombiniert, falls der Abstand nicht zu groß ist. Es wird angenommen, dass das Teilchen, von dem Spur und Cluster stammen, ein Pion ist. Die Energie, die sich mithilfe dieser Massenhypothese der Spur zuordnen lässt, wird mit der Clusterenergie verglichen[1]. Zur Bestimmung der Clusterenergie wird dabei die Skala für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen benutzt.

Falls die Energie des Clusters kleiner ist, sich der Cluster ausschließlich im hadronischen Teil des Kalorimeters befindet oder der Abstand des Clus-

[1]Die Formulierung im Text ist vereinfacht. Im Algorithmus wird geprüft, ob die aus der Spur bestimmte Energie unterhalb der Obergrenze eines 2σ-Bereiches um den Erwartungswert für die Clusterenergie liegt. Erwartungswert und Unsicherheit werden entsprechend den vorhandenen Teststrahldaten parametrisiert.

terschwerpunkts von der Kalorimeteroberfläche mehr als 2,5 T_{max} beträgt[2], wird der Cluster verworfen und ein Objekt alleine aus der Spur gebildet.

Falls die Clusterenergie größer ist, deutet dies darauf hin, dass der Cluster zusätzliche Energie von einem oder mehreren neutralen Teilchen enthält. In diesem Fall wird aus der überschüssigen Clusterenergie ein eigenes neutrales Objekt gebildet.

Bei Clustern, auf die keine Spur zeigt, fällt die Entscheidung über die benutzte Skala anhand des Schauerprofils: Falls eine Energiedeposition in den beiden ersten Lagen des Kalorimeters vorhanden ist und mehr als 90 % der Clusterenergie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert wurden, wird die elektromagnetische Skala verwendet, ansonsten die hadronische.

Der dargestellte Algorithmus ist dem bisher beim H1-Experiment verwendeten Algorithmus [80] zur Bildung von HFS[3]-Objekten deutlich überlegen. Dies zeigt beispielsweise Abbildung 5.1, in der das Verhältnis zwischen der im Detektor rekonstruierten Energie des hadronischen Endzustandes (E_{Objekte}

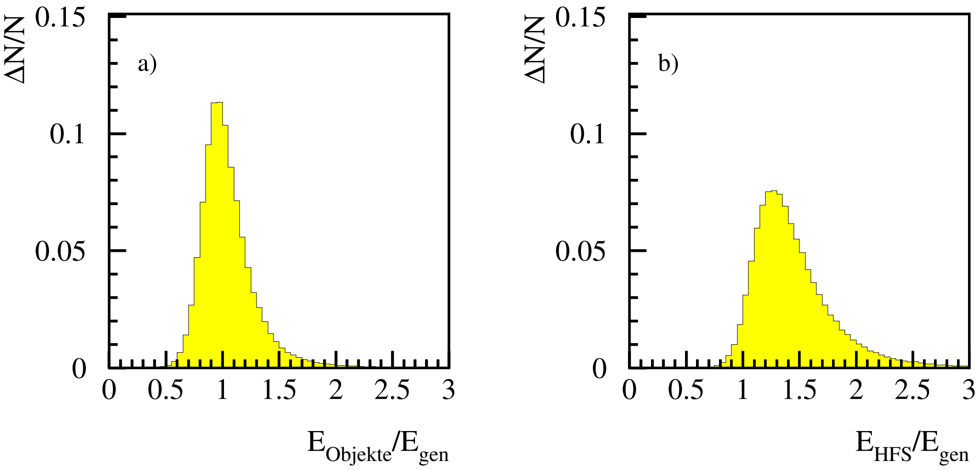

Abbildung 5.1: Bruchteil der generierten Energie des hadronischen Endzustandes für den in dieser Analyse benutzten Algorithmus zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustands (links) und für den bisher beim H1-Experiment benutzten Algorithmus (rechts). Deutlich ist die geringere Abweichung des Mittelwerts der Verteilung von 1 und die erhöhte Auflösung des in dieser Analyse benutzten Algorithmus zu sehen.

für den in dieser Analyse benutzten Algorithmus beziehungsweise E_{HFS} für

[2] T_{max} ist die Anzahl von Strahlungslängen, bei der das Maximum in der Schauerentwicklung von elektromagnetischen Schauern liegt.

[3] *hadronic final state*

den bisher verwendeten Algorithmus) und der generierten Energie E_{gen} des hadronischen Endzustandes für beide Algorithmen verglichen wird. Es wird dazu die Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen mit einem $D^{*\pm}$-Meson betrachtet, in denen die generierte Energie des hadronischen Endzustandes mindestens 3 GeV beträgt. Es werden dabei nur solche Beiträge zur generierten Energie E_{gen} des hadronischen Endzustandes berücksichtigt, die zumindestens prinzipiell detektiert werden können. Damit sind niederenergetische geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls von weniger als 100 MeV und neutrale Teilchen, deren Energie die Rauschschwelle des Kalorimeters nicht erreicht, ebenso ausgeschlossen, wie Neutrinos.

5.1.2 Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Die Kalibration der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters stellt sicher, dass die gemessenen Energiedepositionen mit den tatsächlichen Clusterenergien übereinstimmen, beziehungsweise auftretende Abweichungen von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden. Die Genauigkeit der Kalibration wirkt sich direkt auf den systematischen Fehler einer Messung aus, den man durch eine Variation der Skala im Rahmen der verbleibenden Unsicherheit erhält.

Eine Größe, mit der die Güte der Kalibration überprüft werden kann, ist das Verhältnis zwischen dem Transversalimpuls des gemessenen hadronischen Endzustandes $p_{t,\mathrm{had}}$ und dem Transversalimpuls des gestreuten Elektrons $p_{t,\mathrm{ele}}$, wobei der gemessene hadronische Endzustand aus allen im Detektor nachgewiesenen Spuren und Clustern besteht, die nicht vom gestreuten Elektron stammen. In einem idealen Detektor, in dem der hadronische Endzustand vollständig nachgewiesen wird, gilt $p_{t,\mathrm{had}}/p_{t,\mathrm{ele}} = 1$. In einem realen Detektor weicht das Verhältnis von eins ab, da nicht alle Teilchen im Detektor nachgewiesen werden und die Messung eine endliche Auflösung besitzt. Eine gute Monte-Carlo-Simulation beschreibt diese Abweichungen. Voraussetzung dafür ist, dass ein Modell benutzt wird, das die einem Datensatz zugrunde liegenden physikalischen Prozesse korrekt beschreibt.

In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen des Verhältnisses $p_{t,\mathrm{had}}/p_{t,\mathrm{ele}}$ für die in Kapitel 3 definierte Selektion von Ereignissen mit mindestens einem $D^{*\pm}$-Meson in tief inelastischer Streuung für Daten und Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Dies geschieht zunächst für den gesamten Datensatz, dann für drei Intervalle in Q^2. Abbildung 5.3 zeigt die gleichen Verteilungen, allerdings unter Berücksichtigung ausschließlich des Anteils des hadronischen Endzustandes, der im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen wird.

Aufgrund der in dieser Analyse verfügbaren vergleichsweise geringen Statistik ist eine vollständig unabhängige Kalibration der Kalorimeter, die auch

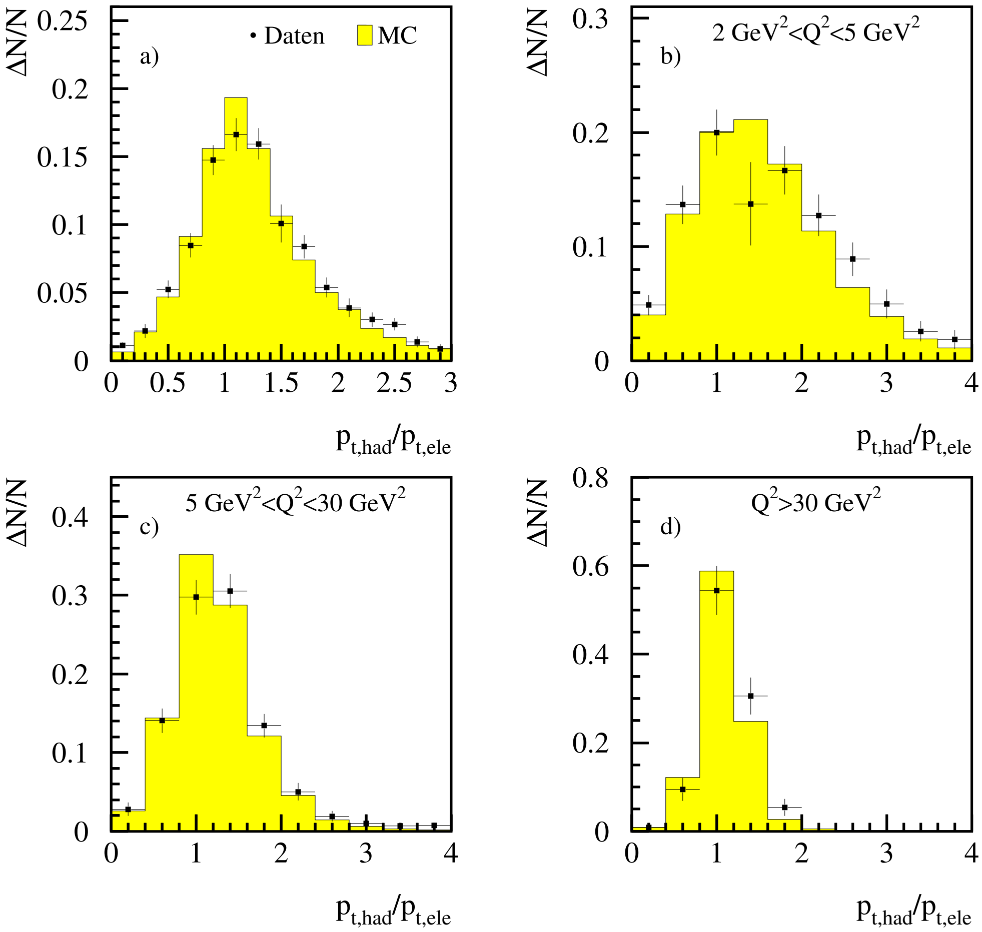

Abbildung 5.2: Verhältnis des Transversalimpulses des gemessenen hadronischen Endzustandes $p_{t,\mathrm{had}}$ und des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons $p_{t,\mathrm{ele}}$ für tief inelastische Ereignisse, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert wurde. Die Verteilung wird für den gesamten Datensatz (a) und für unterschiedliche Intervalle des quadrierten Impulsübertrages Q^2 gezeigt: $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$ (b), $5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$ (c) und $30\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2$ (d). Die Monte-Carlo-Simulation mit dem RAPGAP-Programm enthält sowohl direkte, als auch aufgelöste Prozesse, ebenso wie Ereignisse, in denen das $D^{*\pm}$-Meson durch die Hadronisierung von Beautyquarks entsteht. Der Untergrund in den Daten ist statistisch subtrahiert.

Unterschiede zwischen den Rädern des Flüssig-Argon-Kalorimeters berücksichtigt, nicht möglich. Es wird deshalb gezeigt, dass die normalerweise beim H1-Experiment benutzte Kalibration zusammen mit ihrer Unsicherheit auch für den hier verwendeten Datensatz im Rahmen der relativ großen statis-

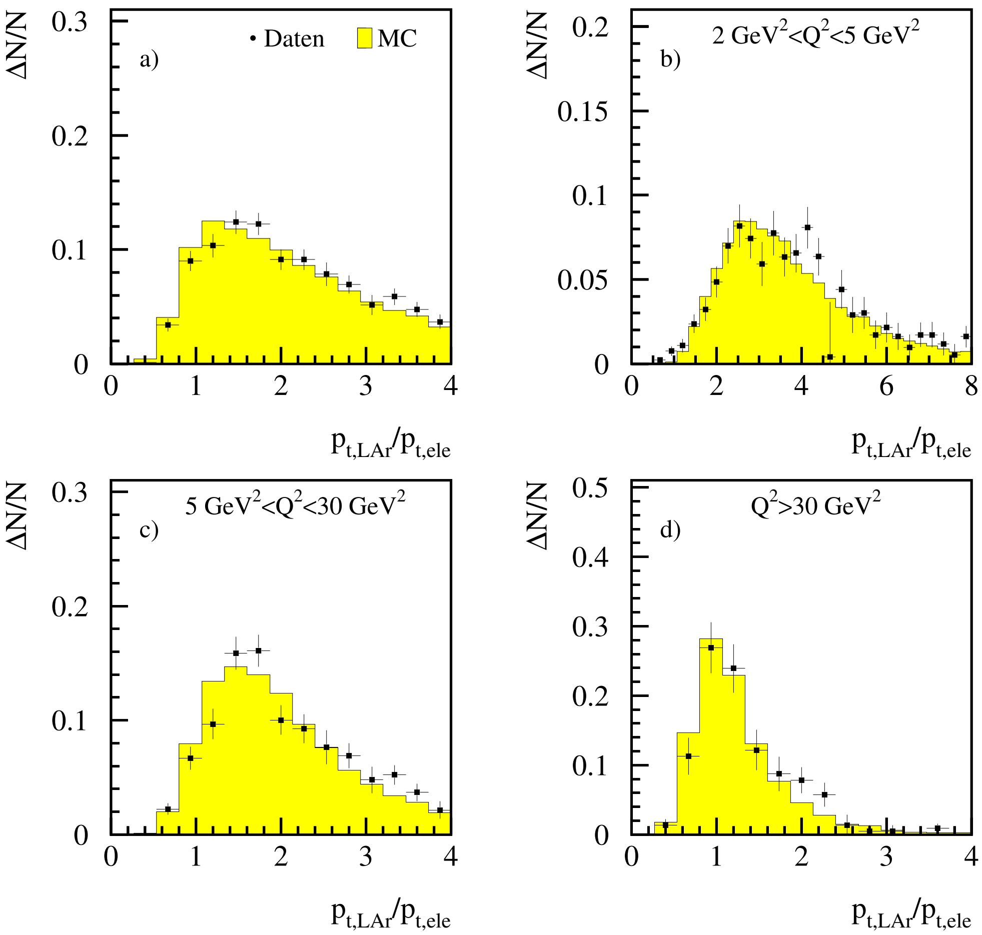

Abbildung 5.3: Verhältnis des Transversalimpulses des im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Teils des hadronischen Endzustandes $p_{t,\mathrm{LAr}}$ und des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons $p_{t,\mathrm{ele}}$ für tief inelastische Ereignisse, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert wurde. Die Verteilung wird für den gesamten Datensatz (a) und für unterschiedliche Intervalle des quadrierten Impulsübertrages Q^2 gezeigt: $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$ (b), $5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$ (c) und $30\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2$ (d). Die Monte-Carlo-Simulation mit dem RAPGAP-Programm enthält sowohl direkte, als auch aufgelöste Prozesse, ebenso wie Ereignisse, in denen das $D^{*\pm}$-Meson durch die Hadronisierung von Beautyquarks entsteht. Der Untergrund in den Daten ist statistisch subtrahiert.

tischen Fehler gültig ist. Beim H1-Experiment liegt die üblicherweise berücksichtigte Unsicherheit in der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters nach erfolgter Kalibration mithilfe einer inklusiven Analyse [81] bei 4 %. Der Wert für das rückwärtige Kalorimeter beträgt 7 %. Um eine möglichst realistische Beschreibung des benutzten Datensatzes durch die Monte-Carlo-Simulation zu erreichen, werden sowohl direkte als auch aufgelöste Prozesse simuliert, ebenso wie die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen über Beautyquarks.

Eine mögliche Abweichung der Kalibration wäre durch eine Verschiebung der Position des Maximalwerts der Verteilung von $p_{t,\mathrm{had}}/p_{t,\mathrm{ele}}$ in der Monte-Carlo-Simulation gegenüber der Verteilung in den Daten sichtbar. Die beobachtete Verschiebung ist in allen Intervallen von Q^2 mit einer Abweichung von höchstens 4% verträglich. Dies trifft sowohl für den totalen gemessenen Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes, als auch für den im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Teil des Transversalimpulses zu.

5.2 Bezugssystem

In dieser Analyse wird der Jetalgorithmus auf Objekte im Breitsystem [82] angewendet. Dieses ist durch $2x\vec{P}+\vec{q}=0$ definiert, wobei $\vec{P}$ und $\vec{q}$ die Impulse des einlaufenden Protons und des ausgetauschten virtuellen Bosons sind. Damit ist das ausgetauschte Boson im Breitsystem vollständig raumartig. Das Ereignis wird außerdem so rotiert, dass das einlaufende Proton entlang der z-Achse verläuft und die Ebene, die von ein- und auslaufendem Elektron aufgespannt wird, $\phi = 0°$ enthält. Die Topologie eines typischen Ereignisses im Breitsystem ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

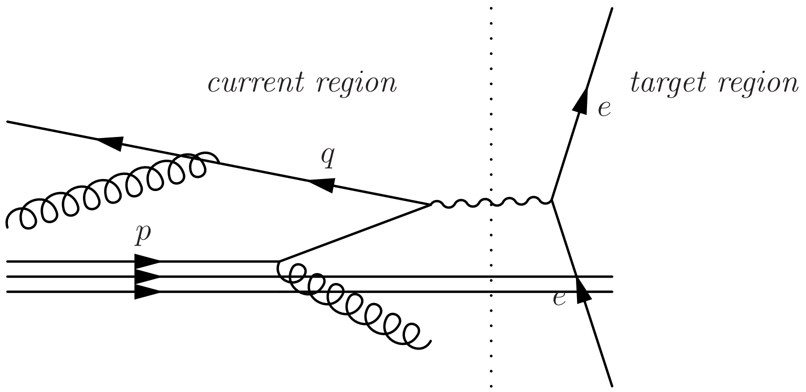

Abbildung 5.4: Schematische Darstellung einer ep-Wechselwirkung auf Ebene des QPM-Modells im Breitsystem.

Im Breitsystem werden die einlaufenden Partonen optimal von den auslaufenden Partonen separiert: Der Bereich $z < 0$, der die auslaufenden Partonen enthält, wird als *current region* bezeichnet, der Bereich $z > 0$ hingegen, der das gestreute Elektron und den Protonrest enthält, als *target region*. Falls das einlaufende Quark vor der Wechselwirkung mit dem Photon ein Gluon abstrahlt, wird dieses ebenfalls im Bereich positiver z nachgewiesen.

Auf Born-Ebene wird das mit dem longitudinalen Impuls $p_{z,q} = Q/2$ einlaufende Parton aus dem Proton am Boson reflektiert, so dass nach der Wechselwirkung $p_{z,q} = -Q/2$ gilt. Bei Prozessen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$, wie zum Beispiel der Boson-Gluon-Fusion, heben sich die transversalen Impulse der auslaufenden Teilchen nach der Wechselwirkung auf.

Aus der Definition des Breitsystems folgt, dass im Gegensatz zum Laborsystem die transversale Energie des hadronischen Endzustands nicht die transversale Energie des gestreuten Elektrons ausgleichen muss. Sie spiegelt vielmehr unmittelbar die Härte des zu Grunde liegenden QCD-Prozesses wider. Dadurch ist das Breitsystem hervorragend zur Studie von Jets in der QCD geeignet. Zudem stellt das Breitsystem sicher, dass das Faktorisierungstheorem der QCD auf die Jetobservablen anwendbar ist [83] [84].

Eine wichtige Rolle spielt auch das γp-Schwerpunktsystem. Dieses ist durch $\vec{P} + \vec{q} = 0$ definiert, wiederum sind $\vec{P}$ und $\vec{q}$ die Impulse des einlaufenden Protons und des ausgetauschten virtuellen Bosons. Die Orientierung der Koordinatenachsen ist dieselbe wie beim Breitsystem. Das γp-Schwerpunktsystem und das Breitsystem können durch eine Verschiebung entlang der z-Achse ineinander übergeführt werden, wobei der Betrag der Verschiebung über die Variable x von der Kinematik des betrachteten Ereignisses abhängt. Insbesondere sind die Transversalenergien der auslaufenden Teilchen in den beiden Systemen gleich, ihre Pseudorapiditäten gehen durch die Addition einer x-abhängigen Komponente ineinander über.

5.3 Jetalgorithmus

Ein Jetalgorithmus ist eine Methode, mit der Objekte gruppiert und rekombiniert werden, um damit auf unterschiedlichen – experimentellen und theoretischen – Ebenen vergleichbare Messgrößen zu definieren. Derartige Ebenen sind beispielsweise die Partonebene einer theoretischen Berechnung, die Hadronebene einer Monte-Carlo-Simulation oder die Detektorebene experimentell gemessener Kalorimetercluster oder Spuren. Zur Gruppierung und Rekombination der Objekte sollte idealerweise auf allen Ebenen derselbe Algorithmus benutzt werden.

Ein Jetalgorithmus legt sowohl fest, unter welchen Voraussetzungen Objekte zu einem Jet gruppiert werden, als auch, wie aus den Vierervektoren der gruppierten Objekte der resultierender Vierervektor der Jets berechnet wird. Bei einem guten Jetalgorithmus sind die Jet-Vierervektoren aller Ebenen stark miteinander korreliert, so dass beispielsweise ein Rückschluss von der Detektorebene auf den zu Grunde liegenden harten Subprozess auf der Partonebene möglich ist.

Damit die Ergebnisse des Algorithmus auf den unterschiedlichen Ebenen vergleichbar sind, müssen bestimmte Bedingungen erfüllt sein:

- Infrarot-Sicherheit: Die Anzahl und die Eigenschaften der vom Algorithmus gefundenen Jets darf sich nicht ändern, wenn ein weiteres, beliebig niederenergetisches Objekt zum Endzustand hinzugefügt wird. Insbesondere dürfen zwei Jets, zwischen denen das Objekt eingefügt wird, nicht zu einem kombiniert werden.

- Kollineare Sicherheit: Die Anzahl und die Eigenschaften der vom Algorithmus gefundenen Jets darf sich nicht ändern, wenn eines der (masselosen) Objekte in zwei kollineare Objekte aufgespalten wird.

Ein Jetalgorithmus, der diese Kriterien erfüllt und sich in der Vergangenheit bei der Untersuchung von Elektron-Proton-Kollisionen bewährt hat, ist der k_t-Cluster-Algorithmus [85] in seiner inklusiven Form unter Verwendung der E-Rekombination. Das Kriterium zur Unterscheidung von exklusiven und inklusiven Jetalgorithmen ist, ob durch den Algorithmus jedes Objekt einem der beiden führenden Jets oder dem Protonrest zugeordnet wird, oder nicht.

Der k_t-Cluster-Algorithmus wurde ursprünglich für die Elektron-Positron-Annihilation entworfen. Bei Hadron-Hadron-Ereignissen, oder, wie hier, bei tief inelastischer Streuung wird er in einer modifizierten Form benutzt, die dem Vorhandensein des Protonrestes Rechnung trägt.

Um festzustellen, welche Objekte gruppiert werden sollen, definiert man für jedes Objekt i die Größe

$$d_i = E_{T,i}^2 \tag{5.1}$$

und für jedes Paar von Objekten i, j

$$d_{ij} = \min\left(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2\right)\left(\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2\right). \tag{5.2}$$

Falls der kleinste aller d-Werte ein d_{ij} ist, werden die Objekte i und j zu einem Objekt gruppiert. Wenn allerdings der kleinste d-Wert ein d_i ist, wird das Objekt i als vollständig angesehen, aus der Liste der Objekte entfernt und in die Liste der Jets aufgenommen. Dies wird solange wiederholt, bis kein Objekt mehr übrig ist.

Zur Rekombination zweier Objekte gibt es mehrere Möglichkeiten. In dieser Analyse werden ihre Vierervektoren addiert.

$$(p_x, p_y, p_z, E)_{ij} = (p_x, p_y, p_z, E)_i + (p_x, p_y, p_z, E)_j \tag{5.3}$$

Dieses Rekombinationsschema heißt E-Rekombination. Für die hier vorgestellte Anwendung ist es dem üblicheren Rekombinationsschema entsprechend der Snowmass-Konvention durch kleinere Hadronisierungskorrekturen überlegen. Nach der Snowmass-Konvention wird zur Rekombination zweier Objekte

$$\begin{aligned} E_{T,ij} &= E_{T,i} + E_{T,j} \\ \eta_{ij} &= \frac{E_{T,i}\eta_i + E_{T,j}\eta_j}{E_{T,ij}} \\ \phi_{ij} &= \frac{E_{T,i}\phi_i + E_{T,j}\phi_j}{E_{T,ij}} \end{aligned} \tag{5.4}$$

verwendet.

Der beschriebene Jetalgorithmus wird in dieser Arbeit auf Ereignisse angewendet, in denen bereits ein $D^{*\pm}$-Meson über den Zerfallskanal $D^{*\pm} \to K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$ im Detektor nachgewiesen wurde. Dadurch ist bekannt, dass die drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons aus demselben Jet stammen müssen. Dem wird dadurch Rechnung getragen, dass die drei Tochterteilchen aus der Liste der Objekte (vergleiche Abschnitt 5.1), auf die der Jetalgorithmus angewendet wird, entfernt und durch das rekonstruierte $D^{*\pm}$-Meson ersetzt werden. Auch wenn der Jetalgorithmus auf der Hadronebene benutzt wird, wird das generierte $D^{*\pm}$-Meson anstelle der generierten Tochterteilchen benutzt. Durch die Verwendung dieser zusätzlichen Information aus der Rekonstruktion des $D^{*\pm}$-Meson-Zerfalls wird die Übereinstimmung von Detektor- und Hadronebene mit der Partonebene erhöht: Es ist damit sichergestellt, dass die von einem einzigen Hadron stammenden drei Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons auch dem selben Jet zugeordnet werden. In etwa 7 % der Ereignisse, die alle Kriterien der Jetselektion erfüllen, bildet das rekonstruierten $D^{*\pm}$-Meson ohne weitere Objekte einen Jet.

Wenn in einem Ereignis mehrere $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten rekonstruiert werden können, werden in diesem Ereignis mehrmals Jets gesucht. Dabei werden stets jeweils nur die Tochterteilchen eines der Kandidaten durch den Vierervektor dieses Kandidaten ersetzt. Andernfalls ergäben sich Mehrdeutigkeiten in den Fällen, in denen zwei $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten mit nur teilweise unterschiedlichen Tochterteilchen rekonstruiert werden. Falls diese wiederholte Suche nach Jets in einem Ereignis mit mehreren $D^{*\pm}$-Meson-Kandidaten öfter als einmal zum Erfolg führt, trägt dieses Ereignis mehrfach zum Jetwirkungsquerschnitt bei, ebenso wie es mehrfach zum Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen beiträgt.

Als weitere Maßnahme, um die Korrelation zwischen den rekonstruierten Jets und den zu Grunde liegenden Partonen zu erhöhen, werden Objekte verworfen und nicht bei der Bildung von Jets berücksichtigt, die vermutlich zum Protonrest gehören: Es werden nur solche Objekte benutzt, die im γp-Schwerpunktsystem in der Hemisphäre des Photons liegen.

Die Eigenschaften der auf die beschriebene Weise definierten Jets stimmen in den Daten und der Monte-Carlo-Simulation gut überein. Die Multiplizität der Jets N^{Jets}, ihre im Breitsystem gemessene Transversalenergie E_t^{Breit}, ihre Pseudorapidität η^{Breit} und ihr Azimutalwinkel ϕ^{Breit} sind in der Abbildung 5.5 vor weiteren Schnitten auf die Transversalenergie E_t und die Pseudorapidität η der Jets dargestellt. In der selben Abbildung sind die Projektionen der Jetprofile aller gefundenen Jets dargestellt. Aufgetragen wird dabei die Differenz zwischen den Pseudorapiditäten beziehungsweise Azimutalwinkeln der Jets und der Objekte, aus denen sie aufgebaut sind, gewichtet mit der Transversalenergie der Objekte. Auch in diesen Verteilungen ist eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Simulation zu beobachten.

5.4 Hadron- und Detektorebene

Ein Vergleich der Pseudorapidität und Transversalenergie der Jets auf Hadron- und Detektorebene zeigt, dass die Korrelation zwischen in der Monte-Carlo-Simulation generierten und rekonstruierten Jets generell gut ist. Die Auflösung der rekonstruierten Transversalenergie und Pseudorapidität ist für den Jet, der das $D^{*\pm}$-Meson enthält (Abbildungen 5.6 und 5.7 oben), wesentlich besser, als für einen Jet, der kein $D^{*\pm}$-Meson enthält (Abbildungen 5.6 und 5.7 unten). Dies trifft besonders auf die Transversalenergie zu, da diese sowohl auf der Hadron- als auch auf der Detektorebene durch die Transversalenergie des $D^{*\pm}$-Mesons dominiert wird, sobald dieses im Jet enthalten ist.

5.5 Definition der Jetselektion

Der in dieser Analyse verwendete Jetalgorithmus erzeugt viele Jets unterschiedlicher Ausprägung. Während diejenigen mit einer Transversalenergie $\mathcal{O}\left(E_t^{\max}\right) > 10\,\text{GeV}$ die deutliche Signatur der Partonen aus dem harten Streuprozess sind, ist es für Jets mit sehr geringen Transversalenergien nicht ohne Weiteres möglich, einen solchen Zusammenhang herzustellen.

Um die Wirkungsquerschnitte für die Jetproduktion trotzdem mit hoher Präzision messen und über eine starke Korrelation zwischen Parton- und Detektorebene sichere Rückschlüsse auf den harten Subprozess ziehen zu können, sind Schnitte auf die Jeteigenschaften nötig. In den am H1-Experiment

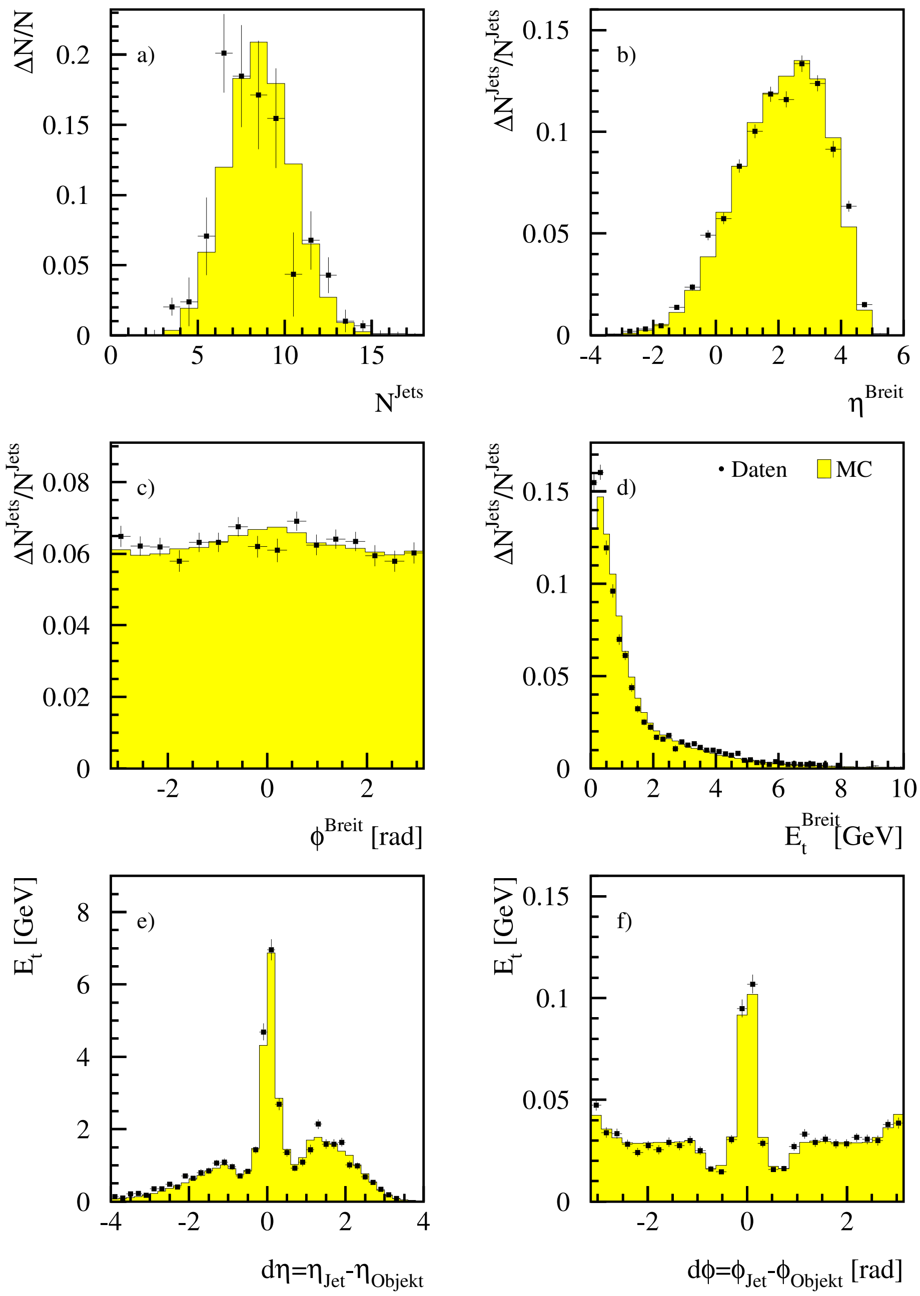

Abbildung 5.5: Wichtige Verteilungen der vom k_t-Cluster-Algorithmus gefundenen Jets. Es werden Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation des RAPGAP-Programms verglichen, die sowohl direkte, als auch aufgelöste Prozesse enthält, ebenso wie Ereignisse, in denen das $D^{*\pm}$-Meson durch die Hadronisierung von Beautyquarks entsteht. Der Untergrund in den Daten wurde statistisch subtrahiert.

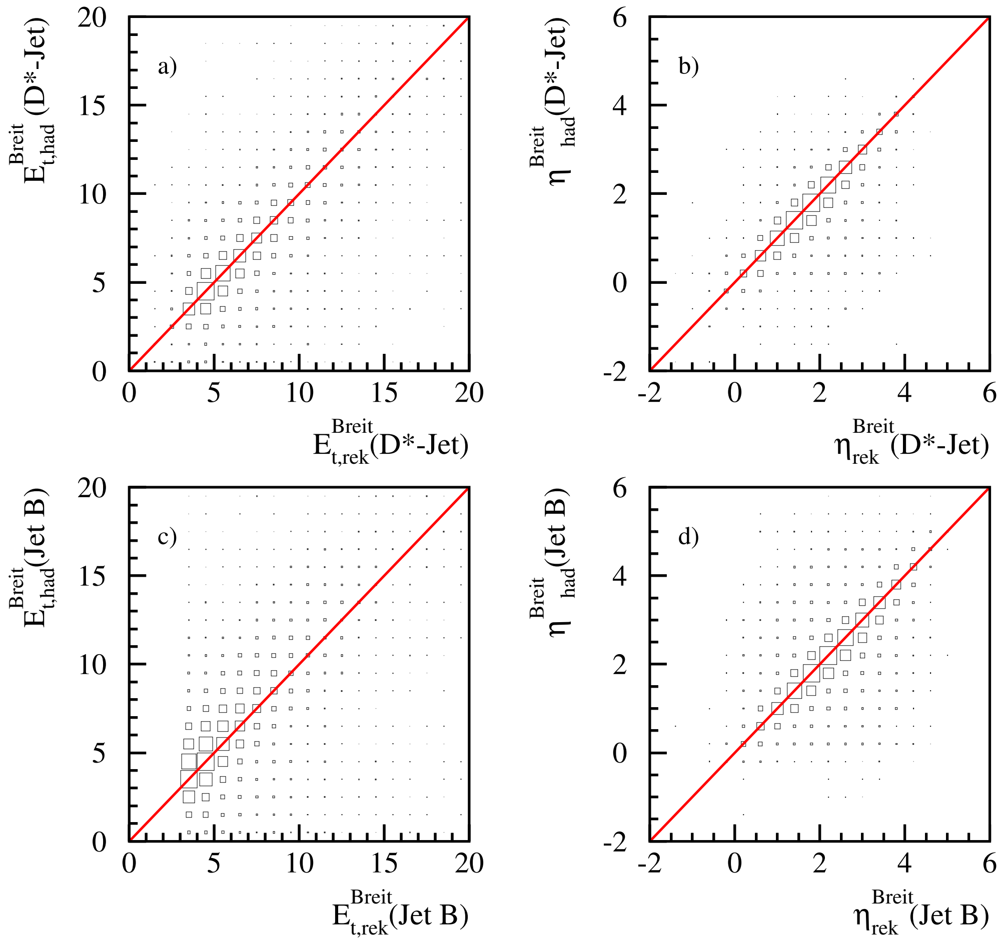

Abbildung 5.6: Korrelationen der Transversalenergien (links) und der Pseudorapiditäten (rechts) zwischen Hadron- und Detektorebene für den Jet mit dem $D^{*\pm}$-Meson (oben) und für einen Jet, der kein $D^{*\pm}$-Meson enthält, (unten). Exemplarisch wird für Letzteren der Jet mit der höchsten Transversalenergie gezeigt, der kein $D^{*\pm}$-Meson enthält. Dieser wird mit Jet B bezeichnet und in in Abschnitt 7.2 genauer diskutiert. Die durchgezogene Linie zeigt eine ideale Rekonstruktion an. Es wird eine Monte-Carlo-Simulation direkter Prozesse mit dem RAPGAP-Programm benutzt.

durchgeführten inklusiven Zweijetanalysen wird meist eine minimale Transversalenergie der betrachteten Jets von 5 GeV gefordert. In der vorliegenden Analyse werden die Schnitte unter diesen Wert abgesenkt, um trotz der vergleichsweise geringen Statistik die für eine aussagekräftige Messung nötige Anzahl von Zweijetereignissen mit einem $D^{*\pm}$-Meson zu selektieren. Durch die verbesserte Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes ist dies mög-

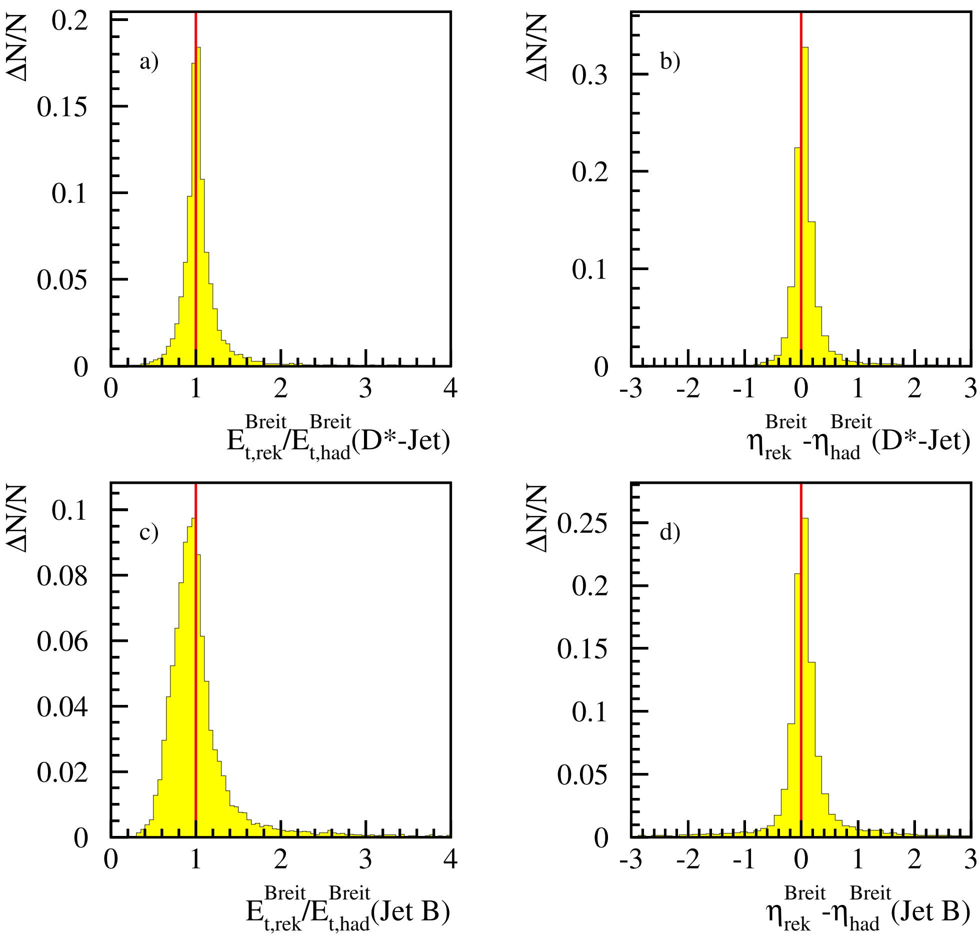

Abbildung 5.7: Unterschiede der Transversalenergien (links) und Pseudorapiditäten (rechts) zwischen Detektor- und Hadronebene für den Jet mit einem $D^{*\pm}$-Meson (oben) und für einen Jet ohne $D^{*\pm}$-Meson (unten). Für Jets ohne $D^{*\pm}$-Meson wird exemplarisch der Jet mit der höchsten Transversalenergie gezeigt, der kein $D^{*\pm}$-Meson enthält. Dieser wird mit Jet B bezeichnet und in in Abschnitt 7.2 genauer diskutiert.

lich, ohne die gute Korrelation der Jets zur Partonebene aufzugeben.

Im Folgenden werden die Schnitte zur Selektion der Ereignisse mit zwei Jets vorgestellt.

Die Jets werden auf den zentralen Detektor beschränkt: Bereits bei der Bildung der Objekte werden Cluster von denjenigen Detektorkomponenten verworfen, für die keine hinreichend präzise Beschreibung in der Monte-Carlo-Simulation vorhanden ist. Dies betrifft insbesondere hadronische Cluster im instrumentierten Eisen (*tail catcher*) und im Plug-Kalorimeter.

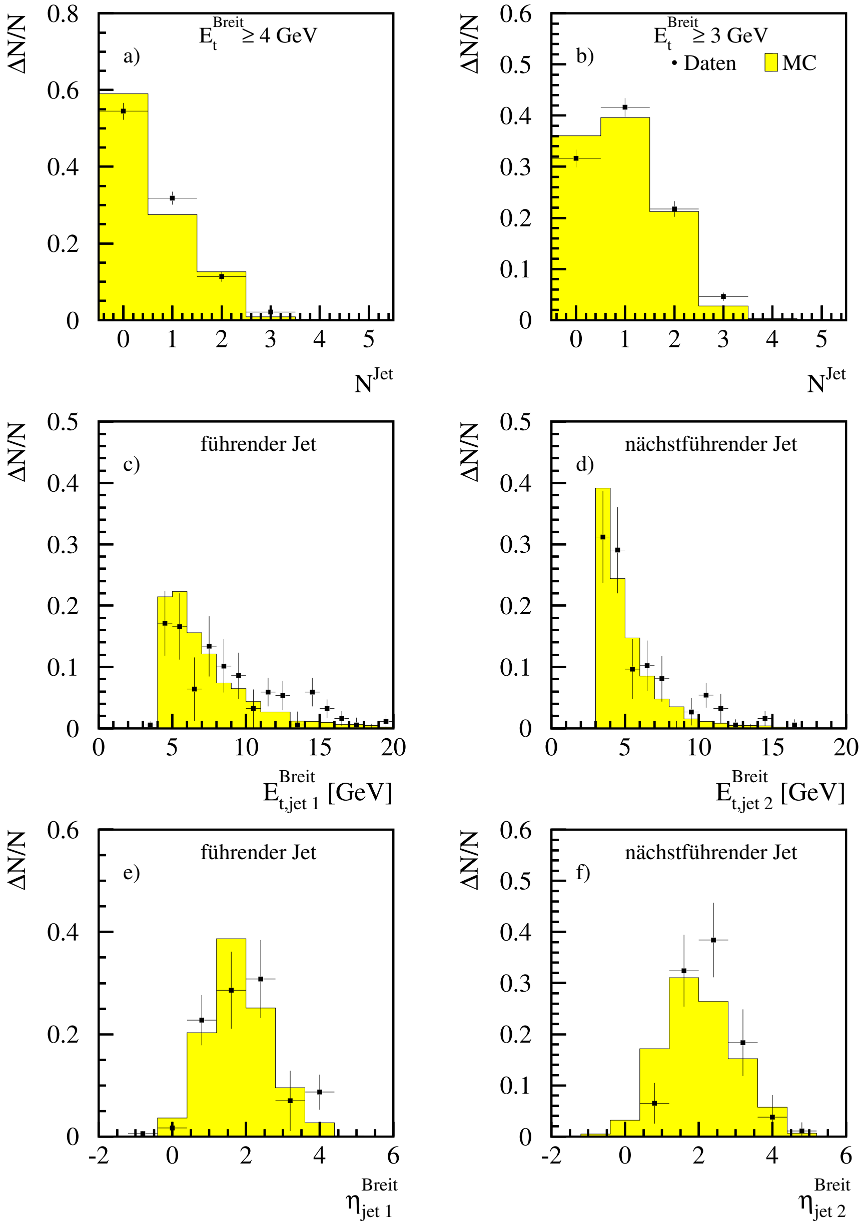

Abbildung 5.8: Anzahl von Jets mit Transversalenergien im Breitsystem $E_t^{\text{Breit}} \geq 4\,\text{GeV}$ (a) und mit $E_t^{\text{Breit}} \geq 3\,\text{GeV}$ (b), Spektren der Transversalenergie (c und d) und der Pseudorapidität (e und f) der beiden führenden Jets im Breitsystem. Es werden Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation des RAPGAP-Programms verglichen, die sowohl direkte, als auch aufgelöste Prozesse enthält, ebenso wie Ereignisse, in denen das $D^{*\pm}$-Meson durch die Hadronisierung von Beautyquarks entsteht. Der Untergrund wurde statistisch subtrahiert.

Auch im Übergangsbereich vom hintersten Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters (BBE) zum rückwärtigen Kalorimeter (SpaCal) ist die Beschreibung nicht optimal. Deshalb wird die Pseudorapidität der Jets im Laborsystem auf $-1 \leq \eta^{\text{lab}}_{\text{jet 1, jet 2}} \leq 2{,}5$ eingeschränkt.

Die Schnitte auf die minimale Transversalenergie der Jets im Breitsystem ist durch die oben dargestellte Abwägung zwischen hoher Korrelation von Jets und Partonen sowie einer präzisen Messung einerseits und ausreichender Statistik andererseits bestimmt. Um die theoretische Berechenbarkeit der auf der Jetselektion basierenden Wirkungsquerschnitte in nächstführender Ordnung sicherzustellen, müssen außerdem die Schnitte auf die Transversalenergie des führenden und des nächstführenden Jets asymmetrisch sein: Für den führenden Jet wird eine Transversalenergie von $E^{\text{Breit}}_{t,\text{jet 1}} \geq 4\,\text{GeV}$, für den nächstführenden eine Transversalenergie von $E^{\text{Breit}}_{t,\text{jet 2}} \geq 3\,\text{GeV}$ gefordert.

Die Anzahl von Jets, die sowohl die Bedingung an die Pseudorapidität im Laborsystem als auch die Bedingung an den führenden beziehungsweise nächstführenden Jet bezüglich der Transversalenergie im Breitsystem erfüllen, ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Es ist zu beobachten, dass in den Daten in beiden Fällen im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation höhere Jetmultiplizitäten bevorzugt werden. Dies wirkt sich direkt auf den Vergleich zwischen vorhergesagten und gemessenen Wirkungsquerschnitten aus.

Ebenfalls in Abbildung 5.8 sind die Transversalenergie und die Pseudorapidität des führenden und des nächstführenden Jets nach der Selektion im Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die Beschreibung der Daten ist hinreichend gut, obwohl auch hier leichte Abweichungen zu beobachten sind.

Als Profil eines Jets wird die energiegewichtete Verteilung der Objekte relativ zur Jetachse bezeichnet. In Abbildung 5.9 werden die Profile der beiden führenden Jets in Daten und Monte-Carlo-Simulation in ihren Projektionen bezüglich der Pseudorapidität und des Azimutalwinkels miteinander verglichen. Es lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung feststellen. Erwartungsgemäß ist der führende Jet im Vergleich zum nächstführenden in beiden Projektionen deutlich ausgeprägter.

Eine wichtige Observable, die sich für das System der beiden führenden Jets angeben lässt, ist seine invariante Masse. Sie ist definiert durch

$$M^2_{jj} = 2E^*_{t,\text{jet 1}}E^*_{t,\text{jet 2}}\left[\cosh\left(\eta^*_{\text{jet 1}} - \eta^*_{\text{jet 2}}\right) - \cos\left(\phi^*_{\text{jet 1}} - \phi^*_{\text{jet 2}}\right)\right], \tag{5.5}$$

wobei $E^*_{t,\text{jet 1}}$ und $E^*_{t,\text{jet 2}}$ die Transversalenergien, $\eta^*_{\text{jet 1}}$ und $\eta^*_{\text{jet 2}}$ die Pseudorapiditäten und $\phi^*_{\text{jet 1}}$ und $\phi^*_{\text{jet 2}}$ die Azimutalwinkel der beiden führenden Jets im γp-Schwerpunktsystem sind. In Abbildung 5.10 wird die gemessene invariante Masse des Jetsystems mit der Vorhersage der Monte-Carlo-Simu-

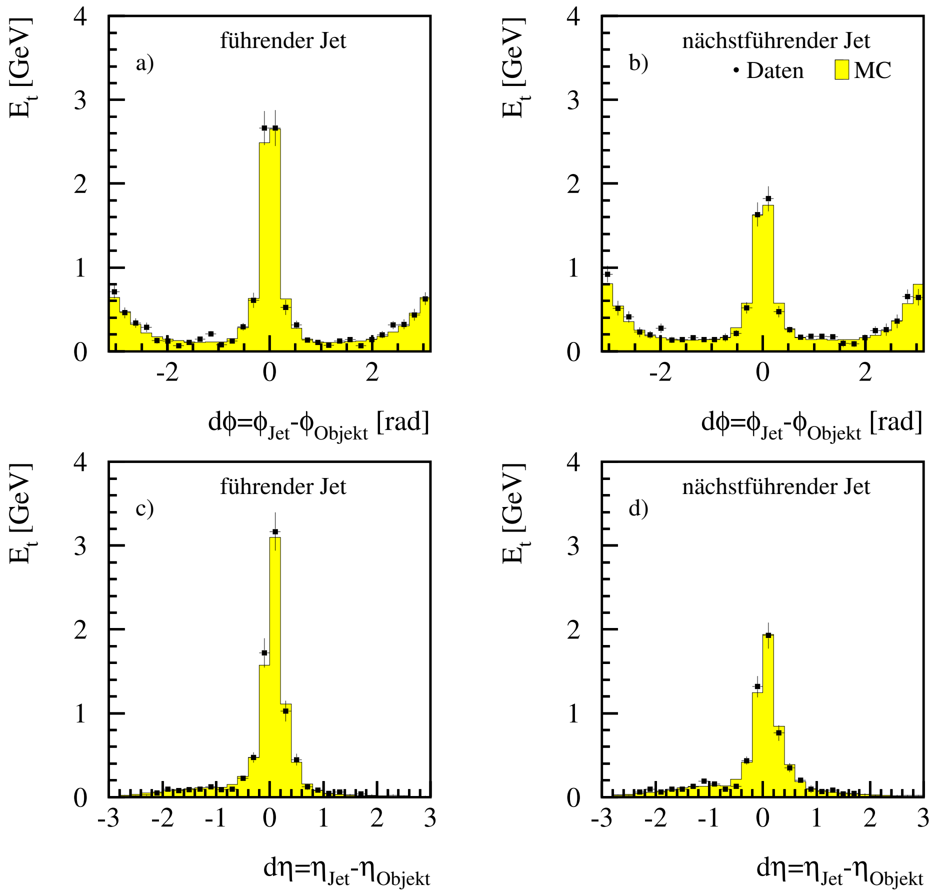

Abbildung 5.9: Profile des führenden (links) und des nächstführenden (rechts) Jets in der Projektion gegen den Azimutalwinkel ϕ (oben) und die Pseudorapidität η (unten). Es werden Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen. Der Untergrund wurde statistisch subtrahiert. Die Variable $\mathrm{d}\eta = \eta_{\text{jet}} - \eta_{\text{part}}$ ist definiert als Differenz zwischen der Pseudorapidität des Jets und der der Objekte, aus denen er besteht. Analoges gilt für $\mathrm{d}\phi$.

lation verglichen. Die Monte-Carlo-Simulation enthält sowohl direkte und aufgelöste BGF-Prozesse der Charm-Produktion, als auch direkte BGF-Prozesses der Beauty-Produktion. Die Daten werden durch die Simulation gut beschrieben. Durch die statistische Subtraktion des Untergrundes kommt es für die Daten zu negativen Einträgen in das Histogramm, die nicht dargestellt werden können. Der Überschuss in den Daten im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation bei hohen Werten von M_{jj} ist deshalb nicht überzubewerten.

Abschließend sollen die Eigenschaften des $D^{*\pm}$-Mesons nach der Jetselektion diskutiert werden. In Abbildung 5.11 werden seine Pseudorapidität η,

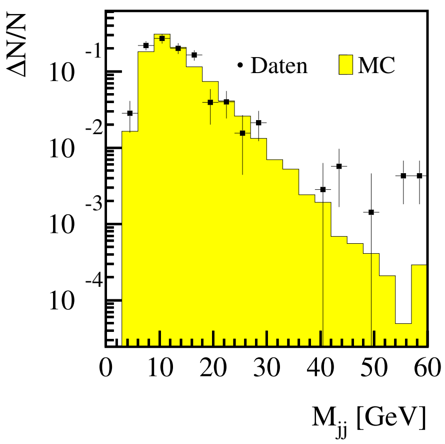

Abbildung 5.10: Invariante Masse des Jetsystems rekonstruiert aus den beiden führenden Jets. Es werden Daten mit der Monte-Carlo-Simulation des RAPGAP-Programms für direkte und aufgelöste BGF-Prozesse für die Charm-Produktion und direkten BGF-Prozessen für die Beauty-Produktion verglichen. Der Untergrund in den Daten wurde statistisch subtrahiert.

sein Transversalimpuls p_t und die Inelastizität z dargestellt und mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Modellen verglichen. Auffällig ist, dass vor allem die Pseudorapidität und die Inelastizität des $D^{*\pm}$-Mesons nur schlecht durch direkte Prozesse beschrieben werden können. Die Daten werden im hinteren Bereich ($\eta < 0$) überschätzt, ebenso für kleine z. Aufgelöste Prozesse überschätzen die Daten für niedrige η noch mehr, während die Beschreibung der z-Verteilung besser ist. $D^{*\pm}$-Mesonen aus der Beauty-Produktion sind bezüglich η ähnlich wie die Daten verteilt und bevorzugen kleine Werte von z. Ihr Beitrag ist allerdings durch den kleinen Produktionswirkungsquerschnitt beschränkt, so dass dies keine ausreichende Erklärung für die beobachteten Abweichungen zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten bei kleinem z darstellt.

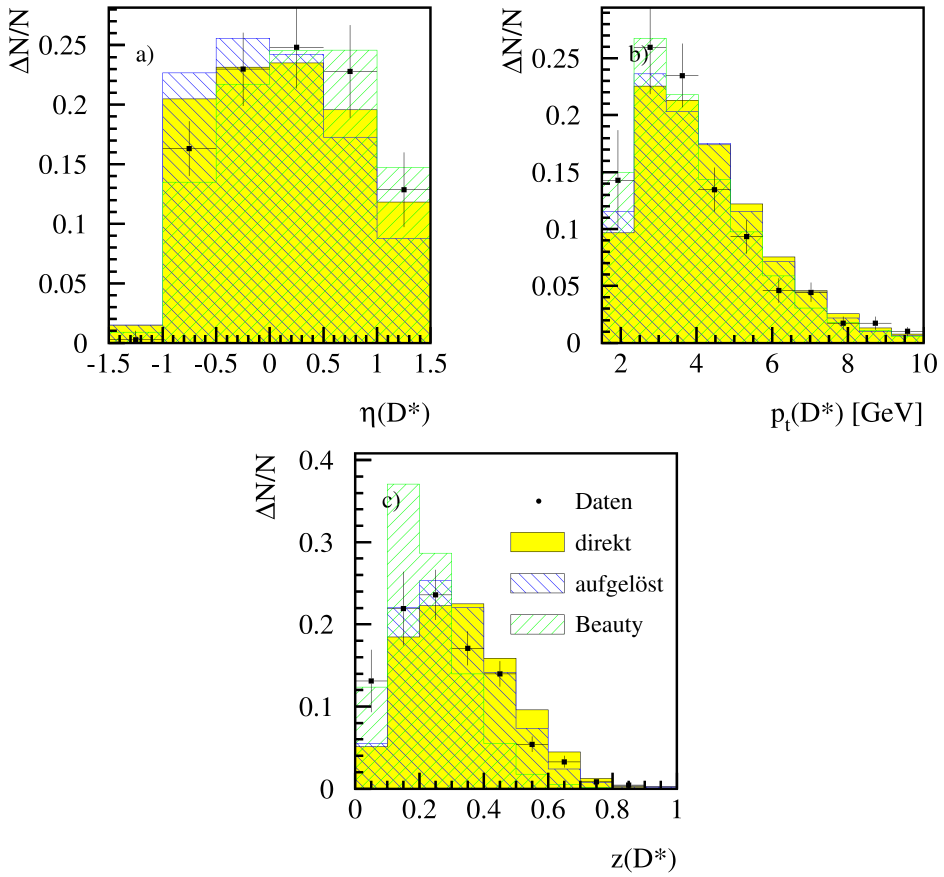

Abbildung 5.11: Observable des $D^{*\pm}$-Mesons η, p_t und z nach der Jetselektion, verglichen mit den Vorhersagen von RAPGAP für direkte und aufgelöste BGF-Prozesse der Charm-Produktion und für direkte BGF-Prozesse der Beauty-Produktion. Der Untergrund in den Daten wurde statistisch subtrahiert.

Kapitel 6

Messung von Jets

Im letzten Kapitel wurde die Selektion von Ereignissen beschrieben, in denen sowohl ein $D^{*\pm}$-Meson als auch zwei Jets nachgewiesen werden. Der durch die kinematischen Variablen x und Q^2, den Transversalimpuls p_t und die Pseudorapidität η des $D^{*\pm}$-Mesons definierte sichtbare Bereich der Messung ist derselbe wie für die Messung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen. Die Selektion der Jets erfolgt durch asymmetrische Schnitte bei 4 und 3 GeV auf die Transversalenergie des führenden und nächstführenden Jets im Breitsystem und Schnitte auf die Pseudorapidität der Jets im Laborsystem. In diesem Kapitel werden mithilfe dieser Selektion totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt und mit den Vorhersagen der verfügbaren theoretischen Modelle verglichen.

Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden Observable gewählt, die mit ausreichend hoher Auflösung rekonstruiert und durch Rechnungen in nächstführender Ordnung vorhergesagt werden können. Diese Bedingungen sind für den Transversalimpuls des führenden Jets $E_t^{\max} = E_{t,\text{jet 1}}^{\text{Breit}}$ im Breitsystem und die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden führenden Jets $\Delta\eta = |\eta_{\text{jet 1}}^{\text{Breit}} - \eta_{\text{jet 2}}^{\text{Breit}}|$ im Breitsystem erfüllt. Weiterhin werden die kinematischen Observablen des Ereignisses Q^2 und x betrachtet.

6.1 Parton-, Hadron- und Detektorebene

Die Anzahl der Ereignisse in den Daten, die der im letzten Kapitel eingeführten Selektion von Zweijetereignissen mit $D^{*\pm}$-Meson genügen, wird wie bei der inklusiven $D^{*\pm}$-Analyse durch eine Anpassung von Signal und Untergrund an die Δm-Verteilung bestimmt. Mithilfe der Monte-Carlo-Simulation werden aus Detektorakzeptanz und -effizienz Korrekturfaktoren für den totalen und die einzelnen Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt und so aus der gemessenen Anzahl von Ereignissen auf den Wirkungsquerschnitt auf Hadronebene geschlossen (vergleiche Abschnitt 4.2).

Andererseits stehen die Vorhersagen theoretischer Rechnungen in nächstführender Ordnung, die beispielsweise mit dem HVQDIS-Programm durchgeführt werden, auf der Partonebene zur Verfügung. Um mit den auf die Hadronebene korrigierten Daten vergleichen zu können, müssen die theoretischen Rechnungen ebenfalls korrigiert werden – von der Partonebene auf die Hadronebene. Die Korrekturfaktoren dafür werden aus der RAPGAP- und der HERWIG-Monte-Carlo-Simulation direkter[1] Prozesse bestimmt. Die aus den beiden Modellen erhaltenen Werte werden gemittelt, ihre halbe Differenz als Fehler des Korrekturfaktors verwendet.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in Ereignissen mit zwei Jets ergibt sich aus der Simulation direkter Prozesse mit RAPGAP und HERWIG ein Korrekturfaktor $\sigma_{\mathrm{had}}/\sigma_{\mathrm{par}}$ vom Wirkungsquerschnitt auf Parton- zu dem auf Hadronebene von 1,10±0,01. Die Korrekturfaktoren für die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Intervallen der in dieser Arbeit benutzten Jetobservablen sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

6.2 Systematische Unsicherheiten

Zusätzlich zu den bereits in Abschnitt 4.3 diskutierten systematischen Unsicherheiten, mit denen die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen behaftet sind, müssen bei der Messung von Zweijetwirkungsquerschnitten mit assoziiertem $D^{*\pm}$-Meson weitere Quellen für systematische Fehler berücksichtigt werden. Auch haben einige der bereits angesprochenen systematischen Fehler bei der Analyse von Zweijetereignissen weitergehende Auswirkungen als in der reinen $D^{*\pm}$-Meson-Analyse.

Quellen für systematische Fehler, von denen die Jetanalyse im selben Maße betroffen ist, wie die Analyse der $D^{*\pm}$-Mesonen, sind die Triggereffizienz, die im Datensatz verbliebenen Photoproduktionsereignisse, die Spurrekonstruktionseffizienz, der Einfluss des unteren Schnitts auf den Transversalimpuls des langsamen Pions, die Effizienz der Teilchenidentifikation, die Unsicherheit aus der Variation der Breite des akzeptierten $\overset{(-)}{D}{}^0$-Signals und aus der Anpassung an das Signal in der Δm-Verteilung, die Subtraktion der Reflektionen, das Verzweigungsverhältnis des Zerfallskanals sowie die Luminositätsmessung.

[1]Bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren in Intervallen der in Abschnitt 7.3 diskutierten Observable x_γ^{obs} werden auch aufgelöste Prozesse berücksichtigt.

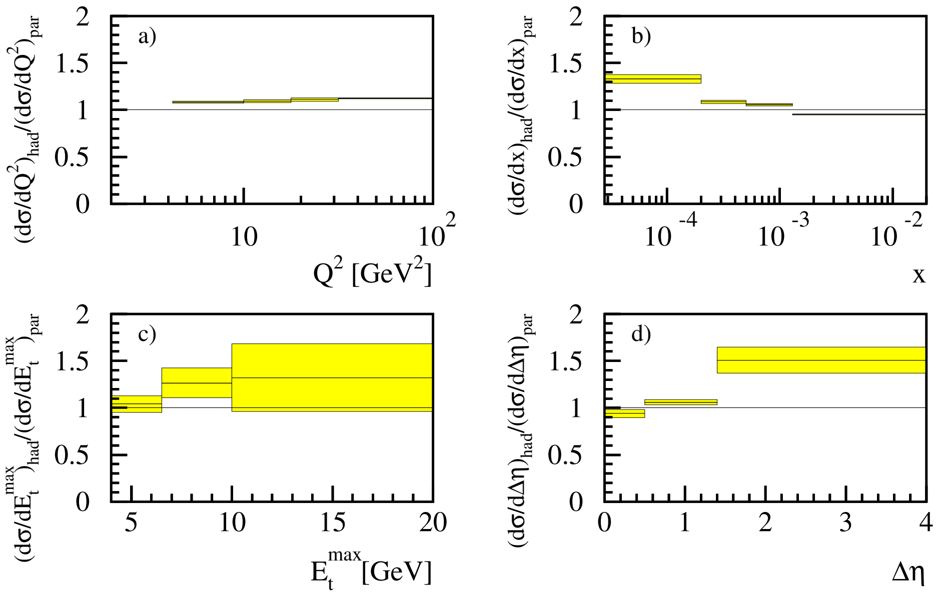

Abbildung 6.1: Korrekturfaktoren von Parton- auf Hadronebene, angewendet auf die Rechnungen in nächstführender Ordnung, in den Intervallen der in dieser Arbeit betrachteten Jetobservablen Q^2, x, $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. In vielen Intervallen ist die Abweichung des Korrekturfaktors von eins klein. Größere Korrekturen sind für kleines x, große Transversalenergien des führenden Jets und große Differenzen der Pseudorapiditäten der beiden führenden Jets $\Delta\eta$ zu beobachten. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren wurden die Werte, die sich aus der RAPGAP- und der HERWIG-Simulation ergeben, gemittelt. Der Fehler des Korrekturfaktors ist die halbe Differenz der beiden Werte.

Energie- und Polarwinkelmessung des gestreuten Elektrons

In der Analyse der Zweijetereignisse wird die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Elektrons nicht nur dazu benutzt, ein Ereignis einem Intervall in Q^2 oder x zuzuordnen, sondern auch, um die Transformation vom Laborsystem in das Breitsystem festzulegen. Deshalb führt eine Unsicherheit in der Messung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Elektrons auch über Migrationseffekte zwischen den Intervallen der Jetobservablen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ zu einem systematischen Fehler der Jetwirkungsquerschnitte.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich wie für den totalen Wirkungsquerschnitt von $D^{*\pm}$-Mesonen ein systematischer Fehler von $\pm 2{,}5\,\%$ aus der Messung der Energie und von $\pm 2{,}5\,\%$ aus der des Polarwinkels des gestreuten Elektrons. Die Auswirkung dieser Unsicherheiten auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

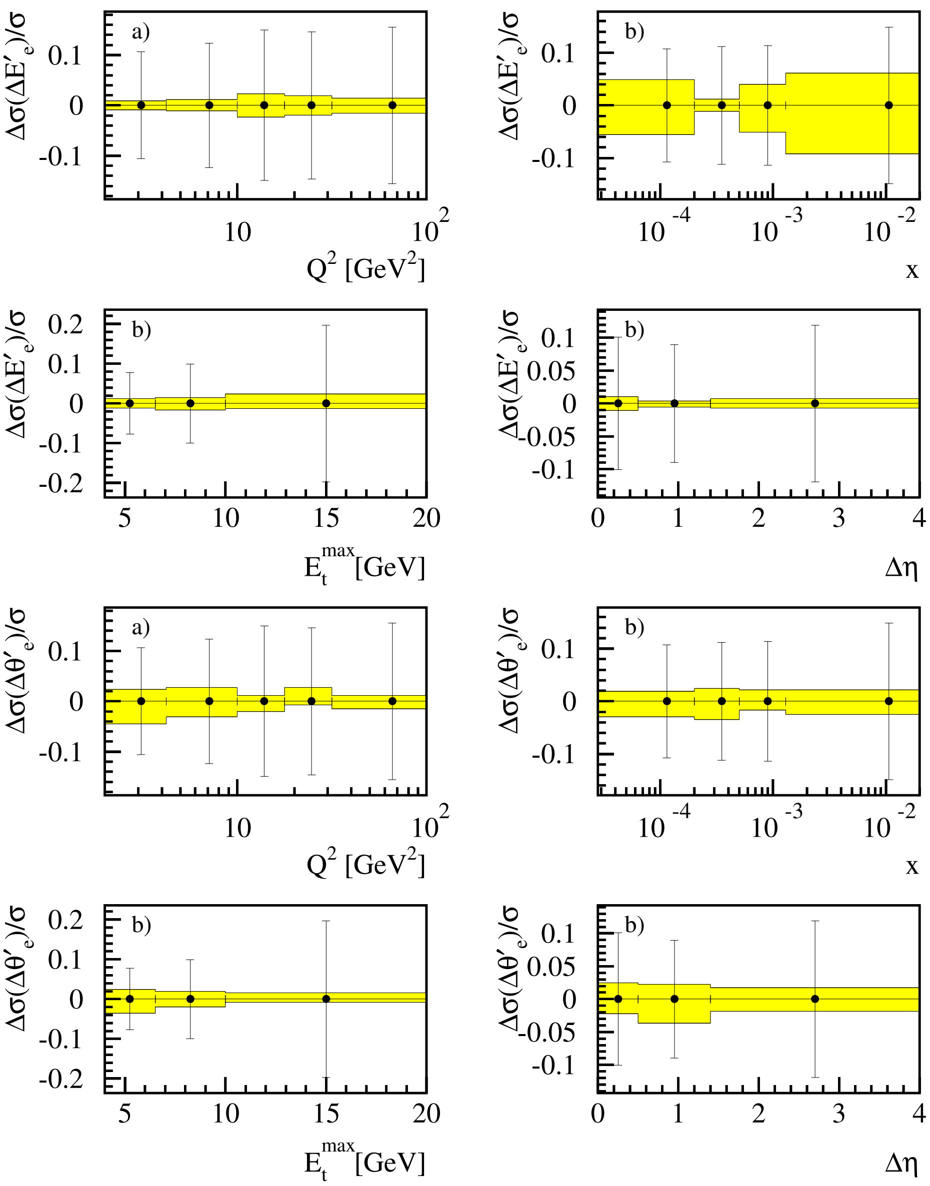

Abbildung 6.2: Einfluss einer Variation der Energie (oben) und des Polarwinkels (unten) des gestreuten Elektrons innerhalb ihrer Unsicherheit auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Meson in Intervallen von Q^2, x, $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Modellabhängigkeit

Wenn HERWIG anstelle von RAPGAP zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen benutzt wird, wirkt sich bei der Messung von Zweijetwirkungsquerschnitten speziell der Wechsel des Hadronisierungsmodells (vergleiche Abschnitte 1.5.1 und 1.5.2) aus. Die sich daraus ergebenden unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienzen tragen zum systematischen Fehler bei. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein Wert von unter 1 %. Die in den Intervallen der differenziellen Verteilungen auftretenden systematischen Fehler sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

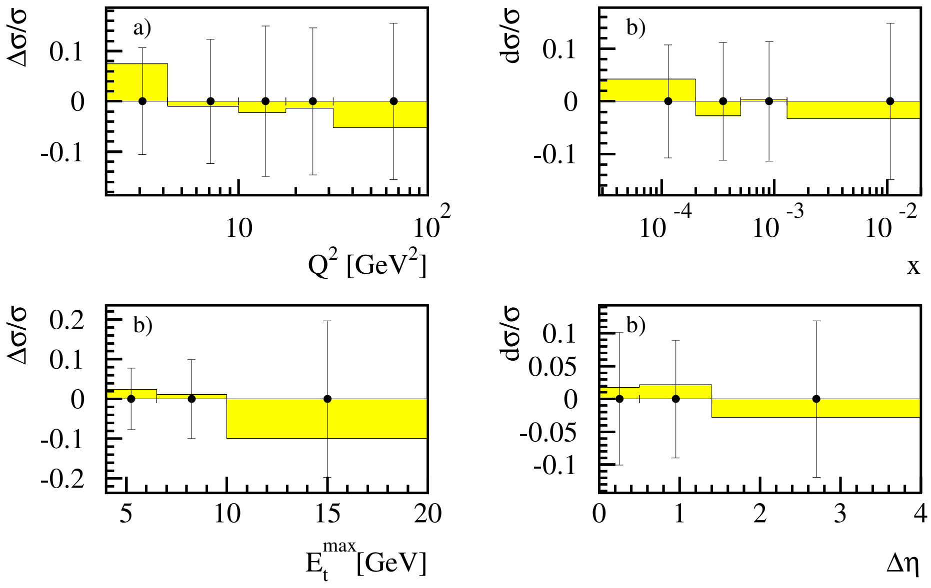

Abbildung 6.3: Einfluss eines Wechsels von RAPGAP zu HERWIG für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Meson in Intervallen von Q^2, x, $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Hadronische Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Die Diskussion der Kalibration der hadronischen Energieskala im zentralen Kalorimeter in Abschnitt 5.1.2 zeigt, dass es gerechtfertigt ist, anzunehmen, dass die wahre Energieskala um höchstens ± 4 % von der in der Monte-Carlo-Simulation angenommenen Energieskala abweicht. Eine Variation der Energieskala um diesen Betrag liefert einen Beitrag zum systematischen Fehler.

Einen positiven Einfluss auf die Größe der systematischen Fehler haben zum einen die relativ niedrigen auftretenden Transversalenergien und zum anderen der Algorithmus, der zur Bildung von Objekten aus dem hadronischen Endzustand verwendet wird. Dieser benutzt, wann immer möglich, Spuren anstelle von Kalorimeterclustern, so dass vergleichsweise wenige Objekte aus Kalorimeterclustern gebildet werden, die von der hadronischen Energieskala des Kalorimeters abhängen. Der Beitrag zum systematischen Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts beträgt $\pm 4\,\%$. Die systematischen Fehler in den Intervallen der differentiellen Verteilungen sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Der größte systematische Fehler tritt für hohe Transversalenergien des führenden Jets auf.

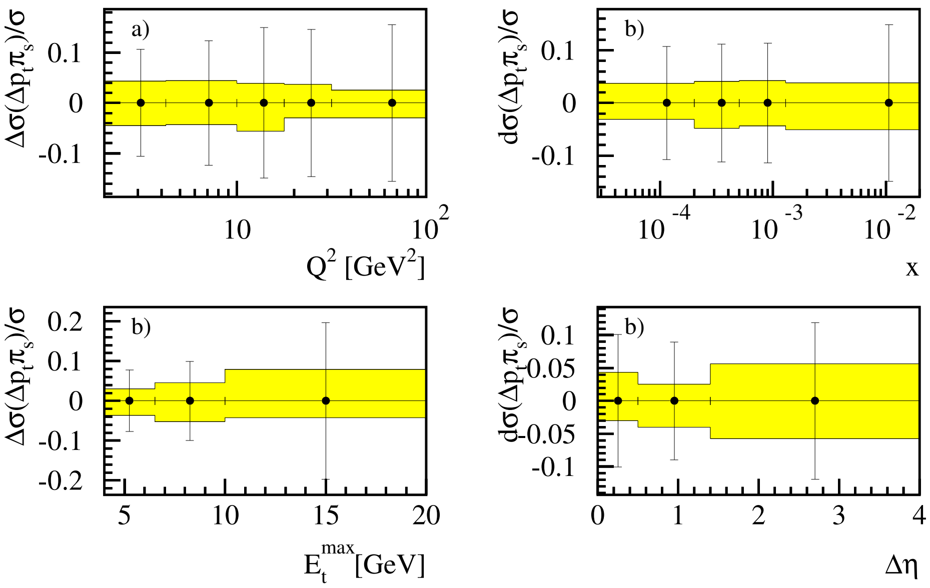

Abbildung 6.4: Einfluss einer Variation der hadronischen Energieskala im zentralen Kalorimeter auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Meson in Intervallen von Q^2, x, $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Messung in den jeweiligen Intervallen an.

Hadronische Energieskala des Spaghetti-Kalorimeters

Die hadronische Energieskala des rückwärtigen Kalorimeters weicht in den Daten um höchstens $\pm 7\,\%$ von der Monte-Carlo-Simulation ab [67]. Eine Variation in dieser Höhe führt in der vorliegenden Analyse zu einem Beitrag zum systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte von unter $1\,\%$, da Jets mit Pseudorapiditäten $\eta^{\mathrm{lab}} < -1$ nicht benutzt werden und somit Cluster aus dem rückwärtigen Kalorimeter kaum einen Beitrag leisten.

Die aus den aufgezählten Quellen stammenden systematischen Fehler werden quadratisch addiert. Der dominierende Beitrag ist, genau wie bei der Messung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen, die Unsicherheit der Spurrekonstruktionseffizienz mit 11 %. Der gesamte systematische Fehler für den totalen Wirkungsquerschnitt für die mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziierte Produktion von Zweijetereignissen beträgt 15 %. Durch die geringere Zahl von Ereignissen im Datensatz wächst der statistische Fehler gegenüber dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen auf 7 %.

Hadronische Korrekturen

Die Korrekturen von der Parton- auf die Hadronebene, angewendet auf die Rechnungen in nächstführender Ordnung, werden mithilfe von zwei Monte-Carlo-Modellen bestimmt (vergleiche Abschnitt 6.1). Die Unsicherheit dieser Korrekturen trägt zum systematischen Fehler der theoretischen Erwartungen bei. Sie ist für die Intervalle in Q^2 und x mit wenigen Prozent vernachlässigbar im Vergleich zu der Unsicherheit, die sich aus der Variation der Masse des Charmquarks und des Peterson-Fragmentationsparameters ergibt, steigt aber in den Intervallen von $\Delta\eta$ und insbesondere E_t^{max} auf bis zu 35 %.

Die Unsicherheit der hadronischen Korrekturen wird bei der Darstellung der Vorhersage von HVQDIS durch ein weiteres Band zusätzlich zu dem, das die von der Variation des Peterson-Fragmentationsparameters ϵ und der Masse des Charmquarks m_c herrührende Unsicherheit angibt, dargestellt.

6.3 Totaler Wirkungsquerschnitt

Den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziierten Zweijetereignissen in tief inelastischer Streuung erhält man aus der Anzahl der tief inelastischen Ereignisse, die ein $D^{*\pm}$-Meson und zwei Jets enthalten, die den Selektionskriterien genügen.

Falls in einem Ereignis zwei $D^{*\pm}$-Mesonen rekonstruiert werden, geht es zweimal in den Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion ein, genauso, wie es zweimal in den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen eingeht. Da dabei jeweils nur die Tochterteilchen eines der beiden rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen zum jeweiligen Mutterteilchen kombiniert werden (vergleiche Abschnitt 5.3), wird der Jetalgorithmus in beiden Fällen auf eine unterschiedliche Liste von Objekte des hadronischen Endzustandes angewendet und kann somit auch unterschiedliche Jets liefern.

Durch eine Anpassung von Signal und Untergrund an die Δm-Verteilung von Ereignissen, die in den in dieser Analyse betrachteten Datennahmeperioden der Jahre 1999 und 2000 alle Selektionskriterien erfüllen, ergeben sich 668 ± 49 Zweijetereignisse, die mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziiert sind. Die Δm-Verteilung ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 4.1 ist das Signal-Untergrund-Verhältnis schlechter, weil Ereignisse aus der Jetselektion eine höhere Spurmultiplizität aufweisen, als Ereignisse ohne Jets. Je mehr Spuren in einem Ereignis vorhanden sind, desto mehr kombinatorischer Untergrund tritt auf.

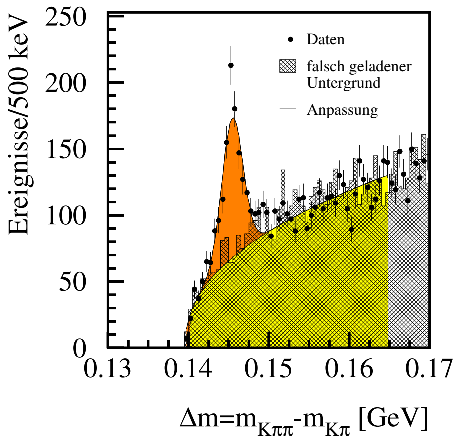

Abbildung 6.5: Δm-Verteilung nach der Selektion von Zweijetereignissen.

Der totale sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Zweijetproduktion mit assoziiertem $D^{*\pm}$-Meson im kinematischen Bereich definiert durch $2\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$, $0{,}05 \leq y \leq 0{,}7$, $1{,}5\,\mathrm{GeV} \leq p_{t,D^*} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ und $|\eta_{D^*}| \leq 1{,}5$ mit Jets mit transversaler Energie im Breitsystem $E_{t,\mathrm{jet}\,1}^{\mathrm{Breit}} \geq 4\,\mathrm{GeV}$, $E_{t,\mathrm{jet}\,2}^{\mathrm{Breit}} \geq 3\,\mathrm{GeV}$ und Pseudorapiditäten im Laborsystem $-1 \leq \eta_{\mathrm{jet}\,1,2}^{\mathrm{lab}} \leq 2{,}5$ ergibt sich zu

$$\sigma_{\mathrm{vis}}\left(e^+p \to e^+D^{*\pm}jjX\right) = 1{,}64 \pm 0{,}12\ (\mathrm{stat.}) \pm 0{,}24\ (\mathrm{syst.})\ \mathrm{nb}. \qquad (6.1)$$

Das HVQDIS-Programm sagt für diesen Wirkungsquerschnitt Werte zwischen 1,34 nb für eine Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}5\,\mathrm{GeV}$ und einen Fragmentationsparameter $\epsilon = 0{,}100$ und 1,61 nb für $m_c = 1{,}3\,\mathrm{GeV}$ und $\epsilon = 0{,}035$ vorher. Die Vorhersage von CASCADE liegt zwischen 1,83 nb und 2,01 nb. RAPGAP sagt für eine Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}4\,\mathrm{GeV}$ und einen Fragmentationsparameter $\epsilon = 0{,}078$ einen Wirkungsquerschnitt von 0,98 nb für direkte Prozesse und 1,14 nb für die Summe von direkten und aufgelösten Prozessen vorher. HERWIG liefert einen Wirkungsquerschnitt von 0,58 nb. Die Vorhersagen der Modelle sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Tabelle 6.1: Messwert und Vorhersagen der Modelle für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit einem $D^{*\pm}$-Meson assoziierten Zweijetereignissen in tief inelastischer Streuung.

	m_c	ϵ	σ_{vis} [nb]
Messwert			$1{,}64 \pm 0{,}12 \pm 0{,}24$
RAPGAP			
direkt	1,4	0,078	0,98
direkt + aufgelöst	1,4	0,078	1,14
CASCADE	1,5	0,100	1,83
	1,4	0,078	1,84
	1,3	0,035	2,01
HVQDIS	1,5	0,100	1,34
	1,4	0,078	1,47
	1,3	0,035	1,61
HERWIG	1,4	0,078	0,58

Einige der systematischen Fehler, mit denen die Messung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen und für die Produktion von Zweijetereignissen, die mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziiert sind, behaftet sind, spielen keine Rolle, wenn das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte betrachtet wird. Dazu zählen der systematische Fehler der Spurrekonstruktions-, und Triggereffizienz genauso wie der der Teilchenidentifikationseffizienz. In den Daten liegt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$R = \frac{\sigma_{\text{vis}}\,(e^+p \to e^+D^{*\pm}jjX)}{\sigma_{\text{vis}}\,(e^+p \to e^+D^{*\pm}X)} \tag{6.2}$$

bei $R = 0{,}230 \pm 0{,}014\,(\text{stat.}) \pm 0{,}011\,(\text{syst.})$.

In Tabelle 6.2 wird dieser Wert mit der Vorhersage unterschiedlicher Modelle verglichen.

Für HVQDIS liegt R je nach Masse des Charmquarks m_c und Fragmentationsparameter ϵ im Bereich zwischen 0,24 und 0,26, CASCADE sagt einen Wert zwischen 0,23 und 0,27 vorher. RAPGAP und HERWIG liegen bei der Simulation von direkten Prozessen mit $R = 0{,}16$ unter dem in den Daten gemessenen Verhältnis. Berücksichtigt man auch aufgelöste Prozesse, sagt RAPGAP einen Wert von $R = 0{,}14$ voraus.

Tabelle 6.2: Messwert und Vorhersagen der Modelle für das Verhältnis $R = \sigma_{\mathrm{vis}}\left(e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}jjX\right)/\sigma_{\mathrm{vis}}\left(e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X\right)$.

	m_c	ϵ	σ_{vis} [nb]
Messwert			0,230 ± 0,014 ± 0,011
RAPGAP			
direkt	1,4	0,078	0,16
direkt + aufgelöst	1,4	0,078	0,14
CASCADE	1,5	0,100	0,27
	1,4	0,078	0,26
	1,3	0,035	0,23
HVQDIS	1,5	0,100	0,26
	1,4	0,078	0,25
	1,3	0,035	0,24
HERWIG	1,4	0,078	0,16

Die Daten sind damit in guter Übereinstimmung mit HVQDIS und CASCADE, während die Monte-Carlo-Simulation in führender Ordnung durch RAPGAP oder HERWIG das Verhältnis R signifikant unterschätzt.

6.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Zusätzlich zum totalen Wirkungsquerschnitt werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Größen Q^2, x, $E_t^{\max} = E_{t,\mathrm{jet}\ 1}^{\mathrm{Breit}}$ sowie $\Delta\eta = |\eta_{\mathrm{jet}\ 1}^{\mathrm{Breit}} - \eta_{\mathrm{jet}\ 2}^{\mathrm{Breit}}|$ gemessen und mit den Vorhersagen der Modelle verglichen.

Die Anzahl der verwendeten Intervalle wird dabei kaum durch die Zahl der vorhandenen Ereignisse, sondern im Wesentlichen durch die Stabilität und den Reinheitsgrad der Intervalle bestimmt. Um die erforderlichen Kriterien zu erfüllen, wird die Zahl der Intervalle für die Jetobservablen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ auf drei beschränkt. Die Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Tabelle 6.3: Intervallgrenzen der differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich der Jetobservablen.

Observable	Intervallgrenzen
Q^2 [GeV^2]	2,0; 4,217; 10,0; 17,78; 31,62; 100,0
x	0,000028; 0,0002; 0,0005; 0,0013; 0,02
$E_t^{\max}$ [GeV]	4,0; 6,5; 10,0; 20,0
$\Delta\eta$	0,0; 0,5; 1,4; 4,0

Abbildung 6.6 zeigt die Stabilität und den Reinheitsgrad der Intervalle der differentiellen Verteilungen bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und

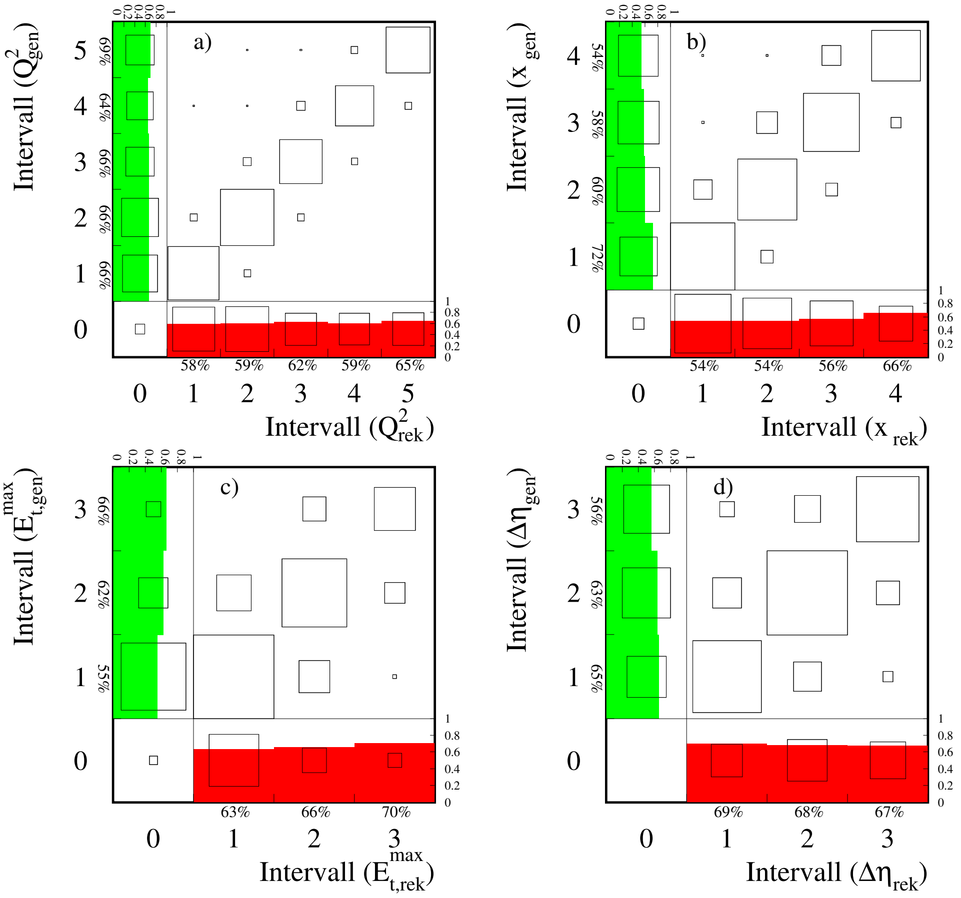

Abbildung 6.6: Migrationsmatrizen, Reinheitsgrad (parallel zur y-Achse) und Stabilität (parallel zur x-Achse) der Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen bezüglich der kinematischen Größen Q^2, x und der Jetgrößen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$.

der Jetgrößen im Breitsystem $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. Die Darstellung gleicht der für die differentiellen Verteilungen des $D^{*\pm}$-Mesons in Abschnitt 4.5. Im Gegensatz zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen, bei der die Rekonstruktionseffizienz im Wesentlichen von der relativ gut verstandenen Spurrekonstruktionseffizienz abhängt, kann bei der Rekonstruktion von Jets bei der Bestimmung der Stabilität und des Reinheitsgrads die Migration von Ereignissen aus dem Datensatz heraus und in den Datensatz hinein nicht vernachlässigt werden.

Der Reinheitsgrad und die Stabilität erreicht in allen Intervallen mindestens 50 Prozent. Der Hauptanteil an den Migrationen haben Ereignisse, die entweder auf der Hadronebene die Jetselektionskriterien erfüllen, nicht aber nach der Rekonstruktion auf der Detektorebene (in Spalte 0), oder die auf der Detektorebene in der Selektion enthalten sind, aber nicht auf der Hadronebene (in Zeile 0).

Die Größen Q^2 und x werden sehr gut rekonstruiert. Etwas niedriger sind Reinheitsgrad und Stabilität der Intervalle von $E_t^{\max}$. Im ersten Intervall bilden Migrationen in und aus dem Datensatz, in den anderen Intervallen Migrationen zwischen den Intervallen den größten Beitrag. Trotzdem dominieren die Diagonalelemente die Korrelationsmatrix, die von Generator- und Rekonstruktionsintervall aufgespannt wird. Die Stabilität und der Reinheitsgrad der Intervalle von $\Delta\eta$ werden dagegen wieder durchgängig von Migrationen in und aus dem Datensatz bestimmt, die Migrationen zwischen den Intervallen sind verglichen dazu klein.

Abbildung 6.7 zeigt in Abhängigkeit von den Jetobservablen die Rekonstruktionseffizienz, mit der auf der Hadronebene vorhandene Jets auf der Detektorebene rekonstruiert werden. Eingeschlossen ist dabei auch die Effizienz, mit der das gestreute Elektron und das $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert werden. Die Rekonstruktionseffizienzen, die aus Monte-Carlo-Simulationen direkter Prozesse mit RAPGAP und HERWIG bestimmt werden, stimmen trotz der unterschiedlichen Hadronisierungsmodelle gut überein. Für $D^{*\pm}$-Mesonen aus der Produktion von Beautyquarks ist die Effizienz hingegen durchgehend niedriger.

In Abbildung 6.8 werden die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Zweijetereignissen assoziiert mit einem $D^{*\pm}$-Meson mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-Modelle, in Abbildung 6.9 mit denen der Programme CASCADE und HVQDIS verglichen. Die Vorhersagen von HVQDIS wurden von der Partonebene auf die Hadronebene korrigiert (vergleiche Abschnitt 6.1). Die bei dieser Korrektur auftretende Unsicherheit wird quadratisch zu der Unsicherheit, die durch die Variation der Masse des Charmquarks m_c und des Fragmentationsparameter ϵ verursacht wird, addiert und in der Darstellung durch ein zusätzliches Band kenntlich gemacht. Da der Fehler durch die Korrektur oft im Vergleich zu den anderen Fehlern vernachlässigbar ist, ist dieses zweite Band nicht in allen Intervallen sichtbar.

Bemerkenswert ist, dass sich, das Verhältnis zwischen dem Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, der aus der Produktion von Beautyquarks stammt, zu dem Beitrag, der aus der Produktion von Charmquarks stammt, im Vergleich zur inklusiven $D^{*\pm}$-Produktion erhöht, sobald eine Jetselektion verlangt wird.

Die Vorhersagen von RAPGAP- und HERWIG, die den inklusiven Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen noch ausreichend gut beschreiben, zeigen signifikante Abweichungen von den Daten, sobald der

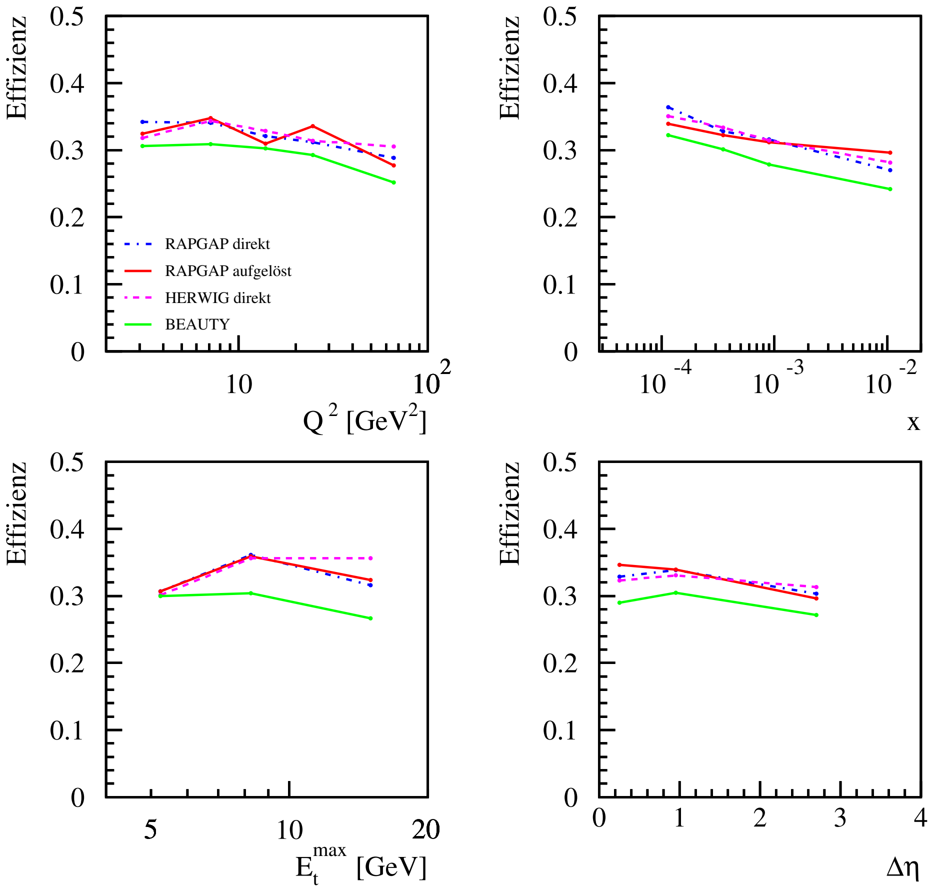

Abbildung 6.7: Rekonstruktionseffizienz von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen in Abhängigkeit von den kinematischen Größen Q^2, x und den Jetgrößen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$.

Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem $D^{*\pm}$-Meson betrachtet wird. Während für große Q^2 und x die Beschreibung gut ist, sind die Vorhersagen für kleine Q^2 und x generell zu niedrig. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Intervallen der Jetobservablen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ werden für kleine $E_t^{\max}$ und große $\Delta\eta$ gut beschrieben, während in den übrigen Intervallen die Daten teilweise weit über den Vorhersagen liegen.

Wie bei der Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen liegt auch bei der Produktion von Zweijetereignissen mit assoziiertem $D^{*\pm}$-Meson der von HVQDIS vorhergesagte Wirkungsquerschnitt unter dem von CASCADE vorhergesagten, insbesondere für hohe Q^2 und x. Das HVQDIS-Programm liefert eine gute Vorhersage der Daten, insbesondere für große Werte von Q^2 und für die Verteilungen in Intervallen x und $E_t^{\max}$. Allerdings werden die Daten für kleine

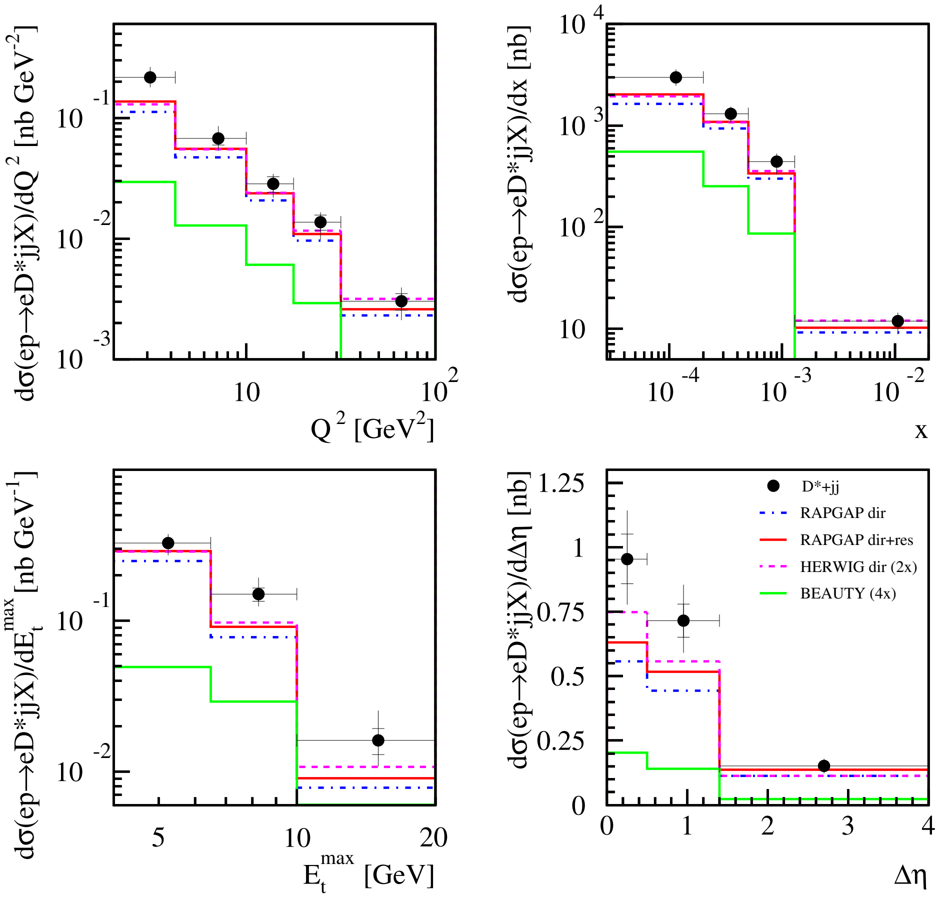

Abbildung 6.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen die kinematischen Größen Q^2, x und die Jetgrößen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$, verglichen mit verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen.

Q^2 eher unterschätzt. HVQDIS sagt eine andere Form der $\Delta\eta$-Verteilung als in den Daten voraus: Für kleine $\Delta\eta$ liegt die Vorhersage unter den Daten, für große Werte über den Daten. Besonders in den Intervallen von $E_t^{\max}$ erreicht die Größe der Fehler, mit denen die theoretische Vorhersage auf Grund der Unsicherheiten der Masse des Charmquarks, des Fragmentationsparameters und der Korrekturen von der Parton- auf die Hadronebene behaftet ist, die der systematischen Fehler der Messwerte. CASCADE beschreibt die Daten weniger gut. Die Vorhersage liegt vor allem für hohe Q^2 und x über den Messwerten. Die $E_t^{\max}$-Verteilung wird zufriedenstellend vorhergesagt, die $\Delta\eta$-Verteilung besitzt, genauso wie die des HVQDIS-Programms, eine andere Form als die der Daten. Vor allem für hohe $\Delta\eta$ liegen die Daten

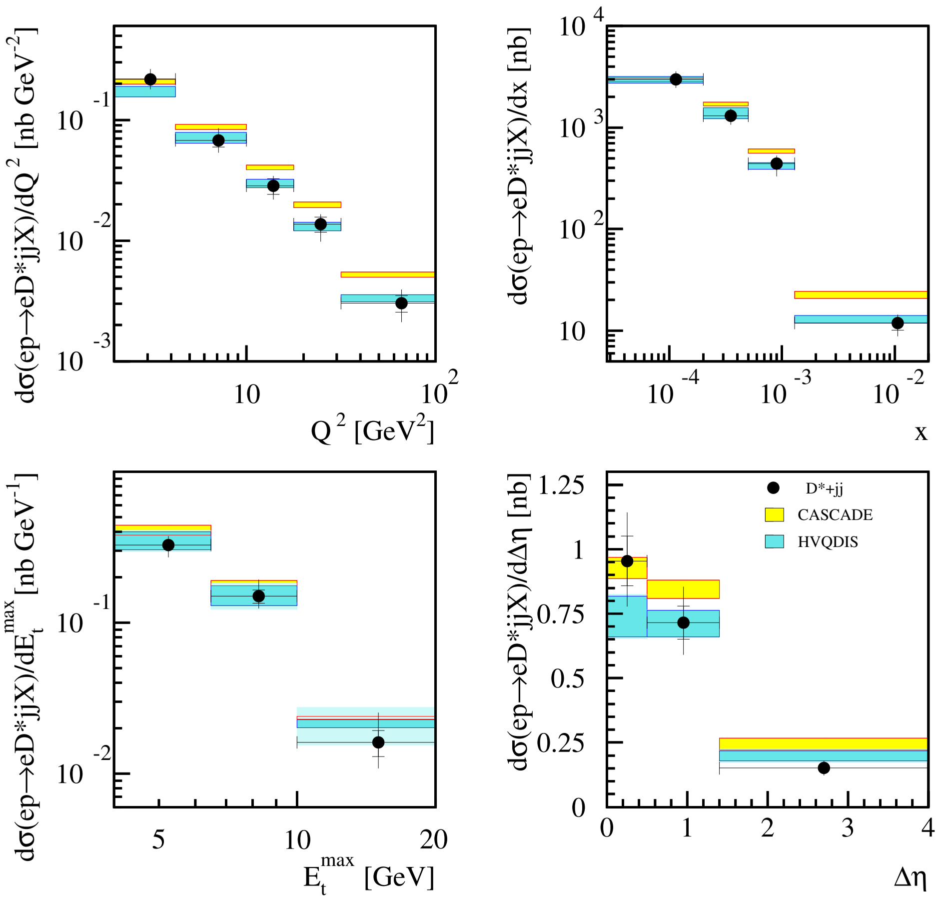

Abbildung 6.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen die kinematischen Größen Q^2, x und die Jetgrößen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Peterson-Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert. Die durch die Hadronisierungskorrekturen verursachte Unsicherheit ist durch ein weiteres Band angegeben.

niedriger als vorhergesagt.

Weiteren Aufschluss über die Anwendbarkeit der verschiedenen Modelle gibt die Messung doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitte. In dieser Analyse werden dazu die Jetobservablen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ in jeweils zwei Intervallen der kinematischen Variablen Q^2 und x betrachtet. Die Intervalle der Jetobservablen sind die, die auch bei der Messung der einzel-differentiellen Wirkungsquerschnitte benutzt werden. Die Intervalle der kinematischen

Variablen sind in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Tabelle 6.4: Intervallgrenzen der kinematischen Observablen für die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte.

Observable	Intervallgrenzen
Q^2 [GeV^2]	2,0; 10,0; 100,0
x	0,000028; 0,0005; 0,02

In Abbildung 6.10 sind der Reinheitsgrad und die Stabilität der Intervalle der doppelt-differentiellen

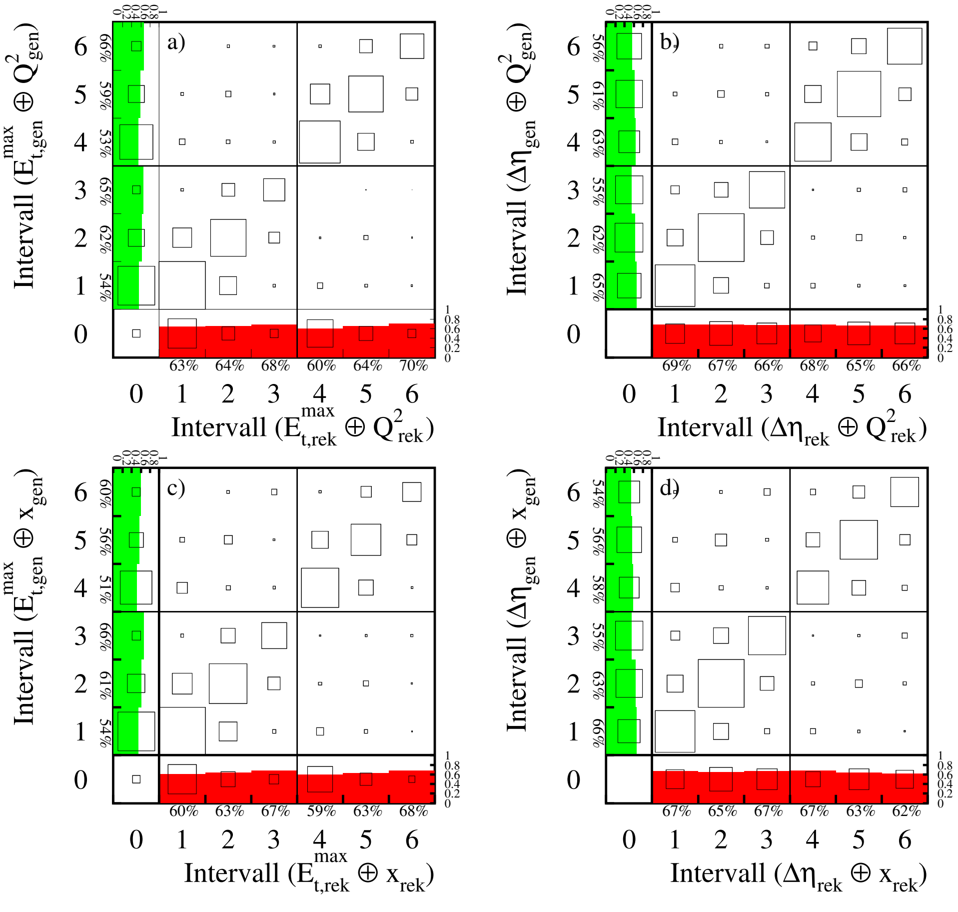

Abbildung 6.10: Reinheitsgrad und Stabilität für die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, in Intervallen der Observablenpaare ($E_t^{\max}$,Q^2), ($\Delta\eta$,Q^2),($E_t^{\max}$,x) und ($\Delta\eta$,x).

Verteilungen in $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ einerseits und x und Q^2 andererseits dargestellt. Die Darstellung ähnelt sehr stark der von Stabilität und Reinheitsgrad für einfach-differentielle Verteilungen (vergleiche Abschnitt 4.5). Allerdings werden auf den Achsen anstelle der Intervalle einer Observablen alle Kombinationen der drei Intervalle der ersten Observablen ($E_t^{\max}$ oder $\Delta\eta$) mit den beiden Intervallen der zweiten Observablen (Q^2 oder x) aufgetragen. Damit werden die Stabilität und der Reinheitsgrad bezogen auf ein zweidimensionales Intervall betrachtet. In allen Intervallen liegen die Stabilität und der Reinheitsgrad weit über dem erforderlichen Minimum von 40 Prozent.

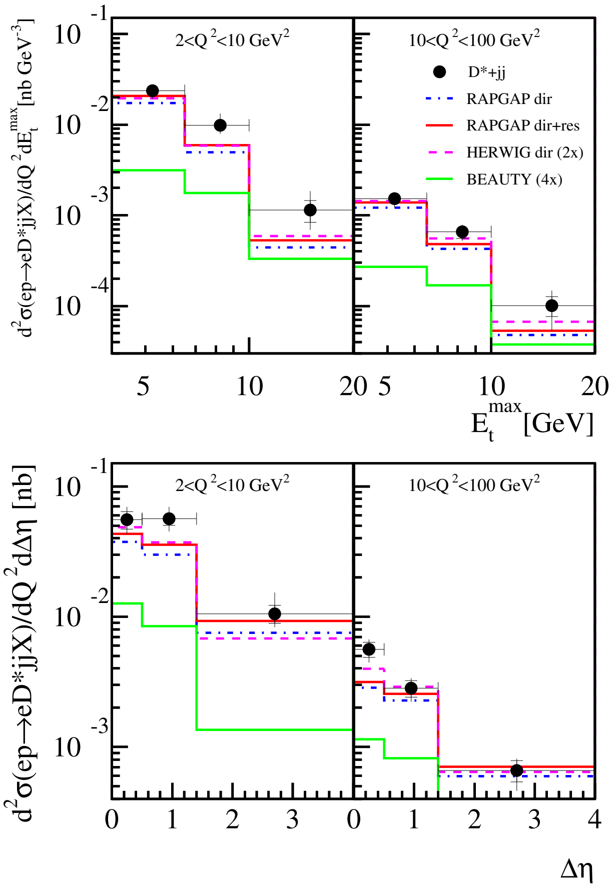

Abbildung 6.11: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ für niedrige und hohe Werte von Q^2, verglichen mit verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen.

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 werden die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in Intervallen der Jetobservablen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ für niedrige und hohe Virtualität Q^2 gezeigt, in den Abbildungen 6.13 und 6.14 für niedri-

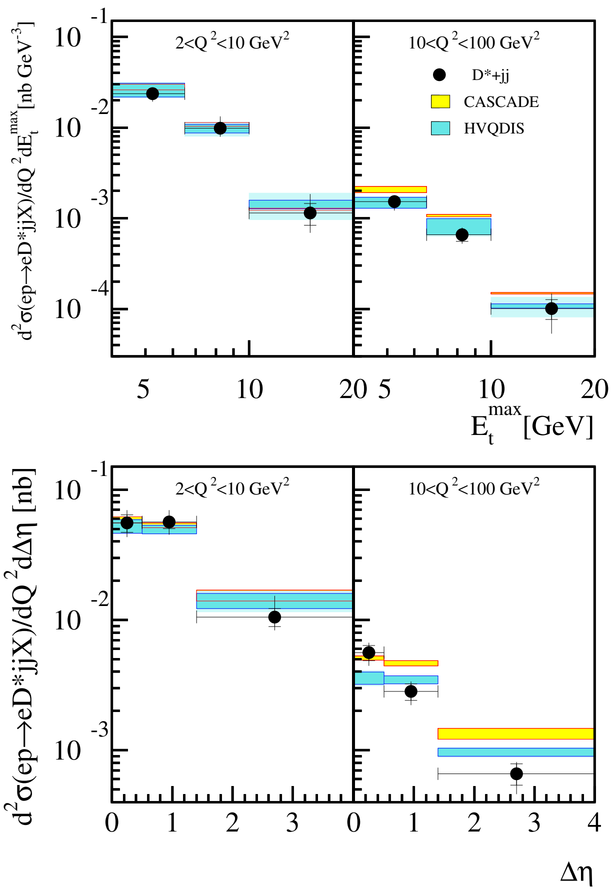

Abbildung 6.12: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ für niedrige und hohe Werte von Q^2. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert. Die durch die Hadronisierungskorrekturen verursachte Unsicherheit ist durch ein weiteres Band angegeben.

ge und hohe Werte von x. Wiederum werden die Daten den unterschiedlichen Monte-Carlo-Simulationen und theoretischen Rechnungen gegenübergestellt.

Der Vergleich mit den Simulationen von RAPGAP und HERWIG zeigt, dass deren Probleme bei der Beschreibung des $E_t^{\max}$-Spektrums auf kleine Q^2 konzentriert sind. Dort liegen die Vorhersagen weiter unter den Daten, als für hohe Q^2. Durch HVQDIS wird die $E_t^{\max}$-Verteilung für beide Intervalle bezüglich Q^2 und x gut beschrieben. CASCADE liegt für hohe Q^2 und x in

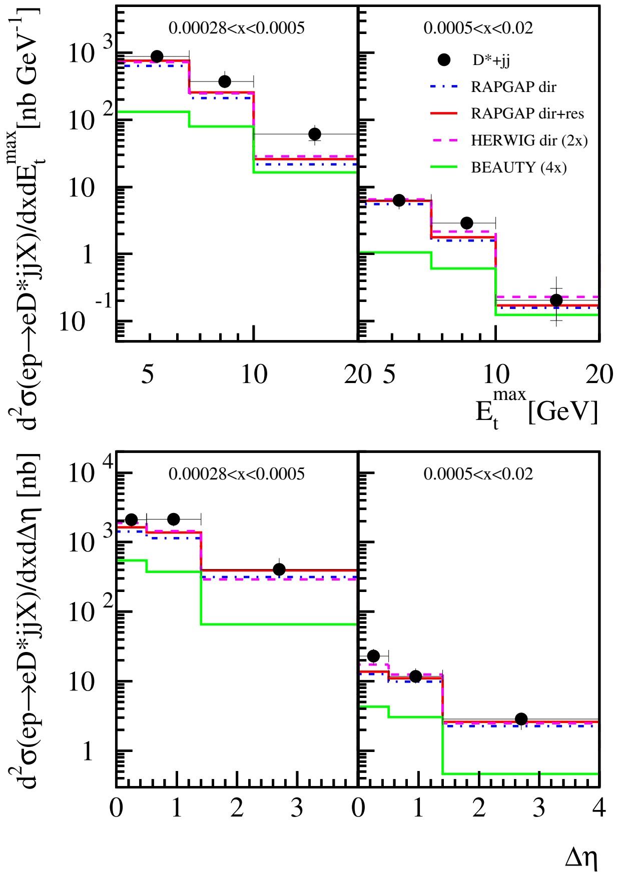

Abbildung 6.13: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ für niedrige und hohe Werte von x, verglichen mit verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen.

allen Intervallen von $E_t^{\max}$ über den Daten.

Die Vorhersagen von RAPGAP und HERWIG liegen für hohe Q^2 im ersten $\Delta\eta$-Intervall über den Daten, während die weiteren Intervalle beschrieben werden. Die in der einzel-differentiellen $\Delta\eta$-Verteilung beobachteten Abweichungen zwischen CASCADE und den Daten treten nur bei großem Q^2 und x auf. Für kleine Q^2 und x ist die Beschreibung gut. Der Unterschied zwischen der Form der $\Delta\eta$-Verteilung in den Daten und in der Vorhersage von HVQDIS scheint ebenfalls auf große Q^2 und x konzentriert zu sein.

Zusammenfassend ergibt sich damit folgendes Bild: HVQDIS beschreibt die in den Daten gemessenen differentiellen Verteilungen des Zweijetwirkungsquerschnitts gut. Eine Ausnahmen ist die $\Delta\eta$-Verteilung speziell bei

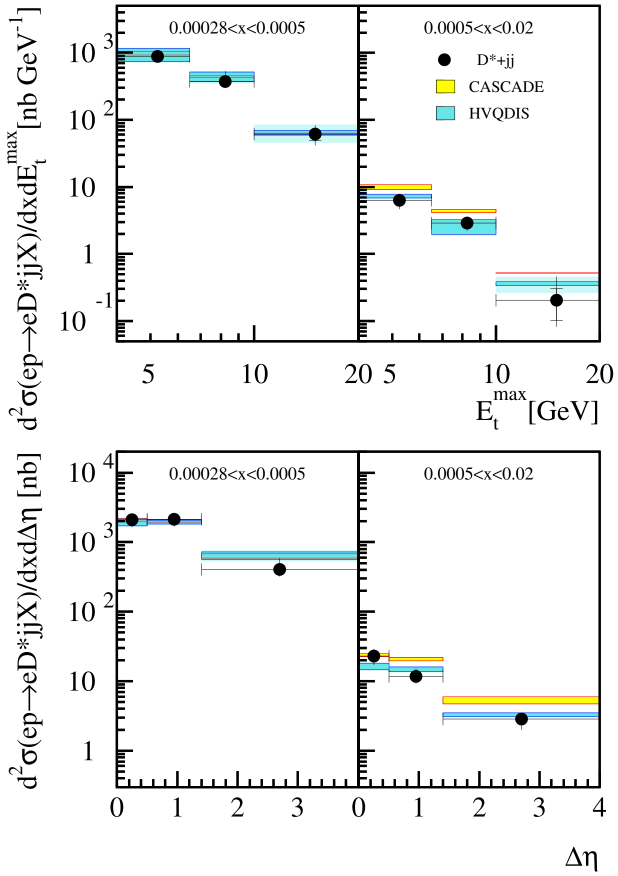

Abbildung 6.14: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen, aufgetragen gegen $E_t^{\max}$ und $\Delta\eta$ für niedrige und hohe Werte von x. Das helle Band gibt die Erwartung der CASCADE-Monte-Carlo-Simulation wieder, das dunkle die der HVQDIS NLO-Rechnung. Innerhalb der Bänder wird die Masse des Charmquarks von $m_c = 1{,}3$ bis $m_c = 1{,}5$, der Fragmentationsparameter von $\epsilon = 0{,}035$ bis $\epsilon = 0{,}100$ variiert. Die durch die Hadronisierungskorrekturen verursachte Unsicherheit ist durch ein weiteres Band angegeben.

großem Q^2 oder x. Für niedrige Q^2 und x ist die Vorhersage von CASCADE ebenfalls gut, während sie für hohe Q^2 und x generell über den Daten liegt. Es lässt sich nicht feststellen, dass dieser Effekt auf einen bestimmten Bereich von $E_t^{\max}$ oder $\Delta\eta$ beschränkt ist. CASCADE kann die Form der $\Delta\eta$-Verteilung bei großen Q^2 und x genauso wenig beschreiben wie HVQDIS: Die Daten liegen wesentlich konzentrierter bei kleinem $\Delta\eta$, als dies für die Vorhersagen der Rechnungen der Fall ist. Die Form der $E_t^{\max}$-Verteilung wird sowohl von HVQDIS als auch von CASCADE beschrieben.

Obwohl CASCADE im Vergleich mit HVQDIS für die Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte des $D^{*\pm}$-Mesons favorisiert wurde, zeigt sich somit, dass HVQDIS die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Jets mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Mesons in vielen Bereichen des Phasenraums besser beschreibt.

Kapitel 7

Produktionsmechanismen von Charm

In den bisherigen Kapiteln wurde der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen und der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen, die mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziiert sind, bestimmt. Die Korrelation zwischen dem nachgewiesenen $D^{*\pm}$-Meson und den Jets wurde bis jetzt nicht betrachtet. Es wurde allerdings die Information verwendet, dass drei Objekte des hadronischen Endzustandes – die Tochterteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons – einen gemeinsamen Ursprung besitzen und diese drei Objekte aus Sicht des Jetalgorithmus durch ein einziges Objekt – das $D^{*\pm}$-Meson – ersetzt. In diesem Kapitel wird nun die Korrelation zwischen den Jets auf Detektorebene und den Charmquarks auf Partonebene diskutiert. Darauf aufbauend werden die Produktionsmechanismen von Charmquarks bei HERA untersucht. Die für derartige Studien wichtigen Observablen werden vorgestellt und die gemessenen differentielle Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Modellen verglichen.

7.1 Produktionsmechanismen von Charm

Wie in Abschnitt 1.3 ausgeführt, wird die Produktion von Charmquarks bei HERA durch die Boson-Gluon-Fusion dominiert. In führender Ordnung (LO) ist die Kinematik dieses Prozesses durch zwei Observablen x_γ und x_g festgelegt. Dabei ist x_γ der Bruchteil des Photonimpulses, der im harten Subprozess wechselwirkt, x_g der Bruchteil des Protonimpulses, den das wechselwirkende Gluon trägt. Beide Observablen können aus den Partonen im Endzustand rekonstruiert werden.

Energie- und Impulserhaltung ergeben

$$x_\gamma^{\mathrm{LO}} = \frac{\sum_i E^*_{t,i} e^{-\eta^*_i}}{2E^*_\gamma} \tag{7.1}$$

$$x_g^{\mathrm{LO}} = \frac{\sum_i E^*_{t,i} e^{\eta^*_i}}{2E^*_p}. \tag{7.2}$$

Dabei laufen die Summen über alle Partonen des hadronischen Endzustandes, $E^*_{t,i}$ und η^*_i sind die transversale Energie und die Pseudorapidität des Partons i im γp-Schwerpunktsystem. Für Ereignisse mit niedrigem Q^2 kann y durch E_γ/E_e genähert werden, so dass Gleichung 7.1 auch als

$$x_\gamma^{\mathrm{LO}} = \frac{\sum_i E^*_{t,i} e^{-\eta^*_i}}{2yE^*_e} \tag{7.3}$$

geschrieben werden kann.

Für direkte Prozesse gilt auf Partonebene stets $x_\gamma^{\mathrm{LO}} = 1$, für aufgelöste Prozesse liegt x_γ^{LO} zwischen 0 und 1. Typische Werte für x_g^{LO} liegen in dieser Analyse zwischen 10^{-3} und 10^{-1}.

7.2 Approximation der Quarks durch Jets

Bei einer geeigneten Wahl des Jetalgorithmus (vergleiche Abschnitt 5.3) werden die auf der Ebene des harten Subprozesses erzeugten Partonen durch die auf der Detektorebene aus den rekonstruierten Objekten des hadronischen Endzustandes gebildeten Jets approximiert. Die Güte der Korrelation hängt dabei vom angewendeten Jetalgorithmus ab. Der in dieser Analyse benutzte Jetalgorithmus wurde so gewählt, dass der Transversalimpuls und die Bewegungsrichtung der beiden Charmquarks, die bei der Boson-Gluon-Fusion entstehen, möglichst gut durch die Jets beschrieben werden. Die Korrelationen zwischen den Quarks und den Jets werden im Folgenden mithilfe von Monte-Carlo-Studien untersucht. Dabei werden mit RAPGAP simulierte direkte Prozesse betrachtet.

Der Jetalgorithmus wird in dieser Analyse generell auf Ereignisse angewendet, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert werden kann. Das Charmquark, aus dem dieses $D^{*\pm}$-Meson durch Hadronisierung hervorgeht, wird bereits durch das $D^{*\pm}$-Meson alleine relativ gut approximiert. Dieses Charmquark wird im Weiteren als erstes Charmquark c_1 bezeichnet, das andere als zweites Charmquark c_2.

Die Korrelationen zwischen dem Transversalimpuls p_t des $D^{*\pm}$-Mesons und dem von c_1 sowie zwischen den entsprechenden Pseudorapiditäten η

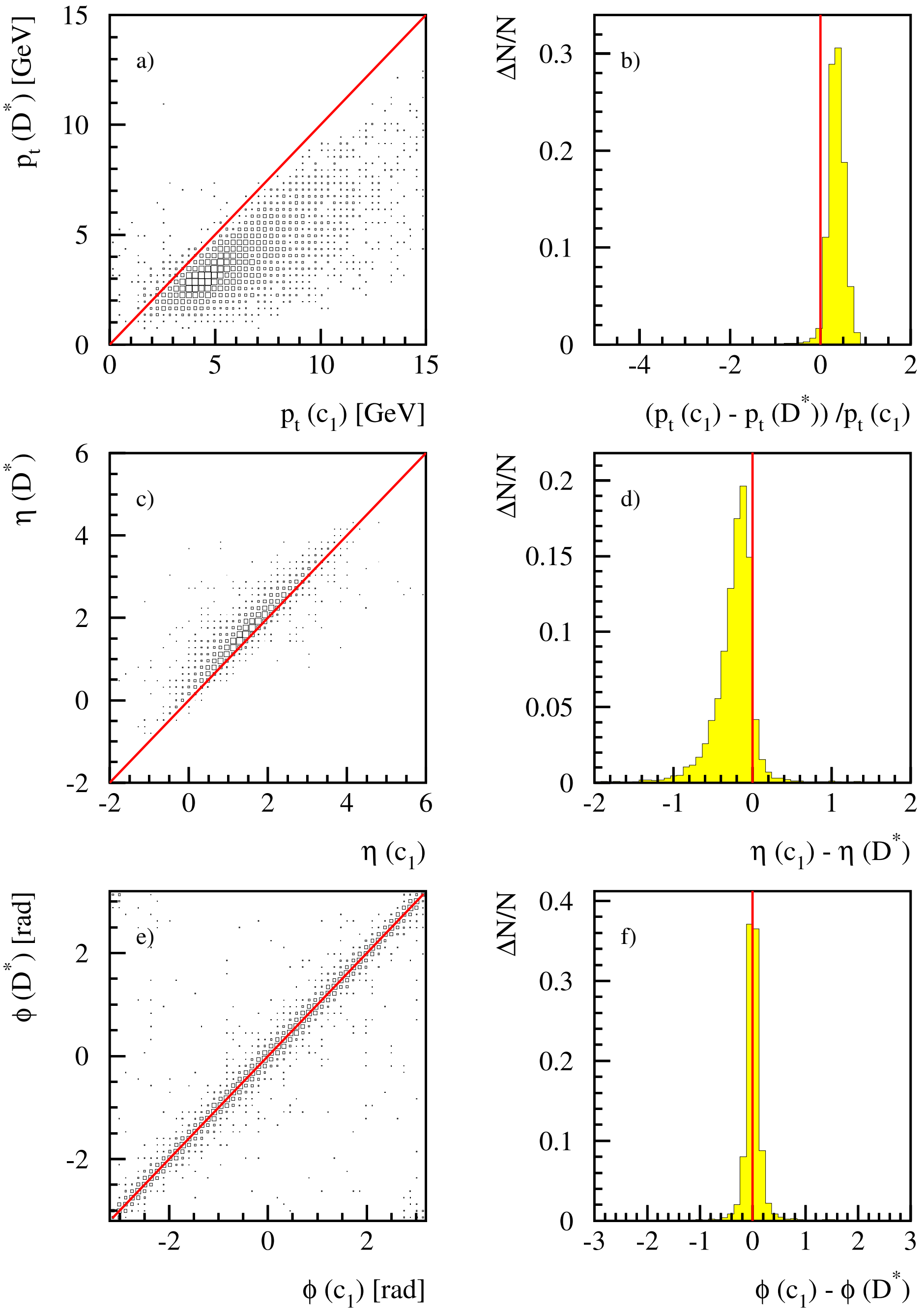

Abbildung 7.1: Korrelationen zwischen p_t, η und ϕ des rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesons und des Charmquarks c_1, aus dessen Hadronisierung das $D^{*\pm}$-Meson stammt, im Breitsystem. Es werden mit RAPGAP simulierte direkte Prozesse betrachtet.

und Azimutalwinkeln ϕ im Breitsystem werden in Abbildung 7.1 gezeigt. Für die Darstellung werden nur Ereignisse verwendet, die die Kriterien der Jetselektion erfüllen. Damit ist ein direkter Vergleich mit den weiter unten gezeigten Korrelationen zwischen Quarks und Jets möglich.

Der Transversalimpuls des $D^{*\pm}$-Mesons ist im Vergleich zum Transversalimpuls des Charmquarks c_1 um etwa ein Drittel geringer, da während der Hadronisierung Energie auch auf andere Teilchen übertragen wird. Weiterhin lässt sich eine Verschiebung der Pseudorapidität η_{D^*} des $D^{*\pm}$-Mesons gegenüber der Pseudorapidität des Charmquarks η_{c_1} um etwa 0,3 Einheiten in Vorwärtsrichtung feststellen. Dies ist durch den Einfluss des Protonrestes während der Hadronisierung zu erklären. Erwartungsgemäß ist die Rekonstruktion des Azimutalwinkels besser und schon aus Symmetriegründen nicht verschoben.

Insbesondere bei Transversalimpuls und Pseudorapidität wird die Korrelation verbessert, indem anstelle des einzelnen $D^{*\pm}$-Mesons ein Jet verwendet wird, der das $D^{*\pm}$-Meson enthält. Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass dem Jetalgorithmus das rekonstruierte $D^{*\pm}$-Meson anstelle seiner Zerfallsprodukte als einzelnes Teilchen präsentiert wird. Dadurch kann der Jet, der vom Jetalgorithmus dieses einzelne Teilchen zugewiesen bekommt, eindeutig dem $D^{*\pm}$-Meson zugeordnet werden. Andernfalls wäre es möglich, dass die drei Zerfallsprodukte des $D^{*\pm}$-Mesons unterschiedlichen Jets zugeordnet werden. Für eine eindeutige Zuordnung des $D^{*\pm}$-Mesons zu einem Jet müsste man dann beispielsweise auf eine Abstandsmessung zwischen den Jets und dem $D^{*\pm}$-Meson in der (η, ϕ)-Ebene heranziehen. Im Folgenden wird der Jet, der das $D^{*\pm}$-Meson als Komponente enthält, als D^*-Jet bezeichnet und dazu benutzt, das Charmquark c_1 zu approximieren. In Abbildung 7.2 wird die Position des D^*-Jets in der absteigend nach der Transversalenergie geordneten Liste der Jets gezeigt. In etwa 66 Prozent der Ereignisse ist der D^*-Jet der führende Jet, in weiteren 28 Prozent der nächstführende Jet.

In Abbildung 7.3 sind die Korrelationen von Transversalimpuls, Pseudorapidität und Azimutalwinkel des D^*-Jets und des Charmquark c_1 dargestellt: Das Charmquark c_1 wird wesentlich besser durch den D^*-Jet beschrieben, als durch das $D^{*\pm}$-Meson alleine. Eine Abweichung des Transversalimpulses des D^*-Jets hin zu niedrigeren Werten lässt sich nicht mehr feststellen. Die mittlere Abweichung der Pseudorapidität des D^*-Jets von der des Charmquarks in Vorwärtsrichtung ist geringer, die Auflösung wesentlich höher. Die Auflösung im Azimutalwinkel ist etwas schlechter, aber immer noch hervorragend.

Im Allgemeinen steht in einem Ereignis kein zweites rekonstruiertes $D^{*\pm}$-Meson zur Verfügung, mithilfe dessen der vom Charmquark c_2 initiierte Jet eindeutig identifiziert werden kann. Allerdings sind bereits durch die Ver-

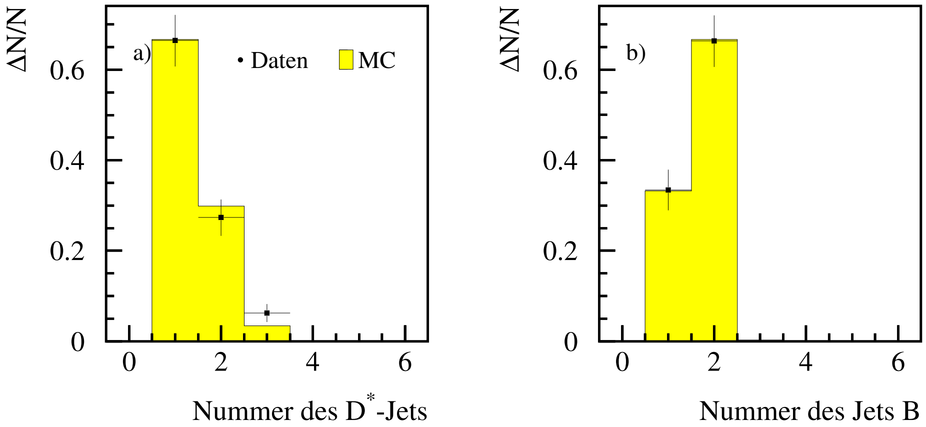

Abbildung 7.2: Position des D^*-Jets (links) und des Jets B (rechts) in der absteigend nach Transversalenergien geordneten Liste von Jets. Es werden Daten und die Monte-Carlo-Simulation verglichen. Der Untergrund der Daten wurde statistisch subtrahiert.

wendung eines einfachen Ansatzes überraschend aussagekräftige Ergebnisse möglich: Derjenige Jet wird dem zweiten Charmquark c_2 zugeordnet, der innerhalb des für Jets im Laborsystem erlaubten Pseudorapiditätsbereichs $-1 \geq \eta^{\mathrm{lab}} \geq 2{,}5$ liegt und den höchsten Transversalimpuls E_t^{Breit} im Breitsystem aufweist. Der D^*-Jet scheidet dabei natürlich aus. Dieser dem zweiten Charmquark c_2 zugeordnete Jet wird im Folgenden als Jet B bezeichnet. Seine Position in der Liste der absteigend nach Transversalenergien geordneten Jets wird ebenfalls in Abbildung 7.2 gezeigt. In etwa 33 Prozent der Fälle ist der Jet B der führende Jet, sonst der nächstführende.

Abbildung 7.4 zeigt die Korrelationen zwischen dem Transversalimpuls, der Pseudorapidität und dem Azimutalwinkel von Charmquark c_2 und Jet B. Selbstverständlich ist die Übereinstimmung hier wesentlich geringer als für das Charmquark c_1 und den D^*-Jet. Dafür verantwortlich sind im Wesentlichen zwei Effekte: Zum einen ist nicht sichergestellt, dass der Jet B wirklich der Jet ist, der von c_2 initiiert wurde. Der von c_2 herrührende Jet kann sogar außerhalb des durch die Schnitte auf den Transversalimpuls und die Pseudorapidität definierten sichtbaren Bereichs der Jets liegen. Zum anderen kann auch der Fall eintreten, dass nicht alle Objekte des hadronischen Endzustandes, die c_2 zuzuordnen wären, in einem Jet zusammengefasst sind.

Der erste Effekt zeigt sich vor allem im – im Vergleich zu den bisher vorgestellten Korrelationen – hohen Untergrund. Der Begriff Untergrund bezeichnet hier diejenigen Ereignisse, in denen kein Zusammenhang zwischen den Eigenschaften von Jet B und c_2 erkennbar ist. Dies ist in der Darstellung

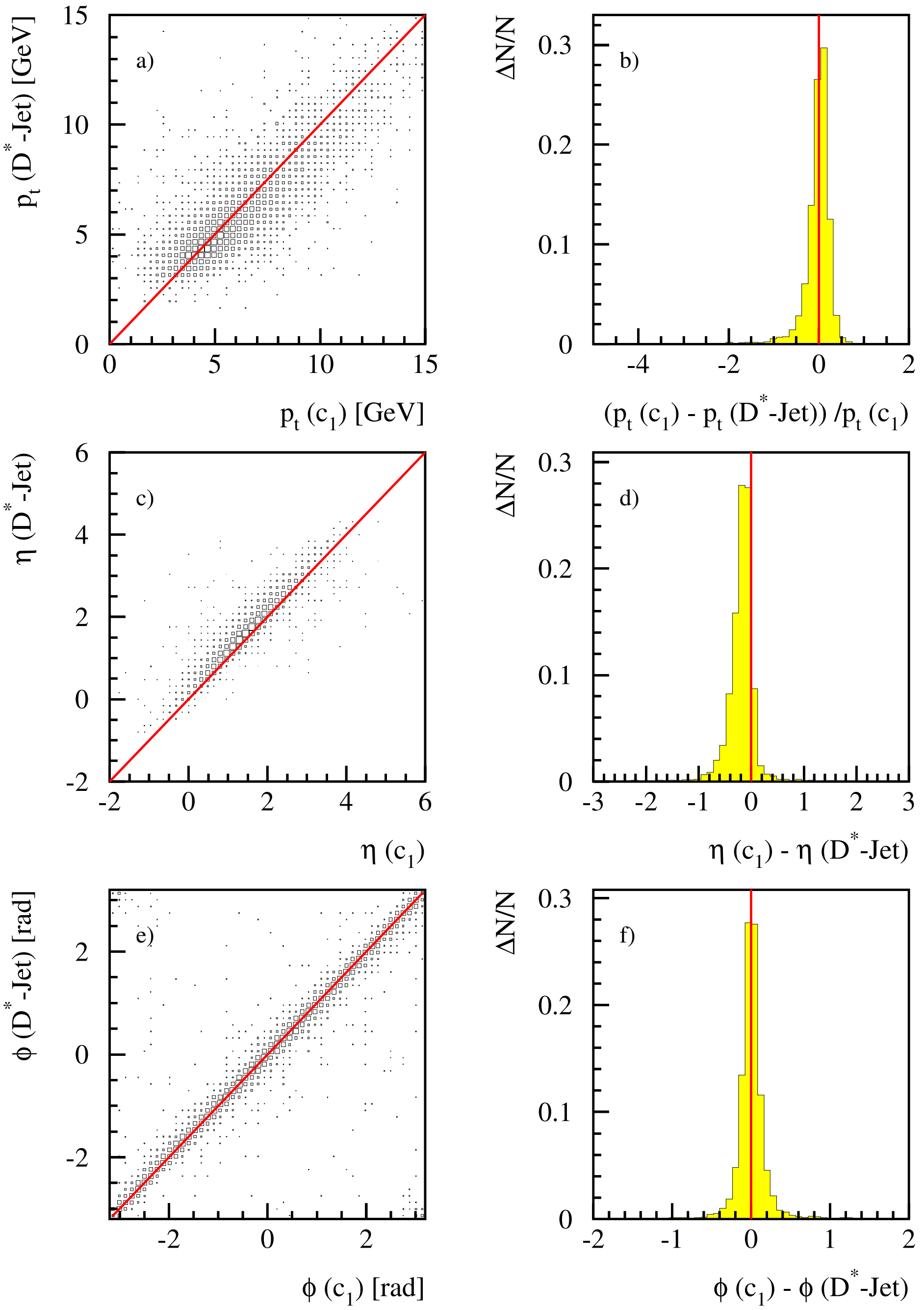

Abbildung 7.3: Korrelationen zwischen dem Jet mit dem rekonstruierten $D^{*\pm}$-Meson und dem Charmquark c_1, aus dessen Hadronisierung das $D^{*\pm}$-Meson stammt. Es werden mit RAPGAP simulierte direkte Prozesse betrachtet.

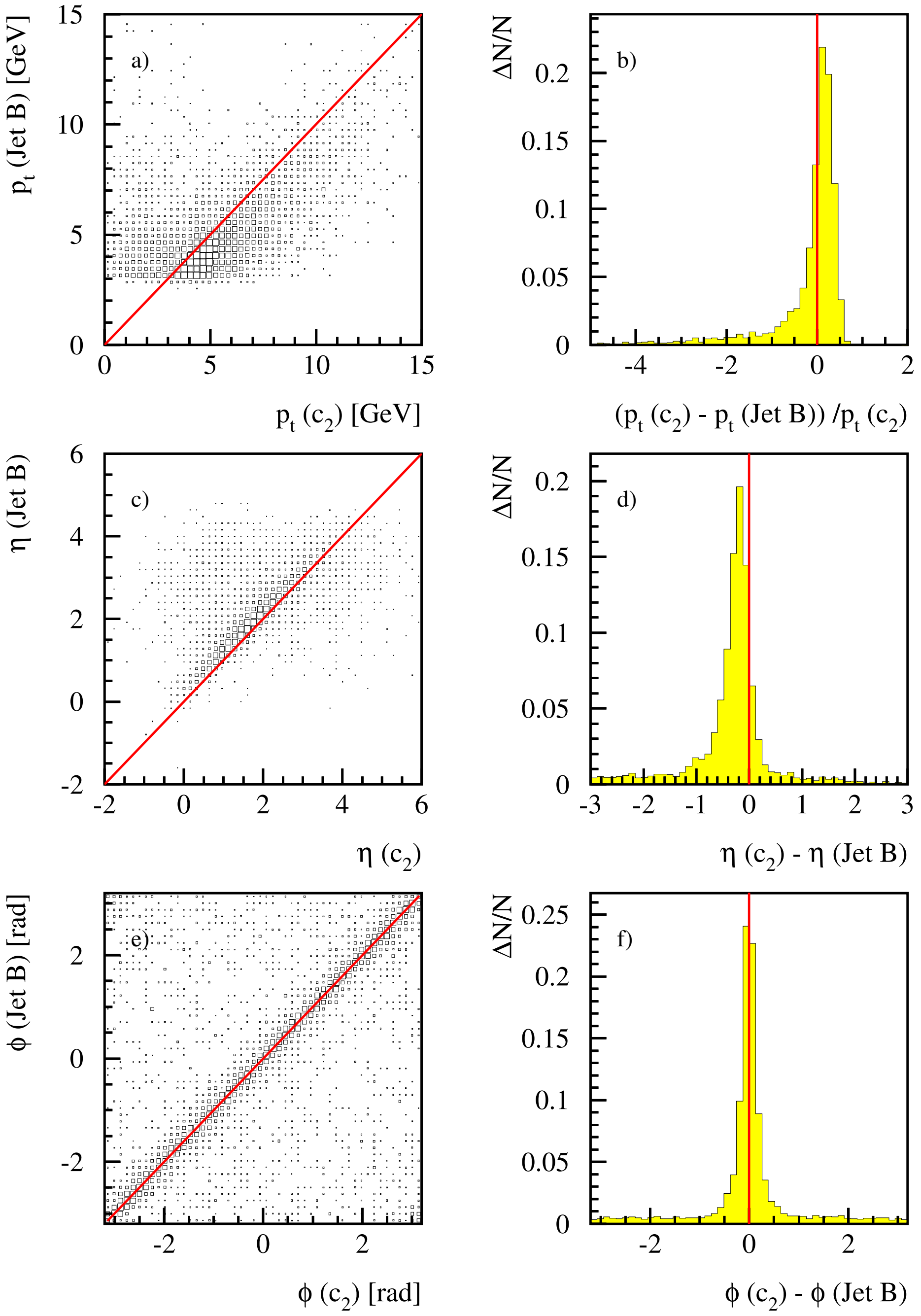

Abbildung 7.4: Korrelationen zwischen dem Jet B und dem Charmquark c_2, aus dessen Hadronisierung das rekonstruierte $D^{*\pm}$-Meson nicht stammt. Es werden mit RAPGAP simulierte direkte Prozesse betrachtet.

der Korrelationen von Azimutalwinkel und Pseudorapidität besonders deutlich wahrnehmbar. Derartiger Untergrund wird beispielsweise dann erzeugt, wenn die Transversalenergie des Charmquarks c_2 unter der für den Jet erforderlichen Schwelle von 3 GeV liegt, im Ereignis aber dennoch ein Jet B mit ausreichend hoher Transversalenergie gefunden wird. In diesen Fällen weicht die Transversalenergie des Jet B stark nach oben von der Transversalenergie des Charmquarks c_2 ab.

Beim überwiegenden Anteil der Ereignisse lässt sich allerdings eine deutliche Korrelation zwischen dem Jet B und c_2 erkennen. In diesem Fall ist der Transversalimpuls des Jets B eher etwas geringer als der des Charmquarks c_2. Dies lässt sich durch im Detektor nicht nachweisbare Hadronisierungsprodukte erklären. Dazu zählen etwa Kalorimetercluster, die als Rauschen verworfen werden, Spuren mit einem Transversalimpuls von unter 100 MeV oder Neutrinos. Da beim D^*-Jet ein großer Anteil der Energie vom $D^{*\pm}$-Meson getragen wird und damit unabhängig von derartigen Effekten ist, sind die Auswirkungen auf die Korrelation zwischen $D^{*\pm}$-Jet und Charmquark c_1 geringer.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass es möglich ist, mit ausreichender Präzision von den auf Detektorebene gemessenen Jets auf die Charmquarks der Partonebene zurückzuschliessen. Dies ist eine gute Voraussetzung dafür, im Folgenden mithilfe der Jets die Observablen x_g und x_γ zu messen.

Die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierte Zweijetereignisse in Intervallen von x_g^{obs} und x_γ^{obs} verläuft analog zur Bestimmung der anderen differentiellen Wirkungsquerschnitte. Stabilität und Reinheitsgrad der Intervalle müssen ausreichend hoch sein. In den folgenden Abschnitten wird dies zunächst für jede der Observablen gezeigt, bevor die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts vorgestellt und diskutiert wird. Zum experimentellen und theoretischen systematischen Fehler leisten dieselben Quellen einen Beitrag, die dies auch für den Jetproduktionswirkungsquerschnitt tun. Die Korrektur der Vorhersagen von HVQDIS von der Parton- auf die Hadronebene wird ebenfalls analog zu Abschnitt 6.1 ausgeführt.

7.3 Messung von x_γ^{obs}

Für diejenigen Ereignisse, in denen auf Detektorebene zwei Jets beobachtet werden, besteht die Möglichkeit, x_γ zu schätzen, indem die Summe über die Partonen in Gleichung 7.3 durch die Summe über die Jets ersetzt wird. Für Prozesse höherer Ordnungen oder für Ereignisse, in denen der Photonrest über ausreichend Transversalenergie verfügt, können mehr als zwei Jets im Endzustand erscheinen. Um dem Rechnung zu tragen, wird experimentell folgende Definition verwendet:

$$x_\gamma^{\text{obs}} = \frac{E^*_{t,\text{jet }1} e^{-\eta^*_{\text{jet }1}} + E^*_{t,\text{jet }2} e^{-\eta^*_{\text{jet }2}}}{2yE_e^*} \tag{7.4}$$

Die Summe über alle Partonen des hadronischen Endzustandes wird also durch die Summe über die beiden führenden Jets ersetzt. Demzufolge ist x_γ^{obs} der Impulsbruchteil des Photons, der an der Erzeugung der beiden führenden Jets mitwirkt. Diese Definition ist sowohl auf experimenteller Ebene als auch auf der Ebene der theoretischen Berechnungen gültig und konsistent, unabhängig von der Anzahl der tatsächlich auftretenden Jets.

In dieser Analyse wird über diesen einfachen Ansatz hinausgegangen, indem statt der beiden führenden Jets diejenigen Jets verwendet werden, die die Charmquarks, die im harten Subprozess entstanden sind, möglichst gut approximieren. Dies sind der D^*-Jet und der Jet B, deren Definition im letzten Abschnitt beschrieben wurde (vergleiche Seite 158). Auch die aus diesem abgeänderten Ansatz bestimmten Observablen werden in dieser Analyse mit dem Index „obs" gekennzeichnet.

Eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung von x_γ^{obs} erhält man aus Gleichung 7.4 durch Umformen zu

$$x_\gamma^{\text{obs}} = \frac{E^*_{t,\text{jet }1} e^{-\eta^*_{\text{jet }1}} + E^*_{t,\text{jet }2} e^{-\eta^*_{\text{jet }2}}}{2yE_e^*} = \frac{(E-p_z)^*_{\text{jet }1} + (E-p_z)^*_{\text{jet }2}}{(E-p_z)^*_{\text{had}}}. \tag{7.5}$$

Dabei werden die $(E - p_z)^*$-Werte[1] der beiden führenden Jets – beziehungsweise in dieser Analyse die des D^*-Jets und des Jets B – sowie des gesamten hadronischen Endzustandes benutzt. Ein Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass die Messfehler des Zählers und des Nenners im zweiten Teil von Gleichung 7.5 korreliert sind, wodurch sich der Fehler des Quotienten verringert. Zudem kann x_γ^{obs} nicht, wie bei Gleichung 7.4, unphysikalische Werte größer als 1 annehmen, da die Summe über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes im Nenner stets auch die Teilchen, aus denen die beiden Jets bestehen und die somit in die Summe im Zähler eingehen, einschließt.

Für beide Methoden werden die Korrelationen zwischen x_γ^{obs} auf der Hadron- und auf der Detektorebene in Abbildung 7.5 gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Korrelation zwischen Detektor- und Hadronebene bei dem Verfahren, das die $(E - p_z)$-Werte der beiden Jets benutzt, höher ist. Auch die Hadronisierungskorrekturen sind kleiner. Deshalb wird dieses Verfahren hier zur Rekonstruktion der Observable x_γ^{obs} benutzt.

[1] Der Stern gibt wiederum an, dass die Größe im γp-Schwerpunktsystem gemessen wird.

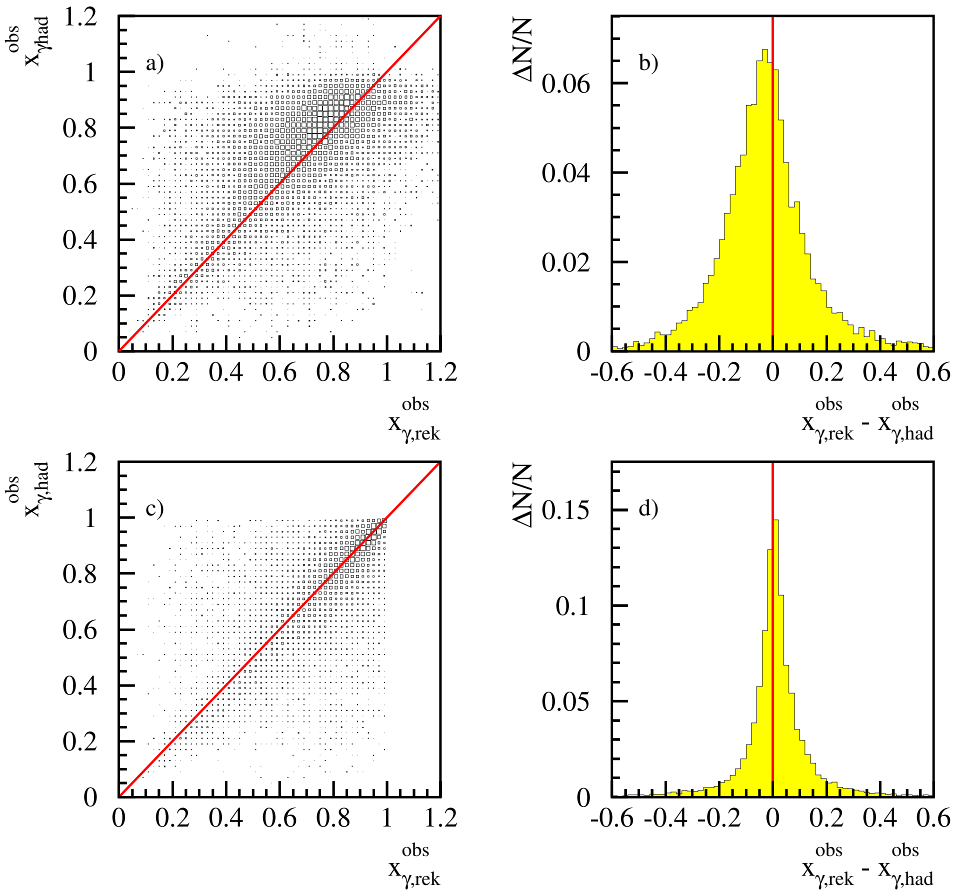

Abbildung 7.5: Korrelation zwischen $x_\gamma^{\rm obs}$ auf der Hadron- und Detektorebene für die auf den Transversalimpulsen E_t und den Pseudorapiditäten η der Jets basierende Rekonstruktionsmethode gemäß Gleichung 7.4 (oben) und für die auf den $(E-p_z)$-Werten der Jets basierenden Methode gemäß Gleichung 7.5 (unten). Die Monte-Carlo-Simulation mit RAPGAP berücksichtigt direkte und aufgelöste Prozessen für die Produktion von Charmquarks und direkten Prozessen für die Produktion von Beautyquarks.

Als Intervallgrenzen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen mit assoziiertem $D^{*\pm}$-Meson bezüglich $x_\gamma^{\rm obs}$ wurden die Werte (0,20; 0,55; 0,80; 1,00) gewählt. Abbildung 7.6 zeigt den Reinheitsgrad und die Stabilität der Intervalle, die Rekonstruktionseffizienzen, die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Vorhersagen der Modelle. Stabilität und Reinheitsgrad liegen in allen Intervallen über 40 Prozent.

Erwartungsgemäß führen direkte Prozesse im Wesentlichen zu hohem $x_\gamma^{\rm obs}$

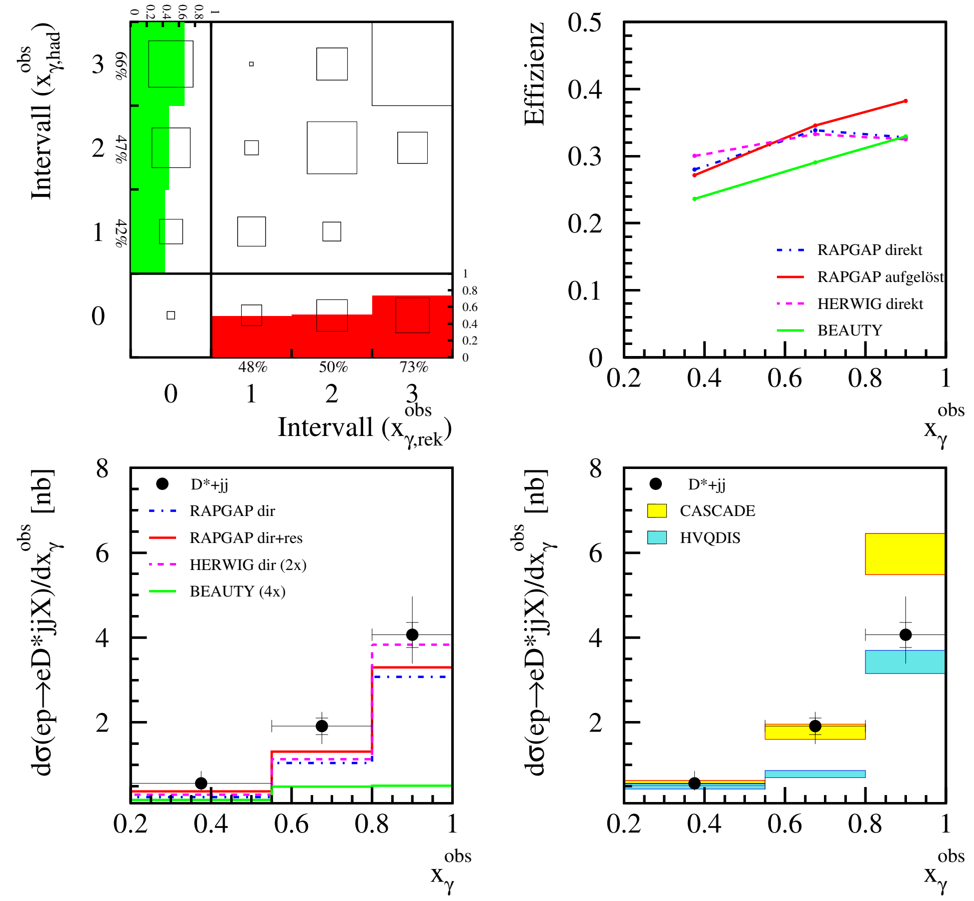

Abbildung 7.6: Reinheitsgrad und Stabilität der x_{γ}^{obs}-Intervalle (links oben), Rekonstruktionseffizienzen (rechts oben), differentieller Wirkungsquerschnitt in Intervallen von x_{γ}^{obs}, verglichen mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Modellen (links unten) und theoretischen Rechnungen (rechts unten). Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

nahe bei 1, während aufgelöste Prozesse Beiträge zu allen Intervallen leisten. Der Anteil der aufgelösten Prozesse an der gesamten, aus aufgelösten und direkten Prozessen bestehenden Vorhersage von RAPGAP für den Zweijetwirkungsquerschnitt ist mit etwa 10 Prozent relativ gering.

Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen von RAPGAP für direkte und aufgelöste Prozesse zeigt, dass eine Summe dieser beiden Beiträge die Form der gemessenen Verteilung nicht vollständig beschreiben kann. Eine Anpassung an x_{γ}^{obs} mit dem Anteil der aufgelösten Prozesse am gesamten Wirkungsquerschnitt als Parameter ergibt einen Wert etwa 20 Prozent.

Für direkte Prozesse sagt HERWIG einen größeren Anteil von Ereignissen mit großem x_γ^{obs} vorher, als RAPGAP dies tut. Ereignisse, die aus der Produktion von Beautyquarks stammen, leisten für kleine x_γ^{obs} einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, während sie für große x_γ^{obs} eine weniger wichtige Rolle spielen.

HVQDIS beschreibt den Wirkungsquerschnitt gut im niedrigsten und höchsten x_γ^{obs}-Intervall und unterschätzt die Daten für mittleres x_γ^{obs}, wohingegen CASCADE in den ersten beiden Intervalle hervorragend mit den Daten übereinstimmt, aber im letzten Intervall einen zu hohen Wirkungsquerschnitt vorhersagt.

Dieses Verhalten ändert sich nicht wesentlich, wenn man in Abbildung 7.7 die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für niedrige und hohe Werte von Q^2 und, in Abbildung 7.8, für hohe und niedrige Werte von x betrachtet. Die Unterschiede zwischen CASCADE und HVQDIS im mittleren und hohen x_γ^{obs}-Intervall bleiben bestehen, im Bereich hoher Q^2 beziehungsweise x sind sie aber stärker ausgeprägt als für niedrige Q^2 und x.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass aufgelöste Prozesse bei der Produktion von Charmquarks in tief inelastischer Streuung eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. Der Anteil aufgelöster Prozess wird durch RAPGAP zufriedenstellend beschrieben, während er von HVQDIS stark und von CASCADE leicht unterschätzt wird.

7.4 Messung von x_g^{obs}

Ebenso wie die Observable x_γ kann auch die Observable x_g genähert werden, indem für Ereignisse mit zwei Jets auf der Detektorebene in Gleichung 7.2 die Summe über die Partonen durch eine Summe über die Jets ersetzt und analog zu Gleichung 7.4 eine Observable

$$x_g^{\text{obs}} = \frac{E^*_{t,\text{jet }1} e^{\eta^*_{\text{jet }1}} + E^*_{t,\text{jet }2} e^{\eta^*_{\text{jet }2}}}{2E^*_p} \tag{7.6}$$

eingeführt wird. Die Größe x_g^{obs} gibt damit den Impulsbruchteil des Protons an, der zur Produktion der beiden führenden Jets beiträgt. Wie für x_γ^{obs} bereits in Abschnitt 7.3 ausgeführt, ist eine derartige Definition auf Detektor- und Partonebene konsistent, unabhängig von der Zahl der tatsächlich auftretenden Jets. Ebenfalls analog zur Messung von x_γ^{obs} werden bei der Messung von x_g^{obs} in dieser Analyse statt der beiden führenden Jets diejenigen Jets verwendet, die die Charmquarks möglichst gut approximieren. Dies sind der D^*-Jet und der Jet B.

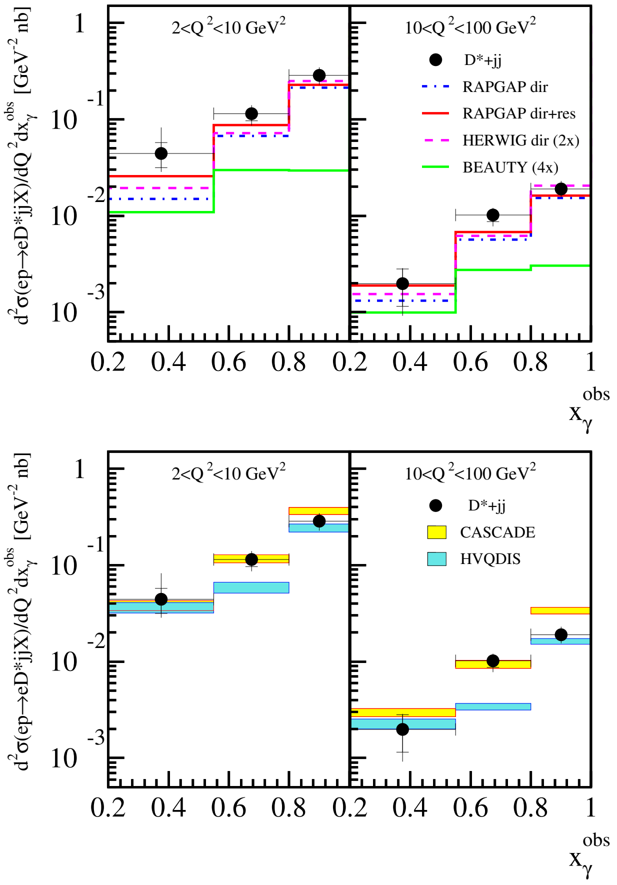

Abbildung 7.7: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte in Intervallen von x_γ^{obs} für niedrige und und hohe Werte von Q^2. Die Messwerte werden mit Monte-Carlo-Modellen (oben) und den Vorhersagen theoretischer Rechnungen (unten) verglichen. Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

Ein alternativer Ansatz bestimmt x_g über die Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses

$$\hat{s} = (\mathbf{p_1} + \mathbf{p_2})^2 \,, \tag{7.7}$$

die näherungsweise über

$$\hat{s} \approx (\mathbf{p}_{\mathrm{jet}\ 1} + \mathbf{p}_{\mathrm{jet}\ 2})^2 \tag{7.8}$$

bestimmt werden kann. Dabei sind die $\mathbf{p_i}$ die Vierervektoren der im harten Subprozess erzeugten Partonen, die durch die Vierervektoren der Jets $\mathbf{p}_{\mathrm{jet}\ \mathbf{i}}$

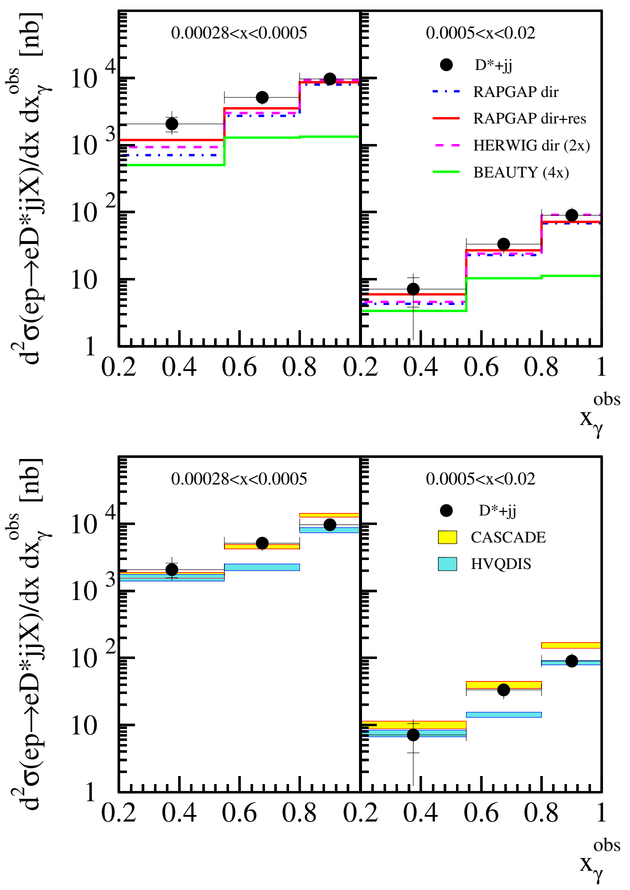

Abbildung 7.8: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte in Intervallen von x_γ^{obs} für niedrige und und hohe Werte von x. Die Messwerte werden mit Monte-Carlo-Modellen (oben) und den Vorhersagen theoretischer Rechnungen (unten) verglichen. Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

genähert werden. Es gilt dann

$$x_g^{\mathrm{obs}} = \frac{(\hat{s} + Q^2)}{s \cdot y}. \tag{7.9}$$

Die Korrelationen zwischen x_g^{obs} auf Hadron- und auf Detektorebene werden für beide Ansätze in Abbildung 7.9 gegenübergestellt. Es wird deutlich, dass die Rekonstruktionsmethode gemäß Gleichung 7.6 überlegen ist, so dass sie in dieser Arbeit benutzt wird.

Die Intervallgrenzen für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Zweijetereignissen mit einem assoziierten

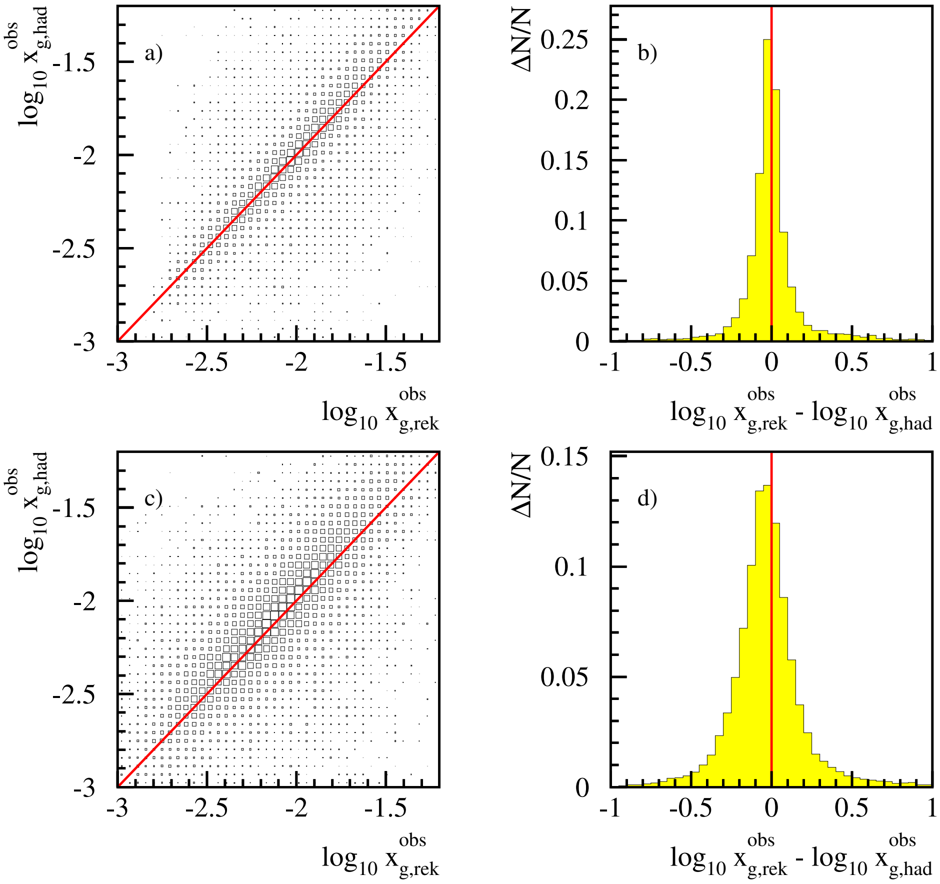

Abbildung 7.9: Korrelation zwischen $x_g^{\rm obs}$ auf der Hadron- und Detektorebene für die auf den Transversalimpulsen E_t und den Pseudorapiditäten η der Jets basierenden Rekonstruktionsmethode gemäß Gleichung 7.6 (oben) und für die auf der Rekonstruktion von $\hat{s}$ basierenden Methode gemäß Gleichung 7.9 (unten). Die Monte-Carlo-Simulation mit RAPGAP berücksichtigt direkte und aufgelöste Prozessen für die Produktion von Charmquarks und direkten Prozessen für die Produktion von Beautyquarks.

$D^{*\pm}$-Meson in Abhängigkeit von $\log_{10} x_g^{\rm obs}$ werden auf (-3,3; -2,4; -2,1; -1,8; -0,9) festgelegt. In Abbildung 7.10 sind Reinheitsgrad und Stabilität der gewählten Intervalle dargestellt. Für alle Intervalle liegen sie über 40 Prozent. Ebenfalls gezeigt wird die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von $x_g^{\rm obs}$. Sie ist hoch für kleine Werte von $x_g^{\rm obs}$ und fällt für größere Werte ab.

Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden den Erwartungen der unterschiedlichen Modelle gegenübergestellt. HVQDIS und CASCADE zeigen bis auf die Normierung im Wesentlichen das gleiche Verhalten.

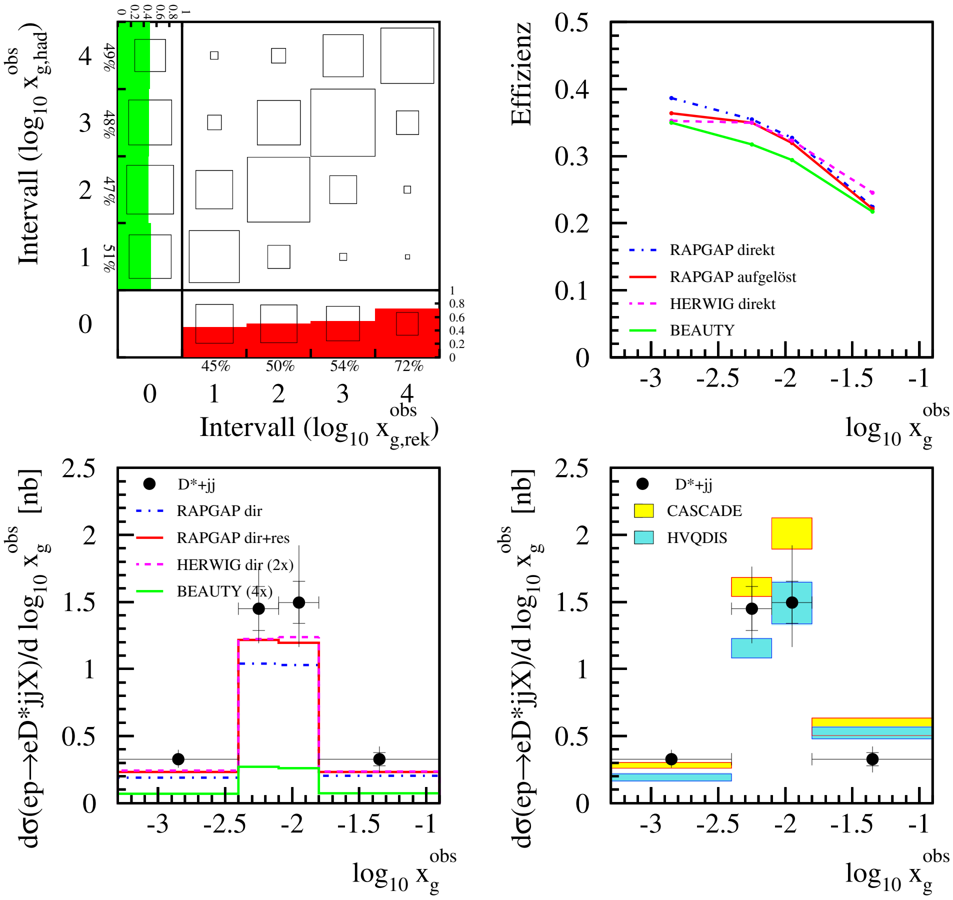

Abbildung 7.10: Reinheitsgrad und Stabilität der Intervalle von x_g^{obs} (links oben), Rekonstruktionseffizienzen (rechts oben), differentieller Wirkungsquerschnitt in Intervallen von x_g^{obs}, im Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen (links unten) und theoretischen Rechnungen (rechts unten). Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

Für niedrige x_g^{obs} unterschätzen sie den Wirkungsquerschnitt leicht, während sie ihn für hohe x_g^{obs} überschätzen. Bei der Betrachtung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für niedrige und hohe Werte von Q^2 in Abbildung 7.11 und für niedrige und hohe Werte von x in Abbildung 7.12 fällt auf, dass sich dieses Verhalten für alle Q^2 und x fortsetzt. Die Unterschiede zwischen HVQDIS und CASCADE nehmen für große Q^2 oder x und große x_g^{obs} jedoch zu. Besonders in diesem Bereich beschreibt HVQDIS die Daten besser.

Aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Intervallen von x_g^{obs} können durch eine Entfaltung mithilfe einer Rechnung in nächstführender Ordnung Rückschlüsse auf die Gluondichte im Proton gezogen werden.

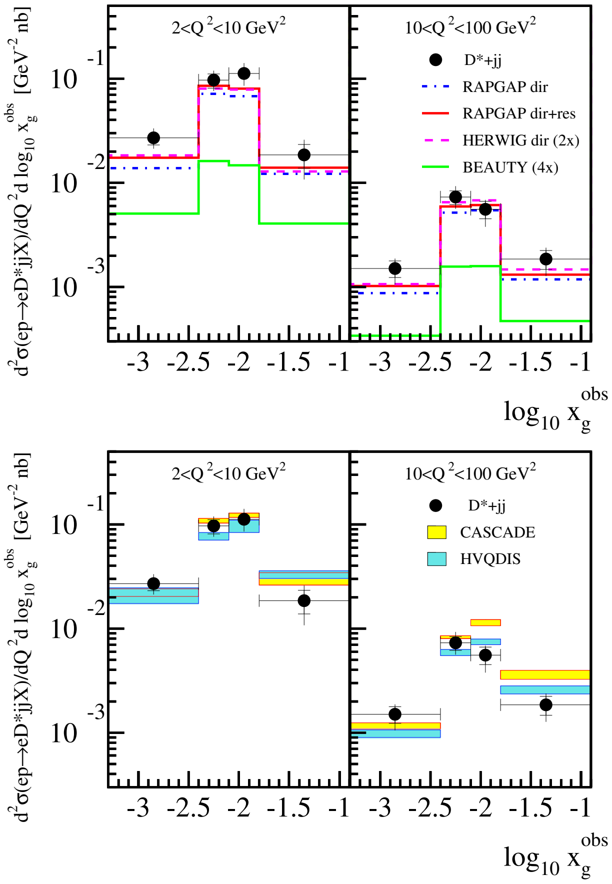

Abbildung 7.11: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte in Intervallen von x_g für niedrige und hohe Werte von Q^2. Die Messwerte werden mit Monte-Carlo-Modellen (oben) und den Vorhersagen theoretischer Rechnungen (unten) verglichen. Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

Diese Methode zur Bestimmung der Gluondichte ist im Vergleich beispielsweise zu einer globalen Anpassung [37] wesentlich direkter.

Innerhalb dieser Arbeit wird auf die Entfaltung zur Bestimmung der Gluondichte verzichtet, da für diese weder mit HVQDIS noch mit CASCADE ein Modell zur Verfügung steht, das die Daten sehr gut beschreibt und weitere nicht zu vernachlässigende Unsicherheiten durch die Fragmentation des $D^{*\pm}$-Mesons berücksichtigt werden müssten. Zudem sind die statistischen und systematischen Fehler der Messung relativ groß. Sobald diese jedoch durch die Betrachtung eines größeren Datensatzes und ein detaillierteres Verständnis beispielsweise der Spurrekonstruktionseffizienz, deren Unsicherheit den sys-

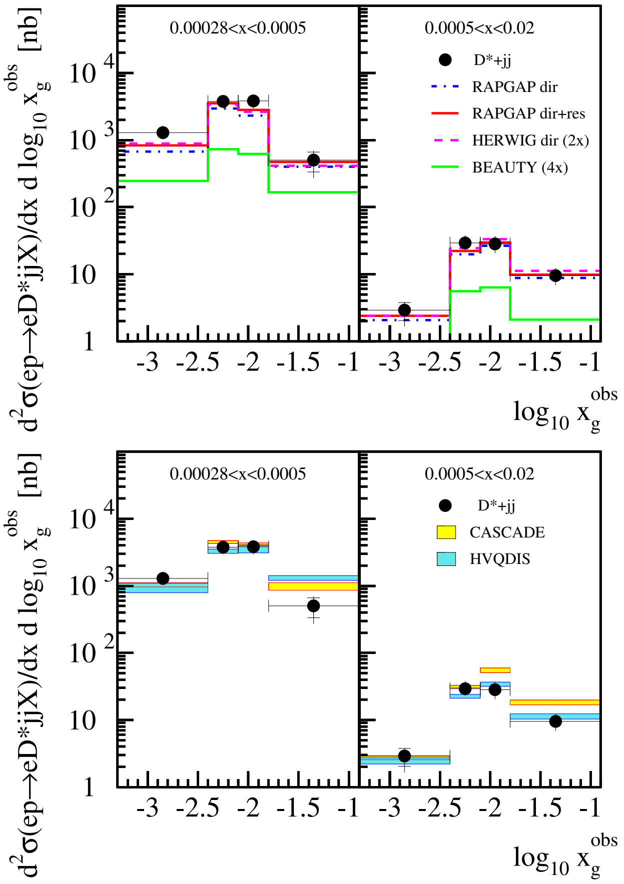

Abbildung 7.12: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte in Intervallen von x_g für niedrige und hohe Werte von x. Die Messwerte werden mit Monte-Carlo-Modellen (oben) und den Vorhersagen theoretischer Rechnungen (unten) verglichen. Die Parameter der Rechnungen werden bei Abbildung 6.9 erläutert.

tematischen Fehler dominiert, reduziert werden, bietet diese Analyse eine hervorragende Möglichkeit zur Bestimmung der Gluondichte im Proton.

Zusammenfassung und Ausblick

Es wurden detaillierte Studien der Produktion von schweren Quarks in tief inelastischer Streuung durchgeführt, um die Anwendbarkeit perturbativer QCD zu untersuchen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Resultate wurden erzielt durch den Nachweis des schweren Quarks – hier speziell eines Charmquarks – in einem Ereignis durch ein vollständig rekonstruiertes $D^{*\pm}$-Meson. Dazu wurden die vom H1-Experiment bei HERA während der Jahre 1999 und 2000 aufgezeichneten Datensätze ausgewertet. Ihre Statistik ist im Vergleich zu denen, die in früheren Messungen verwendet wurde, wesentlich höher.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung wurde als Funktion mehrerer Variablen sowie doppeltdifferentiell gemessen. Die höhere Statistik führt zusammen mit einer neuen Simulation der Spurrekonstruktion und der Tatsache, dass der Beitrag von aufgelösten Prozessen berücksichtigt wird, zu im Vergleich zu früheren Arbeiten signifikant verbesserten Ergebnissen.

Um unser derzeitiges Verständnis der Prozesse, die an der Produktion von schweren Quarks bei HERA beteiligt sind, und ihrer Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu verbessern, wurde weiterhin die Erzeugung von zwei Jets in Ereignissen untersucht, die ein Charmquark enthalten.

Der Wirkungsquerschnitt für $D^{*\pm}$-Mesonen und die assoziierte Zweijetproduktion wurde in Abhängigkeit wichtiger Jetobservablen gemessen. Die beiden Jets wurden benutzt, um x_g^{obs} und x_γ^{obs}, die Bruchteile des im harten Subprozess wechselwirkenden Proton- und Photonimpulses zu bestimmen.

Die Beschreibung der Erzeugung von schweren Quarks ist ein wichtiger Test der perturbativen QCD (pQCD). Allerdings benötigt die Untersuchung eines speziellen Endzustandes sehr viel mehr Statistik als inklusive Studien, da die Rekonstruktionseffizienz des Endzustandes berücksichtigt werden muss. Die Statistik der Datensätze, die in dieser Arbeit untersucht wurden, erreicht die Präzision, die für detaillierte Tests der pQCD benötigt wird.

Die experimentellen Resultate wurden pQCD-Rechnungen gegenübergestellt, die auf dem DGLAP-Entwicklungsschema (implementiert im HVQDIS-Programm) und auf der CCFM-Entwicklungsgleichung (implementiert im CASCADE-Programm) basieren. Von Letzterer wird erwartet, dass sie die Daten für sehr kleine Werte von x besser beschreibt. Die Vergleiche zeigten, dass zwischen den erwarteten und den gemessenen Wirkungsquerschnitten im Allgemeinen gute Übereinstimmung herrscht, allerdings mit einigen Ausnahmen. Vor allem das Verständnis dieser Ausnahmen steht bei dieser Analyse im Mittelpunkt des Interesses.

Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung

Es wurde der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in tief inelastischer Streuung gemessen. Dazu wurde der aus kinematischer Hinsicht günstige Zerfallskanal $D^{*\pm} \to \overset{(-)}{D}{}^0\pi_s^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\,\pi_s^\pm$, der so genannte goldene Kanal, betrachtet. Der Wirkungsquerschnitt im kinematischen Bereich $2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $0{,}05 < y < 0{,}7$ sowie im sichtbaren Phasenraum des $D^{*\pm}$-Mesons, definiert durch seinen Transversalimpuls $1{,}5 < p_t$ und seine Pseudorapidität $|\eta| < 1{,}5$, ergibt sich zu

$$\sigma_{\mathrm{vis}}\left(e^+p \to e^+D^{*\pm}X\right) = 7{,}12 \pm 0{,}21\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}98\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{nb},$$

in Übereinstimmung mit früheren Messungen des H1-Experiments [1], ebenso wie mit den jüngsten Resultaten des ZEUS-Experiments [4].[1]

Es wurden einzel- und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte bezüglich der kinematischen Variablen Q^2, x und W, sowie der Observablen des $D^{*\pm}$-Mesons gemessen. Letztere sind der Transversalimpuls p_t, die Pseudorapidität η und die Inelastizität z. Die Messungen wurden den auf der DGLAP-Entwicklungsgleichung basierenden Modellen des RAPGAP-Programms für die Produktion von Charmquarks in direkten und aufgelösten Prozessen gegenübergestellt. Frühere Resultate [1] zeigten, dass direkte Prozesse den Wirkungsquerschnitt insbesondere in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) und für kleine z unterschätzen. Die vorliegende Analyse zeigt, dass durch die zusätzliche Berücksichtigung der bisher vernachlässigten aufgelösten Prozesse die Daten in Vorwärtsrichtung besser beschrieben werden, wohingegen die Übereinstimmung mit den Daten in Rückwärtsrichtung – verglichen mit der Vorhersage der direkten Prozesse – abnimmt. Auch die Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersage im Bereich kleiner Inelastizitäten z kann nicht vollständig durch die Berücksichtigung der aufgelösten Prozesse erklärt werden.

Der Vergleich der gemessenen Daten mit den konkurrierenden theoretischen Vorhersagen des auf dem NLO-DGLAP-Modell basierenden HVQDIS-

[1] Da die Messungen in unterschiedlichen kinematischen Bereichen, unter anderem bei einer niedrigeren Energie des Protonstrahls, durchgeführt wurden, ist ein direkter Vergleich der Zahlenwerte nicht möglich. Bei Berücksichtigung dieser Effekte sind die Resultate innerhalb ihrer Fehler verträglich.

Programms und des auf dem CCFM-Modell aufbauenden CASCADE-Programms bestätigt [1] mit höherer Signifikanz, dass die Daten insbesondere in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) besser durch das CCFM-Modell beschrieben werden. Keines der beiden Modelle kann erfolgreich den Bereich kleiner Inelastizitäten z vorhersagen.

Erstmals beim H1-Experiment wurde in dieser Arbeit eine neu entwickelte Simulation der zentralen Spurkammern verwendet. Dies führte zu einem verbesserten Verständnis der Spurrekonstruktion insbesondere bei niedrigen Transversalimpulsen; es stellte sich heraus, dass die in der früheren Messung [1] des H1-Experiments angenommenen systematischen Fehler zu klein gewählt worden waren.

Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen

Die Produktion von Charmquarks bei HERA erfolgt überwiegend paarweise über Boson-Gluon-Fusion. Für ein tieferes Verständnis des Produktionsmechanismus ist es nötig, in einem Ereignis beide Charmquarks nachzuweisen. Aufgrund der kleinen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und des niedrigen Verzweigungsverhältnisses des zur Verfügung stehenden Zerfallskanals ist die Zahl von Ereignissen, in denen beide schweren Quarks durch $D^{*\pm}$-Mesonen nachgewiesen werden können, gering. Deshalb wurden Ereignisse mit zwei Jets und einem assoziierten $D^{*\pm}$-Meson betrachtet. Es wurde gezeigt, dass die Korrelation zwischen den beiden Jets und den Charmquarks hoch ist. Somit konnten die Jets benutzt werden, um den Produktionsmechanismus der Charmquarks weiter zu untersuchen.

Dazu wurden die Ereignisse betrachtet, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson rekonstruiert werden kann. In ihnen wurde mit dem so genannte k_t-*cluster*-Algorithmus im Breitsystem nach Jets gesucht. Um eine hinreichend große Anzahl von Ereignissen zu selektieren, wurden dabei mit 3 und 4 GeV niedrigere Schnitte auf die Transversalenergie der beiden führenden Jets gewählt, als dies in inklusiven Jetanalysen üblich ist. Dies war nur durch die gleichzeitige Anwendung eines neuen Algorithmus zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes aus Spuren und Kalorimeterclustern möglich, der speziell für niederenergetische Jets entwickelt wurde. Dieser Algorithmus ist dem bisher beim H1-Experiment benutzten Algorithmus hinsichtlich der Auflösung, mit der der hadronische Endzustand rekonstruiert wird, überlegen.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Zweijetereignissen mit assoziiertem $D^{*\pm}$-Meson in tief inelastischer Streuung im durch die Schnitte auf die Pseudorapidität $-1 < \eta^{\mathrm{lab}}_{\mathrm{jet}\ 1,2} < 2{,}5$ im Laborsystem und die Transversalenergie $E^{\mathrm{Breit}}_{t,\mathrm{jet}\ 1} = E^{\mathrm{max}}_t > 4\,\mathrm{GeV}$ und $E^{\mathrm{Breit}}_{t,\mathrm{jet}\ 2} > 3\,\mathrm{GeV}$ im Breitsystem definierten sichtbaren Bereich, wurde mit

$$\sigma_{\text{vis}}\left(e^+p \to e^+D^{*\pm}jjX\right) = 1{,}64 \pm 0{,}12\,(\text{stat.}) \pm 0{,}24\,(\text{syst.})\ \text{nb}$$

gemessen.

Die Summe aus direkten und aufgelösten Prozesse des RAPGAP-Programms, die den totalen Wirkungsquerschnitt für die inklusive Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen gut beschreibt, sagt einen zu geringen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von mit $D^{*\pm}$-Mesonen assoziierten Zweijetereignissen vorher. Der Anteil der Ereignisse, die der Jetselektion genügen, liegt sowohl für direkte Prozesse, als auch für die Summe aus direkten und aufgelösten Prozessen signifikant unter dem in den Daten gemessenen Anteil.

Von HVQDIS und CASCADE wird der totale Zweijetwirkungsquerschnitt hingegen gut beschrieben, ebenso wie der Anteil der Ereignisse mit Jets am Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^*\pm$-Mesonen. HVQDIS beschreibt auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte bezüglich Q^2, x und der Transversalenergie des führenden Jets $E_t^{\max}$ im Breitsystem gut. CASCADE hingegen liegt für große Q^2 oder x über den Daten, beschreibt aber ebenfalls die Verteilung in Intervallen von $E_t^{\max}$. In den Intervallen der Differenz der Pseudorapiditäten der beiden führenden Jets im Breitsystem $\Delta\eta$ liegen die Daten konzentrierter als die Vorhersagen bei kleinem $\Delta\eta$, insbesondere für große Q^2.

HVQDIS beschreibt somit die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Jets mit einem assoziierten $D^{*\pm}$-Mesons besser, als CASCADE, obwohl letzteres für die differentiellen Wirkungsquerschnitte des $D^{*\pm}$-Mesons favorisiert wurde.

Mithilfe der Größe x_γ^{obs} wurde der Anteil aufgelöster und direkter Prozesse am Wirkungsquerschnitt studiert. Die Observable gibt an, welcher Bruchteil des Photonimpulses am harten Streuprozess teilnimmt. Für direkte Prozesse erwartet man überwiegend $x_\gamma^{\text{obs}} > 0{,}75$, aufgelöste Prozesse führen zu niedrigeren Werten. CASCADE sagt einen zu hohen Beitrag großer x_γ^{obs} vorher, während HVQDIS für mittlere x_γ^{obs} eine zu niedrige Vorhersage liefert. Durch eine Parameteranpassung der Anteile aufgelöster und direkter Prozesse am Wirkungsquerschnitt an die Daten ergibt sich ein Wert von etwa 20 % für aufgelöste Prozesse, die somit nicht zu vernachlässigend sind. Dieser Wert ist mit der Vorhersage der RAPGAP-Monte-Carlo-Simulation verträglich, die in dieser Analyse zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz eingesetzt wurde.

Weil die Produktion von Charmquarks in tief inelastischer Streuung durch Boson-Gluon-Fusion dominiert ist, erlaubt die Größe x_g^{obs}, also der Anteil des Protonimpulses, der mit dem Photon wechselwirkt, die direkte Untersuchung der Gluondichteverteilung im Proton. Von den Daten scheinen kleinere Werte von x_g^{obs} als in den Vorhersagen von CASCADE und HVQDIS bevorzugt zu werden. Da die statistischen und systematischen Fehler dieser Messung relativ groß sind, und die Daten durch keines der Monte-Carlo-Modelle sehr gut beschrieben werden, wurde keine Entfaltung von x_g^{obs} auf die Gluondichte durchgeführt. Bei einer weiteren Reduzierung der Fehler wird diese Messung eine im Vergleich zu anderen Analysemethoden direktere Möglichkeit bieten, die Gluondichte im Proton zu bestimmen. In einer frühere Messung am H1-Experiment [2] wurde die Gluondichte ohne die Verwendung von Jets ausschließlich aus den rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen bestimmt. Dabei mussten allerdings die Beiträge aufgelöster Prozesse zum Produktionswirkungsquerschnitt von $D^{*\pm}$-Mesonen vernachlässigt und vereinfachende Annahmen über die Korrelation von Charmquark und $D^{*\pm}$-Meson getroffen werden.

Ausblick

Der limitierende Faktor für die Genauigkeit der vorgestellten Messung des Wirkungsquerschnitts der $D^{*\pm}$-Meson-Erzeugung ist im Wesentlichen der systematische Fehler der Spurrekonstruktionseffizienz, wobei für die Messung der assoziierten Zweijetwirkungsquerschnitte noch der statistische Fehler hinzukommt. Um die Präzision dieser Analyse zu erhöhen, ist es notwendig, weitere Untersuchungen zur Spurrekonstruktionseffizienz in den Daten und der Monte-Carlo-Simulation durchzuführen. Dies erfordert auch die Einbeziehung zusätzlicher hadronischer Endzustände.

Ein sehr aktueller, in dieser Arbeit allerdings aus Zeitgründen nicht ausführlich dargestellter Aspekt der Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen ist die Entstehung aus Pentaquarks. Pentaquarks sind dabei gebundene Zustände aus fünf Quarks. Vor kurzem wurde vom H1-Experiment die Beobachtung einer schmalen Resonanz bei einer Masse von $3099 \pm 3\,(\mathrm{stat.}) \pm 5\,(\mathrm{syst.})$ MeV mit einer Breite von $12 \pm 3\,(\mathrm{stat.})$ MeV veröffentlicht [86], die in ein D^{*-}-Meson und ein Proton (oder ein D^{*+}-Meson und ein Antiproton) zerfällt. Eine Verteilung der invarianten Masse des D^*p-Systems ist in Abbildung Z.1 dargestellt. Die $D^{*\pm}$-Selektion, die in dieser Publikation genutzt wurde, stammt im Wesentlichen aus der vorliegenden Analyse, ergänzt um zusätzliche Kriterien zur Selektion des Protons oder Antiprotons.

Diese Beobachtung eröffnet ein weites Feld an möglichen Studien im Bereich der Spektroskopie mit $D^{*\pm}$-Mesonen und kann auch zu den beobachteten Abweichungen zwischen den gemessenen und den von den Modellen vorhergesagten Wirkungsquerschnitten beitragen.

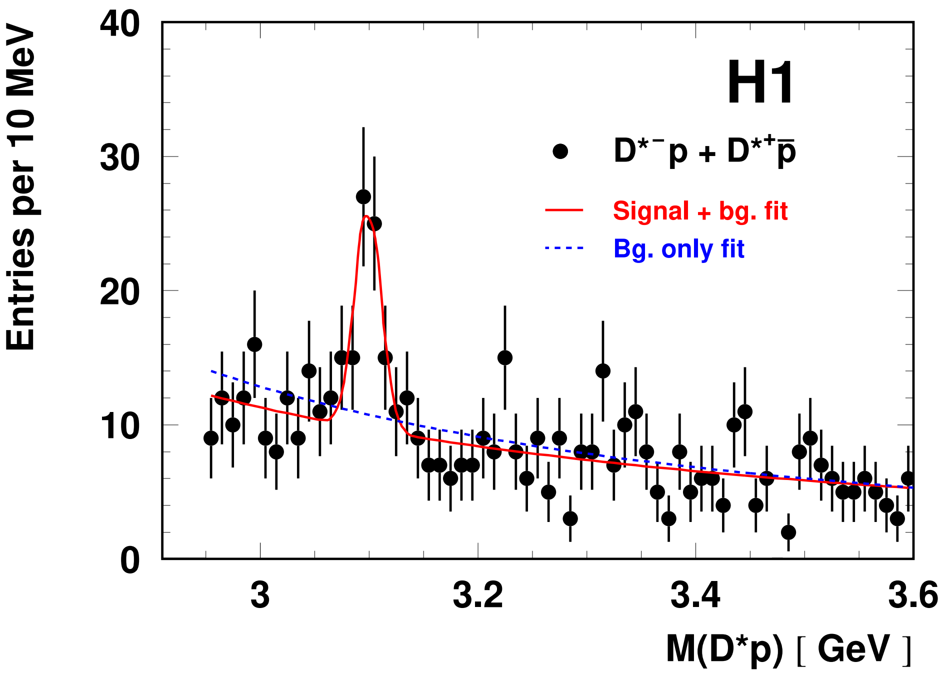

Abbildung Z.1: Verteilung der invarianten Masse des D^*p-Systems. Es ist deutlich das Signal zu sehen. Die Signifikanz des Signals beträgt 5,4σ.

Literaturverzeichnis

[1] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Phys. Lett. B **528** (2002) 199.

[2] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Phys. B **545** (1999) 21.

[3] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Z. Phys. C **72** (1996) 593 [`hep-ex/9607012`].

[4] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], DESY-03-115 (2003), submitted to Phys. Rev. D.

[5] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **12** (2000) 1, 35.

[6] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], Phys. Lett. B **407** (1997) 402 [`hep-ex/9706009`].

[7] K. Daum, S. Riemersma, B.W. Harris, E. Laenen and J. Smith, The heavy flavour contribution to proton structure, `hep-ph/9609478`.

[8] A. Chuvakin, J. Smith and W.L. van Neerven, Phys. Rev. D **62** (2000) 036004 [`hep-ph/0002011`].

[9] J.D. Bjorken, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 408; J.D. Bjorken, Phys. Rev. Lett. **179** (1969) 1547.

[10] E.D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930; M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[11] L.W. Mo, Proceeding of the 4th International Symposium on Lepton Proton Interaction at High Energies, Stanford 1975, published in Lepton-Photon Symp. (1975) 651.

[12] R.E. Taylor, Proceeding of the 4th International Symposium on Lepton Proton Interaction at High Energies, Stanford 1975, published in Lepton-Photon Symp. (1975) 679.

[13] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber, QCD and Collider Physics, Cambridge University Press, Cambridge (1996).

[14] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438]; V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Yad. Fiz. **15** (1972) 1218 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675]; L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94 [Yad. Fiz. **20** (1975) 181]; G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298; Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].

[15] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov and V.S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199; Y.Y. Balitski and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822.

[16] M. Ciafaloni, Nucl. Phys. B **296** (1988) 49; S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, Phys. Lett. B **234** (1990) 339; S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, Nucl. Phys. B **336** (1990) 18; G. Marchesini, Nucl. Phys. B **445** (1995) 49 [`hep-ph/9412327`].

[17] J. Kwiecinski, A.D. Martin and P.J. Sutton, Phys. Rev. D **53** (1996) 6094 [`hep-ph/9511263`]; J. Kwiecinski, A.D. Martin and P.J. Sutton, Z. Phys. C **71** (1996) 585 [`hep-ph/9602320`].

[18] H. Jung, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 429 [`hep-ph/9905554`].

[19] F. Olness and W.K. Tung, Nucl. Phys. B **308** (1988) 813; M. Aivazis, F. Olness and W.K. Tung, Phys. Rev. D **50** (1994) 3085; M. Aivazis, F. Olness and W.K. Tung, Phys. Rev. D **50** (1994) 3102.

[20] R.S. Thorne and R.G. Roberts, Phys. Rev. D **57** (1998) 6871; R.S. Thorne and R.G. Roberts, Phys. Lett. B **421** (1998) 303.

[21] J.J. Aubert *et al.* [EMC Collaboration], Nucl. Phys. B **213** (1983) 31.

[22] ZEUS Collaboration, Measurement of the Q^2 dependence of the di-jet production associated with the charm at HERA, Vortrag bei der *International Europhysics Conference on High Energy Physics*, EPS, Budapest, 2001.

[23] B.R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492; G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. B **310** (1988) 461.

[24] B. Anderson, G. Gustafson and B. Söderberg, Z. Phys. C **20** (1983) 317; M.G. Bowler, Z. Phys. C **11** (1981) 169; D.A. Morris, Nucl. Phys. B **313** (1989) 634.

[25] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P.M. Zervas, Phys. Rev. D **27** (1983) 105.

[26] D. Besson, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 218.

[27] P. Nason and C. Oleari, Phys. Lett. B **447** (1999) 327 [`hep-ph/9811206`]; P. Nason and C. Oleari, Phys. Lett. B **418** (1998) 199; Phys. Lett. B **447** (1999) 327; Nucl. Phys. B **565** (2000) 245.

[28] J. Chirin, Z. Phys. C **36** (1987) 163.

[29] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.J. Mohring, Comp. Phys. Comm. **69** (1992) 155; A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.J. Mohring, Z. Phys. C **50** (1991) 165.

[30] M.A. Aivazis, J.C. Collins, F.L. Olness and W. Tung, Phys. Rev. D **50** (1994) 3102 [`hep-ph/9312319`].

[31] J.C. Collins, Phys. Rev. D **58** (1998) 094002 [`hep-ph/9806259`].

[32] E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith and W.L. van Neerven, Phys. Lett. B **291** (1992) 325.

[33] E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith and W.L. van Neerven, Nucl. Phys. B **392** (1993) 162; E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith and W.L. van Neerven, Nucl. Phys. B **392** (1993) 229; S. Riemersma, J. Smith and W.L. van Neerven, Phys. Lett. B **347** (1995) 143 [`hep-ph/9411431`].

[34] B.W. Harris and J. Smith, Nucl. Phys. B **452** (1995) 109 [`hep-ph/9503484`]; B.W. Harris and J. Smith, Phys. Lett. B **353** (1995) 535 [Erratum ibid. B **359** (1995) 423] [`hep-ph/9502312`].

[35] B.W. Harris and J. Smith, Phys. Rev. D **57** (1998) 2806 [`hep-ph/9706334`].

[36] C. Berger *et al.* [PLUTO Collaboration], Z. Phys. C **22** (1984) 103.

[37] H.L. Lai, J. Fuston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. Olness, J.F. Owens, J. Pumplin, W.K. Tung, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375.

[38] G.A. Schuler and T. Sjöstrand, Z. Phys. C **68** (1995) 607; Phys. Lett. B **376** (1996) 193.

[39] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPhearson and P. Zanarini, CERN-DD/EE/84-1, Geneva (1987).

[40] G. Grindhammer and S. Peters, `hep-ex/0001020`.

[41] H. Jung, Comp. Phys. Comm. **86** (1995) 147.

[42] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[43] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 108.

[44] G. Ingelman, J. Rathsman and G.A. Schuler, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 135 [`hep-ph/9605285`].

[45] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour and L. Stanco, Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[46] H. Jung and G.P. Salam, Eur. Phys. J. C **19** (2001) 351 [`hep-ph/0012143`]; H. Jung, Comp. Phys. Proc. Comm. **143** (2002) 111 [`hep-ph/0109102`].

[47] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[48] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.

[49] J. Bürger *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **279** (1989) 217.

[50] T. Wolff *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **323** (1992) 537.

[51] S. Egli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **283** (1989) 487.

[52] D. Pitzl *et al.*, ETHZ-IPP PR-2000-1.

[53] P. Marage *et al.*, Nucl. Phys. B **16** (1990) 518.

[54] K. Müller *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **312** (1992) 457.

[55] S. Burke *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **373** (1996) 227.

[56] G.A. Beck *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **283** (1989) 471.

[57] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 460.

[58] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], Nucl. Instrum. Meth. A **350** (1994) 57.

[59] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 499.

[60] D. Eckstein, Messung der Longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ mit dem HERA-Experiment H1, Dissertation, Berlin (2002).

[61] B. Heinemann, Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$, Dissertation, Hamburg (1999).

[62] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Z. Phys. C **74** (1997) 191.

[63] T. Nicholls *et al.* [H1 SpaCal Group], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.

[64] R.D. Appuhn *et al.* [H1 SpaCal Group], Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 149.

[65] T. Laštovička, Vortrag in der nELAN-Arbeitsgruppe (2003).

[66] R.D. Appuhn *et al.* [H1 SpaCal Group], DESY Red Report 96-013.

[67] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609.

[68] H1 Collaboration, Technical proposal for the upgrade of the backward region of the H1 detector, DESY internal report PRC-93/02.

[69] B. Schwab, Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments, Dissertation, Heidelberg (1996).

[70] H. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A **146** (1934) 83.

[71] L. Favart, H1 note H1-06/94-366.

[72] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], submitted to the 28th International Conference of High Energy Physics, ICHEP'96, Warsaw, Poland, pa17-026.

[73] J. Gassner, A Measurement of D-Meson Production by Decay Vertex Identification, Dissertation, Zürich (2002).

[74] S. Bentvelsen *et al*, In W. Buchmüller und G. Ingelman, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, volume 1, DESY (1992) 23.

[75] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.

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

[77] R.M. Sternheimer and R.F. Peierls. Phys. Rev. B **3** (1971) 3681.

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

[79] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. C **16** (2000) 597 [hep-ex/9909032].

[80] C. Adloff *et al* [H1 Collaboration], Z. Phys. C74 (1997) 221.

[81] C. Adloff *et al.*, [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **30** (2003) 1.

[82] R.P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, Benjamin, N.Y. (1972).

[83] S. Catani, Y.L. Dokshitzer, M.H. Seymour, B.R Webber, Nucl. Phys. B **406** (1993) 187.

[84] B.R. Webber, J. Phys. G **19** (1993) 1567.

[85] S. Catani *et al.*, Nucl. Phys. B **406** (1993) 187; S.D. Ellis and D.E. Soper, Phys. Rev. D **48** (1993) 3160.

[86] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], submitted to Phys. Lett. B [hep-ex/0403017, DESY 04-038].

Danksagung

Für die Möglichkeit diese interessante Doktorarbeit in der H1-Gruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, München anfertigen zu können, möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Gerd Buschhorn bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Ekaterini Tzamariudaki, durch die ich während der gesamten Dauer dieser Arbeit eine sehr gute und engagierte Betreuung erfahren habe. Von ihrer reichhaltigen Erfahrung auf dem Gebiet der Analyse schwerer Quarks habe ich profitiert.

Günter Grindhammer möchte ich für aufschlussreiche Diskussionen rund um das Thema Jets und viele gute Ratschläge danken.

Karin Daum hat mit der Entwicklung der neuen Monte-Carlo-Simulation für die zentralen Spurkammern und ihren Ideen zur Rekonstruktion niederenergetischer hadronischer Endzustände dieser Arbeit wichtige Impulse gegeben. Dafür und für zahlreiche interessante und anregende Diskussionen möchte ich ihr herzlich danken.

Katerina Lipka gebührt Dank für ihre Arbeit bei der Implementation der Teilchenidentifikation in die Monte-Carlo-Simulation.

Bei allen Kollegen der Hamburger und Münchner MPI H1-Gruppe bedanke ich mich für die hilfreiche Unterstützung bei der Lösung des einen oder anderen Problems und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Beides hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung und den Rückhalt, den sie mir jederzeit gegeben haben.