Charm-Jets in Photoproduktion im H1-Detektor

Diplomarbeit
am Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Gero Flucke

September 2001

Kurzfassung

Zwei-Jet-Ereignisse mit Charm in Photoproduktion werden mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA untersucht. Charm wird über das D*-Meson und dieses über den Zerfallskanal $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$ nachgewiesen. Zur Jet-Rekonstruktion wird der inklusive k_T-Algorithmus verwendet und $E_t^{jet} \geq 4$ bzw. 3 GeV verlangt. Mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA werden Kriterien für eine gute Rekonstruktion des Charm-Anticharm-Paares aus der Photon-Gluon-Fusion durch die beiden Jets entwickelt. Damit ist der Anteil x_g des Gluons am Protonimpuls bestimmbar. Der Vergleich der Jets in den Daten und im Monte-Carlo zeigt zufriedenstellende Übereinstimmung. Für D*-Zwei-Jet- und D*-Ereignisse werden totale und in x_g differentielle Wirkungsquerschnitte angegeben.

Abstract

Charm events containing at least two jets are studied in photoproduction at the electron-proton collider HERA using the H1 detector. Charm is tagged via a D* meson in the decay channel $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$. Jets are reconstructed using the inclusive k_T algorithm. Transverse jet energies above 4 and 3 GeV, resp., are required. The Monte Carlo generator AROMA is used to develop criteria to reconstruct the pair of charm and anticharm from the photon gluon fusion by both jets. This allows to determine the momentum fraction x_g of the gluon with respect to the proton. Measured jet distributions are well described by Monte Carlo. Total cross sections are presented for events with a D* meson and for events with a D* meson and two jets. Differential cross sections are shown as a function of x_g.

᾿Εν ἀρχῇ ἦν ὁ λόγος,
καὶ ὁ λόγος ἦν πρὸς τὸν θεόν,
καὶ θεὸς ἦν ὁ λόγος.

οὗτος ἦν ἐν ἀρχῇ πρὸς τὸν θεόν.
πάντα δι᾿ αὐτοῦ ἐγένετο,
καὶ χωρὶς αὐτοῦ ἐγένετο οὐδὲ ἕν ὃ γέγονεν.

ἐν αὐτῷ ζωὴ ἦν,
καὶ ἡ ζωὴ ἦν τὸ φῶς τῶν ἀνθρώπων·
καὶ τὸ φῶς ἐν τῇ σκοτίᾳ φαίνει,
καὶ ἡ σκοτὶα αὐτὸ οὐ κατέλαβεν.

ΙΟΑΝΝΗΣ 1.1 – 5

Im Anfang war das Wort,
und das Wort war bei Gott,
und das Wort war Gott.

Im Anfang war es bei Gott.
Alles ist durch das Wort geworden
und ohne das Wort wurde nichts, was geworden ist.

In ihm war das Leben
und das Leben war das Licht der Menschen.
Und das Licht leuchtet in der Finsternis
und die Finsternis hat es nicht erfasst.

Johannes 1.1 – 5

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Standardmodell

Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, den Aufbau der Materie in den kleinsten zugänglichen Dimensionen zu verstehen und zu beschreiben. Alle bisherigen experimentellen Ergebnisse lassen sich gut mit dem vor über 20 Jahren entwickelten *Standardmodell* in Einklang bringen.

Im Standardmodell besteht die Materie aus zwei Teilchenfamilien, den *Quarks* und den *Leptonen*. Die sechs Quarks werden mit Up u, Down d, Charm c, Strange s, Top t und Beauty b bezeichnet. Die Leptonen sind das Elektron e, das Myon μ und das Tauon τ sowie die zugehörigen Neutrinos ν_e, ν_μ und ν_τ. Beide Familien lassen sich wie folgt jeweils in drei *Generationen* ordnen:

$$\begin{array}{ccc} \textbf{Quarks} & \qquad & \textbf{Leptonen} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} & & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \end{array}$$

Die Massen der Teilchen nehmen von Generation zu Generation zu. Die Quarks u, c und t tragen $+\frac{2}{3}$, die Quarks d, s und b $-\frac{1}{3}$ der elektrischen Elementarladung. Die Leptonen e, μ und τ sind einfach negativ geladen, Neutrinos elektrisch neutral. Für alle diese Teilchen kommen Anti-Teilchen mit entgegengesetzten Ladungen hinzu.
Das Standardmodell beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Teilchen durch *drei* verschiedene *Kräfte*, deren Wirken durch sogenannte Austauschteilchen beschrieben wird:

- Die *starke* oder auch Farbkraft wirkt nur zwischen den Quarks. Ihre Austauschteilchen werden Gluonen genannt und mit g bezeichnet.

- Die *elektromagnetische* Kraft wirkt zwischen allen elektrisch geladenen Teilchen. Übetragen wird sie durch das Photon γ.

- Die *schwache* Kraft wirkt zwischen allen Teilchen und wird durch die Austauschteilchen Z^0, W^+ oder W^- übertragen.

Die starke Kraft wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) theoretisch beschrieben. Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die Prozesse der elektromagnetischen Kraft. Bei hohen Energien liefert jedoch nur die vereinheitlichte *elektro-schwache* Kraft eine Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Der Higgs-Mechanismus liefert eine Begründung für die Massen der Teilchen sowie der Austauschteilchen der schwachen Kraft.

Gleichungen sowohl der QCD als auch der vereinheitlichten elektro-schwachen Theorie sind bisher nur in *Störungsrechnung* lösbar. Je nachdem, wie viele Terme der Störungsreihe berücksichtigt werden, spricht man von Vorhersagen in führender Ordnung (LO, englisch: *leading order*), nächst-führender Ordnung (NLO) und nächst-nächst-führender Ordnung (NNLO). Einzelne Terme der Entwicklung lassen sich durch Feynman-Diagramme veranschaulichen.

Quarks und Gluonen treten in der Natur nicht als freie Teilchen auf. Beobachtbar sind *Mesonen*, die aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen, und *(Anti-)Baryonen*, die sich aus drei (Anti-)Quarks zusammensetzen. Zu ihnen gehört z.B. das Proton uud. Mesonen und Baryonen werden gemeinsam als Hadronen bezeichnet.

Thema dieser Arbeit

Das Wissen über den elementaren Aufbau der Materie stammt hauptsächlich von *Streu-Experimenten*. Hierbei werden Teilchen miteinander zur Kollision gebracht, indem entweder ein Teilchenstrahl auf ein festes Ziel oder zwei Teilchenstrahlen aufeinander gelenkt werden. Mit Hilfe von Teilchen-Detektoren versucht man, die dabei entstehenden Reaktionsprodukte zu messen und dadurch den Streu-Prozess zu rekonstruieren.

Am *Deutschen Elektronen-Synchrotron* (DESY) in Hamburg wird seit 1992 die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA betrieben. Dort werden Elektronen bzw. deren Anti-Teilchen, die Positronen, und Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt, gespeichert und an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An einem der Wechselwirkungspunkte steht der H1-Detektor, dessen Daten der Jahre 1997 bis 2000 für diese Arbeit genutzt werden.

Am *H1-Experiment* werden hauptsächlich drei Themengebiete untersucht: die Struktur des Protons, Tests der QCD und Physik jenseits des Standardmodells.
Diese Arbeit untersucht Ereignisse mit *Charm-Quarks*. Charm ist das leichteste der drei schweren Quarks Charm, Beauty und Top. Charm und Beauty werden bei HERA vornehmlich in Photon-Gluon-Fusion erzeugt, d.h. das vom Elektron abgestrahlte Photon wechselwirkt über die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares $c\bar{c}$ bzw. $b\bar{b}$ mit einem Gluon aus dem Proton. Die Produktion von Charm und Beauty ist deshalb sensitiv auf Eigenschaften der QCD. Das Top-Quark kann wegen seiner großen Masse bei HERA nicht als Top-Antitop-Paar erzeugt werden.

Es werden nur Ereignisse aus *Photoproduktion* betrachtet, in der das ausgetauschte Photon quasi-reell ist. Der Nachweis von c- oder $\bar{c}$-Quark erfolgt durch ein *$D^{*\pm}$-Meson*. Dieses wird über den Zerfallskanal $\mathrm{D}^* \rightarrow \mathrm{D}^0 \pi_s$ und das entstandene D^0 durch $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mathrm{K}\pi$ nachgewiesen. Diese Zerfallskette wird „goldener" Zerfallskanal genannt, weil dem ersten Pion π_s wegen der geringen Massendifferenz $\Delta m = 145.44\,\mathrm{MeV}/c^2$ zwischen D^* und D^0 nur ein kleiner Phasenraum zur Verfügung steht. Deswegen ist der kombinatorische Untergrund klein und man erhält ein deutliches Signal. Das so nachgewiesene D^*-Meson kann auch aus dem Zerfall des B-Mesons stammen, in das ein Beauty-Quark fragmentiert ist. Der Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von Beauty-Quarks ist jedoch deutlich geringer als der der Charm-Erzeugung, so dass der Beauty-Anteil in dieser Arbeit vernachlässigt wird.

Hauptanliegen dieser Arbeit ist die Untersuchung von *Jets* in den so ausgewählten Ereignissen mit Charm. Jets sind Bündel von Teilchen, die den Wechselwirkungspunkt in ungefähr gleicher Richtung verlassen. Es wird angenommen, dass diese Teilchen aus der Fragmentation eines Quarks oder Gluons stammen, das im Streu-Prozess entstanden ist. Die Rekonstruktion von Jets wird mit Hilfe eines Jet-Algorithmus vorgenommen. Jet-Algorithmen werden so definiert, dass sie möglichst alle Teilchen, die aus einem solchen Quark oder Gluon stammen, zu einem Jet zusammenfassen. Jets bieten damit die Möglichkeit, Richtung und Energie dieser Quarks oder Gluonen zu rekonstruieren.

Werden in D^*-Ereignissen zwei Jets rekonstruiert, ermöglicht dies die Rekonstruktion des Quark-Antiquark-Paares aus der Photon-Gluon-Fusion. Die Ereignis-Kinematik ist damit genauer bestimmbar als über den Nachweis nur eines Quarks mit Hilfe des D^*-Mesons. Dadurch lässt sich der Anteil x_g des Gluons am Protonimpuls zuverlässiger rekonstruieren. Die Messung von Wirkungsquerschnitten in x_g-Intervallen ermöglicht die Bestimmung der *Gluondichte* im Proton.

Gliederung

Die Arbeit beginnt mit den theoretischen Grundlagen, in denen hauptsächlich auf die Elektron-Proton-Streuung sowie im Rahmen der Fragmentation von Quarks zu Hadronen auf das Konzept von Jets eingegangen wird. Das zweite Kapitel beschreibt den Speicherring HERA und das H1-Experiment mit den wichtigsten in dieser Arbeit verwendeten Detektorkomponenten. Darauf folgt ein Kapitel, in dem vorgestellt wird, wie über das D^*-Meson Ereignisse mit Charm-Quarks selektiert werden. Kapitel vier beinhaltet die Jet-Untersuchungen. Mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA werden Kriterien bestimmt, die sicherstellen, dass ein Jet-Paar das in der Photon-Gluon-Fusion entstandene Charm-Anticharm-Paar rekonstruiert. Im darauffolgenden Kapitel wird ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für die D^*-Zwei-Jet-Produktion bestimmt, der auch differentiell in x_g angegeben wird. Kapitel sechs schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick ab.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Phänomene der Elektron-Proton-Streuung[1] dargestellt, insbesondere wird auf die Ereignis-Kinematik, die an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen und die Erzeugung schwerer Quarks eingegangen. Es folgt ein Abschnitt über die Entwicklung von in der Wechselwirkung entstehenden Quarks zu den detektierbaren Hadronen. In diesem Zusammenhang wird das wichtige Konzept von Jets diskutiert. Abschließend wird auf die Verwendung von Monte-Carlo-Simulationen eingegangen, hier vor allem auf das Programm AROMA, das in dieser Arbeit verwendet wird, um die Produktion schwerer Quarks in ep-Streuung zu simulieren.

1.1 Die Elektron-Proton-Streuung

1.1.1 Kinematik der ep-Streuung

Die kollidierenden Elektronen und Protonen wechselwirken über den Austausch eines Eichbosons γ, Z^0 oder $W^{\pm}$. Wird die Wechselwirkung durch ein γ oder ein Z^0 vermittelt, handelt es sich um ein Ereignis des neutralen Stroms. Bei $W^{\pm}$-Wechselwirkungen spricht man vom geladenen Strom. Das Elektron wandelt sich hierbei in ein Neutrino um. Abbildung 1.1 zeigt Feynmangraphen für beide Prozesse. Dabei bezeichnen k und P die Vierer-Impulse des einlaufenden Elektrons und Protons, k' den Vierer-Impuls des auslaufenden Elektrons bzw. Neutrinos und X den Impuls des hadronischen Endzustandes. Unter dem hadronischen Endzustand (HFS, englisch: *hadronic final state*) versteht man die Summe aller bei der ep-Streuung entstehenden Teilchen, abgesehen vom gestreuten Elektron bzw. Neutrino.

Zur Beschreibung der Ereignis-Kinematik eignen sich die vier lorentzinvarianten Größen s, Q^2, x und y, die im folgenden vorgestellt werden.
Das Quadrat s der Schwerpunktsenergie beträgt

$$s = (k + P)^2 = 4E_eE_p. \tag{1.1}$$

Der zweite Teil der Gleichung gilt, wenn die Teilchenmassen vernachlässigt werden können. Dies ist bei den Strahlenergien von $E_e = 27.5$ GeV für das Elektron und $E_p = 820$ GeV (bis 1997) bzw. 920 GeV (ab 1998) für das Proton möglich.

[1] Ob es sich um Elektronen oder Positronen handelt, wird hier nicht unterschieden, sondern allgemein die Bezeichnung Elektron verwendet.

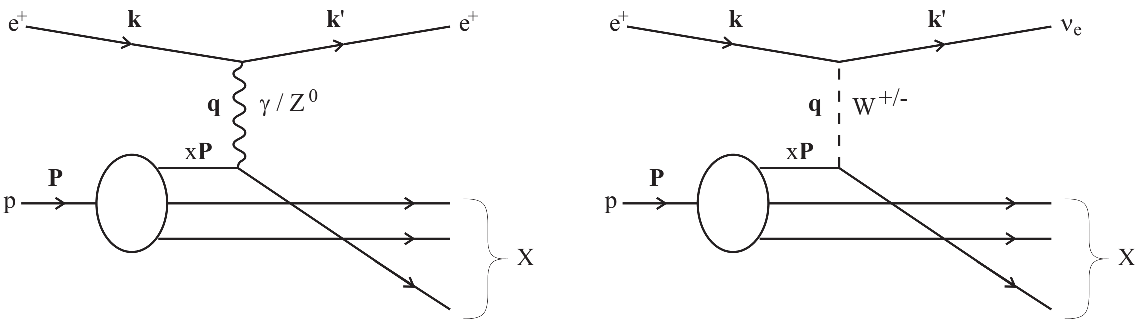


Abbildung 1.1: *Positron-Proton-Streuung: neutraler Strom (links) und geladener Strom (rechts).*

Ebenso von zentraler Bedeutung ist die Virtualität Q^2 des Eichbosons,

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \tag{1.2}$$

die dem Quadrat des Viererimpulsübertrags vom Elektron auf das Proton entspricht. Der quadratisch im Matrixelement der Wechselwirkung eingehende Propagatorterm ist proportional zu $1/(m_B^2 + Q^2)$ und somit der Austausch der massiven Eichbosonen Z^0 und $W^\pm$ ($m_B \approx$ 80-90 GeV/c^2) in Ereignissen mit niedrigem Q^2 stark unterdrückt. Da nur Ereignisse bei kleinem Q^2 in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, wird im folgenden nur noch der Photon-Austausch betrachtet.
Mit einer dritten unabhängigen Variablen ist die Kinematik der ep-Streuung vollständig beschrieben. Man wählt eine der beiden dimensionslosen Bjørkenschen Skalenvariablen:

$$x = \frac{Q^2}{q \cdot P} \tag{1.3}$$

oder

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}. \tag{1.4}$$

x gibt im Rahmen des Quark-Parton-Modells[2] den Anteil des wechselwirkenden Partons am Gesamtimpuls des Protons an. Die Inelastizität y entspricht dem relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Vernachlässigt man wiederum die Elektron- und Proton-Masse, besteht folgende einfache Beziehung zwischen den vier genannten Größen:

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

Anhand der Virtualität Q^2 unterscheidet man zwei kinematische Bereiche:

Photoproduktion: Bei sehr kleinen Virtualitäten $Q^2 \to 0$ ist das Photon quasi-reell. Dieser Bereich wird beim H1-Experiment mit $Q^2 < 1$ GeV^2 definiert; der Streuwinkel des Elektrons ist dann so klein, dass es nicht im Hauptteil des Detektors nachgewiesen werden kann.

[2] Die Konstituenten des Protons bezeichnet man als Partonen. Im Quark-Parton-Modell sind dies die beiden Up- und das Down-Quark, aber auch die Gluonen und die See-Quarks werden Partonen genannt.

Tiefinelastische Streuung (DIS, englisch *deep inelastic scattering*) liegt bei großen Virtualitäten $Q^2 > 1$ GeV^2 vor. Diese Ereignisse sind in ep-Streuung jedoch unterdrückt, da der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ umgekehrt proportional zu $(Q^2)^2$ ist [1]. Ereignisse in DIS werden in dieser Arbeit nicht untersucht.

Eine weitere wichtige Größe bei Streu-Experimenten ist die Rapidität der Teilchen:

$$\hat{y} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right). \tag{1.6}$$

Hierbei bezeichnen E die Energie und p_z den Longitudinalimpuls des Teilchens. Der Vorteil der Rapidität ist, dass sie sich unter longitudinalen Lorentztransformationen nur um eine additive Konstante ändert, Differenzen also gleich bleiben. Im Experiment verwendet wird jedoch meist die Pseudorapidität, die sich aus der Rapidität unter Vernachlässigung der Teilchenmasse (d.h. $E \approx p$) ergibt:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\cos(\theta)}{1-\cos(\theta)}\right) = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \tag{1.7}$$

θ ist dabei der Polarwinkel des Teilchens[3]. Bei Verwendung der Pseudorapidität anstatt der Rapidität gilt die Gleichheit von Differenzen unter Lorentztransformationen nur noch näherungsweise.

Um ein Ereignis rekonstruieren zu können, ist es von fundamentaler Wichtigkeit, die kinematischen Variablen zu bestimmen. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist durch die Strahlenergieen festgelegt. Zur Bestimmung von Q^2 und y gibt es verschiedene Methoden, x folgt dann aus Gleichung 1.5:

Die Elektron-Methode beruht auf der genauen Bestimmung der Energie $E_{e'}$ und des Polarwinkels $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons. Q^2 und y berechnen sich daraus zu

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'} \cos^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right) \tag{1.8}$$

und

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right). \tag{1.9}$$

Der Polarwinkel $\theta_{e'}$ wird dabei von der positiven Flugrichtung des Protons aus gemessen. Außer für sehr kleine $\theta_{e'}$ ist die Messung von Q^2 sehr genau.
In Photoproduktion ($\theta_{e'} \approx 180°$) vereinfacht sich die Bestimmung der Inelastizität zu $y_e = 1 - E_{e'}/E_e$.

Die Methode nach Jacquet-Blondel wird verwendet, wenn kein gestreutes Elektron gemessen werden kann oder die Messung von $E_{e'}$ sehr ungenau ist, z.B. in Ereignissen des geladenen Stroms oder in Photoproduktions-Ereignissen ohne Nachweis des Elektrons in einem der speziellen Elektrondetektoren. Sie beruht auf der Messung aller Teilchen des hadronischen Endzustandes HFS [2]:

$$Q_{jb}^2 = \frac{\sum\limits_{i \in HFS} p_{t,i}^2}{1-y_{jb}}. \tag{1.10}$$

[3] Zum H1-Koordinatensystem vergleiche Abschnitt 2.2.

$$y_{jb} = \frac{\sum\limits_{i \in HFS} (E_i - p_{z,i})}{2E_e}. \tag{1.11}$$

Können Teilchen nicht detektiert werden, weil sie im Strahlrohr in Vorwärtsrichtung verschwinden, ist ihr nicht gemessener Anteil $E_i - p_{z,i}$ im allgemeinen klein. Für große y jedoch kann es vorkommen, dass Teilchen in Rückwärtsrichtung im Strahlrohr verschwinden und dann y_{jb} zu klein ist. Wie an Formel 1.10 zu erkennen ist, hat eine kleine Abweichung der y_{jb}-Messung vom wahren y dann einen großen Einfluss auf die Messung von Q^2.

Die hier vorgestellten Methoden setzen eine genaue Energiemessung des gestreuten Elektrons bzw. des hadronischen Endzustandes voraus. Unabhängig von der Energiemessung, aber sensitiv auf Korrekturen durch höhere Ordnungen QED ist die Doppel-Winkel-Methode [3]. Sie bestimmt y und Q^2 mit Hilfe von $\theta_{e'}$ und des Polarwinkels γ des hadronischen Endzustandes. Kaum abhängig von QED-Effekten hingegen ist die Sigma-Methode. Sie kombiniert Messungen des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons. In [4] wird die Methode vorgestellt und auch ein Vergleich der verschiedenen Methoden vorgenommen. Für die in dieser Arbeit selektierten Ereignisse wird die Elektron-Methode verwendet.

1.1.2 Das Photon in ep-Streuung

In Photoproduktions-Ereignissen mit $Q^2 \approx 0$, wenn also das ausgetauschte Photon quasireell ist, zeigt das Photon Struktur. Im folgenden soll [5] folgend erläutert werden, wie es dazu kommt und warum dieser Effekt in DIS-Ereignissen vernachlässigt werden kann.

Zunächst sei die Fluktuation des Elektrons in den Elektron-Photon-Zustand betrachtet ($e \to e\gamma$): Wendet man die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta t \approx 1/\Delta E$ an und berechnet die Energiedifferenz zwischen Elektron- und Elektron-Photon-Zustand im Ruhesystem des Protons, folgt für die Fluktuationszeit

$$\Delta t_{DIS} \approx \frac{2E_\gamma}{Q^2} \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta t_{\gamma p} \approx \frac{2E_\gamma(1-y)}{m_e^2 y^2} \tag{1.12}$$

in DIS und Photoproduktion (γp). Mit einer Photonenergie[4] $E_\gamma = 20$ TeV ergibt sich eine Fluktuationszeit von $6.7 \cdot 10^{-23}$ s in DIS mit $Q^2 = 400$ GeV^2 und von $2 \cdot 10^{-13}$ s für Photoproduktion mit $y = 0.5$.

Nach einer $e \to e\gamma$-Fluktuation kann das Photon weiter in ein Quark-Antiquark-Paar übergehen. Die Fluktuationszeit hierfür lässt sich in einer analogen Rechnung aus der Quarkmasse m_q, dem Quarktransversalimpuls $p_{t,q}$ und dem Anteil x_γ eines der beiden Quarks an der Photonenergie abschätzen:

$$\Delta t \approx \frac{2E_\gamma x_\gamma (1 - x_\gamma)}{m_q^2 + p_{t,q}^2}. \tag{1.13}$$

Wieder mit $E_\gamma = 20$ TeV ergibt sich für leichte Quarks mit kleinem p_t, d.h. z.B. $m_q^2 + p_{t,q}^2 \approx (300\ \text{MeV})^2$, und einer symmetrischen Verteilung der Photonenergie auf beide Quarks ($x_\gamma = 0.5$) $\Delta t \approx 6 \cdot 10^{-20}$ s. Die Abstrahlung eines Gluons von einem aus dem Photon

[4] In Photoproduktions-Ereignissen mit einer Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems von $W_{\gamma p} = 200$ GeV beträgt die Photonenergie im Proton-Ruhesystem 20 TeV.

fluktuierten (Anti-)Quark erfolgt auf einer um den Faktor zwanzig kleineren Zeitskala, wenn sich die Energie zwischen Gluon und (Anti-)Quark unsymmetrisch wie 1 : 9 aufteilt.

Die Fluktuationen $\gamma \to q\bar{q}$ und weiter $q \to qg$ können jedoch nur stattfinden, wenn ihre Zeitskala kleiner ist als die für jeweils vorhergegangene $e \to e\gamma$ bzw. $\gamma \to q\bar{q}$. Anhand der abgeschätzten Zeiten ist ersichtlich, dass diese Fluktuationen für DIS-Ereignisse im Gegensatz zur Photoproduktion stark unterdrückt sind.

Neben der Fluktuation in ein freies Quark-Antiquark-Paar kann das Photon auch in ein gebundenes Paar übergehen, das die Quantenzahlen des Photons trägt. Dieser Ansatz wird im Vektor-Dominanz-Modell [6] verfolgt, das erfolgreich Wechselwirkungen beschreibt, die von weichen Kollisionen dominiert sind.

Insgesamt kann das Photon in Photoproduktion also auf dreierlei Weise an der Wechselwirkung teilnehmen [7]:

- direkt, das heißt ohne weitere Fluktuation[5],
- anomal, wenn das Photon in ein ungebundenes Quark-Antiquark-Paar fluktuiert ist, und
- hadronisch, wenn das Photon ein Vektormeson bildet.

In Photoproduktions-Ereignissen kann man also die Struktur des Photons untersuchen, während man in DIS, wo Q^2 das Auflösungsvermögen des virtuellen Photons angibt, die Struktur des Protons studiert.

1.1.3 Das Proton in ep-Streuung

Elektron-Proton-Streuung kann – unter Vernachlässigung der massiven Eichbosonen – durch die Summe inkohärenter Streuung des Photons an punktförmigen Konstituenten (Partonen) des Protons beschrieben werden. Im Quark-Parton-Modell, in dem das Proton aus zwei u- und einem d-Quark besteht, ergibt sich damit für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dxdQ^2} = \sum_{q=u,u,d} \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d^2\sigma_{eq}}{dxdQ^2}. \tag{1.14}$$

Hierbei gibt die Partondichte $f_q(\xi)$ die Wahrscheinlichkeit an, im Proton ein Quark q mit einem Bruchteil des Protonimpulses zwischen ξ und $(\xi + \delta\xi)$ zu finden. Geht man zur Quantenchromodynamik über, die die Wechselwirkung der Quarks beschreibt, sind die Konstituenten des Protons jedoch nicht nur die drei Valenz-Quarks uud, sondern auch von diesen abgestrahlte Gluonen und See-Quarks. Diese See-Quarks entstehen aus Quantenfluktuationen der Gluonen und können ebenfalls wieder Gluonen abstrahlen. Eine ähnliche Abschätzung wie für die Photonfluktuationen im letzten Abschnitt ergibt, dass die Wechselwirkungszeit zwischen Photon und Parton kürzer ist als die Lebenszeit eines fluktuierten Partons. Die Partondichten hängen in der QCD-Störungsrechnung von einer Skala μ^2 ab. In DIS kann diese gleich der Virtualität Q^2 gesetzt werden, die damit das Auflösungsvermögen angibt ($f_i(x, Q^2)$). Die Partondichten sind sowohl für Quarks als auch für Gluonen zu bestimmen. Dies ist bisher nur in Entwicklungsgleichungen möglich

[5]Dies führt dazu, dass in den Entwicklungsgleichungen für die Partondichten $f_{q/\gamma}$ im Photon ein Term proportional zur QED-Kopplungsonstanten α auftaucht [5].

und auch dann nur in Störungsrechnung unter weiteren Annahmen. Die DGLAP-Gleichungen (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) [8] gehen davon aus, dass in der Störungsreihe Terme der Form $\alpha_s \ln(1/x)$ vernachlässigt werden können:

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[q_i(\xi,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right)+g(\xi,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] \quad (1.15)$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[\sum_i q_i(\xi,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right)+g(\xi,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right]. \quad (1.16)$$

Hier bezeichnet $g(x,Q^2)$ die Gluondichte und $q_i(x,Q^2)$ die Dichte des (Anti-)Quarks i. $P_{ij}(z)$ sind die in Störungsrechnung berechenbaren Teilungsfunktionen. Sie geben die Wahrscheinlichkeit für die Fluktuationen $q \to qg$, $g \to q\bar{q}$, $g \to gg$ eines Mutterteilchens i an, das ein Tochterteilchen j mit dem Impulsbruchteil $(1-z)$ abstrahlt und selbst den Bruchteil z behält.

Kennt man die Partondichten q_i und g für eine Startskala Q_0^2, können mit den DGLAP-Gleichungen die Partondichten für alle Q^2 berechnet werden.

1.1.4 Erzeugung schwerer Quarks

Von den schweren Quarks Charm, Beauty und Top können bei HERA nur Charm und Beauty erzeugt werden. Das Top-Quark hat eine so große Masse ($m_t \approx 175$ GeV$/c^2$), dass die *ep*-Schwerpunktsenergie nicht für die Produktion eines Top-Anti-Top-Paares ausreicht. Es sind also im Standardmodell nur stark unterdrückte Produktionsmechanismen mit einzelnen reellen Top- bzw. Anti-Top-Quarks möglich. Im folgenden sind deswegen mit dem Begriff „schwere Quarks" nur Charm und Beauty gemeint.

Hauptmechanismus der Produktion schwerer Quarks ist bei HERA die Photon-Gluon-Fusion (PGF) [9]. Dabei wechselwirkt das vom Elektron abgestrahlte Photon mit einem Gluon aus dem Proton so, dass ein Quark-Antiquark-Paar entsteht.

In Photoproduktion muss nach Abschnitt 1.1.2 die Fluktuation des Photons mit in Betracht gezogen werden. Deswegen unterscheidet man hier zwischen *direkten* und *aufgelösten*[6] Prozessen. Abbildung 1.2 zeigt Feynmangraphen für direkte PGF. Das Photon koppelt als punktförmiges Teilchen über ein Quark-Antiquark-Paar an ein Gluon aus dem Proton. Somit gilt für den in die Wechselwirkung eingehenden Impulsanteil des Photons $x_\gamma^{dir} = 1$.

Fluktuiert das Photon vor der Wechselwirkung in ein hadronisches System, wechselwirkt nur ein Teil des Photonimpulses mit dem Gluon: $x_\gamma^{res} < 1$. Solche aufgelösten (englisch: *resolved*) Prozesse sind in Abbildung 1.3 in führender Ordnung dargestellt. Obwohl zweimal eine Kopplung α_s auftaucht, sind die aufgelösten Prozesse hier der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$, denn die Strukturfunktion des Photons, die die Wahrscheinlichkeit angibt, im Photon ein Parton zu finden, ist proportional zu α/α_s [5]. Quarkinduzierte aufgelöste Prozesse sind in ihren Beiträgen vernachlässigbar. Bei diesen annihiliert z.B. ein Quark aus dem Photon mit einem Antiquark aus dem Proton in ein Boson, das dann wieder ein (schweres) Quark-Antiquark-Paar bilden kann. Tabelle 1.1 zeigt, dass der Anteil aufgelöster Prozesse in Photoproduktion nur etwa 10% beträgt.

[6] Damit ist sowohl der anomale als auch der hadronische Anteil gemeint.

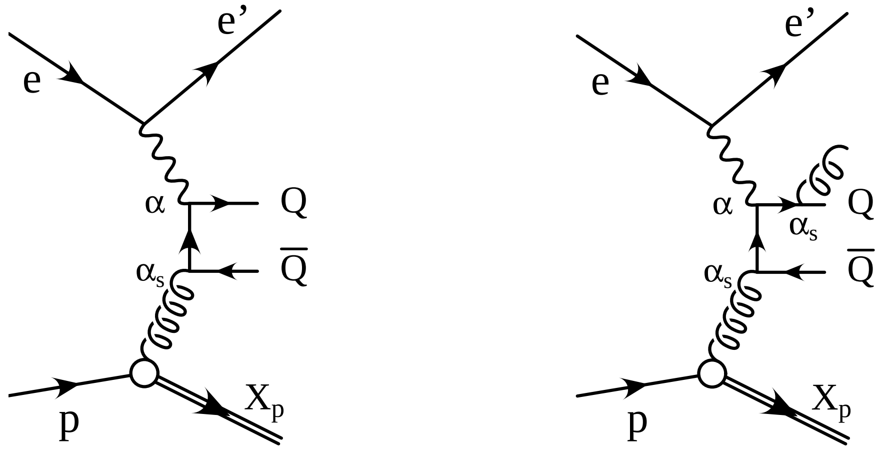


Abbildung 1.2: *Feynmandiagramme der PGF:* direkte *Prozesse. Links in LO ($\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$), rechts in NLO ($\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$).*

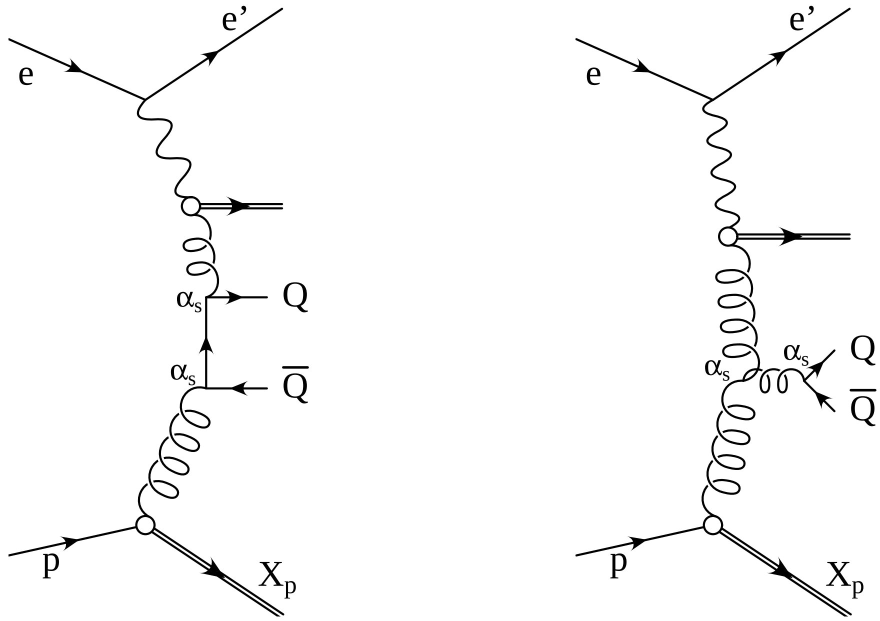


Abbildung 1.3: *Feynmandiagramme der PGF:* aufgelöste *Prozesse. Beide stellen LO-Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ dar (siehe Text).*

	Prozess	Wirkungsquerschnitt
direkt	$\gamma g \to c\bar{c}$	570 nb
aufgelöst	$gg \to c\bar{c}$	70 nb
	$q\bar{q} \to c\bar{c}$	6 nb

Tabelle 1.1: *Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung für direkte und aufgelöste Photon-Gluon-Fusions-Prozesse im Monte-Carlo-Programm PYTHIA [10] mit den Parametrisierungen GRV G 98 für das Photon und CTEQ5L für das Proton.*

Schon in nächst-führender Ordnung der Störungsrechnung (NLO) ist die Unterscheidung zwischen direkten und aufgelösten Prozessen nicht mehr eindeutig möglich. Man selektiert direkte Prozesse oft mit $x_\gamma > 0.75$ (z.B. in [11]).

Die Produktion von Charm überwiegt die von Beauty etwa um einen Faktor 200 [9]. Dies liegt an der kleineren Masse (m_c: 1.15–1.35 GeV/c^2, m_b: 4.0–4.4 GeV/c^2 [12])[7] und am größeren Ladungsquadrat ($q_c^2 = (2/3)^2$, $q_b^2 = (1/3)^2$) des Charm-Quarks. Hingegen ist die theoretische Unsicherheit der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Beauty wegen der großen Masse deutlich geringer. Das liegt am effektiven Entwicklungsparameter $\alpha_s \ln(s/m_Q^2)$, der bei Beauty um einen Faktor 2.15–2.77 kleiner ist als bei Charm. Die Beiträge höherer Ordnung der Störungsrechnung werden mit bis zu 45% für Charm und maximal 10% für Beauty abgeschätzt [9].

Neben der PGF bestehen auch andere Möglichkeiten zur Produktion schwerer Quarks. In [13] sind einige Prozesse kurz erläutert und ihre Wirkungsquerschnitte abgeschätzt. Sie sind alle vernachlässigbar. Dass Charm überwiegend in PGF erzeugt wird, ist in DIS bereits gemessen worden [14]. Jedoch sind Prozesse, bei denen nur ein schweres Quark mit Transversalimpuls erzeugt wird (z.B. bei der Kopplung des Photons an ein schweres See-Quark im Proton), in dieser Analyse nicht von der PGF unterscheidbar, da nur ein Meson mit Charm nachgewiesen wird.

Die Messung der Produkion schwerer Quarks in PGF bietet die Möglichkeit, die Gluondichte im Proton direkt zu bestimmen. Sie ist z.B. in LO direkter Photoproduktion proportional zu einem Wirkungsquerschnitt und berechenbaren Faktoren [15]:

$$g^{(0)}(x_g, \mu^2) \propto x_g \frac{d\sigma}{dx_g dm_{Q\bar{Q}}^2}. \qquad (1.17)$$

Hierbei ist x_g der Anteil des Gluons am Protonimpuls und $m_{Q\bar{Q}}$ die invariante Masse des Quark-Antiquark-Paares. μ^2 bezeichnet die harte Skala des Prozesses und ist hier sinnvollerweise etwa m_Q^2.

Auch NLO- und radiative Korrekturen sind in die Rechnung einbeziehbar. Die invariante Masse ist messbar, wenn beide beteiligten schweren (Anti-)Quarks detektiert werden. In [16] und [17] geschieht dies durch die Detektion eines D$^*\mu$- bzw. D$^*e$-Paares. Möglich ist dies aber auch durch die beiden zugehörigen Jets. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit verfolgt, indem D*-Ereignisse mit mindestens zwei Jets selektiert werden. Zusätzlich werden Kriterien bestimmt, die Ereignisse verwerfen, bei denen die gefundenen Jets

[7] Da Quarks nicht als freie Teilchen existieren, ist die Masse nicht *a priori* definiert und hängt vom verwendeten Renormalisierungsschema ab. Meist wird das modifizierte minimale Subtraktionsschema $\overline{MS}$ verwendet, in dem die Quarkmassen wie die starke Kopplungskonstante α_s skalenabhängig sind und als „laufende“ Massen bezeichnet werden [12].

nicht von Quark und Antiquark stammen. Das Konzept von Jets wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. In Abschnitt 1.3 wird gezeigt, wie aus Jetgrößen x_g und x_γ berechnet werden können.

1.2 Entwicklung des hadronischen Endzustandes

Im vorigen Abschnitt wurde die Erzeugung von Quarks in ep-Streuung behandelt. Da Quarks wie auch Gluonen als farbgeladene Teilchen nicht frei existieren können, unterliegt die weitere Entwicklung eines Ereignisses dem so genannten Fragmentationsprozess[8]. Dieser sorgt dafür, dass nur Farbsinguletts als freie Teilchen vorkommen.

Neben der Identifizierung von Mesonen mit Charm- oder Beauty-Quantenzahlen kann mit Hilfe von Jets auf die Kinematik der erzeugten Quarks geschlossen werden.

1.2.1 Fragmentation

Unter Fragmentation versteht man den Übergangsprozess von in der Natur nicht frei vorkommenden farbgeladenen Quarks und Gluonen zu Hadronen (Mesonen und Baryonen), die Farbsinguletts bilden. Für diesen auch Hadronisation genannten Vorgang gibt es bisher keine geschlossenen theoretischen Rechnungen, sondern nur Modelle. Das Lund-String-Modell [18] soll hier kurz vorgestellt werden, weil es im Monte-Carlo-Generator AROMA, der in dieser Arbeit verwendet wird, implementiert ist.
Das Potenzial eines Quarks oder Antiquarks kann aus zwei Termen zusammengesetzt angesehen werden:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \sigma \cdot r. \tag{1.18}$$

Für kleine Distanzen wirkt der $1/r$-Term und das Potenzial ist analog zum elektrischen Coulombpotenzial, das durch eine Punktladung hervorgerufen wird. Im String-Modell wird nun angenommen, dass sich ebenfalls analog zum Coulombfeld Feldlinien zwischen den beiden Quarks ausbilden. Wegen der Selbstwechselwirkung der Gluonen, der Träger des Feldes, bilden die Feldlinien nur einen engen Schlauch zwischen den beiden Quarks und breiten sich nicht im ganzen Raum aus. Haben die Quarks einen großen Relativimpuls, wie bei der Produktion in Kollisionsexperimenten, entfernen sie sich voneinander und der lineare Term des Potenzials überwiegt. Da die Konstante σ sehr groß ist (≈ 0.9 GeV/fm), wird es bei einem Abstand von etwa 1 fm energetisch günstiger, dass ein neues Quark-Antiquark-Paar aus der Feldenergie entsteht. Je ein Quark und ein neu entstandenes Antiquark (bzw. andersherum) können diesen Prozess solange wiederholen, wie genügend Energie zur Erzeugung neuer Quark-Antiquark-Paare zur Verfügung steht.

Neben dieser einfachen Vorstellung zur Enstehung von Mesonen aus sich voneinander entfernenden Quarks und Antiquarks beschreibt das Lund-String-Modell auch die Fragmentation von Gluonen und die Entstehung von Baryonen.

[8] Ein entstehendes Quark-Antiquark-Paar kann unter Abstrahlung eines Gluons auch einen gebundenen Zustand bilden, ein $c\bar{c}$-Paar z.B. ein J/Ψ. Aber auch dann unterliegen die anderen Reaktionsprodukte der Fragmentation.

1.2.2 Jets und Jet-Algorithmen

Aufgrund der Fragmentation freier Quarks in Hadronen besteht nicht die Möglichkeit, die entstehenden Quarks zu messen. Die bei der Fragmentation aus einem hochenergetischen (Anti-)Quark oder Gluon entstandenen Hadronen bilden jedoch Bündel von Teilchen, die in etwa in Richtung des ursprünglich produzierten Teilchens fliegen. Diese Teilchenbündel werden Jets genannt und können Rückschluss auf die Dynamik der ursprünglich produzierten (Anti-)Quarks oder Gluonen geben.

Um theoretische Rechnungen und experimentelle Messungen vergleichen zu können, müssen Jets durch einen Algorithmus definiert werden. Der Algorithmus muss festlegen, welche Teilchen zu einem Jet gehören und wie die Größen Transversalenergie E_t, Azimutalwinkel ϕ und Pseudorapidität η der Teilchen zu den entsprechenden Jetgrößen zusammengefasst werden. Außerdem muss er auf Teilchen verschiedener Stufen des Ereignisablaufes anwendbar sein:

1. auf die auslaufenden Teilchen des zugrundeliegenden Prozesses in Rechnungen oder Monte-Carlo-Simulationen,

2. auf die Hadronen nach der Fragmentation und ggf. weiterem Teilchenzerfall in der Monte-Carlo-Simulation,

3. auf die im Detektor gemessenen Teilchenspuren und Energiedepositionen in der Monte-Carlo-Simulation und in den Daten.

Zusätzlich muss ein Jet-Algorithmus noch kollinear und infrarot sicher sein, d.h. die Jet-Rekonstruktion darf sich nicht ändern, wenn ein Teilchen in zwei kollineare zerfällt oder wenn ein Teilchen ein weiteres mit geringem Relativimpuls abstrahlt. Auch die Einbeziehung von Prozessen höherer Ordnung in die Rechnungen oder verschiedene verwendete Fragmentationsmodelle sollten das Ergebnis nicht wesentlich ändern.

Es gibt zwei grundlegende Ideen, solch einen Jet-Algorithmus zu definieren:

Cone-Algorithmen Bei diesen werden alle Teilchen, deren Impulse in einem Kegel (englisch: *cone*) um eine durch η und ϕ bestimmte Achse liegen, zu einem Jet zusammengefasst. Der maximale Radius $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ ist einer der wesentlichen Steuerungsparameter des Algorithmus. Problematisch ist bei Cone-Algorithmen die Vorgehensweise zur Auffindung der richtigen Kegelachsen. Der CDFCONE-Algorithmus [19] erfüllt als einziger Cone-Algorithmus die geforderten Eigenschaften.

Cluster-Algorithmen Bei ihnen wird über ein individuelles Abstandsmaß zwischen allen Teilchen entschieden, welche Teilchen einen gemeinsamen Jet bilden. Der in dieser Arbeit verwendete inklusive k_T-Algorithmus wird im folgenden detailliert beschrieben.

Der inklusive k_T-Algorithmus

Die Idee des inklusiven k_T-Algorithmus [20] ist es, so genannte Protojets, die im η-ϕ-Raum nahe beieinander liegen, sukzessive zusammenzufassen und dabei zu entscheiden, ob sie schon einen „richtigen“ Jet darstellen. Die Teilchen werden als masselos angenommen und nur durch den Azimutalwinkel ϕ_i, die Pseudorapidität η_i und die transversale Energie $E_{T,i} = |\vec{p}_{T,i}|$ beschrieben. Der Algorithmus beginnt damit, jedes gemessene Teilchen als Protojet anzusehen. Es folgt eine rekursive Prozedur:

1. Definiere für jeden Protojet
$$d_i = E_{T,i}^2 \tag{1.19}$$
und für jedes Paar von Protojets[9]
$$d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2)[(\eta_i - \eta_j)^2 + \Delta\phi_{ij}^2]. \tag{1.20}$$

2. Finde das Minimum d_{min} aller d_i und d_{ij}.

3. Ist d_{min} ein d_{ij}, streiche i und j aus der Liste der Protojets und fasse sie nach folgender Regel zu einem neuen Protojet k zusammen:
$$\begin{aligned} E_{T,k} &= E_{T,i} + E_{T,j} && (1.21)\\ \eta_k &= \frac{E_{T,i}\eta_i + E_{T,j}\eta_j}{E_{T,k}} && (1.22)\\ \phi_k &= \frac{E_{T,i}\phi_i + E_{T,j}\phi_j}{E_{T,k}}. && (1.23) \end{aligned}$$

4. Ist d_{min} ein d_i, kann der dazugehörige Protojet nicht weiter zusammengefasst werden. Streiche ihn von der Liste der Protojets und betrachte ihn als Jet.

5. Gehe zu Schritt 1.

Der Algorithmus endet, wenn keine Protojets mehr vorhanden sind. Es liegt dann eine Liste von Jets mit nach und nach größerem $d_i = E_{T,i}^2$ vor. Von physikalischem Interesse sind nur die Jets mit den höchsten Transversalenergien, die anderen können zufällige Kombinationen der Proton- oder – in aufgelösten Photoproduktionprozessen – Photon-Reste sein. Meist fügt man deswegen einen zusätzlichen Parameter $E_{T,cut}$ hinzu. Jets, deren Transversalenergie geringer ist, werden verworfen.

Das Bezugssystem, in dem der Algorithmus angewendet werden sollte, ist das Schwerpunktsystem der grundlegenden Reaktion, z.B. der Photon-Gluon-Fusion. Da der Algorithmus invariant unter Lorentztransformationen entlang der z-Achse ist – weder die Transversalenergie $E_{T,i}$, der Azimutalwinkel ϕ_i noch die Differenzen der Pseudorapidität $(\eta_i - \eta_j)$ sind davon betroffen –, kann in Photoproduktion das Laborsystem verwendet werden. Das Elektron wird hier kaum gestreut und überträgt deshalb keine Transversalenergie. Intrinsische Transversalenergien der wechselwirkenden Partonen aus dem Proton oder Photon können vernachlässigt werden.

In DIS-Ereignissen kann der Jet-Algorithmus nicht im Laborsystem angewendet werden. Als Näherung für das Schwerpunktsystem der wechselwirkenden Partonen wählt man entweder das Photon-Proton-Schwerpunktsystem oder das Breit-System, das aus diesem durch eine Lorentztransformation in z-Richtung hervorgeht. Das Photon ist im Breit-System vollständig raumartig, so dass keine Energie übertragen wird.

[9] $\Delta\phi_{ij}$ steht hier für die Differenz $(\phi_i - \phi_j)$ unter Beachtung der Tatsache, dass $\phi = -\pi$ und $\phi = +\pi$ die gleiche Richtung beschreiben.

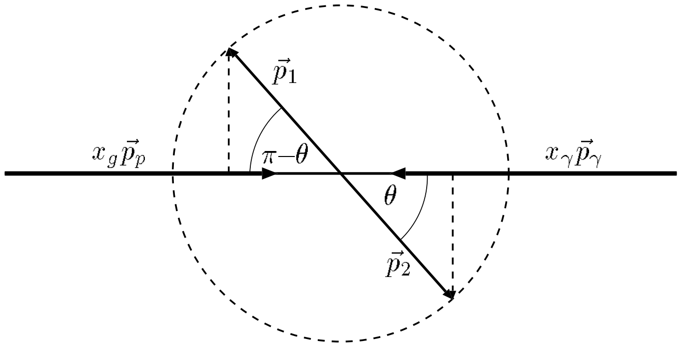


Abbildung 1.4: *Kollision eines Partons von Proton- (Impuls $x_g\vec{p}_p$) und eines Partons von Photonseite (Impuls $x_\gamma\vec{p}_\gamma$) im gemeinsamen Schwerpunktsystem als Zwei-Körper-Prozess. In der Kollision werden Teilchen mit den Impulsen $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ produziert. Die z-Achse verläuft entlang der Impulse $x_g\vec{p}_p$ und $x_\gamma\vec{p}_\gamma$ und zeigt in Richtung von $\vec{p}_p$.*

1.3 Die Größen x_g und x_γ

Wird in Photon-Gluon-Fusion ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt, ist es für die Bestimmung der Partondichten im Proton und im Photon sowie zur Trennung von aufgelösten und direkten Prozessen notwendig, die Impulsanteile zu bestimmen, die vom Proton bzw. Photon in die Reaktion eingehen. Der beteiligte Anteil des Photonimpulses wird mit x_γ bezeichnet. Da in Photon-Gluon-Fusion von Proton-Seite ein Gluon an der Reaktion teilnimmt, bezeichnet man den Impulsanteil auf Protonseite mit x_g[10].
In diesem Kapitel wird gezeigt, wie sich beide Größen in Photoproduktion mit Hilfe von Jets bestimmen lassen.

Bestimmung auf Parton-Niveau

Aus der Definition der Rapidität $\hat{y}$ (Gleichung 1.6) folgt $p_z = E\tanh\hat{y}$ und damit aus $E_t^2 = E^2 - p_z^2$

$$E = E_t\cosh\hat{y} \qquad \text{und} \qquad p_z = E_t\sinh\hat{y}. \tag{1.24}$$

Damit ergeben Energie- und Impulserhaltung (siehe Abbildung 1.4):

$$E: \qquad x_gE_p + x_\gamma E_\gamma \;= E_1 + E_2 = \; E_{t,1}\cosh\hat{y}_1 + E_{t,2}\cosh\hat{y}_2 \tag{1.25}$$
$$p_z: \qquad x_gE_p - x_\gamma E_\gamma \;= p_1 + p_2 = \; E_{t,1}\sinh\hat{y}_1 + E_{t,2}\sinh\hat{y}_2. \tag{1.26}$$

In der zweiten Gleichung[11] wurde die Masse des Protons vernachlässigt und $p_p = E_p$ gesetzt. Addiert man beide Formeln bzw. subtrahiert die zweite von der ersten, erhält

[10] x_g ist *nicht* das Bjørkensche x aus Gleichung 1.4. In Abbildung 1.2 ist x der Impulsbruchteil, der mit dem Photon wechselwirkt, also der der Quarklinie zwischen dem Gluon-Quark-Antiquark- und dem Photon-Quark-Quark-Vertex, und x_g der Anteil, den das Gluon trägt. In DIS besteht zwischen beiden die Beziehung $x_g = x(1 + m_{q\bar{q}}^2/Q^2)$ mit der invarianten Masse $m_{q\bar{q}}$ des entstehenden Quark-Antiquark-Paares und der Photonvirtualität Q^2.

[11] Sie gilt so nur in Photoproduktion. In DIS muss berücksichtigt werden, dass das Photon nicht parallel zur z-Achse des Laborsystems abgestrahlt wird. Die Lorentztransformation in das Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen ist dann nicht nur longitudinal.

man

$$2x_g E_p = E_{t,1}(\cosh \hat{y}_1 + \sinh \hat{y}_1) + E_{t,2}(\cosh \hat{y}_2 + \sinh \hat{y}_2) \tag{1.27}$$

bzw.

$$2x_\gamma E_\gamma = E_{t,1}(\cosh \hat{y}_1 - \sinh \hat{y}_1) + E_{t,2}(\cosh \hat{y}_2 - \sinh \hat{y}_2). \tag{1.28}$$

Da $\exp(+a) = \cosh a + \sinh a$ und $\exp(-a) = \cosh a - \sinh a$ gilt, folgt

$$x_g = \frac{E_{t,1}\exp(+\hat{y}_1) + E_{t,2}\exp(+\hat{y}_2)}{2E_p} \tag{1.29}$$

$$x_\gamma = \frac{E_{t,1}\exp(-\hat{y}_1) + E_{t,2}\exp(-\hat{y}_2)}{2E_\gamma}. \tag{1.30}$$

$E_{t,i}$ und $\hat{y}_i$ bezeichnen dabei die Transversalenergie bzw. die Rapidität des produzierten Quarks und Antiquarks. Beide Gleichungen gelten auf Partonniveau, wenn es sich um einen Zwei-Körper-Prozess handelt. Strahlen die produzierten Quarks Gluonen ab, werden x_g und x_γ durch die Gleichungen unterschätzt.

Bestimmung in Zwei-Jet-Ereignissen

Zwei-Jet-Ereignisse ermöglichen eine angenäherte Rekonstruktion von x_g und x_γ. Nimmt man an, dass beide Jets auf das produzierte Quark-Antiquark-Paar zurückzuführen sind, können die nicht der Messung zugänglichen Quarkgrößen durch entsprechende Größen der beiden Jets ersetzt werden. Für die als masselos betrachteten Jets stimmen Rapidität $\hat{y}$ und Pseudorapidität η überein. In Photoproduktion gilt außerdem $E_\gamma = yE_e$. Somit lassen sich x_g und x_γ folgendermaßen rekonstruieren:

$$x_g^{jets} = \frac{E_t^{jet1}\exp(+\eta_{jet1}) + E_t^{jet2}\exp(+\eta_{jet2})}{2E_p} \tag{1.31}$$

$$x_\gamma^{jets} = \frac{E_t^{jet1}\exp(-\eta_{jet1}) + E_t^{jet2}\exp(-\eta_{jet2})}{2yE_e}. \tag{1.32}$$

1.4 Monte-Carlo-Simulation: AROMA

Zur Simulation von Vorgängen in der Teilchenphysik stehen umfangreiche Programmpakete zur Verfügung, die man als Monte-Carlo-Programme bezeichnet. Die Simulation umfasst drei Schritte:

1. Generierung von gewünschten Ereignissen gemäß der Berechnung der Matrixelemente, z.B. der PGF zur Erzeugung schwerer Quarks in ep-Streuung,
2. Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen und Zerfall kurzlebiger Hadronen,
3. Simulation der Detektorantwort auf die ihn durchquerenden Teilchen.

In dieser Arbeit wird für den ersten Schritt der Monte-Carlo-Generator AROMA 2.2 [21] benutzt. Schwere Quarks werden hier durch den Prozess der Boson-Gluon-Fusion[12] produziert, wobei allerdings aufgelöste Prozesse nicht implementiert sind. Dies zieht nach sich,

[12] Es werden auch Prozesse unter Austausch eines $W^\pm$, eines Z^0 oder mit γ/Z^0-Interferenz einbezogen. Dies ist in dieser Arbeit vernachlässigbar, da nur Photoproduktion von Interesse ist, in der diese Terme stark unterdrückt sind.

dass im Monte-Carlo keine Jets von Photon-Resten vorhanden sind. In den „echten“ Daten kann dies aber vorkommen und stellt damit eine nicht simulierte Fehlerquelle bei der Zuordnung der beiden höchstenergetischen Jets zu den beiden produzierten (Anti-)Quarks dar. Die Berechnung des Matrixelements erfolgt in führender Ordnung, höhere Ordnungen werden nur durch so genannte Partonschauer [10] berücksichtigt. Dies hat zur Folge, dass die Rate nicht gut simuliert wird, mit der neben den beiden auf die produzierten Quarks zurückgehenden Jets weitere gefunden werden [21].

Zur Fragmentation wird innerhalb von AROMA 2.2 das Programm JETSET 7.4 [10] aufgerufen, das das Lund-String-Modell verwendet.

Als Detektorantwort wird die Wechselwirkung jedes Teilchens mit dem Material des Detektors simuliert, d.h. für jedes Ereignis werden für alle Detektorkomponenten mögliche Signale erzeugt. Detektoreffekte wie die Streuung der generierten Teilchen an Detektormaterie, z.B. dem Strahlrohr, der Energieverlust der Teilchen, Inhomogenitäten im Magnetfeld etc. werden dabei berücksichtigt. Dazu wird das Programm H1SIM [22] verwendet, das auf GEANT 3 [23] beruht.

Im Anschluss an die Detektorsimulation wird die normale Rekonstruktion ausgeführt, so dass ein Datensatz entsteht, der den „echten“ Daten äquivalent ist und bei dem zusätzlich noch Informationen über die generierten Teilchen vorliegen.

Verwendet werden diese Monte-Carlo-Daten dann für folgende Untersuchungen:

Effizienzbestimmungen Hierbei wird ermittelt, welchen Anteil von generierten Ereignissen das Rekonstruktionsverfahren überstehen. Die Zahl der in den Daten ermittelten Ereignisse muss durch diese Effizienz dividiert werden.

Bestimmung der Detektorakzeptanz Der H1-Detektor überdeckt nicht den ganzen Raumwinkelbereich von 4π, so dass z.B. im Strahlrohr nicht gemessen werden kann. Gewöhnlich ist auch nicht der gesamte kinematische Bereich (Q^2, y,...) zugänglich. Um Wirkungsquerschnitte auf den ganzen Bereich zu extrapolieren, kann der Monte-Carlo-Generator verwendet werden. Die im Ergebnis vorliegenden extrapolierten Wirkungsquerschnitte können jedoch stark vom implementierten Modell abhängen.

Test von Modellen und Theorien Ferner können Monte-Carlo-Generatoren auch dafür verwendet werden, um neue physikalische Modelle und Theorien zu testen. Man simuliert im ersten Schritt Ereignisse nach diesem Modell / dieser Theorie und vergleicht das Ergebnis der Rekonstruktion mit den Daten.

Für diese Arbeit wurde ein Monte-Carlo-Datensatz verwendet, der bei einer Protonstrahlenergie von 920 GeV (entsprechend der Jahre 1998 bis 2000) einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 81.1\,\mathrm{pb}^{-1}$ entspricht. Für das Proton wurde die Parametrisierung CTEQ5L verwendet, die Masse des Charm-Quarks auf $m_c = 1.5$ GeV/c^2 gesetzt. Gespeichert wurden nur $ep \to c\bar{c}$-Ereignisse mit mindestens einem D*-Meson, das in ein Kaon und zwei Pionen zerfallen ist. Die Detektorsimulation fand unter den Bedingungen des Jahres 1999 statt. Der gleiche generierte Datensatz wurde mit einer vorläufigen Version von H1SIM für das Jahr 2000 simuliert und wird in Kapitel 5 ebenfalls verwendet.

Entsprechend den Daten des Jahres 1997 mit einer Protonstrahlenergie von 820 GeV stand ein zweiter Datensatz mit $\mathcal{L} = 253.5\,\mathrm{pb}^{-1}$ zur Verfügung. Für ihn wurde die gleiche Masse für das Charm-Quark $m_c = 1.5$ GeV/c^2 und die Protonparametrisierung MRSA' verwendet.

Kapitel 2

Der Speicherring HERA und das H1-Experiment

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg wird die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) betrieben. Der H1-Detektor ist eines von vier Experimenten an diesem Speicherring. HERA und der H1-Detektor sollen in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden.

2.1 HERA

HERA ist der weltweit einzige Speicherring, in dem Elektronen bzw. Positronen und Protonen entgegengesetzt beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Gegenüber Experimenten, bei denen nur ein Teilchenstrahl beschleunigt und auf ein festes Ziel gelenkt wird, ist die Schwerpunktsenergie deutlich erhöht und ein größerer Bereich in x und Q^2 zugänglich.

Neben den Detektoren H1 und ZEUS, die diese ep-Kollisionen untersuchen, nutzen zwei weitere Experimente jeweils nur einen der beiden Strahlen, die auf ein stationäres Ziel geschossen werden. Seit 1995 untersucht HERMES den Spin des Protons und des Neutrons. Dazu wird der Elektronenstrahl longitudinal polarisiert und auf ein polarisiertes Gas geschossen. Das seit 1998 laufende Experiment HERA-B nutzt den Protonenstrahl. Ursprünglich sollte die Verletzung der CP-Symmetrie bei B-Mesonen untersucht werden. Mittlerweile werden andere Effekte der QCD studiert.

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Übersicht über den 6.3 km langen und in einer Tiefe von 10 bis 25 m verlaufenden HERA-Tunnnel. Dargestellt sind auch die verschiedenen Vorbeschleuniger, die den Elektronenstrahl auf 14 GeV und den Protonenstrahl auf 40 GeV beschleunigen. Die Strahlen werden dann in die beiden voneinander unabhängigen Beschleuniger für Elektronen und Protonen im HERA-Tunnel eingespeist. Dort werden die Elektronen auf $E_e = 27.5$ GeV und die Protonen auf $E_p = 920$ GeV bzw. bis 1997 auf 820 GeV beschleunigt. Tabelle 2.1 zeigt, welche Strahlenergien und welche daraus folgenden Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p}$ in den Jahren erreicht wurden, deren Daten diese Analyse verwendet. Angegeben ist auch, wann ein Elektronen- und wann ein Positronenstrahl verwendet wurde.

Die Protonen werden von supraleitenden Magneten mit einer Feldstärke von 4.7 T auf ihrer Bahn gehalten. Für die leichteren Elektronen genügt eine Feldstärke von 0.3 T, die

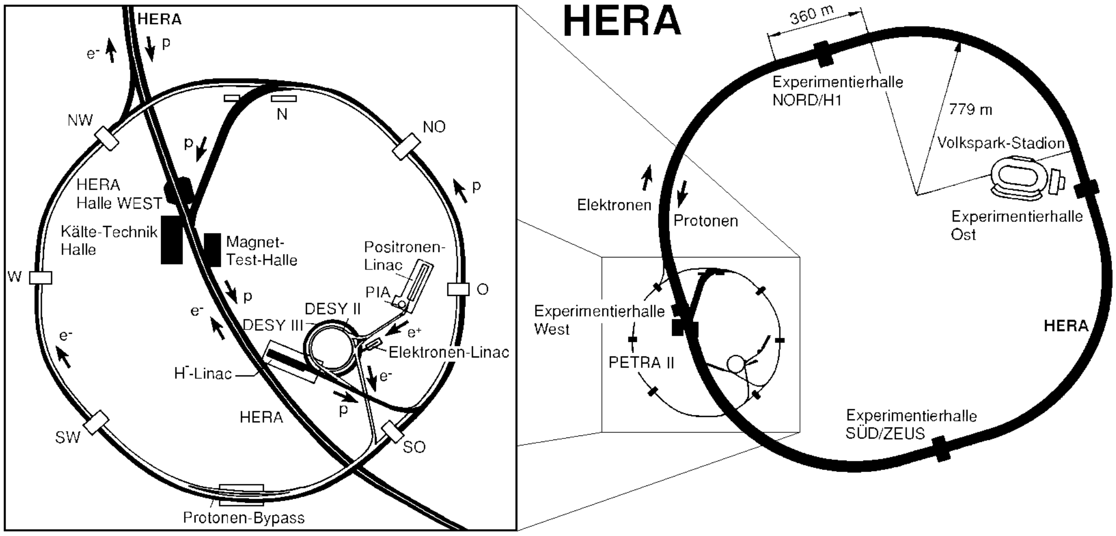


Abbildung 2.1: *Der Speicherring HERA mit seinen Vorbeschleunigern.*

Jahr	Lepton	E_e	E_p	$\sqrt{s}$
1997	e^+	27.5 GeV	820 GeV	300 GeV
1998	e^-	27.5 GeV	920 GeV	318 GeV
1999	e^-	27.5 GeV	920 GeV	318 GeV
1999	e^+	27.5 GeV	920 GeV	318 GeV
2000	e^+	27.5 GeV	920 GeV	318 GeV

Tabelle 2.1: *Die HERA-Parameter der Perioden, deren Daten in dieser Analyse genutzt wurden.*

durch normalleitende Magnete erzeugt wird. Quadrupolmagnete sorgen für die Fokussierung der beiden Strahlen.

Elektronen und Protonen durchlaufen HERA in Paketen von ungefähr $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen. Alle 96 ns kommt es zu einer Kollision der je bis zu 210 Elektron- und Protonpakete. Dies entspricht einer Rate von 10.4 MHz. Außerdem werden so genannte Pilotpakete verwendet, die an den Wechselwirkungspunkten auf kein entgegenkommendes Paket treffen. Sie werden für Untergrundstudien verwendet, um die Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand und den Restgasmolekülen des Strahlrohrvakuums zu untersuchen.

Seit September 2000 wird HERA umgebaut, um eine höhere Luminosität zu liefern. Dazu werden die Strahlen kurz vor den Detetoren H1 und ZEUS mit Hilfe supraleitender Magnete besser fokussiert. Außerdem wird der Elektronenstrahl auch für die Experimente H1 und ZEUS polarisiert. Die Detektoren werden ebenfalls teilweise neu ausgestattet. Noch in diesem Jahr soll der Betrieb wieder aufgenommen werden.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist dazu angelegt, die Kollisionsprodukte der ep-Wechselwirkungen nachzuweisen. Um Spuren und Energien möglichst aller entstehenden Teilchen messen zu können, überdeckt der Detektor mit seinen verschiedenen Komponenten fast den ganzen Raumwinkelbereich von 4π.

Wegen der unterschiedlichen Strahlenergien von HERA bewegt sich das Schwerpunktsystem der ep-Wechselwirkung in Protonrichtung, die als Vorwärtsrichtung definiert ist. Deshalb ist der Detektor in Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Detektors. Zu den für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten gehören

- die zentralen Spurdetektoren,
- die Kalorimeter,
- das Luminositätssystem mit dem Elektrondetektor
- und das Trigger- und Datennahmesystem.

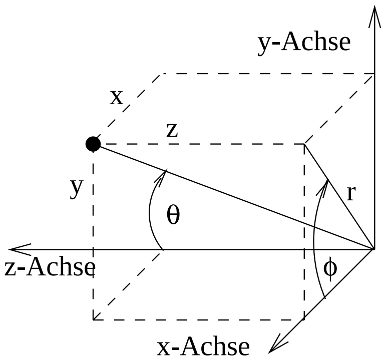
Auf sie wird in den folgenden Abschnitten kurz eingegangen. Ausführlicher wird der H1-Detektor in seiner Konfiguration vor 1995 in [24, 25] vorgestellt.

Das zur Beschreibung des Detektors verwendete Koordinatensystem ist ein Rechtssystem. Der nominelle Wechselwirkungspunkt bildet den Ursprung. Die Achsen der kartesischen Koordinaten sind dann wie folgt definiert:

x: in der HERA-Ringebene zum Mittelpunkt gerichtet,
y: senkecht dazu nach oben weisend und
z: entlang der Strahlachsen in Protonrichtung zeigend.

Oft werden folgende Kugel- oder Zylinderkoordinaten verwendet:

r: radialer Abstand zur z-Achse, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$,
θ: Polarwinkel zur z-Achse, $\theta = \arctan(r/z)$ und
ϕ: Azimutalwinkel zur x-Achse in der xy-Ebene,
$\phi = \arctan(y/x)$.



2.2.1 Die Spurdetektoren

Mit Spurdetektoren werden die Bahnen geladener Teilchen rekonstruiert. Die Impulse lassen sich aus der Krümmung der Spuren bestimmen. Diese Krümmung kommt durch ein Magnetfeld parallel zur z-Achse zustande. Das Prinzip der Spurdetektoren beruht darauf, dass geladene Teilchen die Materie ionisieren, die sie durchqueren. Im H1-Detektor gibt es drei gasgefüllte Spurkammersysteme und zwei Siliziumdetektoren. Abbildung 2.3 zeigt einen Längsschnitt durch die verschiedenen Spurdetektoren. Vorwärtsspurkammern FTD (englisch: *forward track detector*), Rückwärtsdriftkammer BDC (*backward drift chamber*) und rückwärtiger Siliziumdetektor BST (*backward silicon tracker*) werden in dieser Arbeit nicht verwendet.

Das zentrale Spurkammersystem besteht aus mehreren zylindrisch um das Strahlrohr angebrachten Detektorkomponenten: den beiden zentralen Jetkammern CJC1 und

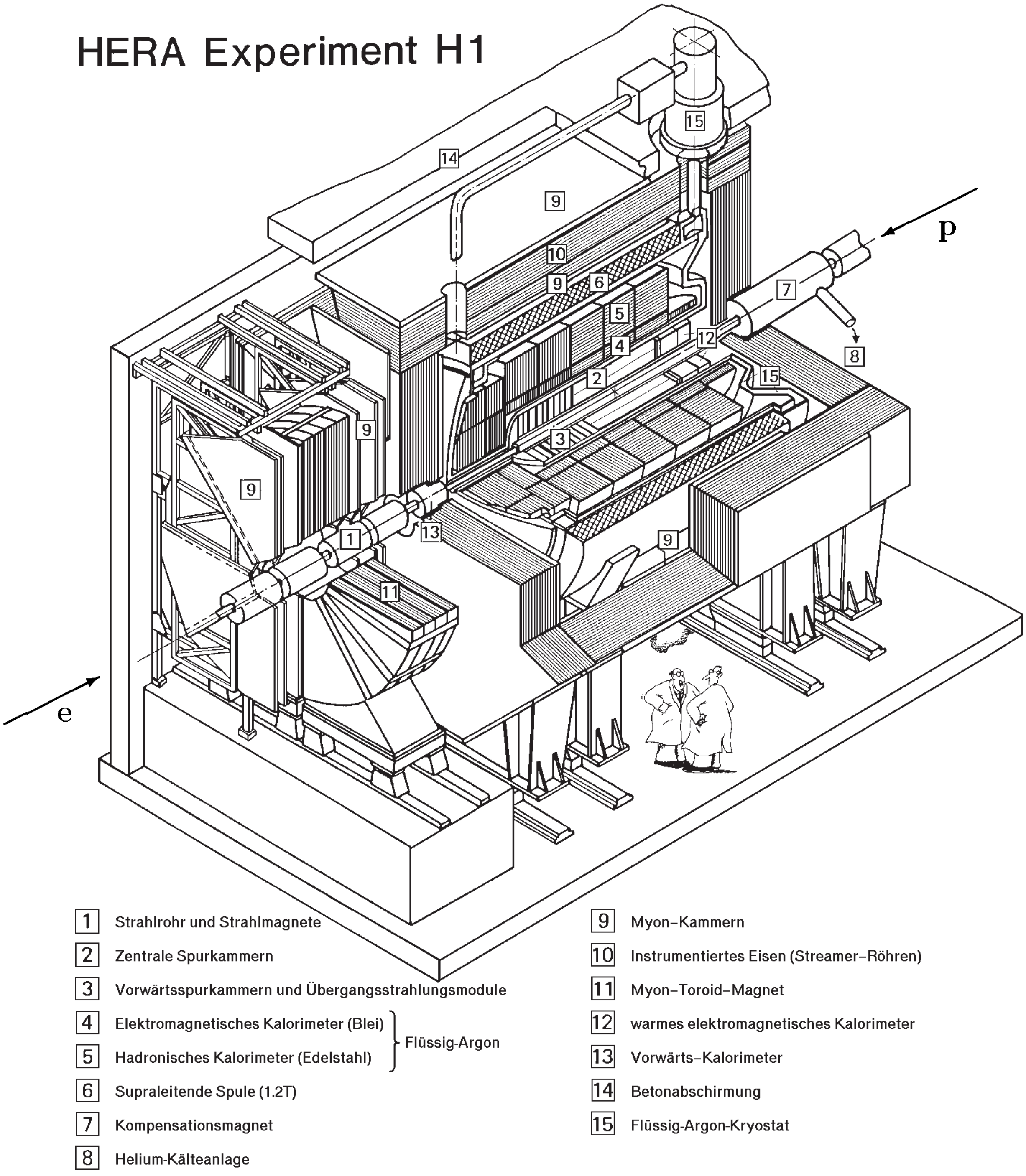


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung des H1-Detektors. Dargestellt ist die Konfiguration vor 1995. Mittlerweile sind u.a. das warme elektrische Kalorimeter durch das Spaghetti-Kalorimeter ersetzt und Siliziumdetektoren nahe am Strahlrohr hinzugefügt worden.*

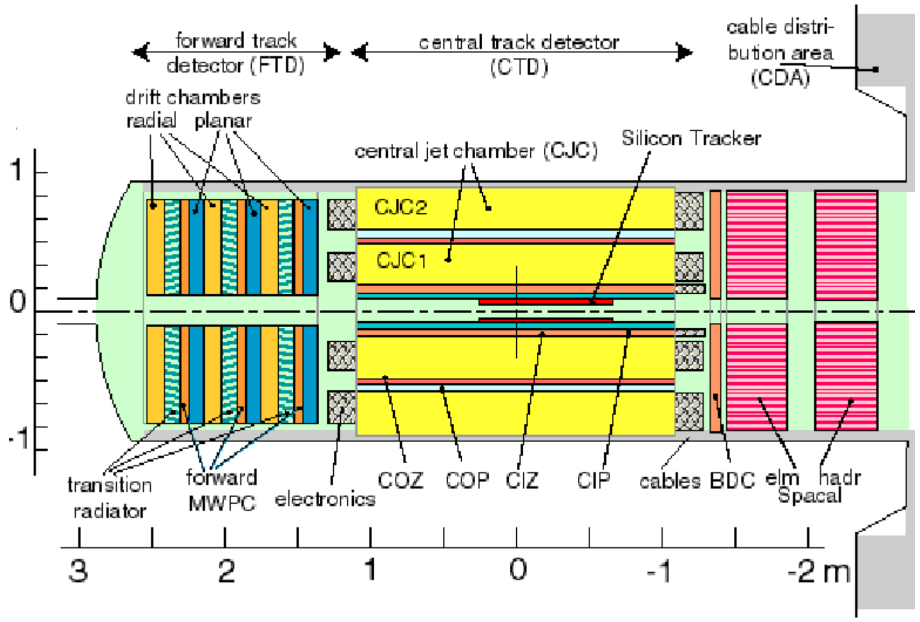


Abbildung 2.3: *Längsschnitt durch das H1-Spurkammersystem.*

	CJC1	CJC2
Abdeckung Polarwinkel	$11° - 169°$	$26° - 154°$
Anzahl der Zellen	30	60
Anzahl Signaldrähte	720	1920
Abstand der Signaldrähte	10.16 mm	
Maximale Driftstrecke	44.5 mm	43.1 mm

Tabelle 2.2: *Wichtige Parameter der zentralen Jetkammer CJC.*

CJC2 (*central jet chamber*), der zentralen inneren und äußeren Proportionalkammer CIP bzw. COP (*central inner/outer proportional chamber*), der zentralen inneren und äußeren z-Kammer CIZ bzw. COZ (*central inner/outer z-chamber*) und dem zentralen Siliziumdetektor CST (*central silicon tracker*).

Die zentrale Jetkammer besteht aus zwei unabhängig voneinander betriebenen Driftkammern, in denen Signal-, Potenzial-, Feld- und Kathodendrähte parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind. Ihre aktive Länge beträgt 2200 mm. Beide Kammern sind mit einer Gasmischung gefüllt, die seit 1995 je knapp zur Hälfte aus Argon und Ethan besteht und eine kleine Beimischung Wasser (bis Mitte 1999) bzw. Ethanol enthält. Geladene Teilchen ionisieren die Gasmoleküle entlang ihrer Wegstrecke. Durch das zwischen Signal- und Kathodendrähten angelegte elektrische Feld werden die freigesetzten Elektronen zu den Signaldrähten beschleunigt und erzeugen schließlich durch Gasverstärkung eine Ladungslawine. Das durch sie im Signaldraht erzeugte Signal wird an beiden Drahtenden ausgelesen. Abbildung 2.4 zeigt einen Querschnitt der beiden Kammern und der benachbarten Spurdetektoren sowie schematisch die Rekonstruktion einer Teilchenspur. In Tabelle 2.2 sind einige technische Parameter der CJC1 und CJC2 aufgeführt. In ϕ-Richtung

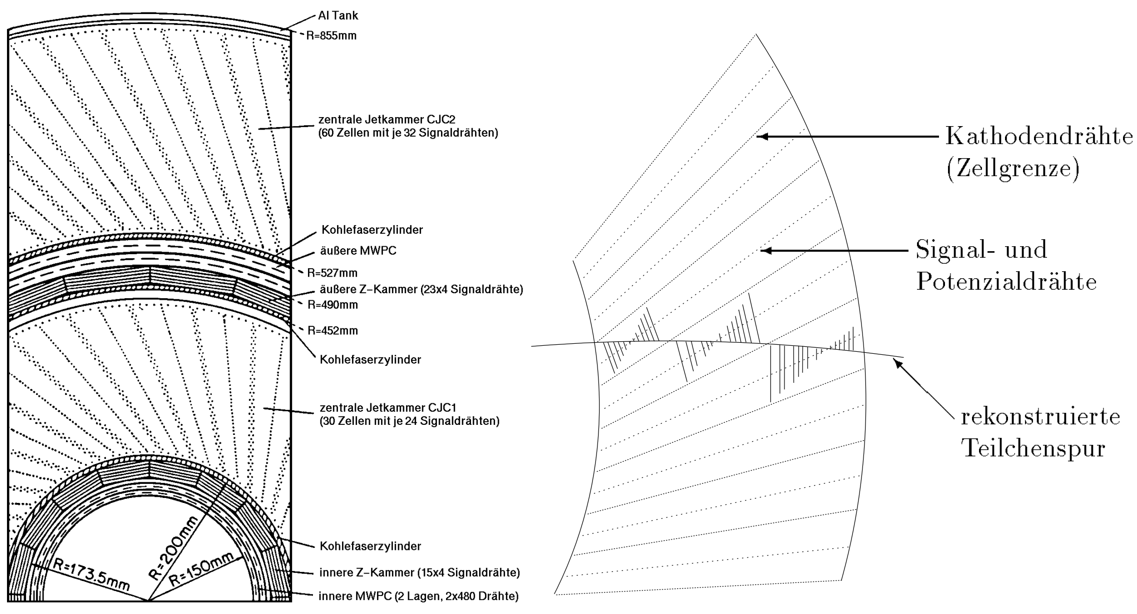


Abbildung 2.4: Links: *Schnitt durch die $r\varphi$-Ebene des zentralen Spurtrackingsystems. Nicht abgebildet ist der zentrale Siliziumdetektor CST, der erst 1997 in Betrieb genommen wurde.* Rechts: *Rekonstruierte Teilchenspur in einem Ausschnitt der CJC2. Treffer und Spiegeltreffer sind durch gerade Linien verbunden, die ungefähr die Driftrichtung anzeigen. Man erkennt deutlich, dass Spiegelspuren an der Zellgrenze keine Fortsetzung finden.*

sind beide Kammern in Zellen aufgeteilt, deren Begrenzung die Kathodendrähte bilden. Die Potenzialdrähte zwischen den Signaldrähten sorgen dafür, dass jeden Signaldraht nur Elektronen eines bestimmten Raumgebietes erreichen. Das Übersprechen auf einen benachbarten Signaldraht wird deutlich reduziert. Die Felddrähte an den Zellgrenzen sorgen auch dort für ein weitgehend homogenes elektrisches Feld.

Die Hochspannung in der CJC ist so eingestellt, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen annähernd konstant ist. Somit kann in der $r\phi$-Ebene der Abstand der Spur von der Signaldrahtebene über die Zeitdifferenz des Auftretens des Ladungspulses bestimmt werden. Der hierzu notwendige Zeitnullpunkt ist dort gegeben, wo sich Spur und Signaldrahtebene kreuzen.
Die Zellen der CJC sind gegen die radiale Richtung um 30° gekippt. Dies hat folgende Vorteile:

- Der Lorentzwinkel α_{lor} zwischen der Richtung des elektrischen Feldes, d.h. der Senkrechten auf die Signaldrahtebene, und der Driftrichtung wird nahezu kompensiert. Hervorgerufen wird α_{lor} durch das in z-Richtung angelegte Magnetfeld.

- Fast alle Spuren kreuzen Zellgrenzen. Dadurch lässt sich einerseits der Zeitnullpunkt gut bestimmen, anderseits lassen sich auch Spurambiguitäten leicht auflösen, da die sogenannten Spiegelspuren in der benachbarten Zelle keine Fortsetzung finden. Spiegelspuren kommen dadurch zustande, dass man über die Bestimmung des senkrechten Abstandes der Spur von der Signaldrahtebene noch keinen Hinweis darauf hat, welche Seite der Driftzelle das Teilchen passiert hat. Dies ist in Abbildung 2.4 rechts dargestellt.

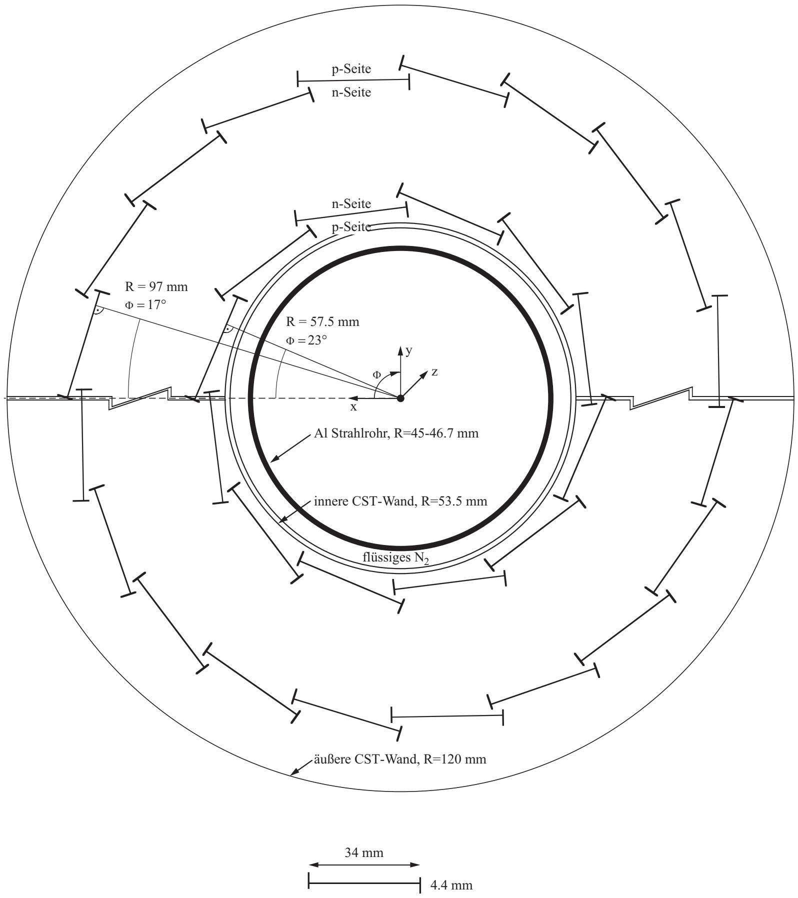


Abbildung 2.5: *Der CST im schematischen Querschnitt.*

Über das bisher beschriebene Verfahren lassen sich die Koordinaten r und ϕ der Treffer bestimmen. Man erreicht eine Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 130\ \mu m$ [26]. Information über die z-Koordinate erhält man mit Hilfe des Prinzips der Ladungsteilung:

$$z = z_{mitte} + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q_{z+} - Q_{z-}}{Q_{z+} + Q_{z-}}. \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet L die Länge und z_{mitte} den Mittelpunkt der Signaldrähte sowie $Q_{z\pm}$ die zur $+z$- bzw. $-z$-Seite abfließende Ladung. Die Auflösung erreicht $\sigma_z = 22$ mm. Über die Menge der über den Signaldraht geflossenen Ladung lässt sich auch der Energieverlust des Teilchens pro Wegstrecke bestimmen. Dies kann zur Teilchenidentifizierung genutzt werden.

Die Proportionalkammern CIP und COP dienen Triggerzwecken auf Stufe 1 und 2 (siehe Abschnitt 2.2.4). Ihre Drähte verlaufen ebenfalls in z-Richtung. Anders bei der CIZ und der COZ: Deren Signaldrähten verlaufen in ϕ-Richtung um die Strahlachse herum. Dadurch ist die z-Auflösung beider Kammern besser als die der CJC. Die Auflösungen liegen bei $\sigma_z = 0.26$ mm (CIZ) bzw. $\sigma_z = 0.20$ mm (COZ).

Der zentrale Siliziumdetektor CST bildet mit einem Abstand von $r = 57.5$ mm der ersten Detektorlage von der z-Achse die innerste zentrale Detektorkomponente. Seine Funktionsweise beruht ebenfalls auf dem Prinzip der Ionisation. Ionisiert wird jedoch kein Gas wie bei den Spurkammern, sondern die so genannte Sperrzone zwischen einer p- und einer n-dotierten Seite eines Siliziumstreifens. Zwei Lagen von je 12 bzw. 20 so genannten Leitern sind im Abstand von 57.5 mm bzw. 97 mm um die Strahlachse angebracht, wie der Querschnitt des CST in Abbildung 2.5 zeigt. Auf den Oberflächen der Leitern verlaufen auf der einen Seite p-, auf der anderen Seite orthogonal dazu n-dotierte Siliziumstreifen, zwischen denen eine Spannung anliegt. Sowohl auf n- als auch auf p-Seite werden die entstehenden Signale ausgelesen. Dieses Raster erlaubt eine Ortsbestimmung sowohl in $r\phi$ als auch in z. Es werden Auflösungen bis zu $\sigma_{r\phi} = 12\ \mu$m und $\sigma_z = 22\ \mu$m erreicht, die jedoch u.a. vom Polarwinkel θ abhängen. Für eine genaue Beschreibung des CST siehe [27].

2.2.2 Die Kalorimeter

An die Spurkammersysteme schließen sich im H1-Detektor die Kalorimeter an. Mit ihnen lassen sich sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen registrieren. Das Prinzip ist, dass hochenergetische Teilchen beim Durchqueren von Materie einen Teilchenschauer verursachen. Sie geben ihre Energie dabei an die Sekundärteilchen des Schauers ab. Das Kalorimeter besteht aus sich abwechselnden Schichten schauerbildenden und auslesenden Materials. Die Energie des ursprünglichen Teilchens ergibt sich als Summe der Energie der Sekundärteilchen. Das schauerbildende Material muss so gewählt werden, dass einerseits die gesamte Energie des Teilchens beim Durchqueren einer möglichst kurzen Detektorstrecke in Schauerenergie umgewandelt wird, andererseits die Sekundärteilchen keine relevanten Energieverluste erfahren, bevor sie im auslesenden Material detektiert werden.

Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie hauptsächlich in Bremsstrahlungsprozessen. Das dabei entstehende hochenergetische Photon erzeugt durch Paarbildung eine Elektron und ein Positron. Der Schauer bricht ab, wenn die Energien der Elektronen und Positronen so niedrig sind, dass der Energieverlust durch Ionisation den Verlust durch Bremsstrahlung überwiegt.

Hadronen erzeugen durch die starke Wechselwirkung mit den Atomkernen des durchquerten Materials weitere Hadronen oder Kernanregungen. Die für die Kernanregungen oder Kernspaltungen benötigte Energie kann im Kalorimeter nicht nachgewiesen werden. Neu erzeugte Hadronen können auch in Myonen und Neutrinos zerfallen, die keine oder nur wenig Energie im Kalorimeter abgeben. Die vom Hadron im Kalorimeter deponierte Energie ist also kleiner als seine Gesamtenergie. Um dies bei der Kalibration zu berücksichtigen, muss ein Hadronschauer als solcher identifiziert werden. Ein Kriterium ist die Auffächerung der Schauer, die bei Hadronschauern breiter ist. Außerdem sind die Kalorimeter bei H1 zweigeteilt und bestehen aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil. Die Materialien sind so gewählt, dass aus dem Verhältnis der in beiden Teilen deponierten Energien ebenfalls auf die Art des Schauers geschlossen werden kann.

Die wichtigsten Kalorimeter im H1-Detektor sind das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr (englisch: *liquid argon*) und das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal.

Das LAr-Kalorimeter besteht aus sieben Ringen um die z-Achse. Der innere Teil ist das elektromagnetische, der äußere das hadronische Kalorimeter. In beiden Teilen wird flüssiges Argon als Auslesematerial verwendet. Abbildung 2.6 zeigt einen Längsschnitt durch das Kalorimeter, Tabelle 2.3 nennt einige technische Daten und die Energieauflösung des Kalorimeters.

Das im Rückwärtsbereich platzierte SpaCal dient vor allem der Identifizierung des

	hadronischer Teil	**elektromagnetischer Teil**
Abdeckung Polarwinkel	$4° - 135°$	$4° - 154°$
schauerbildendes Material	Edelstahl	Blei
Auslesekanäle	13568	30784
Auflösung σ_E/E	$50\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$	$(10-13\%)/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 2\%$

Tabelle 2.3: *Wichtige Parameter des LAr-Kalorimeters.*

gestreuten Elektrons. Es überdeckt den Polarwinkelbereich von 153° bis 178°. Schauerbildendes und auslesendes Material sind nicht wie beim LAr-Kalorimeter hintereinander angeordnet. Stattdessen sind szintillierende Fasern in das schauerbildende Blei eingebettet. Elektromagnetischer und hadronischer Teil unterscheiden sich nicht im Material, sondern durch die geringere Zellgröße und den größeren Anteil der szintillierenden Fasern des elektromagnetischen Teils. Für das gestreute Elektron wird eine Energieauflösung von $7.5\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$ erreicht. Abbildung 2.7 zeigt einen Längsschnitt durch das SpaCal und die benachbarten Detektorkomponenten. In [28] wird das Spaghetti-Kalorimeter detailliert vorgestellt.

2.2.3 Der Elektron-Detektor und das Luminositätssystem

Um Elektronen nachzuweisen, die in Photoproduktion unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, stehen außerhalb des Hauptdetektors drei kleine Kalorimeter zur Verfügung. Es sind die Elektrondetektoren ET8, ET33 und ET44, die bei $z = -8.0$ m, $z = -33.4$ m bzw. $z = -43.2$ m im HERA-Tunnel nahe am Strahlrohr aufgebaut sind. In dieser Arbeit wird der ET33 verwendet. Er besteht aus 49 TlCl/TlBr-Kristallen und überdeckt in der xy-Ebene eine Fläche von 154×154 mm^2. Seine Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$.

Zusammen mit einem ähnlich aufgebauten Photondetektor bei $z = -103.1$ m wird dieser Elektrondetektor auch für die Luminositätsbestimmung verwendet. Dies geschieht mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \to ep\gamma$, dessen für die Messanordnung sichtbarer Wirkungsquerschnitt σ_{vis} aus der QED sehr genau bekannt ist. Gemessen wird die Rate R_{tot} von koinzidenten Signalen in den beiden Detektoren, wobei durch einen Vetozähler vor dem Photondetektor verhindert wird, dass dieser Signale von Synchrotronstrahlung zählt. Die Luminosität L ergibt sich dann zu

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}}. \tag{2.2}$$

Hierbei ist I_{tot} der Strahlstrom aller Elektronpakete, I_0 der der Elektronpilotpakete, die kein korrespondierendes Protonpaket haben. Entsprechend ist R_0 die gemessene Koinzidenzrate bei den Pilotpaketen. Sie stammt von Bremsstrahlungsprozessen der Elektronen mit dem Restgas im Strahlrohr $eA \to eA\gamma$. Etwa 10% der Koinzidenzen stammen von diesen Untergrundereignissen.

Abbildung 2.8 stellt die Lage des Luminositätssystems im HERA-Tunnel dar.

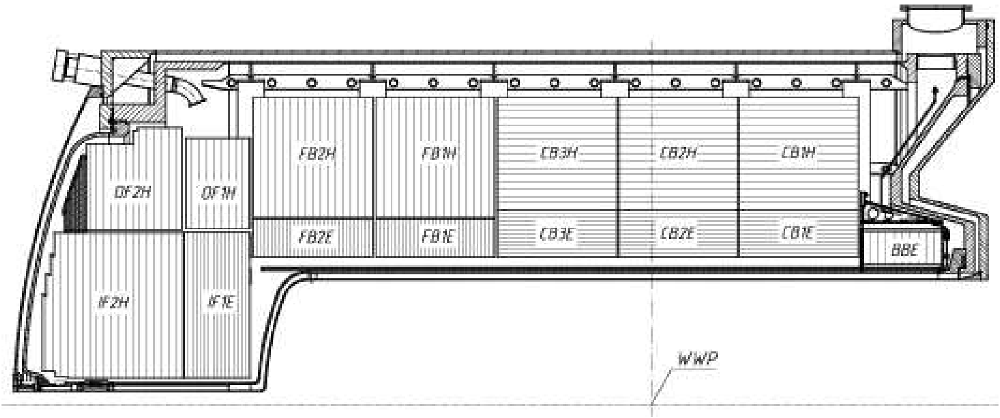


Abbildung 2.6: *Die obere Hälfte des LAr-Kalorimeters im Längsschnitt. Die Bezeichnung der zum elektromagnetischen Kalorimeter gehörenden Ringe endet auf E, die der hadronischen Teile auf H. Der nominelle Wechselwirkungspunkt WWP ist eingezeichnet.*

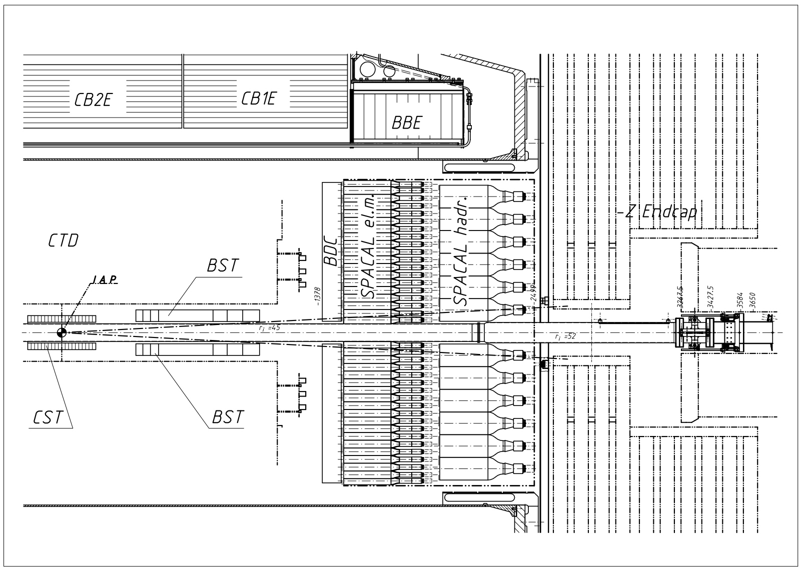


Abbildung 2.7: *Das SpaCal und die benachbarten Detektorkomponenten. Man erkennt deutlich die größeren Zellen des hadronischen Teils im Vergleich zum elektromagnetischen. Elektronen fliegen von links nach rechts.*

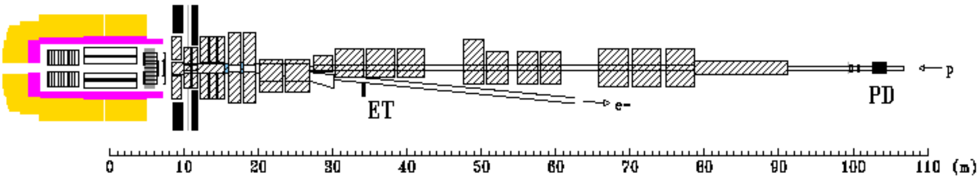


Abbildung 2.8: *Das Luminositätssystem mit dem Elektrondetektor (ET) bei* $z = -33.4$ *m und dem Photondetektor (PD).*

2.2.4 Das Trigger- und Datennahmesystem

Nicht bei jedem Aufeinandertreffen eines Elektronpaketes mit einem Protonpaket kommt es zu einer *ep*-Kollision. Die Frequenz von Photoproduktions-Ereignissen beträgt etwa 20-30 Hz, die von DIS-Ereignissen mit großem Q^2 liegt bei etwa 1-2 Ereignissen pro Minute. Untergrundereignisse sind sehr viel häufiger, ihre Raten betragen bis zu 50 kHz. Sie stammen von Kollisionen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder der Strahlrohrwand, von Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls und von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung.

Die Unterdrückung des Untergrundes und die Selektion von Ereignissen physikalischen Interesses für die permanente Aufzeichnung ist die Aufgabe des Trigger- und Datennahmesystems. Es ist aus den Stufen L1 bis L5 (englisch: *level*) aufgebaut, die in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt sind:

L1 Alle 96 ns muss die erste Triggerstufe entscheiden, ob das Zusammentreffen der *e*- und *p*-Pakete zu einer weiter zu betrachtenden Reaktion geführt hat. Dies geschieht durch 192 bzw. seit 1998 256 Triggerelemente der einzelnen Detektorkomponenten, die zu 128 Subtriggern logisch kombiniert werden. Da die Auslese und Kombination der Triggerelemente 2.3 μs dauert, werden die Daten der währenddessen stattfindenden Kollision in einer Pipeline zwischengespeichert. Ist mindestens einer der 128 Subtrigger gesetzt, wird das Ereignis vorläufig akzeptiert. Die Datennahme muss für die weitere Auslese gestoppt werden, es beginnt die Totzeit des Experiments. Um die Rate der von L1 akzeptierten Ereignisse auf etwa 5 kHz zu begrenzen, können Subtrigger, die auf häufigere Ereignisse hindeuten, skaliert werden. Eine Skalierungsfaktor p bedeutet, dass nur jedes p-te Subtriggersignal als solches gezählt wird.

L2 Wurde ein Ereignis auf der ersten Triggerstufe akzeptiert, wird es mit zwei parallelen, unabhängigen Systemen überprüft. Eines der Systeme beruht auf dem Einsatz neuronaler Netze, das andere auf topologischen Korrelationen. Die Dauer einer Entscheidung beträgt 20 μs. Hat der L2-Trigger das Ereignis akzeptiert, wird die Datennahme gestartet. Wird es verworfen, endet die Totzeit und das Experiment startet erneut.

L3 Die Triggerstufe L3 wird zur Zeit noch nicht eingesetzt, jedes Ereignis von L2 wird auch von L3 akzeptiert. Vorgesehen ist, mit Mikroprozessoren innerhalb von 800 μs eine Entscheidung zu treffen und die Datenauslese ggf. abzubrechen. Die Datenrate nach L3 soll maximal 50 Hz betragen.

L4 Die vierte Stufe L4 läuft asynchron zu den vorherigen, so dass sie nicht weiter zur Totzeit beiträgt. Unter Zugriff auf die gesamte Detektorinformation findet eine vorläufige Ereignisrekonstruktion statt, die u.a. die L1-Triggerentscheidungen überprüft. Die verbleibenden Ereignisse habe eine Rate von etwa 10 Hz und werden als Rohdaten auf Band gespeichert. Zu Kontrollzwecken wird auf jeder Triggerstufe ein Bruchteil der verworfenen Ereignisse ebenfalls gespeichert.

L5 Die fünfte Stufe des Trigger- und Datennahmesystems dient nicht der Triggerung, sondern der Rekonstruktion der aufgezeichneten Ereignisse. Das Ergebnis der Rekonstruktion wird als POT (englisch: *production output tape*) und in reduzierter Form als DST (*data summary tape*) abgespeichert und steht so für Analysen zur Verfügung.

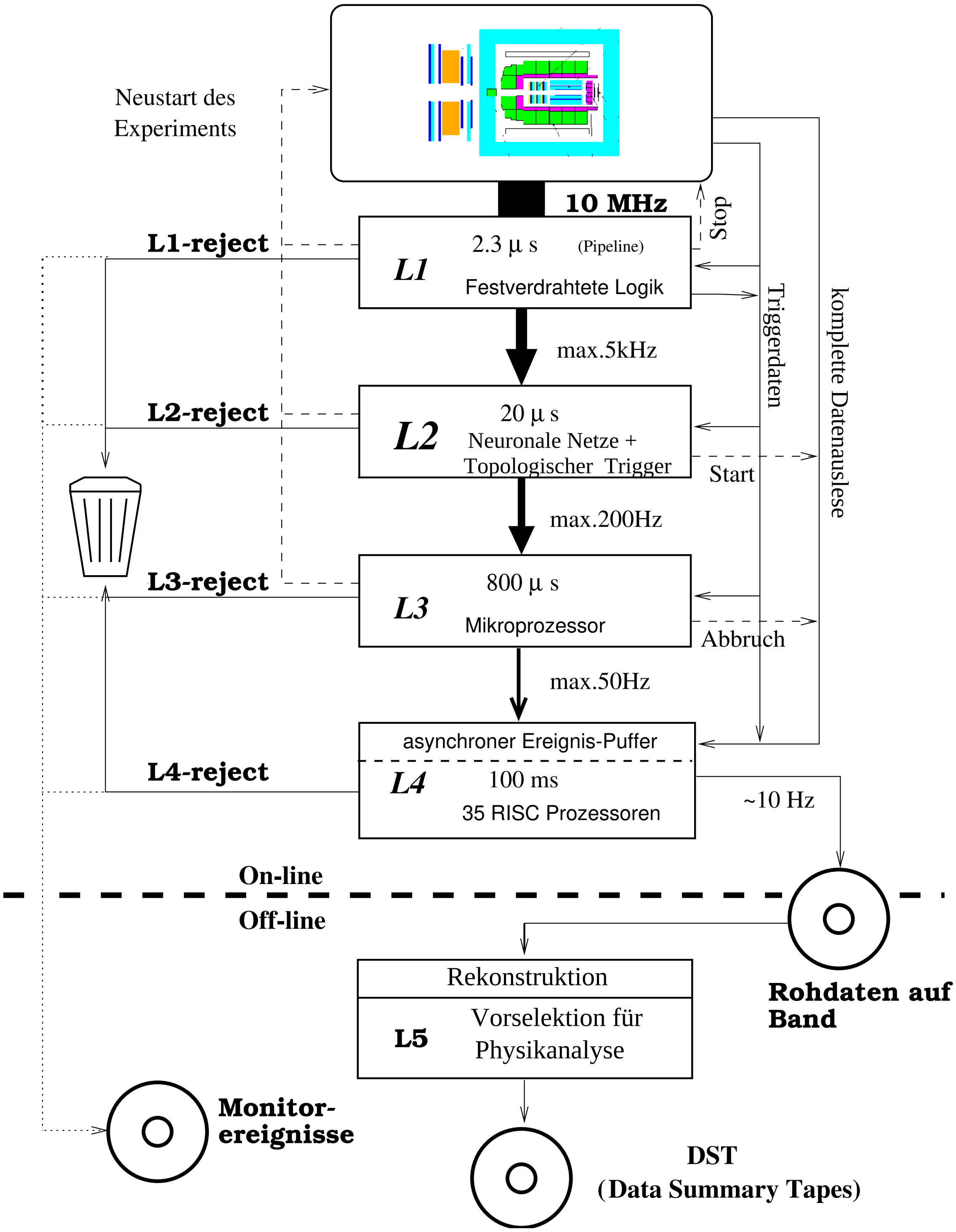


Abbildung 2.9: *Das H1-Triggersystem. Die Vorselektion für die Physikanalyse findet seit 1998 auf L4 statt.*

Kapitel 3

Selektion von Ereignissen mit Charm

In diesem Kapitel wird die Auswahl von Ereignissen beschrieben, in denen Charm-Quarks produziert wurden. Charm wird in dieser Analyse über ein D*-Meson und dieses über seinen Zerfallskanal $D^{*\pm} \to D^0\pi_s^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm$ nachgewiesen. Photoproduktion wird darüber ausgewählt, dass kein gestreutes Elektron im Hauptdetektor gefunden wird.

Die Daten dieser Analyse stammen von „Runs" der Jahre 1997 bis 2000. Ein Run bezeichnet einen Zeitraum kontinuierlicher Datennahme. Er endet, bevor neue Teilchenpakete in HERA eingespeist werden, wenn Probleme mit einer Detektorkomponente auftreten oder wenn Detektoreinstellungen, z.B. Trigger, verändert werden. Nicht verwendet wurden Runs mit stark veränderten Triggerbedingungen (sogenannte „minimum bias"-Runs), einem verschobenen Wechselwirkungspunkt oder dem Ausfall wichtiger Detektorkomponenten[1].

3.1 Das D*-Meson

Ein Charm-Quark fragmentiert mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$\mathcal{P}(c \to D^{*+}) = 23.5 \pm 0.7 \pm 0.7\% \tag{3.1}$$

in ein D^{*+}, wie in e^+e^--Experimenten bestimmt wurde [29]. Der erste Fehler ist statistischen, der zweite systematischen Ursprungs. Für die ladungskonjugierte Fragmentation $\bar{c} \to D^{*-}$ gilt das gleiche. Vernachlässigt wird in dieser Arbeit, dass D*-Mesonen auch aus dem Zerfall eines B-Mesons stammen können, das aus der Fragmentation eines Beauty-Quarks hervorgeht. Dieser Anteil ist sehr klein, wie in Abschnitt 1.1.4 erläutert wurde.

Das D* setzt sich aus einem Charm- und einem Anti-Down-Quark ($D^{*+} = (c\bar{d})$) bzw. einem Anti-Charm- und einem Down-Quark ($D^{*-} = (\bar{c}d)$) zusammen. Es gehört zu den ersten angeregten Zuständen der D-Mesonen, was durch den Stern gekennzeichnet wird. Es trägt den Gesamtdrehimpuls 1 und seine Parität ist negativ: $J^P = 1^-$. Deswegen ist es ein Vektormeson. Die Lebensdauer des $D^{*\pm}$ ist sehr kurz, da es über die starke Wechselwirkung zerfällt. Die Zerfallsbreite von $\Gamma < 0.131$ MeV entspricht einer Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-21}$ s. Die Masse des $D^{*\pm}$ beträgt (2010.0 ± 0.5) MeV/c^2 [12].

[1] In dieser Analyse sind dies CJC, LAr-Kalorimeter, Spaghetti-Kalorimeter SpaCal, Flugzeitsystem ToF und Luminositätssystem.

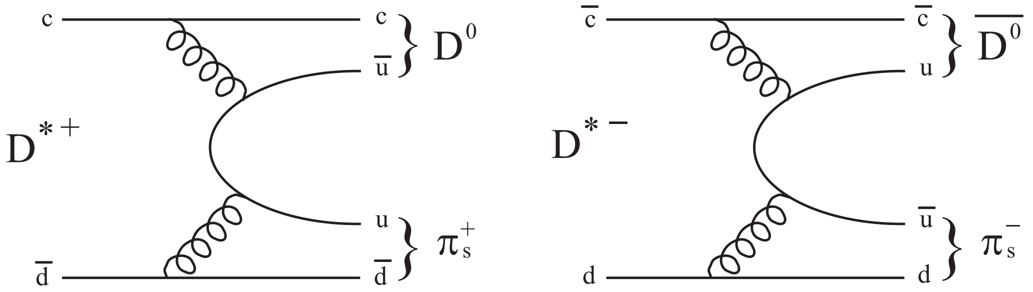


Abbildung 3.1: *Der Zerfall eines* D^{*+}*- und eines* D^{*-}*-Mesons in ein* D^0 *bzw.* $\overline{D^0}$ *und ein langsames* π_s*.*

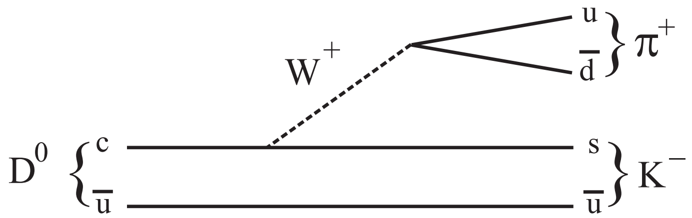


Abbildung 3.2: *Der Zerfall eines* D^0*-Mesons in ein K und ein* π*. Da das* D^0 *das leichteste charm-haltige Meson ist, kann es nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen.*

Günstige Voraussetzungen für die Rekonstruktion eines D*-Mesons bietet der so genannte „goldene“ Zerfallskanal (siehe Abbildung 3.1 und 3.2)

$$\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+ \tag{3.2}$$

bzw. der dazu ladungskonjugierte Prozess. Zum einen hat er ein nicht zu kleines Verzweigungsverhältnis bei nur drei Teilchen im Endzustand, zum anderen ist die Massendifferenz zwischen dem $\mathrm{D}^{*\pm}$ und dem D^0 gering:

$$\Delta m = m_{\mathrm{D}^{*\pm}} - m_{\mathrm{D}^0} = (145.436 \pm 0.016)\,\mathrm{MeV}/c^2. \tag{3.3}$$

Dieser Wert liegt nur geringfügig über der Pionmasse $m_\pi = 139.57\,\mathrm{MeV}/c^2$. Deswegen hat das im D*-Zerfall entstehende π nur wenig kinetische Energie zur Verfügung und wird als langsames (englisch: ***slow***) Pion π_s bezeichnet. Der für den Zerfall zur Verfügung stehende Phasenraum ist klein und man erwartet ein klares Signal über dem kombinatorischen Untergrund in der Verteilung der Massendifferenzen Δm.
Die Verzweigungsverhältnisse für den betrachteten Zerfallskanal lauten [12]:

$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+) = (67.7 \pm 0.5)\% \tag{3.4}$$
$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+) = (3.83 \pm 0.09)\%. \tag{3.5}$$

Damit ergibt sich die Zerfallswahrscheinlichkeit für den untersuchten Zerfallskanal:

$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) = \mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}^0\pi_s) \cdot \mathcal{B}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}\pi) = (2.59 \pm 0.06)\%. \tag{3.6}$$

3.2 Rekonstruktion des D*-Mesons

3.2.1 Verfahren

Die D*-Rekonstruktion basiert auf der Bestimmung von invarianten Massen. Sie beginnt mit der Suche nach einem Kaon-Pion-Spurpaar, das aus einem D^0-Zerfall entstanden sein kann. Dazu werden alle Teilchenspuren eines Ereignisses mit allen Spuren von entgegengesetzt geladenen Teilchen kombiniert. Einer der beiden Spuren wird die Kaon-, der anderen die Pionmasse zugeordnet. Aus Masse und Dreierimpuls, der aus der Krümmung der Bahn im Magnetfeld bestimmt wird, berechnen sich die Viererimpulse P_{K} und P_π. Daraus lässt sich die invariante Masse des Kπ-Systems bestimmen:

$$m(\mathrm{K}\pi) = \sqrt{(P_{\mathrm{K}} + P_\pi)^2}. \tag{3.7}$$

Liegt die berechnete Masse in einem festgelegten Bereich um die Masse des D^0 ($1864.5 \pm 0.5\,\mathrm{MeV}/c^2$ [12]), wird das Spurpaar als D^0-Kandidat akzeptiert.

Die so gewonnenen D^0-Kandidaten werden wiederum mit allen verbleibenden Spuren mit dem gleichen Ladungsvorzeichen wie das π kombiniert. Dieses dritte Teilchen ist der Kandidat für das langsame Pion π_s. Unter Annahme der Pionmassen wird wieder der Vierervektor P_{π_s} gebildet. Aus den drei Vierervektoren lässt sich die invariante Masse für einen D*-Kandidaten errechnen:

$$m(\mathrm{K}\pi\pi_s) = \sqrt{(P_{\mathrm{K}} + P_\pi + P_{\pi_s})^2}. \tag{3.8}$$

Liegt die Differenz der invarianten Massen

$$\Delta m = m(\mathrm{K}\pi\pi_s) - m(\mathrm{K}\pi) \tag{3.9}$$

unter einem Grenzwert und erfüllen der D*-Kandidat und die drei Teilchenspuren die Rekonstruktionskriterien, wird die Spurkombination als D*-Kandidat akzeptiert.
Über dieses Verfahren können in jedem Ereignis mehrere D*-Kandidaten gefunden werden.

3.2.2 Auswahl von D*-Kandidaten

Die Auswahl von D*-Kandidaten erfolgt in einem zweistufigen Verfahren, das ausführlicher in [26] beschrieben ist.

Eine erste Vorauswahl sucht nach dem beschriebenen Verfahren nach D*-Kandidaten, indem es an den primären Ereignisvertex angepasste Spuren verwendet, die auf Informationen der zentralen Spurkammer CJC und der z-Kammern basieren. Die Anforderungen an die Spuren und die Massenrekonstruktion sind sehr gering, verglichen mit den endgültigen Kriterien.

Auf die so vorselektierten Ereignisse wird ein Algorithmus angewendet, der versucht, die Jetkammer-Spuren und ihre Auflösung unter Zuhilfenahme von Informationen des Silizium-Vertex-Detektors CST zu verbessern[2]. Aus den so verbesserten Spuren wird auch ein neuer primärer Vertex bestimmt und nach dem beschriebenen Verfahren nach D*-Mesonen gesucht. Durch die Verbesserung der Spurauflösung durch den CST können jedoch einige

[2]Konsistenter wäre es, die so verbesserten Spuren auch schon für die Vorselektion zu verwenden. In dieser Arbeit wurde jedoch auf eine schon vorhandene Vorselektion zurückgegriffen.

Schnitte auf K, π und π_s			
Spurlänge	$r^{r\phi}_{end}(\mathrm{K},\pi) - r^{r\phi}_{start}(\mathrm{K},\pi)$	$\geq$	17 cm
	$r^{r\phi}_{end}(\pi_s) - r^{r\phi}_{start}(\pi_s)$	$\geq$	10 cm
Transversalimpuls	$p_t(K)$	$\geq$	0.50 GeV/c^2
	$p_t(\pi)$	$\geq$	0.30 GeV/c^2
	$p_t(\pi_s)$	$\geq$	0.12 GeV/c^2
Schnitt auf D^0-Kandidat			
Invariante Masse	$\vert m(\mathrm{K},\pi) - m(\mathrm{D}^0)\vert$	$\leq$	60 MeV/c^2
Schnitte auf D^*-Kandidat			
Transversalimpuls	$p_t(\mathrm{D}^*)$	$\geq$	2.0 GeV/c^2
Pseudorapidität	$\vert\eta(\mathrm{D}^*)\vert$	$\leq$	1.5
Massendifferenz	$\Delta m = m(\mathrm{K},\pi,\pi_s) - m(\mathrm{K},\pi)$	$\leq$	0.17 GeV/c^2

Tabelle 3.1: *Selektionsbedingungen für die D*-Kandidaten und die Teilchenspuren, aus denen sie zusammengesetzt sind. $r^{r\phi}_{start}$ und $r^{r\phi}_{end}$ sind der Abstand des ersten und des letzten getroffenen Signaldrahtes der CJC von der Strahlachse.*

Spuren nicht mehr an diesen primären Vertex angepasst werden. Ein weiterer Algorithmus sucht deshalb in CST-verbesserten, aber nicht an den primären Vertex angepassten Spuren nach Spurpaaren, die von einem gemeinsamen sekundären Vertex stammen können. Auf diese Spurpaare wird ebenfalls die D^0-Rekonstruktion angewendet. Findet sich so ein D^0-Kandidat, wird auch für diesen ein π_s in den verbleibenden Spuren gesucht. Findet sich ein Spurpaar, das aus den gleichen sowohl an den primären wie auch an einen sekundären Vertex angepassten Spuren einen D^0-Kandidaten ergibt, wird der an den sekundären Vertex angepasste verwendet, der andere wird verworfen.

Es werden alle D*-Kandidaten selektiert, die die in Tabelle 3.1 aufgeführten Bedingungen erfüllen. Eine Verteilung der Massendifferenzen der so gefundenen D*-Kandidaten ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Sie zeigt als D*-Signal eine Gaußverteilung um den erwarteten Mittelwert der Massendifferenz von 0.14544 GeV/c^2 (siehe Gleichung 3.3). Der Untergrund zeigt im wesentlichen einen wurzelförmigem Anstieg, beginnend bei der kinematischen Grenze, der Pionmasse $m_\pi = 0.13957$ GeV/c^2.

Um die Gesamtzahl der D*-Mesonen in den selektierten Ereignissen zu bestimmen, wird folgende Funktion an die Δm-Verteilung der Daten angepasst:

$$f(\Delta m) = \frac{N\,(\mathrm{D}^*)}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(\frac{(\Delta m - \mu)^2}{\sigma^2}\right) + u_n(\Delta m - m_\pi)^{u_{exp}} \cdot \left(1 - u_{sqr}\,(\Delta m)^2\right). \quad (3.10)$$

Der erste Summand beschreibt das D*-Signal und ist eine Gaußverteilung für die Massendifferenzen Δm der D*-Mesonen mit der Standardabweichung σ um den Mittelwert μ. $N(\mathrm{D}^*)$ ist die Anzahl von D*-Mesonen.

Der zweite Summand beschreibt den kombinatorischen Untergrund durch eine Funktion mit freiem Exponenten u_{exp} und Normierungsfaktor u_n. Ein quadratischer Korrekturterm verbessert die Beschreibung des Untergrundes. Diese Anpassung wird in der vorliegenden Arbeit als D*- oder Δm-Anpassung bezeichnet.

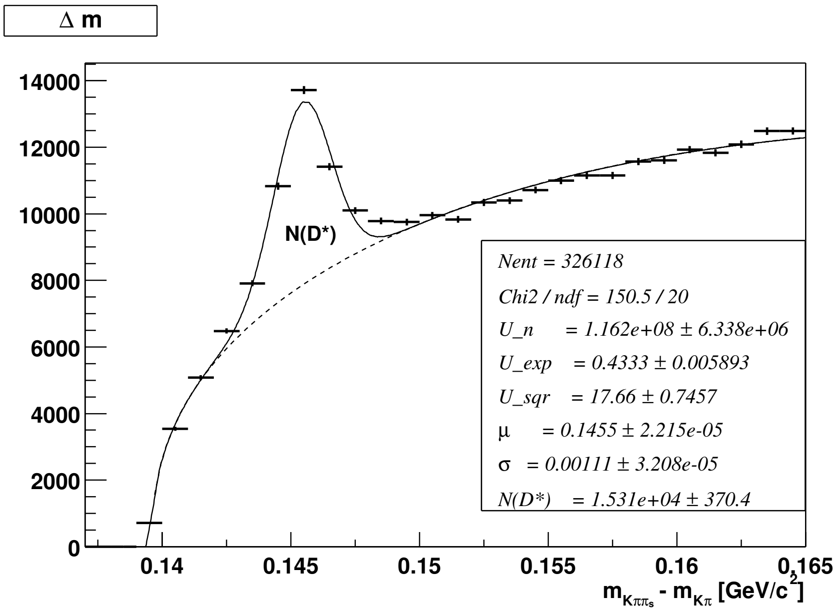


Abbildung 3.3: *Δm-Verteilung der D^*-Kandidaten aus den Daten 1997 bis 2000. Gewählt wurden die in Tabelle 3.1 aufgeführten Schnitte. Die Anzahl der D^*-Mesonen $N(D^*)$ entspricht der Fläche zwischen der an die Verteilung angepassten Funktion (durchgezogene Linie) und dem Untergrundanteil (gestrichelte Linie). Das Verhältnis von Signal zu Untergrund, berechnet für den Bereich $\mu - 2\sigma < \Delta m < \mu + 2\sigma$ um den Mittelwert μ des Signals, beträgt 0.422.*

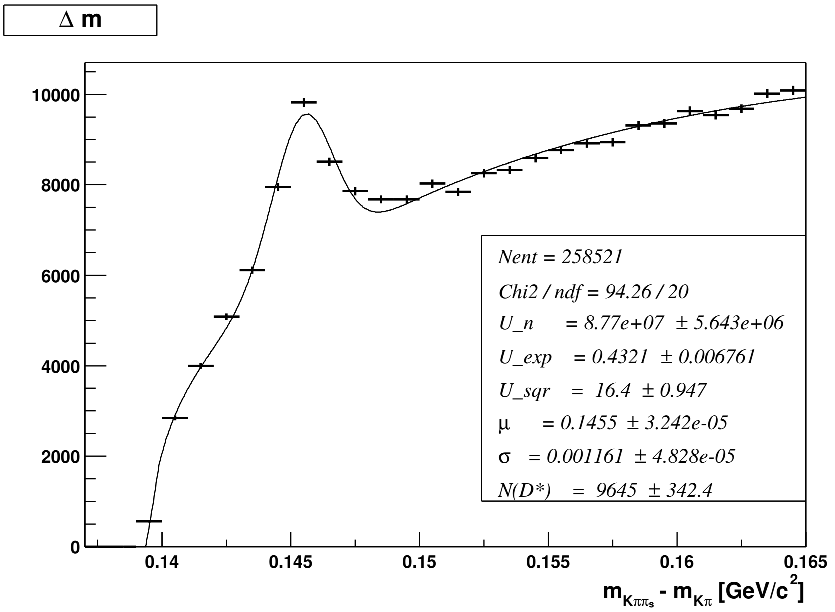


Abbildung 3.4: *Δm-Verteilung der D^*-Kandidaten aus Abbildung 3.3, für die kein gestreutes Elektron im Hauptdetektor nachgewiesen werden konnte. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt nur noch 0.321.*

3.3 Auswahl von Photoproduktions-Ereignissen

In Photoproduktions-Ereignissen mit $Q^2 < 1$ GeV^2 kann das Elektron nicht im Hauptdetektor nachgewiesen werden. In dieser Arbeit werden deshalb alle Ereignisse als Photoproduktion identifiziert, für die im Hauptdetektor kein Elektron mit einer Energie oberhalb von 8 GeV gefunden wird. Zur Identifizierung von Spuren und Energiedepositionen mit dem gestreuten Elektron wurde das Programm QESCAT [22] verwendet.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Δm-Werte der D*-Kandidaten, die die Selektionsbedingungen aus Tabelle 3.1 erfüllen und für die kein gestreutes Elektron identifiziert wurde. An der nicht wesentlich reduzierten Zahl der D*-Mesonen (9645 gegenüber 15310 insgesamt) erkennt man, dass die meisten D*-Mesonen aus Photoproduktion stammen. Das Signal-Untergrund-Verhältnis verschlechtert sich jedoch merklich von 0.422 auf 0.321.

Kapitel 4

Jets in Ereignissen mit Charm

In den im vorigen Kapitel ausgewählten Ereignissen mit D*-Kandidaten wird mit Hilfe eines Jet-Algorithmus nach Jets gesucht. Für Ereignisse mit mindestens zwei Jets werden Kriterien bestimmt, die eine gute Rekonstruktion des Charm-Anticharm-Paares der Photon-Gluon-Fusion ermöglichen. Für die so erhaltenen Jets werden die verwendeten Daten mit der Monte-Carlo-Simulation der Jahre 1997 und 1999 verglichen.

Über eine Anpassung an die Δm-Verteilung (Gleichung 3.10) in den einzelnen Intervallen der Verteilungen wird die Existenz von Charm über den D*-Nachweis sichergestellt. Für diese Anpassungen werden in diesem Kapitel die Untergrundparameter u_{exp} und u_{sqr} sowie die mittlere Massendifferenz μ und die Standardabweichung σ des D*-Signals auf die Werte festgelegt, die sich aus der Anpassung an den Datensatz von D*-Mesonen in Photoproduktion ergeben (Abbildung 3.4).

Abschließend wird aus der Monte-Carlo-Simulation ein Korrekturfaktor für die Messung von x_g mit Hilfe der beiden Jets bestimmt.

4.1 Der Jet-Algorithmus

Der verwendete Jet-Algorithmus ist der in Abschnitt 1.2.2 beschriebene inklusive k_T-Algorithmus. Es werden Kombinationen aus den zentralen Spuren und den Energiedepositionen im LAr- und im SpaCal-Kalorimeter verwendet.

Spuren werden dann berücksichtigt, wenn für ihren Transversalimpuls $p_t < 2$ GeV/c gilt. Bei höherenergetischen Spuren wird auf Grund der geringen Krümmung die Impulsbestimmung ungenauer, wohingegen die Auflösung der Energiemessung im Kalorimeter bei größeren Energien zunimmt. Energiedepositionen im Kalorimeter, die in einem Zylinder um die Extrapolation einer verwendeten Spur liegen, werden für die weitere Behandlung ignoriert, wenn ihre Energie geringer ist als die der Spur. Ist sie größer, werden nur die der extrapolierten Spur am nächsten liegenden Energiedepositionen ignoriert, bis deren Energie der Energie der Spur entspricht.

Die verbleibenden Spuren und Energiedepositionen bilden die Protojets für den Jet-Algorithmus. Auf diese Weise werden Informationen sowohl der Kalorimeter als auch der Spurkammern genutzt, ohne dass Energie doppelt gezählt wird. Das Verfahren wurde in [30] entwickelt und ist in [31] ausführlicher beschrieben.

Der Jet-Algorithmus wurde im Laborsystem angewendet, das in Photoproduktion durch eine longitudinale Lorentztransformation vom γp- bzw. Parton-Parton-System er-

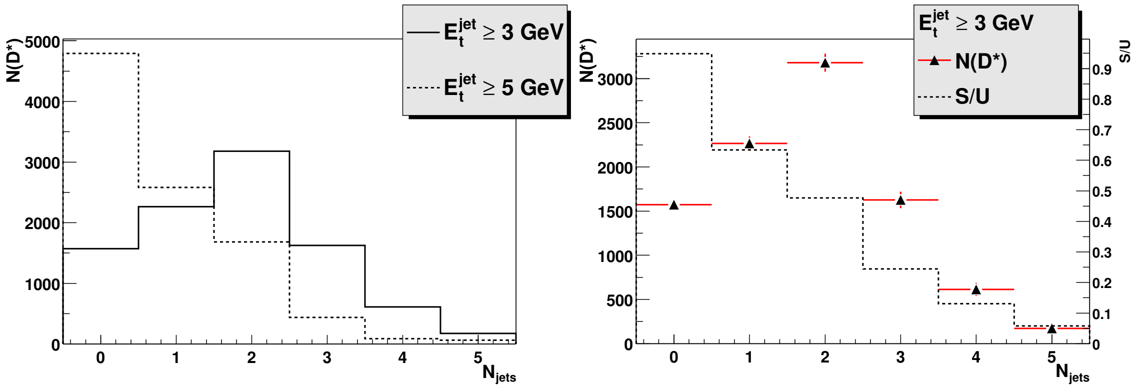


Abbildung 4.1: Links: *Anzahl der D*-Ereignisse, die genau 0,1,2... Jets mit einer Transversalenergie größer 3 bzw. 5 GeV haben.*
Rechts: *Anzahl der D*-Ereignisse und das Signal-Untergrund-Verhältnis für verschiedene Anzahlen von Jets mit $E_t \geq 3$ GeV.*

reichbar ist. Da der inklusive k_T-Algorithmus invariant unter solchen Transformationen ist, ermöglichen die Transversalenergien E_t der Jets einen direkten Einblick auf den grundlegenden Prozess und können – in dieser Arbeit neben der Masse des Charm-Quarks – eine harte Skala sicherstellen.

Abbildung 4.1 zeigt links die Anzahl der D*-Ereignisse gegen die Anzahl der in diesen Ereignissen gefundenen Jets mit einer Transversalenergie größer als 3 bzw. 5 GeV. Dazu wurde die Anzahl von D*-Kandidaten bestimmt, für die der Algorithmus genau $N_{jet} = 0, 1, 2, \ldots$ Jets findet. Die Zahl der D*-Mesonen ergibt sich durch das oben beschriebene Verfahren der Anpassung der Δm-Verteilung in den jeweiligen Intervallen von N_{jet}. Zu erkennen ist, dass die Zahl der Ereignisse mit D*-Mesonen mit zwei oder mehr Jets deutlich geringer ist, wenn mehr Transversalenergie gefordert wird.

Jets mit noch geringeren Transversalenergien zu betrachten, ist nicht sinnvoll, da hierbei die für die QCD-Störungsrechnung notwendige harte Skala für die Jet-Entstehung nicht mehr gegeben ist und es sich bei den Jets auch um die Reste des Protons oder des Photons handeln kann. Diese sind hier nicht erwünscht, da die Jets Rückschluss auf einen harten Prozess geben sollen, in dieser Arbeit die Photon-Gluon-Fusion. Bei den hier verwendeten niedrigen Transversalenergieschnitten sind solche Fehlidentifikationen ebenfalls nicht ausgeschlossen.

Das Signal-Untergrund-Verhältnis ist für große Jetzahlen deutlich schlechter als für wenige oder gar keine Jets, wie Abbildung 4.1 rechts zeigt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Ereignisse mit mehr Jets eine höhere Teilchenmultiplizität haben und somit die Möglichkeit rein zufälliger Spurkombinationen steigt, die die Bedingungen für D*-Kandidaten erfüllen.

4.2 Zwei-Jet-Ereignisse

Sollen Jetgrößen zur Rekonstruktion der Kinematik des produzierten Charm-Anticharm-Quark-Paares verwendet werden, sind dazu zwei Jets notwendig, denen man je eines der beiden Quarks zuordnen kann. Um bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten ver-

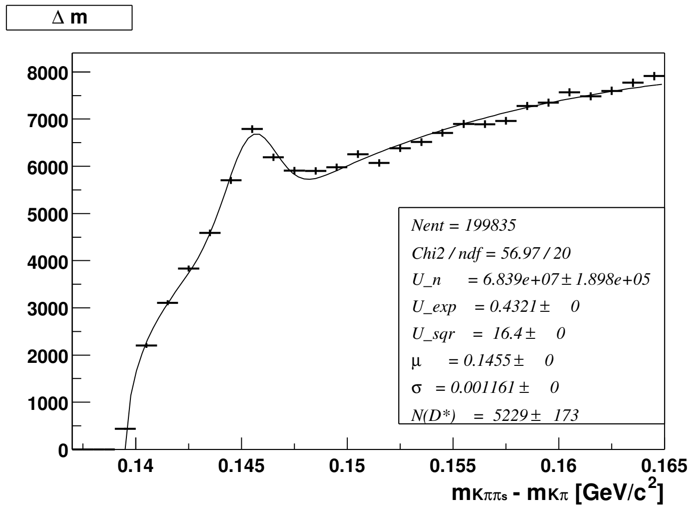


Abbildung 4.2: *Δm-Verteilung für Photoproduktions-Ereignisse mit mindestens zwei Jets mit Transversalenergien von 4 bzw. 3 GeV. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt 0.223.*

gleichbar mit NLO-Rechnungen zu sein, ist es notwendig, einen asymmetrischen Schnitt auf die Transversalenergie durchzuführen [32]. Um nicht zu viele Ereignisse zu verlieren, wird in dieser Arbeit ein sehr niedriger Schnitt gewählt: Für den Jet mit der höchsten Transversalenergie wird $E_t \geq 4$ GeV und für den mit der zweithöchsten $E_t \geq 3$ GeV gefordert. Die sich ergebende Δm-Verteilung dieser Zwei-Jet-Ereignisse ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Nur etwa die Hälfte der Photoproduktions-Ereignisse mit D*-Meson weisen mindestens zwei solche Jets auf. Das Signal-Untergrund-Verhältnis ist wegen der höheren Spurmultiplizität erneut verschlechtert.

Die beiden so ausgewählten Jets weisen die in Abbildung 4.3 gezeigten Verteilungen in Transversalenergie E_t und Pseudorapidität η auf. Die Transversalenergieverteilungen des gesamten Datensatzes mit Untergrund und der angepassten Anzahl der D*-Mesonen in den verschiedenen Intervallen unterscheiden sich nicht wesentlich. Jedoch ist sichtbar, dass D*-Mesonen bei kleinen Transversalenergien relativ häufiger sind, was zusätzlich für einen niedrigen Schnitt spricht. An der Verteilung der Pseudorapiditäten ist zu erkennen, dass D*-Mesonen im Vergleich zum Untergrund eher mit Jets in Rückwärtsrichtung, d.h. $\eta < 0$, produziert werden. Dies wird erwartet, wenn einer der beiden Jets mit der Entstehung des Charm-Quarks, das durch das D* nachgewiesen wird, in Zusammenhang steht. Denn Charm wird vorwiegend in Rückwärtsrichtung produziert [9].

Sowohl die beiden höchstenergetischen Jets als auch das D*-Meson können dazu verwendet werden, z.B. die Flugrichtung des ursprünglich produzierten Charm-Quarks zu rekonstruieren. Deshalb ist der Abstand des D* von beiden Jets im η-ϕ-Raum von Interesse:

$$R_{\eta\phi} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \tag{4.1}$$

Man erwartet für den dem D* nächsten Jet, im folgenden D*-Jet genannt, einen geringen Abstand und für den entfernteren, dass er in ϕ dem D* etwa entgegengesetzt ist und der Abstand im η-ϕ-Raum somit bei etwas mehr als π liegt. Beide Abstände sind in

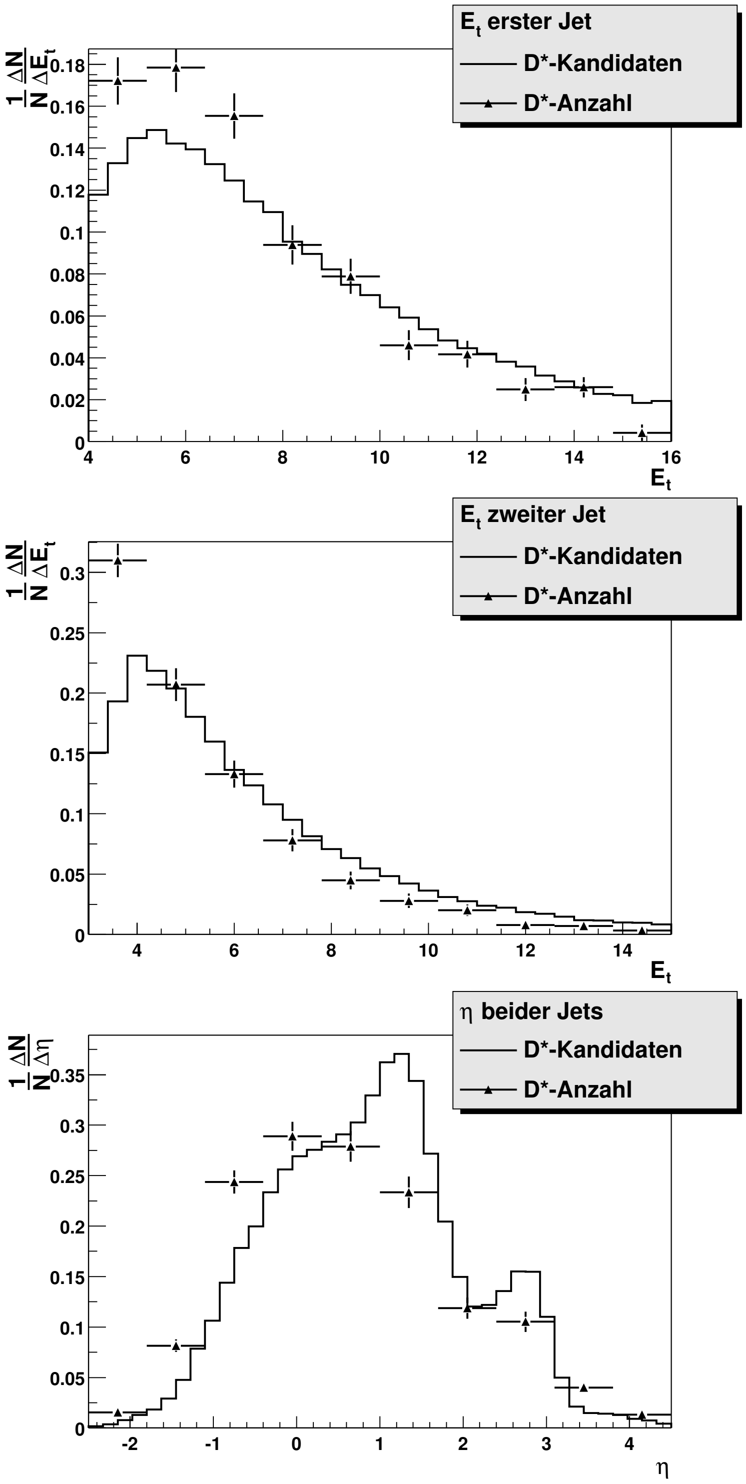


Abbildung 4.3: *Transversalenergie des ersten (oben) und zweiten (Mitte) Jets sowie die Verteilung der Pseudorapiditäten beider Jets (unten). Gezeigt sind jeweils die Verteilungen in den D^*-Kandidaten-Ereignissen und die daraus durch D^*-Anpassungen in den jeweiligen Intervallen gewonnenen Verteilungen für D^*-Ereignisse. Alle Größen sind auf die Gesamtzahl der Einträge und die Intervallbreite normiert.*

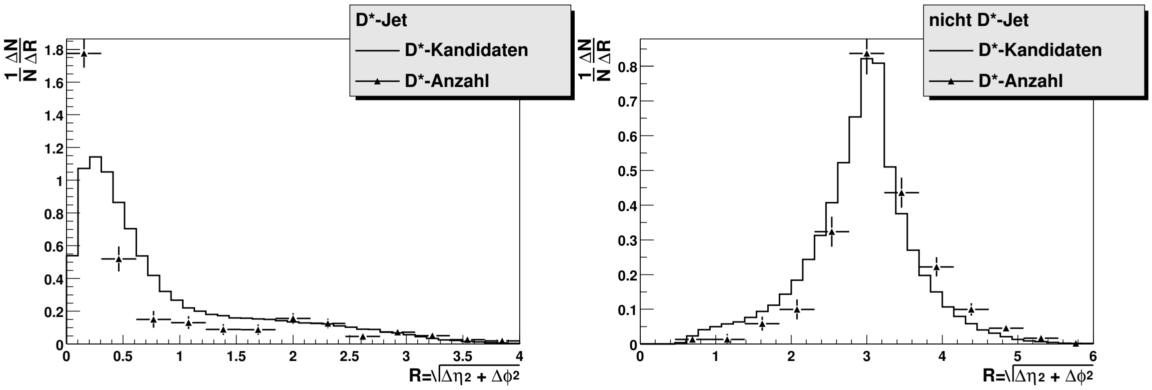


Abbildung 4.4: *Abstand $R_{\eta\phi}$ des D^* zum nächsten (links) bzw. zum entfernteren (rechts) der beiden Jets mit $E_t \geq 4$ bzw. 3 GeV. Gezeigt ist neben der Verteilung aller D^*-Kandidaten-Ereignisse die angepasste Anzahl der D^*-Mesonen.*

Abbildung 4.4 gezeigt. Für den D*-Jet erkennt man den Richtungszusammenhang zwischen D* und Jet, der für die echten D*-Mesonen deutlich ausgeprägter ist als für die Gesamtzahl der D*-Kandidaten. Beim entfernteren Jet zeigt sich das erwartete Signal bei π. Für geringe Abstände des entfernteren Jets erkennt man, dass das Verhältnis der D*-Anzahl zur Zahl der D*-Kandidaten sehr klein ist. Dies zeigt, dass diese D*-Kandidaten hauptsächlich nicht von Charm-Quarks stammen, sondern von zufälligen Spurkombinationen.

4.2.1 Rekonstruktion von Charm-Quark- durch Jet-Größen

Die beiden Jets sollen für die Rekonstruktion der Charm-Quark-Größen verwendet werden. Ob sie dazu geeignet sind und welche Anforderungen an die Jets die Rekonstruktion verbessern, wird im folgenden untersucht. Verwendet wird dazu der in Abschnitt 1.4 vorgestellte Monte-Carlo-Datensatz des Programmes AROMA, der unter den Detektorbedingungen von 1999 simuliert und rekonstruiert wurde.

Für die Zuordnung Quark$\leftrightarrow$Jet$_1$ und Antiquark$\leftrightarrow$Jet$_2$ bzw. Quark$\leftrightarrow$Jet$_2$ und Antiquark$\leftrightarrow$Jet$_1$ wird die Summe der Abstände $R_{\eta\phi}^{c,j} = \sqrt{(\eta_c - \eta_j)^2 + (\Delta\phi_{c,j})^2}$ für beide Kombinationen gebildet ($R_{\eta\phi}^{c,j_1} + R_{\eta\phi}^{\bar{c},j_2}$ und $R_{\eta\phi}^{c,j_2} + R_{\eta\phi}^{\bar{c},j_1}$) und die Kombination mit dem geringeren Gesamtabstand ausgewählt.

Abbildung 4.5 zeigt für η und ϕ Jet- und Quark-Größe gegeneinander aufgetragen sowie die jeweiligen Differenzen. Man erkennt, dass ϕ zwar mit einer Verschmierung häufig richtig durch die Jets rekonstruiert wird, aber auch viele offensichtlich zufällige Zuordnungen stattfinden, bei denen Quark und Jet nicht zusammengehören. Bei η erkennt man außerdem, dass die Jetwerte zu größeren Pseudorapiditäten verschoben sind. Ein Erklärungsversuch hierfür hängt mit der Fragmentation des Charm-Quarks zusammen: Durch die Wechselwirkung mit dem in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) entweichenden Protonrest erhält der Jet im Vergleich zum ursprünglichen Quark Impuls in Vorwärtsrichtung[1].

Um die Rekonstruktion der Quark-Größen zu verbessern, wird im folgenden gefordert, dass für den Abstand im η-ϕ-Raum eines der beiden Jets zum D*-Meson $R_{\eta\phi}(\mathrm{D}^*) \leq 0.6$

[1]Da AROMA nur direkte Photoproduktion simuliert, gibt es hier keinen in Rückwärtsrichtung ($\eta < 0$) wirkenden Prozess der Wechselwirkung mit möglichen Photonresten.

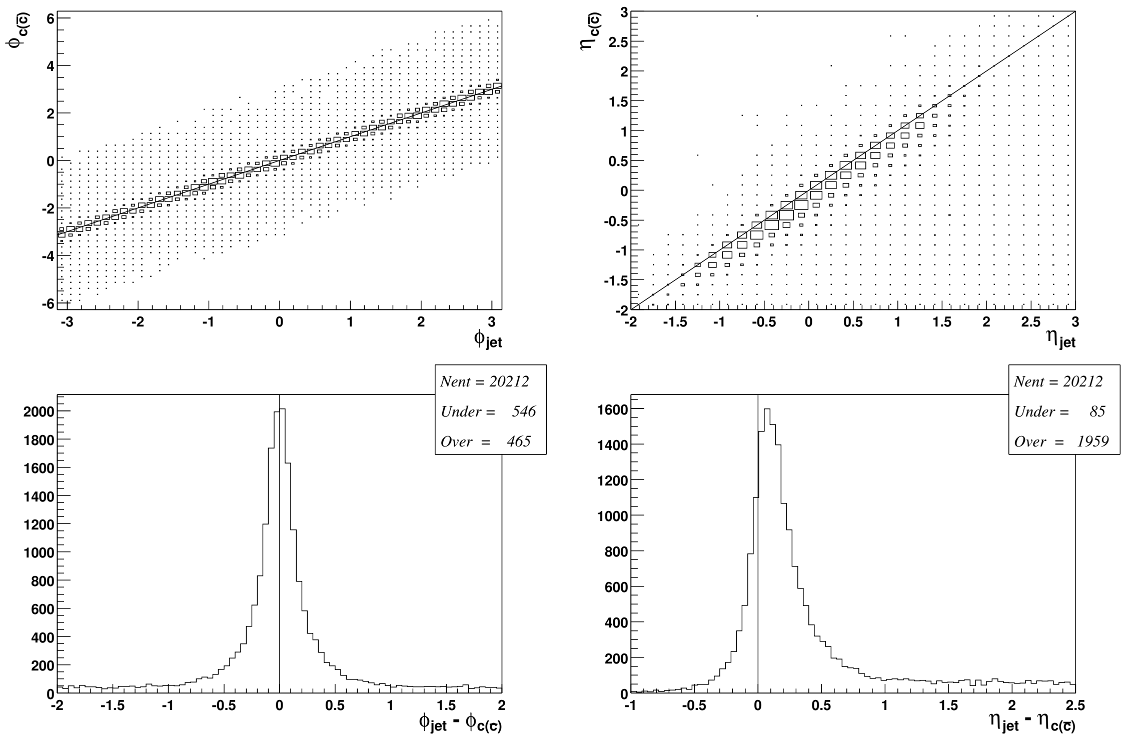


Abbildung 4.5: *Der Azimutalwinkel ϕ (links) und die Pseudorapidität η (rechts) der einander nach dem im Text beschriebenen Abstandsmaß zugeordneten Jets und Quarks. Neben dem Transversalenergieschnitt von $E_t \geq 4$ bzw. 3 GeV wurden keine weiteren Anforderungen an die Jets gestellt. Man beachte die unterschiedlichen Achsen im ϕ_c-ϕ_{jet}-Histogramm oben links.*

gilt (vgl. Abbildung 4.4). Außerdem wird die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Jets begrenzt: $\Delta\eta = |\eta_{jet1} - \eta_{jet2}| \leq 1.0$. Die zweite Forderung ist ein harter Schnitt auf die Topologie der Ereignisse, hat aber neben der Verbesserung der Zuordnung Jet$\leftrightarrow$Quark auch die indirekte Folge, dass die η-Verteilung der Jets sich auf den Detektorbereich beschränkt, in dem Jetenergien präzise gemessen werden können. Bei $\eta_{jet} < -1.2$ wird ein Großteil der Jetteilchen im SpaCal gemessen, dessen Energieauflösung für Hadronen gering ist. Jets mit $\eta_{jet} > 2.5$ können schlecht bestimmt sein, wenn zu ihnen gehörende Teilchen nicht detektiert werden, weil sie im Strahlrohr verschwinden. Schneidet man direkt auf die Pseudorapiditäten der Jets und nicht auf $\Delta\eta \leq 1$, so wird zwar das Problem der schlechten Jetenergiebestimmung umgangen, jedoch verbessert sich die Rekonstruktion des Azimutalwinkels ϕ und der Pseudorapidität der Quarks nicht zufriedenstellend (Abbildung 4.6): Es bleibt in den ϕ- und η-Differenzen ein merkliches Plateau von zufällig einander zugeordneten Jet-Quark-Paaren. In Abbildung 4.6 unten ist dieses Plateau im Vergleich zu dem gezeigt, dass nach dem $\Delta\eta$-Schnitt verbleibt. Warum ein Schnitt auf $\Delta\eta_{jets}$ eine solche Verbesserung bringt, ist an der $\Delta\eta$-Verteilung (Abbildung 4.7) jedoch nicht zu erkennen.

Mit allen in Tabelle 4.1 zusammengefassten Kriterien stellen die Pseudorapidität η und der Azimutalwinkel ϕ der Jets eine gute Annäherung an die Flugrichtung des entsprechen-

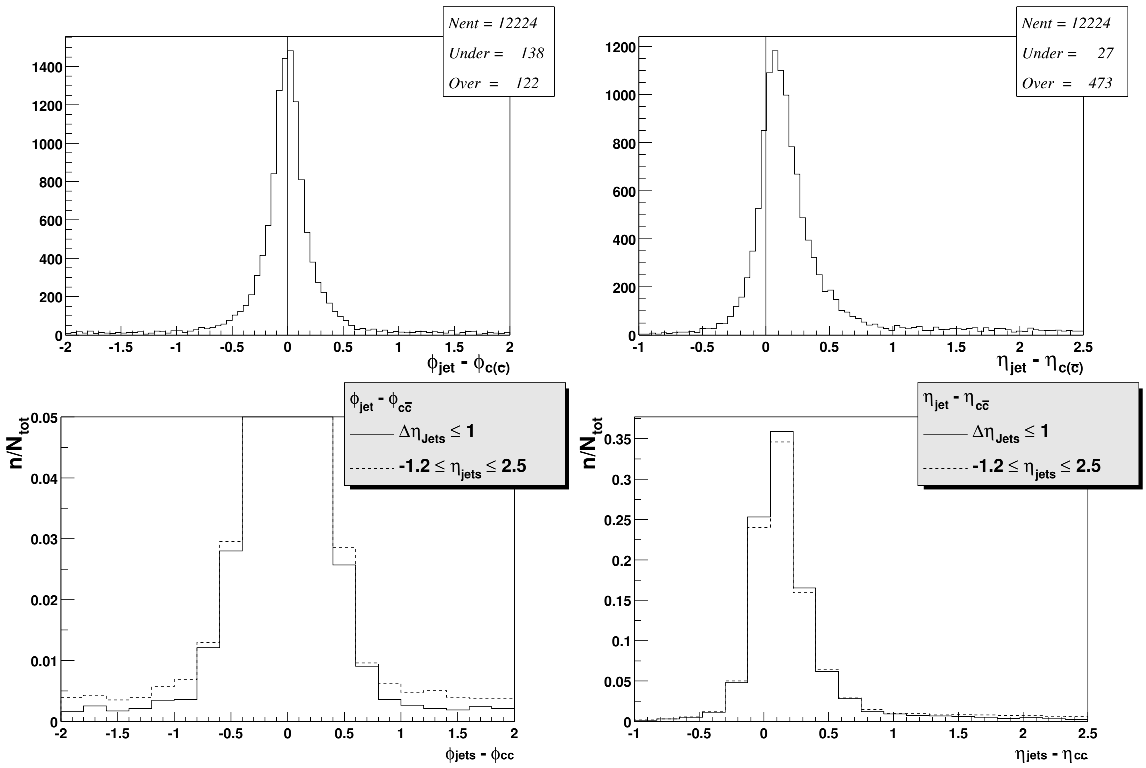


Abbildung 4.6: *Differenz der Azimutalwinkel ϕ (oben links) und der Pseudorapiditäten η (oben rechts) der einander zugeordneten Jets und Quarks, wenn neben dem Transversalenergieschnitt $R_{\eta\phi}(D^*) \leq 0.6$ für den dem D^* nächsten Jet $(2.5 \geq \eta_{jet} \geq -1.2)$ gefordert wird. Darunter sind die gleichen Histogramme normiert im Vergleich zu den entsprechenden Histogrammen gezeigt, für die statt auf η_{jet} auf $\Delta\eta_{jets} \leq 1.0$ geschnitten wird. Sowohl in η als auch in ϕ zeigt sich das gleiche Bild, dass kleine Differenzen beim $\Delta\eta$-Schnitt häufiger sind und beim η_{jet}-Schnitt merklich mehr fehlerhafte Zuordnungen erfolgen. Um beide Effekte zu verdeutlichen, ist das ϕ-Histogramm nach oben beschränkt.*

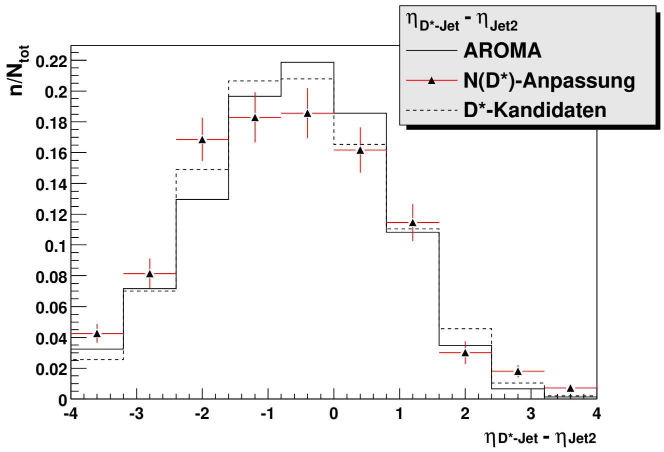


Abbildung 4.7: *Die $\Delta\eta_{jets}$-Verteilung in den Daten und im Monte-Carlo. Für einen der Jets ist $R_{\eta\phi}(D^*) \leq 0.6$ verlangt.*

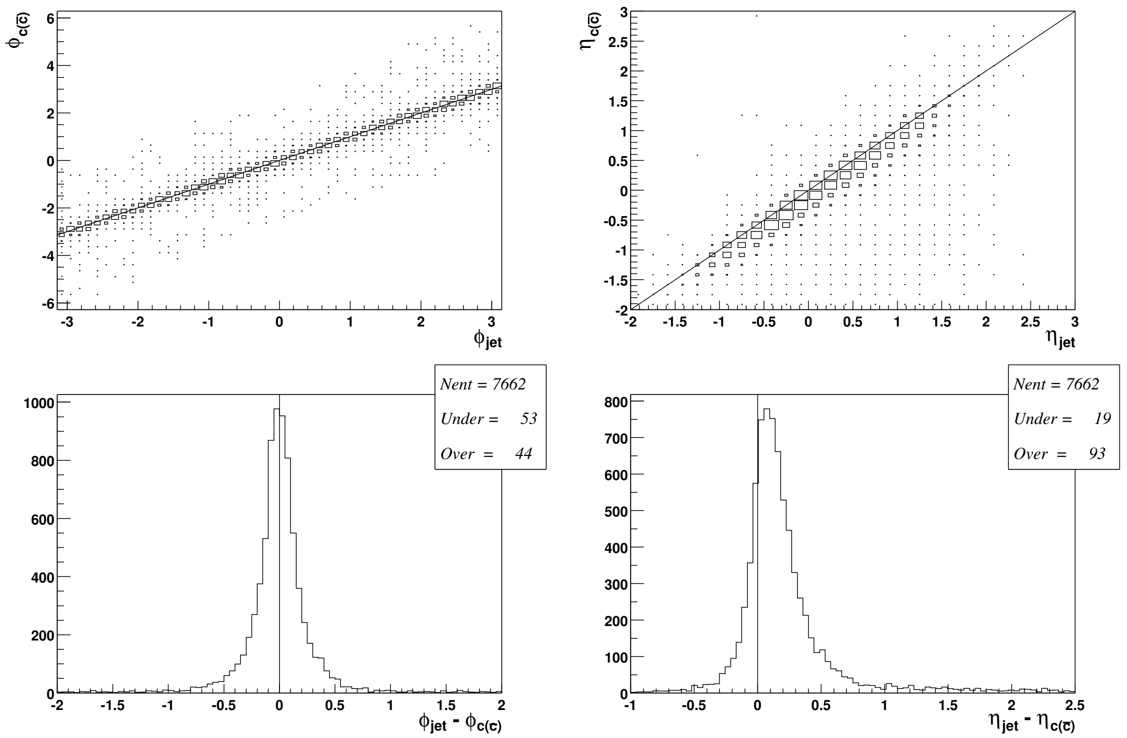


Abbildung 4.8: *Azimutalwinkel ϕ und Pseudorapidität η einander zugeordneter Jets und (Anti-)Quarks. Die Kriterien für die Jets sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.*

den Quarks dar (Abbildung 4.8). Allerdings bleiben Fehlidentifikationen erhalten, die sich vor allem durch einen Jet zu sehr in Vorwärtsrichtung bemerkbar machen. Außerdem wird η_c durch η_{jet} im Mittel um etwa 0.1 überschätzt.

Die Rekonstruktion der Transversalenergie E_t der Quarks durch die der Jets streut zwar sehr viel stärker, E_t wird aber im Mittel weitgehend richtig wiedergegeben (Abbildung 4.9). Der Schnitt auf E_t^{jet} bei 3 bzw. 4 GeV führt in der Differenz $E_t^{jet} - E_t^{c(\bar{c})}$ und dem Verhältnis $E_t^{jet}/E_t^{c(\bar{c})}$ zu einer Unsymmetrie (weiße Histogramme). Betrachtet man nur solche Jet-Quark-Zuordnungen, in denen das (Anti-)Quark ebenfalls $E_t \geq 3$ bzw. 4 GeV (je nach Zuordnung zum ersten oder zweiten Jet) hat, zeigt sich, dass E_t im Mittel weitgehend richtig durch den Jet rekonstruiert wird (dunkle Histogramme). Aus dem

Anzahl Jets	$N_{jets} \geq 2$
Transversalenergie	$E_t^{jet_1} \geq 4$ GeV $E_t^{jet_2} \geq 3$ GeV
Abstand des näheren Jets zum D*	$R_{\eta\phi} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \leq 0.6$
Pseudorapiditätsdifferenz	$\lvert\eta_{jet_1} - \eta_{jet_2}\rvert \leq 1$

Tabelle 4.1: *Anforderungen an die Zwei-Jet-Ereignisse.*

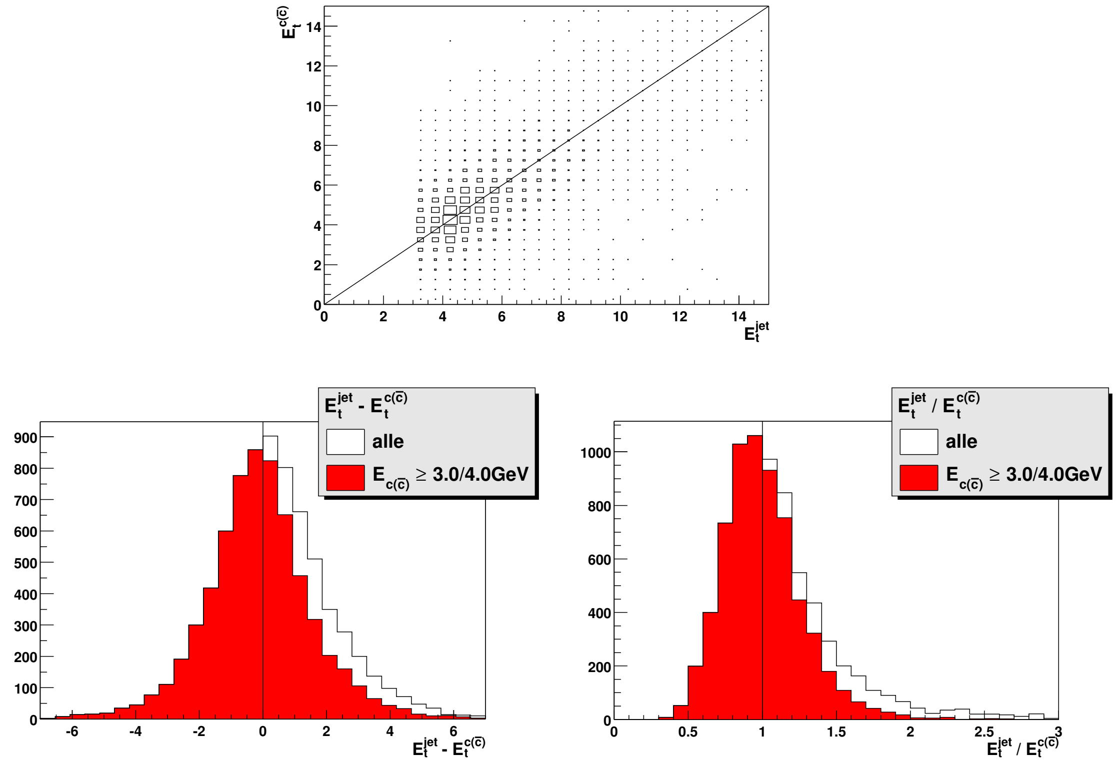


Abbildung 4.9: *Transversalenergie E_t der einander zugeordneten Jets und (Anti-)Quarks. Die Kriterien für die Jets sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Hier ist neben der Differenz auch das Verhältnis der Quark- und der Jetgröße gezeigt. Zu den jeweils überlagerten Histogrammen siehe Text.*

Verhältnis $E_t^{jet}/E_t^{c(\bar{c})}$ ist jedoch ersichtlich, dass E_t durch den Jet leicht unterschätzt wird, wenn von einigen wenigen deutlichen Überschätzungen abgesehen wird. Dass in den Daten ein Schnitt auf die Quarkenergien nicht möglich ist, wirkt dem Einfluss dieses Effekts entgegen.

4.2.2 Der transversale Energiefluss

Sogenannte Profil-Histogramme zeigen den transversalen Energiefluss relativ zur Jetachse. Für ϕ-Profile wird dazu der Bereich $[\eta_{jet} - 1, \eta_{jet} + 1]$ betrachtet (siehe Abbildung 4.10 rechts). Die Transversalenergie aller Teilchen des hadronischen Endzustandes HFS, die diesen Ring um die Strahlachse durchqueren, wird je nach Abstand $\Delta\phi$ vom Jet in das Histogramm eingetragen. Bei Zwei-Jet-Ereignissen erwartet man, bei $\Delta\phi \approx 0$ und $\Delta\phi \approx \pm\pi$ die beiden Jets zu erkennen. In η-Profilen wird das Segment $[\phi_{jet}-1, \phi_{jet}+1]$ betrachtet und die Transversalenergie gezählt, die im relativen Abstand $(\eta_{jet} - \eta_{HFS})$ zum Jet fließt.

Abbildung 4.11 zeigt Profilhistogramme für die beiden Jets[2]. Neben dem Histogramm für alle Ereignisse mit D*-Kandidaten ist auch das Ergebnis einer Δm-Anpassung in

[2] Die Profil-Histogramme wurden nicht mit dem gesamten Datensatz von 1997 bis 2000 erstellt, sondern nur mit den Daten des Jahres 1999 und Teilen der Daten von 1997 und 2000.

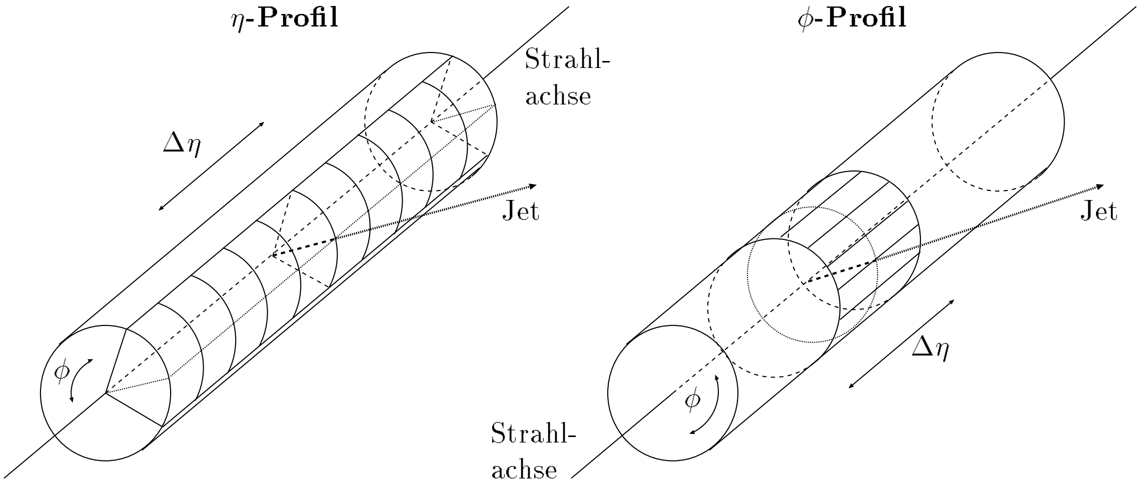


Abbildung 4.10: *Zur Veranschaulichung der Profilhistogramme:*
Für das η-Profil ist links ein Zylinder um die Strahlachse gezeichnet. Die Achse des Zylinders ist ein – nicht lineares – Maß für $\Delta\eta = (\eta_{jet} - \eta_{HFS})$. Die auf der Zylinderoberfläche eingezeichneten Kreisbögen sollen die Grenzen einzelner $\Delta\eta$-Intervalle anzeigen.
Analog dazu ist die rechte Zeichnung für das ϕ-Profil gedacht. Die drei Kreislinien auf dem Zylinder kennzeichnen $(\eta_{jet} - 1)$, η_{jet} und $(\eta_{jet} + 1)$, die zur Zylinderwand parallelen Linien dazwischen deuten die $\Delta\phi$-Intervalle an.

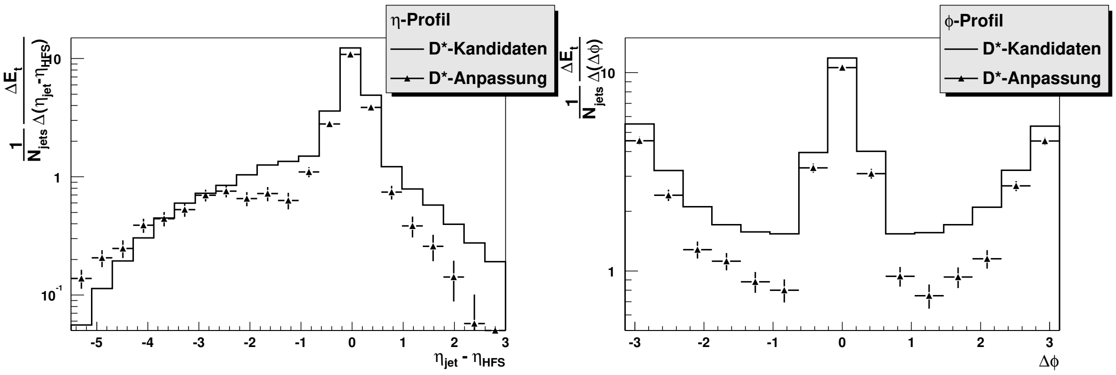


Abbildung 4.11: *Der transversale Energiefluss relativ zur Jetachse. Die Histogramme für die Jets in allen D^*-Kandidaten-Ereignissen sind auf die Intervallbreite und die Anzahl der eingetragenen Jets normiert, das Ergebnis der D^*-Anpassung jeweils auf die Intervallbreite und die doppelte Anzahl der in den Ereignissen gefundenen D^*-Mesonen.*

den einzelnen $(\eta_{jet} - \eta_{HFS})$- bzw. $\Delta\phi$-Intervallen gezeigt. Am ϕ-Profil ist die Zwei-Jet-Struktur leicht erkennbar, in den D*-Ereignissen sogar deutlicher. Dass das η-Profil nach der D*-Anpassung stärker zu niedrigeren $(\eta_{jet} - \eta_{HFS})$-Werten tendiert, spiegelt wider, dass in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) das Signal-Untergrund-Verhältnis der D*-Anpassung schlechter ist. Somit werden bei den Kandidaten wegen des Schnittes auf den Abstand zum D* auch mehr Jets in Vorwärtsrichtung gefunden. Jets in Vorwärtsrichtung führen aber durchschnittlich zu größeren $(\eta_{jet} - \eta_{HFS})$-Werten.

4.2.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

Die Monte-Carlo-Simulation soll für die Bestimmung von Effizienzen bei der Wirkungsquerschnittbestimmung und für eine Korrektur der Messung der Größen x_g und x_γ verwendet werden. Dazu ist es notwendig, sicher zu stellen, dass die Simulation die Daten hinreichend gut beschreibt.

Hier sollen nun alle in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Verteilungen für D*-Ereignisse mit Jets geprüft werden. Die Forderungen an die Jets sind in Tabelle 4.1 (S. 43) zusammengefasst, die Schnitte auf die D*-Kandidaten zeigt Tabelle 3.1 (S. 33). Die Forderung in den Daten, dass mit QESCAT kein Elektron gefundenen wird, ist in der Simulation durch einen Schnitt auf den generierten Wert der Virtualität des Photons ersetzt: $Q^2_{gen} < 1$ GeV^2. Um in der Simulation zu berücksichtigen, dass die Daten aus Perioden mit unterschiedlichen Protonstrahlenergien stammen, wurden die beiden Monte-Carlo-Datensätze von 1997 und 1999 entsprechend den integrierten Luminositäten in den Daten gewichtet.

In Abbildung 4.12 sind die verschiedenen Verteilungen der Daten und des Monte-Carlo dargestellt. Die E_t-Verteilungen der Jets werden wie die Abstände des D*-Mesons zu den beiden Jets zufriedenstellend, die Verteilung der Pseudorapiditäten η_{jet} sehr gut beschrieben. Deutlich ist hier zu erkennen, dass die D*-Anpassung diesen Effekt bewirkt und der Datensatz aller D*-Kandidaten eine ganz andere Verteilung hat.

Ebenfalls zufriedenstellend beschrieben wird der transversale Energiefluss relativ zur Jetachse. Die Zwei-Jet-Struktur im ϕ-Profil ist im Monte-Carlo jedoch ausgeprägter als in den Daten und der Energiefluss insgesamt niedriger. Schlecht beschrieben wird die Anzahl der Jets: Im Monte-Carlo gehen schon mehr als die Hälfte der Ereignisse verloren, wenn mindstens zwei Jets mit $E_t \geq 3$ GeV ohne weitere Schnitte gefordert werden. Aber hier – wie in allen Verteilungen – liegen die durch die D*-Anpassung gewonnen Größen näher am Monte-Carlo als die Verteilungen mit allen D*-Kandidaten.

4.3 Rekonstruktion von x_g und x_γ im Monte-Carlo

In Abschnitt 1.3 wurde gezeigt, wie in Photon-Gluon-Fusions-Ereignissen mit zwei Jets x_g und x_γ aus der Transversalenergie und der Pseudorapidität der Jets bestimmt werden können. Diese Rekonstruktion wird für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten in Kapitel 5 mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation AROMA überprüft.

4.3.1 Der Anteil des wechselwirkenden Gluons am Protonimpuls: x_g

Berechnet wird x_g nach der für einen Zwei-Körper-Prozess hergeleiteten Gleichung 1.31. In ihr wird die Rapidität der Quarks durch die Pseudorapidität der Jets angenähert. In Abbildung 4.8 (S. 43) ist zu erkennen, dass die Pseudorapidität η der Jets im Mittel um

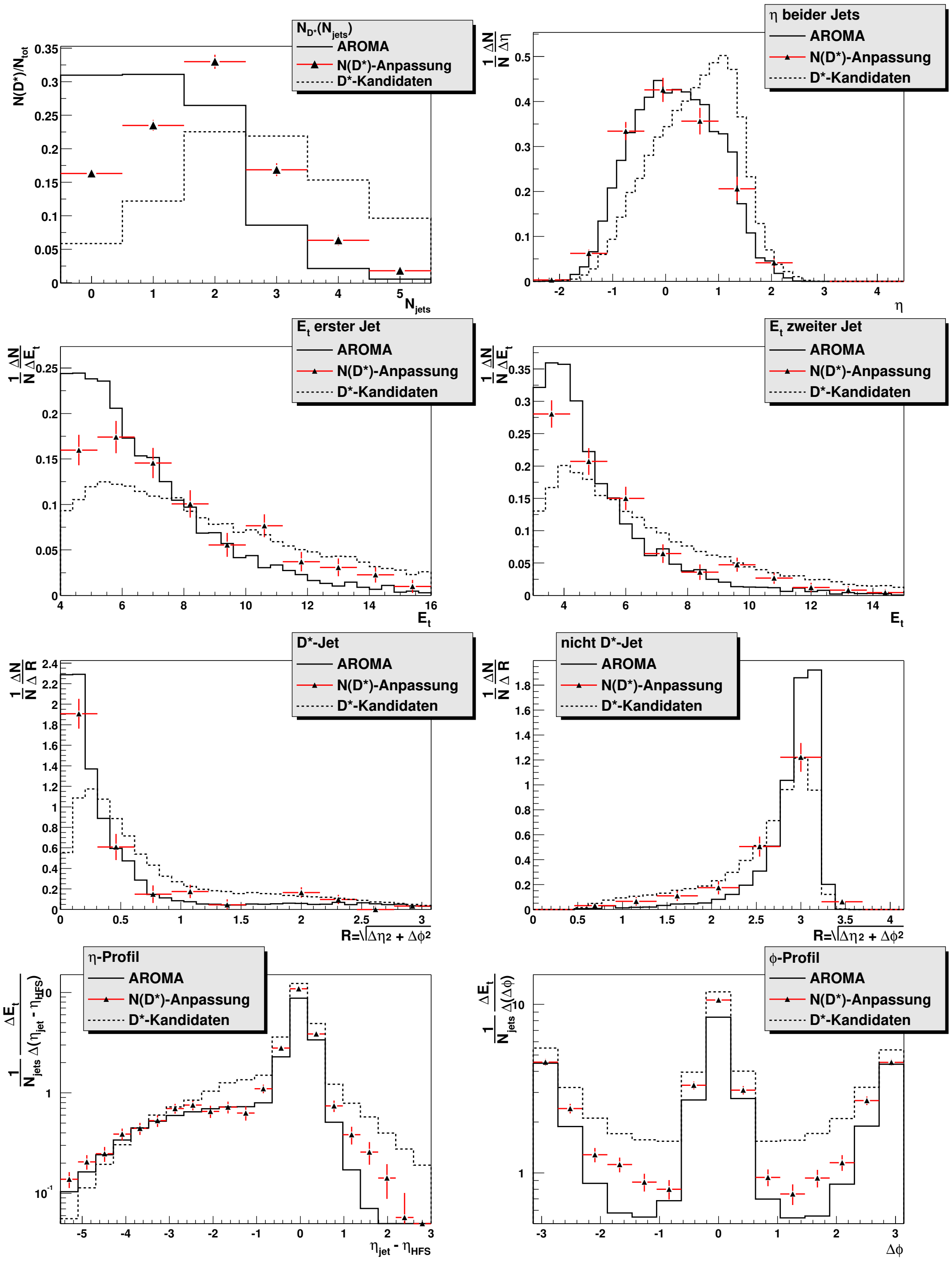


Abbildung 4.12: *Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten. Dargestellt ist neben der Monte-Carlo-Verteilung und dem Ergebnis der D^*-Anpassung in den jeweiligen Intervallen auch die Verteilung für alle D^*-Kandidaten. Für alle Histogramme gelten die Schnitte aus Tabelle 4.1. Ausnahme sind das $R(D^*)$-Histogramm (links das zweite von unten), für das auf die Forderung nach einem Jet mit Abstand $R \leq 0.6$ verzichtet wird, und das Histogramm mit der Jetmultiplizität oben links, bei dem nur $E_t^{jet} \geq 3$ GeV gefordert wird.*

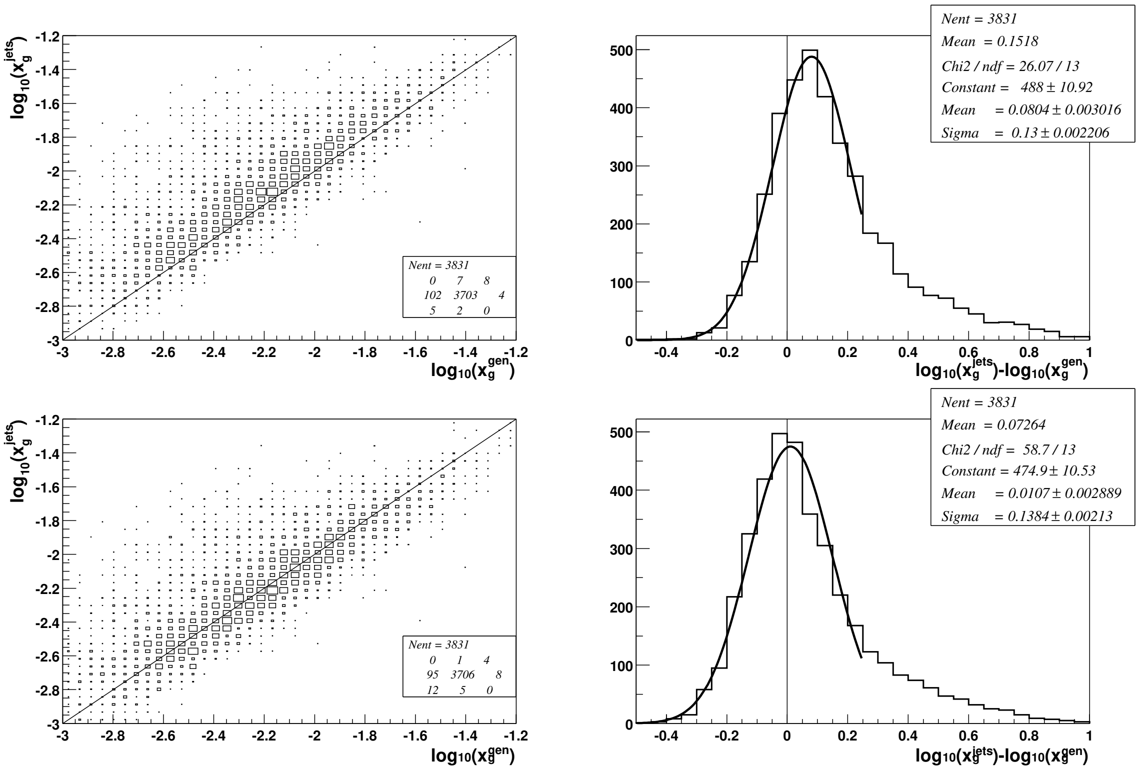


Abbildung 4.13: *Das generierte und durch Jets rekonstruierte x_g im AROMA-Monte-Carlo des Jahres 1999 in der für x_g natürlichen, logarithmischen Skala, links gegeneinander aufgetragen und rechts die Differenz* $(\log_{10} x_g^{jets} - \log_{10} x_g^{gen})$. *Die beiden oberen Histogramme zeigen das unkorrigierte x_g^{jets}, die beiden unteren das um den Faktor 0.83 korrigierte.*

eine konstanten Betrag grösser ist als die der Quarks. Da η exponentiell in die Bestimmung von x_g eingeht, erwartet man, dass x_g durch die Jets im Mittel um einen konstanten Faktor größer gemessen wird. In den beiden oberen Histogrammen von Abbildung 4.13 ist dieser Effekt zu erkennen. Neben dieser systematischen Überschätzung von x_g durch die Jetmessung werden oft Werte gemessen, die nicht mit einer Streuung um einen systematisch erhöhten Mittelwert vereinbar sind. Erklärbar ist dies z.B. dadurch, dass ein zum (Anti-)Charm-Quark gehörender Jet in Rückwärtsrichtung nicht gefunden wird und stattdessen ein Jet aus den Protonresten in Vorwärtsrichtung die Jetbedingungen erfüllt.

Eine Korrektur der systematischen Verschiebung von x_g kann durch die in Abbildung 4.13 oben rechts vorgenommene Anpassung einer Gaußfunktion abgeschätzt werden. Aus dem Mittel der Differenz $(\log_{10} x_g^{jets} - \log_{10} x_g^{gen}) = 0.08$, ergibt sich

$$x_g^{corr} = 10^{-0.08} \cdot x_g^{jets} = 0.83 \cdot x_g^{jets}. \tag{4.2}$$

Mit x_g ist im folgenden immer dieses x_g^{corr} gemeint. Es ergeben sich die beiden unteren Histogramme der Abbildung 4.13. Dass die Anpassung der Gaußfunktion an die Differenz keinen mit Null verträglichen Mittelwert hat, kann dadurch gedeutet werden, dass durch die Korrektur einige auf Grund falscher Jetzuordnung überschätzte x_g-Werte in den Anpassungsbereich gewandert sind.

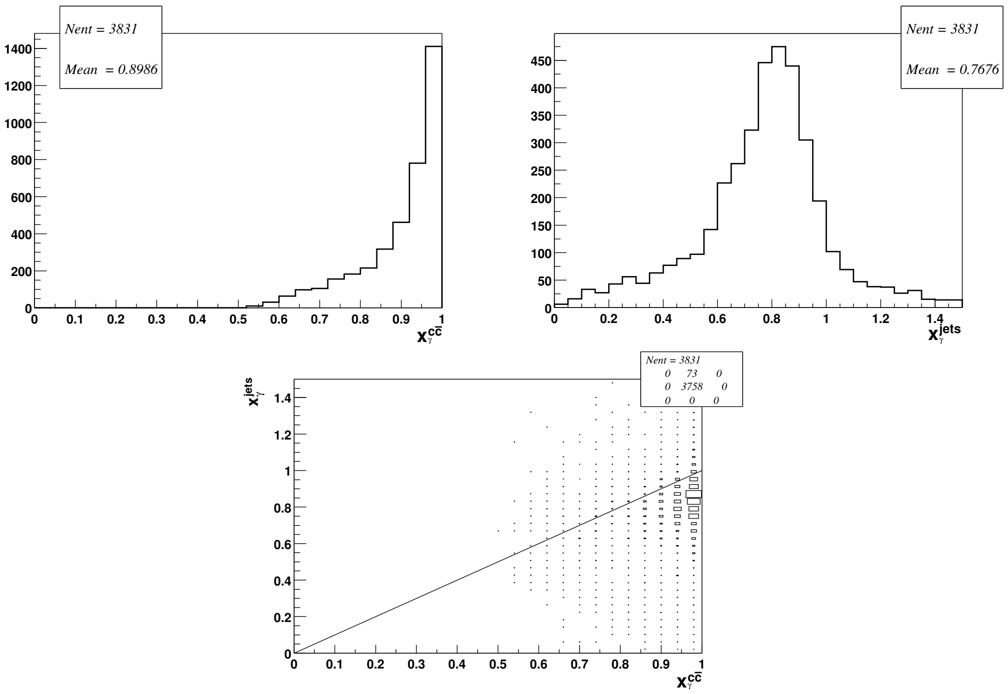


Abbildung 4.14: $x_\gamma^{c\bar{c}}$ *(links) und* x_γ^{jets} *(rechts) für D*-Zwei-Jet-Ereignisse im Monte-Carlo-Datensatz für 1999. Unten sind beide Größen gegeneinander aufgetragen. Die Skala für* x_γ^{jets} *geht jeweils über 1 hinaus.*

Die gleiche Betrachtung für das unter den Bedingungen von 1997 erzeugte Monte-Carlo führt zum selben Ergebnis.

Eine Korrektur der Effekte, die auf die falsche Jetzuordnung zurückzuführen sind, wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\log x_g$ in Abschnitt 5.3.3 als intervallweise Migrationskorrektur vorgenommen.

4.3.2 Der beteiligte Bruchteil des Photonimpulses: x_γ

Der Generator AROMA simuliert nur direkte Prozesse, in denen exakt $x_\gamma = 1$ gilt. Ein Monte-Carlo, das auch aufgelöste Prozesse miteinbezieht, stand für diese Arbeit nicht zur Verfügung. Deshalb ist eine Überprüfung der Rekonstruktion von x_γ durch Jets nach Gleichung 1.32 nicht möglich. Setzt man jedoch in die exakte Gleichung 1.30 die Charm-Quark-Größen ein, die sich nach Gluon-Abstrahlung ergeben, hat man eine Größe, für die *nicht* mehr exakt $x_\gamma^{c\bar{c}} = 1$ gilt. Sie ist aber der Messung durch Jets eher zugänglich als x_γ, wenn angenommen wird, dass die Quark-Größen durch die Jet-Größen rekonstruiert werden.

Abbildung 4.14 zeigt die $x_\gamma^{c\bar{c}}$- und x_γ^{jets}Verteilungen in Monte-Carlo-Ereignissen mit rekonstruiertem D* und zwei Jets. Für die Bestimmung von x_γ^{jets} wurde die aus Spuren und Energiedepositonen im Kalorimeter nach der Jacquet-Blondel-Methode bestimmte Inelastizität y verwendet (Gleichung 1.11).

Es ist zu erkennen, dass das durch die Jetmessung bestimmte x_γ stark streut, aber

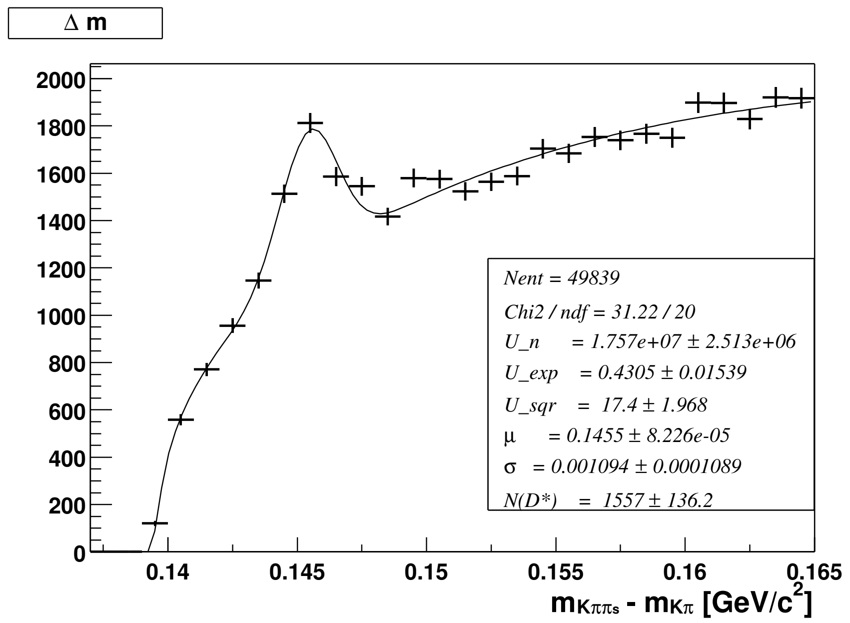


Abbildung 4.15: *Δm-Verteilung der D^*-Kandidaten der Photoproduktionsereignisse, in denen zwei Jets mit den geforderten Eigenschaften (Tabelle 4.1) gefunden wurden. Für die folgenden D^*-Anpassungen werden die hier bestimmten Werte der Parameter u_{exp}, u_{sqr}, μ und σ verwendet und nicht mit angepasst.*

hauptsächlich zu klein gemessen wird. Dies ließe sich analog zur x_g-Rekonstruktion durch einen Faktor korrigieren, der diesmal größer 1 sein müsste, da die Pseudorapidität η_{jet} mit einem negativen Vorzeichen in der Exponentialfunktion aus der Bestimmung von x_γ auftaucht und η_c überschätzt.

Weil ohne Monte-Carlo mit aufgelösten Prozessen ein genaueres Studium der x_γ-Rekonstruktion nicht möglich ist, wird x_γ in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

4.4 Ergebnis der Jetuntersuchungen

Obwohl die Forderung nach Transversalenergien der Jets von $E_t \geq 3$ bzw. 4 GeV sehr niedrig ist, werden mit den in Tabelle 4.1 (S. 43) zusammengefassten Kriterien Flugrichtung und Transversalenergie des Charm-Anticharm-Paares gut rekonstruiert. Verteilungen in der Transversalenergie E_t, der Pseudorapidität η und den Abständen zum D*-Meson im η-ϕ-Raum werden durch das Monte-Carlo zufriedenstellend beschrieben, ebenso der transversale Energiefluss relativ zur Jetachse. In der Simulation ist jedoch die Anzahl der Jets geringer.

Eine mögliche Fehlerquelle könnte sein, dass AROMA nur Charm-Produktions-Prozesse direkter Photon-Gluon-Fusion simuliert und somit ein aufgelöster Anteil, bei dem aus dem Photon-Rest ein weiterer Jet entsteht, nur in den Daten vorhanden sein kann. Dieser Effekt sollte aber keinen großen Einfluss haben, da der aufgelöste Anteil nur etwa 10% beträgt. Beiträge anderer Charm-Produktionsmechanismen sind noch geringer. Jedoch ist zu beachten, dass die Rekonstruktionseffizienz von D*-Mesonen aus Beauty-Quarks mit der

Forderung nach zwei Jets höher ist als die für D*-Mesonen aus Charm [33]. Somit erhöht die Forderung nach Jets den Anteil der aus dem Beauty-Zerfall stammenden D*-Mesonen. Wie groß dieser Anteil ist, wird hier nicht abgeschätzt.

Abbildung 4.15 zeigt die Δm-Verteilung der verbliebenen Ereignisse mit einem D*-Kandidaten und mindestens zwei Jets. Von dem einfachen Zwei-Jet-Datensatz (Abbildung 4.2) bleiben nur 1557 der 5229 D*-Ereignisse. Das sind etwa 15% der Photoproduktions-Ereignisse ohne Jetforderung. Das Signal-Untergrund-Verhältnis hat sich auf 0.281 verbessert. Dies ist auf den Schnitt auf den Abstand $R_{\eta\phi}(\mathrm{D}^*)$ zurückzuführen.

Hiermit ist es möglich, totale sichtbare Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit einem D*-Meson und zwei Jets zu berechnen. Die Messung von x_g mit Hilfe der Jets erlaubt die Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten in $\log_{10}(x_g)$.

Kapitel 5

Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel wird die Berechnung von Wirkungsquerschnitten zur Erzeugung von D^*-Mesonen mit zwei Jets in Photoproduktion vorgestellt.
Es wird ein totaler sichtbarer Wirkungsquerschnitt $\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*(2\ \mathrm{Jets})X)$ und ein differentieller in $\log_{10} x_g$ angegeben. Dabei wird x_g aus den beiden Jets bestimmt. Der differentielle und der totale Wirkungsquerschnitt werden auch auf D^*-Wirkungsquerschnitte $\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*X)$ extrapoliert.

Sichtbarer Wirkungsquerschnitt bedeutet hierbei, dass der Wirkungsquerschnitt nur für den der direkten Messung zugänglichen Bereich angegeben wird. Der sichtbare Bereich dieser Analyse ist durch das Rekonstruktionsverfahren und die Forderung eingeschränkt, dass das gestreute Elektron im Elektrondetektor ET33 nachgewiesen wird. Er wird bei der Angabe der Wirkungsquerschnitte in Tabelle 5.6 (S. 64) zusammengefasst.

5.1 Verfahren

Der Wirkungsquerschnitt σ eines bestimmten Prozesses ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Zahl der Ereignisse und der über die Zeit integrierten Luminosität:

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} = \sigma \cdot \int L(t)\, dt. \tag{5.1}$$

Zur Bestimmung eines D^*-Wirkungsquerschnittes $\sigma(ep \to e'\mathrm{D}^*X)$ aus den Daten müssen das Verzweigungsverhältnis des betrachteten D^*-Zerfallskanals $\mathcal{BR}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s)$ und Detektoreffekte einbezogen werden. Für den sichtbaren (englisch: ***vis**ible*) Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit

$$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*(2\ \mathrm{Jets})X) = \frac{N(\mathrm{D}^*\mathrm{mit}\ 2\ \mathrm{Jets})}{\mathcal{BR}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot \bar{\mathcal{A}}_{ET33}}. \tag{5.2}$$

Die Detektoreffekte sind hier in zwei Bereiche unterteilt:

Die Effizienz ϵ setzt sich aus der Trigger- und der Rekonstruktionseffizienz zusammen: $\epsilon = \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{rec}$. Die Triggereffizienz ϵ_{trig} ist die Wahrscheinlichkeit, mit der der geforderte Subtrigger bei Erfüllung der Triggerbedingungen anspricht. ϵ_{rec} gibt an, welcher Anteil der betrachteten Ereignisse die Rekonstruktionskriterien erfüllt.

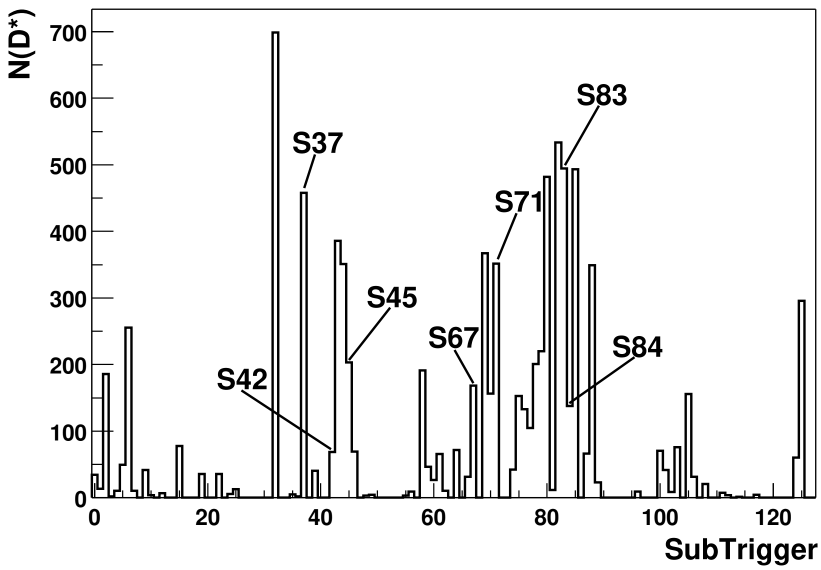


Abbildung 5.1: *Die Anzahl von D*-Ereignissen mit zwei Jets in Photoproduktion für die auf der Triggerstufe L4 verifizierten Subtrigger. Einige im Text erwähnte Subtrigger sind gekennzeichnet.*

Die Akzeptanz des Elektrondetektors $\bar{\mathcal{A}}_{ET33}$ berücksichtigt die von der Inelastizität y abhängige Wahrscheinlichkeit, dass das in den Bereich des Elektrondetektors gestreute Elektron in diesem auch registriert wird. Dieser Effekt ist nicht gemeinsam mit der Detektoreffizienz bestimmbar und wird durch eine gemittelte Akzeptanz berücksichtigt.

Für differentielle Wirkungsquerschnitte schränkt sich der sichtbare Bereich auf das betrachtete Intervall ein und es muss zusätzlich durch die Intervallbreite dividiert werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in $\log_{10}(x_g)$ wird in dieser Arbeit außerdem ein Korrekturfaktor f^{corr} bestimmt, der die Migration zwischen den Intervallen in der Rekonstruktion berücksichtigt:

$$\frac{\Delta\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*(2\ \mathrm{Jets})X)}{\Delta(\log_{10}(x_g))} = \frac{\Delta N(\mathrm{D}^*\mathrm{mit}\ 2\ \mathrm{Jets}) \cdot f^{corr}}{\Delta(\log_{10}(x_g)) \cdot \mathcal{BR}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot \bar{\mathcal{A}}_{ET33}}. \quad (5.3)$$

5.2 Triggerauswahl

Ereignisse im H1-Detektor werden nur aufgezeichnet, wenn mindestens einer der Subtrigger gesetzt ist. Abbildung 5.1 zeigt die Anzahl von D*-Ereignissen mit zwei Jets, bei denen die verschiedenen Subtrigger angesprochen haben. Dazu wurde für jeden Subtrigger eine D*-Anpassung der D*-Kandidaten-Ereignisse vorgenommen, für die dieser Subtrigger gesetzt ist.

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird hier der Subtrigger S83 ausgewählt. Er ist nur gesetzt, wenn im Elektrondetektor ET33 ein Elektron nachgewiesen

	Bezeichnung	*Definition*
19	DCRPh_Tc	3 Spurkandidaten in der CJC mit $p_T > 0.45$ GeV/c
31	zVtx_sig_1	Häufung von Spurstrahlen der CIP und COP mit ähnlichem Ursprung in z
115	LU_ET	Energie im ET33 $E_{ET33} \geq E_{schwET33} \approx (6-9)$ GeV
¬113	¬LU_PD_low	Energie im Photondetektor $E_{PD} \leq E_{schwPD} \approx (5-7)$ GeV

Tabelle 5.1: *Die wichtigsten L1-Triggerelemente des in dieser Arbeit verwendeten Subtriggers S83.*

wurde. Damit ist sichergestellt, dass es sich bei dem Ereignis nicht um tiefinelastische Streuung (DIS) handelt, bei der das gestreute Elektron nicht identifiziert werden konnte. Der zugängliche kinematische Bereich wird dadurch jedoch auf $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.28 \leq y \leq 0.68$ eingeschränkt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Die so ausgewählten Ereignisse werden im folgenden als „getaggte“ Photoproduktion bezeichnet, im Gegensatz zur „ungetaggten“ ohne Elektronnachweis (englisch *to tag*: markieren).

Der Subtrigger S83 setzt sich zusammen aus den Triggerelementen 19, 31, 115 und ¬113 (siehe Tabelle 5.1), die durch ein logisches UND miteinander verknüpft sind. Das Triggerelement DCRPh_Tc spricht an, wenn in der zentralen Spurkammer drei Spurkandidaten mit einem Transversalimpuls $p_T > 0.45$ GeV/c gefunden werden. Der z-Vertex-Trigger zVtx_sig_1 wird aus den Signalen der Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP und Teilen der Vorwärtsproportionalkammer FPC gebildet. Aus den Kammersignalen werden Strahlen rekonstruiert, deren Schnittpunkte mit der Strahlachse in ein z-Vertex-Histogramm eingetragen werden. Fallen genügend Einträge in ein Intervall, deutet das auf einen Ereignis-Vertex hin und das Triggerelement wird gesetzt. Eine ausführliche Beschreibung dieses z-Vertex-Triggers findet sich in [34]. Das Triggerelement LU_ET spricht an, wenn die im ET33 deponierte Energie einen Schwellenwert überschreitet. Gleichzeitig darf aber nicht das Triggerelement LU_PD_low ansprechen. Dieses Element triggert nicht gewünschte Bremsstrahlungsprozesse, indem es größere Energiedepositionen im Photondetektor des Luminositätssystem registriert.

Abbildung 5.2 zeigt die Δm-Verteilung der mit dem Subtriger S83 getriggerten Ereignisse. Von den 1557 D*-Mesonen mit zwei Jets bleiben nur 494 übrig. Um einen größeren Datensatz zu erhalten, wäre es möglich, andere Trigger oder auch Triggerkombinationen zu nutzen. Der Subtrigger S84 ist äquivalent zum S83, nur dass er statt des Signals im Elektrondetektor ET33 eines im ET44 verlangt. Jedoch finden sich dort nur 138 Ereignisse und die Bestimmung der Akzeptanz des ET44 gestaltet sich schwierig [26]. Die häufiger gesetzten Subtrigger S6, S32, S69, S80, S85, S88, S105 und S125 sind nicht für Analysen geeignet, da sie meist als Trigger mit geringen Triggerbedingungen große Skalierungsfaktoren haben. S43, S44 und S82 verlangen wie S83 bzw. S84 Elektronen in einem der beiden Elektrondetektoren.

Für einen „ungetaggten“ Datensatz könnte man die Trigger S2, S37, S42, S45, S67, S71 oder S76 verwenden. S76 hat ein schlechtes Signal-Untergrund-Verhältnis (0.141) und S2 ist ein Trigger für DIS-Ereignisse. Abbildung 5.3 zeigt die Δm-Verteilung aller D*-Photoproduktionsereignisse mit zwei Jets, für die mindestens einer der verbleibenden Trigger gesetzt ist, aber *nicht* auch der Subtrigger S83. Es werden insgesamt 603

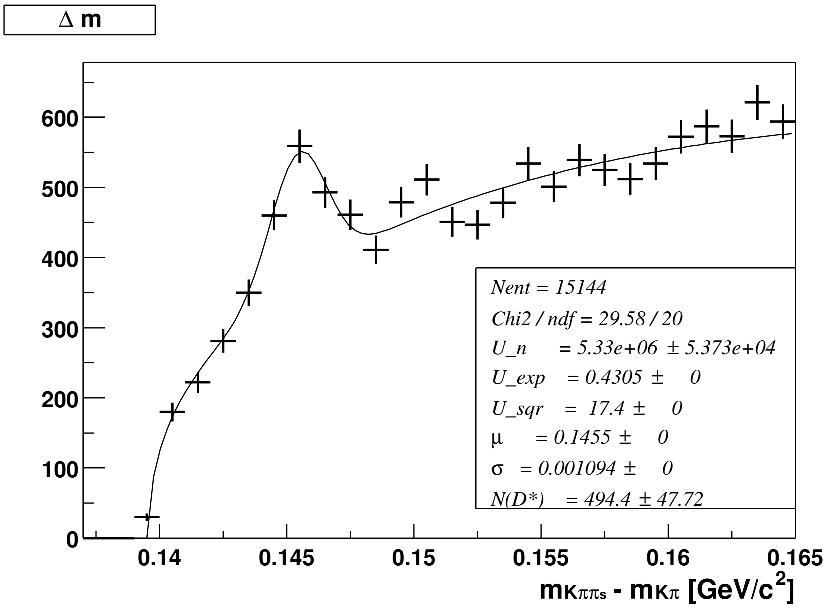


Abbildung 5.2: *Δm-Verteilung der D^*-Kandidaten-Ereignisse mit zwei Jets, für die der Subtrigger S83 angesprochen hat. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt 0.294.*

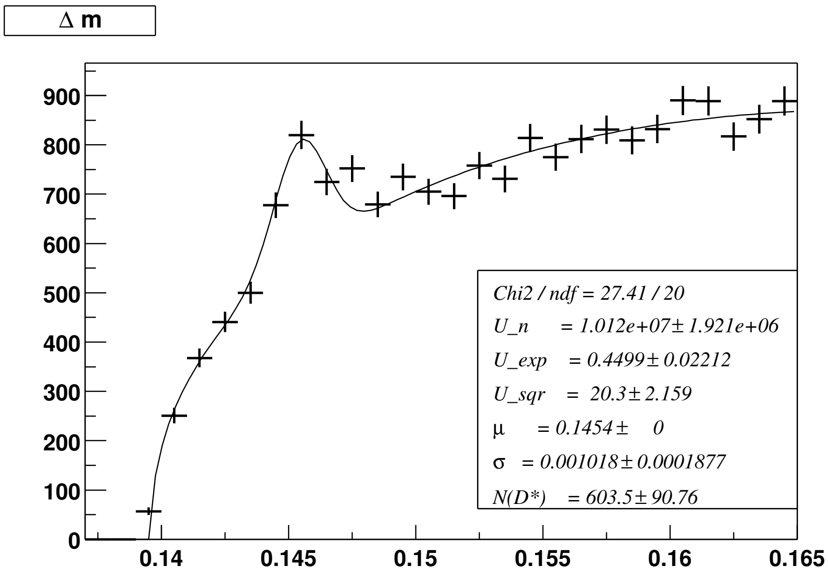


Abbildung 5.3: *Δm-Verteilung der D^*-Kandidaten-Ereignisse in Photoproduktion mit zwei Jets, für die mindestens einer der Subtrigger S37, S42, S45, S67 oder S71, aber nicht S83 angesprochen hat. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt 0.249.*

Jahr	$\mathcal{L}_{cor}$ [pb^{-1}]	$\langle p \rangle$
1997 e$^+$	15.35	1.24
1998 e$^-$	2.14	1.51
1999 e$^-$	9.72	1.09
1999 e$^+$	13.77	1.06
2000 e$^+$	32.27	1.22
$\sum$	73.26	1.19

Tabelle 5.2: *In dieser Arbeit genutzte aufgezeichnete integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{cor}$ für den Elektrondetektor ET33, d.h. den verwendeten Subtrigger S83. Der Kehrwert des mittleren Skalierungsfaktors $\langle p \rangle$ gibt an, welcher Anteil der die Triggerbedingung erfüllenden Ereignisse aufgezeichnet wurde. Somit muss die nominelle integrierte Luminosität durch den Skalierungsfaktor dividiert werden, um die hier angegebenen Werte zu erhalten.*

D*-Mesonen gefunden, so dass die Statistik gegenüber der Verwendung nur des S83 mehr als verdoppelt wird. Dieser „ungetaggte“ Datensatz überdeckt auch einen größeren kinematischen Bereich in Q^2 und y. Eine Verwendung dieses Datensatzes bedarf jedoch weiterer Untersuchungen.

Tabelle 5.2 zeigt, welche integrierte Luminosität aus den verschiedenen Jahren für den geforderten Subtrigger S83 in dieser Arbeit verwendet wurde. Um Untergrundereignisse von Strahl-Restgas-Reaktionen zu unterdrücken, werden Ereignisse verworfen, für deren z-Koordinate des rekonstruierten Ereignisvertex $|z_{vtx}| \leq 35$ cm gilt, deren Vertex also deutlich vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Dies wird bei der Luminositätsbestimmung einbezogen, ebenso die geforderte Funktionsfähigkeit wichtiger Detektorkomponenten.

5.3 Bestimmung verwendeter Faktoren

In diesem Abschnitt werden die für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benötigten Faktoren Akzeptanz $\bar{A}_{ET33}$, Effizienz ϵ und Migrationskorrektur f^{corr} ermittelt.

5.3.1 Akzeptanz des Elektrondetektors

Wird das gestreute Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen, lässt sich die Ereignis-Kinematik über die Elektronmethode bestimmen. Da es um maximal 5 mrad (d.h. $\theta_{e'} > (\pi - 5 \text{ mrad})$) gestreut sein kann, gilt für die Virtualität $Q^2 < 0.01$ GeV^2. Auch die Inelastizität y kann durch die Elektron-Methode bestimmt werden. Dazu muss sichergestellt sein, dass das Elektron seine ganze Energie im Detektor deponiert hat. Dies geschieht, indem verlangt wird, dass das Elektron nicht am Rande des Detektors gefunden wird. Technisch wird dies durch einen Schnitt auf die x-Koordinate der Energiedeposition im Elektrondetektor sichergestellt: $|x| \leq 6.5$ cm.

Die Akzeptanz des Elektrondetektor ET33 ist stark von der Inelastizität y abhängig. Sie kann nicht als Teil der Trigger- und Rekonstruktionseffizienz aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden, weil dabei run-abhängige Verschiebungen der Strahlposition nicht simuliert werden. Eine geringe Verschiebung hat aber einen deutlichen Einfluss auf die Akzeptanz.

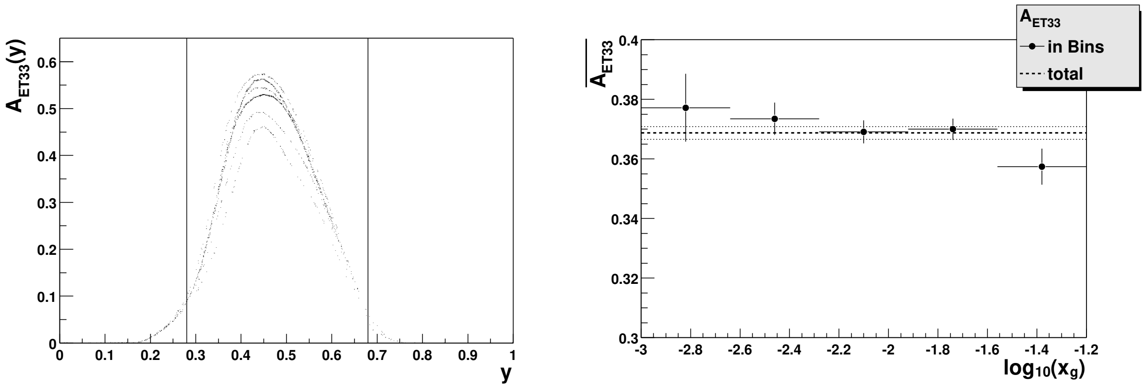


Abbildung 5.4: *Akzeptanz des Elektrondetektors.*
Links *in Abhängigkeit der Inelastizität y für verschiedene Strahlpositionen der e^+-Daten des Jahres 1999. Die senkrechten Linien kennzeichnen den sichtbaren Bereich in y.*
Rechts *die mittlere Akzeptanz in Intervallen von $log_{10}x_g$. Die waagerechten Linien zeigen die mittlere Akzeptanz aus allen Daten mit einfacher Standardabweichung.*

Es existieren für die unterschiedlichen Run-Bedingungen verschiedene Parametrisierungen der Akzeptanzfunktion [22]. Abbildung 5.4 zeigt links Akzeptanz-Kurven für verschiedene Run-Bereiche.
Eine mittlere Akzeptanz ergibt sich aus dem gewichteten Mittel

$$\bar{\mathcal{A}}_{ET33} = \frac{\sum 1}{\sum 1/\mathcal{A}(y_i)}. \tag{5.4}$$

Die Einschränkung des sichtbaren Bereiches auf $0.28 \leq y \leq 0.68$ sorgt dafür, dass kein Ereignis mit einer Akzeptanz von unter 10% die Mittelwertbildung dominiert. Das Ergebnis ist

$$\bar{\mathcal{A}}_{ET33} = 36.87 \pm 0.22\%. \tag{5.5}$$

Eine Unterscheidung nach verschiedenen x_g-Intervallen ist nicht notwendig, der gemeinsame Mittelwert liegt im Bereich einer Standardabweichung fast aller einzelner Intervalle, wie Abbildung 5.4 rechts zeigt.

5.3.2 Effizienz

Die Rekonstruktions- und die Triggereffizienz werden beide aus den Monte-Carlo-Simulationen für die Datenperioden 1997, 1999(e^+) und 2000 bestimmt. Da die Triggerelemente LU_ET (TE115) und LU_PD_low (TE113), die im Zusammenhang mit dem Elektrondetektor stehen, nicht simuliert werden können und ihr Einfluss mit der Elektrondetektor-Akzeptanz berücksichtigt ist, werden für ϵ_{trig} nur die Triggerelemente DCRPh_Tc (TE19) und zVtx_sig_1 (TE31) betrachtet.
Die Effizienzen sind wie folgt definiert:

$$\epsilon_{rec} = \left.\frac{N_{rec}(\mathrm{D}^*\ 2\ \mathrm{Jets})}{N_{gen}(\mathrm{D}^*[2\ \mathrm{Jets}])}\right|_{vis} \quad \text{und} \quad \epsilon_{trig} = \left.\frac{N_{trig}(\mathrm{TE19} \wedge 31)}{N_{rec}(\mathrm{D}^*\ 2\ \mathrm{Jets})}\right|_{vis}. \tag{5.6}$$

Dabei bezeichnet $N_{gen}(\mathrm{D}^*[2\ \mathrm{Jets}])$ die Zahl der generierten D*-Ereignisse mit bzw. ohne 2 Jets, je nachdem, ob D*-Zwei-Jet- oder einfache D*-Wirkungsquerschnitte betrachtet

			D*-2-Jet		D*	
Periode	$\mathcal{L}[\mathrm{pb}^{-1}]$	ϵ_{trig} [%]	ϵ_{rec}[%]	ϵ [%]	ϵ_{rec}[%]	ϵ[%]
1997	15.35	95.76±0.46	56.62±0.74	54.22±0.51	6.60±0.15	6.32±0.01
1999e$^+$	25.63	91.94±0.85	60.3±1.0	55.45±0.72	7.59±0.23	6.98±0.02
2000	32.27	90.49±0.92	69.8±1.2	63.18±0.80	6.54±0.20	5.92±0.01
∅				58.60±0.45		6.37±0.01

Tabelle 5.3: *Gesamteffizienz der verschiedenen Monte-Carlo-Datensätze. Das Gesamtergebnis ist mit den Luminositäten der Datenperioden gewichtet gemittelt, wobei die Luminosität der e$^-$-Daten von 1998 und 1999 zur 1999e$^+$-Periode gezählt wurde. Angegeben sind die auf der Zahl der generierten Ereignisse beruhenden statistischen Fehler.*

werden. N_{rec}(D*2 Jets) ist die Zahl der rekonstruierten D*-Zwei-Jet-Ereignisse, von denen N_{trig} der Anteil ist, für den die Triggerelemente angesprochen haben. Für die Effizienzen in den verschiedenen Intervallen ist der sichtbare Bereich um die jeweiligen Intervallgrenzen zu erweitern.

Für alle Perioden wird das Produkt $\epsilon = \epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{trig}$ gebildet und daraus die luminositätsgewichtete Gesamteffizienz berechnet:

$$\epsilon_{ges} = \frac{\mathcal{L}^{97} \cdot \epsilon^{97} + (\mathcal{L}^{98} + \mathcal{L}^{99e-} + \mathcal{L}^{99e+}) \cdot \epsilon^{99e+} + \mathcal{L}^{00} \cdot \epsilon^{00}}{\mathcal{L}^{97} + \mathcal{L}^{98} + \mathcal{L}^{99e-} + \mathcal{L}^{99e+} + \mathcal{L}^{00}}. \tag{5.7}$$

Für die Datenperioden 1998 und 1999e$^-$, für die kein Monte-Carlo zur Verfügung stand, wird dabei die Effizienz der Periode 1999e$^+$ angenommen, da in diesen Zeiten der H1-Detektor in ähnlichem Zustand war. Die Standardabweichungen der einzelnen Jahre ergeben sich aus der Binomialverteilung und der Monte-Carlo-Statistik zu

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1-\epsilon)}{N_{gen}}}. \tag{5.8}$$

Die Ergebnisse der Gesamteffizienzen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Abbildung 5.5 zeigt die Effizienzen in den verschiedenen Intervallen von $\log_{10} x_g$.

Der Wert der Rekonstruktionseffizienz im ersten x_g-Intervall für die D*-Zwei-Jet-Rekonstruktion im Monte-Carlo für 2000 liegt über eins. Dies ist auf Migration aus den anderen Intervallen in dieses hinein zurückzuführen, denn die Zahl der generierten Ereignisse wird durch Schnitte auf das generierte x_g, die Zahl der rekonstruierten Ereignisse durch Schnitte auf das gemessene x_g bestimmt. Da Migrationen durch die Korrektur im nächsten Abschnitt berücksichtigt werden sollen, wird der über eins liegende Wert hier verwendet. Insgesamt ist zu beachten, dass das Monte-Carlo für 2000 nur vorläufig ist, aber wegen der großen integrierten Luminosität in 2000 starken Einfluss auf die Bestimmung der Effizienzen hat. Dies ist Teil der systematischen Unsicherheit.

5.3.3 Migrationskorrektur in x_g

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung der gemessenen x_g-Werte in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation. Neben einer leichten Bevorzugung größerer Werte in den Daten ist eine gute Übereinstimmung festzustellen.

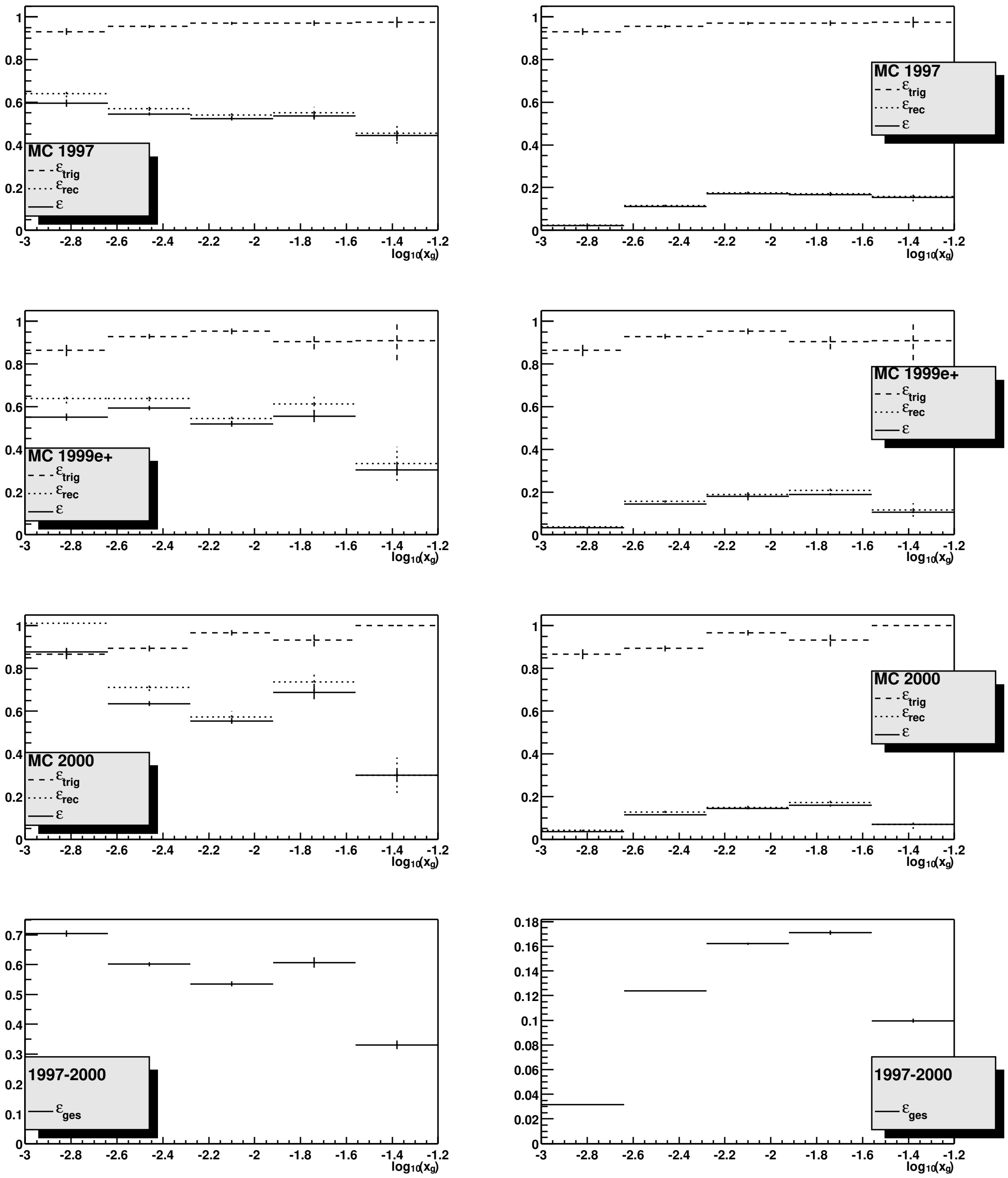


Abbildung 5.5: *Effizienzen in den verschiedenen Monte-Carlo-Perioden, links für D^*-Zwei-Jet-Ereignisse, rechts für D^*-Ereignisse, bei denen für die Rekonstruktion zwei Jets mit den geforderten Eigenschaften verlangt werden. Die beiden unteren Histogramme zeigen jeweils das Ergebnis der Mittelung der drei Perioden.*

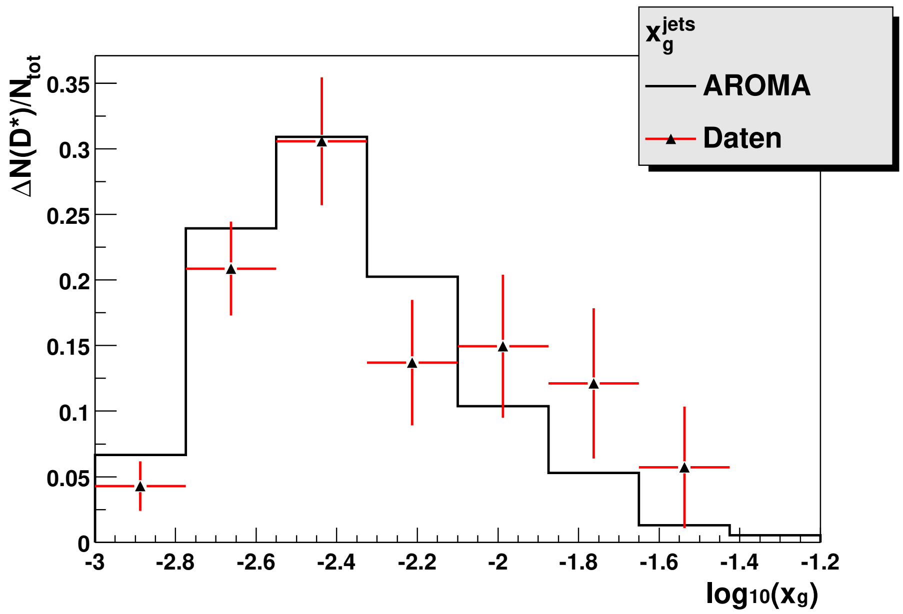


Abbildung 5.6: *Verteilung des durch die Jets rekonstruierten x_g in den mit S83 getriggerten Daten und im Monte-Carlo, für das die Datensätze von 1997 und 1999 wieder luminositätsgewichtet gemittelt wurden. Im Rahmen der Fehler stimmen die Verteilungen überein, wobei die Daten gegenüber dem Monte-Carlo größere x_g-Werte leicht bevorzugen.*

Hier soll nun die Migration kleiner Werte von x_g zu größeren Messwerten korrigiert werden. In den Monte-Carlo-Untersuchungen zur Rekonstruktion von x_g in Abschnitt 4.3.1 ist diese Migration zu erkennen. Aus dem Monte-Carlo soll ein intervallweiser Korrekturfaktor f^{corr} bestimmt werden, der dann auf die Daten angewendet wird. Betrachtet werden alle simulierten Ereignisse, die rekonstruiert wurden. Die Zahl der Ereignisse N^{gen}, deren x_g^{gen} in einem Intervall *int* generiert wurde, wird dividiert durch die Anzahl N^{rec} der Ereignisse, für die das durch die Jets rekonstruierte x_g^{rec} im gleichen Intervall liegt:

$$f^{corr}\Big|_{int} = \frac{N^{gen}}{N^{rec}}\Big|_{int} . \tag{5.9}$$

Damit f^{corr} nur die Migration über die Intervallgrenzen hinaus korrigiert und keinen willkürlichen Faktor darstellt, muss sichergestellt sein, dass ein Großteil der gemessenen x_g-Werte im richtigen Intervall rekonstruiert wird. Quantifizieren lässt sich diese Bedingung durch die Reinheit $\mathcal{R}$ in den Intervallen. Sie gibt den Anteil der rekonstruierten Intervall-Einträge an, die dort auch generiert wurden:

$$\mathcal{R}\Big|_{int} = \frac{N^{(rec \wedge gen)}}{N^{rec}}\Big|_{int} . \tag{5.10}$$

Für das Monte-Carlo des Jahres 1999 ist sie in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Reinheit liegt in allen Intervallen etwa bei 60% und ist damit zufriedenstellend groß. Dies gilt für alle drei Monte-Carlo-Datensätze. Die intervallweise Korrektur ist somit ohne große systematische Schwierigkeiten möglich.

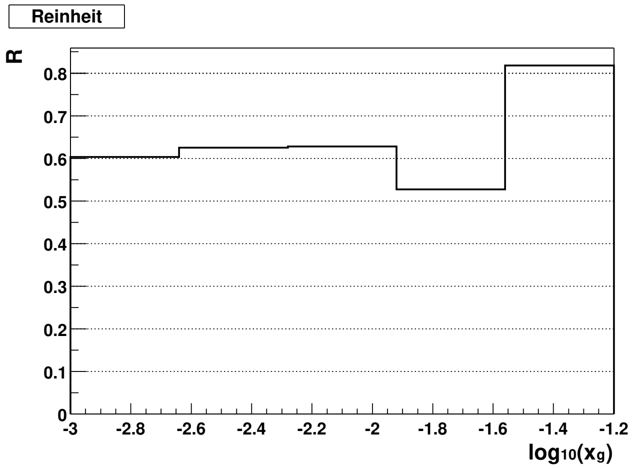


Abbildung 5.7: *Die Reinheit $\mathcal{R}$ der x_g-Intervalle im Monte-Carlo für 1999.*

Periode	1997	1999e$^+$	2000	$\varnothing$
$\mathcal{L}[\mathrm{pb}^{-1}]$	15.35	25.63	32.27	
x_g-Intervall	f^{corr}			
$-3.00 \leq \log_{10}(x_g) < -2.64$	1.297±0.081	1.320±0.097	1.071±0.069	1.201±0.049
$-2.64 \leq \log_{10}(x_g) < -2.28$	0.929±0.031	0.834±0.037	0.855±0.039	0.863±0.022
$-2.28 \leq \log_{10}(x_g) < -1.92$	0.911±0.039	0.966±0.063	1.082±0.075	1.006±0.041
$-1.92 \leq \log_{10}(x_g) < -1.56$	0.929±0.072	0.797±0.093	0.770±0.090	0.813±0.053
$-1.56 \leq \log_{10}(x_g) < -1.20$	0.88 ±0.14	1.55 ±0.47	1.56 ±0.52	1.41 ±0.28

Tabelle 5.4: *Korrekturfaktoren f^{corr} der verschiedenen Monte-Carlo-Perioden und der mit den Luminositäten gewichtete Mittelwert (rechts). Angegeben sind die aus der Monte-Carlo-Statistik folgenden statistischen Unsicherheiten.*

Tabelle 5.4 zeigt als Ergebnis die Korrekturfaktoren, die sich aus den Monte-Carlo-Daten für 1997, 1999 und 2000 ergeben, zusammen mit dem luminositätsgewichteten Mittel, das außerdem in Abbildung 5.8 dargestellt ist. Der angegebene statistische Fehler für f^{corr} ist aus der Zahl der rekonstruierten Ereignisse als poissonverteilt abgeschätzt. Es zeigen sich Schwankungen zwischen den Perioden, die größer sind, als die statistischen Fehler erwarten ließen. Aus dieser Variation und einer Variation der Verteilung für $\log_{10} x_g^{gen}$ (ohne dabei x_g^{jets} zu verändern) wird der systematische Fehler zu 10% abgeschätzt.

Die hier verwendete Korrekturmethode setzt im Prinzip voraus, dass die verwendete Monte-Carlo-Verteilung richtig ist. Außerdem wird mit ihr nur die x_g-Verteilung der Zwei-Jet-Ereignisse korrigiert. Weil der auf der Monte-Carlo-Statistik beruhende statistische Fehler deutlich kleiner ist als die systematische Unsicherheit, wird der statistische Fehler im folgenden vernachlässigt.

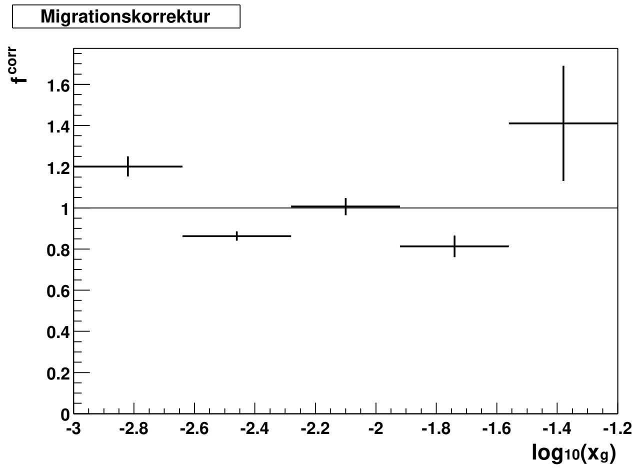


Abbildung 5.8: *Der Korrekturfaktor für die x_g-Intervalle als mit der Luminosität gewichteter Mittelwert aus den Monte-Carlo-Datensätzen 1997, 1999 und 2000.*

5.4 D*-Zwei-Jet- und D*-Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden mit Hilfe der Ergebnisse für die Effizienz-, Akzeptanz- und Migrationskorrektur-Bestimmung aus den D*-Ereigniszahlen die Wirkungsquerschnitte berechnet. Sie werden mit den Werten des Monte-Carlo-Generators AROMA verglichen. Zunächst werden jedoch die Quellen systematischer Unsicherheiten betrachtet.

5.4.1 Systematische Unsicherheiten

Neben den auf der begrenzten Zahl von Ereignissen in den Daten beruhenden statistischen Unsicherheiten müssen folgende Quellen systematischer Unsicherheit berücksichtigt werden:

Akzeptanz des Elektrondetektors

Die systematische Unsicherheit in der Bestimmung der Akzeptanz beruht vor allem auf der Unsicherheit der Energiebestimmung im Elektrondetektor. Sie wurde in [35] untersucht und mit 3% angegeben. Die statistische Unsicherheit von 0.6% kann deshalb vernachlässigt werden.

Rekonstruktions- und Triggereffizienz

Die Bestimmung von Trigger- und Rekonstruktionseffizienz des H1-Detektors für D*-Ereignisse aus den Jahren 1994 bis 1996 ist in [36] untersucht worden. Die systematische Unsicherheit der Effizienz ergibt dort 10%. Dieser Wert wird trotz des anderen Datensatzes und der Vorläufigkeit des Monte-Carlo für 2000 für diese Arbeit übernommen. Auch hier kann die auf der Monte-Carlo-Statistik beruhende statistische Unsicherheit vernachlässigt werden.

x_g-Migrations-Korrekturfaktor

In Abschnitt 5.3.3 wird die systematische Unsicherheit des Korrekturfaktors auf 10% abgeschätzt.

Akzeptanz des Elektrondetektors	3%
Luminositätsbestimmung	1.5%
Verzweigungsverhältnis	2.3%
$\sum$	4%
Rekonstruktions- und Triggereffizienz	10%
D*-Anpassung	6%
totale Wirkungsquerschnitte: $\sum$	**12%**
Migrationskorrektur in x_g	10%
Wirkungsquerschnitte in x_g: $\sum$	**16%**

Tabelle 5.5: *Systematische Unsicherheiten. Die oberen drei Unsicherheiten sind globale Faktoren, wohingegen die restlichen von Intervall zu Intervall variieren können.*

D*-Anpassung

Die systematisch Unsicherheit der Bestimmung der Anzahl der D*-Mesonen wird durch ein leicht verändertes Verfahren der D*-Anpassung abgeschätzt: Neben der D*-Anzahl $N(\mathrm{D}^*)$ und der Untergrundnormierung u_n wird jeweils einer der vorher festgehaltenen Parameter mit angepasst. Aus der maximalen Abweichung der sich dann ergebenden D*-Anzahl wird die systematische Abweichung zu 6% bestimmt. Dies gilt sowohl für den gesamten Datensatz als auch für die einzelnen x_g-Intervalle.

Luminositätsmessung

Die Luminositätsmessung bei H1 hat eine systematische Unsicherheit von 1.5% [36].

Verzweigungsverhältnis des D*

Die Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses des D*-Zerfalls wird zu den systematischen Unsicherheiten gezählt und ergibt sich aus Gleichung 3.6 zu 2.3%.

Tabelle 5.5 fasst die systematischen Unsicherheiten zusammen. Quadratisch addiert ergeben sie 12% für den totalen sichtbaren Wirkungsquerschnitt und 16% für den differentiellen in x_g.

5.4.2 Totale sichtbare Wirkungsquerschnitte

Der sichtbare Bereich ergibt sich aus den Kriterien für die Rekonstruktion des D*-Mesons und der Jets sowie aus der Einschränkung des kinematischen Bereichs durch den Elektrondetektor ET33. Er ist in Tabelle Tabelle 5.6 zusammengefasst.

Die Anzahl der D*-Mesonen und das Signal-Untergrund-Verhältnis für die verschiedenen Schritte der Selektion sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Die Δm-Verteilung der verbliebenen Ereignisse mit einem D*-Meson und mindestens zwei Jets ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Neben dem Subtrigger S83 ist noch für die z-Komponente des Ereignisvertex $|z| \leq 35$ cm und für die x-Koordinate des Auftreffpunkts des Elektrons im Elektrondetektor ET33 $|x_{ET33}| \leq 6.5$ cm gefordert. Die Δm-Anpassung ergibt 313±40 D*-Mesonen. Daraus folgt ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für die D*-Zwei-Jet-Produktion von

	Schnitt	Grund
D*	$p_t \geq 2$ GeV/c	Rekonstruktion des D*-Signals
	$\|\eta\| \leq 1.5$	CJC-Bereich
Jets	$N_{jets} \geq 2$	
	$E_{t,1} \geq 4$ GeV	Asymmetrie wegen
	$E_{t,2} \geq 3$ GeV	QCD-Vergleichbarkeit
	$\Delta\eta = \|\eta_1 - \eta_2\| \leq 1$	Rekonstruktion der Quarkgrößen
ET33	$Q^2 < 0.01$ GeV^2	zugänglicher Bereich
	$0.28 \leq y \leq 0.68$	Akzeptanz über 10%

Tabelle 5.6: *Der sichtbare Bereich für die hier berechneten Wirkungsquerschnitte.*

	Schnitte	N(D*)	S/U
1.	D* (s. Tabelle 3.1) in Photoproduktion (d.h. $E_{e,QESCAT} < 8$ GeV)	9650±340	0.321
2.	zusätzlich zu 1: $N_{jets} \geq 2$, $E_t^{jet1} \geq 4$ GeV, $E_t^{jet2} \geq 3$ GeV	5230±170	0.223
3a.	zusätzlich zu 2: $R_{\eta\phi}(\mathrm{D}^*) \leq 0.6$, $-1.2 \leq \eta_{jet} \leq 2.5$	2830±120	0.280
3b.	zusätzlich zu 2: $R_{\eta\phi}(\mathrm{D}^*) \leq 0.6$, $\Delta\eta_{jets} \leq 1$	1560±140	0.281
4.	zusätzlich zu 3b: S83, $\|x_{ET33}\| \leq 6.5$ cm, $0.28 \leq y \leq 0.68$, $\|z_{vtx}\| \leq 35$ cm	313±40	0.254

Tabelle 5.7: *Die Anzahl der sich aus der Δm-Anpassung ergebenden D*-Mesonen und das Signal-Untergrund-Verhältnis S/U für verschiedene Schritte der Selektion. Zum Vergleich der Auswirkung des Schnittes auf $\Delta\eta_{jets}$ ist Zeile 3a. eingefügt, die mit einem Schnitt direkt auf η_{jet} sicherstellt, dass die Jetenergien gut gemessen werden können. Alle Anpassungsparameter bis auf die Zahl der D*-Mesonen und die Untergrundnormierung wurden für die Bestimmung der Werte des Schrittes 2 und 3a aus Schritt 1 übernommen und festgesetzt, entsprechend die von Schritt 4 aus 3b.*

$$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*\ 2\ \mathrm{Jets}\ X) = (762 \pm 98 \pm 91)\ \mathrm{pb}. \tag{5.11}$$

Die Extrapolation auf einen D*-Wirkungsquerschnitt ist in guter Übereinstimmung mit Messungen ohne die Forderung nach Jets [26]:

$$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^* X) = (7.00 \pm 0.90 \pm 0.84)\ \mathrm{nb}. \tag{5.12}$$

Angegeben sind jeweils zuerst die statistische und dann die systematische Unsicherheit. Aufgrund des sichtbaren Bereiches in der Inelastizität y gelten diese Wirkungsquerschnitte für eine invariante Masse des Photon-Proton-Systems von 167 GeV $< W_{\gamma p} <$ 261 GeV.

Tabelle 5.8 zeigt den Vergleich des Ergebnisses mit den Werten, die sich aus den beiden generierten Monte-Carlo-Datensätzen ergeben. Der Datensatz für 1997 wurde mit der Protonparametrisierung MRSA' und einer Protonenergie von $E_p = 820$ GeV generiert, der für 1999 bzw. 2000 mit CTEQ5L und $E_p = 920$ GeV. Dass der Wirkungsquerschnitt in den Daten deutlich über der Monte-Carlo-Vorhersage mit MRSA' liegt, ist nach vorherigen Messungen (z.B. [16]) für Monte-Carlo-Generatoren in führender Ordnung LO erwartet. Bemerkenswert ist die gute Übereinstimmung im Falle der CTEQ5L-Parametrisierung.

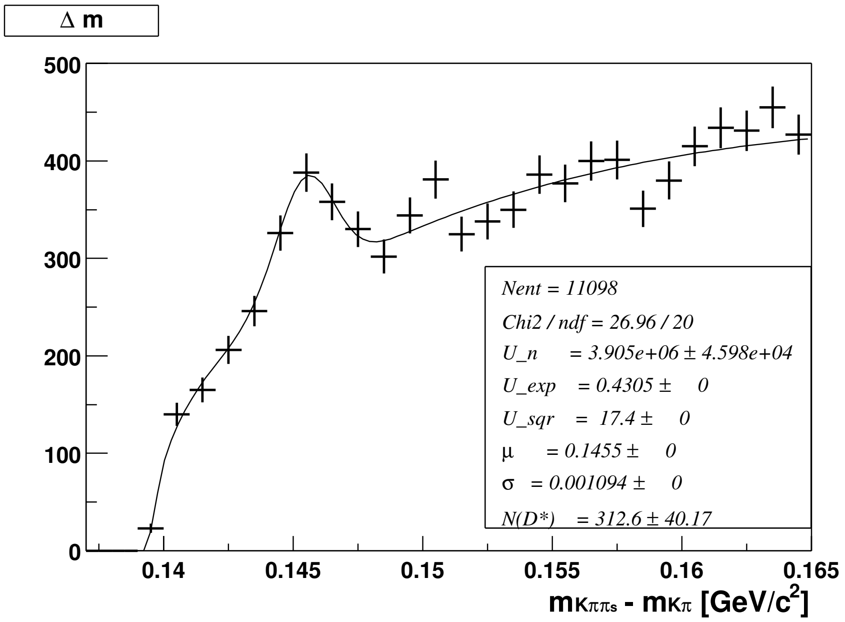


Abbildung 5.9: *Massendifferenzen der D*-Ereignisse mit zwei Jets, die alle Rekonstruktions- und Triggerbedingungen erfüllt haben. Die nicht mit angepassten Parameter stammen wieder aus der Anpassung des gesamten D*-Zwei-Jet-Datensatzes in Photoproduktion.*

	Daten	MRSA'		CTEQ5L	
	σ	σ	Faktor	σ	Faktor
$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*\ 2\ \mathrm{Jets}\ X)$ [pb]	762 ± 98	433	1.76 ± 0.23	695	1.10 ± 0.13
$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*\ X)$ [nb]	7.00 ± 0.90	4.41	1.59 ± 0.20	6.37	1.10 ± 0.14

Tabelle 5.8: *Totale sichtbare Wirkungsquerschnitte in den Daten und im Monte-Carlo-Generator AROMA mit den verschiedenen Protonparametrisierungen MRSA' und CTEQ5L sowie die Faktoren zwischen den Werten. Angegeben ist jeweils nur die statistische Unsicherheit.*

5.4.3 Differentielle Wirkungsquerschnitte in $\log_{10} x_g$

Die Δm-Verteilungen in den verschiedenen Intervallen von $\log_{10} x_g$ sind in Abbildung 5.11 gezeigt. In den ersten beiden Intervallen sieht man ein deutliches D*-Signal, im letzten werden keine D*-Mesonen gefunden. Wenig besser sieht es für die Intervalle drei und vier aus. Die sich aus der Anpassung ergebenden Werte werden dennoch für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendet. Die Unsicherheit der Anpassung wird durch den statistischen Fehler von fast 50% erfasst.

Tabelle 5.9 zeigt das Ergebnis der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für D*-Zwei-Jet-Ereignisse und die Extrapolation auf D*-Wirkungsquerschnitte. Abbildung 5.10 zeigt die Werte im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten aus dem Monte-Carlo-Generator AROMA mit den beiden Parametrisierungen MRSA' und CTEQ5L für das Proton, die den Monte-Carlo-Datensätzen für 1997 bzw. 1999/2000 zugrundeliegen. Dass die beiden Monte-Carlo-Datensätze mit unterschiedlichen Protonstrahlenergien generiert wur-

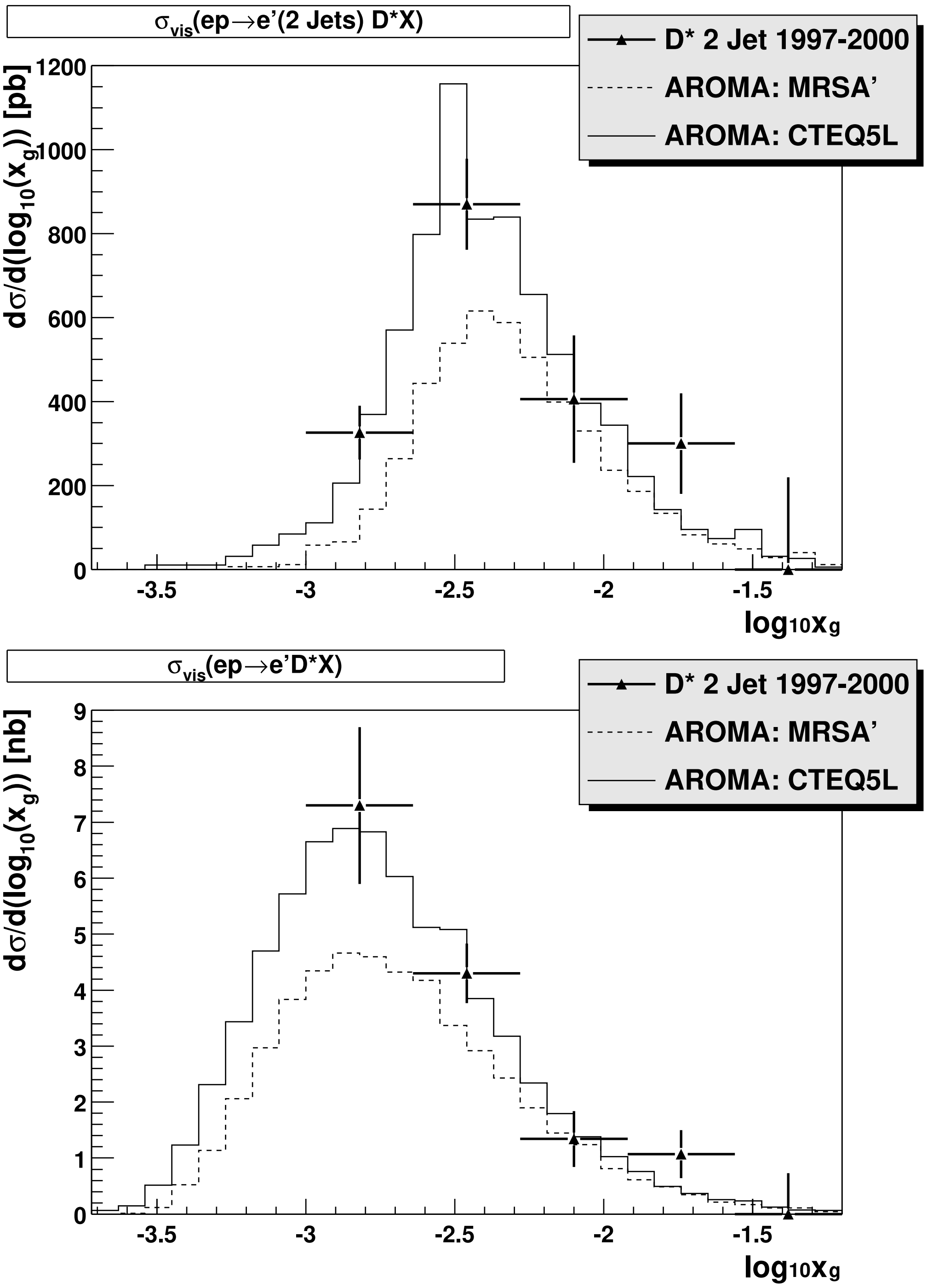


Abbildung 5.10: *Der differentielle Wirkungsquerschnitt in* $\log_{10} x_g$. *Oben der Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{vis}(ep \rightarrow e'D^*(2\ Jets)X)$ *und unten der Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{vis}(ep \rightarrow e'D^*X)$, *der sich ergibt, wenn die beiden Jets für die Rekonstruktion von* D^**-Ereignissen gefordert werden. Beide sind verglichen mit dem sich aus den AROMA-Datensätzen ergebenden Wirkungsquerschnitt. Die Protonparametrisierung MRSA' lag dem Datensatz für 1997 und CTEQ5L dem Datensatz für 1999/2000 zugrunde.*

x_g-Intervall	$\Delta\sigma_{vis}/\Delta(log_{10}(x_g))$	
	D* 2 Jets [pb]	D*[nb]
$-3.00 \leq \log_{10}(x_g) < -2.64$	$326 \pm 64 \pm 52$	$7.3 \pm 1.4 \pm 1.2$
$-2.64 \leq \log_{10}(x_g) < -2.28$	$870 \pm 110 \pm 140$	$4.23 \pm 0.53 \pm 0.68$
$-2.28 \leq \log_{10}(x_g) < -1.92$	$410 \pm 150 \pm 60$	$1.34 \pm 0.50 \pm 0.21$
$-1.92 \leq \log_{10}(x_g) < -1.56$	$300 \pm 120 \pm 50$	$1.07 \pm 0.43 \pm 0.17$
$-1.56 \leq \log_{10}(x_g) < -1.20$	-20 ± 220	-0.08 ± 0.73

Tabelle 5.9: *Sichtbare differentielle Wirkungsquerschnitte in* $\log_{10} x_g$ *für* $\sigma(ep \to e'D^* 2\ Jets\ X)$ *(links) und* $\sigma(ep \to e'D^*X)$ *(rechts). Angegeben ist jeweils erst die statistische und dann die systematische Unsicherheit. Für das letzte Intervall, für das die* D^**-Anpassung eine mit Null verträgliche Anzahl von* D^**-Mesonen findet, unterbleibt die Angabe einer systematischen Unsicherheit.*

den, sollte keinen signifikanten Einfluss haben.

Deutlich zu erkennen ist, dass kleine x_g-Werte für Ereignisse mit zwei Jets gegenüber denen ohne die Jetforderung unterdrückt sind. Dies wird erwartet, da durch die Jetforderung Ereignisse mit höheren Transversalenergien angereichert werden. Größere Transversalenergien treten dann verstärkt auf, wenn von Protonseite mehr Impuls und damit Energie in den Prozess eingeht und x_g deshalb größer ist.

Die Übereinstimmung der Daten mit dem Monte-Carlo mit der Protonparametrisierung CTEQ5L ist im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut, obwohl es sich dabei nur um Rechnungen führender Ordnung (LO) handelt. Multipliziert man die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Parametrisierung MRSA' mit dem Verhältnis zwischen den totalen sichtbaren Wirkungsquerschnitten von Messung und Monte-Carlo, ergibt sich ebenfalls eine gute Beschreibung des Verlaufs der Verteilung.

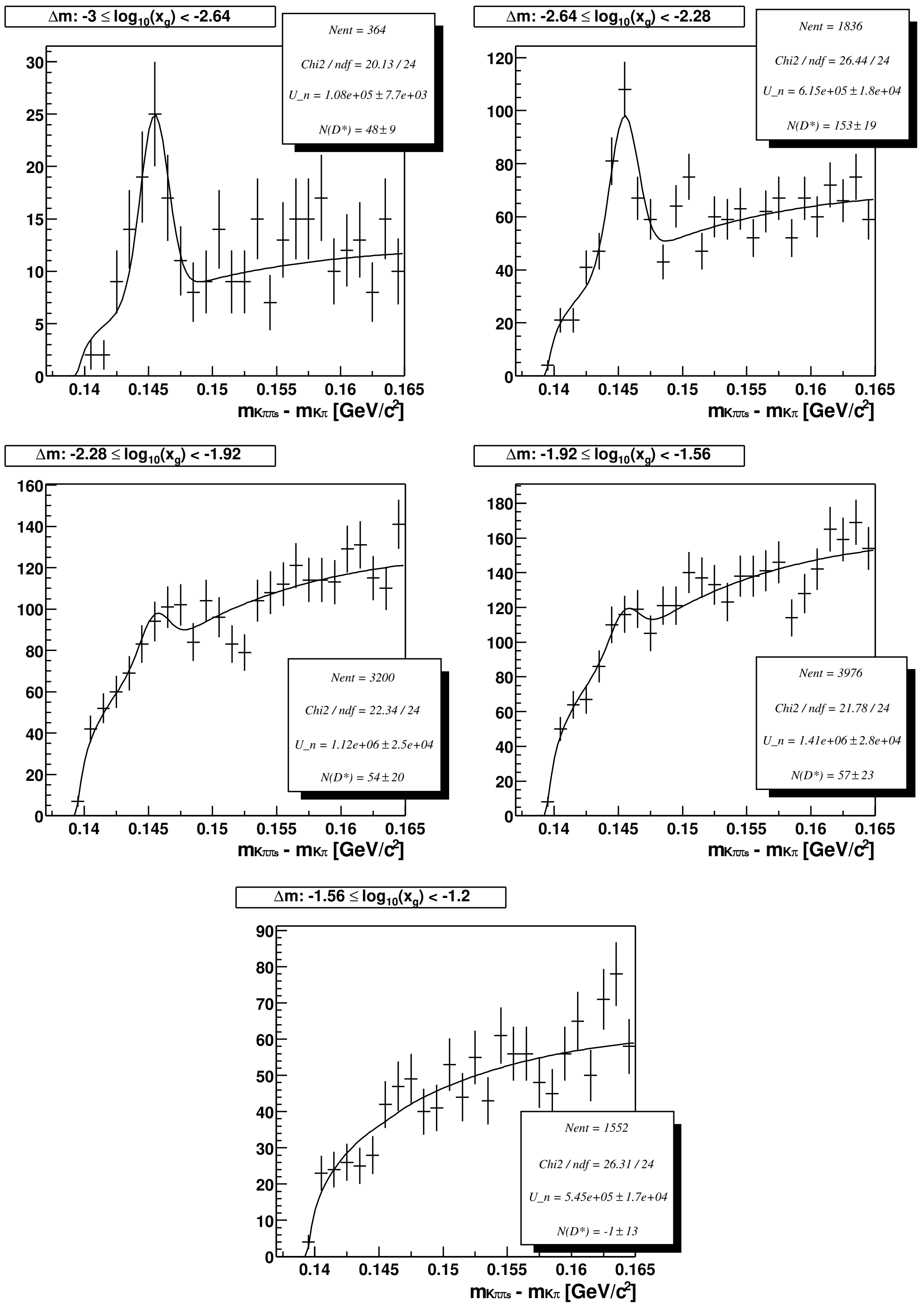


Abbildung 5.11: Δm-*Verteilung in den Intervallen von* $\log_{10} x_g$.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden mit dem H1-Detektor Jets in Ereignissen mit Charm-Quarks untersucht. Verwendet werden die Daten der Jahre 1997 bis 2000. Charm-Quarks werden in ep-Streuung hauptsächlich in Photon-Gluon-Fusion (PGF) erzeugt, bei der das Photon mit einem Gluon aus dem Proton unter Bildung eines Quark-Antiquark-Paares wechselwirkt. Ausgewählt werden Ereignisse der Photoproduktion, in der das ausgetauschte Photon quasi-reell ist und das gestreute Elektron nicht im Hauptteil des Detektors nachgewiesen werden kann.

Ereignisse mit Charm-Quarks werden über das D*-Meson identifiziert. Die D*-Kandidaten werden über den Zerfall $\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}^0\pi_s \to (\mathrm{K}\pi)\pi_s$ rekonstruiert. Aus der Verteilung der Massendifferenz $\Delta m = m(\mathrm{K}\pi\pi_s) - m(\mathrm{K}\pi)$ für die D*-Kandidaten wird durch die Anpassung einer geeigneten Funktion die Anzahl der D*-Mesonen bestimmt.

In den so selektierten Ereignissen wird mit dem inklusiven k_T-Algorithmus nach Jets gesucht. Verwendet werden dazu Informationen der Spurdetektoren und der Kalorimeter. Ungefähr die Hälfte der D*-Ereignisse weist mindestens zwei Jets mit einer Transversalenergie $E_t \geq 4$ GeV für den ersten bzw. $E_t \geq 3$ GeV für den zweiten Jet auf. Es werden Verteilungen der Transversalenergie E_t und der Pseudorapidität η der Jets gezeigt. Ein Vergleich zwischen den Verteilungen für alle Ereignisse mit D*-Kandidaten und den Verteilungen, die sich aus einer D*-Anpassung in den einzelnen Intervallen ergeben, zeigt, dass D*-Mesonen im Vergleich zum Untergrund bevorzugt bei kleinen E_t und kleinen η der Jets auftreten.

Um eine gute Rekonstruktion des Charm-Anticharm-Paares aus der PGF durch die beiden Jets zu erhalten, werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA Rekonstruktions-Kriterien bestimmt. Wichtig erweist sich hierbei der Schnitt auf die Differenz $\Delta\eta$ der Pseudorapiditäten der Jets. Dies führt zu einer deutlichen Reduktion von Fehlerkennungen, jedoch verbleibt danach nur noch die Hälfte der Ereignisse. Mit einem zusätzlichen Schnitt auf den Abstand $R_{\eta\phi}$ des D*-Mesons im η-ϕ-Raum zu einem der beiden Jets ergibt sich eine gute Rekonstruktion der Flugrichtung und der Transversalenergie der Quarks durch die beiden Jets. Ebenfalls zufriedenstellend ist die Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo und D*-Ereignisse der Daten für die Verteilungen der Größen η, E_t und $R_{\eta\phi}$. Der transversale Energiefluss relativ zur Jetachse ist in den Daten etwas größer als im Monte-Carlo.

Für den „getaggten“ Teil der Daten, für den das gestreute Elektron im Elektrondetektor ET33 gefunden wird, werden totale sichtbare Wirkungsquerschnitte berechnet. Der sichtbare Bereich für D*-Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte ist gegeben durch

$$p_t(\mathrm{D}^*) \geq 2\ \mathrm{GeV}/c, \quad |\eta(\mathrm{D}^*)| \leq 1.5, \quad Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2 \quad \text{und} \quad 0.28 \leq y \leq 0.68$$

$$\text{sowie} \qquad E_t^{jet1} \geq 4\ \mathrm{GeV}, \quad E_t^{jet2} \geq 3\ \mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad \Delta\eta_{jets} \leq 1.$$

Es ergibt sich

$$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^*\ 2\ \mathrm{Jets}\ X) = (762 \pm 98 \pm 91)\ \mathrm{pb}.$$

Dieser Wert führt in der Extrapolation auf D*-Ereignisse auf einen D*-Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{vis}(ep \to e'\mathrm{D}^* X) = (7.00 \pm 0.90 \pm 0.84)\ \mathrm{nb}.$$

Zuerst ist jeweils die statistische und danach die systematische Unsicherheit angegeben. Der zweite Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer Messung ohne Jets in der Rekonstruktion [26].
Der Vergleich mit LO-Monte-Carlo-Rechnungen gibt eine gute Übereinstimmung bei der Protonparametrisierung CTEQ5L, wohingegen der gemessene Wert um einen Faktor von etwa 1.6 über dem Ergebnis der Parametrisierung MRSA' liegt. Dies ist konsistent mit vorhergegangenen Messungen [16].

Für die Berechnung des Impulsanteiles x_g des Gluons aus der PGF am Proton werden Rapiditäten und Transversalenergien der entstehenden Quarks durch die Pseudorapiditäten und Transversalenergien der beiden Jets angenähert. Für diese Messung werden zwei Korrekturfaktoren aus dem Monte-Carlo bestimmt. Ein globaler Faktor korrigiert die systematische Verschiebung der Messwerte. Ein zweiter, intervallabhängiger Faktor berücksichtigt die Migration zwischen den Intervallen in $\log_{10}(x_g)$.

Diese Bestimmung von x_g ermöglicht die Angabe differentieller Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\log_{10}(x_g)$. Der Vergleich des D*-Wirkungsquerschnittes mit dem D*-Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt zeigt den erwarteten Effekt, dass Zwei-Jet-Ereignisse bei kleinen Werten von x_g ($< 3 \cdot 10^{-3}$) selten sind. Sowohl die Werte für den differentiellen D*-Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt als auch die Extrapolation auf den differentiellen D*-Wirkungsquerschnitt sind in guter Übereinstimmung mit den Monte-Carlo-Ergebnissen der Parametrisierung CTEQ5L. Werden die Werte für MRSA' mit dem Verhältnis der totalen sichtbaren Wirkungsquerschnitte (1.6) multipliziert, ergibt sich ebenfalls eine gute Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo.

Die Statistik dieser Analyse lässt sich durch Hinzunahme eines „ungetaggten" Datensatzes verdoppeln. Möglich wäre es auch, Ereignisse zu verwenden, bei denen zwar kein Jet mit genügend Transversalenergie in D*-Richtung vorhanden ist, aber einer in entgegengesetzter Richtung. Hier müssten dann kinematische Größen des Mesons und des Jets geeignet kombiniert werden, um z.B. x_g zu rekonstruieren. Die Luminositätserhöhung von HERA wird die statistischen Unsicherheiten stark herabsetzen, jedoch wird der Elektrondetektor ET33 dann nicht mehr zur Verfügung stehen.

Um eine Trennung aufgelöster und direkter Prozesse vornehmen zu können, sind weitere Untersuchungen der Bestimmung von x_γ mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation notwendig, die auch aufgelöste Prozesse generiert. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\log_{10}(x_g)$ kann durch eine Entfaltungsmethode statt der intervallweisen Migrationskorrektur verbessert werden. Zu prüfen ist auch, ob die Ersetzung der D*-Zerfallsteilchen durch den D*-Kandidaten im Jet-Algorithmus zu Verbesserungen führt. Zusammen mit der Auswahl von Ereignissen direkter Photoproduktion lässt sich dann die Gluondichte im Proton bestimmen. Dafür ist es notwendig, die systematischen Unsicherheiten besser zu verstehen und möglichst zu verringern.

Die Selektion von Jets in D^*-Ereignissen ermöglicht auch Studien zur internen Struktur von Charm-Jets. Zu beachten ist dabei, dass D^*-Jets eine bestimmte *Auswahl* aller möglichen Charm-Jets darstellen. Um einen allgemeinen Satz von Charm-Jets zu erhalten, sollten deshalb in den D^*-Ereignissen die zweiten Jets untersucht werden, die nicht das D^*-Meson enthalten. Die Auswahl nur von Ereignissen mit direkter Photon-Gluon-Fusion stellt dabei sicher, dass es sich um Charm-Jets handelt.

Literaturverzeichnis

[1] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer, Berlin/Heidelberg/New York, 2. Auflage, 1995.

[2] F. Jacquet und A. Blondel, *Detection and Study of the Charged Current Event*, in U. Amaldi (Hg.) *Study of an ep-Facility for Europe*, DESY, August 1979 391–396.

[3] S. Bentvelsen, J. Engelen und P. Kooijman, *Reconstruction of* (x, Q^2) *and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA*, in W. Buchmüller und G. Ingelmann (Hg.) *Physics at HERA*, Band 1, DESY, April 1992 23–41.

[4] U. Bassler und G. Bernardi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A361** (1995) 197–208, `hep-ex/9412004`.

[5] M. Erdmann, *The Partonic Structure of the Photon*, Band 138 von *Springer Tracts in Modern Physics*, Springer, Berlin/Heidelberg/New York, 1997.

[6] L. Stodolsky, *Hadronlike Behavior of* γ, ν*-Nuclear Cross Sections*, Physical Review Letters, **18** (1967) 135–137.

[7] G. A. Schuler und T. Sjöstrand, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction*, Nuclear Physics, **B407** (1993) 539–605.

[8] G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nuclear Physics, **B126** (1977) 298–318.

[9] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, *Heavy-Quark production*, `hep-ph/9702287`.

[10] T. Sjöstrand, *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Computer Physics Communications, **82** (1994) 74–90.

[11] J. Abbiendi *et al.* (ZEUS-Kollaboration), *Measurement of Inclusive* $D^{*\pm}$ *and Associated Dijet Cross Sections in Photoproduction at HERA*, The European Physical Journal, **C6** (1999) 67–83, `hep-ex/9807008`.

[12] D. E. Groom *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle Physics*, The European Physical Journal, **C15** (2000) 1–878.

[13] U. Kathage, *Photoproduktion von* $D^{*\pm}$*-Mesonen bei HERA*, Dissertation, Universität Kiel, April 1997.

[14] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ Production in Deep Inelastic ep-Scattering at HERA*, Zeitschrift für Physik, **C72** (1996) 593–605, `hep-ex/9607012`.

[15] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, *On the Determination of the Gluon Density of the Proton from Heavy Flavor Production at HERA*, Physical Letters, **B308** (1993) 137–146, `hep-ph/9304289`.

[16] J. Wagner, *Bestimmung von ep-Wirkungsquerschnitten für Charm- und Beauty-Produktion durch D^*-Myon-Koinzidenzen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 2000.

[17] B. Weßling, *Identifizierung von Elektronen in D^*-Ereignissen mit dem H1-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Mai 2001.

[18] B. Anderson, *The Lund Model*, Band 7 von *Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology*, Cambridge University Press, 1998.

[19] M. H. Seymour, *Searches for New Particles Using Cone and Cluster Jet Algorithms: A Comparative Study*, Zeitschrift für Physik, **C62** (1994) 127–138.

[20] S. Ellis und D. Soper, *Succesive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions*, Physial Review, **D48** (1993) 3160–3166, `hep-ph/9305266`.

[21] G. Ingelman, J. Rathsman und G. A. Schuler, *AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep-Collisions*, Computer Physics Communications, **101** (1997) 135–142, `hep-ph/9605285`.

[22] H1-Kollaboration, *Programm-Bibliothek*.

[23] R. Brun *et al.*, *GEANT 3 User's Guide*, 1987, `CERN-DD/EE/84-1`.

[24] I. Abt *et al.* (H1-Kollaboration), *The H1 Detector at HERA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386** (1997) 310–347.

[25] I. Abt *et al.* (H1-Kollaboration), *The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of the H1 Experiment at HERA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386** (1997) 348–396.

[26] D. Dünkelmann, *Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von D^*-Mesonen in ep-Wechselwirkungen am H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juni 2001.

[27] D. Pitzl *et al.*, *The H1 Silicon Vertex Detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A454** (2000) 334–349, `hep-ex/0002044`.

[28] R. D. Appuhn *et al.* (H1-SPACAL-Gruppe), *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386** (1997) 397–408.

[29] L. Gladilin, *Charm Hadron Production Fractions*, `hep-ex/9912064`.

[30] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik, **C74** (1997) 221–236, `hep-ex/9702003`.

[31] F.-P. Schilling, *Diffractive Jet Production in Deep-Inelastic e^+p Collisions at HERA*, Dissertation, Universität Heidelberg, Februar 2001.

[32] S. Frixione und G. Ridolfi, *Jet Photoproduction at HERA*, Nuclear Physics, **B507** (1997) 315–333, `hep-ph/9707345`.

[33] T. Kuhr, *Status Report $b \to D^*$*, Vortrag in der H1-Gruppe „Schwere Quarks“, Juli 2001.

[34] D. Müller, *A Measurement of the Gluon Density in the Proton Based on Charm Production at HERA*, Dissertation, Universität Zürich, Juni 1998.

[35] T. Ahmed *et al.* (H1-Kollaboration), *Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA*, Zeitschrift für Physik, **C66** (1995) 529–542.

[36] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Measurement of D^* Meson Cross Sections at HERA and Determination of the Gluon Density in the Proton Using NLO QCD*, Nuclear Physics, **B545** (1999) 21–44.

Danksagung

Viele Personen am H1-Experiment haben zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen. Mein Dank gilt vor allem folgenden:

Herrn Prof. Blobel danke ich für die Aufgabenstellung und die angenehme Betreuung. Besonders zu erwähnen ist, dass er immer Zeit für Fragen und Diskussionen hat.

Herrn Prof. Meyer danke ich für die Erstellung des zweiten Gutachtens.

Herrn Dr. Ralf Gerhards sei gedankt für die allwöchentlichen Treffen unserer kleinen Gruppe von Doktoranden und Diplomanden mit ihm und Prof. Blobel. Sein Interesse an und sein Wissen über die Physik schwerer Quarks sorgt immer wieder für Motivation.

Besonders gedankt sei meinen Zimmerkollegen und Mitgliedern von „D^* international“: Dirk Dünkelmann und Bengt Weßling, zuständig für Fragen rund um Linux und Computer, Thomas Kuhr, der Fehler in anderer Leute Programm-Code schnellen Blickes erkennt, und Jeannine Wagner, die bereitwillig und kompetent Auskunft bei physikalischen Fragen gibt.

Erklärung

Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben.

Hamburg, den 17. September 2001