Photoproduktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Ulf Kathage

Kiel
1997

Photoproduktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Ulf Kathage

Kiel
1997

Referent: Herr Dr. habil. W. Stamm
Korreferentin: Frau Prof. Dr. B. Schrempp
Tag der mündlichen Prüfung: 30. April 1997
Zum Druck genehmigt: Kiel, den 30. April 1997

Prof. Dr. J. Bähr
Dekan

Kurzfassung

In der Elektron-Proton-Streuung bei HERA werden Charm-Quarks überwiegend durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion in der Photoproduktion erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei direkt proportional zur Dichteverteilung der Gluonen im Proton. Die Messung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Charm stellt deshalb eine wichtige Ergänzung zur Untersuchung der Protonstruktur bei HERA-Energien dar.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Daten wurden in der Betriebsperiode 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1.29\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Die Produktion von Charm wird durch die Rekonstruktion von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen im Zerfallskanal $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \rightarrow (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$ nachgewiesen. Der gemessene totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt für $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ beträgt

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = (9.3 \pm 2.1\,^{+1.9}_{-1.7}\,^{+6.9}_{-2.3})\,\mu\mathrm{b}$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 142\,\mathrm{GeV}$ und

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = (20.6 \pm 5.5\,^{+4.2}_{-3.7}\,^{+20.4}_{-4.9})\,\mu\mathrm{b}$$

bei $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 230\,\mathrm{GeV}$. Der dritte Fehler berücksichtigt hierbei zusätzliche Unsicherheiten bzgl. verschiedener Parametrisierungen der Partondichten im Proton und Photon.

Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen werden bestimmt. Die Resultate stimmen innerhalb der Fehler mit NLO-QCD-Vorhersagen überein.

Abstract

In electron-proton scattering at HERA charm quarks are mainly produced by the photoproduction process of photon gluon fusion. The cross section is proportional to the density distribution of gluons in the proton. The measurement of the cross section of charm production is therefore an important contribution to the knowledge of the proton structure at HERA energies.

The data used in this analysis were collected in the run period of 1994 and correspond to a total integrated luminosity of $\mathcal{L} = 1.29\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Charm production is tagged by the reconstruction of $\mathrm{D}^{*\pm}$ mesons in the decay channel $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \rightarrow (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$. The total photon proton cross section for $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ is measured as

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = (9.3 \pm 2.1\,^{+1.9}_{-1.7}\,^{+6.9}_{-2.3})\,\mu\mathrm{b}$$

at an average centre of mass energy of $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 142\,\mathrm{GeV}$ and becomes

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = (20.6 \pm 5.5\,^{+4.2}_{-3.7}\,^{+20.4}_{-4.9})\,\mu\mathrm{b}$$

at $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 230\,\mathrm{GeV}$. The third error accounts for an additional uncertainty due to different parametrizations of the parton density distribution in the proton and photon.

Differential cross sections are presented as a function of the transverse momentum and rapidity of the $\mathrm{D}^{*\pm}$ mesons. The results agree reasonably well within errors with NLO-QCD predictions.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Experimente an der Speicherring-Anlage HERA[1] am DESY[2] (Hamburg) führen die klassischen Streuexperimente mit Elektronen, Myonen und Neutrinos weiter, auf denen weitgehend unsere Kenntnis von der Struktur der Materie beruht und die mit zur Entwicklung des Standardmodells der fundamentalen elektroschwachen und starken Wechselwirkung beigetragen haben.

Mit Hilfe von Elektron-Nukleon-Streuexperimenten konnten Ende der sechziger Jahre am Linearbeschleuniger SLAC[3] in Stanford erstmals Substrukturen im Proton sichtbar gemacht werden [1, 2]. Die Meßergebnisse konnten im Partonmodell (Feynman, Bjorken und Paschos [3, 4]) durch Streuung an punktförmigen Konstituenten des Protons – Partonen genannt – gedeutet werden. Diese Partonen wurden später mit den bereits 1964 von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks identifiziert, die diese zur Klassifizierung der zahlreichen beobachteten Hadronen einführten [5].

Eine der Grundannahmen des Partonmodells ist, daß sich die elektrisch geladenen Partonen den Gesamtimpuls des Nukleons teilen. In Lepton-Nukleon-Streuexperimenten zeigte sich aber, daß die Partonen nur etwa die Hälfte des gesamten Nukleonimpulses tragen. Die andere Hälfte wird von neutralen Partonen – den Gluonen – getragen. Sie wurden später mit den Eichbosonen der Quantenchromodynamik (QCD) identifiziert, die die starke Wechselwirkung der Quarks beschreibt.

Durch die QCD wird das ursprünglich statische Bild der Nukleonen zu einem dynamischen Gebilde – bestehend aus Quarks und Gluonen – erweitert. Einzelne Quarks können Gluonen abstrahlen, Gluonen wiederum können in Quark-Antiquark-Paare annihilieren. Diese dynamischen Prozesse werden bei ausreichend großen Impulsüberträgen Q^2 im Rahmen der störungstheoretischen QCD mit Hilfe von Entwicklungsgleichungen beschrieben. Daraus lassen sich quantitative Aussagen über die dynamische Entwicklung der Partondichten ableiten.

Die bei HERA, dem weltweit ersten und bisher einzigen Elektron-Proton-Speicherring, erreichbare Schwerpunktsenergie liegt mit 314 GeV um mehr als eine Größenordnung über den bisher in Lepton-Nukleon-Streuexperimenten erreichten Energien. Somit sind physikalische Untersuchungen in einem bisher unerschlossenen kinematischen Bereich möglich. Die hohe Schwerpunktsenergie ermöglicht Impulsüberträge bis zu $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$. Die damit verbundene Auflösung von $\Delta \approx \hbar/Q \approx 10^{-18}\,\mathrm{m}$ ist um drei Größenordnungen kleiner als der Protonradius. Außerdem wird der Meßbereich in x, dem Impulsbruchteil des an der Wechselwirkung beteiligten Quarks, zu sehr kleinen Werten $x \approx 10^{-5}$ ausgedehnt.

Der wichtigste Streuprozeß bei HERA ist die tief-inelastische Streuung von Elektronen an Quarks, bei denen im Endzustand ein gestreutes Elektron oder ein Neutrino auftritt. Die Impulsüberträge können hierbei so hoch sein, daß die Beiträge der schwachen Wechselwirkung vergleichbar oder sogar größer sind als die der elektromagnetischen Wechselwirkung.

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] **D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron

[3] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

Ein zweiter Schwerpunkt bildet die Untersuchung von Photon-Proton-Stößen bei Schwerpunktsenergien von etwa 200 GeV. Hierbei nutzt man das Bremsstrahlungsspektrum der Elektronen aus, nämlich die Abstrahlung quasireeller Photonen mit $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion).

Einige der wichtigsten physikalischen Fragestellungen bei HERA seien hier kurz aufgeführt:

- *Die Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen:* Bei dem umfangreichen Experimentierprogramm bei HERA gilt ein besonderer Augenmerk der Suche nach experimentellen Hinweisen auf eine Physik jenseits des Standardmodells. Die von einigen theoretischen Modellen vorhergesagten neuen Teilchen können bis zu Massen von 250 GeV/c^2 nachgewiesen werden. Hierzu zählen z.B. gebundene Zustände von Quarks und Leptonen.
- *Messung der Proton-Strukturfunktion:* Neben einer rein phänomenologischen Bedeutung ermöglichen diese Messungen wichtige Tests von QCD-Vorhersagen über einen sehr großen Q^2-Bereich hinweg.
- *Messung der Impulsverteilung von Quarks und Gluonen bei kleinen x-Werten:* Die hohe Schwerpunktsenergie bei HERA ermöglicht es, Partondichten bei sehr kleinen Werten von x („weiche Partonen“) zu messen. Zwar gibt es theoretische Gründe für einen raschen Anstieg der Partondichten mit kleiner werdendem x, doch sollten unterhalb eines kritischen x-Wertes Sättigungseffekte durch Rekombination von Partonen auftreten, die ein unbegrenztes Anwachsen der Partondichten verhindern. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, daß HERA für die nächste Generation von Proton-Proton-Speicherringen (LHC[4]), bei denen die Streuung an weichen Partonen dominieren wird, Voraussagen über zu erwartende Streuraten machen kann.
- *Untersuchungen zur Struktur des Photons:* Neben der Messung des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes lassen sich aus der Analyse von harten Streuprozessen in der Photoproduktion auch Aussagen über die Quark- und Gluonverteilungen im Photon machen.
- *Untersuchungen von schweren Quarks:* Bei HERA werden Charm- und Bottom-Quarks mit hoher Statistik erzeugt. Die Untersuchungen von Mesonen mit schweren Quarks geben Auskünfte über die zugrunde liegenden Produktionsmechanismen. Die hohe Produktionsrate wird auch eine Verbesserung der Sensitivität bei der Suche nach seltenen und verbotenen Zerfällen von schweren Quarks, die in vielen Theorien außerhalb des Standardmodells erwartet werden, mit sich bringen.

Für eine umfassendere und tiefer gehende Darstellung der mit HERA verbundenen physikalischen Fragestellungen sei auf [6, 7] verwiesen. Übersichtsartikel über die bisherigen HERA-Resultate sind in [8–10] zu finden.

Physik und Ziel der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Produktion von Charm-Quarks in der Elektron-Proton-Streuung. Bei HERA werden schwere Quarks hauptsächlich durch den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (BGF) mit quasi-reellen Photonen (Photoproduktion) erzeugt. Sowohl direkte als auch aufgelöste („resolved“) Prozesse tragen zum Wirkungsquerschnitt bei.

Bei der direkten Photon-Gluon-Fusion $\gamma \mathrm{g} \rightarrow \mathrm{Q\bar{Q}}$ erzeugt ein vom Elektron abgestrahltes Photon zusammen mit einem Gluon aus dem Proton ein schweres Quark-Antiquark-Paar. Bei

---

[4] **L**arge **H**adron **C**ollider

den aufgelösten Prozessen tritt das Photon als Teilchen mit partonischer Struktur auf. Durch die Streuung eines Partons aus dem Photon an einem Parton des Protons (z.B. $\mathrm{gg} \to \mathrm{Q\bar{Q}}$) können ebenfalls schwere Quarks produziert werden. Aufgrund von theoretischen Rechnungen wird erwartet, daß die aufgelöste Komponente im Vergleich zur direkten nur einen geringen Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt liefert. Allerdings hängen die genauen Anteile von den verwendeten Parametrisierungen der Partondichten im Proton und Photon ab. Für die Erzeugung von Charm-Quarks werden Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\,\mu\mathrm{b})$ erwartet. Die Vorhersagen für die Produktion von Bottom-Quarks sind um mehr als einen Faktor 100 kleiner.

Die Messungen der Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von Charm-Quarks können als eine Fortsetzung früherer Fixed-Target-Experimente angesehen werden, wobei die bei HERA erreichbare Photon-Proton-Schwerpunktsenergie mit $W_{\gamma\mathrm{p}} \approx 200\,\mathrm{GeV}$ den Meßbereich um mehr als eine Größenordnung erweitert.

Da der Wirkungsquerschnitt direkt von der Gluondichte im Proton abhängt, bietet die Untersuchung von Charm-Quarks die Möglichkeit, die Gluondichte zu bestimmen. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie können die Messungen dabei auf den Bereich sehr kleiner Werte von $x \approx 10^{-4}$, der experimentell bisher nicht zugänglich war, ausgedehnt werden.

Ziel dieser Arbeit ist der Nachweis von Charm-Quarks in den Daten, die in der Betriebsperiode 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Der Nachweis wird dabei über die Identifikation von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen, die in den Fragmentationsprozessen der primär erzeugten Charm-Quarks entstehen und diese enthalten, geführt. Die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen werden durch die Rekonstruktion der Zerfallskette $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$ mit Hilfe der ΔM-Methode nachgewiesen.

Zur Selektion von Photoproduktionsereignissen und zur Unterdrückung von Untergrundereignissen werden geeignete Selektionskriterien entwickelt und vorgestellt. Auf diesen Daten basierend, werden inklusive $\mathrm{D}^{*\pm}$-Wirkungsquerschnitte und Charm-Wirkungsquerschnitte sowie differentielle Verteilungen bzgl. des Transversalimpulses und der Rapidität der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen bestimmt und mit QCD-Rechnungen höherer Ordnung verglichen.

Gliederung der Arbeit

Im ersten Kapitel werden die kinematischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung beschrieben und einige wichtige HERA-Resultate im Hinblick auf die Struktur des Protons und Photons vorgestellt.

Das Kapitel 2 befaßt sich mit den Produktionsmechanismen und Zerfällen von Charm-Quarks. Hier werden die theoretischen Grundlagen der Charm-Physik behandelt, die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit wesentlich sind.

Im daran anschließenden Kapitel werden die Speicherring-Anlage HERA und der H1-Detektor beschrieben. Dabei wird der Schwerpunkt auf die Detektorkomponenten gelegt, die für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse von Bedeutung sind.

Die kinematischen Eigenschaften der Charm-Quarks und $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen werden auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen in Kapitel 4 besprochen. In diesem Abschnitt wird auch die Ereignis- und $\mathrm{D}^{*\pm}$-Rekonstruktion beschrieben.

Die Datenselektion und die der Analyse zugrunde liegenden Selektionskriterien werden in den Kapiteln 5 und 6 ausführlich dargelegt. Für diese Selektionsbedingungen werden in Kapitel 7 die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen anhand von Daten und Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

In Kapitel 8 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Hierzu zählen die Bestimmung des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes in der Photoproduktion sowie Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen. Die Meßergebnisse werden mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Den Abschluß bilden eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse sowie ein kurzer Ausblick auf zukünftige Datennahmeperioden mit höheren Luminositäten.

Kapitel 1

Elektron-Proton-Streuung

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die beiden wichtigsten Streuprozesse bei HERA, die tief-inelastische Streuung[1] bei hohen Impulsüberträgen und die Photon-Proton-Streuung mit quasi-reellen Photonen (Photoproduktion).

Während in der tief-inelastischen Streuung die Struktur des Protons in experimentell bisher nicht zugänglichen Bereichen vermessen werden kann, bietet die Untersuchung von Photon-Proton-Stößen die Möglichkeit, Aussagen über die Struktur des Photons zu machen.

Die Photon-Proton-Streuung ist auch Hauptquelle für die Produktion schwerer Quarks, deren Nachweis Gegenstand dieser Arbeit ist.

1.1 Kinematik

In niedrigster Ordnung des Quark-Parton-Modells (QPM) wird die Elektron-Proton-Streuung durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons vermittelt, das mit einem Parton des Protons in Wechselwirkung tritt (siehe Abb. 1.1). Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons, wird zwischen den neutralen Strömen („Neutral Currents“, NC) und geladenen Strömen („Charged Currents“, CC) unterschieden. Bei den neutralen Strömen wird die Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Photons γ bzw. Z^0-Bosons vermittelt. Der Austausch eines geladenen W-Bosons kennzeichnet die geladenen Ströme:

$$\begin{array}{lcll} \mathrm{e}^-\mathrm{p} & \rightarrow & \mathrm{e}^-\mathrm{X} & \quad \text{(NC-Prozesse)}, \\ \mathrm{e}^-\mathrm{p} & \rightarrow & \nu_\mathrm{e}\mathrm{X} & \quad \text{(CC-Prozesse)}. \end{array}$$

Aufgrund der großen Masse der Z^0- und W-Bosonen ist der Austausch eines Photons der dominante Prozeß.

Bei fest vorgegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist die Kinematik unter HERA-Bedingungen durch zwei unabhängige Variablen bestimmt. Zur Beschreibung werden üblicherweise die Variablen Q^2 und eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y gewählt. Dabei ist Q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Proton und y der relative Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die Variable x (x-Bjorken) erhält im Quark-Parton-Modell eine anschauliche Bedeutung, wo sie den Impulsanteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons angibt.

---

[1] **D**eep **I**nelastic **S**cattering (DIS)

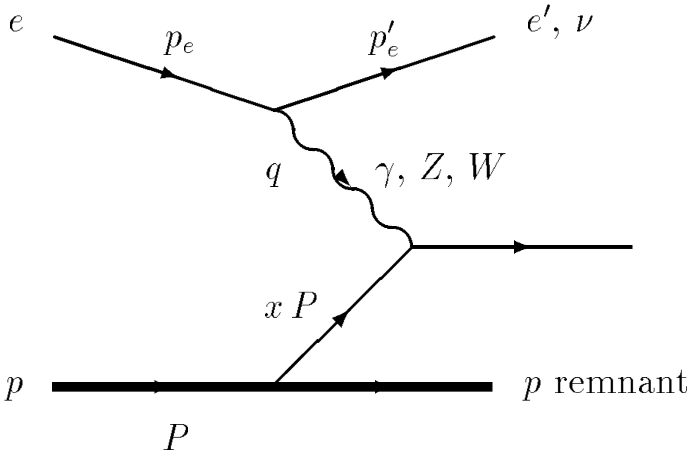


Abbildung 1.1: Diagramm der Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung (QPM).

Mit den in der Abb. 1.1 definierten Viererimpulsen lauten die Variablen in Lorentz-invarianter Schreibweise:

$$s := (\mathbf{p_e} + \mathbf{P})^2, \tag{1.1}$$

$$Q^2 \equiv -\mathbf{q}^2 := -(\mathbf{p_e} - \mathbf{p'_e})^2 \tag{1.2}$$

und

$$x := \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{p_e}}, \tag{1.3}$$

$$y := \frac{Q^2}{2\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}. \tag{1.4}$$

Die Variablen sind über

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{1.5}$$

miteinander verknüpft.

Unter Vernachlässigung der Protonmasse gilt für die quadrierte invariante Masse W^2 des hadronischen Endzustandes, ausgedrückt durch die oben definierten Variablen:

$$W^2 := (\mathbf{q} + \mathbf{P})^2 = Q^2 \cdot \frac{1-x}{x}. \tag{1.6}$$

Mit den Strahlenergien $E_{\mathrm{e}} = 27.6\,\mathrm{GeV}$ und $E_{\mathrm{p}} = 820\,\mathrm{GeV}$ der einlaufenden Elektronen bzw. Protonen ergibt sich für die Schwerpunktsenergie bei HERA ein Wert von

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4 \cdot E_{\mathrm{e}} \cdot E_{\mathrm{p}}} = 300\,\mathrm{GeV}. \tag{1.7}$$

Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung läßt sich durch die Messung der Energie E'_{e} und des Polarwinkels Θ_{e} des gestreuten Elektrons[2] vollständig rekonstruieren. Mit E_{e}, der Strahlenergie der einlaufenden Elektronen, ergibt sich:

$$Q^2_{\mathrm{e}} = 4 \cdot E_{\mathrm{e}} \cdot E'_{\mathrm{e}} \cdot \cos^2(\Theta_{\mathrm{e}}/2) \tag{1.8}$$

---

[2] Bei H1 werden Polarwinkel relativ zur Richtung des Protonenstrahls (Vorwärtsrichtung) gemessen. Der Polarwinkel der einlaufenden Elektronen entspricht somit $\Theta_{\mathrm{e}} = 180°$.

und

$$y_{\mathrm{e}} = 1 - \frac{E'_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} \cdot \sin^2(\Theta_{\mathrm{e}}/2). \tag{1.9}$$

Die anderen Variablen ergeben sich dann aus Gl. 1.5 und 1.6.

Die gesamte Kinematik kann aber auch aus der Messung des hadronischen Endzustandes bestimmt werden. Nach der Methode von Jacquet-Blondel [11] müssen hierzu die Energien und Impulse aller im Endzustand auftretenden Hadronen bestimmt und aufsummiert werden:

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum p_x)^2 + (\sum p_y)^2}{(1 - y_{JB})}, \tag{1.10}$$

$$y_{JB} = \frac{\sum (E - p_z)}{2 \cdot E_{\mathrm{e}}}. \tag{1.11}$$

Mit diesem Verfahren kann die Kinematik auch dann vollständig rekonstruiert werden, wenn das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen oder ein Neutrino im Endzustand erzeugt wird.

Bei Photoproduktionsprozessen ($Q^2 \approx 0$) wird das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut und Gl. 1.9 vereinfacht sich zu:

$$y \approx 1 - \frac{E'_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} = \frac{E_{\mathrm{e}} - E'_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} = \frac{E_\gamma}{E_{\mathrm{e}}} \tag{1.12}$$

mit der Photonenergie E_γ. Für die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System ergibt sich dann:

$$W_{\gamma\mathrm{p}} = \sqrt{y \cdot s - Q^2} \approx \sqrt{y \cdot s} = 2 \cdot \sqrt{y \cdot E_{\mathrm{e}} \cdot E_{\mathrm{p}}}. \tag{1.13}$$

Zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes wird neben den Impulsen und Winkeln der Teilchen auch die Rapidität oder Pseudorapidität verwendet. Die Rapidität $\hat{y}$ ist für ein Teilchen mit Energie E und longitudinaler Impulskomponente p_z definiert als

$$\hat{y} := \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right). \tag{1.14}$$

Kann die Masse eines Teilchens gegenüber der Energie vernachlässigt werden ($m \ll E$), ist es möglich, die Rapidität durch die Pseudorapidität η zu nähern, indem die Energie E durch den Impuls p ersetzt wird:

$$\eta := \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p_z}{p - p_z}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \cos\Theta}{1 - \cos\Theta}\right) = \frac{1}{2} \ln(\arctan(\Theta/2)). \tag{1.15}$$

1.2 Tief-inelastische Streuung

Unter Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung lautet der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \Big(y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \Big) \tag{1.16}$$

mit den beiden Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$. Mit Hilfe der longitudinalen Strukturfunktion

$$F_L(x,Q^2) := F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) \tag{1.17}$$

und

$$R(x,Q^2) := \frac{\sigma_L(x,Q^2)}{\sigma_T(x,Q^2)} = \frac{F_2(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} - 1 = \frac{F_L(x,Q^2)}{F_2(x,Q^2) - F_L(x,Q^2)}, \tag{1.18}$$

dem Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt, läßt sich Gl. 1.16 umschreiben zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Big(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\Big)F_2(x,Q^2). \tag{1.19}$$

Die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes erlaubt die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$. Die Größe $R(x,Q^2)$ kann durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt oder aber QCD-Vorhersagen entnommen werden.

Im Quark-Parton-Modell (QPM) erhalten die Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ eine anschauliche Bedeutung. In diesem, von Feynman, Bjorken und Paschos Ende der sechziger Jahre aufgestellten Modell [3, 4], besteht das Proton aus punktförmigen Teilchen, den sogenannten Partonen. Die geladenen Partonen wurden später mit den bereits 1964 von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks identifiziert, die diese zur Klassifizierung der zahlreichen beobachteten Hadronen einführten [5].

In dem Quark-Parton-Modell wird die tief-inelastische Streuung als elastische Streuung der Elektronen an den freien Partonen im Proton aufgefaßt, die selbst nicht miteinander wechselwirken. Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ läßt sich dann als Summe der Quarkdichten im Proton $q_i(x)$ schreiben:

$$F_2(x) = x\sum_{i=1}^{n_f} e_i^2(q_i(x) + \bar{q}_i(x)). \tag{1.20}$$

Die $q_i(x)$ geben dabei die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark der Sorte i mit dem Impulsanteil x am Protonimpuls anzutreffen. Die Quarkladung der Sorte i ist mit e_i bezeichnet, n_f ist die Anzahl der verschiedenen Quarks und Antiquarks („Flavours“). Da die Quarks Spin $\frac{1}{2}$ besitzen, gilt außerdem die Callan-Gross-Relation [12]:

$$F_2(x,Q^2) = 2xF_1(x,Q^2). \tag{1.21}$$

Aus der Callan-Gross-Relation folgt, daß die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ und damit auch $R(x,Q^2)$ gemäß Gl. 1.17 und 1.18 Null wird.

Als weiteres wichtiges Ergebnis liefert das naive Parton-Modell das sogenannte Bjorken-Skalenverhalten für die Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$. Bereits vor der Aufstellung des Parton-Modells hatte Bjorken abgeleitet, daß die Strukturfunktionen nur von der dimensionslosen Variablen x und nicht von Q^2 abhängen (vgl. Gl. 1.20). Sowohl die Skaleninvarianz als auch die Callan-Gross-Relation, die auf den Spin $\frac{1}{2}$-Charakter der Partonen hinwies, wurden Ende der sechziger Jahre experimentell bestätigt.

Bei dem naiven Quark-Parton-Modell handelt es sich um ein statisches Modell, bei dem die Quarks miteinander nicht wechselwirken. Berücksichtigt man aber die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks, so entsteht ein dynamisches Gebilde, bei dem Quarks Gluonen abstrahlen und Gluonen Quark-Antiquark-Paare bilden können. Die Berücksichtigung der in Abb. 1.2 dargestellten QCD-Prozesse führt nun dazu, daß die Partondichten außer von der dimensionslosen Größe x auch von dem Impulsübertrag Q^2 abhängen. Das dynamische Verhalten der Quark- und Gluondichten wird durch Integro-Differentialgleichungen beschrieben, die eine störungstheoretische Näherungsrechnung für die Entwicklung der Partondichten in $\ln(Q^2)$ darstellen. Diese Gleichungen, die zuerst von Altarelli und Parisi aufgestellt wurden, lauten in führender Ordnung [13]:

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \Big[q_i(z,Q^2) \cdot P_{qq}\Big(\frac{x}{z}\Big) + g(z,Q^2) \cdot P_{qg}\Big(\frac{x}{z}\Big) \Big] \tag{1.22}$$

für die Quarkdichten $q_i(x,Q^2)$ und

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \Big[\sum_{i=u,d,\bar{u},\bar{d},\dots} q_i(z,Q^2) \cdot P_{gq}\Big(\frac{x}{z}\Big) + g(z,Q^2) \cdot P_{gg}\Big(\frac{x}{z}\Big) \Big] \tag{1.23}$$

für die Gluondichte $g(x,Q^2)$. Dabei geben die sogenannten Splitting-Funktionen P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} und P_{gg} die Wahrscheinlichkeiten für die in Abb. 1.2 gezeigten Prozesse an.

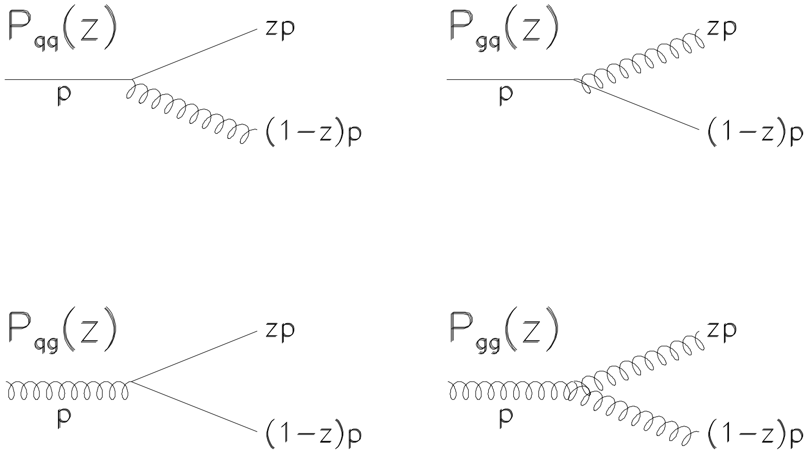


Abbildung 1.2: Splitting-Funktionen P_{ij}: z und $(1-z)$ sind die Impulsanteile am Impuls des einlaufenden Partons. Aus [14].

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Gl. 1.22 und 1.23 ist, daß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung klein gegen 1 ist, damit Störungstheorie anwendbar ist. Die Kopplungskonstante α_s ist von der Renormierungsskala μ_r abhängig und lautet in führender Ordnung:

$$\alpha_s^{LO}(\mu_r^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu_r^2/\Lambda^2)}, \tag{1.24}$$

wobei $\beta_0 = 11 - 2/3 n_f$ und n_f die Anzahl der beteiligten Quarksorten ist. Der Parameter Λ ist abhängig vom Renormierungsschema und läßt sich innerhalb der QCD nicht berechnen. Für $\mu_r \to \infty$ verschwindet die Kopplung der starken Wechselwirkung zwischen Teilchen (asymptotische Freiheit), und für $\mu_r \to 0$ wird die Kopplung beliebig groß („confinement“).

Mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichungen kann die Q^2-Abhängigkeit der Partondichten bestimmt werden. Hierzu müssen die Partondichten zunächst an einem festen Wert Q_0^2 definiert werden. Für eine störungstheoretische Entwicklung muß die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ klein gegen 1 sein, entsprechend muß der Referenzwert Q_0^2 ausreichend groß gewählt werden.

Eine Aussage über die x-Abhängigkeit der Partondichten kann nicht gemacht werden. Sie muß in den Anfangsparametrisierungen $q_i(x, Q_0^2)$ und $g(x, Q_0^2)$ vorausgesetzt werden. Die untere Grenze in den Integralen der Gl. 1.22 und 1.23 ist x, so daß die Parametrisierungen der Partondichten in der Q^2-Entwicklung nur für $z > x$ bekannt sein müssen.

Sind die Partondichten an einem Referenzwert Q_0^2 bekannt, lassen sich die Partondichten an einer beliebigen Stelle Q^2 durch Lösen der Integro-Differentialgleichungen berechnen.

Für die Gluondichte im Proton sind einige Beispiele von Parametrisierungen in Abb. 1.3 gezeigt[3] [15]. Dargestellt ist die Gluondichte als Funktion von $x_{\mathrm{g/p}}$, dem Impulsanteil des Gluons am Gesamtimpuls des Protons, bei einem Referenzwert von $Q_0^2 = 6\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$. In dem Bereich kleiner x-Werte, der vor HERA experimentell nicht zugänglich war, treten Unterschiede bis zu einer Größenordnung zwischen den Vorhersagen einzelner Parametrisierungen auf. Während einige Parametrisierungen wie z.B. MRSD0' [16] lediglich ein flaches Ansteigen der Gluondichte bei kleinen Werten von x vorhersagen, steigt die Gluondichte für GRV LO [17] mit kleiner werdendem x stark an.

Die Reduzierung dieser theoretischen Unsicherheiten durch Messung der Partondichten bei kleinen Werten von x gehört mit zu den wichtigsten Aufgaben bei HERA. Resultate hierzu werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

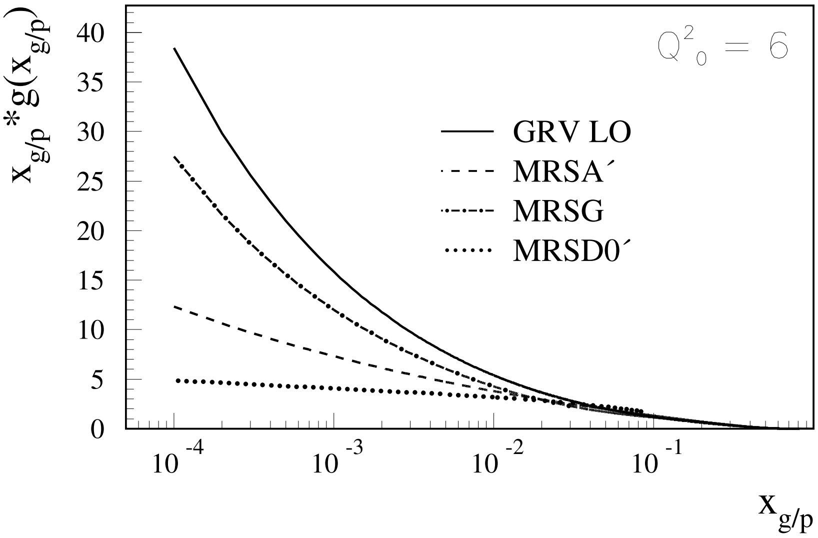


Abbildung 1.3: Die Gluondichte im Proton als Funktion von $x_{\mathrm{g/p}}$. Gezeigt sind die Parametrisierungen GRV LO [17], MRSA' [18], MRSG [19] und MRSD0' [16] bei einem Referenzwert von $Q_0^2 = 6\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$.

---

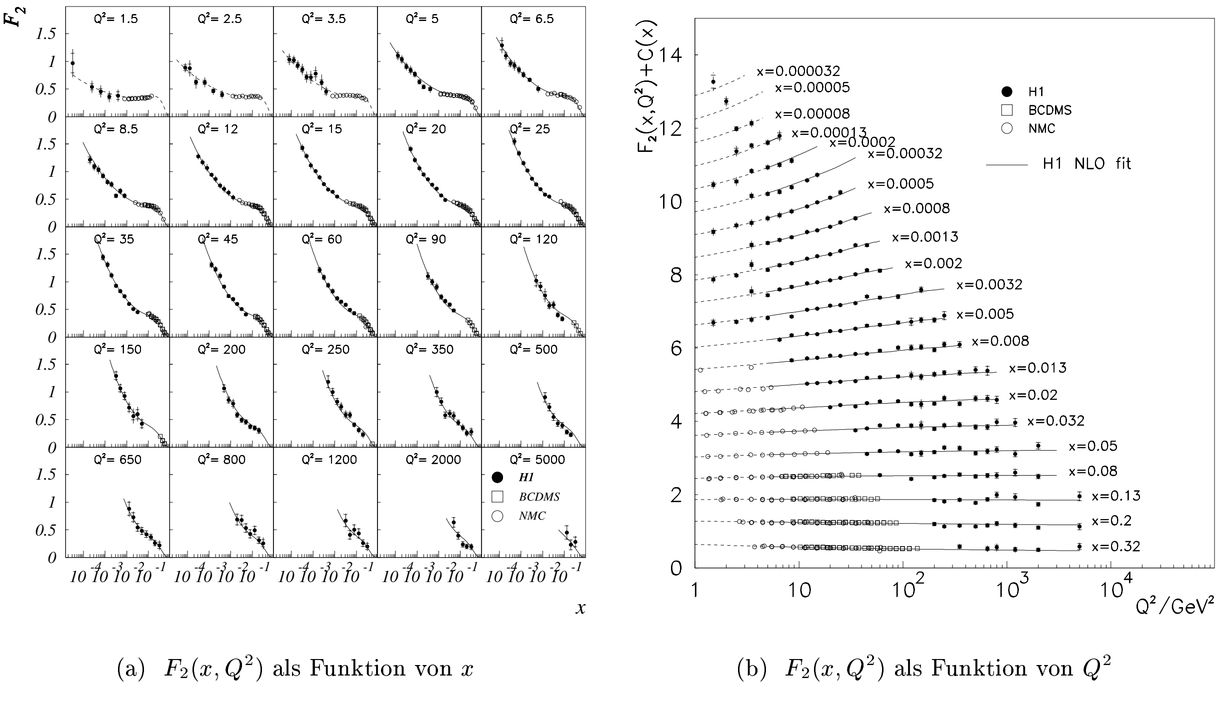
[3] In dieser Arbeit wird der Begriff Gluondichte auch für das in der Abb. 1.3 aufgetragene Produkt $x \cdot g(x)$ verwendet.

1.2.1 Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

Die Strukturfunktion des Protons ist in tief-inelastischer Lepton-Nukleon-Streuung bei Fixed-Target-Experimenten gemessen worden. Mit HERA besteht die Möglichkeit, diese Messungen auf einen deutlich größeren kinematischen Bereich auszudehnen, bis hin zu einem maximalen Impulsübertrag von $Q^2_{max} \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und einem minimalen Impulsanteil von $x_{min} \approx 10^{-5}$. Im Vergleich zu den Fixed-Target-Experimenten bedeutet dieses eine Erweiterung des kinematischen Bereiches in Q^2 und x um mehr als zwei Größenordnungen.

Die von der H1-Kollaboration gemessene Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ – basierend auf den Daten von 1994 – ist in Abb. 1.4 (a) als Funktion von x für verschiedene Q^2-Bereiche gezeigt [20]. Für dieselben Meßwerte ist die Q^2-Abhängigkeit bei verschiedenen x-Werten in Abb. 1.4 (b) dargestellt. In allen Q^2-Bereichen ist ein Ansteigen der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit kleiner werdendem x zu beobachten (vgl. Abb. 1.4 (a)). Dieser Anstieg wird auf eine ansteigende Gluondichte (entsprechend einer ansteigenden See-Quarkdichte) bei kleinen x-Werten zurückgeführt und wird durch eine NLO-QCD-Anpassung gut reproduziert (durchgezogene Kurven).

Diese Anpassung basiert auf einem phänomenologischen Ansatz für die Verteilungen der Valenz- und See-Quarks sowie der Gluonen. Ausgehend von einem Q^2_0-Wert von $5\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$, wird die Q^2-Entwicklung über die Altarelli-Parisi-Gleichungen erzeugt. Die Daten werden in allen Q^2- und x-Bereichen durch die QCD gut beschrieben.



(a) $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x

(b) $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von Q^2

Abbildung 1.4: Die Proton-Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$
(a) als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2 und (b) als Funktion von Q^2 für verschiedene Werte von x. Gezeigt sind die H1-Ergebnisse [20] zusammen mit Resultaten der Fixed-Target-Experimente BCDMS [21] und NMC [22]. Die durchgezogenen Kurven beschreiben eine NLO-QCD-Anpassung. Zur besseren Darstellung wurde in Abb. (b) die Funktion $C(x) = 0.6 \cdot (i - 0.4)$ zu $F_2(x, Q^2)$ hinzuaddiert. Dabei gibt i den x-Bereich an und startet bei $i = 1$ für $x = 0.32$.

Bereits anhand der ersten Daten von HERA (1992) konnte durch Vergleich der gemessenen Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit verschiedenen Vorhersagen gezeigt werden, daß Parametrisierungen wie z.B. MRSD0' (vgl. Abb. 1.3), die auf einem flachen Anstieg der Gluondichte $g(x, Q_0^2) \sim$ const. für $x \to 0$ basieren, die Daten nicht korrekt beschreiben und folglich ausgeschlossen werden können [23].

Ein Übersichtsartikel über den derzeitigen Stand der Strukturfunktionsmessungen – und deren Interpretation – ist in [24] zu finden.

1.2.2 Messung der Gluondichte im Proton

Die Skalenverletzung der Strukturfunktion ist auf die Anwesenheit der Gluonen zurückzuführen und ermöglicht Aussagen über die Gluondichte im Proton.

Bei kleinen Werten von x steigt die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit zunehmendem Q^2 aufgrund der Produktion von Quark-Antiquark-Paaren durch Gluonen, während bei großem x durch Gluonabstrahlung der Quarks ein Abfall von $F_2(x, Q^2)$ beobachtet werden kann (Abb. 1.4 (b)).

Ausgehend von den Gl. 1.20 und 1.22 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Ableitung $dF_2(x, Q^2)/d\ln(Q^2)$ und der Gluondichte $g(x, Q^2)$. In einer von Prytz [25] vorgeschlagenen Näherungsrechnung läßt sich die Gluondichte direkt aus der Ableitung $dF_2(x, Q^2)/d\ln(Q^2)$ bestimmen. Die Tatsache, daß bei kleinen x-Werten die Skalenverletzung von $F_2(x, Q^2)$ hauptsächlich auf die Paarproduktion von Quarks durch Gluonen zurückgeht und somit die Beiträge der Quarkverteilungen vernachlässigt werden können, führt in führender Ordnung $\ln(Q^2)$ auf die einfache Beziehung:

$$\frac{dF_2(x/2, Q^2)}{d\ln(Q^2)} \approx \frac{10}{27} \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \cdot x \cdot g(x, Q^2). \tag{1.25}$$

Die Resultate dieser Rechnung sind zusammen mit den Ergebnissen aus der QCD-Anpasssung (vgl. Abschnitt 1.2.1) in Abb. 1.5 gezeigt.

Neben diesen indirekten Methoden wurde bei H1 auch erstmals ein direktes Verfahren zur Bestimmung der Gluondichte bei kleinen Werten von x angewendet. Dieses Verfahren basiert auf der Analyse von Ereignissen mit 2-Jet-Konfigurationen[4] im Endzustand. In führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ können 2-Jet-Ereignisse entweder über die Boson-Gluon-Fusion (Abb. 1.6 (a)) oder über den QCD-Compton-Prozeß (Abb. 1.6 (b)) erzeugt werden. Beim QCD-Compton-Prozeß wird ein Gluon vom Quark emittiert.

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von 2 Jets setzt sich dann aus einem der Gluondichte proportionalen Wirkungsquerschnitt σ_{BGF} für die Boson-Gluon-Fusion und einem von der Quarkdichte abhängigen Wirkungsquerschnitt σ_{Com} für den QCD-Compton-Prozeß zusammen:

$$\sigma_{Jet} = \alpha_s(Q^2) \int \frac{dx}{x} \Big(x \cdot g(x, Q^2) \cdot \sigma_{BGF} + \sum_{i=u,d,\bar{u},\bar{d},\ldots} x \cdot q_i(x, Q^2) \cdot \sigma_{Com} \Big). \tag{1.26}$$

Die Wirkungsquerschnitte σ_{BGF} und σ_{Com} können in der QCD berechnet werden. Der Impulsanteil $x_{i/\mathrm{p}}$ des an dem harten Subprozeß (Quark ($i = \mathrm{q}$) oder Gluon ($i = \mathrm{g}$)) beteiligten Partons kann über

$$x_{i/\mathrm{p}} = \frac{\hat{s} + Q^2}{y \cdot s} = x\Big(1 + \frac{\hat{s}}{Q^2}\Big) \tag{1.27}$$

berechnet werden. Hierbei bedeutet $\hat{s}$ das Quadrat der invarianten Masse des 2-Jet-Systems und x das über Gl. 1.3 definierte x-Bjorken.

---

[4] Ein Jet ist ein kollimiertes Teilchenbündel mit hohem Transversalimpuls.

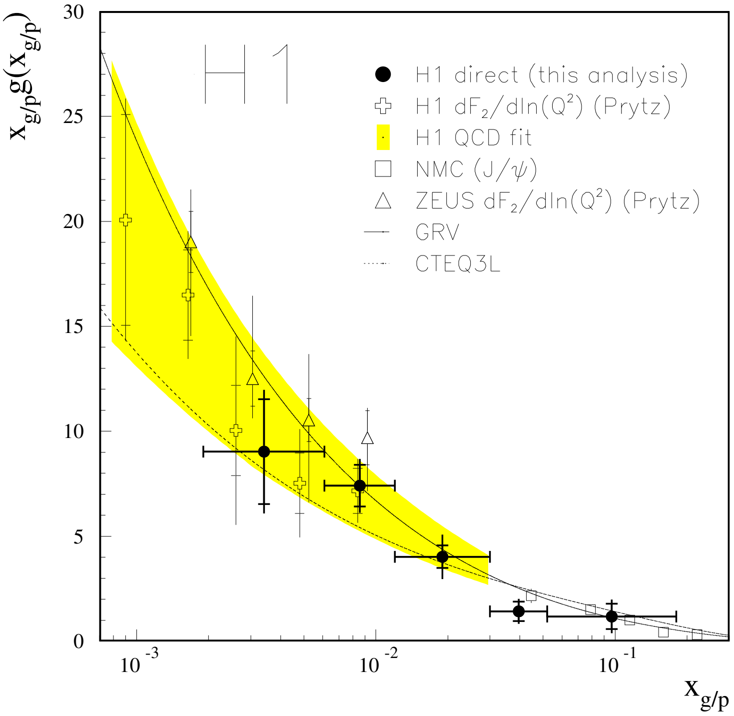


Abbildung 1.5: Die Gluondichte $x_{\mathrm{g/p}} \cdot g(x_{\mathrm{g/p}})$ als Funktion von $x_{\mathrm{g/p}}$ bei einem mittleren Q^2 von 30 GeV^2/c^2. Gezeigt ist das Ergebnis einer direkten Messung [26] zusammen mit indirekten Messungen von H1 [27], ZEUS [28] und NMC [29]. Zum Vergleich sind zwei verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte in führender Ordnung gezeigt (GRV LO [30] und CTEQ3L [31]).

Bei kleinen Werten von $x_{i/\mathrm{p}}$ dominiert der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion mit ungefähr 75 % gegenüber dem QCD-Compton-Prozeß. Durch die der Analyse zugrunde liegenden Selektionskriterien ist der zugängliche $x_{\mathrm{g/p}}$-Bereich auf $0.002 < x_{\mathrm{g/p}} < 0.18$ beschränkt.

Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 1.5 gezeigt (*H1 direct*). Die Resultate stimmen mit den Ergebnissen der anfangs beschriebenen indirekten Verfahren gut überein. Auch diese Messung belegt den deutlichen Anstieg der Gluondichte bei kleinen Werten von $x_{\mathrm{g/p}}$.

1.3 Photoproduktion

Die ersten Fixed-Target-Experimente zur Photon-Nukleon-Streuung zeigten, daß sich das Photon teilweise ähnlich wie ein Hadron verhält. Quantitativ werden die Ergebnisse durch das Vektor-Dominanz-Modell (VDM) [32] erklärt. In diesem Modell besitzt das Photon eine wohl definierte Wahrscheinlichkeit, um in ein Vektormeson V ($V = \rho, \omega, \Phi, \cdots$) – mit denselben Quantenzahlen wie das Photon – zu fluktuieren, das dann mit dem Photon wechselwirkt. Hierdurch wird die Photon-Nukleon-Streuung (γN) in Beziehung zur Meson-Nukleon-Streuung (VN) gesetzt, und der γN-Wirkungsquerschnitt kann als Superposition der VN-Wirkungsquerschnitte ausgedrückt werden.

Dieses vom VDM-Modell vorhergesagte hadronische Verhalten des Photons wurde in vielen Fixed-Target-Experimenten bei niedrigen Schwerpunktsenergien bestätigt. Bei höheren Schwerpunktsenergien, wie sie z.B. beim WA69-Experiment [33] am CERN erreicht wurden, zeigten sich jedoch Abweichungen von den Vorhersagen. Der Vergleich der inklusiven Wirkungsquerschnitte

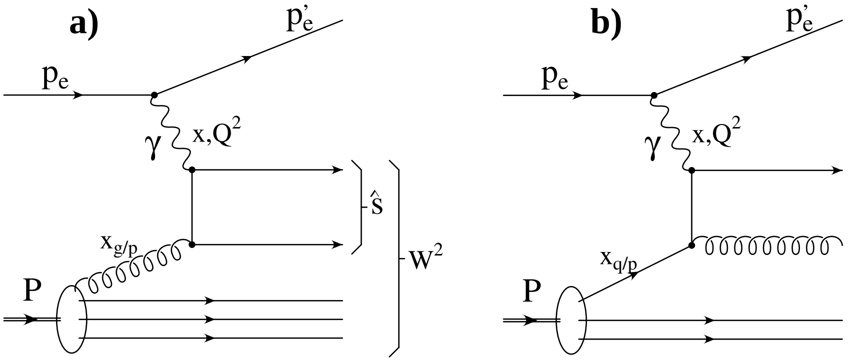


Abbildung 1.6: Feynman-Diagramme für (a) die Boson-Gluon-Fusion und (b) den QCD-Compton-Prozeß.

für die Photoproduktion geladener Hadronen als Funktion des Transversalimpulses p_t ergab bei hohen Transversalimpulsen größere Wirkungsquerschnitte als vom VDM-Modell vorhergesagt. Diese Abweichungen werden auf zusätzliche „harte“ Parton-Parton-Wechselwirkungen zurückgeführt, bei denen die auslaufenden Partonen hohe Transversalimpulse aufweisen. Experimentell sind solche Ereignisse durch hohe Transversalenergie im hadronischen Endzustand und durch das Auftreten von Jets mit hohem Transversalimpuls gekennzeichnet. Im Gegensatz zu den überwiegend „weichen“ Prozessen des VDM-Anteils mit relativ niedrigen Transversalenergien, lassen sich die harten Wechselwirkungen innerhalb der QCD berechnen.

Im Rahmen der QCD lassen sich in führender Ordnung verschiedene Beiträge zur harten γp-Streuung unterscheiden:

- **Direkte Komponente:** Das Photon koppelt direkt als punktförmiges Teilchen an ein geladenes Parton. Direkte Prozesse in niedrigster Ordnung sind in Abb. 1.6 gezeigt (Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Prozeß).

- **Anomale Komponente:** Im Gegensatz zur Hadron-Streuung kann das Photon an ein Quark-Antiquark-Paar koppeln (Abb. 1.7 (b+c)). Hierbei bildet sich jedoch kein gebundener hadronischer Zustand. Bei hohen Transversalenergien („Quasi-freie“ Quarks) läßt sich dieser Anteil quantitativ innerhalb der QCD berechnen.

- **VDM-Anteil:** Auch das VDM-Modell, bei dem sich das Photon wie ein Vektormeson verhält, liefert einen Anteil zu der harten Streuung (Abb. 1.7 (a)).

Eine klare Abgrenzung der anomalen Komponente von der harten VDM-Komponente ist nicht möglich. Zusammen für beide wird – in Analogie zur Proton-Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ – der hadronische Inhalt des Photons durch eine Photon-Strukturfunktion $F_2^\gamma(x, Q^2)$ beschrieben.

Der totale hadronische Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt läßt sich als Summe der Wirkungsquerschnitte dieser drei Komponenten auffassen:

$$\sigma^{\gamma\mathrm{p}}_{tot} = \sigma^{\gamma\mathrm{p}}_{direct} + \overbrace{\sigma^{\gamma\mathrm{p}}_{anomalous} + \underbrace{\sigma^{\gamma\mathrm{p}}_{VDM}}_{\gamma\,\sim\,\text{Hadron}}}^{\text{resolved}} .$$

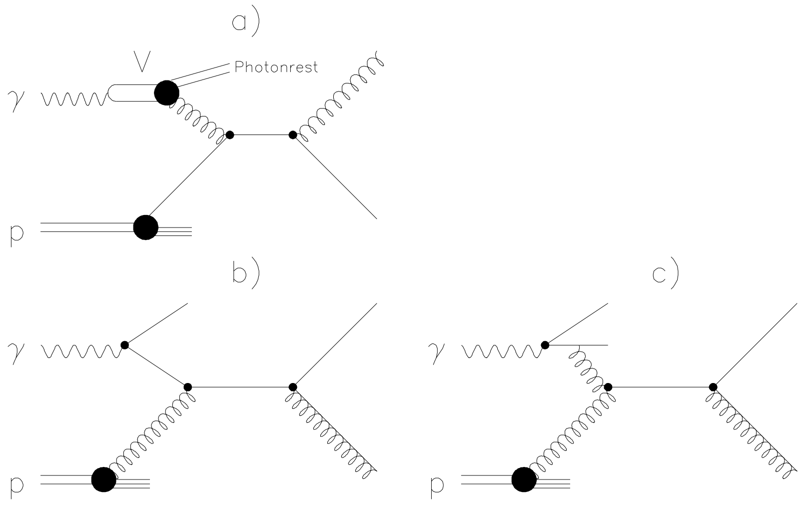


Abbildung 1.7: Aufgelöste Prozesse in niedrigster Ordnung: (a) VDM-Anteil, (b+c) Anomaler Anteil. Aus [14].

Der VDM-Anteil wird zusammen mit der anomalen Komponente häufig auch als hadronische oder aufgelöste („resolved“) Komponente bezeichnet, da hier eine innere Struktur des Photons zum Vorschein kommt.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den direkten und aufgelösten Prozessen besteht darin, daß bei den aufgelösten Prozessen nur ein Bruchteil x_γ der gesamten Photonenergie in den harten Subprozeß eingeht. Da die an der Wechselwirkung nicht teilnehmenden Partonen des Photons kein Farbsinglett mehr bilden – nach außen hin also nicht farbneutral sind – fragmentieren sie zu einem hadronischen Photonrest („photon remnant“), der als zusätzlicher Jet in Photonrichtung auftreten kann.

In Analogie zu den Altarelli-Parisi-Gleichungen für die Entwicklung der Partondichten im Proton (Gl. 1.22 und 1.23), lassen sich auch für die Photon-Strukturfunktion Entwicklungsgleichungen angeben. Da aber das Photon direkt an ein Quark-Antiquark-Paar koppeln kann, ergibt sich ein wesentlicher Unterschied zwischen der Strukturfunktion eines Hadrons und der Strukturfunktion eines Photons. Zusätzlich zu den in Abb. 1.2 gezeigten Prozessen muß die in Abb. 1.8 gezeigte direkte Kopplung in den Entwicklungsgleichungen mit berücksichtigt werden. Für die Quarkdichten $q_i(x, Q^2)$ ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}\frac{dq_i(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi}P_{q\gamma} + \\ &\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\Big[q_i(z,Q^2)\cdot P_{qq}\Big(\frac{x}{z}\Big) + g(z,Q^2)\cdot P_{qg}\Big(\frac{x}{z}\Big)\Big] \qquad (1.28)\end{aligned}$$

mit der Splitting-Funktion $P_{q\gamma}$ für die Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquark-Paar und der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em}.

Im Gegensatz zum Proton sind die Altarelli-Parisi-Entwicklungsgleichungen für die Quarkdichten des Photons nun inhomogen. Die Lösungen dieser Gleichungen lassen sich als Überlagerung einer allgemeinen homogenen Lösung, die den VDM-Anteil repräsentiert, und einer speziellen inhomogenen Lösung, die die punktförmige Kopplung des anomalen Photons beschreibt, darstellen.

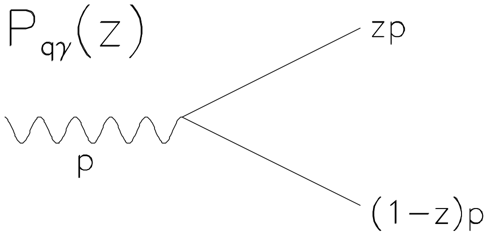


Abbildung 1.8: Die Splitting-Funktion $P_{q\gamma}$ für die Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquark-Paar. Aus [14].

Die Strukturfunktion $F_2^\gamma(x, Q^2)$ läßt sich für den anomalen Anteil im QPM berechnen:

$$F_2^\gamma(x, Q^2)\Big|_{\mathrm{QPM}} = 3\frac{\alpha}{\pi}\sum_{i=1}^{n_f} x\, e_i^4 (x^2 + (1-x)^2)\ln(Q^2/m_i^2). \tag{1.29}$$

Hierbei sind e_i und m_i die Ladung bzw. „freie“ Masse der Quarks. Summiert wird über alle Quarksorten n_f.

Im Vergleich zu den hadronischen Strukturfunktionen unterscheidet sich die Strukturfunktion $F_2^\gamma(x, Q^2)\big|_{\mathrm{QPM}}$ in drei wesentlichen Punkten:

- Die Ladung der Quarks geht, statt quadratisch, mit der vierten Potenz ein.
- Die Photon-Strukturfunktion nimmt mit größer werdendem x zu.
- Die Strukturfunktion zeigt bereits im einfachen QPM eine Abhängigkeit von Q^2. Bei den hadronischen Strukturfunktionen wird eine solche Abhängigkeit erst durch QCD-Effekte (Anwesenheit der Gluonen) verursacht.

Die Photon-Strukturfunktion wurde in zahlreichen Photon-Photon-Experimenten an e^+e^--Speicherringen (PETRA, LEP) gemessen. Wie bei der Messung der Strukturfunktion des Protons wird dabei die innere Struktur eines quasi-reellen Photons durch ein hochvirtuelles Photon aufgelöst. Durch die Messung der Strukturfunktion $F_2^\gamma(x, Q^2)$ konnte die anomale Komponente des Photons experimentell bestätigt und die Quarkdichten im Bereich $0.007 \leq x_\gamma \leq 1$ vermessen werden [34].

Ähnlich wie bei der Proton-Strukturfunktion kann aus der Skalenverletzung von $F_2^\gamma(x, Q^2)$ auf die Gluondichte im Photon geschlossen werden. Allerdings werden die skalenverletzenden Effekte bei der Photon-Strukturfunktion durch die Q^2-Abhängigkeit des anomalen Anteils dominiert, während der Einfluß der Gluonen wesentlich schwächer ist. Deshalb konnte aus den bisherigen Daten der e^+e^--Experimente die Gluondichte nur sehr ungenau bestimmt werden. Diese Unsicherheit spiegelt sich in den verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichte wider (Abb. 1.9).

Im Gegensatz zu den Photon-Photon-Kollisionen wird in der Photon-Proton-Streuung die Photonstruktur durch ein Parton aus dem Proton abgetastet, das an Quarks und Gluonen koppeln kann. Untersuchungen von γp-Wechselwirkungen erlauben deshalb nicht nur direkte Rückschlüsse auf die Quarkdichten sondern auch auf die Gluondichte im Photon.

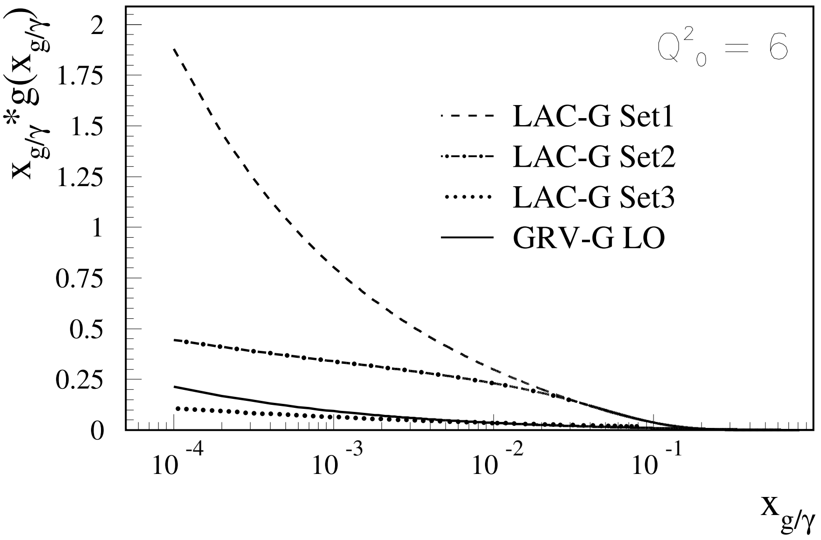


Abbildung 1.9: Die Gluondichte im Photon als Funktion von $x_{g/\gamma}$. Gezeigt sind die Parametrisierungen LAC-G Set1-3 [35] und GRV-G LO [36] bei einem Referenzwert von $Q_0^2 = 6\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$.

1.3.1 Messung der Gluondichte im Photon in γp-Wechselwirkungen

Ein Bruchteil des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes bei HERA kann auf harte Streuprozesse zurückgeführt werden. Harte Streuprozesse bezeichnen Parton-Parton-Streuungen, bei denen die auslaufenden Partonen hohe Transversalimpulse aufweisen. Diese Prozesse lassen sich im Rahmen der QCD berechnen. Experimentell sind solche Ereignisse u.a. mit dem Auftreten von Jets mit hoher Transversalenergie verbunden.

Die Wirkungsquerschnitte sind abhängig von den Partondichten im Photon und Proton, wobei die Partondichten im Proton im Bereich $x_\mathrm{p} > 0.01$ aus Lepton-Nukleon-Streuexperimenten bekannt sind. Auf der Photonseite tragen insgesamt drei Prozesse zum Wirkungsquerschnitt bei: Streuung an den Gluonen oder Quarks im Photon und direkte Prozesse. Die einzelnen Anteile können experimentell in der Regel nicht voneinander getrennt werden. Da aber die Beiträge der direkten Prozesse und die Beiträge der Quarks (die Quarkdichten sind aus Messungen der Photon-Strukturfunktion F_2^γ bekannt) im Rahmen der QCD berechnet werden können, läßt sich die Gluondichte im Photon durch Subtraktion der beiden Beiträge von dem Gesamtwirkungsquerschnitt bestimmen.

Um die Partondichten im Photon als Funktion des Impulsanteils x_γ zu bestimmen, muß die Kinematik des in Abb. 1.10 gezeigten Prozesses rekonstruiert werden. Unter Vernachlässigung der Transversalimpulse (relativ zur Richtung des einlaufenden Hadrons) der einlaufenden Partonen folgt aus der Energie- und Impulserhaltung:

$$x_\gamma E_\gamma + x_\mathrm{p} E_\mathrm{p} = E_1 + E_2 \tag{1.30}$$

und

$$x_\gamma p_{z,\gamma} + x_\mathrm{p} p_{z,\mathrm{p}} = E_{z,1} + E_{z,2}. \tag{1.31}$$

Aus diesen beiden Gleichungen ergeben sich dann unter Vernachlässigung der Protonmasse und

Partonmassen die folgenden Ausdrücke für x_p bzw. x_γ:

$$x_\mathrm{p} = \frac{\sum_{i=1,2}(E_i + p_{z,i})}{2E_\mathrm{p}} = \frac{\sum_{i=1,2}(E_{t,i} \cdot e^{\eta_i})}{2E_\mathrm{p}} \tag{1.32}$$

und

$$x_\gamma = \frac{\sum_{i=1,2}(E_i - p_{z,i})}{2E_\gamma} = \frac{\sum_{i=1,2}(E_{t,i} \cdot e^{-\eta_i})}{2E_\gamma}. \tag{1.33}$$

Hierbei sind E_t und η die Transversalenergie bzw. Pseudorapidität der auslaufenden Partonen.

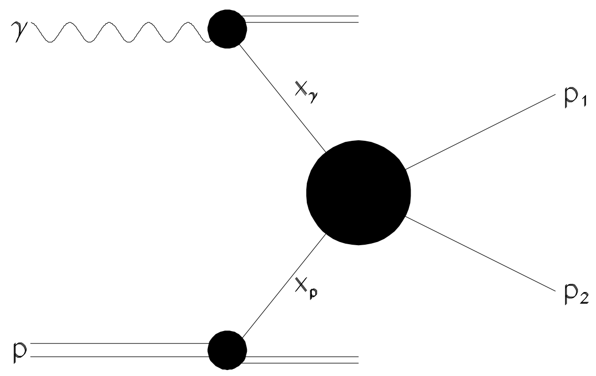


Abbildung 1.10: Parton-Parton-Streuung in der harten Photon-Proton-Wechselwirkung.Aus [14].

Die Richtungen und Energien der im Experiment beobachtbaren Teilchenjets sind mit den Viererimpulsen der auslaufenden Partonen korreliert, so daß die Kinematik der Parton-Parton-Streuung anhand der meßbaren Jets bestimmt werden kann.

Zur Untersuchung harter Streuprozesse wurden bei H1 2-Jet-Ereignisse mit einer minimalen Transversalenergie von $E_t^{Jet} \geq 7\,\mathrm{GeV}$ selektiert. Die aus den Jetraten in führender Ordnung ermittelte Gluondichte ist in Abb. 1.11 gezeigt. Zum ersten Mal konnte die Gluondichte im Photon im Bereich kleiner x_γ-Werte ($0.03 < x_\gamma < 1$) gemessen werden. Zum Vergleich sind verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte im Photon (GRV-G LO [37] sowie LAC-G Set1 und LAC-G Set3 [35]) gezeigt.

Die von der Parametrisierung LAC-G Set3 vorhergesagte hohe Gluondichte bei großen Impulsanteilen x_γ ist mit den Daten nicht verträglich. Oberhalb $x_\gamma > 0.08$ stimmen sowohl GRV-G LO als auch LAC-G Set1 mit den Daten überein. Der steile Anstieg der Gluondichte von LAC-G Set1 unterhalb $x_\gamma < 0.08$ ist mit der Messung allerdings nicht konsistent. Eine gute Beschreibung der Daten in allen Bereichen von x_γ wird mit der Parametrisierung GRV-G LO erzielt.

1.3.2 Totaler Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung kann für den Photon-Austausch bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma_\mathrm{ep}(s)}{dy dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{Q^2}\Big(A(y,Q^2) \cdot \sigma^T_{\gamma^*\mathrm{p}}(y,Q^2) + B(y,Q^2) \cdot \sigma^L_{\gamma^*\mathrm{p}}(y,Q^2)\Big) \tag{1.34}$$

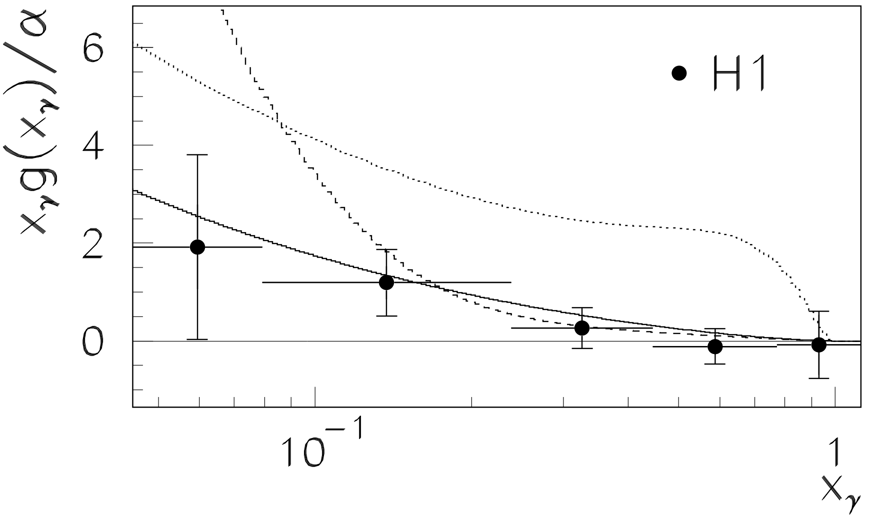


Abbildung 1.11: Die Gluondichte im Photon dividiert durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$ bei $\langle p_t \rangle^2 = 75\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ als Funktion von x_γ [38]. Zum Vergleich sind die Parametrisierungen GRV-G LO [37] (durchgezogene Kurve) sowie LAC-G Set1 und LAC-G Set3 [35] (gestrichelte bzw. gepunktete Kurve) gezeigt.

mit den Wirkungsquerschnitten $\sigma^T_{\gamma^*\mathrm{p}}(y,Q^2)$ und $\sigma^L_{\gamma^*\mathrm{p}}(y,Q^2)$ für transversal bzw. longitudinal polarisierte virtuelle Photonen und den kinematischen Faktoren A(y,Q^2) und B(y,Q^2) [39]. Für kleine Werte von Q^2 ($Q^2 \to 0$) kann die longitudinale Komponente vernachlässigt werden:

$$\sigma^L_{\gamma^*\mathrm{p}} \to 0 \quad \text{und} \quad \sigma^T_{\gamma^*\mathrm{p}} \to \sigma^{tot}_{\gamma\mathrm{p}}.$$

Mit Hilfe der erweiterten Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [40–42] kann Gl. 1.34 weiter vereinfacht werden. In dieser Näherung läßt sich der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt in einen von $W_{\gamma\mathrm{p}} = \sqrt{y \cdot s}$ abhängigen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt und den Photon-Fluß $F_{\gamma/\mathrm{e}}(y,Q^2)$ faktorisieren. Der aus dem Prozeß e → e′γ herrührende Photon-Fluß ergibt sich zu:

$$F_{\gamma/\mathrm{e}}(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\Big(\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\cdot\frac{Q^2_{min}(y)}{Q^2}\Big). \tag{1.35}$$

Hierbei ist α die Feinstrukturkonstante, und $Q^2_{min} = (m_\mathrm{e} y)^2/(1-y)$ gibt die minimale Virtualität des Photons an. Integration über Q^2 ergibt schließlich:

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{ep}}(s)}{dy} = \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2\, F_{\gamma/\mathrm{e}}(y,Q^2)\cdot\sigma^{tot}_{\gamma\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}}) = f_{\gamma/\mathrm{e}}(y)\cdot\sigma^{tot}_{\gamma\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}}) \tag{1.36}$$

mit

$$f_{\gamma/\mathrm{e}}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\Big(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\Big(\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}}\Big) - \frac{2(1-y)}{y}\Big(1-\frac{Q^2_{min}}{Q^2_{max}}\Big)\Big). \tag{1.37}$$

Die Größe Q^2_{max} ist durch die experimentellen Bedingungen bestimmt. Der erste Term der Gl. 1.37 ist die ursprüngliche WWA. Der zweite Term ist ein Korrekturterm, der bei HERA nicht zu vernachlässigen ist ($\mathcal{O}(7\,\%)$ [43]).

In Gl. 1.36 wird der Beitrag der longitudinal polarisierten Photonen zum gesamten Wirkungsquerschnitt vernachlässigt. Weiterhin wird die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nicht berücksichtigt. Der daraus resultierende Fehler wurde bei H1 für Ereignisse, bei denen das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird ($Q^2 < 0.01$), bestimmt und beträgt ungefähr 0.2 % [44].

Für diese Ereignisse ist der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}^{tot}(W_{\gamma\mathrm{p}})$ gemessen worden. Die kinematischen Variablen Q^2 und y sind dabei durch die Akzeptanz des Elektron-Detektors (vgl. Abb. 3.7) auf

$$Q^2_{max} = 10^{-2} \qquad \text{und} \qquad 0.3 < y < 0.7$$

beschränkt. Der entsprechende Bereich der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ beträgt

$$165\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma\mathrm{p}} < 252\,\mathrm{GeV}\,.$$

Bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma\mathrm{p}} \rangle = 200\,\mathrm{GeV}$ beträgt der totale γp-Wirkungsquerschnitt [45]

$$\sigma_{\gamma\mathrm{p}}^{tot} = (165.3 \pm 2.3 \pm 10.9)\,\mu\mathrm{b}.$$

Die Fehler repräsentieren den statistischen und systematischen Fehler.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist in Abb. 1.12 gezeigt. Eingetragen sind die Resultate der H1- und ZEUS-Kollaboration [46] sowie zahlreiche Messungen früherer Fixed-Target-Experimente. Die HERA-Ergebnisse stimmen gut mit Modellrechnungen überein, die die Niederenergiedaten von $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}^{tot}$ und der Proton-Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zu höheren Energien extrapolieren (Parametrisierungen DL [47] und ALLM [48]).

Ein dramatischer Anstieg des Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes wird nicht beobachtet. Ein solcher Anstieg wurde von Modellen mit einem großen Anteil harter Stöße [50] wie auch zur Interpretation von hochenergetischen Luftschauern, bei denen ein Überschuß an Myonen gemessen wurde [51], vorhergesagt.

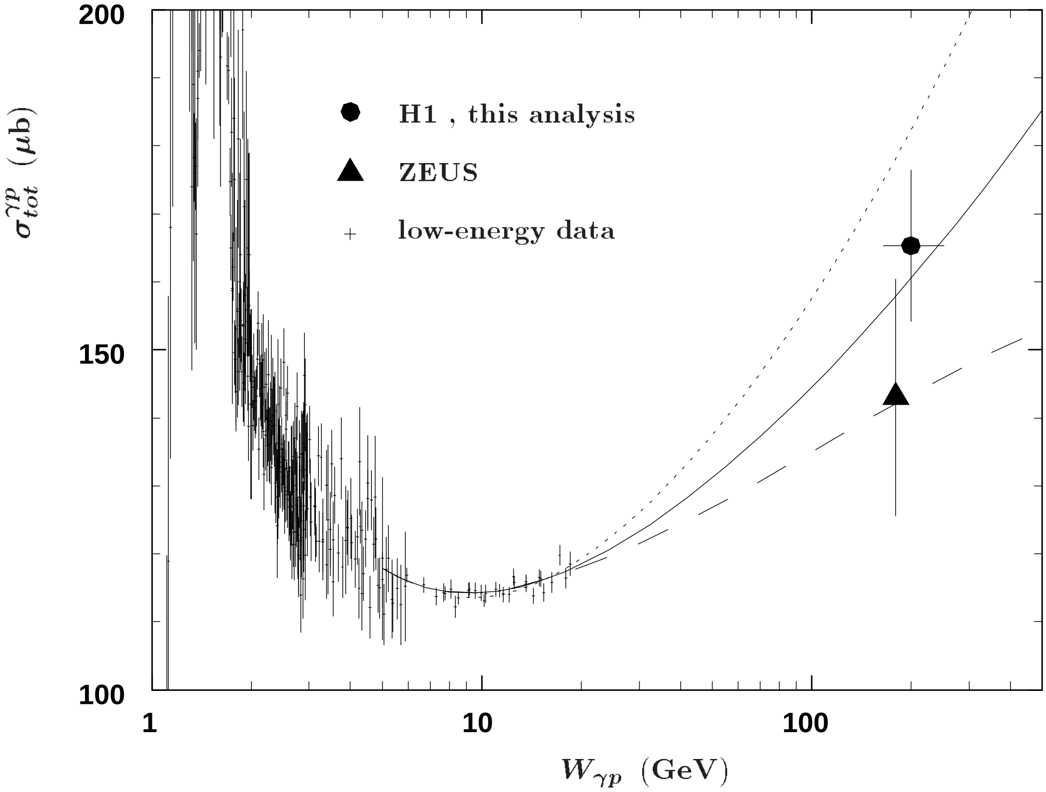


Abbildung 1.12: Totaler Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$. Gezeigt sind die Resultate von H1[45] und ZEUS [46] sowie zahlreiche Messungen bei niedrigen Energien zusammen mit Vorhersagen der Parametrisierungen DL [47] (durchgezogene Kurve) und ALLM [48] (gestrichelte Kurve). Die gepunktete Kurve entspricht der Parametrisierung DL unter Einbeziehung neuerer Ergebnisse von CDF [49].

Kapitel 2

Produktion und Zerfall von Charm-Quarks

Das Charm-Quark ist das erste Quark, das vor der experimentellen Entdeckung bereits theoretisch vorhergesagt wurde. Zu Beginn der sechziger Jahre waren bereits die vier Leptonen der ersten und zweiten Generation entdeckt. Von den Quarks waren zu dieser Zeit lediglich die u, d- und s-Quarks bekannt. Zur Vervollständigung der zweiten Generation und zur Behebung der fehlenden Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks wurde von einigen theoretischen Physikern eine vierte Quarksorte mit dem Namen Charm vorgeschlagen [52]. Dieses vierte Quark – mit der Charm-Quantenzahl $C = +1$ – sollte eine Ladung von $Q_{\mathrm{c}} = +2/3\,e$ und eine Masse zwischen 1 und $3\,\mathrm{GeV/c^2}$ besitzen.

Im Jahre 1974 wurde die Existenz eines gebundenen $\mathrm{c\bar{c}}$-Zustandes experimentell nachgewiesen. Dieses J/ψ genannte Vektormeson wurde gleichzeitig in Experimenten am BNL[1] [53] und am SLAC [54] entdeckt.

Etwa zwei Jahre nach der Entdeckung des J/ψ-Mesons wurden auch andere Mesonenzustände mit $C \neq 0$ nachgewiesen, die neben dem schweren Charm-Quark noch eines der leichten Quarks enthalten. Die leichtesten Teilchen mit Charm sind die pseudoskalaren D-Mesonen mit Spin $J = 0$ (D^0, $\mathrm{D}^\pm$) [55, 56]. Nur wenig später wurden auch die Vektormesonen mit Spin $J = 1$ (D^{*0}, $\mathrm{D}^{*\pm}$) entdeckt [57–59]. Diese Vektormesonen zerfallen über die starke Wechselwirkung in die leichteren D-Mesonen. Mesonenzustände, die neben dem c-Quark ein s-Quark beinhalten ($\mathrm{D}_s^\pm$, $\mathrm{D}_s^{*\pm}$), wurden erst im Jahre 1983 durch die CLEO-Kollaboration nachgewiesen [60]. Die ersten Nachweise für die Existenz von Baryonen mit Charm stammen aus Blasenkammer-Experimenten [61].

2.1 Produktion von Charm

In den vergangenen 20 Jahren wurden an vielen verschiedenen Experimenten Untersuchungen an Charm-Quarks durchgeführt. Die Prozesse, die zur Erzeugung von Charm-Quarks führen, sind dabei vielfältig und die Wahl der zur Kollision gebrachten Teilchensorten entscheidet darüber, welcher Produktionsmechanismus dominiert und welche speziellen physikalischen Untersuchungen möglich sind.

Wesentliche Beiträge zum heutigen Verständnis stammen dabei von $\mathrm{e^+e^-}$-Speicherringen. Über die Annihilation der beiden Leptonen in ein Photon oder Z^0 kann ein $\mathrm{c\bar{c}}$-Paar erzeugt werden. Aber auch bei der Streuung von Hadronen, die im Gegensatz zu den Leptonen eine

---

[1] **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory

Substruktur besitzen, können Charm-Quarks erzeugt werden. Durch Fusion bzw. Annihilation zweier Partonen – Quarks oder Gluonen – kann Charm im Endzustand auftreten.

In der Elektron-Proton-Streuung bei HERA werden Charm-Quarks hauptsächlich über den QCD-Prozeß der Boson-Gluon-Fusion erzeugt. Neben den direkten tragen auch aufgelöste Prozesse zum Wirkungsquerschnitt bei. Auf diese Produktionsmechanismen wird im folgenden näher eingegangen.

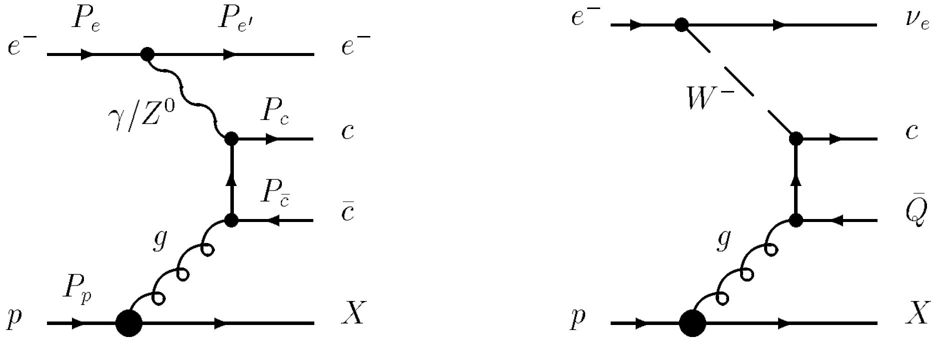
2.1.1 Prozesse führender Ordnung

Direkte Prozesse

In niedrigster Ordnung QCD wird die Produktion von Charm durch den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (BGF) beschrieben. Hierbei fusioniert ein vom Elektron abgestrahltes Boson $(\gamma, \mathrm{Z}^0, \mathrm{W}^-)$ mit einem Gluon aus dem Proton:

$$\begin{aligned} \gamma/\mathrm{Z}^0 + \mathrm{g} &\rightarrow \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}} && \text{(NC-Prozesse)}, \\ \mathrm{W}^- + \mathrm{g} &\rightarrow \mathrm{c} + \bar{\mathrm{Q}} && \text{(CC-Prozesse)}. \end{aligned}$$

Die entsprechenden Feynman-Graphen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s)$ sind in Abb. 2.1 gezeigt.



(a) Neutraler Strom (b) Geladener Strom

Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für die Charm-Erzeugung in der Boson-Gluon-Fusion. Aus [62].

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt wird durch den Austausch von Photonen bei kleinen Werten von Q^2 dominiert. Aufgrund der großen Masse der Z^0- und W^--Bosonen sind deren Beiträge klein und können vernachlässigt werden. Die Erzeugung von Charm findet deshalb hauptsächlich in der Photoproduktion mit quasi-reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) statt. Die Boson-Gluon-Fusion reduziert sich in diesem Fall auf die Photon-Gluon-Fusion (PGF).

Neben der direkten Wechselwirkung des Photons mit einem Parton aus dem Proton kann das Photon auch als ein Teilchen mit partonischer Struktur (aufgelöste oder hadronische Komponente) wechselwirken. Wie beim Proton wird die Wechselwirkung dann durch Strukturfunktionen beschrieben.

Aufgelöste Prozesse

Während bei den früheren Fixed-Target-Experimenten der Beitrag der aufgelösten Komponente zum Gesamtwirkungsquerschnitt mit weniger als 5 % vernachlässigbar war [63], können bei

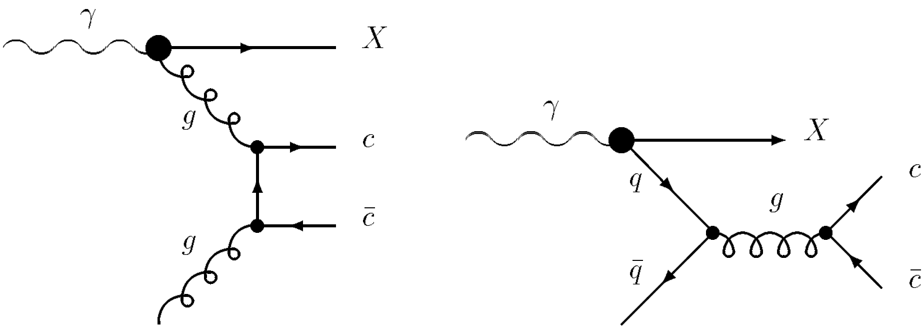
HERA aufgrund der wesentlich höheren Schwerpunktsenergien Beiträge von der Größenordnung $\mathcal{O}(20\,\%)$ erwartet werden [64]. Im Gegensatz zur Photoproduktion von leichten Quarks, bei der die hadronische Komponente mit 80 % den Gesamtwirkungsquerschnitt dominiert, ist bei der Charm-Produktion die direkte Komponente die wichtigere.

In führender Ordnung kann Charm entweder über Gluon-Gluon-Fusion oder Quark-Antiquark-Annihilation erzeugt werden:

$$\mathrm{g} + \mathrm{g} \rightarrow \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}}, \tag{2.1}$$

$$\mathrm{q} + \bar{\mathrm{q}} \rightarrow \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}}. \tag{2.2}$$

Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abb. 2.2 gezeigt. In führender Ordnung ist der aufgelöste Prozeß ebenso wie der direkte von der Ordnung[2] $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s)$.



(a) gg-Fusion

(b) $q\bar{q}$-Annihilation

Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme für die Charm-Erzeugung in der Photoproduktion (hadronische Komponente). Aus [62].

Der quarkinduzierte Anteil (Abb. 2.2 (b)) am Charm-Wirkungsquerschnitt ist vernachlässigbar klein [65]. Den wichtigsten Beitrag liefert mit 90 % die von der Gluondichte im Photon abhängige Gluon-Gluon-Fusion. Da die Gluondichte im Photon bei kleinen Werten von x_γ nur ungenau bekannt ist, hängen die Vorhersagen für die hadronische Komponente von den Annahmen über das Verhalten der Gluondichte bei kleinen x_γ-Werten ab (vgl. Abb. 1.9).

Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluon-Fusion

Bei kleinen Werten von Q^2 ist der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{ep}\rightarrow\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X}$ über die Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Abschnitt 1.3.2) mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\mathrm{p}\rightarrow\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X}$ verknüpft:

$$\sigma_{\mathrm{ep}\rightarrow\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X}(s) = \int dy\, f_{\gamma/\mathrm{e}}(y) \cdot \sigma_{\gamma\mathrm{p}\rightarrow\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X}(W_{\gamma\mathrm{p}}). \tag{2.3}$$

Der γp-Prozeß wird sowohl für die direkte als auch für die aufgelöste Komponente durch eine $2 \rightarrow 2$ Photon-Parton- bzw. Parton-Parton-Streuung beschrieben. In führender Ordnung kann der Wirkungsquerschnitt für die direkte Komponente in einen – in der QCD berechenbaren –

---

[2] Die Partondichten des Photons sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha/\alpha_s)$.

Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}}$ und in eine phänomenologisch zu beschreibende Gluondichte $g(x_\mathrm{g},\mu_f^2)$ faktorisiert werden:

$$\sigma_{\gamma\mathrm{p}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X}(W_{\gamma\mathrm{p}}) = \int dx_\mathrm{g}\, g(x_\mathrm{g},\mu_f^2)\cdot\sigma_{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}}(\hat{s}=x_\mathrm{g}ys, m_\mathrm{c},\mu_f^2,\mu_r^2). \tag{2.4}$$

Hierbei kennzeichnet μ_r die Renormierungsskala, die bei der Berechnung der elementaren Photon-Parton-Wechselwirkung verwendet wird. Die Faktorisierungsskala μ_f bezeichnet die Skala, an der die Gluondichte im Proton ausgewertet wird. Die Skalen liegen nicht eindeutig fest und sind nicht notwendigerweise gleich. Eine übliche Wahl ist $\mu = m_\mathrm{c}$ oder $\mu = \sqrt{m_\mathrm{c}^2+p_t^2}$, wobei m_c die Masse und p_t den Transversalimpuls der aus der harten Streuung auslaufenden Charm-Quarks bezeichnet. Die Schwerpunktsenergie des Photon-Gluon-Systems ist durch $\hat{s}=x_\mathrm{g}ys$ gegeben.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluon-Fusion $\sigma_{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}}$ läßt sich in führender Ordnung explizit berechnen [66, 67]:

$$\sigma_{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}} = \frac{8\cdot\pi}{9\cdot\hat{s}^2}\cdot\alpha\cdot\alpha_s\cdot\left\{\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)\cdot\left[\hat{s}+4\cdot m_\mathrm{c}^2-\frac{8\cdot m_\mathrm{c}^4}{\hat{s}}\right]-\beta\cdot[\hat{s}+4\cdot m_\mathrm{c}^2]\right\} \tag{2.5}$$

mit

$$\beta := \sqrt{1-\frac{4\cdot m_\mathrm{c}^2}{\hat{s}}}. \tag{2.6}$$

Aufgrund der $1/\hat{s}^2$-Abhängigkeit dieses Wirkungsquerschnittes und der bei großen Werten von x_g abnehmenden Gluondichte werden Charm-Quarks bei HERA hauptsächlich an ihrer Produktionsschwelle erzeugt:

$$\hat{s}_{min} = x_\mathrm{g}\cdot y\cdot s \geq 4\cdot m_\mathrm{c}^2\cdot \mathrm{c}^4.$$

Mit der Parametrisierung GRV HO für die Partondichten im Proton und $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ beträgt der Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{dir}(\mathrm{ep}\to\mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X)$ in führender Ordnung für die direkte Komponente 409 nb, bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV [65]. Theoretische Vorhersagen für den Charm-Wirkungsquerschnitt sind mit Unsicherheiten behaftet. Abhängigkeiten ergeben sich aus der verwendeten Parametrisierung der Gluondichte, den QCD-Skalen sowie der Charm-Quark-Masse. Hierauf wird in Abschnitt 2.1.2 im Zusammenhang mit Prozessen höherer Ordnung näher eingegangen.

Die Gluondichte

Da der Wirkungsquerschnitt für die Charm-Erzeugung (Gl. 2.4) direkt von der Gluondichte im Proton abhängt, bietet die Untersuchung von Charm-Quarks die Möglichkeit, die Gluondichte zu bestimmen. Entweder indirekt über die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes bzw. Messung differentieller Verteilungen oder aber direkt über die explizite Rekonstruktion von x_g und Bestimmung von $g(x_\mathrm{g},\mu^2)$.

Die Untersuchung von schweren Quarks bietet dabei mehrere Vorteile:

- Im Gegensatz zur Bestimmung der Gluondichte aus der Skalenverletzung von $F_2(x,Q^2)$ in der tief-inelastischen Streuung kann die Gluondichte direkt bestimmt werden.

- Die Boson-Gluon-Fusion ist der einzige Prozeß, der zur direkten Charm-Produktion beiträgt. Durch die QCD-Compton-Streuung (Abb. 1.6) können Charm-Quarks nicht erzeugt werden. Dieser Prozeß trug bei der in Abschnitt 1.2.2 vorgestellten direkten Messung der Gluondichte in der tief-inelastischen Streuung mit ungefähr 20-30 % zum Wirkungsquerschnitt bei und stellte den wesentlichen Untergrund der Analyse dar.
- Im Gegensatz zur Photoproduktion von leichten Quarks stammt der Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt von den direkten Prozessen.
- In der Charm-Produktion sind kleine Werte von x_g erreichbar. Der minimale Wert von x_g, bei dem Charm-Quarks noch erzeugt werden können, hängt von der Masse m_c und der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ab. Für Photoproduktionsereignisse ($Q^2 \approx 0$) folgt aus Gl. 1.27:

$$x_\mathrm{g}^{min} = \frac{\hat{s}}{y \cdot s} \geq \frac{4 \cdot m_\mathrm{c}^2 \cdot \mathrm{c}^4}{y \cdot s} \approx 10^{-4}. \tag{2.7}$$

Vorhersagen zum differentiellen ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X)/dx_\mathrm{g}$ sind in Abb. 2.3 für verschiedene Schnitte auf die Schwerpunktsenergie des $\mathrm{c\bar{c}}$-Systems gezeigt [68]. Bei diesen Rechnungen wurden Prozesse höherer Ordnung („next-to-leading order“, NLO) mit einbezogen (Abschnitt 2.1.2). Für die Partondichten im Proton wurde die Parametrisierung MRSG [19] verwendet. Zusätzlich zur direkten Komponente ist auch die hadronische dargestellt (für die Parametrisierungen GRV-G HO [69] und LAC-G Set1 [35]).

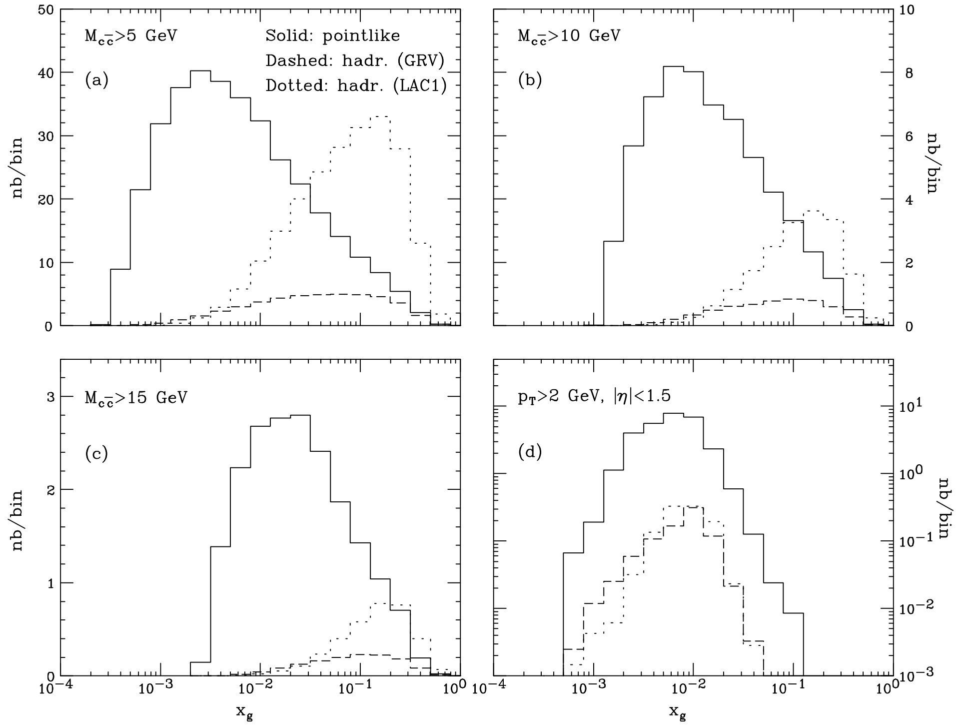


Abbildung 2.3: NLO-Vorhersagen für den differentiellen ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X)/dx_\mathrm{g}$ bei einer ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ [68]. Den Rechnungen liegt eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ zugrunde. Für die Partondichten im Proton wurde die Parametrisierung MRSG verwendet.

Während bei großen Werten von x_{g} ($x_{\mathrm{g}} > 10^{-1}$) die hadronische Komponente überwiegt, stammen die Beiträge bei $x_{\mathrm{g}} < 10^{-2}$ fast vollständig von den direkten Prozessen. Die Verteilung weist ein Maximum bei $x_{\mathrm{g}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ auf und reicht bis $x_{\mathrm{g}} = 2 \cdot 10^{-4}$. Werden höhere Schwerpunktsenergien des $c\bar{c}$-Systems verlangt (Abb. 2.3 (b+c)), so wird die hadronische Komponente stärker unterdrückt als die direkte, da bei großen Werten von x_{g} die Gluondichte im Photon klein ist. Insgesamt verschiebt sich bei höheren Schwerpunktsenergien die Verteilung zu größeren Werten von x_{g} (siehe auch Gl. 2.7).

Abb. 2.3 (d) zeigt die x_{g}-Verteilung, wenn der kinematische Bereich beider Charm-Quarks auf $p_t(\mathrm{c}) > 2\,\mathrm{GeV/c}$ und $|\eta(\mathrm{c})| < 1.5$ eingeschränkt wird. In diesem Fall ist die direkte Komponente in dem gesamten dann zugänglichen x_{g}-Bereich dominant.

Ein ähnliches Bild ergibt sich aus der x_{g}-Verteilung der Abb. 2.4, die mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA (Abschnitt 4.1) für die direkte Komponente generiert wurde. Die Abb. zeigt den zugänglichen x_{g}-Bereich für verschiedene Mindesttransversalimpulse der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen, die in den Fragmentationsprozessen der primär erzeugten Charm-Quarks entstehen und diese enthalten. Der Rapiditätsbereich ist dabei auf $|\hat{y}(\mathrm{D}^*)| < 1.5$ beschränkt.

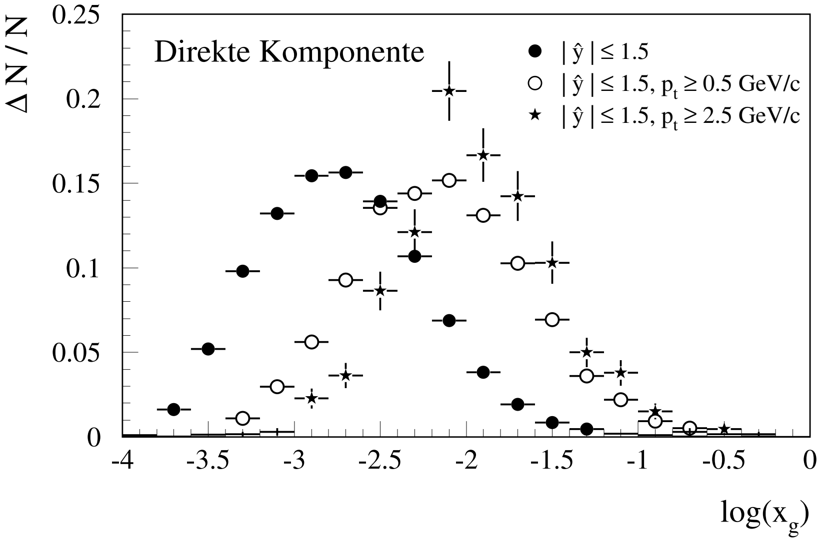


Abbildung 2.4: x_{g}-Verteilung für verschiedene Mindesttransversalimpulse des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesons. Die Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA generiert.

Die Forderung höherer Mindesttransversalimpulse führt zu einer Verschiebung der x_{g}-Verteilung zu größeren Werten hin. In der Analyse dieser Arbeit wird der kinematische Bereich der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen auf $p_t(\mathrm{D}^*) > 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $-1.5 < \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 1$ eingeschränkt. Der zugängliche x_{g}-Bereich ist dann auf $10^{-3} < x_{\mathrm{g}} < 10^{-1}$ begrenzt. Das mittlere x_{g} beträgt $\langle x_{\mathrm{g}} \rangle \approx 10^{-2}$.

Studien zur Charm-Produktion bei HERA zeigen, daß für eine statistisch signifikante Messung der Gluondichte eine integrierte Luminosität von wenigstens $\mathcal{L}_{int} = 250\,\mathrm{pb}^{-1}$ notwendig ist [68, 70].

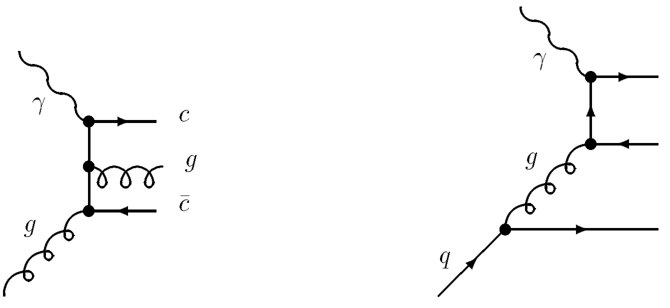
2.1.2 Prozesse höherer Ordnung

Ein signifikanter Beitrag zum Charm-Wirkungsquerschnitt stammt von Beiträgen höherer Ordnungen in α_s. Erste vollständige Rechnungen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ für die Hadroproduktion von Charm-Quarks stammen von Nason, Dawson und Ellis [71]. Für die Photoproduktion sind entsprechende Rechnungen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$ in [63, 72] dargestellt.

Abb. 2.5 (b-d) zeigt einige Korrekturen höherer Ordnung. Der in Abb. 2.5 (b) dargestellte Prozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^3)$ liefert durch Interferenz mit dem Prozeß niedrigster Ordnung (Abb. 2.5 (a)), der den gleichen Endzustand bildet, ebenfalls einen Beitrag zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha{\cdot}\alpha_s^2)$. Der dominierende Beitrag stammt von der in Abb. 2.5 (c) gezeigten Gluonabstrahlung [73]

$$\gamma + \mathrm{g} \rightarrow \mathrm{c} + \bar{\mathrm{c}} + \mathrm{g}.$$

(a) $\gamma\ g \rightarrow c\bar{c}$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s$) (b) $\gamma\ g \rightarrow c\bar{c}$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^3$)



(c) $\gamma\ g \rightarrow c\bar{c}g$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$) (d) $\gamma\ q \rightarrow c\bar{c}q$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$)

Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für die Charm-Erzeugung in der Photon-Gluon-Fusion mit Korrekturen höherer Ordnung. Aus [62].

Ziel der Berechnungen von Ellis und Nason [63] war die Beschreibung der in Fixed-Target-Experimenten gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von Charm-Quarks. Die Experimente lieferten Ergebnisse bis zu Photonenergien von $E_\gamma \approx 200\,\mathrm{GeV}$, entsprechend einer Schwerpunktsenergie von ungefähr 20 GeV. In Abb. 2.6 sind die NLO-Vorhersagen zusammen mit den Messungen verschiedener Fixed-Target-Experimente [74–82] gezeigt. Eine gute Beschreibung der Fixed-Target-Messungen konnte durch Rechnungen mit einer Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ erzielt werden (mittlere Kurve). Die theoretischen Unsicherheiten in den Rechnungen sind allerdings sehr groß (äußere Kurven).

Basierend auf den Ergebnissen von Ellis et al. [63, 71], stammen neuere Berechnungen von Wirkungsquerschnitten für die Photoproduktion von schweren Quarks bei HERA-Energien von Frixione et al.[3] [64, 85]. Diese Rechnungen zeigen, daß die Korrekturen höherer Ordnung zum gesamten Charm-Wirkungsquerschnitt bei HERA Beiträge von der Größenordnung $\mathcal{O}(50\,\%)$ liefern.

---

[3] Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten NLO-Resultate basieren auf den Rechnungen und Programmen, die von Frixione et al. öffentlich zur Verfügung gestellt wurden [83, 84].

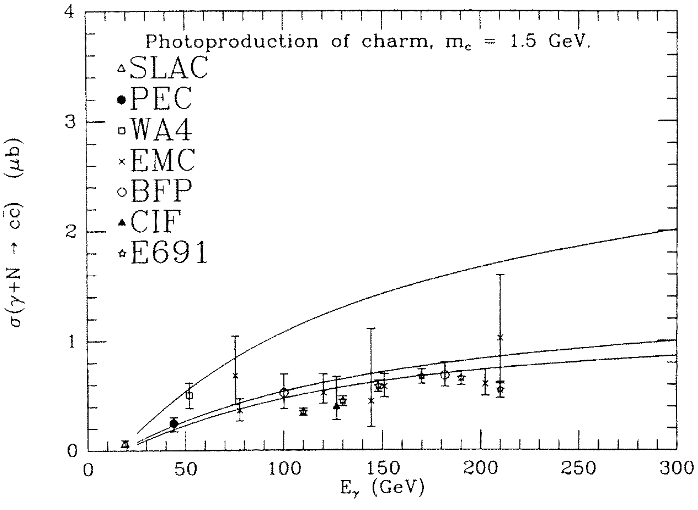


Abbildung 2.6: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Charm-Quarks als Funktion der Photonenergie E_γ. Gezeigt sind die Ergebnisse verschiedener Fixed-Target-Experimente [74–82] zusammen mit einer Vorhersage (mittlere Kurve) von Nason und Ellis [63]. Die Rechnungen gelten für eine Charm-Quark-Masse von $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$. Die beiden äußeren Kurven ergeben sich durch Variation der Eingangsparameter und spiegeln die Unsicherheit der Vorhersage wider.

NLO-Vorhersagen für die direkte Komponente

Totale Wirkungsquerschnitte Die NLO-Vorhersagen[4] von Frixione et al. für den totalen γp-Wirkungsquerschnitt sind in den Abb. 2.7 (a) und 2.7 (b) als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie gezeigt. Die Rechnungen beziehen sich dabei auf die direkte Komponente.

Die Vorhersagen zum Wirkungsquerschnitt sind mit theoretischen Unsicherheiten behaftet, die sich aus der Abhängigkeit von der verwendeten Charm-Quark-Masse, der Strukturfunktion sowie der Skalen μ_f und μ_r ergeben.

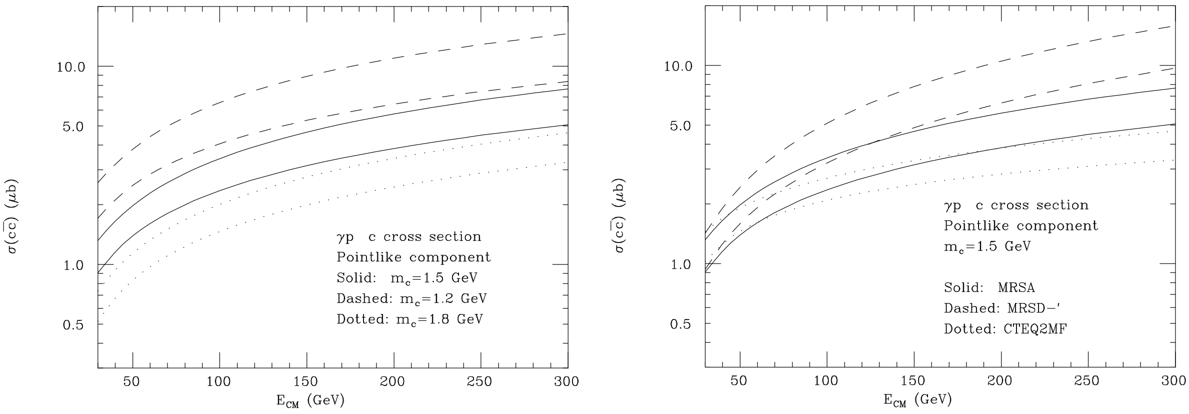
Die Sensitivität des Wirkungsquerschnittes auf die den Rechnungen zugrunde gelegte Charm-Quark-Masse ist in Abb. 2.7 (a) gezeigt (Parametrisierung MRSA [86]). Bei einer Schwerpunktsenergie von 180 GeV (entsprechend der Analyse dieser Arbeit) ergeben sich aus der Variation der Charm-Quark-Masse zwischen den beiden extremen Werten $m_c = 1.2\,\mathrm{GeV/c^2}$ und $m_c = 1.8\,\mathrm{GeV/c^2}$ Unsicherheiten von der Größenordnung $\mathcal{O}(100\,\%)$.

Die Unsicherheiten bzgl. der Wahl verschiedener Parametrisierungen der Partondichten im Proton sind in Abb. 2.7 (b) dargestellt. Bei $W_{\gamma p} = 180\,\mathrm{GeV}$ ändert sich der totale Wirkungsquerschnitt um einen Faktor zwei, wenn statt MRSA [86] die Parametrisierung MRSD$'_-$ [16] verwendet wird. Die voneinander abweichenden Vorhersagen für die Parametrisierungen MRSA, MRSD$'_-$ und CTEQ2MF [31] spiegeln das unterschiedliche Verhalten der Gluondichte bei kleinen Werten von x_g wider und zeigen, daß durch Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes bei HERA eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Parametrisierungen prinzipiell möglich ist.

Die in den Abbildungen gezeigten Fehlerbänder (Bereich zwischen zwei Kurven) ergeben sich bei einer Variation der Renormierungsskala innerhalb $0.5 < \mu_r/m_c < 2$. Die Wahl der Skalen führt zu einer zusätzlichen Unsicherheit von der Größenordnung $\mathcal{O}(40\,\%)$ [64].

---

[4] Für die QCD-Skalen wurden die zentralen Werte $\mu_r = \mu_0$ und $\mu_f = 2\mu_0$ mit $\mu_0 = m_c = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ bzw. $\mu_0 = \sqrt{p_t^2 + m_c^2}$ für die differentiellen Verteilungen benutzt.



(a) (b)

Abbildung 2.7: NLO-Vorhersagen für die direkte Komponente des totalen γp-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{dir}(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}X)$ als Funktion der γp-Schwerpunktsenergie E_{CM} [64]. Die in den angegebenen Fehlerbänder (Bereich zwischen zwei Kurven) ergeben sich bei einer Variation der Renormierungsskala innerhalb $0.5 < \mu_r/m_\mathrm{c} < 2$.
(a) γp-Wirkungsquerschnitt für verschiedene Charm-Quark-Massen. Für die Partondichten im Proton wurde die Parametrisierung MRSA [86] verwendet.
(b) γp-Wirkungsquerschnitt für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Proton. Den Rechnungen liegt eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ zugrunde.

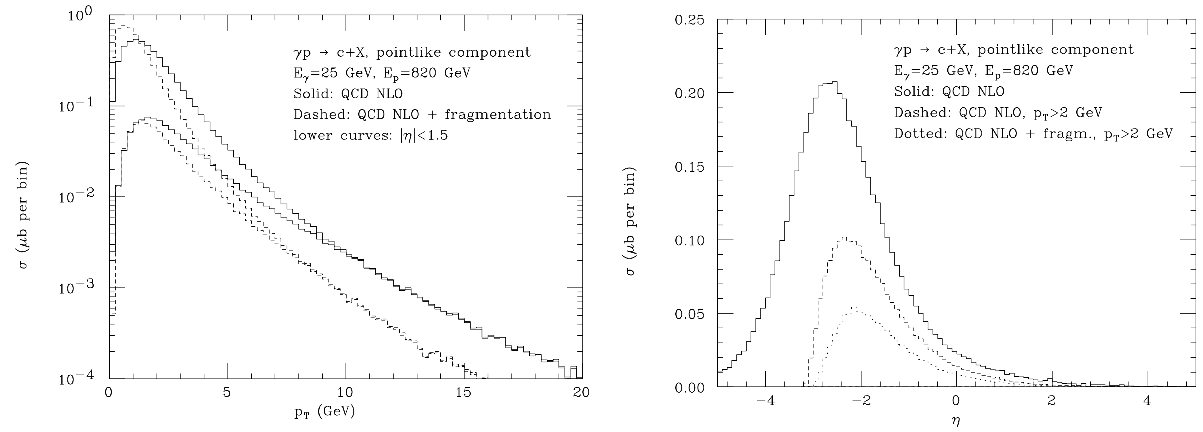
Mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation lassen sich aus den γp-Wirkungsquerschnitten $\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}X)(W_{\gamma\mathrm{p}})$ die entsprechenden ep-Wirkungsquerschnitte $\sigma(\mathrm{ep} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}X)(s)$ gewinnen. Für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ sind die Resultate in Tab. 2.1 aufgeführt. Mit den zentralen Werten für die Skalen μ_f und μ_r ergibt sich für die direkte Komponente des Wirkungsquerschnittes ein Wert von $\sigma(\mathrm{ep} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}X) = 0.605\,\mu$b bei Verwendung von MRSA bzw. $0.833\,\mu$b für MRSD$'_-$.

	$m_c = 1.2$ GeV			$m_c = 1.5$ GeV			$m_c = 1.8$ GeV		
μ_R	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$
MRSA	1.478	1.113	0.888	0.749	0.605	0.500	0.431	0.361	0.305
CTEQ2MF	1.130	0.923	0.761	0.630	0.535	0.453	0.385	0.334	0.288
MRSD−′	2.472	1.713	1.333	1.087	0.833	0.677	0.574	0.463	0.387
CTEQ2ML	2.078	1.250	0.918	0.956	0.678	0.529	0.530	0.406	0.327

Tabelle 2.1: NLO-Vorhersagen für die direkte Komponente des totalen ep-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{dir}(\mathrm{ep} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}X)$ bei einer ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ [64]. Die Wirkungsquerschnitte sind angegeben in [μb].

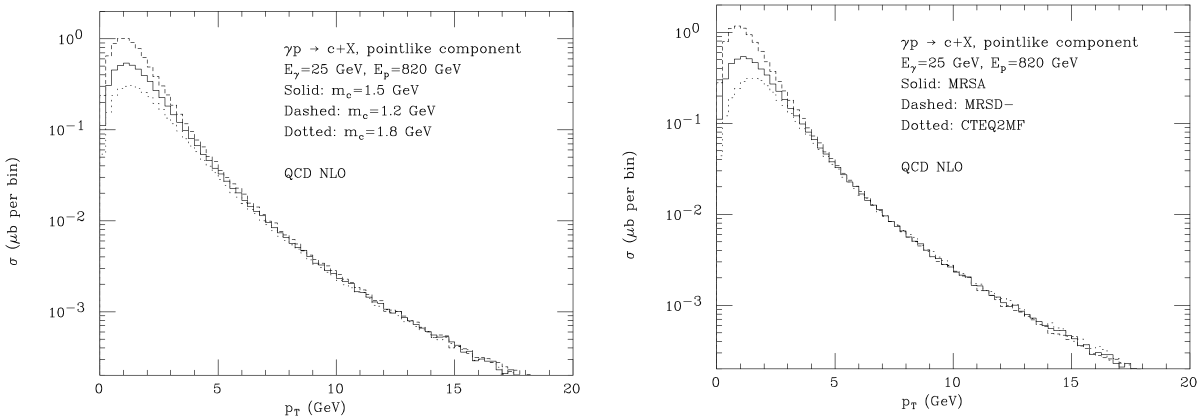
Differentielle Verteilungen Die Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsverteilungen der Charm-Quarks sind für eine γp-Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 286\,\mathrm{GeV}$ in Abb. 2.8 gezeigt [85].

Falls nicht anders angedeutet, wurde in den Rechnungen die Parametrisierung MRSA für die Partondichten sowie eine Charm-Quark-Masse von $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ verwendet. In den Abbildungen ist auch der Effekt der Fragmentation der Charm-Quarks gezeigt. Hierzu wurde die Peterson-Fragmentationsfunktion [87, 88] verwendet.



(a) Transversalimpulsverteilung

(b) Pseudorapiditätsverteilung



(c) Transversalimpulsverteilung für verschiedene Charm-Quark-Massen

(d) Transversalimpulsverteilung für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten

Abbildung 2.8: NLO-Vorhersagen für die direkte Komponente der differentiellen γp-Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{dir}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)/dp_t$ und $d\sigma_{dir}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)/d\eta$ bei einer γp-Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 286\,\mathrm{GeV}$ [85]. Falls in den Abbildungen nicht anders angegeben, wurde in den Rechnungen die Parametrisierung MRSA und $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ verwendet.

Erwartungsgemäß wird durch die Fragmentation das p_t-Spektrum weicher. Die Abb. 2.8 (a) zeigt auch, wie sich die Transversalimpulsverteilung ändert, wenn eine – für das H1- und ZEUS-Experiment typische – Einschränkung der Pseudorapidität auf den zentralen Bereich $|\eta| < 1.5$ vorgenommen wird. Während bei kleinen bis mittleren Transversalimpulsen der Wirkungsquerschnitt signifikant reduziert wird, sind bei großen Transversalimpulsen kaum Effekte zu beobachten.

Die Abb. 2.8 (b) zeigt, daß die Charm-Quarks überwiegend bei negativen Pseudorapiditäten erzeugt werden. Durch einen Schnitt auf den Transversalimpuls ($p_t > 2\,\mathrm{GeV/c}$) wird die Verteilung zentraler. Die Fragmentation selbst hat wenig Einfluß auf die Pseudorapiditätsverteilung, jedoch erhält dadurch der Schnitt auf den Transversalimpuls einen stärkeren Effekt.

Die Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilung von der Charm-Quark-Masse und der Wahl der Parametrisierung der Partondichten ist in Abb. 2.8 (c+d) dargestellt. Eine Variation der Renormierungsskala hat auf die Form der Verteilung keinen wesentlichen Einfluß und ist nicht gezeigt. Bei großen Transversalimpulsen ist die Verteilung unabhängig von dem verwendeten Wert der Charm-Quark-Masse (vgl. Abb. 2.8 (c)). Bei kleinen Impulsen hingegen wird der Wirkungsquerschnitt größer für kleinere Werte von m_c, da der Wirkungsquerschnitt für $m_\mathrm{c} \to 0$ divergiert. Der Einfluß der verwendeten Parametrisierungen der Partondichten ist in Abb. 2.8 (d) gezeigt. Parametrisierungen mit einem singulären Verhalten der Gluondichte bei kleinen Werten von x_g (MRSD$'_-$) führen zu insgesamt größeren Wirkungsquerschnitten bei kleinen Transversalimpulsen.

Die theoretischen Unsicherheiten spiegeln sich hauptsächlich in der Vorhersage des Wirkungsquerschnittes bei kleinen Transversalimpulsen ($p_t < 2\,\mathrm{GeV}$) wider. Durch die Einschränkung des kinematischen Bereiches auf $p_t > 2.5\,\mathrm{GeV}$ werden die modellabhängigen Unsicherheiten bei der Messung des Wirkungsquerschnittes erheblich reduziert. Die Extrapolation auf den gesamten Phasenraum führt dann aber zu großen systematischen Fehlern, da spezielle Annahmen über die Charm-Quark-Masse und Gluondichte gemacht werden müssen.

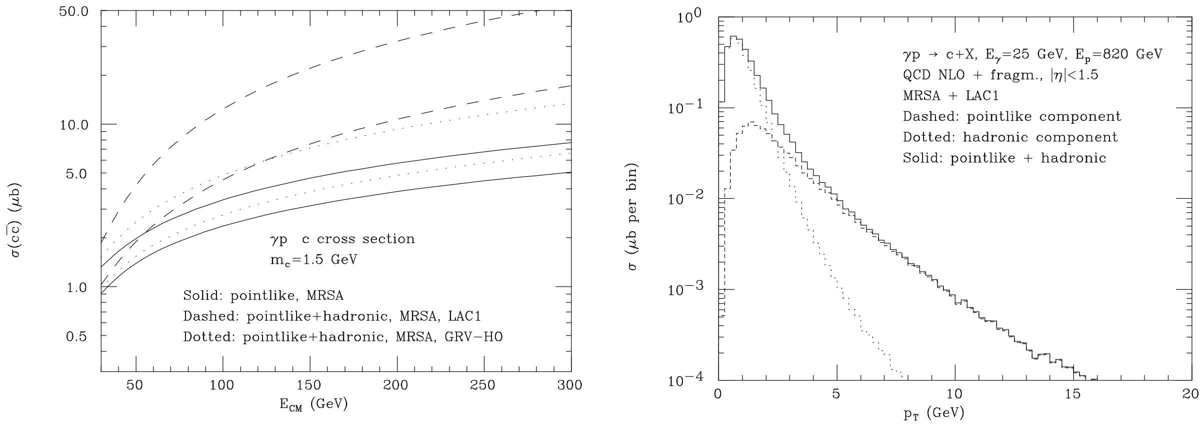
NLO-Vorhersagen für die aufgelöste Komponente

Totale Wirkungsquerschnitte Die NLO-Resultate für die hadronische Komponente sind in Abb. 2.9 gezeigt. In den Rechnungen wurden die zentralen Werte für die QCD-Skalen und für die Charm-Quark-Masse verwendet.

Der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der γp-Schwerpunktsenergie ist in Abb. 2.9 (a) für die direkte Komponente sowie für die Summe aus direkter und aufgelöster Komponente gezeigt. Für die Partondichten im Proton und Photon wurden die Parametrisierungen MRSA+GRV-HO [36] bzw. MRSA+LAC1 [35] verwendet.

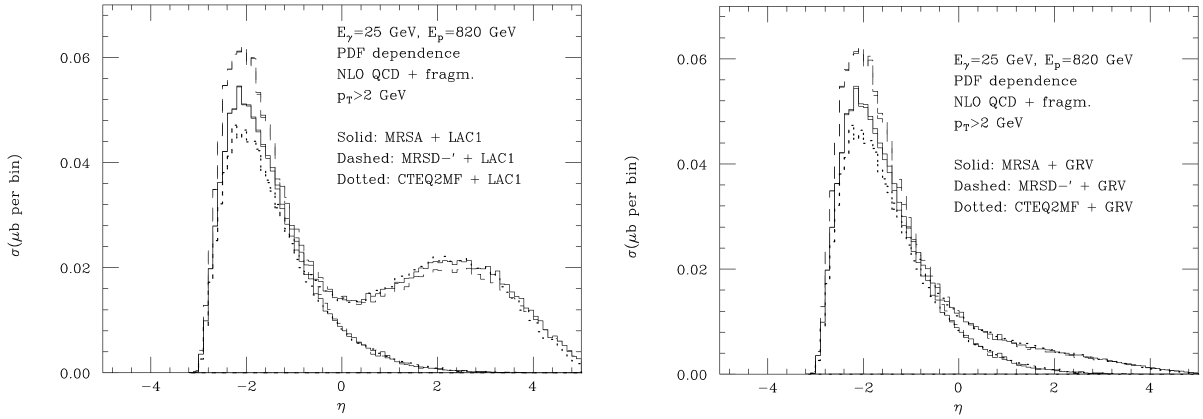
Die Hinzunahme der hadronischen Komponente führt zu Unsicherheiten in der Vorhersage des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes. Während bei kleinen Schwerpunktsenergien die aufgelöste Komponente nur einen geringen Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt liefert, steigt ihr Anteil mit zunehmender Schwerpunktsenergie stark an. Bei typischen HERA-Energien von $W_{\gamma\mathrm{p}} \approx 200\,\mathrm{GeV}$ und Verwendung von GRV-HO für die Partondichten im Photon beträgt der Anteil der hadronischen Komponente ungefähr 20 % am Gesamtwirkungsquerschnitt. Wird die Parametrisierung LAC1 stattdessen benutzt, sind die Beiträge der hadronischen und direkten Komponente von vergleichbarer Größenordnung. Mit neueren Messungen bei HERA (siehe Abb. 1.11) zeigt die Parametrisierung LAC1 allerdings keine gute Übereinstimmung. In dieser Arbeit wird LAC1 dennoch zur Abschätzung der systematischen Fehler bei der Bestimmung des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes (Abschnitt 8.3) verwendet.

Die über die Weizsäcker-Williams-Approximation gewonnenen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitte sind für verschiedene Charm-Quark-Massen und Renormierungsskalen in Tab. 2.2 zusammengefaßt. Mit den Partondichten MRSA und GRV-HO ergibt sich ein gesamter ep-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot}(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = 0.734\,\mu\mathrm{b}$, wobei der Anteil der hadronischen Komponente ungefähr 20 % beträgt.



(a) Totaler Charm-Wirkungsquerschnitt

(b) Transversalimpulsverteilung



(c) Pseudorapiditätsverteilung

(d) Pseudorapiditätsverteilung

Abbildung 2.9: NLO-Vorhersagen für die hadronische Komponente des γp-Wirkungsquerschnittes [64, 85]. Die differentiellen Verteilungen (b-d) gelten für eine Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 286\,\mathrm{GeV}$.
(a) Totaler Charm-Wirkungsquerschnitt als Funktion der γp-Schwerpunktsenergie E_{CM} mit und ohne Berücksichtigung der hadronischen Komponente. Für die Partondichten im Proton und Photon wurden die Parametrisierungen MRSA+GRV-HO bzw. MRSA+LAC1 verwendet. Die angegebenen Fehlerbänder (Bereich zwischen zwei Kurven) ergeben sich bei Variation der Renormierungsskala innerhalb $0.5 < \mu_r/m_c < 2$.
(b) Transversalimpulsverteilung der Charm-Quarks für die direkte und hadronische Komponente sowie für die Summe beider Anteile. Es wurden die Partondichten MRSA+LAC1 verwendet. Der Pseudorapiditätsbereich ist auf $|\eta| < 1.5$ beschränkt.
(c+d) Pseudorapiditätsverteilung der Charm-Quarks für die Summe aus direkter und hadronischer Komponente unter Verwendung von (c) LAC1 bzw. (d) GRV-HO für die Photon-Strukturfunktion. Die direkte Komponente ist ebenfalls dargestellt. Die Verteilungen sind für drei verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Proton gezeigt (MRSA, MRSD$'_-$ und CTEQ2MF). Es wurde ein minimaler Transversalimpuls von $p_t > 2\,\mathrm{GeV/c}$ verlangt.

	$m_c = 1.2$ GeV			$m_c = 1.5$ GeV			$m_c = 1.8$ GeV		
μ_R	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$
GRV–HO	0.878	0.320	0.176	0.277	0.129	0.078	0.115	0.061	0.039
LAC1	6.697	2.258	1.204	1.796	0.774	0.450	0.646	0.319	0.196

Tabelle 2.2: NLO-Vorhersagen für die hadronische Komponente des totalen ep-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{res}(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$ bei einer ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ [64]. Für die Partondichten im Proton wurde die Parametrisierung MRSA verwendet. Die Wirkungsquerschnitte sind angegeben in [μb].

Differentielle Verteilungen Die Transversalimpulsverteilung der Charm-Quarks ist für die direkte und hadronische Komponente sowie für die Summe beider Anteile in Abb. 2.9 (b) gezeigt. Es wurden die Parametrisierungen MRSA und LAC1 verwendet. Der Pseudorapiditätsbereich ist auf $|\eta| < 1.5$ beschränkt. Die hadronische Komponente dominiert bei kleinen Transversalimpulsen. Bei $p_t \approx 2\,\mathrm{GeV/c}$ beträgt der Anteil ungefähr 50 % am Gesamtwirkungsquerschnitt. Bei größeren Transversalimpulsen fällt die hadronische Komponente schließlich rasch ab. Insgesamt kann eine weichere Transversalimpulsverteilung der Gesamtkomponente im Vergleich zur direkten Komponente festgestellt werden. Wird statt LAC1 die Parametrisierung GRV-HO benutzt, unterscheiden sich die Transversalimpulsverteilungen der Gesamtkomponente und der direkten Komponente nur noch wenig.

Die Pseudorapiditätsverteilung der Charm-Quarks unter Verwendung von LAC1 und jeweils zwei verschiedenen Proton-Partondichten ist in Abb. 2.9 (c) gezeigt. Dargestellt ist sowohl die direkte Komponente als auch die Summe aus direkter und hadronischer Komponente. Eine entsprechende Verteilung für die GRV-Parametrisierung zeigt Abb. 2.9 (d). Bei beiden Verteilungen wurde ein minimaler Transversalimpuls von $p_t > 2\,\mathrm{GeV/c}$ verlangt. Während die direkte Komponente ihr Maximum bei negativen Pseudorapiditäten aufweist, haben die durch die hadronische Komponente erzeugten Charm-Quarks zumeist positive Pseudorapiditäten. Da bei den aufgelösten Prozessen lediglich ein Teil der Photonenergie von dem an der Wechselwirkung beteiligten Parton getragen wird, ist die mittlere Schwerpunktsenergie des $\mathrm{c\bar{c}}$-Systems kleiner als bei den direkten Prozessen. Deshalb bewegt sich das $\mathrm{c\bar{c}}$-System mehr in Richtung des Protonenstrahls und die Charm-Quarks weisen größere Pseudorapiditäten auf.

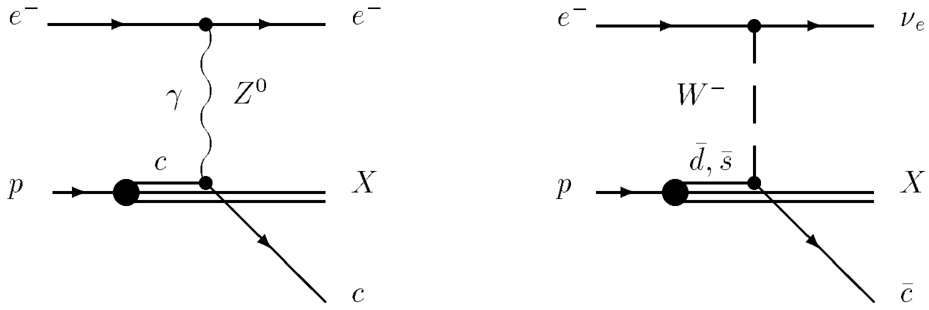
Die Pseudorapiditätsverteilungen für die LAC1- und GRV-Parametrisierung zeigen deutliche Unterschiede. Selbst bei einer Beschränkung der Pseudorapidität auf den Bereich $|\eta| < 1.5$ scheint eine Unterscheidung möglich. Rückschlüsse auf die Proton-Partondichten werden sich aus der Untersuchung der zentralen Rapiditätsverteilung ($|\eta| < 1.5$) nur schwer ziehen lassen. Hierzu müßten Messungen bei großen negativen Pseudorapiditäten gemacht werden.

2.1.3 Weitere Charm-Produktionsmechanismen

Neben der bisher behandelten Boson-Gluon-Fusion existieren einige weitere Prozesse, bei denen Charm-Quarks produziert werden können. Im Vergleich zur Boson-Gluon-Fusion sind die Beiträge dieser Prozesse zum Gesamtwirkungsquerschnitt aber vernachlässigbar klein und werden im folgenden nur kurz diskutiert.

Tief-inelastische Streuung (QPM)

Im Quark-Parton-Modell wird die Elektron-Proton-Streuung durch die Wechselwirkung eines vom Elektron abgestrahlten Eichbosons ($\gamma, \mathrm{Z}^0, \mathrm{W}^-$) mit einem Quark im Proton beschrieben. Die Prozesse zur Charm-Erzeugung in niedrigster Ordnung sind in Abb. 2.10 gezeigt.



(a) Neutraler Strom (b) Geladener Strom

Abbildung 2.10: Feynman-Diagramme für die Charm-Erzeugung in der tief-inelastischen Streuung [62].

Neutrale Ströme Bei den Ereignissen des Neutralen Stromes (Abb. 2.10 (a)) kann über die Kopplung eines neutralen Eichbosons (γ, Z^0) an ein Charm-Quark im Proton ein einzelnes Charm-Quark im Endzustand erzeugt werden. Da aber der Charm-Beitrag zu den See-Quarkdichten sehr klein ist, trägt dieser Prozeß nur zu einem geringen Teil zur Charm-Produktion bei. Messungen bei HERA ergeben für den Beitrag der See-Quarks zum gesamten Charm-Wirkungsquerschnitt in der tief-inelastischen Streuung eine obere Grenze von 5 % [89].

Geladene Ströme Bei den geladenen Strömen kann ein einzelnes Charm-Quark durch die Wechselwirkung eines W^--Bosons mit einem leichten $\bar{\mathrm{d}}$- oder $\bar{\mathrm{s}}$-Quark entstehen (Abb. 2.10 (b)). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß hängt vom Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung mit geladenen Strömen an leichten Quarks ($\sigma_{\bar{\mathrm{d}}}, \sigma_{\bar{\mathrm{s}}}$) und den entsprechenden Elementen der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [90, 91] (CKM-Matrix) ab:

$$\sigma(\mathrm{e}^-\mathrm{p} \to \nu_\mathrm{e}\bar{\mathrm{c}}\mathrm{X}) = |V_{cd}|^2 \cdot \sigma_{\bar{\mathrm{d}}} + |V_{cs}|^2 \cdot \sigma_{\bar{\mathrm{s}}}.$$

Die bei HERA erwarteten Wirkungsquerschnitte sind von der Größenordnung $\mathcal{O}(4\,\mathrm{pb})$ [92].

Fragmentation

Die Erzeugung von Charm in der Fragmentation ist aufgrund der großen Charm-Quark-Masse stark unterdrückt [93]. Dieses ist durch neuere Messungen der OPAL-Kollaboration am LEP bestätigt worden [94, 95]. Die mittlere Multiplizität pro Ereignis für die $\mathrm{c\bar{c}}$-Erzeugung durch Gluon-Splitting ($\mathrm{g} \to \mathrm{c\bar{c}}$) wurde gemessen und beträgt $\langle n_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}} \rangle = 0.0238 \pm 0.0048$ [94]. Eine Extrapolation auf HERA-Energien läßt für den Anteil der Charm-Quarks aus Gluon-Splitting-Prozessen einen Wert von 2 % erwarten [89].

Bottom-Zerfälle

Eine weitere Quelle für die Erzeugung von Charm-Quarks stellt, neben der direkten Produktion, der Zerfall von b-Quarks dar. Während bei e^+e^--Experimenten solche Zerfälle ein wesentlicher Beitrag zum Untergrund für die Charm-Analyse sind, kann dieser Produktionsmechanismus bei HERA vernachlässigt werden. Aufgrund der wesentlich größeren Masse der b-Quarks und des Schwellenverhaltens des Wirkungsquerschnittes ($\propto 1/\hat{s}^2$) ist der Wirkungsquerschnitt für b-Erzeugung mit $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{b\bar{b}}X) \approx 7\,\mathrm{nb}$ [64] im Vergleich zur direkten Charm-Erzeugung um ca. einen Faktor 100 kleiner.

Intrinsischer Charm

Ende der siebziger Jahre führten Fixed-Target-Experimente zur Hadroproduktion von Charm zu unerwartet hohen Wirkungsquerschnitten, die mit QCD-Rechnungen in führender Ordnung nicht erklärt werden konnten. Zur Erklärung wurde die Hypothese vom intrinsischen Charm-Gehalt des Protons eingeführt [96, 97]. In diesem Modell existiert ein $\mathrm{c\bar{c}}$-Paar als ein nicht störungstheoretischer Anteil im Proton. Die Zerlegung der Proton-Wellenfunktion

$$|p>= \alpha|\mathrm{uud}> + \beta|\mathrm{uudc\bar{c}}> + \cdots$$

beinhaltet dann eine kleine, aber endliche Wahrscheinlichkeit β^2 für ein solches intrinsisches Charm-Paar. Für diese Wahrscheinlichkeit wurde ursprünglich ein Wert von 1 % angenommen.

Als später mehr experimentelle Daten zur Verfügung standen und NLO-Rechnungen durchgeführt wurden, konnten die Ergebnisse der Fixed-Target-Experimente schließlich erklärt werden. Trotzdem blieben einige Aspekte unverstanden, die in einem Modell mit intrinsischem Charm eine natürliche Erklärung erhalten.

In neuerer Zeit ist diese Hypothese von Ingelman et al. wieder aufgegriffen worden. Sie untersuchten u.a. speziell die Möglichkeiten bei HERA, intrinsischen Charm nachzuweisen [98, 99]. Die erwarteten Wirkungsquerschnitte sind sehr klein und Prozesse mit intrinsischem Charm müssen von dem dominierenden Prozeß der Boson-Gluon-Fusion separiert werden. Intrinsischer Charm kann allerdings durch geeignete Schnitte angereichert werden. Da diese Ereignisse typischerweise große Werte von x-Bjorken aufweisen, geschieht die Streuung überwiegend in extremer Vorwärtsrichtung entlang des Protonenstrahls ($\eta \lesssim 5$). Mit der derzeitigen Detektorkonfiguration sind aber weder das H1- noch das ZEUS-Experiment in der Lage, Messungen in diesem Pseudorapiditätsbereich durchzuführen.

Photon-Photon-Streuung

Der Prozeß $\mathrm{ep} \to \mathrm{e}'\gamma\gamma\mathrm{X}$ mit dem harten Subprozeß $\gamma\gamma \to \mathrm{c\bar{c}}$ ist in [100] diskutiert. Der Wirkungsquerschnitt ist von der Größenordnung $\mathcal{O}(100\,\mathrm{pb})$ und somit etwa einen Faktor 10^4 kleiner als der Wirkungsquerschnitt für die Boson-Gluon-Fusion.

2.2 Zerfälle von Teilchen mit Charm

Die erzeugten Charm-Quarks sind als solche nicht beobachtbar. Sie fragmentieren in Hadronen, wobei je nach Quark-Konfiguration zwischen Mesonen ($\mathrm{c\bar{q}}$), Baryonen (cqq) und den Charmonium-Zuständen ($\mathrm{c\bar{c}}$) unterschieden wird. Diese Hadronen sind nicht stabil und zerfallen in leichtere Zustände, wobei das Charm-Quark in ein leichteres Quark übergeht. Über die Rekonstruktion eines solchen Zerfalls lassen sich dann die primär erzeugten Charm-Quarks nachweisen. Im folgenden wird lediglich auf die Zerfälle der Mesonen näher eingegangen.

2.2.1 Fragmentation von Charm-Quarks

Die Beschreibung des Überganges der farbgeladenen Charm-Quarks zu farbneutralen Hadronen kann aufgrund der kleinen Impulsüberträge nur durch phänomenologische Modelle erfolgen, deren Eingangsparameter an experimentelle Daten angepaßt werden. Die Fragmentationswahrscheinlichkeiten von Charm-Quarks in die unterschiedlichen Hadronen sind in vielen Untersuchungen zur Charm-Produktion in $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Experimenten bestimmt worden. Daraus ergibt sich die in Abb. 2.11 gezeigte Übersicht.

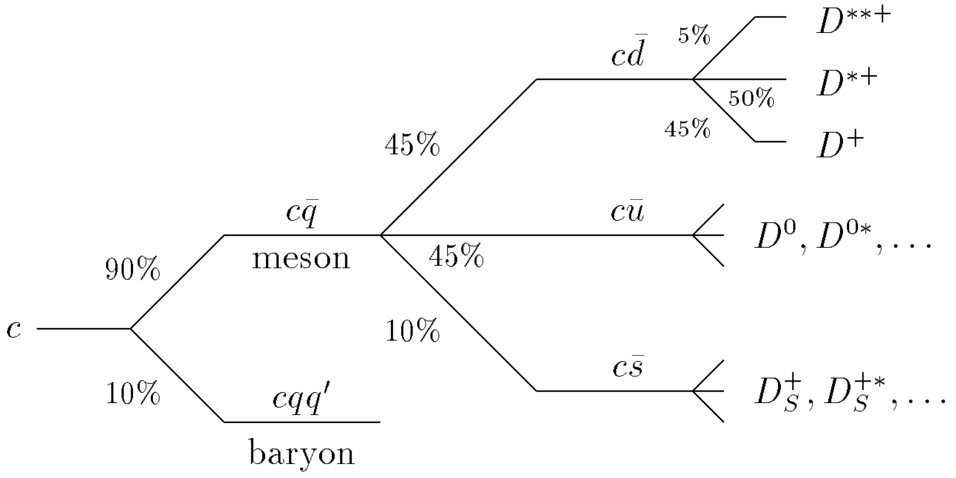


Abbildung 2.11: Fragmentation von Charm-Quarks in Hadronen. Aus [101].

Aus Studien zur Produktion von Λ_c-Baryonen folgt, daß der überwiegende Teil der Charm-Quarks in Mesonen fragmentiert [102]. Die tiefliegendsten Mesonenzustände bilden die pseudoskalaren D-Mesonen mit Spin $J = 0$: D^0, $\mathrm{D}^\pm$ und $\mathrm{D}_\mathrm{s}^\pm$. Sie enthalten neben dem schweren Charm-Quark eines der leichteren Quarks u, d oder s. Daneben sind auch die ersten angeregten Zustände der D-Mesonen, die D^*-Mesonen, bekannt. Es sind Vektormesonen mit Spin $J = 1$. Die wichtigsten Eigenschaften der D^*- und D-Mesonen sind in Tab. 2.3 zusammengefaßt.

Während die geladenen ($\mathrm{c\bar{d}}$) und neutralen ($\mathrm{c\bar{u}}$) Mesonen in etwa zu gleichen Teilen produziert werden, ist die Produktion von Mesonen mit $S \neq 0$ in der Fragmentation aufgrund der größeren Masse der s-Quarks gegenüber den u- und d-Quarks unterdrückt. Messungen zur Produktion von $\mathrm{D}_\mathrm{s}^\pm$-Mesonen ergeben eine Wahrscheinlichkeit von ungefähr 10 % für die Erzeugung von D-Mesonen mit $S \neq 0$ [103].

Für das Produktionsverhältnis von Vektormesonen (V) zur Summe aus Vektormesonen und pseudoskalaren Mesonen (P)

$$P_V := \frac{V}{P + V},$$

läßt eine naive Abschätzung unter Abzählung der möglichen Spinzustände einen Wert von 0.75 erwarten. Experimentell wurden jedoch kleinere Werte gefunden. So ermittelte die NA14/2-Kollaboration einen Wert von $P_V = 0.64 \pm 0.10$ [105]. Die Messungen der ALEPH-Kollaboration ergaben $P_V = 0.51 \pm 0.04$ [106]. Neben den pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen sind auch höher angeregte Zustände (D^{**}) bekannt, die eine zusätzliche Unsicherheit in der Bestimmung von P_V mit sich bringen. Werden diese Zustände mit berücksichtigt, so ergeben sich

Eigenschaften der Mesonen mit Charm				
Meson	**Quarkinhalt**	**Masse**[MeV/c²]	**Breite**[MeV/c²]	**Lebensdauer**[ps]
$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$	$c\bar{u}, \bar{c}u$	2006.7 ± 0.5	< 2.1	
D^{*+}, D^{*-}	$c\bar{d}, \bar{c}d$	2010.0 ± 0.5	< 0.131	
D_s^{*+}, D_s^{*-}	$c\bar{s}, \bar{c}s$	2110.0 ± 1.9	< 4.5	
J/ψ	$c\bar{c}$	3096.9 ± 0.1	0.088 ± 0.005	
$D^0, \bar{D}^0$	$c\bar{u}, \bar{c}u$	1864.6 ± 0.5		0.415 ± 0.004
D^+, D^-	$c\bar{d}, \bar{c}d$	1869.4 ± 0.4		1.057 ± 0.015
D_s^+, D_s^-	$c\bar{s}, \bar{c}s$	1968.5 ± 0.7		0.467 ± 0.017
η_c	$c\bar{c}$	2978.8 ± 1.9	$10.3\,^{+3.8}_{-3.4}$	

Tabelle 2.3: Eigenschaften der Vektormesonen und pseudoskalaren Mesonen mit Charm [104].

Werte, die durchaus mit $P_V = 0.75$ konsistent sind [107]. Zum weiteren Verständnis sind jedoch genauere Daten zur D^{**}-Produktion notwendig.

Die Fragmentationswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(c \to D^{*+})$ eines Charm-Quarks in ein D^{*+}-Meson ist von der OPAL-Kollaboration in dem Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ gemessen worden. Für das kombinierte Verzweigungsverhältnis wurde ein Wert von

$$\mathcal{P}(c \to D^{*+}) \cdot \mathcal{B}(D^{*+} \to D^0\pi^+) \cdot \mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+) = (0.71 \pm 0.05)\,\% \tag{2.8}$$

ermittelt [95]. Mit den Verzweigungsverhältnissen [104]

$$\mathcal{B}(D^{*+} \to D^0\pi^+) = (68.1 \pm 1.3)\,\% \tag{2.9}$$

und

$$\mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+) = (4.01 \pm 0.14)\,\% \tag{2.10}$$

ergibt sich dann für die Fragmentationswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(c \to D^{*+})$ ein Wert von

$$\mathcal{P}(c \to D^{*+}) = (26.0 \pm 2.1)\,\%. \tag{2.11}$$

2.2.2 Zerfälle der D*-Mesonen

Die D^*-Mesonen zerfallen durch die starke bzw. elektromagnetische Wechselwirkung in die pseudoskalaren D-Mesonen. Dabei sind die in Tab. 2.4 zusammengefaßten Zerfälle[5] möglich [104]. Der Zerfall $D^{*0} \to D^+\pi^-$ ist kinematisch verboten, da $\Delta M = M(D^{*0}) - M(D^+) = 137.3\,\mathrm{MeV/c^2}$ kleiner als die Pionmasse ist.

Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen den Zuständen ist die in den Zerfällen zur Verfügung stehende Energie

$$Q = \big(M(D^*) - \sum_{i=1}^{2} M_i\big)c^2$$

sehr gering.

---

[5] Die Angaben spezieller Zerfallskanäle stehen stellvertretend auch für die ladungskonjugierten Zerfallskanäle.

Zerfälle der D^**-Mesonen*	
Zerfallskanal	**Verzweigungsverhältnis [%]**
$\mathrm{D}^{*\pm} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s^+$	68.1 ± 1.3
$\rightarrow \mathrm{D}^+\pi^0$	30.8 ± 0.8
$\rightarrow \mathrm{D}^+\gamma$	$1.1\,^{+1.4}_{-0.7}$
$\mathrm{D}^{*0} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi^0$	63.6 ± 2.8
$\rightarrow \mathrm{D}^0\gamma$	36.4 ± 2.8
$\mathrm{D}_\mathrm{s}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}_\mathrm{s}^+\gamma$	dominant

Tabelle 2.4: Zerfälle der D^*-Mesonen [104].

Von besonderem Interesse ist der Zerfallskanal $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+$. Die experimentellen Werte der Massen sind [104]:

$$\begin{aligned} M(\mathrm{D}^{*+}) &= (2010.0 \pm 0.5)\,\mathrm{MeV/c^2}, \\ M(\mathrm{D}^0) &= (1864.6 \pm 0.5)\,\mathrm{MeV/c^2}. \end{aligned}$$

Die Massendifferenz zwischen D^{*+}- und D^0-Meson beträgt

$$\Delta M = M(\mathrm{D}^{*+}) - M(\mathrm{D}^0) = (145.42 \pm 0.05)\,\mathrm{MeV/c^2}.$$

Dieser Wert liegt knapp oberhalb der Pionmasse von $M(\pi) = 139.57\,\mathrm{MeV/c^2}$, so daß der starke Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+$ gerade noch möglich ist. Die in dem Zerfall zur Verfügung stehende Energie ist sehr gering und beträgt:

$$Q = \big(M(\mathrm{D}^{*+}) - M(\mathrm{D}^0) - M(\pi_s^+)\big)\mathrm{c}^2 = 5.8\,\mathrm{MeV}.$$

Daraus ergibt sich für die Impulse des D^0-Mesons und Pions im Ruhesystem des D^{*+}-Mesons ein Wert von

$$p^* = 39\,\mathrm{MeV/c}.$$

Dieser Wert ist auch gleichzeitig der maximale Transversalimpuls des Pions bzgl. der D^{*+}-Impulsrichtung. Somit ist im Laborsystem der Öffnungswinkel zwischen dem D^{*+}-Meson und dem Pion sehr klein ($< 10°$ für $p(\mathrm{D}^{*+}) > 2.5\,\mathrm{GeV/c}$). Das Pion π_s^+ spiegelt deshalb neben der Ladung auch die Richtung des D^{*+}-Mesons (und damit auch des primär erzeugten Charm-Quarks) wider. Der Pionimpuls im Laborsystem beträgt näherungsweise

$$\vec{p}_{\pi_s^+} \approx \frac{\sqrt{M(\pi_s^+)^2 c^4 + p^{*2}\mathrm{c}^2}}{M(\mathrm{D}^{*+})\mathrm{c}^2} \cdot \vec{p}_{\mathrm{D}^{*+}} \approx \frac{1}{14} \cdot \vec{p}_{\mathrm{D}^{*+}}.$$

Deshalb wird es häufig als weiches („soft“) oder langsames („slow“) Pion bezeichnet[6].

Die besonderen kinematischen Eigenschaften des D^{*+}-Zerfalls lassen sich bei der Rekonstruktion des Zerfalls nutzen. Bereits 1975 wies Nussinov [108] darauf hin, daß die Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{D}^0\pi_s^+) - M(\mathrm{D}^0)$ sehr genau vermessen werden kann. Man erwartet eine deutliche Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes sowie eine Verbesserung der Auflösung gegenüber

---

[6] Zur Unterscheidung von anderen Pionen wird das langsame Pion aus dem D^{*+}-Zerfall üblicherweise mit einem Index s gekennzeichnet (π_s^+).

der D^{*+}- und D^0-Massenauflösung (siehe Abschnitt 4.3.2). Seitdem beruhen die meisten Untersuchungen der D^*-Mesonen auf dieser Methode.

Zum Nachweis der D^*-Mesonen und der in ihnen enthaltenen primär erzeugten Charm-Quarks wird von der überwiegenden Zahl der Experimente der Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ verwendet, da die Zerfälle mit π^0-Mesonen und Photonen experimentell wesentlich schwerer zugänglich sind. Die erste experimentelle Beobachtung des Zerfalls $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ gelang 1977 in e^+e^--Experimenten am SLAC [58].

2.2.3 Zerfälle der D-Mesonen

Die pseudoskalaren D-Mesonen D^0, $D^\pm$ und $D_s^\pm$ sind die tiefliegendsten Charm-Massenzustände. Sie können daher nur durch die schwache Wechselwirkung zerfallen, wobei ein Charm-Quark in ein leichteres s- oder d-Quark übergeht.

Erlaubte Zerfälle

Die schwache Wechselwirkung wird von den $W^\pm$- und Z^0-Bosonen vermittelt und erzeugt Übergänge zwischen Mitgliedern des gleichen schwachen Isospin-Dubletts. Die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Quarks der Ladung $+1/3\,e$ sind dabei jedoch nicht die Massen-Eigenzustände, sondern Mischungen dieser:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d}' \end{pmatrix}$$

mit dem Eigenzustand $\mathrm{d}' = \mathrm{d} \cdot \cos\Theta_c + \mathrm{s} \cdot \sin\Theta_c$. Der Mischungswinkel Θ_c wird Cabibbo-Winkel genannt. Dieser Zustand besitzt keine eindeutige Strangeness, so daß Übergänge mit $|\Delta S| = 1$ möglich sind.

Noch vor der Entdeckung des Charm-Quarks, schlugen Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM [109]) die Existenz eines vierten Quarks mit Ladung $+2/3\,e$ vor, das in einer weiteren Dublett-Struktur (c, s′) mit $\mathrm{s}' = -\mathrm{d} \cdot \sin\Theta_c + \mathrm{s} \cdot \cos\Theta_c$ vorkommen sollte. Durch diese Annahme konnten die in der Cabibbo-Theorie auftretenden Probleme gelöst werden. So waren in der Cabibbo-Theorie Übergänge mit $|\Delta S| = 1$ in den neutralen Strömen (**FCNC**[7]) möglich, die jedoch nicht beobachtet wurden.

Für 3 Generationen mit 6 Flavours (u, d, s, c, b, t) ergeben sich die Mischzustände über eine Mischungsmatrix, die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix [90, 91]):

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}} \\ V_{\mathrm{td}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

Im Standardmodell sind die Elemente dieser Matrix ebenso wie die Massen der Quarks fundamentale Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen.

Die Stärke der Kopplung der Quarks an die W-Bosonen ergibt sich aus den entsprechenden Elementen der CKM-Matrix:

$$\begin{array}{lll} W^+ \to c\bar{s} & \propto |V_{\mathrm{cs}}|^2 \approx \cos^2\Theta_c \approx (0.98)^2 & \text{(Cabibbo-erlaubt)}, \\ W^+ \to c\bar{d} & \propto |V_{\mathrm{cd}}|^2 \approx \sin^2\Theta_c \approx (0.22)^2 & \text{(Cabibbo-unterdrückt)}, \\ W^+ \to l^+\nu_l & \propto \quad 1. & \end{array}$$

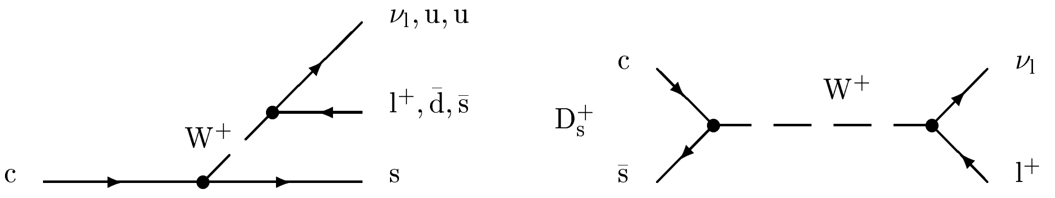
---

[7] **F**lavour **C**hanging **N**eutral **C**urrents

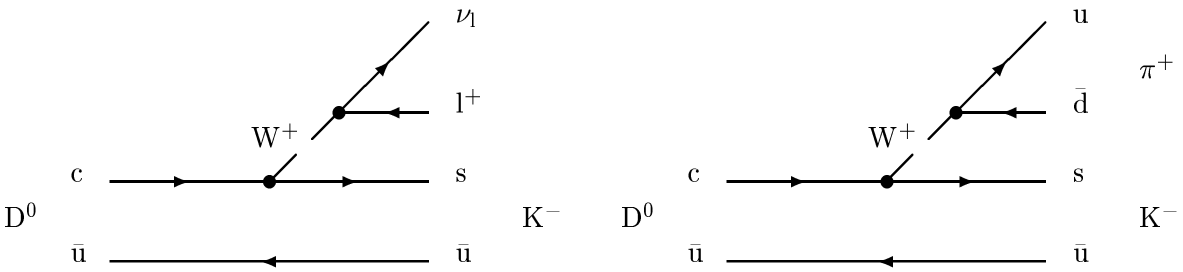
Zerfälle mit $c \rightarrow dW^+$ heißen einfach Cabibbo-unterdrückt (**SCSD**[8]), solche mit $c \rightarrow d$ und $W^+ \rightarrow u\bar{s}$ doppelt Cabibbo-unterdrückt (**DCSD**[9]).

Aus Untersuchungen von Mesonen-Zerfällen lassen sich viele der CKM-Matrixelemente bestimmen. Da die Quarks aber stets in Hadronen gebunden sind und der Zerfall eines „freien“ Quarks lediglich eine idealisierte Vorstellung ist, gestaltet sich die genaue Bestimmung der Matrixelemente als sehr schwierig.

Das einfachste Modell zur Beschreibung der Mesonen-Zerfälle stellt das sogenannte Spektatormodell dar (Abb. 2.12 (c)), das den Zerfall eines freien Charm-Quarks (Abb. 2.12 (a)) in ein d- oder s-Quark unter Abstrahlung eines W^+-Bosons beschreibt. Die Antiquarks im Meson bleiben dabei unbeteiligt, sind also lediglich Zuschauer oder Spektatoren. In Abhängigkeit von der Art des W-Zerfalls wird zwischen den semileptonischen und hadronischen Zerfällen unterschieden.



(a) Zerfall eines freien Charm-Quarks (b) Leptonischer D_s^+-Zerfall



(c) Semileptonischer D^0-Zerfall (d) Hadronischer D^0-Zerfall

Abbildung 2.12: Darstellung einiger Zerfälle von D-Mesonen.

Rein leptonische Zerfälle sind im Spektatormodell nicht möglich. Sie können durch Annihilations-Diagramme (Abb. 2.12 (b)) beschrieben werden. Genau wie der Zerfall $\pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ sind die leptonischen D-Zerfälle helizitäts-unterdrückt. Ein Beispiel stellt der leptonische Zerfall $D_s^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(0.59 \pm 0.22)\,\%$ dar [104].

Bei den semileptonischen Zerfällen (Abb. 2.12 (c)) entstehen im Endzustand Leptonen und Hadronen. Experimentell konnte eine Vielzahl von semileptonischen D-Zerfällen nachgewiesen und vermessen werden. Für den inklusiven Zerfall $D^0 \rightarrow \mu^+X$ beträgt das Verzweigungsverhältnis $(10.0 \pm 2.6)\,\%$ [104]. Semileptonische Zerfälle spielen beim Nachweis von Ereignissen mit schweren Quarks eine wichtige Rolle. Bedingt durch die große Masse der schweren Quarks können bei den Zerfällen Myonen (und Elektronen) mit großen Transversalimpulsen entstehen. Damit lassen sich Charm- oder Bottom-Quarks „markieren“.

Die Beschreibung der hadronischen Zerfälle (Abb. 2.12 (d)) ist allein im Spektatormodell nicht möglich, da es zu starken Wechselwirkungen der Quarks im Endzustand kommt. Neben dem dominierenden Spektator-Diagramm existieren noch weitere Zerfalls-Diagramme, die

---

[8] **S**ingly **C**abibbo **S**uppressed **D**ecays

[9] **D**oubly **C**abibbo **S**uppressed **D**ecays

Beiträge zur hadronischen Zerfallsbreite liefern.

Die Zahl der möglichen hadronischen Zerfallskanäle ist außerordentlich groß. Deshalb sind die Verzweigungsverhältnisse für individuelle Kanäle sehr klein. Eine Auswahl von D-Zerfällen ist in Tab. 2.5 gezeigt.

Zerfälle der D-*Mesonen*

Zerfallskanal	**Verzweigungs-verhältnis [%]**	**Zerfallskanal**	**Verzweigungs-verhältnis [%]**
Semileptonische Zerfälle		**Leptonische Zerfälle**	
$D^0 \rightarrow \mu^+ X$	10.0 ± 2.6	$D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$< 7.2 \cdot 10^{-2}$
$\rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$	3.2 ± 0.4	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	0.59 ± 0.22
Hadronische Zerfälle (Cabibbo-erlaubt)		**Hadronische Zerfälle (SCSD)**	
$D^0 \rightarrow K^- X$	53.0 ± 4.0	$D^0 \rightarrow K^+ K^-$	0.454 ± 0.029
$\rightarrow K^- \pi^+$	4.0 ± 0.2	**Hadronische Zerfälle (DCSD)**	
$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	13.8 ± 1.0	$D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$(3.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-2}$
$\rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	5.3 ± 0.6	**Seltene Zerfälle (FCNC)**	
$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	8.1 ± 0.5	$D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$< 1.1 \cdot 10^{-3}$
$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	15.0 ± 5.0	$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	$< 2.5 \cdot 10^{-1}$
$\rightarrow K^- \rho^+$	10.4 ± 1.3	**Verbotene Zerfälle**	
$\rightarrow K^{*-} \pi^+$	1.6 ± 0.2	$D^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$	$< 1.0 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 2.5: Zerfälle der D-Mesonen. Die Tabelle umfaßt lediglich eine kleine Auswahl wichtiger Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse [104].

Durch Rekonstruktion exklusiver Zerfallskanäle lassen sich die primär erzeugten Charm-Quarks nachweisen. Bei der Auswahl der Zerfallskanäle spielt neben den Verzweigungsverhältnissen die Teilchen-Multiplizität des Endzustandes eine wesentliche Rolle. Um den kombinatorischen Untergrund gering zu halten, sollten die Zerfälle möglichst wenige Teilchen aufweisen, wobei geladene Teilchen in der Regel experimentell besser nachzuweisen sind als neutrale Teilchen. Der einfachste Zerfallskanal, der diesen Kriterien genügt, ist der Zerfall

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$$

mit einem Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (4.01 \pm 0.14)\,\%.$$

Für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ mit anschließendem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ergibt sich dann ein kombiniertes Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (2.73 \pm 0.11)\,\%.$$

Berücksichtigt man schließlich noch die Fragmentationswahrscheinlichkeit eines Charm-Quarks in ein D^{*+}-Meson, so erhält man:

$$\mathcal{P}(c \rightarrow D^{*+}) \cdot \mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (0.71 \pm 0.05)\,\%.$$

Dieser kleine Wert macht deutlich, daß zur Untersuchung von Ereignissen mit Charm eine große Ereignis-Statistik notwendig ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit kann erhöht werden, wenn weitere Zerfallskanäle des D^0-Mesons mit berücksichtigt werden. Häufig verwendete Zerfälle sind:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \tag{2.13}$$

und

$$D^0 \to \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- . \tag{2.14}$$

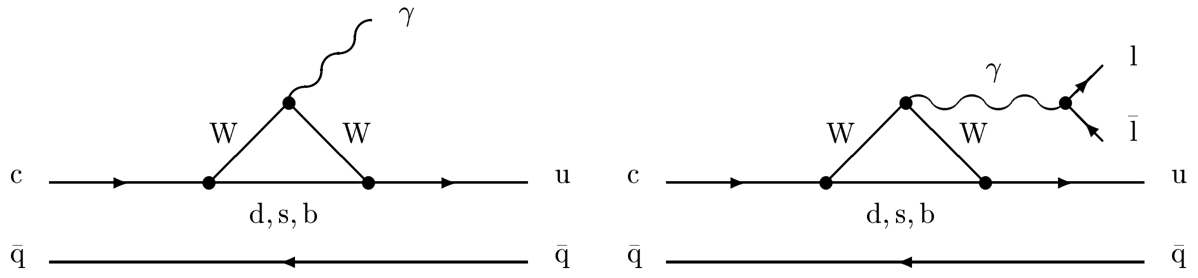
Bei der Rekonstruktion der Zerfallskette $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ist das im Vergleich zum Zerfall $D^0 \to K^- \pi^+$ relativ große Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{B}(D^0 \to K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (13.8 \pm 1.0)\,\%$ von Vorteil. Demgegenüber steht jedoch die hohe Teilchen-Multiplizität des Endzustandes, die einen hohen kombinatorischen Untergrund erwarten läßt.

Der Zerfall $D^0 \to \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ wird häufig benutzt, weil die Zerfälle der K^0_s-Mesonen zu sekundären Vertices führen, die bei einem relativ geringen Untergrund über den Zerfallskanal $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$ nachgewiesen werden können. Das insgesamt kleinere Verzweigungsverhältnis der gesamten Zerfallskette sowie die Tatsache, daß zum K^0_s-Meson noch zwei weitere Pionen kombiniert werden müssen, mindert diesen Vorteil jedoch wieder.

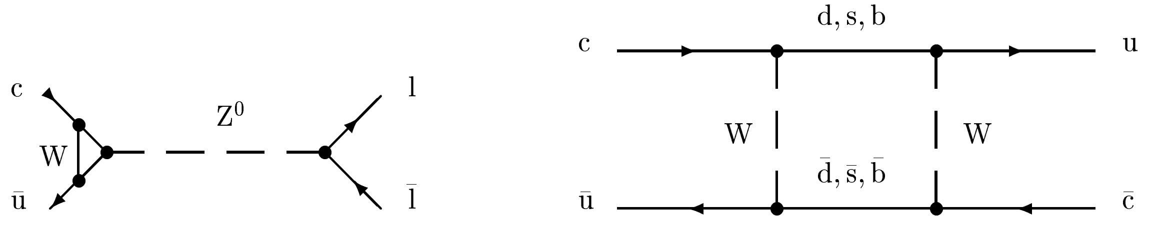
Seltene Zerfälle

Zerfälle von D-Mesonen, die im Standardmodell erlaubt, deren Verzweigungsverhältnisse aber sehr klein sind, werden als seltene Zerfälle bezeichnet. Neben den bereits erwähnten leptonischen Zerfällen fallen hierunter die einfach- und doppelt Cabibbo-unterdrückten Zerfälle (SCSD, DCSD), die wichtige Informationen über die CKM-Matrixelemente liefern.

Beispiele für die SCSD-Prozesse $c \to d u \bar{d}$ und $c \to s \bar{s} u$ sind die Zerfälle $D^0 \to \pi^+ \pi^-$ und $D^0 \to K^- K^+$. Der bislang einzige beobachtete DCSD-Prozeß der Form $c \to \bar{d} \bar{s} u$ ist der Zerfall $D^0 \to K^+ \pi^+$ mit einem gemessenen Verzweigungsverhältnis von $(0.031 \pm 0.014)\,\%$. Er stellt für Untersuchungen der D^0-$\bar{D}^0$-Mischung (Abb. 2.13 (d)) einen wesentlichen Untergrund dar, da der Zerfall nicht von dem Übergang $D^0 \to \bar{D}^0$ mit $\bar{D}^0 \to K^+ \pi^-$ unterschieden werden kann.



(a) $c \to u\gamma$ (b) $c \to u l \bar{l}$



(c) $D^0 \to l\bar{l}$ (d) D^0-$\bar{D}^0$-Mischung

Abbildung 2.13: Darstellung einiger seltener Zerfälle von D-Mesonen [62].

Zu den sehr seltenen Zerfällen gehören auch die im Standardmodell niedrigster Ordnung („tree level“) nicht möglichen FCNC-Prozesse mit $|\Delta C| = 1$. In höherer Ordnung („loop level“)

sind jedoch Übergänge mit Schleifen („loops“) möglich, die durch Box- und Pinguin-Diagramme beschrieben werden können. Sie ermöglichen Übergänge der Form s → d + N oder c → u + N, wobei N einen nicht-hadronischen neutralen Zustand kennzeichnet, wie z.B. γ oder $\mathrm{l\bar{l}}$.

Beispiele für derartige Zerfälle sind $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ oder $\mathrm{D}^+ \rightarrow \pi^+\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ (Abb. 2.13 (a-c)). Die innerhalb des Standardmodells erwarteten Raten für diese Prozesse sind extrem klein. Rechnungen ergeben z.B. für den Zerfall $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ein Verzweigungsverhältnis von der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-19})$. Die Raten sind deshalb sehr sensitiv auf neue, schwere Teilchen in den Schleifen und neue physikalische Effekte.

Studien über den seltenen Zerfall $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ lassen bei einer angenommenen integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 250\,\mathrm{pb}^{-1}$ eine um mindestens eine Größenordnung verbesserte Sensitivität bei HERA erwarten [110].

Verbotene Zerfälle

Zu den in allen Ordnungen des Standardmodells verbotenen Zerfällen von D-Mesonen gehören z.B. die Zerfälle $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mu^+\mathrm{e}^-$ und $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mathrm{\bar{p}e}^+$, bei denen die Erhaltung der Leptonenzahl bzw. Baryonenzahl verletzt ist. Ein experimenteller Nachweis solcher Zerfallskanäle, die von einigen weiterführenden Theorien vorhergesagt werden, wäre ein erster Hinweis auf eine Physik jenseits des Standardmodells.

Kapitel 3

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA und das H1-Experiment

Die Speicherring-Anlage HERA am DESY (Hamburg) ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen (oder Positronen) und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden [111]. Das HERA-Projekt wurde im April 1984 genehmigt und nach einer Bauzeit von 6 Jahren im November 1990 fertiggestellt. Im Herbst 1991 wurde der Speicherring in Betrieb genommen und die ersten ep-Kollisionen beobachtet. Das Experimentierprogramm der beiden Detektoren H1 [112] und ZEUS [113] begann im Frühjahr 1992.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse beruht auf Daten aus der Betriebsperiode 1994, die mit dem H1-Detektor aufgenommen worden sind. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über den Speicherring HERA und dessen Betriebsparameter gegeben sowie der Aufbau des H1-Detektors erläutert.

3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

In einem unterirdischen 6.4 km langen Ringtunnel (in 10-15 m Tiefe) befinden sich zwei separate Speicherringe für Elektronen (HERA-e) und Protonen (HERA-p). Die Abb. 3.1 zeigt einen schematischen Überblick über den Speicherring und die Vorbeschleuniger.

Elektronen (oder auch Positronen) werden in dem Linearbeschleuniger LINAC II auf eine Energie von 450 MeV beschleunigt. Danach werden sie in das Synchrotron DESY II eingespeist und ihre Energie auf 7.5 GeV erhöht. In PETRA II erreichen sie anschließend die Injektionsenergie von 12 GeV für den Speicherring HERA-e, wo sie dann auf ihre endgültige Strahlenergie beschleunigt werden. HERA-e ist für eine Maximalenergie von 30 GeV ausgelegt und kann Elektronen für mehrere Stunden speichern. In der Betriebsperiode 1994 betrug die Strahlenergie 27.6 GeV.

In dem Linearbeschleuniger LINAC III werden negativ geladene Wasserstoffionen auf 50 MeV beschleunigt und in das Protonen-Synchrotron DESY III injiziert, wobei die Elektronenhülle abgestreift wird. Die Protonen erreichen mit 7.5 GeV PETRA II, wo sie dann auf die für HERA-p notwendige Injektionsenergie von 40 GeV beschleunigt werden. In HERA-p erreichen die Protonen dann ihre Endenergie von 820 GeV. Während der Elektronenring aus normalleitenden Magneten besteht, werden für den Protonenring supraleitende Magnete eingesetzt, die bei einer Temperatur von 4.4 K betrieben werden und ein Ablenkfeld von 4.7 T liefern.

Die Strahlenergien von 27.6 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen ergeben eine Schwerpunktsenergie von 301 GeV. Diese liegt eine Größenordnung über den bisher in Lepton-

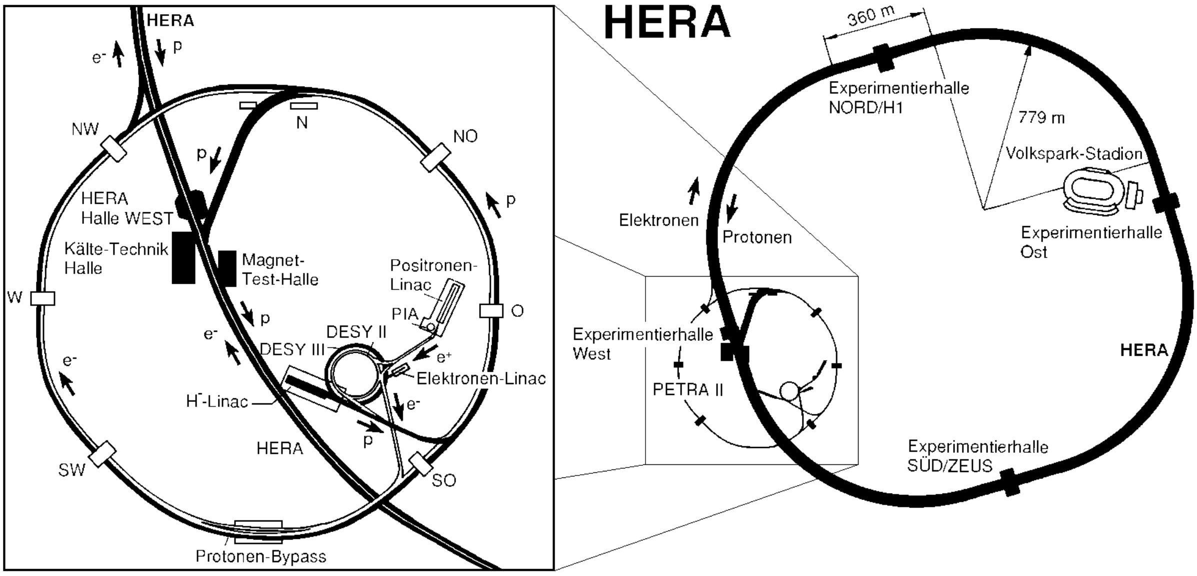


Abbildung 3.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Nukleon-Streuexperimenten (mit Elektronen, Myonen und Neutrinos) erreichten Energien. Um dieselbe Schwerpunktsenergie mit einem stationären Protonentarget zu erzielen, müßte man Elektronen auf 52 000 GeV beschleunigen, was oberhalb des heute Erreichbaren liegt. Die hohe Schwerpunktsenergie bei HERA bedeutet eine Erweiterung des experimentell zugänglichen kinematischen Bereiches in der Lepton-Nukleon-Streuung. Sie war eine wichtige Motivation für den Bau von HERA.

An zwei von insgesamt vier vorgesehenen Wechselwirkungspunkten werden die Elektronen und Protonen unter einem Kreuzungswinkel von 0° zur Kollision gebracht. In diesen Wechselwirkungszonen stehen die beiden Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). An zwei weiteren Punkten befinden sich die Experimente HERMES [114] (Halle Ost) und HERA-B [115] (Halle West), die beide mit einem stationären Target arbeiten. HERMES ist seit 1995 in Betrieb und untersucht die Spinstruktur des Nukleons. HERA-B soll ab 1998 Untersuchungen zur CP-Verletzung im System der B-Mesonen durchführen.

Im Juli 1994 wurde der Betrieb des Elektronenrings auf Positronen umgestellt. Der Grund dafür waren positiv geladene Ionen, die sich im Strahlrohr befanden, und bei hohen Strahlströmen zu Instabilitäten und zu einer geringen Lebensdauer des Elektronenstrahls führten. Durch die Umstellung[1] konnte der Elektronenstrom und somit die Luminosität beträchtlich erhöht werden.

Eine Zusammenstellung einiger wichtiger HERA-Parameter ist in Tab. 3.1 gegeben. Die von HERA im Jahr 1994 produzierte integrierte Luminosität liegt mit ungefähr $6\,\mathrm{pb}^{-1}$ noch über eine Größenordnung unter dem Sollwert von $100\,\mathrm{pb}^{-1}$ pro Jahr. Abb. 3.2 zeigt einen Vergleich

---

[1] Innerhalb der H1-Kollaboration ist es üblich, auch nach der Umstellung von HERA-e auf Positronen, weiterhin den Begriff des Elektrons zu benutzen, auch wenn eigentlich Positronen damit gemeint sind. Deshalb steht auch in dieser Arbeit der Begriff Elektron stellvertretend für Elektronen und Positronen. Für die meisten physikalischen Fragestellungen bei HERA ist es zudem unerheblich, ob Elektronen oder Positronen gestreut werden.

HERA-Parameter

Parameter	**Design**	**1992**	**1993**	**1994**		
				e^-p	**e^+p**	**sh. IP**[†]
HERA-e						
Strahlenergie [GeV]	30.0	26.7	26.7	27.6	27.6	27.6
Anzahl Teilchenpakete	210	9	84	153	153	153
Anzahl Pilotpakete		1	10	15	15	15
Mittlerer Strahlstrom [mA]	58.0	1.4	7.7	10.5	17.0	16.8
HERA-p						
Strahlenergie [GeV]	820.0	820.0	820.0	820.0	820.0	820.0
Anzahl Teilchenpakete	210	9	84	153	153	153
Anzahl Pilotpakete (e/p)		1/1	10/6	15/17	15/17	15/17
Mittlerer Strahlstrom [mA]	163.0	1.1	10.8	28.6	41.0	41.2
Schwerpunktsenergie [GeV]	314	296	296	300	300	300
$\langle L_{sp} \rangle$ $[10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}]$	3.3	1.9	3.2	3.4	3.6	2.8
$L_{sp,max}$ $[10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}]$		4.2	6.7	6.0	5.2	3.8
$\langle L \rangle$ $[10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$	150	0.3	2.8	5.7	14.0	10.3
L_{max} $[10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$		2.2	13.0	24.0	43.0	20.5
$\mathcal{L}_{int}$ (HERA) $[\mathrm{nb}^{-1}]$	100 000	55	880	846	4 665	78
$\mathcal{L}_{int}$ (H1) $[\mathrm{nb}^{-1}]$	100 000	30	568	532	3 510	67

[†] Betriebsperiode mit verschobenem nominellen Wechselwirkungspunkt ($z = 67\,\mathrm{cm}$)

Tabelle 3.1: HERA-Parameter in den Betriebsperioden 1992-1994 im Vergleich zu den Sollwerten [116, 117]. $\langle L_{sp} \rangle$ ($L_{sp,max}$) ist die mittlere (maximale) spezifische Luminosität, $\langle L \rangle$ (L_{max}) ist die mittlere (maximale) Luminosität. $\mathcal{L}_{int}$ (HERA) ($\mathcal{L}_{int}$ (H1)) bezeichnet die von HERA produzierte (von H1 aufgezeichnete) integrierte Luminosität.

der Luminositäten in den Betriebsperioden von 1992 bis 1994.

Die Elektronen und Protonen sind bei HERA in Paketen („bunches“) zusammengefaßt, die etwa 10^{10}-10^{11} Teilchen enthalten. Die maximale Anzahl an Paketen ist jeweils auf 220 begrenzt. Hieraus folgt, daß sich die Teilchenpakete in den Wechselwirkungspunkten alle 96 ns kreuzen („bunch crossing“).

Die radialen Ausdehnungen der Teilchenpakete betragen $\sigma_x = 0.26\,\mathrm{mm}$ und $\sigma_y = 0.02\,\mathrm{mm}$ für den Elektronenstrahl sowie $\sigma_x = 0.29\,\mathrm{mm}$ und $\sigma_y = 0.07\,\mathrm{mm}$ für den Protonenstrahl. Die longitudinale Ausdehnung der Pakete, aus der sich die Länge der Wechselwirkungszone ergibt, beträgt $\sigma_z = 8\,\mathrm{mm}$ für die Elektronen und $\sigma_z = 110\,\mathrm{mm}$ für die Protonen.

Üblicherweise wird der Speicherring so gefüllt, daß einige gefüllte Protonenpakete im Wechselwirkungspunkt auf leere Elektronenpakete treffen und umgekehrt. Diese Pakete werden Pilotpakete („pilot bunches“) genannt und können zur Untersuchung von Untergrundereignissen benutzt werden. Bei diesen Ereignissen wechselwirkt der Elektronen- oder Protonenstrahl mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr oder mit der Strahlwand.

In der Betriebsperiode 1994 wurde HERA mit 153 kollidierenden Paketen, 15 Elektronen-Pilotpaketen und 17 Protonen-Pilotpaketen betrieben.

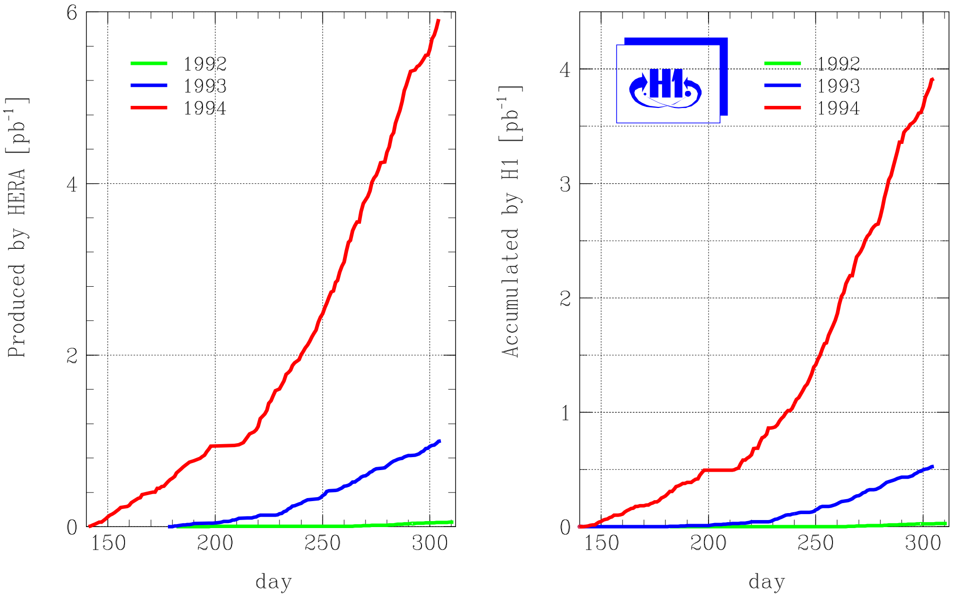


Abbildung 3.2: Von HERA produzierte und von H1 aufgezeichnete integrierte Luminosität in den Betriebsperioden 1992-1994. Die Umstellung von Elektronen auf Positronen im Juli 1994 führte zu einer beträchtlichen Erhöhung der Luminosität.

3.2 Der H1-Detektor

Bei der Konzeption des H1-Detektors wurde der Tatsache Rechnung getragen, daß aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen und Protonen das Elektron-Proton-Schwerpunktssystem nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt, sondern einen Lorentz-„Boost“ entlang der Protonenstrahlrichtung aufweist. Deshalb weist der H1-Detektor einen asymmetrischen Aufbau auf, der in Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert ist als in Rückwärtsrichtung[2].

Abb. 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des H1-Detektors. Das Strahlrohr ($\boxed{1}$) wird umgeben von einem Spurkammersystem, bestehend aus einer zentralen Spurkammer ($\boxed{2}$) und einer Vorwärtsspurkammer ($\boxed{3}$). Die Spurkammern werden von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umschlossen, das sich in einem Kryostaten ($\boxed{15}$) befindet. Dieses Kalorimeter ist in einen elektromagnetischen ($\boxed{4}$) und einen hadronischen ($\boxed{5}$) Teil untergliedert. Die Spurkammern und das Kalorimeter sind von einer supraleitenden Spule ($\boxed{6}$) umgeben, die ein parallel zur z-Achse ausgerichtetes magnetisches Feld von 1.15 T erzeugt. Das Eisenjoch ($\boxed{10}$) zur Rückführung des magnetischen Flusses ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die zusammen mit zusätzlichen Myonkammern ($\boxed{9}$) eine Identifikation und Spurmessung von Myonen erlauben. Das instrumentierte Eisen dient außerdem zur Energiemessung von hadronischen Schauern, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert werden. Zur Messung von hochenergetischen Myonen in Vorwärtsrichtung steht zusätzlich ein System aus einem Toroidmagneten ($\boxed{11}$) und weiteren Driftkammerebenen ($\boxed{9}$) zur Verfügung. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird durch zwei weitere Kalorimeter ergänzt: im Rückwärtsbereich durch ein elektromagnetisches Blei-

---

[2] Als Vorwärtsrichtung (negative z-Werte relativ zum Wechselwirkungspunkt und $\Theta = 0°$) wird die Richtung des Protonenstrahls bezeichnet. Entsprechend beschreibt die Rückwärtsrichtung (positive z-Werte und $\Theta = 180°$) die Richtung des Elektronenstrahls. Die anderen beiden Koordinaten liegen in der horizontalen (x-Achse) und vertikalen (y-Achse) Ebene.

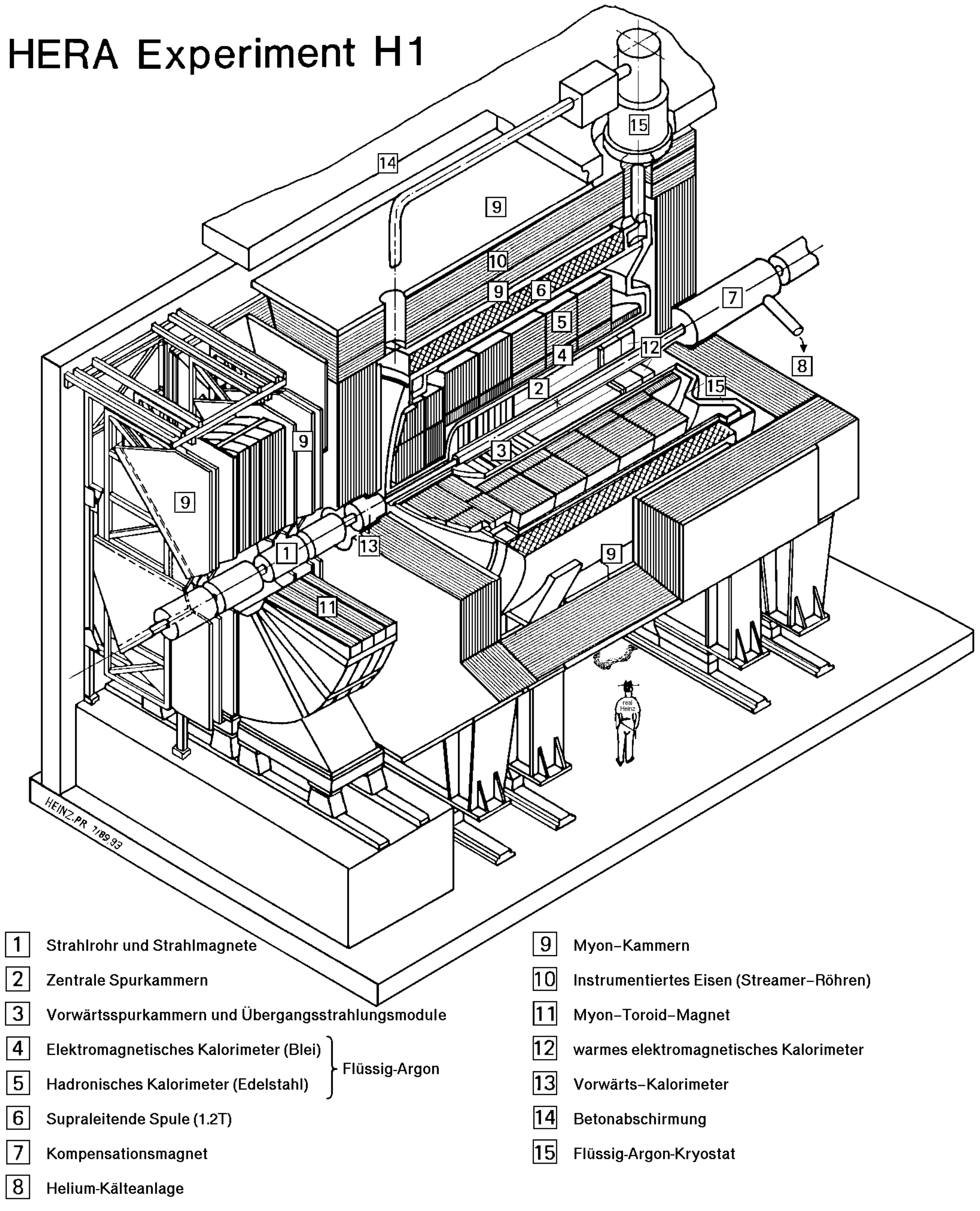


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des H1-Detektors. Die Abmessungen des Detektors betragen 12 m × 10 m × 15 m bei einem Gesamtgewicht von ca. 2 800 t.

Szintillator-Kalorimeter ($\boxed{12}$) und im Vorwärtsbereich durch ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter ($\boxed{13}$). Hinter dem rückwärtigen Kalorimeter befindet sich ein Flugzeitsystem, bestehend aus zwei Szintillatorebenen, das zur Unterdrückung von Untergrundereignissen benutzt wird. Zwei weitere Kalorimeter, die sich in 33 m (Elektron-Detektor) und 103 m (Photon-Detektor) Entfernung vom Wechselwirkungspunkt aus in Richtung des Elektronenstrahls befinden, dienen zur Messung der Luminosität.

In den folgenden Abschnitten wird eine Beschreibung der Detektorkomponenten gegeben, die für die Analyse in dieser Arbeit von Bedeutung sind. Eine umfassende und detaillierte Beschreibung aller Komponenten findet sich in [112].

3.2.1 Das Spurkammersystem

Die Aufgabe des Spurkammersystems ist die Identifikation und Rekonstruktion von geladenen Teilchen, die bei der Elektron-Proton-Streuung entstehen, sowie die Erzeugung von Triggersignalen für die Ereignisauswahl. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Energien des Elektronen- und Protonenstrahls werden viele geladene Teilchen unter sehr kleinen Winkeln Θ bzgl. der Richtung des Protonenstrahls (Vorwärtsrichtung) produziert. Um über dem gesamten Winkelbereich hinweg möglichst hohe Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen zu erzielen, ist das H1-Spurkammersystem in ein vorderes (**FTD**[3]) und ein zentrales Spurkammersystem (**CTD**[4]) unterteilt (Abb. 3.4), die beide voneinander unabhängig sind und deren Aufbau dem jeweiligem Winkelbereich angepaßt ist.

Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem überdeckt den Polarwinkelbereich $7^\circ < \Theta < 25^\circ$. Es besteht aus drei identisch aufgebauten Supermodulen. Jedes Supermodul enthält drei gegeneinander verdrehte, planare Driftkammern mit parallelen, senkrecht zur Strahlachse gespannten Signaldrähten, die eine Messung der xy-Koordinaten der Teilchenspur ermöglichen. Daran anschließend folgt eine Vieldraht-Proportionalkammer (**FPC**[5]), die ein schnelles Triggersignal erzeugt. Dann folgt ein Übergangsstrahlungsmodul zur Teilchenidentifikation und schließlich eine weitere Driftkammer mit radial zur Strahlachse gespannten Signaldrähten.

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem deckt den Polarwinkelbereich $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ ab. Insgesamt ist dieses System aus sechs konzentrisch angeordneten Kammern aufgebaut. Abb. 3.5 zeigt die Anordnung dieser Kammern in einem Ausschnitt der xy-Ebene.

Zentrale Driftkammern Die Spurrekonstruktion im Zentralbereich des H1-Detektors basiert auf zwei großen, voneinander unabhängig arbeitenden Driftkammern (**CJC1**[6] und **CJC2** [118]) mit parallel zur Strahlachse gespannten Signaldrähten. Die aktive Länge beider Kammern beträgt 220 cm.

Die innere Kammer (CJC1) ist in 30 Segmente (Zellen) mit jeweils 24 Signaldrähten, die äußere Kammer (CJC2) in 60 Segmente mit jeweils 32 Signaldrähten unterteilt. Die aktive radiale Länge beträgt 22.4 cm bzw. 29.6 cm. Die Zellen sind durch Kathodendrahtebenen und

---

[3] **F**orward **T**racking **D**evice

[4] **C**entral **T**racking **D**evice

[5] **F**orward **P**roportional **C**hamber

[6] **C**entral **J**et **C**hamber

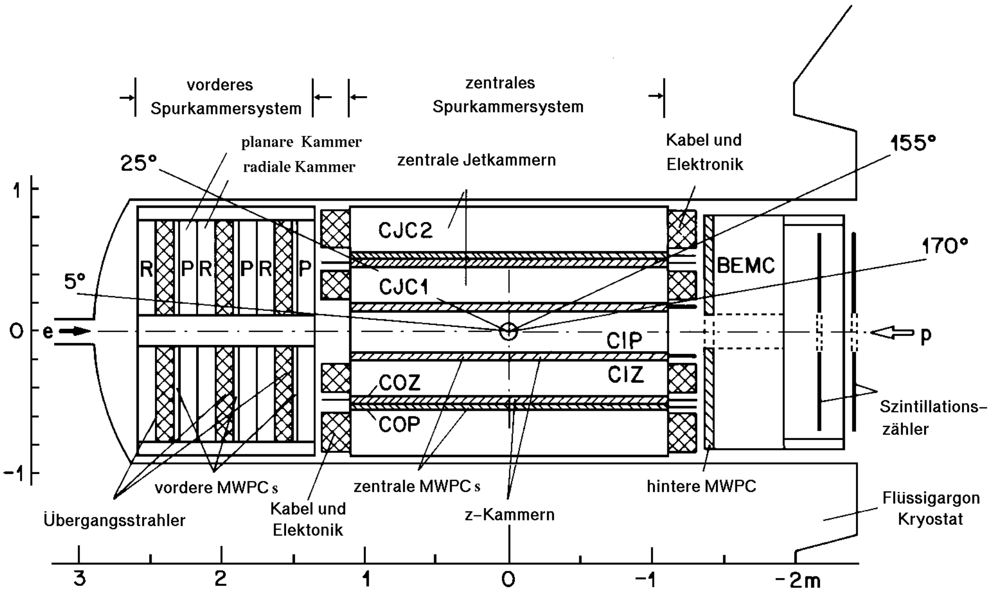


Abbildung 3.4: Längsschnitt des H1-Spurkammersystems.

Felddrähte begrenzt, die ein homogenes elektrisches Feld senkrecht zu den Signaldrahtebenen erzeugen. Jede Signaldrahtebene ist von einer Doppelreihe von Potentialdrähten zur Feldformung umgeben.

Die Driftzellen sind gegenüber der radialen Richtung um etwa 30° geneigt. Aufgrund des äußeren Magnetfeldes driften die Elektronen nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien. Vielmehr stellt sich durch die Lorentzkraft ein konstanter Winkel (Lorentzwinkel) zwischen dem elektrischen Feld und der Driftrichtung der Elektronen ein. Durch die Neigung der Zellen wird dieser Winkel nahezu ausgeglichen, so daß die Elektronen senkrecht zu den Spuren hochenergetischer Teilchen driften. Außerdem kreuzen die meisten Teilchen dadurch mehrere Driftzellen. Somit können Mehrdeutigkeiten aufgelöst werden, die von der prinzipiellen Ununterscheidbarkeit von Spur und Spiegelspur[7] herrühren, da die Spiegelspur keine Fortsetzung in der Nachbarzelle hat.

Die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\mathrm{m}$. Da die Signaldrähte an beiden Seiten ausgelesen werden, kann durch Ladungsteilung auch die z-Komponente der einzelnen Treffer rekonstruiert werden [119]. Die Ortsauflösung ist allerdings wesentlich schlechter als in der $r\phi$-Ebene und beträgt $\sigma_z = 22\,\mathrm{mm}$.

Weiterhin läßt sich der Energieverlust der Teilchen im Kammergas (Ar und C_2H_6 zu gleichen Anteilen) messen. Somit ist auch eine begrenzte Teilchenidentifikation für niederenergetische Teilchen möglich [120].

Die wichtigsten Parameter der zentralen Driftkammer sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt.

---

[7] Der Ort der Spurentstehung kann aus der Driftzeit bestimmt werden, jedoch kann nicht unterschieden werden, ob die Ionisation links oder rechts von der Signaldrahtebene stattfand.

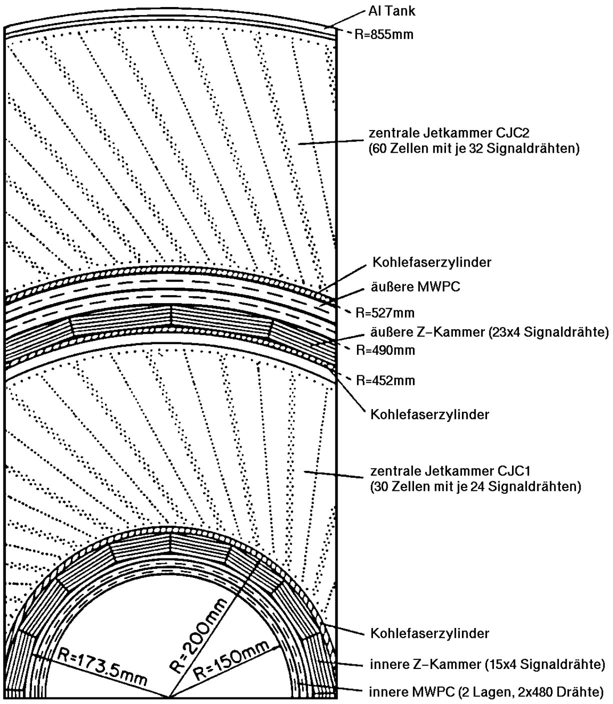


Abbildung 3.5: Querschnitt des H1-Spurkammersystems.

Zentrale z-Kammern Das zentrale Spurkammersystem wird durch zwei dünne Driftkammern, der inneren (**CIZ**[8] [121, 122]) und der äußeren z-Kammer (**COZ**[9] [123]), vervollständigt. Die z-Kammern sind modular aufgebaut und bilden ein System gleichartiger Ringe, die entlang der Strahlachse angeordnet sind.

Die innere z-Kammer umfaßt 15 separate Ringe mit jeweils 4 Signaldrähten. Die Breite eines Ringes beträgt 12 cm. Die Drähte sind senkrecht zur Strahlachse auf einem 16-eckigen Rahmen gespannt, der mechanisch mit der inneren Zylinderwand der zentralen Spurkammer CJC1 verbunden ist. Die äußere z-Kammer besteht aus 24 Ringen mit jeweils 4 Signaldrähten und befindet sich zwischen der CJC1 und CJC2.

Die Ortsauflösung in der z-Koordinate beträgt $\sigma_z = 0.26\,\mathrm{mm}$ für die CIZ und $\sigma_z = 0.20\,\mathrm{mm}$ für die COZ. Die Auflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt dagegen lediglich 28 mm bzw. 58 mm. Bezüglich der Auflösungen sind die Messungen der zentralen Spurkammern und der z-Kammern komplementär. Durch Kombination der Informationen beider Kammern lassen sich gute Ortsauflösungen sowohl in der $r\phi$-Ebene als auch in der z-Koordinate erzielen.

Einige wichtige Parameter der zentralen z-Kammern sind in Tab. 3.2 aufgelistet.

Zentrale Proportionalkammern Die Proportionalkammern (**CIP**[10] und **COP**[11] [124]) bestehen aus zwei zylindrischen Doppellagen, die das Strahlrohr umgeben. Die Anodendrähte sind parallel zur z-Achse gespannt. Die zur Auslese der Signale verwendeten Kathoden bestehen aus

---

[8] Central **I**nner **Z**-Chamber

[9] Central **O**uter **Z**-Chamber

[10] Central **I**nner **P**roportional Chamber

[11] Central **O**uter **P**roportional Chamber

Driftkammer-Parameter					
Parameter		**CJC1**	**CJC2**	**CIZ**	**COZ**
Mechanische Länge Δz	[mm]	2 230		2 254	2 230
Aktive Länge Δz	[mm]	2 200		1 800	2 160
Innerer Radius R_i	[mm]	203	530	174	460
Äußerer Radius R_o	[mm]	451	844	200	485
Aktive radiale Länge ΔR	[mm]	224	296	20	24
Anzahl Zellen (Ringe)		30	60	15	24
Anzahl Signaldrähte pro Zelle (Ring)		24	32	4	4
Anzahl Potentialdrähte pro Zelle (Ring)		50	66	3	6
Anzahl Felddrähte pro Zelle		10	10		
Anzahl Kathodendrähte pro Zelle		49	65		
Abstand der Signaldrähte	[mm]	10.16		5.6 (7.0)	6.0
Driftgeschwindigkeit	[mm/μs]	≈ 50		52	48.5
Maximale Driftstrecke	[mm]	44.5	43.1	61.3	45.0
$r\Phi$-Auflösung $\sigma_{r\Phi}$	[mm]	0.17		28	58
z-Auflösung σ_z	[mm]	22		0.26	0.20

Tabelle 3.2: Einige Parameter der zentralen Driftkammern [112].

in z- und ϕ segmentierten Flächenelementen. Die innerste Kammer (CIP) mit einem Radius von 157 mm ist 60-fach in z ($\Delta z = 36.6$ mm) und 8-fach in ϕ unterteilt. Die zweite Lage ist gegenüber der ersten um 22.5° verdreht, so daß sich eine effektive Einteilung in 16 ϕ-Segmente ergibt. Die äußere Proportionalkammer ist 18-fach in z ($\Delta z = 120$ mm) und 16-fach in ϕ unterteilt.

Durch die Kombination von jeweils zwei angesprochenen Ausleseflächen der inneren und äußeren Kammer wird ein Spurkandidat definiert. Damit Teilchen überhaupt die äußere Kammer erreichen, ist ein minimaler transversaler Impuls von 140 MeV/c notwendig. Sowohl die Richtung der Spur als auch deren Schnittpunkt mit der Strahlachse läßt sich grob bestimmen. Für wahre Ereignisse werden sich die Schnittpunkte aller Spuren mit der Strahlachse in der Nähe des Ereignisvertexes häufen. Mit den Signalen dieser Kammern läßt sich in der ersten Triggerstufe (Abschnitt 3.2.5) ein Trigger auf Spuren vom Wechselwirkungspunkt realisieren.

Die rückwärtige Proportionalkammer

Im Rückwärtsbereich ($155° < \Theta < 174°$) befindet sich die rückwärtige Proportionalkammer (**BPC**[12]), die unmittelbar vor dem Rückwärtskalorimeter installiert ist. Mit dieser Proportionalkammer läßt sich der Auftreffpunkt geladener Teilchen auf das rückwärtige Kalorimeter bestimmen.

3.2.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter des H1-Detektors dienen zur Messung der Energie und Richtung von geladenen und ungeladenen Teilchen sowie von Jets. Im Vorwärts- und Zentralbereich ist das Spurkammersystem von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (**LAC**[13]) umgeben, bestehend aus einem ha-

---

[12] **B**ackward **P**roportional **C**hamber

[13] **L**iquid **A**rgon **C**alorimeter

dronischen und einem elektromagnetischen Teil. Im Rückwärtsbereich befindet sich das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (**BEMC**[14]). Hadronische Schauer, die das Flüssig-Argon-Kalorimeter verlassen, können in dem mit Streamerrohren bestückten Eisenjoch kalorimetrisch gemessen werden (**TC**[15]).

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [125] des H1-Detektors ist ein in longitudinaler und transversaler Richtung segmentiertes Sampling-Kalorimeter, bei dem flüssiges Argon als Nachweismaterial benutzt wird. Das Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten innerhalb des H1-Magneten und überdeckt den Polarwinkelbereich $4^\circ < \Theta < 153^\circ$.

Entlang der Strahlachse ist das Kalorimeter in acht sogenannte Räder unterteilt, die aus einem innen liegenden elektromagnetischen und einem daran anschließenden hadronischen Teil bestehen, wobei das vordere und hintere Rad lediglich einen hadronischen bzw. elektromagnetischen Teil besitzt. Eine Samplingschicht im elektromagnetischen Teil besteht aus 2.4 mm Blei und 2.35 mm flüssigem Argon, im hadronischen Teil aus 11 mm Edelstahl und 2×2.4 mm flüssigem Argon.

Die Auslese erfolgt über $3 \times 3\,\mathrm{cm}^2$ bis $13 \times 13\,\mathrm{cm}^2$ große Ausleseelektroden („Pads“), die sich im flüssigen Argon befinden. Jeweils mehrere hintereinander liegende Pads sind elektrisch miteinander verbunden und bilden die sogenannten Zellen des Kalorimeters. Die Einteilung des Kalorimeters in Räder und Zellen ist in Abb. 3.6 dargestellt. Insgesamt werden 44 352 Zellen elektronisch ausgelesen.

Die Tiefe des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters hängt vom Polarwinkel Θ ab und variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen X_0. Das gesamte Kalorimeter entspricht 4.5 bis 8 nuklearen Wechselwirkunglängen λ, wobei die Dicke mit kleiner werdendem Polarwinkel zunimmt.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter, bei dem hadronische und elektromagnetische Schauer gleicher Energie unterschiedliche Signalstärken hervorrufen. Da aber elektromagnetische und hadronische Schauer eine unterschiedliche räumliche Ausdehnung haben, können bei feiner Segmentierung des Kalorimeters elektromagnetische und hadronische Komponenten erkannt und bei der Energierekonstruktion unterschiedlich gewichtet werden. Die Gewichtungsmethode wird bei dem H1-Kalorimeter angewendet [126].

Die Energieauflösungen betragen $\sigma_{em}(E)/E = 0.12\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} + 0.01$ für elektromagnetische Schauer [127] und $\sigma_{had}(E)/E = 0.50\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} + 0.02$ für hadronische [128] und wurden in Testmessungen am CERN bestimmt. Die Unsicherheit der absoluten elektromagnetischen Energieskala beträgt 3 %, die der hadronischen Energieskala ungefähr 6 % [129].

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC dient zum Nachweis des gestreuten Elektrons in Ereignissen der tief-inelastischen Streuung bei kleinem Q^2 ($Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$). Es befindet sich in 144 cm Entfernung (in Richtung des Elektronenstrahls) vom nominellen Wechselwirkungspunkt und deckt den Polarwinkelbereich von $151^\circ < \Theta < 176^\circ$ ab. Es ist ein Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter mit 88 parallel zum Strahl ausgerichteten Modulen, von denen 56 einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 15.9 cm aufweisen. Die restlichen Module haben einen trapezförmigen bzw. rechteckigen Querschnitt. Jedes Modul besteht aus

---

[14] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

[15] **T**ail **C**atcher

Abbildung 3.6: Schematischer Blick auf die Rad- und Zellstruktur des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit den inneren (IF) und äußeren (OF) Rädern des Vorwärtsbereiches, den vorderen (FB) und zentralen (CB) Rädern des Barrel-Bereiches und dem rückwärtigen elektromagnetischen Rad (BBE). WWP kennzeichnet den nominellen Wechselwirkungspunkt bei $z = 0$.

49 Lagen mit jeweils 2.5 mm Blei und 4 mm Szintillator. Das entspricht ca. 22 Strahlungslängen X_0. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E = 0.1\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} + 0.39\,/E[\mathrm{GeV}] + 0.017$, wobei die absolute Kalibration auf 1 % genau ist [130].

Da die Dicke des BEMC lediglich einer hadronischen Wechselwirkunglänge λ entspricht, besitzt dieses Kalorimeter eine schlechte Energieauflösung für die Messung des hadronischen Energieflusses. Im Mittel deponieren Hadronen nur 30 % ihrer Energie im BEMC. Etwa 35 % aller Hadronen passieren das BEMC ohne Wechselwirkung [131].

Das instrumentierte Eisen

Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule besteht aus 10 Lagen mit jeweils 7.5 cm dicken Eisenplatten. Die Dicke des Eisenjoches entspricht ungefähr 9.5 Wechselwirkungslängen λ. Die Zwischenräume sind mit Streamerrohrkammern bestückt [132]. Jeweils 3 weitere Lagen befinden sich vor und hinter dem Eisenjoch.

Die Streamerrohre bestehen aus 1 cm^2 großen Zellen, in deren Mitte ein Anodendraht gespannt ist. Als Influenzelektroden dienen Kupferelektroden, die entweder als Streifen senkrecht zu den Drähten oder als Rechtecke (Pads) auf den Kammern aufgebracht sind. Die Informationen der Drähte und Streifen werden zur Rekonstruktion von Myonenspuren benutzt. Die $25 \times 25\,\mathrm{cm}^2$ bis $40 \times 50\,\mathrm{cm}^2$ großen Pads dienen zur Energiemessung. Sie werden analog ausgelesen, wobei mehrere hintereinander liegende Pads zu sogenannten Towern zusammengefaßt werden. Insgesamt stehen 3888 Kanäle für die Energiemessung zur Verfügung. Die Energieauflösung des instrumentierten Eisens beträgt $\sigma(E)/E = 1.0\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$. Die Kalibration ist auf 5 % genau [133].

3.2.3 Der Flugzeitzähler und die Veto-Wand

Das Flugzeit-System (**ToF**[16]) und die Veto-Wand sind Anordnungen von Szintillationszählern, die im Rückwärtsbereich des H1-Detektors installiert sind. Sie dienen zur Unterdrückung von Untergrundereignissen, die durch den Protonenstrahl vor dem H1-Detektor erzeugt werden. Wichtige Untergrundquellen bei HERA sind Wechselwirkungen von Protonen mit dem Restgas in der Strahlröhre und mit der Strahlrohrwand. Hochenergetische Teilchen aus solchen Wechselwirkungen können in den Detektor eindringen und zum Ansprechen des Triggers führen. Die so verursachte Untergrundrate beträgt ungefähr 2.6 MHz, hängt jedoch von den speziellen Strahlbedingungen ab.

Der Flugzeitzähler besteht aus 2 Ebenen mit jeweils 30 mm Szintillator und 6.5 mm Blei. Die innere Ebene (**ToF1**) ist hinter dem BEMC bei $z = -1.95\,\mathrm{m}$ installiert und besteht aus 16 einzelnen Zählern mit einer Fläche von $317 \times 317\,\mathrm{mm}^2$. Die äußere Ebene (**ToF0**) bei $z = -2.25\,\mathrm{m}$ besteht aus 8 größeren Zählern mit einer Fläche von $317 \times 634\,\mathrm{mm}^2$.

Teilchen, die in Richtung des Protonenstrahls auf den Detektor treffen, erreichen den Flugzeitzähler etwa 13 ns früher als Teilchen aus einer ep-Kollision in der nominellen Wechselwirkungsregion. Aufgrund dieser Zeitdifferenz lassen sich die Untergrundraten bereits in der ersten Triggerstufe (Abschnitt 3.2.5) erheblich reduzieren.

Die Veto-Wand besteht aus einer inneren und einer äußeren Veto-Wand. Die innere bei $z = -8.1\,\mathrm{m}$ überdeckt eine Fläche von $100 \times 90\,\mathrm{cm}^2$ und reicht bis auf 11 cm an das Strahlrohr heran. Sie besteht aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen mit jeweils 4 Zählern. Teilchen werden durch eine Koinzidenz der beiden Ebenen nachgewiesen, wobei die Zeitauflösung $\pm 3\,\mathrm{ns}$ beträgt. Die äußere und größere Veto-Wand bei $z = -6.5\,\mathrm{m}$ mit einer Fläche von $5 \times 4\,\mathrm{m}^2$ überdeckt die innere Veto-Wand und fast das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter. Sie besteht aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen mit jeweils 10 Zählern. Zwischen den Ebenen befindet sich eine 5 cm dicke Eisenplatte. Die Zeitauflösung der Koinzidenz beträgt $\pm 8\,\mathrm{ns}$.

Die Zeitinformationen der Veto-Wand werden ebenfalls in der ersten Triggerstufe zur Unterdrückung von Untergrundereignissen verwendet.

3.2.4 Der Elektron-Detektor

Der Elektron-Detektor dient zum Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen. Das Elektron muß, um auf den Elektron-Detektor zu treffen, um weniger als 5 mrad ($180^\circ - \Theta_\mathrm{e} < 5\,\mathrm{mrad}$) gestreut werden, und die Energie E'_e des gestreuten Elektrons muß im Bereich $5.5\,\mathrm{GeV} < E'_\mathrm{e} < 22\,\mathrm{GeV}$ liegen. Das entspricht einem max. Q^2 von $0.01\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$.

Die Akzeptanz $\mathcal{A}(y, Q^2)$ des Elektron-Detektors hängt von den kinematischen Variablen y und Q^2 sowie von der genauen Lage des Elektronenstrahls ab. Da die Abhängigkeit von Q^2 aber vernachlässigbar klein ist, kann eine über Q^2 gemittelte Akzeptanz $\mathcal{A}(y)$ angegeben werden. Aus dem Spektrum der Elektronen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß $\mathrm{ep} \to \mathrm{ep}\gamma$ wird die Akzeptanz des Elektron-Detektors mit einer Genauigkeit von 3 % bestimmt [134]. Die Abb. 3.7 zeigt für verschiedene Zeiträume mit jeweils konstanten Strahlbedingungen die Akzeptanz $\mathcal{A}(y)$ als Funktion der Inelastizität y.

Der Elektron-Detektor wird zusammen mit dem Photon-Detektor auch zur Bestimmung der Luminosität verwendet. Dazu wird die Rate des Bethe-Heitler-Prozesses gemessen. Dieser Prozeß ist insensitiv auf interne Protonstrukturen, weist einen großen und im Rahmen der QED berechenbaren Wirkungsquerschnitt [135] auf und kann somit zur Luminositätsmessung bei Elektron-Proton-Beschleunigern benutzt werden [136, 137].

---

[16] **T**ime **o**f **F**light

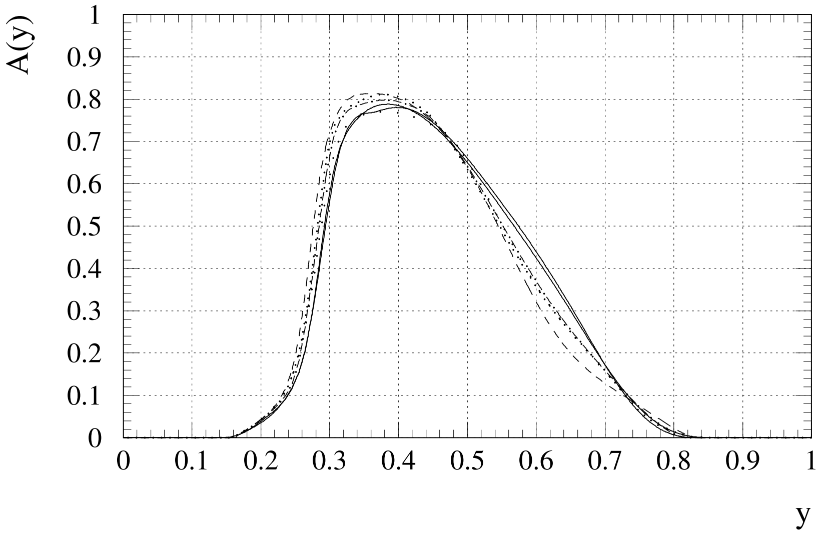


Abbildung 3.7: Die Akzeptanz $\mathcal{A}(y)$ des Elektron-Detektors als Funktion der Inelastizität y für verschiedene Zeiträume mit unterschiedlichen Strahlpositionen.

Zum Nachweis des gestreuten Elektrons und Photons dienen zwei Čerenkov-Kalorimeter mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen X_0, die aus TlCl/TlBr-Kristallen aufgebaut sind. Das Luminositätssystem mit dem Elektron-Detektor (bei $z = -33\,\mathrm{m}$) und dem Photon-Detektor (bei $z = -103\,\mathrm{m}$) ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Energieauflösungen der Kalorimeter betragen $\sigma(E)/E = 0.10\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$. Ein Blei-Filter ($2.2\,X_0$) und ein Wasser-Čerenkov-Zähler ($0.8\,X_0$) schützen den Photon-Detektor vor Synchrotronstrahlung. Eine 2 m dicke Eisenwand hinter dem Photon-Detektor dient als Abschirmung vor von Protonen induzierten Untergrund.

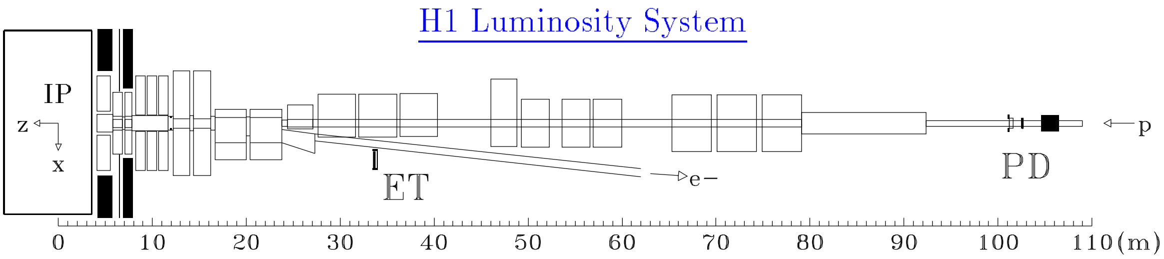


Abbildung 3.8: Das Luminositäts-System von H1 mit dem Elektron-Detektor (ET) und dem Photon-Detektor (PD).

Bei der Bestimmung der Luminosität bildet die Streuung von Elektronen an Restgasmolekülen im Strahlrohr eA → eAγ den Hauptuntergrund. Dieser Anteil beträgt ungefähr 10 % der Bremsstrahlungsrate und kann mit Hilfe der Elektronen-Pilotpakete bestimmt werden. Die Luminosität ergibt sich dann zu:

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0) \cdot R_0}{\sigma_{vis}(\mathrm{ep} \to \mathrm{ep}\gamma)}. \tag{3.1}$$

Hierbei bedeutet R_{tot} die gesamte Bremsstrahlungsrate, R_0 die von den Pilotpaketen herrührende Rate, I_{tot}/I_0 das Verhältnis der Strahlströme, und $\sigma_{vis}(\mathrm{ep} \rightarrow \mathrm{ep}\gamma)$ ist der innerhalb der Detektorakzeptanz liegende sichtbare Teil des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnittes. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung betrug 1994 1.4 % [138].

3.2.5 Das Triggersystem

Am Speicherring HERA beträgt die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen von Protonen und Elektronen („bunch crossing") 96 ns. Das entspricht einer Rate von 10.4 Mhz.

Aber nicht bei jeder Strahlkreuzung kommt es zu einer ep-Kollision, die Signale im Detektor hinterläßt. Die erwarteten Raten der verschiedenen physikalischen Prozesse sind sehr unterschiedlich. Für Photoproduktionsereignisse, die von allen Prozessen den größten Wirkungsquerschnitt aufweisen, ist bei einer Solluminosität von $\mathrm{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ mit einer Ereignisrate von 20-30 Hz zu rechnen. Ereignisse mit Austausch eines geladenen W-Bosons werden dagegen nur einige Male am Tag erwartet.

Neben den ep-Wechselwirkungen führen auch Kollisionen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand zu Signalen im H1-Detektor. Die Rate dieser Ereignisse liegt typischerweise im kHz-Bereich und ist somit um einen Faktor 1 000 höher als die Rate von physikalisch interessanten Ereignissen. Weitere Untergrundereignisse stammen von der Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls sowie der kosmischen Höhenstrahlung.

Die Aufgabe des Triggersystems ist zu entscheiden, ob ein im Detektor stattgefundenes Ereignis aufgezeichnet werden soll. Hierbei soll die Totzeit möglichst gering gehalten werden. Untergrundereignisse sollen möglichst früh erkannt und weitgehend unterdrückt werden. Die Datentransferrate zu den Speichermedien, auf denen die Daten für die weiteren Analysen gespeichert werden, ist auf 1.2 Mbyte/s begrenzt. Das bedeutet bei einer typischen Datenmenge von 100 Kbyte pro Ereignis, daß die gesamte Ausleserate des H1-Detektors die Größenordnung von 10 Hz nicht übersteigen darf.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde das Triggersystem mehrstufig aufgebaut [139, 140]. Insgesamt besteht das Triggersystem aus vier Ebenen (L1-L4). Während der Betriebsperiode 1994 waren nur die Ebenen L1 und L4 aktiv.

Die erste Triggerstufe

Die einzelnen Komponenten des H1-Detektors (Subdetektoren) liefern einfache und schnelle Triggersignale, die in der ersten Triggerstufe (L1-Trigger [141]) logisch miteinander verknüpft werden. Jede Detektorkomponente kann mehrere Triggersignale liefern. Diese Signale bilden die Triggerelemente, die in der zentralen Triggerlogik (**CTL**[17] [142]) zu sogenannten Subtriggern[18] kombiniert werden. Die Anzahl der Triggerelemente und Subtrigger ist auf 128 begrenzt.

Die zur Auslese der Signale benötigte Zeit ist im allgemeinen wesentlich größer als die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen (96 ns). So beträgt z.B. die maximale Driftzeit in der Spurkammer 1 μs. Um Totzeiten zu vermeiden, werden die Signale der verschiedenen Subdetektoren in Zwischenspeicher (Pipelines) abgelegt, bis eine Entscheidung des L1-Triggers erfolgt. Nach 2.4 μs, entsprechend einer Verzögerung von 25 Strahlkreuzungen, liegt die Entscheidung des L1-Triggers vor. Ein Ereignis wird akzeptiert, falls mindestens ein Subtrigger ein positives Signal geliefert hat. Dann wird die Datennahme gestoppt, und die Zwischenspeicher werden

---

[17] **C**entral **T**rigger **L**ogic

[18] Ein Subtrigger ist eine logische Verknüpfung mehrerer Triggerelemente.

ausgelesen. Während dieser Zeit können keine weiteren Ereignisse aufgezeichnet werden; die Totzeit beginnt.

Einzelne Subtrigger, die zu hohe Raten haben und deshalb große Totzeiten verursachen, können mit einem Skalierungsfaktor versehen werden. Ein Skalierungsfaktor von n bedeutet, daß nur jedes $(n+1)$-te Subtriggersignal einen L1-Trigger auslöst.

Die Eingangsrate des L1-Triggers beträgt ungefähr 50 kHz. Die Ausgangsrate war 1994 durch die maximale Eingangsrate der vierten Triggerstufe begrenzt und betrug 50 Hz.

Die zweite Triggerstufe

Nachdem die erste Triggerstufe ein Ereignis akzeptiert hat, findet parallel zur Datenauslese des Detektors eine Überprüfung dieser Triggerentscheidung durch die zweite Triggerstufe (L2-Trigger [143, 144]) statt. Die Entscheidung der zweiten Stufe wird durch eine Hardware-Logik getroffen, wofür maximal $20\,\mu$s zur Verfügung stehen. Eine Verwerfung der Ereignisse führt zu einem sofortigen Neustart der Datennahme.

Die dritte Triggerstufe

Zur weiteren Verifikation der Triggerentscheidung wird in der folgenden dritten Triggerstufe (L3-Trigger [145]) ein Mikroprozessorsystem verwendet. Die Entscheidung des L3-Triggers wird nach spätestens $800\,\mu$s gefällt.

Die vierte Triggerstufe

Die vierte Triggerstufe (L4-Trigger) ist ein asynchroner Software-Trigger, basierend auf mehreren RISC[19]-Prozessoren, die jeweils ein Ereignis verarbeiten. Dieses Prozessorsystem (Filterfarm) ist im System der zentralen Datennahme (**CDAQ**[20] [146]) integriert. Im Gegensatz zu den drei ersten Triggerstufen stehen dem L4-Trigger sämtliche Informationen der einzelnen Subdetektoren zur Verfügung. Auf dem Prozessorsystem werden die Ereignisse mit einer vereinfachten Version des Rekonstruktionsprogrammes H1REC erstmals rekonstruiert. Somit stehen dieser Triggerstufe weitaus mehr und detailliertere Informationen (z.B. Anzahl der Spuren in der CJC, z-Vertex usw.) zur Verfügung.

Die Aufgabe des L4-Triggers ist die Verifikation der einzelnen L1-Triggerentscheidungen[21] sowie die Identifikation von Untergrundereignissen, die von Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlgas oder der Strahlwand herrühren [147].

Sehr viele Untergrundereignisse, die außerhalb des H1-Detektors stattfinden, können durch die einfache Forderung verworfen werden, daß der rekonstruierte z-Vertex innerhalb der nominellen Wechselwirkungszone liegen muß.

Aber auch Untergrundereignisse aus dem Bereich der Wechselwirkungsregion können frühzeitig erkannt und verworfen werden. Diese Ereignisse sind charakterisiert durch einen großen longitudinalen Energiefluß

$$\frac{\sum p_z}{\sum p} \approx 1$$

---

[19] **R**educed **I**nstruction **S**et **C**omputer

[20] **C**entral **D**ata **Aq**uisition

[21] Ereignisse, bei denen ein Subtrigger lediglich aufgrund elektronischen Rauschens o.ä. zustande kam, werden verworfen. So wird z.B. ein Ereignis mit einem Myontrigger auf das Vorhandensein einer rekonstruierten Myonspur im instrumentierten Eisen überprüft.

sowie einer kleinen Inelastizität

$$y_{JB} = \frac{\sum(E - p_z)}{2 \cdot E_e} \approx 0,$$

berechnet nach der Jacquet-Blondel-Methode. Die Summation umfaßt alle Hadronen im Endzustand. Zur Berechnung von y_{JB} und $\sum p_z / \sum p$ werden die rekonstruierten Kalorimeterenergien (LAC und BEMC) und die Spuren aus der CJC verwendet.

Mit Hilfe dieser beiden Variablen wird eine Ellipse in der $(y_{JB}, \sum p_z / \sum p)$-Ebene definiert:

$$R = \left(\frac{y_{JB}}{0.06}\right)^2 + \left(\frac{1 - \sum p_z / \sum p}{0.15}\right)^2. \tag{3.2}$$

Alle Ereignisse mit $R < 1$ werden verworfen.

In der Betriebsperiode 1994 wurden 70 % aller Ereignisse durch den L4-Trigger verworfen [148]. Zu Kontrollzwecken werden jedoch 1 % dieser Ereignisse mit abgespeichert.

3.2.6 Datenverarbeitung und Ereignisklassifikation

Die von den Triggerstufen akzeptierten Ereignisse werden zusammen mit Informationen über den Detektorstatus[22] von dem H1-Experiment über Glasfaserkabel zum DESY-Rechenzentrum transferiert, wo sie auf Magnetband-Kassetten (Cartridges) gespeichert werden. Die Aufzeichnungsrate beträgt 5-10 Hz. Im Jahr 1994 wurden insgesamt $7 \cdot 10^7$ Ereignisse aufgezeichnet.

Zu diesem Zeitpunkt sind die Ereignisse noch nicht vollständig rekonstruiert; sie werden als Rohdaten bezeichnet. Die vollständige Rekonstruktion findet parallel zur weiteren Datennahme auf einem SGI[23]-Multiprozessorsystem statt [150]. Bereits wenige Stunden nach der Datennahme stehen die rekonstruierten Ereignisse zur Verfügung, so daß eventuelle Fehlfunktionen einzelner Detektorkomponenten frühzeitig erkannt werden können.

Der Datenrekonstruktion folgt eine erste Vorselektion der Ereignisse. Dabei werden die Ereignisse mit Hilfe einfacher Kriterien in verschiedene Klassen eingeteilt, die Kandidaten für verschiedene physikalische Prozesse enthalten (z.B. Kandidaten für Ereignisse mit schweren Quarks, tief-inelastische Prozesse usw.) Insgesamt stehen maximal 32 solcher Physik-Klassen zur Verfügung, wobei jedes Ereignis mehreren Klassen angehören kann. Mit Hilfe des Programmpaketes FPACK [151], das die Ein- und Ausgabe der Daten kontrolliert, können bei der Analyse der Daten einzelne Physik-Klassen (FPACK-Klassen) selektiert werden, wodurch der Rechenzeitaufwand erheblich reduziert wird. Ereignisse, die mindestens einer Physik-Klasse angehören, werden auf Magnetband-Kassetten (**POT**[24]) gespeichert.

Eine weitere Selektion mit verschärften Bedingungen an die Klassifikation und eine Reduktion der Datenmenge pro Ereignis erlaubt es dann, die Daten auf Festplatten zu speichern (**DST**[25]). Diese Ereignisklassifizierung (POT- bzw. DST-Selektion genannt) übernimmt die Funktion einer weiteren Software-Triggerstufe (L5-Trigger), bei der die Ereignisrate um einen Faktor 3 bis 5 reduziert wird.

---

[22] z.B. Informationen über Hochspannungsprobleme einzelner Detektorkomponenten [149]

[23] **S**ilicon **G**raphics, **I**nc.

[24] **P**roduction **O**utput **T**ape

[25] **D**ata **S**ummary **T**ape

Kapitel 4

Monte-Carlo-Simulation

Um gemessene Verteilungen physikalischer Größen mit theoretischen Vorhersagen und Modellen vergleichen zu können, werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Daneben sind sie unverzichtbarer Bestandteil bei der Entwicklung von Triggerkonzepten und Selektionsalgorithmen für die Datennahme und anschließende Analyse der Ereignisse. Die Simulation der hier verwendeten $D^{*\pm}$-Ereignisse gliedert sich in drei Abschnitte:

- *Generierung der Ereignisse:* Die Generierung von Ereignissen der Elektron-Proton-Streuung geschieht in drei Schritten. Die Emission eines quasireellen Photons durch das einlaufende Elektron wird von dem Programmpaket IJRAY [152] berechnet. Die Simulation der γp-Wechselwirkung erfolgt dann durch den Ereignisgenerator PYTHIA [153–155], mit dem sowohl direkte als auch aufgelöste Prozesse generiert werden können. Die Simulation basiert auf der QCD-Beschreibung einer harten Parton-Parton-Streuung und erfolgt in führender Ordnung („Leading Order“, LO). Prozesse höherer Ordnung werden durch „Parton-Schauer“ im Anfangs- und Endzustand angenähert. Die Beschreibung der anschließenden Hadronisation basiert auf dem Lund-Fragmentationsmodell, das in dem Programmpaket JETSET [154, 156] implementiert ist. Am Ende der Generierung erhält man die Vierervektoren der in der γp-Wechselwirkung erzeugten stabilen Teilchen.

- *Simulation der Ereignisse:* Die generierten Ereignisse werden einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen, bei der die Signale der einzelnen Subdetektoren simuliert werden. Diese Aufgabe wird von dem Programm H1SIM übernommen, das auf dem Programmpaket GEANT [157] basiert. Nach der Simulation stehen die Monte-Carlo-Ereignisse in der gleichen Form wie die Daten zur Verfügung.

- *Rekonstruktion der Ereignisse:* Mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC werden aus den Detektorsignalen die Energien und Impulse der Teilchen rekonstruiert. Auf diesen Ergebnissen basieren die Analysen der Monte-Carlo-Ereignisse und die Analysen der Daten.

4.1 Der Ereignisgenerator PYTHIA

Der Ereignisgenerator PYTHIA wurde ursprünglich für die Simulation von Hadron-Hadron-Streuungen entwickelt und später für die e^+e^-- und ep-Streuung erweitert.

In der Elektron-Proton-Streuung wird PYTHIA lediglich zur Simulation der γp-Wechselwirkung benutzt. Die Photonabstrahlung durch das Elektron – der QED-Prozeß $e \to e'\gamma$ – wird mit dem Programm IJRAY berechnet, wobei der gesamte Bereich der kinematischen Variablen

Q^2 und y berücksichtigt wird. In der Näherung $Q^2 \to 0$ ergibt sich die Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Abschnitt 1.3.2). Durch dieses Programm wird auch die Kinematik des auslaufenden Elektrons korrekt beschrieben, so daß bei der Detektorsimulation das Signal des Elektron-Detektors simuliert werden kann.

Mit PYTHIA können sowohl direkte als auch aufgelöste Prozesse simuliert werden. Für die Partondichten im Proton und Photon stehen dabei sämtliche in der Programmbibliothek PDFLIB [15] enthaltenen Parametrisierungen zur Verfügung. Die Photon-Proton-Wechselwirkung reduziert sich auf die Wechselwirkung eines Partons i aus dem Proton mit einem Parton j aus dem Photon, wobei die Häufigkeit dieses Prozesses den Partondichten entsprechend ausgespielt wird.

Für die Berechnung dieser Parton-Parton-Streuung werden Matrixelemente in führender Ordnung Störungstheorie verwendet. Bei den direkten Prozessen trägt nur die Photon-Gluon-Fusion $\gamma \mathrm{g} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}$ zur Charm-Erzeugung bei. Bei der Generierung der aufgelösten Komponente werden die beiden Prozesse $\mathrm{gg} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}$ und $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}$ berücksichtigt.

Zusätzlich zum harten Streuprozeß beinhaltet PYTHIA ein Parton-Schauer-Modell. Es berücksichtigt, daß Quarks Gluonen abstrahlen bzw. Gluonen Quark-Antiquark-Paare erzeugen können. Dieses Aufschauern ist im Anfangs- und Endzustand erlaubt und wird durch die Splitting-Funktionen P_{ij} beschrieben. Durch das Aufschauern nimmt die Virtualität der Partonen ab. Bei einer Virtualität von ungefähr $1\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ ist eine störungstheoretische Behandlung nicht mehr möglich und der Schauer bricht ab. Durch die Abstrahlung im Anfangszustand erhält das Schwerpunktssystem des harten Subprozesses einen Transversalimpuls, der dazu führt, daß die im Laborsystem gemessenen Transversalimpulse der auslaufenden Partonen nicht mehr balanciert sind.

Mit dem Parton-Schauer-Modell werden Korrekturen höherer Ordnung zum $2 \to 2$ Streuprozeß näherungsweise berücksichtigt. Dieses ist für die Effizienzbestimmungen wichtig. Abb. 4.1 zeigt die mit PYTHIA für die direkte Komponente generierten x_p, p_t- und $\hat{y}$-Verteilungen der Charm-Quarks. Zum Vergleich sind die entsprechenden Verteilungen einer NLO-Rechnung gegenübergestellt. Während die mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA erzeugte Transversalimpulsverteilung mit der NLO-Verteilung sehr gut übereinstimmt, sind in der x_p- und der damit eng korrelierten $\hat{y}$-Verteilung kleine Unterschiede sichtbar. Insgesamt werden die NLO-Verteilungen durch das Parton-Schauer-Modell gut wiedergegeben. Ein ähnliches Bild ergibt sich bei einem Vergleich für die hadronische Komponente [65].

Während die Simulation des harten Subprozesses auf QCD-Rechnungen beruht, kann die Beschreibung des Überganges der farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Hadronen aufgrund der kleinen Impulsüberträge nur durch phänomenologische Modelle erfolgen, deren Eingangsparameter an experimentelle Daten angepaßt werden. Die Simulation der Hadronisation basiert auf dem Lund-Fragmentationsmodell, das in dem Programmpaket JETSET enthalten ist.

In diesem Modell sind die farbgeladenen Partonen durch „Strings“ miteinander verbunden, die die Kraft durch das Farbfeld beschreiben. Da die starke Wechselwirkung bei großen Abständen einem linear ansteigenden Potential folgt, ordnet man den Strings eine konstante Energie pro Längeneinheit von $\kappa \approx 1\,\mathrm{GeV/fm}$ zu. Die aus dem Streuprozeß auslaufenden Quarks ziehen diesen String nun auseinander, so daß mit größer werdendem Abstand die Energie linear anwächst. Ist die Energie in dem String ausreichend groß (bei ungefähr 2-5 fm), so bricht er unter Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares auf. Dieser Prozeß wiederholt sich jetzt so lange, bis die Energie in einem String zum Aufbrechen nicht mehr ausreicht. Auf diese Weise bilden sich die Mesonen. Die Bildung von Baryonen wird in diesem Modell durch die Anlagerung eines Diquark-Antidiquark-Paares aus dem Vakuum beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares hängt sehr stark von der Masse der

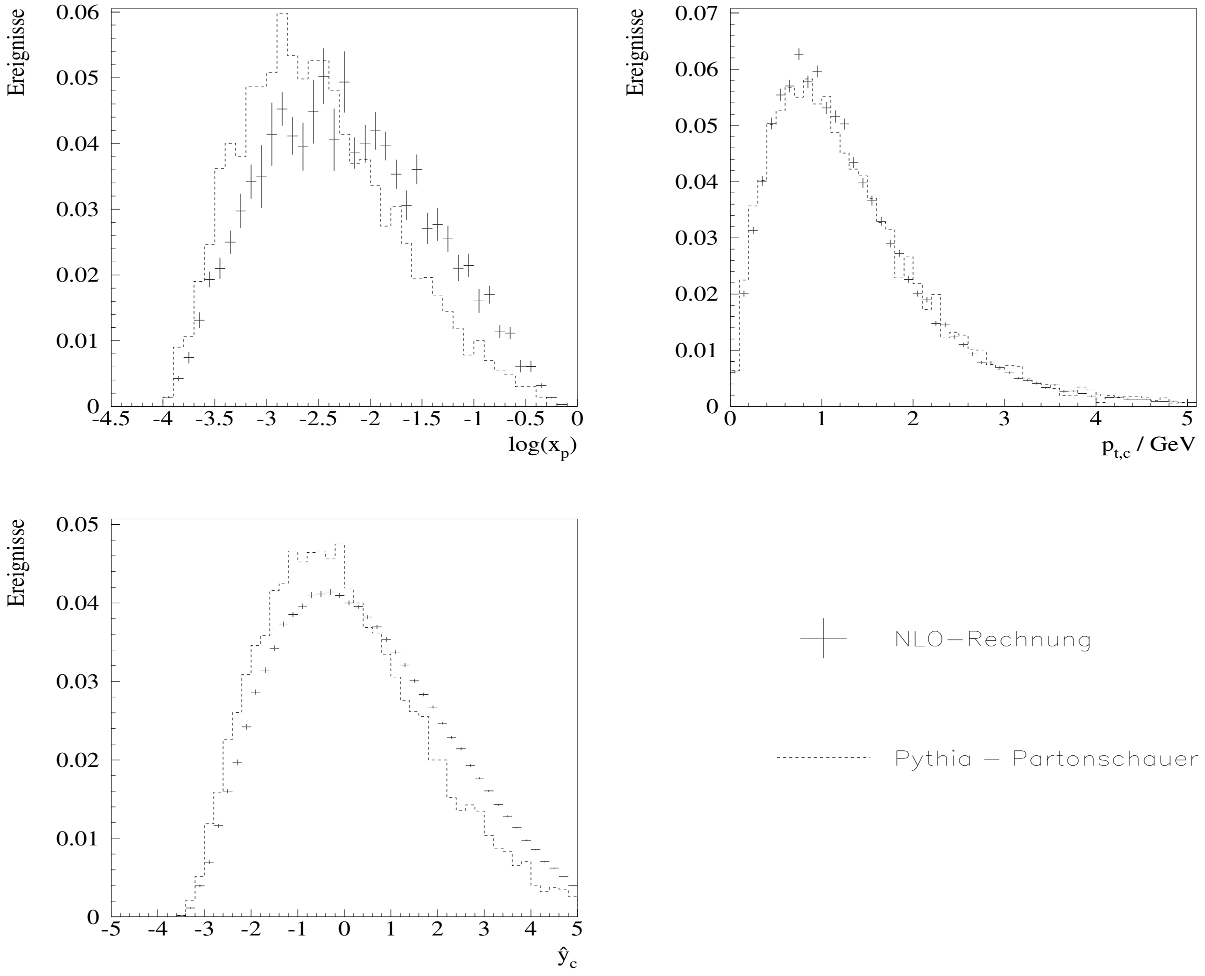


Abbildung 4.1: Vergleich kinematischer Variablen in LO und NLO. Gezeigt sind die $x_{\mathrm{p}}(\mathrm{c})$, $p_t(\mathrm{c})$- und $\hat{y}(\mathrm{c})$-Verteilungen der Charm-Quarks für die direkte Komponente. Aus [65].

Quarks ab. In diesem Modell ergibt sich für das Verhältnis der in der Fragmentation erzeugten unterschiedlichen Quarksorten:

$$\mathrm{u} : \mathrm{d} : \mathrm{s} : \mathrm{c} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}. \tag{4.1}$$

Die Aufteilung der Energie und des longitudinalen Impulses zwischen den Strings und Hadronen wird in dem String-Modell durch eine Fragmentationsfunktion beschrieben. Die freien Parameter dieser Funktion müssen durch experimentelle Anpassung bestimmt werden. Messungen zeigen, daß leichte und schwere Quarks unterschiedlich hart fragmentieren. Eine gute Beschreibung der Charm- und Bottom-Daten liefert die Peterson-Fragmentationsfunktion [87, 88].

Im Anschluß an die Fragmentation wird der Zerfall aller Teilchen mit einer Lebensdauer unterhalb 10^{-8} s herbeigeführt. Hierfür stehen dem Programm JETSET umfangreiche Zerfallstabellen zur Verfügung.

4.1.1 Monte-Carlo-Datensätze

Die verschiedenen in dieser Arbeit benutzten Monte-Carlo-Datensätze von Ereignissen mit Charm wurden mit dem Generator-Programm PYTHIA Version 5.7 in Verbindung mit den Programmpaketen IJRAY und JETSET erzeugt.

Ereignisse mit direkten und aufgelösten Photonen wurden getrennt generiert. Für die Partondichten im Proton wurde die Parametrisierung GRV-LO [17] verwendet, die eine gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse in der tief-inelastischen Streuung liefert (Abschnitt 1.2.2). Für die Partondichten im Photon wurde die Parametrisierung GRV-G LO [36] benutzt. Sie steht im Einklang mit der in 2-Jet-Ereignissen gemessenen Gluondichte im Photon (siehe Abschnitt 1.3.1). Weiterhin wurde für die Charm-Quark-Masse ein Wert von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ angenommen.

Es wurden $6 \cdot 10^6$ $(2 \cdot 10^6)$ Charm-Ereignisse mit direkten (aufgelösten) Photonen generiert. Um den Rechenzeitaufwand bei der Simulation und Rekonstruktion zu minimieren, wurden dabei nur Ereignisse berücksichtigt, die die folgenden Bedingungen erfüllten:

- Das Ereignis enthält mindestens ein $\mathrm{D}^{*\pm}$-Meson, das über den Zerfallskanal $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+$ mit $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$ zerfällt.
- Alle drei Zerfallsteilchen liegen im Akzeptanzbereich $4° \leq \Theta \leq 170°$.
- Das Kaon und Pion weisen einen Transversalimpuls von mindestens 200 MeV/c auf. Für das langsame Pion π_s wird ein Mindesttransversalimpuls von 75 MeV/c verlangt.

Diese selektierten Ereignisse wurden dann zur Erzeugung der Detektorsignale simuliert und anschließend mit dem Programm H1REC rekonstruiert.

Für Akzeptanz-Untersuchungen wurde noch ein weiterer Datensatz mit $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen generiert, bei dem die eben erwähnten kinematischen Schnitte nicht angewendet wurden. Diese Ereignisse wurden weder simuliert noch rekonstruiert.

Die verschiedenen Datensätze sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Aus der Ereignisanzahl und dem berechneten Wirkungsquerschnitt läßt sich außerdem die integrierte Luminosität ermitteln, die der Monte-Carlo-Statistik entspricht.

Monte-Carlo-Statistik

Datensatz	**Ereignisanzahl ($\mathrm{c\bar{c}}$-Ereignisse)**	**Integrierte Luminosität**	**Ereignisanzahl nach Selektion**
Datensatz I			
Direkt	$6 \cdot 10^6$	$8.8\ \mathrm{pb}^{-1}$	33 369†
Aufgelöst	$2 \cdot 10^6$	$23.8\ \mathrm{pb}^{-1}$	7 627†
Datensatz II			
Direkt	$4 \cdot 10^6$	$5.6\ \mathrm{pb}^{-1}$	56 308
Aufgelöst	$3 \cdot 10^6$	$35.7\ \mathrm{pb}^{-1}$	41 258

†simuliert und rekonstruiert

Tabelle 4.1: Statistik der benutzten Monte-Carlo-Datensätze.

4.2 Ereigniskinematik

Die in diesem Abschnitt gezeigten Verteilungen zur Kinematik von Charm-Ereignissen basieren alle auf einem mit PYTHIA generierten Datensatz. Die kinematischen Variablen beziehen sich dabei auf die generierten kinematischen Variablen. Auf eine Simulation und Rekonstruktion der Ereignisse wurde verzichtet, da lediglich die Darstellung einiger typischer Eigenschaften im Vordergrund steht.

4.2.1 Charakteristika der Charm-Ereignisse

Einige wichtige Verteilungen von kinematischen Eigenschaften der Charm-Ereignisse sind in Abb. 4.2 gezeigt. Die Verteilungen für die direkte und aufgelöste Komponente sind auf die jeweilige Gesamtanzahl der Einträge normiert.

Die Boson-Gluon-Fusion wird vom Austausch quasi-reeller Photonen bei sehr kleinen Werten von Q^2 dominiert. Der minimale Impulsübertrag beträgt dabei $Q^2 \approx 10^{-12}\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und ist abhängig von der Charm-Masse und der Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie.

Das Energiespektrum der Photonen zeigt das typische Verhalten eines Bremsstrahlungsspektrums. Bei der hadronischen Komponente ist jedoch der Bereich kleiner Werte von y im Vergleich zur direkten Komponente stark unterdrückt. Die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$, die über

$$W_{\gamma\mathrm{p}} = \sqrt{y \cdot s - Q^2} \approx \sqrt{y \cdot s} = 2 \cdot \sqrt{y \cdot E_\mathrm{e} \cdot E_\mathrm{p}}$$

mit y zusammenhängt, weist deshalb ebenfalls eine im Mittel höhere Schwerpunktsenergie auf. Da bei den aufgelösten Prozessen lediglich ein Bruchteil der Photonenergie dem harten Subprozeß zur Verfügung steht, ist zur Erzeugung von Charm-Quarks deshalb eine entsprechend höhere Photonenergie bzw. Photon-Proton-Schwerpunktsenergie notwendig.

Die Verteilung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ des harten Subprozesses zeigt das Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes. Aufgrund der abnehmenden Gluondichte bei großen Werten von x_g sowie der $1/\hat{s}^2$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, werden Charm-Quarks hauptsächlich an der Produktionsschwelle erzeugt. Die minimale Schwerpunktsenergie ist gegeben durch:

$$\hat{s}_{min} = x_\mathrm{g} \cdot y \cdot s \geq 4 \cdot m_\mathrm{c}^2 \cdot \mathrm{c}^4 .$$

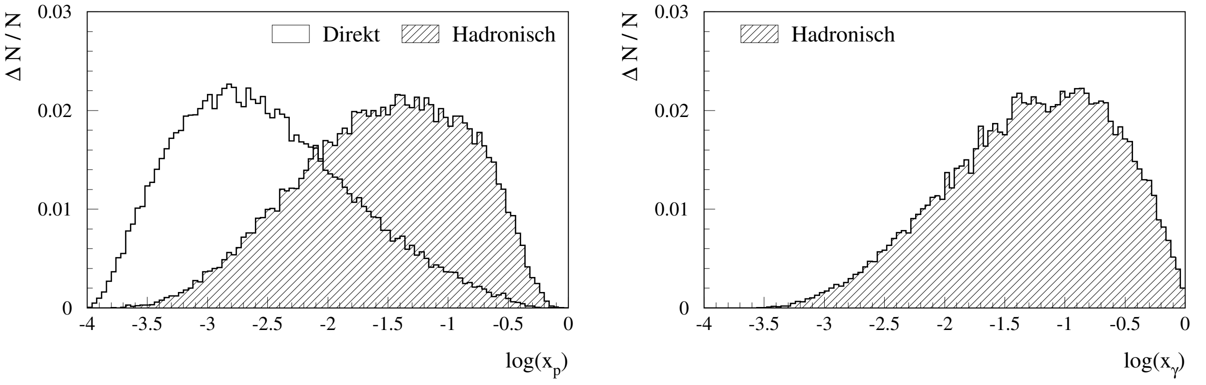
Die Impulsanteile x_p und x_γ der Partonen am Gesamtimpuls des Protons bzw. Photons sind in Abb. 4.2 (a+b) gezeigt. Für den direkten Prozeß ist der minimale Wert von x_p gegeben durch:

$$x_\mathrm{p}^{min} = \frac{\hat{s}}{y \cdot s} \geq \frac{4 \cdot m_\mathrm{c}^2 \cdot \mathrm{c}^4}{y \cdot s} \approx 10^{-4}.$$

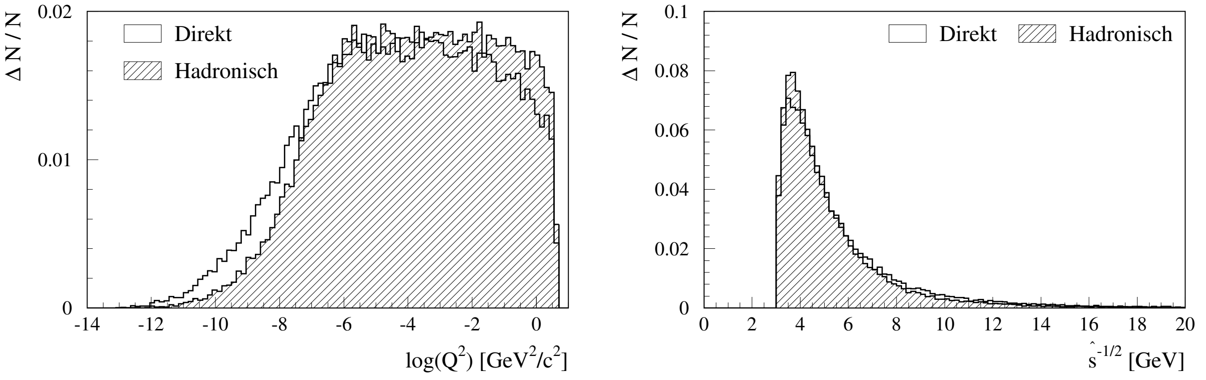
Aus den bereits genannten Gründen ist der Bereich kleiner Werte von x_p in der hadronischen Komponente unterdrückt.

4.2.2 Kinematische Eigenschaften der Charm-Quarks

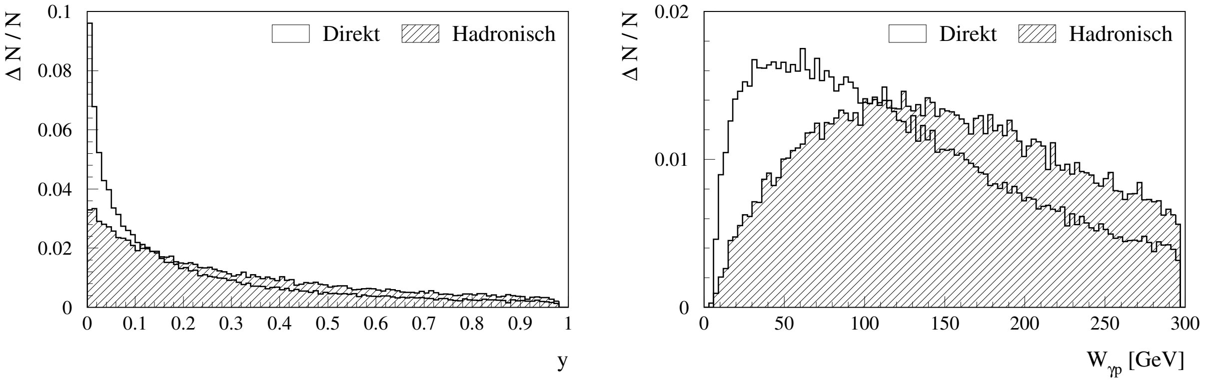
Die Transversalimpulse der erzeugten Charm-Quarks (Abb. 4.3 (a)) sind relativ klein und weisen im Mittel einen Wert von $\langle p_t(\mathrm{c}) \rangle \approx 1.5\,\mathrm{GeV/c}$ auf. Die Rapiditätsverteilung der aus direkten Prozessen stammenden Charm-Quarks (Abb. 4.3 (b)) zeigt ein Maximum bei negativen Rapiditäten (Rückwärtsbereich). Im Gegensatz dazu werden Charm-Quarks aus der aufgelösten Komponente bevorzugt in Vorwärtsrichtung bei positiven Rapiditäten erzeugt.



(a) Impulsanteil des Partons am Proton x_{p} (b) Impulsanteil des Partons am Photon x_γ

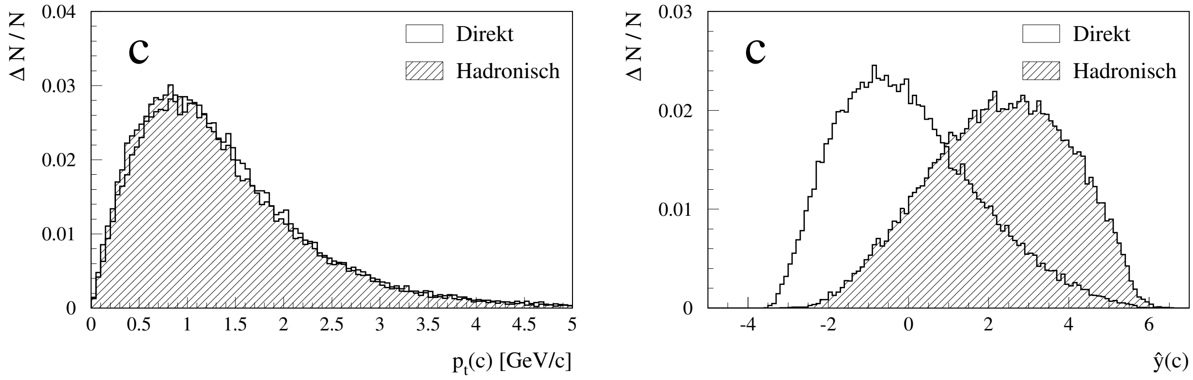


(c) Impulsübertrag Q^2 (d) Schwerpunktsenergie des c$\bar{\mathrm{c}}$-Systems $\sqrt{\hat{s}}$



(e) Impulsanteil des Photons y (f) Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$

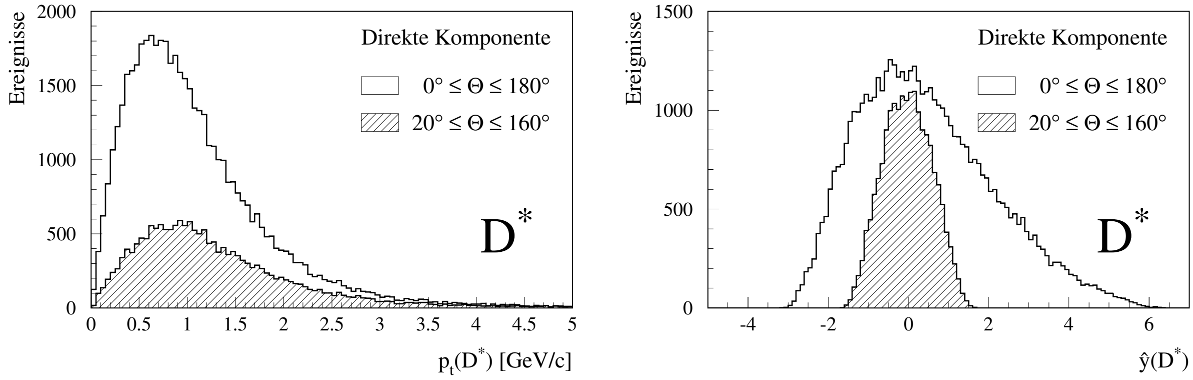
Abbildung 4.2: Verteilungen von kinematischen Eigenschaften von direkten und hadronischen Charm-Ereignissen aus der Photoproduktion ($Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$).



(a) Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{c})$ (b) Rapiditätsverteilung $\hat{y}(\mathrm{c})$

Abbildung 4.3: Kinematische Eigenschaften der Charm-Quarks.

Die entsprechenden Verteilungen für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen sind in Abb. 4.4 für die direkte Komponente gezeigt. Aufgrund der Fragmentation ist das Transversalimpulsspektrum weicher als das der Charm-Quarks. Der mittlere Transversalimpuls der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen beträgt $\langle p_t(\mathrm{D}^*)\rangle \approx 1.1\,\mathrm{GeV/c}$. Die Form der Rapiditätsverteilung bleibt hingegen von der Fragmentation nahezu unbeeinflußt.



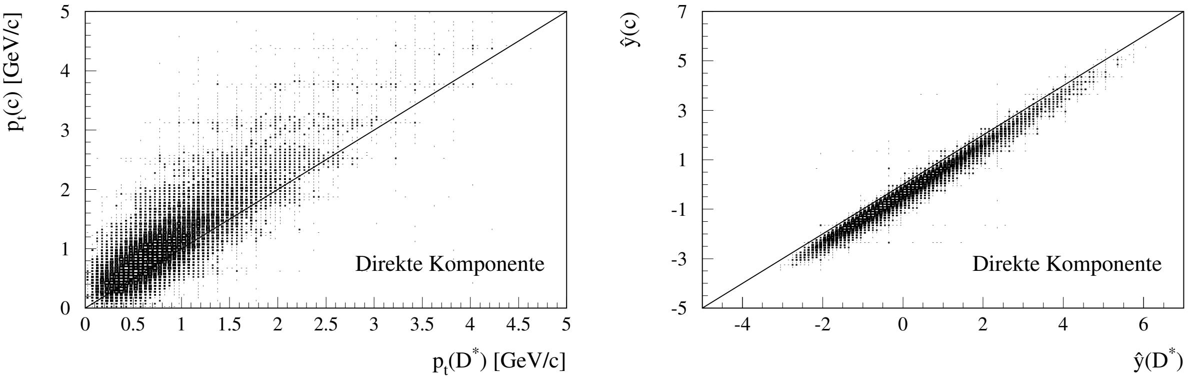
(a) Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{D}^*)$ (b) Rapiditätsverteilung $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$

Abbildung 4.4: Kinematische Eigenschaften der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen.

Die Abb. 4.5 zeigt die Korrelation zwischen den Transversalimpulsen bzw. Rapiditäten der Charm-Quarks und $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen. Aufgrund dieser Korrelation läßt sich die Kinematik der Charm-Quarks in guter Näherung aus der Rekonstruktion der Richtungen und Impulse der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen bestimmen.

Verlangt man, daß die Zerfallsteilchen aus dem Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+$ innerhalb der Akzeptanz der Spurkammer ($20^\circ < \Theta < 160^\circ$) liegen, so zeigt sich, daß nur etwa 35 % der erzeugten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen diese Bedingung erfüllen (schraffierter Bereich in Abb. 4.4). Für die hadronische Komponente beträgt dieser Anteil sogar nur 17 %.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 ausführlich dargelegt, weisen die Transversalimpuls- und Ra-



(a) Korrelation zwischen p_t(c) und $p_t(D^*)$ (b) Korrelation zwischen $\hat{y}$(c) und $\hat{y}(D^*)$

Abbildung 4.5: Korrelation zwischen den Transversalimpulsen bzw. Rapiditäten der generierten Charm-Quarks und $D^{*\pm}$-Mesonen.

piditätsverteilungen eine starke Abhängigkeit sowohl von der speziellen Wahl der verwendeten Parametrisierungen der Partondichten als auch von dem in den Rechnungen bzw. Simulationen benutzten Wert für die Charm-Quark-Masse auf.

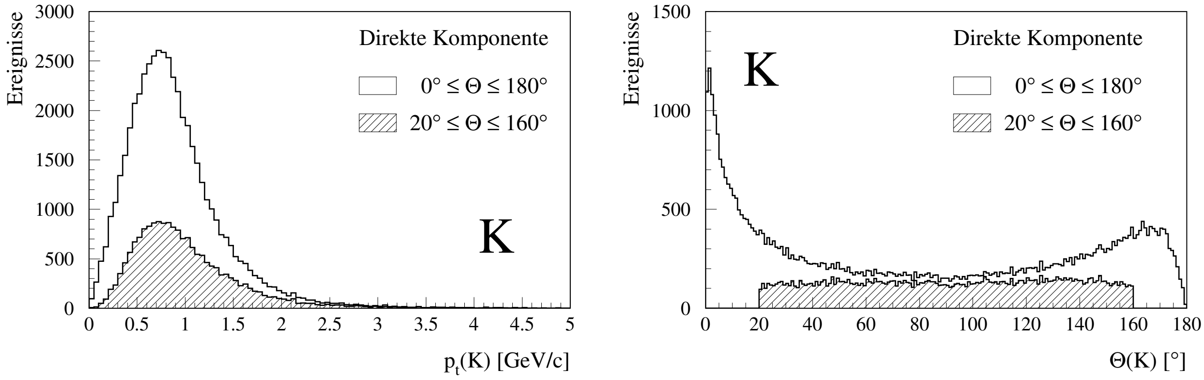
4.2.3 Kinematische Eigenschaften der $D^{*\pm}$-Mesonen

Die Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilungen der aus dem $D^{*\pm}$- und D^0-Zerfall hervorgehenden Kaonen und Pionen sind in Abb. 4.6 gezeigt. Die schraffierten Histogramme zeigen die entsprechenden Verteilungen für die Ereignisse, bei denen alle drei Zerfallsteilchen in den Zentralbereich des Detektors fallen.

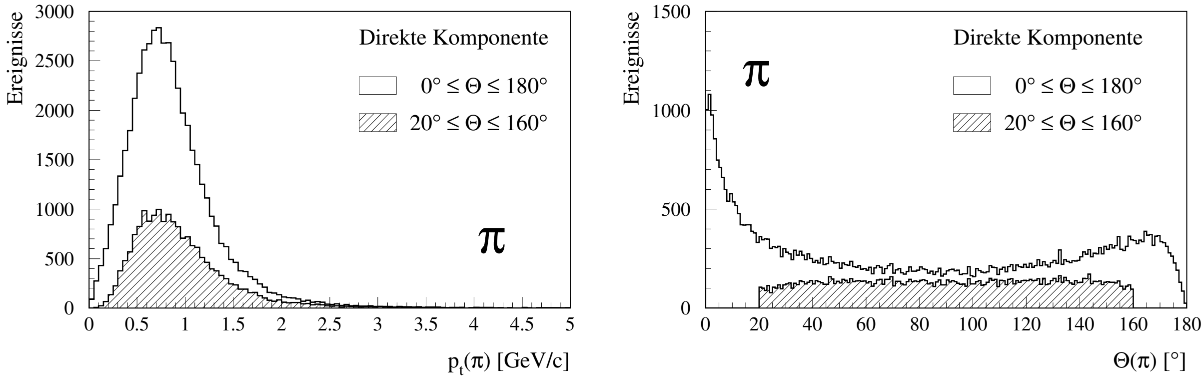
Die Kaonen und Pionen aus dem D^0-Zerfall weisen einen mittleren Transversalimpuls von 900 MeV/c auf. Aufgrund der besonderen kinematischen Gegebenheiten bei dem $D^{*\pm}$-Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ (siehe Abschnitt 2.2.2) beträgt der mittlere Transversalimpuls des langsamen Pions lediglich $\langle p_t(\pi_s)\rangle \approx 85\,\mathrm{MeV/c}$.

Dieser niedrige Transversalimpuls erschwert die $D^{*\pm}$-Rekonstruktion erheblich. Damit geladene Teilchen die äußere Spurkammer (CJC2) überhaupt erreichen, sind Transversalimpulse von mindestens 100 MeV/c erforderlich. Um beide Spurkammern zu durchqueren, sind sogar Transversalimpulse von mehr als 150 MeV/c notwendig. Die Spurrekonstruktion der langsamen Pionen wird zusätzlich dadurch erschwert, daß Vielfachstreuung und Energieverlust der Teilchen bei diesen niedrigen Impulsen einen maßgeblichen Einfluß auf die Qualität der Spurrekonstruktion haben. Deshalb wird in der Datenselektion ein Mindesttransversalimpuls von 100 MeV/c für das langsame Pion verlangt. In der endgültigen Analyse wird diese Bedingung noch weiter verschärft.

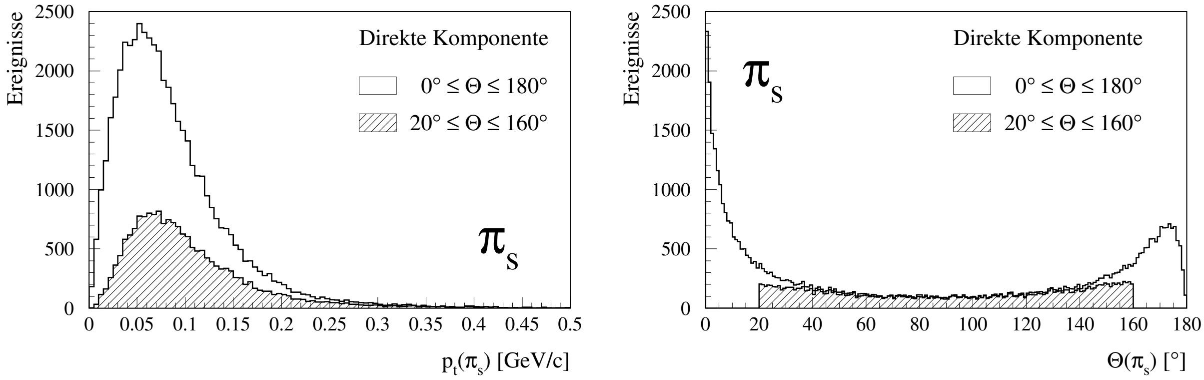
Die Forderung eines Mindesttransversalimpulses für das langsame Pion hat auch Auswirkungen auf die Impulsverteilung der $D^{*\pm}$-Mesonen (Abb. 4.7). Ein großer Transversalimpuls des langsamen Pions π_s führt zu einem entsprechend höheren des $D^{*\pm}$-Mesons. Abb. 4.7 (b) zeigt das p_t-Spektrum der $D^{*\pm}$-Mesonen mit und ohne Schnitt auf den Transversalimpuls des langsamen Pions. Wird der Schnitt angewendet, beginnt die Verteilung erst bei ungefähr 1 GeV/c. Mehr als 70 % der Ereignisse erfüllen dann noch die Bedingung $p_t(D^*) > 1.4\,\mathrm{GeV/c}$.



(a) Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{K})$ (b) Polarwinkelverteilung $\Theta(\mathrm{K})$

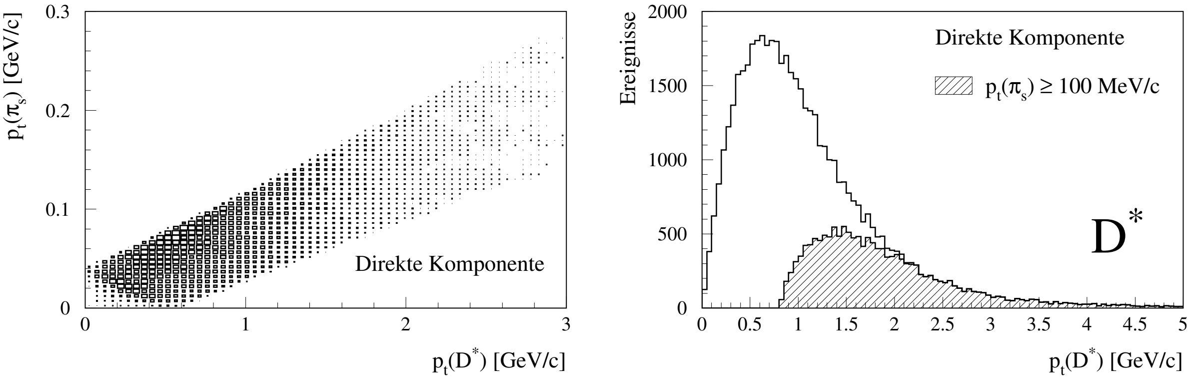


(c) Transversalimpulsverteilung $p_t(\pi)$ (d) Polarwinkelverteilung $\Theta(\pi)$



(e) Transversalimpulsverteilung $p_t(\pi_s)$ (f) Polarwinkelverteilung $\Theta(\pi_s)$

Abbildung 4.6: Kinematische Eigenschaften der Kaonen und Pionen aus dem D^{*+}- und D^0-Zerfall.



(a) Korrelation zwischen $p_t(\pi_s)$ und $p_t(\mathrm{D}^*)$ (b) Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{D}^*)$

Abbildung 4.7: (a) Korrelation zwischen den Transversalimpulsen $p_t(\pi_s)$ und $p_t(\mathrm{D}^*)$.
(b) Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{D}^*)$: Die schraffierte Verteilung gilt für $p_t(\pi_s) \geq 100\,\mathrm{MeV/c}$.

Bei der Datenselektion ist es deshalb sinnvoll, auch einen Mindesttransversalimpuls für das rekonstruierte $\mathrm{D}^{*\pm}$-Meson zu verlangen. In Abschnitt 5.2.2 wird gezeigt, daß dadurch der kombinatorische Untergrund in den Daten beträchtlich reduziert werden kann.

4.3 Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Ereignisse basiert auf dem Rekonstruktionsprogramm H1REC, das für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse gleichermaßen verwendet wird. Dabei werden die gemessenen bzw. simulierten Detektorsignale unter Berücksichtigung von Kalibrationskonstanten in physikalische Größen umgesetzt. Außerdem werden die Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten miteinander kombiniert. Nach der Rekonstruktion stehen dann z.B. die Spurparameter der rekonstruierten Spuren oder die im Kalorimeter deponierten Energien zur Verfügung.

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Aspekte der Ereignisrekonstruktion gegeben, die für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse von Bedeutung sind. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [112].

4.3.1 Die Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfalls beruht auf der Rekonstruktion der Spuren der geladenen Zerfallsprodukte in der zentralen Spurkammer des H1-Detektors. Die Genauigkeit der Impuls- und Richtungsauflösung begrenzt dabei die Auflösung der aus den gemessenen Spurparametern gebildeten invarianten Massen (Abschnitt 4.3.2).

Da zum Nachweis des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfalls drei Spuren rekonstruiert werden müssen, hängt die Wahrscheinlichkeit dieses Nachweises sehr stark von der Rekonstruktionseffizienz für die Einzelspuren ab. Die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Rekonstruktionseffizienz wird später mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Deshalb ist insbesondere die Überprüfung, inwieweit die Monte-Carlo-Simulation die gemessenen Daten korrekt beschreibt, von besonderer Bedeutung.

Spurparametrisierung

Die Bahnkurven geladener Teilchen in einem solenoidalen Magnetfeld werden durch eine Helix beschrieben, wobei die folgenden fünf Parameter verwendet werden:

$\boldsymbol{\kappa}$: Inverser Krümmungsradius der Spur,
DCA : Minimaler Abstand zum Ursprung,
$\boldsymbol{\phi_{DCA}}$: Azimuthalwinkel am DCA-Punkt,
$\boldsymbol{z_0}$: z-Koordinate am DCA-Punkt,
$\boldsymbol{\Theta}$: Polarwinkel am DCA-Punkt, Steigungswinkel der Helix.

In der transversalen Ebene ergibt sich aufgrund des parallel zur z-Achse ausgerichteten Magnetfeldes B_z ein kreisförmiger Spurverlauf mit dem Krümmungsradius $1/\kappa$. Der minimale Abstand des Kreises zur Strahlachse wird als DCA[1] bezeichnet. Der Azimuthalwinkel ϕ_{DCA} wird an diesem Punkt berechnet. Die Parameter κ, DCA und ϕ_{DCA} werden durch eine Kreis-Anpassung bestimmt. In den Polarkoordinaten r und ϕ lautet die Darstellung:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (r^2 + DCA^2) + (1 - \kappa \cdot DCA) \cdot r \cdot \sin(\phi_{DCA} - \phi) - DCA = 0. \tag{4.2}$$

Die beiden Parameter Θ und z_0 sind in der sz-Ebene definiert, wobei s die Bogenlänge der Spur in der $r\phi$-Ebene bzgl. des DCA-Punktes ist. Zu deren Bestimmung wird eine Geraden-Anpassung vorgenommen:

$$z(s) = z_0 + s \cdot \frac{dz}{ds}. \tag{4.3}$$

Aus der Steigung der Spur in der sz-Ebene ergibt sich der Polarwinkel:

$$\Theta = \arctan\left(\frac{dz}{ds}\right)^{-1}. \tag{4.4}$$

Die Spurfindung basiert auf den Ladungs- und Zeitinformationen der zentralen Spurkammern (QT-Analyse). Die Suche nach Spuren wird zunächst nur in der $r\phi$-Ebene durchgeführt, da hier die Ortsauflösung mit $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\mathrm{m}$ um zwei Größenordnungen besser ist als in der rz-Ebene ($\sigma_{rz} = 22\,\mathrm{mm}$). Nach einer erfolgreichen Spurfindung werden die Helix-Parameter Θ und z_0 dann durch eine Geraden-Anpassung an die z-Koordinaten der Treffer ermittelt, wobei durch Einbeziehung der z-Kammern eine Verbesserung der Auflösung erzielt werden kann.

Bei der Spurfindung und Spurrekonstruktion werden die beiden Kammern CJC1 und CJC2 weitestgehend voneinander unabhängig behandelt. Bei der anschließenden Verbindung der Spursegmente kann es aufgrund von Vielfachstreuung im Material zwischen den Ringen nötig sein, für diese beiden Spurstücke unterschiedliche Parametrisierungen zu wählen.

Impuls- und Richtungsauflösung

Aus den in der Spurrekonstruktion bestimmten Helix-Parametern κ, ϕ und Θ lassen sich die Impulskomponenten berechnen. Der Transversalimpuls p_t [GeV/c] ist dabei proportional zum inversen Krümmungsradius $1/\kappa$ [cm^{-1}] und zum Magnetfeld B_z [T]:

$$p_t = 0.003 \cdot \frac{B_z}{\kappa}. \tag{4.5}$$

---

[1] **D**istance of **C**losest **A**pproach

Die Komponenten des Impulsvektors $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ ergeben sich dann unter Berücksichtigung von $p = p_t / \sin(\Theta)$ zu:

$$p_x = p_t \cdot \cos(\phi_{DCA}), \quad p_y = p_t \cdot \sin(\phi_{DCA}), \quad p_z = p \cdot \cos(\Theta). \tag{4.6}$$

Über das Vorzeichen des Krümmungsradius ist weiterhin die Ladung des Teilchens festgelegt. Dieses ist positiv für Spuren negativ geladener Teilchen und umgekehrt.

Das Magnetfeld des H1-Detektors weist Inhomogenitäten auf. Im inneren Bereich der CJC2 (bei $r = 60\,\mathrm{cm}$) sind Variationen der z-Komponente des Magnetfeldes von 5 % zwischen der Endwand bei $z = -107.5\,\mathrm{cm}$ und $z = 0\,\mathrm{cm}$ bekannt. Bei der Vertex-Anpassung wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, indem ein Korrekturfaktor bestimmt wird, der sich auf den nominellen Wert $B_0(z = 0, r = 0)$ bezieht. Die Korrekturen des Magnetfeldes liegen in der Größenordnung $\mathcal{O}(\pm 1\,\%)$ [62].

Für die Auflösung des Transversalimpulses σ_{p_t} folgt aus Gl. 4.5:

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \frac{p_t}{0.003 \cdot B_z} \cdot \sigma_\kappa. \tag{4.7}$$

Werden nur die Meß-Ungenauigkeiten der einzelnen Treffer berücksichtigt, kann σ_κ durch die Glucksternformel [158] beschrieben werden:

$$\sigma_\kappa = \frac{\sigma_{r\phi}}{(\Delta r)^2} \cdot \sqrt{\frac{720}{N+4}}. \tag{4.8}$$

Dabei ist:

$\sigma_{r\phi}$: Einzeltrefferauflösung in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld,
Δr : Spurlänge in der $r\phi$-Ebene,
N : Anzahl der Meßpunkte auf der Spur.

Für die Polarwinkelauflösung σ_Θ ergibt sich:

$$\sigma_\Theta = \frac{\sigma_z}{\Delta r} \cdot \sqrt{\frac{12 \cdot (N-1)}{N \cdot (N+1)}}, \tag{4.9}$$

wobei σ_z die Auflösung der z-Koordinate ist.

Die Impulsauflösung verschlechtert sich mit zunehmendem Transversalimpuls der Teilchen. Besonders drastisch ist die Abhängigkeit jedoch von der Spurlänge Δr, die bei der Transversalimpulsauflösung im Gegensatz zur Winkelauflösung quadratisch eingeht. Für lange Spuren (mit $\Delta r = 60\,\mathrm{cm}$ und $N = 56$) ergibt sich eine nominelle Auflösung von

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} = 0.5\,\% \cdot (\mathrm{GeV/c})^{-1}. \tag{4.10}$$

Bei einer Spur mit einer Länge von $\Delta r = 10\,\mathrm{cm}$ und $N = 10$ Treffern verschlechtert sich die Auflösung um nahezu zwei Größenordnungen auf $40\,\% \cdot (\mathrm{GeV/c})^{-1}$.

In den über Gl. 4.8 und 4.9 ermittelten Fehlern der Spurparameter sind Effekte wie Vielfachstreuung und Energieverlust durch Ionisation der Teilchen nicht berücksichtigt. Da diese Effekte bei abnehmenden Transversalimpulsen anwachsen, ist gerade bei langsamen Teilchen mit einer schlechteren als über Gl. 4.7 ermittelten Impulsauflösung zu rechnen. Bei der Bestimmung der Spurparameter und Spurfehler sind deshalb entsprechende Korrekturen notwendig.

Eine detaillierte Untersuchung zu den Auswirkungen auf die Spurrekonstruktion ist in [159] zu finden.

Ein Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten zeigt, daß die Spurmessung in der $r\phi$-Ebene in der Simulation gut beschrieben wird [160]. Die Genauigkeit der z-Messung – und damit der Messung des Polarwinkels Θ – ist in den Daten dagegen deutlich schlechter als in der Simulation. Deshalb muß damit gerechnet werden, daß auch die Massenauflösung, die von der Impuls- und Richtungsauflösung abhängt, für gemessene Ereignisse schlechter ist als für simulierte. Dieses muß insbesondere bei der Festlegung des Signalbereiches in der Datenselektion berücksichtigt werden (Kapitel 5).

Rekonstruktionseffizienz für Einzelspuren

Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, mit der Spuren in der zentralen Spurkammer nachgewiesen werden, ist i.allg. für Daten nicht möglich, da dieses die Kenntnis der tatsächlich stattgefundenen Teilchendurchgänge voraussetzt.

In Monte-Carlo-Ereignissen hingegen ist die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz möglich. Für Transversalimpulse von der Größenordnung $\mathcal{O}(1\,\mathrm{GeV/c})$ ergeben sich Effizienzen von $(99.0 \pm 0.4)\,\%$ [159]. Dieser Wert fällt mit abnehmendem Transversalimpuls langsam ab und beträgt bei $100\,\mathrm{MeV/c}$ noch $(93.7 \pm 0.9)\,\%$. Unterhalb $80\,\mathrm{MeV/c}$ fällt die Effizienz schließlich schnell auf Null ab, da die Teilchen dann nicht mehr in der Lage sind, die Spurkammer zu erreichen.

Für große Transversalimpulse konnte die hohe Rekonstruktionseffizienz experimentell bestätigt werden [161]. Hierzu wurden Myonen aus der kosmischen Strahlung benutzt, die die Spurkammer vollständig durchquerten. Eine Ineffizienz der Spurkammer zeigt sich dadurch, daß in lediglich einer Hälfte der CJC eine Spur gefunden und rekonstruiert wird. Für Transversalimpulse oberhalb $1\,\mathrm{GeV/c}$ ergab sich für die so ermittelte Rekonstruktionseffizienz ein Wert von

$$\epsilon = (98 \pm 2)\,\%, \tag{4.11}$$

in Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation.

In [160] wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem auch Aussagen über die Rekonstruktionseffizienz bei niedrigen Transversalimpulsen gemacht werden können. Für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse ist diese Untersuchung aufgrund des langsamen Pions aus dem $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfall von besonderer Bedeutung.

Das Verfahren basiert auf der Rekonstruktion von K^0-Zerfällen und ist in [160] ausführlich beschrieben. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abb. 4.8 gezeigt. Die Rekonstruktionseffizienz wurde bei $p_t = 400\,\mathrm{MeV/c}$ auf Eins normiert, da bei diesem Verfahren eine absolute Normierung nicht möglich ist. Die gezeigten Resultate bestätigen die Erwartungen aufgrund der Monte-Carlo-Simulation. Die Rekonstruktionseffizienz fällt erst bei Impulsen unterhalb $120\,\mathrm{MeV/c}$ deutlich ab. Oberhalb $150\,\mathrm{MeV/c}$ ist sie nahezu konstant.

Die offenen Kreise in Abb. 4.8 zeigen den Verlauf der Rekonstruktionseffizienz, wenn jede zweite Spur mit $p_t < 150\,\mathrm{MeV/c}$ verworfen wird. Diese „künstliche“ Verschlechterung ist in der Abbildung klar erkennbar und verdeutlicht die Sensitivität des Verfahrens.

Vertex-Anpassung

Der Bereich, in dem im H1-Detektor Wechselwirkungen stattfinden, ist durch die Strahlausdehnung der Elektronen- und Protonenpakete vorgegeben. Während die z-Koordinate des Ereignisvertexes aufgrund der großen longitudinalen Ausdehnung der Protonenpakete ($\sigma_z \approx 110\,\mathrm{mm}$) in

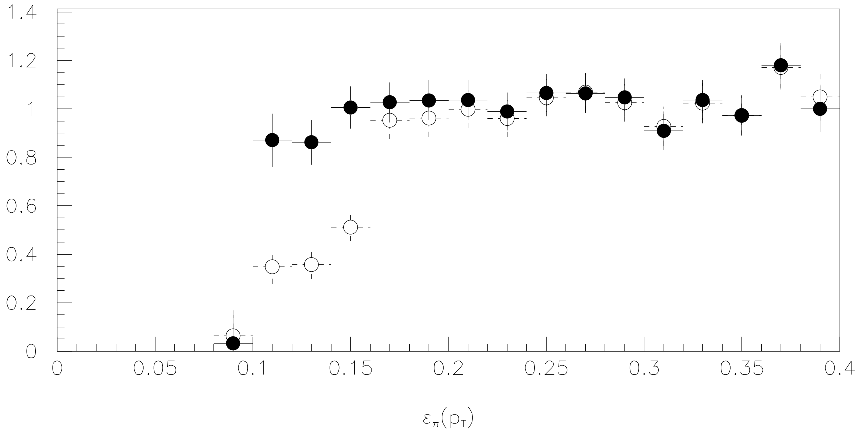


Abbildung 4.8: Rekonstruktionseffizienz für Einzelspuren als Funktion des Transversalimpulses (•). Eine „künstliche“ Verschlechterung der Effizienz wird erkannt (∘). Aus [160].

jedem Ereignis sehr unterschiedlich sein kann, ist die Ausdehnung der Wechselwirkungszone in der $r\phi$-Ebene mit $\sigma_x \cdot \sigma_y \approx 0.29\,\mathrm{mm} \times 0.07\,\mathrm{mm}$ relativ klein. Da die Fluktuationen des Strahls in x und y während einer Elektron-Proton-Füllung sehr klein sind, können die x-y-Koordinaten des Vertexes mit den Spuren vieler Ereignisse sehr genau bestimmt werden. Dagegen muß die z-Koordinate für jedes Ereignis neu ermittelt werden.

Weil die Auflösung der Spurkrümmung umgekehrt proportional zum Quadrat der Spurlänge ist (siehe Gl. 4.8), wird durch eine Anpassung der Spur an den Ereignisvertex in der $r\phi$-Ebene eine enorme Verbesserung in der Impulsauflösung erzielt. Für die Anpassungsrechnung spielt der minimale Abstand zum Ursprung DCA und dessen Fehler σ_{DCA} eine entscheidene Rolle. Das normierte Residuum DCA/σ_{DCA} ist ein Maß für die Verträglichkeit der Spur mit dem Ereignisvertex in der $r\phi$-Ebene.

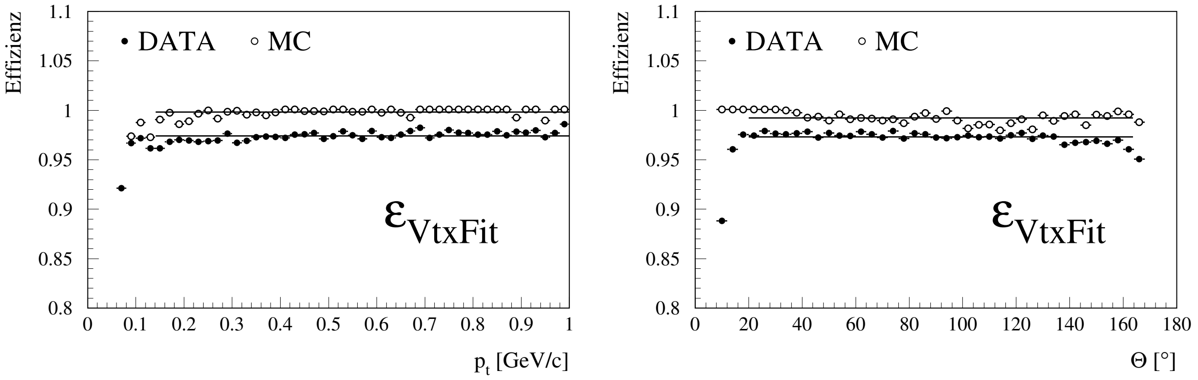
Abb. 4.9 zeigt die Effizienz der Vertex-Anpassung als Funktion des Transversalimpulses und des Polarwinkels der Spur für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse. Die benutzten Spuren mußten die Bedingungen $\Delta r > 10\,\mathrm{cm}$ und $DCA/\sigma_{DCA} < 1$ erfüllen. Die letzte Forderung stellt sicher, daß die meisten Spuren auch tatsächlich aus dem Ereignisvertex stammen, für die die Anpassungseffizienz angegeben werden soll. Da für Spuren, die nicht aus dem Vertex kommen (z.B. Spuren aus Zerfallsvertices), die Anpassungseffizienz sicherlich kleiner ist als für Spuren aus dem Vertex, stellt der aus den Daten ermittelte Wert für die Effizienz der Vertex-Anpassung lediglich eine untere Grenze dar.

Aus den Daten ergibt sich eine über große Bereiche des Transversalimpulses konstante Effizienz von

$$\langle \epsilon_{VtxFit} \rangle = 97\,\%. \tag{4.12}$$

Der entsprechende Wert für die Monte-Carlo-Simulation beträgt nahezu 100 %. Für die Winkelabhängigkeit der Effizienz (Abb. 4.9 (b)) ergeben sich für den Zentralbereich des Detektors ($20^\circ < \Theta < 160^\circ$) ähnliche Werte.

Die Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation beträgt 3 % und wird als systematischer Fehler angegeben. Kombiniert mit dem Fehler der Einzelspurrekonstruktion von ±2 % (Gl. 4.11) ergibt sich dann für die $D^{*\pm}$-Rekonstruktion, bei der drei Spuren rekonstruiert werden müssen, ein gesamter systematischer Fehler von $\Delta_{syst.} = {}^{+6}_{-11}\,\%$.



(a) ϵ_{VtxFit} als Funktion von p_t (b) ϵ_{VtxFit} als Funktion von Θ

Abbildung 4.9: Effizienz der Vertex-Anpassung als Funktion (a) des Transversalimpulses und (b) des Polarwinkels: (●) Daten, (○) Monte-Carlo-Simulation.

4.3.2 Die Rekonstruktion von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen

Ein Standardverfahren zum Nachweis von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen basiert auf dem Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0 \pi_\mathrm{s}^+$ mit $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^- \pi^+$. Die Rekonstruktion dieser Zerfallskette basiert allein auf der Rekonstruktion der Spuren der geladenen Zerfallsprodukte in der zentralen Spurkammer des H1-Detektors.

Die Methode der Invarianten Masse

Die Rekonstruktion des hier behandelten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfalls, bei dem drei geladene Teilchen im Endzustand entstehen, geschieht in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird aus zwei Spuren entgegengesetzt geladener Teilchen das $(\mathrm{K}\pi)$-System gebildet. Unter der Hypothese, daß es sich bei den beiden Teilchen um ein Kaon und ein Pion handelt, wird ihnen die Kaon- bzw. Pionmasse zugeordnet. Es werden die Viererimpulse P_K und P_π der beiden Teilchen berechnet und anschließend die invariante Masse des $(\mathrm{K}\pi)$-Systems gebildet:

$$M(\mathrm{K}\pi) \equiv \frac{1}{c^2}\sqrt{(P_\mathrm{K}+P_\pi)^2} = \frac{1}{c^2}\sqrt{M(\mathrm{K})^2c^4 + M(\pi)^2c^4 + 2(E_\mathrm{K}E_\pi - \vec{p}_\mathrm{K}\cdot\vec{p}_\pi c^2)}.$$

Liegt die invariante Masse $M(\mathrm{K}\pi)$ innerhalb eines bestimmten Bereiches um die nominelle D^0-Masse, wird diese Kombination als möglicher D^0-Kandidat angesehen. Die Festlegung dieses Bereiches muß unter Berücksichtigung der Impulsauflösung des Detektors erfolgen. Die Spurkombination mit vertauschter Massenzuweisung von Kaon- und Pionmasse wird ebenfalls getestet.

Im zweiten Schritt wird aus dem D^0-Kandidaten und einer weiteren Spur das $(\mathrm{K}\pi\pi_s)$-System gebildet. Dem Teilchen dieser Spur wird dabei die Pionmasse zugeordnet und es wird verlangt, daß die Ladung mit der des Pions aus dem D^0-Zerfall übereinstimmt. Die invariante Masse ist

$$M(\mathrm{K}\pi\pi_s) \equiv \frac{1}{c^2}\sqrt{(P_{\mathrm{K}\pi}+P_{\pi_s})^2} = \frac{1}{c^2}\sqrt{M(\mathrm{K}\pi)^2c^4 + M(\pi_s)^2c^4 + 2(E_{\mathrm{K}\pi}E_{\pi_s} - \vec{p}_{\mathrm{K}\pi}\cdot\vec{p}_{\pi_s} c^2)}.$$

Anhand der beiden invarianten Massen $M(\mathrm{K}\pi)$ und $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ kann die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfallskette prinzipiell nachgewiesen werden. Dieser Nachweis ist jedoch i.allg. sehr schwierig, da der Untergrund durch Zufallskombinationen im Bereich der D^0-Masse bzw. $\mathrm{D}^{*\pm}$-Masse sehr groß ist.

Seien N^+ und N^- die Anzahl der Spuren positiv bzw. negativ geladener Teilchen im Ereignis, die für die Bildung der D^0- und $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten benutzt werden, so gilt für die Anzahl aller möglichen Zufallskombinationen:

$$N_{(\mathrm{K}^{\mp}\pi^{\pm})\pi_s^{\pm}} = N^- N^+ (N^+ - 1) + N^+ N^- (N^- - 1).$$

Bei einer mittleren Anzahl von $N^+ = N^- = 7$ ergeben sich daraus ungefähr 600 mögliche Kombinationen für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten. Der kombinatorische Untergrund im Bereich der D^0-Masse bzw. $\mathrm{D}^{*\pm}$-Masse ist deshalb sehr groß.

Die ΔM-Methode

Die besonderen kinematischen Gegebenheiten bei dem Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0 \pi_{\mathrm{s}}^+$ lassen sich bei der Rekonstruktion des Zerfalls nutzen (siehe Abschnitt 2.2.2). Da das langsame Pion nur wenig zur invarianten Masse der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten beiträgt, sind die Massen $M(\mathrm{K}\pi)$ und $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ stark korreliert. Aufgrund der Korrelation kann die Massendifferenz

$$\Delta M = M(\mathrm{K}\pi\pi_s) - M(\mathrm{K}\pi)$$

sehr genau bestimmt werden. Die Auflösung ist sehr viel besser als die der invarianten Masse $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ und hängt im wesentlichen von der Impulsauflösung des langsamen Pions π_s ab. Der Nachweis von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen wird deshalb mit Hilfe der Massendifferenz ΔM und der invarianten Masse der D^0-Kandidaten $M(\mathrm{K}\pi)$ geführt.

Die in einer Monte-Carlo-Simulation ermittelten Auflösungen der Massen $M(\mathrm{K}\pi)$, $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ und ΔM sind in Abb. 4.10 gezeigt. Die Anpassung einer Gaußverteilung ergibt eine Breite von $27\,\mathrm{MeV/c^2}$ für die $M(\mathrm{K}\pi)$- und $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$-Verteilung. Die Breite der ΔM-Verteilung beträgt hingegen nur $0.78\,\mathrm{MeV/c^2}$.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist der sehr geringe kombinatorische Untergrund im Bereich des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Signals (bei $\Delta M = 145.4\,\mathrm{MeV/c^2}$), da der verfügbare Phasenraum klein ist. Der minimale Wert für ΔM ist durch die Pionmasse gegeben: $\Delta M \geq M(\pi) = 139.6\,\mathrm{MeV/c^2}$. Dieses Verfahren zur Rekonstruktion von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen wird als ΔM-Methode bezeichnet.

4.3.3 Die Rekonstruktion der Inelastizität y

Zur Bestimmung der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ ist die Kenntnis der Photonenergie E_γ bzw. der Inelastizität y notwendig. Für Photoproduktionsereignisse gilt nach Gl. 1.13:

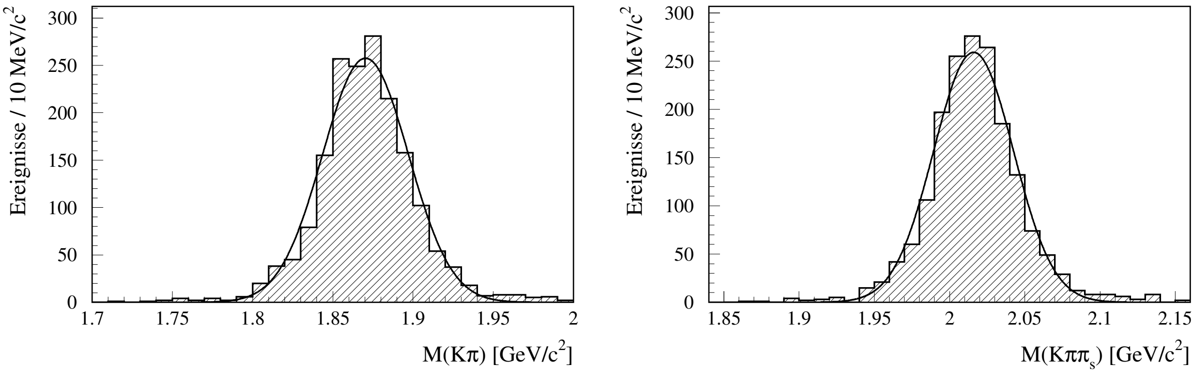
$$W_{\gamma\mathrm{p}} \approx \sqrt{y \cdot s}.$$

Die Inelastizität kann dabei entweder durch die Messung der Energie des gestreuten Elektrons oder durch Messung des hadronischen Endzustandes rekonstruiert werden.

Die Rekonstruktion mit dem Elektron-Detektor

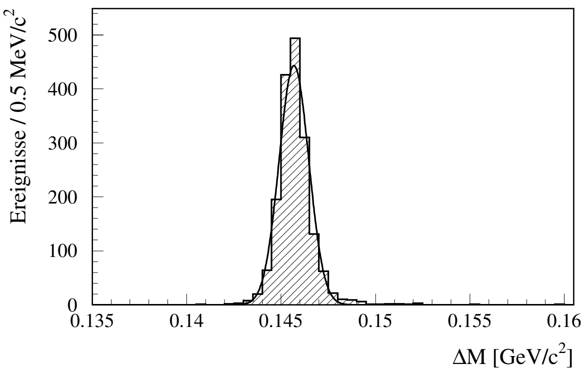
Bei Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ kann das gestreute Elektron im Elektron-Detektor nachgewiesen werden. Nach Gl. 1.12 ergibt sich y dann aus der Energie des gestreuten Elektrons E'_e:

$$y_{Etag} \approx 1 - \frac{E'_\mathrm{e}}{E_\mathrm{e}}.$$



(a) Invariante Massenverteilung $M(\mathrm{K}\pi)$

(b) Invariante Massenverteilung $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$



(c) Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$

Abbildung 4.10: Monte-Carlo-Verteilungen der invarianten Massen $M(\mathrm{K}\pi)$ und $M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ sowie der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$. Die Anpassung einer Gaußverteilung ergibt folgende Massenauflösungen: $\sigma_{M(\mathrm{K}\pi)} = 27\,\mathrm{MeV/c^2}$, $\sigma_{M(\mathrm{K}\pi\pi_s)} = 27\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $\sigma_{\Delta M} = 0.78\,\mathrm{MeV/c^2}$.

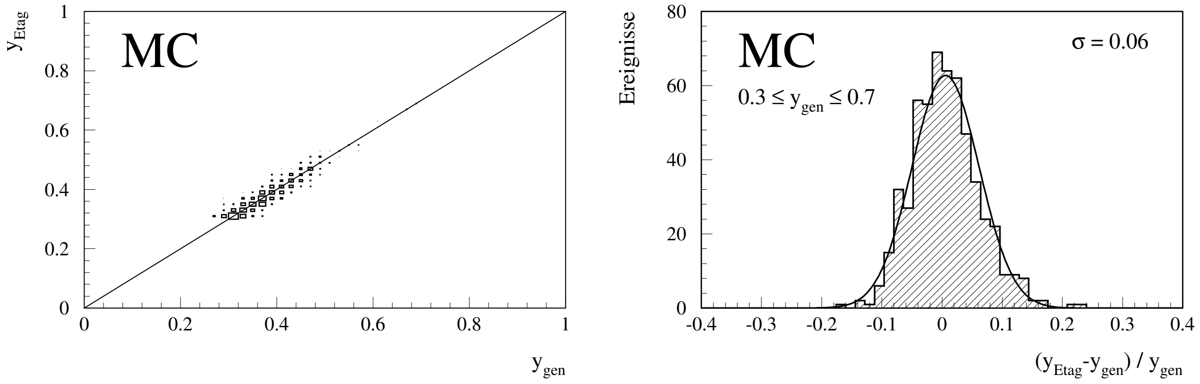
Da der Akzeptanzbereich des Elektron-Detektors (Abb. 3.7) jedoch auf den Bereich $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ beschränkt ist, kann diese Methode lediglich bei einem geringen Teil der Ereignisse angewendet werden.

Abb. 4.11 zeigt für Monte-Carlo-Ereignisse die Korrelation zwischen dem rekonstruierten (y_{Etag}) und generierten (y_{gen}) y sowie die relative Abweichung $(y_{Etag} - y_{gen})/y_{gen}$. Die Anpassung einer Gaußverteilung ergibt eine Breite von $\sigma = 6\,\%$ bei einer systematischen Verschiebung von $0.6\,\%$.

Die Methode von Jacquet-Blondel

Wird das gestreute Elektron nicht nachgewiesen, ist die Rekonstruktion von y nur über den hadronischen Endzustand möglich. Nach Gl. 1.10 gilt:

$$y_{JB} = \frac{\sum(E - p_z)}{2 \cdot E_\mathrm{e}}.$$



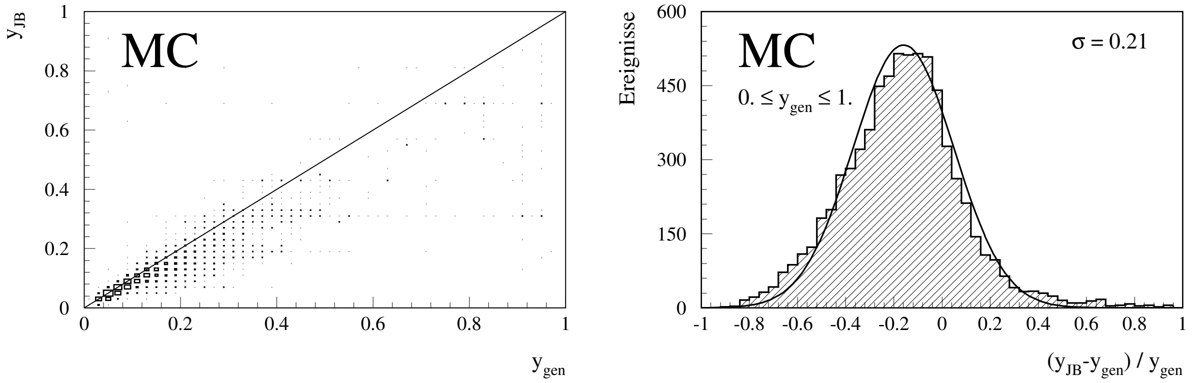
(a) Korrelation zwischen y_{Etag} und y_{gen}

(b) Auflösung von y_{Etag}: $(y_{Etag} - y_{gen})/y_{gen}$ mit angepaßter Gaußverteilung

Abbildung 4.11: Rekonstruktion von y mit dem Elektron-Detektor.

Bei dieser nach Jacquet-Blondel [11] benannten Methode müssen die Energien und Impulse aller im Endzustand auftretenden Hadronen bestimmt und aufsummiert werden. Hierzu werden die Informationen der Spurkammern und der Kalorimeter verwendet. Um eine Doppelzählung der Energie zu vermeiden, werden die Spuren in das Kalorimeter extrapoliert und die angrenzenden Zellen bei der Energiesummation nicht berücksichtigt.

Die Korrelation zwischen dem rekonstruierten (y_{JB}) und generierten (y_{gen}) y sowie die relative Abweichung $(y_{JB} - y_{gen})/y_{gen}$ sind in Abb. 4.12 gezeigt. Im Vergleich zu Abb. 4.11 ist eine deutlich schlechtere Korrelation und Auflösung festzustellen. Zusätzlich ist eine größere systematische Verschiebung erkennbar. Eine Gaußanpassung ergibt eine Breite von $\sigma = 21\,\%$ bei einer systematischen Verschiebung von $-16\,\%$.



(a) Korrelation zwischen y_{JB} und y_{gen}

(b) Auflösung von y_{JB}: $(y_{JB} - y_{gen})/y_{gen}$ mit angepaßter Gaußverteilung

Abbildung 4.12: Rekonstruktion von y nach der Methode von Jacquet Blondel.

Die schlechte Auflösung ist auf zwei Ursachen zurückzuführen:

- Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC deckt lediglich den Polarwinkelbereich $151° < \Theta < 176°$ ab. Teilchen, die unter größeren Winkeln die Wechselwirkungszone verlassen, sind deshalb einer Messung im Experiment nicht mehr zugänglich. Ein Teilchen mit der Energie E, das durch das Strahlrohr in Rückwärtsrichtung entkommt, führt nach Gl. 1.10 zu einem Fehler von E/E_e in der Bestimmung von y_{JB}. Dagegen fallen mögliche Verluste in Vorwärtsrichtung kaum ins Gewicht, da dann $(E - p_z) \approx 0$ ist.

- Das Rückwärtskalorimeter ist für die Messung des hadronischen Energieflusses nur unzureichend geeignet, da das BEMC ein elektromagnetisches Kalorimeter ist und die Dicke lediglich einer hadronischen Wechselwirkungslänge entspricht. Die schlechte Energieauflösung geht aber aus denselben Gründen wie oben sehr stark in die Bestimmung von y_{JB} ein.

Die Verluste in Rückwärtsrichtung führen dazu, daß das rekonstruierte y_{JB} im Mittel kleiner ist als das generierte y_{gen}. Da der Energiefluß im Rückwärtsbereich mit zunehmendem y größer wird, ist die Auflösung und die systematische Verschiebung darüber hinaus eine Funktion von y. Deshalb ist die Auflösung bei sehr großen Werten von y deutlich schlechter als bei kleinen.

Aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz des Elektron-Detektors, stellt die Jacquet-Blondel-Methode jedoch für den großen Teil der Photoproduktions-Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht nachzuweisen ist, die einzige Methode dar, mit der y und $W_{\gamma\mathrm{p}}$ bestimmt werden können.

Für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Elektron-Detektor nachgewiesen wurde, kann die y_{JB}-Auflösung in der Monte-Carlo-Simulation anhand von Daten überprüft werden. Die Auflösung und die systematische Verschiebung beziehen sich dann auf das mit Hilfe des Elektron-Detektors rekonstruierte y (y_{Etag}), das relativ genau bestimmt werden kann. Abb. 4.13 zeigt die y_{JB}-Auflösung für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse. Die Ereignisse mußten dabei die Selektionskriterien für die endgültige $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse erfüllen (Abschnitt 6.3.2).

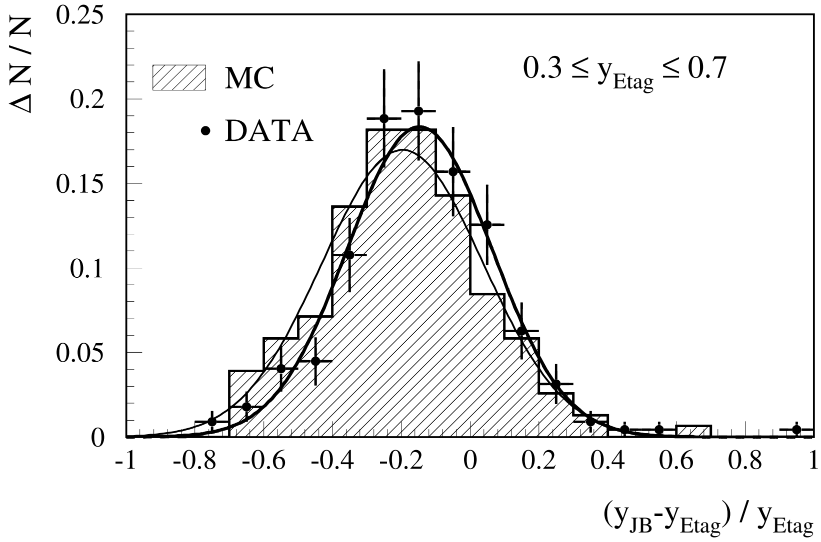


Abbildung 4.13: Auflösung von y_{JB}: $(y_{JB} - y_{Etag})/y_{Etag}$ mit angepaßter Gaußverteilung für Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm).

Innerhalb der Fehler werden die Daten von der Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben. Das gilt sowohl für die Auflösung $(y_{JB}-y_{Etag})/y_{Etag}$ als auch für die systematische Verschiebung. Die Anpassung einer Gaußverteilung ergibt für die Daten eine Auflösung von $\sigma_{y_{JB}} = (21.0 \pm 1.3)\,\%$ bei einer systematischen Verschiebung von $(-14.7 \pm 1.5)\,\%$. Aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz des Elektron-Detektors ist der Vergleich auf den Bereich $0.3 < y_{Etag} < 0.7$ beschränkt.

Kapitel 5

Datenselektion

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet. Die Analyse beschränkt sich dabei auf die Daten, die ab August 94 gewonnen wurden, als HERA den Betrieb auf Positronen umstellte. Die von H1 in diesem Zeitraum aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L} = 3577\,\mathrm{nb}^{-1}$ und bedeutet gegenüber 1993 eine Steigerung um mehr als einen Faktor 6.

In den Daten wurde in einem ersten Selektionsschritt (DST-Selektion) mit relativ großzügigen Selektionskriterien nach möglichen $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten gesucht. Diese vorselektierten Ereignisse bilden die Grundlage für die spätere Analyse. Durch eine Verschärfung der kinematischen Schnitte (u.a. auf den Transversalimpuls der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten) lassen sich Ereignisse mit $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen eindeutig nachweisen. Die Selektionskriterien werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben.

5.1 DST-Selektion

Die gesamte $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse des Jahres 1994 basiert auf den Daten der DST-Selektion (DST6-Daten), die auf Festplatten gespeichert und somit schnell zugänglich sind[1]. Bei der DST-Selektion wurden die Ereignisse anhand einfacher Kriterien in Klassen eingeteilt, die Kandidaten für verschiedene physikalische Prozesse darstellen (siehe Abschnitt 3.2.6).

Um Ereignisse mit Charm-Quarks zu selektieren, wurde in den Daten nach Kandidaten für $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen gesucht, basierend auf der Rekonstruktion des Zerfalls $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \rightarrow (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$ (siehe Abschnitt 4.3.2). Ereignisse, die die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Selektion passierten, wurden markiert und der sogenannten Charm-Klasse (FPACK-Klasse 16) zugeordnet.

Bei der gesamten DST-Selektion wurden nur Run-Perioden akzeptiert, bei denen wichtige Detektorkomponenten voll funktionsfähig und die Strahlbedingungen stabil waren (sogenannte GOOD und MEDIUM Runs). Aufgrund von Hochspannungsproblemen konnte es jedoch passieren, daß während der Datennahme einzelne Detektorkomponenten zeitweise nicht funktionsfähig waren. In der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse wurden solche Ereignisse verworfen, sofern wichtige Detektorkomponenten[2] betroffen waren. 2 % aller Ereignisse mit $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten wurden aufgrund dieser Forderung nicht akzeptiert.

Insgesamt wurden ca. $9 \cdot 10^6$ Ereignisse (entsprechend einem Datenvolumen von 55 Gbyte) durch die DST-Selektion klassifiziert, wobei der Anteil der Charm-Klasse 5.6 % beträgt.

---

[1] Die Daten entsprechen den Run-Perioden 82961-89929 und 90027-90419. Die Run-Periode mit verschobenem Wechselwirkungspunkt ($z = 67\,\mathrm{cm}$) wurde nicht berücksichtigt (Run 89930-90026).

[2] Hierzu zählen die folgenden Komponenten: CJC1, CJC2, CIP, COP, LAC, BPC, BEMC, ToF, VETO-Wand und Luminositätssystem.

5.1.1 DST-Selektionskriterien

In der Selektion wurde verlangt, daß die rekonstruierte Vertexposition entlang der z-Achse innerhalb des Bereiches $-40\,\mathrm{cm} \leq z\text{-Vertex} \leq +40\,\mathrm{cm}$ liegt. Die z-Vertex-Verteilung der akzeptierten Ereignisse ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Anpassung einer Gaußverteilung liefert einen Mittelwert von $\langle z\text{-Vertex}\rangle = 3.3\,\mathrm{cm}$ und eine Breite von $\sigma_{z\text{-Vertex}} = 10.8\,\mathrm{cm}$. Die Breite der z-Vertex-Verteilung spiegelt die longitudinale Ausdehnung der Protonenpakete wider.

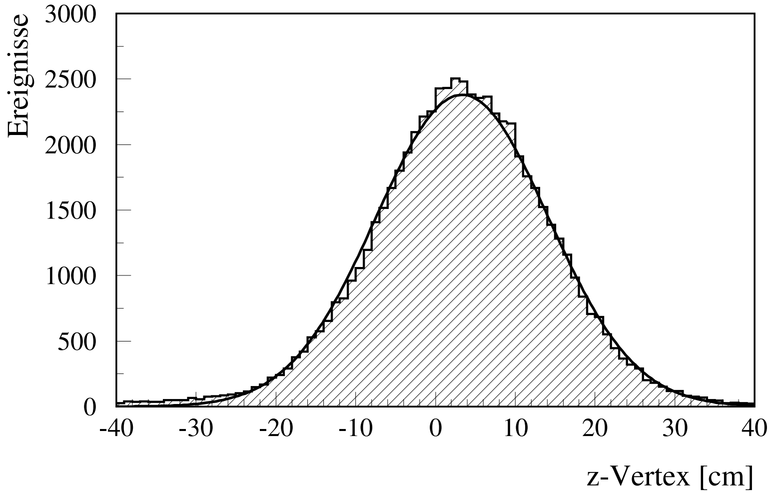


Abbildung 5.1: Verteilung der rekonstruierten Vertexposition entlang der z-Achse in der Betriebsperiode 1994.

Für die Rekonstruktion des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfalls wurden nur vertexangepaßte Spuren aus der zentralen Spurkammer (CJC) benutzt. Spuren aus dem vorderen Spurkammersystem wurden nicht verwendet, da zum einen die Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung schlechter ist als im Zentralbereich und zum anderen der kombinatorische Untergrund in Vorwärtsrichtung sehr groß ist. Deshalb wurde die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Rekonstruktion auf den Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer ($20^\circ < \Theta < 160^\circ$) beschränkt.

An die verwendeten Spuren wurden keine weiteren Qualitätsbedingungen gestellt, jedoch Mindesttransversalimpulse für die Zerfallsteilchen des $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesons verlangt. Das Kaon und Pion aus dem D^0-Zerfall mußten einen Transversalimpuls von mindestens 250 MeV/c aufweisen. Für das langsame Pion aus dem $\mathrm{D}^{*\pm}$-Zerfall wurde die untere Grenze auf 100 MeV/c festgelegt.

Ferner wurde ein Mindesttransversalimpuls für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten von $p_t(\mathrm{D}^*) \geq 1.4\,\mathrm{GeV/c}$ verlangt. Durch diese zusätzliche Forderung kann ein großer Anteil des kombinatorischen Untergrundes verworfen werden. Gleichzeitig wird diese Bedingung von den meisten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen erfüllt (siehe Abb. 4.7 auf Seite 72).

Bei der Rekonstruktion des D^0-Zerfalls wird die Ladungserhaltung dadurch gewährleistet, daß die Kaon- und Pionkandidaten entgegengesetzt geladen sein müssen. Bei der Rekonstruktion des Zerfalls $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+$ müssen das Pion π aus dem D^0-Zerfall und das langsame Pion π_s die gleiche Ladung aufweisen. Die akzeptierten Ladungskombinationen sind somit

$$(\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+ \quad \text{und} \quad (\mathrm{K}^+\pi^-)\pi_s^- .$$

Zu Prüfzwecken und um den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen, wurden auch $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten mit falschen Ladungskombinationen akzeptiert, bei denen zwei Spuren von Teilchen mit gleichnamiger Ladung zu einem D^0-Kandidaten kombiniert wurden:

$$(\mathrm{K}^-\pi^-)\pi_s^+ \quad \text{und} \quad (\mathrm{K}^+\pi^+)\pi_s^- .$$

Andere falsche Ladungskombinationen, wie z.B. $(\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^-$ und $(\mathrm{K}^+\pi^-)\pi_s^+$, werden nicht verwendet. Weist man einem wahren D^0-Zerfall die Teilchenmassen falsch zu[3], so würde diese Kombination zu einem Eintrag bei den so definierten falschen Ladungskombinationen führen.

Für die D^0-Kandidaten wurde verlangt, daß die invariante Masse $M(\mathrm{K}\pi)$ innerhalb eines Bereiches von $\pm 100\,\mathrm{MeV/c^2}$ um die nominelle D^0-Masse liegt. Bei einer erwarteten Massenauflösung von $\sigma_{M(\mathrm{K}\pi)} = 27\,\mathrm{MeV/c^2}$ (siehe Abschnitt. 4.3.2), entspricht dies ungefähr einer 3σ-Umgebung um die nominelle D^0-Masse. Für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten wurde verlangt, daß die Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ unterhalb $180\,\mathrm{MeV/c^2}$ liegt. Dieser obere Wert für die Massendifferenz ist ein Kompromiß zwischen der Notwendigkeit eines möglichst großen ΔM-Bereiches zur Bestimmung der Form und Normierung des Untergrundes und der Forderung, die Gesamtzahl der akzeptierten Ereignisse, die mit größer werdendem ΔM stark ansteigt, nicht zu groß werden zu lassen.

DST-Selektion 1994

Parameter	**Bedingung**
Primärer Vertex	$\lvert z\text{-Vertex}\rvert \leq 40\,\mathrm{cm}$
Spurauswahl	CJC-Spuren mit Vertex-Anpassung
Transversalimpuls	
K,π	$p_t \geq 250\,\mathrm{MeV/c}$
π_s	$p_t \geq 100\,\mathrm{MeV/c}$
D^*	$p_t \geq 1.4\,\mathrm{GeV/c}$
Ladungskombination	
Signal	$(\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+$, $(\mathrm{K}^+\pi^-)\pi_s^-$
Untergrund	$(\mathrm{K}^-\pi^-)\pi_s^+$, $(\mathrm{K}^+\pi^+)\pi_s^-$
Invariante Masse	
Signal	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{D}^0)\rvert \leq 400\,\mathrm{MeV/c^2}$
	falls $\Delta M \leq 155\,\mathrm{MeV/c^2}$
	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{D}^0)\rvert \leq 100\,\mathrm{MeV/c^2}$
	falls $155\,\mathrm{MeV/c^2} < \Delta M \leq 180\,\mathrm{MeV/c^2}$
Untergrund	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{D}^0)\rvert \leq 100\,\mathrm{MeV/c^2}$
	falls $\Delta M \leq 180\,\mathrm{MeV/c^2}$

Tabelle 5.1: DST-Selektionskriterien für die Charm-Klasse (FPACK-Klasse 16).

Bei den richtigen Ladungskombinationen wurden auch D^0-Kandidaten akzeptiert, die innerhalb eines Bereiches von $\pm 400\,\mathrm{MeV/c^2}$ um die nominelle D^0-Masse liegen, vorausgesetzt, die Massendifferenz ist kleiner als $155\,\mathrm{MeV/c^2}$. Dieses ist notwendig, um ein D^0-Signal in der $M(\mathrm{K}\pi)$-Verteilung der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion (bei $\Delta M = 145.5\,\mathrm{MeV/c^2}$) nachzuweisen.

Insgesamt erfüllten ungefähr 500 000 Ereignisse die in der Tab. 5.1 zusammengefaßten Selektionsbedingungen. Diese Daten bilden die Ausgangsdaten für die folgende Analyse.

---

[3] Da eine Teilchenidentifikation nicht stattfindet, müssen stets beide Massenhypothesen (Vertauschung von Kaon- und Pionmasse) getestet werden.

5.2 Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen

In den Ereignissen der Charm-Klasse läßt sich noch kein $D^{*\pm}$-Signal nachweisen. Zum einen beinhaltet die Charm-Klasse immer noch Untergrundereignisse durch Proton-Strahlgas-Wechselwirkungen in der nominellen Wechselwirkungsregion, zum anderen ist der kombinatorische Untergrund sehr groß.

Durch eine Verschärfung der Bedingungen an die Spurauswahl für die Kaon- und Pionkandidaten in der $D^{*\pm}$-Rekonstruktion kann der kombinatorische Untergrund verringert werden.

Untergrundereignisse durch Proton-Strahlgas-Wechselwirkungen lassen sich mit Hilfe der kinematischen Größe $\sum(E - p_z)$, summiert über alle Hadronen im Endzustand, von Photon-Proton-Wechselwirkungen unterscheiden.

5.2.1 Untergrund durch Proton-Strahlgas-Wechselwirkungen

Der Anteil der Untergrundereignisse durch Proton-Strahlgas-Wechselwirkungen an der Charm-Klasse kann mit Hilfe der Protonen-Pilotpakete abgeschätzt werden. Die Protonen-Pilotpakete unterscheiden sich von den übrigen Protonenpaketen dadurch, daß die korrespondierenden Elektronenpakete nicht gefüllt sind. Ereignisse, die solchen Pilotpaketen zuzuordnen sind, können daher nicht auf ep-Kollisionen, sondern nur auf Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlgas oder dem Strahlrohr zurückgeführt werden.

Der Anteil der Untergrundereignisse $\epsilon_{p-pilot}$ an der Charm-Klasse läßt sich über

$$\epsilon_{p-pilot} = \frac{c_{tot}}{c_{p-pilot}} \cdot \frac{N_{p-pilot}}{N_{tot}} \tag{5.1}$$

abschätzen. Hierbei sind c_{tot} und $c_{p-pilot}$ die Strahlströme der Protonenpakete bzw. Protonen-Pilotpakete. N_{tot} ist die Gesamtanzahl der selektierten Ereignisse und $N_{p-pilot}$ die Anzahl der aus Pilotpaketen stammenden Ereignisse. In der Betriebsperiode 1994 betrug das Verhältnis der Strahlströme $c_{tot}/c_{p-pilot} \approx 10$. Mit $N_{tot} = 500\,000$ und $N_{p-pilot} = 7\,500$ ergibt sich für den Anteil der Untergrundereignisse ein Wert von $\epsilon_{p-pilot} = 15\,\%$.

Mit Hilfe der Variable $\sum(E-p_z)$ lassen sich diese Ereignisse von Ereignissen aus ep-Kollisionen kinematisch unterscheiden. Unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung folgt:

$$\sum(E - p_z) = 2 \cdot E_\gamma \qquad \text{für Proton-Photon-Wechselwirkungen}$$

und

$$\sum(E - p_z) = m_\mathrm{p} \qquad \text{für Proton-Strahlgas-Wechselwirkungen,}$$

wobei m_p die Protonmasse ist. Die Summation bezieht sich dabei auf alle Hadronen im Endzustand. Da die Photonenergie E_γ i.allg. größer ist als m_p ($\approx 1\,\mathrm{GeV/c^2}$), ist auch $\sum(E - p_z)$ für Ereignisse aus ep-Kollisionen größer als für Untergrundereignisse.

Für Photoproduktionsereignisse ist $E_\gamma = y \cdot E_e$ und somit

$$\frac{\sum(E - p_z)}{2 \cdot E_e} = y \equiv y_{JB}.$$

Die y_{JB}-Verteilung für die Ereignisse der Charm-Klasse ist in Abb. 5.2 gezeigt, zusammen mit der auf den Strahlstrom normierten y_{JB}-Verteilung für die Ereignisse aus den Protonen-Pilotpaketen. Die Untergrundereignisse weisen in der Mehrzahl ein kleines y_{JB} auf und dominieren bei sehr kleinen Werten ($y_{JB} < 0.1$) die Charm-Klasse. Mit einem Schnitt

$$y_{JB} \geq 0.1$$

werden mehr als 70 % der Untergrundereignisse verworfen, und der verbleibende Anteil an der Charm-Klasse reduziert sich von 15 % auf 5 %.

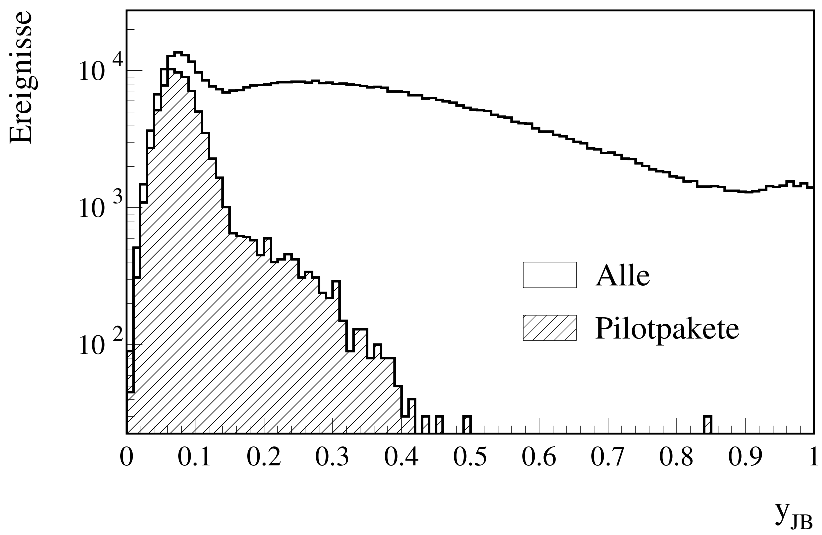


Abbildung 5.2: y_{JB}-Verteilung für Ereignisse der Charm-Klasse. Das schraffierte Histogramm zeigt die auf den Strahlstrom normierte Verteilung für die Protonen-Pilotpakete.

5.2.2 D$^{*\pm}$-Selektion

Um den kombinatorischen Untergrund zu verringern, werden zusätzliche Bedingungen an die Spurauswahl für die Kaon- und Pionkandidaten gestellt.

Dem Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer entsprechend, wird der Polarwinkelbereich für die Spuren auf $20° \leq \Theta \leq 160°$ beschränkt. Da die Impulsauflösung σ_{p_t} umgekehrt proportional zum Quadrat der Spurlänge Δr ist, wird eine Mindestspurlänge in der $r\phi$-Ebene von $\Delta r \geq 10\,\mathrm{cm}$ verlangt. Kurze Spuren mit schlechter Auflösung werden dadurch verworfen (siehe Abschnitt 4.3.1). Zusätzlich wird für die Spur ein Startradius[4] $r_{start} \leq 50\,\mathrm{cm}$ verlangt. Dieser Schnitt gewährleistet, daß die Spur auf jeden Fall in der inneren Spurkammer CJC1 beginnt. In der Spurrekonstruktion kann es vorkommen, daß Spurstücke in der CJC1 und CJC2, die von demselben Teilchen stammen, als zwei getrennte Spuren rekonstruiert werden. Dieses ist z.B. der Fall, wenn aufgrund von Vielfachstreuung in dem Material zwischen der inneren und äußeren Spurkammer die Spurparametrisierung der beiden Spurstücke unterschiedlich ist. Durch die Bedingung $r_{start} \leq 50\,\mathrm{cm}$ wird eine Doppelzählung solcher Spuren vermieden. Allein durch diese Qualitätsbedingungen an die Spurauswahl wird die Anzahl der Ereignisse in den Daten um 50 % reduziert, während mehr als 85 % der Monte-Carlo-Ereignisse diese Schnitte erfüllen.

Im Vergleich zur Transversalimpulsverteilung der rekonstruierten Spuren in den selektierten Ereignissen, sind die Impulse der Kaonen und Pionen aus dem D^0-Zerfall (siehe Abb. 4.6 auf Seite 71) sehr hoch. Um den kombinatorischen Untergrund weiter zu reduzieren, wird deshalb ein Mindesttransversalimpuls von 500 MeV/c verlangt. Da die Impulse der langsamen Pionen aus dem D$^{*\pm}$-Zerfall wesentlich niedriger sind, wird hier die untere Grenze auf 150 MeV/c festgesetzt.

---

[4] Der Startradius einer Spur kennzeichnet den radialen Abstand des ersten Treffers zur Strahlachse.

Für diese Spuren ist außerdem eine konstante und hohe Effizienz der Einzelspurrekonstruktion und Vertex-Anpassung gewährleistet (Abschnitt 4.3.1).

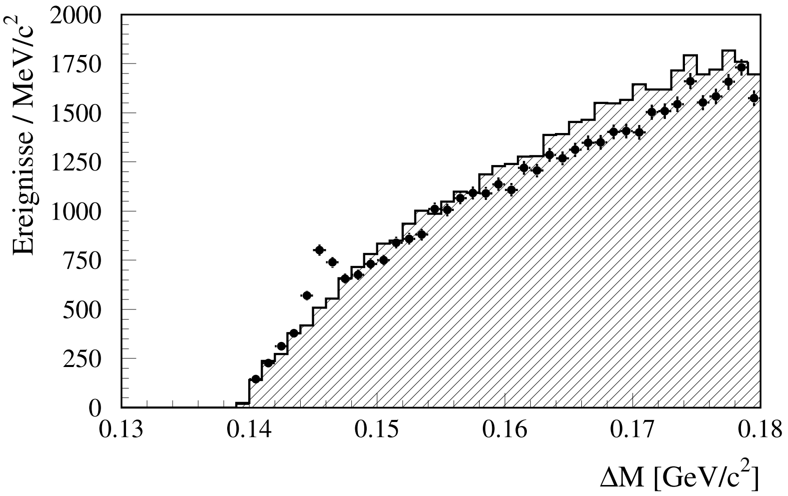


Abbildung 5.3: Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ für $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten mit richtiger (Datenpunkte) und falscher (Histogramm) Ladungskombination.

Die Abb. 5.3 zeigt die Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten, die diese Kriterien erfüllen und eine rekonstruierte D^0-Masse aufweisen, die innerhalb $\pm 80\,\mathrm{MeV/c}^2$ um die nominelle D^0-Masse liegt. Die entsprechende Verteilung für die falschen Ladungskombinationen ist ebenfalls gezeigt. Bei den richtigen Ladungskombinationen ist eine Anhäufung von Einträgen im Bereich der Signalregion (bei $\Delta M = 145.5\,\mathrm{MeV/c}^2$) deutlich zu erkennen. Der kombinatorische Untergrund ist jedoch sehr hoch.

Durch einen weiteren Schnitt auf den Transversalimpuls der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erheblich verbessert werden. Abb. 5.4 zeigt die Transversalimpulsverteilung für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion[5]. Das Spektrum der falschen Ladungskombinationen fällt mit zunehmendem Transversalimpuls wesentlich schneller ab, als das der richtigen Ladungskombinationen. Bei höheren Transversalimpulsen ist der kombinatorische Untergrund unterdrückt. Für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten wird deshalb ein Mindesttransversalimpuls von $p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ verlangt.

Von den 500 000 Ereignissen der Charm-Klasse erfüllen ungefähr 8 000 Ereignisse die in der Tab. 5.2 zusammengefaßten Selektionsbedingungen. Die Gesamtanzahl der akzeptierten Ereignisse nach den einzelnen Selektionsschritten ist in Tab. 5.3 aufgeführt.

---

[5] Der ΔM-Bereich $143\,\mathrm{MeV/c}^2 \leq \Delta M \leq 148\,\mathrm{MeV/c}^2$ wird im folgenden als Signalregion oder Signalbereich bezeichnet.

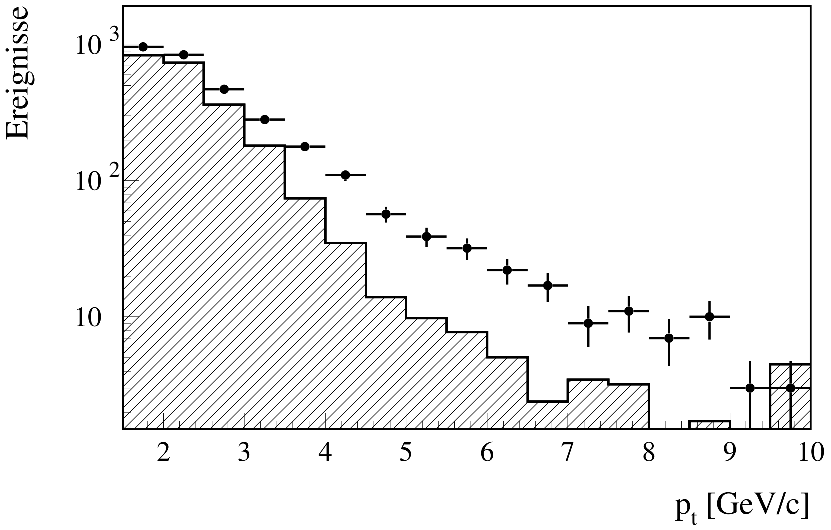


Abbildung 5.4: Transversalimpulsverteilung $p_t(\mathrm{D}^*)$ für die D$^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion mit $143\,\mathrm{MeV/c^2} \leq \Delta M \leq 148\,\mathrm{MeV/c^2}$ für richtige (Datenpunkte) und falsche (Histogramm) Ladungskombinationen. Bei höheren Transversalimpulsen ist der kombinatorische Untergrund unterdrückt.

D$^{*\pm}$-*Selektion*	
Parameter	**Bedingung**
Primärer Vertex	$\|z\text{-Vertex}\| \leq 40\,\mathrm{cm}$
Inelastizität	$y_{JB} \geq 0.1$
Spurauswahl	CJC-Spuren mit Vertex-Anpassung
Polarwinkel	$20° \leq \Theta \leq 160°$
Startradius	$r_{start} \leq 50\,\mathrm{cm}$
Spurlänge	$\Delta r \geq 10\,\mathrm{cm}$
Transversalimpuls	
K,π	$p_t \geq 500\,\mathrm{MeV/c}$
π_s	$p_t \geq 150\,\mathrm{MeV/c}$
D*	$p_t \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$
Invariante Masse	$\|M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{D}^0)\| \leq 80\,\mathrm{MeV/c^2}$

Tabelle 5.2: D$^{*\pm}$-Selektionskriterien.

Anzahl der akzeptierten Ereignisse

Selektion	**Anzahl Ereignisse**	
	Gesamt	**Signalregion**
DST6-Daten (GOOD und MEDIUM Runs)	9 180 977	
DST-Selektion (Tab.5.1)	518 299	27 788
$D^{*\pm}$-Selektion (Tab.5.2)	8 086	1 231

Tabelle 5.3: Gesamtanzahl der akzeptierten Ereignisse nach den einzelnen Selektionsschritten. Die letzte Spalte gibt die Anzahl der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion wieder.

Kapitel 6

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

Die Abb. 6.1 (a) zeigt die Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ für die D$^{*\pm}$-Kandidaten, die die Kriterien der Tab. 5.2 erfüllen. Eine deutliche Anhäufung von Einträgen bei $\Delta M = 145.5\,\mathrm{MeV/c^2}$ ist ersichtlich, die bei den falschen Ladungskombinationen (schraffierter Bereich) nicht vorhanden ist. Die Abbildung zeigt, daß D$^{*\pm}$-Zerfälle rekonstruiert werden.

Die Signalregion enthält, bei einem Untergrund von der gleichen Größenordnung, ca. 580 Einträge. Das entspricht einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ungefähr 1:1. Ein typisches Ereignis mit einem D^{*-}-Kandidaten ist im Anhang A.1 gezeigt. Die 1 254 D$^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion stammen aus 1 231 Ereignissen. In 23 bzw. 1.9 % der Ereignisse wurden zwei D$^{*\pm}$-Kandidaten rekonstruiert.

Um zu überprüfen, daß diese D$^{*\pm}$-Kandidaten tatsächlich über den Zerfallskanal $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$ produziert wurden, wird in Abb. 6.1 (b) die Verteilung der invarianten Masse $M(\mathrm{K}\pi)$ für Ereignisse aus der Signalregion gezeigt. Ein deutliches Signal bei der D^0-Masse von $M(\mathrm{D}^0) = 1.865\,\mathrm{GeV/c^2}$ ist zu erkennen.

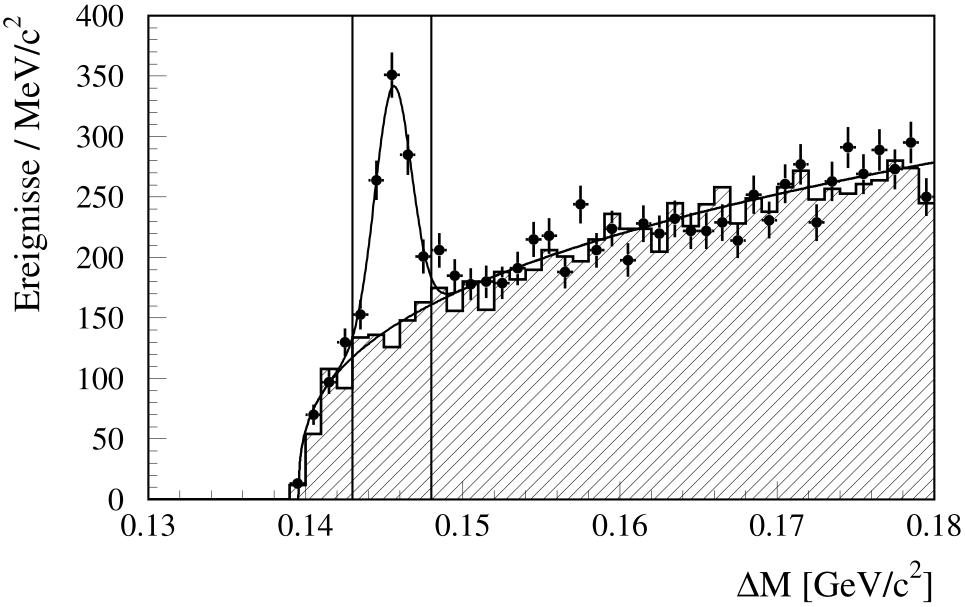
Der Anteil der Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlgas oder dem Strahlrohr kann wieder mit Hilfe der Protonen-Pilotpakete abgeschätzt werden (siehe Abschnitt 5.2.1). Die 1 231 Ereignisse aus der Signalregion stammen alle aus ep-Kollisionen. In dem gesamten ΔM-Bereich ($\Delta M \leq 180\,\mathrm{MeV/c^2}$) sind insgesamt 3 der 8 086 Ereignisse Protonen-Pilotpaketen zuzuordnen. Nach Gl. 5.1 ergibt sich damit eine obere Grenze von 0.4 %. Der verbleibende kombinatorische Untergrund stammt somit größtenteils von Ereignissen aus ep-Kollisionen, wobei der Prozeß der Photoproduktion von leichten Quarks den größten Wirkungsquerschnitt einnimmt.

6.1 Bestimmung der Ereigniszahlen

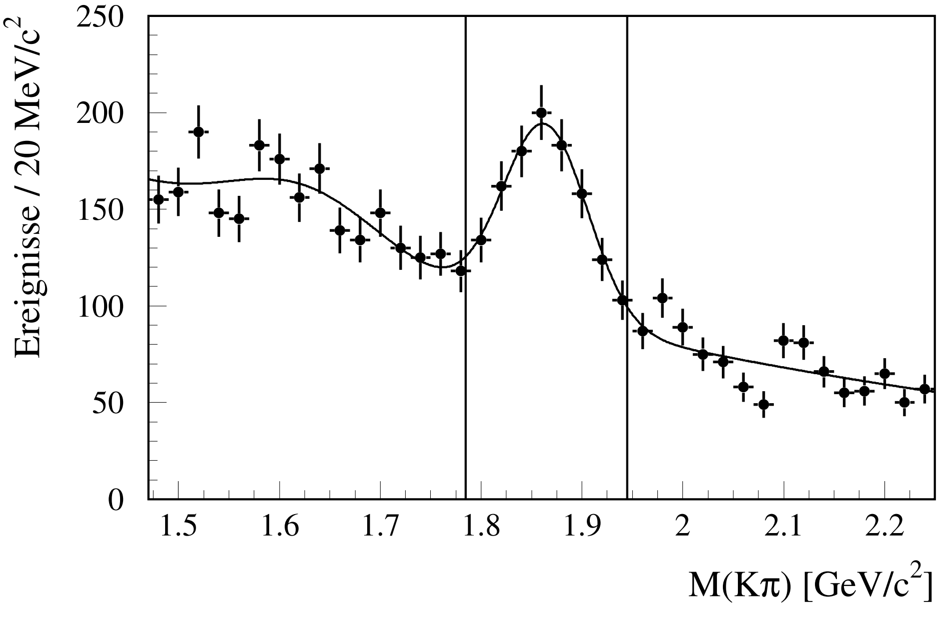
Bei einem einzelnen Ereignis mit einem D$^{*\pm}$-Kandidaten kann nicht unterschieden werden, ob es sich um ein wahres D$^{*\pm}$ oder lediglich um eine Zufallskombination handelt. Während das gesuchte D$^{*\pm}$-Signal sich in einem relativ schmalen, von der Impulsauflösung des Detektors abhängigen ΔM-Bereich befindet, weisen die Zufallskombinationen eine flache Verteilung der invarianten Masse auf. Zur Bestimmung der Anzahl der wahren D$^{*\pm}$-Ereignisse[1] muß die Form der Untergrundverteilung bestimmt und die Anzahl der Untergrundereignisse von der Gesamtanzahl der D$^{*\pm}$-Kandidaten in dem Bereich der Signalregion subtrahiert werden.

---

[1] Im folgenden Ereigniszahlen genannt.



(a) Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$



(b) Invariante Massenverteilung $M(\mathrm{K}\pi)$

Abbildung 6.1: (a) Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ für Ereignisse mit $|M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{D}^0)| \leq 80\,\mathrm{MeV/c^2}$ (markierter Bereich in (b)). Gezeigt sind die Verteilungen für richtige (Datenpunkte) und falsche (schraffierter Bereich) Ladungskombinationen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung. Die Signalregion enthält ca. 580 Einträge.
(b) Invariante Massenverteilung $M(\mathrm{K}\pi)$ für Ereignisse mit $143\,\mathrm{MeV/c^2} \leq \Delta M \leq 148\,\mathrm{MeV/c^2}$ (markierter Bereich in (a)). Eine deutliches Signal bei der nominellen D^0-Masse ist erkennbar.

Der kombinatorische Untergrund kann durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden. Hierzu ist allerdings die genaue Kenntnis der Zusammensetzung notwendig. Im allgemeinen wird deshalb der kombinatorische Untergrund anhand von Daten bestimmt, wobei verschiedene Verfahren möglich sind:

- Ereignis-Mischung,
- Spuren aus der entgegengesetzten Ereignishemisphäre,
- falsche Ladungskombinationen.

Die beiden erstgenannten Verfahren wurden z.B. von der ALEPH-Kollaboration und der OPAL-Kollaboration bei LEP benutzt [95, 106].

Das Verfahren mit den falschen Ladungskombinationen wird in dieser Analyse zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes verwendet. Hierbei ist zu beachten, daß die Anzahl der möglichen Zufallskombinationen für verschiedene Ladungskombinationen unterschiedlich sein kann.

Seien N^+ und N^- die Anzahl der Spuren positiv bzw. negativ geladener Teilchen mit $p_t \geq 500\,\mathrm{MeV/c}$, die für die Bildung der D^0-Kandidaten verwendet werden, und n^+ bzw. n^- die Anzahl der Spuren mit Transversalimpulsen aus dem Bereich $150\,\mathrm{MeV/c} \leq p_t \leq 500\,\mathrm{MeV/c}$, dann ergibt sich für die Anzahl der möglichen Zufallskombinationen mit richtiger (N_{rs}) und falscher (N_{ws}) Ladung:

$$N_{rs} := N_{(\mathrm{K}^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm} = N^- \cdot N^+ \cdot n^+ + N^+ \cdot N^- \cdot n^- = N^- \cdot N^+ \cdot (n^+ + n^-)$$

und

$$N_{ws} := N_{(\mathrm{K}^\mp\pi^\mp)\pi_s^\pm} = N^- \cdot (N^- - 1) \cdot n^+ + N^+ \cdot (N^+ - 1) \cdot n^-.$$

Da im Mittel $N_{rs} > N_{ws}$ ist, wird der so ermittelte kombinatorische Untergrund unterschätzt. Deshalb kann zwar die Form, aber nicht die absolute Normierung der Untergrundverteilung mit Hilfe der falschen Ladungskombinationen bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Anzahl der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen in der Signalregion wird an die ΔM-Verteilung eine Funktion $f(\Delta M) = f_S(\Delta M) + f_U(\Delta M)$ angepaßt, die sich aus einer Gaußverteilung

$$f_S(\Delta M; N, \mu, \sigma) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot e^{-\frac{(\Delta M - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}} \tag{6.1}$$

zur Beschreibung des Signalanteils und einer Funktion

$$f_U(\Delta M; a_i, b) = a_i \cdot (\Delta M - M(\pi))^b \quad \text{mit } i = rs, ws \tag{6.2}$$

zur Beschreibung des Untergrundes zusammensetzt. Die Funktion $f_U(\Delta M)$ wird dabei simultan an die ΔM-Verteilung der richtigen ($i = rs$) und falschen ($i = ws$) Ladungskombinationen angepaßt. Während der Exponent b in beiden Fällen gleich ist und aus der gemeinsamen Anpassung bestimmt wird, kann die Normierung a_i für die richtigen und falschen Ladungskombinationen unterschiedlich sein.

Die Resultate dieser Anpassungsrechnung sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Der daraus resultierende Kurvenverlauf der Funktion $f(\Delta M) = f_S(\Delta M) + f_U(\Delta M)$ ist in Abb. 6.1 (a) ebenfalls gezeigt. Für den Mittelwert der Gaußverteilung ergibt sich ein Wert von:

$$\langle \Delta M \rangle = (145.57 \pm 0.09)\,\mathrm{MeV/c^2},$$

in Übereinstimmung mit dem nominellen ΔM-Wert von $\Delta M_{PDG} = (145.42 \pm 0.05)\,\mathrm{MeV/c^2}$ [104]. Die Breite der Verteilung beträgt

$$\sigma_{\Delta M} = (1.16 \pm 0.11)\,\mathrm{MeV/c^2}$$

und ist im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation ($\sigma_{\Delta M}^{MC} = (0.78 \pm 0.01)\,\mathrm{MeV/c^2}$) größer. Aus der Anpassungsrechnung ergibt sich für die Anzahl der rekonstruierten D$^{*\pm}$-Mesonen ein Wert von $N_{rek}^{\mathrm{D}^*} = (577 \pm 46)$.

Resultate der Anpassungsrechnung	
Parameter	**Resultat**
Anpassungsfunktion	$f(\Delta M) = f_S(\Delta M) + f_U(\Delta M)$
Signal	
Anpassungsfunktion	$f_S(\Delta M; N, \mu, \sigma) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot e^{-\frac{(\Delta M-\mu)^2}{2\cdot\sigma^2}}$
Mittelwert	$\mu = (145.57 \pm 0.09)\,\mathrm{MeV/c^2}$
Breite	$\sigma = (1.16 \pm 0.11)\,\mathrm{MeV/c^2}$
Normierung	$N = 577 \pm 46$
Untergrund	
Anpassungsfunktion	$f_U(\Delta M; a_i, b)_{i=rs,ws} = a_i \cdot (\Delta M - M(\pi))^b$
Exponent	$b = 0.35 \pm 0.01$
Normierung (rs)	$a_{rs} = 856 \pm 41$
Normierung (ws)	$a_{ws} = 842 \pm 42$

Tabelle 6.1: Resultate der Anpassungsrechnung für die in Abb. 6.1 (a) gezeigte ΔM-Verteilung.

Abb. 6.1 (b) zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M(\mathrm{K}\pi)$ der D$^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion zusammen mit dem Kurvenverlauf aus einer Anpassungsrechnung. Das D^0-Signal wird wiederum durch eine Gaußverteilung beschrieben, während für die Untergrundverteilung eine Exponentialfunktion angesetzt wird. Zusätzlich wird im Bereich kleiner Massen $M(\mathrm{K}\pi) < 1.7\,\mathrm{GeV/c^2}$ eine weitere Gaußverteilung angepaßt, um den in diesem Bereich auftretenden D^0-Zerfällen $\mathrm{D^0 \to K^-\pi^+(\pi^0)}$ Rechnung zu tragen. Das neutrale Pion π^0 wird dabei nicht im Detektor nachgewiesen. Diese D^0-Zerfälle haben ein relativ hohes Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{B}(\mathrm{D^0 \to K^-\pi^+\pi^0}) = 13.8\,\%$ und finden meist in zwei Schritten statt, z.B.

$$\mathrm{D^0 \to K^-\rho^+ \to K^-\pi^+\pi^0}$$

oder

$$\mathrm{D^0 \to K^{*-}\pi^+ \to K^-\pi^0\pi^+}.$$

Sie führen zu einer mit S^0 bezeichneten Reflektion im $M(\mathrm{K}\pi)$-Massenspektrum, falls das neutrale Pion π^0 nicht nachgewiesen wird [162]. Die invariante Masse eines solchen D^0-Zerfalls liegt mindestens eine Pionmasse unterhalb der D^0-Masse.

In der $M(\mathrm{K}\pi)$-Verteilung der Abb. 6.1 (b) ist eine geringe Anhäufung von Einträgen bei $M(\mathrm{K}\pi) = 1.6\,\mathrm{GeV/c^2}$ zu beobachten, die von D^0-Zerfällen mit nicht nachgewiesenem π^0 stammen könnte; ein signifikantes Signal ist aber nicht zu erkennen.

Aus der Anpassungsrechnung ergibt sich ein Mittelwert von $\langle M(\mathrm{K}\pi)\rangle = (1\,864 \pm 4)\,\mathrm{MeV/c^2}$, in exakter Übereinstimmung mit der nominellen D^0-Masse. Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma_{M(\mathrm{K}\pi)} = (42 \pm 5)\,\mathrm{MeV/c^2}$ und ist im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation ebenfalls größer.

6.1.1 Signalbreite in Abhängigkeit von $p_t(\mathrm{D}^*)$ und $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird nicht das gesamte $\mathrm{D}^{*\pm}$-Signal verwendet. In einem weiteren Selektionsschritt (Abschnitt 6.3) findet zum einen eine Beschränkung auf Photoproduktionsereignisse statt, zum anderen werden nur noch Ereignisse berücksichtigt, bei denen bestimmte Subtrigger angesprochen haben. Hierdurch reduziert sich die verfügbare Statistik erheblich. Um die Stabilität der Anpassung bei kleinen Ereigniszahlen zu verbessern, werden dann Position und Breite der Gaußverteilung auf die zuvor bestimmten Werte aus der Anpassung des Gesamtsignals aller Subtrigger (Tab. 6.1) festgehalten. Die Zahl der freien Parameter verringert sich dadurch auf vier.

Die Massenauflösung $\sigma_{\Delta M}$ hängt von der Impulsauflösung der zentralen Spurkammer ab. Die Impulsauflösung wiederum hängt von dem Transversalimpuls und dem Polarwinkel der Spur ab. Deshalb kann die Signalbreite eine Funktion der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kinematik sein, die ihrerseits für Ereignisse mit verschiedenen Subtriggern unterschiedlich sein kann. Im folgenden wird untersucht, inwieweit die Signalbreite von der Kinematik der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten abhängt. Dabei wird die Position der Gaußverteilung auf den zuvor bestimmten Wert von $\langle\Delta M\rangle = 145.57\,\mathrm{MeV/c^2}$ festgehalten.

Die Abb. 6.2 zeigt die ΔM-Verteilung für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten zusammen mit dem Kurvenverlauf aus einer Anpassungsrechnung für drei verschiedene Bereiche des Transversalimpulses $p_t(\mathrm{D}^*)$. Mit zunehmendem Transversalimpuls der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich.

Die Signalbreiten und Ereigniszahlen für die drei verschiedenen Transversalimpulsbereiche sind in Tab. 6.2 aufgeführt. Die Signalbreite nimmt mit steigendem Transversalimpuls ab. Innerhalb der Fehler sind die Breiten in den einzelnen Bereichen aber durchaus konsistent mit der Breite, die sich aus der Anpassung des gesamten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Signals ergibt ($\sigma_{\Delta M} = (1.16 \pm 0.11)\,\mathrm{MeV/c^2}$).

Signalbreite in Abhängigkeit des Transversalimpulses

$p_t(\mathrm{D}^*)$ [GeV/c]	$\sigma_{\Delta M}$ [MeV/c^2]		Ereigniszahlen		
	Daten	**MC**	**σ variabel**	**σ fest**	**gezählt**
$2.5 \le p_t < 3.5$	1.28 ± 0.35	0.75 ± 0.02	232	227	221
$3.5 \le p_t < 6.0$	1.13 ± 0.10	0.82 ± 0.02	275	278	266
$6.0 \le p_t < 10.0$	1.03 ± 0.15	0.88 ± 0.07	64	66	63
$2.5 \le p_t < 10.0$	1.17 ± 0.11	0.78 ± 0.01	575	572	544

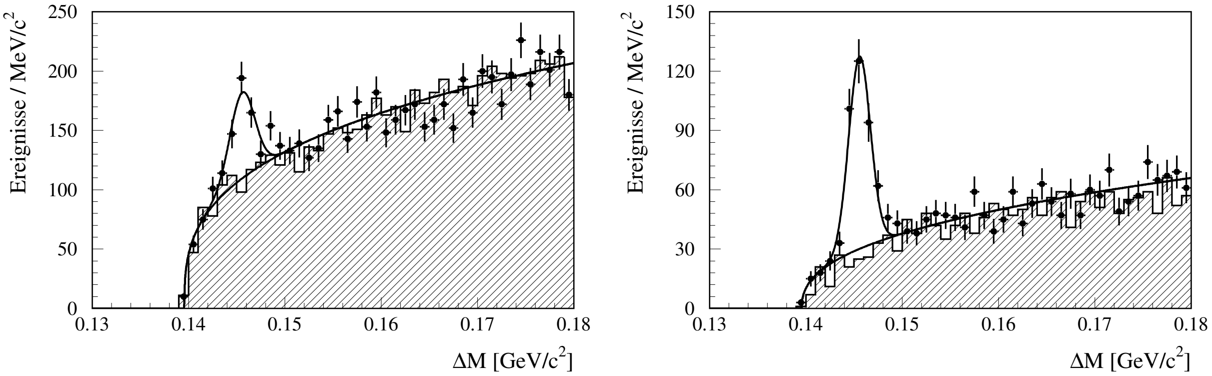
Tabelle 6.2: Signalbreite in Abhängigkeit des Transversalimpulses $p_t(\mathrm{D}^*)$. Die Ereigniszahlen für festes σ wurden mit einem Wert von $\sigma = 1.16\,\mathrm{MeV/c^2}$ berechnet, der Signalbreite des Gesamtsignals.

Zum Vergleich sind in Tab. 6.2 auch die entsprechenden Werte für die Monte-Carlo-Simulation (MC) aufgeführt. Im Vergleich zu den Daten ergeben sich deutlich kleinere Signalbreiten.

Die ermittelten Ereigniszahlen aus einer Anpassungsrechnung mit variabler und einer mit fester Breite unterscheiden sich nur wenig. Zum Vergleich sind auch die Ereigniszahlen angegeben, die man erhält, wenn man die Einträge im Signalbereich ($143\,\mathrm{MeV/c^2} \le \Delta M \le 148\,\mathrm{MeV/c^2}$) zählt und den über diesen Bereich integrierten Untergrund subtrahiert. Auch diese Zahlen stimmen mit den Ereigniszahlen aus der Anpassungsrechnung gut überein.

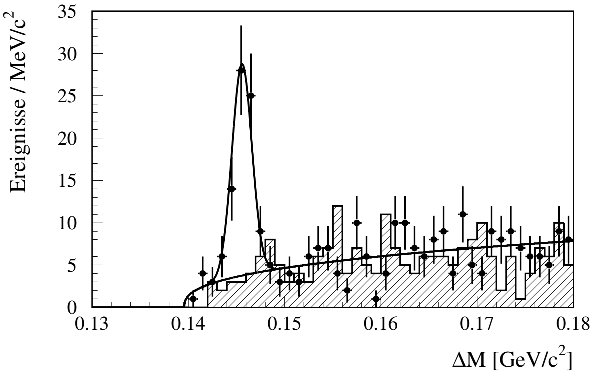
Ein ähnliches Bild ergibt sich aus der Abhängigkeit der Signalbreite von der Rapidität $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$. Abb. 6.3 zeigt die ΔM-Verteilung zusammen mit dem Kurvenverlauf aus einer Anpassung für sechs verschiedene Bereiche der Rapidität. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist im Bereich negativer Rapiditäten (Rückwärtsbereich) deutlich besser als bei positiven Rapiditäten (Vorwärtsbereich), wo der kombinatorische Untergrund sehr hoch ist.

In Tab. 6.3 sind die Signalbreiten und Ereigniszahlen zusammengefaßt. Die Signalbreiten sind im Zentralbereich kleiner als im Vorwärts- und Rückwärtsbereich. Die Monte-Carlo-Simulation



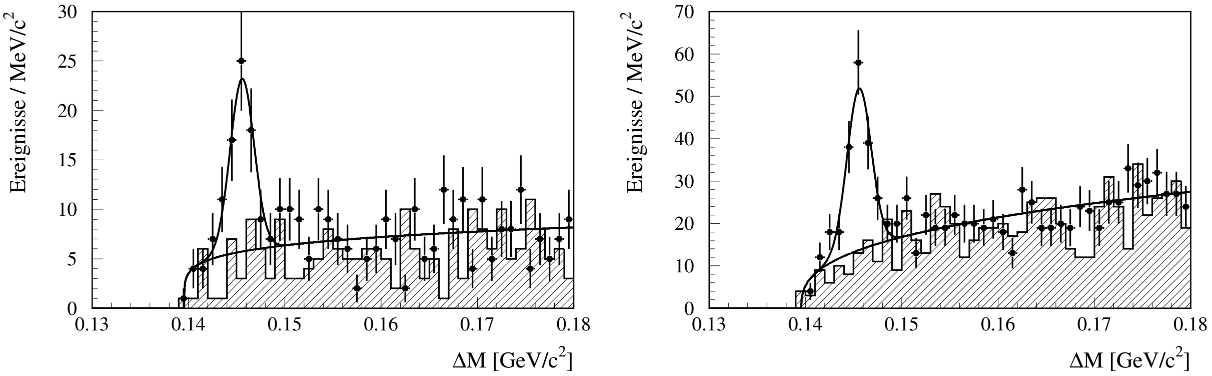
(a) 2.5 GeV/c $\leq$ p_t(D*) $<$ 3.5 GeV/c

(b) 3.5 GeV/c $\leq$ p_t(D*) $<$ 6.0 GeV/c



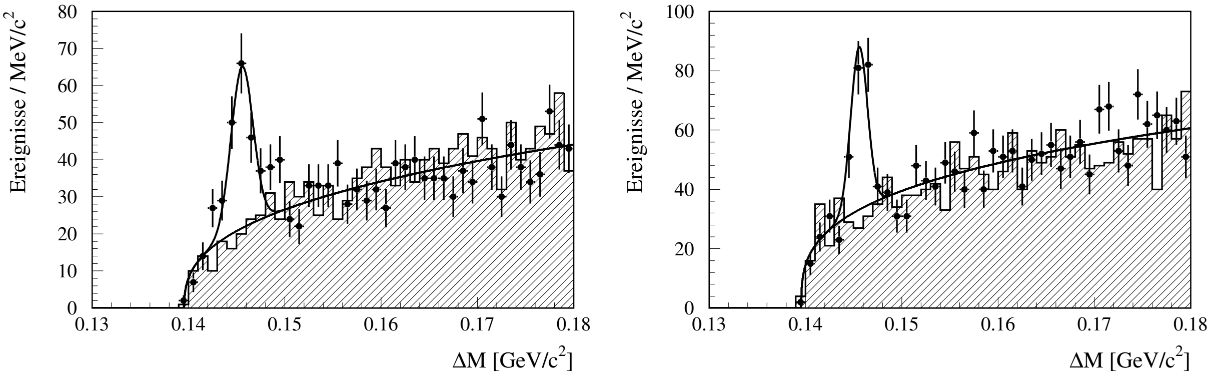
(c) 6.0 GeV/c $\leq$ p_t(D*) $<$ 10.0 GeV/c

Abbildung 6.2: (a-c) ΔM-Verteilung für verschiedene Bereiche des Transversalimpulses p_t(D*).



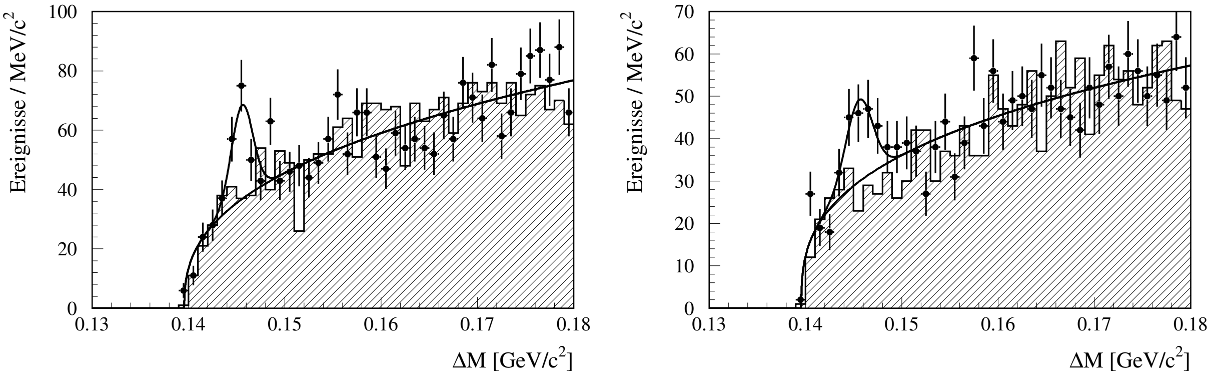
(a) $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < -1.0$

(b) $-1.0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < -0.5$



(c) $-0.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 0$

(d) $0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 0.5$



(e) $0.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 1.0$

(f) $1.0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 1.5$

Abbildung 6.3: (a-f) ΔM-Verteilung für verschiedene Bereiche der Rapidität $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$.

zeigt ein ähnliches Verhalten, wobei die Breiten insgesamt kleiner als in den Daten sind.

Ein Vergleich der Ereigniszahlen aus einer Anpassungsrechnung mit fester und variabler Breite zeigt wiederum eine gute Übereinstimmung.

Signalbreite in Abhängigkeit der Rapidität

$\hat{y}$(D*)	$\sigma_{\Delta M}$ [MeV/c^2]		Ereigniszahlen		
	Daten	**MC**	**σ variabel**	**σ fest**	**gezählt**
$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	1.25 ± 0.30	0.88 ± 0.05	55	53	52
$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	1.25 ± 0.26	0.77 ± 0.03	120	115	111
$-0.5 \leq \hat{y} < 0$	1.14 ± 0.23	0.73 ± 0.03	125	126	121
$0 \leq \hat{y} < 0.5$	0.87 ± 0.11	0.72 ± 0.03	119	131	114
$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$	1.12 ± 0.41	0.76 ± 0.03	89	90	80
$1.0 \leq \hat{y} < 1.5$	1.38 ± 0.41	0.95 ± 0.06	67	61	65
$-1.5 \leq \hat{y} < 1.5$	1.15 ± 0.11	0.78 ± 0.01	572	575	543

Tabelle 6.3: Signalbreite in Abhängigkeit der Rapidität $\hat{y}$(D*). Die Ereigniszahlen für festes σ wurden mit einem Wert von $\sigma = 1.16\,\mathrm{MeV/c^2}$ berechnet, der Signalbreite des Gesamtsignals.

Die Ergebnisse der Tabellen 6.2 und 6.3 zeigen, daß es keine zwingende Notwendigkeit gibt, in der Anpassungsrechnung eine variable Breite anzunehmen. Deshalb wird bei späteren Bestimmungen der Ereigniszahlen die Signalbreite ebenso wie die Position der Gaußverteilung auf den aus dem Gesamtsignal bestimmten Werten festgehalten. Die mittlere Abweichung der Ereigniszahlen aus der Anpassungsrechnung mit variabler und fester Breite wird als systematischer Fehler dieses Verfahrens angesehen und beträgt 4 %.

6.2 Der Trigger

Die erste Triggerstufe (L1-Trigger) des H1-Detektors besteht aus neun verschiedenen Triggersystemen, die aus den Triggersignalen der einzelnen Detektorkomponenten insgesamt 128 Triggerelemente bilden (siehe Abschnitt 3.2.5). In der zentralen Triggerlogik findet eine logische Verknüpfung dieser Triggerelemente zu sogenannten Subtriggern (ST) statt. Ein Ereignis im H1-Detektor wird aufgezeichnet, wenn die Bedingungen mindestens eines Subtriggers erfüllt sind.

Die Triggersysteme lassen sich grob in drei Klassen einteilen: Vertexorientierte Triggersysteme (MWPC, CJC), Kalorimeter-Trigger (LAC) und Triggersysteme mit Teilchenidentifikation (Elektron-Detektor, BEMC, Myonsystem). Bei fast allen Subtriggern werden zusätzlich zu den Koinzidenzen der Triggerelemente noch weitere Bedingungen (ToF, Veto) gestellt, die aber lediglich der Untergrundunterdrückung dienen und in der Regel keinen Einfluß auf die Ereignistopologie haben.

Für den Nachweis von Photoproduktionsereignissen mit schweren Quarks stehen Trigger zur Verfügung, die hauptsächlich auf den Signalen des zentralen Spurkammersystems basieren (ST 53) bzw. zusätzlich noch den Nachweis des gestreuten Elektrons im Elektron-Detektor verlangen (ST 83). Da der transversale Energiefluß in den Ereignissen gering ist, spielen Kalorimeter-Trigger nur eine untergeordnete Rolle.

Abb. 6.4 zeigt die relative Häufigkeitsverteilung der Subtrigger für die D$^{*\pm}$-Ereignisse aus der Signalregion. Der Subtrigger ST 53 stellt mit einem Signalanteil von 45 % den wichtigsten Trigger für die D$^{*\pm}$-Analyse dar. Dieser Trigger setzt sich aus Elementen der Spurkammer (DCRPh_Ta),

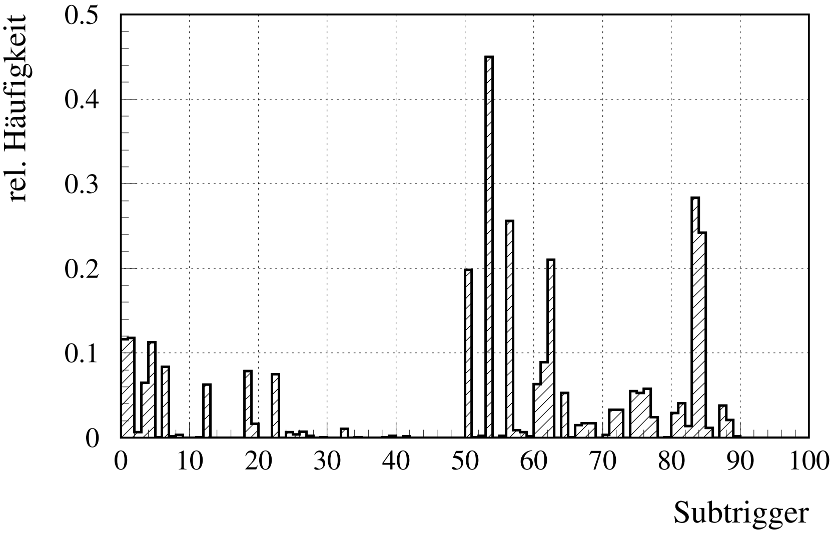


Abbildung 6.4: Relative Häufigkeitsverteilung der Subtrigger für die $D^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion.

der Proportionalkammern (zVtx_sig1, Bwd_BR) und des Flugzeit-Systems (ToF1_Any_IA) zusammen. Ein weiterer wichtiger Trigger ist der Subtrigger ST 83. Er beinhaltet ein Element des Elektron-Detektors (eTAG) und trägt mit fast 30 % zum Signal bei. Die Trigger ST 50 und ST 56 mit 20 % bzw. 26 % Signalanteil sind beides Kalorimeter-Trigger und werden zur Bestimmung der Triggereffizienz des ST 53 verwendet (Abschnitt 7.2). In einem einzelnen Ereignis können mehrere Subtrigger angesprochen haben, so ist z.B. in 16 % der Ereignisse mit ST 53 auch der Trigger ST 83 ausgelöst worden.

Der Signalanteile der wichtigsten Trigger sind in Tab. 6.4 zusammengefaßt.

Signalanteil der wichtigsten Subtrigger

Subtrigger	**Signalanteil [%]**
(ST 50) zVtx_sig1*DCRPh_Ta*(LAr_BR > 1)	20
(ST 53) zVtx_sig1*DCRPh_Tc*ToF1_Any_IA*Bwd_BR	45
(ST 56) (LAr_CB + LAr_FB)*DCRPh_Neg*zVtx_sig1*LAr_BR	26
(ST 83) eTAG*DCRPh_Neg	28

Tabelle 6.4: Signalanteil der wichtigsten Subtrigger.

6.2.1 Triggersysteme und Triggerelemente

Die Triggersysteme und Triggerelemente, die für die $D^{*\pm}$-Analyse von Bedeutung sind, werden im folgenden näher beschrieben:

Flugzeit-System (ToF): Teilchen aus Untergrundereignissen, verursacht durch Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlgas oder der Strahlwand vor dem H1-Detektor, durchqueren das Flugzeit-System etwa 13 ns früher als Teilchen aus ep-Kollisionen in der Wechselwirkungszone (siehe Abschnitt 3.2.3). Unter Berücksichtigung dieser Zeitdifferenz werden zwei Zeitfenster definiert, ein sogenanntes „Untergrundfenster“ (BG) für Ereignisse vor dem H1-Detektor und ein „Wechselwirkungsfenster“ (IA) für Ereignisse in der Wechselwirkungszone.

Für diese beiden Zeitfenster werden die Triggerelemente ToF_BG und ToF_IA gebildet, wobei eine Koinzidenz der Szintillatorebenen ToF0 und ToF1 verlangt wird. Mit Hilfe des Triggerelements ToF_BG können auf einfache Weise Untergrundereignisse unterdrückt werden. Deshalb kommt es bei fast allen Subtriggern als Veto-Bedingung zum Einsatz.

Das Triggerelement ToF1_Any_IA wird beim Ansprechen mindestens eines Zählers der inneren Ebene (ToF1) gesetzt. Im Gegensatz zu dem Triggerelement ToF_BG, das ein einfaches Veto auf Untergrundereignisse ist, stellt das Element ToF1_Any_IA eine topologische Bedingung dar, die vom Ereignis erfüllt werden muß. Die Akzeptanz im Polarwinkel ist dabei auf den Bereich $160^\circ < \Theta < 177^\circ$ beschränkt.

Driftkammer (CJC): Mit Hilfe des Driftkammer-Triggers (DCRPh-Trigger [163, 164]) ist eine grobe Spurerkennung und Impulsmessung in der $r\phi$-Ebene für Spuren geladener Teilchen aus der Wechselwirkungsregion möglich. Für die Spurerkennung werden insgesamt 10 der 56 radialen Signaldrahtlagen der CJC benutzt, die über beide Driftkammern verteilt sind. Die Signale dieser Drähte werden digitalisiert und zur Speicherung der Driftzeitinformation in Schieberegister geschrieben. Die Einträge der Schieberegister werden dann mit gespeicherten „Masken“ verglichen, die Bitmuster für Spuren vom Wechselwirkungpunkt mit einem Mindesttransversalimpuls von 400 MeV/c enthalten. Dadurch können grobe Aussagen über Transversalimpuls, Multiplizität und das Vorzeichen der Spurkrümmung - und damit über das Ladungsvorzeichen des betreffenden Teilchens - gemacht werden.

Der Driftkammer-Trigger ist nur auf Spuren sensitiv, deren minimaler Abstand zur Strahlachse klein ist ($|DCA| < 2\,\mathrm{cm}$). Durch diese Einschränkung können Untergrundereignisse unterdrückt werden, bei denen der Wechselwirkungpunkt gegenüber der Strahlachse versetzt ist.

Bei dem Triggerelement DCRPh_Ta wird mindestens eine Spur mit einem Mindesttransversalimpuls von 400 MeV/c verlangt. Bei dem Element DCRPh_Neg wird zusätzlich gefordert, daß die Spur von einem negativ geladenen Teilchen stammt. Um das Triggerelement DCRPh_Tc zu setzen, müssen mindestens drei Spuren mit $p_t \geq 400\,\mathrm{MeV/c}$ von dem DCRPh-Trigger erkannt werden.

Elektron-Detektor (ET): Das Triggerelement eTAG wird gesetzt, wenn die im Elektron-Detektor deponierte Energie größer als 4 GeV ist. Um Untergrund durch Bremsstrahlungsereignisse $\mathrm{ep} \to \mathrm{ep}\gamma$ zu reduzieren, muß außerdem die gemessene Energie im Photon-Detektor kleiner als 2 GeV sein.

Kalorimeter (LAC): Die Kalorimeterzellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters werden zu 240 sogenannten Triggertürmen („Big Tower“, BT) zusammengefaßt. Die Triggertürme überdecken vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet ungefähr gleich große Bereiche im Azimuthalwinkel ϕ und in der Pseudorapidität η. Die Energien der einzelen Türme können für den Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsbereich des Kalorimeters getrennt aufsummiert werden. Liegt die Energiesumme oberhalb einer bestimmten Energieschwelle, werden entsprechende Triggerelemente (z.B. LAr_FB und LAr_CB) gesetzt [165].

Proportionalkammer (MWPC): Die Vieldraht-Proportionalkammern CIP und COP und die ersten Lagen der Vorwärts-Proportionalkammer FPC werden dazu verwendet, die Position des Vertexes entlang der Strahlachse (z-Achse) zu bestimmen (z-Vertex-Trigger [166, 167]). Teilchen mit einem Mindesttransversalimpuls von 150 MeV/c durchqueren die beiden Driftkammern

CJC1 und CJC2 und somit auch die Doppellagen der inneren und äußeren Proportionalkammer CIP und COP.

Die Signale zweier angesprochener Doppellagen werden für jedes der 16 ϕ-Segmente zu sogenannten Strahlen („Rays“) zusammengefaßt und zur Strahlachse extrapoliert. Die z-Koordinate des Schnittpunktes mit der z-Achse wird in ein Histogramm (z-Vertex-Histogramm) eingetragen, das in 16 Bins unterteilt ist und einen Bereich von ± 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt umfaßt. Für die Strahlen, die durch die korrekten Kombinationen der Doppellagen gebildet wurden, ergibt sich eine Anhäufung im z-Vertex-Histogramm. Zufällige Koinzidenzen führen dagegen zu einer flachen Verteilung. Je nach Signifikanz der Erhöhung werden verschiedene z-Vertex-Triggerelemente (zVtx_sig1, zVtx_sig2) gesetzt.

Wenn mehr als drei Sektoren im rückwärtigen Bereich der inneren Proportionalkammer (CIP) angesprochen haben, wird das Triggerelement CIP_Bwd gesetzt. Es dient, ebenso wie das Element ToF_BG, als Veto gegen Untergrundereignisse. Beide Triggerelemente werden als zusätzliche Veto-Bedingung beim Subtrigger ST 53 eingesetzt.

Weitere Triggerelemente, die auf den Signalen der Proportionalkammern basieren, sind die sogenannten Big Rays (BR). Die von dem z-Vertex-Trigger gefundenen Strahlen (Rays) werden in den Bereich des Kalorimeters extrapoliert und zu 224 Big Rays kombiniert, die eine ähnliche geometrische Unterteilung wie die Big Tower des Kalorimeter-Triggers aufweisen [168]. Bei dem Triggerelement LAr_BR wird eine Koinzidenz der Big Rays und der Big Tower verlangt. Die Bestätigung der Kalorimeter-Triggerentscheidung durch eine auf die Triggertürme weisende Spur („validated Big Tower“) erlaubt es, die Energieschwelle für die einzelnen Big Tower auf den relativ niedrigen Wert von 1.5 GeV zu setzen [165].

Ohne zusätzliche Kalorimeter-Bedingung werden die Big Rays benutzt, um bestimmte Ereignistopologien zu verlangen. Bei dem im Subtrigger ST 53 beinhalteten Triggerelement Bwd_BR wird z.B. mindestens eine in den Rückwärtsbereich ($110^\circ < \Theta < 155^\circ$) zeigende Spur verlangt.

6.3 Auswahl von Photoproduktionsereignissen

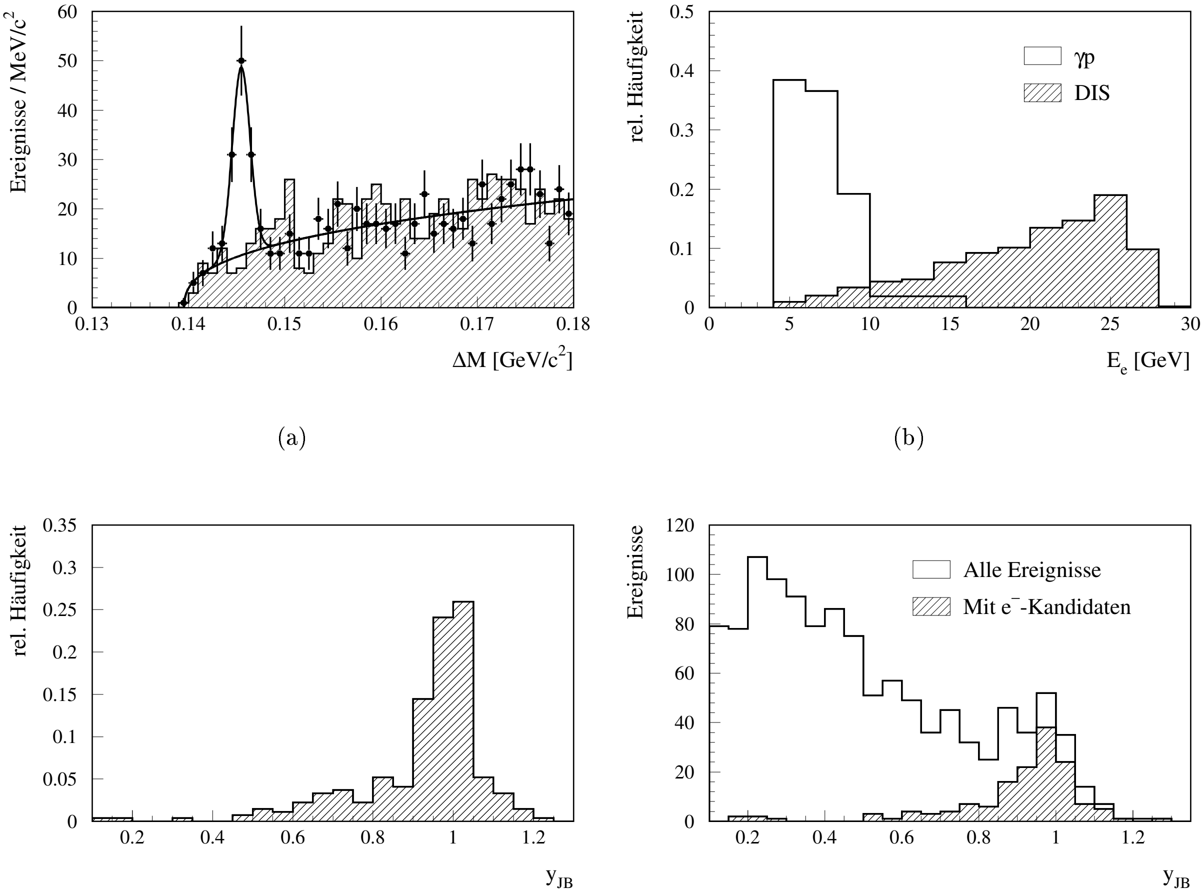
Die in dieser Arbeit vorgestellte $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse beschränkt sich auf Photoproduktionsereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht im Hauptdetektor (LAC oder BEMC) sichtbar ist. Diese Definition ist gleichbedeutend mit einem maximalen Impulsübertrag von $Q^2_{max} \approx 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$.

Photoproduktionsereignisse bei kleinem Q^2 ($Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$) können anhand des gestreuten Elektrons im Elektron-Detektor nachgewiesen werden (Abschnitt 3.2.4). Die Akzeptanz ist dabei auf den Bereich $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ beschränkt. In der Mehrzahl der Ereignisse entkommt das gestreute Elektron und wird nicht im Detektor nachgewiesen.

Bei den Ereignissen der tief-inelastischen Streuung ($Q^2 \geq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$) ist das gestreute Elektron im Hauptdetektor sichtbar und kann entweder im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters oder im elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter identifiziert werden. Da der Wirkungsquerschnitt mit steigendem Q^2 rasch abnimmt, überwiegen die Ereignisse, bei denen das Elektron in das BEMC gestreut wird.

6.3.1 Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung

Die Abb. 6.5 (a) zeigt die ΔM-Verteilung für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im LAC oder BEMC nachgewiesen wurde. Die Signalregion enthält 89 rekonstruierte $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen. Das entspricht ungefähr einem Anteil von 15 % am Gesamtsignal. Ein D^{*+}-Ereignis mit einem gestreuten Elektron im BEMC ist im Anhang A.2 gezeigt.



(a) (b)

(c) (d)

Abbildung 6.5: (a) ΔM-Verteilung für D$^{*\pm}$-Ereignisse mit identifiziertem Elektron im Hauptdetektor.
(b) Energieverteilung der gestreuten Elektronen für Monte-Carlo-Ereignisse aus der Photoproduktion (γp) und tief-inelastischen Streuung (DIS).
(c) y_{JB}-Verteilung für Monte-Carlo-Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung, bei denen das gestreute Elektron im Hauptdetektor nicht nachgewiesen werden konnte.
(d) y_{JB}-Verteilung für D$^{*\pm}$-Ereignisse aus der Signalregion.

Bei der Rekonstruktion des Elektrons wurde der Polarwinkelbereich auf $\Theta_e < 173°$ beschränkt und eine Mindestenergie von $E'_e > 10\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Durch die letzte Bedingung lassen sich Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung von Photoproduktionsereignissen separieren, bei denen das Elektron von einem Hadron vorgetäuscht wird. Da die Energieverteilung der Elektron-Kandidaten in den Photoproduktionsereignissen ihr Maximum bei sehr kleinen Energien hat (Abb. 6.5 (b)), können diese Ereignisse mit der Bedingung $E'_e > 10\,\mathrm{GeV}$ unterdrückt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Verfahren zur Identifikation des gestreuten Elektrons ist in [169] zu finden.

Da diese Arbeit auf die D$^{*\pm}$-Analyse von Photoproduktionsereignissen beschränkt ist, werden die Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung als Untergrund verworfen. Durch die kinematischen Schnitte

$$\Theta_e < 173° \quad \text{und} \quad E'_e > 10\,\mathrm{GeV} \tag{6.3}$$

ist der maximale Impulsübertrag gleichzeitig auf $4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ beschränkt (siehe Gl. 1.8).

Um auch die Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung zu verwerfen, bei denen das gestreute Elektron im Hauptdetektor nicht identifiziert wurde, wird zusätzlich die Bedingung

$$y_{JB} < 0.8 \tag{6.4}$$

verlangt. Wird bei der Berechnung von y_{JB} das gestreute Elektron in der Summation mit berücksichtigt, ist der Wert von y_{JB} um $(E'_\mathrm{e} - p'_{\mathrm{e},z})/2 \cdot E_\mathrm{e}$ überschätzt. Deshalb ist die y_{JB}-Verteilung für diese Ereignisse zu großen Werten hin verschoben (Abb. 6.5 (c)). Durch die Bedingung $y_{JB} < 0.8$ werden die meisten Ereignisse verworfen.

Abb. 6.5 (d) zeigt die y_{JB}-Verteilung für $\mathrm{D}^{*\pm}$-Ereignisse aus der Signalregion zusammen mit der Verteilung für die Ereignisse, bei denen ein gestreutes Elektron im Hauptdetektor identifiziert wurde. Eine Anhäufung von Ereignissen bei $y_{JB} \approx 1$ ist deutlich zu erkennen.

Der nach den Schnitten (Gl. 6.3 und 6.4) verbleibende Anteil von Ereignissen aus der tief-inelastischen Streuung am Gesamtsignal ist vernachlässigbar klein. Aus einer Monte-Carlo-Simulation ergibt sich eine Abschätzung von der Größenordnung 1 %.

6.3.2 Zusammenstellung

Für die Bestimmung des Charm-Wirkungsquerschnittes (Kapitel 8) wird eine Untermenge des in Abb. 6.1 gezeigten Gesamtsignals verwendet. Zusätzlich zu den in Tab. 5.2 aufgeführten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Selektionsbedingungen müssen die im vorigen Abschnitt behandelten Schnitte zur Unterdrückung von Ereignissen aus der tief-inelastischen Streuung erfüllt sein.

Da der kombinatorische Untergrund im Vorwärtsbereich ($\hat{y}(\mathrm{D}^*) > 1.0$) sehr hoch ist (siehe Abb. 6.3 (f)), wird der Rapiditätsbereich der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen auf $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$ beschränkt. Dadurch verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

Ferner wird die Analyse auf die Ereignisse beschränkt, die aufgrund des Subtriggers ST 53 aufgezeichnet wurden und der mit einem Signalanteil von 45 % den wichtigsten Trigger für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse darstellt (vgl. Tab. 6.4). Allerdings wurde dieser Subtrigger erst während der Betriebsperiode 1994 installiert und in der Anfangszeit mit mehrfach wechselnden Bedingungen betrieben. Erst ab Herbst 1994 konnte der Subtrigger ST 53 unter stabilen Bedingungen laufen. Deshalb werden nur die Daten aus der Runperiode 87302-90419 verwendet. Die nutzbare Luminosität wird dadurch halbiert.

Die Selektionskriterien für die endgültige Ereignisauswahl sind in Tab. 6.5 zusammengestellt. Abb. 6.6 zeigt die ΔM-Verteilung für diese Ereignisse. Die Signalregion enthält 98 ± 15 Einträge, die die Grundlage für die weitere Analyse darstellen.

Eine $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse mit den gleichen kinematischen Schnitten ist für die Ereignisse mit ST 83 in [160] beschrieben. Die Statistik dieses Datensatzes ist von vergleichbarer Größe.

Resultate zur Charm-Produktion in der tief-inelastischen Streuung sind in [89] zu finden.

6.4 Luminosität

Die Bestimmung der Luminosität basiert auf dem Bethe-Heitler-Prozeß (siehe Abschnitt. 3.2.4). Über eine Datenbank kann auf die von H1 aufgezeichnete Luminosität für jeden einzelnen Run zugegriffen werden[2]. Bei diesen Werten müssen allerdings noch Korrekturen berücksichtigt

---

[2] Die während des Betriebes bestimmten Luminositätswerte werden nach der Datennahme unter Berücksichtigung genauerer Kalibrationskonstanten und Triggereffizienzen korrigiert. Die Ergebnisse werden für jeden einzelnen Run in der H1-Datenbank gespeichert. In der Betriesperiode 1994 betrug diese Korrektur $\Delta\mathcal{L}_{off} = -2.7\,\%$ [138].

$D^{*\pm}$-*Selektion*	
Parameter	**Bedingung**
Ereignisauswahl	
Runperiode	87302–90419
Subtrigger	ST 53
Primärer Vertex	$\|z\text{-Vertex}\| \leq 40\,\text{cm}$
Inelastizität	$0.1 \leq y_{JB} \leq 0.8$
Kein rek. Elektron im Hauptdetektor mit	$E'_e > 10\,\text{GeV}$ und $\Theta_e < 173°$
Spurauswahl	CJC-Spuren mit Vertex-Anpassung
Polarwinkel	$20° \leq \Theta \leq 160°$
Startradius	$r_{start} \leq 50\,\text{cm}$
Spurlänge	$\Delta r \geq 10\,\text{cm}$
Kinematik	
K,π	$p_t \geq 500\,\text{MeV/c}$
π_s	$p_t \geq 150\,\text{MeV/c}$
D^*	$p_t \geq 2.5\,\text{GeV/c}$
	$-1.5 \leq \hat{y}(D^*) \leq 1.0$
Invariante Masse	$\|M(K\pi) - M(D^0)\| \leq 80\,\text{MeV/c}^2$

Tabelle 6.5: $D^{*\pm}$-Selektionskriterien für Photoproduktionsereignisse.

werden, die von der jeweiligen Datenselektion abhängen.

In der $D^{*\pm}$-Selektion dieser Analyse wurden sämtliche Ereignisse verworfen, bei denen wichtige Detektorkomponenten nicht voll funktionsfähig waren (sog. POOR Runs). Der Anteil an der Gesamtluminosität beträgt ca. 3 %.

Weiterhin wurde verlangt, daß bei allen in der Analyse benutzten Detektorkomponenten keine Hochspannungsprobleme vorlagen. Diese Hochspannungskorrektur führt zu einem weiteren Luminositätsverlust von ungefähr 4 %.

Das Vorhandensein von sogenannten „proton satellite bunches“ macht eine weitere Korrektur notwendig. Proton satellite bunches sind zusätzliche kleine Protonenpakete, die einen zeitlichen Abstand von $\tau_{sat} = 19.2\,\text{ns}$ und $\tau_{sat} = 4.8\,\text{ns}$ gegenüber dem eigentlichen Protonenpaket besitzen, entsprechend einem $z_{sat} = c \cdot \tau_{sat}/2 = \pm 72\,\text{cm}$ und $\pm 288\,\text{cm}$. Da der rekonstruierte Ereignisvertex im Bereich $-40\,\text{cm} < z_{vertex} < +40\,\text{cm}$ liegen muß, werden Ereignisse, die durch diese zusätzlichen Protonenpakete ausgelöst wurden, jedoch verworfen. Die Luminositätsmessung hingegen ist sensitiv auf alle Bremsstrahlungsereignisse, die aus einem Bereich von $\pm 5.8\,\text{m}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt stammen, und muß deshalb entsprechend korrigiert werden. Für die Betriebsperiode 1994 beträgt die mittlere Korrektur $\Delta\mathcal{L}_{sat} = -4.8\,\%$ [170]. Der Gesamtfehler der Luminositätsmessung beträgt 1.5 % [20].

Schließlich muß noch berücksichtigt werden, daß bei einigen Triggern sogenannte Skalierungsfaktoren verwendet wurden. Ein Skalierungsfaktor von n_{scale} bedeutet, daß lediglich jedes $(n_{scale} + 1)$-te Triggersignal einen L1-Trigger auslöst. Durch dieses Verfahren können die einzelnen Triggerraten den gegebenen Strahlbedingungen angepaßt werden. In Abhängigkeit von den Skalierungsfaktoren ergeben sich daraus für jeden einzelnen Subtrigger unterschiedliche effektive Luminositäten.

Die Tab. 6.6 zeigt die integrierte Luminosität nach Berücksichtigung der Korrekturen für die

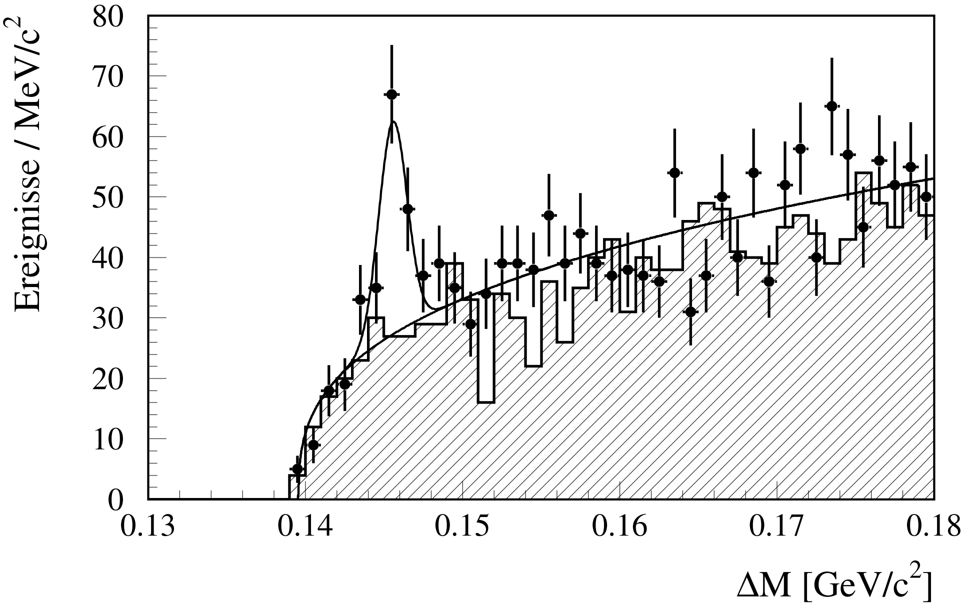


Abbildung 6.6: Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi) - M(\mathrm{K}\pi\pi_s)$ für Ereignisse mit Subtrigger ST 53. Das schraffierte Histogramm zeigt die entsprechende Verteilung für die falschen Ladungskombinationen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung, bei der Position und Breite der Gaußfunktion auf die Werte $\langle \Delta M \rangle = 145.57\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $\sigma_{\Delta M} = 1.16\,\mathrm{MeV/c^2}$ fixiert wurden.

gesamte Betriebsperiode mit Positronen ($\mathrm{e^+p}$) sowie für einige für die $\mathrm{D^{*\pm}}$-Analyse wichtigen Trigger. Die integrierte Luminosität für die gesamte Betriebsperiode mit Positronen beträgt nach allen Korrekturen $\mathcal{L}_{int} = 2751\,\mathrm{nb}^{-1}$. Für den Trigger ST 53 ergibt sich aufgrund der Skalierungsfaktoren eine Luminosität von $2374\,\mathrm{nb}^{-1}$. Dieser Trigger konnte aber erst ab Herbst 1994 (Run 87302-90419) unter stabilen Bedingungen betrieben werden. Die Luminosität für diesen Zeitraum beträgt $\mathcal{L}_{int} = (1289 \pm 19)\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Integrierte Luminosität				
Subtrigger	**H1 Run-Nr.**	$\mathcal{L}_{int}$ **[nb^{-1}]**	$\mathcal{L}_{int}$ **[nb^{-1}]**†	$\mathcal{L}_{int}$ **[nb^{-1}]**‡
e^{+}p	82961-90419	2987	2879	2751
ST 50	82961-90419	2609	2537	2421
ST 53	82961-90419	2556	2488	2374
ST 56	82961-90419	2615	2546	2431
ST 83	82961-90419	2973	2867	2740
e^{+}p	87302-90419	1675	1603	1543
ST 53	87302-90419	1385	1339	1289

†Unter Berücksichtigung der Hochspannungskorrektur
‡Unter Berücksichtigung der Hochspannungskorrektur und „satellite bunches“

Tabelle 6.6: Integrierte Luminosität nach Berücksichtigung der Korrekturen. Bei der Berechnung der Luminosität wurden nur Run-Perioden berücksichtigt, bei denen wichtige Detektorkomponenten funktionsfähig waren (sog. GOOD und MEDIUM Runs). Die Run-Periode mit verschobenem nominellen Wechselwirkungspunkt ($z = 67\,\mathrm{cm}$) wurde nicht verwendet (Run 89929-90026).

Kapitel 7

Bestimmung der Rekonstruktions- und Triggereffizienz

Um Wirkungsquerschnitte für die $\mathrm{D}^{*\pm}$- bzw. Charm-Produktion angeben zu können, ist die Kenntnis der Gesamteffizienz der in Tab. 6.5 zusammengefaßten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Selektionsbedingungen notwendig. Die Bestimmung der Effizienz erfolgt – mit Ausnahme eines Teils der Triggereffizienz – mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen. Hierfür stehen die in Tab. 4.1 aufgeführten Datensätze zur Verfügung. Die Gesamteffizienz wird dabei in eine Rekonstruktions- und Triggereffizienz unterteilt, die sich beide auf einen vorgegebenen kinematischen Bereich beziehen.

7.1 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

In Abschnitt 4.3.1 wurde gezeigt, daß die Monte-Carlo-Simulation die Spurrekonstruktion gut beschreibt. Ein Vergleich mit Daten ergab insbesondere, daß die Rekonstruktionseffizienz auch für Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen korrekt wiedergegeben wird

Die Wahrscheinlichkeit, ein $\mathrm{D}^{*\pm}$-Meson in dem Zerfallskanal $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$ zu rekonstruieren, das die Kriterien der Tab. 6.5 mit Ausnahme der Triggerbedingung erfüllt, wird als $\mathrm{D}^{*\pm}$-Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rek} bezeichnet. Sie wird für den kinematischen Bereich

$$p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c},$$
$$-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$$

und

$$Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2,$$
$$0.1 \leq y \leq 0.8$$

angegeben. Der entsprechende Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ beträgt

$$95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}\ ,$$

bei einem mittleren $W_{\gamma\mathrm{p}}$ von $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle \approx 180\,\mathrm{GeV}$. Der Anteil der produzierten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen, die in dem kinematischen Bereich $p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$ liegen, wird als Akzeptanz $\mathcal{A}$ bezeichnet[1]. Vorausgesetzt wird dabei stets $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und $0.1 \leq y \leq 0.8$:

$$\mathcal{A} := \left.\frac{N^{\mathrm{D}^{*\pm}}\big(p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}, -1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0\big)}{N^{\mathrm{D}^{*\pm}}}\right|_{Q^2\leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2, 0.1\leq y\leq 0.8} \tag{7.1}$$

---

[1] Dieser Akzeptanzbereich wird im folgenden auch sichtbarer oder beobachteter kinematischer Bereich genannt.

Die Abhängigkeit der Akzeptanz von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma \mathrm{p}}$ ist in Abb. 7.1 für die direkte und hadronische Komponente gezeigt. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien ist die Akzeptanz für die direkte Komponente größer als für die hadronische. Erst bei sehr hohen Schwerpunktsenergien sind die Akzeptanzen von vergleichbarer Größe. Für den in dieser Analyse eingeschränkten Bereich von $0.1 \leq y \leq 0.8$ ($95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma \mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$) ergeben sich aus einer Monte-Carlo-Simulation[2] die folgenden mittleren Akzeptanzen:

$$\mathcal{A}_{dir} = (5.60 \pm 0.14)\,\% \tag{7.2}$$

für die direkte Komponente und

$$\mathcal{A}_{res} = (1.67 \pm 0.08)\,\% \tag{7.3}$$

für die hadronische. Diese Werte zeigen, daß der mit $\mathcal{O}(20\,\%)$ ohnehin niedrige Anteil der Ereignisse aus aufgelösten Prozessen aufgrund der kinematischen Schnitte weiter reduziert wird.

Die Akzeptanzen sind mit theoretischen Unsicherheiten behaftet. Sie sind u.a. abhängig von den verwendeten Parametrisierungen der Partondichten und dem benutzten Wert für die Charm-Quark-Masse. Die sich daraus ergebenden modellabhängigen Unsicherheiten bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes werden in Abschnitt 8.3 eingehend untersucht.

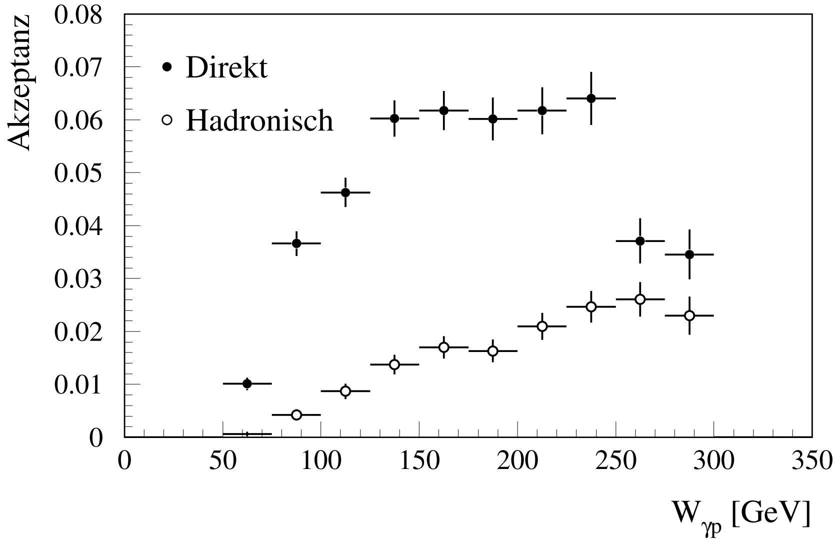


Abbildung 7.1: Akzeptanz als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma \mathrm{p}}$ für die direkte (●) und hadronische (○) Komponente.

Die D$^{*\pm}$-Rekonstruktionseffizienz bezieht sich auf die im Akzeptanzbereich liegenden Ereignisse und ist definiert als:

$$\epsilon_{rek} := \left. \frac{N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}}}{N_{gen}^{\mathrm{D}^{*\pm}}} \right|_{\text{im Akzeptanzbereich}} . \tag{7.4}$$

Dabei bedeuten $N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}}$ und $N_{gen}^{\mathrm{D}^{*\pm}}$ die Anzahl der im Akzeptanzbereich liegenden rekonstruierten bzw. generierten D$^{*\pm}$-Mesonen.

---

[2] Unter Verwendung der Parametrisierungen GRV LO und GRV-G LO für die Partondichten im Proton bzw. Photon. Für die Charm-Quark-Masse wurde ein Wert von $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ benutzt.

Die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermittelten Rekonstruktionseffizienzen für $D^{*\pm}$-Mesonen betragen für die direkte und aufgelöste Komponente:

$$\epsilon_{dir}^{rek} = (49.3 \pm 1.1)\,\% \tag{7.5}$$

und

$$\epsilon_{res}^{rek} = (55.6 \pm 3.0)\,\%. \tag{7.6}$$

Hier sind bereits Korrekturen, die sich aufgrund der kinematischen Schnitte bei der Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse ergeben, berücksichtigt. Diese Korrekturen sind klein und betragen ungefähr 6 %. Die angegebenen Fehler geben die Unsicherheiten aufgrund der limitierten Monte-Carlo-Statistik wieder.

Im Gegensatz zu den Akzeptanzen sind die ermittelten Rekonstruktionseffizienzen nahezu unabhängig von den speziell verwendeten Parametrisierungen der Partondichten. Innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches sind keine modellabhängigen Unsicherheiten vorhanden. Erst bei der Extrapolation auf den gesamten Akzeptanzbereich, wie es bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes notwendig ist, spielen die unterschiedlichen Modellannahmen eine wesentliche Rolle.

7.2 Bestimmung der Triggereffizienz

Die Triggereffizienz ϵ_{trg} gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der in den rekonstruierten $D^{*\pm}$-Ereignissen ein Subtrigger ausgelöst wird. Aufgrund der Auswahl der $D^{*\pm}$-Ereignisse beschränkt sich die Bestimmung der Triggereffizienz auf die des Subtriggers ST 53:

$$\epsilon_{trg} := \left. \frac{N_{rek,ST\,53}^{D^{*\pm}}}{N_{rek}^{D^{*\pm}}} \right|_{\text{im Akzeptanzbereich}} . \tag{7.7}$$

Der Subtrigger ST 53 besteht aus einer Kombination mehrerer Triggerelemente (Abschnitt 6.2):

$$\text{ST 53} := \text{zVtx\_sig1}*\text{DCRPh\_Tc}*\text{ToF1\_Any\_IA}*\text{Bwd\_BR}. \tag{7.8}$$

Als Veto-Bedingung gegen Untergrundereignisse wird zusätzlich verlangt, daß die Triggerelemente ToF_BG und CIP_Bwd nicht angesprochen haben. Der Subtrigger ST 53 ist eine Kombination aus Triggersignalen aus dem zentralen (zVtx_sig1∗DCRPh_Tc) und dem rückwärtigen Teil (ToF1_Any_IA∗Bwd_BR) des Detektors. Für diese beiden Anteile wird die Triggereffizienz getrennt bestimmt.

Der im folgenden Spurtrigger genannte Anteil zVtx_sig1∗DCRPh_Tc setzt sich aus Elementen der zentralen Proportionalkammern und der Spurkammer zusammen. Die Bestimmung der Effizienz ϵ_{Trk} des Spurtriggeranteils basiert auf Monte-Carlo-Simulationen. Vergleiche zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen ergeben gute Übereinstimmungen im Ansprechverhalten [101, 167]. Die ermittelten Effizienzen für die Spurtrigger betragen:

$$\epsilon_{dir}^{Trk} = (84.6 \pm 1.1)\,\% \tag{7.9}$$

für die direkte Komponente und

$$\epsilon_{res}^{Trk} = (80.7 \pm 3.2)\,\% \tag{7.10}$$

für die hadronische. Der systematische Fehler beträgt 5 %.

Die Triggerelemente ToF1_Any_IA und Bwd_BR sind Triggerkomponenten, die auf eine Aktivität im Rückwärtsbereich des Detektors ansprechen. Bei dem Element Bwd_BR wird mindestens eine in den Rückwärtsbereich ($110^\circ < \Theta < 155^\circ$) zeigende Spur verlangt. Das Triggerelement ToF1_Any_IA wird gesetzt, wenn mindestens ein Zähler der inneren Ebene (ToF1) angesprochen hat. Hierfür müssen Teilchen aus der Wechselwirkungszone das Flugzeit-System innerhalb des richtigen Zeitfensters und innerhalb des Winkelbereiches $160^\circ < \Theta < 177^\circ$ durchqueren.

Die Bestimmung der Effizienz der Triggerelemente ToF1_Any_IA und Bwd_BR mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen setzt die richtige Beschreibung der Aktivität im Rückwärtsbereich in der Simulation voraus. Das gilt insbesondere für den Akzeptanzbereich des ToF-Systems. Detaillierte Untersuchungen hierzu sind jedoch nur begrenzt möglich, da in extremer Rückwärtsrichtung keine weiteren Detektorkomponenten zur Verfügung stehen.

Ein Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation – basierend auf Ereignissen mit Subtrigger ST 83 – zeigte Unterschiede in der Ansprechwahrscheinlichkeit des ToF-Triggerelementes. Abweichungen wurden insbesondere bzgl. der Anzahl der Treffer in der BPC und in den ToF-Ebenen ToF0 und ToF1 festgestellt.

Deshalb wurde die Triggereffizienz für die kombinierten Triggerelemente[3] ToF1_Any_IA und Bwd_BR, die von der Aktivität im Rückwärtsbereich abhängen, anhand der Daten bestimmt. Hierfür wurden die unabhängigen Kalorimetertrigger ST 50 und ST 56 verwendet (Abschnitt 6.2). Um auch für differentielle Triggereffizienzen ($d\epsilon/dp_t$, $d\epsilon/d\hat{y}$) eine ausreichend hohe statistische Genauigkeit zu erzielen, wurden sowohl das Seitenband in der ΔM-Verteilung der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten ($0.15\,\mathrm{GeV/c^2} < \Delta M < 0.18\,\mathrm{GeV/c^2}$) als auch Ereignisse mit falscher Ladungskombination mit einbezogen. Um der unterschiedlichen Ereignistopologie des kombinatorischen Untergrundes Rechnung zu tragen, wurde die Triggereffizienz schließlich als Funktion von y_{JB} bestimmt und parametrisiert.

Die Korrelation der Rückwärtsaktivität mit y_{JB} ist in Abb. 7.2 illustriert. Sie zeigt die mittlere Anzahl der Spuren in Rückwärtsrichtung (mit $\Theta_{Spur} > 90^\circ$) als Funktion von y_{JB}. Die Zunahme der so definierten Rückwärtsaktivität mit anwachsendem y_{JB} ist deutlich erkennbar.

Die Effizienz des ToF-Triggers als Funktion von y_{JB} ist in Abb. 7.3 gezeigt. Die durchgezogene Kurve gibt die Parametrisierung der Triggereffizienz wieder. Dazu wurde ein Polynom dritten Grades an die Daten angepaßt:

$$\epsilon_{ToF}(y_{JB}) = \sum_{i=0}^{3} A_i \cdot (y_{JB})^i. \tag{7.11}$$

Um die y_{JB}-Parametrisierung der Triggereffizienz zu überprüfen, wurde die Effizienz des ToF-Triggers in den Daten für Ereignisse mit einem vom ST 53 unabhängigen Subtrigger bestimmt. Hierzu wurden die Ereignisse mit ST 83 verwendet, bei denen zusätzlich die Elemente des Spurtriggers verlangt wurden. Bezogen auf diese Ereignisklasse kann die relative Triggereffizienz über

$$\epsilon_{ToF} := \left. \frac{N^{\mathrm{D}^{*\pm}}_{ToF-Trigger}}{N^{\mathrm{D}^{*\pm}}} \right|_{\mathrm{ST\,83\,+\,Spurtrigger}} \tag{7.12}$$

bestimmt werden. Es ergibt sich ein Wert von $(37 \pm 6)\,\%$. Das mittlere y_{JB} der Ereignisse beträgt $\langle y_{JB} \rangle = 0.34$. Damit erhält man über die Parametrisierung der Gl. 7.11 eine Effizienz von $\epsilon_{ToF}(y_{JB} = 0.34) = 34\,\%$, in guter Übereinstimmung mit dem zuvor bestimmten

---

[3] Im folgenden ToF-Trigger genannt.

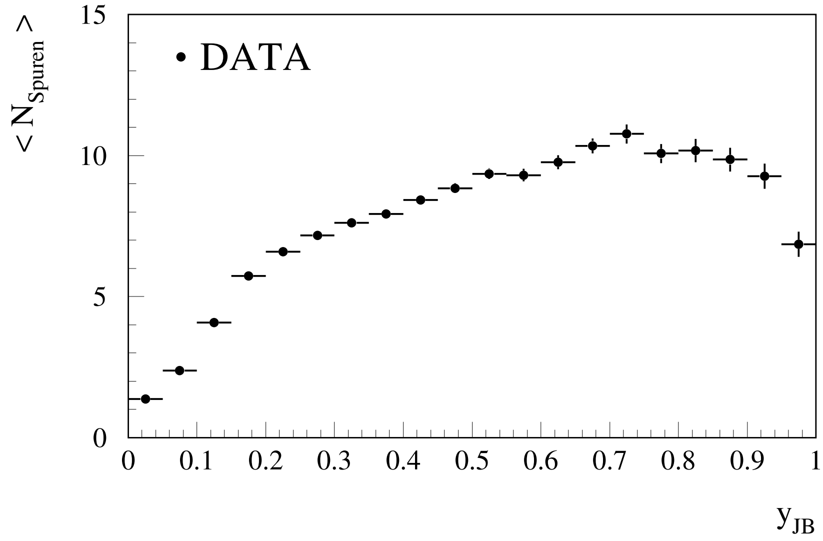


Abbildung 7.2: Anzahl der Rückwärtsspuren als Funktion von y_{JB}.

Wert. Aufgrund der Akzeptanz des Elektron-Detektors ist diese Überprüfung auf den Bereich $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ beschränkt.

Die mittlere Triggereffizienz für die direkte und hadronische Komponente ergibt sich schließlich aus einer Faltung des y-Spektrums der simulierten $D^{*\pm}$-Mesonen mit der über Gl. 7.11 parametrisierten Triggereffizienz. Man erhält:

$$\epsilon_{dir}^{ToF} = (28.4 \pm 1.7)\,\% \tag{7.13}$$

für die direkte Komponente und

$$\epsilon_{res}^{ToF} = (34.7 \pm 5.0)\,\% \tag{7.14}$$

für die hadronische. Die angegebenen Fehler geben den statistischen Fehler wieder. Der systematische Fehler dieser Methode ist relativ groß und beträgt 14 %. Er wurde aus der Variation der Parameter A_i innerhalb der Fehler sowie der Verwendung unterschiedlicher Anpassungsfunktionen ermittelt.

7.3 Gesamteffizienz

Die Gesamteffizienz innerhalb des beobachteten kinematischen Bereiches setzt sich aus dem Produkt der zuvor besprochenen Rekonstruktions- und Triggereffizienzen zusammen, wobei Migrationseffekte bislang nicht berücksichtigt wurden.

Migrationen bedeuten, daß Ereignisse, die innerhalb des Akzeptanzbereiches $[Q^2$, y, p_t, $\hat{y}]$ rekonstruiert werden, nicht notwendigerweise auch in diesem Bereich generiert worden sind. Während Migrationseffekte bzgl. des Transversalimpulses und der Rapidität der $D^{*\pm}$-Mesonen klein sind ($\mathcal{O}$(2-3 %)), ist die Migration in y mit 9 % bedeutend größer. Die Migrationen in y hängen mit der relativ schlechten Auflösung von y_{JB} zusammen. In Abschnitt 4.3.3 wurde gezeigt, daß die in den Daten beobachtete y_{JB}-Auflösung und systematische Verschiebung von der Monte-Carlo-Simulation richtig beschrieben wird.

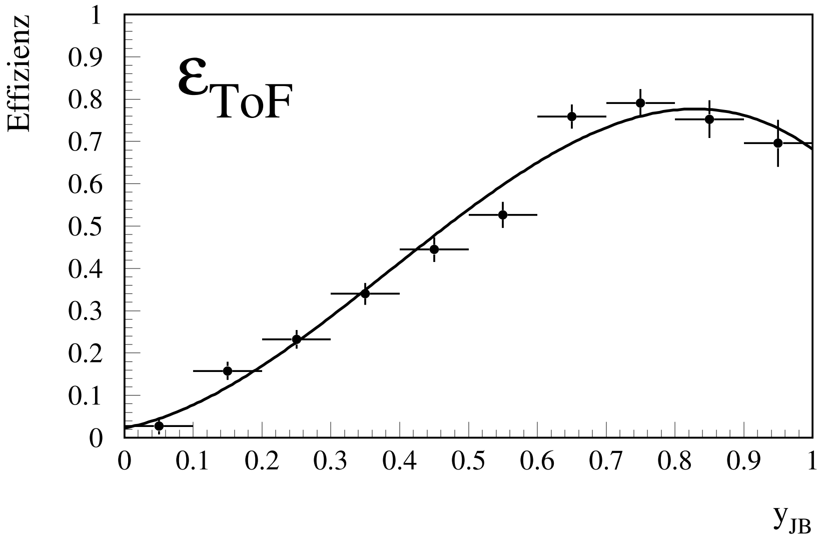


Abbildung 7.3: Parametrisierung der Triggereffizienz ϵ_{ToF} als Funktion von y_{JB}.

Für die Gesamteffizienzen ergeben sich die folgenden Werte:

$$\epsilon_{dir}^{tot} = (13.3 \pm 0.9)\,\% \tag{7.15}$$

für die direkte Komponente und

$$\epsilon_{res}^{tot} = (19.3 \pm 3.3)\,\% \tag{7.16}$$

für die hadronische.

Um auch differentielle Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, wurden die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen auch für unterschiedliche Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$, des Transversalimpulses $p_t(\mathrm{D}^*)$ und der Rapidität $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$ der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen bestimmt. Im Anhang B sind die Effizienzen tabellarisch zusammengestellt.

Die Triggereffizienz des ToF-Triggers wurde dabei analog zu dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahren ermittelt, indem sie für die einzelnen $p_t(\mathrm{D}^*)$- und $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$-Bereiche als Funktion von y_{JB} bestimmt und parametrisiert wurde. Aufgrund der geringen Statistik bei kleinen Rapiditäten der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen sind in diesem Bereich die systematischen Fehler für die Triggereffizienzen des ToF-Triggers groß. In den ersten beiden Rapiditätsbereichen ($-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$ und $-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$) sind sie von der Größenordnung $\mathcal{O}(30\,\%)$.

Kapitel 8

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

8.1 Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Aus der Anzahl der rekonstruierten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen $N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}}$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$ für die Erzeugung von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen in der Elektron-Proton-Streuung berechnen:

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X) = \sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*+}X) + \sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*-}X) = \frac{N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}}}{\mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{B} \cdot \epsilon_{tot}}. \tag{8.1}$$

Hierbei bedeutet $\mathcal{B} = \mathcal{B}(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi^+) \cdot \mathcal{B}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+) = 0.0273 \pm 0.0011$ [104] das kombinierte Verzweigungsverhältnis von D^{*+}- und D^0-Mesonen und $\mathcal{L}_{int} = \int L\,dt$ die integrierte Luminosität. Die Größe ϵ_{tot} kennzeichnet die mittlere Gesamteffizienz, die sich aus der Akzeptanz der Selektionsschnitte und der Rekonstruktions-und Triggereffizienz zusammensetzt.

Aus dem $\mathrm{D}^{*\pm}$-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$ ergibt sich der Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X)$ über

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)}{\mathcal{P}}, \tag{8.2}$$

wobei $\mathcal{P} = \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+}) = 0.260 \pm 0.021$ [95] die Fragmentationswahrscheinlichkeit eines Charm-Quarks in ein D^{*+}-Meson angibt[1]. Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt die Tatsache, daß sowohl c-Quarks als auch $\bar{\mathrm{c}}$-Quarks nachgewiesen werden.

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} ist über die Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Abschnitt 1.3.2) mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ verknüpft. Bei kleinen Werten von Q^2 gilt:

$$\sigma_{\mathrm{ep}} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/\mathrm{e}}(y) \cdot \sigma_{\gamma\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}})\,dy \approx \sigma_{\gamma\mathrm{p}}(\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle) \cdot \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/\mathrm{e}}(y)\,dy.$$

Mit $\mathcal{F}_{\gamma/e} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/\mathrm{e}}(y)\,dy$, den über einen festen y-Bereich integrierten Photon-Fluß, ergibt sich dann:

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X) = \frac{\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}}X)}{\mathcal{F}_{\gamma/e}}. \tag{8.3}$$

---

[1] Der angegebene Wert beinhaltet auch $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen aus Zerfällen von angeregten Charm-Zuständen (D^{**}), die auch in der vorliegenden Analyse mit enthalten sind.

8.1.1 Berücksichtigung der direkten und aufgelösten Komponente

Bei der Bestimmung des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes muß berücksichtigt werden, daß sich der Wirkungsquerschnitt aus einer direkten und aufgelösten Komponente zusammensetzt:

$$\sigma_{tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = \sigma_{dir}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X) + \sigma_{res}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X).$$

Totaler Wirkungsquerschnitt

Ausgehend von den Gl. 8.1 – 8.3 erhält man:

$$\begin{aligned} N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}} &= 2 \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{P} \cdot \mathcal{F}_{\gamma/e} \cdot \big(\epsilon_{dir} \cdot \mathcal{A}_{dir} \cdot \sigma_{dir} + \epsilon_{res} \cdot \mathcal{A}_{res} \cdot \sigma_{res}\big) \\ &= 2 \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{B} \cdot \mathcal{P} \cdot \mathcal{F}_{\gamma/e} \cdot \epsilon_{tot} \cdot \sigma_{tot} \end{aligned} \tag{8.4}$$

mit

$$\epsilon_{tot} = \big(\epsilon_{dir} \cdot \mathcal{A}_{dir} \cdot \frac{\sigma_{dir}}{\sigma_{tot}} + \epsilon_{res} \cdot \mathcal{A}_{res} \cdot \frac{\sigma_{res}}{\sigma_{tot}}\big). \tag{8.5}$$

Da die direkte und aufgelöste Komponente experimentell nicht voneinander getrennt werden können, muß zur Bestimmung des Charm-Wirkungsquerschnittes $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$ eine Annahme über die Anteile der beiden Komponenten gemacht werden. Das Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente hängt u.a. von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ ab.

In Tab. 8.1 sind NLO-Wirkungsquerschnitte[2] für die direkte (σ_{dir}) und aufgelöste Komponente (σ_{res}) bei vier verschiedenen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\mathrm{p}}$ aufgeführt [83, 84]. Bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 182\,\mathrm{GeV}$ (entsprechend dieser Analyse) ergeben sich für die direkte und aufgelöste Komponente die folgenden relativen Anteile am Gesamtwirkungsquerschnitt:

$$\mathcal{R}_{dir} := \frac{\sigma_{dir}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)}{\sigma_{tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)} = 80\,\% \quad \text{und} \quad \mathcal{R}_{res} := \frac{\sigma_{res}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)}{\sigma_{tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)} = 20\,\%. \tag{8.6}$$

Mit den Akzeptanzen und Gesamteffizienzen für die direkte und aufgelöste Komponente läßt sich dann über Gl. 8.5 die totale Effizienz bestimmen.

Sichtbarer Wirkungsquerschnitt

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt wird für den beobachteten kinematischen Bereich

$$p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c} \qquad \text{und} \qquad -1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$$

angegeben. Unter Berücksichtigung von

$$\begin{aligned} \sigma_{vis} = \sigma_{dir}^{vis} + \sigma_{res}^{vis} &= \mathcal{A}_{dir} \cdot \sigma_{dir} + \mathcal{A}_{res} \cdot \sigma_{res} \\ &= (\mathcal{A}_{dir} \cdot \mathcal{R}_{dir} + \mathcal{A}_{res} \cdot \mathcal{R}_{res}) \cdot \sigma_{tot} \end{aligned} \tag{8.7}$$

folgt aus Gl. 8.4:

$$\epsilon_{tot} = (\epsilon_{dir} \cdot \mathcal{R}_{dir}^{vis} + \epsilon_{res} \cdot \mathcal{R}_{res}^{vis}) \tag{8.8}$$

---

[2] Unter Verwendung der Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO für die Partondichten im Proton bzw. Photon. Für die Charm-Quark-Masse wurde ein Wert von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ benutzt.

NLO-Resultate für $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$

$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$		**$W_{\gamma\mathrm{p}}$ [GeV]**			
		143	**182**	**200**	**229**
σ_{dir}	[μb]	5.94	7.23	7.79	8.67
σ_{res}	[μb]	1.29	1.79	2.03	2.41
$\sigma_{tot} := \sigma_{dir} + \sigma_{res}$	[μb]	7.23	9.02	9.82	11.08
$\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$		82:18	80:20	79:21	78:22
$\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ [p_t,$\hat{y}$]		95:5	93:7	93:7	90:10

Tabelle 8.1: NLO-Wirkungsquerschnitte für direkte (σ_{dir}) und aufgelöste Prozesse (σ_{res}) bei verschiedenen Photon-Proton-Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\mathrm{p}}$. Es wurden die Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO für die Proton- bzw. Photon-Strukturfunktion verwendet. Ausgehend von dem aus der NLO-Rechnung ermittelten relativen Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente für den gesamten kinematischen Bereich ($\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$), wurden die Werte für den sichtbaren Bereich ($\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ [p_t, $\hat{y}$]) mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

mit

$$\mathcal{R}_{dir}^{vis} := \frac{\mathcal{A}_{dir} \cdot \mathcal{R}_{dir}}{\mathcal{A}_{dir} \cdot \mathcal{R}_{dir} + \mathcal{A}_{res} \cdot \mathcal{R}_{res}} \quad \text{und} \quad \mathcal{R}_{res}^{vis} := \frac{\mathcal{A}_{res} \cdot \mathcal{R}_{res}}{\mathcal{A}_{dir} \cdot \mathcal{R}_{dir} + \mathcal{A}_{res} \cdot \mathcal{R}_{res}}. \tag{8.9}$$

Den Bedeutungen von $\mathcal{R}_{dir}$ und $\mathcal{R}_{res}$ (Gl. 8.6) entsprechend, geben $\mathcal{R}_{dir}^{vis}$ und $\mathcal{R}_{res}^{vis}$ den Anteil der direkten bzw. hadronischen Komponente im sichtbaren kinematischen Bereich an. Diese Anteile sind ebenfalls in Tab. 8.1 aufgeführt.

Bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 182\,\mathrm{GeV}$ ändert sich das relative Verhältnis $\mathcal{R}_{dir} : \mathcal{R}_{res}$ von 80 : 20 im gesamten Akzeptanzbereich auf 93 : 7 im sichtbaren kinematischen Bereich (vgl. Tab. 8.1). Im beobachteten Bereich ist somit die hadronische Komponente gegenüber der direkten unterdrückt.

8.2 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm} X)$

Die ΔM-Verteilung für die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendet werden, wurde in Abb. 6.6 gezeigt. Eine Anpassungsrechnung ergab für die Anzahl der rekonstruierten $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen:

$$N_{rek}^{\mathrm{D}^{*\pm}} = 98 \pm 15.$$

Der untersuchte Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1.29\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Die Akzeptanz, Rekonstruktions- und Triggereffizienz wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, die auf dem Ereignisgenerator PYTHIA 5.7 [153–155] basieren (siehe Kapitel 7).

Für das relative Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente werden die Werte aus der NLO-QCD-Rechnung (vgl. Tab. 8.1) benutzt (80:20 für den gesamten Akzeptanzbereich $[p_t(\mathrm{D}^*), \hat{y}(\mathrm{D}^*)]$ und 93:7 für den sichtbaren kinematischen Bereich $[p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0]$).

Aus den mittleren Gesamteffizienzen für die direkte ($\epsilon_{dir}^{tot} = 13.3\,\%$) und hadronische Komponente ($\epsilon_{res}^{tot} = 19.3\,\%$) ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. 8.8 für die mittlere Gesamteffizienz ein Wert von $\epsilon_{tot} = 14 \pm 3\,\%$.

Für den kinematischen Bereich

$$p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c},$$
$$-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$$

und

$$Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV^2/c^2},$$
$$95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$$

beträgt der nach Gl. 8.8 bestimmte inklusive $\mathrm{D}^{*\pm}$-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X) = (20.2 \pm 3.3\,{}^{+3.9}_{-3.5})\,\mathrm{nb}. \tag{8.10}$$

Die angegebenen Fehler repräsentieren den statistischen und experimentellen systematischen Fehler. Der statistische Fehler setzt sich aus dem Fehler der Anpassungsrechnung und den Unsicherheiten aufgrund der limitierten Monte-Carlo-Statistik bei der Bestimmung der Effizienzen zusammen.

Die verschiedenen systematischen Fehler sind in Tab. 8.2 aufgeführt. Der größte Beitrag von 14 % stammt von der Unsicherheit bei der Bestimmung der Triggereffizienz. Der Fehler aufgrund der Spurrekonstruktion beträgt ${}^{+11}_{-6}$ %. Weitere systematische Unsicherheiten ergeben sich aus der Luminositätsmessung (1.5 %), der Bestimmung der Triggereffizienz für den Spurtrigger (5 %) und der Anpassungsrechnung (4 %). Die Verzweigungsverhältnisse sind mit Fehlern von 4 % bzw. 7 % behaftet.

Die quadratische Summe aller Fehler ergibt eine gesamte experimentelle systematische Unsicherheit von ${}^{+19}_{-17}$ % für den inklusiven $\mathrm{D}^{*\pm}$-Wirkungsquerschnitt und ${}^{+20}_{-18}$ % für den Charm-Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 8.3).

Experimentelle systematische Fehler	
Beitrag	$\boldsymbol{\Delta_{syst}}$ [%]
Spurtrigger	5
ToF-Trigger	14
Spurrekonstruktion	${}^{+11}_{-6}$
Anpassungsrechnung	4
Luminosität	1.5
Verzweigungsverhältnisse (D^{*+}, D^0)	4
Fragmentationsfunktion $\mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})$	7
Gesamter systematischer Fehler	${}^{+20}_{-18}$

Tabelle 8.2: Zusammenfassung der experimentellen systematischen Fehler.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt ist nahezu unabhängig von der speziellen Wahl der Parametrisierung der Partondichten und von dem Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente. Wird z.B. die Parametrisierung LAC-G Set1 [35] für die Partondichten im Photon benutzt, so ändert sich der Wirkungsquerschnitt lediglich um −3 %. Ein ähnliches Bild ergibt sich für andere Parametrisierungen. Zum einen ändern sich die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen bei Verwendung anderer Parametrisierungen kaum, zum anderen gehen die Effizienzen für die aufgelöste Komponente bei der Bestimmung der totalen Effizienz mit einem sehr kleinen Gewicht ein, so daß auch das Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente nur wenig Einfluß auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt hat[3]. Erst bei der Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich $[p_t,\hat{y}]$, wie es für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes notwendig ist, führt die spezielle Wahl der Parametrisierung zu Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt.

NLO-Vorhersagen für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$ sind in Tab. 8.3 für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten zusammengefaßt. Die NLO-Rechnungen für den sichtbaren kinematischen Bereich führen zu Vorhersagen, die deutlich kleiner als der gemessene Wert sind. Die modellabhängigen Unsicherheiten bzgl. verschiedener Parametrisierungen sind bei den NLO-Rechnungen insgesamt sehr klein. Ein Einfluß der hadronischen Komponente auf den Wirkungsquerschnitt im beobachteten kinematischen Bereich ist nicht festzustellen. Die Abweichungen zwischen den Vorhersagen für MRSG und MRSA' betragen nur 10 %.

Sichtbarer Wirkungsquerschnitt

Partondichte		**$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$**
Proton	**Photon**	**[nb]**
MRSG [19]	GRV-G HO [69]	11.1
MRSG [19]	LAC-G Set1 [35]	11.1
MRSA' [18]	GRV-G HO [69]	9.8
MRSA' [18]	LAC-G Set1 [35]	9.9
MRSD0' [16]	GRV-G HO [69]	8.2

Tabelle 8.3: NLO-Vorhersagen für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$ für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten.

Die Messung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes erlaubt derzeit keine Unterscheidung zwischen den einzelnen Parametrisierungen.

8.3 Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$ und $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$

Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß der sichtbare Wirkungsquerschnitt auf den gesamten Akzeptanzbereich $[p_t,\hat{y}]$ extrapoliert werden. Die Akzeptanzen, die sich für verschiedene Modellannahmen aus einer Monte-Carlo-Simulation ergeben, sind in Tab. 8.4 aufgeführt. Mit den Parametrisierungen GRV LO [17] und GRV-G LO [36], die in guter Übereinstimmung mit neueren Messungen der Partondichten sind [26, 38], und einer Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ ergeben sich für die Akzeptanzen die folgenden Werte:

$$\mathcal{A}_{dir} = 5.6\,\% \quad \text{und} \quad \mathcal{A}_{res} = 1.7\,\%.$$

Nach Gl. 8.2 und Gl. 8.5 ergibt sich für den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{ep}}^{tot}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296\,\mathrm{GeV}$ ein Wert von

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = (807 \pm 133\,^{+163}_{-146}\,^{+711}_{-202})\,\mathrm{nb}, \tag{8.11}$$

gültig für $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ und $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$. Das mittlere Q^2 beträgt $\langle Q^2 \rangle \approx 0.2\,\mathrm{GeV^2/c^2}$. Der dritte Fehler berücksichtigt dabei die zusätzlichen Unsicherheiten, die sich aufgrund der Extrapolation ergeben, und wird weiter unten diskutiert.

---

[3] Bei Verwendung von MRSG und GRV-G HO beträgt das relative Verhältnis von direkter zu aufgelöster Komponente 80:20 für den gesamten Akzeptanzbereich und 93:7 für den sichtbaren kinematischen Bereich. Für MRSG und LAC-G-Set1 erhält man 39:61 und 87:13.

Akzeptanzen

Partondichte		m_c [GeV/c^2]	**Akzeptanz** [%]		
Proton	**Photon**		$W_{\gamma p}$[GeV] 95–190	$W_{\gamma p}$[GeV] 190–268	$W_{\gamma p}$[GeV] 95–268
GRV LO [17]	—	1.2	3.93 ± 0.21	4.49 ± 0.34	4.10 ± 0.18
GRV LO [17]	GRV-G LO [36]	1.2	1.04 ± 0.10	1.49 ± 0.17	1.20 ± 0.09
GRV LO [17]	—	1.5	5.46 ± 0.17	5.94 ± 0.26	5.60 ± 0.14
GRV LO [17]	GRV-G LO [36]	1.5	1.28 ± 0.09	2.33 ± 0.16	1.67 ± 0.08
GRV LO [17]	—	1.8	9.37 ± 0.30	9.21 ± 0.44	9.32 ± 0.25
GRV LO [17]	GRV-G LO [36]	1.8	2.18 ± 0.15	3.75 ± 0.24	2.78 ± 0.13
MRSG [19]	—	1.5	5.78 ± 0.12	5.89 ± 0.19	5.81 ± 0.10
MRSA' [18]	—	1.5	7.98 ± 0.18	8.05 ± 0.28	8.00 ± 0.15
MRSD0' [16]	—	1.5	11.35 ± 0.22	12.24 ± 0.39	11.58 ± 0.19
MRSG [19]	GRV-G HO [69]	1.5	1.58 ± 0.09	3.11 ± 0.16	2.13 ± 0.08
MRSA' [18]	GRV-G HO [69]	1.5	1.65 ± 0.11	3.23 ± 0.20	2.20 ± 0.10
MRSD0' [16]	GRV-G HO [69]	1.5	1.51 ± 0.09	2.77 ± 0.16	1.93 ± 0.08
MRSG [19]	LAC-G Set1 [35]	1.5	0.30 ± 0.04	0.80 ± 0.08	0.49 ± 0.04

Tabelle 8.4: Akzeptanzen für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten und verschiedene Charm-Quark-Massen m_c.

Aus dem Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} ergibt sich nach Gl. 8.3 der entsprechende Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$:

$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (12.6 \pm 2.1 \,^{+2.6}_{-2.3} \,^{+11.1}_{-3.2})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p} \rangle \approx 180\,\mathrm{GeV}. \tag{8.12}$$

Um Informationen über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zu erhalten, wird der Datensatz in zwei verschiedene Bereiche der Schwerpunktsenergie aufgeteilt[4]:

$$95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 190\,\mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad 190\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 268\,\mathrm{GeV}.$$

Daraus ergeben sich die folgenden Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (9.3 \pm 2.1 \,^{+1.9}_{-1.7} \,^{+6.9}_{-2.3})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p} \rangle \approx 142\,\mathrm{GeV} \tag{8.13}$$

und

$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (20.6 \pm 5.5 \,^{+4.2}_{-3.7} \,^{+20.4}_{-4.9})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p} \rangle \approx 230\,\mathrm{GeV}. \tag{8.14}$$

Die Resultate sind in Tab. 8.5 zusammengefaßt und in Abb. 8.1 zusammen mit Messungen der ZEUS-Kollaboration [171] (bei vergleichbarer Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$) und früheren Fixed-Target-Experimenten bei niedrigeren Energien (CIF [74], BFP [75], SLAC HFP [76], EMC [77–79], PEC [80], E691 [81], WA4 [82]) gezeigt[5].

Zusätzlich zu den Ergebnissen dieser Analyse (Gl. 8.13 und 8.14) ist eine weitere H1-Messung bei $\langle W_{\gamma p} \rangle \approx 200\,\mathrm{GeV}$ [160, 172] eingetragen, die auf einem Datensatz basiert, bei dem das gestreute Elektron im Elektron-Detektor nachgewiesen wurde[6]. Diese Ergebnisse gelten für $Q^2 \leq 0.01\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ ($\langle Q^2 \rangle \approx 10^{-3}\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$) und $159\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 242\,\mathrm{GeV}$. Bemerkt sei,

---

[4] Die ΔM-Verteilungen für diese beiden Bereiche sind im Anhang C gezeigt.

[5] In den folgenden Abbildungen sind die Messungen dieser Analyse mit *H1 Untagged* bezeichnet.

[6] Die Datenpunkte dieser Analyse sind als *H1 Tagged* gekennzeichnet.

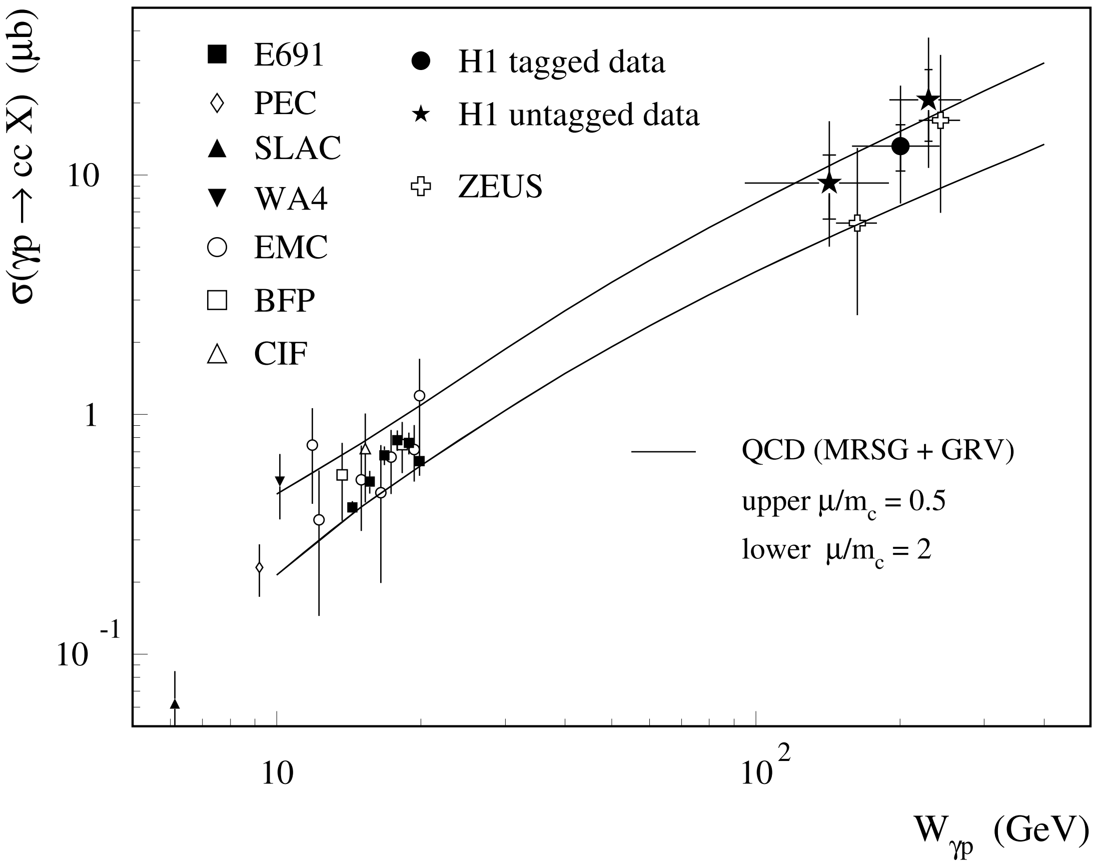


Abbildung 8.1: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Charm-Quarks als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$. Die ausgefüllten Punkte (•) und Sterne (★) repräsentieren die H1-Daten mit quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern (innere Fehlerbalken). Bei den äußeren Fehlerbalken sind zusätzlich die modellabhängigen systematischen Fehler, die sich aufgrund der Extrapolation ergeben, mit berücksichtigt. Die Kreuze zeigen die Resultate der ZEUS-Kollaboration [171], die anderen Symbole kennzeichnen frühere Messungen von Fixed-Target-Experimenten [74–82]. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Vorhersage der NLO-QCD-Rechnung mit den Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO für die Proton- bzw. Photon-Partondichten. Die obere und untere Kurve begrenzen den Bereich, der sich aus einer Variation der Renormierungsskala innerhalb $0.5 < \mu/m_{\mathrm{c}} < 2$ ergibt.

daß die beiden Analysen (Untagged und Tagged) sich teilweise überlappen. Ungefähr 20 % der Ereignisse im Tagged-Datensatz befinden sich auch in dem Datensatz, der dieser Analyse zugrunde liegt.

Die inneren Fehlerbalken in der Abb. 8.1 repräsentieren den quadratisch addierten statistischen und experimentellen systematischen Fehler. Bei den äußeren Fehlerbalken ist zusätzlich die theoretische Unsicherheit in der Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich $[p_t, \hat{y}]$ quadratisch addiert.

Der gemessene totale Charm-Wirkungsquerschnitt steigt im Vergleich zu Messungen bei niedrigen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\mathrm{p}}$ um mehr als eine Größenordnung an. Dieses Resultat ist zu vergleichen mit dem nur langsam ansteigenden totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt (vgl. Abb. 1.12 auf Seite 21). Das Anwachsen des Wirkungsquerschnittes kann durch den Anstieg der Gluondichte bei kleinen Werten von x_g erklärt werden. Dieses Verhalten der Gluondichte wird auch in der tief-inelastischen Streuung beobachtet [20, 26–28].

Die gemessenen Charm-Wirkungsquerschnitte stehen im Einklang mit entsprechenden Messungen der ZEUS-Kollaboration und den H1-Resultaten aus der Analyse des Tagged-Datensatzes. Auch diese Messungen belegen den starken Anstieg des Charm-Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma \mathrm{p}}$.

Zusammenfassung der Wirkungsquerschnitte

Größe		**Wert**		
Bereich in $W_{\gamma \mathrm{p}}$	[GeV]	95–190	190–268	95–268
$\langle W_{\gamma \mathrm{p}} \rangle$	[GeV]	≈ 142	≈ 230	≈ 180
Anzahl $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten		45.8 ± 9.2	50.8 ± 11.5	97.6 ± 14.7
Akzeptanz $\mathcal{A}_{dir}$	[%]	5.46 ± 0.17	5.94 ± 0.26	5.60 ± 0.14
Akzeptanz $\mathcal{A}_{res}$	[%]	1.28 ± 0.09	2.33 ± 0.16	1.67 ± 0.08
Effizienz ϵ_{dir}	[%]	11.5 ± 2.4	16.6 ± 3.9	13.3 ± 2.6
Effizienz ϵ_{res}	[%]	17.6 ± 7.0	20.2 ± 6.7	19.3 ± 4.9
Verhältnis $\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ $[W_{\gamma \mathrm{p}}, Q^2]$		82 : 18	78 : 22	80 : 20
Verhältnis $\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ $[W_{\gamma \mathrm{p}}, Q^2, p_t, \hat{y}]$		95 : 5	90 : 10	93 : 7
Photon-Fluß $\mathcal{F}_{\gamma/e}$		0.0486	0.0155	0.0641
$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm} X)$ $[W_{\gamma \mathrm{p}}, Q^2, p_t, \hat{y}]$	[nb]	11.0	8.5	20.2
Fehler		$\pm 2.4\,^{+2.1}_{-1.9}$	$\pm 2.2\,^{+1.7}_{-1.5}$	$\pm 3.3\,^{+3.9}_{-3.5}$
$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}} X)$ $[W_{\gamma \mathrm{p}}, Q^2]$	[nb]	451	318	807
Fehler		$\pm 101\,^{+91}_{-81}\,^{+333}_{-113}$	$\pm 84\,^{+64}_{-57}\,^{+315}_{-76}$	$\pm 133\,^{+163}_{-146}\,^{+711}_{-202}$
$\sigma(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}} X)$ $[W_{\gamma \mathrm{p}}, Q^2]$	[μb]	9.3	20.6	12.6
Fehler		$\pm 2.1\,^{+1.9}_{-1.7}\,^{+6.9}_{-2.3}$	$\pm 5.5\,^{+4.2}_{-3.7}\,^{+20.4}_{-4.9}$	$\pm 2.1\,^{+2.6}_{-2.3}\,^{+11.1}_{-3.2}$

Tabelle 8.5: Zusammenfassung der Wirkungsquerschnitte. Die Fehler geben den statistischen und experimentellen systematischen Fehler an. Bei den totalen Wirkungsquerschnitten sind zusätzlich die Unsicherheiten in der Extrapolation mit angegeben, die sich aufgrund der Abhängigkeit von den Parametrisierungen der Partondichten ergeben.

In der Abb. 8.1 sind außerdem die Vorhersagen der NLO-QCD-Rechnung [83, 84] unter Verwendung der Parametrisierungen MRSG [19] und GRV-G HO [69] für die Partondichten im Proton bzw. Photon gezeigt. Den Rechnungen liegt eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ zugrunde. Die obere und untere Kurve begrenzen den Bereich, der sich aus einer Variation der Renormierungsskala innerhalb $0.5 < \mu/m_\mathrm{c} < 2$ ergibt.

Werden bei der Extrapolation andere Parametrisierungen der Partondichten benutzt, so erhöht sich der gemessene totale Charm-Wirkungsquerschnitt (für $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma \mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$) um bis zu 88 % (für MRSG und LAC-G-Set1) oder erniedrigt sich um 25 % (für MRSA' und GRV-G HO). Diese modellabhängige Unsicherheit ist separat als dritter Fehler bei den totalen Wirkungsquerschnitten angegeben. Weitere Unsicherheiten, die sich bei Verwendung anderer Fragmentationsmodelle[7] und Charm-Quark-Massen (vgl. Tab. 8.4) ergeben, sind im Fehler nicht enthalten.

In Tab. 8.6 sind die experimentellen Ergebnisse und NLO-Vorhersagen für den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}} X)$ zusammengefaßt, die sich für verschiedene Parame-

---

[7] Ein Vergleich mit dem Modell der Cluster-Fragmentation, wie es z.B. im Monte-Carlo-Generator HERWIG [173] implementiert ist, ergibt eine Fehlerabschätzung von < 30 % [172].

trisierungen der Partondichten ergeben. Die aufgeführten Werte gelten für eine Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 180\,\mathrm{GeV}$.

Die Meßwerte und NLO-Vorhersagen ändern sich in der gleichen Art und Weise, wenn zu anderen Parametrisierungen übergegangen wird. Deshalb erlaubt die Messung des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes derzeit keine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichte. Diese Aussage folgte bereits aus der Analyse des sichtbaren Wirkungsquerschnittes $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)$.

Totaler Charm-Wirkungsquerschnitt

Partondichte		**$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$ [μb]**	
Proton	**Photon**	**Messung**	**NLO-Vorhersage**
MRSG [19]	GRV-G HO [69]	$11.9 \pm 2.0\,^{+2.4}_{-2.2}$	9.0
MRSG [19]	LAC-G Set1 [35]	$23.6 \pm 3.9\,^{+4.8}_{-4.3}$	18.7
MRSA' [18]	GRV-G HO [69]	$9.4 \pm 1.6\,^{+1.9}_{-1.7}$	5.6
MRSD0' [16]	GRV-G HO [69]	$7.6 \pm 1.2\,^{+1.5}_{-1.4}$	3.7

Tabelle 8.6: Experimentelle Ergebnisse und NLO-Vorhersagen für den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$ für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten. Die Änderungen der gemessenen Wirkungsquerschnitte spiegeln die Unsicherheiten in der Extrapolation auf den gesamten Akzeptanzbereich (p_t, $\hat{y}$) wider. Die angegebenen Werte gelten für eine Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma\mathrm{p}} = 180\,\mathrm{GeV}$.

8.4 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t$ und $d\sigma/d\hat{y}$

Die der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Analyse zugrunde liegende Statistik ist ausreichend, um auch differentielle Verteilungen bzgl. des Transversalimpulses und der Rapidität zu untersuchen. Hierzu wird der Datensatz in drei Transversalimpulsbereiche und fünf Rapiditätsbereiche unterteilt. Die Transversalimpulsverteilungen sind dabei über den gesamten sichtbaren Rapiditätsbereich integriert ($-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$). Entsprechend sind die Rapiditätsverteilungen über den Transversalimpulsbereich ($2.5\,\mathrm{GeV/c} \leq p_t(\mathrm{D}^*) \leq 10\,\mathrm{GeV/c}$) integriert. Die Ereigniszahlen in den einzelnen Bereichen sind sehr klein und werden in einer Anpassungsrechnung mit der Maximum-Likelihood-Methode bestimmt. Die ΔM-Verteilungen und Ereigniszahlen für die einzelnen Transversalimpuls- und Rapiditätsbereiche sind im Anhang C in den Abb. C.2 und C.3 bzw. in der Tab. C.1 gezeigt.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden für den sichtbaren kinematischen Bereich angegeben. Eine Extrapolation wird nicht durchgeführt, so daß keine modellabhängigen Unsicherheiten in den Verteilungen auftreten. Die Akzeptanzen und Effizienzen wurden bereits in Kapitel 7 für die einzelnen $p_t(\mathrm{D}^*)$- und $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$-Bereiche bestimmt.

In den Abb. 8.2 (a) und 8.2 (b) sind die berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ und $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ gezeigt. Die Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler und den systematischen Fehler der Triggereffizienz, der in den einzelnen p_t- und $\hat{y}$-Bereichen unterschiedlich groß ist. Die übrigen der in Tab. 8.2 aufgelisteten systematischen Fehler von der Größenordnung $\mathcal{O}(15\,\%)$ sind nicht gezeigt, da sie sich auf alle Meßpunkte gleich auswirken und nicht die Form der Verteilungen

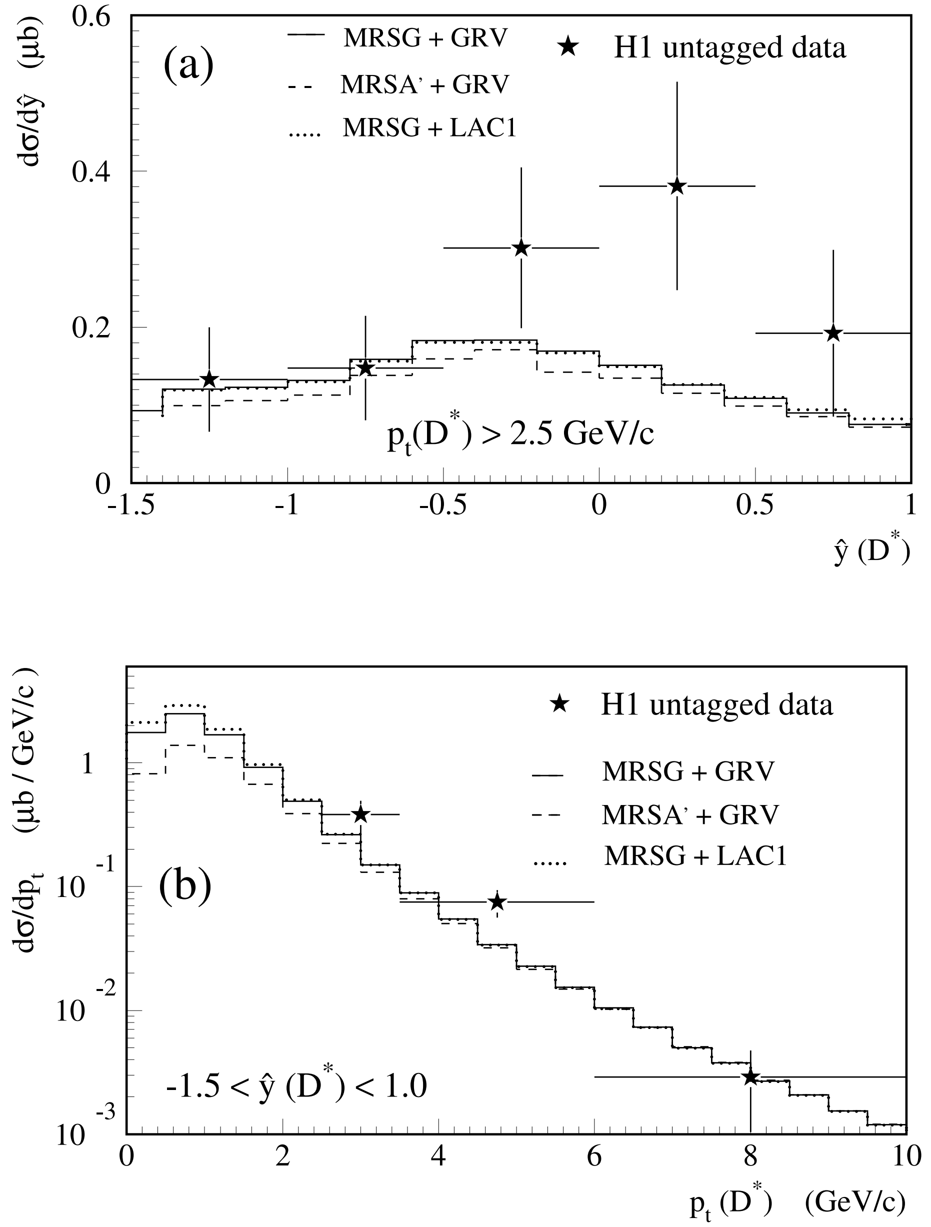


Abbildung 8.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\hat{y}$ und $d\sigma/dp_t$.
(a) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ für Ereignisse mit $2.5\,\mathrm{GeV/c} \leq p_t(\mathrm{D}^*) \leq 10\,\mathrm{GeV/c}$.
(b) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ für Ereignisse mit $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$.
Die Histogramme zeigen NLO-QCD-Resultate für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Proton und Photon. Den Rechnungen liegt eine Charm-Quark-Masse von $m_{\mathrm{c}} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ zugrunde. Die NLO-Rechnungen wurden für drei repräsentative Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ durchgeführt und mit dem über diese Bereiche integrierten Photon-Fluß gewichtet. Die gezeigten Histogramme sind Mittelungen hierüber. Gemeinsame systematische Fehler der Größenordnung $\mathcal{O}(15\,\%)$ sind nicht gezeigt.

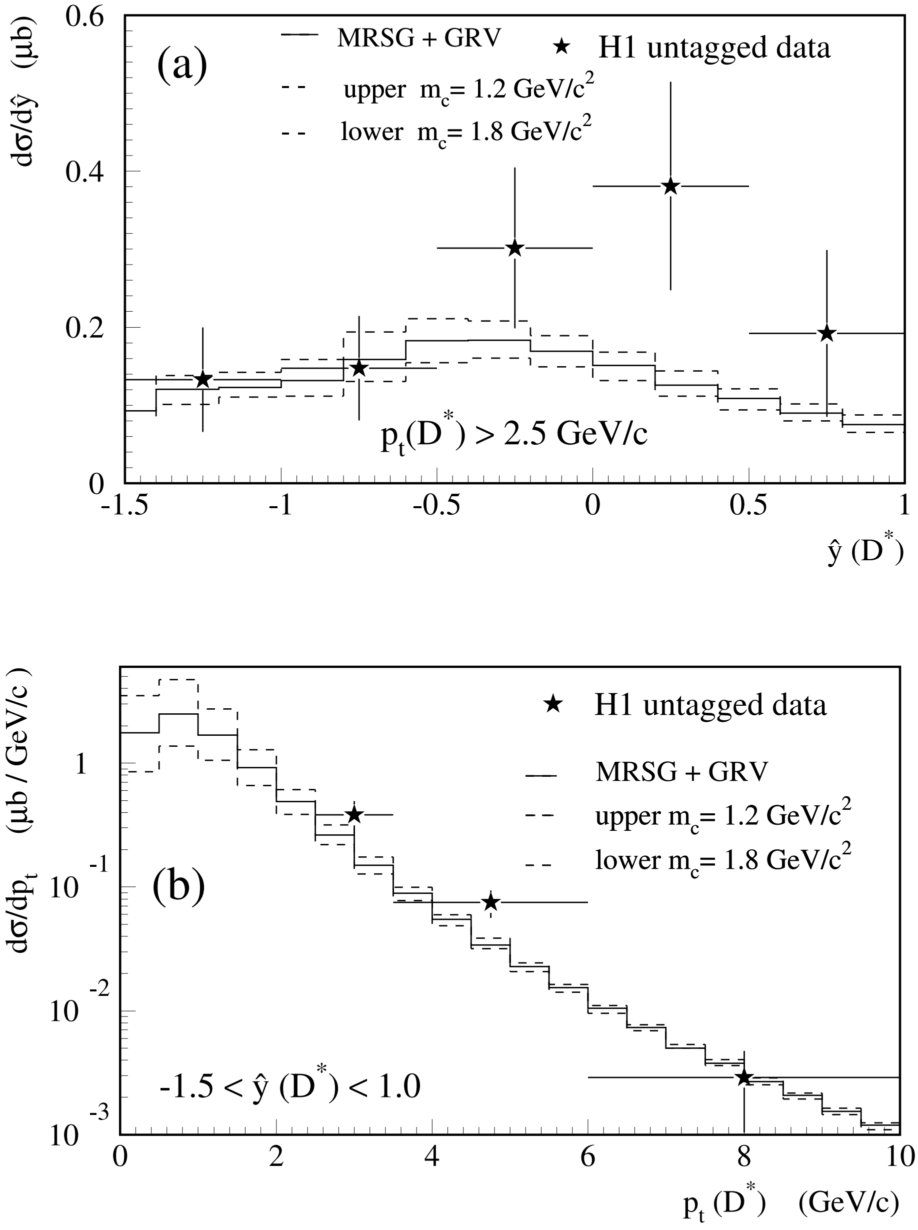


Abbildung 8.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\hat{y}$ und $d\sigma/dp_t$.
(a) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ für Ereignisse mit $2.5\,\mathrm{GeV/c} \leq p_t(\mathrm{D}^*) \leq 10\,\mathrm{GeV/c}$.
(b) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ für Ereignisse mit $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$.
Das durchgezogene Histogramm zeigt das NLO-Resultat unter Verwendung der Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO für die Partondichten im Proton bzw. Photon. Der Rechnung liegt eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c}^2$ zugrunde. Das obere und untere Histogramm zeigen die entsprechenden NLO-Ergebnisse für eine Charm-Quark-Masse von 1.2 bzw. $1.8\,\mathrm{GeV/c}^2$. Die NLO-Rechnungen wurden für drei repräsentative Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ durchgeführt und mit dem über diese Bereiche integrierten Photon-Fluß gewichtet. Die gezeigten Histogramme sind Mittelungen hierüber. Gemeinsame systematische Fehler der Größenordnung $\mathcal{O}(15\,\%)$ sind nicht gezeigt.

verändern. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t$ und $d\sigma/d\hat{y}$ sind im Anhang D in den Tab. D.1 und D.2 zusammengefaßt.

Die in der Abb. 8.2 gezeigten Histogramme zeigen die Vorhersage der NLO-QCD-Rechnung [83, 84]. Bei diesen Rechnungen wurde die Fragmentation der Charm-Quarks mit Hilfe der Peterson-Fragmentationsfunktion [87]

$$D_c(z) = \frac{1}{z \cdot (1 - 1/z - \epsilon_c/(1-z))^2}$$

beschrieben. Dabei ist $z = p(\mathrm{D}^*)/p(\mathrm{c})$ der Impulsbruchteil, den das Charm-Quark auf das D^*-Meson überträgt. Für ϵ_c wurde der Wert $\epsilon_c = 0.06$ [88] benutzt.

Die NLO-Vorhersagen sind für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Proton und Photon gezeigt (MRSG + GRV-G HO, MRSA' + GRV-G HO und MRSG + LAC-G Set1). Zugrunde gelegt wurde eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$. Die NLO-Rechnungen wurden für drei repräsentative Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ durchgeführt und mit dem über diese Bereiche integrierten Photon-Fluß gewichtet. Die gezeigten Histogramme sind Mittelungen hierüber.

Innerhalb der Fehler, ist eine recht gute Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der gemessenen Transversalimpulsverteilung und der NLO-Rechnung festzustellen. In der Rapiditätsverteilung sind hingegen Unterschiede sichtbar. Die gemessene Verteilung weist einen Überschuß bei positiven Rapiditäten (Vorwärtsbereich) auf. Allerdings sind die Fehler zu groß, um Rückschlüsse auf die Gültigkeit der theoretischen Beschreibung ermöglichen zu können.

Um die Abhängigkeit der NLO-Vorhersagen von der verwendeten Charm-Quark-Masse zu demonstrieren, sind in Abb. 8.3 die Meßergebnisse NLO-Rechnungen für verschiedene Charm-Quark-Massen ($m_\mathrm{c} = 1.2, 1.5$ und $1.8\,\mathrm{GeV/c^2}$) gegenübergestellt. Für die Partondichten wurden die Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO verwendet.

Der Einfluß der Charm-Quark-Masse (Abb. 8.3), aber auch der Einfluß verschiedener Parametrisierungen der Partondichten (Abb. 8.2) auf das Ergebnis der NLO-Rechnung, ist im sichtbaren kinematischen Bereich nur gering. Obwohl der totale Wirkungsquerschnitt für die Parametrisierung LAC-G Set1 im Vergleich zu GRV-G HO erheblich größer ist, sind die Unterschiede im sichtbaren Bereich dieser Messung nur marginal. Die Hauptunterschiede liegen im Vorwärtsbereich bei großen Rapiditäten ($2 < \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 4$) und bei kleinen Transversalimpulsen ($p_t(\mathrm{D}^*) < 2\,\mathrm{GeV/c}$) und somit in einem kinematischen Bereich, der außerhalb dieser Messung liegt [64, 85].

Abb. 8.4 zeigt entsprechende Ergebnisse und NLO-Vorhersagen für den Datensatz, bei dem der Nachweis des gestreuten Elektrons im Elektron-Detektor verlangt wurde (Tagged-Datensatz). Bei den Vorhersagen wurden die Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO sowie eine Charm-Quark-Masse von $m_\mathrm{c} = 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ verwendet.

Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung in der Transversalimpulsverteilung, während die Rapiditätsverteilung ebenfalls einen Überschuß bei positiven Rapiditäten aufweist. Es sei jedoch bemerkt, daß der größte Überlapp zwischen den beiden Analysen mit 10 $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten gerade in dem Rapiditätsbereich $0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 0.5$ auftritt.

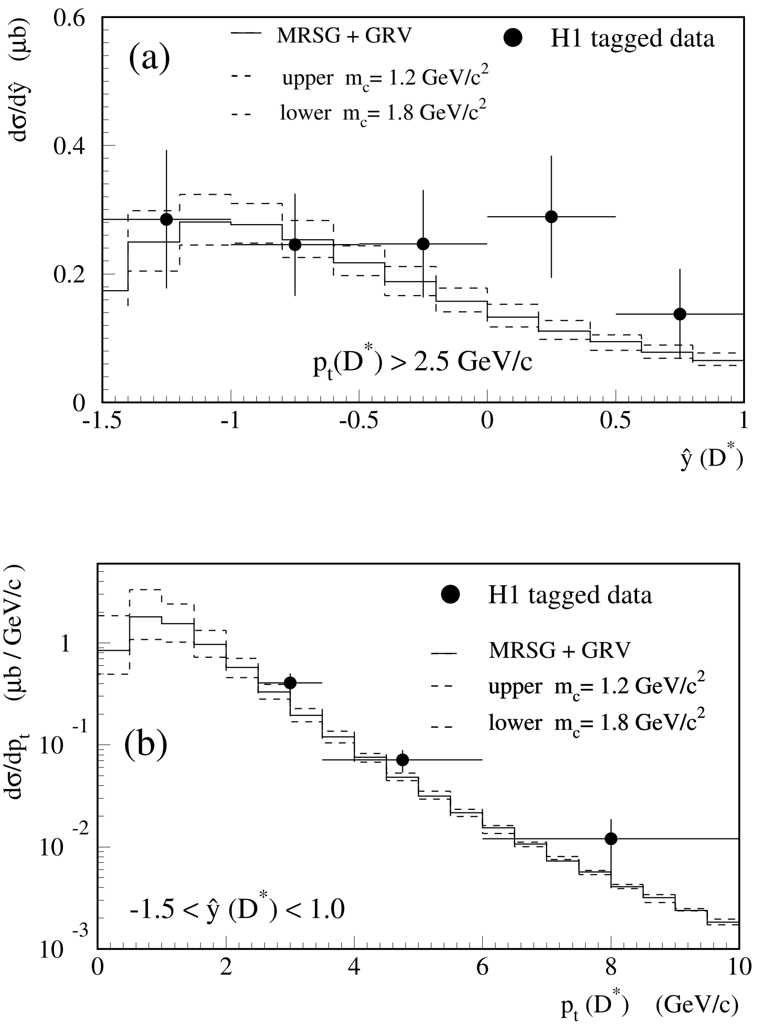


Abbildung 8.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\hat{y}$ und $d\sigma/dp_t$.
(a) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ für Ereignisse mit $2.5\,\mathrm{GeV/c} \leq p_t(\mathrm{D}^*) \leq 10\,\mathrm{GeV/c}$.
(b) $1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ für Ereignisse mit $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$.
Die beiden Abbildungen zeigen die Resultate für den Datensatz, bei dem das gestreute Elektron im Elektron-Detektor nachgewiesen wurde. Aufgrund der unterschiedlichen Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ unterscheiden sich die Verteilungen von denen der Abb. 8.2.

Aufgrund der unterschiedlichen Bereiche der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie in der Analyse des Untagged-Datensatzes ($95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$) und des Tagged-Datensatzes ($159\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 242\,\mathrm{GeV}$) unterscheiden sich die differentiellen Verteilungen für die beiden Datensätze. Der unterschiedliche Bereich in $W_{\gamma\mathrm{p}}$, aber auch der unterschiedliche Q^2-Bereich, der den beiden Analysen zugrunde liegt, lassen eine Kombination der Ergebnisse nicht zu.

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von Charm-Quarks in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA untersucht. Charm-Quarks werden bei HERA hauptsächlich durch den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion erzeugt. Neben den direkten tragen auch aufgelöste (resolved) Prozesse zum Wirkungsquerschnitt bei.

Der Hauptbeitrag zum totalen Charm-Wirkungsquerschnitt stammt von nahezu reellen Photonen (Photoproduktion). In der Mehrzahl dieser Ereignisse wird das gestreute Elektron im Detektor nicht nachgewiesen. Der Anteil der Charm-Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung ($Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$) ist um mehr als eine Größenordnung kleiner.

Mögliche Beiträge anderer Produktionsmechanismen (Zerfälle von B-Mesonen, Fragmentation, intrinsischer Charm) sind vernachlässigbar klein und wurden in der Analyse nicht weiter betrachtet.

Der Nachweis von Charm-Quarks in den Daten wurde über die Identifikation von $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen, die in den Fragmentationsprozessen der primär erzeugten Charm-Quarks entstehen und diese enthalten, geführt. Die $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen wurden dabei durch die Rekonstruktion der Zerfallskette

$$\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \quad \text{mit} \quad \mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^+\pi^-$$

mit Hilfe der sogenannten ΔM-Methode nachgewiesen.

In den aufgezeichneten Daten aus der Betriebsperiode 1994 konnte die Rekonstruktion dieses Zerfallskanals über die ΔM- und $M(\mathrm{K}\pi)$-Verteilung eindeutig nachgewiesen werden. Ereignisse durch Wechselwirkungen der Protonen mit dem Strahlgas oder dem Strahlrohr konnten vollständig unterdrückt werden. Der verbleibende kombinatorische Untergrund in den Daten stammt überwiegend aus Photoproduktionsprozessen, die im Vergleich zum Charm-Wirkungsquerschnitt einen um mehr als zwei Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt aufweisen. Dieser ließ sich nur durch die Einschränkung des kinematischen Bereiches auf $p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$ reduzieren.

Insgesamt wurden 577 ± 46 $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen rekonstruiert. Bei einem Untergrund von der gleichen Größenordnung entspricht dieses einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 1:1. Ungefähr 15 % der Ereignisse stammen dabei aus der tief-inelastischen Streuung.

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden dann nur noch Photoproduktionsereignisse berücksichtigt, die eine spezielle Triggerbedingung erfüllten. In diesem Datensatz konnten 98 ± 15 $\mathrm{D}^{*\pm}$-Ereignisse nachgewiesen werden. Die verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1.29\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Für den kinematischen Bereich $p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$ wurde der inklusive $\mathrm{D}^{*\pm}$-Wirkungsquerschnitt bestimmt und beträgt:

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X) = (20.2 \pm 3.3\,^{+3.9}_{-3.5})\,\mathrm{nb},$$

gültig für $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$.

Die angegebenen Fehler beziehen sich dabei auf den statistischen und experimentellen systematischen Fehler. Der größte Beitrag zum systematischen Fehler stammt mit 14 % von der Unsicherheit bei der Bestimmung der Triggereffizienz. Innerhalb des beobachteten kinematischen Bereiches sind die modellabhängigen Unsicherheiten bei dem sichtbaren Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar.

Ein Vergleich mit NLO-Vorhersagen zeigte, daß die Messung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes derzeit keine Unterscheidung zwischen verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten erlaubt.

Unter Verwendung der Parametrisierungen GRV LO und GRV-G LO für die Partondichten im Proton bzw. Photon, wurde der sichtbare Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen auf den gesamten kinematischen Bereich (p_t, $\hat{y}$) extrapoliert. Für den Bereich $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$ beträgt der totale Charm-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = (807 \pm 133\,^{+163}_{-146}\,^{+711}_{-202})\,\mathrm{nb}.$$

Der dritte Fehler berücksichtigt dabei die theoretische Unsicherheit, die sich aufgrund der Extrapolation auf den gesamten Akzeptanzbereich ergibt. Mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation wurde der entsprechende Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt bestimmt:

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = (12.6 \pm 2.1\,^{+2.6}_{-2.3}\,^{+11.1}_{-3.2})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle \approx 180\,\mathrm{GeV}.$$

Eine Aufteilung des Datensatzes in zwei verschiedene Bereiche der Schwerpunktsenergie ergibt die folgenden Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = (9.3 \pm 2.1\,^{+1.9}_{-1.7}\,^{+6.9}_{-2.3})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle \approx 142\,\mathrm{GeV}$$

und

$$\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X) = (20.6 \pm 5.5\,^{+4.2}_{-3.7}\,^{+20.4}_{-4.9})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle \approx 230\,\mathrm{GeV}.$$

Die Extrapolation auf den gesamten Akzeptanzbereich ist u.a. abhängig von den verwendeten Parametrisierungen der Partondichten. Deshalb sind die Angaben zum totalen Charm-Wirkungsquerschnitt mit theoretischen Unsicherheiten behaftet. Der Wirkungsquerschnitt (bei $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle \approx 180\,\mathrm{GeV}$) erhöht sich um bis zu 88 % bei Verwendung von MRSG und LAC-G Set1 für die Partondichten im Proton und Photon bzw. erniedrigt sich um 25 % bei Verwendung von MRSA' und GRV-G HO.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte steigen im Vergleich zu Messungen bei niedrigen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\mathrm{p}}$ um mehr als eine Größenordnung an. Dieses Ergebnis ist zu vergleichen mit dem nur langsam ansteigenden totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt. Das starke Anwachsen des Charm-Wirkungsquerschnittes kann durch den Anstieg der Gluondichte bei kleinen Werten von x_g erklärt werden. Dieses Verhalten der Gluondichte wird auch in der tief-inelastischen Streuung beobachtet.

Die gemessenen Charm-Wirkungsquerschnitte sind konsistent mit entsprechenden Ergebnissen der ZEUS-Kollaboration und mit den H1-Resultaten aus der Analyse des Tagged-Datensatzes, bei dem der Nachweis des gestreuten Elektrons im Elektron-Detektor verlangt wurde. Auch diese Messungen belegen den starken Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$.

Die publizierten HERA-Resultate zum totalen Charm-Wirkungsquerschnitt sind in Tab. 8.7 zusammengefaßt. Zusätzlich sind auch einige unveröffentlichte Meßergebnisse von H1 mit aufgeführt.

HERA-Resultate zum totalen Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$

Referenz	$\boldsymbol{\sigma(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)}$ **[μb]**	$\langle W_{\gamma \mathrm{p}} \rangle$ **[GeV]**	**Gültigkeitsbereich**	
			$W_{\gamma \mathrm{p}}$ **[GeV]**	Q^2 **[GeV^2/c^2]**
Diese Analyse[1]	$9.3 \pm 2.1\,^{+1.9}_{-1.7}\,^{+6.9}_{-2.3}$	142	95 – 190	< 4
	$20.6 \pm 5.5\,^{+4.2}_{-3.7}\,^{+20.4}_{-4.9}$	230	190 – 268	< 4
Publiziert:				
ZEUS[1] [171]	$6.3 \pm 2.2\,^{+6.3}_{-3.0}$	163	115 – 205	< 4
	$16.9 \pm 5.2\,^{+13.9}_{-8.5}$	243	205 – 275	< 4
H1[1] [172]	$13.2 \pm 2.2\,^{+2.1}_{-1.7}\,^{+9.9}_{-4.8}$	200	159 – 242	< 0.01
H1 intern:				
R. Bernet[2] [101]	$12.6 \pm 7.1 \pm 5.2$	205	160 – 250	$< 10^2$
U. -P. Krüger[3] [174]	$5.7 \pm 1.0 \pm 2.3$	173	70 – 296	$< 10^5$
A. Wagener[3] [175]	$7.8 \pm 2.3 \pm 1.7 \pm 3.4$[†]	139	42 – 300	< 4
C. Gruber[3] [176]	$7.9 \pm 3.9 \pm 4.9$[†]	130	30 – 300	< 4

[1] $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_\mathrm{s}^+$
[2] $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_\mathrm{s}^+ \to (\mathrm{K}_\mathrm{s}^0\pi^+\pi^-)\pi_\mathrm{s}^+$
[3] semileptonischer μ-Zerfall
[†] nur direkte Komponente

Tabelle 8.7: HERA-Resultate zum totalen Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{c\bar{c}}X)$.

Weiterhin wurden differentielle Wirkungsquerschnitte bzgl. des Transversalimpulses und der Rapidität der $\mathrm{D}^{*\pm}$-Mesonen bestimmt und mit NLO-Rechnungen für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten und verschiedenen Charm-Quark-Massen verglichen. Die differentiellen Verteilungen wurden auf den sichtbaren kinematischen Bereich beschränkt, um von modellabhängigen Unsicherheiten frei zu sein.

Im Rahmen der Fehler kann eine recht gute Übereinstimmung zwischen dem Verlauf der gemessenen Transversalimpulsverteilung und der NLO-Rechnung festgestellt werden. In der Rapiditätsverteilung sind hingegen Unterschiede sichtbar. So weist die gemessene Rapiditätsverteilung einen Überschuß bei positiven Rapiditäten (Vorwärtsbereich) auf. Allerdings sind die Meßfehler zu groß, um Rückschlüsse auf die Gültigkeit der theoretischen Beschreibung ermöglichen zu können.

NLO-Rechnugen zeigten, daß der Einfluß der Charm-Quark-Masse, aber auch der Einfluß verschiedener Parametrisierungen der Partondichten des Protons und Photons auf die Ergebnisse sehr gering ist. Die Hauptunterschiede liegen im Vorwärtsbereich bei großen Rapiditäten ($2 < \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 4$) und bei kleinen Transversalimpulsen ($p_t(\mathrm{D}^*) < 2\,\mathrm{GeV/c}$) und somit außerhalb des in dieser Analyse zugänglichen kinematischen Bereiches.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind zusammen mit den Resultaten aus der Analyse des Tagged-Datensatzes in Nuclear Physics [172] veröffentlicht worden.

Ausblick

Die Analyse der Daten aus der Betriebsperiode des Jahres 1994 hat gezeigt, daß die Untersuchung von Ereignissen mit Charm über die Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen mit zwei wesentlichen Problemen konfrontiert ist.

Zum einen gestaltet es sich als sehr schwierig, geeignete Triggerkonzepte für Ereignisse mit geringen Energiedepositionen im Hauptdetektor zu entwickeln. Triggersysteme, die hauptsächlich auf Spurtriggern basieren, reagieren oft sehr empfindlich auf die jeweiligen Strahlbedingungen und sind bei hohen Untergrundraten häufig mit Skalierungsfaktoren versehen, um die Triggerraten zu reduzieren. Die Entwicklung eines neuen Triggerkonzeptes für Ereignisse mit Charm ist deshalb mit einer der wichtigsten zukünftigen Aufgaben, um von steigenden Luminositäten wirklich profitieren zu können. Für die Charm-Physik wird deshalb die Implementierung der Triggerstufen L2 und L3, die im Jahr 1994 noch nicht zur Verfügung standen, sicherlich viele Vorteile mit sich bringen.

Zum anderen hat die Analyse gezeigt, daß die Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen durch den enormen kombinatorischen Untergrund erschwert wird. Dieser konnte nur durch die Forderung hoher Transversalimpulse für die $D^{*\pm}$-Kandidaten ausreichend reduziert werden. Die Einschränkung des kinematischen Bereiches geht jedoch mit einem Verlust an Sensitivität auf verschiedene Parametrisierungen der Partondichten einher.

Neue Möglichkeiten für die Charm-Physik eröffnen sich mit dem zukünftigen Betrieb eines Silizium-Vertexdetektors (CST [177]). Ein sekundärer Zerfallsvertex, nur wenige hundert μm vom primären Vertex entfernt, ist ein klares Kennzeichen für den Zerfall eines aus schweren Quarks zusammengesetzten Hadrons. Mit dem Vertex-Detektor wird sich der kombinatorische Untergrund erheblich unterdrücken lassen, so daß auch Messungen bei kleinen Transversalimpulsen möglich sein werden. Dadurch werden sich die theoretischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des totalen Charm-Wirkungsquerschnittes wesentlich verringern lassen und schließlich auch eine direkte Bestimmung der Gluondichte im Proton bei kleinen Werten von x_{g} ermöglichen.

Durch die Erweiterung der Messung auf den Bereich größerer positiver Rapiditäten (Vorwärtsbereich) – wo der kombinatorische Untergrund besonders groß ist – werden auch Aussagen über den Gluoninhalt des Photons möglich sein.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse zeigte auch deutlich, daß für die Charm-Physik eine hohe Ereignis-Statistik erforderlich ist. Den bei einer Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1.3\,\mathrm{pb}^{-1}$ in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^6)$ produzierten Charm-Quarks, stand die geringe Zahl von ungefähr 100 Ereignissen mit rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen gegenüber. Dieses Verhältnis kann zukünftig dadurch verbessert werden, daß weitere Zerfallskanäle des D^0-Mesons mit einbezogen werden. Erwähnt seien hier die Zerfälle $D^0 \to K^0\pi^+\pi^-$ und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ mit Verzweigungsverhältnissen von 5.4 % bzw. 7.5 %. Mit Hilfe des Vertex-Detektors werden sich aber auch Zerfälle von anderen D-Mesonen nachweisen lassen, z.B. D^+-Zerfälle. Insgesamt kann mit einer um einen Faktor 5–10 verbesserten Ereignis-Statistik gerechnet werden [178].

Derzeit gibt es Pläne, HERA in der Winterpause 1999/2000 auf einen Betrieb mit hohen Luminositäten umzurüsten. Integrierte jährliche Luminositäten von $\mathcal{L}_{int} = 150\,\mathrm{pb}^{-1}$ werden dabei angestrebt. Hiervon würde die Charm-Physik ganz erheblich profitieren. Ausgehend von einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 300\,\mathrm{pb}^{-1}$ können in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^6)$ vollständig rekonstruierte D-Mesonen erwartet werden [178].

Hohe Luminositäten werden es auch ermöglichen, Korrelationen zwischen den produzierten Charm- und Anticharm-Quarks zu untersuchen. Ein Vergleich von theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen bzgl. solcher doppelt-differentieller Verteilungen erlaubt weitaus stringentere Tests der zugrundeliegenden Theorie und ist außerordentlich interessant für ein weitergehendes Verständnis der Produktionsmechanismen von schweren Quarks [68]. Hohe Luminositäten sind erforderlich, da die Wahrscheinlichkeit, daß beide Charm-Quarks innerhalb der Akzeptanz der Spurkammer ($|\hat{y}| < 1.5$, $p_t > 1\,\mathrm{GeV/c}$) produziert werden, mit 3 % außerordentlich gering ist. Wiederum ausgehend von einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 300\,\mathrm{pb}^{-1}$ werden sich unter Hinzunahme weiterer Zerfallskanäle und Benutzung eines Vertex-Detektors ungefähr 7 000 Charm-Paare mit dem H1-Detektor rekonstruieren lassen.

Hohe Luminositäten sind auch nötig für das Studium von seltenen Zerfällen von D-Mesonen. Hierzu zählen u.a. die einfach- und doppelt Cabibbo-unterdrückten Zerfälle (z.B. $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\mathrm{K}^+$ und $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^+\pi^-$), die Informationen über die CKM-Matrixelemente liefern, sowie die im Standardmodell niedrigster Ordnung („tree level“) nicht möglichen FCNC-Prozesse mit $|\Delta C| = 1$, die für die Suche nach exotischen Teilchen besonders geeignet sind. Bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 250\,\mathrm{pb}^{-1}$ wird für den seltenen Zerfall $\mathrm{D}^0 \to \mu^+\mu^-$ eine um mindestens eine Größenordnung verbesserte Sensitivität erwartet [110].

Anhang A

Darstellung von D*-Ereignissen

A.1 Ein D*-Ereignis aus der Photoproduktion

Die Abb. A.1 auf der nächsten Seite zeigt ein Ereignis mit einem D^{*-}-Kandidaten aus der Photoproduktion. Bei diesem Ereignis waren die Bedingungen der Subtrigger ST 53 und ST 83 erfüllt. Aus der Energiedeposition des Elektrons im Elektron-Detektor ergibt sich eine Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma \mathrm{p}} = 225.5\,\mathrm{GeV}$. Der Energiefluß in Abhängigkeit von ϕ und η ist in der rechten unteren Abbildung gezeigt. Man erkennt, daß nur wenig Energie im Kalorimeter deponiert wurde. Insofern handelt es sich um ein typisches D*-Ereignis.

Insgesamt wurden 9 Spuren in der CJC rekonstruiert. Das rekonstruierte D^{*-}-Meson besitzt einen Transversalimpuls von $p_t(\mathrm{D}^*) = 3.077\,\mathrm{GeV/c}$. Für die rekonstruierten Massen ergeben sich die Werte $M(\mathrm{K}\pi) = 1.841\,\mathrm{GeV/c^2}$ und $\Delta M = 144.1\,\mathrm{MeV/c^2}$. In der nachfolgenden Tabelle sind einige Rekonstruktionsparameter zusammengefaßt.

Rekonstruktionsparameter

Parameter	**Wert**				
Run	86 346				
Ereignis	84 335				
Subtrigger	ST 53 und ST 83				
Ereignisparameter					
$W_{\gamma \mathrm{p}}$ [GeV]	225.5				
E_t [GeV]	17.9				
z-Vertex [cm]	4.4				
N_{Spuren}	9				
$\mathbf{D^{*-}}$-Parameter	**$\mathbf{K^+}$**	**π^-**	**π_s^-**	**$\mathbf{D^0}$**	**$\mathbf{D^{*-}}$**
Θ [°]	120.1	121.5	132.5	124.7	125.2
ϕ [°]	-136.8	-75.1	-94.2	-96.3	-96.2
p_t [GeV/c]	1.191	2.133	0.184	2.893	3.077
M [GeV/c^2]				1.841	1.985
ΔM [MeV/c^2]	144.1				

Tabelle A.1: Einige Rekonstruktionsparameter zu dem in Abb. A.1 gezeigten D^{*-}-Ereignis.

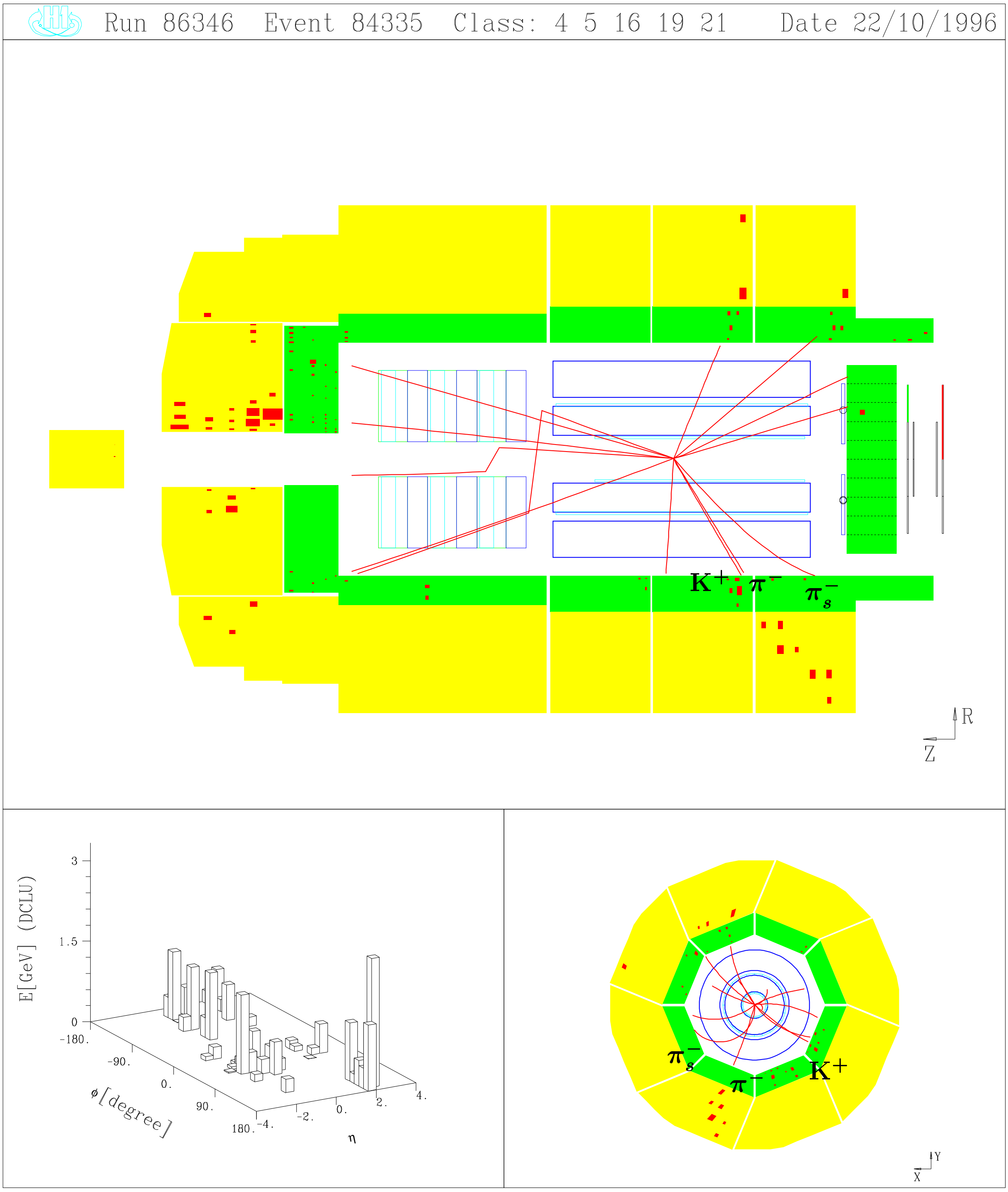


Abbildung A.1: Ein typisches Ereignis mit einem D^{*-}-Kandidaten aus der Photoproduktion.

A.2 Ein D*-Ereignis aus der tief-inelastischen Streuung

Die Abb. A.2 auf der folgenden Seite zeigt ein Ereignis mit einem D^{*+}-Kandidaten aus der tief-inelastischen Streuung. Bei diesem Ereignis ist das gestreute Elektron im elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter BEMC identifiziert worden. Aus der Energie E'_e und dem Winkel Θ_e des Elektrons ergibt sich für den Impulsübertrag ein Wert von $Q^2 = 35.7\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$.

Das rekonstruierte D^{*-}-Meson besitzt einen Transversalimpuls von $p_t(D^*) = 4.6\,\mathrm{GeV/c}$. Für die rekonstruierten Massen ergeben sich die Werte $M(K\pi) = 1.852\,\mathrm{GeV/c}^2$ und $\Delta M = 144.3\,\mathrm{MeV/c}^2$. In der nachfolgenden Tabelle sind einige Rekonstruktionsparameter zusammengefaßt.

Rekonstruktionsparameter					
Parameter	**Wert**				
Run	85 946				
Ereignis	58 183				
Ereignisparameter					
Q^2 [GeV^2/c^2]	35.7				
E'_e [GeV]	23.1				
Θ_e [°]	166.5				
z-Vertex [cm]	8.9				
N_{Spuren}	6				
D^{*+}-Parameter	**K^-**	**π^+**	**π_s^+**	**D^0**	**D^{*+}**
Θ [°]	86.7	79.2	78.0	80.4	80.2
ϕ [°]	-119.6	-73.0	-78.4	-83.7	-83.3
p_t [GeV/c]	1.086	3.459	0.359	4.280	4.637
M [GeV/c^2]				1.852	1.997
ΔM [MeV/c^2]	144.3				

Tabelle A.2: Einige Rekonstruktionsparameter zu dem in Abb. A.2 gezeigten D^{*+}-Ereignis.

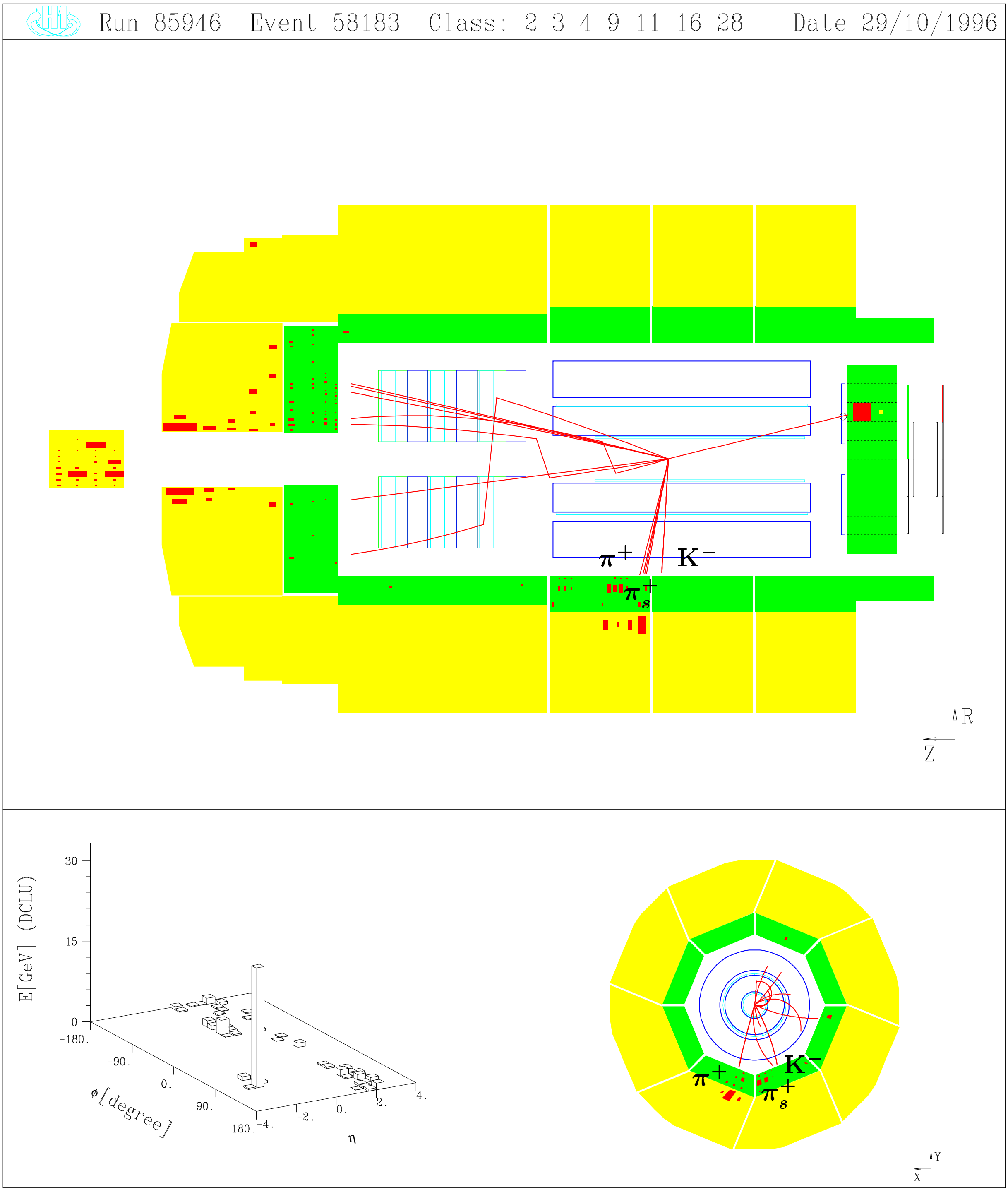


Abbildung A.2: Ein Ereignis mit einem D^{*+}-Kandidaten aus der tief-inelastischen Streuung. Das gestreute Elektron wurde im rückwärtigen Kalorimeter BEMC nachgewiesen.

Anhang B

Differentielle Effizienzen

Die nachfolgenden Tabellen zeigen eine Zusammenstellung der differentiellen Rekonstruktions-, Trigger- und Gesamteffizienzen. Sie sind separat für die direkte und hadronische Komponente angegeben. Die angegebenen Fehler beinhalten lediglich die Unsicherheiten aufgrund der limitierten Monte-Carlo-Statistik.

B.1 Akzeptanzen und Rekonstruktionseffizienzen

Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$

Bereich in $W_{\gamma\mathrm{p}}$ [GeV]	**Akzeptanz [%]**		**Rekonstruktionseffizienz [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	5.60 ± 0.14	1.67 ± 0.08	49.3 ± 1.1	55.6 ± 3.0
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 190$	5.46 ± 0.17	1.28 ± 0.09	48.0 ± 1.3	53.9 ± 4.6
$190 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	5.94 ± 0.26	2.33 ± 0.16	22.7 ± 1.6	33.3 ± 3.8

Tabelle B.1: Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$.

Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/dp_t$

Bereich in $p_t(\mathrm{D}^*)$ [GeV/c]	**Akzeptanz [%]**		**Rekonstruktionseffizienz [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$2.5 \leq p_t < 3.5$	3.58 ± 0.11	1.27 ± 0.07	43.3 ± 1.3	43.5 ± 3.5
$3.5 \leq p_t < 6.0$	1.71 ± 0.08	0.37 ± 0.04	57.5 ± 2.0	81.7 ± 4.8
$6.0 \leq p_t < 10.0$	0.29 ± 0.03	0.03 ± 0.01	63.1 ± 5.2	50.0 ± 25.0

Tabelle B.2: Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/dp_t$.

Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$

Bereich in $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$	**Akzeptanz [%]**		**Rekonstruktionseffizienz [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	0.95 ± 0.06	0.10 ± 0.02	35.9 ± 2.5	37.5 ± 11.9
$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	1.40 ± 0.07	0.18 ± 0.03	51.9 ± 2.3	72.5 ± 7.4
$-0.5 \leq \hat{y} < 0.$	1.49 ± 0.07	0.33 ± 0.04	53.0 ± 2.1	51.8 ± 6.5
$0. \leq \hat{y} < 0.5$	1.09 ± 0.06	0.50 ± 0.05	49.4 ± 2.4	61.8 ± 5.8
$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$	0.65 ± 0.05	0.56 ± 0.05	50.4 ± 3.0	47.2 ± 5.2

Tabelle B.3: Differentielle Rekonstruktionseffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$.

B.2 Triggereffizienzen

Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$

Bereich in $W_{\gamma\mathrm{p}}$ [GeV]	**Triggereffizienz ϵ_{Trk} [%]**		**Triggereffizienz ϵ_{ToF} [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	84.6 ± 1.1	80.7 ± 3.2	28.4 ± 1.7	34.7 ± 5.0
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 190$	84.3 ± 1.3	84.1 ± 4.6	20.9 ± 1.7	22.1 ± 6.1
$190 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	87.4 ± 2.7	74.5 ± 6.1	56.6 ± 5.9	54.6 ± 10.9

Tabelle B.4: Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$ für den Spurtrigger (ϵ_{Trk}) und ToF-Trigger (ϵ_{ToF}).

Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/dp_t$

Bereich in $p_t(\mathrm{D}^*)$ [GeV/c]	**Triggereffizienz ϵ_{Trk} [%]**		**Triggereffizienz ϵ_{ToF} [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$2.5 \leq p_t < 3.5$	81.7 ± 1.5	76.1 ± 4.5	27.2 ± 2.1	32.7 ± 6.2
$3.5 \leq p_t < 6.0$	88.3 ± 1.7	86.3 ± 4.8	31.6 ± 2.9	39.5 ± 8.3
$6.0 \leq p_t < 10.0$	96.4 ± 2.5	100.0 ± 0.0	36.2 ± 7.5	38.8 ± 9.0

Tabelle B.5: Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/dp_t$ für den Spurtrigger (ϵ_{Trk}) und ToF-Trigger (ϵ_{ToF}).

Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$

Bereich in $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$	**Triggereffizienz ϵ_{Trk} [%]**		**Triggereffizienz ϵ_{ToF} [%]**	
	Direkt	**Hadronisch**	**Direkt**	**Hadronisch**
$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	87.9 ± 2.8	83.3 ± 15.2	51.3 ± 6.9	51.6 ± 33.4
$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	80.9 ± 2.5	80.8 ± 7.7	40.5 ± 4.6	42.3 ± 15.3
$-0.5 \leq \hat{y} < 0.$	82.8 ± 2.1	76.7 ± 7.7	28.5 ± 3.1	32.2 ± 11.1
$0. \leq \hat{y} < 0.5$	88.3 ± 2.1	76.2 ± 6.6	21.2 ± 2.8	35.7 ± 9.4
$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$	87.4 ± 2.8	86.1 ± 5.3	24.1 ± 4.1	34.0 ± 8.8

Tabelle B.6: Differentielle Triggereffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$ für den Spurtrigger (ϵ_{Trk}) und ToF-Trigger (ϵ_{ToF}).

B.3 Gesamteffizienzen

Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$		
Bereich in $W_{\gamma\mathrm{p}}$ **[GeV]**	**Gesamteffizienz** ϵ_{tot} **[%]**	
	Direkt	**Hadronisch**
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	13.3 ± 0.9	19.3 ± 3.3
$95 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 190$	11.5 ± 1.1	17.6 ± 6.1
$190 \leq W_{\gamma\mathrm{p}} < 268$	16.6 ± 2.4	20.2 ± 5.5

Tabelle B.7: Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/dW_{\gamma\mathrm{p}}$.

Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/dp_t$		
Bereich in $p_t(\mathrm{D}^*)$ **[GeV/c]**	**Gesamteffizienz** ϵ_{tot} **[%]**	
	Direkt	**Hadronisch**
$2.5 \leq p_t < 3.5$	10.8 ± 1.0	15.3 ± 3.8
$3.5 \leq p_t < 6.0$	18.1 ± 1.9	33.0 ± 8.1
$6.0 \leq p_t < 10.0$	29.0 ± 7.3	28.1 ± 23.3

Tabelle B.8: Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/dp_t$.

Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$		
Bereich in $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$	**Gesamteffizienz** ϵ_{tot} **[%]**	
	Direkt	**Hadronisch**
$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	20.0 ± 3.4	20.1 ± 16.2
$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	20.3 ± 2.8	35.0 ± 15.2
$-0.5 \leq \hat{y} < 0.$	13.2 ± 1.6	17.9 ± 7.7
$0. \leq \hat{y} < 0.5$	10.1 ± 1.5	18.8 ± 5.8
$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$	11.6 ± 2.2	16.7 ± 5.3

Tabelle B.9: Differentielle Gesamteffizienz $d\epsilon/d\hat{y}$.

Anhang C

ΔM-Verteilungen und Ereigniszahlen

In den Abb. C.1, C.2 und C.3 sind die ΔM-Verteilungen der $D^{*\pm}$-Kandidaten für verschiedene Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, des Transversalimpulses $p_t(D^*)$ und der Rapidität $\hat{y}(D^*)$ gezeigt. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung mit der Maximum-Likelihood-Methode, bei der Position und Breite der Gaußverteilung auf die Werte $\langle \Delta M \rangle = 145.57\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $\sigma_{\Delta M} = 1.16\,\mathrm{MeV/c^2}$ fixiert wurden. Die Untergrundverteilung wurde durch eine Funktion $f_U(\Delta M; a, b) = a \cdot (\Delta M - M(\pi))^b$ parametrisiert. Die aus der Anpassungsrechnung ermittelten Ereigniszahlen sind in Tab. C.1 zusammengefaßt.

C.1 Ereigniszahlen für verschiedene Bereiche $W_{\gamma p}$, $p_t(D^*)$ und $\hat{y}(D^*)$

Ereigniszahlen

$W_{\gamma p}$ [GeV]	Anzahl
$95 \leq W_{\gamma p} < 268$	97.6 ± 14.7
$95 \leq W_{\gamma p} < 190$	45.8 ± 9.2
$190 \leq W_{\gamma p} < 268$	50.8 ± 11.5

Ereigniszahlen

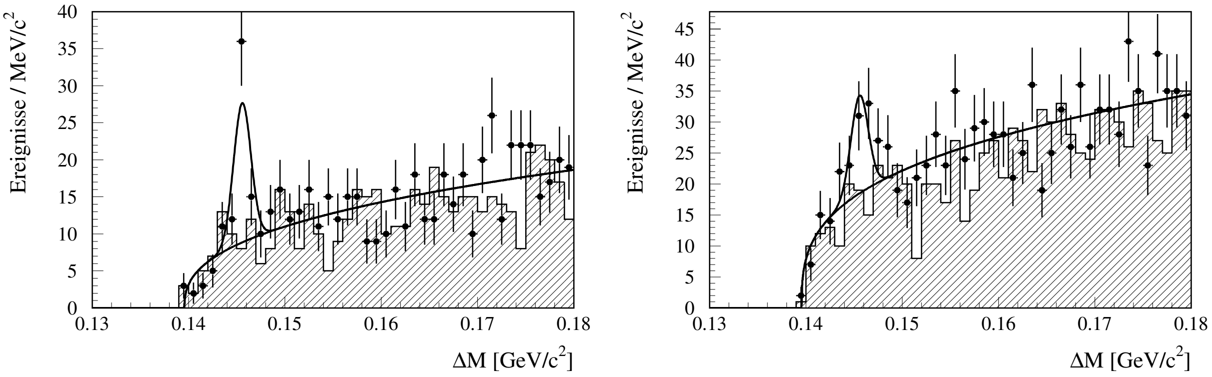
$p_t(D^*)$ [GeV/c]	Anzahl
$2.5 \leq p_t < 3.5$	50.3 ± 12.2
$3.5 \leq p_t < 6.0$	42.1 ± 7.9
$6.0 \leq p_t < 10.0$	3.9 ± 2.2

Ereigniszahlen

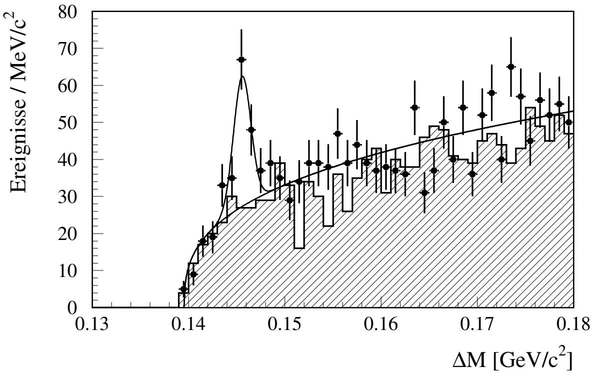
$\hat{y}(D^*)$	Anzahl
$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	15.6 ± 4.9
$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	19.3 ± 6.2
$-0.5 \leq \hat{y} < 0$	24.6 ± 7.0
$0 \leq \hat{y} < 0.5$	25.7 ± 7.5
$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$	14.0 ± 7.1

Tabelle C.1: Ereigniszahlen für verschiedene Bereiche der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, des Transversalimpulses $p_t(D^*)$ und der Rapidität $\hat{y}(D^*)$. Die angegebenen Fehler beziehen sich auf die statistischen Fehler aus der Anpassungsrechnung.

C.2 ΔM-Verteilung für verschiedene Bereiche $W_{\gamma p}$



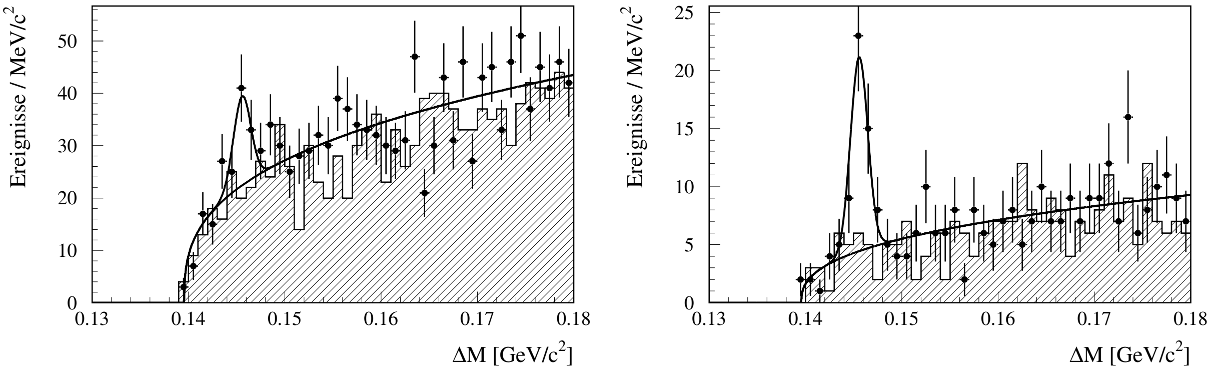
(a) 95 GeV $\leq$ $W_{\gamma p}$ $<$ 190 GeV (b) 190 GeV $\leq$ $W_{\gamma p}$ $<$ 268 GeV



(c) 95 GeV $\leq$ $W_{\gamma p}$ $<$ 268 GeV

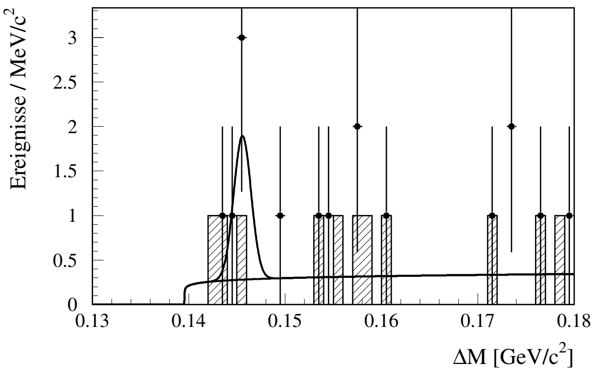
Abbildung C.1: (a-c) ΔM-Verteilung für drei unterschiedliche Bereiche der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$.

C.3 ΔM-Verteilung für verschiedene Transversalimpulsbereiche



(a) $2.5\,\mathrm{GeV/c} \;\leq\; p_t(\mathrm{D}^*) \;< 3.5\,\mathrm{GeV/c}$

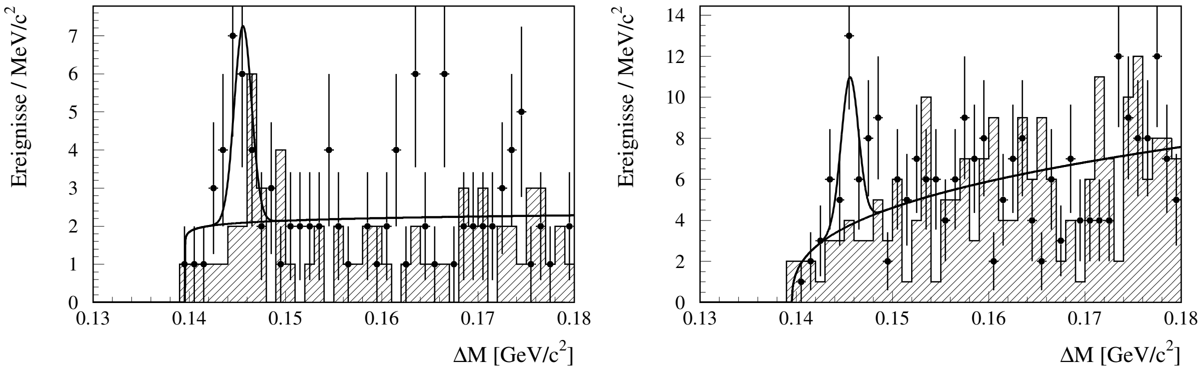
(b) $3.5\,\mathrm{GeV/c} \;\leq\; p_t(\mathrm{D}^*) \;< 6.0\,\mathrm{GeV/c}$



(c) $6.0\,\mathrm{GeV/c} \;\leq\; p_t(\mathrm{D}^*) \;< 10.0\,\mathrm{GeV/c}$

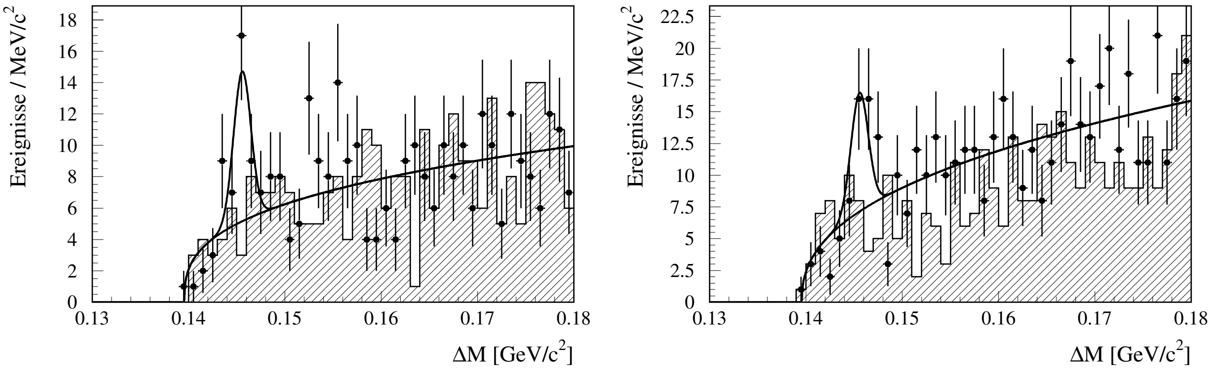
Abbildung C.2: (a-c) ΔM-Verteilung für drei unterschiedliche Bereiche des Transversalimpulses $p_t(\mathrm{D}^*)$.

C.4 ΔM-Verteilung für verschiedene Rapiditätsbereiche



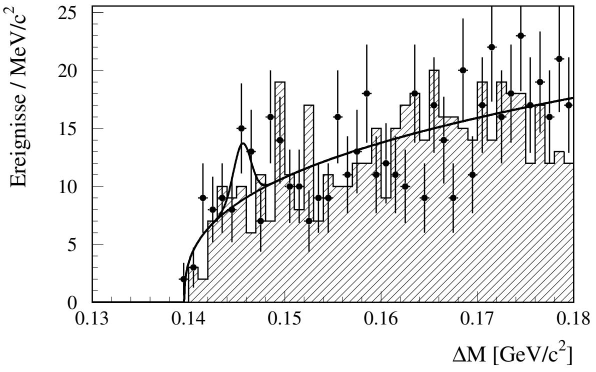
(a) $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < -1.0$

(b) $-1.0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < -0.5$



(c) $-0.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 0$

(d) $0 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 0.5$



(e) $0.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) < 1.0$

Abbildung C.3: (a-e) ΔM-Verteilung für fünf unterschiedliche Bereiche der Rapidität $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$.

Anhang D

Differentielle Wirkungsquerschnitte

D.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t$

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_t$ wurde der gesamte Datensatz in drei Transversalimpulsbereiche von 2.5 GeV/c bis 10 GeV/c unterteilt. Die Transversalimpulsverteilungen sind dabei über den beobachteten Rapiditätsbereich von $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$ integriert worden. Die Ergebnisse sind in Tab. D.1 zusammengefaßt.

Zusammenfassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Größe	**Wert**		
Bereich in $p_t(\mathrm{D}^*)$	$2.5 \leq p_t < 3.5$	$3.5 \leq p_t < 6.0$	$6.0 \leq p_t < 10.0$
Anzahl $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten	50.3 ± 12.2	42.1 ± 7.9	3.9 ± 2.2
Akzeptanz $\mathcal{A}_{dir}$ [%]	3.58 ± 0.11	1.71 ± 0.08	0.29 ± 0.03
Akzeptanz $\mathcal{A}_{res}$ [%]	1.27 ± 0.07	0.37 ± 0.04	0.03 ± 0.01
Effizienz ϵ_{dir} [%]	10.8 ± 2.2	18.1 ± 3.8	29.0 ± 9.1
Effizienz ϵ_{res} [%]	15.3 ± 4.7	33.0 ± 10.1	28.1 ± 23.9
Verhältnis $\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ $[W_{\gamma\mathrm{p}},Q^2,p_t,\hat{y}]$	92 : 8	95 : 5	97 : 3
$d\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ $[W_{\gamma\mathrm{p}}, Q^2, p_t, \hat{y}]$ [nb/GeV/c]	$12.7 \pm 3.3\,^{+2.5}_{-2.2}$	$2.5 \pm 0.5\,^{+0.5}_{-0.4}$	$0.10 \pm 0.06\,^{+0.02}_{-0.02}$
$1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{D}^{*\pm}X)/dp_t$ $[W_{\gamma\mathrm{p}},Q^2,p_t,\hat{y}]$ [nb/GeV/c]	$382 \pm 98\,^{+77}_{-69}$	$76 \pm 16\,^{+15}_{-14}$	$2.9 \pm 1.8\,^{+0.6}_{-0.5}$

Tabelle D.1: Zusammenfassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t$. Die Fehler geben den statistischen und experimentellen systematischen Fehler an. Die Resultate gelten für $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$, $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$ und $-1.5 \leq \hat{y}(\mathrm{D}^*) \leq 1.0$.

D.2 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\hat{y}$

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\hat{y}$ wurde der Datensatz in insgesamt fünf Rapiditätsbereiche von -1.5 bis 1.0 unterteilt, wobei über den Transversalimpulsbereich von 2.5 GeV/c bis 10 GeV/c integriert wurde. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Tabelle auf der nächsten Seite zusammengefaßt.

Zusammenfassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Größe		**Wert**				
Bereich in $\hat{y}(\mathrm{D}^*)$		$-1.5 \leq \hat{y} < -1.0$	$-1.0 \leq \hat{y} < -0.5$	$-0.5 \leq \hat{y} < 0$	$0 \leq \hat{y} < 0.5$	$0.5 \leq \hat{y} < 1.0$
Anzahl $\mathrm{D}^{*\pm}$-Kandidaten		15.6 ± 4.9	19.3 ± 6.2	24.6 ± 7.0	25.7 ± 7.5	14.0 ± 7.1
Akzeptanz $\mathcal{A}_{dir}$	[%]	0.95 ± 0.06	1.40 ± 0.07	1.49 ± 0.07	1.09 ± 0.06	0.65 ± 0.05
Akzeptanz $\mathcal{A}_{res}$	[%]	0.10 ± 0.02	0.18 ± 0.03	0.33 ± 0.04	0.50 ± 0.05	0.56 ± 0.05
Effizienz ϵ_{dir}	[%]	20.0 ± 8.0	20.3 ± 6.9	13.2 ± 2.9	10.1 ± 2.4	11.6 ± 3.1
Effizienz ϵ_{res}	[%]	20.1 ± 17.6	35.0 ± 19.2	17.9 ± 8.4	18.8 ± 6.7	16.7 ± 6.1
Verhältnis $\mathcal{R}_{dir}$:$\mathcal{R}_{res}$ $[W_{\gamma\mathrm{p}},Q^2,p_t,\hat{y}]$		97 : 3	97 : 3	95 : 5	90 : 10	82 : 18
$d\sigma(\mathrm{ep} \rightarrow \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ $[W_{\gamma\mathrm{p}}, Q^2, p_t, \hat{y}]$	[nb]	$4.4 \pm 1.6\,^{+1.6}_{-1.6}$	$5.3 \pm 1.8\,^{+1.7}_{-1.6}$	$10.4 \pm 3.2\,^{+2.0}_{-1.8}$	$13.3 \pm 4.3\,^{+2.6}_{-2.3}$	$6.3 \pm 3.4\,^{+1.2}_{-1.1}$
$1/(2 \cdot \mathcal{P}(\mathrm{c} \rightarrow \mathrm{D}^{*+})) \cdot d\sigma(\gamma\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{D}^{*\pm}X)/d\hat{y}$ $[W_{\gamma\mathrm{p}},Q^2,p_t,\hat{y}]$	[nb]	$133 \pm 47\,^{+49}_{-48}$	$158 \pm 55\,^{+51}_{-49}$	$312 \pm 96\,^{+63}_{-56}$	$399 \pm 128\,^{+81}_{-72}$	$189 \pm 102\,^{+38}_{-34}$

Tabelle D.2: Zusammenfassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\hat{y}$. Die Fehler geben den statistischen und experimentellen systematischen Fehler an. Die Resultate gelten für $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$, $95\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 268\,\mathrm{GeV}$ und $2.5\,\mathrm{GeV/c} \leq p_t(\mathrm{D}^*) \leq 10\,\mathrm{GeV/c}$.

Literaturverzeichnis

[1] E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.

[2] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[3] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[4] J. D. Bjorken und E. A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975.

[5] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214.

[6] W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Vol. 1-2, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[7] R. D. Peccei, Herausgeber, *Proceedings of the HERA workshop*, Vol. 1-2, Hamburg, 12.-14. Okt. 1987, DESY.

[8] A. De Roeck, Physics Results from the First Electron-Proton Collider HERA, Preprint, DESY 95-025, März 1995.

[9] H.-U. Martyn, Recent Results from the H1 Experiment at HERA, Preprint, DESY 94-195, Nov. 1994.

[10] M. Kuhlen, New Experimental Results at HERA, Preprint, DESY 94-191, Okt. 1994.

[11] F. Jacquet und A. Blondel, Detectors for Charged Current Events, in *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Herausgeber: U. Amaldi, S. 377, Hamburg, 2.-3. Apr. 1979, DESY.

[12] C. G.Callan und D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[13] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[14] H. Hufnagel, *Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1994.

[15] H. Plothow-Besch, Comput. Phys. Commun. **75** (1993) 396.

[16] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phys. Lett. **B306** (1993) 145.

[17] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. **C53** (1992) 127.

[18] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phys. Rev. **D51** (1995) 4756.

[19] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phys. Lett. **B354** (1995) 155.

[20] H1-Kollaboration, S. Aid et al., Nucl. Phys. **B470** (1996) 3.

[21] BCDMS-Kollaboration, A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. **B223** (1989) 485.

[22] NMC-Kollaboration, M. Arneodo et al., Phys. Lett. **B364** (1995) 107.

[23] H1-Kollaboration, I. Abt et al., Nucl. Phys. **B407** (1993) 515.

[24] B. Badelek et al., Working Group Report on the Structure of the Proton, Preprint, DESY 96-049, März 1996.

[25] K. Prytz, Phys. Lett. **B311** (1993) 286.

[26] H1-Kollaboration, S. Aid et al., Phys. Lett. **B354** (1995) 494.

[27] H1-Kollaboration, S. Aid et al., Nucl. Phys. **B449** (1995) 3.

[28] ZEUS-Kollaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. **B345** (1995) 576.

[29] NMC-Kollaboration, D. Allasia et al., Phys. Lett. **B258** (1991) 493.

[30] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. **C67** (1995) 433.

[31] H. L. Lai et al., Phys. Rev. **D51** (1995) 4763.

[32] T. H. Bauer, R. D. Spital und D. R. Yennie, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261.

[33] OMEGA-Photon-Kollaboration, R. J. Apsimon et al., Z. Phys. **C43** (1989) 63.

[34] M. Erdmann, The Partonic Structure of the Photon: Photoproduction at the Lepton-Proton Collider HERA, Preprint, DESY 96-090, Mai 1996.

[35] H. Abramowicz, K. Charchula und A. Levy, Phys. Lett. **B269** (1991) 458.

[36] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Rev. **D46** (1992) 1973.

[37] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. **C53** (1992) 651.

[38] H1-Kollaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. **B445** (1995) 195.

[39] H1-Kollaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. **B299** (1993) 374.

[40] C. F. v. Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.

[41] E. J. Williams, Phys. Rev. **45** (1934) 729.

[42] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B319** (1993) 339.

[43] A. Rostovtsev und V. Soloshenko, Corrections to the Weizsäcker-Williams-Approximation of Photon Flux in *ep* Collisions, Interner H1-Bericht H1-08/93-309, Aug. 1993.

[44] A. I. Lebedev, Corrections to Weizsäcker-Williams-Approximation for Low-Q^2 Inelastic ep-Scattering, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, S. 613, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[45] H1-Kollaboration, S. Aid et al., Z. Phys. **C69** (1995) 27.

[46] ZEUS-Kollaboration, M. Derrick et al., Z. Phys. **C63** (1994) 391.

[47] A. Donnachie und P. V. Landshoff, Phys. Lett. **B296** (1992) 227.

[48] H. Abramowicz, E. M. Levin, A. Levy und U. Maor, Phys. Lett. **B269** (1991) 465.

[49] CDF-Kollaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 5550.

[50] G. A. Schuler und J. Terron, Photon-proton total cross section and the reaction γp $\rightarrow$ ρp at HERA, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, S. 599, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[51] M. Drees und F. Halzen, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 275.

[52] B. J. Bjorken und S. L. Glashow, Phys. Lett. **11** (1964) 255.

[53] J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404.

[54] J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.

[55] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 255.

[56] I. Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 569.

[57] G. Goldhaber et al., Phys. Lett. **B69** (1977) 503.

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

[59] H. K. Nguyen et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 262.

[60] A. Chen et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 634.

[61] E. G. Cazzoli et al., Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1125.

[62] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994, DESY FH1T-94-02.

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

[64] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B348** (1995) 633.

[65] M. Wins, *Produktionsmechanismen schwerer Quarks am H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1995, PITHA 96/6.

[66] H. Fritzsch und K. H. Streng, Phys. Lett. **B72** (1978) 385.

[67] L. M. Jones und H. W. Wyld, Phys. Rev. **D17** (1978) 759.

[68] S. Frixione, Prospects for heavy flavour photoproduction at HERA, in *Proceedings of the Workshop: Future Physics at HERA*, Herausgeber: G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Vol. 1, S. 408, Hamburg, 1995/96, DESY.

[69] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Rev. **D45** (1992) 3986.

[70] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B308** (1993) 137.

[71] P. Nason, S. Dawson und R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B303** (1988) 607.

[72] J. Smith und W. L. van Neerven, Nucl. Phys. **B374** (1992) 36.

[73] R. K. Ellis und Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B303** (1988) 653.

[74] CIF-Kollaboration, M. S. Atiya et al., Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 414.

[75] BFP-Kollaboration, A. R. Clark et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 682.

[76] SLAC HFP-Kollaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. **D30** (1984) 1.

[77] EMC-Kollaboration, M. Arneodo et al., Z. Phys. **C35** (1987) 1.

[78] EMC-Kollaboration, J. J. Aubert et al., Nucl. Phys. **B213** (1983) 31.

[79] EMC-Kollaboration, J. J. Aubert et al., Phys. Lett. **B167** (1986) 127.

[80] PEC-Kollaboration, M. I. Adamovich et al., Phys. Lett. **B187** (1987) 437.

[81] E691-Kollaboration, J. C. Anjos et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2503.

[82] WA4-Kollaboration, D. Aston et al., Phys. Lett. **B94** (1980) 113.

[83] M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B373** (1992) 295.

[84] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B412** (1994) 225.

[85] S. Frixione, P. Nason und G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B454** (1995) 3.

[86] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phys. Rev. **D50** (1994) 6734.

[87] C. Peterson et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[88] J. Chrin, Z. Phys. **C36** (1987) 163.

[89] H1-Kollaboration, C. Adloff et al., Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA, Preprint, DESY 96-138, Juli 1996.

[90] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[91] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[92] A. Ali et al., Heavy Quark Physics at HERA, in *Proceedings of the HERA workshop*, Herausgeber: R. D. Peccei, Vol. 1, pp. 395–494, Hamburg, 12.-14. Okt. 1987, DESY.

[93] M. L. Mangano und P. Nason, Phys. Lett. **B285** (1992) 160.

[94] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., Phys. Lett. **B353** (1995) 595.

[95] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., Z. Phys. **C67** (1995) 27.

[96] S. J. Brodsky et al., Phys. Lett. **B93** (1980) 451.

[97] S. J. Brodsky, C. Peterson und N. Sakai, Phys. Rev. **D23** (1981) 2745.

[98] G. Ingelmann, L. Jönsson und M. Nyberg, Phys. Rev. **D47** (1993) 4872.

[99] G. Ingelman und M. Thunman, Signals for Intrinsic Charm in High Energy Interactions, Preprint, hep-ph/9604289, Apr. 1996.

[100] G. Levman, Muon Pair Production by Two Photon Collisions at HERA, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, S. 623, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[101] R. Bernet, *Production of* $D^{*\pm}$ *Mesons Measured with the H1 Detector at HERA*, Dissertation, ETH Zürich IPP, 1995, ETH Nr. 11041 und ETHZ-IPP 95-02.

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

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

[104] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

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

[106] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., Z. Phys. **C62** (1994) 1.

[107] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. **C59** (1993) 533.

[108] S. Nussinov, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1672.

[109] S. L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[110] C. Grab, Rare D Meson Decays at HERA, in *Proceedings of the Workshop: Future Physics at HERA*, Herausgeber: G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Vol. 1, S. 376, Hamburg, 1995/96, DESY.

[111] B. H. Wiik, HERA Status, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, S. 1, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[112] H1-Kollaboration, The H1 Detector at HERA, Preprint, DESY 93-103, Juli 1993.

[113] ZEUS-Kollaboration, The ZEUS Detector, Status Report, 1993.

[114] HERMES-Kollaboration, Technical Design Report, Juli 1993.

[115] HERA-B-Kollaboration, An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Technical Design Report, DESY-PRC 95/01, Jan. 1995.

[116] G. Wolf, HERA: Physics, Machine and Experiments, Preprint, DESY 86-089, Aug. 1986.

[117] G. Wolf, HERA Physics, Preprint, DESY 94-022, Feb. 1994.

[118] J. Bürger et al., Nucl. Instr. Meth. **A279** (1989) 217.

[119] S. Prell, *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors*, Dissertation, Universität Hamburg, 1992, DESY FH1T-92-04.

[120] V. Lubimov, Particle separation by Likelihood Analysis of dE/dx Measurements in H1 Track Chambers, Interner H1-Bericht H1-11/93-329, Nov. 1993.

[121] P. Robmann et al., Nucl. Instr. Meth. **A277** (1989) 368.

[122] S. Egli et al., Nucl. Instr. Meth. **A283** (1989) 487.

[123] H. Bärwolff et al., Nucl. Instr. Meth. **A283** (1989) 467.

[124] K. Müller et al., Nucl. Instr. Meth. **A312** (1992) 457.

[125] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A336** (1993) 460.

[126] P. Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg, 1992, DESY FH1K-92-02.

[127] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A350** (1994) 57.

[128] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. **A336** (1993) 499.

[129] K. Borras, The Performance of the H1 Calorimeters, Beijing Calorimetry Symposium 1994, Preprint, DESY 95-067, Apr. 1995.

[130] H1 BEMC Group, J. Ban et al., Nucl. Instr. Meth. **A372** (1996) 399.

[131] H.-P. Kasselmann, *Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994, DESY FH1K-94-07.

[132] J. Tutas, The Limited Streamer Tube System of H1, Interner H1-Bericht H1-10/92-246, Okt. 1992.

[133] J. Ebert, The H1-Tail Catcher: Hardware and Software Performance, Interner H1-Bericht H1-08/95-448, Aug. 1995.

[134] H1-Kollaboration, T. Ahmed et al., Z. Phys. **C66** (1995) 529.

[135] H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 83.

[136] A. Courau und P. Kessler, Phys. Rev. **D33** (1986) 2028.

[137] L. Suszycki, Luminosity Monitoring, Photon Tagging and QED Tests, in *Proceedings of the HERA workshop*, Herausgeber: R. D. Peccei, Vol. 2, S. 505, Hamburg, 12.-14. Okt. 1987, DESY.

[138] H1-Kollaboration, Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA, 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen, pa17-026, Juli 1996.

[139] E. Elsen, The H1 trigger and data acquisition system, in *Proceedings of the International Symposium Electronic Instrumentation in Physics*, Dubna, Rußland, 14.-17. Mai 1991.

[140] S. Eichenberger et al., A fast pipelined trigger for the H1 experiment, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP'92)*, Herausgeber: C. Verkerk und W. Wojcik, S. 214, Annecy, Frankreich, 21.-25. Sept. 1992.

[141] F. Sefkow et al., Experience with the First Level Trigger of H1, Interner H1-Bericht H1-11/94-407, Nov. 1994.

[142] H. Krehbiel, The H1 Trigger Decider: From Trigger Elements to L1-Keep, Interner H1-Bericht H1-09/92-239, Sept. 1992.

[143] J.C. Bizot et al., Hardware Study For A topological level 2 trigger, Interner H1-Bericht H1-09/92-240, Sept. 1992.

[144] J. Fent et al., A Neural Network Second Level Trigger for the H1 Experiment at HERA, XXVI International Conference on Lepton-Phton-Interactions, Beijing, China, Aug. 1995.

[145] M. Turiot und C. Vallee, Implementation of the L3 trigger in H1, Interner H1-Bericht H1-09/94-382, Sept. 1994.

[146] W.J. Haynes, Experiences at HERA with the H1 data acquisition system, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP'92)*, Herausgeber: C. Verkerk und W. Wojcik, S. 151, Annecy, Frankreich, 21.-25. Sept. 1992.

[147] R. Prosi, Pedestrian's Guide to the L4 Filter Farm, Interner H1-Bericht H1-11/94-412, Sept. 1994.

[148] R. Prosi, The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm, Interner H1-Bericht H1-03/95-433, März 1995.

[149] S. Guenther, P. Skvaril und J. Strachota, Slow control on the H1 experiment at HERA, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP'92)*, Herausgeber: C. Verkerk und W. Wojcik, S. 769, Annecy, Frankreich, 21.-25. Sept. 1992.

[150] R. Gerhards und Z. Szkutnik, First experience with online reconstruction in H1, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP'92)*, Herausgeber: C. Verkerk und W. Wojcik, S. 218, Annecy, Frankreich, 21.-25. Sept. 1992.

[151] V. Blobel, The F-package for input-output, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP'92)*, Herausgeber: C. Verkerk und W. Wojcik, S. 755, Annecy, Frankreich, 21.-25. Sept. 1992.

[152] I. Abt, Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce *ep* events for H1, Interner H1-Bericht H1-05/93-290, Mai 1993.

[153] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[154] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual, CERN-TH.7112/93, 1993.

[155] T. Sjöstrand, PYTHIA at HERA, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 3, S. 1405, Hamburg, 29.-30. Okt. 1991, DESY.

[156] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.

[157] CERN Application Software Group, GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, Okt. 1994.

[158] R. L. Gluckstern, Nucl. Instr. Meth. **24** (1963) 381.

[159] T. Eckel, *Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurenkammer von H1*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994, H1-08/94-371.

[160] W. Erdmann, *Untersuchung der Photoproduktion von* D**-Mesonen am* ep*-Speicherring HERA*, Dissertation, ETH Zürich IPP, 1996, ETH Nr. 11441 und ETHZ-IPP 96-01.

[161] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver* J/ψ*-Erzeugung bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1995.

[162] G. Goldhaber, Review of PEP experiments, in *Proceedings of the XVIII Recontre de Moriond*, Herausgeber: J. Tran Thanh Van, Vol. 2, S. 137, La Plagne-Savoie, Frankreich, 13.-19. März 1983, Editions Frontières.

[163] Th. Wolff et al., Nucl. Instr. Meth. **A323** (1992) 537.

[164] J. Riedlberger, The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers, 5th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italien, 3.-7. Okt. 1994.

[165] T. Carli et al., Performance of the H1 Lar Trigger in 1994, Interner H1-Bericht H1-07/95-445, Juli 1995.

[166] S. Eichenberger et al., Nucl. Instr. Meth. **A323** (1992) 532.

[167] H. Beck, Principles and Operation of the z-Vertex Trigger, Interner H1-Bericht H1-05/96-479, Mai 1996.

[168] D. Müller, *Topological Coincidences between Traching- and Calorimetric Triggers at the H1 Experiment*, Diplomarbeit, Universität Zürich, 1994.

[169] H1-Kollaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. **B439** (1995) 471.

[170] S. Levonian und A. Panitch, Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data, Interner H1-Bericht H1-09/95-454, 11. Sept. 1995.

[171] ZEUS-Kollaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. **B349** (1995) 225.

[172] H1-Kollaboration, S. Aid et al., Nucl. Phys. **B472** (1996) 32.

[173] G. Marchesini et al., Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465.

[174] U. -P. Krüger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994, DESY F11/F22-94-02.

[175] A. Wagener, *Leptonische Zerfälle von Hadronen mit Charm im H1-Experiment*, Dissertation, RWTH Aachen, 1996, PITHA 96/36.

[176] C. Gruber, Dissertation in Vorbereitung, Universität Kiel.

[177] W. Erdmann et al., Nucl. Instr. Meth. **A372** (1996) 188.

[178] R. Eichler und S. Frixione, Heavy Flavour Production, in *Proceedings of the Workshop: Future Physics at HERA*, Herausgeber: G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Vol. 1, S. 347, Hamburg, 1995/96, DESY.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Für die Begutachtung der vorliegenden Arbeit, die im Rahmen der H1-Kollaboration am DESY entstanden ist, möchte ich mich sehr herzlich bei Herrn Dr. habil. W. Stamm bedanken. Mein Dank gilt auch der Korreferentin Frau Prof. Dr. B. Schrempp und Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Erstellung des Zweit- bzw. Drittgutachtens.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W.D. Dau, der mir die interessante Tätigkeit am DESY ermöglichte. Seine intensive Betreuung und sein Engagement trugen wesentlich zum guten Gelingen dieser Arbeit bei. Die vielen fruchtbaren Diskussionen waren mir sehr hilfreich.

Ganz besonders herzlich bedanke ich mich bei Dr. F. Sefkow für die konstruktive und erfolgreiche Zusammenarbeit im Zusammenhang mit der D^*-Veröffentlichung. Seine Anregungen und die motivierenden Diskussionen waren mir eine wertvolle Hilfe. Für die Unterstützung meiner D^*-Analyse möchte ich mich auch bei Dr. C. Grab und Dr. R. Gerhards bedanken. Darüber hinaus gilt mein Dank allen Mitgliedern der Heavy-Quark-Arbeitsgruppe, in deren Rahmen die vorliegende Arbeit entstand.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und das freundschaftliche Klima möchte ich mich bei der Kieler H1-Gruppe und den übrigen Mitgliedern der Kieler Hochenergiephysik sowie bei allen Mitarbeitern der H1-Kollaboration bedanken.

Für das Korrekturlesen und die tatkräftige Unterstützung bei der Fertigstellung dieser Arbeit bedanke ich mich besonders bei meiner Frau sowie bei Gesa Janssen und den Dipl.-Physikern Udo Flinder und Oliver Karschnik.

Meiner Tochter Liv Kristin sei schließlich noch gedankt für ihre Geduld in den letzten Monaten.