Messung des Wirkungsquerschnittes von b-Quark-Produktion in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1

Measurement of the b Quark Production Cross Section in Deep Inelastic Electron Proton Scattering at H1

Messung des Wirkungsquerschnittes von b-Quark-Produktion in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Thomas Kuhr

aus Gronau, Westfalen

Hamburg

2002

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. R. Klanner
Gutachter/Gutachterin der Disputation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. B. Naroska
Datum der Disputation:	03.09.2002
Dekan des Fachbereichs Physik, Vorsitzender des Promotionsausschusses und Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Produktion von b-Quarks in tiefunelastischer ep-Streuung untersucht. Dabei werden die b-Quarks durch den Zerfall von b-Hadronen in D^*-Mesonen nachgewiesen, die über den Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$ rekonstruiert werden. Der überwiegende Teil der Ereignisse mit D^*-Mesonen sind Ereignisse, in denen Charm-Quarks direkt produziert werden und in ein D^*-Meson fragmentieren. Um Ereignisse mit Charm- und Beauty-Produktion voneinander trennen zu können, werden mehrere diskriminierende Variablen, die sensitiv sind auf die Masse und die Lebensdauer der Quarks, betrachtet. Insbesondere wird die Zerfallszeit des D^0-Mesons verwendet, die mit dem zentralen Silizium-Vertexdetektor rekonstruiert wird.

Aus den Daten, die mit dem H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 genommen wurden und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 77$ pb^{-1} entsprechen, wird ein Wirkungsquerschnitt für den sichtbaren kinematischen Bereich von 2 GeV$^2 < Q^2 <$ 100 GeV^2, $0.05 < y < 0.6$, $p_T(D^*) > 2$ GeV/c und $|\eta(D^*)| < 1.5$ ermittelt. Wird für die Trennung von Charm- und Beauty-Produktion die Messung der D^0-Lebensdauer benutzt, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(ep \rightarrow bX \rightarrow D^*X') = (330 \pm 140(\text{stat.}) \pm 60(\text{syst.}))$ nb. In einer zweiten Methode wird zur Trennung ein Neuronales Netz verwendet, das mehrere Variablen kombiniert. Damit wird ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(ep \rightarrow bX \rightarrow D^*X') = (350 \pm 90(\text{stat.}) \pm 100(\text{syst.}))$ nb bestimmt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind etwa fünfmal so groß wie von einer QCD-Rechnung in nächstführender Ordnung vorhergesagt.

Abstract

In this thesis the production of b quarks in deep inelastic ep scattering is studied. The b quarks are detected by the decay of a b-hadron in a D^* meson, which is reconstructed via the decay channel $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$. Most of the events with a D^* meson are events where charm quarks are directly produced and fragment in a D^* meson. In order to separate events with charm and beauty production several discriminating variables sensitive to the mass an the lifetime of the quarks are considered. In particular the decay time of the D^0 meson is used, which is reconstructed with the central silicon vertex detector.

From the data, taken with the H1-detector in the years 1997 to 2000 and corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 77$ pb^{-1}, a cross section for the visible kinematical range of 2 GeV$^2 < Q^2 <$ 100 GeV^2, $0.05 < y < 0.6$, $p_T(D^*) > 2$ GeV/c and $|\eta(D^*)| < 1.5$ is determined. By using the D^0 lifetime measurement for the separation of charm and beauty production a cross section of $\sigma_{vis}(ep \rightarrow bX \rightarrow D^*X') = (330 \pm 140(\text{stat.}) \pm 60(\text{syst.}))$ nb is obtained. In a second method a neural network, that combines several variables, is used for separation. This method yields a cross section of $\sigma_{vis}(ep \rightarrow bX \rightarrow D^*X') = (350 \pm 90(\text{stat.}) \pm 100(\text{syst.}))$ nb. The measured cross sections are about five times as large as predicted by a QCD calculation at next to leading order.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In der Elementarteilchenphysik werden die Eigenschaften der kleinsten Teilchen und die Wechselwirkungen zwischen ihnen untersucht. Diese mikroskopische Welt wird sehr erfolgreich durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Zu dem Modell gehört die Theorie der starken Wechselwirkung, die z.B. dafür verantwortlich ist, dass Quarks gebundene Zustände wie das Proton bilden.

Diese Theorie, die Quantenchromodynamik (QCD), beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von Gluonen, die an die Ladung der starken Kraft, die Farbladung, koppeln. Da nicht nur Quarks, sondern auch die Gluonen selbst Farbladung tragen, wechselwirken Gluonen miteinander. Außerdem ist die Stärke der Kopplung bei den betrachteten Energien deutlich größer als bei den anderen bekannten Kräften.

Dadurch wird eine theoretische Beschreibung der Wechselwirkungsvorgänge sehr schwierig. Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist aufgrund der großen Kopplungsstärke nur näherungsweise mit störungstheoretischen Methoden möglich. Dabei ist der erwartete Fehler, der bei einer solchen Näherung gemacht wird, um so kleiner, je schwerer die beteiligten Quarks sind. Deshalb ist die Messung der Produktion von schweren Quarks gut geeignet, um die Theorie der Quantenchromodynamik zu testen. Eine ausführlichere Beschreibung der theoretischen Grundlagen der Produktion schwerer Quarks wird in Kapitel 2 gegeben.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm-Quarks, der drittschwersten Quarksorte, werden relativ gut von der Theorie beschrieben. Für Beauty-Quarks, die etwa drei- bis viermal schwerer sind als Charm-Quarks, erwartet man eher eine noch bessere Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie.

Um so erstaunlicher sind die experimentellen Ergebnisse, die deutlich von der Vorhersage abweichen. Die Produktion von Beauty-Quarks wurde in $p\bar{p}$- [1, 2, 3, 4], γp- [5, 6], ep- [7] und $\gamma\gamma$-Reaktionen [8, 9] an den Speicherringen Tevatron, HERA und LEP gemessen. Diese in Abschnitt 2.7 näher erläuterten Messungen liefern einen Wirkungsquerschnitt, der etwa um den Faktor zwei bis vier größer ist, als von der Theorie vorhergesagt.

Die Messungen der Beauty-Produktion am Elektron-Proton-Speicherring HERA erfolgten bisher über den Nachweis von Myonen oder Elektronen aus dem semileptonischen Zerfall von b-Hadronen und den Zerfall von b-Hadronen in J/ψ-Mesonen. In dieser Arbeit wird eine weitgehend unabhängige Messung des Wirkungsquerschnittes von Beauty-Produktion in tiefunelastischer ep-Streuung durchgeführt, die auf der Rekonstruktion von Zerfallsvertices mit dem zentralen Silizium-Vertexdetektor basiert. Die b-Hadronen werden nicht anhand von Leptonen, sondern über folgenden Zerfallskanal (und den ladungskonjugierten) rekonstruiert:

$$\begin{array}{llll} B \longrightarrow & D^{*+}X & & \\ & \llcorner\!\longrightarrow & D^0\,\pi_s^+ & \\ & & \llcorner\!\longrightarrow & K^-\pi^+ \end{array}$$

Diese Methode hat den Vorteil, dass es keinen Untergrund durch Ereignisse, in denen keine schweren Quarks erzeugt werden, gibt. D^*-Mesonen werden nur in Ereignissen mit Charm- oder Beauty-Produktion erzeugt.

Die analysierten Daten wurden mit dem H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 genommen. Der Detektor sowie einige Teile der Rekonstruktions- und Analyse-Software werden in Kapitel 3 beschrieben. Es werden Ereignisse tiefunelastischer Streuung ausgewählt, in denen es einen Kandidaten für ein D^*-Meson gibt, das über ein den Kanal $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ zerfällt. Durch die Selektion von Ereignissen mit Jets wird der Anteil an Ereignissen mit Beauty-Produktion angereichert. Die Einzelheiten der Ereignisauswahl werden in Kapitel 4 beschrieben.

Die selektierten Daten enthalten überwiegend Ereignisse mit Charm-Produktion. Um die Ereignisse mit Beauty-Produktion aus den Daten zu extrahieren, werden mehrere diskriminierende Messgrößen betrachtet, die auf die Masse und die Lebensdauer der schweren Quarks sensitiv sind. Diese Größen und die Bestimmung des Beauty-Anteils f_b anhand dieser Größen werden in Kapitel 5 diskutiert. Verschiedene Methoden zur Bestimmung des Anteils an Ereignissen, in denen ein b-Hadron produziert wurde, werden angewendet. Die erste Methode nutzt nur die rekonstruierte D^0-Zerfallszeit, die mit dem zentralen Silizium-Vertexdetektor gemessen wird. Bei der zweiten Methode erfolgt eine Kombination mehrerer Variablen mit einem künstlichen Neuronalen Netz. Durch diese Hinzunahme weiterer Variablen wird die Sensitivität gegenüber der ersten Methode verbessert. Bei der dritten Methode wird als Alternative zur Kombination mit einem Netz eine relative Dichte im Parameterraum mehrerer Größen definiert.

Aus dem Anteil f_b an Beauty-Ereignissen kann der Wirkungsquerschnitt für die Beauty-Produktion berechnet werden. Die Berechnung wird in Kapitel 6 durchgeführt und das Ergebnis mit anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen verglichen. Abgeschlossen wird die Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 7.

Kapitel 2

Theorie der Produktion schwerer Quarks in ep-Streuung

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Theorie, die zur Beschreibung der Produktion schwerer Quarks bei HERA verwendet wird. Es werden die Größen, die die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung beschreiben, erläutert, und es wird eine Einteilung der Streuprozesse in zwei kinematische Bereiche vorgenommen: Photoproduktion und tiefunelastische Streuung (DIS, deep inelastic scattering).

Die Produktion von schweren Quarks bei HERA läßt sich mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) beschreiben. Dabei wird insbesondere auf die Unterschiede zwischen Charm- und Beauty-Produktion eingegangen. Aus den erzeugten Quarks bilden sich Hadronen durch Fragmentation. Bei dieser Analyse wird speziell die Fragmentation in D^*-Mesonen und deren Zerfall betrachtet. In Abschnitt 2.5 wird beschrieben, wie theoretische Modelle in Computerprogrammen verwendet werden, um die Produktion und Fragmentation von schweren Quarks zu simulieren. Anschließend wird auf die Berechnung von Wirkungsquerschnitten und bisherige Messungen von Beauty-Produktion eingegangen.

2.1 Elektron-Proton Streuung

Die Streuung von Elektronen bzw. Positronen an Protonen wird durch den Austausch von Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Beim Austausch eines Photons oder Z^0-Bosons spricht man von neutralem Strom (NC, neutral current), beim Austausch eines W^+- oder W^--Bosons von geladenem Strom (CC, charged current) (vgl. Abb. 2.1). Der Austausch von Z^0- und $W^\pm$-Bosonen ist aufgrund ihrer großen Masse unterdrückt.

Aus dem Viererimpuls des einlaufenden Protons $\mathbf{P}$, sowie dem Viererimpuls des einlaufenden und des auslaufenden Leptons $\mathbf{k}$ bzw. $\mathbf{k}'$ lassen sich folgende Lorentz-invariante Variablen berechnen, die die Kinematik der Streuung beschreiben:

$$s := (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 \tag{2.1}$$

$$Q^2 := -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \tag{2.2}$$

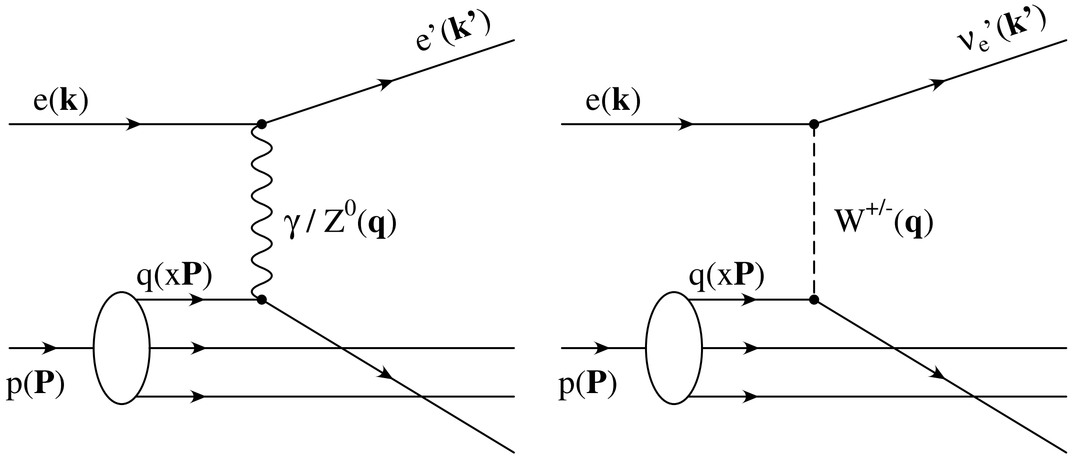


Abbildung 2.1: *Elektron-Proton-Streuung: neutraler (links) und geladener Strom (rechts).*

$$x \;:=\; \frac{Q^2}{2\;\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}} \tag{2.3}$$

$$y \;:=\; \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} \tag{2.4}$$

Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist bei HERA konstant (bis 1997: $\sqrt{s} = 300$ GeV, seit 1998: $\sqrt{s} = 318$ GeV). Die Virtualität Q^2 ist durch den Betrag des Quadrats des Viererimpulsübertrags vom Elektron auf das Proton gegeben. Im Quark-Parton-Modell gibt die Bjørkensche Skalenvariable x den Anteil des Impulses des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons an. Die Inelastizität y entspricht dem relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die beiden Größen x und y können Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Nur drei der vier kinematischen Variablen sind unabhängig voneinander. Sie sind über folgende Gleichung, bei der die Massen der Teilchen vernachlässigt wurden, miteinander verknüpft:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y \tag{2.5}$$

Die kinematischen Variablen eines Ereignisses können vollständig rekonstruiert werden, wenn die Energie E'_e und der Winkel zur Protonstrahlrichtung θ'_e des gestreuten Elektrons gemessen werden:

$$Q^2 \;=\; 4 \cdot E_e \cdot E'_e \cdot \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} \tag{2.6}$$

$$y \;=\; 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cdot \sin^2 \frac{\theta'_e}{2} \tag{2.7}$$

Die kinematischen Variablen sind nicht nur durch den Endzustand des Elektrons, sondern auch durch den hadronischen Endzustand festgelegt. Deshalb gibt es mehrere Möglichkeiten Q^2 und y aus beiden Endzuständen zu bestimmen [10, 11].

Anhand der Virtualität Q^2 wird eine Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen. Bei einem geringen Impulsübertrag ist das Photon quasi reell und der Streuwinkel des Elektrons ist klein. Der Bereich $Q^2 \to 0$ wird als Photoproduktion bezeichnet. Da der *ep*-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ proportional zu $1/Q^4$ ist, sind die meisten Ereignisse bei HERA Photoproduktionsereignisse.

Der Impulsübertrag auf das gestreute Parton kann so groß sein, dass dieses aus dem Proton herausgelöst wird. Aus den Fragmenten entsteht ein hadronischer Endzustand mit mehreren Teilchen. Bei großen Q^2 (meist $Q^2 > 1$ GeV^2) spricht man von tiefunelastischer Streuung (DIS, deep inelastic scattering).

In diesem Bereich ist der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstante α durch die Strukturfunktionen des Protons $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ und $F_3(x, Q^2)$ gegeben:

$$\frac{d^2\sigma(e^{\pm}p \to e^{\pm}X)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left[y^2 x F_1 + (1-y)F_2 \mp (y - \frac{y^2}{2}) x F_3 \right] \tag{2.8}$$

Der letzte Term trägt nur beim Z^0-Austausch bei und kann deshalb in dieser Analyse vernachlässigt werden. Im naiven Quark-Parton-Modell, in dem das Proton als aus nicht wechselwirkenden Partonen bestehend betrachtet wird, können die Strukturfunktionen F_1 und F_2 aus den Ladungen q_i und den Impulsdichten $f_i(x)$ und $\bar{f}_i(x)$ der Partonen bzw. deren Antiteilchen bestimmt werden. Die Impulsdichte $f_i(x)$ gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Streuung an einem Parton i mit dem Impulsanteil x an. Für Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ gilt bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_i q_i^2 (f_i(x) + \bar{f}_i(x)) \tag{2.9}$$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i q_i^2 x (f_i(x) + \bar{f}_i(x)) \tag{2.10}$$

Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich die Callan-Gross-Relation [12]

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) \tag{2.11}$$

mit der sich Gl. 2.8 vereinfacht zu:

$$\frac{d^2\sigma(e^{\pm}p \to e^{\pm}X)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left[2(1-y) + y^2 \right] F_2(x, Q^2) \tag{2.12}$$

Die Eigenschaft, dass die Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell nicht von Q^2 abhängen, wird als Skaleninvarianz bezeichnet [13]. Wenn man allerdings von diesem einfachen Modell zur Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) übergeht, die die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen beschreibt, wird die Skaleninvarianz verletzt.

Gluonen sind die Träger der starken Wechselwirkung und tauschen Farbladung zwischen den Quarks aus. Da die Gluonen selbst Farbladung haben, können sie untereinander wechselwirken. Dadurch dass ein Quark Gluonen aussendet und sich virtuelle Quark-Antiquark-Paare und Gluon-Gluon-Paare bilden, wird die Farbladung des Quarks abgeschirmt bzw. nach außen getragen. Es ergibt sich eine effektive Farbladung, die von der Skala, auf der man die Wechselwirkung mit dem Quark betrachtet, abhängt. Dies wird in führender Ordnung durch eine laufende Kopplungskonstante α_s beschrieben:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)} \tag{2.13}$$

Dabei ist μ die Skala, N_f die Anzahl der Quarksorten und Λ_{QCD} ein experimentell zu bestimmender Parameter in der Größenordung von etwa 200 MeV. Bei HERA ist eine Skala durch Q^2 gegeben. Der Wert der Kopplungskonstante nimmt mit steigenden Impulsübertrag ab. Für große Q^2 ist α_s klein genug, um eine störungstheoretische Berechnung des Wirkungsquerschnittes mit einer Reihenentwicklung in α_s durchzuführen.

Die *ep*-Wechselwirkung lässt sich in einen störungstheoretisch berechenbaren, sogenannten harten Subprozess und in nicht perturbativ berechenbare Subprozesse unterteilen. Diese beiden Teile können faktorisiert werden, so dass sich die Strukturfunktion aus einem Produkt von berechenbaren Koeffizienten C_i und einer Partondichtefunktion f_i ergibt:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i \int_x^1 d\xi C_i(\xi, x, Q^2, \mu, \mu_f) f_i(\xi, \mu, \mu_f) \tag{2.14}$$

Dabei ist μ_f die Faktorisierungsskala, bei der die Trennung in einen perturbativ berechenbaren Teil und eine Partondichtefunktion vorgenommen wird. μ ist die Renormierungsskala, die zur Vermeidung von divergenten Termen in der Störungsrechnung eingeführt wird.

Die Partondichtefunktion kann nicht aus der Theorie berechnet werden, sondern muss experimentell ermittelt werden. Allerdings gibt es theoretische Modelle, die Vorhersagen über die Entwicklung der Partondichte in Abhängigkeit von bestimmten kinematischen Variablen machen. Die grundlegende Idee bei diesen Modellen ist, dass sich der Impuls eines Partons durch die Abstrahlung eines weiteren Partons ändern kann. D.h. statt des ursprünglichen Partons i beobachtet man ein Parton j mit dem Impulsanteil z. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird durch die sogenannten Splitting-Funktionen $P_{ij}(z)$ beschrieben [14].

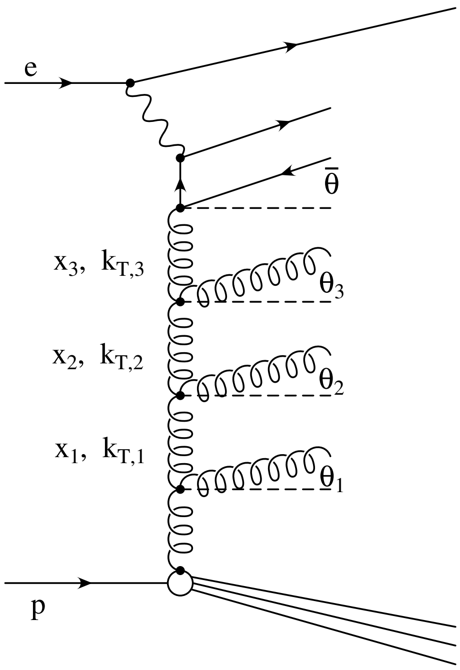


Abbildung 2.2: *Leiter von Partonen, die bei der Entwicklung der Partondichte berechnet wird.*

Der Abstrahlungsprozess kann sich mehrmals wiederholen, so dass sich zwischen dem Proton und dem harten Prozess eine Leiter von Partonen bildet (s. Abb. 2.2). In den theoretischen Modellen wird über alle möglichen Leitern summiert, wobei bestimmte Annahmen über die Struktur der Leitern gemacht werden. Da diese Annahmen in der Regel nur unter bestimmten Voraussetzungen gelten, schränken sie den Gültigkeitsbereich des Modells ein.

Beim DGLAP-Modell (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi [14]) wird davon ausgegangen, dass die Impulskomponente senkrecht zur Protonrichtung in jedem Schritt der Leiter zum harten Prozess hin zunimmt. Man hat also eine Ordnung im Transversalimpuls k_T, so dass die Virtualität des abstrahlenden Partons vernachlässigt werden kann. Unter dieser Annahme kann mit den DGLAP-Gleichungen die Partondichte bei einer Skala Q^2 berechnet werden, wenn sie bei einer anderen Skala Q_0^2 bekannt ist. Das DGLAP-Modell kann bei großen Q^2-Werten angewendet werden, da die k_T-Ordnung in diesem Bereich gerechtfertigt ist.

Die DGLAP-Entwicklung liefert eine gute Beschreibung der gemessenen Strukturfunktion F_2 [15]. Bei exklusiven Endzuständen kann das Modell die Daten aber teilweise nicht beschreiben. Als Beispiel sei hier die Messung der Rate von Jets in Protonrichtung mit hohem Transversalimpuls genannt [16]. Diese Jets sind sensitiv auf Gluonen im unteren Bereich der Leiter mit großem k_T. Die DGLAP-Entwicklung unterschätzt in diesem Bereich aufgrund der k_T-Ordnung die Rate der Gluonen mit großem Transversalimpuls.

Die Messung der Jets in Protonrichtung wird durch das BFKL-Modell (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov [17, 18]) besser beschrieben. Dieses Modell macht eine Entwicklung im Impulsanteil x ohne eine k_T-Ordnung zu verlangen, so dass die Virtualität des abstrahlenden Partons bei der Berechnung der Emissionsprozesse berücksichtigt werden muss. Bei der Entwicklung wird allerdings vorausgesetzt, dass die Impulsanteile zum harten Prozess hin abnehmen. Diese Ordnung in x beschränkt die Gültigkeit des Modells auf den Bereich kleiner x-Werte.

Damit hat man zwei Modelle mit unterschiedlichen Gültigkeitsbereichen. Ein Ansatz zur Verallgemeinerung und Vereinheitlichung beider Modelle ist das CCFM-Modell (Catani, Ciafaloni, Fiorani, Marchesini [19, 20]). Es geht von einer Ordnung der Winkel θ, unter denen die Partonen abgestrahlt werden, aus. Diese Ordnung lässt sich durch Überlegungen zur Interferenz der emittierten Gluonen motivieren. Da die Winkelordnung automatisch gilt, wenn man eine Ordnung in k_T hat, kann man DGLAP diesbezüglich als Spezialfall von CCFM ansehen.

Aus der allgemeineren Annahme über die Ordnung der Partonen ergibt sich auch ein allgemeinerer Ansatz für die Partondichte. Die Dichte hängt nicht mehr nur vom Impulsanteil x, sondern auch vom Transversalimpuls k_T und dem maximalen Winkel $\bar{\theta}$ ab. Eine Einschränkung gegenüber dem DGLAP-Modell ist jedoch die Annahme, dass nur Gluonen zur Partondichte beitragen. Dies ist eine Näherung, die nur für kleine x gerechtfertigt sein sollte.

2.2 Produktion schwerer Quarks

Der dominante Prozess zur Produktion schwerer Quarks ist bei HERA die Photon-Gluon-Fusion (PGF, photon gluon fusion) [21]. Dabei koppelt das vom Elektron abgestrahlte

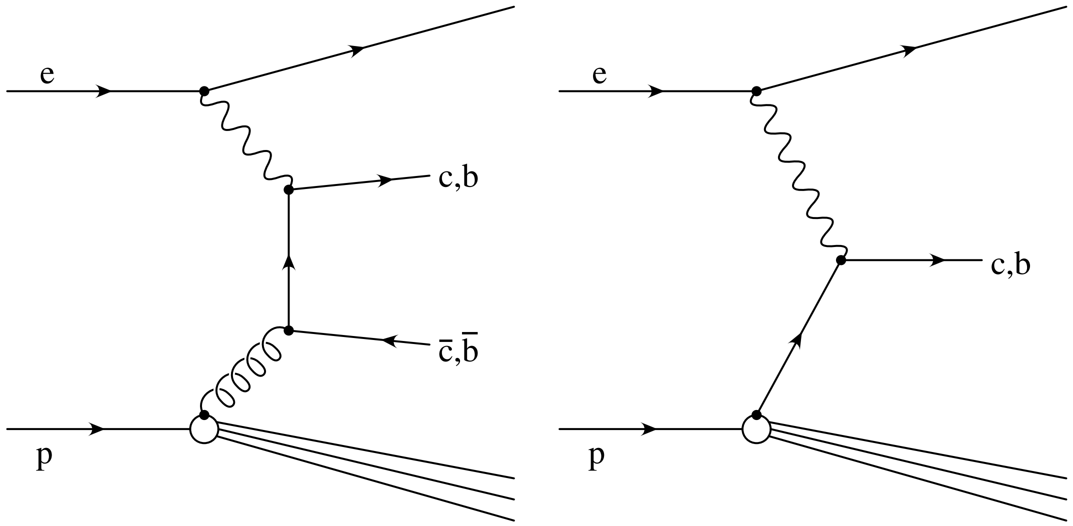


Abbildung 2.3: *Feynmandiagramme zur Produktion schwerer Quarks in LO pQCD: links Photon-Gluon-Fusion, rechts Flavour-Anregung.*

Photon über ein virtuelles Quark an ein Gluon aus dem Proton, so dass ein Quark-Antiquark-Paar entsteht. Die bei HERA zur Verfügung stehende Energie reicht nicht aus, um $t\bar{t}$-Paare zu erzeugen. Deshalb wird hier nur die Produktion von Charm- und Beauty-Quarks betrachtet. Abb. 2.3 zeigt ein Feynmandiagramm der Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung (LO, leading order) der QCD-Störungsrechnung (pQCD, perturbative QCD). Da das $Q\bar{Q}$-Paar an ein Gluon aus dem Proton koppelt, bietet die Messung der Produktion schwerer Quarks eine gute Möglichkeit, um die Impulsverteilung der Gluonen im Proton direkt zu bestimmen.

Ein weiterer Prozess in führender Ordnung, bei dem schwere Quarks erzeugt werden, ist die Anregung (flavour excitation). Dabei wird ein schweres Quark, das durch die Fluktuation eines Gluons in ein $Q\bar{Q}$-Paar entsteht, aus dem Proton gestreut (vgl. Abb. 2.3 rechts). Der erwartete Beitrag dieses Prozesses, bei dem nur eines der schweren Quarks nachgewiesen werden kann und das andere im Protonrest verbleibt, ist allerdings gering [22].

In den beiden bisher betrachteten Prozessen wechselwirkt das Photon direkt mit dem schweren Quark. Das Photon kann aber auch in Quarks oder Gluonen fluktuieren. Bei einer Wechselwirkung über diese hadronische Komponente des Photons spricht man von aufgelösten Prozessen (resolved). Abb. 2.4 zeigt zwei Feynmandiagramme mit hadronischer Wechselwirkung des Photons, bei der schwere Quarks erzeugt werden. Im Gegensatz zur Photoproduktion ist der Beitrag von aufgelösten Prozessen in tiefunelastischer Streuung vernachlässigbar [23].

Eine eindeutige Unterscheidung zwischen direkten und aufgelösten Prozessen ist nur in führender Ordnung möglich. Allgemein lassen sich aufgelöste Prozesse auch durch direkte Prozesse höherer Ordnung beschreiben.

Der Hauptbeitrag zum Produktionswirkungsquerschnitt von schweren Quarks kommt vom Prozess der Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung. Die Beiträge von Prozessen höherer Ordnung werden in der Regel mit steigender Ordnung kleiner. Die größte Korrektur zu einer Berechnung in führender Ordnung sollte also durch die Prozesse in nächstführender Ordnung (NLO, next to leading order) erfolgen. Abb. 2.5 zeigt als Beispiel

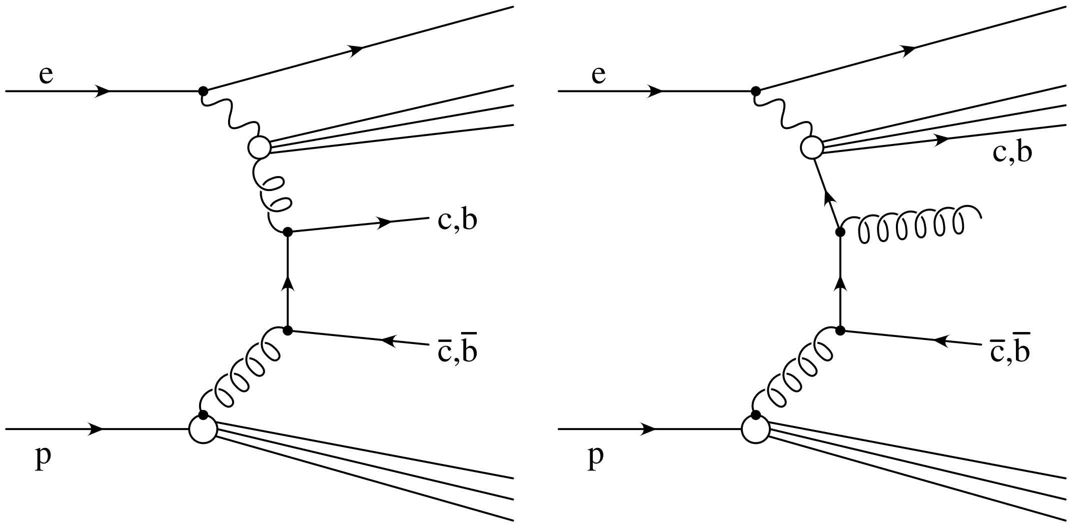


Abbildung 2.4: *Produktion schwerer Quarks in aufgelösten Prozessen, zu denen auch die Flavour-Anregung im Photon gehört (rechts).*

für ein Diagramm in nächstführender Ordnung die Abstrahlung eines Gluons. Der rechts daneben gezeigte Austausch eines Gluons ist ein Prozess in nächst-nächstführender Ordnung (NNLO, next to next to leading order), der allerdings durch die Interferenz mit dem LO-Diagramm in NLO beiträgt.

Die Korrekturen durch höhere Ordnungen und somit der Fehler bei störungstheoretischen Berechnungen hängen von den verwendeten Skalen ab. Die Skalen werden üblicherweise durch Q^2, die Massen der schweren Quarks oder eine Kombination von beiden definiert. Deshalb hat man bei diesen Prozessen eine harte Skala, was eine störungstheoretische Berechnung erleichtert. Damit eignet sich die Messung der Produktion schwerer Quarks gut zum Test der perturbativen QCD.

Weil das Beauty-Quark deutlich schwerer als das Charm-Quark ist, sollte eine theoreti-

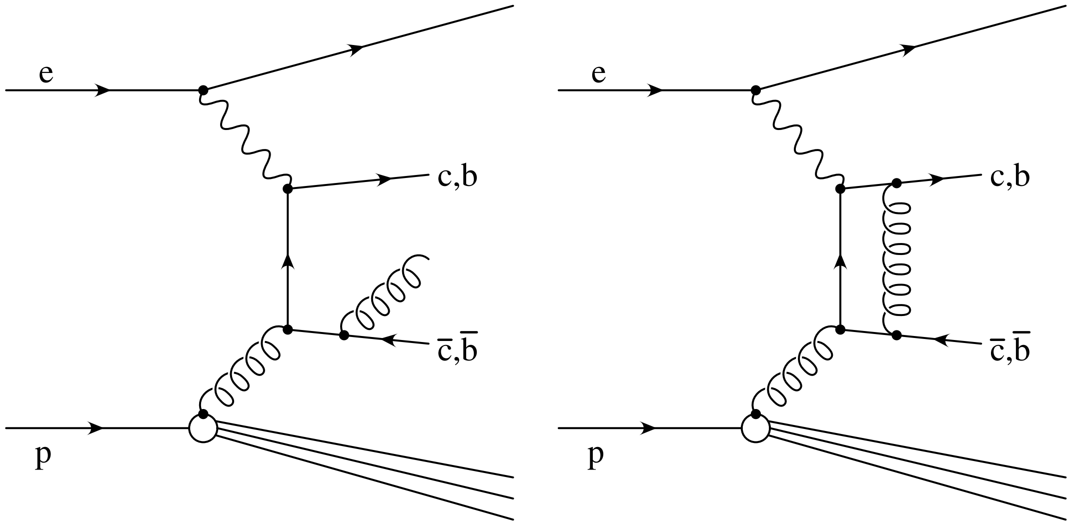


Abbildung 2.5: *Charm- bzw. Beauty-Produktionsprozesse in NLO (links) und NNLO (rechts).*

sche Vorhersage des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes genauer sein als die für $c\bar{c}$-Produktion. Dies macht eine Messung der Beauty-Produktion besonders interessant.

Allerdings ist der erwartete totale Beauty-Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to eb\bar{b}X)$ bei HERA um etwa zwei Größenordnungen kleiner als der Charm-Produktionswirkungsquerschnitt. Dies ist zurückzuführen auf die geringere elektrische Ladung und die größere Masse des Beauty-Quarks, die in den Phasenraumfaktor und den Quarkpropagator eingeht. Da der Propagator auch von Q^2 abhängt, erhöht sich der Beauty-Anteil mit steigendem Q^2. Für sehr große Impulsüberträge ($Q^2 \gg m_b^2$) ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte nur durch die Ladungen von Charm- und Beauty-Quark gegeben.

2.3 Fragmentation

Die bei der Streuung erzeugten Quarks können nicht als freie Teilchen beobachtet werden, da sie nicht farbneutral sind. Deshalb bilden sich Quark-Antiquark-Paare oder Tripel aus Quarks oder Antiquarks, deren Farbladungen sich gerade aufheben. Dieser Prozess der Bildung von Hadronen aus Quarks wird als Fragmentation bezeichnet, und läßt sich nur durch phänomenologische Modelle beschreiben. Eine störungstheoretische Berechnung ist nicht möglich, da die bei diesen Prozessen auftretenden Energien nicht groß genug sind.

Das Modell der Peterson Fragmentation [24] verwendet eine parametrisierte Funktion, um die Wahrscheinlichkeit D für den Übergang eines Quarks mit Impuls p in ein bestimmtes Hadron mit Impuls zp anzugeben:

$$D_{Hadron}(z) = \frac{N_{Hadron}}{z(1 - 1/z - \epsilon/(1-z))^2} \tag{2.15}$$

N_{Hadron} ist ein Normierungsfaktor, der durch die Bedingung

$$\sum_{Hadron} \int_0^1 z D_{Hadron}(z) dz = 1 \tag{2.16}$$

definiert ist. Der Parameter ϵ bestimmt die Form der Impulsverteilung. Je kleiner er ist, um so härter ist das Spektrum. Der Wert von ϵ kann nicht berechnet werden, sondern muss experimentell bestimmt werden. Bei der Fragmentation in schwere Mesonen ist ϵ von der Größenordnung m_q^2/m_Q^2, wobei m_q und m_Q die Massen des leichten bzw. des schweren Quarks sind.

Ein anderes weit verbreitetes Modell ist das Lund-String-Modell [25], das auf der Idee von Farbschläuchen (color strings) basiert. Die potenzielle Energie zwischen zwei Quarks, die über Gluonen Farbladung austauschen, wächst bei großen Abständen linear mit diesem an. Die Farbfeldlinien bilden dann einen engen Schlauch. Ab einem bestimmten Abstand ist es energetisch günstiger, dass sich zwischen den beiden Quarks ein neues Quark-Antiquark-Paar bildet. Dieser Vorgang wiederholt sich so lange, bis nur noch farbneutrale gebundene Zustände vorhanden sind.

Bei der Fragmentation von schweren Quarks kann man zwei Fälle unterscheiden. Einerseits kann das $Q\bar{Q}$-Paar in einen gebundenen Zustand übergehen. Bei den so entstandenen Mesonen, z.B. J/Ψ oder Υ, spricht man von verstecktem Charm bzw. Beauty (hidden

b-Hadron	$f(b \to hadr.)$ [%]	τ [ps]
B^-	38.9 ± 1.3	1.548 ± 0.032
$\bar{B}^0$	38.9 ± 1.3	1.653 ± 0.028
$\bar{B}_s^0$	10.7 ± 1.4	1.493 ± 0.062
b-Baryonen	11.6 ± 2.0	1.208 ± 0.051

Tabelle 2.1: *Anteile und Lebensdauern von b-Hadronen [30].*

heavy flavour). Andererseits können beide schwere Quarks getrennt fragmentieren und mit leichteren Quarks Mesonen oder Baryonen bilden. In diesem Fall spricht man von offenem Charm bzw. Beauty (open heavy flavour).

In dieser Analyse wird die Fragmentation in D^{*+}- bzw. D^{*-}-Mesonen betrachtet. Im folgenden sind mit D^*-Mesonen stets beide Ladungszustände gemeint. Aussagen zum einen Ladungszustand gelten analog für den ladungskonjugierten Zustand. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Charm-Quark in ein D^* fragmentiert, wurde unter anderem von den LEP-Experimenten OPAL [26], ALEPH [27] und DELPHI [28] gemessen. In [29] wurden diese Werte mit Messungen von CLEO und ARGUS kombiniert mit dem Ergebnis:

$$f(c \to D^{*+}X) = (23.5 \pm 0.7 \pm 0.7)\,\% \tag{2.17}$$

Der Fragmentationsanteil von Beauty-Quarks in D^*-Mesonen wurde von der OPAL-Kollaboration bestimmt [26]:

$$f(b \to D^{*+}X) = (17.3 \pm 1.6 \pm 1.2)\,\% \tag{2.18}$$

Das Beauty-Quark fragmentiert nicht direkt in ein D^*-Meson, sondern zunächst in B-Mesonen oder b-Baryonen. In Tabelle 2.1 sind die Hadronen, in die das Beauty-Quark fragmentiert, mit ihren Anteilen und Lebensdauern angegeben.

Der Zerfall dieser b-Hadronen erfolgt über die schwache Wechselwirkung. Dabei koppelt ein W-Boson an eine Mischung aus b-, s- und d-Quark. Die Mischungen der Quarks, die die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind, werden durch die CKM-Matrix (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) beschrieben. Der Eigenzustand, über den das b-Quark in ein c-Quark zerfällt, ist s' und besteht hauptsächlich aus dem Masse-Eigenzustand des s-Quarks. Der Masse-Eigenzustand des b-Quarks trägt nur zu einem geringen Teil bei. Dieser Anteil wird durch das CKM-Matrixelement V_{cb} beschrieben. Beim schwachen Zerfall eines b-Quarks in ein c-Quark erfolgt die Kopplung des W-Bosons also nur an den durch den Faktor V_{cb} gegebenen Anteil des Masse-Eigenzustands.

Beim schwachen Zerfall eines c-Quarks in ein s-Quark koppelt das W-Boson ebenfalls an den s'-Eigenzustand. Der Anteil des Masse-Eigenzustands am Eigenzustand der Wechselwirkung ist hier durch das CKM-Matrixelement V_{cs} gegeben. Da $|V_{cs}|$ etwa 25 mal größer ist als $|V_{cb}|$, haben Charm-Hadronen trotz ihrer kleineren Masse in der Regel eine geringere Lebensdauer als Beauty-Hadronen. Die Matrixelemente V_{ub} und V_{cd}, die den Anteil der Kopplung beim Zerfall $b \to u$ bzw. $c \to d$ angeben, sind deutlich kleiner als V_{cb} bzw. V_{cs}, so dass sie bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden können.

2.4 Zerfall von D^*-Mesonen

Das D^*-Meson zerfällt über die starke Wechselwirkung. Deshalb hat es eine sehr kurze Lebensdauer, so dass sein Produktions- und Zerfallsvertex im Experiment nicht unterschieden werden können. Die Zerfallskanäle des D^*-Mesons und deren Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 2.2 angegeben.

Kanal	$\mathcal{B}$ [%]
$D^0\pi^+$	67.7 ± 0.5
$D^+\pi^0$	30.7 ± 0.5
$D^+\gamma$	1.6 ± 0.4

Tabelle 2.2: *Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse von D^{*+}-Mesonen [30].*

In dieser Analyse wird nur der Zerfall in ein D^0 und ein geladenes Pion betrachtet. Der Vorteil dieses Zerfallskanals liegt in der geringen Massendifferenz zwischen D^* und D^0 [30]:

$$\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (145.436 \pm 0.016)\ \mathrm{MeV/c^2} \tag{2.19}$$

Dieser Wert liegt nur etwas über der Masse des geladenen Pions ($m_\pi = 139.57$ MeV/c^2), so dass der Phasenraum für den Zerfall stark eingeschränkt ist. Deshalb läßt sich die Massendifferenz Δm deutlich genauer rekonstruieren als die Massen von D^* und D^0 selbst. Wegen der geringen kinetischen Energie des Pions wird es auch als langsames Pion (π_s, slow pion) bezeichnet.

Das D^0-Meson kann nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen und hat deshalb eine relativ lange Lebensdauer [30], die aber trotzdem deutlich kleiner ist als die von b-Hadronen (vgl. Tab. 2.1):

$$\tau_{D^0} = (0.4126 \pm 0.0028)\ \mathrm{ps} \tag{2.20}$$

Es zerfällt hauptsächlich in Kaonen, indem das Charm-Quark unter Abstrahlung eines W-Bosons in ein Strange-Quark übergeht. In Tabelle 2.3 sind die Verzweigungsverhältnisse einiger Kanäle angegeben.

Kanal	$\mathcal{B}$ [%]
$K^-\pi^+$	3.83 ± 0.09
$K^-\pi^+\pi^0$	13.9 ± 0.9
$K^-\pi^+\pi^0\pi^0$	15 ± 5
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	7.49 ± 0.31
$\bar{K}^0\pi^0$	2.11 ± 0.21
$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	5.4 ± 0.4
$\bar{K}^0\pi^+\pi^-\pi^0$	10.0 ± 1.2
$K^-e^+\nu_e$	3.64 ± 0.18
$K^-\mu^+\nu_\mu$	3.22 ± 0.17

Tabelle 2.3: *Ausgewählte Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse von D^0-Mesonen [30].*

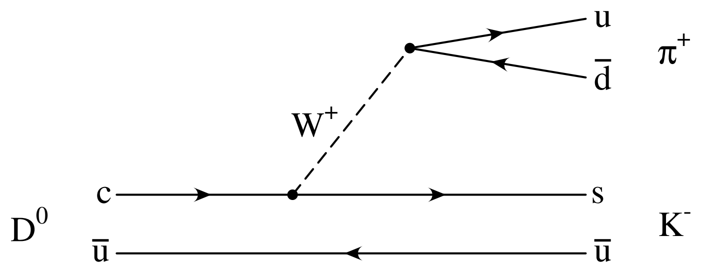


Abbildung 2.6: *Feynmandiagramm des Zerfalls $D^0 \to K^-\pi^+$.*

In dieser Analyse wird nur der in Abb. 2.6 dargestellte Zerfall in ein negatives Kaon und ein positives Pion betrachtet. Gegenüber anderen Kanälen mit höheren Verzweigungsverhältnissen hat dieser den Vorteil, nur zwei Teilchen im Endzustand zu haben, die beide geladen und deshalb leicht nachzuweisen sind. Je mehr Teilchen kombiniert werden müssen, um so höher ist der kombinatorische Untergrund.

Insgesamt ergibt sich folgender Anteil von D^*-Mesonen, die über den untersuchten Kanal zerfallen:

$$\mathcal{B}(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+) = \mathcal{B}(D^{*+} \to D^0\pi_s^+) \cdot \mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+) = (2.59 \pm 0.06)\,\% \qquad (2.21)$$

2.5 Simulation von Streuereignissen

Um die Vorhersagen theoretischer Modelle mit Messungen vergleichen zu können, werden sogenannte Monte-Carlo-Programme (MC) eingesetzt. Diese Programme simulieren Streuprozesse basierend auf den theoretischen Modellen. Die direkte Vergleichbarkeit von Theorie und Messung wird dadurch erreicht, dass die Ausgabe der Monte-Carlo-Programme in demselben Format erfolgt wie für gemessene Daten. Dazu werden folgende drei Schritte durchlaufen:

- Generierung: Die Vierervektoren der Teilchen im Endzustand der Elektron-Proton-Streuung werden bestimmt. Die Endzustände werden entsprechend den Verteilungen, die von theoretischen Modellen vorhergesagt werden, zufällig ausgewählt.
- Simulation: Ausgehend von den generierten Vierervektoren werden die Bahnen der Teilchen durch den Detektor berechnet. Dabei werden die von den Teilchen hervorgerufenen Signale im Detektor simuliert.
- Rekonstruktion: Aus den Detektorsignalen werden Bahnen, Impulse und Energien der Teilchen rekonstruiert. Dabei wird dasselbe Programm verwendet, das auch zur Rekonstruktion der gemessenen Daten eingesetzt wird.

Mit Monte-Carlo-Programmen wird eine direkte Beziehung zwischen rekonstruierten Daten und theoretischen Modellen hergestellt. Durch einen Vergleich von gemessenen Daten mit simulierten Daten kann man Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Prozesse ziehen bzw. abschätzen, wie gut eine Theorie die Messung beschreibt.

Bei einer guten Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo-Programm kann man anhand der generierten Teilchen die Akzeptanz ermitteln. Damit ist eine Extrapolation von dem der Messung zugänglichen (sichtbaren) kinematischen Bereich auf den gesamten Phasenraum möglich.

Wenn die Detektorkomponenten realistisch simuliert werden, kann aus den Monte-Carlo-Daten die Effizienz der Rekonstruktion bestimmt werden. Sie ergibt sich aus einem Vergleich der Anzahl generierter mit der rekonstruierter Ereignisse innerhalb des sichtbaren Bereichs.

Das hier eingesetzte Monte-Carlo-Programmpaket ist Aroma 2.2 [31], das speziell für die Simulation von Ereignissen mit schweren Quarks entwickelt wurde. Es generiert *ep*-Streuereignisse, bei denen ein Quark-Antiquark-Paar durch Boson-Gluon-Fusion entsteht. Dabei wird der harte Subprozess nur in führender Ordnung berechnet. Effekte höherer Ordnung durch Gluonabstrahlung werden durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt. Prozesse mit aufgelöstem Photon werden nicht simuliert. Die Entwicklung der Partondichte beruht auf dem DGLAP-Modell. Um die Fragmentation zu beschreiben, wird das Lund-String-Modell angewendet. Diese wird mit dem Programm Jetset 7.4 [32] simuliert.

Die Generierung der Ereignisse kann über mehrere Parameter gesteuert werden. Dazu zählen die Teilchensorten und Energien der einlaufenden Teilchen. In Tabelle 2.4 sind diese Parameter für die in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo-Datensätze angegeben. Als Parametrisierung der Partondichten des Protons wurde CTEQ5L [33] gewählt. Als Massen der schweren Quarks wurden $m_c = 1.5$ GeV/c^2 und $m_b = 5.0$ GeV/c^2 vorgegeben. Der generierte kinematische Bereich wurde beschränkt auf $Q^2 > 1$ GeV^2. In y gibt es keine Einschränkung. Es wurden nur Ereignisse ausgewählt, die mindestens ein D^*-Meson enthalten, dass über ein D^0 in $K\pi\pi$ zerfällt.

Um abschätzen zu können, wie weit das Ergebnis der Messung durch das zugrunde gelegte Modell beeinflußt wird, wird ein weiteres Monte-Carlo-Programm eingesetzt. Das Cascade-Programmpaket [34] basiert auf dem CCFM-Modell und eignet sich somit gut, um einen Kontrollsatz an Monte-Carlo-Daten für die DGLAP-basierten Aroma-Daten zu erzeugen. Die beiden Modelle verwenden eine unterschiedliche Entwicklung der Partondichten und somit auch unterschiedliche Matrixelemente zur Berechnung des harten Subprozesses. Im Gegensatz zu Aroma wird bei Cascade die Virtualität des Gluons nicht vernachlässigt. Dadurch wird ein Teil der Prozesse, die bei höheren Ordnungen beitragen, berücksichtigt.

Reaktion	E_p [GeV]	Detektoraufbau [Jahr]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]
$e^+p \to e^+c\bar{c}X$	820	1997	235
$e^-p \to e^-c\bar{c}X$	920	1998/1999	222
$e^+p \to e^+c\bar{c}X$	920	1999/2000	740
$e^+p \to e^+b\bar{b}X$	820	1997	6101
$e^-p \to e^-b\bar{b}X$	920	1998/1999	5605
$e^+p \to e^+b\bar{b}X$	920	1999/2000	22417

Tabelle 2.4: *In dieser Analyse verwendete Datensätze, die mit dem Monte-Carlo-Programm Aroma generiert wurden.*

Da der größte Teil der hier analysierten Daten in e^+p-Reaktionen in den Jahren 1999 und 2000 genommen wurde, werden nur für diesen Zeitraum Monte-Carlo-Daten mit Cascade generiert. Die Festlegung des kinematischen Bereichs und die Auswahl der Ereignisse mit D^*-Mesonen erfolgt analog zur Generierung mit Aroma. Es wurden mit Cascade $c\bar{c}$-Ereignisse für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 97$ pb^{-1} und $b\bar{b}$-Ereignisse für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 3294$ pb^{-1} generiert.

2.6 Berechnungen von Wirkungsquerschnitten

Die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade liefern neben der Generierung von Ereignissen auch eine Vorhersage des totalen Wirkungsquerschnittes für die Produktion von Charm- und Beauty-Quarks. Da die Impulse der Quarks und deren Fragmentation in D^*-Mesonen ereignisweise simuliert werden, kann der Anteil der Ereignisse, die der Messung zugänglich sind, bestimmt werden. Daraus ergibt sich die Vorhersage des Wirkungsquerschnittes für den sichtbaren kinematischen Bereich.

In den Monte-Carlo-Programmen wird das Matrixelement des harten Subprozesses nur in führender Ordnung der QCD-Störungstheorie ($\alpha\alpha_s$) berechnet. Beiträge höherer Ordnung durch Gluonabstrahlung werden durch die Simulation von Partonschauern berücksichtigt. Ein anderer Ansatz, um die Abstrahlung von Gluonen zu berücksichtigen, ist die exakte Berechnung des Matrixelementes mit höheren Termen der Störungsrechnung. Eine solche Rechnung bis zur nächstführenden Ordnung ($\alpha\alpha_s^2$) führt das Programm HVQDIS [35] für tiefunelastische ep-Streuung durch.

Es behandelt die schweren Quarks als massive Teilchen, die im harten Subprozess erzeugt werden. Die Partonen im Proton werden als masselos betrachtet, d.h. nur leichte Quarks sind im Proton aktiv. Als Parametrisierung der Partondichten wurde hier GRV98 [36] gewählt.

Das HVQDIS-Programm generiert keine ganzen Ereignisse wie Aroma oder Cascade, sondern ausschließlich die Vierervektoren der Charm- bzw. Beauty-Quarks. Um einen sichtbaren Wirkungsquerschnitt für D^*-Mesonen ermitteln zu können, wird die Fragmentation der Quarks nach dem Peterson-Modell durchgeführt. Als Parameter der Fragmentation wurde $\epsilon_c = 0.068$ und $\epsilon_b = 0.033$ gewählt. Der Zerfall des b-Hadrons in ein D^*-Meson wurde ebenfalls mit dem Peterson-Modell simuliert, wobei für das Impulsspektrum im Ruhesystem des b-Hadrons ein Wert von $\epsilon = 0.42$ verwendet wurde. Als Quarkmassen wurden $m_c = 1.5$ GeV/c^2 und $m_b = 4.75$ GeV/c^2 vorgegeben. Die damit berechneten Wirkungsquerschnitte werden in Kapitel 6 mit den Daten verglichen.

2.7 Vergleich bisheriger Messungen mit theoretischen Berechnungen

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Beauty-Quarks wurde von der D0- und der CDF-Kollaboration am Tevatron in $p\bar{p}$-Reaktionen (s. Abb. 2.7), von der L3- und der OPAL-Kollaboration am LEP-Speicherring in $\gamma\gamma$-Reaktionen (s. Abb. 2.8) und von der H1- und der ZEUS-Kollaboration bei HERA in ep-Reaktionen (s. Abb. 2.9) gemessen.

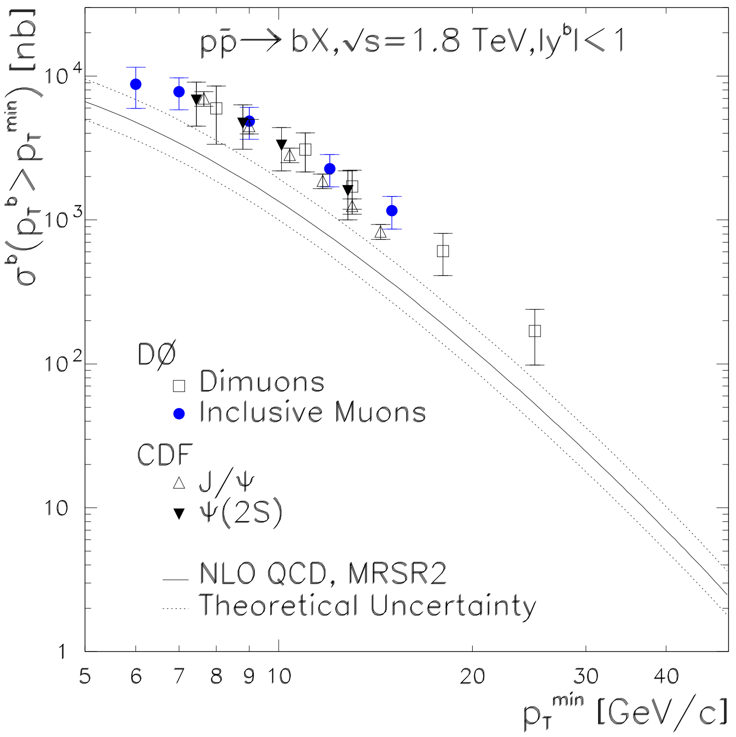


Abbildung 2.7: *Am Tevatron gemessener integrierter b-Wirkungsquerschnitt und theoretische Vorhersage [2, 4]. Von der D0-Kollaboration wurde der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom minimalen Transversalimpuls des b-Quarks über den semileptonischen Zerfall in Myonen und deren Transversalimpuls relativ zum Jet ($p_{T,rel}$) gemessen. Die Messung der CDF-Kollaboration erfolgte über die Rekonstruktion des Zerfallsvertex von J/ψ- und $\psi(2s)$-Mesonen.*

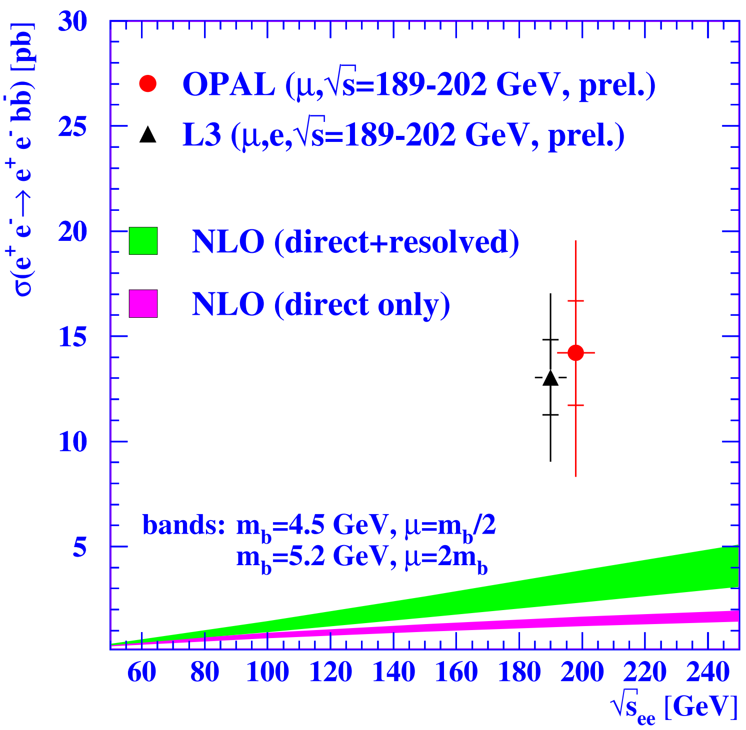


Abbildung 2.8: *Vergleich des bei LEP gemessenen b-Wirkungsquerschnittes mit der theoretischen Vorhersage [9]. Für die Messung des b-Wirkungsquerschnittes in $\gamma\gamma$-Ereignissen wurde eine Anpassung des $p_{T,rel}$-Spektrums von Myonen (OPAL und L3) und Elektronen (L3) durchgeführt. Die theoretische Rechnung in nächstführender Ordnung (NLO) wurde für Prozesse mit und ohne aufgelöstem Photon durchgeführt.*

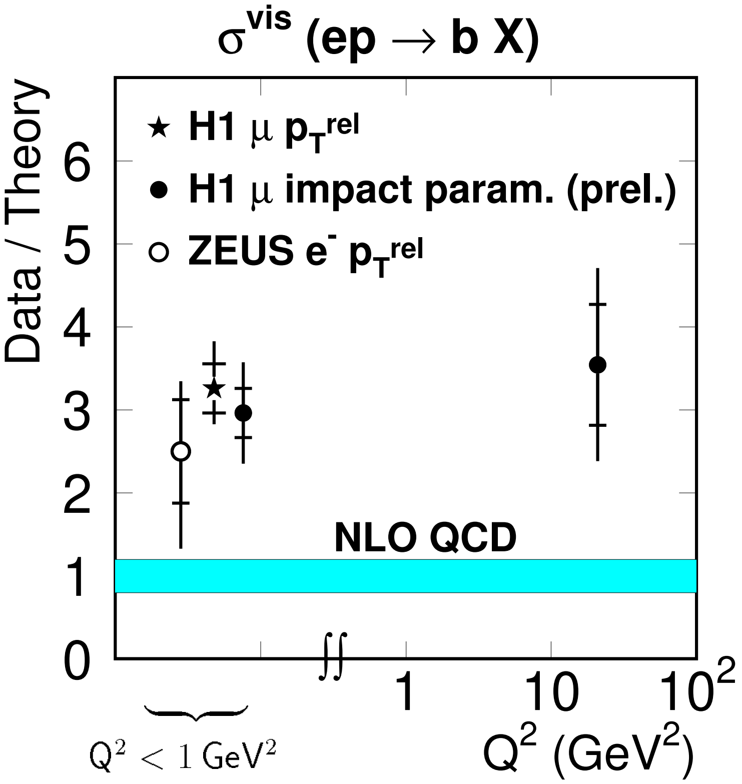


Abbildung 2.9: *Verhältnis von bei HERA gemessenem und vorhergesagtem b-Wirkungsquerschnitt [7]. Die Wirkungsquerschnitte wurden aus aus dem $p_{T,rel}$-Spektrum von Elektronen (ZEUS) bzw. Myonen (H1) und dem Spektrum des Abstandes des Myons vom ep-Vertex (impact parameter, Abstandsparameter) (H1) extrahiert.*

In den Abbildungen ist klar zu erkennen, dass die Messungen deutlich über den theoretischen Vorhersagen liegen, die durch Störungsrechnungen in nächstführender Ordnung der starken Kopplungskonstante ermittelt wurden. Die experimentelle Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgt (außer bei der Messung von CDF) über den Nachweis von Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall der schweren Quarks. Der mittlere Impuls, den das Lepton relativ zur Flugrichtung des Quarks hat, nimmt mit der Masse des Quarks zu. Anhand des Spektrum dieses relativen Transversalimpulses ($p_{T,rel}$) kann der Anteil an Ereignissen, in denen das Lepton aus einem Beauty-Quark stammt, bestimmt werden. Dabei wird die Flugrichtung des Quarks durch die Achse des rekonstruierten Jets angenähert.

Für den kinematischen Bereich der tiefunelastischen *ep*-Streuung gibt es bisher nur eine vorläufige Messung der H1-Kollaboration [7]. Bei dieser Messung wird ein Myon aus dem semileptonischen Zerfall des *b*-Hadrons rekonstuiert. Da das *b*-Hadron eine relativ lange Lebensdauer hat, sind dessen Produktions- und Zerfallsvertex voneinander getrennt. Dadurch hat das Myon im Mittel einen Abstand (impact parameter, Abstandsparameter) vom Produktionsvertex, der mit dem Silizium-Vertexdetektor messbar ist. Der Anteil f_b an Ereignissen mit Beauty-Produktion wird durch eine zweidimensionale Anpassung des Spektrums von Abstandsparameter und Transversalimpuls relativ zum Jet ($p_{T,rel}$) bestimmt. Für die Anpassung werden die simulierten Verteilungen für Beauty- und Charm-Ereignisse, sowie die Verteilung für Untergrundereignisse verwendet. Die Untergrundverteilung wird aus selektierten Hadron-Spuren und der mit der Simulation bestimmten Wahrscheinlichkeit, dass ein Hadron als Myon fehlidentifiziert wird, bestimmt. Der gemessene sichtbare Wirkungsquerschnitt von $(39 \pm 8 \pm 10)$ pb liegt deutlich über dem von (11 ± 2) pb, der durch eine QCD-Störungsrechnung in nächstführender Ordnung ermittelt wurde.

Kapitel 3

Das H1-Experiment am Speicherring HERA

Dieses Kapitel befasst sich mit dem experimentellen Aufbau, mit dem die Daten für diese Analyse aufgezeichnet wurden. Es wird der Speicherring HERA beschrieben, in dem die Elektronen und Protonen beschleunigt werden, die innerhalb des H1-Experiments zur Kollision gebracht werden. Die dabei entstehenden Teilchen werden mit verschiedenen Komponenten des H1-Detektors nachgewiesen. Abschnitt 3.2 gibt einen Überblick über diese Komponenten. Anschließend wird auf die für diese Analyse wichtigen Komponenten näher eingegangen.

3.1 Speicherring HERA

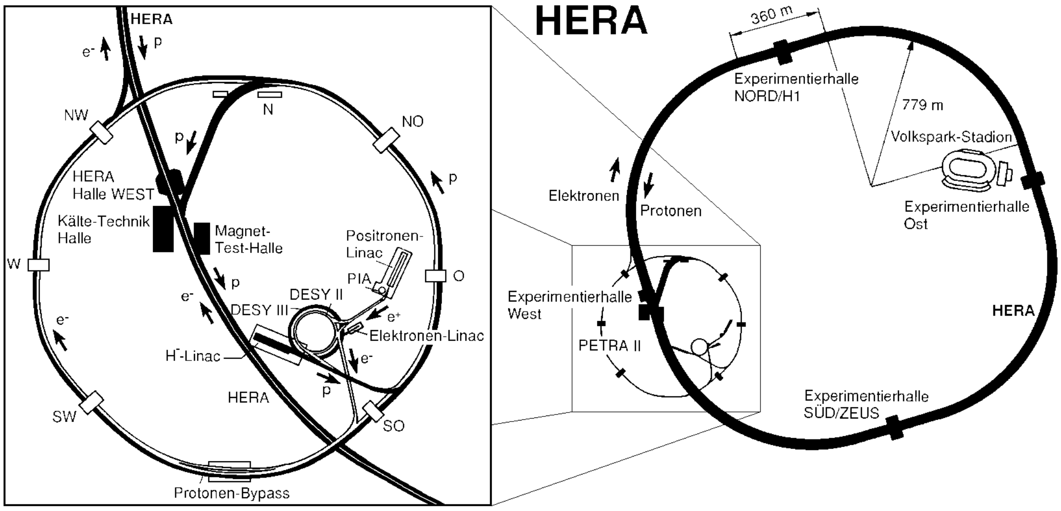


Abbildung 3.1: *HERA-Speicherring mit Vorbeschleunigern.*

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA am Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg speichert Protonen und Positronen oder Elektronen in einem 6.4 km langen Ring (vgl. Abb. 3.1). Beide Teilchensorten werden in Paketen aus den Vorbeschleunigern in den HERA-Ring injiziert und dann weiter beschleunigt. Die Elektronen erreichen eine Energie von 27.5 GeV und die Protonen eine Energie von 820 GeV bzw. seit 1998 von 920 GeV. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV bzw. $\sqrt{s} \approx 318$ GeV. Im Jahr 1998 und in der ersten Hälfte des Jahres 1999 wurde der Ring mit Elektronen betrieben. Danach und im Jahr 1997 wurden Positronen verwendet. Im Folgenden werden beide Teilchensorten als Elektronen bezeichnet.

An zwei Stellen des Rings werden Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht. Dort stehen die Experimente H1 und ZEUS, die diese Reaktion untersuchen. Da mehrere Teilchenpakete in einem Abstand von 96 ns gleichzeitig gespeichert werden, wird eine Frequenz von 10.4 MHz erreicht, mit der Proton- und Elektron-Pakete aufeinander treffen.

Neben den beiden *ep*-Streuexperimenten gibt es noch zwei weitere Experimente am HERA-Ring. Beim HERMES-Experiment wird nur der Elektronenstrahl genutzt, um die Spinstruktur von Nukleonen zu untersuchen. Das HERA-B-Experiment verwendet den Protonenstrahl, um QCD-Effekte zu studieren.

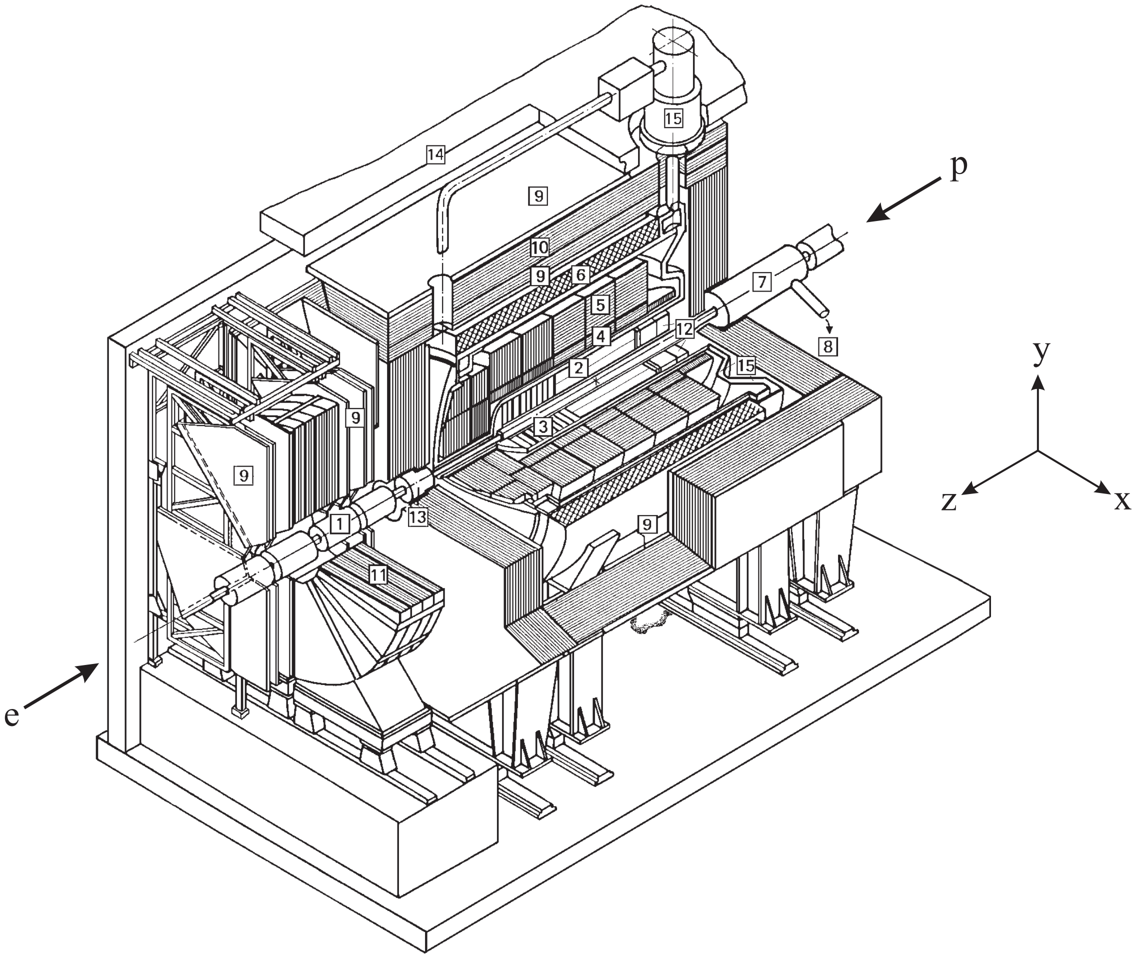
3.2 H1-Detektor

Der H1-Detektor setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, die fast den gesamten Raumwinkelbereich abdecken, um eine möglichst vollständige Rekonstruktion von *ep*-Streuereignissen durchführen zu können. Da die Protonen eine höhere Energie als die Elektronen haben, ist das Schwerpunktsystem nicht in Ruhe, sondern bewegt sich in Protonrichtung, die als Vorwärtsrichtung definiert ist. Deshalb hat die Mehrzahl der erzeugten Teilchen einen Impuls in dieser Richtung. Dies wird durch einen asymmetrischen Aufbau des Detektors berücksichtigt.

Der nominelle Wechselwirkungspunkt bildet den Ursprung des H1-Koordinatensystems. Die z-Achse ist durch den Protonenstrahl definiert. Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Rings und die y-Achse zeigt senkrecht nach oben. Der Azimutalwinkel ϕ ist durch den Winkel zur x-Achse in der xy-Ebene gegeben. Der Polarwinkel θ ist definiert als Winkel zur z-Achse.

Die Komponenten des H1-Detektors sind ineinander geschachtelt um den Wechselwirkungspunkt angeordnet (s. Abb. 3.2). Von innen nach außen sind dies:

- Micro-Vertex-Detektoren:
  Der zentrale und rückwärtige Siliziumspurdetektor (central/backward silicon tracker, CST/BST) messen Treffer (Hits) von geladenen Teilchen durch Ionisation in Halbleitern. Dadurch dass sie in der Nähe des Wechselwirkungspunktes angebracht sind und eine sehr gute Ortsauflösung haben, eignen sie sich insbesondere zur Bestimmung von Primär- und Zerfallsvertices. Weitere Information zu den Siliziumdetektoren sind zu finden in Ref. [37]. Seit 2002 gibt es auch im Vorwärtsbereich einen Micro-Vertex-Detektor (FST, forward silicon tracker).



1: Strahlrohr und Strahlmagnete	9: Myon-Kammern
2: Zentrale Spurkammern	10: Instrumentiertes Eisen
3: Vorwärtsspurkammern	11: Myon-Toroid-Magnet
4: Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter	12: Spaghetti-Kalorimeter und Rückwärtsdriftkammer
5: Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter	13: Vorwärts-Kalorimeter
6: Supraleitende Spule	14: Betonabschrimung
7: Kompensationsmagnet	15: Flüssig-Argon-Kyrostat
8: Helium-Kälteanlage	

Abbildung 3.2: *Aufbau des H1-Detektors.*

- Spurdetektoren:
  Der zentrale Bereich setzt sich zusammen aus zwei Jetkammern (central jet chamber, CJC1 und CJC2), zwei Z-Kammern (central inner/outer z-chamber, CIZ/COZ) und zwei Proportionalkammern (central inner/outer proportional chamber, CIP/COP), die für Triggerzwecke verwendet werden. Die Jetkammern messen den Impuls und die Richtung von geladenen Teilchen durch Ionisation in einem Gas (s. Abschnitt 3.2.1). Da die Messung der z-Koordinate in der CJC ungenauer ist als die Messung in der xy-Ebene, wird die z-Koordinate auch von den Z-Kammern ermittelt, die eine bessere Auflösung in dieser Richtung haben.

  Der Vorwärtsbereich ist mit drei sogenannten Supermodulen ausgestattet, die jeweils eine Proportionalkammer (forward proportional chamber, FPC), sowie eine radiale und eine planare Driftkammer (forward track detector, FTD) enthalten. Für die Spurmessung im Rückwärtsbereich wird eine achtlagige Driftkammer eingesetzt (backward drift chamber, BDC). Sie dient hauptsächlich zum Nachweis des gestreuten Elektrons. Aktuelle Informationen zu den Spurdetektoren und Referenzen sind zu finden in [38].

- Kalorimeter
  Die Spurdetektoren sind im Zentral- und Vorwärtsbereich von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (liquid argon calorimeter, LAr) umgeben [39]. Es ist unterteilt in eine elektromagnetische und eine hadronische Komponente. Dies gilt auch für das Kalorimeter im Rückwärtsbereich, das Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) [40]. Hauptanwendung dieses Detektors ist die Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons.

- Magnetspule
  Das LAr-Kalorimeter befindet sich innerhalb einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von 1.15 T erzeugt. Im Magnetfeld werden geladene Teilchen aufgrund der Lorentzkraft abgelenkt, was eine Messung des Impulses ermöglicht.

- Myonsystem
  Der von der Spule erzeugte magnetische Fluß wird über ein Eisenjoch zurückgeführt, das mit Streamerkammern instrumentiert ist. Damit können Teilchen nachgewiesen werden, die bis hierhin vordringen, was hauptsächlich für Myonen der Fall ist. Das zentrale Myonsystem [41] wird durch einen Myondetektor im Vorwärtsbereich [42] ergänzt.

- Flugzeitsystem
  Das Flugzeitsystem (time-of-flight, ToF) besteht aus Szintillatoren, die an beiden Enden des Detektors am Strahlrohr montiert sind. Die Zeitmessung ermöglicht die Erkennung von Untergrundereignissen, die außerhalb der normalen Vertexregion stattfinden.

- Luminositätssystem
  Die Luminosität wird über den Bethe-Heitler-Prozess $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt, dessen Wirkungsquerschnitt genau bekannt ist. Der Nachweis des Elektrons erfolgt in einem Kalorimeter (electron tagger, ET33), das sich in der Nähe des Strahlrohres bei $z =$ -33.4 m befindet. Das Photon wird mit dem Photon Tagger (PT) bei $z =$ -103.1 m detektiert [43].

Für eine ausführlichere Beschreibung des Detektors und seiner Komponenten sei auf die Veröffentlichungen [44] und [45] oder die WWW-Seite [46] verwiesen.

3.2.1 Zentrale Spurkammer

Die zentrale Spurkammer CJC zählt zu den wichtigsten Komponenten bei dieser Analyse. Sie besteht aus zwei getrennten Hohlzylindern, die sich entlang der Strahlachse von $z = -1.1$ m bis $z = +1.1$ m erstrecken. Die erste Kammer CJC1 hat einen Innenradius von 20.3 cm und einen Außenradius von 45.1 cm, so dass sie einen Polarwinkelbereich von 11°

bis 169° abdeckt. Die zweite Kammer CJC2, die in radialer Richtung zwischen 53.0 cm und 84.4 cm liegt, hat eine Akzeptanz in θ von 26° bis 154°.

Parallel zur z-Achse sind Drähte in der Kammer gespannt, die zum Erzeugen eines elektrischen Feldes und zum Auslesen von Signalen dienen. Die Drähte sind in Zellen angeordnet, die um etwa 30° gegen die radiale Richtung geneigt sind, um den Lorentzwinkel[1] auszugleichen (vgl. Abb. 3.3). Die CJC1 hat 30 Zellen mit jeweils 24 Signaldrähten. In der CJC2 hat jede der 60 Zellen 32 Signaldrähte.

Die Kammern sind mit einem Gasgemisch gefüllt, das beim Durchqueren eines geladenen Teilchens ionisiert wird. Durch die zwischen den Drähten angelegte Spannung driften die positiven Ionen zu den Kathodendrähten und die Elektronen zu den Signaldrähten. Dort wird die von den Elektronen deponierte Ladung gemessen und über eine Elektronik ausgelesen.

Aus der Driftzeit wird der Abstand der Teilchenbahn vom Signaldraht in der xy-Ebene berechnet. Es wird eine Auflösung von 150 μm erreicht. Die z-Koordinate wird aus dem Verhältnis der Ladungen, die an den beiden Enden des Drahtes gemessen werden, bestimmt. Die Auflösung in z beträgt bis zu 2.2 cm. Eine deutliche Verbesserung der z-

[1] Der Lorentzwinkel ist der Winkel zwischen der Richtung des elektrischen Feldes und der Driftrichtung der Elektronen, die durch die Lortenzkraft im Magnetfeld abgelenkt werden.

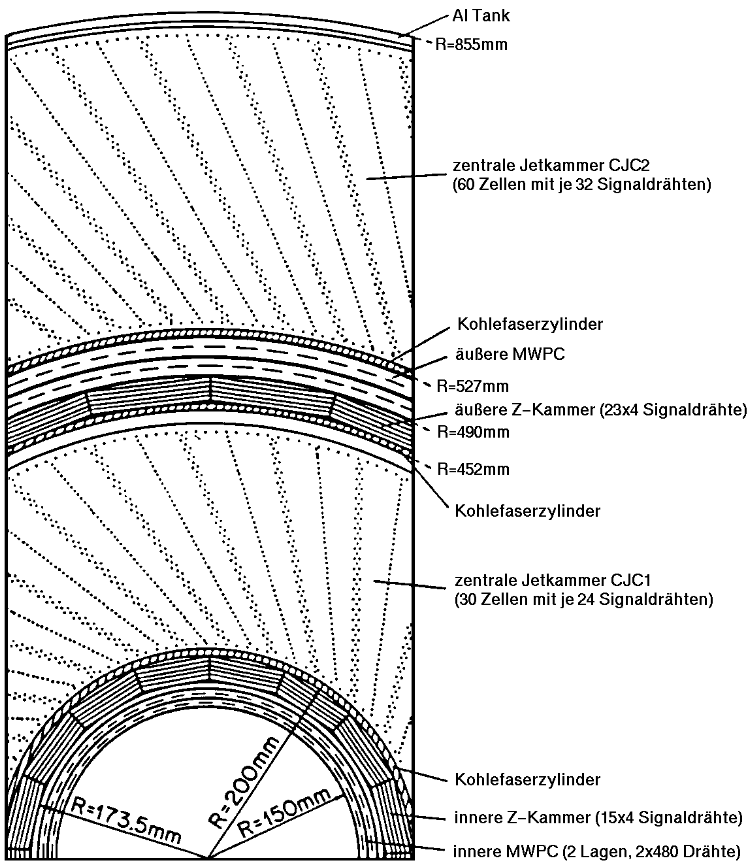


Abbildung 3.3: *Querschnitt der zentralen Spurkammern.*

Messung ist durch Hinzunahme der Z-Kammern CIZ und COZ möglich, deren Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse verlaufen und deshalb eine um zwei Größenordnungen bessere z-Auflösung haben.

Aus der Messung von Driftstrecke und z-Koordinate wird ein Punkt auf der Spur des Teilchens (Hit) bestimmt. Nach einer Zuordnung von Punkten zu Spuren wird eine helixförmige Trajektorie an die Punkte angepaßt. Daraus ergeben sich die Parameter der Spur. Aus der Gesamtladung, die von einem Signaldraht gemessen wird, lässt sich außerdem der Energieverlust pro Strecke dE/dx eines Teilchens bestimmen. Der Energieverlust hängt vom Impuls und der Masse des Teilchens ab, so dass man bei gemessenem Impuls anhand der Bethe-Bloch-Formel [30] Rückschlüsse auf die Art des Teilchens ziehen kann.

Eine detailiertere Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise der CJC sowie der Spurrekonstruktion ist in [47] zu finden.

3.2.2 Zentraler Siliziumdetektor

Bei der Analyse von Ereignissen mit schweren Quarks kann die Messung der Lebensdauer bzw. der Zerfallslänge wichtige Informationen zur Identifizierung der erzeugten Teilchen liefern. Die Zerfallslängen von D- und B-Mesonen sind allerdings so klein, dass sie mit der CJC alleine nicht aufgelöst werden können. Werden die in der CJC gemessenen Spuren jedoch mit Messungen des zentralen Siliziumdetektors CST kombiniert, erreicht man eine Auflösung in der Größenordnung der Zerfallslängen.

Der CST besteht aus zwei Lagen von Halbleitersensoren mit einem Radius von 5.75 cm und 9.7 cm. Mit einer Länge von 44.2 cm deckt er einen Polarwinkelbereich von 30° bis 150° ab. Die innere Lage besteht aus 12 sogenannten Leitern, die sich aus sechs Siliziumsensoren und je einer Ausleseelektronik an beiden Enden zusammensetzen. In der äußeren Lage sind 20 Leitern angebracht (s. Abb. 3.4).

Wenn ein geladenes Teilchen einen Sensor durchquert, erzeugt es Elektron-Loch-Paare im Silizium. Zwischen den beiden Seiten des Sensors ist eine Spannung angelegt, so dass die

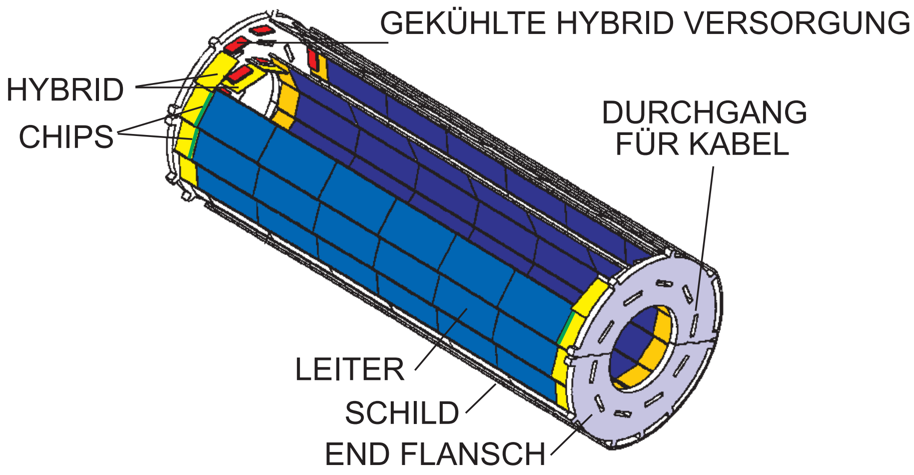


Abbildung 3.4: *Zentraler Siliziumdetektor.*

Elektronen und Löcher zu den Seiten driften. Dort sind Streifen angebracht, an denen die deponierten Ladungen ausgelesen werden.

Da die Streifen auf den beiden Seiten orthogonal zueinander sind, können zwei Koordinaten auf dem Sensor gemessen werden. In $r\phi$ beträgt die Auflösung 12 μm. Die z-Auflösung ist konstruktionsbedingt etwas schlechter. Abhängig von Einfallswinkel θ erreicht man bis zu 22 μm.

Aus der Lage des Sensors ergibt sich mit den beiden Koordinaten ein Raumpunkt (Hit). Den Spuren, die in der CJC gemessen wurden, werden mögliche Treffer im CST zugeordnet und damit die Spurparameter verbessert.

Eine genauere Beschreibung des CST ist in [48] veröffentlicht.

3.2.3 Spaghetti-Kalorimeter

Um die kinematischen Variablen eines Ereignisses rekonstruieren zu können, müssen der Streuwinkel und die Energie des gestreuten Elektrons gemessen werden. Dazu wird in dieser Analyse das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter SpaCal verwendet. Es hat eine Akzeptanz in θ von etwa 151° bis 178°, und deckt damit den Bereich mittlerer Q^2 von rund 1 GeV^2 bis 100 GeV^2 ab.

Das SpaCal besteht aus Blei, das mit szintillierenden Fasern durchsetzt ist. Trifft ein Teilchen auf das Kalorimeter, erzeugt es durch Wechselwirkung mit den Bleiatomen sekundäre Teilchen und gibt Energie an diese ab. Dieser Vorgang wiederholt sich, so dass ein Teilchenschauer entsteht. In den szintillierenden Fasern wird die Energie der sekundären Teilchen gemessen. Aus den gemessenen Energien und deren räumlicher Verteilung lassen sich Gesamtenergie und Position des primären Teilchens bestimmen.

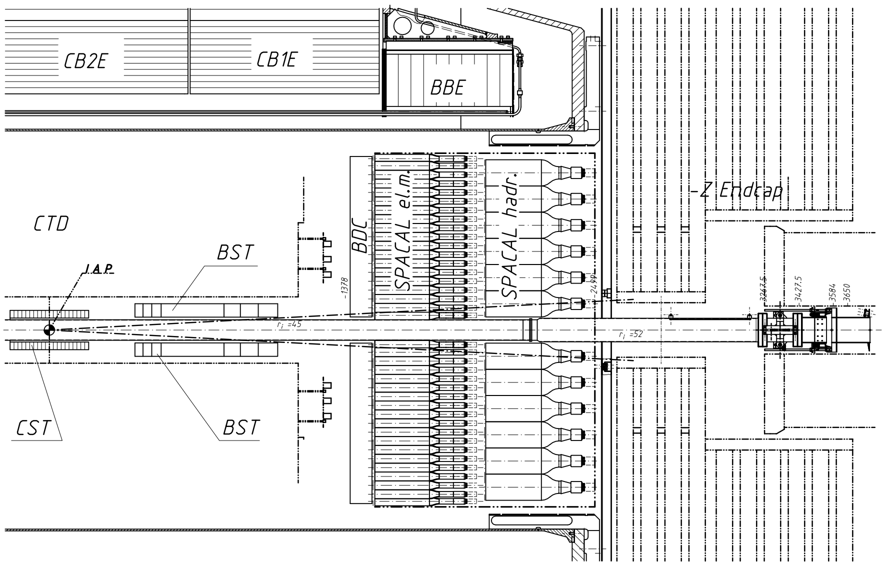


Abbildung 3.5: *Spaghetti-Kalorimeter im Rückwärtsbereich des H1-Detektors.*

Das Kalorimeter ist in eine elektromagnetische und eine hadronische Komponente unterteilt, die beide eine Dicke von 25 cm haben (s. Abb. 3.5). Da die Hauptaufgabe des SpaCals der Nachweis der gestreuten Elektronen ist, ist der elektromagnetische Teil feiner segmentiert. Er besteht aus 1192 quadratischen Zellen mit einer Kantenlänge von 4 cm. Die Energieauflösung beträgt etwa $\sigma_E/E = 7.5\,\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$. Der hadronische Teil setzt sich aus 136 Zellen mit einem Querschnitt von 12×12 cm^2 zusammen. Der relative Fehler der Energiemessung in diesem Teil ist $\sigma_E/E = 30\,\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 7\,\%$.

Für weitere Informationen zum SpaCal sei auf [49] verwiesen.

3.2.4 Datennahme und Trigger

Alle 96 ns treffen ein Elektron- und Proton-Paket aufeinander. Nicht jedesmal kommt es zu einer Reaktion. Außerdem gibt es viele Untergrundereignisse, wie Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Strahlrohr oder mit Restgas-Atomen, Synchrotronstrahlung und kosmische Strahlung. Die physikalisch interessanten Ereignisse herauszusuchen und die Rate so zu reduzieren, dass die Ereignisse verarbeitet und abgespeichert werden können, ist die Aufgabe von Triggern.

Das H1-Triggersystem arbeitet in mehreren Stufen (level), wie in Abb. 3.6 dargestellt. Die erste Stufe L1 trifft für jede der Strahlkollisionen, die mit einer Frequenz von 10.4 MHz stattfinden, eine Entscheidung, ob das Ereignis weiter verarbeitet werden soll. Da diese Entscheidung erst nach 2.3 μs erfolgt, werden die Detektorsignale der letzten Strahlkollisionen in Puffern (pipelines) zwischengespeichert. Dadurch wird vermieden, die Datennahme bis zur Triggerentscheidung unterbrechen zu müssen. Bei der ersten Triggerstufe gibt es also keine Totzeit. Trifft L1 eine positive Entscheidung (L1 keep), werden keine neuen Signale mehr in den Puffern abgelegt. Damit beginnt die Totzeit des Experiments.

Die L1-Entscheidung wird aufgrund von bestimmten Signalen der einzelnen Detektorkomponenten, die als Triggerelemente bezeichnet werden, gefällt. Die Triggerelemente werden logisch kombiniert zu 128 sogenannten Subtriggern. Spricht ein Subtrigger an, wird das Ereignis akzeptiert. Dabei kann die Rate eines Subtriggers dadurch reduziert werden, dass er nicht jedesmal ein L1-Keep-Signal auslöst, wenn seine Bedingung erfüllt ist, sondern nur jedes n-te mal. n wird als Prescale-Faktor bezeichnet. Durch L1 wird die Ereignisrate auf rund 1 kHz reduziert.

Die zweite Triggerstufe L2 verwendet neuronale Netze (L2NN) und topologische Korrelationen (L2TT) zur Analyse der Triggersignale. Wenn das Ereignis von L2 verworfen wird, wird das Schreiben der Detektorsignale in die Puffer wiederaufgenommen. Andernfalls werden die Detektorsignale ausgelesen. L2 reduziert die Rate auf etwa 50 Hz. Die geplante Triggerstufe L3, die eine aufwendigere Analyse der Signale durchführen soll, ist bisher nicht implementiert.

Die nächste Stufe L4 besteht aus mehreren parallel arbeitenden Prozessoren. Jeder Prozessor führt eine schnelle Rekonstruktion eines Ereignisses durch und überprüft die Triggerentscheidung. Die mit einer Rate von etwa 10 Hz akzeptierten Ereignisse werden als Rohdaten (RAW) auf Magnetband gespeichert.

Die letzte Stufe L5 dient nicht als Trigger, sondern führt eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse durch, die von L4 akzeptiert wurden. Die Rekonstruktion erfolgt nicht direkt

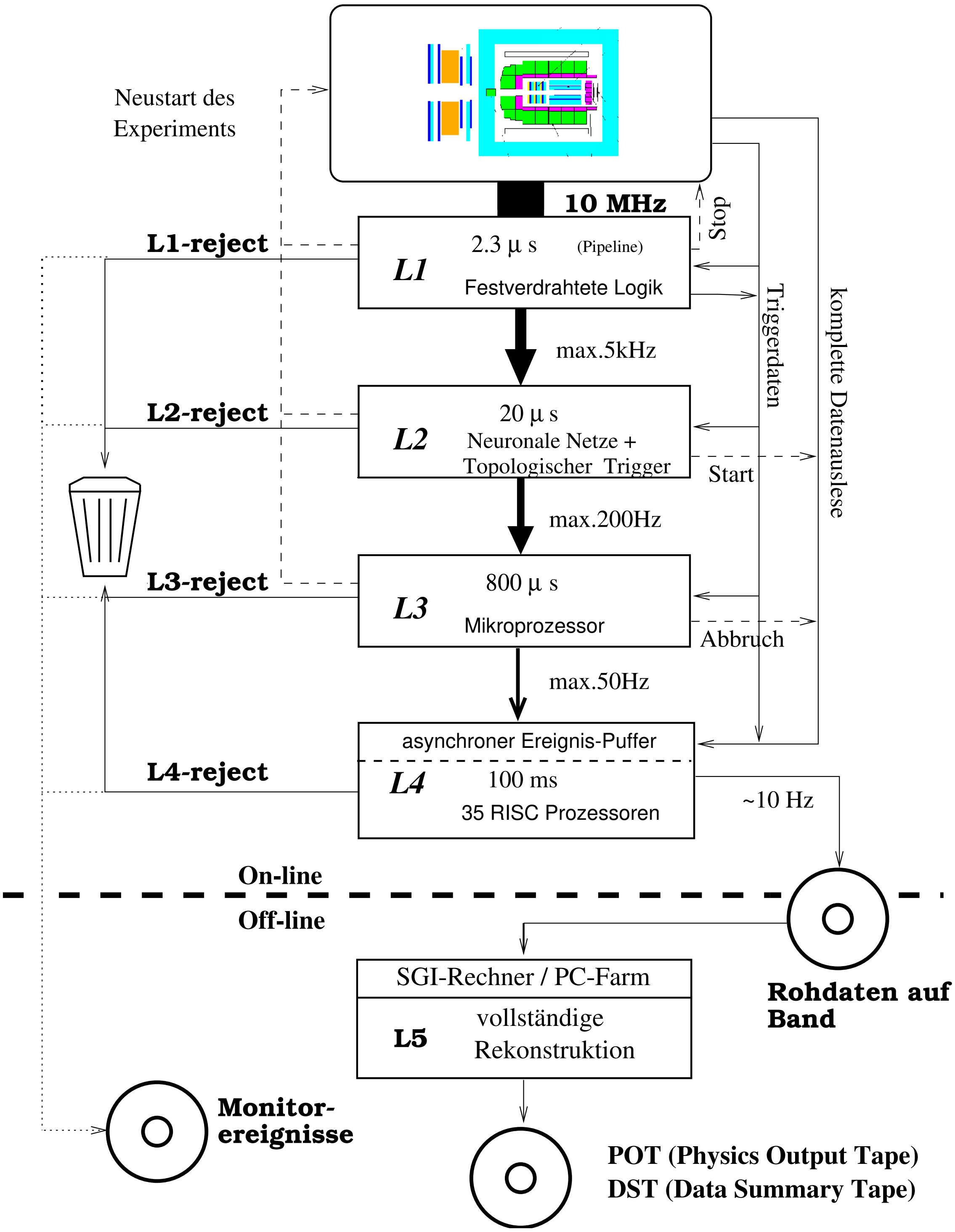


Abbildung 3.6: *Trigger- und Datennahmesystem des H1-Detektors.*

nach dem Auslesen der Daten, sondern zeitversetzt (offline). Dabei wurde bis 1997 auch eine Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen, die durch verschiedene Physik-Analysen motiviert wurde. Seit 1998 erfolgt die Klassifizierung bereits auf L4. Kann ein Ereignis mindestens einer dieser Klassen zugeordnet werden, werden die rekonstruierten Daten auf Band gespeichert (physics output tape, POT). Der Teil der Daten, der in den Analysen verwendet wird, wird in komprimierter Form auf Festplatten gespeichert (data summary tape, DST).

Bei der Datennahme müssen Prescale-Faktoren und Kalibrationskonstanten den sich ändernden Strahl- und Detektor-Bedingungen angepasst werden. Diese Anpassung erfolgt nicht kontinuierlich, sondern schrittweise zwischen längeren Phasen der Datennahme. Eine Folge von Ereignissen, die unter konstanten Bedingungen aufgezeichnet wurde, wird als Run bezeichnet.

3.3 Rekonstruktion von Ereignissen

Die Daten, die vom Detektor ausgelesen werden, können nicht direkt in der Analyse verwendet werden. Sie enthalten im Wesentlichen die Signale der Ausleseelektronik und müssen erst in Größen wie Koordinaten, Winkel, Impulse und Energien von Teilchen umgerechnet werden. Diese Aufgabe übernehmen zahlreiche Softwaremodule, wobei jedes auf einen bestimmten Schritt in der Rekonstruktion spezialisiert ist.

Für diese Analyse ist insbesondere die Rekonstruktion von Spuren und Vertices mit der zentralen Spurkammer und dem zentralen Siliziumdetektor von Interesse. Ausgangspunkt sind die Treffer in der CJC. Ein Mustererkennungs-Algorithmus bildet Gruppen von Treffern, aus denen dann eine Spur gebildet wird. Die Parameter der Spur werden durch Anpassung einer Helix an die Treffer bestimmt. Diese Spuren werden auf die beiden Lagen des zentralen Siliziumdetektors extrapoliert. Aus den Treffern im CST werden diejenigen herausgesucht, die am besten zur extrapolierten Spur passen. Mit den CST-Treffern, die der Spur zugeordnet wurden, werden die Parameter der Spur neu berechnet. Da die Ortsauflösung der Treffer im CST besser ist als in der CJC, kann die Hinzunahme der CST-Treffer die Spurparameter deutlich verbessern.

Eine weitere Verbesserung der Spurparameter kann durch die Anpassung der Spuren an einen gemeinsamen Vertex erreicht werden. Dies gilt insbesondere für Spuren, denen keine CST-Treffer zugeordnet werden konnten. Die Bestimmung des Vertex der primären Wechselwirkung und die Anpassung der Spuren daran wird im Folgenden näher erläutert.

3.3.1 Anpassung des primären Vertex

Das Programm zur Bestimmung des primären Vertex, das entwickelt wurde, bevor der H1-Detektor mit Siliziumdetektoren ausgestattet wurde, nutzt noch keine Spuren, deren Parameter durch den CST verbessert wurden. Deshalb wurde ein neues Programm entwickelt, das die hohe Genauigkeit des CST zu einer präziseren Messung des primären Vertex ausnutzt. Der hier beschriebene Algorithmus dieses Programms gliedert sich in vier Schritte.

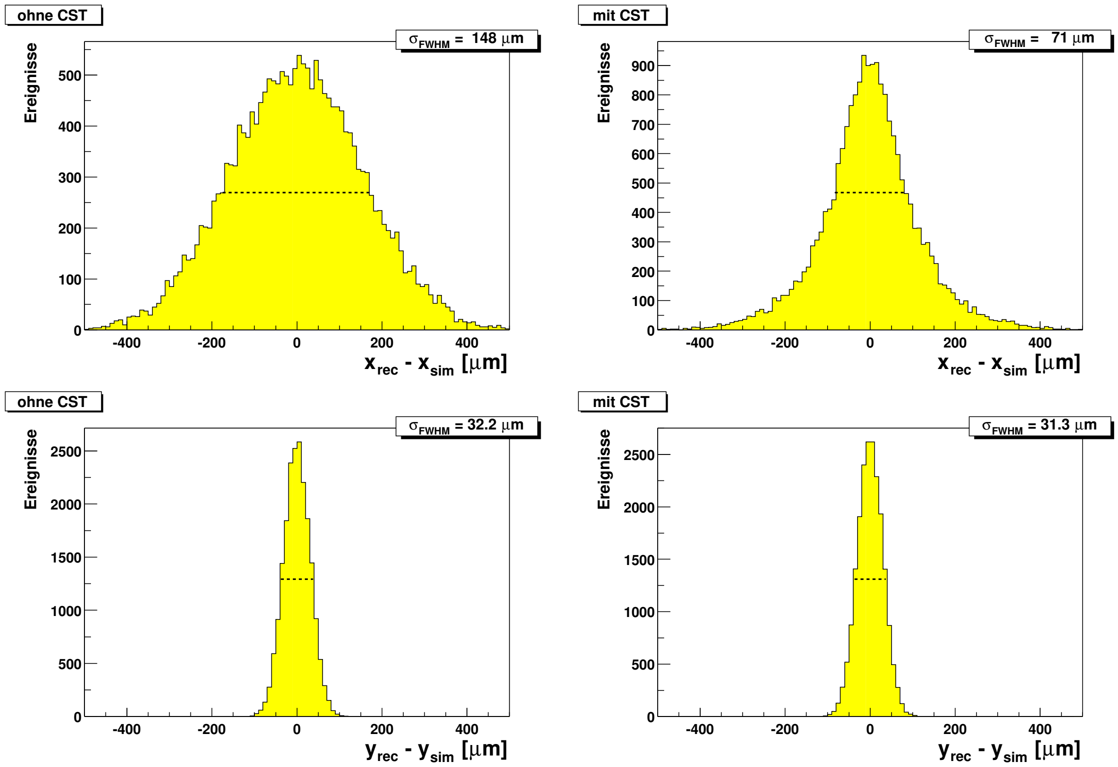


Abbildung 3.7: *Auflösung der Koordinaten x und y des primären Vertex in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen. Bei den linken Verteilungen wurde der bisherige Algorithmus verwendet, der keine CST-Treffer nutzt. Diese Verteilungen zeigen die simulierte Auflösung des Run-Vertex. Rechts sind die Ergebnisse des neuen Algorithmus dargestellt.*

Der erste Schritt besteht in der Ermittlung der Koordinaten des primären Vertex in der xy-Ebene. Hierbei wird ausgenutzt, dass man die mittlere Position des Wechselwirkungsbereiches von Elektron- und Protonstrahl kennt. Dieser sogenannte Run-Vertex wird aus den Spuren vieler Ereignisse bestimmt und ist deshalb auf wenige μm genau bekannt. Allerdings hat der Wechselwirkungsbereich eine Ausdehnung von etwa $150 \times 30\ \mu\text{m}^2$. Dies legt die Position des primären Vertex schon fest.

Um eine noch genauere Position des Ereignisvertex zu bestimmen, wird der Vertex aus einer Anpassung von Run-Vertex und ausgewählten Spuren ermittelt. Sofern den selektierten Spuren CST-Treffer zugeordnet werden konnten, werden die durch den CST verbesserten Spurparameter verwendet. Dabei werden nur Spuren ausgewählt, deren erster CJC-Treffer innerhalb eines Radius von 35 cm liegt und deren Abstand d'_{ca} vom Run-Vertex weniger als zwei Standardabweichungen und weniger als 2 cm beträgt. Außerdem werden Spuren aussortiert, die einen großen Beitrag zum χ^2-Wert der Anpassung der Vertexposition liefern:

$$\begin{aligned} r_{start} &< 35\ \text{cm} \\ |d'_{ca}|/\sigma_{d'_{ca}} &< 2 \\ |d'_{ca}| &< 2\ \text{cm} \\ \Delta\chi^2 &< 3 \end{aligned}$$

Durch diese strikte Auswahl soll verhindert werden, dass Spuren, die nicht vom primären

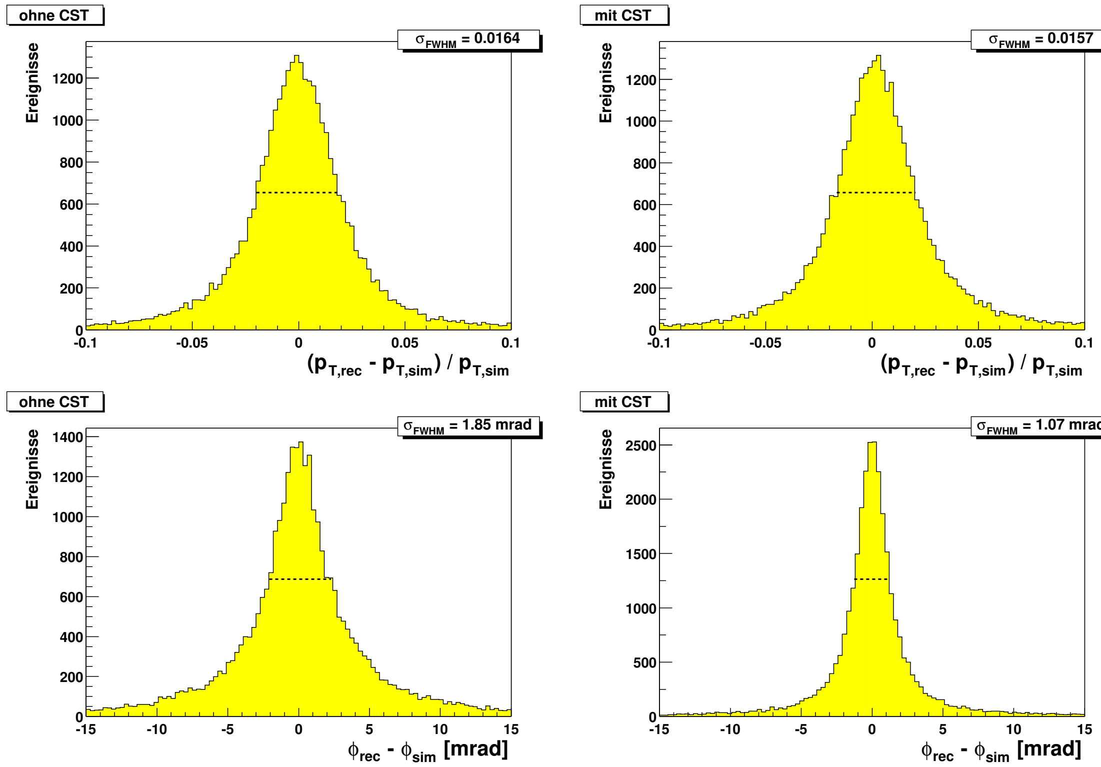


Abbildung 3.8: *Auflösung der Parameter p_T und ϕ von Spuren, die an den primären Vertex angepasst wurden, in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen. Es sind die Ergebnisse des bisherigen (links) und des neuen (rechts) Programms, das auch CST-Informationen nutzt, gegenübergestellt.*

Vertex kommen, bei der Anpassung verwendet werden.

In Abbildung 3.7 ist die Auflösung der x- und der y-Koordinate des Vertex dargestellt. Es sind die Ergebnisse gegenübergestellt, die von den beiden Programmen erzielt werden. Das bisher verwendete Programm nutzt noch keine CST-Informationen, so dass es die xy-Position des Vertex nur aus dem Run-Vertex bestimmen kann. Die erreichte Auflösung entspricht daher der Auflösung des Run-Vertex. Durch die Verwendung des CST im neu entwickelten Programm kann die x-Koordinate des primären Vertex genauer bestimmt werden als nach dem bisherigen Verfahren. In y hat der Run-Vertex eine so geringe Breite, dass die Vertexposition durch weitere Spuren nicht mehr verbessert werden kann.

Im zweiten Schritt des Programms erfolgt eine Anpassung aller Spuren, die vom primären Vertex kommen könnten. Die Auswahl der Spuren erfolgt durch sehr weiche Schnitte auf den Startradius, den Abstand vom Vertex und der z-Koordinate am Vertex:

$$\begin{aligned} r_{start} &< 70\text{ cm} \\ |d'_{ca}| &< 5\text{ cm}, \quad \text{falls } r_{start} < 40\text{ cm} \\ |d'_{ca}| &< 8\text{ cm}, \quad \text{falls } r_{start} \geq 40\text{ cm} \\ |z_0| &< 3\text{ m} \end{aligned}$$

Die Parameter der Spuren werden so angepasst, dass sie in der xy-Ebene exakt durch den Vertex verlaufen. Dabei werden die Krümmung κ und der Azimutalwinkel ϕ der Spuren

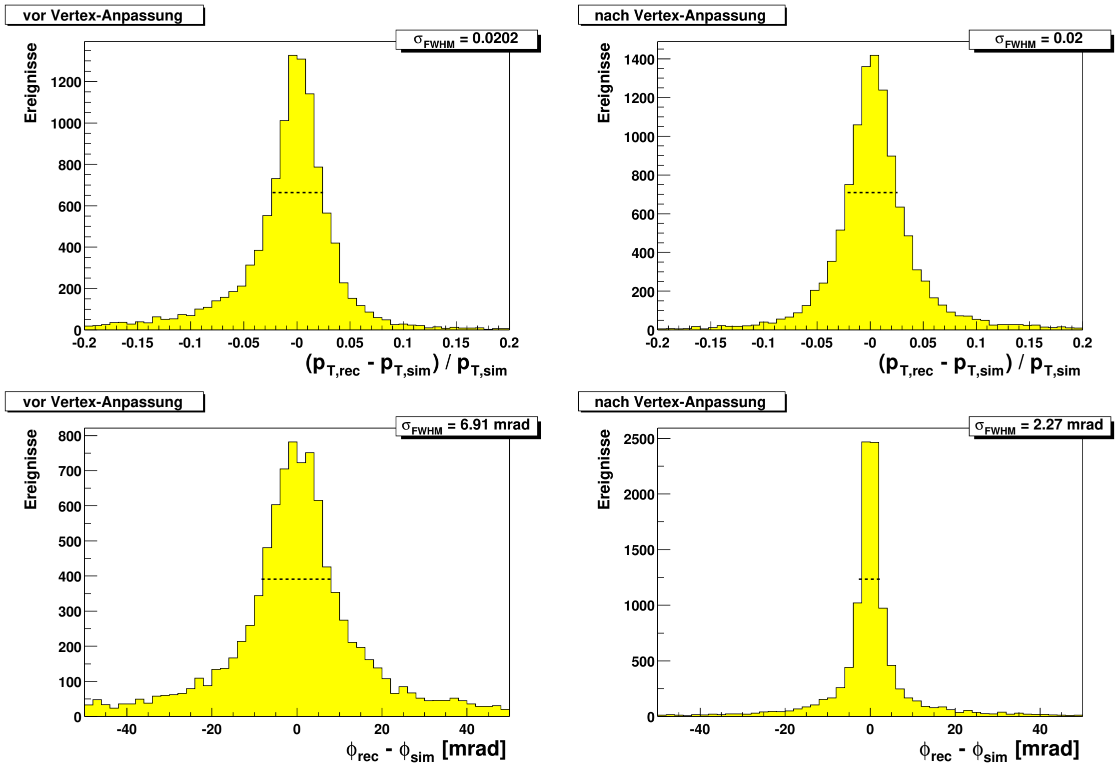


Abbildung 3.9: *Auflösung der Parameter p_T und ϕ von Spuren mit $p_T < 300$ MeV/c vor (links) und nach (rechts) der Anpassung an den Vertex in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen.*

neu bestimmt. Wenn keine Anpassung vorgenommen werden kann, weil die Spur nicht mit dem Vertex vereinbar ist, kann das daran liegen, dass der Spur ein CST-Treffer falsch zugeordnet wurde. Deshalb wird in diesem Fall die Anpassung mit den Spurparametern, die nur aus den Treffern in der zentralen Jetkammer ermittelt wurden, wiederholt.

Die relative Auflösung des Transversalimpulses p_T, der aus der Krümmung κ bestimmt wird, und die Auflösung des Azimutalwinkels ϕ ist in Abbildung 3.8 für den bisherigen und den neuen Algorithmus dargestellt. Die p_T-Auflösung ist bei beiden Programmen etwa gleich. In ϕ gibt es eine deutliche Verbesserung durch die Hinzunahme des CST.

Um den Effekt der Anpassung der Spuren an den Vertex zu studieren, wird die Auflösung der Spurparameter vor und nach der Anpassung miteinander verglichen. Dieser Vergleich ist für Spuren mit kleinem Transversalimpuls, für die der Effekt am stärksten ist, in Abbildung 3.9 zu sehen. Da die p_T-Auflösung in erster Linie von der Länge der Spur abhängt, gibt es durch die Vertex-Anpassung keine starke Änderung. Der ϕ-Parameter wird jedoch deutlich verbessert.

Nachdem die Spuren in der xy-Ebene an den Vertex angepasst wurden, wird im dritten Schritt die z-Position des Vertex bestimmt. Da der Wechselwirkungsbereich in z eine Breite von mehreren Zentimetern hat, muss der Vertex alleine aus den Spuren ermittelt werden. Es werden alle Spuren verwendet, die auch zur Bestimmung der Vertexposition in xy beigetragen haben. Falls einer dieser Spuren CST-Treffer zugeordnet wurden, werden die durch den CST verbesserten Spurparameter nur verwendet, wenn diese auch an den xy-Vertex angepasst werden konnten. Außerdem müssen diese Spuren folgende Bedingungen

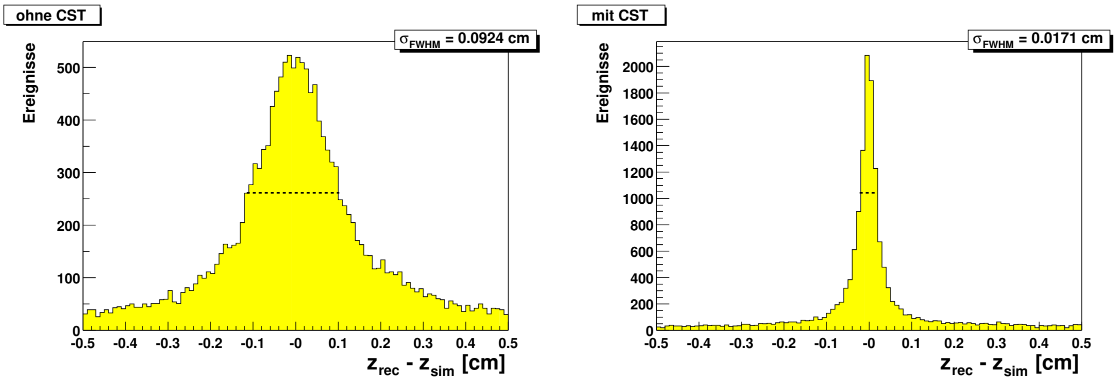


Abbildung 3.10: *Auflösung der z-Koordinate des primären Vertex in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen. Es sind die Ergebnisse des bisherigen (links) und des neuen (rechts) Programms gegenübergestellt.*

erfüllen, die verhindern sollen, dass Spuren mit falsch zugeordneten CST-Treffern die z-Position des Vertex beeinflussen:

$$\begin{aligned} \chi^2_{z,CST-Spur} &< 10 \\ \sigma_{z,CJC+CXZ} &< 5 \text{ mm} \end{aligned}$$

Dabei ist $\chi^2_{z,CST-Spur}$ der χ^2-Wert der Anpassung der CST-Treffer an die von der CJC und den Z-Kammern gemessene Spur in z und $\sigma_{z,CJC+CXZ}$ die Auflösung der Spur in z vor der Zuordnung der CST-Treffer.

Zunächst wird die z-Koordinate des Vertex nur aus den Spurparametern berechnet, die von der CJC und den Z-Kammern gemessen wurden. Anschließend wird versucht, die z-Position durch das Ersetzen von Spurparametern durch CST-verbesserte Spurparameter genauer zu bestimmen. Dabei darf die Anpassung der CST-Treffer an die Spur und die Anpassung der Spur an den Vertex nicht zu schlecht sein:

$$\begin{aligned} \chi^2_{z,CST-Spur} &< 10 \\ \chi^2_{z,Spur-Vertex} &< 9 \end{aligned}$$

Wenn diese Bedingungen nicht erfüllt sind, werden mehrere Hypothesen für die Zuordnung von CST-Treffern ausprobiert.

Die erzielte Auflösung ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Dadurch dass der Unterschied in der Treffer-Auflösung zwischen Siliziumdetektor und Spurkammer in z wesentlich größer ist als in xy, erreicht man durch die Hinzunahme des CST eine deutliche Verbesserung bei der Bestimmung der z-Koordinate des Vertex.

Der letzte Schritt des Vertex-Rekonstruktionsprogramms besteht in der Anpassung der Spuren an den Vertex in z. Dies wird für alle Spuren durchgeführt, die auch an den Vertex in xy angepasst wurden. Falls bei der Bestimmung des z-Vertex eine Spurhypothese mit CST-Treffern verwendet wurde, werden diese CST-verbesserten Spurparameter angepasst. Andernfalls werden für die Anpassung die Spurparameter ohne CST-Treffer verwendet.

Aus der Anpassung erhält man einen neuen Wert für den Polarwinkel θ. Die Auflösung von θ wird im Zentralbereich gegenüber dem bisherigen Programm leicht verbessert (s.

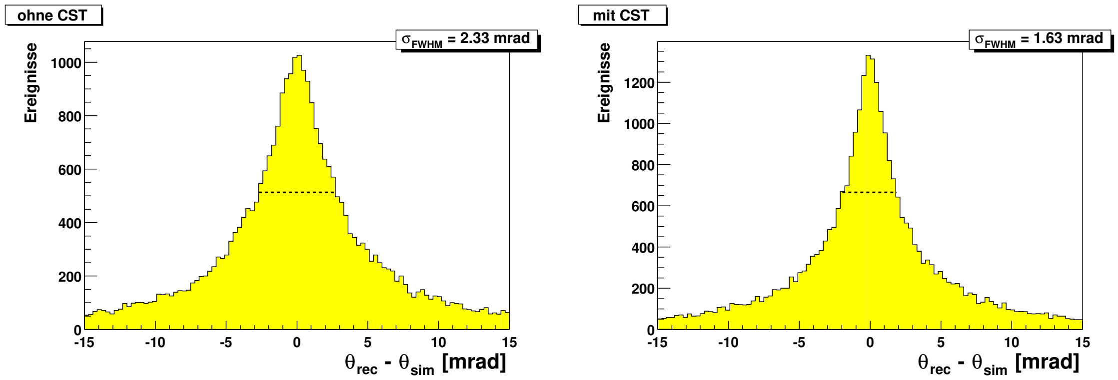


Abbildung 3.11: *Auflösung des θ-Parameters von Spuren, die an den primären Vertex angepasst wurden, in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen. Es sind die Ergebnisse des bisherigen (links) und des neuen (rechts) Programms gegenübergestellt.*

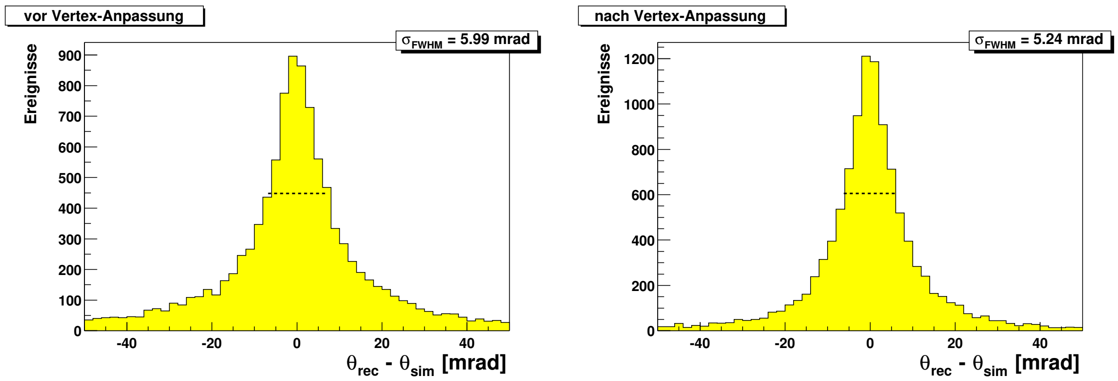


Abbildung 3.12: *Auflösung des θ-Parameters von Spuren mit p_T < 300 MeV/c vor (links) und nach (rechts) der Anpassung an den Vertex in simulierten Ereignissen mit D^*-Mesonen.*

Abb. 3.11). Im Vergleich zur Auflösung vor der Vertex-Anpassung sieht man für Spuren mit kleinem Impuls vor allem eine Reduzierung im Bereich großer Abweichungen (s. Abb. 3.12).

Der Algorithmus, der in die Kette der Rekonstruktionsmodule eingegliedert ist, ist detailierter in [50] beschrieben. Die Hinzunahme der CST-Treffer hat auch Auswirkungen auf das Format, in dem die rekonstruierten Daten in den POT- und den DST-Dateien bereitgestellt werden. Um die zusätzlichen Informationen des CST, wie z.B. die Anzahl der Treffer, abspeichern zu können, musste eine größere Änderung des Datenformats vorgenommen werden. Hierzu sei auf [51, 52, 53] verwiesen.

3.4 Analyse der Daten

Nachdem die Daten rekonstruiert wurden, stehen sie zur Analyse zur Verfügung. Die Analyse lässt sich üblicherweise in drei Schritte unterteilen (vgl. Abb. 3.13). Weil die Daten sehr umfangreich sind, wird zuerst eine Teilmenge der Daten ausgewählt. Diese

Teilmenge wird durch eine grobe Selektion von Ereignissen, in denen der zu untersuchende physikalische Prozess aufgetreten sein könnte, bestimmt.

Anschließend werden die Informationen, die in der Analyse benötigt werden, aus den selektierten Ereignissen in eine eigene Datenstruktur (N-Tupel) kopiert. Dabei werden meistens neue Variablen berechnet und ebenfalls abgespeichert. Die Algorithmen, die die Berechnungen durchführen, können sehr komplex sein. Teilweise sind sie privater Code, teilweise sind sie in einer Softwarebibliothek enthalten.

Ausgehend von der privaten Datenstruktur werden verschiedene Variablen histogrammiert. Dabei wird durch Schnitte auf die abgespeicherten Variablen eine engere Auswahl an Ereignissen als im ersten Schritt vorgenommen. Dieser Teil der Analyse wird üblicherweise in einer interaktiven Umgebung durchgeführt. Für einfache Vorgänge, wie das Erzeugen von Histogrammen, wird meist eine Macro-Sprache eingesetzt.

In allen drei Schritten wird der Physiker durch eine Softwareumgebung (Framework) bei der Analyse der Daten unterstützt. Zu dieser Umgebung zählt in der Regel auch ein Werkzeug zum Visualisieren von Ereignissen (Event-Display). Im Folgenden wird die bisherige Analyseumgebung beschrieben und es werden ihre Schwachstellen aufgezeigt. Diese Überlegungen zum bisherigen Framework haben dazu geführt, dass bei H1 die Entwicklung einer neuen Umgebung begonnen wurde. Auf die Vor- und Nachteile dieser neuen Umgebung wird in Abschnitt 3.4.2 eingegangen.

3.4.1 Bisherige Analyseumgebung

Die Umgebung, in der Physikanalysen bei H1 durchgeführt wurden und immer noch werden, basiert auf der Programmiersprache FORTRAN, in der auch die Rekonstruktionssoftware geschrieben ist. Ausgangspunkt der Analyse sind die DST-Daten, die im FPACK-Format (F-package for input/output, [54]) abgespeichert sind. Dieses Format erlaubt ein systemunabhängiges Schreiben und Lesen von Daten. Außerdem bietet es eine sehr effiziente Möglichkeit, um die Auswahl einer Teilmenge von Ereignissen zu speichern (Index-File). Im Hauptspeicher werden die Daten von dem Softwaremodul BOS (Bank Operating System, [55]) in sogenannten Bänken verwaltet.

Die Bänke sind das Eingabeformat für zahlreiche Algorithmen, mit denen die Daten analysiert werden. Diese Routinen sind von dem Physiker, der die Analyse durchführt, selbst geschrieben oder Teil der Software einer Arbeitsgruppe, oder sie sind in dem Modul H1PHAN (H1 physics analysis package, [56]) enthalten. Dieses Softwaremodul ist eine Sammlung von Routinen, die als gemeinsame Basis für einen Großteil der Analysen bei H1 gedacht ist.

Im Laufe der Jahre ist das H1PHAN-Modul um zahlreiche Routinen gewachsen. Teilweise haben die Algorithmen unterschiedliche Ein- oder Ausgabe-Formate, so dass es schwierig ist, diese Algorithmen in einer konsistenten Weise in der Analyse zu verwenden. Als Beispiel seien hier die Teilchen des hadronischen Endzustandes genannt, die aus Clustern und Spuren rekonstruiert werden. Es ist nicht immer möglich, nachzuvollziehen, ob eine Spur zu einem Teilchen des hadronischen Endzustandes gehört.

Außerdem ist es zu einer Diversifikation des Codes gekommen. Oft gibt es private Weiterentwicklungen, die nicht wieder in die allgemeine Analyse- oder gar Rekonstruktionssoftware integriert wurden. Dadurch steht ein wichtiger Teil der erworbenen Kenntnisse

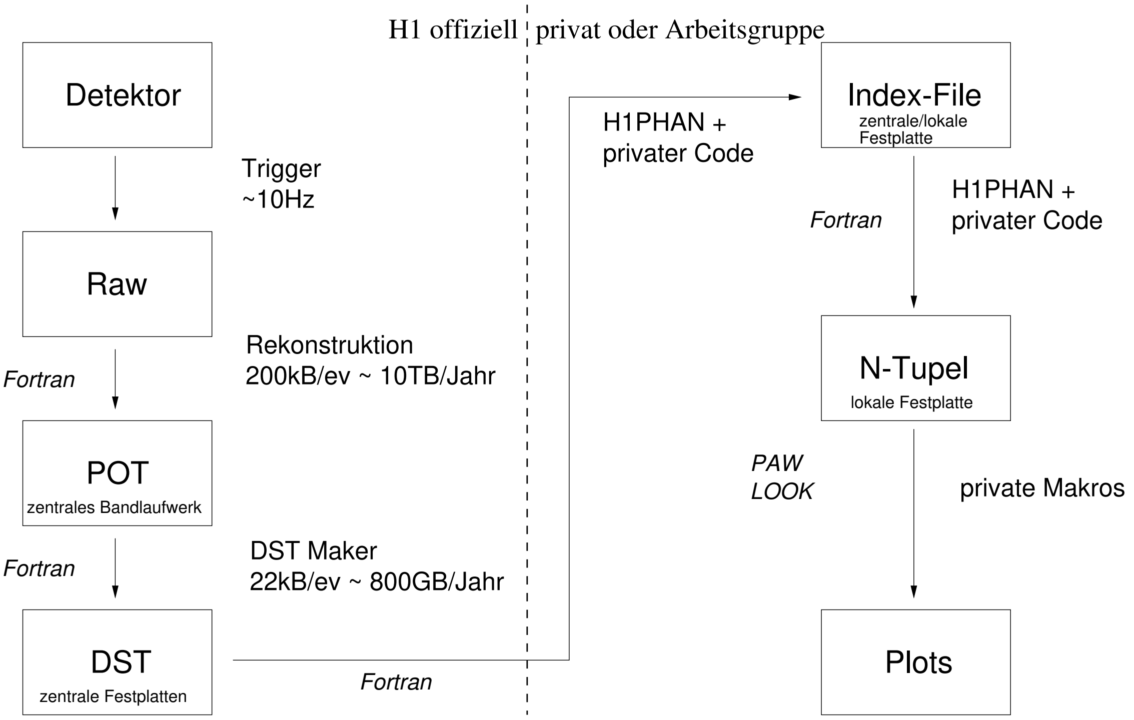


Abbildung 3.13: *Datenfluß von der Datennahme bis zum Histogramm (Plot) in der bisherigen Analyseumgebung [58]. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf das Jahr 2000.*

der Kollaboration nicht zur Verfügung und geht oft verloren, wenn die Person, die den Algorithmus weiterentwickelt hat, die Kollaboration verlässt.

Deshalb kann der Aufwand sehr hoch sein, wenn man Daten eines Gebietes in der Analyse verwenden will, in dem man nicht über Expertenkenntnisse verfügt. In der Regel muss man erst die entsprechenden Experten ausfindig machen und sie nach den richtigen Routinen und Steuerparametern fragen. Oft werden auch unterschiedliche Routinen und Parameter verwendet, so dass es schwierig ist Analysen zu vergleichen oder nachzuvollziehen.

Die in H1PHAN enthaltenen und die selbst geschriebenen Routinen werden im ersten Schritt zur Auswahl der Ereignisse und dem Erzeugen des Index-Files, sowie im zweiten Schritt zum Füllen der analysespezifischen Datenstruktur verwendet. Das geläufigste Format für die Datenstruktur sind HBOOK N-Tupel [57]. Ein N-Tupel speichert für jedes Ereignis eine Reihe von ganzen oder reellen Zahlen.

Beim Erzeugen des N-Tupels geht üblicherweise allerdings die Verbindung zu den Ereignissen in den DST-Dateien verloren. D.h. wenn man nachher feststellt, dass man Informationen braucht, die man nicht im N-Tupel abgespeichert hat, oder dass man einen Fehler bei der Berechnung gemacht hat, muss man den gesamten Schritt wiederholen und das N-Tupel neu erzeugen.

Die Daten in den N-Tupeln werden in der interaktiven Umgebung PAW (Physics Analysis Workstation, [59]) analysiert. Als Macro-Sprache wird KUIP (Kit for a User Interface Package, [60]) eingesetzt. Ein anderes Analysepaket, das bei H1 mehrfach verwendet wird, ist LOOK [61]. Beide Umgebungen werden über eine Kommandozeile oder über Macros gesteuert. Auf LOOK basiert auch das Programm zum Visualisieren von Ereignissen (H1ED [62]).

Wie man sieht, ist eine Vielzahl von Software-Paketen Teil der bisherigen Analyseumgebung, die in Abbildung 3.13 skizziert ist. Diese heterogene Struktur erschwert den Umgang mit den Programmen und die Portierung von Code. Das Wissen, das in einem KUIP-Macro steckt, kann der Kollaboration nicht direkt verfügbar gemacht werden, da der Code nicht einfach in H1PHAN oder die Rekonstruktionssoftware übernommen werden kann.

Die Schwachstellen in der bisherigen Umgebung haben die H1-Kollaboration dazu bewogen, die Analysesoftware zu überarbeiten. Da H1PHAN sich zu einem Paket entwickelt hat, das für diejenigen, die nicht zu den Autoren der Software gehören, schwer zu warten und in einer konsistenten Weise zu erweitern ist, wurde die Entscheidung getroffen, ein neues Framework für die Analysesoftware aufzubauen. Die neue Analyseumgebung H1OO und deren Konzepte werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

3.4.2 Neue Analyseumgebung - H1OO

Der Aufbau einer neuen Analyseumgebung ist ein großes Softwareprojekt, das vorausschauende Planung und Entwicklung erfordert. Für ein Projekt solcher Größe ist es deshalb sinnvoll einen objekt-orientierten Ansatz zu verfolgen. Dadurch ist es möglich, vom Fortschritt, der in der Softwaretechnologie in den letzten Jahrzehnten gemacht wurde, zu profitieren. Beim sinnvollen Einsatz von objekt-orientierten Technologien kann der Aufwand für die Erweiterung und Wartung großer Softwarepakete deutlich reduziert werden.

Als Sprache wurde C++ gewählt, das neben Java die am weitesten verbreitete objekt-orientierte Programmiersprache ist. C++ bietet mehr Möglichkeiten und ist moderner als Fortran und ist deshalb für Studenten oft attraktiver. Für Physiker, die jahrelang ihre Analyse in Fortran durchgeführt haben, bedeutet der Umstieg auf C++ allerdings einen zusätzlichen Aufwand, da sie eine neue Programmiersprache lernen müssen.

Als Basis, auf der der H1-spezifische Teil der Analyseumgebung aufgebaut wird, dient das in C++ geschriebene Softwarepaket ROOT [63]. Dieses Framework stellt grundlegende Funktionalitäten, die allgemein zur Analyse von Hochenergiephysikdaten benötigt werden, bereit. Dazu zählen das Speichern und Laden von Daten (I/O), Histogramme, Anpassungen, Grafik und vieles mehr. Wie PAW oder LOOK kann ROOT als interaktives Analysewerkzeug, das über eine Kommandozeile oder Macros gesteuert wird, verwendet werden. Alternativ kann ROOT über eine moderne grafische Oberfläche bedient werden. Die Kommandos und Macros werden in C++ geschrieben, so dass sie in derselben Sprache vorliegen, wie die Software der Analyseumgebung.

Damit hat man für die Analyse eine homogene Umgebung, in die auch das neu entwickelte Event-Display H1RED [64] eingebettet ist, mit nur einer Programmiersprache. Dies erleichtert eine Portierung von privatem Analysecode in das offizielle Framework. Um in der Analyse auch ein homogenes Datenformat und keinen Bruch zwischen offiziellen Daten und privaten Datenstrukturen, wie im bisherigen System, zu haben, wurde das Format der offiziellen Daten auf das des Analysepaketes ROOT umgestellt.

Damit handelt man sich jedoch einen Bruch im Format zwischen der auf Fortran und FPACK basierenden Rekonstruktionssoftware und der Analysesoftware ein, so dass eine Portierung von Analysecode in die Rekonstruktionssoftware erschwert wird. Dieser Bruch bestand allerdings, wenn auch in abgeschwächter Form, schon vorher. Die Bänke in den

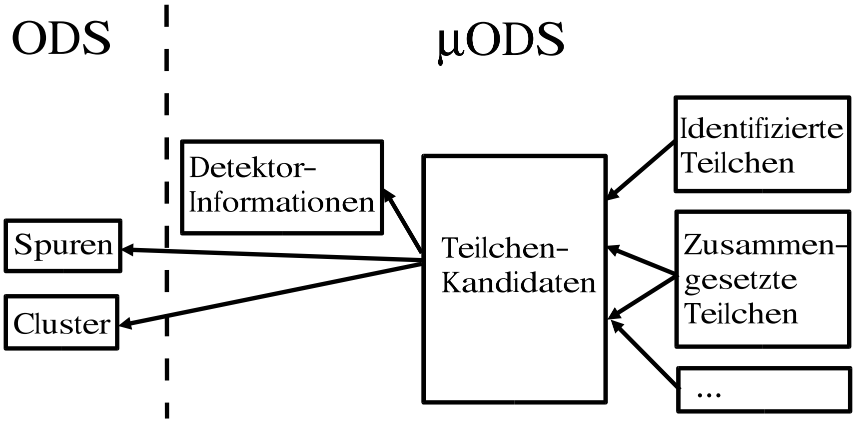


Abbildung 3.14: *Struktur der Teilchen-Objekte im μODS.*

DST-Daten, die in der Analyse verwendet werden, sind teilweise anders aufgebaut als die Bänke in den POT-Daten, die in den Rekonstruktionsmodulen verwendet werden.

Zur Umstellung des Datenformats werden die DST-Daten in Spur-, Cluster- und Bank-Objekte konvertiert, die dann in einer ROOT-Datei gespeichert werden. Diese Datei wird als ODS (Object Data Store) bezeichnet. Das ODS enthält dieselben Informationen wie die DST-Daten, so dass eine Rückkonvertierung von ODS nach DST prinzipiell möglich ist.

Da es sich bei den ODS-Daten um Objekte handelt, bieten sie zusätzliche Funktionalitäten gegenüber den DST-Daten. Z.B. kann ein Spur-Objekt direkt den Impulsvektor oder den Vertex, auf den die Spur angepasst wurde, liefern. Dabei wurde darauf geachtet, dass unterschiedliche Arten von Spuren über dieselbe Schnittstelle (Interface) angesprochen werden. Dies wird durch das objekt-orientierte Konzept der Vererbung erreicht.

Aus den Spuren und Cluster im ODS werden Teilchen rekonstruiert. Für jede Art von Teilchen gibt es einen speziellen Algorithmus. Diese Algorithmen wurden basierend auf den Fortran-Routinen neu entwickelt. Sie enthalten das Wissen der Experten über die Identifizierung von Elektronen, Myonen, geladenen Teilchen, Hadronen und zusammengesetzten Teilchen wie Jets, J/ψ- oder D^*-Mesonen. Um dieses Wissen der Kollaboration in einer standardisierten Weise zur Verfügung zu stellen, werden die identifizierten Teilchen in einer Datei abgespeichert. Diese Datei bildet eine neue Ebene, die in der bisherigen Umgebung nicht vorhanden war, und wird als μODS (Mikro Object Data Store) bezeichnet.

Da der H1-Detektor keine eindeutige Identifizierung aller Teilchen erlaubt, kann eine Spur oder ein Cluster von zwei verschiedenen Algorithmen als zwei verschiedene Teilchen identifiziert werden. Diesen Fall muss das Datenformat unterstützen und dabei verhindern, dass das Teilchen in der Analyse mehrfach verwendet wird (double counting). Deshalb enthält das μODS eine Liste von Teilchen-Kandidaten, in der jede Spur und jeder Cluster nur maximal einem Kandidaten zugeordnet ist. D.h. in dieser Liste taucht jedes Teilchen nur einmal auf. Über die Teilchen-Kandidaten wird also das Problem der Mehrfach-Verwendung gelöst.

Der Zusammenhang zwischen Teilchen-Kandidaten und identifizierten Teilchen wird über Referenzen (Zeiger, Pointer) hergestellt. Jedes identifizierte Teilchen hat eine Referenz auf einen Teilchen-Kandidaten. Wenn ein identifiziertes Teilchen in der Analyse verwendet

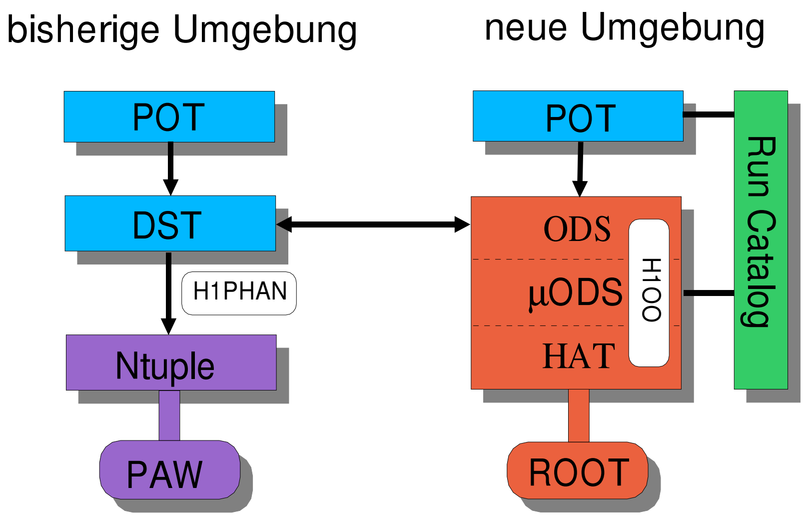


Abbildung 3.15: *Vergleich des Datenmodells der bisherigen und neuen Analyseumgebung.*

wird, kann es als verwendet markiert werden. Ein anderes identifiziertes Teilchen, das auf denselben Teilchen-Kandidaten verweist, ist dann automatisch auch als verwendet markiert. Dieser Mechanismus wird Locking genannt.

Ein zusammengesetztes Teilchen verfügt über eine Liste von Referenzen auf Teilchen-Kandidaten. Der Teilchen-Kandidat enthält die Daten zur Berechnung des Vierervektors des Teilchens, sowie einen Zeiger auf die Spuren und Cluster, aus denen er rekonstruiert wurde. Weitere, detektorspezifische Informationen sind in den sogenannten Detektor-Objekten abgespeichert. Ein Teilchen-Kandidat kann Referenzen auf mehrere Detektor-Objekte haben. Die Struktur der Teilchen im μODS ist in Abbildung 3.14 dargestellt.

Diese Struktur erlaubt es, eine analysespezifische Identifizierung von Teilchen vorzunehmen und dabei auf Expertenwissen zuzugreifen, ohne die entsprechenden Programme selbst ausführen zu müssen. Das kann eine große Vereinfachung und Vereinheitlichung von Analysen bedeuten. Allerdings ist es nicht immer leicht, einen Konsens unter den verschiedenen Arbeitsgruppen über die Definition der einzelnen identifizierten Teilchen zu finden. Wenn unterschiedliche Definitionen notwendig sein sollten, wird dies jedoch von der Struktur unterstützt.

Um eine schnelle Auswahl von Ereignissen zu ermöglichen, wurde eine weitere Ebene im Datenmodell hinzugefügt. In der HAT-Datei (H1 Analysis Tag) werden ganze und reelle Zahlen gespeichert, die die Ereignisse charakterisieren, wie z.B. die kinematischen Variablen Q^2 und y, Trigger- und Detektorstatus-Informationen und die Anzahlen der identifizierten Teilchen. Dies erlaubt eine genauere Selektion von Ereignissen als mit der von der Triggerstufe L4 bzw. L5 durchgeführten Klassifizierung, die in der bisherigen Umgebung für diesen Analyseschritt zur Verfügung steht.

Zusätzlich zu den drei offiziellen Ebenen des Datenmodells kann der Anwender eine oder mehrere private Ebenen hinzufügen. In diesen Ebenen können Daten abgespeichert werden, die in einer speziellen Analyse benötigt werden, und deshalb nicht in den offiziellen Daten, die für eine große Zahl von Analysen ausgelegt sind, enthalten sind.

Die Ebenen des Datenmodells sind in eine Analyseumgebung eingebettet. Die Umgebung besteht aus mehreren Klassen, die den Zugriff auf die Daten steuern. Durch die Verwendung eines sogenannten Run-Katalogs muss der Benutzer nicht mehr wie bisher die Namen der Dateien kennen. Es reicht die Angabe von Run- und Ereignis-Nummern. Die entsprechenen Dateien werden aus einer Datenbank, dem Run-Katalog, ermittelt. Die Datenmodelle der bisherigen und der neuen Analyseumgebung sind in Abbildung 3.15 gegenübergestellt.

Um das Lesen der Daten zu beschleunigen, werden nur die Teile eines Ereignisses gelesen, auf die der Benutzer zugreift. Dies wird von Objekten des Frameworks (H1Tree, H1Ptr) durchgeführt und ist für den Anwender völlig transparent. Die erhoffte Zeitersparnis beim partiellen Lesen von Ereignissen konnte bisher allerdings noch nicht erreicht werden. Es werden zur Zeit Anstrengungen unternommen, diese Situation zu verbessern.

Eine wichtige Entwicklung dieses Projektes sind die Referenzen zwischen Objekten, die abgespeichert werden können (H1Pointer). Die Referenzen können auf Objekte innerhalb derselben Ebene oder auf Objekte in einer anderen Ebene zeigen (vgl. Abb. 3.14). Das Laden und der Zugriff auf das Objekt, auf das verwiesen wird, erfolgt transparent für den Benutzer. Damit ist die Navigation innerhalb der Datenstruktur einfach möglich. Z.B. kann man von einem identifizierten Elektron im μODS über den Teilchen-Kandidaten direkt auf den Cluster im ODS zugreifen.

Insgesamt wurde viel Entwicklungsarbeit geleistet, um die Benutzung der neuen Analyseumgebung zu vereinfachen. Aber nicht nur die Anwender, sondern auch die Entwickler profitieren von dem neuen Framework. Es ist modularer aufgebaut als das bisherige und ist deshalb leichter zu erweitern und zu warten. Für die Verwaltung des Quellcodes wird das Programm CVS [65] eingesetzt, das im Gegensatz zu dem bisher verwendeten Programm CMZ [66] die Zusammenarbeit mehrerer Entwickler an demselben Teil der Software ermöglicht. Um den entwickelten Code konsistent zu halten, wird in regelmäßigen Zeitabständen der gesamte Code zentral kompiliert und veröffentlicht (Release). Sehr hilfreich ist auch die automatische Generierung einer Dokumentation im html-Format aus dem Quellcode.

Allerdings ist C++ eine sehr komplexe Sprache, die es dem Entwickler erlaubt, seinen Code auf unterschiedlichste Arten zu schreiben. Da die Physiker, die die Software der Analyseumgebung implementiern, in der Regel keine Ausbildung in moderner Softwareentwicklung haben, besteht die Gefahr, dass sie den Code nicht in objekt-orientierter Weise schreiben. Damit würden die Vorteile, die ein objekt-orientierter Ansatz bietet, nicht genutzt. Um eine unkontrollierte Entwicklung von Code so weit wie möglich zu unterbinden, wurden eine Reihe von Richtlinien aufgestellt [67]. Außerdem gibt es einen regen Informationsaustausch zwischen den Entwicklern in Treffen, über Emails oder Foren (Hypernews).

Da das Projekt erst in der Anfangsphase war, als die hier vorgestellte Analyse begonnen wurde, wurde sie noch nicht im neuen Framework durchgeführt. Allerdings wurde ROOT zum Speichern des N-Tupels und zur Analyse der Daten eingesetzt. Auch die Auswahl der Ereignisse und das Füllen der N-Tupels erfolgten nicht in Fortran, sondern in C++. Damit wurden einige der Vorteile des neuen Analysepaketes ROOT und der objekt-orientierten Softwareentwicklung genutzt. Die Analyse konnte jedoch noch nicht von der neu entwickelten, homogenen Analyseumgebung, die auf einfache Weise das Expertenwissen der Kollaboration zu Verfügung stellt, profitieren.

Kapitel 4

Selektion von Charm- und Beauty-Ereignissen

In diesem Kapitel wird die Selektion von Ereignissen mit Charm- oder Beauty-Produktion in tiefunelastischer Streuung beschrieben. Es werden die Daten analysiert, die mit dem H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 genommen wurden. In diesem Zeitraum wurde insgesamt eine Datenmenge mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 125\ \mathrm{pb}^{-1}$ aufgezeichnet. Aus den Bedingungen, die an den Detektorstatus gestellt werden, reduziert sich die integrierte Luminosität auf $\mathcal{L} = 92\ \mathrm{pb}^{-1}$. Eine weitere Reduktion auf $\mathcal{L} = 77\ \mathrm{pb}^{-1}$ erfolgt durch die Triggerbedingung. Ereignisse der tiefunelastischen Streuung werden über die Messung des gestreuten Elektrons im SpaCal selektiert. Charm- und Beauty-Ereignisse werden über den Zerfall $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ rekonstruiert.

4.1 Run-Selektion und Luminosität

Die Ereignisse, die in dieser Analyse betrachtet werden, wurden in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichnet. In diesem Zeitraum wurde die Energie der Protonen im HERA-Ring von 820 GeV auf 920 GeV erhöht und es wurde zwischen Elektronen und Positronen gewechselt. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die betrachteten Datennahmeperioden.

Ausgenommen werden Daten, die mit speziellen Triggerbedingungen (minimum bias) oder mit verschobenem Wechselwirkungspunkt (shifted vertex) aufgezeichnet wurden. Außerdem werden Runs mit schlechter Qualität nicht verwendet. Ein Run wird bereits bei der Datennahme als schlecht (poor) eingestuft, wenn wesentliche Detektorkomponenten wie LAr oder CJC nicht betriebsbereit waren oder der Run nur sehr wenige Ereignisse umfasste. Die integrierte Luminosität der selektierten Runs mit guter und mittlerer Qualität beträgt $\mathcal{L} = 115.27\ \mathrm{pb}^{-1}$.

In der Analyse werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen die zur Messung benötigten Detektorkomponenten eingeschaltet waren und ausgelesen wurden. Deshalb werden Ereignisse aussortiert, bei denen mindestens eine der folgenden Komponenten nicht betriebsbereit war: zentrale Spurkammer CJC, zentrale Proportionalkammern CIP und COP, LAr- und Spaghetti-Kalorimeter, Flugzeitsystem ToF, Luminositätssytem und zentraler

Siliziumdetektor CST. Nach dieser Selektion verbleibt eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 96.10\ \mathrm{pb}^{-1}$.

Im Protonen- und im Elektronenstrahl gibt es vor und hinter einem Paket an der nominellen Position weitere Pakete. Diese sogenannten Satellitenpakete entstehen beim Injizieren der Protonen bzw. Elektronen in den HERA-Ring [68]. Um Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen mit Satellitenpaketen zu unterdrücken, werden Ereignisse verworfen, deren z-Koordinate des primären Vertex um mehr als 40 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt abweicht. Der Anteil an Ereignissen, den man durch diesen Schnitt verliert, wird als Korrektur in der Luminosität berücksichtigt. Damit ergibt sich nach der sogenannten Satellitenpaket-Korrektur eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 91.78\ \mathrm{pb}^{-1}$. Die Aufteilung der Luminosität auf die verschiedenen Datennahmeperioden ist in Tabelle 4.1 angegeben.

Jahr	Lepton	E_p [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]
1997	e^+	820	18.72
1998	e^-	920	2.91
1999a	e^-	920	9.92
1999b	e^+	920	13.99
2000	e^+	920	46.25

Tabelle 4.1: *Integrierte Luminosität nach Detektorstatus- und Satellitenpaket-Korrekturen (Da die angegebenen Werte gerundet sind, kann deren Summe vom Gesamtwert abweichen).*

4.2 Triggerbedingung der Ereignisse

Die Ereignisse in dieser Analyse wurden über eine Energiedeposition im SpaCal getriggert. Für die erste Hälfte des Jahres 1997 wurde dafür der Subtrigger s2 verwendet. Da die Triggerbedingungen Mitte 1997 geändert wurden, wurde ab Run 193443 der Subtrigger s61 verwendet. Die Subtrigger s61 und s2 setzen sich aus den Triggerelementen des SpaCal-Triggers, des Z-Vertex-Triggers und des DCRΦ-Triggers, sowie einigen Veto-Bedingungen des Flugzeitsystems zusammen.

Der inklusive Elektron-Trigger (IET) des SpaCals [69] summiert die Energie in Fenstern von 4 mal 4 Zellen im elektromagnetischen Teil des SpaCal-Kalorimeters auf. Es werden mehrere sich überlappende Fenster betrachtet. Ist die Gesamtenergie in einem Fenster größer als ein vorgegebener Schwellenwert, spricht der Trigger an.

Der Z-Vertex-Trigger [70] ermöglicht eine grobe Abschätzung der z-Koordinate der ep-Wechselwirkung. Es werden in 16 ϕ-Sektoren geradlinige Strahlen durch die Treffer in den Proportionalkammern CIP, COP und FPC gelegt. Die Schnittpunkte der Strahlen mit der z-Achse werden in ein Histogramm gefüllt (vgl. Abb. 4.1). Alle Strahlen, die durch die Treffer einer Spur vom Vertex definiert werden, tragen im Histogramm an der z-Koordinate des Vertex bei. Falsche Kombinationen von Treffern geben zufällig verteilte Beiträge. Der Trigger `zvtx_sig` spricht an, wenn es ein Histogrammintervall gibt, dass signifikant mehr Einträge hat als der Durchschnitt der anderen.

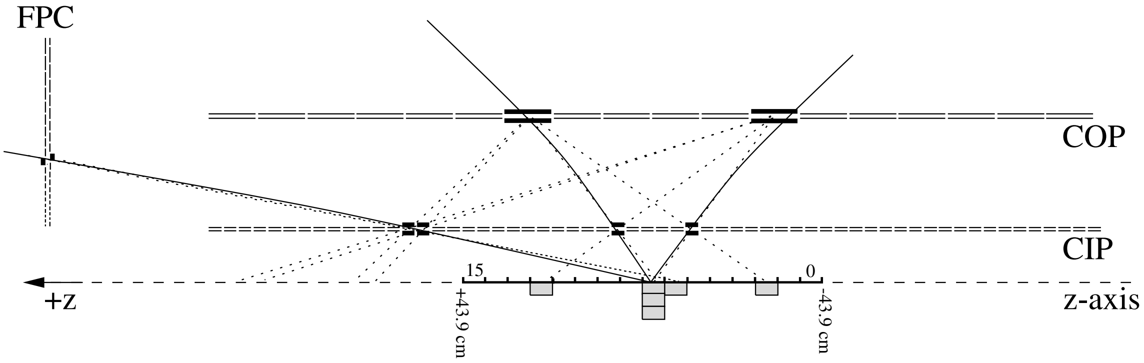


Abbildung 4.1: *Z-Vertex-Histogramm mit den dazugehörigen Strahlen, die durch Treffer in den Proportionalkammern definiert werden. Falsche Kombinationen von Treffern sind durch gepunktete Linien gekennzeichnet.*

Der DCRΦ-Trigger [71] spricht auf Spuren in der zentralen Jetkammer an. Es werden die Signale von 10 ausgewählten Lagen in CJC1 und CJC2 mit vordefinierten Masken verglichen. Bei diesem Mustervergleich werden positive und negative Spuren mit geringem und mit hohem Transversalimpuls getrennt erkannt. Der Trigger `DCRPh_THig` wird bei Spuren ab einem Transversalimpuls von etwa 0.8 GeV/c ausgelöst.

Die Triggerentscheidung zum Auslesen eines Ereignisses wird bei den hier verwendeten Subtriggern alleine von L1 getroffen. Auf Triggerstufe L2 wird beim Auslösen von s61 bzw. s2 keine weitere Bedingung gestellt. Das Ereignis wird aufgezeichnet, wenn die Triggerentscheidung von L4 verifiziert wird.

Teilweise wurde die Rate der Subtrigger durch einen Prescale-Faktor reduziert. Der dadurch entstandene Verlust an Ereignissen muss in der Luminosität berücksichtigt werden. Bei einem Prescale-Faktor von n reduziert sich die Luminosität um den Faktor $1/n$. In Tabelle 4.2 sind die gemittelten Prescale-Faktoren und die sich daraus ergebenden Luminositäten für die unterschiedlichen Datennahmeperioden angegeben. Insgesamt summiert sich die in dieser Analyse verwendete integrierte Luminosität zu einem Wert von $\mathcal{L} = 76.79\ \mathrm{pb}^{-1}$.

Jahr	Subtrigger	Prescale	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]
1997a	s2	1.699	5.28
1997b	s61	1.168	8.34
1998	s61	1.350	2.16
1999a	s61	1.061	9.36
1999b	s61	1.057	13.24
2000	s61	1.204	38.42

Tabelle 4.2: *Mittlerer Prescale-Faktor und integrierte Luminosität für die in dieser Analyse verwendeten Datennahmeperioden.*

4.3 Selektion von Ereignissen tiefunelastischer Streuung

Die kinematischen Variablen eines Ereignisses werden aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons rekonstruiert (Formeln 2.6 und 2.7). Die Identifizierung des Elektrons erfolgt über die Energiemessung im Spaghetti-Kalorimeter SpaCal. Der eingesetzte Algorithmus (QESCAT [72]) kombiniert die Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen zu Clustern und wählt den Cluster im elektromagnetischen Teil mit der größten Energie als Kandidaten für das gestreute Elektron aus.

Die Gesamtenergie eines Clusters E ist durch die Summe der Zellenergien gegeben: $E = \sum E_i$. Die Energie des gestreuten Elektrons wird über diese Clusterenergie gemessen. In dieser Analyse werden nur Cluster für die Elektronmessung verwendet, die mindestens eine Energie von 12 GeV haben. Damit werden Untergrundereignisse unterdrückt, bei denen ein Hadron als Elektron fehlidentifiziert wird.

Aus den Positionen $\vec{r}_i$ und den Energien E_i der Clusterzellen lässt sich der Schwerpunkt des Clusters $\vec{r}_{cog}$ als gewichtetes Mittel bestimmen

$$\vec{r}_{cog} = \frac{\sum w(E_i)\vec{r}_i}{\sum w(E_i)} \tag{4.1}$$

wobei eine logarithmische Gewichtsfunktion verwendet wird. Der Streuwinkel des Elektrons wird aus der Position des Clusters und der Position des primären Vertex berechnet. Wenn das Elektron auf den Randbereich des Kalorimeters trifft, kann es sein, dass nicht die gesamte Energie des Elektrons im Kalorimeter deponiert wird. Um eine gute Rekonstruktion der Elektronenergie zu gewährleisten, werden deshalb Ereignisse verworfen, bei denen der radiale Abstand des Clusterschwerpunkts von der Strahlachse r_{cog} kleiner als 9.1 cm ist. Dies entspricht in etwa einem Schnitt auf den Streuwinkel von $\theta_e' < 177°$.

Bei Photoproduktionsereignissen wird das gestreute Elektron oft nicht im Detektor nachgewiesen. Damit bei diesen Ereignissen nicht ein anderes Teilchen als Elektron fehlidentifiziert wird, wird ein Schnitt auf die Größe $\sum E - p_z$ gemacht. Sie ist die Summe der Energien minus der Impulskomponenten in Protonrichtung von allen Teilchen im Endzustand. Bei einer perfekten Rekonstruktion des Endzustandes würde die Summe gerade die doppelte Strahlenergie des Elektrons von 55 GeV ergeben. Da nicht alle Teilchen rekonstruiert werden und es Abstrahlungen im Anfangszustand gibt, verringert sich der Wert. Dabei ist die Summe insbesondere sensitiv auf den Nachweis von Teilchen, die in Rückwärtsrichtung fliegen. In Vorwärtrichtung fliegende Teilchen haben dagegen wenig Einfluss auf den Wert. Um nur Ereignisse zu selektieren, bei denen das gestreute Elektron auch im Detektor nachgewiesen wird, wird verlangt, dass $\sum E - p_z$ größer als 45 GeV ist.

Der hadronische Endzustand, der für die Berechnung von $\sum E - p_z$ benötigt wird, wird aus Spuren und Clustern rekonstruiert, die so kombiniert werden, dass keine Energie doppelt gezählt wird [73]. Zentrale Spuren mit einem Transversalimpuls von weniger als 8 GeV/c werden zum Kalorimeter extrapoliert. Es werden Energiedepositionen innerhalb eines Zylinders von 25 cm Radius im elektromagnetischen und 50 cm Radius im hadronischen Teil um die extrapolierte Spur betrachtet. Die Zellenergien werden der Spur so zugeordnet, dass die Energiemessung im Kalorimeter mit der Impulsmessung, deren Auflösung bei kleinen Energien besser ist, konsistent ist. Spuren mit $p_T > 8$ GeV/c werden nicht verwendet, weil

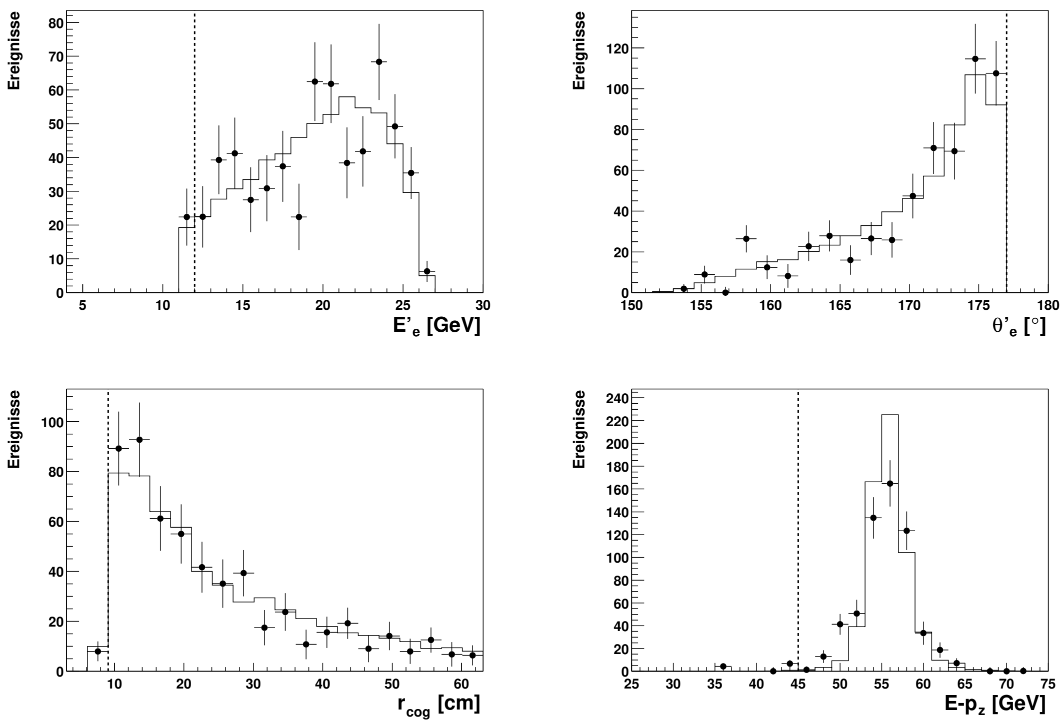


Abbildung 4.2: *Energie E'_e und Winkel θ'_e des gestreuten Elektrons, radialer Abstand r_{cog} des Elektronclusters sowie $\sum E - p_z$ für D^*-Ereignisse in den selektierten Daten (Punkte) und in der Simulation (Histogramm). Die Schnitte auf diese Größen sind durch gestrichelte Linien angedeutet.*

bei hohen Energien die Energieauflösung des Kalorimeters besser ist als die der Spurkammern. Diese Spuren werden ebenso wie Vorwärtsspuren und neutrale Teilchen durch die Clusterenergie berücksichtigt.

Die Verteilungen der hier betrachteten Größen sind in Abbildung 4.2 für die ausgewählten Ereignisse mit D^*-Mesonen dargestellt. Die Datenpunkte werden durch eine Anpassung der Δm-Spektren (Massendifferenz zwischen D^* und D^0) bestimmt, wie sie in Abschnitt 4.6 beschrieben wird, so dass die Verteilungen unbeeinflusst von Untergrundereignissen sind. Weil die Kalibration des SpaCals noch nicht optimiert ist, wird die Energie des Elektrons in der Monte-Carlo-Simulation um 1.5 % nach unten und in den Daten der Jahre 1999 und 2000 um 2 % nach oben korrigiert. Damit wird eine gute Übereinstimmung der gemessenen Verteilungen mit den vom Monte-Carlo-Programm Aroma für Charm-Ereignisse vorhergesagten Verteilungen erreicht.

Die Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2 und y, die aus der Energie und dem Streuwinkel des Elektrons rekonstruiert werden, sind in Abb. 4.3 gezeigt. Da die Auflösung von y sich zu kleinen Werten hin mit $1/y$ verschlechtert, werden keine Ereignisse mit einem y unter 0.05 verwendet. Die obere Grenze der akzeptierten y-Werte von 0.6 entspricht dem Schnitt auf die Energie des Elektrons bei 12 GeV. In Q^2 wird der Bereich zwischen 2 GeV^2 und 100 GeV^2 selektiert. Dies entspricht in etwa der geometrischen Akzeptanz des SpaCals. Eine Übersicht der Schnitte ist in Tabelle 4.3 auf Seite 56 zu finden.

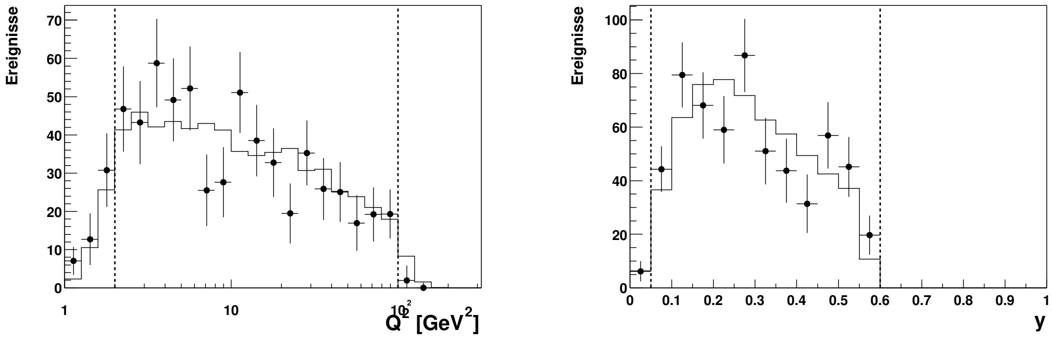


Abbildung 4.3: *Virtualität Q^2 und Inelastizität y für D^*-Ereignisse in den Daten (Punkte) und der Simulation (Histogramm). Die Schnitte auf diese Größen sind durch gestrichelte Linien angedeutet.*

4.4 Rekonstruktion und Selektion von D^*-Ereignissen

Ereignisse mit Charm- oder Beauty-Produktion werden über den Nachweis von D^*-Mesonen selektiert. Das D^*-Meson wird aus seinen Zerfallsprodukten rekonstruiert, wobei der betrachtete Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_s^+$ bzw. $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_s^- \rightarrow K^+\pi^-\pi_s^-$ ist (vgl. Kapitel 2.4).

Die Impulsvektoren der Zerfallsteilchen werden in der zentralen Spurkammer CJC gemessen. Die verwendeten Spuren müssen eine radiale Spurlänge Δr von mindestens 10 cm haben, um eine gute Rekonstruktion der Impulse zu gewährleisten. Falls eine Spur durch den zentralen Siliziumdetektor CST geht und ihr Treffer im CST zugeordnet werden können, werden diese Treffer zur Verbesserung der Spurparameter verwendet. Eine weitere Verbesserung der Spurparameter wird durch eine Anpassung an die Position des Vertex erreicht.

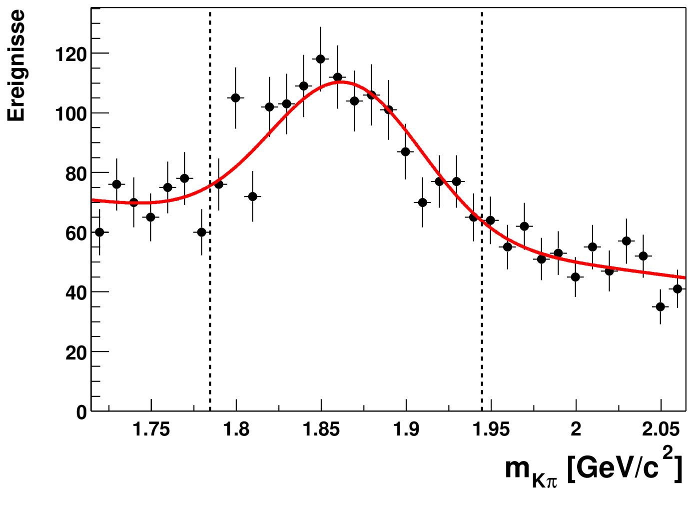


Abbildung 4.4: *Invariante Masse der D^0-Kandidaten für D^*-Kandidaten mit einer Massendifferenz Δm innerhalb des Signalbereichs.*

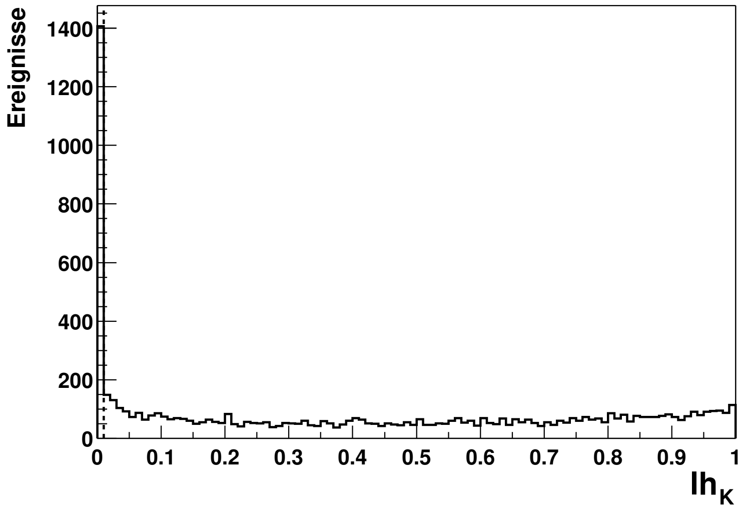


Abbildung 4.5: *Wahrscheinlichkeit, dass der gemessene dE/dx-Wert des Kaon-Kandidaten mit einer Kaon-Hypothese konsistent ist.*

Für die Rekonstruktion des D^0-Mesons werden alle Kombinationen von zwei Spuren betrachtet. Die Teilchen müssen entgegengesetzt geladen sein und einen Transversalimpuls von mindestens 300 MeV/c haben. Unter der Annahme, dass eines der beiden selektierten Teilchen ein Kaon und das andere ein Pion ist, wird die invariante Masse des Paares berechnet. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung dieser Masse. Liegt die invariante Masse in einem Fenster von ± 80 MeV/c^2 um die nominelle D^0-Masse von 1.8646 GeV/c^2, wird die Kombination der beiden Teilchen als D^0-Kandidat akzeptiert.

Der Energieverlust eines Teilchens pro Strecke dE/dx in der CJC wird verwendet, um den Anteil fehlidentifizierter Kaonen zu reduzieren. Dazu wird ein Schnitt auf die von dem Programm DDXMOD [74] ermittelte Wahrscheinlichkeit, dass der gemessene dE/dx-Wert mit einer Kaon-Hypothese konsistent ist, gemacht. Die Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus der Differenz des gemessenen Wertes dE/dx_{rec} zu dem erwarteten Wert dE/dx_{exp}:

$$lh = \mathrm{prob}(\chi^2, 1) \qquad \text{mit} \qquad \chi^2 = \frac{(dE/dx_{rec} - dE/dx_{exp})^2}{\sigma^2_{dE/dx} + \sigma^2_p} \tag{4.2}$$

Dabei ist $\sigma^2_{dE/dx}$ der Fehler der dE/dx-Messung und σ_p der Fehler, der durch die begrenzte Auflösung der Impulsmessung hervorgerufen wird. Der erwartete Wert wird durch eine parametrisierte Funktion bestimmt, die an die Daten angepasst wurde. Sie hängt von der Masse des Teilchens ab, so dass die Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Teilchenhypothesen berechnet werden können.

Bei einer Wahrscheinlichkeit des Kaon-Kandidaten für die Kaon-Hypothese von unter 1 % wird die Spur nicht verwendet. Die Verteilung der Kaon-Wahrscheinlichkeit lh_K ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Da die meisten in der CJC nachgewiesenen Teilchen Pionen sind, wird keine wesentliche Reduzierung des Untergrundes erreicht, wenn für die Pionkandidaten ein Schnitt auf die dE/dx-Wahrscheinlichkeit gemacht wird. Deshalb wird auf diesen Schnitt verzichtet.

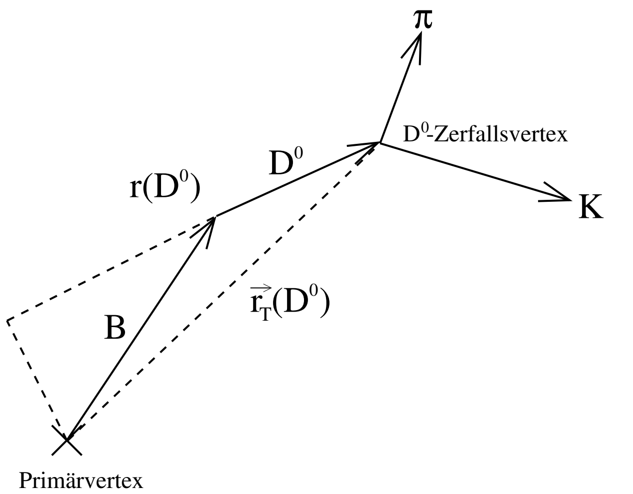


Abbildung 4.6: *Zerfallslänge r_{D^0} in einem Ereignis mit b-Hadron.*

Um den D^0-Zerfallsvertex präzise rekonstruieren zu können, müssen Kaon- und Pion-Spur Treffer im CST haben, wobei für eine von beiden Spuren mindestens 2 CST-Treffer verlangt werden. Damit ist es möglich, die Zerfallslänge des D^0-Mesons zu messen.

Sie wird durch den Abstandsvektor $\vec{r}(D^0)$ vom primären Vertex zum D^0-Zerfallsvertex definiert. Da die Messung der xy-Koordinaten der Vertices deutlich genauer ist als die Messung der z-Koordinate, wird nur die transversale Komponente des Abstandsvektors $\vec{r}_T(D^0)$ betrachtet. Der Primärvertex wird aus der Strahlachse und selektierten zentralen Spuren bestimmt (vgl. Kap. 3.3.1). Der D^0-Zerfallsvertex wird durch den Schnittpunkt von Kaon- und Pionspur in der xy-Ebene rekonstruiert. Als D^0-Zerfallslänge wird die Projektion des Abstandsvektors auf die Impulsrichtung des D^0-Kandidaten definiert (s. Abb. 4.6):

$$r(D^0) = \vec{r}_T(D^0) \cdot \vec{p}_T(D^0)/p_T(D^0) \tag{4.3}$$

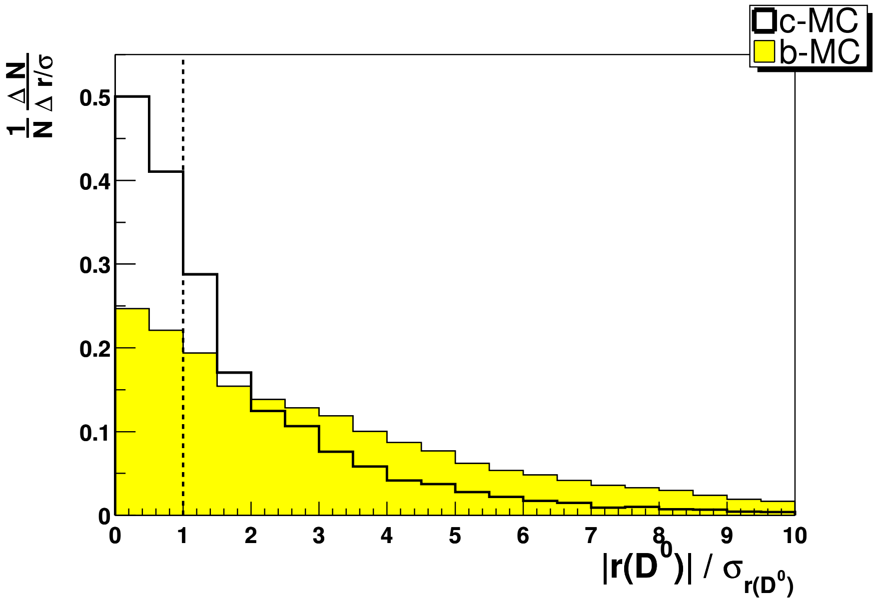


Abbildung 4.7: *Signifikanz der D^0-Zerfallslänge für D^*-Ereignisse in simulierten Daten.*

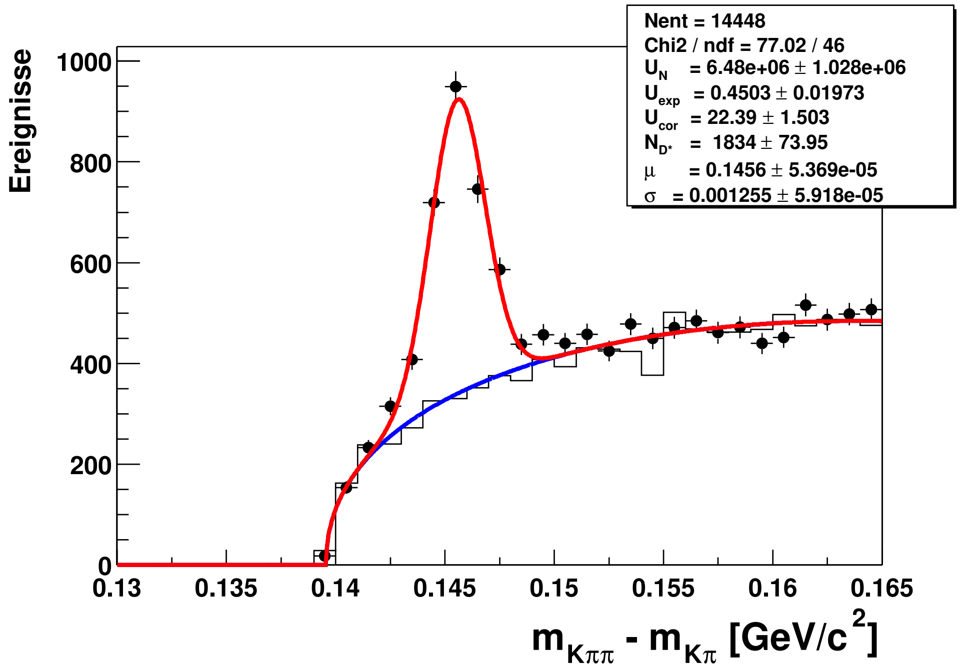


Abbildung 4.8: *Massendifferenz $\Delta m = m(K\pi\pi_s) - m(K\pi)$ für D^*-Kandidaten (Punkte) und Untergrundereignisse (Histogramm) mit angepasster Funktion nach der Selektion von D^*-Ereignissen in tiefunelastischer Streuung. Untergrund und Anpassung sind in Abschnitt 4.6 beschrieben.*

Um nur Ereignisse zu selektieren, bei denen ein D^0-Zerfallsvertex rekonstruiert wurde, der deutlich vom primären Vertex getrennt ist, wird verlangt, dass die D^0-Zerfallslänge eine Signifikanz $|r(D^0)|/\sigma_{r(D^0)}$ von mindestens 1 hat. Damit werden Untergrundereignisse mit Spuren vom primären Vertex unterdrückt und der relative Anteil an Beauty-Ereignissen erhöht, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist.

Zu dem Kaon-Pion-Paar werden aus den verbleibenden Spuren Kandidaten für das langsame Pion aus dem D^*-Zerfall gesucht. Es werden nur Teilchen mit einem Transversalimpuls von mindestens 120 MeV/c und einer dem Kaon-Kandidaten entgegengesetzten Ladung berücksichtigt.

Aus den Impulsen der drei Teilchen wird der Vierervektor des D^*-Kandidaten berechnet. Die Differenz der invarianten Massen von D^*- und D^0-Kandidat Δm muss kleiner als 165 MeV/c^2 sein. Außerdem werden nur D^*-Kandidaten im zentralen Bereich mit einer Pseudorapidität $\eta(D^*)$ zwischen -1.5 und 1.5 verwendet. Die Pseudorapidität ist definiert als:

$$\eta \; := \; \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \; = \; - \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \tag{4.4}$$

Eine weitere Einschränkung des kinematischen Bereichs auf D^*-Kandidaten mit einem Transversalimpuls $p_T(D^*)$ von mindestens 2 GeV/c bewirkt eine Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds. Die in diesem Abschnitt diskutierten Schnitte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Das Massendifferenz-Spektrum der so ausgewählten Ereignisse ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Aus der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Anpassung ergibt sich eine Anzahl von 1834 ± 74 D^*-Mesonen.

4.5 Jet-Rekonstruktion

Bei der Fragmentation eines schweren Quarks entstehen mehrere Teilchen, auf die sich Impuls und Energie des ursprüglichen Quarks verteilen. Diese Teilchen erzeugen im Detektor in der Regel ein Bündel von Spuren und Clustern. Ein solches Bündel von Teilchen wird als Jet bezeichnet. Aus den Eigenschaften des Jets, wie z.B. seiner invarianten Masse, lassen sich Rückschlüsse auf die Art des ursprünglichen Quarks ziehen. Deshalb werden in dieser Analyse Jets zur Trennung von Beauty- und Charm-Ereignissen verwendet.

Für die Rekonstruktion der Jets wird der inklusive k_T-Algorithmus eingesetzt. Dieser Algorithmus kombiniert Teilchen anhand ihres Abstandes in der $\eta\phi$-Ebene zu Jets, wobei das Ergebnis invariant unter Lorentztransformationen in z-Richtung ist. Der inklusive k_T-Algorithmus ist ausführlich in [75] beschrieben. Für die Rekonstruktion der Jets werden alle Teilchen des hadronischen Endzustandes verwendet (s. Abschnitt 4.3), wobei die drei Tochterteilchen des D^*-Kandiaten durch den Vierervektor des D^*-Kandiaten ersetzt werden. Die Teilchen des hadronischen Endzustandes, die den Tochterteilchen entsprechen, werden anhand der Spur, aus der sie rekonstruiert wurden, identifiziert. Falls ein Tochterteilchen für den hadronischen Endzustand nur aus dem Cluster rekonstruiert wurde, wird es anhand des Impulses identifiziert. Das Teilchen, dessen Impuls sich am wenigsten vom Impuls der Spur des Tochterteilchens unterscheidet, wird ausgewählt.

In dieser Analyse werden nur Jets betrachtet, die einen Transversalimpuls von mindestens 4 GeV/c haben. Da für jedes der beiden schweren Quarks ein Jet erwartet wird, wird die Rekonstruktion von mindestens zwei Jets verlangt. Außerdem muß es einen Jet geben, der den D^*-Kandidaten enthält. Dieser Jet wird im Folgenden als D^*-Jet bezeichnet. Durch die

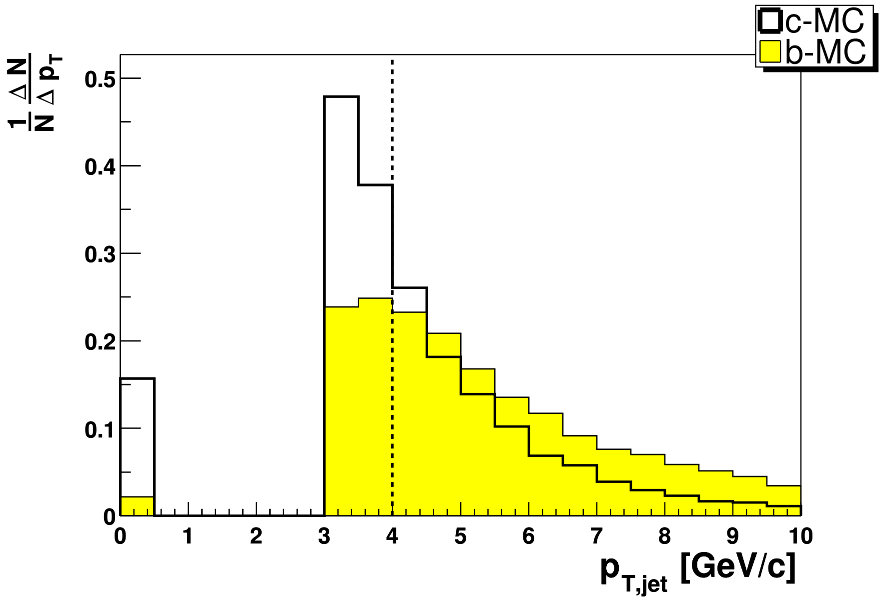


Abbildung 4.9: *Transversalimpuls des D^*-Jets in den simulierten Daten. Ereignisse, bei denen kein D^*-Jet mit einem Transversalimpuls von mindestens 3 GeV/c rekonstruiert werden konnten, wurden bei $p_T = 0$ eingetragen. Der Schnitt bei 4 GeV/c ist durch eine gestrichelte Linie angedeutet.*

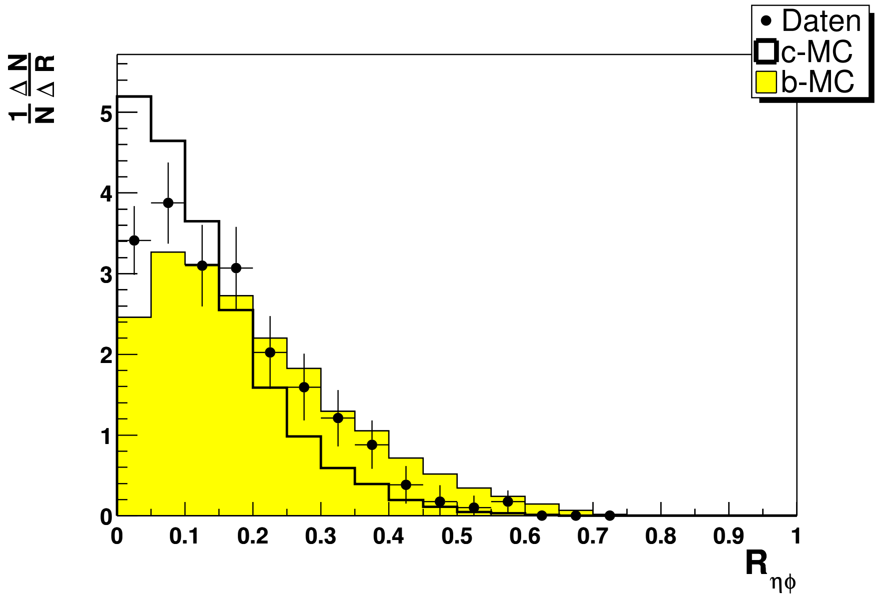


Abbildung 4.10: *Abstand zwischen D^*-Meson und D^*-Jet in den Daten (Punkte) und der Simulation (Histogramm). Die Datenpunkte sind durch eine Anpassung der Δm-Spektren bestimmt.*

Forderung von Jets wird der relative Anteil an Beauty-Ereignissen erhöht, wie Abbildung 4.9 verdeutlicht.

In Abbildung 4.10 ist der Abstand des D^*-Mesons zum D^*-Jet aufgetragen. Dabei ist der Abstand definiert durch die Differenz in der Pseudorapidität η und im Azimutalwinkel ϕ:

$$R_{\eta\phi} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \tag{4.5}$$

Es ist deutlich eine Häufung bei kleinen Abständen zu sehen, wie es zu erwarten ist, wenn der Jet und das D^*-Meson aus der Fragmentation desselben Quarks entstehen. Die Datenpunkte liegen meist zwischen den Verteilungen der simulierten Charm- und Beauty-Ereignisse, so dass sich die Daten durch eine Kombination beider Verteilungen beschreiben lassen.

In Tabelle 4.3 sind die Selektionskriterien für die in dieser Analyse verwendeten Ereignisse zusammengefasst.

4.6 Bestimmung der Anzahl von D^*-Ereignissen

Die selektierten D^*-Kandidaten setzen sich aus D^*-Mesonen und aus kombinatorischem Untergrund zusammen. Die Anzahl der D^*-Mesonen wird aus der Δm-Verteilung der Kandidaten bestimmt. Für D^*-Mesonen liegen die rekonstruierten Δm-Werte in der Nähe der nominellen Massendifferenz von 145.4 MeV/c^2. Die Verteilung des D^*-Signals wird durch eine Gaußfunktion beschrieben:

$$f_{D^*}(\Delta m) = \frac{N_{D^*}}{\sqrt{2\pi}\ \sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(\Delta m - \mu)^2}{2\ \sigma^2}\right) \tag{4.6}$$

Datennahmeperioden	Jahre 1997-2000
Run-Selektion	gute und mittlere Qualität
Detektorstatus	CJC, CIP/COP, LAr, SpaCal, ToF, Lumi, CST
Z-Vertex	$\lvert z_{vertex} \rvert < 40$ cm
Trigger	s61 bzw. s2 (bis Run 193443): `Spcle_IET` $\wedge$ `zvtx_sig` $\wedge$ `DCRPh_THig`
D* Selektion	**Jet Selektion**
Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi_s \to K\pi\pi_s$	k_T-Algorithmus im Laborsystem
$\Delta r(K,\pi,\pi_s) > 10$ cm	$p_T(jet_{1,2}) > 4$ GeV/c
$p_T(K,\pi) > 300$ MeV/c	$p_T(jet_{D^*}) > 4$ GeV/c
$p_T(\pi_s) > 120$ MeV/c	**DIS Selektion**
$lh_K(K) > 1\,\%$	elektromagnetischer Cluster im SpaCal
CST-Hits(K) $\cdot$ CST-Hits$(\pi) \geq 2$	$E'_e > 12$ GeV
$\lvert r(D^0)\rvert/\sigma_{r(D^0)} > 1$	$\theta'_e < 177°$
$\lvert m(K\pi) - m_{D^0}\rvert < 80$ MeV/c^2	$r_{cog} > 9.1$ cm
$\Delta m = m(K\pi\pi_s) - m(K\pi) < 165$ MeV/c^2	$\sum E - p_z > 45$ GeV
Kinematischer Bereich	
$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$	$0.05 < y < 0.6$
$p_T(D^*) > 2$ GeV/c	2 GeV$^2 < Q^2 < 100$ GeV^2

Tabelle 4.3: *Übersicht der Selektion von D^*-Ereignissen in tiefunelastischer Streuung.*

Die Funktion hängt von drei Parametern ab: der Anzahl D^*-Mesonen N_{D^*}, dem Mittelwert μ und der Breite σ, die ein Maß für die Auflösung ist.

Für den Untergrund ergibt sich in Δm eine Verteilung, die bei der Pionmasse beginnend näherungsweise wurzelförmig ansteigt. Als Parametrisierung der Untergrundverteilung wird eine Potenzfunktion mit einem quadratischen Korrekturterm verwendet, der zu einer deutlichen Verbesserung in der Beschreibung der Daten führt [76]:

$$f_u(\Delta m) = U_N \;\cdot\; (\Delta m - m_\pi)^{U_{exp}} \;\cdot\; (1 - U_{cor} \cdot \Delta m^2) \tag{4.7}$$

U_N ist ein Normierungsfaktor, U_{exp} der Exponent der Potenzfunktion und U_{cor} der Faktor für den quadratischen Korrekturterm.

An die gemessene Δm-Verteilung wird die Summe aus Signal- und Untergrundfunktion angepasst. Bei einem Δm-Histogramm mit der Binbreite d_{bin} ist die anzupassende Funktion

$$N(\Delta m) = d_{bin} \;\cdot\; (f_{D^*}(\Delta m) \;+\; f_u(\Delta m)) \tag{4.8}$$

Die Anpassung der Parameter erfolgt durch die Maximum-Likelihood-Methode, bei der für die Daten die Poissonverteilung angesetzt wird [77].

Um die Verteilung des Untergrundes besser anpassen zu können, wird eine Selektion von reinen Untergrundereignissen durchgeführt. Es wird derselbe Algorithmus mit denselben Schnitten wie bei den D^*-Kandidaten angewendet, allerdings mit dem Unterschied, dass für das Pion aus dem Zerfall des D^0-Kandidaten die *gleiche* Ladung wie für das Kaon

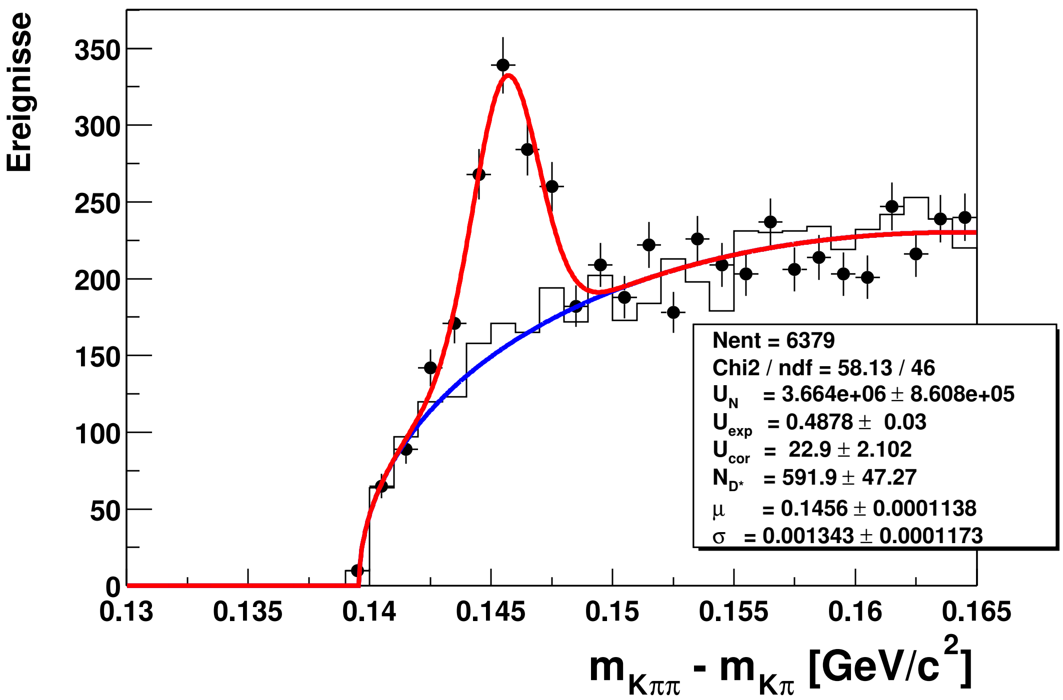


Abbildung 4.11: *Massendifferenz $\Delta m = m(K\pi\pi_s) - m(K\pi)$ für D^*-Kandidaten (Punkte) und Untergrundereignisse (Histogramm) mit angepasster Funktion.*

verlangt wird. Die D^*-Untergrundereignisse werden also durch die Teilchenkombinationen $K^+\pi^+\pi_s^-$ und $K^-\pi^-\pi_s^+$ gebildet. Dadurch dass Kaon und Pion eine doppelt geladene Teilchenkombination bilden, werden keine D^0-Mesonen sondern nur kombinatorischer Untergrund selektiert. Weil bei D^*-Kandidaten- und Untergrundereignissen jeweils zwei gleich und ein entgegengesetzt geladenes Teilchen ausgewählt werden, ist für beide Klassen dieselbe Verteilung des kombinatorischen Untergrundes zu erwarten.

Eine Skalierung der Untergrundereignisse ist nicht erforderlich. Die Anzahl der Ereignisse, deren Massendifferenz oberhalb der Signalregion liegt ($\Delta m > 150$ MeV/c^2), beträgt für die D^*-Kandidaten 3438 und für die reinen Untergrundereignisse 3480. Diese Anzahlen unterscheiden sich nur um 0.5 Standardabweichungen.

An die Δm-Verteilung der Untergrundereignisse wird die Untergrundfunktion angepasst, während gleichzeitig die Anpassung von Signal- und Untergrundfunktion an die Verteilung der D^*-Kandidaten vorgenommen wird. In Abbildung 4.11 sind die Δm-Spektren beider Ereignisklassen zusammen mit der angepassten Funktion grafisch dargestellt.

Die Anpassung nach der Maximum-Likelihood-Methode ergibt eine Anzahl von 592 ± 47 D^*-Mesonen. Dieser Wert stimmt innerhalb der erwarteten Abweichung mit der Anzahl von 558 ± 61 überein, die sich aus der Differenz der Verteilungen von D^*-Kandidaten- und Untergrundereignissen innerhalb der Signalregion ($\mu \pm 4\sigma$) ergibt. In Tabelle 4.4 sind die Parameter der Anpassung zusammengefasst.

Um das Spektrum von D^*-Mesonen in einer bestimmten Variablen zu ermitteln, werden die Δm-Verteilungen in Intervallen dieser Variablen betrachtet. Die Anzahl von D^*-Mesonen

Parameter	Wert
U_N [10^6]	3.66 ± 0.86
U_{exp}	0.488 ± 0.030
U_{cor} [c^4/MeV^2]	22.9 ± 2.1
N_{D^*}	592 ± 47
μ [MeV/c^2]	145.61 ± 0.11
σ [MeV/c^2]	1.34 ± 0.12

Tabelle 4.4: *Aus der Anpassung an die Δm-Verteilung ermittelte Parameter.*

in einem Intervall werden durch eine gleichzeitige Anpassung der Funktion (4.8) an die D^*-Kandidaten- und die Untergrundverteilung bestimmt. Weil teilweise nur wenige Ereignisse in einem Intervall liegen, wird die Anzahl der anzupassenden Parameter jedoch reduziert. Der Exponent und der Korrekturfaktor des Untergrundterms sowie der Mittelwert und die Breite der Signalfunktion werden fest vorgegeben. Als Mittelwert wird der nominelle Wert von 145.4 MeV/c^2 verwendet. Die anderen Werte entsprechen denen, die sich aus der Anpassung an die gesamten Daten ergeben. Als frei anzupassende Parameter bleiben die Anzahl von D^*-Mesonen N_{D^*} und die Normierung des Untergrundes U_N.

Damit steht eine Methode zur Verfügung, um differentielle Verteilungen für Ereignisse mit D^*-Mesonen zu bestimmen. Durch die Anpassung der Δm-Spektren sind die Verteilungen untergrundfrei. Sie enthalten nur Ereignisse, bei denen ein Charm- oder ein Beauty-Quark in ein D^*-Meson fragmentiert.

Nachdem in diesem Kapitel die Auswahl von D^*-Ereignissen mit zwei Jets in tiefunelastischer Streuung vorgenommen wurde, ist die nächste Aufgabe, den Anteil der Beauty-Ereignisse in den selektierten Ereignissen zu bestimmen. Dies wird anhand von differentiellen Verteilungen diskriminierender Variablen im nächsten Kapitel durchgeführt. Dabei ist der Anteil an Beauty-Ereignissen durch den Schnitt auf die Signifikanz der D^0-Zerfallslänge und durch die Selektion von Jets angereichert.

Kapitel 5

Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen

Im vorigen Kapitel wurde beschrieben, wie Ereignisse, in denen Charm- oder Beauty-Quarks produziert werden, ausgewählt werden. Damit diese beiden Ereignisklassen voneinander getrennt werden können, werden verschiedene diskriminierende Messgrößen betrachtet. Eine Größe, die gut zur Trennung geeignet ist, ist die rekonstruierte Zerfallszeit des D^0-Mesons. Auf dieser Größe basiert die erste in Abschnitt 5.3 diskutierte Methode zur Bestimmung des Anteils an Beauty-Ereignissen in Ereignissen mit D^*-Mesonen. Weiterhin wird untersucht, ob sich die Informationen mehrerer Größen und ihrer Korrelationen ausnutzen lassen, indem diese kombiniert werden. Dazu wird ein künstliches Neuronales Netz eingesetzt, das aus den verschiedenen Messgrößen eine einzige Variable berechnet. Diese Variable wird bei der in Abschnitt 5.6 beschriebenen zweiten Methode zur Bestimmung des Beauty-Anteils verwendet. Als Alternative zum Neuronalen Netz wird die Kombination der Messgrößen zu einer relativen Dichte im Parameterraum der Separationsvariablen betrachtet.

5.1 Methode zur Bestimmung des Beauty-Anteils

Für die Bestimmung des Beauty-Anteils in D^*-Ereignissen wird die Verteilung einer ein- oder mehrdimensionalen Variablen x betrachtet. An die gemessene Verteilung $N(x)$ wird eine Linearkombination von $N_c(x)$ und $N_b(x)$ angepasst, die die Verteilungen für Charm- bzw. Beauty-Ereignisse beschreiben und aus simulierten Daten ermittelt werden. Der anzupassende Parameter ist dabei der Beauty-Anteil f_b. Vor der Anpassung werden die Monte-Carlo-Verteilungen auf die Anzahl N der Ereignisse in den Daten normiert: $\int N_c(x)dx = \int N_b(x)dx = N$. Aus den Monte-Carlo-Verteilungen ergibt sich dann als erwartete Verteilung:

$$N_{bc}(x) = f_b \cdot N_b(x) + (1 - f_b) \cdot N_c(x) \tag{5.1}$$

Um eine gute Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen zu erhalten, sollte möglichst viel an Informationen aus den Ereignissen verwendet werden. D.h. es ist eine große Anzahl von diskriminierenden Variablen anzustreben. Mit jeder Variable wächst allerdings auch die Dimension des betrachteten Phasenraums. Weil die Anzahl der rekonstruierten und simulierten Ereignisse aber konstant bleibt, verringert sich dadurch die Anzahl an Ereignissen pro Phasenraumelement. Das erschwert die Bestimmung einer sinnvollen Verteilung $N(x)$ und deren Anpassung durch Monte-Carlo-Verteilungen. Von diesem Standpunkt aus ist eine geringe Anzahl von Variablen wünschenswert.

Eine einfache und weit verbreitete Methode, um diese beiden Forderungen in Einklang zu bringen, ist die Anwendung eines künstlichen Neuronalen Netzes. Das Netz kann mehrere Eingabevariablen zu einer einzigen Ausgabevariablen kombinieren. Es liefert damit eine Abbildung von Punkten x im mehrdimensionalen Phasenraum auf einen eindimensionalen Ausgabewert o. Beim Training des Neuronalen Netzes wird diese Funktion $o(x)$ so angepasst, dass die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen optimiert wird. Mit der Ausgabevariablen, in die die Informationen aller diskriminierender Messgrößen eingehen, erhält man also eine eindimensionale Verteilung der D^*-Ereignisse, an die die Monte-Carlo-Verteilungen gut angepasst werden können.

5.2 Separationsvariablen

Charm- und Beauty-Quarks haben unterschiedliche Eigenschaften. Die Eigenschaften, die hier zur Identifizierung der Quarksorte ausgenutzt werden, sind die Masse und die Lebensdauer.

Beauty-Quarks haben eine etwa drei- bis viermal größere Masse als Charm-Quarks. Weil damit beim Zerfall eines b-Quarks mehr Energie frei wird, ergibt sich eine andere Ereignistopologie als bei Charm-Ereignissen. Für die Charakterisierung der Ereignistopologie werden die Spurmultiplizität N_{spur}, die Jetmasse m_{jet}, der Transversalimpuls des D^*-Mesons relativ zum Jet $p_{T,rel}$, der Anteil des D^*-Mesons an der Jetenergie f_E, die Sphärizität S und die Aplanarität A verwendet. Diese Variablen werden in den Abschnitten 5.2.1 bis 5.2.6 erläutert.

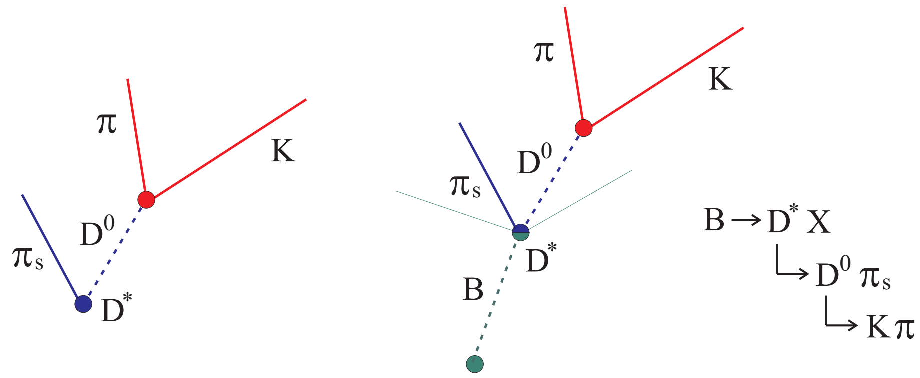


Abbildung 5.1: *Zerfall eines D^*-Mesons in einem Charm- (links) und einem Beauty-Ereignis (rechts).*

In Charm-Ereignissen entsteht das D^*-Meson direkt am primären Vertex, an dem die schweren Quarks erzeugt werden. Bei Beauty-Ereignissen entsteht das D^*-Meson erst durch den Zerfall eines b-Hadrons (vgl. Abb. 5.1). Weil die b-Hadronen im Vergleich zum D^0-Meson eine drei- bis viermal größere Lebensdauer haben, ist der Abstand des

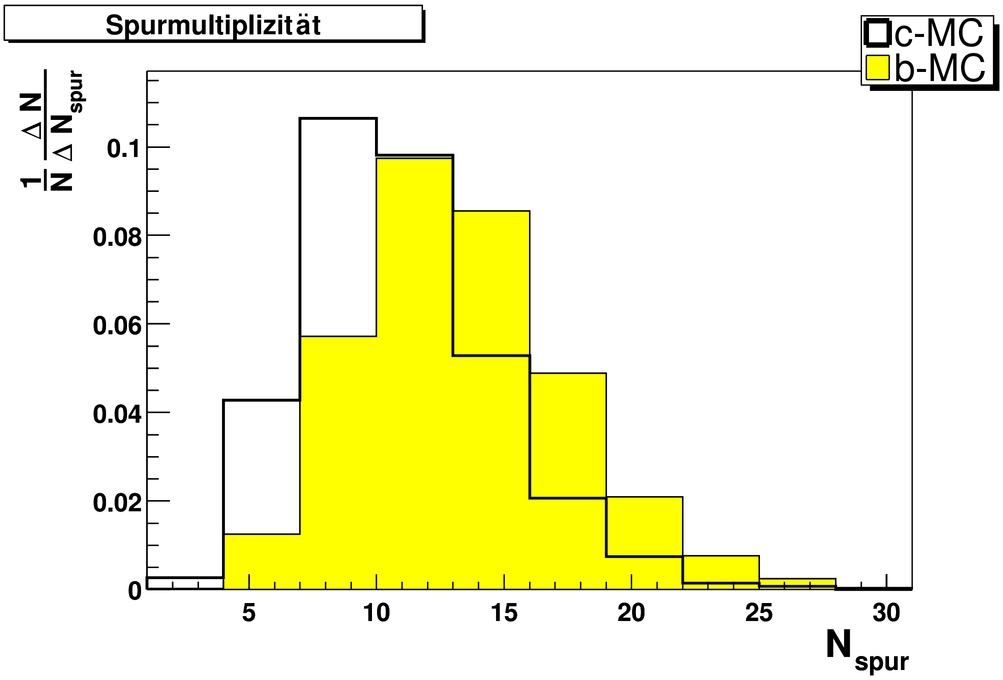


Abbildung 5.2: *Spurmultiplizität in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

D^0-Zerfallsvertex vom primären Vertex im Mittel bei Beauty-Ereignissen größer als bei Charm-Ereignissen. Es werden zwei Komponenten des Abstandsvektors zwischen diesen beiden Vertices für die Trennung der zwei Ereignisklassen verwendet. Die aus der longitudinalen Komponente $r(D^0)$ berechnete Zerfallszeit $t(D^0)$ und die transversale Komponente $\delta(D^0)$ werden in den Abschnitten 5.2.7 und 5.2.8 erläutert. Auf die Beschreibung der gemessenen Verteilung durch die simulierten Daten wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

5.2.1 Spurmultiplizität

Aufgrund der größeren Masse des b-Quarks entstehen bei b-Hadron-Zerfällen im Durchschnitt mehr Teilchen als bei Charm-Hadron-Zerfällen. Als Maß für die Teilchenmultiplizität wird die Anzahl der Spuren, die in der zentralen Spurkammer CJC nachgewiesen werden, genommen. Es werden alle noch nicht an einen Vertex angepassten Spuren mit einem Transversalimpuls von mindestens 300 MeV/c und einer Spurlänge von mindestens 10 cm gezählt.

Die Verteilung der Spurmultiplizität N_{spur} ist in Abbildung 5.2 für Charm- und Beauty-Ereignisse dargestellt.

5.2.2 Jetmasse

Jets aus c- und b-Quarks haben unterschiedliche Eigenschaften. Eine der Größen, die zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen verwendet wird, ist die invariante Masse.

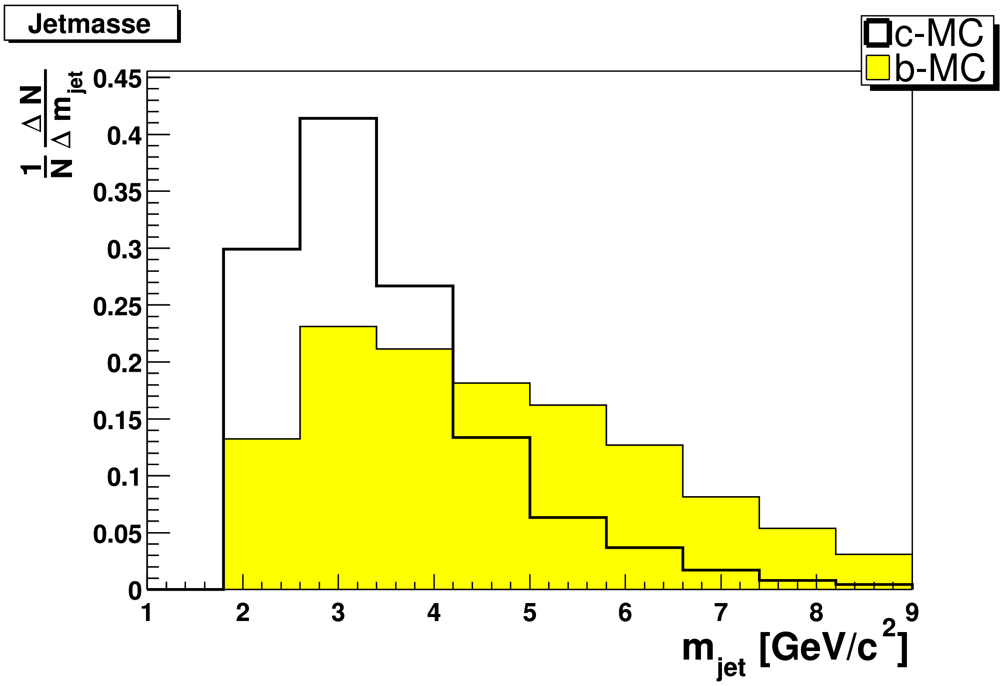


Abbildung 5.3: *Jetmasse in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

Sie ergibt sich aus den Vierervektoren $\mathbf{p}_i$ aller Teilchen, die zum Jet kombiniert wurden:

$$m_{jet} = \sqrt{\left(\sum_{i\in jet} \mathbf{p}_i\right)^2} \tag{5.2}$$

Die Jets werden mit dem inklusiven k_T-Algorithmus aus den Teilchen des hadronischen Endzustands rekonstruiert, wie in Abschnitt 4.5 beschrieben. Dabei sind die drei Tochterteilchen des D^*-Kandidaten durch ein einziges Teilchen mit dem Viererimpuls des D^*-Kandidaten ersetzt. Als D^*-Jet wird derjenige Jet bezeichnet, der den D^*-Kandidaten enthält.

Die Masse des D^*-Jets ist für Beauty-Ereignisse aufgrund der höheren Quarkmasse im Durchschnitt größer als für Charm-Ereignisse. Die Verteilungen der Jetmasse sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

5.2.3 Relativer Transversalimpuls

Bei der Fragmentation eines Charm-Quarks in ein D^*-Meson erhält das D^*-Meson in der Regel einen Großteil der Energie und des Impulses des Charm-Quarks. Die Richtung des D^*-Mesons und des Jets aus dem Charm-Quark sind also stark korreliert. Aufgrund des Kaskadenzerfalls der b-Quarks ist die Korrelation zwischen Jet und D^*-Meson in Beauty-Ereignissen geringer. Ein Maß für diese Korrelation ist der relative Transversalimpuls $p_{T,rel}$. Er gibt die Impulskomponente des D^*-Mesons senkrecht zur Jetrichtung an (vgl. Abb. 5.5):

$$p_{T,rel} = \frac{|\vec{p}(D^*) \times \vec{p}_{jet}|}{|\vec{p}_{jet}|} \tag{5.3}$$

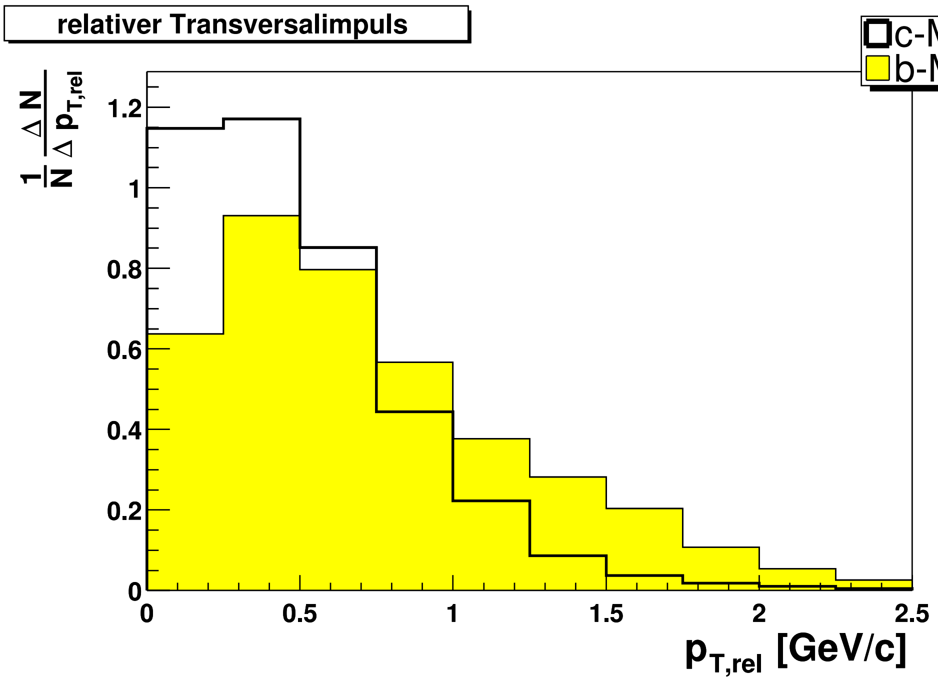


Abbildung 5.4: *Relativer Transversalimpuls in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

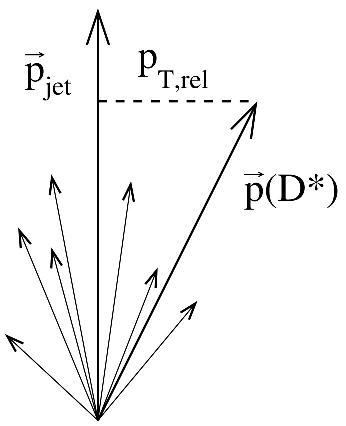


Abbildung 5.5: *Relativer Transversalimpuls des D^*-Mesons zur Jetachse.*

Der relative Transversalimpuls wird im Laborsystem zwischen D^*-Kandidat und D^*-Jet berechnet. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung von $p_{T,rel}$ in simulierten Charm- und Beauty-Ereignissen.

5.2.4 Energieanteil

Die unterschiedlich harte Fragmentation von c- und b-Quarks in D^*-Mesonen bewirkt, dass das D^*-Meson bei Beauty-Ereignissen im Mittel einen geringeren Anteil an der Jetenergie hat als bei Charm-Ereignissen. Der Energieanteil f_E ist somit eine Größe, die zur Trennung

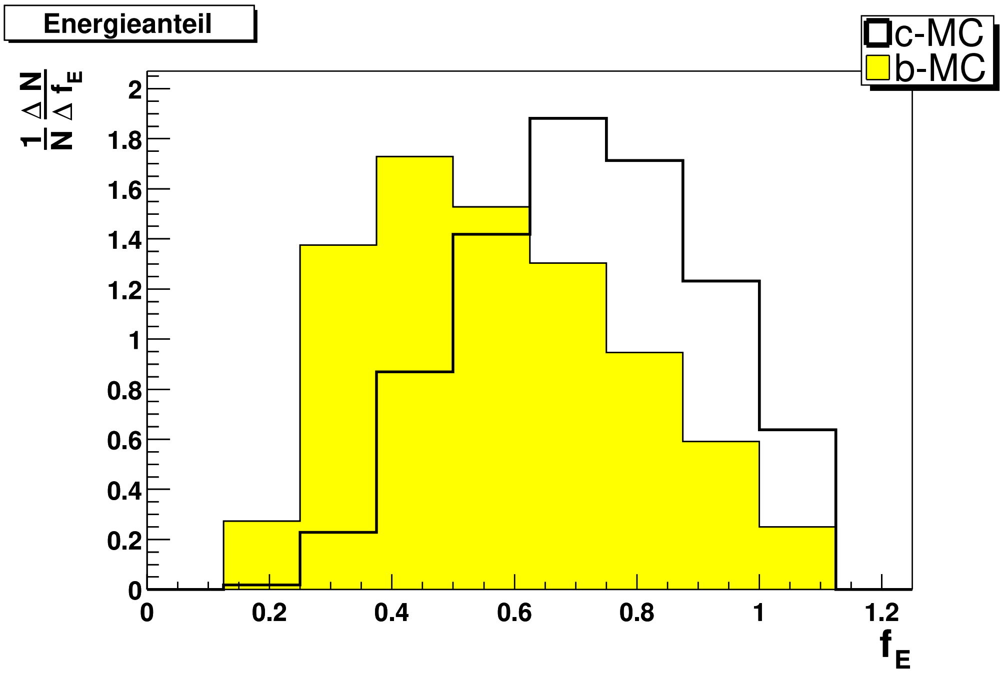


Abbildung 5.6: *Energieanteil in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

von Charm- und Beauty-Ereignissen geeignet ist:

$$f_E = \frac{E(D^*)}{E_{jet}} \tag{5.4}$$

Die Energien von D^*-Kandidat und D^*-Jet werden im Laborsystem bestimmt. Die Verteilungen des Energieanteils sind in Abbildung 5.6 für beide Ereignisklassen aufgetragen. Weil der Algorithmus zur Rekonstruktion von Jets nur die Impulse der Teilchen berücksichtigt und die Energie so festlegt, dass die Jets masselos sind, kann die Energie des Jets kleiner werden als die des D^*-Mesons, so dass f_E größer als 1 wird.

5.2.5 Sphärizität

Die Topologie eines Ereignisses im Impulsraum läßt sich durch den Impulstensor beschreiben. Der Impulstensor P ist ein 3×3-Tensor, der aus den Impulsen $\vec{p}_i$ der Teilchen im Endzustand berechnet wird:

$$P_{\alpha\beta} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{N} p_{i,\alpha} \cdot p_{i,\beta}}{\sum\limits_{i=1}^{N} |\vec{p}_i|^2} \quad , \qquad \alpha, \beta \in \{x, y, z\} \tag{5.5}$$

Dabei ist N die Anzahl der Teilchen. Für die Berechnung des Impulstensors werden die Teilchen des hadronischen Endzustandes verwendet, wie sie in Abschnitt 4.3 beschrieben sind. Um den Einfluss des Impulsübertrags vom Elektron zu reduzieren, werden die Impulse zuvor in das hadronische Schwerpunktsystem transformiert.

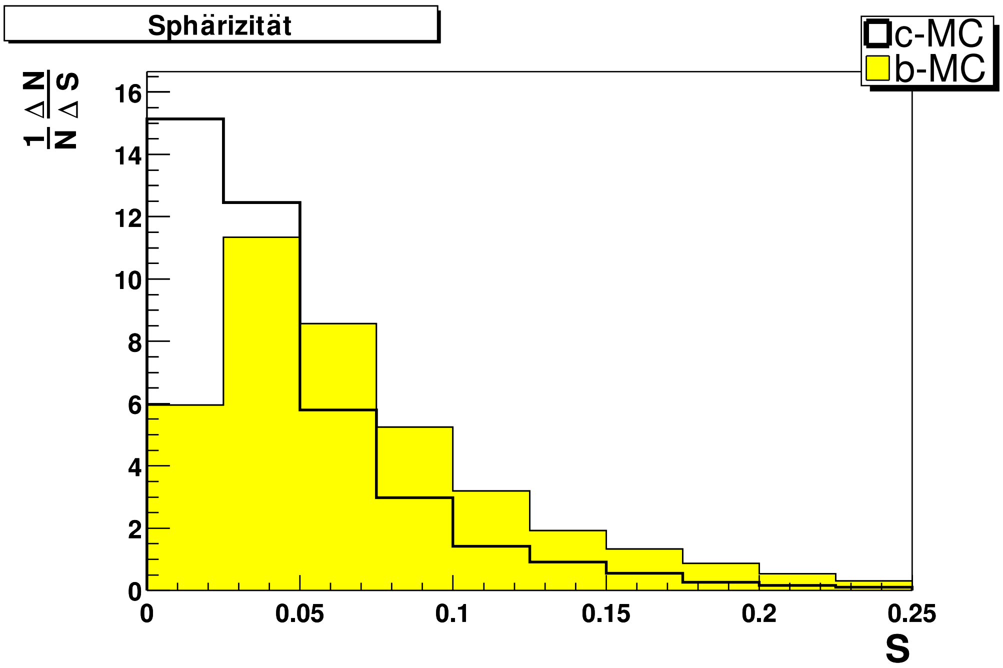


Abbildung 5.7: *Sphärizität in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

Dieses Bezugssystem, das auch als γp-System bezeichnet wird, ist dadurch definiert, dass der Photon- gleich dem negativen Protonimpuls ist ($\vec{q} + \vec{P} = 0$). Im γp-System ist der transversale Impulsübertrag vom Elektron auf den hadronischen Endzustand gleich Null, so dass der Transversalimpuls der Teilchen des hadronischen Endzustandes nicht vom Transversalimpuls des gestreuten Elektrons abhängt.

Bei einem 3×3-Tensor wie dem Impulstensor lassen sich drei Hauptachsen definieren. Zu jeder der Achsen gibt es einen Eigenwert Q_i (s. Abb. 5.8). Die Numerierung der Eigenwerte wird so gewählt, dass $Q_1 \geq Q_2 \geq Q_3$ gilt. Beim Impulstensor sind die drei Eigenwerte nicht unabhängig voneinander, sondern über die Beziehung $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$ miteinander verknüpft.

Aus den Eigenwerten können Variablen berechnet werden, die die Form der Impulsvertei-

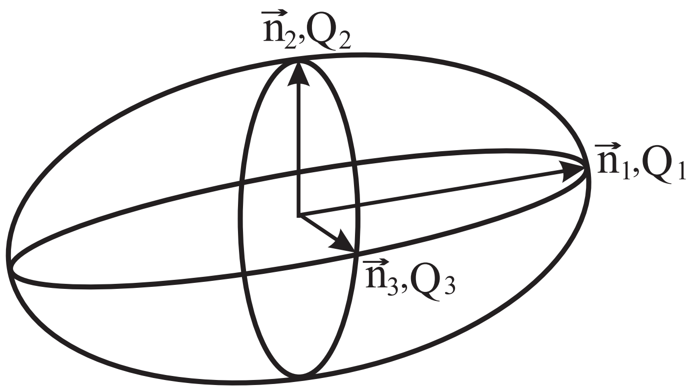


Abbildung 5.8: *Hauptachsen und Eigenwerte des Impulstensors.*

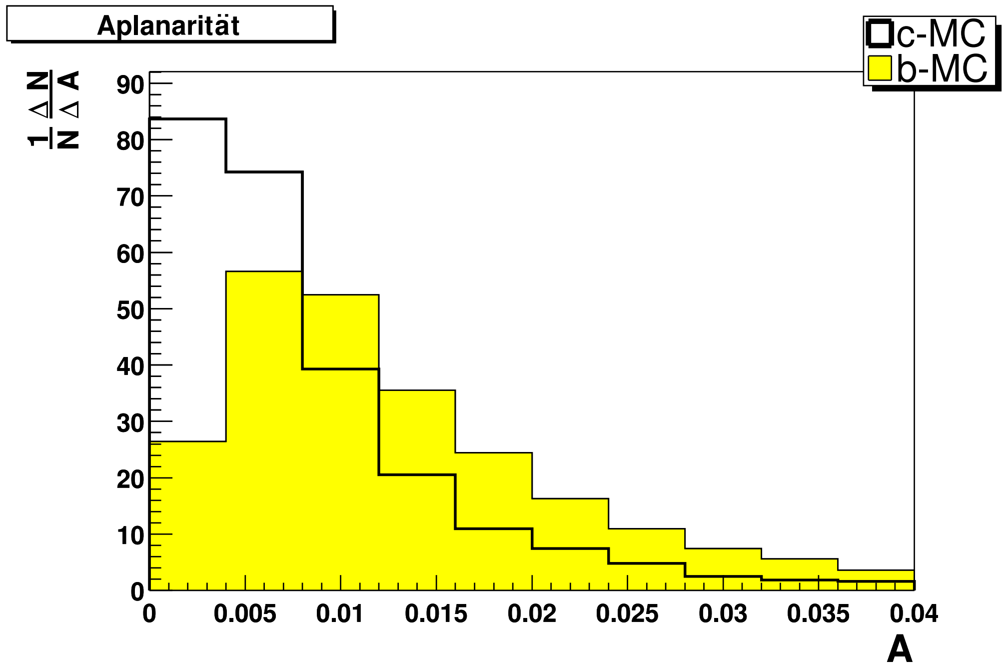


Abbildung 5.9: *Aplanarität in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

lung des Ereignisses charakterisieren. Eine dieser Variablen ist die Sphärizität:

$$S = \frac{3}{2}(1 - Q_1) \tag{5.6}$$

Sie gibt an, wie "kugelförmig" die Impulsverteilung ist. Wenn sie isotrop ist, erreicht die Sphärizität ihren maximalen Wert von $S = 1$. Bei Ereignissen, deren Impulse alle auf einer Geraden liegen, wird die Sphärizität minimal ($S = 0$).

Da beim Zerfall eines b-Quarks mehr Energie frei wird als bei einem c-Quark, erwartet man für Beauty-Ereignisse im Durchschnitt eine größere Sphärizität. Dies zeigen auch die simulierten Verteilungen für Charm- und Beauty-Ereignisse (s. Abb. 5.7). Der absolute Wert der Sphärizität ist für beide Ereignisklassen relativ klein, da die Topologie der Ereignisse im γp-System im Wesentlichen durch die beiden schweren Quarks bestimmt ist, deren Impulse in entgegengesetzte Richtungen zeigen.

5.2.6 Aplanarität

Eine weitere Größe, die sich aus den Eigenwerten des Impulstensors ergibt, ist die Aplanarität:

$$A = \frac{3}{2} Q_3 \tag{5.7}$$

Sie ist minimal ($A = 0$), wenn alle Impulse in einer Ebene liegen. Den maximalen Wert von $A = \frac{1}{2}$ erhält man bei einer isotropen Impulsverteilung.

Wie bei der Sphärizität erwartet man auch bei der Aplanarität aufgrund der höheren Quarkmasse im Durchschnitt einen größeren Wert für Beauty- als für Charm-Ereignisse (vgl. Abb. 5.9).

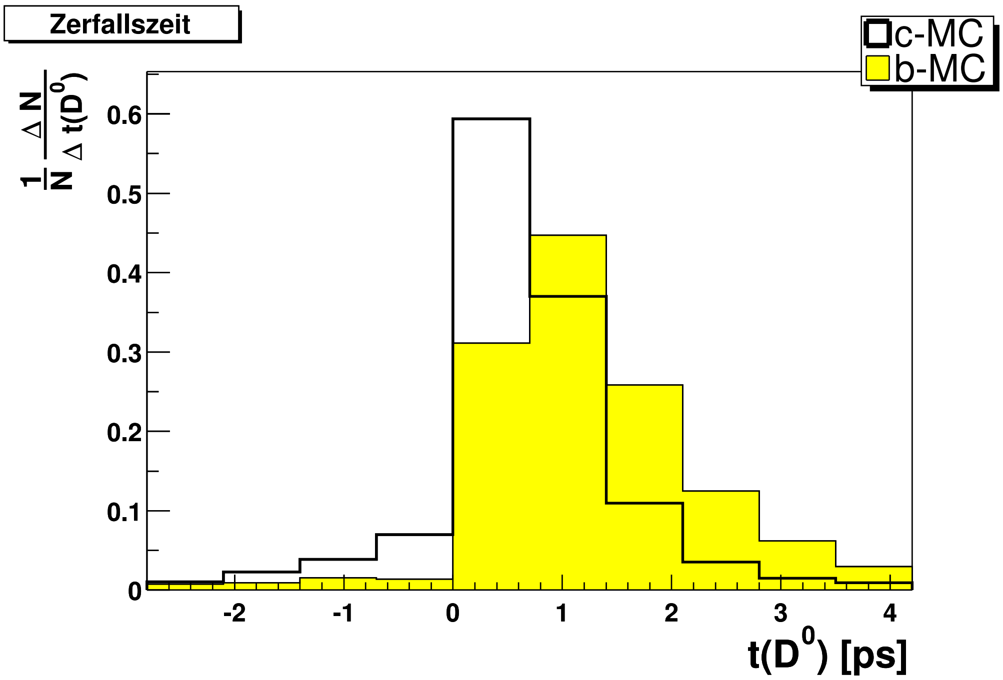


Abbildung 5.10: *Zerfallszeit in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

5.2.7 Zerfallszeit

Aus dem Zerfallsvertex des D^0-Mesons, der mit CST-Informationen rekonstruiert wird, wird die D^0-Zerfallslänge $r(D^0)$ bestimmt (vgl. Abb. 5.11). Daraus wird mit dem Transversalimpuls des D^0-Mesons $p_T(D^0)$ die Zerfallszeit $t(D^0)$ berechnet:

$$t(D^0) = \frac{r(D^0)/c}{\sin\theta \cdot \beta\gamma} = \frac{r(D^0)/c}{\sin\theta \cdot p(D^0)/m(D^0)c} = \frac{r(D^0)}{p_T(D^0)} m(D^0) \tag{5.8}$$

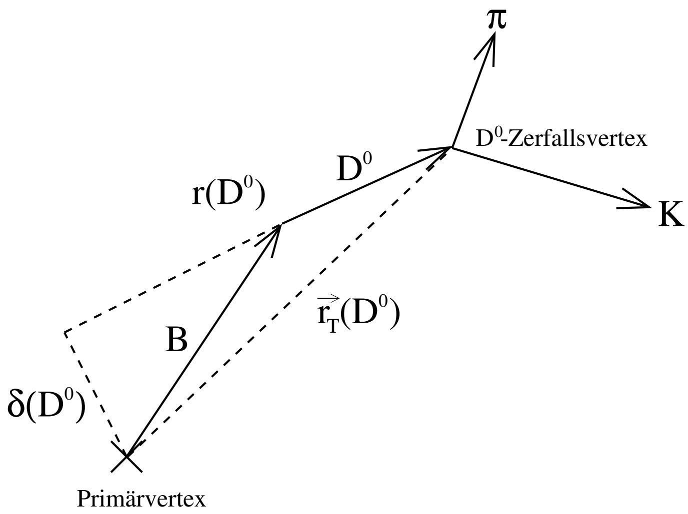


Abbildung 5.11: *Zerfallslänge $r(D^0)$ und Abstandsparameter $\delta(D^0)$ in einem Ereignis mit b-Hadron.*

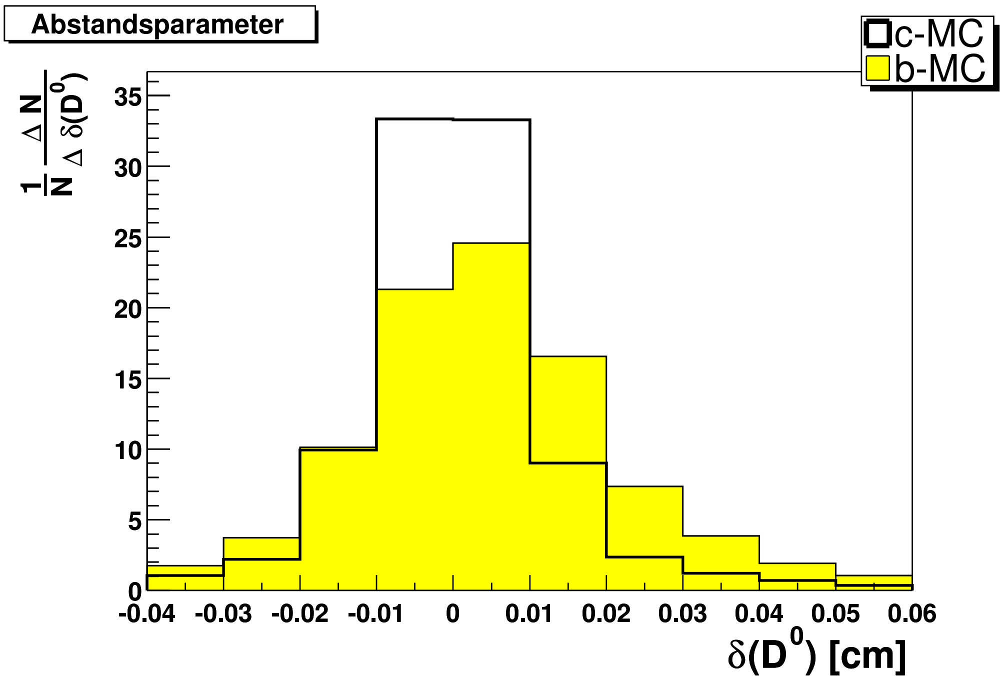


Abbildung 5.12: *Abstandsparameter in Charm- und Beauty-Ereignissen.*

Für Charm-Ereignisse, bei denen das D^0-Meson am primären Vertex erzeugt wird, ist $t(D^0)$ die Lebensdauer des D^0-Mesons in seinem Ruhesystem. Die Verteilung von $t(D^0)$ entspicht also einer Exponentialverteilung, die mit einer Auflösungsfunktion gefaltet ist. Dabei können auch negative Zerfallszeiten auftreten. Dies ist der Fall, wenn der rekonstruierte D^0-Zerfallsvertex und der primären Vertex von der D^0-Impulsrichtung aus betrachtet in der falschen Reihenfolge angeordnet sind.

Da das D^*-Meson in Beauty-Ereignissen nicht direkt am primären Vertex, sondern beim Zerfall eines b-Hadrons entsteht, das im Vergleich zum D^0 eine große Lebensdauer hat, ist die gemessene Zerfallszeit im Durchschnitt größer als bei Charm-Ereignissen. Die Verteilungen für beide Ereignisklassen sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

5.2.8 Abstandsparameter

Neben der D^0-Zerfallslänge kann auch die dazu orthogonale Komponente des Abstandsvektors zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen verwendet werden. Der D^0-Abstandsparameter gibt den Abstand zwischen D^0-Zerfallsvertex und Primärvertex in der xy-Ebene senkrecht zur D^0-Impulsrichtung an (s. Abb. 5.11):

$$\delta(D^0) = \delta_\pm \cdot \frac{|\vec{r}_T(D^0) \times \vec{p}_T(D^0)|}{p_T(D^0)} \tag{5.9}$$

Das Vorzeichen des Abstandsparameters $\delta_\pm$ wird durch die Transversalimpulse des D^0-Mesons und des D^*-Jets definiert. Es ist positiv, wenn die extrapolierte D^0-Flugbahn die Jetachse in positiver Jetrichtung schneidet. Mit dem relativ zum primären Vertex bestimmten Schnittpunkt $\vec{S}$ ergibt sich als Formel:

$$\delta_\pm = \text{sign}\left(\vec{S} \cdot \vec{p}_{T,jet}\right) \tag{5.10}$$

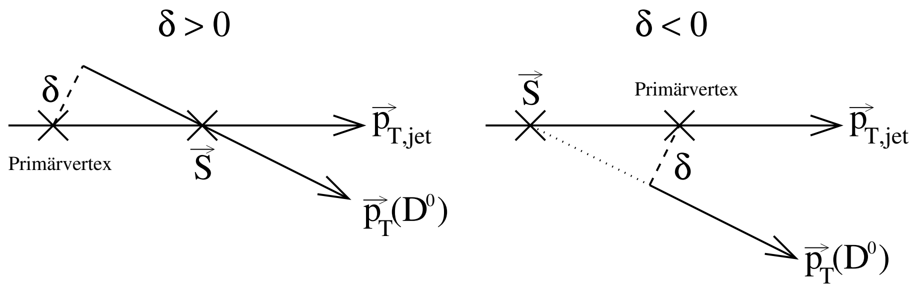


Abbildung 5.13: *Definition des Vorzeiches des Abstandsparameters* $\delta_{\pm}$.

Unter der Annahme, dass die Jetrichtung die Flugrichtung des primären Teilchens beschreibt, erhält man mit dieser Definition einen positiven Abstandsparameter, wenn die damit rekonstruierte Lebensdauer des primären Teilchens positiv ist. Abbildung 5.13 verdeutlicht die Definition des Vorzeichens.

Da das D^0-Meson in Charm-Ereignissen am primären Vertex entsteht, ist der Abstandsparameter in diesem Fall Null. Die gemessene Verteilung von $\delta(D^0)$ ist nur durch die begrenzte Detektorauflösung bestimmt. In Beauty-Ereignissen entsteht das D^0-Meson erst am Zerfallsvertex des b-Hadrons und hat in der Regel eine Impulskomponente senkrecht zur Flugrichtung des b-Hadrons (vgl. Abb. 5.11). Dadurch ergibt sich ein von Null verschiedener Abstandsparameter. Die $\delta(D^0)$-Verteilungen für Charm- und Beauty-Ereignisse werden in Abbildung 5.12 verglichen.

5.2.9 Trennvermögen der Variablen

Jede der oben beschriebenen Variablen kann zur Bestimmung des Beauty-Anteils verwendet werden. Der Anteil ergibt sich aus einer Anpassung der Monte-Carlo-Verteilungen an die gemessenen Daten, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben. Bei einer Anpassung nach der Maximum-Likelihood-Methode ergibt sich der Fehler des Beauty-Anteils aus der inversen Hessematrix (Herleitung s. Anhang A):

$$\sigma_{f_b} = \left[\int \frac{(N_b(x) - N_c(x))^2}{f_b \cdot N_b(x) + (1 - f_b) \cdot N_c(x)} dx \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{5.11}$$

An der Formel ist zu erkennen, dass σ_{f_b} im Wesentlichen durch die Differenz $N_b(x) - N_c(x)$ bestimmt ist. Je ähnlicher sich die beiden Verteilungen sind, um so kleiner ist die Differenz und um so größer wird σ_{f_b}. Die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen ist um so besser möglich, je unterschiedlicher die Verteilungen sind, was sich in einem kleinen Fehler des Beauty-Anteils widerspiegelt.

Da die Verteilung der Daten nicht in die Berechnung von σ_{f_b} eingeht, kann dieser Wert bei Vorgabe von f_b und der Normierung N direkt aus den Monte-Carlo-Verteilungen bestimmt werden. Deshalb wird diese Fehlerabschätzung verwendet, um bewerten zu können, wie gut eine Variable zur Trennung geeignet ist. Dabei werden als Parameter $N = 500$ und $f_b = 20\,\%$ angenommen. Der daraus berechnete Fehler des Beauty-Anteils ergibt ein relatives Maß für das Trennvermögen einer Variablen. Das Verhältnis der abgeschätzten Fehler zweier Variablen hängt nicht von N und nur leicht von f_b ab. Es wird als Beauty-Anteil ein Wert gewählt, der etwa dem im Folgenden gemessenen Wert entspricht.

Variable	σ_{f_b}/f_b [%]
Spurmultiplizität	34.7
Jetmasse	27.2
Relativer Transversalimpuls	36.5
Energieanteil	26.4
Sphärizität	36.7
Aplanarität	33.5
Zerfallszeit	30.7
Abstandsparameter	40.7

Tabelle 5.1: *Abschätzung des relativen Fehlers des Beauty-Anteils für $N = 500$ und $f_b = 20\,\%$.*

Die Fehlerabschätzungen für die einzelnen Messgrößen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Variablen mit dem kleinsten Fehler sind die Jetmasse, der Energieanteil und die Zerfallszeit. Sie sind somit am besten zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen geeignet. Am schlechtesten schneiden der relative Transversalimpuls, die Sphärizität und der Abstandsparameter ab. Die Unterschiede in der $p_{T,rel}$-, der S- und der $\delta(D^0)$-Verteilung von Charm- und Beauty-Ereignissen sind geringer als die Unterschiede in den Verteilungen der anderen Variablen.

5.2.10 Kandidat für ein Charm- und ein Beauty-Ereignis

Zur Veranschaulichung der Separationsvariablen sind zwei Ereignisse in den Abbildungen 5.14 und 5.15 grafisch dargestellt. Die Ereignisse sind Kandidaten für ein Charm- und ein Beauty-Ereignis mit einem D^*-Meson. Die Massendifferenz Δm und die Masse des D^0-Kandidaten sind für die D^*-Kandidaten beider Ereignisse in Tabelle 5.2 angegeben. Sie stimmen gut mit den erwarteten Werten überein.

	Charm-Kandidat	Beauty-Kandidat
Δm [GeV/c^2]	0.1452	0.1452
$m(K\pi)$ [GeV/c^2]	1.858	1.856
$p_T(D^*)$ [GeV/c]	2.9	2.6
$\eta(D^*)$	0.98	0.87
Q^2 [GeV^2]	11.3	20.3
y	0.14	0.10
Spurmultiplizität	4	12
Jetmasse [GeV/c^2]	3.0	5.8
Relativer Transversalimpuls [GeV/c]	0.62	0.91
Energieanteil	0.70	0.28
Sphärizität	0.037	0.081
Aplanarität	0.007	0.018
Zerfallszeit [ps]	0.24	1.26
Abstandsparameter [cm]	-0.003	0.011

Tabelle 5.2: *Eigenschaften zweier Ereignisse, die Kandidaten für ein Charm- bzw. ein Beauty-Ereignis mit einem D^*-Meson sind.*

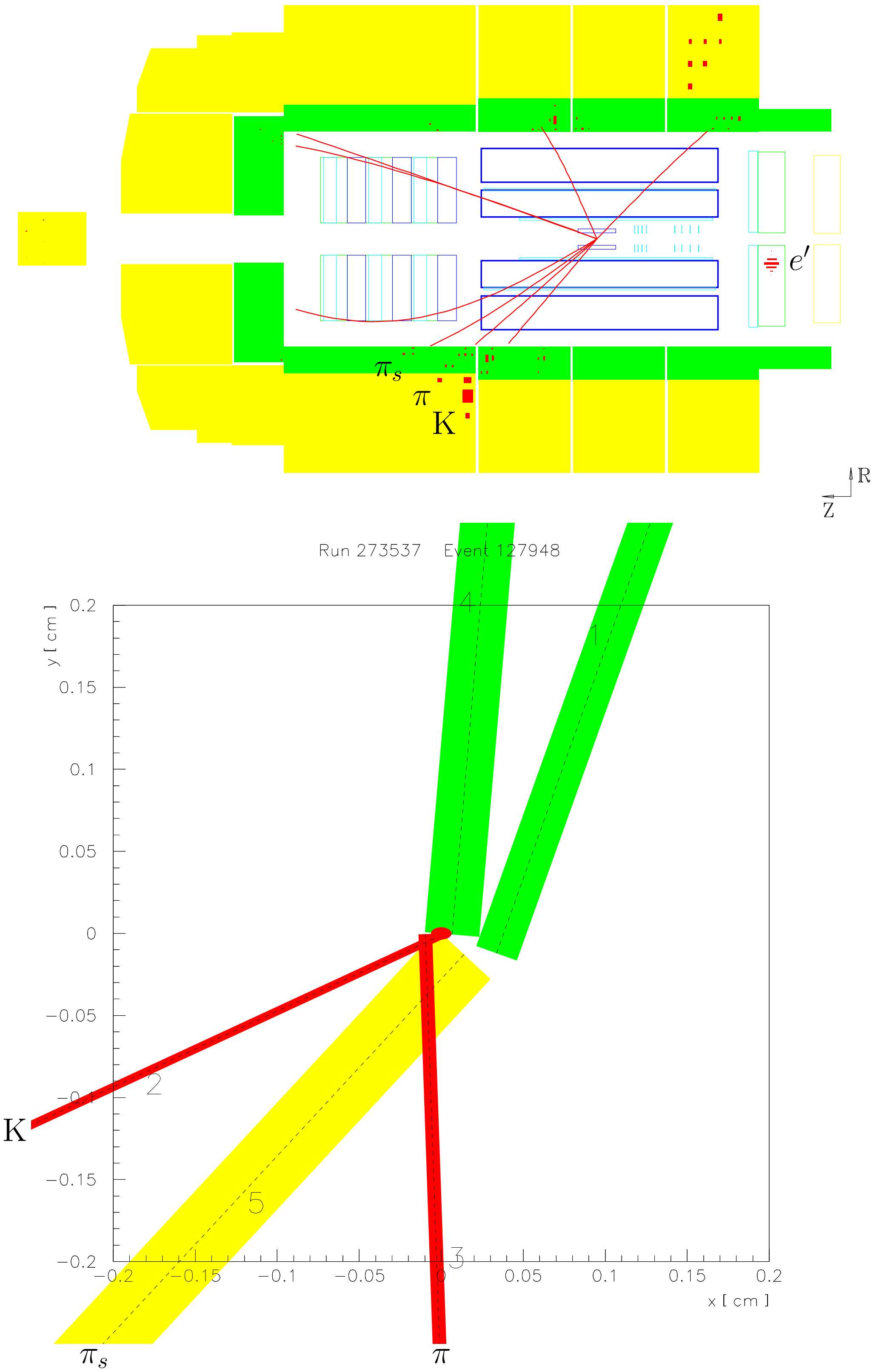


Abbildung 5.14: *RZ-Ansicht (oben) und XY-Ansicht (unten) eines Charm-Ereignis-Kandidaten.*

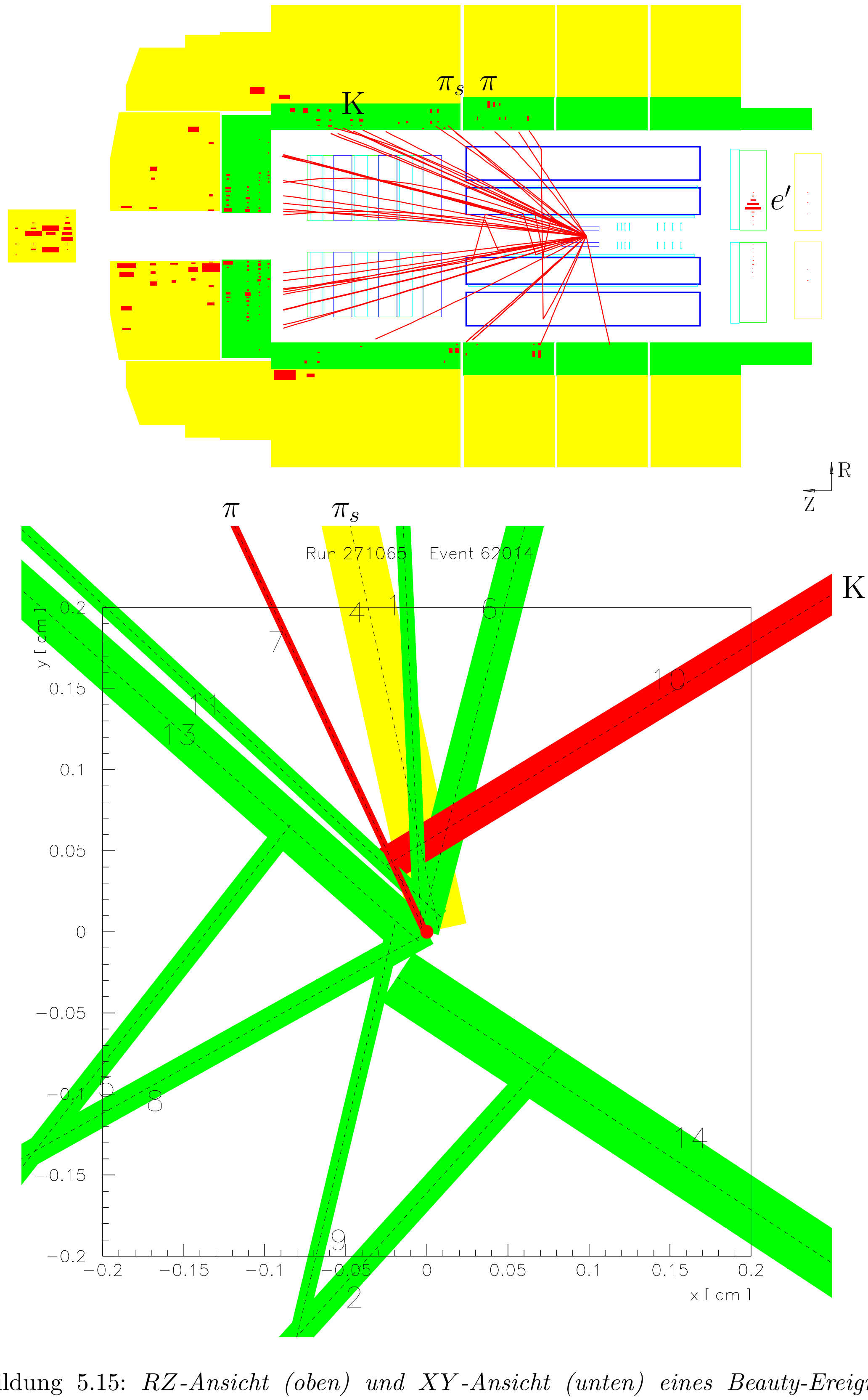


Abbildung 5.15: *RZ-Ansicht (oben) und XY-Ansicht (unten) eines Beauty-Ereignis-Kandidaten.*

Die kinematischen Variablen der Ereignisse und der D^*-Mesonen sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. In der RZ-Ansicht des Detektors ist der Cluster des gestreuten Positrons im SpaCal gut zu erkennen.

In Tabelle 5.2 sind auch die Werte der Separationsvariablen für den Charm- und den Beauty-Ereigniskandidaten gegenübergestellt. Der Unterschied in der D^0-Zerfallszeit wird in der XY-Ansicht der Ereignisse besonders deutlich. Diese Ansicht zeigt die Spuren mit CST-Treffern in einer Umgebung von 4×4 mm^2 um den primären Vertex, der als Koordinatenursprung gewählt wurde. Der primäre Vertex ist durch eine Ellipse dargestellt, deren Ausdehnung einer Standardabweichung entspricht. Die Spuren sind als Linien gezeichnet, deren Breite die Genauigkeit, mit der die Spur gemessen wurde, angibt. Es ist der Bereich einer Standardabweichung zu beiden Seiten der Spur dargestellt. D.h. je dünner die Spur gezeichnet ist, um so genauer ist sie gemessen.

Beim Kandidaten für ein Charm-Ereignis schneiden Kaon- und Pion-Spur sich fast direkt am primären Vertex. Die Zerfallslänge und der Abstandsparameter des D^0-Kandidaten sind daher relativ klein. Beim Beauty-Ereigniskandidaten hingegen ist der Schnittpunkt von Kaon- und Pion-Spur deutlich vom primären Vertex getrennt, so dass die D^0-Zerfallszeit relativ groß ist.

5.3 Bestimmung des Beauty-Anteils anhand der Zerfallszeit

Ein Vorteil der Separationsvariable $t(D^0)$ ist die geringe Modellabhängigkeit. Für Charm-Ereignisse ist die generierte Verteilung der Zerfallszeit durch die mittlere Lebensdauer des D^0-Mesons gegeben. Diese ist genau gemessen (vgl. Gl. 2.20), so dass die Verteilung von $t(D^0)$ für Charm-Ereignisse sehr gut vom Monte-Carlo-Programm beschrieben sein sollte. Kaum Modellabhängigkeit gibt es für Beauty-Ereignisse. Hier hat neben der Lebensdauer auch die Fragmentation von b-Hadronen und deren Zerfall in D-Mesonen Auswirkungen auf die rekonstruierte Zerfallszeit. Wegen der geringen Abhängigkeit vom Monte-Carlo-Programm, eignet sich die Zerfallszeitverteilung gut, um den Beauty-Anteil zu bestimmen. Dass die Zerfallszeit durch die Monte-Carlo-Programme tatsächlich gut beschrieben wird, wird im nächsten Abschnitt genauer gezeigt.

Die Anzahl der D^*-Ereignisse $N(t(D^0))$ in Abhängigkeit von der Zerfallszeit ist in Abbildung 5.16 dargestellt. An diese Verteilung wird die vom Monte-Carlo erwartete Verteilung $N_{bc}(t(D^0))$ angepasst. Weil die Datenpunkte aus der Anpassung von Massendifferenzverteilungen bestimmt werden, ist deren Fehler nicht poissonverteilt. Deshalb wird für die Bestimmung des Beauty-Anteils nicht die Maximum-Likelihood-Methode, sondern die Methode der kleinsten Quadrate angewendet, die den Fehler aus der Anpassung der Massendifferenzverteilung berücksichtigt.

Die Anpassung des Beauty-Anteils liefert bei Verwendung der von Aroma simulierten $t(D^0)$-Verteilungen einen Wert von

$$f_b^{t(D^0)} = (21.0 \pm 8.4)\ \%. \tag{5.12}$$

Die von Aroma simulierte Verteilung, die sich bei diesem Beauty-Anteil ergibt, ist in Abbildung 5.16 mit den Daten verglichen. Es ist eine gute Beschreibung der Daten zu erkennen.

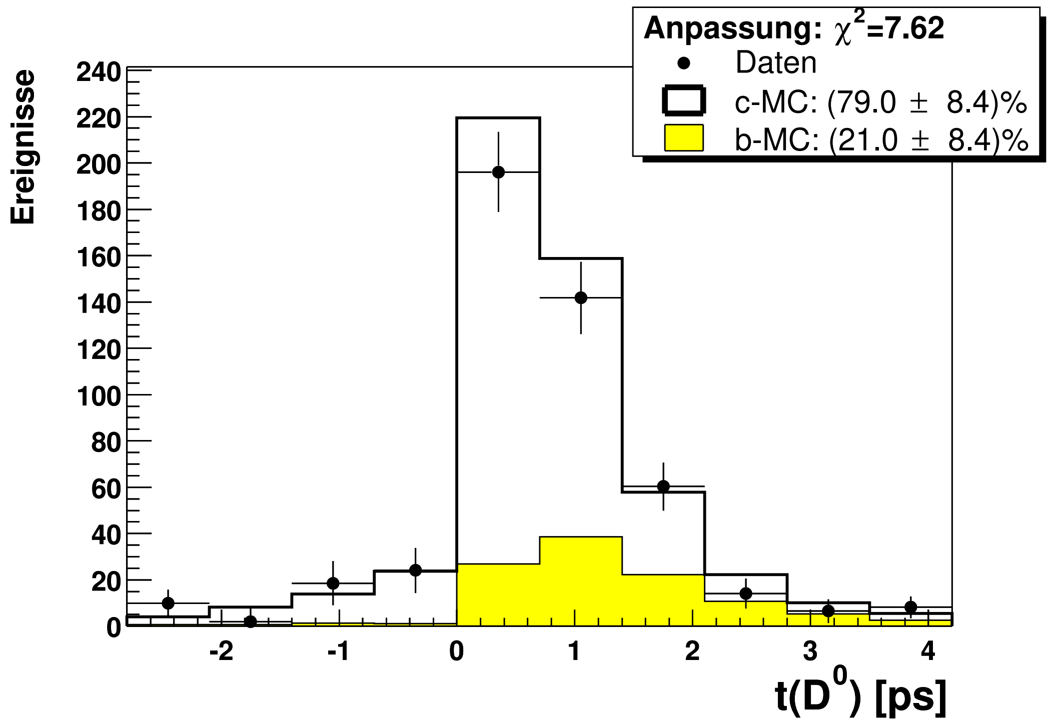


Abbildung 5.16: *Verteilung der D^0-Zerfallszeit in den Daten mit angepasster Verteilung des Aroma-Monte-Carlos.*

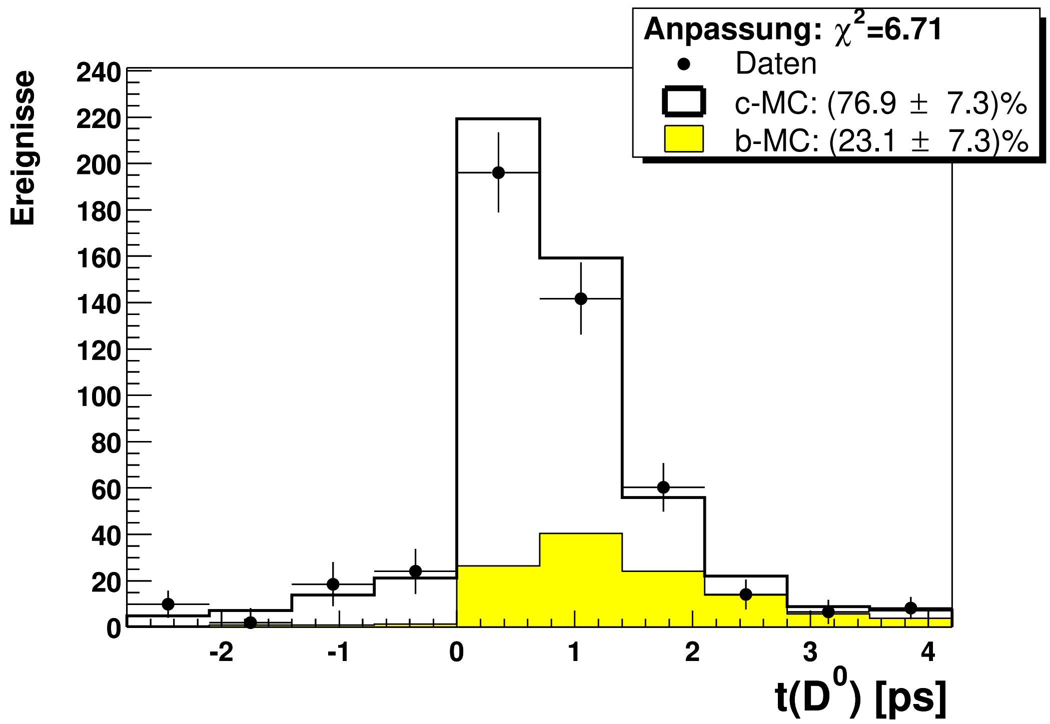


Abbildung 5.17: *Verteilung der D^0-Zerfallszeit in den Daten mit angepasster Verteilung des Cascade-Monte-Carlos.*

			Charm-angereichert	
$\sigma'_{r(D^0)}$ [μm]	f_b [%]	χ^2	f_b [%]	χ^2
0	21.0	7.6	2.4	5.8
25	21.1	7.7	1.9	6.0
50	21.3	7.1	1.8	7.3
75	20.8	7.1	0.7	9.3
100	21.3	8.1	-0.4	12.8
125	21.6	9.5	-2.1	18.3
150	22.1	12.0	-3.9	22.8
175	22.0	16.0	-6.7	30.6
200	21.6	19.7	-8.4	39.3

Tabelle 5.3: *Effekt einer systematischen Verschlechterung der simulierten Auflösung der Zerfallslänge um $\sigma'_{r(D^0)}$ auf den bestimmten Beauty-Anteil in den selektierten Daten und dem Charm-angereicherten Datensatz.*

Werden die von Cascade simulierten Verteilungen für die Anpassung verwendet (s. Abb. 5.17), ergibt sich ein Beauty-Anteil von (23.1 ± 7.3) %. Auch das Cascade-Monte-Carlo beschreibt die Verteilung der Daten gut. Die Tatsache, dass die mit beiden Monte-Carlo-Programmen bestimmten Werte von f_b fast gleich sind, zeigt die geringe Modellabhängigkeit. Der systematische Fehler durch die Wahl des Modells kann also vernachlässigt werden.

Um den Effekt der unterschiedlichen Auflösung des Primärvertex in x- und in y-Richtung zu studieren, wird eine Einteilung der Daten in horizontale ($|p_x(D^*)| > |p_y(D^*)|$) und vertikale ($|p_x(D^*)| < |p_y(D^*)|$) Ereignisse vorgenommen. Wenn das D^*-Meson einen Impuls in vertikaler Richtung hat, kann die Messung der D^0-Zerfallslänge von der guten y-Auflösung des primären Vertex profitieren. Eine Anpassung an die $t(D^0)$-Verteilung liefert einen Beauty-Anteil von (20.7 ± 12.7) % (horizontal) bzw. (18.7 ± 11.1) % (vertikal). Auch diese Werte stimmen innerhalb der erwarteten Abweichung mit dem gemessenen Wert von $f_b^{t(D^0)}$ überein.

Eine systematische Unsicherheit, die bei der Bestimmung des Beauty-Anteils aus der Zerfallszeit einen Einfluss haben kann, ist die Beschreibung der Auflösung der rekonstruierten Zerfallslänge durch die Simulation. Die Auflösung der D^0-Zerfallslänge ist durch die Auflösung des primären Vertex und durch die Genauigkeit der Spurrekonstruktion gegeben und beträgt etwa 200 μm. Um den Effekt einer zu optimistischen Simulation der Auflösung der Zerfallslänge zu studieren, wird der Messfehler in den simulierten Daten künstlich vergrößert.

Dazu wird ein gaußverteilter Zufallswert zu der rekonstruierten Zerfallslänge hinzuaddiert. Die Breite $\sigma'_{r(D^0)}$ der Gaußverteilung wird in Schritten von 25 μm variiert. Aus der modifizierten Zerfallslänge wird die $t(D^0)$-Verteilung bestimmt und zur Anpassung des Beauty-Anteils verwendet. Dies wird für die ausgewählten Daten und einen mit Charm-Ereignissen angereicherten Datensatz, dessen genaue Selektion im folgenden Abschnitt beschrieben wird, durchgeführt. Das Resultat der Anpassungen ist in Tabelle 5.3 angegeben.

Es ist zu erkennen, dass f_b in den Charm-angereicherten Daten mit zunehmender Verschlechterung der Auflösung abnimmt. Bis 75 μm erhält man einen positiven Wert. Für größere Verschmierungen ist f_b negativ und der χ^2-Wert der Anpassung steigt deutlich an.

Deshalb scheint eine mögliche Diskrepanz in der Auflösung zwischen Daten und Simulation nicht mehr als 100 μm zu betragen.

In den selektierten Daten ändert sich der Beauty-Anteil bis zu dieser Verschlechterung der Auflösung praktisch nicht. Die kleinen Abweichungen können durch statistische Fluktuationen in den simulierten Daten erklärt werden. Der Schnitt auf die Signifikanz der D^0-Zerfallslänge unterdrückt Ereignisse mit kleinen Zerfallslängen. Dadurch wird die Sensitivität auf die Beschreibung der Auflösung durch das Monte-Carlo-Programm reduziert. Ein systematischer Fehler aufgrund dieses Effektes kann vernachlässigt werden.

5.3.1 Kontrollverteilungen

Um beurteilen zu können, ob der zuvor bestimmte Anteil an Beauty-Ereignissen eine konsistente Beschreibung der Daten liefert, werden einige differentielle Verteilungen be-

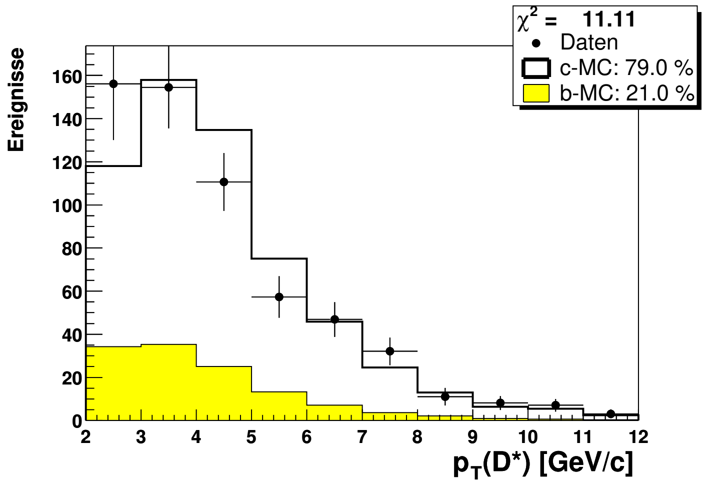


Abbildung 5.18: *Vergleich der gemessenen mit der erwarteten p_T-Verteilung von D^*-Mesonen.*

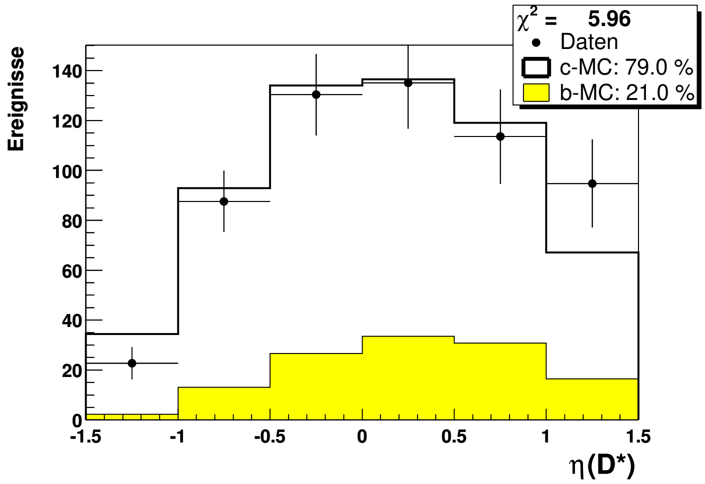


Abbildung 5.19: *Vergleich der gemessenen mit der erwarteten η-Verteilung von D^*-Mesonen.*

trachtet. Sie werden verglichen mit simulierten Verteilungen, bei denen der gemessene Beauty-Anteil von $f_b = 21.0\,\%$ angenommen wird. Aus den Abweichungen zwischen beiden Verteilungen wird ein χ^2-Wert berechnet. Dieser Wert sollte bei einer konsistenten Beschreibung der Daten durch die Simulation nicht wesentlich größer als die Anzahl der Histogrammintervalle sein.

Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen den Transversalimpuls und die Pseudorapidität von D^*-Mesonen. Beide Verteilungen werden gut von dem Monte-Carlo-Programm beschrieben. Der Transversalimpuls und die Pseudorapidität der D^*-Jets sind in den Abbildungen 5.20 und 5.21 dargestellt. Die kinematischen Größen des D^*-Jets werden ebenfalls von den simulierten Daten gut beschrieben. Es ist allenfalls ein leichter Trend zu größeren η-Werten für D^*-Mesonen und -Jets in den Daten zu erkennen.

Bei der Bestimmung des Beauty-Anteils aus der Verteilung der Zerfallszeit wird für die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen nur die Lebensdauer des b-Quarks ausgenutzt. Eine Verbesserung des Trennvermögens kann erreicht werden, indem auch die Informationen genutzt werden, die aufgrund der unterschiedlichen Massen von c- und b-Quarks

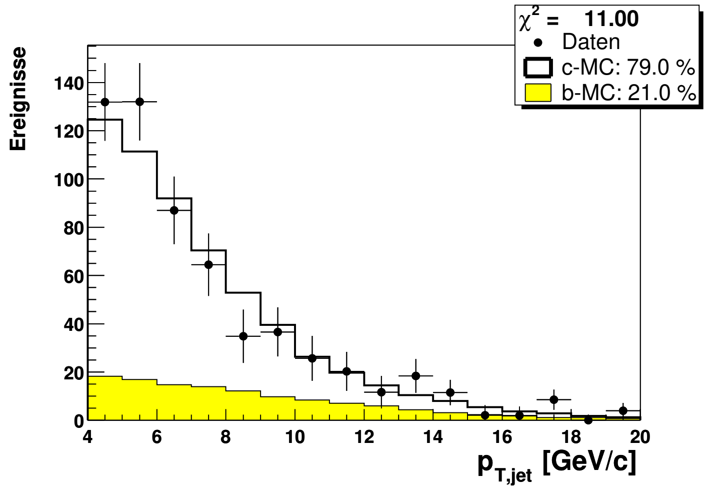


Abbildung 5.20: *Vergleich der gemessenen mit der erwarteten p_T-Verteilung vom D^*-Jet.*

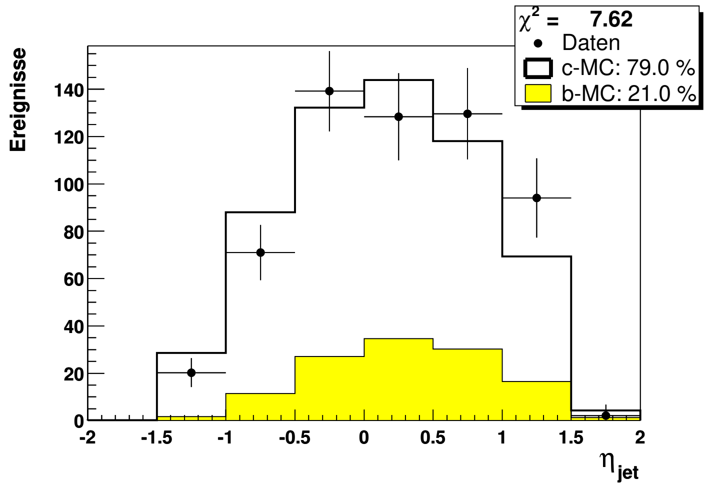


Abbildung 5.21: *Vergleich der gemessenen mit der erwarteten η-Verteilung vom D^*-Jet.*

zur Verfügung stehen. Deshalb wird die Zerfallszeit im Folgenden mit anderen diskriminierenden Größen kombiniert. Zunächst wird jedoch untersucht, wie gut die Verteilungen der Variablen durch die Monte-Carlo-Programme beschrieben werden.

5.4 Beschreibung der Separationsvariablen durch die Monte-Carlo-Programme

Um aus den Verteilungen der Separationsvariablen den Beauty-Anteil bestimmen zu können, ist es wichtig, dass sie vom Monte-Carlo-Programm beschrieben werden. Zur Überprüfung der Beschreibung werden Datensätze ausgewählt, in denen Beauty-Ereignisse unterdrückt sind. Die Verteilungen der Separationsvariablen in diesen Daten sollten durch simulierte Charm-Ereignisse mit nur einem geringen Anteil an simulierten Beauty-Ereignissen beschrieben werden können.

Die mit Charm-Ereignissen angereicherten Daten werden nach denselben Kriterien ausgewählt, wie die Daten, die zur Bestimmung des Beauty-Anteils verwendet werden (vgl. Tab. 4.3). Allerdings wird kein Schnitt auf die Signifikanz der D^0-Zerfallslänge gemacht, und der Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets wird auf 3 GeV/c gesenkt.

Eine weitere Anreicherung von Charm-Ereignissen wird durch Schnitte auf Separationsvariablen erreicht. Ein erster Datensatz besteht aus Ereignissen mit kleiner D^0-Lebensdauer:

$$|t(D^0)| < 0.5 \text{ ps} \qquad |\delta(D^0)| < 0.005 \text{ cm} \tag{5.13}$$

Ein zweiter Datensatz wird durch Schnitte auf die Spurmultiplizität und die Jetmasse ausgewählt:

$$N_{spur} < 10 \qquad m_{jet} < 3 \text{ GeV/c}^2 \tag{5.14}$$

Der Beauty-Anteil in den beiden Datensätzen ist gegenüber dem ursprünglichen Datensatz deutlich geringer. Bei einem Beauty-Anteil von etwa 20 % wird für die Charm-angereicherten Daten ein Beauty-Anteil von rund 5 % erwartet.

Der erste Datensatz wird verwendet, um die Beschreibung von N_{spur}, m_{jet}, $p_{T,rel}$, f_E, S und A zu überprüfen. Die Beschreibung von $t(D^0)$ und $\delta(D^0)$ durch das Monte-Carlo-Programm wird mit dem zweiten Datensatz überprüft.

An die Verteilungen der Separationsvariablen in den Charm-angereicherten Daten wird eine Linearkombination der simulierten Verteilungen für Charm- und Beauty-Ereignisse angepasst. Der χ^2-Wert der Anpassung sollte nicht viel größer als die Anzahl der Freiheitsgrade (9) sein. Die Verteilungen der Separationsvariablen in den Charm-angereicherten Daten und die angepassten simulierten Verteilungen sind in den Abbildungen 5.24 und 5.25 für die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

Außerdem sollten die Charm-angereicherten Daten durch eine Kombination von simulierten Charm- und Beauty-Ereignissen beschrieben werden, wenn ein Beauty-Anteil von etwa 5 % angenommen wird. Aus der Abweichung der mit diesem Beauty-Anteil simulierten Verteilung von der gemessenen Verteilung wird ein χ^2-Wert berechnet. Dieser χ^2-Wert ist ebenfalls in Tabelle 5.4 angegeben. In den Abbildungen 5.22 und 5.23 sind die χ^2-Werte graphisch dargestellt.

Variable	Aroma Anpassung f_b [%]	Aroma Anpassung χ^2	Aroma $f_b = 5\,\%$ χ^2	Cascade Anpassung f_b [%]	Cascade Anpassung χ^2	Cascade $f_b = 5\,\%$ χ^2
Spurmultiplizität	22.1 ± 7.7	5.4	10.4	3.4 ± 8.2	6.1	6.1
Jetmasse	0.2 ± 9.5	8.7	8.9	-17.6 ± 10.1	4.6	9.6
Rel. Transversalimp.	5.9 ± 10.1	3.0	3.0	-1.6 ± 13.6	4.2	4.5
Energieanteil	0.5 ± 10.6	11.0	11.2	-18.5 ± 10.7	4.6	9.4
Sphärizität	19.3 ± 8.5	3.2	6.1	0.8 ± 8.0	4.8	5.1
Aplanarität	9.9 ± 8.1	5.8	6.2	-13.8 ± 8.0	10.7	16.2
Zerfallszeit	2.4 ± 7.5	5.8	5.9	7.4 ± 6.4	6.7	6.8
Abstandsparameter	-2.5 ± 8.6	14.9	15.7	-10.3 ± 7.9	18.8	22.5

Tabelle 5.4: *An die Verteilungen der Separationsvariablen angepasster Beauty-Anteil und χ^2-Wert der Anpassung für Charm-angereicherte Daten bei Verwendung der Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade.*

Variable	Aroma Anpassung f_b [%]	Aroma Anpassung χ^2	Aroma $f_b = 20\,\%$ χ^2	Cascade Anpassung f_b [%]	Cascade Anpassung χ^2	Cascade $f_b = 20\,\%$ χ^2
Spurmultiplizität	27.3 ± 10.6	4.2	4.6	17.6 ± 10.4	7.5	7.5
Jetmasse	27.8 ± 8.5	15.3	16.1	11.1 ± 9.7	17.0	17.8
Rel. Transversalimp.	14.1 ± 9.0	25.5	25.9	-3.2 ± 10.5	26.4	31.3
Energieanteil	35.1 ± 8.7	24.2	27.2	22.3 ± 9.3	21.3	21.4
Sphärizität	41.1 ± 10.6	8.4	12.3	25.7 ± 10.2	9.8	10.1
Aplanarität	24.0 ± 9.5	14.9	15.1	-6.2 ± 9.8	9.2	16.3
Zerfallszeit	21.0 ± 8.4	7.6	7.6	23.1 ± 7.3	6.7	6.9
Abstandsparameter	27.9 ± 12.5	7.1	7.5	27.2 ± 12.0	12.9	13.3

Tabelle 5.5: *An die Verteilungen der Separationsvariablen angepasster Beauty-Anteil und χ^2-Wert der Anpassung für die zur Bestimmung des Beauty-Anteils selektierten Daten bei Verwendung der Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade.*

Fast alle Verteilungen der Separationsvariablen werden in den Charm-angereicherten Daten gut durch die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade beschrieben. Lediglich für den Abstandsparameter ergeben sich relativ große χ^2-Werte bei beiden Programmen. Ebenfalls nicht gut beschrieben wird die Verteilung der Aplanarität durch Cascade. Der Vergleich der angepassten Beauty-Anteile zeigt, dass Cascade bei allen Variablen außer der Zerfallszeit zu kleineren Werten tendiert als Aroma. Einige der mit Cascade ermittelten Werte liegen sogar deutlich im negativen Bereich, sind aber innerhalb von zwei Standardabweichungen noch mit 0 verträglich.

Wie für die Charm-angereicherten Daten werden auch für die zur Messung selektierten Daten die Verteilungen der einzelnen Separationsvariablen untersucht. Es wird eine Anpassung des Beauty-Anteil vorgenommen, und es wird die gemessene Verteilung mit der simulierten Verteilung, bei der ein Beauty-Anteil von 20 % angenommen wird, verglichen. Damit wird überprüft, ob die Beschreibung der Variable mit dem Wert von f_b konsistent ist, der im vorigen Abschnitt bestimmt wurde. Die mit $f_b = 20$ % simulierten Verteilungen werden in den Abbildungen 5.26 und 5.27 für die Monte-Carlo-Programme Aroma und

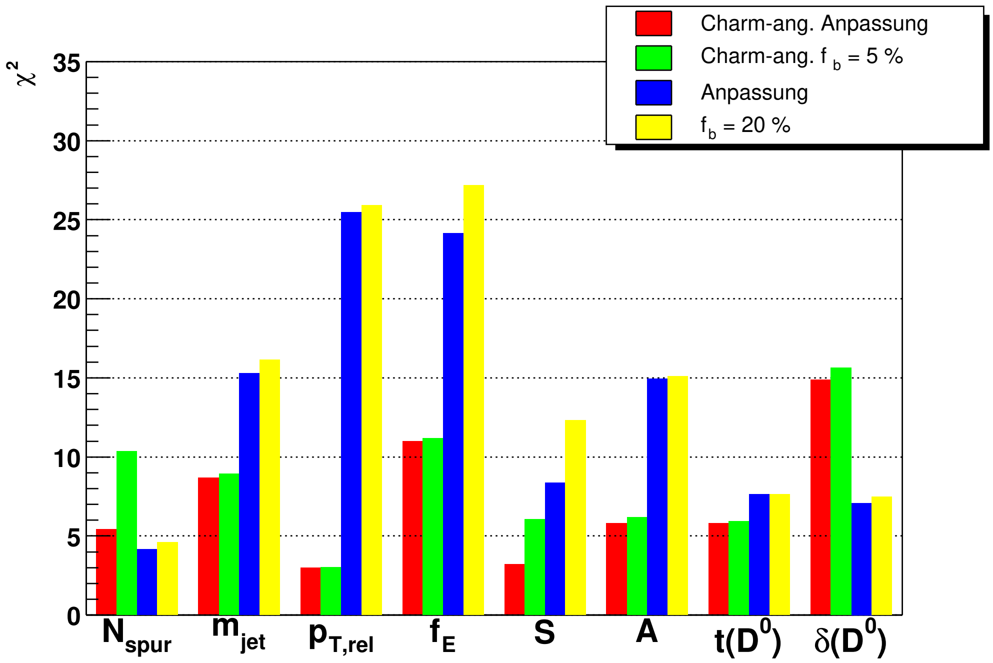


Abbildung 5.22: χ^2-*Werte bei Anpassung und Vorgabe des Beauty-Anteils* f_b *in den Charm-angereicherten und den selektierten Daten für die einzelnen Separationsvariablen bei Verwendung von Aroma.*

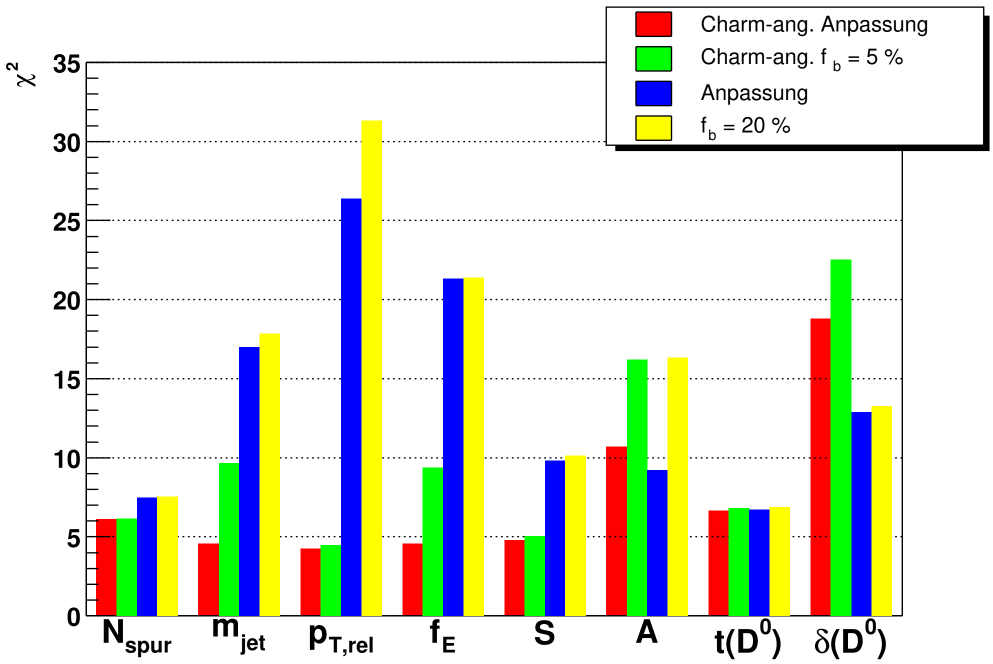


Abbildung 5.23: χ^2-*Werte bei Anpassung und Vorgabe des Beauty-Anteils* f_b *in den Charm-angereicherten und den selektierten Daten für die einzelnen Separationsvariablen bei Verwendung von Cascade.*

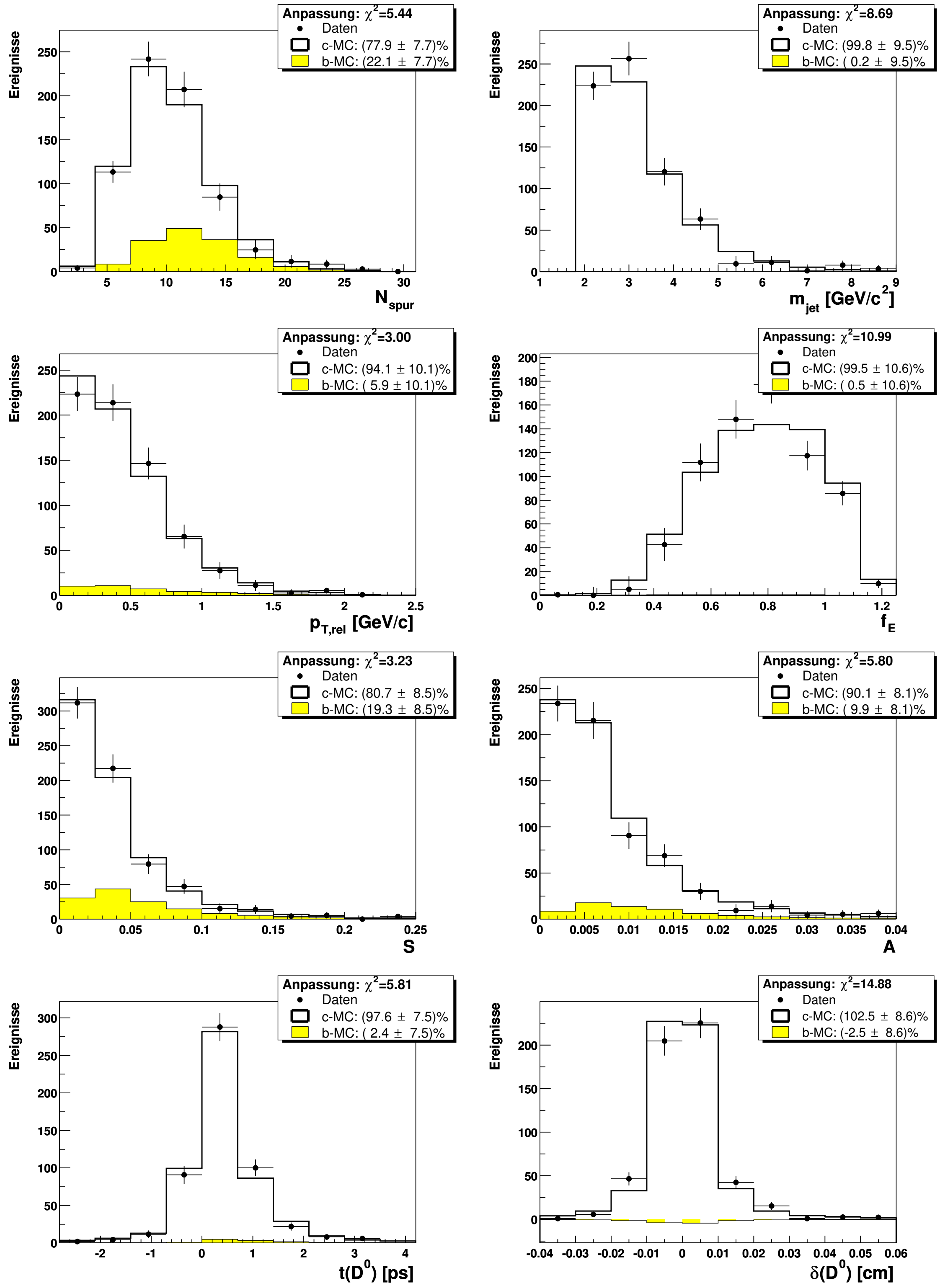


Abbildung 5.24: *An die Verteilungen der Separationsvariablen in den Charm-angereicherten Daten angepassten von Aroma simulierten Verteilungen.*

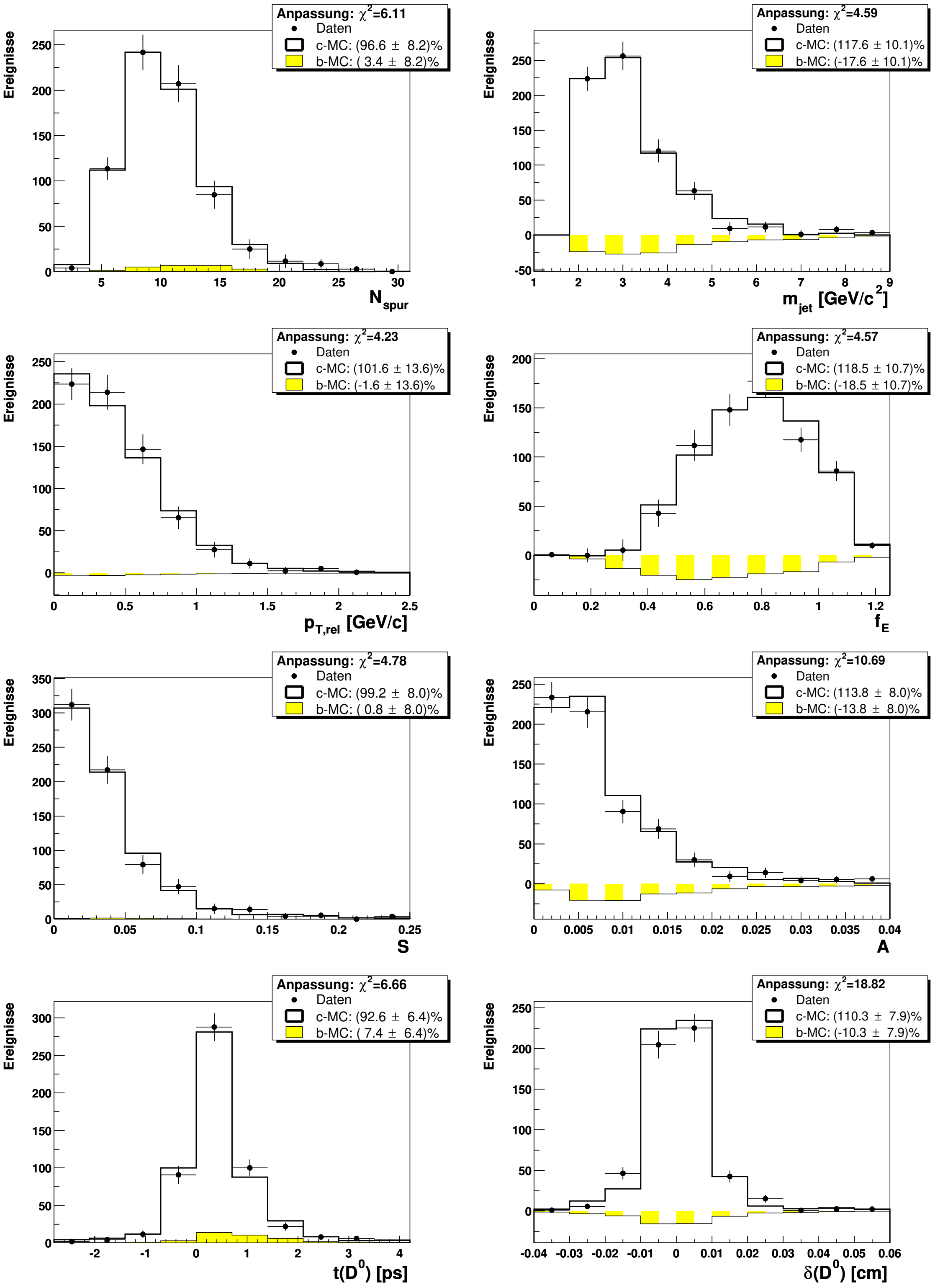


Abbildung 5.25: *An die Verteilungen der Separationsvariablen in den Charm-angereicherten Daten angepassten von Cascade simulierten Verteilungen.*

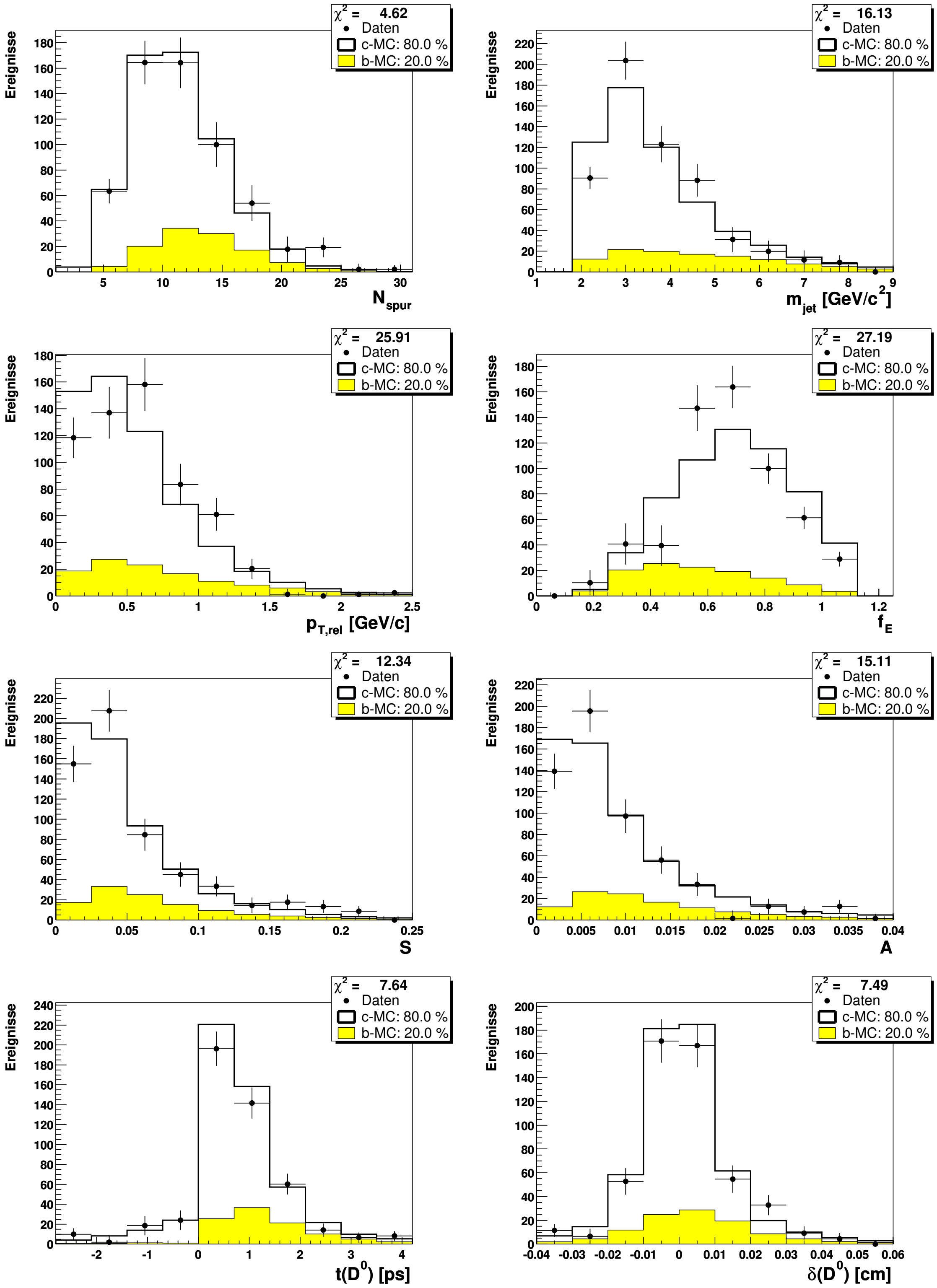


Abbildung 5.26: *Vergleich der gemessenen mit den von Aroma simulierten Verteilungen der Separationsvariablen für einen Beauty-Anteil von 20 %.*

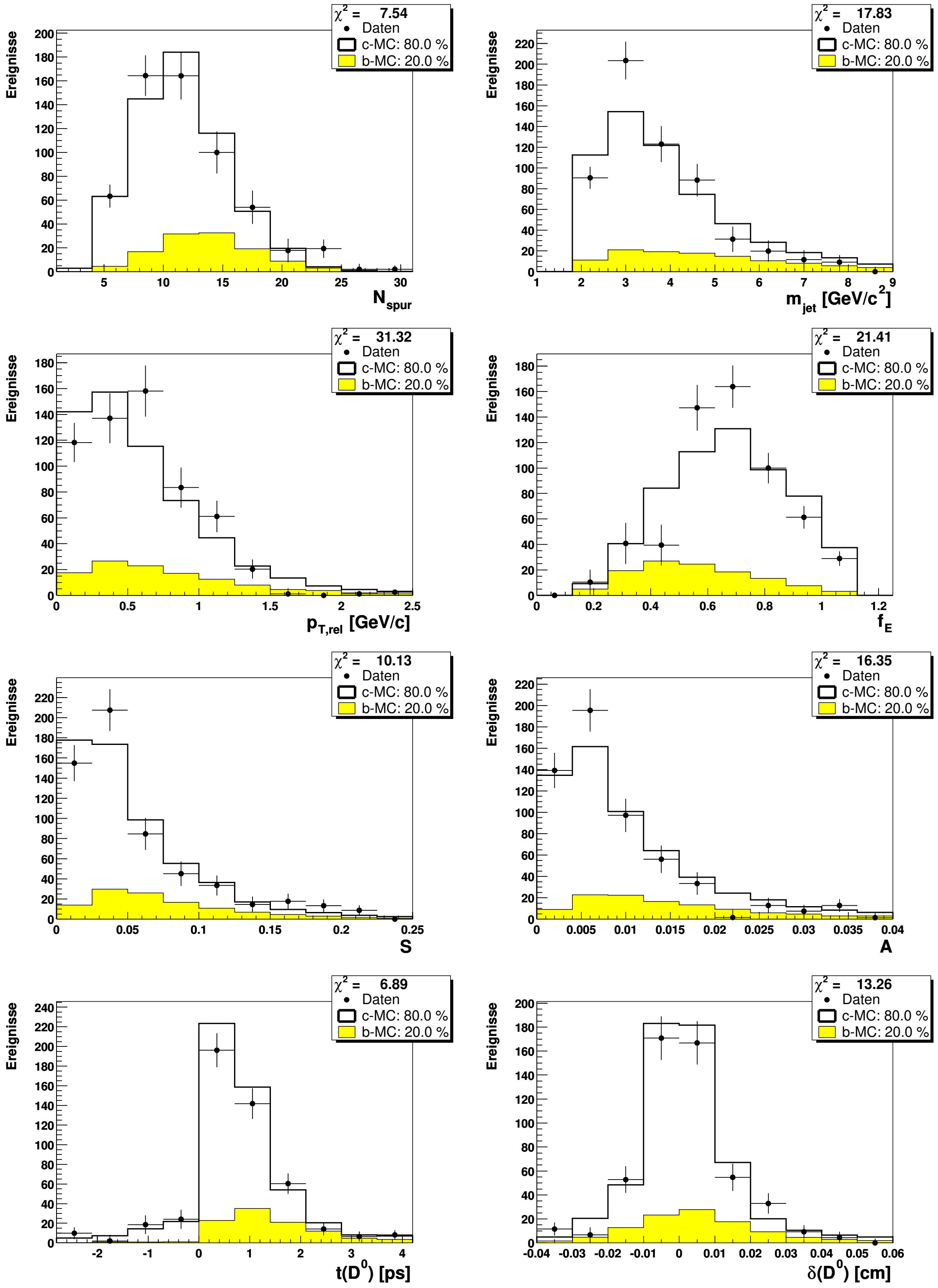


Abbildung 5.27: *Vergleich der gemessenen mit den von Cascade simulierten Verteilungen der Separationsvariablen für einen Beauty-Anteil von 20 %.*

Cascade mit den Daten verglichen. Die anhand der simulierten Verteilungen angepassten Beauty-Anteile und die χ^2-Werte sind in Tabelle 5.5 für die einzelnen Separationsvariablen angegeben. Abbildungen 5.22 und 5.23 zeigen eine graphisch Darstellung der χ^2-Werte.

Weder von Aroma, noch von Cascade werden die Verteilungen des relativen Transversalimpulses $p_{T.rel}$ und des Energieanteils f_E gut beschrieben. Die χ^2-Werte sind für beide Variablen größer als 20. Für die Jetmasse m_{jet} und die Aplanarität A ergeben sich ebenfalls relativ große χ^2-Werte, die jedoch unterhalb von 20 liegen. Es sind also insbesondere die Jet-basierten Variablen, die problematisch in der Beschreibung durch die Simulation sind. Dies mag daran liegen, dass eine Feinabstimmung der Monte-Carlo-Programme für Jets in diesem kinematischen Bereich nicht vorgenommen wurde.

Eine gute Beschreibung sowohl der Charm-angereicherten, als auch der selektierten Daten durch beide Monte-Carlo-Programme erhält man für die Spurmultiplizität N_{spur}, die Sphärizität S und die Zerfallszeit $t(D^0)$. Dies zeigt, dass der Beauty-Anteil anhand der Verteilung der D^0-Zerfallszeit bestimmt werden kann, wie im vorigen Abschnitt beschrieben. Im folgenden Abschnitt wird die Zerfallszeit mit Hilfe eines Neuronalen Netzes mit den beiden anderen gut beschriebenen Variablen N_{spur} und S kombiniert, um das Trennvermögen zu verbessern.

5.5 Kombination der Separationsvariablen mit einem Neuronalen Netz

Künstliche Neuronale Netze werden bei sehr unterschiedlichen Anwendungen eingesetzt. Insbesondere bei Klassifizierungsproblemen haben sich Neuronale Netze gut bewährt. Sie können anhand von Daten, deren Klasse bekannt ist, lernen und dann eine Klassifizierung von unbekannten Daten vornehmen. Diese Generalisierungsfähigkeit von Neuronalen Netzen wird in dieser Analyse für die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen ausgenutzt.

Inspiriert vom Aufbau natürlicher Neuronaler Netze werden künstliche Netze aus Knoten (Neuronen) gebildet, die über Kanten miteinander verbunden sind. Einige der Knoten sind Eingabeknoten, denen von außen Werte zugeordnet werden können. Diese Werte werden über die Kanten zu anderen Knoten weitergeleitet. Dort werden die Werte, die sie von den verschiedenen Eingabeknoten erhalten, aufsummiert. Dabei wird vorher für jede Kante ein Gewichtsfaktor w_{ij} angebracht. Zu der Summe wird ein Schwellenwert w_{0j} hinzuaddiert und daraus über eine meist sigmoide Aktivierungsfunktion g der Ausgabewert des Knotens berechnet. Der Ausgabewert kann an andere Knoten weitergeleitet werden, wo er wiederum als Eingabe dient. Einige der Knoten können als Ausgabeknoten definiert sein. Ihr Wert wird als Antwort des Netzes auf die vorgegebenen Eingabewerte interpretiert.

Durch entsprechende Verknüpfung der Knoten können sehr komplexe Topologien realisiert werden. Die Topologie vereinfacht sich, wenn es keine Rückkopplungen gibt. Dann werden die Werte nur in einer Richtung weitergeleitet und man spricht von einem Feed-Forward-Netz. Ein solches Netz wird auch in dieser Analyse verwendet. Es hat je einen Eingabeknoten für jede Separationsvariable, also insgesamt drei für N_{spur}, S und $t(D^0)$. Dann kommt eine sogenannte versteckte Ebene mit zehn Knoten, deren Ausgabewerte an

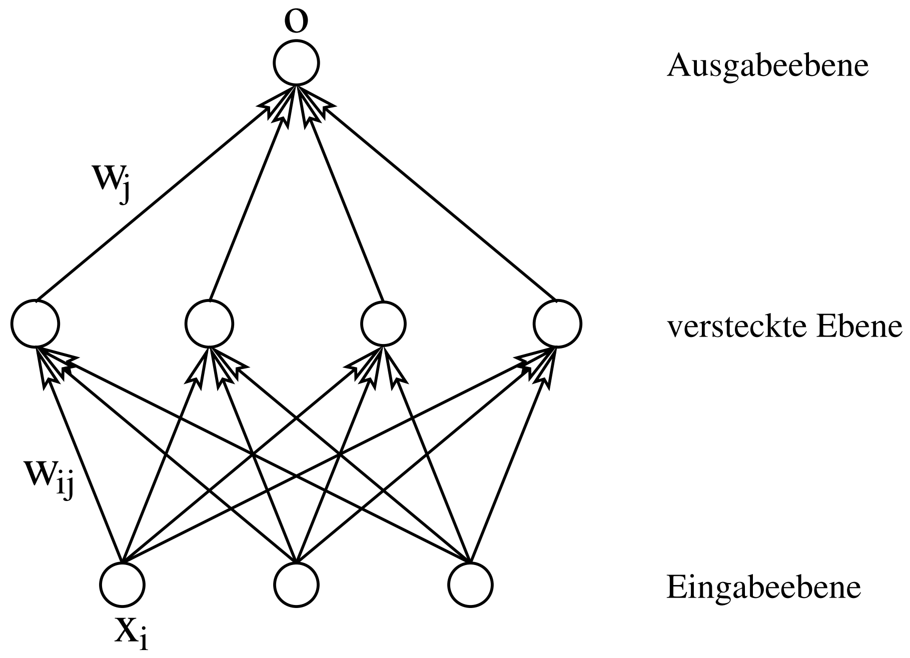


Abbildung 5.28: *Schematischer Aufbau eines Feed-Forward-Netzes mit einer versteckten Ebene.*

einen Ausgabeknoten weitergeleitet werden. Abbildung 5.28 zeigt den Aufbau eines Netzes in drei Ebenen. Damit läßt sich der Ausgabewert o als Funktion der Eingabewerte x_i schreiben:

$$o(\vec{x}) = g\left(w_0 + \sum_{j=1}^{N_{verst}} w_j \cdot g\left(w_{0j} + \sum_{i=1}^{N_{ein}} w_{ij} \cdot x_i\right)\right) \tag{5.15}$$

Dabei sind N_{ein} und N_{verst} die Anzahl der Eingabe- bzw. versteckten Knoten und w_{ij} die Gewichte zwischen diesen Knoten. Die Gewichte von der versteckten zur Ausgabeebene sind mit w_j bezeichnet. Als Aktivierungsfunktion wird folgende Funktion verwendet, deren Wertebereich zwischen Null und Eins liegt:

$$g(y) = \frac{1}{1 + \exp(-2y)} \tag{5.16}$$

Damit das Neuronale Netz Charm- und Beauty-Ereignisse trennen kann, müssen die Gewichte so angepaßt werden, dass die Verteilungen des Ausgabewertes o für beide Ereignisklassen möglichst unterschiedlich sind. Diese Anpassung wird beim Training des Netzes in einem iterativen Verfahren vorgenommen. Den Trainingsdatensatz bilden jeweils 4000 Charm- und Beauty-Ereignisse, die aus dem mit Aroma generierten Datensatz (vgl. Tab. 2.4) gleichmäßig ausgewählt werden. Sie werden in zufälliger Reihenfolge als Eingabe des Netzes verwendet. Als Ausgabe wird für Charm-Ereignisse der Wert 0 und für Beauty-Ereignisse der Wert 1 vorgegeben. Die Abweichung zwischen dem vorgegebenen Wert t und dem tatsächlichen Netzausgabewert o wird durch eine Fehler- oder Kostenfunktion E gemessen. Bei der Trennung von zwei Ereignisklassen ist die in dieser Analyse verwendete Entropie-Fehlerfunktion am besten geeignet [78]:

$$E = -\sum \left[(1-t)\ln(1-o) + t\ln(o)\right] \tag{5.17}$$

Parameter	Wert
Topologie	Feed-Forward mit drei Ebenen
Eingabeknoten	$N_{ein} = 8$
versteckte Knoten	$N_{verst} = 10$
Ausgabeknoten	$N_{aus} = 1$
Aktivierungsfunktion	$g(y) = 1/(1 + \exp(-2y))$
Trainingsdaten	jeweils 4000 c-/b-MC-Ereignisse
Sollausgabe	$t = 0$ für Charm, $t = 1$ für Beauty
Fehlerfunktion	$E = -\sum [(1-t)\ln(1-o) + t\ln(o)]$
Lernverfahren	Back-Propagation
Lernrate	$\eta = 0.1$
Lernratenänderung	$\Delta\eta = 0.1\,\%$
Impulsparameter	$\alpha = 0.1$
Ereignisse pro Anpassung	$n_{anpass} = 100$
Epochen	$n_{epoch} = 100$

Tabelle 5.6: *Aufbau und Paramter des Neuronalen Netzes.*

Zur Minimierung der Fehlerfunktion durch Anpassung der Gewichte gibt es zahlreiche Algorithmen. Der geläufigste, der auch hier eingesetzt wird, ist der Back-Propagation-Algorithmus. Dabei wird der Fehler von den Ausgabeknoten aus entlang der Gegenrichtung der Kanten zurückgerechnet und dann werden die Gewichte angepasst, um den Fehler zu minimieren. Der Back-Propagation-Algorithmus wird z.B. in [79] genauer beschrieben. Der Algorithmus hat drei Parameter, die das Training steuern. Der erste ist die Lernrate η. Sie beeinflusst die Schrittweite, mit der die Gewichte angepasst werden. Der zweite Parameter gibt die zeitliche Änderung der Lernrate an. Nach jeder Iteration wird die Lernrate um den Faktor $\Delta\eta$ verringert, so dass die Schrittweite kleiner wird, während der Algorithmus gegen das Minimum der Fehlerfunktion konvergiert. Damit das Lernverfahren nicht in einem lokalen Minimum konvergiert, wird ein Impulsterm eingeführt, der die Richtung, in der die Gewichte angepasst werden, stabilisiert. Der Einfluss des Impulsterms wird über den dritten Parameter, den Impulsparameter α, gesteuert. In dieser Analyse werden die Steuerparameter $\eta = 0.1$ $\Delta\eta = 0.1\,\%$ und $\alpha = 0.1$ gewählt. Mit diesen Werten wird eine gute Konvergenz des Lernverfahrens erreicht.

Eine Anpassung der Gewichte erfolgt nach jeweils 100 Trainings-Ereignissen. Um die Konvergenz zu verbessern, werden die Trainingsdaten mehrmals verwendet. Ein Durchgang mit einem Datensatz wird als Epoche bezeichnet. Das Netz zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen wird mit 100 Epochen trainiert. Tabelle 5.6 gibt einen Überblick über den Aufbau und die Parameter des verwendeten Neuronalen Netzes. Für die Implementierung des Netzes wird das Softwarepaket JETNET 3.5 [80] verwendet.

Da die Separationsvariablen, die als Eingabe des Netzes dienen, sehr unterschiedliche Wertebereiche haben, werden sie vorher so transformiert, dass ihre Verteilung den Mittelwert Null und die Breite Eins hat:

$$x \to \frac{x - \langle x \rangle}{\sigma_x} \quad , \qquad \sigma_x = \sqrt{\left\langle (x - \langle x \rangle)^2 \right\rangle} \tag{5.18}$$

Die Mittelwerte und Breiten, die die Parameter für diese Transformation sind, werden aus den Trainingsdaten bestimmt. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 5.7 angegeben.

Variable	$\langle x \rangle$	σ_x
Spurmultiplizität	11.63	4.12
Jetmasse [GeV/c^2]	4.02	1.54
Relativer Transversalimpuls [GeV/c]	0.613	0.459
Energieanteil	0.646	0.216
Sphärizität	0.0563	0.0466
Aplanarität	0.0103	0.0139
Zerfallszeit [ps]	0.963	0.972
Abstandsparameter [cm]	0.0028	0.0189

Tabelle 5.7: *Mittelwerte und Breiten der Verteilungen der Separationsvariablen.*

Die Monte-Carlo-Daten, die nicht zum Training verwendet werden, bilden den Testdatensatz. Er setzt sich aus 3116 Charm- und 7706 Beauty-Ereignissen zusammen. Anhand der Testdaten kann beurteilt werden, ob das Training des Netzes erfolgreich war. Bei vielen Gewichten und einem kleinen Trainingsdatensatz kann es vorkommen, dass das Netz jedes einzelne Trainingsereignis gelernt hat und deshalb unbekannte Ereignisse nicht mehr sinnvoll verarbeitet. Es hat dann seine Gereralisierungsfähigkeit verloren. Diesen Zustand bezeichnet man als Übertraining (over-training).

Dies lässt sich am Verlauf der Fehlerfunktion in Abhängigkeit von der Anzahl der Epochen erkennen. In diesem Fall steigt der Fehler der Testdaten an, während der Fehler der Trainingsdaten kleiner wird. Abbildung 5.29 zeigt die Entwicklung des Fehlers für beide Datensätze. Die Kurven fallen anfangs stark ab und verlaufen ab etwa 10 Epochen praktisch waagerecht. D.h. der Lernalgorithmus konvergiert schnell, und es gibt keine Anzeichen für ein Übertraining. Die durchschnittlichen Fehler des trainierten Netzes für Trainings- und Testdaten von $\langle E_{train} \rangle = 0.548$ bzw. $\langle E_{test} \rangle = 0.556$ unterscheiden sich kaum.

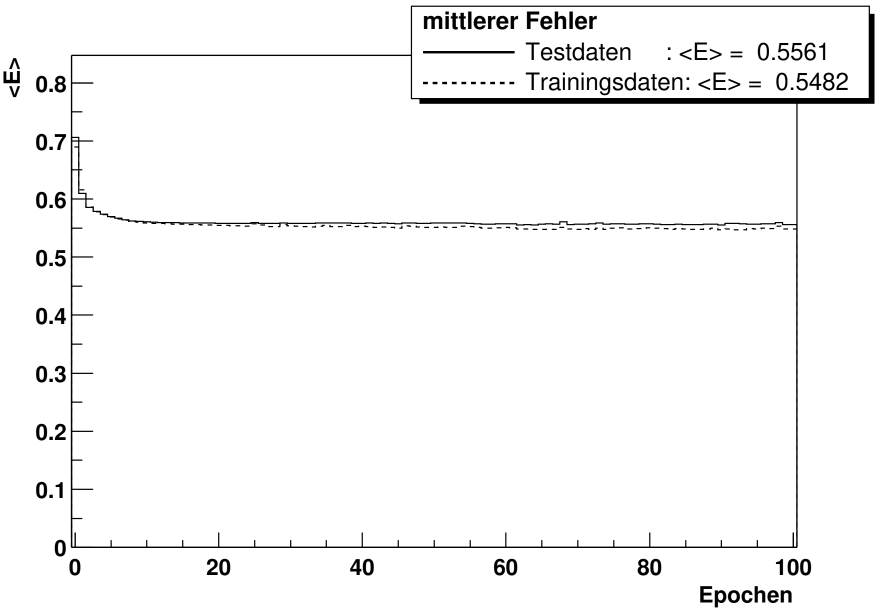


Abbildung 5.29: *Mittlerer Fehler pro Ereignis in Abhängigkeit von der Anzahl der Epochen für Trainings- und Testdaten.*

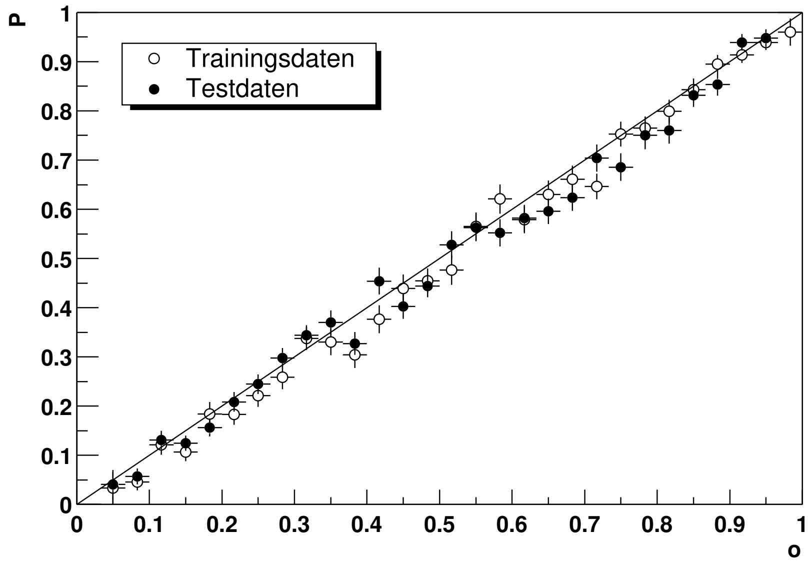


Abbildung 5.30: *Reinheit P in Intervallen des Netzausgabewertes o als Funktion von o für Trainings- und Testdaten.*

Eine weitere Größe, anhand derer beurteilt werden kann, wie gut das Netz trainiert wurde, ist die Reinheit P. Sie gibt den Anteil der Beauty-Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse an. Zur Überprüfung der Konvergenz wird die Reinheit in Abhängigkeit vom Ausgabewert des Netzes o betrachtet. Wenn das Netz optimal trainiert ist, ist $P(o) = o$ (s. Anhang B). Wie in Abbildung 5.30 zu sehen ist, wird dieser Idealzustand fast erreicht. Die Gewichte des Neuronalen Netzes wurden also so angepasst, dass die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen optimal ist.

Dass das Netz für Trainings- und Testdaten nahezu identische Ergebnisse liefert, zeigt sich neben dem mittleren Fehler $\langle E \rangle$ auch an den Verteilungen des Ausgabewertes o in Abbildung 5.31. An den Verteilungen ist außerdem zu erkennen, dass der Ausgabewert für Charm-Ereignisse gegen 0 tendiert und für Beauty-Ereignisse gegen 1. Die beim Training vorgegebenen Werte 0 und 1 werden nicht exakt erreicht. Die Verteilungen fallen zu den Sollwerten hin ab. Dies lässt sich verstehen, wenn man bedenkt, dass die Reinheit bei einem optimal trainierten Netz für den Sollwert 100 % beträgt ($P(o) = o$, vgl. Abb. 5.30). Der Abfall in den Verteilungen bedeutet also, dass es keine Ereignisse gibt, die eindeutig als Charm- oder Beauty-Ereignisse identifiziert werden können. Eine Trennung ist somit nur auf statistischer Basis möglich.

Wie in Abbildung 5.31 zu erkennen ist, sind die Verteilungen für Charm- und Beauty-Ereignisse sehr unterschiedlich. Dadurch ist eine bessere Trennung beider Ereignisklassen möglich als bei der Verwendung einer einzelnen Separationsvariablen. Eine Abschätzung des relativen Fehlers nach der Maximum-Likelihood-Methode mit $N = 500$ und $f_b = 20\,\%$ ergibt für den Netzausgabewert o einen Wert von $\sigma_{f_b}/f_b = 21.0\,\%$. Dieser Fehler ist deutlich kleiner als die Fehler, die für die Eingabegrößen des Netzes abgeschätzt wurden (vgl. Tab. 5.1).

Durch die Kombination der Separationsvariablen mit einem Neuronalen Netz wird das Trennvermögen also wesentlich verbessert. Dies ist auch an den Reinheiten und Effizienzen

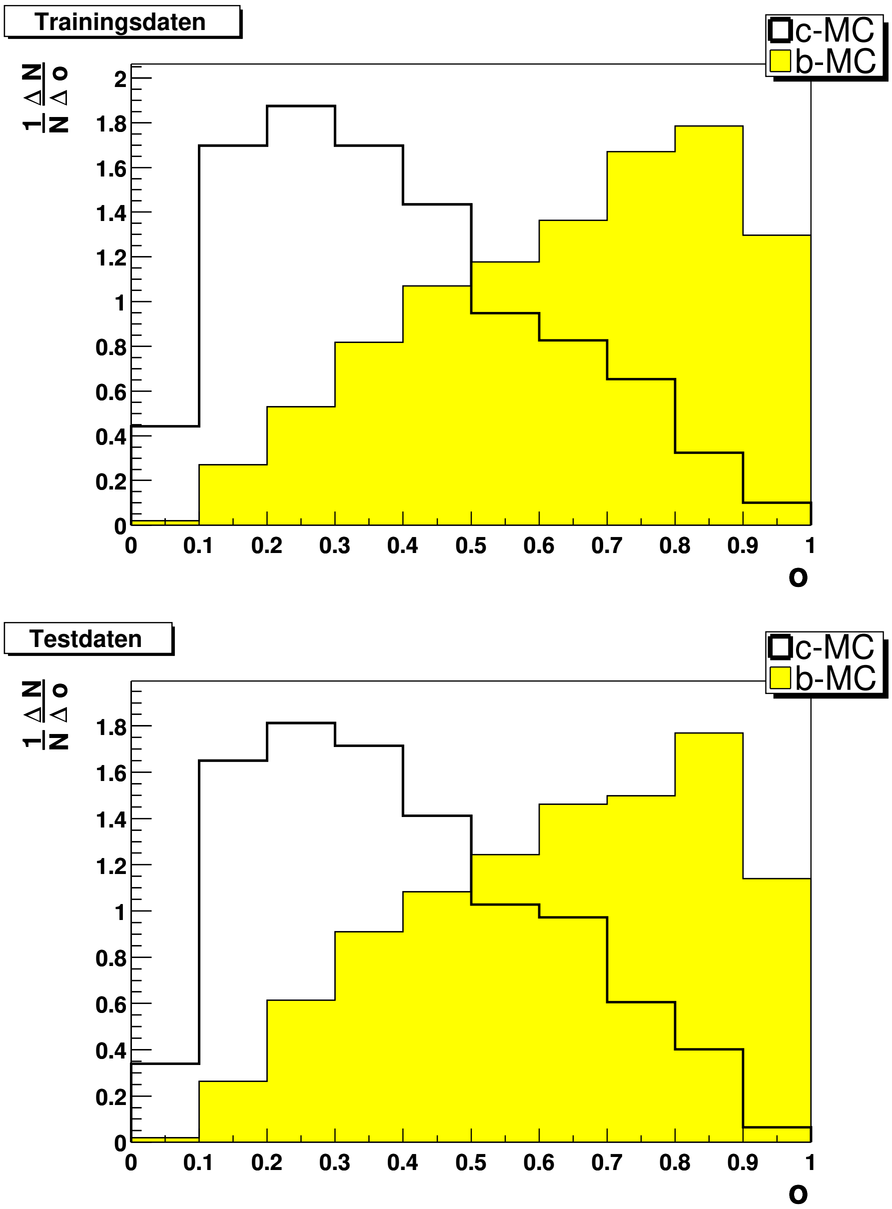


Abbildung 5.31: *Verteilung des Ausgabewertes o des Neuronalen Netzes für Charm- und Beauty-Ereignisse getrennt nach Trainings- und Testdaten.*

zu erkennen, die man bei der Auswahl von Beauty-Ereignissen durch Schnitte auf die Variablen erhält. Die Anzahl der Ereignisse, die mit einem Schnitt beim Wert x selektiert werden, seien mit $\mathcal{N}_{b/c}(x)$ bezeichnet. Dann sind Reinheit P und Effizienz ϵ der Beauty-Selektion folgendermaßen definiert:

$$P(x) = \frac{\mathcal{N}_b(x)}{\mathcal{N}_b(x) + \mathcal{N}_c(x)} \tag{5.19}$$

$$\epsilon(x) = \frac{\mathcal{N}_b(x)}{\mathcal{N}_b} \tag{5.20}$$

Dabei ist $\mathcal{N}_{b/c}$ die Gesamtzahl der Beauty- bzw. Charm-Ereignisse. Sie sind durch $\mathcal{N}_b =$

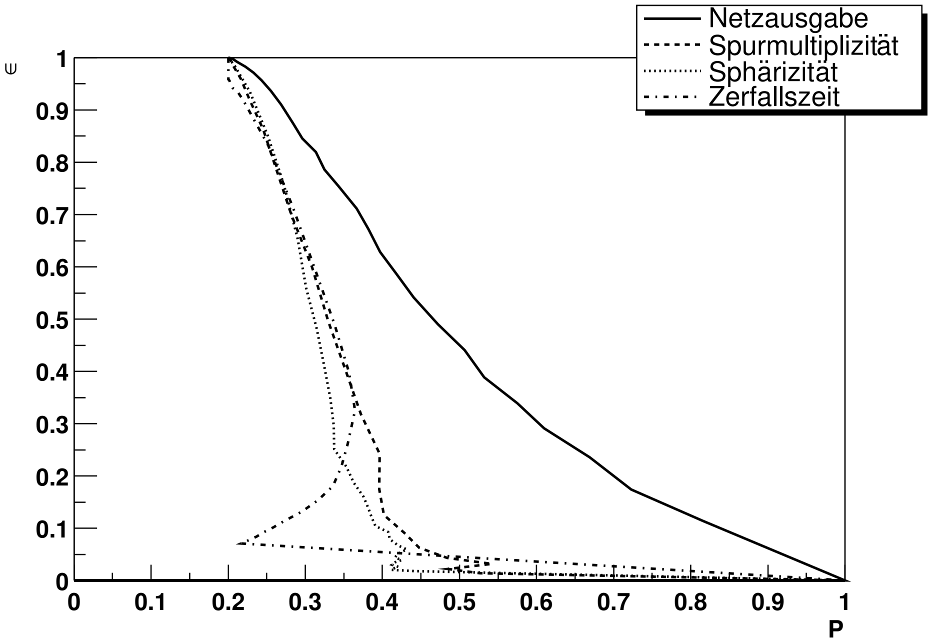


Abbildung 5.32: *Effizienz ϵ und Reinheit P der Selektion von Beauty-Ereignissen anhand der Netzausgabe und der einzelnen Separationsvariablen für einen angenommen Gesamtanteil an Beauty-Ereignissen von $f_b = 20\,\%$. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen bei kleinen Effizienzen kann es in diesem Bereich zu starken statistischen Fluktuationen kommen.*

$f_b \cdot N$ und $\mathcal{N}_c = (1-f_b) \cdot N$ miteinander verknüpft. Reinheit und Effizienz sind in Abbildung 5.32 für die Ein- und Ausgabevariablen des Netzes gegeneinander aufgetragen. Es ist klar zu erkennen, dass die beste Kombination von Reinheit und Effizienz bei der Auswahl von Beauty-Ereignissen anhand der Ausgabe des Neuronalen Netzes erreicht wird.

Bei der Auftragung von Effizienz und Reinheit der einzelnen Separationsvariablen werden die Korrelationen zwischen ihnen nicht berücksichtigt. Diese Korrelationen können jedoch die Ausgabe des Neuronalen Netzes beeinflussen. Ein relatives Maß, das den Einfluss einer Eingabegröße auf die Netzausgabe angibt, ist die Relevanz. Sie ist definiert als die mittlere quadratische Änderung des Ausgabewertes, wenn der Wert der Eingabevariablen x_i durch ihren Mittelwert $\langle x_i \rangle$ ersetzt wird:

$$R_i = \frac{1}{N} \sum \left[o(x_1, \ldots, x_i, \ldots, x_n) - o(x_1, \ldots, \langle x_i \rangle, \ldots, x_n) \right]^2 \qquad (5.21)$$

Die Relevanz der Eingabevariablen ist in Abbildung 5.33 aufgetragen. Wie man sieht, hängt sie praktisch nicht davon ab, ob sie aus den Trainings- oder den Testdaten berechnet wird. Die größte Relevanz hat die Zerfallszeit. Damit hat diejenigen von den drei verwendeten Variablen, die das größte Trennvermögen hat (s. Abs. 5.2.9), auch den meisten Einfluss auf den Ausgabewert des Netzes. Die Relevanz der Sphärizität und der Spurmultiplizität sind im Vergleich zur Zerfallszeit jedoch nicht vernachlässigbar. Alle drei Größen tragen also zur Separation von Charm- und Beauty-Ereignissen bei.

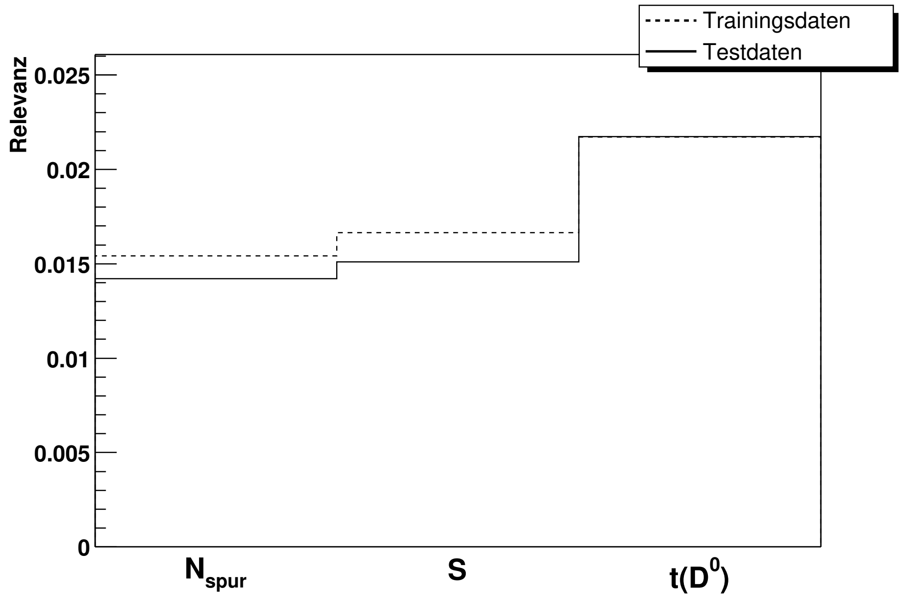


Abbildung 5.33: *Relevanz der Eingabevariablen des Neuronalen Netzes.*

5.6 Bestimmung des Beauty-Anteils anhand des Netzausgabewertes

Zur Bestimmung von f_b wird die Verteilung des Netzausgabewertes o verwendet. An die Verteilung der Daten wird die erwartete Monte-Carlo-Verteilung $N_{bc}(o)$ angepasst. Um zu überprüfen, ob der Beauty-Anteil mit dieser Methode korrekt rekonstruiert wird, wird ein Datensatz von simulierten Charm- und Beauty-Ereignissen zusammengestellt, bei dem der Beauty-Anteil vorgegeben wird. Dieser Datensatz ist unabhängig von den simulierten Ereignissen, die für die Definition der anzupassenden Funktion $N_{bc}(o)$ verwendet werden. Die Verteilung des Netzausgabewertes ist für einen Datensatz von 500 simulierten Ereignissen mit einem Beauty-Anteil von 20 % in Abbildung 5.34 dargestellt. Durch die Anpassung wird der vorgegebene Wert mit $f_b = (22.6 \pm 4.3)$ % innerhalb der statistischen Fehler rekonstruiert. Die korrekte Rekonstruktion von f_b wurde für verschiedene Beauty-Anteile verifiziert.

Zur Messung von f_b wird das Neuronale Netz auf die selektierten Daten angewendet, d.h. für jeden D^*-Kandidaten wird der Netzausgabewert o berechnet. Um die Verteilung des Ausgabewertes für D^*-Ereignisse zu erhalten, wird eine Anpassung der Massendifferenzverteilungen in Intervallen von o vorgenommen. Der Wertebereich der Netzausgabe von 0 bis 1 wird in zehn gleichgroße Intervalle unterteilt. Die Massendifferenzverteilungen in diesen Intervallen und die an sie angepassten Funktionen sind in Abbildung 5.35 zu sehen. Es ist eine gute Beschreibung der Daten durch die angepassten Funktionen zu erkennen.

Aus den Anpassungen wird die Anzahl der D^*-Ereignisse $N(o)$ in Abhängigkeit vom Netzausgabewert bestimmt. Die Verteilung $N(o)$ ist in Abbildung 5.36 dargestellt. An diese Verteilung wird die vom Monte-Carlo-Programm erwartete Verteilung $N_{bc}(o)$ angepasst. Die Anpassung ergibt für Aroma einen Beauty-Anteil von

$$f_b^{NN,Aroma} = (25.5 \pm 6.1)\,\%. \tag{5.22}$$

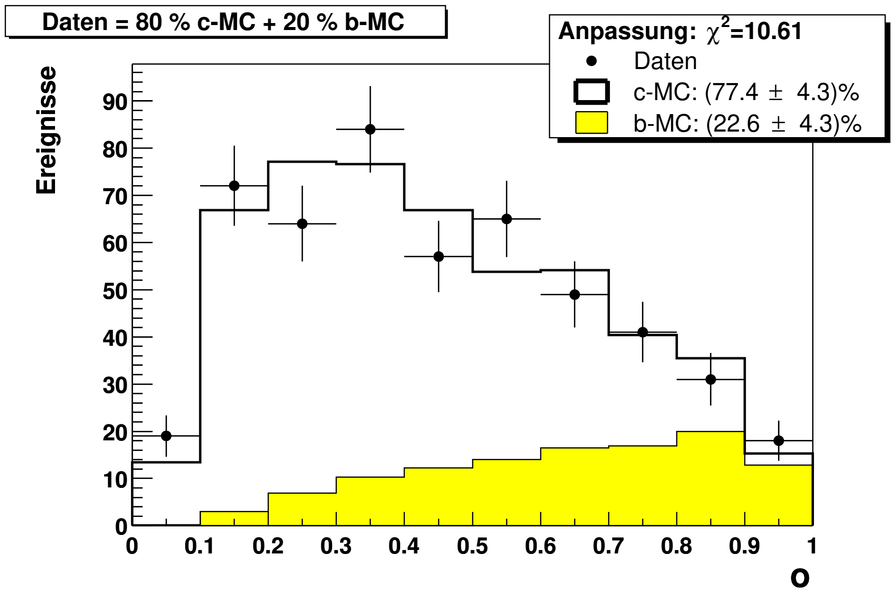


Abbildung 5.34: *Verteilung des Netzausgabewertes o von simulierten D^*-Ereignissen (hier als Daten bezeichnet) mit einem Beauty-Anteil von 20 % und Anpassung einer Linearkombination von simulierten Charm- und Beauty-Verteilungen.*

Dieser Wert liegt etwas oberhalb des Wertes, der aus der Verteilung der D^0-Zerfallszeit ermittelt wurde. Die erwartete Verteilung des Netzausgabewertes, die sich bei dem bestimmten Beauty-Anteil ergibt, wird in Abbildung 5.36 mit der Datenverteilung verglichen. Die Übereinstimmung zwischen beiden Verteilungen ist gut. Das χ^2 der Anpassung liegt mit 12.0 bei 9 Freiheitsgraden innerhalb des erwarteten Bereichs.

Verwendet man Cascade zur Bestimmung des Beauty-Anteils (s. Abb. 5.37), so erhält man einen Wert von

$$f_b^{NN,Cascade} = (18.4 \pm 5.3)\,\%. \tag{5.23}$$

Hier weicht der Wert etwas nach unten von dem Wert ab, der aus der $t(D^0)$-Verteilung bestimmt wurde. Der χ^2-Wert der Anpassung ist mit 14.1 etwas schlechter als bei Verwendung von Aroma.

Betrachtet man die ermittelten Beauty-Anteile und ihre Fehler, so läßt sich sowohl der Vorteil, als auch der Nachteil der Bestimmung von f_b anhand der D^0-Zerfallszeit gegenüber dem Neuronalen Netz erkennen. Der Vorteil der $t(D^0)$-Messung liegt in der geringen Modellabhängigkeit. Beim Neuronalen Netz werden Messgrößen als Eingabewerte verwendet, deren simulierte Verteilung stärker vom Monte-Carlo-Modell abhängen. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Beauty-Anteile, wenn Aroma und Cascade bei der Anpassung des Netzausgabewertes o verwendet werden. Als Messung des Beauty-Anteils anhand der o-Verteilung wird der Mittelwert der beiden Anteile verwendet, wobei aus deren Abweichung Δf_b^{NN} ein systematischer Fehler von $\Delta f_b^{NN}/\sqrt{2}$ aufgrund der Modellabhängigkeit angenommen wird:

$$f_b^{NN} = (21.9 \pm 5.7 \pm 5.0)\,\% \tag{5.24}$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Beauty-Anteil, der aus der $t(D^0)$-Verteilung bestimmt wurde.

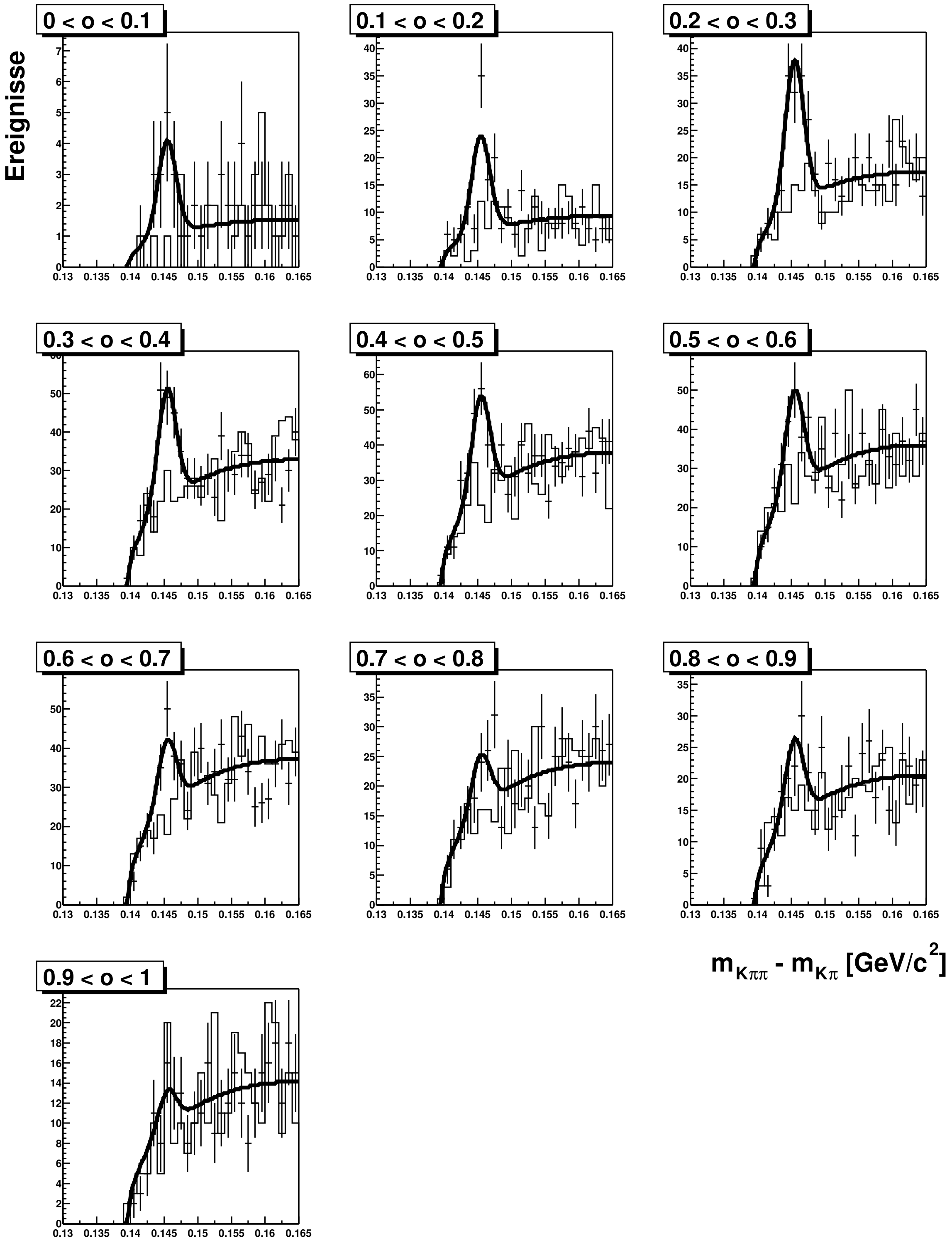


Abbildung 5.35: *Massendifferenzverteilungen in Intervallen des Netzausgabewertes.*

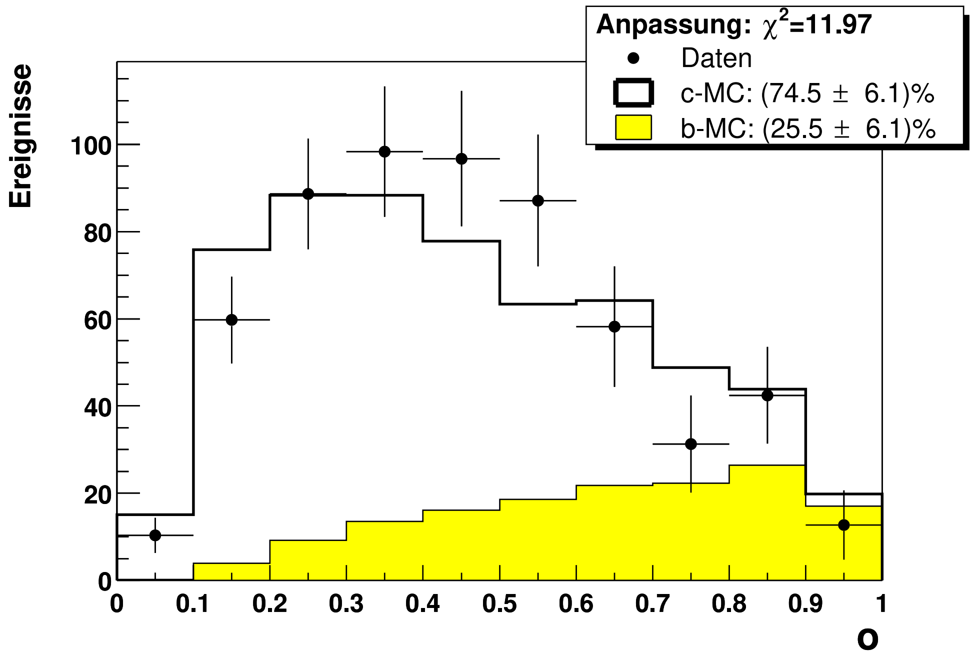


Abbildung 5.36: *Verteilung des Netzausgabewertes o von D^*-Ereignissen mit Anpassung einer Linearkombination von Charm- und Beauty-Verteilungen, die von Aroma generiert wurden.*

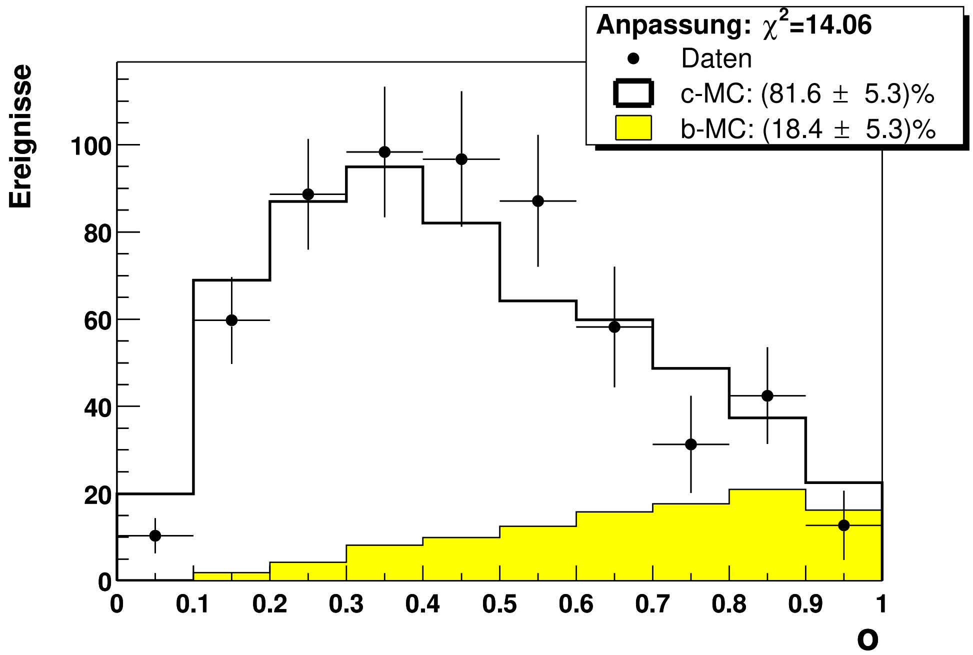


Abbildung 5.37: *Verteilung des Netzausgabewertes o von D^*-Ereignissen mit Anpassung einer Linearkombination von Charm- und Beauty-Verteilungen, die von Cascade generiert wurden.*

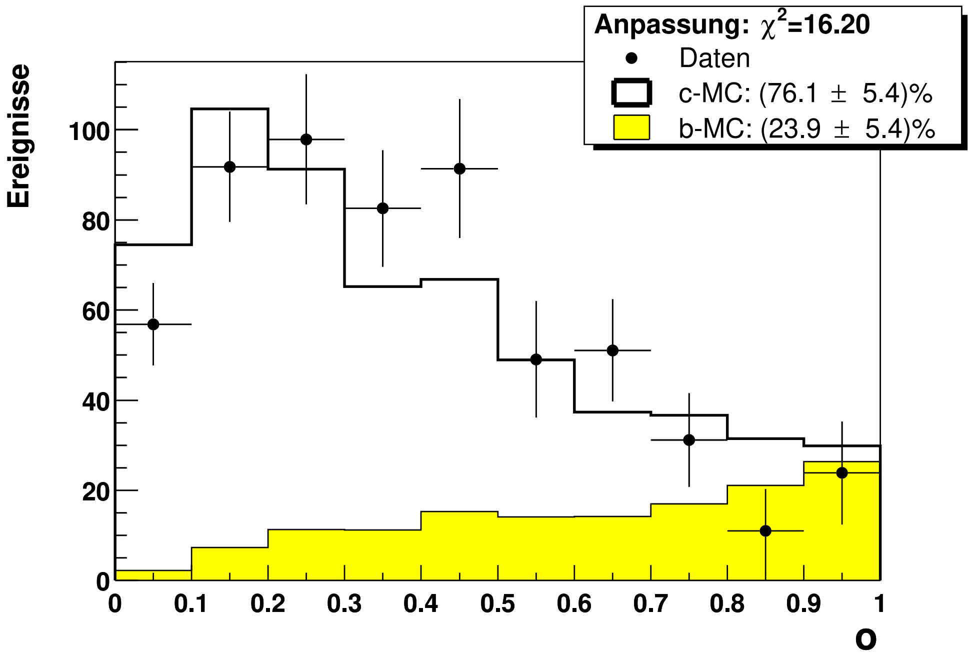


Abbildung 5.38: *Verteilung des Netzausgabewertes o von D^*-Ereignissen mit Anpassung einer Linearkombination von Charm- und Beauty-Verteilungen, die von Aroma generiert wurden, bei Verwendung aller acht Separationsvariablen als Eingabe.*

Betrachtet man den statistischen Fehler des Beauty-Anteils, zeigt sich der Nachteil der Bestimmung von f_b anhand einer einzelnen Variablen gegenüber dem Neuronalen Netz. Die Anpassung der D^0-Zerfallszeit liefert einen um etwa 30 % größeren Fehler als die Anpassung des Netzausgabewertes. Obwohl die Zerfallszeit die Variable mit dem besten Trennvermögen ist, kann die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen und somit die Bestimmung des Beauty-Anteils durch die Hinzunahme weiterer Variablen und deren Kombination in einem Neuronalen Netz verbessert werden.

Um den Effekt zu studieren, den die Hinzunahme von Eingabegrößen, die schlecht vom Monte-Carlo-Programm beschrieben werden, auf den bestimmten Beauty-Anteil hat, wird ein Neuronales Netz mit allen acht Separationsvariablen als Eingabe trainiert. Die Parameter des Netzes werden ansonsten genauso gewählt wie bei dem Netz mit den drei Eingabegrößen. Die Verteilung des Ausgabewertes dieses Netzes ist in Abbildungen 5.38 zusammen mit der Anpassung der von Aroma simulierten Verteilugen dargestellt.

Durch die Hinzunahme weiterer Variablen wird das Trennvermögen weiter verbessert, was an einem kleineren statistischen Fehler zu erkennen ist. Auch bei der Abschätzung des Fehlers anhand der Maximum-Likelihood-Methode zeigt sich das bessere Trennvermögen durch eine Reduzierung des relativen Fehlers für $N = 500$ und $f_b = 20\,\%$ von $\sigma_{f_b}/f_b = 21.0\,\%$ auf $\sigma_{f_b}/f_b = 17.6\,\%$.

Der angepasste Beauty-Anteil von $(23.9 \pm 5.4)\,\%$ unterscheidet sich kaum von dem Wert, der anhand des Netzes mit drei Eingabegrößen ermittelt wurde. Offenbar ist das Netz in der Lage, kleine Abweichungen in einzelnen Variablen zu kompensieren. Dadurch, dass viele Eingabeknoten verwendet werden, reduziert sich der Einfluss einer einzelnen Variable.

Diese Toleranz gegenüber kleinen Fehlern ist eine Eigenschaft von Neuronalen Netzen, die für die Analyse von Vorteil ist.

Wenn die Abweichungen zwischen Daten und Simulation größer und für mehrere Eingabewerte korreliert sind, kann der Einfluss auf den Ausgabewert stärker sein. Dieses Verhalten zeigt sich bei der Verwendung des Cascade-Programms, das z.B. bei der Anpassung der Verteilungen von Aplanarität und relativem Transversalimpuls alleine negative Beauty-Anteile liefert (vgl. Tab. 5.5). Der mit Cascade bestimmte Beauty-Anteil beträgt bei dem Netz mit allen Separationsvariablen als Eingabe (12.6 ± 5.3) %.

Durch die Hinzunahme weiterer Variablen und deren Kombination mit einem Neuronalen Netz wird zwar das Trennvermögen verbessert, aber unter Umständen auch die Modellabhängigkeit erhöht. Deshalb ist eine Auswahl von Variablen, die gut von den Monte-Carlo-Programmen beschrieben werden, wie sie in Abschnitt 5.4 durchgeführt wurde, von entscheidender Bedeutung.

5.7 Bestimmung des Beauty-Anteils anhand einer relativen Dichte

Das Neuronale Netz ermöglicht eine Verbesserung des Trennvermögens durch die Kombination mehrerer Variablen zu einem Wert. Es gibt auch noch andere Verfahren, um die Informationen mehrerer Messgrößen auf einen Wert zu projizieren. Als ein alternatives Verfahren soll hier die Berechnung einer relativen Dichte im mehrdimensionalen Parameterraum betrachtet werden. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, dass die Berechnung des kombinierten Wertes anschaulicher ist als bei einem Neuronalen Netz, was das Vertrauen, das der Methode entgegengebracht wird, stärkt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis mit den gemessenen Werten der Separationsvariablen ein Charm- bzw. ein Beauty-Ereignis ist, ist durch die Wahrscheinlichkeitsdichten im Raum der Variablen gegeben. Diese Wahrscheinlichkeitdichten werden näherungsweise durch die Dichte der simulierten Charm- und Beauty-Ereignisse beschrieben. Da die simulierten Ereignisse in einer endlichen Anzahl vorliegen, kann die Wahrscheinlichkeitsdichte an einem Punkt nur durch die Anzahl simulierter Ereignisse in einer endlichen Umgebung definiert werden. Als Umgebung wird meist ein Quader oder, wie hier, eine Kugel gewählt.

Als Parameter werden in dieser Studie alle acht Separationsvariablen verwendet. Um den unterschiedlichen Wertebereichen und den mittleren Korrelationen der Variablen Rechnung zu tragen, wird eine lineare Transformation des Parametervektors $\vec{x}$ durchgeführt. Dazu werden der mittlere Parametervektor $\vec{\mu}$ und die Kovarianzmatrix V der N simulierten Ereignisse mit Parametervektor $\vec{\xi_i}$ berechnet:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\vec{\xi_i} \tag{5.25}$$

$$V = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\vec{\xi_i}-\vec{\mu})(\vec{\xi_i}-\vec{\mu})^T \tag{5.26}$$

Damit läßt sich der Radius r eines Parametervektors $\vec{x}$ in Raum der $\vec{\xi_i}$ folgendermaßen bestimmen:

$$r^2 = (\vec{x} - \vec{\mu})^T V^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}) \tag{5.27}$$

Die Kovarianzmatrix V kann in eine orthonormale Matrix U ($U^T U = 1$) und eine Diagonalmatrix D zerlegt werden [77]:

$$V = UDU^T \tag{5.28}$$

Damit erhält man für die inverse Kovarianzmatrix:

$$V^{-1} = (UDU^T)^{-1} = U^{T^{-1}} D^{-1} U^{-1} = UD^{-1/2} D^{-1/2} U^T \tag{5.29}$$

Die Zerlegung von D^{-1} in $(D^{-1/2})^2$ kann vorgenommen werden, da D diagonal ist. Einsetzen in Gleichung 5.27 ergibt

$$r^2 = (\vec{x} - \vec{\mu})^T UD^{-1/2}\ D^{-1/2} U^T (\vec{x} - \vec{\mu}) = \vec{y}^T \vec{y} \tag{5.30}$$

mit dem transformierten Vektor

$$\vec{y} = D^{-1/2} U^T (\vec{x} - \vec{\mu}). \tag{5.31}$$

Die Verteilung des transformierten Vektors $\vec{y}$ hat damit die Kovarianzmatrix $V_y = 1$.

Der Mittelwert $\vec{\mu}$ und die Kovarianzmatrix V wird aus den simulierten Charm- und Beauty-Ereignissen getrennt berechnet. Es gibt also für jede der beiden Ereignisklassen einen transformierten Vektor. Dabei kann die Volumenänderung für beide Transformationen unterschiedlich sein. Für das Verhältnis der Volumina zwischen Charm- und Beauty-Parameterraum r_V gilt:

$$r_V = \frac{\det D_c^{-1/2}}{\det D_b^{-1/2}} = \sqrt{\frac{\det D_b}{\det D_c}} \tag{5.32}$$

Für jedes Ereignis in den Daten wird $\vec{y}_{b/c}$ berechnet und die Anzahl simulierter Charm- bzw. Beauty-Ereignisse innerhalb einer Kugel mit Radius R bestimmt. Als Radius wird zunächst $R = 1$ gewählt. Die Summe n der Charm-Ereigniszahl n_c und der Beauty-Ereigniszahl n_b sollte nicht zu klein sein, so dass eine sinnvolle Berechnung einer Dichte möglich ist. Andererseits sollte n aus demselben Grund auch nicht in der Größenordnung der Gesamtzahl der simulierten Ereignisse liegen. Deshalb wird verlangt, dass n zwischen 45 und 55 liegt. Ist das nicht der Fall, wird der Radius entsprechend verkleinert oder vergrößert, und das Zählen der Ereignisse innerhalb der Kugel wiederholt. Diese Iteration wird bis zu vier mal durchgeführt.

Danach wird aus der Anzahl an simulierten Charm- und Beauty-Ereignissen innerhalb der Kugel eine relative Dichte an Beauty-Ereignissen berechnet:

$$\rho_{rel} = \frac{\rho_b}{\rho_c + \rho_b} = \frac{n'_b}{n_c + n'_b} \quad , \quad n'_b = r_V \cdot r_N \cdot n_b \tag{5.33}$$

Dabei wird die unterschiedliche Volumenänderung bei der Transformation durch den Faktor r_V und die unterschiedliche Gesamtzahl an simulierten Ereignissen durch den Faktor $r_N = N_c/N_b$ berücksichtigt.

Ein Vorteil der Dichte gegenüber dem Neuronalen Netz ist, dass man nicht nur einen einzigen Wert für jeden Datenpunkt erhält, sondern zusätzliche Informationen über die

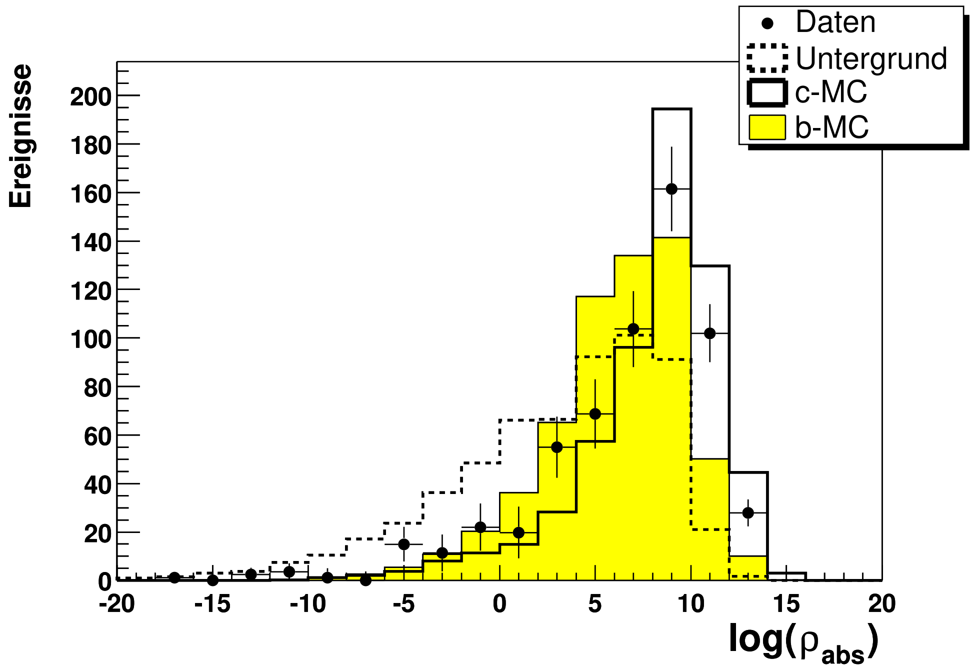


Abbildung 5.39: *Logarithmus der absoluten Dichte für D^*-, Untergrund- und simulierte Charm- und Beauty-Ereignisse bei Verwendung von Aroma.*

lokalen Gegebenheiten im Parameterraum zur Verfügung stehen. Bei einem Datenpunkt, der in einem Bereich liegt, in dem es kaum simulierten Ereignisse gibt, liefert das Netz einen extrapolierten Ausgabewert. Dabei gibt es keine Informationen über das Ausmaß der Extrapolation. Beim Zählen von Ereignissen in einer Kugel mit Volumen V, ist die absolute Dichte $\rho_{abs} = n/V$ ein gutes Maß dafür, in wie weit von den simulierten Ereignissen extrapoliert werden muss. Die Verteilung des Logarithmus der absoluten Dichte ist in Abbildung 5.39 dargestellt. Man sieht, dass Untergrundereignisse zu kleineren absoluten Dichten tendieren als D^*-Ereignisse in den gemessenen und simulierten Daten wie man es erwartet, weil Untergrundereignisse im allgemeinen nicht durch die simulierten Verteilungen von Charm- und Beauty-Ereignissen beschrieben werden. Diese Tatsache eröffnet die Möglichkeit, Untergrundereignisse zu erkennen und zu verwerfen. Bei einem Neuronalen Netz ließe sich solch eine Untergrundunterdrückung nur durch die Verwendung eines weiteren Ausgabeknotens und das Training von Untergrundereignissen realisieren.

Die relative Dichte kann genauso wie der Netzausgabewert zur Bestimmung des Beauty-Anteils verwendet werden. Dazu wird die Verteilung der relativen Dichte in den Daten ermittelt und an diese Verteilung eine Linearkombination der Verteilungen angepasst, die für Charm- und Beauty-Ereignisse vorhergesagt werden. Die Verteilungen und das Ergebnis der Anpassung sind in den Abbildungen 5.40 und 5.41 für die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade dargestellt.

Anhand der Verteilung der relativen Dichte ergibt sich für Aroma ein Beauty-Anteil von (32.4 ± 6.9) % und für Cascade von (11.0 ± 7.5) %. D.h. durch die Verwendung der Dichte wird das Problem der Modellabhängigkeit im Vergleich zum Neuronalen Netz nicht reduziert. Beide Methoden sind auf eine gute Beschreibung durch die Monte-Carlo-Programme angewiesen.

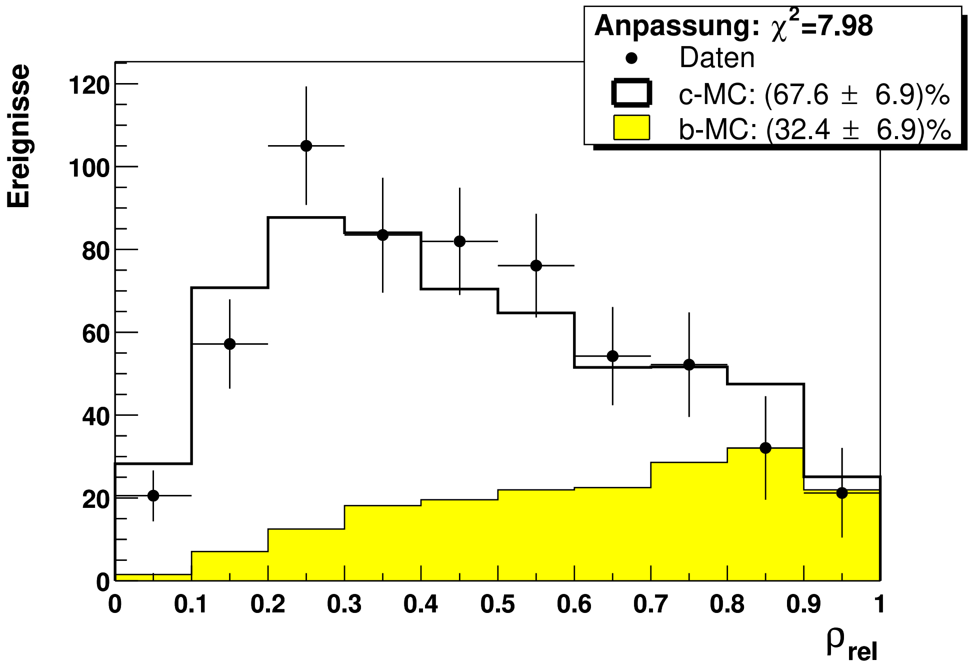


Abbildung 5.40: *Verteilung der relativen Dichte von D^*-Ereignissen mit Anpassung einer Linearkombination von Charm- und Beauty-Verteilungen, die von Aroma generiert wurden.*

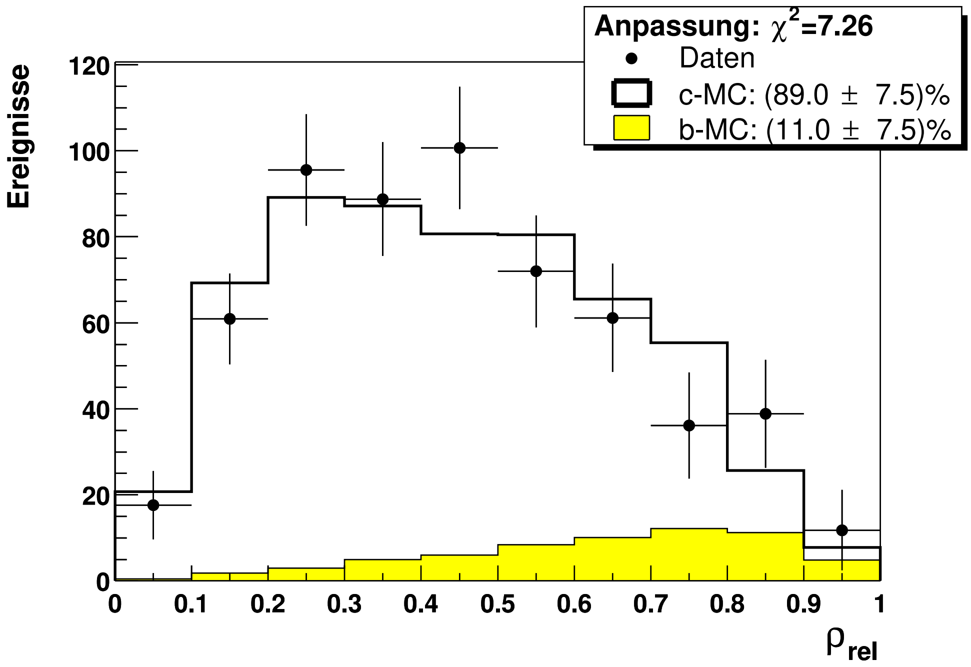


Abbildung 5.41: *Verteilung der relativen Dichte von D^*-Ereignissen mit Anpassung einer Linearkombination von Charm- und Beauty-Verteilungen, die von Cascade generiert wurden.*

Bei der Betrachtung des statistischen Fehlers der Anpassung zeigt sich, dass das Trennvermögen der Dichte geringer ist als das des Netzausgabewertes. Die Fehlerabschätzung nach der Maximum-Likelihood-Methode für $N = 500$ und $f_b = 20\,\%$ ergibt bei Verwendung von Aroma für die Dichte einen Wert von $\sigma_{f_b}/f_b = 21.1\,\%$, der mit dem Wert von 17.6 % für das Netz mit acht Eingabegrößen zu vergleichen ist.

Ein Ansatz zur Reduzierung des statistischen Fehlers ist die Berechnung einer Dichte unter Berücksichtigung der lokalen Korrelationen. Damit und mit weiteren Optimierungen des Verfahrens ließe sich das Trennvermögen weiter verbessern. Dieser Optimierungsaufwand wird einem vom Neuronalen Netz teilweise abgenommen. Beim Netz muss stattdessen nur eine brauchbare Einstellung der Netz- und Trainingsparameter gefunden werden. Danach ermittelt das Netz selbständig durch Training die optimale Funktion zur Trennung der Ereignisklassen.

5.8 Vergleich der Methoden

Die erste Methode zur Bestimmung des Beauty-Anteils anhand der D^0-Zerfallszeit hat den Vorteil, dass sie praktisch unabhängig vom verwendeten Monte-Carlo-Modell ist. Ein systematischer Fehler durch die Modellabhängigkeit kann vernachlässigt werden. Allerdings ist der statistische Fehler bei der Anpassung der $t(D^0)$-Verteilung relativ groß.

Der statistische Fehler kann reduziert werden, wenn weitere Größen zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen verwendet werden. Durch die Hinzunahme zweier Variablen und die Kombination der Variablen mit einem Neuronalen Netz wird das Trennvermögen deutlich verbessert. Deshalb wird f_b anhand der Verteilung des Netzausgabewertes mit einem kleineren statistischen Fehler als bei der ersten Methode bestimmt. Der Nachteil bei der Verwendung mehrerer Größen ist allerdings die erhöhte Abhängigkeit vom Monte-Carlo-Modell. Aufgrund des Unterschiedes zwischen den mit Aroma und mit Cascade ermittelten Beauty-Anteilen gibt es für den nach der zweiten Methode bestimmten Wert von f_b einen systematischen Fehler durch die Modellabhängigkeit.

Die dritte Methode, die den Beauty-Anteil aus der Verteilung einer relativen Dichte im Parameterraum der Separationsvariablen bestimmt, kann das Problem der Modellabhängigkeit nicht reduzieren und das Trennvermögen nicht verbessern. Gegenüber dem Neuronalen Netz hat diese Methode allerdings den Vorteil, dass die Dichte eine anschaulichere Größe ist und dass das Verfahren zusätzliche Informationen wie die absolute Dichte liefert. Welche der beiden Methoden besser ist, hängt vermutlich davon ab, wie weit die Methoden verfeinert und optimiert sind. In dieser Analyse wurde das Neuronale Netz der Dichte vorgezogen, weil es ein in der Anwendung einfaches Verfahren ist, das z.B. bei den LEP-Experimenten sehr erfolgreich zur Identifizierung von Beauty-Produktion eingesetzt wird.

Der Vorteil des Neuronalen Netzes gegenüber einer einzelnen Messgröße liegt in dem besseren Trennvermögen und dem daraus resultierenden kleinen statistischen Fehler. Der Vorteil der D^0-Zerfallszeit liegt in der geringen Modellabhängigkeit und dem daraus resultierenden kleineren systematischen Fehler. Deshalb werden die mit beiden Methoden bestimmten Beauty-Anteile im Folgenden verwendet, um den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b-Quarks zu messen.

Kapitel 6

Messung des Wirkungsquerschnittes für b-Produktion

In diesem Kapitel wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b-Quarks für den sichtbaren kinematischen Bereich ermittelt und mit theoretischen Vorhersagen und anderen Messungen verglichen.

6.1 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der sichtbare Bereich, in dem die Messung der Beauty-Produktion durchgeführt wird, ist durch die kinematischen Größen der ep-Streuung und des D^*-Mesons gegeben:

$$2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$$
$$0.05 < y < 0.6$$
$$p_T(D^*) > 2\ \mathrm{GeV/c}$$
$$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$$

Für diesen kinematischen Bereich wird der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \to e'bX \to e'D^*X'$ nach folgender Formel berechnet:

$$\sigma_{vis}(ep \to e'bX \to e'D^*X') = \frac{N_{rec,trig}(D^*) \cdot f_b}{\epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{trig} \cdot \mathcal{B}(D^* \to K\pi\pi) \cdot \mathcal{L} \cdot (1 + \delta_{rad})} \tag{6.1}$$

Dabei ist $N_{rec,trig}(D^*)$ die Anzahl der rekonstruierten D^*-Ereignisse und f_b der im vorigen Kapitel gemessene Anteil an Beauty-Ereignissen. Die Effizienzen ϵ_{rec} und ϵ_{trig}, mit denen die Ereignisse rekonstruiert und vom Trigger erkannt werden, werden im nächsten Abschnitt bestimmt. Als Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ des Zerfallskanals $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ wird der in Gleichung 2.21 angegebene Wert von (2.59 ± 0.06) % verwendet. Die integrierte Luminosität der analysierten Datenmenge wurde zu $\mathcal{L} = 76.79\ \mathrm{pb}^{-1}$ bestimmt. Der Term $(1 + \delta_{rad})$ berücksichtigt radiative Korrekturen, die durch die Abstrahlung von Photonen verursacht werden (Abschnitt 6.3).

Der entsprechende Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion wird analog berechnet. Dabei ist f_b durch $f_c = 1 - f_b$ zu ersetzen und die Effizienz für die Rekonstruktion von Charm-Ereignissen einzusetzen.

6.2 Rekonstruktions- und Triggereffizienz

Nicht alle Ereignisse im sichtbaren Bereich werden rekonstruiert und analysiert. Es gibt einen Verlust an Ereignissen durch Ineffizienzen von Triggern und Detektorkomponenten sowie durch Schnitte bei der Auswahl der Ereignisse. Dieser Verlust wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes durch die Effizienz berücksichtigt.

Die Effizienz kann nach den verschiedenen Ursachen für den Ereignisverlust faktorisiert werden. Die Gesamteffizienz ϵ ist dann das Produkt der einzelnen Effizienzen ϵ_i. Diese Effizienzen werden für Charm- und Beauty-Ereignisse getrennt mit Hilfe der Simulation bestimmt. In Tabelle 6.1 sind die Effizienzen für die unterschiedlichen Datennahmeperioden angegeben, die aus den mit Aroma simulierten Daten ermittelt wurden.

Für die insgesamt analysierte Datenmenge ergeben sich aus diesen Werten die Effizienzen ϵ_c und ϵ_b für Charm- bzw. Beauty-Ereignisse als luminositätsgewichtete Mittelwerte. Diese Effizienzen sind in Tabelle 6.2 für die verschiedenen Selektionsschritte aufgelistet. Bei einer Datenmenge, die vor einem Schnitt einen Beauty-Anteil f_b hat, erhält man aus den Effizienzen für die Selektion von Charm- und Beauty-Ereignissen eine kombinierte Effizienz ϵ_{bc} von:

$$\epsilon_{bc} = f_b \cdot \epsilon_b + (1 - f_b) \cdot \epsilon_c \tag{6.2}$$

Bei jedem Selektionsschritt kann sich der Beauty-Anteil aufgrund der unterschiedlichen Effizienzen für Charm- und Beauty-Ereignisse ändern. Der Anteil f_b vor der Selektion ergibt sich folgendermaßen aus dem Anteil f'_b nach der Selektion:

$$f_b = \frac{f'_b/\epsilon_b}{f'_b/\epsilon_b + (1 - f'_b)/\epsilon_c} \tag{6.3}$$

Die so berechneten Beauty-Anteile und die sich daraus ergebenden Gesamteffizienzen ϵ_{bc} sind in Tabelle 6.2 angegeben. Zum Vergleich wird für einen Teil der Selektionsschritte eine Abschätzung der Effizienzen in den Daten vorgenommen. Die Abschätzung erfolgt dadurch, dass die Anzahl von D^*-Mesonen vor und nach dem Selektionsschritt durch eine Anpassung der Δm-Verteilung bestimmt und deren Verhältnis gebildet wird. Dies ergibt nur eine Näherung für die Effizienz, da für die Daten im Gegensatz zur Simulation eine Triggerbedingung erfüllt sein muss.

Der erste Selektionsschritt ist die Rekonstruktion von D^*-Mesonen im sichtbaren kinematischen Bereich. Die Effizienz der D^*-Rekonstruktion ist bestimmt durch die Effizienz, mit der die Spuren der drei Zerfallsteilchen in der zentralen Spurkammer rekonstruiert und an den Vertex angepasst werden, sowie durch die Schnitte auf den Transversalimpuls und die Länge der Spuren und auf die Masse des D^0-Kandidaten. Außerdem kann es Migrationen von Ereignissen in den sichtbaren Bereich hinein oder aus ihm heraus geben, da die rekonstruierten Werte von Transversalimpuls und Pseudorapidität des D^*-Mesons nicht exakt mit den generierten Werten übereinstimmen.

Selektion	Charm-MC 97 e^+p	Charm-MC 98/99 e^-p	Charm-MC 99/00 e^+p	Beauty-MC 97 e^+p	Beauty-MC 98/99 e^-p	Beauty-MC 99/00 e^+p
D^* Rekonstruktion	60.4	61.4	61.3	57.7	57.8	57.9
DIS Selektion	98.5	98.6	98.6	94.8	93.8	94.1
$lh_K(K) > 1\,\%$	98.9	99.0	99.0	98.8	98.9	99.0
CST-Hits$(K \cdot \pi) \geq 2$	85.0	79.6	80.1	85.2	79.8	79.8
$\lvert r(D^0)\rvert/\sigma_{r(D^0)} > 1$	49.1	48.3	48.9	71.4	73.0	73.7
Jet Selektion	23.4	24.2	23.8	57.1	60.5	59.6
Trigger	95.0	91.4	93.8	96.9	92.8	96.2

Tabelle 6.1: *Effizienzen der einzelnen Selektionsschritte in % für Charm- und Beauty-Ereignisse in den verschiedenen Datennahmeperioden.*

Selektion	ϵ_c [%]	ϵ_b [%]	f_b [%]	ϵ_{bc} [%]	ϵ_{Daten} [%]
D^* Rekonstruktion	61.2 ± 0.2	57.9 ± 0.2	7.2 ± 3.4	60.9 ± 0.2	-
DIS Selektion	98.6 ± 0.1	94.2 ± 0.2	6.8 ± 3.2	98.3 ± 0.2	-
$lh_K(K) > 1\,\%$	99.0 ± 0.0	98.9 ± 0.1	6.5 ± 3.1	99.0 ± 0.0	98.5 ± 0.4
CST-Hits$(K \cdot \pi) \geq 2$	80.9 ± 0.2	80.7 ± 0.3	6.5 ± 3.1	80.9 ± 0.2	78.5 ± 1.1
$\lvert r(D^0)\rvert/\sigma_{r(D^0)} > 1$	48.9 ± 0.2	73.2 ± 0.4	6.5 ± 3.1	50.5 ± 0.8	54.0 ± 1.4
Jet Selektion	23.8 ± 0.3	59.3 ± 0.4	9.4 ± 4.4	27.1 ± 1.6	31.0 ± 1.8
Trigger	93.6 ± 0.4	95.8 ± 0.3	20.6 ± 8.3	94.1 ± 0.4	94.3 ± 2.4

Tabelle 6.2: *Effizienzen für Charm- und Beauty-Ereignisse und die Gesamteffizienz ϵ_{bc} (Gl. 6.2), die sich bei einem Beauty-Anteil f_b (Gl. 6.3) ergibt, mit Vergleich der aus den Daten abgeschätzten Effizienz ϵ_{Daten}. Die angegebenen Fehler berücksichtigen nur die statistischen Unsicherheiten.*

Für die Selektion von D^*-Mesonen wurde in [81] ein relativer systematischer Fehler von $^{+9}_{-4}\,\%$ für die Jahre 1996 und 1997 bestimmt. Dieser Wert setzt sich aus den Unsicherheiten der Effizienz der Spurrekonstruktion, der Impuls- und der Massenauflösung zusammen. Da in dieser Analyse die Daten der Jahre 1997 bis 2000 ausgewertet werden, und da für diesen Zeitraum Unterschiede in der Spurrekonstruktion zu einer überarbeiteten Version des Rekonstruktionsprogramms beobachtet wurden, wird in dieser Analyse ein relativer systematischer Fehler von 5 % pro Spur angenommen, so dass sich bei maximaler Korrelation der Spuren der drei Tochterteilchen ein Wert von 15 % ergibt. Dieser Wert ist zusammen mit den weiteren Fehlern der Messung in Tabelle 6.4 angegeben.

Als zweiter Selektionsschritt wird das gestreute Elektron im SpaCal rekonstruiert (s. Kap. 4.3). Neben der Effizienz der Elektron-Selektion wird die Migration von Ereignissen in den sichtbaren Bereich hinein und aus ihm heraus bei der Rekonstruktion von Q^2 und y aus der Energie und dem Winkel des Elektrons in der Effizienz berücksichtigt.

Um den systematischen Fehler der Elektronrekonstruktion abzuschätzen, wird die Energie des gestreuten Elektrons um ±3 % und der Polarwinkel um ±1 mrad variiert. Die Änderung in der Anzahl der selektierten Ereignisse sind für die simulierten Charm- und Beauty-Ereignisse sowie für die gemessenen Daten kleiner als 5 %. Dieser Wert wird als relativer systematischer Fehler angenommen.

Beim Schnitt auf die dE/dx-Wahrscheinlichkeit des Kaons bei 1 % erwartet man eine Ef-

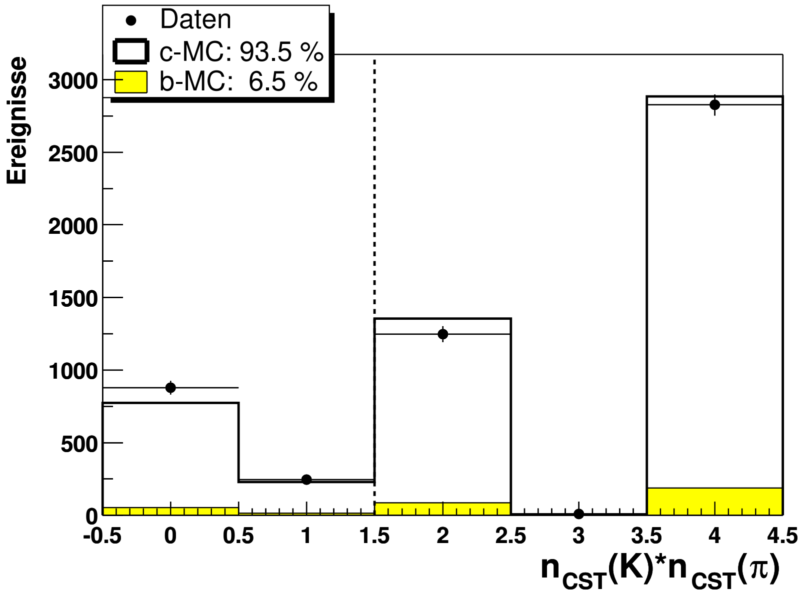


Abbildung 6.1: *Produkt der Anzahl von CST-Treffern des Kaons und des Pions in den gemessenen und den simulierten Daten.*

fizienz von 99 %. Dies wird in den simulierten und in den gemessenen Daten auch fast perfekt erreicht. Der Unterschied zwischen Simulation und Daten beträgt 1.3 Standardabweichungen, so dass kein systematischer Fehler für diesen Selektionschritt berücksichtigt werden muss.

Die Effizienz, mit der den Kaon- und Pion-Spuren CST-Treffer zugeordnet werden können, wird einigermaßen gut vom Monte-Carlo-Programm beschrieben (s. Abb. 6.1). Die relative Abweichung zu der aus den Daten ermittelten Effizienz beträgt 2.9 %, was 2.1 Standardabweichungen entspricht. Deshalb wird ein relativer systematischer Fehler von 3 % angenommen.

Erwartungsgemäß ist die Effizienz der Selektion von D^0-Kandidaten mit einer großen Signifikanz der Zerfallslänge für Beauty-Ereignisse höher als für Charm-Ereignisse (vgl. Abb. 4.7). Der Schnitt auf $|r(D^0)|/\sigma_{r(D^0)}$ reichert also den Beauty-Anteil an. Die aus ϵ_c und ϵ_b berechnete Gesamteffizienz stimmt innerhalb von 2.2 Standardabweichungen mit der aus den Daten abgeschätzen Effizienz überein. Aufgrund der Differenz wird ein relativer systematischer Fehler von 7 % angesetzt.

Durch die Selektion von Jets wird der Beauty-Anteil ebenfalls angereichert (vgl. Abb. 4.9). Die Effizienz der Jet-Rekonstruktion ist für Beauty-Ereignisse deutlich größer als für Charm-Ereignisse. Die kombinierte Effizienz beschreibt die Daten recht gut. Ein systematischer Fehler für die Rekonstruktion von Jets wird nicht in die Rechnung einbezogen, da die Abweichung zwischen Simulation und Messung nur 1.6 Standardabweichungen beträgt.

Die sich insgesamt ergebenden Rekonstruktionseffizienzenfür Charm- und Beauty-Ereignisse ist in Tabelle 6.3 angegeben. Die systematischen Fehler der Effizienzen der einzelnen Selektionsschritte addieren sich quadratisch zu einem relativen Fehler von 18 %.

Die Effizienz, mit der bei den ausgewählten Ereignissen der Trigger anspricht, ist bestimmt durch die Effizienz des Z-Vertex- und des DCRΦ-Triggers. Wenn diese beiden Triggerbedingungen erfüllt sind, ist der SpaCal-IET-Trigger zu 100 % effizient. Auch durch die zusätzlichen Veto-Bedingungen gibt es keinen Verlust an Ereignissen. Die Triggereffizienz, die für Charm- und Beauty-Ereignisse ermittelt wurde, ist in Tabelle 6.3 angegeben.

Zur Bestimmung der Triggereffizienz aus den Daten wird ein unabhängiger Monitortrigger benötigt. Der hier verwendete Subtrigger s0 hat als Bedingung nur das SpaCal-IET-Triggerelement und keine Anforderungen an Spuren. Mit einer Datenmenge, die vom Monitortrigger s0 ausgewählt wurde, kann also die Effizienz der spurbasierten Triggerelemente bestimmt werden. Die Anzahl der D^*-Kandidaten verringert sich auf 94.5 %, wenn zusätzlich zu s0 gefordert wird, dass der Z-Vertex- und der DCRΦ-Trigger angesprochen haben. Aus einer Anpassung der Verteilung der Massendifferenz wird eine Triggereffizienz für D^*-Mesonen von 94.3 % ermittelt. Dieser Wert stimmt sehr gut mit der Effizienz überein, die sich aus der Simulation ergibt. Die Abweichung beträgt nur 0.1 Standardabweichungen, so dass auf einen systematischen Fehler verzichtet werden kann.

	ϵ_{rec} [%]	ϵ_{trig} [%]
Charm	5.6 ± 1.0	93.6
Beauty	18.9 ± 3.3	95.8
Charm+Beauty	6.6 ± 1.2	94.1

Tabelle 6.3: *Rekonstruktions- und Triggereffizienzen mit systematischen Fehlern für Charm- und Beauty-Ereignisse, sowie für eine Kombination beider Ereignisklassen mit einem Beauty-Anteil von $f_b = 21.0\,\%$.*

6.3 Radiative Korrekturen

Die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade simulieren die Elektron-Proton-Streuung nur in führender Ordung der QED-Störungsrechnung. Die Messung wird jedoch durch Prozesse höherer Ordnung, wie die Abstrahlung eines Photons vom Elektron, beeinflusst. Da ein Photon, das im Endzustand abgestrahlt wird, in der Regel zusammen mit dem Elektron als ein Cluster im SpaCal nachgewiesen wird, können diese Prozesse hier vernachlässigt werden. Wird jedoch ein Photon im Anfangszustand abgestrahlt, so ändert sich die Energie des einlaufenden Elektrons. Dadurch werden die kinematischen Größen der Elektron-Proton-Streuung beeinflusst.

Um diesen Effekt zu untersuchen wird das Programm HECTOR [82] eingesetzt. Es liefert in Abhängigkeit von y und Q^2 einen Korrekturwert δ_{rad}, mit dem aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt der Born-Wirkungsquerschnitt berechnet werden kann. Dazu wird der gemessene Wirkungsquerschnitt mit dem Faktor $1/(1 + \delta_{rad})$ multipliziert.

Die Selektion eines Endzustandes mit schweren Quarks wird durch einen Schnitt auf die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ im Photon-Proton-System berücksichtigt. Die Verteilung von $W_{\gamma p}$ ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Der Schnitt auf $W_{\gamma p}$ bei der Berechnung der radiativen Korrekturen wird von 30 GeV bis 80 GeV variiert. Die Verteilungen des Korrekturwertes sind für diese beiden Schwerpunktsenergien in Abbildung 6.3 dargestellt. Anhand dieser Verteilungen wird ein mittlerer Korrekturwert von $\delta_{rad} = 4\,\%$ bestimmt. Aus der Variation von $W_{\gamma p}$ und der Breite der Verteilungen wird ein absoluter systematischer Fehler für δ_{rad} von 2 % abgeschätzt. Dies entspricht einem relativen systematischen Fehler des Korrekturfaktors $1/(1 + \delta_{rad})$ von etwa 2 %.

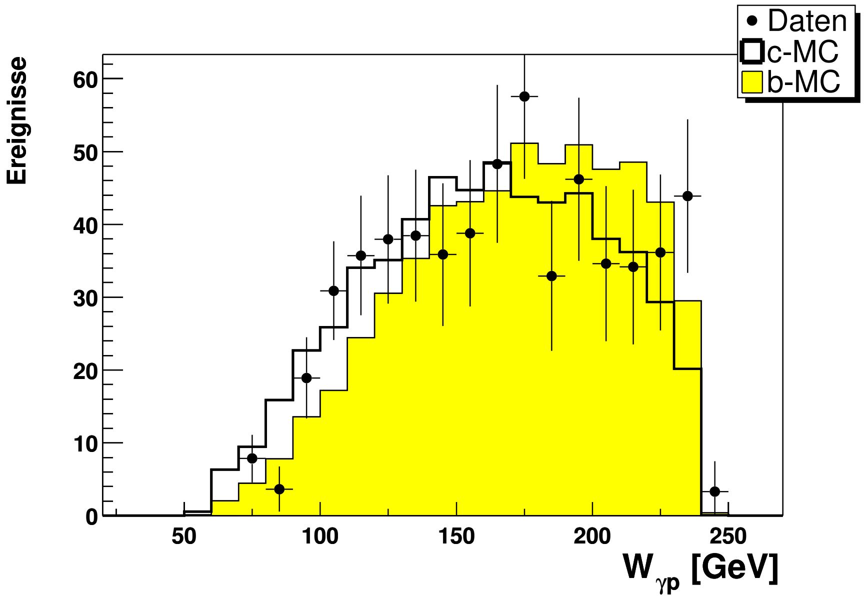


Abbildung 6.2: *Verteilung der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ im Photon-Proton-System für gemessene und simulierte Daten.*

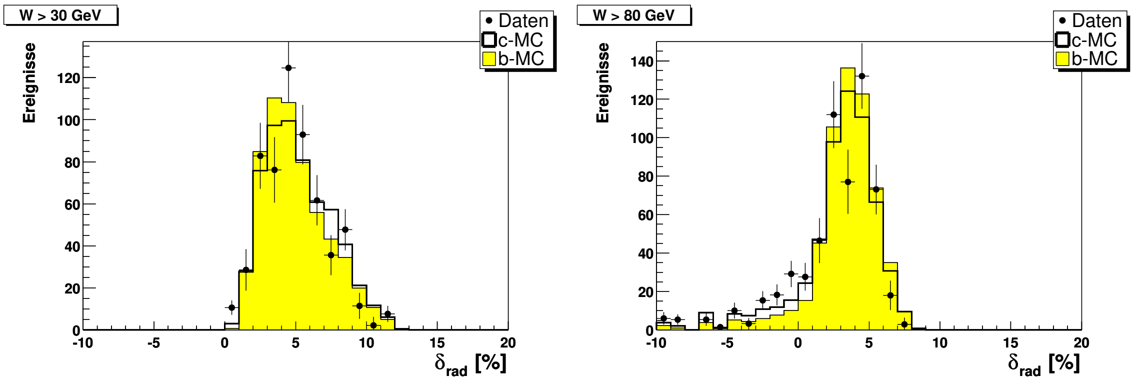


Abbildung 6.3: *Verteilungen des Korrekturwertes δ_{rad} für radiative Effekte in den gemessenen und den simulierten Daten bei einem Schnitt auf die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ von* 30 *GeV bzw.* 80 *GeV.*

6.4 Systematische Fehler

Neben dem statistischen Fehler gibt es eine Reihe von Effekten, die zu systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes führen. Zum Teil wurden diese Effekte schon in vorherigen Abschnitten besprochen. Im Folgenden werden die systematischen Fehler noch einmal zusammengestellt und ergänzt.

Der größte systematische Fehler bei der Verwendung des Neuronalen Netzes entsteht durch die Modellabhängigkeit des gemessenen Beauty-Anteils f_b. Aus der Differenz der Anteile, die sich bei der Verwendung der Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade ergeben, wurde ein relativer systematischer Fehler von 23 % bestimmt. Wie in Kapitel 5.3 gezeigt wurde, kann ein systematischer Fehler durch die Wahl des Monte-Carlo-Modells bei der Bestimmung des Beauty-Anteils anhand der D^0-Zerfallszeit vernachlässigt werden. In diesem Kapitel wurde ferner gezeigt, dass für die Beschreibung der Zerfallslängenauflösung durch die Simulation kein systematischer Fehler berücksichtigt werden muss.

Eine Unsicherheit bei der Ermittlung des Beauty-Anteils entsteht durch die Anpassung der Massendifferenzverteilungen zur Bestimmung von differentiellen Verteilungen von D^*-Mesonen. Als Parameter für die Breite σ der Signalverteilung wird dabei der Wert $\bar{\sigma}$ verwendet, der aus der Massendifferenzverteilung der gesamten Daten bestimmt wurde. Es wird also davon ausgegangen, dass σ nicht von der Größe abhängt, deren Verteilung man betrachtet. Um den systematischen Fehler abzuschätzen, der durch diese Annahme entsteht, wird die Breite der Signalverteilung in Abhängigkeit von der betrachteten Größe von $\bar{\sigma} \pm \Delta\sigma$ bis $\bar{\sigma} \mp \Delta\sigma$ variiert, wobei $\Delta\sigma$ der Fehler von σ aus der Anpassung der gesamten Daten ist. Daraus resultiert eine Änderung des Beauty-Anteils, der aus der $t(D^0)$-Verteilung bestimmt wird, von 0.6 %. Dies wird durch einen relativen systematischen Fehler von 3 % berücksichtigt. Analog wird für die Bestimmung von f_b anhand des Netzausgabewertes ein relativer systematischer Fehler von 4 % ermittelt.

Ein weiterer systematischer Effekt bei der Anpassung der Massendifferenzverteilung kann durch Reflexionen verursacht werden. Andere Zerfallskanäle des D^0-Mesons als $D^0 \to K^-\pi^+$ können zu einem Beitrag innerhalb der Signalregion führen. In [83] wurde dieser Effekt für eine vergleichbare Selektion von D^*-Mesonen zu (3.5 ± 1.5) % abgeschätzt. Dabei bilden die Kanäle $D^0 \to K^-K^+$ und $D^0 \to \pi^-\pi^+$ die Hauptbeiträge. In dieser Analyse wird der Effekt von Reflexionen durch einen relativen systematischen Fehler von 5 % berücksichtigt.

Auf die systematischen Fehler der Effizienzen wurde bereits in Abschnitt 6.2 eingegangen. Sie addieren sich zu einem relativen Fehler von 18 % für die Rekonstruktion und Selektion. Eine systematische Unsicherheit der Triggereffizienz wurde nicht festgestellt.

Bei der Selektion von Ereignissen der tiefunelastischen Streuuung kann es vorkommen, dass irrtümlich Photoproduktionsereignisse ausgewählt werden. Dieser Untergrund an Photoproduktionsereignissen würde sich in der Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons durch einen Anstieg bei kleinen Werten bemerkbar machen. Da ein solcher Anstieg nicht zu erkennen ist (vgl. Abb. 4.2, S. 49), kann ein systematischer Fehler durch Photoproduktionsuntergrund vernachlässigt werden.

Der Fehler des Verzweigungsverhältnisses ist in Kapitel 2.4 angegeben. Er beträgt 2 % für $\mathcal{B}(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+)$ (Gl. 2.21). Die integrierte Luminosität ist relativ genau bekannt. Die Unsicherheit bei ihrer Messung wird durch einen relativen systematischen Fehler von 1.5 % berücksichtigt. Der systematische Fehler der radiativen Korrektur wurde im vorigen Abschnitt zu 2 % bestimmt.

Einen systematischen Fehler durch die Verwendung des Neuronalen Netzes gibt es nicht. Das Netz liefert lediglich eine Abbildung von mehreren Eingabegrößen auf einen Ausgabewert. Diese ist, nachdem das Netz trainiert ist, eine wohldefinierte mathematische Funktion. Sie kann je nach Wahl der Eingabegrößen und Konfiguration des Netzes mehr oder weniger sensitiv auf das verwendete Monte-Carlo-Modell sein. Der systematische Fehler entsteht jedoch nur durch die Unsicherheit des Modells.

Insgesamt addieren sich die relativen systematischen Fehler für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt zu 19 % bzw. 30 % für die beiden Methoden. Tabelle 6.4 gibt einen Überblick

	$t(D^0)$	NN
MC-Modell	-	23 %
Δm-Anpassung	3 %	4 %
Reflexionen	5 %	
D^*-Rekonstruktion	15 %	
DIS-Selektion	5 %	
Effizienz CST-Hits	3 %	
Schnitt auf $\lvert r(D^0)\rvert/\sigma_{r(D^0)}$	7 %	
$\mathcal{B}(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+)$	2 %	
$\mathcal{L}$	1.5 %	
δ_{rad}	2 %	
tot. syst.	19 %	30 %
tot. stat.	41 %	27 %

Tabelle 6.4: *Relative systematische und statistische Fehler des Wirkungsquerschnittes von Beauty-Produktion für die Messung anhand der Lebensdauer- ($t(D^0)$) und der Netzausgabe-Verteilung (NN).*

über die systematischen Unsicherheiten bei der Berechnung des Beauty-Wirkungsquerschnittes.

6.5 Akzeptanz und Verzweigungsverhältnis

Von den Monte-Carlo-Programmen Aroma und Cascade wird ein totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{MC} für die Reaktion $ep \to e'b\bar{b}X$ (bzw. $ep \to e'c\bar{c}X$) berechnet. Um diese Berechnung mit der Messung vergleichen zu können, wird aus dem generierten ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt nach folgender Formel berechnet:

$$\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e'bX \to e'D^*X') = 2 \cdot f(b \to D^{*+}X) \cdot A \cdot \sigma_{tot}^{MC}(ep \to e'b\bar{b}X) \tag{6.4}$$

Dabei ist der Anteil der b-Quarks, der in D^*-Mesonen fragmentiert, durch $f(b \to D^{*+}X)$ gegeben. Der Faktor 2 berücksichtigt die Tatsache, dass sowohl das b- als auch das $\bar{b}$-Quark in ein D^*-Meson fragmentieren kann. Die Akzeptanz A gibt den Anteil der generierten D^*-Ereignisse an, die innerhalb des sichtbaren Bereichs liegen.

Der sichtbare Anteil der D^*-Ereignisse aus dem gesamten generierten kinematischen Bereich von $Q^2 > 2$ GeV^2 beträgt für Aroma:

$$A_c = 16.8\,\% \tag{6.5}$$

$$A_b = 22.4\,\% \tag{6.6}$$

Diese Akzeptanzen unterscheiden sich nur wenig von denen, die sich für Cascade ergeben ($A_c = 16.5\,\%$, $A_b = 21.6\,\%$).

Die von Aroma generierten Verteilungen der kinematischen Größen, durch die der sichtbare Bereich definiert ist, sind in den Abbildungen 6.4 bis 6.7 dargestellt. Der Vergleich

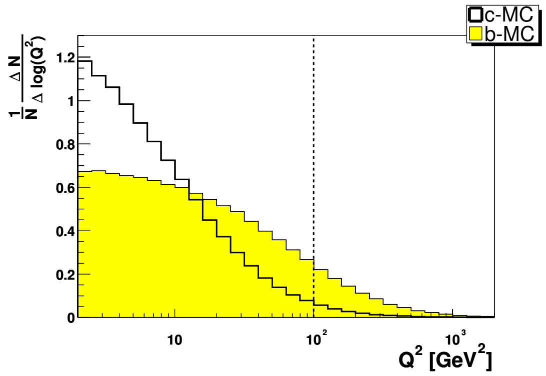


Abbildung 6.4: *Von Aroma generierte Q^2-Verteilung für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

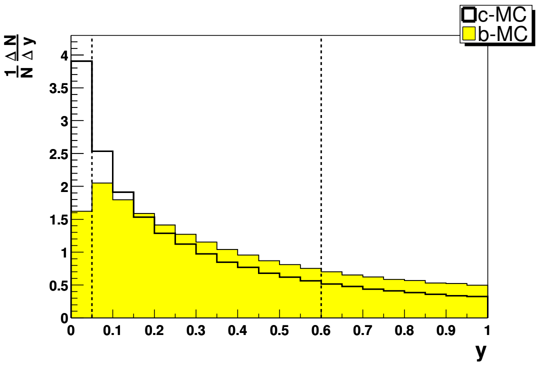


Abbildung 6.5: *Von Aroma generierte y-Verteilung für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

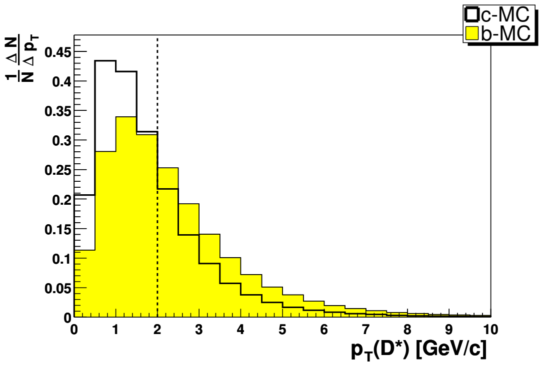


Abbildung 6.6: *Von Aroma generierte $p_T(D^*)$-Verteilung für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

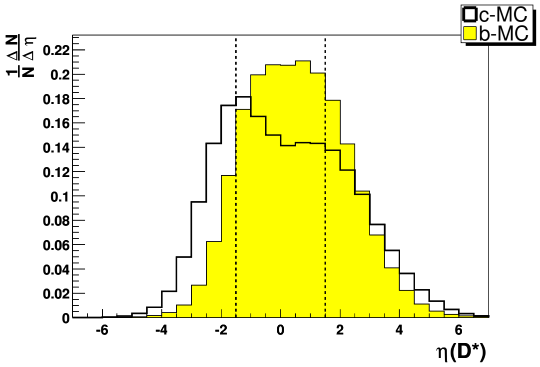


Abbildung 6.7: *Von Aroma generierte $\eta(D^*)$-Verteilung für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

der Verteilungen von Charm- und Beauty-Ereignissen zeigt, weshalb die Akzeptanz für b-Ereignisse höher ist. Aufgrund der größeren Quarkmasse ist erstens das Spektrum des D^*-Transversalimpulses härter, zweitens liegt das $\eta(D^*)$-Spektrum mehr im zentralen Bereich. Diese beiden Effekte überwiegen den stärkeren Verlust an Beauty-Ereignissen bei $Q^2 > 100$ GeV^2.

Als weiterer Faktor neben der Akzeptanz geht das Verzeigungsverhältnis der schweren Quarks in D^*-Mesonen in die Berechnung des generierten sichtbaren Wirkungsquerschnittes ein (s. Gl. 6.4). Dabei werden die von anderen Experimenten gemessenen Werte von $f(c \to D^{*+}X) = (23.5 \pm 1.0)$ % bzw. $f(b \to D^{*+}X) = (17.3 \pm 2.0)$ % verwendet (s. Kap. 2.3).

Diese Werte unterscheiden sich von den Verzeigungsverhältnissen, die in den Monte-Carlo-Programmen simuliert werden. Der Anteil der Charm-Quarks, der bei Aroma in D^*-Mesonen fragmentiert, beträgt 26.9 %. Bei der Verwendung des gemessenen statt des simulierten Wertes für das Verzeigungsverhältnis reduziert sich der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt um den Faktor 0.87. Für Beauty-Produktion beträgt der Faktor sogar 0.62, da Aroma ein Verzeigungsverhältnis von 28.1 % simuliert. Analoges gilt für Cascade, da beide Programme die Fragmentation in gleicher Weise simulieren.

6.6 Charm-Wirkungsquerschnitt

Um einen direkten Vergleich mit anderen Messungen zu ermöglichen, wird zunächst der inklusive Wirkungsquerschnitt für D^*-Produktion berechnet, ohne nach Charm- und Beauty-Ereignissen zu trennen. Dabei wird von dem Bereich $0.05 < y < 0.6$ auf den Bereich $0.05 < y < 0.7$ extrapoliert. Die Akzeptanz A_y des sichtbaren Bereichs wird mit Aroma zu 96.1 % für Charm- und 90.1 % für Beauty-Ereignisse bestimmt. Diese Werte sind praktisch identisch mit den Werten von 96.1 % bzw. 90.5 %, die mit Cascade ermittelt werden. Bei einem Beauty-Anteil von 21.0 % ergibt sich eine mittlere Akzeptanz von

$$A_y = (94.8 \pm 0.5)\ \% \tag{6.7}$$

Der Fehler der Akzeptanz ist durch den Fehler von f_b gegeben.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \to D^*X$ wird unter Verwendung der kombinierten Effizienzen ϵ_{bc} (vgl. Tab. 6.3) nach der Formel

$$\sigma(ep \to D^*X) = \frac{N_{rec,trig}(D^*)}{\epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{trig} \cdot \mathcal{B}(D^* \to K\pi\pi) \cdot \mathcal{L} \cdot (1 + \delta_{rad}) \cdot A_y} \tag{6.8}$$

berechnet zu

$$\sigma(ep \to D^*X) = (4.88 \pm 0.39 \pm 0.91)\ \text{nb}. \tag{6.9}$$

Der erste Fehler gibt die statistische und der zweite die systematische Unsicherheit an.

Der angegebene Wert stimmt innerhalb der Fehler mit bisherigen Messungen überein. Aus den Daten, die mit dem H1-Detektor in den Jahren 1995 bis 1997 genommen wurden, wurde in [83] ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von (4.06 ± 0.19) nb und in [84] von $(4.21 \pm 0.23 \pm 0.53)$ nb bestimmt. Da die hier vorgestellte Messung teilweise bei einer höheren Schwerpunktsenergie durchgeführt wurde, wird ein um etwa 5 % größerer Wirkungsquerschnitt als in den Jahren vor 1998 erwartet. Die Übereinstimmung mit bisherigen Messungen, die ohne die Verwendung des CST und ohne die Selektion von Jets durchgeführt wurden, stützt die Annahme, dass die Effizienzen für die Rekonstruktion von Spuren mit CST-Treffern, für den Schnitt auf die Signifikanz der D^0-Zerfallslänge und für die Rekonstruktion von Jets innerhalb der angegebenen Fehler durch die Simulation beschrieben werden.

Um den Wirkungsquerschnitt für Charm- und Beauty-Produktion getrennt zu messen, wird der Anteil an Beauty-Ereignissen, der mit den beiden ausgewählten Methoden ermittelt wurde, verwendet. Für den definierten sichtbaren Bereich ergibt sich unter Verwendung des Beauty-Anteils, der aus der Verteilung der D^0-Zerfallszeit bestimmt wurde, folgender Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks, die in D^*-Mesonen fragmentieren:

$$\sigma_{vis}^{t(D^0)}(ep \to cX \to D^*X') = (4.30 \pm 0.58 \pm 0.80)\ \text{nb} \tag{6.10}$$

Der Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Messung des Beauty-Anteils anhand des Netzausgabewertes ergibt, beträgt:

$$\sigma_{vis}^{NN}(ep \to cX \to D^*X') = (4.25 \pm 0.46 \pm 0.84)\ \text{nb} \tag{6.11}$$

Diese Werte stimmen gut miteinander und mit dem von Aroma vorhergesagten Wirkungsquerschnitt von 3.73 nb überein. Der von Cascade berechnete Wirkungsquerschnitt von 5.85 nb liegt deutlich oberhalb der gemessenen Werte, ist aber innerhalb von zwei Standardabweichungen noch mit ihnen verträglich.

Die Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes in nächstführender Ordnung der QCD-Störungsrechnung durch das Programm HVQDIS liefert einen Wert von 3.15 nb. Dies entspricht einem Faktor von etwa 1.35 ± 0.30 zwischen Messung und Theorie, wobei der Fehler des Faktors nur aus dem Fehler der Messung bestimmt wurde. Dies ist in guter Übereinstimmung zu dem Faktor, der von der H1-Kollaboration in [81] für einen sichtbaren Bereich von $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.05 < y < 0.7$, $p_T(D^*) > 1.5$ GeV/c und $|\eta(D^*)| < 1.5$ ermittelt wurde. Dort wurde ein Faktor zwischen 1.21 und 1.64 zur NLO-Rechnung bei entsprechender Variation der Quarkmasse und des Fragmentationsparameters ϵ bestimmt.

6.7 Beauty-Wirkungsquerschnitt

Analog zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Charm-Produktion wird der Wirkungsquerschnitt für Beauty-Produktion zum einen mit der Lebensdauer, zum anderen mit dem Neuronalen Netz bestimmt. Anhand des Wertes von f_b, der aus der Verteilung der D^0-Zerfallszeit ermittelt wurde, wird ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b-Quarks berechnet von:

$$\boxed{\sigma_{vis}^{t(D^0)}(ep \to bX \to D^* X') = (330 \pm 140 \pm 60) \text{ pb}} \tag{6.12}$$

Die alternative Methode, die auf einem Neuronalen Netz basiert, liefert folgenden Wirkungsquerschnitt für den sichtbaren kinematischen Bereich:

$$\boxed{\sigma_{vis}^{NN}(ep \to bX \to D^* X') = (350 \pm 90 \pm 100) \text{ pb}} \tag{6.13}$$

Da sich die Werte von f_b, die mit den beiden Methoden bestimmt wurden, kaum unterscheiden, sind auch die Werte der daraus berechneten Wirkungsquerschnitte praktisch gleich. Der Unterschied in den Methoden zeigt sich in den Fehlern. Die Messung anhand der Lebensdauer hat einen relativ großen statistischen Fehler. Der statistische Fehler kann durch die Hinzunahme weiterer diskriminierender Variablen und deren Kombination mit einem Neuronalen Netz verringert werden. Dies geschieht allerdings auf Kosten eines größeren systematischen Fehlers durch die Abhängigkeit der Verteilungen der hinzugenommenen Variablen vom Monte-Carlo-Modell. Eine quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler ergibt für $\sigma_{vis}^{t(D^0)}$ eine gesamte Unsicherheit von 150 pb und für σ_{vis}^{NN} von 140 pb. Beide Methoden liefern also einen vergleichbaren Messfehler.

Wie bei den in Kapitel 2.7 vorgestellten Messungen liegt auch der in dieser Analyse bestimmte Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b-Quarks oberhalb theoretischer Vorhersagen. Die Monte-Carlo-Programme Aroma und Cascade liefern für den sichtbaren Bereich einen Wirkungsquerschnitt von (55 ± 15) pb bzw. (100 ± 25) pb. Die angegebenen Fehler wurden aus einer Variation der b-Quarkmasse von 4.5 GeV/c^2 bis 5.0 GeV/c^2 und einer Halbierung bzw. Verdopplung der Renormierungs- und Faktorisierungsskala ermittelt. Außerdem ist im Fehler die Unsicherheit von $f(b \to D^*)$ berücksichtigt.

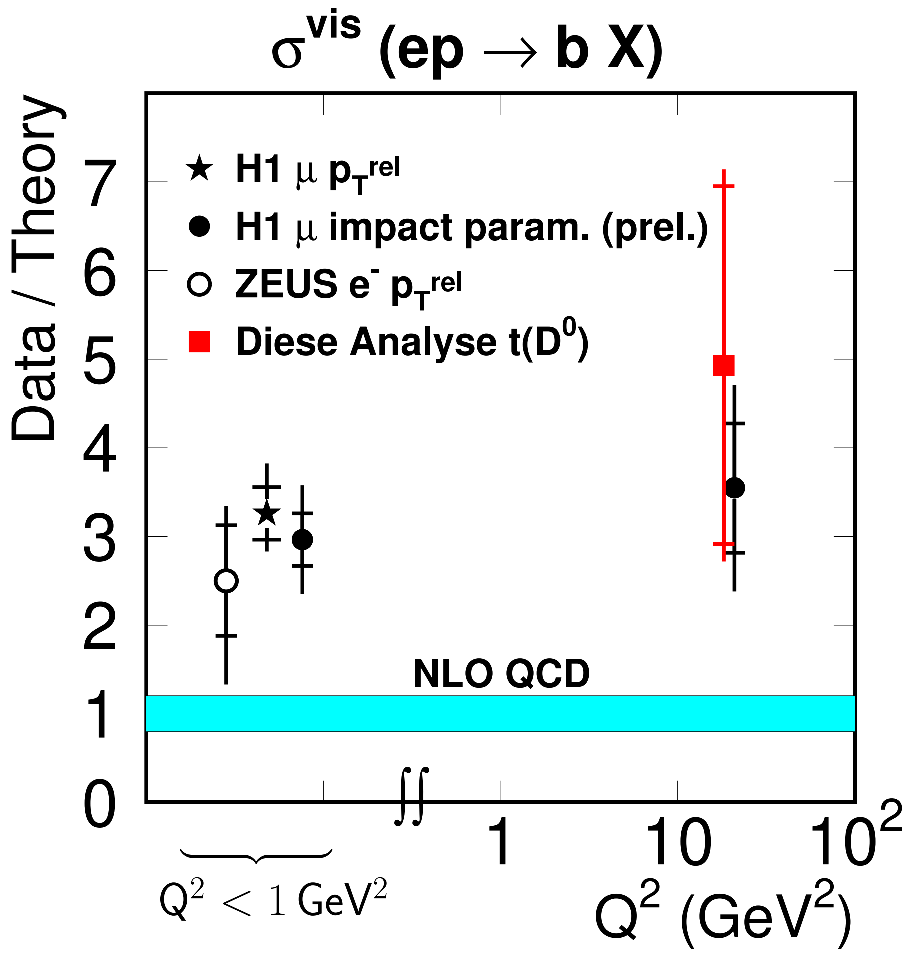


Abbildung 6.8: *Verhältnis der bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von b-Quarks zur theoretischen Vorhersage aufgrund einer NLO-QCD-Störungsrechnung.*

Die Berechnung in nächstführender Ordnung der QCD-Störungsrechnung durch das Programm HVQDIS ergibt einen Wert von (65 ± 15) pb. Auch hier berücksichtigt der Fehler die Unsicherheiten in der b-Quarkmasse, der Skala und der Fragmentation. Damit beträgt der Faktor zwischen Messung und NLO-Rechnung 4.9 ± 2.5 bzw. 5.1 ± 2.3 für die beiden Methoden. Dies stimmt innerhalb der Fehler mit dem Faktor von 3.5 ± 1.3 überein, der von der H1-Kollaboration durch den Nachweis von Myonen aus dem semileptonischen Zerfall von b-Hadronen in dem sichtbaren kinematischen Bereich $2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$, $0.05 < y < 0.7$, $p_T(\mu) > 2$ GeV/c und $35^\circ < \theta(\mu) < 130^\circ$ gemessen wurde [7].

Die Faktoren gegenüber der NLO-Rechnung sind in Abbildung 6.8 für die Messungen bei HERA graphisch dargestellt. In dem Bereich der Photoproduktion gibt es verschiedene Messungen der H1- und der ZEUS-Kollaborationen, die auf dem Nachweis von Leptonen basieren. In diesem kinematischen Bereich wird von H1 ein signifikanter Überschuss in der

Beauty-Produktion gegenüber der theoretischen Vorhersage in NLO-QCD beobachtet. Für den Bereich der tiefunelastischen *ep*-Streuung gab es bisher nur die eine oben erwähnte Messung von H1, die etwa zwei Standardabweichungen oberhalb der Vorhersage liegt. Diese Analyse, die eine andere Ereignissignatur und eine andere Methode verwendet, fügt eine weitgehend unabhängige Messung in diesem kinematischen Bereich hinzu. Die hier vorgestellte Messung alleine kann zwar keinen signifikanten Überschuss an Beauty-Produktion nachweisen, aber in Verbindung mit der bisherigen Messung bestärkt sie die Beobachtung, dass die Berechnungen in nächstführender Ordnung der QCD-Störungsrechnung die Produktion von b-Quarks auch in tiefunelastischer *ep*-Streuung deutlich unterschätzen im Gegensatz dazu, dass Vorhersagen bei größeren Quarkmassen genauer werden sollten.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der hier vorgestellten Analyse wurde eine Messung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion von b-Quarks in tiefunelastischer ep-Streuung durchgeführt. Dabei erfolgte der Nachweis von Beauty-Produktion über die Rekonstruktion eines D^*-Mesons aus dem Zerfall eines b-Hadrons. D^*-Mesonen, die über den Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi \to K\pi\pi$ rekonstruiert wurden, kommen nur in Ereignissen vor, in denen schwere Quarks erzeugt werden. Im Gegensatz zu Analysen, die auf dem Nachweis von Leptonen basieren, gibt es deswegen keinen Untergrund durch uds-Ereignisse. Der Anteil an Ereignissen mit Beauty-Produktion ist aufgrund der größeren Masse und der geringeren Ladung von b-Quarks gegenüber dem Anteil mit Charm-Produktion gering. Deshalb wurde eine Anreicherung von Ereignissen mit b-Quarks vorgenommen, indem die Rekonstruktion von Jets verlangt wurde.

Um den Anteil f_b an Ereignissen mit Beauty-Produktion zu ermitteln, wurde der Zerfallsvertex des D^0-Mesons rekonstruiert, der aufgrund der guten Auflösung des zentralen Silizium-Vertexdetektors vom Produktionsvertex der schweren Quarks separiert werden konnte. Daraus wurde die D^0-Zerfallszeit $t(D^0)$ bestimmt, anhand derer eine Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen durchgeführt werden konnte. Der Wert von $f_b^{t(D^0)} = (21.0 \pm 8.4)$ %, der aus der Anpassung der $t(D^0)$-Verteilung ermittelt wurde, hängt nur wenig vom verwendeten Monte-Carlo-Modell ab, so dass ein systematischer Fehler aufgrund dieses Effektes vernachlässigt werden konnte. Da die Trennung jedoch nur statistisch möglich war, ergab sich ein relativ großer statistischer Fehler für den Beauty-Anteil.

Um den statistischen Fehler zu reduzieren, wurde untersucht, ob die Trennung von Ereignissen mit Charm- und Beauty-Produktion durch zusätzliche Größen verbessert werden kann. Die Verteilungen der betrachteten Größen hängen teilweise stark vom Monte-Carlo-Modell ab. Eine gute Beschreibung durch die Programme Aroma und Cascade wurde für die Spurmultiplizität und die Sphärizität festgestellt. Diese beiden Größen wurden mithilfe eines Neuronalen Netzes mit der Zerfallszeit zu einer Variable kombiniert. Anhand der Verteilung der kombinierten Größe wurde ein Beauty-Anteil von $f_b^{NN} = (21.9 \pm 5.7 \pm 5.0)$ % bestimmt. Durch die Hinzunahme weiterer Variablen kam es zu einer großen Modellabhängigkeit, die durch einen systematischen Fehler berücksichtigt wurde. Der Vorteil des Netzes liegt im kleineren statistischen Fehler, der aufgrund des verbesserten Trennvermögens erzielt wurde.

Die mit beiden Methoden bestimmten Beauty-Anteile wurden verwendet, um den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von c- und b-Quarks im kinematischen Bereich $2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$, $0.05 < y < 0.6$, $p_T(D^*) > 2$ GeV/c und $|\eta(D^*)| < 1.5$ zu ermitteln. Aus den Daten, die mit dem H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichnet wurden und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 77\ \mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen, wurde mit beiden Methoden ein Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion ermittelt, der mit Vorhersagen von Aroma und mit bisherigen Messungen [81] konsistent ist.

Für Beauty-Produktion wurde mit der ersten Methode ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}^{t(D^0)}(ep \to bX \to D^*X') = (330 \pm 140 \pm 60)$ nb und mit der zweiten Methode von $\sigma_{vis}^{NN}(ep \to bX \to D^*X') = (350 \pm 90 \pm 100)$ nb bestimmt. Diese Werte sind um den Faktor 4.9 ± 2.5 bzw. 5.1 ± 2.3 größer als die Vorhersage durch eine theoretische Berechnung in nächstführender Ordnung der QCD-Störungsrechnung. Dies ist konsistent mit dem Ergebnis der bisher einzigen Messung von Beauty-Produktion in tiefunelastischer Streuung bei HERA [7], die einen Faktor von 3.5 ± 1.3 gegenüber der Vorhersage beobachtet. Dies bekräftigt die Vermutung, dass die QCD-Rechnungen in NLO die Beauty-Produktion auch in diesem kinematischen Bereich unterschätzen.

Als Erklärung für diesen Unterschied kann eine statistische Fluktuation in den Daten nicht ausgeschlossen werden. Einen einfachen theoretischen Ansatz, der die Diskrepanz erklärt, scheint es nicht zu geben. Das CCFM-Modell, das die am Tevatron gemessenen Wirkungsquerschnitte für Beauty-Produktion besser beschreibt als NLO-QCD-Rechnungen, liefert auch bei dieser Messung eine etwas bessere Beschreibung. Allerdings ist bei den theoretischen Berechnungen zu berücksichtigen, dass es Unsicherheiten in der Beschreibung der Fragmentation gibt.

Um den Unterschied zwischen Messung und Theorie zu bestätigen oder zu widerlegen, müssen die Fehler der Messung weiter reduziert werden. Dies kann einerseits durch eine Vergrößerung der analysierten Anzahl von Ereignissen erfolgen. Der dadurch verkleinerte statistische Fehler kommt hauptsächlich der ersten Methode zur Bestimmung des Beauty-Anteils anhand der Zerfallszeit zugute. Durch die in den letzten beiden Jahren vorgenommenen Verbesserungen am HERA-Speicherring kann in nächster Zeit mit einer deutlich größeren Luminosität gerechnet werden. Damit stände bis 2006 eine wesentlich größere integrierte Luminosität von etwa $1\ \mathrm{fb}^{-1}$ zur Verfügung.

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der Messung ist die Reduzierung der systematischen Fehler. Beim Einsatz des Neuronalen Netzes entsteht die größte systematische Unsicherheit durch die Wahl des Monte-Carlo-Modells. Eine Verbesserung dieser Modelle bzw. eine Feinabstimmung der Parameter der Modelle kann die Genauigkeit der Messung deutlich erhöhen. Die dominierenden systematischen Fehler bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes aus der Anzahl an Beauty-Ereignissen sind die Unsicherheiten in der Effizienz der D^*-Rekonstruktion und des Schnittes auf die Signifikanz der D^0-Zerfallslänge. Diese Fehler können durch ein besseres Verständnis und eine genauere Simulation von Spurkammer und Silizium-Vertexdetektor verringert werden. Damit und mit der vergrößerten Luminosität könnten in Zukunft differentielle Verteilungen für die Beauty-Produktion und der Beitrag von b-Quarks zur Struktur des Protons F_b^2 gemessen werden.

Anhang A

Fehlerabschätzung bei der Maximum-Likelihood-Methode

In diesem Abschnitt wird die Formel zur Berechnung des Fehlers des Beauty-Anteils f_b hergeleitet, der sich bei einer Anpassung nach der Maximum-Likelihood-Methode ergibt. Die Methode zur Bestimmung des Beauty-Anteils wird in Kapitel 5.1 diskutiert. Der berechnete Fehler wird in Kapitel 5.2.9 zur Beurteilung des Trennvermögens von verschiedenen Variablen verwendet.

Bei einem Beauty-Anteil f_b ergibt sich die erwartete Wahrscheinlichkeitsverteilung p einer Messgröße x aus den vom Monte-Carlo simulierten Verteilungen $N_c(x)$ und $N_b(x)$ für Charm- bzw. Beauty-Ereignisse:

$$p(x|f_b) = N_{bc}(x)/N = (f_b \cdot N_b(x) + (1 - f_b) \cdot N_c(x))/N \tag{A.1}$$

Dabei sind die simulierten Verteilungen auf die Anzahl N der Ereignisse in den Daten normiert:

$$\int N_c(x)dx = \int N_b(x)dx = N \tag{A.2}$$

Die Log-Likelihood-Funktion ist dann für einen Satz von Messwerten x_i folgendermaßen definiert:

$$F(f_b) = -\sum_{i=1}^{N} \ln p(x_i|f_b) = -\sum_{i=1}^{N} \ln(f_b \cdot N_b(x_i) + (1 - f_b) \cdot N_c(x_i)) + N \ln N \tag{A.3}$$

Den Wert des Beauty-Anteils f_b, der die Daten am besten beschreibt, erhält man durch Minimierung der Log-Likelihod-Funktion. Für den Fehler von f_b gilt dann [77]:

$$\sigma_{f_b} = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial f_b^2} \right)^{-1/2} \tag{A.4}$$

Es ist also die zweite Ableitung (Hessematrix) der Log-Likelihod-Funktion zu bestimmen:

$$\frac{\partial F}{\partial f_b} = -\sum_{i=1}^{N} \frac{N_b(x_i) - N_c(x_i)}{f_b \cdot N_b(x_i) + (1 - f_b) \cdot N_c(x_i)}$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial^2 F}{\partial f_b^2} &= \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{N_b(x_i) - N_c(x_i)}{f_b \cdot N_b(x_i) + (1 - f_b) \cdot N_c(x_i)} \right)^2 \\
&= \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{N_b(x_i) - N_c(x_i)}{N_{bc}(x_i)} \right)^2 \qquad \text{(A.5)}
\end{aligned}
$$

Für $N \to \infty$ kann die Summe durch ein Integral ersetzt werden. Dabei ist die Dichte der Messwerte dn/dx gerade durch $Np(x|f_b)$ gegeben, sofern die Datenverteilung von den simulierten Verteilungen beschrieben wird:

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial^2 F}{\partial f_b^2} &= \int \left(\frac{N_b(x) - N_c(x)}{N_{bc}(x)} \right)^2 dn \\
&= \int \left(\frac{N_b(x) - N_c(x)}{N_{bc}(x)} \right)^2 N \frac{N_{bc}(x)}{N}\, dx \\
&= \int \frac{(N_b(x) - N_c(x))^2}{N_{bc}(x)}\, dx \qquad \text{(A.6)}
\end{aligned}
$$

Einsetzen in A.4 ergibt:

$$
\begin{aligned}
\sigma_{f_b} &= \left(\int \frac{(N_b(x) - N_c(x))^2}{N_{bc}(x)}\, dx \right)^{-1/2} \\
&= \left(\int \frac{(N_b(x) - N_c(x))^2}{f_b \cdot N_b(x) + (1 - f_b) \cdot N_c(x)}\, dx \right)^{-1/2} \qquad \text{(A.7)}
\end{aligned}
$$

Damit erhält man eine Gleichung für den Fehler des Beauty-Anteils, in die die Verteilung der Daten nicht eingeht. Bei einem vorgegebenen Wert von f_b und einer vorgegebenen Normierung N, kann σ_{f_b} alleine aus den simulierten Verteilungen bestimmt werden.

Anhang B

Reinheit der Ausgabe eines Neuronalen Netzes

Eine Größe, anhand derer man beurteilen kann, ob das Training eines Neuronalen Netzes erfolgreich war, ist die Reinheit P in Abhängigkeit vom Ausgabewert o. Der erwartete Zusammenhang zwischen P und o wird in diesem Abschnitt hergeleitet.

Wenn ein Neuronales Netz optimal trainiert ist, ist die Fehlerfunktion E minimal. Hier wird für E die Entropie-Fehlerfunktion verwendet:

$$E = -\sum \left[(1-t)\ln(1-o) + t\ln(o)\right] \tag{B.1}$$

Dabei ist o die Ausgabe und t die Sollausgabe. Die Summe läuft über alle Trainings- bzw. Testdaten.

Es werden nun alle Ereignisse betrachtet, deren Netzausgabe in dem Intervall von $o-\Delta o/2$ bis $o+\Delta o/2$ liegen. Die Anzahl der Ereignisse in diesem Interall sei N, davon N_c Charm- und N_b Beauty-Ereignisse. Die Reinheit P in dem Intervall ist also:

$$P = \frac{N_b}{N_b + N_c} = \frac{N_b}{N} \tag{B.2}$$

Daraus ergibt sich als Beitrag ΔE der betrachteten Ereignisse zum Gesamtfehler:

$$\begin{aligned}
\Delta E &= -N_c[(1-0)\cdot\ln(1-o) + 0\cdot\ln(o)] - N_b[(1-1)\cdot\ln(1-o) + 1\cdot\ln(o)] \\
&= -N_c\ln(1-o) - N_b\ln(o) \\
&= -N[(1-P)\ln(1-o) + P\ln(o)]
\end{aligned} \tag{B.3}$$

Der Fehler ist minimal, wenn gilt:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \Delta E}{\partial o} = 0 \\
\Rightarrow\quad & -N\left[\frac{1-P}{1-o} - \frac{P}{o}\right] = 0 \\
\Rightarrow\quad & o - Po - P + Po = 0 \\
\Rightarrow\quad & P = o
\end{aligned} \tag{B.4}$$

Bei einem optimal trainierten Neuronalen Netz ist demnach

$$P(o) = o \tag{B.5}$$

Vergleicht man diesen erwarteten Verlauf von P mit der Reinheit, die man für die Trainings- und die Testdaten erhält, kann man abschätzen, wie gut das Netz traininert wurde.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] F. Abe *et al.* (CDF-Kollaboration), *Inclusive J/ψ, $\psi(2S)$ and b Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3704–3708.

[2] F. Abe *et al.* (CDF-Kollaboration), *J/ψ and $\psi(2S)$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 572–577.

[3] S. Abachi *et al.* (D0-Kollaboration), *Inclusive μ and B Quark Production Cross-Sections in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3548–3552.

[4] S. Abachi *et al.* (D0-Kollaboration), *J/Ψ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, Phys. Lett. **B370** (1996) 239–248.

[5] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Measurement of Open Beauty Production at HERA*, Phys. Lett. **B467** (1999) 156–164, `hep-ex/9909029`.

[6] J. Breitweg *et al.* (ZEUS-Kollaboration), *Measurement of Open Beauty Production in Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C18** (2001) 625–637, `hep-ex/0011081`.

[7] F. Sefkow (H1-Kollaboration), *Heavy Quark Production in Deep-Inelastic Scattering* `hep-ex/0110036`.

[8] M. Acciarri *et al.* (L3-Kollaboration), *Measurements of the Cross Sections for Open Charm and Beauty Production in $\gamma\gamma$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 189 - 202 GeV*, Phys. Lett. **B503** (2001) 10–20, `hep-ex/0011070`.

[9] A. Csilling (OPAL-Kollaboration), *Charm and Bottom Production in Two-Photon Collisions with OPAL* `hep-ex/0010060`.

[10] 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.

[11] 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.

[12] C. G. Callan und D. J. Gross, *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156–159.

[13] J. D. Bjorken, *Inequality for backward Electron-Nucleon and Muon-Nucleon Scattering at High Momentum Transfer*, Phys. Rev. **163** (1967) 1767–1769.

[14] G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298–318.

[15] S. Aid *et al.* (H1-Kollaboration), *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F2(x,Q2) at HERA*, Nucl. Phys. **B470** (1996) 3–40, `hep-ex/9603004`.

[16] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Forward Jet and Particle Production at HERA*, Nucl. Phys. **B538** (1999) 3–22, `hep-ex/9809028`.

[17] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov und V. S. Fadin, *The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories*, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199–204.

[18] I. I. Balitsky und L. N. Lipatov, *The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822–829.

[19] M. Ciafaloni, *Coherence Effects in Initial Jets at Small Q^2/s*, Nucl. Phys. **B296** (1988) 49.

[20] S. Catani, F. Fiorani und G. Marchesini, *QCD Coherence in Initial State Radiation*, Phys. Lett. **B234** (1990) 339.

[21] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, *Heavy-Quark production*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **15** (1998) 609–706, `hep-ph/9702287`.

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

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

[24] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. Zerwas, *Scaling Violations in Inclusive e+ e- Annihilation Spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[25] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983) 31.

[26] K. Ackerstaff *et al.* (OPAL-Kollaboration), *Measurement of $f(c \to D^{*+}X)$, $f(b \to D^{*+}X)$ and $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ Using $D^{*\pm}$-Mesons*, Eur. Phys. J. **C1** (1998) 439–459, `hep-ex/9708021`.

[27] R. Barate *et al.* (ALEPH-Kollaboration), *Study of Charm Production in Z Decays*, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 597–611, `hep-ex/9909032`.

[28] P. Abreu *et al.* (DELPHI), *Determination of $P(c \to D{*}{+})$ and $BR(c \to l^+)$ at LEP1*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 209–224.

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

[30] D. E. Groom *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle Physics*, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1–878.

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

[32] T. Sjöstrand, *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74–90.

[33] H. L. Lai *et al.* (CTEQ), *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375–392, `hep-ph/9903282`.

[34] H. Jung, *The CCFM Monte Carlo generator CASCADE*, Comput. Phys. Commun. **143** (2002) 100–111, `hep-ph/0109102`.

[35] B. W. Harris und J. Smith, *Charm Quark and* $D^{*\pm}$ *Cross Sections in Deeply Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Rev. **D57** (1998) 2806–2812, `hep-ph/9706334`.

[36] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Dynamical Parton Distributions Revisited*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 461–470, `hep-ph/9806404`.

[37] H1-Kollaboration, *Silicon Tracker Home Page*, URL `http://www-h1.desy.de/h1det/tracker/sitracker/poster.html`.

[38] H1-Kollaboration, *H1 Track Detectors*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/tracker/`.

[39] H1-Kollaboration, *Liquid Argon Calorimeter Homepage*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/calo/lar/lar.html`.

[40] H1-Kollaboration, *SpaCal Homepage*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/calo/spacal/`.

[41] H1-Kollaboration, *The Central Muon Detector of H1*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/muon/c_muon/digmuhome.html`.

[42] H1-Kollaboration, *The H1 Forward Muon Detector*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/muon/f_muon/index.html`.

[43] H1-Kollaboration, *H1 Luminosity Information*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/`.

[44] I. Abt *et al.* (H1-Kollaboration), *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 310–347.

[45] I. Abt *et al.* (H1-Kollaboration), *The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of the H1 Experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 348–396.

[46] H1-Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/list.html`.

[47] J. Steinhart, *Die Messung des totalen* $c\bar{c}$*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von* Λ_c*-Baryonen unter Verwendung der verbesserten* dE/dx*-Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, April 1999.

[48] D. Pitzl *et al.*, *The H1 Silicon Vertex Detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A454** (2000) 334–349, `hep-ex/0002044`.

[49] R. D. Appuhn *et al.* (H1-SPACAL-Gruppe), *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 397–408.

[50] T. Kuhr und M. Kausch, *CSPRIM - Primary vertex determination using CST measurements*, URL https://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/itracker/isitracker/icst/reconstruction/csprim/csprim.ps.

[51] O. Behnke *et al.*, *H1 track bank scheme 2000*, URL https://www-h1.desy.de/idet/itracker/isitracker/icst/reconstruction/h1_future_track_banks/draft1.1.ps.gz.

[52] O. Behnke und T. Kuhr, *Advancement of the H1 track bank scheme 2000*, URL https://www-h1.desy.de/idet/itracker/isitracker/icst/reconstruction/h1_future_track_banks/advancement.ps.gz.

[53] O. Behnke und T. Kuhr, *Repro track banks on DST - A user guide*, URL http://www-h1.desy.de/idet/itracker/itracktaskforce/idocu/reprodst.ps.

[54] V. Blobel, *Fortran Package of Input/Output, FPACK Manual V1.00/00*, 1991, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/fpack/fpack.v10000.manuals.html.

[55] V. Blobel, *The BOS System - Bank Object System*, 2001, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/BOS.ps.

[56] H. Albrech, M. Erdmann und P. Schleper, *PHAN - an H1 physics analysis package*, 1997, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1phan.1.txt.

[57] A. S. G. CERN, *HBOOK, Reference Manual, Version 4.22*, 1994, URL http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/hbook_html3/hboomain.html.

[58] I. Strauch, *Anwendung Objektorientierter Methoden der Datenanalyse auf Endzustände mit Jets im H1-Detektor*, Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, März 2001.

[59] C. Information Technology Division, *PAW, Physics Analysis Workstation, User's Guide*, 1999, URL http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/psdir/paw.ps.gz.

[60] C. Application Software Group, *KUIP, Kit for a User Interface Package, Version 2.05*, 1993, URL http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/psdir/kuip.ps.gz.

[61] V. Blobel, *LOOK - A Program System for Data Analysis*, 1990, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/look/home.html.

[62] U. Berthon *et al.*, *H1LOOK - The H1 Event Display*, 2000, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1ed/man.ps.gz.

[63] R. Brun, F. Rademaker, S. Panacek *et al.*, *ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, Users Guide 3.02b*, 2002, URL ftp://root.cern.ch/root/Users_Guide_3_2b.pdf.

[64] U. Berthon und M. Cerutti, *h1red*, 2002, URL https://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1red/.

[65] P. Cederqvist *et al.*, *Version Management with CVS*, 1993, URL http://www.cvshome.org/docs/manual/.

[66] M. Brun, R. Brun und F. Rademaker, *A Source Code Management System, CMZ, User's Guide & Reference Manual*, 1998, URL `http://wwwinfo.cern.ch/cmz/doc/cmz.ps.gz`.

[67] A. Meyer *et al.*, *C++ Programming Guidelines*, URL `https://www-h1.desy.de/icas/oop/cxx_programming_guidelines.html`.

[68] D. Hoffmann, *Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor*, Dissertation, Universität Hamburg, Juli 2000.

[69] V. Boudry *et al.*, *The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL: Design and CERN-Test Results*, H1 internal note, März 1995, `H1-03/95-430`.

[70] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger*, H1 internal note, Mai 1996, `H1-05/96-479`.

[71] J. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers*, H1 internal note, Januar 1995, `H1-01/95-419`.

[72] J. Marks, *QESCAT - e identification software in H1PHAN*, URL `http://www-h1.desy.de/~marks/electron/phan_e_finder.html`.

[73] J. Marks, *HFS*, URL `http://www-h1.desy.de/~marks/hfs/hfs.html`.

[74] J. Steinhart und H. B. Bröker, *DDXMOD - The official H1 Webpage*, URL `http://www-h1.desy.de/icas/Ddxmod/ddxmod_h1/ddxmod.html`.

[75] S. Ellis und D. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions*, Phys. Rev. **D48** (1993) 3160–3166, `hep-ph/9305266`.

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

[77] V. Blobel und E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner, Stuttgart/Leipzig, 1998.

[78] M. Feindt, *Persönliche Mitteilung*, 2001.

[79] A. Scherer, *Neuronale Netze - Grundlagen und Anwendungen*, Vieweg, 1997.

[80] C. Peterson, T. Rögnvaldsson und L. Lönnblad, *JETNET 3.0: A Versatile Artificial Neural Network Package*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 185–220.

[81] C. Adloff *et al.* (H1-Kollaboration), *Measurement of $D^{*\pm}$ Meson Production and F_2^c in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B528** (2002) 199–214, `hep-ex/0108039`.

[82] A. Arbuzov *et al.*, *HECTOR 1.00 - A Program for the Calculation of QED, QCD and Electroweak Corrections to ep and $l^{\pm}N$ Deep Inelastic Neutral and Charged Current Scattering*, Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 128–184, `hep-ph/9511434`.

[83] S. Hengstmann, *A Measurement of Diffractive Charm Production at HERA*, Dissertation, Universität Zürich, 2000.

[84] P. Thompson, *Open Charm Production in Inclusive and Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA*, Dissertation, University of Birmingham, Juni 1999.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die mich bei der Analyse der Daten, beim Verfassen dieser Arbeit oder in sonstiger Weise unterstützt haben, herzlich bedanken. An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Volker Blobel für seine jahrelange wohlwollende Betreuung, viele entscheidende Anregungen und die Begutachtung der Arbeit. Für die Übernahme des zweiten Gutachtens bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Robert Klanner. Frau Dr. Beate Naroska danke ich für die Bereitschaft zur Begutachtung der Disputation.

Herrn Dr. Ralf Gerhards danke ich für die Unterstützung bei der Analyse und das Korrekturlesen der Arbeit. Bei Herrn Dr. Olaf Behnke möchte ich mich für wesentliche Verbesserungsvorschläge und die gute Zusammenarbeit beim Erstellen von CST-Rekonstruktionssoftware bedanken. Dank für zahlreiche Anregungen gilt auch Herrn Dr. Felix Sefkow. Dem H1OO-Team unter der Leitung von Herrn Dr. Andreas Meyer danke ich für die Möglichkeit, bei diesem interessanten Projekt mitwirken und meine Kenntnisse der Softwareentwicklung vertiefen zu können. Bei der H1-Kollaboration bedanke ich mich für die Bereitstellung der Daten, die diese Analyse erst ermöglicht haben.

Außerdem möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit beim Prozessieren der Daten und die freudliche Atmosphäre in unserem Büro bei "D^* International and Friends" (Bengt, Dirk, Gero, Ingo, Jeannine, Martin, Stefan) bedanken. Für die Unterstützung in allen Lebenslagen danke ich meinen Eltern. Ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin Jeannine für viele hilfreiche Hinweise zur Verbesserung der Arbeit, die geduldige und ermutigende Unterstützung sowie die oft willkommene und nötige Ablenkung von der Physik.